The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	慣性核融合における核反応生成粒子の輸送と，その計測への応用に関する理論的研究
Author(s)	辻，龍介
Citation	大阪大学，1987，博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1495
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

慣性核融合における核反応生成粒子の輸送と、その計測への応用に関する理論的研究

昭和６２年１月

辻　龍介

内 容 梗 概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻前期及び後期課程の５年間にわたって行なった慣性核融合における核反応生成粒子の輸送と、その計測への応用に関する理論的な研究の成果をまとめたものである。エネルギー源としての慣性核融合を完成させる為には、

1)高出力、高効率のエネルギードライバーの開発、

2)高利得燃料ペレットの設計と、製作技術の開発、

3)燃料ペレットの爆縮・点火・燃焼物理の解明、

4)慣性核融合炉の開発

が主たる課題である。ドライバーとしてのレーザー、イオンビームの性能が向上しペレットの製作技術の開発が進んで来た今日、慣性核融合研究においては、爆縮過程の解明に加え新たに、従来研究が進んでいなかった燃料ペレットの点火・燃焼を指向した、多数の核反応生成粒子を伴う高い質量面密度ρR値を持つプラズマの研究にも重点が置かれるようになった。それに伴い、高利得の燃料ペレットの燃焼で発生した核反応生成粒子からエネルギーを取り出すための慣性核融合炉の概念設計も大きな意味を持って来た。

著者は3)の課題に関連して、燃料ペレットの点火・燃焼が生ずるとされる高ρR値のプラズマのρR値を計測する為の、核反応生成粒子を利用する新たな計測法を考案し解析を行ないその有用性を示した。またプラズマ中の核反応生成粒子の輸送を模擬する３次元モンテカルロコードを開発した。高ρR、高出力時の慣性核融合実験における核計測について検討を加え、かつ実験装置からの放射線を解析した。4)の課題に関連して、大出力の慣性核融合実験装置や実用炉において核反応生成粒子やX線によるパルス的な衝撃を防止する為の内部固体金属ブランケットを考案し、その有用性を示した。本論文は７章より構成されている。

第１章は緒論であり、高ρR、高出力の慣性核融合における核反応生成粒子の輸送と、その計測への応用の問題の重要性を述べ、本研究の意義を示した。

第２章では、爆縮プラズマ中の核反応生成粒子のひきおこす物理過程について述べた。更にそれらの諸物理過程を考慮して３次元モンテカルロ核反応生成粒子輸送コードを開発し、また実際のペレットの爆縮に対してコードの有用性を示した。

第３章では、２次核反応を用いるプラズマの燃料面密度ρＲの計測法の、温度、密度、反応率分布の依存性を明らかにし、また燃料とプッシャーが混合した場合の燃料面密度ρＲの値を求める手続きを示した。

第４章では、放射化反応を用いるプラズマの燃料面密度ρＲ、プッシャー面密度ρΔＲ、ＤＴ反応数Ｎreact を求める計測法について論じ、この計測法がρR_{DT}＞0.3g/cm^{2}の領域のプラズマに対して有効である事を示した。

第５章では、高ρＲ、高出力の慣性核融合実験装置における核計測と、装置からの放射線の防護について論じ、将来の実験装置への技術的課題を明らかにした。

第６章では、高出力の実験装置や実用炉において核反応生成粒子やＸ線によるパルス的な衝撃問題に対して、内部固体金属ブランケットの概念が有効である事を示した。

第７章は結論であり、得られた結果をまとめ本論文の総括を行なった。

目次

第１章　緒論 1
§１－１　慣性核融合研究の意義 1
§１－２　慣性核融合における核反応生成粒子の輸送とその計測への応用の研究の意義 3
参考文献

第２章　核反応生成粒子の輸送過程とモンテカルロコードの開発 8
§２－１　はじめに 8
§２－２　プラズマ中の核反応生成粒子の輸送過程 9
2-2-1　核反応過程 9
(1)　１次核反応 9
(2)　２次核反応 9
(3)　放射化反応 10
(4)　弾性散乱 10
2-2-2　核反応断面積 11
(1)　１次核反応による粒子の生成率 11
(2)　２次核反応の断面積 12
(3)　中性子の核反応断面積 12
2-2-3　エネルギー損失 12
(1)　束縛電子によるエネルギー損失 12
(2)　自由電子によるエネルギー損失 12
(3)　弾性散乱によるエネルギー損失 13
§２－３　モンテカルロコードによる爆縮ターゲットのシミュレーション 15
§２－４　ＡＮＩＳＮコードの中性子・γ線輸送計算の概要 17
§２－５　ＴＨＩＤＡコードの誘導放射能、線量計算の概要 19
§２－６　まとめ 20
参考文献

第３章　２次核反応を利用したρＲ計測の解析.....22
§３－１　はじめに.....22
§３－２　解析のモデル.....23
(1) 核反応断面積.....23
(2) エネルギー損失率.....23
(3) ２次核反応率.....24
§３－３　温度、密度の効果、１次核反応の空間分布の効果.....28
§３－４　燃料－プッシャー間の混合の効果.....32
§３－５　まとめ.....37
参考文献

第４章　放射化法を利用したρＲ計測の解析.....39
§４－１　はじめに.....39
§４－２　計測法の原理.....40
§４－３　放射化計算.....43
4-3-1　放射化計算のモデル.....44
4-3-2　中性子エネルギースペクトルならびに修正関数.....46
4-3-3　放射化反応数の比と、その燃料ρR_{DT}、
プッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$計測への応用.....51
§４－４　考察.....54
4-4-1　燃料ρR_{DT}、プッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$の計測に関する考察54
4-4-2　ＤＴ核反応数Ｎreact の計測に関する考察.....55
§４－５　まとめ.....56
参考文献

第５章　激光ＸＩＩ号慣性核融合実験装置の核解析.....59
§５－１　はじめに.....59
§５－２　計算モデルと解析手法.....60
§５－３　中性子計測の解析.....61
5-3-1　激光ＸＩＩ号ペレットの中性子解析.....61

5-3-2　真空チェンバーの壁、観測窓からの中性子の漏れ.....63
5-3-3　アルミ試験片と銅試験片の誘導放射能.....66
5-3-4　核解析と実験との比較.....69
§５－４　ショット当たりの線量とチェンバー壁の誘導放射能.....70
5-4-1　ショット当たりの線量.....70
5-4-2　ショット後の誘導放射能.....71
§５－５　まとめ.....73
参考文献

第６章　慣性核融合炉用内部固体金属ブランケット.....76
§６－１　はじめに.....76
§６－２　内部ブランケットとその働き.....77
§６－３　運動量移送.....80
§６－４　中性子輸送計算.....86
§６－５　まとめ.....87
参考文献

第７章　結論.....90

謝辞.....93
業績目録.....94

付録Ａ　極低温中性子カロリーメーター.....98

第１章　緒論

§１－１　慣性核融合研究の意義

人類は各種のエネルギーを消費しながら文化を維持、発展させて来た。エネルギー源として古代より薪、風、水力、や、石炭、石油、天然ガス等の化石燃料資源が開発されて来た。化石燃料資源は古代の植物の堆積から生じたものであり、その埋蔵量には限りがある。また、過去数十年間にわたる化石燃料資源の大量消費により、今後の使用可能年限は人類の未来を支えるには足りなくなっている。特に石油に関しては、２１世紀中には枯渇すると言われているので、その時までには代替エネルギー源の開発を完成させる必要がある。

しかし、化石燃料資源にかわる代替エネルギー源の開発を急ぐ理由はこれに尽きない。化石燃料資源の大量消費による人類の生存環境の破壊を防止するという観点からも強い要請がある。石油や石炭等の化石燃料資源の大量消費は化学的有害物質、炭酸ガス、亜硫酸ガス、窒素酸化物等の増加や、大気汚染、酸性雨、光化学スモッグ、等の公害を生じた。空気中の二酸化炭素の濃度は、２０世紀後半の重化学工業の発展に伴い大きく上昇している。図１－１にハワイマウナロアにおける二酸化炭素の濃度を示す。[1)]

図より、空気中の二酸化炭素濃度の増加率は年平均1.5 ppm に達している事が分かり、このままのペースでは２１世紀後半には二酸化炭素の濃度は現在の約２倍になるものと思われる。その原因は一部森林の破壊によるものの他、主に化石燃料資源の消費によるものである。二酸化炭素の濃度が現在の約２倍になる２１世紀後半には、その結果として、二酸化炭素の温室効果により、地球規模で約3°C の温度上昇を生じて、これにより地球規模の気候の変化によって海水面の上昇や、農林水産業への影響など、人類の生存環境への広範かつ大規摸な影響が懸念されている。[2)]

化石燃料資源以外の大型エネルギー資源としては、第２次世界大戦後に核分裂を利用した原子力発電が開発され、実用化の段階に入っている。エネルギー源としての原子力と化石燃料資源とを比較すると、原子力は、化学的有害物質、炭酸ガス、亜硫酸ガス、窒素酸化物等の排気ガスやスス微粒子を発生させないという利点をもつ半面、中性子を利用した核分裂反応を用いるため、半減期の長い反応生成物の発

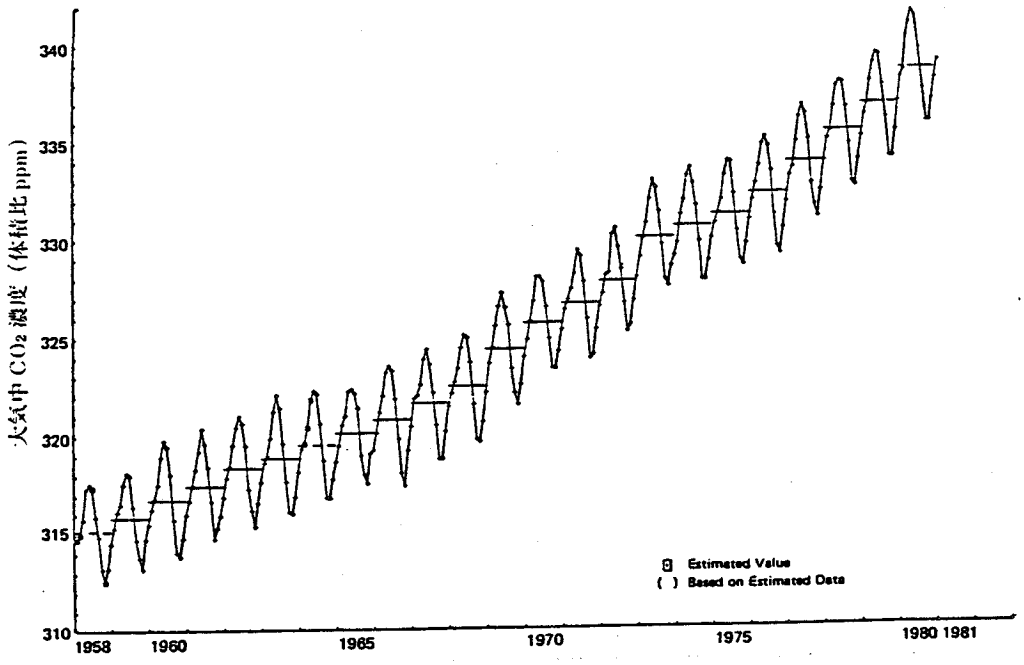


図1-1.　ハワイマウナロアにおける大気中二酸化炭素の増加.[1](縦軸ppm, 横軸西暦)

生や、放射性廃棄物の処理処分に問題が残っている。また原子力の燃料であるウラン鉱の埋蔵量は数百年分でしかない。[3]

これに対して核融合は原子力エネルギーの応用の一形態であるが、中性子を発生しない反応（例えばＰ－Ｂ反応）や、中性子のエネルギーの占める割合が小さい反応（例えばＤＤ反応）が可能である。そして核融合反応生成物の半減期は核分裂反応生成物の半減期と比べて一般的に短く、また放射性廃棄物の量は核分裂のそれと比べると少ないと言われている。更に、比較的反応が容易であるとされるＤＤ反応の燃料である重水素は、海水1 m^3 中に33 gの割合で含まれており、燃料の量は半永久的である。このように核融合は核分裂と比較して数々の利点を持つ可能性がある。新たなエネルギー源を目指して核融合の開発研究は1950年代後半から始まった。爾来30年、1990年代には、核融合出力エネルギーが入力エネルギーを上回るブレークイーブンの条件を達成し、核融合の科学的実証がなされる筈である。

核融合は磁場核融合と慣性核融合とに大きくわけられる。研究が先行したのは磁場核融合であった。1970年代になり慣性核融合[4]が提案されると、レーザーの進歩

とあいまって急速に研究が進んで来た。

慣性核融合炉は磁場核融合炉と比べてエネルギードライバー、炉心プラズマ、炉系が疎結合で、設計に柔軟性があり、[5] その結果、慣性核融合炉は磁場核融合炉と比べて

(1) 炉構造が簡単に出来る。

(2) 真空、不純物の問題がない。

(3) 閉じ込め磁場が不用である。

(4) 放射性廃棄物の量が少ない炉が可能である。[6]

という利点がある。

以上の様に、核融合は石油等の化石燃料資源に代わって、人類の未来を支え得る半永久的なエネルギー源である。また、これは化石燃料資源と違って人類の生存環境の大規模な破壊の心配はない。その中でも特に慣性核融合は、炉の構造が簡単で、放射性廃棄物の量が少なく、環境を破壊しない可能性が最も大きいエネルギー源である。従って、著者は、代替エネルギーの開発、並びに環境破壊防止の世界的観点から慣性核融合研究の意義は重大であると考えている。

またつけ加えるならば、特に日本にとって核融合の研究は必要であると考える。その理由は日本の消費エネルギーの７割は石油等の化石燃料資源であり、[7] 石油はほとんどを輸入にたよっている。原子力の燃料であるウラン資源も殆どない。エネルギー源の安定供給という観点からも、自国でエネルギーの供給が出来る事が望ましく、もし慣性核融合が完成したならば核融合の燃料である重水素は海水中に多量に含まれているのでエネルギーの自給が可能となる。また、日本は狭い国土の中で多量の化石燃料資源を消費しており、環境への汚染が一際懸念されているので核融合の完成により環境破壊の低減が期待される。

以上の、エネルギーの自給と、環境破壊の防止という国内の事情からも核融合、中でも慣性核融合研究にかかる期待は大きいというのが著者の立場である。

§１－２　慣性核融合における核反応生成粒子の輸送とその計測への応用の研究の意義

慣性核融合は次の過程から達成される。短時間に大強度のエネルギービームを、

燃料を封入した小球に投射する。小球表面はプラズマ化し、外向きにプラズマを噴出する。その反作用によって燃料を保持する部分に内向きの運動量が与えられ、燃料の圧縮が始まる。固体密度の10^3～10^4倍まで圧縮された燃料は自己点火を起こし、核反応生成粒子による自己加熱によって、中心部より燃焼反応が始まる。燃焼反応によって多数生じる核反応生成粒子から、核融合炉内で熱的、電気的にエネルギーを取り出す。

これらの諸過程に関して、工学的な課題を列挙すると

1)高出力、高効率のエネルギードライバーの開発、

2)高利得燃料ペレットの設計と、製作技術の開発、

3)燃料ペレットの爆縮・点火・燃焼現象の解明、

4)慣性核融合炉の開発、

である。エネルギードライバーとしてのレーザーは、1960年のメイマンの発明以来、20余年研究が積み重ねられて、性能が大きく向上し、またイオンビームも高電圧パルスパワー技術の進歩により開発が進んだ。今日、これらのエネルギードライバーの性能向上によって、慣性核融合研究においては、燃料ペレットの爆縮過程の研究のみならず、従来ドライバーの出力不足により研究が行なわれていなかった分野である、燃料ペレットの点火・燃焼を指向した、多数の核反応生成粒子を伴う高い質量面密度ρRを持つプラズマの実験的研究が可能になりつつある。ここでρとRはプラズマの密度と半径である。

燃料ペレットの点火・燃焼過程を経て正味の核融合出力を取り出すには、核反応生成粒子がプラズマ中で運動エネルギーを失う事によりプラズマを加熱し、プラズマ中心部より燃焼波[8)]が伝播するか否かにかかっている。その為には、高温、高密度プラズマの性質とその中の核反応生成粒子の振る舞いを調べる必要がある。

高温、高密度プラズマの諸物理量の計測の中で、燃料の質量面密度ρRの計測は、ρR値が爆縮達成のパラメーターとなるため特に重要である。質量面密度ρRはプラズマイオンの数密度n_i、質量m_iと

$$\rho R = n_i m_i R \qquad (1\text{-}1)$$

の関係がある。この質量面密度ρRという量は、第３章で示す様に荷電粒子の距離

的なエネルギー損失率に関係しており、また、第４章で示す様に各種の核反応率σｎｉＲ（σは、２次核反応、弾性散乱、非弾性散乱、放射化反応等の、各種断面積である）にも比例する量であり、即ち、プラズマの点火・燃焼過程に関連する各種の核反応生成粒子の輸送過程と密接な関係がある。例えば、ＤＴ核反応で生じたα粒子の飛程はρＲ値で換算して 0.3 g/cm^{2}程度であり、α粒子はこの飛程進むとプラズマ中で運動エネルギーを失う。即ち、このρＲ値 0.3 g/cm^{2}を満たすプラズマはα粒子により加熱され点火現象が起こる。科学的ブレークイーブンも、このρＲ値 0.3 g/cm^{2}程度で達成出来ると言われている。また高利得のターゲットの燃焼には、ρＲ値が 0.3 g/cm^{2}程度のホットコアの部分とそれを囲むρＲ値が約 3 g/cm^{2}程度の低温のＤＴ燃料が必要である。これによりホットコアで発生したα粒子は、まわりのプラズマを加熱し熱核反応を生じさせ、その結果、外側の低温ＤＴ燃料へと燃焼波が伝播する。ρＲ値が更に大きくなって 10 g/cm^2 程度になるとＤＴ核反応で発生した中性子もプラズマ中で止まり、中性子によるプラズマの加熱の効果が効いてくる。この様にプラズマのρＲ値は慣性核融合プラズマの性質を特徴づける重要な基本量のひとつであると言える。

これら、燃料プラズマの点火・燃焼現象が問題になるρＲ値は現在の実験で達成されているρＲ値より 1～2 桁以上大きい値であり、現在の慣性核融合研究はエネルギードライバーの大型化により、この高いρＲ値を持つプラズマの生成を目指している。

高ρＲ領域のプラズマでは、(i)核反応で生じた荷電粒子の輸送はプラズマの温度や密度等の物理量の影響を受け易くなり、(ii)核反応で生じた中性子はプラズマ中でイオンとの衝突によってエネルギースペクトルが軟化するので、荷電粒子や中性子等の核反応生成粒子のプラズマ中の輸送は、低いρＲ領域のプラズマとは質的に様子が異なる。にもかかわらず、3)の燃料プラズマの点火・燃焼現象の問題に関して、プラズマの基本量であるρＲ値とプラズマ中での核反応生成粒子の輸送過程との関連については、未だ本格的な検討は行なわれていなかった。また、慣性核融合実験の立場からは、核反応生成粒子を用いてプラズマのρＲ値を評価する事が期待されているが、これまでは高いρＲ値が現実のものでなかった為に、これも検討例が少なかった。

また、慣性核融合実験に於いて、エネルギードライバーの大型化により高いρＲ

を達成し、その結果、核融合反応数が増加すると、燃焼プラズマから発生する核反応生成粒子たる中性子の漏れや、実験装置からの放射線等、中性子やガンマ線などの輸送問題を解析する必要がある。更に、多数の核反応生成粒子が発生する高出力の慣性核融合実験装置、実用炉では荷電粒子やX線のパルス的な衝撃を防止する必要がある。これら 4) の炉工学的課題に対しても解析は十分には行なわれていなかった。

慣性核融合実現の途上には、高ρR、高出力プラズマに関連したこれらの工学的課題が未解決のまま横たわっていて、これらの課題を、将来、実験的、理論的に解決する必要がある。慣性核融合の実現という目標に対し、手段としての実験的研究の意義は、着実にデータを蓄え、実績を積み上げ、課題1つ1つに対して工学的な解決を与える事であるのに対して、理論的研究の意義は、実験の解釈や、実験への方向づけ等、実験的研究と相補って知見を広めると同時に、1歩進んで ”現在” の装置、実験室では作れない様な物理的条件を設定し、解析を行ない、課題の解決をはかり、将来の実験への指針を与える事である。殊に、理論的研究の分野では、昨今の電子計算機の発展によって、物理的条件を数値的、解析的に簡単に模擬出来るようになり、”現在” の実験では直面していないような、しかし、近い将来必ず問題になる重要な課題の幾つかについて解決が与えられつつある。慣性核融合研究においても、高ρR、高出力プラズマに関連した前出の工学的課題は、最近の慣性核融合実験装置の大型化により、近く、我々が実験の上でも直面する事は確実であり、これに対し前もって理論的指針を与える必要がある。

著者は点火・燃焼現象に関連した高ρR、高出力のプラズマに対するこれらの未解決の課題の解決を目指し、核反応生成粒子の輸送とその計測への応用に関する理論的研究を行なって来た。これらを以下の章にまとめる。

第2章では、爆縮プラズマ中の核反応生成粒子の輸送中に生じる物理過程について述べる。それらの諸過程を考慮して3次元モンテカルロ核反応生成粒子輸送コードを開発し、また、実際のペレットの爆縮に対してコードの有用性を示す。第3章では、慣性核融合プラズマを特徴づける基本量のひとつであるプラズマの質量面密度ρR値を求めるために、プラズマ中の荷電粒子の輸送を解き、燃料プラズマ中の2次核反応を利用したρRの計測法の、温度、密度、反応分布の依存性を明らかにし、また燃料とプッシャーが混ざり合った場合の燃料面密度ρRの値を求める手続

きを示す。第４章では、慣性核融合プラズマの燃料面密度ρＲ、プッシャー面密度ρΔＲ、ＤＴ反応数Ｎreact を求める為、プラズマ中の中性子の輸送を解き、中性子による放射化反応を利用した計測法について論じ、この計測法が$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^2 の領域のプラズマに対して有効である事を示す。第５章では、高出力の慣性核融合実験装置に於ける核計測と、装置からの中性子やガンマ線などの放射線の防護について論じ、将来の実験装置への技術的課題を明らかにする。第６章では、高出力の実験装置や実用炉に於ける、核反応生成粒子やＸ線によるパルス的な衝撃問題に対して内部固体金属ブランケットの概念が有効である事を示す。第７章は結論であり、得られた結果をまとめ総括を行なう。付録にはプラズマ中の核反応数並びに中性子束を計る為の、極低温中性子カロリーメーターについて述べる。

以上の様に、本論文は、点火・燃焼現象を指向した高ρＲかつ高出力のプラズマで発生した、荷電粒子や中性子などの核反応生成粒子の輸送過程に関する問題と、その計測への応用に関する諸問題を取り扱った研究をまとめたものである。

参考文献

(1) Changing Climate, Report of the Carbon Dioxcide Assessment Committee, (1983), U.S. Nat. Academy of Sci.

(2) 岡本和人：原子力誌 26(1984)671.

(3) 核融合研究の進歩と動力炉開発への展望、日本原子力学会(1976)2.

(4) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman: Nature 239(1972)139.

(5) 井門俊治、宮健三：核融合研究 50(1983)3.

(6) T. Tazima, S. Ido and M.J. Monsler: A Concept of an Advanced Inertial Fusion Reactor: TAKANAWA-I, Proc. Int. TopicaL Meeting on ICF Res. by Light-Ion Beam, May 11-12, 1982, Nagaoka, Japan, Res. Report of IPP, Nagoka Univ., IPPJ-611(1982)130.

(7) 昭和59年版通商白書、通商産業省編、大蔵省印刷局 p.57.

(8) G.S. Fraley, E.J. Linnebur, R.J. Mason and R.L. Morse: Phys. Fluid, 17(1974)474.

第２章　核反応生成粒子の輸送過程とモンテカルロコードの開発

§２－１　はじめに

慣性核融合実験におけるエネルギードライバーの大型化により、核反応数が増加し、核反応生成粒子を用いて爆縮プラズマの諸物理量を測定する事が可能になった。高温高密度の爆縮プラズマを特徴付ける物理量と、核反応生成粒子の数や種類、エネルギースペクトル、等の振る舞いとの関連が分かれば、実験の計測結果より爆縮プラズマの諸物理量を知る事が出来る。また、流体コードの計算結果から、最終圧縮時のプラズマのパラメーターが予測できれば、そのデータに基づいて、いかなる核反応生成粒子によってプラズマの計測が可能であるかが予測出来、実験の指針となりうる。

核反応生成粒子を利用した計測法の解析例として、第３章では、爆縮プラズマ中の荷電粒子の輸送を解き、燃料面密度のρＲ値と２次核反応数の１次核反応数に対する比との関係を、第４章では、爆縮プラズマ並びに放射化試験片の中の中性子の輸送を解き、燃料面密度のρＲ値と中性子スペクトルの変化による放射化反応数の変化との関係を論じ、第５章では、爆縮プラズマ、真空チェンバー、放射化試験片の中の中性子・γ線の輸送を解いて核計測と放射線管理について論ずるが、以下の章での個別の議論に入る前に本章ではプラズマ中の核反応生成粒子の輸送過程全般について概観する。また、ここではプラズマ中の核反応生成粒子の輸送過程を、個別にではなく全体として模擬するため、３次元モンテカルロコードの開発を行なった。次に第６章での、プラズマやブランケットの中での中性子輸送の解析をはじめ、第４章、第５章でも中性子・γ線の輸送問題を解くのにＡＮＩＳＮコードとＴＨＩＤＡコードを解析手段として用いているので、ここで、これらのコードに触れる。

§２－２ではプラズマ中の核反応生成粒子の輸送過程についての物理モデルを概観し、§２－３では物理モデルに基づいて作成したモンテカルロコードの流れについて説明し、実際の爆縮ターゲットのついてのシミュレーション結果を示す。§２－４では本研究で使われる中性子輸送の解析コードについて略述し、§２－５では本章のまとめを行なう。

§２－２　プラズマ中の核反応生成粒子の輸送過程

本節では、プラズマ中の核反応生成粒子の輸送に関して、核反応過程、核反応断面積、エネルギー損失について述べる。ここで述べる物理過程は次節で作成するモンテカルロコードの基礎となるものである。

２－２－１　核反応過程

ペレットはＤＴ燃料、SiO_2 プッシャー、ＣＨアブレーター（またはＡｕアブレーター）の３ないし４層で構成されているとする。ペレット内で起こる核反応過程は、１次核反応、２次核反応、放射化反応、散乱の４つがある。

［１］　１次核反応

ＤＴペレット中では、以下の４つの１次核反応が生じる。

$$D + T \longrightarrow He\,(3.5\ \mathrm{MeV}) + n\,(14.1\ \mathrm{MeV}) \qquad (2\text{-}1)$$

$$T + T \longrightarrow He + 2n + 11.3\ \mathrm{MeV} \qquad (2\text{-}2)$$

$$D + D \longrightarrow T^{*}\,(1.01\ \mathrm{MeV}) + p\,(3.02\ \mathrm{MeV}) \qquad (2\text{-}3)$$

$$D + D \longrightarrow {}^{3}He^{*}\,(0.82\ \mathrm{MeV}) + n\,(2.45\ \mathrm{MeV}) \qquad (2\text{-}4)$$

ＤＤペレット中では(2-3),(2-4) の反応のみが生じる。親核、即ち左辺の重水素（Ｄ）、トリチウム（Ｔ）のイオンエネルギーが、ある温度のマックスエル分布ならば、娘核、即ち右辺の粒子はイオン温度の平方根に比例したエネルギーの広がりを持つ。これは、イオン温度の測定に使われる。

［２］　２次核反応

１次核反応(2-3),(2-4) で生成されたトリチウム（T^{*}）、ヘリウム（${}^{3}He^{*}$）によって２次核反応が以下の様に生じる。

$$D + T^{*} \longrightarrow He + n + (17.6\ \mathrm{MeV}\ 以上) \qquad (2\text{-}5)$$

$$D + {}^{3}He^{*} \longrightarrow He + p + (18.5\ \mathrm{MeV}\ 以上) \qquad (2\text{-}6)$$

第３章では、ＤＤペレット中のこれらの反応が燃料のρＲ値を求めるのに使われる。ＤＴペレットの場合は (2-1)の反応が(2-3), (2-4) に比べて$\sim 10^{2\sim 3}$倍強く起こっているので、(2-5), (2-6) を (2-1) から分離するのは難しい。

［３］　放射化反応

(2-1) の核反応によって生成された中性子が、プラズマ中の原子核を放射化する。次節で述べるモンテカルロコードでは、以下の反応を考慮している。

$$^{28}Si + n \longrightarrow {}^{28}Al + p \qquad (2\text{-}7)$$

この放射化反応は、ガラスプッシャーの$\rho \Delta R_{SiO_2}$値に比例するため、$\rho \Delta R_{SiO_2}$値を求めるのに使われる。

［４］　弾性散乱

本コードでは (1)　１次核反応または２次核反応で生成された高エネルギーの中性子と媒質中の原子核の衝突（ノックオン）と (2)　荷電粒子と媒質の粒子とのクーロン散乱を考える。ノックオン反応で特に重要なものはＰ、Ｄ、Ｔの軽い粒子との衝突であり次の３つの反応がある。この反応は、燃料のρR_{DT}値に比例するため、ρR_{DT}値を求めるのに使われる。またρR_{DT}値が大きいプラズマ中で、高出力の核融合反応がペレットで生じた場合は、第６章第４節で示す様に、中性子によるプラズマの加熱は無視出来なくなる。

$$P + n \longrightarrow P' + n' \qquad (2\text{-}8)$$

$$D + n \longrightarrow D' + n' \qquad (2\text{-}9)$$

$$T + n \longrightarrow T' + n' \qquad (2\text{-}10)$$

2－2－2　核反応断面積

核反応断面積は、粒子の生成 (2-1)～(2-4) 、2次核反応 (2-5)～(2-6) 、中性子の核反応 (2-7)～(2-10)に関して必要になる。

［1］　1次核反応による粒子の生成率

DT反応、DD反応、TT反応の1次核反応は以下の表式を使っている。

DT反応[1)]

$$\langle \sigma v \rangle = \exp\left(-21.38/ T^{0.294} (\mathrm{KeV}) - 25.20 - 7.101 \times 10^{-2} \cdot T + 1.938 \times 10^{-4} \cdot T^{2} + 4.925 \times 10^{-6} \cdot T^{3} - 3.984 \times 10^{-8} \cdot T^{4} \right) \quad (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}) \qquad (2\text{-}11)$$

D（d，p）T反応[1)]

$$\langle \sigma v \rangle = \exp\left(-15.51/ T^{0.374} (\mathrm{KeV}) - 35.319 - 1.290 \times 10^{-2} \cdot T + 2.680 \times 10^{-4} \cdot T^{2} - 2.919 \times 10^{-6} \cdot T^{3} + 1.275 \times 10^{-8} \cdot T^{4} \right) \quad (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}) \qquad (2\text{-}12)$$

D（d，n）He反応[1)]

$$\langle \sigma v \rangle = \exp\left(-15.99/ T^{0.373} (\mathrm{KeV}) - 35.018 - 1.369 \times 10^{-2} \cdot T + 2.709 \times 10^{-4} \cdot T^{2} - 2.944 \times 10^{-6} \cdot T^{3} + 1.284 \times 10^{-8} \cdot T^{4} \right) \quad (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}) \qquad (2\text{-}13)$$

