

JAERI-M
7360

トカマク型核融合炉における3次元
中性子ストリーミングの検討

1977年11月

井手 隆裕*・関 泰・飯田 浩正

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

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

トカマク型核融合炉における3次元中性子ストリーミングの検討

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

井手隆裕*・関 泰・飯田浩正

(1977年10月4日受理)

原研で設計が行なわれている核融合実験炉において、中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングの効果を検討した。直径1.2 mの円柱状の入射孔がある場合のトロイダルコイルにおける放射線損傷を3次元モンテカルロ計算により評価した。

トロイダルコイルを中性子ストリーミングから保護するためには0.8 mの厚さの遮蔽層でほぼ充分であるとの結論を得た。しかし、入射孔の存在によりトロイダルコイルの放射線損傷はかなり大きくなる。

* 住友重機械工業(株)

THREE-DIMENSIONAL ANALYSIS OF THE EFFECTS OF PENETRATIONS
ON RADIATION SHIELDING OF A TOKAMAK FUSION REACTOR

Takahiro IDE*, Yasushi SEKI and Hiromasa IIDA

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 4 ,1977)

Effects of neutron streaming through neutral beam injection ports have been studied for the experimental fusion reactor designed in JAERI. The radiation damage of toroidal field (TF) coils in the presence of cylindrical injection ports with 1.2 m diameter was estimated by three-dimensional Monte Carlo calculation.

To protect the TF coils from neutron streaming, 0.8 m thick shield is sufficient. The presence of the injection ports, however, increases substantially radiation damage of the TF coils.

Keywords; Tokamak Fusion Reactor, Neutron Streaming, Injection Port,
Toroidal Field Coils, Radiation Damage, Three-dimensional Analysis

* On leave from Sumitomo Heavy Industries Ltd., Tokyo, Japan

目 次

1. 序 言	1
2. 計算方法とモデル	1
3. 結果と検討	10
3.1 1次元計算	10
3.2 3次元計算	11
3.3 ストリーミング効果	12
4. 結 言	26
附録1. Estimatorの種類と特徴	27
附録2. 分散低減法	30
附録3. MORSEの修正プログラム	32
謝 辞	35
参 考 文 献	35

1. 序 言

核融合炉においては、プラズマ領域から14MeVの中性子が放出されるので構成機器や人体の十分な放射線遮蔽が必要である。一方、ブランケットや遮蔽体中には中性粒子入射孔や真空排気孔、測定機器のための開口部が設置される。特に中性粒子入射孔や真空排気孔はサイズが大きく、ここからの中性子ストリーミングは、遮蔽設計に大きな影響を及ぼすと考えられる。従来の遮蔽設計では、複雑な幾何形状を考慮せずに1次元計算によるバルクの評価が一般的であったが、最近では2次元⁽¹⁾、3次元計算⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾が行なわれるようになってきた。

本研究においては、現在原研で予備設計が進められているトカマク型核融合実験炉の第1次予備設計⁽⁵⁾に基づき、中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングが超電導トロイダルコイルの遮蔽に及ぼす効果を3次元モンテカルロコードMORSE⁽⁶⁾及び1次元 S_N 輸送計算コードANISN⁽⁷⁾を用いて検討した。中性粒子入射孔は機能上、プラズマから入射装置の方へ直線的に設けられるので、入射孔から洩れる中性子は、炉の外側へ向うことになる。従って入射孔周辺の機器の放射線損傷、誘導放射能に大きな影響を及ぼすと考えられる。

実験炉のブランケットは、トーラスの外側で85cm、遮蔽層は重コンクリート層75cmと鉛層5cmの合計80cmの厚さがあり、その外側をトロイダルコイルが取り巻いているので、ストリーミング問題と深層透過問題を同時に取り扱わなければならない。現状では、このような問題を精度良く取り扱うことのできる計算コードは見当たらないので、ここでは重コンクリート層の厚さを変化させることにより、外挿評価を行うことにした。

本文においては第2章で計算方法及びモデルについて検討し、3章では1次元計算と3次元計算との比較によりストリーミング効果を検討した。なお、モンテカルロ法において中性子束を求めるestimatorの種類、特徴を附録1.に、分散低減法については附録2.に示した。附録3.は、本研究のためにMORSEコードを一部書き直したのでそのサブルーチンリストを示した。

2. 計算方法とモデル

本研究において使用したモンテカルロコードはGeneral Geometryを装備したMORSE⁽⁶⁾である。MORSEは一般的な3次元幾何形状を取り扱うことが可能であり、中性子輸送計算においては多群断面積を使用している。またMORSEとの比較を行なうために1次元 S_N 輸送計算コードANISN⁽⁷⁾も使用した。

中性子ストリーミングの効果は炉の幾何形状に非常に敏感である。ここでは原研で予備設計が進められている実験炉⁽⁵⁾(JXFR)について中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングが超電導トロイダルコイルの遮蔽に及ぼす効果を検討した。実験炉の概念図をFig. 2.1に示す。主半径は6.75mであり、プラズマ半径は1.5mである。超電導トロイダルコイル(TFC)

1. 序 言

核融合炉においては、プラズマ領域から14MeVの中性子が放出されるので構成機器や人体の十分な放射線遮蔽が必要である。一方、ブランケットや遮蔽体中には中性粒子入射孔や真空排気孔、測定機器のための開口部が設置される。特に中性粒子入射孔や真空排気孔はサイズが大きく、ここからの中性粒子ストリーミングは、遮蔽設計に大きな影響を及ぼすと考えられる。従来の遮蔽設計では、複雑な幾何形状を考慮せずに1次元計算によるバルクの評価が一般的であったが、最近では2次元⁽¹⁾、3次元計算⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾が行なわれるようになってきた。

本研究においては、現在原研で予備設計が進められているトカマク型核融合実験炉の第1次予備設計⁽⁵⁾に基づき、中性粒子入射孔からの中性粒子ストリーミングが超電導トロイダルコイルの遮蔽に及ぼす効果を3次元モンテカルロコードMORSE⁽⁶⁾及び1次元S_N輸送計算コードANISN⁽⁷⁾を用いて検討した。中性粒子入射孔は機能上、プラズマから入射装置の方へ直線的に設けられるので、入射孔から洩れる中性粒子は、炉の外側へ向うことになる。従って入射孔周辺の機器の放射線損傷、誘導放射能に大きな影響を及ぼすと考えられる。

実験炉のブランケットは、トーラスの外側で85cm、遮蔽層は重コンクリート層75cmと鉛層5cmの合計80cmの厚さがあり、その外側をトロイダルコイルが取り巻いているので、ストリーミング問題と深層透過問題を同時に取り扱わなければならない。現状では、このような問題を精度良く取り扱うことのできる計算コードは見当たらないので、ここでは重コンクリート層の厚さを変化させることにより、外挿評価を行うことにした。

本文においては第2章で計算方法及びモデルについて検討し、3章では1次元計算と3次元計算との比較によりストリーミング効果を検討した。なお、モンテカルロ法において中性粒子束を求めるestimatorの種類、特徴を附録1.に、分散低減法については附録2.に示した。附録3.は、本研究のためにMORSEコードを一部書き直したのでそのサブルーチンリストを示した。

2. 計算方法とモデル

本研究において使用したモンテカルロコードはGeneral Geometryを装備したMORSE⁽⁶⁾である。MORSEは一般的な3次元幾何形状を取り扱うことが可能であり、中性粒子輸送計算においては多群断面積を使用している。またMORSEとの比較を行なうために1次元S_N輸送計算コードANISN⁽⁷⁾も使用した。

中性粒子ストリーミングの効果は炉の幾何形状に非常に敏感である。ここでは原研で予備設計が進められている実験炉⁽⁵⁾(JXFR)について中性粒子入射孔からの中性粒子ストリーミングが超電導トロイダルコイルの遮蔽に及ぼす効果を検討した。実験炉の概念図をFig. 2.1に示す。主半径は6.75mであり、プラズマ半径は1.5mである。超電導トロイダルコイル(TFC)

は垂直断面がD型で等間隔に16本配置されている。炉の寸法をコンパクトにするため、トーラスの内側と外側ではブランケット及び遮蔽層の組成、寸法は異っている。トーラス内側のブランケットは超電導コイルの遮蔽を主目的としているのでステンレス鋼とタングステンが装荷されているが、外側ブランケットにはトリチウムを生産するための酸化リチウム(Li_2O)とステンレス反射材が装荷されている。また遮蔽層もトーラス内側と外側では組成、厚さが異っており、内側は40cm、外側が80cmである。中性粒子入射孔及び真空排気孔は直径120cmの円柱形状でトーラス外側のブランケットに合計8ヶ配置され、その軸はプラズマの中心線と直角に交叉している。4個は真空排気専用であり、残りの4個が中性粒子入射と排気とを兼ねている。外側ブランケットと中性粒子入射装置の間は冷却用配管を設置するために $510 \times 130 \text{ cm}^2$ の縦長のダクトが設けられている。

このように複雑な体系における中性子束分布を厳密に求めるためにはトーラス全体を模擬しなければならないが、現状では計算機の記憶容量、計算時間の点から実用的ではない。従って次に示すような若干単純化した3次元モデルを採用した。

- (1) トーラス形状の炉は全体で等価な8個のモジュールから構成されているので、計算は1個のモジュールについて行った。モジュールの両端は完全反射条件を適用している。
- (2) 入射孔からのストリーミング効果のみを調べるためにトーラス効果(曲率効果)は考慮に入れず、モジュールは円柱状とした。このことにより入射孔から中性子源であるプラズマを見込む量が多少小さくなるが、ここでは無視している。
- (3) 入射孔のないトーラス内側のブランケット遮蔽層の詳細は無視し、全て外側のブランケット、遮蔽層の組成、寸法でプラズマを取り囲んでいるものとした。

Fig. 2.2及び3に入射孔からのストリーミング解析に用いた3次元計算モデルを示す。中性子は14MeVの単一エネルギーでプラズマ中から均一に発生し、その方向は等方的であるとされている。図に示した番号は領域番号である。組成と位置関係をTable 2.2に示す。1~12はブランケット領域を示し、奇数番号は入射孔の周囲20cmの円筒の領域である。重コンクリート(13~15)及び鉛(16~18)で構成される遮蔽層は入射孔との位置関係によりそれぞれ3つの領域に分けられている。13, 16は冷却配管用ダクトの壁の部分の重コンクリート、鉛であり、14, 17は入射孔に隣接した($-255 \leq y \leq +255, x \geq 0$)円筒状の領域を示し、15, 18は入射孔から離れに残りの重コンクリート鉛の領域を示している。図中でtと示したのは遮蔽層中の重コンクリート領域の厚さを示している。実際には重コンクリートの厚さは75cmであるが、このように厚い遮蔽層の外側にあるトロイダルコイルにおける中性子束を求めるのは深層透過問題を扱うことになり、モンテカルロ計算で解くには現時点では非常に困難であるので、ここでは、 $t=15, 35, 55 \text{ cm}$ として計算を行ない外挿によって $t=75 \text{ cm}$ の場合のストリーミング効果を推定した。超電導トロイダルコイルはまず同心円環状の3つの層に分けられ、さらに冷却配管ダクトとの位置関係によって各々が2つの領域に分けられている。19, 20はプラズマに近い方から最初の5cmの厚さの層で21, 22は2番目の層(厚さ5cm)、23, 24は3番目の層で厚さ140cmである。19, 21, 23がダクトに隣接した領域($-255 \leq y \leq 255, x \geq 0$)であり、20, 22, 24は残りの領域である。

入射孔のない場合の計算は1次元輸送計算コードANISNを用いて行った。Table 2.1に計算モデルを示す。

モンテカルロ計算において中性子束を求める方法は大きく分けて次の5つの方法がある。collision estimator, last-event estimator, surface-crossing estimator, track-length estimator 及び next-event(point-detector) estimator である。統計誤差を小さくし能率の良い計算をするためには対象とする問題に適した estimator を選ぶ必要がある。また本研究のように開口部からのストリーミング効果と同時に厚い遮蔽体で囲まれたトロイダルコイルの中性子束を求めるようないわゆる深層透過問題を取り扱う場合には通常の方法では計算時間がかかり過ぎるので十分に小さな統計誤差の結果を得ることは期待できない。従って何らかの分散低減法を取り入れる必要がある。ここで使用したMORSEコードにおいては、始めEstimatorとしてpoint-detector法が採用されていたが、point-detector法は本問題に関しては境界条件や計算時間の点から実用的とは考えられないのでcollision density法に基づいた estimator を組み込んだ。境界条件としてはアルベド・ルーチンを鏡面反射として利用した。他の estimator や分散低減法及びcollision density法に必要なサブルーチンは巻末の附録に示した。

collision density法に基づいているため中性子束は体積をもったある領域についての平均値として求められる。体積Vの特定の領域においてエネルギー群がgの中性子が体積中で起す反応率Rは

$$R = \sum_t^g \phi_g V$$

で表わされる。ここで \sum_t^g はその体積を占める物質のg群に対する巨視的全断面積であり、 ϕ_g はg群の中性子束である。従って中性子束 ϕ_g は

$$\phi_g = \frac{R}{\sum_t^g V}$$

反応率Rは注目している体積Vで衝突を起したエネルギー群gの粒子のweightの和で与えられる。この種の estimator はある特定の体積中で衝突を起こした時にのみその粒子のweightがスコアされるので、領域の体積が小さい場合や衝突密度が小さい(平均自由行程が長い物質)場合には適当ではない。分散低減法のためのバイアス法としてはpath-length stretching, non-absorption weighting, Russian Rouletteを使用した。このようなバイアス法を併用しても $t=35\text{ cm}$, 55 cm の場合の解析は膨大な計算時間がかかり実用的ではないと思われたので3章で述べるような入射孔周辺部のみを対象とした簡略計算を行った。計算に使用した中性子断面積は22群であるが、実際に解析を行ったのは21群までである。Table 2.2にエネルギー群構造を示す。22群の断面積セットは核データファイル ENDF/B-IIIから SUPERTOG⁽⁸⁾を用いて処理した42群の断面積をANISNにて縮約して求めた。ANISNでは $S_g - P_g$ 近似を用い、MORSEでは P_g 近似を使用している。変位損傷断面積はDPAコード⁽⁹⁾を使用して求めたTable 2.3に銅の変位損傷断面積を示す。

