HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	並列演算手法を用いたモンテカルロ法による実効増倍係数K_[eff]の計算
Author(s)	竹内, 敏明; 辻, 雅司; 小川, 雄一
Citation	北海道大學工學部研究報告, 134, 39-48
Issue Date	1987-01-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42027
Type	departmental bulletin paper
File Information	134_39-48.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第134号（昭和62年）

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University. No. 134 (1987)

並列演算手法を用いたモンテカルロ法による実効増倍係数 K_{eff} の計算

竹内　敏明　　辻　　雅司　　小川　雄一

（昭和61年9月30日受理）

A Evaluation of the Effective Multiplication Factor of a Nuclear Reactor by Using a Parallel Calculation Based on Monte Carlo Technique

Toshiaki TAKEUCHI, Masashi TSUJI and Yuuichi OGAWA

(Received September 30, 1986)

Abstract

The effective multiplication factor Keff of a nuclear reactor is calculated by Monte Carlo technique that is a source iteration procedure based on a fixed number of fission points per generation. In this paper, in order to reduce the statistical errors included in the estimated Keff value by accumlating a large number of neutron histories for a given computing time, a parallel computing technique is applied by using the PPA (Parallel Processor Array) system located in the "General Purpose Simulator Facility" of Hokkaido University. The architecture having this parallel computing machine permits a parallel Monte Carlo calculation such as a Monte Carlo game requried for the estimation of the Keff value. This is carried out in each processor, independent of the other processors and in parallel with each other. For this purpose, we prepare a software that can maximize a computing capability of the PPA system under a unique architecture having the PPA system and some limitations such as a small capacity of a storage memory of each processor. The verification studies by using this software have confirmed that Monte Carlo technique with the parallel computing machine is very useful for three dimensional neutron transport problems as dealt with in this paper.

1．はじめに

モンテカルロ計算の統計学的性質により，サンプル数が多いほど目的とする推定量の精度が向上することは一般に知られている。最近この観点から，パイプライン方式の計算機では，モンテカルロ計算のベクトル化の試みが行われ，並列演算機では計算を複数台のプロセッサに振り分け一つのプロセッサあたりの演算負担を低減することによる計算の高速化を図る手法の研究が進められている。

本稿では，本学汎用シミュレータ施設にある一次元循環アレイ構造を形成する並列演算機 PPA (Prallel Processer Array) を利用して計算の並列化を行い，原子炉の実効増倍係数 K_{eff} を求める計算を T. Elperin と A. Dubi によって提唱された核分裂源繰返し法を用いたモンテカルロ法[1]に

より求める試みを行った。この試みを実行するに当り，各種乱数発生器(一様乱数，二次元，三次元ランダム単位ベクトル，指数乱数)の作成を行い，モンテカルロゲームを実行するための環境を整えた。また，本 PPA を用いて上記のモンテカルロ計算手法を行う場合に，メモリ容量が小さいという問題がある。この問題を解決し，並列演算手法を用いたモンテカルロ計算アルゴリズムの最適化の試みを行うと共に，この経験をとうしてモンテカルロ計算の有効性を評価し，並びにその発展性について検討する。

2．PPA の概要

本 PPA システムの概要の詳細については，「PPA：汎用シミュレータ“HOSS”における並列演算サブシステム」[2] を参照されたい。

PPA は 32 台のスレーブプロセッサ(SLP_0～SLP_{31})，2 台のマスタプロセッサ(MP_A, MP_B)，34 台のシェアドメモリ(SM_0～SM_{31}, SM_A, SM_B)バンクから構成される。全プロセッサは固有のローカルメモリ(LM_0～LM_{31})を持ち，独自のプログラムをアセンブリ言語で独立に実行することができる。SLP と MP，及び MP と外部ホストコンピュータ(HP)は，それぞれ(SM_0～SM_{31})，(SM_A, SM_B)の SM バンクで接続され，データの交信はこの SM バンクを介しておこなわれる。このとき，MP_A, MP_B はそれぞれ偶数番の SM 及び奇数番 SM を介しそれぞれ偶数番の SLP と奇数番の SLP を制御し，MP_A 群及び MP_B 群を構成する。ホストコンピュータは SM_A, SM_B を介して各 MP を制御し，このことによって PPA システム全体を制御している。

