

新しい格子モデルによる DIMOS コードと 3次元中性子ダクトストリーミングの解析

伊藤泰義*・金井康二*・竹内 清**

A Three Dimensional Stochastic Neutron Transport Code Using New Lattice Model 'DIMOS' and Analysis of Neutron Streaming Problems

By

Yasuyoshi ITOH, Yasuji KANAI and Kiyoshi TAKEUCHI

Abstract

This paper describes the development of a design-oriented three dimensional stochastic neutron transport code with a new lattice model for shielding analysis. The basic assumption of this lattice model is that neutron motion may be sampled at predetermined points. A medium is considered to be filled with a cubic lattice. The number of allowed directions of motion is revised from 26 in the old lattice model to 98 in the new one.

By using the lattice model, a computer code named DIMOS has been developed on the basis of a stochastic approach. In addition, this code has an option coupling the two-dimensional discrete ordinates code PALLAS with the DIMOS code.

In order to demonstrate the ability of this code, three neutron streaming problems were calculated with the option of coupling in the DIMOS: a cylindrical air duct in water, a straight annular duct in an unsymmetrical configuration and an annular duct with the one bend. Results obtained are in good agreement experimental ones.

目 次

1. 緒 言	1	の決定	7
2. 格子状模型と積分型輸送方程式との関係	2	6. 線源からの中性子の発生および接続計算のため の境界線源からの中性子の発生	8
3. 格子模型を用いた中性子の Random Walk のサ ンプリング方法	4	7. 計算結果と実験値との比較	11
4. 中性子の相互作用に対する確率と相互作用の種 類の決定	6	8. 結 論	18
5. 散乱された中性子のエネルギー変化と散乱方向		9. 今後の問題点	18

1. 緒 言

3次元の複雑な形状をした遮蔽体の遮蔽設計計算を行う事は、現在のように計算機の発達した時代でもま

だかなりの計算時間を要するので、遮蔽設計計算に3次元計算を用いる事はまだ一般的になっていない。

こうした3次元形状のなかでも、一番の問題はダクトストリーミングの問題に帰着される。それは遮蔽体に大小の配管等が貫通している事によって遮蔽性能が劣化するため、その箇所の放射線挙動を正確に把握する事が遮蔽設計上重要な事になるからである。

* 原子力船部

** 東海支所

原稿受付: 昭和56年8月28日

このような複雑な形状を取り扱える計算手法として、モンテカルロ法があり、今日では解析法の主流になりつつあるが、先に述べたように問題によっては、かなりの計算時間を必要とする。このため計算時間を短縮し、かつ精度を上げるために、モンテカルロ法には種々の手法が考えられている。例えば、ランダムサンプリングの過程で何らかのバイアスをかけるとか、求める量の評価方法 (estimator) を変えるとかである。

本報告は、このような情況から特に計算時間の短縮を図り、設計計算にも使用出来る事を目的にして、解析法としてはモンテカルロ法を用いて、その中に格子模型の考え¹⁾を取り入れて3次元の複雑な形状を透過漏洩する中性子束を計算するコードを作成し、そしてこのコードの有用性の検証を種々の実験値との比較で行って確めたことである。

格子模型というのは、空間がある定まった長さをもつ格子から成り立ち、中性子はこの格子点上のみをうごくとしたものである。このためサンプリング点があらかじめ定まった点で行える事と、散乱をおこした時の散乱角の決定を前もって計算された角度の表から選ぶという事で行えるため、計算時間は大きく節約される。元来、この格子空間としては単位立方体を8ヶ積み重ねた状態^{2),3)}のもので、中性子の進める方向としては26方向であるが、問題によってRay-effectの現象⁴⁾が起きて精度が悪くなる場合が生じたので、新たに単位立方体を64ヶ積み重ねた状態の新しい格子模型を考え、この考えによる新しいコード、DIMOS^{4),5)}を作成した。この新しい格子模型によると進める方向も98方向と増えているため、従来の格子模型よりは精度の改善が期待される。

さらにこのDIMOSコードには結合計算の手法も取り入れられている。ここでいう結合計算とは、Discrete Ordinates法とモンテカルロ法のコードを結合させて、大きな体系を分割して計算を行なう方法である。すなわち、Discrete Ordinates法で計算可能な範囲はこの方法で計算をし、この方法で計算出来ない複雑な部分はモンテカルロ法で計算を行う。Discrete Ordinates法コードは種々あるが結合コードとしては、当所で開発されたPALLASコード^{6),7)}を選び、PALLAS-DIMOSとしてモジュール化されている。PALLASコードは他のDiscrete Ordinates法コードと比較しても計算時間が非常に短いという特色をもつため、DIMOSコードの作成目的に最適であると考えられる。そして実験値との比較もこの結合計算の手法による計算値で行っ

た。

2. 格子状模型と積分型輸送方程式との関係

中性子の角度束 $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ を含んだ一般的なボルツマンの輸送方程式は

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_T(\vec{r}, E) \cdot \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\ = S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\ + \iint dE' d\vec{\Omega}' \Sigma_S(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \end{aligned}$$

のように書き表わされる。

- \vec{r} : 3次元の空間座標 (位置ベクトル)
- $\vec{\Omega}$: 運動の方向を表わすベクトル
- E : 対象にしている中性子のエネルギー
- Σ_T : 巨視的全断面積
- Σ_S : 散乱断面積
- S : 線源項

このボルツマン輸送方程式を中性子の衝突密度 (collision density) の方程式として表わすために次の量を定義する。

$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: 単位体積当り、単位エネルギー、方向 $\vec{\Omega}$ のまわりの単位立体角あたりに入ってくる中性子の角度密度の期待値 (衝突密度)

$\chi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: 単位体積当り、単位エネルギー、方向 $\vec{\Omega}$ のまわりの単位立体角あたりから出てゆく中性子の角度密度の期待値

これらの量は角度束 $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ と次のような関が係ある。

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) &= \Sigma_T(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2-1) \\ \chi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) &= S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \\ &+ \iint dE' d\vec{\Omega}' \Sigma_S(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \\ &\times \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E) \quad (2-2) \end{aligned}$$

又、この ϕ と χ の相互の関係は Transport kernel $T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ と Collision kernel $C(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, \vec{r})$ を導入すると

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) &= \int d\vec{r}' \chi(\vec{r}', \vec{\Omega}, E) \cdot T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2-3) \\ \chi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) &= \iint d\vec{\Omega}' dE' \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E) \\ &\times C(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, \vec{r}) \quad (2-4) \end{aligned}$$

が成立つ。ここで T と C は次のような意味をもつ $T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: 衝突によってあるエネルギー E 、ある方向 $\vec{\Omega}$ で位置が $\vec{r}' \rightarrow \vec{r}$ へ移る期待値。

$C(E' \rightarrow E, \vec{D}' \rightarrow \vec{D}, \vec{r})$: 衝突によって位置 \vec{r} でエネルギーが $E' \rightarrow E$, 方向が $\vec{D}' \rightarrow \vec{D}$ へ移る期待値。

ここで2つの仮定をする。第1に中性子は衝突と衝突の間では一定のエネルギーをもち、向かっている方向へまっすぐに進むものとする。第2に単位距離を進む間での衝突の期待値は一定である。但しこの単位距離は巨視的全断面積に関係し、中性子が進んでいる物質、エネルギーに依存する。

この2つの仮定を基にして、格子模型を考える。格子模型とは空間が格子から成り立っているとし、中性子はこの格子点の点上から点上へと移動し、この点上で散乱されたり、吸収されたりすると仮定するものである。

これから以下に述べる式は文献1に γ 線に対する式として記述されているが、これを中性子に対しても成り立つものとして記述する。

まず任意の格子点上の位置を \vec{r}_{ijk} , そして中性子の運動方向を \vec{D}_m , その中性子のエネルギーを E で表わすと、この格子模型に対する Transport kernel T (空間の変化) は

$$T(\vec{r}_{i'j'k'} \rightarrow \vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_T(\vec{r}_{ijk}, E) \times \exp \left[- \sum_{i=0}^{|\vec{r}_{ijk} - \vec{r}_{i'j'k'}|/d_m} \sum_T(\vec{r}_{i'j'k'} + l\vec{D}_m d_m, E) \cdot d_m \right] \delta \left(\frac{\vec{r}_{ijk} - \vec{r}_{i'j'k'}}{|\vec{r}_{ijk} - \vec{r}_{i'j'k'}|} - \vec{D}_m \right) \quad (2-5)$$

のように表現する事が出来る。

ここで指数関数は中性子が $\vec{r}_{i'j'k'}$ から \vec{r}_{ijk} へ衝突しないで移る確率である。

d_m : 方向 m の単位格子距離 [cm]

従って $|\vec{r}_{ijk} - \vec{r}_{i'j'k'}|/d_m$ は2点 \vec{r}_{ijk} と $\vec{r}_{i'j'k'}$ 間を単位格子距離で表わした時の個数

$\sum_T(\vec{r}_{i'j'k'} + l\vec{D}_m d_m, E)$: $\vec{r}_{i'j'k'}$ から方向 \vec{D}_m へ単位格子距離の l 倍進んだ位置での巨視的全断面積 [1/cm]

δ 関数は2点 \vec{r}_{ijk} , $\vec{r}_{i'j'k'}$ 間の線分上を方向, エネルギーを変えないで中性子が動く事を示している。

さらに Collision kernel C は (方向とエネルギーの変化)

$$C(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'} \rightarrow \vec{D}_m, E' \rightarrow E) = \frac{\sum_S(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'} \rightarrow \vec{D}_m, E' \rightarrow E)}{\sum_T(\vec{r}_{ijk}, E)} \quad (2-6)$$