TT反応[2)]

$\langle \sigma v \rangle = 1.41 \times 10^{-24} (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s})$　at　1 KeV

$\langle \sigma v \rangle = 9.80 \times 10^{-21} (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s})$　at　10 KeV

1 KeV と 10 KeV の間は

$\langle \sigma v \rangle = 1.41 \times 10^{-24} \times T^{3.84} \ (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s})$

と補間する。　(2-14)

［２］　２次核反応の断面積

(2-5)、(2-6) の２次核反応は第３章で詳しく論ずるので、その断面積は第３章図３－１に示しておいた。[3,4]

［３］　中性子の核反応断面積

(2-7) の放射化断面積は、核融合装置線量率計算システム－ＴＨＩＤＡ－で使用されているデータを採用した。[5] そのほか (2-8)～(2-10) の核断面積はＧＡＭＩＩで用いられているデータを使用した。

２－２－３　エネルギー損失

核反応生成粒子のエネルギー損失としては、束縛電子によるエネルギー損失、自由電子によるエネルギー損失、弾性散乱によるエネルギー損失が考えられる。非弾性散乱はここでは考えない。また中性子は荷電がないので弾性散乱のみを考えるとよい。

［１］　束縛電子によるエネルギー損失率

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{b.e} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e V^2}\cdot n\cdot\left\{\ln\frac{2m_e V^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2\right\} \qquad (2\text{-}15)$$

ここで、Ｚは入射粒子の荷電数、ｎは束縛電子の数密度、ｍｅは電子の質量、ｅは電子の電荷、Ｖは入射粒子の速度、Ｉは平均イオン化エネルギー、Ｃは光速度、β＝Ｖ／Ｃである。爆縮プラズマの最終圧縮時においては、燃料は数 keVまで加熱されるので燃料プラズマは完全に電離していると考えて良く、その場合、束縛電子によるエネルギー損失は考えなくて良い。

［２］　自由電子によるエネルギー損失

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{f.e}=\frac{4\pi Z^2}{V^2}n^* e^4\left[\frac{\Phi(b^*V)}{m_e}-\frac{2b^*V(m+m_e)}{m\cdot m_e\sqrt{\pi}}e^{-b^{*2}V^2}\right] \quad (2\text{-}16)$$

ここでn*は自由電子の数密度、T*は電子温度であり、$b^*=\sqrt{\frac{m_e}{2T^*}}$、Φ（x）は誤差関数Φ（x）$=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-\xi^2}d\xi$である。(2-16)で自由電子の電荷、質量、数密度をプラズマイオンのそれに置き換えると、イオンによるエネルギー損失率の式が得られる。しかし、プラズマ中の核反応生成荷電粒子の輸送においては、エネルギー損失は主に自由電子によるものと考えてよい。

［3］弾性散乱によるエネルギー損失

第1の粒子が、第2の粒子に衝突するとする。衝突前に第2の粒子は実験室系で静止しているとする。衝突が弾性的におこる時は、相対速度は方向は変わっても、大きさは変化しない。今、相対速度の方向の変化の角χが与えられたとする。衝突前の相対速度V0と衝突後の相対速度Vとで決まる平面内に、V0に沿ってX軸、それに垂直にY軸をとるとVの成分は

$$V_x=V_0\cos\chi$$
$$V_y=V_0\sin\chi \quad (2\text{-}17)$$

と書ける。実験室系での衝突後の速度成分は

$$V_{1x}=\frac{m_1+m_2\cos\chi}{m_1+m_2}V_0 \quad 、V_{1y}=\frac{m_2\sin\chi}{m_1+m_2}V_0$$
$$V_{2x}=\frac{m_1(1-\cos\chi)}{m_1+m_2}V_0 \quad 、V_{2y}=-\frac{m_1\sin\chi}{m_1+m_2}V_0 \quad (2\text{-}18)$$

である。第1の粒子が実験室において曲げられた角θと重心系において曲げられた角χとの関係は

$$\tan\theta=\frac{V_{1y}}{V_{1x}}=\frac{m_2\sin\chi}{m_1+m_2\cos\chi} \quad (2\text{-}19)$$

である。第2の粒子が実験室において曲げられた角θ′は

$$\tan\theta' = -\frac{V_{2y}}{V_{2x}} = \frac{\sin\chi}{1-\cos\chi} = \cot\frac{\chi}{2} \qquad (2\text{-}20)$$

即ち

$$\theta' = \frac{\pi-\chi}{2} \qquad (2\text{-}21)$$

である。第２の粒子に受け渡される運動エネルギーは

$$E2 = \frac{1}{2}m2\,(V_{2x}^2 + V_{2y}^2) = \frac{m_1^2 m_2(1-\cos\chi)}{(m_1+m_2)^2}V_0^2 \qquad (2\text{-}22)$$

である。第１の粒子が最初に持っていたエネルギーＥ０との比をとると

$$\frac{E_2}{E_0} = \frac{2m_1m_2(1-\cos\chi)}{(m_1+m_2)^2} \qquad (2\text{-}23)$$

である。

次に、衝突の判定について述べる。第１の粒子がプラズマ中を、ｘだけ進むとき、反応（弾性散乱、または弾性散乱以外の核反応）が生じない確率は

$$1 - \exp(-x\,(n1\,\sigma1 + n2\,\sigma2)) \qquad (2\text{-}24)$$

で与えられる。ここで n1 と σ1 は弾性散乱を生じる核種の数密度と断面積、 n2 と σ2 はそれ以外の核反応を生じる核種の数密度と断面積であり、簡単のため弾性散乱は１種類、弾性散乱以外の核反応も１種類とした。反応が生じたか、生じなかったかは［０、１］で一様に発生する乱数Ｐと(2-24)の値とを比較して(i) Ｐの方の値が大きければ、反応が生じたとみなされ、(ii)Ｐの方の値が小さければ反応は生じなかったとみなせる。

どの反応が生じたかは

$$n1\,\sigma1 \,/\, (n1\,\sigma1 + n2\,\sigma2) \qquad (2\text{-}25)$$

と［０、１］で一様に発生する乱数Ｐと(2-25)の値とを比較して(i) Ｐの方の値が小さければ、弾性散乱が生じたとみなされ、(ii)Ｐの方の値が大きければそれ以外

の核反応が生じたとみなせる。弾性散乱の場合、散乱角度を決める衝突径数bは乱数Pから

$$P = \frac{\pi b^2}{\sigma_1} \tag{2-26}$$

の関係式を使って求める。またクーロン散乱では(2-24)の散乱断面積σはデバイ長Rd を使って

$$\sigma = \pi R^2 d \tag{2-27}$$

と置いている。実験室での散乱角θは

$$\theta = 2\cot^{-1}\left(\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\cdot\frac{b V_0^2}{Z_1 Z_2}\right) \tag{2-28}$$

となる。ただしここでZ1 、Z2 は第1、第2の粒子の荷電である。

§2－3　モンテカルロコードによる爆縮ターゲットのシミュレーション

前節で考慮したモデルを組み込んでモンテカルロコードを作成した。コードの流れを図2－1に示す。

まず、サブルーチン CLEAR1 ではコードで使用する変数をゼロクリアーし、PRESET ではコード中で定数として使用する変数に定数を代入し、DATA でネームリストからデーターを読み込み、INITAL で初期値を設定する。次に、PARTCL で核反応生成粒子を追跡し、その振る舞いを調べ OUTPUT でその結果を出力し計算を終える。

基幹となるサブルーチン PARTCL では、(1) 流体コードから爆縮プラズマの温度、密度のデータを読み込み、これを基に1次核反応（DT反応、DD反応、TT反応）で生成した粒子（n、α、P、He、T）の個数、分布を求め、分布に比例して計算機上で仮想粒子を発生させ、(2) 発生した個々の各種の粒子を追跡し、(3) それらが、2次核反応（DT*反応、DHe*反応）やノックオン反応を生じる時は、それらの反応で生じた粒子も追跡する。

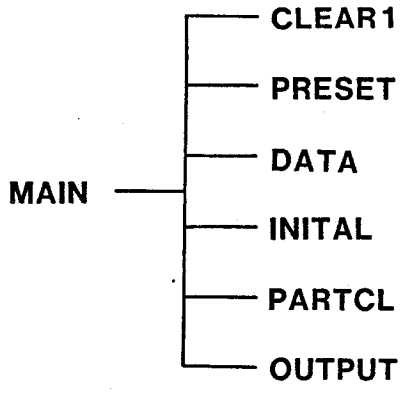


図2-1.　モンテカルロコードの概略.

次に本章で開発した３次元モンテカルロコードを用いた爆縮ターゲットのシミュレーション例をしめす。

ターゲットパラメータは第１層ＤＴ燃料（24.1 atm、ｒ＝ 148.28 μｍ）、第２層SiO_2ガラスプッシャー（ｒ＝ 150.4 μｍ）、第３層ＣＨアブレーター（ｒ＝ 160.4 μｍ）、第４層Ａｕアブレーター（ｒ＝ 160.9 μｍ）である。

レーザーパラメータは、波長1.06 μｍ、ピーク出力ＰＬ＝ 8.35 TW 、半値全幅τＬ＝ 0.5 ns である。

このターゲットを流体爆縮コードでシミュレーションすると、レーザー照射から 1.57 ns 後に中性子発生率が最大になる。その時のターゲットパラメータは第１層ＤＴ燃料（ｒ＝13μｍ）、第２層SiO_2ガラスプッシャー（ｒ＝21μｍ）、第３層ＣＨアブレーター（ｒ＝208 μｍ）、第４層Ａｕアブレーター（ｒ＝1560μｍ）であり、各層の質量面密度はρR_{DT}＝ 9 mg/cm^2 、$\rho \Delta R_{SiO_2}$＝ 38 mg/cm^2、$\rho \Delta R_{CH}$ ＝ 7 mg/cm^2、$\rho \Delta R_{Au}$ ＝ 1 mg/cm^2 である。この中性子発生率が最大の時のターゲットパラメーターを使い核反応生成粒子の生成、輸送の計算を行なった。　図２－２にターゲットの外に出て来る粒子のスペクトルを示す。２次核反応で生成されたプロトンとＣＨ層でノックオンされたプロトンのスペクトルをＡｕ層の外表面で観測すると、２次核反応プロトンの信号のレベルはノックオンされたプロトンの信号のレベルに比べて約２桁程小さい。またノックオンされたプロトンの最高エネルギーは 14.1 MeV であるがノックオンされたＤとＴはガラスプッシャー

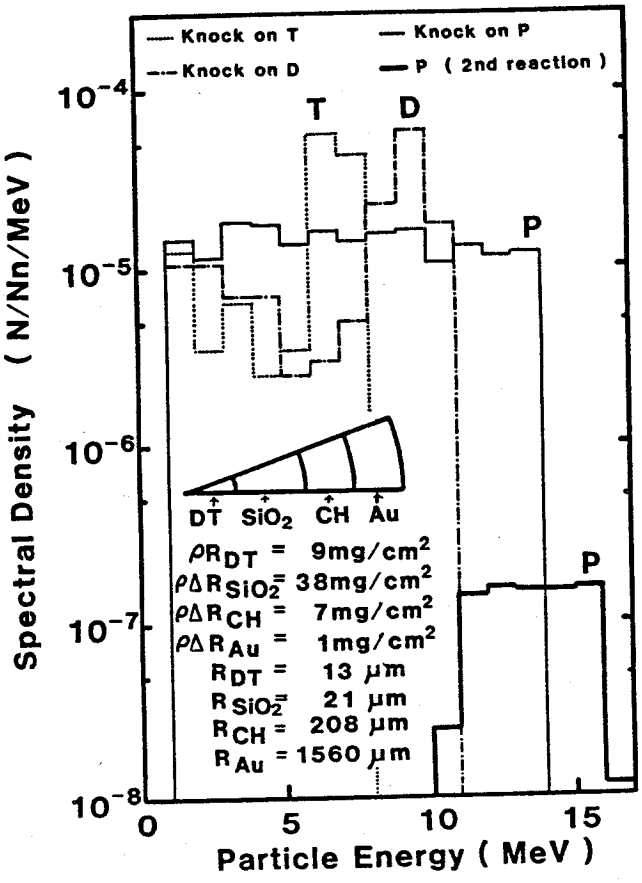


図2-2. モンテカルロコードによる爆縮ターゲットのシミュレーション例.

層を通過するうちにエネルギーをロスしているのが分かる。ノックオンされたP，D，TはP，D，Tの順に最高エネルギーが高く、中性子による弾性散乱をよく模擬している。この爆縮プラズマからはDT反応で生じたα粒子はガラスプッシャーに妨げられて、ガラスプッシャーの外側には行かない事が分かった。以上の様にモンテカルロコードを用いて爆縮プラズマに関する様々の情報を得る事が出来た。

§2－4 ANISNコードの中性子・γ線輸送計算の概要

本節では4章、5章、6章並びに付録Aで中性子輸送の解析手段として用いた、

ＡＮＩＳＮコード[6]の概要について述べる。

中性子輸送では、クーロン力の様な遠距離力は働かずに近距離力だけが働くので、衝突現象を記述する一般的なボルツマン輸送方程式(2-29)で表わされる。

$$[\Omega\cdot\nabla+\sigma t\ (r、E)]\ \phi\ (r、\Omega、E)$$

$$=S\ (r、\Omega、E)$$

$$+\int dE'\int d\Omega'\ \sigma s\ (r、E'\rightarrow E、\Omega\cdot\Omega')\ \phi\ (r、\Omega'、E') \qquad (2\text{-}29)$$

ここで、ｒは位置ベクトル、Ωは衝突前の速度方向の単位ベクトル、Ｅは衝突前のエネルギー、φはΩ方向の単位立体角あたりのフラックス、Ｓは中性子の発生項、σｔは全断面積、σｓは方向Ω′からΩ、エネルギーＥ′からＥへ遷移する衝突の微分断面積である。ここでエネルギーを群に分けて

$$\phi g\ (r、\Omega)=\int_g dE\,\phi\ (r、\Omega、E) \qquad (2\text{-}30)$$

$$\phi\ (r、\Omega、E)=f\ (E)\ \phi g\ (r、\Omega) \qquad Eg<E<Eg\text{-}1 \qquad (2\text{-}31)$$

$$\int_g dE\,f\ (E)=1 \qquad (2\text{-}32)$$

と置く時、(2-29)を各々のエネルギー群で積分し書き直すと

$$[\Omega\cdot\nabla+\sigma g\ (r)]\ \phi g\ (r、\Omega)$$

$$=Sg\ (r、\Omega)+\sum_{g'=1}^{G}\int d\Omega'\ \sigma gg'(r、\Omega\cdot\Omega')\ \phi g\ (r、\Omega') \qquad (2\text{-}33)$$

を得る。ただし

$$\sigma g=\int_g dE\ \ \sigma t\ (r、E)\ f\ (E) \qquad (2\text{-}34)$$

$$\sigma gg'(r、\Omega\cdot\Omega') = \int_g dE \int_{g'} dE' \sigma s\ (r、E'\to E、\Omega\cdot\Omega')\ f\ (E') \qquad (2\text{-}35)$$

である。ここで散乱微分断面積をルジャンドル級数展開で表わすと

$$\sigma gg'(r、\Omega\cdot\Omega') = \sum_{\ell=0}^{\infty}(2\ell+1)\ \sigma_\ell gg'\ (r)\ P_\ell\ (\Omega\cdot\Omega') \qquad (2\text{-}36)$$

である。４、５、６章で中性子の輸送を解く時に用いたＡＮＩＳＮコードは、核反応断面積のデータがℓの全てに対しては分かっていないので、(2-34)式のルジャンドル展開を有限の項数で打ち切り、μ（$=\Omega\cdot\Omega'$）についても離散化を行ない、またｒについても離散化を行ない、有限個の連立微分方程式を立てて、差分法で解いている。ϕg より全フラックスJg がわかると誘導放射能は

$$\sum_{g=1}^{G} Jg\ \sigma g\text{-act}\ ni \qquad (2\text{-}37)$$

より求める事が出来る。σg-act はｇ群の中性子に対する放射化断面積である。γ線の輸送に関しても衝突断面積をγ線のデータに変えると、同様にボルツマン輸送方程式で記述出来る。５章では誘導放射能によるγ線の線量率の計算でもＡＮＩＳＮコードを用いている。

§２－５　ＴＨＩＤＡコードの誘導放射能、線量計算の概要

第４章、第５章、付録Ａで、誘導放射能、線量、線量率を計算するため用いたＴＨＩＤＡコード[7]は、ＡＮＩＳＮなどの中性子・γ線輸送コードと誘導放射能計算コードを連動させる事によって構成されている。即ちＡＮＩＳＮコードによって、燃料ペレット（第４章）、放射化試験片（第４章、第５章）、真空チェンバー（第５章）、作業物質（付録Ａ）の中性子束分布を求める。中性子・γ線輸送計算で使用する断面積は中性子42群、γ線21群の多群断面積セットＧＩＣＸ－４０[8]を用いる。ＡＮＩＳＮで求められたある場所の中性子束分布に、(2-37)の様に放射化断面積ファイルＡＣＴＸ３のデータとその地点の原子数密度を掛けて反応率を計算し、

それをエネルギーで積分してショット直後の誘導放射能の分布を求める。

次に、誘導放射能の放射化連鎖データＣＨＡＩＮ２から特定核種の崩壊形式や、その半減期のデータから、ショット一定時間後の誘導放射能を求め、その誘導放射能を、多群γ線源に変換する為のγ線放出データＧＲＡＹ３を用いてγ線の線源を分布させる。γ線の輸送断面積Ｇ８１Ｘ４０を用いてγ線の輸送を解き、γ線束分布を得る。γ線束を生体実効線量率に変換する係数ファイルＲＥＭ４４を用いて線量率を求める。以上がＴＨＩＤＡコードの計算の流れである。ＡＮＩＳＮ、ＴＨＩＤＡ等の中性子・γ線輸送解析コードの一般的なフローチャートを図２－３に示す。[9]

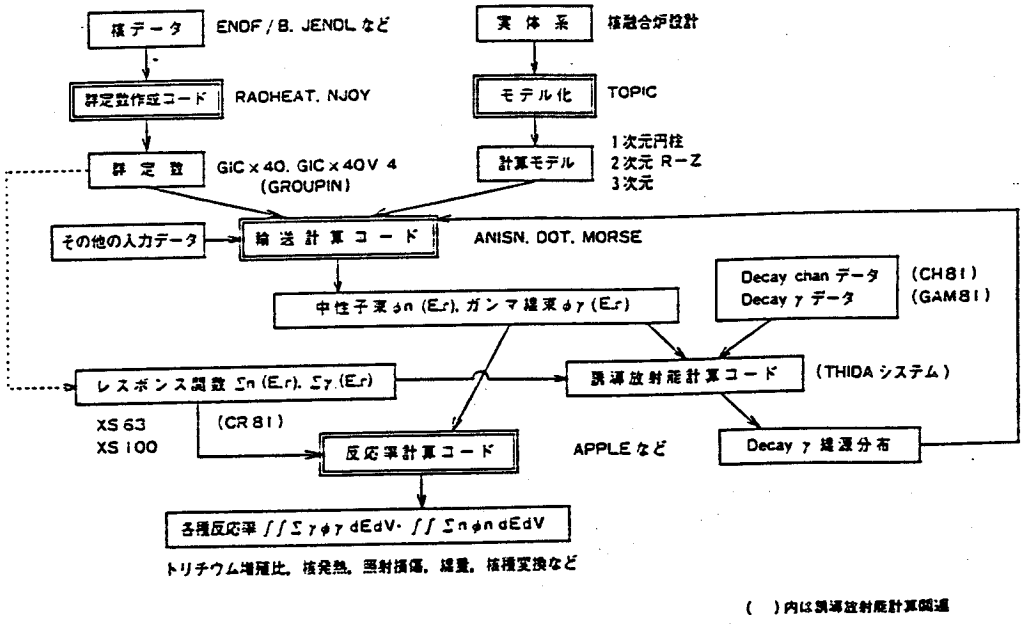


図2-3.　核融合炉ニュートロニクス計算フローチャート.[9]

§２－６　まとめ

本章で得られた結果をまとめると以下の様になる

(1) 爆縮プラズマ中で生じる核反応生成粒子の輸送過程のモデルを示した。

(2) 種々の物理過程を考慮した爆縮プラズマ中の核反応生成粒子の輸送を模擬する3次元モンテカルロ核反応生成粒子輸送コードを開発した。このコードを用いて実際のターゲットのシミュレーションを行ない計測に関する情報を得ることが出来た。

参考文献

(1) L.M. Hively: Nucl.Fusion, 17(1977)873.

(2) W.B. Thompson: Proc.Phys.Soc. B70(1957)1.

(3) J.P. Conner, T.W. Bonner and J.R. Smith: Phys.Rev. 88(1958)468.

(4) W.E. Kuntz: Phys.Rev. 97(1955)456.

(5) H. Iida and M. Igarashi: Jpn. At. Res. Inst-Memo 8019(1978).

(6) W.W. Engle, Jr.:"A User's Manual for ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code With Anisotropic Scattering" K-1693, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant(1967).

(7) H. Iida and M. Igarashi: Jpn. At. Energy Res. Inst-Memo 8019(1979).

(8) Y. Seki and H. Iida: Jpn. At. Res. Inst-Memo 8818(1980).

(9) 関泰：核融合研究 Vol.3, No.3.

第３章　２次核反応を利用したρＲ計測の解析

§３－１　はじめに

最近の慣性核融合実験装置の大型化によって、高ρＲで多数の核融合反応を伴った爆縮プラズマの生成が可能となりつつある。爆縮プラズマの諸物理量の計測の中でも、燃料の質量面密度ρＲの計測は、ρＲ値がプラズマの燃焼、点火に密接に係わり合うパラメーターであるため特に重要である。

現在の慣性核融合実験で達成されているρR_{DT}の値は 0.1g/cm^2 以下である。この値は、プラズマから発生するＸ線[1~5]、荷電粒子[6~9]、中性子[10,11]を用いた計測法により得られている。核融合反応数が増加すると、燃料中で生じた多数の核反応生成粒子は燃料プラズマの情報を持って外に出て来る。従って、ρＲの計測に、旧来の計測法に加えて核反応生成粒子を利用する事が出来る。

例えば、大出力の重水素（ＤＤ）爆縮プラズマ中ではＤ（ｄ、ｐ）Ｔ反応、Ｄ（ｄ、ｎ）Ｈｅ反応が１次核反応として多数生じる。これらの反応で発生するトリチウム（Ｔ）、ヘリウム（Ｈｅ）はＤＤプラズマ中で、各々、Ｔ（ｄ、ｎ）Ｈｅ反応、^{3}Ｈｅ（ｄ、ｐ）^{4}Ｈｅ反応の２次核反応を引き起こす。プラズマが高温でかつρＲの値が 0.01 g/cm^2 以下と小さく、トリチウム、ヘリウムがＤＤプラズマ中で減速しない場合は、２次核反応数の１次核反応数に対する比（以下、本章ではこれを２次核反応率と呼ぶ）は、第１章第２節で見た様にＤＤ燃料のρＲ値に比例する。この関係を利用した燃料ρＲの計測法が提案されている。[12,13]しかしこの計測法が高いρＲの領域でもそのまま使える訳ではない。ρＲの値が 0.1 g/cm^2～1.0 g/cm^2 と大きくなり、プラズマ中で、トリチウム、ヘリウムが減速する場合や、燃料プラズマの温度、密度が変化する場合や、１次核反応が空間的に偏在した場合の、ρＲ値と２次核反応率との関係については、詳しい解析が行なわれていない。また、爆縮の非一様性に起因する燃料とプッシャーの混合した状態での、ρＲ値と２次核反応率との関係も、明らかにされていない。

本章では、２次核反応を利用した燃料ρＲ計測法の基礎を確立する為、上記の課題に対して解析を行なった。§３－２で解析のモデルを述べ、§３－３では燃料プラズマの温度、密度が変化する場合や、１次核反応の空間的な分布が変化する場合の、２次核反応を利用したρＲ計測について解析し、§３－４では燃料とプッシャーが混合した場合のρＲ計測について解析する。§３－５ではまとめを行なう。

§３－２　解析のモデル

本章では、燃料プラズマとして重水素（Ｄ）の場合を考える。また、プラズマのイオン温度と電子温度は等しいとする。

(1) 核反応断面積

Ｔ（ｄ、ｎ）Ｈｅ反応、[14] H'e（ｄ、ｐ）Ｈｅ反応の断面積[15]を図３－１に示す。

(2) エネルギー損失率

重水素（ＤＤ）プラズマ中のＤ（ｄ、ｐ）Ｔ反応、Ｄ（ｄ、ｎ）Ｈｅ反応で生じた 1.01 MeV のトリチウムと 0.82 MeV のヘリウムは、ＤＤプラズマ中でエネルギーを失う。プラズマ中のテスト荷電粒子（この場合は、トリチウムまたはヘリウム）の単位時間当たりのエネルギー損失は、以下の式で表わされる。[16]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi e^2}{v}\sum{}^{*} L\, n^{*} e^{*2}\left[\frac{\Phi(b^{*}v)}{m^{*}} - \frac{2b^{*}v(m+m^{*})}{m m^{*}\sqrt{\pi}}\, e^{-b^{*2}v^2}\right] \quad (3\text{-}1)$$

ここで、Ｌはクーロンロガリズムであり、Φは誤差関数$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-\xi^2}d\xi$である。また、Ｅ、ｍ、ｖ、ｅはテスト荷電粒子のエネルギー、質量、速度、電荷である。n^{*}、m^{*}、e^{*} はフィールドの粒子（イオン、電子）の数密度、質量、電荷であり、また$b^{*}=\sqrt{\frac{m^{*}}{2T^{*}}}$、$T^{*}$ はフィールドの粒子の温度である。和はフィールドのプラズマを構成するイオンと電子について取る。ここで$b^{*}v = x$、$\frac{m^{*}}{m} = \beta$とおいて

$$\frac{dE}{ds} = -\frac{4\pi e^2}{v^2}\sum{}^{*} L\, n^{*} e^{*2}\left[\frac{\Phi(x)}{m^{*}} - \frac{1}{m^{*}}\cdot\frac{2x(1+\beta)}{\sqrt{\pi}}\, e^{-x^2}\right] \quad (3\text{-}2)$$

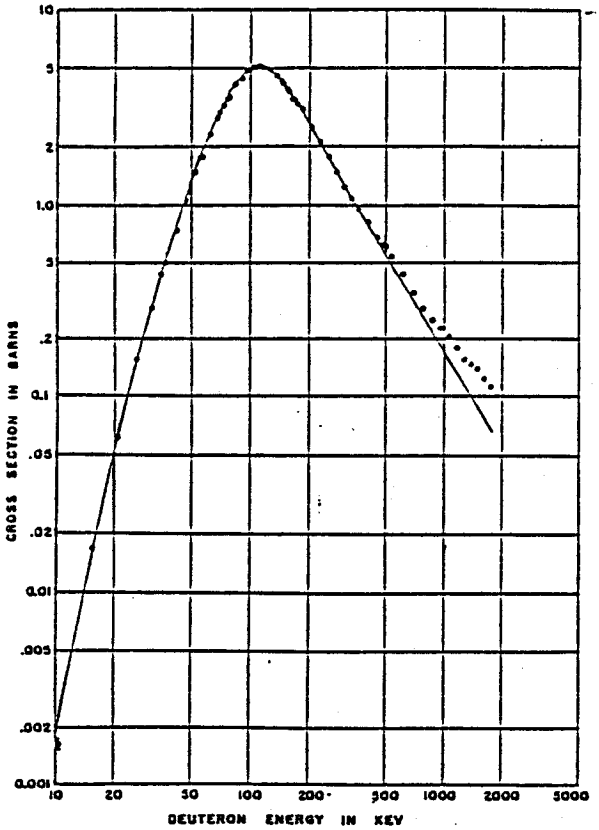


図3-1 (a). T＋D ⟶ He＋n反応の断面積.[14]

を得る。sはテスト荷電粒子がプラズマ中を進む距離である。(3-2) の微分方程式に初期値E0 を代入して数値的に解くと、テスト荷電粒子のエネルギーEがρRの関数として求まる。

(3) 2次核反応率

一様な質量密度ρ（従って、イオン数密度niはni＝ρ／m）、一様な温度Tの平板のDDプラズマに、初速度 $\vec{v}0$ の1個のトリチウム（またはヘリウム）が入射され距離Lmax だけ直進したとする。トリチウム（またはヘリウム）は距離Lmax 進む間にT（d、n）He反応（またはHe（d、p）He反応）を生じる。

次に、1個のトリチウム（またはヘリウム）が距離Lmax 進む間に引き起こす核

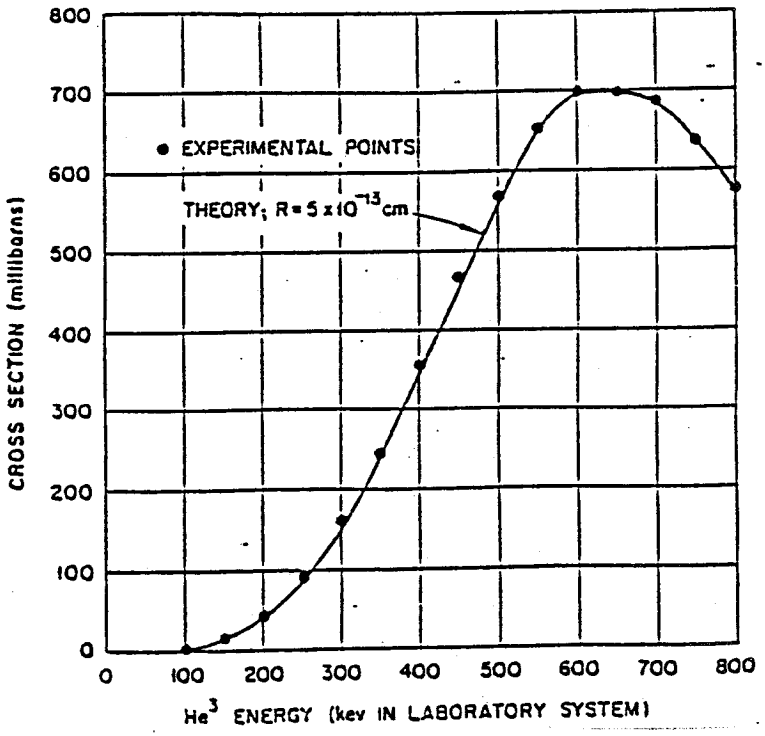


図3-1 (b). D＋ ^{3}He ⟶ ^{4}He＋p反応の断面積.[15)]

反応の確率を求める。まず、トリチウム（またはヘリウム）の速度の減少が無視出来る場合を考える。１個のトリチウム（またはヘリウム）が、距離Lmax 進む間に引き起こす核反応率Rplは、ＤＤプラズマの温度が 0 Kの場合

$$Rpl\ (Lmax) = n\,i\ \sigma(\ |\vec{v}0\ |)\ Lmax \qquad (3\text{-}3)$$

と表わされる。ＤＤプラズマの温度がＴの場合は

$$Rpl\ (Lmax)$$

$$= n\,i \cdot \frac{L_{max}}{V_0} \cdot \int \sigma(\ |\vec{v}0 - \vec{v}\ |)\ |\vec{v}0 - \vec{v}\ |\ f\ (\vec{v})\ d\vec{v} \qquad (3\text{-}4\text{-}a)$$

$$= n\,i \cdot \frac{L_{max}}{V_0}\ \overline{\sigma v}\ (\vec{v}0\ 、\ T) \qquad (3\text{-}4\text{-}b)$$

