



Title	高密度爆縮プラズマ診断のための中性子スペクトロメーターの開発に関する研究
Author(s)	泉, 信彦
Citation	大阪大学, 1997, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3129102
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

高密度爆縮プラズマ診断のための
中性子スペクトロメーターの開発に関する研究

平成9年1月

泉 信 彦

高密度爆縮プラズマ診断のための
中性子スペクトロメーターの開発に関する研究

平成9年1月

泉 信彦

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院基礎工学研究科物理系電気分野専攻前期課程および工学研究科電磁エネルギー工学専攻後期課程在学中に、大阪大学レーザー核融合研究センターにおいて行った、高密度爆縮プラズマ診断のための中性子スペクトロメーターの開発に関する研究についてまとめたものである。

慣性核融合では燃料の入った球殻を爆縮し、熱核融合反応が生じる高温・高密度の燃料プラズマを生成する。近年の慣性核融合実験では、爆縮用レーザーの燃料ペレット状での照射均一性、パワーバランスの向上、ターゲットの初期一様性の向上のため、従来に比して制御性の高い爆縮実験を行うことが可能になった。実験精度、流体シミュレーション精度の向上により、燃料面密度、イオン温度等のコアプラズマの物理状態をより高い精度で測定することが求められる段階に至った。慣性核融合の爆縮過程は極めて短時間の間に終了するため、燃料プラズマの診断には輝度の高いプローブが必要である。爆縮実験における核反応数の増加により、燃料プラズマにおける核反生成応粒子を用いて、燃料プラズマを診断するという手法が可能になった。特に核反応中性子は高密度の燃料プラズマに対しても充分高い透過性を持つため、コアプラズマ診断のプローブとして有用である。著者はコアプラズマの物理状態の測定を行うため、高感度、高エネルギー分解能の中性子スペクトロメーターを開発した。これを爆縮実験に適用し、燃料面密度、イオン温度の測定を行った。さらに将来計画されている点火実験規模の爆縮プラズマの燃料面密度を測定するため、散乱中性子検出に基づく新しい燃料面密度測定法を提案し、新方式を実現するために必要な条件を計算機シミュレーションによって明らかにした。本論文は6章より構成されている。

第1章は、緒論であり本研究の意義について述べている。

第2章は、中性子計測に基づくプラズマ診断の原理とその適用範囲について述べている。

第3章は、飛行時間分解型多チャネル中性子スペクトロメーターの開発について述べている。中性子計数モードのシンチレーション中性子検出器を多数個同時使用することによって、中性子発生数 10^6 個から測定できる高い検出感度と、2.45 MeV中性子に対して23 keVという高いエネルギー分解能の実現に成功している。

第4章では、開発した多チャネル中性子スペクトロメータを、激光XII号レーザーによる爆縮実験へ適用し、得られた結果について述べている。核反応が起こる爆縮過程の最終段階において、燃料プラズマ内に存在する流体としての運動エネルギーと、熱エネルギーとを分離して測定する新手法を考案した。これはD-D中性子のエネルギー幅と、D-D中性子とD-T中性子の発生比とを、それぞれ独立に高い精度で測定し、その差異を分析することにより、流体運動のエネルギーを求めるものである。これを実際の爆縮実験に適用し、乱流運動のエネルギーが熱エネルギーの10%以下であることを、初めて実験的に確認した。また爆縮実験においてイオン温度、燃料面密度を計測し、高い半径圧縮率の爆縮において流体力学的不安定性のため、圧縮性能が低下することを明らかにした。

第5章では、散乱中性子計測による新方式の燃料面密度計測法を提案している。ここでは将来実現される点火実証実験級の大きな燃料面密度の計測に、燃料プラズマ内で発生した中性子の燃料イオンによる散乱を利用した、散乱中性子計測法が有効であることを示している。検出器としてリチウムガラスシンチレータを用いること、中性子コリメーターを最適化することによってバックグラウンドを低減し、散乱中性子計測による面密度測定が可能であることを示している。

第6章は結論であり、得られた研究成果をまとめ、本論文の総括を行っている。

3-3-4	Constant Fraction Discriminator	43
3-3-5	Time-to-Digital-Converter (TDC)	44
3-3-6	計測器制御	44
3-4	^{60}Co を用いた電子増倍率の調整	45
3-4-1	はじめに	45
3-4-2	電子増倍率の調整	45
3-4-3	加速器型中性子線源を用いた 中性子に対する波高応答計測	45
3-5	加速器型中性子源を用いた検出効率測定	47
3-5-1	はじめに	47
3-5-2	DD中性子検出効率測定の原理	47
3-5-3	DD中性子検出感度測定実験	50
3-5-4	実験結果 (DD中性子に対する検出感度)	54
3-5-5	DT中性子検出効率測定 of 原理	55
3-5-6	DT中性子検出感度測定実験	57
3-5-7	実験結果 (DT中性子に対する検出感度)	58
3-5-8	検出感度測定実験のまとめ	59
3-6	^{60}Co を用いたタイミング較正と エレクトロニクス of 時間分解能評価	60
3-6-1	はじめに	60
3-6-2	各チャネル of 信号遅延時間測定	60
3-6-3	エネルギー分解能	63
3-7	まとめ	64
	第3章 of 参考文献	66
第4章	中性子スペクトロメーターを用いた爆縮プラズマ診断	67
4-1	はじめに	67
4-2	爆縮コア of 残留運動エネルギー測定実験	68
4-2-1	実験 of 目的	68
4-2-2	実験条件	69
4-2-3	実験結果	71
4-2-4	まとめ	76

4-3	中性子イールド測定による爆縮性能の評価	77
4-3-1	はじめに	77
4-3-2	実験条件	77
4-3-3	実験結果	78
4-4	半径圧縮率に対するイオン温度の変化	80
4-4-1	はじめに	80
4-4-2	実験条件	80
4-4-3	実験結果	81
4-5	レーザー照射一様性に対するイオン温度の変化	82
4-6	2次反応中性子検出	83
4-6-1	実験条件	83
4-6-2	実験結果	83
4-7	まとめ	85
	第4章の参考文献	86
第5章	散乱中性子計測による燃料面密度計測法の開発	87
5-1	はじめに	87
5-2	散乱中性子検出法による燃料面密度測定の実理	88
5-3	散乱中性子検出を行うための中性子すべくととメーターの設計	91
5-4	モンテカルロシミュレーションによるコリメーターの評価	95
5-5	燃料面密度の測定感度について	100
5-6	リチウムガラスシンチレーターの評価実験	101
5-7	まとめ	108
	第5章の参考文献	109
第6章	結論	110
	謝辞	112
	業績目録	113

第1章 緒論

現在、我々の社会活動を支えているほとんどのエネルギーは、石油、石炭、天然ガス等の化石燃料である。しかし化石燃料の使用については、燃焼時に生じる炭酸ガスの大気中への放出による地球の温暖化、硫酸化合物、窒素酸化合物の放出に起因する酸性雨による森林湖沼への被害等の環境問題が懸念されている¹⁾。核融合エネルギーの利用は石油に替わる次世代のエネルギー源の一つとして期待を集めている。これは核融合炉の燃料、材料が地球上に遍在することなく、事実上無尽蔵に存在すること、燃えかすは無害な非放射性物質（ヘリウム）であり、処理・処分を要さないこと、発生する中性子によって生ずる誘導放射能は減衰が早く地球環境に与える影響が少ないこと、などがその主な理由である²⁾⁴⁾。

核融合反応によってエネルギーを取り出す方法として、熱核融合がある。熱核融合は核融合燃料を数億度の高温に加熱し（燃料は電離してプラズマとなる）、熱運動によって燃料イオン同士を衝突をさせ、充分な数の核反応が起こるまで閉じ込めを行う。熱核融合は、磁場閉じ込め方式と、慣性閉じ込め方式（慣性核融合）に大別される。磁場閉じ込め方式では高温の燃料プラズマを磁場の力で一定時間保持し、エネルギーを取り出すのに充分な核融合反応を起こす方式である。これに対して慣性閉じ込め方式は爆縮により、高温・高密度のプラズマを作り、これが流体的に膨張して飛散するまでの間に充分な核融合反応を終了する。レーザーを用いた慣性核融合（レーザー核融合）の研究は、1968年にBasovらが重水素化リチウムにレーザーを照射し、核反応中性子の発生を確認したことに始まる。その後1972年にNuckollsらによって提案された「爆縮」の概念は、少ない投入エネルギーで大きな利得を得るものであり、現在の慣性核融合研究の基礎となっている⁵⁾。

慣性核融合によってエネルギーを取り出すには、自己点火プラズマの生成が不可欠である。自己点火プラズマとは、外部から与えるエネルギーを、主燃料の圧縮と、中心部の小さな領域の加熱だけに用いることによって、必要なドライバーエネルギーを減らし、主燃料の加熱には内部で生じる核融合エネルギーを用いることによって大きなエネルギー利得を得ようとするものである。自己点火プラズマ生成へのシナリオは次のように描かれている⁶⁾。慣性核融合の燃料ターゲットは図1-1(a)に示すように、外側からアブレーター層、個体または液体の重水素、3重水素(DT)からなる主燃料層、真空またはDTガスの中心部によって構成される。このターゲットに外部からエネルギードライバー（レーザーまたはイオンビーム）を照射すると、アブレーター表面が加熱され（2～3千万度）、圧力が超高压（数千万気圧）になる。この圧力を受けてターゲットは中心方向へ加速する。加速された燃料が中心で衝突する際に球殻の運動エネルギーは内部エネルギーに変換され、燃料は個体密度の1000倍程度まで圧縮される。この圧縮が充分球対称に行われたとすれば図1-1(b)に示すような温度・密度プロファイルをもつ状態が実現される。中心部には高温で比較的低密度のホットスポット領域が形成され、そのまわりには高密度で比較的低温の主燃料プラズマが形成される。初め核反応は高温のホットスポット領域で起こり、大量のアルファ粒子、中性子を発生する。中性子は透過力が高いため、そのままプラズマを飛び出すが、アルファ粒子は飛程が短いので、まわりの燃料を加熱し、さら

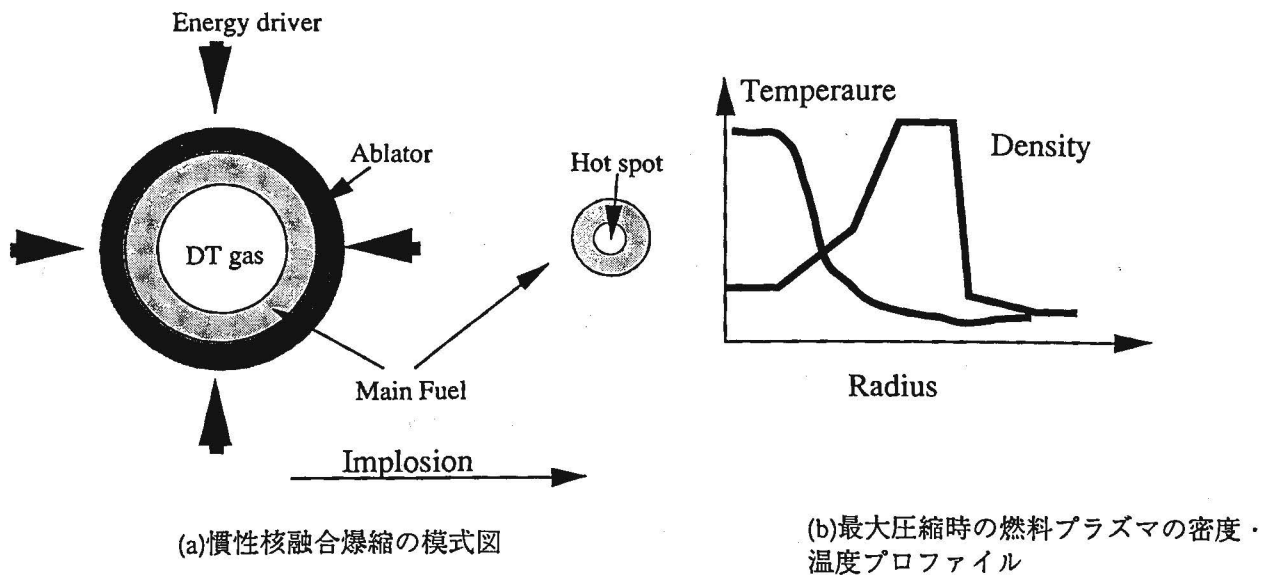


図1-1 慣性核融合におけるホットスパーク加熱の概念図

にホットスポット領域の温度が上がる。これを核融合点火と呼ぶ。核融合点火によってホットスポット領域の温度が高くなると、熱伝導波、もしくは衝撃波がまわりの低温の主燃料部分を加熱し、更に燃焼が広がってゆく。これを核融合燃焼と呼ぶ。

自己点火を達成するためには、このような高密度の主燃料部と高温のホットスポット領域からなる構造を生成しなければならない。このうち主燃料部の圧縮については、大阪大学の激光XII号レーザーを用いた爆縮実験で既に個体密度の600倍の高密度圧縮が実現されている⁷⁾。これにより慣性核融合爆縮によって主燃料部の高密度圧縮は可能であることが実証された。現在の慣性核融合研究では、ホットスポット領域の形成の評価が重要な課題となっている。

ホットスポット領域において核融合点火が起こるためには以下の2つの条件が満たされなくてはならない。

- 1) 輻射損失、電子熱伝導を考慮してもホットスポット領域を加熱するために十分な核融合反応数があること。
- 2) ホットスポット領域の密度と半径の積（燃料面密度、 $\langle \rho R \rangle$ ）がD-T反応によって生成される3.5MeVの α 粒子の飛程より大きいこと。

このためホットスポット領域において核融合点火が起こるためには、

イオン温度 : $T_i > 5 \text{ keV}$,

燃料面密度 : $\rho R > 0.3 \text{ g/cm}^2$,

であることが導かれる。これより燃料面密度およびイオン温度は、ホットスポット領域の形成を評価する重要なパラメーターであることがわかる。

このように、ホットスポット領域の燃料面密度およびイオン温度の計測は、現在の慣性核融合実験におけ

る最も重要な計測の一つである。また近年爆縮実験の実験精度は、爆縮用レーザーの照射強度分布の均一化、パワーバランスの改善、レーザー波形制御の高性能化、ターゲット初期均一性の向上等の技術革新により、飛躍的に向上し、爆縮実験全体の制御性が高くなった⁸⁾⁹⁾。これらの実験精度の向上と計算機シミュレーション精度の向上にともない、より高い精度の燃料面密度およびイオン温度測定が求められている。

慣性核融合におけるホットスポットは小さく（～数十 μm ）、その閉じ込め時間は非常に短い（10～300ps）ため、その計測は通常のプラズマ診断法とは質的に全く異なるものである。近年の核反応数の増加によって、ホットスポット領域内の核反応によって生成される核反応粒子を、ホットスポット領域の診断に用いることが可能になった¹⁰⁾。ホットスポット領域は、高い面密度の主燃料プラズマに囲まれているため、情報を運ぶキャリアー粒子は、高密度プラズマに対する透過性が強いものでなければならない。核反応によって生じる中性子は、電荷を持たないため、高密度プラズマに対しても透過力が強く、物理情報のキャリアーとして有用である。このため、核反応によって生じる中性子スペクトルの測定は、慣性核融合実験における最も重要な計測の一つである。

慣性核融合における中性子スペクトル測定は、一定距離を中性子が飛行するのに要した時間から、中性子の運動エネルギーを導出する、飛行時間分解法を用いて行われる。飛行時間分解法は、飛行距離を長くとることによって、高いエネルギー分解能を得ることができる。従来の飛行時間分解法による中性子スペクトル測定では、1個もしくは数個のシンチレーション検出器を用いて、沢山の中性子を検出し、中性子検出信号の重なりを、出力電流の変化としてオシロスコープにより記録するものであった（電流モード）¹¹⁾。しかし電流モードの検出器では、高い検出効率を得るのが困難であり、発生数の少ない2次反応中性子スペクトルの計測には適さない。このため筆者は、計数モードの中性子検出器を、960チャンネル同時に用いる方式の中性子スペクトロメーター“MANDALA”を開発した。“MANDALA”は、ターゲットに対して大きな立体角をしめるため、検出効率が高く、飛行距離が長いことエネルギー分解能も高い。このため従来の電流モードの検出器では両立することが不可能な、高い検出効率とエネルギー分解能を実現している。これを爆縮実験に適用して、イオン温度、燃料面密度等のホットスポット領域の診断を行った。

第2章では本研究で用いたプラズマ診断法の原理とその適用範囲について述べる。第3章では飛行時間分解型多チャンネル中性子スペクトロメーターの開発と性能の実験的評価について述べる。第4章では開発した中性子スペクトロメーターをプラスチック・シェル・ターゲットの爆縮実験に適用し、中性子イールド、イオン温度、燃料面密度の測定を行った結果について述べる。第5章では、主燃料の燃料面密度測定法として中性子散乱を用いた新方式を提案した。将来計画されている点火実証実験級の大きな燃料面密度の計測に、散乱中性子計数法が有効であることをしめす。

第1章の参考文献

- 1) 資源エネルギー庁監修, 1995/96年版 資源エネルギー年鑑 (通産資料調査会, 東京, 1995).
- 2) S. Glasstone AND R. H. Loverg, Controlled Thermonuclear Reactions (Van Nostrand, New York, 1960).
- 3) R. F. Post and R. L. Ribe, Science **186**, 397 (1974).
- 4) G. L. Kulcinski *et al.*, Am. Sci. **67**, 78 (1979).
- 5) J. Nuckolls *et al.*, Nature **239**, 139 (1972).
- 6) 疇地 宏, 核融合研究 **68**, 31 (1992).
- 7) H. Azechi *et al.*, Laser Part. Beams **9** 93 (1991)
- 8) K. Mima, *et al.*, "Recent Progress of Laser Fusion Research with Gekko Lasers at ILE, Osaka," Presented at the 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 7-11, Oct 1996.
- 9) H. Shiraga, *et al.*, "Improvement of the Imploded Core Performance with Uniform Gekko-XII Green Laser System," Proc. of the 12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena **369**, 108 (1996).
- 10) 宮永憲明, 核融合研究 **66**, 357 (1991).
- 11) 大脇成晴, 大阪大学大学院修士論文(1991).

2章 中性子スペクトルを用いた高密度爆縮プラズマ診断法

2-1 はじめに

慣性核融合の燃料プラズマは、そのサイズが小さく($\sim 30\mu\text{m}$)、慣性力により保持されている時間が極めて短い($\sim 100\text{ps}$)¹⁾⁻⁵⁾。このため慣性核融合プラズマの診断には、通常プラズマ診断とは異なる計測法を必要とする。核反応生成粒子は、核反応が生じる極めて短い時間に、小さな燃料プラズマ内において生成されるため、燃料プラズマ診断の手段として有効である。また核反応中性子は、高面密度プラズマに対しても高い透過性を持つため、プラズマ内部の情報を運ぶキャリアー粒子として特に有用である。さらに中性子は速度が遅いため、発生源の速度によってドップラー効果を受けやすい。これはエネルギースペクトルの広がりが、プラズマ内部のイオンの熱速度等に対して敏感であることを表しており、計測の手段として有効である。本章では、核反応中性子を用いてプラズマ診断を行う意義と、本研究で取り扱うプラズマ診断法の原理、適用範囲について述べる。

2-2 ホットスポット診断に用いるターゲットについて

標準的な核融合点火ターゲットは、中心部のDTガス部とシェル状の固体DT燃料層から構成される⁶⁾⁻⁷⁾。爆縮後、これらはそれぞれ、ホットスポット部、主燃料層を形成する。これに対して本研究では、DTガスの代わりに重水素ガスを、固体DT燃料層の代わりにプラスチックシェルを用いた。DTガスの代わりに重水素ガスを用いる理由は、重水素ガスを用いたときに起こる1次反応、 $d(d, n)^3\text{He}$, $d(d, p)t$ によって生成される核反応生成粒子が、診断用粒子として有用であるからである⁸⁾⁻¹¹⁾。1次核反応によって生成される荷電粒子と、ホットスポット中のイオンとが起こす2次反応を検出することにより、ホットスポット中の電子温度、燃料面密度等の物理状態を計測することができる。更にDD反応による中性子は速度が遅いため($2.16 \times 10^9 \text{ cm/sec}$)熱運動等の発生源の運動によってドップラー広がりを受けやすい。違って中性子エネルギーのドップラー広がりからイオン温度の情報を得ることができる¹²⁾。図2-1に重水素燃料を用いたときの中性子スペクトルと、その計測によって得られる物理量の関係を示す(散乱中性子検出による燃料面密度計測については、第5章にて述べる)。このような観点から、ホットスポット診断用の燃料として重水素ガスを採用し、これを初期にターゲットに充填した。次に固体DT燃料層の代わりに炭素及び水素から成るプラスチックシェルを用いる理由は、現在の慣性核融合実験研究の主題がホットスポット部の診断であるため、ホットスポット部のみに核融合燃料を充填するためである。またプラスチックシェルターゲットについては既に製作技術が確立しており、非常に高い均一性のシェルを得ることができる¹³⁾。プラスチックシェルは固体DT燃料層と比較して初期密度、化学組成が異なるため、全く等価ではないが、ホットスポットの生成に関しては共通する部分が多い。

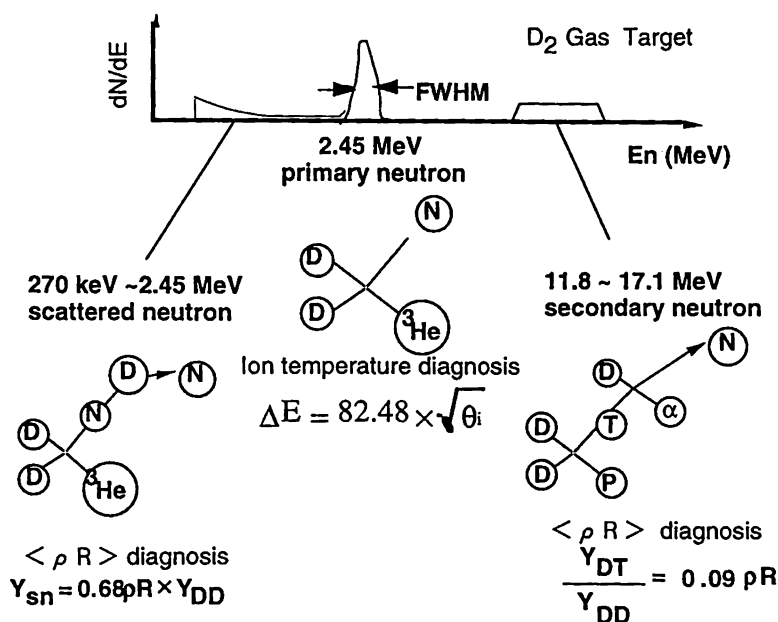


図2-1 重水素燃料を用いたときの中性子スペクトルと、その計測によって得られる物理量の関係

2-3 1次反応中性子スペクトル拡がり測定によるイオン温度測定

核反応を起こした二つの重水素イオンの重心は、実験系に対してイオン温度に対応した速度分布を持つ。このため反応によって生じた中性子の速度も、重心の速度分布によりドップラー拡がりをうける。このためイオン温度を1次中性子エネルギーのドップラーひろがりから求めることができる¹²⁾。

イオンの熱速度と中性子のエネルギー拡がりの関係を明らかにする。中性子スペクトルの計算を行う上で以下の3つを仮定する。

- (1) 燃料プラズマによる中性子の散乱がエネルギースペクトルに影響を与えない。

$$\rho R < 0.1 \text{ g/cm}^2$$

- (2) 燃料イオンはマクスウェル分布をしており、かつ空間的に温度が均一である。
- (3) イオン温度 θ は核融合反応による発熱 Q に比べて小さい。

反応する燃料イオンを粒子1, 粒子2とし、反応後粒子3と中性子が生成されるとして、それぞれの速度ベクトル関係を図2-2に示す。粒子1, 粒子2, 粒子3, 中性子の実験室系における速度を v_1, v_2, v_3, v_n , 重心系における速度を u_1, u_2, u_3, u_n , とした。実験室系における粒子1と粒子2の重心の速度を V_{com} , 相対速度 u_{rel} を次のように定義する

$$V_{com} = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2-1)$$

$$u_{rel} = v_1 - v_2 \quad (2-2)$$

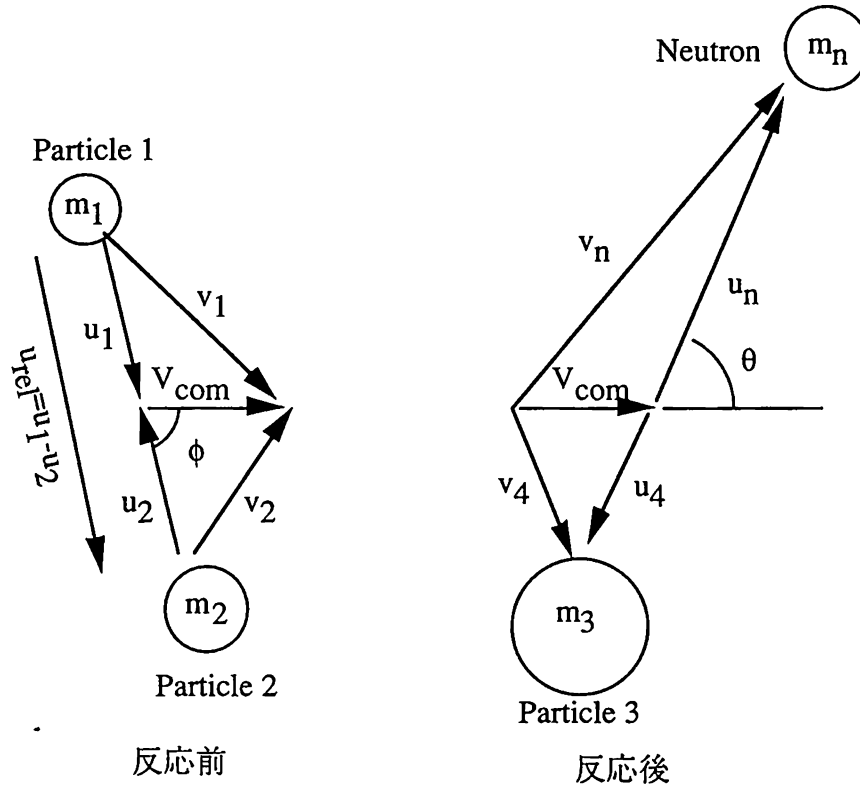


図2-2 燃料イオン，核反応粒子の速度ベクトル関係

実験室系における粒子1，粒子2の速度 v_1 ， v_2 は V_{com} ， u_{rel} を用いて標記することができる．

$$v_1 = V_{com} + u_1 = V_{com} + \frac{m_2 u_{rel}}{m_1 + m_2} \quad (2-3)$$

$$v_2 = V_{com} + u_2 = V_{com} - \frac{m_1 u_{rel}}{m_1 + m_2} \quad (2-4)$$

実験室系における反応前の運動エネルギーを V_{com} ， u_{rel} を用いて標記すると

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) V_{com}^2 + \frac{1}{2} \mu u_{rel}^2 \quad (2-5)$$

ただし μ は2粒子の換算質量で，

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-6)$$

によって定義される．核反応によって解放されるエネルギー Q は光速 c をもちいて

$$Q = \{ (m_1 + m_2) - (m_3 + m_4) \} c^2 \quad (2-7)$$

によって表される．重心系における運動量保存から反応後の中性子の運動量と，粒子3の運動量は等しい．

$$|m_n \mathbf{u}_n| = |m_3 \mathbf{u}_3| \quad (2-8)$$

よって重心系での中性子のエネルギーと粒子3のエネルギー比は，

$$\frac{E_n^{\text{com}}}{E_3^{\text{com}}} = \frac{m_n \mathbf{u}_n^2}{m_3 \mathbf{u}_3^2} = \frac{m_3}{m_n} \quad (2-9)$$

となる．よって重心系における中性子のエネルギーは，

$$E_n^{\text{com}} = \frac{m_3}{m_n + m_3} \left(Q + \frac{1}{2} \mu \mathbf{u}_{\text{rel}}^2 \right) \quad (2-10)$$

によって表される．反応のQ値はイオン温度に比べて充分高いため，イオンの熱速度の2次の項を無視すると，中性子のエネルギーは，

$$E_n^{\text{com}} \approx \frac{m_3}{m_n + m_3} Q \equiv E \quad (2-11)$$

によって表される．このため重心系での中性子速度 u_n は，

$$u_n \approx \sqrt{\frac{2E_0}{m_n}} \quad (2-12)$$

によって与えられる．実験室系での中性子のエネルギーは

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{1}{2} m_n (\mathbf{V}_{\text{com}} + \mathbf{u}_n)^2 \\ &= \frac{1}{2} m_n (V_{\text{com}}^2 + u_n^2 + 2V_{\text{com}} u_n \cos \theta) \\ &= \frac{1}{2} m_n V_{\text{com}}^2 + E_0 + V_{\text{com}} \sqrt{2m_n E_0} \cos \theta \end{aligned} \quad (2-13)$$

によって表される．ただし θ は重心系における速度ベクトル \mathbf{V}_{com} と \mathbf{u}_n の成す角度である．

重心速度 V_{com} も熱速度のオーダーであるから，その2次の項を無視すると， $\Theta = \cos \theta$ として，

$$E_n \approx E_0 + V_{\text{com}} \sqrt{2m_n E_0} \Theta \quad (2-14)$$

を得る．この第2項がドップラー拡がりによるエネルギーのズレを表している．

重心系における中性子放出方向は等方であり， V_{com} に対して無相関であると仮定すると，放出角度分布 $P(\Theta)$ は，

$$\int_{-1}^1 P(\Theta) d\Theta = 1 \quad \therefore P(\Theta) = \frac{1}{2} \quad (2-15)$$

で与えられる．

次に燃料イオンの速度分布から、2つのイオンの重心の並進速度イオンの V_{com} の分布を求める。実験室系における燃料イオン速度分布がマクスウェル分布であるとする、イオン温度 T_i (keV)、燃料イオンの密度 n (cm^{-3})から、

$$\frac{dn}{dv} = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_i}\right) \quad (2-16)$$

の関係が得られる。単位時間、単位体積あたりの核融合反応率 R は

$$\begin{aligned} R &= \iiint |\sigma \mathbf{u}_{rel}| dn_1 dn_2 \\ &= \text{const} \cdot \iint \exp\left[-\left(\frac{mv_1^2}{2T_i} + \frac{mv_2^2}{2T_i}\right)\right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| dv_1 dv_2 \end{aligned} \quad (2-17)$$

によって与えられる。(2-5)式を用いて変数変換を行うと、

$$\begin{aligned} R &= \text{const} \cdot \iint \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2 + \mu u_{rel}^2}{2T_i}\right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| dV_{com} du_{rel} \\ &= \text{const} \cdot \int \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right] dV_{com} \cdot \int \exp\left[-\frac{\mu u_{rel}^2}{2T_i}\right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| du_{rel} \\ &= \text{const} \int \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right] dV_{com} \end{aligned} \quad (2-18)$$

これより反応した2つのイオンの重心の速度分布は

$$P(V_{com}) = \frac{dR}{dV_{com}} = \text{const} \cdot \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right] \quad (2-19)$$

によって与えられる。実験室系での中性子の速度分布 $P(E_n)dE_n$ は、放出角度によって決まる分布 $P(\Theta)d\Theta$ と重心速度によって決まる $P(V_{com})dV_{com}$ を用いて次のように与えられる¹。

$$\begin{aligned} P(E_n)dE_n &= \iint P(V_{com})d^3V_{com} \cdot P(\Theta)d\Theta \\ (E_n &= \text{const.}) \end{aligned} \quad (2-20)$$

さらに(2-14)式より、 Θ を E_n の関数として表すことができるので、変数変換して、

$$\iint P(V_{com})d^3V_{com} \cdot P(\Theta)d\Theta = \left(\int P(V_{com})P(\Theta) \frac{d\Theta}{dE_n} 4\pi V_{com}^2 dV_{com} \right) dE_n \quad (2-21)$$

(2-14)式から、

¹ E_n を固定しているので、 V_{com} と Θ は(2-14)式によって関係づけられる。

$$\frac{d\Theta}{dE_n} = \frac{1}{V_{com} \sqrt{2m_n E_0}} \quad (2-22)$$

これらを用いて,

$$\begin{aligned} P(E_n) dE_n &= \text{const} \cdot \left(\int_{\frac{E_n - E_0}{\sqrt{2m_n E_0}}}^{\infty} \exp \left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right] \frac{4\pi V_{com}^2}{2V_{com} \sqrt{2m_n E_0}} dV_{com} \right) dE_n \\ &= \text{const} \cdot \left(\int_{\frac{E_n - E_0}{\sqrt{2m_n E_0}}}^{\infty} V_{com} \exp \left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right] dV_{com} \right) dE_n \\ &= \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{(m_1 + m_2) \left(\frac{E_n - E_0}{\sqrt{2m_n E_0}} \right)^2}{2T_i} \right] \\ &= \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{(E_n - E_0)^2}{2T_i \frac{2m_n E_0}{m_1 + m_2}} \right] \quad (2-23) \end{aligned}$$

を得ることができる。これは、中性子スペクトルがエネルギー E_0 を中心とするGauss分布になることを示している。中性子スペクトルの半値幅を ΔE_{FWHM} (keV)とすると,

$$\exp \left[-\frac{\left(\frac{\Delta E_{FWHM}}{2} \right)^2}{2T_i \frac{2m_n E_0}{m_1 + m_2}} \right] = \frac{1}{2}$$

より,

$$\begin{aligned} \Delta E_{FWHM} &= \sqrt{8 \ln 2} \sqrt{\frac{2m_n}{m_1 + m_2} E_0} \sqrt{T_i} \\ &= c \sqrt{T_i} \quad (2-24) \end{aligned}$$

$c = 82.48$ (DD中性子について)

$c = 176.76$ (DT中性子について)

が導かれる。よって ΔE_{FWHM} を測定することにより,

$$T_i = \left(\frac{\Delta E_{FWHM}}{c} \right)^2 \quad (2-25)$$

によってイオン温度を求めることができる。

2-4 DT/DD反応率比を用いたイオン温度測定

2-4節で示したスペクトル拡がり測定によるイオン温度測定法は、熱速度によるドップラー効果を用いるものであるが、ホットスポット内に比較的高速($\sim 10^7$ cm/sec)の流れ(乱流等)が存在する場合には、流体の速度(ドリフト速度)によるドップラー効果が重畳され、実際の温度よりも高めに計測される可能性がある。流体運動の影響を受けずに、イオン温度を測定するため、初期燃料の重水素に少量の三重水素を混合し、発生するD-D反応中性子(2.45 MeV)とD-T反応中性子の発生比からイオン温度を求める。単位体積、単位時間当たりの熱核融合反応数Rは次のように与えられる。

$$R_{dd} = \frac{n_d^2}{2} \langle \sigma v \rangle_{dd} \quad (2-26)$$
$$R_{dt} = n_d n_t \langle \sigma v \rangle_{dt}$$

ここで $\langle \sigma v \rangle$ は熱反応率と呼ばれ、核反応断面積の速度平均である。これよりD-D反応中性子(2.45 MeV)とD-T反応中性子の発生比は

$$\frac{Y_{dt}}{Y_{dd}} = \frac{2n_t}{n_d} \frac{\langle \sigma v \rangle_{dt}}{\langle \sigma v \rangle_{dd}} \quad (2-27)$$

で与えられる。

D-D反応とD-T反応の断面積のエネルギー依存性の違いから、これらの熱反応率は異なった温度依存性を示す。イオンの熱速度分布としてMaxwell分布を仮定すると、熱反応率を導くことが出来る¹⁴⁾。図2-3にイオン温度に対するこれらの反応の熱反応率の比をしめす。これらの関係を用いて測定されたイールド比よりイオン温度を求めることが出来る。熱核融合反応率は2つのイオンの相対速度だけで決まるため、この方法は流体運動の影響を受けない。

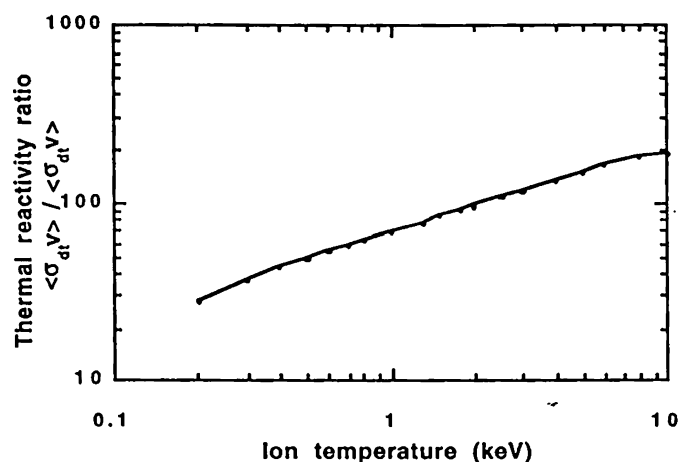


図2-3 初期重水素燃料に1%の3重水素を混入したときのイオン温度とDD/DT中性子発生比との関係。

2-5 爆縮コアに残留する運動エネルギーの測定

中性子スペクトル幅から求められたイオン温度は反応したイオンの並進運動を反映しているため、反応を起こしている領域が流体として動いているとしたとき、流体の流れの速度の影響を受ける（図2-4）。例えばある反応について、流体の速度を $\mathbf{V}_{\text{fluid}}$ 、流体にとともに動いている系での反応イオンの重心速度を \mathbf{V}_{com} 、2つのイオンの重心系における速度を \mathbf{u}_n とすると、全速度ベクトルの和により、実験室系で観測する中性子のエネルギー E_n は、

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{1}{2} m_n (\mathbf{u}_n + \mathbf{V}_{\text{com}} + \mathbf{V}_{\text{fluid}})^2 \\ &= \frac{1}{2} m_n (u_n^2 + V_{\text{com}}^2 + V_{\text{fluid}}^2 + 2u_n V_{\text{com}} \cos \theta + 2u_n V_{\text{fluid}} \cos \psi + 2V_{\text{com}} V_{\text{fluid}} \cos(\psi - \theta)) \end{aligned}$$

\mathbf{u}_n 以外の速度は小さいので、その2次の項を無視すると、

$$E_n = E_0 + \sqrt{2m_n E_0} (V_{\text{com}} \cos \theta + V_{\text{fluid}} \cos \psi) \quad (2-28)$$

となる。ただし θ は \mathbf{u}_n と \mathbf{V}_{com} の成す角度、 ψ は \mathbf{u}_n と $\mathbf{V}_{\text{fluid}}$ の成す角度である。これにより、熱速度によるドップラー効果とは独立に流体の速度によるドップラー効果が現れることがわかる。 $\Psi \equiv \cos \psi$ として、流体速度の方向分布を $P(\Psi)d\Psi$ とすれば、中性子のスペクトルは以下のように表現される。

$$P(E_n)dE_n = \iiint P(V_{\text{com}})d^3V_{\text{com}} \cdot P(\Theta)d\Theta \cdot P(V_{\text{fluid}})d^3V_{\text{fluid}} \cdot P(\Psi)d\Psi \quad (2-29)$$

このとき、重心系での中性子の放出方向、流体に乗った系での2体の重心の速度方向、流体の運動方向は、それぞれ等方で、無相関であると考え、上式から中性子のエネルギー Spektrum を求めることができる。

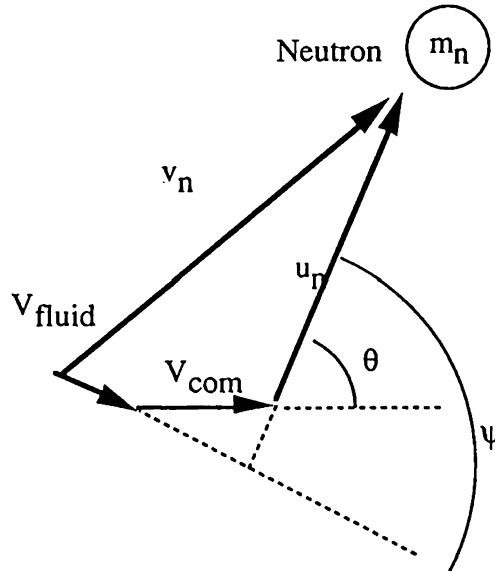


図2-4 熱運動速度と流体運動速度に起因する中性子のドップラー拡がり。

(2-29)式に示すように、中性子スペクトルは熱運動による広がり、流体運動による広がり、の重ね合わせになる。このうち熱運動による広がりがどれほどであったかは、2-4節でのべたDD/DT熱核融合反応比より求めたイオン温度から推定することができる。計測された中性子のエネルギー幅を ΔE_{FWHM} 、DT/DD反応率比から求めた温度を T_i とすると、流体運動に起因するDD反応中性子のドップラー広がり ΔE_{fluid} は、

$$\Delta E_{\text{fluid}} = \sqrt{\Delta E_{\text{FWHM}}^2 - (82.48 \sqrt{T_i (\text{keV})})^2} \quad (2-30)$$

となる。流体運動起源のドップラー広がりから、流体運動の平均的なエネルギーがどれくらいであったかを推定するためには、流体運動の速度分布を特定しなければならない。爆縮時の流体の速度分布は不明であるのが²、作業仮説として、Maxwell分布に近いものであると仮定すると、概算として流体のエネルギーがどれほど残留しているのかを知ることができる。2-4節で行った議論と全く同用にして平均的な流体の運動エネルギー K_{fluid} は

$$K_{\text{fluid}} = \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta E_{\text{fluid}}}{82.48} \right)^2 \quad (2-31)$$

によって見積もることができる。(2-30)式を(2-31)式に代入することにより、平均的な流体のエネルギーは、

$$K_{\text{fluid}} = \frac{3}{2} \left[\left(\frac{\Delta E_{\text{FWHM}}}{82.48} \right)^2 - T_i \right] \quad (2-32)$$

によって求めることができる。

²現状では核反応が起こっている時間に核反応が起こっている領域で、観測できる程度の流体の流れがあるのか、あるとすればどんな流体の流れがあるのかについては良くわかっていない。例えば爆縮速度に対応したような中心に向いた1次元流があるのかもしれないし、乱流状態になっていて、大小の無数の渦が存在するのかもしれない。この流れの性質によって、流体運動の速度スペクトルも単一スペクトルであったり、Kolmogorov理論で示されるような $k^{-5/3}$ に沿う分布になる可能性があると思われる。

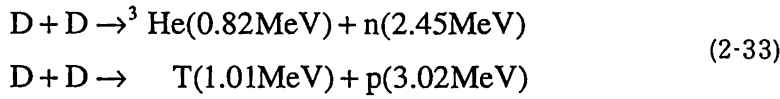
2-6 2次反応中性子スペクトルを用いた燃料面密度 <ρR>の測定

燃料面密度ρRは慣性核融合におけるプラズマ閉じ込め性能を表す指標であり、核融合点火を起こすための条件の一つでもあるため、その計測は現在の核融合実験の最も重要な項目の一つである。本説では2次反応中性子法によるρR測定の原理と、その適用限界について述べる。

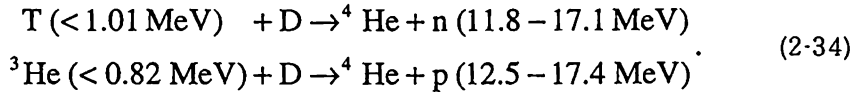
2-6-1 テスト粒子のホットスポット中での減速が無視できる場合

燃料面密度ρRは、1次反応によって生成された核反応粒子（テスト粒子）と燃料イオンとが相互作用する確率が燃料の面密度と比例することを用いて測定される。

ρR測定用ターゲットとして純粋な重水素燃料を用いたとき1次反応は



の2種である。前者の反応を中性子ブランチ、後者の反応を陽子ブランチと呼ぶ。これらの1次反応で生成された粒子のうちトリチウム、 ${}^3\text{He}$ （以下これらをテスト粒子と呼ぶ）はプラズマ中を透過する間に更に下の2種類の2次反応を起こす。



