

2.4.2 散乱半径、中性子強度関数

10 eV 程度の低エネルギー中性子に対する Shape Elastic Scattering Cross Section σ_{she} を光学模型計算コード ELIESE-3 で計算し、⁽¹⁹⁾ $\sqrt{\sigma_{she}/2\pi} \equiv R'$ の関係から散乱半径 R' を求めた結果が Fig.2-6a に示してある。この図ではほかに、広範囲の核種に対して適用性があるものとして提案されたり、実際にもよく使用されている光学模型ポテンシャルについても R' を求め、測定値とともに示してある。

筆者の求めた光学模型ポテンシャルは全体としては Penny-Kinney の場合 ⁽²⁰⁾ ^{注)} に近く、対象とする核種の範囲では実験値とかなり良く一致している。

光学模型ポテンシャルのパラメタの値を決定する際は 10 eV 程度の低エネルギー中性子に対する S 波、P 波の中性子強度関数の計算値を測定値と一致させるように配慮した。

S 波と P 波の中性子強度関数をそれぞれ、 S_0 、 S_1 と表わすことにすれば、これらは以下の手順で求められる。

$$S_n = (n S_{n, n-\frac{1}{2}} + (n+1) S_{n, n+\frac{1}{2}}) / (2n + 1), \quad n = 1, 2$$

$$S_{n,j} \equiv (1 - (1 - T_{n,j})^{1/2}) / (\pi V_n E^{1/2})$$

$$V_n \equiv P_n(kR) / kR$$

$$P_1(kR) = (kR)^2 / (1 + (kR)^2)$$

$$P_2(kR) = (kR)^4 / (9 + 3(kR)^2 + (kR)^4)$$

ただし k は中性子の物質波としての波数を表わし、 R は井戸型ポテンシャルの半径である。

また $T_{l,j}$ は軌道角運動量 l と全角運動量 j を持つ中性子の原子核透過係数である。中性子エネルギー E を eV 単位で表わすことにすれば、 K は $k = 2.19685 \times 10^{-3} \frac{A}{A+1} E^{1/2}$ の

注) ENDF/B-IV の鉄の断面積の評価に用いられた光学模型ポテンシャルである。

関係から、 R は $R_{(f,m)} = 1.23A^{1/3} \mp 0.8$ の関係からそれぞれ求めることができる。 Tl, j は ELIESE-3 コードを用いて求められる。 Fig.2-6b, 2-6c にはそれぞれ、 $S0$ 、 $S1$ の測定値と計算値との比較を、種々の光学模型ポテンシャルに対して示してある。

軽核に対する $S0$ の値は、 R' の場合もそうであったように、Becchettiと Greenlees の光学模型ポテンシャル⁽²¹⁾ の場合は、測定値からやや大きくはずれている。また Wilmore と Hodgson の光学模型ポテンシャル⁽²²⁾ の場合は、鉄の付近の中重核に対する他のポテンシャルの場合よりもやや大きな値となっているが、測定値のちらばり具合から判断して、このポテンシャルによる R' 、 $S0$ の値が特に異常であるとも思われない。

筆者の求めた光学模型ポテンシャルは R' 、 $S0$ 、 $S1$ に対する測定値と比較すると、広い範囲の核種に対して、測定値との良い一致を与えていると思われる。

2.4.3 (n,p)、(n,2n)反応の断面積

多段階複合核過程の模型に前平衡過程の模型を結合させた計算コード GNASH⁽²³⁾ に筆者の光学模型ポテンシャルを適用し、複合核および残留核から発生する (n,2n) 反応の中性子、(n,p) 反応の陽子、(n, α) 反応の alpha 粒子のエネルギースペクトルおよび反応断面積を計算した。 Fig.2-7a および Fig.2-7b に (n,2n) 反応と (n,p) 反応の断面積に対する実験値と計算値とを比較して示す。⁽²⁹⁾

残留核のレベル密度パラメタには Gilbert と Cameron が与えた値を用い、陽子の光学模型ポテンシャルとして Becchetti と Greenlees が陽子に対して与えたポテンシャルを、⁽²¹⁾ また Alpha 粒子に対しては Huizenga と Igo のポテンシャル⁽²⁵⁾ を用いている。複合核過程に対する前平衡過程の相対的大きさを表わすパラメタ⁽²³⁾ としては、Fig.2-7b に示した値 $\alpha_n = \alpha_p = 5 \times 10^{-4}$ 、 $\alpha_\alpha = 3 \times 10^{-3}$ を採用している。(n, α) 反応の断面積の実験値は未だあまり多く得られていないので、計算値と実験値との比較は割愛した。

(n,2n) 反応および (n,p) 反応の断面積の測定値と計算値とは良く一致している。これらの計算結果には多種類のパラメタが関与し、それらの値の選択の自由度が非常に多いので、これらの結果だけから一概に筆者の光学模型ポテンシャルの妥当性を論ずることは困難であるが、逆にまた、光学模型ポテンシャルが全反応断面積を高エネルギー部分で良く実験値を再現できることを考慮すれば、これらの Fig.2-7a, 2-7b に示した計算値と測定値との良い一致は、間接的ではあるが筆者の得た光学模型ポテンシャルの妥当性の傍証となる。

2.4.4 中性子放出反応の二重微分断面積

大阪大学の加速器 OKTAVIAN により⁵⁶Fe の中性子放出反応の二重微分断面積が測定された⁽¹²⁾

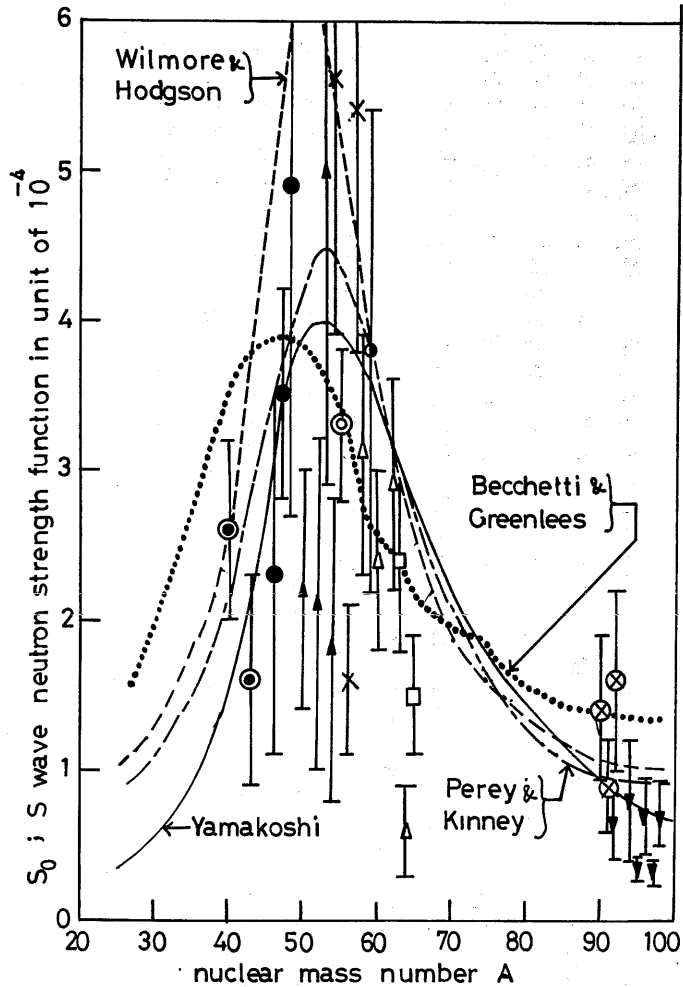


Fig.2-6b Comparison of Mass Number Dependence of s-Wave Neutron Strength Function Predicted from Various Optical Model Potentials with Experimental Results. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))

