

JAERI-Review
2000-027



JP0150224



原子力研究におけるモンテカルロシミュレーション (Ⅱ)
—原子力コード評価専門部会平成11年度活動報告—

2001年1月

原子力コード研究委員会原子力コード評価専門部会

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibarakiken 319-1195, Japan.

原子力研究におけるモンテカルロシミュレーション(II)

-原子力コード評価専門部会平成 11 年度活動報告-

日本原子力研究所東海研究所
原子力コード研究委員会原子力コード評価専門部会

(2000 年 10 月 4 日受理)

本報告書は、原子力コード研究委員会原子力コード評価専門部会の平成 11 年度の作業内容をまとめたものである。最近の原子力分野におけるモンテカルロシミュレーションの現状が記されている。特に、従来の臨界・遮蔽・炉心計算の他、リスク解析や照射損傷、高エネルギー輸送計算、原子核理論へのモンテカルロ法の適用の現状が記されている。

Monte Carlo Simulation on Nuclear Energy Study (II)
-Annual Report of Nuclear Code Evaluation Committee-

Nuclear Code Evaluation Special Committee of Nuclear Code Research Committee

Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 4, 2000)

In this report, research results discussed in 1999 fiscal year at Nuclear Code Evaluation Committee of Nuclear Code Research Committee were summarized. Present status of Monte Carlo simulation on nuclear energy study was described. Especially, besides of criticality, shielding and core analyses, present status of applications to risk and radiation damage analyses, high energy transport and nuclear theory calculations of Monte Carlo Method was described.

Keywords: Nuclear Code Evaluation Committee, Monte Carlo Simulation, Nuclear Energy Study, Risk, Radiation Damage, High Energy Transport, Nuclear Theory

目次

1. 序論-----	1
桜井 淳・野村 靖・内藤俣孝	
2. 各論-----	3
2. 1 パルス中性子法による廃棄物中核分裂性物質検出と モンテカルロシミュレーション-----	3
春山満夫	
2. 2 モンテカルロ法のリスク解析への適用-----	8
三原隆嗣	
2. 3 時間依存ウェイトウィンドによるパルス中性子法の モンテカルロシミュレーションの分散低減-----	27
山本俊弘・桜井 淳	
2. 4 物理乱数-----	32
植之原雄二	
2. 5 MCNP4B による定常臨界実験装置 STACY 体系の炉物理計算-----	33
中村剛実・三好慶典	
2. 6 モンテカルロ法を用いた高エネルギー光子の線量換算係数計算-----	47
佐藤 理	
2. 7 MCNPX コードの使用経験-----	51
植木紘太郎	
2. 8 モンテカルロ計算と核融合中性子工学研究-----	54
前川藤夫	
2. 9 MCNP の光子輸送に使われる TTB 近似の問題点について-----	62
大橋厚人	
2. 10 放射光に対するファントム内吸収線量分布計算-----	68
成山展照	
2. 11 MCNP による JMTR の γ 加熱率計算-----	70
長尾美春	
2. 12 材料の照射損傷シミュレーション計算におけるモンテカルロ法の適用-----	80
有賀武夫	
2. 13 2次元 Sn 輸送計算とモンテカルロ計算の結合について-----	87
林田芳久	
2. 14 MCNP を用いた高速炉の燃料照射試験の解析精度向上-----	92
関根 隆	

2.15	ロシアスカイシャイン実験解析-----	103
	壺阪 晃・川辺俊明・植木紘太郎	
2.16	前平衡過程計算におけるモンテカルロ法の適用-----	144
	深堀智生・岸田則生	
2.17	ポイントエスティメータ-----	152
	植之原雄二	
2.18	ポイントエスティメータへのコメント-----	159
	松本誠弘	
2.19	NESXE(Next Event Surface Crossing Estimator) について -----	161
	植木紘太郎	
2.20	東海再処理施設の臨界管理-----	165
	野尻一郎	
2.21	原研大型計算機システムの現状と将来構想-----	182
	藤井 実・久米悦雄	
2.22	『モンテカルロ計算ガイドライン』作成の作業報告-----	184
	桜井 淳・山本俊弘	
2.23	モンテカルロ法の遮蔽設計等への適用例-----	186
	伊藤大一郎	
3.	結論-----	196
	桜井 淳・野村 靖・内藤俣孝	
	謝辞-----	197

Contents

1. Introduction-----	1
Kiyoshi SAKURAI, Yasushi NOMURA, Yoshitaka NAITO	
2. Each Presentation-----	3
2. 1 Fission Material Detection in Nuclear Waste by Pulse Neutron Method and Monte Carlo Simulation-----	3
Mitsuo HARUYAMA	
2. 2 Application to Risk Analysis of Monte Carlo Method-----	8
Takashi MIHARA	
2. 3 Variance Reduction of Monte Carlo Simulation with Time-dependent weight Window of Pulse Neutron Method-----	27
Kiyoshi SAKURAI, Toshihiro YAMAMOTO	
2. 4 Physical Random Number-----	32
Yuuji UENOHARA	
2. 5 Reactor Physics Calculation of STACY System using MCNP4B-----	33
Takemi NAKAMURA, Yoshinori MIYOSHI	
2. 6 Dose Conversion Coefficient Calculation of High Energy Photon by Monte Carlo Method-----	47
Osamu SATO	
2. 7 Use Experience of MCNPX Code-----	51
Kohtaro UEKI	
2. 8 Monte Carlo Calculation and Fusion Neutronics-----	54
Fujio MAEKAWA	
2. 9 On the TTB Approximation of Photon Transport by MCNP-----	62
Atuto OHASHI	
2.10 Calculation of Absorption Dose Distribution in Phantom for Syncloradiation-----	68
Nobuteru NARIYAMA	
2.11 γ -heating Rate Calculation of JMTR using MCNP-----	70
Yoshiharu NAGAO	
2.12 Application to Radiation Damage Simulation Calculation of Monte Carlo Method-----	80
Takeo ARUGA	

2.13	On the Combination of Two Dimensional Sn Transport Calculation and Monte Carlo Calculation-----	87
	Yoshihisa HAYASHIDA	
2.14	Improvement of Analysis Accuracy of Fast Reactor Fuel Irradiation Test Using MCNP-----	92
	Takashi SEKINE	
2.15	Russia Skyshine Experiment Analysis -----	103
	Akira TSUBOSAKA, Toshiaki KAWABE, Kohtaro Ueki	
2.16	Application to Pre-equilibrium Process Calculation of Monte Carlo Method--	144
	Tokio FUKAHORI, Norio Kishida	
2.17	Point Estimator-----	152
	Yuuji UENOHARA	
2.18	Comment to Point Estimator-----	159
	Yoshihiro MATSUMOTO	
2.19	NESXE(Next Event Surface Crossing Estimator)-----	161
	Kohtaro UEKI	
2.20	Criticality Management of Tokai Reprocessing facility-----	165
	Ichiro NOJIRI	
2.21	Present Status and Future Plan of JAERI Large-size System-----	182
	Minoru FUJII, Etsuo KUME	
2.22	Present Status of "Monte Carlo Calculation Guideline" -----	184
	Kiyoshi SAKURAI, Toshihiro YAMAMOTO	
2.23	Applications to Shielding Design and Others of Monte Carlo Method-----	186
	Daiichiro ITO	
3.	Results-----	196
	Kiyoshi Sakurai, Yasushi Nomura, Yoshitaka Naito	
	Acknowledgment-----	197

1. 序論

桜井 淳・野村 靖

日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部

sakurai@melody.tokai.jaeri.go.jp nomura@popsvr.tokai.jaeri.go.jp

内藤 俣孝

株式会社 ナイス

nais@reen.ocn.ne.jp

日本原子力研究所の原子力コード研究委員会原子力コード評価専門部会モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループ（平成 11 年度の構成員については章末参照）は、平成 8 年度以降、国内外におけるモンテカルロ計算の現状を調査してきた^{1) 2)}。

今年度は、従来の臨界・遮蔽及び炉心計算に加え、モンテカルロ計算の新たな適用分野（リスク解析、放射光、高エネルギー、照射損傷、原子核理論）を中心に、JCO 臨界事故との関係でモンテカルロ計算による溶液系の未臨界評価（原研の定常臨界実験装置及びサイクル機構の再処理施設）の現状や使用済み燃料輸送容器データ改ざん問題との関係でモンテカルロ計算による輸送容器の遮蔽評価の現状について、さらに MCNP の機能拡充についても調査・検討した。

本報告書の内容は、主に同ワーキンググループでなされた講演であるが、メンバー以外の招待論文も含まれている。

参考文献

- 1) 内藤俣孝・桜井淳編：原子力研究における MCNP の使用経験、JAERI-Review 97-003(1997)
- 2) 桜井淳・山本俊弘編：原子力研究における MCNP の使用経験（II）分散低減法の検討、JAERI-Review 98-010(1998)
- 3) 桜井淳・山本俊弘編：原子力研究におけるモンテカルロシミュレーション-原子力コード評価専門部会平成 10 年度活動報告 -、JAERI-Review 99-013(1999)

モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループ構成員（平成11年度）

植木 紘太郎	運輸省船舶技術研究所 原子力技術部 放射性物質輸送研究室 〒181-0004 東京都三鷹市新川6-38-1
植之原 雄二	(株)東芝 電力・産業システム技術開発センター-原子力技術研究所炉心燃料 担当 〒210-0862 川崎市川崎区浮島町4番1号
大橋 厚人	運輸省船舶技術研究所 原子力技術部 放射性物質輸送研究室 〒181-0004 東京都三鷹市新川6-38-1
佐々木 誠	(株)日本総合研究所サイエンス事業本部エネルギー技術部 〒102-0082 東京都千代田区一番町16
内藤 倣孝	(株)ナイス 〒319-1112 茨城県那珂郡東海村村松416
林田 芳久	(株)東芝 磯子エンジニアリングセンター-原子炉設計部 〒235-8523 神奈川県横浜市磯子区新杉田町8
増川 史洋	(財)原子力発電技術機構 原子力安全解析所 核燃料施設安全解析室 〒105-0001 東京都港区虎ノ門3-17-1 藤田観光虎ノ門ビル
松本 誠弘	核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター-照射施設運転管理センター環境 保全課 〒311-1393 茨城県東茨城郡大洗町
藪田 尚宏	(株)三菱総合研究所 総合安全研究センター 安全工学第2部 〒100 東京都千代田区大手町2-3-6
桜井 淳 WGリーダー	日本原子力研究所安全性試験研究センター兼臨界安全研究室 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
佐々 敏信	日本原子力研究所中性子科学研究センター-消滅処理システム工学研究室 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
佐藤 聡	日本原子力研究所核融合工学部炉心工学研究室 〒311-01 茨城県那珂郡那珂町向山801-1
長尾 美春	日本原子力研究所材料試験炉部計画課 〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町新堀3607
長家 康展	日本原子力研究所エネルギーシステム研究部炉特性研究室 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
野村 靖 部会長	日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部燃料サイクル安全評価研究室 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
前川 藤夫	日本原子力研究所エネルギーシステム研究部 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
山下 清信	日本原子力研究所高温工学試験研究炉開発部HTTR技術開発室 〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町新堀3607
山本 俊弘 事務局	日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4
以下オブザーバ	
伊藤 大一郎	三井造船(株)原子力事業室 東京都中央区築地5-6-4
鈴木 賢一	三菱マテリアル(株)原子力事業センター-原子力技術部 〒112-0002 東京都文京区小石川1-3-25
星 正治	広島大学原爆放射能医学研究所国際放射能情報センター 〒734 広島市南区霞1-2-3



2. 各論

2.1 パルス中性子法による廃棄物中核分裂性物質検出とモンテカルロシミュレーション

春山満夫

原子力研究所エネルギーシステム研究部炉物理研究グループ

E-mail haruyama@tru.tokai.jaeri.go.jp

現在、当研究グループでは、廃棄物中に存在する核分裂性物質の測定技術に関する開発研究を進めている。測定法は、アクティブ中性子法と言われ、Fig. 1 に示すように、中性子発生用加速器から発生する 14MeV のパルス中性子を測定廃棄物に照射し、内部に存在する核分裂性物質に核分裂反応を誘発させ、発生する核分裂中性子を測定する方法である。この測定実験で得られるデータは、時間依存データであり Fig. 2 に示すように、2 成分指数関数の和として得られる。

当研究グループでは、アクティブ中性子測定装置を使用した測定実験を実施すると共に、同検出体系でのモンテカルロシミュレーションを行い、中性子検出確率や核分裂発生確率に関する計算を実施している。また、実験が行えない事象の推定拡張計算も行っている。

モンテカルロシミュレーション計算では、連続エネルギーモンテカルロコード MVP を使用している。

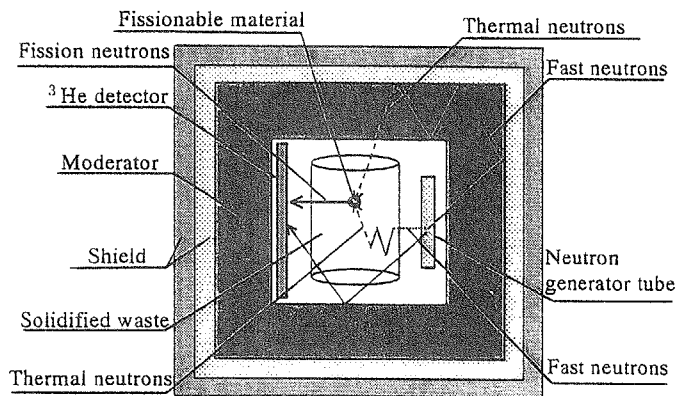


Fig. 1 Detecting process of conventional method and new method

1. アクティブ中性子法での輸送コード使用の経過

アクティブ中性子検出法に関するシミュレーション計算は、以下の輸送計算コードを使用して行った。

ANISN	1次元モデル(1985)
Morse CG	<u>3次元モデル</u> 、エネルギー群構造(1986)
MCNP	3次元モデル、 <u>エネルギー連続</u> 、試験的に使用
Morse CG	3次元モデル、エネルギー群構造、 <u>M780(計算速度 Up)</u>
MVP	3次元モデル、 <u>エネルギー連続</u> 、VPP 計算機(計算速度更に Up) <u>時間依存計算</u> (1996年に使用開始)

2. シミュレーション計算の内容

(1) 検証シミュレーション計算

検証シミュレーション計算は、測定実験によって得た測定値と理論計算値とが一致するか否かを検証するために実施する。

1). 時間依存計算機能が無い場合のシミュレーション計算

時間依存計算機能が無い MVP シミュレーション計算では、検出体系のジオメトリを 3次元で忠実に入力し、He-3 検出器の検出効率と核分裂発生数(核分裂中性子発生数)を別々に計算し、それらを乗ずることによって、実測で得られる計数値を

計算模擬する。

第1段階のシミュレーション計算では、核分裂中性子発生数を求める。核分裂中性子発生数は、検出体系の内部空間に設置された加速管から放出される 14MeV 中性子が、直接または間接的に廃棄物内に侵入し、廃棄物中の任意の位置で核分裂性核種(Pu)と衝突して核分裂を起こす確率を求め、その核分裂発生確率に加速器中性子の発生総数を乗じて求める。

第2段階のシミュレーション計算では、検出効率を求める。検出効率は、任意の位置で発生した核分裂中性子が廃棄物マトリックスを透過して、中性子検出器の He-3 ガス領域に到達し、³He との(n,p) 反応確率を算出することで求める。発生するであろう核分裂中性子は Cf-252 線源で模擬している。この場合、核分裂性物質の位置と Cf-252 線源の位置は同位置としなければならない。Fig. 3 は、検出体系の中心に Pu を置き、その量を変化させた時の2段階で求めた実験値と計算値を比較したものである。

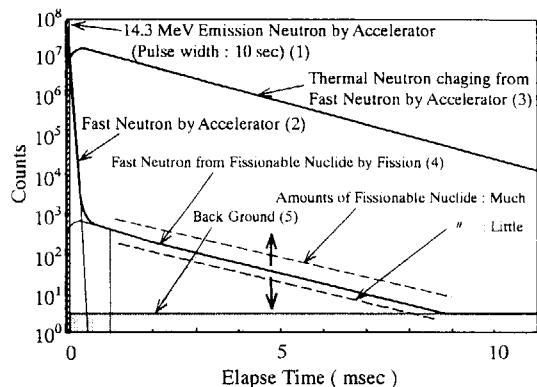


Fig. 2 Distribution Data of Active Neutron Counting by MCA

2). 時間依存計算機能が有る場合のシミュレーション計算

任意の位置で核分裂性核種(Pu)と衝突して核分裂を起こし、その時に発生した核分裂中性子を2次粒子として連続して取扱う。2粒子である核分裂中性子が He 検出器に到達し、³He との(n,p)反応確率を算出することで、加速器中性子1個あたりの核分裂中性子検出確率を算出する。この値に加速器中性子発生総数を乗じて核分裂中性子検出数を求める。この計算では、測定実験で得られる加速器中性子の減速時間や熱中性子の消滅時間など有用な情報が計算によって確認することができる。

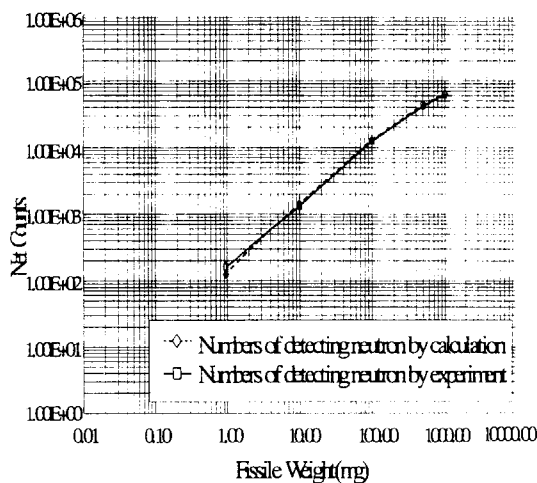


Fig. 3 Number of detection neutron versus 97%Pu weight (Compare with calculation and measurement)

(2). 拡張シミュレーション計算

検証シミュレーション計算を行い、実験値と理論計算値が一致することを確認した上で拡張シミュレーションを実施する。拡張シミュレーション計算は、検出感度を向上させるための検出の配置や核分裂反応を増やすための最適な減速体系の設計に有用である。また、測定対象廃棄物の内容物であるマトリックスの種類や形状が変化した場合の検出応答性の把握に効果的である。

(3). 時間依存計算機能の効果

アクティブ中性子法では、検出体系内での中性子の時間的挙動の情報を把握することは重要なことである。

MVP による時間依存計算によって、以下に記するような情報をも求めることが可能となった。

- ・ 14MeV 加速器中性子の減速過程(slowing-down time)
- ・ 減速加速器中性子の吸収過程(die-away time)
- ・ 誘発核分裂及び核分裂中性子発生過程(fission timing)
- ・ 高速中性子検出過程
- ・ 熱中性子検出過程

(4). 連続エネルギーと群構造エネルギーの取り扱いについて

アクティブ中性子検出法では、減速した加速器中性子とその減速した熱中性子によって発生する核分裂中性子を分離測定しなくてはならない。そのため、検出系ではそれらを分離するために Cd を使用している。

MORCE-CG コードでは、実験値と計算値に相違が生じた。原因として、初期中性子エネルギーが 14MeV と高いため、群構造の取扱いでは Cd を通過する時の微妙な中性子エネルギー変動に追従できないのではないかとの疑問が残った。もちろん、エネルギー群の構成によって相違は縮小できるかもしれないが、26 群と 137 群ではほぼ同じ結果を得たように記憶している。

一方、MVP コードにおいて、連続エネルギーで取り扱った場合は、良く一致する結果が得られた。

(5). 分散低減パラメータ

ここで紹介したように、加速器中性子が熱中性子にまでに減速し、その熱中性子で Pu に核分裂を起こし、発生した中性子を He 検出器で捕らえられるまでを計算すると、膨大な時間がかかってしまう(少なくとも VPP500 で 48 時間程度)。

ここで、計算速度を上げるのも分散を低減させるのに役立つが、ハードウェアに頼る要素が大きい。したがって、コードそのものに分散を低減させる機能を備え、その機能を上手く使え十分に働くことが望ましい。

MVP コードの分散低減機能として、大まかに以下の機能を装備していると言う。

- Non-analog 吸収
- Russian roulette による weight cutoff
- インポートランスによる splitting、russian roulette
- Weight window
- 最新β版に含まれる機能
 - ・ 粒子源の重みバイアス機能
 - ・ pathlength stretching (exponential transform)
 - ・ 時間依存分散低減パラメータ：

Weight window、(固定線源問題での)核分裂中性子、光子の生成重みに粒子時間に依存するファクターを指定できる。

- ・ 固定線源問題での粒子世代別に計算値を求める機能。

●もっていない機能

- ・ forced collision
- ・ Weight window 自動生成
- ・ MCNP の DXTRAN のようなもの

これらの分散低減機能の内、使用している機能は、

- 1). Importance による splitting、russian roulette
- 2). Russian roulette による weight cutoff(WKIL, WSRV)
- 3). 2次粒子に関して WGTF のみである。

3. パルス中性子によるアクティブ中性子法の時間依存計算

このシミュレーションは、中性子発生装置から発生した 14MeV 中性子が、検出体系内に置かれた核分裂性核種に到達し、核分裂反応により発生した核分裂中性子が速中性子検出器で検出されるまでを一連で計算したものである。検出体系の幾何形状は、実験装置と全く同一とし、構成材料は、検出体系に実際使われているものと同じ元素を使用している。また、Time Bin は、使用している MCS と同じ 19 μ sec に設定している。

Fig. 4 は、硝酸入りコンクリート試験体、中段、中心より 25cm に 97%Pu 1g を挿入し、回転測定した時を MVP コードによりシミュレーションしたものである。縦軸はカドミウムシースを通過して検出器に検出された速中性子検出数を表し、横軸は中性子発生装置から 14MeV 中性子を発生してからの経過時間を表す。減少の速い指数関数成分は加速器中性子の時間分布を示し、減少の遅い成分は Pu の核分裂中性子の時間分布を示す。

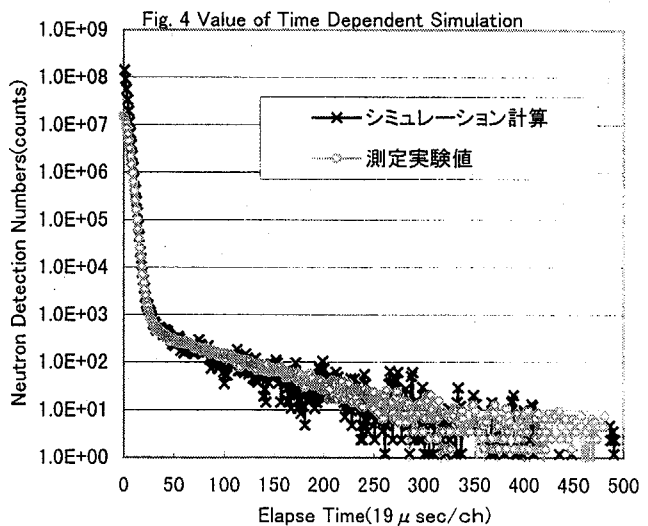
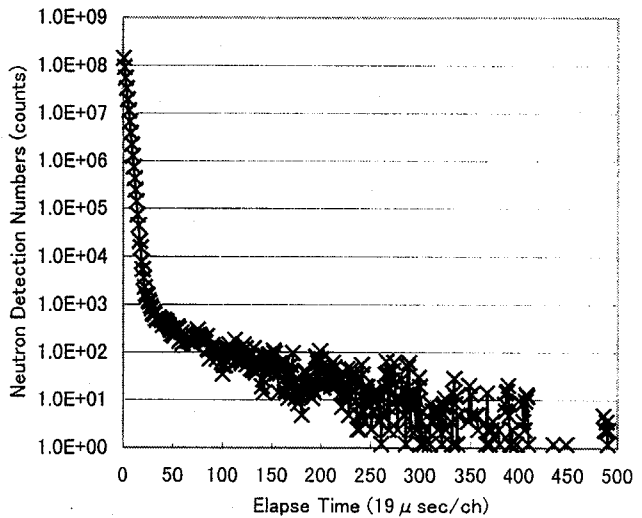


Fig. 5 Compere of Measurement and Simulation Value

Fig. 5 は、検出体系内のコンクリート廃棄物中に 97%Pu を 1g 挿入して回転測定した時のシミュレーション値と測定実験値とを比較したもので、計数值、加速器中性子の時間分布(=減速時間)及び核分裂中性子の時間分布(=消滅時間)が良く一致していることがわかる。

2) MVPシミュレーションの計算条件

計算コードにはMVP (時間依存計算対応)を使用し、MVP 断面積ライブラリ(中性子ライブラリ)を使用した。分散低減パラメータとして<RUSSIAN-ROULETTE>および<IMPORTANCE>を使用した。

また、2次粒子(核分裂中性子)に関するパラメータとしてWGTFを使用した。

・WKIL パラメータ

指定された重み以下になった粒子に対して Russian roulette を使用するための WKIL のパラメータは、検出体系の各 REGION ごとに適当に設定した。

・WSRV パラメータ

WKIL パラメータで Russian roulette が発生したときに、生き残った粒子に対して与える重みのパラメータである WSRV のパラメータは、検出体系の各 REGION ごとに適当に設定した。

・XIMP パラメータ

REGION ごとにインポートランスを与えるための XIMP のパラメータは、検出体系の各 REGION ごとに適当に設定した。

・WGTF パラメータ

2次粒子(核分裂中性子)に関するパラメータとして、各 REGION ごとに核分裂で発生した中性子に重みを与えるための WGTF パラメータは、Pu の REGION にのみ 0.01 を設定し、このパラメータを与えて計算した。

以上のパラメータは今回のシミュレーションによる計算機実験の全般にわたって使用したものである。

4. まとめ

パルス中性子法による廃棄物中核分裂性物質検出において、中性子の振る舞いを忠実に模擬できるモンテカルロシミュレーションは有力な解析ツールとなる。

この検出法では、加速器パルス中性子による核分裂反応、物質との衝突による減速・吸収現象、検出過程では ^3He の(n,p)反応確率を把握でき、実験結果の検証に役立つ。また、この検証結果を基に、廃棄物の種類形状の変化等に伴う応答性や実験できない測定体系の最適化に関する拡張シミュレーションも容易である。更に、測定実験からでは観察できない事象、例えば、廃棄物中の任意の位置での核分裂発生割合やその発生過程などを明確に知ることができ、実験結果の理論的裏付けを可能とさせる。しかしながら、二次粒子までを取り扱った場合、余りにも時間がかかりすぎ、Fig. 4 の時間依存計算では約 48 時間もかかっている。

MVPコード等、モンテカルロ輸送計算コードの 1 ユーザーとして、今後のハードウェアの高速化、並びにソフトウェアの発展に期待する。



2. 2 モンテカルロ法のリスク解析への適用

ーフェイズドミッション解析プログラムの開発

三原隆嗣

核燃料サイクル機構大洗工学センター

システム技術開発部 FBR システムグループ

<mihara@oec.inc.go.jp>

本稿は、平成 11 年度第 1 回モンテカルロシミュレーション W.G. (1999.7.15) での標記発表内容の概要をまとめたものである。文章中で、Sheet X とあるのは当日使用した OHP (本節にコピーを添付) のシート番号である。

(1) 序

高速炉プラントの崩壊熱除去系のように、使命時間 (システムに対して機能発揮を要求される時間: mission time) が 1 週間から 1 ヶ月と長期に渡り、この間に成功基準 (崩壊熱除去運転に最低限必要な除熱ループ数や除熱モードの組合せ) が時間と共に変化するシステムの信頼度評価をより現実的に評価することを目的として、使命時間を複数のフェイズに分割して信頼度評価を行うフェイズドミッション解析コード PHAMMON を開発してきた[1]、[2]。大規模なシステムモデルにも適用可能とするため、モンテカルロ法によるマルコフ過程のシミュレーションを採用しており、既に強制遷移法と故障バイアス法という 2 種類の分散低減法を取り入れている[1]。しかしながら、これらの手法のみでは分散低減の度合が不十分な場合もあったことから、参考文献[3]を参考に、新たな分散低減法として「頂上事象成立バイアス法」を導入し、計算アルゴリズムの改良を行った[4]。

(2) フェイズドミッション解析コード: PHAMMON

高速炉プラントの崩壊熱除去系の成功基準の例を以下の表に示す。原子炉停止後、炉心崩壊熱レベルの減衰に伴って崩壊熱除去に最低限必要な除熱モードとそのループ数の組合せが変化する。

フェイズ	炉停止後時 (hr)	成功基準
1	0 ~ 1	IRACS: 2 ループ強制循環 または 3 ループ自然循環
2	1 ~ 24	IRACS: 1 ループ強制循環 または 2 ループ自然循環
3	24 ~ 168	IRACS: 1 ループ強制循環 または 1 ループ自然循環 または、DRACS: 1 ループ強制循環

原子炉停止後、時間が経過するのに伴い崩壊熱発生量が減少していくため、崩壊熱除去に必要な除熱ループ数や除熱モード等の運転条件はより緩やかになっていく、すなわち、シス

テムとしてはより失敗しにくくなっていく。従来のフォールトツリー手法による解析的な信頼度評価では、使命時間中の成功基準の変化を適切に考慮することが困難である。保守的な評価としては、上記表のフェイズ1の成功基準を基に、全使命時間（上記例では168時間）における信頼度（ここでは非信頼度=システム機能喪失確率）を評価すればよいが、過度に保守的な評価結果を基にして、プラント設計側に過大な設計改善要求を与えてしまう懸念がある。経済性向上を追及する上では、このような成功基準の変化を現実的に取り入れた信頼度評価が必要であり、使命時間を複数のフェイズに区切って異なる成功基準を対応させたフェイズドミッション評価を実施する必要がある（Sheet 1）。

サイクル機構（旧動燃事業団）では、上述の要求に対応するため使命時間を複数のフェイズに分割して信頼度評価を行うフェイズドミッション解析コード PHAMMON を開発してきた[1]、[2]。大規模なシステムモデルにも適用可能とするため、遷移行列を用いた解析的手法ではなく、モンテカルロ法によるマルコフ過程のシミュレーションを採用している。PHAMMON コードでは、システムを構成するコンポーネント群（ポンプ、非常用 DG、配管、空気冷却器ブロワ、熱交換器、制御系等）に対して、その動作状態の「成功（正常）」と「失敗（故障）」との間の遷移を、モンテカルロ法を用いたシミュレーションにより、時間軸に沿った形で追跡する。コンポーネント群は、対応する起動時故障率や運転時故障率によって「失敗」の状態に遷移し、その後、対応した修復率にしたがって再び「成功」の状態に遷移する。遷移が生じて、コンポーネント群の失敗・故障の組み合わせが変化する毎に、システム全体（崩壊熱除去機能）の成功、失敗をミニマルカットセット（システム失敗の条件を、コンポーネント群の故障の組合せによりブール代数形式でもの）が成立するか否かで判定する。使命時間が経過するまでにシステムが失敗の状態に至り、なおかつ猶予時間の間に修復によりシステムが成功の状態に復旧しなければ、その場合は「失敗」としてカウントする。このようなシミュレーションによる試行を計算機上で多数回実行し、「失敗」としてカウントされる試行の数を総試行回数で割ることによって、システムの信頼度を統計的に導出する。1回の試行を1ヒストリーと呼ぶ。PHAMMON コードのフローチャートを Sheet 2 に示す。

このようにして導出した結果には、統計的なバラツキが含まれることになる。一般に、ヒストリー数が多いほど統計的バラツキは減少することになるが、評価の対象が高い信頼性を有しているときには、「失敗」としてカウントされる試行はめったに生じないため、バラツキを小さくするためには非常に多くのヒストリー数が必要となり、計算時間が膨大になってしまう（Sheet 3）。計算時間を節約しつつバラツキの幅を小さくしていくため、既に強制遷移法と故障バイアス法という2種類の分散低減手法を取り入れている（Sheet 5,6,7,8）。例えば、ある事象 X が生ずる確率値を、シミュレーション上ではわざと100倍して（バイアスをかけて）扱うことにより、その事象がシミュレーションの中で発生する割合を増加さ

せるが、これをカウントするときは、0.01 の重み因子を乗じてカウントして行くというものである。その次に起こる事象 Y が、本来の確率値の 10 倍で起こるときには、0.1 の重み因子を乗ずることになり、このようなバイアスを考慮したシミュレーション上で事象 X, Y が連続して生ずる場合は、 $0.01 \times 0.1 = 0.001$ の「重み」であるとしてその試行をカウントすることになる。システム全体が使命時間の間で失敗の状態に至れば、それまでのシミュレーション過程で考慮すべき重み因子を全て乗じた値を「重み」としてカウントしていく。システム全体が成功のまま、使命時間が経過すれば、その試行は、0 の重みを与えてカウントすることになる。