簡単のため、1次反応粒子がホットスポット部の中心で発生したと仮定すると、1次反応粒子の発生量 Y_{1st} と2次反応による中性子の発生量 Y_{2nd} の比は次の関係によって与えられる^{8)・11)}。

$$\frac{Y_{2nd}}{Y_{1st}} = 1 - \exp\left[-\int_0^R \frac{\rho_d}{m_d} \sigma(E) dr\right] \quad (2-35)$$

ただしRはホットスポット部の半径、 ρ_d は燃料イオンの質量密度、Eはテスト粒子のエネルギー、 $\sigma(E)$ は2次反応の断面積である。燃料の密度が一樣で、テスト粒子のエネルギー減衰が無視できるとき、 ρR と反応比は次のような関係になる（図2-5）。

$$\frac{Y_{2nd}}{Y_{1st}} \approx \frac{\sigma(E)}{m_d} \rho_d R \quad (2-36)$$

これに重水素イオン質量、反応断面積を代入することによって次の関係式が得られる³⁾。

$$\begin{array}{ll} \text{2次DT反応} & \frac{Y_{2n}}{Y_{1p}} = 0.12 \langle \rho R \rangle \\ \text{2次D}^3\text{He反応} & \frac{Y_{2p}}{Y_{1n}} = 0.21 \langle \rho R \rangle \end{array} \quad (2-37)$$

³⁾個々の反応断面積はH. S. Bosh らによるR-Matrixを用いた標識に従い数値計算によって求めた。E_t=1.01 MeVとしたDT反応の断面積は406mb、E_{3He}=0.82 MeVとした時のD³He反応の断面積は706mbである。

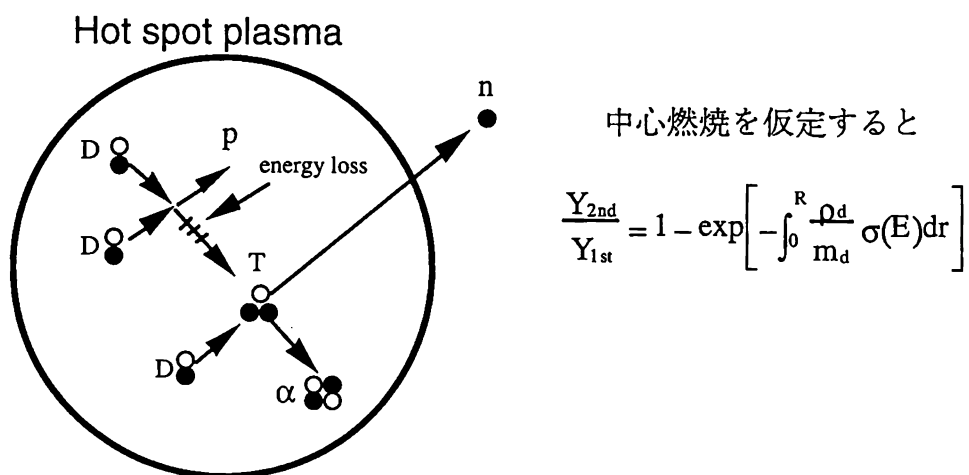


図2-5 DD反応によって生成されたTritonの2次反応と燃料面密度の関係

1次核反応がホットスポット部全体で起こっているとすると、発生する二次反応の数は、中心燃焼の場合の3/4になるので、燃料面密度と ρR と反応比は次のような関係になる。

$$\text{2次DT反応} \quad \frac{Y_{2n}}{Y_{1p}} = 0.09 \langle \rho R \rangle \quad \text{2次D}^3\text{He反応} \quad \frac{Y_{2p}}{Y_{1n}} = 0.16 \langle \rho R \rangle \quad (2-38)$$

2-6-2 ホットスポット中でのテスト粒子の減速が無視できないとき

ホットスポット内でのテスト粒子の減速が無視できないような場合には、エネルギー減衰とともに二次反応断面積が変化するため、(2-37)式に示す燃料面密度と1次2次反応比の比例関係を適用できない。

図2-5に二次反応断面積のテスト粒子エネルギーに対する依存性を示す¹⁴⁾。

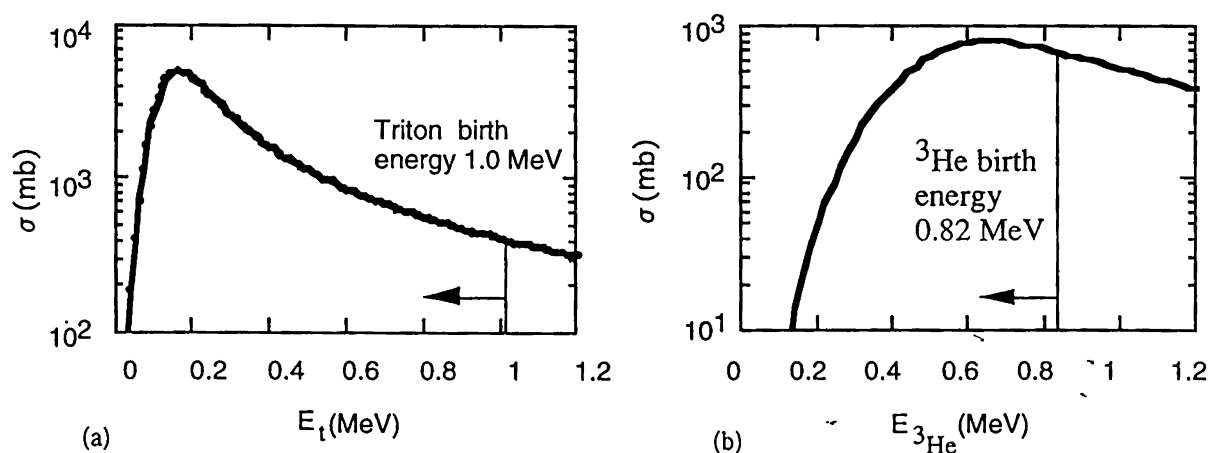


図2-6 テスト粒子のエネルギー減衰に伴う2次反応断面積の変化

(a)DT反応断面積 (b) D3He反応断面積. 横軸は実験室系でのテスト粒子のエネルギーであり、重水素の熱運動の影響は無視できると仮定した、

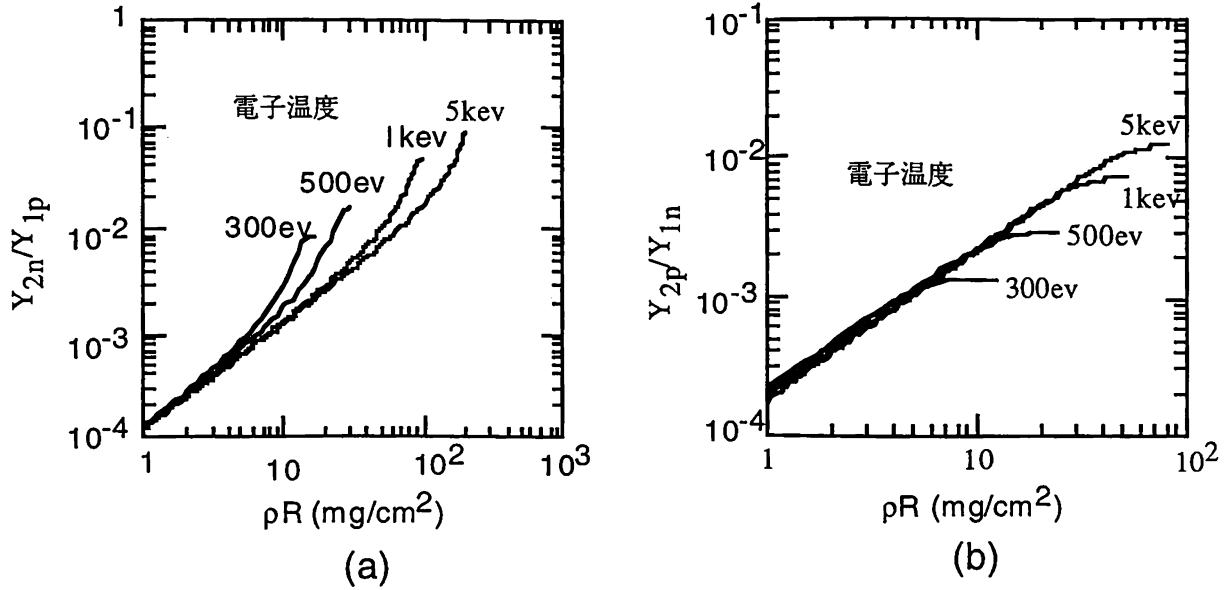


図2-7 テスト粒子のエネルギー減衰による2次反応断面積の変化を考慮した燃料面密度と1次2次反応比. (a) 2次DT反応 (b) 2次D3He反応 ホットスポットは完全電離であり、密度は 1 g/cm^3 を仮定した。テスト粒子の阻止能が電子温度によって変化するため、1次2次反応比は電子温度の関数となる。

2次反応断面積がテスト粒子の初期エネルギー ($E_t = 1.01 \text{ MeV}$, $E_{3\text{He}} = 0.82 \text{ MeV}$) から減速するに伴って変化するため、燃料面密度と1次2次反応比の関係は比例関係からはずれてゆく (図2-6)。特に電子温度が低いときには荷電粒子阻止能が大きくなるため、テスト粒子の減速の効果が大きく現れる。2次 D^3He 反応については、 ^3He のエネルギーが500eV以下になるような場合、断面積が小さくなってしまうため、1次2次反応比は面密度を反映せず、ほとんど電子温度のみの関数になる。また2次DT反応については三重水素イオンが200keV付近まで減速するまで断面積が増加するため、燃料面密度に対する1次2次反応比は増加してゆく。このような領域では(2-37)式の比例関係は適用できない。2次DT反応については三重水素イオンが200 keV まで減速するまでの領域では2次反応は起きているので、断面積の変化を考慮することで1次2次反応比から燃料面密度を求めることができる。 E_0 を三重水素イオンの初期エネルギー、 E_c を三重水素イオンがホットスポット領域を抜け出すときのエネルギー (以下脱出エネルギーと呼ぶ)、 $dE_t/d(\rho x)$ をホットスポット中での三重水素に対する阻止能として、三重水素イオンの減速を考慮した実効2次反応断面積 $\bar{\sigma}(E_c)$ を次のように定義する。

$$\bar{\sigma}(E_c) = \frac{1}{\rho R} \int_0^{\rho R} \sigma(x) d(\rho x) = \frac{1}{\rho R} \int_{E_c}^{E_0} \frac{\sigma(E_t)}{|dE_t/d\rho x|} dE_t \quad (2-39)$$

1次2次反応比はこれを用いて

$$\frac{Y_{2nd}}{Y_{1st}} \approx \frac{\bar{\sigma}(E_c)}{m_d} \rho R \quad (2-40)$$

によって表すことができる。このように実効的な断面積を求めることができれば、計測された2次反応中

中性子と1次反応中性子の数の比から燃料面密度を導出することができる¹⁰⁾。(2-39)式の積分を行い、実効的な断面積を求めるためには

- (1) ホットスポット中での三重水素イオンの阻止能 $dE_t/d(\rho x)$ がわかっていること。
- (2) 3重水素イオンのエネルギーの減衰に伴う断面積の変化がわかっていること。
- (3) 3重水素イオンの脱出エネルギー E_c がわかっていること。

が必要である。(1)については、Mehlhornの表式を用い、数値計算によって求める。(2)についてはH. S. BoshらによるR-Matrixによる表式を用い、数値計算により求める。(3)については後に述べるように、観測された2次反応中性子スペクトルの広がりから求める。

[ホットスポット中での三重水素イオンの阻止能]

2-39式の積分を実行し、実効的な二次反応断面積を求めるためには、三重水素イオンがホットスポット中で移動する際のエネルギー減衰の経路を知る必要がある。このためMehlhornの表式¹⁵⁾を用いてホットスポット中での三重水素イオンに対する荷電粒子阻止能を求める。ここでは

- (1) ホットスポットは純粋な重水素からなる。
(主燃料部を模擬するためのCH球殻とホットスポット部の混合を無視した。)
- (2) 重水素のイオン化ポテンシャルに対してホットスポットの温度が充分高いため(1 keV程度)、燃料重水素は完全電離している。
- (3) 電子の速度分布はMaxwell分布である。
- (3) ホットスポット部における電子縮退の効果は無い。

を仮定した。

三重水素イオンに対する荷電粒子阻止能 $dE_t/d(\rho x)$ は、ホットスポットプラズマ中の自由電子による成分 $(dE_t/d(\rho x))_{\text{free}}$ とイオンによる成分 $(dE_t/d(\rho x))_{\text{ion}}$ の和で表される。

$$\frac{dE_t}{d(\rho x)} = \left(\frac{dE_t}{d(\rho x)} \right)_{\text{free}} + \left(\frac{dE_t}{d(\rho x)} \right)_{\text{ion}} \quad (2-41)$$

自由電子のによる阻止能はMehlhornの表式により、

$$\left(\frac{dE_t}{d(\rho x)} \right)_{\text{free}} = \frac{1}{\rho} \frac{\omega_{pe}^2 Z_i^2 e^2}{c^2 \beta_i^2} G(y_e) \ln \Lambda_{\text{free}} \quad (2-42)$$

と表される。 m_e, v_e, E_e, n_e はそれぞれ電子の静止質量、速度、エネルギー、数密度を表し、 m_i, v_i, E_i, Z_i はそれぞれ三重水素イオンの静止質量、速度、エネルギー、原子番号を、 c は光速を表す。表式中で用いている関数は、

$$G(y_e) = \text{erf}(\sqrt{y_e}) - 2\sqrt{y_e/\pi} \exp(-y_e) \quad (2-43)$$

(ただし、erf は誤差関数を表す。)

$$y_e = \frac{\beta_t^2}{\beta_e^2} = \frac{v_t^2}{v_e^2} \quad (2-44)$$

$$\beta_t = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E_t}{m_t c^2}\right)^2}} \quad : \text{三重水素の } \beta \text{ 値} \quad (2-45)$$

$$\beta_e = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2}} \quad : \text{電子の } \beta \text{ 値} \quad (2-46)$$

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad : \text{プラズマ電子振動数} \quad (2-47)$$

$$\ln \Lambda_{\text{free}} = \ln \left(\frac{(r_{\text{max}})_{\text{free}}}{(r_{\text{min}})_{\text{free}}} \right) \quad : \text{クーロンログリズム} \quad (2-48)$$

$$(r_{\text{max}})_{\text{free}} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi \left\{ n_e e^2 + \sum_i n_i (Z_i e)^2 \right\}}} \quad : \text{最大衝突パラメーター} \quad (2-49)$$

$$(r_{\text{min}})_{\text{free}} = \max \left(\frac{e^2 Z_t}{m_{et} u_{et}^2}; \frac{h}{4\pi m_{et} u_{et}} \right) \quad : \text{最小衝突パラメーター} \quad (2-50)$$

(三重水素イオンのエネルギーにより古典論で決まる値と量子論で決まる値の大きい方を用いる。)

$$u = |v_e - v_t| \quad : \text{電子に対する相対速度} \quad (2-51)$$

$$m_{et} = \frac{m_e m_t}{m_e + m_t} \quad : \text{換算質量} \quad (2-52)$$

により表される。

一方、重水素イオンによる阻止能は、

$$\left(\frac{dE_t}{d(\rho x)} \right)_{\text{ion}} = \frac{1}{\rho} \frac{\omega_{pi}^2 Z_t^2 e^2}{c^2 \beta_i^2} G(y_i) \ln \Lambda_{\text{ion}} \quad (2-53)$$

と表され、ここで、 m_i, v_i, E_i, n_i, Z_i をそれぞれ重水素イオンの静止質量、速度、エネルギー、数密度、原子番号として、

$$G(y_i) = \text{erf}(\sqrt{y_i}) - 2\sqrt{y_i/\pi} \exp(-y_i) \quad (2-54)$$

$$\beta_i = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{E_i}{m_i c^2}}} \quad : \text{重水素イオンの } \beta \text{ 値} \quad (2-55)$$

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n_i (Z_i e)^2}{m_i}} \quad : \text{プラズマイオン振動数} \quad (2-56)$$

$$\ln \Lambda_{\text{ion}} = \ln \left(\frac{(r_{\text{max}})_{\text{ion}}}{(r_{\text{min}})_{\text{ion}}} \right) \quad : \text{クーロンロガリズム} \quad (2-57)$$

$$(r_{\text{max}})_{\text{ion}} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi \left\{ n_e e^2 + \sum_i n_i (Z_i e)^2 \right\}}} \quad : \text{最大衝突パラメーター (デバイ長)} \quad (2-58)$$

$$(r_{\text{min}})_{\text{free}} = \max \left(\frac{e^2 Z_t Z_i}{m_{it} u_{it}^2}, \frac{h}{4\pi m_{it} u_{it}} \right) \quad : \text{最小衝突パラメーター} \quad (2-59)$$

(三重水素イオンのエネルギーにより古典論で決まる値と量子論で決まる値の大きい方を用いる。)

$$u_{it} = |v_t - v_i| \quad : \text{重水素イオンに対する相対速度} \quad (2-60)$$

$$m_{it} = \frac{m_i m_t}{m_i + m_t} \quad : \text{重水素イオンとの換算質量} \quad (2-61)$$

とする。

これらの表式を用いて計算した、ホットスポットプラズマ中での阻止能を図2-8に示す。ただし電子温度、イオン温度ともに 1 keV、質量を密度 1 g/cm³ とした。三重水素イオンが減速すると共に、重水素イオンとの衝突による効果が大きくなるのがわかる。

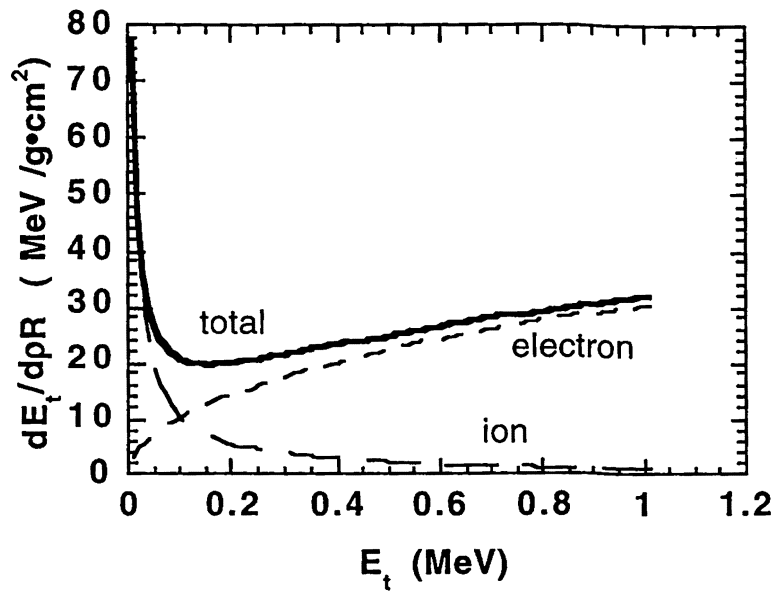
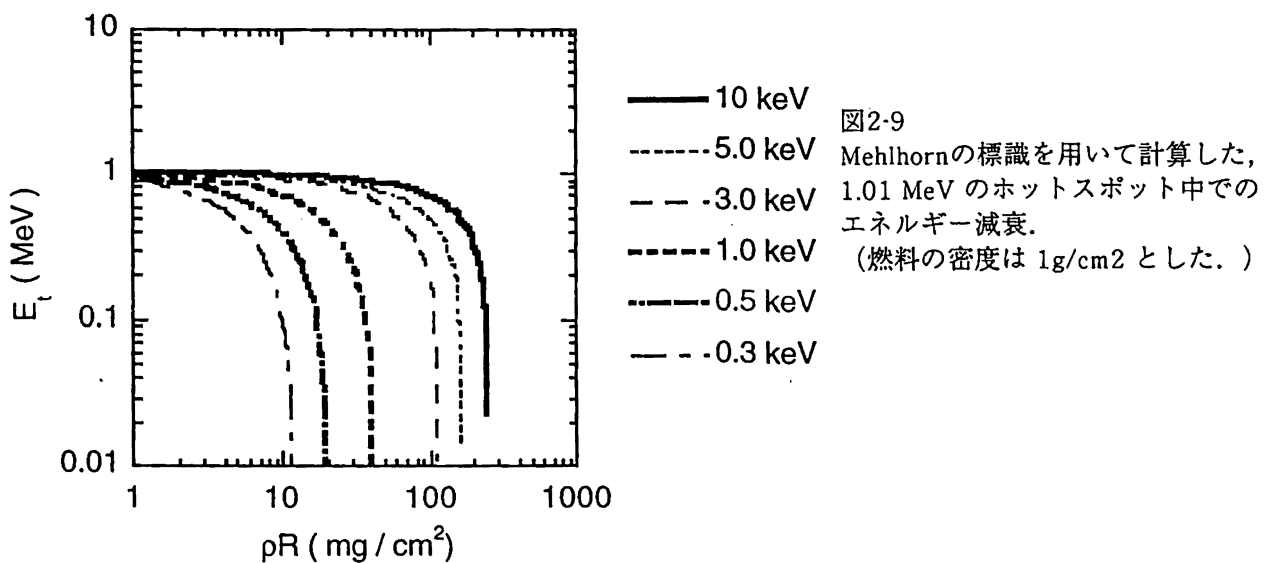


図2-8 計算によって得られた三重水素イオンに対する阻止能.
このときプラズマの密度は 1g/cm^3 ,電子温度, イオン温度は 1keV とした.

次にこの阻止能の表式を用いて三重水素イオンのエネルギー減衰を求めた. 三重水素が通過した面密度を ρx とすると, 通過後のエネルギーを $E_t(\rho x)$ は以下のように表される.

$$E_t(\rho x) = 1.01 - \int_0^{\rho x} \frac{dE_t}{d(\rho x)} d(\rho x). \quad (2-62)$$

通過した面密度に対する三重水素のエネルギーを図 2-9 に示す. ただしプラズマの密度は 1g/cm^3 とした.



[DT反応断面積]

核融合断面積については、H.・S. Bosh らによるR-Matrixを用いた表式に従い数値計算によって求めた¹⁵⁾。
以下に R-Matrix 理論の基礎式とパラメーターを示す。

DT 核融合断面積は、

$$\sigma_{dt} = S(E_{t-CM}) \frac{1}{E_{t-CM}} \exp\left(\frac{-B_G}{E_{t-CM}}\right) \quad (2-63)$$

と表され、ここで、

$$B_G = \pi\alpha\sqrt{2m_{dt}c^2} \quad : \text{ガモフ定数} \quad (2-64)$$

$$m_{dt} = \frac{m_d m_t}{m_d + m_t} \quad : \text{換算質量} \quad (2-65)$$

$$E_{t-CM} = \frac{m_d}{m_d + m_t} E_t \quad : \text{重心系における三重水素イオンのエネルギー} \quad (2-66)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.03604} \quad : \text{微細構造定数} \quad (2-67)$$

S-関数

$$S(E_{t-CM}) = \frac{A1 + E_{t-CM} (A2 + E_{t-CM} (A3 + E_{t-CM} (A4 + E_{t-CM} A5)))}{1 + E_{t-CM} (B1 + E_{t-CM} (B2 + E_{t-CM} (B3 + E_{t-CM} B4)))} \quad (2-68)$$

を表している。S-関数は 三重水素のエネルギー領域によって、異なった値を取り、以下のように表すことが出来る。

$$(1) 0.5keV \leq E_{t-CM} \leq 550keV \quad (0.001MeV \leq E_t \leq 1.374MeV)$$

$$\begin{aligned} A1 &= 6.927 \times 10^4 & B1 &= 6.38 \times 10 \\ A2 &= 7.454 \times 10^8 & B2 &= -9.95 \times 10^{-1} \\ A3 &= 2.050 \times 10^6 & B3 &= 6.981 \times 10^{-5} \\ A4 &= 5.2002 \times 10^4 & B4 &= 1.728 \times 10^{-4} \\ A5 &= 0 \end{aligned} \quad (2-69)$$

$$(2) 550keV \leq E_{t-CM} \leq 4700keV \quad (1.374MeV \leq E_t \leq 11.74MeV)$$

$$\begin{aligned}
 A1 &= -1.4714 \times 10^6 & B1 &= -8.4127 \times 10^{-3} \\
 A2 &= 0 & B2 &= 4.7983 \times 10^{-6} \\
 A3 &= 0 & B3 &= -1.0748 \times 10^{-9} \\
 A4 &= 0 & B4 &= 8.5184 \times 10^{-14} \\
 A5 &= 0 & &
 \end{aligned}
 \tag{2-70}$$

これらの値を用いて、図2-10 に R-Matrix 理論で計算した DT 核融合断面積を示す。

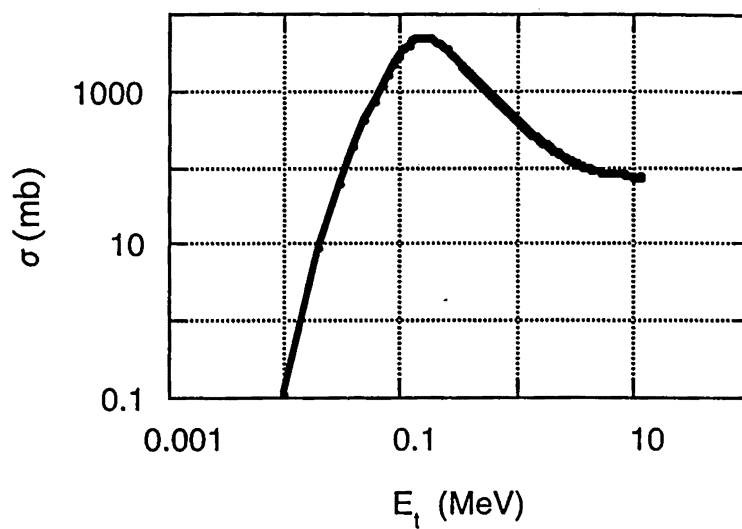


図2-10 R-Matrixを用いた計算によって得られたDT反応断面積。横軸は実験室系での三重水素イオンのエネルギーをしめす。

〔三重水素の減速による2次反応中性子スペクトルの変化〕

以下にホットスポット中での三重水素のエネルギー減衰と2次反応中性子スペクトルの関係について述べる。エネルギー E_t の三重水素が初期エネルギー E_0 から減速してゆく段階で、エネルギー E_t から $E_t + dE_t$ の間に2次反応を起こす確率を、 $P_t(E_t)dE_t$ と定義する。また、 θ を重心系における二次反応DT中性子の放出角とし、 $\mu = \cos(\theta)$ とにおいて、 μ から $\mu + d\mu$ の間に二次反応DT中性子が放出される確率を、 $P(\mu)d\mu$ と定義する。

一方、二次反応DT中性子のエネルギーを E_n として、二次反応DT中性子が、 E_n から $E_n + dE_n$ の間に存在する確率を $P_n(E_n)dE_n$ と定義する。このとき、二次反応DT中性子のエネルギーが E_n となる確率は三重水素イオンのエネルギー E_t と二次反応DT中性子の重心系における放出角度の余弦 μ を用いて、

$$P_n(E_n)dE_n = \iint P_t(E_t)dE_t \cdot P(\mu)d\mu \quad (2-71)$$

$$(E_n = \text{const.})$$

と表すことができる。さらに、 μ を E_n と E_t の関数として表すことができるので、変数変換して、

$$\iint P_t(E_t)dE_t \cdot P(\mu)d\mu = \left(\int P_t(E_t)P(\mu) \frac{d\mu}{dE_n} dE_t \right) \cdot dE_n \quad (2-72)$$

$$(E_n = \text{const.})$$

と表すことができる。ここで、 E_t と μ を用いて、 E_n は

$$E_n = A(E_t) + \mu \cdot B(E_t)$$

$$A(E_t) = 0.44E_t + 14.05 \quad (2-73)$$

$$B(E_t) = (0.154E_t^2 + 6.78E_t)^{1/2}$$

と表される。図2-11に(2-73)式の関係を示す。三重水素イオンが初期エネルギー1.01MeVで反応した場合中性子のスペクトルは11.85MeVから17.14MeVまでに拡がり得ることを示す。これらを用いて、

$$\frac{d\mu}{dE_n} = \frac{1}{dE_n/d\mu} = \frac{1}{B(E_t)} \quad (2-74)$$

を得る。また、中心質量系において、DT反応が等方的であると仮定すると、

$$\int_{-1}^1 P(\mu)d\mu = 1 \quad \therefore P(\mu) = \frac{1}{2} \quad (2-75)$$

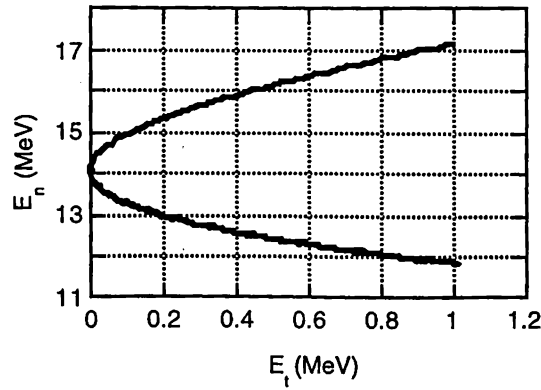


図2-11 反応時の三重水素のエネルギーと、三重水素イオンの速度によって生じ得る中性子のエネルギー拡がりの範囲。

となる。これらを用いて、

$$P_n(E_n)dE_n = \left(\int_{f(E_n)}^{1.01} \frac{1}{2B(E_t)} P_t(E_t) dE_t \right) \cdot dE_n \quad (2-76)$$

が導かれる。ここで、 $f(E_n)$ は

$$f(E_n) = \text{逆関数} \begin{cases} A(E_t) - B(E_t) & E_t < 14.05 \text{ MeV} \\ A(E_t) + B(E_t) & E_t > 14.05 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2-77)$$

と表され、(2-73) 式を用いると、 $f(E_n)$ は図2-12 のように表すことができる。

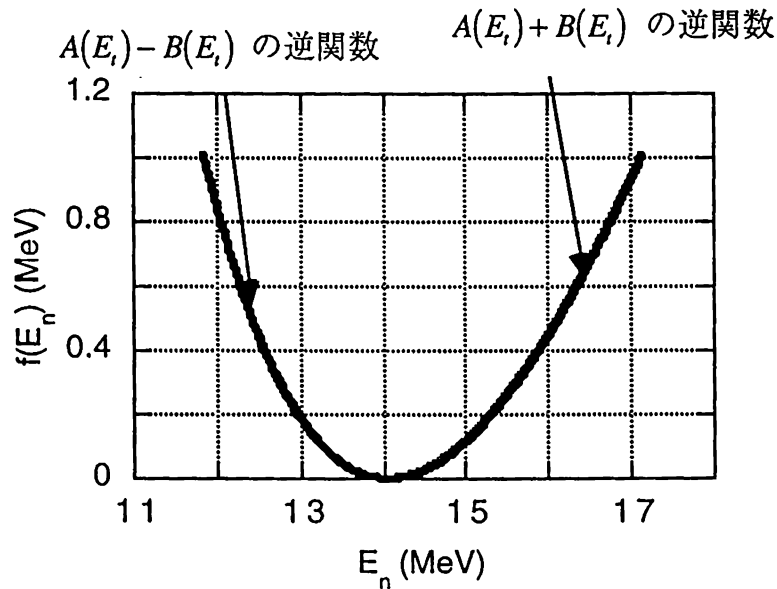


図2-8 中性子のエネルギーと、そのエネルギー分のドップラー効果を生じ得る最小の三重水素イオンの運動エネルギー。(2-74) 式の積分範囲の下限を与える。

$P_t(E_t)dE_t$ は、三重水素イオンが x から $x+dx$ 進む間に重水素イオンと核融合する確率である。その領域における D の数密度を n_d 、密度を ρ_d とし、DT 反応の核融合断面積を $\sigma(E_t)$ とおくと、

$$P_t(E_t)dE_t = n_d \sigma(E_t) dx \quad (2-78)$$

と表すことができる。このとき、D の静止質量を m_d として、

$$\rho_d = \frac{n_d}{m_d} \quad (2-79)$$

を考慮すると、

$$P_t(E_t)dE_t = \begin{cases} \frac{1}{m_d} \sigma(E_t) d(\rho x) = \frac{1}{m_d} \frac{\sigma(E_t)}{|dE_t/d(\rho x)|} dE_t & E_t \geq E_c \\ 0 & E_t \leq E_c \end{cases} \quad (2-80)$$

が得られる。(ただし上の表式では中心燃焼を仮定しているため、脱出エネルギー E_c よりもエネルギーが小さい成分はホットスポット領域外に脱出しているから、この成分を切り捨てている。)

これらの表式を用い、数値計算によって求めた 2 次反応中性子のスペクトルを、図 2-13 にしめす。

図 2-14 に数値計算の結果得られた 2 次反応中性子のスペクトル幅 σ_{E2n} (標準偏差で評価) と、脱出エネルギー E_c の関係を示す。ホットスポット中での 3 重水素の減速が大きくなり、脱出エネルギー E_c が小さくなると、2 次反応中性子のスペクトル幅 σ_{E2n} は狭くなることがわかる。これは計測された 2 次反応中性子のスペクトル幅から、3 重水素イオンの脱出エネルギーを決定できることを表す。また (2-39) 式を用いて計算した、脱出エネルギーと実効 2 次反応断面積 $\bar{\sigma}(E_c)$ の関係を図 2-15 に示す。 E_c が小さくなると実効 2 次反応断面積は大きくなることがわかる。これらの関係をもちいて、測定された 2 次反応中性子のスペクトル幅から実効 2 次反応断面積を求めることができる (図 2-16)。このようにして求められた実効 2 次反応断面積を (2-40) 式に代入することによって、1 次 2 次核反応数比から、燃料面密度を求める。

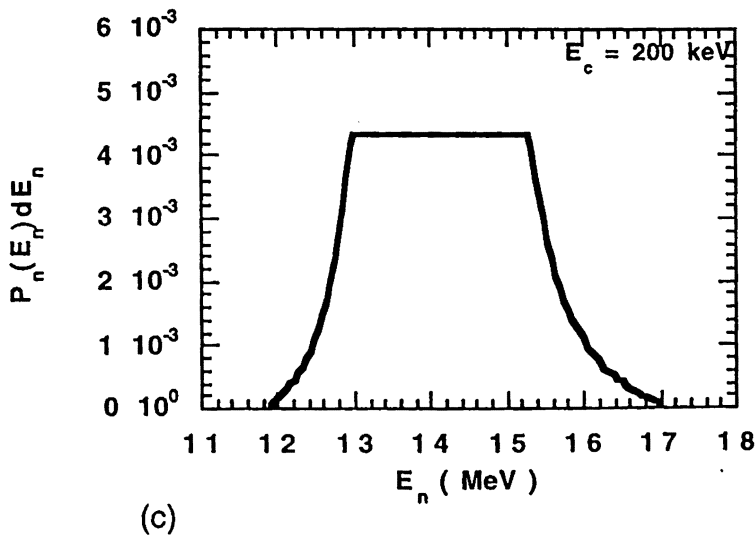
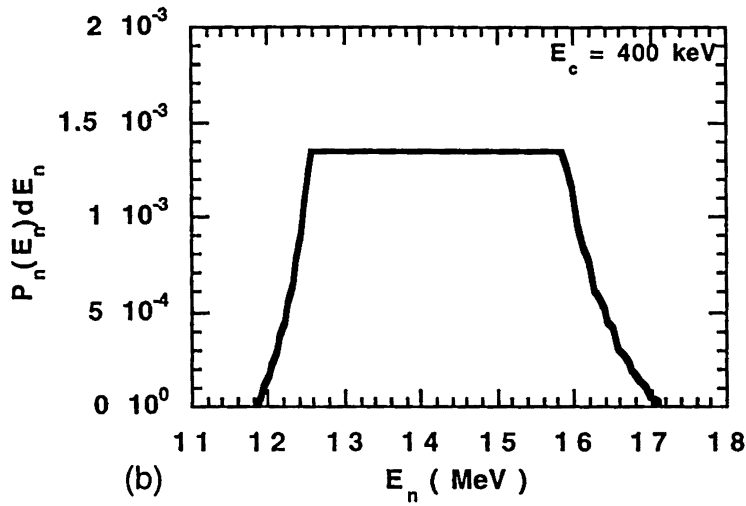
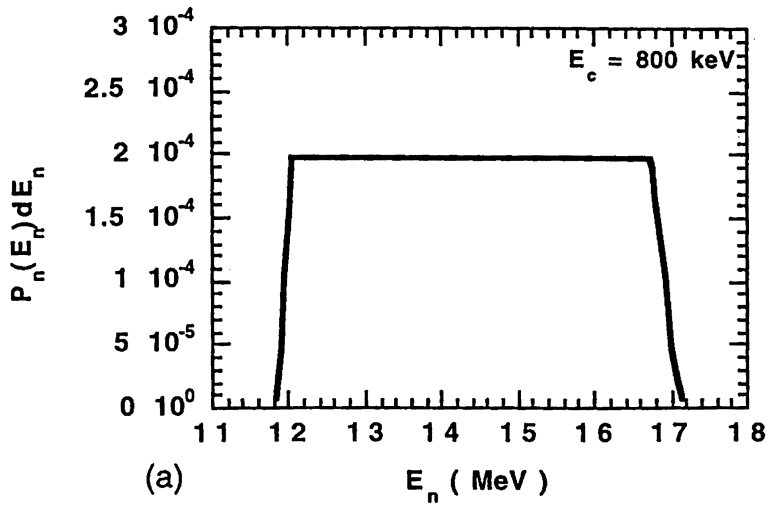


図2-13

計算によって求められた3重水素イオンの減速に対する2次反応中性子スペクトルの変化. 3重水素イオンが減速するにつれて2次反応中性子のスペクトル幅が細くなることがわかる. (a) $E_c = 800$ keVの場合, (b) $E_c = 400$ keVの場合, (c) $E_c = 200$ keVの場合. ただしホットスポットプラズマの密度は 1g/cm^3 , 電子温度は 1keV とした.

