

使用済核燃料輸送容器の周辺線量率評価法の研究

山越寿夫

Study on the Evaluation Method of Radiation Dose Rate  
Around Spent Fuel Shipping Casks

by

Hisao Yamakoshi

Abstract

Present study aims at deriving a simple calculation method by which one can evaluate radiation dose rate around casks in high accuracy with very short calculation time. The method is based on a concept named Radiation Shielding Characteristics of cask wall. Here, the concept is introduced to replace ordinary radiation shielding calculations, which requires a large calculation time and a large core memory of large computers, by a matrix calculation. For the purpose of verifying the accuracy and reliability of the new method, the method is applied to analysis of measured dose rate distributions around actual casks. Results of analysis revealed that the newly proposed method is excellent in predicting radiation dose rate distributions around casks in high accuracy with short calculation time.

The proposed method takes the place of both extreme evaluation methods ordinarily adopted; one is very simple but rough method based on experiences: the other is very fine method based on lengthy radiation shielding calculation codes. The achievement of short calculation time and high accuracy in the proposed method is attained by deviding the whole procedure of ordinary fine radiation shielding calculation into two steps; one is calculation of radiation dose rate on the cask surface by using matrix expression of the characteristic functions: the other is calculation of dose rate distributions by using simple analytical expression of dose rate distributions around casks. Owing to simpleness in calculation procedure of each step, one can easily

evaluate dose rate distribution around casks, once source conditions for spent fuels are given. Result of the evaluation is expected to be highly reliable.

As an application of the proposed method, a new method is derived for evaluating influence of heterogeneous array effect of spent fuels in different burnup states upon dose rate distribution around casks. This method is shown to be effective for determination of fuel positions as a function of fuel burnup state, if one plans shipping of spent fuels in different burnup states at one time by a cask.

## 目次

第一章 序論	6
1.1 本研究の意義と目的	6
1.2 本研究の概要	7
文 献	14
第二章 遮蔽物質の核定数	16
2.1 はしがき	16
2.2 24 keV 付近の鉄の全反応断面積	22
2.3 鉄の弾性散乱の角度分布	25
2.4 光学模型ポテンシャルの妥当性の証拠	25
2.4.1 高エネルギー 中性子の全反応断面積	25
2.4.2 散乱半径、中性子強度関数	28
2.4.3 (n, p), (n, 2n) 反応の断面積	29
2.4.4 中性子放出反応の二重微分断面積	29
2.5 二次ガンマ線生成断面積の解析	33
2.6 結 論	33
文 献	35
第三章 輸送容器表面線量率の計算法	35
3.1 はしがき	38

3.2	多重層遮蔽体応答関数と遮蔽計算法	40
3.3	遮蔽性能特性、反射線流特性の概念と表現法	43
3.3.1	概    念	43
3.3.2	数学的表現法	44
3.3.2.1	容器壁遮蔽性能特性関数	44
3.3.2.2	容器壁反射線流特性関数	47
3.3.2.3	内筒部反射線流特性関数	48
3.4	容器表面線量率の計算式	49
3.5	容器壁部に関する特性関数の値の決定法	49
3.5.1	決定法の基本方針	49
3.5.2	体系のモデル化と仮定	50
3.5.3	計算コードと計算手順	53
3.5.4	結果の整合性	53
3.6	内筒部に関する特性関数の値の決定法	54
3.6.1	決定法の基本方針	54
3.6.2	体系のモデル化と仮定	55
3.6.2.1	湿式容器の場合	55
3.6.2.2	乾式容器の場合	55
3.7	実効入射線流 $\vec{J}^+$ の値の決定法	55
3.7.1	$\vec{J}_0^+$ の計算手順	56
3.7.2	R COUPLE の計算手順	56
3.8	結    論	56
	文    献	57
第四章 表面線量率実測に基づく計算法妥当性の評価		59
4.1	はしがき	59
4.2	特性関数の性質	59
4.2.1	特性関数の表	59
4.2.2	容器壁遮蔽性能特性関数	89
4.2.3	容器壁反射線流特性関数	89
4.2.4	内筒部反射線流特性関数	92
4.3	計算値と実測値との比較	95

4.3.1	実測体系と測定法	95
4.3.1.1	電力中研50トン容器による中性子測定	96
4.3.1.2	TN-12A型容器による中性子、ガンマ線測定	96
4.3.2	測定体系のモデル化	100
4.3.2.1	50トン容器の体系	100
4.3.2.2	TN-12型容器の体系	100
4.3.3	計算結果および測定値との比較	103
4.3.3.1	50トン容器の場合	103
4.3.3.2	TN-12型容器の場合	106
4.4	考 察	112
4.5	結 論	119
	文 献	121
第五章 容器外部線量率の解析関数による表現		123
5.1	はしがき	123
5.2	線量率分布の解析的表現	123
5.2.1	基準平面上の解析的表現	124
5.2.1.1	解析的表現の導出	124
5.2.1.2	解析的表現の漸近的性質	128
5.2.2	解析的表現の一般化	134
5.2.2.1	$d < H$ の場合	135
5.2.2.2	$d > H$ の場合	136
5.2.2.3	$d = H$ の場合	138
5.3	理論値と測定値との比較	138
5.3.1	基準平面上の式の場合	138
5.3.1.1	線量率測定法	141
5.3.1.2	Monte Carlo 計算法と解析的手法との比較	141
5.3.1.3	相互比較	143
5.3.2	一般位置に対する式の場合	146
5.3.2.1	線量率分布計算法	148
5.3.2.2	相互比較	148
5.4	考 察	148

5.5	結 論	150
	文 献	152
第六章	燃料配置法への応用	154
6.1	はしがき	154
6.2	線量率の感度係数	154
6.3	計算値と実測値との比較	158
6.3.1	対象とする体系の概略	158
6.3.2	感度係数と感度解析	159
6.3.3	線量率分布の計算値と測定値との比較	162
6.4	考 察	162
6.5	結 論	164
	文 献	164
第七章	結 論	165
	謝 辞	169

## 第一章 序 論

### 1.1 本研究の意義と目的

使用済核燃料の輸送容器による輸送が始められてから久しいが、初期の頃の燃料では燃焼度が25000 MWD/T程度あるいはそれ以下と比較的低く、燃料冷却期間も2年以上にも及び、したがって放射線線源強度も弱くまた、主要線源であるガンマ線線源に比較して中性子線源の存在は無視できるほどであった。その後、燃焼度がより高く冷却期間もより短い燃料が輸送されるようになると、線源強度自身が強くなるとともに中性子源の存在も顕著になってきた。

同一輸送容器による輸送であっても、輸送のたびごとに核燃料の線源条件が質、量ともに変わるので、法規上の手続きとして輸送計画立案のつど、容器周辺線量率の評価が行なわれてきた。

容器周辺線量率は使用済核燃料の燃焼度、燃焼履歴、燃料冷却期間に依存するが、特に燃焼度が高まり中性子線源強度が増大すると、収納燃料の空間的平均燃焼度が同一であっても平均値の周りで燃焼度分布が大きな空間的依存性を持つ場合が生じ、その依存性が容器周辺線量率を大きく左右するようになる。

容器周辺線量率の評価では、本来、これらの依存性を考慮して遮蔽計算コード、たとえば Discrete Ordinates Sn 計算法に基づく<sup>(1)</sup>一次元計算コード ANISN、<sup>(2)</sup>二次元計算コード DOT<sup>(3)</sup>あるいは Monte Carlo<sup>(4),(5)</sup>法に基づく MORSEコード<sup>(6)</sup>等による定量的評価が行なわれて然るべきであるが、これらの計算コードによる容器遮蔽計算では大型電算機による長時間計算が避け難いので、これらの計算コードの使用は僅かの例にとどまり、実際には経験的評価法が主として用いられてきた。

著者の経験でも、FACOM-M180 を用いた場合、ANISN コードで20分程度、MORSE コードで数時間の計算時間が必要であった。DOT コードでも数時間の計算時間と大記憶容量を要する計算が必要であると言われている。

経験的評価法では、過去に於いてそれぞれの平均燃焼度を持つ燃料を輸送した際に行なわれた線量率測定の結果を用い、平均燃焼度をパラメタとする容器周辺線量率と冷却時間との対応関係が評価に用いられている。

燃焼度が比較的低く冷却時間も長い燃料の輸送では経験的評価法であっても、線量率の規制値に対してかなりの余裕を残した安全側評価が可能であり、十分に有効な評価法であるが、燃焼度の上昇による線源強度の増大と中性子源の顕在化、燃料冷却時間の短縮化が進んだ場合は経験的評価値に含まれる誤差の増大と評価値自身の規制線量への接近とがあいまって、経験的評価法の信頼性を著しく低下する。

容器周辺線量率の評価法のみならず、燃焼度の相違する燃料の内筒部中の配置法についても経験

的処理がおこなわれている。

これらの経験的方法に頼る根本的原因は、定量的方法としての従来の精密な遮蔽計算コードの適用はあまりにも多大な計算時間がかかりすぎることにある。

以上の背景のもとに本研究では、従来の精密な遮蔽計算コードによる計算結果と精度の点で遜色がなく、かつ、計算時間を大幅に短縮した、容器周辺線量率評価計算法を開発することを第一の目的とし、さらに、従来の遮蔽計算コードを用いては多大な計算時間が避けがたいため重要な事柄ではありながら開発が阻まれ未着手のままとされてきた、燃料配置が容器周辺線量率へ及ぼす効果を定量的、かつ、見通しよく簡便に評価する方法を開発することを第二の目的としている。