で表わされる。ここで

\sum_S : 散乱断面積

次に, ϕ , χ を格子模型で表示し, 次のように ϕ_n , χ_n を定義する。

$\phi_n(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E)$: 単位エネルギー, 単位立体角あたり, エネルギー E を持ち, 方向 \vec{D}_m で単位格子体積あたり, \vec{r}_{ijk} の位置に n 回衝突して入ってくる中性子の角度密度の期待値。

$\chi_n(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E)$: 単位エネルギー, 単位立体角あたり, エネルギー E を持ち, 方向 \vec{D}_m で単位格子体積あたり \vec{r}_{ijk} の位置から n 回衝突して出て行く中性子の角度密度の期待値。

入ってくる中性子の全角度密度 ϕ は

$$\phi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \lim_{K \rightarrow \infty} \sum_{n=1}^K \phi_n(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \quad (2-7)$$

同様に出て行く中性子の全角度密度 χ は

$$\chi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \lim_{K \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^K \chi_n(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \quad (2-8)$$

であり, χ_0 は定義より純線源に等しいから

$$\chi_0 = S(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \quad (2-9)$$

$n+1$ 回衝突した ϕ_{n+1} は単位格子体積を ΔV とすると, (2-3) 式から

$$\phi_{n+1}(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_{i'j'k'} \chi_n(\vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_m, E) \times T(\vec{r}_{i'j'k'} \rightarrow \vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \Delta V \quad (2-10)$$

(2-4) 式から同様に単位格子立体角を $\Delta \vec{D}_m$ とすると, χ_{n+1} は

$$\chi_{n+1}(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_{m'} \int_{E'} \phi_n(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'}, E') \times C(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'} \rightarrow \vec{D}_m, E' \rightarrow E) \Delta \vec{D}_{m'} \cdot dE' \quad (2-11)$$

(2-7) 式に (2-10) 式を代入して全部の n について和を求めると,

$$\phi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_{i'j'k'} \chi(\vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_m, E) \times T(\vec{r}_{i'j'k'} \rightarrow \vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \Delta V \quad (2-12)$$

同じように (2-8) 式に (2-11) 式を代入し, (2-9) 式を用いて全部の n について和を求めると,

$$\chi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_{m'} \int_{E'} \phi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'}, E') \times C(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_{m'} \rightarrow \vec{D}_m, E' \rightarrow E) \Delta \vec{D}_{m'} \cdot dE' + S(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \quad (2-13)$$

以上のように (2-12), (2-13) 式が導入出来た。(2-13) 式を (2-12) 式に代入して χ を消去すると次のような式になる。

$$\phi(\vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) = \sum_{i'j'k'} \sum_{m'} \int_{E'} \phi(\vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_{m'}, E') \times C(\vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_{m'} \rightarrow \vec{D}_m, E' \rightarrow E) \times T(\vec{r}_{i'j'k'} \rightarrow \vec{r}_{ijk}, \vec{D}_m, E) \Delta V + \sum_{i'j'k'} S(\vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_m, E) \cdot T(\vec{r}_{ijk} \rightarrow \vec{r}_{i'j'k'}, \vec{D}_m, E) \Delta V \quad (2-14)$$

この (2-14) 式が格子模型で表示した衝突密度の輸送方程式である。

(2-1) 式における角度束 Φ と衝突密度との簡単な関係を格子模型で表わすと

$$\phi(\bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) = \Sigma_T(\bar{r}_{ijk}, E) \cdot \Phi(\bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) \quad (2-15)$$

になるから角度束 Φ に対する輸送方程式は (2-14) に (2-15) を代入すれば

$$\begin{aligned} \Phi(\bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) = & \sum_{i'j'k'} \sum_{m'} \int_{E'} \Phi(\bar{r}_{i'j'k'}, \bar{\Omega}_{m'}, E) \\ & \times C(\bar{r}_{i'j'k'}, \bar{\Omega}_{m'} \rightarrow \bar{\Omega}_m, E' \rightarrow E) \\ & \times T(\bar{r}_{i'j'k'} \rightarrow \bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) dE' d\bar{\Omega}_{m'} dV \\ & + \frac{1}{\Sigma_T(\bar{r}_{ijk}, E)} \sum_{i'j'k'} S(\bar{r}_{i'j'k'}, \bar{\Omega}_m, E) \\ & \times T(\bar{r}_{i'j'k'} \rightarrow \bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) dV \end{aligned} \quad (2-16)$$

(2-16) 式の T と C に (2-5), (2-6) 式を代入し, δ 関数の方向に沿って和を求めると

$$\begin{aligned} & \Phi(\bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E) \\ & = \sum_{p=0}^{\infty} d_m \left\{ \left[\sum_{m'} \int_{E'} \Phi(\bar{r}_{ijk} - p d_m \bar{\Omega}_m, \bar{\Omega}_{m'}, E') \right. \right. \\ & \quad \times \Sigma_S(\bar{r}_{ijk} - p d_m \bar{\Omega}_m, \bar{\Omega}_{m'} \rightarrow \bar{\Omega}_m, E' \rightarrow E) dE' d\bar{\Omega}_{m'} \\ & \quad \left. \left. + S(\bar{r}_{ijk} - p d_m \bar{\Omega}_m, \bar{\Omega}_m, E) \right] \right. \\ & \quad \left. \times \exp \left[- \sum_{l'=0}^p \Sigma_T(\bar{r}_{ijk} - l' d_m \bar{\Omega}_m, E) \cdot d_m \right] \right\} \end{aligned} \quad (2-17)$$

ここで $p = |\bar{r}_{i'j'k'} - \bar{r}_{ijk}| / d_m$

こうして格子模型による角度束 $\Phi(\bar{r}_{ijk}, \bar{\Omega}_m, E)$ が定義された。これからわかるように格子模型に於ける角度束は空間の距離, 運動の方向が discrete になっている。しかも方向は格子の組立て方で 26 方向, 又は 98 方向に固定されて, それに伴って空間距離も定まってしまう。

3. 格子模型を用いた中性子の Random Walk のサンプリング方法

前に述べたように格子模型というのは空間を格子に区切って, この格子点から空間が成り立っていると仮定するものである。言換えれば, あらかじめ定められた単位長さの立方体を積み重ねた状態で立方体の角が格子点に相当する。中性子の粒子はこうして作られた仮想の格子点上を動くのである。Fig. 1 と Fig. 2 にこの代表格子空間とそこでの散乱してからの散乱方向の例を示す。Fig. 1 は 26 方向に対する格子空間, Fig. 2 は 98 方向に対する格子空間の前半分を表わし

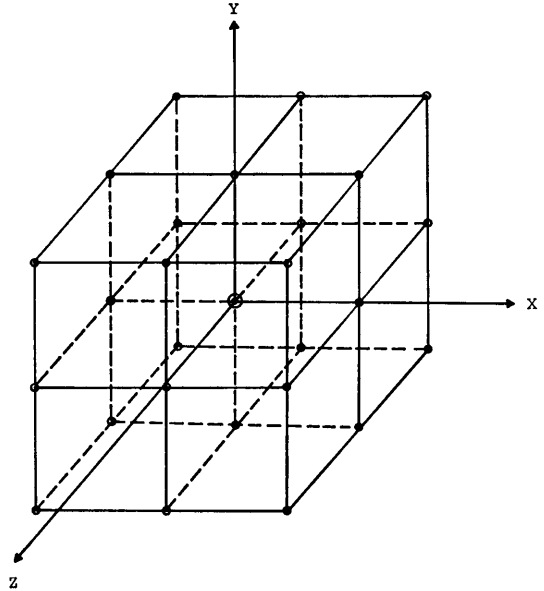


Fig. 1 The 26 Allowed Directions of Motion in the Lattice Model

ている。代表格子空間とは格子の中心点とそのまわりの 26 点, 98 点の格子点で構成される空間をいう。それから散乱点を格子の中心点であるとすれば, この時格子空間の特徴として中性子が移動出来方向は, 任意の方向ではなくある限られた方向のみとなる。従って散乱した後の散乱方向は中心点のまわりの点, 格子模型によって 26 方向, 又は 98 方向になる。

よって中性子がある点で発生, もしくは散乱して, 次の点へ移る方向は前もって表を用意して, この表から次の方向を決めればよい。これを散乱方向行列とよび, 26 方向ならば (26, 26) の行列, 98 方向ならば (98, 98) の行列になる。そのため散乱はこの表を参照するだけであるから計算時間の大きな節約となる。

Fig. 1, 又は Fig. 2 のようにある任意の方向から入射した中性子が散乱されて, 任意の方向へ出て行くとき, 中性子の散乱角のとりうる数は代表格子の中心を散乱点として計算を行い, 異なる散乱角度を拾い出すと 26 方向格子では 13 ケ, 98 方向格子では 87 ケに限られる。この散乱角を Table 1 と Table 2 に示す。この散乱方向行列は例えば 98 方向格子では入射方向が 1~98, 反射方向が 1~98 で, 各要素の値が散乱角の大きさを示し, 1~87 の値で表現される。

