

大型磁場閉じ込めD-T核融合実験のための
新型中性子検出器の開発

金子 純 一

①

大型磁場閉じ込めDT核融合実験のための 新型中性子検出器の開発

Development of New Neutron Detectors
for Large Magnetically Confined DT Fusion Experiments

指導教官

中沢正治 教授
井口哲夫 助教授

東京大学大学院工学系研究科システム量子工学専攻
博士課程 17125

金子純一

1994年 3月

目次

1 はじめに

1.1 核融合研究の現状とプラズマ診断	2
1.2 中性子プラズマ診断系	2
1.2.1 中性子生成量計測	
1.2.1.1 総発生量計測	
1.2.1.2 時間分布発生量計測	
1.2.2 中性子エネルギースペクトル計測	
1.2.3 中性子発生量プロファイル計測	
1.3 研究の目的	13
参考文献	

2 14MeV中性子エネルギースペクトロメータの開発

2.1 プラズマイオン温度測定の実理	18
2.2 中性子検出器に対する要求性能	20
2.3 測定方法の検討	21
2.3.1 反跳陽子テレスコプ法	
2.3.2 エネルギー補償型と共役粒子飛行時間型 中性子エネルギースペクトロメータ	
2.4 細径多孔反跳陽子コリメータ付き 中性子エネルギースペクトロメータの概念設計	26
2.4.1 細径多孔反跳陽子コリメータ付き 中性子エネルギースペクトロメータ	
2.4.2 設計手順	
2.4.3 中性子検出器の設計	
2.4.4 S/N比と検出器寿命の検討	
2.4.5 設計結果	

2.5	細径多孔反跳陽子コリメータ付き 中性子エネルギー spektrometer の検証実験	34
2.5.1	14MeV単色中性子源を用いた実験	
2.5.1.1	検出器と実験体系	
2.5.1.2	実験結果	
2.5.2	核分裂炉を用いた実験	
2.5.2.1	実験体系	
2.5.2.2	実験結果	
2.6	第2章の結論	53
	参考文献	

3 14MeV中性子発生プロファイルモニター用検出器の開発

3.1	中性子発生プロファイル計測の測定原理と問題点	59
3.1.1	中性子発生プロファイル計測の測定原理	
3.1.2	中性子発生プロファイルモニターのハードウェア	
3.1.3	CTによる中性子発生密度分布再構成	
3.1.3.1	ブラズマCT	
3.1.3.2	コーマック法	
3.1.3.3	画像再構成手法から見た 中性子発生プロファイルモニターの問題点	
3.2	中性子指向性検出器と測定原理	64
3.2.1	壁効果方式	
3.2.2	反跳陽子コリメータ方式	
3.3	中性子指向性検出器の測定原理	66
3.3.1	プラスチックシンチレーティングファイバー	
3.3.2	応答関数計算と検出器の最適化	
3.3.3	応答関数測定実験	
3.3.3.1	検出器と実験体系	
3.3.3.2	実験結果	
3.3.4	考察	
3.4	反跳陽子コリメータを用いた検出器	76
3.4.1	応答関数計算	
3.4.2	14MeV単色中性子源を用いた応答関数測定実験	
3.4.2.1	検出器と実験体系	

3.4.2.2	実験結果	
3.4.3	核分裂炉を用いた応答関数測定実験	
3.4.3.1	検出器と実験体系	
3.4.3.2	実験結果	

3.5	第3章の結論	87
-----	--------	----

参考文献

4	結論	93
---	----	----

謝辞

第1章 はじめに

- 1 核融合研究の現状とプラズマ診断
- 2 中性子プラズマ診断系
- 3 研究の目的

本章では、現在の大型磁場閉じ込め核融合研究の状況と今後の方向を把握し、中性子プラズマ診断系の特徴について述べる。さらに中性子プラズマ診断系について基礎的な検討を行い、DT燃焼実験を対象とした場合の問題点を明らかにし、本研究の出発点とする。

1.1 核融合研究の現状と中性子プラズマ診断

現在の核融合研究は大型磁場閉じ込め装置におけるDDプラズマ実験から、いよいよDT燃焼実験が本格化する時期に入ろうとしている。一昨年のJETにおける予備的なDT燃焼実験に続き^{1,2}、TFTRでも同様の実験が行われようとしている。これらの実験は実機でのDT燃焼とトリチウムのハンドリングに関する経験を積み、次にひかえる本格的なDT燃焼実験に備える目的で行われたものである。また日・米・欧・露の国際協力下で進められる国際熱核融合実験炉（ITER）計画も、現在概念設計研究が終了し、工学設計研究が進められている。この計画ではDT燃焼下におけるブレイクイーブンの突破のみならず、自己点火による連続運転をその最終目標としている。

磁場閉じ込めプラズマはたくさんのパラメータを持ち、どのような核融合実験においてもそれらを把握・決定するための優れたプラズマ診断技術が不可欠となる。表1-1はITER概念設計活動で検討されたプラズマ診断技術とその測定目的となるプラズマパラメータである³。これらのプラズマ診断系から得られた情報は、エネルギー収支、プラズマ閉じ込め、プラズマ安定性、プラズマ中不純物などの物理・工学研究に用いられ、核融合研究の進歩に大きく寄与している。

先に述べた大型装置や核融合実験炉でのDT燃焼実験では、プラズマ密度・温度が大きくあがり、これまでのDDプラズマ実験とは桁違いの中性子や α 粒子が核融合反応によって発生する。そこで、これまで以上に核融合反応生成物の直接測定が重要な位置をしめるようになる。特に核融合反応生成中性子の測定に基づく受動的なプラズマ診断手法は、中性子の高い透過性から、実験装置・炉への近接性もよく、プラズマに外乱を与えることなく核融合過程の情報を得ることが出来る。またプラズマの高温・高密度化に伴ってより有利になる測定法であることから、商用核融合炉の実現に至るまで適用可能なプラズマ診断法として期待されている。

1.2 中性子プラズマ診断系

核融合反応の結果生じた中性子は、ほとんどプラズマと相互作用を起こすことなくプラズマ外に飛び出す。さらに一部は炉壁などの構造物との相互作用をまったく行わず、核融合反応に関する情報を持ったまま炉外に漏洩する。それらの中性子を炉外に設置した中性子検出器群で測定することにより、炉心に外乱を与えることなく核反応率、核融合出力やイオン温

表1-1 ITERで検討されたプラズマ診断系(文献3より)

Plasma parameter	Candidate diagnostics	Comments
1) Plasma current	Magnetics	Need to develop methods of measuring steady-state fields
2) Plasma position and shape	Magnetics Neutron camera	See above Accuracy needs confirmation
3) $q(r)$ (current density)	Magnetics <i>Motional Stark effect†</i> Faraday rotation	See above Needs diagnostic neutral beam Severe access limitations
4) Electron density	Reflectometry Interferometry Thomson scattering Reflectometry	Needs R&D to demonstrate feasibility Line-averaged; limited chord number $n_e(r)$; limited time points $n_e(r)$; density fluctuations are issues
5) Ion/electron temperature	Neutron spectrometry <i>Neural particle analysis†</i> <i>CHERS</i> Thomson scattering ECE	Core plasma ($r < 2a/3$) at DT phase Plasma periphery; needs diagnostic neutral beam Needs diagnostic neutral beam and radiation resistant optics $T_e(r)$ profile; limited time points Suitable for T_e . Issues: harmonic overlap and supra-thermal emission
6) D/T density	<i>Neural particle analysis†</i> Neutron spectrometry <i>Visible spectroscopy</i>	Edge plasma; improves with neutral beam Core plasma; issue: S/N for DD neutrons Edge plasma; needs radiation resistant optics
7) Fusion power	Neutron yield monitor	Calibration methods need further development
8) Confined α -particles	Collective Thomson scattering <i>CHERS</i> <i>Neural particle analysis†</i>	Needs validation on existing tokamaks and development of 1.5 THz radiation source Needs diagnostic neutral beam Needs diagnostic neutral beam
9) Escaping α -particles	γ -spectroscopy Thermocouples Faraday cups Bolometers	Needs R&D to demonstrate feasibility Slow response time Needs R&D to demonstrate feasibility Needs R&D to demonstrate feasibility
10) Divertor plasma	<i>Visible spectroscopy</i> <i>Laser induced fluorescence</i> <i>Langmuir probes</i> Reflectometry	Needs radiation resistant optics Needs R&D to demonstrate feasibility Severe erosion problems Complicated plasma geometry
11) Erosion rate	<i>Visible spectroscopy</i> <i>Tile markers</i>	See above Needs R&D to demonstrate feasibility
12) Heat loads	Thermocouples IR/visible imaging camera (for first wall) IR thermometer (for divertor view)	Slow response time Needs radiation resistant optics; access limitations Needs radiation resistant optics; severe access limitations
13) Helium concentration	<i>CHERS/NPA</i> Residual gas analyzers	Needs dedicated neutral beam Relation to He density in the plasma is uncertain
14) Radiative loss	Bolometers	Limited access; low S/N ratio
15) Impurity content	<i>VUV spectroscopy</i> <i>X-ray spectroscopy</i> <i>Visible spectroscopy</i>	For divertor view; access problematic Issue: radiation hardening of crystals Needs radiation resistant optics
16) Runaway electrons	ECE X-ray monitor	Suitable in principle; needs validation Analysis of likely capability is required
17) Disruption precursors	Magnetics ECE Neutron camera	Possible but not universal T_e fluctuations; uncertain $n_e T_e$ fluctuations; uncertain
18) Edge localized modes (ELMs)	Bolometers DCT-light monitor Reflectometry <i>Langmuir probes</i> Magnetic probes	Radiation increase; not universal Needs radiation resistant optics Suitable in principle; needs validation Severe erosion problems Need probes with good time response

† Diagnostics shown in *italics* are additional ones for the physics phase

度などの情報を得るのが中性子プラズマ診断系である。

中性子プラズマ診断系は他のプラズマ診断手法と比べ、その近接性の良さから比較的簡単に測定を行いデータを取得可能であると考えられがちだが、得られたデータからプラズマ診断としての解析を行うことはかならずしも容易ではないことが多い。これは多くの場合、中性子検出の精度や、検出系に課せられた測定位置などの物理的制限などに起因するものである。従って十分な精度でプラズマ診断を行うためには、中性子検出器が目的に合った十分な測定精度を持つことのみならず、測定系全体としての最適化が必要になる。

中性子検出器についても、測定環境などいろいろな制限から使用できる検出器は限られたものとなることが多い。まず中性子計測系を含めた全てのプラズマ計測では、

- ・ 強磁場の存在
- ・ 高レベルなX線、 γ 線、散乱中性子の存在
- ・ 電磁波による干渉
- ・ 機械的振動・音響ノイズの存在
- ・ 中性子照射損傷

といった環境下で測定を行う必要がある。またプラズマの高温・高密度化と閉じ込め性能の向上によって、中性子の発生時間は徐々に長くなるものの、プラズマの挙動を把握するためにより高い時間分解能が要求される場合も多い。

測定系としての最適化については、核融合炉自体の構造や他の測定系との関係から生じる空間的な制約などの条件が重要になる。実験炉クラスの炉では物理的な研究課題も多く、他の測定系との競合が予想されるため、必要な性能を満たしながら出来るだけ小型化する必要

表1-2 中性子プラズマ診断系の候補

測定系	中性子生成量計測		中性子エネルギー スペクトル計測	中性子発生 プロファイルモニター
	放射化法	核分裂電離箱		
測定量	Y 絶対	Y(t) 相対	Y(E,r,t) 相対	Y(r,t) 絶対
目的				
出力制御	Y	Y(t)	Ti(z,t)	Y(r,t)
燃焼制御	-	Y(t)		Y(r,t)
加熱効率 (RF,NBI)	-	-		$\alpha(r,t)$

Y: 中性子生成量、 α : α 粒子生成率、 T_i : イオン温度

がある。しかし核融合実験炉への適用を前提とした場合でも、ITERのように概念設計と工学設計の内容が大きく異なる例も有り（1993年12月現在）、設計動向を見ながら測定系の最適化を行っていくが必要になる。

表1-2に示すように、中性子プラズマ診断系は中性子発生量計測、中性子エネルギーベクトル計測、中性子発生プロファイル計測の3つに大きく分けることができる。この節ではそれぞれの計測系ごとの目的と概略、さらに使用される中性子検出器について述べる。またそれらの検出器を核融合実験炉などの大型装置でのDT実験に適用する場合の問題点についても述べる。

1.2.1 中性子生成量計測

1.2.1.1 総生成量計測

中性子総生成量計測では、核融合実験における最重要プラズマパラメータである核反応率 R や出力パワーと入力パワーの比である Q を直接求める。この測定系には放射化法を用いて放電1ショット当たりの中性子総生成量の絶対測定を行うものと、核分裂電離箱等によって行った中性子生成量時間分布測定結果を積分して相対的な中性子総生成量を得る2つの方法がある。ここでは放射化法について述べ、後者については1.2.1.2で述べる。

放射化法は中性子測定法としてすでに確立された手法であり、非常に高い信頼性をもつ。

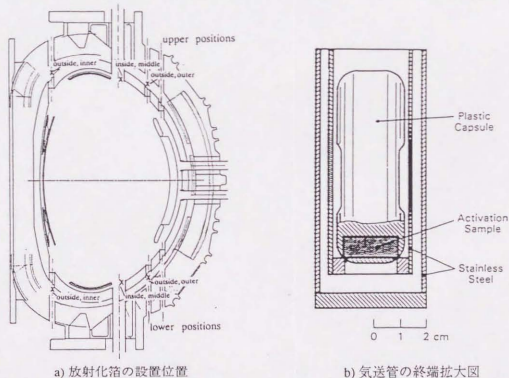


図1-1 JETにおける気送管を用いた放射化箔測定システム（文献4、5、6より）

一般には金属箔を中性子場で照射することにより放射化し、その放射化量と核データをもとに中性子フルーエンスを求めるものである。箔の他に、ガスや液体を用いた例も報告されている。プラズマ近傍に照射用サンプルを置くだけの非常に簡単な積分型計測法であり、実時間測定を行うことは出来ないが、放電とは独立して測定を行うため γ 線、電磁ノイズ、放射線損傷等の影響をほとんど受けない。DT反応にたいして8%の測定精度が可能であるとの報告⁴もあり、他の中性子計測系の校正基準とすることが出来る。

DTプラズマ測定用としては分析感度の良い比較的短半減期のものとして、 $^{27}\text{Al}(n,p)$ 、 $^{63}\text{Cu}(n,2n)$ 、 $^{58}\text{Ni}(n,2n)$ 反応等の利用が考えられている。この他に $^{238}\text{U}(n,f)$ 、 $^{232}\text{Th}(n,f)$ 反応による遅発中性子を測定するものもある⁵。図1-1に示すように気送管によってカプセルに入れた放射化箔をプラズマ近傍まで送ると共に迅速な回収を行い、半自動的に分析を行えるシステムも存在する⁶。実験炉クラスのDT燃焼実験に使用する場合の問題点としては、検出感度及びダイナミックレンジの点から、中性子源(RI、小型加速器)を用いた実機における校正の困難さがあげられる。

この他に、放射化法と同様の特長を持つものとして ^6Li を使った熱蛍光線量計(TLD)や、CR-39のような固体飛程検出器も使用されている。

1.2.1.2 中性子生成量時間分布計測

中性子生成量の時間分布計測は、中性子の発生が核融合反応を直接示ものであることから、核融合反応出力モニターであると同時に核融合プラズマの安定性を診断する上でも重要な測定項目である。

最も一般的な方法として、 ^{235}U 核分裂電離箱を使用したものがあげられる。この検出器は核分裂炉の核計装技術としてすでに確立されたもので、非常に高い信頼性を持ち、現在3大トカマクでも中性子生成量時間分布測定用に使用されている。図1-2に示すように、 γ 線による影響を除くため遮蔽材として鉛で検出器の周囲を取り囲み、さらに高速中性子に対する検出感度を向上するためにポリエチレンなどの減速材をまくことが多い^{7,8}。また高速中性子のみを計測するために ^{238}U 核分裂電離箱を併用することもある。測定モードとしては、パルス計測モードの他に、電流計測モード、キャンベル計測モードがある。ダイナミックレンジとしてはパルス・キャンベル両モー

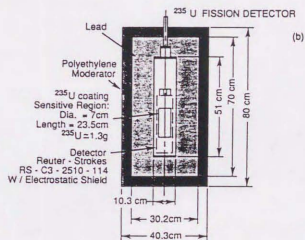
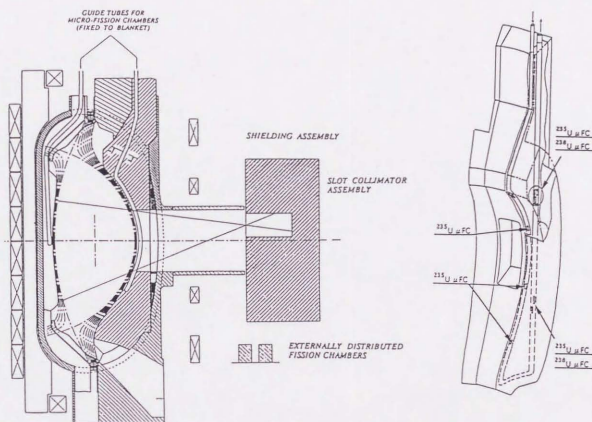
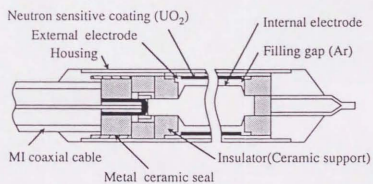


図1-2 TFTRの ^{235}U 核分裂電離箱
(文献8より)



a) マイクロフィッションチェンバーと
スロットコリメータ電離箱

b) マイクロフィッションチェンバー配置



c) マイクロフィッションチェンバー(検出器部拡大)

図1-3 ITERにおける中性子生成量時間分布測定系予想図
(文献9より)

ドの併用によって10桁程度、時間分解能として数msec以下の確保が可能となる。問題点としては、測定系に対する電磁ノイズの影響、検出器等に対する放射線損傷等があげられる。さらに放射化法と共通の問題点として、核融合実験炉においては中性子強度が非常に大きくなるため、中性子源を用いた実機校正が困難であり、計算による応答関数の評価精度の向上が必要とされる。

ITERを適用対象としてさらに一歩踏込んだ測定技術に、図1-3に示す μ フィッションチェンバー⁹とスロットコリメータ方式電離箱³と呼ばれるものがある。両者は共に核分裂電離箱によって中性子生成量時間分布計測を行うものである。 μ フィッションチェンバーは先に述べた放射化箱の代わりに、非常に小型の核分裂電離箱を第一壁近傍に置き、中性子生成量時間分布を測定するものである。またスロットコリメータ方式電離箱は、プラズマを直接見込むスロット状の中性子・ γ 線遮蔽体で電離箱を囲み、高速中性子のみを測定する方法である。共に現在研究が継続されている。

1.2.2 中性子エネルギースペクトル計測

中性子エネルギースペクトル計測の目的は、プラズマ中で発生した中性子のエネルギースペクトルからイオン温度を決定することにある。DT核融合実験を行う場合、中性子はDT核融合反応ばかりでなくDD反応や、プラズマ中の不純物イオンとの反応、プラズマディスラプション時の逃走電子と第一壁物質との相互作用（光中性子）によっても発生する。ここではイオン温度の測定が目的であることから、DT核反応によって生じた中性子のみを測定対象として限定する。ただしその他の生成過程で生じた中性子の測定も、イオン温度以外のプラズマパラメータの把握に役立つ場合があることに触れておく。またDT核融合反応生成中性子にも、測定時のプラズマ加熱状態により測定上決定的な違いがあり、オーム加熱時のイオン温度測定が中性子エネルギースペクトル計測の一般的な目的となる。この点に関しては2.1で詳しく述べるが、中性粒子入射加熱（NBI）、イオンサイクロロン周波数帯加熱（ICRF）時のようにプラズマイオンが非マクスウエル分布を持つ場合には、オーム加熱時と同じ方法を直接使用することは出来ない。

約2.4MeVのエネルギーを持つ中性子が発生するDDプラズマ実験においては、オーム加熱時には簡便かつ高エネルギー分解能を持つ³He電離箱^{10,11}があり、NBI加熱時には荷電粒子交換スペクトロスコーピー法（CXRS）¹²と呼ばれる優れたイオン温度測定技術が存在する。しかし測定対象としてDT燃焼実験を想定した場合、前者は核反応として³He(n,p)T反応を利用しているために、14MeV領域では中性子と³Heの弾性散乱反応断面積との関係から現実的には使用することが出来ない。また後者も耐放射線性能が十分でないことから直接適用することは難しい。

中性子エネルギースペクトル計測においては、中性子検出器に対して非常に厳しいエネルギー分解能が要求される。14MeV中性子の測定方法としては、大きく分けて飛行時間法、荷

電粒子放出反応測定法、反跳陽子法の3つがある。

飛行時間法は、プラズマに対して前方に置かれたラジエータ（一般には有機シンチレータ）中で (n, p) 弾性散乱反応を起こし、反応によって生じた反跳陽子による信号をスタート信号とする。さらに同じ反応によって散乱された中性子を後方に位置する検出器（シンチレータ）で測定し、ストップ信号とすることによって散乱中性子の飛行時間を決定する。この散乱中性子の飛行時間と散乱角度、検出器間距離とから入射中性子のエネルギーが決定される。この方法は加速器などでは最も一般的かつ非常に信頼性の高い方法であるが、核融合

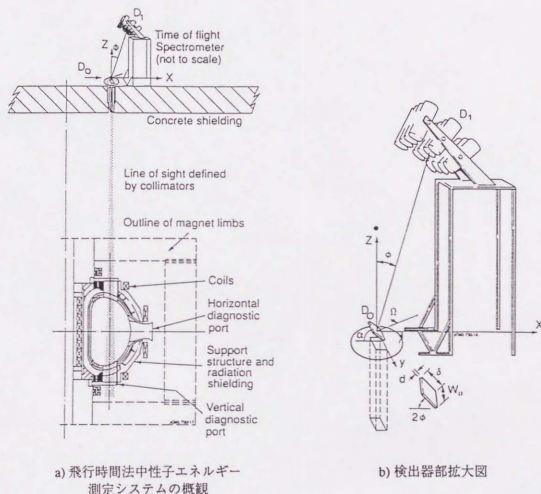


図1-4 JETの飛行時間法中性子エネルギー測定システム（文献13より）

プラズマへの応用ではスタート・ストップの同期を取ることが難しく、プラズマ診断にはあまり向かないと考えられていた。しかしJET研などにおける勢力的な研究の結果^{13, 14, 15, 16}、散乱中性子の測定タイミングをトリガーにする等の測定技術の改善によって、高エネルギー分解能を備えた信頼性の高いシステムとして長足の進歩を遂げた（図1-4参照）。一般的に長寿命のプラズマに対する測定に適しており、他の中性子エネルギー spektrometer と比

較してもかなり大型でやや複雑なシステムとなる。また中性子フラックスの最大値が制限されると言った制約がある。核融合実験炉においては前方検出器の中性子照射損傷が問題となる。

荷電粒子放出反応測定法としては、サンドイッチ検出器によるものと $^{28}\text{Si}(\text{n}, \text{p})^{28}\text{Al}$ 反応を用いたSi半導体検出器を使用するもの¹⁷⁾の2通りがある。前者は高圧の ^3He ガスもしくは薄い ^6Li 層を2個のSi半導体検出器で挟んだもので、 $^3\text{He}(\text{n}, \text{p})$ 、 $^6\text{Li}(\text{n}, \text{x})$ 反応によって放出される荷電粒子を両側のSi半導体検出器で測定し、コインシデンスを取ることによって、中性子エネルギーの計測を行なうことが出来る。 ^3He ガスを用いた場合、非常に高圧の(50気圧程度)ガスを使用することで、 (n, p) 反応断面積を (n, n) 弾性散乱反応断面積に比べて大きくすることが可能となり、DT反応中性子の測定が可能となる。しかしながら、両検出器に共通する致命的欠陥として、半導体検出器の中性子照射損傷による劣化が避けられず、核融合実験炉への適用は不可能である。ただし $^{28}\text{Si}(\text{n}, \text{p})^{28}\text{Al}$ 反応を用いたSi半導体検出器は非常に高いエネルギー分解能と十分な検出効率を持つことから他の検出器の校正用に使用される可能性が高い。

