スリットストリーミング実験とMiuraの二重円環円筒屈曲ダクトストリーミング実験を計算対象にした。

中性子スリットトリーミング実験の計算モデルはFig.23のようなものである。JRR－4の炉心の中心から黒鉛ブロック中のスリットの入口までの距離は104.5cmある。その内訳は，炉心の部分が20cm,反射体の厚さが25cm，アルミ板の厚さが1.5cm，水層が26cm，そして鋼板の厚さが32cmになっている。スリットの大きさは80×80cmで，幅がW cmである。実験はWの幅が2通りについて実施されているが，Wが1 cmについてのみ解析した。この理由は，モンテカルロ分割結合計算法の有効性は，スリットのより細い方を解析することによりはっきりすると考えられたからである。スリット中の5箇所にカドミカバーした金箔とカバーのない金箔の放射化検出器，マグネシウム，インジウム，それに硫黄の放射化箔検出器が使用された。

もう1つの，二脚の二重円環円筒ダクト中性子ストリーミング実験の計算モデルはFig.24のようなものである。炉心の中心からダクトの入口までの距離は69 cmである。その内訳は，炉心が20cm，反射体の厚さが，25cm，アルミ板の厚さが1.5cm，それに水遮蔽体の厚さが22.5cmである。ダクトはJRR－4の水プール中に設置された。ダクトの外径は20cmで，内径は10 cmである。二重円環円筒ダクトの中心部は実験ケースIは空気であり，実験ケースIIでは水であった。本研究のモンテカルロ計算は全て実験ケースIIの形状である。計算で求めた反応率はカドミウムカバーをした金箔の放射化検出器，それにインジウム，ニッケルおよびアルミニウムの各放射化箔検出器についてである。

5.2.2 仮想検出器における中性子フルーエンス計算

モンテカルロ分割結合計算の1段目の計算で，Fig. 23およびFig.24に示す仮想検出器（全く同一のもの）における角度，エネルギーおよび全フルーエンス分布を求めた。仮想検出器の半径は50cmであるが，これを

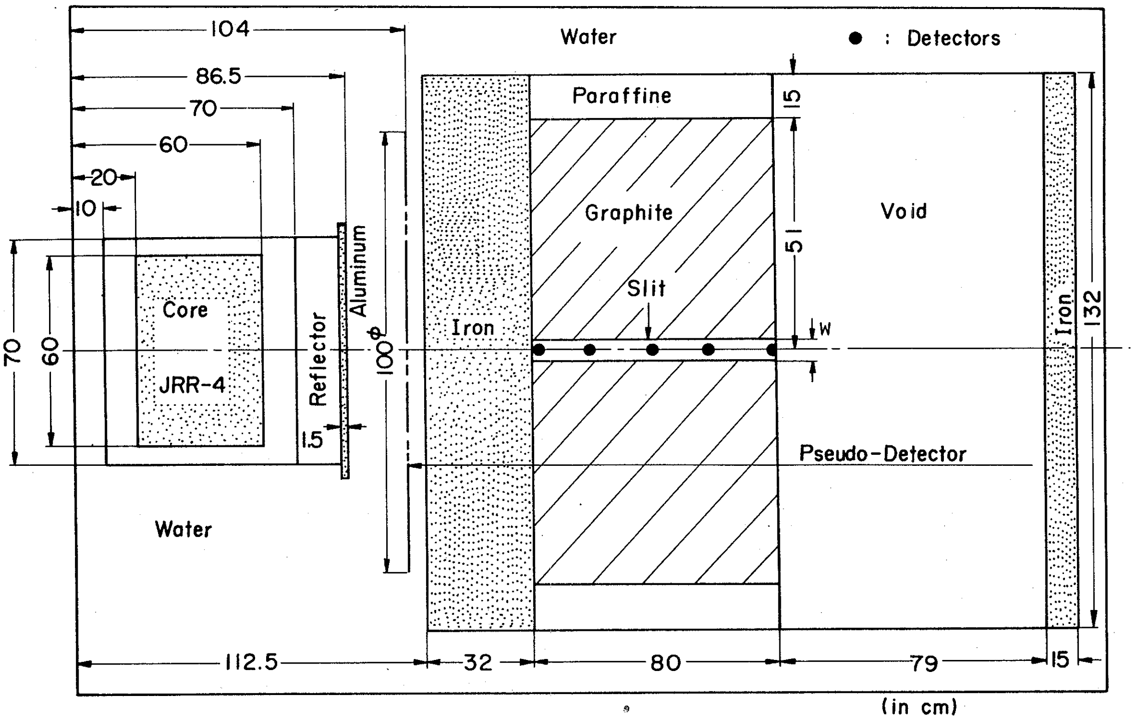


Fig. 23 Calculational model for the JRR-4 slit-streaming experiment. Detector locations shown by solid circles. Dimensions are in centimetres.

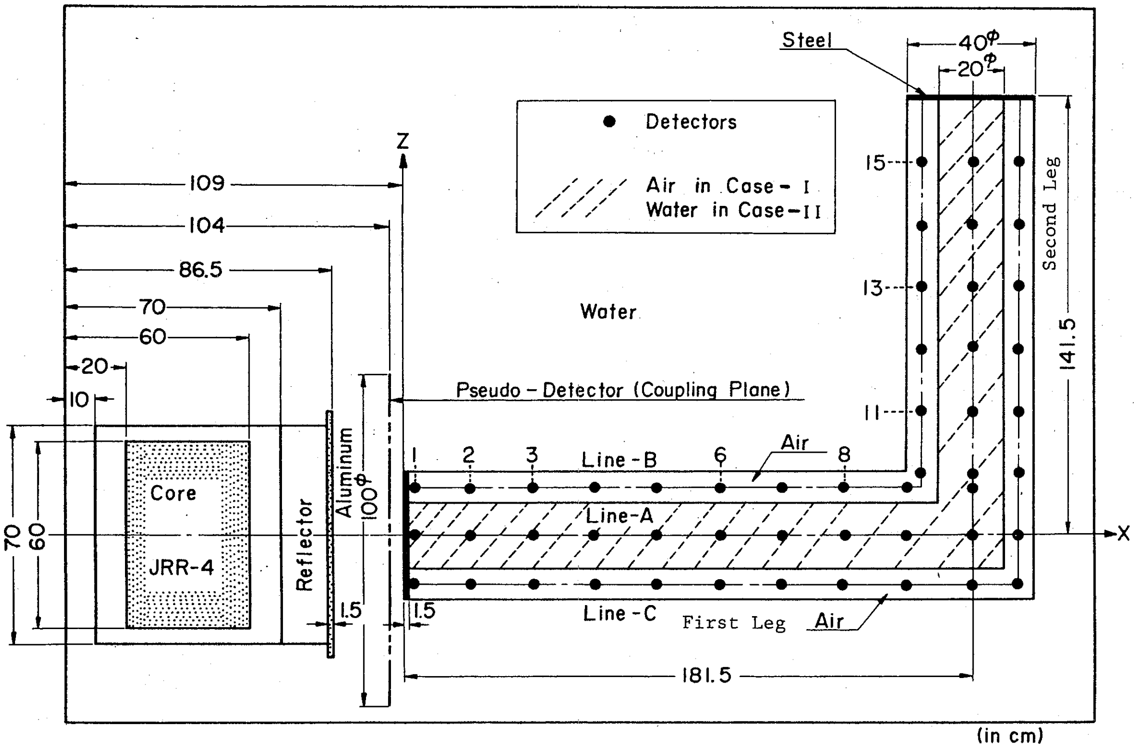


Fig. 24 Calculational model of the JRR-4 two-legged cylindrical-annular-duct streaming experiment. Dimensions are in centimetres.

さらに5個の等間隔の円環に分割し，各円環ごとに中性子フルーエンスを計算している。各円環当りの半径方向の全フルーエンス分布（ここでは各円環における全フルーエンスに円環の面積を乗じた値）をFig.25に示す。Fig.25から分るように，全フルーエンスの最大値は半径20～30cmの第3円環上に表われており，その後半径が大きくなるにしたがって減少している。したがって，分割結合の2段目の線源条件を与える結合面としては，半径50cmの円板仮想検出器で十分である。

1段目のモンテカルロ評価法は角度フルーエンスが計算できるNESXE(次期面交差法)を採用した。そして，10,000ヒストリーの中性子を追跡し，次のような仮想検出器に対する平均的中性子フルーエンスを得た。

$$全フルーエンス=5.592\times10^{-4}\ (\mathrm{FSD}:0.108)\ (\mathrm{n}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{source\ neutron}^{-1})$$

仮想検出器の位置は炉心から54cmの位置で水層の中にあり，Fig.23ではスリットの入口から40.5cm, Fig.24ではダクトの入口から5cmそれぞれ炉心寄りである。したがって，仮想検出器における中性子束分布は検出器後方の形状にほとんど影響されないと考えられるので，この検出器を両実験体系に対する共通の境界線源条件として，2段目の計算に採用することができる。

本研究に用いた群定数はENDF／B-IV[67]を基本ライブラリーにして作成した100群のデータ[68]を一次元ANDSNコードを組み入れたRADHEAT-V3コードシステム[69]を使って15群に縮約したものである。したがって，本計算で用いた放射化箔検出器の反応断面積も15群になっている。本計算はこのうち14群まででであり最後の15群目（熱中性子に対するエネルギー群）はエネルギーカットオフしてある。

5.2.3 スリットストリーミング実験の解析

中性子スリットストリーミング問題の反応率の計算と測定値との対応をTable 6に示す。スリットの幅は全ての計算で1cmである。しかし，スリットの入口に最も近いカドミカバーの金箔検出器はスリットの幅が

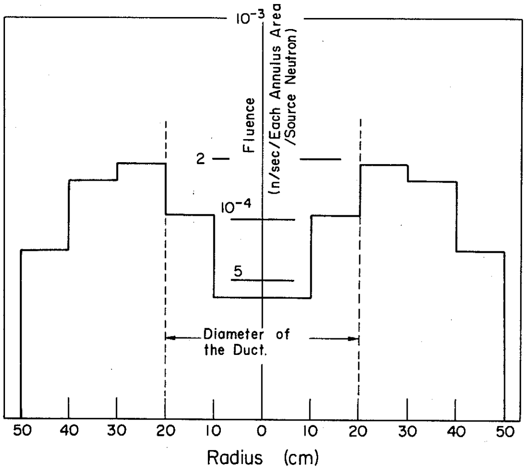


Fig. 25 Radial distribution of total fluence for each annulus of the disk source located at z=104 cm in Fig. 23 or 24.

ゼロの状態であった。スリットストリーミング計算では前述したように直接1回のMORSE計算も実施され，Table 6に分割結合計算結果と対比して表示してある。直接1回の計算は5,000ヒストリーの中性子を追跡している。

ここで述べるモンテカルロ分割結合計算結果のFSDは2段目の計算によるFSDの値であり，誤差の伝播は考慮されていない。

まず，Table 6の金箔検出器反応率について述べる。カドミカバーをした金箔検出器は熱外中性子に対して大きい反応断面積を持っているが，高速中性子に対しては実質的にゼロである。MORSE - to - MORSE分割結合計算結果は従来の単独のMORSE計算と比較し，はるかに測定値との一致が良くなっている。従来の計算では全ての検出器位置で測定値のおよそ1／1000になっている。一方，分割結合計算結果は実験値に対しファクター2以内で一致し，非常に良く対応していることが分る。また，FSDについても分割計算をすることによって従来の計算よりも十分改善されている。在来の計算ではカドミカバー金箔検出器の全ての位置でFSD>0.6であったが，カップリング計算ではFSDが0.32～0.65になった。しかし，この金箔検出器反応率のFSDは，Table 4を参照すれば分るように，まだ十分小さい値ではない。この理由は，カドミカバー金箔検出器に大きなレスポンスを有する熱外中性子は，仮想検出器を線源にしても，Fig.23の黒鉛中で多重散乱を経験する。その結果，小数回散乱の高速中性子よりも統計的重みのばらつきが大きくなると考えられる。

インジウム検出器反応率について調べる。In (n, n̍) In反応のしきいエネルギーは1.4MeVであり，他のニッケルおよびマグネシウム検出器よりもずっと低い。分割結合計算結果はスリットの入口から最も離れた80 cmの位置を除いて，ファクター3以内で測定値と一致する。検出器が80cmの位置ではファクター5だけ測定値を過大評価した。一方，在来の1回計算では，スリットの入口でファクター8だけ測定値を過少評価しているが，入口から80cmの位置では逆に20倍も過大評価になっている。FSDについても，分割結合計算では0.19～0.44であり，特に最初の2箇所の検出器位置で～0.2でかなり良い値になった。しかし，従来の計算ではFSDが0.60～0.84であり，統計的に見ても信頼性のない結果に終っている。

次に硫黄検出器反応率について調べる。S (n, p) P反応のしきいエネルギーは2.7MeVである。硫黄検出器反応率については分割結合計算結果も従来の1回計算も実験と比較し，全ての検出器位置でファクター2以内で良く一致している。FSDについては，分割結合計算では0.32～0.36で一応評価できるが，従来の計算は0.56～0.76であり，統計的には信頼性のない結果になっている。

最後に，しきいエネルギーが7 MeVのマグネシウム検出器反応率について調べる。ウラン―235の核分裂で7 MeV以上のエネルギを持った中性子の発生確率は非常に少ない。したがって，線源エネルギバイアスを実施しても，マグネシウム検出器反応率に対するFSDはあまり改善されない。測定した反応率と比較し，従来の計算結果は最大で1／100，最小でも1／2の過少評価になっている。しかし，分割結合計算では測定値に対し全ての検出器位置でファクター2以内で一致しており，十分満足すべき値が得られた。一方，FSDは分割結合計算法の採用によって低減したものの，まだ全ての計算結果がFSD>0.5であり，統計的には不十分である。

以上述べてきたことから次のように考察できる。

(1) モンテカルロ分割結合計算法の適用で得られた反応率と測定値との対応は，全検出器の反応率についてスリット全体にわたって妥当なものである。

(2) 分割結合計算によってFSDも明らかに改善さ

Table 6 Comparison of reaction rates between measured, single MORSE, and MORSE-to-MORSE coupling calculations in the slit problem.

(Rates are expressed in reaction/W.s.Slit width is 1 cm except as noted.)