## 1.2. 本研究の概要

第一の研究目的の立場から精密遮蔽計算コードによる容器周辺線量率の計算法を検討すると、内筒部から始まって容器外部の指定位置に至るまでの一貫した放射線透過計算が行なわれることに由来する問題点を抽出することができる。

問題点は要約すると以下の三点に絞られる。

- (1) 収納燃料が決まらなると全体の遮蔽計算が始められない。
- (2) 同一容器にたいしても、収納燃料が与えられるたびごとに、放射線の容器壁透過計算が繰り返される。
- (3) 容器外部の線量率計算は放射線の容器壁透過計算とは独立ではない。

上記の問題点(2)における容器壁透過計算は全体の遮蔽計算のうちで最も多くの計算時間のかかる部分である。その主な理由は、この計算では多重層遮蔽体構造をした壁部を透過する中

---

注) 中性子とガンマ線が共存する状態の容器壁多重層遮蔽体構造に対し、中性子、ガンマ線の透過計算を Discrete Ordinates Sn法で行なうと、中性子のみあるいはガンマ線のみが存在するばあいよりも多くの空間メッシュ数が必要となる。多重層中の重い物質層ではガンマ線の平均自由行程が中性子のものよりも小さく、したがってガンマ線に対するメッシュ幅が中性子透過計算に用いられる。軽い物質層では逆に、中性子の平均自由行程の方がガンマ線のものよりも小さく、したがって中性子に対するメッシュ幅がガンマ線透過計算に適用される。

計算結果に含まれる誤差のうちで空間メッシュの選び方に起因する誤差をできるだけ小さくするために、物質層の境界付近ではメッシュ幅を特に小さくすることも、多重層構造をもつ壁部の空間メッシュ数を大きくする一因である。

---

前頁注)  
中性子、ガンマ線に共通して適用されるように甚だしく細かなメッシュ幅が採られているからである。従って何らかの方法によりこの部分の計算を短時間に精度良く行なうことができれば、第一目的の研究はその目的の大部分を達成したことになる。

問題点(3)の原因は容器からの放射線の放射方向分布が容器壁透過計算から与えられ容器外部の線量率計算に用いられることにある。容器表面から放射する放射線の方向分布が何らかの方法により容器壁透過計算とは独立に与えられるならば、外部線量率の計算は容器壁の放射線透過計算とは独立に計算することができることになる。

本研究では容器壁放射線透過計算は内筒部から壁部へ入射する中性子、ガンマ線の流れに対する容器外側表面上の線量率の応答関数からつくった容器遮蔽性能特性関数と呼ばれる量を用いることにより簡便に済ませる方針とした。<sup>(7)</sup>

また、容器壁から外側へ放射する中性子、ガンマ線の方向分布は、いわゆる  $\text{COS } \theta$  分布であると仮定し、容器外部線量率の空間分布を、容器表面線量率に比例する簡単な解析関数として表わす方針とした。

したがって、本研究の方針にしたがえば、内筒部に収納する核燃料が決まる前に予め各容器の遮蔽性能特性関数が求められており、容器外部の線量率分布も簡単な解析関数として与えられている状態となる。

以下ではまず、第一目的の研究のうちの容器表面線量率計算法に用いられる容器壁遮蔽性能特性関数、容器壁反射線流特性関数、内筒部反射線流特性関数につき概要をふれてみることにする。

その理由は、これらの特性関数が上記計算法に於いて中心的な役割を果たしているからである。

容器壁部と内筒部との間には Fig.1-1 に示すような反射線交換過程、いわゆる反射線流のカップリングがある。<sup>(7)</sup> この図では内筒部中の第  $k$  エネルギー群にのみ放射線源  $s(k)$  がある場合の交換過程が模型的に描いてある。

内筒部の線源  $s(k)$  から生じた放射線が先ず壁部に入射する。その場合の入射線流が  $J_0^+(k)$  で表わしてある。壁部に入射した放射線のうちで  $R_c(k,k)$  の割合のものはエネルギー変化を伴わずに内筒部へ反射される。他のエネルギー群、たとえば  $k+1$  群に於いては  $R_c(k,k+1)$  の割合のものが内筒部へ反射される。ただし、添字  $c$  は容器壁部に関する量であることを意味するものとする。

---

注) 使用済核燃料はキャビティ(Cavity)と呼ばれる空室に、水あるいはアルミニウムバスケットと共に収納される。収納状態のキャビティ領域は茶筒形をしているので、以後、内筒部(英語で Bottle Region)と呼ぶことにする。

---



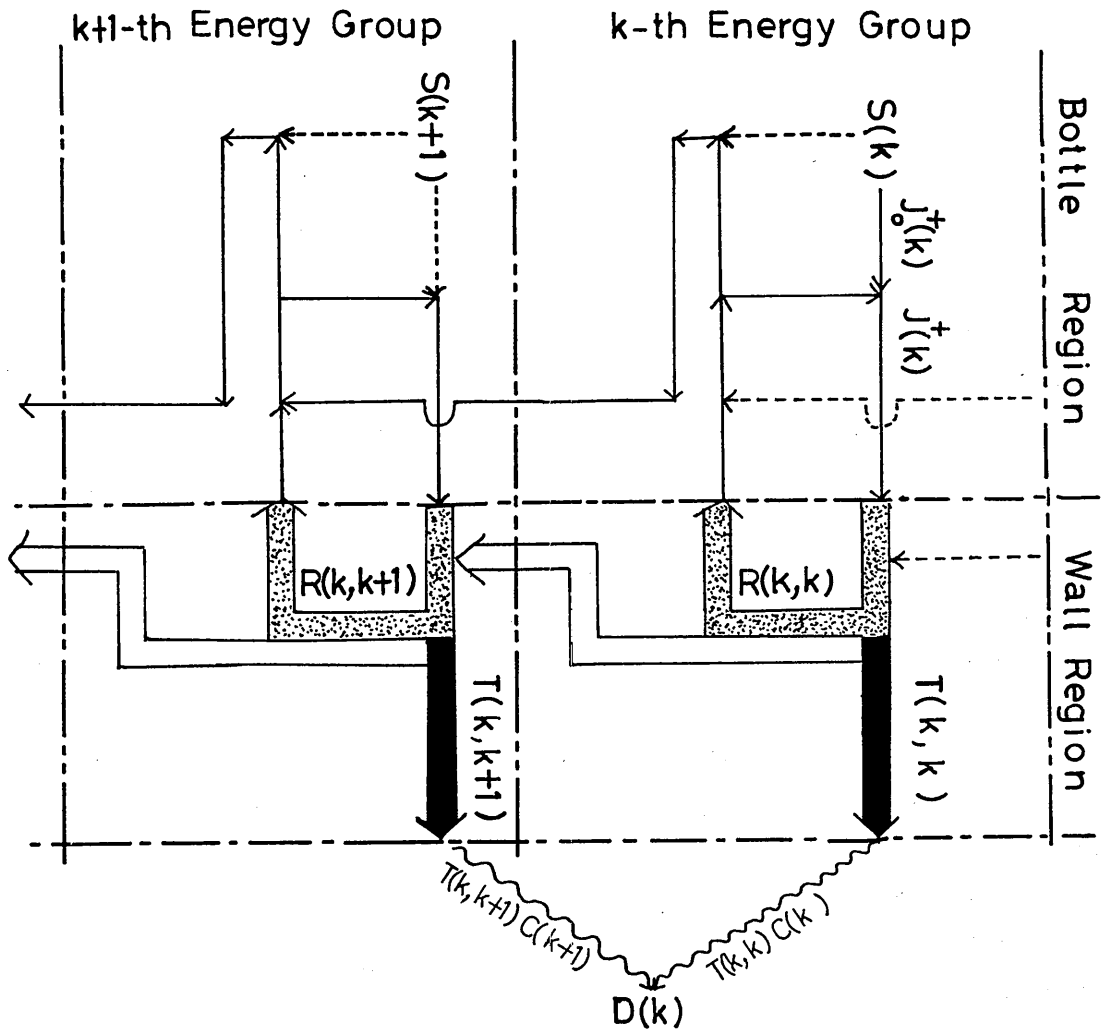


Fig.1-1 Schematic Illustration of Radiation Interactions between Cask Wall and Bottle Region. Radiations from the source  $s(k)$  has a pulse-like energy distribution; non-zero component is only in the energy group  $k$ . Dotted lines stand for contributions to be taken into account in the case of radiations with general energy distributions from the source.  $R_C(k, k)$  and  $R_C(k, k+1)$  as well as  $T(k, k)$  and  $T(k, k+1)$  are matrix elements of the Characteristic Functions for reflection and transmission matrices, respectively. Quantities  $C(k)$  and  $B(k)$  are respectively the Flux to Dose Conversion Factor and the Characteristic Function of Shielding Ability of the Cask in the  $k$ -th energy group.