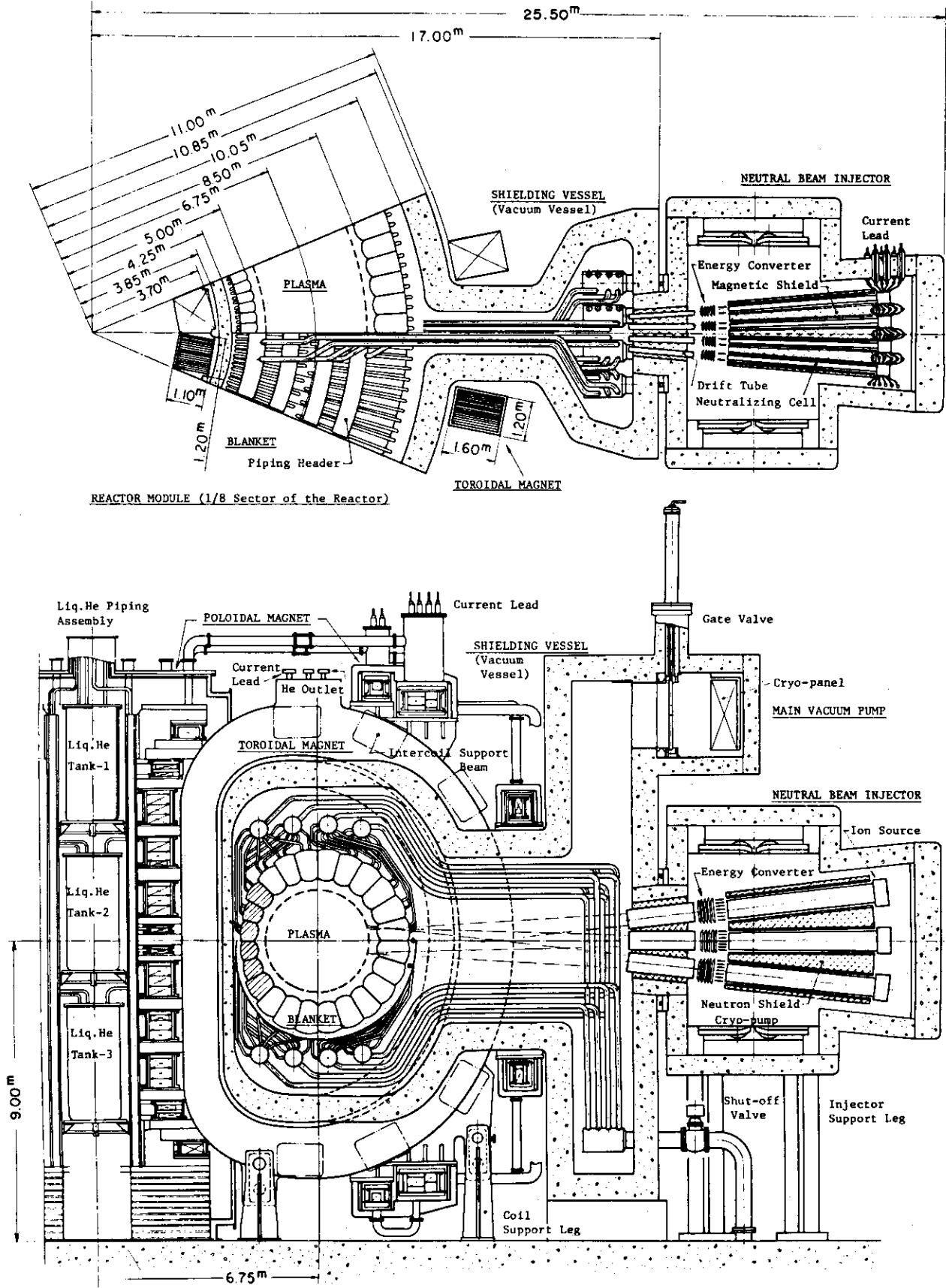


Fig. 2.1 Cross-sections of JXFR

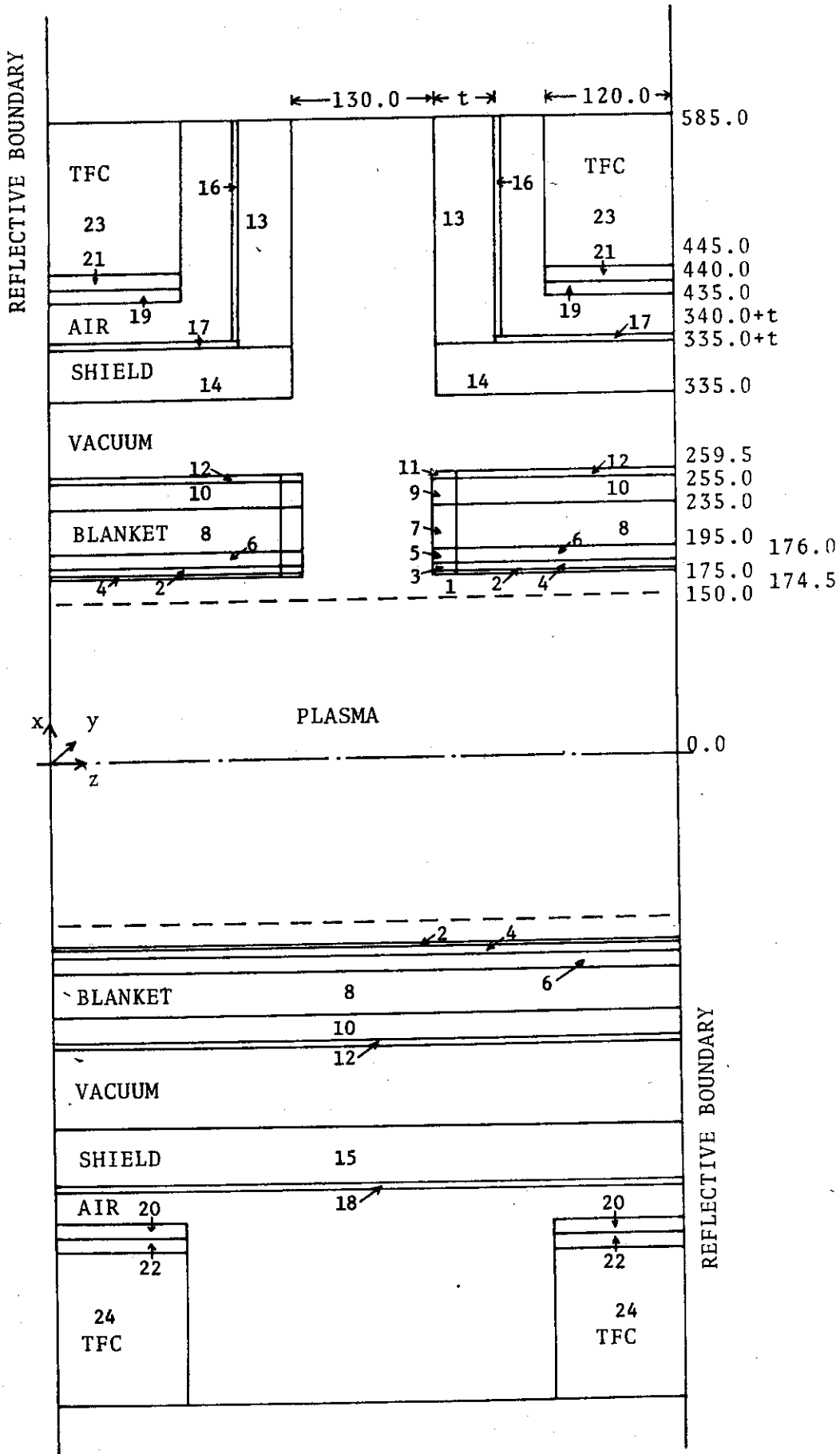


Fig. 2.2 The representation of JXFR in Monte Carlo calculation(X-Z plane)

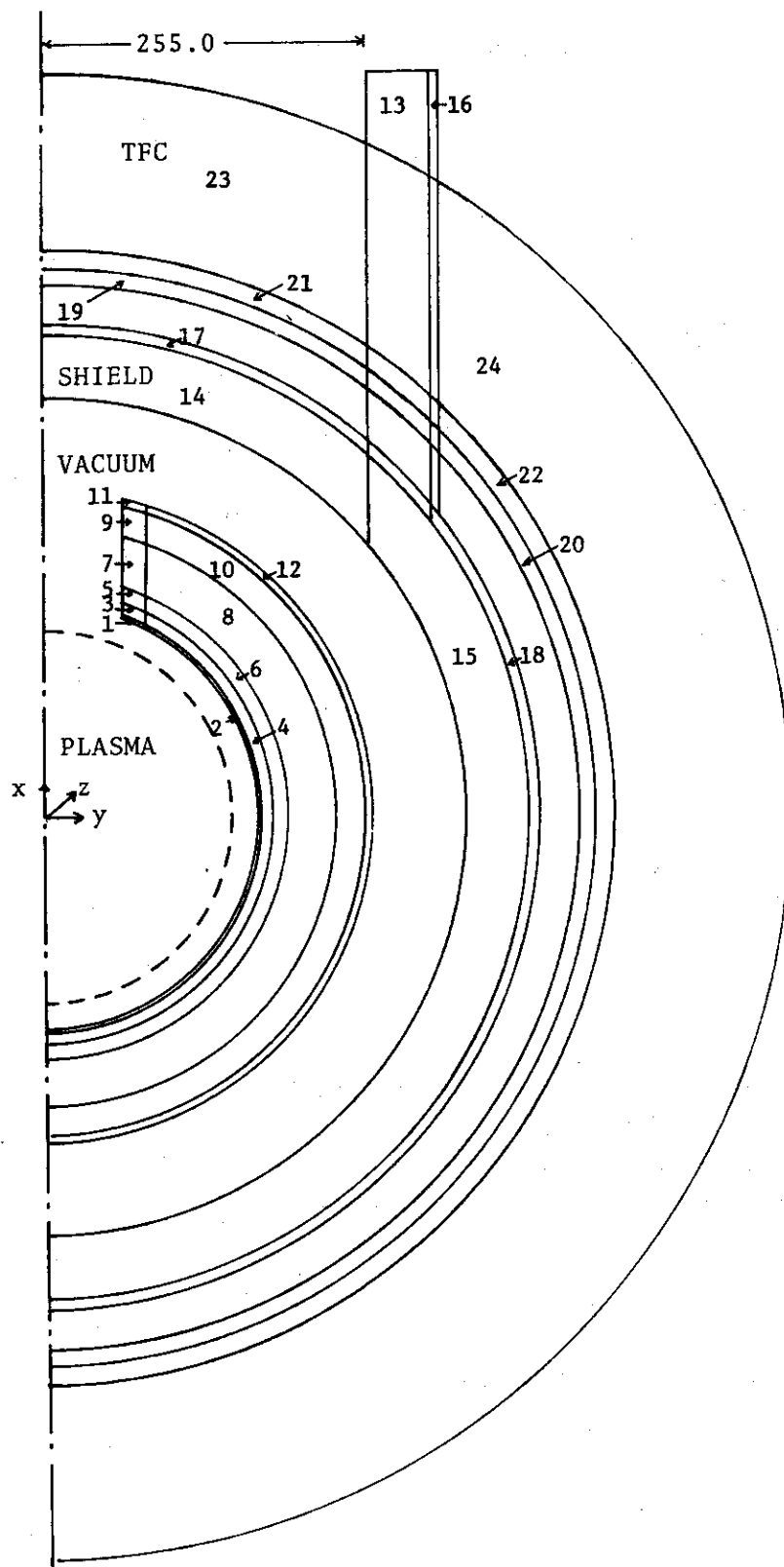


Fig. 23 The representation of JXFR in Monte Carlo calculation (X-Y plane)

Table 2.1 One dimensional model for ANISN

Radii (cm)	Region Number	Material
0.0		Plasma
150.0		Vacuum
174.5	2	Carbon Coating
175.0	4	S.S.
176.0		Li ₂ O (24%) (Pebble)
	6	S.S. (9%)
		He (27%)
195.0		Li ₂ O (72%) (Block)
	8	S.S. (17%)
		He (11%)
235.0		S.S. (90%)
	10	He (10%)
255.0		S.S.
259.5	12	S.S.
335.0		Vacuum
		Heavy Concrete (90%)
	15	Borated Water (10%)
335.0+t		Lead
	18	Lead
340.0+t		Air
435.0	20 TFC1	S.S. (60%)
440.0	22 TFC2	Cu (28%)
445.0	24 TFC3	Nb ₃ Sh (7%)
585.0		

Table 2.2 Region Number and Material for MORSE
Geometry

Region Number		Material
1	near port	Carbon
2		"
3	near port	S.S.
4		"
5	near port	Li ₂ O (Pebble)
6		" "
7	near port	" (Block)
8		" "
9	near port	S.S.
10		"
11	near port	"
12		"
13	near duct	Heavy Concrete
14	near duct	" "
15		" "
16	near duct	Lead
17	near duct	"
18		"
19	near duct	TFC1
20		" 1
21	near duct	" 2
22		" 2
23	near duct	" 3
24		" 3

Table 2.3 22-Group Neutron Energy Group Structure
and Displacement Cross Section for Copper.