3．核分裂源繰返し法を用いた実効増倍係数 K_{eff} を求めるためのモンテカルロゲームの概要

今回用いたモンテカルロ法による核分裂源繰返し法について以下に簡単に説明する。

ある任意の時刻に起きた核分裂の内から任意に選んだ N 個の核分裂点から成る集団を，最初の世代の核分裂点とする。この核分裂点から発生した中性子に対して以下に述べるモンテカルロゲームを行って N 個の核分裂点をサンプルして，これらを新たな世代の核分裂点とする。さらに同様な手続きを繰返して世代を更新してゆく。この時，一連の世代の遷移は，一世代の核分裂点の数が N 個に一定に保たれるという条件の下での，無限の取り得る状態を持つ均一マルコフ連鎖を形成している。以下に述べるモンテカルロゲームは，推定されるべき実効増倍係数の期待値と真の値とが等しいという性質，いわゆる不偏性が，核分裂点の世代間の相関性に帰因して損なわれることがないことが証明されている。以下にゲームの流れについて簡単に説明する。

① $[Q_i^{(M)}]_{i=1}^{N}$ を M 番目の世代の N 個の核分裂点から成る集合とする。

② これらの核分裂点のある一つの点を次式によって定まる確率に従ってサンプルする。

$$P[Q_i^{(M)}] = \nu[Q_i^{(M)}] / \sum_i \nu[Q_i^{(M)}] \tag{1}$$

ここで ν は核分裂によって発生する平均中性子数とする。そこでサンプルされた核分裂点より平均 ν 個の中性子を発生させ，それぞれの中性子を体系外へ洩れ出たり，吸収，及び核分裂を起こすまで追跡する。この手続きは，新しい N 個の核分裂点を得るまで続けられる。

③ この N 個の核分裂点が得られるまでに要した中性子数 L をサンプルする。

④ ②, ③の手順を繰返して同一の世代で同一の核分裂点分布に関する L の平均 L_M を求める。

⑤ 世代ごとに①～④の手順を繰返して行い，世代を更新してゆく。

この結果，K_{eff} は次の式で求められる。

$$K_{eff}=[\nu\cdot\sum_{M}(N-1)/(L_M-1)]/n_0] \tag{2}$$

ただし，n_0 は上記のモンテカルロゲームを行ったときの更新した世代の総数とする。このように求められる K_{eff} の値は，$\pm C/\sqrt{N}$ 以内の誤差を持って真の値に漸近することが証明されている。ここで，C は炉の形状や組成にのみに依存して決定される定数である。C の値を求めるためには，輸送方程式を解き K_{eff} を決定する場合と同程度の労力を要する。したがって，上記に述べた方法を臨界安全性などの評価に用いる際には，K_{eff} の値に含まれる誤差の寄与を小さくするために，C の値を未定のままとして N の値を十分大きく取るという方法が提案されている。

3.1　モンテカルロゲームにおける中性子トラッキング

核分裂で発生した中性子が，炉内の媒質中を移動する諸過程は，いずれも所定の確率法則に従う確率現象として捉えられ，モンテカルロゲームにおける中性子トラッキングは，中性子のこの輸送現象を忠実に模擬することにより成り立つ。図－1に，中性子トラッキングについての流れ図を示し，以下に各々の過程について説明する。

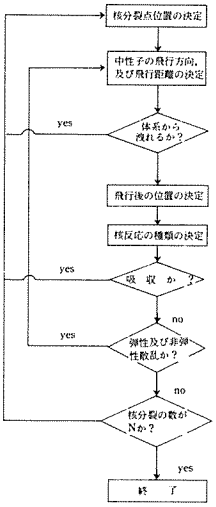

図1　中性子トラッキングの流れ図

3.2　核反応の種類と反応核種の決定

中性子と媒質原子核との核反応は，捕獲，弾性散乱，非弾性散乱，核分裂の4種類を考える。今回の試みでは，微視断面積の中性子エネルギーに対する依存性を離散的に取扱い，中性子エネルギーを4つのエネルギー群に分け，各々の群の代表エネルギーに対して，それぞれの媒質原子核にそれぞれの核反応の微視断面積を，米国アルゴンヌ国立研究所で評価された4群核断面積データセットを用いて与えた。この微視断面積より次式によって与えられる巨視断面積を算出する。