さて以上のように基本的な代表格子空間が定義された。

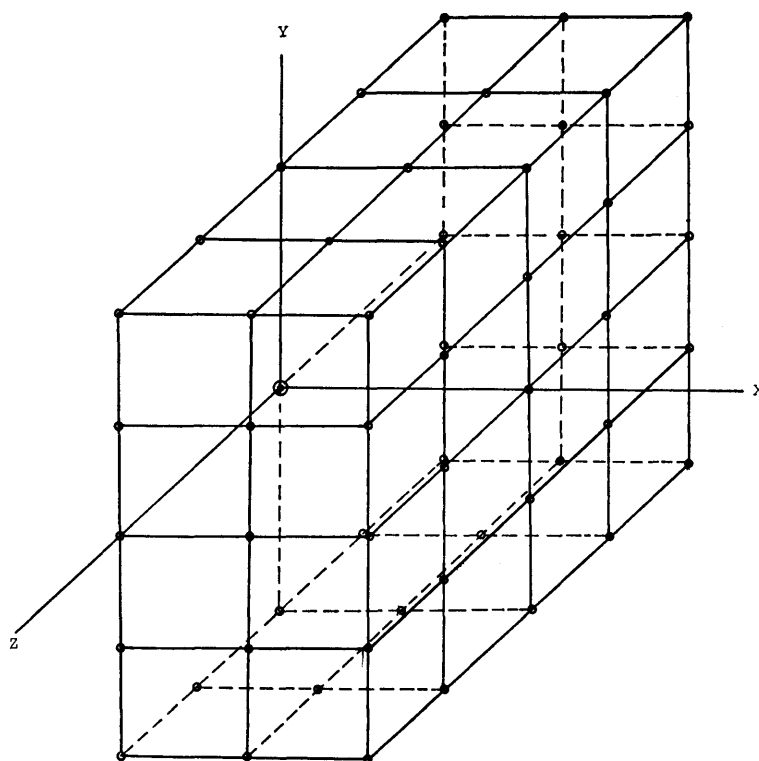


Fig. 2 The 98 Allowed Directions of Motion in the Lattice Model
(the front half part)

Table 1 Scattering Angles for 26
Directions in the Laboratory
System

No.	Cosine	Angle (deg)
1	1.0	0.0
2	0.81650	35.3
3	0.70711	45.0
4	0.57735	54.7
5	0.5	60.0
6	0.33333	70.5
7	0.0	90.0
8	-0.33333	109.5
9	-0.5	120.0
10	-0.57735	125.3
11	-0.70711	135.0
12	-0.81650	144.7
13	-1.0	180.0

次に中性子が空間を Random Walk するときのサンプリング方法を順を追って説明する。

まず、ある任意の格子点に位置する中性子は方向とエネルギーを持って、次の格子点へ移動する。この時の中性子は線源から発生したものか、又は何度か衝突をしてこの点に入射してきたものかのどちらかである。

そこで最初この中性子が体系内にあるか否かを判定する。体系から逸脱したならば最初のステップにもどる。体系内にあるならば次に中性子が衝突するかどうかを決定する。もし衝突を起さないならば、この中性子は次のサンプリング点に方向、エネルギーを変えないで進む。中性子が二つの点の間で衝突しないで進む確率 P_{no} ¹⁾ は次のように表わされる。

$$P_{no} = e^{-\Sigma_T k d} \quad (3-1)$$

Σ_T : 物質に対する全断面積 [1/cm]

d : 単位格子距離 [cm]

k : 特性格子定数, 2点間の格子距離に依存する値で 26 格子では 1, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$, 98 格

Table 2 Scattering Angles for 98 Directions in the Laboratory System

No.	Cosine	Angle (deg)	No.	Cosine	Angle (deg)
1	+1.0	0.0,180.0	23	+0.57735	54.7,125.3
2	+0.96225	15.8,164.2	24	+0.54772	56.8,123.2
3	+0.95258	17.7,162.3	25	+0.5	60.0,120.0
4	+0.94868	18.4,161.6	26	+0.47140	61.9,118.1
5	+0.94281	19.5,160.5	27	+0.44721	63.4,116.6
6	+0.91287	24.1,155.9	28	+0.44444	63.6,116.4
7	+0.89443	26.6,153.4	29	+0.40825	65.9,114.1
8	+0.88889	27.3,153.7	30	+0.4	66.4,113.6
9	+0.86603	30.0,150.0	31	+0.33333	70.5,109.5
10	+0.83333	33.6,146.4	32	+0.31623	71.6,108.4
11	+0.81650	35.3,144.7	33	+0.29814	72.7,107.3
12	+0.8	36.9,143.1	34	+0.28868	73.2,106.8
13	+0.77778	38.9,141.1	35	+0.27217	74.2,105.8
14	+0.77460	39.2,140.8	36	+0.25820	75.0,105.0
15	+0.74536	41.8,138.2	37	+0.23570	76.4,103.6
16	+0.73070	43.1,136.9	38	+0.2	78.5,101.5
17	+0.70711	45.0,135.0	39	+0.19245	78.9,101.1
18	+0.68041	47.1,132.9	40	+0.18257	79.5,100.5
19	+0.66667	48.2,131.8	41	+0.16667	80.4,99.6
20	+0.63246	50.8,129.2	42	+0.12608	82.2,97.8
21	+0.6	53.1,126.9	43	+0.11111	83.6,96.4
22	+0.59628	53.4,126.6	44	0.0	90.0

子では $2, \sqrt{5}, \sqrt{6}, 2\sqrt{2}, 3, 2\sqrt{3}$ である。

従って衝突する確率 P_0 は

$$P_0 = 1 - P_{no} \quad (3-2)$$

である。この P_0 と 0 と 1 の間の一様乱数 R との比較を行い衝突したかどうかを決定する。

そして衝突が起きた場合は衝突は二つの格子点の間で起っている筈である。しかるに衝突点は格子模型の仮定から必ず格子点上でなければならない。そのために実際の衝突点に最も近い格子点をその時の衝突点としている。これを決める方法として、2つの点の格子点距離の半分の長さの間で衝突しない確率 $P_{no}^{(1)}$ を求める。

$$P_{no}^{(1)} = e^{-\Sigma R^k \cdot (d/2)} = P_{no}^{1/2} \quad (3-3)$$

(268)

衝突する確率は

$$P_0' = 1 - P_{no}^{1/2} \quad (3-4)$$

さきほどと同様に一様乱数 R とこの P_0' とを比較し、乱数 R が $0 \leq R \leq P_0'$ ならば最初の点で衝突を起したとし、 $P_0' < R \leq 1$ ならば次の点で衝突を起したものとす。

以上の過程で衝突したかどうかとその時の衝突点が決定される。

4. 中性子の相互作用に対する確率と相互作用の種類決定

中性子が衝突したかどうか決定されたら、次に求めるべき事は衝突の種類である。エネルギー E_i の中性子が物質と反応する全断面積 σ_T は次式のように

$$\sigma_T(E_i) = \sigma_s(E_i) + \sigma_c(E_i) \quad (4-1)$$

補獲断面積 σ_c と散乱断面積 σ_s の和で与えられる。そして散乱断面積は

$$\sigma_s(E_i) = \sigma_{el}(E_i) + \sigma_{in}(E_i) \quad (4-2)$$

のように弾性散乱断面積 $\sigma_{el}(E_i)$ と非弾性散乱断面積 $\sigma_{in}(E_i)$ の和になっている。さらに (4-3) 式のように補獲断面積 σ_c は (n, γ) , (n, p) , $(n, 2n)$, $(n, \alpha) \dots$ の各反応の和で表わされる。

$$\sigma_c(E_i) = \sigma_{n,\gamma}(E_i) + \sigma_{n,p}(E_i) + \sigma_{n,2n}(E_i) + \sigma_{n,\alpha}(E_i) + \dots \quad (4-3)$$

(4-1) の右辺を左辺で割った値は各反応の起る確率を表わしている。例えば $\sigma_s/\sigma_T + \sigma_c/\sigma_T = 1$ を $P_s + P_c = 1$ で表現すれば、乱数 R が $0 \leq R \leq P_s$ ならば散乱が起ったとし、 $P_s < R \leq 1$ ならば中性子補獲が起ったとする事が出来る。

さらに散乱が起った時、 $\sigma_{el}/\sigma_s + \sigma_{in}/\sigma_s = 1$ を $P_{el} + P_{in} = 1$ で表わし、一様乱数 R と上を同じように比較を行う。 $0 \leq R \leq P_{el}$ ならば弾性散乱、 $P_{el} < R \leq 1$ ならば非弾性散乱が起ったという選択をする。

中性子補獲が起きた場合は $(n, 2n)$ 反応を除いて他はすべて中性子の吸収として取り扱い、中性子の発生という最初のステップに戻る。 $(n, 2n)$ 反応が起る場合は中性子が2個出るので中性子の重みを2倍にして取り扱っている。

5. 散乱された中性子のエネルギー変化と散乱方向の決定

まず、中性子の散乱のうち弾性散乱には次のような関係式が成立っている。中性子の散乱前後のエネルギーを E_{in} , E_{out} とすると

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{M^2 + 2M \cos \theta + 1}{(M+1)^2} \quad (5-1)$$

ここで、 M は標的核の質量、 θ は重心系の散乱角を表わす。そしてさらに重心系での散乱角 θ と実験室系での散乱角 α との間には

$$\cos \alpha = \frac{M \cos \theta + 1}{\sqrt{M^2 + 2M \cos \theta + 1}} \quad (5-2)$$

の関係式が成り立つ。

中性子が散乱されるとき、高いエネルギーの場合には等方的な散乱ではなくある角度方向への非等方性を持つのが普通である。しかし非弾性散乱の非等方性に関しては、軽い元素で、中性子のエネルギーが高い時、そのスペクトルの高速部分に対しては、非弾性散乱の非等方性の寄与が大きいという指摘⁹⁾もある。し

かし、遮蔽材として用いられる鉄のような核種については、鉄の大部分を占める ^{56}Fe の第1レベルは多少スペクトルに対する影響が認められるが、この差異の生じるエネルギー範囲では中性子スペクトルの絶対値は小さいので、等方と取り扱っても、それほど問題はない⁹⁾ので、非弾性散乱は等方散乱を仮定している。

