

JAERI-M
6 5 4 0

超電導マグネットの遮蔽設計の検討 (II)
(深層透過問題の検討)

1976年5月

関 泰・飯田浩正・井手隆裕*

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

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

超電導マグネットの遮蔽設計の検討 (II)
(深層透過問題の検討)

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

関 泰・飯田 浩正・井手 隆裕*

(1976年4月20日受理)

原研で行われた核融合動力炉の第2次試設計の超電導マグネットの遮蔽設計において、計算条件が設計精度におよぼす影響を1次元 S_N 輸送計算により調べた。その結果、空間メッシュ巾の選び方が遮蔽計算の精度を大きく左右することが明らかになった。メッシュ巾を十分に細かくとり深層透過中性子の計算を行うためには、体系全体をいくつかに分けて shell source により体系間の中性子束をつなぐ方法が有効であることを示した。

* 日本原子力研究所外来研究員，住友重機械工業（株）

Evaluation of Shielding Design for
Superconducting Magnets (II)
(Study on the Deep Penetration Problem)

Yasushi SEKI, Hiromasa IIDA and Takahiro IDE^{*}

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI
(Received April 20, 1976)

Effect of the calculational conditions on accuracy of the shielding design for superconducting magnets in the fusion reactor designed in JAERI has been studied by one-dimensional discrete-ordinate calculations.

The accuracy is found to be highly sensitive to the mesh interval spacing chosen. To meet the mesh spacing requirement in the calculation of the deeply penetrated neutrons, a method of connecting the neutron fluxes of two adjacent systems using a shell source is shown to be useful.

* On leave from Sumitomo Heavy Industry Co. Ltd., Tokyo, Japan

目 次

1. 序言	1
2. 収束性の検討	2
2.1 計算モデルの検討	2
2.2 加速法の検討	5
2.3 炉定数の検討	6
3. 計算条件と遮蔽設計精度	7
3.1 収束条件	9
3.2 S_N 近似度	9
3.3 空間メッシュ巾	9
3.4 計算時間と記憶容量	14
4. シェルソースの利用	15
4.1 シェルソースの入力法	15
4.2 入力法の検討	18
5. 結言	21
謝辞	21
参考文献	22
APPENDIX 非均質モデルの検討	23

1. 序 言

核融合炉の遮蔽設計はプラズマにおいて発生した14MeVの中性子に起因する放射線が第1壁、ブランケット、遮蔽層、超電導マグネット(SCM)、生体遮蔽などを透過してどのように減衰するかを調べる深層透過問題である。トカマク型炉のプラズマはトーラス状をしていて、それをとり囲むブランケット、遮蔽層などには中性粒子入射や真空排気のための孔などがあり複雑な形状をしている。このような体系における放射線分布を精度良く求めるには2次元あるいは3次元の輸送計算あるいはモンテカルロ計算を必要とする。しかしながらこれらの高次元計算は膨大な計算機容量と計算時間を必要とするので、まず1次元計算により計算条件に対する遮蔽設計精度の依存性を十分に調べておく必要がある。

遮蔽設計の精度は以下の諸点に依存する。

- (1) 核データ
- (2) 炉定数の作成法
- (3) 中性子束(ガンマ線束)の計算法
- (4) 計算モデルの選び方

これらのいずれの誤差も深層透過問題においては桁違いの結果を与える可能性があり、4者の精度をバランス良く向上させてのみ、設計精度を良くすることができる。

核融合炉に関する核データの不確定はかなり大きく、特に8~13MeVの中性子反応断面積、2次中性子のエネルギーと角度分布データおよび2次ガンマ線生成データなどの実験データが不足している。核データの不確定に対しては最新の信頼性の高いデータを用いることは当然であるが、この不確定の遮蔽設計に対する感度解析を行って誤差を押えておく必要がある。

炉定数の作成に際しては、特に2次中性子の角度分布を正しく考慮することが重要である。核融合炉の遮蔽設計では中性子エネルギーが高いので弾性散乱中性子だけでなく非弾性散乱および(n, 2n)反応などの結果生ずる2次中性子の角度分布も厳密に考慮しなくてはならない。また多群近似を用いる場合には十分なエネルギー群数の多群断面積を適当な重み函数を用いて求める必要がある。

核融合炉の遮蔽計算には通常1次元あるいは2, 3次元の S_N 輸送計算コードやモンテカルロ計算コードが用いられている。これらの数値計算は計算条件(S_N 近似度、収束条件など)により結果にかなりの差を生ずるので、遮蔽設計精度のこれらの計算条件に対する依存性を調べておかななくてはならない。

遮蔽設計精度は計算モデルの選び方に対する依存性が大きい。特に中性子源の形状、方向性および遮蔽体の形状などを実際に近い計算モデルで模擬することがボイドストリーミング効果などを正しく評価する上でも重要であり、このためには2次元、3次元計算を必要とする⁽¹⁾。また数値計算を行う上で空間メッシュ点の切り方が遮蔽設計精度に及ぼす影響が大きい。

本文では日本原子力研究所で行われた核融合動力炉の第2次試設計⁽²⁾の超電導マグネットの遮蔽設計⁽³⁾に例をとり、遮蔽設計の精度が計算条件および計算モデルの選び方にどの程度依存するかを1次元 S_N 輸送計算にて調べた。核データはENDF/B-III⁽⁴⁾より採用し、SUPERTOQ⁽⁵⁾にて $1/E$ を重み函数として作成した42群の中性子断面積セットを用いて1次元輸送計算コードANISN⁽⁶⁾によ

る遮蔽計算を行った。

検討の対象は1次元計算で調べられる範囲として、収束条件、 S_N 近似度、空間メッシュ数に対する遮蔽設計の精度を調べた。また繰り返し計算が収束しないケースが生じたのでその原因を調べ加速法と炉定数を一部修正した。計算機の記憶容量により課せられる空間メッシュ点数の制限に対する対策として、遮蔽体系をいくつかに区切ってその間の中性子束をshell source でつなぐことが行われている^{(7),(8)}。この方法は空間メッシュ点を細かく切って深層透過問題を解くことができるので、特に2次元、3次元計算においては精度を向上させる有効な手段となりうる。またshell source の入力法の精度を明らかにした。

2. 収束性の検討

遮蔽設計精度の計算条件に対する依存性を調べるためには、数値計算で得られる中性子束が収束していることが必要である。ところが原研の核融合動力炉の第2次試設計のブランケットにおける中性子束の計算に際して、1次元輸送計算コードANISNを用いた計算では収束条件が満たされない場合が生じた。そこでこの原因を空間メッシュの切り方、計算モデルの選び方、加速法および炉定数の4方面から検討した。その結果、加速法と炉定数を一部修正することにより収束性の改善がなされた。

2.1 計算モデルの検討

Fig. 2.1 にブランケットの1次元円柱計算モデルを示す。Table 2.1 に各領域を均質化したときの原子数密度を挙げる*)。計算に使用した42群中性子断面積セットはENDF/B-III⁽⁴⁾より1/Eを重み函数としてSUPERTOG⁽⁵⁾にて求めたものであり、そのエネルギー群構造をTable 2.2に示す。

1次元輸送計算コードANISNにてブランケットにおける中性子束を計算したところ、第25～30群($1.0\text{ keV} \leq E_n \leq 100\text{ keV}$)の中性子束がprotection wallの表面(Fig. 1の第13および14番目のメッシュ点)において300回のinner iteration**)を行っても収束しなかった。つまり最大中性子束偏差(maximum flux deviation),

$$\text{MFD} = \text{Max} \frac{|\phi^j(r_i, E_g) - \phi^{j-1}(r_i, E_g)|}{\phi^j(r_i, E_g)} \quad (1)$$

を 2×10^{-4} 以下にするとした収束条件が満たされなかった。(1)式で $\phi^j(r_i, E_g)$; 位置 r_i におけるエネルギー E_g の中性子束のj番目の繰り返し計算の値、 $\phi^{j-1}(r_i, E_g)$; 同上中性子束のj-1番目の繰り返し計算の値、

*) このような均質モデル化によるブランケット核特性と透過中性子束に対する影響をAPPENDIXにて論ずる。

**) あるエネルギー群内の中性子束を求める反復計算をinner iterationと呼んでいる。中性子源の分布が既知である核融合炉の核計算においては、中性子源分布を求めるためのouter iterationは1回で済む。

る遮蔽計算を行った。

検討の対象は1次元計算で調べられる範囲として、収束条件、 S_N 近似度、空間メッシュ数に対する遮蔽設計の精度を調べた。また繰り返し計算が収束しないケースが生じたのでその原因を調べ加速法と炉定数を一部修正した。計算機の記憶容量により課せられる空間メッシュ点数の制限に対する対策として、遮蔽体系をいくつか区切ってその間の中性子束をshell source でつなぐことが行われている^{(7),(8)}。この方法は空間メッシュ点を細かく切って深層透過問題を解くことができるので、特に2次元、3次元計算においては精度を向上させる有効な手段となりうる。またshell sourceの入力法の精度を明らかにした。

2. 収束性の検討

遮蔽設計精度の計算条件に対する依存性を調べるためには、数値計算で得られる中性子束が収束していることが必要である。ところが原研の核融合動力炉の第2次試設計のブランケットにおける中性子束の計算に際して、1次元輸送計算コードANISNを用いた計算では収束条件が満たされない場合が生じた。そこでこの原因を空間メッシュの切り方、計算モデルの選び方、加速法および炉定数の4方面から検討した。その結果、加速法と炉定数を一部修正することにより収束性の改善がなされた。