$$\Sigma_{i,g}=\sum_{i} n_j\cdot\sigma_{i,g,j} \tag{3}$$

ただし，$\Sigma_{i,j}$ は g 群の核反応 i の巨視断面積を表し，一方 $\sigma_{i,g,j}$ は媒質原子核 j の g 群の核反応 i の微視断面積を，n_j は媒質原子核 j の数密度を表す。各群におけるそれぞれの核反応の割合は，上記の方法で求めたそれぞれの反応の巨視断面積と，これらの断面積の総和である巨視全断面積との比として次式によって与えられる。

$$P_{i,g}=\Sigma_{i,g}/\Sigma_{t,g} \tag{4}$$

$$\Sigma_{t,g}=\sum_{i}\Sigma_{i,g} \tag{5}$$

ここで，$P_{i,g}$ は g 群で核反応が起きたとき，反応が核反応 i である確率を表し，$\Sigma_{t,g}$ は g 群での巨視全断面積を表す。モンテカルロゲームでは，g 群での反応の種類の決定を，0 から 1 までの数直線上に各反応の生起確率 $P_{i,g}$ に対応した線分を重なり合わないように指定し，0 から 1 までの一様乱数を発生させこの乱数がどの線分に落ちたかによって決定する。これらの反応が決定した後，この核反応が媒質中のどの核種と起こったのかを決定する必要がある。この場合には，g 群で核反応 i を媒質原子核 j で起こす確率を以下に示す式によって求め，この確率を用いて反応の種類の決定の際に用いた同様な方法で反応核種を決定する。

$$P_{i,g,j}=n_j\cdot\sigma_{i,g,j}/\sum_{i} n_j\cdot\sigma_{i,g,j} \tag{6}$$

ここで，$p_{i,g,j}$ は g 群で核反応 i を媒質原子核 j で起こす確率を表す。

3.3 散乱後の中性子の飛行方向及び，エネルギーの決定

中性子は，媒質原子核との散乱過程を経てその飛行方向と運動エネルギーの変化を受ける。その際，それらの変化は散乱が弾性散乱か非弾性散乱であるかにより大きく異なる。

3.3.1 弾性散乱の場合

弾性散乱では中性子は媒質原子核との衝突の結果，重心系で入射角に対して等方的に散乱される。ここで μ を重心系の散乱角の余弦であるとしたとき，実験室系での散乱角 θ の余弦の変換は次式で与えられる。

$$\cos\theta=(A_i\mu+1)\sqrt{(A_i^2+2A_i\mu+1)} \tag{7}$$

ただし，A_i は中性子が衝突した媒質原子核 i の質量数である。また，モンテカルロゲームでは μ を二次元単位ランダムベクトル乱数発生器により決定する。また，衝突前の飛行軸に対する回転角(Polar angle) ω は，実験室系で散乱角に独立であり角度分布が一様であるように選ばれる。したがって，ξ を 0 から 1 までの一様乱数としたとき，ω は $\omega=2\pi\xi$ で与えられる。散乱後の飛行方向を表す方向余弦，$\Omega'(\Omega'_x,\ \Omega'_y,\ \Omega'_z)$ は以下の式で決定される。

$$\Omega'_x=(\sin\theta/\sqrt{1-\Omega_2^2})\cdot(\Omega_y\sin\omega-\Omega_y\Omega_x\cos\omega)+\Omega_x\cos\theta \tag{8}$$

$$\Omega'_y=(\sin\theta/\sqrt{1-\Omega_2^2})\cdot(-\Omega_x\sin\omega-\Omega_y\Omega_z\cos\omega)+\Omega_y\cos\theta \tag{9}$$

$$\Omega'_z=\sin\theta\sqrt{1-\Omega_2^2}\cos\omega+\Omega_z\cos\theta \tag{10}$$

ただし，$\Omega(\Omega_x,\ \Omega_y,\ \Omega_z)$ は，散乱前の中性子の方向余弦を表す。

弾性散乱後のエネルギーは重心系の散乱角 μ により次式により一意に決定される。

$$E_1=E_0(A_i^2+2A_i\mu+1)/(A_i+1)^2 \tag{11}$$

ただし，E_0 を散乱前の中性子のエネルギー，E_1 を散乱後のエネルギーとする。弾性散乱による中性子の減速過程での中性子エネルギーの取扱では，核反応の種類の決定などの際に取られた扱いとは異なり，連続的な取扱いを行っている。そこで，例えば，核反応の種類の決定の場合のように中性子エネルギーに対する離散的な核データの取扱いが必要な際には，減速中の中性子がどのエネルギー群に含まれるかを判断し，該当する群の核データを指定する。