と表わされる。ただし、f（v）は温度TのDDプラズマのマックスエル分布関数

$$f(\vec{v})\,d\vec{v}=\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{m}{2kT}|\vec{V}|^2\right)dV_x\,dV_y\,dV_z \quad (3\text{-}5)$$

であり、また

$$\overline{\sigma v}\,(\vec{v}0,\ T)=\int\sigma(|\vec{v}0-\vec{v}|)\,|\vec{v}0-\vec{v}|\,f(\vec{v})\,d\vec{v}$$

と置いた。

次に、速度の減少が無視出来ない場合を考える。粒子の速度vは、粒子がプラズマ中を進むに従って減少するので、核反応率Rplは、DDプラズマの温度が 0 Kの場合

$$Rpl\,(L\max)=ni\int_0^{L\max}\sigma(|v(L)|)\,dL \quad (3\text{-}6)$$

と表わされる。DDプラズマの温度がTの場合は

$$Rpl\,(L\max)=ni\int_0^{L\max}\overline{\sigma v}\,(v(L),\ T)\cdot\frac{1}{V(L)}\,dL \quad (3\text{-}7)$$

と表わされる。(3-7) で、入射粒子のトリチウム（またはヘリウム）が感じるDDプラズマの質量面密度ρLmax をymax と置き，積分変数を長さLから、質量面密度ρR（＝y）に代える。ここで、速度はエネルギーの関数であって、また荷電粒子のエネルギーは (3-2) から質量面密度ρRの関数である事を使って書き直すと、

$$Rpl\,(y\max)=ni\int_0^{y_{\max}}\frac{1}{\rho V(y)}\,\overline{\sigma v}\,(E(y),\ T)\,dy \quad (3\text{-}8)$$

を得る。

次に、球状のDDプラズマの質量面密度ρRと、２次核反応率との関係を求める。一様な質量密度ρ（従って、イオン数密度niはni＝ρ／m）、一様な温度Tの球状DDプラズマの質量面密度ρRの値をaとする（従ってDDプラズマの半径R

はａ／ρである）。球状ＤＤプラズマ中の点（０、０、ｂ／ρ）で１個のトリチウム（またはヘリウム）が発生したとする。このトリチウム（またはヘリウム）の初速度ベクトル　ｖ０とＺ軸とのなす角度をθ（０＜θ＜π）とする。トリチウム（またはヘリウム）は、球状ＤＤプラズマ中を直進すると仮定し、これが、発生点から球状ＤＤプラズマを抜け出すまでに、感じる質量面密度ρＲの値をρＲpathとすると、

$$\rho R_{path}(\theta) = ((a^2 + b^2\cos 2\theta) - 2b\cos\theta\,(a^2 - b^2\sin\theta)^{1/2})^{1/2} \quad (3\text{-}9)$$

である。この１個のトリチウム（またはヘリウム）粒子についての核反応率は、(3-8) でｙmax をρＲpathと置いて求める事が出来る。

次に、球状ＤＤプラズマ中の同じ点（０、０、ｂ／ρ）で、多数個のトリチウム（またはヘリウム）が種々の方向に一様に発生したとする。つまり、極座標を導入した場合、粒子発生数密度のθ、φに特別の方向性はないと仮定する。この多数個の粒子の核反応率の平均は

$$R_{av}(b) = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} R_{pl}(\rho R_{pass}(\theta))\sin\theta\, d\theta \quad (3\text{-}10)$$

である。

次に、球状ＤＤプラズマ中で空間的に一様に、且つ種々の方向に多数個のトリチウム（またはヘリウム）が発生したとする。つまり、粒子発生数密度のｂ、θ、φの依存性はないと仮定する。これらの粒子の核反応率の平均は

$$R_{2nd}(a) = \frac{\int_0^a R_{av}(b)\, 4\pi b^2\, db}{\int_0^a 4\pi b^2\, db} \quad (3\text{-}11)$$

であり、これが球状のＤＤプラズマの質量面密度ρＲ＝ａと、２次核反応率との関係である。

１次反応数密度Ｓ　cm^{-3}がプラズマの中心からの距離の関数（従って中心からの質

量面密度ｂの関数）として変化する場合は、球状のＤＤプラズマの質量面密度ρＲ＝ａと、２次核反応率との関係は

$$R2nd\ (a) = \frac{\int_0^a Rav\ (b)\ 4\pi b^2\ S\ (b)\ db}{\int_0^a 4\pi b^2\ S\ (b)\ db} \qquad (3\text{-}12)$$

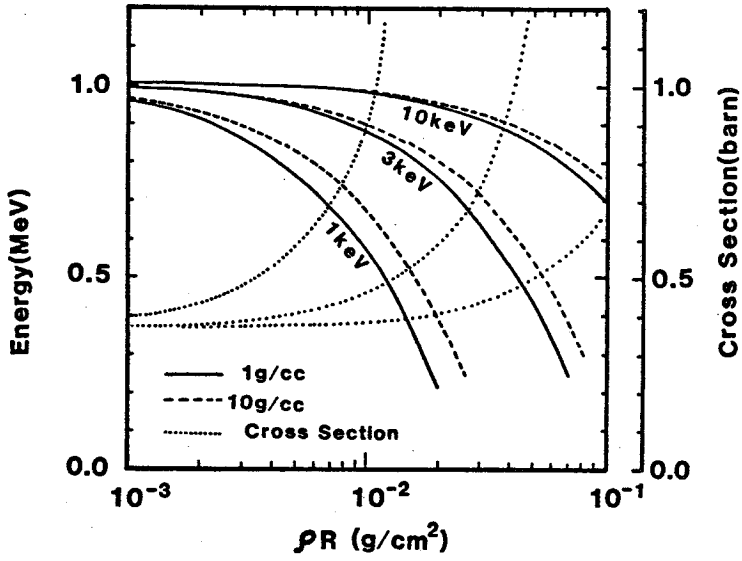
となる。

§３－３　温度、密度の効果、１次核反応の空間分布の効果

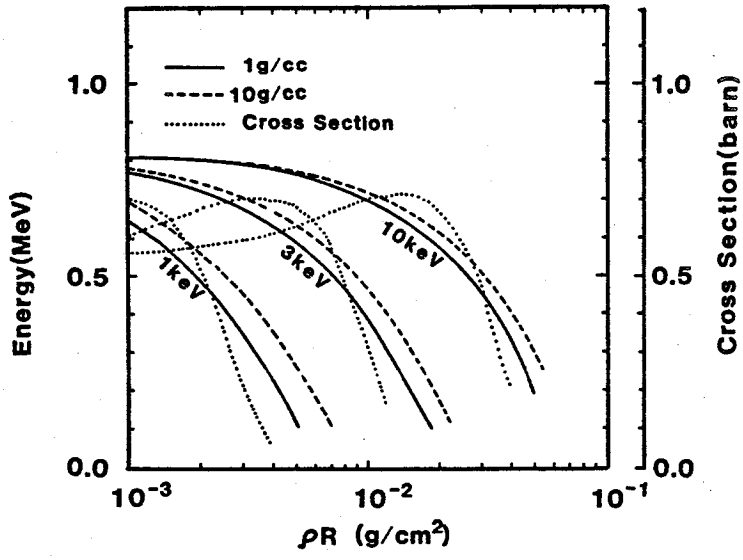
一様密度（ 1g/cc、 10g/cc ）、一様温度（ 1 keV、 3 keV、 10 keV ）の平板のＤＤプラズマ中に、 1.01 MeV のトリチウムと 0.82 MeV のヘリウムを入射する場合を考える。入射地点からある飛行距離（ρＲで計る）進んだ時の、入射粒子のエネルギーと核反応断面積を図３－２に示す。トリチウムはヘリウムに比べると荷電が半分なので、トリチウムのエネルギー損失はヘリウムのそれと比べて小さい。またトリチウムは～150 keV,ヘリウムは～600 keV で核反応断面積のピークを持つので、エネルギーが上記の値になる様な地点の近傍では核反応が生じやすい。

次に一様密度（ 1g/cc、 10g/cc ）、一様温度（ 1 keV、 3 keV、 10 keV ）の球状のＤＤプラズマのρＲと、２次核反応率の関係を図３－３に示す。 1 keV、 3 keV、 10 keV と温度が上昇するとトリチウム、ヘリウム共に飛程がのび、ＤＤプラズマの質量面密度ρＲと２次核反応率が比例する領域が広くなる。トリチウムの２次核反応率　Ｇ（ρＲ）は、ρＲが大きくなりトリチウムがプラズマ中で減速し、～150 keV にまでエネルギーが低下すると 0.09 ρＲの直線より上方にずれる。そして、更にρＲが大きくなり、トリチウムのエネルギーがプラズマの温度にまで減衰した場合、図３－１から分かる様に、核反応断面積がピークの値の数十分の１以下になるので、ρＲの値が増加しても、２次核反応率は上昇しない。

トリチウムとヘリウムの２次核反応率のグラフを比較すると、同じ温度のプラズマでは、トリチウムの２次核反応率の方がヘリウムの２次核反応率よりも、ρＲと２次核反応率が比例している領域が広いが、これは、トリチウムの荷電はヘリウムの荷電の半分であって、そのためエネルギー損失が小さく、飛程が長い事による。

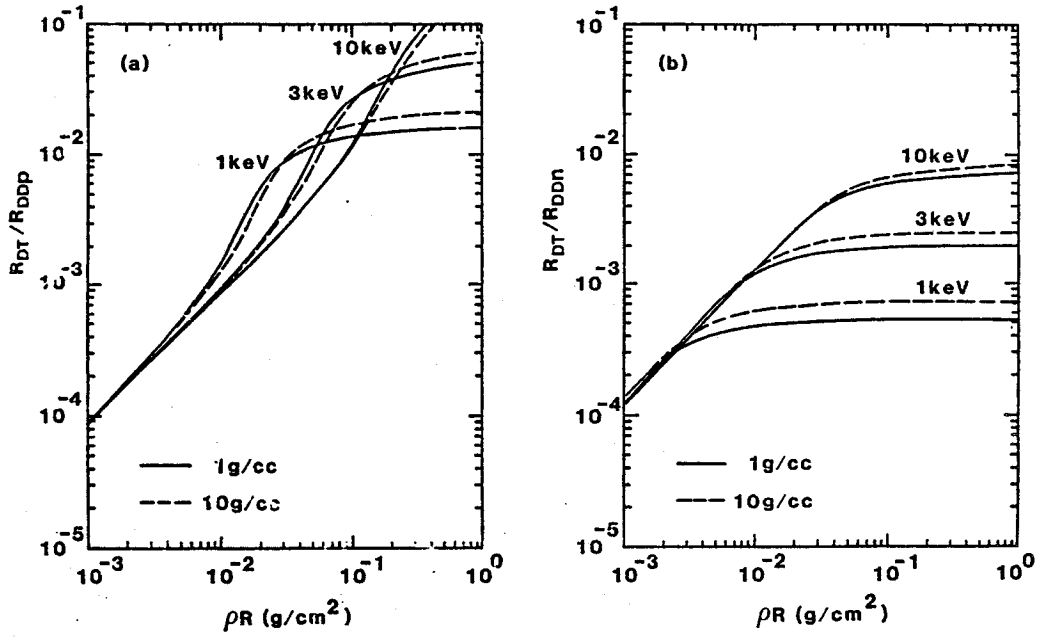


(a)



(b)

図3-2. (a) 1.01 MeVのトリチウムを平板ＤＤプラズマ（温度 1 KeV,3 KeV,10 KeV,密度 1g/cc, 10 g/cc ）中に入射する場合の、トリチウムの進んだ飛程（ρＲで計る）に対するトリチウムのエネルギー（実線、破線）.
(b) 0.82 MeVのヘリウムを平板ＤＤプラズマ（温度 1 KeV,3 KeV,10 KeV,密度 1g/cc, 10 g/cc ）中に入射する場合の、ヘリウムの進んだ飛程（ρＲで計る）に対するヘリウムのエネルギー（実線、破線）.



(a)　　(b)

図3-3.　(a) 球状ＤＤプラズマ（温度1 KeV, 3 KeV,10 KeV,密度 1g/cc,10 g/cc ）のρＲに対するトリチウムの２次核反応率Ｇ（ρＲ）.

(b) 球状ＤＤプラズマ（温度1 KeV, 3 KeV,10 KeV,密度 1g/cc,10 g/cc ）のρＲに対するヘリウムの２次核反応率Ｆ（ρＲ）.

密度を 10 g/cc にするとクーロンロガリズムが 1 g/cc の場合に比べて小さくなるので、トリチウム、ヘリウム共にρＲと２次核反応率が比例する領域が 1g/cc の場合のそれに比べて広くなる。

図３－４は、一定の温度（1, 2, 3, 4, 5, 10 keV ），密度（ 1 g/cc ）の球状のＤＤプラズマに対して、ヘリウムの２次核反応率Ｆ（ρＲ）をトリチウムの２次核反応率Ｇ（ρＲ）で割った値Ｈ（ρＲ）＝Ｆ（ρＲ）／Ｇ（ρＲ）をρＲの関数として書いたものである。

図３－５に、温度 3 keVの球状ＤＤプラズマの１次核反応によってトリチウム（またはヘリウム）が中心でのみ発生した場合と、一様に発生した場合の、２次核反応率を示す。１次核反応が一様に発生した場合、トリチウム（あるいはヘリウム）がプラズマを抜け出すまでに感じる質量面密度ρＲの値は、大小様々のがあるのに

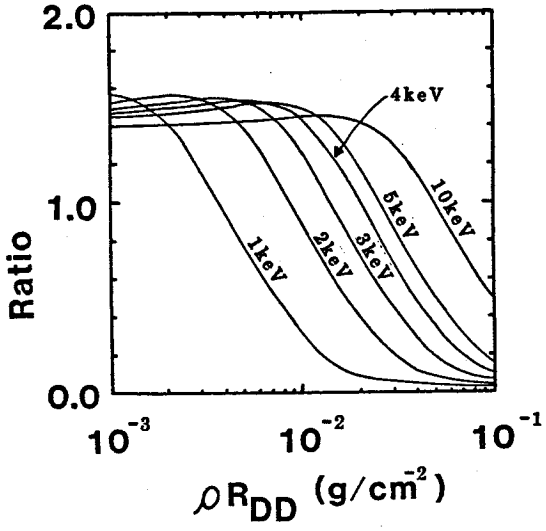


図3-4.

球状ＤＤプラズマ（温度 1, 2, 3, 4, 5, 10 keV,密度 1 g/cc, 10g/cc）における、ヘリウムの２次核反応率Ｆ（ρＲ）のトリチウムの２次核反応率Ｇ（ρＲ）に対する比Ｈ（ρＲ）.

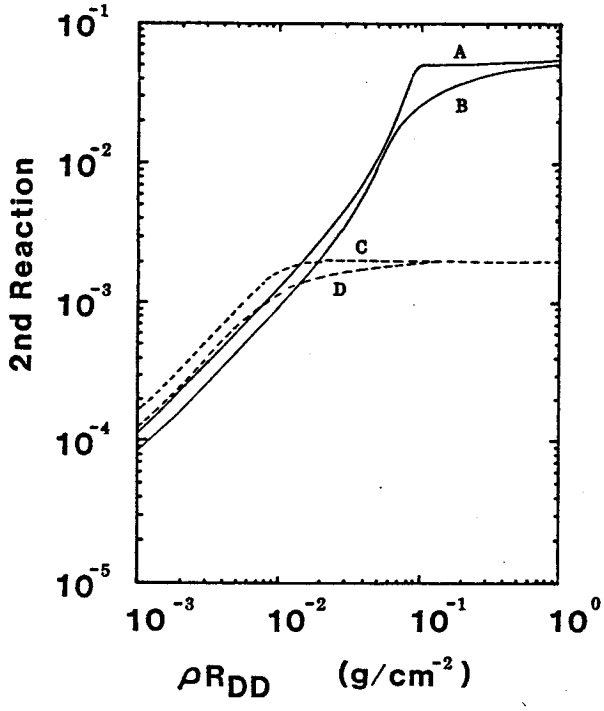


図3-5.

球状ＤＤプラズマ（温度 3 keV，密度 1 g/cc)の２次核反応率．実線Ａはプラズマの中心でのみトリチウムが生じた場合の２次核反応率$G_{中心}$（ρＲ）．実線Ｂはプラズマの中で一様にトリチウムが生じた場合の２次核反応率$G_{一様}$（ρＲ）．破線Ｃはプラズマの中心でのみヘリウムが生じた場合の２次核反応率$F_{中心}$（ρＲ）．破線Ｂはプラズマの中で一様にヘリウムが生じた場合の２次核反応率$F_{一様}$（ρＲ).

対して、１次核反応が中心でのみ生じた場合は、トリチウム（あるいはヘリウム）が感じる質量面密度ρＲの値はプラズマのρＲ値に等しい。低ρＲのプラズマの時、球状のＤＤプラズマ中で１次核反応が一様に発生した場合の２次核反応率は、幾何学的効果の為、中心でのみ発生した場合と比べると 4/3 倍になっている。高ρＲのプラズマの場合、１次核反応で発生する殆どのトリチウム（あるいはヘリウム）の運動エネルギーは、粒子の発生地点の近傍でプラズマの熱エネルギー程度まで落ちるので、核反応断面積が極端に低下する。運動エネルギーを減じつつ核反応を起こしていたトリチウム（あるいはヘリウム）は、ある飛程進むと、その後あまり反応を起こさなくなるから、その結果、プラズマが高ρＲになっても２次核反応率は飽和の傾向を示す。球状のＤＤプラズマ中で１次核反応が一様に発生した場合の２次核反応率の飽和の値は、中心でのみ発生した場合の２次核反応率の飽和の値と等しい。また、トリチウムが一様に発生した場合の、ρＲ値と２次核反応率が比例しなくなり始めるρＲ値は、トリチウムが中心から発生した場合のそれと比べて小さい。その理由は、トリチウムが一様に発生した場合は、プラズマ中に一部飛程の長いトリチウム（プラズマを抜け出すまでに感じる質量面密度ρＲの値の大きいトリチウム）が存在し、それの２次核反応への寄与が大きいためである。

§３－４　燃料－プッシャー間の混合の効果

慣性核融合ペレットの爆縮実験では、エネルギードライバーの照射不均一性によるレーリー　テーラー不安定性の成長によって、燃料とプッシャーとが混合し、ペレット利得が低下する事が懸念されている。本節では、ＤＤ燃料とSiO_2ガラスプッシャーとが混合を生じた場合の、球状のＤＤ－SiO_2混合プラズマの質量面密度ρＲと２次核反応率との関係を考える。

本節では、球状の混合プラズマの密度ρは空間的に一定だと仮定する。混合プラズマの純度Ｘを次の様に定義する。

$$X = \frac{\rho_D}{\rho} \tag{3-13}$$

ここで、ρ_D は混合領域での重水素の密度である。

最初に、純度Xが、空間的に一様な球状混合プラズマを考える。このプラズマの質量面密度ρRの値は

$$\rho R = \rho_D R + \rho_{SiO_2} R \qquad (3\text{-}14)$$

$$= X \rho R + (1 - X) \rho R \qquad (3\text{-}15)$$

と書ける。上式でXρRは燃料の面密度相当分、(1－X) ρRはプッシャーの面密度相当分とみなせる。X＝1は純粋DDプラズマに対応しX＝0 は純粋SiO_2プラズマに対応する。ρが一定ならX＝1でも0 でもプラズマ中の電子数は変わらない。これは、ケイ素（Si）、酸素（O）、重水素（D）の原子核は陽子数と中性子数との比がみな1：1である事による。荷電粒子のエネルギー損失は主に電子による。つまりρRの関数でXには依存しない。ところで、混合プラズマ中のイオン数密度をn ion 、Dイオン数密度をnD とすると、トリチウム（あるいはヘリウム）が微小距離R進む時の2次核反応率は

$$nD\ \sigma R = \frac{\rho_0}{\rho} n\ ion\ \sigma R \qquad (3\text{-}16)$$

$$= X\ n\ ion\ \sigma R \qquad (3\text{-}17)$$

となる。これは、純粋DDプラズマの場合の2次核反応率(3-3) と比べて、2次核反応率がX倍少なくなる事を意味する。これより、混合領域でのトリチウムの2次核反応率RT 、ヘリウムの2次反応率RHeは

$$RHe = F\ (\rho R) \times X \qquad (3\text{-}18)$$

$$RT = G\ (\rho R) \times X \qquad (3\text{-}19)$$

となる。従って、最終圧縮時にDD燃料とSiO_2プッシャーが混合している場合は、2次核反応率が減少するので注意が必要である。次に、これからX、ρR（したがって燃料面密度XρR）を求めるには以下の手続きをとる。(3-18)を(3-19)で割ると

$$\frac{R_{He}}{R_T} = \frac{F(\rho R)}{G(\rho R)} = H(\rho R) \qquad (3\text{-}20)$$

が得られる。ここでXの依存性が消える。H（ρR）のグラフは、すでに図３－４に示してある。実験からRT、RHeが得られるので比RT／RHeが分かり、中性子の飛行時間法（Time of Flight : TOF）等で、燃料層の温度が分かると、図３－４を用いてρRの値がわかる。次に、このρRの値を使って、(3-18)あるいは(3-19)より純度Xを求める事が出来る。

次に、純度Xが空間的に変化する場合、つまり重水素イオンの数密度が空間的に変化する場合を考える。この場合の２次核反応率は、以下の様にして求まる。(3-8)で、２次核反応に関与する重水素イオンの数密度を空間の関数とみなすと

$$Rpl(b、\theta、\rho Rpath) = \int_0^{y_{max}} nD(y) \cdot \frac{1}{\rho V(y)} \cdot \overline{\sigma v}(E(y)、T)\, dy \qquad (3\text{-}21)$$

と書ける。ここで、トリチウム（あるいはヘリウム）は混合プラズマ中の点（０、０、b／ρ）で発生し、z軸とθのなす角度を持って混合プラズマ中を直進すると仮定し、この粒子が、混合プラズマを抜け出すまでに感じる質量面密度ρRの値は、ρRpathとした。また、積分変数yは、粒子の進路に沿って計った質量面密度yである。このRpl（b、θ、ρRpath）を、(3-10)の右辺のRpl（ρRpath）に代入し、Ravを求める。次に、重水素イオンの数密度は空間的に変化するので、(3-12)の右辺の１次核反応の発生数密度Sに、$(\rho D / \rho)^2$に比例する関数を代入すると、純度Xが空間的に変化する場合の、混合プラズマの質量面密度ρRと２次核反応率の関係が求まる。

混合プラズマの中心部は純度が大きく、外に行くほど純度が減ると予想されるので、例として、３つの空間分布を考える。温度 3 keV 、密度 1 g/cc の混合プラズマの中心で、純度XはX＝(ρD／ρ)＝１、混合プラズマの外表面でX＝(ρD／ρ)＝０であるとする。中心の位置を 0、外表面の位置を1 と規格化し(0,1) の区間で純度Xの関数形が

(a) $X = 1 - z$、　　$(0 < z < 1)$

(b) $X = 1 - z^2$、　　$(0 < z < 1)$

(c) $X = (1 - z)^2$　　$(0 < z < 1)$

の３つの純度Ｘを考える。この３つの場合に於けるヘリウムの２次核反応率Ｆａ（ρＲ）、Ｆｂ（ρＲ）、Ｆｃ（ρＲ）を、ヘリウムが一様に純粋ＤＤプラズマ中で生じた場合の２次核反応率 $F_{一様}$（ρＲ）で割った値（これを、２次核反応率比Ｂと呼ぶ）Ｆａ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）、Ｆｂ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）、Ｆｃ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）を、図３－６の線ａ、線ｂ、線ｃで示す。これらの値は、(b)、(a)、(c) の順で大きい。その理由は、(b)、(a)、(c) の場合の純度Ｘの区間 (0、1) における平均値Ａが、各々 0.67、0.5、0.33 となっているためである。ヘリウムが純粋ＤＤプラズマの中心でのみ発生した場合の２次核反応率 $F_{中心}$（ρＲ）を、ヘリウムが一様に純粋ＤＤプラズマ中で生じた場合の２次核反応率 $F_{一様}$（ρＲ）で割った値を線ｄで示す。(a)、(b)、(c) いずれの場合も、純度Ｘはプラズマの中心で最大値をとり、中心で１次核反応が多数発生するので、線の起伏は (a)、(b)、(c)、(d) 同じ傾向を示す。図３－６で、２次核反応率比が ～10 mg/cm^{2}で一旦、値が上がり、その後下がるのは図３－５より理解出来る。即ち、ρＲの値を増加させる時、一様に１次核反応でヘリウムが発生した場合の２次核反応率（図３－５の線Ｃ）は～10 mg/cm^{2}で既に飽和つつあるのに対し、中心でのみヘリウムが生じた場合の２次核反応率（図３－５の線Ｄ）は、飽和が始まったばかりである。それ故、２次核反応率比が ～10 mg/cm^{2}で一旦、値が上がる。ρＲの値が ～10 mg/cm^{2}をこえると、図３－５の線Ｃと線Ｄは同じ値に飽和し始めるので、図３－６の線ｄは１に低下する。

(a)、(b)、(c) の３つの場合に於いて、２次核反応率比Ｂと関数の平均値Ａとの間には、

$$B = \sim 1.2\ A \qquad (3\text{-}22)$$

なる関係式が成り立つ。

同様に、純度Ｘが (a)、(b)、(c) の場合のトリチウムの２次核反応率Ｇａ（ρＲ）、Ｇｂ（ρＲ）、Ｇｃ（ρＲ）を、トリチウムが一様に純粋ＤＤプラズマ中で生じた場合のρＲの２次核反応率 $G_{一様}$（ρＲ）で割った値 Ｇａ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）、Ｇｂ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）、Ｇｃ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）を図３－７の線ａ、線ｂ、線ｃに示す。図３－７で、２次核反応率比が ～50 mg/cm^{2}で一旦、値が下

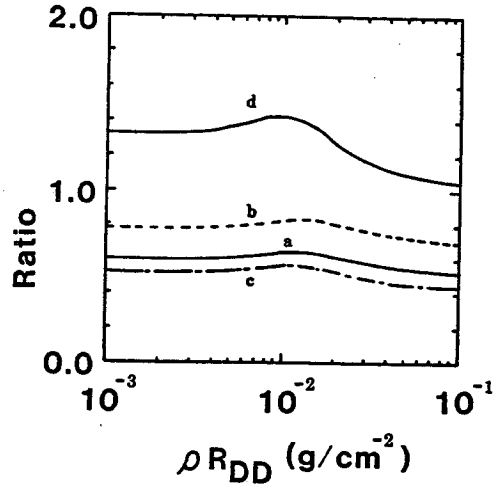


図3-6.

球状ＤＤプラズマ（温度 3 keV，密度 1 g/cc ）のρＲに対するヘリウムの２次核反応率比.
実線ａはＦａ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）.
破線ｂはＦｂ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）.
一点鎖線ｃはＦｃ（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）.
実線ｄは$F_{中心}$（ρＲ）／$F_{一様}$（ρＲ）.

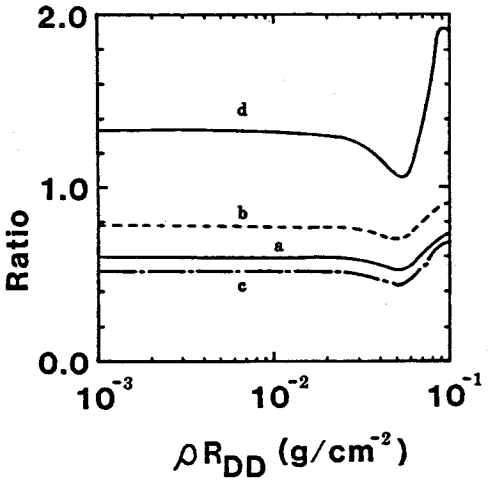


図3-7.

球状ＤＤプラズマ（温度 3 keV，密度 1 g/cc ）のρＲに対するトリチウムの２次核反応率比.
実線ａはＧａ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）.
破線ｂはＧｂ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）.
一点鎖線ｃはＧｃ（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）.
実線ｄは$G_{中心}$（ρＲ）／$G_{一様}$（ρＲ）.

がり、その後上がって~100 mg/cm^{2}で最大になるのは図３－５より理解出来る。即ち、ρＲの値を増加させる時、一様に１次核反応でトリチウムが発生した場合の２次核反応率（図３－５の線Ｂ）は～50 mg/cm^{2}で急激に増加する。これは、中心でのみ１次核反応によってトリチウムが発生した場合はトリチウムのρＲpath（プラズマを抜け出すまでに感じる質量面密度ρＲ）はすべて同じ値なのに対して、一様に１次核反応でトリチウムが発生した場合はプラズマ中にρＲpathの値が小さいトリチウムと大きいトリチウムが存在し、そのなかでρＲpathの値が大きいトリチウムの２

次核反応への寄与が効いて来るためであり、この結果図３－７で２次核反応率比が∽50mg/cm^{2}で一旦、値が下がる事になる。その後ρＲの値が増えて∽100 mg/cm^{2}になると、この値は丁度トリチウムの飛程と同程度なので、中心で発生したトリチウムが全部一斉に２次核反応を起こし始めて、図３－５の線ａは急激に上昇する。それ故、図３－７で２次核反応率比は∽100 mg/cm^{2}で最大になる。トリチウムの２次核反応の場合にも、２次反応率比Ｂと関数の平均値Ａとの間には(3-22)が成り立つ。

§３－５　まとめ

本章では、ＤＤプラズマ中の１次核反応で発生したトリチウムとヘリウムのプラズマ中での２次核反応を利用するρＲ計測法の、ＤＤ燃料プラズマの温度、密度や１次核反応の空間分布を変化させた場合の影響を解析した。本章で得られた主な結果は以下の通りである。

(1) 1 keV 、3 keV 、10 keVの平板プラズマに1.01 MeVのトリチウム、 0.82 MeV のヘリウムを入射した場合のエネルギー変化、反応断面積の変化を明らかにした。

(2) 1 keV 、3 keV 、10 keVの球状ＤＤプラズマの質量面密度ρＲと２次核反応率との関係をρＲ ＜ 1.0 g/cm^{2}の領域で明らかにした。

(3) ＤＤ燃料プラズマの温度、密度が上昇するとρＲと２次核反応率が比例する領域が広くなる。また、ρＲとトリチウムの２次核反応率が比例しているρＲの領域は、ヘリウムのそれよりも広い。

(4) 低ρＲ領域では、１次核反応が中心で生じた場合の２次核反応率は、１次核反応が一様に生じた場合の２次反応率に比べて 4/3 倍大きい。

(5) ＤＤ燃料とガラスプッシャーが、一様に混合した場合の、燃料ρＲ値を求める手続きを示し、またρＲ値と２次核反応率との関係を明らかにした。実験で予想される様な、ＤＤ燃料の密度が空間的に変化する場合について、ρＲ値と２次核反応率を関係を明らかにした。

参考文献

(1) D. T. Attwood, L. W. Coleman, M. J. Boyle, J. T. Larsen, D. W. Phillion and K. R. Manes: Phys. Rev. Lett. 38(1977)282.

(2) Lser Program Annual Report-1976, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-76(1977),P. 5-65.

(3) M. H. Key, P. T. Rumsby, R. G. Evance, C. L. S. Lewis, J. M. Ward and R. L. Cooke: Phys. Rev. Lett. 45(1977) 1801.