一方、弾性散乱の場合非等方性を表わす散乱角度分布関数 $f(E, \mu)$ に対する値は (5-3) 式のように、通常重心系に対する有限項のルジャンドル多項式の係数 $f_l(E)$ として与えられるのが普通である。

$$f(E, \mu) = \sum_{l=0}^{L_{\max}} \frac{2l+1}{4\pi} \cdot f_l(E) \cdot P_l(\mu) \quad (5-3)$$

ここで、

E : 中性子のエネルギー

$\mu = \cos \theta$: 重心系の散乱角の余弦

L_{\max} : データとして与えられる多項式の最大数 (核種によって異なる)

$P_l(\mu)$: l 次のルジャンドル多項式

格子模型で表現される固定化された散乱角は実験室系での角度であるため、(5-2) 式の関係を用いて実験室系散乱角から重心系の散乱角に変換をする必要がある。この変換を行った discrete な重心系の散乱角の余弦 μ_j と代表エネルギー E_i に対する散乱角度分布関数 F_{ij} は

$$F_{ij} \equiv f(E_i, \mu_j) = \sum_{l=0}^{L_{\max}} \frac{2l+1}{4\pi} f_l(E_i) P_l(\mu_j) \quad (5-4)$$

で表わされる。

この F_{ij} の j は Table 1 又は Table 2 に示される番号である。(ただし Table 2 では 45 から 87 までは表示されていないが、例えば 43 番の余弦の値の -0.11111 が 45 番になる。以下負の余弦の値に対して順に番号をつけ 87 番は -1.0 に相当する) この番号は実験室系の散乱角と重心系の散乱角で同じである。この同じ番号で実験室系の散乱角と重心系の散乱角は1対1に対応づけられる。

散乱角度 (番号) の決定は次のように行う。上式の F_{ij} と各方向に対する立体角の重みから求められた確率を P_{ij} とすると

$$\sum_{j=1}^{13 \text{ or } 87} P_{ij} = 1 \quad (5-5)$$

(ある定まった入射エネルギー E_i に対して) が成立っているから、一様乱数 R を用いて、

$$P_{i1} + P_{i2} + \dots + P_{ik-1} \leq R < P_{i1} + P_{i2} + \dots + P_{ik} \quad (5-6)$$

の関係から、散乱角（番号）を決める。

決定された散乱角（番号）の大きさに相当する方向はただ1つ定まるわけではなく、いくつか存在する。それは同じ極角にであるが方位角が異なる場合に相当する。従ってこれらの方向はすべて同じ可能性を持つものとしてランダムに選ばれ、初めて1つの方向が決定される。

また散乱による中性子のエネルギーの変化は決定された重心系の散乱角を用いて(5-1)式により求める事が出来る。

一方、非弾性散乱に対する散乱方向の決定は散乱に関して等方と仮定しているから、方向の決定は各方向に対する立体角の重みから散乱角が決められ、弾性散乱と同様に、散乱角と方向は1対1に対応しないので、方位角についても、弾性散乱とまったく同じ方法で散乱の方向を決める。エネルギーについてはエネルギーの落ちを表わす遷移行列¹⁴⁾を用いて、エネルギーの減衰を計算する。

6. 線源からの中性子の発生および接続計算のための境界線源からの中性子の発生

線源において中性子を発生させる場合、一樣乱数を用いて、位置(点線源を除く)、方向、エネルギーを線源条件に応じて決めてやればよい。しかし原子炉のような大きな体積線源の場合、発生させた中性子の大部分は炉心の中だけでほとんどが吸収されてしまい注目する遮蔽体中、又は外の点まで到達する事は数万個程度の発生数ではほとんど皆無である。

そのためモンテカルロ法では粒子を対象とする測定点へなるべく多く到達させるために色々な手法を用いる。例えばサンプリング過程でバイアスをかける方法としての Importance Sampling, Russian Roulette や Splitting のようなものである。もう一つの方法としてモンテカルロ法の独自の手法ではなく、Discrete Ordinates 法とモンテカルロ法とを結合させて計算を実行する方法もある。それは大きな体系を一度に計算しないで分割して計算を行う方法である。まず線源からある位置まで Discrete Ordinates 法のコードで計算を行い、次にこの位置での中性子の角度束を DIMOS コードの入力として計算を行う手法である。Discrete Ordinates 法のコードとして当所で開発された PALLAS-2DCY-FC コードを選び、PALLAS-DIMOS の結合計算のための種々のルーチンを作成した。

この結合計算の特徴としては、計算時間の短縮が挙

げられる。次に体系的に2次元ではモデル化出来ない所を3次元体系で計算を行うので精度の向上が望めるという点である。

ここで2次元 Discrete Ordinates 法コード PALLAS-2DCY-FC から3次元モンテカルロ法コード DIMOS への接続面におけるデータの受渡しの方法について述べる。

PALLAS コードは (R, Z) , Z 軸を中心軸, R を半径方向とした2次元円筒形状で体系をモデル化する。一方, DIMOS コードは3次元 (X, X, Z) 形状を用いているので, 軸については PALLAS の Z 軸を DIMOS の X 軸に一致させ, R 方向を YZ 面で表わすような接続面を考えると Fig. 3 のように Y, Z 方向のメッシュの取り方によって, 単位面積の形は長方形, 又は正方形になる。

この単位面積のとり方として PALLAS 側の座標系を中心にして方向のメッシュと中心角の分割で表現される円環の一部で代表させる方法もある。しかし PALLAS コードの原点と DIMOS コードの原点位置と一致する場合は問題はないが, 原点が一致しない場合, というよりも一致させられないような時(ダクト部分が中心軸にないような場合, DIMOS コードの原点としては off line にあるダクトの中心を原点とした方が精度がよい), 接続計算の幾何学形状の複雑さのためと, 同じメッシュに対する単位面積は R メッシュが大きくなるにつれて大きくなり, 中性子束が小さくても単位面積が大きいため, 測定点への寄与は中性子と面積の積で表わされる事から, 場合によっては面積の寄与が強調されてしまう恐れがある。以上の理由から寄与は中性子束の大きさによるようにするため, 単位面積は微小な長方形, 又は正方形で表現し, 面積の寄与はどの位置でも同じになるようにした。

このように定めた単位面積の代表部分を Fig. 3 から取り出して, Fig. 4 に示す。Fig. 4 に示したように PALLAS から DIMOS への面積変換は3角形の組合せで行っている。図において①の部分, ②, ③, ④, ⑤の部分, そして⑥の部分は, それぞれに角度束の大きさ, 方向, エネルギー等が異なっている。この単位面積での角度束の大きさは各部分の面積を重みにして決め, 方向とエネルギーはこの長方形, 又は正方形の中心点が存在する PALLAS の R メッシュ点での値で代表させた。

次に, この接続面での受け渡しの量を正規化する値として, 全カレント量を用いた。PALLAS コードで

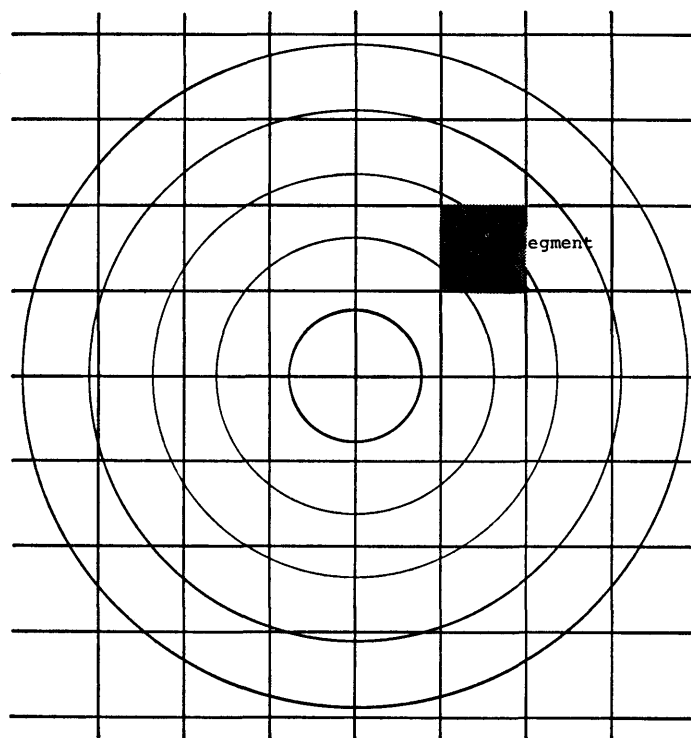


Fig. 3 Relation between R meshes of PALLAS and Y, Z meshes of DIMOS in connected surface

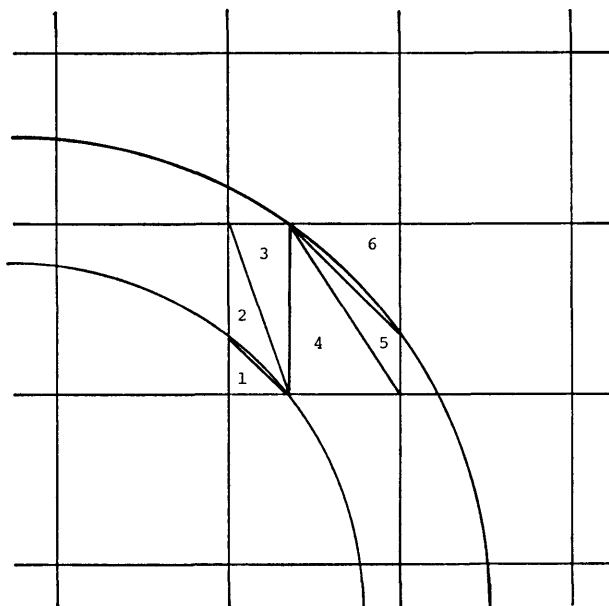


Fig. 4 A segment of connected surface

の角度束を $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ とすると全カレント量 Φ_T は次のように定義される。

$$\Phi_T = \int_{E_{cut}} \int_S \int_{\omega \in \omega_F} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot |\eta| dE d\vec{r} d\omega \quad (6-1)$$