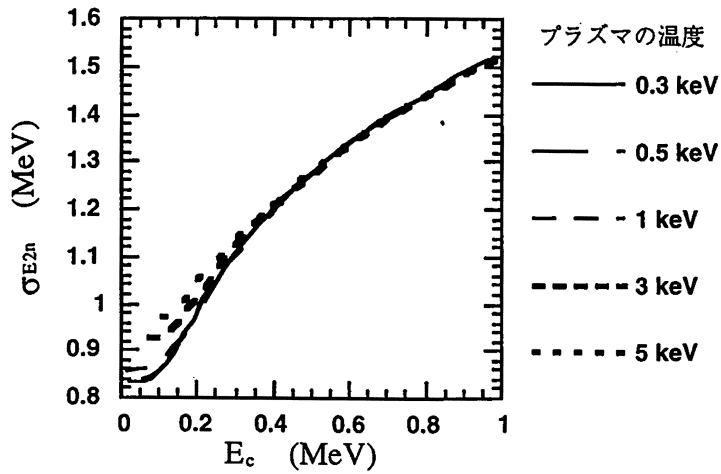


図2-14

E_c の関数として表した2次反応中性子スペクトルの幅(標準偏差)。3重水素イオンの減速が大きくなるとともに、2次反応中性子スペクトルのエネルギー幅は狭くなる。この間系を用いて、測定された2次反応中性子のエネルギー幅から E_c を決定することができる。

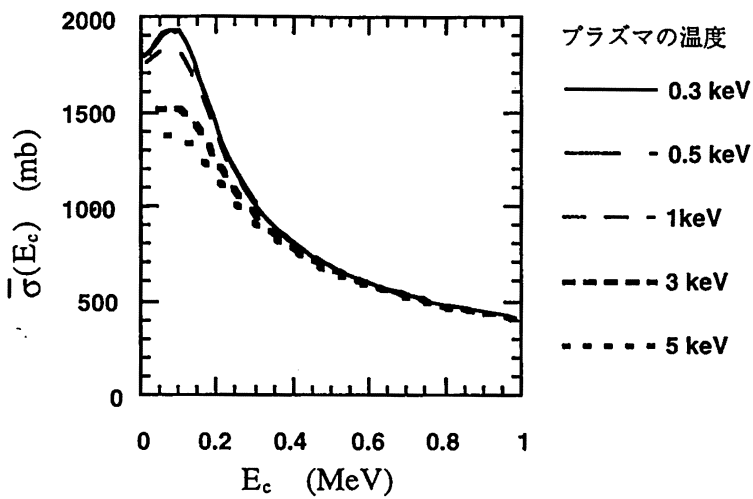


図2-15

3重水素イオンがホットスポット領域を抜け出すときのエネルギー E_c の関数として表した実効2次反応断面積((2-38)式参照)。3重水素イオンの減速が大きくなるとともに、平均2次反応断面積も大きくなる。中性子のスペクトル幅から E_c を決定すると、3重水素イオンエネルギー減衰を考慮した平均的な2次反応断面積を得ることができる。

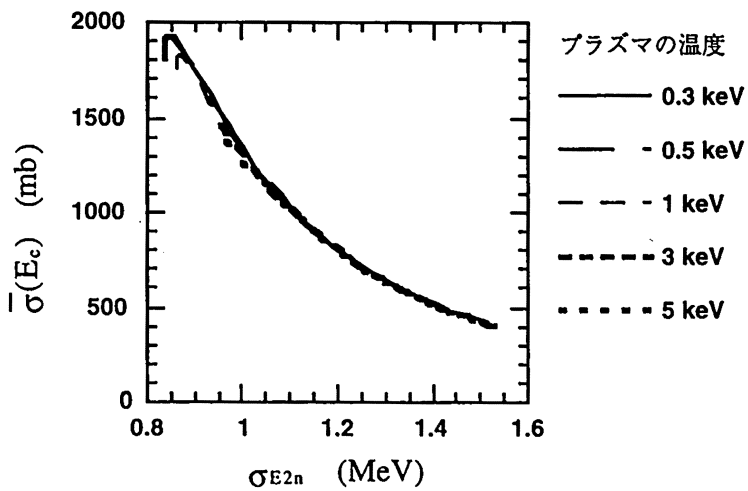


図3-16

2次反応中性子のスペクトル幅と実効2次反応断面積の関係。上に示す2つの関係から2次反応中性子スペクトルと、実効2次反応断面積の関係をもとめた。プラズマの温度によらず、2次反応中性子の幅を軽装することによって平均2次反応断面積を求めることができることを示す。(プラズマの密度は 1g/cm^3 とした)

2-7 まとめ

本章では、核反応中性子を用いてプラズマの診断を行う意義と、本研究で取り扱うプラズマ診断法の原理、適用範囲についてのべた。以下に本章で得られたちけん

〔1〕 慣性核融合プラズマ診断に核反応生成粒子を用いる意義。

核反応生成粒子は核反応が生じる極めて短い時間（～100ps）に、小さな（～30μm）年用燃料プラズマ内において生成されるため、燃料プラズマ内の計測手段として有効である。特に中性子は、プラズマに対して透過性が強い、核反応領域の熱運動によるドップラー拡がりを観測しやすい等の特性のため、プラズマ診断の手段として特に重要であることを述べた。

〔2〕 ホットスポット診断に用いるターゲット

ホットスポット部の計測用ターゲットとして、重水素ガスを封入したプラスチックシェルターゲットを用いることを述べた。重水素ガスをを用いると、2次反応中性子法を用いて燃料面密度計測を行うことができる。またプラスチックシェルターゲットは球面均一性の高いターゲットを得ることができる。

〔3〕 1次反応中性子スペクトル拡がり測定によるイオン温度測定

ホットスポット内の1次核反応によって生じる中性子は、燃料イオンの熱運動によってドップラー拡がりを受けるため、観測された中性子スペクトルの幅からイオン温度を導出することができる。DD反応中性子の場合、中性子スペクトルの半値幅を ΔE_{FWHM} (keV) イオン温度 T_i (keV) とすると、 $T_i = (\Delta E_{FWHM} / 82.48)^2$ により、イオン温度を求めることができる。

〔4〕 DT/DD 反応率比を用いたイオン温度測定

初期に重水素燃料に対して少量の三重水素を混入することにより、DD反応中性子(2.45 MeV)と、DT反応中性子(14.1 MeV)の発生数の比から、イオン温度を求めることができることを述べた。先の一次反応中性子スペクトル幅からイオン温度を求める方法は、ドップラー拡がりを用いるため、爆縮後の燃料に流体としての運動が残っていた場合、流体速度の影響を受けてイオン温度が高めに計測される可能性がある。DT/DD 反応率比を用いた方法は流体の速度の影響を受けずに、イオン温度の測定を行うことができる。

〔5〕 爆縮コアに残留する運動エネルギーの測定

1次反応中性子のスペクトルは、燃料の熱運動ばかりではなく、燃料プラズマの流体としての運動によっても、ドップラー拡がりを受ける。このため、流体運動が存在する場合、中性子のスペクトル幅は熱拡がりよりも大きくなる。このうち熱拡がりがどれほどであったかは、DD/DT熱核融合反応比より求めたイオン温度から推定することができる。したがって観測された1次中性子のスペクトル幅から、熱運動に起因する成分を引くことで流体の運動速度に起因する拡がりを求め、核反応領域に残留している運動エネルギーを求めることができる。

[6] 2 次反応中性子スペクトルを用いた燃料面密度測定

燃料として重水素を用いたとき，1 次反応数と 2 次反応数の比を測定することによって，燃料面密度を測定できることを述べた．燃料面密度が厚く，テスト粒子である 3 重水素イオンの減速が無視できない場合，2 次核反応断面積が変化するため，1 次 2 次核反応数比と燃料面密度は比例しない．このような場合においても，2 次反応中性子のスペクトル幅から，三重水素イオンの減速の程度を推定し，減速の度合いに応じた実効的な 2 次反応断面積を用いることによって燃料面密度計測が可能であることを述べた．

2 章の参考文献

- 1) H. Azechi, N. Miyanaga, R. O. Stapf, *et al.*, in Short Wavelength Lasers and Their Applications, edited by C. Yamanaka (Springer, Berlin, 1988), p. 296.
- 2) H. Azechi, N. Miyanaga, R. O. Stapf, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **55**, 945 (1989).
- 3) D. R. Kania, S. M. Lane, and S. G. Prussin, Appl. Phys. Lett. **53**, 1988 (1988).
- 4) J. -P. Garconnet *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4871 (1992).
- 5) P. A. Jaanimagi and D. K. Bradley, Nucl. Instrum. Method A **335**, 547 (1993).
- 6) R. L. McCrory *et al.*, Nature **335**, 225 (1988)
- 7) 疇地 宏, 核融合研究 **68**, 31 (1992).
- 8) E. G. gamalii *et al.*, JETP Lett. **21**, 70 (1975).
- 9) H. Azechi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **49**, 555 (1986).
- 10) M. D. Cable and S. P. Hatchett, J. Appl. Phys. **62**, 2233 (1987).
- 11) M. D. Cablle, *et al.*, Rev. sci. Instrum. **63**, 4823 (1992).
- 12) H. Brysk, Plasma Phys. **15**, 611 (1973).
- 13) 高木 勝 大阪大学大学院博士論文 (1993), p 22.
- 14) H. -S. Bosh, G. M. Hale, Nucl.Fusion. **32**, 611 (1992)
- 15) T. A. Mehlhorn, J. Appl. Phys. **52**, 6522 (1987)

第3章 飛行時間分解型中性子スペクトロメーターの開発

3-1 はじめに

前章では、燃料プラズマ内の核反応によって生成される中性子のスペクトルを用いた燃料面密度 ρR 測定、イオン温度測定の原理について述べた。本章では、これらの測定を実現するための中性子スペクトロメーターの設計、開発、およびその実験的評価について述べる。

本研究で計測対象となる2次D-T反応中性子のエネルギーは11.8MeV～17.1MeV、1次D-D反応中性子のエネルギーは2.45MeVである。これらの高速中性子の詳細なエネルギースペクトルの測定には飛行時間分解法が有効である。飛行時間分解法とは一定の距離を中性子が飛行するのに要した時間から、中性子速度を求め、速度からエネルギーを導出する方法である。飛行距離を長くすることが可能であれば、飛行時間も長くなるので、エネルギースペクトルを時間軸に拡大することができ、非常に精度の高いエネルギー測定が可能である。特に慣性核融合では非常に短い時間(<100ps)に限られた領域(<数十 μ m)から中性子が放出されるため、全ての中性子がほぼ同時に、同じ場所から出発したと考えることができる^{1)～5)}。このため検出部に中性子が到着した時刻を測定することにより、中性子の飛行時間を測定することができる。また飛行時間分解法では、爆縮時に発生するX線、 γ 線によるバックグラウンド信号を、飛行時間の違いを利用して分離することができる。従って、慣性核融合中性子スペクトルの測定には飛行時間分解型のスペクトロメーターが有効である。

3-2 中性子スペクトロメーターの設計

3-2-1 はじめに

前章で述べた中性子スペクトル計測によるプラズマ診断を行うためには、中性子スペクトロメーターは以下の条件を満たしていなければならない。

- 1) 1次反応中性子スペクトル幅を測定するために十分なエネルギー分解能を持つこと。
- 2) 発生数の少ない2次反応中性子を検出できる高い検出効率を持つこと。

これらの条件を満たすよう、多チャンネル中性子スペクトロメータを設計した。本節ではプラズマ診断を行うために必要な分解能と検出効率、それらを実現するための検出器設計、飛行距離や検出器厚み等の設計パラメーターの最適化について述べる。

3-2-2 検出器の選択

中性子は電荷を持たない。このため中性子は核反応や反跳を利用して一度エネルギーを持った荷電粒子に変換してから検出される。飛行時間分解型多チャンネル中性子スペクトロメータの検出部に求められる性能は、

- (1) 高速中性子に対して十分な検出感度を持つこと。(大きな有感体積が得られること。)
- (2) 出力信号の立ち上がりが早いこと。(時間分解能が高いこと。)
- (3) 出力信号の立ち下がりが早いこと。(検出に続く不感時間が短いこと。)

の3つである。これらの要求を満たすのはプラスチックシンチレーターと光電子増倍管を組み合わせたシンチレーション検出器である。これは中性子によって反跳されたシンチレーター中の陽子によって生成されるシンチレーション光を光電子増倍管を用いて検出するものである。シンチレーション光の吸収長は非常に長いので、シンチレーターの厚みを中性子の飛程程度まで厚くして、大きな検出感度を得ることができる。また製法上からも結晶性の無機シンチレーターに比べて非常に大きなシンチレーターを容易に得ることができる。プラスチックシンチレーターは光出力の立ち上がりが早い(～数ns)ため時間分解能が良い。発光の立ち下がりは無機シンチレーターの数百nsに比べて立ち下がりが早く、数ns程度であるため中性子検出後の不感時間を短くすることができる⁶⁾。また液体有機シンチレーターを使用する場合に比べて、取り扱いが簡単である。以上の理由により、検出部としてプラスチックシンチレーターを採用した。

3-2-3 飛行時間分解型中性子スペクトロメーターを多チャンネルで構成する意義

現在まで用いられてきた飛行時間分解型中性子スペクトロメータは、1個もしくは数個のシンチレーションカウンタを用いて一度に沢山の中性子を検出し、中性子の信号を出力電流の変化としてオシロスコープ等を用いて計測するものである⁷⁾。このような検出器の使用法を電流モードと呼ぶ。電流モードの飛行時間分解法は、一つの検出器によって沢山の中性子を検出し、時間分解するものであるから、中性子に対して鋭いインパルス応答特性を持たなくてはならない。これまでの研究では、電流モード検出器の瞬時応答を高速にするため様々な工夫が行われてきた。例えばシンチレーターへ減光材を混入し、シンチレーション光の立ち下がりを早くする、シンチレーター内面での光反射を低減し、シンチレーター中での光の減衰を早くする、立ち上がりの特に早い光電子増倍管の使用等である⁷⁾。これらによって高速な瞬時応答を持つ検出器が既に得られている。充分高い中性子イールドが期待できる場合には電流モードの検出器の使用は有効である。瞬時応答特性の高速な電流モード検出器を遠い距離に設置することによって、高いエネルギー分解能を得ることができる。しかし2次反応中性子のように発生数が少ない(～ 10^5)粒子を検出する場合には高い検出感度が必要であり、電流モードでの測定は難しくなる。大きな検出感度を得るためには、シンチレーターの厚みを厚くして検出効率を上げる方法と、検出器をターゲットに近づける、もしくはチャンネル数を増やすことにより立体角を大きくする方法がある。シンチレーターの厚みをシンチレーター中の中性子の平均自由行程より大きくしてもあまり大きな検出効率の改善は期待できない。またターゲットから検出器までの距離を近づけることによって立体角を大きくすると、エネルギー分解能が犠牲になる。このため充分な飛行距離を保ったまま、検出器を多数個同時に使用して計測する方法が望ましいが⁷⁾、電流モードの場合検出器の数だけオシロスコープが必要になるため、経済的観点から实际的でない。このように電流モードの検出器を使用する方法は検出効率を大きくすることが難しいため、2次反応中性子測定には向かない。

高い検出効率と高いエネルギー分解能を両立するためには、計数モードで動作させた検出器を用いて検出した一つ一つの中性子の飛行時間を、Time-to-Digital Converter (TDC) で記録する方法（マルチチャンネル計数モード法）が有効である。マルチチャンネル計数モード法を用いる利点は

(1) 多くの検出器を同時に使用することによって立体角効率を高く取ることができる。このため一つ一つの検出器に対して充分長い飛行距離を取ることができるので、個々のチャンネルのエネルギー分解能を高く設計することができる。

(2) 中性子信号の検出時刻だけを記録すればよく、信号波形の時間履歴をオシロスコープ等で記録する必要がない。このためチャンネル当たりの単価が安いTDCを用いて信号を記録することができる。また一つのチャンネル上での中性子の多重検出を分解する必要がないので、個々のチャンネルの中性子に対する瞬時応答特性の速さに対する要請は電流モードの場合に比べて緩和される。このため電流モードの検出器より遥かに安価な光電子増倍管を使うことができる。

このため、マルチチャンネル計数モード法を採用する。

3-2-4 イオン温度測定に必要なエネルギー分解能

ここではD-D反応中性子のエネルギーのドップラー拡がりからイオン温度を求めるために必要なエネルギー分解能と、それを実現するための検出器の幾何的な設計条件について述べる。前章で述べたとおり、プラズマのイオン温度1 keV を想定すると、1次反応によるD-D反応中性子のエネルギーの半値幅 $\Delta E_{\text{thermal}}$ は約82keV (FWHM) である。実験において観測されるスペクトル波形は、中性子が実際に持つスペクトルと装置の分解能関数のコンボリューションになる。D-D反応中性子の熱拡がりによる分布波形と、装置の分解能関数の双方にガウス分布を仮定すると、観測されるボケを含んだ中性子スペクトルの半値幅 $\Delta E_{\text{measured}}$ は実際のスペクトルの半値幅 $\Delta E_{\text{thermal}}$ と装置の分解能関数の半値幅 ΔE によって以下のように表される。

$$\Delta E_{\text{measured}} = \sqrt{\Delta E_{\text{thermal}}^2 + \Delta E^2} \quad (3.1.1)$$

装置のエネルギー分解能によるボケを含んだエネルギー幅 $\Delta E_{\text{measured}}$ と実際の中性子スペクトルの幅 $\Delta E_{\text{thermal}}$ の差を5%以下に抑えようとするとき、求められる分解は

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{\text{measured}}^2 - \Delta E_{\text{thermal}}^2} = \sqrt{1.05^2 - 1^2} \approx 0.32 \quad (3.1.2)$$

によって表され、分解能 ΔE は予想される $\Delta E_{\text{thermal}}$ の32%以下でなければならないことがわかる。現在の爆縮実験領域では $\Delta E_{\text{thermal}}$ はおよそ82keVであるから、装置のエネルギー分解能関数の半値幅 ΔE は26keV以下でなければならない。D-D中性子のエネルギーの平均値が2.45MeVであることを考慮すると、 $\Delta E/E < 10^{-2}$ 程度の高いエネルギー分解能が必要である。

次に $\Delta E/E < 10^{-2}$ のエネルギー分解能を実現するため、検出器が満たすべき条件について考える。飛行時間分解型のスペクトロメーターでは、中性子の飛行時間 t とエネルギー E との間に、 $E \propto t^{-2}$ の関係がある。従ってエネルギー分解能を ΔE 、飛行時間測定の時間分解能を Δt とすると、エネルギー分解能と時間分解能には次のような関係が成り立つ。

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{\Delta t}{t} \quad (3-2)$$

このためエネルギー分解能 $\Delta E/E < 10^{-2}$ を実現するためには、装置の時間分解能の200倍程度の飛行時間になるよう飛行距離を設定しなければならない。装置の時間分解能を制限する要素は以下の2種である。

- (1) シンチレーターの立ち上がり時間、光電子増倍管の立ち上がり時間、ディスクリミネーター・TDCの時間分解能等で決まる検出器固有の時間分解能。
- (2) シンチレーターの厚みによる飛行距離の不確定から生じる、時間の不確定
(中性子速度でシンチレーターの厚みを割った程度)

このうち (1) の検出器固有の時間分解能は、最低限必要な中性子飛行距離を規定するものである。検出器固有の時間分解能の半値幅を $\Delta t_{\text{detector}}$ 、中性子の速度を V_n 、中性子飛行距離を L とすると、これらより制限されるエネルギー分解能は

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t_{\text{detector}}}{\frac{L}{V_n}} \quad (3-3.1)$$

となる。よってエネルギー分解能 $\Delta E/E < 10^{-2}$ を実現するためには

$$L > 200 \times \Delta t_{\text{detector}} V_n \quad (3-3.2)$$

となるように検出部を設置しなければならない。立ち上がりの早いシンチレーターと光電子増倍管を用いることにより、数百ps程度の高い時間分解能まで実現可能であるが、多チャンネル化を行う場合には経済性の観点から 2ns 程度の分解能のエレクトロニクスを用いることが現実的である。例えば $\Delta t_{\text{detector}}$ が 2.5ns である場合、最低限必要な飛行距離は 10.8m となる。

また (2) は中性子の飛行距離と検出器の厚みの比に対して制限を与える条件である。シンチレーターに厚みがある場合、中性子がシンチレーターのどの深さで検出されたかを知ることができない。このためシンチレーターの厚みは飛行距離の不確定の度合いをあらわす。シンチレーターの厚みを d とすると、これによるエネルギーの不確定は、

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{d}{L} \quad (3-4.1)$$

となる。よってエネルギー分解能 $\Delta E/E < 10^{-2}$ を実現するためには

$$\frac{L}{d} > 200 \quad (3-4.2)$$

でなければならない。

3-2-5 2次反応検出による燃料面密度計測をするために必要な検出感度

2次反応中性子は1次反応中性子に比較して3桁程度発生数が少ないため、2次反応中性子の検出には高い検出効率を持つ中性子スペクトロメーターが必要である。例えば対象とする〈pR〉を10mg/cm²程度、1次中性子発生量を10⁸程度とすれば、10⁵程度の発生量のDT中性子を検出する能力が必要である。検出感度 η は全中性子発生数に対する検出数の比として定義される。これはターゲットに対して検出器がしめる立体角 ω_{detector} によって決まる幾何学的効率 η_g

$$\eta_g = \frac{\omega_{\text{detector}}}{4\pi} \quad (3-4)$$

と、検出器の厚み d 、プラスチックシンチレーター中の水素密度 n_p の反跳断面積 σ によって決まる絶対検出効率 η_i

$$\eta_i = 1 - \exp(-n_p \sigma d) \quad (3-5)$$

の積によって表される。よって10⁻⁴以上の検出効率を得るためにはこれらが、

$$\eta_g \eta_i > 10^{-4} \quad (3-6)$$

を満たす必要がある。シンチレーターの厚み d を設計のパラメーターとすると、厚みに対する制限は次のように表すことができる。

$$d > \frac{1}{n_p \sigma} \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{4\pi}{\omega_{\text{detector}}} \times 10^{-4}} \right) \quad (3-7)$$

中性子を観測する検出器の立体角が激光XII号の計測器取り付けポートの立体角で制限されるものとする。6インチポートを使用した場合で幾何学的効率 ω_{detector} は 2.7×10^{-2} 以下に制限される。プラスチックシンチレーター中の水素の密度は $5.23 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 、1.4 MeV中性子に対する反跳断面積は $0.626 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ であるから、10⁻⁴の検出効率を持つためには、少なくとも1.5 cm以上の厚みのシンチレーターが必要になる。これらの条件を図3-1に示す。これらの条件を満たすように、中性子飛行距離を1350 cm、シンチレーターの厚みを6 cmとした。

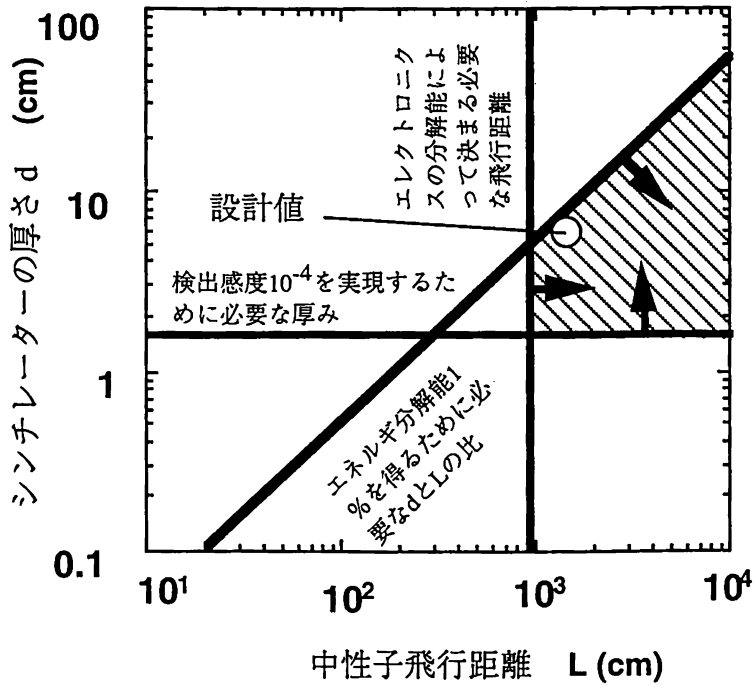


図3-1 飛行時間分解型中性子スペクトロメーターの設計パラメーター領域
中性子飛行距離 L とシンチレーターの厚み d は必要なエネルギー分解能と検出効率を両立するように決定した。

3-2-6 測定可能な最大中性子発生数（ダイナミックレンジ）について

後に述べるエレクトロニクスの制限から、本研究で使用した中性子検出器は中性子を1個検出すると、それに続く25nsの不感時間の間は次の中性子を検出することができない。D・D反応中性子やD・T反応中性子等の飛行時間の分布は、この不感時間よりも短いので、基本的に一度中性子を検出したチャンネルは同じエネルギー帯の中性子を検出することはない。このため中性子を既に検出したチャンネルの数（不感時間に入っているチャンネル数）が増えると、残りの中性子検出可能なチャンネルの数が減少する。このため中性子検出チャンネル数と中性子発生数の関係は、中性子発生数が多くなると共に比例関係からずれる。さらに中性子の飛行時間分布の立ち上がり部分（速度が速い方の部分）では殆どのチャンネルが検出可能な状態にあるため、感度が高いが、立ち下がり部分では中性子検出数の増加と共に検出可能な検出器の数が減っていくため、感度が下がってゆく。この時間的な感度の変化のためスペクトルが歪む。中性子のスペクトル全体の飽和の度合いは検出器一本当たりの検出効率 η_{ch} により決定される。中性子イールドが Y_n である時、一つのチャンネルに検出される中性子数の期待値 α は

$$\alpha = \eta_{ch} Y_n \quad (3-8)$$

で与えられる。これが数個以下であるとき、検出器一つ当たりの中性子検出の多重度はポアソン分布に従う。一つ以上の中性子を検出するチャンネルの数 N_{hit} の全チャンネル数 N_{ch} に対する割合は、ポアソン分布から求めることができる。

$$\frac{N_{hit}}{N_{ch}} = [1 - \exp(-\alpha)] \quad (3-9)$$

図3-2にこの関係を示す。αが1以上の部分では飽和による影響が顕著になる。この検出器の不感時間に起因する検出器の飽和を抑えるためにはαを小さくする、つまり一本当たりの検出効率を下げる必要がある。検出器1本あたりの検出感度を下げたとき、検出器の本数を増やすことによって、検出器全体で必要な検出感度を確保する必要がある。例えば全チャンネル数を960とし、最小検出数をα=0.01（10チャンネルに相当）、最大検出数をα=1（607 c hに相当）とすると¹、ほぼ2桁のダイナミックレンジを得ることができる。

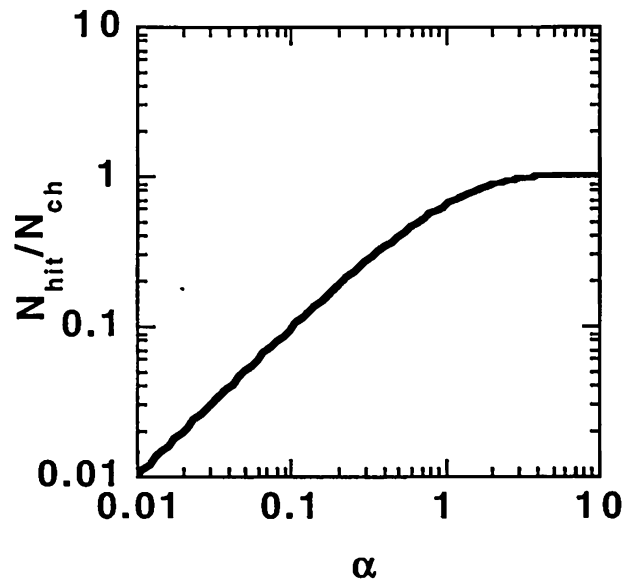


図3-2 検出器一本当たりの平均中性子検出数 α と中性子検出チャンネル数 N_{hit}の関係。（縦軸は全チャンネル数N_{ch}で正規化した。）入力中性子数に対する検出チャンネル数の応答の飽和状態をあらわす。

¹ αが1を超える領域では、中性子スペクトルの形状が既知である（ガウス分布等）と仮定することにより、補正計算によってスペクトル幅を導出する方法が提案されている（文献8参照）。これをfasthit法と呼ぶ。fasthit法を用いれば、ダイナミックレンジはさらに大きくとることができ、960 chの検出器で4桁程度のダイナミックレンジに対応できる。

3-2-7 検出器設計まとめ

本節では十分なエネルギー分解能，中性子検出効率を両立するための検出器の設計について述べた．中性子スペクトルを用いてイオン温度計測，燃料面密度計測を行うためには高いエネルギー分解能（2.45MeV 中性子に対して1%以下）と，高い検出効率（DT中性子に対して 10^{-4} 以上）を実現する必要がある．これを実現するためには計数モードで動作させた検出器を多チャンネルで同時に用いるマルチチャンネル計数モード法の飛行時間分解型スペクトロメーターが有効なこと，検出部にはプラスチックシンチレーターが有効であることを示した．エネルギー分解能はエレクトロニクスの時間分解能と，中性子飛行距離，シンチレーター厚みによって決定される．また検出感度は検出器が覆う立体角とシンチレーターの厚みにより決定される．必要なエネルギー分解能と検出効率を実現する設計パラメーター領域を明らかにした．検出器の飽和を防ぐためには検出器一本当たりの検出効率を下げ，チャンネル数を多くする必要があることを述べた．検出器数を960チャンネルとすると，約2桁のダイナミックレンジが得られることを明らかにした．以上の議論の結論として決定した中性子スペクトロメーターの設計パラメーターを表3-1にまとめる

表3-1 多チャンネル中性子スペクトロメーターの設計値

検出部形式	:	プラスチックシンチレーターを用いたシンチレーションカウンター		
シンチレーター厚さ	:	6 cm		
チャンネル数	:	960チャンネル		
飛行距離	:	1350 cm		
エネルギー分解能	:	26keV	(D-D neutron)	260keV (D-T neutron)
検出効率	:	1/10000		

3-3 飛行時間分解型多チャンネル中性子スペクトロメーターの構成

3-3-1 はじめに

前節では必要な分解能，検出効率を得るための検出器の設計について述べた．この基本設計に基づいて多チャンネル中性子スペクトロメーター"MANDALA"を開発した．MANDALAは960チャンネルの中性子検出部と，それによって得られた信号を記録するエレクトロニクス部からなる．本章ではMANDALAの構成の詳細について述べる．

3-3-2 検出部の構成

多チャンネル中性子スペクトロメーターMANDALAの検出部は，

- 1) シンチレーション検出器
- 2) γ 線，X線バックグラウンド排除用鉛シールド
- 3) 検出器架台
- 4) タイミング校正用コインシデンス検出器

SHIELDING

STEEL 0.6 cm thickness
LEAD 4.0 cm thickness
STEEL 1.6 cm thickness

^{60}Co γ source and γ detector
for timing calibration and testing

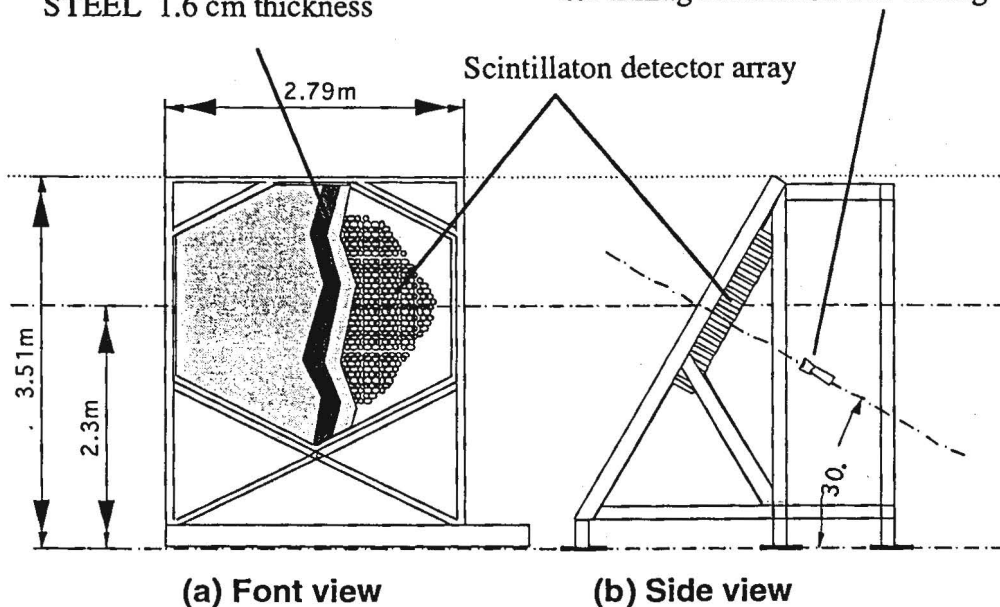


図3-3 多チャンネル中性子スペクトロメーター"MANDALA"検出部概観
検出部はターゲットから1350cmの位置に仰角30度でターゲットを見上げるように配置した。

によって構成される。図3-3に多チャンネル中性子スペクトロメーターMANDALAの概観を示す。検出部は激光XII号の第1ターゲットチャンバーの35番ポート（直径16cm、頂角120度）の延長上、ターゲット位置から1350cmの位置に仰角30度でターゲット中心に正対するように設置した。爆縮時に発生するX線や、ターゲットチャンバー等の構造材中での(n,γ)反応によるγ線に起因するバックグラウンドを排除するため、鉛製のシールドを配置する必要がある。このため厚み4cmの鉛シールドを検出器架台前面に厚み0.6cmおよび1.6cmの鋼板に挟み込むようにして配置した。1つの検出器の大きさは回路部を含めて、直径6cm、長さ26cmの円筒形である。この検出器960本を、隙間にできる無効面積を小さくするため、六方稠密に配置し、架台の鋼板にボルトで固定した。この実装方法は保守性に優れ、任意の検出器を取り出し交換することができる。

図3-4 にシンチレーション検出器の構成を示す。シンチレーション検出器は

- (1) プラスチックシンチレーター（Bicron社 BC408 直径6cm、厚み6cm）
- (2) 光電子増倍管（Thorn EMI社 9902KBT liner focus 型 カソード径1.5"）
- (3) 高電圧bleeding回路

により構成される。シンチレーター表面はシンチレーション光を反射し、光子の収率を改善するため、白色の反射塗料（Bicron社 BC620）を塗布した。光電子増倍管とシンチレーター間の結合を改善するため、シンチレーターと光電子増倍管のカソード面の間に光学コンパウンド（OKEN 6262A）を挿入した。検出器の⁶⁰Co γ線源に対する波高応答測定の結果、光学コンパウンドの使用により、1.17MeVおよび1.33MeVγ線に対する出力信号電荷量は、光学コンパウンドを使用しない場合の約2倍にまで増加した。これは光学コンパウンドが光電子増倍管カソード面での反射を低減したことによって、光子の収率が改善されていることを示している。図3-5 に高電圧ブリーディング回路の回路図を示す。ディスクリミネーター入力部でのインピーダンス不整合に起因する信号反射を吸収するため、光電子増倍管のアノードを50Ωで終端した。（高速のパルスに対してアノードは50Ωで終端になっているので次段のディスクリミネーターに送られる電荷量は50%になる。）電子増倍部に印可される電圧は可変抵抗器を用いて調整することができる。全ての検出器の電子増倍率は、⁶⁰Coγ線源から放射される1.17MeVおよび1.33MeVのγ線に対する波高応答のピークが50pC（アノード上では100pC）になるように調整した。

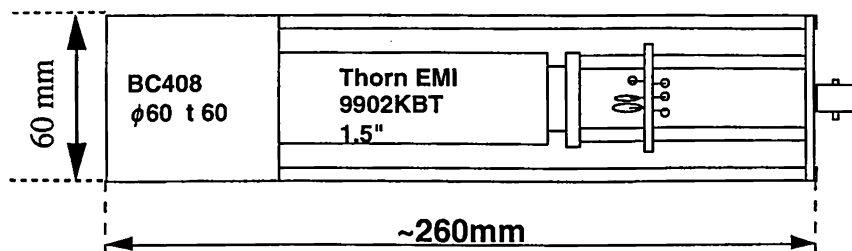
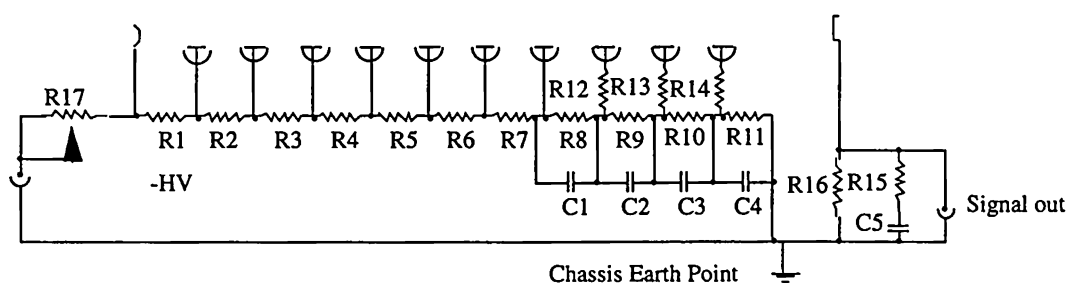


図3-4 シンチレーション検出器の概観



POT1	:	2 M Ω 0.75W
R 1	:	1. 5 M Ω
R 2 ~ R 7	:	5 6 0 k Ω
R 8	:	6 8 0 k Ω
R 9	:	8 2 0 k Ω
R 1 0	:	1. 1 M Ω
R 1 1	:	1. 6 k Ω
R 1 2 ~ R 1 4	:	5 1 Ω
R15	:	5 1 Ω
R 1 6	:	1 M Ω
C 1	:	2 2 0 p F
C 2	:	4 7 0 p F
C 3	:	2 2 0 0 p F
C 4	:	4 7 0 0 p F
C 5	:	0.1 μ F 積層セラミック
指定無き抵抗は0.25W金属被膜抵抗		
指定無きコンデンサは高耐圧セラミック 1 kV		

図3-5 シンチレーション検出器のプリーダー回路

注) アノード回路の終端について

アノードは、ディスクリミネーター入力部での反射を吸収するため、同軸ケーブルの特性インピーダンスと同じ50オームで終端しなければならない。本検出器では、この終端を0.1 μ Fのコンデンサーを用いて交流的に行っている。直流的にはアノードは1Mオームの高抵抗で終端されている。

直流に対してアノードは高インピーダンス終端になっているので、検出器の出力端をピコアンメーターもしくは高インピーダンスの電圧計でモニターすることによって、アノードの平均電流を簡単に計測できる(電圧計を用いた場合平均電流の1Mオーム倍の電圧が出力に現れる)。これによって各チャネルの暗電流を簡単に調べることができる。

アノードを交流的に終端するもう一つの利点は、NIM規格のチャージアンプと組み合わせて波高応答を観測できることである。NIM規格ベースの波高分布計測装置 (Multi Channel Analyzer : MCA) は波高分布計測専用のハードウェアを用いているため、CAMACのADCを用いた波高分布計測に比べ、高い信号レートでの波高分布計測が可能である。しかし検出器出力を直流的に50オームで終端してしまうと、アノードの電荷が早い時定数で終端抵抗を通じて接地してしまうため、プリアンプの出力は規定の信号立ち下がり時間 (約50 μ s) を維持することができず、正しい計測ができない。今回用いた交流終端回路ではNIM規格のチャージアンプ (CANBERRA 2005) の入力容量を0.1 μ Fに改造し、入力に直列に50オームの抵抗を挿入することによって、通常の終端していない回路と同じようにNIM規格ベースの機材を用いて波高分布計測をすることができる。NIMの機材を用いて波高分布計測が行えることによって、コバルトを用いた全チャネルのチャージ較正の作業効率は非常に高くなる。

誤って出力端子を解放したまま高電圧を印可するとアノード電圧が最終ダイノード電圧まで上昇し、コンデンサーを破壊する可能性が在るため、アノードを高抵抗(R16:1MW)を用いて接地した。

3-3-3 エレクトロニクス部の構成

信号記録用エレクトロニクス部は

- (1) Constant Fraction Discriminator (CFD, CAMAC規格)
- (2) Time-to-Digital-Converter (TDC, FASTBUS規格)
- (3) データ収集用コンピューター

からなる。図3-6にエレクトロニクスの接続図を示す。

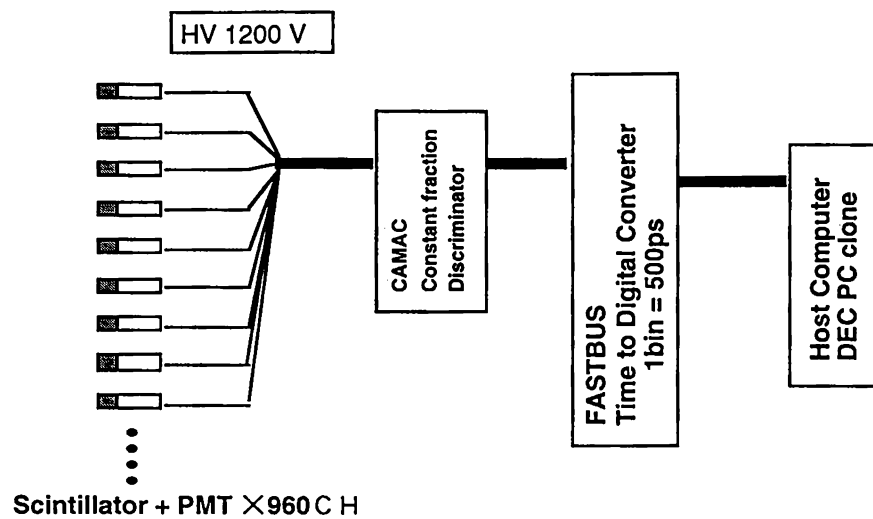


図3-6 信号処理系エレクトロニクス接続図

3-3-4 Constant Fraction Discriminator

シンチレーション検出器から出力された信号は12mの同軸ケーブル (RG174/U) によりディスクリミネーターに導かれる。ディスクリミネーターは入力されるアナログパルス信号の波高が、予め設定された閾値電圧よりも大きい場合に、デジタルのトリガー信号 (Emitter Coupled Logic Level: ECL信号) を出力する。特にここではConstant Fraction Discriminator (CFD, LeCroy 3420)と呼ばれるタイミング測定用のディスクリミネーターを用いた。図3-7にCFDの動作原理を示す。入力パルスの波高が変化しても、パルスが波形のピーク電圧の一定割合に達したタイミングで信号が出力されるため、波高の大小の変化に起因するタイミングのズレ (timing walk) を生じない⁹⁾。

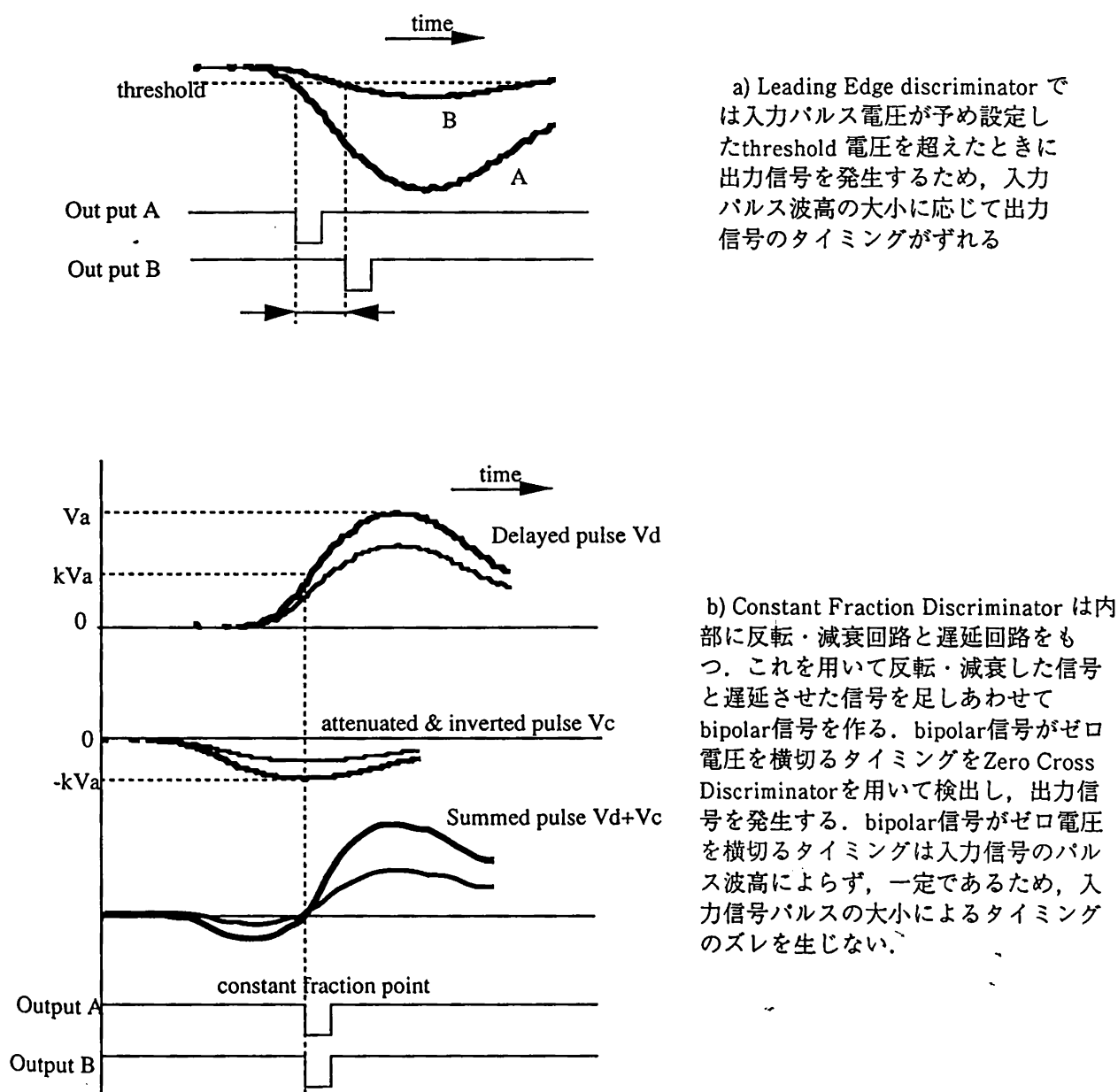


図3-7 Constant Fraction Discriminator の動作原理.

