船舶技術研究所報告別冊　第７号（昭和60年７月）

モンテカルロ法による大型遮蔽体系の中性子ストリーミング解析法の研究

植木　紘太郎*

A Study on Analytical Method for a Large Shielding System with Neutron Streaming by the Monte Carlo

By
Kohtaro UEKI

Abstract

The Monte Carlo method is a very useful tool for solving a large class of radiation transport problem. In contrast with a deterministic method, geometric complexity is much less significant problem in Monte Carlo calculations. However, the accuracy of Monte Carlo calculations is of course limited by statistical error of quantities to be estimated.

In the present study, we pointed out typical problems in a large shielding system with neutron streaming. Then, the Monte Carlo coupling technique of which the Monte Carlo calculation was divided two steps, lying the pseudo - detector of the coupling surface between the first step and the second, was proposed to analyze neutron streaming in a large shielding system. The coupling technique was applied to large shielding systems with neutron streaming : the first was the neuton slit - streaming problem, the second the two - legged cylindrical - annular - duct neutron streaming, and the third the 14 - MeV neutron streaming through a narrow hole - duct of a fusion reactor. Those shielding systems had large total flux attenuation of more than ten orders of magnitude between neutron sources and detectors. Statistical error propagation in the Monte carlo coupling calculation was estimated by the newly intronduced equation of error propagation.

As a result of the practical application to those problems, the Monte Carlo coupling technique was demonstrated that the technique could produce the results of good FSD's (fractional standard deviation) in a practical computation time, of neutron flux distributions in the large shielding system.

目　　次

---

*原子力船部
原稿受付：昭和60年２月21日

〔記号の説明〕

ξ＝乱数, $0 \leqq \xi \leqq 1$

E＝粒子の運動エネルギー, (M_eV)

$\bar{r}$＝位置の変数

R＝　距離, (cm)

$\bar{\Omega}$＝粒子の単位方向ベクトル,
$\hat{\Omega} = -\bar{\Omega}$

g＝g番目のエネルギー群

$\sum_t^g(\bar{r})$＝$\bar{r}$におけるg群のエネルギー平均全断面積, 単に$\sum_t$と書くこともある, (cm^{-1})

$\sum_S^g(\bar{r})$＝$\bar{r}$におけるg群のエネルギー平均全散乱断面積, 単に$\sum_S$と書くこともある, (cm^{-1})

$\sum_S^{g'\to g}(\bar{r}, \bar{\Omega}' \to \bar{\Omega})$＝$g' \to g$群に散乱する微分散乱断面積, $(\mathrm{cm}^{-1} \cdot sr^{-1})$

$\phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$＝$g$群の角度束,
(粒子数$\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}\cdot\Delta E_g{}^{-1}$)

$\chi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$＝位相空間$(g, \bar{r}, \bar{\Omega})$において, 線源あるいは実際の衝突によって現われた粒子密度, (粒子数$\cdot\mathrm{cm}^{-3}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}\cdot\Delta E_g{}^{-1}$)

$\psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$＝位相空間$(g, \bar{r}, \bar{\Omega})$における粒子の衝突数,
$\psi_g(\bar{r}, \bar{\Omega}) \equiv \sum_t^g(\bar{r})\phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$ の関係がある。

$P_g^\phi(\bar{r}, \bar{\Omega}), P_g^\psi(\bar{r}, \bar{\Omega}), P_g^\chi(\bar{r}, \hat{\Omega}), P_g^\phi(\bar{r}, \hat{\Omega})$
＝それぞれの関係式中において, 単位角度エネルギーグループ線束当りのレスポンス関数, 単に$P_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$と書くことがある。

$\phi_g(\bar{r}) = \int \phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})\, d\bar{\Omega}$, g群のエネルギー束, (粒子数$\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot s^{-1}\cdot\Delta E_g{}^{-1}$)

$\phi(\bar{r}) = \sum_g \phi_g(\bar{r})\Delta E_g$, 全粒子束（全中性子束あるいは全ガンマ線束), (粒子数$\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot s^{-1}$)

$P_g(\bar{r}) = \int P_g(\bar{r}, \bar{\Omega})\, d\bar{\Omega}$, エネルギーグループ線束当りのレスポンス関数,

$S_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$＝$g$群に対する線源分布, (線源粒子数$\cdot\mathrm{cm}^{-3}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}\cdot\Delta E_g{}^{-1}$), 単に線源強度を表わすには$S_0$と書く。

λ＝求める量 (effect of interest), 例えば, 全中性子束, 線量率等。

$\chi_g^*(\bar{r}, \hat{\Omega})$＝ポイントバリュー（アジョイント角度束), 位相空間$(g, \bar{r}, \hat{\Omega})$において, 衝突あるいは線源から現出する仮想粒子の求める量への寄与。

$W_g(\bar{r}, \hat{\Omega})$＝イベントバリュー, 位相空間$(g, \bar{r}, \hat{\Omega})$において衝突する仮想粒子の求める量への現在および将来の寄与。現在の寄与はレスポンス関数であり, 将来の寄与は粒子が衝突して生き残り, g'群で$\hat{\Omega}$方向に現出する確率の期待値に$\chi_{g'}^*(\bar{r}, \hat{\Omega}')$を乗じたものである。

$\bar{P}$＝全位相空間$(g, \bar{r}, \bar{\Omega})$

$I(\bar{P})$＝$\bar{P}$におけるインポータンス関数

W_i'＝衝突前の粒子の重み

W_i＝衝突後の粒子の重み

C_w＝重みwの粒子からの寄与

W_c＝粒子の重みの補正係数

σ＝分散 (variance)

FSD＝相対誤差, FSD＝σ/λ

R_h＝h群に対する反応断面積, (反応数$\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot$単位原子数$^{-1}$)

θ＝極角 (polar angle)

ϕ＝方位角 (azimuthal angle)

μ＝散乱角 (scattering angle),
$\mu = \bar{\Omega}\cdot\bar{\Omega}'$

η＝平均自由行程 (mean free path)

C/E＝計算値と実験値との比, C＝計算値, E＝実験値

〔略語の説明〕

mfp　(mean free path：平均自由行程)

FSD　(fractional standard deviation：相対標準偏差)

pdf　(probability density function：確率密度関数)

cdf　(cumulative distribution function：累積分布関数)
CDE　(collision density estimator：衝突密度評価法)
TLE　(track length estimator：飛程長評価法)
SXE　(surface crossing estimator：面交差評価法)
NESX E　(next event surface crossing estimator：次期面交差評価法)
PDE　(point detector estimator：点検出器評価法)
JRR-4　(Japan Research Reactor)

第1章　序　論

現在，放射線遮蔽を必要とする対象は軽水炉，高速増殖炉，加速器，使用済核燃料再処理施設，キャスク，廃棄物貯蔵施設，放射性同位元素利用施設等である。さらに，最近世界各国で研究開発が進められている核融合炉にあっては，プラズマ領域における中性子密度が原子炉の炉心よりも何桁も高いことから，新たな遮蔽問題を提起している。

遮蔽設計あるいは解析をするための計算コードの変遷を調べると，遮蔽形状との間に深い関係があることが分る。特に，ボルツマン輸送方程式を決定論的に解くディスクリート・オーディネイト法では，一次元，二次元あるいは三次元輸送コードのように区別されて呼ばれている。近年二次元ディスクリート・オーディネイトコードの実用化によって，遮蔽設計に対しより精度の良い設計手段が備わり，今日では遮蔽設計計算の中核になっている。しかし，さらに複雑な形状や多段屈曲ダクト等を取り扱うためには三次元計算が必要になる。

輸送計算法とは別に，現在でも良く利用されている遮蔽計算法に点減衰核法がある。この方法は原理的には三次元形状が取り扱える。しかし，遮蔽体系中にダクトやボイドがあり，放射線ストリーミングがある場合には適用できない。また，エネルギースペクトルや角度束を求めることができない。また，点減衰核法で中性子束の減衰計算に用いられる除去断面積は，中性子のエネルギー，物質，それに物質の配列に依存して変化するが，これらをパラメータにして整理した除去断面積セットがないので，中性子の遮蔽計算には点減衰核法はあまり使用されていない。

三次元形状が自由に取り扱え，ストリーミング計算も容易に実行可能な計算法にモンテカルロ法がある。モンテカルロ法はボルツマン輸送方程式を確率論的に数値解析し，その計算誤差が統計論に基づいて評価できる。モンテカルロ法が遮蔽計算に用いられるようになった初期の頃は，粒子（中性子やガンマ線）を1個ずつ忠実に追跡するアナログモンテカルロ法であった。また，当時は電子計算機の能力も今日と比べものにならない程低かったので，モンテカルロ計算は極く限られた小型で簡単な体系あるいは平板からの後方散乱を解析する程度であった。その後，種々のサンプリング法の提案，統計誤差（分散）低減法の進歩，さらに，モンテカルロ計算に欠かせない電子計算機の高速化によって，次第に実際的な体系が取り扱えるようになってきた。そしてエネルギー連続の汎用モンテカルロコード05R[1]が作成され，次いで多群のMORSE[2]コードが発表された。その後，放射線遮蔽の分野で中性子のストリーミング計算が重要になると，三次元形状が容易に取り扱えるモンテカルロ法による計算が行われるようになった。最近，ロスアラモス国立研究所でエネルギー連続モンテカルロコードMCNP[3]が開発され，米国で現在各種の遮蔽問題に対して適用され，評価されている。

しかし，大型遮蔽体系になると線源と検出器との距離が長く，その間に厚い遮蔽体があって中性子束の減衰が大きくなり，線源バイアス(source biasing)やインポータンスサンプリング(importance sampling)等の分散低減法を採用しても遠方にある検出器周囲の衝突密度を十分確保することが難しくなる。また，ダクトやボイド等が線源から離れた位置にある場合，その線源側入口に達する粒子数が少なくなり，その結果ストリーミングする量を過少評価することになる。さらに，ダクトが何回も屈曲している場合には，第2脚以後のダクトの中に入射する中性子数がますます少なくなるので，過少評価になるばかりでなく，計算値の分散も大きくなる。以上のことから，遮蔽体系が大きくなり，かつダクトを含むような体系に対しては，従来のモンテカルロ法による計算では分散が大きく，しかも長い計算時間を要することが予想された。

本研究では，従来のモンテカルロ計算法では計算時間の点で解決できなかった深層透過，ストリーミング，それに室内散乱がある大型遮蔽体系の中性子束分布計算を小さな分散で，しかも短い計算時間で行えるようなモンテカルロ計算法を提案する。この計算法はモンテカルロ計算を2段に分割して行い，両者を結合して最終的に求める量を得るので，モンテカルロ分割結合計算法と言う。モンテカルロ分割結合計算法を実際の

大型遮蔽体系に適用した計算例についても本研究で検討した。

本研究において，大型遮蔽体系とは中性子源から検出器が置かれた位置の間で高速中性子束がおよそ10桁ないしはそれ以上の減衰があり，さらに中空ダクトやスリットがあって，中性子ストリーミングが生ずる体系を言う。また，ダクトやスリットの周囲は気体ではなく，固体あるいは液体で満されているものとする。

第２章　モンテカルロ法による従来の中性子およびガンマ線輸送計算

2.1　モンテカルロ法の歴史

モンテカルロ法とは乱数（random number）を取り扱う計算法の総称である。この呼称はとばくで有名な地名“モンテカルロ”から由来している[10]。

モンテカルロ法に関する初期の頃（1945年頃）の文献は，Von Neumann と Ulam の考えにしたがって，決定論的な数学の問題を無作為抽出法を用いて解く方法が多かった。例えば，針をランダムに落して π の値を推定したのもその１つである[11]。第２次世界大戦末期になると，Von Neumann や Ulam は米国ロス・アラモス国立研究所で，核分裂にともなう中性子のランダムな拡散現象を電子計算機で模擬して調べている[10]。

モンテカルロ法がいつ誰の手によって中性子やガンマ線の輸送計算に応用されるようになったかは明らかでないが，1954年にはすでに Herman Kahn によって“Application of Monte Carlo”という文献[12]が米国原子力委員会から発刊されている。上記の文献中には，排他法（rejection technique）による Klein - Nishina の式からの光子のサンプリング，中性子の弾性散乱および非弾性散乱のサンプリングについて述べられている。その他，アジョイント関数を使ったインポータンスサンプリング法，期待値法（use of expected value），ルシアンルーレット，スプリッティング（splitting）についても論じられている。しかし，具体的な適用例については記載されていない。その後，1959年になって Cashwell と Everett がモンテカルロ法の教科書[13]を書いている。この教科書にはインポータンスサンプリング法などの計算法については触れられていないが，アナログモンテカルロ法による中性子とガンマ線の追跡の仕方について計算手順にしたがって具体的に書かれている。そのため，モンテカルロコードを作成する際には必ず引用される文献の１つになっている。1960年代に入るとモンテカルロ法によって盛んに遮蔽問題の解析が行われるようになった。このころの計算の対象はガンマ線のビルドアップ係数（buildup factor）の計算，中性子やガンマ線のアルベドデータを求める計算がほとんどであった。1969年には Jerome Spanier と Ely M. Gelbard がボルツマン輸送方程式を衝突密度方程式にし，フォワードモードおよびアジョイントモードで解くための関係式を整理している[14]。彼らの教科書は現在でも世界的に広く利用されている MORSE コード[2,9]や MCNP コード[3]の作成の根幹になっている。1970年代になると電子計算機の急速な発達によって，モンテカルロ法による遮蔽計算がより現実的なものになった。そのための努力は特に深層透過計算と放射線ストリーミング計算に向けられた。1970年代の後半からは各種計算コードの精度を検証するため，信頼できる実験を選んでベンチマーク問題を作成し，同一問題をいくつかのコードで計算した。モンテカルロコードも参加している。またその頃から，核融合炉の遮蔽問題も遮蔽の分野で重要な位置を占めるようになってきており，この傾向は今後増々強くなって行くものと思われる。

以上述べてきたように，モンテカルロ法は遮蔽計算に頻繁に適用されてきたが，未だ研究すべき課題が多く残されている。その中で，特に重要で，しかも早急に解決すべき課題が深層透過，ストリーミング，および室内散乱問題を包含した大型遮蔽体系の中性子束空間分布計算を，いかに効率よく短い計算時間で行い，しかも分散が小さい結果を出すかであると考えられる。

2.2　モンテカルロ法とダクトを含む大型遮蔽体系への適用上の問題点

2.2.1　過去における中性子およびガンマ線輸送計算

まず，モンテカルロ法が実際に遮蔽計算に適用された頃の例と，そのときの計算法について述べる。ガンマ線の透過問題に対しては，1963年に Raso[15]がコンクリート平板のビルドアップ係数を計算している。この計算はコンクリートの厚さが４ mfp（１ MeV のガンマ線に対しおよそ27cm）までのビルドアップ係数を求めているが，分散を低減させるような方法は採用していない。その後，Chilton[16]が1966年に鋼板のビルドアップ係数を計算しているが，このときは指数変換（exponential transform）を採用し，17mfp（１ MeV のガンマ線に対し鋼板の厚さおよそ40cm）まで計算している。Chilton のモンテカルロ計算が Raso の４ mfp から17mfp までに拡大できた要因は，指数変換という

インポータンスサンプリング法を採用したことによる。さらに，Armstrog ら[17]はインポータンス関数を使ったモンテカルロ計算を行い，鉛および水の25mfp（1 MeV のガンマ線に対し，鉛で31cm，水で343cm に相当する）までのビルドアップ係数を求めている。その結果，インポータンスサンプリングを実行することによって，かなりの深層透過計算ができるようになったことが分る。指数変換法は現在でもガンマ線のみならず中性子の透過計算にも広く利用されている。

中性子輸送に対するモンテカルロ法の適用研究も，ガンマ線に対する適用と同じ頃から始まっている。Allen ら[18]は1963年の論文で，60cm 厚の水中に 2 MeV の中性子が45°で入射した場合の中性子束分布を計算している。その際，10eV～2 MeV の範囲を積分した中性子束は60cm 近くまで求められているが，2 MeV，すなわち入射エネルギーに対する中性子束については20cm までに終っている。これは，指数変換のようなサンプリング法が採用されていなかったためである。その後，1967年になって，Clark ら[19]は幾種類かの単色中性子がコンクリート平板に入射した場合の線量率の減衰を計算している。コンクリート平板の厚さは120cm に達しており，3 MeV の中性子に対しおよそ 7 桁の線量率の減衰になっている。Clark らが採用したサンプリング法も前記の指数変換法であり，Clark 自身の論文[20]の中で指数変換法を詳しく論じている。