- $\omega \in \omega_F$: 前方方向のみの積分を意味する。
- $\cos^{-1} |\eta|$: 角度分点の法線上の単位ベクトルが Z 軸となす角度

DIMOS コードでは非散乱線と散乱線は分離して計算を行っている。非散乱線は線源の発生点と目的とする測定点を直接結んで解析的に計算を行う。散乱線は Random Walk によって計算を行い、両者の和を測定点の中性子束としている。

ここで PALLAS コードの接続面線源からの非散乱計算式は次のようである。PALLAS の接続面は大きな円板線源と考えられるので、非散乱線束 $\phi_u(E)$ は次式で示される。

$$\phi_u(E) = \int_S \frac{S_A(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) e^{-\int_0^{t_i} \mu_i(E) dt_i}}{\rho^2} dS \quad (6-2)$$

- S_A : 線源分布 (位置, 方向, エネルギーに依存)
- ρ : 線源と測定点の距離
- t_i : 遮蔽体の厚さ (i 番目)
- μ_i : 遮蔽体のエネルギー E での全断面積

この計算式による数値計算の精度検証のため、次のように解析解との比較を行った。

形状が矩形の平板線源による空気中での非散乱線束¹⁰⁾については簡単のため線源を、一様分布、等方放射とすると 1/4 矩形の大きさの面積からのある点での非散乱線束は次式で示される。

$$\Phi = \Phi_0 \tan^{-1} \frac{ab}{\sqrt{1+a^2+b^2}} \quad (6-3)$$

ここで $a = \frac{H}{2} / z$, $b = \frac{W}{2} / z$

- H : 線源の縦の長さ
- W : 線源の横の長さ
- z : 線源と測定点間の距離
- Φ_0 : 線源強度

一方、DIMOS コードで線源となる接続面に対する縦、横の分割のメッシュ幅を $\Delta y, \Delta z$ で表わし、 $\Delta y, \Delta z$ をパラメーターにして、解析解と DIMOS コードによる計算値とを比較したものを Table 3 に示す。

結果は全体として DIMOS コードの値がわずかに低めになっていて、最大誤差で 0.21% であるがほとんど誤差なく一致しているといえる。

次に散乱線の計算であるが、この接続面から発生させる中性子の性質、すなわちエネルギー、位置、方向を決定するために、PALLAS の境界角度束をもとにして、方向、位置、エネルギーに対する放出割合を計算する確率分布関数を作る必要がある。以下にこれについてのべる。

PALLAS で計算された角度束を $\phi(E_j, \vec{r}_m, \vec{\Omega}_i) \equiv \phi_{jmi}$ で表わす。

$$SD_{jmi}^* = \phi_{jmi} \cdot |\eta| \cdot W_i \quad (6-4)$$

- ここで $\cos^{-1} |\eta|$: 前述
- W_i : 角度分点に対する重み
- j : エネルギー群
- m : 半径方向メッシュ

Table 3 Comparison between DIMOS and Analytical Calculated Unscattered Flux

Distance Mesh	3.5cm	20cm	40cm	60cm	80cm	100cm	120cm
$\Delta y, \Delta z = 0.5$	1.4867	1.1182	0.7633	0.5225	0.3675	0.2677	0.2013
$\Delta y, \Delta z = 1.0$	1.4868	1.1191	0.7646	0.5235	0.3682	0.2678	0.2013
$\Delta y, \Delta z = 1.5$	1.4883	1.1197	0.7646	0.5235	0.3682	0.2678	0.2013
$\Delta y, \Delta z = 2.0$	1.4882	1.1197	0.7646	0.5236	0.3683	0.2679	0.2014
Analysis	1.4884	1.1197	0.7647	0.5236	0.3683	0.2679	0.2014

l : 角度方向メッシュ

次に

$$SC_{jm}^* = \sum_l SD_{jml}^* \quad (6-5)$$

$$SB_j^* = \sum_m SC_{jm}^* \cdot \Delta S_m \quad (6-6)$$

ΔS_m : 半径方向メッシュに対応する表面積の大きさ, $\Delta S_m = \pi(r_{m+1}^2 - r_m^2)$

$$SA = \sum_j SB_j^* \quad (6-7)$$

規格化のために

$$SD_{jml} = SD_{jml}^* / SC_{jm}^* \quad (6-8)$$

$$SC_{jm} = SC_{jm}^* \cdot \Delta S_m / SB_j^* \quad (6-9)$$

$$SB_j = SB_j^* / SA \quad (6-10)$$

ここで SA は (6-1) 式で表わされる Φ_T に等しく境界を越えてきた中性子の全個数である。 SB は正規化されたエネルギースペクトル, SC は各エネルギーに対する半径方向分布, SD は各エネルギー, 各半径方向メッシュに対する角度方向分布を表わす。これらの SD_{jml} , SC_{jm} , SB_j をもとにして一様乱数との比較で中性子のエネルギー, 発生位置, 角度方向を決定するわけである。

測定点での中性子束の評価方法としては, 微小な空間を中性子がよぎる時の軌跡の長さ l_i の和を微小体積 ΔV で割って, 中性子束を得る track length estimator を用いた。これは

$$\Phi = \frac{\sum_i w_i \cdot l_i}{\Delta V} \quad (6-11)$$

$\sum l_i$: 軌跡の総和 [n·cm/sec]

ΔV : 対象とする測定点を表現する微小体積 (cm³)

w_i : 中性子の重み

Φ : 求める中性子束

で示される。

7. 計算結果と実験値との比較

新しい格子模型の考えを用いて作成した, DIMOS コードの有用性の検証を次から述べる3つの実験例との比較で行った。実験はすべて日本原子力研究所にあるスウィミング・プール型の原子炉, JRR-4 で行われたものである。

そして計算は PALLAS コードとの結合計算の手法で行った。用いた計算機は当所の FACOM M-180 II AD である。

最初に, PALLAS の計算条件について述べる。

PALLAS の計算は JRR-4 の炉心を横置きにした円筒形状で近似した。座標系は実際の炉心の高さ方向が R 方向に, 水平方向に z 軸をとる事にする。そして炉心タンク表面から水中 20 cm の点を接続位置と定め, R 方向の各メッシュ点で角度束を保存して DIMOS コードに受け渡している。計算に用いた定数は PALLAS コードも DIMOS コードも PALLAS ライブラリ¹¹⁾から取った。

最初は, 直円筒ダクトの実験¹²⁾との比較を試みた。この実験は JRR-4 の炉心タンク表面から 21.5 cm 離れた所の水中に直径 18.4 cm の直円筒空気ダクトを炉心の中心位置にダクト軸が位置するように置いて, ダクトの中心軸上およびダクトの外側で In, Zn, Mg, Al の4種類の放射化箔を用いて反応率を求めている。いずれも中性子エネルギーは MeV 領域のものである。この実験配置を Fig. 5 に示す。

次に DIMOS コードのための実験体系のモデル化は, 格子模型という性質のため, 円筒形状のような曲線は取り扱う事は出来ない。そのため直円筒ダクトの

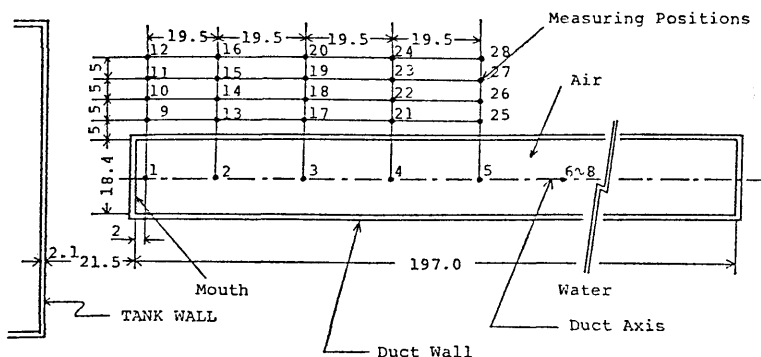


Fig. 5 Configuration of the duct and measuring points

断面積と等価な断面積を持つ矩形ダクトでモデル化して計算を行った。接続位置の水中 20 cm はダクト入口面から前方 1.5 cm の位置に相当する。

計算を再開する DIMOS コードの原点はダクトの中心軸と一致させている。こうして表わした仮想円板線源によるダクト内の値は大部分が非散乱線によるものと考えられる体系に変換されている。従ってこの実験は DIMOS コードの非散乱線の精度検証実験として最適なものになっている。

Fig. 6 に計算値と実験値とを比較した結果を示す。

両者はダクトの入口で多少差があるものの非常によい一致を示している。全体の傾向として距離が小さいときは計算値が過少評価で、距離が遠くなると計算値が実験値より大きくなる。これは距離が遠くなる程、計算値の中で散乱線の占める割合が大きくなっていくためである。

各放射化箔ともに入口の所での計算値が実験値に対して低いのは、計算値を算出する estimator に原因がある。前にも述べたように estimator は track length estimator を使用しているが、この入口の estimator の