2.1 計算モデルの検討

Fig. 2.1 にブランケットの1次元円柱計算モデルを示す。Table 2.1 に各領域を均質化したときの原子数密度を挙げる*)。計算に使用した42群中性子断面積セットはENDF/B-III⁽⁴⁾より1/Eを重み函数としてSUPERTOG⁽⁵⁾にて求めたものであり、そのエネルギー群構造をTable 2.2に示す。

1次元輸送計算コードANISNにてブランケットにおける中性子束を計算したところ、第25～30群($1.0\text{ keV} \leq E_n \leq 100\text{ keV}$)の中性子束がprotection wallの表面(Fig. 1の第13および14番目のメッシュ点)において300回のinner iteration**)を行っても収束しなかった。つまり最大中性子束偏差(maximum flux deviation)。

$$\text{MFD} = \text{Max} \frac{|\phi^j(r_i, E_g) - \phi^{j-1}(r_i, E_g)|}{\phi^j(r_i, E_g)} \quad (1)$$

を 2×10^{-4} 以下にするとした収束条件が満たされなかった。(1)式で $\phi^j(r_i, E_g)$ ；位置 r_i におけるエネルギー E_g の中性子束のj番目の繰り返し計算の値、 $\phi^{j-1}(r_i, E_g)$ ；同上中性子束のj-1番目の繰り返し計算の値、

*) このような均質モデル化によるブランケット核特性と透過中性子束に対する影響をAPPENDIXにて論ずる。

**) あるエネルギー群内の中性子束を求める反復計算をinner iterationと呼んでいる。中性子源の分布が既知である核融合炉の核計算においては、中性子源分布を求めるためのouter iterationは1回で済む。

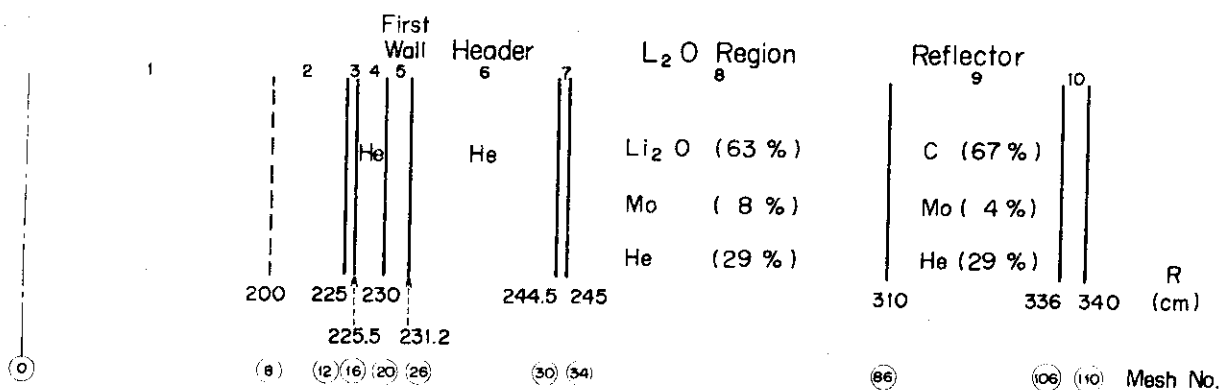


Fig.2.1 1D cylindrical model of the plasma and blanket

Table 2.1 Nuclide densities in the plasma and blanket

Region	Nuclide Density (atoms/cm ³ x 10 ²⁴)					
	He	Mo	⁶ Li	⁷ Li	O	C
1. Plasma	10 ⁻¹¹					
2. Vacuum	10 ⁻¹¹					
3. Protection Wall		0.06403				
4. Vacuum	10 ⁻¹¹					
5. First Wall		0.06403				
6. Header	0.00030					
7. Separation Wall		0.06403				
8. Li ₂ O Region	0.00009	0.005122	0.002655	0.03313	0.01789	
9. Reflector	0.00009	0.002561				0.05610
10. End Wall		0.06403				

Table 2.2 42-group neutron energy group structure

Group	Energy Limits	Mid - Point Energy
1	15.000 - 13.720 MeV	14.360 MeV
2	13.720 - 12.549	13.135
3	12.549 - 11.478	12.014
4	11.478 - 10.500	10.989
5	10.500 - 9.314	9.907
6	9.314 - 8.261	8.788
7	8.261 - 7.328	7.795
8	7.328 - 6.500	6.914
9	6.500 - 5.757	6.129
10	5.757 - 5.099	5.428
11	5.099 - 4.516	4.808
12	4.516 - 4.000	4.258
13	4.000 - 3.162	3.581
14	3.162 - 2.500	2.831
15	2.500 - 1.871	2.186
16	1.871 - 1.400	1.636
17	1.400 - 1.058	1.229
18	1.058 - 0.800	0.929
19	0.800 - 0.566	0.683
20	0.566 - 0.400	0.483
21	0.400 - 0.283	0.342
22	0.283 - 0.200	0.242
23	0.200 - 0.141	0.171
24	0.141 - 0.100	0.121
25	100.0 - 46.5 KeV	73.25 KeV
26	46.5 - 21.5	34.0
27	21.5 - 10.0	15.75
28	10.0 - 4.65	7.325
29	4.65 - 2.15	3.40
30	2.15 - 1.00	1.575
31	1.00 - 0.465	0.733
32	0.465 - 0.215	0.340
33	0.215 - 0.100	0.158
34	100.0 - 46.5 eV	73.25 eV
35	46.5 - 21.5	34.0
36	21.5 - 10.0	15.75
37	10.0 - 4.65	7.325
38	4.65 - 2.15	3.40
39	2.15 - 1.00	1.58
40	1.00 - 0.465	0.733
41	0.465 - 0.215	0.340
42	0.215 - 0.001	0.108

である。第25～30群のMFDは300回のinner iterationの後にも 2×10^{-1} より大きく、これは第25群以上の中性子束が20%以上の誤差を含んでいることを示している。この程度の誤差は積分量であるトリチウム増殖比あるいは放射線発熱量におよぼす影響は数%以下であったがブランケットから外側に洩れる中性子束の値には大きな差を生ぜしめる。そこで遮蔽計算を行う場合には中性子束を完全に収束させなくてはならない。

まず空間メッシュ点の切り方を変えてみた。WANL-ANISNのマニュアル⁽⁹⁾にあるメッシュ点の切り方に関する必要条件よりメッシュ巾は、

$$\Delta r \leq (2 \Sigma_1^g)^{-1} \quad (2)$$

を満たせば良い。但し、 Σ_1^g はある領域の多群全断面積の中で最大のものである。また(2)式が記憶容量の関係などで満たされない場合には、中性子束の勾配が急なところでは(2)式が満たされるようにすること、あるいは隣り合うメッシュ巾は2倍以上異ならないことなどが改善の策として挙げられている。Fig. 1のブランケットの計算モデルにおいては、(2)式の条件はどの領域のメッシュ巾においてもほぼ満たされている。そこでさらに隣接するメッシュ巾の比が2を越えないようなメッシュ点の切り方、あるいはメッシュ巾を媒質中の平均自由行程に比例させる切り方などを試みたが収束性の改善はなされなかった。しかしながら全てのメッシュ巾を倍にした場合にはいくらかの改善が見られた。

次に中性子束が、モリブデンのprotection wallの表面においてだけ収束しないのは、その前後が真空領域であるために核的性質が大きく異なる媒質が隣接して置かれているために未収束になったものと考えられた。そこで第4、第5、第6領域のモリブデンと真空領域を均質化して、媒質間の核的性質の差を小さくした計算モデルに対する中性子束を計算したが、収束性の改善はなされなかった。

2.2 加速法の検討

WANL-ANISNにおいては各点における再釣合算法^{*)}(space point renormalization scaling)を加速に用いている。

従来の S_N コードではinner iteration計算を行う際に群内散乱の誤差を実効的に除くために全体系で釣合いのとれるように一個の補正因子、

$$f = S / [S + \sum_g (\phi^{n-1} - \phi^n)] \quad (3)$$

で中性子束を補正する方法がとられていた。(3)式において S は対象としている群に対する全ての中性子源であり、 $\sum_g \phi^n$ は n 回目のinner iterationの群内散乱の体系積分値である。この全体系再釣合算法^{*)}は加速性能が劣るのでWANL-ANISNにおいては各点における再釣合算法を3回目毎のinner iterationに用いている。各点における再釣合算法の補正因子 f_i は、

*) これらの方法の名称はJAERI-M 5590⁽¹⁰⁾より採用した。

$$-f_{i-1} LL_i + [S_i + LL_i + LR_i + \sum_s (\phi_i^{s-1} - \phi_i^s)] f_i - f_{i+1} LR_i = S_i, \quad (4)$$

を各メッシュ点 i について書き、境界条件を適用して三角対角行列方程式 (tri-diagonal matrix equation) を解いて求められる。(4)式において LL_i , LR_i はそれぞれ第 i 番目のメッシュの左側および右側境界からの洩れである⁽⁹⁾。

3N回目毎の inner iteration の各エネルギー群の各メッシュ点における f_i を出力させて収束状況を調べた。その結果収束しない第25群の f_i は、第1から第13番目のメッシュ点において30回目の inner iteration 以降では、1.43と0.0756の値を交互により振動していることがわかった^{**1)}。また収束した第24群の f の inner iteration に伴う変化を調べたところ、3回目毎に f_i を用いることにより f は1.0より大きくなったり小さくなったりしながら1.0に近づくことがわかった。そこで f_i を3回目毎に用いずに全て f により中性子束を補正するようにしたところ、全ての群において中性子束は収束するようになった。つまり今迄300回の inner iteration をしても MFDが 10^{-1} より小さくならなかった第25～30群の中性子束もたかだか80回で収束するようになった。その反面今迄50回以下の iteration で収束していた群において収束に要する iteration 回数が約1.5倍と多くなったものが生じた。そこで初めの50回の iteration は f_i を3回目毎に使用しそれ以降は f のみを用いることにより iteration の総数を減少させると同時に全ての群において中性子束を収束させることができた。