内筒部へ反射された放射線は一部分が他のエネルギー群に減速されるが別の一部分は減速されずに再び容器壁部へ反射される。

第  $k$  エネルギー群に着目すると、内筒部-容器壁間に上記のような放射線による、ひとつの閉ループができる。線源  $s(k)$  に由来する最初の容器壁への入射線流  $J_0^+(k)$  は、この閉ループをつくるフィードバック効果により、実効入射線流  $J^+(k)$  に置き換えられる。

実効入射線流  $J^+(k)$  で記述される入射線のうちで一部分は、 $T(k,k)$  の割合で第  $k$  エネルギー群に留ったまま容器壁を透過し、容器表面に至る。他の一部分も、たとえば、第  $k+1$  群に減速し、実効入射線流  $J^+(k)$  のうちの  $T(k,k+1)$  の割合のものが第  $k+1$  群に留って容器表面に至る。

ここで述べた量  $T(k,k+1)$  は、第  $k$  群にのみ単位の強さの入射線流があり他のエネルギー群には入射線流がない状態を想定した場合の、容器表面上の線束のうちで第  $k+1$  群のエネルギー成分をあたえる。

いま、 $m \geq k$  なる条件を満たす第  $m$  群を一般的に考える。線束から線量率への変換係数を  $C(m)$  で表わし、積  $T(k,m)C(m)$  を  $m$  につき加算した結果を  $B(k)$  と表わせば、 $B(k)$  は第  $k$  群に入射した放射線に対して容器壁が持つ遮蔽性能上の個性をあらわす。

以上の説明で表われた  $B(k)$  と  $Rc(k, \ell)$  がそれぞれ容器壁遮蔽性能特性関数と容器壁反射線流特性関数である。 $Rc(k, \ell)$  は第  $k$  群のみに単位の強さを持つ入射線流  $J_0^+(k)$  が容器壁に加えられた場合の、内筒部への放射線流に於ける第  $\ell$  エネルギー成分であると解釈できる。すでに述べたように、容器壁遮蔽性能特性関数  $B(k)$  は入射線のエネルギー群に関するベクトル量である。

ひるがえって内筒部について考えてみると、内筒部に対しても Fig.1-2 に示すように、放射線流特性関数  $Rb(k, \ell)$  が考えられる<sup>(7)</sup>。ただし、添字  $b$  は内筒部に関する量であることを意味している。この  $Rb(k, \ell)$  は、第  $k$  群のみに単位の強さの入射線流があり他のエネルギー群には入射線流のない場合を想定した際の、内筒部から流出する放射線流の第  $\ell$  エネルギー成分を与えていると解釈される。この内筒部に対する放射線流特性関数を求める際は、内筒部には何らの放射線源も存在せず、内筒部の外側には容器壁部も存在しないものと仮定した計算モデルが用いられている。

放射線流特性関数  $Rb(k, \ell)$  は内筒部構成物質に依存し、内筒部を規定するデータが決まり次第、求められる。内筒部に対する行列要素  $Rb(k, \ell)$  の計算は次元計算コード ANISN を用い、容器壁部の場合よりも比較的短時間に行なえる。これは、内筒部の構造が一般に容器壁部に比較して遙かに単純であるからである。

容器壁の遮蔽性能特性は容器外側表面上で定義されているので次元体系の近似で特性関数の各要素が求められる。このことは精密遮蔽計算コードのうちでも比較的計算時間の短い次元

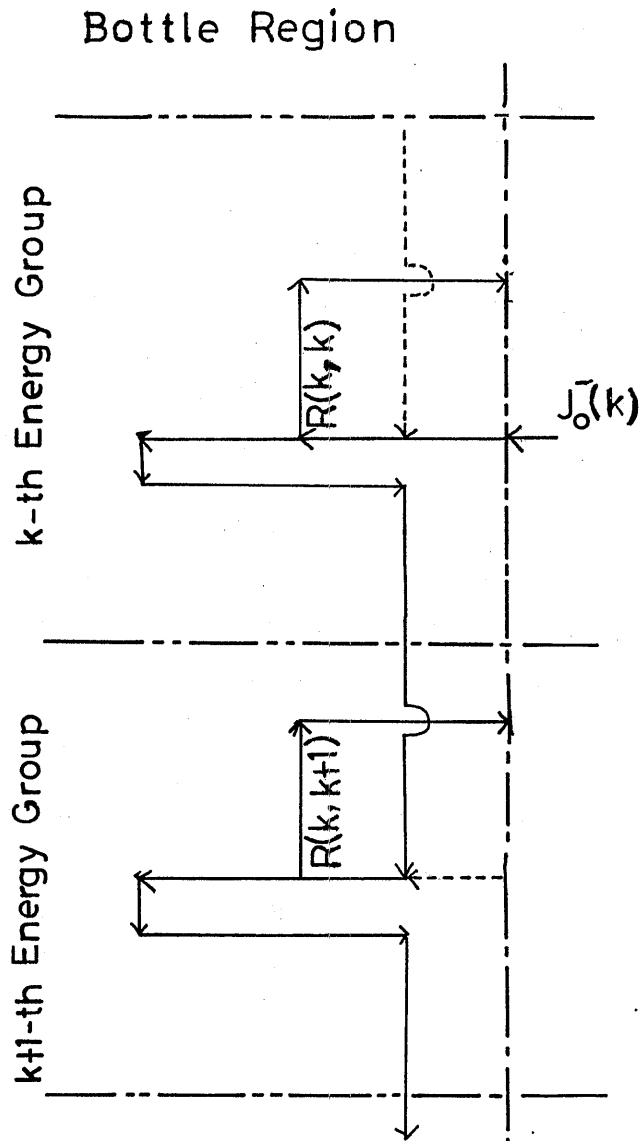


Fig.1-2 Schematic Illustration of Matrix Elements of Characteristic Function for the Bottle Region.

の Discrete Ordinates Snコード ANISNの適用により、容器壁遮蔽性能特性関数のみならず容器壁反射線流特性関数も同時に決定できることを意味する。

内筒部に収納する燃料の詳細なデータが与られた場合は、以上に述べた内筒部と容器壁との間に存在する反射線の交換過程を考慮して、実効入射線流  $J^+(k)$  が計算される。実効入射線流  $J^+(k)$  は入射エネルギー群に関してベクトル量となっている。したがって、容器表面線量率はふたつのベクトル量  $B(k)$  と  $J^+(k)$  とのスカラー積で与えられる。<sup>(7)</sup>

第一目的の研究で導いた容器表面線量率評価計算法は計算コード SMART としてコード化された。計算コード SMART による容器表面線量率評価計算は FACOM-M180 の場合に計算時間が1秒程度と極めて短い点がひとつの特徴であるが、このコードの基礎となる計算法によると実効入射線流の計算および輸送容器表面線量率の計算は通常の行列演算で行なえるため、計算のプログラムステップ数も少なく、通常の行列演算機能を備えたミニチュアコンピュータでも容器表面線量率計算ができる。この計算法の単純さも本研究で導いた計算法に於ける特徴のひとつである。<sup>(7)</sup> ミニチュアコンピュータを用いた計算では、容器壁遮蔽性能特性関数ならび容器壁反射線流特性関数、内筒部反射線流特性関数などの、計算に必要な諸定数はフロッピーディスクのなかに格納して使用される。

第一目的の研究では、このほか、容器外部の放射線線量率空間分布を、(a) 容器の幾何形状を記述するパラメタ、(b) 容器に相対的な空間位置の座標、(c) 容器表面線量率、に関する解析関数として表わす式を導出した。<sup>(8)</sup> この式は、従来の線量率空間分布の計算式が数値積分でしか表現できなかったのに対し、被積分関数にその性質を利用した近似を施すことにより、比較的簡単な解析関数として表現されている。

この式は計算コード MANYCASK としてコード化した。MANYCASKコードを容器一体の場合に適用すると、FACOM-M180 で、50 点の観測点に対して 0.01 秒程度の計算時間で線量率空間分布が算出される。

実験値との比較から輸送容器表面線量率の計算法および容器外部線量率の解析的計算式が良い精度で信頼性の高い結果を与えることが確かめられた。<sup>(7), (8), (9)</sup> このほか、実験値と理論値との良い一致から判断して、乾式容器では内筒部と容器壁との中性子相互作用が容器周辺の中性子、二次ガンマ線線量率に重要な役割を果たしていることが明らかとなった。<sup>(10)</sup>

次に本研究で開発した計算手法の基礎となる特性関数につき、従来からの応答関数による遮蔽計算法との関連、研究上の位置付けについて、以下に触れてみたい。それは、今回の容器壁放射線透過計算のために用いられた容器壁遮蔽性能特性関数および、実効入射線流計算のために用いられた容器壁反射線流特性関数と内筒部反射線流特性関数は一種の応答関数であるからである。

応答関数の概念を用いて平板多重層全体としての放射線の入射線束、反射線束を個々の平板の

応答関数から合成する方法を研究したものと(11) ARONSON の研究(12) と片岡の研究(13) が挙げられる。

ARONSON の場合は、各層の H 行列とよばれる、一種の透過行列を物質の核特性のみに依存する、より基本的な量を用いて、厚さに関する微分方程式の解として決定する方法を研究したものである。

片岡の場合は H 行列を構成する透過行列 T と反射行列 R を Monte Carlo 法で幾つかの層構成要素に対して求めておき、層全体としての H 行列を合成する方法を研究したものである。

片岡の(13) T 行列は入射角、透過線の放射角、入射線エネルギー、透過線エネルギーの4個のパラメタに関する4階の行列であり、R 行列は入射角、反射角、入射線エネルギー、反射線エネルギーに関する4階の行列である。したがって合成計算に多くの計算機記憶容量と計算時間がかかることと、層間の反射および透過の取り扱いが複雑となる難点がある。これらの難点を避けるために、ガンマ線の3回以上の層間反射を無視する近似が採られている。