また ^3He サンドイッチスペクトロメータと似たような構造を持つものに ^3He ガスシンチレータもある¹⁸⁾が、満足なエネルギー分解能を達成することが出来ない。

最後に反跳陽子法について述べる。反跳陽子法は、シンチレータによる測定法と、反跳陽子スペクトロメータによる測定法の二つに分けることが出来る。前者の測定においては、検出器として光電子増倍管に接続された有機シンチレータを使用するのが一般的である。中性子検出用有機シンチレータには非常に多くの種類があり、代表的なものとしてNE102、NE213がある。NE213液体シンチレータを使用した場合、非常に大きな検出効率を得られると同時に、立ち上がり波形弁別によって γ 線成分の除去が可能となるため、広く中性子計測に用いられてきた。有機シンチレータの一般的特長としては、高い検出効率・時間分解能が得られること、取扱が容易であることがあげられる。問題点としては、エネルギースペクトルを求める場合、計算機によるアンフォールディングが必須なため、高い精度を得るためには十分に高い計数が必要となり、DT燃焼下におけるイオン温度測定に必要なエネルギー分解能を確保することはほとんど不可能に近い。また温度・磁場¹⁹⁾の影響により発光特性が変化すること、光電子増倍管にたいする磁場の影響が考えられる。

次に反跳陽子テレスコープについてのべる。これはコリメートされた中性子を、ポリエチレン等の水素含有物質で出来たラジエータに当て、 (n, p) 弾性散乱によって生じた反跳陽子を後方に置かれた検出器で測定するものである。この測定方式の特長として、検出効率が計算によって精度良く求められることがあげられる。核融合実験炉では検出器のエネルギー校正が困難であり、この長所は中性子源によるエネルギー校正不要の検出器として非常に魅力的である。欠点としては、エネルギー分解能が検出効率と表裏一体の関係にあるために、高エネルギー分解能を求めると検出効率が悪くなる点があげられる。また荷電粒子検出器としてシリコン表面障壁型半導体検出器を用いることが多いので他の検出器と同様に照射損傷の問題が付きまとう。しかしながら、これまで研究されたものは、どちらかと言えば既存の反跳

陽子テレスコープを核融合炉に適用した感が強く、設計の自由度やコンパクトさなどからもっとも有望な検出方法の一つであると言える。

1.2.3 中性子発生プロファイル計測

中性子発生プロファイル計測は中性子2次元カメラとも呼ばれ、DDプラズマ実験用の2次元 γ 線カメラと共に、プラズマ診断用のイメージングシステムの1つに数えられる。表1-2に示したように、中性子プラズマ診断系の中で最も多くのプラズマに関する情報を得る可能性を秘めている。基本的には、コリメータによって絞られた視線 (line of sight) に沿った中性子の線積分値、すなわち中性子フラックスを測定するものであり、その測定結果から中性子の時間及び空間分布を導き出す。それぞれの視線に沿った中性子束の時間分布を求めることが出来るので、プラズマ中の中性子分布を仮定することによってプラズマ全体としての中性子生成量時間分布及び中性子総生成量の概算を求めることが出来る。さらに測定値からCT手法を用いて、中性子発生密度空間分布を再構成する事も可能である (ここから直接、中性子発生時間分布及び総発生量を求めることも出来る)。また、発生する中性子のエネルギー分布を仮定した場合、プラズマイオン温度分布の概略を求めることさえ可能となる³⁾。

図1-5に示したのが一般的な中性子発生プロファイルモニターの構成で、プラズマに対して水平及び垂直方向に設置された

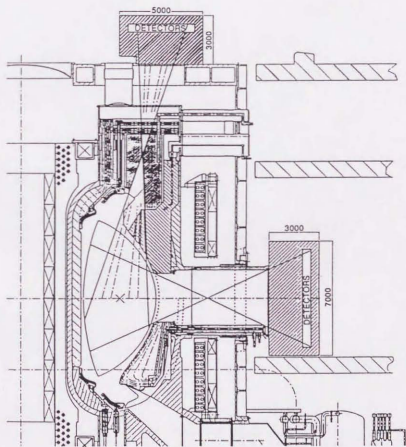
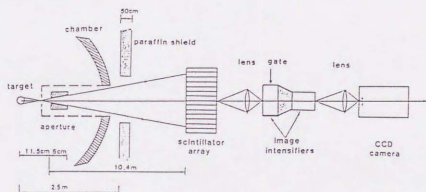


図1-5 ITERにおける中性子発生プロファイルモニター予想図 (文献3より)

二つの中性子マルチチャンネルコリメータとその中に設置された中性子検出器から成る^{3,20}。この測定系に使用される検出器は高速中性子フラックス測定用であり、基本的に中性子エネルギー spektrometers と共通のものが多く、しかしエネルギー spektrometers ほどのエネルギー分解能が要求されないため、高速中性子検出器の使用が可能であり、時間分解能を確保するのも比較的容易である。その他の要求性能としては、耐放射線性が必要となり、DD・DT共用の場合は広いダイナミックレンジが必要になる。

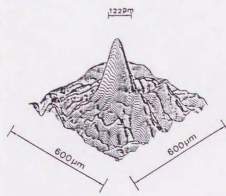
このシステムの最大の問題点は図1-5を見てもわかるようにシステムを構成する上で不可欠な中性子マルチチャンネルコリメータにある。一般に炉心近傍は空間的な制限が厳しく、特に核融合実験炉の場合、他の測定系との競合も厳しい。中性子コリメータは数～数10m³の体積を取るのが一般的で、その大きさゆえに水平・垂直のわずかに2検出器群を設置するのがせいぜいである。そのため、得られた中性子発生密度分布の精度に大きな問題を生じる場合もある。



a) 中性子半影カメラの構成



b) エンコード像の等高線分布



c) 中性子強度分布再構成像

図1-6 大阪大学レーザー核融合研究センター・慣性核融合装置用中性子半影カメラ
(文献23より)

この他に、中性子を用いたイメージング装置として、慣性核融合 (ICF) 実験で大きな成果をあげている、中性子半影カメラ^{21,22,23,24}がある。この装置は、図1-6に示したようにパーチャーを透過した中性子像の半影部分の情報から、中性子密度分布を再構成する。基本的に小さなものを拡大するような使用法に向き、磁場閉じ込め型核融合プラズマのような大きな測定対象にはあまり適さない。これと同種のイメージング手法として、高速炉燃料安全

実験用ピンホールカメラシステムを磁場閉じ込め核融合装置に適用する試みもある²⁵。

1.3 研究の目的

中性子発生量計測については放射化法や核分裂電離箱などが用いられており、現在もいろいろな技術改良は行われているが、測定技術としてはかなり成熟されたものと言える。それに対して中性子エネルギースペクトル計測と中性子発生プロファイル計測に関しては、所定の性能を実現するために解決すべき多くの問題点が残されている。ITERの概念設計活動の結果を見ても、この2つについてはなお流動的であり、測定系の進歩・改良が必要とされている。

本研究ではこのような中性子プラズマ診断技術の現状から、測定技術の成熟が必要と考えられる中性子エネルギースペクトロメータと中性子プロファイル計測用の検出器に関する新しい概念を提案する。さらにこの概念に基づく検出器要素の設計と性能実証試験を通して、実機への適用性を評価した。

参考文献

- 1) The JET Team ; Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 34, No. 13, (1992), p.p. 1 749-1758, "The JET Preliminary Tritium Experiment"
- 2) 伊藤早苗, 伊藤公考 ; 日本原子力学会誌, Vol.34, No. 6, (1992), p.p. 500-505, "JETにおけるDT実験"
- 3) V. Mukhovatov et al. ; "ITER Diagnostics", ITER DOCUMENTATION SERIES No. 33, Vienna, (1991), International Atomic Energy Agency, p.p. 11-15
- 4) O. N. Jarvis et al. ; Fusion Technology, Vol. 20, Nov. (1991), p.p. 265-284, "Use of Activation Techniques for the Measurement of Neutron Yields from Deuterium Plasmas at the Joint European Torus"
- 5) P. van Belle et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol. 61, No. 10, October (1990), p.p. 3178-3180, "Calibration of the JET Neutron Yield Monitors Using the Delayed Neutron Counting Technique"
- 6) M. Pillon et al. ; Fusion Technology, Vol. 15, May (1989), p.p. 1420-1429, "Calibration of Neutron Yield Activation Measurements at Joint European Torus"
- 7) O. N. Jarvis et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol. 61, No. 10, October (1990), p.p.3127-3174, "In-vessel Calibration of the JET Neutron Monitors Using a Neutron Source: Difficulties Experienced"
- 8) H. W. Hendel et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol. 61, No. 7, July (1990), p.p.1900-1914, "In Situ Calibration of TFTR Neutron Detectors"
- 9) T. Iguchi, J. Kaneko , T. Nishitani et al. ;Proc. International Symposium on Fusion Nuclear Technology 3, will be published, "Conceptual Design of Neutron Diagnostic

Systems for Fusion Experimental Reactors"

- 10) Klaes-Hakan Beimer et al. ; Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A245 (1986), p.p. 402-414, "Response Function for Neutron Spectrometers"
- 11) Jordan Valley 社 ; "Fast Neutron Spectrometer Model FNS-1 Instrument Manual", Israel, (1985)
- 12) H. Weisen et al. ; Nuclear Fusion, Vol. 29, No.12 (1989), p.p. 2187-2197, "Charge Exchange Spectroscopy Measurements of Ion Temperature and Toroidal Rotation in JET"
- 13) T. Elevant et al. ; Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A306 (1991), p.p. 331-342, "The JET Neutron Time-of-flight Spectrometer"
- 14) Magnus Hoek ; Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A323 (1992), p.p. 656-670, "Monte Carlo Calculations of Efficiency, Resolution, and Response Functions for the New Neutron Time-of-flight Spectrometer at JET"
- 15) S. E. Walker et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol. 57, No. 8, August (1986), p.p. 1740-1742, "Double Scatter Neutron Time-of-flight Spectrometer as a Plasma Diagnostic"
- 16) T. Elevant ; Nuclear Instruments and Methods , 185 (1981), p.p. 313-320, "A Neutron Spectrometer Suitable for Diagnostical of Extended Fusion Plasmas"
- 17) G. Sadler et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol. 61, No. 10, October (1990), p.p. 3175-3177, "Use of the Reaction for the Measurement of 14 MeV Neutrons from Fusion Plasmas"
- 18) M. S. Derzon et al. ; IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 33, No. 1, February (1

- 986), p.p. 247-249, "A High-pressure Gas Scintillation Neutron Spectrometer"
- 19) D. Blomker et al. ; Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A331 (1992), p.p. 505-511, "Plastic Scintillators in Magnetic Fields"
- 20) J. M. Adams et al. ; Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A329 (1993), p.p. 277-290, "The JET Neutron Emission Profile Monitor"
- 21) H. Kislev and G. H. Miley; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena Vol.7, (1986), p.p. 545-558, "Neutron Diagnostics for ICF Experiments"
- 22) D. Ress, et al. ; Rev. Sci. Instrum. , 59(8), August, 1988, p.p. 1694-1696, "Neutron Imaging of Inertial Confinement Fusion targets at Nova"
- 23) 山中龍彦、宮永憲明; 核融合研究、第66巻、第6号、(1991), p.p. 614-630, 「レーザー核融合における新計測II-2次核融合反応計測、X線及び中性子画像計測-」
- 24) 宮永憲明、他; 放射線, Vol. 19, No. 1, (1992), p.p. 21-37, "高分解能中性子半影カメラ"
- 25) A. H. Lumpkin and D. S. Pappas; J. Fusion Energy, 8, (1989), p.p. 69-74, "Neutron-Imaging Technique for Monitoring High-Temperature Plasma Dynamics"

第2章

14MeV中性子エネルギー スペクトロメータの開発

- 1 プラズマイオン温度測定 of 原理
- 2 中性子検出器に対する要求性能
- 3 測定方法の検討
- 4 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー spektrometers の
概念設計
- 5 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー spektrometers の
検証実験
- 6 第2章の結論

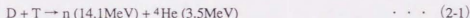
表2-1はITERの概念設計活動で検討された中性子エネルギー spektrometersである。1.2で行った検討からもわかるように、この診断系には多くの解決すべき点が残されており、現にITERの概念設計活動でも中性子エネルギー spektrometersの最終的な選定は保留されている¹⁾。この章では核融合実験炉におけるDT核融合実験に適用可能な、イオン温度測定用中性子エネルギー spektrometersの開発研究について述べる。

表2-1 ITER概念設計活動で検討された中性子エネルギー spektrometers
(文献1より)

形式	検出効率 (counts/unit fluence)	エネルギー分解能 (dE/E %)	検出器寸法 $w \times h \times l$ (m ³)
飛行時間法	3×10^{-4}	1.7~2.9	$2 \times 5 \times 6$
反跳陽子法	$10^{-4} \sim 10^{-5}$	2~2.5	$0.4 \times 1 \times 2$
磁気反跳陽子法	2×10^{-5}	2.5	$1 \times 2.5 \times 1$
共役粒子飛行時間法	1×10^{-5}	1.5	$2 \times 2 \times 1$
シリコンダイオード	10^{-3}	0.8	小

2.1 プラズマイオン温度測定の原理

1.2で述べたように、式(2-1)で示すDT核反応の結果生じた中性子は、ほとんどプラズマと相互作用を起すことなくプラズマ外に飛び出して来る。



このため中性子計測は核融合反応率の情報と共に、核反応前のイオンの情報をもたらす。核反応の結果生ずる中性子のエネルギー分布は、一般に14.1MeV (DT反応)にのみピークを持つ単純なものではなく、核反応以前のイオンの並進速度を反映したものになる。特にプラズマ中に中性粒子入射加熱 (NBI) によるビーム成分やイオンサイクロトロン周波数帯加熱 (ICRF) によって加熱されたイオンが存在する場合、

以下に示すように $(Q_0 E_B)^{1/2}$ のオーダーの項が付加される (Q_0 :核反応エネルギー、 E_B :ビームのエネルギー)。スペクトルは更にビーム (イオンの進行方向) と観測方向のなす角に影響

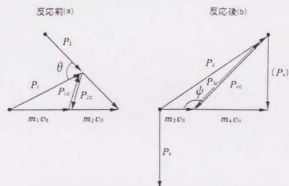


図2-1 反応前・後の実験室系と重心系での運動量の関係

された複雑なものとなる^{2,3}。

反応前後の粒子の運動量の関係を図2-1に示す。図中では質量を m 、運動量ベクトルを p 、エネルギーを E 、実験室系での重心の速度ベクトルを v_0 としている。また各粒子を添え字 i (1~4) で表し、添え字 c が付いているものは重心系、そうでないものは実験室系を表わす。これらの記号を使って、重心系と実験室系の関係及び運動量とエネルギーの保存則を記述すると以下になる。ただしここでは全ての粒子の速さは十分小さいので、非相対論的に取り扱った。

$$P_i = P_{ic} + m_i v_0 \quad \dots (2-2)$$

$$P_1 + P_2 = P_3 + P_4 = M v_c \quad \dots (2-3)$$

$$P_{1c} + P_{2c} = P_{3c} + P_{4c} = 0 \quad \dots (2-4)$$

$$E_{1c} + E_{2c} + Q_0 = E_{3c} + E_{4c} \quad \dots (2-5)$$

ただし、 $m_1 + m_2 \equiv m_3 + m_4 \equiv M$ 。

そこで反応後に放出される核子3の実験室系でのエネルギーは

$$E_3 = \frac{1}{2} \frac{P_3^2}{m_3} = \frac{1}{M} \{ m_4 Q + m_3 E_{12} + 2\sqrt{m_3 m_4 Q E_{12}} \cos \psi \} \quad \dots (2-6)$$

となる。ただし Q 、 E_{12} は、

$$\begin{aligned} Q &= Q_0 + E_{1c} + E_{2c} \\ &= Q_0 + \frac{1}{M} \{ m_2 E_1 + m_1 E_2 - 2\sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} \cos \theta \} \quad \dots (2-7) \end{aligned}$$

$$E_{12} = \frac{1}{M} \{ m_1 E_1 + m_2 E_2 + 2\sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} \cos \theta \} \quad \dots (2-8)$$

で与えられる。ここで ψ は重心系での核子3の速度方向と重心の速度方向がなす角であり、 θ は核子1と2が実験室系で成す角度である。

以上の式からスペクトルの形を考えると、式 (2-6) 第三項 $2\sqrt{m_3 m_4 Q E_{12}} \cos \psi / M$ が幅をもたらす項になっている。イオン温度 T_i の等温マクスウエル分布の場合、半値幅は近似的に、

$$\Delta E [keV] \equiv \frac{4\sqrt{\ln 2 m_3 m_4 Q E_{12}}}{M} = 177 \sqrt{T_i [keV]} \quad \dots (2-9)$$

であらわされる^{4,5}。したがってオーム加熱時のようにプラズマイオンが等温マクスウエル分布をもつ場合は、核反応生成中性子のスペクトルを測定することで、そのピークの半値幅から式 (2-9) によってプラズマイオン温度を得ることが出来る。

2.2 中性子検出器に対する要求性能

具体的な検討をはじめる前に、イオン温度測定用中性子エネルギー spektromータが満たすべき性能について考える。ここでは核融合実験炉の標準と考えられる、国際熱核融合実験炉 (ITER) をその適用対象と想定する。

ITERのプラズマ診断系に関する概念設計の結果によると、表2-2に示すような測定条件と要求性能が想定された¹⁾。第一にプラズマの物理現象を追うためには0.1秒の時間分解能を確保する必要がある。その時間内でイオン温度を測定するには、エネルギー spektrom 中のピーク部分のみで最低1000カウントは必要であり、この値と時間分解能から検出効率 1×10^{-5} (counts/unit fluence) が導かれる。この1000カウントのピークから10%の精度でイオン温度の変化を見るには、検出器は最低2.0%以下のエネルギー分解能を持つ必要がある。これらの要求とは別に、検出器が十分な耐放射線性を持つことが非常に重要となる。

表2-2 ITERにおける14MeV中性子エネルギー spektromータに対する要求性能

○約3keVのイオン温度を測定する場合、決定精度10%以下を確保するためには、

- ・ エネルギー分解能 : 2.0%以下
- ・ 検出効率 : 1×10^{-5} (counts/unit fluence)
- ・ 時間分解能 : 100 ms 以下。

○十分な耐放射線性

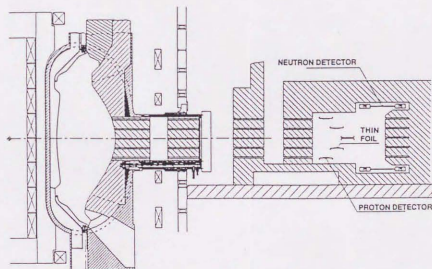


図2-2 ITERにおけるイオン温度分布測定用マルチチャンネル飛行時間法中性子エネルギー spektromータシステム (文献1より)

このほかにITERの概念設計ではプラズマ物理と燃焼制御への利用を念頭におき、イオン温度分布を測定する目的で、図2-2に示すような装置を検討しており

r/a が0.5以下の位置を測定対象として、空間分解能0.15m以下のような要求性能を設定している。しかし本研究では、イオン温度測定用中性子エネルギー spektrometaの基本的な性能を確保することを第一の目的としているので、現段階ではイオン分布測定への適用まで考慮した検討は行わない。

2.3 測定方法の検討

1.2.2で述べたように、中性子が電荷を持たないことから、物質との相互作用の結果生じる荷電粒子を媒介にして測定を行う必要がある。測定対象を約14MeVのエネルギーを持つDT核反応生成中性子に限定した場合、最も一般的な測定方法は軽い原子核との弾性散乱反応を用いるものである。とくに水素原子核を反応対象とした場合、一回の反応で中性子の持つほとんどすべてのエネルギーを水素原子核に渡す可能性がある。入射中性子エネルギー E_n 、散乱中性子エネルギー E'_n 、反跳陽子エネルギー E_p とすると入射中性子と反跳陽子の間には、

$$E'_n = E_n \cdot \cos^2 \phi \quad \dots (2-10)$$

$$E_p = E_n(1 - \cos^2 \phi) = E_n \cdot \sin^2 \phi \quad \dots (2-11)$$

の関係が成り立つ。ただし

ϕ : 実験室系における中性子散乱角

θ : 実験室系における陽子反跳角

である。これらの式の中における、 E_p , E'_n , ϕ , θ のいずれかふたつを同時に測定すれば、 E_n を求めることが出来る。 ϕ を固定し、 E'_n を測定するのが飛行時間法であり、 θ を固定し E_p を測定するのが反跳陽子テレスコープである。また2.2.2で述べる共役粒子飛行時間法では、 ϕ , θ を固定し E_p , E'_n をともに測ることでエネルギー分解能を高めている。本研究では1.2で述べたような理由から反跳陽子テレスコープに絞って検討を行った。

2.3.1 反跳陽子テレスコープ法

反跳陽子テレスコープは中性子をポリエチレンなどの水素含有ラジエータにて、(n,p)弾性散乱によって生じた反跳陽子を荷電粒子検出器で測定するものである。この方法は1940年代にその基礎が確立され、'50～'60年代にかけてNaI⁶やCsI⁷などの無機シンチレータを荷電

粒子検出器に用いたエネルギー spektrometaが試作された。さらに'60年代後半から'70年代前半にかけて、シリコン半導体検出器を利用した現在の高エネルギー分解能反跳陽子テレスコープのスタイルが確立された^{8,9}。

反跳陽子テレスコープの特長としてシステム自体が単純であること、壁効果や多重散乱のような複雑な過程をほとんど無視出来ることから、応答関数の計算が比較的容易に高い精度で行えることがあげられる。図2-3に示すような解析モデルに従い¹⁰、'50後半からいろいろな応答関数計算が試みられてきている^{11,12,13}。さらに最近のコンピュータの著しい高速化・低価格化に伴って、かなり複雑な構成でもモンテカルロシミュレーションによって、比較的簡単に応答関数計算を行うことが出来るようになった。

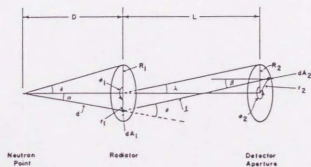


図2-3 反跳陽子テレスコープ応答関数計算モデル例 (文献10より)

反跳陽子法の欠点としては、エネルギー分解能と検出効率の間にトレードオフの関係があり、どちらか一方を良くすると他方が悪化する。これはエネルギー分解能と検出率が共に、検出器がラジエータを見込む立体角とラジエータ厚さによって支配されているため、代表的な例で $10^{-5} \sim 10^{-7}(\text{counts/unit fluence})$ 程度の検出効率が一時的である。また半導体検出器を使うことから γ 線の影響を受けやすく、この問題をさけるために図2-4に示したような ΔE -E検出法による同時計数手法が用いられることも多い^{8,14}。さらに核融合実験炉などでのDT核融合実験を想定した場合、半導体検出器の中性子照射による劣化が非常に大きな問題となる^{15,16}。

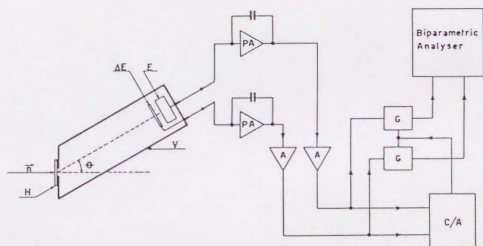


図 2-4 ΔE -E同時計測を用いた反跳陽子 spektrometa (文献8より)