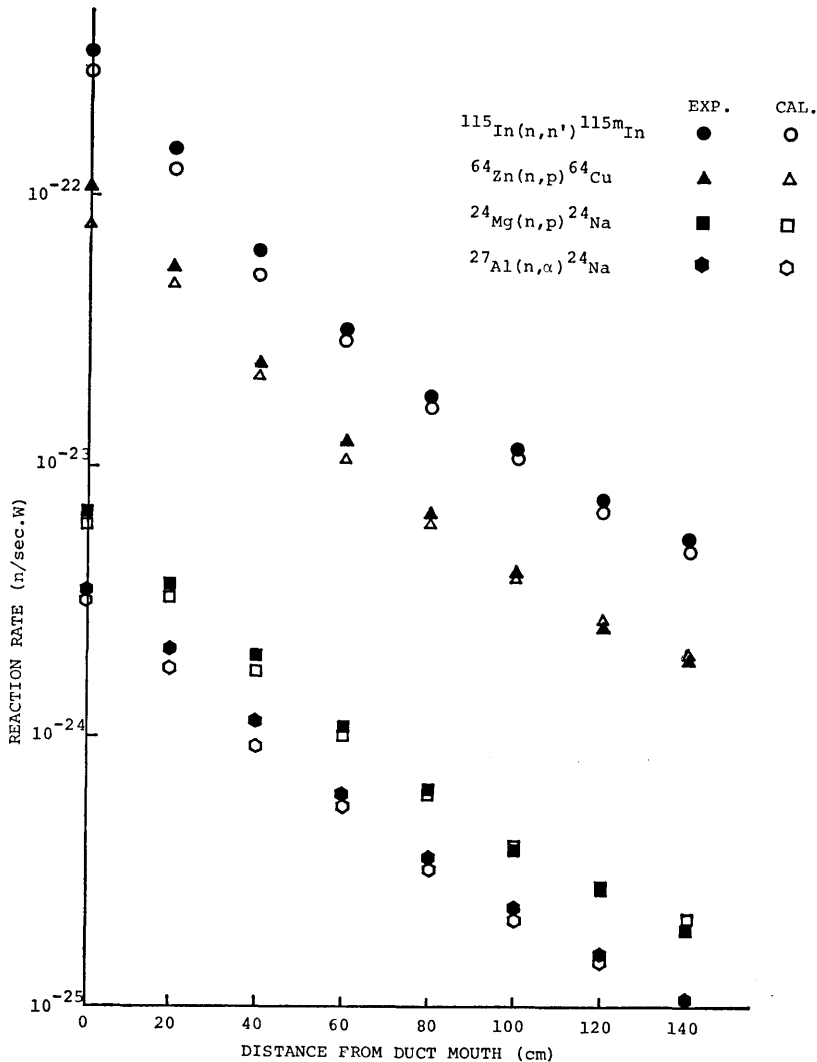


Fig. 6 Comparison between DIMOS calculated and measured results along the axis of a cylindrical air duct in water

体積と他の点では体積の大きさが異なる。入口の点では大きさが他の点の半分しかとれない。その分だけ散乱線の評価が少くなり、この点における実験値と計算値の差が生じたものと考えられる。又、In と Zn の組と、Mg と Al の組の実験値と計算値の差は In と Zn の組の方が Mg や Al の組にくらべて大きい。In と Zn のエネルギーの閾値が In は 0.7 MeV, Zn は 2 MeV ぐらいに対して、Mg と Al は 6.5 MeV 程度の大きさである。したがって散乱線の寄与の割合はエネルギーが低いもの程大きいので、Mg と Al の組の方が実験値と計算値の差は小さい。別のいい方をすれば Mg と Al の反応率はほとんどが非散乱線だけに依存していると考えてもよい。

この体系の計算時間は約 4 分/1 測定点であった。

次に、このダクトの中心が原子炉の中心と一致しないように置かれた非軸対称 2 重円環ダクトの実験¹³⁾との比較を試みた。実験は前の実験と同様に JRR-4 で行われた。この実験配置を Fig. 7 に示す。

Fig. 7 に示すように、2 重円環ダクトはダクトの軸が炉心中心から 60 cm 上方に位置し、ダクト入口面はアルミタンク壁から 20 cm の所にくるように設置されている。ダクト長さは 150 cm, 外管の直径は 40 cm, 内管の直径は 19.1 cm である。内管と外管の間

は空気で満され、内管内は空気の場合と水の場合がある。測定はこの内管と外管の間の空気中と外管の外の水中で、Ni と Zn の箔を用いて、図で示す、A, B, C の線上で反応率を求めている。

解析は 2 重円環ダクトと等面積の 2 重矩形ダクトに置き換えて計算を行った。実験と計算とを比較した図を Fig. 8~10 までに示す。Fig. 8 は Line C, Fig. 9 は Line B, Fig. 10 は Line A での比較である。

この実験での各測定点への寄与は直円筒ダクトの実験と異なり散乱線が支配的である。

実験と計算の比較について述べる。全体の傾向として A, B, C の各ケースで、Ni, Zn 共にダクトの入口から 40 cm~60 cm あたりまではまわりの水やダクト壁によって散乱した中性子が評価されているので、計算と実験はかなりよく一致している。しかし深い位置では計算と実験の一致は悪くなり、ケース A, B では計算値は実験より最大で、半分弱の過少評価になっている。この原因として考えられる事は、水中 60 cm 以上では、中性子のエネルギーが数 MeV としても 10~20 m.f.p. 程度に相当している。水の中で 1 回でも散乱した中性子がこのような高エネルギーをもって、この位置あたりまで到達するのは計算のヒストリー数 (100,000 ケ) 程度では非常に少ないと考えられる。従

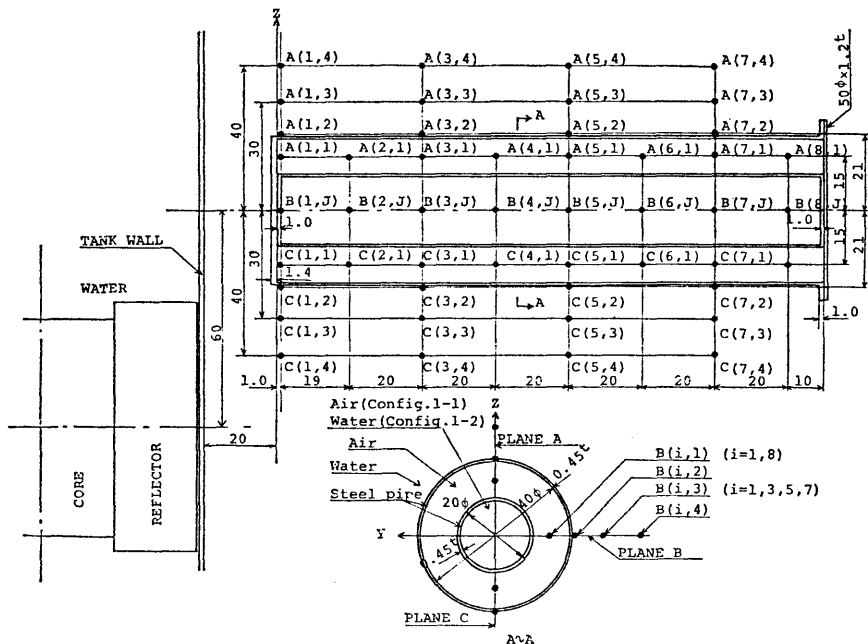


Fig. 7 Configuration and measured position

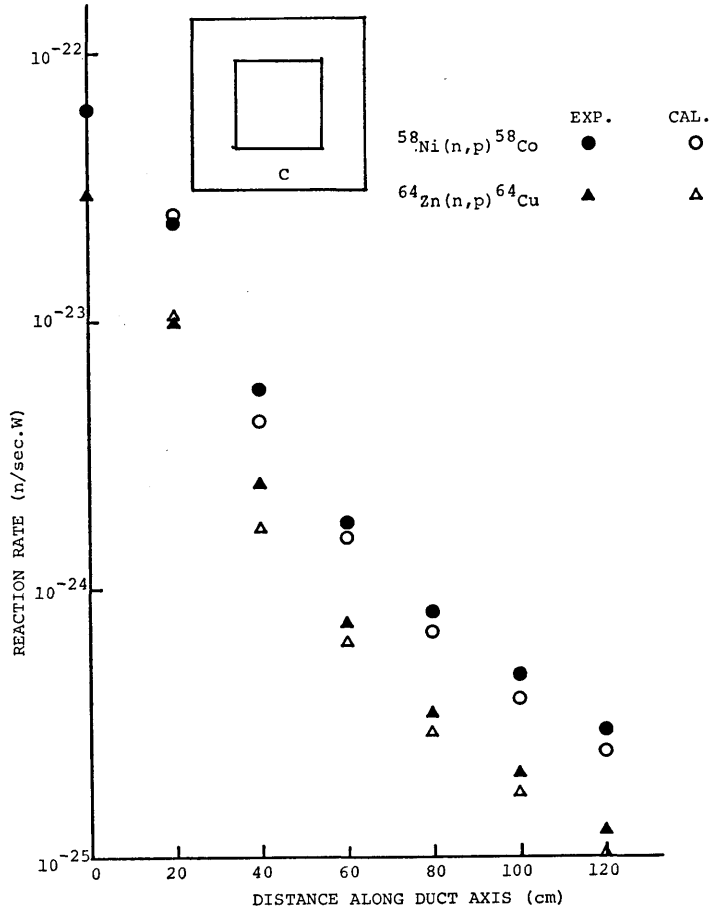


Fig. 8 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line C)