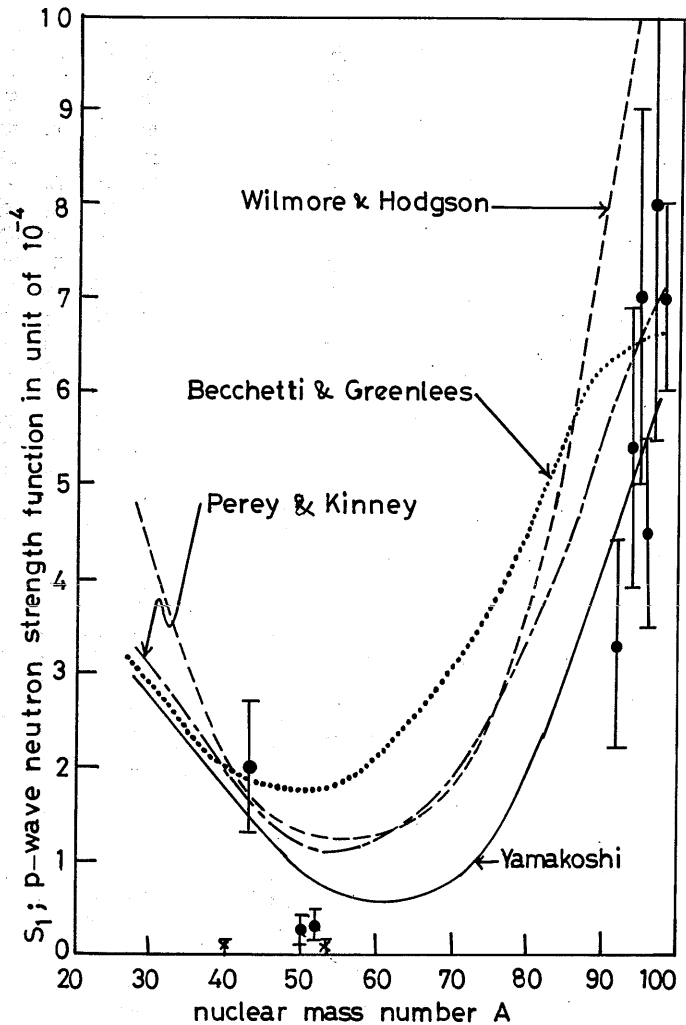


Fig.2-6c Comparison of Mass Number Dependence of p-Wave Neutron Strength Function Predicted from Various Optical Model Potentials with Experimental Results. (H. Yamakoshi (10), (11), (13))

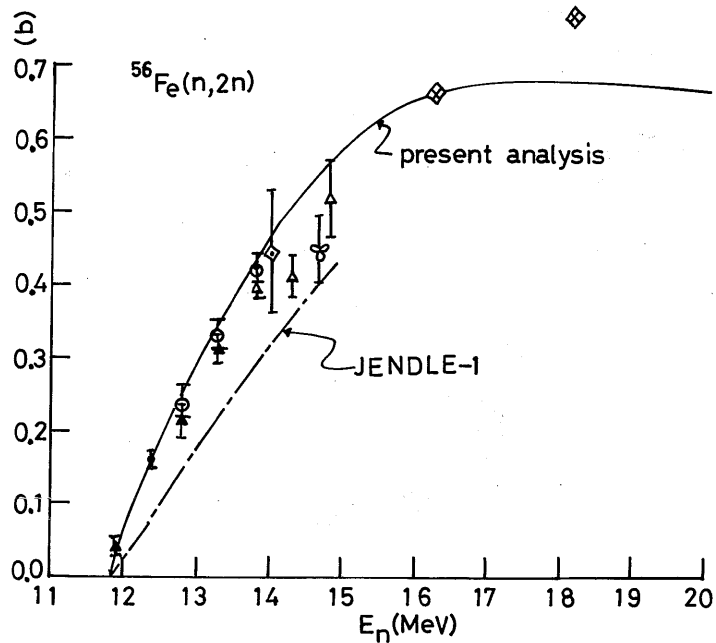


Fig.2-7a The $^{56}\text{Fe}(n,2n)$ Reaction Cross Section Predicted by Using Yamakoshi's Optical Model Potential. (H. Yamakoshi (29))

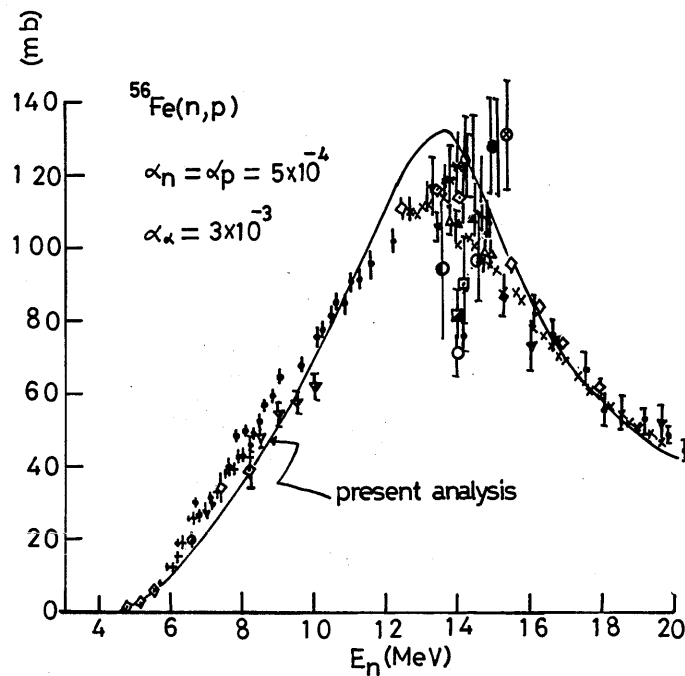


Fig.2-7b The $^{56}\text{Fe}(n,p)$ Reaction Cross Section Predicted by Using Yamakoshi's Optical Model Potential. (H. Yamakoshi (29))