3-3-5 Time-to-Digital-Converter TDC

CFDのECL出力は1.5mのツイストペアフラットケーブルを用いてTime-to-Digital-Converter (TDC) に導かれる。TDCは爆縮用レーザーのタイミングに同期したトリガー信号をstart信号, 中性子検出器からの信号をstop信号としてこれらの時間差を計測する。TDCはFASTbus規格¹⁰⁾のMulti-hit TDC (LeCroy 社 1877 96ch 入力) を10セット用いた。通常のSingle-hit TDCでは一回のStart信号に対して1チャンネル当たり一回のstop信号しか許されないが, Multi-hit TDCでは最大16回までのstop信号を記録することができる。同じ検出器によるD-D中性子とD-T中性子の同時計測は, この multi-hit TDC を用いて初めて可能になる。LeCroy1877を用いた場合時間計測の最小ビットは500psに対応する。

3-3-6 計測器制御

CFD, TDC等のエレクトロニクスはパーソナルコンピュータ (Digital Celebris 5100) により制御される。図3-8にエレクトロニクスの制御系のブロック図を示す。制御プログラムはMicrosoft windows Ver3.1上で動作するVisual Basic Ver2.0を用いて開発した。FASTbus規格のTDC, ADC, CAT等のエレクトロニクスはCAMAC¹¹⁾経由で制御される。TDCのstart信号, ADCのgate信号はCalibration and Timing Module (CAT)を経由してFASTbusのバックプレーンより全FASTbusモジュールへ配信される。

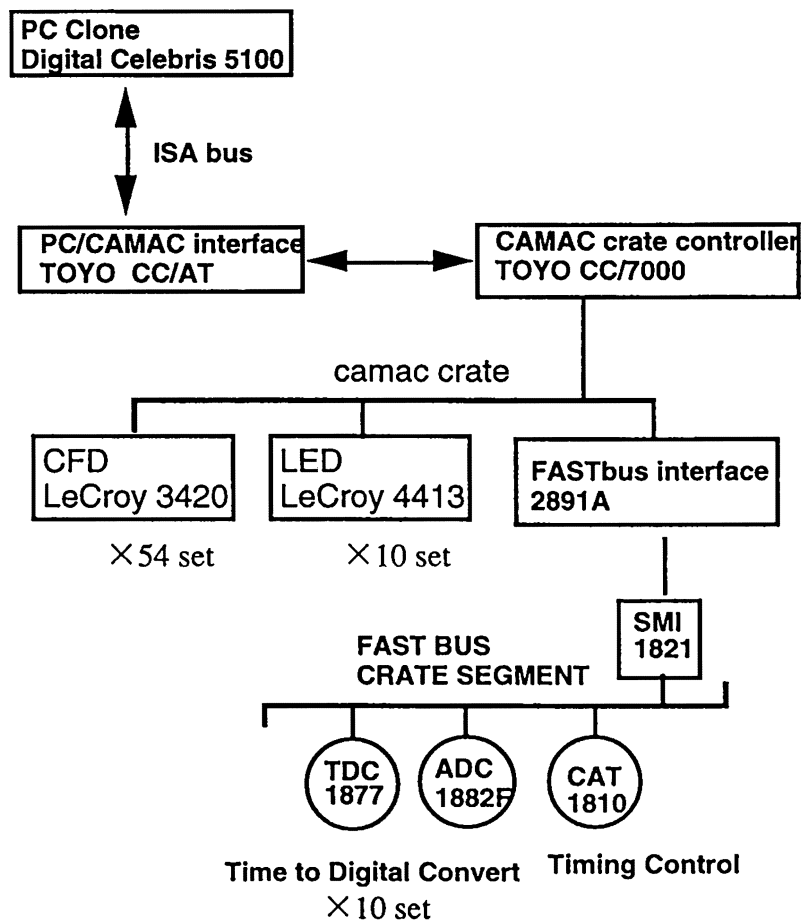


図3-8 エレクトロニクス制御系

3-4 ^{60}Co を用いた検出器の電子増倍率の調整

3-4-1 はじめに

本節では、多チャンネル中性子スペクトロメーターの検出部の較正実験に付いて述べる。多チャンネル中性子スペクトロメーターを用いたスペクトル計測では、波高応答が揃っていることが必要である。このため、 ^{60}Co から放出される γ 線に対する波高応答が揃うように、個々の検出器の光電子増倍管の電子増倍率を調整した。

3-4-2 電子増倍率の調整

多チャンネル中性子スペクトロメーターの各検出器の中性子に対する波高応答は全て等しくなければならない。MANDALA検出器の各チャンネルの高電圧プリーダー回路は、可変抵抗器によって電子増倍部に印加する高電圧を調整することにより、電子増倍率を調整することができる。中性子線源を用いて、960本の全ての検出器の中性子に対する波高応答が一様になるように、電子増倍率を調整するのが理想であるが、膨大な時間を要するため、現実的でない。このため中性子線源の代わりに ^{60}Co γ 線源から放出される1.33MeV、および1.17MeV γ 線に対する波高応答が揃うよう個々の検出器の光電子増倍管の電子増倍率を調整した。図3-9に検出器の ^{60}Co γ 線に対する波高応答を示す。プラスチックシンチレーターは水素、炭素等の小さな原子番号の物質から構成されているため、 γ 線とシンチレーターの相互作用はコンプトン散乱が支配的である。コンプトン散乱では散乱角度によって電子に移行するエネルギーが異なるため、波高分布は0から最大エネルギー端までに広がった分布を持つ。この実験では、1.33MeV、および1.17MeVの2種のエネルギーを持つ γ 線が入射しているが、波高分解能の制限により、2種の γ 線は分解されていない。この2種の γ 線に対する波高応答ののピークが50pC（アノード上で100pC）に揃うように、個々の光電子増倍管の電子増倍率を調整した。

3-4-3 加速器型中性子線源を用いた中性子に対する波高応答計測

^{60}Co の γ 線に対して一様な波高応答を示すよう調整した検出器が、中性子に対しても一様な波高応答を示すことを実験的に確認する必要がある。個々のシンチレーターの ^{60}Co γ 線と中性子に対する光出力の強度比がばらついている可能性があるためである。このため予め ^{60}Co を用いて電子増倍率を調整した検出器を、加速器型中性子線源OKTAVIAN¹²⁾を用いてテストした。

図3-9に実験において得られたD-D中性子およびD-T中性子に対する波高応答を ^{60}Co γ 線に対する波高応答と共に示す。プラスチックシンチレーターの波高応答は、中性子によって反跳された陽子のエネルギーが反跳角度によって異なるため、広がった分布を持つ。陽子が中性子によって0度方向に反跳されるとき、反跳陽子のエネルギーは入射中性子と同じになり、これが波高分布の最大エネルギー端に対応している。2.51MeV中性子に対する最大エネルギー端は約40pC、14.1MeV中性子に対する最大エネルギー端は約500pCであった。検出器を取り替えて同様な実験を繰り返し、最大エネルギー端の再現性を測定した。実験の結果個々の検出器の中性子に対する波高応答はほぼ一様であり、最大エネルギー端の個体差は2.51MeV中性子に対して3%、14.1MeV中性子に対して7%（標準偏差）であった。14.1MeV中性子に対する波高応答のばらつきが若干大きくなっているのは、大出力時の光電子増倍管の飽和特性の違いによるものであると考えている。出力電荷量400pC程度（アノード上で800pC）あたりから各検出器の光電子増倍管のが飽和し始めるが、この飽和の度合いが個々の検出器について微妙に違っている。実際の使用状況では、ディスクリミネーターの閾値を光電子増倍管が飽和し始める波高値（400pC）よりずっと低い(15pC、電圧50mV)に設定しているため、電荷量の大きな信号の飽和は、検出感度のばらつきの原因としては殆ど問題にならない。検出感度に影響を与えるのは、線形応答領域での ^{60}Co γ 線に対する波高応答と中性子に対する波高応答の個体差である。これについては2.51MeV中性子の最大エネルギー端のばらつきから、3%程度であることが判った。この結果 ^{60}Co γ 線を用いた波高応答の調整が、中性子に対する波高応答を揃える方法として有効であることを確認した。

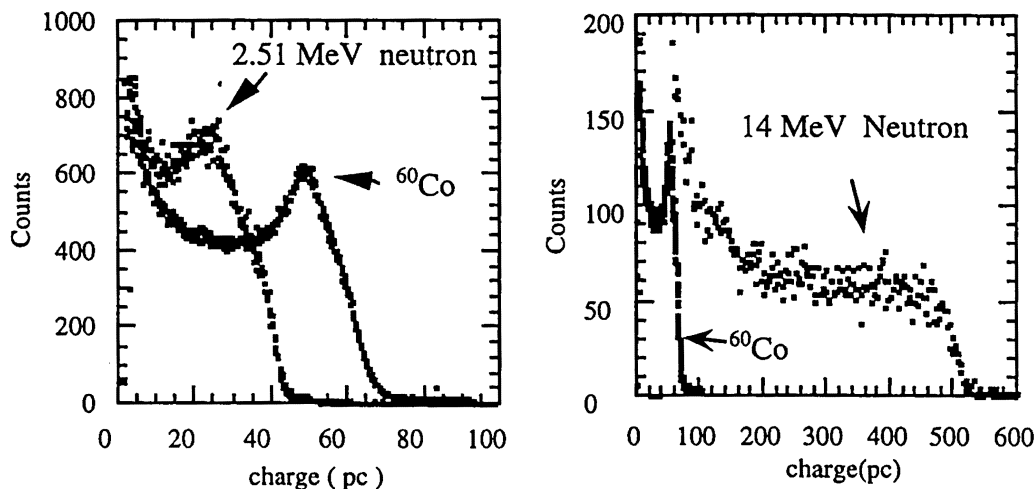


図3-9 MANDALA検出器の中性子及びコバルト60 γ 線源に対する波高応答。

a)D-D中性子 (2.51MeV) 波高応答。最大エネルギー端は約40pC。

b)D-T中性子(14.1MeV)に対する波高応答。最大エネルギー端は約500pC。

D-T中性子に対する波高応答の、低い電荷側で波高分布が盛り上がっているのは9MeV以上の中性子エネルギーでは炭素の(n, a)反応, (n, n')3a反応の寄与が顕著になるためである。

3-5 加速器型中性子源を用いた検出効率測定

3-5-1 はじめに

2 次反応中性子計測による燃料面密度測定や、D-T/D-D反応比を用いたイオン温度測定では、中性子発生量の精度の高い絶対感度測定を行わなければならない。このため加速器型中性子源を用いて中性子検出感度の絶対測定を行った。

3-5-2 D-D 中性子検出効率測定の原理

検出部のD-D中性子、D-T中性子に対する検出効率を決定するため、加速器型中性子源OKTAVIANを用いて検出効率測定実験を行った。検出器に入射した中性子数と検出された信号数の比から絶対検出感度を求めた。OKTAVIANでは243keVに加速した重水素イオンを重水素もしくは3重水素を含むターゲットに照射し、 $d(d,n)^3\text{He}$, $d(t,n)\alpha$ 反応により中性子を発生する。中性子源は一度に2つ以上の中性子が入射することの無いように、低イールドモードで繰り返し運転した。

高精度の効率測定を行うためには、装置から発生する中性子の絶対数を高い精度で測定しなければならない。通常行われるAl, In, Nb等の放射化による中性子束の測定は、十分な統計量を得るため長い積算時間を必要とし、低イールドモード時の中性子束の測定には向かない。このため $d(d,n)^3\text{He}$ 反応によって生成される ^3He 、もしくは $d(t,n)\alpha$ 反応により生成される α 粒子をシリコン表面障壁検出器により直接計数した。シリコン表面障壁検出器は有感領域に入射する荷電粒子を全て計数することができるため、非常に弱いフラックスから効率よく検出することができる。

荷電粒子検出器と中性子検出器の位置を重心座標系で対向になるように配置すれば、単一の核融合反応によって放出される中性子と荷電粒子の双方を検出することになるため、核融合反応の微分断面積の異方性に起因する、核反応生成粒子束の方向依存性の影響を除外して実験することができる（図3-10）。中性子検出器を実験室系で入射ビームに対して90度方向から観測すると、同じ反応によって生成された ^3He が放出される方向をエネルギー保存則と運動量保存則より求めることができる。 $d(d,n)^3\text{He}$ 反応のQ値は、反応前後の全粒子の静止質量の差から次のように与えられる¹³⁾。

$$Q = (M_D + M_D - M_n - M_{^3\text{He}})c^2 \quad (3-10)$$

ただし M_D , M_n , $M_{^3\text{He}}$ はそれぞれ重水素、中性子、 ^3He の静止質量、 c は光速を表す。入射重水素ビームのエネルギー E_d を考慮すると全エネルギー E_{Total} は保存し、

$$E_{\text{total}} = E_d + Q = E_n + E_{^3\text{He}} \quad (3-11)$$

ただし E_n, E_{He} はそれぞれ反応後に生成される中性子, ${}^3\text{He}$ の運動エネルギーである。反応後の粒子のエネルギー, 速度ベクトルは次の4つのパラメーターで表される。

$$\left. \begin{aligned} A_{13} &= \frac{m_d m_n}{(m_d + m_d)(m_n + m_{{}^3\text{He}})} \frac{E_d}{E_{\text{total}}} \\ A_{14} &= \frac{m_d m_{{}^3\text{He}}}{(m_d + m_d)(m_n + m_{{}^3\text{He}})} \frac{E_d}{E_{\text{total}}} \\ A_{23} &= \frac{m_d m_n}{(m_d + m_d)(m_n + m_{{}^3\text{He}})} \left(1 + \frac{m_d}{m_d} \frac{Q}{E_{\text{total}}} \right) \\ A_{24} &= \frac{m_d m_{{}^3\text{He}}}{(m_d + m_d)(m_n + m_{{}^3\text{He}})} \left(1 + \frac{m_d}{m_d} \frac{Q}{E_{\text{total}}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3-12)$$

実験室系での中性子の観測角度を θ , 重心系の観測角度を θ' とすると, これらには

$$\sin \theta' = \left(\frac{1}{A_{24}} \frac{E_n}{E_{\text{total}}} \right)^{1/2} \sin \theta \quad (3-13)$$

という関係が成り立つ。例えば実験室系の90度方向に測定器を配置すると, これは重心系の96.3度方向に相当する。重心系では ${}^3\text{He}$ は反対方向に放出されるから,

$$\phi' = \pi - \theta' \quad (3-14)$$

より ${}^3\text{He}$ のは重心系で83.7度方向へ放出されることが判る。 ${}^3\text{He}$ の重心系の放出角度と実験室系の放出角度は次のように変換される。

$$\phi = a \cos \left\{ \frac{\sqrt{A_{14}} + \sqrt{A_{23}} \cos \phi'}{\left[\left(\sqrt{A_{14}} + \sqrt{A_{23}} \cos \phi' \right)^2 + \left(\sqrt{A_{23}} \sin \phi' \right)^2 \right]^{1/2}} \right\} \quad (3-15)$$

例えば重心系の83.7度は実験室系では66.3度方向に対応している。反応後の中性子のエネルギーは放出角度の関数として表すことができる。

$$E_n = E_{\text{total}} \left\{ A_{13} \left[\cos \theta + \left(\frac{A_{24}}{A_{13}} - \sin^2 \theta \right)^{1/2} \right]^2 \right\} \quad (3-14)$$

この場合実験室系90度方向に放出される中性子のエネルギーは2.51MeVになる。同様に ${}^3\text{He}$ のエネルギーは実験室系の放出角度 ϕ の関数として表すことができる。

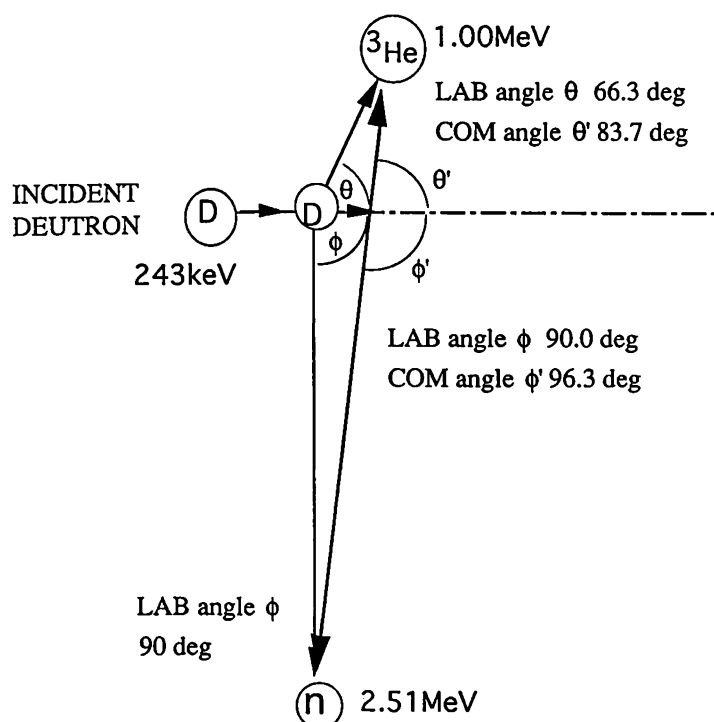


図3-10 D-D反応中性子に対する検出感度測定実験時の速度ベクトル図

$$E_{^3\text{He}} = E_{\text{total}} \left\{ A_{14} \left[\cos \phi + \left(\frac{A_{23}}{A_{14}} - \sin^2 \phi \right)^{1/2} \right]^2 \right\} \quad (3-15)$$

実験室系で66.3度方向に放出される ^3He のエネルギーは1.00MeVある。これらの計算によって得られた各粒子の速度ベクトルの関係を図3-9に示す。以上の議論から中性子を実験室計90度方向から観測する場合、同じ反応によって生じた ^3He を観測するためには荷電粒子の検出器を実験室系66.3度方向設置すればよいことが判る。

次に実験室系での中性子及び ^3He の強度比について考える。重心系では中性子と ^3He は同じ反応によって生成されるため、それぞれの立体角強度（単位立体角に放出される粒子の数）は全く等しい。しかし重心系において $\theta'+d\theta'$ 及び $\phi'+d\phi'$ がしめる立体角と、実験室系において $\theta+d\theta$ 及び $\phi+d\phi$ がしめる立体角が異なるため、実験室系では前方側（小角度側）では立体角強度が強くなり、後方側では弱くなる。従って中性子の強度 $I_n(\theta)$ は ^3He の強度 $I_{^3\text{He}}(\phi)$ と次のような関係を持つ。

$$\frac{I_n(\theta)}{I_{^3\text{He}}(\phi)} = \frac{\sin^2(\phi) \cos(\phi' - \phi)}{\sin^2(\theta) \cos(\theta' - \theta)} \quad (3-16)$$

例えば90度方向の中性子の強度は、66.3度方向から観測した ^3He の強度の80.5%になる。

以上の議論から、中性子検出器の立体角を ω_n 、荷電粒子検出器の立体角を $\omega_{^3\text{He}}$ 、 ^3He の計数量を $N_{^3\text{He}}$ 、中性子の計数量を N_n とすると、中性子検出器の絶対検出感度 η_i は

$$\eta_i = \frac{N_n}{N_{^3\text{He}}} \frac{\omega_{^3\text{He}}}{\omega_n} \frac{I_{^3\text{He}}(\phi)}{I_n(\theta)} \quad (3-17)$$

として求めることができる。

3-5-3 DD中性子検出感度測定実験

図3-11に絶対検出感度較正実験の実験配置を、表3-2に同実験の実験条件をしめす。OKTAVIANの入射ビームのプロファイルは反応チャンバー直前で20mm×20mmの正方形であるが、これをコリメーターによって直径3mmの円形にした。ビーム電流は重水素化ポリスチレンフィルムが破れないようにコリメーター直後で約20nAに制限した。ビームパルスの発する電磁ノイズがSSD信号にノイズを与えるため、1パルス当たりの電流量を弱くしたい。このためビームの繰り返しを最大限（2MHz）にまで高くして、1パルス当たりの電流量を小さくした。

中性子検出器は実験室系で90度方向に配置した。検出器周辺の構造物による中性子散乱を実際の使用時と揃えるため、実際の使用時同様テスト検出器前面に鉛シールドを、横にダミーの検出器を配置した。

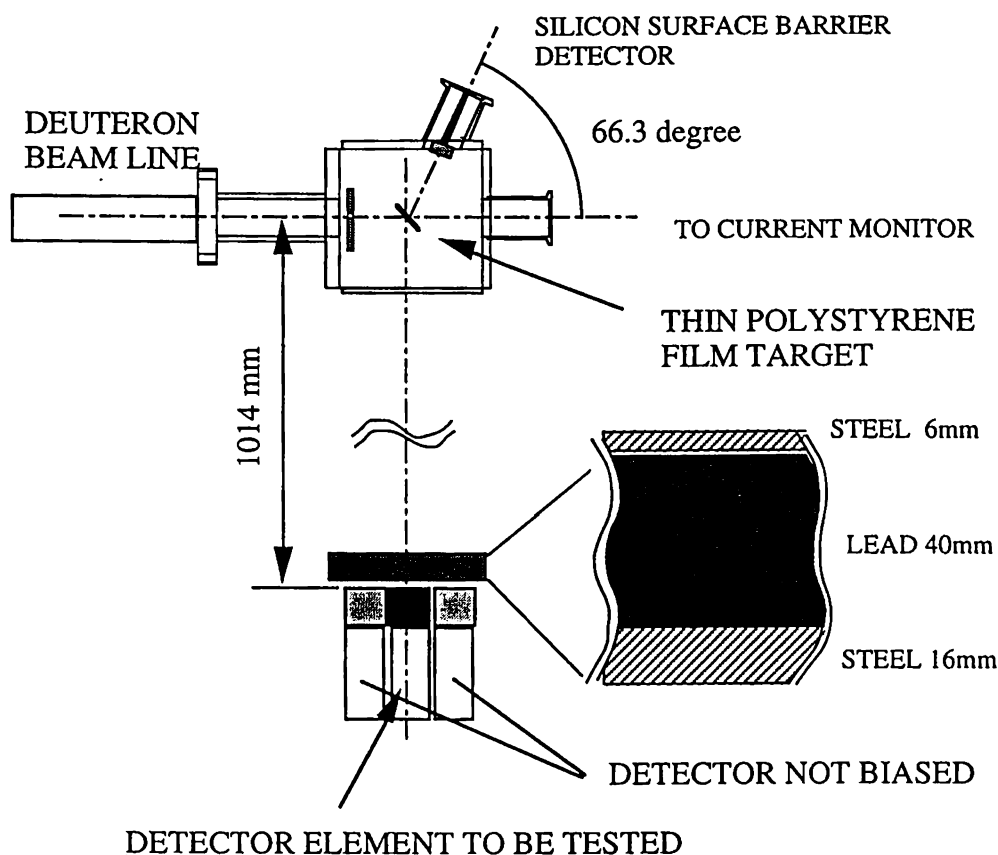


図3-11 中性子検出感度測定実験における実験配置

表3-2 DD中性子感度測定の実験条件

Deuteron beam	
energy	243 keV
diameter	3 mm
current	~20 nA
pulse width	~3 ns
pulse frequency	2 MHz
Charged Particle detector	
direction in LAB system	66.3 degree
solid angle in LAB system	12.7×10^{-3} sr
Neutron detector	
direction in LAB system	90.0 deg
solid angle in LAB system	2.75×10^{-3} sr

90度方向に中性子を放出した反応と同じ反応の ^3He を計数するため、シリコン表面障壁型荷電粒子検出器(SSB)を66.3度方向に配置した。 ^3He を検出するためには、ターゲットは ^3He の飛程より充分薄くなくてはならない。SSBに検出される ^3He が中性子検出器に検出される中性子と同じ反応から放出されたものであることを保証するためには、前述の速度ベクトル関係が実現されていなくてはならないので、ターゲット中での入射重水素の減速、偏向はできるだけ少ない方がよい。このため厚み $0.15\mu\text{m}$ の重水素化ポリスチレンフィルムをターゲットとして使用した。ターゲットは入射重水素、 ^3He の双方に対して薄くなければならないので、ビームに対して45度傾けて配置した。このため入射重水素に対する実効的な厚みは約 $0.21\mu\text{m}$ 、 ^3He に対する厚みは $0.16\mu\text{m}$ になる。図3-12にこの実験で用いた重水素化ポリスチレンターゲットの製作法を示す。ターゲットは有機溶媒（トルエン）に希釈した重水素化ポリスチレンポリマーをスライドガラス面に塗布し、乾燥した後、水に浸して剥がす方法をとった¹⁴⁾。

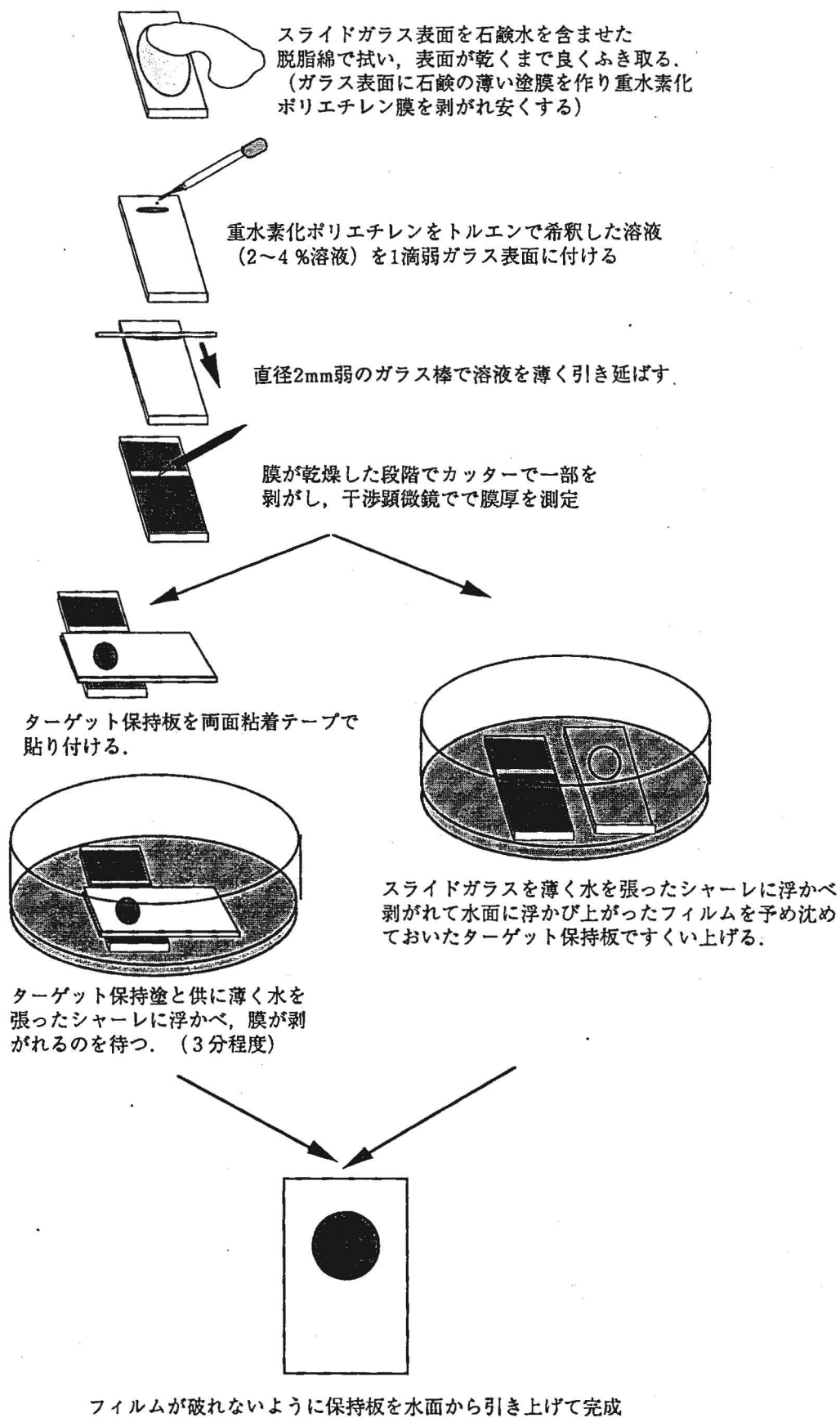


図3-12 薄膜フィルムターゲットの製作法

ターゲット中での入射重水素および反応によって生じる ^3He のエネルギー減衰を荷電粒子輸送コードSRIM96¹⁵⁾を用いて評価した。計算結果を表3-3にまとめる。入射重水素のエネルギー減衰は最大で20keVである。これはターゲット中での反応重水素のエネルギー分布が最大でも10%を超えないことを示している。よって重水素の速度の拡がりは5%以下であり、これに起因する ^3He の放出角度の変化はおよそ1度程度である。またターゲット中で1MeVの初期エネルギーで発生する核反応 ^3He のエネルギー減衰は、重水素入射表面付近で発生して裏面へ抜けたとしてもわずかに35keV程度になるため、ターゲット中で発生した ^3He を完全に検出できることが判る。

重水素のターゲットへの入射によって発生する2次電子、ターゲット中での弾性散乱による散乱重水素は ^3He 検出のバックグラウンドになる。これらを取り除くためSSB前面に厚み1.6 μm のアルミフォイルを置いた。エネルギー減衰を考慮するとターゲットを飛び出したときの ^3He のエネルギーの平均値は約983keVである。これが1.6 μm のアルミフォイルの中で更にエネルギー減衰を受けるため、SSB表面に到達する段階でのエネルギーは約467keVになる。

表3-3 SRIM96によって計算された各粒子のターゲット中でのエネルギー減衰

ターゲット		
材質:	重水素化ポリスチレン	
厚み:	2121A (入射重水素に対して) 1610A (核反応 ^3He に対して)	
密度:	1.414 g/cm ³	
組成:	原子数密度比で重水素と炭素の混合比を1対1とした.	
入射重水素 (ターゲット中での減衰)		
入射エネルギー	:	243 keV
透過エネルギー	:	223 keV (減衰20 keV)
透過時の平均偏向角	:	0.70 deg
核反応 ^3He (ターゲット中での減衰)		
発生時のエネルギー	:	1.00 MeV
最大厚を透過時のエネルギー	:	965 keV (減衰35 keV)
透過時の平均偏向角	:	0.37 deg
核反応 ^3He (Al 1.6 μm filter中での減衰)		
フィルター入射平均エネルギー	:	983 keV
フィルター透過後のエネルギー	:	467 keV (減衰516 keV)
透過時の平均偏向角	:	3.85 deg

3-5-4 実験結果 (D-D 中性子に対する検出感度)

図3-13 a) に重水素化ポリスチレンターゲット実験時に66.3度方向からSSBを用いて観測した荷電粒子スペクトルを示す。重水素同士の核融合反応は、 $d(d, n)^3\text{He}$ 、 $d(d, t)p$ の2種類である。これらの反応による全ての荷電粒子を明確に分離して計数できていることがわかる。図3-13 b) に1MeVまでの領域を更に拡大して示す。実験の結果得られた ^3He のエネルギーピークは450keVであった。前述のSRIM96を用いたシミュレーションでは、 ^3He がSSB表面に到達するときのエネルギーは467keVであるから、これはほぼシミュレーション予想のとおりであり、ターゲット中での荷電粒子のエネルギー減衰、速度ベクトル関係が計画どおりに高い精度で実現されていることがわかる。

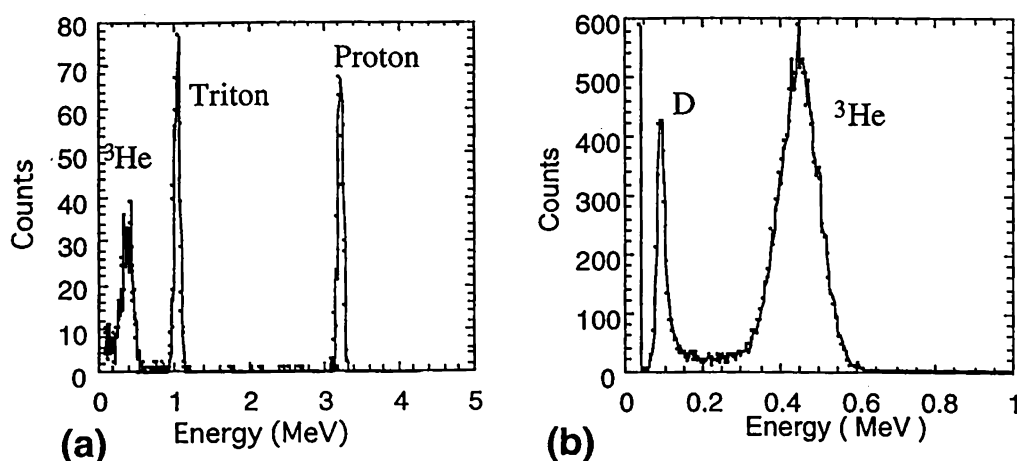


図3-13 DD反応実験時の荷電粒子スペクトル。

この実験で得られた ^3He の計数量、中性子の計数量と(3-17)式の関係から中性子検出器の検出感度を求めることができる。検出器の中性子信号のうち実際に記録されるのはディスクリミネーターの閾値電圧(threshold voltage)より高い信号のみであるから、実際の使用時の感度は閾値電圧の関数となる。実験では中性子検出器の波高分布は、電荷量 Q 、階級幅 ΔQ のヒストグラムとして得られる。本検出器ではディスクリミネーター入力での波高1Vが電荷量300pCに対応しているので、波高分布から閾値電圧以上の信号数を計数し、閾値以上の信号に対する検出効率を求めた。図3-14にこの実験によって得られた中性子の波高分布と検出効率を示す。ディスクリミネーターの閾値電圧として50mVを使用すると、検出器の検出感度は8.4%になることがわかった。

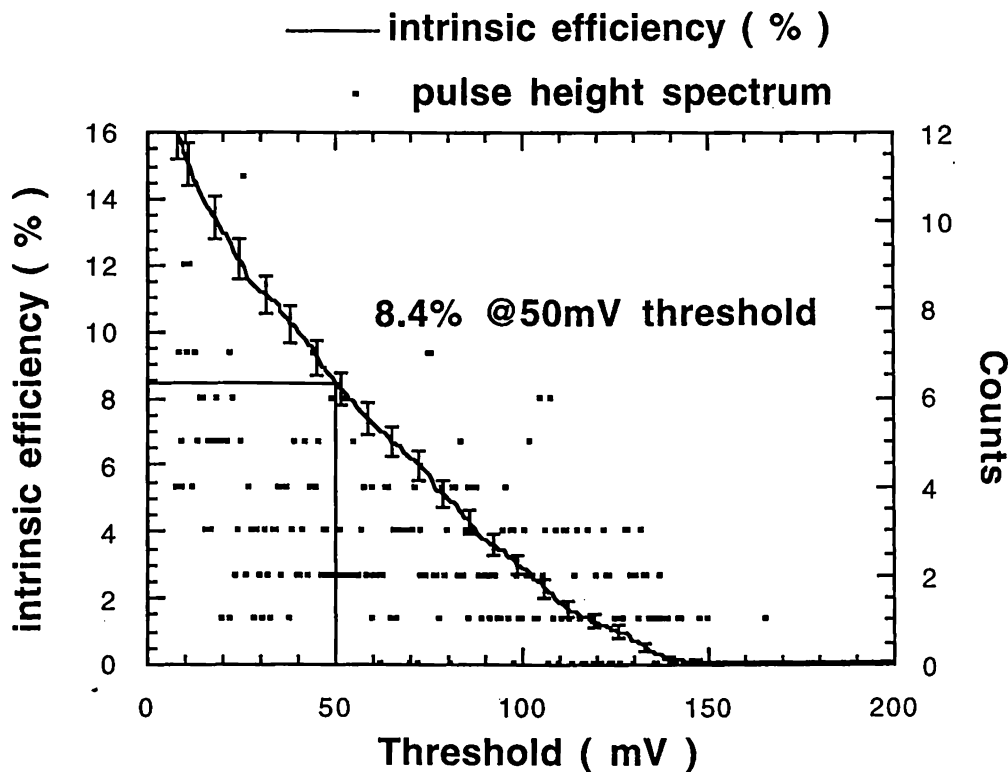


図3-14 中性子源を用いて得られた波高分布と検出感度曲線
 横軸は信号パルスの波高もしくはディスクリミネーターの閾値電圧に対応している。

3-5-5 D-T中性子検出感度測定の実験原理

DT中性子に対する検出感度測定実験では、重水素ビーム照射ターゲットとして直径20mmの重水素吸蔵チタンターゲットを用いた²。中性子検出器は実験室系90度方向に配置して、中性子を計数した。中性子発生数をモニターするため、実験室系178度方向に設置したSSBによってd(d, n) α 反応により発生するα粒子を計数した。入射重水素のエネルギーは前述したDD反応実験と同じ243keVである。ターゲット中での入射重水素の減速が少ないと仮定すればDD反応粒子に対して行った計算と全く同様に反応後の各粒子の速度ベクトルを求めることができる。反応の前後で全粒子のエネルギー和は保存するから、

$$E_{\text{total}} = E_d + Q = E_n + E_{\alpha} \quad (3-18)$$

反応に関する運動のパラメーターは

²ここで説明している3重水素吸蔵チタンターゲットよりも、3重水素化ポリスチレン薄膜ターゲットを用いて、重心系における中性子検出器の対向から随伴粒子のα粒子を計数の方がより精度の高い計測になる。しかし現在3重水素化ポリスチレン薄膜ターゲットについては、DT反応α粒子のスペクトル計測を行ったばかりの段階で、まだ中性子感度測定実験は行っていない。このために本節では従来から用いられている3重水素吸蔵チタンターゲットを用いた実験について述べる。DT反応中性子の検出感度については、今後3重水素化ポリスチレン薄膜ターゲットを用いて追試・確認を行う必要がある。

$$\left. \begin{aligned} A_{13} &= \frac{m_d m_n}{(m_d + m_t)(m_n + m_\alpha)} \frac{E_d}{E_{\text{total}}} \\ A_{14} &= \frac{m_d m_\alpha}{(m_d + m_t)(m_n + m_\alpha)} \frac{E_d}{E_{\text{total}}} \\ A_{23} &= \frac{m_t m_n}{(m_d + m_t)(m_n + m_{^3\text{He}})} \left(1 + \frac{m_d}{m_t} \frac{Q}{E_{\text{total}}} \right) \\ A_{24} &= \frac{m_t m_\alpha}{(m_d + m_t)(m_n + m_{^3\text{He}})} \left(1 + \frac{m_d}{m_t} \frac{Q}{E_{\text{total}}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

によって与えられる。中性子，アルファ粒子のエネルギー E_n ， E_α は，実験室系角度 θ 及び ϕ の関数として与えられる

$$E_n = E_{\text{total}} \left\{ A_{13} \left[\cos \theta + \left(\frac{A_{24}}{A_{13}} - \sin^2 \theta \right)^{1/2} \right]^2 \right\}, \quad (3-20)$$

$$E_\alpha = E_{\text{total}} \left\{ A_{14} \left[\cos \phi + \left(\frac{A_{23}}{A_{14}} - \sin^2 \phi \right)^{1/2} \right]^2 \right\}. \quad (3-21)$$

実験室系90度方向から観測した中性子のエネルギーは14.1MeV，178度方向から観測したアルファ粒子のエネルギーは2.59MeVである。運動量保存から中性子の重心系での放出角度 θ' 及びアルファ粒子の放出角度 ϕ' を求めることができる。

$$\theta' = \arccos \left(\frac{\sqrt{\frac{E_\alpha}{E_{\text{total}}}} \cos \theta - \sqrt{A_{13}}}{\sqrt{A_{24}}} \right) \quad (3-22)$$

$$\phi' = \arccos \left(\frac{\sqrt{\frac{E_\alpha}{E_{\text{total}}}} \cos \phi - \sqrt{A_{14}}}{\sqrt{A_{23}}} \right) \quad (3-23)$$

例えば重心系での中性子の放出角度は92.13度，アルファ粒子の放出角度は178.30度である。

重水素の入射エネルギーが243keV程度であればDT反応の微分断面積はおおよそ等方であると考えられることができるが，実験室系では重心の速度の影響をうけ，後方から観測しているアルファ粒子の強度（単位立体

角当たりへの放出粒子数)は重心系の強度より弱くなる。この実験で計数しているアルファ粒子は90度方向で観測している中性子の随伴粒子 (associate particle) ではないが、重心系で反応が等方であると仮定すれば計算により中性子とアルファ粒子の強度比を導くことができる。中性子強度を $I_n(\theta)$ 、アルファ粒子強度を $I_\alpha(\phi)$ とすると、

$$\frac{I_n(\theta)}{I_\alpha(\phi)} = \frac{\sin^2 \theta' \sin^2 \phi \cos(\phi' - \phi)}{\sin^2 \theta \sin^2 \phi' \cos(\theta' - \theta)} \quad (3-24)$$

より中性子の強度はアルファ粒子の約1.374倍になる。これを用いてアルファ粒子計数量 N_α と中性子計数量 N_n よりDT中性子に対する絶対検出感度を求めることができる。

$$\eta_i = \frac{N_n \omega_\alpha I_\alpha(\phi)}{N_\alpha \omega_n I_n(\theta)} \quad (3-25)$$

3-5-6 DT中性子検出感度校正実験

図3-15にDT中性子検出感度測定実験の実験配置を、表3-4に実験条件を示す。このときガンマ線シールドの中性子散乱を模擬するために厚さ5cmの鉛を検出器前面に配置した。シリコン表面障壁型荷電粒子検出器はターゲット中心から336.3mmに配置し、立体角を直径4mmのコリメーターで 9.37×10^{-5} に制限した。ターゲットから放出される2次電子によるバックグラウンドを排除するため、前面に厚み3 μ mのチタンフォイルを配置した。

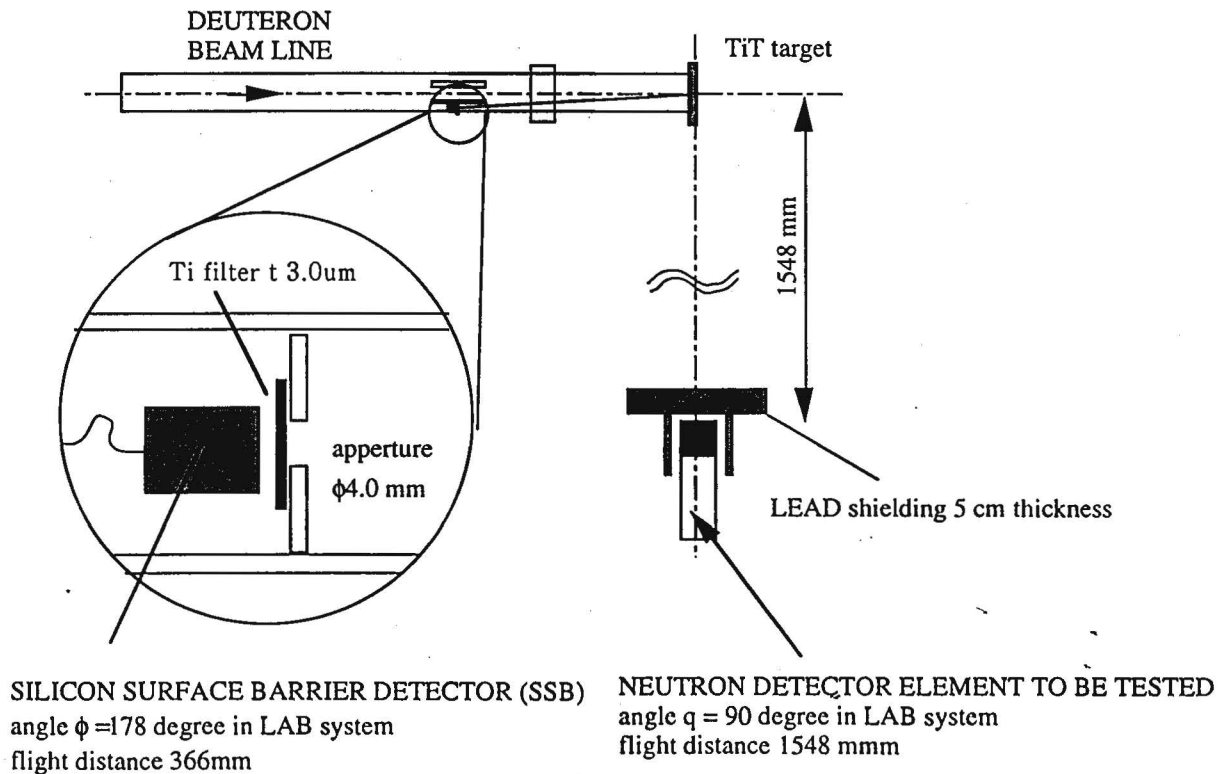


図3-15 DT中性子に対する絶対検出感度測定の実験配置

表3-4 DT中性子検出感度測定の実験条件

Deuteron beam	
energy	243 keV
pulse width	~3 ns
pulse frequency	2/32 MHz
Charged Particle detector	
direction in LAB system	178 degree
solid angle in LAB system	9.37×10^{-5} sr
Neutron Detector	
direction in LAB system	90.0 deg
solid angle in LAB system	1.18×10^{-3} sr

3-5-7 実験結果 (DT中性子検出感度)

図3-16に178度方向からSSBを用いて観測したアルファ粒子スペクトルを示す。横軸は信号波高を示し、エネルギーに対応している。アルファ粒子の検出数と中性子の検出数から式(3-25)を用いて検出感度を求めた。DD中性子についての実験と同様に、中性子検出器の検出感度はディスクリミネーターの閾値の関数であるため、中性子信号の電荷量から信号の波高を導き、閾値電圧以上の計数量を求めて、閾値電圧に対する検出感度の変化を求めた。図3-17にこの実験によって求められたDT中性子に対する検出感度をしめす。閾値電圧が100mV以下の領域で検出感度の変化が大きくなっているのは、9MeV以上の中性子エネルギーでは炭素の(n, a)反応, (n, n')³a反応が存在し、これが水素反跳の信号と重畳するためである。実際の中性子スペクトル測定時に標準的に用いている閾値50mVでの絶対検出効率¹⁾は8.9%であった。