照射損傷の問題を克服する一つの方法として、図2-5に示す磁場反跳陽子法がある^{17,18}。これはラジエータから発生した反跳陽子を四重極レンズ (QMS) 等によって中性子の直接照射を受けない位置に置かれた検出器に導く方法である。磁場の強度によって反跳陽子のエネルギーを選別出来るため、熱中性子等の影響を抑えることが出来る。磁気反跳陽子 spektrometerはこの特長から、DT燃焼時に付随して発生する、DD反応中性子を測定するための有力な候補と考えられている⁵。ただし装置自体が大型・複雑になるわりにはエネルギー分解能と検出効率が他の方法とあまり変わらないことから、プラズマイオン温度測定に使用するメリットはほとんどない。また一般的に用いられてきた方法ではないので、プラズマからの電磁ノイズの影響などがどの程度になるか不明な点も多い。

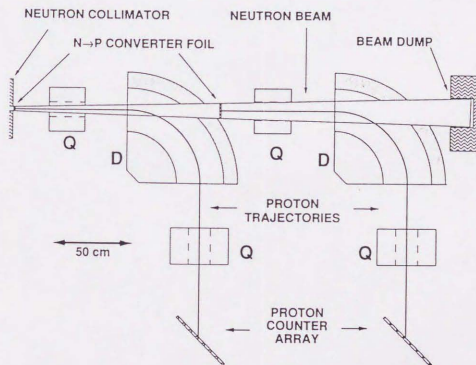


図 2-5 磁気反跳陽子 spektrometer (文献17より)

2.3.2 エネルギー補償型と共役粒子飛行時間型中性子エネルギー spektrometer

反跳陽子法の最大の問題点は、2.2で述べたように、検出効率とエネルギー分解能のトレードオフ関係によって、必要なエネルギー分解能を確保すると検出効率が落ちてしまうことにある。これを解決するための試みとして、図2-6に示した長壁・他のエネルギー補償型反跳陽子 telescopeがある¹⁹。これはエネルギー分解能を劣化させる要因であるラジエータ中のエネルギー損失を、ラジエータ自体を検出器とすることで補償するものである。ラジエータ中の損失を補償出来るため、十分な厚さを持つラジエータを用い、高い検出効率と

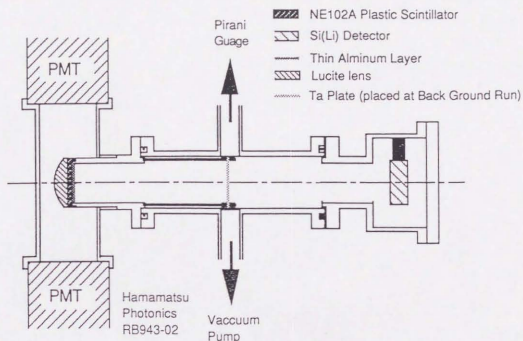


図 2-6 エネルギー補償型反跳陽子テレスコープ

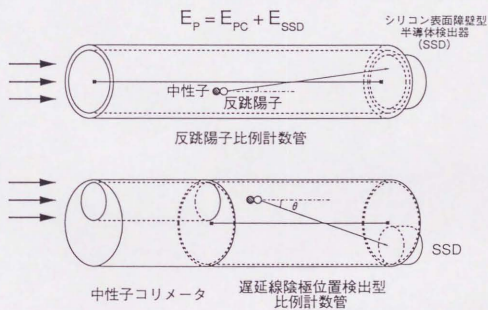


図 2-7 ガス電離箱を用いたエネルギー補償型反跳陽子テレスコープ

成している。しかしラジエータとして使用しているプラスチックシンチレータのエネルギー分解能の低さから、検出器全体のエネルギー分解能が頭打ちになってしまう。さらに核融合実験炉への適用を考えた場合、半導体検出器をビームラインからはずした場合でも、ラジエータ検出器に対する中性子照射による劣化が問題となる。

この方法と同様の考え方で、ラジエータ部分を水素含有ガス電離箱に置換した方法が図2-7である²⁰。この方法では電離箱の陰極を遅延線とすることで (n,p) 弾性散乱の発生した位置情報を得て、ラジエータの広がりを見積もると共に、半導体検出器を中性子ビームラインからはずすことを検討した。高圧のガスを用いることで十分なエネルギー分解能と検出効率を確保するめどを得たが、中性子照射による半導体検出器の損傷を十分に抑えるのは難しいという結論にいたった。

これらの検出器とは違うアプローチで高エネルギー分解能と高検出効率を追求したものに、共役粒子飛行時間法と呼ばれるものである。Hock・他によってJETを適用対象として設計されたTANSY²¹というシステムがこの方式を採用している。この方式の特徴は、反跳陽子と共に、散乱中性子を同時に測定することにある。すなわち、反跳陽子の入射をトリガー信号として飛行時間法により散乱中性子のエネルギーを測定し、ポリエチレン薄膜中で反跳陽子が失うわずかなエネルギー以外の全てのエネルギーを得ることが出来る。図2-8に示したようにかなり規模が大きく複雑なシステムとなるが、加速器を用いた実験でも 1×10^{-5} 以上の検出効率を確保しながら1.5%という非常に高いエネルギー分解能を達成している。核融合実験炉に適用する場合の問題点としては、システムが複雑でエネルギー校正が大変なこと²²、半導体検出器の照射による劣化があげられる。

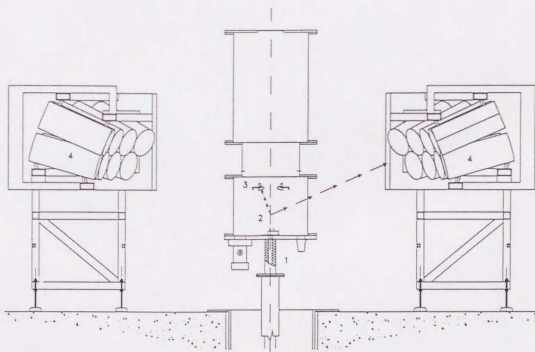


図2-8 中性子エネルギー spektromータTANSY (文献21より)

中性子プラズマ診断を対象とした検出器ではないが、興味深い検出器として工藤らが提案する同軸2領域円柱状比例計数管がある²³。これは中心部分が含水素比例計数管で、その外周は $^{10}\text{BF}_3$ または ^3He 比例計数管で囲んだものである。中心部分の含水素比例計数管内で一回の(n,p)弾性散乱によってその大部分のエネルギーを失った散乱中性子を、外周部の比例計数管で測定し、反跳陽子との同時計測を行うことで反跳陽子のエネルギー測定を行う。計数率の問題はあるものの、ガス検出器で構成されておりガスフロー型の検出器を使用すれば中性子損傷の心配が無いこと、小型で比較的簡単な構成である等の特長を持つ。補助的な中性子エネルギー分光ロメータとして、核融合への適用を前提とした検証を行う価値がある。

2.4 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー分光ロメータの概念設計

2.4.1 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー分光ロメータ

1.2.2、2.3で述べたように、核融合実験炉を適用対象としたいろいろな中性子エネルギー分光ロメータが提案、研究されている。

これまでの議論でも明らかのように飛行時間法、共役粒子法以外の検出器は要求性能を満たすことが難しい。しかしながら、両システムは共にかなり大型であり、空間的な制限から炉心近傍に設置するには多くの問題が伴う。従って2.2で述べたようなイオン温度空間分布測定系への適用は、大きな弊害をもたらすおそれがある。またエネルギー校正も複雑なうえ、運転期間途中での半導体検出器（共役粒子飛行時間法）・前方検出器（飛行時間法）の交換が、中性子損傷により必須と予想される。核融合実験炉ではDT燃焼で生じる大量の中性子により、各種機器・構造材が放射化することに加え、トリチウムの漏洩を防ぐため炉室全体を真空状態にすることさえ検討されている。そのため運転期間全体を通して、全くのメンテナンスフリーな検出器が理想的である。

このような現状から、本研究では図2-9に示す14MeV中性子エネルギー分光ロメータを提案し、検討を行った。本システムは主にスリット状の中性子コリメータと反跳陽子テレスコープから構成される。検出器は中性子ビームと水平に配置されたポリエチレンラジエータと、反跳陽子細径多孔コリメーションプレート、シリコン表面半導体検出器からなる。反跳陽子細径多孔コリメーションプレートは、斜めに開けられた直径0.01~0.2mm程度の微小な穴を多数持つ。この穴によって反跳陽子の検出器入射可能立体角を制限することで、エネルギー分解能をコントロールする。またビームに対して水平に張られたラジエータと、反跳陽子コリメーションプレートによる平面的な構成によって、高いエネルギー分解能を確保しながら、有感面積、すなわち検出効率を稼ぐことが可能となっている。本システムの特長をまとめると表2-3のようになる。

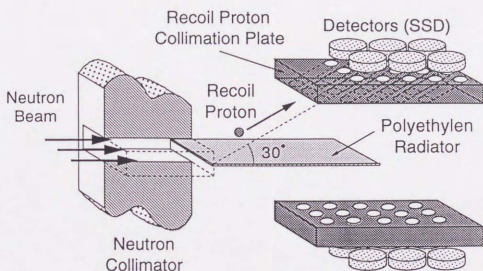


図2-9 反跳陽子コリメーションプレート付き
14MeV中性子エネルギー spektrometers

表2-3 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー spektrometersの特長

- ・ 高検出効率と高エネルギー分解能を両立可能
- ・ 検出効率、エネルギー分解能が高い精度で計算可能（エネルギー校正不要）
- ・ 測定後、アンフォールディング等の複雑な計算不要
- ・ 検出器の照射損傷を低減する配置が可能
- ・ 比較的コンパクトな検出器

2.4.2 設計手順

設計を開始するにあたって、反跳陽子コリメータ1チャンネルに対する応答関数と、検出効率を計算するための計算コードを作成した。作成したコードによって反跳陽子スペクトルを計算し、エネルギー分解能を得た。次に計算で用いた反跳陽子コリメータ寸法から、検出器全体での検出効率を求め、S/N比計算のための信号成分を算出した。

これとは別に、三次元中性子輸送計算コードMCNPによる中性子コリメータを通過した位置での速中性子フラックスの計算結果から、検出器位置での中性子フラックスを推定した。この値を用いてノイズ成分を算出し、S/N比を計算した。また検出器位置での速中性子フラックスから、検出器寿命の評価を行った。

2.4.3 中性子検出器の設計

作成した応答関数計算コードはモンテカルロ法を用いたものである。計算では、反跳陽子コリメータの寸法から検出器に反跳陽子が入射可能なラジエータの寸法を算出し、その中で発生した反跳陽子を追うことで応答関数と検出効率を求めている。現実的に応答関数に対して最も影響のあると考えられる、ラジエータ中でのエネルギー減衰と実際の検出器が持つエネルギー分解能については計算中で考慮してある。ポリエチレンラジエータ中での反跳陽子のエネルギー減衰は、

$$R = R_0 E^2 = 1.936 [\text{mg}/\text{cm}^2] \cdot E^{1.731} \quad (E \text{ in MeV}) \quad \cdots (2-12)$$

ただし、

R; 飛程長、E; 反跳陽子のエネルギー

を使用した¹²⁾。計算モデルでは反跳陽子コリメータ1チャンネルのみを考えている。従って検出器全体の大きさは計算に含まれておらず、ラジエータ中での中性子の減衰と多重散乱も考慮されていない。またエネルギー分解能をあげる必要から薄いラジエータの使用が前提となるので、反跳陽子のストラグリングも同様に考慮されていない。これらの影響は、現実的に無視出来るものとする。

この応答関数計算コードを使用してパラメータサーベイを行った結果の一例として、図2-11と図2-12を示す。図2-11はラジエータ厚さを変化させた場合の検出効率とエネルギー分解能の変化を示し、ラジエータ厚さが厚くなるに従い検出効率が改善され、エネルギー分解能が劣化する。これは2.3.1で述べた反跳陽子テレスコープに固有の問題であり、本検出器も反跳陽子コリメータ1チャンネルあたりでは、エネルギー分解能と検出効率のトレードオフ関係が成り立つ。図2-12は、反跳陽子コリメータ半径を変えた場合の検出効率とエネルギー分解能の変化である。反跳陽子コリメータが大きくなるに従って、検出器がラジエータを見込む立体角が大きくなり、検出効率が向上し、エネルギー分解能が劣化する。本検出器では主に反跳陽子コリメータの寸法によってエネルギー分解能と検出効率をコントロールしており、かなり自由度の高い設計が可能となっている。

図2-10に示したように(n,p)弾性散乱は数MeVまでは重心系等方散乱であり²⁴⁾、実験室系では反跳陽子が前方依存性を持つ。中性子のエネルギーが14MeV程度になると重心系においても前方依存性がかなり強くなりはじめ、実験室系ではますますその傾向が強くなる。従って、反跳陽子コリメータの仰角を浅くすることで1チャンネル当たりの検出効率の向上が期待出来る。しか

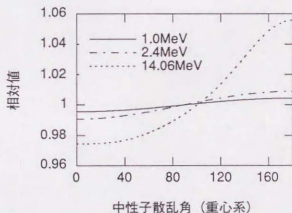


図2-10 重心系における中性子微分断面積のエネルギーによる変化

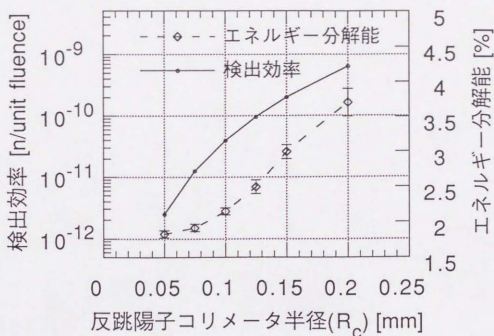


図2-11 ラジエータ厚さと検出効率・エネルギー分解能
($t_C=5.0\text{mm}$, $R_C=0.1\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

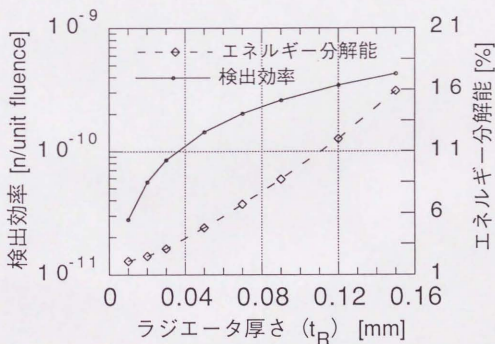


図2-12 コリメータ半径と検出効率・エネルギー分解能
($t_R=0.02\text{mm}$, $t_C=6.0\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

し、仰角を浅くすると中性子照射の影響を受けやすくなる。今回の設計では入射する反跳陽子のエネルギーと検出効率、中性子照射の三点を考慮し、反跳陽子コリメータの仰角として 30° という値を採用した。反跳陽子コリメータ角度については、中性子コリメータの設計結果からフィードバックをかけ、最適化をはかる必要が有る。

以上のようなパラメータサーベイの結果の一例として、図2-13に応答関数計算例を示す。この計算例の反跳陽子コリメータ寸法は、金属材料への加工（放電加工、LIGAプロセス等）を念頭においたものである。荷電粒子検出器をエネルギー分解能0%の理想検出器とした場合、1.9%のエネルギー分解能を持ち、1.0%のエネルギー分解能を持つ一般的なシリコン半導体検出器の使用を想定すると、2.0%のエネルギー分解能を持つことがわかった。

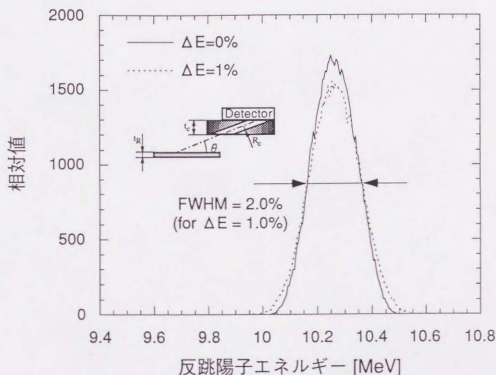


図2-13 反跳陽子エネルギー spektrometers計算例
($t_R=0.02\text{mm}$, $t_C=6.0\text{mm}$, $R_C=0.075\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

この計算条件で反跳陽子コリメータのチャンネルどうしのピッチを0.2mm（直径は0.15mm）とした場合、開口率は51%になる。1チャンネル当たりの検出効率が $3.64 \times 10^{-7} (\text{counts/unit fluence})$ であることから、要求性能である $1.0 \times 10^{-5} (\text{counts/unit fluence})$ を実現するには 550cm^2 の有感面積が必要であることがわかった。

計算ではラジエータ厚さ、反跳陽子コリメータ半径、反跳陽子コリメータ厚、反跳陽子コリメータ角度の他に検出器・ラジエータ間距離というパラメータが有る。本方式ではラジエータと検出器間の距離を変化させても検出効率とエネルギー分解能がほとんど変わらない特徴がある。これは反跳陽子コリメータによってきまる立体角によってエネルギー分解能と検出効率がきまるためで、その立体角内にラジエータがある限りこの関係は成り立ちつづける。

る。したがって現実的な範囲で大きなラジエータを使えば、中性子ビームから検出器を離すことが可能であり、コリメータ中で散乱された中性子によるノイズをかなり低減出来るものと予想される。本設計においては暫定的な値としてラジエータ・検出器間距離を15cmとしてこれ以降の設計検討を進めた。この値を使用して、ラジエータの大きさを計算すると180mm・W×380mm・L×0.02mm・tとなった。

2.4.4 S/N比と検出器寿命の検討

検出器のS/N比と検出器寿命を評価するために、中性子コリメータ通過後の検出器領域における速中性子フラックス計算結果を使用した^{26,27}。計算では図2-15に示す計算モデルを用いており、実際のシステムで使用するスリット状の中性子コリメータとは違いがある。実機で想定している中性子コリメータは、材質、長さ等は計算モデルとほぼ同じものであるがスリット幅が約1cmとかなり細いものを想定している。計算は三次元中性子輸送計算コードMCNPと半実験公式を用いて行われたもので、図2-16に中性子コリメータ中と通過後の中性子フラックス計算結果を示す。図2-17はコリメータ出口から30cmの距離における径方向0～6.5cmまでの中性子フラックス計算結果である。図2-17の計算結果に対して外挿を行い、検出器位置での速中性子 (>100keV) のフラックスを推定した。中性子ビーム軸上で中性子コリメータ出口からの距離30cm、その点から垂直方向に15cmの位置に検出器があると仮定すると、その点での中性子フラックスは 1.5×10^4 (n/cm²・s) になる。

これらの値を使用して、まずS/N比の評価を以下に示す式にしたがって行った²⁸。

信号成分=検出効率×速中性子フラックス (中性子コリメータ出口)

雑音成分=中性子雑音生成計数×速中性子フラックス (検出器位置)

中性子雑音生成計数:

$$S \times \frac{6 \times 10^{23} \rho t}{\sum_k A_k} \sum_k a_k (\Sigma \sigma^k)$$

ただし、

S: 検出器の有感面積、

ρ : 素子の密度、t: 素子の厚さ、

a_k : 元素kの構成割合

A_k : 元素kの原子番号、

Σa_k : 原子核kの荷電粒子生成核反応断面積の和 (cm²)

この計算では図2-14に示すように、シリコン内部での荷電粒子生成反応だけでなく、周囲の物質からの影響も考慮してい

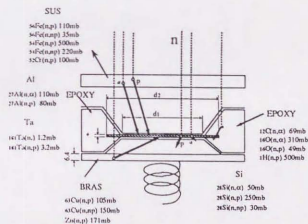


図2-14 シリコン表面障壁型検出器ノイズ計算モデル (文献28より)

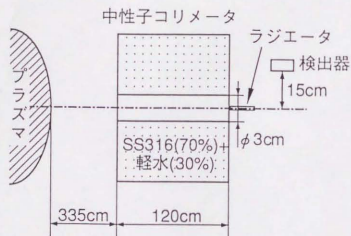
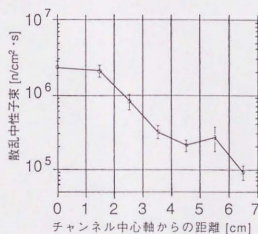
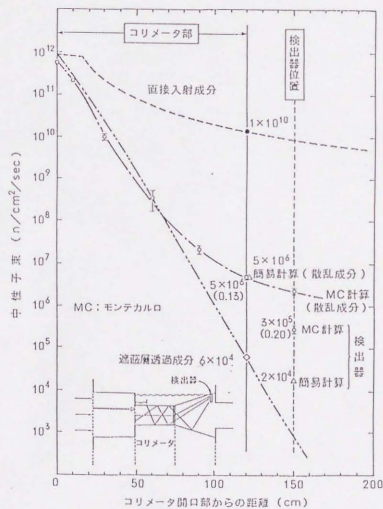


図2-15 中性子束計算モデル

図2-17 MCNPによる散乱中性子の径方向分布計算例
(コリメータ出口から30cm)図2-16 コリメータ中の速中性子計算例
(文献27より)

る。その結果、 $S/N=47$ という結果を得た。

次に検出器寿命についてであるが、図2-18に示すようにシリコン表面障壁型半導体検出器は $10^{11} \sim 10^{12}$ [n/cm²]の高速中性子照射を受けると性能の劣化が起る^{15,16}。シリコン表面障壁型半導体検出器の供給元最大手であるORTEC社の補償限度値 (10^{12} [n/cm²])²⁹を使った場合、検出器寿命は770日未満であることがわかった。これはITERで想定されている最大出力値 (第一壁での熱負荷が1 [MW/m²]) における連続運転時での値である。

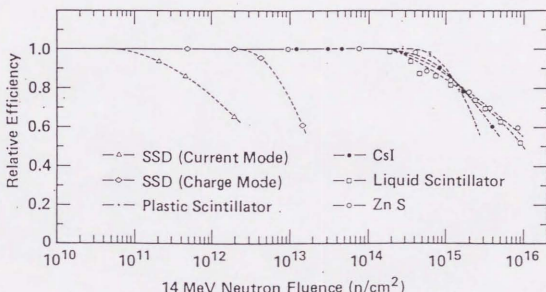


図2-18 量子効果・中性子線量特性 (文献15より)

2.4.5 設計結果

表2-4 設計結果

[システム構成]	
形式	反跳陽子テレスコープ型
荷電粒子検出器	ポリエチレンラジエータ+細径多孔反跳陽子コリメータ+SSD
ラジエータ	SSD (2000mm ² ×500μm・t) ×28
反跳陽子コリメータ	ポリエチレン (180mm・W×380mm・L×0.02mm・t) アルミニウム又はガラス (t _c =6.0mm, R _c =0.075mm, θ=30°)
[予想性能]	
検出効率	1×10 ⁻⁵ [counts/unit fluence]
エネルギー分解能	2.0%
S/N比	47程度
検出器寿命	770日未満*

*第一壁での熱負荷が1MW/m²の連続運転時

表2-4に設計結果をまとめる。この設計結果は要求性能を十分に満たすものであるが、最適設計結果ではない。本設計においては、反跳陽子コリメータの径をあまり小さなものとしていないが、マイクロチャンネルプレート^{30,31}のようなさらに径の細いものを使用した場合、より一層の高エネルギー分解能の達成と検出器の小型化が実現可能となる。

2.5 細径多孔反跳陽子コリメータ付き中性子エネルギー spektrometerの検証実験

測定方式の妥当性と計算コードの精度検証を行うために、実際の反跳陽子コリメータの10～100倍のスケールをもつ反跳陽子コリメーションプレートを試作し、14MeV単色中性子と核分裂中性子を使用した応答関数測定実験を行った。実験で使用する反跳陽子コリメーションプレートは厚さ1.0～4.0mmのアルミニウムまたは真鍮の板に、直径1.2～5.0mmの穴を板の面に対して30°の仰角で機械的に開けたものである。両実験とも荷電粒子検出器として有感面積450mm²～2000mm²のシリコン表面障壁型半導体検出器(SSD)を使用し、反跳陽子のエネルギー損失を避けるため検出器全体を 1×10^{-3} Torr以上の真空度に保った真空容器内にに入れて測定を行った。