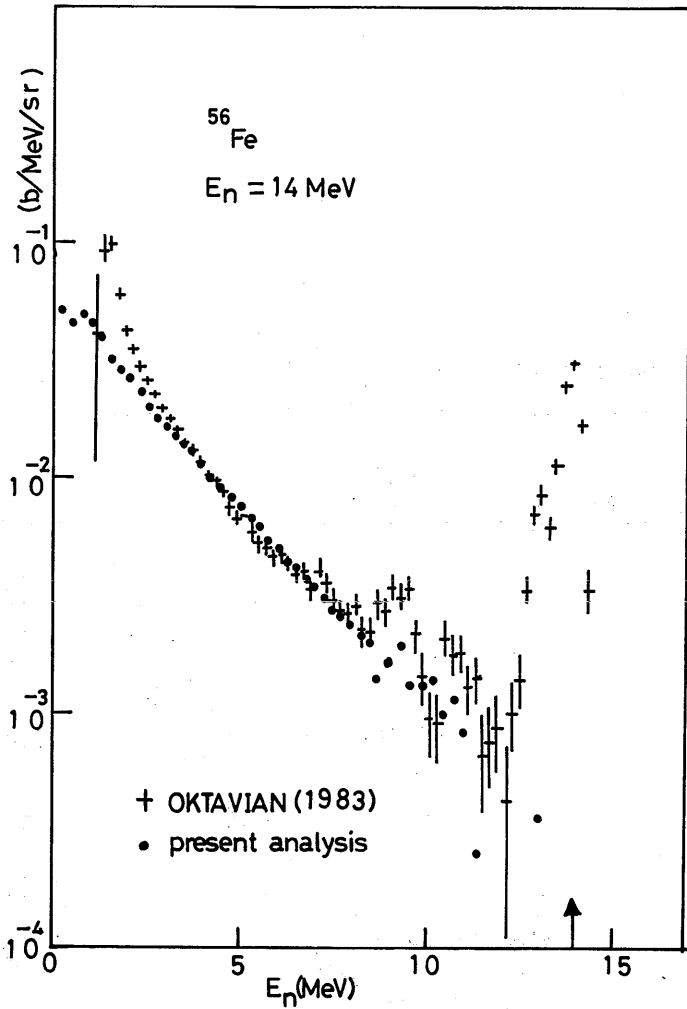


Fig.2-8 Comparison of Double Differential Cross Section of Neutron Emission Reaction Cross Section between Calculation and Experiment with OKTAVIAN. (H. Yamakoshi⁽²⁹⁾)

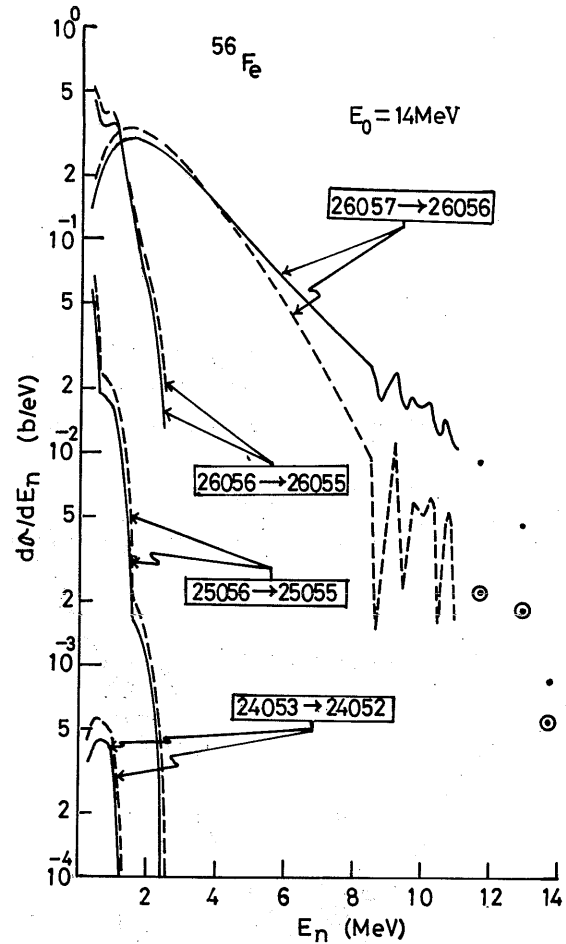


Fig.2-9 Influences of Pre-Equilibrium Process and Partial Reactions. (H. Yamakoshi⁽²⁹⁾) The mark ——— stands for the case that the pre-equilibrium process is taken into account. On the other hand, the mark - - - - stands for the case that no pre-equilibrium process is considered.

で、GANASHコードを用いて解析した。一切の手続きと計算のパラメタに関しては、前記2.4.3項で述べた通りである。

Fig.2-8には、Feに14 MeVの中性子が入射した場合につき、OKTAVIANによる測定値と計算値とが比較してある。3 MeV程度から8 MeV程度の範囲において両者の一致は良好である。

Fig.2-9には、Fig.2-8の計算値の反応別内訳を、中性子エネルギー・スペクトルのかたち、すなわち計算による二重微分断面積に 4π を掛けたかたちで示した。破線は前平衡過程を考慮しない場合のスペクトルである。複合核 ^{57}Fe が ^{56}Fe へと崩壊する際に放出される中性子のエネルギー・スペクトルが前平衡過程を考慮しないと柔らかくなっており、この中性子スペクトルの形が全体としての中性子の大局的なスペクトルの形をきめている。

前平衡過程を考慮することがOKTAVIANによる測定値と計算値との良好な一致の不可欠な条件であるが、計算値と測定値との良好な一致は、間接的ではあるがやはり、筆者の得た光学模型ポテンシャルの妥当性に対するひとつの傍証となっている。

2.5 二次ガンマ線生成断面積の解析

1975年頃から $(n, x\gamma)$ 反応によるガンマ線生成断面積の測定値ならびに二次ガンマ線エネルギー・スペクトルの詳細な測定値が発表されるに至り、遮蔽計算に不可欠な二次ガンマ線に対する信頼性の高い核データ評価が可能となりつつある。

筆者等は、GroberとGillatが開発した二次ガンマ線生成量の計算コードGROGI-2^{(26),(27)}に計算モデル上の改良を加え、二次ガンマ線エネルギー・スペクトルの計算を行なった。結果をFig.2-10に示す。

GROGIコードは原理上GNASHコードと同様に多段階複合核模型に基づいているが、残留核の励起エネルギーが低い場合に対する不連続レベルの代わりにイラストレベル⁽¹⁵⁾が用いられている点がGANASHコードとの主な相違である。

Fig.2-10に示した計算値は、前平衡過程の効果を補正する余地が残されているが、実験的に得られた二次ガンマ線のエネルギー・スペクトルの形を大まかにではあるが良く説明している。

軽い核の場合は残留核の不連続レベルの影響が1 MeVから3 MeVのガンマ線エネルギー領域で無視できないので、今後はGNASHコードによるより精密な計算が必要であるが、測定値の存在しない核種に対する二次ガンマ線生成データを計算から求める為の知見が得られている。