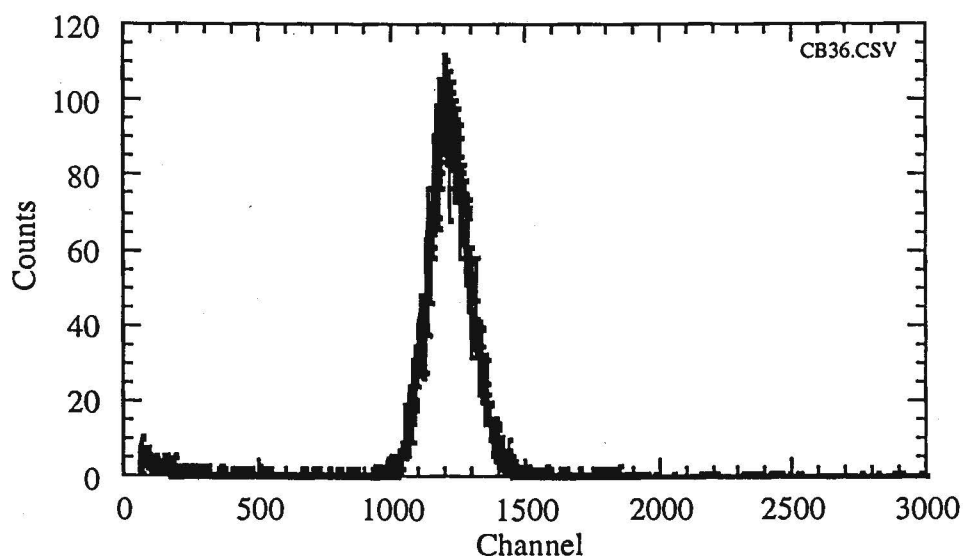


図3-16 SSBによって検出されたアルファ粒子の波高スペクトル。
横軸SSB信号の波高値であり、アルファ粒子のエネルギーに対応している。

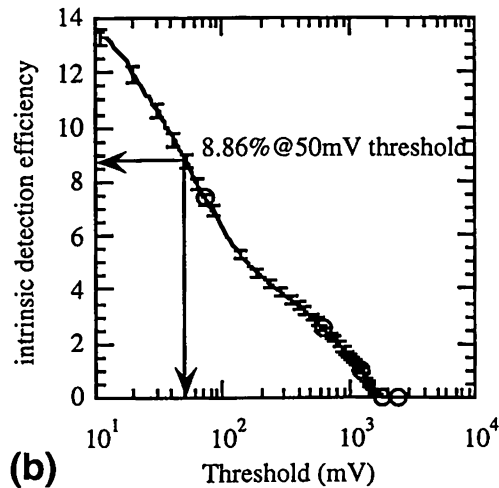


図3-17 実験によって得られた検出感度
横軸はディスクリミネーターのスレシヨールドに対応している。100mV以下のスレシヨールドで検出感度の変化がさらに大きくなっているのは、9MeV以上の中性子エネルギーでは炭素の(n, a)反応, (n, n')³a反応の寄与が顕著になるためである。

3-5-8 検出感度測定実験のまとめ

加速器型中性子源OKTAVIANを用いてMANDALA検出器のDD反応中性子（2.51MeV）及びDT反応中性子（14.1MeV）に対する絶対検出感度を測定した。プラスチックシンチレーターは中性子に反跳されたプロトンによって発光するが、反跳角度によってプロトンの反跳エネルギーが異なるため、広がった波高応答を示す。このため検出感度はディスクリミネーターの閾値電圧の関数となる。閾値電圧を50mVとすると、DD反応中性子に対する絶対検出効率8.4%、DT反応中性子に対する絶対検出率は8.9%であった。激光XII号でのレーザー爆縮実験において、発生する中性子のスペクトル測定を行うときの検出効率は、幾何学的効率 η_g と絶対検出感度 η_i の積になる。検出器一本当たりが占有する立体角を ω_{scinti} とすると1本当たりの検出効率は

$$\eta = \eta_i \times \eta_g = \eta_i \times \frac{\omega_{scinti}}{4\pi} \quad (3-26)$$

で表される。検出器をチャンバーから1350cmに配置すると、 ω_{scinti} は 1.55×10^{-5} になるため、 η はDD中性子に対して 1.04×10^{-7} 、DT中性子に対して 1.10×10^{-7} になる。これを960本並列に用いると全検出器たいする検出効率はDD中性子に対して 1.0×10^{-4} 、DT中性子に対して 1.05×10^{-4} となり、爆縮プラズマ診断を行うために必要な感度 10^{-4} を実現していることがわかる。これらの結果を表3-5にまとめる。

表3-5 検出感度測定実験から求められた検出効率

中性子エネルギー	: En	2.51 MeV (DD)	14.1 MeV (DT)
絶対検出効率	: η_i	8.4%	~8.9%
幾何学的効率	: η_g	1.23 $\times 10^{-5}$	
検出効率 (1チャンネル)		1.04×10^{-7}	1.10×10^{-7}
検出効率 (960チャンネル)		1.0×10^{-4}	1.05×10^{-4}

3-6 ^{60}Co を用いたタイミング校正とエレクトロニクス の時間分解能評価

3-6-1 はじめに

個々のチャンネルはそれぞれ固有の遅延時間を持っている。これはディスクリミネーター及びTDC固有の時間ばらつきや、光電子増倍管内の信号伝播時間のばらつきによるものである。高いエネルギー分解能を得るためには各チャンネルの遅延時間を測定し、これを補正することによって全てのチャンネルの同期を取らねばならない。このために ^{60}Co γ 線源を用いて全てのチャンネルの時間校正を行った。

3-6-2 各チャンネルの信号遅延時間測定

960本の検出器は以下の理由によりそれぞれ固有の信号出力遅れをもつ。

- (1) Time-to-Digital Converter の内部遅延。
- (2) 光電子増倍管内の電子のtransit time。

これらの遅延時間が、各チャンネル毎に異なるため、チャンネル間の検出時刻に相対的なズレを生じる。このため各チャンネルの相対的な遅延時間を放射性同位元素 ^{60}Co を用いて測定した¹⁶⁾。図3-18に実験配置をしめす。 ^{60}Co は β 崩壊して ^{60}Ni になる際、1.17MeVと1.33MeVの2つの光子をほぼ同時に放出する。このうち片方を崩壊時刻検出用のシンチレーション検出器で捕らえ、TDCのStart triggerとする。同じ崩壊から出るもう一方の光子を中性子検出器によって検出し、TDCのStop 信号とすることによって、崩壊が起こってから γ 線が検出されるまでの時間をTDCで計測する。崩壊時刻検出用の検出器には中性子検出用と全く同じタイプのプラスチックシンチレーションカウンターを用いた。

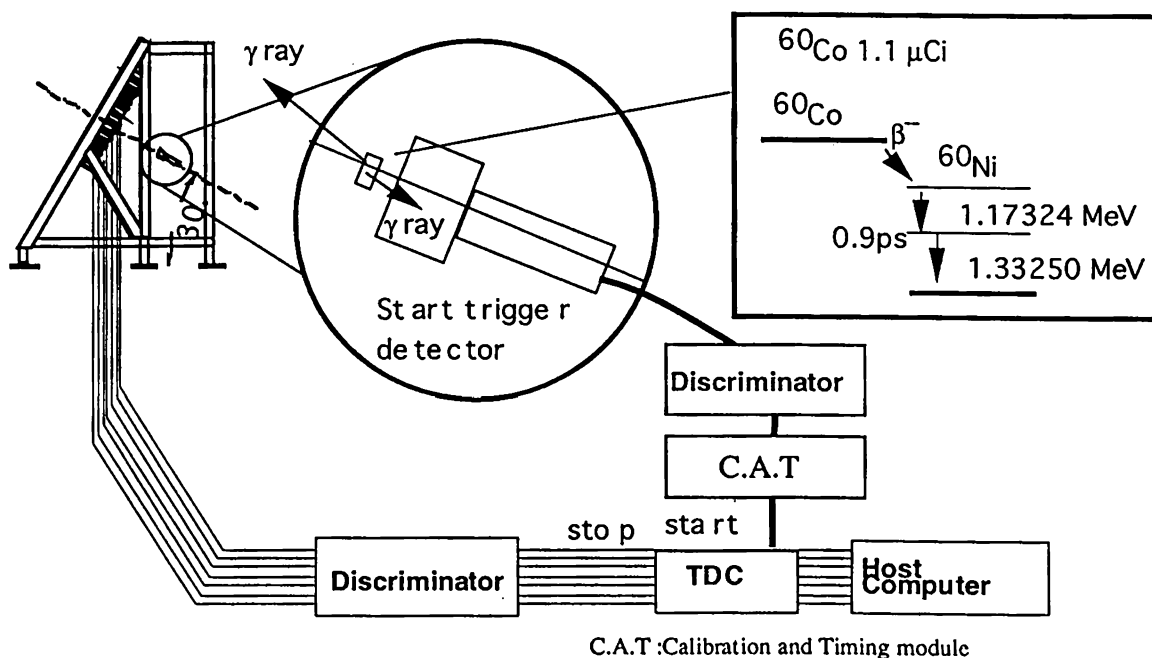


図3-18 信号遅延時間測定実験配置図

スペクトル測定時と全く同じエレクトロニクスを用いて実験を行った。

実験にはスペクトル測定に用いるものと全く同じエレクトロニクスを用いた。通常レーザーシステムからTDCのスタートトリガー信号を入力する端子に、崩壊時刻検出用のシンチレーション検出器を接続した。この計測では一回のコインシデンスイベントでタイミング測定ができるのは一つのチャンネルのみである。このためスタート信号の検出を何度も繰り返して十分なデーター数を蓄える、1秒間に試行することができるスタートの回数はTDCデーターのコンピューターへの読み出しのレートで制限され、20～30試行/秒程度である。崩壊時に出たもう一つの γ 線が中性子検出器に検出され、コインシデンスイベントが成立する確率は試行数よりも一桁低く、2～3イベント/秒程度である。このためエレクトロニクスを約12時間連続運転し、スタート試行数 10^6 回、コインシデンスイベント数 10^5 回になるまで計測を繰り返した。図3-19にこの実験によって得られたデーターを示す。5nsから24ns付近までに見られるデーターが ^{60}Co の γ 線によるコインシデンスイベントであり、それ以後の時刻に一樣に分布しているデーターは、偶然同時計数された大気 μ 粒子及び ^{60}Co の γ 線によるバックグラウンド計数である³。図3-20に、一つのチャンネルのデーターを抜き出して、時間ヒストグラムとして標示する。ガウス型の分布のピークが平均的な検出時刻を表しており、このピーク時刻のチャンネル毎のズレが各チャンネルに固有の信号遅延を反映している。全チャンネルについてピーク時刻を測定し、 ^{60}Co から各検出器までの距離の違いによる γ 線の飛行時間の違いを補正して、各チャンネルの固有の信号遅延のテーブルを作る。中性子スペクトル測定時に得られたデーターをこの信号遅延テーブルを元に補正すれば全てのチャンネルのタイミングを同期させることができる。

また、この計測では遅延の測定と同時に、各チャンネルのエレクトロニクスの時間分解能の評価を行うことができる。図3-20の γ 線の検出タイミングのヒストグラムの幅はエレクトロニクス全体の時間分解能を表している。測定された時間幅(3.11ns with FWHM)は中性子検出器の時間応答特性と崩壊時刻検出用検出器の時間応答関数のコンボリューションになっている。崩壊時刻検出用に用いた検出器、ディスクリミネーターは中性子検出器に用いたものと全く同じであるので、中性子検出器の時間分解能は単純に測定された時間幅の $1/\sqrt{2}$ であると考え、中性子検出器の時間分解能は半値幅で2.2ns、標準偏差で0.93nsであることがわかる。

³この計測によって各チャンネルの検出タイミング遅延の測定をすると同時に、バックグラウンドが特に多いチャンネルや、検出信号数の少ないチャンネル等の以上な検出器の検索ができる。大気 μ 粒子を用いて同様の検査を行う方法が高エネルギー物理学実験やRochester大学の中性子検出器で行われているが、 ^{60}Co を用いたこの方法は、実際にのスペクトル測定と全く同じシステムを用いて行うことができるため簡単で、システム全体の動作テストとしても非常に有用である。さらに ^{60}Co に対する波高分布は、シンチレーターの発光強度がコンプトン散乱角によって異なるため、広がった分布をとる。これがDD中性子の波高分布の形とよく似ているので、波高分布の広がりによるタイミングウォークを含めた時間分解能計測をすることができる。

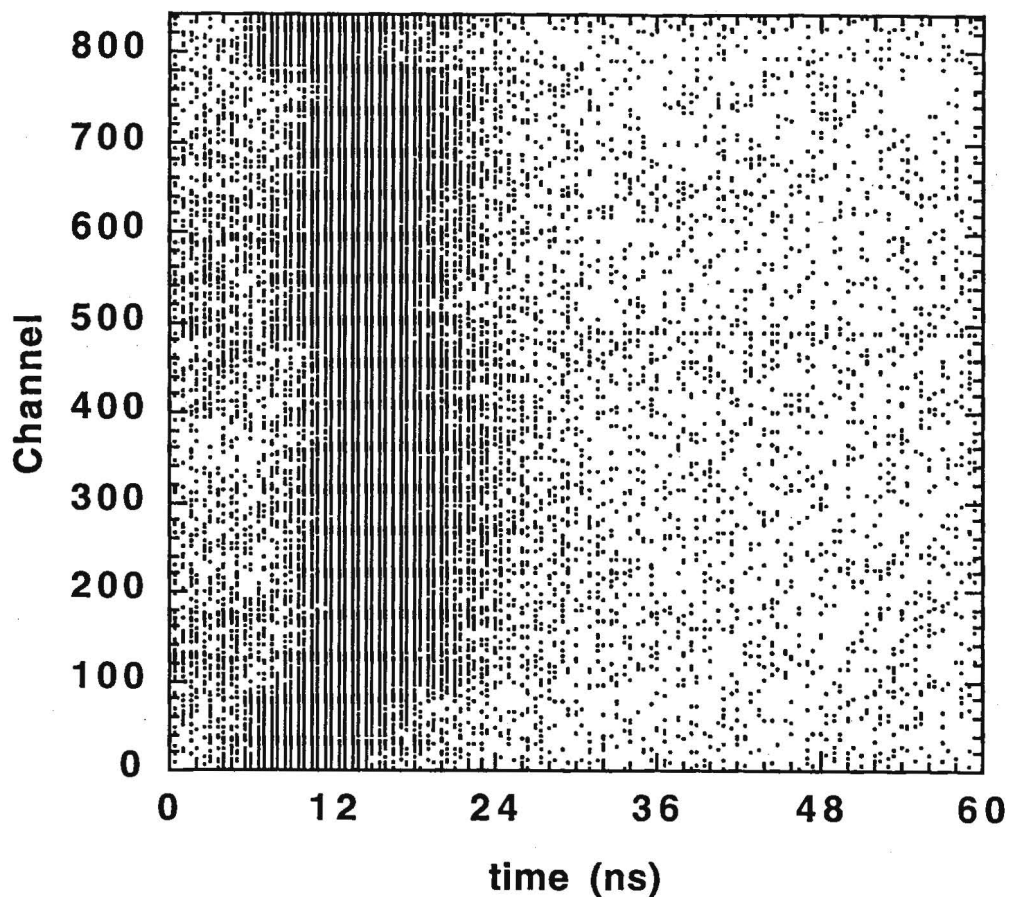


図3-19 コバルト60を用いた遅延時間測定実験の結果

縦軸は検出器のチャンネル数を表し、横軸は検出時刻を表す。プロットされた点は信号検出を表し、前半の検出信号が濃い部分がコバルトの γ 線による信号である。これらの直線からのズレが各チャンネルの遅延のバラツキを表している。

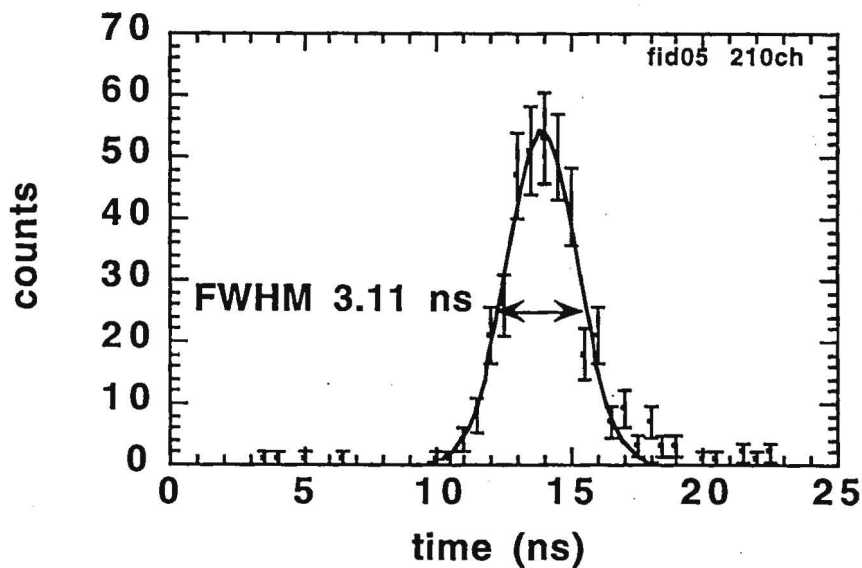


図3-20 各チャンネルの時間分解能

同じチャンネルについて、繰り返し測定した γ 線信号検出タイミングのばらつきがエレクトロニクスに与える時間分解能を与える。Start信号検出器の時間応答を考慮すると、エレクトロニクスの時間分解能は約2.2ns (FWHM)であった。

3-6-3 エネルギー分解能

飛行時間分解能でのエネルギー分解能 ΔE (Full Width Half Maximum: FWHM) は中性子検出時刻の分解能 Δt (FWHM) によって決定される.

$$\Delta E = E \times 2 \frac{\Delta t}{t}, \quad (3-27)$$

ただし E は中性子のエネルギー, t は飛行時間である. . MANDALA 検出器はターゲットから 13.5 m の位置に設置されているので, 2.45MeV 中性子の飛行時間は 625 ns, 14.1MeV 中性子の飛行時間は 262 nsである. 時間分解能 Δt (FWHM) はエレクトロニクス の時間分解能 σ_{elec} (標準偏差)と, シンチレーターの厚みによる検出時刻の不確定さ σ_{scinti} (標準偏差)によって決まる.

$$\Delta t = 2.35 \times \sqrt{\sigma_{\text{elec}}^2 + \sigma_{\text{scinti}}^2} \quad (3-28)$$

ここで 2.35 は分解能関数がガウス型であると仮定して, 標準偏差による幅の記述とFWHMによる幅の記述の変換を行う係数である. エレクトロニクス のみの時間分解能 σ_{elec} は前節で述べた⁶⁰Coを用いた実験の結果から 0.93 nsであることがわかっている. 一方シンチレーターの厚みによる検出時間の不確定 σ_{scinti} は, 中性子の速度 v_n とシンチレーターの厚み d から見積もることができる.

$$\sigma_{\text{scinti}} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{d}{v_n} \quad (3-29)$$

係数 $1/2\sqrt{3}$ はシンチレータの厚みによる検出時刻の不確定を表す時間分布が矩形であると仮定し, その最大幅による分布幅の記述を, 標準偏差による記述に変換するための係数である. 2.45 MeV中性子の速度は 2.16×10^9 cm/sec, 14.1 MeV中性子の速度は 5.14×10^9 cm/secである. シンチレーターの厚みは 6 cm であるから, D-D 中性子に対する検出時刻の不確定 $\sigma_{\text{scinti,DD}}$ は 0.8 ns, D-T 中性子に対する 検出時刻の不確定 $\sigma_{\text{scinti,DT}}$ は 0.34 nsである. これらの関係をもちいてMANDALA検出器のエネルギー分解能を求めると, 2.45 MeV中性子に対するエネルギー分解能は23 keV (FWHM), 14.1 MeV 中性子に対するエネルギー分解能は250 keV (FWHM) である. イオン温度測定に必要なD D中性子に対するエネルギー分解能は半値幅で26keVであるから, 必要なエネルギー分解能を満たしていることが確認された.

3-7 まとめ

本章では慣性核融合における爆縮プラズマの、燃料面密度 $\langle\rho R\rangle$ 、及びイオン温度を測定するための多チャネル中性子スペクトロメーター設計、開発、および製作したスペクトロメーターの実験的評価について述べた。

[1]プラズマ診断を行うために必要なスペクトロメーターの仕様

現在行われている爆縮実験条件（中性子発生量 $Y_n \sim 10^8$ ，燃料面密度 $\langle\rho R\rangle \sim 10 \text{ mg/cm}^2$ ）における2次反応中性子発生量 Y_{2n} はおよそ 10^5 である．このため2次反応中性子法による燃料面密度計測を行うためには、少なくとも 10^4 以上の高い検出効率を持つスペクトロメーターが必要である．また現在の実験条件でのイオン温度 T_i は約1keVであり、これによる1次反応DD中性子スペクトルの熱拡がりは約80keV程度である．このためイオン温度を測定するためには2.45MeV中性子に対して26keV以上のエネルギー分解能を持ったスペクトロメーターが必要である．

[2]多チャネル中性子スペクトロメーターの設計

高い検出効率とエネルギー分解能を両立するためにはカウンティングモードの検出器を多チャネルで使い、一つ一つの中性子の飛行時間を時間-デジタル変換器(TDC)を用いて記録するマルチチャネル計数モード法が有効であることを示した．検出部には感度、応答速度、取り扱いの簡単さから、プラスチックシンチレータを採用した．中性子飛行距離、シンチレータ厚み、チャネル数等の設計パラメータを、検出感度、エネルギー分解能、ダイナミックレンジを考慮して最適化した．この結果中性子飛行距離を1350cm、シンチレータ厚を6cm、チャネル数を960とすることによって求められる感度とエネルギー分解能を満たすことができることを明らかにした．

[3]多チャネル中性子スペクトロメーター"MANDALA"の構成

前述の設計仕様に基づいて、中性子スペクトロメーター"MANDALA"を製作した．MANDALAは960本の計数モードのシンチレーション検出器、検出器架台、及び γ 線、X線シールド、ディスクリミネーター、TDC、エレクトロニクス制御用計算機からなる．中性子信号強度の変化による検出タイミングのWALKを抑制するため、ディスクリミネーターにはConstant Fraction Discriminator (CFD)を用いた．検出部の実装の詳細、エレクトロニクスの制御形態について述べた．

[4]検出器の電子増倍率の調整

全てのチャネルの光電子増倍管の電子増倍率は、 ^{60}Co γ 線源に対する波高応答が一様になるよう調整した．既に ^{60}Co で電子増倍率を調整した検出器の中性子に対する波高応答を加速器型中性子源OKTAVIANを用いて測定し、中性子に対する波高応答のばらつきを評価した．検出器の波高応答のばらつきは、最大エネルギー端でDD中性子、DT中性子に対してそれぞれ $40\text{pC} \pm 3\%$ 、 $500\text{pC} \pm 7\%$ (標準偏差)であった．

[5]中性子に対する絶対検出感度の測定

加速器型中性子源OKTAVIANにおいて検出器の2.51MeV, 14.1MeV中性子に対する絶対検出感度（検出器に入射した中性子数と検出数の比）を測定した。中性子源からの中性子発生量をモニターするため、 $d(d,n)^3\text{He}$ 反応の ^3He 、および $d(t,n)\alpha$ 反応の α 粒子をシリコン表面障壁型荷電粒子検出器を用いて計数した。特にDD反応中性子に関しては中性子の随伴粒子（associate particle）である ^3He を重心系において中性子検出器の反対側から検出した。この計測は重水素ビーム照射ターゲットとして新たに0.15 μm 厚の重水素化ポリエチレンを使用し、 ^3He のターゲット中でのエネルギー減衰を抑えることによってはじめて実現された。この結果、検出部の絶対検出効率 ϵ は2.51MeV, 14.1MeV中性子に対してそれぞれ8.4%, 8.9%であった。この結果と幾何学的検出効率を考慮すると、激光XII号適用時の検出効率 ϵ は2.51MeV中性子に対して 1.0×10^{-4} 、14.1MeV中性子に対して 1.05×10^{-4} になり、求められる感度を満たしていることを確認した。

[6]各チャネルの時間較正とエレクトロニクスの時間分解能の評価

960チャネルの個々のチャネルが持つ検出信号遅延時間を ^{60}Co γ 線源を用いたコインシデンス計測により測定した。この方法によって約12時間の繰り返し計測で全てのチャネルの検出信号遅延時間を測定することができる。測定された遅延時間を用いて各チャネルの信号検出時刻を補正した。さらに特定のチャネルについて、コインシデンス γ 線の検出タイミングのばらつきから光電子増倍管、ディスクリミネーター、TDC等のエレクトロニクスの精度に起因する時間分解能を測定した。この結果単一チャネルについて検出の時間分解能は半値幅で2.2nsであった。この値とシンチレーターの厚みから中性子検出時のエネルギー分解能を求めた。2.45MeV中性子に対するエネルギー分解能は23keV、14.1MeV中性子に対するエネルギー分解能は250keVあり、求められる分解能を実現していることを確認した。また ^{60}Co γ 線源を用いたコインシデンス計測は故障した光電子増倍管の発見等も行うことができ、システム全体の動作試験としても有効である。

これらの実験的評価により、多チャネル中性子スペクトロメーターが設計どおり求められる性能を満たしていることを確認した。

第3章の参考文献

- 1) H. Azechi, N. Miyanaga, R. O. Stapf, *et al.*, in *Short Wavelength Lasers and Their Applications*, edited by C. Yamanaka (Springer, Berlin, 1988), p. 296.
- 2) H. Azechi, N. Miyanaga, R. O. Stapf, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 945 (1989).
- 3) D. R. Kania, S. M. Lane, and S. G. Prussin, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1988 (1988).
- 4) J. -P. Garconnet *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4871 (1992).
- 5) P. A. Jaanimagi and D. K. Bradley, *Nucl. Instrum. Method A* **335**, 547 (1993).
- 6) 例えばG. F. Knoll, 放射線計測ハンドブック 第2版 (日刊工業新聞社, 東京, 1991)
木村逸郎, 阪井英次訳, p. 227.
- 7) 大脇成晴, 大阪大学大学院修士論文(1991).
- 8) R. A. Lerche, S. P. Hatchett *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4877 (1992).
- 9) William R. Leo, *Techniques for nuclear and Particle Physics Experiment Second Revised Edition*, (Springer-Verlag, Berlin, 1993), p. 327.
- 10) IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control System by IEEE, Inc., (John Wiley & Sons, NY, 1985).
- 11) CAMAC Instrumentation and Interface Standards, IEEE Document No. SH06437 (John Wiley & Sons, NY, 1976).
- 12) K. Sumita *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.* **106** 249 (1990).
- 13) Marmier and E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles* (Academic, NY, 1969), Vol I, p. 612.
- 14) 高木 勝, 私信
- 15) 物質中の荷電粒子のエネルギー減衰には荷電粒子輸送モンテカルロシミュレーションSRIM86を用いた。このコードに関しては以下の参考文献の中で述べられている。
J. F. Ziegler, *et al.*, *The Stopping and Range of Ions in Matter* (Pergamon, NY, 1985).
- 16) G. F. Knoll, 放射線計測ハンドブック 第2版 (日刊工業新聞社, 東京, 1991)
木村逸郎, 阪井英次訳, p. 685.

第4章 中性子スペクトロメーターを用いた爆縮プラズマ診断

4-1 はじめに

慣性核融合によってエネルギーを取り出すためには、燃料ターゲットを高い球対称性を保ったまま爆縮することによって、自己点火条件を満たしたホットスポット領域を、比較的低温で高密度の主燃料領域が包み込む構造を生成しなければならない。このようなプラズマを安定に生成することができれば、質量の大半を占める主燃料部を、ホットスポット領域において解放される核融合エネルギーを用いて加熱することができるため、必要なドライバーエネルギーを著しく低減させることができる。このうち主燃料部の高密度圧縮については、現在までに大阪大学の激光XII号を用いて固体密度の600倍の高密度圧縮が実現されている¹⁾。これにより、慣性核融合爆縮によって主燃料の高密度圧縮が可能であることが実証された。従って、現在の慣性核融合研究では、ホットスポット領域の形成と、その評価が最も重要な課題である。

ホットスポット領域において生成される中性子発生量は、ホットスポット内で解放される核融合エネルギー量を、直接示す指標である。またホットスポット領域において達成されるべき自己点火条件は、燃料面密度 $\rho R > 0.3 \text{ g/cm}^2$ 、イオン温度 $T_i > 5 \text{ keV}$ である²⁾。従って中性子発生量、イオン温度、燃料面密度は、ホットスポット領域の形成を評価する最も重要なパラメーターである。このため著者は、新たに開発した中性子スペクトロメーター"MANDALA"を激光XII号を用いた爆縮実験に適用し、2章で述べた診断法に基づいて、中性子イールド、燃料面密度、イオン温度の計測を行った。

現在の慣性核融合研究では、爆縮実験の結果とシミュレーションによって予測される値とを比較し、その差異の起源を探ることにより、現象を特徴づける物理過程を解明する。これまでの研究によって、シェルの加速のダイナミクス、及び燃料圧縮については、一次元シミュレーションの予測と実験結果が良く一致しており、現象を特徴づける物理過程が解明されていると考えられる。しかし、中性子発生量については、実験によって得られる中性子発生量がシミュレーションの予測に対して大幅に少ない。これはレーザー照射の極初期の段階におけるターゲットの不均一の発生、加速層、減速層における流体力学的不安定性による不均一の成長のため、一様な圧縮が妨げられ、ホットスポット領域の形成が阻害されているためである。しかし、不均一な圧縮がホットスポット生成を妨げているとしても、具体的にどのような機構により、中性子発生量が低減されているのかは明らかでない。予想されるホットスポット形成を阻害する要因は

(1) 冷たい主燃料領域のプラズマが、ホットスポット部に混入するため、混入が生じた体積の温度が下がり、高温領域の体積が減少する。(原子混合モデル)

(2) ホットスポット部の対称性が悪いため、シェルの運動エネルギーが、ホットスポットの熱エネルギーに充分変換されず、渦流等の形で流体の運動エネルギーとして散逸するため、温度が上がらない。

等が予想される。著者は、(2)の可能性を検証するため、中性子発生時にホットスポット領域中に残留する流体としての運動エネルギーの測定を行った。さらにホットスポット領域の達成度を評価するため、イオン温度及び燃料面密度を計測し、これらのパラメーターがレーザー照射条件、及びターゲット条件とどの

ような関係にあるのかを調査した。

本実験で用いたターゲットは、プラスチックシェルターゲットである。これは将来実現される、固体DTクライオジェニックターゲットを模擬するものである。プラスチックシェルの初期密度はクライオジェニックターゲットの約6倍であり、炭素の混入比も異なるため、爆縮過程は全く等価ではないが、ホットスポットの生成に関しては、シェル爆縮として共通する部分が多い。さらにプラスチックシェルターゲットはW/O/W法によって製作するため、高い精度（真球性>99.8%、壁圧均一性>99.3%）を得ることができ³⁾、爆縮の均一性の観点から有効である。次に、初期にシェル内に充填したガス燃料は、最大圧縮時にホットスポット領域を形成する。本実験では、燃料面密度及びイオン温度測定用の燃料として純粋な重水素ガスを、残留運動エネルギー測定用燃料として三重水素を1%混入した重水素ガスを充填した。

本章では、激光XIIレーザー装置を用いた爆縮実験を行い、中性子スペクトロメーターを用いて行った、残留運動エネルギー計測、中性子発生量、イオン温度、燃料面密度の測定について述べる。

4-2 爆縮コアの残留運動エネルギー測定

4-2-1 実験の目的

前述したように、ホットスポット生成を阻害する機構の一つとして、シェルの運動エネルギーがホットスポットの熱エネルギーに充分変換されず、流体としての運動エネルギーの形で残留している可能性が考えられる。この可能性を検証するため、1次反応中性子のスペクトルから、核反応領域に残留している流体としての運動エネルギーの測定を行った。まず、多チャンネル中性子スペクトロメーターを爆縮実験に適用し、1次反応中性子スペクトルの測定を行う。初期燃料として1%の3重水素を含む重水素ガスを用いると、2章で述べたように、

(1) DD中性子のエネルギー幅

(2) DT中性子とDD中性子の発生比

からそれぞれ独立にイオン温度を求めることができる。(1)は反応したイオンの熱速度による中性子速度のドップラー広がりを測定する方法である。この方法は、反応した二つのイオンの重心の速度、つまり並進速度によるドップラー広がりを利用しているため、中性子発生時に燃料中に流体としての運動がある場合、熱速度によるドップラー広がりに、流体の速度によるドップラー広がりが重畳する。従って中性子スペクトルは熱運動によって決定される幅よりも広くなるはずである。これに対して(2)の方法は、DT反応とDD反応の熱核融合反応率の温度依存性が違うことを利用し、2種の反応の発生比からイオン温度を求める方法である。熱核融合反応率は2つのイオンの相対速度のみによって決まるため、流体の流速による影響を受けない。このため(1)の方法で求めたイオン温度と(2)の方法で求めたイオン温度の差異を解析することによって、核反応時に核反応領域に存在する流体運動を測定することができる。激光XII号において1%の3重水素を含む重水素燃料球を爆縮し、実際に残留する運動エネルギー量の測定を行った。

4-2-2 実験条件

[ターゲット条件]

実験に用いたターゲットは、質量アブレーション率の計測を同時に行うため、トレーサー層を持つ、多層コート（母材:ポリスチレンシェル：外部5層コート）のプラスチックシェルターゲットである（最外半径 $250\text{ }\mu\text{m}$ ，内側から CH: $4.9\text{ }\mu\text{m}$ ，CHCl: $0.53\text{ }\mu\text{m}$ ，CH: $1.48\text{ }\mu\text{m}$ ，CHCl: $0.42\text{ }\mu\text{m}$ ，CH: $1.32\text{ }\mu\text{m}$ ，Al $0.034\text{ }\mu\text{m}$ ）。シェル内部に充填された燃料ガスが，外部との圧力差によって抜けるのを抑制するため，シェル外側にアルミニウムを蒸着した。内部に充填したガスは，Ar: 0.025 atm ， T_2 : 0.04 atm ， D_2 : 4.0 atm ， H_2 : 5.96 atm の分圧からなる混合ガスである。多チャンネル中性子スペクトロメーターのイールド測定の統計誤差は，一チャンネルあたりの平均中性子検出数 α が1程度するとき，最も少なくなる。これは中性子イールドに換算すると 1×10^7 に相当する。イールド測定の統計誤差を減らすために，初期に充填するガス圧を調整することによって，D-D中性子，D-T中性子のイールドを調整する。まず，D-D中性子については，この実験に用いたターゲットと同条件のプラスチックシェルに， 10 atm の純粋重水素燃料を充填したときのD-D中性子発生数が 3×10^7 であり，中性子発生数を減らす必要がある。このため初期燃料に水素ガスを混ぜることによって重水素を希釈し，D-D中性子イールドを調整する。水素ガスを混入することにより，全ガス圧を 10 atm に保ったまま，重水素分圧を 4 atm まで下げた。

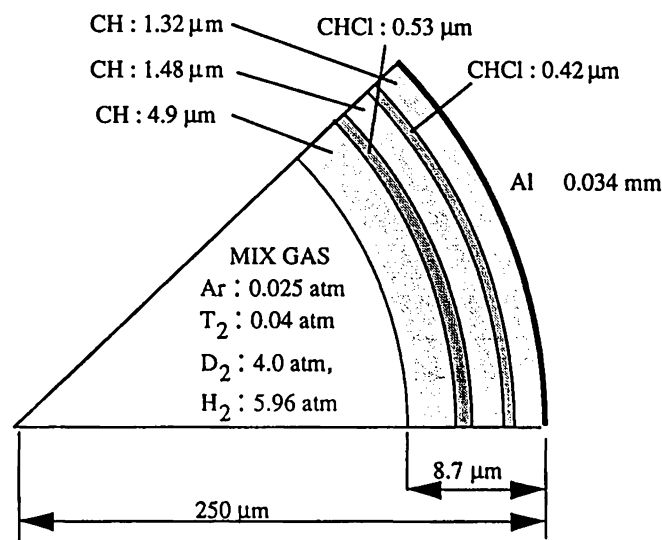


図4-1 残留運動エネルギー測定実験に用いたターゲット

核反応数は (2-26) 式から、数密度の 2 乗で変化する。従って水素ガスで希釈して重水素分圧を 40% まで下げると、D-D 中性子発生数は、純粋な重水素燃料を用いた場合の約 16 % になり、 8×10^6 程度の中性子イールドが予想される。次に D-T 中性子のイールドも、同様の議論により、統計誤差が最も少なくなる 1×10^7 程度に制限しなければならない。D-T 中性子イールドは、(2-27) 式の関係から、イオン温度及び D_2 ガスと T_2 ガスの分圧比により決定される。イオン温度 T_i が 0.6 keV 程度であると仮定すると、D-D 中性子と D-T 中性子のイールドがほぼ同程度になるためには、 D_2 ガスと T_2 ガスの分圧比を、100 : 1 すればよい。このため、3 重水素ガスの分圧を 0.04 atm とした。

[レーザー条件]

爆縮に使用したレーザーは、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光 XII 号装置の 2 倍高調波 (波長 0.53 μm) である。レーザービームの照射位置は、正 12 面体対象で構成されている。表 4-1 にレーザー条件をまとめる。使用したレーザー光は、ターゲット状での照射一様性を向上するため、フロントエンドに単一モード光ファイバ内の自己位相変調を利用した、広帯域化技術 (fiber-PCL) を用いている⁴⁾。パルス波形は立ち上がり 50 ps、長さ 1.6 ns の矩形パルスである。個々のレーザービームのターゲット上での照射強度の包絡線は、ビームの焦点の位置 d と、ターゲットの半径 R 、及びランダム位相板の特性によって決定される。本実験では、集光条件 $d/R = -4$ を用いた (ここでマイナスは、焦点位置が集光レンズからみてターゲットの反対側にあることを示す。)。それぞれのレーザービームのエネルギーのばらつきは、標準偏差で 6 % であった。

表 4-1 本実験で用いたレーザー条件

フロントエンド	Fiber Partially Coherent Light (fiber-PCL)		
波長	$\lambda = 0.53 \mu\text{m}$		
ビーム発散角	$\Delta\theta = 32\text{TDL (at } \omega)$	$\Delta\theta = 64\text{TDL}$	(at 2ω)
スペクトル幅	$\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm (at } \omega)$	$\Delta\lambda = 0.22\text{nm}$	(at 2ω)
スペクトル角度分散	$d\theta/d\lambda = 239 \mu\text{rad / nm}$		
球面換算非一様性	$\sigma_{\text{rms}} = 1.5 \sim 1.9 \%$	(integrating time = 1.6ns)	
<hr/>			
照射エネルギー	2.66 kJ (on target 12 beam)		
照射条件	$d/R = -4$ ($R=250 \mu\text{m}$)		
ランダム位相板	6 角エレメント 外接円直径 = 1.85 mm		
パルス波形	square		
パルス幅	1.6 ns		
エネルギーバランス	$\sigma_{\text{rms}} = 6 \%$		

4-2-3 実験結果

ターゲットから、多チャンネル中性子スペクトロメーターMANDALAの検出部までの中性子飛行距離は、1350 cm であり、2.45MeV D-D中性子及び 14.1 MeV D-T中性子の速度はそれぞれ、 2.16×10^9 cm/sec, 5.14×10^9 cm/sec である。したがって平均的なD-D中性子の飛行時間は、625 ns, D-T中性子の飛行時間は263 ns である。検出器の各チャンネルは、TDCの内部遅延等起因する固有の遅延時間を持っているため、金フォイルにレーザー照射し、発生する硬X線の検出時刻が揃うように、各チャンネルの信号検出時刻を補正した。遅延時間補正後の、中性子検出時刻データーを図4-2に示す。横軸は信号検出時刻を、縦軸はチャンネル番号を表す。D-T及びD-D中性子に対応した時刻に、検出データーが集中していることがわかる。それ以外の時間帯に検出されているのは、真空チャンバー等の構造物内での(n,γ)反応によるγ線、もしくは構造物によって散乱された中性子によるバックグラウンドである。このデーターを基にヒストグラムを作成することにより、飛行時間スペクトルを得る（図4-3）。バックグラウンドは広い時間帯に分散しているため、中性子スペクトル計測にはほとんど影響しないと考えて良い。

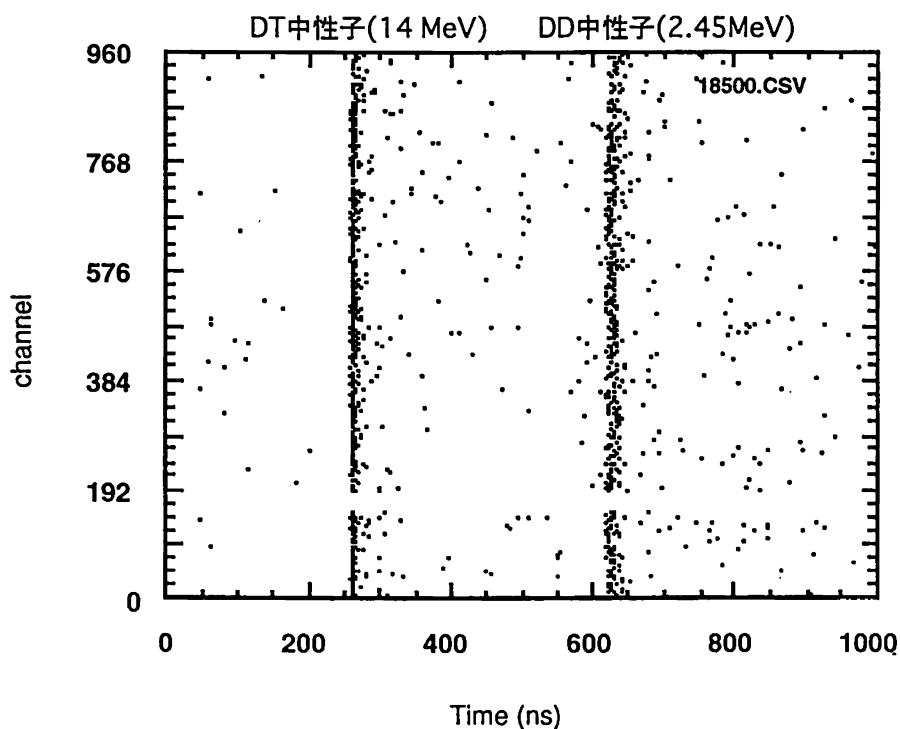


図4-2 初期に三重水素ガスを混入した、混合ガスターゲット爆縮時の、中性子検出時刻データー

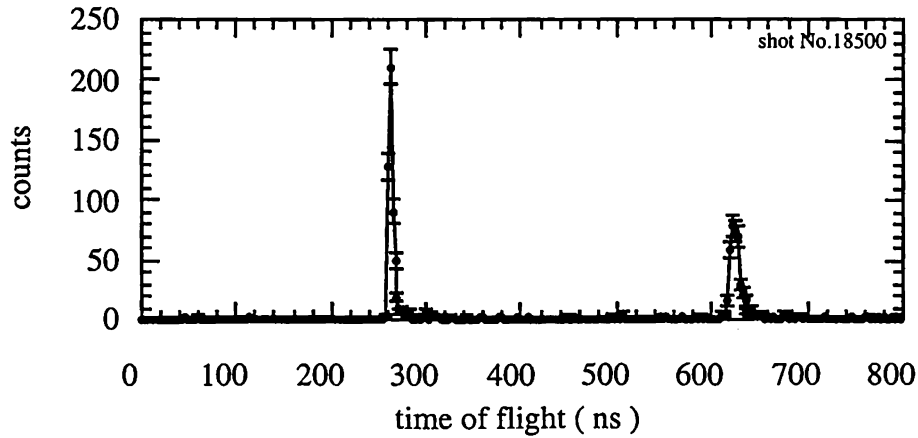


図4-3 初期に3重水素を混入した重水素ターゲット爆縮実験における中性子飛行時間スペクトル。

[DT/DD反応比を用いたイオン温度測定]