2.5.1 14MeV単色中性子源を用いた実験

日本原子力研究所東海研究所核融合炉物理用中性子源(FNS)の80°ビームラインにおいて、DT反応中性子による14MeV単色中性子源を用いた応答関数測定実験を行った。図2-19にFNSの平面図を示す³²。FNSは核融合中性子工学研究用の加速器で、加速電圧400keVのCockcroft-Walton型静電加速器によって加速された重水素と、トリチウム含有金属ターゲットにより14MeV中性子を発生する。この加速器は0°、80°の2つのビームラインを持ち、それぞれ最大で 1×10^{13} n/sec、 5×10^{12} n/secの中性子を発生する。

2.5.1.1 検出器と実験体系

写真2-1は実験に使用した検出器と真空容器である。検出器はポリエチレンラジエータを垂直に立て、反跳陽子コリメーションプレート上にSSD(有感面積2000mm²)を固定したものの二組で挟むような構成とした。

ポリエチレンラジエータは厚さ0.05mmと1.0mmの二種類を用意した。14MeV中性子に対するポリエチレンの飽和厚は ≈ 2.1 mmであり、厚いラジエータを使用した場合、エネルギーが0～14MeVまで連続した長方形に近いスペクトルになる。本実験の目的は、応答関数計算

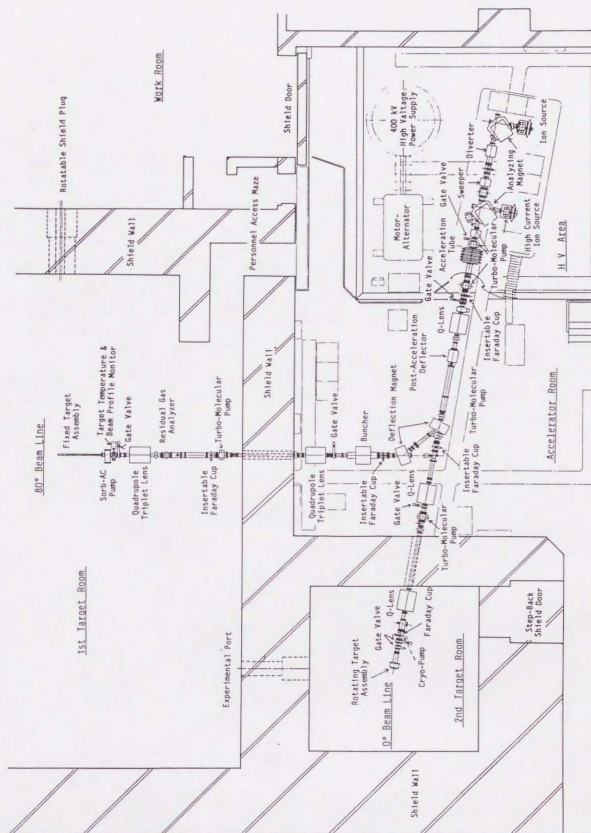
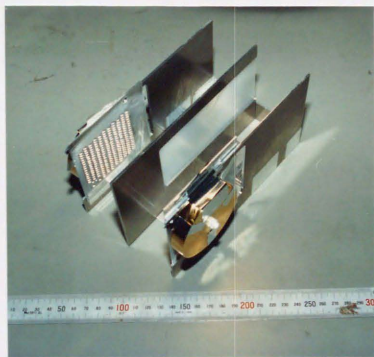
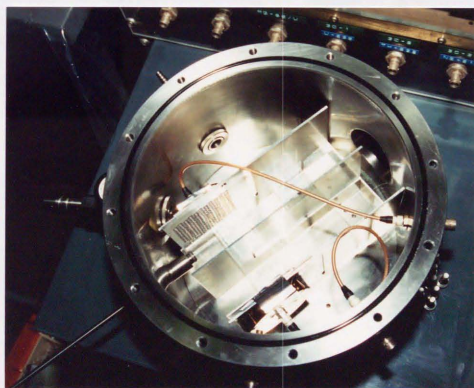


図 2-19 FNS平面図



a) 検出器部



b) 真空容器

写真 2-1 検出器と真空容器

コードの精度検証であり、反跳陽子スペクトルの形状と検出効率とのかねあいを考え、先に述べた2種類の厚さを選択した。ラジエータは十分な張力をかけた状態で、アルミニウムテープによって精度良く取り付け台に固定された。検出器台はアルミニウム材で製作したもので、取付精度を含め0.1ミリ以上の精度を確保してある。

反跳陽子コリメーションプレートはアルミニウム板に 30° の仰角で穴を開けたもので、表2-5に示したものを組み合わせて使用した。写真2-2にその一例を示す。2.4.5で述べた設計結果からわかるように、仰角 30° の場合2.0%のエネルギー分解能を得るには厚さ1.2mm以上で直径と厚さの比が40程度必要となる。しかし今回の実験では、工作機械の制限から、 ϕ 2.4mmのものを4mm厚にした場合でも、直径と厚さの比は1.67でしかない。また ϕ 5.0mmの反跳陽子コリメーションプレートはスペクトルの形状を検証するにはあまり適さないが、核分裂中性子を使用した実験との比較のために使用した。

表2-5 反跳陽子コリメーションプレートその1

アルミニウム製	
ϕ 2.4mm (30°) \times 1.0mm \cdot t	2枚
ϕ 2.4mm (30°) \times 2.0mm \cdot t	1枚
ϕ 5.0mm (30°) \times 1.0mm \cdot t	1枚

荷電粒子検出器はORTEC社製シリコン表面障壁型検出器 (SSD) を使用した。この検出器は部分空乏層型であり、空乏層厚は $500\mu\text{m}$ である。図2-20からもわかるように、14MeVの反跳陽子のシリコン中での飛程は1mm以上ある³³⁾。しかし本 spektrometers の場合、反跳角 30° の反跳陽子 (10.575MeV) を測定対象とすることに加え、反跳陽子が半導体検出器の中を 30° の角度をもって走ることから実効的に $500\mu\text{m}/\sin 30^\circ = 1.0\text{mm}$ の空乏層厚さを持ったものと等価と考えることが出来る。したがって測定対象とする反跳陽子は検出器内にすべてのエネルギーを落すことが出来る。表2-6にSSDのカタログデータを示す。

検出器はマイクロドットケーブルにより真空容器に設けられたコネクターを通して、真空容器外の前置増幅器 (ORTEC社・142C) に接続した。図2-21に示すようにA・B二つの検出器を同時に使用する場合は、サムアンプ (ORTEC社・533) を使用して出力を1つにまとめている。使用した検出器の5.486MeV α 線 (^{241}Am) に対する応答関数測定結果を図2-22に示す。また表2-7には測定結果から求めた検出器のエネルギー分解能を示す。実験では5.486MeV α 線 (^{241}Am) を使用してエネルギー校正を行っている。SSDに対して陽子とアルファ粒子とでは同一エネルギーでも出力波高値が少し異なるという報告もあるが^{34,35)}、その差は1%以下であり、本実験に関してその影響は無視出来る。ただし将来的に1%以下のエネルギー精度が必要となる場合は、陽子を用いたエネルギー校正法を検討する必要がある。

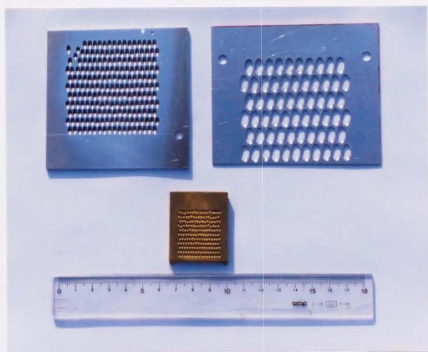
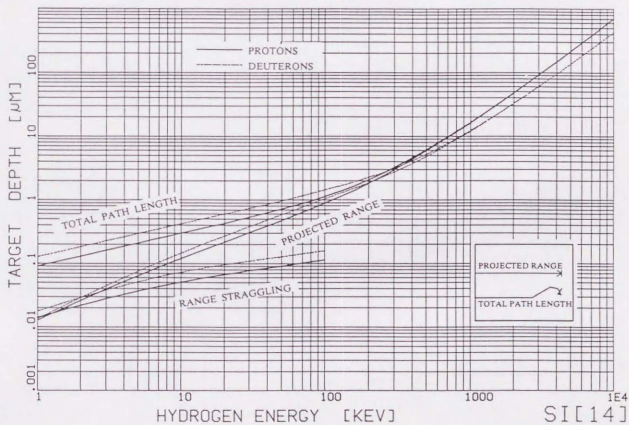


写真 2-2 実験に使用した反跳陽子コリメータ

図 2-20 陽子のシリコン中での飛程
(文献33より)

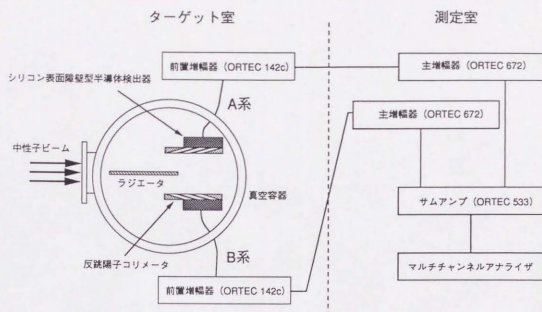


図2-21 14MeV中性子スペクトロメータの構成

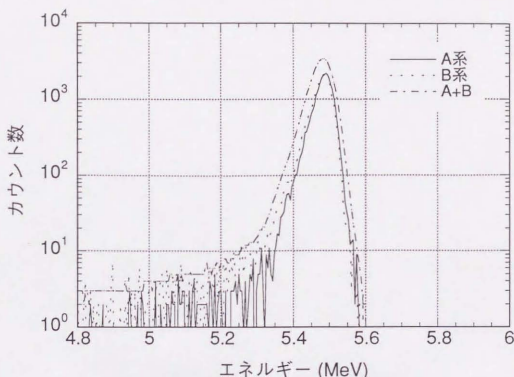
表2-6 ORTEC社 シリコン表面障壁型半導体検出器データ
(文献29より)

ORTEC社 部分空乏層検出器 Rシリーズ

素材	シリコン
有感面積	2000mm ²
空乏層厚	500 μ m
動作温度範囲	-30℃～+25℃
構造	Al - P-type Si - Au
入射窓等価阻止能	2300 \AA (Si)

表2-7 使用した荷電粒子検出器のエネルギー分解能

測定系	エネルギー分解能 (実測値)	エネルギー分解能 (ORTEC社保証値)
A系	46.6keV (0.85%)	50keV
B系	47.3keV (0.86%)	50keV
A+B系	63.9keV (1.2%)	-

図2-22 5.486MeV α (^{241}Am) 測定結果

実験は重水素の加速電圧を350kV、電流値を0.01～0.25mAとして行った。一般的に加速器で中性子を発生させる場合、加速されたイオンが速度を持つことから、中性子は中心軸上で最高エネルギーとなる分布を持つ。今回の加速電圧条件下で、核融合反応生成14MeV中性子に最も近いエネルギーを持つ中性子の位置は、中心軸に対して 95° である³⁶。しかし 80° ビームラインにおいてその付近では、ターゲットの構造上発生中性子がターゲット中を透過する距離が長いので、中性子フラックスが低下する。そこで図2-23に示すように検出器を入れた真空容器を13.996MeVのエネルギーとなる 100° の位置に設置した。真空容器とターゲットの間にはステンレスブロックとポリエチレンブロックを積み上げて組んだ、スリット状の中性子コリメータを設けた。コリメータの厚さはステンレス部分が40cm、ポリエチレン部分が20cmの計60cmであり、スリット幅は約1cmである。写真2-3に実験体系全体、写真2-4に中性子コリメータと真空容器の写真を示す。真空容器は写真2-4bにあるように、ラジエータ部分にコリメータを通り抜けた中性子が当たるよう置かれ、散乱中性子の影響を出来るだけ低減するために左右をポリエチレンブロックで覆った。

2.5.1.2 実験結果

図2-24に測定したデータの一例を示す。これは規格化を行う以外、全く操作を加えていない、測定したままのスペクトルである。図中の「ラジエータ無し」のスペクトルは主にSSD内で生じた中性子によるノイズであると考えられる。11.4MeV付近に(n, α)、10.2MeV付近に(n, p)反応によると考えられるピークがはっきりと確認出来る³⁷。このスペクトロメータ

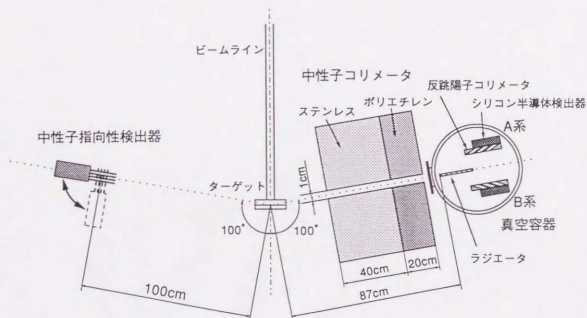


図 2-23 FNS実験体系

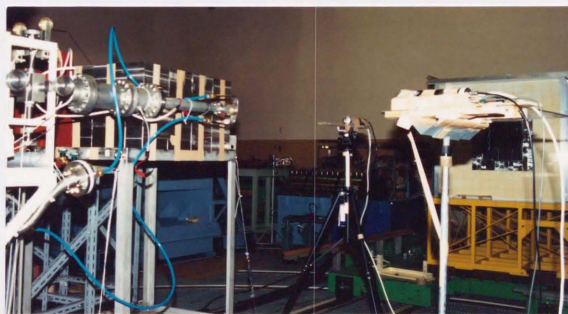
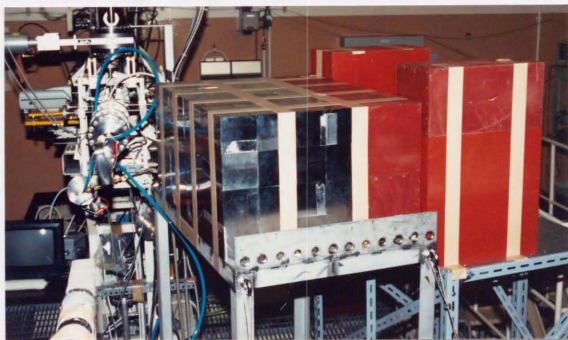
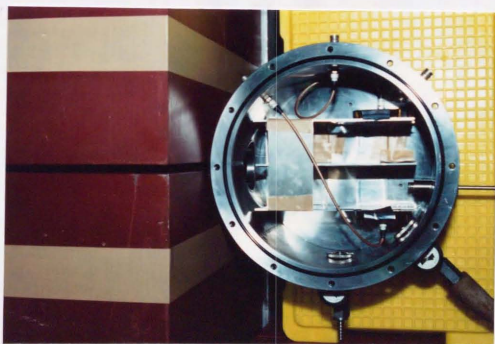


写真 2-3 実験体系概観



a) 中性子コリメータ



b) 検出器設置位置

写真 2-4 中性子コリメータと検出器配置

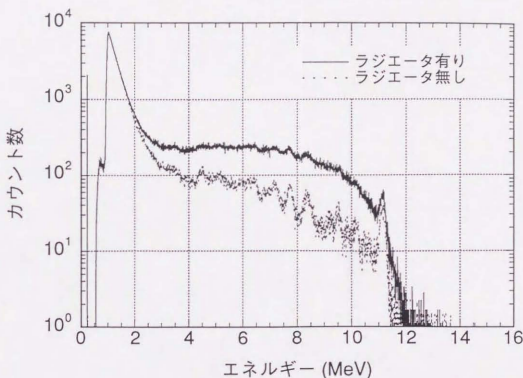


図2-24 応答関数測定例
 $(t_R=1.0\text{mm}, t_C=4.0\text{mm}, R_C=1.2\text{mm}, \theta=30^\circ)$

では反跳角 30° 付近、すなわち10.57MeV付近のエネルギーを持つ反跳陽子中性子を測定することになるので、これら $n(\text{Si}, \text{Mg})\alpha$ 、 $n(\text{Si}, \text{Al})p$ 反応による雑音はもっとも深刻な問題となる。ただしこれらの反応は図2-25に示すように7MeV以上の中性子に対して大きな断面積を持つことから³⁸、中性子コリメータが十分な遮蔽能を持つ場合かなり軽減されるものと考えられる。この点からも中性子コリメータ自体の最適化と中性子輸送計算による中性子フラックスの評価が重要になる。

規格化は、加速管内に設置されている中性子生成量モニターでカウントされた中性子発生数を基に行った³¹。一部中性子発生量モニターのデータを得られなかったものに関しては、併設されているロングカウンターの測定結果を使用した。

図2-26、27に反跳陽子スペクトルの測定結果例を示す。これらのスペクトルは前処理として、4096チャンネルで測定したデータを256チャンネルに圧縮し、先に述べた中性子発生量のデータを用いて規格化を行った。今回は「ラジエータ有り」から「ラジエータ無し」のカウント数をチャンネルごとに引いて反跳陽子スペクトルを算出した。この方法ではラジエータ内で生じる散乱中性子の影響を無視することとなるので、厳密にはノイズの過小評価となる。より厳密な方法としては、ポリエチレンの代わりにテフロンを使って同様の測定を行い、両スペクトルの差をとる方法があげられる。この方法の場合、散乱中性子は水素原子の代わりに19倍の質量を持つフッ素との弾性散乱により生じるので、散乱中性子のスペクトルが高エネルギー側に変化する。従って散乱中性子による生成雑音の過大評価となる可能性が

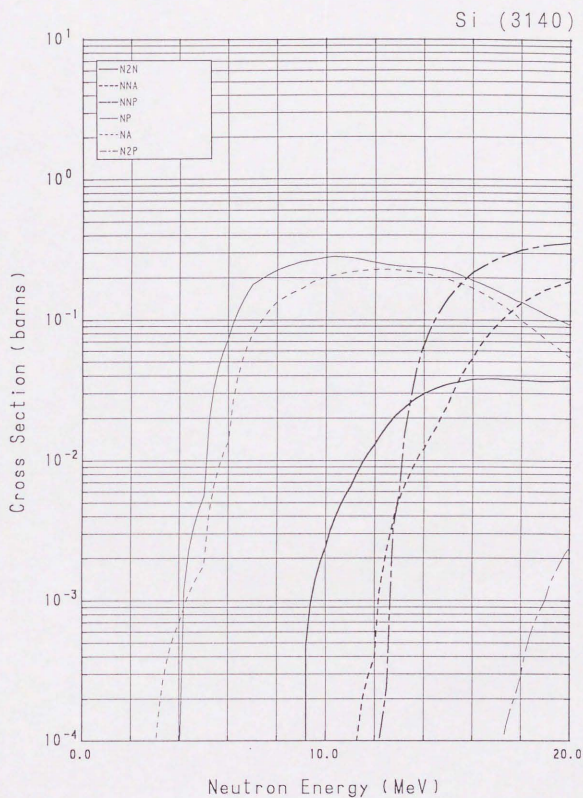


図 2-24 Siの荷電粒子生成反応断面積
(文献38より)

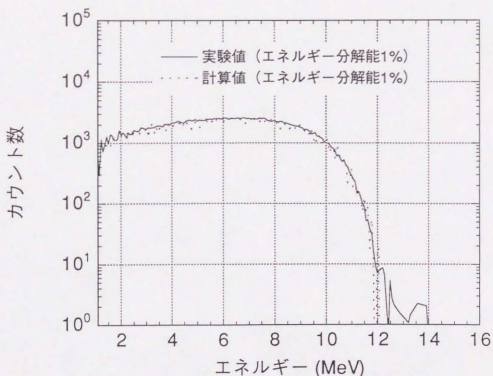


図2-26 反跳陽子スペクトル測定例 (厚いラジエータ)

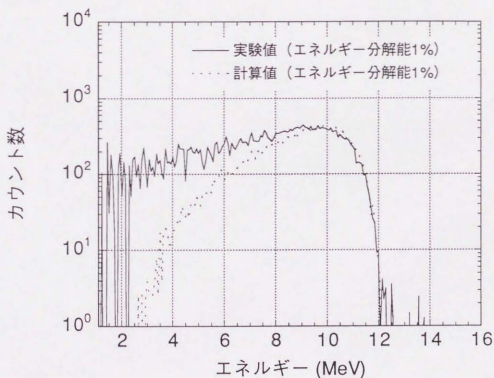


図2-27 反跳陽子スペクトル測定例 (薄いラジエータ)

有る。別の方法として、反跳陽子を完全に止め、散乱中性子が減少しない程度の厚さを持つ金属フィルターをラジエータと検出器の間に置く方法が考えられる。いずれにしても今回の実験の場合は、中性子コリメータが完全なものとは程遠く、ラジエータによる散乱線よりも直接透過成分による影響が支配的と考えられるため測定精度の点からあまり大きな問題は無い。

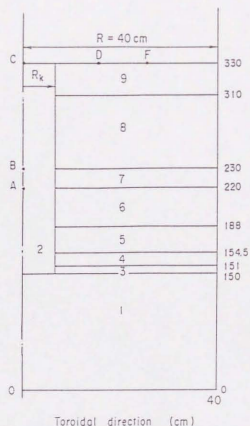
図2-26、27内にある破線は、2.4で使用した応答関数計算コードによる実験体系と同じ検出器寸法に対する計算結果である。図2-26のように厚いポリエチレンラジエータを使用し、十分な検出効率を確保した場合は、実験と計算が全エネルギー領域にわたって良い一致を示している。これに対して図2-27のように薄いポリエチレンラジエータを使用した場合には、高エネルギー領域の立ち上がり部分では良い一致を見せるものの、低エネルギー部分では大きなずれが生じている。この理由として第1に測定データの精度の低さがあげられるが、測定値の平方根以上の誤差が生じている部分がある。これは反跳陽子コリメータの出口付近で、コリメータをかすり、エネルギーを損失した反跳陽子によるものと考えられる。現在得られている結果からはこれ以上の分析を行うことは難しいため、今後の実験では十分な測定精度を確保する必要がある。また計算コード中にコリメータ部分でのエネルギー損失を導入し、検討を行う必要がある。

2.5.2 核分裂炉を用いた実験

現実の核融合炉における測定では、炉壁や構造材等による散乱により中性子が広いエネルギー領域にわたって分布する。つまり測定対象となるイオン速度に関する情報を持つ高速中性子が、すでにそれらの情報を失ってしまった散乱中性子の中に混在する訳である。したがってノイズである散乱中性子が、スペクトロメータに入射した場合の応答関数を測定し、その影響の度合を把握する必要がある。

図2-29はITERにおける典型的な測定用チャンネル(図2-28)の位置Cにおける中性子スペクトルの計算結果である³⁹⁾。この計算は、CASKライブラリーを用いてDOT3によって行われ、中性子エネルギーは15MeVから0.111MeVまでの15群に分けられている。オリジナルは単位レサージ当たりの表記になっているが、図2-29では横軸を中性子エネルギー軸に書き直してある。計算はかなり荒いものであるが、14MeV付近のピークと1MeV付近にピークを持つ連続スペクトルが組み合わさった形となっていることがわかる。図2-30は代表的な核分裂中性子源である²⁵²Cfの中性子スペクトルである。この両者を比較してもわかるように、核分裂中性子源を利用することで散乱中性子の影響をかなり把握出来ることが予想出来る。

そこで十分な中性子フラックスを確保出来る核分裂炉の中性子を使用して応答関数測定を試みた。この実験では同時に7MeV以下のエネルギーを持つ中性子がSSDに入射した場合のノイズの評価も行った。



ITER/OTR outboard blanket and shield with a straight through-channel: (1) plasma (isotropic bulk source of 14-MeV neutrons); (2) channel; (3) 100% stainless steel; (4) 8% iron and 65% natural lithium; (5) 8% iron, 25% natural lithium, and 12% uranium (99.6% U^8 and 0.4% U^9); (6) 3% iron, 13% CoH_2 , and 79% natural lithium; (7) 100% stainless steel; (8) 7% H_2O and 93% stainless steel; and (9) 1% boron, 14% H_2O , and 85% stainless steel.