Group Number	Lower Energy Boundaries	Displacement Cross Section(barn)
1	13.72 MeV	3586.9
2	11.48	3602.2
3	9.314	3598.9
4	7.328	3098.4
5	5.757	2598.5
6	4.516	2283.3
7	3.162	1722.3
8	1.871	999.7
9	1.058	736.3
10	0.566	612.7
11	0.283	463.3
12	0.141	322.3
13	46.5 KeV	169.5
14	10.0	96.8
15	2.15	27.9
16	465.0 eV	11.5
17	100.0	1.10
18	21.5	0.43
19	4.65	0.66
20	1.00	2.10
21	0.215	4.61
22	0.001	16.30

3. 結果と検討

本章では始めに予備的な計算として行った入射孔のない場合の1次元ANISN計算の結果を示す。次の3.2節で3次元MORSE計算の結果を1次元計算と比較することにより計算手法の確認を行い、3.3節では入射孔からの中性子ストリーミングがトロイダルコイル(TFC)の遮蔽に及ぼす影響を検討している。

3.1 1次元計算

(1) トロイダルコイルの遮蔽設計基準

トカマシ型核融合炉はプラズマを閉じ込めるために超電導コイルを使用しないと経済的成立しにくいとされているが超電導コイルは耐放射線性が低く、極低温にしなければならないので遮蔽設計が重要となる。実験炉の遮蔽設計基準⁽¹⁰⁾によれば、超電導コイルのコンポーネントの照射効果の中で現時点で最も厳しいと考えられるものは安定化材として用いられている銅の電気抵抗増大である。極低温における高純度金属の電気抵抗は中性子照射によって導入される格子欠陥や不純物に非常に敏感であることが知られている。Horak及びBlewitt⁽¹¹⁾らの実験によれば中性子照射による銅の電気抵抗増加量 ρ_r は次式で表わされる。

$$\rho_r = \rho_{r\infty} \left[\frac{dpa}{dpa + C_{d\infty}} \right] \Omega\text{-cm} \quad (3.1)$$

ここで $\rho_{r\infty}$ は飽和抵抗値であり、 $C_{d\infty}$ はそれに関係した飽和欠陥濃度である。dpaという値は照射中に1個の原子が格子点からはじき出される平均の回数を表わす量であり、中性子束にかわる放射線損傷の単位である。銅の場合には4.2°Kで $\rho_{r\infty} \sim 3.3 \times 10^{-7} \Omega\text{-cm}$ 、 $C_{d\infty} \sim 1.2 \times 10^{-3} \text{ defects/atom}$ である。⁽¹²⁾銅の電気抵抗は比較的磁界依存性が大きいとされているが、データが乏しいので上記の値は磁界のない場合を用いた。遮蔽設計基準によれば、中性子照射による抵抗増加の最大許容値は $\rho_r = 2.5 \times 10^{-8} \Omega\text{-cm}$ とされており、これは飽和値の7.6%に相当する。最大許容値に対応するdpaは(3.1)式によれば $9.8 \times 10^{-5} \text{ dpa}$ であるが設計基準値としては4年間に一度の焼戻しを考えているので1年間に受ける損傷は $2.45 \times 10^{-5} \text{ dpa}$ 以下とされている。また遮蔽設計基準においては炉の保守修理のためにTFCのトラス外側部分の誘導放射能による線量率が従事者に対する許容値以下にするという基準が設けられており、現状ではこの基準が最も厳しいので遮蔽層の厚さ80cmはこれ以上薄くはならないと考えられる。

(2) 1次元ANISN計算

Fig. 3.1はTable 2.1に示した実験炉外側ブランケットモデルを用いて計算した入射孔のない場合の中性子束及びガンマ線束分布を示したものである。遮蔽層は重コンクリート75cmと鉛5mで構成されている。全中性子束の減衰は厚さ約85cmのブランケット層で2~3桁

であり重コンクリート層では約15cmで1桁の減衰である。トロイダルコイル(TFC)中の最大中性子束は $3.41 \times 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{S}^{-1}$ であり、炉の寿命を20年、負荷率を50%とすれば最大中性子フルエンスは $1.1 \times 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ である。

後述の3次元MORSE計算との比較のためにTable 2.1における重コンクリート層の厚さ t を15, 35, 55, 75cmと20cmずつ増加させたときの全中性子束分布をFig. 3.2に示す。またブランケット中に中性粒子入射孔を設けた場合にはブランケットでの減衰があまり期待できないと考えられるので、Fig. 3.3にブランケットを取り除いた場合の中性子束分布の比較を示す。Fig. 3.2のブランケットのある場合の体系をSet Aと呼び、 $t=75, 55, 35, 15 \text{ cm}$ の計算をそれぞれCase 2, 4, 6, 8と呼ぶ。またFig. 3.3のブランケットのない体系をSet Bとし、 $t=75, 55, 35, 15 \text{ cm}$ の計算をそれぞれ、Case 3, 5, 7, 9と呼ぶことにする。Set Aの遮蔽層における全中性子束の減衰は、重コンクリート75cmに対して 6.8×10^4 であるのに対してSet Bのそれは 1.3×10^3 と小さくなっている。この相違は遮蔽層に入射する中性子スペクトルが異なるためである。Set Aではブランケットによって減速された比較的軟かいスペクトルの中性子が入射するがSet Bではプラズマから放出される非常に硬いスペクトルの中性子が入射する。このように入射中性子のエネルギースペクトルが硬い場合には軟スペクトルに比べて相対的に重コンクリートの減衰性能が小さくなる効果を“スペクトル効果”と呼ぶことにする。入射孔から洩れてくる中性子はSet Bに近いスペクトルをもっていると考えられるので、スペクトル効果は重要な意味をもってくる。

Fig. 3.4及び5はそれぞれSet A及びBに対応したTFC中での銅の変位損傷率(dpa/yr)の分布を示したものである。高エネルギーの中性子ほど損傷率が大きいため中性子束の分布とは異なっていることが示されている。Table 3.1及び2はSet AとBにおけるTFC領域の全中性子束及び銅の変位損傷率の比を重コンクリートの厚さ t に対して比較したものである。これによりスペクトル効果を検討することができる。即ち全中性子束の比 ϕ_B/ϕ_A 及びdpaの比 dpa_B/dpa_A は両者とも t が厚くなるにつれて大きくなっているが、 dpa_B/dpa_A の方が ϕ_B/ϕ_A よりも常に大きくなっている。これは先に述べたように銅の損傷関数が中性子の高エネルギー領域で急に大きくなっているためである。2章で述べたようにMORSEにおいては、collision density法を使用しているため、求められる中性子束及びdpaは領域についての体積平均値である。ANISNとMORSEとの結果を直接比較するためにTable 3.3～6に体積平均したANISNの結果を示す。

3.2 3次元モンテカルロ計算

(1) 1次元計算と3次元計算の比較

3次元モンテカルロ計算においては前述のように深層透過問題を精度よく解くことは現状では困難である。従ってここでは、重コンクリートの厚さ $t=15 \text{ cm}$ の場合についてモンテカルロ計算を行ない、1次元ANISNとの結果を比較することより計算手法のチェックを行った。MORSEの計算体系はFig. 2.2及び2.3に示されているように $x \geq 0$ の領域では入射孔が設けてあるが $x \leq 0$ の領域では入射孔の影響はなくトロイダルコイル(TFC)の形状を除けば

ANISNの形状と全く同じである。両コードにおいて使用している多群断面積は全く同じものであるので計算手法の相違のみが調べられる。

Table 3.7及び8はそれぞれ入射孔の影響のないMORSE計算と1次元ANISNの全中性子束及びTFCにおけるdpa値を比較したものである。MORSEの結果で括弧で示された数値は統計誤差(fractional standard deviation 略してf.s.d)を表わしている。24の領域を除けば両者は非常に良い一致を示しており、MORSEとANISNの計算手法による相違はなく体系の相違のみを調べることができる。領域24で全中性子束、dpaともにANISNの方が低くなっているが、これはANISNでは1次元円筒モデルであるため、Fig. 2.2に示されているようなTFC側面からの入射してくる中性子の寄与がないためと思われる。またTFCの領域におけるf.s.dがかなり大きいのはこれはTFCに到達する粒子の個数が少ないためである。f.s.dはヒストリー数をNとすれば、ほぼ \sqrt{N} に逆比例している。Table 3.7及び8のMORSE計算は24000ヒストリーの結果であり、計算時間はFACOM230-75で約5時間である。TFCにおけるf.s.dを0.1程度にするためには少なくとも30万ヒストリー程度を必要とし実用的ではない。しかも重コンクリートの厚さが増すにつれてTFCに到達する粒子の個数は減少するのでf.s.dはさらに大きくなる。従って次に示すような近似的な計算を行った。

(2) 3次元近似計算

前述のように重コンクリートの厚さが最も薄い $t=15\text{ cm}$ の場合でさえも、全体系のヒストリーを追跡して統計精度のよい結果を得ることは困難である。 $t=15\text{ cm}$ の場合の入射孔からのストリーミング効果を調べてみると入射孔周辺のTFCにおける全中性子束は入射孔から離れた領域に比べて約10倍程度大きいことが判明した。従って入射孔の周辺部についてのみヒストリーを追跡しても、大きな誤差を生じないと考えられる。即ち、Fig. 2.3及びTable 2.1において入射孔から離れた6, 8, 10, 12, 15, 18の領域に入射した中性子は全てのエネルギーについてRussian Rouletteを回し、Killした。プラズマから放出された中性子はブランケットで反射するので、ブランケットの第1層、第2層及び入射孔の周辺についてはRussian Rouletteは回していない。このことにより計算時間は約 $1/30$ に短縮され、15万ヒストリーで約1時間となった。

Table 3.9及び10に $t=15\text{ cm}$ の場合の両者の全中性子束及びdpaの比較を示す。Case 10は全ヒストリーを追跡したものであり、Case 11は入射孔周辺のみを追跡した場合である。Case 10に比べてCase 11の方が絶対値が小さくなっているがCase 10はf.s.dが大きく絶対値の信頼度が小さい。TFCの領域では全中性子束でファクタ ~ 1.2 程度の差で一致しているので、入射孔の周辺のみヒストリーを追跡してもorder estimationとして有効である。

3.3 入射孔からのストリーミング効果

Table 3.11及び12は重コンの厚さ t を15 cmから20 cmずつ増加させたときの入射孔近辺の領域における全中性子束及びTFC中のdpaを示したものである。 t が増大するにつ

れてTFCに到達する粒子の個数が減少するので統計精度が悪くなる。 $t=75\text{ cm}$ も15万ヒストリーまで計算を行ったがTFCまで到達する中性子は皆無であった。Table 3.1 1及び1 2において1 3, 1 4の領域は入射孔を取り囲む重コンクリート層を示し, 1 6, 1 7はその外側の厚さ5 cmの鉛層である。1 9, 2 1, 2 3は入射孔に隣接したトロイダルコイル(TFC)の領域を示している。TFCにおける全中性子束はプラズマに近い領域1 9が最も高く, t が増大するにつれ減少している。 t を15 cmから35 cmに増加させた時のTFC領域における中性子束の減衰ファクターは8~15であり, 35 cmから55 cmにした場合には4~16である。ストリーミングの影響はTFCに入射する中性子エネルギーのスペクトルやダクト周辺の幾何形状に敏感であるので一概には言えないが, 重コン20 cmについてこの程度の減衰効果がある。dpaについても同様で重コン20 cmに対してファクター4~20の減衰である。