モンテカルロ法が実際の遮蔽体系の計算に適用されるようになった当初は，先に述べた中性子やガンマ線の透過計算よりも，むしろ反射計算が盛んに行われ，アルベド（albedo）データが集積された。このアルベドデータは，放射線ストリーミング計算を効率良く解くアルベドモンテカルロ法に使用された。

中性子のアルベドについては，Maerker と Muckenthaler[21]がコンクリートに対する高速中性子の二重微分アルベド（double differential albedo）を広範囲の中性子エネルギーと入射角について計算している。同じ頃，Allen ら[22]も多くの物質について中性子のアルベドをモンテカルロ法で求めている。

ガンマ線のアルベド計算は，すでに1956年に Berger と Doggett[23]が鉄，錫，鉛，水の線量アルベドを求めている。その後ガンマ線のアルベド計算も盛んに行なわれ，Raso[15]や Wells[24]の文献にはコンクリートに対する微分アルベドが求められている。さらに二次ガンマ線（secondary gamma ray）のアルベド計算もモンテカルロ法で行われている[25]。ガンマ線に対するアルベドも中性子の場合と同じように，ストリーミングを計算するための基本的な量として用いられた。

モンテカルロ法によるストリーミング計算は1960年代に入ってからであるが，初期の頃はアナログモンテカルロ法（analog Monte Carlo method）で計算した。そのため，中性子束あるいはガンマ線束の減衰は極く限られた範囲である。

Fig. 1 は Collins と McCleary[26]が高速中性子のストリーミングを計算したもので，線源は Po—Be で，直径7.6cm および15.2cm の直円筒ダクトが水中に設置された体系になっており，計算はダクトの入口から30cm まで行っている。ガンマ線のダクトストリーミングに関しては，Shindo ら[27]がやはりアタログモンテカルロ法で計算し，実験値と比較している。Fig. 2 は ^{60}Co 線源について線量率の変化を L／Ro（L：ダクトの長さ，Ro：ダクトの半径）について求め，実験値と比較した例である。計算結果は実験と良い一致を示しているが，線量率の変化は 2 ～ 3 桁程度である。

次に，屈曲ダクトストリーミング問題が提起される

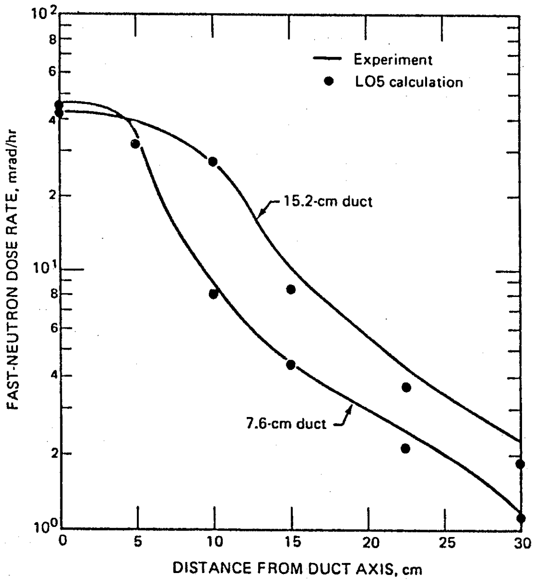

Fig. 1　Comparison of LO5 analog Monte Carlo calculations with measurements of fast-neutron dose rates along the axes of 30-cm-long, 7.6-and 15.2-cm-diameter straight cylindrical ducts in water ; Po-Be neutron source. (From Collins and McCleary.[26])

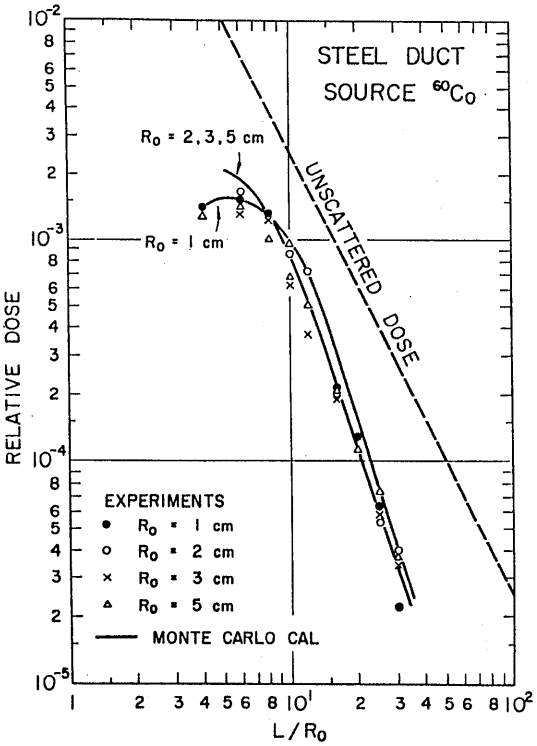

Fig. 2 Comparison of theoretical and experimental albedo dose through a steel duct; source ^{60}Co.[27)]

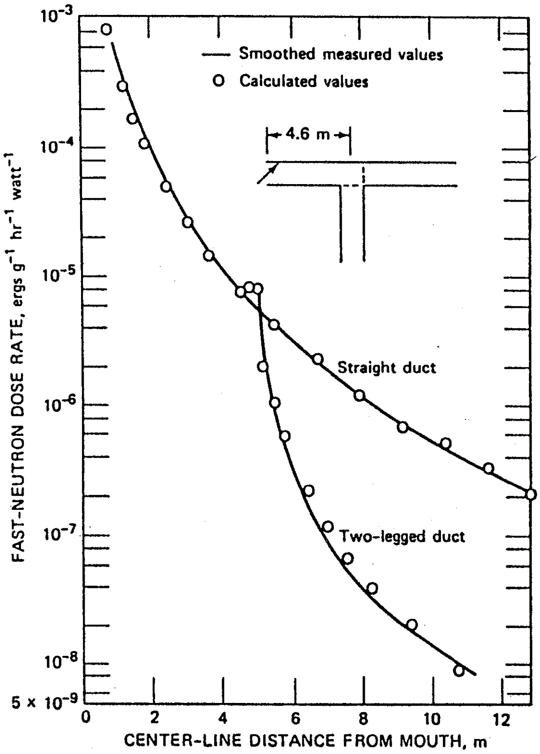

Fig. 3 Comparison of AMC albedo calculations with measurements of fast-neutron dose rates in one-and two-legged 0.91-m-square concrete ducts. (From Maerker and Muckenthaler.[29)])

と，アナログモンテカルロ法による厖大な計算時間を短縮するために，1964年にアルベドモンテカルロ法がCain[28)]によって発表された。アルベドモンテカルロ法はダクトやスリットの境界面のアルベドデータを前もって用意しておき，境界面の内側では輸送計算を行って粒子を追跡するが，境界面に達した粒子はその位置におけるアルベドデータに従って全て反射させる，という手順を繰り返す手法である。境界面に入射する粒子と反射する粒子との間にはアルベド量に比例した重みの補正が必要になる。

アルベドモンテカルロ法の出現によって，ストリーミング計算が比較的容易に行えるようになった。Maerker と Muckenthaler[29)]はアルベドモンテカルロコード AMC[30)]の精度を検証するため，コンクリート中に作られた一脚および二脚の 3 ft× 3 ft 矩形ダクト中の中性子ストリーミング線量率を計算し，実験との比較をしている。Fig. 3 に両者の比較を示す。両者の一致はダクトの入口に対しおよそ 5 桁の線量率の減衰がある12m 離れた検出点まで±20%以内であり，十分精度の良い結果が得られている。他にも，Maerker と Muckenthaler[31)]は三脚矩形ダクトの計算と実験とを比較し，アルベドモンテカルロ法の有効性を実証している。しかし，ダクトの口径が 3 ft× 3 ft と大きいので，線量率にして 5 桁の減衰程度であることから，モンテカルロ法の適用としてはあまり難しい問題を含んでいない。

多くの物質に対し，広範囲の中性子エネルギーのアルベドデータが蓄積され，評価も進んでおり，現在でも多くの遮蔽分野でアルベドモンテカルロ計算が実施されている。また，最近の Shin と Hyodo[32)]の研究は，細管ダクトおよび細いスリットの中性子ストリーミング計算に対するアルベドモンテカルロ法の適用性を実

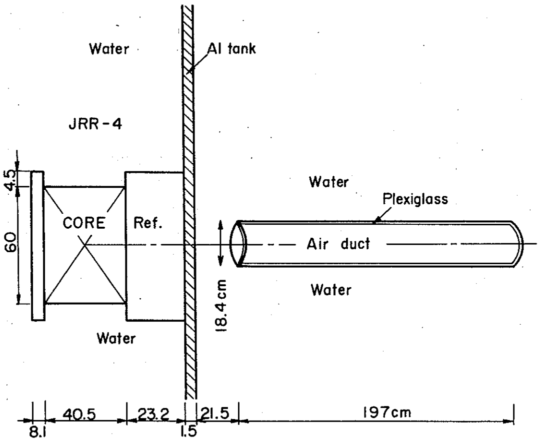

Fig. 4 Experimental configuration for the cylindrical-air-duct problem of the N-II-1.[33)]

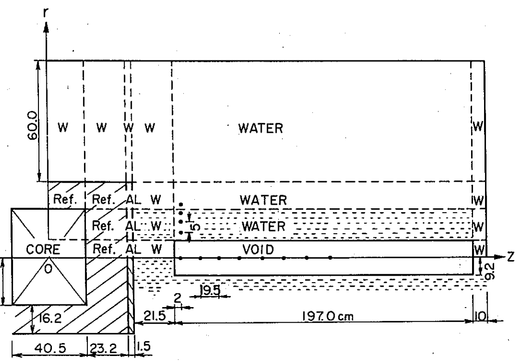

Fig. 5 Calculational model for the N-II-1 problem,[33)]

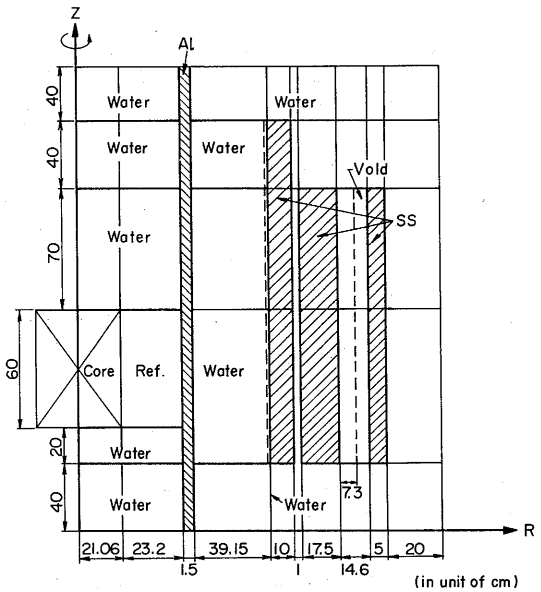

Fig. 6 Calculational model for the N-II-2 problem.[33)]

験と比較しながら詳細に検討している。

以上のように，単にストリーミング計算に対してはアルベドモンテカルロ法は有力な方法であるが，本研究の目的とする大型遮蔽体系にあっては，深層透過計算が含まれ，アルベドモンテカルロ法が直接適用できない。また，中性子はエネルギーが高くなるにつれて一般に透過能力が強くなるので，アルベド境界面の設定に関する問題も発生する[32)]。

2.2.2 大型遮蔽体系に対するモンテカルロ法の適用例

ダクトを含む大型遮蔽体系中の中性子輸送計算に対し，従来のモンテカルロ計算の不十分な点や不合理な点を定性的に指摘することは容易であるが，定量的な評価は一般的に難しい。

二次元の中性子遮蔽ベンチマーク実験を設定し，これをディスクリート・オーディネイトコードとモンテカルロコードで解析し，計算コードの適用性や計算精度を比較検討した文献がある[33)]。その中に，モンテカルロ計算結果が実験値をかなり過少評価した例がある。文献(33)でモンテカルロ法を適用した実験体系とその計算モデルを示す。Fig. 4 は N -II- 1 (N：中性子，II：二次元形状）と称する直円筒ダクト中性子ストリーミング実験の配置図であり，Fig. 5 にその計算モデルを示す。この実験では，JRR - 4 号炉の炉心と直円筒ダクトの中心軸が一致している。測定には放射化箔検出器が使われ，ダクト中の反応率分布が求められている。[34)]

次に，N -II- 2 と称する円環空隙中性子ダクトストリーミング実験[35)]の計算モデルを Fig. 6 に示す。この実験も JRR - 4 号炉のスイミングプール中で実施されたもので，原子炉圧力容器と一次遮蔽体との間の円環状の空隙をストリーミングする中性子束分布を調べることを目的にしている。測定には N -II- 1 と同じような放射化箔検出器が使用されている。

モンテカルロコード MORSE で解析した結果を例示する。Fig. 7 は N -II- 1 の直円筒ダクト中の反応率

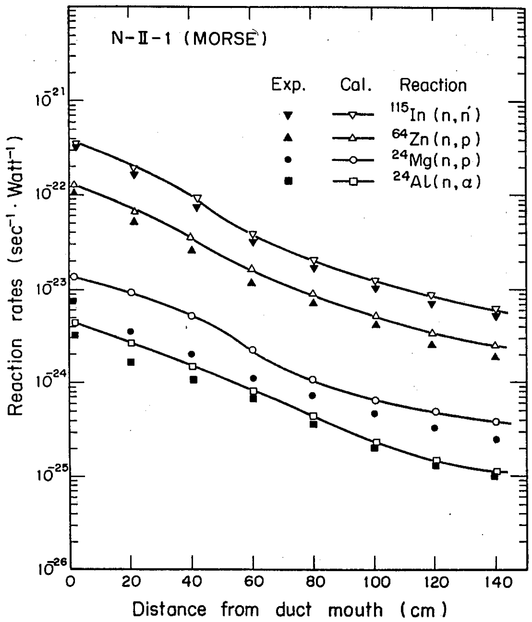

Fig. 7 Comparison of MORSE reaction rates with measured values along duct axis of N-II-1[33)]

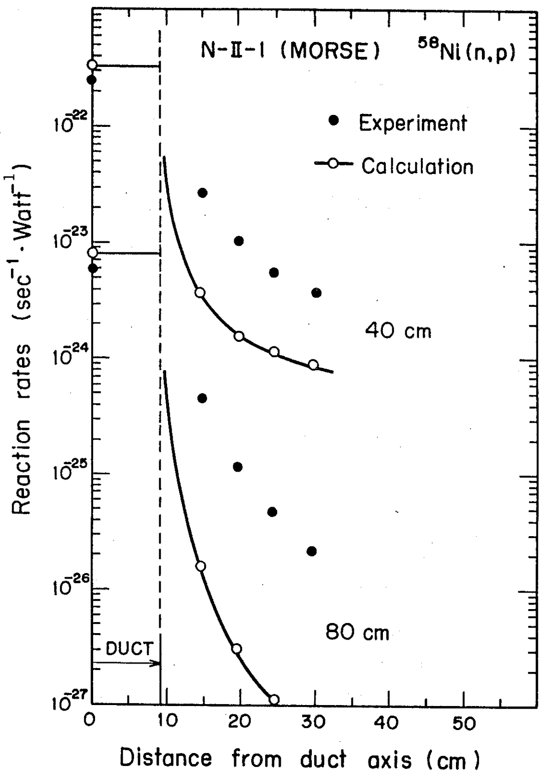

Fig. 8 Comparison of MORSE reaction rates of ^{58}Ni (n,p) with measured values at radial distances of 41 and 81 cm from duct mouth of N-II-1[33)]

分布を実験と比較したものであり，Fig. 8 はダクト外側の水中での反応率分布を実験と比較してある。Fig. 7では，直円筒ダクト中の反応率はモンテカルロ計算と実験とはかなり良い一致を示している。しかし，ダクトの中心軸から離れた位置の反応率を比較したFig. 8 を見ると，ダクトから少し離れても 1 ～ 2 桁程度計算値が過少評価になっていることが分る。この原因は，中性子の衝突が炉心側のアルミタンクとダクトとの間の水層までで終っており，計算上はダクトの周囲まで中性子が達していないことによる。したがって，ダクト周囲の水中では，検出器への寄与を計算するために必要な衝突密度が小さすぎるので，過少評価になるものと考えてよい。