2.6 結論

以上に述べた事柄をまとめると以下の結論が導かれる。

(1) ENDF/B-IVにおける鉄の全反応断面積は、24 keV付近の、共鳴に由来する断面積の谷の、低

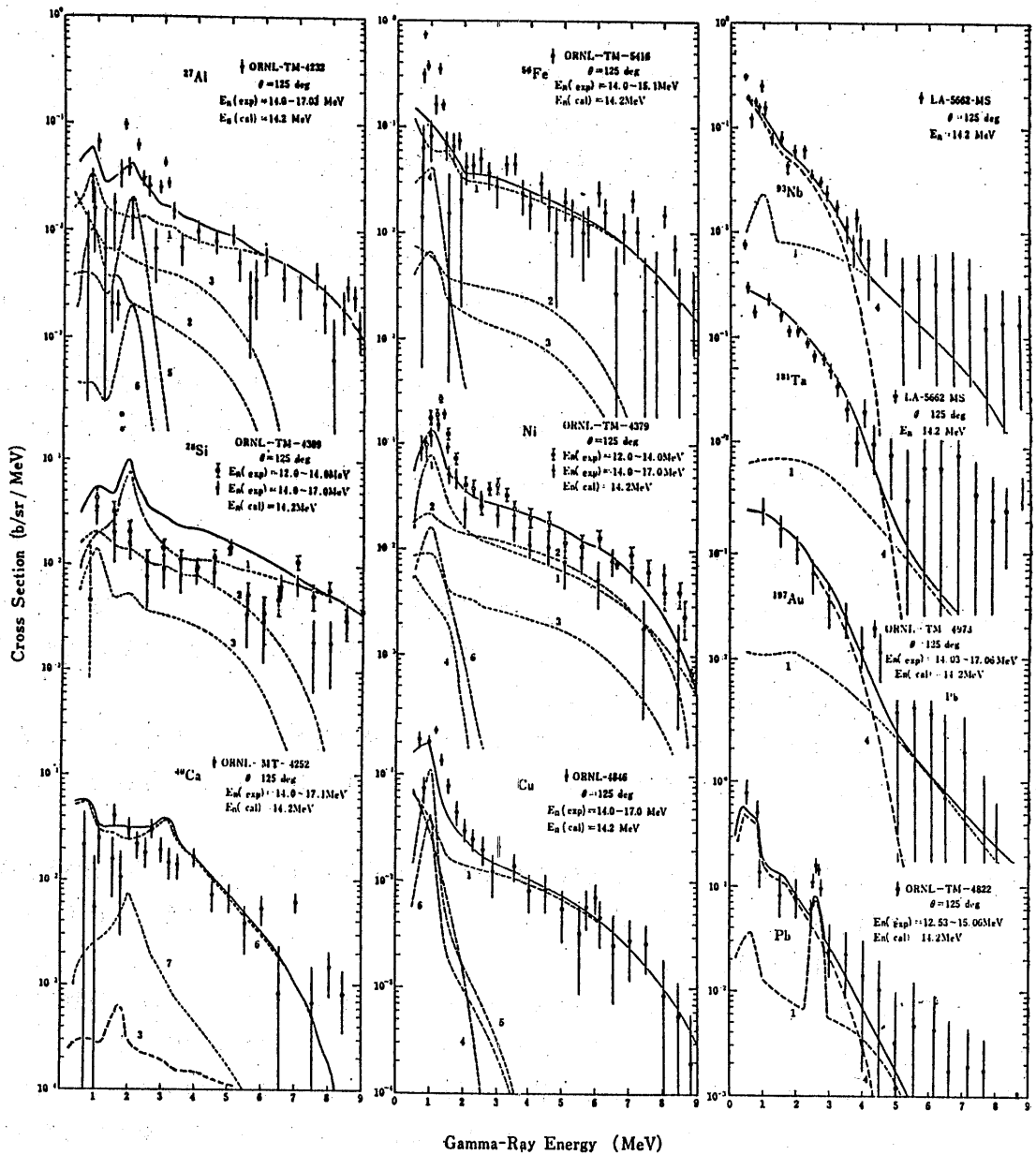


Fig.2-10 Examples of Calculated Energy Spectra of Secondary Gamma Rays.
(H. Kitazawa et. al. (15))

エネルギー側の斜面の値を、30%ないし40%も過小評価し、谷の中心部の深さを15%程度過小評価している。

(2) 核分裂中性子のエネルギースペクトルを持つ中性子源を対象とする限り、弾性散乱中性子の角度分布はLegendre関数による展開の、 P_5 近似で十分である。

(3) 弾性散乱角度分布についての上記の結論は弾性散乱角度分布に対する計算値の散乱角依存性から導かれたが、この計算の基礎となる光学模型ポテンシャルは鉄に対する各種反応の測定データをかなり良好に再現することができる。このことから判断して、弾性散乱角度分布の計算結果は高い信頼性を持っていると思われる。

(4) 鉄に近い質量を持つ核種に対しては、筆者の得た光学模型ポテンシャルを適用して、測定値の得られていない二次ガンマ線生成量のデータを計算から補うことができると考えられる。

文 献

- (1) E. Storm and H. I. Israel, Nuclear Data Tables, A7, 565 (1970)
- (2) J. H. Hubbell, Int. Jour. Appl. Radiat. Isot., 33, 1269 (1982)
- (3) H. Brisk and C. D. Zerby, Phys. Rev., 171, 292 (1968)
- (4) M. K. Darke, "Data Formats and Procedures for the ENDF Neutron Cross Section Library", BNL-50274 (1974)
- (5) H. Goldstein et. al., "The Role of Cross Section Minima in the Deep Penetration of Fast Neutrons", Proc. Knoxville Conf., P 106 (1971)
- (6) H. Yamakoshi and S. Iijima, J Nucl. Sci. Tech., 17, 477 (1980)
- (7) K. Kobayashi et. al., Ann. Nucl. Energy, 4, 449 (1977)
- (8) H. L. Liou et. al., Nucl. Sci. Eng., 70, 150 (1979)

- (9) N. Yamano et. al., Proc. 6th Int. Conf. on Radiation Shielding, P 331 (1983)
- (10) H. Yamakoshi, JAERI-M-5984 (1975)
- (11) 山越寿夫、他 船舶技術研究所報告 第12巻 第5号 247 頁 (1980)
- (12) A. Takahashi et. al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Knoxville, P 360 (1983)
- (13) H. Yamakoshi, "Role of the Level Density Parameter 'a' in Calculation of Energy Distribution Matrices for Secondary Neutrons and Gamma Rays in Shielding Materials", Int. Conf. on Neutron Phys. and Nuclear Data for Reactor and Other Applied Purposes, Harwell, P (1978)
- (14) Y. Kikuchi et. al., "Tentative Evaluation of Nuclear Data of Structural Materials for Fusion Neutronics Application", to be Published in J. Nucl. Sci. Tech., (1985)
- (15) H. Kitazawa et al., J. Nucl. Sci. Tech., 20, 273 (1983)
- (16) F. G. Perey et. al., "Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors", Geel Conf., P 530 (1977)
- (17) D. I. Garber and R. R. Kinsey, BNL-325 3rd Ed., (1976)
- (18) P. E. Hodgson, "The Optical Model of Elastic Scattering", Oxford, Clarendon Press, (1963)
- (19) S. Igarasi, JAERI-1224 (1972)
- (20) K. Penny and E. Kinney, ORNL-4617 (1971)

- (21) F. D. Becchetti Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev., 182, 1190 (1964)
- (22) D. Wilmore and P. E. Hodgson, Nucl. Phys., 55, 637 (1964)
- (23) P. G. Young and E. D. Arther, LA-6947 (1977)
- (24) A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 43, 1446 (1965)
- (25) J. R. Huizenga and G. Igo, Nucl. Phys., 29, 462 (1962)
- (26) J. R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev., 157, 814 (1967)
- (27) J. R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev., 157, 832 (1967)
- (28) R. W. Roussin, Progress in Nucl. Energy, 13, No.2/3 (1984)
- (29) 山越寿夫、 原子力学会核データ評価ワーキンググループ (1983)