Table 3.1 3及び1 4は入射孔のない場合のANISN計算と入射孔を考慮したMORSE計算との対応する領域における全中性子束及びTFCにおけるdpaの比を示したものである。このMORSE/ANISNの比をストリーミング効果と呼ぶ。 $t=15\text{ cm}$ の場合TFCにおける全中性子束はストリーミングによって5~23倍大きくなり, 35 cmの場合10~55倍, 55 cmの場合35~40倍大きくなること示されている。この様子をグラフで示したのがFig. 3.6及び7である。Fig. 3.6及び7はそれぞれTFC1(領域1 9及び2 0)とTFC3(領域2 3及び2 4)の全中性子束を重コンの厚さ t の関数として示したものであり, 参考のためブランケットのない場合のANISN計算も併せて示してある。重コンの厚さ t が増大するにつれてMORSE/ANISNの比が大きくなる傾向は3.1節で示したブランケットのないANISN計算の場合と同じである。このことは次のように説明される。MORSE/ANISN即ちストリーミング効果は入射孔から洩れた分に担当する中性子束の増大とさらにスペクトル効果とに分けて考えることができる。入射孔から洩れる量は重コンの厚さに関係せず一定であるがスペクトル効果の方は, 3.1節で述べたように重コンの厚さが増すにつれて増大してくる。即ち, 入射孔のないANISNの体系では遮蔽層に入射する中性子スペクトルはブランケットによって軟かくなっているため減衰が大きい, MORSEの体系では入射孔から洩れてくるスペクトルの硬い中性子が大部分なので減衰が小さい。この効果は重コンの厚さが増大するにつれて大きくなる。

Fig. 3.8, 9及び1 0は, $t=15, 35, 55\text{ cm}$ のときの入射孔のある場合とない場合のTFC1における中性子スペクトルを比較したものである。実線がMORSEで点線がANISNである。入射孔のないANISNでは14 MeV付近のピークがかなり低くなっているのに対してMORSEの場合には14 MeVのピークが際立っていることが示されている。14 MeVのピークを除けばほぼ同じ形のスペクトルである。従ってTFC中の銅のdpaは全中性子束の増大よりも大きくなる。 $t=55\text{ cm}$ のときのTFC中の銅の変位損傷は1年間に最大 1.05×10^{-5} ($\pm 38\%$) dpaであるので設計基準値 2.45×10^{-5} dpaは一応満足しているが統計誤差(f. s. d)が大きいので $t=75\text{ cm}$ ならば十分に基準値を満足すると思われる。

以上の計算において $t=55\text{ cm}$ のMORSEの結果, とくにTFCにおけるf. s. dはかなり大きく安定した値とは言いがたいが, 計算時間の実用性から考えて, このような深層透過問題を精度よく求めるのは現状では困難であり, 今後の重要な課題である。