3.3.2 非弾性散乱の場合

非弾性散乱は実験室系で等方的であると仮定し，散乱後の飛行方向の実験室系での方向余弦は3次元単位ランダムベクトル乱数発生器を用いて発生させる。このとき，非弾性散乱後のエネルギー変化は，ある群から他の群への代表エネルギー変化として考え，その変化は非弾性散乱断面積から評価した行列の形式で与えられる群移動の確率により決定される。

3.4 飛行距離の決定

散乱後の g 群の中性子が，距離 t を飛行した後，次の何等かの核反応を起こす確率は $EXP(-\Sigma_{t,g}\cdot t)$ で与えられる。ここで，指数部を g 群の巨視断面積 $\Sigma_{t,g}$ の逆数，すなわち中性子の g 群での核反応の平均自由行程 m_g で規格化した距離 t_n を用いると，上記の確率は $EXP(-t_n)$ と表すことができる。そこで，この飛行距離 t_n を指数乱数発生器を用いて決定した。この方法では，異なる組成を持つ領域にまたがって中性子が飛行する場合においても，それぞれの領域の平均自由行程で規格化された飛行距離 t_n を用いることによって同一の指数乱数発生器を使用することができる。

3.5　中性子の飛行方向に沿った境界までの距離の決定

中性子がある領域内のある位置である飛行方向に沿ってある飛行距離を飛行した後，体系から洩れ出るか，あるいは洩れ出ない場合にはどの領域のどの位置で核反応を起こすのかを知る必要がある。このためには，上記の方法によって決定された中性子の飛行方向と飛行距離より，飛行前の位置から飛行方向に沿った各境界までの距離を決定しなければならない。今回の試みでは，多領域から成る複雑な体系においても適用可能な各境界までの距離を決定する手法を開発した。以下に，開発した手法について原子炉を核燃料が装荷されている炉心部と中性子反射体部から成る二領域円筒型原子炉を例にとって説明する。

中性子の飛行前の位置を $P_0(X_0,\ Y_0,\ Z_0)$ とし，飛行方向余弦 Ω'_x，Ω'_y，Ω'_z に沿って距離 t だけ飛行した位置を $P(X,\ Y,\ Z)$ としたとき，次の関係が成り立つ。

$$(X-X_0)/\Omega'_x=(Y-Y_0)/\Omega'_y=(Z-Z_0)/\Omega'_z=t \tag{12}$$

もし P が領域の境界面上にあるとき，t は境界までの距離 d に相当する。この d は，境界面を規定する方程式(1)を連立として解くことにより求めることができる。そこで以下に，二領域円筒型原子炉の境界を規定するために次の方程式を定義する。

$$1\text{面}：Z=H_1 \tag{13}$$
$$2\text{面}：Z=H_2 \tag{14}$$
$$3\text{面}：Z=-H_2 \tag{15}$$
$$4\text{面}：Z=-H_1 \tag{16}$$
$$5\text{面}：X^2+Y^2=R_2^2 \tag{17}$$
$$6\text{面}：X^2+Y^2=R_1^2 \tag{18}$$

まず最初に，方程式(13)～(18)のそれぞれに(12)式を連立して各面についての d，及び交点を求める。しかし，このように求められた交点は実際の境界面上に必ずしも存在するとは限らない。そこで，それらの交点が実際の境界面上に存在するか否かを判定するために，各々の面に関して次のような関数を導入する。

$$1\text{面}：F_1=Z-H_1 \tag{19}$$
$$2\text{面}：F_2=Z-H_2 \tag{20}$$
$$3\text{面}：F_3=Z+H_2 \tag{21}$$
$$4\text{面}：F_4=Z+H_1 \tag{22}$$
$$5\text{面}：F_5=X^2+Y^2-R_2^2 \tag{23}$$
$$6\text{面}：F_6=X^2+Y^2-R_1^2 \tag{24}$$