フェイズドミッション解析コードは、モンテカルロ法による統計的処理により非信頼度を導出するもので、この統計的手法に由来するバラツキを含んだ結果となっている。非信頼度の計算は、各々のヒストリーに対応した「重み」の平均値を求めることに相当する。非信頼度の統計的バラツキの指標として、F.S.D. (Fractional Standard Deviation) の値が非信頼度と共に出力される。これは、「重み」の値の標準偏差を基にして、非信頼度値の標準偏差を標本推定により求め、非信頼度自身の値で除したものであり、一般的には、ある統計量に対する変動係数に相当する (Sheet 9)。この F.S.D の値が小さいほど、得られた非信頼度の値のバラツキは小さいということになる。F.S.D. の値は、総ヒストリー数が等しくても評価条件によって変化するものである。PHAMMON コードの運用の際には入力データの不確かさや結果に要求される精度等を考慮して、F.S.D. の値が 10% 以下の値であれば妥当な解であるとして評価を行っている。この判断は経験的なものであり、新たな対象を評価する際には、十分な検討が必要と考えられる。

(3) PHAMMON コードにおける分散低減手法の改良

上述したように、PHAMMON コードには強制遷移法と故障バイアス法という 2 種類の分散低減法を取り入れていた。しかしながら、これらの手法のみでは分散低減の度合いが不十分な場合もあったことから、参考文献[3]を参考に、新たな分散低減法として「頂上事象成立バイアス法」を導入し、計算アルゴリズムの改良を行った (Sheet 10,11,12)。この分散低減法の概要は、以下の通りである。

- ①シミュレーション中のある時刻（状態遷移時刻）でのシステム状態から、各々のミニマルカットセット（システム機能喪失となる機器故障等の組み合わせ、以下：mcsi）が成立するまでの、システムの状態遷移の起こりやすさを定性的に指標化した「遷移距離:Di」を、各々の mcsi 毎に計算する。
- ②「遷移距離:Di」によるランク付けを基に、より成立しやすい mcsi に含まれる機器の故障（シミュレーションの中で未だ発生していない機器故障）がより高い確率で発生す

るように、機器の運転成功から故障状態への状態遷移のシミュレーションにバイアスを加え、重み因子による調整を行う。

①、②の手順を繰り返すことにより、システム機能喪失が成立する有効ヒストリーをより効率的に発生させ、モンテカルロ法に基づく分散の低減化が期待できる。

文献[3]では、「遷移距離:Di」の定義式として、mcsi 成立に必要な機器故障の数 N_i とそれらの機器の故障率 λ_j の値を組み合わせた以下の式(1) (ME 法) が提案されている。

$$(ME \text{ 法}) \quad D_i = N_i \sum_{j=1}^{N_i} \left\{ 1 / (\lambda_j / \sum_{\phi}) \right\} \quad (1)$$

\sum_{ϕ} : システム内で運転成功中の機器 k の故障率 λ_k の総和

これに対して、「遷移距離:Di」の大小がシステム機能喪失成立に必要な機器故障の確率値、すなわち"故障率×時間間隔"の大きさと整合するような、新たな定義式(2)を考案した(MY 法) (Sheet13,14)。

$$(MY \text{ 法}) \quad D_i = \prod_{j=1}^{N_i} \{ 1 / (\lambda_j T) \} \quad (2)$$

T : 状態遷移時刻から当該フェイズ終了時刻までの時間間隔

(4) 改良プログラムによる適用計算結果

上述した頂上事象成立バイアス法を PHAMMON コードに導入し、大型高速炉モデルプラントの崩壊熱除去系を評価例として適用計算を実施した (Sheet 15)。Sheet 16~18,21,24 の上側のグラフは、原子炉停止後の時間経過に沿って機能喪失確率(累積確率)が増加していく様子を示している。下側のグラフは、モンテカルロ法に基づくバラツキの度合を表す指標である F.S.D(Fractional Standard Deviation) を比較したものである。ME、MY 手法 (Sheet 中では'present work'で表示) 共に、改良前コードでは達成できなかった分散低減効果を得ることが可能となっている。ME、MY 手法との間では、収束性能の観点では大きな差異は見出されていない。

分散低減手法に関連した各種入力パラメータの設定値には、評価対象体系に応じた最適値が存在する。収束性を向上させるためには、適用例題の入力条件であるミニマルカットセットの構造、各々のコンポーネントの故障率データや修復率データの値等に対応して、これらの調整パラメータの値の組み合わせを最適化する必要があるが、現状では、コード運用経験に基づく判断や、多数回の感度解析により最適値を判断している。Sheet 19~24 では、こ

これらのパラメータの設定の変更による分散低減効果の改善効果を説明したものである。

(5) まとめ

PHAMMON コードに頂上成立バイアス法を導入し、適用計算を実施した。頂上事象成立バイアス法はモンテカルロ法による信頼度評価において、出力結果の分散低減に有効である。頂上成立バイアス法の導入により、PHAMMON コードの出力結果の信頼性が向上するとともに、より高い信頼度を指向した設計例題にも適用可能となり、コードの適用範囲を拡大することができた。今後は、プログラム実行時にパラメータの最適化を自動的に実施するようなアルゴリズムを開発し、どのような適用問題に対しても与えられた総ヒストリー数条件の基で最適な解に到達できるように、コードを更に整備していく必要がある。

○謝辞

本研究は、中国原子能科学研究院モンテカルロ法研究グループの 楊錦安 研究員が、サイクル機構大洗工学センターリスク評価技術グループでの滞在中に実施した成果であります。ここに記して謝意を表します。

○参考文献

- [1] 日置、他、日本原子力学会「1991年春の年会」F25
- [2] 三原、日本原子力学会「1995年秋の大会」D42、
- [3] M. Marseguerra and E. Zio, 'Nonlinear Monte Carlo reliability analysis with biasing towards top event'. *Reliability Engineering and System Safety*, 40 (1993), 31-42
- [4] 三原、他、日本原子力学会「1999年秋の大会」G46、

Development of Phased Mission Analysis Program with Monte Carlo Method

Improvement of the variance reduction technique with biasing towards top event

Jun-ya Inoue, Takatsugu Mihara

核燃料サイクル開発機構
大洗工学センター システム技術開発部
FBRシステムGr
mihara@oec.jnc.go.jp

1. Introduction

2. Methods of biasing

- * Forced time transitions
- * Failure biasing
- * Biasing of transition towards the closest cut set

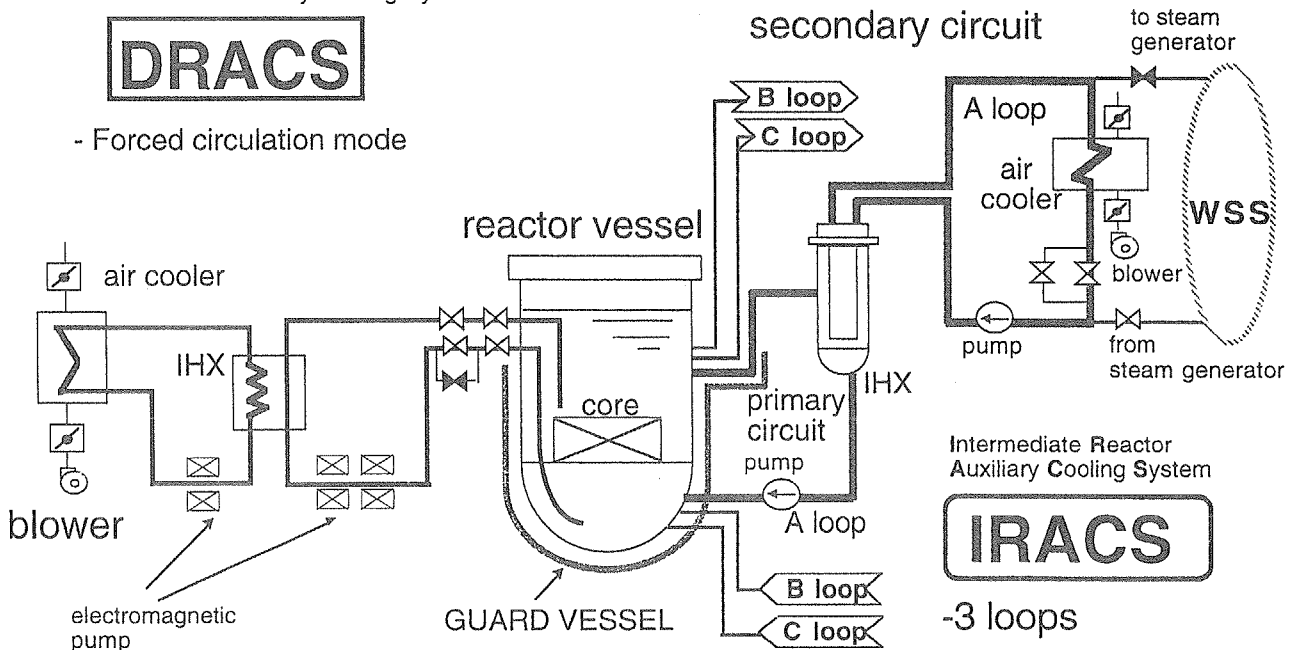
3. Results and Discussion

4. Conclusion

Direct Reactor Auxiliary Cooling System

DRACS

- Forced circulation mode



Intermediate Reactor Auxiliary Cooling System

IRACS

- 3 loops
- Forced circulation mode
- Natural circulation mode

Fig. Decay heat removal system

sheet-1

Introduction

Background

Phased mission Analyses

- systems have long mission times (~1 week or ~1 month)
- success criteria and grace periods change as a function of time

→ It is necessary to divide mission time into some phases

e.g. Decay Heat Removal System in LMFBR

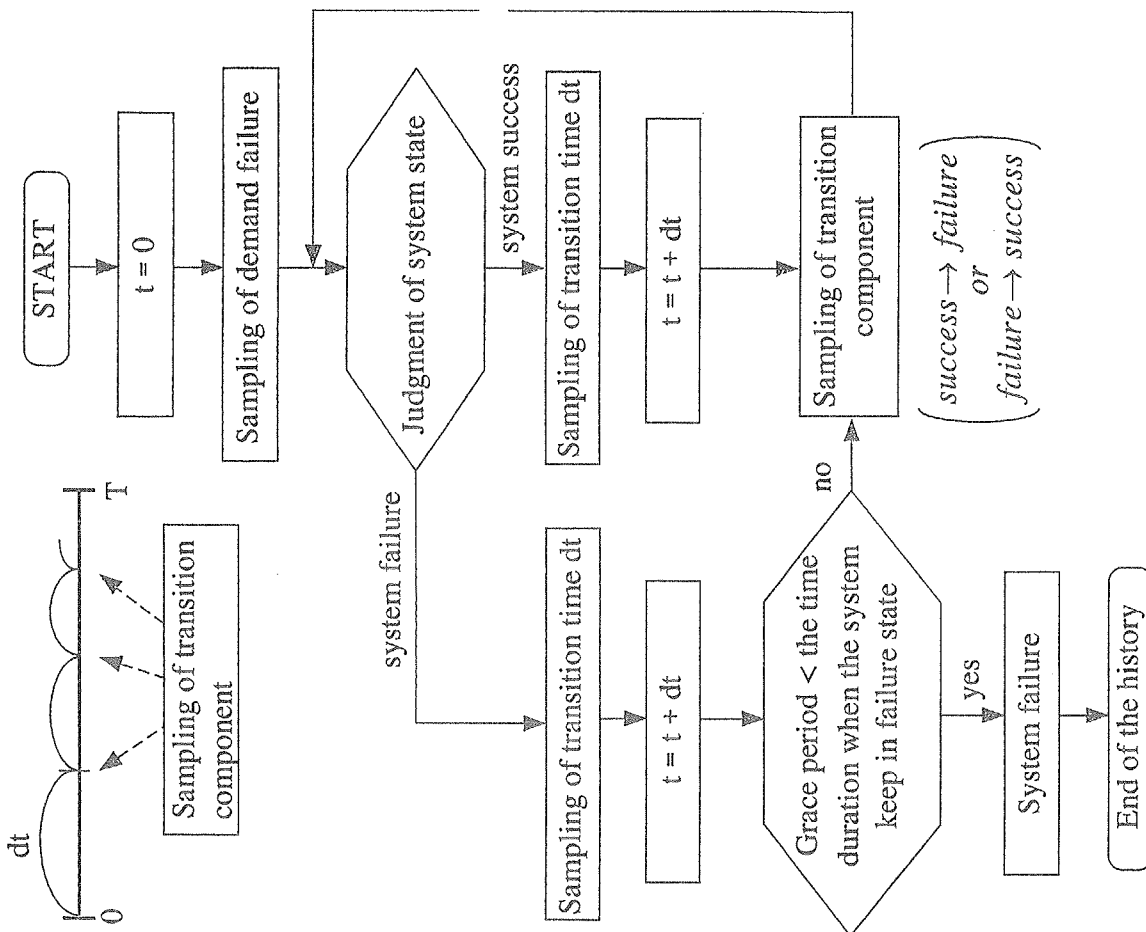
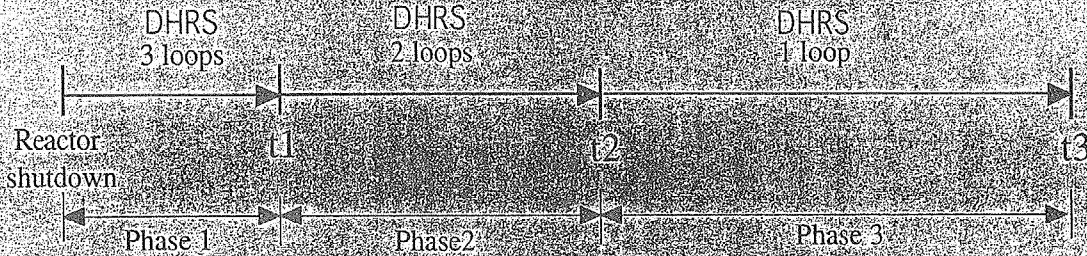


Fig. Procedure for one history in PHAMMON code

sheet-3

Introduction

Background

In PSA of real systems, it usually happens:
 the mean time to component failure(MTTF): $10^3 \sim 10^6$ hours
 the mean time to component repair(MTTR): ~ 10 hours
 the failure probability of the systems: $10^{-6} \sim 10^{-9}$

→ Suitable variance reduction techniques are needed

PHAMMON code involved two kinds of variance reduction techniques:

- 1) forced time transitions
- 2) failure biasing

E.E.Lewis and F.Bohm, "Monte Carlo simulation of Markov unreliability models," *Nuclear Engineering and Design*, 77, pp. 49-62 (1984)

sheet-4

Introduction

Objective

further reduce the variance of the result from the PHAMMON code execution

Our works

- introduced the idea proposed by M.Marseguerra and E.Zio[★] (1993) incorporating the distance concept and modified it suitable for the PHAMMON code
- proposed a new definition of the distance
- applied these methods to the PHAMMON code and provide a comparison among LB method, ME method and present work method

★ M.Marseguerra and E.Zio, "Nonlinear Monte Carlo reliability analysis with biasing towards top event," *Reliability Engineering and System Safety*, 40, pp.31-42 (1993).

sheet-5

Methods of Biasing

sampling of transition time with Analog Monte Carlo simulation

- transition rate

$$\gamma_k = \sum_{i \in \text{unfailed}} \lambda_i + \sum_{i \in \text{failed}} \mu_i$$

γ : transition rate λ : failure rate μ : repair rate

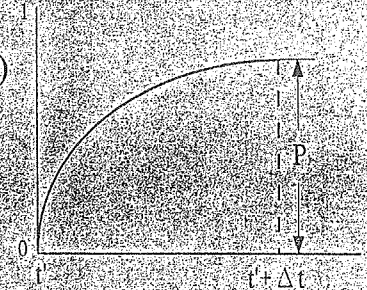
- λ and μ are time-independent

- the probability that the system will make a state transition at $(t'+\Delta t)$ given that it is state k' at time t'

$$P = \int_{t'}^{t'+\Delta t} f(t/t', k') dt = 1 - \exp(-\gamma_k \cdot \Delta t)$$

- transition time sampling

$$\Delta t = -\frac{1}{\gamma_k} \ln(1 - \xi) \quad 0 < \xi \leq 1$$



sheet-6

Methods of Biasing

Forced time transitions

The purpose of this type of biasing is to force the system to do as many transitions as we wish

- the forced probability density is modified as:

$$f^* = \frac{1}{W} \cdot f$$

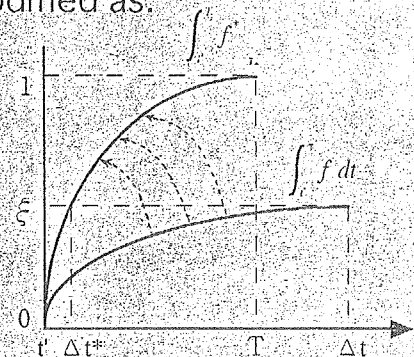
$$\text{where } 1 = \int_{t'}^T f^* dt = \int_{t'}^T \frac{1}{W} f dt$$

T: mission time

- transition time duration

$$\Delta t = -\frac{1}{\gamma_k} \ln(1 - \xi(1 - e^{-\gamma_k(T-t)})) \quad 0 \leq \Delta t \leq T - t'$$

- trail weight: $w \rightarrow w[1 - e^{-\gamma_k(T-t)}]$



sheet-7

Methods of Biasing

Failure biasing

The purpose of this type of biasing is to increase the ratio of failures to repairs

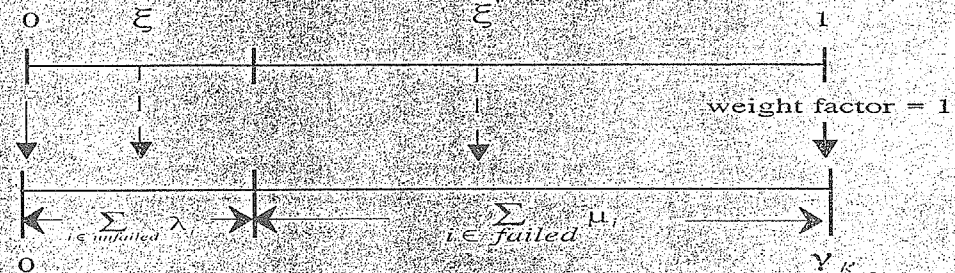
- the repair rates ($\sim 10^{-1}$) \gg the failure rates ($10^{-3} \sim 10^{-6}$)
- Analog Monte Carlo sampling: if $\xi \leq \frac{\lambda_k}{\gamma_k}$, then the failed component is selected
- failure biasing sampling: (LB method) choose a random number ξ' and compare it to X (biasing value, $0 < X < 1$). if $\xi' < X$, then the failed component is selected
- the weight is multiplied by: $W_k = \frac{\lambda_k}{X \cdot \gamma_k}$

sheet-8

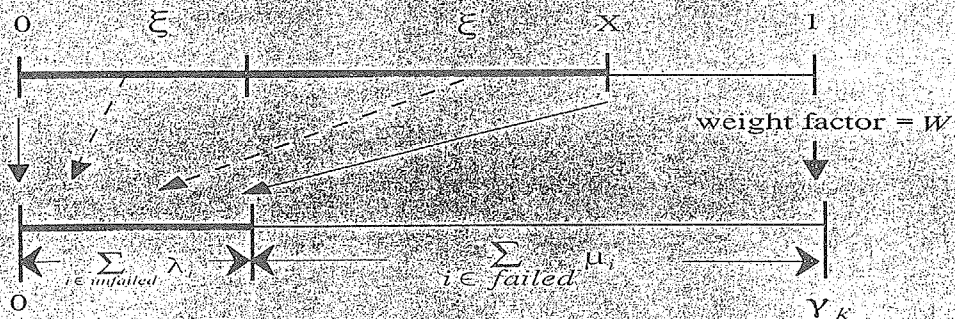
Methods of Biasing

Failure biasing

Analog Monte Carlo sampling:



Failure biasing sampling: (LB method)



sheet-9

Biassing Monte Carlo simulation

The estimate for the system failure probability is:

$$\bar{X} = \frac{\sum_{k=1}^n w_k}{N}$$

n : The effective history number
(of these are found to result in system failure)

N : The total history number

w_k : The weight for k th effective history

The sample variance is given by $\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^n (w_k - \bar{X})^2$

The f.s.d (fractional standard deviation) is: $f.s.d = \sqrt{\sigma^2} / \bar{X}$

sheet-10

Methods of Biassing

Biassing of the transitions towards the closest cut set

The purpose of this type of biassing is to drive the system to make transitions towards a cut set which is more probable failure

- the distance definition for n th cut set: (ME method)

$$D_n = N_n \sum_{i=1}^{N_n} \frac{1}{\lambda_i / \sum_{k \in \text{unfailed}} \lambda_k} \quad n = 1, 2, \dots, N_{cs}$$

N_{cs} : the number of cut sets

N_n : the minimum number of the transitions from the present configuration to the n th cut set configuration

λ_i : denote the transition rate which lead to the n th cut set configuration

sheet-11

Methods of Biasing

Biasing of the transitions towards the closest cut set

e.g. Minimal cut sets :

$$\begin{aligned}
 \text{1st} \quad \dots\dots &= A1*B1*C1 \\
 &+ A2*B2*C1 \\
 &+ A1*B2*C3 \\
 &+ \dots \\
 \text{nth} \quad \dots\dots &+ A3*C1*E3 \\
 &+ \dots \\
 \text{Ncsth} \quad \dots\dots &+ D1*E2
 \end{aligned}$$

Assuming A3 has failed, then the distance for nth cut set :

$$D_n = 2 \left(\frac{1}{\lambda_{C1} / \sum \lambda_k} + \frac{1}{\lambda_{E3} / \sum \lambda_k} \right) = 2 \sum \lambda_k \left(\frac{1}{\lambda_{C1}} + \frac{1}{\lambda_{E3}} \right)$$

sheet-12

Methods of Biasing

Biasing of the transitions towards the closest cut set

- the probability of sampling nth cut set:

$$P_n = \frac{1 / D_n}{\sum_{j=1}^{N_{cs}} 1 / D_j} \cdot X \quad (P_n \propto \frac{1}{D_n})$$

- the probability of further sampling a transition component

in the nth cut set :
$$P_n^l = \frac{\lambda_l}{\sum_{i \in N_n} \lambda_i} P_n \quad l = 1, 2, \dots, N_n$$

- the biasing technique

$$\begin{array}{ccccccc}
 0 & \overline{p_1^1} & \dots & \overline{p_1^l} & \dots & \overline{p_1^{N_1}} & \dots & \overline{p_{N_{cs}}^1} & \dots & \overline{p_{N_{cs}}^{N_{cs}}} & X \\
 & & & p_1 & & & & & & p_{N_{cs}} & &
 \end{array}$$

sheet-13

Methods of Biasing

Biasing of the transitions towards the closest cut set

- the weight is multiplied by:

$$W = \frac{1}{X} \cdot \frac{\sum_{j=1}^{N_{cs}} \frac{1}{D_j}}{\left(\frac{1}{\psi_n \cdot D_n} + \frac{1}{\psi_{n-1} \cdot D_{n-1}} + \frac{1}{\psi_{n-2} \cdot D_{n-2}} + \dots \right) \cdot \left(\sum_{i \in \text{failed}} \lambda_i + \sum_{i \in \text{unfailed}} \mu_i \right)}$$

ψ_n : the sum of the failure rates of the nth cut set

- the new distance definition we created: (present work method)

$$D_n = \prod_{i=1}^{N_n} \frac{1}{\lambda_i \cdot T} \quad n = 1, 2, \dots, N_{cs} \quad T: \text{mission time}$$

$$D_n = N_n \sum_{i=1}^{N_n} \frac{1}{\lambda_i} / \sum_{i \in \text{unfailed}} \lambda_i \quad (\text{ME method})$$

sheet-14

Methods of Biasing

Biasing of the transitions towards the closest cut set

e.g. Minimal cut sets : A * B + C ; mission-time : 100 hours
 failure rate (-/hr) for component A, B, C : 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-5}

Comparison of sampling possibility between two distance definition

	A * B	C
failure probability	1.0E-4	1.0E-3
sampling possibility (ME method)	71%	29%
distance (ME method)	8.4	21
sampling possibility (present work)	9%	91%
distance (present work)	10^4	10^3

sheet-15

Results and Discussion

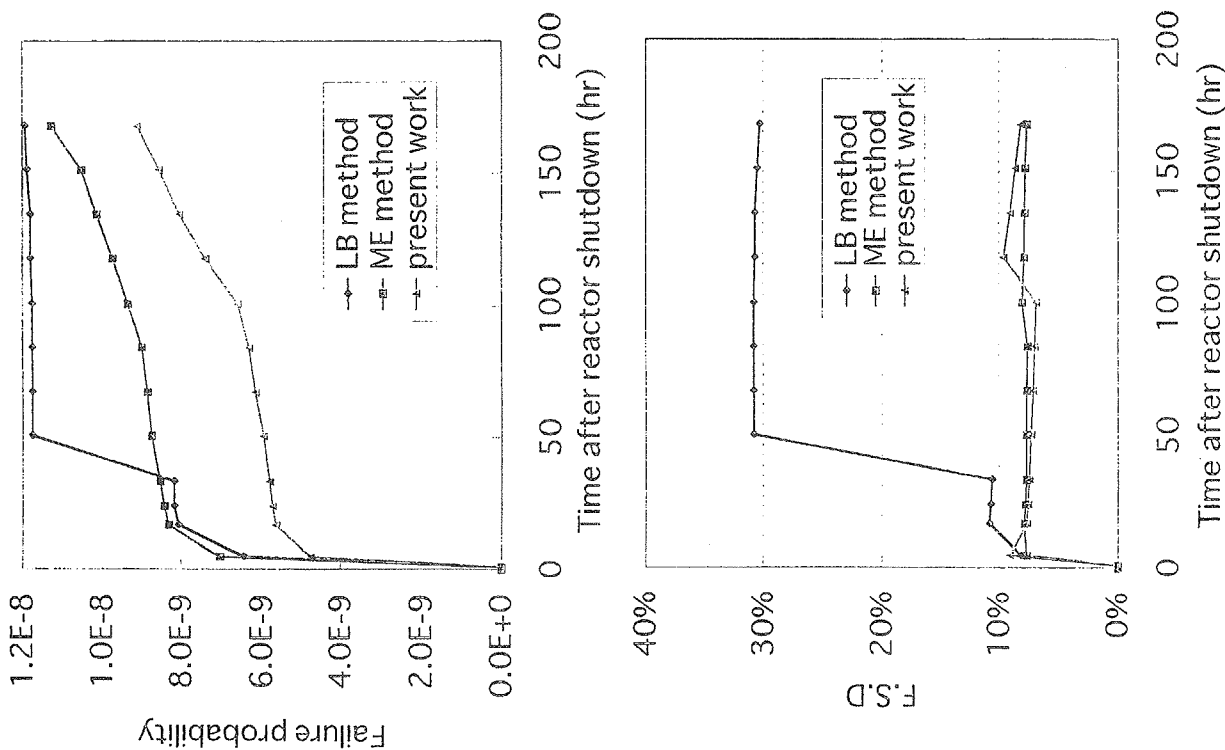
Direct Reactor Auxiliary Cooling System capacity up (Case A)

success criteria of the decay heat removal system in CaseA

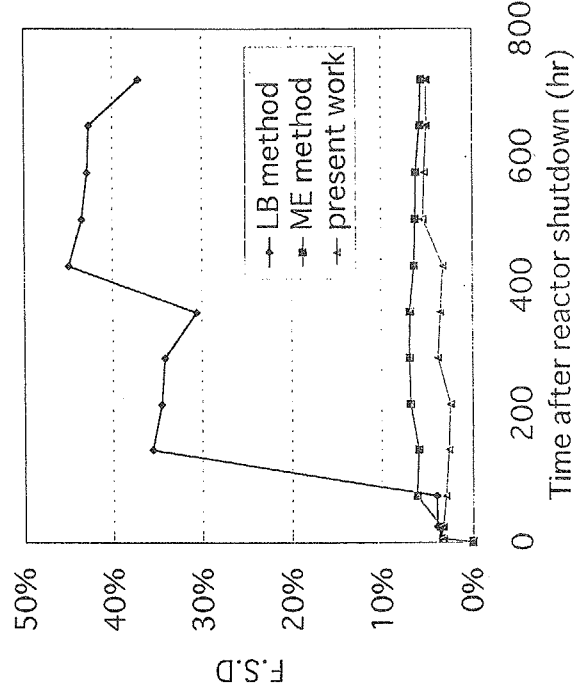
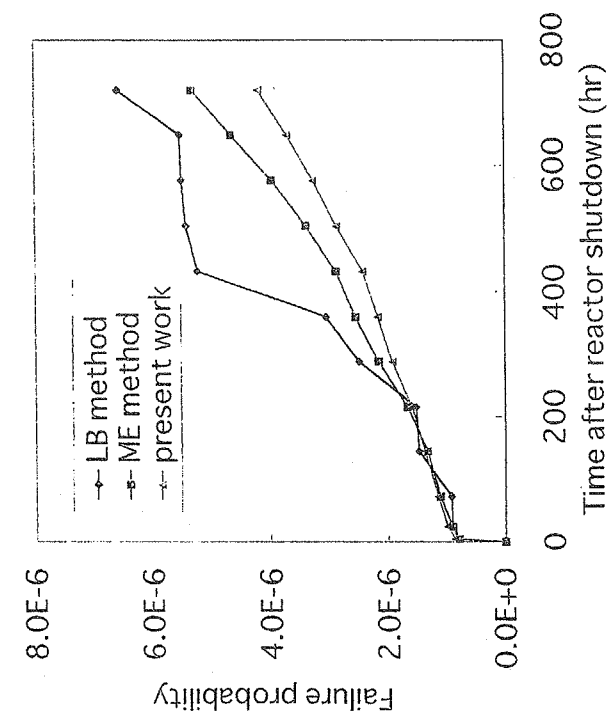
phase	time after reactor shutdown [hr]	success criteria
1	0 - 1	1 loop IRACS FC or DRACS FC or 3 loop IRACS NC or (2 loop IRACS NC and DRACS NC)
2	1 - 168	1 loop IRACS FC or 1 loop IRACS NC or DRACS FC or DRACS NC

5 kinds of failure criteria are considered due to dependency on Initiating Events (IEs):

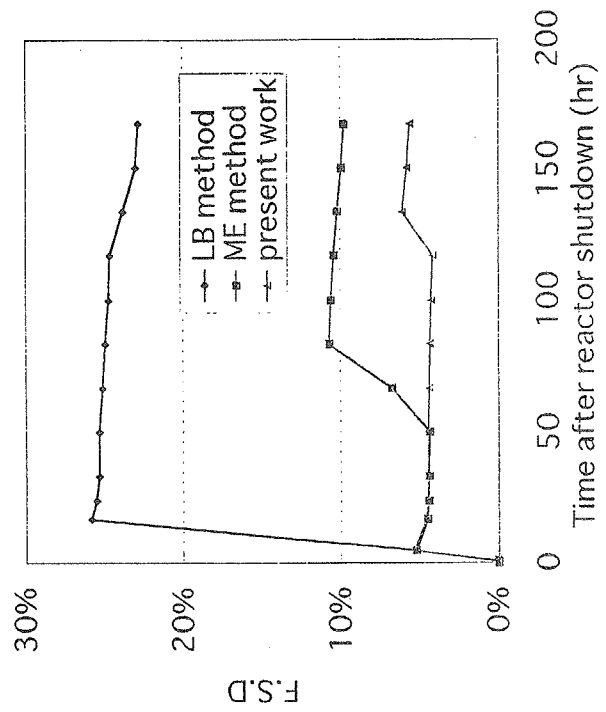
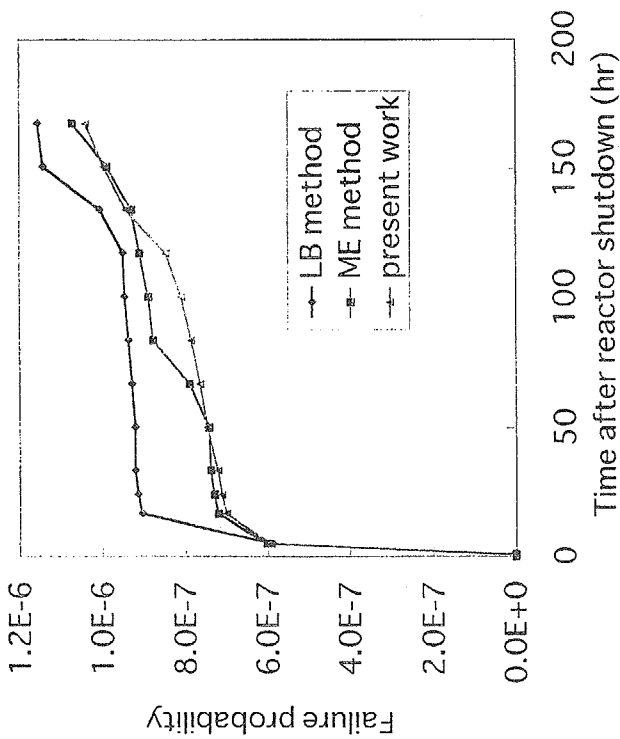
- D1: All loops are available
- D2: Neither FC nor NC are available for one IRACS loop
- D3: Only FC are unavailable for one IRACS loop
- D4: Loss of off-site power
- D5: DRACS is unavailable