Distance from the Slit Entrance (cm)	Measured	Single MORSE (5000 Histories)		MORSE-to-MORSE Coupling (8000 Histories)	
Cadmium-Covered Gold Detector					
0	1.25[a]-20[b]	1.444-22	0.653[c]	2.354-20	0.551[c]
20	8.50[a]-21	3.565-22	0.820	2.491-20	0.658
40	1.55-21	1.143-23	0.646	2.002-21	0.467
60	1.80-22	1.853-24	0.663	1.540-22	0.333
80	1.60-23	6.204-25	0.790	3.154-23	0.323
Sulfur Detector					
0	5.30-25	4.861-25	0.707	1.027-24	0.333
20	1.15-25	1.427-25	0.679	1.797-25	0.355
40	2.60-26	1.588-26	0.560	1.874-26	0.350
60	7.20-27	2.905-27	0.651	4.570-27	0.331
80	2.70-27	2.147-27	0.758	1.830-27	0.322
Indium Detector					
0	1.15-24	1.501-23	0.811	3.793-24	0.189
20	3.05-25	4.569-24	0.583	4.851-25	0.227
40	5.40-26	2.754-25	0.634	7.254-26	0.334
60	1.10-26	6.210-26	0.597	2.910-26	0.417
80	3.20-27	6.333-26	0.841	1.623-26	0.444
Magnesium Detector					
0	1.35-26	1.459-28	0.229	1.372-26	0.579
20	4.00-27	2.264-27	0.984	1.087-26	0.567
40	8.50-28	3.664-28	0.972	2.104-27	0.623
60	2.50-28	4.452-29	0.953	4.781-28	0.634
80	1.30-28	6.988-30	0.900	1.475-28	0.600

[a] Slit with zero.

[b] Read as 1.25×10^{-20}.

[c] Fractional standard deviation.

れた。

(3) 計算が実験に対し十分良い一致を見たことは，分割結合計算法の適用によってスリット周囲の中性子衝突密度が実質的増加を示し，妥当な衝突密度が得られたものと推定できる。

(4) したがって，FSD>0.5になった放射化箔検出器反応率に対しても，2段目の計算で追跡するヒストリー数を増加すれば，FSDを0.2程度に，また，インジウムや硫黄放射化箔検出器の反応率のFSDは容易に0.1程度に改善できると考えられる。

5.2.4 二重円環円筒屈曲ダクトストリーミング実験の解析

二脚の円環円筒ダクトストリーミング実験に使用された4種の放射化箔検出器に対してモンテカルロ法で計算した反応率と測定値との比較をTable 7，8，9に示す。すでにスリットストリーミング計算で分割結合計算法が分散の低減に有効であることが分っているので，このダクト体系では従来のモンテカルロ計算は実施せず，全てMORSE - to - MORSEコードシステムで計算した。

まず，Table 7のしきいエネルギーが2.8MeVのニッケル検出器反応率について調べる。検出器は Fig.24のライン A, 即ち水中に置かれていり。表中のX, Zは検出器の位置を表わしており，X軸は第1脚中心軸で，Z軸はX軸と直角に交わっている。原点はダクトの線源側入口の中心である。MORSE - to - MORSEコードシステムで得まれた反応率は，Table 7から分るように，全てのニッケル検出器位置で測定値に対し50%以内で一致している。注目すべき結果は，ダクトの入口から最も離れたA -14におけるC／Eと，入口に最も近いA - 1のC／Eが同程度で，しかも1に近いことである。両位置間で反応率には5桁程度の減衰がある。

Ni (n, p) Co放射化検出器（反応率のC／E：

A - 1のC／E=0.79

A -14のC／E=1.33 (5.1)

(5.1)式の結果からダクト中とよびその周囲で，高速中性子に対し適当な衝突密度が得られたものと考えられる。FSDについては第1脚の線源側入口から60cmまでに置かれた4つの検出器位置に対してはFSD～0.2で良い値であるが，その他の位置では0.3～0.5で，0.64の位置もある。

Table 8はFig.24のライン B上に置かれた，カドミカバー金箔検出器，インジウム，ニッケル，アルミニウムのしきい検出器に対する反応率を集約したものである。カドミカバー金箔検出器反応率に対して分割結合計算は，第1脚ではファクター3以内，第2脚でファクター2以内で実験と対応しており，かなり良い一

Table 7 Comparison of Reaction Rates Between Measured and MORSE-to-MORSE Coupling Calculations in the Two-Legged Cylindrical-Annular-Duct Problem

Detector Location[a] (cm)			Nickel Detector Reaction Rate (reaction/W.s)		
Line A (in water)	x	z	Measured	MORSE-to-MORSE Coupling (10000 Histories)	
A- 1	3	0	2.47-22	1.939-22	0.179[b]
2	20	---	2.59-23	2.782-23	0.209
3	40	---	4.53-24	5.737-24	0.240
4	60	---	1.36-24	1.295-24	0.199
5	80	---	5.88-25		
6	100	---	3.39-25	4.221-25	0.430
7	120	---	2.13-25		
8	140	---	1.46-25	9.836-26	0.457
9	160	---	1.18-25	9.639-26	0.508
10	180	---	1.25-25	9.030-26	0.643
11	---	15	3.78-25		
12	---	20	3.76-25	4.227-25	0.270
13	---	40	8.93-27	1.624-26	0.276
14	---	60	1.13-27	1.498-27	0.454

[a]All detector locations were in the plane of Fig.2.

[b]Fractional standard deviation.

Table 8 Comparison of Reaction Rates Between Measured and MORSE-to-MORSE Coupling Calculations in the Two-Legged Cylindrical-Annular-Duct Problem, Line B.

Detector Location[a] (cm)			Reaction Rate (reaction/W.s)		
Line B (in air)	x	z	Measured	MORSE-to-MORSE Coupling (10000 Histories)	
Cadmium-Covered Gold Detector					
B- 1	1	15	4.05-20	1.382-19	0.383[b]
3	40	---	8.07-21	2.333-20	0.254
5	80	---	1.95-21	4.794-21	0.275
7	120	---	6.25-22	1.994-21	0.275
9	160	---	2.55-22	6.163-22	0.324
10	165	20	1.36-22	3.226-22	0.572
11	---	40	2.62-23	4.469-23	0.650
12	---	60	9.50-24	1.786-23	0.546
13	---	80	4.23-24	2.449-24	0.529
Nickel Detector					
B- 1	1	15	1.74-22	1.648-22	0.112
3	40	---	2.75-23	4.407-23	0.095
5	80	---	9.06-24	1.400-23	0.146
7	120	---	4.21-24	5.992-24	0.091
9	160	---	2.03-24	3.505-24	0.123
10	165	20	1.69-24	3.621-24 (z=15cm)	0.167
11	---	40	1.98-26	2.243-26	0.403
12	---	60	4.17-27	1.188-26	0.513
13	---	80	2.07-27	1.934-27	0.546

[a]All detector locations were in the plane of Fig.2.
[b]Fractional standard deviation.

致を見ている。FSD も，第１脚で0.25～0.38であり，熱外中性子の FSD としてはかなり良いが，第２脚になると0.53～0.65になり，良くない。インジウム検出器反応率に対しては全ての検出器位置でファクター２以内で測定値と一致しており，十分満足できる結果が得られた。ダクトの入口と出口の C／E については以下のような値が得られた。この間の反応率の減衰は４桁程度である。

In (n, n′) In 放射化検出器反応率の C／E：

B－1の C／E＝1.01

B－12の C／E＝0.62 (5.2)

第１脚中の FSD は0.08～0.15であり信頼性の高い結

(continued)

Detector Location[a] (cm)			Reaction Rate (reaction/W.s)		
Line B (in air)	x	z	Measured	MORSE-to-MORSE Coupling (10000 Histories)	
Indium Detector					
B- 1	1	15	2.46-22	2.328-22	0.099[b]
3	40	---	3.54-23	5.153-23	0.083
5	80	---	1.10-23	1.566-23	0.132
7	120	---	4.49-24	6.805-24	0.079
9	160	---	2.24-24	4.233-24	0.107
10	165	20	1.93-24	4.451-24 (z=15cm)	0.166
11	---	40	5.46-26	3.269-26	0.402
12	---	60	1.92-26	1.183-26	0.576
13	---	80		2.050-27	0.541
Aluminum Detector					
B- 1	1	15	2.30-24	2.631-24	0.208
3	40	---	3.72-25	9.416-25	0.160
5	80	---	1.31-25	2.859-25	0.209
7	120	---	6.77-26	1.189-25	0.159
9	160	---	3.52-26	6.020-25	0.162
10	165	20	2.81-26	7.790-25 (z=15cm)	0.294
11	---	40	2.03-28	8.314-28	0.821
12	---	60	3.61-29	2.061-28	0.794
13	---	80	8.90-30	3.158-29	0.719

果が得られたことを統計的にも裏付けている。しかし，第２脚になると0.6近くになり，信頼性に欠ける結果になっている。FSD が第１脚中では小さいにもかかわらず，第２脚に入ると急に悪くなる原因は次のようなことが挙げられる。ただし，Table 7，8，9の FSD は2段目のモンテカルロ計算の値である。

(1) 第１脚中では仮想検出器から発生した線源中性子の非散乱線の寄与が相対的に大きい。

(2) 第１脚中あるいはその近房に存在する高速中性子は衝突回数が少ない。したがって統計的重みのばらつきも小さい。

(3) 第２脚中に置かれた放射化箔検出器のしきいエネルギーは最小の In (n, n′) In 反応でも1.4Mev であり，第１脚と第２脚の継ぎ手付近の水中で散乱して第２脚に入射した高速中性子のうち，1.4MeV 以上の中性子に対してのみ有効である。第２脚中に入射する中性子は継ぎ手付近の水中で衝突し，比較的大きな散乱角で現出しなければならない。このような中性子は統計的に少ないし，第２脚中に入っても各中性子の重みのばらつきが大きくなる。以上のような諸条件が FSD を悪くする要因になっているものと考えられる。

次にニッケル検出器とアルミニウム検出器の反応率について調べる。Al (n, α) Na 反応のしきいエネルギは7.7MeV と非常に高い。ニッケル検出器に対する結

Table 9 Comparison of reaction rates between measured and MORSE-to-MORSE coupling calculations in the two-legged cylindrical-annular-duct problem, Line C.

Detector Location[a] (cm)			Reaction Rate (reaction/W.s)		
Line C (in air)	x	z	Measured	MORSE-to-MORSE Coupling (10000 Histories)	
Cadmium-Covered Gold Detector					
C- 1	1	-15	6.83-20	4.246-19	0.576[b]
3	40	---	1.02-20	1.755-20	0.260
5	80	---	2.26-21	1.245-20	0.407
7	120	---	7.35-22	3.463-21	0.456
9	160	---	3.09-22	1.241-21	0.440
10	180	---	2.40-22	2.782-22	0.611
11	196	---	2.30-22	1.810-22	0.466
12	---	0	1.09-22	2.144-22	0.590
13	---	20	5.92-23	9.630-23	0.666
14	---	40	2.28-23	2.244-23	0.759
15	---	60	9.12-24	2.076-23	0.526
16	---	80	4.21-24	1.700-23	0.608
17	---	100	2.33-24		
18	---	120	1.38-24	1.547-24	0.659
Nickel Detector					
C- 1	1	-15	3.25-22	2.491-22	0.149
3	40	---	5.18-23	5.564-23	0.100
5	80	---	1.56-23	1.310-23	0.097
7	120	---	6.68-24	5.307-24	0.083
9	160	---	3.50-24	3.082-24	0.145
10	180	---	2.37-24	2.813-24	0.109
11	195	---	1.90-24	1.883-24	0.138
12	---	0	1.17-25	1.982-25	0.492
13	---	20	1.46-25	5.937-25	0.414
14	---	40	1.84-26	6.212-26	0.361
15	---	60		2.290-27	0.671

[a] All detector locations were in the plane of Fig.2.

[b] Fractional standard deviation.

(continued)

Detector Location[a] (cm)			Reaction Rate (reaction/W.s)		
Line C (in air)	x	z	Measured	MORSE-to-MORSE Coupling (10000 Histories)	
Indium Detector					
C- 1	1	-15	4.64-22	3.534-22	0.164[b]
3	40	---	6.07-23	6.078-23	0.106
5	80	---	1.75-23	1.549-23	0.090
7	120	---	7.08-24	6.035-24	0.070
9	160	---	3.66-24	3.612-24	0.134
10	180	---	2.68-24	3.196-24	0.103
11	195	---	2.26-24	2.889-24	0.152
12	---	0	2.19-25	2.906-25	0.391
13	---	20	2.05-25	4.245-25	0.326
14	---	40	3.86-26	9.835-26	0.427
15	---	60	1.48-26	2.323-26	0.401
16	---	80	7.63-27	7.016-27	0.444
17	---	100	4.42-27		
18	---	120	2.86-27	3.236-27	0.520
Aluminum Detector					
C- 1	1	-15	3.74-24	3.672-24	0.259
3	40	---	7.31-25	1.313-24	0.140
5	80	---	2.46-25	3.206-25	0.226
7	120	---	1.14-25	1.207-25	0.207
9	160	---	6.31-26	6.506-26	0.217
10	180	---	4.66-26	6.311-26	0.167
11	195	---	3.78-26	2.080-26	0.326
12	---	0	1.01-27	2.286-27	0.653
13	---	20	3.06-27	1.760-27	0.529
14	---	40		3.834-28	0.694

果は非常に良く，全ての検出器位置で測定値と比較し，ファクタ2以内で一致している。ダクトの入口と出口のC／Eは次のようになっている。両位置間の反応率には5桁程度の減衰がある。

Ni (n, p) Co 放射化検出器反応率のC／E：
B-1のC／E＝0.95
B-13のC／E＝0.93 (5.3)

FSDも第1脚中では0.09～0.15で十分小さいが，第2脚になるとインジウム検出器反応率と同じ理由から0.6程度で，不十分な値になっている。

アルミニウム検出器反応率は第1脚の測定値との対応はファクター2以内で評価できるが，第2脚になるとC／Eが1／6になる結果もある。FSDも第1脚では0.66～0.21におさまっているが，第2脚になると0.29～0.89になっている。この理由はアルミニウム検出器のしきいエネルギーが前記のように高く，線源エネルギバイアスをしてもこの検出器に寄与する中性子が本質的に少ないからである。