N - II - 2 のベンチマーク実験について，炉心寄の鉄層前面における反応率の実験とモンテカルロ計算との比較を Fig. 9 に，またボイド中の反応率の比較を Fig. 10に示す。この実験解析も N - II - 1 と同じ計算法が使われているので，計算上中性子は炉側のアルミタンク後方の水層までしか到達していない。その結果，ボイド中に置かれた検出器に寄与する中性子がほとんどなくなって，Fig.10に示すような 2 ～ 4 桁もの過少評価になったものと考えられる[33)]。

核融合炉で課題になる14MeV 中性子のストリーミング実験をモンテカルロ法で解析した報告がある。Seki[36)]らは日本原子力研究所の FNS (Fusion Neutronics Source Facility) で通路に沿った14MeV 中性子ストリーミングの線量率およびエネルギースペクトルを計算し，実験結果と比較している。Fig.11に FNS におけるストリーミング実験体系を，また Fig.12にダクトに沿った線量率分布，Fig.13にはエネルギースペクトルの比較を示す。Fig.12の線量率分布の比較では実験と良い一致を見ている。しかし，測定値がダクト(通路)の入口から 6 m まで詳細に得られているが，モンテカルロ計算結果は4.65m までに終っている。また，Fig.13のエネルギースペクトルに関しては，ダクトの入口から2.55m までの 3 点においては NE213による

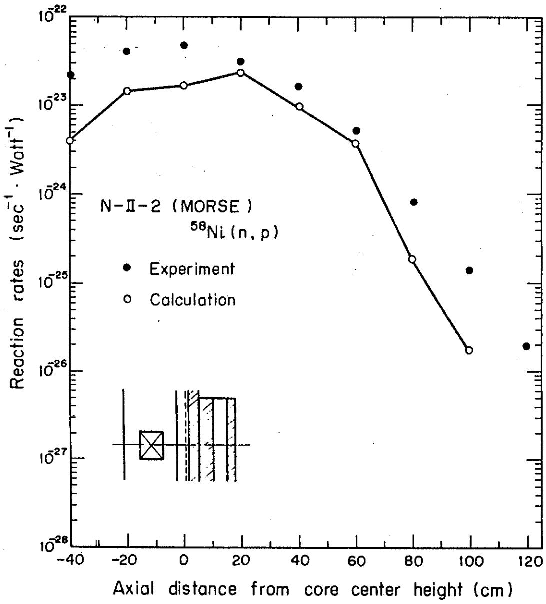

Fig. 9 Comparison of MORSE reaction rates of ^{58}Ni (n,p) with measured values along the dotted line given in Fig. 6 of N-II-2[33)]

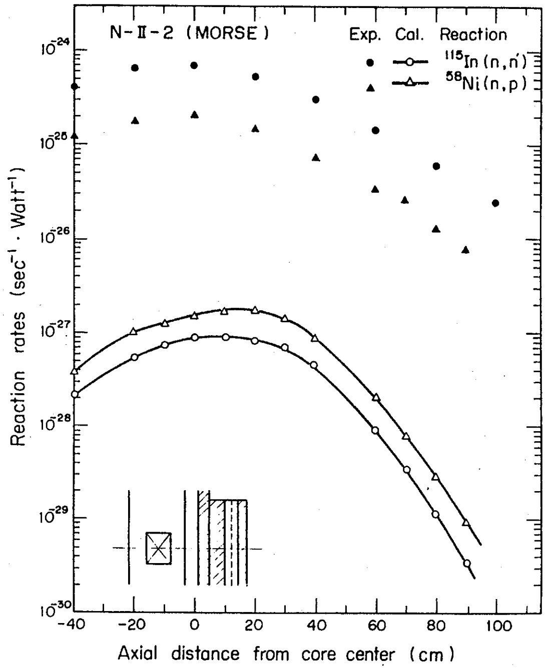

Fig. 10 Comparison of MORSE reaction rates with measured values along the dotted line in Fig. 6 of N-II-2[33)]

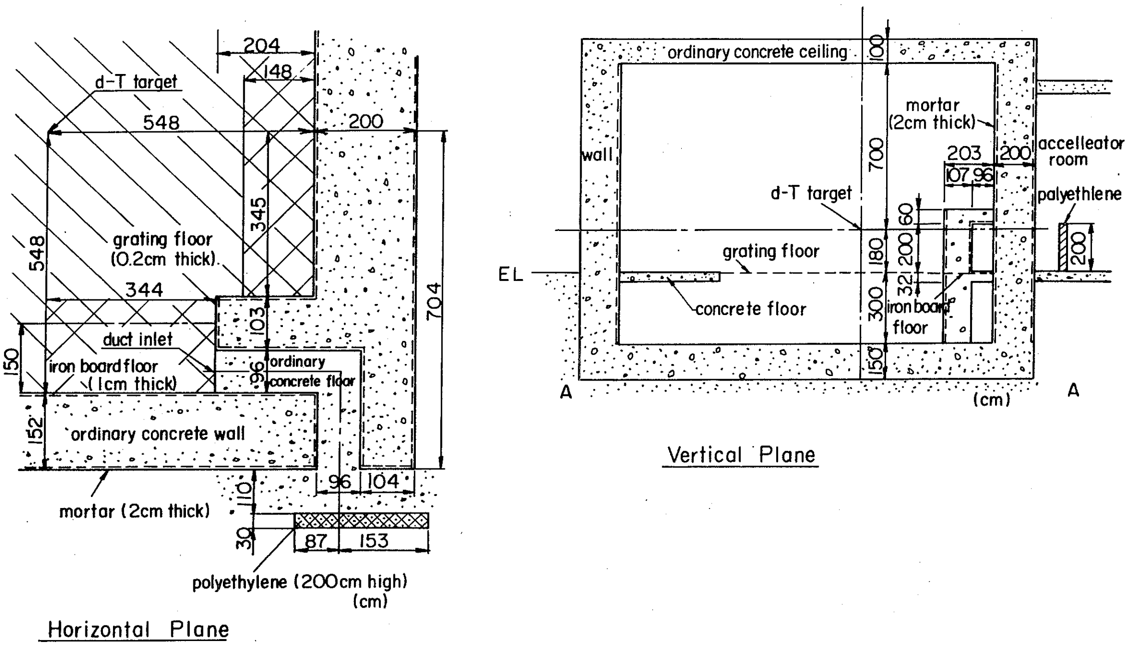

Fig. 11 Layout of the streaming duct (personal access way).[36)]

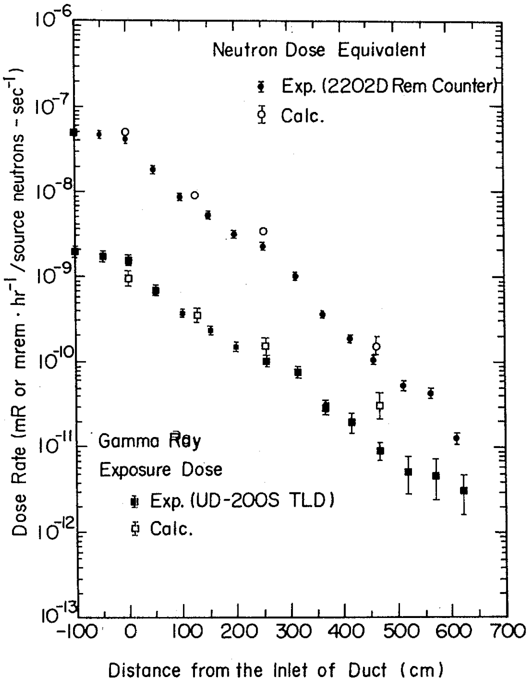

Fig. 12 Distribution of the total neutron dose equivalent and gamma ray exposure dose along the duct.[36]

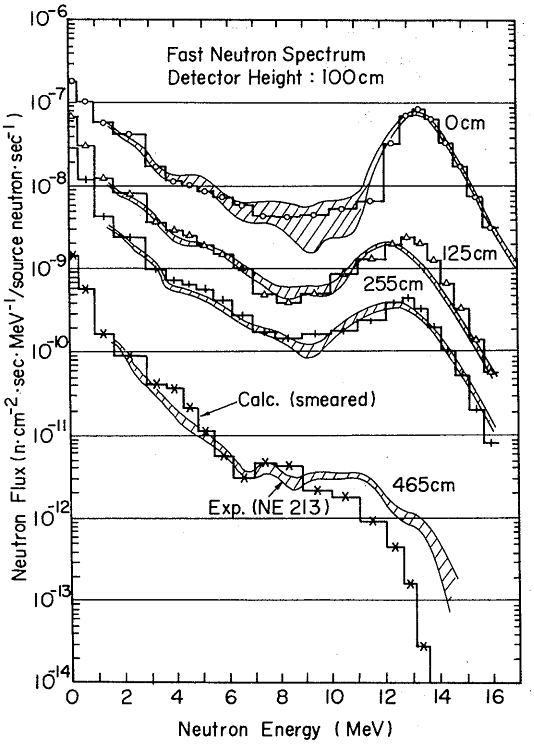

Fig. 13 Fast-neutron spectra (calculation smeared) at 4 locations in the buct.[36]

スペクトルと良好な一致になっているが，4.65m の検出点では特に14MeV 付近で明らかな過少評価が見られる。

Seki らの計算は実験と計算できた範囲では良い一致を示したが，従来の方法を用いたモンテカルロ計算のため，50万ヒストリーという厖大な数の粒子を追跡している。このことは，計算時間が長くなり，遮蔽設計段階で必要になるパラメトリックな計算には従来のモンテカルロ法の適用は難かしいことを裏付けている。

アルベドモンテカルロ法を大型遮蔽体系の中性子束分布計算に適用した論文も Kawai[37]らによって発表されている。文献(37)では EURACOS の遮蔽実験装置に行われたナトリウムダクト囲りの中性子ストリーミング実験を解析している。測定値との比較では概ねファクター3程度で一致しているが，計算結果は線源から遠くなるにつれて過少評価の傾向がある。また，アルベドデータは半無限平板に対するものを採用しているので，円筒ダクトに対しては適切ではないと考察している。

アルベドモンテカルロ法はストリーミング計算を効率良く解く手法として利用されてきているが，深層透過計算を別に行う必要がある点や，精度の高いアルベド計算を行うためには幾種類もの曲率をパラメータにしたアルベドデータが必要になったり，先の Shin と Hyodo の論文[32]にあるように，アルベド境界面の設定の問題もあり，大型遮蔽体系の中性子遮蔽設計には一般的でないと考えられる。

以上述べてきたように，これまでに行われてきたモンテカルロ法による大型遮蔽体系における中性子束分布計算を考察すると，大型遮蔽体系に対し線源から検出点まで1回で計算を行うモンテカルロ法の適用では，分散の大きさからも，計算時間の点からも満足できるような結果が得られないであろうと考えられる。

第3章　アジョイントモンテカルロ法を利用したダクトストリーミング計算

3.1　緒　　言

本章は大型遮蔽体系を貫通する直円筒ダクトの出口における中性子束計算に適用したモンテカルロ計算法について述べる。

本研究で適用したモンテカルロ計算法の1つは，アジョイントモンテカルロ計算でインポータンス関数（イベントバリュー（event value）およびポイントバリュー（point value））を求めておき，イベントバリューを飛程長バイアス，ポイントバリューを散乱角バイアスを行うためのインポータンス関数として，フォワードモンテカルロ計算を行って中性子束を求める方法である。他の方法は，Byrn[6]が提案したフォワード－アジョイント反復モンテカルロ法である。Coveyou[38]によれば，アジョイントモードの解が分散の低減に重要な役割を果す，と指摘している。

3.2　多群ボルツマン輸送方程式

3.2.1　フォワードモンテカルロ法に対する多群輸送方程式

ボルツマン輸送方程式を多群にした定常状態の積分型現出粒子密度方程式（integral emergent particle density equation）は次式のように表わされる[2]。

$$\chi_g(\bar{r},\bar{\Omega})=S_g(\bar{r},\bar{\Omega})+\sum_{g'=g}^{1}\int_{4\pi}d\bar{\Omega}'\frac{\Sigma_s^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}\to\bar{\Omega})}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})}\int_0^\infty dR\Sigma_t^{g'}(\bar{r})e^{-\beta_{g'}(\bar{r},R,\bar{\Omega})}\chi_{g'}(\bar{r},\bar{\Omega})\tag{3.1}$$

（3.1）式を積分核の形で書き表わすため，輸送核（transport kernel）と衝突核（collision kernel）を導入する。

輸送核：

$$T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\bar{\Omega})=\int_0^\infty dR\Sigma_t^g(\bar{r})e^{-\beta_g(\bar{r},R,\bar{\Omega})}\tag{3.2}$$

衝突核：

$$C_{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})=\sum_{g'=g}^{1}\int d\bar{\Omega}\frac{\Sigma_s^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})}{\Sigma_s^{g'}(\bar{r})}\tag{3.3}$$

$$=\sum_{g'=g}^{1}\int d\bar{\Omega}\frac{\Sigma_s^{g'}(\bar{r})}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})}\cdot\frac{\Sigma_s^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})}{\Sigma_s^{g'}(\bar{r})}\tag{3.4}$$

ここで，

$$\Sigma_s^{g'}(\bar{r})=\sum_g\int_{4\pi}d\bar{\Omega}\Sigma_s^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}\to\bar{\Omega})$$

$$\Sigma_s^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})=\frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{n}f_l^{g'\to g}(\bar{r})P_l(\mu)$$

$f_l^{g'\to g}(\bar{r})=g'\to g$ に移る粒子の l 次のルジャンドル展開係数

n＝ルジャンドル展開係数の最大次数

$$\beta_g(\bar{r},R,\bar{\Omega})=\int_0^R\Sigma_t(\bar{r}-R'\bar{\Omega})dR'$$

輸送核と衝突核を用いると，積分型現出粒子密度方程式は次式のように簡略になる。

$$\chi_g(\bar{r},\bar{\Omega})=S_g(\bar{r},\bar{\Omega})+C_{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})T_{g'}(\bar{r}'\to\bar{r},\bar{\Omega}')\chi_{g'}(\bar{r},\bar{\Omega}')\tag{3.5}$$

（3.5）式が実際のフォワードモンテカルロ法でボルツマン輸送方程式を解く式である。

フォワードモードで最終的に求める量（effect of interest あるいは quantity of interest）λ は次のように表わされる。

$$\lambda=\sum_g\iint P_g^\phi(\bar{r},\bar{\Omega})\phi_g(\bar{r},\bar{\Omega})d\bar{r}d\bar{\Omega}\tag{3.6}$$

$$=\sum_g\iint P_g^\chi(\bar{r},\bar{\Omega})\chi_g(\bar{r},\bar{\Omega})d\bar{r}d\bar{\Omega}\tag{3.7}$$

フォワードモンテカルロ計算を具体的に実行する手順については第4章で述べる。

3.2.2　アジョイントモンテカルロ法に対する多群輸送方程式

文献(2)で与えられている積分型ポイントバリュー方程式は，$\hat{\Omega}=-\bar{\Omega}$, の方向に関する定義とそれに伴った位相空間の反転を考慮し，次のように書き表わされる。

$$\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^\chi(\bar{r},\hat{\Omega})+\int dR\Sigma_t^g(\bar{r})e^{-\beta_g(\bar{r},R,\hat{\Omega})}\left[\frac{\Sigma_t^g(\bar{r}')}{\Sigma_t^g(\bar{r})}\right]\times\left[\sum_{g'}\int d\bar{\Omega}'\frac{\Sigma_s^{g\to g'}(\bar{r}',\hat{\Omega}\to\hat{\Omega})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}\right]\chi_{g'}^*(\bar{r},\hat{\Omega}')\tag{3.8}$$

この（3.8）式は仮想粒子（adjuncton）というアジョイント粒子が，$\hat{\Omega}$ 方向に $\bar{r}'\to\bar{r}$ に輸送する飛跡を記述している。（3.8）式を見ると解るように，アジョイントランダムウォークには特別の重み補正 $\Sigma_t^g(\bar{r}')/\Sigma_t^g(\bar{r})$ が必要である。この補正計算を行うには現在の衝突点と次の衝突点の全断面積が必要であり，フォワード計算と同一の論理による計算ができなくなる。

この特別な重み補正を避けるためにいくつかの量を定義し，式を変形する必要があるが，これについては Appendix A で詳しく述べるが，これは MORSE コードの論文[2]に基づいている。