Comparison of the results for case A_d1



Comparison of the results for case A_d2



Comparison of the results for case A_d5

sheet-19

Results and Discussion

Discussion

Problem: The errors are still larger than 10% for some cases

The error is governed by demand failure sampling

↓ (Case B)

demand biasing parameter :
FNRC 0.2 to 0.5

The error is governed by unreliability calculation

↓ (Case C)

demand biasing parameter of
FNRC and WSSS ;
failure biasing value X

sheet-20

Results and Discussion

Natural circulation capacity up (Case B)

success criteria of the decay heat removal system in Case B

phase	time after reactor shutdown [hr]	success criteria
1	0 - 24	1 loop IRACS FC or 1 loop IRACS NC
2	24 - 168	1 loop IRACS FC or 1 loop IRACS NC or DRACS FC

5 kinds of failure criteria are considered due to dependency on Initiating Events (IEs):

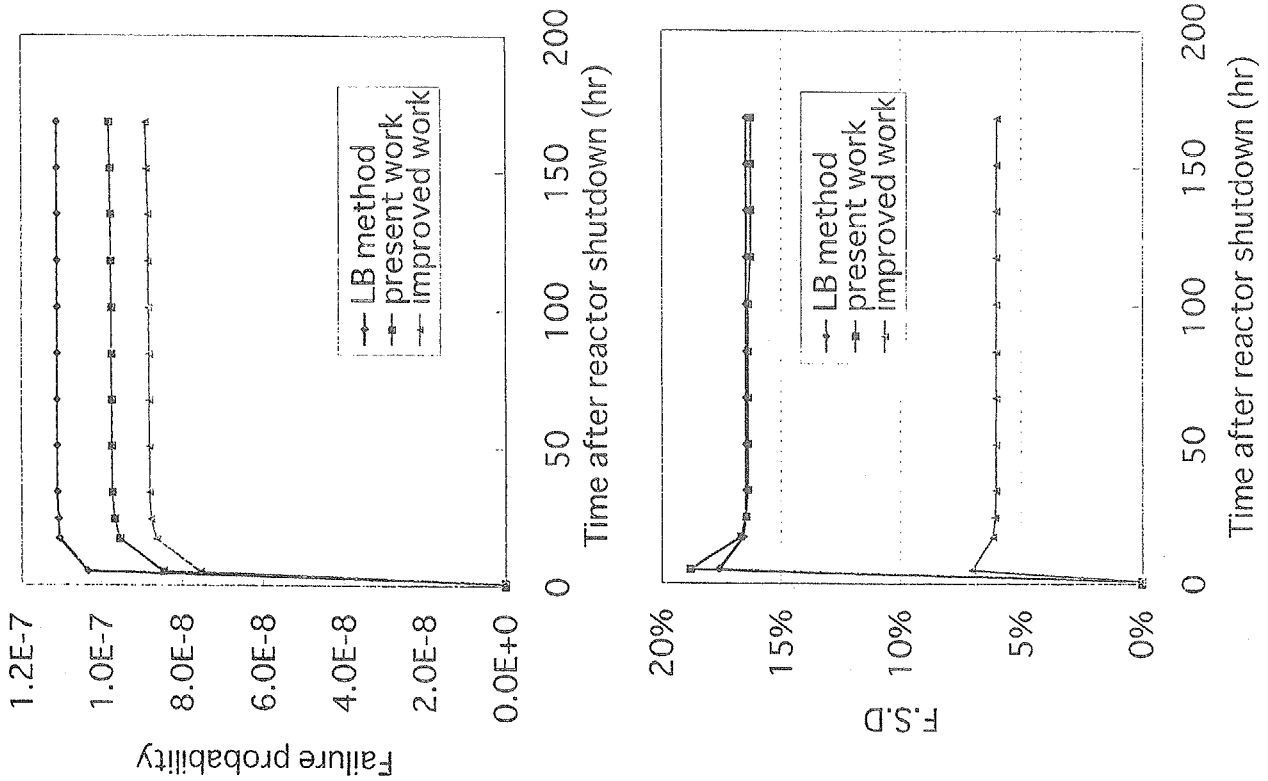
D1: All loops are available

D2: Neither FC nor NC are available for one IRACS loop

D3: Only FC are unavailable for one IRACS loop

D4: Loss of off-site power

D5: DRACS is unavailable



sheet-22

Results and Discussion

Consideration of decay heat removal capability with water steam system (Case C)

success criteria of the decay heat removal system in Case C

phase	time after reactor shutdown [hr]	success criteria
1	0 - 24	1 loop IRACS FC or 1 loop IRACS NC or WSSSF
2	24 - 168	1 loop IRACS FC or 1 loop IRACS NC or DRACS FC

4 kinds of failure criteria are considered due to dependency on Initiating Events (IEs):

D1: All loops are available

D2: Neither FC nor NC are available for one IRACS loop

D3: Only FC are unavailable for one IRACS loop

D5: DRACS is unavailable

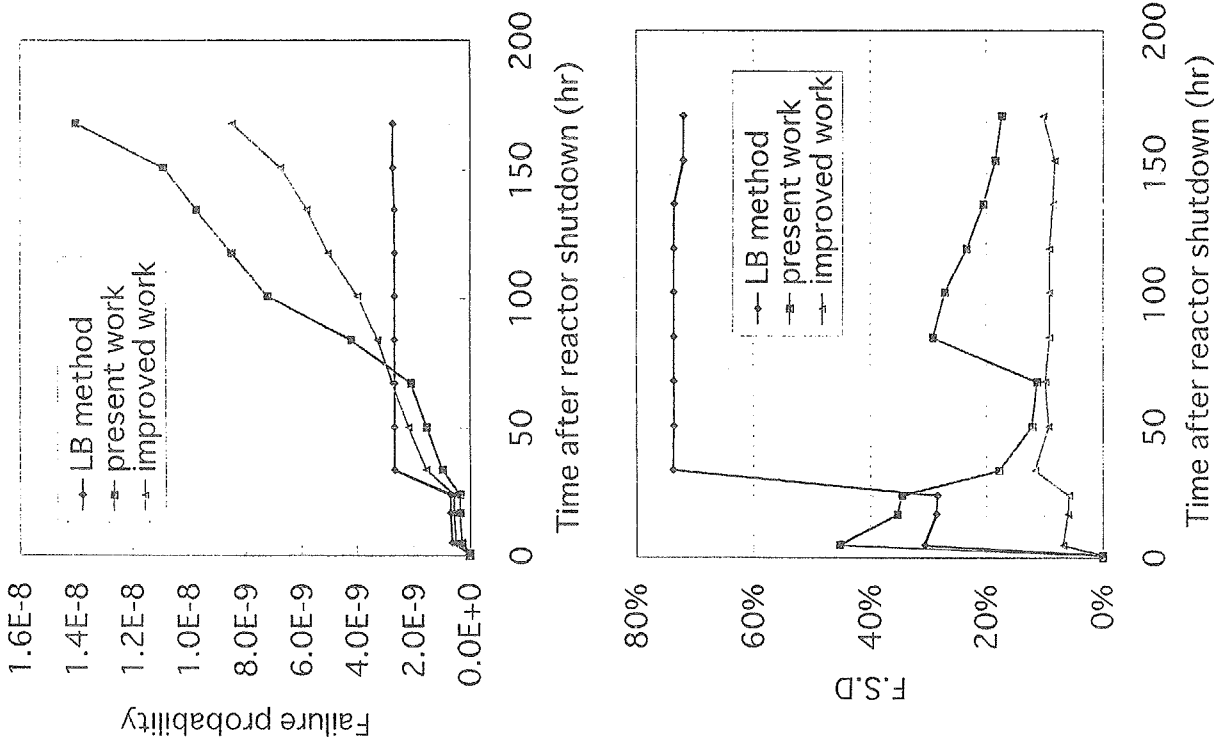
sheet-23

Results and Discussion

Consideration of decay heat removal capability with water steam system (Case C)

The change of biasing value in the Case C

failure criteria	demand biasing value of FNRC	demand biasing value of WSSS	biasing value X used in the unreliability calculation
case6_d1	0.5	0.2	0.95
case6_d2	0.5	0.05	0.5
case6_d3	0.5	0.5	0.9
case6_d5	0.4	0.3	0.95



Comparison of the results for case C_d5

sheet-25

Conclusion

- The biasing of the transitions towards the closest cut set incorporating of the distance concept we created is an effective means of further reducing the variance
- The biasing value (demand failure biasing value and failure biasing value) setting is case dependent and based on our experience and observations.



Algorithm to find out optimum set of biasing value are needed



2.3 時間依存ウェイトウィンドによるパルス中性子法のモンテカルロシミュレーションの分散低減

山本 俊弘 桜井 淳

日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室

yamamoto@melody.tokai.jaeri.go.jp

sakurai@melody.tokai.jaeri.go.jp

(1) はじめに

未臨界実験の一つとしてパルス中性子法がある。未臨界の原子炉の近くで瞬間的にパルス中性子を発生させれば、その後時間とともに指数関数的に中性子の計数が減衰していく。このときの減衰定数を即発中性子減衰定数と呼び、通常 α と呼びならわしている。“即発”というのは、遅発中性子が現れるまでの早い段階での時間減衰を追跡するためである。この α は原子炉の未臨界度が深くなるほど大きくなり、原子炉の未臨界度に対応した物理量である。 α と原子炉の実効増倍率 k_{eff} は次の式で関連づけられる。

$$1 - \frac{1}{k_{\text{eff}}} = -\alpha\Lambda + \beta_{\text{eff}}$$

ここで Λ は即発中性子世代時間 (prompt neutron generation time)、 β_{eff} は実効遅発中性子割合 (effective delayed neutron fraction) であって、それぞれ未臨界体系では測定が出来ない量である。この式から分かるように α が測定されたとしても、それを実効増倍率に換算するためには Λ と β_{eff} の値が必要となってくる。未臨界体系では、臨界近傍では臨界状態に対して測定された $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ の値を使って α から実効増倍率を精度よく求めることができる。一方、未臨界体系では Λ を計算により評価するほかにないため、実効増倍率の値は Λ に大きく依存したものとならざるを得ない。臨界安全解析手法の検証を行おうとする場合、通常は固有値計算を行って固有値すなわち実効増倍率を求めて、それを実験値と比較する方法がとられるが、上述の理由から未臨界度が深く、臨界から遠い場合には、計算値の実効増倍率と計算値 Λ を用いて求めた実効増倍率とを比較することはあまり意味がない。

そこでそれを補う方法として、“計算誤差間接推定法”なる方法が提案されている^{(1),(2)}。これは α のような測定可能な量を計算で求めて、それを実験値と比較しそのバイアスから実効増倍率の計算値のバイアスを推定しようという方法である。測定可能な量としては前述の α 以外に、ミナルゾ法でのスペクトル比、指数実験での空間減衰定数などがある。これら物理量を計算で求めるためには、モンテカルロ法に限定すれば、それぞれの未臨界度測定手法を直接シミュレーションすればよいわけである。 α を測定する方法としては、原子炉雑音法としては Feynman- α 法、周波数解析法、Rossi- α 法などがあり、これらをモンテカルロ法でシミュレーションすれば α の値を計算で求めることができる。ここでは、パルス中性子法のモンテカルロシミュレーション法とその分散低減法、特に時間依存ウェイトウィンドの導入による分散低減法について説明する。

(2) パルス中性子法のシミュレーション

モンテカルロ法は粒子を一個々々追跡する手法なので、粒子の移動距離をその速度で割れば、それは移動に要した時間なのでそれぞれの粒子に時刻を割り当てることができる。従ってモンテカルロ法では時間依存の計算にはなんら困難な問題はない。パルス中性子法をシミュレーションするためには、中性子のある特定の時刻(通常は時刻 0)で発生させ、その後の中性子計測値を Track length estimator などでもタリーに記録させればよいが、このタリーを時間依存のタリー(タイムビン)に記録させればよい。Figure 1 には軽水臨界実験装置

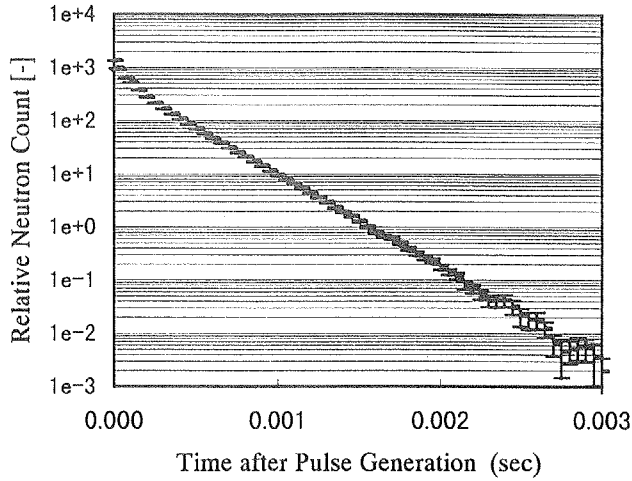


Fig.1 パルス発生後の時間減衰(計算例)

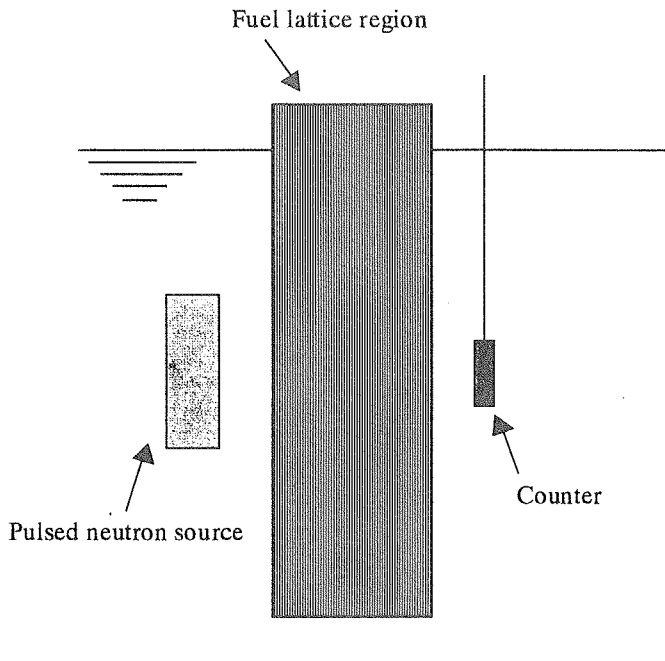


Fig.2 TCAでのパルス中性子実験体系

TCA を対象としたパルス中性子実験を MCNP4A でシミュレーションした結果を示している。これは実効増倍率が約 0.6 の未臨界度が非常に深い体系に対するものである。グラフ上の一つの点が一つのタイムビンの結果を示している。パルス発生直後は、いわゆる高次モードという過渡的なモードが現れるが、しばらく時間が経過すると、基本モードが支配的になり、指数関数で減衰するようになるので、その部分をフィッティングすれば基本モードに対応する α を求めることができる。因みに実効増倍率とは基本モードで分布する核分裂中性子源が次の世代で増倍する増倍率のことである。現実のパルス中性子法の実験体系は Fig.2 のようにパルス中性子発生装置を燃料配列部分の外部に置き、その反対側に中性子検出器を配置している。そして 14MeV の D-T 中性子が中性子発生装置からほぼ等方に発生する。この状況をモンテカルロ法で詳細に模擬してパルス中性子法をシミュレーションすることも可能であるが、以下に示す理由からこれは非常に効率が悪い。まずは検出器の領域が小さいためにそこに到達する粒子が非常に少ない。中性子源から等方に粒子が発生しているが、燃料領域とは反対側に発生した粒子は、検出にほとんど寄与せず、このような粒子を追跡することは時間の無駄である。また燃料領域から

見て偏在した位置に中性子源があるために、非対称な高次モードが励起されそれが検出反応に混在し、基本モードの減衰がわかりにくくなる。このために、Fig.1 の計算では燃料領域の中央部分で中性子を等方に発生させ、燃料領域全体で Track length estimator でその後の中性子の時間減衰を検出している。このようにすることで、より多くの粒子を検出することができ、分散が低減できる上に非対称な高次モードの励起も抑制できる。

(3) 時間依存ウェイトウィンドによる分散低減

MCNP には分散低減法としてウェイトウィンドが用意されている。使用者は下限重み境界を空間及びエネルギーごとに指定するようになっている。モンテカルロ法で時間依存の計算、特にパルス中性子法のシミュレーションを行う場合には粒子強度(数)は時間に対して指数関数的に減衰していく。これは粒子が媒質中を透過していく場合、強度が透過距離に対して指数関数的に減衰していくのに対応している。一般に発生から時間の

経過した粒子は、衝突を沢山繰り返しているなのでその分ウェイトは小さくなっている。このような場合にウェイトカットオフやウェイトウィンドを適用すると、時間の経過した粒子の殆どはロシアンルーレットによって殺されてしまうために、粒子の数が少なくなってしまう。これは、深層透過問題に対してウェイトウィンドを適用しなかった場合に、深層透過部分で粒子の数が減少して分散が大きくなることに対応している。このような場合、時間のあまり経過していない粒子の追跡に計算時間の大半が割かれてしまい、計算の目的とする時間減衰のシミュレーションに計算時間が有効に使われていないことになる。

そこで、深層透過問題にウェイトウィンドを適用する場合の透過方向の距離を、時間に置き換えてやれば、深層透過問題と同様に時間の経過した時点でのタリーの分散を低減できることが容易に想像できる。MCNPのウェイトウィンドの下限重み境界を指定するパラメータに、新たに時間依存の機能を追加するための修正を行った。主な変更箇所はサブルーチン `wtwndo` である。このサブルーチンでウェイトウィンドのロシアンルーレット、スプリッティング等を行う。このサブルーチンにおいて、粒子の時刻がどのタイムビンに属しているのかを決定し、適用すべき下限重み境界を決定する。後は従来のウェイトウィンドと同様の手続きでロシアンルーレット、スプリッティング等を行う。下限重み境界の指定方法は深層透過と同じく、指数関数的に減らしていく。そのためあらかじめ、減衰定数のおおよその値を見積もっておく必要がある。この値を決める方法としては、パルス中性子法のシミュレーションを行う方法もあるが、体系の実効増倍率と即発中性子世代時間が分かっているならばその値から概算することもできる。

この時間依存ウェイトウィンドを適用した例を示す。日本原子力研究所の定常臨界実験装置 STACY を対象として、濃縮度 10%、ウラン濃度約 300g/L の硝酸ウラン溶液を直径 600mm の円筒タンクに入れた体系で、高さ約 40 cm で臨界になる。この液位を 20 cm まで下げて未臨界にした体系を対象とする。パルス中性子のシミュレーションとして、燃料の中央部で 1MeV の中性子を発生させ、その後の時間減衰を燃料部全体に対して Track Length Estimator を用いて計数する。まずはウェイトカットオフ(デフォルト値)を用いて計算したパルス発生後の時間減衰を Fig.3 に示す。このときの計算時間は EWS で 10 時間である。パルス発生後 1.5 msec までは FSD は小さいがそれ以降に粒子は到達せず、FSD が非常に大きくなっている。Fig.4 は同じくウェイトカットオフ(デフォルト値)を用いて計算した結果であるが、このときの計算時間は EWS で 40 分である。2 msec 以降は粒子が全く到達せず、タリーの値はゼロとなっている。Fig.5 は時間依存のウェイトウィンドを用いて同じく 40 分計算した結果である。このときの各タイムビンの下限重み境界は約 5000(/sec)の減衰定数で小さくしている。結果は、パルス発生からあまり時間の経過していない時刻での分散は、Fig.4 の場合よりも悪くなっている。しかし、FSD は時間が経過してもあまり大きくなり、ここに示した場合では最大で約 9%で、Fig.4 よりも大きく改善されているのが分かる。このようにタリーが数値も減衰する場合には時間依存のウェイトウィンドの適用が非常に有効であることが分かった。

ここに示した体系は1領域の単純な体系であるが、例えばタンクの周りに水反射体がついた場合などでは、時間-空間-エネルギー依存性が顕著となってくるので、時間-空間-エネルギー毎の下限重み境界の設定が必要となってくる。空間-エネルギー依存の場合では、Weight Window Generator が使用できるが、現在のところ時間依存には適用できない。今後、最適なウェイトウィンドパラメータの設定方法が課題となるであろう。

参考文献

- (1) Yamamoto, T., *et al.*, *J.Nucl.Sci.Technol.*, Vol.34, No.5, 454 (1997).
- (2) Sakurai, K. *et al.*, *J.Nucl.Sci.Technol.*, Vol.34, No.6, 544 (1997)

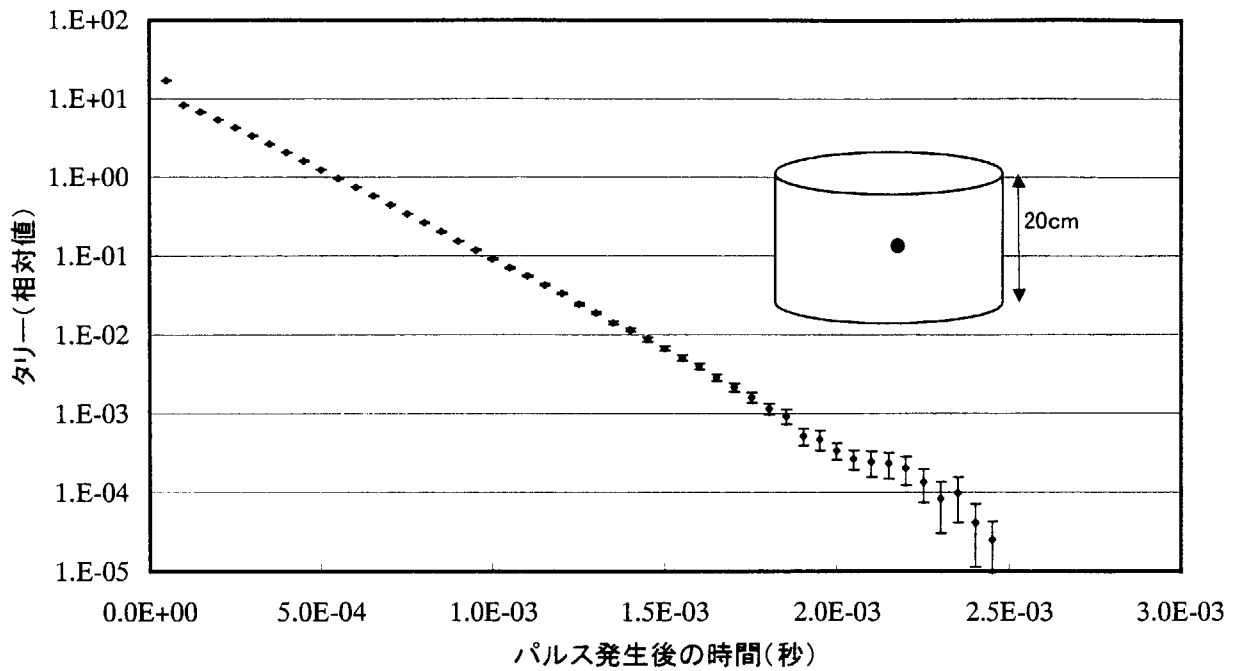


Fig.3 ウェイトカットオフ(デフォルト)を使用時のタリー時間変化 計算時間10時間

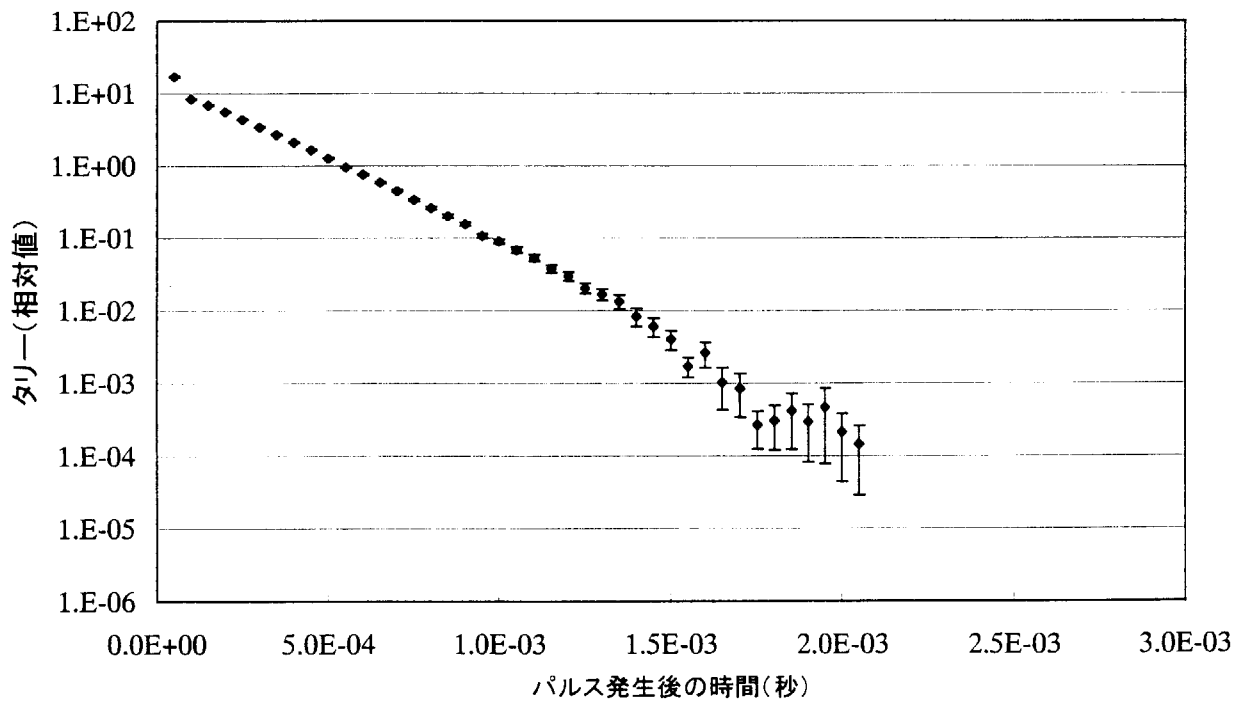


Fig.4 ウェイトカットオフ使用時のタリーの時間変化 計算時間40分

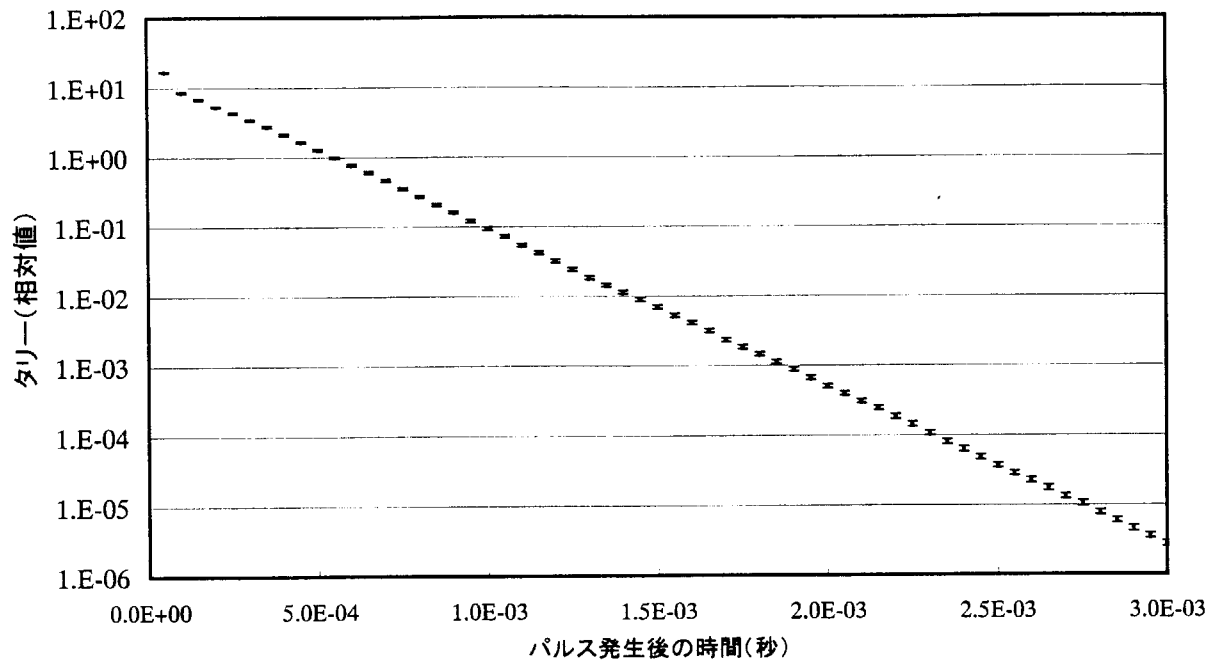


Fig.5 時間依存ウェイトウィンド使用時のタリーの時間変化 計算時間 40分

2.4 物理乱数

(株) 東芝・電力産業システム技術開発センター 植之原 雄二
 yuuji.uenohara@dx.toshiba.co.jp

[はじめに] モンテカルロ法が、中性子輸送ボルツマン方程式の厳密解を与えることは、従来から認識されていた。しかし、モンテカルロ法に用いる擬似乱数の精度については、素朴な疑問も含めて多くの議論がなされてきた。乱数の精度は、厳しい問題ではないことは経験的に認識されていたが、それを明確にする有効な手段はなかった。現在、ほぼ純粋な乱数と言える物理乱数を高速に発生する装置が安価に提供されるようになり、通常の中性子工学者でも物理乱数によるモンテカルロシミュレーションが手軽にできるようになった。その結果、従来より乱数の検討が容易になった。

[物理乱数発生装置] 物理乱数とは、自然界におけるランダム現象を利用して生成された乱数で、算術アルゴリズムで生成される擬似乱数とは全く系統が異なるものである。物理乱数の長所は、周期性が無く擬似乱数に見られる多次元格子性が無い点である。過去に、放射性同位元素の崩壊を利用した物理乱数発生装置が考案されたが、これらは、高価格、遅い乱数発生速度、装置の大きさ、から一般中性子工学者が手軽に扱えるものではなかった。今回用いた物理乱数発生装置は、半導体の熱雑音を利用したもので、東芝・原子力事業部で開発・製品化したものである。本装置(製品名ランダムスター)は、毎秒16メガビットのランダムなビット信号をPCに送り出し、現在の高速なPCの演算速度と同等な速度で乱数を発生できる。図1に本装置を示す。通常のPCの一部品として手軽に実装でき、プログラムから関数副プログラムを呼ぶ方式で物理乱数を利用できる。

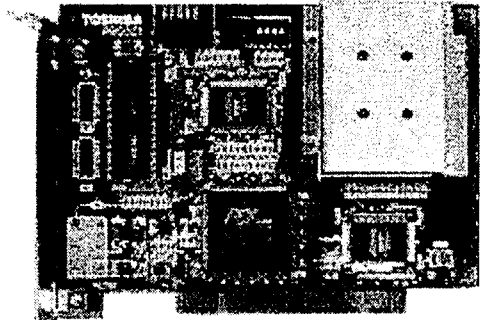
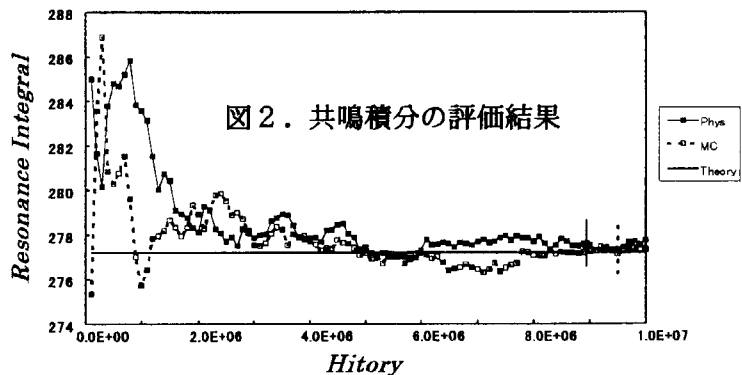


図.1 物理乱数発生装置

[シミュレーション] MCNPの乱数発生関数 rang0中に、物理乱数ボードの倍精度乱数を呼び出す関数を追加し再コンパイルするだけでMCNPで物理乱数を用いることができる。フォートランコンパイラは Lahey/Fujitsu Fortran-95-R.5.00f を用いた。適用した問題としては、乱数の違いが出やすい単純で基礎的なもので実用的意義の高いもの、

1. $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ 断面積の共鳴積分、
 2. 軽水中での中性子減速問題、
 3. 軽水中での熱中性子の上方散乱問題
 4. 軽水炉単位セルモデルの臨界問題、
- の4つを選んだ。

[結果と結論] これら4つの問題では、擬似乱数と物理乱数の差は統計精度で説明できる程度のもので、有意差は検出できなかった。図2に、理論値がわかっている共鳴積分の結果を示す。■の物理乱数