本研究では応答行列法を円柱体系に拡張し、かつ、中性子とガンマ線とを、二次ガンマ線も含めて、同時に扱う方法を示している。したがって、層間の反射線相互作用は3回にとどまらず、無限回反射に対する表示式をえている。

ただ本研究では、容器壁に対する透過行列 T および反射行列 R は、その容器の壁部に対する放射線遮蔽性能特性と反射線流特性をそれぞれ意味しているとの立場から全体系は容器壁部と内筒部の二重層体系としており、さらに容器表面のスカラー量である線量率を求めることに主眼があるので、行列 T と R の階数を片岡の場合よりも下げて、行列 T については入射線エネルギー群に関する1階のベクトル量とし、行列 R については入射線エネルギーと反射線エネルギーとに関する2階の行列量としている。この結果として、対象とする体系全体に対する合成計算法自身が簡潔となっている点と計算時間が短い点とで実用性が高くなっている。

本研究で導いた容器周辺線量率評価計算法は大型電子計算機によらずミニチュアコンピュータを用いて計算できることと計算時間が極めて短く短縮されていること、および計算結果の精度も従来の精密遮蔽計算コードを用いた結果と遜色がないことから、従来の経験的な容器周辺線量率評価計算法の代わりに用いられるほか、容器壁の最適遮蔽構造設計に対する定量的評価法への応用や、複数個の輸送容器を積載した船内および容器間の線量率空間分布への応用において、手法の特徴が十分に発揮されると期待される。

第2目的の研究の方針として、燃料配置が容器表面線量率に及ぼす効果を感度係数の概念(10)を用いて数学的に表現することとし、感度係数の算出法として第1目的の研究から得た容器表面線量率の計算手法を応用することとした。

平均燃焼度の仮定に基づく容器周辺線量率と感度係数を用い燃料配置効果を考慮した容器周辺

線量率とをそれぞれ、乾式容器の場合につき計算し実験値と比較した。その結果、燃料配置効果を考慮した計算は、平均燃焼度の仮定に基づく計算よりも、より一層良く実験値を説明できる結果を与えることが明らかとなった。第1目的、第2目的の研究成果はそれぞれがあいまって、燃料最適配置法の定量的評価が期待される。

以下、各章の構成と概要につき説明しておく。

第二章では容器遮蔽計算に用いられる中性子、ガンマ線の核データにつき、精度の現状と注意すべき事項を述べる。特に容器壁中での二次ガンマ線の生成は、使用済核燃料の燃焼が増すと中性子線源強度も増大することにより、盛んとなり、中性子と同程度の寄与を容器周辺線量率にもたらすこととなる。この理由から、二次ガンマ線生成データについても述べることとする。

第三章では容器表面線量率の計算法の理論的な面を詳述しまた、容器壁遮蔽性能特性関数、容器壁反射線流特性関数、内筒部反射線流特性関数の求め方についても詳細な注意を述べることとする。

第四章では応用上の狙いもこめて、種々の主要な輸送容器に対して特性関数の具体的な値を示すとともに、湿式容器、乾式容器の代表例につき、容器表面線量率の理論値と実験値との比較検討を行なう。この検討結果を踏まえて、本研究で得た輸送容器表面線量率の計算法の信頼性の高いことと実用性の高いことを明らかにする。

第五章では容器外部の放射線線量率に対する解析関数を用いた表現を導き、この表現の妥当性を理論的に示すとともに、実験値と理論値との比較検討から、この解析関数を用いた表現が信頼性の高い計算結果を与えることを明らかにする。

第六章では燃料配置が容器周辺線量率へ及ぼす効果の評価法を感度係数の概念を導入して詳述するが、この評価法を用いた応用例として乾式容器周辺線量率の理論値と実験値との比較検討を行ない、この評価法が燃料最適配置の定量的検討を行なう際において有効な手段となることを示す。

## 文 献

- (1) D. K. Trubey and B. F. Maskewitz, "A Review of the Discrete Ordinates Sn Method for Radiation Transport Calculations" ORNL/RSIC/19 (1968)
- (2) W. W. Engle, Jr., "A User's Manual for ANISN, A One Dimensional Discret

Ordinates Transport Code", K-1693, Union Carbide Corporation, Nuclear Division (1967)

- (3) F. R. Mynatt, "A User's Manual for DOT- A Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering", K-1694 (1968)
- (4) J. M. Hammersley and D. C. Handscomb, Monte Carlo Methods, Wiley, New York (1964)
- (5) G. G. Biro, "Application of the Monte Carlo Method to Shielding", Engineering Compendium of Radiation Shielding, Engineering Compendium of Radiation Shielding, Vol.-1, P. 101, Springer-Verlag, New York (1968)
- (6) M. B. Emmett, ORNL-4972 (1975)
- (7) H. Yamakoshi, Nucl. Sci. Eng., 87, 152 (1984)
- (8) H. Yamakoshi, Nucl. Sci. Eng., 88, 110 (1984)
- (9) H. Yamakoshi, J. Nucl. Sci. Tech., 22, 697 (1985)
- (10) 山越寿夫、日本造船研究協会 RR-28 基準部会 研究資料 No.148R、192 頁 (1985)
- (11) R. Aronson and D. L. Yarmush, J. Math. Phys., 7, 221 (1966)
- (12) R. Aronson and D. L. Yarmush, "Matrix Method", Engineering Compendium of Radiation Shielding, Vol-1, P. 152, Springer-Verlag, New York、(1968)
- (13) 片岡巖、船舶技術研究所報告 第3巻第4号 161 頁 (1966)

## 第二章 遮蔽物質の核定数

### 2.1 はしがき

輸送容器壁部は内筒部からの中性子、ガンマ線を遮蔽するが、そこに使われる材料は主として鉛、鉄、水、レジンである。

水、レジンに構成元素である水素が中性子減速と熱中性子吸収に優れているため、この性質が利用されている。鉄は 0.98 MeV から始まる非弾性散乱レベルによる高エネルギー中性子の減速作用が大きいことと中性子吸収が水と同様に強いことが利用されている。鉄は比較的高密度物質であるため、ガンマ線遮蔽物質としての役割も果たしている。鉛は中性子遮蔽のはたらきはあまりないが、高密度物質であるため、ガンマ線遮蔽の性質が優れている。

このような遮蔽物質の中性子、ガンマ線に対する性質は各種の散乱反応、吸収反応の断面積のほか、反応後の中性子、ガンマ線のエネルギー分布、角度分布を記述する群定数として、遮蔽計算にとりいれられている。

群定数の基礎となるデータが、いわゆる評価核データであり、微視断面積やそのエネルギー微分に対する実験値、あるいは微視断面積の散乱角、散乱エネルギーに関する二重微分断面積の実験値に対する最確値である。

ガンマ線の場合、遮蔽計算上考慮されるべき反応は、干渉性および非干渉性の散乱、光電効果、電子対創生、制動ふく射であるが、これらの反応に対する断面積は ISRAEL により評価されており<sup>(1)</sup>、また ISRAEL の評価値に基づき HUBBEL による質量吸収係数の評価<sup>(2)</sup>が、水素からウランに至るまでの主要 30 元素に対し行なわれている。

以下において ISRAEL 等と HUBBEL の評価誤差についてあらましを述べる。

ISRAEL 等の評価した非干渉性衝突断面積の誤差は 3% である。いっぽう、非干渉散乱断面積の方は計算から求めた非干渉性吸収断面積を非干渉性衝突断面積から差し引いて求めるが、この吸収断面積の計算値に 10% の誤差が含まれているため、非干渉性散乱断面積の評価誤差は 10% となっている。また、干渉性散乱断面積の評価誤差も 3% である。さらに光電効果の断面積の評価値として BRYSK と ZERBY の計算値<sup>(3)</sup>が採用されている。この評価値は 1keV から 6keV の範囲で約 10% の評価誤差を含むが、6keV から 200keV の範囲では約 3% と評価誤差は小さくなっている。

HUBBEL の質量係数の評価値は、ISRAEL らが示した線吸収係数の評価値に基づく質量係数との比較から判断して 5keV 以下では 5% 程度の、また 10keV 程度までは 2% 程度の評価誤差を含むと言われている。

このようにガンマ線に対する反応断面積の評価値は誤差 10% 以内に収まっており、評価法も



おうむね固まってきている。他方、中性子の核反応断面積等、群定数作成に必要な核データの評価精度が改善されてきたのは 1970 年代以降であり、測定値の精度改善のほかに、評価法そのものも発展途上にある面がある。

中性子の場合、遮蔽計算において重要な量は、全反応断面積、吸収断面積、弾性散乱および非弾性散乱の断面積、散乱後の中性子のエネルギー分布と角度分布である。

本章では筆者の行った鉄の断面積、二次中性子エネルギー分布、弾性散乱中性子角度分布、二次ガンマ線エネルギー分布等の解析ならびに評価の結果を示すが、その動機、背景を以下に粗く述べる。

我が国においてこんにち遮蔽計算に使用されている評価核データは米国で作成されたデータファイル ENDF/B<sup>(4)</sup> に収録されたものが主流を占めている。ENDF/B-IV 中の全反応断面積は評価精度の良いものの代表的な量であり、TABLE 2-1 に示すように、鉄の場合の誤差は、共鳴領域では 5 ないし 10%、14MeV 以上では 1 ないし 5% といわれている。

しかしながら、以上のように比較的評価精度の良い鉄の全反応断面積においても局所エネルギー的に評価精度の思わしくない箇所があり、しかも遮蔽計算上、その箇所が重大な意味をもっている。