(4) Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79(1980),P. 5-37.

(5) Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79(1980),P. 5-54.

(6) R. R. Goforth, F. J. Mayer, H. Brysk and R. A. Cover: J. Appl. Phys. 47(1976) 4850.

(7) R. A. Cover, J. J. Kubis, F. J. Mayer and D. C. Slater: Appl. Phys. Lett. 33(1978) 222.

(8) T. R. Fisher and J. D. Perez: Appl. Phys. Lett. 37(1980) 702..

(9) Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79(1980),P. 5-34.

(10) Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79(1980),P. 5-39.

(11) Laser Program Annual Report-1980, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-80(1981),P. 5-40.

(12) T. E. Blue, J. W. Blue, J. S. Burham, D. B. Harris, A. H. Hnesh and J. J. Reyes: J. Appl. Phys. 54(1983) 615.

(13) T. E. Blue and D. B. Harris: Nucl. Sci. Eng. 77(1981) 463.

(14) J. P. Conner, T. W. Bonner and J. R. Smith: Phys. Rev. 88(1958) 468.

(15) W. E. Kunz: Phys. Rev. 97(1955) 456.

(16) D. V. Sivukhin: Review of Plasma Physics (Translated from the Russian), (Consultants Bureau, New York) vol. 4, p93.

第４章　放射化法を利用したρＲ計測の解析

§４－１　はじめに

慣性核融合（ＩＣＦ）では、点火実験[1-3]並びにブレークイーブン実験を行なうには、$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマを生成する必要がある。ここで、ρとR_{DT}は各々、ＤＴ反応時の圧縮されたＤＴプラズマの、質量密度と半径である。また、燃焼実験や高利得ターゲット[4-9]の実験を行なうには、$\rho R_{DT} > 3$ g/cm^{2}のプラズマを生成する必要がある。ρR_{DT}の値はプラズマの性質を決め、爆縮達成の指標となるため、$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}の領域での、ρR_{DT}値の正確な計測は重要である。

ところで、$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマ中では、Ｘ線や荷電粒子は強く減衰する。[10] また一般に、Ｘ線や荷電粒子の輸送は、プラズマの電子温度Ｔe,電子数密度ｎe、平均荷電数Ｚｉに強く依存する。[11] 第３章でも示した様に、２次核反応を利用したρＲ計測法はプラズマ温度の依存性が強く、また、プラズマ温度が3 keV 以下では、$\rho R_{DT} \sim 0.1$ g/cm^2 で２次反応率が頭打ちになる。それゆえ$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマに対しては、Ｘ線や荷電粒子を用いてρR_{DT}の値を計測する事は、困難である。これに対し、中性子の輸送は、プラズマの電子温度Ｔe、電子数密度ｎe、平均荷電数Ｚｉには依存しない。したがって中性子は$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマのρR_{DT}値の計測にも適用出来る。プラズマのρR_{DT}値が大きくなると、14MeV のＤＴ反応中性子と、燃料の重水素（Ｄ）あるいはトリチウム（Ｔ）の原子核とが衝突する確率が増え、その結果、プラズマから出て来る中性子のエネルギースペクトルが軟化する。[12,13] このスペクトルの軟化は、燃料原子核との衝突の結果であり、これは第１章第２節の議論からプラズマのρR_{DT}の値に比例しているものと思われる。更に、ＤＴ中性子の平均自由行程は、Ｘ線や荷電粒子のそれよりも長いので、$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマに対しては、中性子を用いたρR_{DT}計測法が有効に働くものと期待される。

本章では、$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のＩＣＦプラズマの燃料面密度ρR_{DT}値、プッシャー面密度$\rho \Delta R_{SiO_2}$値、ＤＴ反応数Ｎreact を求める為の、圧縮されたプラズマから出て来る中性子を用いた計測法について論じる。ここで$\rho \Delta R_{SiO_2}$は、ＤＴ反

応時のガラスプッシャーの質量密度と厚さの積である。この計測法は、プラズマから離れた地点に設置した種々の放射化試験片の放射化反応数の変化を利用する。§4－2で計測法の原理を示し、§4－3では試験片の放射化計算を行なう。§4－4では考察を行ない§4－5でまとめを行なう。

§4－2　計測法の原理

計測法の原理を説明するため、本節では、DT燃料とSiO_2ガラスプッシャーより構成されるICFペレットを考える。この構造のペレットは現今のICF実験では良く使われるものである。また放射化法は、プラズマ中のDT反応数Nreactをモニターするのに使われており、[14,15]しばしばアルミや、銅の放射化反応が用いられている。

いまN種類の放射化反応を考える。放射化試験片中のj番目の（$j \leqq N$）放射化反応数Nact-jは、ショット後試験片をカウンターにセットし、そのカウンターのカウント数から求められ、これは以下の様にDT反応数Nreactに比例する。

$$N_{act-j} = \frac{d\Omega dR}{4\pi} n_j \sigma_j (E_n = 14.1\ \mathrm{MeV}) \times N_{react} \qquad (4\text{-}1)$$

$$= C_j \times N_{react} \qquad (j = 1, \ldots N)$$

ここでdΩ、dRは、各々プラズマから見た放射化試験片の立体角と厚さ、n_jはj番目の放射化反応を生じる核種の数密度、σ_j（En ＝ 14.1 MeV）はその核種の 14.1 MeV のDT中性子に対する放射化反応断面積である。(4-1)ではNact-jとNreactを結びつける係数C_j（＝Nact-j／Nreact）はρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値に依存しない事が、暗に仮定されている。

しかしながら、ρR_{DT}や$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が　0.3 g/cm^{2}以上になると中性子エネルギースペクトルの軟化が顕著になり、Nact-jとNreactを結びつける係数C_jは、一般にはρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値と共に変化するようになる。ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が変ると、中性子エネルギースペクトルが変化し、その結果、係数C_jが変化する事を考慮すると (4-1)は次の様に拡張すべきである。

$$N_{act-j} = \frac{d\Omega dR}{4\pi} n_j \times \int \sigma_j(E) f(E)\, dE \times N_{react} \qquad (4\text{-}2\text{-}a)$$

$$= \tilde{C}_j(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2}) \times N_{react}$$

$$= C_j(1 + F_j(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2})) \times N_{react} \qquad (4\text{-}2\text{-}b)$$

ここで、f(E)はペレットから出て来た中性子のエネルギースペクトルである。また$\tilde{C}_j$は、ペレットの燃料面密度がρR_{DT}、プッシャー面密度が$\rho \Delta R_{SiO_2}$の時のN_{act-j}とN_{react}を結びつける係数であり、ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値の関数である。C_jは$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.0$ g/cm^{2}の時のN_{act-j}とN_{react}を結びつける係数であり、先の(4-1)のC_jであって、ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値には依存しない定数である。j番目の放射化反応断面積は、中性子エネルギーの関数なので(4-2-b)で導入されたF_jという関数の値は(中性子エネルギースペクトルに依存し、それ故)ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値の関数である。(4-2-b)の定義から関数F_jは、ペレットの燃料面密度がρR_{DT}、プッシャー面密度が$\rho \Delta R_{SiO_2}$の場合のj番目の放射化反応数を、$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.0$ g/cm^{2}の場合の放射化反応数と比較した時の変化率を表わす。本章では変化率F_jを修正関数と呼ぶ。中性子輸送コードを用いて、種々の放射化反応に対してF_jの値をρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数として計算出来る。

ＩＣＦプラズマから出て来る中性子の数、所謂発生中性子数N_yは、１次核反応であるＤＴ反応で生じた中性子数N_{react}には必ずしも一致しない。なぜならＩＣＦプラズマ中では（n、２n）反応、（n、γ）反応が生じているからである。中性子エネルギースペクトルf(E)は、発生中性子数N_yとＤＴ反応数N_{react}との間を

$$N_y = \int f(E)\, dE \times N_{react} \qquad (4\text{-}3)$$

の関係で結んでいる。ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$、N_{react}の値が定まると、N_yは中性子輸送コードを用いて計算出来る。

次にカウンターによって計測された放射化反応数から、ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$、N

react の値を求める一般的な手続きを示そう。まずρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$、Nreact の３個の未知数を求める為に３種類の違った放射化反応を考える。最初に、この３種類の放射化反応数から以下で定義される２つの比を計算する。

$$R12(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2}) \equiv \frac{N_{act-1}}{N_{act-2}} \quad (4\text{-}4\text{-}a)$$

$$= \frac{C_1}{C_2} \times \frac{1+F_1(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2})}{1+F_2(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2})} \quad (4\text{-}4\text{-}b)$$

$$R23(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2}) = \frac{N_{act-2}}{N_{act-3}} \quad (4\text{-}5\text{-}a)$$

$$= \frac{C_2}{C_3} \times \frac{1+F_2(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2})}{1+F_3(\rho R_{DT}, \rho \Delta R_{SiO_2})} \quad (4\text{-}5\text{-}b)$$

比R12、R23は２変数ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数である。しかしNreact の関数ではない。これらの比R12、R23の値は中性子輸送コードを用い、(4-4-b)，(4-5-b)からρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数として計算する事が出来る。その結果から、ρR_{DT}－$\rho \Delta R_{SiO_2}$平面上にR12＝一定、R23＝一定を満たす等高線群が引ける。例えば、§４－３で詳しく示すが、図４－５の実線群と点線群がそれである。

放射化反応数（Nact-1 、Nact-2 、Nact-3 ）はペレットの燃焼後、カウンターによって計られる。それ故、 (4-4-a)と (4-5-a)から比R12、R23の値が、実験的に決められる。この実験から得た値R12、R23に対応する２本の等高線、例えば図４－５中のある実線とある点線が、ρR_{DT}－$\rho \Delta R_{SiO_2}$平面上で定まる。この２本の等高線がρR_{DT}－$\rho \Delta R_{SiO_2}$平面上で交わる場合、交点のρR_{DT}座標、$\rho \Delta R_{SiO_2}$座標が求めるプラズマのρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値である。

ρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が定まると修正関数F１、F２、F３の値を計算する事が出来て、(4-2-b) よりNreact が計算出来る。ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$、Nreact の値を求める以上の手続きを図４－１に示す。

この計測法の原理は、球状の一般のペレットの場合にも拡張できる。例えばＤＴ燃料－SiO_2ガラスプッシャーをＤＤ燃料－Ｐｂ鉛プッシャーに置き換えた場合にも容易に拡張出来る。

§4－3　放射化計算

本節では　(1) 放射化計算のモデルを示し、(2) ＩＣＦプラズマからの中性子エネルギースペクトルと、６種類の放射化反応に対する修正関数Ｆｊを求め、(3) 比Ｒijと、ρR_{DT}計測、$\rho \Delta R_{SiO_2}$計測への適用を論じる。

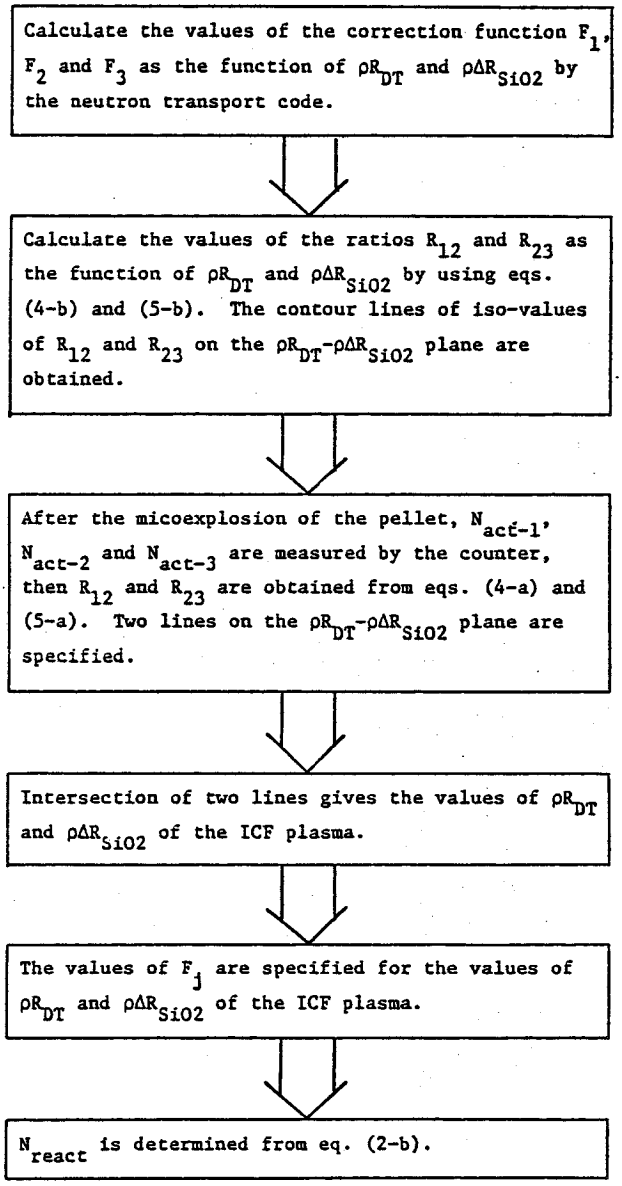


図4-1.　燃料ρR_{DT}、プッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$、ＤＴ核反応数Ｎreactを求める手続き。

4－3－1　放射化計算のモデル

ペレットは、ＤＴ燃料とＳｉO_2 ガラスプッシャーより構成されていると仮定する。中性子エネルギースペクトルは、本質的には、燃料ρR_{DT}とプッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値に依存する。しかし、中性子輸送コードを用いて放射化反応数を計算するためには、プラズマの半径や、ＤＴ反応数Ｎreact 等のパラメーターも決めておかねばならない。そこで以下の様に仮定する。ペレットの最終圧縮時に於いては、ＤＴ燃料の半径Ｒ1 は100 μｍ、ＳｉO_2 ガラスプッシャーの外半径Ｒ2 は200 μｍ、ＤＴプラズマの質量密度とＳｉO_2 ガラスプラズマの質量密度は空間的に一定、ＤＴプラズマ中でＤＴ反応率も空間的に一定だとする。ＤＴプラズマ中の全ＤＴ反応数Ｎreact は 10^{18} だとする。プラズマ中の中性子輸送を解く時、 14.1 MeV 中性子の速度はプラズマの流体運動の速度より１桁以上大きいので、プラズマは静止しているとみなせる。また、ρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が 0.0 g/cm²から 2.5 g/cm² まで変化する場合を考える。

図４－２に圧縮されたＩＣＦプラズマと放射化試験片の配置を示す。放射化試験片の材料としてアルミ、銅、ニッケル、ケイ素を選んだ。その理由は、

(i)　これらの材料は容易に取り扱う事が出来て、且つ豊富である、

(ii)　放射化された核種の半減期がカウントするのに適当である、

(iii)　放射化断面積が充分大きい、

(iv)　放射化断面積のエネルギー依存性が各々違う、

の４つの点を考慮したためである。本解析で考慮する放射化反応は、次の６種類である。

（1）27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ

（2）63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ

（3）58Ｎｉ（ｎ，ｐ）58Ｃｏ

（4）28Ｓｉ（ｎ，ｐ）28Ａｌ

（5）27Ａｌ（ｎ，α）24Ｎａ

（6）58Ｎｉ（ｎ，ｐ）58m Ｃｏ

球状のＩＣＦペレットと放射化試験片との距離Ｒdistは 100 cm とし、放射化試験片の厚さΔＲは 0.1 cm とする。本解析の放射化試験片を構成する核種の数密度を

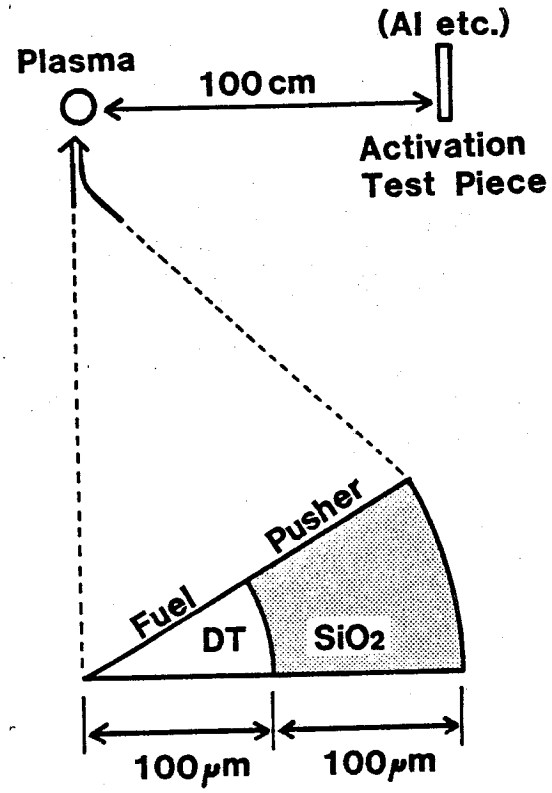


図4-2.　ペレットと放射化試験片の配置図.

表４－１に示す。放射化反応の断面積[16]を表４－２に示す。放射化計算には１次元中性子－γ線輸送コードＡＮＩＳＮ－ＪＲ[17,18]と 40 核種－42群中性子－21群γ線－断面積セットＧＩＣＸ－４０[19]とトリチウムの断面積セットを用いた。中性子の群定数を表４－２に示す。ＡＮＩＳＮ－ＪＲコードを用いて、中性子エネルギースペクトルｆ（Ｅ）、放射化試験片中の放射化反応数Ｎact-j 、発生中性子数Ｎｙを求める事が出来る。中性子エネルギースペクトルは、本質的にはρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値に依存するが、Ｒ１、Ｒ２、Ｒdist、ΔＲや、Ｎreact にはよらない。それ故、放射化試験片中の放射化反応数の比もρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数である。本章では、Ｒ１、Ｒ２、Ｒdist、ΔＲや、Ｎreact の値を前記の様に仮に定めたが、本章の解析の結果を、将来のＩＣＦ実験の実際の配置に適用する事は容易である。

表4-1.　物質の数密度.

Material		Density (n/cm^3)
Pure Al	^{27}Al	6.000×10^{22}
Pure Cu	^{63}Cu	5.848×10^{22}
	^{65}Cu	2.615×10^{22}
	(Total)	8.463×10^{22}
Pure Ni	^{58}Ni	6.155×10^{22}
	^{60}Ni	2.378×10^{22}
	^{61}Ni	0.113×10^{22}
	^{62}Ni	0.332×10^{22}
	^{64}Ni	0.100×10^{22}
	(Total)	9.078×10^{22}
Pure Si	^{28}Si	4.609×10^{22}
	^{29}Ni	0.236×10^{22}
	^{30}Si	0.155×10^{22}
	(Total)	5.000×10^{22}

4－3－2　中性子エネルギースペクトルならびに修正関数

初めに、中性子エネルギースペクトルの軟化の様子を示すために、圧縮されたペレットからの中性子エネルギースペクトルを示す。そのため

(a)　$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=0.0$ g/cm^{2}即ち 14.1 MeV 単色中性子の場合

(b)　$\rho R_{DT}=2.5$ g/cm^2、$\rho\Delta R_{SiO_2}=0.0$ g/cm^{2}の場合

(c)　$\rho R_{DT}=0.0$ g/cm^2、$\rho\Delta R_{SiO_2}=2.5$ g/cm^{2}の場合

(d)　$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=2.5$ g/cm^2　の場合

の４つの場合についての中性子エネルギースペクトルを図４－３に示す。

(b) の場合のスペクトルは、(c) の場合のスペクトルよりもソフトである。この２つのスペクトルの違いは、以下の様に説明出来る。燃料の重水素（D）とトリチウム（T）の原子核の質量は、プッシャーのケイ素（Ｓｉ）と酸素（O）のそれよりも軽く、また中性子と重水素またはトリチウムの原子核との衝突による平均のエネルギー損失は、中性子とケイ素または酸素の原子核との衝突によるそれよりも大きい。更に、中性子と原子核との衝突確率はｎｉ Ｒ＝ρＲ／ｍｉ に比例するので中性子と重水素またはトリチウムの原子核との衝突確率は、中性子とケイ素または酸素の原子核とのそれよりも大きい。故に、(b) と (c) とを比較すると、(b) の場合

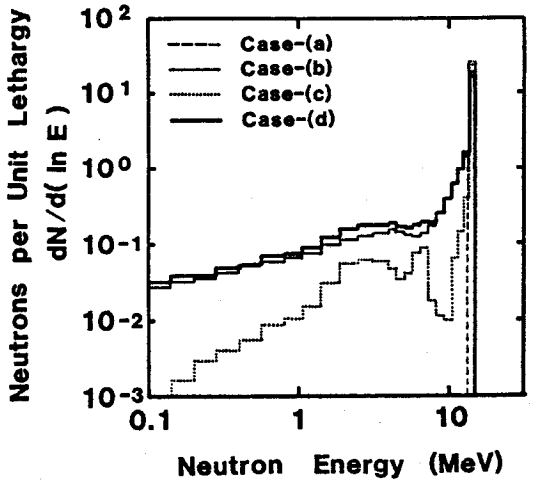


図4-3.　ＩＣＦプラズマからの中性子エネルギースペクトル。破線はρR_{DT}=0.0 g/cm²　$\rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.0 g/cm²の場合（case(a)）。細実線はρR_{DT} = 2.5 g/cm²　$\rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.0 g/cm²の場合（case(b)）。点線はρR_{DT} = 0.0 g/cm²　$\rho \Delta R_{SiO_2}$ = 2.5 g/cm²の場合（case(c)）。実線はρR_{DT} = 2.5 g/cm²　$\rho \Delta R_{SiO_2}$ = 2.5 g/cm²の場合（case(d)）。

のスペクトルが、(c) の場合のスペクトルよりもソフトである事が言える。図４－３からも、燃料ρR_{DT}の増加によるスペクトルの軟化はプッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$の増加によるそれより著しい事が分かる。

次に、ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値を変化させた場合の、放射化反応数の変化率を意味する修正関数Ｆｊを求める。本章では、修正関数Ｆ１、Ｆ２、Ｆ３、Ｆ４、Ｆ５、Ｆ６を上記の６種類の放射化反応に対応する修正関数だとする。(a)～(d) の４つの場合について、放射化試験片中で生じる単位体積当たりの６種類の放射化反応数を表４－３に示す。修正関数Ｆｊ（j=1～6)の詳細な値を、図４－４に等高線群で示す。図４－４－(1)～４－４－(6) は、表４－３に挙げた先の６種類の放射化反応に対応している。本図は、あるρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$における６種類の放射化反応の反応数を、原点（ρR_{DT}=$\rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.0 g/cm²）における同種の放射化反応の反応数で割って、各々の放射化反応の反応数の変化率（即ち修正関数Ｆ１～Ｆ６）を求め、その等しい値を 0.01 、0.05 、0.01 、0.01 、0.05 、0.01 刻み

表4-2. 各種放射化反応の断面積。(1), (2), (3), (4), (5), (6) は各々、27Al (n, p) 27Mg、63Cu (n, 2n) 62Cu、58Ni (n, p) 58Co、28Si (n, p) 28Al、27Al (n, α) 24Na、58Ni (n, p) 58m Coの反応に対応する。単位はbarn。

Group	Energy limit	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1	15.000–13.720 MeV	7.505E-2*	0.500	1.820E-1	2.000E-1	1.206E-1	1.770E-1
2	13.720–12.547	8.409E-2	0.0	2.342E-1	2.000E-1	1.278E-1	2.280E-1
3	12.549–11.478	9.212E-2		2.820E-1	2.500E-1	1.209E-1	2.740E-1
4	11.478–10.500	9.977E-2		3.140E-1	3.500E-1	1.071E-1	3.050E-1
5	10.500–9.314	1.033E-1		3.310E-1	4.000E-1	8.904E-1	3.210E-1
6	9.314–8.261	9.583E-2		3.350E-1	3.800E-1	6.383E-2	3.260E-1
7	8.261–7.328	8.191E-2		3.310E-1	3.600E-1	3.537E-2	3.220E-1
8	7.328–6.500	6.564E-2		3.210E-1	2.900E-1	1.414E-2	3.130E-1
9	6.500–5.757	4.894E-2		3.110E-1	1.100E-1	2.713E-3	3.020E-1
10	5.757–5.099	3.356E-2		2.650E-1	0.500E-1	1.573E-4	2.580E-1
11	5.099–4.516	2.015E-2		2.180E-1	0.200E-1	2.434E-6	2.120E-1
12	4.516–4.000	1.054E-2		1.960E-1	0.0	4.116E-9	1.910E-1
13	4.000–3.162	6.279E-3		1.430E-1		2.787E-14	1.390E-1
14	3.162–2.500	7.457E-4		7.720E-2		0.0	7.510E-2
15	2.500–1.871	3.132E-6		3.110E-2			3.030E-2
16	1.871–1.400	0.0		9.560E-3			9.290E-3
17	1.400–1.058			2.570E-3			2.500E-3
18	1.058–0.800			2.950E-4			2.870E-4
19	0.800–0.566			3.150E-5			3.060E-5
20	0.566–0.400			1.380E-6			1.340E-6
21	0.400–0.283			4.320E-8			4.200E-8
22	0.283–0.200			0.0			0.0
23	0.200–0.141						
24	0.141–0.100						
25	100.0–46.5 keV						
26	46.5–21.5						
27	21.5–10.0						
28	10.0–4.65						
29	4.65–2.15						
30	2.15–1.00						
31	1.00–0.465						
32	0.465–0.215						
33	0.215–0.100						
34	100.0–46.5 keV						
35	46.5–21.5						
36	21.5–10.0						
37	10.0–4.65						
38	4.65–2.15						
39	2.15–1.00						
40	1.00–0.465						
41	0.465–0.215						
42	0.215–0.001						

*Read as 7.505×10^{-2}

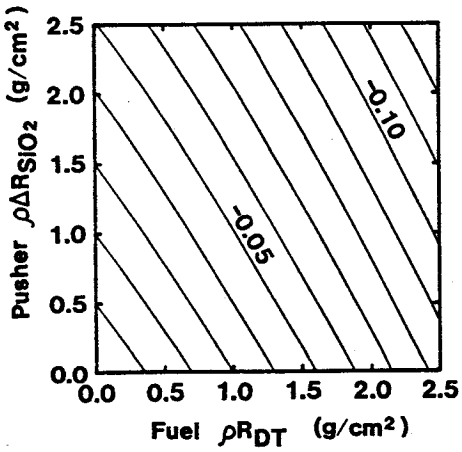
表4-3. 各種放射化試験片中の放射化反応数. 単位は10^{10} n/(cm^3・shot).

Reaction	(a)	(b)	(c)	(d)
(1) ^{27}Al(n, p)^{27}Mg	3.809	3.494	3.621	3.314
(2) ^{63}Cu(n, $2n$)^{62}Cu	24.460	17.920	22.260	16.300
(3) ^{58}Ni(n, p)^{58}Co	9.533	9.980	9.350	9.712
(4) ^{28}Si(n, p)^{28}Al	7.786	7.567	7.422	7.205
(5) ^{27}Al(n, α)^{24}Na	6.115	5.345	5.733	5.006
(6) ^{58}Ni(n, p)^{58m}Co	9.273	9.708	9.095	9.447

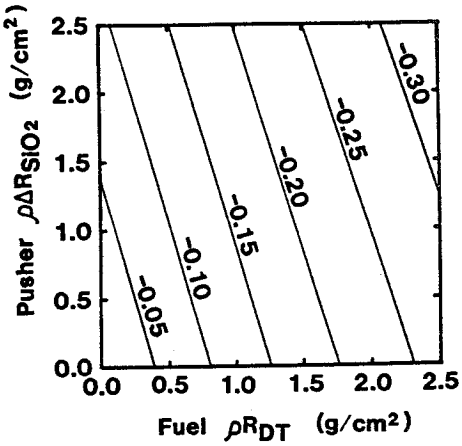
(a): ρR_{DT}=0.0 g/cm^2, $\rho\Delta R_{SiO_2}$=0.0 g/cm^2
(b): ρR_{DT}=2.5 g/cm^2, $\rho\Delta R_{SiO_2}$=0.0 g/cm^2
(c): ρR_{DT}=0.0 g/cm^2, $\rho\Delta R_{SiO_2}$=2.5 g/cm^2
(d): ρR_{DT}=2.5 g/cm^2, $\rho\Delta R_{SiO_2}$=2.5 g/cm^2

で図４－４－(1) から ４－４－(6) まで$\rho R_{DT}-\rho\Delta R_{SiO_2}$平面上に等高線として描いたものである。これらの等高線の傾きの違いは、放射化断面積のエネルギー依存性の違いによる。図４－４－(1) と図４－４－(2) とを比較すると、ρR_{DT}（または$\rho\Delta R_{SiO_2}$）の増加に対して、F1 の変化量はF2 のそれより大きい。これは、以下の様に説明出来る。63Cu（n，2n）62Cu反応は、 13 MeV に反応のしきい値を持っているので、[16] E ＞ 13 MeV の中性子数の減少と共にこの反応の数も減少するのに対し、27Al（n，p）27Mg反応は、 9 MeV ＜ E ＜ 15 MeV で約 0.1 barn 、E～ 4 MeV でも約 0.01 barn の反応断面積を持つので、DT中性子がプラズマ中で散乱されてエネルギーが 9 MeV ＜ E ＜ 13 MeV と低くなっても、27Al（n，p）27Mg反応が生じる。故に、27Al（n，p）27Mg反応数の変化は、63Cu（n，2n）62Cu反応のそれよりも小さい。

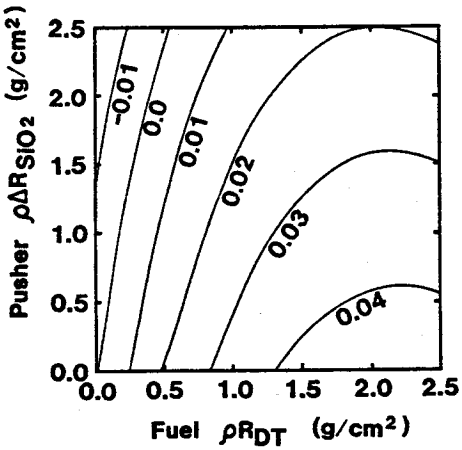
図４－４－(3) を他の図と比べると、F3 の変化は他の修正関数の変化と比べて小さい事が分かる。これは、ρR_{DT}、$\rho\Delta R_{SiO_2}$の値が大きくなって中性子エネルギースペクトルの軟化が生じ、高エネルギーの中性子が減り低エネルギーの中性子が増えても、低エネルギーの中性子が58Ni（n，p）58Co反応をおこす事が出来る事による。$\rho\Delta R_{SiO_2}$ = 0.0 g/cm^{2}の場合、ρR_{DT} < 2.0 g/cm^{2}の範囲でF3は増加する。これは、58Ni（n，p）58Co反応は表４－２に示す様に 4 MeV から 13 MeV にかけて核反応断面積が大きく、ρR_{DT}が増加すると中性子が散乱されて低エネルギーになるので58Ni（n，p）58Co反応の個数が増えるからである。図４－４－(4) を他の図と比べると、$\rho\Delta R_{SiO_2}$の増加によるF4 の変化は、ρR_{DT}の増加によるF4 の変化よりも大きい事が分かる。F3 とF4 の等高線の傾


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.10
-0.05

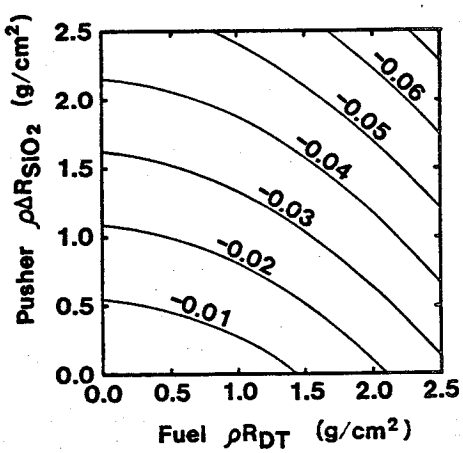
(1)


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.30
-0.25
-0.20
-0.15
-0.10
-0.05

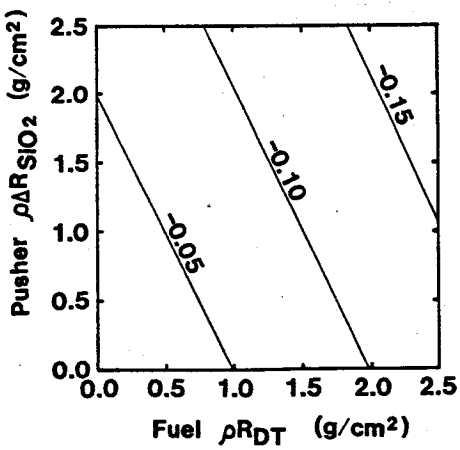
(2)


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.01
0.0
0.01
0.02
0.03
0.04

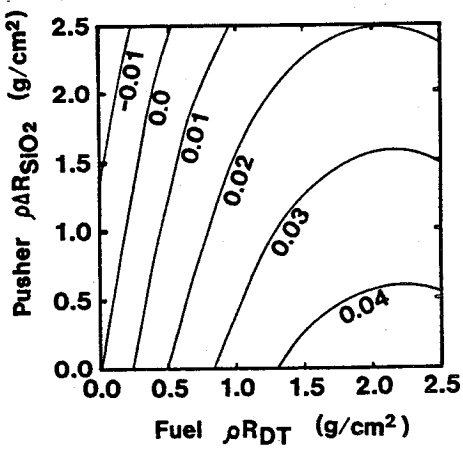
(3)


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.06
-0.05
-0.04
-0.03
-0.02
-0.01

(4)


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.15
-0.10
-0.05

(5)


Pusher ρΔR_SiO2 (g/cm²)
Fuel ρR_DT (g/cm²)
-0.01
0.0
0.01
0.02
0.03
0.04

(6)

図4-4.　修正関数F1　F6の値の等高線図。

(1) 27Al（n，p）27Mg反応の修正関数F1の等高線図（Δ＝0.01），

(2) 63Cu（n，2n）62Cu反応の修正関数F2の等高線図（Δ＝0.05），

(3) 58Ni（n，p）58Co反応の修正関数F2の等高線図（Δ＝0.01），

(4) 28Si（n，p）28Al反応の修正関数F2の等高線図（Δ＝0.01），

(5) 27Al（n，α）24Na反応の修正関数F2の等高線図（Δ＝0.05），

(6) 58Ni（n，p）58m Co反応の修正関数F2の等高線図（Δ＝0.01）.