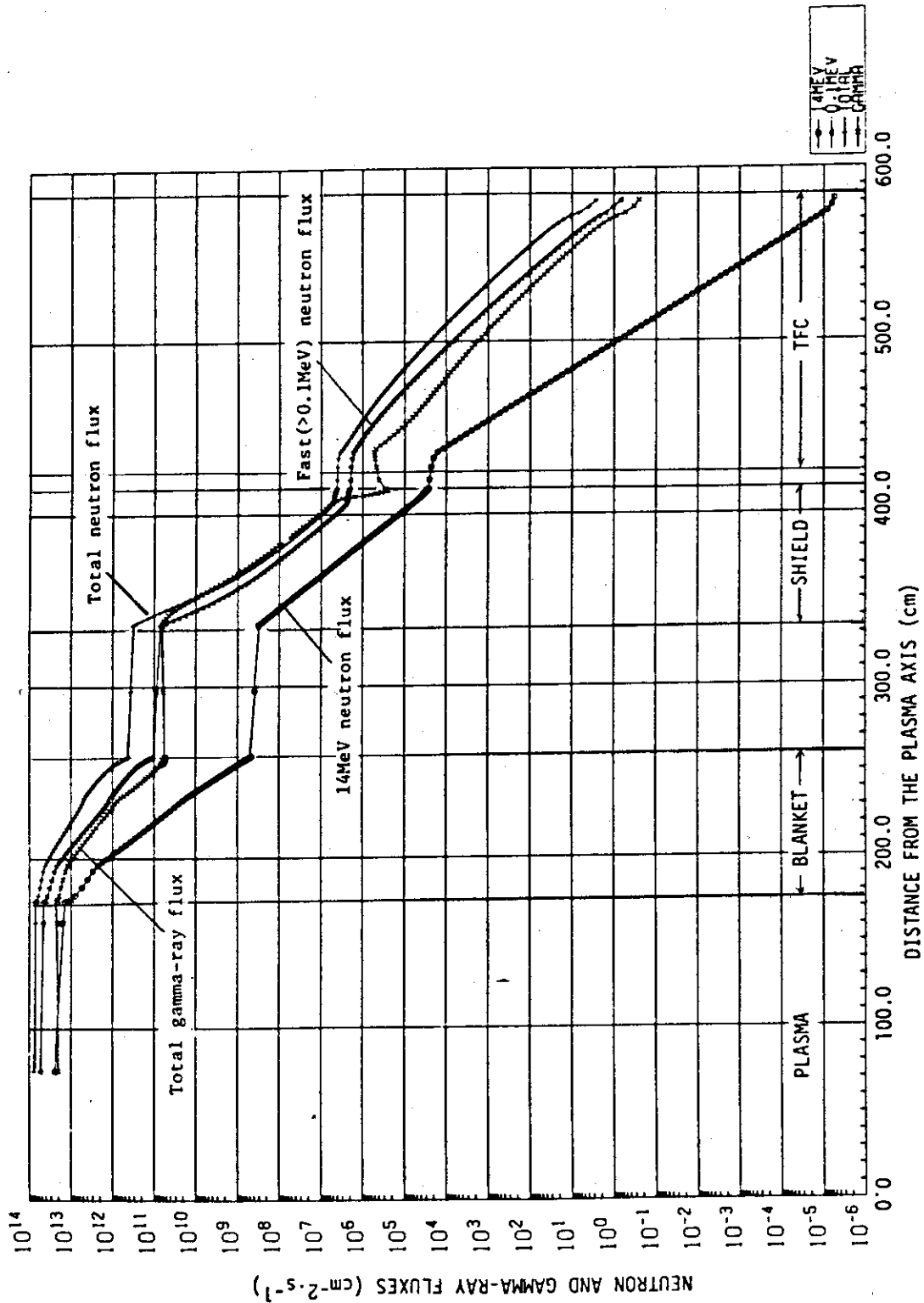


Fig. 3.1 Neutron and Gamma-ray Fluxes Distributions

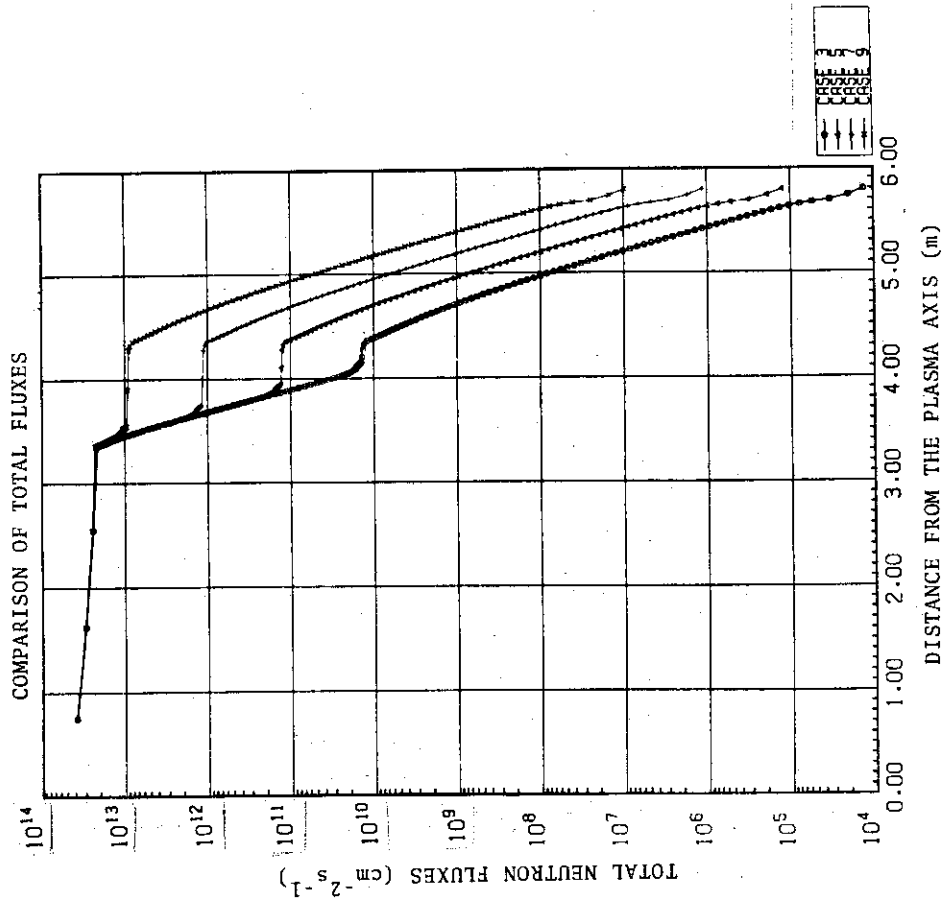


Fig. 3.3 Total Neutron Fluxes for Set B

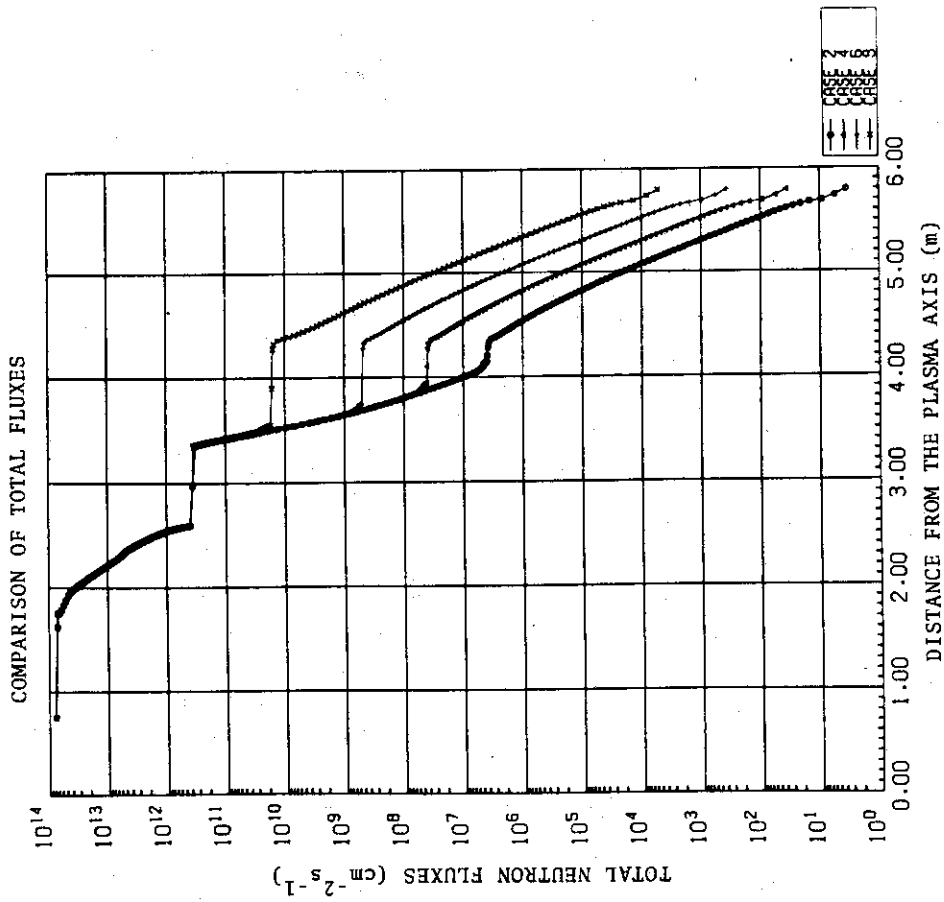


Fig. 3.2 Total Neutron Fluxes for Set A

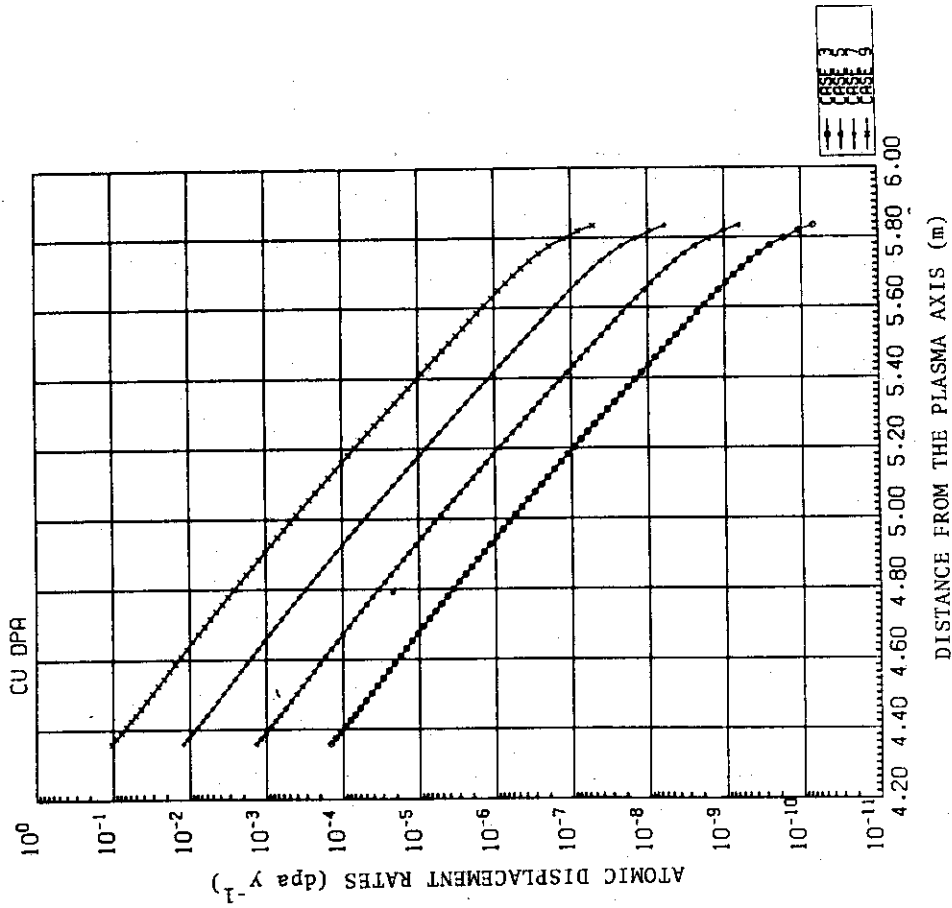


Fig. 3.5 Atomic Displacement Rates in Copper for Set B

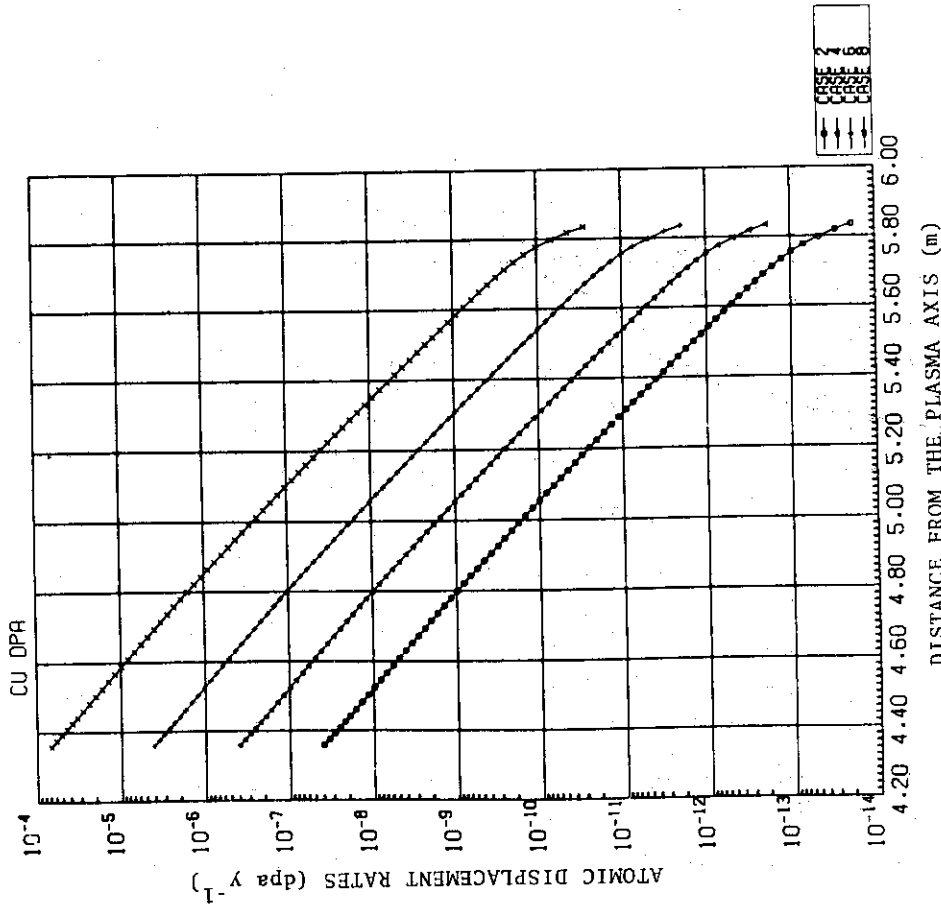


Fig. 3.4 Atomic Displacement Rates in Copper for Set A

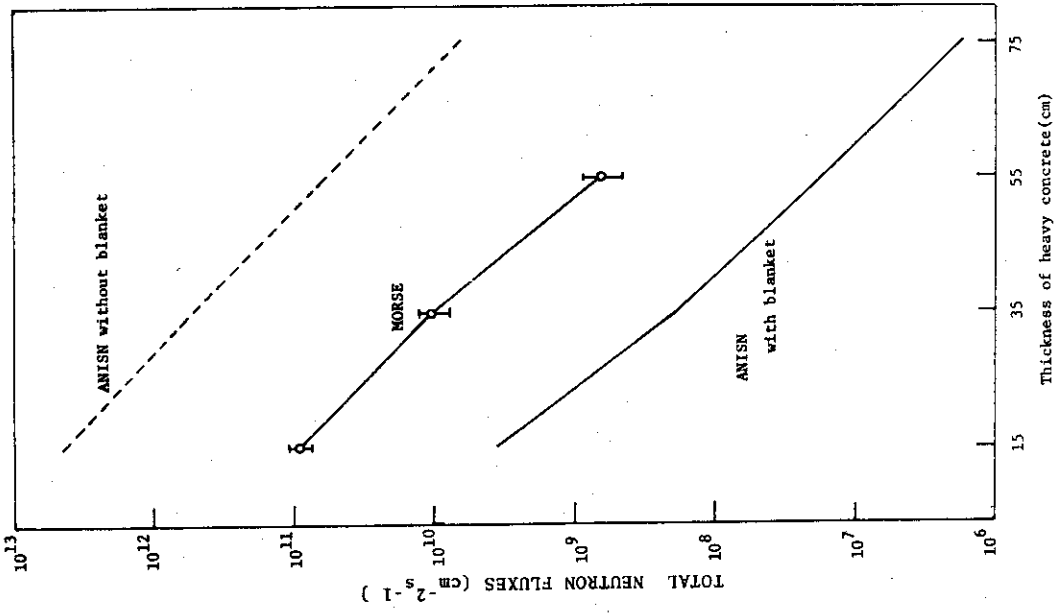


Fig. 3.7 Comparison of total neutron fluxes as calculated by MORSE and ANISN for TFC3 region

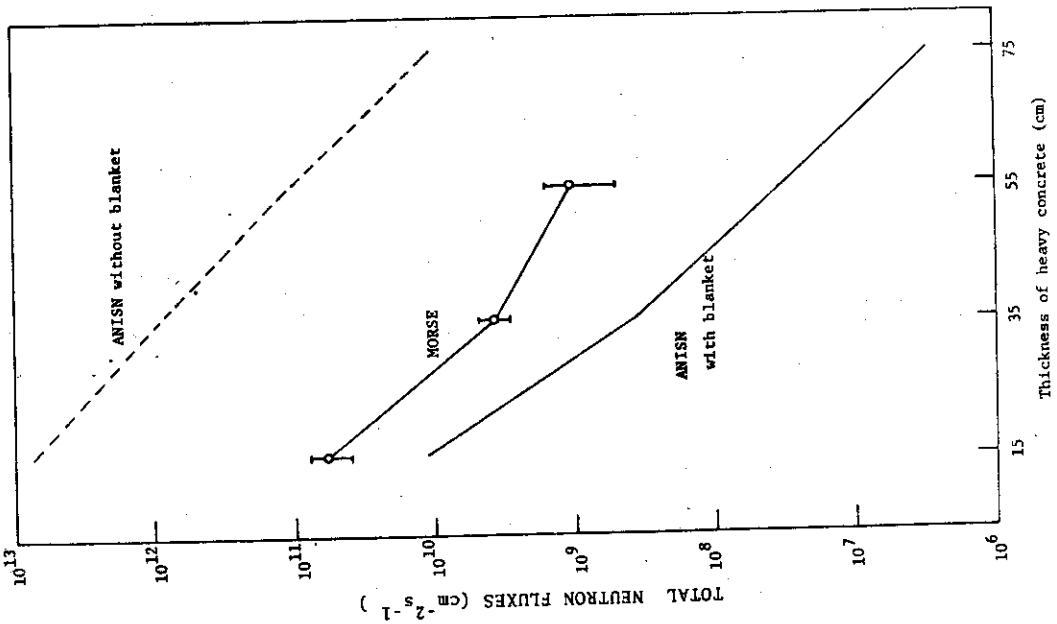


Fig. 3.6 Comparison of total neutron fluxes as calculated by MORSE and ANISN for TFC1 region