Table 9はFig.24のラインC上に置かれたカドミカバー金箔検出器，インジウム，ニッケル，アルミニウム検出器の反応率を集約したものである。分割結合計算結果と測定値との一致の程度やFSDについては前述のラインB上の結果と概ね同じである。金箔検出器反応率では第1脚で最大でファクター6，第2脚では最大でファクター2だけそれぞれ実験を上回っている。FSDも全体に大きく，0.26～0.78である。インジウム検出器の反応率は全ての検出器位置でファクター2以内で一致しており，十分満足する結果が得られた。FSDも第1脚中では0.07～0.16におさまっている。しかし，第2脚になると0.33～0.52になっている。ニッケル検出器反応率に対する計算結果も，第1脚中では測定値に対し50％以内で一致し，FSDも0.08～0.15であり，統計的にも信頼性の十分ある結果になっている。第2脚に入ると，実験との対応はファクター3であるが，FSDは0.36～0.49でありあまり満足したものではない。アルミニウム検出器反応率については第1脚ではファクタ2以内で測定値に対応するが，第2脚に入ると最大でファクター6の差異が生じる。FSDも第1脚中は0.14～0.33におさまっているが，接合部では0.7近くまで大きくなっている。

計算時間は，熱中性子を計算に含めていないので，FACOM M-200で1段目の計算に10,000ヒストリーで10分，2段目の計算では2,000～10,000ヒストリーで1検出点当り5～10分であった。

5.2.5 統計誤差伝播の計算例

モンテカルロ分割結合計算結果の1部のFSDに(4.41)式を適用して統計誤差の伝播を評価した。

Table 10はTable 8のアルミニウム検出器反応率FSDを(4.41)式を用い，誤差伝播を考慮して再評価してある。前述したように，Al (n, α) Na反応のしきいエネルギが7.7MeVと高いため，FSDは他の検出器より大きい。1段目のモンテカルロ計算でも，全フルーエンスのFSDは0.108であったが，アルミ検出器反応率に対しては0.165と大きい値であった。Table 10から，ダクトの第1脚では2回目のモンテカルロ計算だけのFSDが0.16～0.21に対し，誤差の伝播を考慮すると0.19～0.24，第2脚では0.70～0.79に対し誤差伝播を考慮したFSDは0.71～0.80になっている。先に述べたように，1段目の計算のFSDが0.108で，2段目の第1脚中のFSDのほぼ半分くらいの大きさであるため，1段目のFSDが誤差伝播にかなり寄与していると考えられる。一方，第2脚になると，2段目の計算のFSDが1段目のFSDよりもずっと大きいので，誤差伝播を考慮しても2段目の計算のFSDとあまり変らない。即ち，このような場合はみかけ上1段目のFSDの誤差はほとんど伝播していないように見える。

統計誤差伝播の評価式を用いて計算すると，場合によってかなり大きな誤差の伝播があることが分った。モンテカルロ計算が信頼性が高いと判断するためには，誤差の伝播を考慮してもFSD≦0.2に押えることが必要である。そのためには，各検出器の反応率に対し，1段目の計でFSD＜0.1に押え，2段目のFSDも0.2を越えないようにする必要がある。屈曲ダクトの場合，1脚中に置かれた検出器の反応率に対しては誤差の伝播を考慮しても比較的容易にFSD≦0.2が達成でき得るが，2脚以後になるとFSD≦0.5も難かしくなる。先に述べたように2脚中においても測定値との比較は十分良い一致を見ている。しかしモンテカルロ計算の信頼性は統計誤差の大小によって評価されるので，多段屈曲ダクト計算については，さらにFSDを低減するサンプリング法の研究が必要である。

5.3 R-Tokamakの14MeV中性子ストリーミング解析

5.3.1 R—Tokamak中性子ストリーミングの遮蔽体系

本研究で対象としたD—T核融合実験装置（R—Tokamak）の遮蔽体系はFig. 26に示すように非常に大型であるばかりでなく，細くかつ長い円筒ダクトを通して14MeV中性子ストリーミングが含まれている。

R—Tokamakの遮蔽体系は次のようなものである。

1. D-T反応による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. 中性子強度は1.6×10^{18}（nuetrons／shot）であり，D—T反応の持続時間は1ショット当り1秒間を計画している。また線源からは14MeV中性子が等方に放出されるものとした。
3. 細くて長い円筒ダクトがイグルーの床に設けられた。これはプラズマ計測室に通じていて，プラズマ診断用のダクトであり，ここを中性子がストリーミングする。
4. ダクトの形状は半径5 cm，長さ250cm，厚さ250 cmのコンクリート床を垂直に貫通している。
5. プラズマ診断室のどこにどれだけの間滞在でき，また診断室中の機材の放射化量を推定するためにも，ダクトの中心軸ばかりでなく水平方向の中性子線量率分布およびエネルギースペクトルが必要になる。
6. Fig. 26から分るように，遮蔽体系は周囲を厚いコンクリート壁で囲まれているので室内散乱が無視できない体系である。したがって遮蔽計算には全体系を考慮しなければならない。

5.3.2 仮想検出器における中性子フルーエンス計算

まず1段目のモンテカルロ計算ではサブルーチンSOURCEを改訂し，トロイダル形状のプラズマ領域から14MeV中性子が発生するようにした。線源中性子は等方分布とした。一般に，プラズマの周囲にはトロイダルコイル等各種の構造物があるが，現在は概念設計の段階であるため，これらの構造物は計算から除外した。一方，イグルーの壁やプラズマ計測室の壁および床は全て計算に取り入れた。

1段目の仮想検出器はダクトのプラズマに面した入口から10cm上った所に設定した。仮想検出器は半径25cmの円板とし，さらに5 cmずつ5個の円環に分割した。

1段目のモンテカルロ計算では円筒ダクトの入口ばかりでなく，Fig.26のイグルー床面の何箇所かの中性子フルーエンス分布を知るために，点検出器評価法を使った。その結果，プラズマ領域が大きな体積線源になっているので，イグルー床面は全フルーエンスはほぼ同じであり，角度分布についてもほとんど違いがな

Table 10 FSDs of the second Monte Carlo and those of statistical error propagation.

Detector Location (cm)			Reaction Rate (reaction/(W.s))				
Line B (in Air)	X	Z	Measured	Nucl. Sci. Eng. 79, 253 (1981)		Re-evaluation of FDS by Eq.	
Aluminum Detector							
B - 1	1	15	2.30-24[a]	2.631-24	0.208[b]	2.631-24	0.292[b]
3	40	---	3.72-25	9.416-25	0.160	9.416-25	0.271
5	80	---	1.31-25	2.859-25	0.209	2.859-25	0.293
7	120	---	6.77-26	1.189-25	0.159	1.189-25	0.270
9	160	---	3.52-26	6.020-26	0.162	6.020-26	0.273
10	165	20	2.81-26	7.790-26 (Z=15cm)	0.294	7.790-26	0.377
11	---	40	2.03-28	1.556-28	0.701	1.556-28	0.734
12	---	60	3.61-29	2.061-28	0.794	2.061-28	0.847
13	---	80	8.90-30	3.158-29	0.719	3.158-29	0.796

a Read as 2.30×10^{-24}

b Fractional standard deviation

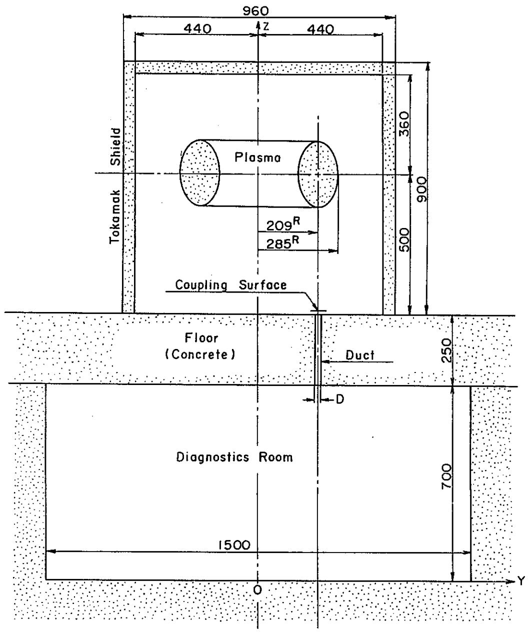


Fig. 26 Calculational model for the D-T Experimental Device (R-Tokamak). Dimensions are in centimetres.

い結果が得られた。そこで，半径25cm の仮想検出器の各円環に対する角度フルーエンス等諸量は，ダクトの入口から10cm 上った点における値を採用した。また，半径25cm は，14MeV 中性子はコンクリートの厚さ25 cm を透過するとおよそ１桁線量率が減衰するので[55]，厚さ250cm のイグルー床を透過すると10桁の減衰が予測されること，また，ストリーミングを考慮してもダクトの半径が５ cm と細いので，半径25cm までの線源領域を取れば２段目の線源強度は十分確保できるものと考えてその大きさに決めた。

１段目の計算は40,000個の線源中性子を発生させてランダムウォークさせた結果，仮想検出器に対し次のような値を得た。

全フリーエンス＝1.262×10^{-6}（FSD：0.030）

（$n\cdot cm^{-2}\cdot$ source $neutron^{-1}$）

この FSD＝0.030，即ち３％という値は非常に小さい値であり，Table 4 から信頼性の高いことが分る。

次に，２段目のモンテカルロ計算を境界面（仮想検出器）を線源条件にして開始できるようにサブルーチン SOURCE を修正した。また，サブルーチン SDATA も線源条件に合った非散乱線のフルーエンスが計算できるように改訂したが，この内容は先に述べた MORSE—to - MORSE コードシステムと同じものである。

２段目の計算はプラズマ計測中で，円筒ダクトの中心軸上ばかりでなく，中心軸に垂直に交わる水平方向についても計算を実施した。線源粒子は25,000～50,000ヒストリー追跡した。

最終的に求める量は（4.36）式で求められるが，レスポンス関数 Rh は線量率換算系数である。そして，本研究では全ての結果のFSD を ORION コードで計算し，統計誤差を考慮した FSD と２段目の計算だけの FSD と比較検討し，誤差の伝播を詳しく評価した。

5.3.3 新しい群定数ライブラリーの作成

14MeV 中性子の散乱角は前方に非常に大きい確率を持った非等方分布をする。そこで，この非等方分布を MORSE コードでできるだけ忠実に再現し，シミュレートできるように，新しい微視的断面積ライブラリー NGCP 9 —70を AMPEX コードシステム[70]を用いて作成した。NGCP9—70は以下のような仕様である。

1．基本となる断面積データは ENDF／B—IV[67]である。

2．エネルギー群構造は中性子50群，ガンマ線20群であり，中性子とガンマ線の結合群定数である。また，ルジャンドル展開係数は P_9 まで取っているので，極角については各エネルギー群に対し５方向選定できる。さらに，14MeV 付近のエネルギー間隔はこの付近のエネルギースペクトルが詳しく見えるようにかなり細かに分割した。Table 11 に中性子，Table 12 にガンマ線のエネルギー群構造を示す。

3．微視的群定数ライブラリー NGCP9 —70は MORSE コードばかりでなく，ANISN[71]および DOT コードで何ら修正することなく利用できる。Table 13 に本研究で使用したコンクリートの原子密度を示すが，コンクリートの組成が変ったり，他の物質が使用されても，NGCP9—70が微視的ライブラリーであるので，MORSE コード等の断面積の読取りと処理に関する入力データを修正するだけで容易に対応できる。

4．NGCP9—70は中性子とガンマ線の結合群定数になっているので，二次ガンマ線の解析にも何ら修正なしに利用できる。

Table 11 Energy group structures for neutron of the NGCP9-70

(continued)

Group	Upper Energy eV	Lower Energy eV	Average Energy eV	Lethargy, Δu	Group	Upper Energy eV	Lower Energy eV	Average Energy eV	Lethatgy, Δu
1	1.7333+7*	1.5683+7	1.6508+7	0.1	26	6.0810+5	4.9787+5	5.5299+5	0.2
2	1.5683+7	1.4918+7	1.5301+7	0.05	27	4.9787+5	3.6883+5	4.3335+5	0.3
3	1.4918+7	1.4550+7	1.4550+7	0.025	28	3.6883+5	2.9720+5	3.3302+5	0.216
4	1.4550+7	1.4191+7	1.4371+7	0.025	29	2.9720+5	1.8316+5	2.4018+5	0.484
5	1.4191+7	1.3840+7	1.4016+7	0.025	30	1.8316+5	1.1109+5	1.4713+5	0.5
6	1.3840+7	1.3499+7	1.3970+7	0.025	31	1.1109+5	6.7379+4	8.9235+4	0.5
7	1.3499+7	1.2840+7	1.3170+7	0.05	32	6.7379+4	4.0868+4	5.4124+4	0.5
8	1.2840+7	1.2214+7	1.2527+7	0.05	33	4.0868+4	2.4788+4	3.2828+4	0.5
9	1.2214+7	1.1052+7	1.1633+7	0.1	34	2.4788+4	2.3579+4	2.4184+4	0.05
10	1.1052+7	1.0000+7	1.0526+7	0.1	35	2.3579+4	1.5034+4	1.9307+4	0.45
11	1.0000+7	9.0484+6	9.5242+6	0.1	36	1.5034+4	9.1188+3	1.2076+4	0.5
12	9.0484+6	8.1873+6	8.6179+6	0.1	37	9.1188+3	5.5308+3	7.3248+3	0.5
13	8.1873+6	7.4082+6	7.7978+6	0.1	38	5.5308+3	3.3546+3	4.4427+3	0.5
14	7.4082+6	6.0653+6	6.7368+6	0.2	39	3.3546+3	2.0347+3	2.6947+3	0.5
15	6.0653+6	4.9659+6	5.5156+6	0.2	40	2.0347+3	1.2341+3	1.6344+3	0.5
16	4.9659+6	4.0657+6	4.5158+6	0.2	41	1.2341+3	7.4852+2	9.9131+2	0.5
17	4.0657+6	3.6788+6	3.8723+6	0.1	42	7.4852+2	4.5400+2	6.0126+2	0.5
18	3.6788+6	2.7253+6	3.2021+6	0.3	43	4.5400+2	2.7536+2	3.6468+2	0.5
19	2.7253+6	2.2313+6	2.4783+6	0.2	44	2.7536+2	1.6702+2	2.2119+2	0.5
20	2.2313+6	1.6530+6	1.9422+6	0.3	45	1.6702+2	1.0130+2	1.3416+2	0.5
21	1.6530+6	1.3534+6	1.5032+6	0.2	46	1.0130+2	6.1442+1	8.1371+1	0.5
22	1.3534+6	8.6294+5	1.1102+6	0.45	47	6.1442+1	3.7267+1	4.9355+1	0.5
23	8.6294+5	8.2085+5	8.4190+5	0.05	48	3.7267+1	1.0677+1	2.3972+1	1.25
24	8.2085+5	7.4274+5	7.8180+5	0.1	49	1.0677+1	4.1399-1	5.5455+0	3.25
25	7.4274+5	6.0810+5	6.7542+5	0.2	50	4.1399-1	1.0000-3	2.0750-1	6.026

* Read as 1.7333×10^7 eV.