きはF1とF2の傾きと違っている。

アルミの放射化試験片中の放射化反応の内の主要な物の1つに27Al（n，α）24Na反応がある。図4－4－(5)に、この反応に対応する修正関数F5の等高線群を示す。核種24Naは15時間の半減期を持っている。F5の等高線はF1のそれと傾向が似ていて、また反応断面積も大きいことから、この反応は27Al（n，p）27Mg反応の代わりに使う事が出来る。

修正関数F6の等高線を図4－4－(6)に示す。核種58Coは58Ni（n，p）58Co反応のみならず、58Ni（n，p）58m Co反応で生じる核種58m Coのγ崩壊によっても生じる。核種58m Coは9時間の半減期を持っている。それ故、核種58Coの数を測定する時は58Ni（n，p）58m Co反応からの寄与も考慮しなければならない。

4－3－3　放射化反応数の比と、その燃料ρR_{DT}とプシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$計測への応用

燃料ρR_{DT}とプッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値を同時に求める方法を示すため、まず27Al（n，p）27Mg、58Ni（n，p）58Co、28Si（n，p）28Alの3種類の放射化反応を考える。これらの放射化反応に対応する修正関数F1、F3、F4の値は図4－4－(1)、4－4－(3)、4－4－(4)から読み取れる。ρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値を定めるには、ρR_{DT}－$\rho \Delta R_{SiO_2}$平面上に交わる2つの線を取り、交点を求める必要がある。

次に、2個の放射化反応数の比を考える。1つは比R（Si／Al）であり

$$R(Si/Al) = \frac{N_{act}(^{28}Al)}{N_{act}(^{27}Mg)} \qquad (4\text{-}6)$$

で定義される。ここでNact（28Al）、Nact（27Mg）は各々28Si（n，p）28Al反応数と27Al（n，p）27Mg反応数である。比R（Si／Al）の値は、表4－3と修正関数F1、F3を用いてρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数として求める事が出来る。比R（Si／Al）の等高線群を図4－5の実線で示す。

もう1つは、比R（Ni／Si）であり

$$R(Ni/Si) = \frac{N_{act}(^{58}Co)}{N_{act}(^{28}Al)} \qquad (4\text{-}7)$$

で定義される。ここでNact（58Co）は58Ni（n，p）58Co反応数である。比R（Ni／Si）の値は、表4－3と修正関数F3、F4を用いてρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の関数として求める事が出来る。比R（Ni／Si）の等高線群を図4－5の破線で示す。

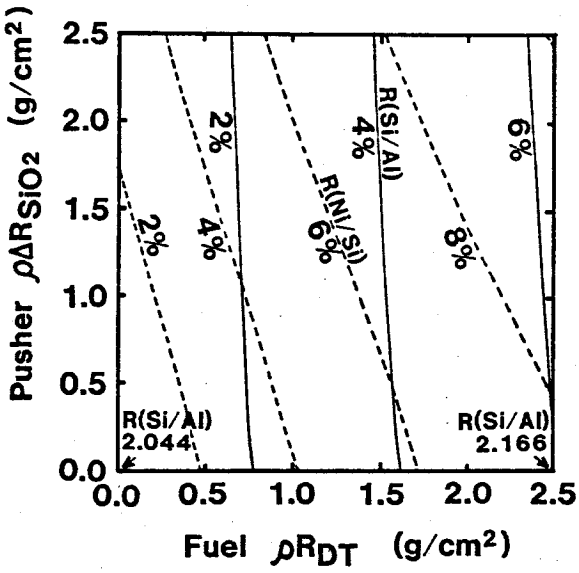


図4-5. 実線は28Si（n，p）28Al反応数の27Al（n，p）27Mg反応数に対する比R（Si／Al）の変化率（Δ＝2％）の等高線図。
R（Si／Al）は原点で 2.044である。
破線は58Ni（n，p）58Co反応数の28Si（n，p）28Al反応数に対する比R（Ni／Si）の変化率（Δ＝2％）の等高線図。

前述の６種類の放射化反応の組み合わせの中で、ここでは、58Ｎｉ（ｎ，ｐ）58Ｃｏ、28Ｓｉ（ｎ，ｐ）28Ａｌ、27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇの３種類の放射化反応を選んで２つの比を作った。その理由は、６種類の放射化反応の組み合わせの中で、$\rho R_{DT}-\rho\Delta R_{SiO_2}$ 平面上での比Ｒ（Ｎｉ／Ｓｉ）の等高線は線の傾き、即ち、ρR_{DT}軸となす角度がもっとも小さく、比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）の等高線は線の傾きがもっとも大きく、交点が求め易い事による。

実際にρR_{DT}、$\rho\Delta R_{SiO_2}$の値を求めるには次の手続きを踏む。ＩＣＦペレットの燃焼後、生成された放射性核種の個数Ｎact（58Ｃｏ）、Ｎact（28Ａｌ）、Ｎact（27Ｍｇ）を、カウンターによって計る。比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）と比Ｒ（Ｎｉ／Ｓｉ）はカウンターによる計測から実験的に(4-6)と(4-7)を用いて定まる。それ故、図４－５の２本の線が決められる。この２本の線の交点が求めるＩＣＦプラズマのρR_{DT}、$\rho\Delta R_{SiO_2}$の値である。

図４－５から比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）は殆どρR_{DT}の値にのみ依存する関数である事が分かる。それ故、比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）は燃料ρR_{DT}の値を与える。$\rho\Delta R_{SiO_2}=0.0\ g/cm^2$の場合、$\rho R_{DT}$が $0.0\ g/cm^2$から $2.5\ g/cm^2$まで増加すると比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）は 2.044 から 2.166 へと増加する。

アルミと銅の放射化反応は現在のＩＣＦ実験でもよく使われているので、これらを用いた簡単な燃料ρR_{DT}の値を求める方法を示そう。ここでは63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ反応と27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応を考える。比Ｒ（Ｃｕ／Ａｌ）は

$$R(Cu/Al)=\frac{N_{act}(^{62}Cu)}{N_{act}(^{27}Mg)} \qquad (4\text{-}8)$$

で定義される。ここでＮact（62Ｃｕ）とＮact（27Ｍｇ）は、各々63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ反応数と27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数である。$0.0\ g/cm^2<\rho R_{DT}<2.5\ g/cm^2$、$0.0\ g/cm^2<\rho\Delta R_{SiO_2}<2.5\ g/cm^2$の領域の、比Ｒ（Ｃｕ／Ａｌ）の等高線図を図４－６に示す。§４－３で論じた様に、燃料ρR_{DT}の値が増加した時のアルミ試験片中の27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数の減少率は、銅試験片中の63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ反応数の減少率に比べて小さいので、ρR_{DT}（あるいは$\rho\Delta R_{SiO_2}$）の値が増加した時、63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ反応数の、27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数に対する比Ｒ（Ｃｕ／Ａｌ）は減少する。ρR_{DT}の増加による中

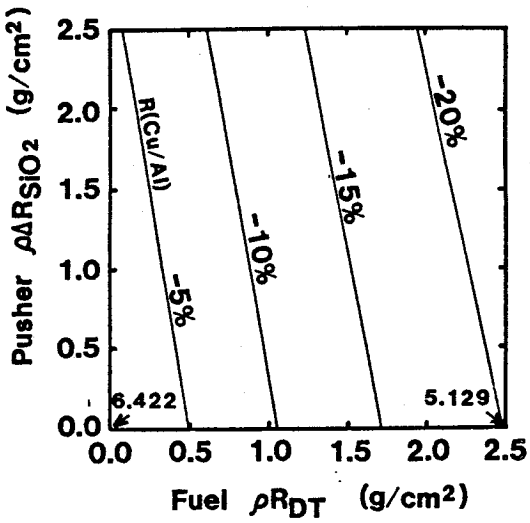


図4-6. 63Cu（n，2n）62Cu反応数の27Al（n，p）27Mg反応数に対する比R（Cu／Al）の変化率（Δ＝2％）の等高線図.

性子エネルギースペクトルの軟化は、$\rho\Delta R_{SiO_2}$の増加によるそれより著しいので、図4－6から分かる様に比R（Cu／Al）は主にρR_{DT}の値に依存する。それ故、ρR_{DT}の概略値はアルミと銅の放射化反応から求められる。$\rho\Delta R_{SiO_2}$＝ 0.0 g/cm²の場合、ρR_{DT}が 0.0 g/cm²から 2.5 g/cm²まで増加すると、比R（Cu／Al）は 6.422 から 5.129 へと減少する。

図4－5と図4－6を比較すると、比R（Si／Al）を用いる方法はρR_{DT}の値の変化に対して感度が悪いにもかかわらず$\rho\Delta R_{SiO_2}$の値に影響されず精度の良いρR_{DT}の値を与えるのに対し、比R（Cu／Al）を用いる方法はρR_{DT}の概略値しか与えないがρR_{DT}の値の変化により敏感に反応し感度が良い事がわかる。

§4－4 考察

本節では (1) 燃料ρR_{DT}、プッシャー$\rho\Delta R_{SiO_2}$の計測と (2) Nreact の計測について論じる。

4－4－1 燃料ρR_{DT}、プッシャー$\rho\Delta R_{SiO_2}$の計測に関する考察

実験上の誤差を考慮すると、４－３－３節で示した58Ｎｉ（ｎ，ｐ）58Ｃｏ、28Ｓｉ（ｎ，ｐ）28Ａｌ、27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇの放射化反応を用いるρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$計測法では、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値の誤差率はρR_{DT}のそれよりも大きい。その理由は比Ｒ（Ｎｉ／Ｓｉ）と比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）は主にρR_{DT}に依存し、$\rho \Delta R_{SiO_2}$にはあまりよらないからである。他の放射化反応数間の比も、同様の傾向を示している。

ところで、現今の慣性核融合実験では、SiO_2ガラスプッシャーの$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値を求めるために、プッシャー中のケイ素（Ｓｉ）の放射化反応が用いられている。ケイ素の放射化反応数は$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値に比例しρR_{DT}の値によらない。ここで、放射化反応数間の比を使う放射化法がρR_{DT}に依存し、ケイ素の放射化法が$\rho \Delta R_{SiO_2}$に依存する事に留意すると、この２つの違う種類の計測法を相補的に用いるとρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が共に正確に求める事が出来る。

放射化法によって、ρR_{DT}と$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値を正確に求めるためには、統計誤差の観点から放射化試験片をＩＣＦペレットの近傍に置く必要がある。放射化法は中性子のエネルギースペクトルの変化を観測しているとも言えるが、飛行時間法と違って時間分解が必要ではないので、放射化試験片をＩＣＦペレットの任意の近傍に置く事が出来、正確な測定が期待できる。

４－４－２　ＤＴ核反応数Ｎreact の計測に関する考察

式 (4-1)はＤＴ反応数に対する近似式である。図４－４で示した様に、この近似はρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が小さい領域でのみ成立する。

もしρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$の値が求まっていない場合は、修正関数Ｆｊの値が求まらないので (4-2-b)は使えず (4-1)によってＮreact の値を求める事を余儀なくされる。その場合 (4-2-b)のＦｊ（ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$）の絶対値は (4-1)を使って求めたＮreact の誤差率を与える。Ｎreact の誤差率という観点からはニッケルの放射化反応を基に式 (4-1)を用いて出したＮreact の値は、図４－４に示した様に他の（アルミ、銅、ケイ素）放射化反応を基に式 (4-1)を用いて出したＮreact の値と比べると、より正確である。ニッケルの放射化を用いてＮreact を求める場合 $0.0\ g/cm^2 < \rho R_{DT} < 2.5\ g/cm^2$、$0.0\ g/cm^2 < \rho \Delta R_{SiO_2} < 2.5\ g/cm^2$の領域

で、Nreact の値には５％の精度がある。

ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$ の値が求まっている場合は、修正関数Ｆｊの値は図４－４より求める事が出来、(4-2-b)を用いてNreact が計算できる。

§４－５　まとめ

本章では、点火・燃焼が問題となる高ρＲ領域のプラズマにおいて、プラズマの性質を決める基本的な量である燃料 ρR_{DT}、プッシャー $\rho \Delta R_{SiO_2}$、ＤＴ核反応数Nreact の値を求める為に放射化試験片中の放射化反応数の変化を利用した簡単な計測法を提案し、解析を行なった。本章で示した方法は、以下の３つの特徴を持つ。

(i)　計測システムは放射化試験片とカウンターのみで簡単に構成される。

(ii)　本方法は、Ｘ線や荷電粒子が使えないような $\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^{2}のプラズマに対しても有効である。

(iii)　放射化試験片中の放射化反応数の比は、Nreact に依存しない。

また、本章で得られた主な結果は次の通りである。

(1) ペレット中の中性子の輸送を解いてスペクトルの軟化を求めた。

(2) アルミ、銅、ニッケル、ケイ素の放射化試験片中の６種類の放射化反応の反応数の変化を、ＤＴ－SiO_2 の２層のペレットの 0.0 g/cm^2 < ρR_{DT} < 2.5 g/cm^2、0.0 g/cm^2 < $\rho \Delta R_{SiO_2}$ < 2.5 g/cm^{2}の領域で明らかにした。

(3) ニッケル、ケイ素、アルミの３種類の放射化反応を用いて比Ｒ（Ｎｉ／Ｓｉ），Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）が求められた。ここで比Ｒ（Ｎｉ／Ｓｉ）は58Ｎｉ（ｎ，ｐ）58Ｃｏ反応数の28Ｓｉ（ｎ，ｐ）28Ａｌ反応数に対する比であり、Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）は28Ｓｉ（ｎ，ｐ）28Ａｌ反応数の27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数に対する比である。燃料 ρR_{DT} とプッシャー $\rho \Delta R_{SiO_2}$ の値は、これらの比より同時に求める事が出来る。

(4) ρR_{DT} と $\rho \Delta R_{SiO_2}$ の値が定まると、放射化反応数の変化を考慮してＤＴ核反応数Nreact を計算より求める事が出来る。

(5) ρR_{DT} の値は比Ｒ（Ｃｕ／Ａｌ）または比Ｒ（Ｓｉ／Ａｌ）によって求める事が出来る。ここで、Ｒ（Ｃｕ／Ａｌ）は63Ｃｕ（ｎ，２ｎ）62Ｃｕ反応数の27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数に対する比である。

以上より、ブレークイーブン実験または高利得ターゲットのＩＣＦプラズマ実験において、燃料ρR_{DT}、プッシャー$\rho \Delta R_{SiO_2}$、Ｎreact の値を求める放射化計測法の可能性を示した。本章で示した方法の原理は、以下に示すＤＴ中性子源を利用した実験で確かめられよう。

２層の異なる材料から構成される平板（あるいは、球殻）を中性子源（例えば、ＩＣＦペレットでも良い）と放射化試験片の中間に置く。２つの層は圧縮されたＤＴ－SiO_2 ２層のペレットを模擬する。中性子源に近い第１層は軽い原子核から構成されていてこれはＤＴ燃料プラズマに対応する。中性子源から遠い第２層は重い原子核から構成されていてこれはSiO_2 ガラスプッシャープラズマに対応する。ＤＴ中性子源から出た中性子は平板（あるいは、球殻）を通って放射化試験片に到達する。中性子のエネルギースペクトルは層のρRに依存するので平板のρRを増減させる為にはＲを増減させるとよい。特に、平板を圧縮する必要はない。平板の厚さが増加した時、放射化試験片状の中性子のエネルギースペクトルは軟化する。このようにしてρRを変化させると、放射化反応数の変化が観測出来て、計測法の原理が確かめられる筈である。

参考文献

(1) S. Yu. Gus'kov, O. N. Krokhin and V. B. Rozanov: Nucl. Fusion, 16(1976) 957.

(2) R. C. Kirkpatrick: Nucl. Fusion, 21 (1981) 1457.

(3) N. Asano, K. Nishihara, K. Nozaki and T. Taniuti: J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 1774.

(4) G. S. Fraley, E. G. Linnebur, R. J. Mason and R. L. Morse: Phys. Fluids, 17 (1974) 474.

(5) R. E. Kidder: Nucl. Fusion, 16 (1976) 405.

(6) R. E. Kidder: Nucl. Fusion, 19 (1979) 223.

(7) S. E. Bodoner: J. Fusion Energy, 1 (1981) 221.

(8) J. Okehara, S. Ido, K. Nishihara and C. Yamanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 50 (1981) 3085.

(9) K. Nozaki and K. Nishihara: J. Phys. Soc. Jpn., 43 (1977) 1393.

(10) Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79 (1980), p. 5-34.

(11) D. V. Sivukhin: Reviews of Plasma Physics (translated from the Russian), (Consultants Bureau, New York, 1965) Vol. 4, P. 93.

(12) Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-77 (1978), p. 8-25.

(13) S. Ido, S. Nakai, C. Yamanaka, H. Hattori, H. Kodaira, S. Kondo and T. Kurasige: J. Nucl. Sci. & Technol., 19 (1982) 1019.

(14) Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-77 (1978), p. 3-82.

(15) Laser Program Annual Report-1978, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-78 (1979), p. 6-53.

(16) H. Iida and M. Igarashi: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 8019 (1978) (in Japanase) .

(17) W. W. Engle, Jr.: " A User's Manual for ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code With Anisotropic Scattering " K-1693, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967).

(18) K. Koyama, Y. Taji, K. Minami, T. Tsutsui, T. Ideta and S. Miayasaka: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 6954 (1977).

(19) Y. Seki and H. Iida: Jpn. At. Energy Res. Inst-Memo 8188 (1980)

(20) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: Mechanics (Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt, 1976) p. 47.

第５章　激光ＸII号慣性核融合実験装置の核解析

§５－１　はじめに

激光ＸII号[1]等の最近の大型の慣性核融合（ＩＣＦ）実験装置では、$\rho R_{DT} > 0.1\ g/cm^2$ のプラズマが生成出来ると期待されている。　慣性核融合実験に於いて、中性子計測は、イオン温度Ｔｉや発生中性子数Ｎｙ等のプラズマの性質を調べる為の、重要な計測手段である。現在の激光ＸII号装置を用いた実験では、イオン温度Ｔｉは、中性子の飛行時間法（Time of Flight：ＴＯＦ）で、また、発生中性子数Ｎｙは、アルミ（Ａｌ）、銅（Ｃｕ）、銀（Ａｇ）等を用いた放射化法で計測されている。しかしプラズマのρR　値が増大して、ブレークイーブンが起きる 0.3 g/cm^2 程度になると、第３章で示した様に、プラズマ中での中性子輸送の途上においてイオンとの衝突が生じるため、プラズマから出る中性子のエネルギースペクトルが軟化して、放射化反応数が変化するなど、プラズマのρR_{DT}値の増加が中性子計測に及ぼす影響が問題となってくる。また放射化試験片を真空チェンバーや観測窓の外に設置する場合は、そこを通過する中性子は、さらにスペクトルが軟化している。このため、燃焼プラズマの中のみならず、実際の実験装置も考慮して中性子の輸送を解く必要がある。

また、激光ＸII号装置では既に 10^{13}個の中性子発生を達成し、今後、キャノンボールターゲット[2,3]の使用やターゲット設計の最適化などによって、発生中性子数の増加が更に期待されている。ところで、発生中性子数の増加が今後も続くと考えると、放射線管理の観点から、激光ＸII号装置の放射線防護の問題と、操作員の装置への接近の問題は、検討すべき重要な課題である。それ故、実験装置を通して出て来る中性子・γ線やショット後の誘導放射能を知る必要がある。

本章では、激光ＸII号慣性核融合実験装置の核解析と放射線管理の問題を定量的に調べる。§５－２で計算のモデルと解析手法を示し、§５－３では中性子計測に関連した中性子計算を行なう。§５－４では放射線管理の問題を論じ、§５－５でまとめを行なう。

§５－２　計算モデルと解析手法

図５－１に、最終圧縮時のＩＣＦペレット、激光ＸII号チェンバー、放射化試験片の配置図を示す。

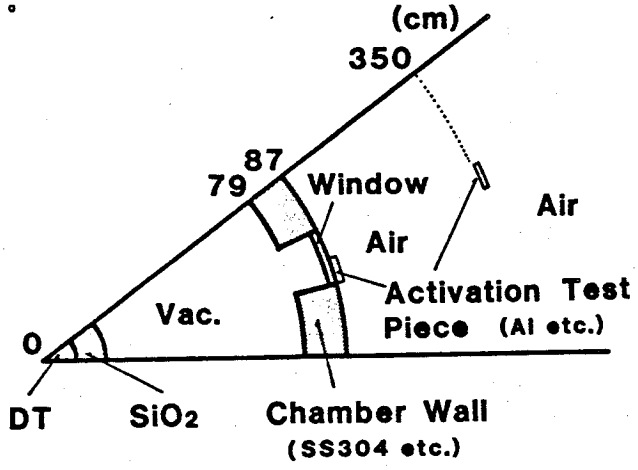


図5-1.　ペレット、激光ＸII号チェンバー、放射化試験片の配置図

球状のペレットは中心（ｒ ＜ 0.1 cm ）に置かれ、ＤＴ燃料とＳｉO_2 ガラスプッシャーの質量密度と半径の積、ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$ は文献(2) の解析に基づき、各々 0.3 g/cm^{2}以下であると仮定する。0.1 cm ＜ｒ ＜ 79 cm の領域は真空であり、79 cm ＜ ｒ ＜ 87 cm の領域はステンレス鋼ＳＳ－３０４で構成されたチェンバー壁である。§５－３、§５－４では、ステンレス鋼ＳＳ－３０４をステンレス鋼ＳＳ－３１６、インコネル、アルミ合金（Ａｌ－２２１９，Ａｌ－６０６３）等の構造材で置換した場合の核特性を調べる。その理由は、これらの材料が、中性子源を持つ装置に良く使われる材料であり、また、低誘導放射能材としてＲトカマクの設計研究[4]において調べられている為である。

様々のタイプの観測窓が、計測用に真空チェンバー壁に設けられている。現在の激光ＸII号の放射化計測実験用には２種類の観測窓が使われている。一方は厚さ 2.2 cmのガラスと厚さ 0.15 cm のステンレス鋼（ＳＳ－３０４）で構成されており、以下これをタイプーＩの窓と呼ぶ。他方は厚さ 0.3 cm のアルミで構成されており、以下これをタイプーIIの窓と呼ぶ。発生中性子数をモニターする為、アルミと銅の放射化試験片がチェンバー壁の外表面（ｒ＝ 87 cm ）とｒ＝ 350 cm の地

表5-1.　材料の数密度.

Material	Element	Number Density (cm^{-3})
SS-304	Fe	6.300×10^{22}
	Ni	6.500×10^{21}
	Cr	1.600×10^{22}
SS-316	Fe	5.909×10^{22}
	Ni	9.848×10^{21}
	Cr	1.575×10^{22}
	Mo	1.255×10^{21}
Inconel	Fe	7.310×10^{21}
	Ni	6.610×10^{22}
	Cr	1.570×10^{22}
Pure Al (Al-6063)	Al	6.020×10^{22}
Al-2219	Al	5.800×10^{22}
	Cu	1.680×10^{21}
	Mn	9.480×10^{19}
	Fe	5.720×10^{19}
Pure Cu	Cu	8.460×10^{22}
Glass	Si	2.406×10^{22}
	O	4.816×10^{22}
Air	N	4.290×10^{19}
	O	1.070×10^{19}

点に設置されている。以下の計算で使われる材料の数密度を表５－１に示す。本章の計算は、ペレット中のＤＴ反応数が　10^{12}の場合について行った。

中性子計算は、１次元中性子－γ線輸送コードＡＮＩＳＮ－ＪＲ[5]、40核種－42群中性子－21群γ線の核断面積セット（ＧＩＣＸ－４０）[6]、トリチウムの核断面積セットを用いて、球形状で行なった。放射化反応は、ＴＨＩＤＡコード[7]を用いて計算を行なった。

§５－３　中性子計測の解析

５－３－１　激光ＸＩＩ号ペレットの中性子解析

慣性核融合（ＩＣＦ）プラズマから発生する中性子は、磁気核融合（ＭＣＦ）プラズマから発生する中性子とは異なった特徴を持っている。[8] 磁気核融合プラズマ

から生ずる中性子は、約 1 m のオーダーでソースが分布しており、また発生している期間も 1 s 程度の広がりを持ち、そのエネルギースペクトルは殆ど14.1 MeV の単色である。一方、慣性核融合プラズマから生ずる中性子は、点源（r < 0.1 mm）より発生し、また発生している期間も 0.1 ns 程度であり、そのエネルギースペクトルは比較的軟らかである。それ故、最初に慣性核融合プラズマ中の中性子輸送を調べた。

図５－２に、圧縮されたＤＴペレットから出て来る中性子の平均エネルギーの、核融合反応出力（ 17.6 MeV ）に対する割合を、ρR_{DT}の関数として示す。ここで、中性子源はＤＴプラズマ中に一様に分布しているとした。ＡＮＩＳＮ－ＪＲとＧＩＣＸ－４０によって得た結果を、Blink[9,10]や Sucov[11]の結果と比較している。計算の結果から、中性子の平均エネルギーＥn は以下の様に表わされる。

$$En = 14.1 - 0.6 \times \rho R_{DT} (g/cm^2) \quad (MeV) \qquad (5\text{-}1)$$

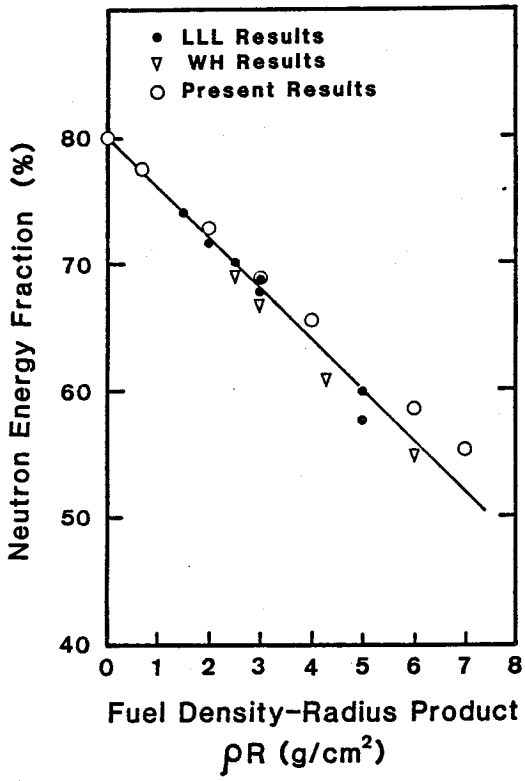


図5-2. 一核融合反応当たりの中性子のエネルギーの割合.

図５－２に示す様に、実用炉で使われる 1 g/cm^2< ρR_{DT} < 10 g/cm^2 の領域のＤＴペレットでは、中性子のエネルギーの減衰が顕著である。一方、激光ＸII号装置では、ρR_{DT} < 0.3 g/cm^{2}の場合を詳しく調べる必要がある。この場合、ペレットから出て来る中性子のエネルギーの減衰は、 14.1 MeV の２％以下である。

$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.3 g/cm^{2}のペレットからの、軟化した中性子エネルギースペクトルを図５－３に示す。アルミ、銅等を使った放射化計測では、激光ＸII号ペレット中の中性子エネルギースペクトルの軟化を考慮にいれる必要がある。

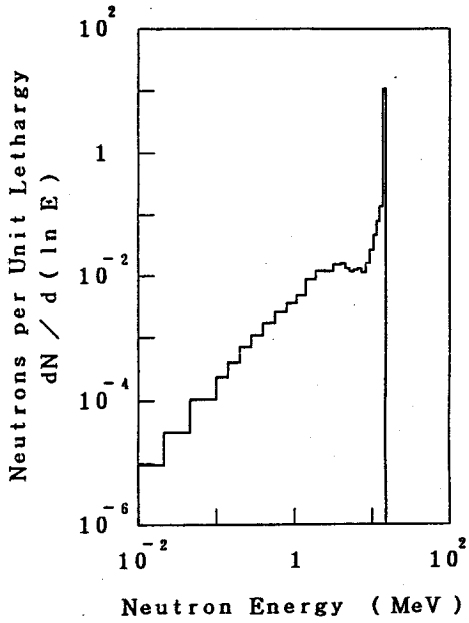


図5-3. $\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.3 g/cm^{2}のペレットからの中性子スペクトル.