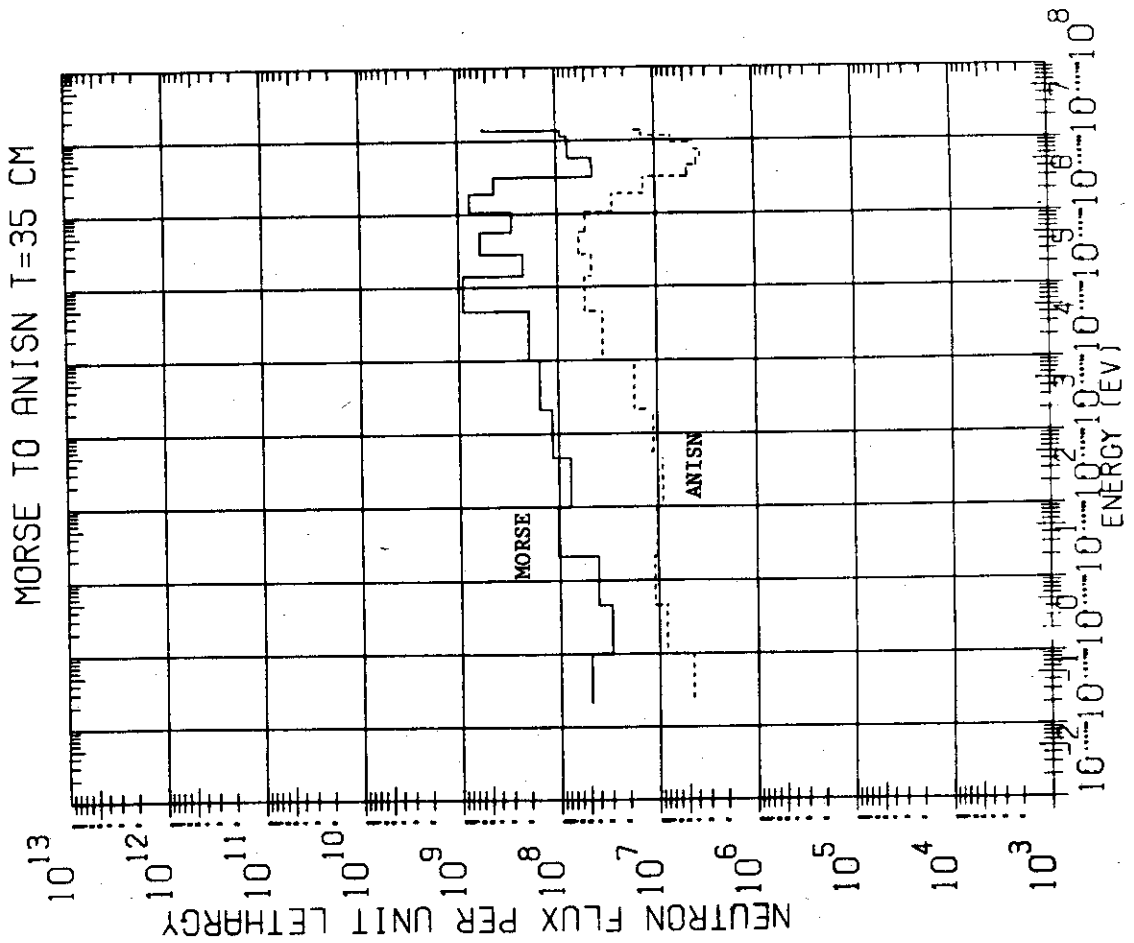


Fig. 3.9 Neutron Spectra in TFC for t=35cm

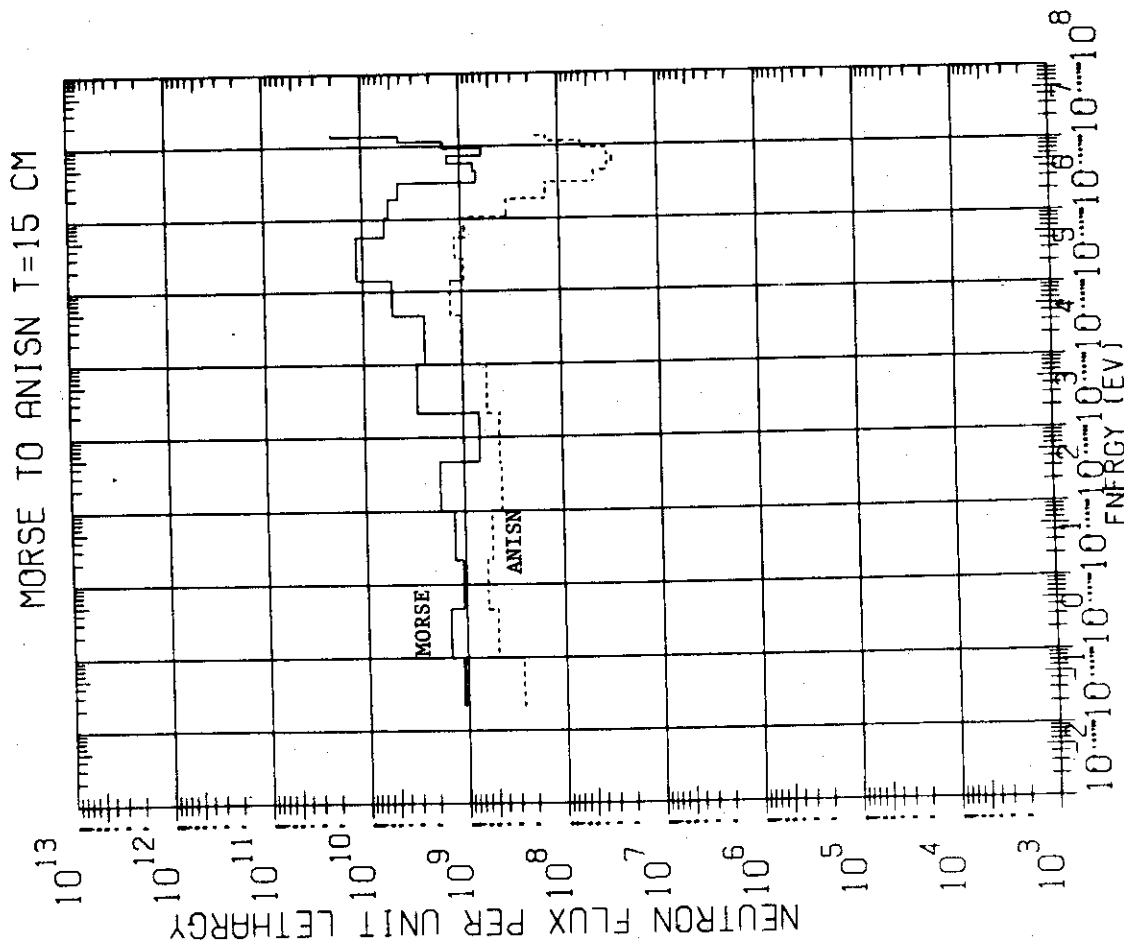


Fig. 3.8 Neutron Spectra in TFC for t=15cm

7 29

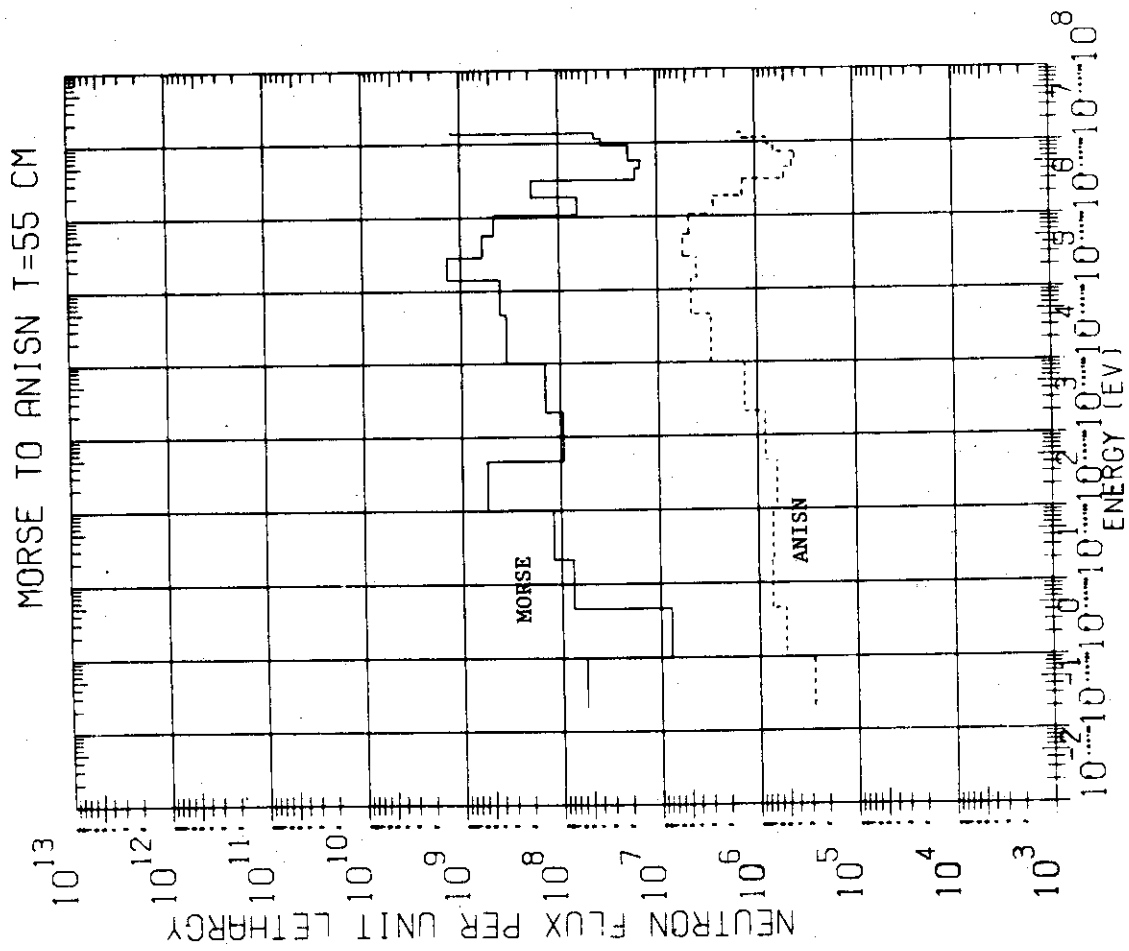


Fig. 3.10 Neutron Spectra in TFC for t=55 cm

Table 3.1 Total neutron flux ratios (ϕ_B/ϕ_A)
calculated by ANISN as varied with
heavy concrete thickness t

Region Number	Material	t=15 cm	t=35 cm	t=55 cm	t=75 cm
20	TFC1	673	2425	3240	3537
22	TFC2	893	2598	3290	3565
24	TFC3	1245	2788	3357	3604

Table 3.2 Atomic displacement ratios (dpa_B/dpa_A)
calculated by ANISN as varied with
heavy concrete thickness t

Region Number	Material	t=15 cm	t=35 cm	t=55 cm	t=75 cm
20	TFC1	1545	2944	3419	3641
22	TFC2	1534	2929	3414	3640
24	TFC3	1566	2932	3415	3645

Table 3.3 Region averaged total neutron fluxes
calculated by ANISN for set A

Region Number	Case 2 t=75 cm	Case 4 t=55 cm	Case 6 t=35 cm	Case 8 t=15 cm
2	7.08(13)*	7.08(13)	7.08(13)	7.08(13)
4	6.73(13)	6.73(13)	6.73(13)	6.73(13)
6	5.38(13)	5.38(13)	5.38(13)	5.38(13)
8	1.75(13)	1.75(13)	1.75(13)	1.75(13)
10	2.54(12)	2.54(12)	2.54(12)	2.54(12)
12	6.25(11)	6.25(11)	6.25(11)	6.25(11)
15	2.34(10)	3.24(10)	5.23(10)	1.23(11)
18	4.34(6)	4.49(7)	5.73(8)	2.07(10)
20	3.00(6)	3.05(7)	3.64(8)	1.07(10)
22	2.11(6)	2.13(7)	2.43(8)	5.85(9)
24	1.76(5)	1.77(6)	1.92(7)	3.62(8)

* Read as $7.08 \times 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

Table 3.4 Region averaged total neutron fluxes
calculated by ANISN for set B

Region Number	Case 3 t=75 cm	Case 5 t=55 cm	Case 7 t=35 cm	Case 9 t=15 cm
15	3.24(12)	4.52(12)	7.19(12)	1.49(13)
18	1.52(10)	1.42(11)	1.27(12)	1.02(13)
20	1.06(10)	9.89(10)	8.83(11)	7.19(12)
22	7.51(9)	7.02(10)	6.30(11)	5.23(12)
24	6.34(8)	5.93(9)	5.35(10)	4.51(11)

Table 3.5 Region averaged displacement rates
(dpa per year) for set A

Region Number	Case 2 t=75 cm	Case 4 t=55 cm	Case 6 t=35 cm	Case 8 t=15 cm
20	3.43(-8)	3.42(-7)	3.60(-6)	5.92(-5)
22	2.22(-8)	2.22(-7)	2.35(-6)	3.84(-5)
24	1.37(-9)	1.38(-8)	1.45(-7)	2.33(-6)

Table 3.6 Region averaged displacement rates
(dpa per year) for set B

Region Number	Case 3 t=75 cm	Case 5 t=55 cm	Case 7 t=35 cm	Case 9 t=15 cm
20	1.25(-4)	1.17(-3)	1.06(-2)	9.14(-2)
22	8.08(-5)	7.58(-4)	6.87(-3)	5.90(-2)
24	5.01(-6)	4.70(-5)	4.26(-4)	3.64(-3)

Table 3.7 Comparison of total neutron fluxes as
calculated by ANISN and MORSE
($t=15$ cm)

Region Number	Material	ANISN Case 2	MORSE Case 10	(f. s. d)
2	Carbon	7.08 (13)	6.69 (13)	(0.02)
4	S.S.	6.73 (13)	6.52 (13)	(0.03)
6	Li ₂ O (Pebble)	5.38 (13)	5.12 (13)	(0.02)
8	" (Block)	1.74 (13)	1.70 (13)	(0.02)
10	S.S.	2.54 (12)	2.22 (12)	(0.06)
12	"	6.24 (11)	6.07 (11)	(0.12)
15	Heavy Concrete	1.22 (11)	1.00 (11)	(0.11)
18	Lead	2.06 (10)	1.13 (10)	(0.19)
20	TFC1	1.06 (10)	9.60 (9)	(0.33)
22	" 2	5.85 (9)	5.93 (9)	(0.51)
24	" 3	3.62 (8)	1.03 (9)	(0.48)

Table 3.8 Comparison of atomic displacement rates
(dpa/year) in copper stabilizer as
calculated by ANISN and MORSE
($t=15$ cm)

Region Number	Material	ANISN Case 2	MORSE Case 10	(f. s. d)
20	TFC1	5.91 (-5)	6.95 (-5)	(0.35)
22	" 2	3.84 (-5)	4.02 (-5)	(0.45)
24	" 3	2.32 (-6)	6.18 (-6)	(0.44)

Table 3.9 Comparison of total neutron fluxes
calculated by MORSE ($t=15\text{cm}$)

Region Number	Material	Case 10		Case 11	
		24000 histories (f.s.d)	5×10^5 histories (f.s.d)	5×10^5 histories (f.s.d)	24000 histories (f.s.d)
13	Heavy Concrete	3.44(11)	(0.17)	1.65(11)	(0.03)
14	"	3.44(11)	(0.10)	1.79(11)	(0.03)
16	Lead	8.18(10)	(0.29)	5.13(10)	(0.09)
17	"	6.33(10)	(0.23)	6.63(9)	(0.12)
19	TFC1	6.25(10)	(0.39)	5.40(10)	(0.19)
21	" 2	4.78(10)	(0.63)	3.87(10)	(0.17)
23	" 3	2.01(10)	(0.65)	8.44(9)	(0.13)

Table 3.10 Comparison of atomic displacement
rates in copper stabilizer
calculated by MORSE ($t=15\text{cm}$)

Region Number	Material	Case 10		Case 11	
		24000 histories (f.s.d)	5×10^5 histories (f.s.d)	5×10^5 histories (f.s.d)	24000 histories (f.s.d)
19	TFC1	9.32(-4)	(0.47)	8.50(-4)	(0.16)
21	" 2	3.68(-4)	(0.49)	4.56(-4)	(0.14)
23	" 3	1.46(-4)	(0.64)	9.61(-5)	(0.09)

Table 3.11 Comparison of total neutron fluxes
calculated by MORSE as varied with
heavy concrete thickness t

		Case 11		Case 12		Case 13	
Region	$t=15\text{ cm}$	$t=35\text{ cm}$		$t=55\text{ cm}$			
Number	5×10^5	9×10^5	1.35×10^6	histories	histories	histories	
	histories	histories	histories	(f.s.d)	(f.s.d)	(f.s.d)	
13	1.65 (11) (0.03)	7.33 (10) (0.03)	3.88 (10) (0.02)				
14	1.79 (11) (0.03)	1.01 (11) (0.03)	7.29 (10) (0.02)				
16	5.13 (10) (0.09)	9.48 (9) (0.11)	6.08 (9) (0.14)				
17	6.63 (9) (0.12)	7.97 (9) (0.18)	1.03 (9) (0.36)				
19	5.40 (10) (0.19)	3.71 (9) (0.18)	1.08 (9) (0.42)				
21	3.87 (10) (0.17)	3.21 (9) (0.29)	8.54 (8) (0.52)				
23	8.44 (9) (0.13)	1.05 (9) (0.31)	6.58 (7) (0.55)				

Table 3.12 Comparison of atomic displacement
rates calculated by MORSE as
varied with heavy concrete thickness
 t