図2-28 中性子エネルギー
スペクトル計算モデル

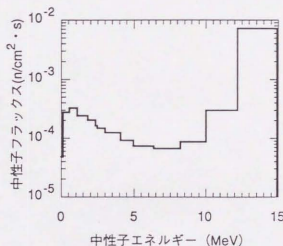


図2-29 測定チャンネルでの
中性子スペクトル計算例
(文献39より)

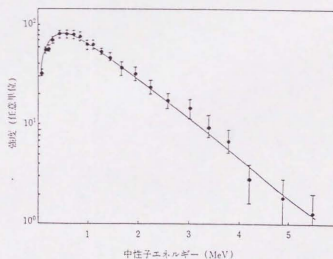


図2-30 ^{252}Cf 自己核分裂中性子のスペクトル

2.5.2.1 実験体系

東京大学原子力工学研究施設高速中性子源炉「弥生」のファーストコラム実験孔を使用して、応答関数測定実験を行った。図2-31、図2-32に弥生炉概観40とファーストコラムの断面図41、表2-8に弥生の主要特性一覧を示す。

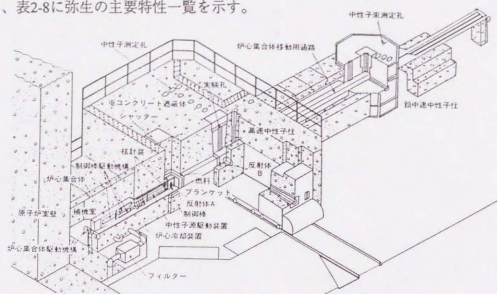


図 2-31 東京大学工学部原子力工学科研究施設
高速中性子源炉「弥生」概観

表2-8 東京大学工学部附属原子力施設高速中性子源炉「弥生」の主要特性
(文献40より抜粋)

1.熱出力 (最大)	2kW
2.中性子束 (最大)	$0.8 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$
3.燃料	
材質	金属ウラン
濃縮度	^{235}U 約93w/o
概略寸法	約124 ϕ \times 125mm
装荷量	約28kg
4.ブランケット	
材質	劣化ウラン (^{235}U 約0.4w/o)
形式	中空円柱系
寸法	約100mm厚
装荷量	約500kg
5.冷却方式	強制吸出通風冷却
6.制御装置	
材質	劣化ウラン (^{235}U 約0.4w/o)
本数	安全ブロック1、安全棒2、 シム棒2、調整棒1
7.動特性パラメータ	
炉心熱膨張係数	$-1.25 \times 10^{-5} \Delta \text{ k/k/}^\circ\text{C}$
ドップラー係数	$-2.0 \times 10^{-8} \Delta \text{ k/k/}^\circ\text{C}$
即発中性子寿命	$2.1 \times 10^{-8} \text{ sec}$

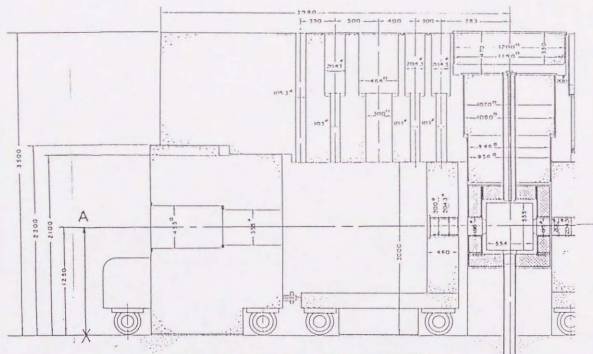


図 2-32 ファーストカラム孔断面図

図2-33はファーストカラム孔出口付近(図2-32中のA点)での中性子スペクトルを示す⁴²⁾。同点における中性子フラックスは1Wあたり約 $1.2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ である。図2-34はファーストカラム孔、 ^{252}Cf 、核融合炉中性子束計算例を比較のために規格化したものである。ファーストカラム孔と ^{252}Cf についてはピーク値を1.0とし、核融合炉の計算値については低エネルギー側のピーク値を基準にとった。ファーストカラム孔の中性子スペクトルは7 MeV付近まで、核融合炉の中性子エネルギー分布とかなり似た形を示している。しかし、7 MeV以上のエネルギー成分はかなり少ないので、このエネルギー帯については評価することが出来ない。

図2-35に実験体系図、図2-36に測定系構成図を示す。また写真2-5は実験に使用した検出器

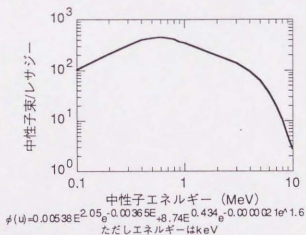


図2-33 ファーストカラム孔中性子スペクトル

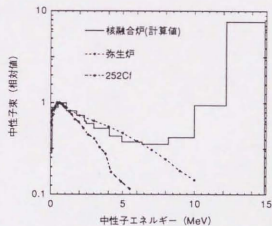


図2-34 スペクトルの比較

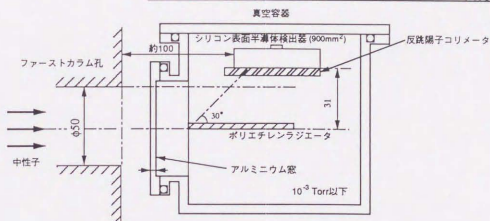


図 2-35 実験体系図

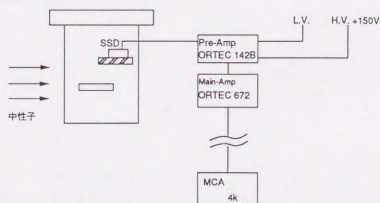


図 2-36 測定系構成図



写真 2-5 実験体系概観

と、実験体系の概観である。真空系等、基本的には14MeV単色中性子源を用いた実験で使用したのと同じ構成であるが、荷電粒子検出器として900mm²の有感面積を持つSSDを1つだけ使用した。そのため検出器の持つ静電容量の関係から、前置増幅器はORTEC社142B前置増幅器を使用した。検出器のエネルギー分解能は、5.486MeV α に対して0.74%であった。反跳陽子コリメーションプレートは表2-9に示したものを使用した。ただし、 ϕ 1.0mmのコリメーションプレートは、450mm²の有感面積を持つ検出器を想定して製作したため（写真2-2参照）、検出器の全有感面積の半分程度しか使用していない。炉出力とファーストコラムの中性子エネルギースペクトルの関係から、ラジエータに薄いものを使用してエネルギー分解能をあげても意味が無いことから、厚さ1.0mmのもののみを使用した。

表2-9 実験に使用した反跳陽子コリメーションプレート

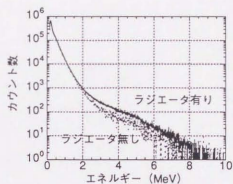
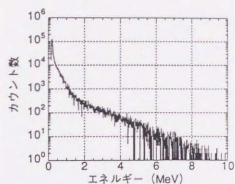
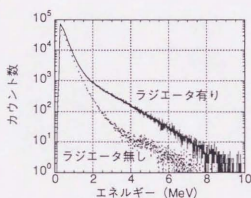
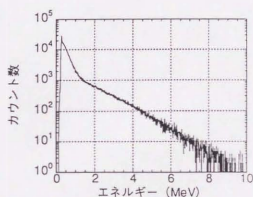
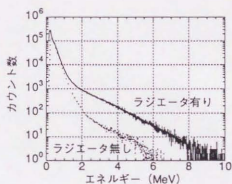
ϕ 5.0mm (30°) \times 1.0mm \cdot t	アルミニウム製
ϕ 1.0mm (30°) \times 2.0mm \cdot t	真鍮製

2.5.2.2 実験結果

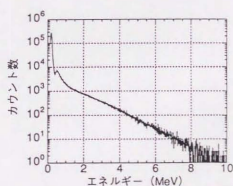
図2-37a1、b1、c1に測定結果を示す。図2-37a1、b1は ϕ 1.0mm、 ϕ 5.0mmの反跳陽子コリメーションプレートを使用したもので、「ラジエータ有り」、「ラジエータ無し」のそれぞれにたいし4096チャンネルで測定したデータを1024チャンネルに圧縮し、炉出力を用いて規格化を行った。図2-37c1は反跳陽子コリメーションプレートははずして測定したものであり、同様の処理を行っている。規格化はそれぞれの条件にたいして積算炉出力2kW \cdot h、500 kW \cdot h、300kW \cdot hでおこない、炉の運転出力・検出効率などがかなり違うことから同一の値にはしていない。

図2-35を見てもわかるように、検出器が真空容器の制限により中性子ビームから十分に離れていないため、ノイズ（各図のラジエータ無し）がかなり出ている。しかし14MeV中性子を使用した場合（図2-24）と異なり、中性子の高エネルギー成分がほとんど無いために、荷電粒子生成反応によるピークはあらわれていない。低エネルギー領域でのノイズのかんりの部分は γ 線に起因するものと考えられる。ただしコリメータの半径が小さくなり、信号雑音比が悪くなると、高エネルギー側でもノイズが見られるようになる。

図2-37a2、b2、c2は反跳陽子スペクトルであり、14MeV単色中性子を用いた実験と同様に、「ラジエータ有り」の測定データから「ラジエータ無し」の測定データを各チャンネルごとに差し引いたものである。中性子エネルギーが0から10MeV程度まで連続的に広がっているため、反跳陽子スペクトルもそれを反映したものになっている。またラジエータとして、ほぼ飽和厚に相当する厚さのものを使用しているために、全体的に似たようなスペクトルになっている。各スペクトルに共通する点として、「ラジエータ有り」は「ラジエータ無

a1) ϕ 1.0mm、応答関数測定結果a2) ϕ 1.0mm、反跳陽子スペクトル測定結果b1) ϕ 5.0mm、応答関数測定結果b2) ϕ 5.0mm、反跳陽子スペクトル測定結果

c1) コリメータ無し、応答関数測定結果



c2) コリメータ無し、反跳陽子スペクトル測定結果

図 2-37 応答関数測定結果

し]に対して、低エネルギー領域でかなり多いカウントを持っている。先に示したシリコンの荷電粒子生成核反応断面積(図2-25)を見てもわかるように、中性子エネルギーが6MeVを越えると(n,p)、(n,α)の断面積がほぼ14MeV中性子と変わらない値を持つようになる。さらにシリコンは質量数28のものが92%以上をしめすように、 ^{28}Si に対する(n,p)、(n,α)反応のQ値はそれぞれ-3.860MeV、-2.653MeVである。従ってファーストカラム孔の中性子スペクトルと反跳陽子の信号を寄与分を考慮しても、散乱された中性子による信号がかなりあると考えるのが妥当であろう。蛇足ではあるが図2-37c2の低エネルギー位置のピークはシキイ値レベルの変動によるもので、真のピークではないことを付け加えておく。

2.6 第2章の結論

核融合実験炉用14MeV中性子エネルギー spektrometersに関する提案を行い、実機への適用を念頭に置いた概念設計を行った。設計では主に検出器部の設計に重点を置き、モンテカルロシミュレーションにより応答関数計算を行い、最適化をはかった。またS/N比と検出器寿命の推定も行った。設計結果は要求性能を全て満たしている。

14MeV単色中性子源を使用した実験では本検出器の測定方法の妥当性と、応答関数計算コードの精度検証を行った。その結果、十分な測定精度を確保した厚いラジエータに関して、全エネルギー領域で非常に良い一致が得られた。また薄いラジエータを使用したものに関しても、最も重要な高エネルギー部分では良い一致が得られている。概念設計で使った応答関数計算コードは、今回の設計対象に関しては十分な精度を持っていると結論出来る。従って、概念設計の結果は要求性能を十分満たし、かつ核融合炉実機に適用可能な、現実的設計案であると断言出来る。

核分裂中性子ビームを用いた実験では、核融合炉の構造物などで減速された、散乱中性子を想定した実験を行った。その結果、2MeV以下の低エネルギー領域にノイズが集中することがわかった。γ線によるノイズについてはバックグランド測定をすることで、かなり取り除くことが出来る。それに対して散乱中性子によるノイズは、γ線に起因するものほど簡単に取り除くことは難しい。しかしながら両者ともエネルギー領域が測定対象となる14MeVとは大きく離れていることから、検出器が飽和し、パイルアップを起さない限り、関心領域のスペクトルに影響を与えることはない。両者を取り除く最良の方法は、2.3.1で述べたΔE-E同時計数法であろう。この方法を適用するには、システムを複雑にしないためにも spektrometersと中性子コリメータの最適化を進め、S/N比をあげることで検出器の小型化を進める必要がある。

またこれらの検証実験の結果、検出器のノイズやエネルギー校正法など、概念設計案と同程度のエネルギー分解能を持つ次の試作器設計・製作や、実機設計に有用な多くの情報を得ることが出来た。特に中性子コリメータの設計に当たっては、高速中性子の遮蔽が非常に重要である。

参考文献

- 1) V. Mukhovatov et al. ; "ITER Diagnostics", ITER DOCUMENTATION SERIES No. 33, Vienna, (1991), International Atomic Energy Agency, p. p. 55-60
- 2) M. J. Loughlin et al. ; Nuclear Instruments and Methods , A281, (1989), p. 184, "Measurment of the Fractional Thermonuclear Neutron Yield during Deuterium Neutral Beam Injection into Deuterium Plasma"
- 3) J. M. Adams et al, Nuclear Fusion, 31-5, (1991), p. 891, "Studies of D-D Fusion REactivity in High Temperature JET Plasmas"
- 4) H. Brysk; Plasma Physics, Vol. 15, (1973), p.p.611-617, "Fusion Neutron Energies and Spectra"
- 5) プラズマ・核融合学会編; 「プラズマ診断の基礎」, 名古屋, (1990), 名古屋大学出版会, p. p. 252-254
- 6) C. H. Johnson and C. C. Trail; The Review of Scientific Instruments, vol. 27, No. 7, (1956), p. p. 468-474, "Proton-Recoil Neutron Spectrometer"
- 7) S. J. Bame et al; The Review of Scientific Instruments, Vol. 28, No. 12, (1957), p. p. 997-1006, "Absolute Determination of Monoenergetic Neutron Flux in the Energy Range 1 to 30 MeV"
- 8) M. Cambiaghi, F. Fossati and T. Pinelli; Nuclear Instruments and Methods, 82, (1970), p. p. 106-108, "Fast Neutron Spectrometry with Identification of Recoil Protons"
- 9) T. B. Ryves; Nuclear Instruments and Methods, 135, (1976), p. p. 455-458, "A Proton Recoil Telescope for 12-20 MeV Neutrons"
- 10) H. Gotoh and H. Yagi; Nuclear Instruments and Methods, 101, (1972), p. p. 395-396, "The Detection Efficiency and the Proton Recoil Counters with Axial Symmetry to a Point Neutron Source"

- 11) H. Gotoh, H. Yagi and Y. Harayama; Nuclear Instruments and Methods, 109, (1973), p.p. 349-353, "Calculation of the Response Function of Semiconductor Proton Recoil Counters with a Radiator of Finite Thickness"
- 12) D. Sloan and J. C. Robertson; Nuclear Instruments and Methods, 198, (1982), p. p. 36 5-372, "The Efficiency of a Recoil Proton Monitor"
- 13) Bernd R. L. Siebert et al; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A235, (1985), p. p. 542-552, "Corrections and Uncertainties for Neutron Fluence Measurements with Proton Recoil Telescopes in Anisotropic Fields"
- 14) 井口哲夫; 「核融合炉中性子工学におけるトリチウム増殖比高精度評価法の実験的研究」, 東京大学工学部博士論文, (1986), p. p. 89-124
- 15) エネルギー特別研究(核融合)総合総括班; 「核反応プラズマ実験における放射線 - 現状と問題点 -」, 文部省科学研究費補助研究成果報告書, (1983), p. p. 122-138
- 16) G. Dearnaley and A. B. Whitehead; Nuclear Instruments and Methods , 205, (1961), p. p. 12
- 17) Jan Kallne and Harald Enge ;Nuclear Instruments and Methods In Physics Research,A28 1,(1992),p. p. 595-602,"Magnetic proton recoil spectrometer for fusion plasma neutrons"
- 18) J.Kallne, P.Batistoni and G.Gorini; The Review of Scientific Instrument, Vol. 62, No. 1 2, (1991), p. p. 2871-2874, "On the possibility of neutron spectrometry for determination of fuel ion densities in DT plasmas"
- 19) M.Osakabe et al.; Research Report NIFS Series, 205, (1993), "A Compact Neutron Counter Telescope with Thick Radiator (Cotetra) for Fusion Experiment"
- 20) 金子純一; 「速中性子エネルギー測定のための遅延線陰極位置検出型比例計数管の設計及び試作」, 名古屋大学工学部原子核工学卒業論文, (1989)

- 21) Magnus Hoek, Ninos S and Garis and Gudmar Grosshog; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A322, (1992), p. p. 248-257, "Simulation of the Neutron and Proton Transport in the 14MeV Neutron Time-of-flight Spectrometer,TANSY"
- 22) Krzysztof Drozdowicz, Magnus Hoek and Dan Aronsson; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A306, (1991), p. p. 315-330, "Energy Calibration of Neutron Detector for the Neutron Spectrometer TANSY"
- 23) 工藤勝久 他; 日本原子力学会秋の大会予稿集, (1992), C9, p.145, 「同期型比例計数管による中性子スペクトロスコープの可能性の検討」
- 24) Z.Body; "Handbook on Nuclear Activation Data", Technical Reports Series No.273, Vienna, (1987), International Atomic Energy Agency, p. p. 55-60
- 25) Micro Parts社; "The Liga Technique"
- 26) 山内通則 他; プラズマ核融合学会第七回秋季講演会予稿集, (1990), 17pF10, p. 98, 「核融合実験炉(ITER/FER)中性子計測系コリメーターのニュートロニクス検討」
- 27) 井口哲夫; 「ITERにおける中性子計測システムの設計」, 日本原子力研究所平成3年度受託研究報告書, (1991)
- 28) 笹尾真実子; 「高温プラズマより損失する核反応荷電粒子の計測」, 昭和61年度科学研究費補助金(一般研究(B)) 研究成果報告書, (1987)
- 29) EG&G ORTEC 社; "Detectors & Instruments For Nuclear Spectroscopy", (1990), p. p. 1-1 - 1-21
- 30) Thomas A.Callcott et al.; Nuclear Instruments and Methods In Physics Research, A266, (1988), p. p. 578-585, "Area Detectors For X-Ray Spectroscopy"
- 31) 浜松ホトニクス株式会社; 「マイクロチャンネルプレート その特性と応用」, No. 79-55-01, (1979)
- 32) Hiroshi Maekawa et al. ; JAERI-M, 83-219, (1983), "Neutron Yield Monitors For The

Fusion Neutronics Source (FNS) -For 80° Beam Line -"

- 33) H.H.Andersen and J.F.Ziegler; "Hydrogen Stopping Powers And Range in All Elements", Volume 3 Of The Stopping And Ranges Of Ions In Matter, (1977), Pergamon Press
- 34) W.N.Lennard et al. ; Nuclear Instruments and Methods In Physics Research, A248, (1986), p. p. 454-460, "Nonlinear Response Of Si Detectors For Low-Z Ions"
- 35) K. W. Kemper and J. D. Fox; Nuclear Instruments and Methods, 105, (1975), p. p. 333-334, "Comparative Pulse-Height Anomaly For Protons And Alpha-Particles In Silicon Surface Barrier Detector"
- 36) Horst Liskien and Arno Paulsen; "Neutron Production Cross Sections And Energies For The Reactions $T(p,n)^3\text{He}$, $D(d,n)^3\text{He}$ And $T(d,n)^4\text{He}$ ", Neuclear Data Tables 11, (1973), Academic Press. Inc. , p. p. 569-619
- 37) 徳田清仁、中嶋龍三; JAERI-MEMO, 9067, (1981), 「核反応のQ値およびしきいエネルギー」
- 38) Tsuneo Nakagawa et al. ; JAERI-M, 90-099, (1990), "Curves And Tables Of Neutron Cress Sections -Japanese Evaluated Nuclear Data Libraya Version 3 -"
- 39) Serga Zimin; "A Study On Radiation Shielding Analysis For Toroidal Field Coils Of A Tokamak-Type Reactor ", 1993, 東京大学工学部博士論文
- 40) 安成弘; 「高速増殖炉」, 新原子力シリーズ VI, 同文書院, 東京, (1982), p. p. 169-172
- 41) 「高速中性子源炉[弥生]図面集 (その1) 」, 東京工学部付属原子力工学研究施設, (1972), TRY-002-001
- 42) 五藤 博; JAERI-memo, 9613, (1981), 「国内照射用中性子場データ集」

第3章

14MeV中性子発生プロファイル モニター用検出器の開発

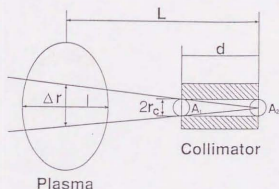
- 1 中性子発生プロファイル計測の測定原理と問題点
- 2 中性子指向性検出器と測定原理
- 3 プラスチックシンチレーティングファイバーを用いた指向性検出器
- 4 反跳陽子コリメータを用いた指向性検出器
- 5 第3章の結論

第1章でも述べたように、現在実用化されている中性子発生プロファイルモニターは多くの問題点を持つ。本章ではそれらの問題点を詳細に検討し、根本的な問題解決を目指した中性子発生プロファイルモニター用検出器を提案する。さらに実機への適用に向けた検討を行う。

3.1 中性子発生プロファイル計測の測定原理とその問題点

3.1.1 中性子プロファイル計測の測定原理

図3-1 はプロファイル計測の基本原理を示したものである。図中の、 A_2 は検出器の面積を表す。この検出器はコリメータによって規定される視線 (line of sight) を持ち、プラズマの一部分のみを測定対象とする。実際に検出器が測定する量 C は計数率であり、以下のように表される。



L: Plasma-Detector distance, d: Collimator length
 A_1, A_2 : Aperture area, r_c : Collimator radius
 Δr : Spatial resolution, l : Line of sight

$$C = \varepsilon \cdot A_2 \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot \int_l S(r) dl \quad \dots (3-1)$$

図3-1 プロファイル計測の基本原理

ここで ε : 検出効率, $\Delta\Omega$: 立体角 ($\approx A_1 / d^2$)

$S(r)$: 中性子発生プロファイル (中性子発生密度分布)

$$\equiv n_T \cdot n_D < \sigma v >_{DT} \quad \text{or} \quad 1/2 \cdot n_D^2 < \sigma v >_{DD}$$

(n : 粒子密度, $< \sigma v >$: 反応速度)

式 (3-1) は、プラズマ中の視野方向の微小な長さ Δl によって規定される体積 ΔV 中の中性子発生密度が、その体積内で一定であると仮定した場合、その体積中における中性子発生率が

$$S(r) \cdot \Delta V = \frac{S(r) \cdot \Delta l \cdot \frac{A_1 L^2}{d^2}}{4\pi L^2} = \frac{S(r) \cdot \Delta l \cdot A_1}{4\pi d^2} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot S(r) \cdot \Delta l \quad \dots (3-2)$$

のように計算されることから導かれる。

検出器の測定した計数率は、検出器位置で中性子フラックスである。複数の視線に対する

測定を行なうことで、それらの測定データからプラズマの位置情報を取得したり、数学的手法によって中性子発生密度分布の再構成を行なうことが可能となる。

3.1.2 中性子発生プロファイルモニターのハードウェア

現在実用化されている中性子発生プロファイルモニターの例として、JETに設置されているDD、DTプラズマ実験共用のシステム¹⁾を紹介する。図3-4aが装置の概略であり、垂直・水平方向の観測ポートに中性子マルチチャンネルコリメータと検出器アレーから構成された中性子カメラ2台が設置されている(図3-4c)。中性子マルチチャンネルコリメータは遮蔽材重量にして水平・32トン、垂直・12トンの重コンクリートで構成され、それぞれ10および9本の視線をもつ。それぞれの中性子カメラは、図3-4cに示した視線の分布に沿ってプラズマ内部を観測するようになっている。