Fig.2-1 に ENDF/B-IV に基づく水、鉄、鉛の全反応断面積を巨視断面積のかたちで示したが、鉄の 24keV 付近に認められる断面積の谷が上記の箇所である。この谷の中心および低エネルギー側に於けるその付近の断面積の測定が多くの著者により発表されてきたが、従来から測定値が大きくばらついており、評価のむづかしいエネルギー領域であった。

断面積の谷の部分は中性子透過を扱う遮蔽計算では特に重要である。すなわち、遮蔽体中で減速中の中性子がこの断面積の谷を通して遮蔽体出口に近い法へ一種のストリーミングを起こして到達し、そこで新たな減速中性子源となるため透過線のエネルギースペクトルに多大な影響を及ぼすことになる。<sup>(5)</sup>

したがって、谷の付近の断面積の評価誤差を明らかにすることは、その評価値の改善に必要なばかりではなく、ENDF/B-IV に基づく遮蔽計算の結果に含まれる計算誤差の見積りにも必要なことである。

山越等は鉄断面積の再評価の一環としてこの谷の付近の断面積の値を計算から求めたが、<sup>(6)</sup> 後日、米国及び我が国で行なわれた純度の高い試料による詳細な測定値<sup>(7),(8)</sup> との良好な一致が確認され、ENDF/B-IV 中のこの断面積に対する評価誤差が決定できた。

中性子遮蔽計算においては断面積のみならず散乱中性子の角度分布およびエネルギー分布も核データとして重要である。

弾性散乱の角度分布は中性子エネルギーにより大きく変化する。この角度分布は普通、散乱

Table 2 - 1 Uncertainty in the Evaluated Nuclear Data in the Most Advanced Data File ENDFB/V. (Tabulated on the Basis of Comments by R.W.Roussin<sup>(28)</sup>)

	<sup>14</sup> N	<sup>27</sup> Al	<sup>16</sup> O	<sup>19</sup> F
$\sigma_{tot}$	3% for $E_n < 0.1$ MeV 1% for $E_n > 0.1$ MeV	4~5% below 0.1 MeV 2% for higher energies	4% below 0.1 MeV 1% above 0.1 MeV	4~6% to 0.3 MeV 5~7% to 4.4 MeV ~5% at higher energies
$\sigma_{el}$	3% to 0.1 MeV 1% to 2 MeV 10~15% for $F_n > 2$ MeV	3~5% below 3 MeV 8~20% above 3 MeV	4% below 0.1 MeV 1~10% above 0.1 MeV	seems to be fine
$\sigma_{inel}$	Strong levels; 15% Weak levels below 8.5 MeV; 30% 50% for $E_n > 8.5$ MeV	30% near threshold 10~15% up to 14 MeV	30%	10~25% for discrete levels 30~50% for continuum levels
$\sigma_{capt}$	10% at thermal Factor of 2-4 at higher energies	4% at thermal 20% up to 5 MeV 50~200% at higher energies	14% at thermal	20~50%
$\sigma_{n,\gamma}$	20~30%	30% at 1 MeV 15~20% up to 14 MeV 40% above 14 MeV	30%	—
$\sigma_{n,part}$	5% at thermal 30~40% at higher energies	30% above: (n,2n), (n,d) reactions, 50%: (n,t), 10~15%: (n, $\alpha$ ) 15~30%: (n,p)	20%: (n,p), (n, $\alpha$ ) 30~50%: (n,d)	(n,2n): 50% near threshold, 20~30% elsewhere, (n,p): 50% near threshold, 10~30% elsewhere, (n, $\alpha$ ): 60% near thresholds, 15~30% elsewhere,

	<sup>28</sup> Si	<sup>27</sup> Al	Ti	<sup>23</sup> Na
$\sigma_{tot}$	4~8%	4~5% below 0.1 MeV 2% for higher energies	From 20% or more near 200 keV to a few percent from 0.5 to 14 MeV	6~8% below 2.5 keV, 6~10% to 33 keV, 4~7% to 1 MeV, 5~7% above 1 MeV
$\sigma_{el}$	—	3~5% below 3 MeV 8~20% above 3 MeV	Less than 8% from 200 keV to 14 MeV, larger at higher energies	—
$\sigma_{inel}$	1.8 MeV level: 7% 4.8 MeV level: 7~25% 7% at 7 MeV 30~40% elsewhere	30% near threshold 10~15% up to 14 MeV 30% above 14 MeV	Discrete: 5% or more Nonelastic: 10~15%	—
$\sigma_{capt}$	—	4% at thermal 20% up to 5 MeV 5~20% at higher energies	10~20% below 1.5 MeV Larger at higher energies	2% below 50 eV 5% to 600 eV 10% to 500 keV 20% to 5 MeV 25% above 5 MeV
$\sigma_{n,\gamma}$	—	30% at 1 MeV 15~20% up to 14 MeV 40% above 14 MeV	—	—
$\sigma_{n,part}$	(n,p): 50% at threshold, 20~30% elsewhere (n, $\alpha$ ): 20~35%	(n,2n), (n, $\alpha$ ), (n,t): 50% (n, $\alpha$ ): 10~15% (n,p): 15~30%	(n,2n): 10~15% (n,p): 5~10% from 4.5 to 12 MeV Somewhat larger at higher energy	(n,p): 18~30% (n, $\alpha$ ): 20~50% (n,2n): 40% at threshold, 13~22% elsewhere

	Cr	Fe	Ni	Cu
$\sigma_{tot}$	20% at 0.65 MeV	3% above 400 keV 5~10% in reso. region 1~5% up to 14 MeV	5% at thermal 5~10% to in reso. region 1~5% up to 14 MeV	15% at thermal 5~10% to 3 MeV 3~4% at higher energies
$\sigma_{el}$	5~15% below 0.65 MeV	Derived	3% at thermal 16~27% in reso. region, 13~20% from 0.7 to 4 MeV, 8% above 4 MeV	15% at thermal 5~10% to 1 MeV 5~9% at higher energies
$\sigma_{inel}$	Discrete levels: 10~20% for better known levels, Higher for others	<sup>54</sup> Fe, <sup>57</sup> Fe, <sup>58</sup> Fe: 10% for individual levels	30% for all levels and continuum	total 15~20% Discrete levels: 15~20% Continuum: 20~30%
$\sigma_{capt}$	—	10~20% above keV region, 2~5% in resonance region back ground	4% at thermal 20% elsewhere	3% at thermal 10~15% to 3 MeV 20~25% at higher energies
$\sigma_{n,\gamma}$	—	—	15~20% below 1 MeV 10~25% above 1 MeV	10% at thermal 20~40% elsewhere
$\sigma_{n,part}$	(n,2n): 2~5% near threshold (n,3n), (n,n' $\alpha$ ), (n,d): 20% (n,n'p): 10~20% (n,p), (n, $\alpha$ ): 7~20% (n,d), (n, <sup>3</sup> He): 40%	(n,2n): 10% (n,np), (n,n $\alpha$ ), (n,p): 20% (n,d), (n,t), (n, <sup>3</sup> He), (n, $\alpha$ ): 40%	(n,2n): 10~20% (n,n'p), (n,n' $\alpha$ ): 15% (n,d), (n,2p): 30~35%	(n,2n): 5~10% (n,n' $\alpha$ ): 30~40% (n,3n): 25% (n,n'p): 50~200% (n,d): 400% (n, $\alpha$ ): 25~40%

	<sup>209</sup> Bi	Pb	W
$\sigma_{tot}$	10~20% below 2.5 keV 5~10% to 0.05 MeV 2~5% to 1.5 MeV 1~2% to 5 MeV 2~5% to 20 MeV	3~5% above 1 keV	5~15%
$\sigma_{el}$	5%	3% below 1 keV	10%
$\sigma_{inel}$	4 discrete levels up to 5 MeV: 10% Other discrete levels and continuum levels: 10~15%	5~7% below 9 MeV 20~40% above 14 MeV	10%
$\sigma_{capt}$	—	—	5%
$\sigma_{n,\gamma}$	—	—	30~50%
$\sigma_{n,part}$	(n,p): 50% (n, $\alpha$ ): 50% (n,2n): 15% to 9.5 MeV 8% to 17.5 MeV (n,3n): 30% to 17 MeV 20% to 18.5 MeV	(n,2n): highly uncertain near threshold 10~30% elsewhere	30~50%