と□の擬似乱数(MCNP固有の合同法)の結果は、ほぼ完全に理論値(実線)と一致した。これらの結果から、MCNPの擬似乱数は、物理乱数と同等の性能があり、モンテカルロ法における乱数の問題は原則的に問題ではないことを実例でもって示せた。また、実績のあるMCNPの擬似乱数と同等の答えを出したことにより、本物理乱数発生装置の実用問題適用における品質の高さを示すことができた。



2. 5 MCNP4Bによる定常臨界実験装置 STACY 体系の炉物理計算 —金箔放射化法による平板炉心の炉出力評価—

中村 剛実 ・ 三好慶典

日本原子力研究所東海研究所燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室

E-mail nakamura@melody.tokai.jaeri.go.jp

miyoshi@melody.tokai.jaeri.go.jp

1 緒言

日本原子力研究所・燃料サイクル安全工学研究施設（NUCEF）の定常臨界実験装置 STACY では、平成9年度から平成10年度上半期まで280T平板炉心タンクを用いた臨界実験が行われた。反射体は、裸、水、コンクリート、及びポリエチレンの4種類である。

NUCEFにおける運転管理上の炉出力評価は主として溶液燃料のF P分析により行われているが、実験においては金箔放射化法に基づく方法等が用いられている。ここで金箔放射化法を用いた出力計算の内容として、炉心タンク表面に取り付けた金箔の反応率と溶液燃料内の核分裂数の関係を予めモンテカルロコードMCNP4B¹⁾を用いて計算し、これと金箔の実測値を比較して絶対値を算出し積算出力を求めている。（尚、本解析では統計精度を向上させるために計算上における帯状金箔領域モデル、及び金線放射化法による反応率分布を用いた方法を使用することで、計算時間の短縮化を行っている。）金箔放射化法から算出した出力値の信頼性に大きく影響を及ぼす要因として、炉心周囲の構造材及び検出器等からの散乱中性子線（特に裸体系）が考えられる。従って、種々の体系の計算モデルに対してどの程度検出器又は構造材を考慮すべきかを検討することは非常に重要である。本報告書では代表的な裸体系及び厚さ25mmポリエチレン反射体体系を対象に検出器、反射体水槽、検出器+反射体水槽を考慮（構造材であるステンレス鋼の炉心タンク台座については各ケースで考慮）し、それ以外の体系では炉心タンク及び反射体のみを考慮して積算出力を算出し比較検討を行った。本解析手法の妥当性についてはF P分析法と相互比較することにより評価した。

2 炉心構成

280T平板炉心タンクは、ステンレス鋼製でタンク内部の厚さ、幅、及び高さが280mm、690mm、及び1500mmの直方体形状のものであり、南北約4m、東西約2mの反射体水槽に設置されている。280T平板炉心タンクに反射体を取り付けた状態での反射体水槽の平面及び断面図を図1-1、1-2に示す。

ポリエチレン及びコンクリート反射体は平板形状の反射体容器に反射材を充填したものであり、水反射の場合は直接反射体水槽内に水を充填している。

3 金箔放射化法

(a) 金箔放射化法について

STACY の炉出力を算出するために、炉心タンク表面に金箔を張り、その放射能を $\beta - \gamma$ 同時測定装置で $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ 反応の絶対測定を行い反応率を求める。照射した金箔の反応率から炉出力を算出するためには、炉心全体（溶液燃料部）での核分裂数及び各位置に貼り付けた金箔の反応率との関係を求める必要がある。このため、モンテカルロ・コード MCNP 4 B を用いて臨界計算を行いその関係について求める。臨界計算の結果からは炉出力の絶対値は求められないので、金箔の反応率の計算値及び実測値を比較することにより絶対値を算出する。

モンテカルロ計算で炉心タンク表面に貼り付けた非常に小さな金箔（10mm×10mm×20 μ m）の反応率を計算しようとするると多くの計算時間を有する。そこで、計算モデルの金箔の配置については図2に示すような帯状に配置することにより計算時間の短縮化を行っている。統計誤差（FSD）については約1%を目安にしている。

計算モデルの帯状金箔領域での反応率の絶対値を求めるために、炉心タンク表面に水平及び垂直に貼り付けた金線の放射化分布（余弦分布）を利用する。この金線分布から、実際に貼り付けた金箔の位置での反応率に対応させるために、その範囲で積分して得られた値及び実測値の関係から絶対値とする係数を求める。この分布を利用することにより、計算モデル上の帯状金箔領域で積分することによって、絶対値を求めることが可能となる。

実際の STACY 炉心においてはタンク表面付近で余弦カーブを崩す要因が生じているので、金線分布のフィッティングに際して、水平方向については炉心中心から $\pm 250\text{mm}$ の範囲で行い、垂直方向については溶液部の両端 100mm を除外した範囲で行っている。除外したタンク表面付近での差は、フィッティング式及び実験値の積分値の比を求めて補正係数（1.1、1.2 式）としている。

$$cf_h = \frac{\int_x B_h(x) dx}{\int_{x(\text{フィッティングは炉心中心から}\pm 250\text{mmの範囲})} a \cdot \cos\left\{\frac{\pi(x - mh1)}{mh2}\right\} dx} \quad (1.1)$$

$$cf_v = \frac{\int_z B_v(z) dz}{\int_{z(\text{フィッティングは液位の両端}100\text{mmを除外した範囲})} a \cdot \cos\left\{\frac{\pi(z - mv1)}{mv2}\right\} dz} \quad (1.2)$$

- ここで、 $cf_{h, v}$: 水平、垂直方向補正係数
 $B_{h, v}$: 水平、垂直方向金線反応率分布
 $mh1, mh2$: 水平方向パラメータ
 $mv1, mv2$: 垂直方法パラメータ
 a : 絶対値への換算係数

(b) 計算体系及び計算条件

表1に示す炉心体系に基づき、炉心タンク及び反射体から構成される計算モデルを作成した(図3-1参照)。帯状の金箔は図3-2に示すようにタリーを細かく分割した。各金箔領域の面積値を全金箔領域の面積値で規格化し、これを重みとして各MCNP計算結果に掛けて帯状金箔領域全体の反応率を求めている。更に、R122(裸)及びR149(ポリエチレン25mm)については、検出器、反射体水槽、及び検出器+反射体水槽を考慮し、散乱線による影響を調べた。この実験体系における検出器配置図を図4-1、4-2に示す。尚、この散乱線計算モデルについては構造材であるステンレス鋼の炉心タンク台座を各ケースにおいてモデル化した。計算ヒストリー数は4000万ヒストリーとした。

(c) フィットting式

炉心タンク表面に水平及び垂直方向に貼り付けた金線の中性子束分布を表すフィッテング式は以下の通りである。

$$f(x, z) = a \cdot \cos\left\{\frac{\pi(x - mh1)}{mh2}\right\} \cdot \cos\left\{\frac{\pi(z - mv1)}{mv2}\right\} \quad (2.1)$$

これらのパラメータは、金線データにフィッテングすることにより求められる。フィッテング例を図5-1、5-2に示す。

(d) 金箔データからフィッテング式の絶対値の求め方

フィッテングパラメータが求まると、金箔の放射化データより式2.1の絶対値への換算係数aを以下のように求める。

$$a = \frac{A(x, z)}{\iint_{x, z} \cos\left\{\frac{\pi(x - mh1)}{mh2}\right\} \cdot \cos\left\{\frac{\pi(z - mv1)}{mv2}\right\} dx dz} \quad (2.2)$$

ここで、 $A(x, z)$: 実際の金箔の放射化量 (reaction/cm³)

積分範囲は、金箔貼り付け位置の金箔の面積

ここでは、各金箔放射化量から求めたaの平均値を使用する。導出した換算係数aについて金箔配値図(R106)とともに図6-1、6-2に示す。

(e) 計算コード及び核データ

金箔の放射能強度の解析は連続エネルギーモンテカルロコードMCNP4Bを用いた。使用した核データはJENDL3.2^[2]で300KのMCNP用ライブラリーを用いた。ただし、MCNP用ライブラリーに金の断面積がないため、金についてはENDL-85を用いて作成されたMCNP用ライブラリーを使用した。

4 炉出力評価

(a) 金箔放射化法評価式

積算出力の算出は、金箔の絶対測定で得られた放射化量及びMCNPの計算結果より(3.1)式で求められる。

$$P = E \times F \times cf = E \times (C \times A \times V) \times cf \quad (3.1)$$

ここで、

- P : 積算出力 (W·h)
 E : 1核分裂当たりの放出熱エネルギー (=8.89×10⁻¹⁵ W·h/fission)
 F : 全核分裂数 (fission)
 C : 換算係数 [MCNP 計算より]

$$C = \frac{N(^{235}\text{U}) \int \sigma_f \phi(E) dE + N(^{238}\text{U}) \int \sigma_f \phi(E) dE}{N(\text{Au}) \int \sigma_c \phi(E) dE}$$

- A : 金箔の Au(n, γ) 反応密度 (reaction/cm³)
 V : 溶液燃料の体積 (cm³)
 cf : 補正係数

(b) FP分析評価法

FP核種分析による出力較正は、着目する運転の前後で試料を採取し、運転に起因して生じる放射能から積算出力を評価することで行なっている。尚、FP核種分析は、⁹⁵Zr、¹⁰³Ru、¹⁴⁰Ba、¹⁴⁰La、及び¹⁴³Ceの核種に対して行なっている。しかし、積算出力の評価は、適当な半減期を有する¹⁴³Ce(半減期:33時間)の放射能に着目して行なっている(半減期が短いと測定時に十分な計数を得られなく、半減期が長いと過去の運転の影響が大きくなる)。

FP核種分析の測定結果から、運転終了時を基準として、その時の生成放射能を(3.2)式で求めている。

$$C = A'_{j+1} - A'_j = A_{j+1} \cdot \exp(\lambda \cdot t_a) - A_j \cdot \exp(-\lambda \cdot t_b) \quad (3.2)$$

ただし、

- C : 運転終了時の正味の生成放射能 (Bq)
 A'_j : 運転終了時のバックグラウンド放射能 (Bq)
 A'_{j+1} : 運転終了時の放射能 (Bq)
 A_j : 運転前のFP分析時(時刻j)の放射能 (Bq)
 A_{j+1} : 運転後のFP分析時(時刻j+1)の放射能 (Bq)
 t_b : 運転前のFP分析(時刻j)から運転終了までの時間 (sec)

- t_a : 運転終了から運転後のFP分析時(時刻 $j+1$)までの時間(sec)
 λ : FPの崩壊定数(1/sec)

また、生成放射能 C (Bq)から積算出力への換算は(3.3)式で行なっている。

$$P = \frac{(C/d) \cdot E}{\lambda \cdot Y} \quad (3.3)$$

ただし、

- C : 運転終了時の正味の生成放射能(Bq)
 d : 運転中の減衰補正因子
 E : 1核分裂当たりの放出熱エネルギー(= 8.89×10^{-15})(W·h/fission)
 λ : FPの崩壊定数(^{143}Ce : = 5.83×10^{-6})(1/sec)
 Y : FPの核分裂収率(^{143}Ce : = 0.0594)(1/fission)

ここで、運転中の減衰補正因子 d は、運転中に生成する放射能が減衰する効果を考慮するものである。すなわち、FP分析法では運転終了時を評価の基準時刻としているが、運転中の任意の時刻に生成した放射能が、運転終了時にどれだけ減衰しているかを累積的に示す指標である。減衰補正因子 d は、本体設備の線形出力計の記録(運転履歴)から、個々の運転ごとに評価している。

(c) 相互比較

金箔放射化法及びFP分析による積算出力の評価結果を表2に示す。また、金箔放射化法及びFP分析評価値の比を図7に示す。金箔放射化法から算出した出力値の誤差は平均約2%であるが、これは金線放射化法によるフィッティング誤差が主な影響である(計算ヒストリーを多くしても、金線放射化法の値が大きいため、それほど誤差の改善に寄与しない)。図7より、FP分析による評価値を基準にすると、水反射体のケースが平均約3%、コンクリート及びポリエチレン反射体のケースが平均約7%、反射体なしのケースが平均約25%という結果になった。裸体系については、明らかに散乱線の影響が考えられる。そこで、FP分析結果との差が大きい裸体系(R122)及びポリエチレン反射体体系(R149)を対象に検出器、反射体水槽、検出器+反射体水槽を考慮して計算を行った。尚、この計算モデルに構造材であるステンレス鋼の炉心タンク台座をモデル化した。結果を図8に示す。同図より裸体系においては、反射体水槽、検出器、反射体水槽+検出器を考慮することにより、FP分析結果に近づいていくことが分かる。炉心タンクのみをモデル化した場合だと23%過大評価、反射体水槽のみを含めた場合には12%過大評価、検出器のみを含めた場合には8%の過大評価になった。更に検出器+反射体水槽を含めた場合だと4%の過大評価が見られた。この体系での散乱線の影響は約18%である。一方、ポリエチレン

2.5 mm厚の体系では、反射体水槽及び検出器を考慮してもほとんど散乱線の影響がないことが分かる。

5 結論

金箔放射化法による積算出力の評価値の信頼性を確認するため、FP分析による方法を基準にして比較を行った。今回行った実験体系のなかで、FP分析評価値に最も近い値を示したのは水反射体体系であり、比の絶対値の平均が約3%であった。水以外の反射体（ポリエチレン及びコンクリート）では平均が約7%であった。最後に裸体系では、平均が約2.5%であった。これは炉心周辺の構造材、検出器及び反射体水槽等による散乱線の影響が原因である。この散乱線の影響を調べるため、反射体水槽、検出器、検出器+反射体水槽を考慮して炉出力を評価した。尚、構造材については、ステンレス鋼の炉心タンク台座を考慮した。評価した炉心体系はR122（裸）及びR149（ポリエチレン2.5 mm厚反射体）の2体系である。R122では炉心タンクのみをモデル化した場合だと23%過大評価、反射体水槽のみを含めた場合には12%過大評価、検出器のみを含めた場合には8%の過大評価になった。更に検出器+反射体水槽を含めた場合だと4%の過大評価が見られた。一方、R149では検出器、反射体水槽を考慮してもそれほど炉出力に対して影響が見られないことから、散乱線による影響はそれほどないと言える。

以上より内容をまとめると、平板炉心タンクモデルにおけるMCNPを用いた反応率計算においては、計算体系に帯状金箔モデル及び金線放射化法の反応率分布を使用することで統計精度を向上させることができ、計算時間を短縮化することができた。周囲の構造材及び検出器等による散乱線の影響が少ない水反射体体系での金箔放射化法による評価値は、平均約3%の範囲でFP分析の結果と一致した。金箔放射化法については周囲の散乱線の影響が大きく、反射体付き炉心体系以外（裸体系）については周囲の散乱線の影響が約1.8%寄与していることが分かったので、これらの体系に検出器、反射体水槽をモデル化して計算することが必要である。

6 参考文献

- [1] J.F.Briesmeister, Ed., "MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A," *LA-12625-M*(1997)
- [2] K.Kosako, F.Maekawa, Y.Oyama, Y.Uno, H.Maekawa, "A continuous energy cross section library for MCNP based on JENDL-3.2," *JAERI-Data/Code 94-020*

表1 炉心体系条件

Run No.	記号	反射条件	臨界液位 (mm)	U濃度 (g/l)
R106	w	水	428.5	428.8
R114	w	水	427.9	430.2
R117	w	水	426.8	430.8
R122	b	裸	479.3	431.3
R126	b	裸	686.7	350.0
R131	w	水	664.0	328.9
R133	C150	コンクリート(厚さ150mm)	679.8	308.5
R140	w	水	814.2	313.3
R142	C25	コンクリート(厚さ25mm)	806.6	313.3
R145	C200	コンクリート(厚さ200mm)	656.6	312.1
R149	P25	ポリエチレン(厚さ25mm)	803.6	316.1
R153	P200	ポリエチレン(厚さ200mm)	762.6	317.5

表2 各評価法の積算出力結果

	FP分析評価値 (W·h)	金箔放射化法評価値 (W·h)
R106(w)	19.9 ± 0.6	19.9 ± 0.5
R114(w)	25.1 ± 1.1	26.1 ± 0.6
R117(w)	32.1 ± 1.2	32.2 ± 0.8
R122(b)	20.8 ± 0.7	26.2 ± 1.2
R126(b)	48.0 ± 1.6	59.3 ± 1.5
R131(w)	37.2 ± 1.7	34.5 ± 0.4
R133(C150)	51.3 ± 1.6	50.2 ± 1.2
R140(w)	57.0 ± 1.7	59.8 ± 0.7
R142(C25)	43.9 ± 1.3	41.6 ± 0.9
R145(C200)	66.7 ± 2.1	74.7 ± 1.2
R149(P25)	34.7 ± 1.1	39.3 ± 0.6
R153(P200)	107.3 ± 3.3	109.5 ± 1.6

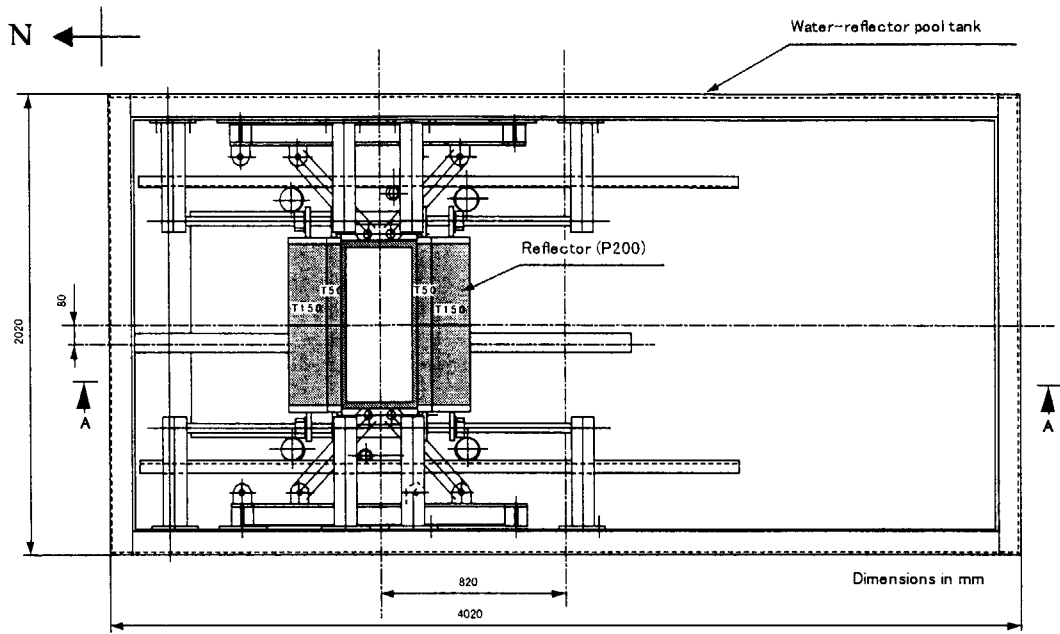


図 1-1 280T 平板炉心タンク（反射体）設置時の反射体水槽平面図

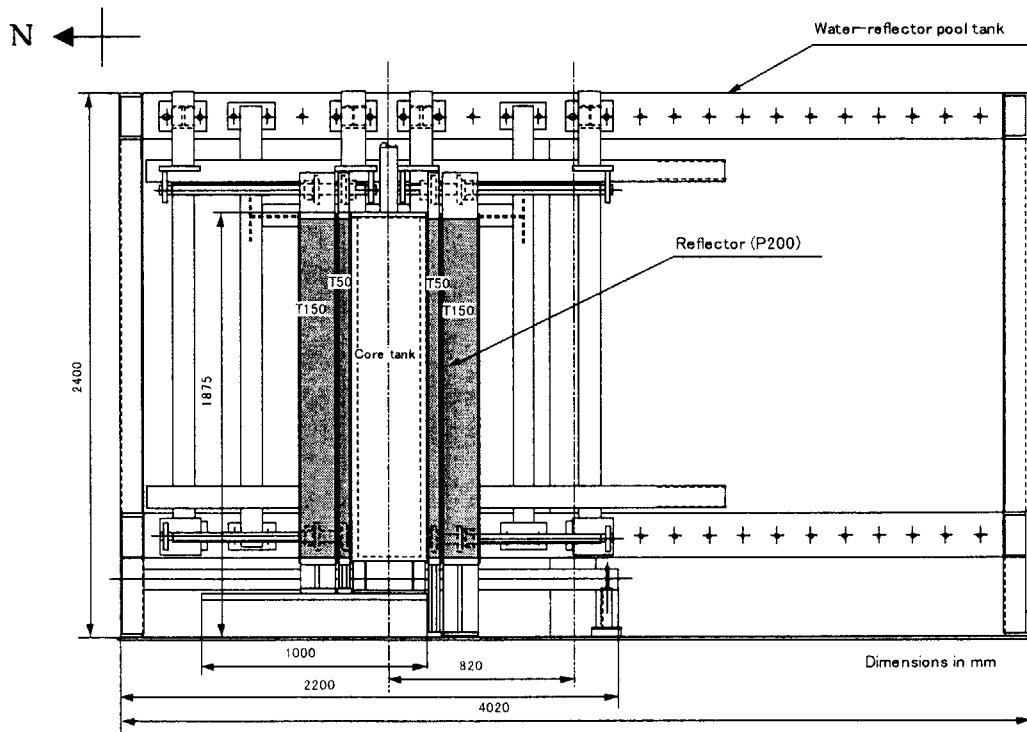


図 1-2 280T 平板炉心タンク（反射体）設置時の反射体水槽側面図（A-A 断面）

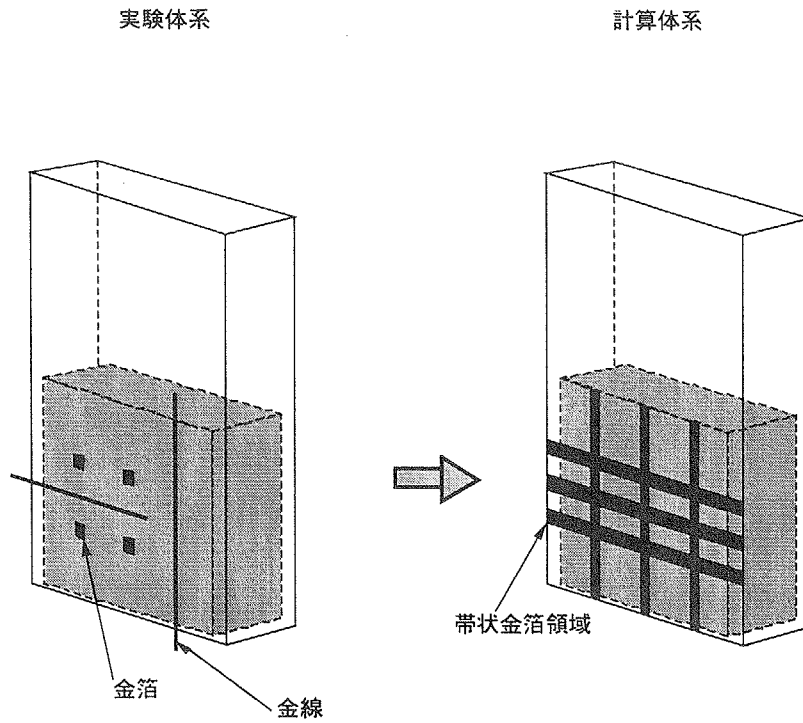


図2 金箔（金線）の貼付け方法とMCNP計算体系

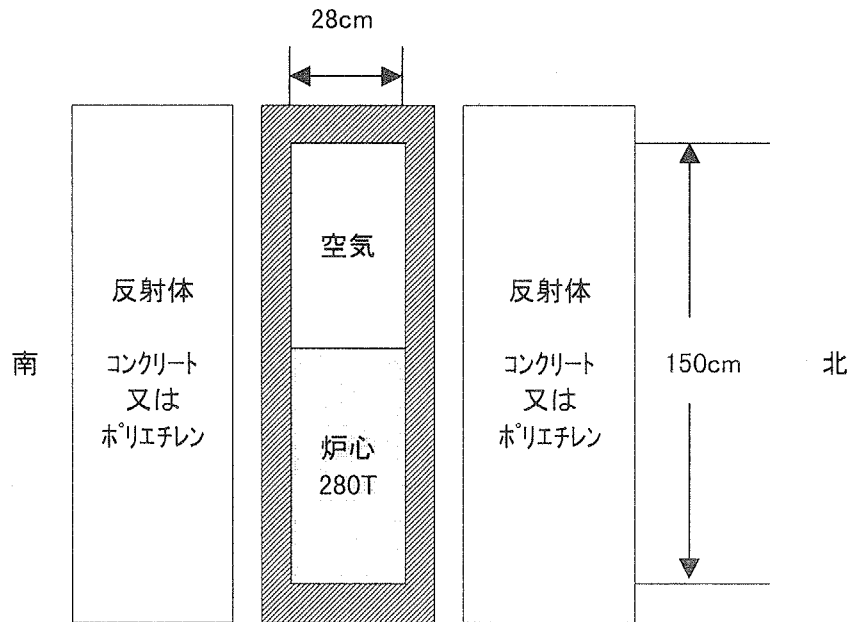


図3-1 MCNP計算モデル

西		炉心タンク南側				東		
	8		9		10		(12.35)	
19	31	25	34	28	37	22	(1.0)	
	14		15		16		(6.5)	
18	30	24	33	27	36	21	(1.0)	
	11		12		13		(6.5)	
17	29	23	32	26	35	20	(1.0)	
	5		6		7		(14.5)	
(15.5)	(1.0)	(17.5)	(1.0)	(17.5)	(1.0)	(15.5)		

西		炉心タンク北面				東	
	59		58		57		
71	86	77	83	74	80	68	
	65		64		63		
70	85	76	82	73	79	67	
	62		61		60		
69	84	75	81	72	78	66	
	56		55		54		

()長さ:cm

図3-2 MCNP計算における金箔帯(幅1cm、厚さ20μm)のTallyの設定

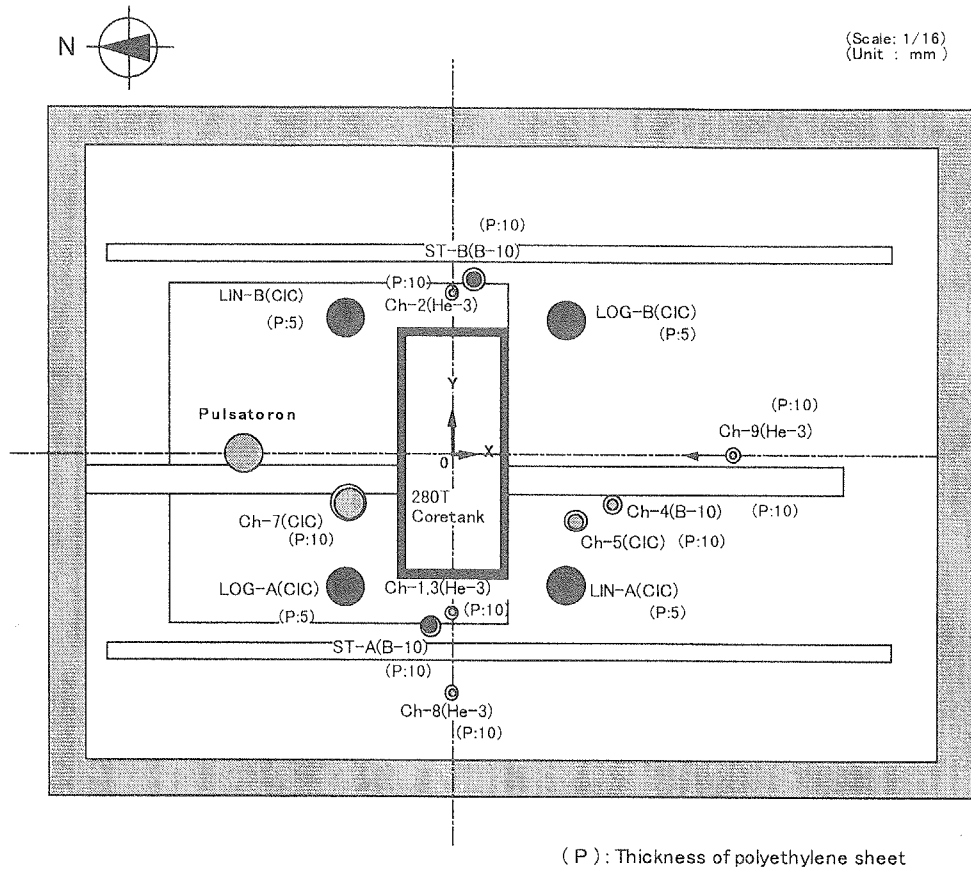


図 4-1 R122 (裸体系) 検出器配置図

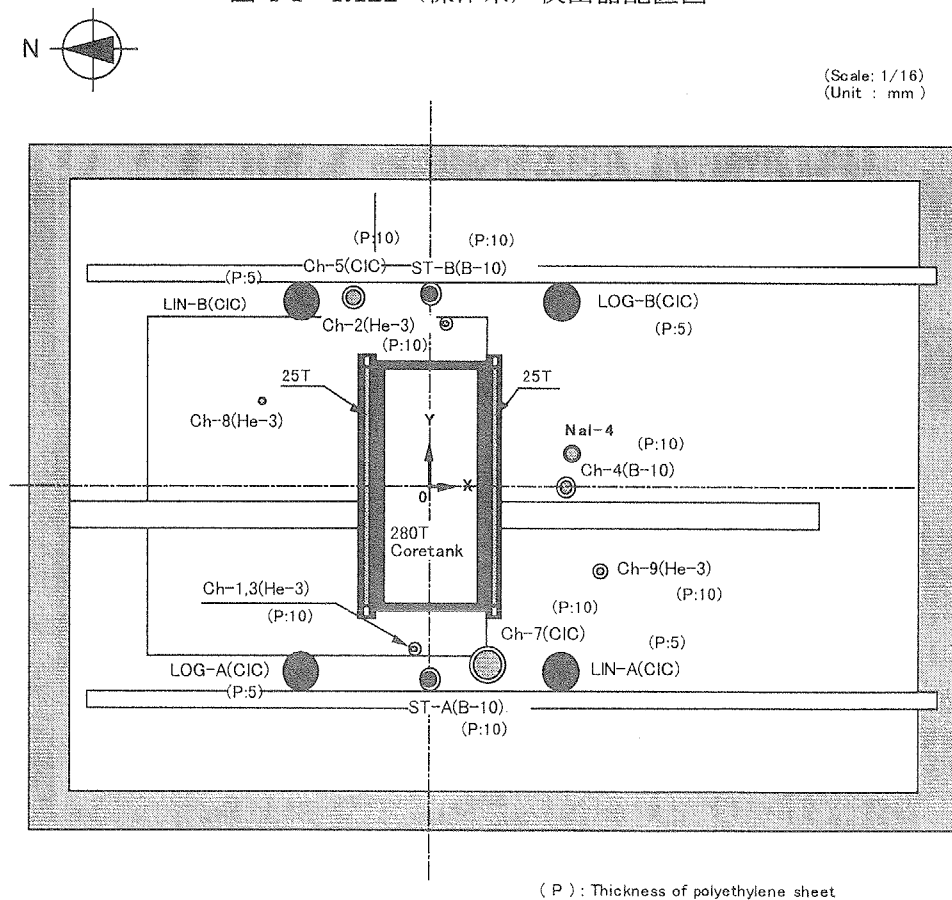


図 4-2 R149 (ポリエチレン 25mm 厚反射体) 検出器配置図

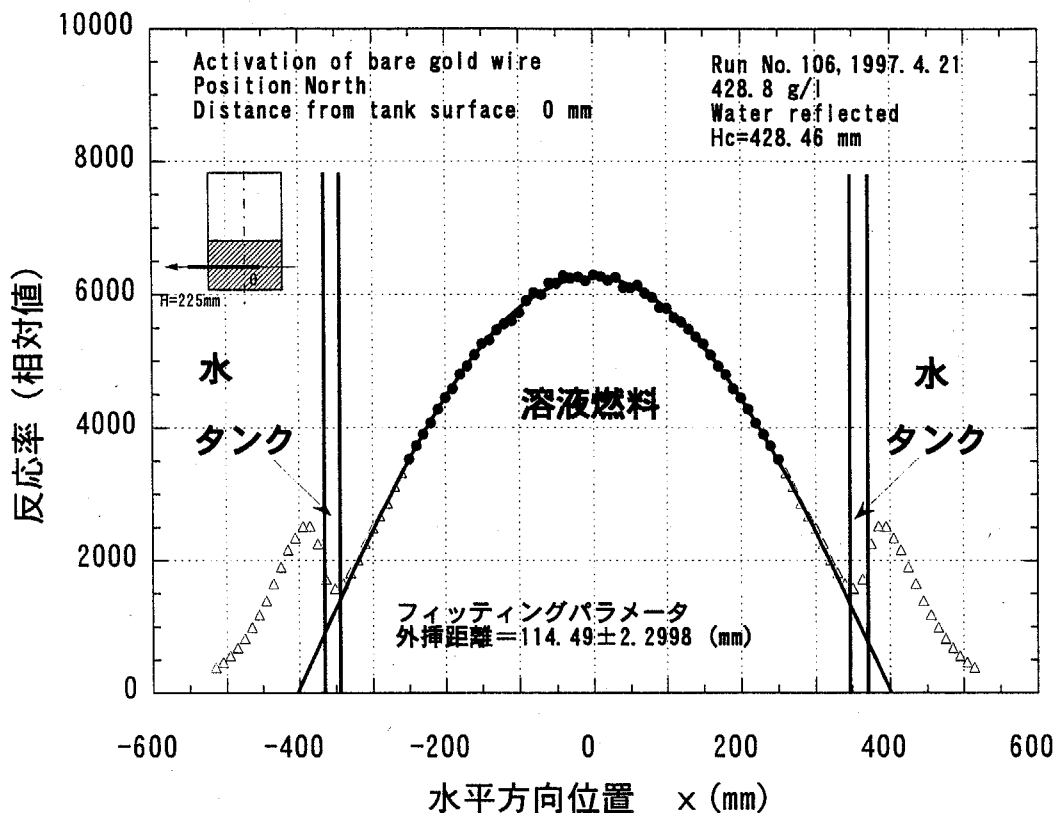


図5-1 金線放射化法による中性子束分布 (水平方向)