Table 12 Energy group structures for gamma ray of the NGCP9-70

Group	Upper Energy	Lower Energy	Average Energy
	eV	eV	eV
1	1.4E+7[a]	1.2E+7	1.3E+7
2	1.2E+7	1.0E+7	1.1E+7
3	1.0E+7	8.0E+6	9.0E+6
4	8.0E+6	7.5E+6	7.75E+6
5	7.5E+6	7.0E+6	7.25E+6
6	7.0E+6	6.5E+6	6.75E+6
7	6.5E+6	6.0E+6	6.25E+6
8	6.0E+6	5.5E+6	5.75E+6
9	5.5E+6	5.0E+6	5.25E+6
10	5.0E+6	4.5E+6	4.75E+6
11	4.5E+6	4.0E+6	4.25E+6
12	4.0E+6	3.5E+6	3.75E+6
13	3.5E+6	3.0E+6	3.25E+6
14	3.0E+6	2.5E+6	2.75E+6
15	2.5E+6	2.0E+6	2.25E+6
16	2.0E+6	1.5E+6	1.75E+6
17	1.5E+6	1.0E+6	1.25E+6
18	1.0E+6	5.0E+5	7.5E+5
19	5.0E+5	1.0E+5	3.0E+5
20	1.0E+5	1.0E+4	5.5E+4

a Read as 1.4×10^{7}.

Table 13 Compositions of ordinary concrete

Element	Compositon (atom/cm·b)
	Concrete
Hydrogen	7.86-3[a]
Oxygen	4.39-2
Sodium	1.05-3
Magnesium	1.40-4
Aluminum	2.39-3
Silicon	1.58-2
Potassium	6.90-4
Calcium	2.92-3
Iron	3.10-4

[a]Read as 7.86×10^{-3}.

5.4 計算結果および考察

5.4.1 プラズマ計測室における中性子線量率分布およびエネルギースペクトル

プラズマ計測室において円筒ダクトの中心軸方向ばかりでなく，水平方向についても線量率分布およびエネルギースペクトルを計算した。Fig. 27 はそのうち円筒ダクトの中心軸に沿った中性子線量率分布を集約したものである。Fig. 27 の横軸の原点はダクトの出口，即ちX＝0，Y＝209cm，Z＝700cm の点である。FSD は全て統計誤差の伝播を考慮しているが，それでも0.06以内であり，モンテカルロ分割結合計算結果は十分信頼性があると考えられる。

ダクトストリーミングを扱った本体系はこれまで解析されていないが，ANISN[71]コードによる一次元計算がすでに実施されており[55]，イグルー中やプラズマ計測室の線量率を推定することができる。そこで，Fig. 26 に示すダクトの入口とプラズマ計測室のダクト中心軸上の点における線量率について MORSE の結果と，ANISN の計算から推定した値とを比較した。Fig. 26 でダクトの直径 D は10cm である。

(1) 円筒ダクトの入口：
MORSE＝ 6×10^{7} (mrem／shot)
ANISN＝ 5×10^{7} (mrem／shot)

(2) 円筒ダクトの出口から250下った点，即ち，P（0，209，450）
MORSE＝3.6×10^{3} (mrem／shot)
ANISN＝1.1×10^{-1} (mrem／shot)

この MORSE7よる3.6×10^{-3}mrem／shot と ANISN の1.1×10^{-1}mrem／shot の差が正にこのダクトを通しての中性子ストリーミングである。したがって，もし一次元計算のみであれば，およそ 3×10^{4}の過少評価になると予想される。

次に，上記(2)と同じ点におけるエネルギースペクトルを Fig.28 に示す。本計算では線量率を得るために14 MeV から熱中性子までのエネルギーフルーエンスを求めているが，特に，14MeV 付近のエネルギー間隔が狭いため対数目盛では表示しても見ずらいため，Fig. 28 のように線形目盛で表わした。その結果，1 MeV までしか示していないが，データとしては熱中性子まで計算してある。

Fig 28 から分るように14MeV に顕著なピークがあり，1 MeV まで他のエネルギー群の値より 2 桁かそれ以上大きい。なお，14MeV は NGCP9—70ライブラリーで 5 群 (14.19MeV～13.84MeV) に当る。この原因は検出器位置がダクトの真下にあるため，ストリーミング効果によってほとんど散乱の経験のない14 MeV 中性子の寄与によると考えられる。

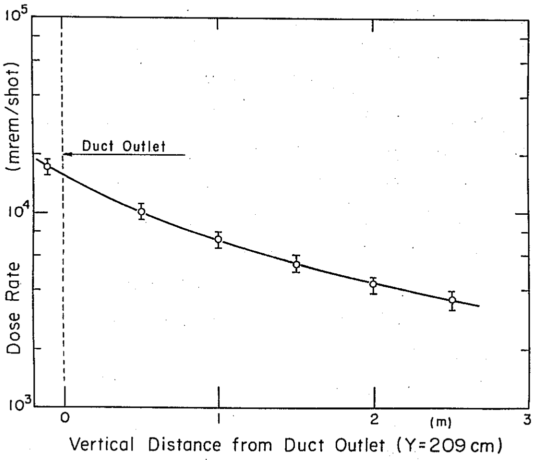


Fig. 27 Neutron dose rate distribution in the axial direction along the hole-duct.

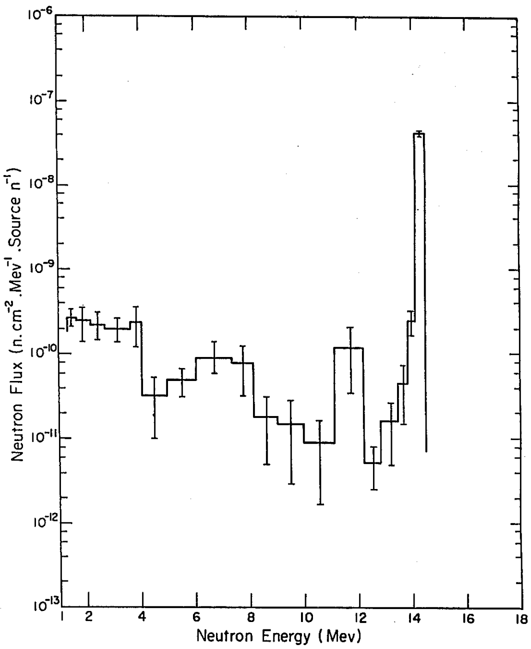


Fig. 28 Neutron energy flux at p(0, 209, 450) in Fig. 26.

円筒ダクトの中心軸に対し水平方向における中性子

線量率分布を集約したものを Fig. 29 に示す。Fig. 29 の原点は Fig.26 の P（0，209，450）の点であり，プラズマ計測室の床上450cm である。水平方向の計算には50,000個の線源中性子のヒストリーを追跡した。その結果，円筒ダクトの中心軸から15cm 以上離れた水下方向の FSD は誤差の伝播を考慮した値は 0.25～0.47である。FSD が0.2以上になっているのでダクトの中心軸方向の線量率に対する FSD の0.06に比べればかなり大きく，十分良好な FSD とは言い難いが，0.5以内であり，Table 4 を参照すれば一応評価できる値である。

円筒ダクト中心軸方向と同じように，ANISN コードでは中性子のストリーミングは考慮されていないが，MORSE の結果と比較し，その差からダクトの中性子ストリーミング効果が推定できる。

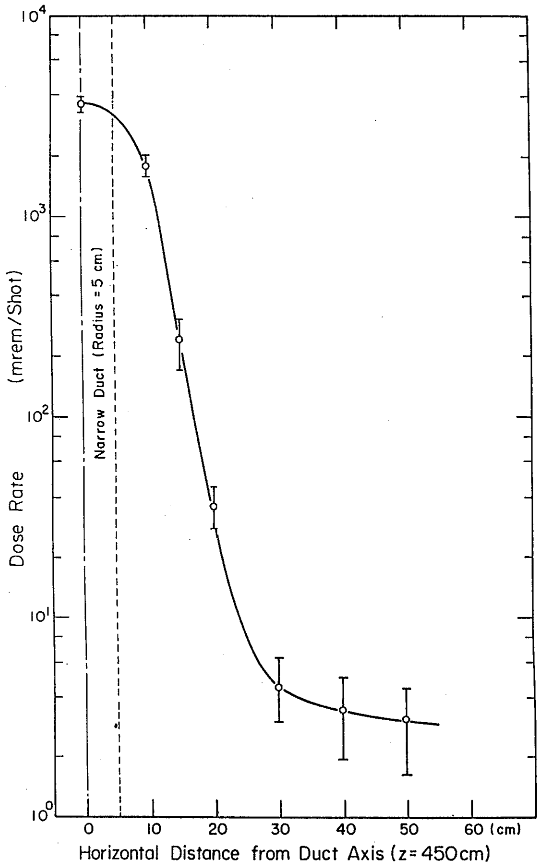


Fig. 29 Neutron dose rate distribution in the horizontal direction toward the duct axis.

(1) 水平方向50cm の位置，即ち P（0，259，450）

MORSE$=3.2\times10^{0}$ (mrem／shot)

ANISN$=1.1\times10^{-1}$ (mrem／shot)

水平方向50cm における MORSE による3.2mrem／shot と ANISN による1.1×10^{-1}mrem／shot の差違はダクトのストリーミング効果である。半径 5 cm と非常に細い円筒ダクトが厚さ250cm という非常に厚いコンクリート層を貫通しているにもかかわらず，ダクトの直下250cm で50cm 離れても ANISN の値に比べ30倍も高い線量率を示した。したがってこのような細管円筒ダクトであっても，その出口周囲のかなり広い範囲にストリーミング効果があることが本解析によって明らかになった。

ここで，円筒ダクト出口における線量率を Simon - Cliford の簡易計算式[78]で求め，モンテカルロ分割結合計算法による結果と比較し，中性子ストリーミング計算に対する分割結合計算法の妥当性を検討する。

(1) 円筒ダクト出口，即ち，Fig.27で P（0，209，700）の位置

Simon - Clifford の計算式

$$\text{出口線量率}=\text{入口線量率}\times\frac{r_0^2}{2\ell^2}$$

$$=6\times10^{7}\times\frac{5^2}{2(250)^2}$$

$$=1.2\times10^{4}\ (\text{mrem／shot})$$

MORSE$=1.7\times10^{4}$ (mrem／shot)

ここで

r_0＝円筒ダクトの半径

ℓ＝円筒ダクトの長さ

MORSE - to - MORSE コードシステムによる分割結合計算結果は Simon - Clifford の計算式による値よりもおよそ40％高い線量率になった。この要因は円筒ダクト周囲のコンクリート中で散乱した中性子がダクト中をストリーミングしてきたものによる寄与であると考えられる。したがって，モンテカルロ分割結合計算結果は妥当な値を示しているものと考えられる。

ダクトの中心軸上の線量率分布は予想したようにゆるやかな減衰曲線を描いた。すなわち，Fig.27で示すように，ダクトの出口から250cm 離れた位置の線量率は入口の値のおよそ１／５にとどまっている。ところが，水平方向の線量率分布は Fig.29で示したように，中心軸方向に比べはるかに急激に減衰している。すなわち，水平方向に30cm 離れた P（0，239，450）における線量率は同筒ダクトの中心軸上の水平方向の原点 P（0，

209, 450) に対し1／10³程度になっている。また Fig. 29から分るように，水平方向では僅か5 cm離れると1桁近く線量率が減衰する所もある。特に，このように短い距離間隔で非常に大きい中性子束の変化を正確に解きうる実用的方法として本研究で提案するモンテカルロ分割結合計算法が適していることが実証できた。

本遮蔽体原における全中性子束の減衰は，円筒ダクトの入口とプラズマ計測室のダクト中心軸上でおよそ9桁，水平方向ではおよそ12桁もあり，プラズマ領域からの全中性子束の減衰を入れるとさらに大きな減衰になる。したがって，この点からも従来のモンテカルロ計算でこの体系を解くことは難しいものと考えられる。

計算時間は，14MeV から熱中性子まで計算に含めているので，FACOM SP－100で1段目の計算に40,000ヒストリーで30分，2段目の計算では25,000～50,000ヒストリー追跡し，円筒ダクトの中心軸上では1検出点当り10分，水平方向では1検出点当り20～50分であった。本計算は熱中性子まで中性子を追跡しているので，計算時間が多少長くなっているが，十分現実的な計算時間に収まっているものと考えられる。

5.4.2 統計誤差伝播を考慮したFSD

本計算で得られたプラズマ計測室中の中性子線量率と，それに対応した2段目のモンテカルロ計算のFSDおよび統計誤差伝播を考慮したFSDをTable14に集約する。誤差の伝播を考慮したFSDは(4.41)式を基にしたORIONコードで計算した。

円筒ダクトの中心軸上においては2段目のモンテカルロ計算のFSDも小さいので，1段目のFSDが0.030であるにもかかわらず，例えば，P(0, 209, 600)点におけるFSDは0.056が誤差の伝播を考慮すると0.064になるように，やや大きくなる。しかし，水平方向，例えば，P(0, 249, 450)点においては2段目のFSDが0.439と1段目に比べ1桁以上大きいので，誤差の伝播を考慮しても2段目とほとんど同じ0.440である。

水平方向のFSDは1段目のFSDが小さかったので統計誤差の伝播を考慮してもどうにか0.5以内に収まった。しかし，ダクトをストリーミングする中性子に直接さらされない領域におけるFSDの低減の研究は今後も進めなければならないと考える。

Table 14 Neutron Dose Rate in the Diagnostics Room and the FSDs.

Detector Location[a] (cm)			Dose Rate (mrem/shot)	FSD	
x	y	z		Second Calculation	Using Error-Propagation Equation
0	209	710	1.679+4[b]	0.055	0.063
---	---	650	1.029+4	0.055	0.063
---	---	600	7.340+3	0.056	0.064
---	---	550	5.579+3	0.056	0.064
---	---	500	4.343+3	0.056	0.064
---	---	450	3.631+3	0.048	0.057
0	219	---	1.828+3	0.095	0.100
---	224	---	2.410+2	0.271	0.273
---	229	---	3.748+1	0.248	0.250
---	239	---	4.549+0	0.354	0.355
---	249	---	3.440+0	0.439	0.440
---	259	---	3.157+0	0.467	0.468

[a]All detector locations were in the plane of Fig. 28.