このようにして得られたD-D中性子とD-T中性子の検出数から、中性子発生数の比を求める。中性子発生量は、(3-8)式および(3-9)式から、全チャンネル数を N_{cn} 、中性子検出チャンネル数を N_{hit} 、検出効率を η として、

$$Y_n = \frac{1}{\eta} \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{N_{hit}}{N_{cn}}} \right) \quad (4-1)$$

によって与えられる⁵⁾。本実験によって得られた中性子飛行時間スペクトルの詳細を表4-2にまとめる。得られた中性子イールド比から(2-27)式の関係を用いて、

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{dt}}{\langle \sigma v \rangle_{dd}} = \frac{n_d}{2n_t} \frac{Y_{dt}}{Y_{dd}} \quad (4-2)$$

によって熱反応率比を求めることができる。初期の三重水素密度が重水素密度の1%であることを考慮すると、実験によって得られた熱反応率の比は $77 \pm 10\%$ であった。イオンの速度分布がMaxwell分布であるとして、H. S. Boshらの熱反応率の計算に従えば、これはイオン温度 $1.3 \pm 0.26 \text{ keV}$ に対応している(図2-3参照)。

[D-D中性子スペクトル幅]

実験において直接計測されたD-D中性子のエネルギー幅は $85.4 \text{ keV} \pm 3.4\%$ であった。しかし、3-2-6節で述べたように、1チャンネルあたりの平均中性子検出数 α が $\alpha \ll 1$ とみなすことができない領域では、検出感度のダイナミックな変化によって中性子飛行時間スペクトルは歪む。これは中性子を検出したチャンネルが、それに続く不感時間の間は、次の中性子信号を検出できないため、検出中性子数の増加と共に、中性子検出可能な検出器数が減少し、飛行時間スペクトルの後半でシステム全体の検出感度が低下するためである。

表4-2 混合燃料ターゲット爆縮における中性子スペクトル計測結果

*測定値の誤差は全て統計誤差を示表す。

全検出器数	: N_{ch}	919ch
D-D 中性子		
検出信号数	: $N_{hit}(DD)$	422
検出器1本あたりの検出効率	: η_{dd}	1.04×10^{-7}
D-D 中性子発生数	: $Y_{n\ddot{d}d}$	$5.9 \times 10^{-6} \pm 5\%$
エネルギー幅(補正無し): ΔE_{FWHM}		$85.4 \text{ keV} \pm 3.4\%$
D-T 中性子		
検出信号数	: $N_{hit} DT$	578
検出器1本あたりの検出効率	: η_{dt}	1.09×10^{-7}
D-T 中性子発生数	: $Y_{n\ddot{d}d}$	$9.1 \times 10^{-6} \pm 4.4\%$
エネルギー幅(補正無し): ΔE_{FWHM}		$287 \text{ keV} \pm 2.9\%$

本実験の場合、D-D中性子の α は (3-8) 式より、0.62程度であるため、この効果を見捨てることのできない。このため飛行時間スペクトルの歪みを計算により補正する。ある時刻のシステム全体の検出感度は、その時刻に検出可能であった検出器数 (全検出器数 - 不感検出器数) に比例している。従って歪みを補正した飛行時間スペクトル $g(t)$ は、計測された飛行時間スペクトル $f(t)$ に対して次のような重みづけを行うことにより補正される。

$$g(t) = f(t) \frac{1}{1 - \frac{1}{N_{ch}} \int_{t=\tau}^t f(t) dt} \quad (4-3)$$

ただし、 τ は、ディスクリミネーターの不感時間によって決定される不感時間である。(4-3)に従って補正を行ったD-D中性子の時間スペクトルを、図4-4に示す。補正後の飛行時間スペクトルについてガウス分布を仮定し、フィッティングを行うと、補正された飛行時間スペクトルの幅 σ_{comp} (標準偏差) は約5.0nsであった。さらに3-6-3節で述べたように、この中性子スペクトルは、

- (1) シンチレーターの厚みによる検出時刻の不確定 $\sigma_{scinti, DD} \sim 0.8 \text{ ns}$
- (2) エレクトロニクス分解能に起因する検出時刻の不確定 $\sigma_{elec} : 0.34 \text{ ns}$

に相当するボケを含んでいるので、これらを除くと、中性子の飛行時間スペクトルの半値幅 Δt_{FWHM} は、

$$\Delta t_{FWHM} = \sqrt{8 \ln 2} \times \sqrt{\sigma_{comp}^2 - \sigma_{elec}^2 - \sigma_{scinti}^2} \quad (4-4)$$

よって求めることができる。ただし $\sqrt{8 \ln 2}$ はガウス分布の標準偏差と半値幅を変換するための計数である。本実験について Δt_{FWHM} は11.5 ns である。中性子のエネルギースペクトルの半値幅 ΔE_{FWHM} は、D-D中性子

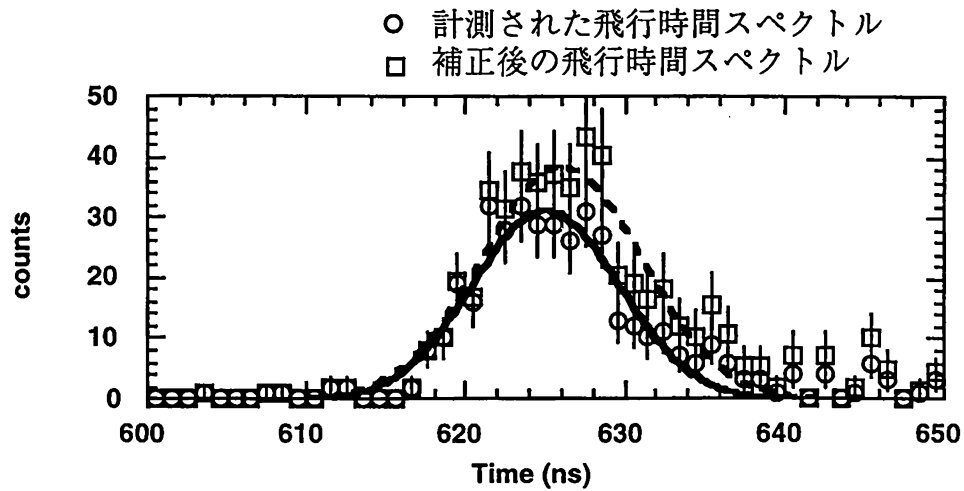


図4-4 計測された中性子飛行時間スペクトルと、不感時間の影響を補正した中性子飛行時間スペクトル。

の平均飛行時間 t_{dd} ，エネルギー E_n をもちいて，

$$\Delta E_{FWHM} = 2 \frac{\Delta t_{FWHM}}{t_{dd}} \times E_n \quad (4-5)$$

によって導かれる．本実験で得られた ΔE_{FWHM} は， $90 \text{ keV} \pm 3.4\%$ であった．これを基に(2-25)式を用いてイオン温度に換算すると，イオン温度は $1.2 \text{ keV} \pm 7\%$ に相当する．

[残留運動エネルギーについて]

前述の2つの方法によって求めたイオン温度を，図4-5に示す．

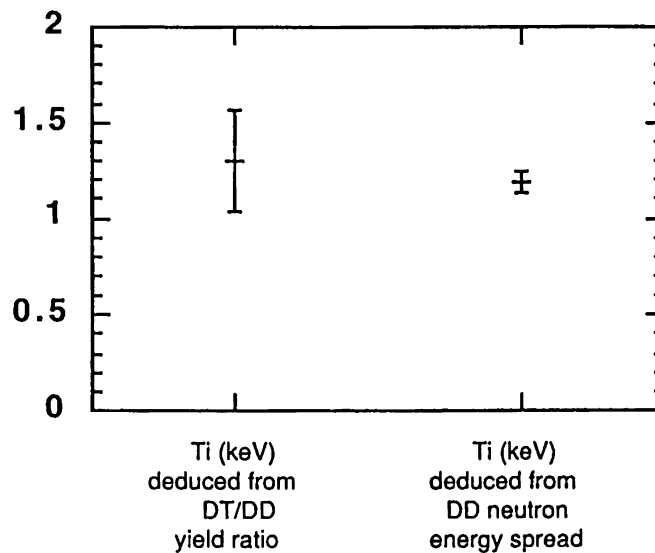


図4-5 D-T/D-D 中性子発生比から求めたイオン温度と，計測されたD-D中性子スペクトル幅から導出したイオン温度の比較．

この結果、D-D中性子のスペクトルの幅を(2-35)式を用いて換算したイオン温度は、D-T/D-D中性子発生比から求めた温度と誤差範囲内で矛盾しなかった。これは中性子スペクトルのドップラー拡がり¹が、ほぼ熱運動のみにより構成されていること、つまり核反応時にホットスポット中に残留している流体としての運動が、無視し得る程度であることを示している。残留する流体としての運動エネルギーの上限を決定するため、D-D中性子のスペクトルの半値幅²が、その誤差範囲の最大値 ΔE_{MAX} であり、D-T/D-D中性子発生比から求めた温度がその誤差範囲の最小値 $T_{i,MIN}$ であるとし、作業仮説として残留する流体の速度分布がマクスウェル分布に従うとすると、残留する流体としての運動エネルギー（1粒子あたり）の最大値 K_{MAX} は(2-32)式から、

$$K_{MAX} = \frac{3}{2} \left[\left(\frac{\Delta E_{MAX}}{82.48} \right)^2 - T_{i,MIN} \right] \quad (4-6)$$

により与えられる。中性子検出数の統計誤差を主たる誤差要因と考え、誤差範囲を1標準偏差分とすると、 ΔE_{MAX} は93.2 keV、 $T_{i,MIN}$ は1.04 keVである。これらを(4-6)式に代入すると、ホットスポット中に残留する流体としての運動エネルギーは最大でも1粒子あたり、0.368 keV以下であることがわかる。

[エネルギー散逸過程としての流体の運動エネルギー]

ホットスポット領域が、完全電離した重水素プラズマであるとする、プラズマ中には重水素イオンと同等数の電子が存在する。電子温度がイオン温度と等しいと仮定すると、単位体積あたりの熱エネルギーは、

$$U = \frac{3}{2} n_e T_e + \frac{3}{2} n_i T_i = 3 n_i T_i \quad (4-7)$$

によって表される¹。

一方、流体運動に関しては、電子質量が重水素質量の1/3700質量しかないため、運動エネルギーの荷体はほとんど重水素だけであると考えて良いから、単位体積あたりの運動エネルギー K_{vol} は、

$$K_{vol} = n_i K_{MAX} \quad (4-8)$$

によって与えられる。したがって、体積あたりの流体の運動エネルギーの熱エネルギーに対する割合は、

$$\frac{K_{vol}}{U} = \frac{K_{MAX}}{3T_i} \quad (4-9)$$

これに求められたイオン温度 T_i 1.3 keV、粒子あたりの運動エネルギー K_{MAX} 368eVを代入すると、熱エネルギーに対する運動エネルギーの割合は、10%以下であることが判る。したがって、少なくともホットスポットの、核反応領域については、流体としての運動エネルギーがエネルギー散逸の主要因では無いことが明らかになった。この結果、本章はじめにのべた、ホットスポット生成の阻害要因としての、流体としての運動エネルギーの可能性は実験的に否定された。

¹本論文において温度を表すTは、既にボルツマン定数を含んだ形で標記している。

[流体の運動速度の上限]

求められた1粒子あたりの運動エネルギー K_{MAX} を用い、重水素の速度を V_d 、質量を m_d とすれば

$$V_d = \sqrt{\frac{2K_{MAX}}{m_d}} \quad (4-10)$$

という表式で、おおよその流体速度に換算することができる。 K_{MAX} を370eVであるとする、存在しうる平均的な流速の最大値はおおよそ 1.9×10^7 cm/sec であることが判る。爆縮過程におけるシェルの最大速度は1次元シミュレーション及びX線画像計測の結果から、 1.8×10^7 cm/sec 程度であるから、実験結果は、ホットスポット領域中の流体の平均流速が、爆縮の最大速度以下であることを表している。

4-2-4 まとめ

本節では、核反応時に、ホットスポット領域中に存在する運動エネルギーを中性子スペクトルのドップラー拡がりを測定することによって評価した。中性子のスペクトルは、核反応領域の流体としての運動と、燃料イオンの熱運動の双方によってドップラー拡がりを受ける。このうち流体運動によるドップラー拡がりの成分のみを評価するためには、核反応領域のイオン温度を、ドップラー拡がりとは独立の方法で測定する必要がある。筆者は、初期燃料に重水素の数密度の、1%の濃度の三重水素を混入し、爆縮時に発生するD-T中性子とD-D中性子の発生数比から、イオン温度をもとめた。この方法によって求められたイオン温度から、D-D中性子スペクトルの熱拡がりを予想し、これを多チャンネル中性子スペクトロメーターを用いて測定されたD-D中性子スペクトル幅と比較することによって、ホットスポット内の流体運動のもつエネルギーを測定した。実験の結果、イオン温度から予想される中性子の熱拡がり、観測された中性子のスペクトル幅は一致し、核反応領域に顕著な流体運動の存在は見られなかった。イオン温度測定の誤差範囲、スペクトル幅計測の誤差範囲から見積もった、流体としての運動エネルギーの上限値は370eVであった。これは単位体積あたりのエネルギーに換算すると、熱エネルギーの10%以下である。従って、ホットスポットの生成を阻害する要因として、熱エネルギーに変換されるべきシェルの運動エネルギーが、ホットスポット内の運動エネルギーとして散逸するというストーリーは、実験的に否定された。

この結果、中性子発生量が一次元シミュレーションの予想する値より少ない理由として、冷たい主燃料部のプラズマが、ホットスポット領域に混入することにより、混合が起こった体積の温度を下げるため、核反応が起きるのに十分な温度を持つ体積がへり、中性子発生量が制限されるとするストーリーについて考える。

4-3 中性子イールド測定による爆縮性能の評価

4-3-1 はじめに

爆縮用レーザー波形に対する中性子発生数の変化を測定した。これは爆縮用主レーザーパルスの前に予めシェルに対して予備加熱を行うことによりシェルの密度を下げ、レーリー・テラー不安定性の抑制を狙ったものである。予備加熱用レーザーと主レーザーとの間の時間間隔を調整することにより、シェルの状態を変化させ、中性子イールドの変化を1次元シミュレーションの結果と比較した。

4-3-2 実験条件

[ターゲット条件]

実験に用いたターゲットは、プラスチックシェルターゲットである（最外半径 250 μm 、厚み 8 μm ）。内部には燃料として、重水素ガスを充填した。初期に充填するガス圧は30 atm とした。ターゲット照射直前までクライオスタットを用いて冷却することにより、シェル内部に充填された燃料ガスが、外部真空との圧力差によって抜けるのを抑制した（cooled CH shell target）。図4-6にこの実験に用いたターゲットを示す。

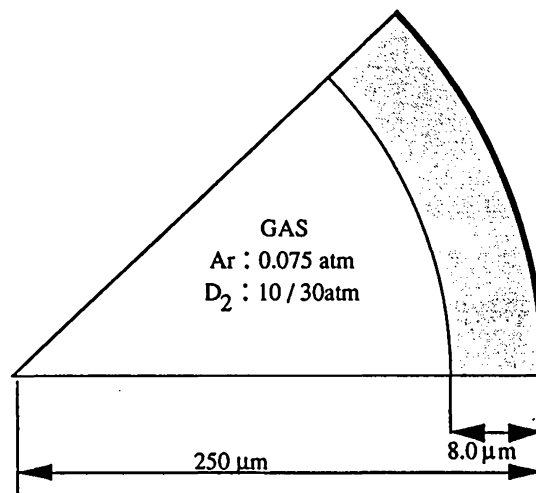


図4-6 爆縮性能の評価実験に用いたターゲット

表4-3 レーザー波形の変化に対する爆縮性能評価実験のレーザー条件

フロントエンド	Fiber Partially Coherent Light (fiber-PCL)		
波長	$\lambda = 0.53 \mu\text{m}$		
ビーム発散角	$\Delta\theta = 32\text{TDL (at } \omega)$	$\Delta\theta = 64\text{TDL}$	(at 2ω)
スペクトル幅	$\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm (at } \omega)$	$\Delta\lambda = 0.22\text{nm}$	(at 2ω)
スペクトル角度分散	$d\theta/d\lambda = 239 \mu\text{rad / nm}$		
球面換算非一様性	$\sigma_{\text{rms}} = 1.5 \sim 1.9 \%$	(integrating time = 1.6ns)	
<hr/>			
照射エネルギー	2.66 kJ (on target 12 beam)		
照射条件	$d/R = -3$ ($R=250 \mu\text{m}$)		
ランダム位相板	6 角エレメント 外接円直径 = 1.85 mm		
パルス波形	pre-pulse + main pulse (square)		
パルス幅	pre-pulse 0.2 ns main pulse 1.6 ns		
パルスギャップ	pre-pulse無し / 0.2 ns / 0.4ns / 0.6 ns / 0.8 ns		

[レーザー条件]

爆縮に使用したレーザーの条件を表4-6にまとめる。レーザーのフロントエンドには、fiber-PCLを用いた。この実験では、レーザーの集光条件を $d/R=-3$ とした。シェルに対して先行加熱を行い、シェルの密度を下げる目的で、ターゲット爆縮用の主レーザーパルスの前に、プレパルスを照射した。パルス波形はプレパルス、主パルス、共に矩形で、パルス幅はそれぞれ、0.2 ns、1.6 nsである。このプレパルスと主パルスの間隔を0.2 ns から0.8nsまで変化させることにより、シェルの密度を変化させる。シェルの密度変化によって、レーリーテラー不安定性の安定化の状態が変化するため、ホットスポット領域の圧縮一様性が変化すると考えられる。この効果を評価するため、1次元シミュレーションにおける中性子発生量と比較した。

[中性子イールド測定]

この実験領域では、1次中性子発生量が多く、MANDALA検出器は飽和領域にある。このため、この実験に関しては、従来から用いているカレントモードの中性子検出器 (NE213) を、イールド測定用に用いた。ただし、カレントモード型の中性子検出器は、中性子に対する検出効率が不明であるため、予めMANDALA検出器の適用範囲の中性子イールド ($Y_n \sim 5 \times 10^6$) の爆縮を行い、その中性子イールドを、MANDALA検出器とカレントモード検出器の両方を用いて計測することによって、カレントモードの検出器の検出効率を校正した。

4-3-3 実験結果

図4-7に、プレパルスと主レーザーパルスの時間間隔を横軸にとって、実験によって得られた中性子イールドを示す。

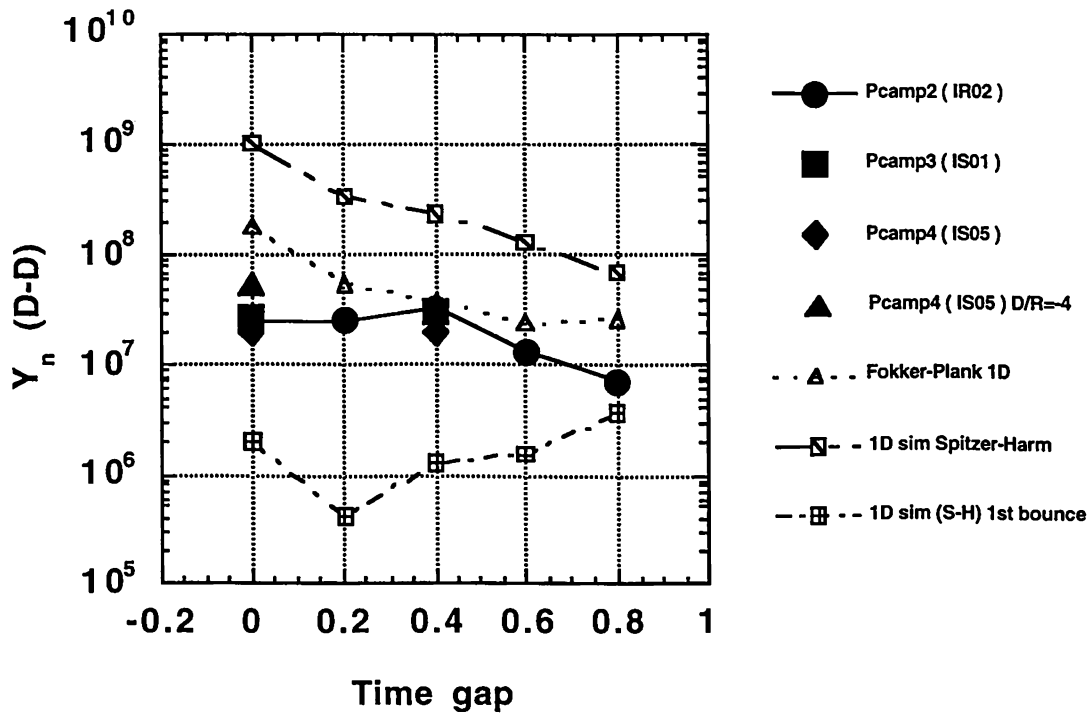


図4-7 プレパルスと主パルスの間隔を変化させたときの
中性子イールドの変化

1次元シミュレーションでは、プレパルスと主パルスの間隔を大きくすると共に、中性子イールドが下がってゆく。古典熱伝導（Spitzer-Harm model）を用いた1次元シミュレーションに比して、非局所熱伝導を取り扱った(Fokker-Planck model)1次元シミュレーションでは、中性子イールドが低く見積もられている。これは、非局所熱伝導を考慮したシミュレーションが、より先行加熱による影響を正しく再現しているためであると考え⁶⁾。これに対して実験では、間隔を0.4 nsとした時、中性子イールドが最大になった。非局所熱伝導を取り扱った(Fokker-Planck model)1次元シミュレーションの中性子イールドが、理想的な球対称圧縮が成されたときの中性子イールドを再現していると考え、時間間隔 0.4 ns のとき、ほぼ完全な球対称圧縮と等価な中性子イールドが得られている。これは、シェル部の密度が低下することにより、レーリー-テラー不安定性の、アブレーションによる安定化が大きく効果するようになるため、ホットスポット部の圧縮一様性が向上し、爆縮性能が改善したためであると考えられる。

4-4 半径圧縮率に対するイオン温度の変化

4-4-1 はじめに

イオン温度はホットスポット領域の生成状態を評価する重要なパラメーターの一つである。球対称圧縮が実現されていれば、ホットスポット領域のイオン温度は一次元シミュレーションで予測される値に近い値が計測されるはずである。また、ホットスポットの半径圧縮率（初期のガス領域の半径を最大圧縮時のホットスポット領域の半径で割った値）が高いとき、大きな断熱圧縮が成されるため、ホットスポット領域のイオン温度は高くなるはずである。レーザーエネルギー及びシェル部の質量が同じであれば、初期に充填するガスの圧力を高くすれば、半径圧縮率は小さくなり、初期ガス圧を下げれば、半径圧縮率は大きくなる。従って、初期ガス圧を調整することにより、半径圧縮率を変化させることができる。半径圧縮率に対するイオン温度の依存性を観測するため、初期に 10 atm 及び 30 atm の燃料ガスを充填したターゲットを爆縮し、イオン温度の変化を観測した。

4-4-2 実験条件

[ターゲット条件]

実験に用いたターゲットは、最大半径250 μm 、厚み 8 μm のプラスチックシェルターゲットである。この実験では燃料ガスとして重水素ガスを用いた。初期に充填する重水素のガス圧を 10atm, 30 atm に設定し、Convergence Ratio の変化に対するイオン温度の変化を測定した。

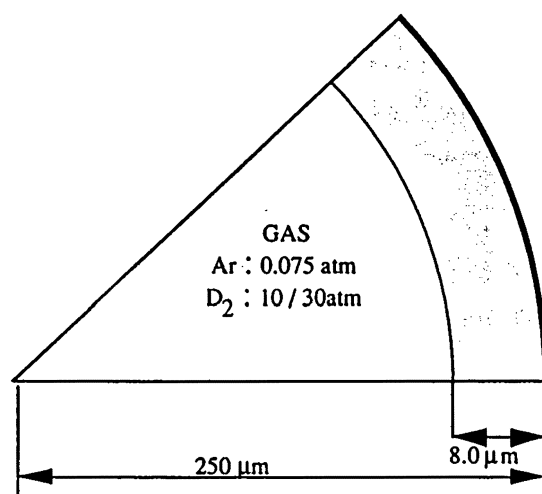


図4-8 イオン温度測定に用いたターゲット

表4-4 半径圧縮率に対するイオン温度の依存性測定時のレーザー条件

フロントエンド	Fiber Partially Coherent Light (fiber-PCL)	
波長	$\lambda = 0.53 \mu\text{m}$	
ビーム発散角	$\Delta\theta = 32\text{TDL (at } \omega)$	$\Delta\theta = 64\text{TDL (at } 2\omega)$
スペクトル幅	$\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm (at } \omega)$	$\Delta\lambda = 0.22\text{nm (at } 2\omega)$
スペクトル角度分散	$d\theta/d\lambda = 239 \mu\text{rad / nm}$	
球面換算非一様性	$\sigma_{\text{rms}} = 1.5 \sim 1.9 \%$	(integrating time = 1.6ns)
照射エネルギー	2.2 ~ 2.6 kJ (on target 12 beam)	
照射条件	$d/R = -3$ ($R=250 \mu\text{m}$)	
ランダム位相板	6 角エレメント 外接円直径 = 1.85 mm	
パルス波形	square	
パルス幅	1.6 ns	

[レーザー条件]

使用したレーザーの条件を表4-4にまとめる。使用したレーザーは、矩形の時間波形を持つ fiber-PCL であり（プレパルス無し），照射条件は $d/R = -3$ を用いた。

4-4-3 実験結果

図4-9に実験実験結果を示す。横軸は古典熱伝導（Spitzer-Harm model）を用いた1次元シミュレーションを用いた計算によって、初期ガス圧から予想される半径圧縮率であり、縦軸はイオン温度を示す。

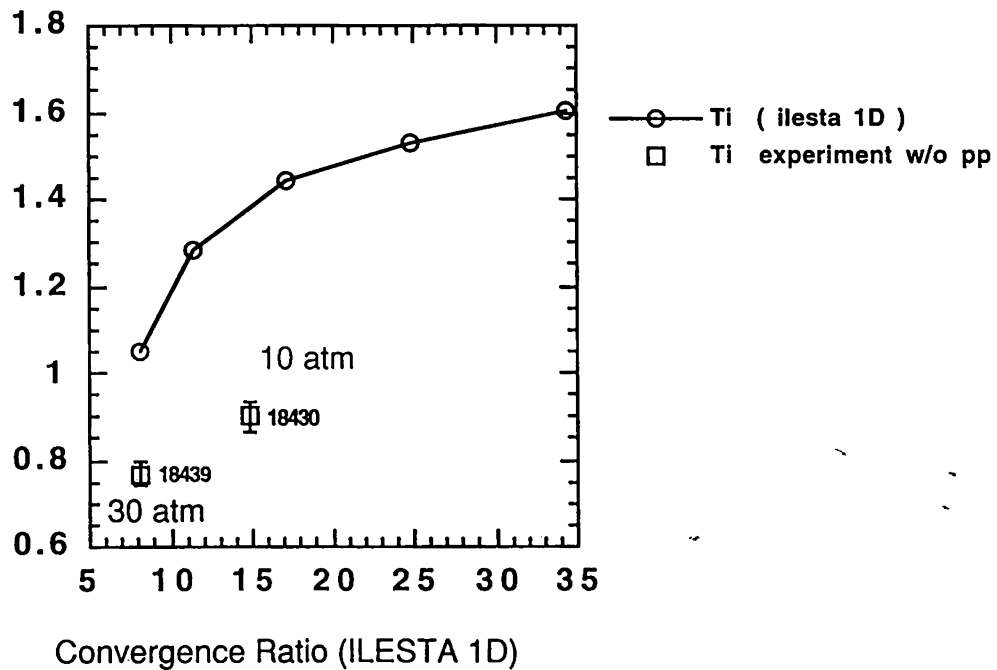


図4-9 半径圧縮比に対するイオン温度の変化

実験結果は、ガスの圧力を下げ、半径圧縮率を大きくすると、イオン温度は高くなっていることを示している。これは定性的には1次元シミュレーションの傾向と一致しており、少なくとも核反応が生じている領域については、ガス圧を下げることによって、圧縮率が高くなっていることを示している。これはこの実験で用いたパラメーター領域においては、圧縮が不可能になるようなホットスポットの破断は生じていないことを表している。しかし、イオン温度の絶対値については、1次元シミュレーションの結果に比べて低くなっている。ここで用いた1次元シミュレーションは古典熱伝導を用いたものであり、シェル部の先行加熱の効果を完全に再現しているわけではないため、絶対値に関する精度の高い比較は難しいが、冷たいシェル部のプラズマがホットスポット部へ混入することによって、イオン温度が下がることは十分に考えられる。

4-5 レーザー照射一様性に対するイオン温度の変化

レーザー照射一様性を低下させたときに、イオン温度がどのように変化するのかについて実験を行った。実験条件は、ターゲット条件、レーザー条件ともに前節と同じであるが、12本のレーザービームのうち、対向の位置にある2本の照射エネルギーを20%高し、ターゲット上での照射強度に低次の不均一を与えた。これによってイオン温度がどのように変化するかを観測した。図4-10に実験結果を示す。イオン温度は照射レーザーエネルギーによっても変化するので、横軸をレーザーエネルギーとして標示した。照射レーザーに対して不均一を与えた場合、全体としての照射エネルギーが増えているにもかかわらず、イオン温度が下がっていることが判る。これにより、ターゲット上でのレーザー照射の低次の不均一が、ホットスポット領域の生成に大きく影響することが判った。

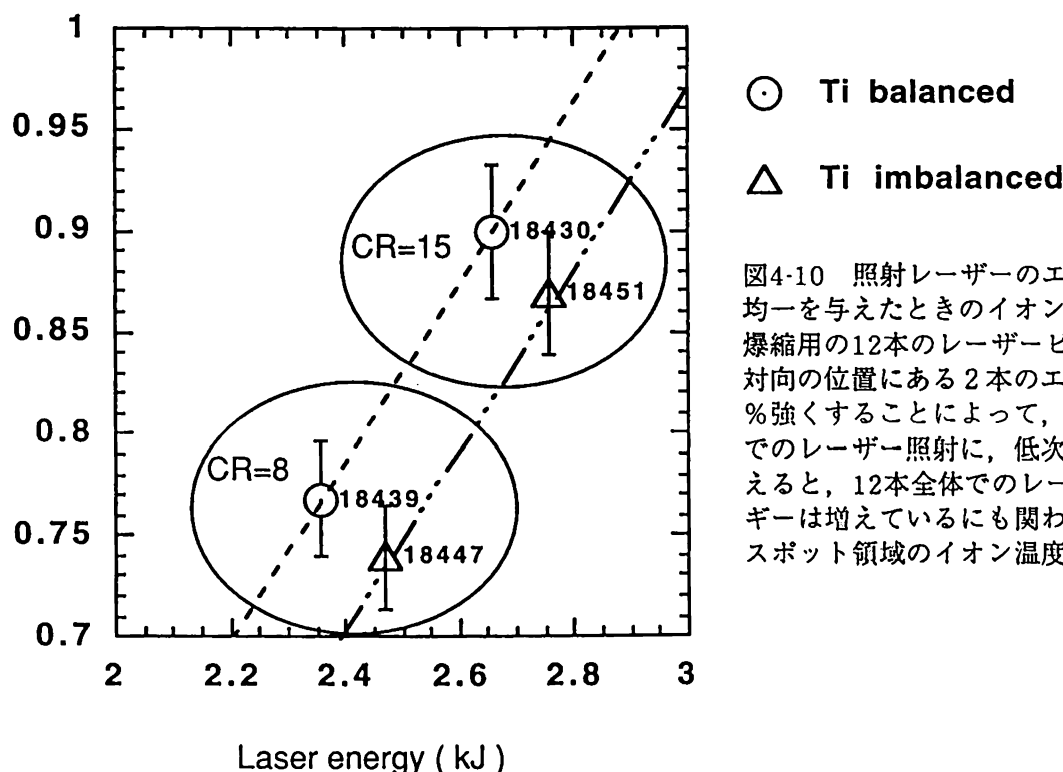


図4-10 照射レーザーのエネルギーに均一を与えたときのイオン温度の変化
爆縮用の12本のレーザービームのうち対向の位置にある2本のエネルギーを%強くすることによって、ターゲットでのレーザー照射に、低次の不均一をえると、12本全体でのレーザーエネルギーは増えているにもかかわらず、ホットスポット領域のイオン温度は低下する

図4-5 爆縮実験において検出された2次反応中性子

shot No.	#18430	#18439
初期ガス圧	10 atm	30 atm
1次反応		
中性子発生数	2.0×10^7	2.0×10^7
2次反応中性子		
検出数	2	7
発生数	$2 \times 10^4 \pm 70\%$	$7 \times 10^4 \pm 40\%$
エネルギー幅 (標準偏差)	-----	0.85 MeV $\pm 27\%$

4-6 2次反応中性子検出

4-6-1 実験条件

燃料面密度計測を行うことを目的として、2次反応中性子スペクトルの計測を行った。実験条件は4-4-2節で、イオン温度測定実験で述べたものと全く同じである。ここでも初期に充填する燃料ガスの圧力を10 atm 及び30 atm にした時、それに対応する2次反応中性子の検出数の変化を計測した。この実験において得られた、1次反応中性子及び2次反応中性子のスペクトルの測定結果を表4-5にまとめる。実験によって得られたエネルギー幅から、図2-16に示す関係を用いて、実効的な2次反応断面積を求め、(2-40)式の表式を用いて燃料面密度を導出する。中性子の幅の計測に対しては、検出数をNとして $\pm\sqrt{1/2N}$ の誤差範囲を仮定した。ただし、shot No 18430 に関しては統計数が不足しているため、エネルギー幅の計測は難しい。このため、原理的に起こり得る最小の実効断面積（三重水素が全く減速しない場合に対応する。）から、最大の実効断面積（三重水素イオンが約200eVまで減速する場合に対応する。）までを、実効断面積決定の誤差範囲とした。

4-6-2 実験結果

この実験によって得られた燃料面密度と、一次元シミュレーションコード（古典熱輸送計算）によって予測される燃料面密度を図4-11に示す。一次元シミュレーション予想では、最大圧縮時の燃料面密度はほとんど初期密度によらず、 10 mg/cm^2 程度である。実験結果は、初期ガス圧が30 atm のとき、シミュレーションと矛盾しない程度の面密度を示している。

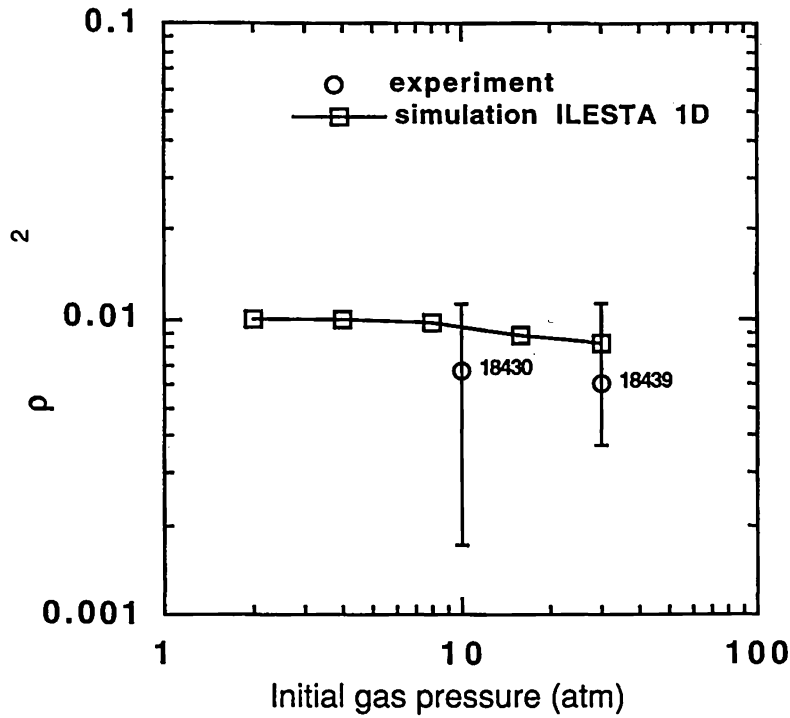


図4-11 燃料ガスの初期充填圧力に対する燃料面密度の変化.

半径圧縮率 CR は、初期のガス領域の半径 R_0 と最大圧縮時のホットスポットの半径 R の比によって、

$$CR \equiv \frac{R_0}{R} \quad (4-11)$$

によって定義される。初期の燃料ガスの密度を ρ_0 、最大圧縮時の燃料密度を ρ とすると、二次反応中性子法によって計測される燃料面密度 ρR は、半径圧縮率を使って

$$\rho R = \rho_0 (CR)^3 \times \frac{R_0}{CR} = \rho_0 R_0 \times (CR)^2 \quad (4-12)$$

によって表すことができる。このため、半径圧縮率 CR は、爆縮前の面密度 $\rho_0 R_0$ と、測定された燃料面密度 ρR から、

$$CR = \sqrt{\frac{\rho R}{\rho_0 R_0}} \quad (4-13)$$

によって求めることができる。本実験の場合初期ガス圧を10 atm とした時の爆縮前の面密度は $4.5 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^2$ 、30 atm とした時の爆縮前の面密度は $1.35 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ であるから、これらを用いて半径圧縮率を求めた。得られた半径圧縮率を、図4-12に示す。横軸は一次元シミュレーションによって予想される半径圧縮率であり、縦軸は実験によって得られた燃料面密度から導出したものである。

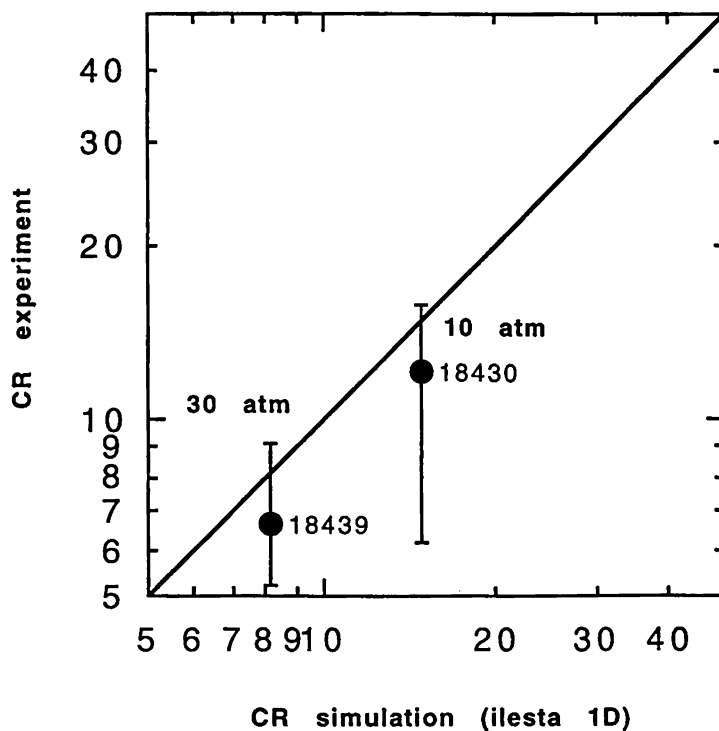


図4-12 実験によって求められた半径圧縮率と、1次元シミュレーションによって求められた半径圧縮率の比較

実験によって求められた半径圧縮率は、誤差の範囲において1次元シミュレーション予測と矛盾しない。

4-7 まとめ

本章では、先ず、核反応時にホットスポットプラズマ中に残留する流体としての運動エネルギーを、測定した。これは流体の運動によるDD中性子スペクトルのドップラー広がりから、流体の速度を見積もるものである。1次中性子エネルギースペクトルは、燃料イオンの熱速度によってもドップラー広がりを受けるが、初期の重水素燃料に、重水素の1%の3重水素を加え、1次反応D-D中性子と、1次反応D-T中性子の反応比からイオン温度を求めた。求められたイオン温度から、熱運動によるドップラー広がり成分を推定し、これを観測された中性子スペクトル幅から差し引くことにより、流体運動によるドップラー広がり成分を求めた。この結果、核反応時に燃料プラズマ中に残留する流体としての運動エネルギーは、熱エネルギーの10%以下であることを初めて実験的に確認した。

次に、ターゲット爆縮用の主レーザーパルスの前に、約200 ps のプレパルス照射して、シェル部を先行加熱して、シェル部の密度を下げ、流体力学的不安定性の安定化を行った。この安定化の効果を中性子発生量を観測して1次元流体シミュレーションによる予想と比較することによって評価した。この結果、主レーザーパルスの400 ps 前にプレパルスを照射したとき、Fokker-Planck model の熱輸送を考慮した1次元流体シミュレーションコードによる予測に、ほぼ等しい中性子発生量を得ることができた。これは先行加熱によっ

て流体力学的不安定性が、安定化され、完全球対称圧縮に近い爆縮性能が得られたことを意味する。この結果、爆縮過程における、シェル部の先行加熱の取り扱いが、ホットスポット領域生成の成否を左右する大きな要素であることを定量的に示した。

さらにターゲットに初期に充填する燃料ガス圧を調整することによって、半径圧縮率を変化させ、計測されたイオン温度の変化と、1次元シミュレーションによる予測を比較することにより、半径圧縮率とホットスポット領域生成の関係を評価した。実験によって測定されたイオン温度は、半径圧縮率が高い実験の方が、より高くなっており、定性的には1次元シミュレーションによって予測される傾向に沿うものであった。しかし絶対値に関しては1次元シミュレーション予測よりも低いイオン温度が観測された。さらにシミュレーションとの開きは、半径圧縮率が高い方が大きくなっている。これは高い半径圧縮率の爆縮では、流体不安定性によって成長するシェル内面の凹凸と、ホットスポット領域の半径が同程度になるため、球対称圧縮が妨げられ、イオン温度が下がるためであると考えることができる。

また、爆縮用レーザーの一様性が、ホットスポット生成の成否にどのように関与するかを評価した。これは激光XII号の12本のレーザービームのうち、対向の位置にある2本のレーザーのエネルギーを約20%強くして、ターゲット上でのレーザー照射強度分布に、低次の不均一を与え、イオン温度がどのように変化するかを測定するものである。この結果、レーザーのエネルギーバランスを崩した場合、2本のレーザーエネルギーを強くしたため、全体のレーザー照射エネルギーが大きくなっているにも関わらず、イオン温度は低下した。これは低次の不均一が、ホットスポット領域の圧縮を妨げ、イオン温度がすることを定量的に示すものである。今後様々なレーザー照射条件において、同様の測定を行い、2次元もしくは3次元シミュレーションコードと比較することにより、レーザー照射不均一性とホットスポット生成の関係を明らかにすることが可能である。

第4章の参考文献

- 1) H. Azechi *et al.*, Laser Part. Beams 9 93 (1991)
- 2) 疇地 宏, 核融合研究 68, 31 (1992).
- 3) 高木 勝 大阪大学大学院博士論文 (1993), p 22.
- 4) N. Miyanaga, S. Matsuoka *et al.*, Proc. SPIE 2633, (1995), p. 183.
- 5) "Development of a large neutron time-of-flight detector array for inertial confinement fusion experiment",
N. Izumi, K. Yamaguchi, T. Yamagajo, T. Nakano, T. Kasai, T. Urano, H. Azechi, S. Nakai, T. Iida
submitted to Review of Scientific Instruments.
- 6) 宮永憲明, 核融合研究 68, 49 (1992).