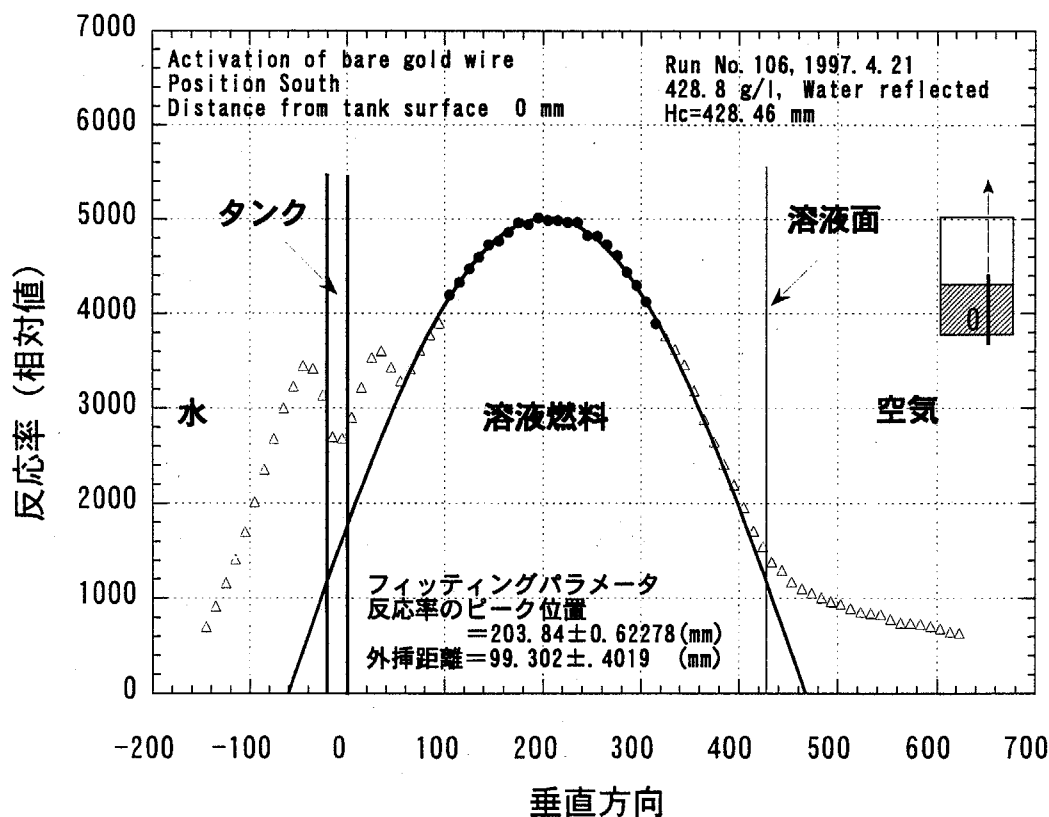


図5-2 金線放射化法による中性子束分布 (垂直方向)

Size of Au foil : 10mm×10mm×20 μm

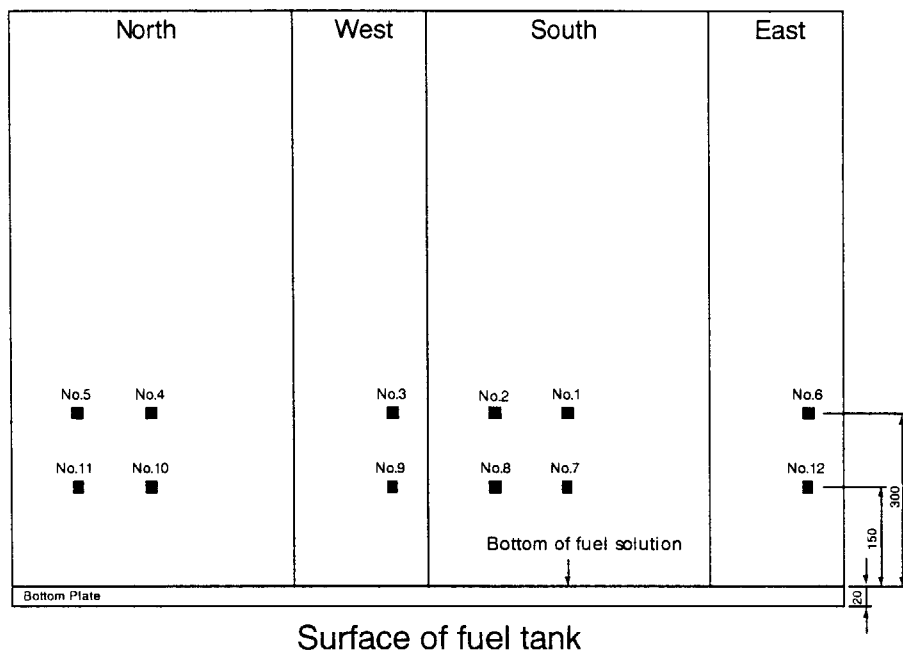


図 6-1 金箔配置図 (R106)

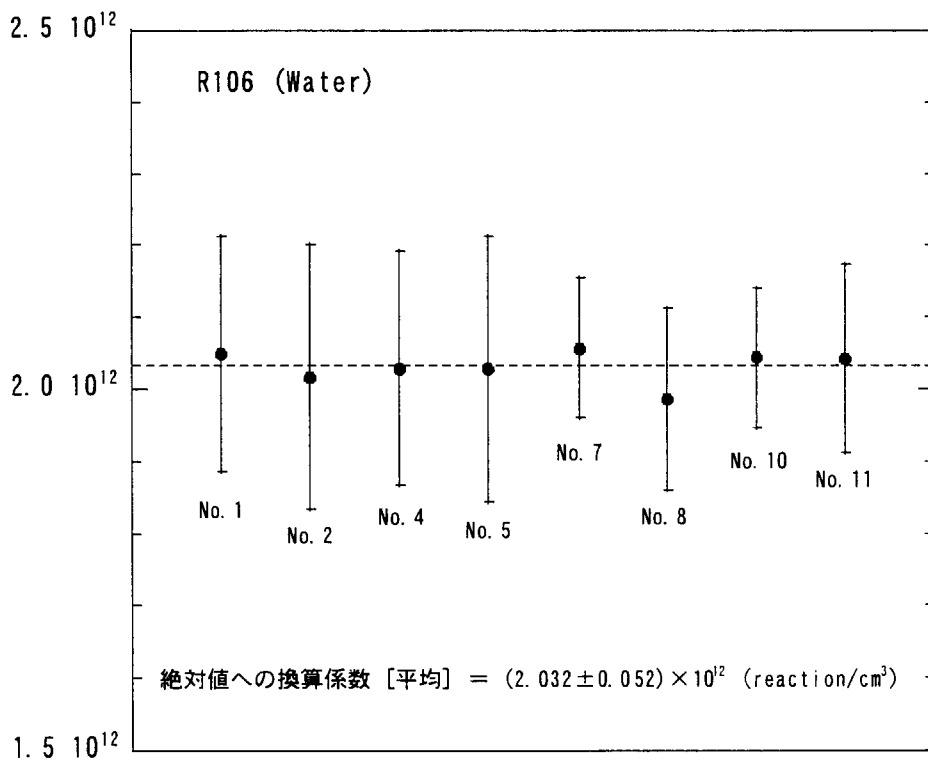


図 6-2 各金箔放射化量から求めた絶対値への換算係数 a の導出結果 (R106)

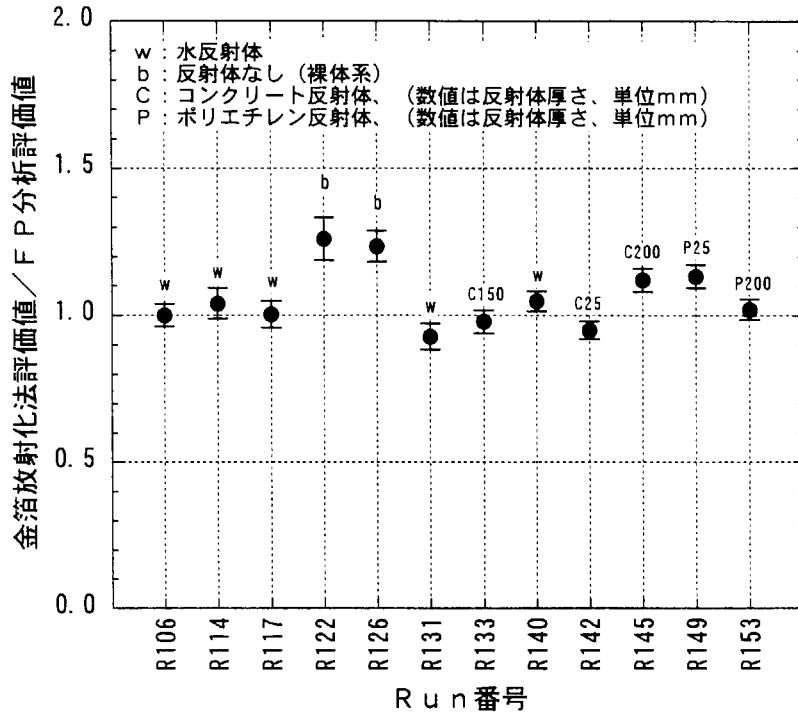


図7 金箔放射化法評価値及びF P分析評価値相互比較

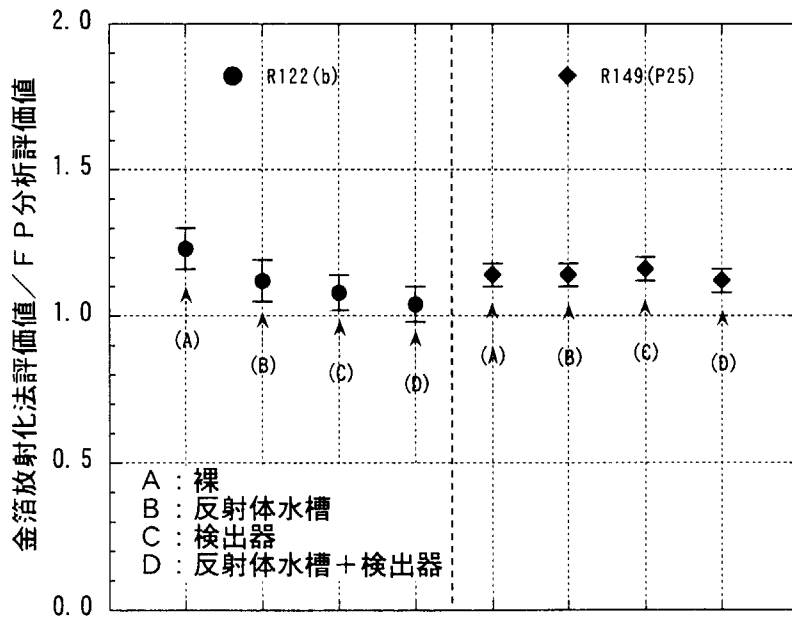


図8 散乱線を考慮した計算モデルによる相互比較

2.6 モンテカルロ法を用いた高エネルギー光子の線量換算係数計算

三菱総合研究所 佐藤 理 sato@mri.co.jp

1. はじめに

高エネルギー放射線による人体被曝のリスクを評価するための線量換算係数は原子炉関連施設に必要な低エネルギー放射線に関してはICRP等により与えられているものの、高エネルギー放射線については与えられていない。そこで、モンテカルロ計算法を用いて、高エネルギー放射線特有の人体内で生成する二次粒子も考慮して被曝線量を評価する方法を示すとともに、医療用から研究・産業用まで広く用いられている電子加速器施設の放射線防護に関連して、高エネルギー光子の線量換算係数の計算、人体内での光核反応により生成する二次粒子による被曝線量の評価、細いビームによる局所被曝の評価方法 (Narrow beam dosimetry) についての検討を行った。

2. 線質係数 $Q(L)$ を用いた線量当量計算方法の開発

同一のエネルギー (吸収線量) が組織または器官に与えられたときのリスク (線量当量) は入射する放射線の種類やエネルギーにより異なる。この相違 (線質) を表すために、ICRPの1990年勧告で採用されている放射線荷重係数 W_R が定義されている。高エネルギー放射線による被曝では、人体内で様々な種類の二次粒子が生成し、その生成率やエネルギーは組織または器官により異なる。放射線荷重係数 W_R では人体に入射する放射線の種類とエネルギーのみに依存して定義されているため、組織または器官毎の線質の違いは考慮されず、多彩な二次粒子が生成する高エネルギー放射線による被ばくのリスク評価に用いることは適切でない。そこで、本研究では荷電粒子の線エネルギー付与の関数として与えられた線質係数を用いて、モンテカルロシミュレーションにより二次粒子の生成も考慮した線量当量の計算を行う方法を以下のように定式化して示した。

線エネルギー付与 L と線質係数の関係 $Q(L)$ を用いて、組織または器官に入射する放射線 R のエネルギー E_0 に対して定義される、

$$\hat{Q}_R(E_0) = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} Q(L_R(E)) dE \quad (2-1)$$

(これを「平均線質係数」と名付けた) を用いて、組織または器官に与えられる線量当量 (等価線量または組織線量当量) は次式で与えられる。

$$H_{T,R} = \frac{1}{m_T} \left\{ \hat{Q}_R(E_0) \cdot E_0 - \hat{Q}_R(E_1) \cdot E_1 \right\} \quad (2-2)$$

ここで、 E_1 は荷電粒子が組織または器官から出て行くときのエネルギー、 m_T は組織または器官の重量である。

SPARコードおよびSTOPPINGコードを用いて計算した線エネルギー付与の値とICRP publication 60に記載された線質係数の式とから、平均線質係数を放射線の種類・エネルギーをパラメータとして求めた。一例を図2. 1に

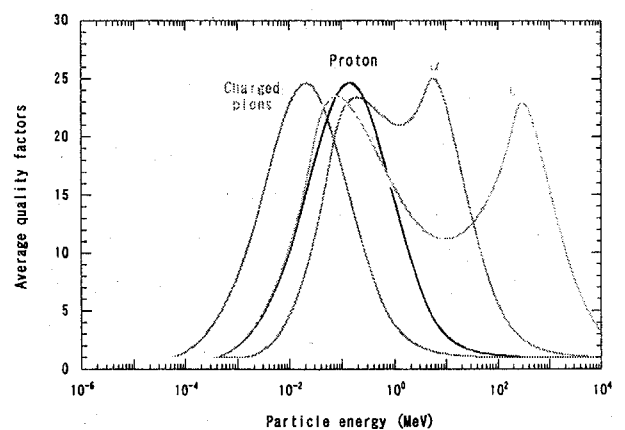


図2. 1 平均線質係数の計算例

示す。この平均線質係数を用いて計算した実効線量と放射線荷重係数 w_R を用いて求めた実効線量との間には、高エネルギー陽子や中性子で2倍程度の相違が見られる。今後、放射線生物学や放射線疫学の知見を踏まえて、高エネルギー放射線の防護に関しても矛盾なく用いることのできる線質係数あるいは放射線荷重係数を決定する必要がある。

3. 高エネルギー光子による実効線量計算

人体数学ファントム(MIRDファントム)を用いて、6種類の照射条件(AP, PA, LLAT, RLAT, ROT, ISO)について10GeVまでの高エネルギー光子が人体に入射した場合の実効線量を計算し、光子フルエンスから実効線量への換算係数を求めた。計算には、電磁カスケードモンテカルロコードEGS4を使用し、光子から電磁カスケードで生成する2次電子の輸送も考慮した計算を行った。この結果、3MeV以上で二次電子輸送の影響が大きく現れること(図3.1)、最大の実効線量を示す照射条件はエネルギーにより異なること(図3.2)が判った。これらの計算結果を整理して、高エネルギー光子の遮蔽設計評価に用いるための線量当量換算係数を、エネルギー毎に最大の実効線量を示す照射条件における値として得た。

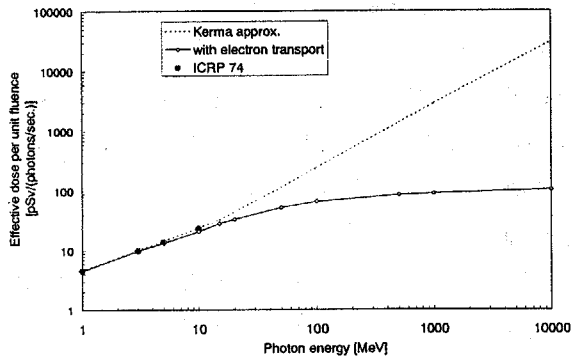


図3.1 電子輸送を考慮した場合と無視した場合の実効線量の計算値の比較

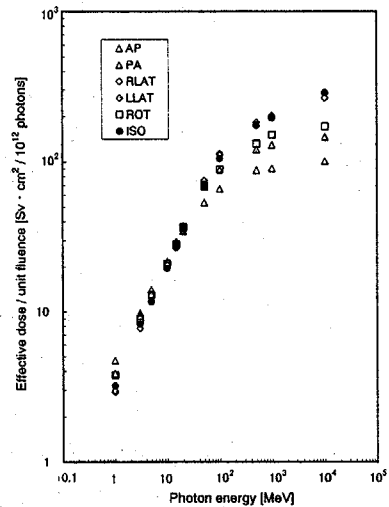


図3.2 各照射条件での実効線量

4. 線量当量実用量の計算

実用量 (Operational quantity) とは、線量モニタリングのために定義された量であり、そのうちの周辺線量当量 $H^*(d)$ は人体等価組織でできた直径30cmの球(ICRU球)主軸上での線量当量として定義されており、現在の我が国の法令ではICRP 51記載の $d=1\text{cm}$ での線量当量(1cm線量当量)が採用されている。そこで、周辺線量当量をEGS4コードを用いて計算し、第3章で述べた実効線量の計算値と比較した。二次電子輸送を考慮した場合と、従来行われてき

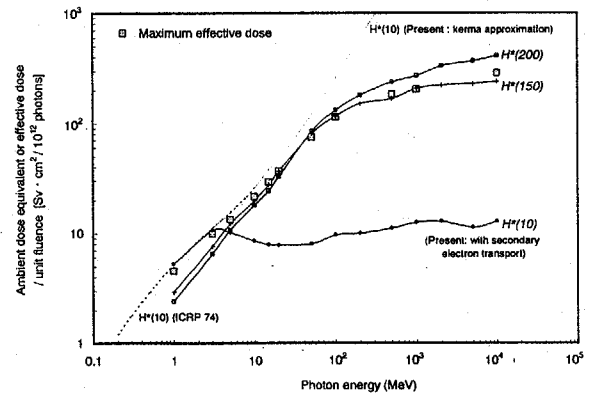


図4.1 周辺線量当量と実効線量との比

たように無視した場合（カーマ近似）との計算結果を比較した。この結果、3MeV以上で二次電子輸送を考慮した $H^*(10)$ は、実効線量を過小評価すること、10MeV以上ではカーマ近似を用いた場合は大きく過大評価することがわかった（図4.1）。従来は周辺の空気との荷電平衡を仮定して、カーマ近似を採用したが、高エネルギー光子に対しては空気との荷電平衡は現実的に成立しないことを空気中の光子の線量分布から示した。結論として、周辺線量当量は高エネルギー光子の実用量としては適さないことを示し、実効線量を直接用いる方が合理的であることを示した。

5. 人体中での光核反応による被曝評価

高エネルギー光子と人体媒質との光核反応で生成する二次荷電粒子、光中性子および反跳核による線量当量への寄与を平板ファントムを用いて評価した。EGS4で計算したファントム中の光子フルエンスとJENDL-PDF（暫定版）の光核反応断面積、および第2章で導出した二次粒子の平均線質係数を用いて、入射エネルギー20MeV～10GeVの範囲で線量当量を計算した。光中性子に関してはHETC-3STEPコードとMORSEコードにより、その核反応および輸送を考えて線量当量を計算した。この結果、電子線がん治療における不測線量の評価（電子エネルギーで30MeV程度）で言われてきた、光核反応（光中性子）の影響が光子（電磁カスケード）による線量の1%以下であるとの推定に反し、反跳核、 (γ, n) , (γ, p) , (γ, d) , (γ, t) , $(\gamma, \text{He-3})$, (γ, α) 反応を考慮することにより、30MeVの光子入射時で光核反応は20%程度の線量当量への寄与を示すことが判った。

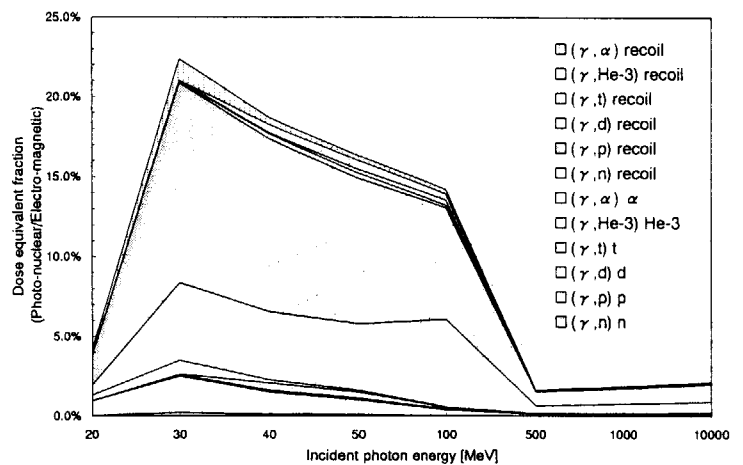


図5.1 光核反応の線量当量への寄与

6. 細い光子ビームによる被曝線量評価

放射光施設でのガス制動放射等による局部照射の際の線量評価方法を、確定的影響（白内障、一時不妊）と確率的影響との大小関係の評価に着目して検討した。人体数学ファントムを用いて、確定的影響のしきい値の線量が眼または睪丸に与えられたときの実効線量を計算した。この結果、低入射エネルギー（30keV, 100keV）のときは、実効線量をしきい値(20mSv/yr)以内に収めても、眼の組織線量当量が白内障のしきい値を越えることがわかった。低エネルギーのNarrow beamを生じる放射光施設では、実効線量と組織線量当量による管理が必要であるとの結論を得た。

7. 結論

- (1) 高エネルギー放射線と人体物質との核反応で生じる2次粒子による線量当量を線質係数を用いて計算するための方法を導出した。この線量当量計算方法は、線質係数を生物学的効果比に置き換えれば、放射線治療などの分野にも応用可能である。同

様に、今後線質係数の見直しが行われても、これが線エネルギー付与の関数である限り、本研究で提案した線量当量計算方法は線質係数を置き換えることにより適用可能である。

- (2) これまでデータの無かった10MeV以上の高エネルギー光子の線量換算係数を示すことにより、電子加速器施設の遮蔽設計や被曝評価に有用なデータを与えた。
- (3) 10MeV以下の光子に対して実用量として用いられてきた周辺線量当量を、10MeV～10GeVの高エネルギー光子に関して実効線量と比較し、高エネルギーでは周辺線量当量を実用量として用いることはできないことを示した。
- (4) 空気中での高エネルギー光子の透過計算により、これまでの周辺線量当量の計算で用いられてきたファントムと空気との間の荷電粒子平衡の仮定は、高エネルギー光子では荷電平衡に達する距離が非常に長いため、用いることができないことがわかった。
- (5) これまで、光中性子による線量評価のみが行われていた人体内での光核反応による二次粒子の寄与を、 (γ, p) 、 (γ, α) などの荷電粒子放出反応と反跳核の寄与も含まれて評価した。この結果、従来影響が小さいと思われていた光核反応が約20%程度の大きな寄与を示すことがわかった。
- (6) Narrow beamによる被曝評価方法の検討を人体ファントムを用いたシミュレーションにより行い、Narrow beam被曝では、確率的影響の限度と確定的影響のしきい値のいずれがより決定的であるかは異なるため、考えられるさまざまな状況を想定して実効線量と組織線量当量を評価し、確率的影響と確定的影響の双方が生じないための管理を行う必要があることを示した。

2.7 MCNPX コードの使用経験

植木 紘太郎
船舶技術研究所 原子力技術部
ueki@srimot.go.jp

I. MCNPX コードの概要

現在、我が国において MCNPX コードを使用するためには、LANL の Dr. Laurie Waters に申請し、 β ユーザとして認可を受ける必要がある。そうすれば LA150 という中性子 150 MeV までのライブラリーも MCNPX コードに付随してくるので、自動的に使用することが出来るようになる。また、LA150 を使用する限りでは MCNP の入力データをそのまま使用することが出来る。

II. TIARA ベンチマーク実験解析

MCNPX/LA150 の試算として、原研高崎研の TIARA で行われた高エネルギー中性子の鉄透過ベンチマーク実験を解析した。Fig.1 に実験体系を、Fig.2 にその結果をそれぞれ示す。また、Appendix に MCNPX/LA150 の入力データ及びその計算結果の出力を示す。Fig.2 から分かるように、計算結果は部分的には実験との相違が見られるものの、全体としては実験値を良く再現している。また、LA150 を使用することによって、実験で得られたエネルギーフラックスと全く同じエネルギービンを指定した計算が出来るので、より正確な比較が出来るようになる。

参考文献

- (1) R. E. Prael (X-CI) : "HTAPE3 for Use with MCNPX," Los Alamos National Laboratory, LA-UR-99-1992 (1999).
- (2) Y. Nakane, et al., : "Neutron Transmission Benchmark Problems for Iron and Concrete Shields In Low, Intermediate and High Energy Proton Accelerator Facilities," Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI-Data/Code 96-029 (1996).

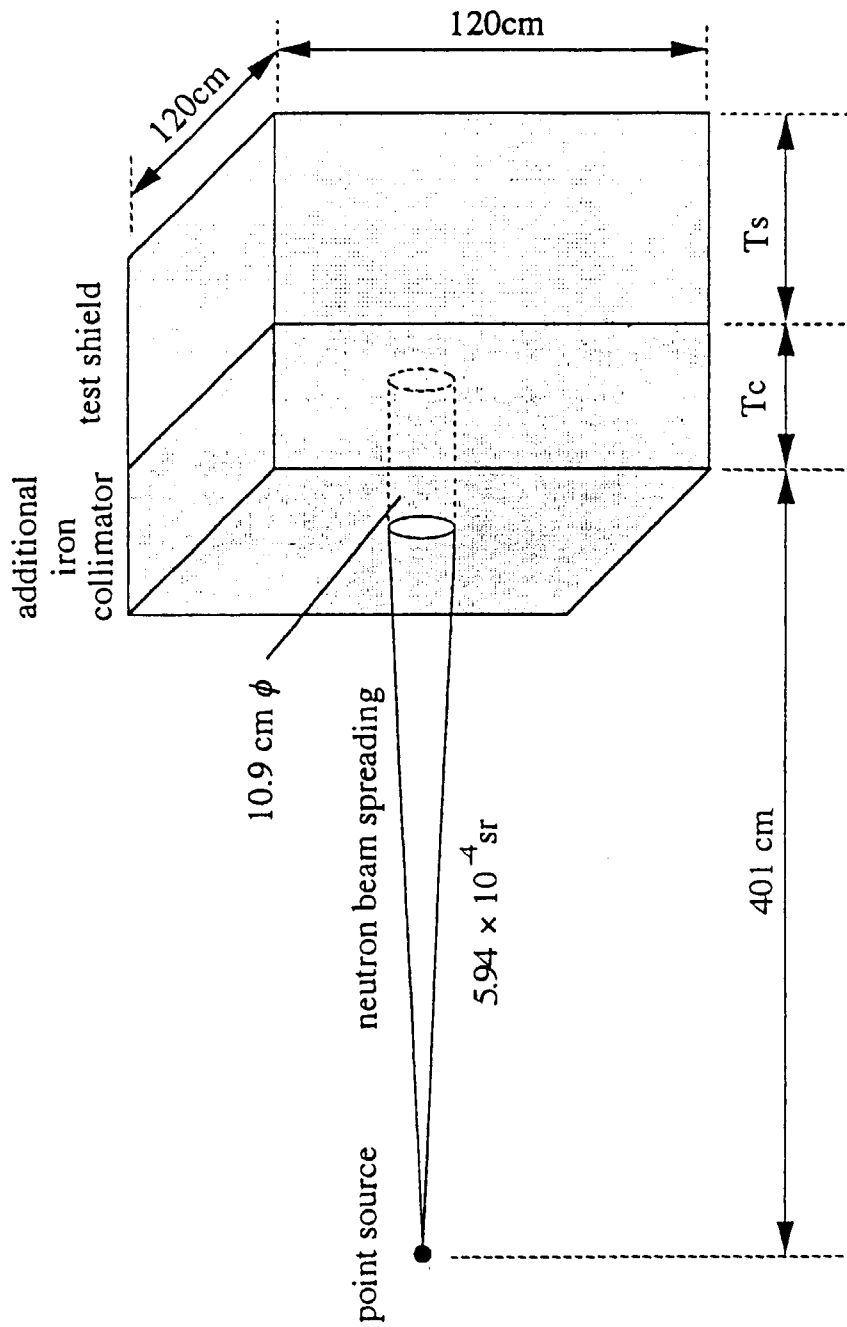


Fig.1 Calculation geometry for the Monte Carlo codes
 The values of shield thickness, T_s and collimator thickness, T_c are tabulated in Table 1.1.

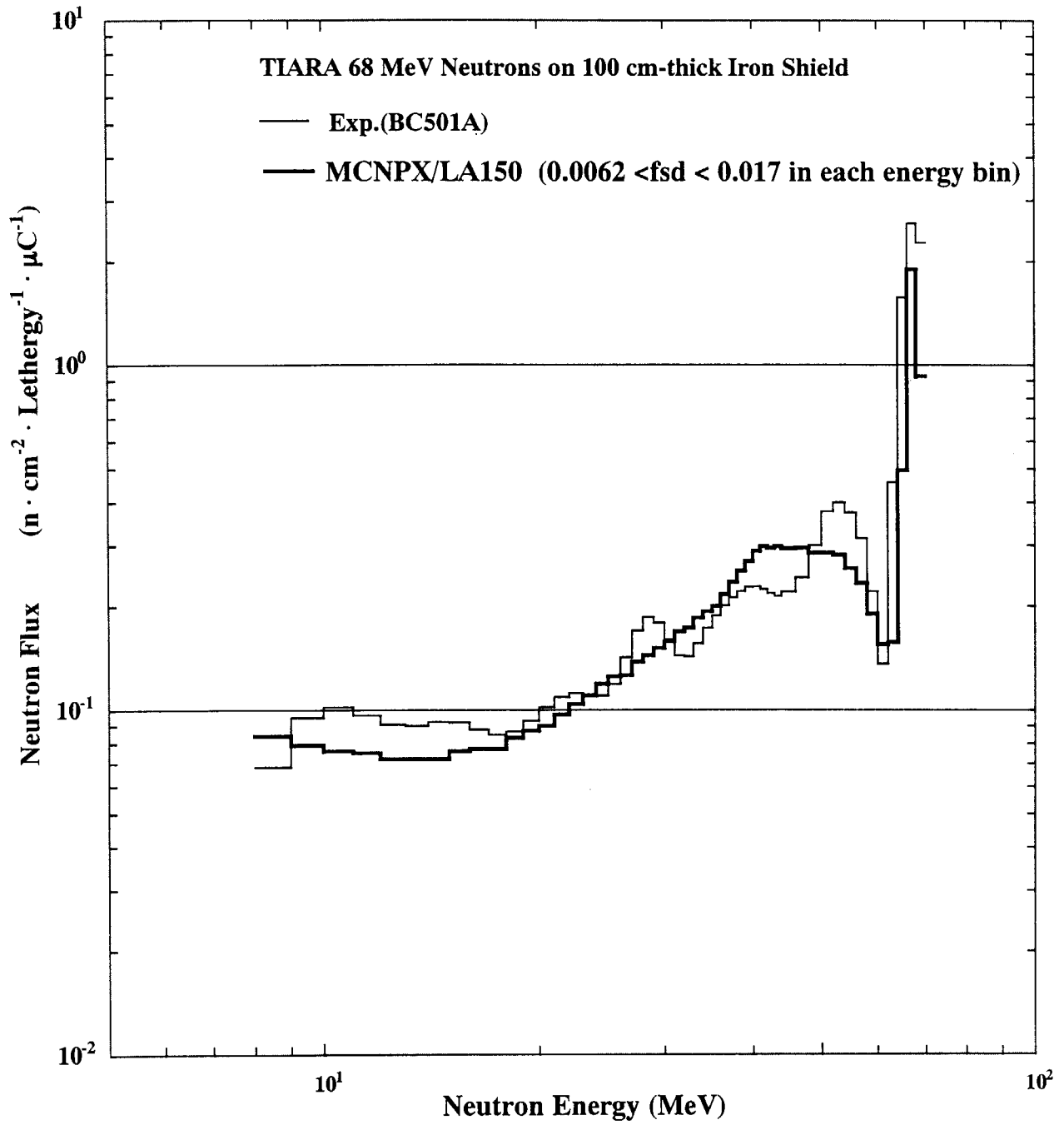


Fig.2 MCNPX/LA150 analysis of the TIARA iron experiments.