第三章 輸送容器表面線量率の計算法

3.1 はしがき

放射性物質を運搬するための容器はその壁部自身が放射線の遮蔽体となっている。計算から容器周辺の放射線線量率空間分布を評価する際は、放射性物質を収納した内筒部から始まって、容器壁部を経て、容器周辺の空間に至るまで、一貫した放射線遮蔽計算が行なわれてきた。

容器は有限の大きさを持つので、容器の形状は容器周辺線量率の空間分布に影響する。この形状効果は容器周辺線量率分布の計算では考慮されることは当然のことである。もしも容器が球形であれば容器周辺線量率の空間分布は容器の中心から計った半径方向距離のみに依存する。すなわち、球対称の一次元座標系で空間分布は記述される。

しかしながら実際には、多くの容器は有限な高さの円柱形、すなわち茶筒のような形をしており、容器周辺線量率の空間分布は容器の長軸に平行な座標軸およびそれに垂直な径方向の座標軸を用いて記述される。すなわち、円柱対称の二次元座標系で記述される。

円柱対称の二次元座標系で記述される容器周辺線量率分布を計算する場合は Monte Carlo⁽¹⁾ 法⁽²⁾ に基づく計算コード MORSE⁽³⁾ や二次元の Discrete Ordinates Sn 法⁽⁴⁾ に基づく計算コード DOT⁽⁵⁾ が用いられるが、いずれの計算コードを用いても高速かつ、第記憶容量の大型電子計算機を要し、しかも長時間の計算は避け難い。

このような従来の二次元体系に対する一貫した遮蔽計算を行なう代わりに、(a) 容器表面の中央部^{注)}における線量率の計算と、(b) 容器形状を記述するパラメタ、線量率を求めるべき位置の座標、および容器表面中央部の線量率を用い、容器外部線量率分布を比較的簡単な解析関数として表現する計算式を用いた計算で置き換えることができる。特に容器表面中央部の線量率の計算は、中性子ならびにガンマ線に対して容器壁が持つ放射線遮蔽性能特性と反射線流特性の概念ならびに内筒部が持つ反射線流特性の概念を用いることにより、新たな線源条件が内筒部に与えられた場合はいつでも、短時間に精度良く行なえる。

注) 容器表面上では燃料有効長にわたって放射線線量率は一定値である。したがって、その線量率計算には一次元計算コード ANISN が適用できる。容器表面から離れるにしたがい、線量率空間分布は容器形状の影響を受ける。この影響は第五章に於いて示すような別の方法で求められる。その場合、容器形状と検出体の空間座標のほかには、ただ容器表面中央部の線量率のみが必要である。したがって、この意味で、容器表面中央部の線量率のみを対象とした計算を行なえば十分である。

容器壁遮蔽性能特性は容器表面上の線量率に対して考えられた概念であり、その数学的表現は入射エネルギー群に関するベクトル量として与えられる。このベクトル量は一種の応答関数行列としてのはたらきをする。

反射線流特性は容器内側壁および内筒部から反射する放射線流に対して考えられた概念であり、容器壁と内筒部との間の反射線流相互作用を考慮した実効入射線流を求めるために不可欠な概念である。

反射線流特性の数学的表現は入射エネルギーと反射後のエネルギーとに関する行列として与えられる。この行列もまた一種の応答関数行列としてのはたらきをする。

容器壁に対する遮蔽性能特性を数学的に表現したこのベクトル量を容器壁遮蔽性能特性関数と呼ぶことにする。また、容器壁および内筒部に対する反射線流特性を数学的に表現した行列量をそれぞれ、容器壁反射線流特性関数および内筒部反射線流特性関数と呼ぶことにする。ベクトル要素および行列要素はそれぞれ対象とする容器壁や内筒部の構造を反映し、容器壁や内筒部の個性を表わしている。

容器壁遮蔽性能特性は容器の表面上で考えられた概念であるため、容器壁遮蔽性能特性関数のベクトル要素は円柱体系の径方向に関する一次元遮蔽計算から求めることができる。したがって、一次元の Discrete Ordinates Sn 法に基づく計算コード ANISN⁽⁶⁾を用いることができ、二次元コード DOT による計算と比較して短時間でベクトル要素の計算ができる。容器壁反射線流特性関数の行列要素は、ANISNコードを用いた容器壁遮蔽性能特性関数のベクトル要素を計算する際に、同時に求められる。内筒部反射線流特性関数の行列要素の計算は、これとは独立に行なわれる。

容器表面中央部の放射線線量率の計算は、内筒部および容器壁部の反射線流特性関数を用いた、容器壁への実効入射線流の計算と、容器壁遮蔽性能特性関数を用いた、容器表面中央部の線量率計算とから成るが、いずれも簡単な行列演算から計算値が得られる。

この計算の際の、容器壁に関する特性関数の値は収納燃料の変化にはほとんど依らないが、さらには、内筒部反射線流特性関数もその値は収納燃料の変化に対して鈍感であるという利点がある。

以下ではまず、応答関数を用いた多重層遮蔽体の遮蔽計算法の研究の流れを、手法の特徴と問題点を中心として述べ、本研究で用いる応答関数の手法が占る位置、意味合いを述べる。

次いで、遮蔽性能特性および反射線流特性の概念の由来とこれら概念の数学的表現法を述べる。

この結果を用いて、容器壁ならびに内筒部を対象とする反射線流特性関数や容器壁を対象とする遮蔽性能特性関数を定義し、これらの特性関数を用いた容器表面中央部線量率の計算法を示す。最後に、これら特性関数の値の決定法を示す。この内容としては、対象とする輸送容器体系

のモデル化のほか、Monte Carlo法、Discrete Ordinates Sn法のそれぞれを用いた場合につき特性関数算出法を述べ、両算出法による計算結果の比較も合わせて示す。

3.2 多重層遮蔽体応答関数と遮蔽計算法

平板状遮蔽体の層から成る体系に入射する放射線が透過あるいは反射する量を、各層が持つ透過、反射の性質から合成しようとする研究は従来からあった。

Fig.3-1 に示すように、左から入射する放射線の線流あるいは線束 $\vec{\Psi}_1$ と右から入射する放射線の同様な物理量 $\vec{\Psi}_2^{(1)}$ とを考える。この物質層が左から入射する放射線に対して持つ透過、反射の性質をそれぞれ透過演算子 \tilde{T} 、反射演算子 \tilde{R} で表わし、この物質が右から入射する放射線に対して持つ透過、反射の性質をそれぞれ透過演算子 \tilde{T}' 、反射演算子 \tilde{R}' で表わせば、遮蔽体から左側に出て行く放射線の線流あるいは線束 $\vec{\Psi}_2$ と遮蔽体から右側に出て行く同様な物理量 $\vec{\Psi}_1^{(1)}$ は、重ね合わせの原理が適用できるものとして、以下のように与えられる。

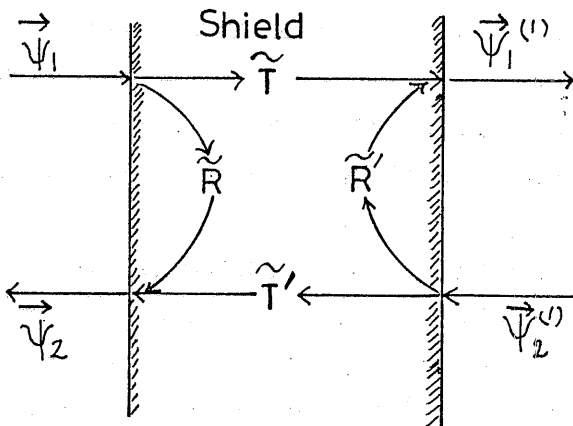


Fig.3-1 Schematic Drawing of Transmission and Reflection Matrices in Eq.(3-1).