以上の結果より f_i を用いると f を使用した場合と較べて加速性能は優れているが、この問題においては加速し過ぎて不安定になったものと考えられる。メッシュ巾を倍にしたときに収束性が改善されたことは、このときは f_i の感度が低下し f_i がより f に近づいたためと考えられる。

2.3 炉定数の検討

原研の核融合動力炉の第2次試設計においてはモリブデンの protection wall において第25～30群の中性子束が収束しない場合が生じた。第1次試計においては第1壁材料としてインコロイ800を用いたが、この場合には、第26と27群(それぞれ10.0～21.5KeV, 21.5～46.5KeVに対応する)の中性子束が第1壁において収束しなかった。他方ニオブを用いた核融合炉のベンチマークモデル⁽¹¹⁾においては、全ての群において中性子束は収束した。

このように1次壁に使用する材料によって中性子束の収束性にかなりの差が見られる。一般的に言って(3)式の補正因子の式から、群内散乱がその群への外部中性子源と較べて小さいほど f は1.0に近くなり収束は速いようである。そこでモリブデン、インコロイ800とニオブの巨視断面積を較べると収束しない群においては確かに Σ_s^g / Σ_f^g が1.0に近い値を有していることが判明した。その過程で、モリブデンの炉定数においては第25～30群において存在する unresolved resonance の吸収断面積が全吸収断面積に加えられていないことがわかり、この点を修正することにより収束性がさらに改善された。

**1) 本来のANISNのプログラムでは $0.2 \leq f_i \leq 1.0$ の値だけをとるようになっていたが、このように修正してもやはり振動現象が生じた。

3. 計算条件と遮蔽設計精度

原研の核融合動力炉の第2次試設計⁽²⁾において、収束条件、 S_N 近似度および空間メッシュ数により1次元遮蔽計算結果がどの程度変化するかを調べた。そして遮蔽設計の精度を10%以内で計算値を数値計算上の真の値に一致させることを目標として、そのために必要な計算条件を明らかにした。

Fig. 3.1 に検討の対象とした核融合炉の1次元円柱計算モデルを示す。ブランケットまでの各領

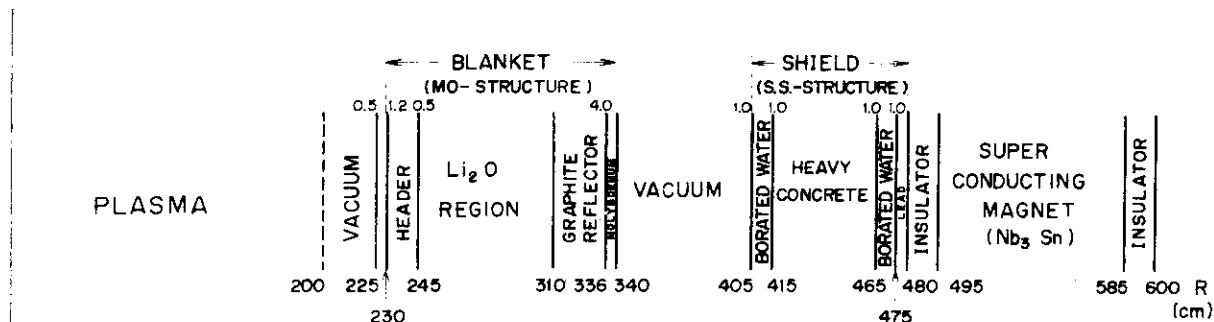


Fig.3.1 1D cylindrical model of the fusion reactor

域の均質化した原子数密度^{*})はTable 2.1に示してあり、遮蔽層と超電導マグネット (SCM)の各領域の原子数密度をTable 3.1に示す。Table 3.2に各領域における中性子の平均自由行程 ℓ_k と基準とする計算体系で用いた各領域のメッシュ巾 Δr_k を示す。中性子の平均自由行程は各領域の1群縮約全断面積の逆数として定義した。すなわち、

$$\ell_k^{-1} = \frac{\int d v_k \sum_g \Sigma_{t(k)}^g \phi^g}{\int d v_k \sum_g \phi^g} \quad (5)$$

Table 3.2よりブランケットまで(第1~第10領域)においては Δr_k は ℓ_k の1/2よりも小さい。しかしながら鉛層を除く遮蔽層においては、 $\Delta r_k > \ell_k$ となっている。またSCM中では Δr_k は ℓ_k の2倍以上である。

この章で計算条件を変えて遮蔽設計精度を調べる際に、Table 3.2のメッシュ巾の計算体系において、収束条件は(1)式で定義した最大中性子束偏差(MFD)を 2×10^{-4} 以下として、 P_8-S_8 近似にて得られた計算結果を基準とする。また遮蔽設計精度を表わす指標としては、SCMの内側表面(プラズマの中心軸からの距離 $R = 495$ cm)と体系の最も外側($R = 600$ cm)における第1群(14 MeV)中性子束と全中性子束の値を選んだ。これはSCMの表面においては、SCMに対する放射線損傷が最大でありまたその放射線発熱も最大に近いので、SCMの遮蔽設計上特に精度良い中性子束が要求されるためである。体系の最も外側における中性子束は生体遮蔽設計および誘導放射能評価を行う上での基礎データとなる。

*) このような均質モデル化の透過中性子束の計算値に及ぼす影響をAPPENDIXで論ずる。

Table 3.1 Nuclide densities in the shield and magnet

Region	Nuclide Density (atoms/cm ³ × 10 ²⁴)												
	Mo	He	Cr	Ni	Fe	H	O	¹⁰ B	Al	Ca	Pb	Cu	Nb
11. Vacuum		10 ⁻¹¹											
12. Borated Water	0.0025		0.00315	0.00197	0.01182	0.05304	0.02652	0.00045					
13. Heavy Concrete					0.02823	0.02403	0.03382		0.00243	0.00191			
14. Borated Water	0.0025		0.00315	0.00197	0.01182	0.05304	0.02652	0.00045					
15. Lead											0.03296		
16. Insulator									0.01801				
17. SCM	0.00063		0.00788	0.00493	0.02955							0.03385	0.00277
18. Insulator									0.01801				

Table 3.2 Mean free path and mesh-width for the regions

Region number (k)	Region	Total cross-section $\Sigma_{t(k)}$ (cm ⁻¹)	Mean free path λ_k (cm)	Mesh-width Δr_k (cm)
1	Plasma	1.583 -11	6.317 +10	25.0
2	Vacuum	1.652 -11	6.053 +10	6.25
3	Protect. wall	4.238 - 1	2.360	0.125
4	Vacuum	1.686 -11	5.931 +10	1.125
5	First wall	4.313 - 1	2.319	0.20
6	Header	4.980 - 4	2.008 + 3	3.325
7	Separation wall	4.385 - 1	2.281	0.125
8	Li ₂ O	1.475 - 1	6.780	1.25
9	Graphite	2.665 - 1	3.752	1.3
10	End wall	4531 - 1	2.207	1.0
11	Vacuum	1.134 -11	8.818 +10	6.5
12	Borated water	1.118	8.950 - 1	1.25
13	Heavy concrete	6.274 - 1	1.594	2.5
14	Borated water	8.022 - 1	1.247	1.2
15	Lead	2.700 - 1	3.704	0.833
16	Insulator	6.297 - 2	1.588 + 1	2.5
17	SCM	5.350 - 1	1.870	5.0
18	Insulator	7.056 - 2	1.417 + 1	2.5

3. 1 収束条件

上で述べたように基準計算においてはMFDを $\epsilon = 2 \times 10^{-4}$ 以下とする収束条件を用いた。 ϵ を 2×10^{-3} と 2×10^{-5} とした場合の中性子束の変化をTable 3.3に示す。この表より ϵ を 2×10^{-3} とした場合には基準計算の14MeV中性子束に対する差は0.2%程度であり全中性子束は $R = 600$ cmにおいて約5%の差が生ずる。これに対して ϵ を 2×10^{-5} とした場合には基準計算に対する中性子束の変化は0.1%以下である。 ϵ を 2×10^{-4} とすれば収束条件としては十分であり、 2×10^{-3} としても中性子束の差は5%以下に過ぎないことが示された。

3. 2 S_N 近似度

Table 3.4に S_N 近似度による中性子束の変化を示す。またFig. 3.2に3通りの S_N 近似で計算した14MeV中性子束の遮蔽層とSCMにおける分布を示す。この図より S_8 近似と S_{12} 近似で計算した14MeV中性子束はほぼ一致しているが S_4 近似で求めたものは20~30%小さくなっていることがわかる。Table 3.4より、 S_8 近似を用いた場合を基準とすると S_4 近似計算より得られた中性子束の差は、14MeV中性子束は20~30%と大きく、全中性子束は十数%である。これに対して S_{12} 近似の場合の基準計算との差は14MeV中性子束でたかだか7%であり全中性子束は3%以下となっている。以上の結果より S_8 近似がほぼ10%以内の誤差で S_N 近似を用いない場合の中性子束を与えることが推定される。なお S_N のNが小さい場合には、エネルギーが高い中性子束ほど誤差が大きいことが確かめられた。