表 1 に，境界面上の点が満たすべき関数値の条件をそれぞれの面に関して示す。上で求めたそれぞれの交点を用いて上記の関数値を求め，これらが表 1 の条件を満たしているかどうかを判定し，これを満足する交点に対応する d の値を飛行線上にあるそれぞれの境界までの距離とする。仮に，飛行線上に q 枚の境界面が存在したとするならば，それらの境界面までの距離を短い順に並べ，これを $d_i\ (i=1,\ \cdots\cdots,\ q)$ として記憶する。またこの時，飛行線上には q の領域が存在する。そこで炉心のそれぞれの領域に予め与えておいた領域番号を用いて，飛行線上に存在する領域の順に従って領域番号を記憶し，これを $r(i)\ (i=1,\ \cdots\cdots,\ q)$ と表す。

そこで，それぞれの境界までの距離 d_i をトラッキング中の中性子エネルギーに対応する群の平

均自由行程で規格化した距離 S_i を次のように定義する。

$$S_i = S_{i-1} + (d_i - d_{i-1})/m_{g,r(i)},\quad i=1,\ \cdots\cdots,\ q \tag{25}$$

ただし，S_0，d_0 は共に零とし，$m_{g,r(i)}$ は領域 r(i) の g 群の平均自由行程である。

表1 各面上に点があるための関数値の条件

	1面	2面	3面	4面	5面	6面
F_1	$=0$	<0	<0	<0	<0	$\leqq 0$
F_2	>0	$=0$	<0	<0	$\leqq 0$	*
F_3	>0	>0	$=0$	<0	$\geqq 0$	*
F_4	>0	>0	>0	$=0$	>0	$\geqq 0$
F_5	*	$\leqq 0$	$\leqq 0$	*	$=0$	>0
F_6	$\leqq 0$	*	*	$\leqq 0$	<0	$=0$

＊は条件を問わないことを意味する。

3.6 飛行後の位置及び，体系から洩れるか否かの判定

中性子の飛行後の位置の決定及び，体系から洩れ出るか否かの判定は，平均自由行程で共に規格化された飛行距離 t_s と境界までの距離 S_i を用いて以下のように行う。中性子が体系から洩れ出るか否かは，最も外側の境界までの距離と飛行距離の比較をもとに，$S_q < t_s$ であるならば中性子は体系から洩れて失われたものと判定される。この時，中性子トラッキングを中止し上記に述べた所定のトラッキングを再度実行する。もし中性子が洩れない場合には，飛行後の反応が起こる位置及び，その位置を含む領域は，次の不等式により決定される。

$$S_{i-1} < t_s \leqq S_i \tag{26}$$

領域はこの不等式を満足したときの添字 i によって領域 r(i) と決定される。ここで，実際の飛行距離は次のように求められる。

$$t = d_{i-1} + (t_n - S_{i-1}) \cdot m_{g,r(i)} \tag{27}$$

また，反応位置は次のように決定される。

$$X = X_0 + \Omega'_x \cdot t \tag{28}$$

$$Y = Y_0 + \Omega'_y \cdot t \tag{29}$$

$$Z = Z_0 + \Omega'_z \cdot t \tag{30}$$

この新しく求められた点を $P_0(X_0,\ Y_0,\ Z_0)$ とし，上記に述べたトラッキングの手順を繰返す。

4．乱数発生器の概要

モンテカルロ計算に用いる各種乱数の発生の基本となる一様乱数は，次のような一般式によって表される合同法を用いて作成した。

$$R_{(N+1)} = g \cdot R_{(N)} \pmod{P} \tag{31}$$

ここで，R(N)，R(N+1) は乱数であり，g はジェネレータと呼ばれる数である。この方法により作成した乱数は p と g の組合せで，その統計的な性質が決定される。そこで本研究室では，米国オークリッジ国立研究所で数千時間にも及ぶ経験[3]を通して非常に優秀であると報告されている p と g の組，$p=2^{47}$，$g=5^{15}$ を採用した。又，今回の試みでは，同一の乱数発生手法を複数台の SLP で使用するので，各 SLP で発生した乱数間の相関性が問題となる。本研究ではこれに対し，各 SLP に対して異なる初期値を与えて乱数を発生させるベクトルシード法を採用した。