The transmission matrix \tilde{T} and the reflection matrix \tilde{R} for the radiations incident from the left side of the shield are written differently from those for radiations incident from the right side of the shield in order to give an general formulation in Eq.(3-1), although \tilde{T} and \tilde{R} are considered to be same as \tilde{T}' and \tilde{R}' , respectively. Quantities $\vec{\Psi}_1^{(1)}$ and $\vec{\Psi}_2^{(1)}$ will play the roles of $\vec{\Psi}_1$ and $\vec{\Psi}_2$, respectively, if there is another shield layer at the right side of the present shield shown in this figure.

$$\begin{aligned} \vec{\Psi}_1 &= \tilde{T} \vec{\Psi}_1 + \tilde{R}' \vec{\Psi}_2^{(1)} \\ \vec{\Psi}_2 &= \tilde{R} \vec{\Psi}_1 + \tilde{T}' \vec{\Psi}_2^{(1)} \end{aligned} \quad (3-1)$$

特に遮蔽体の左側における量 $\vec{\Psi}_1$ と $\vec{\Psi}_2$ が遮蔽体の反射、透過の性質とともに予め分かっている場合は、遮蔽体の右側の量 $\vec{\Psi}_1^{(1)}$ と $\vec{\Psi}_2^{(1)}$ を求めるように上記の式を变形することにより、H行列と呼ばれる演算子が定義される。

$$\begin{pmatrix} \vec{\Psi}_1(1) \\ \vec{\Psi}_2(1) \end{pmatrix} = \tilde{H} \begin{pmatrix} \vec{\Psi}_1 \\ \vec{\Psi}_2 \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

$$\tilde{H} \equiv \begin{pmatrix} \tilde{T} - \tilde{R}'(\tilde{T}')^{-1}\tilde{R} & \tilde{R}'(\tilde{T}')^{-1} \\ -(\tilde{T}')^{-1}\tilde{R} & (\tilde{T}')^{-1} \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

平板遮蔽体が n 個の物質層から成り立つ場合は、最も右側の層の右側表面における物理量 $\vec{\Psi}_1^{(n)}$ および $\vec{\Psi}_2^{(n)}$ は、各物質層の H 行列を用いて、

$$\begin{pmatrix} \vec{\Psi}_1^{(n)} \\ \vec{\Psi}_2^{(n)} \end{pmatrix} = \tilde{H}_n \cdot \tilde{H}_{n-1} \cdot \dots \cdot \tilde{H}_2 \cdot \tilde{H}_1 \begin{pmatrix} \vec{\Psi}_1 \\ \vec{\Psi}_2 \end{pmatrix} \quad (3-4)$$

と与えられる。

以上は遮蔽層の応答関数を用いて多重層遮蔽体の応答関数 $\tilde{H}_n \tilde{H}_{n-1} \dots \tilde{H}_2 \tilde{H}_1$ を合成する方法の原理を示したものであるが、反射演算子 \tilde{R} や透過演算子 \tilde{T} は、入射線および反射線のエネルギー分布、放射線の飛行方向に対する分布を記述する、高階の行列であり、行列要素の量は膨大なものとなる。

(3-4) 式の演算子操作には隣接する層の間で生じる反射線流相互作用の効果が含まれており、体系全体に対する放射線の透過量あるいは反射量は本来、この演算子操作を直接用いることで求められる筈であるが、実際には、体系全体に対するそのような量の計算は、以下の例で示すような別の物理的解釈に基づく計算から求め直した透過演算子 \tilde{T} や反射線演算子 \tilde{R} を用いて算出されている。二重層から成る遮蔽体体系の透過演算子 \tilde{T} と反射演算子 \tilde{R} の例を以下に示す。

$$\tilde{T} = \tilde{T}_2 (\tilde{I} - \tilde{R}'_1 \tilde{R}_2)^{-1} \tilde{T}_1 = \tilde{T}_2 \sum_{n=0}^{\infty} (\tilde{R}'_1 \tilde{R}_2)^n \tilde{T}_1$$

$$\tilde{R} = \tilde{R}_1 + \tilde{T}'_1 (\tilde{I} - \tilde{R}_2 \tilde{R}'_1)^{-1} \tilde{R}_2 \tilde{T}_1$$

$$= \tilde{R}_1 + \tilde{T}' R_2 \sum_{n=0}^{\infty} (\tilde{R}'_1 \tilde{R}'_2)^n \tilde{T}_1 \quad (3-5)$$

ただし、 \tilde{I} は単位行列の演算子である。

上記の演算式の中には無限回の反射線流相互作用の表示が表われている。したがって、すでに述べたように各行列要素の量が膨大であることを考え合わせると、数枚の平板層から成る体系の \tilde{T} 、 \tilde{R} を求めることは、大型電子計算機を用いても、膨大な計算機記憶容量と計算時間を要することになる。

このような困難を避けるために Peebles と Pleset⁽⁹⁾ は全体系の透過演算子 \tilde{T} の計算に於いて散乱からの寄与として3回散乱まで正確に考慮し、それ以上の散乱からの寄与は外挿から求めて加算する方法を示した。⁽¹⁰⁾ 片岡は基本的な厚さの幾つかの物質層に対する反射演算子および透過演算子を Monte Carlo法で求めておき、層間の反射として3回まで考慮した近似で多重層遮蔽体全体の透過演算子、反射演算子を求め、ガンマ線の場合は3回散乱までの近似が良く成立することを示した。

以上のような研究の方向とは別に、Aronson 等は任意の厚さの単一物質に対する \tilde{H} 行列は厚さに関する一階微分方程式の解であると考え、解のうちの厚さに依らぬ部分を物質の核的性質のみから決まる行列として決定することにより、 \tilde{H} 行列を決定し、逆にその物質層の透過演算子、散乱演算子を \tilde{H} 行列から求める方法を示した。⁽⁸⁾

いずれの計算に於いても $\Psi_1^{(n)}$ 、 $\Psi_2^{(n)}$ が入射線と透過線の両方に関するエネルギー依存性を含むとともに、入射方向と透過方向にも依存する量であるため、体系全体としての \tilde{H} 行列を決定することは、やはり多大な計算機記憶容量と計算時間を要することに於いて変わりはない。

ガンマ線の場合は中性子の場合に比較して平均自由行程が短く、かつ、前方散乱性も強いので、異なる物質層間の多重散乱からの寄与は3回までの散乱でその大勢が決まり、4回以上散乱したガンマ線の寄与は無視できるようである。しかしながら、中性子の場合とは逆の理由から、3回散乱までの近似が十分であるとは考えられない。