アジョイントモンテカルロ法による積分型現出仮想

粒子密度方程式の最終式はAppendix Aから次のようになる。

$$G_g(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^{\phi}(\bar{r},\hat{\Omega})+C_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})T_{g'}(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega}')G_{g'}(\bar{r},\hat{\Omega}') \quad (3.9)$$

(3.9) 式と (3.7) 式と比較すると，この2つの式がモンテカルロ計算を実行する上で全く同じ論理で解けることが分る。

アジョイントモンテカルロ計算によって求められる量λは以下のように書かれる。

$$\lambda=\sum_g\iint S_g(\bar{r},\hat{\Omega})\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})d\bar{r}d\hat{\Omega} \quad (3.10)$$

$$\lambda=\sum_g\iint S_c^g(\bar{r},\hat{\Omega})W_g(\bar{r},\hat{\Omega})d\bar{r}d\hat{\Omega} \quad (3.11)$$

ここで，

$$S_c^g(\bar{r},\hat{\Omega})=T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})S_g(\bar{r},\hat{\Omega})$$

＝初期衝突線源 (first collision source)

アジョイント計算の特徴は (3.10) 式から分るように，実際の線源分布をレスポンス関数として採用する点である。また，(3.11) 式の$W_g(\bar{r},\hat{\Omega})$はイベントバリューと称される関数であるが，アジョイントモンテカルロ法で計算するための式の導入についてはAppendix Bで記述する。これは著者が式を導出したものである。

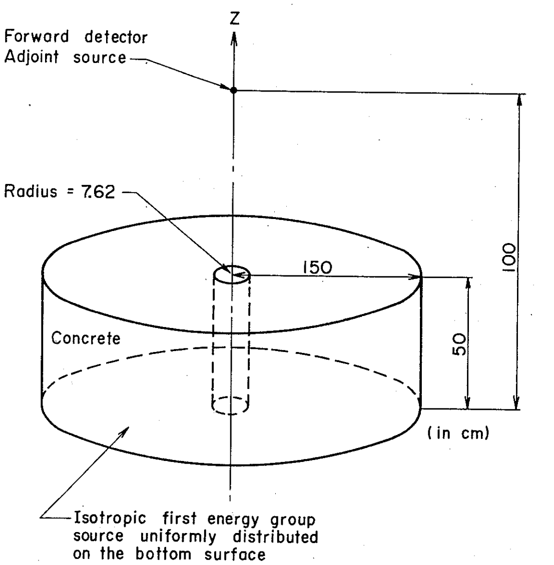

Fig. 14 Geometry of concrete cylinder with axial duct, source, detector, and adjoint source. Dimensions are in centimetres.

アジョイントモンテカルロ法の基本式 (3.9) を具体的に実行する手順についてはAppendix Cに詳しく記載してある。

3.3 計算体系とバイアスの採用

3.3.1 計算体系

ここで設定する計算体系はFig. 14に示すような直円筒コンクリートで，中心に直円筒ダクトがある。この問題はTang[39~41]らが計算したものと高さが150cmが50cmになっただけで，半径150cm，ダクトの半径7.62cmは同一である。線源は14MeV中性子が円筒底面に一様分布している。検出器は円筒中心軸上の円筒頂面から50cm上に置かれている。モンテカルロコードはMORSE-CG[9]を使用し，使用した群定数はTangらが使ったデータを直接複製したものである。エネルギー群はDLC-23ライブラリー[44]と同じ22群構造であるが，モンテカルロ計算は14群 (3.35×10^3eV)までの中性子束を求めた。ルジャンドルの展開係数はP_3までである。

3.3.2 線源バイアス

種々のバイアスがあるが，適切なインポータンス関数を採用した線源バイアスは，一般に最も容易に分散を低減する手法である。線源バイアスの関係式についてはAppendix Dで説明する。

本研究では線源位置バイアスおよび線源方向バイアスを採用している。

3.3.3 角度確率バイアス

MORSEコードでは衝突後のエネルギー群と方向とを決定するために，各衝突点においてサブルーチンCOLISNが呼ばれる。そこで，角度確率バイアス(angular probability biasing)を実行するために，遮蔽体系の各領域毎に用意したポイントバリューを使ってフォワード計算ができるように，サブルーチンCOLISNを修正した。修正したCOLISNルーチンでは散乱後のエネルギー群は従来の散乱マトリックスから選択されるが，散乱されるが，散乱角は新たに入力したポイントバリューを基にしたバイアス角度分布を使って選定する。バイアス角度分布は次のように定義される[39,41]。

$$\gamma^{g\to g'}(\bar{r},\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')=\frac{F_i\cdot\chi_{g'}^*(\bar{r},\hat{\Omega}_i')}{\sum_{i=1}^{N}F_i\cdot\chi_{g'}^*(\bar{r},\hat{\Omega}_i')},\quad i=1,\cdots\cdots N \quad (3.12)$$

$$=\frac{\dfrac{\Sigma_S^{g\to g'}(\bar{r},\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')}{\Sigma_S^{g\to g'}(\bar{r})}}{\displaystyle\int_{4\pi}\frac{\Sigma_S^{g\to g'}(\bar{r},\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')}{\Sigma_S^{g\to g'}(\bar{r})}\chi_{g'}^{*}(\bar{r},\hat{\Omega}')\,d\hat{\Omega}'} \tag{3.13}$$

ここで,

F_i＝散乱角μ_iが選択される確率

N＝μについての分割数

散乱後の粒子の重み補正は次式によって行う。

$$W_c=\sum_{i=1}^{N}F_i\cdot\chi_{g'}^{*}(\bar{r},\hat{\Omega}_i')/\chi_{g'}^{*}(\bar{r},\hat{\Omega}_j') \tag{3.14}$$

ここで,

j＝(3.12) 式のバイアス分布関数から選択されたj方向

Tang[39,41]らはポイントバリュー$\chi_g^{*}(\bar{r},\hat{\Omega})$をディスクリート・オーディネイトコードDOT[42]のアジョイントモードで求めた値を採用し，モンテカルロコードMORSE-CG[9]でフォワード計算を行った。本研究ではMORSE-CGコードのアジョイントモードで計算したポイントバリューを用い，同じMORSE-CGコードでフォワード計算を行った。

3.3.4 飛程長バイアス

飛程長バイアス（path-length biasing）は粒子の飛行距離（即ち，衝突点）を選定するために，イベントバリューをインポータンス関数に採用する技法である。バイアス飛程長分布関数は次のように定義される[39,40]

$$\begin{aligned}T_g^{*}(\bar{r}\to\bar{r}-R\hat{\Omega})\,dR&=(e^{-\eta}w_1/N_f)\,d\eta,\ 0\leqq\eta<\eta_1\\&=(e^{-\eta}w_2/N_f)\,d\eta,\ \eta_1\leqq\eta<\eta_2\\&\cdots\cdots\cdots\cdots\\&=e^{-\eta}d\eta,\ \eta_n\leqq\eta<\infty\end{aligned} \tag{3.15}$$

バイアスされた粒子の重みは次式によって補正する。

$$\begin{aligned}W_c&=T_g/T_g^{*}\\&=\frac{\displaystyle\int_{\eta_{i-1}}^{\eta_i}e^{-\eta}d\eta}{\displaystyle\frac{1}{N_f}\int_{\eta_{i-1}}^{\eta_i}e^{-\eta}W_i\,d\eta}\\&=N_f/W_i\end{aligned} \tag{3.16}$$

ここで,

$$\begin{aligned}N_f&=\text{規格化定数}\\&=\frac{1}{1-e^{-\eta_n}}\left[\int_0^{\eta_1}e^{-\eta}\cdot W_1d\eta+\cdots\cdots\right.\\&\qquad\left.\cdots\cdots+\int_{\eta_{n-1}}^{\eta_n}e^{-\eta}\cdot W_nd\eta\right]\\&=\sum_{i=1}^{n}\eta_i\end{aligned} \tag{3.17}$$

W_i＝領域iにおけるイベントバリュー

η_n＝全平均自由行程,

Tang[39,40]らはイベントバリュー$W_g^{*}(\bar{r},\hat{\Omega})$をDOTコード[42]のアジョイントモードで計算した値を使い，MORSE-CGコード[9]でフォワード計算を行った。本研究では，MORSE-CGコードのアジョイントモードで計算したイベントバリューを採用し，同じMORSE-CGコードでフォワード計算を行った。

3.4 計算の実行，結果および考察

3.4.1 イベントバリュー飛程長バイアスとポイントバリュー角度バイアスの適用

イベントバリューとポイントバリューはAppendix Cで述べたアジョイントモンテカルロ法の計算手順にしたがって求めた。

アジョイントモンテカルロ計算で得られるイベントバリューとポイントバリューの実際の形は次のように書かれる[39~41]

$$W_{g,I}^{J,K}=\frac{1}{V(I)}\cdot\frac{1}{\varDelta\mu(J)}\cdot\frac{1}{\varDelta\phi(K)}\cdot\frac{1}{\Sigma_{t,I}^{g}}G_{g,I}^{J,K} \tag{3.18}$$

$$\chi_{g,I}^{*J,K}=\frac{1}{V(I)}\cdot\frac{1}{\varDelta\mu(J)}\cdot\frac{1}{\varDelta\phi(K)}\cdot\frac{1}{\Sigma_{t,I}}H_{g,I}^{J,K} \tag{3.19}$$

ここで,

$V(I)$＝領域Iの体積

$\varDelta\mu(J)$＝極角のJ番目のメッシ間隔

$\varDelta\phi(K)$＝方位角のK番目のメッシ間隔，実際には等方分布を仮定している。

Fig. 14のコンクリート円筒は12領域に分割され，極角は10等分（即ち，$\varDelta\mu=0.2$）された。一方，方位角については等方分布であると仮定した。この仮定は線源が広範囲に一様等方分布しており，各領域が同一物質で構成された二次元形状であれば概ね成り立つ。

幾つかのバイアス計算結果の比較をTable 1に示す。最初は指数変換のみ，次はポイントバリュー角度バイアス，線源位置バイアス，および指数変換を採用したもの，最後はイベントバリュー飛程長バイアスおよび線源位置バイアスを採用した計算結果である。Table 1で重要な点は，角度バイアスあるいは飛程長バイアスを採用した全中性子束（ただし，単位は（neutrons・cm^{-2}・source neutron^{-1}）で，フルーエンスの単位になっている）に対し，指数変換のみの結果に比べ，FSDが15%程小さくなっているところにある。しかも，非衝突中性子束に対してはファクター6.5も改善されて

Table 1 Fast-neutron flux+ of forward Monte Carlo calculations with event value and point value of duct problem

Biasing schemes	Detector		
	Uncollided flux	Total flux	$\sigma^2T^{(b)}$
Exponential transform with PATH=0.5	1.0365-8 (0.59317)[(a)]	1.6800-7 (0.16669)	0.2058
Point-value angular biasing, source location biasing and PATH=0.5	2.3299-8 (0.09016)	2.3793-7 (0.14121)	0.1672
Event-value path-length biasing and source location biasing	2.5880-8 (0.09091)	2.4082-7 (0.13810)	0.2033

+ Unit=n/cm^2 per source neutron.
(a) Read as 1.0365×10^{-8}, with fractional standard deviation of 0.59317.
(b) σ^2T: Efficiency (σ: Fractional standard deviation in percents, T: Total computation time in minutes)
For each calculation, 1,000 source particles were generated.

いる。

Table 1のσ^2Tはモンテカルロ効率（Monte Carlo efficiency[45)]）と呼ばれ，モンテカルロ計算の効率についての目安になる。

3.4.2 フォワードアジョイント反復モンテカルロ計算

フォワード―アジョイント反復モンテカルロ計算の有効性を調べる前に，フォワード反復およびアジョイント反復モンテカルロ計算を実施した。次の流れ図はそれぞれの反復計算を表わしたものである。

$$\xrightarrow{\xi_0} F^1 \xrightarrow{\xi_1} F^2 \xrightarrow{\xi_2} F^3 \xrightarrow{\xi_3} \cdots\cdots \xrightarrow{\xi_{n-1}} F^n$$

$$\xrightarrow{\xi_0} A^1 \xrightarrow{\xi_1} A^2 \xrightarrow{\xi_2} A^3 \xrightarrow{\xi_3} \cdots\cdots \xrightarrow{\xi_{n-1}} A^n$$

ここで，

$F^i = i$ 番目のフォワード計算

$A^i = i$ 番目のアジョイント計算

一方フォワード―アジョイント反復モンテカルロ計算の流れは次のように書かれる。

$$\xrightarrow{\xi_0} 1F \xrightarrow{\xi'_0} 1A \xrightarrow{\xi_1} 2F \xrightarrow{\xi'_1} 2A \xrightarrow{\xi_2} \cdots\cdots$$

$$\xrightarrow{\xi_{n-1}} NF \xrightarrow{\xi'_{n-1}} NA$$

$1F$ フォワード計算で得られたエネルギーフルーエンスは$1A$アジョイント計算の線源エネルギー分布関数として用いられる。$1A$計算の検出器位置に依存したアジョイントフルーエンスは同じように$2F$ 計算の線源位置分布関数として採用される。この手順を反復するわけであるが，この過程にはバイアスが入っていないので，重みの補正が全く不用である。そのため，線源粒子が全て単位重み（通常1.0）で発生するので，分散の低減に結びつく。本研究では5A計算まで継続した。全ての計算で指数変換が行われ，MORSE コードのPATHは0.5とした。

Table 2はフォワード反復およびアジョイント反復モンテカルロ計算で得られた非衝突および全中性子束を示したものである。Table 3はフォワード―アジョイント反復モンテカルロ計算による中性子束をまとめたものである。本研究の計算体系においては，アジョイント計算はフォワード計算に比べ，同じ計算時間でおよそ2倍の線源中性子数を追跡することができた。これは，フォワードモンテカルロ計算では点検出器評価法を用いたのに対し，アジョイント計算ではAppendix Dの（D. 6）式で表わした次期面交差評価法（NESX E）を適用したことによると考えられる。Table 2および3のフォワードモード計算は1,000ヒストリー追跡し，一方，同じ計算時間でアジョイントモード計算は2,000ヒストリー追跡できた。ルシァンルーレットおよびスプリッティングは全計算で採用している。

Table 2を調べると，単にフォワード反復計算あるいはアジョイント反復計算では，いくら継続しても，収束する傾向も，FSDが低減する傾向もないことが明白である。一方，フォワード―アジョイント反復モンテカルロ法で計算したTable 3では全中性子束が収束し，FSDも低減している。すなわち，Table 3では,5FのFSDは1FのFSDよりもファクター2.8, 5AのFSDは1Aよりファクター1.7だけそれぞれ低減している。それに加え，モンテカルロ効率σ^2Tは，5Fの結果は1Fよりおよそファクター7, 5Aの結果は1Aよりファクター3だけ改善されている。Table 3では反復数5

Table 2　Fast-neutron flux+ of iterative forward and iterative adjoint calculations++ of duct problem

Iterative mode	Biasing schemes	Detector: Uncollided flux		Detector: Total flux		σ^2T (b)
(A) Forward Mode						
F^1	Exponential transform with PATH=0.5	2.4597-8	(0.49450) (a)	1.9689-7	(0.15075)	0.1733
F^2	PATH=0.5	1.0365-8	(0.59317)	1.6800-7	(0.16669)	0.2058
F^3	PATH=0.5	1.4473-8	(0.58664)	1.8296-7	(0.19548)	0.3040
F^4	PATH=0.5	1.9215-8	(0.58758)	2.4976-7	(0.18057)	0.2426
F^5	PATH=0.5	3.1603-9	(0.29185)	1.8227-7	(0.13603)	0.1387
(B) Adjoint Mode						
A^1	Source direction biasing and exponential transform with PATH=0.5	2.0900-8	(0.34383)	2.4866-7	(0.18376)	0.2423
A^2	Source direction biasing and PATH=0.5	2.8741-8	(0.28104)	2.1762-7	(0.10686)	0.0775
A^3	Source direction biasing and PATH=0.5	3.1540-8	(0.29678)	2.1495-7	(0.12970)	0.1132
A^4	Source direction biasing and PATH=0.5	1.4459-8	(0.41557)	2.7367-7	(0.15794)	0.1775
A^5	Source direction biasing and PATH=0.5	1.9876-8	(0.40639)	1.8572-7	(0.16070)	0.1657

+ Unit=n/cm^2 per source neutron.