2.8 モンテカルロ計算と核融合中性子工学研究

前川 藤夫

日本原子力研究所 東海研究所

中性子科学研究センター 核破碎中性子利用研究室

E-mail: fujio@fnshp.tokai.jaeri.go.jp

1. はじめに

筆者は原研入所以来10年間、FNS (Fusion Neutronics Source) という名のD-T中性子源を利用して核融合中性子工学分野の研究を行ってきた。実験装置を使うことから研究の中心は実験であったが、その中でモンテカルロ計算は必要不可欠な役割を果たしてきた。本稿では、モンテカルロ法の特徴を生かしたいくつかの内容について、トピック的に紹介する。

2. 減速時間法による低エネルギー中性子スペクトル測定

中性子のエネルギースペクトルは、核分裂・核融合・加速器遮蔽など原子力の幅広い分野において最も基本的な物理量である。中性子スペクトルを測定するために、これまで多くの方法が提案されてきた。代表例として、熱中性子に対する中性子チョッパ+飛行時間法による方法、あるいは数keV以上のエネルギーに対する陽子反跳を利用した方法があげられる。しかし意外にも、1eV~1keVの中性子に対する高精度で汎用的な測定法は確立していない。飛行時間法や多数箔放射化法などが応用された例はあるが、特殊な条件下での測定に限られていたり、あるいは十分な測定精度が得られていない。

そこで、1eV~10keV付近の中性子スペクトルの高精度測定法として、パルス中性子を媒質中に打ち込んだときの中性子の減速現象をスペクトル測定に利用する方法(減速時間法¹⁾)を開発した。減速時間法では、パルス中性子打ち込み後の時間を中性子の平均エネルギーに関連付け、時間依存の中性子の計数をエネルギー依存の中性子数、つまりエネルギースペクトルに変換する。図1に、ベリリウム体系及び銅体系内で減速時間法を適用した時の減速時間と中性子の平均エネルギーの関係(エネルギー校正)を示す。実験では共鳴フィルター法と呼ばれる方法により校正を行うが、図1の記号で示したように離散的なエネルギー点でしか校正を行えない。そこで、MCNPコード²⁾により時間依存中性子輸送計算を行い、図1に曲線で示した校正曲線を求め、これを実験で得た校正点に合うように調整した後に時間-エネルギーの変換に用いた。

モンテカルロ法では目立った計算時間の増大なしに時間依存輸送計算を行うことが可能で、本例はこの特徴を生かしたものである。図2に、3つの実験体系内において減速時間法(SDT)、および中性子による陽子反跳を利用した既存の実験手法(PRC & NE213)により、14-MeVから熱エネルギーまでの広いエネルギー範囲にわたって中性子のエネルギースペクトルを測定した例を示す。

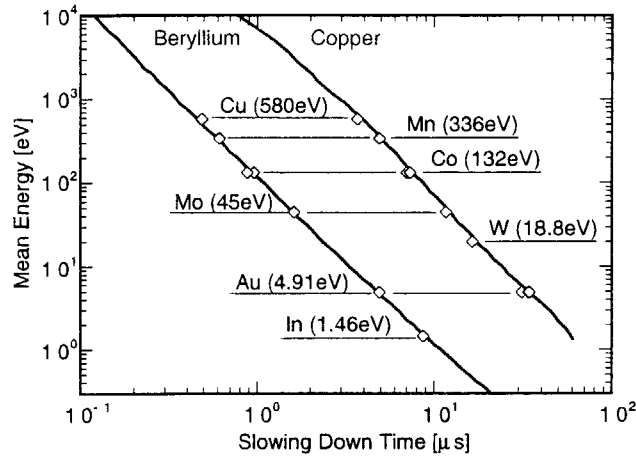


図1 減速時間法におけるエネルギー校正曲線。記号は共鳴フィルター法で実験的に得られた校正点、曲線はMCNP計算により求めた校正曲線。

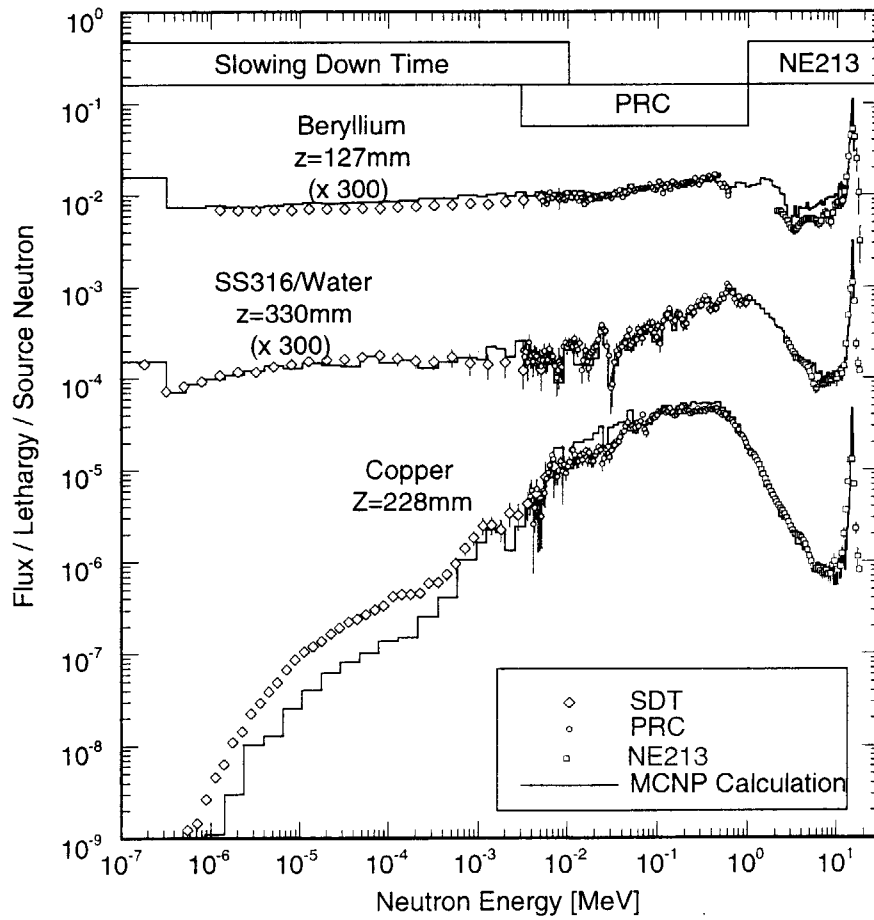


図2 ベリリウム、銅及びステンレス鋼316/水の複合遮蔽体内で測定した中性子スペクトル。

3. γ 線検出器の応答関数計算

NaI(Tl)や有機液体シンチレーション検出器を用いて、ある γ 線場の γ 線スペクトルをアンフォルディング法を用いて測定する場合、様々なエネルギーを持つ γ 線が検出器に入射した時の検出器の応答関数が必要になる。これは、たとえ単色の γ 線が検出器に入射した場合でも、その検出器が必ずしも入射した γ 線の全てのエネルギーを捕らえることが出来ないために、検出器から出力されるパルス信号が様々な波高を持つことによる。実験的に γ 線検出器の応答関数を決定できれば良いが、単色 γ 線源が得にくいことから難しい。最近ではモンテカルロ計算の発達により、 γ 線検出器の応答関数決定にモンテカルロ法による光子-電子輸送計算が適用されることが多い。

図3は40mm ϕ の球型有機液体シンチレーション検出器 (NE213) の ^{137}Cs - γ 線源 (0.662 MeV) に対する応答関数の実験値と、モンテカルロ法による応答関数計算コードMARTHA³⁾による計算値の比較である。なだらかな応答はすべてコンプトン連続部であるが、実験値と計算値は良く一致している。図4は76.2mm ϕ ×76.2mmのNaI(Tl)シンチレーション検出器の ^{24}Na - γ 線源 (1.369, 2.754 MeVの2本の γ 線放出) に対する応答関数である。MCNPコードではバージョン4Aから光子-電子の結合計算も可能になったため、図4のように γ 線検出器の応答関数計算が行える。応答関数は、入射 γ 線のエネルギーに対応した全エネルギー吸収ピーク (1.369, 2.754 MeV)、2.754 MeV γ 線に対するシングル・ダブルエスケープピーク (1.732, 2.243 MeV)、電子対生成によって生じた陽電子の消滅 γ 線 (0.511 MeV)、コンプトン連続部、等の様々な要素により構成されているが、MCNP計算により実験値を良く再現する応答関数が計算できることが分かる。

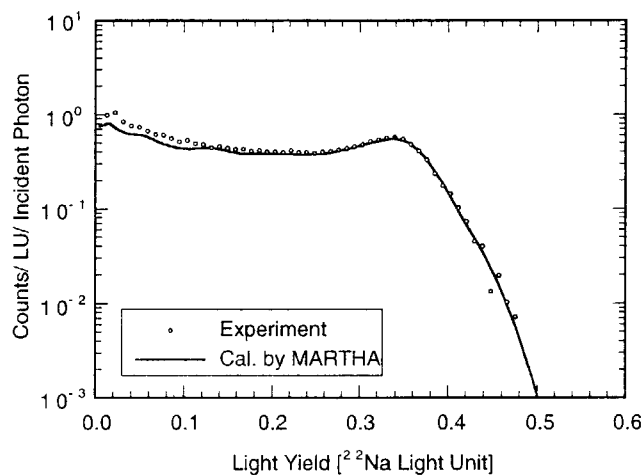


図3 ^{137}Cs 線源からの0.662 MeV γ 線に対する有機液体シンチレータの応答関数。

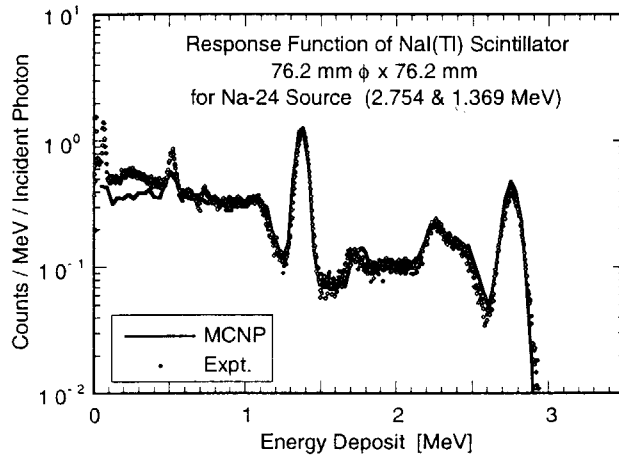


図4 ^{24}Na 線源からの1.369, 2.754 MeV γ 線に対するNaI(Tl)検出器の応答関数.

4. 2次 γ 線データの精度検証

D-T燃焼核融合炉の発熱計算において、中性子入射反応により生み出される2次 γ 線は重要な役割を果たす。14-MeV中性子が生み出されるプラズマ領域に接している第一壁近傍を除いて、特に遮蔽体深部では、核発熱の大部分は2次 γ 線によって生じる。このため、核設計計算で用いるJENDL等の評価済み核データファイルの2次 γ 線データには高い精度が求められる。

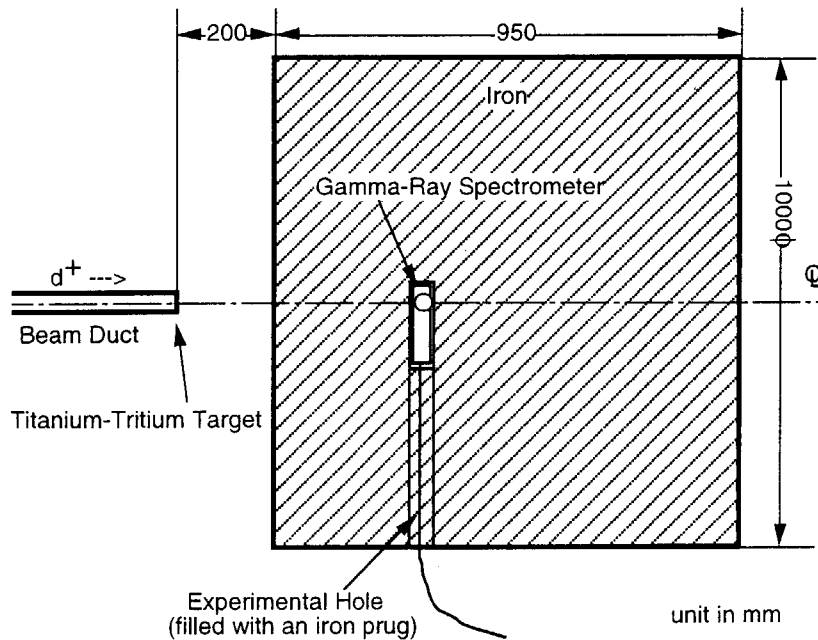


図5 FNS円柱状鉄実験体系.

そこでFNSでは、2次 γ 線データの精度検証のための積分実験を様々な物質に対して行ってきた。図5は鉄実験⁴⁾の時の体系図である。直径1000mm、厚さ950mmの円柱状鉄体系の一方からD-T中性子を入射し、体系内の複数点において γ 線スペクトルを測定した。また、MCNPコードによる実験解析を行い、 γ 線スペクトルの実験と計算値の比較を行った(図6)。図6右の深さ700mmの点ではどの断面積ライブラリを用いた計算値も実験値と比較的良好一致しているが、D-T中性子源に近い深さ300mmの点ではEFF-3, JENDL-3.2による計算値は γ 線スペクトルを過大に与えている。

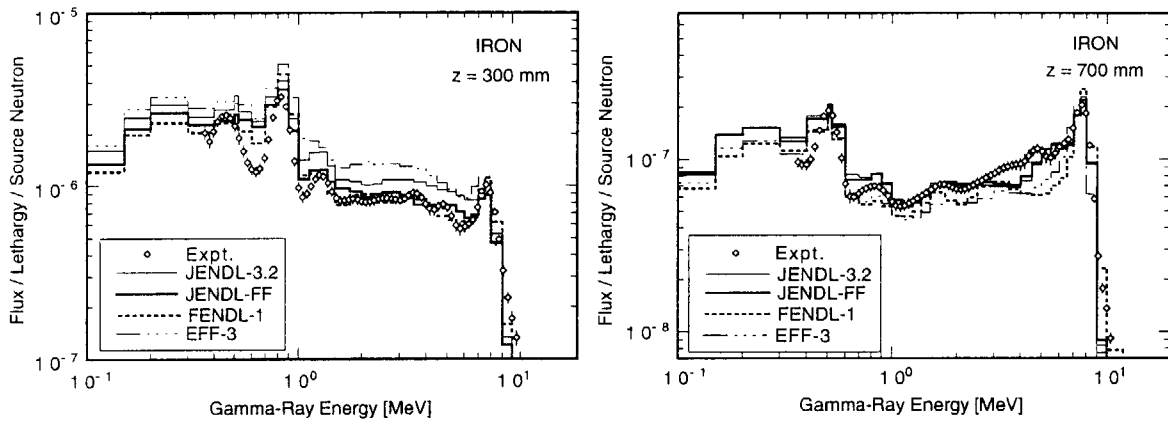


図6 鉄体系内深さ300mmと700mmにおける γ 線スペクトルの実験値と計算値の比較.

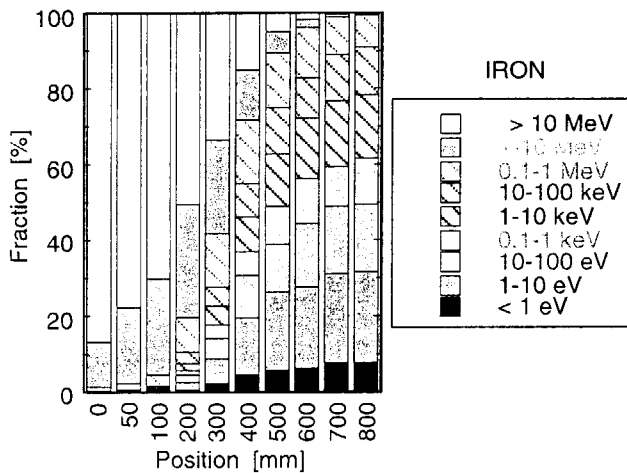


図7 鉄体系中の様々な深さで観測された γ 線を生み出した中性子のエネルギーの分類.

しかし、2次 γ 線データは γ 線生成反応を起こす中性子エネルギー依存であるため、この段階ではどの中性子エネルギーに対する2次 γ 線データに問題があるかが判然としない。そこで、1つ1つの粒子を輸送するモンテカルロ法の特徴を生かし、体系中のそれぞれの位置で観測された γ 線が、どのエネルギーの中性子によって生み出されたかを、MCNPコードに若干の

変更を加えることにより調べた（図7）。深さ700mmの点ではほとんどの γ 線が1MeV以下の低エネルギー中性子により生成しており、これより γ 線生成は中性子捕獲反応（ (n, γ) 反応）が中心であることが分かる。一方、深さ300mmの点では観測された γ 線の半分以上が1 MeV以上の中性子により生成しており、非弾性散乱等のしきい反応が γ 線生成に大きく寄与していることが分かる。以上より、EFF-3とJENDL-3.2のしきい反応に対する2次 γ 線データが過大であることが結論づけられた。

5. 実験試料中における β 線エネルギー損失の補正

核融合炉において、中性子反応により生成した放射能からの崩壊熱は事故解析の条件を与えるもので極めて重要であるが、これまで実験データが存在しなかった。そこで、核融合炉材料の崩壊熱を測定する目的で、全エネルギー吸収スペクトロメータ^{5, 6)}を開発した。図6に示すとおり構造は非常に単純であり、照射した試料を1対の大型BGOシンチレータで挟み、試料から放出される β 線と γ 線の全エネルギーを検出して崩壊熱量を導出するものである。

実験には厚さ10 μ m程度の薄い試料を用いたが、試料中で発生した β 線はある程度のエネルギーを試料中で失ってしまうため、シンチレータでは検出されない。このため、試料中における β 線のエネルギー損失の補正をMCNPコードにより行った。図9はその一例を示すものである。この場合の試料はプラスチック製の粘着テープ（厚さ14.3 mg/cm²）上に一様に塗布した硫黄（厚さ6 mg/cm²）であり、14-MeV中性子との核反応（ $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ ）によりリン-32が生成している。MCNP計算では、硫黄領域中でリン-32から放出される β 線のエネルギースペクトル（図中破線）を持った電子を発生させて、試料中でのエネルギー損失を免れてBGOシンチレータ中に付与されたエネルギー（図中実線）を求めた。この計算値を実験値（図中記号）と比較すると、低エネルギー部分で多少の差異は見られるものの全体に一致は良い。このことから、MCNPコードの光子-電子結合計算により試料中における β 線エネルギー損失の補正が可能であることが分かった。

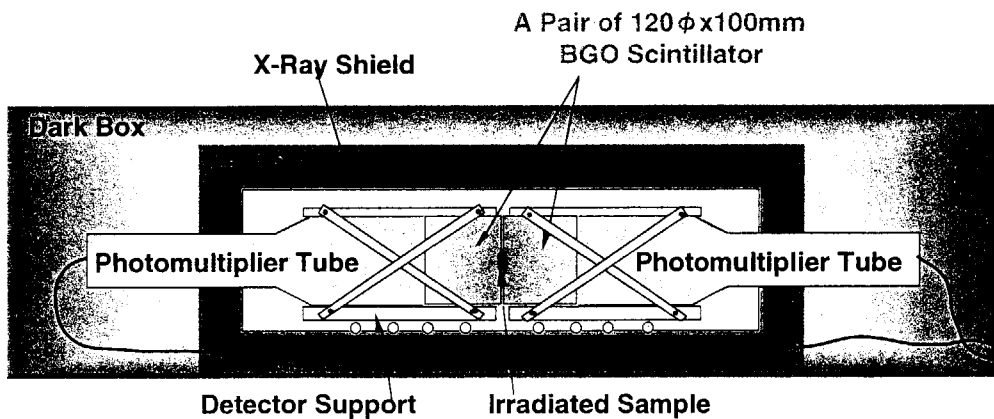


図8 崩壊熱測定のための全エネルギー吸収スペクトロメータ。

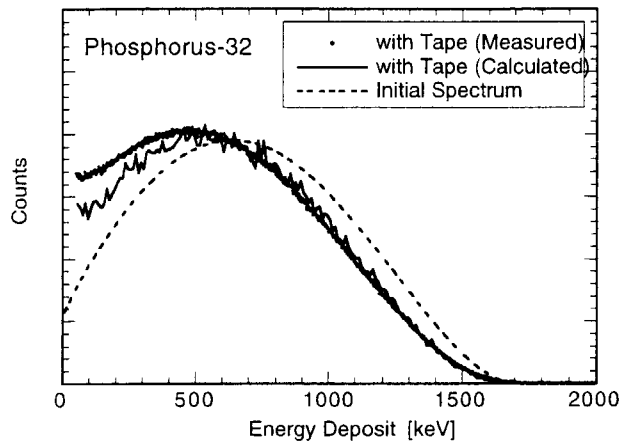


図9 硫黄試料中におけるリン-32からのβ線のエネルギー損失の実験値と計算値の比較。

6. タングステンの崩壊熱実験解析

高融点材料であるタングステンは、ダイバータ等の核融合炉の第一壁材料の候補である。タングステンは低エネルギー中性子に対する吸収断面積が非常に大きく、第一壁に置かれた場合でさえも、炉停止後の崩壊熱は $^{186}\text{W}(n, \gamma)^{187}\text{W}$ 反応により生成する半減期約1日の ^{187}W の崩壊によって支配される。FNSではこの ^{187}W 生成に着目した崩壊熱測定実験を行い、これをMCNPコードにより解析した。⁷⁾

実験では、低エネルギー中性子成分を多く含む核融合中性子環境を擬似的に作り出し、この中性子場において厚さ12.6mmのタングステン板を照射した。タングステン板にはあらかじめ厚さ6 μm の薄いタングステン箔を厚さ方向に分散して配置しており、これによって ^{187}W 生成の厚さ方向分布を測定した。図10に実験値とMCNP計算値との比較を示す。実験値では、タングステン板の両表面（横軸 0 mm, 12.6 mm）では ^{187}W が多く生成しているが、ほんの数 μm 板の内側に入るだけで ^{187}W 生成量は急速に減少し、板の中心部分ではほぼ一様な分布になっている。これは、 $^{186}\text{W}(n, \gamma)^{187}\text{W}$ 反応断面積が19 eVに大きな共鳴ピークを持ち、タングステン板の表面では主にこのピークによる反応により ^{187}W が多く生成するが、少し内側に入ると中性子束の自己遮蔽効果により反応率が急速に減少したことにより説明できる。

図10に見られるように、実験によって得られた ^{187}W 生成量の厚さ方向分布をMCNP計算値は見事に再現している。これは、共鳴による中性子吸収を正確に取り扱える連続エネルギー断面積を計算に用いたために達成できたことである。多群断面積を用いる場合、空間依存で急激に自己遮蔽効果が増加するため、この厚さ方向分布を再現するのは困難となる。

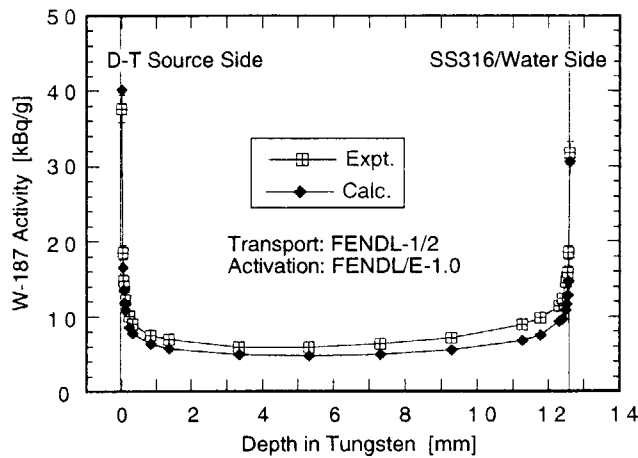


図10 厚さ12.6mmのタングステン板中における ^{187}W 放射能の実験値と計算値の比較.

7. まとめ

本稿では、断片的ではあるが、核融合中性子工学研究を通じてモンテカルロ法を利用してきた経験をまとめた。様々な粒子の輸送を取り扱う原子力研究において、モンテカルロ法は非常に有効である。

参考文献

- 1) Maekawa F. and Oyama Y.: Nucl. Instrum. Meth., A372, 262 (1996).
- 2) Briesmeister J. F. (Ed.): "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B", LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory (1997).
- 3) Saito K. and Moriuchi S.: Nucl. Instrum. Meth., 185, 299 (1981).
- 4) Maekawa F., Oyama Y., Konno C., Wada M. and Ikeda Y.: Nucl. Sci. Eng., 126, 187 (1997).
- 5) Maekawa F. and Ikeda Y.: "Development of Whole Energy Absorption Spectrometer for Decay Heat Measurement", to be published in Nucl. Instrum. Meth A (2000).
- 6) Maekawa F., Wada M. and Ikeda Y.: "Decay Heat Measurement and Validation of Calculation Code Systems for Fusion Reactor", JAERI-Research 99-055 (1999).
- 7) Maekawa F., et al.: "Decay heat experiment featuring low-energy neutron induced tungsten-187 production in ITER baffle plates and its analysis", to be published in Fusion Eng. Des. (2000).



2.9 MCNPの光子輸送に使われるTTB近似の問題点について

大橋厚人

船舶技術研究所 原子力技術部

E-mail: ohashi@srimot.go.jp

I. 序論

遮蔽の詳細計算において頻繁に使われる3次元連続エネルギーモンテカルロ計算コードMCNPは、1991年にバージョンアップされ(MCNP 4¹⁾)、中性子、ガンマ線の輸送に加えて、新たに電子の輸送計算もできるようになった。また、ガンマ線のみ計算においても、TTB(Thick-Target-Bremsstrahlung)近似を採用して、二次電子から発生する制動放射を含めた計算ができるようになった。電子、ガンマ線の輸送計算コードとしては、EGS4²⁾が有名であるが、残念ながら中性子を含めた計算はできない。また、中性子、ガンマ線の輸送計算ができる多郡エネルギーモンテカルロ計算コードMORSE-CG³⁾を、Namito and Uekiが改良して作成したMORSE-BREM⁴⁾では、二次電子による制動放射が組み込まれているが、電子輸送自体はできない。従って、MCNP 4は、これらの状況を考慮すると、三次元遮蔽計算コードの中でもっとも汎用性の高いコードとなる。

本報告では、二次電子の制動放射に関するベンチマーク実験(Johnson et al.の実験^{5,6)}と Bishop et al.の実験⁷⁾)をMCNP 4.2を用いて、“TTB近似を行わない”、“TTB近似を行う(光子輸送での default 設定)”、“電子輸送も行う”の3種類の設定で解析し、TTB近似の問題点と対応に関して議論する。なお、本報告は平成5年春季船舶技術研究所研究発表会⁸⁾にて発表した内容と一部重なる。

II. 電子輸送、TTB近似について

電子輸送、TTB近似は、MCNP 3⁹⁾では採用されておらず、これらの違いについて電子対生成を例として図1に示した。MCNP 3では、電子対生成が起きた場合、反応を起こした光子の二倍のウエイトを持つ一本の消滅ガンマ線を放出させている。次にMCNP 4にて電子輸送も行う設定の場合は、電子対生成により発生させられた電子は、保存され、追跡される。陽電子は、消滅ガンマ線の発生を除けば、(陰)電子と同じ扱いをしている。電子の輸送では軌道上のすべての原子が相互作用に関係する。従って、電子のエネルギー、媒質の構成成分、密度からある長さを一つのステップとして定義し、そのステップ間の電子の向き、エネルギーロスを電子の輸送理論(多重散乱、電離の対するエネルギーロス)から作成された付属の断面積データ EL1 よりサンプリングして計算して

いる。また、はじき出し電子、エックス線、制動放射光子も同様にして計算されている。エネルギーロス分を電子の初期エネルギーより引き、打ち切りエネルギー以下になると電子の追跡を終える。このとき、もし陽電子の追跡をしていたのなら消滅ガンマ線を発生させる。なお、MCNP 4より消滅ガンマ線は正確に 2π 方向に放出されるようになった。TTB近似では、電子を発生する事象が起きたとき、電子のエネルギーから平均的に発生する制動放射光子を発生させ、電子自体の輸送は行わない手法である。制動放射光子の発生位置は、電子がその事象が起きた場所からほとんど移動しないと仮定して同じ場所で発生させている。また、その向きは、入射光子と同じ向きとなっており、この仮定の妥当性については、後で議論する。

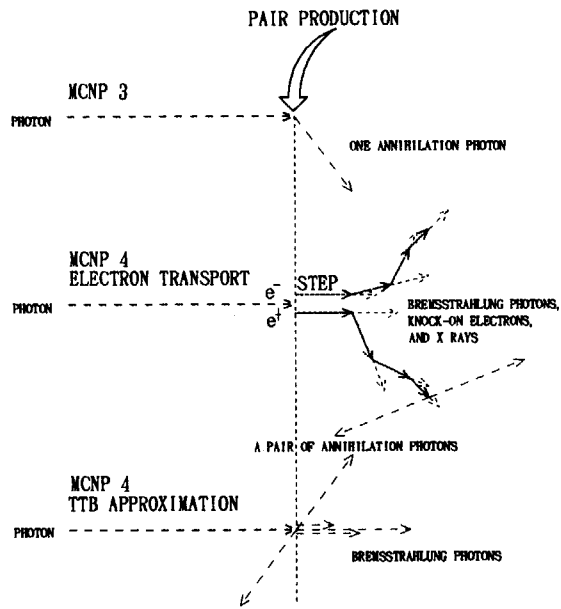


図1 MCNPの2次電子の扱い（電子対生成を例として表示）

III. 実験解析

二次電子の制動放射による線量の増加は、原子番号の大きな遮蔽材で影響が大きく、鉛を用いた実験のみを取り上げた。

III-1. Bishop et al. の実験

Bishop et al. は、原子炉冷却水中に存在する ^{16}N ($^{16}\text{O}(n,p)$ 反応) が放出するガンマ線 (6.1 MeV) を用いて、鉄、鉛板の透過スペクトルを測定した。図2に示すように、冷却水を遮蔽板の前に置いた円盤の中を通して実験しており、線源は面等方線源となる。その中で、ここでは、鉛板5 cmの透過スペクトルについて解析を行った。

解析では、電子輸送、TTB近似、制動放射なしのすべてについて100万ヒストリー計算させた。時間は、ワークステーション (NEC製、EWS4800/260) を

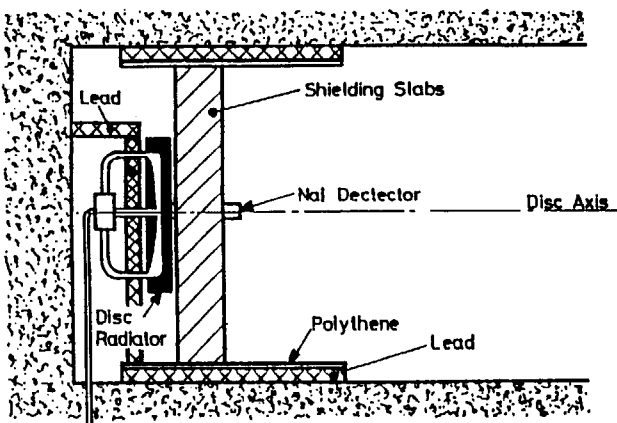


図2 Bishop et al. の実験

用いて、電子輸送を行った場合は 3171 分、TTB 近似の場合は 58 分、制動放射なしの場合は 27 分であった。estimator は、MCNP 標準の surface crossing estimator を用いた。スペクトルの FSD は、数点を除いて 0.1 以下となった。