第5章 散乱中性子検出による燃料面密度診断法の提案

今後計画されている点火実験級の燃料プラズマでは燃料面密度 $\langle \rho R \rangle$ は 500 mg/cm^2 にまで至る¹⁾。このような高い燃料面密度領域では、従来の燃料面密度測定法が困難になる。本章では、このような高い領域の燃料面密度測定を行うことを目的として、燃料プラズマ中での中性子散乱を利用した燃料面密度計測²⁾³⁾の新方式を提案し、これを実現するために必要な条件をモンテカルロシミュレーションを用いて評価する。また散乱中性子検出に用いるリチウムガラスシンチレーターの特性を、加速器型中性子源を用いて測定し、散乱中性子検出法の実現性を実験的に評価する。

5-1 はじめに

一般に燃料面密度の測定は、燃料プラズマ内部の1次核反応によって生成された粒子（以後1次粒子と呼ぶ）がプラズマ中を通過する際にプラズマ中の燃料イオンと相互作用する確率が燃料面密度に比例することを用いて行う。相互作用（核反応、弾性衝突）の総数をその結果生成される2次粒子を検出することによって計数する。よって1次粒子と2次粒子の存在比が $\langle \rho R \rangle$ に比例する。1次2次粒子数を各々 Y_1 、 Y_2 とし、相互作用の反応断面積を σ 、燃料イオンの質量を m_{fuel} 、数密度を n 、質量密度を ρ 、燃料プラズマ半径を R とすると、

$$\begin{aligned} Y_2 &= Y_1[1 - \exp(-n \sigma R)] \\ &\approx Y_1 n \sigma R \\ \frac{Y_2}{Y_1} &\approx n \sigma R = \frac{\sigma}{m_{\text{fuel}}} \rho R \end{aligned} \quad (5-1)$$

と表すことができる。表5-1に各種測定法における燃料面密度の測定限界をしめす⁴⁾。従来のノックオン法、二次反応法は1次又は2次粒子に荷電粒子を用いている。これらの適用限界は、1次粒子、及び2次粒子の飛程によって制限され、 $\rho R = 0.1 \text{ g/cm}^2$ に及ぶ高い燃料面密度領域のプラズマの診断には用いることができない。一方、中性子放射化法は、1次反応中性子によって燃料内のトレーサーが放射化される比率を用いて燃料面密度を計測するため、実用上可測定範囲に制限はない⁴⁾。しかしターゲットに高 Z のトレーサーをドープする必要があるため、輻射損失による影響があること、高い均一性（真球性、壁厚均一性）の得られるターゲットの種類が限られることが問題となる。これら従来の測定方法では困難な高い領域の燃料面密度測定を行うため、燃料プラズマ中での中性子散乱を利用した新方式を提案する。

表5-1 各種計測法における燃料面密度計測限界

計測法	1次粒子	プラズマとの相互作用	2次粒子	$\langle \rho R \rangle$ 上限	制限要素
ノックオン法	n (14.1 MeV)	弾性衝突(反跳)	反跳 D, T, H	$\sim 150 \text{ mg/cm}^2$	反跳粒子のレンジ
二次反応法	T (1.01 MeV)	D (t, n) α	n (14.1 MeV)	$\sim 30 \text{ mg/cm}^2$	T のレンジ
中性子放射化法	n (14.1 MeV)	中性子放射化反応	放射性同位元素	$\sim 5 \text{ g/cm}^2$	トレーサーの影響 ターゲット製作技術

(D : Deuteron, T : Triton, H : Proton)

5-2 散乱中性子検出法による燃料面密度計測の原理

本節では散乱中性子計数法による燃料面密度測定の原理を示す。重水素燃料ターゲットを爆縮すると、1次反応 $D(d, n)^3\text{He}$ によって一次中性子(2.45 MeV)が生成される。これが燃料プラズマを通過するとき、燃料である重水素イオンによって弾性散乱を受ける確率が燃料面密度に比例する。一次中性子数 Y_{1n} と散乱された中性子数 Y_{sn} は燃料面密度 ρR と次のような関係にある⁵⁾⁷⁾。

$$\begin{aligned}\frac{Y_{sn}}{Y_{1n}} &\approx n_d \sigma_{(n,el)} R = \frac{\sigma_{(n,el)}}{m_d} \rho_d R \\ &\approx 0.68 \rho_d R\end{aligned}\quad (5-2)$$

ただし重水素イオンの質量を m_d 、その質量密度を ρ_d 、散乱断面積を σ_{fuel} 、燃料プラズマ半径を R とする。従って、一次中性子数、散乱中性子数を各々測定し、その比から燃料面密度を導出することができる。この方法は1次粒子、2次粒子共にプラズマ中での飛程の長い中性子を用いているため、 $1\text{g}/\text{cm}^2$ に至る高い燃料面密度まで測定することができる。

次に計数する散乱中性子のエネルギースペクトルを導出する。これは重水素と中性子の2対衝突による散乱中性子のエネルギーの方向依存性と微分散乱断面積から求めることができる。

中性子、重水素イオンの質量を各々 m 、 M とする。実験室系での入射中性子速度を V_1 とすると、中性子と、重水素イオンの重心速度 V_0 は

$$\vec{V}_0 = \frac{m}{m+M} |\vec{V}_1| \vec{i} \quad (5-3)$$

によって表される。従って、重心系での中性子速度 V_{10} は実験系での速度 V_1 を用いて

$$\vec{V}_{10} = \frac{M}{m+M} |\vec{V}_1| \vec{i} \quad (5-4)$$

により表される。

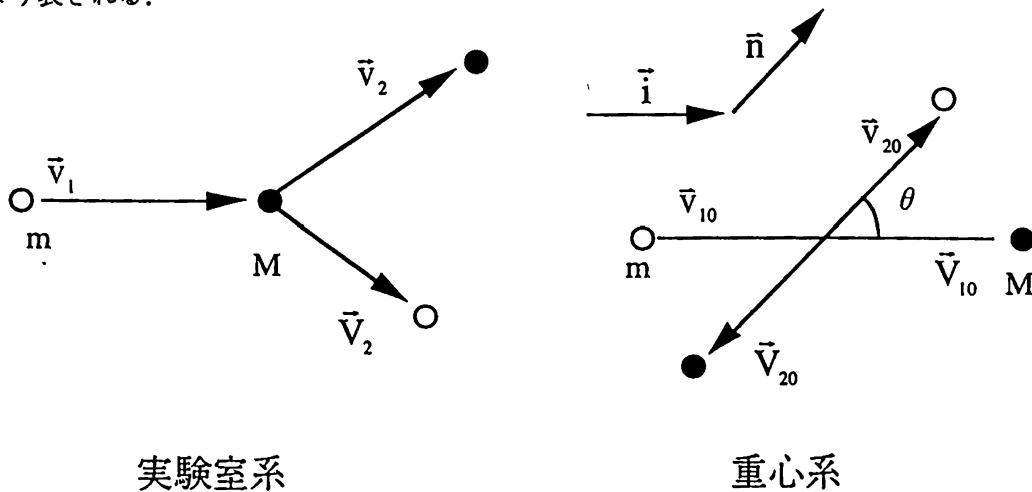


図5-1 重水素による中性子散乱の速度ベクトル関係

ただし \vec{i} は重心系における中性子入射の方向ベクトルである。これが弾性衝突による散乱の方向ベクトル \vec{n} の方向へ向かうとき、エネルギーの保存、運動量保存から重心系での速度の絶対値は保存し、散乱された中性子の重心系における速度 \vec{v}_{20} は

$$\vec{v}_{20} = \frac{M}{m+M} |\vec{v}_1| \vec{n} \quad (5-5)$$

実験室系に変換すると

$$\begin{aligned} \vec{v}_2 &= \vec{v}_{10} + \vec{v}_{20} \\ &= \frac{m}{m+M} |\vec{v}_1| \vec{i} + \frac{M}{m+M} |\vec{v}_1| \vec{n} \\ &= \frac{|\vec{v}_1|}{m+M} \sqrt{m^2 + M^2 + 2mM \cos \theta} \end{aligned} \quad (5-6)$$

よって散乱後のエネルギー E_2 は入射エネルギーを E_1 とすると、

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{1}{2} m |\vec{v}_2|^2 = \frac{1}{2} m \frac{|\vec{v}_1|^2}{(m+M)^2} (m^2 + M^2 + 2mM \cos \theta) \\ &= E_1 \frac{m^2 + M^2 + 2mM \cos \theta}{(m+M)^2} \end{aligned} \quad (5-7)$$

一方散乱の角度分布は微分断面積から

$$P(\theta) d\theta = 2\pi \sin \theta \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(s)} d\theta \quad (5-8)$$

図5-2に重水素による中性子散乱の微分断面積を示す。

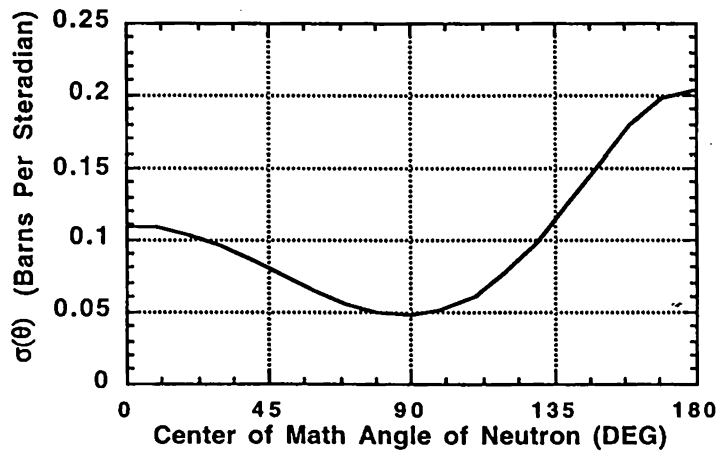


図5-2 D(n,n')D反応の微分断面積

これをエネルギー分布に変換すると、中性子のスペクトルは、

$$P(E_2)dE_2 = P(\theta) \left| \frac{d\theta}{dE_2} \right| dE_2, \quad (5-9)$$

によって表される。ただし、

$$\left| \frac{d\theta}{dE_2} \right| = \frac{(m+M)^2}{2E_1 m M \sin \theta}. \quad (5-10)$$

従って、散乱中性子のエネルギースペクトルは

$$P(E_2)dE_2 = \frac{\pi(m+M)^2}{E_1 m M} \cdot \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(s)} dE_2 \quad (5-11)$$

得られた中性子スペクトルを図5-3に示す。散乱中性子のエネルギースペクトルはその初期エネルギー 2.45 MeV からその 1/9 のエネルギーである 272 keV までの間に図5-3に示すように分布する。エネルギースペクトルは、微分断面積の後方散乱部が大きいと、低エネルギー側が大きくなっている。飛行時間法 (Time Of Flight method :TOF) を用いてエネルギーを時間軸に分解すれば、1次反応中性子と散乱中性子をそれぞれ独立に計数することができる。

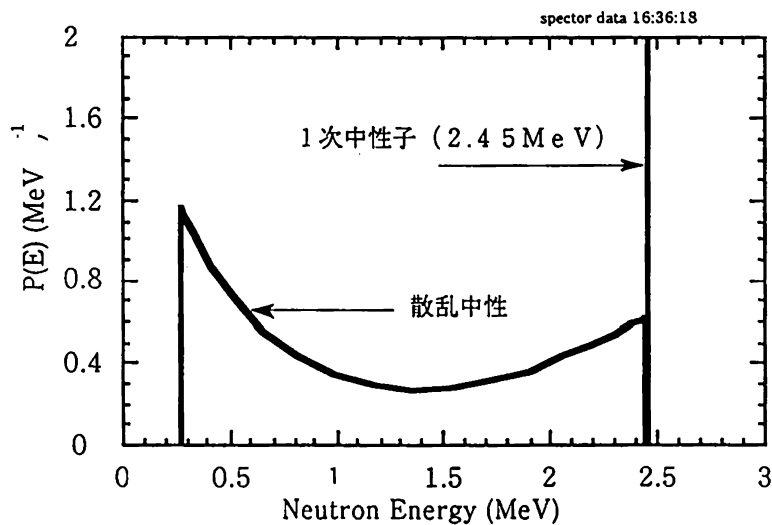


図5-3 重水素によって散乱された中性子のエネルギースペクトル

5-3 散乱中性子検出を行うための中性子スペクトロメーターの設計

本節では、散乱中性子検出を行うための、飛行時間分解型中性子スペクトロメーターの設計について述べる。装置は多チャンネルシンチレーション検出部、信号処理系、中性子コリメータからなる。図5-4にこの装置の概念図を示す。

[多チャンネルで構成する意義]

散乱中性子計数を行うとき、最も問題になるのは、大量の一次中性子信号による妨害である。例えば $\rho R = 0.1 \text{ g/cm}^2$ を仮定したとき、1次中性子数は散乱中性子数の14倍程度存在する。さらに1次中性子のエネルギーは2.45 MeVであり、散乱中性子のエネルギーに比べて大きい。検出部にシンチレーション検出器は、まずこの1次中性子を検出し、その後で散乱中性子を検出することになる。1次中性子はその発生数が多く、エネルギーも高いため、1次中性子に対するシンチレーション強度は、散乱中性子に対するシンチレーション強度に比べて強い。1次中性子の検出の後から検出器に入射する散乱中性子による発光は、この1次中性子による強い発光によってマスクされ、検出が難しい⁷⁾。この1次中性子による散乱中性子の検出妨害を、検出器を多チャンネル化することによって緩和する。図5-5 a) に示すように単一チャンネル検出器では検出器に入射する1次中性子と2次中性子数はほぼその存在比に等しい。しかし図5-5 b) の様に1チャンネルに検出される中性子数を減らし、チャンネル数を増やすと、散乱中性子が検出された検出器について1チャンネル当たりに入射する散乱中性子数に対する1次中性子数の比を減少させることができる。これによって1次中性子による妨害は大幅に緩和する。このような理由から散乱中性子計数を実現するためには検出部の多チャンネル化が不可欠である。

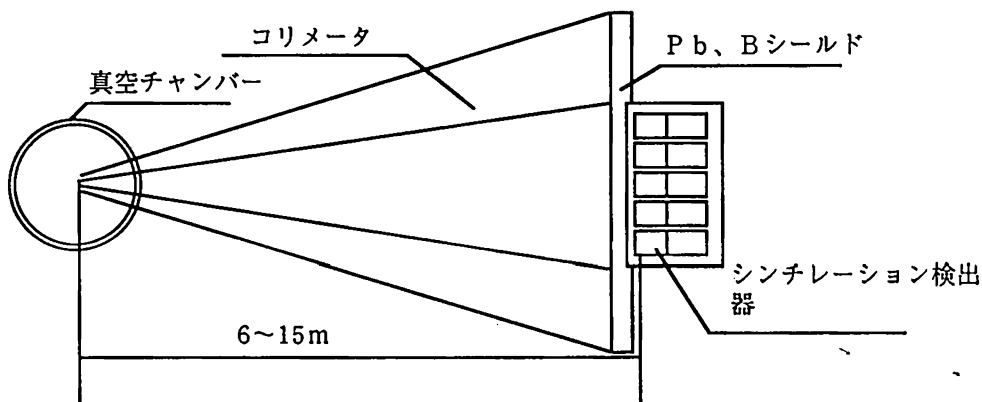


図5-4 散乱中性子検出用多チャンネル中性子スペクトロメーターの概念図

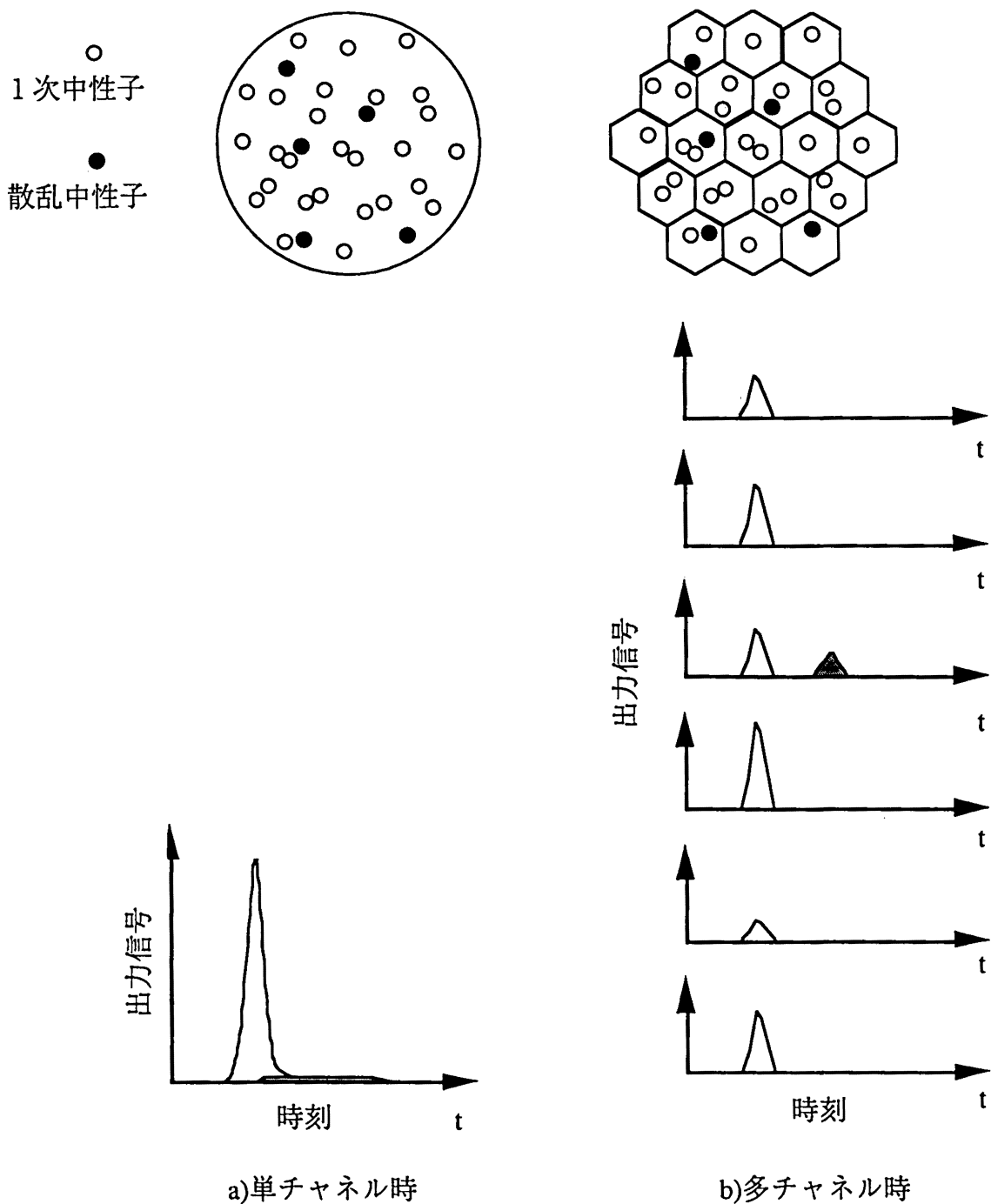


図5-5多チャネル化による検出妨害の排除

[検出部の選択]

散乱中性子計数装置の検出部には、リチウムガラスシンチレーターを用いたシンチレーションカウンターが有効である。以下の3つの観点から、リチウムガラスシンチレーターは散乱中性子計測に適している。まず第1に、プラスチックシンチレーター等の有機シンチレーターを用いた場合、エネルギーの低い散乱中性子に対する発光強度は、一次中性子に対する発光強度に比べはるかに弱い。中性子による反跳陽子により発光を得るプラスチックシンチレータの発光強度は、入射プロトンエネルギー1.5乗に比例する。2. 4.5 MeVの1次中性子と散乱中性子の低エネルギー端272 keVにつ

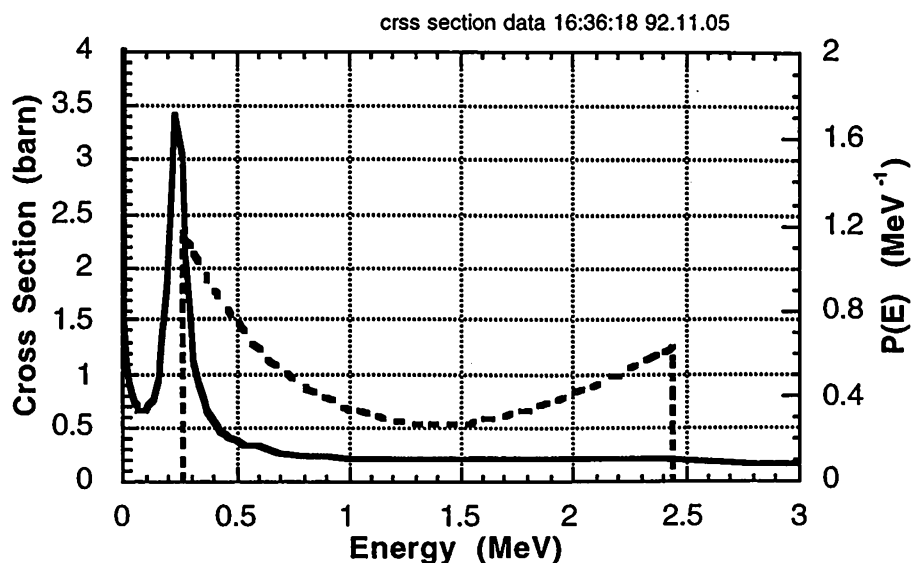


図5-6 散乱中性子スペクトルと ${}^6\text{Li}$ の反応断面積の関係

いて比較すると、散乱中性子に対するの平均発光強度は、1次中性子の $1/27$ 程度になる。一方セリウム活性化リチウムガラスシンチレーターでは発熱反応 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ ($Q = 4.78\text{ MeV}$) を利用しているため低速中性子に対しても十分な発光強度が得ることができる⁸⁾。

第2に、図5-6に示すように、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の断面積は250 keV近傍に大きな共鳴を持つ⁹⁾。この共鳴部が、測定対象である散乱中性子の低エネルギー側の極大部と重なっているため、リチウムガラスシンチレーターは、散乱中性子の低エネルギー側に対して選択的に高い検出効率を持つ。

第3に、リチウムガラスシンチレーターを用いると、発光強度のを弁別することによって、入射中性子のエネルギーを特定することができる。プラスチックシンチレータでは単一エネルギー中性子に対する波高応答が、入射中性子エネルギーにより決定される高波高側のエッジから光量0までの間に平坦に分布するため、1事象の発光強度から入射中性子エネルギーを特定することはできない。これに対してリチウムガラスシンチレータでは単一エネルギー中性子に対する波高応答が入射中性子エネルギーと ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の Q 値との和に等しいエネルギーの位置に単一ピークとして現れるため、1事象の発光強度からそのエネルギーを特定することが可能である。従って後に示すバックグラウンド中性子の、高エネルギー成分を、波高弁別により識別し、除去できる可能性がある。

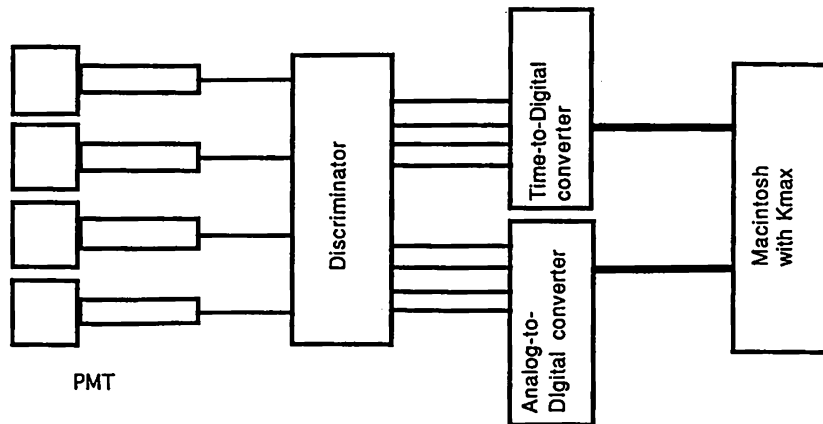


図5-7 信号処理系

[信号処理系]

信号処理系はCAMAC, 及びFASTBUS規格の機器を用いて構成する。多チャンネル中性子スペクトロメーターのシンチレーション検出部から出力された信号を、波高弁別器(Discriminator)によりデジタルトリガー信号に変換し、時間デジタル変換器 (Time-to-Digital Converter) を用いて信号検出時刻を記録する。検出時刻の記録と同時に、電荷デジタル変換器(Analog-to-Digital Converter) より波高情報も記録する。波高情報は検出部の感度校正に用いる他、散乱中性子計数の妨げになるバックグラウンド成分のうち、エネルギーの高い成分を信号を波高分解することによって識別、除去するために用いる。

[中性子コリメーション]

散乱中性子計数時のバックグラウンドを低減するため、中性子コリメーターを設置する。リチウムガラスシンチレータの発光の時定数は80ナノ秒程度であり、プラスチックシンチレータに比べ長い。1次中性子による発光が充分減衰してから散乱中性子が検出部に入射するように設定するためには、飛行距離を少なくとも数メートル設けなければならない。しかし、中性子検出器を真空チャンバーの外に設置した場合、1次中性子はチャンパー壁、大気、コンクリートなどの構造物によって散乱される。これらの構造物によって散乱された中性子は、本来検出すべき、燃料イオンによって散乱された中性子と同時刻に検出器に入射し、のバックグラウンド計数を与える。以後これを単にバックグラウンド中性子と呼ぶ。次節で示すように、バックグラウンド中性子の数は、散乱中性子数に対して圧倒的に多い。このためコリメーターを設けこれを遮蔽する必要がある。また、検出器やコリメーター自身により散乱された1次中性子もバックグラウンドになる。この成分は検出器の配置、コリメーターの形状、材質に大きく依存する。ところが、コリメーター内で散乱された1次中性子成分の振舞いを決定論的手法で評価することは困難である。従って検出器の配置、コリメーターの形状、材質は、モンテカルロ中性子輸送シミュレーションコードにより評価する。

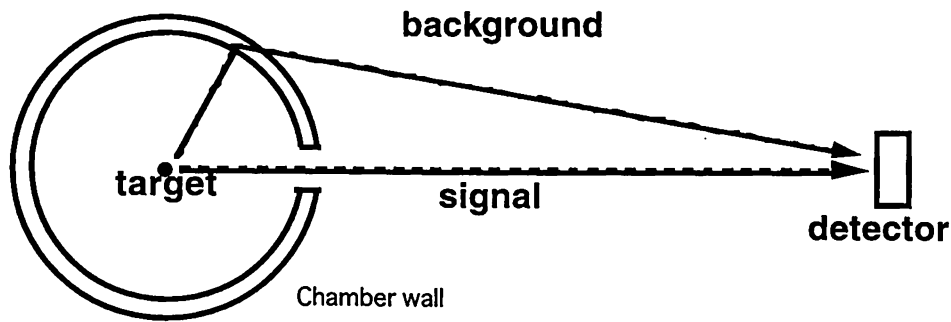


図5-8 バックグラウンド中性子の起源
真空チャンバー等の構造物で散乱され、長いパスをってから検出されるバックグラウンド中性子をコリメーターを用いて排除する必要がある。

5-4 モンテカルロシミュレーションによるコリメーターの評価

本節では中性子輸送モンテカルロシミュレーションコードMCNP¹⁰⁾¹¹⁾を用いて、真空チャンバー、コリメーター等による中性子散乱を評価し、バックグラウンドの起源を明らかにして、検出器の配置、コリメーター形状等を最適化する。

[構造物による中性子散乱が無い場合]

1次中性子のエネルギーは、散乱中性子のエネルギー分布に比較すると、ほぼ単一エネルギーであると考えることができる。このため燃料に散乱されていない1次中性子は、時刻に一齐に検出器に入射する。重水素によって散乱された中性子のエネルギーの下限は、1次中性子エネルギーの1/9であるから、飛行時間分解計測を行うと、1中性子の飛行時間の約3倍の飛行時間までの間に、散乱中性子が観測される。図5-9に構造物による中性子散乱が存在しない場合の飛行時間スペクトルを示す。

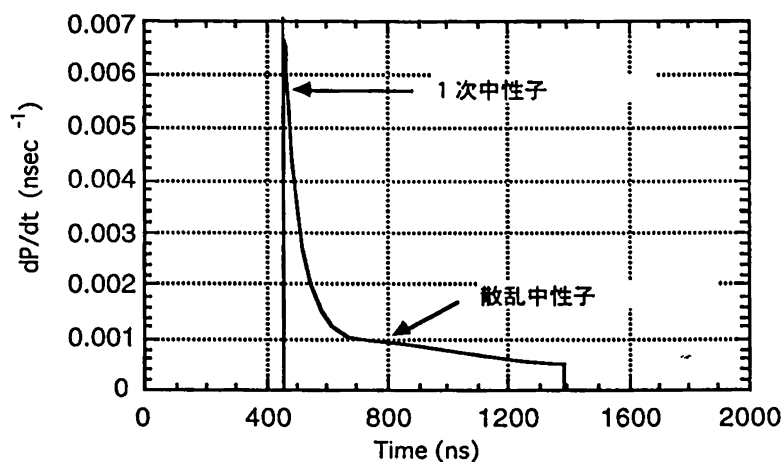


図5-9 散乱中性子の飛行時間時間スペクトル
(中性子飛行距離が10 m の場合)

[検出器自身による中性子散乱]

図5-12にシミュレーションに用いた検出部のモデルを示す。検出部前面及び周囲に燃料球爆縮時に発生するX線、チャンバ、コリメータ上での中性子捕獲による γ 線を遮蔽するため、鉛を配置した。検出器近傍で大角度散乱後に検出器に入射するの1次中性子成分を遮蔽するため、前面にボロン板を配置した。有限の計算回数で十分な統計量を得るためにシンチレータの厚みは10cmとした。

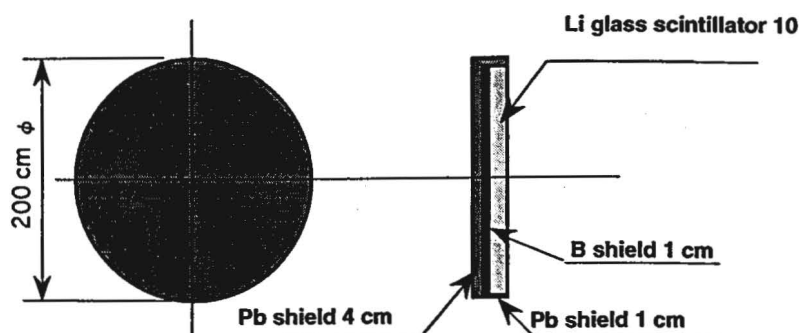


図5-10 シミュレーションに用いた検出部モデル

大気を含め、全ての中性子散乱体の無い状態で、点状の2.45 MeV単一中性子源から10メートルの位置に検出部モデルを配置した。図5-11にこの結果を示す。

2.45 MeV中性子の速度は 2.16×10^9 (cm/sec)であるから10mの飛行距離を通過するのに要する時間は463 nsである。検出部内部でのバックグラウンド中性子発生が無い場合、点中性子源から検出器各部への距離のばらつきを考慮しても470 nsにはエネルギー堆積は終了しているはずである。しかし検出器内部での散乱の為、エネルギー堆積は僅かではあるが1000 nsまで続いている。

次に点状中性子源の周りに密度0.2 (g/cm³) 半径0.5 (cm)、つまり $\rho R = 0.1$ g/cm²に対応する重水素燃料球を配置することにより1次中性子を散乱させ、検出器の応答の変化を調べた。重水素燃料球によって散乱された中性子は1次中性子の1/9のエネルギーに対応する1400 ns程度までに分布している。

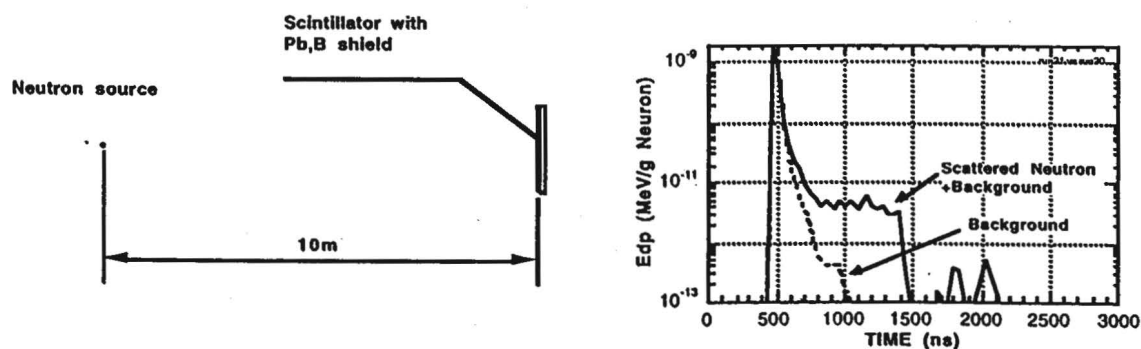


図5-11 検出器自身による中性子散乱に起因するバックグラウンドの評価

このような状況下では、中性子エネルギー 0.5 MeV から 272 keV に対応する 1000 ns から 1400 ns までにおいてほとんどバックグラウンドが存在しない散乱中性子計数が可能である。この結果検出部固有のバックグラウンドは充分許容される程度であることが判った。散乱中性子信号量は検出部感度により与えられ、コリメーター形状、材質に依存しない。よって以後のモデルの評価ではこの配置における $\rho R = 0.1\text{ g/cm}^2$ のときの検出器応答を散乱中性子信号量の目安として参照する。

[真空チャンバー、大気によるバックグラウンド]

次にモデルにステンレス製の真空チャンバー、ターゲット導入装置等を加えたときの結果を図5-12に示す。チャンバー壁にはターゲット位置から検出部を望む立体角に対応した大きさの窓が開けられている。

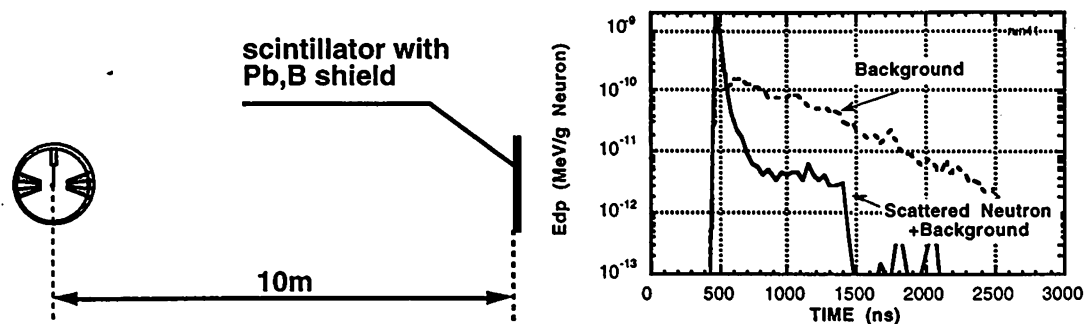


図5-12 真空チャンバー及び大気による中性子散乱に起因するバックグラウンドの評価

このときバックグラウンド中性子は散乱中性子の10倍以上存在する。大気や真空チャンバーによる1次中性子散乱に起因するバックグラウンドは膨大であり散乱中性子計数を行うためにはこれらの成分をコリメーターによって遮蔽しなければならない。

[単純な中性子遮蔽のみによるバックグラウンドの排除]

図5-13 はポリエチレン製の壁によるバックグラウンドの遮蔽性能を調査したものである。壁には検出器の立体角に対応した穴が開けられている。壁厚は

10 cm, 25 cm, 50 cm, 100 cmについて試みた。))

この結果25 cm以上の厚さを持つ遮蔽壁は十分な遮蔽性能を持ち、バックグラウンドは検出部固有のものに近い量まで低減することができることが判った。このときの散乱中性子信号に対するバックグラウンドの量は 0.5 MeV から 272 keV に対応する時間範囲において20 : 1程度である。

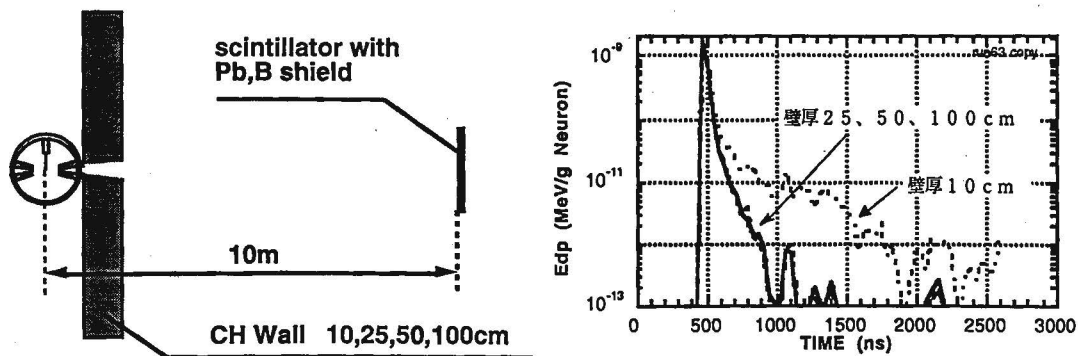


図5-13 厚さ25cmのポリエチレン壁でも充分な遮蔽性能を示した

[激光XII号への適用を考慮した設計]

激光XII号装置に存在する構造物をコリメーターとして利用する方法を考える。激光XII号の真空チャンバーを支える筒状の架台は、厚さ80cmのコンクリート製である。これは1次中性子を遮蔽するのに充分な厚みである。

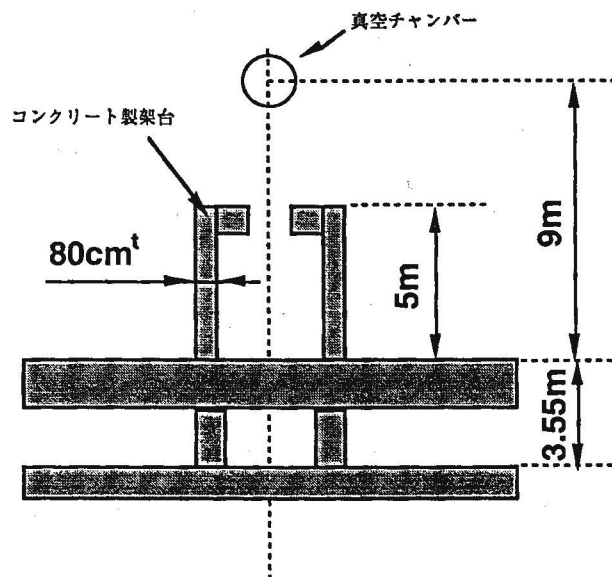


図5-14 激光XII号真空チャンバーのコンクリート製架台

これをコリメーターとして利用する。架台上端は1階床から5メートルの高さがある。この上端から真空チャンバーの底部ポートまでポリエチレン製のコリメーターを配置する(図5-15)。ターゲット位置は床から9mの位置である。まず先のモデルと同じ10mの飛行距離を設けた場合の応答を調べる。1階床を一部くり抜き、床下の排気ダクトに至る空間を設けた。この時の1次中性子に対する応答を図5-15に示す。

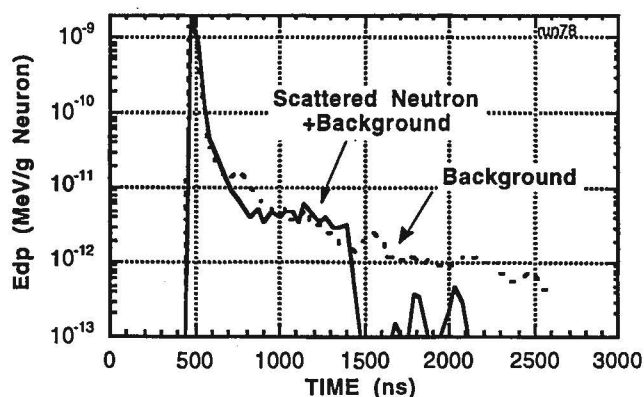
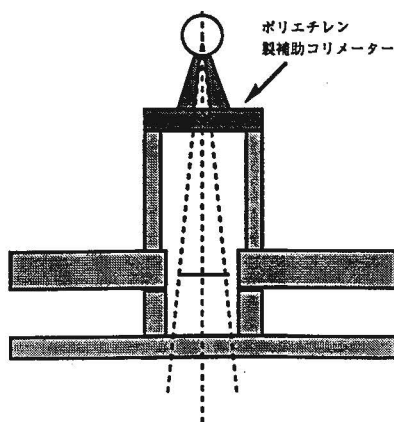


図5-15 激光XII号のチャンパー架台をコリメーターとして用いた場合

この配置では信号成分とバックグラウンド成分がほぼ同程度であり、散乱中性子計測は困難である。この配置におけるバックグラウンド成分はコリメーター内での1次中性子散乱に起因するものである。特に検出器自身によって散乱され、コリメーター内壁でもう一度散乱された成分が大きなバックグラウンドになる。これを低減するためには

- 1) コリメーター内壁に水素を含む物質（水、ポリエチレン等）を配置して、コリメーター内での多重散乱中性子のエネルギーを下げる。
- 2) 検出器背面に充分な空間をとることにより、検出器の後ろ側の壁で散乱するバックグラウンド成分を遅らせて、信号中性子と分離する。

方法が考えられる。このため検出器をターゲット側に近付け、飛行距離を6 m、検出器背面からコリメーター底部までの距離を6 mとしたモデルについて、シミュレーションを行った。

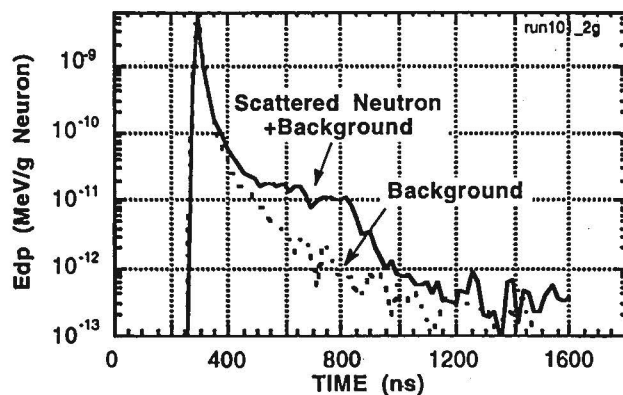
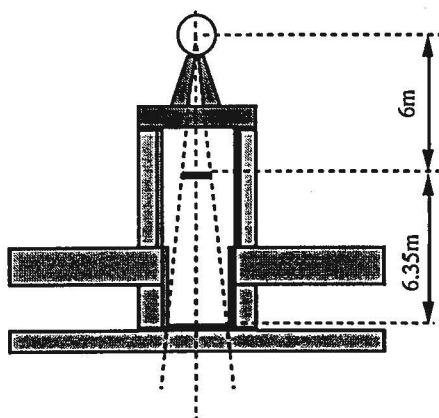


図5-16 検出器裏面の空間を拡大したことによりバックグラウンドを低減した

この改善によりバックグラウンドは減少し、 $\rho R = 0.1 \text{ g/cm}^2$ を仮定したとき、500 keVから272 keVまでに対応する時間窓の中で信号に対するバックグラウンドの比を1/7にすることが可能であることを明らかにした。

5-5 燃料面密度の測定感度について

本節では、先のシミュレーションによる評価を基に決定した検出器配置を用いて、燃料面密度測定を行うとき必要な中性子発生数を算出する。

[散乱中性子検出効率]