3. 3 空間メッシュ巾

S_N 輸送計算が妥当な中性子束値を与えるためには、計算モデルの空間メッシュ巾は(2)式で与えた条件を満たすことが好ましいと言われている⁽⁹⁾。(2)式は各群の中性子の平均自由行程の最小のもの $1/2$ 以下にメッシュ巾をとることを要求している。しかしながら深層透過問題において全体系の中性子束を1回の計算で求める場合には(2)式の条件を全てのメッシュ点で満たすためには膨大なメッシュ数を必要とする。Table 3.2に示したように基準計算体系の第12, 13, 14と17領域においてはメッシュ巾は全中性子の平均自由行程よりも大きくかなりの誤差が予想される。そこで中性子束の空間メッシュ巾に対する依存性を調べる目的でTable 3.5に示す4通りのメッシュの切り方にてFig. 3.1の全体系(B+S-model)の中性子束を計算した。これらをTable 3.5においてはB+Sの $2 \times \Delta r$, Δr , $\frac{1}{2} \times \Delta r$, $\frac{1}{4} \times \Delta r$ として区別した。表にはブランケットまでの計算モデルおよびブランケットの一部と遮蔽層とSCMの計算モデルのメッシュ数をそれぞれB, Sとして示してある。

Fig. 3.3にメッシュ巾を変えた4通りのB+S計算モデルの遮蔽とSCMにおける14MeV中性子の分布を示す。この図より $2 \times \Delta r$ の中性子束はSCM中で大きく値がずれて、SCMの外側では2桁以上もその他の場合の中性子束より大きくなる。これは $2 \times \Delta r$ のSCM中のメッシュ巾は10 cmであり、14MeV中性子の平均自由行程4.6 cmの2倍以上であるためである。 Δr と $\frac{1}{2} \times \Delta r$ の14 MeV中性子束は $R = 495$ cmまではほとんど差がないが、やはりSCMの中で差が大きくなっている。このような傾向は $\frac{1}{2} \times \Delta r$ と $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の中性子束の間にも見られSCM中のメッシュ巾は $\frac{1}{2} \times \Delta r$ の25 cmでも未だ十分に小さくとられていないことがわかる。

Table 3.6に空間メッシュ巾による中性子束の変化を示す。基準体系のメッシュ巾を倍にした2

Table 3.3 Change of neutron flux with point flux convergence criterion

Convergence Criterion (ϵ)	14-MeV Neutron Flux		Total Neutron Flux	
	$\phi_1(495 \text{ cm})$	$\phi_1(600 \text{ cm})$	$\phi_t(495 \text{ cm})$	$\phi_t(600 \text{ cm})$
2×10^{-3}	1.9323 -11 (1.000)	4.9750 -18 (1.002)	2.4763 -9 (1.000)	6.9866 -13 (1.047)
2×10^{-4}	1.9323 -11	4.9648 -18	2.4760 -9	6.6750 -13
2×10^{-5}	1.9323 -11 (1.000)	4.9644 -18 (1.000)	2.4770 -9 (1.000)	6.6710 -13 (0.999)

Table 3.4 Change of neutron flux with S_N approximation

S_N Approxima- tion	14-MeV Neutron Flux		Total Neutron Flux	
	$\phi_1(495 \text{ cm})$	$\phi_1(600 \text{ cm})$	$\phi_t(495 \text{ cm})$	$\phi_t(600 \text{ cm})$
S_4	1.5074 -11 (0.780)	3.5150 -18 (0.708)	2.1718 -9 (0.877)	7.7560 -13 (1.162)
S_8	1.9323 -11	4.9648 -18	2.4760 -9	6.6750 -13
S_{12}	1.9997 -11 (1.034)	5.2931 -18 (1.066)	2.5282 -9 (1.021)	6.8606 -13 (1.028)

Table 3.5 Mesh numbers for each model

Case Name	Regions				
	Plasma (225 cm)	Blanket (115 cm)	Vacuum (65 cm)	Shield (75 cm)	Magnet (120 cm)
B + S (Δr)	12	98	10	42	30
B + S ($2 \times \Delta r$)	6	49	5	21	15
B + S ($\frac{1}{2} \times \Delta r$)	12	98	20	84	60
B + S ($\frac{1}{4} \times \Delta r$)	14	98	20	84	120
S	—	24*	10	42	30
B	12	98	—	—	—

* Only 30 cm of blanket is included

Table 3.6 Change of neutron flux with spatial mesh-width

Mesh-Width	14-MeV Neutron Flux		Total Neutron Flux	
	ϕ_1 (495 cm)	ϕ_1 (600 cm)	ϕ_t (495 cm)	ϕ_t (600 cm)
$2 \times \Delta r$	1.6153 -11 (0.836)	2.2002 -15 (443.1)	1.7303 -9 (0.699)	5.0397 -12 (7.550)
Δr	1.9323 -11	4.9648 -18	2.4760 -9	6.6750 -13
$\frac{1}{2} \times \Delta r$	2.0032 -11 (1.037)	9.3387 -18 (1.881)	2.7789 -9 (1.122)	3.9819 -13 (0.596)
$\frac{1}{4} \times \Delta r$	2.0034 -11 (1.037)	1.0700 -17 (2.155)	2.9096 -9 (1.175)	3.3593 -13 (0.503)

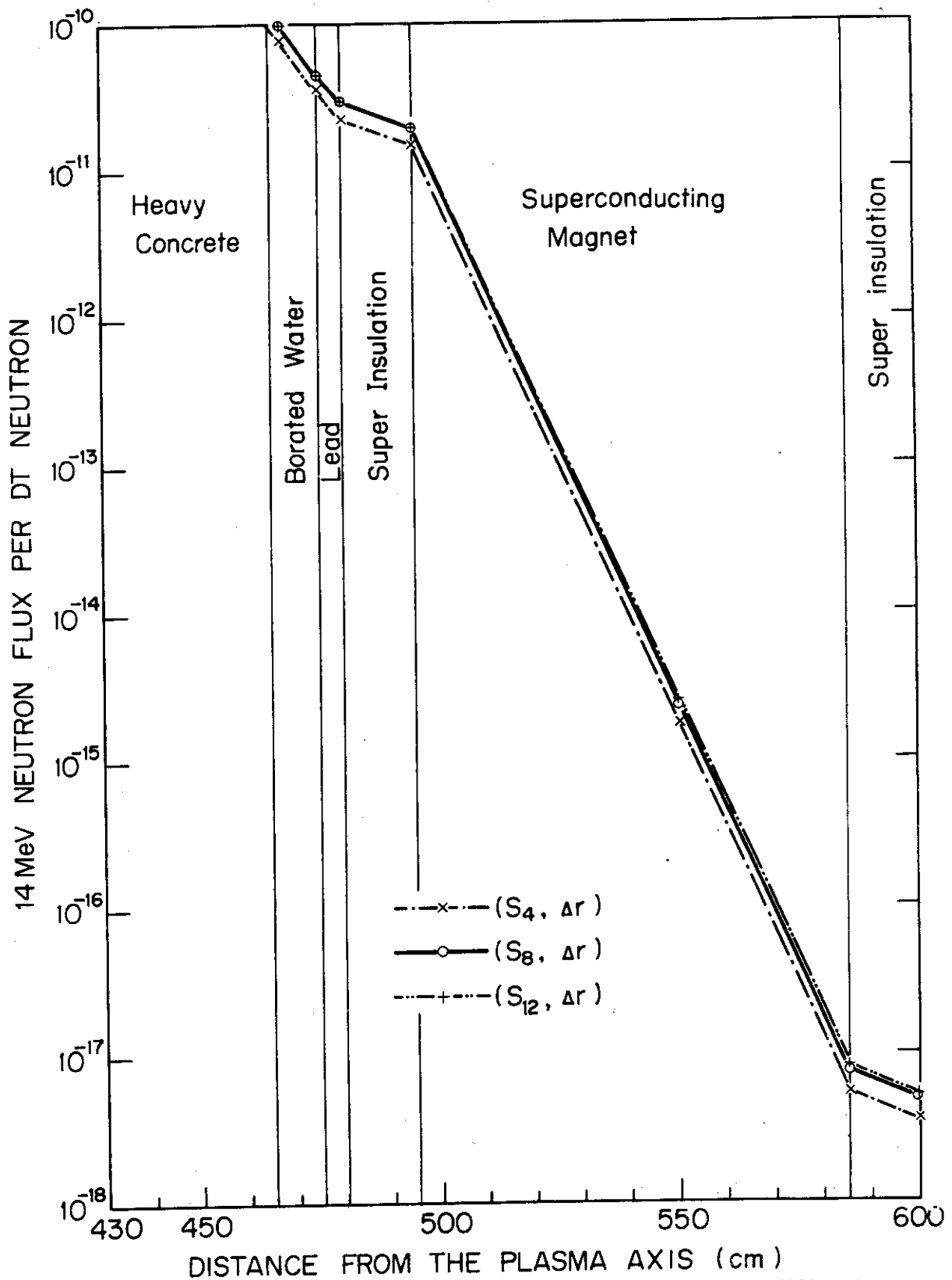


Fig.3.2 14-MeV neutron fluxes in the shield and SCM calculated by different order of S_N -approximations