++ $\xrightarrow{\xi^0} F^1 \xrightarrow{\xi^1} F^2 \xrightarrow{\xi^2} F^3 \xrightarrow{\xi^3} F^4 \xrightarrow{\xi^4} F^5,\ \xrightarrow{\xi^0} A^1 \xrightarrow{\xi^1} A^2 \xrightarrow{\xi^2} A^3 \xrightarrow{\xi^3} A^4 \xrightarrow{\xi^4} A^5$ (ξ: Random number).

(a) Read as 2.4597×10^{-8}, with fractional standard deviation of 0.49450.

(b) σ^2T: Efficiency (σ: Fractional standard deviation in percents, T: Total computation time in minutes).

For each calculation, 1,000 source particles were generated for forward mode and 2,000 source particles were generated for adjoint mode.

まで計算しているが，詳しく調べると，反復数３（即ち，3Fあるいは3A）まで計算すれば，十分改善された分布関数が得られることが分り，さらに継続計算を進めても取り立ててFSDが低減していない。

モンテカルロ計算結果に対するFSDの良否の判定にはStevensの文献(46)を引用したTable 4に依った。以後，各章とも同じである。

3.5　結論

アジョイントモンテカルロ計算で求めたインポータンス関数（イベントバリューおよびポイントバリュー）を飛程長バイアスおよび角度バイアスに採用し，直円筒ダクトストリーミング計算をフォワードモンテカルロ法によって行った結果，ダクト出口における高束中性子束（3.3×10^3eV以上）のFSDは計算結果の信頼性が十分高いとされる0.1以下を達成することができた。

また，直円筒ダクトストリーミング計算をフォワードーアジョイント反復モンテカルロ法を適用して行った結果，反復数３でもってダクト出口における高速中性子束のFSDを0.1程度に低減することができた。

アジョイント計算を利用して大型遮蔽体系中に存在するダクトやスリットの形状や位置についてパラメトリックに計算しようとすれば，改めてインポータンス関数を作成するためのアジョイント計算を行う必要があり，そのための計算時間が必要になる。そこで，第４章以後に述べるようなモンテカルロ分割結合計算法が，ダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布をパラメトリック計算が必要になる遮蔽設計法としてはより有利になる。

Table 3 Fast-neutron flux+ of iterative forward-adjoint Monte Carlo calculations with adjoint flux and energy spectrum for source biasing of duct problem

Iterative mode	Biasing schemes	Detector				
		Uncollided flux		Total flux		$\sigma^2 T$[b]
1F	Source location biasing with the Tang's[c] step function and exponential transform with PATH=0.5	2.5985-8	(0.03381)[a]	2.2546-7	(0.27271)	0.5662
1A	Source direction biasing, source energy biasing with energy spectrum of the 1F and PATH=0.5	2.1975-8	(0.17160)	2.3484-7	(0.18345)	0.2379
2F	Source location biasing with adjoint flux of the 1A and PATH=0.5	2.7038-8	(0.08945)	2.5014-7	(0.14960)	0.1829
2A	Source direction biasing, source energy biasing with energy spectrum of the 2F and PATH=0.5	2.8258-8	(0.16878)	1.9338-7	(0.12900)	0.1116
3F	Source location biasing with adjoint flux of the 2A and PATH=0.5	2.6684-8	(0.06751)	2.1498-7	(0.12716)	0.1274
3A	Source direction biasing, source energy biasing with energy spectrum of the 3F and PATH=0.5	2.5760-8	(0.12619)	2.4839-7	(0.11139)	0.0884
4F	Source location biasing with adjoint flux of the 3A and PATH=0.5	2.7737-8	(0.08407)	1.9947-7	(0.13785)	0.15504
4A	Source direction biasing, source energy biasing with energy spectrum of the 4F and PATH=0.5	2.7559-8	(0.13601)	2.4153-7	(0.11490)	0.0891
5F	Source location biasing with adjoint flux of the 4A and PATH=0.5	2.5591-8	(0.08577)	2.1499-7	(0.09640)	0.0788
5A	Source direction biasing, source energy biasing with energy spectrum of the 5F and PATH=0.5	2.2911-8	(0.18650)	2.3047-7	(0.12792)	0.1214

F: Forward mode, A: Adjoint mode
+ Unit=n/cm^2 per source neutron
(a) Read as 2.5985 X 10^{-8}, with fractional standard deviation of 0.03381.
(b) $\sigma^2 T$: Efficiency (σ: Fractional standard deviation in percents, T: Total computation time in minutes)
(c) ORNL-TM-5414.
1,000 source particles were generated for forward mode and 2,000 source particles were generated for adjoint mode.

Table 4 Fractional Standard Deviation for Monte Carlo Calculations

Fractional standard deviation (f.s.d.)	Descriptions
f.s.d.$\geq$0.50	The Monte Carlo calculated result is meaningless for design.
0.50>f.s.d.$\geq$0.20	These results have some significant but are not generally regarded as good design data. Monte Carlo calculations performed at the present time fall into this category.
f.s.d.$\leq$0.10	A good calculation.
f.s.d.$\simeq$0.01	Usually too expensive to achieve if the problem is deep penetration and geometric complexity. However, this value is sometimes required for a benchmark problem or for comparison of the Monte Carlo results with the experiment.

第4章　中性子輸送計算のための分割結合モンテカルロ計算法

4.1　緒　　言

JRR-4号炉において，多くの中性子ストリーミング実験が実施されてきた。その中で，実験体系が二次元近似できるものについてはディスクリート・オーディネイトコードで解析された。また，2章で述べたように，実験値をかなり過少評価したが，モンテカルロ法でも計算している。しかし，どうしても三次元計算を必要とする実験体系についてはこれまで解析されてなく，早急な解析が要望された。

R-Tokamak核融合実験装置の設計段階で，プラズマ中で発生する14MeV中性子が，イグルー床にプラズマ計測用に設けられた細いダクトを通ってプラズマ計測室にストリーミングする量を三次元計算する必要がでてきた。

第3章で提案したアジョイント関数を使ったモンテカルロ計算法は，ダクトやスリットの形状や位置についてのパラメトリック計算，あるいは計算を必要とする検出点が多数ある場合には計算時間の点で不利であった。

中性子やガンマ線の輸送計算を2段に分割して計算する方法がある。DOT－DOMINO－MORSEコードシステム[4)]がそれである。これは二次元ディスクリート・オーディネイトコードDOTとモンテカルロコードMORSEとをDOMINOコードで結合したものである。このシステムは線源側の計算をDOTコードで行い，その結果からpdfを作ってMORSEコードの線源条件にし，実際の検出点における求める量を計算する。したがって，MORSEコードの線源条件を作る際に，かなり複雑な座標変換が必要になり，それに伴った近似も入る。また，線源条件を作るために必要な結合面における粒子の角度分布に，ディスクリート・オーディネイト法固有のレイイフェクト（ray effect）の発生が予想される。しかし，DOT－DOMINO－MORSEコードシステムは，大型遮蔽体系が取り扱えるという点ではそれまでにないコードシステムであり，今日でも利用されている。

著者は，分割計算法をさらに発展させ，線源側の計算も三次元計算ができる方法が必要であると考えた。そのために，線源側の計算にもモンテカルロ法を適用することが良いと考えた。そうすることによってDOT－DOMINO－MORSEコードシステムの適用によって考えられる座標変換に伴う近似，レイイフェクトの発生がなくなり，しかも，線源が複雑な三次元形状をしていても，ほとんど近似せずに計算に取り入れられる。JRR-4号炉の炉心は立方体であり，またR-Tokamakのプラズマ領域はトロイダル形状をしており，どちらも三次元計算をすべき体系である。

JRR-4号炉の中性子ストリーミング実験体系およびR-Tokamak核融合実験装置の14MeV中性子ストリーミング計算体系はまた大型遮蔽体系であり，ダクトやスリットが中性子発生源からかなり離れた位置にあること，および計算を必要とする検出点が多数あるという共通の特徴がある。その他，実際のプラントの遮蔽設計を行う場合，ダクトやスリットの出口（一般に，線源側を入口，線源と反対側を出口と言う）における線量率に対しては規制値がある場合が多く，設計に際してはダクトやスリットの形状や位置等についてパラメトリック計算を行い，規制値以下にする必要がある。このような条件の下に，大型遮蔽体系を実際の線源からランダムウォークを開始して検出器に寄与する粒子を記録するという方法では，計算手続き上は簡単であるが，線源から離れた位置に置かれたダクトやスリットの中に入射する中性子数を十分確保できず，その結果，実験値を過少評価したり，膨大なヒストリー数を追跡する必要から，計算時間も非常に長くなることが予想される。

ダクトやスリットを含む体系をモンテカルロ法で解く場合，それらに入射する中性子数を十分供給できることが，中性子のストリーミングを過少評価することなく求めるために必要な条件になる。そこで，著者は実際の線源とダクトあるいはスリットの入口の少し線源寄に仮の円板検出器を設け，モンテカルロ計算を2段に分割することを考えた。この考え方は，仮想検出器の大きさや位置が適切であれば，この検出器が2段目の計算との結合面になって線源条件を与えるので，ダクトやスリットの入口に入射する中性子数を十分供給できる，ということに基づいている。この本算法をモンテカルロ分割計算法（Monte Carlo coupling technique）と称する。

モンテカルロ分割結合計算法では，1段目の計算で仮想検出器における中性子角度束等を求める。2段目の計算は1段目の計算で得られた仮想検出器における角度束等についてのpdfに従って中性子を発生させ，実際の検出器に対する寄与を求める。この計算手続きの中にはpdfが入ってくるので，このpdfにエネルギ

ーバイアスのようなサンプリング法を適用させ，求める量に寄与するようなエネルギー群からより多くの中性子を発生させることができる。その結果，モンテカルロ分割結合計算法は従来の計算法よりも計算結果の分散を低減することが期待できる。また，ダクトやスリットの形状や位置についてパラメトリックな計算が必要になったり，計算を必要とする検出点の数が多くなっても，仮想検出器の大きさや位置を適切に設定することにより２段目の計算だけで求める量が得られるので，計算時間も大幅に短縮できる。さらに，体系全体を通し三次元計算ができる。

モンテカルロ分割結合計算法では２段の計算が共にモンテカルロ計算であるため，各々の計算結果に統計誤差（分散）がある。したがって，最終的に求める量の誤差には２段に分割した各々の計算値の持つ誤差の伝播（propagation of statistical error）があると考えられる。

モンテカルロ分割結合計算に類似した計算法に回帰モンテカルロ法（Recursive Monte Carlo Method[5]）や先に述べたフォワードーアジョイント反復モンテカルロ法[6]がある。いずれも統計誤差の伝播が考えられる計算法であるが，どちらも統計誤差の伝播を考慮した誤差評価は行っていない。

本研究では，モンテカルロ法を適用した計算結果の信頼性を評価する目安は統計誤差の大小にあるとの考えから，モンテカルロ分割結合計算法を適用した場合の誤差伝播を評価するための計算式を導出した。そして，第５章で実際の計算に適用し，誤差の伝播の効果を評価した。

統計誤差の伝播を計算するための式を導出するに当っては，１段目のモンテカルロ計算で得られた諸量(角度フルーエンス，エネルギーフルーエンスおよび全フルーエンス）と２段目の計算で得られた諸量との間には相関（correlation）がなく，互に独立であると仮定した。

4.2 モンテカルロ分割結合計算法

本研究の主幹となるモンテカルロ分割結合計算法（Monte Carlo coupling technique）について論ずる。本計算法の概念をFig. 15に示す。線源領域と検出器との間に仮想検出器を設定し，１段目のモンテカルロ計算は線源領域から開始して仮想検出器における中性子の角度，エネルギー，および全フルーエンスを求める。２段目の計算は仮想検出器を境界面線源にし，１段目の計算から得られた諸量に対する確率分布関数（pdf：probability density function）を線源条件としてモンテカルロ計算を実行し，実際の検出器における中性子の応答を求める。最終的に求める量は，線源強度および仮想検出器の面積を考慮し，２段に分割して得られたそれぞれの結果を結合する。

モンテカルロ分割結合計算法の利点を十分に引き出すためには，仮想検出器の設定位置や形状の選定が重要である。まず仮想検出器の形状であるが，２段目の線源条件の１つに中性子の角度フルーエンスを与える必要があるので，角度フルーエンスが計算できる評価法，すなわち，NESXE（next event surface crossing estimater）が，点検出器評価法（point detector）が採用できる面検出器（一般には円板や矩形にとらわれない）が望ましい。モンテカルロ評価法についてはAppendix Dで詳細に解説してある。次に仮想検出器の大きさであるが，仮想検出器の設定には実際の検出器に寄与する中性子を効果的に発生させる目的があるので，適切な大きさに限定する必要がある。そのためには，例えば円板面検出器であれば，この円板をさらに同心円で細分割し，各円環における全中性子フルーエンスを計算し，全フルーエンスと円環の面積を乗じた量を円板の半径に対して目盛り，最大値を示した円環の半径よりも十分大きく取れば良い。また，全フルーエンスが各円環でほぼ一様な場合でも，円板検出器を円筒ダクト入口の少し前に設定すれば，経験的に，ダクトの半径の５倍で良い。検出点の数が極く限られていれば，アジョイント計算を行い，求める量に対しどの位置からどの程度寄与するかを調べ，半径を決定する方法も可能である。最後に，仮想検出器の位置であるが，

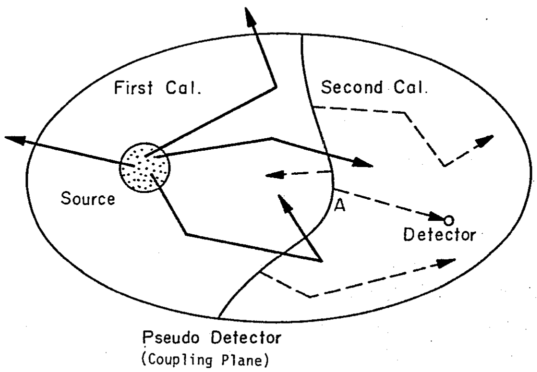

Fig. 15 Schemetic description on the Monte Carlo coupling calculation.