		Case 11		Case 12		Case 13	
Region	$t=15\text{ cm}$	$t=35\text{ cm}$		$t=55\text{ cm}$			
Number	5×10^5	9×10^5	1.35×10^6	histories	histories	histories	
	histories	histories	histories	(f.s.d)	(f.s.d)	(f.s.d)	
19	8.50 (-4) (0.16)	4.57 (-5) (0.19)	1.05 (-5) (0.38)				
21	4.56 (-4) (0.14)	2.82 (-5) (0.26)	4.42 (-6) (0.40)				
23	9.61 (-5) (0.09)	1.05 (-5) (0.19)	8.49 (-7) (0.28)				

Table 3.13 Comparison of MORSE/ANISN ratio
(total fluxes) as varied with heavy
concrete thickness t

Region Number	Material	t=15 cm	t=35 cm	t=55 cm
13/15	H.C.	1.3	1.4	1.2
14/15	H.C.	1.5	1.9	2.3
16/18	Lead	2.5	16.5	135.5
17/18	Lead	0.3	13.9	23.0
19/20	TFC1	5.1	10.2	35.4
21/22	" 2	6.6	13.3	40.1
23/24	" 3	23.3	54.7	37.3

Table 3.14 Comparison of MORSE/ANISN ratio
(dpa) as varied with heavy concrete
thickness t

Region Number	Material	t=15 cm	t=35 cm	t=55 cm
19/20	TFC1	14.4	12.7	30.7
21/22	" 2	11.9	12.0	19.9
23/24	" 3	41.4	72.7	61.7

4. 結 言

原研で予備設計を進めている核融合実験炉において、中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングが超電導コイルの遮蔽に及ぼす効果を3次元モンテカルロコードMORSE及び1次元SN輸送計算コードANISNを用いて解析し、設定した設計条件をほぼ満足することを示した。

- (1) 実験炉においては、あらかじめ中性粒子入射孔からのストリーミング効果を考慮した遮蔽設計が行なわれ、今回の3次元計算により、その妥当性が確認された。
- (2) 直径120 cmの入射孔からの中性子ストリーミングがある場合においては、重コンクリート層75 cm及び鉛層5 cmの遮蔽層を設けることによってTFC中の銅の変位損傷は設計基準値をほぼ満足させることができるが、誘導放射能が問題となるので対策が必要である。
- (3) TFCにおけるストリーミング効果（入射孔がある場合とない場合の中性子束の比）は遮蔽層の厚さが増大するにつれて大きくなるが、これは遮蔽層に入射する中性子のスペクトルの相違によることが判明した。
- (4) 今回の幾何形状においては、TFCにおける全中性子束の減衰ファクターは、重コンクリート20 cmの増加に対して4～16であった。
- (5) TFCにおける中性子スペクトルは入射孔を設けることにより、14 MeV付近に大きなピークを生じ、その結果全中性子束の増加よりも、dpaの増加の方が大きくなることが判明した。

今後の課題としては以下の点が考えられる。

- (i) ストリーミング効果は幾何形状に敏感であるので入射孔の直径を変化させるなどのパラメータサーベイを行なうためには、深層透過問題を精度良く取り扱える分散低減法の開発が必要である。
- (ii) 本計算においては、境界条件の制約や計算時間の観点からcollision estimatorを採用したが、track-length estimatorやpoint-detectorなども検討の余地があり、深層透過とストリーミングの両方を精度良く求められるestimatorが要求される。
- (iii) 入射孔の周辺のみ解析を行ったが、遮蔽層とTFCの構造設計の進展に伴い、トロイダル効果等を考慮したより現実的な計算モデルによる評価が必要である。
- (iv) ブランケット二重壁間からの中性子ストリーミングや中性粒子入射装置、真空ポンプの放射線損傷、誘導放射能も設計に大きな影響を及ぼすと考えられるので評価しておく必要がある。

附録 1. Estimatorの種類と特徴

統計誤差を小さくし、能率の良い計算をするために対象とする問題に適した estimator を選ぶ必要がある。その場合（計算時間）×（得られる統計精度）が最小となるように選ぶ。深層透過問題には原理的には point - detector 法が適しているが、detector 数に比例して計算時間も増大する。また、検出器が点であるのでバルクな反応量を求めたい場合には不向きである。従って核融合炉におけるトリチウム増殖比などは collision density や track-length 法が適している。以下に 5 種類の estimator についてスコアの方法と特徴を示す。

(1) Collision Density Estimator

有限の体積をもった領域中での平均化された中性子束は、その領域中で起った全ての衝突時の weight の和から求められる。

$$\phi_V(E_i) = \frac{N_{vi} \sum_{n=1} W_n}{N \cdot VOL_V \cdot \sum_{TV}(E_i)} \quad (A. 1.1)$$

ここで、

- $\phi_V(E_i)$: エネルギー群 E_i の中性子の領域平均された中性子束
- N_{vi} : 領域 V でエネルギー群 E_i の中性子が衝突した回数
- W_n : E_i 群の中性子が n 回目の衝突をした時の weight
- N : 中性子の全ヒストリー数
- VOL_V : 領域 V の体積
- $\sum_{TV}(E_i)$: 領域 V の物質の E_i 群の中性子に対応する全断面積

特徴としては、

- (i) 各衝突点で weight をスコアしているので衝突密度の大きな物質の中性子束を求めるのに適している。逆に衝突密度が小さい（平均自由行程が長い）場合には統計誤差が大きくなる。
- (ii) 領域の体積が小さくなると(i)の理由により統計誤差が大きくなる。
- (iii) 領域平均の中性子束が求められるので、バルクな反応量を求めるのに適している。反面領域内のピーキングなどの分布についての情報は得られない。
- (iv) Point - detector 法に比べて計算時間が短い。即ち、大部分の計算時間は粒子のヒストリーを追跡するのに用いられる。

(2) Last - event Estimator

Collision estimator の場合には、衝突毎に weight をスコアしていたが、Last - event estimator の場合には粒子の吸収が起った時のみスコアする。

$$\phi_v(E_i) = \frac{\sum_{n=1}^{N_{vi}} W_n}{N \cdot \text{VOL}_v \cdot \Sigma_{cv}(E_i)} \quad (\text{A. 1.2})$$

ここで、

N_{vi} : 吸収の起った回数

W_n : n 回目の吸収が起った時の weight

N : 全ヒストリー数

$\Sigma_{cv}(E_i)$: エネルギー群 E_i の中性子に対応する吸収断面積

特徴としては吸収が起った時にのみスコア-するので、一般的には collision density 法よりも分散が大きくなることが多いが、対象とする問題によっては小さくなり得る。他の特徴は collision density 法と同様である。

(3) Track - Length Estimator

Collision density 法と同様に領域内での平均化された中性子束を求める方法であるが、領域内を通過する中性子の軌跡の長さをスコア-する。

$$\phi_v(E_i) = \frac{\sum_{n=1}^{N_{vi}} L_n W_n}{N \cdot \text{VOL}_v} \quad (\text{A. 1.3})$$

ここで、

N_{vi} : 領域 V におけるエネルギー群 E_i の中性子の軌跡の数

L_n : E_i 群の中性子の n 番目の軌跡の長さ

W_n : n 番目の軌跡の中性子の weight

特徴としては collision density 法とほぼ同様であるが、軌跡の長さをスコア-するので衝突密度にかかわりなく、安定した統計精度が得られる。特に平均自由行程の長い物質中の中性子束を求めるのに適している。

(4) Surface Crossing Estimator

体積を有する領域ではなく、ある表面についての平均化された中性子束を求める方法である。

$$\phi_s(E_i) = \frac{\sum_{n=1}^{N_{si}} \frac{W_n}{|\cos \theta_n|}}{N \cdot \text{SUR}_s} \quad (\text{A. 1.4})$$

ここで、

N_{si} : 表面 S を通過する回数

W_n : n 回目の通過の weight

SUR_s : 表面の面積

θ_n : 表面を通過する粒子の方向と表面の法線とのなす角度

特徴としては, collision density 法とほぼ同様であるが, スコアする時に表面と平行に近い角度で粒子が入射した場合の取り扱いを考慮する必要がある。即ち $|\cos \theta_n| \rightarrow 0$ となる可能性がある。

(5) Next - event (Point - detector) Estimator

前述の4つの estimator の共通点は領域の体積あるいは面積が小さくなると分散が大きくなることである。Point - detector 法はこのような場合に有効な方法である。Point - detector 法では, 解析的な手法を導入することにより, 各衝突点から detector の位置で次に起る事象の確率をスコアする。

$$\phi(E_i) = \frac{1}{N} \left\{ \sum_{n=1}^N \frac{W_n}{4\pi r_n^2} \cdot \exp[-\sum_T(E_i)L_n] + \sum_{n=1}^{N_i} \frac{W_n \cdot P_n(\theta_n, E_g)}{r_n^2} \cdot \exp[-\sum_T(E_i)L_n] \right\}$$

(A. 1.5)

ここで,

- N : 全ヒストリー数
- N_i : 粒子の衝突回数
- r_n : 粒子の発生点又は衝突点から detector までの距離
- L_n : 各物質中での飛行距離
- $\sum_T(E_i)$: 各物質の全断面積
- W_n : 粒子の weight
- $P_n(\theta_n, E_g)$: 入射エネルギー群 E_g の粒子が θ_n の角度で散乱して, E_i 群になる単位立体角当りの確率。 θ_n は入射中性子の方向と衝突点から detector を結ぶ線とのなす角である。

A. 1.5 式の第1項は発生点から detector へ1回も衝突せずに到達する確率であり, 第2項は散乱後 detector に到達する確率を表わしている。

特徴としては,

- (i) 微小領域の中性子束が得られる。
- (ii) detector 位置に中性子が到達する確率をスコアするので他の estimator よりも比較的分散が安定している。
- (iii) 各衝突点からの寄与を計算するので体系が複雑な場合や detector 数が多い場合には膨大な計算時間を要する。
- (iv) 散乱物質中に detector がある場合には, スコア量が無限大になることがある。即ち, $1/r^2$ をスコアするので detector 近傍で散乱した時の取り扱いが問題となる。
- (v) 確率をスコアしているため, 境界条件の処理が煩雑となる。

附 録 2. 分 散 低 減 法

現在 MORSE に組み込まれているか、又は容易に組み込むことのできる分散低減法を示す。分散低減法は大別して(1)サンプリングの過程を変形する方法と、(2)解析的な手法や近似を利用する方法がある。他の方法については参考文献(13)、(14)に詳しく述べられているのでここでは省略する。

(1) サンプリングの過程を変形する方法

この方法はサンプリングする確率分布関数を変形することによって重要な現象のサンプル回数を多くする Importance Sampling 法と分布関数を変形せずに効率の良いサンプリングをする Russian Roulette and Splitting がある。

(a) Importance Sampling

この方法は本来の確率分布関数とは別の仮想的な分布関数からサンプリングするもので、バイアスによって生じる歪は粒子の weight を調整することによって補正される。粒子の random walk の過程においては確率分布関数として考えられるのは粒子のエネルギー分布、散乱の角度分布、飛行距離分布がある。また線源の発生位置や方向、エネルギーをバイアスすることも容易にできる。一般に importance sampling は対象とする問題に依存している場合が多いので使用者が作成することが原則となっている。

MORSE では Importance Sampling として粒子の散乱後のエネルギー分布をバイアスする Energy Biasing と粒子の飛行距離分布を変形する Path-length Stretching が組み込まれている。Energy Biasing はサブルーチン GTIOUT で処理され、重要なエネルギー群に関しては他の群よりも多くサンプリングする方法である。本来のエネルギー群 I から J への散乱確率を $P(I \rightarrow J)$ とすれば、これに $V(J)$ という importance function を乗じた新たな散乱確率 $P(I \rightarrow J)V(J)$ から散乱後のエネルギー群 L を選ぶ。このとき L 群に散乱された粒子の weight は $N/V(L)$ なる因子で補正される。

$$N = \sum_{J=1}^{NDSK} V(J)P(I \rightarrow J) \quad (\text{A. 21})$$

NDSK は散乱可能なエネルギー群の数である。

Path-length stretching (Exponential transform) 法はサブルーチン GETETA で取り扱われ、粒子の空間的な飛行距離分布をバイアスする方法である。深層透過問題では粒子の方向と飛行距離を検出器への寄与を最大にするように選ぶ必要がある。このような場合 exponential transform に基づいた Path-length stretching が有効である。本来の飛行距離の分布関数を

$$P_0(\eta) = e^{-\eta} \quad (\text{A. 22})$$

$$\eta = \ell/\lambda \quad (\text{A. 23})$$

とする。ここで ℓ は飛行距離であり， λ は平均自由行程 (m. f. p) である。Path-length stretching 法ではこの分布を次のようにバイアスする。

$$P_1(\eta) = \frac{1}{\text{BIAS}} e^{-\eta/\text{BIAS}} \quad (\text{A. 24})$$

$$\text{BIAS} = (1 - \text{PATH} \cdot \text{DIREC})^{-1} \quad (\text{A. 25})$$

DIREC は粒子の飛行方向ベクトルと注目している方向のベクトルとの内積で与えられる。PATH はバイアスの程度を表わすパラメータで入力与えられる ($0 \leq \text{PATH} < 1$)。PATH = 0 のときは BIAS = 1 となり，(4)式と(2)式は等しくなる。PATH が大きくなれば DIREC の符号に従って飛行距離が長くなったり短くなったりする。weight の補正因子は

$$\frac{P_0(\eta)}{P_1(\eta)} = \text{BIAS} \cdot e^{-[1 - (1/\text{BIAS})] \cdot \eta} \quad (\text{A. 26})$$