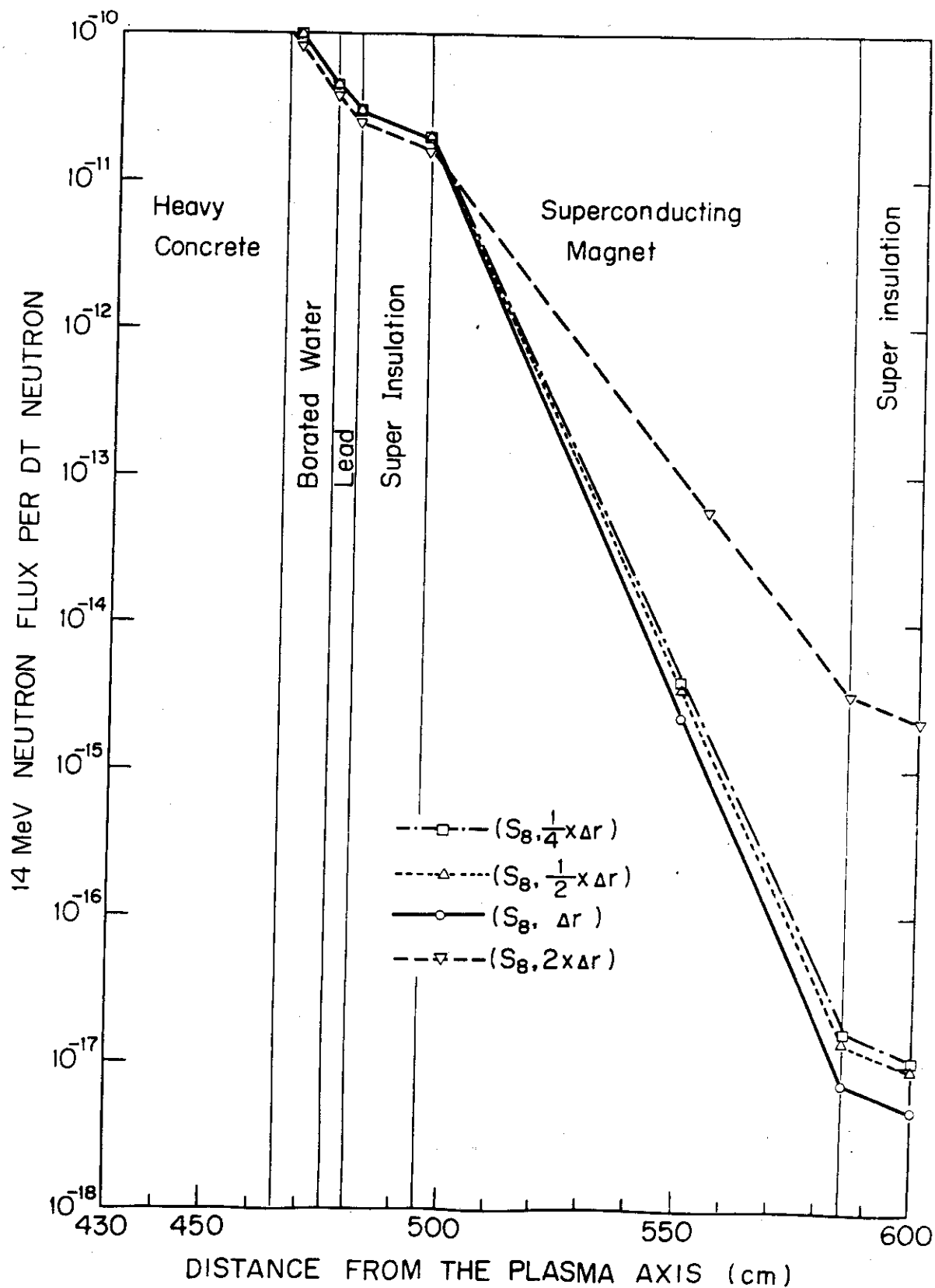


Fig.3.3 14-MeV neutron fluxes in the shield and SCM calculated by the models employing different mesh spacings

$\times \Delta r$ の場合の中性子束には、 $R=600$ cmにおいて基準体系の値に対して大きな差が見られる。遮蔽とSCM中のメッシュ巾を基準体系の $\frac{1}{2}$ とした $\frac{1}{2} \times \Delta r$ の場合の中性子束は $R=495$ cmにおいて10%程度、 $R=600$ cmにおいて70~90%の差がある。 $\frac{1}{2} \times \Delta r$ の場合の中性子束とSCM中のメッシュ巾を基準体系の $\frac{1}{4}$ とした $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の場合の中性子束とを較べると $R=600$ cmにおける中性子束の差は十数%程度となっていて $\frac{1}{2} \times \Delta r$ でもメッシュ巾は大き過ぎることがわかる。

以上より基準体系 (Δr 使用) においてはメッシュ巾は遮蔽層とSCMにおいて平均自由行程と較べても大き過ぎたために中性子束には100%程度の誤差があることが示された。またメッシュ巾を少なくとも平均自由行程の $\frac{1}{2}$ 程度にしないと、中性子束のメッシュ巾による変化を10%以下にできないことが示され、平均自由行程に基づいてメッシュ巾を決めなくてはならないことがはっきりした。

3. 4 計算時間と記憶容量

収束条件、 S_N 近似度、メッシュ巾を変化させた場合の原研に設置された FACOM 230/75 による所要計算時間と所要記憶容量とを Table 3.7 に示す。実際の計算には記憶容量として表に示した値の他にさらに50 kilo words 程度必要である。

Table 3.7 Computation time and required core storage
for each cases

Convergence criterion (ϵ)	S_N Approx. (MM^+)	Mesh-width (Mesh No.)	Computation* Time (sec)	Core Storage (Kilo words)
2×10^{-4}	$S_8(24)$	$\Delta r(192)$	1482	145
2×10^{-3} 2×10^{-5}	$S_8(24)$	$\Delta r(192)$	1275 1931	145 145
2×10^{-4}	$S_4(8)$ $S_{12}(48)$	$\Delta r(192)$	634 2806	126 174
2×10^{-4}	$S_8(24)$	$2 \times \Delta r(96)$ $\frac{1}{2} \times \Delta r(274)$ $\frac{1}{4} \times \Delta r(376)$	643 2368 2600	78 203 245

+) $MM = \frac{N(N+4)}{4}$; Number of angular points

*) CPU time by FACOM-230/75

Table 3.7より収束条件を変えても計算時間(この場合にはinner iterationの総数にはほぼ比例する)はあまり増えず, Table 3.3からも ϵ は 2×10^{-4} で十分であることがわかる。 S_N 近似の N を大きくしても記憶容量はあまり変わらないが, 計算時間は角度分割点の数(円柱計算では $MM = N * (N+4) / 4$)にはほぼ比例して増大する。Table 3.4より S_8 近似による中性子束の誤差はほぼ10%程度であり, ほぼ目標精度を満たしている。

メッシュ巾に関しては記憶容量も計算時間もメッシュ数にはほぼ比例して増大する。Table 3.6において $\frac{1}{2} \times \Delta r$ と $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の中性子束の差は十数%であった。このことから $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の中性子束はメッシュ数を無限にとった場合の中性子束を10%以内の精度で与えているものと推定される。 $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の場合よりもさらにメッシュ巾を小さくすることは計算時間と計算機容量の制限により困難でありまた核データ, 炉定数などによる誤差を考えるとあまり意味がない。

以上の結果からFig. 3.1の体系の遮蔽設計において計算条件による誤差をはば10%以内に押えるためには,

- (1) 収束条件の ϵ を 2×10^{-4} とする,
 - (2) S_8 近似を用いる,
 - (3) $\frac{1}{4} \times \Delta r$ 程度のメッシュ巾を用いる
- ことが提案される。

4. シェルソースの入力法

前章において核融合炉の遮蔽計算のような深層透過問題においては, 1次元計算においても全体系の中性子束を一回の計算で精度良く求めるには300kilo words以上の記憶容量と1時間近い計算時間を必要とすることが示された。そして計算時間と記憶容量は空間メッシュ点の数にはほぼ比例して増大するにもかかわらず, 空間メッシュ巾が遮蔽設計の精度を左右することが示された。そこでこの章においてはFig. 3.1の体系を二つに区切ってその間の中性子束をshell sourceを用いてつなぐ方法を検討する。この方法は, 中性子源を含む体系の前半部分の角度中性子束をまず求めておき, この角度中性子束をshell sourceとして後半部分の中性子束を計算するものである。以下に1次元輸送計算コードANISN⁽⁶⁾におけるshell sourceの入力法の説明と, この方法の適用例の検討を行う。

4.1 シェルソースの入力法

ANISN⁽⁶⁾においてshell sourceを用いた場合の中性子束の計算法の概略を説明する。ANISNの解法はDTF-IVとほぼ同じであるのでDTF-IVの説明書⁽¹²⁾に従って説明する。なおこの節の式はこの説明書の式番号をそのまま用いて, 個々の記号に関する説明は省略する。

ANISN(とDTF-IV)において, 空間メッシュ番号 i , 角度分点 m のセルにおける中性子のバランスは,

$$w\mu(A_{i+1}N_{i+1} - A_iN_i) + \alpha_{m+\frac{1}{2}}N_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}}N_{m-\frac{1}{2}} + w\sigma VN = wVS \quad (10)$$

Table 3.7より収束条件を変えても計算時間(この場合にはinner iterationの総数にはほぼ比例する)はあまり増えず, Table 3.3からも ϵ は 2×10^{-4} で十分であることがわかる。 S_N 近似の N を大きくしても記憶容量はあまり変わらないが, 計算時間は角度分割点の数(円柱計算では $MM = N * (N+4) / 4$)にはほぼ比例して増大する。Table 3.4より S_8 近似による中性子束の誤差はほぼ10%程度であり, ほぼ目標精度を満たしている。

メッシュ巾に関しては記憶容量も計算時間もメッシュ数にはほぼ比例して増大する。Table 3.6において $\frac{1}{2} \times \Delta r$ と $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の中性子束の差は十数%であった。このことから $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の中性子束はメッシュ数を無限にとった場合の中性子束を10%以内の精度で与えているものと推定される。 $\frac{1}{4} \times \Delta r$ の場合よりもさらにメッシュ巾を小さくすることは計算時間と計算機容量の制限により困難でありまた核データ, 炉定数などによる誤差を考えるとあまり意味がない。