2段目の計算でダクトやスリットに入射する中性子数を効率良く制御するために，ダクトやスリットにできるだけ接近させ，かつ，ダクトやスリットの形状を変えてパラメトリックサーベイをしても，1段目のpdfが修正なしに使えるように，入口から少し離れた線源寄りに設けると良い。

今，簡単のために，線源領域が半径R_0の球，仮想検出器は半径L_0の円板，実際の検出器に対しては点検出器評価法を採用したモンテカルロ結合計算法の手順を具体的に例示する。

A. 1段目のモンテカルロ計算

Step 1

まず，線源項を決定するが，これは，(3.1) 式のボルツマン輸送方程式の線源項$S_g(\bar{r}, \bar{\Omega})$の決定である。

(1) 線源中性子の発生位置rの決定

$$\xi = \frac{\int_0^r 4\pi r^2 dr}{\frac{4}{3}\pi R_0^3}$$

よって，

$$r = R_0 \sqrt[3]{\xi} \tag{4.1}$$

(2) 線源中性子のエネルギー群gの決定

$$\sum_{k=1}^{g-1} P_k < \xi \leqq \sum_{k=1}^{g} P_k \tag{4.2}$$

ここで，

$P_k = k$群に対する線源強度確率，

$\sum_{k=1}^{G} P_k = 1.0$

(3) 線源中性子の方向の決定

$$\xi_1 = \frac{1}{2}(\mu - 1)$$

$$\xi_2 = \frac{1}{2\pi}\phi$$

とすれば，

$$\begin{cases} u = \cos\phi \sin\theta \\ v = \sin\phi \sin\theta \\ w = \cos\theta \end{cases} \tag{4.3}$$

$\mu = \cos\theta$, から等方線源分布が得られる。

Step 2

Step 2では中性子は次の衝突点に輸送されるが，その前に，仮想検出器に寄与するかどうかを判定し，寄与する場合にはその重みを割り当てる。統計的重みの割り当て方はモンテカルロ評価法によって異なるが，詳細についてはAppendix Dに記述してある。

評価法として円板検出器に対しNESXEを採用すれば，線源中性子1個当りの角度フルーエンスは面積$\Delta A(I)$, 極角$\Delta\mu(J)$, 方位角$\Delta\phi(K)$について平均化された量になる。すなわち，

$${}_1\Phi_{g,I}^{J,K} = \frac{1}{\Delta A(I)} \cdot \frac{1}{\Delta\mu(J)} \cdot \frac{1}{\Delta\phi(K)} \cdot W_{g,I}^{J,K} \tag{4.4}$$

ここで，

${}_1\Phi_{g,I}^{J,K}$ = 1段目の計算で得られるg群の角度フルーエンス（中性子数$\cdot$cm$^{-2}\cdot sr^{-1}\cdot$単位線源中性子数$^{-1}$）

I = 面積Aの円板をI'個円環に分割したうちのI番目

J = 極角μをJ'に分割したうちのJ番目

K = 方位角ϕをK'に分割したうちのK番目

$$W = \sum_i \sum_j w_{i,j} e^{-\eta_{i,j}} / |\bar{n} \cdot \bar{\Omega}_{i,j}| \tag{4.5}$$

i番目の中性子のj回目の衝突点から円板検出器に寄与する重み

$w_{i,j}$ = i番目の中性子のj回目の衝突点における統計的重み，$j = 0$の衝突点が線源を意味する。

また，点検出器評価法に対しては次のように表わされる。

$${}_1\Phi_g^{J,K} = \frac{1}{\Delta\mu(J)} \cdot \frac{1}{\Delta\phi(K)} \cdot W_g^{J,K} \tag{4.6}$$

ここで，

$$W = \sum_i \sum_j w_{i,j} e^{-\eta_{i,j}} \cdot f_{i,j} / T_{i,j} \tag{4.7}$$

$f_{i,j}$ = i番目の粒子のj回目の衝突点から点検出器に向って散乱されるステラジアン当りの確率，等方散乱であれば$1/4\pi$である。

$T_{i,j}$ = i番目の粒子のj回目の衝突点から点検出器までの距離 (cm)

中性子の輸送距離Rは次のような輸送核，(3.2)式に対する分布関数から決定される。

$$\Sigma_t^{g'}(\bar{r} + R\bar{\Omega}') \exp\left[-\int_0^R \Sigma_t^{g'}(\bar{r}' + R'\bar{\Omega}')\, dR'\right] \tag{4.8}$$

(4.8) 式を簡略化し，$\Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot R}$のように表わせば，$R$は以下のようにして決定される。

$$\xi = \frac{\int_0^R \Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot R'} dR'}{\int_0^\infty \Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot R'} dR'}$$

$$= 1 - e^{-\Sigma_t \cdot R}$$

$$\ell n(1 - \xi) = -\Sigma_t R$$

よって，

$$R=-\frac{1}{\Sigma_t}\ell_n\xi \tag{4.9}$$

Rが（4.9）式で決定されると，次の衝突点$\bar{r}$は次のようになる。

$$\bar{r}=\bar{r}'+R\bar{\Omega} \tag{4.10}$$

輸送距離Rと，$\bar{r}'$および$\bar{r}$との関係をFig. 16に示す。

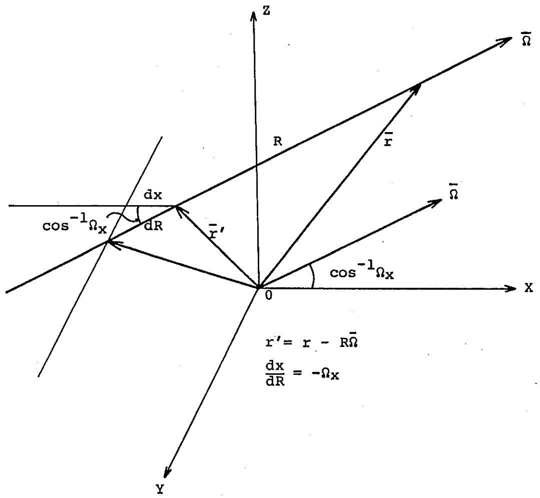

Fig. 16 Transform of a particle by R which relates a fixed point in space ($\bar{r}'$) to an arbitrary point ($\bar{r}$).

（4.10）式で，もし$\bar{r}$が遮蔽体系の外であれば中性子は体系を脱出したことになり，ヒストリーの追跡が終了する。

Step 3

新しい衝突点$\bar{r}$において，中性子の統計的重みを吸収される分だけ調整する。

$$W_{t,n+1}=W_{t,n}\frac{\Sigma_S^{g'}(\bar{r})}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})} \tag{4.11}$$

（4.1）式の$\Sigma_S^{g'}(\bar{r})/\Sigma_t^{g}(\bar{r})$は衝突核を表わした（3.4）式中に表われている。

Step 4

最後に新しいエネルギー群gと方向$\bar{\Omega}$を選定する。エネルギー群gは，

$$\frac{\Sigma_S^{g'\to g}(\bar{r})}{\Sigma_S^{g}(\bar{r})} \tag{4.12}$$

から決定する。MORSEコードでは，（4.12）式は各エネルギー群g'ごとに減速散乱マトリックスdownscatter probability matrix）として，ランダムウォークに入る前に与えられる。

また，極角μ（$=\cos\theta$）は一般化したガウス分点法（generalized Gaussian quadrature scheme[2)]）から決定される。

衝突核，（3.4）式の散乱項は，

$$\frac{\Sigma_S^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}\to\bar{\Omega})}{\Sigma_S^{g'\to g}(\bar{r})}=h(\phi)\,\omega(\mu)$$
$$=\frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{N}P_i\delta(\mu-\mu_i) \tag{4.13}$$

のように書かれる。

ここで，

P_i＝極角μ_iが選定される確率密度関数

$N=(n+1)/2$，nはルジャンドル展開係数の最大次数，P_5，すなわち$n=5$ならば，極角は各群につき3方向が与えられ，そのうち1方向が決定される。

もともと，衝突核は，

$$\int_{4\pi}\frac{\Sigma_S^{g'\to g}(\bar{r},\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega})}{\Sigma_S^{g'\to g'}(\bar{r})}=1 \tag{4.14}$$

であるので，P_iに関しては次のような規格化が必要である。

$$\int_0^{2\pi}\int_{-1}^{1}\frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{N}P_i\delta(\mu-\mu_i)\,d\mu d\phi=1 \tag{4.15}$$

および

$$\sum_{i=1}^{N}P_i=1 \tag{4.16}$$

MORSEコードでは（4.16）式を満足するようなP_iが各エネルギー群のμ_iに対しランダムウォークに入る前に用意され，必要に応じ印字出力できる。

Step 5

もしエネルギー群gが設定したエネルギー範囲以下であればヒストリーの追跡は終了し，そうでなければ$\bar{r}=\bar{r}$, $g'=g$, $\bar{\Omega}'=\bar{\Omega}$にして，Step 2にもどる。

上記Step 1から5の手続きは結局ボルツマン輸送方程式をVon Neumannシリーズによる推定計算により解くことに相当する。[47)]

以上で1段目のモンテカルロ計算について一通り述べた。そして，（4.4）式および（4.6）式では中性子の角度フルーエンスについて，方位角方向についても一般論としてK分割している。しかし，位相空間の分割数が増せば増す程各分割間に刻まれる中性子数が少なくなり，その結果FSDの悪化を招く。したがって，仮想検出器を次のように設定することにより方位角については円板仮想検出器の円環上で等方分布を仮定し，

円環上では方位角について分割せずに角度フルーエンスを計算するようにした。すなわち，円板仮想検出器の中心が線源領域の中心とダクトあるいはスリットの中心とを結ぶ直線上に乗るようにする。そして，この仮想検出器を直線に対して垂直に設け，さらに，仮想検出器を同一媒質中に置き，円環の間隔を粗過ぎないように取る。以上のような条件を満たせば方位角に対する角度フルーエンスの変化はこの円環仮想検出器中では小さく，等方分布が仮定できる。すなわち，(4.4) および (4.6) 式において，

$$\frac{1}{\Delta\phi(K)}=\frac{1}{2\pi} \qquad (4.17)$$

が成立つ。

一方，極角方向については，$-1 \leqq \mu\ (=\cos\theta) \leqq 1$，を$n$等分すれば$\Delta\mu=2/n$になる。

2段目の計算に対する線源強度$\hat{S}$は，各円環における全フルーエンス${}_1\Phi_{g,I}$に各円環面積${}_1A_I$および実際の線源強度S_0を乗ずる。

$$\hat{S}=S_0\sum_I\sum_g {}_1A_I\cdot{}_1\Phi_{g,I} \qquad (4.18)$$

ここで，

$$\begin{aligned} {}_1A_I &= \Delta A(I) \\ &= \pi\,(L_{I+1}^2-L_I^2) \qquad (4.19) \end{aligned}$$

$${}_1A=\sum_{I'}{}_1A_{I'}=\pi L_{0}^2, \qquad (4.20)$$

1は1段目の計算，IはI番目の円環を意味する。

$${}_1\Phi_{g,I}=\sum_{J'}{}_1\Phi_{g,I}^{J'}\cdot\Delta\mu(J')\cdot 2\pi \qquad (4.21)$$

B. 2段目の計算のための準備

1段目の計算で得られた仮想検出器における角度フルーエンス等諸量のpdfを作り，2段目の計算の線源条件を用意する必要がある。そのため，MORSEコードのサブルーチンSOURCEを1段目の諸量を読み込んでpdfを作成できるように改訂した。

SOURCEルーチンで作られるpdfは次のようなものである。

(1) 円板仮想検出器の各円環における全中性子フルーエンスに対するpdf：

$$P(I')=\frac{\Delta A(I')\cdot{}_1\Phi_{g,I'}^{J,K}}{\sum\limits_{g,I,J,K}\Delta A(I)\cdot{}_1\Phi_{g,I}^{J,K}} \qquad (4.22)$$

(2) エネルギーフルーエンスに対するpdf：

$$P(I;g')=\frac{{}_1\Phi_{g'I}^{J,K}}{\sum\limits_{g,I,J,K}{}_1\Phi_{g,I}^{J,K}} \qquad (4.23)$$

(4.23) 式は各円環に対しpdfを計算するようになっているが，仮想検出器全体のエネルギースペクトルに大きな変化がなければ，全体の面積で平均化したエネルギーフルーエンスに対するpdfを作り，2段目の線源条件にしてもよい。

(3) 角度フルーエンスに対するpdf：

方位角については等方分布を仮定しているので，極角に対するpdfを作る。

$$P(I,g;J')=\frac{{}_1\Phi_{g,I}^{J',K}\cdot\Delta\mu(J')}{\sum\limits_J{}_1\Phi_{g,I}^{J,K}\cdot\Delta\mu(J)} \qquad (4.24)$$

角度フルーエンスについても各円環に対してpdfを求めるようになっているが，エネルギーフルーエンスの場合と同様に全体の角度フルーエンスに大きな変化がなければ，全体で平均化したフルーエンスのpdfが2段目の線源条件に採用できる。

モンテカルロ計算ではしばしばフルーエンス (fluence) という量が使われる。これは，モンテカルロ計算が単位線源粒子数当りの量を求めるのに都合が良いからであり，例えば，全フルーエンス (粒子数・cm^{-2}・単位線源粒子数$^{-1}$) に実際の線源強度S_0 (線源粒子数・s^{-1}) を乗ずれば線束 (フラックス：flux) の単位 (粒子数・$\mathrm{cm}^{-2}\cdot s^{-1}$) になる。したがって，フルーエンスとフラックスとの間には本質的な違いはない。

C. 2段目の計算

2段目の計算もモンテカルロ法によるものであり，本質的には1段目と同様にボルツマン輸送方程式を解くわけである。しかし，2段目の計算は仮想検出器を境界面線源にし，そこから輸送計算が開始される。1段目の計算と同じように各ステップごとに手順を説明する。この中にはサブルーチンの改訂も含んでいる。

Step 1

まず，改訂したSOURCEルーチンによって，(4.22) 式～ (4.24) 式を用い，仮想検出器から線源粒子を発生させる。このとき，線源粒子の統計的重みは線源バイアスをしない限り1.0である。

(1) 線源粒子の円環上の発生位置の決定

円環上の位置Iは (4.22) 式のpdfから次のように選択される。

$$\sum_{I'=1}^{I-1}P(I')<\xi\leqq\sum_{I'=1}^{I}P(I') \qquad (4.25)$$

(2) エネルギー群gの決定

$$\sum_{g'=1}^{g-1}P(I;g')<\xi\leqq\sum_{g'=1}^{g}P(I;g') \qquad (4.26)$$

(3) 極角方向Jの決定

$$\sum_{J'=1}^{J-1} P(I,g;J') < \xi \leqq \sum_{J'=1}^{J} P(I,g;J') \tag{4.27}$$

方位角方向については等方分布とする。

Step 2

Step 2 では仮想検出器からの非散乱線が検出器に寄与する重みを計算するSDATAルーチンを改訂する必要がある。MORSE コードに組み込まれているSDATAは，線源で発生する粒子を等方分布と仮定しているので，点検出器への寄与は次式のように書くことができる。

$$C_w = W_t e^{-\eta}/4\pi R^2 \tag{4.28}$$

次に，非等方分布を考慮して改訂したSDATAでは線源粒子の寄与は次のように表わされる。

$$C_w = \frac{W_t e^{-\eta}}{4\pi R^2} \cdot \frac{f_S(\Delta\mu_i)}{\frac{\Delta\mu_i}{2}} = \frac{W_t e^{-\eta} \cdot f_S(\Delta\mu_i)}{2\pi R^2 \cdot \Delta\mu_i} \tag{4.29}$$

ここで，

$\Delta\mu_i = |\mu_i - \mu_{i-1}|$

$f_S(\Delta\mu_i)$ =極角方向に対する角度フルーエンスのpdf,

(4.24) 式で得られる。

$\sum_i f_S(\Delta\mu_i) = 1.0$

点検出器に対する散乱線の寄与の計算はサブルーチンRELCOL で行うが，このルーチンは特に修正する必要はない。

以上述べてきたように，モンテカルロ分割結合計算法では，2段目の線条件案を決定する際に1段目の計算で求めた各円環の全フルーエンス，エネルギーフルーエンスおよび角度フルーエンスについてのpdf を用いる。したがって，例えば $I_n(n,n')$ 反応検出器の反応率を効率良く求めようとすれば，$I_n(n,n')$ のしきいエネルギーは1.4MeVなので，2段目の計算では1.4MeV以上のエネルギーを持った中性子をより多く発生させることになって $I_n(n,n')$ 反応検出器の反応率に対する分散の低減が期待できる。

円板仮想検出器の I 番目の円環におけるエネルギーフルーエンスに対するpdfは (4.23) 式で表わされる。

$$P(I;g') = \frac{{}_1\Phi_{g',I}^{J,K}}{\sum_{g,I,J,K} {}_1\Phi_{g,I}^{J,K}}$$

今，$I_S^{g'}$ を g' 群に対する線源エネルーバイアス関数とすれば，バイアスした線源エネルギー分布関数は次式のように書かれ，この $P^*(I;g')$ にしたがって2段目の線源粒子のエネルギー群が選定される。

$$P^*(I;g') = \frac{{}_1\Phi_{g',I}^{J,K} \cdot I_S^{g'}}{\sum_{g,I,J,K} {}_1\Phi_{g,I}^{J,K} \cdot I_S^{g}}$$

そして，バイアスに伴う粒子の重み補正は次のようにする。

$$W_c = P(I;g')/P^*(I;g')$$

以上のように，モンテカルロ分割結合計算法では，2段目の計算で目的とする検出器に寄与するエネルギー領域からより多くの粒子をインポータンス関数を与えることによって発生できる。その結果，求める結果の分散の低減が期待できる。また，2段目の計算において検出器の置かれた位置や方向が特定されても，線源エネルギーバイアスと同じように，線源方向バイアスを行うことによって特定の方向により多くの粒子を発生できるので，その方向に置かれた検出器の求める量に対する分散の低減が期待できる。

モンテカルロ分割結合計算法は線源エネルギーバイアス，線源方向バイアス等の線源バイアスが2段目の計算にも容易に適用できるので，特に高速中性子の輸送計算に有利な計算法であると言える。

その他，Step 2 ~ Step 5 まで1段目の計算と同様にして実行する。しかし，2段目の計算は実際の検出点における応答を求めなければならないので，例えば検出点が多段屈曲ダクト中にある場合には，著者[48]らが二回屈曲ダクトストリーミング実験を解析するときに採用したような指数変換法の応用なども利用できる。Fig. 17に二回屈曲ダクトストリーミング問題の計算体系を，またTable 5に計算結果を示す。本計算は中性子源がダクトの線源側入口の直ぐ前面にあり，しかも線源とダクトの入口との間は空気で，ダクトの口径も比較的大きいので，従来のモンテカルロ計算で十分良好な結果が得られている。

指数変換法の原理についてはAppendix Dに述べられている。

最後に，A.の1段目の計算，B.の2段目の計算への準備，およびC.の2段目の計算を実際に実行したMORSE-to-MORSE分割計算システムの計算の流れをFig. 18に示す。

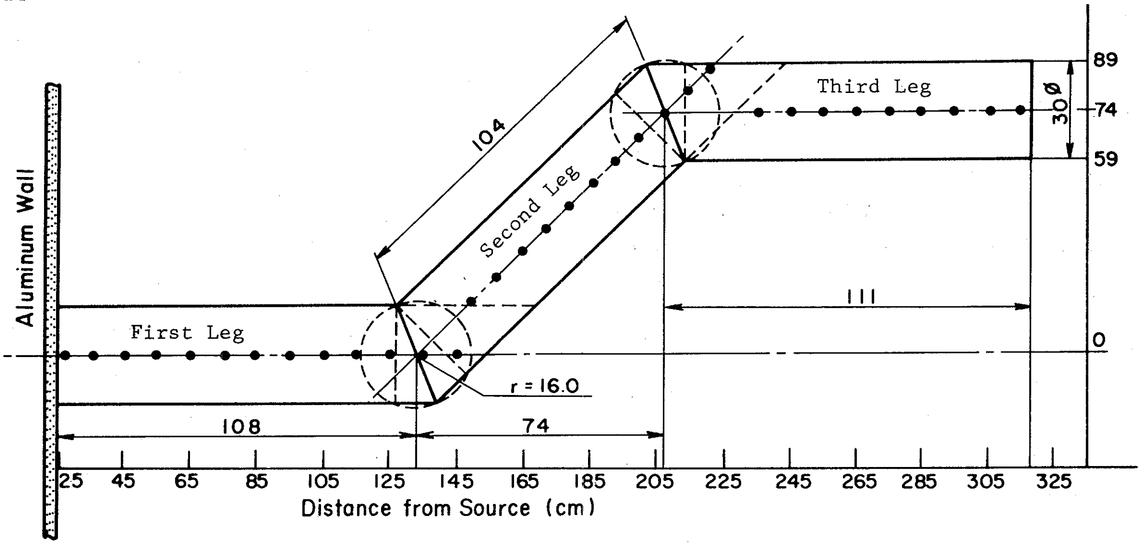

Fig. 17 Calculational model for the ETNA three-legged cylindrical-duct streaming experiment. Dimensions are in centimetres.