そこで，各 SLP の乱数間についての相関を χ^2 一検定を用いて，有意水準 5% で相関を調べた結果，有意な相関は認められなかった。この一様乱数を用いて二次元単位ランダムベクトル，三次

元単位ランダムベクトル，及び指数乱数をフォン・ノイマンの棄却法[4)5)]により作成した。

5．並列演算アルゴリズムの工夫

上記で述べたモンテカルロゲームを並列的に実施するためには，それぞれのSLPが独自の核分裂点分布を持って独自にゲームを実行する方法が最も簡単なアルゴリズムで効率的に行えると思われる。また，モンテカルロ計算に伴う誤差を減少させる為には世代を構成する核分裂点の数Nを十分に大きく取る必要がある。しかしながら，本研究で用いた並列演算機PPAは各SLPの記憶領域が小さいという制約を持ち，上記のような並列化は実現が困難である。またさらに，MP_AとMP_B 2台のMPはそれぞれ偶数番のSMと奇数番のSMのみをアクセス可能な記憶領域とする制約を有する。したがって，これらの制約を考慮に入れて，上記に述べたモンテカルロゲームを効率的に実行するための並列化の開発を行う必要がある。今回の試みでは，MP_Aが支配しているMP_A群とMP_Bが支配しているMP_B群に関して，以下に述べるモンテカルロゲームをそれぞれ独立に行うものとする。K_{eff}の値はこの二つの群で得られた結果を算術平均して求める。一つのMP群についてのモンテカルロゲームを行う際に，SLPの記憶容量が小さいことを補う工夫をMPとSLPのデータ交信機能を用いて以下のように行った。

① 16台の各SLPが，炉全体に渡る同一の核分裂点分布を共有するものとし，このため各SLPは核分裂点座標を格納するための同じ大きさ(n＝N/16)の記憶領域を提供し，これをMPが直接アクセス可能な記憶領域(SM)に設定する。

② 16台のSLPに格納されている核分裂点位置を用いて，式(1)で示された確率に従って，各SLPにトラッキングを開始するための核分裂点位置の指定を行う。その際，MPは0～15の整数乱数を発生させ，どのSLPの記憶領域にあるデータを用いるかを決定する。さらに0～n－1の整数乱数を発生させて，これにより上で指定されたSLPのデータ格納番地を指定し，このデータを一つのSLPに送る。この手順を他のSLPに対して繰返して行い，全SLPに核分裂点位置のデータを送る。

③ ①，②により各SLPはMPを介して同一の核分裂点分布を共有し，各SLPに対して式(1)に従って核分裂点を指定することができる。

次にモンテカルロゲームを各MP群の16台のSLPが各々単独にゲームを行う(非同期)並列化のアルゴリズムについて述べる。

① 16台のSLPは，それぞれMPに対して核分裂点の指定を要求する。MPが要求を出したSLPに核分裂点の指定を完了した後，要求を満足したSLPは独自に中性子トラッキングを開始する。

② 各SLPは，この与えられた核分裂点に対して2ないし3回の，平均ν回の中性子トラッキングを行う。

③ 各SLPがこのトラッキングを終了した後，各SLPはn個の核分裂点を蓄積し終えたかを判断し，全てのSLPが所要の数の核分裂点を格納したならば全体の中性子トラッキングを終了する。また，そうでないならば①に戻り同様の手順を繰返す。

このようにSLP間で非同期的にゲームを行う方法と，16台のSLPで同時に並行して行う，いわゆる同期を得る方法と比較した場合，前者は待機時間の必要が無く，計算速度を2倍～3倍程度に速める効果をもたらした。

6．結果ならびに考察

使用した原子炉はUO_2(2.6%濃縮)を燃料とする中性子射体付き軽水炉であり，その寸法は，炉心半径 50 cm，炉心高さ 100 cm でありそれぞれの方向に反射体を 30 cm 付けた，全体で半径 80 cm，高さ 160 cm の原子炉である。