５－３－２　真空チェンバーの壁、観測窓からの中性子の漏れ

最初に、ステンレス鋼ＳＳ－３０４の真空チェンバー壁と、２種類（タイプーＩ，タイプーII）の薄い観測窓からの中性子の漏れとフルエンスを調べ、中性子計測用の薄い観測窓の必要性を明らかにする。

表５－２に$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.0 g/cm^2、$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.3 g/cm^{2}の各々の場合の、 14.1 MeV 中性子と　E ＞ 8 MeV　の中性子の、壁と窓からの漏れの割合を示す。ここで、中性子の漏れの割合とは、１核融合反応当たり、真空チ

ェンバーの壁または窓を貫いて出て来る中性子の数を意味する。ここでは、真空チェンバー壁（ΔR_{SS-304}= 8 cm）の外表面（r= 87 cm ）、タイプーI（ΔR_{SiO_2} = 2.2 cm 、ΔR_{SS-304}= 0.15 cm ）の窓の外表面、タイプーII（ΔR_{Al} = 0.3 cm）の窓の外表面に於ける中性子の漏れの割合を示した。
これより、14.1 MeV中性子は厚さ 8 cm のステンレス鋼ＳＳ－３０４の真空壁の外へは約 30 % しか漏れて来ない。表５－３に、ステンレス鋼ＳＳ－３０４真空チェンバー壁、タイプーＩ並びにタイプーIIの窓の外表面に於ける中性子フルエンスを示す。

表5-2.　中心より87 cm の場所における中性子の漏れ.

Plasma	$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ =0.0 g/cm^2		$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ =0.3 g/cm^2	
Neutron Energy	14.1 MeV	>8 MeV	14.1 MeV	>8 MeV
Without Wall	1.0	1.0	0.950	0.978
Wall(SS-304)	0.329	0.351	0.312	0.344
Type-I Window	0.818	0.857	0.778	0.838
Type-II Window	0.979	0.984	0.930	0.962

表5-3.　中心から87 cm の場所における中性子フルエンス.

Plasma	$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ =0.0 g/cm^2		$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ =0.3 g/cm^2	
Neutron Energy	14.1 MeV	>8 MeV	14.1 MeV	>8 MeV
Without Wall	1.051×10^7	1.051×10^7	0.999×10^7	1.028×10^7
Wall(SS-304)	0.346×10^7	0.370×10^7	0.329×10^7	0.361×10^7
Type-I Window	0.861×10^7	0.901×10^7	0.818×10^7	0.881×10^7
Type-II Window	1.029×10^7	1.035×10^7	0.978×10^7	1.012×10^7

$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$= 0.3 g/cm^{2}のペレットを使用時の真空チェンバー壁の外表面の中性子エネルギースペクトルを図５－４に示す。この結果は、厚さ 8 cm のステンレス鋼の壁によって 14.1 MeV 中性子とＥ > 8 MeV 中性子の減衰が著しく、また、中性子のエネルギースペクトルも大幅に軟化する事から、壁を通って来た中性子は計測に適当でない事を示している。それ故、現在の激光ＸII号ＩＣＦ実験の中性子計測では、タイプIIの窓が、他（チェンバー壁、タイプーＩの窓）と比べるとより適当である。

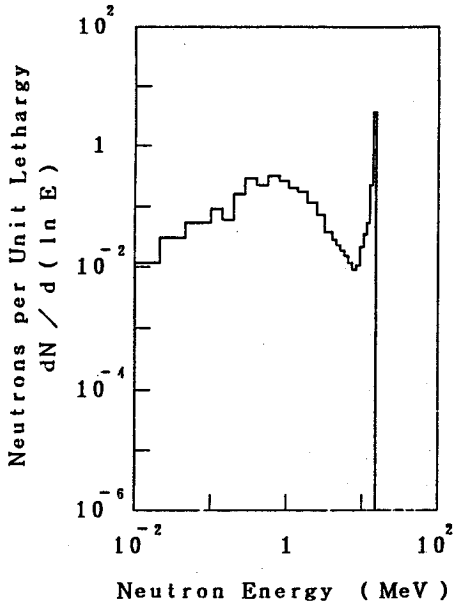


図5-4. $\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.3$ g/cm^{2}のペレットからでた中性子が厚さ 8cm のステンレス鋼を抜け出た時のスペクトル.

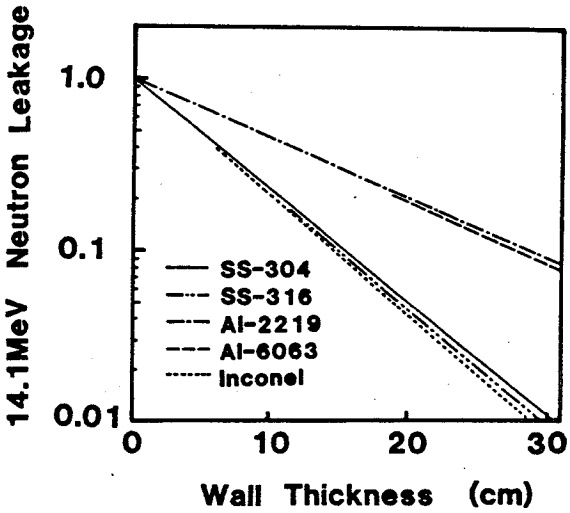


図5-5. チェンバーの厚みを変化させた時の 14.1 MeV 中性子の漏れの割合.

次に、現在の真空チェンバー壁の材料であるステンレス鋼ＳＳ－３０４を、ステンレス鋼ＳＳ－３１６、アルミ合金（Ａｌ－２２１９、Ａｌ－６０６３）、インコネル等に置換した場合の核特性を調べよう。これらの場合の 14.1 MeV 中性子の漏れの割合を図５－５に示す。ここでは、チェンバー壁の外半径ｒ＝ 87 cm を固定し、壁の厚さを独立変数に取って、漏れの割合を調べた。

図５－５より、 14.1 MeV 中性子の漏れの割合の減少の様子はステンレス鋼とインコネルで同じ傾向を示し、壁の厚さの増加と共に指数関数的に減少する事が分かる。アルミ合金の 14.1 MeV 中性子に対する阻止能は、ステンレス鋼やインコネル鋼のそれの約半分である。

５－３－３　アルミ試験片と銅試験片の誘導放射能

アルミと銅の試験片中の放射化反応数を、１次元中性子輸送計算で調べた。その理由は、それらが発生中性子数をモニターするのに良く使われているからである。27Ａｌ（ｎ、ｐ）27Ｍｇ反応、27Ａｌ（ｎ、α）24Ｎａ反応、63Ｃｕ（ｎ、γ）64Ｃｕ反応、65Ｃｕ（ｎ、２ｎ）64Ｃｕ反応、63Ｃｕ（ｎ、２ｎ）62Ｃｕ反応の５種類の反応の放射化断面積を表５－４に示す[6)]。

27Ａｌ（ｎ、ｐ）27Ｍｇ反応、27Ａｌ（ｎ、α）24Ｎａ反応、65Ｃｕ（ｎ、２ｎ）64Ｃｕ反応、63Ｃｕ（ｎ、２ｎ）62Ｃｕ反応の４種類の反応は、しきい値を持っている。中性子のエネルギーが各々、～ 6 MeV 、～ 8 MeV 、～12 MeV 、13 MeV の時、これらの反応の断面積は、最大値の約半分になる。

本章の１次元計算では、放射化試験片は、壁または窓の外表面に設置した薄い球殻状の層だと仮定している。激光ＸII号慣性核融合実験で、現在使われている放射化試験片の厚さが 0.2 cm なので、１次元計算の解析でも、層の厚さは同じく 0.2 cm だとする。激光ＸII号慣性核融合実験で、現在使われている放射化試験片の面積は、 69.12^{2}cm である。

チェンバー壁、タイプＩ，タイプIIの窓の外に設置した、アルミと銅の放射化試験片中のショット後の放射化核種の数密度を、表５－５に示す。ペレットの質量面密度が、$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.0$ g/cm^{2}から$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.3$ g/cm^{2}になった場合の、アルミと銅の放射化反応の減少は無視できる。

表5-4. 各種放射化反応の断面積. 単位はbarn.

Group	Energy Limit	$^{27}Al(n, p)^{27}Mg$,	$^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$,	$^{63}Cu(n, \gamma)^{64}Cu$,	$^{65}Cu(n, 2n)^{64}Cu$,	$^{63}Cu(n, 2n)^{62}Cu$
1	15.000-13.720 MeV	7.505E-02*	1.206E-01	0.0027	0.9394	0.5
2	13.720-12.549	8.409E-02	1.278E-01	0.0029	0.7351	0.0
3	12.549-11.478	9.212E-02	1.209E-01	0.0031	0.4720	
4	11.478-10.500	9.977E-02	1.071E-01	0.0033	0.1589	
5	10.500- 9.314	1.033E-01	8.904E-02	0.0036	0.0061	
6	9.314- 8.261	9.583E-02	6.383E-02	0.0039	0.0	
7	8.261- 7.328	8.191E-02	3.537E-02	0.0042		
8	7.328- 6.500	6.564E-02	1.414E-02	0.0045		
9	6.500- 5.757	4.894E-02	2.713E-03	0.0047		
10	5.757- 5.099	3.356E-02	1.573E-04	0.0049		
11	5.099- 4.516	2.015E-02	2.434E-06	0.0050		
12	4.516- 4.000	1.054E-02	4.116E-09	0.0052		
13	4.000- 3.162	6.279E-03	2.787E-14	0.0054		
14	3.162- 2.500	7.457E-04	0.0	0.0060		
15	2.500- 1.871	3.132E-06		0.0068		
16	1.871- 1.400	0.0		0.0079		
17	1.400- 1.058			0.0096		
18	1.058- 0.800			0.0110		
19	0.800- 0.566			0.0132		
20	0.566- 0.400			0.0208		
21	0.400- 0.283			0.0255		
22	0.283- 0.200			0.0253		
23	0.200- 0.141			0.0230		
24	0.141- 0.100			0.0252		
25	100.0-46.5 keV			0.0406		
26	46.5-21.5			0.0714		
27	21.5-10.0			0.1433		
28	10.0- 4.65			0.3180		
29	4.65- 2.15			0.3117		
30	2.15- 1.00			0.2924		
31	1.00- 0.465			3.5847		
32	0.465- 0.215			0.0455		
33	0.215- 0.100			0.0492		
34	100.0-46.5 eV			0.0730		
35	46.5-21.5			0.1149		
36	21.5-10.0			0.1773		
37	10.0- 4.65			0.1207		
38	4.65- 2.15			0.3960		
39	2.15- 1.00			0.5881		
40	1.00- 0.465			0.8682		
41	0.465- 0.215			1.2772		
42	0.215- 0.001			3.6752		

*Read as 7.505×10^{-2}

表5-5. 放射化試験片中の放射化反応の数密度. 単位は10^4/(cm^3)

Reaction	$^{27}Al(n, p)^{27}Mg$,	$^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$,	$^{63}Cu(n, \gamma)^{64}Cu$,	$^{65}Cu(n, 2n)^{64}Cu$,	$^{63}Cu(n, 2n)^{62}Cu$
($\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=0.0$ g/cm^2)					
Wall(SS-304)	1.982	3.066	2.640	9.88	11.02
Type-I Window	4.731	7.238	0.325	23.25	26.09
Type-II Window	5.021	8.013	0.215	26.53	31.28
($\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=0.3$ g/cm^2)					
Wall(SS-304)	1.959	2.995	2.639	9.52	10.47
Type-I Window	4.680	7.072	0.339	22.40	24.79
Type-II Window	4.967	7.829	0.227	25.58	29.72

核種64Ｃｕは、63Ｃｕ（ｎ，γ）64Ｃｕ反応と、65Ｃｕ（ｎ，２ｎ）64Ｃｕ反応によって作られる。65Ｃｕ（ｎ，２ｎ）64Ｃｕ反応は 12 MeV に、反応のしきい値を持っている。一方、表５－４に示す様に、63Ｃｕ（ｎ，γ）64Ｃｕ反応の断面積は、中性子のエネルギーが小さくなると増える。

窓（タイプーＩ、タイプーII）の外表面の中性子エネルギースペクトルは、チェンバー壁の外表面のそれよりも硬いから、窓の外表面の銅試験片中の核種64Ｃｕは、主に65Ｃｕ（ｎ，２ｎ）64Ｃｕ反応で生じる。一方、厚さ 8 cm 壁の外表面に置いたＣｕ試験片中では、65Ｃｕ（ｎ，２ｎ）64Ｃｕ反応の数は、窓の外表面に置いたＣｕ試験片中のそれと比べて、約 0.3 倍である。また、壁の外表面に置いた銅試験片中で生成された核種64Ｃｕの内、約 20 % が63Ｃｕ（ｎ，γ）64Ｃｕ反応によって生じたものである。壁の外表面に置いた銅試験片によって、高速中性子（Ｅ ＞ 12 MeV ）を、65Ｃｕ（ｎ，２ｎ）64Ｃｕ反応で生じた核種64Ｃｕの個数でモニターする場合、63Ｃｕ（ｎ，γ）64Ｃｕ反応はノイズとなるので、この反応の影響を考慮しなければならない。

発生中性子数をモニターする為に、別のアルミの放射化試験片がｒ＝ 350 cm の場所（窓と試験片との距離ＬはＬ＝ 263 cm ）に置かれている。ここで、空気の影響を調べてみる。その理由は、ｒ＝ 87 cm の所からｒ＝ 350 cm の所までの空気の密度と長さ（Ｌ ＝263 cm ）の積 $\rho \Delta R_{air}$ は約 0.3 g/cm であり、この値は、圧縮されたペレットのＳｉO_2 プッシャーの $\rho \Delta R_{SiO_2}$ とほぼ同じオーダーであり、この空気の存在の故に、放射化反応数が変化すると予期されるからである。表５－６に、ｒ＝ 87 cm の所からｒ＝ 350 cm までが空気あるいは真空の時の、27Ａｌ（ｎ，ｐ）27Ｍｇ反応数と、27Ａｌ（ｎ，α）24Ｎａ反応数を示す。

表5-6.　ペレットから見た立体角当たりの放射化試験片中の放射化反応数密度
（単位は、reactions/(cm^3・steradian) ）

Reaction		^{27}Al(n, p)^{27}Mg,	^{27}Al(n, α)^{24}Na,	^{63}Cu(n, γ)^{64}Cu,	^{65}Cu(n, 2n)^{64}Cu,	^{63}Cu(n, 2n)^{62}Cu
$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=0.0$ g/cm^2	Vac	5.430×10^6	8.685×10^6	2.182×10^5	2.887×10^7	3.415×10^7
	Air	5.417×10^6	8.636×10^6	2.228×10^5	2.859×10^7	3.368×10^7
$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}=0.3$ g/cm^2	Vac	5.375×10^6	8.490×10^6	2.312×10^5	2.783×10^7	3.244×10^7
	Air	5.360×10^6	8.439×10^6	2.356×10^5	2.756×10^7	3.200×10^7

空気の存在による27Al（n，p）27Mg反応数と、27Al（n，α）24Na反応数の減少率は各々 0.2％ と 0.6％ である。この減少率は $\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2}$ = 0.3 g/cm²のペレットを用いた場合の1／5であり、現在の放射化計測では、数mの厚さの空気の存在は無視してもよい。

5－3－4　核解析と実験との比較

現在の激光XII号慣性核融合実験では、発生中性子数は27Al（n，p）27Mg反応と、27Al（n，α）24Na反応とを使った放射化法でモニターしている。これらの反応、は各々 6 MeV と 8 MeV にしきい値をもっており、高速中性子を計るのに使われている。27Mgと24Naの半減期は各々 9.46 分と 15.02 時間である。

表5－7に27Al（n，p）27Mg反応を使った放射化計測の実験結果と解析結果を示す。用いた実験結果は、ショットNo. 611 (Dec. 13, 1983) で発生中性子数は約 3.6×10^{10} である。[12)]

表5-7.　27Al（n，p）27Mg反応の計算値と実験値.

	Calculation	Experiment
Neutron Yield	3.54×10^{10}	3.54×10^{10}
Activated ^{27}Mg	2.47×10^{4}	—
Curie No. of ^{27}Mg	8.15×10^{-10} Ci	—
Starting Time of Counting	70 s	70 s
Interval of Counting	300 s	300 s
Decay No. in the Interval	6.93×10^{3}	—
Effeciency of Counter	10.60%	10.60%
Signal+Back Ground	—	860 counts
Signal	734.6 counts	750 counts

実験では、E ＞ 6 MeV の中性子に対して27Al（n，p）27Mg反応の核断面積はフラットで、またE ＞ 6 MeVの中性子のみが27Al（n，p）27Mg反応を生じるとしている。

本章の解析では、正確な結果を出すために、核反応断面積のエネルギー依存性、中性子エネルギースペクトルの変化も考慮した。実験的に得られているカウンター

の効率、放射化試験片の位置（r＝ 90 cm ）等は、カウント数の予測を出すのに使用した。

表５－７に示す様に、同じ中性子発生数を仮定した場合、誤差の範囲内で、理論的に予測されたカウント数と、実験的に得られたカウント数は良い一致を示している。この良い一致は、実験の解析に用いられた仮定が概ね正しかった事を示し、ショットNo.611の発生中性子数の値 3.5 ∿ 3.7 x 10^{10}が正しい事を示している。

§５－４　ショット当たりの線量とチェンバー壁の誘導放射能

５－４－１　ショット当たりの線量

線量は、中性子フルエンスが分かると、フラックス－線量変換因子[13)]を用いて計算出来る。表５－８に、ステンレス鋼（ＳＳ－３０４）のチェンバー壁と２種類の窓（タイプＩ，タイプII）の外表面に於ける、ショット当たりの線量を示す。ここでは、ペレット中で 10^{12} 個のＤＴ反応が生じるショットを考えている。表５－８から、ショット当たりの線量は約 500 mrem であることが分かり、ショット中のチェンバー壁への接近は禁止される。

図５－６に、ステンレス鋼ＳＳ－３０４チェンバー壁の厚さΔＲを変化させた場合の、チェンバー外表面（r＝ 87 cm ）でのショット当たりの線量を示す。ここで、チェンバー外表面の半径は 87 cm に固定している。点線は、$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.0$ g/cm²、実線は $\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.3$ g/cm² の場合である。チェンバーの厚さが 8 cm 以上の場合、両者の差は無視出来る。

表5-8.　ショット当たりの線量（単位、 mrem/shot ）

Plasma	$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ $=0.0$ g/cm^2	$\rho R_{DT}=\rho\Delta R_{SiO_2}$ $=0.3$ g/cm^2
Wall(SS-304)	4.741×10^2	4.682×10^2
Type-I Window	5.432×10^2	5.067×10^2
Type-II Window	5.169×10^2	4.732×10^2

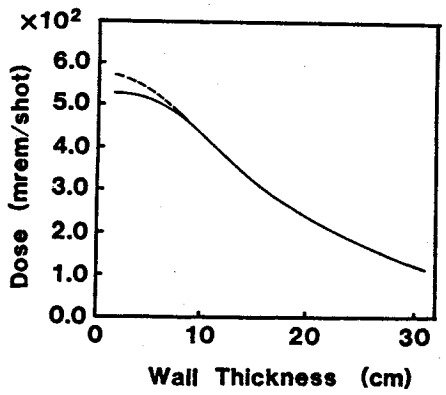


図5-6. チェンバーの厚みを変化させた時のチェンバー外表面でのショット（10^{12}中性子）当たりの線量. 実線と破線は各々、ペレットの質量面密度が$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.0$ g/cm²、実線は$\rho R_{DT} = \rho \Delta R_{SiO_2} = 0.3$ g/cm²の場合を示す.

5－4－2 ショット後の誘導放射能

現在、激光XII号のチェンバー壁材はステンレス鋼SS－304であるが、他の構造材、例えばステンレス鋼SS－316、インコネル、アルミ合金（Al－2219，Al－6063）等でもよい。最近の慣性核融合実験に於けるDT中性子発生数の増大により、実験期間中の装置への接近の問題、実験後の誘導放射能の問題は重要な課題になってきたので、これらの材料の誘導放射能を解析する。

線量率が 2.5 mrem/h 以上なら、チェンバー壁への接近が禁止されると一般的に考えられてる。この値は（ 5 rem/year ）／（ 2000 hours per working year ）として得られる。ここでは、解析を簡単にするため 1 mrem/hourの基準をとる。

図5－7に、ショット（発生中性子数 10^{12}）後の各種構造材のチェンバー壁の外表面における線量率の時間変化を示す。ここで、チェンバー壁の位置や厚さは、図5－1のままとする。ステンレス鋼（SS－304、SS－316）インコネルのチェンバー壁の外表面では、ショット直後に 0.2 mrem/h である。アルミ合金のチェンバー壁の外表面では、ショット直後に 1 mrem/h である。それ故、激光XII号実験では、ショット（発生中性子数 10^{12}）後にチェンバー壁への接近が可能である。

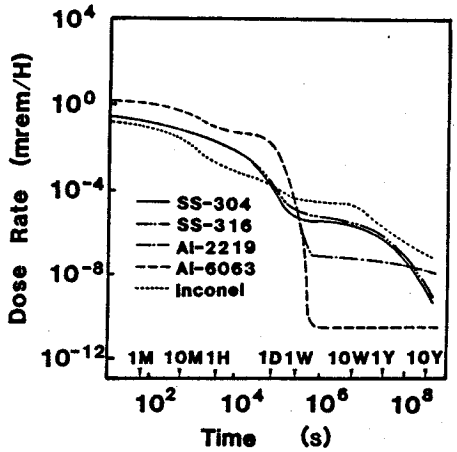


図5-7. 各種構造材の線量率の時間的変化

線量率は発生中性子数に比例するので、発生中性子数が変化した時の、ショット後の線量率の時間変化は、図５－７から容易に評価出来る。発生中性子数が 10^{15} を超える場合、実験期間中の操作員の接近は注意深く管理しなくてはならない。また、発生中性子数が 10^{18} の炉級のショットでは、ステンレス鋼（ＳＳ－３０４、ＳＳ－３１６）、インコネルのチェンバー壁外表面の線量率は 1 mrem/h 以下になるのにショット後 0.5 ～１年かかるが、アルミ合金のチェンバー外表面ではショット後２週間しかかからない。この場合、アルミ合金のチェンバーは、操作員の接近という観点から好ましいが、それでも実験操作やメインテナンスのためのチェンバーへの接近はショット後２週間の間は、禁じられる。

ステンレス鋼ＳＳ－３０４製チェンバー壁の厚さを変えた時の、ショット後１分、１時間、１日のチェンバー外表面の線量率を図５－８に示す。厚さが 4 cm 以上になると、チェンバー材中の中性子束の減衰とγ線の自己吸収によって線量率が下がる。

各種構造材の厚みを変化させた場合の、ショット後１時間のチェンバー外表面に於ける線量率を図５－９に示す。アルミ合金（Ａｌ－２２１９，Ａｌ－６０６３）の線量率が他の材料の線量率に比べて大きいのは、(1) アルミ合金中の中性子束の減衰は、ステンレス鋼やインコネルのそれより小さく、(2) アルミ合金中のγ線の自己吸収は、他の構造材のそれより小さいからである。

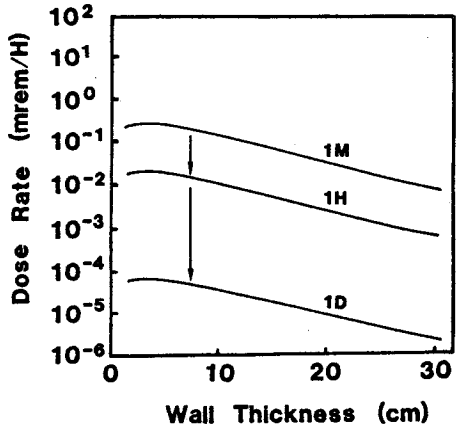


図5-8.　ステンレス鋼ＳＳ－３０４の厚みを変化させた場合のチェンバー外表面でのショット後１分、１時間、１日の線量率.

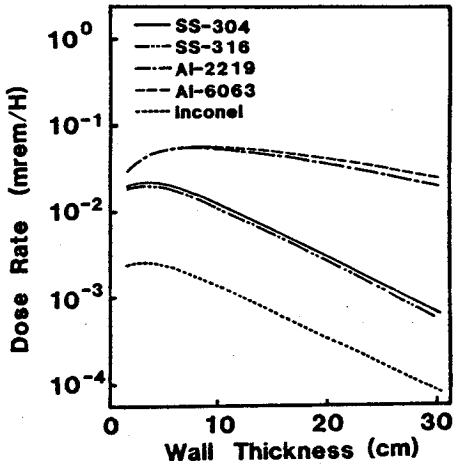


図5-9.　各種構造材の厚みを変化させた場合のチェンバー外表面でのショット後１時間の線量率.

§５－５　まとめ

激光ＸII号慣性核融合実験装置の核解析と放射線管理の問題（中性子のエネルギースペクトル、中性子の漏れの割合、アルミと銅の放射化反応、ショット当たりの線量、ショット後の線量率等）について解析を行なった。本章の主な結果をまとめ

ると、以下の様になる。

(1) 高圧縮ペレットの中では、衝突によって中性子の平均エネルギーは減少する。しかし、激光XII号のペレット圧縮実験では、$\rho R_{DT} < 0.3$ g/cm^2 であると予想されるので、中性子の平均エネルギーの減少の効果は無視出来る。

(2) 2種類（タイプーI、タイプーII）の観測窓と、チェンバー壁の外表面に於ける、核融合中性子の漏れの割合を調べた。チェンバー壁を貫く 14.1 MeV 中性子の数は、2種類の観測窓を貫く 14.1 MeV 中性子の数の 0.3 倍である事がわかった。

(3) ステンレス鋼のチェンバー壁と、2種類の観測窓の外表面に於けるアルミと銅の放射化試験片の放射化計算を行なった。アルミの放射化試験片に対して、理論的に予測されたカウント数と、実験的に得られたカウント数は、実験誤差の範囲内で一致した。

(4) 発生中性子数が 10^{12}個のショットでは、ステンレス鋼SS－304製のチェンバー壁の外表面で線量が 500 mrem となるので、ショット中のチェンバー壁への操作員の接近は禁じられる。

(5) ショット後の線量率を知るため誘導放射能を解析した。発生中性子数が 10^{12}個のショットでは、ステンレス鋼SS－304製のチェンバー外表面で線量率がショット後に 0.2 mrem/h となるので、ショット直後の操作員の接近が可能である。本章で得られた解析結果は、発生中性子数の増加、減少に対応して容易に拡張できる。

以上(1) から(5) の結果を基に、今後の核計測や、発生中性子数の増大時の放射線管理の指針を得た。

参考文献

(1) Y. Kato and M. Nakatsuka: Osaka Univ., ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program, ILE-QPR-83-6 (1983)46.

(2) K. Nishihara and T. Yuuchi: Osaka Univ., ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program, ILE-QPR-83-5 (1983)24.

(3) H. Azechi, N. Miyanaga, S. Sakabe, T. Yamanaka and C. Yamanaka:

Jpn. J. Appl. Phys. 20(1981)L477.

(4) Y. Ogawa, H. Naitou, K. Shin and T. Hyodo: Proc. 6th Int. Conf. Radiation Shielding, Tokyo, Japan, 1983(JAERI, 1983) Vol. II, p.721.

(5) K. Koyama, Y. Taji, K. Minami, T. Tsutsui, T. Ideta and S. Miyasaka: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 6954(1977).

(6) Y. Seki and H. Iida: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 8818(1980).

(7) H. Iida and M. Igarashi: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 8019(1979).

(8) S. Ido, S. Nakai, C. Yamanaka, H. Hattori, H. Kodaira, S. Kondo and T. Kurashige: J. Nucl. Sci. & Technol. 19(1982)1019.

(9) J.A. Blink, P.E. Walker and H.W. Meldner: Trans. Am. Nucl. Soc. 27 (1982)1019.

(10) J.A. Blink, P.E. Walker and H.W. Meldner: Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-77(1978)P.8-25.

(11) E.W. Sucov(ed.): Inertial Confinement Fusion Central Station Electric Power Generating Plants, WFPS-TME-81-001 (Westinghouse Electric Co., 1981)5-79.

(12) C. Yamanaka, H. Azechi, E. Fujiwara, S. Ido, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miayanaga, T. Mochizuki, S. Nakai, M. Nakatsuka, H. Niki, H. Nishimura, K. Nishihara, T. Norimatsu, T, Sasaki, S. Sakabe, T. Yabe, M. Yamanaka, T. Yamanaka, and K. Yoshida: Proc. 10th IAEA Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, UK, 12-19 Sep. 1984(IAEA, Vienna, 1985) VoL. III, P.3.

(13) ANSI/ANS 6.1.1 Neutron and Gamma-Ray Flux-to-Dose Conversion Factors (1977).

(14) Y. Seki, H. Iida and H. Kawasaki: J. Nucl. Sci. & Technol. 19(1982)11.

第６章　慣性核融合炉用内部固体金属ブランケット

§６－１　はじめに

本章では、慣性核融合炉に特有な、パルス的なＸ線や核反応生成粒子による衝撃の発生という炉工学的問題が新しいブランケットの概念で解決する事を示す。

慣性核融合（ＩＣＦ）では、炉室内を高い真空度に保つ必要はないので、炉室内で液体金属（Ｌｉ，ＬｉＰｂ等）のブランケットを使用する事が出来る。[1-3] 炉室内に液体金属ブランケットを用いる慣性核融合炉の概念は、磁場核融合炉の概念と比べて魅力的である。その理由は、炉室内の液体金属の層が

（１）核反応生成粒子、Ｘ線、プラスマの侵食から炉構造材を保護する

（２）構造材への中性子束を減衰させる

という特徴を持ち、その結果 30 年以上の長寿命が期待出来るからである。[4-6]

しかし、慣性核融合炉にはパルス的な衝撃という固有の問題がある。たとえ、液体金属ブランケットを使用したとしても、ペレットの微小爆発からのＸ線やプラズマを吸収した液体金属ブランケットの表面は溶発（アブレーション）を生じて、その反作用として圧力波が生じ、これが液体金属中を伝播して、構造材に衝撃を与える。[7] 例えば、炉を 1 Hz で運転させた場合、１年間に 3×10^7回の衝撃が構造材に伝わる。このパルス的な衝撃は、炉構造材に疲労を与え、炉の寿命を短くする原因となる。

本章では、この衝撃問題を解決する為に、ペレットと一緒に（あるいはペレットとは別に）炉室内に投入され、ペレットの微小爆発毎に消費される小形の固体金属ブランケットを提案し解析を行なう。内部固体金属ブランケットの役割は、ペレットの微小爆発からのＸ線を吸収し、且つ、プラズマの膨張を電磁気的な補助手段とともに制御する事である。

§６－２で内部固体金属ブランケット（以下、内部ブランケットと呼ぶ）のモデルを示して、その働きについて調べ、§６－３では膨張するプラズマから内部ブランケットへの運動量移送について論じ、§６－４では内部ブランケット中の中性子輸送計算を行なう。§６－５ではまとめを行なう。

§６－２　内部ブランケットとその働き

本節では、内部ブランケットのモデルを示し、その典型的な働きについて調べる。内部ブランケットの概念図を図６－１に示す。ここでは、エネルギードライバーとしてレーザーを考えている。内部ブランケットは、レーザービーム入射用の小さい穴と、プラズマ吹き出し用の大きい穴を持っている。内部ブランケットは、固体のリチウムで出来ているとする。その理由は、リチウムの融点は高くなく（ 180 C ）また、リチウムはＤＴ核融合炉のブランケット材として、想定されているからである。本章では、内部ブランケットの内径は、 10 cm 外径は 20 cm の球殻で質量は 12.67 kg （$=\frac{4}{3}\pi(0.2^3-0.1^3)\times 480\times 0.9$,因子 0.9 は穴の体積の球殻の体積に占める割合が 10 % である事から来ている）である。§６－４で計算する様に、この内部ブランケットは、ペレットの微小爆発からの中性子による加熱により、全体が溶け落ちる。燃料ペレットから 2.5 cm の所には、固体リチウムの薄い（ 100 μm ）Ｘ線吸収層がある。中心には燃料ペレットがあり、ペレットの微小爆発の核融合出力を 300 MJ と仮定する。内部ブランケットの内径、外径は、 300 MJ の微小爆発によって完全に溶け落ちるという条件から定めた。

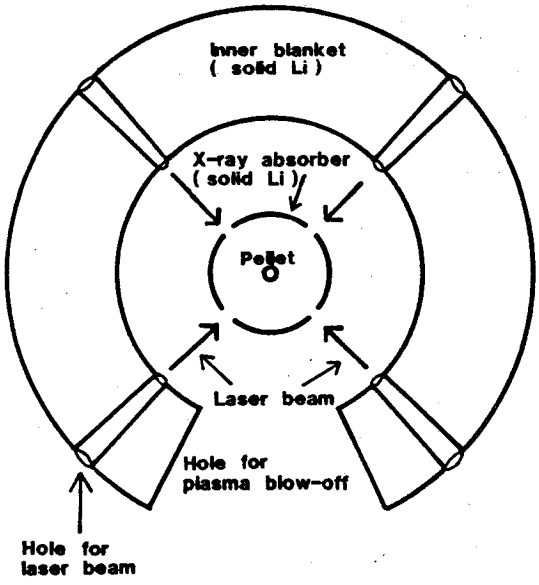


図6-1.　内部ブランケットの概念図.