[b]Read as 1.679×10^4.

5.5 結論

本章ではダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布の遮蔽計算法として前章で提案したモンテカルロ分割結合計算法を3つの体系に適用し，分散の低減と計算時間の短縮を試みた。また，統計誤差伝播の評価コードORIONでFSDを求め，誤差伝播の評価と検討を行った。

その結果，次に示すような，従来のモンテカルロ計算では得られないような幾つかの成果があり，モンテカルロ分割結合計算法が分散の低減と計算時間の短縮の両面から優れた計算法であることが分かった。

1. スリット中性子ストリーミング計算では，特に硫黄放射化箔検出器反応率（S(n, p) P反応，しきいエネルギー2.7MeV)に対し良好な結果が得られた。スリット中の全ての検出器位置の反応率に対しファクター2以内で一致しており，2段目のFSDも0.32～0.36であった。

2. 1.の計算で，カドミカバー金箔方射化検出器反応率に対しては2段目のFSDは0.32～0.65で，0.5を超えるところもあるが，実験値との比較ではファクター2以内で良好な一致を示した。これに対し，従来のモンテカルロ計算ではスリット中の全ての検出器位置でおよそ2桁も過少評価になっており，熱外中性子に対しては妥当な結果が得られないと判断できる。FSDも＞0.6であった。

3. 屈曲ダクト中性子ストリーミング計算では線源とダクトの出口付近の間で中性子束の減衰がおよそ12桁あったが，特にインジウム放射化箔検出器反応率(In (n, n') In，しきいエネルギー1.4MeV）およびニッケル放射化箔検出器反応率（Ni (n, p) Co，しきいエネルギー2.8MeV)に対し良好な結果が得られた。いずれの検出器の反応率も屈曲ダクト中の全ての検出器位置でファクター2以内で実験値と一致している。インジウム放射化箔検出器のC／Eはダクトの入口で1.01，出口近くで0.62であった。ニッケル放射化箔検出器のC／Eはダクトの入口で0.95，出口近くでも0.93であった。

4. 3.の屈曲ダクト計算では1脚中の2段目の計算値のFSDは0.1前後で良好な値であるが，インジウムやニッケル放射化箔検出器反応率でも2脚中になると，絶対値の比較では良い一致を示しているもののFSDは0.2～0.6になり，0.5を超える所もかなりある。この傾向はダフトの屈曲数が増えればさらに強くなると予想される。2脚あるいは3脚中のFSDを小さく押えるには線源粒子数を増やすだけでは解決されず，2脚あるいは3脚中に入射する粒子数を本質的に増加させることが不可欠であると考える。そのためには，ダクトの屈曲部付近の衝突数および次の脚に向って進行する粒子数を確実に増加させるようなサンプリング法が必要である。しかし，従来の方向バイアスやスプリッティングではさらに重みのばらつきを助長したり，不要な方向に進む粒子をも多数発生させることになるので，新たな方法を考える必要があろう。

5. 細管円筒ダクト14MeV中性子ストリーミング計算ではプラズマ計測室においてダクトの中心軸方向ばかりでなく，水平方向の中性子線量率分布を計算した。その結果，円筒ダクトの中心軸方向の線量率分布は緩かであるが，水平方向には中心軸から僅か30cm離れると3桁もの減衰があることが明らかになった。しかも，半径5 cm，長さ250cmのダクトが厚さ250cmのコンクリートを貫通しているにもかかわらず，ダクトの真下250cmでは水平方向50cm離れても，ダクトが無いとして一次元計算した線量率よりも30倍高く，さらに遠方まで中性子ストリーミング効果が及んでいることが分った。水平方向50cmの位置の線量率は3.2 mrem／shotであった。

6. 5.の細管円筒ダクト計算は全ての計算結果のFSDについて統計誤差の伝播を考慮してある。同筒ダクトの中心軸上の線量率に対する誤差伝播を考慮したFSDは0.06以内であり，統計誤差として十分小さい値である。水平方向のFSDは15cm以上離れた位置で0.25～0.47になり，円筒ダフトの中心軸方向に比べるとかなり大きくなっているが，一応，FSD＜0.5に収まっている。

7. 統計誤差伝播を考慮したFSDと2段目の計算結果のFSDとを比較すると，誤差伝播評価式から容易に分るように，本計算の場合は1段目の全フルーエンスに対するFSDが0.03と非常に小さいため，誤差の伝播がほとんどない。

8. プラズマ計測室ではもう1つの課題として計測器や実験器材の放射化があるが，その量は物質の放射化断面積が分れば再度計算することなく，本研究で得られた各位置におけるエネルギーフルーエンスを使って求められ，そのときの誤差の伝播を考慮したFSDも，各群のエネルギーフルーエンスに対する誤差伝播式を使って計算できる。

9. 本研究で新たに作成したNGCP 9-70ライブラ

リーは14MeV 中性子の輸送計算に対し，十分妥当な断面積ライブラリーとして利用できることが実証された。

第6章　結言および今後の課題

6.1　結　言

モンテカルロ法を適用したダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布解析法について検討してきた結果，以下のような結論を得た。

1. 従来のモンテカルロ計算法を適用した計算例を調べた結果，大型遮蔽体系を1回の計算で解こううとすると，過少評価になることが第2章で明らかになった。

2. 第3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高速中性子計算にアジョイントモンテカルロ法を利用した計算を行った。1つの方法は，アジョイントモンテカルロ計算でイベントバリューおよびポイントバリューを求め，それぞれ飛程長および角度バイアスをする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うもので，もう1つは，フォワードーアジョイント反復計算法である。ダクトの出口における高速中性子束に対してはFSDが0.1以下に低減することができた。しかし，これらの方法ではダクトの形状や位置についてパラメトリックに計算する場合や検出点が多数ある場合には，計算時間の点で不利である。

3. 第4章では，大型遮蔽体系の中性子束分計算法法の1つとして，線源領域も含め三次元計算ができるモンテカルロ分割結合計算法を提案した。モンテカレロ分割結合計算法は実際の線源と検出器との間に新たに仮想検出器を設定し，1段目の計算で仮想検出器の角度フルーエンス等の諸量を求める。2段目の計算は1段目の計算で得られた諸量から作ったpdfを基に，仮想検出器を結合面にし，そこから中性子を発生させて実際の検出器に対する中性子の寄与を求める。最終的に求める量は実際の線源強度や仮想検出器の面積を考慮し，2段の結果を結合することによって計算できる。

4. モンテカルロ分割結合計算法の利点は，モンテカルロ計算を2段に分割して計算できるので，1段目の計算で得られた中性子フルーエンス等を基にしたpdfを2段目の計算の中性子発生分布関数として用いるので，中性子を発生させるときにエネルギーバイアスのようなインポータンスサンプリング法が適用できる。その結果，求める量に寄与するエネルギー群からより多くの中性子発生することになり，従来のモンテカルロ計算よりも分散が小さくなることが期待できる。

5. さらに，線源が同じであれば，ダクトやスリットほ形状や位置が変っても，適切な位置に仮想検出器を設定するとによって，2段目の計算だけで求める量が計算できる。したがって，遮蔽設計で必ず必要になるパラメトリック計算には都合の良い計算法である。

6. また，第4章では，モンテカルロ分割結合計算法を適用する場合の統計誤差の伝播を考慮したFSDを計算するための計算式を導出した。この計算式を基にORIONコードを作成した。

7. モンテカルロ分割結合計算法が実際にダクトを含む大型遮蔽体系の中性子束分布を短い計算時間で，しかも分散を低減できることを確かめるために，絶対値で反応率が得られている実験体系2例と，核融合炉実験装置1例を対象に第5章で解析した。またORIONコードで誤差伝播を考慮したFSDも計算した。

(1) JRR—4号炉における中性子スリットストリーミング計算では，従来のモンテカルロ法による計算結果と比較し，著しい改善が見られた。特に硫黄放射化箔検出器の反応率では，全ての検出器位置でファクター2以内で測定値と一致した。

(2) JRR—4号炉における二重環円筒屈曲ダクト中性子ストリーミング計算では，特にインジウムおよびニッケル放射化箔検出器反応率に対し良好な結果が得られ，ダクト全体にわたってファクター2以内で実験値と一致した。また，屈曲ダクトの入口と出口付近の間では上記の検出器の反応率には5桁程度の減衰があったが，入口および出口のC／Eは両検出器の反応率が1に近い値であった。本遮蔽体系全体の中性子束の減衰はおよそ8～12桁である。ESDは第1脚中の反応率では0.1程度に低減できた。しかし，第2脚に入ると0.5を超えるところもあった。計算時間は，熱中性子を計算に含めていないので，FACOM M-200で1段目の計算に10,000ヒストリーで10分，2段目の計算は2,000～10,000ヒストリーで1検出点当り5～10分であった。

(3) R—Tokamakの14-MeV中性子細管ストリーミング計算ではプラズマ計測室中で，円筒ダクトの中心軸上ばかりでなく，水平方向に沿った中性子線量率分布も計算し，細管ダクトのストリーミング効果を明らかにした。その結果，1次元輸送計算と比較し，円

筒ダクト中心軸上で4桁以上，中心軸から水平方向に50cm離れても30倍程度高い値を示した。その結果，半径5 cmの細管が厚さ2.5mのコンクリートを貫通しているにもかかわらず，ダクトの中心軸からかなり離れたところまで，ストリーミング効果が及ぶことが明らかになった。さらに，水平方向ではダクト中心軸から僅か30cm離れて3桁，5 cmの間隔で1桁もの線量率の変化が見られた。このように激しい線量率分布の変化を確実に計算できる実用的手法として，本分割結合計算法が優れていることが明らかになった。誤差伝播を考慮したFSDも円筒ダクトの中心軸上の中性子線量率では0.06以下でかり，非常に小さいFSDであった。また，中心軸から水平方向に離れた検出点でもFSDは0.10～0.47であり，0.5以下になっている。計算時間は，14MeVから熱中性子まで計算に含めているが，それでもFACOM SP-100で1段目の計算が40,000ヒストリーで30分，2段目の計算では25,000～50,000ヒストリーを追跡し，円筒ダクト中心軸上で1検出点当り10分，水平方向では20～50分である。これは，現実的な計算時間である。

8. 本研究を総括すると，まず，本研究で提案したモンテカルロ分割結合計算法を適用すること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が短い計算時間で，しかも分散の小さい結果が得られることが明らかになった。また，遮蔽設計に必要なダクトやスリットの形状や位置を変えてパラメトリック計算する場合にも都合の良い計算法であることも明らかになった。さらに，細管円筒ダクトによる中性子ストリーミング効果も，分割結合計算によって過少評価することなく計算できることも分った。そして，モンテカルロ分割結合計算法を適用した場合の計算結果の統計誤差を評価する統計誤差の伝播計算式も導出し，誤差伝播を考慮したFSDを計算するためORIONコードが作成された。

6.2 今後の課題

本研究によって提案されたモンテカルロ分割結合計算法は，ダクトを含む大型遮蔽体系の遮蔽計算を短い計算で効率良く，しかも分散の小さな結果をもたらすことが期待できるが，さらに本計算法を進歩発展させるためには，次に掲げるような課題が残されている。

1. 径の細い屈曲ダクトストリーミング計算において，第2脚以後のダクト中における計算結果のFSDをさらに低減させるサンプリング法の工案が第1である。第2脚中に入射する中性子の確率を単に大きくするためには，従来の角度バイアスやスプリッティングを採用すれば良いが，この方法では入射する中性子の重みのばらっきはかえって大きくなり，分散を大きくしたり，不必要な粒子の追跡に多くの計算時間を費し，計算効率が低下することになる。したがって，計算効率を低下させずに分散を低減させるためには，第2脚以後のダクト中に重みのできるだけ揃った中性子をより多く入射できるような方法であることが要求される。

2. 今までの遮蔽計算では普通線源領域が1つの場合を扱ってきたが，一般には線源領域が多数ある場合もある。そのような体系を従来の計算法で扱おうとすれば，1つの線源領域に対し1回の計算を実施し，その結果を重畳しなければ求める量が得られないので計算効率が非常に悪い。そこで，複数個の線源領域がある体系を計算する場合，モンテカルロ分割結合計算の成功のキイポイントになった仮想検出器の設定法が適用でき，各線源に対し1つの仮想検出器を設定し，2段目の計算の結合面にすれば，2段目の計算だけで複数個の線源があっても求める量が得られることになる。この場合，仮想検出器も複数個になるので，検出点により寄与する仮想検出器からより多くの中性子を発生できるような方法を工夫することも考えなければならない。そうすれば，モンテカルロ分割結合計算法の新たな応用分野になるであろう。

謝　　辞

本研究は，船舶技術研究所において，使用済核燃料の船舶輸送における放射線遮蔽の研究の一部として行ったものである。研究遂行に当り，ご助言，ご激励をいただいた布施卓嘉原子力船部長，山越寿夫室長ならびに中田正也前原子力船部長に篤く感謝致します。また，本研究の内容についてご指導いただいた竹内清東海支所室長に深く謝意を表します。

本研究のまとめに際し，懇篤なご助言とご指導をいただいた京都大学兵藤知典教授ならびに東京大学原子核研究中村尚司助教授に篤い感謝の意を表します。

参 考 文 献

1）D. C. Irving, R. M. Freestone, Jr., and F. B. K. Kam ; O5R, A General Purpose Monte Carlo Neutron Transport Code, ORNL - 3622 (1965)

2）E. A. Straker, P. N. Stevens, D. C. Irving, and V. R. Cain ; The MORSE Code - A Multigroup Neutron and Gamma - Ray Monte Carlo Transport Code, ORNL - 4585 (1970)

3）MCNP - A General Purpose Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, LA -7396 - M (Rev.) Version 2B, Los Alamos Monte Carlo Group, Los Alamos National Laboratory (1981)

4）M. B. Emmett, C. E. Burgart, and T. F. Hoffman ; DOMINO : A General Purpose Code for Coupling Discrete Ordinates and Monte Carlo Radiation Transport Calculations, ORNL - 4836 (1973)

5）M. Goldstein and E. Greenspan ; Nucl. Sci. Eng., 76, 308 (1980)

6）N. R. Byrn ; Iterative Forward - Adjoint Monte Carlo Solusions of the Boltzmann Transport Equation, Thesis, Georgia Institute of Technology, (1976)

7）K. Ueki ; Nucl. Sci. Eng., 79, 253 (1981)

8）K. Ueki, et al. ; Analysis of 14 - MeV Neutron Streaming Through a Narrow Hole - Duct Using the Monte Carlo Coupling Technique, Fusion Technology, 7, 90 (1985)