実験値と計算値を比較する際には、規格化が必要となる^{4, 10, 11)}。今回は、波戸¹⁰⁾が用いた方法と同じ手法を用いて比較した。

III-2. Johnson et al. の実験

Johnson et al. は、原子炉からの中性子をチタンやニッケルのターゲットに当て、そのとき発生する捕獲ガンマ線を用いて、鉄、コンクリート、鉛の透過実験と一部で散乱線のスペクトルの測定を行った。図 3 にその概略図を示した。遮蔽板の角度を変化させ透過線量と散乱スペクトルを測定している。その中で、ニッケル原子の中性子捕獲ガンマ線 (~ 8 MeV) を線源とし、鉛板にガンマ線が入射した場合の透過線量測定と散乱スペクトルの測定を、ここでは取り上げた。

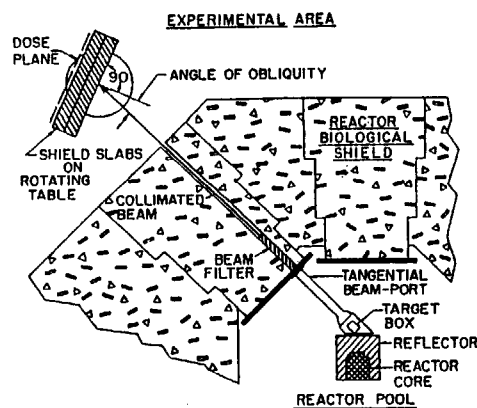


図 3 Johnson et al. の実験

透過線量測定実験の解析では、TTB 近似、制動放射なしでは 10 万ヒストリー、電子輸送を行った計算では 1 万から 4 万ヒストリー粒子を発生させた。各計算条件で、それぞれ 11 種の厚さで計算した。この内、入射角 0 度実験の解析時間は、ワークステーション (NEC 製、EWS4800/260) を用いて 11 点のトータルで、制動放射なしでは 36 分、TTB 近似を用いた場合には 86 分、電子輸送を行った場合については 872 分かかった。estimator は、MCNP 標準の surface crossing estimator を用いた。FSD は、制動放射なし、TTB 近似では 0.02 以下、電子輸送を行った場合には 0.04 以下となった。

IV. 結果および考察

Bishop et al. の実験の解析結果を図 4 に示した。制動放射線がない場合は、全体的に過小評価した、電子輸送を行った場合は、0.5~3 (MeV) で非常によく一致している。一方、TTB 近似を採用した場合は、この部分で過大評価となっている。

図 5, 6, 7 に、Johnson et al. の透過実験の解析結果を示した。図 5 において、計算値と実験値の比 (C/E) は、制動放射なしで 0.65 ~ 0.89、電子輸送で 0.89 ~ 1.1、TTB 近似で 1.1 ~ 1.4 となった。制動放射なしでは、過小評価となった。電子輸送を行った場合については、非常に良く実験値と一致した。一方、TTB 近似では、過大評価となった。TTB 近似では、電子が発生する事象が起こったとき平均的に発生する制動放射光子を与えている。一方その向きには、入射光子の向きを与えるため透過問題のような

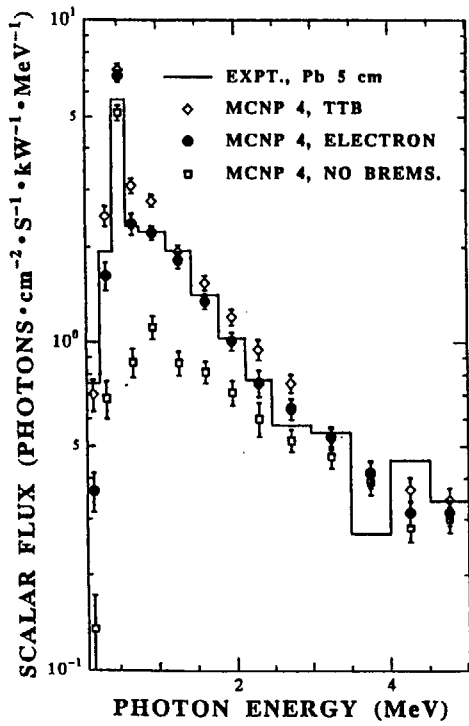


図4 Bishop et al. の実験の解析

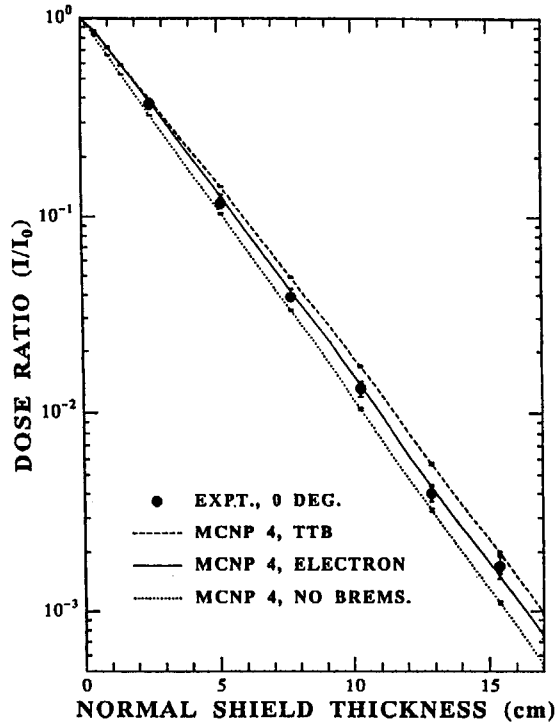


図5 Johnson et al. の実験の解析結果
(入射角: 0度)

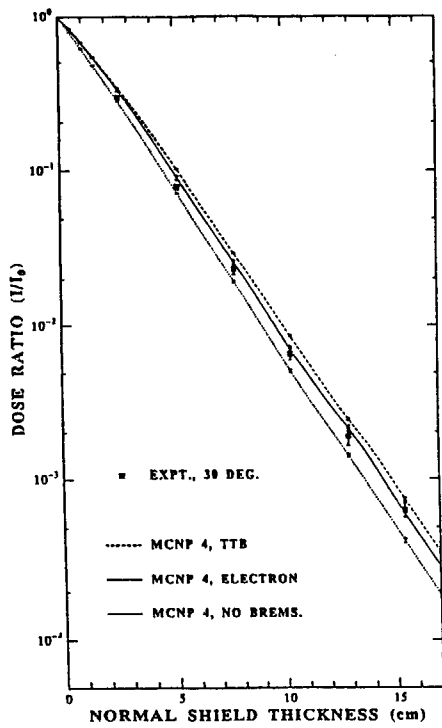


図6 Johnson et al. の実験の解析結果
(入射角: 30度)

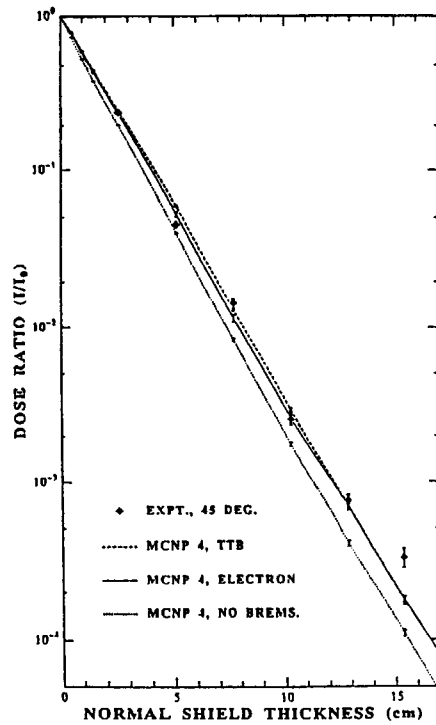


図7 Johnson et al. の実験の解析結果
(入射角: 45度)

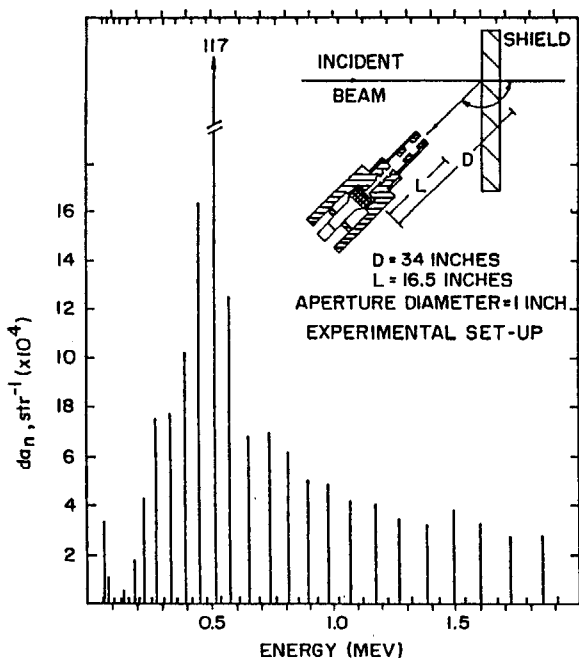


図8 Johnson et al. の実験結果

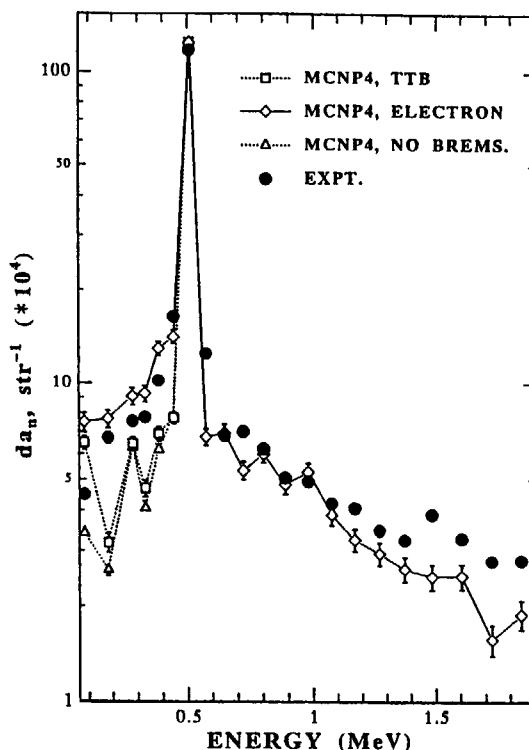


図9 Johnson et al. の実験の解析結果
(入射角: 135度)

前方方向の実験では、過大評価となる。入射角度を変えている図6, 7では、TTB近似を採用した解析結果が、実験値と電子輸送を用いた解析結果に近づいてきている。これは、TTB近似で発生させられた光子は、入射光子の向きをもつため、遮蔽板への入射角度に応じて必ずその厚さより長い距離を進むこととなり、上で述べた過大評価を和らげる効果を持つと考えている。したがって、入射角がより大きくなった場合、逆に過小評価になることが予想される。図8は、Johnson et al. の実験で135度方向の後方散乱を測定した結果である。この結果を同様にMCNPで解析し、その結果を図9に示した。なお、計算結果と実験値とは、0.511(MeV)のピークで規格化した。TTB近似を採用した結果では、0.5(MeV)以上で予想どおり過小評価した。

本バージョンでは、TTB近似により平均的に発生させる制動放射光子の向きは、入射光子の向きと同一である。実際には、電子は多重散乱によりその向きを変え、ある角度分布を持っている。また、制動放射する際にも、その光子は角度分布を持つ。

Namito and Ueki が、MORSE-BREMを作成したときには、その論文の中で電子の多重散乱について考慮した場合としない場合について比較しており、Johnson et al. の透過実験では、電子の多重散乱を考慮しなかった場合過大評価している。また、同じ論文の中で、制動放射の評価には、電子の多重散乱による角度分布が重要であると述べている。したがって、2次電子による制動放射の影響が大きい、エネルギーの高い光子の計算を行う場合は、上のTTB近似の影響に十分注意を払う必要があり、計算時間に余裕があれば、

電子輸送を含めた計算を行うことが望ましい。

V. 結論

MCNP 4を用いて、制動放射に関するベンチマーク実験を解析した。TTB近似を用いた計算では、透過問題では過大、後方散乱では過小評価した。これは、制動放射光子の向きに関する仮定が適切でないためである。電子輸送を行った場合の解析では、非常に良く実験値と一致した。

計算時間を考慮した場合、電子輸送を行った解析は、TTB近似を用いた解析の数十倍時間がかかった。近年、計算機の性能が向上しており、できれば電子輸送を含めた計算を行うことを奨める。

参考文献

- 1) "MCNP 4, Monte Carlo Neutron and Photon Code System", CCC-200A/B(1991), Radiation Shielding Information Center, Los Alamos National Laboratory.
- 2) W. R. Nelson et al., SLAC-265(1985).
- 3) E. A. Straker et al., "MORSE-CG, General Purpose Monte-Carlo Multigroup Neutron and Gamma-Ray Transport Code with Combinatorial Geometry", CCC-203(1976), Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory.
- 4) Y. Namito and K. Ueki, J. Nucl. Sci. Technol., 28, 695(1991).
- 5) W. R. Johnson et al., Nucl. Sci. Eng., 87, 478(1971).
- 6) W. R. Johnson et al., 4th Int. Conf. Reactor Sheilding, 1493(1972).
- 7) G. B. Bishop et al., Ann. Nucl. Eng., 3, 65(1976).
- 8) 大橋厚人、植木紘太郎、平成5年度春季(第61回)船舶技術研究所研究発表会講演集、98頁。
- 9) J. F. Briesmeister, (ed.) MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, LA-7396-M, revised 2 (1986).
- 10) 波戸芳仁、私信。
- 11) K. Takeuchi et al., Nucl. Sci. Eng., 78, 273(1981).



2.10 放射光に対するファントム内吸収線量分布計算

成山展照

船舶技術研究所 原子力技術部

nari@srinot.go.jp

1. 序論

近年、放射光の利用を目的としたシンクロトン加速器や自由電子レーザー施設が国内外で増加しつつある。それらは、数十keV以下の低いエネルギーをもつ光子でありながら、通常のX線発生装置より桁大きい強度をもち、指向性が非常に優れている点で、従来の放射線にはなかった特徴を有する。このため、作業従事者に対する放射線防護上、アンジオグラフィー（冠状動脈撮像法）をはじめとする医療利用上、低エネルギー光子に対する精度よい線量評価が重要になってきた。そこで、放射光からの低エネルギー光子を用いてファントム中の線量分布を測定し、モンテカルロ計算コードの結果と比較を行うことにより、コードの精度評価を行った。

2. 実験・計算方法

実験は、高エネルギー加速器研究機構フォトンファクトリーにて行った。放射光からの10、30keV単一エネルギー光子ビームを人体軟組織等価な30cm角立方体均質ファントムに照射し、吸収線量分布を熱蛍光線量計(TLD)を用いて測定した。

計算コードは、光子・電子モンテカルロ輸送計算コードEGS4²⁾を用いた。同コードは、コンプトン散乱における電子束縛効果および直線偏光を取り扱えるよう改良されている³⁾。光子断面積には、PHOTXを用いた⁴⁾。

3. 結果

30、10keV光子に対する計算結果を、それぞれ図1、2に示す。偏光の影響により、ビーム軸周辺部において最大3.5倍の方位角依存性が見られた。計算値は、偏光の影響も含め実験値をよく再現していることが明らかになった。

10keV線源光子に対しては、図2に見られるように30keV高調波成分の影響が深さ1.5cm以上で顕著に現れた。また、同図では、異なる光子断面積、すなわちPHOTXとStorm and Israelのデータ⁵⁾を用いた計算値を、ビーム軸において比較している。測定値とのよりよい一致は、深さ1.5、2.0cmで示されているように、PHOTXデータの方で得られている。

4. 結論

30、10keV単一エネルギー光子に対して、測定したファントム内吸収線量分布を低エネルギー光子輸送用に拡張されたモンテカルロ輸送計算コードEGS4の計算値と比較し、同コードの妥当性を確認するとともに、光子断面積PHOTXの線

量計算に対する精度を評価した。

参考文献

1. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Namito, Y., Hirayama, H., Ban, S. and Nakashima, H., "Absorbed dose measurements and calculations in phantoms for 1.5 to 50 keV photons," Health Phys., 68, 253-260 (1995).
2. Nelson, W.R., Hirayama, H. and Rogers, D.W.O., "The EGS4 code system," SLAC265 (1985).
3. Namito, Y., Ban, S. and Hirayama, H., "Implementation of linearly polarized photon scattering into the EGS4 code," Nucl. Inst. Meth., A332, 277-283 (1993).
4. "PHOTX Photon Interaction Cross Section Library," DLC-136, Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory (1988)
5. Storm, E. and Israel, H.I., "Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100," Atomic Data and Nucl. Data Tables, A7, 565-681 (1970).

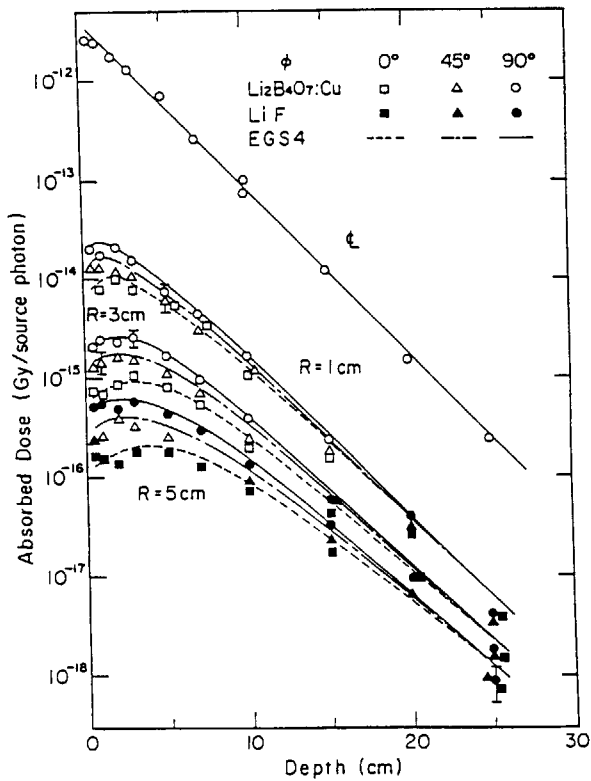


図1 30keV 光子入射

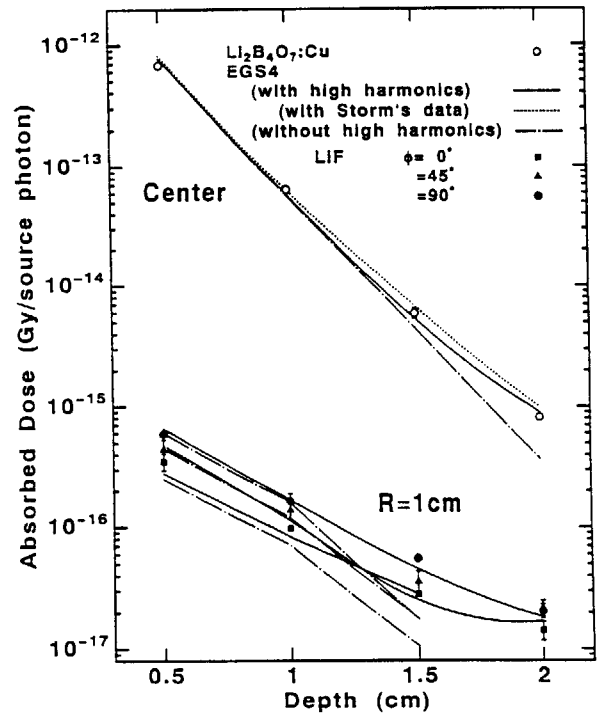


図2 10keV 光子入射



2-11 MCNP による JMTR の γ 加熱率計算

長尾 美春

日本原子力研究所 大洗研究所
材料試験炉部 計画課
E-mail: nagao@jmtr.oarai.jaeri.go.jp

1. 序論

材料試験炉による照射試験では、試料の置かれた位置における照射場、すなわち、照射試料の受ける中性子束及び中性子エネルギースペクトル（以下、中性子束・スペクトルと略記）は、炉心内の装荷位置のみでなく、厳密には周辺に装荷された他のキャプセル及び試料の組み込まれたキャプセル自体の構造等により影響を受け微妙に変化をする。したがって、照射場の正確な中性子束・スペクトルは、原子炉の各運転サイクル毎に炉心の核計算を行って求める必要があるが、さらに、中性子照射試験では、各種の計測や温度制御のための機器が組み込まれた複雑な構造のキャプセルが多く、照射場の評価を難しくしている。JMTR (Japan Materials Testing Reactor, 50MW、図1)では、このような複雑な体系に対しても高精度な評価が期待できるモンテカルロコードによる評価手法の導入により、これまで相当の評価精度の向上が図られた⁽¹⁾⁽²⁾。

他方、照射場として重要なもう一つのパラメータである γ 線については、従来は γ 加熱による照射物の発熱の点から過去にJMTRの臨界実験装置であるJMTRCにおいて行われた γ 加熱率測定結果に基づく一応の温度分布評価はなされていたが、JMTRのような材料試験炉の炉内 γ 線強度に耐えられる測定用モニタが実用化されていない等の理由から、スペクトルを含む詳しい解析は殆ど行われていなかった。しかし、軽水炉や核融合炉の材料についての近年の研究では、 γ 線による照射損傷や材料の腐食環境における水の放射線分解による照射効果が着目されており、また、照射試料の温度予測の点からより正確な γ 加熱率データが必要とされるなど、照射場特性として γ 線が重要視されるようになってきた。そこで、中性子場に対して整備した評価手法を拡張して、JMTR炉内の γ 線分布に関し、より高精度な評価の検討を開始した。

2. JMTR

JMTR は、軽水炉燃料・材料や核融合炉材料等の中性子照射試験に（幅広く）利用されている軽水減速冷却タンク型の汎用の試験炉（図1参照）であり、現在、定格 50MW で 25 日間を1運転サイクルとして、年間5サイクル運転されている。炉心は、7.72cm 角の燃料要素及び反射体要素が5×7格子配列に並べられた燃料領域とその周辺のベリリウム (Be) 及びアルミニウム (Al) 反

射体要素が配置された反射体領域から構成される。燃料要素は、 U_{Alx-Al} 分散型合金 (MEU 燃料、 ^{235}U 濃縮度は約 45%) 又は U_3Si_2-Al 分散型合金 (LEU 燃料、 ^{235}U 濃縮度は約 20%) の燃料ミートを Al 合金で被覆した燃料板 19 枚 (フォロー燃料 (^{235}U 濃縮度は約 20%) は 16 枚) から構成される。各反射体要素には、照射試料を挿入できる照射孔が設けてあり、照射試料が入らないときには、反射体と同質のプラグが挿入される。Be 及び Al の反射体の配置は各運転サイクルの照射キャプセル配置を勘案して変更可能である。また、照射設備として水力ラビット照射装置 (HR-1 及び HR-2) 及び出力急昇試験装置 (BOCA/OSF-1) がある。

3. JMTRC γ 加熱率実験のベンチマーク

JMTRCによる炉物理実験は、JMTRに比較して照射キャプセル等の炉心内装荷物が殆どないこと、また燃料の燃焼の影響が殆どないこと等により、ベンチマーク計算には適していることから、JMTRCで昭和55年に行った γ 加熱率測定実験データ⁽³⁾を用いて、MCNP⁽⁴⁾ (ver.4A)によりベンチマーク計算を行った。この実験データは、TLDを取り付けたキャプセルをJMTRC炉心 (出力0.2~2.9W) に装荷・照射し、得られた照射線量から内挿法によりFeの γ 加熱率データ (50MW相当に規格化) に換算したものである。

対象としたJMTRCの炉心配置を図2に示す。炉心は、中心部から外側に向かって燃料領域、ベリリウム反射体領域、アルミニウム反射体領域により構成されている。制御棒は5本で、中性子吸収体には天然ホウ素1.6w/o入りのステンレス鋼を使用している。また制御棒の下部にはフォロー燃料が付随している。燃料要素は1体あたり19枚の燃料板から構成され、各燃料板は、ウランアルミニウム合金の燃料ミート部 (縦750mm、横5.95mm、厚さ1.27mm) をアルミニウムで被覆したものである。燃料の ^{235}U 濃縮度は約90%である。

γ 加熱とは、 γ 線が物質に吸収又は散乱された際に γ 線のエネルギーの一部ないし全部が熱に変換され物質の温度が上昇する現象である。原子炉における γ 線の発生には、核分裂が生じた瞬間にすぐに飛び出すもの (即発 γ 線) 及び中性子が原子核に当たったときに放出されるもの (2次 γ 線) 等がある。このように γ 線の発生点は燃料領域だけでなく炉心全体に及ぶため、原子炉体系の γ 線計算においては、中性子- γ 結合計算を行う必要がある。

ベンチマーク計算に関しては、KCODEを使用した中性子- γ 結合計算を行った。核データライブラリとしては、 γ 線についてはMCPLIB⁽⁴⁾ (based on DLC-7E) を使用し、中性子についてはFSXLIBJ3R2⁽⁵⁾を用いた。

計算結果を図3に示す。計算値の標準偏差 (1σ) は、燃料領域~Be領域2層で4~7%、Al領域1層で10%である。燃料領域では計算値はTLD測定値より低めであるが、Be領域1層、2層と燃料領域から遠ざかるにしたがい計算値は高めの値となる傾向がみられた。この理由は、MCNPによる計算では、核分裂生成物から放出される遅発 γ 線を考慮できないこと、及び遅発 γ 線の寄与分は燃料領域に近づくにつれ大きくなることによる。計算値をTLD測定値から求めた値と比較すると、Be領域1層及び2層では $\pm 10\%$ 以内で一致したが、燃料領域では、-14%、Al領域1層では+27%となった。TLD測定値は、測定時の計数率等に依存する誤差が $\pm 15\%$ 程度あるため、これを考慮す

ると計算値はTLD測定値と一致しているといえる。

4. JMTRにおける γ 線解析精度の検証

JMTRのような高出力の試験研究炉において、運転中の炉内 γ 線を直接測定することが困難であることは、1. 序論で述べた通りである。そのため、JMTRにおける炉内 γ 線の解析精度の検証にあたっては、図4に示すように、核計算によりキャプセル内部の材料毎の γ 加熱率を求め、これを入力データとしてJMTRのキャプセル設計で使用されている1次元温度計算コードGENGTC⁶⁾を用いて、照射キャプセルに計装された熱電対位置における温度を計算し、測定温度と比較することにより行った。核計算については、MCNP (ver. 4B) により、中性子照射量等の評価に使用しているJMTRの全炉心3次元詳細モデルを用いて、中性子- γ 結合計算を行った。核データライブラリとして中性子についてはFSXLIBJ3R2(based on JENDL3.2)、 γ 線についてはMCPLIB(based on DLC-7E)を用いた。

γ 加熱率の評価の対象としたキャプセルは、温度計算における不確定因子ができるだけ少なくなるよう構造が同心円状で比較的単純であり、且つ熱伝導率等の物性データが良く知られている材質を使用したものを選択した。対象としたキャプセルの一つ（以下、capsule Aと略記）を図5に示す。Capsule Aは、純鉄の円柱が3段に配置され、その中にはそれぞれ温度計測用の熱電対が4個ずつ計装された構造のものである。温度の測定値と計算値を図6に示す。計算値は測定値よりも0~10%低めとなった。図5においてキャプセル断面のほぼ中心の熱電対の位置で、GENGTCによる評価温度が測定値と一致するように求めた γ 加熱率は、表1に示すようにモンテカルロ計算結果より13~17%低い。その他のキャプセルについて γ 加熱率の評価を行った結果を図7に示す。MCNPで評価した γ 加熱率を入力とし、GENGTCで求めた温度計算結果は測定データと+10~-20%で一致した。GENGTCによる温度計算では、キャプセルを1次元モデルで扱う上での誤差も含まれていることを考慮すると、モンテカルロ計算による γ 加熱率を用いると測定温度をほぼ再現できているといえる。

以上から、モンテカルロ手法を用いて3次元詳細モデルにより解析した γ 加熱率データを用いて温度計算を行うことにより、照射試料の温度を精度良く評価できる見通しが得られた。

5. 結論

JMTRのような高出力の試験研究炉における炉内の局所的な位置における γ 線の解析精度の検証は、これまで殆ど行われていなかった。本研究では、JMTRにおける γ 加熱率実験データのベンチマークにより、モンテカルロ手法の臨界体系における γ 線解析への適用性の検証に引き続き、実炉においては、炉内に装荷された照射キャプセルに計装された熱電対の温度測定データから、間接的に γ 線の解析精度を検証した。その結果、実炉における γ 線評価は、照射キャプセルに計装された熱電対による温度測定データを用いて推定することは十分可能であること、これまでに評価した3体の照射キャプセルについては、MCNPで評価した γ 加熱率を入力とし、GENGTCで求めた温度計算結果は測定データと+10~-20%で一致した。以上から、高出力の試験研究炉にお

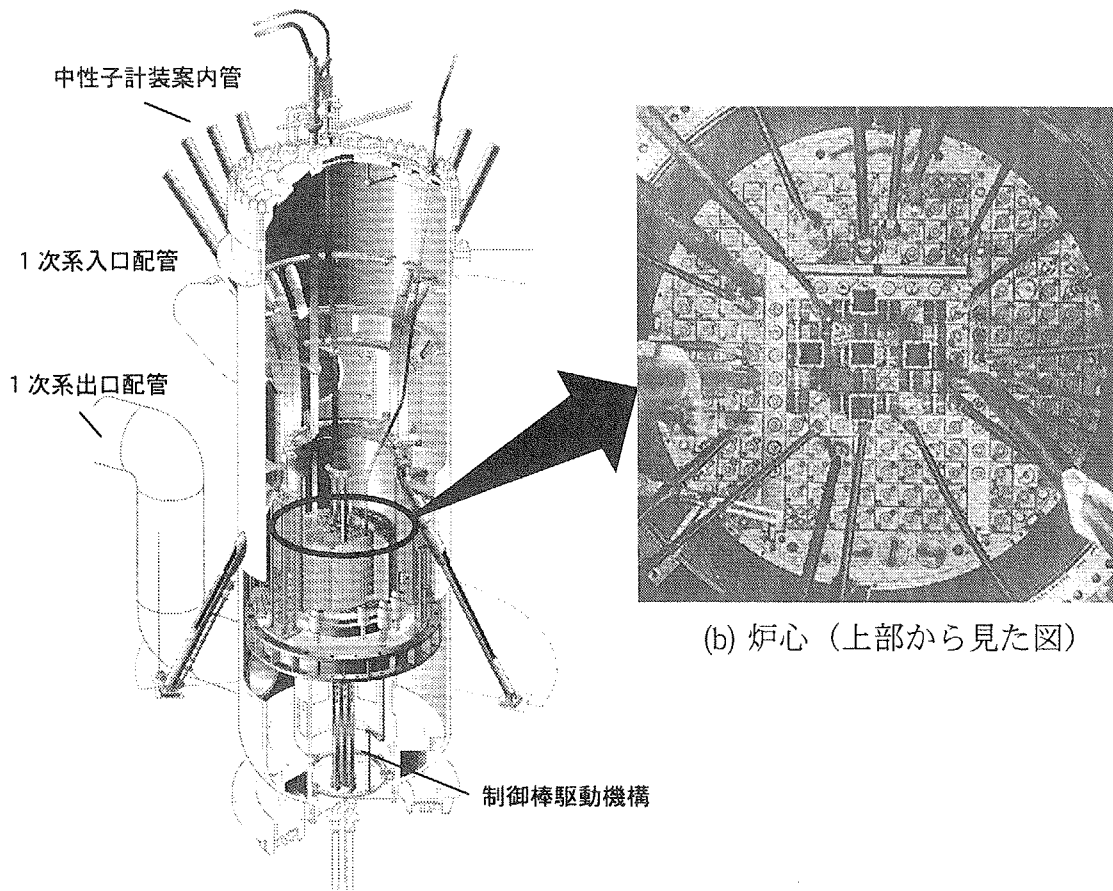
る炉内の γ 線評価にMCNPは十分適用可能である。

参考文献

- (1) 長尾美春：“原子力研究における MCNP の使用経験” JAERI-Review 97-003(1997), P74～P95
- (2) 長尾美春：“原子力研究における MCNP の使用経験(II)” JAERI-Review 98-010 (1998),P128～P165
- (3) 計画課：私信(1981)
- (4) Briesmeister J. F. (Ed.)：“ MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A” , LA-12625 (1993)
- (5) Kazuaki KOSAKO, et al.：“ FSXLIB-J3R2 : A Continuous Energy Cross Section Library for MCNP Based on JENDL-3.2” 、 JAERI-Data/Code 94-020 (1994)
- (6) Hiroyuki SOMEYA, et al：“GENGTC-JB: A computer program to calculate temperature distribution for cylindrical geometry capsule” 、 JAERI-M 87-148(1987)

表1 Capsule Aの γ 加熱率の測定値と計算値の比較

評価位置	Feに換算した γ 加熱率 [W/g]		C/M
	測定値(M)	計算値(C)	
A	1.14	0.95	0.83
B	1.31	1.11	0.85
C	1.19	1.04	0.87



(a) 原子炉压力容器

(b) 炉心（上部から見た図）

(c) 主要緒元

型式	: タンク型
出力	: 50MWth
燃料	: ETR型 (20wt% ²³⁵ U) (可燃性吸収体: カドミウム)
制御材	: ハフニウム
減速材	: 軽水
冷却材	: 軽水
反射体	: ベリリウム、アルミニウム
熱中性子束	: $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{max})$
冷却材温度	: 49/56°C (炉心入口/炉心出口)