図 2 に表されているグラフは，各 MP 群の総核分裂点数 N を 1024 個とした場合の，核分裂点の初期分布を変えたときの世代と実効増倍係数 K_{eff} の関係を示したものである。この図で○印は核分裂点の初期分布を炉心中央の一点に集中させた時のものであり，×印は核分裂点の初期分布を炉心に一様に分布させた時のものである。この図から核分裂点の初期分布によって収束の様子が異なることが判る。つまり，初期核分裂点を炉心に一様に分布させた場合は，炉心の中心の一点に集中させた場合よりも収束が速くなっている。このことより，一様分布が真の分布に対して適切な近似であると考えられ，核分裂がほとんど熱群(4 群)で起こることを考え合せると，熱中性子束分布が反射体付き円筒原子炉では炉心全域で極めて平坦な分布であることが予測される。また，表 2 に総核分裂点数を変えて得られた K_{eff} の世代平均を示す。合せて，分散及び標準偏差を示す。ここで世代平均を得る際には，図 2 のグラフより実効増倍係数 K_{eff} は十世代前後で収束しているとみなすことができるので，9 世代以降から 80 世代までの K_{eff} の値を用いて平均した。この表より K_{eff} の標準偏差は核分裂点の数 N のルートの逆数に比例していることが判る。

得られた K_{eff} には，モンテカルロ法に付随して生じる誤差を含み，この値が真の値に対してどれ程の隔たりがあるかを知る必要がある。しかし，これを知るためには三章で述べた C の値を求める必要があるが，これは実際上困難である。一般に，モンテカルロ法ではこのような場合にサンプル数を変えて結果を求め，それらの比較から上位の桁が一致する部分を取り出し，この値を誤差を含まない確定された値と見なす方法を取っている。そこで表 2 より，K_{eff} の信頼できる値は，下二桁までの値 1.19 であると判断される。また，水分子による減速過程の取扱いについては，最初の試み(①)では 1 群，2 群，3 群の減速過程では水素原子の散乱断面積が酸素のそれと比べて非常に大きいことから，この領域では水分子との衝突は水素原子との衝突のみを考慮し，一方四群では水分子の化学結合エネルギーが中性子エネルギーとほぼ同程度であることから，水分子を一つの仮想的な原子と考えて，これとの衝突を考えた。次の試み(②)として，1 群，2 群，3 群においても酸素原子との衝突を考慮した場合について計算を行った。このとき用いられた体系は，炉心半径が 170 cm，炉心高さが 185 cm で，径方向及び軸方向上下に，それぞれ 30 cm の反射体が付いた代表的な 1000 MW(e)級 PWR 型原子力発電プラントの大型炉心である。この結果を表 3 に示す。さらに，それぞれの群での水素原子と酸素原子の巨視断面積の比 Σ_O/Σ_H を表 4 に示す。これらの表より，3 群では中性子が水素原子と酸素原子とにほぼ同じ割合で衝突するため，酸素原子と衝突した場合での散乱後の中性子エネルギーの減少は，水素原子と衝突した場合と比較してより少ない。このため，②の場合では，①の場合と比較して中性子が熱群(4 群)に減速しづらくなり，中性子と水素原子や酸素原子との弾性散乱，並びに非弾性散乱をより多く繰返すことになる。このため吸収や体系からの洩れの機会が増加し，その結果，実効増倍係数 K_{eff} が減少していることが判かる。このことから，水との減速過程において酸素原子の存在が極めて重要な効果を持つことが判かった。

本研究では，モンテカルロ法との比較のため，同一体系及び同一核データセットを用いて，輸送方程式の近似である一次元拡散方程式を解くことによって実効増倍係数を求めた結果，$K_{eff}=1.32$ を得た。この計算に使用した計算コードは，本学大型計算機センターの原子力計算のための