溶けた後、液化した内部ブランケットは内部に充満したプラズマの圧力によって徐々に外側に向かって膨張を始める。図６－２は、固体リチウムの内部ブランケットを利用した、慣性核融合炉の概念図である。内部ブランケットの吹き出し口より噴出したプラズマは、カスプ磁場によって壁に接する事なく直接発電装置へと導かれる。磁場は§６－３で計算される様に、内部ブランケットの飛散を抑える効果を持つ。１テスラ以上の縦磁場があると、内部ブランケットが飛散する距離は 1 cm 以下になる。

図６－３は、出力 300 MJ の微小爆発の場合の、内部ブランケットの特性曲線である。本図では、時間は微小爆発の始まりから計っている。点Ａ（ 0.08 ns ）は微

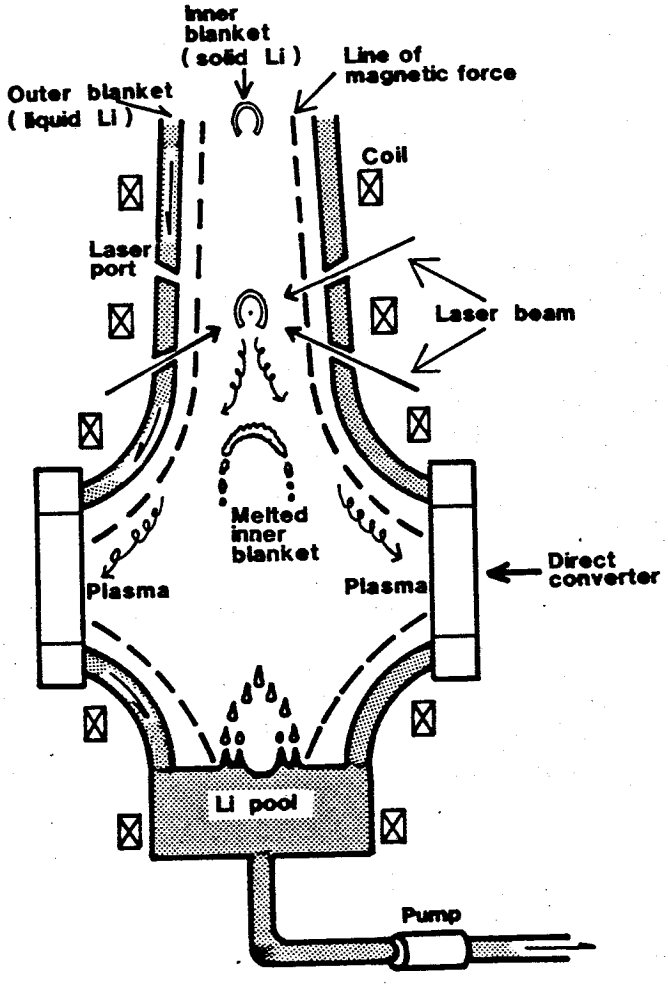


図6-2.　内部ブランケットを使用した慣性核融合炉の概念図.

小爆発からのX線がX線吸収層に到着した事を示す。X線吸収層は、その後X線を吸収してプラズマになる。点B（1.9 ns）とB'、また点C（7.2 ns）とC'は内部ブランケットへの 14.1 MeV DT中性子、ならびに 1 MeV 中性子の到着と抜け出しを示す。斜線部BB' C' Cは高速（1 MeV～14.1 MeV）中性子による 22.9 MJ（= 25.5 MJ x 0.9）の主加熱を示す。内部ブランケット中の、中性子による全加熱は 23.6 MJ（= 26.2 x 0.9）である。これらの値は§6－4でANISN－JRコードを用いて求めた。中性子による主加熱の後、固体リチウムの内部ブラン

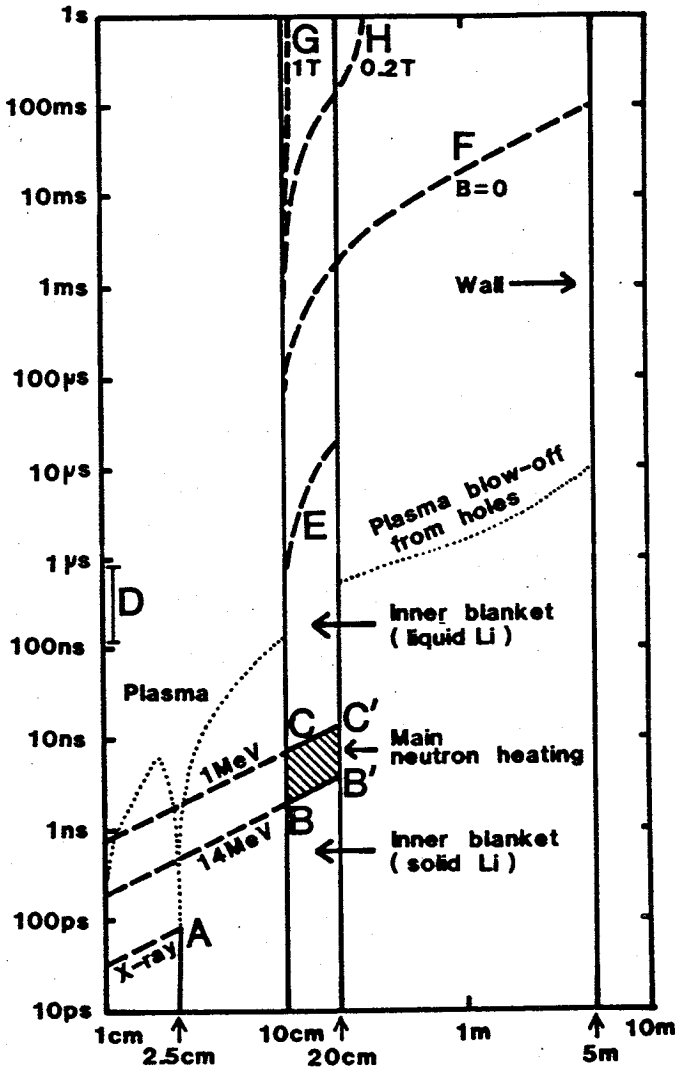


図6-3.　内部ブランケットの特性曲線.

ケットは溶ける。その理由は、中性子の通過時間（～10 ns ）内に内部ブランケットのどの部分の温度も融点（～180°C ）を超えるからである。本章では、リチウムの固体－液体間の相転移の時間はプラズマ吹き出しの時間（～0.3 μs ）や内部ブランケット中を圧力波が伝播する時間（～20 μs ）よりも短いと仮定した。

ペレットとX線吸収層から発生したプラズマは t～1 μs （期間D）で内部ブランケットの中空部を満たす。その後、プラズマは既に液化した内部ブランケットの内表面を加熱し溶発（アブレーション）させる。中空部のプラズマの圧力は§６－３で計算する様に 1.4 x 10^5bar である。プラズマは、内部ブランケットの内表面を押しつつ、同時に穴から吹き出していく。初期のピーク圧力 1.4 x 10^5bar でパルス幅～1 μs の圧力波が内部ブランケット中を伝わる。破線Eは圧力波の波頭を表わす。内部ブランケットは、初期速度 51 m/s で外部に向かって運動を始める。内部ブランケットの膨張する速度は、炉室内の磁場の効果によって減少する。それ故、溶けた内部ブランケットは、図６－２に示す様に徐々にひろがりながらリチウムプールに落下する。

図６－２に示した炉システムは、磁場保護型炉システム の改良版とも考えられる。しかし、本章の炉概念ではプラズマは炉下部の直接発電機にのみ排出されるので、磁場保護型炉システムと比べて、炉上部に於けるX線やプラズマによる熱負荷が軽減されている。

§６－４に示す様に、内部ブランケット中で吸収される中性子のエネルギーは、23.6 MJ である。この時ペレットからの中性子のエネルギーは 206 MJ である。14.1 MeVDT中性子の飛程はリチウム中で 0.5 m と長いために、発生した中性子のエネルギーの大半は厚い（ 0.5 m～1 m ）外部のブランケットに吸収される。厚い外部のブランケットを図６－２に示す。微小爆発後に溶けた内部ブランケットは、落下して外部のブランケットと混ざり合う。

§６－３ 運動量移送

本節では、プラズマから内部ブランケットへ移送される運動量を計算する。ペッレトの微小爆発の諸元を表６－１に掲げる。

表6-1.　ペレットの微小爆発のパラメーター.

DT yield		300 MJ
Pellet yield		297 MJ
Neutron yield		206 MJ
Debris yield		61 MJ
X-ray yield		30 MJ
Fuel ρR_{DT}	at ignition	3 g/cm^2
Tamper ρR_{Pb}	at ignition	1 g/cm^2

圧縮された燃料ペレット中では（n、2n）反応や（n、γ）反応等を生じて 3 MJ のエネルギーが吸収されるので、圧縮されたペレットからの正味の核融合出力は 300 MJ ではなくて 297 MJ である。微小爆発のX線の全エネルギー、エネルギースペクトル、また、それらの時間変化は一般的に、圧縮された燃料ペレットの最終構造や爆縮のプロセスに依存する。図６－３の点Aに示す様に、X線はリチウム製のX線吸収層に到達する。ここでは、微小爆発によるX線は、 1 keV にスペクトルのピークを持つX線であり、その全エネルギーは 30 MJ だと仮定する。リチウム中で 1 keV のX線の飛程は 100 μm である。それ故、リチウム製のX線吸収層の厚さと質量を各々 100 μm 、 0.39 g と仮定し、X線の全エネルギーがX線吸収層に一様に吸収されると仮定する。X線を吸収した後、X線吸収層はプラズマ（ Ti = Te = 1.4 keV ）になる。内部ブランケットの中空部は、微小爆発の～0.5 μs 後には、X線吸収層とペレットから生じたプラズマで満たされる。ペレットからのプラズマ（ Epe = 61 MJ、mpe = 0.03 g ）とX線吸収層からのプラズマ（ Eab = 30 MJ, mab = 0.39 g ）は内部ブランケットの中空部で混合されて一様なプラズマ（ E = 91 MJ, m = 0.42 g ）になる。このプラズマが理想気体だとすると、その初期圧力は、

$$P0 = \frac{2W_0}{3V_0} = 1.4 \times 10^5 \text{ bar} \qquad (6\text{-}1)$$

である。ここで

$$V0 = \frac{4}{3} \times \pi R^3 0 = 4200 \text{ cm}^3 \qquad (6\text{-}2)$$

$$W0 = E\,gas = 91\ MJ \tag{6-3}$$

である。V0 は内部ブランケット中空部の体積、R0 は内半径、W0 は充満したプラズマの初期エネルギーである。内部ブランケットには、プラズマ吹き出し用の穴があるので、そこから中空部を満たしたプラズマが吹き出す。プラズマが閉じ込められている時間 τ confは、以下の様に計算出来る。後に示す様に τ confは、ブランケットの運動の特徴的な時間に比べて短いので、R0 は定数とみなせる。微小時間 Δt 間に、中空部のプラズマの質量は

$$\Delta m = -m\ (t)\ \frac{4\pi R_0^2 \alpha V_{esc}\ \Delta t}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} \tag{6-4}$$

だけ変化する。ここでVesc は穴から逃げるプラズマの流体速度、αは、穴の表面積の内部ブランケット内表面の面積に対する比である。図６－１に示した内部ブランケットのモデルでは $\alpha = 0.1$とした。穴から逃げるプラズマの流体速度Vesc と音速Ｃｓとの間には、

$$Vesc = 1.73 \times Cs \tag{6-5}$$

なる関係がある。また、内部ブランケット中空部に充満したプラズマの音速Cs を評価すると

$$Cs = \gamma \times \frac{P_0}{\rho} = \frac{5}{3} \times \frac{\frac{2W_0}{V_0}}{\frac{3m_0}{V_0}} = \frac{10\,W_0}{9\,m_0} \tag{6-6}$$

である。ここで

$$\gamma = \frac{5}{3} \tag{6-7}$$

$$m0 = 4\pi R1^2\ \Delta r\ \rho_0 + mpe = 0.42\ g \tag{6-8}$$

$$\rho 0 = 0.48\ g/cm^3 \tag{6-9}$$

$$R1 = 2.5\ cm \tag{6-10}$$

$$\Delta R = 100\ \mu m \tag{6-11}$$

である。γは比熱比、ρとm0は中空部に充満したプラズマの初期質量密度と初期質量、mpe(＝0.03 g)は燃料ペレットの質量、R1、ρ0、Δrはリチウム製のX線吸収層の内半径、密度、厚さである。計算の結果

$$Cs = 4.9 \times 10^5 \ m/s \tag{6-12}$$

を得る。(6-4) を解くと、質量と圧力は

$$m(t) = m0 \exp\left(-\frac{3\alpha V_{esc} t}{R_0}\right) \tag{6-13}$$

$$P(t) = P0 \exp\left(-\frac{3\alpha V_{esc} t}{R_0}\right) \tag{6-14}$$

と表わされる。(6-13)、(6-14)より、とじ込め時間τconf (～R0／3 αVesc) は 0.39 μs となる。この値はブランケット中を圧力波が伝わるのに要する時間(～20 μs) より短い。

プラズマから内部ブランケットへ移送される運動量は次の様に計算できる。

$$d(mv) = \int_0^\infty P(t)\, S0\, dt$$

$$= \frac{2W_0(1-\alpha)}{3\alpha V_{esc}} \tag{6-15}$$

ここで、S0 (＝ $4\pi R0^2(1-\alpha)$) は内部ブランケットの内表面の面積 (穴の部分は含まない) である。α＝ 0.1 の場合、移送される運動量は 640 kg·m/s である。

次に、内部ブランケットが壁に与える衝撃力の大きさを評価する。壁への運動量移送の方程式は

$$mv = F\Delta t \tag{6-16}$$

である。ここでFは壁に働く力であり、時間的には階段状であるとする。またΔtはパルス的な衝撃が壁に働いている時間、mとvは膨張する物体 (プラズマと液体

金属）の質量と速度である。速度に

$$\frac{\Delta V}{V} = 0.1 \qquad (6\text{-}17)$$

の揺らぎΔｖがある場合

$$\Delta t = \frac{R}{V} \times \frac{\Delta V}{V} = \frac{0.1R}{V} \qquad (6\text{-}18)$$

である。ここでＲは壁の内半径（５ｍ）である。磁場が存在せず、内部ブランケットも用いない場合、プラズマ（Epe = 91 MJ, mpe = 0.42 g）は壁に直接衝突し、その時ｍｖ＝ 280 kg m/s 、Ｆ＝ 3.6 x 10^8kg m/s、Δｔ＝ 0.76 μs であり、壁にかかるピークの圧力Ｐpeak（＝Ｆ／ 4πＲ^2 ）は 1.2 x 10^1bar である。一方、全てのプラズマをカスプ磁場によって直接発電機へ導いた場合、壁は内部ブランケット（ｍ＝ 12.7 kg、α＝0.1 ）からのみ衝撃を受ける。この時ｍｖ＝ 640 kg m/s 、Ｆ＝ 6.5 x 10^4kg m/s、Δｔ＝ 9.8 ms であり、壁にかかるピークの圧力Ｐpeakは 0.0021 bar である。これより、内部ブランケットを用いる事によってピークの圧力が大幅に減少する事が分かる。

更に、磁場はブランケットの運動を抑制し、壁に与える衝撃を低レベルに抑える。磁場を印加すると、ブランケットの運動速度が減少する事を示す。図６－２に示す様に、爆発点の近傍には垂直な磁場がかかっているとする。ここでは図６－４に示す様な直交座標を導入する。簡単のため内部ブランケットはｙ方向の速度Ｖのみを持っているとする。磁力線と誘導電流の方向は、各々ｚ軸方向とｘ軸方向である。ローレンツ力は、図６－４に示す様に原点（爆発点）に向かって、つまり内部ブランケットの運動に対して摩擦力として働く。内部ブランケットの運動方程式は、

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{VB^2}{\rho\eta} \qquad (6\text{-}19)$$

である。ここでρ（＝ 4.8 x 10^2kg/m^3）、η（＝ 3 x 10^{-7} Ω･m、at 500 C ）はリチウムの密度と抵抗率である。(6-19)を解いて

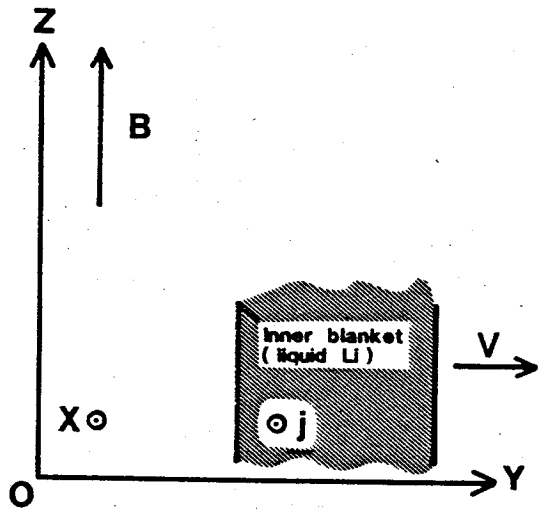


図6-4.　内部ブランケットの運動と、磁場、誘導電流との関係.

$$v = C1 \exp\left(-\frac{B^2 t}{\rho\eta}\right) \tag{6-20}$$

$$x = -\frac{\rho\eta}{B^2} C_1 \exp\left(-\frac{B^2 t}{\rho\eta}\right) + \frac{\rho\eta}{B^2} C_1 + C_2 \tag{6-21}$$

を得る。図６－１に示した内部ブランケットモデルでは、初速C1 は

$$C1 = 51 \text{ m/s} \tag{6-22}$$

であり、初期位置C2 は

$$0.1 \text{ m} < C2 < 0.2 \text{ m} \tag{6-23}$$

である。ブランケットの最大飛程Xmax は

$$X_{max} = \frac{\rho\eta}{B^2} C_1 + C_2 \tag{6-24}$$

である。(6-24)から、磁場の強さを増した場合、内部ブランケットの最大飛程は減

少する。磁場が1テスラと 0.2テスラの場合の最大の移動距離は、各々 0.007 m と 0.18 m である。これらの計算結果を、図6－3の破線GとHに示す。図6－3の破線Fは、磁場がない場合の内部ブランケットの特性曲線である。強い磁場（＞0.2 テスラ）をかけた場合、燃料ペレットから数メートル離れた地点に位置する構造壁は、内部ブランケットからの衝撃より守られる。

§6－4　中性子輸送計算

本節では、中性子輸送計算の結果を示す。ここでは、1次元中性子－γ線輸送コードANISN－JR[12]と 40 核種－ 42 群中性子－ 21 群γ線の核断面積セットGICX－40[13]を用いた。

ペレットはDT燃料とPbプッシャーの2層で構成されているとし、燃料DT層の密度と厚さの積$\rho_{DT}R$は 3 g/cm^2、Pbプッシャー層の密度と厚さの積$\rho_{Pb}\Delta R$は 1 g/cm^{2}とした。圧縮されたペレットからの中性子エネルギースペクトルは、中性子がペレット内部でイオンと衝突するので軟化している。

中性子輸送計算から、ペレットからの中性子の全エネルギーは 206 MJ 、ペレットプラズマとX線のエネルギーは 91 MJ であった。

ペレットの微小爆発の前には、内部ブランケットの初期温度分布は 80°C で空間的に一様だとする。微小爆発後（中性子加熱後）の内部ブランケットの温度分布を図6－5の実線に示す。点Aはリチウムの沸点、点Bは融点であり、リチウムの比熱と融解熱は、各々 1.0 cal/g C、 100 cal/g とした。

計算の結果、中性子のスペクトルの軟化を考慮した場合、中性子による内部ブランケットの加熱は 23.6 MJ であり、燃料からの中性子エネルギーの 16 % を吸収し、内部ブランケットは全部溶け落ちる。その場合、初期温度が 80℃ の時、中性子加熱後の内部ブランケットの平均の温度は 420℃ となる。中性子のスペクトルの軟化がない場合（$\rho_{DT}R = \rho_{Pb}\Delta R =$ 0.0 g/cm^2、 14 MeV の単色の中性子スペクトルの場合）、中性子加熱後の内部ブランケットの温度分布を図6－5の破線Cで示す。

内部ブランケットの厚さは 10 cm なので、構造材の放射化損傷（H生成、He生成、DPA）はその分減少する。

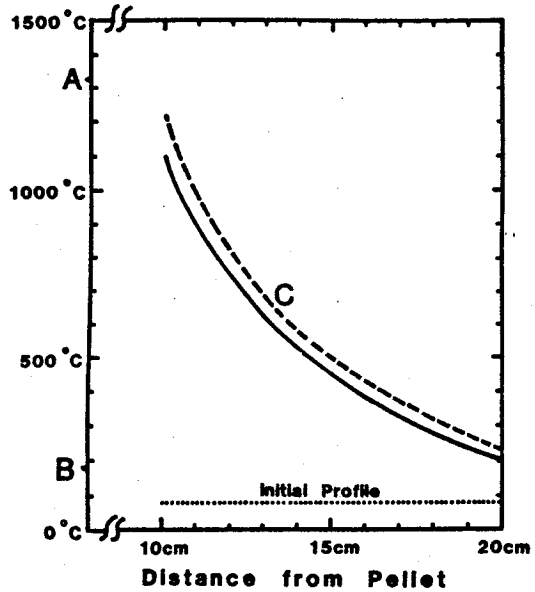


図6-5. 中性子加熱後の内部ブランケットの温度分布．実線はペレット（$\rho_{DT}R$ = 3 g/cm^2, $\rho_{Pb}\Delta R$= 1.0 g/cm^2, Eneutron = 206 MJ）によるスペクトルの軟化を考慮した場合．破線は 14 MeV の単色のスペクトル（即ち、$\rho_{DT}R$= 0.0 g/cm^2, $\rho_{Pb}\Delta R$= 0.0 g/cm^2, Eneutron = 240 MJ(= 300 MJ x 0.8)）の場合．

§６－５　まとめ

本章で得られた主な結果をまとめると以下の様になる。

(1) 内部ブランケットは、ペレットの微小爆発によるＸ線を止め、Ｘ線のエネルギーをプラズマのエネルギーに変換する。

(2) 内部ブランケットは、中性子による加熱の後、溶け落ちる。

(3) プラズマはカスプ磁場により直接発電機へと排出される。従ってＸ線による壁の溶発（アブレーション）は生じないので、Ｘ線とプラズマによる炉構造材へのパルス的な衝撃は避けられる。

(4) ペレットの微小爆発後、内部ブランケットは 51 m/s の初速で壁に向かって運動する。

(5) 磁場は、内部ブランケットの運動のブレーキとして働く。強い磁場（＞0.2テスラ）を印加する事により、内部ブランケットは炉壁に到達しない。

以上より、小形の固体金属ブランケットを使って、荷電粒子やX線の衝撃から構造材を守る事が出来る。本章では、レーザー核融合炉に対する内部固体金属ブランケットの概念の有用性を示した。同様の解析は他のエネルギードライバー（ＬＩＢ，ＨＩＢ）の慣性核融合炉に対しても成り立つ。

参考文献

(1) L.A. Booth: Los Alamos Sci. Lab. Rep. LA-4858-MS (1972).

(2) J.H. Pendergrass, T.G. Frank and I.O. Bohachevsky: Proc. 4th ANS Top. Meet. Technology of Controlled Nuclear Fusion, King of Prussia, Pennsylvania, October 14-17, 1980, CONF-801011, II, 1131 (U.S. Department of Energy, Washington, D.C., 1981).

(3) M.J. Monsler, J. Hovingh, D.L. Cook, T.G. Frank and G.A. Moses: Nucl. Technol./Fusion, 1(1981)302.

(4) H.I. Avici and G.L. Kulcinski: Nucl. Technol., 44(1979)333.

(5) Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif., UCRL-50021-77(1978).

(6) S. IDO: Osaka Univ., ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program, ILE-QPR-82-2, (1982)15.

(7) I.O. Bohachevsky: Nucl. Technol./Fusion 2(1982)110.

(8) T. Frank, D. Freiwald, T. Merson and J. Devaney: Proc. 1st ANS Top. Meet. Technology of Controlled Nuclear Fusion, San Diego, Calif., April 16-18, 1974, CONF-740402, I, 83 (U.S. Department of Energy, Washington, D.C., 1974).

(9) B. Badger, F. Arendt, K. Becker, K Beckert, R. Bock, D. Bohne, I. Bozski, J. Brezina, M. Dalle Donne, L. El-Guebaly, R. Engelstad, W. Eyrich, R. Frohlick, N. Ghoniem, B. Goel, A. Hassanein, D. Henderson, W. Hobel, I. Hofmann, E. Hoyer, R. Keller, G.Kessler,

A. Klein, R. Kreutz, G. Klucinski, E. Larsen, K. Lee, K. Long, E. Lovell, N. Metzler, J. Meyer-ter-Vehn, U. von Mollendorff, N. Moritz, G. Moses, R. Muller, K. O'Brien, R. Peterson, K. Plute, L. Pong, R. Sanders, J. Sapp, M. Sawan, K. Schretzmann, T. Spindler, I. Sviatoslavsky, K. Symon, D. Sze, N. Tahir, W. Vogelsang, A. White, S. Witkowski and H. Wollnik: UMFDM-450 and KfK-3202(1982).

(10) R.F. Reilman and S.T. Manson: Astrophys. J. Suppl. Ser. 40(1979)815.

(11) L.D. Landau and E.M. Lifshitz: Fluid Mechnics (Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt, 1970) Chap. 9.

(12) K. Koyama, Y. Taji, K. Minami, T. Tsutsui, T. Ideta and S. Miyasaka: Jpn. At. Res. Inst.-Memo 6954(1977).

(13) Y. Seki and H. Iida: Jpn. At. Res. Inst.-Memo 8818(1980).

(14) S. Ido, S. Nakai, C. Yamanaka, H. Hattori, H. Kodaira, S. Kondo and T. Kurashige: J. Nucl. Sci. & Technol. 19(1982)1019.

第７章　結論

高利得ペレットの点火・燃焼物理の解明に向けて、慣性核融合実験に於ける核反応生成粒子の輸送を模擬する３次元モンテカルロ核反応生成粒子輸送コードの開発を行なった。また、特に、プラズマを特徴づける質量面密度という物理量と核反応生成粒子のプラズマ中の輸送過程との関連に着目し(i) 核反応生成粒子の２次核反応を利用したρＲ計測法について解析を進め(ii)中性子による放射化反応を用いる新たなρＲ計測法を考案し検討を加え、その有用性を示した。更に、燃焼プラズマの系外にでた核反応生成粒子の輸送に関して激光ＸII号慣性核融合実験装置の核解析と放射線管理の問題について解析を進めた。また高出力の実験装置、実用炉に於けるパルス的な衝撃の防止の為の内部固体金属ブランケットの概念を考案し有用性を示した。

以下に得られた主要な結果を列挙する。

第２章　核反応生成粒子の輸送過程とモンテカルロコードの開発

(1) プラズマ中での、核反応生成粒子の生成、輸送の物理過程を示した。

(2) 爆縮プラズマ中での、核反応生成粒子の生成、輸送を模擬する３次元モンテカルロコードを開発した。種々の物理過程を考慮した。このコードを用いて実際のターゲットのシミュレーションを行ない計測に関する情報を得る事が出来、コードの有用性を示した。

第３章　２次核反応を利用したρＲ計測の解析

(1) 一様密度（ 1 g/cc、 10 g/cc ）、一様温度（ 1 KeV 、3 KeV 、10 KeV ）の球状ＤＤプラズマで、１次核反応が一様に生じた場合のＤＤプラズマの燃料面密度ρＲと２次核反応率との関数を明らかにした。

(2) ＤＤ燃料とＳｉＯ　ガラスプッシャーが一様に混合した場合の燃料ρＲの値を求める手続きを示し、またρＲ値と２次核反応率との関係を明らかにした。実験で予想される様な、混合層中のＤＤ燃料の純度が空間的に変化する場合のρＲと２次核反応率との関係を明らかにした。

第４章　放射化法を利用したρＲ計測の解析

(1) Ｘ線や荷電粒子が計測手段として使えない$\rho R_{DT} > 0.3$ g/cm^2 の領域のプラズマ中でも有効な放射化法を利用したρR_{DT}値計測法を提案し解析を行なった。本方法は、放射化試験片とカウンターによって簡単に構成される。

(2) アルミ、銅、ニッケル、ケイ素、の放射化反応数の変化を 0 g/cm^2 < ρR_{DT} < 2.5 g/cm^2 、 0 g/cm^2 < $\rho \Delta R_{SiO_2}$ < 2.5 g/cm^2 の領域で明らかにした。その中で、ニッケル、ケイ素、アルミの３種類の放射化反応数の比をとる事によって、ρR_{DT} 、$\rho \Delta R_{SiO_2}$ の値が同時に定まる事を示した。ρR_{DT}、$\rho \Delta R_{SiO_2}$ の値から、ＤＴ反応数Ｎreact の値が定まる事を示した。

第５章　激光ＸII号慣性核融合実験装置の核解析

(1) 激光ＸII号のペレット圧縮実験では、$\rho R_{DT} < 0.3$ g/cm^2 であると予想されるので、中性子の平均エネルギーの減少の効果は無視出来る。

(2) ２種類の観測窓と、チェンバー壁の外表面に於ける、核融合中性子の漏れの割合を明らかした。チェンバー壁を貫く 14.1 MeV 中性子の数は、観測窓をを貫く 14.1 MeV中性子の数の 0.3 倍である。アルミと銅の放射化試験片の放射化計算を行なった。

(3) 発生中性子数10^{12}個のショットのショット時の線量、ショット後の線量率を求めた。ステンレス鋼製のチェンバー壁外表面ではショット時 500 mrem の線量があり、人の接近は禁止される。またショット直後は 1 mrem/h 以下の線量率であり、人の接近は可能である。

第６章　慣性核融合炉用内部固体金属ブランケット

(1) 内部ブランケットは、ペレットの微小爆発によるＸ線を止め、Ｘ線のエネルギーをプラズマのエネルギーに変換する。内部ブランケットは中性子による加熱の後、溶け落ちる。プラズマはカスプ磁場により直接発電機へと排出される。従って、Ｘ線による壁の溶発（アブレーション）は生じないので、Ｘ線とプラズマによる炉構造材へのパルス的な衝撃は避けられる。

(2) ペレットの微小爆発後、溶けた内部ブランケットは 51 m/s の初速で壁に向かって運動する。しかし、強い磁場（ > 0.2 テスラ）を印加する事により、内部ブ

ランケットは炉壁に到達しないので、衝撃から炉構造材を守る事が出来る。

以上の結果より、慣性核融合プラズマの高ρR化と核融合反応数の増大に対処するための、核反応生成粒子を用いたρR計測法の基礎を確立した。また、更に、高出力の実験装置や、実用炉で問題になる放射線管理と衝撃の問題について解決の指針を与えた。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜わりました山中千代衛教授、山中龍彦教授、西原功修教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴きました佐野忠雄名誉教授、渡辺健二教授、横山昌弘教授、石村勉教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、中井貞雄教授、井沢靖和教授、三間圀興教授、加藤義章教授、望月孝[illegible]教授に謝意を表します。

また、著者のささやかな思いつきをも大切にしてくださった井門俊治助手の御指導に深く感謝致します。

終始変わらぬ御指導、討論、激励を戴きました山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、中塚正大助教授、今崎一夫助教授、北川米喜助教授、矢部孝助教授、吉田国雄講師に深く感謝致します。

本研究に関し、御指導、御助言を賜わりました東京大学工学部原子力工学研究施設宮健三教授、九州大学大学院総合理工学研究科中島秀紀助教授に深く感謝致します。

研究生活に於て、熱心な討論、激励を戴いた畦地宏助手、宮永憲明助手、西村博明助手、宮本修治助手、乗松孝好助手、仁木秀明助手、藤田尚徳助手、大道博行助手、高部英明助手、藤原閲夫助手、阪部周二助手、実野孝久助手、田中和夫助手に深く感謝致します。

５年に亘る研究生活の中で、ゼミや夏の学校等で苦楽を共にし、著者を常に啓発し続け、ある時は歯に衣着せぬ議論の相手を勤めて戴きました、田口俊弘博士、岸本泰明博士、西口彰夫博士、阪上仁志氏、杉山勤氏、誉田義英氏、大須賀敏明君、谷口雅信君、車信一郎君、村上[illegible]旦君、竹脇秀昭君、内田成明君、藤田雅之君、中原慎一君、山口政孝君、湯上登君、坂和洋一君、片山秀史君、久保山正文君、伊藤基志君、長谷川正樹君、服部文秀君、そして計算機室の福田優子室長、沢井和美さん、嶋京子さん、安井秀一君に深く感謝致します。

業績目録

発表論文

(1) Inner Frozen Metal Blanket Concept for an ICF reactor
R. Tusji and S. Ido
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 22, No. 6, (1983) 987.