散乱中性子の検出効率は立体角で決定される幾何学的効率 η_g とガラスシンチレータの組成、厚みで決定される効率 η_l の積として与えられる。ガラスシンチレータの半径を r ，飛行距離を L ，チャンネル数を N とすると

$$\eta_g = \frac{\pi r^2}{4\pi L^2} N \quad (5-12)$$

$r = 2 \text{ (cm)}$ ， $L = 600 \text{ (cm)}$ ， $N = 960$ チャンネルとすると

$$\eta_g = 2.67 \times 10^{-3} \quad (5-13)$$

と表すことができる。次に η_l を求める。散乱中性子に対する ${}^6\text{Li}$ の実効的反応断面積 σ_{effect} を次のように定義する

$$\sigma_{\text{effc}} = \int_{E_0}^{E_c} P(E_n) \sigma(E_n) dE_n \quad (5-14)$$

ただし、 ${}^6\text{Li}$ の反応断面積を $\sigma(E_n)$ ，計数を行う時間窓の両端に対応するエネルギーを E_0 ， E_c ，散乱中性子のエネルギースペクトルを $P(E_n)dE_n$ とする。ただしスペクトルは

$$\int_0^\infty P(E_n) dE_n = 1 \quad (5-15)$$

を満たすよう正規化している。図5-17に $E_0 = 272 \text{ ke}$ を仮定したときの実効反応断面積を示す。

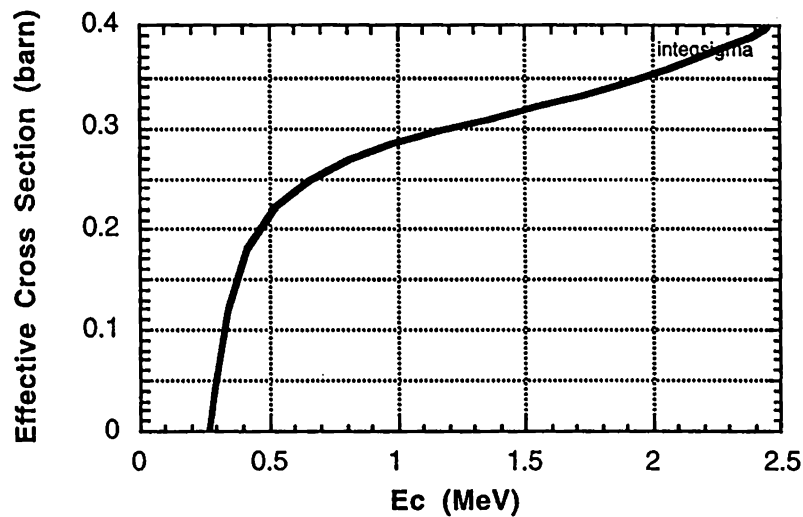


図5-17 散乱中性子に対する ${}^6\text{Li}$ の実効反応断面積

これを用いて η_i は

$$\eta_i = 1 - \exp(-n\sigma_{\text{eff}}l) \quad (5-16)$$

と表すことができる。ただしシンチレーター中の ${}^6\text{Li}$ の数密度を n 、シンチレーターの厚みを l とする。計数するエネルギー領域は、中性子エネルギーが500 keV以上に相当する時刻はバックグラウンドが多いこと、また図5-17に示すように、検出上限エネルギー E_c を500 keV以上にしても大きな実効断面積の増加は得られないことから、500 keVから272 keVまでとする。

$n=2.35\times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $l=2 \text{ cm}$ $E_0=272 \text{ keV}$, $E_c=500 \text{ keV}$ とすると

$$\eta_i = 9.41\times 10^{-3} \quad (5-17)$$

が得られる。よって散乱中性子の検出効率 η_i と η_g の積より、

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_g \times \eta_i \\ &= 2.51\times 10^{-5} \end{aligned} \quad (5-18)$$

であることがわかる。

5-6 リチウムガラスシンチレーターの評価実験

散乱中性子検出を行うための検出器は、以下の特性を満たす必要がある。

- (1) バックグラウンド中性子と散乱中性子を、検出信号の波高の違いから弁別できること。
- (2) 散乱中性子に対して十分な検出感度を持つこと。
- (3) 1次反応中性子の検出後に検出部に入射する、散乱中性子を検出するため、信号検出後の発光の減衰時定数が早いこと（中性子検出後の不感時間が短いこと）。

このような観点から、リチウムガラスシンチレーターの、散乱中性子検出器としての性能を評価するため、以下の実験を行った。

- (1) 熱中性子及び高速中性子(2.5 MeV)に対する波高応答測定
- (2) 高速中性子(2.5 MeV)に対する検出感度測定
- (2) 熱中性子に対する発光減衰時定数の測定

[加速器型中性子源を用いた波高応答測定実験]

リチウムガラスシンチレーターを用いた検出部の単一エネルギー中性子に対する波高応答及び検出効率を測定を行った。波高応答を計測することによって波高分解によるバックグラウンド排除能力を評価することができる。また単一エネルギー中性子に対する検出効率を決定することができれば、リチウムの反応断面積データから、全てのエネルギーに対する検出効率を推定することができる。加速器型中性子源OKTAVIANのターゲットとして、重水素吸蔵チタンターゲットを用い、 $\text{D(d, n)}{}^3\text{He}$ 反応による2.45 MeV中性子を用いて実験を行った。実験配置を図5-18に示す

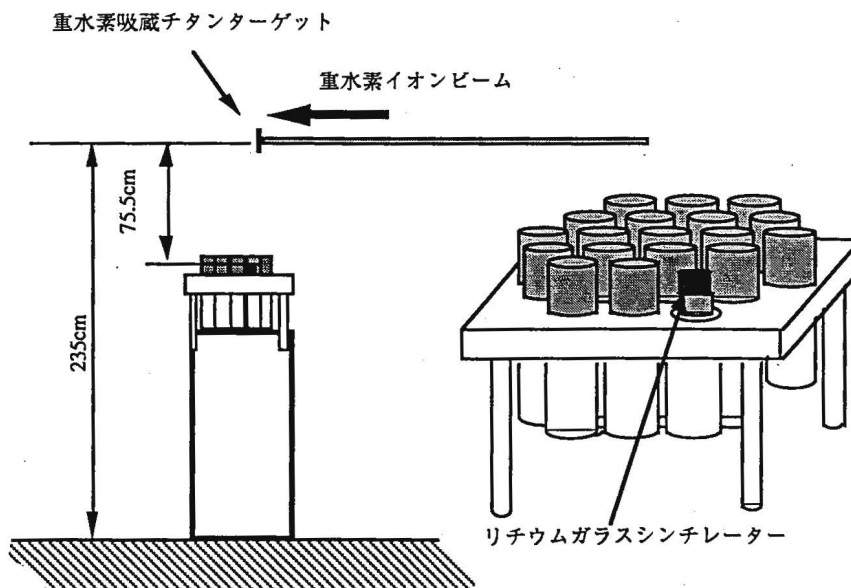


図5-18 単一エネルギー中性子に対する波高応答の測定

リチウムガラスシンチレーターは、実験室系の90度方向に配置した。この実験時には以下のバックグラウンドが問題になる。

- 1) 空気、壁などによって散乱された低速中性子
- 2) 壁、架台等の構造物における (n, γ) 反応による γ 線
- 3) 重水素イオンビームのビームバンチングスリット上での $D(d, n) {}^3He$ 反応による中性子。

これらを排除するために重水素ビームパルスタイミングと検出タイミングのコインシデンス計測を行った。重水素イオンビームパルスのタイミングを基準に検出時間窓を設定し、2.51MeV中性子に対応する時刻に検出された信号のみを計数することによってバックグラウンドを排除する。コインシデンス計測に用いた回路を図5-19に示す。

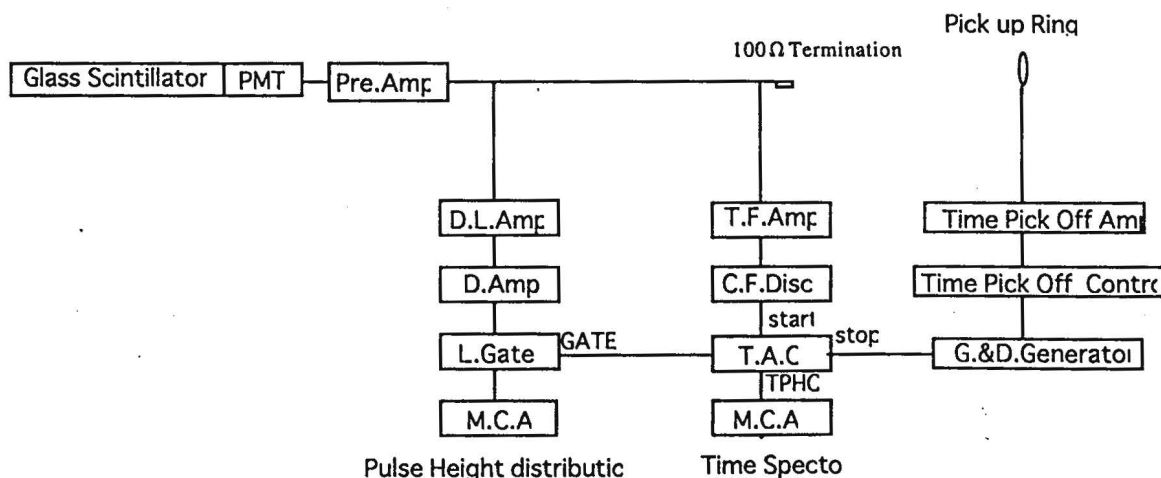


図5-19 TOF測定信号処理系

信号処理回路系は、波高情報系及びタイミング情報系からなる。重水素イオンビーム先端に取り付けられたピックアップリングから重水素イオンビームパルスのタイミングを得る。検出器モジュールから出力された信号はPreAmpで積分された後、タイミング系と波高情報系に分けられる。タイミング系ではTiming Filter Amp (T.F.A.)によって波形整形され、Constant Fraction Discriminator (C.F.D.)により高速タイミング信号を得る。重水素ビームと検出器のタイミング信号の時間差はTime to Analog Converter (T.A.C.)によって出力パルス波高に変換されMulti Channel Analyzer (M.C.A.)によって飛行時間スペクトルとして表示される。ビームタイミング信号レートは高速であり、(最大2MHz)これをStart信号として用いると、T.A.C.の処理能力を越えるため、中性子検出タイミングをスタート信号、重水素ビームタイミングをストップ信号としてその時間差を計測した。T.A.C.に内蔵されているSingle Channel Analyzer(S.C.A)により、特定の飛行時間に検出された信号にのみENABLE信号が出力される。これによって波高情報系の信号にゲートが開き、特定の時刻に検出された信号のみがMCAに波高分解表示される。

この計測系により得られた時間分解スペクトルを図5-20に示す。時間軸は中性子信号によるピークを基準に中性子の速度、飛行距離から逆算した反応時刻を原点とした。この図において34 nsに現れる高いピークが2.5 MeV中性子に対する信号である。数nsから十数nsの盛り上がりはターゲット近傍の構造物での(n, γ)反応による γ 線である。120 ns前後の小さなピークは実験室床面での(n, γ)反応による γ 線が検出される時刻に対応している(図5-21)。

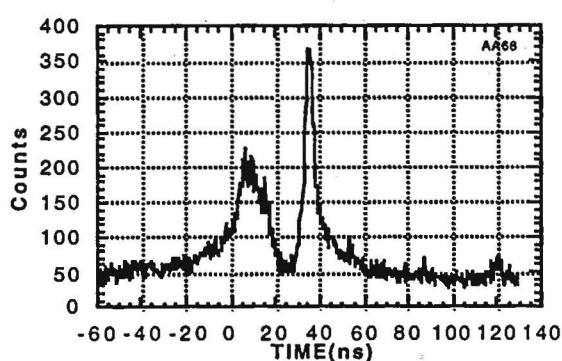


図5-20 測定された飛行時間スペクトル

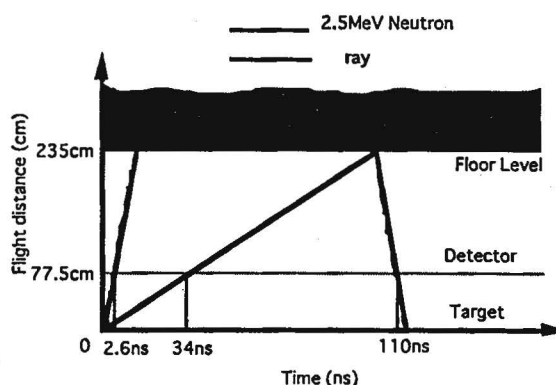


図5-21 中性子及び γ 線の検出タイミング

飛行時間法による信号の選択をしない場合の検出器出力の波高応答を図5-22に示す

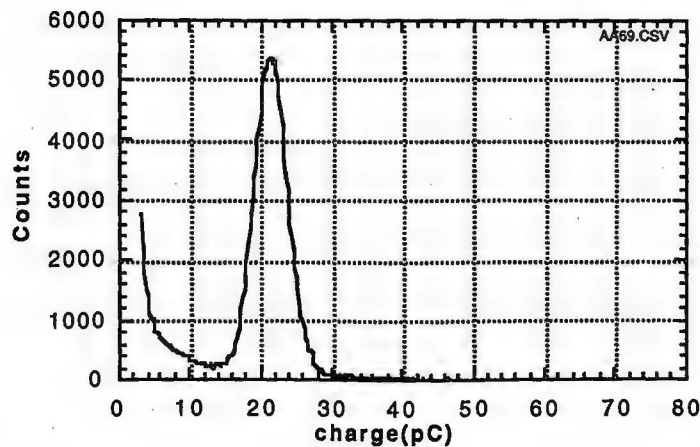


図5-22 TOFによる信号選択をしない場合の波高応答

このとき、20 pC付近に見られる大きなピークは、実験室中に残留する熱中性子による信号である。

単一エネルギー中性子に対する波高応答を測定するため2.57 MeV中性子が飛来する時刻の信号のみ波高分解する(図5-23)。中性子発生時刻より25.5 nsから45 nsまでの信号について波高分解した結果を図5-24に示す。

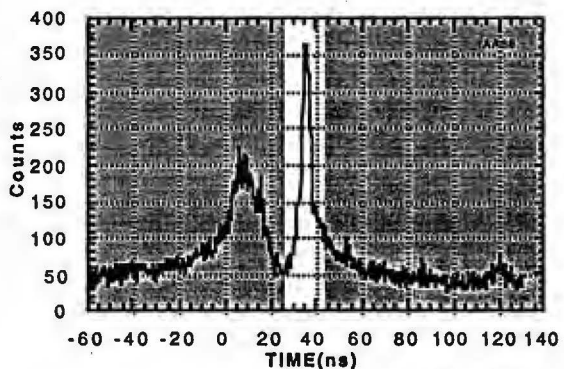


図5-23 信号を選択した時間領域

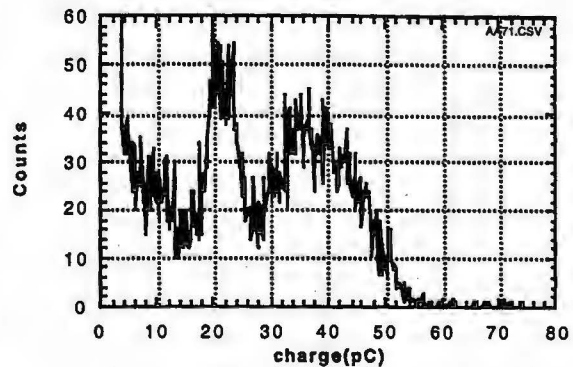


図5-24 選択された時間帯の波高分布

熱中性子ピークよりも高波高側の36 pCを中心に、2.57 MeVに対応する明るい発光ピークが認められる。これはガラスシンチレータの発光強度が入射エネルギー依存性を持つことを示している。このとき観測されたエピソードピークは、測定時間窓内に検出部に入射した室内の低速中性子によるバックグラウンドであると考えられる。 ${}^6\text{Li}$ の熱中性子に対する反応断面積は非常に大きい(940バーン)ため、時間窓内に入射する低速中性子が2.57 MeV中性子に比べて少数であっても、エピソードピークを形成する。

次に時間窓を制限した状態で、どの程度のバックグラウンドが存在するの評価する。これは中性子が飛来する直前の時間帯に時間枠を設定することによって、室内に残留している低速中性子及びその捕獲による γ 線の状態を測定することができる。-22 nsから-57 nsまでの飛行時間に相当する

パルスを選択し（図5-24），波高分解した結果を図5-25に示す。

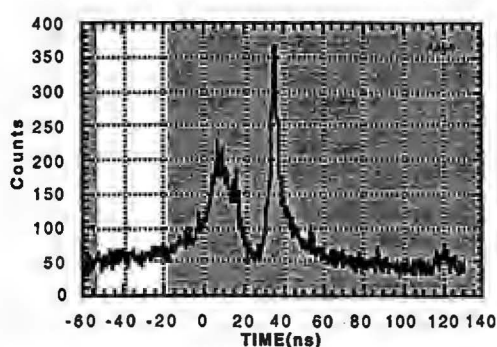


図5-25 信号を選択した時間領域

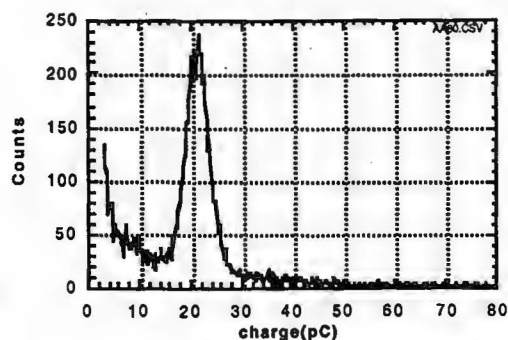


図5-26 選択された時間帯の波高分布

この時間帯に検出される中性子は，前回またはそれ以前のビームパルスによって発生し，室内に残留している低速中性子である．重水素ビームパルスの繰り返しはこのとき毎秒 1×10^6 である．前回の重水素ビームパルスは 1000 ns 前であるからこの成分の減衰時定数は少なくとも 1000 ns 程度またはそれ以上であると考えられる．実験室内の熱中性子が，時間と共に等比級数的に減衰すると考えると， 2.51 MeV 中性子入射時刻とその直前（数十 ns ）には，ほとんど同じ量の熱中性子バックグラウンドが含まれていると考えてよい．よって 2.51 MeV 中性子の波高応答と，その直前の波高応答の差を求めることにより波高応答のバックグラウンドを排除することができる．この結果を図5-26に示す．

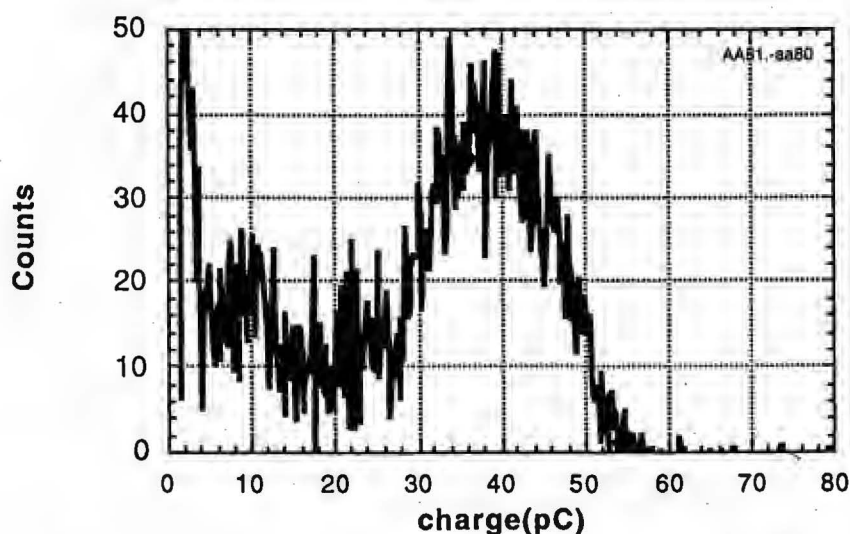


図5-27 バックグラウンドを排除した2.57 MeV波高応答

熱中性子ピークはほぼ完全に消え， 30 pC から 50 pC にかけて 2.57 MeV に対応する発光を単一ピークとして観測することができる．これは散乱中性子計数時に，出力パルスを波高分解することによってバックグラウンド中性子のエネルギーが高い成分を識別し，除去できる可能性が有るこ

とを示しており、非常に有用である。

次にリチウムガラスシンチレーターの検出効率を測定について述べる。この実験は先の実験の設定とほとんど同じであるが、PMTに浜松フォトニクス社のH2431を用いている。この時の時間スペクトルと波高応答を図5-28、図5-29に示す。時間スペクトルにおける中性子ピークは34.5 nsであり、30 nsから45 nsまでの15 ns分の信号についてのみ波高分解、計数を行った。

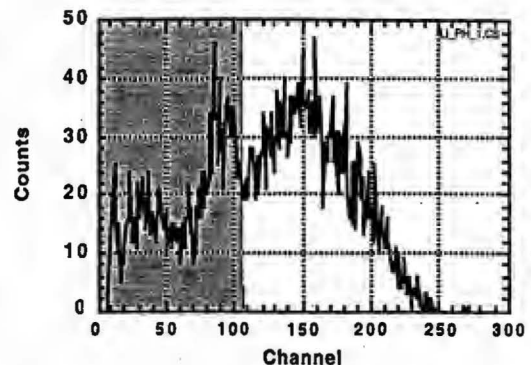
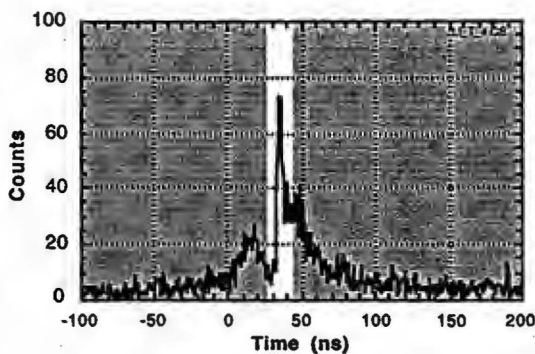


図5-28 PMT (H2431) 使用時の時間スペクトル 図5-29 PMT(H2431)使用時の波高応答

熱中性子と2.51MeVに対する発光の境界を、その二つのピークの間の谷である108 chとして、それよりも高波高側の信号のみを計数した。インジウム放射化によって得られた中性子フラックスから求めた絶対検出効率（検出数／中性子入射量）は0.93%であった。一方ガラスシンチレーター中の⁶Liの密度 n は 2.35×10^{22} 、2.51 MeV 中性子に対する反応断面積 Σ は0.2 barn、厚み l は2 cmであるから、計算によって得られる絶対検出効率 η_i は、

$$\begin{aligned}\eta_i &= 1 - \exp(-n\sigma l) \\ &= 9.36 \times 10^{-3}\end{aligned}\quad (5-21)$$

であり、これらは非常によい一致を示している。

[ガラスシンチレーターの発光減衰時定数の測定]

リチウムガラスシンチレータの中性子に対する発光の減衰時定数は装置設計において最低限必要な飛行距離を決定する重要なパラメーターである。このため、リチウムガラスシンチレーターの中性子に対する発光の減衰時定数を測定した。中性子線源として $97 \mu\text{Ci}$ の²⁵²Cfを用いた。実験配置を図5-29に示す。

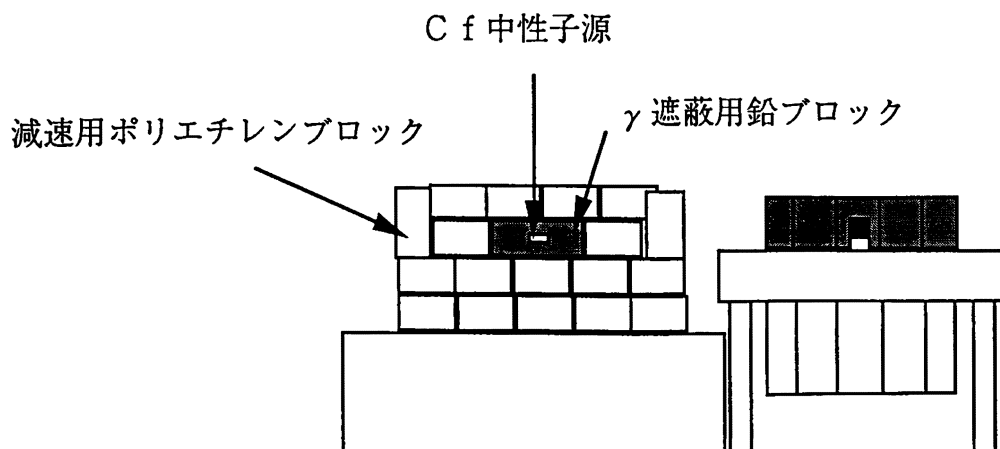


図5-30 発光減衰時定数の測定

Cf 線源から放出される中性子エネルギーは8～10 MeVにまで及ぶが、そのピークは0.5～1 MeVに存在する。これをポリエチレンブロックを用いて減衰させ、低速中性子を得る。これに対するガラスシンチレーターの応答をデジタルオシロスコープを用いて記録した。ガラスシンチレーターはその発光強度に対して発光時間が長いため、光電子増倍管がフォトンカウンティングモードに近い動作になり、出力波形は光電子の統計によりばらつく。このため中性子による信号を500回計測し、平均することによって、発光開始から800 nsに至るまでの出力信号変化を測定した。この結果を図5-31、図5-32に示す。

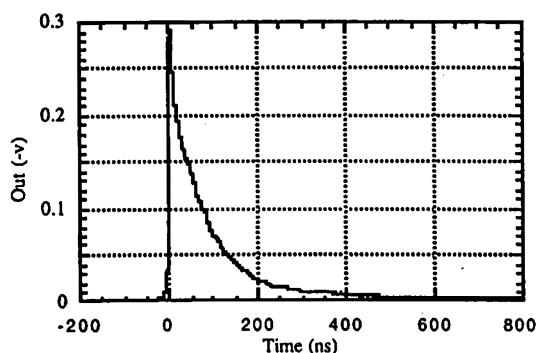


図5-31 光電子増倍管の出力波形

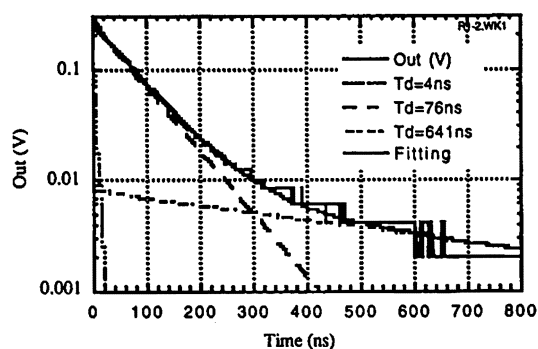


図5-32 中性子に対する発光の減衰時定数

表5-2 リチウムガラスシンチレーターの発光減衰時定数

時定数	4 ns	76 ns	640 ns
成分比	18%	79%	2.7%

表5-2に示すように実験の結果得られた出力信号は3つの異なる減衰時定数の成分に分けることができる。主減衰時定数は75 nsであった。また640 nsで減衰する遅い成分が27%程度含まれることが判った。

5-7 まとめ

今後計画されている点火実験級の燃料プラズマでは燃料面密度 $\langle rR \rangle$ は $500\text{mg}/\text{cm}^2$ にまで至る。このような高い領域の燃料面密度測定を行うことを目的として、燃料プラズマ中での中性子散乱を利用した燃料面密度計測の新方式を提案した。従来の核反応荷によって生成された電粒子と、燃料との相互作用を測定する燃料面密度測定法は、荷電粒子の飛程によって適用範囲の上限が制限されている。散乱中性子検出法では、核反応中性子が、燃料イオンにより散乱される割合が、燃料面密度に比例していることを用いて、燃料面密度を計測する。この方法では、プラズマ中を検索するテスト粒子と、散乱事象の存在を知らせる観測粒子の両方に中性子を用いているため、適用上限が中性子のプラズマ中での飛程程度になるため、非常に大きな燃料面密度まで測定することができる。以下に本章で得られた知見をまとめる。

[散乱中性子検出法による燃料面密度計測の原理]

散乱中性子検出法による燃料面密度計測の原理を明らかにし、この方法が $1\text{g}/\text{cm}^2$ に至る高い燃料面密度まで適用できることを明らかにした。

[検出装置設計]

散乱中性子計数を行うための多チャンネル中性子スペクトロメータの設計について述べた。散乱中性子計数法では1次中性子信号による散乱中性子信号検出の妨害が問題でありこれを検出部の多チャンネル化により緩和できることを示した。検出部には中性子エネルギーに対する応答、及び検出効率の点からリチウムガラスシンチレータが適切であることを示した。またリチウムガラスシンチレータを用いるとき検出部を真空チャンバー外に設置しなければならないことから、1次中性子の構造物等による散乱に起因したバックグラウンド中性子を排除するため、検出部をコリメーターによって外部と遮蔽する必要があることを示した。

[モンテカルロシミュレーションによる検出器設計の最適化]

真空チャンバー、コリメーター及び検出器自身の中性子散乱は、燃料イオンによって散乱された中性子を検出使用とすると、バックグラウンド計数を与える。このためモンテカルロシミュレーションコードMCNPを用いて、コリメーター形状、検出器配置の最適化を行った。この結果、激光XII号チャンバーにリチウムガラスシンチレータを用いた散乱中性子検出器を導入したとき、燃料面密度を $0.1\text{g}/\text{cm}^2$ において、バックグラウンド計数を信号の1/7まで低減できることを明らかにした。

[リチウムガラスシンチレータの実験的評価]

散乱中性子計数の検出部として、リチウムガラスシンチレータが適していることを確認するため、加速器型中性子源を用いた実験でリチウムガラスシンチレータの特性を評価した。この結果、リチ

ウムガラスシンチレーターの発光強度が、入射中性子のエネルギーによって異なることを確認した。これにより、散乱中性子計数時のバックグラウンド計数のうち、高エネルギー中性子による成分を波高弁別によって認識し、排除することが可能であることを明らかにした。また中性子に対する検出効率、発光減衰定数を測定し、散乱中性子検出を行うために十分な性能を持つことを実験的に明らかにした。

第5章の参考文献

- 1) R. D. Petrasso *et al.*, Phys. Rev. Lett, 77, 2718 (1996).
- 2) Lane, S.M. *et al* 1985 *Lawrence Livermore National Laboratory Report*, No UCRL-50021-84, pp.5-61
- 3) Azechi, H. *et al.* 1991 *Laser Part .Beams* 9 93 (1991)
- 4) 宮永憲明、核融合研究 66, 357 (1991)
- 5) Azechi, H. *et al.* 1991 *Laser Part .Beams* 9 119 (1991)
- 6) 島田義則、大阪大学大学院修士論文 (1990)
- 7) Lane, S.M. *et al* 1985 *Lawrence Livermore National Laboratory Report*,
No. UCRL-50021-84, pp.5-61
- 8) G.F.Knool著、木村逸郎、坂井英次郎訳、「放射線ハンドブック第2版」
日刊工業新聞社 (1991年) pp.564
- 9) V.McLane, *Neutron Cross Section Volume2 Neutron Cross Section curves*,
Academic Press INC. ISBN 0-12-484220-8
- 10) 栗田 豊、「モンテカルロコードMCNPのベクトル化」JAERI-M 87-022
- 11) Los Alamos Monte Carlo Group, *MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport Version 2B*, Los Alamos National Laboratory

第6章 結論

本論文では、慣性核融合実験における爆縮コアプラズマの、最大圧縮時における残留運動エネルギー、イオン温度燃料面密度の測定を行うため、多チャンネル型中性子スペクトロメーターを開発し、これを爆縮実験に適用した。まず多チャンネル中性子スペクトロメーターを設計し、2次反応中性子スペクトルを用いた燃料面密度計測に必要な高い検出効率と、イオン温度測定に必要な高いエネルギー分解能を両立することができることを明らかにした。次に実際に多チャンネル型中性子スペクトロメーター“MANDALA”を開発し加速器型中性子源、および ^{60}Co γ 線源を用いて検出器の絶対検出感度、時間分解能等の性能を実験的に評価した。この後、“MANDALA”を爆縮実験に適用し、残留運動エネルギー、イオン温度燃料面密度の測定をおこなった。この結果コアプラズマにおいて核反応が起こる最大圧縮時に乱流等の形で存在する運動エネルギーはほとんど存在しない、または存在した場合そのエネルギーは熱エネルギーの20%以下であることを明らかにした。このことは今後の核融合点火を目標としたコアプラズマ形成の研究において重要な意味を持つ。また中性子イールドの照射レーザー波形に対する依存性を測定し、主レーザーパルスの前にプレパルス照射してターゲットをふやけさせることによって、レーリー・テラー不安定性によるコアプラズマの形成の阻害が抑制され、1次元シミュレーションに近い中性子イールドが得られることを明らかにした。

以下に本論文の各章で得られた結果を総括する。

第2章 中性子スペクトルを用いた高密度爆縮プラズマ診断法

第2章では中性子スペクトルを用いた爆縮プラズマ診断の意義と、本研究で取り扱う中性子イールド、イオン温度、燃料面密度の測定原理について明らかにした。

第3章 中性子飛行時間分解型中性子スペクトロメーターの開発

2次反応法による燃料面密度計測、イオン温度計測を行うことを前提として多チャンネル飛行時間分解型中性子スペクトロメーターの設計を行った。これらの計測を行うためにはD-D中性子に対して24.5 keVのエネルギー分解能が必要なこと、D-T中性子に対して 10^{-4} の検出効率が必要なことを明らかにした。さらに、この設計に基づいて、著者が新たに開発した多チャンネル中性子スペクトロメーターの構成について述べた。

中性子検出部のD-D中性子、D-T中性子に対する検出効率を、加速器型中性子源を用いて測定した。ビームターゲットとして極薄重水素化ポリスチレンターゲットを用いることにより、核反応によって中性子と同時に生成される ^3He または ^4He を直接検出することに成功した。これにより中性子源の輝度測定の系統誤差を無視することができ、中性子検出感度の高い精度での較正が可能になった。

各チャンネル固有のタイミング遅れの補正のため、新たに ^{60}Co を用いたタイミング較正法を開発した。これは ^{60}Co の崩壊過程でほぼ同時に放出される2つの光子を用いて各チャンネルの同期を取るものである。またこの方法を用いて、各チャンネルのエレクトロニクス の時間分解能も精度良く測定することができた。更にこの方法は各チャンネルの感度の長期的な変動や故障の発見法としても非常に有効である。

前節で得られた結果を元にスペクトロメーター全体のエネルギー分解能を評価した。この結果D-D中性子に対する時間分解能は23keVであり、設計値を満たしていることが確認された。

第4章 多チャンネル中性子スペクトロメーターを用いた爆縮プラズマ診断

爆縮されたコアプラズマ内部に流体運動として残留している運動エネルギー量を初めて実験的に評価した。この結果コアプラズマ中の運動エネルギーは熱エネルギーの20%以下であることを明らかにした。

爆縮用レーザーの時間波形と中性子発生量の関係を測定した。プレパルスとメインパルスの間隔が0.4nsのとき中性子発生量が1次元シミュレーションイールドに最も近くなることを明らかにした。

爆縮用の12本レーザーのうち2本のエネルギーを20%故意に強くして対称性を崩し、イオン温度の変化を測定した。照射一様性の悪化によりイオン温度が下がることを明らかにした。

爆縮実験において2次反応中性子を検出し、燃料面密度及び半径圧縮率を測定した。実験によって得られた燃料面密度は、誤差範囲において、1次元シミュレーションの予測と矛盾しない結果であった。

第5章 散乱中性子計測による燃料面密度計測

5-1節 今後計画されている点火実験級のプラズマでは従来の荷電粒子をテスト粒子とする燃料面密度計測が困難であること、中性子をテスト粒子として用いる散乱中性子検出法が有効であることを述べた。

5-2節 散乱中性子検出による燃料面密度測定の実理について述べた。

5-3節 散乱中性子検出法を行うための中性子スペクトロメーターの設計について述べた。検出部の多チャンネル化、リチウムシンチレーターの適用がバックグラウンド排除に有効であることを述べた。

5-4節 加速器型中性子源を用いたリチウムガラスシンチレーターの評価実験について述べた。リチウムガラスシンチレーターが散乱中性子検出に有効であることを実験的に明らかにした。

5-5節 計算機シミュレーションを用いて検出器の幾何学的配置を最適化し、検出器のバックグラウンド排除能力を評価した。 $\langle \rho R \rangle$ が100mg/cm²であると仮定するとコリメーションによってバックグラウンドを信号の14%まで低減できることを明らかにした。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始塾篤なるご指導、御鞭撻を賜りました中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

また本論文作成にあたり、貴重なご指導とご助言を頂きました西原功修教授、飯田敏行教授に深厚なる謝意を表します。あわせて大学院在学中ご指導、御教示を戴きました、西川雅弘教授、堀池寛教授、三間罔興教授、権田俊一教授に深厚なる謝意を表します。

さらに本研究を通じて直接細やかな御指導、御助言を戴いた疇地 宏助教授、中井光男助手に心からの謝意を表します。

シンチレーション検出部の中性子検出感度測定実験に関し、御指導、御助言を戴いた、OKTAVIAN運転グループの皆様に心からの謝意を表します。またガラスシンチレーター発光減衰時定数測定実験に関してご協力戴いた大阪大学ラジオアイソトープ総合センターの皆様に感謝いたします。また重水素化ポリスチレン薄膜ターゲットの製作に関してご指導、ご助言頂いた、高木勝研究員に感謝致します。

本研究を通じて細やかな御助言を戴いた白神宏之講師、宮永憲明助教授、高部英明助教授に心からの謝意を表します。

さらに御指導、御助言を戴いた山中龍彦教授、山中正宣助教授、加藤義章教授、西村博明助教授、に謝意を表します。

レーザー核融合研究センターでの研究生活において熱心な討論、激励を戴いた遠藤琢磨博士（現名古屋大学助教授）、片山誠博士（現住友電気工業株式会社）、塚本雅裕博士（現大阪大学接合科学研究所助手）、村井健介博士（現大阪工業技術研究所）、安池和仁博士に謝意を表します。また研究生活の苦楽を共にし、本研究の遂行に当たり討論と協力を戴いた山口浩二君、浦野徹君、山ヶ城哲夫君、中野孝男君、笠井武君、佐藤雅昭君、砂原淳君、本田博史君、紫牟田康志君、藤本靖君、松岡伸一君、重森啓介君、藤田和久君、大久保宏一君ほか研究室の皆様に深く感謝いたします。本研究にご協力戴きました前川修技官、斎藤昌樹技官、川崎鉄次技官、吉田秀次技官、鈴木和浩氏（日進電機）島田京子技術員、正崎敏哉技術補佐員に謝意を表します。

最後に、研究生活を支えてくれた友人、家族に心から感謝いたします。

業績目録

発表論文

1. "Development of a large neutron time-of-flight detector array for inertial confinement fusion experiment"

N. Izumi, K. Yamaguchi, T. Yamagajo, T. Nakano, T. Kasai, T. Urano, H. Azechi, S. Nakai, T. Iida

submitted to Review of Scientific Instruments.

2. "Development of multi channel neutron spectrometer at GEKKO XII laser fusion facility"

N. Izumi, T. Yamagajo, T. Nakano, T. Kasai, H. Azechi, Y. Kato, S. Nakai

Laser Interaction and Related Plasma Phenomena 12th International Conference
AIP Conference Proceedings 369, (1996) 550

3. "Monte Carlo Calculations of Scattered Neutrons in Inertial Confinement Fusion Experiments for Fuel Areal Density measurement"

N. Izumi, B. Heimrich, H. Azechi, T. Yamanaka.

submitted to Review of Scientific Instruments.

4. "Determination of kinetic energy of fluid motion in an inertial-confinement-fusion plasma"

N. Izumi, K. Yamaguchi, T. Yamagajo, T. Nakano, T. Kasai, T. Urano, H. Azechi

submitted to Physical Review E.

5. "Recent Progress of Laser Fusion Research with GEKKO Lasers at ILE, Osaka"

K. Mima, M. Nakatsuka, H. Azechi, H. Fujita, M. Honda, H. Honda, Y. Izawa, R. Ishizaki, N. Izumi, T. Jitsuno, T. Kanabe, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, S. Matsuoka, M. Murakami, N. Miyanaga, S. Nakai, M. Nakai, K. Nishihara, H. Nishimura, T. Norimatsu, H. Shiraga, K. Shigemori, S. Sakabe, H. Takabe, K. A. Tanaka, M. Takagi, T. Yamanaka, M. Yamanaka, G. Y. Yoon, A. Nishiguchi, S. Miyamoto, K. Tsubakimoto, and C. Yamanaka
IAEA-CN-64 (1996).

6. "Improvement of the Imploded Core Performance with Uniform Gekko-XII Green Laser System"

H. Shiraga, M. Heya, M. Nakatsuka, H. Azechi, N. Izumi, T. Yamagajo, M. Saito, T. Urano, Y. Kitagawa, S. Miyamoto, Y. Kato, H. Takabe, K. Mima, K. Nishihara and S. Nakai
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena 12th International Conference
AIP Conference Proceedings 369, (1996) 108

国内学会発表

- (1) 「多チャンネル中性子スペクトロメータの開発」
泉信彦, 疇地 宏, 西原功修
日本物理学会, 東京大学 1992年 9月25日
- (2) 「散乱中性子計数による ρR 測定法の開発」
泉信彦, 疇地 宏, 西原功修, 中井貞雄
日本物理学会, 東北大学, 1993年 3月29日
- (3) 「イオン温度計測のための多チャンネル中性子スペクトロメータの開発」
泉 信彦, 中野貴男, 笠井 猛, 疇地 宏
プラズマ・核融合学会, 中部大学, 1994年 3月25日
- (4) 「多チャンネル中性子スペクトロメータを用いたスペクトル計測」
泉 信彦, 中野貴男, 笠井 猛, 疇地 宏
日本物理学会, 福岡工大, 1994年 3月28日
- (5) 「多チャンネル中性子スペクトロメータを用いたイオン温度計測」
泉 信彦, 山ヶ城哲夫, 小西正晃, 疇地 宏, 山中龍彦
日本物理学会, 静岡大学, 1994年 9月2日
- (6) 「多チャンネル中性子スペクトロメータを用いた爆縮プラズマ診断」
泉 信彦 (博士課程), 山口浩二 (修士学生), 疇地 宏 (助教授)
日本物理学会, 大阪府立大学, 1995年 9月29日
- (7) 「2次反応中性子検出のための960チャンネル中性子スペクトロメータの開発」
泉 信彦, 山口浩二, 飯田敏行, 疇地 宏
プラズマ・核融合学会, 京都大学, 1996年 3月21日

国際会議発表

1. "Development of multi channel neutron spectrometer at GEKKO XII laser fusion facility"
N. Izumi, T. Yamagajo, T. Nakano, T. Kasai, H. Azechi, Y. Kato, S. Nakai
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka,
27 April 1995
2. "Ion Temperature Measurement Using Multi Channel Neutron Spectrometer at NEW
GEKKO XII Laser Fusion Facility"
N. Izumi, Y. Yamaguchi, T. Iida, H. Azechi
37th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, Louisville Kentucky, 6-10 November
1995
3. "Improvement of the Imploded Core Performance with Uniform Gekko-XII Green Laser
System"
H. Shiraga, M. Heya, M. Nakatsuka, H. Azechi, N. Izumi, T. Yamagajo, M. Saito, T. Urano,
Y. Kitagawa, S. Miyamoto, Y. Kato, H. Takabe, K. Mima, K. Nishihara and S. Nakai
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka,
27 April 1995