中性子検出器には、

- ・高時間分解能
- ・10%以下のエネルギー分解能
- ・n- γ 弁別可能であること

等の性能が要求され、これらを満たすために立ち上がり時間波形弁別によるn- γ 弁別で有名なNE213液体シンチレータが用いられている。図3-2は検出器部分拡大図で、有機シンチレータと光電子増倍管を直結することで検出効率をあげている。またプラズマ近傍に光電子増倍管を設置する必要から、磁場対策として三重の磁気シールドで検出器全体を包み、万全を期している。さらにシンチレータの特性変化を押えるために、検出器部分の温度管理も行われている。

JETの中性子発生プロファイルモニターや図3-3に示したTFTRの中性子発生プロファイルモニター²⁾を見ても明らかのように、システムを構成する上で不可欠とは言え、中性子マルチチャンネルコリメータは非常に巨大である。さ

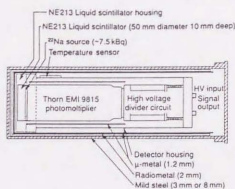


図3-2 中性子発生プロファイルモニター
中性子検出器部拡大図
(JET・文献1より)

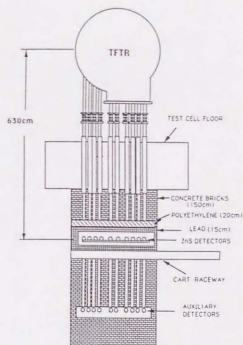


図3-3 TFTRの中性子マルチチャンネル
コリメータ (文献2より)

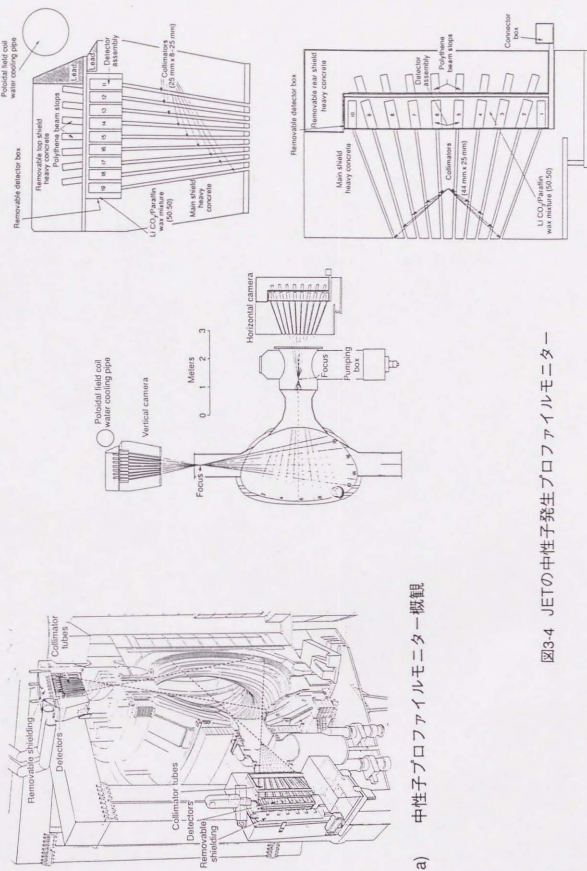


図3-4 JETの中性子発生プロファイルモニター

a) 中性子プロファイルモニター概観

らに図1-5ですでに示したように、核融合実験炉用中性発生プロファイルモニターでは中性子生成量の増加から、さらに巨大な中性子マルチチャンネルコリメータが必要とされる。将来的には中性子発生量の増加からプラズマ診断の主流が中性子プラズマ診断に移ることが予想されるとはいえ、核融合実験炉クラスの実験装置では、他のプラズマ診断系との協調による総合的なプラズマ診断が重要かつ不可欠である。従って空間的な制限の多い炉心近傍に巨大な中性子マルチチャンネルコリメータを設置することは、他のプラズマ診断系に対しても大きな制約を果たすことにつながる。

3.1.3 CTによる中性子発生密度分布再構成

中性子発生プロファイル計測の目的は、測定した線積分値（中性子フラックス）を元に、CT(Computed Tomography)手法によってプラズマ内の中性子発生密度分布を再構成することにある。この節ではCT手法から見た現在の中性子発生プロファイルモニターの問題点について検討する。

3.1.3.1 プラズマCT

現在、CTが医療分野において非常に重要な位置を占めるようになってきていることは、周知のとおりである。これは1917年のJ. Radonによる数学的な原理証明に起源をもち、1960年代前後から現在のCTへ直接つながる計算機トモグラフィーの研究が行われはじめた。1973年には医療用X線CTの実機が試作され、脳の断層撮影などで画期的な成功をおさめるに至った。その後、超音波や核磁気共鳴(NMR)を用いたものも開発され、医療分野だけではなく工業分野でも非破壊検査の手段として注目されている。

プラズマ診断への応用としては、1978年にSauthoffらによってPLTトカマク(プリンストン)で軟X線CTが行われたのがはじめてであり、ついでWendelstein(ガンヒル)、JIPPT-II(名古屋)でも同様の装置が製作・実用化された。

プラズマCTでは測定時間が短く、得られる信号が微弱なことが多い。これに加え、大型磁場閉じ込め核融合プラズマでは強磁場、エックス線・ γ 線・散乱中性子などの高レベルバックグラウンド、機械振動・音響ノイズ等の存在など、非常に厳しい環境下での測定が必須となる。さらに最大の特徴として、真空装置の観測窓の都合などから投影観測角に強い制限があり、検出器列の数が限られる。また特殊な検出器を使用することが多いために、技術的・予算的な都合から、投影データ数自体が少ない。しかし一方で、プラズマは人体などと比べてはるかに滑らかな分布をもち、内部構造が対称性を持つことも多い。

医療用CTなどで使用される標準的な逆問題解法であるフィルター補正逆投影法(Filtered Back Projection)やフーリエ変換法は、全方向からの対象領域全範囲に渡る、まんべんなく

測定された投影データが必要である。しかしながらブラズマCTでは、先に述べた投影観測角と投影データ数の制限から投影データの欠損の補完も満足に出来ないことが多く、これらの方法は一般に使用出来ない。

そこでブラズマCTにおいては投影データ欠損などの問題を解決する方法として、像モデルや目的関数を持ち込み、像を適切に決める試みがなされてきた。具体的方法として、コーマック法やスプライン関数法が属する級数展開法、代数学的再構成法 (Algebraic Reconstruction Technique; ART)、最大エントロピー法 (MEM)、などをあげることが出来る。

3.1.3.2 コーマック法

ここでは簡便さと雑音への強さから最も多用されるコーマック法³⁾の概略について説明する。図3-5に示すような極座標系において、密度分布を $S(r, \theta)$ 、検出器の投影分布を $f(p, \phi)$ とする。 $f(p, \phi)$ は $S(r, \theta)$ の視線方向 L の線積分値であり、3.1.1で定義した C と同じものである。従って、

$$f(p, \phi) = \int_{L(p, \phi)} g(r, \theta) ds \quad \dots (3.3)$$

で表わすことが出来る。ただし、ブラズマは半径1の円の中にあり、その外側で密度分布は0と定義する。 $f(p, \phi)$ 、 $g(r, \theta)$ は共にポロイダル方向に対して 2π の周期性を持ち、フーリエ展開することが可能で、

$$\begin{aligned} f(p, \phi) &= \sum_{m=0}^{\infty} [f_m^c(p) \cdot \cos m\phi + f_m^s(p) \cdot \sin m\phi] \\ g(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{\infty} [g_m^c(r) \cdot \cos m\theta + g_m^s(r) \cdot \sin m\theta] \end{aligned} \quad \dots (3.4)$$

の様に展開できる。

ここで、密度分布のフーリエ係数 g_m をゼルニケ (Zernicke) 多項式

$$R_{ml}(r) = \sum_{s=0}^l \frac{(-1)^s (m+2l-s)! r^{m+2l-2s}}{s! (m+1-s)! (l-s)!} \quad \dots (3.5)$$

でさらに展開し、

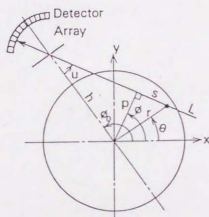


図3-5 視線方向 $L(p, \phi)$ の定義

$$g_m(r) = \sum_{l=0}^{\infty} a_{ml} R_{ml}(r) \quad \dots (3.6)$$

とすると、投影分布に対するフーリエ係数 $f_m(p)$ は次の式で与えられる

$$f_m(p) = \sum_{l=0}^{\infty} a_{ml} \frac{2}{m+2l+1} \sin[(m+2l+1)\cos^{-1}p] \quad \dots (3.7)$$

以上の関係から、検出器で測定された投影分布（すなわち線積分値）をフーリエ変換し、フーリエ係数を求め、有限個の測定点からのデータを用いて最小二乗法で a_{ml} を求めれば、これらの式を用いて密度分布の再構成を行なうことが出来る。

ここで述べたコーマック法に限らず、一般にプラズマCTで用いられる画像再構成手法は、投影データが (p, θ) 平面上にどのように分布するかにかかわらず、与えられたデータをモデルに合わせることで画像再構成像を得る^{4, 5}。従って、得られた再構成像の投影を計算することで、投影データの欠損部を後から補完することも可能である。

3.1.3.3 画像再構成手法から見た中性子発生プロファイルモニターの問題点

3.1.3.2で述べたように、プラズマCTで用いられる再構成手法は投影データの欠損により、計算手続自体が直ちに破綻しないように出来ている。もちろん、これらの係数を精度よく決定し、真の値に近い再構成結果を得るには、 (p, θ) 平面上に満遍なく散らばった、十分な数の投影データの取得が望ましいことは言うまでもない。

しかしながら3.1.2でも述べたように、中性子発生プロファイルモニターでは中性子マルチチャンネルコリメータの制限から、総視線数は20前後、検出器列（視点数）に至ってはわずか2つである。先に述べたようにプラズマ中の中性子の分布は、医療・工業用CTの測定対象と比較してはるかに滑らかな分布を持つ。従って投影データ数については、投影データ間の補完がかなり有効に利用出来る。しかしながら、検出器列がわずか2つしかないために (p, θ) 平面上の投影データは θ に関して非常に偏った分布を持つことになる。

長山がJETで観測された鋸歯状崩壊前後の軟X線CTの結果について行った、級数のハーモニクスについての議論⁶が示すように、プラズマCTでは誤ったプロセスによって、たやすく誤った物理的解釈へ至ることになる。従って、発生密度分布再構成の結果得られた像の良し悪しは、持ち込んだ基準が撮像事情に適するか、得られたデータに適した空間分解能を選択しているかといった点にかかっている。

これまでの議論からも明らかなように、得られた結果を鵜呑みにすることは危険であり、正確なプラズマ診断を行うためにも十分な空間分解能と精度をもった中性子発生密度分布再構成結果を得る必要がある。そのためには測定視線数、特に (p, θ) 平面上でのデータの偏在を緩和するために、検出器列（視点）を増やす必要が有る。ところが3.1.2で示したよう

に中性子マルチチャンネルコリメータはその巨大さゆえに、現状のままでの増設は不可能であり、根本的な改善が必要とされる。

図3-6は3.1.2で述べたJETの中性子発生プロファイルモニターから得られた鋸歯状崩壊前後の中性子発生密度分布再構成結果⁷⁾である。

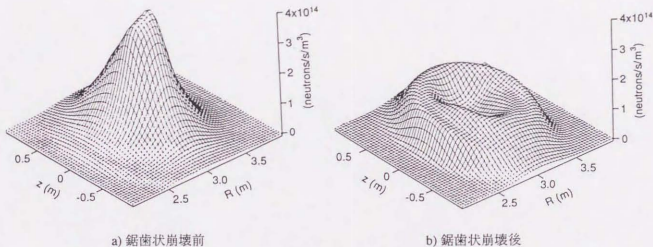


図3-6 JETにおける中性子発生密度再構成像（文献7より）

3.2 中性子指向性検出器と測定原理

前節で検討したように、現在実用化されている中性子発生プロファイルモニターは大きな問題を抱えており、部分的な改良ではこれらの問題を解決することは難しい。

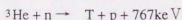
そこで本研究においては検出器自体に指向性を持たせることで、中性子マルチチャンネルコリメータを軽減もしくは省略可能な、大型磁場閉じ込め装置でのDT実験を対象としたシステムを提案し適用可能性検討を行った。測定原理として中性子と軽い原子核との弾性散乱の結果生ずる反跳核が実験室系で前方依存性を持つことに着目し、検出器の形状・寸法を工夫することで中性子の入射方向を弁別する2つの方法を検討した。特に反応核として水素を使用した場合、一回の反応で中性子の持つエネルギーの大部分が反跳陽子に渡される可能性⁸⁾がある。またDT核反応生成中性子が持つ14MeV前後のエネルギー領域では、図2-10で示したように重心系においても反跳陽子が前方依存性を持つことから、より有利になる。

3.2.1 壁効果方式

放射線検出器の有感体積が放射線のエネルギーに対して十分に大きくない場合、放射線はそのエネルギーの全てを検出器に与えることなく、有感領域外へと逃げる場合がある。これは壁効果（ガス計数管ではWall Effect、シンチレータではEdge Effect）と呼ばれ、エネルギー測定を行う場合には放射線が実際に持つエネルギーよりも低いエネルギーが観測される。そのためエネルギー測定では一般に歓迎されない事象であり、この効果を取り除く努力がいろいろな研究者によって現在も行われている⁸。本方式はこの効果を積極的に利用することで、中性子検出器に指向性を持たせるものである。

図3-7に示すように長尺で円筒形の水素含有物質からなる有感領域を持った検出器を考える（かならずしも円筒形である必要はない）。この検出器は、軸方向には最大エネルギーを持った反跳陽子の最大飛程より十分に長く、径方向には最大飛程より短い直径を持つ。中性子が検出器軸と水平に近い角度で入射した場合は、大きなエネルギーを中性子から得た反跳陽子は、その全エネルギーを検出器内に落すことが可能となる。それに対して中性子が検出器軸に対してある程度の角度を持って入射した場合、大きなエネルギーを中性子から得た反跳陽子は壁効果によってその全エネルギーを検出器内に落すことが出来なくなる。

実例として、 ^3He 比例計数管（長さ45cm×直径3cm）にたいして、0度・90度方向からDD中性子を入射した場合の応答関数測定例を図3-8に示す。 ^3He ガス計数管では



反応によって中性子のエネルギーを測定しているため、水素の弾性散乱反応ほど単純ではないものの、壁効果による中性子入射方向の影響が応答関数にあらわれる⁹。このスペクトルは熱外中性子ピークで規格化したもので、0度と90度では全吸収ピークのみならず弾性散乱部分にも違いがあらわれている。

本方式を用いた中性子指向性検出器についての議論は3.3節で詳しく行う。

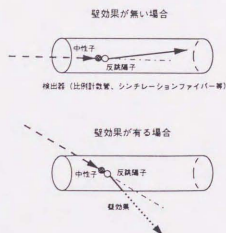


図3-7 壁効果方式測定原理

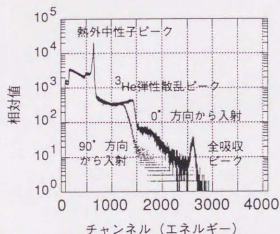


図3-8 ^3He 比例計数管の壁効果

3.2.2 反跳陽子コリメータ方式

本方式は第2章で述べた反跳陽子コリメーションプレート付き中性子エネルギー spektrometer のように、反跳陽子コリメーションプレートによって検出器に入射する反跳陽子の反跳角をコントロールして、中性子入射方向弁別を行う。図3-9に測定原理・検出器概念を示す。中性子が反跳陽子コリメータの中心軸と平行に近い角度で入射した場合は、反跳角が小さく、高いエネルギーを持った反跳陽子が検出器に入射する。それに対して中性子がコリメータの中心軸に対して角度を持って入射した場合、大きな反跳角を持ち、相対的に小さなエネルギーを持った反跳陽子が検出器に入射することになる。従って回路的にエネルギー波高弁別を行うか、金属薄膜の様なものを反跳陽子コリメータと検出器の間に置いて機械的にシキイ値を設けることによって中性子の入射方向を弁別することが出来る。本方式を用いた中性子指向性検出器についての議論は3.4節で詳しく行う。

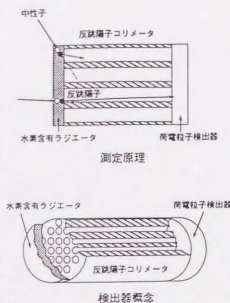


図3-9 反跳陽子コリメータ方式測定原理・検出器概念

3.3 プラスチックシンチレーティングファイバーを用いた指向性検出器

壁効果方式の中性子指向性検出器として、プラスチックシンチレーティングファイバーを用いたものについて検討を行った。応答関数計算コードの使用により、測定方式の有効性を検証し、さらに検出器の最適化を試みた。また実際に検出器を試作し、有効性の実証と特性評価を行った。

前節で述べたように、壁効果はシンチレータの他に、ガス計数管等でも起こる。ガス計数管の場合は、ガスフロー型にすることで中性子照射による検出器の損傷を取り除くことが出来る。製作にある程度の技術が必要であり、応答速度があまり速くないためにカウントレートを稼ぐことが難しい。このような理由から、一般に中性子生成量が多く中性子エネルギー

も十分に高いDT核融合用には適さない。ただし水素含有ガスを用いた計数管は、反跳陽子の飛程などの関係から、DD中性子用の有力な候補であることを付け加えておく。

検出器としてはプラスチックシンチレーティングファイバーと光電子増倍管を直接接続して使用した。プラスチックシンチレーティングファイバーについては3.3.1で詳しく説明するが、プラスチックシンチレータとしての高速度応答特性と、光伝送路としての機能を持ち、柔軟性にとみ、取り扱いが非常に楽である。また伝送損失が非常に小さい石英系ファイバー ($< 2 \text{ dB/km}$) との組み合わせにより、信号を炉心から離れた位置まで引き出せる¹⁰⁾ので、磁場や電磁波の影響を受けずに測定を行うことも可能である。

3.3.1 プラスチックシンチレーティングファイバー

プラスチックシンチレーティングファイバーの代表的な製品としてバイクロン社製BCF-10について述べる。図3-10にBCF-10の構造¹¹⁾、表3-1にその諸特性を示す。直径が1 mmで円形断面のファイバーの場合、その減衰長は約1.5~2.0 mであり、図3-11に示したように径が小さくなるにつれて減衰距離も短くなる¹²⁾。ただし減衰長は測定方法によって変化し、フィルターの使用によって短波長成分を除くことで改善される。

表3-1 バイクロン社プラスチックシンチレーティングファイバー

BCF-10の特性 (文献11より)

コア部材質	ポリスチレン (with 1% butyl-PBD)
コア屈折率	1.60
クラッド部材質	PMMA
クラッド屈折率	1.49
クラッド部厚さ	コア径の3% (円形断面) コア厚の4% (正方形断面)
光出力	アントラセンの58%
発光効率	2.8%
集光率	$> 3.44\%$ (円形断面) $< 4.40\%$ (正方形断面)
ピーク波長	431.9nm
減衰長 (1/e)	2.0m (円形断面)
使用可能温度範囲	-20度~+50度
真空中での使用	可能

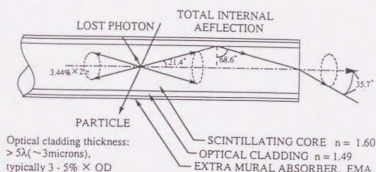


図3-10 プラスチックシンチレーティングファイバーの構造

集光率は円形断面を持つファイバーの場合、中心軸上で最低値を示し、中心から離れるにつれて改善される。放射線によって生じた光子は 4π 方向に放射されるが、シンチレーションが中心軸上以外で発生した場合は、放射された時の方位角が集光率に影響を持つ^{1,13}。正方形断面（四角形断面）のファイバーではこの効果はほとんど無い。

プラスチックシンチレーティングファイバーを用いた検出器としては、高エネルギー物理分野でホドスコプや^{14, 15}、その長尺性をいかして分布型放射線センシングへ適用した例¹⁶などがある。プラズマ診断関係では、概念設計の段階ではあるがエネルギースペクトロメータへの適用が提案されている¹⁷。

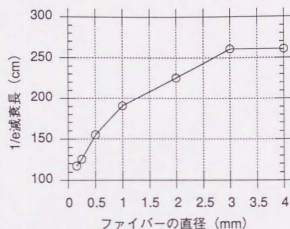


図3-11 ファイバー直径と減衰長さ

3.3.2 応答関数計算と検出器の最適化

モンテカルロ法を用いたシンチレーティングファイバー検出器応答関数計算コード¹⁸を使用して、測定方式の有効性の検証と検出器の最適化を試みた。このコードは、シンチレーティングファイバー内での(n,p)弾性散乱によって発生した反跳陽子が検出器に与えるエネルギーから発光量を計算する。計算では壁効果、光子発生数の計算、光電子増倍管に到達するまでの光子の減衰を考慮しており、光子発生数の計算にはBC-400(NE102相当品)の発光特性を使用している。BC-400はBCF-10と似たような組成を持っており、添加物の違いによる発光波長の違いは有るものの、計算に使用するうえでは特に問題はないと判断した。また計算では検出器（シンチレーティングファイバー）が十分小さいことから中性子の多重散乱、中性

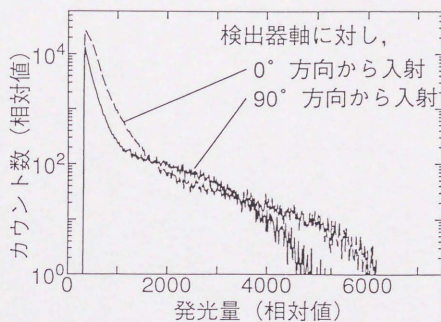


図3-12 応答関数計算例

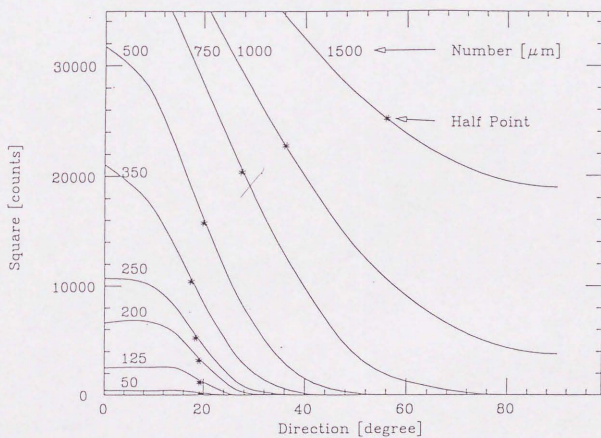


図3-13 パラメータサーベイ結果

子フラックスの減衰は考慮せず、発光量が非常に小さいために炭素の散乱も考慮していない。計算コード自体の妥当性は ^{252}Cf 中性子源を用いた実験などで確かめられている。

図3-12に直径1.0mm、長さ200mmのプラスチックシンチレーティングファイバーに中性子を0度、30度、90度の方向から入射させた場合の応答関数計算結果を示す。0度と90度を比較すると大きな違いが有る事がわかる。しかし30度になるとファイバー径が1.0mmの場合では両者を完全に分離する事は難しくなる。以上に示した結果から、本方式による中性子入射方向の弁別が基本的に可能な事が確認された。

つぎにこの計算コードを使用して、検出器の最適化を試みた。パラメータサーベイを行うに当たり、応答関数の最大発光量の75%の位置にシキイ値を設け、シキイ値以上の発光量を持つ部分のカウント数をとった。図3-13にサーベイ結果を示す。横軸は中性子の入射角度であり、それぞれの曲線に添えられた数がシンチレーティングファイバーの半径を表わす。これを見てわかるように、ファイバーの径が細くなるに従って角度分解能が向上する。しかしある程度以上になると検出効率のみが低下し、角度分解能の改善が見られなくなる。結論としてDT中性子に対しては ϕ 0.35mm程度が最適である事がわかった。