(2) Cryogenic Neutron Calorimeter for an ICF Test Facility
R. Tusji and S. Ido
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 23, No. 8, (1984) 1133.

(3) Laser Fusion Reactor SENRI
S. Nakai, S. Ido, K. Mima, R. Tsuji, T. Norimatsu, C. Yamanaka, K. Miya, H. Nakashima, N. Nakamura, H. Oomura, K. Tsukumo and Research Committee for ICF Reactor
Laser and Particle Beams., Vol. 2, Part 4, (1984) 433.

(4) Conceptual Design of ICF reactor SENRI, PART II
Advances in Design and Pellet Gain Scaling
S. Ido, R. Tsuji, K. Mima, S. Nakai and C. Yamanaka
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, H. Hora and G. H. Miley, eds., (Plenum, New York, 1984), Vol. 6, 1061.

(5) X-ray and radioactive measurements in ICF research in ICF research at ILE Osaka
H. Nishimura, H. Niki, N. Miyanaga, K. Okada, H. Azechi, T. Yabe, R. Tsuji, S. Ido, M. Yamanaka, T. Mochizuki, K. Nishihara, T. Yamanaka and C. Yamanaka
Rev. Sci. Instrum., Vol. 56, No. 5 Part-II (1985) 1128.

(6) Measurement of ICF Plasma Parameters by the Activation Method

R. Tsuji, K. Nishihara and S. Ido

Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 24, No. 12, (1985) 1689.

(7) Nuclear Analysis of GEKKO XII ICF Experiment Facility

R. Tsuji, Y. Deguchi, S. Ido, M. Yamanaka, T. Yamanaka and C. Yamanaka

Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 25, No. 4, (1986) 615.

(8) Radiochemistry and secondary reactions for the diagnostic of laser-driven fusion plasma

N. Miyanaga, H, Azechi, R.O. Stapf, K. Itoga, H. Nakaishi, H. Shiraga, M. Yamanaka, T. Yamanaka, R. Tsuji, S. Ido, K. Sakurai, K. Nishihara, T. Yabe, M. Takagi, M. Nakatsuka, Y. Izawa, S. Nakai, C. Yamanaka, K. Kobayashi, I Kimura, S. Morinobu

Rev. Sci. Instrum., Vol. 57, No. 8 Part II (1986) 1731.

(9) Experimental determination of fuel density-radius product of inertial confinement fusion targets using secondary nuclear fusion reactions

H, Azechi, N. Miyanaga, R.O. Stapf, K. Itoga, H. Nakaishi, M. Yamanaka, H. Shiraga, R. Tsuji, S. Ido, K. Nishihara, Y. Izawa, T. Yamanaka, C. Yamanaka

Appl. Phys. Lett., VOL. 49 (1986) 555.

国際会議報告集

(1) Laser Fusion Reactor -SENRI-

S. Nakai, S. Ido, K. Mima, R. Tsuji, T. Norimatsu, C. Yamanaka,

K. Miya, H. Nakashima, N. Nakamura, H. Oomura, K. Tsukumo and Research Committee for ICF Reactor
Proceedings of 1984 INS International Symposium on Heavy Ion Accelaretors and Their Applications to Inertial Fusion, Jan., 23-27, 1984, Tokyo, Japan, (1984) 773.

(2) Developments of 2D Implosion Codes, and Ignition and Transport of Fusion Products in an Engineering Test Reactor
K. Mima, K. Nishihara, T. Yabe, R. Tsuji, S. Ido, H. Takabe, A. Nishiguchi, Y. Kishimoto, S. Nakai and C. Yamanaka
Plasma Physcs and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984), Vol.3, IAEA, Vienna(1985) 113.

学会発表

(1) ＩＣＥＤ－ＡＬＥ法を用いた二次元爆縮コード
日本物理学会　新潟大学　1981年10月

(2) レーザー核融合炉「千里Ｉ号」－９　二次元リチウム流解析
日本原子力学会　神戸商船大学　1982年10月

(3) 慣性核融合炉用固体金属リチウムブランケット
日本原子力学会　国立教育会館　1983年3 月

(4) カーボンあるいはセラミックの小球を使用した核融合炉の遮蔽概念について
日本原子力学会　北海道大学　1983年10月

(5) 極低温を利用したパルス中性子源に対する中性子カロリーメーター
日本物理学会　九州大学　1984年4 月

(6) レーザー核融合実験装置激光ＸＩＩ号の核解析

プラズマ核融合学会　　九州大学　　1984年4 月

(7) レーザー核融合における核反応計測シミュレーション

日本物理学会　　富山大学　　1984年10月

(8) 放射化法を応用した慣性核融合ペレットのρＲ測定

日本原子力学会　　東海村原研　　1984年10月

(9) レーザー核融合における核反応計測シミュレーション（二次核反応とρＲ計測）

日本物理学会　　千葉大学　　1985年10月

(10) 二次核融合反応によるρＲ計測の解析

日本物理学会　　青山学院大学　　1986年4 月

付録A　極低温中性子カロリーメーター

A－1　はじめに

慣性核融合（ＩＣＦ）実験では、核融合中性子が短時間（ 0.1 ns 以下）で発生するため、パルスを数えるタイプの計測器ではパルスの重なりのために中性子発生数を求める事は出来ない。放射化試験片の放射化核種の生成数は中性子のフラックスではなく中性子のフルエンスに比例するので、銅（Ｃｕ）、銀（Ａｇ）、アルミ（Ａｌ）等の放射化試験片を用いた放射化計測器は核融合ペレットからの中性子フルエンスを求めるのに使われている。しかし放射化法は放射化された物質を扱うという点で特に注意が必要になる。

中性子を物質に照射すると物質の温度を上昇させる作用があるので、中性子フルエンスをその場で即時に求めるために物質の温度上昇を観測する事が考えられる。実際、物質の温度上昇を利用したカロリーメーターは Imel[1]と Jassby[2]によってＴＦＴＲの核融合エネルギーの計測用に提案、解析されている。[3]彼らの提案したカロリーメーターは作業物質として潤滑油（ＣＨ2 ）を常温で用いていて 14.1 MeV 中性子が 5×10^{12} n/cm^{2}のフルエンスの場で温度上昇は 0.4 K である。

ところで慣性核融合実験装置激光ＸII号では 10^{12} 個以上の中性子発生数を達成し今後のレーザーの短波長化、大出力化、ならびにキャノンボールターゲット等のターゲット設計の最適化に伴い中性子発生数の増大が見込まれているが、[4]計測の都合上ターゲットに接近出来る距離には制限があり、例えばペレットから 10 cm 離れた所では 10^{12} 個の中性子発生の場合、フルエンスは 10^{9} n/cm^{2}となってこれはＴＦＴＲの $\sim 10^{-3}$ 倍であり、カロリーメーター法を現今の慣性核融合実験装置に適用するには新しい技術が必要となる。

本付録では 10^{7} n/cm^{2}以上のＤＴ中性子フルエンス、 10^{8} n/cm^{2}以上のＤＤ中性子フルエンスを計る新しい中性子カロリーメーターを提案し解析を行なう。本方法では作業物質を数 Kまで冷やす。この温度領域では常温と比べて物質の比熱が極端に低下する。Ａ－２で計測の原理を与えて、Ａ－３で典型的なカロリーメーターの中性子解析を行ない、Ａ－４で考察を、Ａ－５で要約を行なう。

A－2　計測の原理

物質の比熱は、数Kの極低温では極端に低下する。大抵の物質では定圧比熱Cpは低温で次の様に書ける。[5)]

$$Cp = \gamma T + \beta T^3 \qquad \text{(A-1)}$$

ここでγTとβT^3は電子モードと格子モードの寄与を示す。γとβの値[6,7)]を表A－1に示す。

中性子を物質に照射すると、中性子は物質中の原子核と衝突し、エネルギーを物質に与えるが、この物質が得たエネルギー（熱量Q）は物質の温度によらない。物質が得た熱量Qは物質の種類に依存し、また中性子発生数Ny に比例する。

$$Ny \propto Q = m\,Cp\ \Delta T \qquad \text{(A-2)}$$

ここでmとΔTは物質の質量と温度上昇である。

γとβの値が与えられたなら(A-1) によって極低温における比熱が計算できる。極低温における物質の比熱は常温における比熱の　$10^{-3\sim-5}$倍であるので、ある量の熱量が与えられた場合、極低温における物質の温度上昇は(A-2) により示される様に、常温における温度上昇より　$10^{3\sim5}$倍大きい。

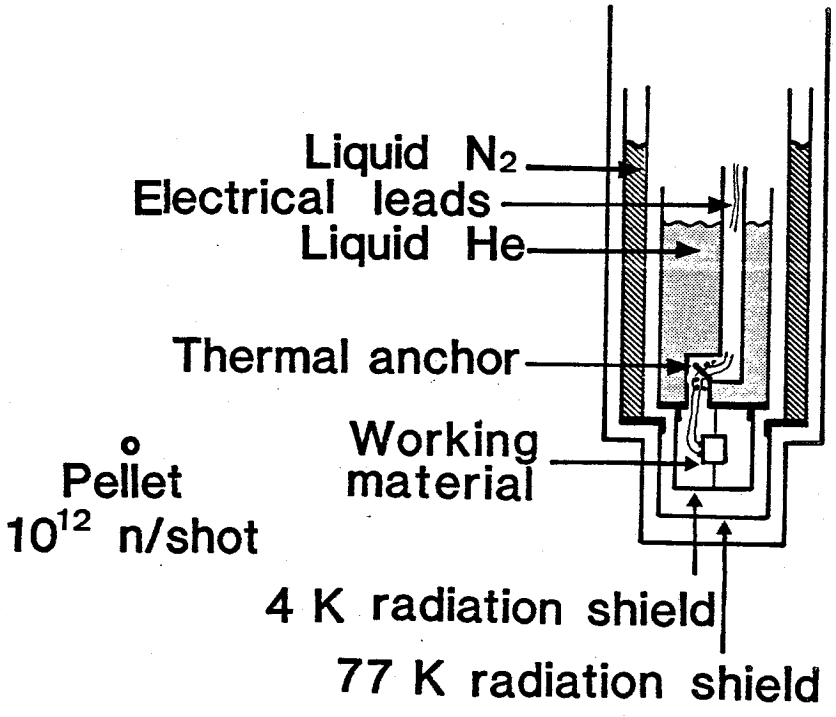
(A-2) は、より正確には

$$Ny \propto Q = m\int_{T_0}^{T_0+\Delta T} Cp(T)\,dT \qquad \text{(A-3)}$$

と表わされる。ここでT0 は物質の初期温度である。(A-3) を用いて温度上昇ΔTから物質が得た熱量Qが計算できる。1ショット 10^{12}個のDT中性子を発生するペレットから 10 cm 離れた場所に置いた厚さ 1 mm の試験片が得る熱量Qを表A－1に示す。中性子発生数Ny はQに比例するから、 10^{12}個のDT中性子発生数の場合のQと、実験から求めたQを比較する事によりNy の値が分かる。

A－3　カロリーメーターの中性子計算

本節では、中性子カロリーメーターの概略を示し、作業物質の温度上昇を計算する。極低温中性子カロリーメーターの概念図を図A－1に示す。ショット後の温度上昇を計るための作業物質は、ペレットから 10 cm 離して設置する。作業物質の厚さΔRは 1 mm 、またペレットの中性子発生数は 10^{12} とする。これらの中性子の全エネルギーは 2.26 J であり、中性子は 14.1 MeV の単色のスペクトルを持つとした。この時、作業物質上でのフルエンスは $7.96 \times 10^{8} (= 10^{12}/4\pi R^{2})$ n/cm² である。作業物質は、スチール線またはナイロン線で位置を保持する。炭素抵抗温度計（または、半導体温度計）は作業物質中に埋め込まれ、±0.001 K以内の精度で温度上昇の測定が可能である。



図A-1.　極低温中性子カロリーメーターの概念図.

46の物質について温度上昇を計算した結果を表A－1に示す。同じく、計算に用いた物質の質量密度ρと数密度nを表A－1に示す。作業物質が中性子加熱（核分裂物質の場合は核分裂によって発生するエネルギーも含む）やγ線加熱によって受け取る熱量Qを計算するに当たっては、作業物質が球殻状である事を仮定し、また1次元中性子・γ線輸送コードANISN－JR[8]と42群中性子－21群γ線の核断面積セット（GICX－40）[9]を用いた。作業物質の内半径Rと外半径R＋ΔRは各々 10.0 cm と10.1 cm である。作業物質の体積は、126.9 （$= 4\pi/3 \times \{(R+\Delta R)^3 - R^3\}$） cm^3である。

作業物質が得る熱量が 5 mJ より大きい材料はグラファイト、ダイヤモンド、クロム（Cr）、ニッケル（Ni）、鉄（Fe）、ホウ素（B）、ベリリウム（Be）、銅（Cu）、ウラン（U）とマグネシウム（Mg）である。ウランが得る熱量Qが他の物質が得る熱量より $10^{1\sim2}$倍大きいのは、ウランは中性子によって材料中で核分裂反応を生じる事による。

初期温度 2 K において温度上昇が 1 K より大きい材料は、ダイヤモンド、ホウ素、ケイ素、である。温度上昇が 0.1 K < T < 1.0 K の物質は、グラファイト、クロム、ベリリウム、アルミ、銅、ウラン、マグネシウム、カルシウム（Ca）である。これら温度上昇が 0.1 K より大きい材料の温度変化は、炭素抵抗温度計を用いて、± 0.001 K 以内の精度で容易に測定できる。これらの温度上昇が 0.1 K より大きい材料は、中性子カロリーメーターの作業物質の有望な候補である。

$10^9 n/cm^2$ のDT中性子フルエンスで温度上昇が 1.0 K 以上の作業物質を用いた中性子カロリーメーターは $10^7 n/cm^2$ のフルエンスで 0.01 K 以上の温度上昇を生じて、これは、炭素抵抗温度計で計れる温度上昇の限界より1桁以上大きいので$10^7 n/cm^2$のDT中性子フルエンスの場でも使える。

次に10^{12}個のDD中性子を発生するペレットに対する温度上昇を表A－2に示す。DD中性子のエネルギーは 2.45 MeV であり、DT中性子のエネルギー（14.1 MeV）の約 1/6 である。DD中性子のエネルギーがDT中性子のエネルギーに比べて小さいため作業物質が得る熱量Qは、DD中性子の場合はDT中性子の場合に比べて平均で 1/5 以下と小さい。

熱量が 1 mJ より大きい材料はグラファイト、ダイヤモンド、ホウ素、ベリリウム、ウランとタンタル（Ta）である。

表A-1.　物質の諸元とＤＴ中性子の場合の温度上昇.

Material	γ (mJ/gk^2)	β (mJ/gk^4)	n (10^{23}/cm^3)	ρ (g/cm^3)	Q (mJ)	ΔT T_0=1 K	ΔT T_0=2 K	ΔT T_0=3 K	ΔT T_0=4 K
^{6}Li			(1.0)		(8.32)				
^{7}Li			(1.0)		(6.32)				
Natural Li	2.38×10^{-1}	6.88×10^{-3}	0.463	0.53	2.99	0.166	0.081	0.049	0.032
^{12}C			(1.0)		(6.35)				
Graphite	1.17×10^{-3}	2.30×10^{-3}	1.134	2.26	7.20	1.504	0.737	0.327	0.156
Diamond	0.0	1.42×10^{-5}	1.762	3.51	11.19	8.168	7.173	6.194	5.249
^{16}O			(1.0)		(6.52)				
^{4}He			(1.0)		(4.72)				
Nb	8.40×10^{-2}	9.95×10^{-4}	0.555	8.56	1.35	0.015	0.007	0.004	0.003
Mo	1.91×10^{-2}	2.68×10^{-4}	0.645	10.28	0.81	0.032	0.015	0.010	0.007
Cr	2.73×10^{-2}	1.68×10^{-4}	0.833	7.19	5.47	0.198	0.104	0.068	0.050
Ni	1.20×10^{-1}	3.05×10^{-4}	0.907	8.85	11.97	0.085	0.044	0.029	0.021
Fe	8.77×10^{-2}	3.21×10^{-4}	0.848	7.86	5.54	0.061	0.031	0.020	0.015
^{1}H			(1.0)		(9.18)				
^{2}H			(1.0)		(6.84)				
^{3}He			(1.0)		(9.34)				
^{9}Be	1.90×10^{-2}	6.64×10^{-5}	1.241	1.86	8.33	1.165	0.766	0.548	0.417
^{10}B			(1.0)		(6.85)				
^{11}B			(1.0)		(3.87)				
Natural B	0.0	5.55×10^{-5}	1.298	2.33	5.79	5.130	4.146	3.215	2.390
^{14}N			(1.0)		(7.03)				
^{27}Al	5.00×10^{-2}	8.88×10^{-4}	0.602	2.70	4.74	0.242	0.125	0.078	0.053
V	1.94×10^{-1}	6.01×10^{-4}	0.707	5.98	1.99	0.013	0.007	0.004	0.003
Cu	1.09×10^{-2}	7.32×10^{-4}	0.846	8.93	5.60	0.353	0.169	0.092	0.054
Pb	1.44×10^{-2}	8.11×10^{-3}	0.330	11.34	0.21	0.006	0.002	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$
^{232}Th			(1.0)		(25.06)				
^{235}U			(1.0)		(770.27)				
^{238}U			(1.0)		(407.06)				
Natural U	3.84×10^{-2}	5.35×10^{-4}	0.482	19.04	197.34	1.254	0.816	0.563	0.406
^{239}Pu			(1.0)		(876.29)				
^{237}Np			(1.0)		(844.69)				
Mg	5.18×10^{-2}	1.22×10^{-3}	0.431	1.74	6.67	0.457	0.248	0.155	0.104
K	5.32×10^{-2}	6.58×10^{-2}	0.133	0.86	2.11	0.140	0.030	0.010	0.004
Ca	6.81×10^{-2}	4.04×10^{-3}	0.233	1.55	3.87	0.240	0.112	0.062	0.037
Cl			(1.0)		(6.99)				
Na	6.00×10^{-2}	2.21×10^{-2}	0.254	0.97	1.46	0.131	0.039	0.015	0.007
Cd	6.11×10^{-3}	1.87×10^{-3}	0.463	8.65	0.63	0.068	0.021	0.008	0.004
Ta	3.24×10^{-2}	7.31×10^{-4}	0.554	16.64	0.79	0.011	0.005	0.003	0.002
^{182}W			(1.0)		(0.68)				
^{183}W			(1.0)		(0.72)				
^{184}W			(1.0)		(0.66)				
^{186}W			(1.0)		(1.26)				
Natural W	5.49×10^{-3}	1.88×10^{-4}	0.630	19.24	0.53	0.038	0.017	0.010	0.006
F			(1.0)		(4.25)				
Si	0.0	2.58×10^{-4}	0.500	2.33	4.81	2.988	2.046	1.272	0.748
Ti	7.02×10^{-2}	5.48×10^{-4}	0.566	4.50	2.07	0.050	0.025	0.016	0.012

表A-2.　物質の諸元とＤＤ中性子の場合の温度上昇.

Material	n ($\times 10^{23}/cm^3$)	ρ (g/cm^3)	Q (mJ)	T_0= 1 K	T_0= 2 K	T_0= 3 K	T_0= 4 K
^{6}Li	(1.0)		(3.848)				
^{7}Li	(1.0)		(1.480)				
Natural Li	0.463	0.53	0.768	0.045	0.021	0.013	0.008
^{12}C	(1.0)		(0.983)				
Graphite	1.134	2.26	1.115	0.581	0.167	0.058	0.025
Diamond	1.762	3.51	1.732	4.752	3.771	2.854	2.061
^{16}O	(1.0)		(0.514)				
^{4}He	(1.0)		(3.537)				
Nb	0.555	8.56	0.418	0.004	0.002	0.001	$< 10^{-3}$
Mo	0.645	10.28	0.524	0.021	0.010	0.006	0.004
Cr	0.833	7.19	0.276	0.011	0.005	0.003	0.003
Ni	0.907	8.85	0.509	0.004	0.002	0.001	$< 10^{-3}$
Fe	0.848	7.86	0.343	0.004	0.002	0.001	$< 10^{-3}$
^{1}H	(1.0)		(5.654)				
^{2}H	(1.0)		(4.731)				
^{3}He	(1.0)		(7.738)				
^{9}Be	1.241	1.86	2.070	0.386	0.216	0.146	0.108
^{10}B	(1.0)		5.032				
^{11}B	(1.0)		1.021				
Natural B	1.298	2.33	2.296	3.866	2.899	2.031	1.344
^{14}N	(1.0)		1.123				
^{27}Al	0.602	2.70	0.333	0.019	0.009	0.006	0.004
V	0.707	5.98	0.251	0.002	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
Cu	0.846	8.93	0.458	0.034	0.015	0.008	0.004
Pb	0.330	11.34	0.222	0.007	0.002	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
^{232}Th	(1.0)		(18.340)				
^{235}U	(1.0)		(478.261)				
^{238}U	(1.0)		(190.851)				
Natural U	0.482	19.04	92.938	0.717	0.424	0.280	0.198
^{239}Pu	(1.0)		(688.540)				
^{237}Np	(1.0)		(594.454)				
Mg	0.431	1.74	0.280	0.024	0.011	0.007	0.004
K	0.133	0.86	0.107	0.008	0.002	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
Ca	0.233	1.55	0.125	0.009	0.004	0.002	0.001
Cl	(1.0)		(0.625)				
Na	0.254	0.97	0.169	0.017	0.005	0.002	$< 10^{-3}$
Cd	0.463	8.65	0.091	0.010	0.003	0.001	$< 10^{-3}$
Ta	0.554	16.64	2.083	0.029	0.014	0.008	0.006
^{182}W	(1.0)		(0.094)				
^{183}W	(1.0)		(0.100)				
^{184}W	(1.0)		(0.097)				
^{186}W	(1.0)		(3.497)				
Natural W	0.630	19.24	0.700	0.047	0.022	0.013	0.008
F	(1.0)		(0.866)				
Si	0.500	2.33	0.258	0.952	0.331	0.118	0.052
Ti	0.566	4.50	0.213	0.005	0.003	0.002	0.001

初期温度 2 K において温度上昇が 0.1 Kより大きい材料は、グラファイト、ダイヤモンド、ホウ素、ベリリウム、ケイ素、である。これらの温度上昇が 0.1 K より大きい材料は、中性子カロリーメーターの作業物質の有望な候補である。

10^9n/cm^2 のＤＤ中性子フルエンスで温度上昇が 0.1 K以上の作業物質を用いた中性子カロリーメーターは 10^8n/cm^{2}のフルエンスで 0.01 K 以上の温度上昇を生じて、これは、炭素抵抗温度計で計れる温度上昇の限界より１桁以上大きいので 10^8 n/cm^{2}のＤＤ中性子フルエンスの場でも使える。

Ａ－４　考察

簡単の為に、今までは中性子源は 14.1 MeV の単色であると仮定し、圧縮されたペレットからの中性子のエネルギースペクトルの軟化は考慮しなかった。しかし作業物質が得る熱量Ｑはエネルギースペクトルに依存するので、圧縮されたペレットの燃料面密度ρＲが中性子エネルギースペクトルの軟化を顕著に起こす程大きくなった場合は、中性子エネルギースペクトルの軟化を考慮しなければならない。また本付録では、解析は球対称で行なったので、２次元あるいは３次元効果を無視しているが、この効果を考慮する事は今後の課題である。

更に、炭素抵抗温度計で検知された温度上昇値は修正を施す必要がある。というのは

(1) 温度計もまたショット後加熱され、そしてそれは、一般に作業物質とは違った比熱と熱容量を持っている。

(2) 解析では、作業物質の誘導放射能の崩壊熱を無視し、また熱放射や、ワイヤーの熱伝導によるエネルギー損失を無視している。

という理由からである。

(1) に対しては、強度が分かっている中性子源によって、温度計の熱容量を較正すべきである。しかし、もし温度計の熱容量が作業物質のそれに比べて無視出来る程小さいのなら、(1) に対する補正は必要ではない。また温度計の比熱が十分小さい（即ち、ΔＴが十分大きい）なら、温度計を作業物質中に埋め込む必要は無く、温度計のみ単体で使用する事が可能となる。

(2) の補正の中で、熱放射によるエネルギー損失の時間的割合を評価する。

$$\frac{Q}{t_{rad}} \sim \frac{dQ}{dt} = -\sigma T^4 S \qquad \text{(A-4)}$$

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-12} \mathrm{J/(cm^2 k^4 s)} \qquad \text{(A-5)}$$

ここで、S、T、t rad 、σはおのおの、作業物質の表面積（球対称の球殻モデルでは約 $10^3 cm^2$ である）、作業物質の温度、作業物質と極低温装置内壁との放射緩和時間、ステファンーボルツマン定数である。 1 K < T < 4 Kの場合(A-4) の右辺は $\sim 10^{-7\sim-9}$ J/s なのでt rad は $\sim 10^{3\sim4}$s より大きい。もしt rad とt cond（作業物質と内壁とのワイヤーを通した熱伝導緩和時間）がt thermo（作業物質と温度計との緩和時間）に比べて大きいなら熱放射あるいは、熱伝導によるエネルギー損失は無視できる。

つぎに崩壊熱に対する補正を考える。作業物質の誘導放射能によって生じた崩壊熱Qaft は誘導放射能のγ線の全エネルギーより小さい。

$$Qaft < E\gamma \times n\sigma \times 4\pi R^2 \Delta R^2 \times J \qquad \text{(A-6)}$$
$$\sim 10^{-3} \text{ (Joule)}$$

Eγ、σ、Jは各々γ線のエネルギー、作業物質の放射化断面積、1ショット当たりの中性子フルエンスである。放射化された物質の崩壊熱は、$\sim 10^{-3}$J 程度で、物質が受け取る熱量と同程度か1桁近く小さい。崩壊熱の発生割合は放射化核種の半減期に逆比例するので、半減期が温度上昇の測定時間より長ければ崩壊熱の効果は無視出来る。

A－5　まとめ

本付録では、極低温に於ける物質の温度上昇を利用した中性子カロリーメーターの提案を行ない解析を行なった。カロリーメーターは中性子発生数をその場で即時に計る有用な方法である。ここに提案した方法では、極低温における比熱の性質を使いカロリーメーターの感度を $10^{3\sim5}$倍に上げる事が出来た。

本付録で得られた主な結果は、次の通りである。

(1) 極低温（1 K, 2 K, 3 K, 4 K）に冷却した 24 の物質の温度上昇を調べた。14.1 MeV 中性子が 10^8n/cm² のフルエンスの場で、温度上昇が 0.1 K 以上あるような有望な作業物質（グラファイト、ホウ素、ウラン、ケイ素等）が見い出された。

(2) 炭素抵抗温度計を用いて±0.001 K 以内の精度で温度上昇を計る事により上記(1) の有望な作業物質を用いた極低温ＤＴ中性子カロリーメーターは 10^7n/cm² のフルエンスの場でも十分な感度がある。

(3) 2.45 MeV中性子が 10^9n/cm² のフルエンスの場で、温度上昇が 0.1 K 以上あるような有望な作業物質（グラファイト、ホウ素、ウラン、ケイ素等）が見い出された。

(4) (3) の作業物質を用いた極低温ＤＤ中性子カロリーメーターは 10^8n/cm² のフルエンスの場でも十分な感度がある。

以上により、本付録で提案された中性子カロリーメーターは現在または将来のＩＣＦ実験装置にも適用可能である事を示した。

参考文献

1) G.R. Imel: Princeton Plasma Physics Laboratory Report, PPPL-1695 (1980).

2) D.L. Jassby: Bull. Am. Phys. Soc. 25(1980)701.

3) Princeton Plasma Physics Laboratory Report, PPPL-1475(1978).

4) K. Nishihara and T. Yuchi: Osaka Univ., ILE-QPR-83-5, (1983)24.

5) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics (John Wiley & Sons, New York, 1976) Chap. 6.

6) P.H. Keesom and N. Pearlman: Kaltephysik I, Handbuch der Physik, Bd. XIV ed. S. Flugge (Springer-Verlag, Berlin, 1956) p. 282.

7) G.R. Stewart: Rev. Sci. Instrum. 54(1983)1.

8) K. Koyama, Y. Taji, K. Minami, T. Tsutsui, T. Ideta and S. Miyasaka: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 6954(1977).

9) Y. Seki and H. Iida: Jpn. At. Energy Res. Inst.-Memo 8818(1980).