以上の結果からFig. 3.1の体系の遮蔽設計において計算条件による誤差をほぼ10%以内に抑えるためには,

- (1) 収束条件の ϵ を 2×10^{-4} とする,
 - (2) S_8 近似を用いる,
 - (3) $\frac{1}{4} \times \Delta r$ 程度のメッシュ巾を用いる
- ことが提案される。

4. シェルソースの入力法

前章において核融合炉の遮蔽計算のような深層透過問題においては, 1次元計算においても全体系の中性子束を一回の計算で精度良く求めるには300kilo words以上の記憶容量と1時間近い計算時間を必要とすることが示された。そして計算時間と記憶容量は空間メッシュ点の数にはほぼ比例して増大するにもかかわらず, 空間メッシュ巾が遮蔽設計の精度を左右することが示された。そこでこの章においてはFig. 3.1の体系を二つに区切ってその間の中性子束をshell sourceを用いてつなぐ方法を検討する。この方法は, 中性子源を含む体系の前半部分の角度中性子束をまず求めておき, この角度中性子束をshell sourceとして後半部分の中性子束を計算するものである。以下に1次元輸送計算コードANISN⁽⁶⁾におけるshell sourceの入力法の説明と, この方法の適用例の検討を行う。

4.1 シェルソースの入力法

ANISN⁽⁶⁾においてshell sourceを用いた場合の中性子束の計算法の概略を説明する。ANISNの解法はDTF-IVとほぼ同じであるのでDTF-IVの説明書⁽¹²⁾に従って説明する。なおこの節の式はこの説明書の式番号をそのまま用いて, 個々の記号に関する説明は省略する。

ANISN(とDTF-IV)において, 空間メッシュ番号 i , 角度分点 m のセルにおける中性子のバランスは,

$$w\mu(A_{i+1}N_{i+1} - A_iN_i) + \alpha_{m+\frac{1}{2}}N_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}}N_{m-\frac{1}{2}} + w\sigma VN = wVS \quad (10)$$

で表わされる。この式は N_{i+1} , N_i , $N_{m+\frac{1}{2}}$, $N_{m-\frac{1}{2}}$, N の五つの未知数を含んでいるが、この中の二つはセルの境界条件から既知と見なせる。未知数の数を式の数と等しくするためにダイヤモンド差分式を用いる。

ひとつのセルの中で角度中性子束を μ が負の方向で、 m が増大する方向に順次解くものとして、ダイヤモンド差分法では、

$$N_{i+1} + N_i = N_{m+\frac{1}{2}} + N_{m-\frac{1}{2}} = 2N \quad (40)$$

を仮定する。(40)式を用いると(10)式は、

$$N = \frac{-\mu A N_{i+1} + \alpha N_{m-\frac{1}{2}} + VS}{-2\mu A_i + 2\alpha_{m+\frac{1}{2}} / w + \sigma V} \quad (41)$$

と書き表わされる。ここで $\alpha = (\alpha_{m+\frac{1}{2}} + \alpha_{m-\frac{1}{2}}) / w$ であり $A = A_{i+1} + A_i$ である。

$$\alpha_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}} = -w_m \mu_m (A_{i+1} - A_i) \quad (42)$$

を用いると、

$$-2\mu A_i + 2\alpha_{m+\frac{1}{2}} / w = -\mu A + \alpha \quad (42)$$

であるので (41)式は

$$N = \frac{-\mu A N_{i+1} + \alpha N_{m-\frac{1}{2}} + VS}{-\mu A + \alpha + \sigma V} \quad (43)$$

と表わされる。(43)式によって N が求められると (40)式より

$$N_{m+\frac{1}{2}} = 2N - N_{m-\frac{1}{2}} \quad (44)$$

$$N_i = 2N - N_{i+1}$$

として $N_{m+\frac{1}{2}}$ と N_i が求められる。ある m に対して (43)式の漸化式により順次 i について内側方向 (i が減少する方向) に N , N_i , $N_{m+\frac{1}{2}}$ を求め、 m を増加させさらに i について内側方向に解く。

外側方向 ($\mu > 0$) については、 N_{i+1} の代りに N_i が既知として、(40)式を(10)式に代入して

$$N = \frac{\mu A N_i + \alpha N_{m-\frac{1}{2}} + VS}{\mu A + \alpha + \sigma V} \quad (45)$$

$$N_{i+1} = 2N - N_i$$

$$N_{m+\frac{1}{2}} = 2N - N_{m-\frac{1}{2}}$$

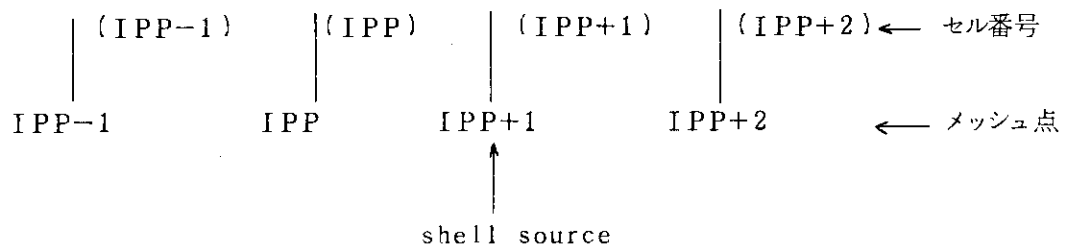
と表わされる。 N_i と N_{i+1} の差を除けば (45) 式の漸化式は (41) 式の漸化式と同じであるので両者を統一的に表わすと、

$$N = \frac{|\mu| AN^* + \alpha N_{m-\frac{1}{2}} + VS}{|\mu| A + \alpha + V\sigma} \quad (46)$$

ここで $\mu < 0$ のとき $N^* = N_{i+1}$ であり、

$\mu > 0$ のとき $N^* = N_i$ である。

ANISNにおいては、漸化式 (46) を Subroutine S833 において計算している。この Subroutine を見ると shell source をメッシュ点 IPP に入れるように入力で指定すると略図 1 に示すように第 IPP 番目のセルの境界、すなわち第 (IPP+1) 番目のメッシュ点に shell source を入力するようにプログラムに誤りがあるので注意を要する。



略図 1. Shell source の入力位置

第 (IPP+1) 番目のメッシュ点における shell source を S_s で表わすと第 IPP 番目および 第 (IPP+1) 番目のセルにおいて (46) 式の代りに

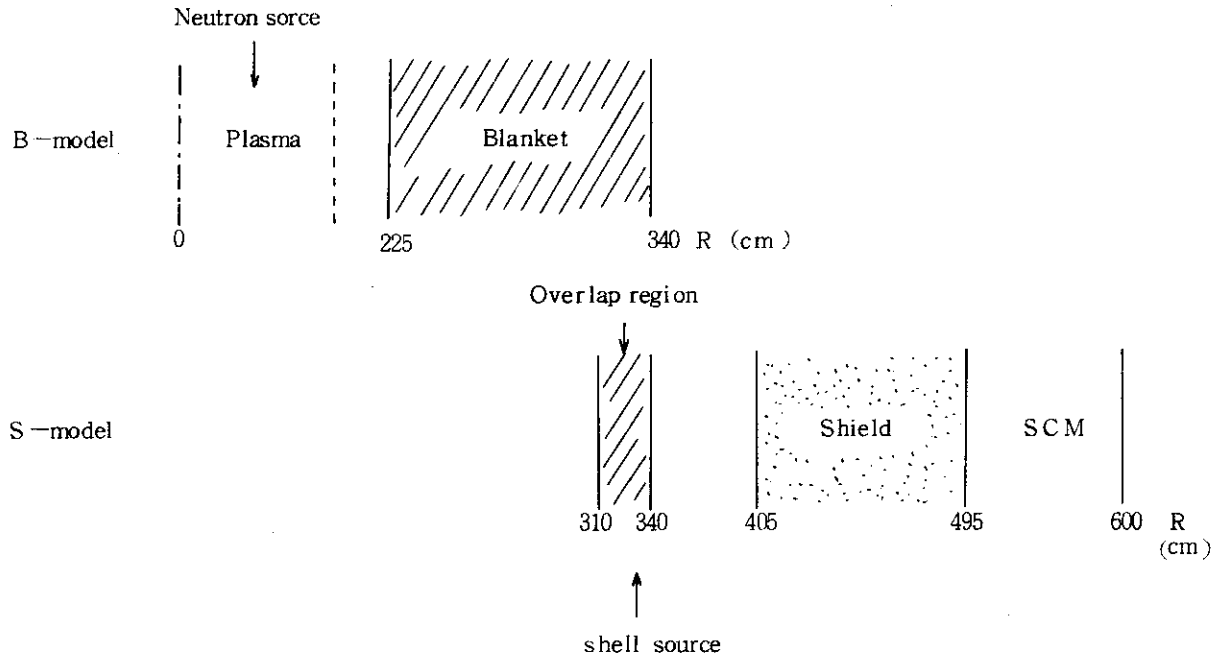
$$N = \frac{|\mu| A (N^* + S_s) + \alpha N_{m-\frac{1}{2}} + VS}{|\mu| A + \alpha + V\sigma} \quad (46')$$

が用いられる。但し、

$\mu > 0$ のとき第 (IPP+1) 番目のセルにおいて $N^* = N_{IPP+1}$ 、 $\mu < 0$ のとき第 IPP 番目のセルにおいて $N^* = N_{IPP+1}$ である。 S_s として正しく求められている第 (IPP+1) 番目のメッシュ点における角度中性子束を入力すれば、このメッシュ点よりも外側の中性子束はほぼ正しく計算される筈である。

4.2 入力法の検討

原研の核融合動力炉の第2次試設計における遮蔽計算モデル Fig. 3.1 に対して shell source 入力法を適用して、全体系を略図2に示すように二つに分けて中性子束を計算し方法の精度を検討した。