片岡の計算に於いては遮蔽体出口の放射線線束に対する角度分布とエネルギー分布とを求めることが目的であったため、透過演算子は、入射線エネルギー群、透過線エネルギー群のほか、入射角、透過線放射角に関する行列要素を持っており、4階行列であった。また反射線に対する演算子も、上記透過線に関する量の代わりに反射線に関する対応した量が置き換えられるだけで、やはり4階の行列であった。

本研究の場合は容器外側表面で求める量、すなわち線量率がスカラ量であるため、後述の(3-11)式に示すように、各演算子に於いて入射角、反射角、透過線放射角に関する行列要素の記述をする必要がない。この結果として、透過線に対する演算子は入射線エネルギー群に関する1階の行列、すなわちベクトル量となっており、反射線に対する演算子は入射線エネルギー群と反射線エネルギー群とに関する2階の行列となっている。

このように本研究に於ける演算子の階数が片岡の場合よりも低下した効果として、大幅な計算機記憶容量の低減と計算時間の短縮が達せられた。この結果として、3回以上、10回迄の散乱線相互作用を異なる物質層間で考慮した計算を行なうことが可能となった。

本研究に於いて用いられる行列の他の特徴として、ガンマ線と中性子とを同時に扱っていることと、対象とする遮蔽体体系が円柱体系であることが挙げられる。特に部分行列として、内筒部から入射する中性子と一次ガンマ線のほかに、容器壁中で生ずる二次ガンマ線も含めた表現となっている。したがって、本研究の行列を用いることにより、同一の計算から同時に、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線に対する線量率の計算結果が得られる。

本研究で用いられる応答関数は平板体系からより複雑な円柱体系へと対象を移しておくこと、また多重散乱効果の扱いでは反射線流相互作用を高次項まで考慮していること、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線を同時、且つ、対等に扱う行列表現としていること、以上の点に於いて、本研究に於ける応答関数の取り扱いが片岡の研究の拡張となっている。

3.3 遮蔽性能特性、反射線流特性の概念と表現法

3.3.1 概念

輸送容器内筒部に収納する使用済核燃料の線源状態は燃料輸送のたびごとに異なり、容器表面上の放射線線量率も燃料輸送のたびごとに異なった値となる。

しかしながら、容器壁内側面へ入射する中性子、ガンマ線のうちで、ある狭いエネルギー範囲内のみ限ったスペクトル成分に着目した場合は、単位入射線流当たりの透過線量率および内筒部への反射線流エネルギースペクトルは、線源状態のいかに拘らず、一定であると考えられる。

ここで着目している狭い入射エネルギー区間を順次移動させた場合に得られる上記の透過線量率および反射線流エネルギースペクトルはそれぞれ、多群エネルギー表示におけるベクトルおよび2階の行列となる。このベクトルと行列は入射線流に対する容器表面線量率および、容器壁から内筒部への反射線流に対するエネルギー分布の応答関数関数であり、各ベクトル要素および各行列要素は容器壁構造を反映し、その容器固有の放射線に対する性質を表わしていると考えられる。

すなわち、これらベクトルと行列はそれぞれ、容器壁の放射線遮蔽性能特性と反射線流特性を表わしていると考えられる。Peebles等や片岡は、応答関数に対して上に述べたような特別な意味は与えなかった。それは、彼等の場合、対象とする遮蔽体の構造が特に定まったものではないことと、応答関数は任意の多重層遮蔽体に対する総合的な透過演算子および反射演算子を合成するための基礎的な演算子に過ぎなかったことに起因している。

輸送容器内筒部に対しても、容器壁部と同様に、反射線流のエネルギー分布に関する応答関数が考えられる。この場合、内筒部には燃料輸送のたびごとに異なった燃料が収納されるのであるが、内筒部からの反射線流応答関数なるべく収納燃料の変化に依存しないほうが応用上望ましい。

後にも述べるが、内筒部からの反射線流応答関数の行列要素の値を燃料の変化にあまり依存しないように工夫することができる。このようにして求められた反射線流応答関数はやはり、それぞれの型の輸送容器に応じた内筒部についての、反射線流に対する内筒部固有の性質を表わしていると考えられる。

輸送容器壁に対する応答関数に容器壁遮蔽性能特性および容器壁反射線流特性の概念を与え、内筒部に対する上記の応答関数に内筒部反射線流特性の概念を与えることは、複雑な壁構造を持つ容器壁部をひとつの基本的遮蔽層と考え、内筒部を他の基本的遮蔽層とみなすことに相当し、燃料を収納した輸送容器がこのふたつの基本的遮蔽層から成る2領域遮蔽体体系を形成していると考えられることになる。

この2領域間では反射線流の交換過程、即ちいわゆる反射線流のカップリングがあるが、このカップリング効果の記述に容器壁反射線流特性と内筒部反射線流特性の概念が使われることが後ほど示される。

3.3.2 数学的表現法

3.3.2.1 容器壁遮蔽性能特性関数

多群エネルギーの取り扱いで、容器の内筒部から壁部へ入射する中性子流を \vec{j}_n^+ と表わし、容器壁の外側から放射する中性子の線束を $\vec{\Phi}_n$ で表わすことにする。ここで \vec{j}_n^+ の+符号は外向き径方向を意味している。

容器壁の中性子応答関数 \tilde{T}_n を仲介として $\vec{\Phi}_n$ と \vec{j}_n^+ とは以下のように結ばれている。

$$\vec{\Phi}_n = \tilde{T}_n^* \vec{j}_n^+ \quad , \quad (3-6)$$

ここで、*印は行列の転置を意味している。

(3-6) 式と同様な関係が内筒部から容器壁に入射する一次ガンマ線についても成立する。しかしながら、中性子が容器壁中に存在すると二次ガンマ線が生ずるため、容器の外側表面から放射するガンマ線の線束 $\vec{\Phi}_\gamma$ には、二次ガンマ線からの寄与が付加項として加わることになる。

$$\vec{\Phi}_\gamma = \tilde{T}_\gamma^* \vec{J}_\gamma^+ + \tilde{T}_{n,\gamma}^* \vec{J}_n^+ \quad (3-7)$$

(3-6) 式と (3-7) 式とを結合することにより、下記のように、中性子とガンマ線とを同時に取り扱う行列表示が得られる。

$$\begin{pmatrix} \vec{\Phi}_n \\ \vec{\Phi}_\gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{T}_n & \tilde{T}_{n,\gamma} \\ \tilde{O} & \tilde{T}_\gamma \end{pmatrix}^* \begin{pmatrix} \vec{J}_n^+ \\ \vec{J}_\gamma^+ \end{pmatrix} \quad (3-8)$$

(3-8) 式では、中性子とガンマ線とが恰もある仮想粒子のそれぞれの成分であるかのごとく、統一的に表現されている。そこで (3-8) 式を以下のように簡潔に表示することにする。

$$\vec{\Phi} = \tilde{T}^* \vec{J}^+ \quad (3-9)$$

(3-9) 式中の行列 \tilde{T} は、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線に対する容器壁の応答関数を総合的に統一して表わしたものである。その部分行列である、(3-8) 式の中の行列 \tilde{O} は、すべての行列要素の値が零である。また、部分行列 \tilde{T}_n と \tilde{T}_γ では、中性子やガンマ線のエネルギーは散乱に伴って不変に保たれるかあるいは減少するため、 i 行 j 列めの行列要素は $i > j$ に対して値が零である。これに対して、部分行列 $\tilde{T}_{n,\gamma}$ では、いかなるエネルギーの中性子に於いても二次ガンマ線のエネルギーはすべてのエネルギー範囲にわたって分布しているので、原則的にすべての行列要素の値は零以外の値を持つものと考えられる。