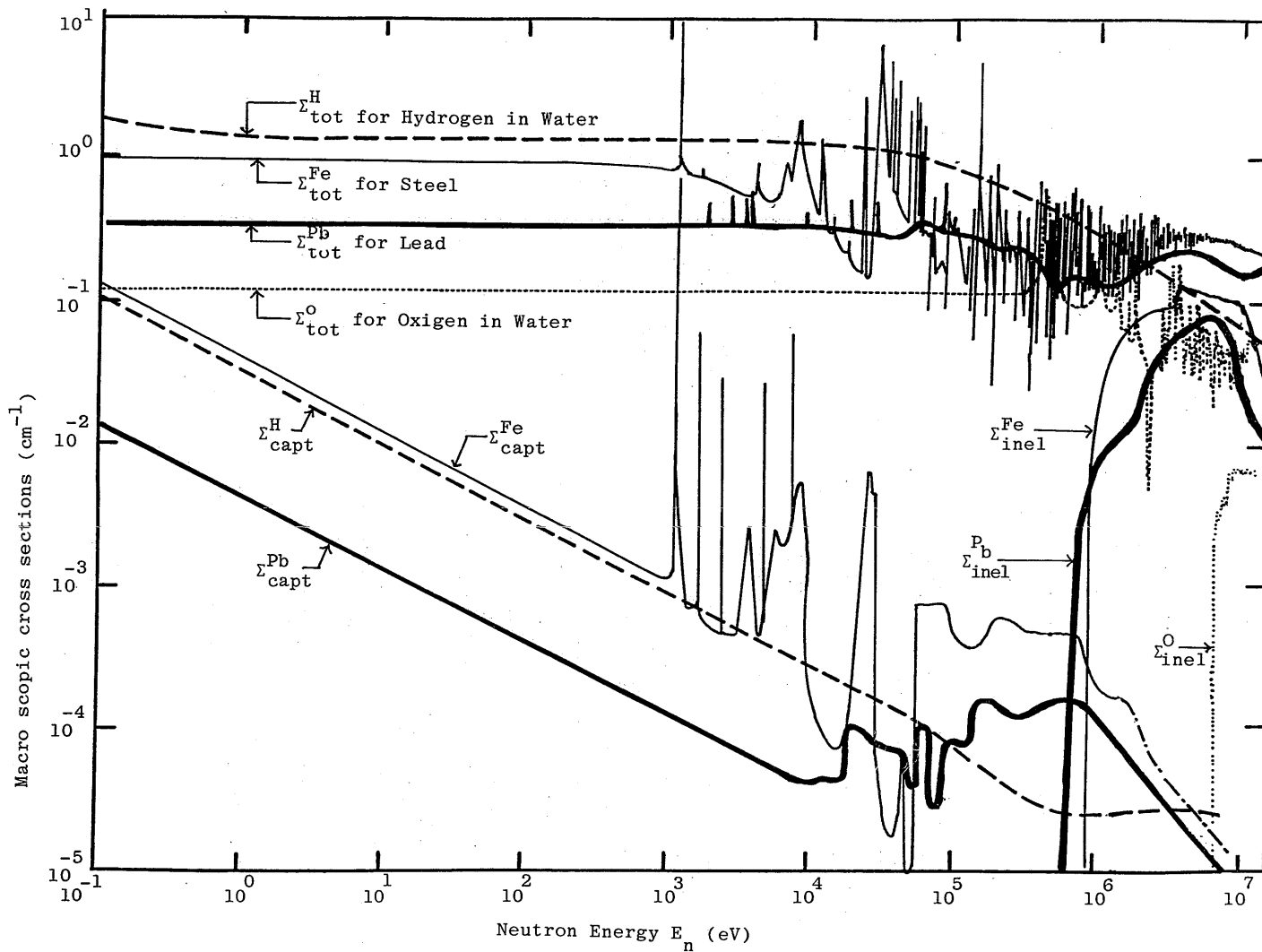


Fig.2-1 Neutron Energy Dependence of Macroscopic Neutron Cross Sections.  
(Cross section curves are based on the data in the data library ENDF/B-IV)

角に関する Legendre関数の多項式により近似されるが高エネルギー中性子の場合には角度分布が複雑になり P14近似程度の高次の多項式となる。

ここに、1985年現在において、我が国の遮蔽計算で用いられる角度分布、エネルギー分布に関する群定数は ENDF/B-IV の評価核データに基づいている。

注意すべきことは、実際の遮蔽計算では計算機記憶容量の制約から P5 近似までの比較的低次多項式による角度分布の記述しか行ない得ないことである。したがって与えられた高次多項式近似による角度分布の記述を低次項の展開係数のみを用いて記述する場合は、角度分布が負の値として記述されることもあるのである。

この事態を避けるために角度分布の記述を Legendre関数で近似せず、直接、入射エネルギーと散乱角度との二次元空間内のメッシュ点上に数値として与え、任意の入射エネルギーと散乱角との組に対する記述の値を内挿することが提案されている。<sup>(9)</sup>

この場合、メッシュ間隔は一定の規則に従った幅となることが望ましく、指定されたメッシュ点上の記述の値を高い信頼性のある計算から与えることが望まれている。

上記の必要性から山越は重要な遮蔽物質である鉄を対象に、光学模型ポテンシャルを決定し、<sup>(10)</sup>

そのポテンシャルが鉄の全反応断面積、中性子の S 波、P 波に対する強度関数、鉄付近の質量の核の散乱半径の実験値を矛盾なく説明できることを確かめ、弾性散乱の角度分布も実験値と計算値とが互いに良く一致することを示した。<sup>(10), (11)</sup> 本章では、このポテンシャルを用いた弾性散乱角度分布および全反応断面積の計算結果を示し、輸送容器の場合のように 2MeV 程度以下の中性子を対象とする弾性散乱角度分布につき、角度依存性を検討する。

散乱中性子のエネルギー分布については、数 MeV 以上の入射エネルギーに対し確信のもてるデータはあまり発表されてはいなかった。最近に至り我が国の加速器 OKTAVIAN による中性子放出反応の二重微分断面積が測定されるに至り、<sup>(12)</sup> ようやく実用的な意味での、放出二次中性子に対するエネルギー分布の測定値が得られるようになった。

上記の鉄に対する光学ポテンシャルを用い、<sup>(13)</sup> 多重複合核模型に基づく中性子エネルギー分布を計算すると OKTAVIAN による鉄の実験値が良く説明できる。<sup>(14), (29)</sup>

本章では、すでに述べた鉄の弾性散乱角度分布の計算のために決定した、光学ポテンシャルの妥当性の証拠として、多種類の核データに対する実験値も矛盾なく計算できることを示すととも<sup>(13)</sup>に、OKTAVIAN による測定値と計算値との比較も合わせて示すこととする。

輸送容器壁で発生する二次ガンマ線の生成断面積も容器の遮蔽計算群定数として重要なデータである。この群定数として従来は、熱中性子吸収に伴う二次ガンマ線の生成データが用いられてきたが、エネルギー保存則を満たさぬデータが殆どであった。

近年、1970年代後半になってから、非弾性散乱過程に伴う、いわゆる (N, X $\gamma$ ) 反応ガンマ線

に対するエネルギースペクトルの精度良い測定が行なわれるようになり、解析手法の発展とあいまって、より一般的な中性子エネルギーに対する二次ガンマ線生成データの評価が可能となってきた。<sup>(15)</sup>

この二次ガンマ線生成データの評価は主として、核融合炉の研究と関連して興味が持たれているが、実は、後に第四章でも述べるように輸送容器遮蔽計算においてもこの評価データは必要なものである。

本章では現在の計算手段で二次ガンマ線のエネルギースペクトルの測定値をどの程度説明できるか、筆者等の計算結果を例示して、述べることにする。

## 2.2 24keV付近の鉄の全反応断面積

鉄の 24keV 付近の全反応断面積と中性子エネルギーとの関係は Fig.2-2 に示すように、S 波共鳴による、大きな断面積の山とその低エネルギー側にある深くて大きな谷とにより特徴づけられている。

測定断面積の値がこの大きな山と谷に対して多数報告されているが、繁雑さを避けるため、この図では一部分を示してある。点線は ENDF/B-IV の評価値であり、実線は山越等の評価値である。<sup>(6)</sup> 鉄の主要同位元素  $^{56}\text{Fe}$  を対象とし、Perey の共鳴パラメータ<sup>(16)</sup> を調整するとともに散乱半径  $R'$  を BNL-325 第三版<sup>(17)</sup> に示された値  $1.67 \pm 0.7 \text{ fm}$  が許す下限値  $5.4 \text{ fm}$  とし、 $-3.75 \text{ keV}$  に  $\Gamma_n = 100 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_\gamma = 1.0 \text{ eV}$  の仮想共鳴レベルを設けるなど工夫を凝らし、熱領域から 2keV 迄の範囲の全反応断面積の測定値を Multi-Level Breit-Wigner の式で再現させる方針を採った。

この場合、特に、Fig.2-3a に示すような低エネルギー領域の断面積の測定値の再現性と Fig.2-3b における 26 ~ 27keV の共鳴の山の斜面の勾配に対する再現性を重視し、かつ、Fig.2-3c にみられるように、より高エネルギーにおける測定値の絶対値と共鳴の山の斜面の勾配についても再現性に留意した。Table 2-2 には、採用した共鳴パラメータの値に対し同位元素別の根拠を示す。

24keV 付近の断面積の谷の深さは、その周囲の共鳴断面積を良く再現すべく共鳴パラメータを調整することにより、おのずから決定される。その結果は小林の測定値に近いものであった。

その後に入手した Liou 等の測定値<sup>(8)</sup> は高純度の  $^{56}\text{Fe}$  に対して得られたものであり、<sup>(8)</sup> Fig.2-3 d に示すように、上記計算結果と極めて良く一致することが明らかとなった。

すでに Fig.2-2 にも示したように、 $2 \times 10^4 \text{ eV}$  付近では 40% 程度、 $1 \times 10^5 \text{ eV}$  付近で 30% 程度も ENDF/B-IV の値は谷の値を解析した結果よりも過小評価している。他方、谷の深い部分において ENDF/B-IV の値は解析結果よりも 15% 程度過大評価となっている。