略図2. Blanket と shield 計算モデル

略図2にblanket と shield の計算モデルを示す。まずブランケットまで ($R=0\sim340$ cm) を含む B-model の中性子束を計算し同時に計算される角度中性子束を磁気テープに保存しておく。この B-model の計算においては、プラズマ中に 14MeV 中性子源があるものとして、右(外)側境界 ($R=340$ cm) において内側方向 ($\mu<0$) の角度中性子束がゼロであるとする真空境界条件を用いる。次に overlap region としてブランケットの一部 ($R=310\sim340$ cm) と遮蔽層、SCM からなる S-model において、overlap region の適当な位置に B-model の計算で得られたその位置の角度中性子束を shell source として入力する。このようにして shell source の入力位置より外側の遮蔽層と SCM 中の中性子束を計算する。S-model の中性子束の計算の際には、左(内)側境界 ($R=310$ cm) において真空境界条件を用いる。

この方法により計算される遮蔽層と SCM における中性子束の誤差としては、

- (i) B-model の外側境界において真空条件 ($\vec{\phi}(\mu<0)=0.0$) としたことによる誤差、
 - (ii) 入力した shell source の中で内側方向 ($\mu<0$) の中性子で overlap region において反射される中性子が二重に加えられる誤差
- が考えられる。

Table 4.1 に B+S-model を用いた基準計算、B-model および3通りの shell source を用いた S-model の計算より求められた 14MeV (第1群) 中性子束 ϕ_1 の各メッシュ点における値を示す。S-model においては overlap region の3通りの位置に shell source を入力した結果を示してある。 $R=310$ cm に shell source を入力した S(310)-model では、この点にお

いて真空境界条件を用いているので、 $\mu < 0$ の shell source は反射されないで、実際上は $\mu > 0$ の shell source を入力した場合と等価である。また S(340)-model においては、B-model で角度中性子束を計算したときに $R = 340$ cm において真空境界条件を置いたため内側方向 ($\mu < 0$) の角度中性子束は 0.0 であるため shell source も外側方向 ($\mu > 0$) のものだけが正の値を有している。しかし S(310) と S(340) の結果には上述の (ii) の誤差は含まれないものと考えられる。Table 4.1 を見ると S-model の 14MeV 中性子束 ϕ_1 は shell source の入力位置によらず 0.1 % 以下の誤差で基準となる B+S-model の中性子束を再現していることがわかる。B-model の $R = 340$ cm において ϕ_1 が 0.4 % 基準計算値よりも低かったにもかかわらず、S(340) においては遮蔽層から反射された 14MeV 中性子束も加えられていて ϕ_1 が基準計算値と一致している。

Table 4.2 に各モデルで計算された各メッシュ中間点における全中性子束の値を示す。S(3269) においては、内側方向 ($\mu < 0$) の shell source に起因する中性子が、 $310 \leq R < 326.9$ cm において反射されて二重に数えられるために overlap region における ϕ_1 は基準値よりもかなり (2~3 倍) 大きくなっている。S-model ではどの位置に shell source を入れても、 $R = 495$ cm と 600 cm における ϕ_1 の基準値との差はそれぞれ 2 % と 9 % 以下であり、いずれも実用上は問題ないと考えられる。

以上の結果から shell source を利用することにより遮蔽層と SCM の中性子束を 10 % 以内の精度で再現できることが明らかになった。また shell source の入力位置により精度にあまり差がないことから、overlap region は設けずに S-model を $R = 340$ cm から外側にとれば良いことがわかった。この方法を用いることにより 1 次元計算において、体系をいくつかに分けて必要なだけ細かく空間メッシュを切ることができる。またこの方法を 2 次元、3 次元計算に適用することにより、複雑形状の体系における中性子束の計算精度を向上させることが可能となる。

Table 4.1 14 MeV neutron fluxes in the blanket and shield
calculated by using shell sources

Calculation- al Model	14-MeV Neutron Flux, ϕ_1 (R cm)				
	$\phi_1(310)$	$\phi_1(326.9)$	$\phi_1(340)$	$\phi_1(495)$	$\phi_1(600)$
B	2.1218 -6 (1.000)	6.4386 -7 (1.000)	1.7537 -7 (0.996)	—	—
B + S	2.1218	6.4392 -7	1.7612 -7	1.9323 -11	4.9648 -18
S(310)	2.1218 -6 (1.000)	6.4392 -7 (1.000)	1.7612 -7 (1.000)	1.9323 -11 (1.000)	4.9635 -18 (1.000)
S(326.9)	—	6.4431 -7 (1.001)	1.7614 -7 (1.000)	1.9324 -11 (1.000)	4.9650 -18 (1.000)
S(340)	—	—	—	1.9324 -11 (1.000)	4.9650 -18 (1.000)

Ratios of 14 MeV neutron flux to that of B + S - model
are shown in the parentheses.

Table 4.2 Total neutron fluxes in the blanket and shield calcu-
lated by using shell sources

Calculation- al Model	Total Neutron Flux, ϕ_t (R cm)				
	$\phi_t(310.65)$	$\phi_t(327.55)$	$\phi_t(343.25)$	$\phi_t(497.5)$	$\phi_t(598.75)$
B	5.5565 -4 (0.998)	2.1419 -4 (0.980)	—	—	—
B + S	5.5655 -4	2.1864 -4	3.5058 -5	2.4760 -9	6.6750 -13
S(310)	5.5622 -4 (0.999)	2.1854 -4 (1.000)	3.5066 -5 (1.000)	2.4716 -9 (0.998)	7.1020 -13 (1.064)
S(326.9)	—	5.9265 -4 (2.711)	7.1990 -5 (2.053)	2.4938 -9 (1.007)	6.7102 -13 (1.005)
S(340)	—	—	3.5022 -5 (0.999)	2.4795 -9 (1.002)	7.2525 -13 (1.087)

Ratios of total neutron flux to that of B + S - model are
shown in the parentheses.

5. 結 言

1 次元 S_N 輸送計算コード ANISN による核融合炉の遮蔽設計において計算条件が設計精度におよぼす影響を調べた。その結果以下の結論を得た。

1. 収束条件による中性子束の誤差は、最大中性子束偏差 (MFD) を 2×10^{-4} 以下とする収束条件を用いれば、0.1% 以下に押えられる。
2. S_N 近似による中性子束の誤差は、 S_0 近似を用いればほぼ 10% 程度で押えられる。
3. 空間メッシュ巾の切り方による中性子束の誤差は、メッシュ巾を少なくともそのメッシュにおける中性子の平均自由行程の $1/2$ より小さくしないと 10% 以下にすることができない。
4. 上の条件を満たすために必要なほど細かく空間メッシュを切って深層透過問題を解くためには、体系をいくつかに分けて shell source により体系間の中性子束をつなぐ方法が有効である。

なお今回の計算において、中性子束を求める内側反復計算の加速法として各点における再釣合法を用いるといくつかのエネルギー群の中性子束が収束しなかった。これはその群における群内散乱中性子の割合が大きい場合に生じやすく、全体系釣合法による加速だけを行うことにより収束するようになった。

また均質モデル化による遮蔽計算におよぼす影響を、ブランケットの Li_2O 領域の Li_2O と Mo とを非均質にしたモデルを用いて調べた。その結果非均質モデルを用いると個々の核種の反応数には 7~8% 程度の差が生ずるが、ブランケット透過中性子束の変化はどの群においてもたかだか 2% 程度であることがわかった。

6. 謝 辞

FORTRAN-H で書かれた ANISN コードの使用を快諾されました宮坂駿一遮蔽研究室長およびシェルソースの入力法に関して有益なる助言をいただきました船舶技術研究所の竹内清氏に深く感謝いたします。また中性子の収束性に関し貴重な討論をしていただきました名古屋大学工学部の相良明男氏に深く感謝いたします。

5. 結 言

1次元 S_N 輸送計算コードANISNによる核融合炉の遮蔽設計において計算条件が設計精度におよぼす影響を調べた。その結果以下の結論を得た。

1. 収束条件による中性子束の誤差は、最大中性子束偏差(MFD)を 2×10^{-4} 以下とする収束条件を用いれば、0.1%以下に押えられる。
2. S_N 近似による中性子束の誤差は、 S_0 近似を用いればほぼ10%程度で押えられる。
3. 空間メッシュ巾の切り方による中性子束の誤差は、メッシュ巾を少なくともそのメッシュにおける中性子の平均自由行程の $1/2$ より小さくしないと10%以下にすることができない。
4. 上の条件を満たすために必要なほど細かく空間メッシュを切って深層透過問題を解くためには、体系をいくつかに分けてshell sourceにより体系間の中性子束をつなぐ方法が有効である。

なお今回の計算において、中性子束を求める内側反復計算の加速法として各点における再釣合法を用いるといくつかのエネルギー群の中性子束が収束しなかった。これはその群における群内散乱中性子の割合が大きい場合に生じやすく、全体系釣合法による加速だけを行うことにより収束するようになった。

また均質モデル化による遮蔽計算におよぼす影響を、ブランケットの Li_2O 領域の Li_2O と Mo とを非均質にしたモデルを用いて調べた。その結果非均質モデルを用いると個々の核種の反応数には7~8%程度の差が生ずるが、ブランケット透過中性子束の変化はどの群においてもたかだか2%程度であることがわかった。

6. 謝 辞

FORTRAN-Hで書かれたANISNコードの使用を快諾されました宮坂駿一遮蔽研究室長およびシェルソースの入力法に関して有益なる助言をいただきました船舶技術研究所の竹内清氏に深く感謝いたします。また中性子の収束性に関し貴重な討論をしていただきました名古屋大学工学部の相良明男氏に深く感謝いたします。