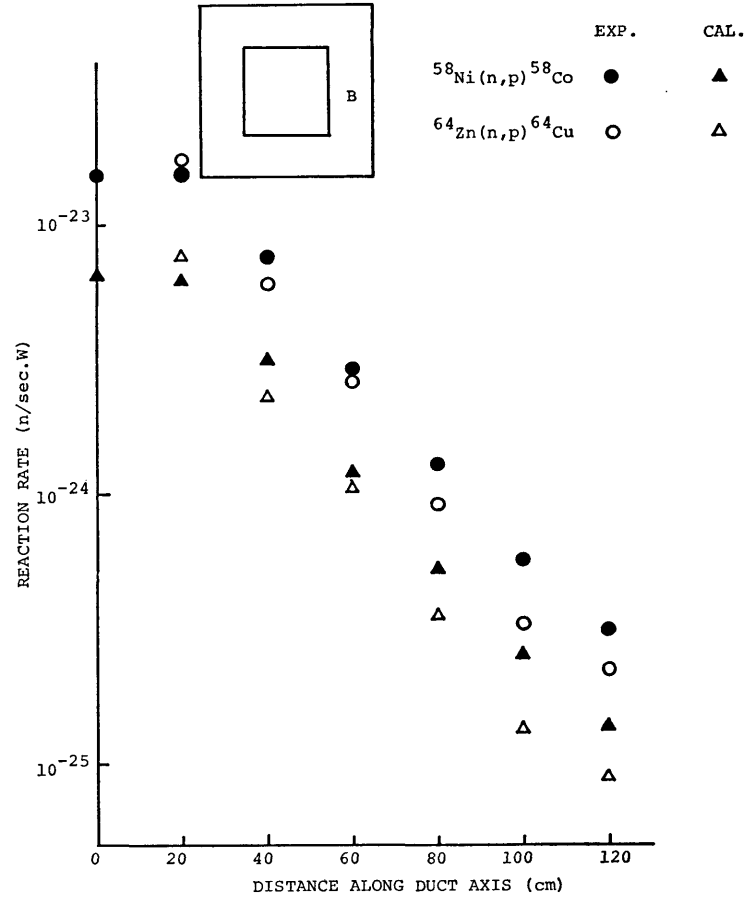


Fig. 9 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line B)

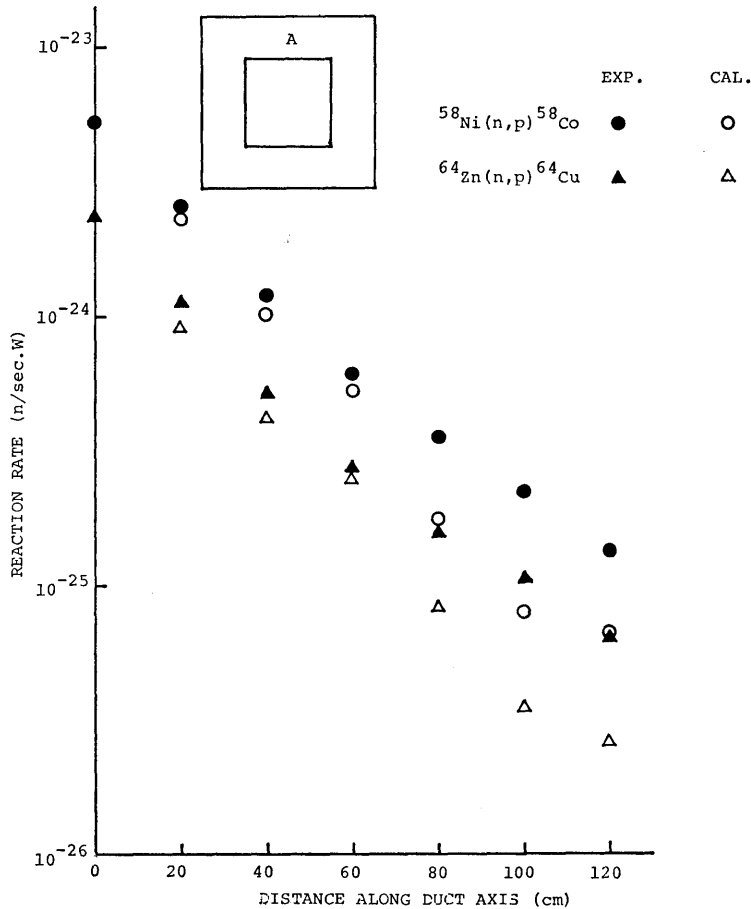


Fig. 10 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line A)

って A, B のケースではまわりの水中からダクト内へ入ってくる散乱線はほとんどないと考えられる事と、又、ダクトの内壁あたりで散乱をおこす中性子も、このダクトのボイド部分に線源面から放出される中性子の放出角度は（格子模型のため、直進する場合の次の角度であるが）約 18° である。この放出された中性子がダクト内を進む距離は約 30~40 cm である。そしてこの位置あたりでダクト壁でボイド内へ散乱されて、さらに進む距離はダクト面から約 60 cm あたりまでで、それ以上深い位置にダクト壁による散乱中性子がくる割合は非常に少ない事の 2 つが考えられるためである。

ケース A が、特に実験値と計算値の差が大きいののは計算のモデル化が多少原因となっていると考えられる。2重円環を2重矩形ダクトへ変換した場合、測定

点が内管を見込む角度は 4° 近く矩形ダクトの方が大きい。その分だけ矩形ダクトの場合、中性子が中管内の水の部分透過するので、ボイドを透過する中性子量はより少くなる。

ケース C の場合は、他のケースに比べて線源に近い位置にあるため、散乱線は多く到達しているので計算値と実験値のずれは少くなっている。

この体系の計算時間は大体 5~6 分/1 測定点程度であった。

最後に JRR-4 で行われた 2 重円環 1 回屈曲ダクトの実験¹³⁾との比較を示す。

この実験配置を Fig. 11 に示す。実験は 1 回屈曲ダクトの第 1 脚目の中心軸が炉心中心と一致するように置き、ダクト入口が炉心タンクから 22.5 cm の位置にくるように置かれている。第 1 脚部の長さは 180 cm,

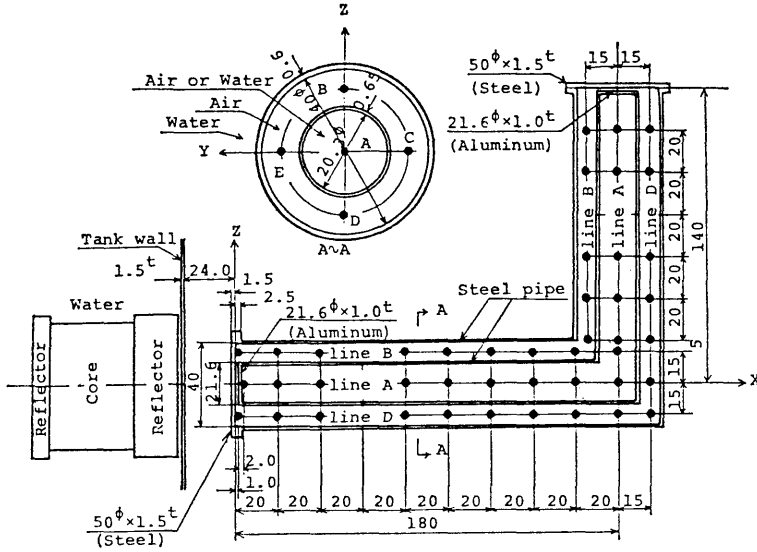


Fig. 11 Configuration and measured points

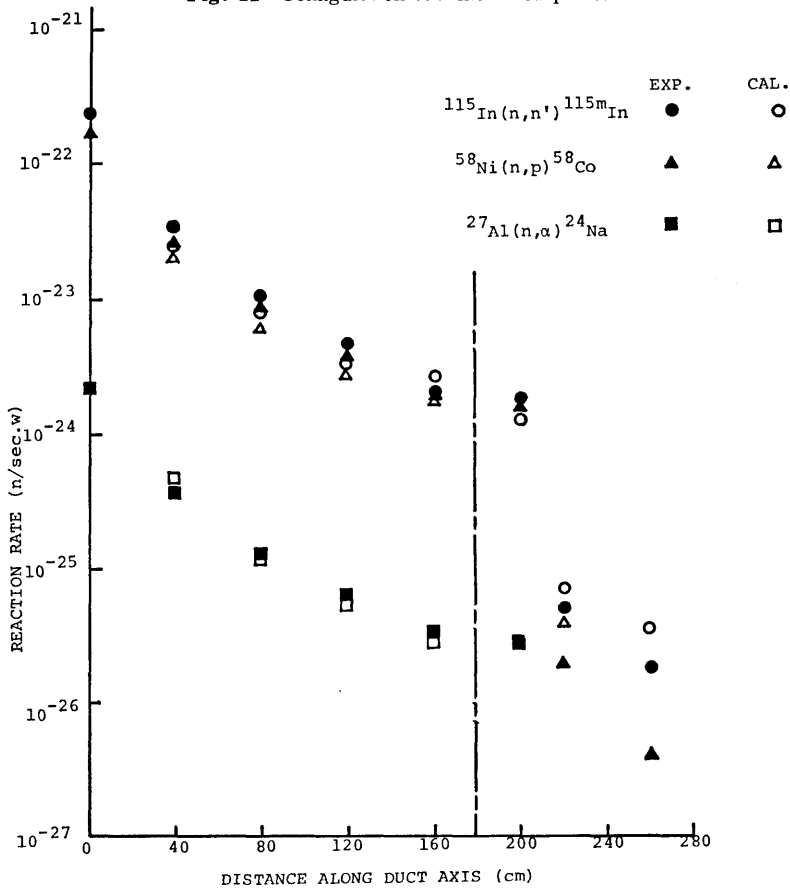


Fig. 12 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line B)