Table 5 Comparison of normalized reaction rates between measured and MORSE calculations in the three-legged cylindrical-duct.

Z (cm)	Measured $\frac{F(Z=0)}{In(n,n')}$	MORSE Prism Scattering		Z (cm)	Measured $\frac{F(Z=0)}{In(n,n')}$	MORSE Prism Scattering	
			FSD				FSD
0	1	1	0.086	190			
10	7.45-1[a]	7.68-1	0.088	200			
20				210	1.10-4	8.85-5	0.153
30				230	2.80-5	2.84-5	0.230
40				232			
50	1.04-1	1.02-1	0.070	250			
60				260			
70	5.40-2	5.32-2	0.075	270			
80				280			
90				290			
				300			
110	2.00-2	2.42-2	0.073	3 0			
120	1.85-2	1.88-2	0.079	320			
130							
140							
150	1.05-3	8.10-4	0.151				
160	4.50-4	4.31-4	0.103				
170							
180	1.90-4	1.52-4	0.142				

a Read as 7.45×10^{-1}

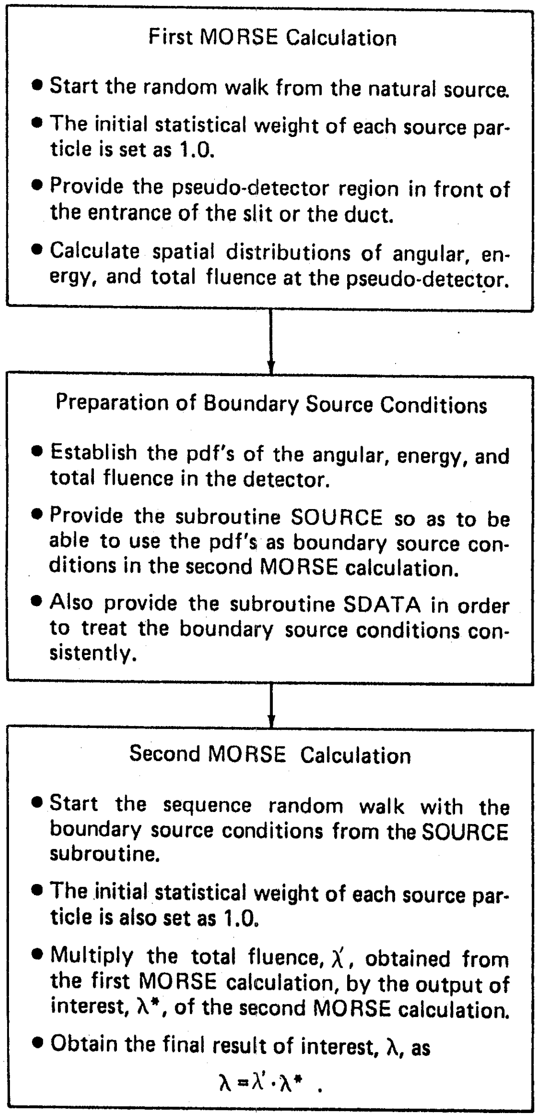

Fig. 18 Calculation sequences of the Monte Carlo coupling technique (MORSE-to-MORSE coupling code system).

4.3 モンテカルロ分割結合計算による求める量の表示と統計誤差の伝播

まず，分割結合計算に入る前に，線源から検出点までを分割せずに解く従来のモンテカルロ計算に対する統計誤差を考える。

求める量λは（3.6）式で与えられているが，重要な式であるので，再び記す。

$$\lambda_g = \iint P_g^{\phi}(\bar{r}, \bar{\Omega})\, \Phi_g(\bar{r}, \bar{\Omega})\, d\bar{r}\, d\bar{\Omega} \tag{4.30}$$

$$\lambda = \sum_g \lambda_g \tag{4.31}$$

記号の意味は第2章と全く同一である。

（4.30）式のレスポンス関数が線量率変換係数，反応断面積，エネルギースペクトルを得るための係数（全群に対し1.0）であれば，それらの関数は角度に依存しな

い量である。したがって，角度に依存しないレスポンス関数に対するλ_gは次式のようになる。

$$\lambda_g=\int P_g^\phi(\bar{r})\,\Phi_g(\bar{r})\,d\bar{r} \tag{4.32}$$

ここで，

$\Phi_g(\bar{r})=g$ 群のエネルギーフルーエンス

$=\int \Phi_g(\bar{r},\bar{\Omega})\,d\bar{r}$

$P_g^\phi(\bar{r})=g$ 群の角度に依存しないレスポンス関数

$=\int P_g^\phi(\bar{r},\bar{\Omega})\,d\bar{\Omega}$

多くの場合，モンテカルロ計算で得られるエネルギーフルーエンス$\Phi_g(\bar{r})$は線源粒子1個当りの量である。したがって，最終的に求める量を得るためには線源強度S_0を乗ずる必要がある。そして，点検出器に対する求める量を$\Lambda(\bar{r}_i)$とすれば，(4.32) 式の位置ベクトルに対する積分は必要なくなる。

$$\Lambda(\bar{r}_i)=S_0\sum_g P_g^\phi(\bar{r}_i)\,\Phi_g(\bar{r}_i) \tag{4.33}$$

(4.33) 式で，レスポンス関数$P_g^\phi(\bar{r})$には誤差の和の公式[49]が適用でき，次式によって求められる。

$$F(\Lambda(\bar{r}_i)=\frac{S_0}{\Lambda(\bar{r}_i)}\Big[(P_1^\phi(\bar{r}_i)\Phi_1(\bar{r})F_1)^2+\cdots\cdots$$

$$\cdots\cdots+(P_G^\phi(\bar{r}_i)\Phi_G(\bar{r}_i)F_G)^2\Big]^{\frac{1}{2}}$$

$$=\frac{1}{\sum_g P_g^\phi(\bar{r}_i)\Phi_g(\bar{r}_i)}\Big[\sum_g(P_g^\phi(\bar{r}_i)\Phi_g(\bar{r}_i)F_g)^2\Big]^{\frac{1}{2}} \tag{4.34}$$

ここで，

$F(\Lambda(\bar{r}_i))=$求める量$\Lambda(\bar{r}_i)$に対するFSD

$F_g\quad=g$ 群のエネルギーフルーエンスのFSD

例えばMORSEコードを例にとると，F_gおよび$F(\Lambda(\bar{r}_i))$がそれぞれ計算出力として表示されるので，それらの値を用い，(4.34) 式は容易に検証できる。

モンテカルロ結合計算に対する最終的に求める量は (4.33) 式のS_0の代りに (4.18) 式の$\bar{S}$を用いる。

$$\Lambda(\bar{r}_i)=S_0\Big[\sum_I\sum_g {}_1A_I\cdot{}_1\Phi_{g,I}\Big]\cdot\Big[\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)P_h^\phi(\bar{r}_i)\Big] \tag{4.35}$$

ここで，

$g=1$ 段目の計算のエネルギー群

$h=2$ 段目の計算のエネルギー群，(2段目の最高エネルギーは常に1段目に等しいか，それ以下とする)

${}_1\Phi_{g,I}=1$ 段目の計算のI番目の円環上のg群のエネルギーフルーエンス

${}_2\Phi_h(\bar{r}_i)=2$ 段目の計算の$\bar{r}_i$におけるh群のエネルギーフルーエンス

今，(4.35) 式の物理的見通しを良くするため，レスポンス関数として反応断面積R_hを採用する。そして，このR_hには誤差が含まれないものとする。このとき，(4.35) 式は次のように書き換えられる。

$$\Lambda(\bar{r}_i)=S_0\Big[\sum_I\sum_g {}_1A_I\cdot{}_1\Phi_{g,I}\Big]\cdot\Big[\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)R_h\Big]$$

$$=S_0\cdot{}_1A\Big[\sum_g {}_1\bar{\Phi}_g\cdot\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)R_h\Big]$$

$$=S_0\cdot{}_1A\Big[\sum_g {}_1\bar{\Phi}_g\Big]\cdot\Big[\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)R_h\Big] \tag{4.36}$$

ここで，

$${}_1A=\sum_I {}_1A_I$$

$${}_1\bar{\Phi}_g=\sum_I {}_1A_I\cdot{}_1\Phi_{g,I}/{}_1A \tag{4.37}$$

(4.36) 式において，$\sum_g {}_1\bar{\Phi}_g$は1段目の仮想検出器に対する全フルーエンスであり，$\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)R_h$は2段目の検出器に対する全フルーエンスである。したがって，各段の全フルーエンスに対するFSDが与えられれば (4.36) 式の$\Lambda(\bar{r}_i)$のFSDは誤差の積の公式が適用できる。

$$F(\Lambda(\bar{r}_i))=\big[F^2({}_1\Lambda)+F^2({}_2\Lambda(\bar{r}_i))\big]^{\frac{1}{2}} \tag{4.38}$$

ここで，

${}_1\Lambda=\sum_g {}_1\bar{\Phi}_g$

${}_2\Lambda(\bar{r}_i)=\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i)R_h$

$F({}_1\Lambda)={}_1\Lambda$に対するFSD

(4.38) 式は各段の全フルーエンスに対するFSDが与えられた場合の統計誤差伝播の評価式である。しかし，一般には，各段においてエネルギーフルーエンス${}_1\bar{\Phi}_g, {}_2\Phi_h$は計算するが，レスポンス関数については新たに付加される場合や変更になる場合がある。さらに，1段目のエネルギーフルーエンスのどの領域が最終的に求める量にどの程度寄与するか，というような問題に対しては (4.38) 式は適用できない。そのような場合には (4.36) 式の各群のエネルギーフルーエンスのFSDを使って最終的な応答に対するFSDを計算しなければならない。

今，$Z=X\cdot Y$のような関数を考えると，Zに対する分散σ_Zは次のように表わされる。[49]

$$\sigma_Z=\Big[\Big(\frac{\partial Z}{\partial X}\Big)^2\sigma_X^2+\Big(\frac{\partial Z}{\partial Y}\Big)^2\sigma_Y^2\Big]^{\frac{1}{2}} \tag{4.39}$$

ここで，X, Yは互に独立であり，相関はないものとする。

モンテカルロ結合計算法に求める量は（4.36）式で計算されるので，同式に（4.39）式を適用して統計誤差の伝播を評価する。

（4.36）式において，

$$Z = \Lambda(\bar{r}_i)$$
$$X = \sum_g {}_1\hat{\Phi}_g$$
$$Y = \sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i) R_h$$

とおけば、$\sigma(\Lambda(\bar{r}_i))$ は以下のようにして計算できる。

$$\sigma(\Lambda(\bar{r}_i)) = S_0 \cdot {}_1A$$

$$\begin{aligned}\sigma(\Lambda(\bar{r})) = S_0 \cdot {}_1A \Bigg[& \Big\{ ({}_2\Phi_I(\bar{r}_i)R_1 + \cdots\cdots + {}_2\Phi_H(\bar{r}_i)R_H) \cdot \sigma({}_1\hat{\Phi}_I) \Big\}^2 + \\ & \cdots\cdots + \Big\{ ({}_2\Phi_I(\bar{r}_i)R_1 + \cdots\cdots + {}_2\Phi_H(\bar{r}_i)R_H) \cdot \sigma({}_1\hat{\Phi}_G) \Big\}^2 \\ & + \Big\{ ({}_1\hat{\Phi}_I + \cdots\cdots\cdots\cdots + {}_1\hat{\Phi}_G) R_1 \cdot \sigma({}_2\Phi_I(\bar{r}_i)) \Big\}^2 + \\ & \cdots\cdots + \Big\{ ({}_1\hat{\Phi}_I + \cdots\cdots\cdots + {}_1\hat{\Phi}_G) R_H \cdot \sigma({}_2\Phi_H(\bar{r}_i)) \Big\}^2 \Bigg]^{\frac{1}{2}} \\ = \Bigg[& \Big\{ \sum_{h=1}^{H} {}_2\Phi_h(\bar{r}_i) R_h \Big\}^2 \Big\{ \sum_{g=1}^{G} \sigma^2({}_1\hat{\Phi}_g) \Big\} \\ & + \Big\{ \sum_{g=1}^{G} {}_1\hat{\Phi}_g \Big\}^2 \Big\{ \sum_{h=1}^{H} R_h^2 \cdot \sigma^2({}_2\Phi_h(\bar{r}_i)) \Big\} \Bigg]^{\frac{1}{2}}\end{aligned} \tag{4.40}$$

（4.40）式を FSD を使って表わすと以下のように書き換えられる。

$$\begin{aligned}F(\Lambda(\bar{r}_i)) = & \frac{1}{\sum_g {}_1\hat{\Phi}_g \cdot \sum_h {}_2\Phi_h \cdot R_h} \Bigg[\Big(\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i) R_h\Big)^2 \times \\ & \Big\{ ({}_1\hat{\Phi}_I \cdot F({}_1\hat{\Phi}_I))^2 + \cdots\cdots\cdots + ({}_1\hat{\Phi}_G \cdot F({}_1\hat{\Phi}_G))^2 \Big\} + \\ & \Big(\sum_G {}_1\hat{\Phi}_g\Big)^2 \times \Big\{ ({}_2\Phi_I(\bar{r}_i) \cdot R_1 \cdot F({}_2\Phi_I(\bar{r}_i)))^2 + \cdots\cdots \\ & + ({}_2\Phi_H(\bar{r}_i) \cdot R_H \cdot F({}_2\Phi_H(\bar{r})))^2 \Big\} \Bigg]^{\frac{1}{2}} \\ = & \Bigg[\frac{1}{(\sum_g {}_1\hat{\Phi}_g)^2} \cdot \sum_g ({}_1\Gamma_g)^2 + \\ & \frac{1}{(\sum_h {}_2\Phi_h(\bar{r}_i) R_h)^2} \cdot \sum_h ({}_2\Gamma_h)^2 \Bigg]^{\frac{1}{2}}\end{aligned} \tag{4.41}$$

ここで，

$${}_1\Gamma_g = {}_1\hat{\Phi}_g \cdot F({}_1\hat{\Phi}_g)$$
$${}_2\Gamma_h = {}_2\Phi_h(\bar{r}_i) \cdot R_h \cdot F({}_2\Phi_h(\bar{r}_i))$$