参考文献

- (1) IDE, T., SEKI, Y. and IIDA, H. ; JAERI-M 6475 (1976)
- (2) SAKO, K et al. ; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1974, Vol. 3, International Atomic Energy Agency, Vienna (1975) pp. 535-548
- (3) 関 泰 ; JAERI-M 6046 (1975)
- (4) DRAKE, M. K. ; BNL-50274 (T-601), TID-4500 (1970)
- (5) WRIGHT, R. Q. et al. ; ORNL-TM-2679 (1969)
- (6) ENGLE, W. W., Jr. ; K-1963, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967)
- (7) GERSTL, S. A. W, PERSIANI, P. J. and DUDZIAK, D. J. ; Proc. 1973 Winter Meeting of the American Nucl. Soc. Francisco (1973)
- (8) 竹内 清 ; 日本原子力学会誌, Vol. 17, No. 2 (1975) p 57
- (9) SOLTESZ, R. G. ; WANL-TMI-1967 (1969)
- (10) 中原康明, 藤村統一郎 ; JAERI-M 5590 (1974)
- (11) STEINER, D. and BLOW, S. ; CLM-P345 (1973)
- (12) LATHROP, K. D. ; LA-3373 (1965)
- (13) 迫 淳, 他 ; 日本原子力学会, 昭和50年秋の分科会予稿集, A 21 (1975)
- (14) 飯田浩正, 関 泰, 井手隆裕 ; JAERI-M 6460 (1976)

APPENDIX 非均質モデルの検討

原研の核融合炉の第2次試験設計⁽²⁾の核計算モデルでは、各領域の組成としてその領域に存在する物質を均質化した組成とするいわゆる均質モデルを用いている。ここではFig. 2.1のブランケットの1次元計算モデルにおいて、 Li_2O 領域のモリブデン(Mo)と酸化リチウム(Li_2O)とが分離していると仮定した非均質モデルを用いた場合にブランケット中の中性子による発熱量と透過中性子スペクトルが均質モデルの場合からどの程度変化するかを調べた。

非均質モデルを均質モデルとともにFig. A. 1に示す。均質モデルの各領域の原子数密度はTable 2.1に示してある。非均質モデルは、 Li_2O 領域において各元素の原子数を保存すると同時にMo領域と Li_2O 領域のプラズマ軸からの実効的距離を保存するようにして定めた。Moはブランケットの構造材としてのみならず Li_2O 球の被覆材として用いられている⁽²⁾ので実際にはこのモデルほどには非均質にはならないが、非均質効果を調べる目的でこのようにMoと Li_2O とが完全に分離している場合を検討の対象とした。

Table A. 2に非均質モデルと均質モデルで計算されたブランケット中の核種毎の中性子発熱量を示す。この表より非均質化すると、Moによる発熱量が8.5%減少する反面、その他の核種、特に ^7Li とOの発熱量が増大している。このことは中性子とMoの反応がMoの自己遮蔽効果により減少し、Moの反応と競合関係にある ^7Li 、Oの反応が増大したものと考えられる。 ^7Li の発熱は大部分 $^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応によるものであり、均質化することにより、この反応によるトリチウム生成量も7%程度大きくなった。これに対して $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応によるトリチウム生成量はほとんど変化せず、全トリチウム増殖比は約1.7%大きくなった。この結果は原研の核融合実験炉の予備設計⁽¹³⁾の Li_2O ブランケットに対してなされた、2次元計算による非均質効果の検討結果⁽¹⁴⁾と定性的に一致している。

Table A. 1のCによる中性子発熱量が僅かに0.12%であることから Li_2O 領域を透過した中性子スペクトルの変化は小さいことが予想される。事実Table A. 2に示すようにブランケットの外側境界($R=340\text{ cm}$)における非均質モデルで計算された中性子束と均質モデルの中性子束の差はたかだか2%である。非均質化することによりMoの共鳴ピークがある第25群近辺の中性子束が増大し、Liの巨大共鳴がある第20～22群の中性子束が減少している。

Table A.1 Neutron heating per DT neutron in the blanket

Nuclide	Neutron Heating, Hn (MeV)		% difference
	homogeneous model	heterogeneous model	
^6Li	4.8931	4.9098	0.34
^7Li	3.5081	3.7543	7.02
C	8.3438 -2	8.3539 -2	0.12
O	1.5322	1.6400	6.97
Mo	2.6916 -1	2.4629 -1	-8.5

Table A.2 Ratio of neutron flux calculated by homogeneous model
to that by heterogeneous model at the outer boundary
of the blanket

Group No. (g)	$\frac{\phi^g(\text{hetero})}{\phi^g(\text{homo})}$	Reference	Group No. (g)	$\frac{\phi^g(\text{hetero})}{\phi^g(\text{homo})}$	Reference	
1	0.994		23	0.996	Mo- resonance capture	
2	0.998		24	1.005		
3	0.998		25	1.009		
4	1.000		26	1.010		
5	1.003		27	1.010		
6	1.006		28	1.007		
7	1.004		29	1.021		
8	1.007		30	0.997	En ~ 1 keV	
9	1.006		31	0.997		
10	1.006		32	0.996		
11	1.005		33	0.997		
12	1.005		34	1.000	En ~ 1 eV	
13	1.004		35	1.000		
14	1.006		36	1.005		
15	1.006		37	1.008		
16	1.004		38	1.010		
17	1.001		39	1.012		
18	1.000	En ~ 1 MeV	40	1.013		
19	1.001	Li-giant resonance	41	1.014		
20	0.997		42	1.015		
21	0.996		$\frac{\sum_g \phi^g(\text{hetero})}{\sum_g \phi^g(\text{homo})} = 1.003$			
22	0.995					

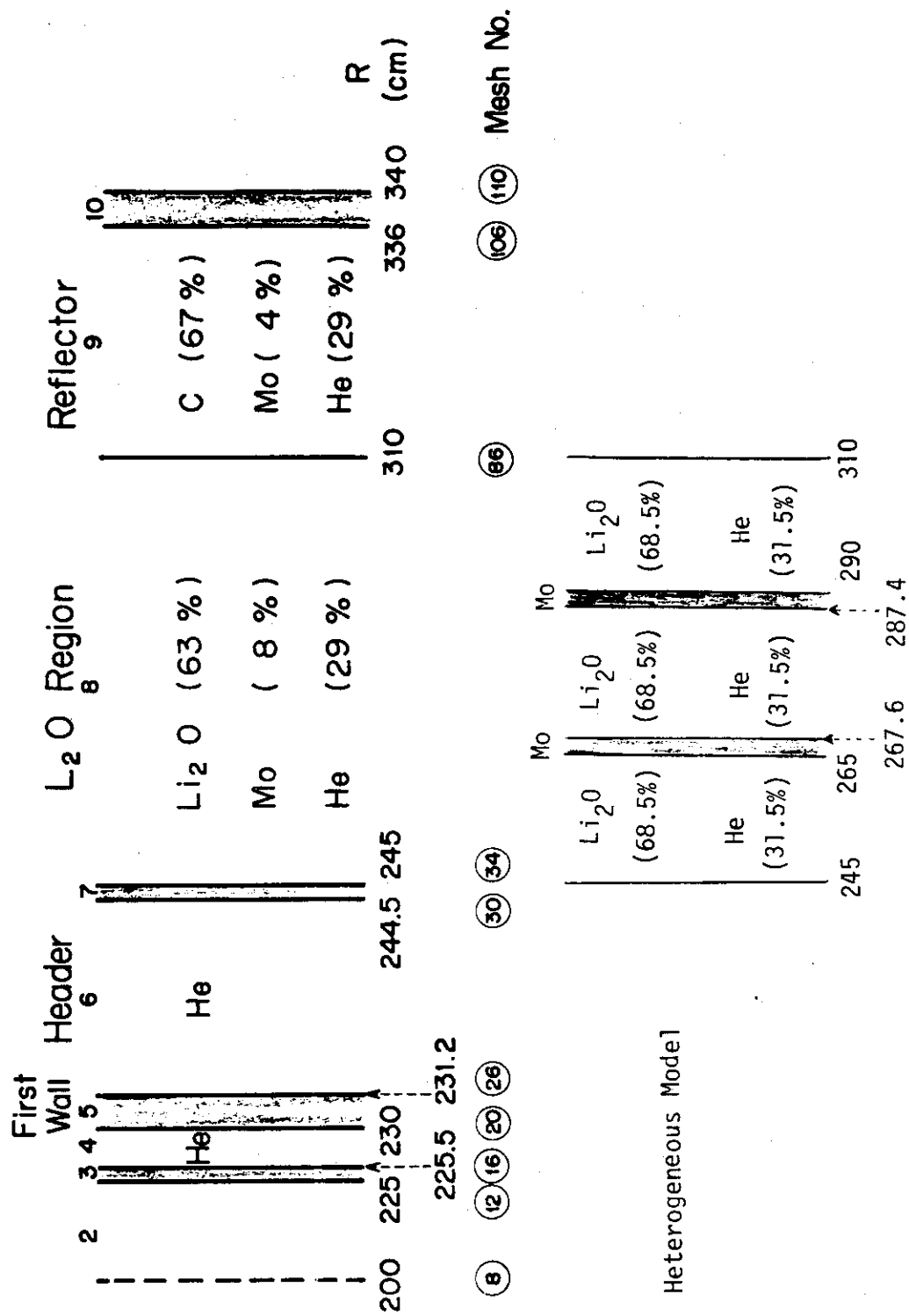


Fig.A.1 1D cylindrical homogeneous and heterogeneous models of the blanket