9）M. B. Emmett ; The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System, ORNL - 4972 (1975)

10）津田考夫；モンテカルロ法とシミュレーシン，培風館（1969)

11）宮武修，中山隆；モンテカルロ法，日刊工業新聞社（1960)

12）Herman Kahn ; Application of Monte Carlo, AECU - 3259 (1965)

13）E. D. Cashwell and C. J. Everett ; A. Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems, PERGAMON PRESS (1959)

14）Jerome Spanier and Ely M. Gelbard; Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems, ADDISON - WESLEY PUBLISHING COMPANY (1969)

15）D. J. Raso; Nucl. Sci. Eng., 17,411 (1963)

16）A. B. Chilton; Nucl. Sci. Eng., 24,200 (1966)

17）T. W. Armstrong and P. N. Stevens; J. Nucl. Ene., 331 (1969)

18）F. J. Allen, A. Futter, and W. Wright; Neutron Reflection and Flux Versus Depth for Water, BRL - 1204 (1963), in Reactor Shielding for Nucler Engineering, N. M. Schaeffer (Ed.) , U. S. ATOMIC ENERGY COMMISSION (1973)

19）F. H. Clark, N. A. Betz, and J. Brown; Monte Carlo Calculations of the Penetration of Normally Incident Neutron Beams Through Concrete, ORNL - 3976 (1967)

20）F. H. Clark; The Exponential Transform as an Importance Sampling - A Review, ORNL - RSIC - 14 (1966)

21）R. E. Maerher and F. J. Muckenthaler; Nucl. Sci. Eng., 22, 458 (1965)

22）F. J. Allen, A. Futterer, and W. Wright; Dependence of Neutron Albedos upon Hydrogen Content of a Shield, BRL - 1224 (1963), in Reactor Shielding for Nuclear Engineers, N. M. Schaeffer (Ed.), U. S. ATMIC ENERGY COMMISSION (1973)

23）M. J. Berger and J. Doggett, Reflection and Transmission of Gamma Radiation by Barriers, J. Res. Nat. Bur. Stand., 56, 89 (1956)

24）M. B. Wells; Differential Dose Albedos for Caluculation of Gamma - Ray Reflection from Concrete, RRA - T46 (1964)

25）Maerker and F. J. Muckenthaler; Nucl. Sci. Eng., 26, 33 (1966)

26）D. G. Collins and L. W. Mcleary; A Systemization and Penetration Study for Straight Cylindvical Ducts, NARF - 63 - 3T 1963), in Reactor Shielding for Nuclear Enginners, N. M. Schaeffer (Ed.), U. S. ATOMIC ENERGY COMMISSION (1973)

27）M. Shindo, et al.; Nucl. Sci. Eng., 27,450 (1967)

28）V. R. Cain; Calculation of Thermal - Neutron Flux Distribution in Concrete - Walled Ducts Using Albedo Monte Carlo Techniques, ORNL - 3507 (1964)

29）R. E. Maerker and F. J. Muckenthaler; Nucl.

Sci. Eng., 27,423 (1967)

30) R; E. Maerker and V. R. Cain; AMC: A Monte Carlo code Utilizing the Albedo Approach for Calculating Neutron and Capture Gamma - Ray Distributions in Rectongular Concrete Ducts, ORNL - 3964 (1967)

31) R. E. Maerker and F. J. Muckenthaler; Monte Carlo Calculations Using the Albedo Concept of Fast - Neutron Dose Rates Along the Center Lines of One - and Two - Legged Square Concreto Open Ducts and Comparison with Experiment, ORNL - TM - 1557 (1966)

32) K. Shin and T. Hyodo; Application of Albedo Concept to Neutron Streaming Through Small Ducts and Slits, Proc. Sixth Int. Confer. on Radiation Shielding, Vol.2, Tokyo (1983)

33) 日本原子力研究所東海研究所，炉物理委員会・遮蔽専門部会；ディスクリート・オーディネイトコードおよびモンテカルロコードによる二次元遮蔽ベンチマーク計算（No.1），JAERI - M7799 (1978)

34) T. Miura, et al; Fast Neutron Streaming Through a Cylindrical Air Duct in Water, Papers of Ship Res. Inst., No.49 (1975)

35) T. Miura, et al; J. Nucl. Sci. Technol., 18., 369 (1981)

36) Y. Seki, et al., Monte Carlo Analysis of a Streaming Experiment of D - T Neutrons and Gamma Rays Through a Concrete Bent Duct, Proc. of the Sixth Int. Confer. on Radiation Shielding, Vol. 2, Tokyo (1983)

37) Kawai, et al.; Apllication of Albedo Monte Carlo Method to FBR Neutron Streaming Analysis, Proc. of the Sixth Int. Confer. on Radiation Shielding, Vol.2, Tokyo(1983)

38) R. R. Coveyou, et al.; Nucl, Sci. Eng., 27, 219 (1967)

39) J. S. Tang, P. N. Stevens, and T. J. Hoffman; Method of Monte Carlo Biasing Using Two - Dimensional Discrete Ordinates Adjoint Flux, ORNL - 5414 (1976)

40) J. S. Tang, T. J. Hoffman, and P. N. Stevens; Nucl. Sci. Eng., 62, 617 (1977)

41) J. S. Tang, T. J. Hoffman, and P. N. Stevens; Nucl. Sci. Eng., 64, 837 (1977)

42) F. R. Mynatt, F. J. Muckenthaler, and P. N. Stevens; Development of Two - Dimensional Discvete Ordinates Transport Theory for Radiation Shielding, CTC - INF - 752, (1969), see also, DOT - 3.5, Two - Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code, RSIC Computer Code Collection, CCC - 276 (1975)

43) K. Ueki; J. Nucl. Sci. Technol.; 16, 117 (1979)

44) R. W. Roussin; 40 Group Coupled Neutron and Gamma - Ray Cross Section Data, DLC - 23, RSIC Data Library Collection (1972)

45) M. H. Kalos; Nucl. Sci. Eng., 16, 227 (1963)

46) P. N. Stevens; Theory of Adjoint Monte Carlo and Its Application, Tennessee Industries Week, University of Tennessee, Knoxville (1977)

47) D. C. Irving; The Adjoint Boltzmann Equation and Its Simulation by Monte Carlo, ORNL - TM - 2879 (1970)

48) 植木紘太郎，他；モンテカルロコード MORSE-CG によるベンチマーク実験の解析，JAERI - M83 - 142 (1983)

49) 菖西峯夫，他；一般過程実験マニュアル（前期），原子炉研修所テキスト，JAERI6018, (1968)

50) 宮坂駿一，他；黒鉛スロットからの中性子の漏洩，JAERI - M8686, 97 (1980)

51) 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，船舶技研報告，16，329（1979)

52) T. Miura and N. Sasamoto; Nucl. Sci. Eng., 83, 333 (1983)

53) Y. T. Song, et al.; Nucl. Sci. Eng., 44, 252 (1971)

54) B. Chinaglia, et al.; Study of the Neutron Streaming Through Cylindrical Ducts with Two Bends in Water; Experiments, EUR 4498e (1970)

55) Y. Ogawa, et al.; Nuclear Radiation Analysis in Reaction Plasma Facility, Proceedings of the Sixth International Conference on Radiation Shielding, Vol.2, Tokyo, (1983)

56) R. T. Santoro, et al.; Nucl. Sci. Eng., 78, 259 (1981)

58) R. T. Santoro, et al.; Nucl. Sci. Eng., 84, 260 (1983)

59) R. T. Santoro, et al.; Calculated Neutron and Gamma Ray Energy Spectra from 14 - Mev Neutron Streaming Through an Iron Duct: Comparison

with Experiment, ORNL - 7878 (1981)

60) Y. Seki, et al.; Nucl. Tech./Fusion, 2, 272 (1982)

61) L. L. Carter; Nucl. Tech./Fusion, 2, 286 (1982)

62) Long - Poe Ku and Joseph G. Kolibal; Nucl. Tech./Fusion, 2, 313 (1982)

63) H. Hashikura, et al.; Nucl. Sci. Eng., 84, 337 (1983)

64) W. T. Urban, T. J. Seed, and D. J. Dudziak; Nucl. Tech./Fusion, 2, 261 (1982)

65) R. A. Lillie, et. al.; Nucl. Tech./Fusion, 2, 325 (1982)

66) 植木紘太郎；日本原子力学会誌，26，883(1984)

67) "ENDF/B Summary Documentation, " BNLNCS - 17541 (ENDF - 201), 2nd ed. (ENDF/B IV), D. Garber, Ed., available from the National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York (Oct.1975)

68) 小山謹二，他；遮蔽材料の群定数一中性子100群・ガンマ線20群・P_5近以一，JAERI - M6928 (1977)

69) K. Koyama, et al.; RADHAT - V3, A Code System for Generating Coupled Neutran and Gamma - Ray Group Constants and Analyzing Radiation Transport, JAERI - M7155 (1977)

70) N. M. Greene, et al.; A Modular Code System for Generation Coupled Multi - Group Neutron - Gamma Libraries from ENDF/B, ORNL/TM - 3706 (1976), (Revised 1978)

71) W. W. Engle, Jr; A Users Manual for ANISN, A One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code, K 1693 (1967)

72) U. Fano, L. V. Spencer, and M. J. Berger; Penetration and Diffusion of X Ray, Handbuch der Physik, Vol. XXXVIII/2, p660, S. Flugge (Ed.), Springer - Verlag, (1969)

73) 植木紘太郎；モンテカルロ法による遮蔽問題の解析（総説），日本原子力学会誌，22，535 (1980)

74) H. A. Steinberg and M. H. Kalos; Nucl. Sci. Eng., 44,406 (1971)

75) A. Dubi and Y. S. Horowitz; Nucl. Sci. Eng., 71, 29 (1979)

76) S. K. Fraley and J. J. Hoffman; Nucl. Sci. Eng., 70, 14 (1979)

77) N. M. Schaeffer (Ed.); Radiation Shielding for Nuclear Enginners, U. S. ATOMIC ENERGY COMMISSON, (1973)

78) A. Simon and C. E. Clifford; Nucl. Sci. Eng., 1, 156 (1956)

Appendix A

(3.8) 式を基に，MORSE コードの文献(2)に沿って，アジョイントモードに対する積分型現出仮想粒子密度方程式を導出する。

(3.8) 式を最終的には輸送核と衝突核を用いて書き表わすために，まず次のように変形した輸送核を導入する。

$$T_g(\bar{r}\to\bar{r}',\bar{\Omega})=T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})\frac{\Sigma_t^g(\bar{r}')}{\Sigma_t^g(\bar{r})} \quad (\mathrm{A.1})$$

この新しい輸送核 $T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})$ はフォワードモードで用いた輸送核 $T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\bar{\Omega})$ に対応する。また,(3.8) 式における,

$$\sum_{g'}\int d\bar{\Omega}'\frac{\Sigma_s^{g\to g'}(\bar{r}',\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')}{\Sigma_t^g(\bar{r}')} \quad (\mathrm{A.2})$$

は仮想粒子が引き起す位相変化 ($g\to g'$, $\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}'$) を表わしている。したがって, (A-2) 式は新しい衝突核 $\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})$ になり，フォワード積分方程式で用いられた衝突核と全く同じである。

$$\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})=\sum_{g'}\int d\bar{\Omega}'\frac{\Sigma_s^{g\to g'}(\bar{r},\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')}{\Sigma_t^g(\bar{r}')}$$
$$=C_{g'\to g}(\bar{r}',\bar{\Omega}'\to\bar{\Omega}) \quad (\mathrm{A.3})$$

(A.1) および (A.3) 式を用いると，仮想粒子に対するモンテカルロ解析のポイントバリュー定義式は次式のようになる。

$$\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^{\chi}(\bar{r},\hat{\Omega})+$$
$$T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})\frac{\Sigma_t^g(\bar{r}')}{\Sigma_t^g(\bar{r})}\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})$$
$$\cdot\ \chi_{g'}^*(\bar{r}',\hat{\Omega}') \quad (\mathrm{A.4})$$

(A.4) 式はモンテカルロ解析のアジョイントモードに対し，基本的には正確な関係式である。しかし，このまま解こうとすると，特別な重み補正 $\Sigma_t^g(\bar{r}')/\Sigma_t^g(\bar{r})$ が必要であり，そのためには次の衝突点を選定した後に重みの計算をしなければならない。

この特別な重み補正を避けるために，次のような量を新たに定義する。

$$H_g(\bar{r},\hat{\Omega})\equiv\Sigma_t^g(\bar{r})\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega}) \quad (\mathrm{A.5})$$

$$H_g(\bar{r},\hat{\Omega})\equiv T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})G_g(\bar{r}',\hat{\Omega}) \quad (\mathrm{A.6})$$

また，イベントバリューとポイントバリューとの間には次のような関係式がある。

$$\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})=T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})W_g(\bar{r},\hat{\Omega}) \quad (\mathrm{A.7})$$

(A.5) 式で，$\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})$ は線束に似た変数であるので，新しい変数 $H_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ は事象密度 (event density)であり，(A.6) 式の $G_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ は現出粒子密度 (emergent particle density) に似た量であると見なせる。したがって，アジョイント事象密度 $H(\bar{r},\hat{\Omega})$ に対する基本式は積分型ポイントバリュー方程式[2]を基にし，以下のようにして導びかれる。

$$\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})=T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})\Big\{P_g^{\phi}(\bar{r},\hat{\Omega})+$$
$$\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\chi_{g'}^*(\bar{r}',\hat{\Omega}')\Big\}$$
$$=\int_0^\infty dR\,\Sigma_t^g(\bar{r}')e^{-\beta_g(\bar{r},R,\hat{\Omega})}\Big[P_g^{\phi}(\bar{r}',\hat{\Omega})$$
$$+\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\chi_{g'}^*(\bar{r}',\hat{\Omega}')\Big] \quad (\mathrm{A.8})$$

ここで,
P

ここで,

$$P_g^{\phi}(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^{\phi}(\bar{r},\hat{\Omega})/\Sigma_t^g(\bar{r})$$

(A.8) 式の両辺に $\Sigma_t^g(\bar{r})$ を乗じ，次のように整理する。

$$\Sigma_t^g(\bar{r})\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})=\int dR\,\Sigma_t^g(\bar{r})e^{-\beta_g(\bar{r},R,\hat{\Omega})}$$
$$\cdot\Big[\Sigma_t^g(\bar{r}')P_g^{\phi}(\bar{r}',\hat{\Omega})$$
$$+\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\frac{\Sigma_t^g(\bar{r})}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r}')}\Sigma_t^{g'}(\bar{r}')\chi_{g'}^*(\bar{r}',\hat{\Omega}')\Big] \quad (\mathrm{A.9})$$