3.3.3 応答関数測定実験

プラスチックシンチレーティングファイバーを用いた検出器を試作し、本方式の有効性の実証と検出器の特性評価を行うために、14MeV単色中性子源を使用して応答関数測定実験を行った。実験は東北大学工学部高速中性子実験室（ダイナミトン）と日本原子力研究所東海研究所核融合炉物理用中性子源（FNS、2.5.1参照）で行った。ダイナミトンはターゲットと加速イオンを切り替えることで、いろいろな中性子エネルギーを得られることを特長としており、14MeV中性子のフラックスはFNSほどは高くない。

3.3.3.1 検出器と実験体系

使用した検出器は全てBCF-10を使用している。ファイバーは光学グリスなどを使わず直接光電子増倍管に接続されており、荷電粒子によるクロストークの防止と遮光のためにファイバー1本1本が金属管で覆ってある。光電子増倍管は応用光研工業製のSP-20である。この光電子増倍管は前置増幅器内蔵型で、一般にはNaI(Tl)シンチレータと組み合わせて使用することを前提としているが、特に問題がないので今回の検出器に使用した。表3-2に実験で使用する検出器の概略、写真3-1に検出器の概観を示す。

検出器1はダイナミトン、検出器2、3はFNSで使用した。検出器1はダイナミトンの中子子フラックスがあまり高くないことから、検出効率優先でファイバー長を200mmとした。それに対してFNSの実験では中性子子フラックスをかなり大きく取れることと、図3-11で示し

表3-2 実験に使用した指向性検出器（壁効果方式）

シンチレーティングファイバー	バイクロン社製 BCF-10（円形断面）
形式	光電子増倍管直結
検出器1	$\phi 1.0\text{mm} \times 200\text{mm} \times 4\text{本}$ 真鍮被覆
検出器2	$\phi 1.0\text{mm} \times 100\text{mm} \times 2\text{本}$ アルミニウム被覆
検出器3	$\phi 0.3\text{mm} \times 100\text{mm} \times 16\text{本}$ アルミニウム被覆

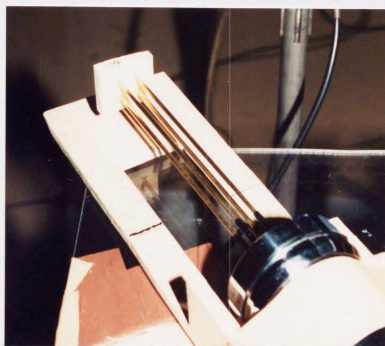


写真3-1 プラスチックシンチレーティングファイバーを用いた中性子指向性検出器例（検出器1）

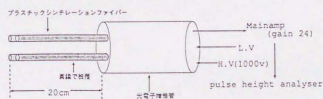


図3-14 測定系の構成

たように径の細いファイバーは減衰長が短くなることから長さ100mmのものを使用した。検出器2は検出器3とほぼ同程度の検出効率となるように有感体積を設定した。

ダイナミトロンでは14.1MeV、FNSでは14.0MeVの中性子エネルギーで測定を行った(図2-23、写真2-3参照)。実験ではファイバーの中央(検出器1では100mm、検出器2、3では50mm)を中心として検出器を回転させ、中性子入射角度を変化させた。図3-14に両実験に共通する測定系の構成を示す。

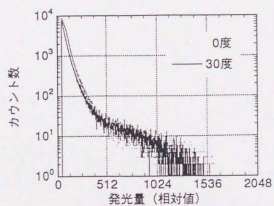
3.3.3.2 実験結果

測定原理の項でも述べたが、本検出器は壁効果を用いるためにエネルギー校正が難しく、スペクトルの形状のみで比較を行った。図3-15、16に測定した応答関数を示す。図3-15は検出器1の応答関数測定例であり、中性子入射方向が0度の場合と90度の場合(図3-15c)を比べると明らかな違いがあり、1300チャンネル付近にシキイ値を設ければ完全な分離が出来る。それに対して0度と60度の場合(図3-15b)ではその差が小さくなり、0度と30度では(図3-15a)ほとんどスペクトルが重なってしまう。

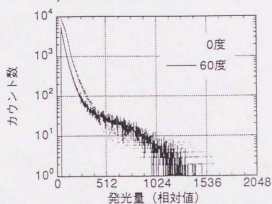
この実測結果と計算結果(図3-12)を比較すると、90度方向から中性子を入射させた場合は、 γ 線の影響のある低エネルギー側を除いて良い一致を示している。しかし0度方向から中性子を入射させた場合は高エネルギー領域で形状の違いが見られる。この違いの原因としては、ファイバーを覆っている金属からの荷電粒子生成反応で生じた陽子や α 線の影響と、計算に集光率を考慮していない点が考えられる。特に高エネルギー領域は発光量が大きいため、後者の影響が拡大されてスペクトルにあらわれる可能性が高い。

図3-16は検出器3の応答関数測定例である。検出器3ではファイバーの直径が0.3mmとなっているので、検出器1よりも強い指向性を示し、0度と60度でも(図3-16b)大きな違いが見られる。しかし30度(図3-16a)については検出器1と同様にほぼスペクトルが重なっている。

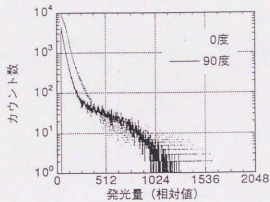
図3-17は検出器2(ϕ 1.0mm)と、検出器3(ϕ 0.3mm)に対して0度方向から中性子を入射させた場合の応答関数の比較である。検出器2は検出器1と検出器3の比較のために使用した。この図では横軸の発光量は共通であり、検出器の有感体積を考慮して規格化を行っている。図から明らかなように、 ϕ 0.3mmの方が ϕ 1.0mmのファイバーと比較して、同一エネルギーの中性子入射に対して高い発光量を示すことがわかる。この結果は計算から予想されたものとは大きく異なり、その理由として以下の3点が考えられる。第1の理由としては、先に述べた集光率の位置依存性によるものが考えられる。円形断面のファイバーでは中心軸位置で集光率が最小となり、中心から離れるに従って光子の放射方向の方位角の影響を受けその値が増加する。したがって、径が細いほど反射面の曲率が小さく、集光率が上がる可能性が高い。第2の理由としては、光電子増倍管の光陰極面の不均一性をあげる事ができる。検出器3は16本のファイバーを使用し、光電子増倍管の第1アノードとほぼ同面積の光陰極面上に均等に広がっているのに対して、検出器2はわずか2本のファイバーしか使用して



a) 中性子入射角30°



b) 中性子入射角60°



c) 中性子入射角90°

図3-15 検出器1の応答関数測定結果

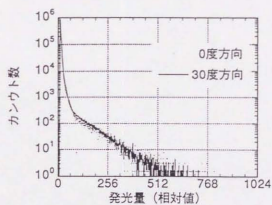
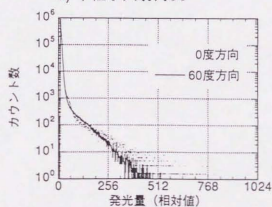
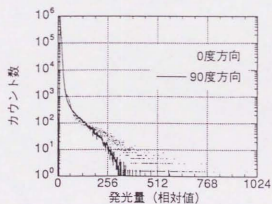
a) 中性子入射角 30° b) 中性子入射角 60° c) 中性子入射角 90°

図3-16 検出器3の応答関数測定結果

いない。そのため使用した光電子増倍管の光陰極面上が不均一な場合、出力波高値が最大30~40%変化する可能性が有る。第3の理由としては、ファイバーと光電子増倍管の接続損失のばらつきがあげられる。使用した検出器は全てハンドメイドであり、目視でも全てのファイバーの端面が光電子増倍管の入射窓に垂直に密着しているとは言いがたく、この部分での損失のばらつきがかなりある。

図3-18はFNSでの実験において、検出器3と、ファイバーをはずした光電子増倍管単体に、0度方向から中性子を入射させた場合の応答関数を比較したものである。プラスチックシンチレーティングファイバーの場合は、光電子増倍管に到達する光子の強度が絶対的に小さいために、光電子増倍管の電子増倍部に高い印加電圧を与える必要が有る。

そのため γ 線起因と見られるノイズが低エネルギー部分を中心として発生している。光電子増倍管部で生じるノイズに関しては、シンチレーティングファイバーの光ファイバーとしての特性を生かし、減衰距離の長い他の光ファイバーとの接続により光電子増倍管を炉外へ設置すれば完全に影響を取り除く事が出来る。同様の測定をダイナミトロンで行った結果からは、FNSほどのノイズは観測されなかった。これとは別に、プラスチックシンチレーティングファイバー自体がかなり γ 線の影響を受ける事が他の実験からわかっており、この点については回路系でエネルギー波高弁別によって除去する以外に方法はない。

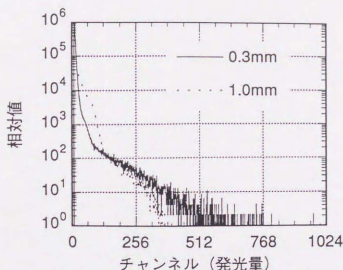


図3-17 ファイバー径と応答関数の変化

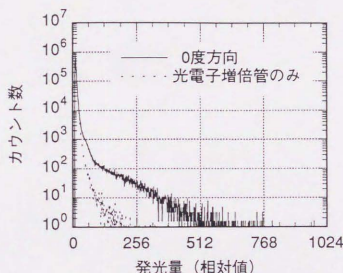


図3-18 光電子増倍管で生じるノイズ

3.3.4 考察

実験と計算の比較を行った結果、プラスチックシンチレーティングファイバーの直径が1.0mmの場合、中性子がある程度の入射角をもって検出器に入射した場合のスペクトルでは、形状の良い一致が見られた。しかし中性子入射角が90度の場合、高エネルギー領域で不一致があらわれ、この傾向はファイバーの径が細くなるに従って強くなった。計算コードの信頼性自体は複数の異なる実験による検証と、同形状のシンチレーティングファイバーについて行われた他の計算例などとの比較から基本的には妥当であるといえる。このスペクトル不一致の原因としては、先に述べた集光率位置依存性による影響の可能性が最も高い。

本研究で得られた実験結果で、は接続損失などその他の要因も多く、原因を断定する事は出来ない。この点を明らかにするためには、集光率の変化を計算に組み込み検討する必要がある。また製作精度をあげた検出器を製作し、精密な応答関数測定を行う必要がある。

3.3.1でも述べたように、四角形断面のプラスチックシンチレーティングファイバーについては円形断面のものよりも集光率の変化が激しくないと予想される。文献17で行われている集光率の位置依存を考慮していない応答関数計算の比較では、円形断面のファイバーと四角形断面のファイバーに大きな差はない。従って、3.3.2で行った検出器の最適化は四角形断面のファイバーを使用することで、ほぼ計算通りの性能が期待できる。さらに四角形断面のファイバーを使用した検出器の応答関数を測定も必要であろう。

3.4 反跳陽子コリメータを用いた指向性検出器

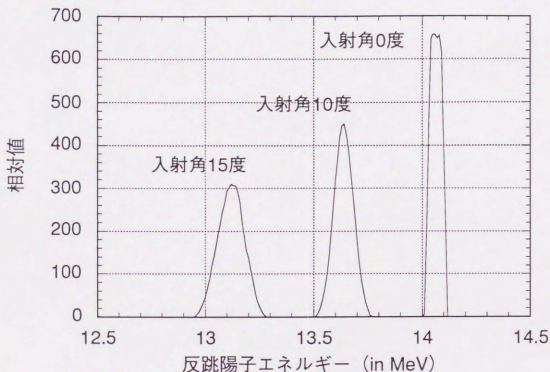
第2章で述べたエネルギースペクトロメータの例でもわかるように、反跳陽子コリメータを使用する事で検出器に入射可能な反跳陽子の反跳角をコントロールし、反跳陽子テレスコープの適用範囲を広げる事が可能である。この節では3.2.2で述べた測定原理に基づく中性子指向性検出器について検討する。まず応答関数計算により、本方式の有効性の検証と角度分解能の限界を把握した。次にラージスケールの反跳陽子コリメータを用いた検出器による応答関数測定実験を行い、測定方式の有効性の実証と検出器の特性測定を行った。

3.4.1 応答関数計算

反跳陽子コリメータの1チャンネル分を取り出したものに対して、入射角度を変化させて中性子を照射した場合の応答関数を計算した。使用した応答関数計算コードは、反跳陽子のエネルギー損失などの重要な部分について、第2章で使用した計算コードと共通の関数（サブルーチン）を使用している。第2章での計算コードの精度検証と合わせて、中性子入射角

を0度とした場合に対する解析解との比較も良好な一致を見せた。この応答関数計算コードはラジエータ厚さなどの検出器寸法の他に、ラジエータ・検出器間物質の選択（真空、空気、金）、検出器のエネルギー分解能などを選択出来るようになっている。

図3-19に応答関数計算例を示す。反跳陽子コリメータによって規定される検出器は、一般的な反跳陽子テレスコープと同様の構成になる。この計算ではラジエータと荷電粒子検出器の間は真空とし、検出器はエネルギー分解能0の理想検出器とした。反跳陽子コリメータは、マイクロチャンネルプレートと同程度の寸法を持つたものを想定している。これを見てもわかるように、中性子入射角度を変えていった場合、反跳陽子の持つエネルギーが段階的に変わっていくのがわかる。またこの計算のような理想的な状態では、10度以下の角度分解能を簡単に達成可能な事もわかる。以上の結果から、反跳陽子コリメータとしてマイクロチャンネルプレート程度の寸法を持つたものを使用した場合、本方式が高い指向性を出す可能性が示された。



反跳陽子コリメータ指向性検出器応答関数計算例
(コリメータ; $\phi 0.02\text{mm} \times 0.95\text{mm} \cdot \text{L}$ 、ラジエータ; $0.02\text{mm} \cdot \text{t}$)

図3-19 応答関数計算例

3.4.2 14MeV単色中性子源を用いた応答関数測定実験

ラージスケールの反跳陽子コリメータとCsI(Tl)シンチレータを組み合わせた中性子指向性

検出器を試作し、測定方式の有効性実証と特性評価を行うために14MeV単色中性子源を用いて応答関数測定実験を行った。

3.4.2.1 検出器と実験体系

本実験の最大の目的は測定方式の有効性実証に有るので、S/N比をあげる必要から検出効率優先の検出器構成とした。ラジエータとしては厚さ1.0mmのポリエチレンを使用し、反跳陽子コリメータとして厚さ2mmのアルミニウム板に直径1.4mmの穴を188個開けたものを使用した。荷電粒子検出器としては、中性子に不感で取り扱いが楽なCsI(Tl)シンチレータと光電子増倍管組み合わせて使用した。CsI(Tl)シンチレータは原子番号が大きい事から γ 線測定に多用され、 γ 線ブラズマ診断用検出器としても使用されている。有機シンチレータとしてはNaIが最も有名だが、CsI(Tl)シンチレータはNaIよりも吸湿性が少なく、機械的衝撃や熱的衝撃にも強く加工しやすい。シンチレータは反跳陽子コリメータに合わせ、25×25mmの面積を持ち、 γ 線の影響を押えるために厚さを2mmにしてある。このようにシンチレータの厚さを薄くする事で、 γ 線によって生じた電子がシンチレータに与えるエネルギー低く抑え、 γ 線の影響を除くことを試みた。CsI(Tl)は図3-20に示したような発光特性を持ち、一般的な光電子増倍管よりもシリコンフォトダイオードを使用した方が量子効率が高い²⁰。しかし一般にダイオードはノイズである γ 線に対して感度が高く、中性子照射損傷に対しても弱い。そ

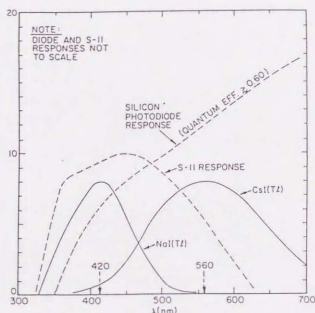


図3-20 CsI(Tl)の発光特性
(文献20より)

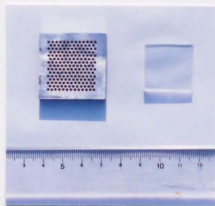


写真3-1 CsI(Tl)と反跳陽子コリメータ

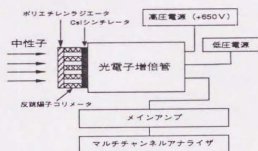


図3-21 測定系の構成

ここで磁場の影響は受けるものの、印加電圧を低く設定することで、 γ 線起因のノイズを抑えることが出来る光電子増倍管を使用した。また光電子増倍管がダイオードと比較して、中性子照射に対しても2~3桁耐性があることも重要である。使用した反跳陽子コリメータとCsI(Tl)シンチレータを写真3-2に示す。

検出器は先に示した図2-23にあるように、ターゲットの中心軸に対して95度の位置に置かれた。図3-21に測定系の構成を示す。

3.4.2.2 実験結果

図3-22は中性子を0度方向から入射させた時の、ラジエータが有る場合と無い場合の応答関数測定結果である。先に述べたようにCsI(Tl)は γ 線測定に多用されるシンチレータであり、ラジエータが無い場合の応答関数を見てもわかるように、ノイズである γ 線に対して高い感度を持つ。この図のエネルギー軸では二つの値が併記してある。これは γ 線と荷電粒子では同一エネルギーでも発光量が違うた

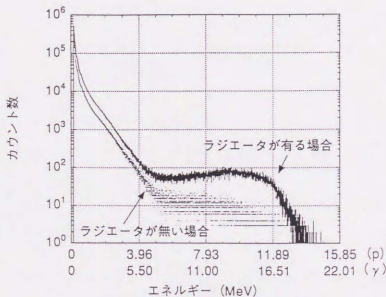


図3-22 応答関数測定例

めにこのような表記をした。有機シンチレータでは同一エネルギーをもつ電子と α 粒子の発光量の比を α/β 値とよび、この値はエネルギーによって変化する。CsI(Tl)の場合、5.5MeVのエネルギーを持つ α 粒子に対して、0.7倍のエネルギーを持つ γ 線が同じ発光量を生ずる²¹。またCsI(Tl)では α 粒子と陽子の間にも同様の関係があり、図3-23に示したように陽子の方が同一エネルギーの α 粒子よりも大きな発光量を生ずる²²。このような関係から、図3-22中の横軸の値は、5.5MeVのエネルギーにおける α 線と γ 線の発光量比と α 線とプロトンの発光量比から出した値0.72を、標準 γ 線源で校正したエネルギー軸にかけて算出したものである。従って陽子のエネルギー軸は完全に校正されたものではなく、参考値である。

図3-24は中性子入射方向を変えた場合の反跳陽子スペクトルである。このスペクトルは、図3-23に示したようなラジエータの有る場合から、ラジエータの無い場合のカウント数をそれぞれのチャンネルについて引くことで求めた。ただし元のデータをそれぞれ1/4に圧縮してから減算を行っている。図を見ても明らかなように中性子入射角が0度の場合と90度の場合では大きな違いがあり、本方式による中性子入射方向弁別が実証された。

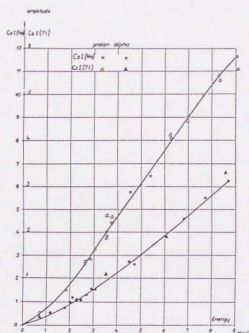


図3-23 CsI(Tl)での同一エネルギーを持つ
陽子とアルファ粒子の発光強度比
(文献22より)

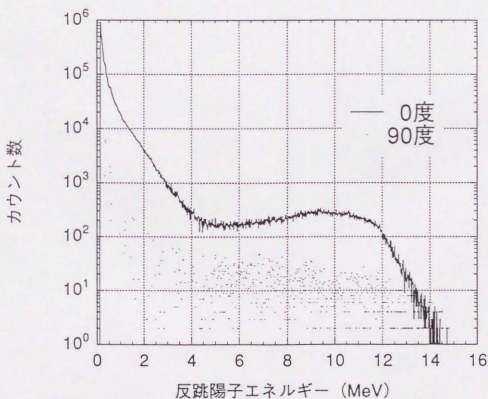


図3-24 中性子入射角度を変えた場合の反跳陽子測定例

3.4.3 核分裂炉を用いた応答関数測定実験

2.5.2の議論ですでに述べたように、現実の核融合実験炉では核融合反応によって生成した14MeV中性子だけではなく、構造材などで減衰した中性子や γ 線環境下での測定を余儀なくされる。3.4.2で述べた単色中性子を用いた実験でも明らかに、今回試作した指向性検出器は γ 線の影響を受けやすく、S/N比もあまり良くない。中性子指向性検出器の場合、最大の目的が中性子コリメータの軽減又は省略であることから、これらの雑音成分を遮蔽によって取り除くことは本末転倒である。そこで、今回検出器に使用したCsI(Tl)シンチレータにおける、電子と荷電粒子による発光の減衰時間の違い²²を利用したパルス波形弁別による γ 線の除去を試みた。実験は2.5.2と同様に、東京大学工学部付属原子力工学研究施設高速中性子源炉弥生で行った。

3.4.3.1 検出器と実験体系

図3-25に測定系の構成を示す。検出器は14MeV単色中性子源実験と同じ物を使用した。シンチレーション光の減衰時間を反映する電流の時間的な変化情報は、リニアパルスの立ち上がり部分に含まれる。光電子増倍管から出た信号はディレイラインアンプに送られ、波形整形と増幅が行われた後、立ち上がり時間測定系とエネルギー測定系の2系統に分けられ、立ち上がり時間とエネルギー情報が得られる。

図3-26は ^{241}Am の5.486MeV α 線と γ 線（主に59keV）を検出器に入射した場合の立ち上がり時間測定例である。図中の高いピークになっている部分が α 線による信号で、この領域にウィンドウを設けることで γ 線の大部分を取り除くことが可能となる。図3-27は立ち上がり時間によってゲートをかけた場合とそうでない場合の比較で、ゲートをかけた場合は γ 線を効率良く削除出来ることがわかる。ただし、測定が空気中で行われたため、 α 線は空気による減衰を受けている。このようなパルス波形弁別法は中性子計測で多用されるNE213液体シンチレータが有名であるが、CsI(Tl)と同じ無機シンチレータであるNaI(Tl)シンチレータでも同様の観測例が有る²³。

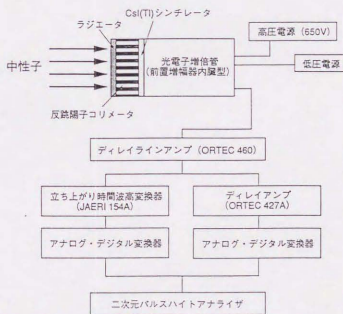
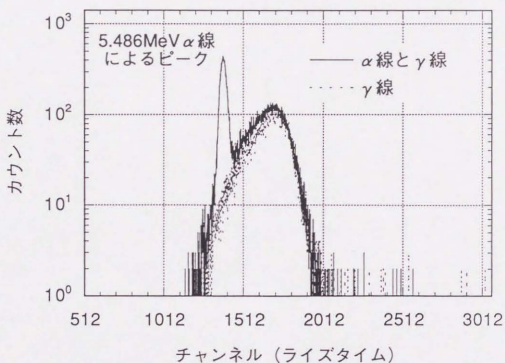
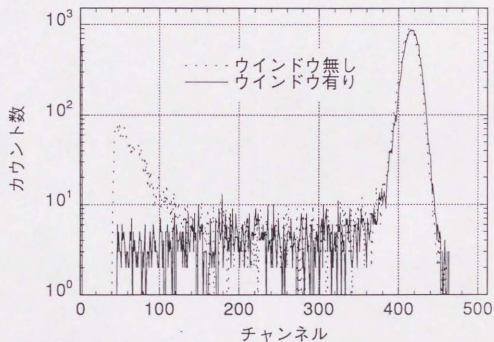


図3-25 測定系の構成

図3-26 CsI(Tl)における α 線と γ 線の立ち上がり時間図3-27 立ち上がり時間波形弁別による γ 線除去
(^{241}Am の α 線と γ 線)