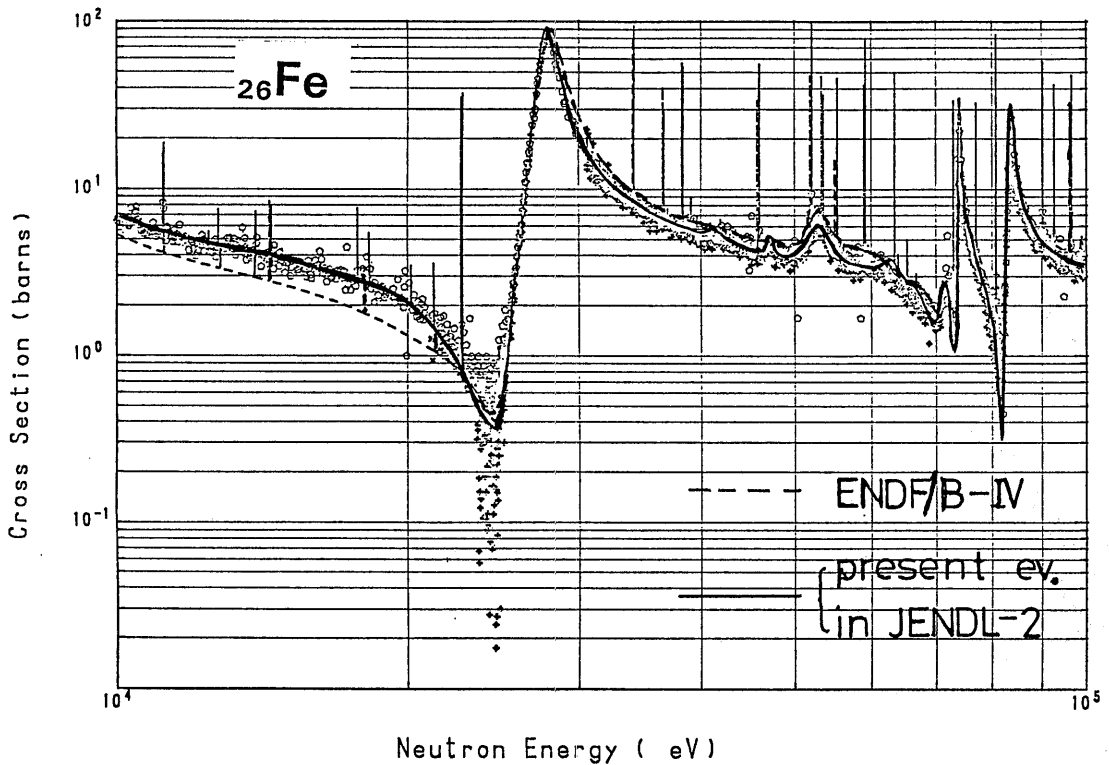


Fig.2-2 Experimental Data, ENDF/B-IV Data and Evaluated Data in the Present Data Evaluation for Iron in the Vicinity of the 24 keV Valley in Total Cross Section. (H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)

Table 2 - 2 Adopted Resonance Parameter Sets

Isotopes	$R'$ (fm)	Adopted resonance parameter set	Energy range (keV)	Data modification
<sup>54</sup> Fe	5.6	Pandey <i>et al.</i>	Up to 510.1	None
<sup>56</sup> Fe	5.4†	Perey <i>et al.</i>	Up to 400	Yes
<sup>57</sup> Fe	6.5	Allen <i>et al.</i> for <i>s</i> -wave resonances Beer <i>et al.</i> for <i>p</i> -wave and <i>d</i> -wave resonances	Up to 189.5	None

† This value corresponds to allowable lower limit of  $(6.1 \pm 0.7)$  fm given in *BNL-325*, 3rd edition, Vol. 1, (1973).  
(H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)

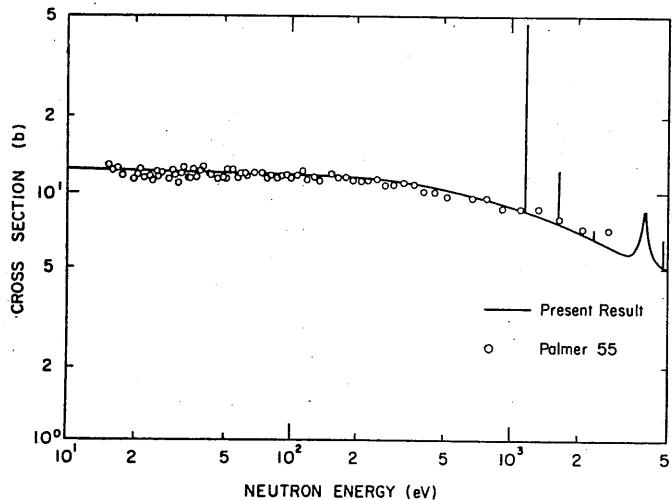
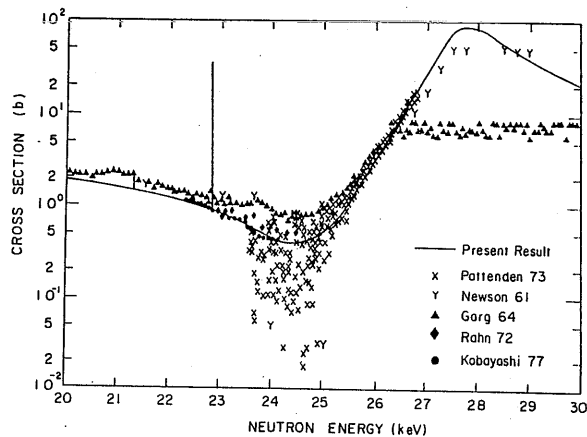


Fig. 2-3a Total Cross Section of Natural Iron in Lower Energy Region. (H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)



Total cross section for natural iron around resonance valley near 24 keV

(H. Yamakoshi and S. Iijima)<sup>12</sup>

Fig. 2-3b Total Cross Section of Natural Iron around the Resonance Valley near 24 keV. (H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)

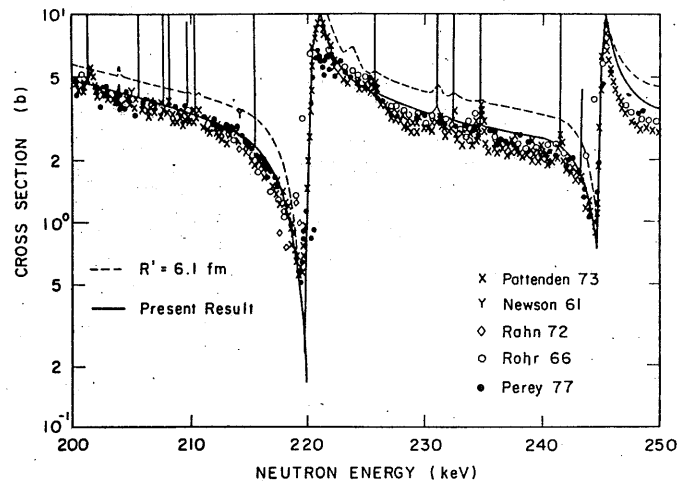
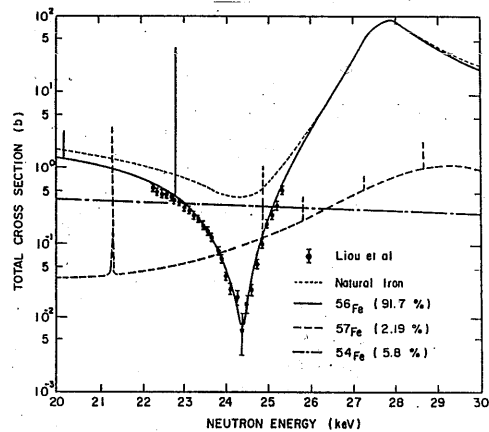


Fig. 2-3c Total Cross Section of Natural Iron in Higher Energy Region. (H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)



Ingredients of total cross section for natural iron around resonance valley near 24 keV

(H. Yamakoshi and S. Iijima)<sup>12</sup>

Fig. 2-3d Ingredients of Total Cross Section of Natural Iron around the Resonance Valley near 24 keV. (H. Yamakoshi<sup>(6)</sup>)



実験値と解析値とは良く一致していることから判断して、ENDF/B-IV の鉄にたいする全反応断面積は、24keV 付近の断面積の谷の中心において 15%程度の過大評価となっており、反面、10keV 付近の谷の斜面の値を30%ないし40%も過小評価しているものと結論できよう。

### 2.3 鉄の弾性散乱の角度分布

光学模型に基づく全反応断面積、弾性散乱角度分布を計算するコード ELIRSE-3 ならびに筆者が決定した光学模型ポテンシャルとを用いて計算した、 $^{56}\text{Fe}$  に対する弾性散乱中性子の角度分布を実験値とともに Fig.2-4 に示した。

光学模型ポテンシャルのパラメタを決定する際は、高エネルギーの入射中性子に対する弾性散乱中性子角度分布の測定値を選び、パラメタの値は  $\chi^2$ -fitting 法<sup>(18)</sup> により測定値に対する再現性を高めるよう、繰り返し計算が行なわれている。

$^{56}\text{Fe}$  の場合、 $E_n = 14.5$  MeV の測定値に対する fitting からポテンシャルパラメタの値が求められているが、Fig.2-4 に示すように、計算結果は他のエネルギーに対しても実験値の角度依存性を比較的良好に再現しているものと思われる。

各中性子のエネルギースペクトルは 1 MeV 付近に極大値があるが、Fig.2-4 の 1 MeV の中性子に対する散乱線角度分布はかなり単純な形をしている。この形は Legendre 関数による角度分布の近似において  $P_5$  近似でも十分良好な近似が可能であることを意味している。