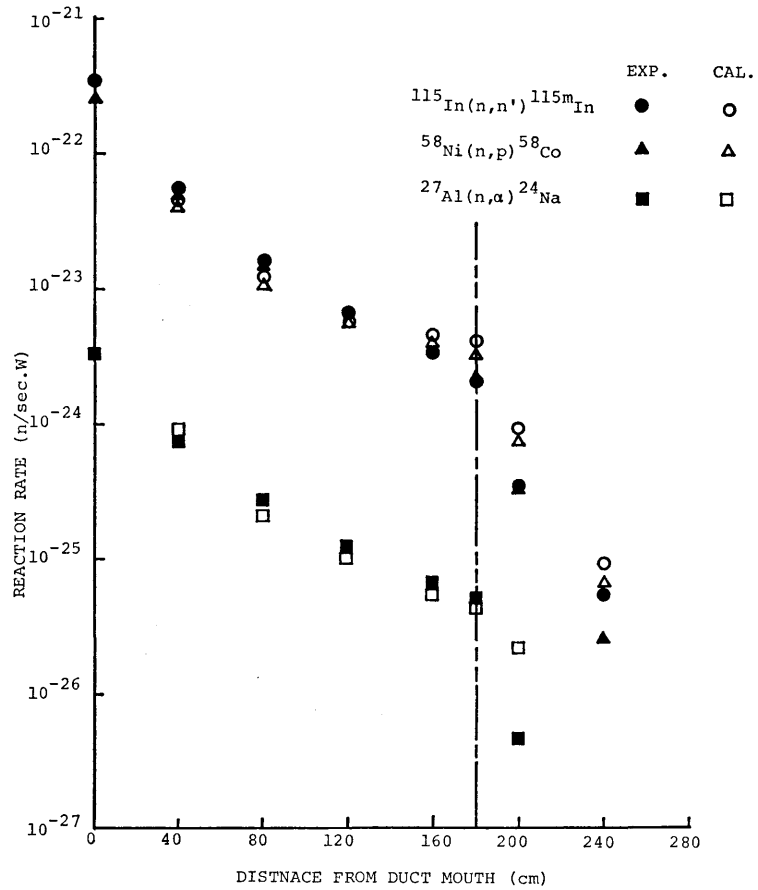


Fig. 13 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line C)

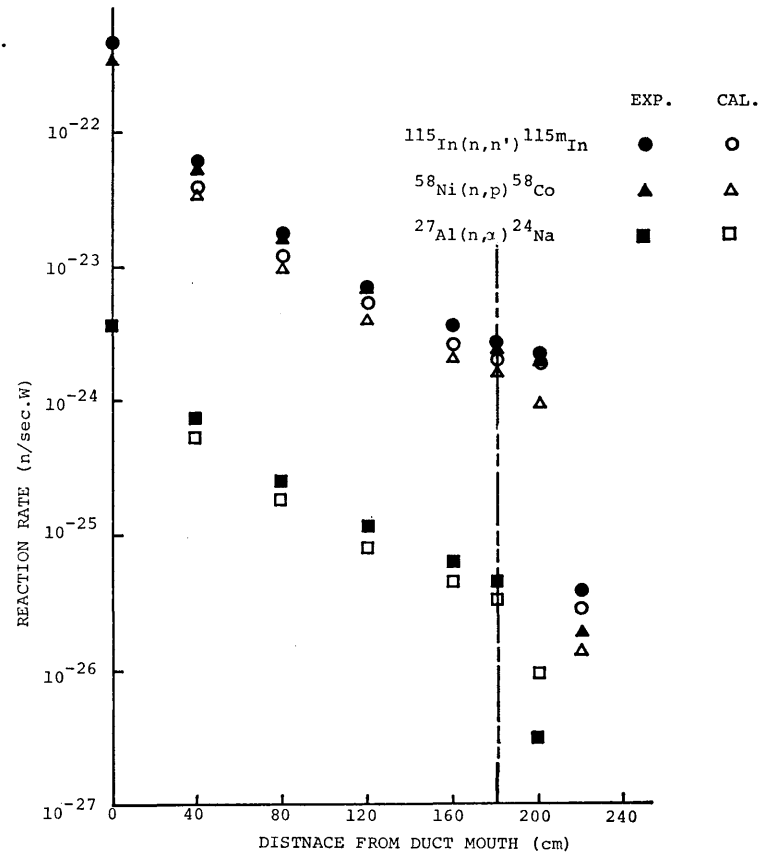


Fig. 14 Comparison of measured and DIMOS calculated axial distributions (Line D)

第2脚部の長さは140 cmで内管直径は20.3 cm, 外管直径は40 cmである。この外管と内管の間は空気中、内管内は空気の場合と水の場合とがある。測定は内管と外管の間の空気中でIn, Ni, Alの放射化箔によって、ダクトの各位置での反応率を求めている。

この実験形状は3次元形状でなければ計算を行う事が出来ない問題である。

実験値と計算値とを比較した結果をFig. 12からFig. 14までに示す。Fig. 12はLine B, Fig. 13はLine C, Fig. 14はLine Dの結果である。

全体の傾向として第1脚部において多少過少評価のみであるが、かなりの一致を示しているものと思われる。第2脚部は逆に過大評価になっている。ダクト入口での計算値はestimatorの関係上、計算を行っていない。

2重円環ダクトを2重の矩形ダクトで近似した場合、第1脚ダクトではかなりよい一致を示すのは、第1脚部内での計算値の大部分はPALLASコードの接続面からの非散乱線が大きく寄与しているからである。そして第2脚部の遠くの点、特に出口付近では散乱線が到達しておらず、水中を透過してきた非散乱線のみで、非常に小さな値である。散乱線が到達しないのは二番目の実験で述べた理由と同じで、ダクトの曲がり部分で散乱した中性子の多くはうまく出口の方へ向く角度が得られない。さらに曲がり部分に近い第2脚部で過大評価になっているのも、同じような理由からで出口方向を向くべき中性子がまわりの壁で散乱される方向にふりわけられた結果、測定点を代表する体積部分をよぎる回数が増した事によるものと考えてよい。これらも結局は到達する中性子が少ない事が一番の原因である。本報告のDIMOSコードは手法として単純なモンテカルロ法を用いているため、相当数のヒストリーを追跡しないと対象とする領域へ中性子が到達しない。この計算では100,000ヒストリー追跡しているがまだ不十分であった。しかし結果は設計で要求される程度の精度以内にはおさまっている。

この体系での計算時間は約6~8分/1測定点であった。

8. 結 論

新しい格子模型の考えを用いて作成したDIMOSコードとPALLASコードとの結合計算の手法は高速中性子の計算に対しては、計算時間の点からも遮蔽の設計計算を目的とする精度の点からも、十分に使用にた

る手法であり、コードシステムである事がわかった。

3番目の実験との比較における、第2脚部での計算精度はPALLASコードとの結合面をもった屈曲部に近い位置にもってれば改良されるものと考えられる。

さらに、熱中性子までの結果が遮蔽計算では重要であるが、入力データの不備および若干のコードの修正が必要なため今回の研究には含まれていないが今後の課題である。

9. 今後の問題点

このDIMOSコードで採用した単純なモンテカルロ法的手法、1つの粒子の発生から消滅までを追跡する方法は大きな体系ではやはり限度があった。

これを解決する方法としてMORSE¹⁴⁾コードに取り入れられているWeight法のようにWeightによる追跡や、他の色々な手法が取り扱えるものが適当と考えられるので、これらの手法に基づいてコードを改良する事が今後に残された問題である。

引 用 文 献

- 1) A. R. Razani and H. E. Hungerford: A Three-Dimensional Stochastic Gamma-Ray Transport Methods for Shielding Calculations, Nucl. Sci. Eng., 46, 1 (1971).
- 2) 伊藤泰義, 金井康二, 竹内 清: 3次元不規則形状の高速中性子遮蔽計算コード(I), 昭和51年, 原子力学会年会 C 28.
- 3) 伊藤泰義, 金井康二, 竹内 清: 3次元不規則形状の高速中性子遮蔽計算コード(II), 昭和53年, 原子力学会, 秋の分科会, 炉物理・炉工学 C 33.
- 4) 伊藤泰義, 金井康二, 竹内 清: 新しい格子模型による3次元中性子透過計算コード(そのI), 昭和55年, 原子力学会年会 E 19.
- 5) 伊藤泰義, 金井康二, 竹内 清: 新しい格子模型による3次元中性子透過計算コード(そのII), 昭和55年, 原子力学会秋の分科会, 炉物理・炉工学 C 13.
- 6) 竹内 清: 中性子遮蔽解析に用いる輸送方程式の数値解法の研究, 船研報告, 第9巻第6号(1972).
- 7) Kiyoshi Takeuchi: PALLAS-2DCZ-FC, A Calculational Method and Radiation Transport Code in Two-Dimensional (R, Z) Geometry, Papers of Ship Research Institute, No. 57 (1979).
- 8) 山野直樹: Private Communication.
- 9) シグマ委員会: 1980年核データ討論報告, JAERI-9523, 50 (1981).

- 10) J. H. Hubbel, R. L. Bach and J. C. Lamkin: Radiation Field from a Rectangular Source, J. Res. of N.B.S., Vol. 64 C, No. 2 (1960).
- 11) 笹本宣雄, 田中俊一, 竹内 清: PALLAS コード用多群中性子群定数ライブラリ, JAERI-M-7445 (1977).
- 12) T. Miura, A. Yamaji, K. Takeuchi and T. Fuse: Fast Neutron Streaming through a Cylindrical Air Duct in Water, Papers of Ship Research Institute, No. 49 (1975).
- 13) 三浦俊正, 竹内 清, 布施卓嘉: 円環ダクト漏洩放射線の測定と計算, 船研報告, 第 16 卷第 6 号 (1979).
- 14) E. A. Straker and P. N. Stevens et al.: The MORSE CODE—A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code, ORNL-4585 (1970).