実験は図2-32中のA点上で行い、ファーストコラムの開口径は $\phi 5\text{cm}$ であった。

3.4.3.2 実験結果

図3-28はファーストコラムでの、立ち上がり時間測定の結果である。この測定ではディレイラインアンプで設定するエネルギーしきい値をあげることで、 γ 線と反跳陽子による発光信号の立ち上がり時間の違いを見やすくしてある。図3-29は図3-28中の反跳陽子信号の領域にウィンドウを設け、ゲートをかけた場合とそうでない場合の信号を比較したものである。期待通り、低エネルギーを中心とした γ 線の影響を押えることに成功している。蛇足ではあるが、 α 粒子と陽子でも立ち上がり時間がわずかに異なることを付け加えておく。

図3-30はゲートをかけた状態で中性子入射方向を変化させた場合の応答関数である。使用した反跳陽子コリメータは厚さも薄くチャンネル径も大きいものであるが、明らかな違いが見られる。

しかしながら、立ち上がり時間測定の結果からも明らかにようにCsI(Tl)の場合、荷電粒子と γ 線では立ち上がり時間が完全に分離していないために、立ち上がり時間のみでゲートを設定しても全ての γ 線を除去することは出来ない。図3-31はゲートをかけた状態でのラジエータが有る場合と無い場合の比較で、ラジエータが無い場合でもかなりのカウントが有ることがわかる。

図3-25の測定系を用いて、エネルギーと立ち上がり時間を同時に測定したものが図3-32である。図を見ても明らかにように、スペクトルは γ 線と反跳陽子による二つの成分から形成される。反跳陽子成分は中性子入射方向を変えた場合、図3-32、図3-33a,bのような変化を見せ、かなり効果的な中性子入射方向弁別が期待出来る（図3-33a;中性子入射角30度の測定結果はディレイラインアンプのゲインが異なるためにエネルギー軸が他の3つのスペクトルよりも拡大されている）。また図3-33cはラジエータをはずして測定を行ったものであり、わずかではあるが荷電粒子と思われるピークが見える。これは反跳陽子コリメータとして使用したアルミニウムからの、荷電粒子反応で生じた陽子であろう（ α 成分はほとんどアルミニウムから外に出ない）。以上の測定例からもわかるように、立ち上がり時間でウィンドウを設けると共に、エネルギー軸のシキイ値を高く設けることで、 γ 線の影響をほぼ完全に除去することが可能になる。

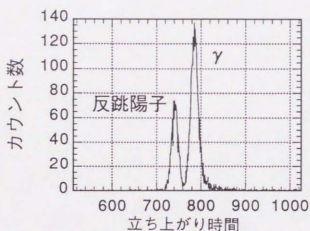


図3-28 ファーストカラムでの立ち上がり時間測定結果

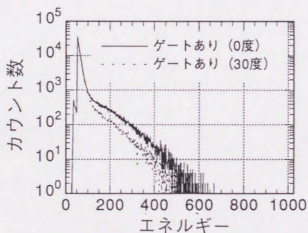


図3-30 中性子入射方向と応答関数の変化

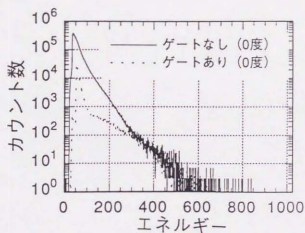


図3-29 立ち上がり時間波形弁別による γ 線除去

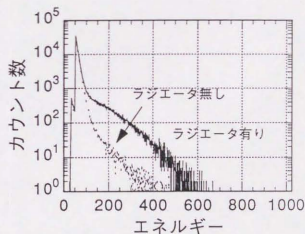


図3-31 ゲートをかけた場合の γ 線の影響

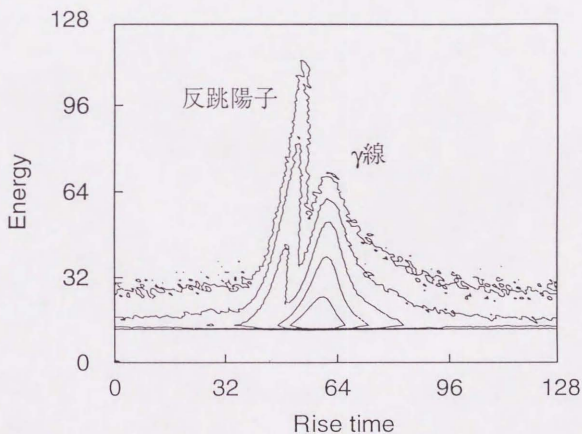
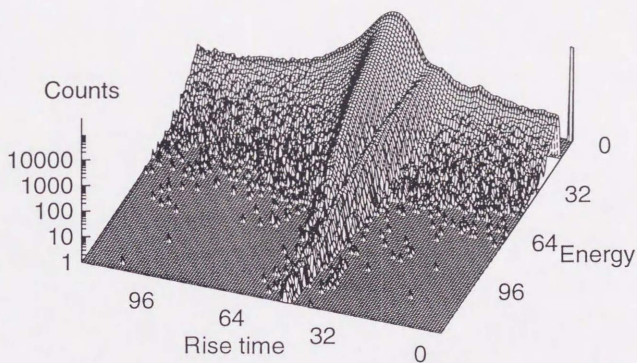


図3-32 中性子を 0° 方向から入射した場合の立ち上がり時間とエネルギーの相関

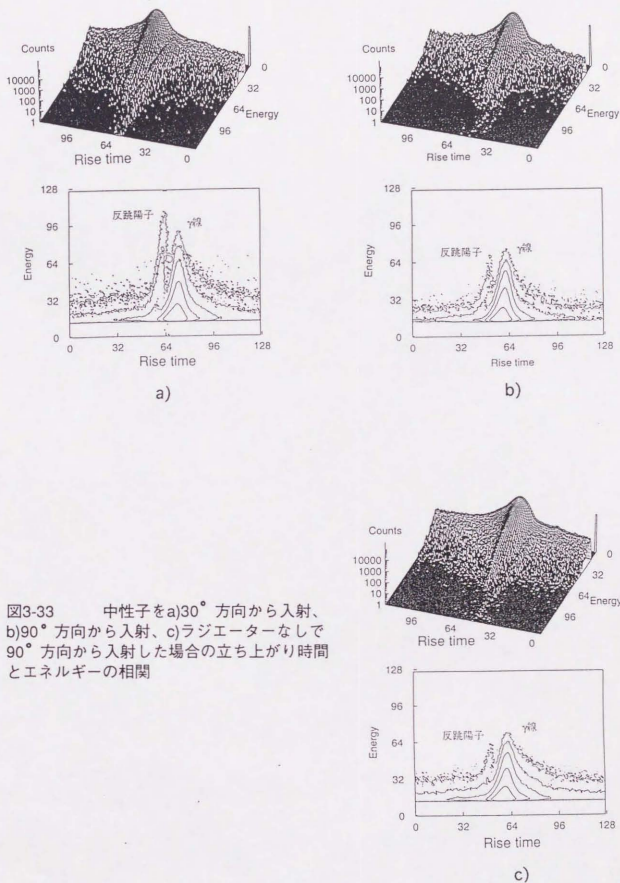


図3-33 中性子をa)30° 方向から入射、
b)90° 方向から入射、c)ラジエーターなしで
90° 方向から入射した場合の立ち上がり時間
とエネルギーの相関

3.5 第3章の結論

14MeV中性子発生プロファイルモニター用中性子指向性検出器として壁効果方式、反跳陽子コリメータ方式の二つの方法について検討した。応答関数の計算と、測定実験により、両測定方式の有効性実証は完了した。表3-3にJETの中性子発生プロファイルモニターと比較した中性子指向性検出器の予想性能をまとめる。

表3-3 マルチチャンネルコリメータ方式と指向性検出器方式の比較

	マルチチャンネル コリメータ方式 (JET)	PSF方式	反跳陽子コリメータ 方式
検出効率 (counts/unit fluence)	2×10^{-3}	6×10^{-6} (1本当たり)	3.7×10^{-14} (1ch当たり)
角度分解能	$\sim 1.2^\circ$	$\sim 19^\circ$	$\sim 5^\circ$
システムサイズ (cm^3)	$200 \cdot L \times 150 \cdot W$ $\times 305 \cdot H$	$\phi 0.8 \times 20 \cdot L^{*1}$	$\phi 8.2 \times 2.5 \cdot L^{*2}$

*1 検出効率をマルチチャンネルコリメータ方式に合わせた場合

*2 検出効率が 2×10^{-6} の場合

表3-3に示した中性子指向性検出器の大きさは、JETの中性子発生プロファイルモニターが持つ検出効率を基準に計算した。これを見てもわかるように、測定系全体をかなり小型することが可能である。さらに中性子指向性検出器は占有空間が小さいことから、よりプラズマに近い位置に設置することが可能である。その場合、散乱中性子が少なくフラックスも高い、有利な条件で測定を行うことが出来る。しかしながら角度分解能については、プラズマ近傍に設置することで実効的な空間分解能が改善されることを考慮に入れても、改善の余地が残されている。

応答関数計算コードを使用したパラメータサーベイの結果を見るとプラスチックシンチレーティングファイバーを用いた中性子指向性検出器は角度分解能は20度程度が限界であり、これ以下の中性子入射角度を完全に弁別することは難しい。そこで、検出器単体の角度

分解能をあげるだけではなく、複数の検出器からの信号をオーバーラップさせることで、実効的な角度分解能をあげる方法が有効であろう。さらにこの考え方を発展させ、検出器列全体で測定したデータをアンフォールディングのような手続きによって変換し、投影データを得る方法が本測定方式には適している。

実機への適用を考えた場合、3.3.3でも述べたようにプラスチックシンチレーティングファイバー中で生じる γ 線雑音の除去が重要となる。その解決方法の一つとして、NE213液体シンチレータ（屈折率1.505）を低屈折率の硝子管（正方形断面）等に封入したものを石英系光ファイバーと直結した検出器を使用して、波形弁別によって γ 線除去する方法が考えられる。この場合、検出器部はシンチレーション光のクロストークを防ぐためのMgO反射材を塗った上でバンドル状にする。さらに荷電粒子のクロストークを防ぎ、検出器全体の検出効率をあげるために、隣接した計9本のファイバーからの信号による非同時計測を行うの良であろう。

反跳陽子法を用いた指向性検出器は、計算・実験の両結果を見てもわかるように、プラスチックシンチレーティングファイバーを用いたものより角度分解能をあげることが可能である。しかし検出効率が低いので、最適化による改善が必要である。また実機への適用を考えた場合、検出器にシリコン半導体検出器などの高エネルギー分解能のものを使用するより、小型化した中性子コリメータにより入射角度が浅い部分を分離する方法がより現実的であろう。そのためには検出器と小型化された中性子コリメータを組み合わせた状態での最適化が必要である。

参考文献

- 1) J.M Adams et al. ; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A329, (1993), p. p. 277-290, "The JET neutron emission profile monitor"
- 2) A. L. Roquemore et al. ; Review of Scientific Instruments, Vol.61, No.10, (1990), p. p. 3163-3165, "TFTR multichannel neutron collimator"
- 3) A. M. Cormack; Journal Of Applied Physics, Vol. 34, No. 9, (1963), p. p. 2722-2727, "Representation of Function by Its Line Integrals,with Some Radiological Applications"
- 5) 岩間尚文；日本原子力研究所委託調査報告書、(1992)、「トカマク診断用ECEトモグラフィーに関する調査」
- 6) 長山好夫；核融合研究、第62巻、第6号、(1989), p. p. 427-445,「プラズマ診断におけるCT(計算機トモグラフィー)の応用」
- 7) F.B.Marcus et al. ; Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol.33, No.4, (1991), p. p. 277-287, "JET Neutron Emission Profiles and Fast Ion Redistribution During Sawtooth Crasfes"
- 8) 高橋浩之；「高速ADCと波形処理アルゴリズムを用いた放射線計測手法の研究」,東京大学工学部博士論文, (1993), p. p. 103-169
- 9) S. Shalev, Z.Fishelson and J. M. Cuttler; Nuclear Instrumens & Methods, 71, (1969), p. 292, "The Wall Effect In 3He Counters"
- 10) 深野義隆；「光ファイバーによる放射線分布センシングの研究」,東京大学工学部卒業論文, (1993)
- 11) BICRON社; "Sintillation Roundtable Update Report -Plastic Scintillating Fibers", Sept. , (1989)
- 12) BICRON社; "Sintillation Roundtable Update Report -Plastic Scintillating Fibers", Oct. , (1990)

- 13) T. O. White; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A273, (1988), p. p. 820-825, "Scintillating Fibers"
- 14) W. Bruckner et al. ; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A313, (1992), p. p. 429-436, "A Scintillating Fiber Hodoscope with Avalanche Photodiode Readout"
- 15) J. Hauser et al. ; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A321, (1992), p. p. 497-503, "A Scintillating Fiber Detector For Electron And Photon Identification At High Luminosity Colliders"
- 16) S. Soramoto; "A Study On Radiation Detection Methods Using Optical Techniques -Applications Of Laser And Fiber Optics -", 東京大学工学部博士論文, (1991), p. p. 83-145
- 17) Somsorn Singkarat, Nions S. Garis and Gudmar Grosshög; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A335, (1993), p. p. 248-254, "The Feasibility Of Using Plastic Scintillation Fibers For Fast Neutron Spectrometry"
- 18) 染谷聡; 「入射角選別型中性子源センサーの研究」、東京大学工学部卒業論文、(1993)
- 19) J. Fraser-Mitchell and A.G. Wright; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A288, (1990), p. p. 429-438, "Contribution Of Photocathode Nonuniformity To Energy Resolution In Mg(Tl) Scintillation Detectors"
- 20) Zuhe Bian, John Dobbins and Nari Mistry; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, A239, (1985), p. p. 518-526, "The Use Of Silicon PhotoDiodes In A CsI(Tl) Calorimeter"
- 21) H. Grassmann, E. Lorenz and H. G. Moser; Nuclear Instruments & Methods In Physics Research, 288, (1985), p. p. 323-326, "Properties Of CsI(Tl) -Renaissance Of An Old Scintillation Material"
- 22) S. Keszthelyi-Landori and G. Hrehuss; Nuclear Instruments & Methods, 68, (1969), p.

p. 9-12, "Scintillation Response Function And Decay Time Of CsI(Na) To Charged Particles"

23)C. M.Bartle; Nuclear Instruments & Methods ,124, (1975), p. p. 547-550, "A Study Of (n, α) Reactions In NaI(Tl) Using A Pulse-Shape-Discrimination Method"

第4章

結論

核融合開発のマイルストーンである大型磁場閉じ込め装置におけるDT燃焼実験はすでに現実のものとなった。さらに日・米・欧・露4極による国際熱核融合実験炉（ITER）の設計・開発も現在精力的に行われている。これらの大型装置におけるDT核融合実験ではプラズマ温度・密度の上昇に伴い、これまでのDDプラズマ実験とは桁違いの中性子が発生する。従って、核融合反応過程の情報を持ち、炉外への透過性に優れた核融合生成中性子の直接測定がこれまで以上に重要になることが予想される。

そこで本研究では、大型磁場閉じ込めDT核融合実験用中性子プラズマ診断系に関する基礎的な検討を行った。その結果、中性子エネルギー spektrometer と中性子発生プロファイルモニターについては、既存の装置をそのまま用いるには問題も多く、中性子検出器を中心とした測定系全体の抜本的な改善が必須であることを明らかになった。

このような現状に鑑み、本研究では中性子エネルギー spektrometer と中性子発生プロファイルモニター用検出器に関する新しい検出器概念を提案し、検出器要素の設計と性能実証試験を通して、実機への適用性を評価した。

14MeV中性子エネルギー spektrometer については核融合実験炉への適用を前提とした設計を行い、適用対象として核融合実験炉の標準と考えられるITERを想定した。要求性能を満たすために中性子ビームと平行に配置したラジエータ、反跳陽子コリメーションプレート、荷電粒子検出器から構成される中性子エネルギー spektrometer を考案し、検討を行った。

設計に当たりモンテカルロ法を用いた応答関数計算コードを作成し、検出器のエネルギー分解能・検出効率を計算し、検出器の概念設計を行った。さらに標準的な測定ポートを想定して行われた中性子輸送計算の結果を用いて、検出器のS/N比と寿命の推定を試みた。

ラージスケールの反跳陽子コリメーションプレートを試作し、14MeV単色中性子源と核分裂炉を用いて、応答関数測定実験を行った。その結果から、設計に使用した応答関数計算コードが、本設計に関しては十分な計算精度を持つことを確認した。さらにこれらの実験によって、検出器に対する中性子・ γ 線による雑音の影響を把握した。

以上の結果から総合的に判断して、本研究で設計を行った14MeV中性子エネルギー spektrometer は要求性能を十分満たし、検証実験の結果からも実機に十分適用可能であると言える。また十分な耐放射線性を持ち、核融合実験炉の運転期間を通じたメンテナンスフリーをも可能にするものと予想される。

今後の課題として、設計結果と同レベルのエネルギー分解能を持つシステムを試作し、実証試験を行う必要がある。また本設計結果は完全な最適設計を行ったものではなく、性能向上の余地が残されている。そこで実機適用をにらみ、中性子検出器部のみならず中性子コリメータを含めたシステム全体としての最適化をはかる必要がある。

現在実用化されている中性子発生プロファイルモニターを、ハードウェアとソフトウェアの両面から検証し、その最大の問題点が巨大な中性子マルチチャンネルコリメータにあ

ることを明らかにした。

これらの問題を根本的に解決する方法として、中性子検出器自体に指向性を持たせることで、中性子マルチチャンネルコリメータを大幅に軽減、もしくは省略する方法を提案した。測定方法として、壁効果方式と反跳陽子コリメータ方式の二つの方法について検討を行った。

壁効果方式では、プラスチックシンチレータとしての高速性と光伝送路としての有効性から、プラスチックシンチレーティングファイバーを検出器として用いたものについて検討した。まず応答関数計算コードを使用して、中性子入射角度を変化させた場合の応答関数の変化を計算し、ファイバー径（円形断面）と角度分解能の関係を明らかにした。

直径1.0mmと0.3mmの円形断面ファイバーを用いた指向性検出器を試作し、14MeV単色中性子源を用いた応答関数測定実験を試みた。測定の結果、本測定方式の有効性が実証された。また測定結果と応答関数計算結果を比較したところ、ファイバー径が細くなるにつれて高エネルギー部分で形状の不一致が見られることがわかった。これは基本的にファイバー中での集光率の位置依存性によるものと予想されるが、現段階では原因を断定することは出来ない。しかしながら正方形断面のファイバーを使った場合、集光率の位置依存性がほとんど無いことから、応答関数計算によって得た結論は基本的に有効である。

本方式の場合、検出器をバンドル化することでたやすく検出効率を稼ぐことが可能である。しかし検出器単体の角度分解能はあまり優れたものではないので、検出器アレー全体で測定したデータから、アンフォールディングのような手法によって投影データを得る方法を検討する必要がある。

反跳陽子コリメータ方式についても壁効果方式と同様の手順いに従い、応答関数計算によって測定方式の有効性検証を行った。その結果、マイクロチャンネルプレートクラスの反跳陽子コリメータを使用した場合、本方式がかなり高い中性子入射方向弁別性能を持つ可能性が示された。

ラージスケールの反跳陽子コリメータ、CsI(Tl)シンチレータ、光電子増倍管を用いた指向性検出器を試作した。14MeV単色中性子源と核分裂炉を用いた応答関数測定実験によって、本方式の有効性を実証した。さらに立ち上がり時間波形弁別によって、バックグラウンド γ 線の影響を低減することに成功した。

本方式では角度分解能と検出効率がトレードオフの関係にあるため、応答関数計算コードを使った検出器の最適化が必要である。この場合、小型の中性子コリメータを組み合わせた測定システムが有効であろう。

これまで述べたきたように、本研究では大型磁場閉じ込めDT核融合実験用中性子診断系として中性子エネルギー spektrometer と中性子発生プロファイルモニター用検出器に関する新しい提案を行った。本論で行った各種の検討から、これらの提案が十分有効なものであると結論出来る。さらに実機適用をにらんだ測定システムの最適化と、実スケールの試作器による実証試験が必要である。

謝辞

本研究は東京大学工学部システム量子工学科、中沢正治教授ならびに井口哲夫助教授の指導のもとに行われました。

中沢正治教授には十分な研究環境を与えていただくと共に、研究を行うにあたり多くの的確な助言をいただき、感謝の念に絶えません。生意気な言い方ではありますが、先生のあの天才的なひらめきを得るためにはどうすれば良いのか、これからの研究の時々には自分なりの追求を行っていききたいと思います。

井口哲夫助教授には本研究の直接の指導教官として、5年間の長きに渡って忍耐強くご指導いただきました。先生にとって、私のように研究上の問題解決のためなら、指導教官であろうが東大助教授であろうが、場所・時を選ばずに牙むき出しで迫って来る学生は、カルチャーショックだったに違いありません。広い心で指導に当たっていただいたことに感謝いたします。余計なことかもしれませんが、ご家族、学生、そして御自身のためにも定期的な運動を生活にとりいれ、「人間フォアグラ」状態から脱却されることを強く望みます。「死んで花実が咲くものか」の方が「人生太く短く」よりも 1×10^9 倍は賢い考え方だと私は思います。

高橋浩之講師には研究室会やコーヒープレークでの不断の議論を通して、本研究の内容をおおいに引き上げていただきました。研究者として、教育者として傑出した先生を失わないためにも、中沢研の学生諸君は毎日の昼飯時には、高橋先生を全員でとり囲んでべ〇ングソース焼きそばを食べましょう。きっと君達の姿を見て、高橋先生もべヤ〇グソース焼きそばの有害さを悟るに違いありません。

システム量子工学科の岡芳明教授、小川雄一助教授には本論文の審査を通して、非常に鋭い御指摘、御助言を授けていただきました。心から感謝いたします。

細野米市技官にはアースの取り方や、電気回路の取り扱い方など、具体的な技術をたくさん教えていただきました。私も東海村へ行ってから、海釣りをはじめようと思っているので、こちらの方も教えていただくことになるかもしれません。

また本研究の中で行われた実験の多くは、東京大学工学部原子力施設高速中性子源炉「弥生」のみなさん、日本原子力研究所東海研究所核融合炉中性子物理用中性子源（FNS）の池田裕二郎博士、前川洋博士、運転員の方々、同那珂研究所ITER開発準備室的場徹博士、同東海研究所原子炉工学部センシング技術研究室の片桐政樹博士はじめ多くの方の協力によるものです。

特に東京大学工学部原子力施設ブランケット部門の吉井康司助手、小野双葉助手には実験の手続きや、実験責任者を引き受けていただくなど多くの便宜をはかっていただきました。心からお礼を申し上げます。

また本研究の第3章は、東京大学大学院工学系研究科システム量子工学専攻修士課程の染矢聡君との共同研究をもとに発展させたものであることを付け加えておきます。氏の協力に感謝します。

以上の方々の他にも、中沢教授秘書の斎藤祥子さん、そして研究室の大学院生・学部生のみなさんとは普段の研究生活の中でいろいろな潤いや刺激を与えていただきました。

最後に学生生活($1+6+3+3+1+4+5=23$)年の長きに渡り、何でも独りで決めては突っ走る息子に、経済的、精神的援助をおしみなく与えてくれた我が父・金子充男、母・金子美弥子に最大の感謝を述べ、この論文を締めくくりたいと思います。

皆さん有り難うございました。

初代ウルトラマンが敵に倒された時、科学特捜隊のアラシ隊員が急速開発された新型兵器を使ってゼットンを倒しました。それを見た僕は、「なんだ偉いのはあの銃を創った科学者じゃないか……」と思いました。あれが今の僕を産み出す大きな原因だったのかもしれませんが……。

でも道はまだ始まったばかりです……、さて次は何を研究^{やろう}かねえ

1993年 3月

金子純一