したがって、輸送容器の中性子遮蔽計算では、中性子の弾性散乱角度分布を  $P_5$  近似で計算しても差し支えないものと判断する。

### 2.4 光学模型ポテンシャルの妥当性の証拠<sup>(13)</sup>

筆者が求めた光学模型ポテンシャルを用いて弾性散乱中性子の角度分布を計算し、その結果から  $P_5$  近似に対する妥当性を前節で考察したが、このポテンシャルの妥当性の証拠の幾つかを以下に例示する。

#### 2.4.1 高エネルギー中性子の全反応断面積

光学模型ポテンシャルのパラメタを決定する際は、14.5 MeV の弾性散乱中性子角度分布の測定値とともに、14.5 MeV, 7.55 MeV, 1.5 MeV と、広いエネルギー範囲における全反応断面積の測定値のエネルギー平均値を採り上げ、パラメタの値を決定した。この結果、Fig.2-5a、2-5b に示すように、広いエネルギー範囲にわたって、鉄の全反応断面積の測定値のエネルギー依存性が良好に再現されている。

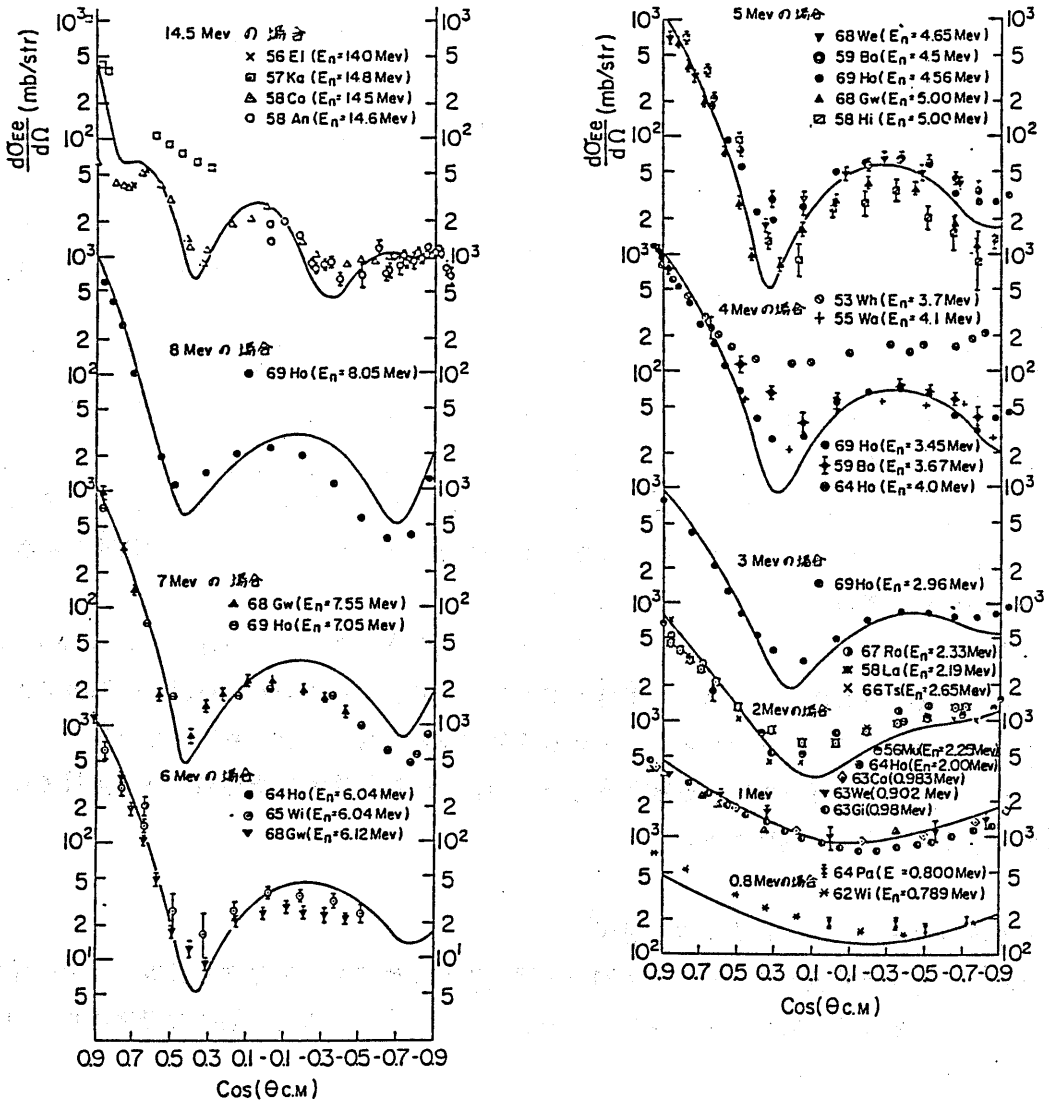


Fig.2-4 Comparison of Angular Distribution of Elastically Scattered Neutrons between Experiment and Calculation. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))

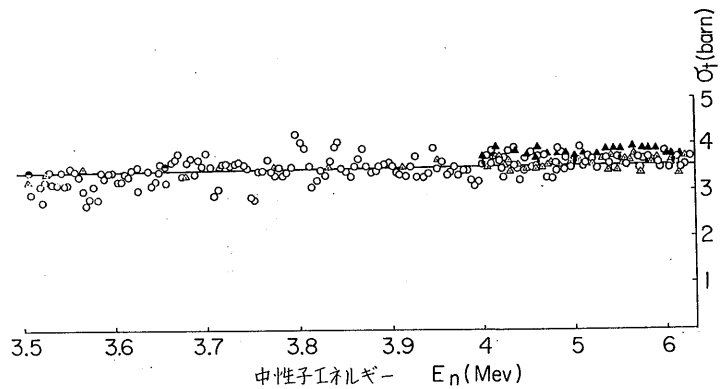


Fig. 2-5a Comparison of Total Cross Section of Iron between Experiment and Calculation above 6 MeV. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))

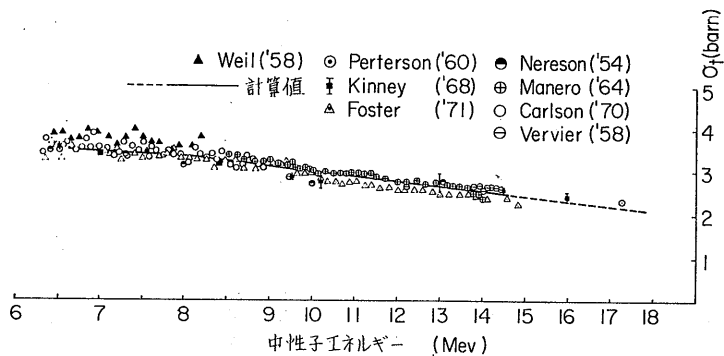


Fig. 2-5b Comparison of Total Cross Section of Iron between Experiment and Calculation in the Energy Range from 3.5 MeV to 6 MeV. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))

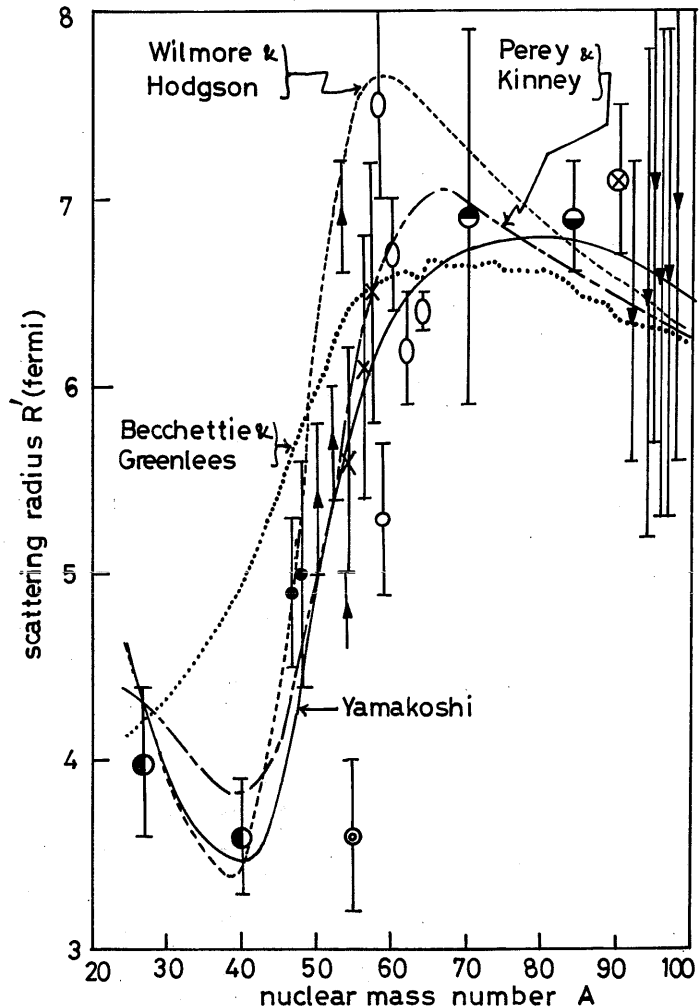


Fig. 2-6a Comparison of Mass Number Dependence of Scattering Radius Predicted from Various Optical Model Potentials with Experimental Results. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))