ここで，$H\equiv\Sigma_t\chi^*$ および $P^{\phi}=\Sigma_tP^{\phi}$ の関係式を使えば, (A.9) 式は次のように書き換えられる。

$$H_g(\bar{r},\hat{\Omega})=T_g(\bar{r}'\to\bar{r},\hat{\Omega})[P_g^{\phi}(\bar{r}',\hat{\Omega})$$
$$+C_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})H_{g'}(\bar{r}',\hat{\Omega}')] \quad (\mathrm{A.10})$$

ここで,

$$C_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})=\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r}',\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\frac{\Sigma_t^g(\bar{r}')}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r}')}$$
$$=\sum_{g'}\int d\bar{\Omega}'\frac{\Sigma_s^{g\to g'}(\bar{r}',\hat{\Omega}\to\hat{\Omega}')}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})} \quad (\mathrm{A.11})$$

(A.10) 式と (A.6) 式とを比較すると次のような関係式が見い出される。

$$G_g(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^{\phi}(\bar{r},\hat{\Omega})+C_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})H_{g'}(\bar{r},\hat{\Omega}') \quad (\mathrm{A.13})$$

(A.13) 式と (3.5) 式とを比較すると,

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

これら二つの式はモンテカルロ計算を実行する上で全く同じ論理で解くことができることが分る。この両式が MORSE コードで実際に採用されている式である。

Appendix B イベントバリュー関数の導出

アジョイントモンテカルロ計算の過程でイベントバリュー $W_g(\bar{r},\bar{\Omega})$ を計算する関係式を導出する[43]。

Appendix A の (A.12) 式の両辺を $\Sigma_t^g(\bar{r})$ で割る。

$$\frac{G_g(\bar{r},\hat{\Omega})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}=\frac{P_g^\varphi(\bar{r},\hat{\Omega})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}+\frac{C_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}\cdot H_{g'}(\bar{r},\hat{\Omega}') \tag{B.1}$$

(B.1) 式はAppendix Aの (A.5) 式および (A.11)式，さらに，

$$P_g^\varphi(\bar{r},\hat{\Omega})=\Sigma_t^g(\bar{r})P_g^\psi(\bar{r},\hat{\Omega})$$

という関係式を用い，次のように変形できる。

$$\begin{aligned}\frac{G_g(\bar{r},\hat{\Omega})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}&=P_g^\psi(\bar{r},\hat{\Omega})+\frac{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})}{\Sigma_t^g(\bar{r})}C_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\chi_{g'}^*(\bar{r},\hat{\Omega}')\\&=P_g^\psi(\bar{r},\hat{\Omega})+\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\chi_{g'}^*(\bar{r},\hat{\Omega})\end{aligned} \tag{B.2}$$

(B.2) 式をイベントバリューの定義式[2]と比較する。

$$W_g(\bar{r},\hat{\Omega})=P_g^\varphi(\bar{r},\bar{\Omega})+C_{g\to g'}(\bar{r},\bar{\Omega}\to\bar{\Omega}')\chi_{g'}^*(\bar{r},\bar{\Omega}') \tag{B.3}$$

ここで，

$$\hat{C}_{g'\to g}(\bar{r},\hat{\Omega}'\to\hat{\Omega})\equiv C_{g\to g'}(\bar{r},\bar{\Omega}\to\bar{\Omega}') \tag{B.4}$$

の定義がある[2]。

したがって，(B.2) 式と (B.3) 式から次の関係式が得られる。

$$W_g(\bar{r},\hat{\Omega})=G_g(\bar{r},\hat{\Omega})/\Sigma_t^g(\bar{r}) \tag{B.5}$$

あるいは，

$$G_g(\bar{r},\hat{\Omega})=W_g(\bar{r},\hat{\Omega})\Sigma_t^g(\bar{r}) \tag{B.6}$$

MORSEコードでは (B.5) 式の $G_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ を計算しているので，イベントバリュー $W_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ を求めるにはサブルーチンMORSEを改訂し，$W_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ を記録するためのディメンション (dimension) を設け，さらにサブルーチンNSIGTAを呼んで $\Sigma_t^g(\bar{r})$ を用意する。(B.5) 式はモンテカルロ計算でイベントバリューが求められるように本研究で導出した計算式である。

Appendix C

アジョイントモンテカルロ法で (3.9) 式を解く手順を次に説明する[47]。

Step 1

線源項は物理的線源分布 $S_g(\bar{r},\bar{\Omega})$ ではなく，レスポンス関数 $P_g^\varphi(\bar{r},\hat{\Omega})$ (例えば，線量率換数係数，反応断面積，全フルーエンスに対する係数 ($\equiv$1.0)) である。

Step 2

輸送距離 R を以下のような分布関数から選定する。

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

R が得られたら，

$\bar{r}=\bar{r}'+R\hat{\Omega}'$ とする。

もし，$\bar{r}$ が体系外であれば，仮想粒子は体系を脱出したことにより，ヒストリーは終了する。

Step 3

重みの調整をする。

$$W_t=W_t\cdot\frac{\Sigma_S^{g'}(\bar{r})}{\Sigma_t^{g'}(\bar{r})}$$

Step 4

新しいエネルギー群 g と方向 $\hat{\Omega}$ を決定する。

手続きについてはフォワードモードのStep 4と全く同じである。

Step 5

エネルギー群 g が制限内であればStep 2にもどる。そうでなければヒストリーは終了する。

ポイントバリュー $\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega})$ はStep 2の開始時点の仮想粒子の重みを集計して得られ，イベントバリュー $W_g(\bar{r},\hat{\Omega})$ はStep 3の開始時点の重みを合計して求められる。その結果，一般に，

$$W_g(\bar{r},\hat{\Omega})<\chi_g^*(\bar{r},\hat{\Omega}) \tag{C.1}$$

になる。

Appendix D 従来のサンプリング法とバイアス

ここで述べるサンプリング法およびバイアスはモンテカルロ法でボルツマン輸送方程式を解き，その結果の分散を低減する手法である。

1. Rejection Technique

Rejection Techniqueの応用例としてはガンマ線の輸送計算をエネルギー連続モデルで解く場合，Klein-Nishinaの式から衝突後の波長の変化 (エネルギ変化) を求める方法が良く知られている[12,13,72]。この流れ図をFig. 30に示す。

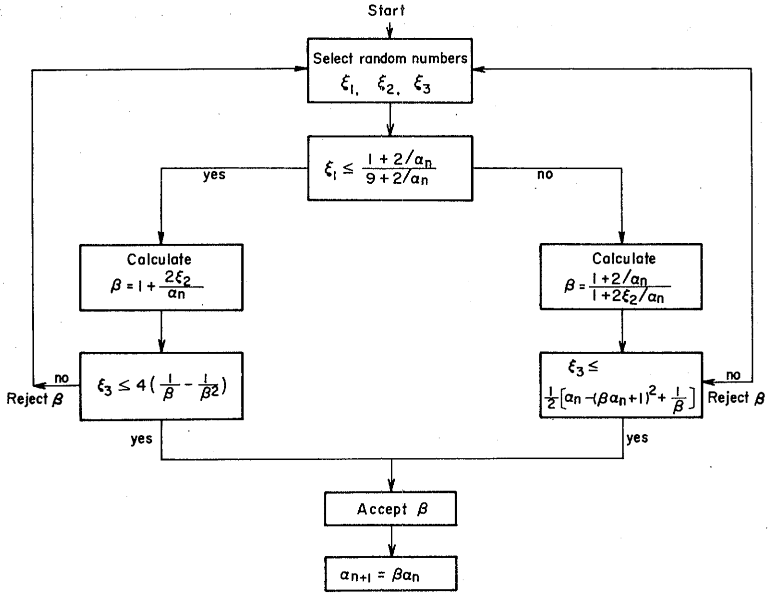


Fig. 30 Flow diagram of the procedure for sampling wavelength changes from the Klein-Nishina distribution.[72]

Fig. 30を構成する基礎式は，Klein-Nishinaの式を次のように変形したものである。[72]

$$K(\beta, \alpha_n) = \frac{\alpha_n + 2}{9\alpha_n + 2} g_1(\beta) h_1(\beta) + \frac{8\alpha_n}{9\alpha_n + 2} g_2(\beta) h_2(\beta) \qquad (\mathrm{D.1})$$

ここで，

$\beta = \alpha_{n+1}/\alpha_n$

$g_1 = \alpha_n/2$

$h_1 = 4\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta^2}\right)$

$g_2 = (\alpha_n + 2)/2\beta^2$

$h_2 = \frac{1}{2}\left[(1 - \alpha_n\beta + \alpha_n)^2 + \frac{1}{\beta}\right.$

Fig. 30から分るように，3個の乱数を使い，最終的に乱数が受け入れられるか，それとも拒否されるかを判定し，受け入れられるまで乱数を新しくして計算を続行する。受け入れられると，$\alpha_{n+1} = \beta\alpha_n$によって衝突後の波長（エネルギ）が決定される。

2. 期待値法

期待値法（Expected Value Method）はランダムウォークする過程で評価法（estimator）を使って粒子の検出器への寄与を計算する手法である。[14] したがって期待値法はランダムサンプリング法と決定的手法の結合であると考えてよい。

いくつかの評価法と粒子の寄与C_wを求める計算式について述べる。[2,14,73]

(1) 衝突密度評価法（collision density estimator）

遮蔽体中の小体積をδV，衝突前の粒子の重みをW_t'とすれば，フルーエンスに対する衝突当りの寄与は次のように書かれる。

$$C_w = W_i'/\delta V/\Sigma_t \qquad (\mathrm{D.2})$$

このフルーエンスの推定は体積δVの平均である。

(2) 飛程長評価法（tracklength estimator）

飛程長評価法は小体積δV中の粒子の飛程長を計算し，体積δVで割って寄与を求める。

$$C_w = L/\delta V \qquad (\mathrm{D.3})$$

ここで，

$L \sum_i \sum_i W_i' \cdot \ell_i$

$\ell_i = \delta V$中におけるi番目の飛程長

この評価法は体積δVをボイド（真空）中に設けることができる。

(3) 表面交差評価法（surface crossing estimator）

フルーエンスを求めようとする面積をAとすれば，面積で平均化したフルーエンスが得られる。1回の粒子の交差当りの寄与は次のようになる。

$$C_w = \frac{W_t}{A \cdot |\bar{n} \cdot \bar{\Omega}|} \tag{D. 4}$$

この評価法では，grazing angle, $\bar{n} \cdot \bar{\Omega} \rightarrow 0.0$に近ずくと，$C_w \rightarrow \infty$になるという問題がある。このときは，

$$|\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| \leqq 0.01, \quad |\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| = 0.005 \tag{D. 5}$$

のようにして，問題を解決する方法がある。

(4) NESXE (next event surface crossing estimator) (次期面交差評価法)

先に述べた面交差評価法は粒子が実際に面を交差したとき初めて寄与が計算できた。しかし，粒子が次の衝突する以前に面をよぎる確率を使っても寄与を推定することができる。

$$C_w = \frac{W_t \cdot e^{-\eta}}{A \cdot |\bar{n} \cdot \bar{\Omega}|} \tag{D. 6}$$

衝突から現出した粒子が与えられた面方向を向いていなければC_wはゼロになる。もし，衝突点が閉じた面の中にあれば，必ず1つの寄与がある。また，もし衝突が閉じた面の外であれば，寄与の数は（ゼロ，1あるいは2）粒子の方向ベクトル$\bar{\Omega}$に依存する。

(5) 点検出器評価法 (point detector estimator)

この評価法は正にその点$\bar{r}$における粒子の寄与を推定する。

$$C_w = W_t \cdot e^{-\eta} \cdot f_{g'}(\bar{r}, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega})/R^2 \tag{D. 7}$$

ここで，

$f_{g'}(\bar{r}, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) = g'$群の粒子が$\bar{r}$で衝突し，$\bar{\Omega}'$から$\bar{\Omega}$のまわりの単位立体角の中に散乱される確立。等方線源の場合$f_{g'} = 1/4\pi$，になる。MORSEコードでは，$f_{g'}$を求めるためにルジャンドルの展開係数を用いるので，離散的散乱角 (discrete scattering angle) を計算した後も，展開係数を保存しておく必要がある。

R =衝突点と検出器間の距離

この評価法では$R \rightarrow 0$のとき，$C_w \rightarrow \infty$になり，非常に大きな分散が発生する。この問題を解決するためこれまでいくつかの方法が提案されているが，[74,~76] 著者[7]は衝突点が半径1 cmの小球中に入ったときは，NESXEによってC_wを計算するという方法を取った。

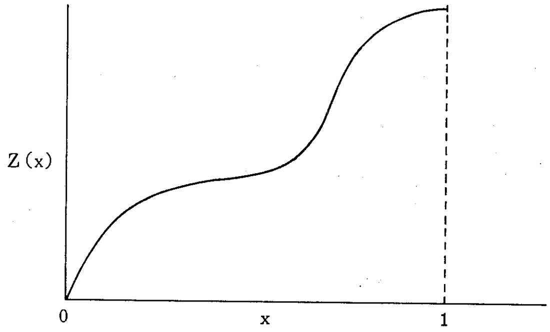
以上5つの評価法を紹介したが，問題に応じ適切な評価法を採用することによって，分散の低減と効率的な計算が可能になる。

3. インポータンスサンプリング

インポータンスサンプリングという言葉は分散の低減のために不可欠である，と言われている。それでは，なぜ分散の低減に役立つかを説明する。

次のような積分を考える。

$$J = \int_0^1 Z(x)\,dx \tag{D. 8}$$



インポータンスサンプリングはまずインポータンス関数$f(x)$を導入することから始まる。すなわち，

$$J = \int_0^1 \frac{Z(x)}{f(x)} f(x)\,dx \quad = \int_0^1 g(x) f(x)\,dx$$

$$= \int_0^1 g(x)\,dF(x) \tag{D. 9}$$

ここで，

$$dF(x) = f(x)\,dx$$

$$F(x) = \int_0^1 f(x')\,dx'$$

インポータンスサンプリングの手順；

1) 乱数ξ_jを$\{\xi_1, \xi_2, \cdots\cdots \xi_N\}$から選定する。

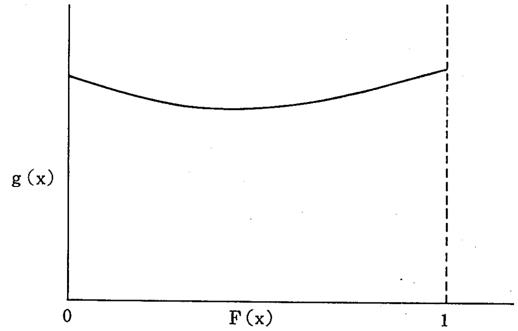
2) $\xi_j \equiv F(x_j) = \int_0^{x_j} f(x')\,dx'$, のようにする。