$F({}_1\hat{\Phi}_g)$ ＝ ${}_1\hat{\Phi}_g$ に対する FSD

$F({}_2\Phi_h(\bar{r}))$ ＝ ${}_2\Phi_h(\bar{r}_i)$ に対する FSD

（4.41）式がモンテカルロ分割結合計算法における誤差伝播に関する一般式である。

また，モンテカルロ分割結合計算におけるエネルギーフルーエンスに対する統計誤差伝播は（4.41）式から以下のように表わされる。

$$F(\Lambda_h(\bar{r}_i)) = \Bigg[\frac{1}{(\sum_g {}_1\hat{\Phi}_g)^2} \sum_g ({}_1\Gamma_g)^2 + F^2({}_2\Phi_h(\bar{r}_i)) \Bigg]^{\frac{1}{2}} \tag{4.42}$$

（4.41）式および（4.42）式から分るように，1段目の計算結果の誤差は2段目の境界線源の持つ誤差として，最終的に求める量の統計誤差として合成されるものと理解できる。したがって，(4.41) 式は先に述べたフォワードーアジョイント反復モンテカルロ法や回帰モンテカルロ法にも適用できるものと考えられる。

（4.41）式を基に，モンテカルロ分割結合計算における統計誤差伝播計算コード ORION が作成された。

4.4 結　　論

本研究によって，ダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布計算法として，モンテカルロ計算を2段に分割し結合するモンテカルロ分割結合計算法を提案する。

1. モンテカルロ計算を仮想検出器を介在させ，2段に分割計算を行い，各段の結果を結合して求める量を得る計算法をモンテカルロ分割結合計算法と名付ける。このモンテカルロ分割結合計算法は，特に，従来のモンテカルロ法では最も難かしいとされてきたダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布計算に対し，分散の低減と計算時間の短縮が期待できる。

2. モンテカルロ分割結合計算法において，2段に分割して計算した結果を結合する際に生ずる統計誤差の伝播を評価する関係式を導出した。その結果，モンテカルロ分割結合計算法が単に計算方法として評価できるばかりでなく，統計論的に裏付けされた誤差評価ができる手段を備えたことになる。したがって，モンテカルロ分割結合計算法が新たな計算法として位置づけられ，利用されることが期待できる。

3. 本章ではモンテカルロ分割結合計算法において重要な役割を果す仮想検出器について，形や大きさ，設定の位置，角度フルーエンス等諸量の求め方，2段目の計算に対する線源条件の作成法等詳細に記述し，仮想検出器の位置づけを明確にした。

4. モンテカルロ分割結合計算を実行するために必要なサブルーチンの改訂については MORSE コードを対象にしたが，モンテカルロコードであれば必ず同じ

ような機能を持ったルーチンがあるので，本計算と同じように改訂すれば，分割結合計算ができる。

5．今後はORIONコードを用い，モンテカルロ分割結合計算におけるFSDが統計誤差の伝播を考慮して求められる。

第5章　ダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布計算へのモンテカルロ分割統合計算法の適用

5.1 緒　　言

4章で提案したモンテカルロ分割統合計算法をダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布計算に適用し，本計算法が分散の低減と計算時間の短縮に有効であるかどうか検討する。

JRR-4号炉を使った精力的な実験が続けられており，2.4節で触れたN—II—1，N—II—2の問題[33]に対する実験もその中に含まれている。JRR-4号炉はスイミングプール型原子炉であるため，水中での実験がほとんどであるが，プール中に大きな黒鉛ブロックを沈め，その中に細いスリットを設けて中性子ストリーミングを測定した実験がある。[50]。この実験体系はスリットの入口と炉心が105cm程離れており，その間には黒鉛，水，鉄等の物質があり，中性子束の減衰が大きいと予想される。さらに，スリットの幅が僅か1cmと2cmであり，モンテカルロ計算には難しい条件を含むことから，この体系を分割結合計算の対象に採用することにした。

中性子ストリーミング問題の代表的形状はダクトの組み合せである。その中でも屈曲ダクト中のストリーミング計算は三次元解析が必要であり，モンテカルロ計算が有効になる条件を備えている。屈曲ダクト中性子ストリーミング実験もいくつかあるが，Miuraが JRR-4号炉で行った二重円環円筒屈曲ダクト中性子ストリーミング実験は[51,52]，分割結合計算の対象に好都合である。すなわち，炉心とダクトの間が離れており，その間は物質で満されている点，ダクトが二重円環で内径が10cm，外径が20cmで，内側の円筒中は水が入っており，複雑な形状をしている点，測定点がダクト中に全体にくまなく配置されているので，実験との対応が容易である点が揚げられる。そこで本実験を採用することにした。以上2つの体系はいずれも線源領域がJRR—4号炉であり，さらにダクトやスリットとの間に共通の領域があるので，適当な仮想検出器を設定することによって，2段目の計算だけで両方の問題が解決できることになる。

中性子屈曲ダクトストリーミング実験は他にもいくつかある[29,53,54]。この中でChinaglia[54]らは二回屈曲ダクトストリーミング実験を精力的に行い，円筒ダクトの直径，長さ，屈曲角についてパラメータ実験をしている。この体系はダクトの直径が28.7cmの場合ダクトの延長は330cm以上あり，ダクトを持った大型遮蔽体系に分類できる。しかし，測定に用いられた放射化箔検出器，例えばIn (n, n′)（しきいエネルギー1.4 MeV）放射化箔検出器のデータは二脚目の中程までしかなく，三脚目のダクト中では放射化検出器Dy (n, r) だけのデータになっている。Dy (n, γ) 反応は全く熱中性子だけの反応であり，モンテカルロ計算には不向きな対象であり，ダクトの入口から23cm離れているがそのほとんどは空気で，高速中性子に対する有効な遮蔽体はない。植木[48]は従来のモンテカルロ計算法でストリーミング計算を行い，In (n, n′) 検出器反応率に対し十分満足する結果を得た。Fig. 17は二回屈曲ダストの計算モデルを，またTable 5はIn (n, n′) の反応率の実験とモンテカルロは計算との比較を示したものである。この結果から，従来のモンテカルロ法であっても，適切なサンプリング法を用いれば，実験値と十分良い一致が得られるので，必ずしも分割結合計算を行う必要はない。

現在，名古屋大学プラズマ研究所で進められているプラズマ実験装置（R-Tokamak）はいくつかの遮蔽工学的課題を含んでいる[55]。その1つに，プラズマ計測用にイグルー床に設けられた細管を通しての中性子ストリーミングである。この細管ダクトストリーミングを含むR-Tokamakの遮蔽体系は以下のような特徴があり，モンテカルロ分割結合計算法による三次元解析を必要とする。

1．14MeV中性子源はトロイダル形状をしたプラズマ領域である。

2．ダクトの半径が5㎝に対し，ダクトが貫通するイダルー床は厚さ250cmと非常に厚いコンクリートである。ダクトの出口はプラズマ計測室に通じている。

3．D-T反応が進行中にプラズマ計測室のどこにどれだけの時間滞在できるかを知るために，計測室内のダクト中心軸方向ばかりでなく，中心軸と垂直に交わる水平方向に沿った線量率分布およびエネルギースペクトルを知る必要がある。

14MeVに関係した中性子ストリーミングの実験や解析はこれまで数多く[36,39,56~65]発表されてきたが，本

研究で取り上げたR-TokamaKの細管ダクトを通しての中性子ストリーミング計算のように中性子束分布が大きく変化する体系は見当らない。

Santoro[56~59]は14MeV中性子の透過およびストリーミング実験を精力的に行ってきており，解析もDOT，MORSE，それにMCNPコードで実施している。この実験体系の1つをFig.19に示し，実験を計算とのエネルギースペクトルの比較をFig.20に示す。本体系は直径およそ40cm，長さがおよそ100cmの直円筒ダクト中にD-T中性子源があるので，R-Tokamakのようなモンテカルロ計算に対する難しさはない。Seki[60]らはINTOR-JのNBI（neutral beam injector）ポートの中性子ストリーミングをDOT-DOMINO-MORSEコードシステムで解析している。このNBIの開口部およそ15cm×60cmあり，厚さ170cmのコンクリート壁を貫通している。したがって，R-Tokamakのような極端な細管ストリーミング計算ではない。Carter[61]は14MeV中性子二回屈曲円筒ダクトストリーミングに対する計算モデルを提案しており，MCNPコードで計算しているが，散乱角バイアスが有効であると述べるにとどまっており，ダクト中の中性子線量率分布等についての計算結果がない。Kuら[62]は本研究と同じように，イグルー床を貫通しプラズマ計測室に通ずる細管ダクトの中性子ストリーミングをDOT-DOMINO-MORSEコードシステムで解析している。DOTが二次元コードであるため，トロイダル形状を円筒に近似している。ダクトの直径は最小7.6cmで，12本貫通している。イグルー床のコンクリート

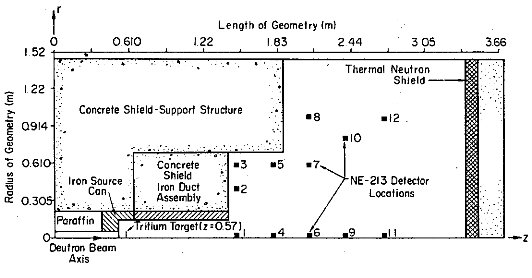

Fig. 19 Two-dimensional calculational model of the experimental configuration.[59]

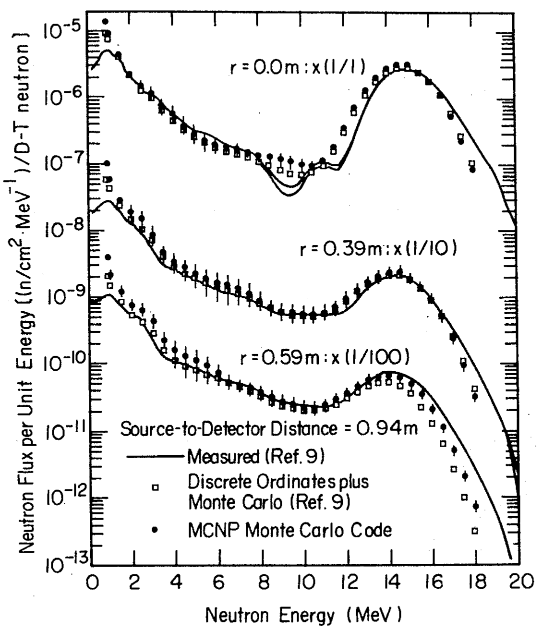

Fig. 20 Neutron flux per unit energy versus neutron energy for the detector at a distance along the z axis of 0.94 m from the axis.[58]

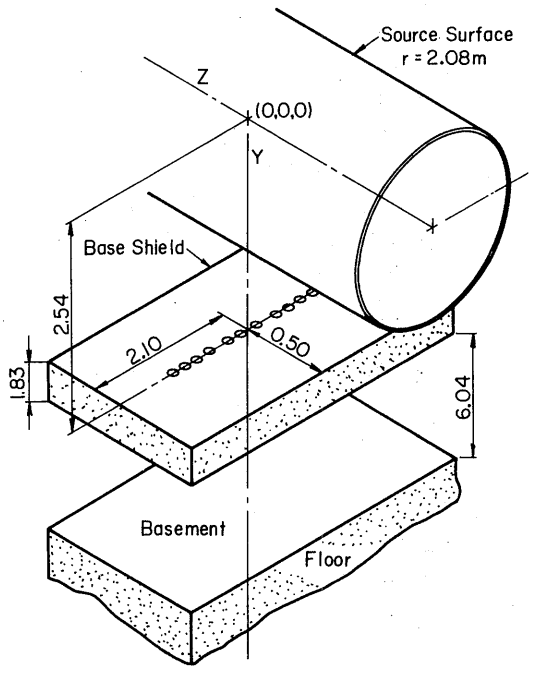

Fig. 21 Schematic representatin of the three-dimensional mode for the Monte Carlo diagnostic basement penetration calculation.[62]

は183cmでかなり厚い。この計算ではプラズマ計測室のフラックス分布を求めているが，直線上に並んだ12本のダクトの真下をこの直線に沿って計算しており，この直線に垂直に交わる水平方向の中性子束分布は計算されていない。三次元的な計測室ダクトストリーミングのモンテカルロの計算モデルの概念図をFig.21に示す。また，プラズマ計測室内の12本のダクトを結ぶ直線上のフラックス分布の計算例をFig.22に示す。その他[36,39,63~65]の文献にもKuら以上に計算が難しい体系は見当らない。

以上のようなこれまでの研究を背景に，モンテカルロ分割結合計算法の適用性を評価するために適当と考えられる遮蔽体系を選んだ。改めて整理すると次のようになる。

Ⅰ．JRR－4号炉の屈曲ダクト中性子ストリーミング計算

Ⅱ．JRR－4号炉の屈曲ダクト中性子ストリーミング計算

Ⅲ．R－Tokamakの細管ダクト14MeV中性子ストリーミング計算

Ⅰ，Ⅱ，Ⅲ，の課題は全てモンテカルロ分割結合計算法によって解析したが，Ⅰの問題に対しては従来のモンテカルロ計算と比較し，結合計算法の優位さを明らかにすることを狙ったので，統計誤差の伝播は評価していない。Ⅱの問題では実験と絶対値で比較することを目的に，全測定点に対して分割結合計算を実施したが，誤差の伝播は一部の結果のFSDについて評価した。しかし，Ⅲの問題では統計誤差伝播計算コードORIONによって，全計算結果のFSDの誤差伝播を評価している。

Ⅰ，Ⅱの計算結果は文献(7)，統計誤差伝播の評価式の導出とⅡの一部の結果のFSDへの適用は文献(66)，さらに，Ⅲの解析結果は文献(8)ですでに発表している。

5.2 JRR－4における中性子ストリーミング実験の解析

5.2.1 JRR－4における中性子ストリーミング実験と計算モデル

先に，2.2節で取り上げたJRR－4号炉における中性子ストリーミング実験体系は，二次元的に形状を近似しても計算できる体系である。

JRR－4号炉スイミングプール中で行われたいくつかの実験体系は三次元計算でなくては解けないものや，三次元計算のために用意された実験もある。宮坂ら[50]は幅1～2 cmと非常に狭いストリット中の中性子ストリーミングを放射化箔検出器によって測定している。Miura[35]はJRR－4号炉を使って数多くの中性子ストリーミング実験を行っている。2.2節で取り上げた2つの実験もそうであるが，その他に，Off－Center－Line直円筒ダクト中性子ストリーミング実験や二重円環円筒屈曲ダクト中性子ストリーミング実験がある。Miuraの実験も各種の放射化箔検出器を使って，タクト中の中性子ストリーミングによる反応率を測定している。

上記のような実験があること，およびモンテカルロ分割結合計算法が従来の計算法よりも分散の低減や計算時間の点で有利であることを明確にするには，ダクトやストリットがあり，より中性子束の減衰が大きい体系を計算する方が良いと考えた。そして，宮坂らの

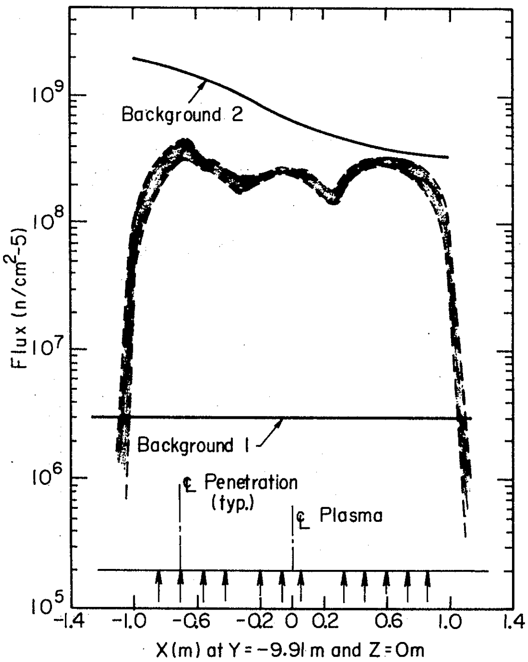

Fig. 22 The streaming pattern of the total neutron flux through 12 coplanar diagnostic penetrations in the substructure. The curve labeled "Background 1" is the flux level with all penetrations shielded ; the curve labeled "Background 2" is the flux level with center column unshielded.[62]