ライブラリ群にある WANDA-6 コードに準拠した HDIFFS-6 コードを使用した。このコードにより得られた値と，モンテカルロ計算で得られた値とに大きな相違がある。この相違は，輸送方程式から拡散方程式への近似の際に導入された Fick の法則に起因すると思われる。この法則は，炉心と反射体あるいは，反射体と真空との境界などの近傍で十分な近似を与えないと言われている。この境界部の近傍での不適切な近似の影響は，炉心から洩れる中性子の割合が大きくなる小さな原子炉ほど，拡散方程式で得られる K_{eff} の値に大きく現われる。そこで，このことを確かめるための目的から，K_{eff} における洩れの寄与が小さい大きな体系を持つ原子炉を対象に，その K_{eff} の値を双方の手法で求めた。この体系は，炉心半径が 170 cm，炉心高さが 185 cm で，径方向及び軸方向上下に，それぞれ 30 cm の反射体が付いた代表的な 1000 MW(e)級 PWR 型原子力発電プラントの大型炉心である。得られた結果はモンテカルロ法では $K_{eff}=1.38$ となり，拡散方程式では $K_{eff}=1.41$ となり，両者は極めて近接した値となった。このことから，拡散方程式による方法は大きな体系の原子炉に対しては有効であるが，小さな体系では必ずしも良好な結果を与えず，洩れの効果を適切に汲み入れるために拡散係数などの再評価を必要とする。これより，モンテカルロ法は拡散近似の適応が不適切になる研究炉のような小型な原子炉に対して有効であると言える。またこの方法は，平均自由行程に対して小型炉とみなせる高速増殖炉のベンチマーク実験などの炉心解析において，K_{eff} の基準値を与えるためにも有効な方法であると考えられる。

本研究では，核分裂源繰返し法によるモンテカルロ法を並列化した演算手法により実効増倍係数を求め，試行回数を増やしその値の精度を向上させる試みを行った。この試みから SLP の記憶容量が小さいなどの制約があるものの，アルゴリズムの工夫を行うことにより効率的な並列化が

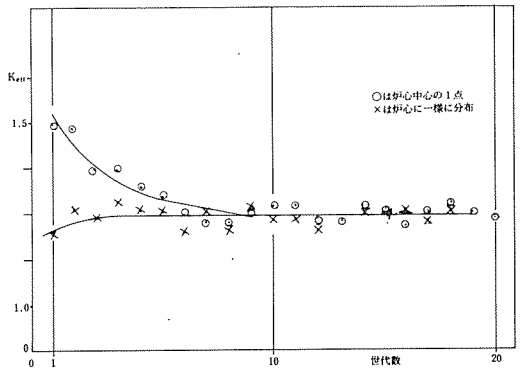

図 2　核分裂源の初期分布と K_{eff} の関係

表 2　世代を構成する核分裂数Nを変えたときの80世代にわたる K_{eff} の結果

N	平　均	標準偏差	分　散
512	1.194	4.134×10^{-2}	1.709×10^{-1}
1024	1.189	2.960×10^{-2}	8.762×10^{-1}
2048	1.192	1.850×10^{-2}	3.421×10^{-1}
4096	1.196	1.407×10^{-2}	1.980×10^{-1}

表 3　減速過程において酸素を考慮しない場合(①)と，酸素を考慮した場合(②)の比較結果

	①の場合	②の場合
K_{eff} の値	1.31	1.23
洩れの数	82	104
吸収の数	17869	19534
弾性散乱回数	825363	961449
非弾性散乱回数	4123	4154

表 4　水素原子と酸素原子のアクロ断面積及びそれらの比

	O_2 のアクロ断面積Σ_O	H_2 のアクロ断面積Σ_N	Σ_N/Σ_O
1　群	6.35	2289.70	0.997
2　群	9.34	516.33	0.982
3　群	25.80	33.23	0.563

可能であることが判った。今後は，今年度に実施されたSLPのLMの記憶容量の増強に則したアルゴリズムの改善を行う予定である。

7．謝　　辞

本研究の当初より，汎用シミュレータ施設を利用するに当り懇切な御指導や有益な御助言をいただきました牧野助手ならびに，丸山技官に対して深く謝意を表します。

文　　献

1）T. Elperin, A. Dubi: On the Markov Chain Analysis of Source Iteration Monte Carlo Procedures for Criticality Problems: 1, Nuclear Sciense and Engineering: 91, 59-76 (1985)
2）牧野圭二，三木信弘：PPA(パラレル・プロセッサ・アレイ)：汎用シミュレータ“HOSS”における並列演算サブシステム，信学技報，EC82-27(1982)
3）E. J. McGrath, S. L. Basin, R. W. Burton, D. C. Irving, S. C. Jaquette, W̄ R. Ketler, C. A. Smith: TECHNIQUES for CONTE CARLO SIMULATION, OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY (1974), Sciense Applications, Incorporated
4）津田孝夫：モンテカルロ法とシミュレーション，電子計算機の確立論的応用，培風館
5）宮武　修，脇本和昌：数学ライブラリー47乱数とモンテカルロ法，森北出版株式会社