3) $g(x_j) = \dfrac{Z(x_j)}{f(x_j)} \equiv g_j$, を求める。

4) g_jを$\sum_{i=1}^{N} g_i$に加える。

5) 1)～4)をN回繰り返すと次のようになる。

$$\bar{g} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} g_i \tag{D. 10}$$



したがって，g_iの分散は次式によって計算される。

$$\alpha_{g_i}{}^2=\int_0^1[g(x)-\bar{g}]^2f(x)dx$$

あるいは，

$$\sigma_{g_i}{}^2\cong\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}[g(x_i)-\bar{g}]^2 \qquad (D.11)$$

また，平均値に対する分散は次のようになる。

$$\sigma_{\bar{g}}{}^2=\frac{1}{N}\sigma_{g_i}^2 \qquad (D.12)$$

（D.11）式から分るように，インポータンスサンプリングの分散は，$Z(x)/f(x)=g(x)$が一定に近ければ近い程小さくなる。もし，完全に一定であれば分散はゼロになる。すなわち，$g(x)$を短形分布（rectangular distribution）になるようにすべきである。

以上によって，適切な$f(x)$を選定すれば分散が低減する，ということが理論的に分ったので，次に，ボルツマン輸送方程式に対してインポータンスサンプリングを適用する。

ボルツマン輸送方程式は次のように書くことができる。

$$\chi(\bar{P})=S(\bar{P})+\int K(\bar{P}'\to\bar{P})\chi(\bar{P}')d\bar{P}' \qquad (D.13)$$

（D.13）式の両辺にインポータンス関数$I(\bar{P})$を乗ずる。

$$\begin{aligned}\chi(\bar{P})I(\bar{P})&=S(\bar{P})I(\bar{P})+I(\bar{P})\int\chi(\bar{P}')K(\bar{P}'\to\bar{P})d\bar{P}'\\&=S(\bar{P})I(\bar{P})+\int\chi(\bar{P}')I(\bar{P}')K(\bar{P}'\to\bar{P})\frac{I(\bar{P})}{I(\bar{P}')}d\bar{P}'\end{aligned} \qquad (D.14)$$

（D.14）式を次のように書き換える。

$$\tilde{\chi}(\bar{P})=\tilde{S}(\bar{P})+\int\tilde{\chi}(\bar{P}')\tilde{K}(\bar{P}'\to\bar{P})d\bar{P}' \qquad (D.15)$$

ここで，

$\tilde{\chi}(\bar{P})=\chi(\bar{P})I(\bar{P})$

$\tilde{S}(\bar{P})=S(\bar{P})I(\bar{P})$

$\tilde{K}(\bar{P}'\to\bar{P})=K(\bar{P}'\to\bar{P})\dfrac{I(\bar{P})}{I(\bar{P}')}$

（D.15）は修正された粒子密度$\tilde{\chi}(\bar{P})$および輸送核$\tilde{K}(\bar{P}'\to\bar{P})$を用い輸送方程式を表わしたものであると見なせる。

$\tilde{\chi}(\bar{P})$の定義式（D.15）式は最初の$\chi(\bar{P})$の定義式（D.13）と同等であるので，$\tilde{\chi}(\bar{P})$を計算するためには統計的重みの修正は不要である。しかし，実際に必要な量$\chi(\bar{P})$は，

$$\chi(\bar{P})=\tilde{\chi}(\bar{P})/I(\bar{P}) \qquad (D.16)$$

のようにして求める。

最終的に求める量は次のように与えられる。

$$\lambda=\int\chi(\bar{P})P^{\chi}(\bar{P})d\bar{P} \qquad (D.17)$$

あるいは，

$$\lambda=\int\tilde{\chi}(\bar{P})P^{\tilde{\chi}}(\bar{P})d\bar{P} \qquad (D.18)$$

ここで，

$P^{\chi}(\bar{P})$, $P^{\tilde{\chi}}(\bar{P})$は共にレスポンス関数であり，

$P^{\tilde{\chi}}(\bar{P})=P^{\chi}(\bar{P})/I(\bar{P})$

である。

$\chi(\bar{P})$よりも$\tilde{\chi}(\bar{P})$を採用した計算が優れているかどうかということは，一に，$I(\bar{P})$の選択にかかっており，それによって$\tilde{\chi}(\bar{P})$がより容易に計算でき，深層透過において分散の低減になるかどうかである。

一般には，$I(\bar{P})$としてアジョイントフラックス$\chi^*(\bar{P})$が良いとされている[45]。

もう1つの方法はインポータンス関数を$\chi(\bar{P})$の定義式中に導入する。

$$\chi(\bar{P})=\frac{1}{I(\bar{P})}S(\bar{P})I(\bar{P})+\int\chi(\bar{P}')\frac{1}{I(\bar{P}')}K(\bar{P}'\to\bar{P})I(\bar{P}')d\bar{P}' \qquad (D.19)$$

（D.19）式は次のように書き換えられる。

$$\chi(\bar{P})=\frac{1}{I(\bar{P})}\tilde{S}(\bar{P})+\int\chi(\bar{P}')\frac{1}{I(\bar{P}')}\tilde{K}(\bar{P}'\to\bar{P})d\bar{P}' \qquad (D.20)$$

ここで，$\tilde{S}(P)=S(\bar{P})I(\bar{P})$

$\tilde{K}(\bar{P}'\to P)I(\bar{P}')$

（D.20）式では$\chi(\bar{P})$は不変である。線源粒子は$\tilde{S}(\bar{P})$にしたがって選定され，その重みは$1/I(\bar{P})$だけ補正される。粒子が$\tilde{K}(\bar{P}'\to\bar{P})$にしたがって$\bar{P}'\to\bar{P}$に輸送された場合，その重みは再び$1/I(\bar{P})$だけ補正される。最終的に求める量$\lambda$は次のようになる。

$$\lambda=\int\chi(\bar{P})P^{\chi}(\bar{P})d\bar{P}$$

4．バイアス (biasing)

バイアスとは適当なインポータンス関数を用いて，より関心のある位相空間でより多くのランダムウォークを行い，意味のある答が得られるように人工的に促

進する方法である。バイアスには必ず重みの補正が伴う。次に，従来の簡単なバイアスを紹介する。[2,73,77]

(1) 線源バイアス

最も手近で簡単なバイアスは線源バイアスである。

円板線源を例にとり，$I_S(R)$ を線源位置バイアス関数とすれば，バイアスした線源分布関数は，

$$\tilde{S}(R)=2\pi RI_S(R)\Big/\int_0^{R_0}2\pi RI_S(R)dR \qquad \text{(D. 21)}$$

のようになり，一方，バイアスをしない物理的線源分布関数は次のように表わされる。

$$S(R)=2\pi R\Big/\int_0^{R_0}2\pi RdR \qquad \text{(D. 22)}$$

ここで，R_0は円板線源の半径である。
線源粒子の発生位置は（D, 21）式によって選定し，粒子の重み補正は次式で行う。

$$W_c=S(R)/\tilde{S}(R) \qquad \text{(D. 23)}$$

次に点等方線源を仮定し，ある特定の立体角方向に放出される粒子の確立を増大させてやりたいとする。点等方線源のバイアスのない物理的線源方向分布は次のように書かれる。

$$S(\bar{\Omega})=d\bar{\Omega}\Big/\int d\bar{\Omega} \qquad \text{(D. 24)}$$

$I_S(\bar{\Omega})$ を線源方向バイアス関数とすれば，バイアスした線源方向分布関数は次式のようになる。

$$\tilde{S}(\bar{\Omega})=I_S(\bar{\Omega})d\bar{\Omega}\Big/\int I_S(\bar{\Omega})d\bar{\Omega} \qquad \text{(D. 25)}$$

線源粒子の発生方向は（D. 25）式にしたがい，粒子の重み補正は次のようにする。

$$W_c=S(\bar{\Omega})\Big/\tilde{S}(\bar{\Omega}) \qquad \text{(D. 26)}$$

最後にエネルギバイアスを調べる。この手法は，ある特定なエネルギ領域に放出される粒子の確率を増大させるために使用する。バイアスのない物理的エネルギ分布は次のように表わされる。

$$S_g=Q_g\Big/\sum_{k=1}^{G}Q_k \qquad \text{(D. 27)}$$

ここで，Q_gはg群に対する線源発生確率。
I_S^gを線源エネルギ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る。

$$\tilde{S}_g=Q_gI_S^g\Big/\sum_{k=1}^{G}Q_kI_S^k \qquad \text{(D. 28)}$$

線源粒子の発生エネルギーは（D. 28）式にしたがって選定し，粒子の重み補正は以下のようにする。

$$W_c=S_g\Big/\tilde{S}_g \qquad \text{(D. 29)}$$

(2) 散乱角確率バイアス

このバイアスは衝突点から検出器方向に向って現出する粒子の確率を増大させる手法である。散乱角確率バイアス（probability angular biasing）にはポイントバリューがインポータンス関数として適切であるとされているが，詳細については第3章で論ずる。

(3) 飛程長バイアス

飛程長バイアス（pathlength biasing）は衝突点から検出器に向って進行する粒子の飛程を伸長する手法であり，インポータンス関数としてイベントバリューが適しているとされているが，これも第3章で論じる。

(4) 生き残りバイアス

ボルツマン輸送方程式を積分形にした積分形現出粒子密度方程式には$\sum_S/\sum_t$という項がある。すなわち，粒子は衝突のたびに$\sum_S/\sum_t$だけ重みの変化がある。

$$W_{t,n+1}=W_{t,n}\cdot\frac{\sum_S}{\sum_t} \qquad \text{(D. 30)}$$

（D. 30）式にしたがって粒子を追跡する手法を生き残りバイアス（survival biasing）というが，現在のモンテカルロコードにはどれでもこの方法が採用されていると見て良い。

5．ルシアンルーレットとスプリッティング

ルシアンルーレットとスプリッティングを実行するには，領域ごとに粒子の平均重み$W_{t,ave}$，下限重み$W_{t,low}$，および上限重み$W_{t,high}$を設定する必要がある。これらの量は正確さはあまり要求されないので，ルシアンルーレットやスプリッティングを行わない計算をまず実施し，各領域における全粒子の衝突総数と，それに対応した重みから，各値が計算できる。

ルシアンルーレットは粒子の重みが$W_{t,low}$より小さくなった場合に実行される。

1）粒子は乱数ξが$\xi>\zeta$であれば死ね。ここで，ζは生き残り確率である。
2）もし，$\xi\leqq\zeta$であれば粒子は生き残り，重みは$1/\zeta$になる。
3）MORSEコードでは次のようにしている。

$$\xi\leqq\zeta\left(=\frac{W_t}{W_{t,ave}}\right) \qquad \text{(D. 31)}$$

をテストし，Yesなら生き残り，Noなら死である。生き残った場合の重みは次のように補正する。

$$W_t = W_t \Big/ \zeta = W_{t,ave} \qquad \text{(D. 32)}$$

スプリッティングは粒子の重みが$W_t > W_{t,high}$になったとき実行される。スプリッティングが実行されると，1個の粒子がN個になり，重みはW_t/Nに分配される。MORSEコードでは次のような手順になっている。

1）粒子の発生数Nは，

$$N = \frac{W_t}{W_{t,ave}} \Rightarrow \begin{cases} N' \text{個の粒子} \\ \text{端数}\ (N-N') \end{cases} \qquad \text{(D. 33)}$$

端数（$N-N'$）を生き残り確立として再びルシアンルーレットを行う。

$$\begin{cases} \xi > (N-N') & \text{この場合，端数粒子は死に，} N' \text{粒子が} W_{t,ave} \text{の重みで発生する。} \\ \xi \leqq (N-N') & \text{この場合，} (N'+1) \text{個の粒子が} W_{t,ave} \text{の重みで発生する。} \end{cases}$$

6．指数変換 (exponential transform)

指数変換は衝突点において与えられた方向$\bar{\Omega}_0$に向う粒子の飛程が最も伸長される技法である。

物理的飛程分布は次式で表わされる。

$$f(\eta)\,d\eta = e^{-\eta}\,d\eta \qquad \text{(D. 35)}$$

ここで，

$$\eta = \Sigma_t \cdot R$$

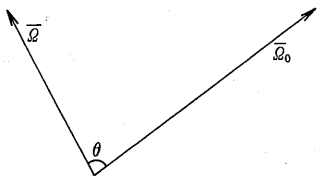
粒子の飛程分布のインポータンス関数が，

$$I(\eta) = e^{\eta\tau\omega} \qquad \text{(D. 36)}$$

ここで，

τ ＝定数

$\omega = \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}_0 \quad = \cos\theta$



で表わすことができるものとすると，

$$f(\eta)\,I(\eta) \Big/ I(\eta) \equiv \tilde{f}(\eta) \Big/ I(\eta) \qquad \text{(D. 37)}$$

のようになる。(E. 37) 式は次のように変形できる。

$$\frac{B}{I(\eta)} \cdot \frac{\tilde{f}(\eta)}{B} = [B e^{-\eta\tau\omega}] \cdot [e^{-\eta/B} \Big/ B] \qquad \text{(D. 38)}$$

ここで，

$$B \equiv 1 \Big/ (1-\tau\omega)$$

したがって，バイアスをした飛程は次式から選定される。

$$\tilde{F}(\eta) = \int_0^{\eta} \tilde{f}(\eta) = e^{-\eta} \Big/ B \qquad \text{(D. 39)}$$

このときの重み補正は以下のようになる。

$$W_c = \frac{1}{1-\tau\omega} e^{-\eta\tau\omega} \qquad \text{(D. 40)}$$

今，$\omega > 0$ のとき

1）$\tau = 0$ であれば$B = 1$になり，飛程の変化はない。

2）$0 < \tau < 1$ であれば$B > 1$になり，飛程が伸長する。

$\omega < 0$ のときは，

3）$0 < \tau < 1$ であれば$B < 1$になり，飛程が短縮する。

MORSEコードでは$B \equiv$ BIAS, $\tau =$ PATH, $\omega =$ DIRECが対応する。