(3-8) 式の表示法を用いれば、容器壁外側表面上の放射線線量率 D_{out} は、中性子およびガンマ線の線束からそれぞれの線量率への変換係数のエネルギー群に関するベクトル \vec{C}_n および \vec{C}_γ を用い、以下に示す行列演算で与えられる。

$$D_{out} = (C_n^*, C_\gamma^*) \begin{pmatrix} \vec{\phi}_n \\ \vec{\phi}_\gamma \end{pmatrix} \quad (3-10)$$

(3-10)式は(3-9)式のような簡潔な表現を用いれば、(3-11)式のように表わせる。

$$D_{out} = C^* \vec{\phi} \quad (3-11)$$

ベクトル \vec{J}^+ が与えられた場合に D_{out} を求めるためには、(3-9)式に示すように応答行列 T を用いた演算が必要である。この応答行列は2階の行列であるので、二次元的な配列の行列要素が必要であり、データ量としては大量の行列要素データを必要とする。また、(3-11)式は、いわば、線量率の線束表現とも言える表現であり、物理的に理解し易い表現であるが、しかし線源条件の変化が D_{out} に及ぼす影響はベクトル C を作用させてから始めてわかる表現である。この意味で、この表現は間接的表現であると言える。

これに対し、以下に導くような、いわば線量率表現とも言える、より簡潔な表現が可能である。この表現の利点は、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線に対する各エネルギー成分が D_{out} にもたらず寄与を直接的に表現しているがために、線源条件の変化が D_{out} に及ぼす影響を直接的に把握することが容易なことと、行列の代わりにベクトルを用いた表示が採られているため、より少量の要素データで計算が実施できるという応用上の便利さが挙げられる。

先ず(3-9)式と(3-11)式とから次の関係式、

$$D_{out} = C^* T^* \vec{J}^+ \quad (3-12)$$

が得られるが、 D_{out} はスカラー量であるから (3-12)式の右辺を転置しても結果は変わらない。

$$D_{out} = (\vec{J}^+)^* T^* C \quad (3-13)$$

ここで右辺を書き直すと以下のようになる。

$$D_{out} = (\vec{J}^+)^* B \quad (3-14)$$

ただし量 \vec{B} は下記のような列ベクトルである。

$$\vec{B} \equiv \begin{pmatrix} \vec{T}_n \vec{C}_n + \vec{T}_{n,\gamma} \vec{C}_\gamma \\ \vec{T}_\gamma \vec{C}_\gamma \end{pmatrix} \quad (3-14)$$

(3-13')式と(3-14)式とに依れば、容器表面上の線量率 D_{out} は部分ベクトル $\vec{T}_n \vec{C}_n$ 、 $\vec{T}_\gamma \vec{C}_\gamma$ 、 $\vec{T}_{n,\gamma} \vec{C}_\gamma$ 、を用いて求められ、したがってこれらの部分ベクトルは容器壁に入射する放射線流と容器表面線量率との関係を直接的に記述する量となっている。これに対して(3-9)式と(3-1)式とによる線束表現では、 \vec{C} のエネルギー依存性が与えられない限り、直接 \vec{T}_n 、 $\vec{T}_{n,\gamma}$ 、 \vec{T}_γ 、のエネルギー依存性のみから D_{out} への入射放射線流の寄与を判断することは困難である。

(3-14)式の部分ベクトル $\vec{T}_n \vec{C}_n$ 、 $\vec{T}_\gamma \vec{C}_\gamma$ 、 $\vec{T}_{n,\gamma} \vec{C}_\gamma$ を以下ではそれぞれ、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線に対する容器壁遮蔽性能特性関数と呼ぶことにする。^{注)}

注意すべきことは、(3-12)式ではベクトル \vec{J}^+ は右側から作用させてあるのに対し、(3-13')式では転置ベクトル $(\vec{J}^+)^*$ としてベクトル \vec{B} の左側から作用させてあることである。

3.3.2.2 容器壁反射線流特性関数

容器壁に内筒部から入射した放射線流に対する反射線流の応答関数の行列を \vec{R}_c と表わすことにする。行列 \vec{R}_c に対しては、(3-9)式の行列 \vec{T} に対する(3-8)式の部分行列表現と同様な部分行列表現が考えられる。

中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線の容器壁部からの反射線流応答行列をそれぞれ、 $(\vec{R}_n)_c$ 、 $(\vec{R}_\gamma)_c$ 、 $(\vec{R}_{n,\gamma})_c$ で表わせば、容器壁に内筒部から入射する中性子流 \vec{J}_n^+ および一次ガンマ線流 \vec{J}_γ^+ と、容器壁部からの反射中性子流 \vec{J}_n^- および反射ガンマ線流 \vec{J}_γ^- との間には以下の関係がある。

注) Characteristic Function for Shielding Ability of Neutrons (CFSN)

Characteristic Function for Shielding Ability of Primary Gamma Rays (CFSPG)

Characteristic Function for Shielding Ability of Secondary Gamma Rays (CFSSG)

$$\begin{pmatrix} \vec{J}_n^- \\ \vec{J}_\gamma^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{R}_n & \tilde{R}_{n,\gamma} \\ 0 & \tilde{R}_\gamma \end{pmatrix}_c \begin{pmatrix} \vec{J}_n^+ \\ \vec{J}_\gamma^+ \end{pmatrix}, \quad (3-15)$$

ただし、添字 c は輸送容器壁に関する量であることを意味している。以下では部分行列 $(\tilde{R}_n)_c$ 、 $(\tilde{R}_\gamma)_c$ 、 $(\tilde{R}_{n,\gamma})_c$ はそれぞれ、中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線の容器反射線流特性関数と呼ぶことにする。^{注)}

(3-15)式は以下のように簡潔に表わすことができる。

$$\vec{J}^- = \tilde{R}_c \vec{J}^+ \quad (3-16)$$

ここで容器壁反射線流特性関数 \tilde{R}_c は入射線エネルギー群と反射線エネルギー群とに関する 2 階の行列である。

3.3.2.3 内筒部反射線流特性関数

容器壁から内筒部に入射した放射線流が内筒部から反射する場合に対しては、入射放射線流を \vec{J}^- 、反射線流を \vec{J}^+ として、(3-16)式に対応して、

$$\vec{J}^+ = \tilde{R}_b \vec{J}^- \quad (3-16')$$

が成立する。ただし、添字 b は内筒部の関する量であることを意味する。

(3-16') 式に於ける 2 階の行列 \tilde{R}_b を内筒部反射線流特性関数とよぶことにする。 \tilde{R}_b も \tilde{R}_c と同様に中性子、一次ガンマ線、二次ガンマ線に関する部分行列から成立している。

注) Characteristic Function for Reflected Current of Neutrons (CFRN)

Characteristic Function for Reflected Current of Primary Gamma Rays (CFRPY)

Characteristic Function for Reflected Current of Secondary Gamma Rays (CFRSG)