である。飛行方向と注目している方向との内積を求めるサブルーチン DIREC は使用者が作成することになっている。例として特定の点に対してバイアスするルーチンを附録 3 に示す。

問題は importance function として，どの程度の値を用いるかである。Path-length stretching 法では全断面積中で散乱断面積の占める割合が大きな物質に大きな PATH を使用すると中性子束を過小評価する恐れがでてくる。問題にもよるが PATH の値の目安としては 0.5 程度である。

(b) Russian Roulette and Splitting

この方法も一種の importance sampling 法であるが，前出の Energy Bias 法や Path-length Stretching 法と異って random walk の過程そのものは変化させず，衝突後の粒子が注目している領域にあるならば splitting によって粒子数を増加させ，寄与の小さい領域では Russian Roulette によって一定の確率で Kill するというものである。Russian Roulette 及び splitting の前後では粒子の weight が保存されるように補正する。入力の方法はサブルーチン INPUT の入力カード G で NSPLT = 1, NKILL = 1 とし，カード H で適用するエネルギー領域と空間領域及び weight standard を指定する。粒子の weight W が $W > \text{WTHIH} 1$ ならばその粒子はそれぞれ $W/2$ の weight をもつ 2 個の粒子に分割され，分割された粒子の weight が $\text{WTHIH} 1$ 以下になるまで続けられる。 $W < \text{WTLOW} 1$ になると Russian Roulette が回される。即ち，乱数を発生させることにより， $W/\text{WTAVE} 1$ の確率で生き残った粒子には $\text{WTAVE} 1$ の weight を与え $1 - W/\text{WTAVE} 1$ の確率で Kill された粒子には 0 の weight が与えられる。MORSE では後述のように non-absorption weighting 法を採用しているので粒子は吸収されず，小さな weight をもった粒子をいつまでも追跡することになる。このような場合に Russian

Roulette は不可欠な手法となる。WTLOW1, WTHIH1, WTAVE1の値は問題に依存しているので一義的には決定できないが, WTHIH1はWTAVE1の10倍位でWTLOW1はWTAVE1の1/40位が目安である。

(2) 解析的手法や近似を利用する方法

(a) non-absorption weighting

MORSEにおいては粒子の吸収はランダムな現象としてではなく, 各衝突点で期待される吸収の割合(Δ_a/Δ_T)として取り扱われる。このため粒子の吸収による history end がなくなるので効率の良いサンプリングが行なえるようになっている。他方, 多数回の散乱によって weight が非常に小さくなった粒子を追跡することになるので計算時間の浪費することになる場合がある。このような場合には前述の Russian Roulette を使用することにより計算時間の節約, 分散の低減を計ることができる。

(b) non-leakage

Path-length stretch 法と上記の non-absorption weighting とを組み合わせたいような方法である。あらかじめ粒子が体系から洩れる期待値を求めておき, 飛行距離を選ぶ際に分布関数にバイアスをかけて粒子が体系から洩れないようにする方法である。バイアスをかけない飛行距離の分布関数は前出の(2)式で与えられる。従って体系の境界までの距離を ARG m. f. p とすると境界から洩れる確率は e^{-ARG} となる。従って境界から洩れない確率を考慮した分布関数は (0, ARG) の距離で規格化して

$$P_2(\eta) = e^{-\eta} / (1 - e^{-ARG}) \quad (A.27)$$

で与えられる。このときの粒子の weight は次の因子によって補正される。

$$\frac{P_0(\eta)}{P_2(\eta)} = 1 - e^{-ARG} \quad (A.28)$$

(c) Estimator

求める量を評価する Estimator も一種のバイアス法と考えることができる。MORSEでは random walk の過程での衝突を解析するコード SAMBO⁽⁶⁾として next-event (point detector) estimator が組み込まれている。これは中間過程から確率の小さい最終的事象を評価する場合に有効な統計的評価方法であり, 粒子の各衝突点からの検出器の位置で次に起こる事象の確率をスコアするものである。

附 録 3. MORSEの修正プログラム

Collision density 法による中性子束評価に必要なサブルーチン RELCOL と領域の体積を入力する INSCOR 及び Path-length stretching のパラメータを決定する関数ルーチン DIREC のプログラムリストを示す。

```

1  SUBROUTINE RELCOL
2  COMMON /PDET/ ND,NNE,NE,NT,NA,NRESP,NEX,NEXND,NEND,NDNR,NTNR,NTNE,
1  NAME,NTNDNR,NTNEND,NANEND,LOCRSP,LOCXD,LOCIB,LOCCO,LOCT,LOCUD,
2  LOCSD,LOCQE,LOCQT,LOCQTE,LOCQAE,LMAX,EFIRST,EGTOP
3  COMMON /NUTRON/ NAME,NAMEX,IG,IGO,NMED,MEDOLD,NREG,U,V,W,UOLD,VOLD
1  ,WOLD,X,Y,Z,XOLD,YOLD,ZOLD,WATE,OLDWT,WTBC,BLZNT,BLZON,AGE,OLDAGE
4  COMMON /USER/ AGSTRT,WTSTRT,XSTRT,YSTRT,ZSTRT,DFE,EBOTN,EBOTG,
1  TCUT,I0,I1,IADJM,NGPQT1,NGPQT2,NGPQT3,NGPQTG,NGPQTN,NITS,NLAST,
2  NLEFT,NMGP,NMTG,NSTRT
5  COMMON BC(1)
6  COMMON /JDB1/ NTAPE,NNBAT,JWRTE
7  COMMON/VOLUME/ VOL(60)
8  DIMENSION NL(1)
9  EQUIVALENCE (BC(1),NL(1))
10 NR=NREG
11 CALL NSIGTA(IGO,NMED,TSIG,PNAB)
12 CON=WTBC/TSIG/VOL(NREG)
C 100 WRITE(6,100) NREG,WTBC,TSIG,CON
13 100 FORMAT(1H0,'NREG=',I3,'WTBC=',E12.5,'TSIG=',E12.5,'CON=',E12.5)
14 CALL FLUXST(NR,IGO,CON,AGE,0,0)
15 RETURN
16 END

```

```

1  SUBROUTINE INSCOR
2  COMMON /PDET/ ND,NNE,NE,NT,NA,NRESP,NEX,NEXND,NEND,NDNR,NTNR,NTNE,
1  NAME,NTNDNR,NTNEND,NANEND,LOCRSP,LOCXD,LOCIB,LOCCO,LOCT,LOCUD,
2  LOCSD,LOCQE,LOCQT,LOCQTE,LOCQAE,LMAX,EFIRST,EGTOP
3  COMMON /USER/ AGSTRT,WTSTRT,XSTRT,YSTRT,ZSTRT,DFE,EBOTN,EBOTG,
1  TCUT,I0,I1,IADJM,NGPQT1,NGPQT2,NGPQT3,NGPQTG,NGPQTN,NITS,NLAST,
2  NLEFT,NMGP,NMTG,NSTRT
4  COMMON /VOLUME/ VOL(60)
C *** THIS ROUTINE IS ADDED FOR DEFINITION OF REGION VOLUME ***
5  WRITE(6,1000)
6  READ(11,1100) (VOL(I),I=1,ND)
7  DO 10 I=1,ND
8  IF(VOL(I).LE.0.0) VOL(I)=1.0
9  WRITE(6,1200) I,VOL(I)
10 10 CONTINUE
11 1000 FORMAT(5X,'REGION VOLUME')
12 1100 FORMAT(7E10,4)
13 1200 FORMAT(5X,I3,5X,1PE10,4,2X,'CM**3')
14  RETURN
15  END

```

```

1  FUNCTION DIREC(XX)
C  THIS FUNCTION PROVIDES THE DOT PRODUCT OF THE NEUTRON DIRECTION
C  VECTOR AND THE DIRECTION VECTOR TO BE BIASED,
C
C  IOPT          =1  BIASING TOWARD OLD DIRECTION
C                =2  BIASING TOWARD X-DIRECTION
C                =3  BIASING TOWARD Y-DIRECTION
C                =4  BIASING TOWARD Z-DIRECTION
C                =5  BIASING TOWARD A POINT (XD,YD,ZD)
C
C  LAMDA         STRETCHING DIRECTION
C                IF LAMDA IS LESS THAN OR EQUAL TO ZERO,
C                PATH-LENGTH IS STRETCHING TOWARD POSITIVE
C                DIRECTION OR A POINT,
C                IF LAMDA IS GREATER THAN ZERO,
C                PATH-LENGTH IS STRETCHING TOWARD NEGATIVE
C                DIRECTION OR AWAY FROM A POINT,
C
C  XD           X-COORDINATE, ENTER IF IOPT=5
C
C  YD           Y-COORDINATE, ENTER IF IOPT=5
C
C  ZD           Z-COORDINATE, ENTER IF IOPT=5
C
2  COMMON /NUTRON/ NAME,NAMEX,IG,IGO,NMED,MEDOLD,NREG,U,V,W,UOLD,VOLD
   1 ,WOLD,X,Y,Z,XOLD,YOLD,ZOLD,WATE,OLDWT,WTBC,BLZNT,BLZON,AGE,OLDAGE
C
C  *** INPUT PARAMETER ***
C
3  IOPT=5
4  LAMDA =+1
5  XD=0,0
6  YD=0,0
7  ZD=0,0
C
C  *****
8  IF(LAMDA.LE.0) XLAMDA=-1,0
9  IF(LAMDA.GT.0) XLAMDA=+1,0
C
10 GO TO (10,20,30,40,50),IOPT
11 10 DIREC=-XLAMDA
12 RETURN
13 20 DIREC=(-XLAMDA)*UOLD
14 RETURN
15 30 DIREC=(-XLAMDA)*VOLD
16 RETURN
17 40 DIREC=(-XLAMDA)*WOLD
18 RETURN
19 50 R1=UOLD*(XOLD-XD) + VOLD*(YOLD-YD) + WOLD*(ZOLD-ZD)
20 A=XOLD-XD
21 B=YOLD-YD
22 C=ZOLD-ZD
23 SD=A*A + B*B + C*C
24 R2=SQRT(SD)
25 IF(R2-1.0E-06) 70,70,60
26 60 COS=R1/R2
27 DIREC=XLAMDA*COS
C  IF(R1) 100,110,110
C 100 DIREC=0,0
C  RETURN
C 110 DIREC=1,0
28 RETURN
29 70 DIREC=1,0
30 RETURN
31 END

```


謝 辞

MORSE コードの使用にあたっては富士通(株)の南 多善氏に援助を頂いた。また、線源発生サブルーチンSOURCEは遮蔽研究室の宮坂駿一氏の作成されたものを使用させて頂いた。深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) IDE, T, SEKI, Y and IIDA, H, Proc. 2nd Topl. Mtg. Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-760935-p2, (1976) 395
- (2) ABDOU, M.A. et al, *ibid*
- (3) SANTORO, R.T, et al, Proc. Fifth International Conference on Reactor Shielding, April 18-22
- (4) NICKS, R, et al., *ibid*
- (5) 迫 淳, 他 JAERI-M 7300 (1977)
- (6) STRAKER, E.A. et al., ORNL-4585 (1970)
- (7) ENGLE, W.W.Jr., K-1963, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967)
- (8) WRIGHT, R.Q. et al., ORNL-TM-2679 (1969)
- (9) 伊尾木公裕, 他 公刊予定
- (10) 関 泰, 他 JAERI-M 6783 (1976)
- (11) HORAK, J.A. and BLEWITT, T.H., *Phy. Stat. Sol.* 9 (1972) 721
- (12) KULCHINSKI, G.L. et al., UWFDM-68 (1973)
- (13) CARTER, L.L. and CASHWELL, E.D. TID-26607 (1975)
- (14) MCGRATH, E.J. and IRVING, D.C. ORNL-RSIC-38 (1975)

謝 辞

MORSEコードの使用にあたっては富士通(株)の南 多善氏に援助を頂いた。また、線源発生サブルーチンSOURCEは遮蔽研究室の宮坂駿一氏の作成されたものを使用させて頂いた。深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) IDE, T, SEKI, Y and IIDA, H, Proc. 2nd Topl. Mtg. Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-760935-p2, (1976) 395
- (2) ABDOU, M.A. et al, ibid
- (3) SANTORO, R.T, et al, Proc. Fifth International Conference on Reactor Shielding, April 18-22
- (4) NICKS, R, et al., ibid
- (5) 迫 淳, 他 JAERI-M 7300 (1977)
- (6) STRAKER, E.A. et al., ORNL-4585 (1970)
- (7) ENGLE, W.W.Jr., K-1963, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967)
- (8) WRIGHT, R.Q. et al., ORNL-TM-2679 (1969)
- (9) 伊尾木公裕, 他 公刊予定
- (10) 関 泰, 他 JAERI-M 6783 (1976)
- (11) HORAK, J.A. and BLEWITT, T.H., Phy. Stat. Sol. 9(1972) 721
- (12) KULCHINSKI, G.L. et al., UWFDM-68 (1973)
- (13) CARTER, L.L. and CASHWELL, E.D. TID-26607 (1975)
- (14) MCGRATH, E.J. and IRVING, D.C. ORNL-RSIC-38 (1975)