図1 JMTRの概要

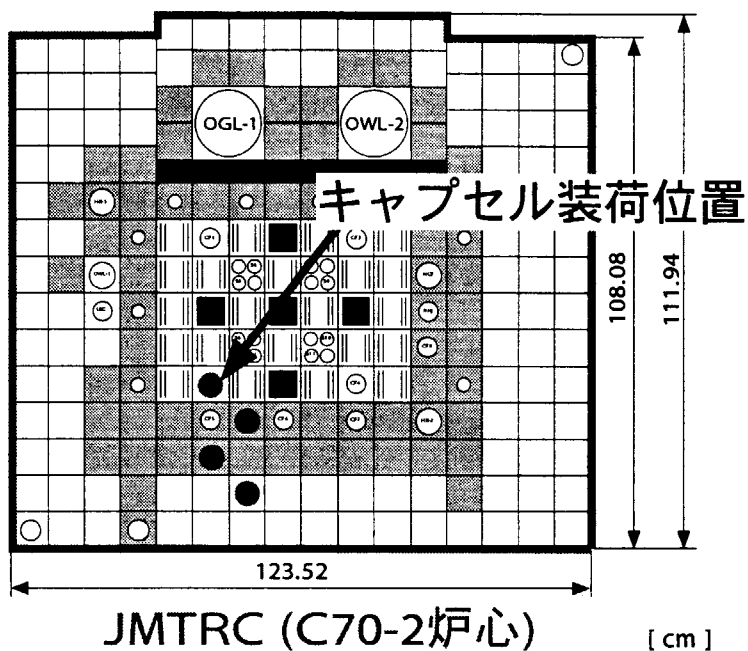


図2 JMTRC炉心配置

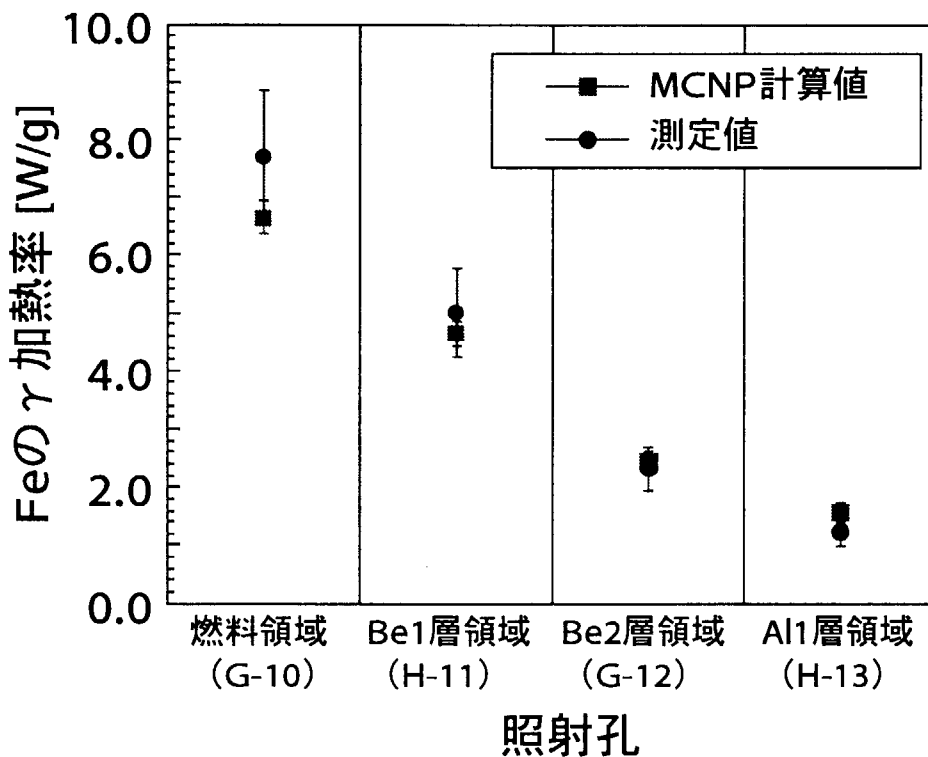


図3 JMTRC γ 加熱率実験ベンチマーク結果

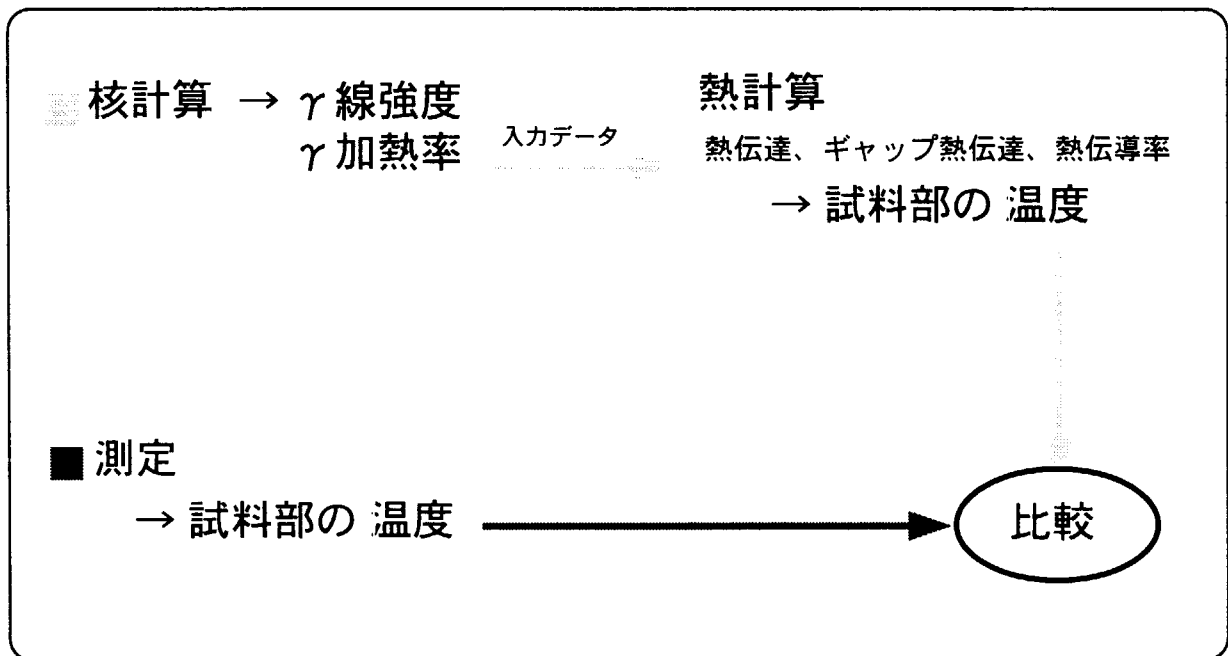


図4 JMTRにおける γ 線解析精度検証方法

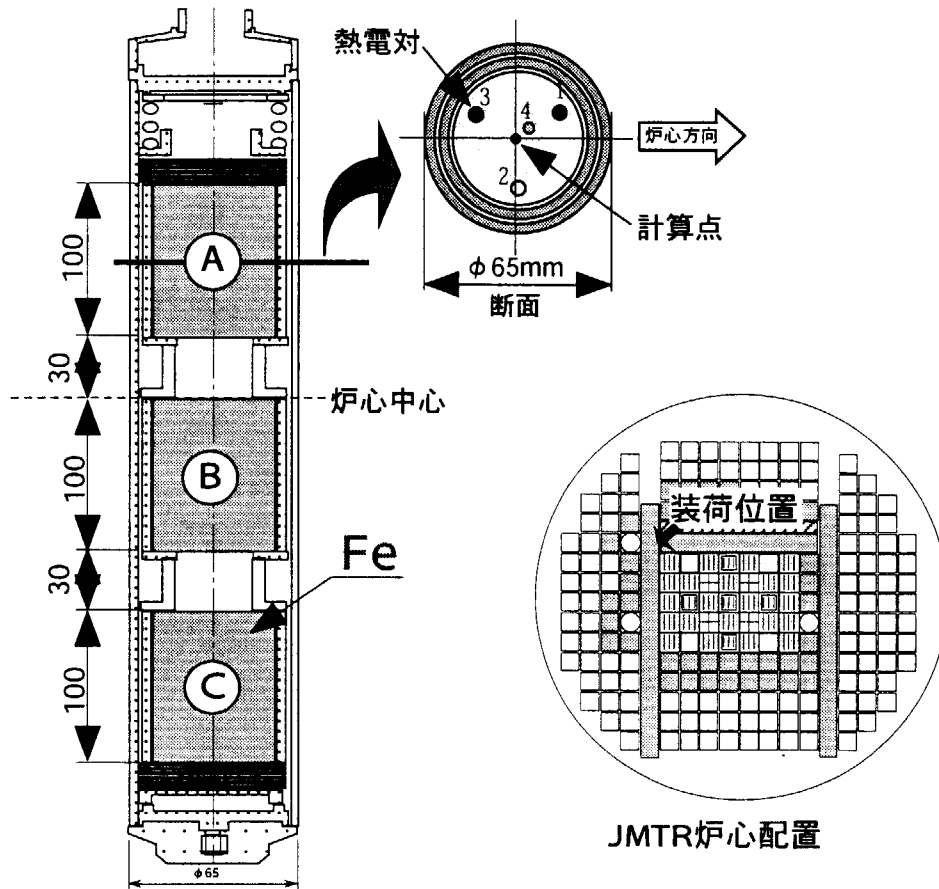


図5 Capsule Aの構造

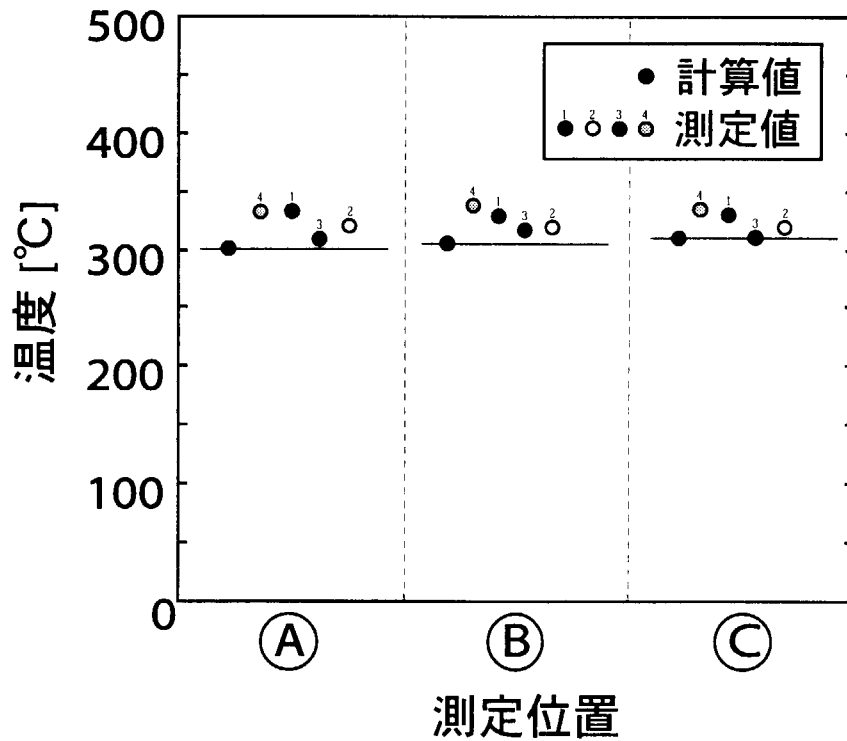


図6 Capsule Aの温度測定値と計算値

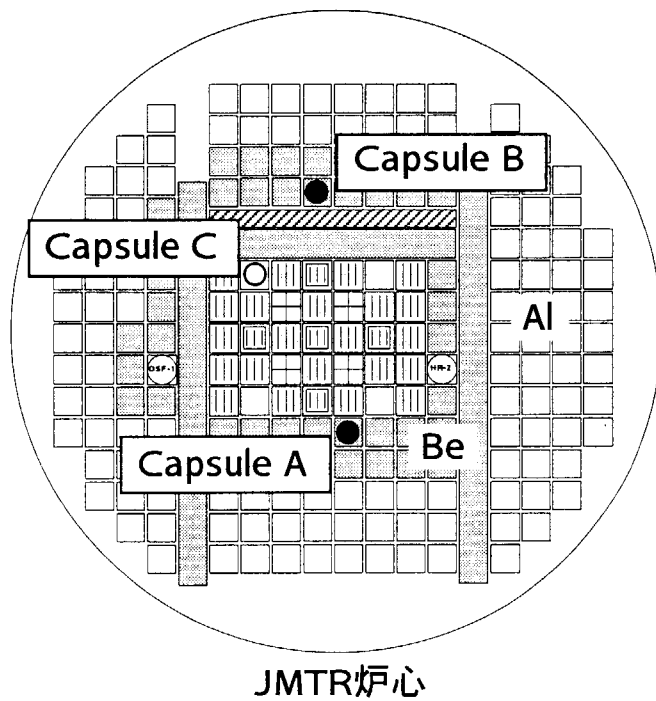
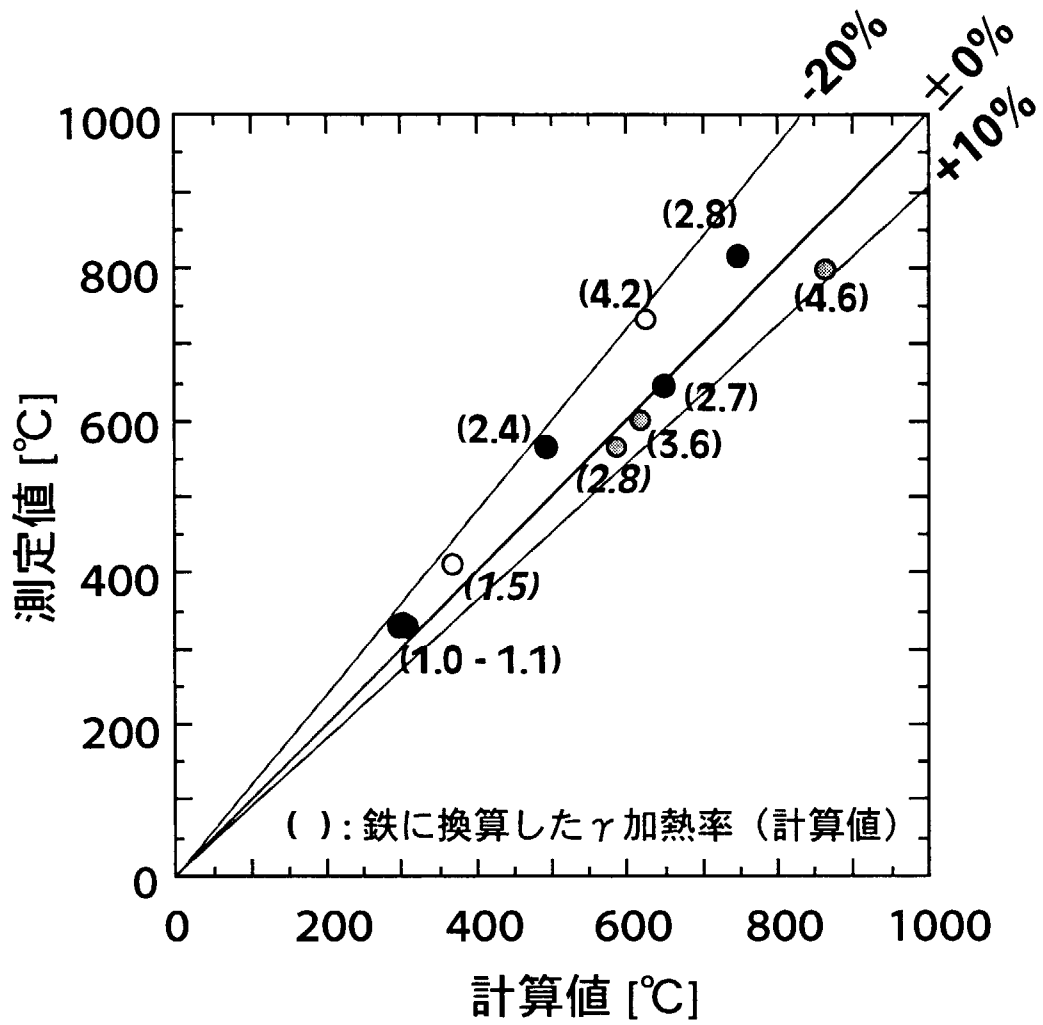


図7 最近の照射試験における温度測定値と計算値の比較



2.12 材料の照射損傷シミュレーション計算におけるモンテカルロ法の適用

有賀 武夫

原研 物質科学研究部

E-mail address : aruga@maico.tokai.jaeri.go.jp

1.はじめに

中性子や荷電粒子など放射線の照射を受けた材料で、機械的性質や熱伝導度など物理的特性がどれくらい劣化するかを予め知っておくこと、また出来るだけ劣化の程度を小さくするための材料の開発を考えると、劣化の機構についての理解を深めておくことは、重要である。構造材料として普通使用される合金材料においては、照射による材料特性の変化は、結晶を構成する格子位置からの原子のはじきだしおよび核変換反応で生成されるヘリウムや水素のガス原子に起因することは、既によく知られている。このような照射損傷では、材料の使用される環境での放射線のエネルギースペクトルが極めて重要な因子であることも広く知られてきた。

原子炉の中性子の輸送を対象としたモンテカルロ法計算手法は、計算機資源の増大や演算速度の高速化と相俟って、著しい進展をみせている。中性子の輸送と関係して反応度（臨界、燃焼度）計算、遮蔽計算などが精度よく行われるようになったことから、同じように、照射を受けた材料特性が通常劣化する照射損傷効果の問題にも、モンテカルロ法を適用できないだろうか、と考えることはそれなりに理解できるし、近い将来実現されること期待してはならない理由はない。照射場の中性子スペクトルがよく分かっている位置で例えば $1 \times 10^{27}/\text{m}^2$ まで照射を受けた核融合炉第一壁構造材料の延性脆性転移温度の上昇は何度である、などと精度よく予測できることは計り知れない意義を持つ。ここでは、材料の照射損傷シミュレーション計算でモンテカルロ法がどのような使われ方で適用されてきたかについて述べる。

モンテカルロ法の使われ方は大別すると二つに区別される。第一は、中性子照射による材料の損傷の機構を理解する目的で行われるイオン照射実験の計画立案や結果の解析で用いられてきた。これは、格子位置からの原子のはじきだしを起こさせるために加速したイオンを照射したり、ヘリウムや水素のガス原子などを加速したイオンの注入で模擬しようとするとき、原子のはじきだしや注入されるガス原子が、試料中でどのような分布をするかという基礎的な情報を得るためである。この分野では1980年代中頃から世界的に使用されている、モンテカルロ法を使用したシミュレーションコードTRIMが有名である。これについては、最新のWeb siteを紹介するにとどめる。ダウンロードしてWINDOWSマシンで利用することができるばかりでなく、マニュアルも一緒にダウンロードされ、参考文献も記されている。TRIM(Transport of Ions in Matter)のいくつかのVersionに関する記述のほか、最新のSRIM(Stopping and Ranges of Ions in Matter)コードのダウンロードweb site:
<http://www.research.ibm.com/ionbeams/>。

第二は、イオン照射の場合に限らず、照射粒子との衝突で格子原子が反跳エネルギーを受け、材料中で連鎖的な原子のはじき出しが生じるが、その結果引き起こされる結晶格子の乱れに関する知見を得ることを目的とする。ある反跳エネルギーについて、生成される格子欠陥の量が評価でき、与えられた中性子のエネルギースペクトルと核反応断面積に基づいて、反跳を受けた原子のエネルギースペクトルが知られば、これとのたたみこみで照射で造られる第一義的な格子欠陥の量を知ることができる。ここでは、モンテカルロ法が、はじきだしカスケード後のアニーリングのシミュレーションで重要な役割を演ずることを述べる。

2. はじきだしカスケード後のアニーリングのシミュレーション

高速炉の燃料被覆管材料や核融合炉の第一壁構造材料では、中性子照射による体積膨張や延性の減少、通常ほとんどクリープ変形が生じない温度での照射誘起クリープなどの照射効果は、装置の安全性や経済性に係わる大きな問題である。このような照射効果は、材料の結晶格子を構成する格子原子が中性子との弾性衝突や弾性外核反応で反跳エネルギーを受けることに端を発している。中性子との衝突で反跳エネルギーを受けた原子を、以下PKA (Primary Knock on Atom の略) と呼ぶが、PKAのエネルギーが正常な格子位置から原子をはじきだすのに必要なエネルギー (はじきだしの閾値, E_d) より大きいと、PKAは格子位置を飛び出し後に空格子点 (空孔) を残し、PKAは正常な格子点とは異なる位置に停止し格子間原子となる。 E_d の値は、鉄基の合金材料では40eVとされている[1]。この空孔と格子間原子の点欠陥の一对をFrenkel対と呼び、照射で造られる格子欠陥のもっとも単純な形の格子欠陥である。PKAのエネルギーが E_d より大きいと、PKAは連鎖的に格子原子をはじきだし、はじきだしカスケードと呼ばれる乱れた格子点が三次元的に分布する領域が生成される。このはじきだし連鎖のカスケードの描像はBrinkman[2]らによって1950年代には考案されていた。どの位のエネルギーのPKAがどの位大きなカスケードを造り、近くにできた空孔と格子間原子がどの程度合体して消滅し、最終的にどの位の格子欠陥がどのような形で生き残るか、ということは照射効果の研究におけるいわばソースタームの評価とも呼ぶべき重要な問題である。

その重要性から、計算機シミュレーションの手法は1960年代、BNLにおいてErginsoyらによって銅やBCC鉄について始められた[3]。IBM7090系の計算機を使用して行われたシミュレーション計算では分子動力学の手法が用いられ、弾性定数、凝集エネルギー、 E_d などの測定値と合うように定めた中心力ポテンシャルで相互作用しあっているN個の原子について、運動方程式を積分したのである。積分の時間ステップ巾は2~3 fsで数十ステップ追跡した。境界条件によって連続弾性体中に埋め込まれた取り扱いをうける微結晶格子を構成する原子数Nは800~900個であり、PKAのエネルギーは60~70 eVとシミュレーションの対象の規模は小さいものであった。しかし、再近接隣接原子の数倍離れた位置までPKAとの衝突でエネルギーを得た原子が次々と置換衝突を繰り返し、直ぐには対消滅しない安定なFrenkel対を造ることを計算によって最初に示したり、 E_d の結晶方位 (原子列

の方向) 依存性を最初に示した。

最近の計算機資源の増大とベクトル計算などのアルゴリズムの工夫は、分子動力学計算の対象規模を大きくすることを可能にした。例えば、BCC鉄で40 keVのカスケードを200 ps 追跡してカスケードに含まれる欠陥濃度の時間変化や欠陥の分布などを求めた計算では[4]、ある方位に近い向きの速度ベクトルで運動をはじめた6個のPKAについての計算に2~3週間のcpu時間を要したものの、1,024,000個からなる微結晶を対象とした。ここで、40 keVのカスケードとは、61 keVのPKAが作り出すカスケードを指し、PKA、および二次、三次、...と以下連鎖的に格子点からはじき出されて結晶中を運動する原子が、電子系との相互作用で原子の励起やイオン化など、最終的にはじきだしに寄与しないエネルギー分を差し引いたいわゆる損傷エネルギー $T_d(T)$ に相当する。この $T_d(T)$ はPKAのエネルギーの関数であり、一般にPKAのエネルギー T が大きくなるにしたがって $T_d(T)$ と T の比率は小さくなり、電子系へのエネルギー付与は増加する。放射線を照射した材料でののはじきだしは、dpa (displacements per atom) という単位で表されるが[1]、これはあるエネルギー T のPKAに対し、 $0.8T_d(T)/2E_d$ なる量に、エネルギー E の放射線がエネルギー T のPKAを造る確率を表す断面積を乗じたのはじきだし断面積を用いて計算される[1]。 $0.8T_d(T)/2E_d$ によって、エネルギー T のPKAがはじきだす原子数を計算するモデルを、三人の提案者の名前にちなみNRTモデルという[1,5]。長時間のcpu時間を消費して行われた分子動力学計算の結果から、200 ps まで追跡したカスケードに含まれる点欠陥の数は、10 keV以上のPKAエネルギーについてこのNRTモデルで計算されるのはじきだし原子数の約1/3であること、またこの1/3という比率は10 keV以上でPKAエネルギー依存性がほとんど無いことを示した (Fig. 1)[4]。カスケード中での相互消滅を逃れて生き残る点欠陥濃度とNRTモデルによる計算値との比率は、実効的なPKAエネルギーの関数として実験的に測定されていた。これは、点欠陥が電気伝導に係わる電子の散乱中心になることで、点欠陥濃度が極低温における電気伝導度の変化に敏感あることを利用して測定されたものであるが、分子動力学の計算結果は測定値のPKAエネルギー依存性をみごとに再現した (Fig. 2)[6]。体系の温度が100 Kとして40 keVのカスケードを追跡したときの欠陥分布の広がりを三つの時間ステップについて Fig.3[7]に示した。

分子動力学の計算は、PKAが運動を開始してから数百 ps後におけるカスケードについて、それまで予想はされていたが定量的には把握され得なかった生き残り点欠陥の構造や分布を与えたという意味で画期的であった。しかし、実際に照射を受ける材料では、300 K以上の温度であるばかりでなく、数百 psとはかけ離れた何年というオーダの時間巾で照射効果を予測することが必要とされる。極低温では照射で造られた欠陥はほとんど移動できないと考えられるが、高温の実用材料中で形成されたカスケードではカスケード開始から数百 ps以後も、長い時間巾で欠陥が格子中を動き回り、格子間原子や空孔が二次元的に集合した転位ループや空孔が三次元的に集合したボイドなどの欠陥集合体が形成され、材料の脆化や体積膨張が生じる。また、点欠陥の移動にもなってそれらと結合し易い成分元素の偏析、析出が生じ普通、材料の特性が劣化する。このような、長時間にわたる欠

陥の振る舞いを分子動力学の計算で追跡することは不可能である。原理的には、cpu時間さえかければ可能であっても、数値計算誤差の蓄積による結果の不確かさや数百年にわたる計算後に得られる結果は無意味である。PKAの発生から材料の寿命評価に至る照射効果の解析手法を、時間軸上に表した例をFig. 4[8]に、またその間の照射欠陥の振る舞いと結果的に生じる照射効果の関係をFig. 5[9]に示した。

PKAのエネルギーにも依存するが、銅の例によると2~3 keV以上のエネルギーのPKAはカスケード領域を形成し、1 ps後にはカスケードに関与する原子全体に運動エネルギーが与えられ、中心部が溶融し、周辺部には置換衝突で飛ばされた格子間原子が多く分布するようになる。また、~20 keV以上のエネルギーのPKAでは、Fig. 3に示すように、小さなカスケード(subcascade)への分岐がみられる。いずれも、PKAが運動を開始してから十数 ps後には、計算対象とした微結晶の境界原子に与えられたエネルギー散逸条件によって温度が下がり、中心部は再凝固し格子点に多くの空孔を含んだ中心領域と周辺部に格子間原子が多く分布する領域が形成される。この急冷状態の後には、600, 900 Kなど体系の温度を高くした分子動力学計算でも、熱活性過程による点欠陥の動きはみられなくなる。すなわち、非熱活性過程で再結合するべき格子間原子と空孔はこの時点でほとんど合体消滅を終了している。

そこで、モンテカルロ法のシミュレーションが用いられる。この状態のカスケードに含まれる欠陥は、孤立したFrenkel対、格子間原子や空孔の集合体（場合によっては不純物も含めるが、ここではこれらを欠陥要素という）であるが、極めて不安定な構造をもち、欠陥の間に著しい相互作用が残っているため、熱活性過程による点欠陥の移動、消滅、合体は標準的な反応速度論では記述されない。モンテカルロ法のシミュレーションでは、十数 psまで分子動力学計算したカスケードに含まれる点欠陥すなわち、孤立した空孔V-1や格子間原子I-1およびそれらのn-個の集合体:V-n, I-nの位置座標 $X(j,n)$ を入力とし、Table 1[10]に示すように、それぞれの型(j)の各サイズの集合体に対して定めた移動の活性化エネルギー $E_m(j, n)$ から、温度Tにおけるある時間ステップ間における欠陥の移動確率を $P(j, n, T) = \mu \nu \exp(-E_m(j, n)/kT)$ によって与え、点欠陥の移動（ジャンプ）の試行を繰り返す。ここで、 μ は実時間ステップ間隔、 ν は格子振動数($10^{13}/s$)であり、単一の格子間原子I-1の一ステップ間における移動確率が1となるように実時間ステップ間隔を定め、他の欠陥の移動確率はそれとの相対値で表す。また、各サイズの集合体からひとつの点欠陥が分離するために必要なエネルギーを与え、集合体からの点欠陥の分離も扱う。乱数を用いて移動対象の欠陥要素を選択し、乱数と移動確率を用いてステップ間の移動のon/offを定め、移動が許されるときは、移動ベクトルの方向を乱数によって決め、欠陥要素をその方向にジャンプさせる。ジャンプした新しい座標 X' の周囲に予め定めた距離以内に同符号または反対符号の欠陥要素があれば集合体のサイズをその分だけ増加または減少させ、時間ステップを進めても欠陥要素の数や分布に変化が起きなくなるか、予め定めたステップ数まで計算を行う。入力としたカスケードの大きさと関連して予め定めた体積の外側にジャン

プした点欠陥は、急冷後のカスケードを逃れて生き残った移動可能な点欠陥(FMD, Freely Migrating Defect)として勘定する。この計算は、カスケード急冷後の点欠陥アニーリングという。

カスケードを逃れて生き残った移動可能な点欠陥こそが、標準的な反応速度論や点欠陥の拡散理論で記述される実体となり、その後の欠陥集合体の形成、微視的組織の変化などを通して、材料の性質の変化が予測できることが期待される。金の20 keVまでのPKAによるカスケードを10 psまで分子動力学計算した結果を入力として、650 Kで1000sまでアニール計算した後に得られた、生き残った移動可能な点欠陥数とNRTモデルで求めたはじきだし原子数の比率をPKAエネルギーの関数としてFig. 6[11]に示す。PKAのエネルギーが5 keV以上では、この比率は約0.2と一定値をとることが示されている。

3. おわりに

高速炉の燃料被覆管材料の照射損傷を研究する場合に使用されたイオン照射実験の手法が、核融合炉の第一壁構造材料における照射効果の研究にも使用される。さらに、核破砕中性子源装置のターゲット回りの窓材の照射損傷の研究にも活用される。はじきだし原子濃度(dpa)当たりのヘリウムや水素濃度を予測値と合わせるだけで、良いのだろうか、少し考えるとどこかにごまかしが無いただろうかと言う向きもあるかも知れない。モンテカルロ法を用いたカスケードのシミュレーション計算からの出力を、目的とする照射場で造られるPKAのスペクトルでたたみこみ、反応速度論を用いて微視的組織変化や材料特性の変化と対応した議論ができるようになっていれば、このような愚問が照射損傷の研究で語られることは無い筈と期待したい。

参考文献

- [1] "Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charged-Particle Irradiation", E521-96, Annual Book of ASTM Standards, Vol. 12.02, pp.1-20 (American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1996).
- [2] J. A. Brinkman, J. Appl. Phys. 25 (1954) 961.
- [3] C. Erginsoy, G. H. Vineyard and A. Englert, Phys. Rev. 133 (1964) A595.
- [4] R. E. Stoller, G. R. Odette, B. D. Wirth, J. Nucl. Mater. 251 (1997) 49.
- [5] M. J. Norgett, M. T. Robinson, I. M. Torrens, Nucl. Eng. Des. 33 (1975) 50.
- [6] S. J. Zinkle and B. N. Singh, J. Nucl. Mater. 199 (1993) 173.
- [7] R. E. Stoller, L. R. Greenwood, J. Nucl. Mater. 271&272 (1999) 57.
- [8] S. Ishino, J. Nucl. Mater. 206 (1993) 139.
- [9] B. N. Singh, J. Nucl. Mater. 258-263 (1998) 18.
- [10] H. L. Heinisch, B. N. Singh, J. Nucl. Mater. 232 (1996) 206.
- [11] T. Dias de la Rubia, N. Soneda, M. J. Caturla, E. A. Alonso, J. Nucl. Mater. 251 (1997) 13.

Table 1. サイズnの空孔(V-n), 格子間原子(I-n)の移動と解離の活性化エネルギー[10].

Migration energies (in eV)	
V-1	0.72
V-2	0.55
V-3	0.56
V-4	0.38
I-1	0.13
I-2	0.11
I-3	0.20
I-4-9 glide	0.10
Dissociation energies (in eV)	
V-2	0.77
V-3	0.82
V-4	0.90
V-5	0.98
V-6	1.10
V-7	1.21
V-8	1.35
V-9	1.49
V > 9	1.56
I-3	1.16
I-4	1.16
I > 4	2.62

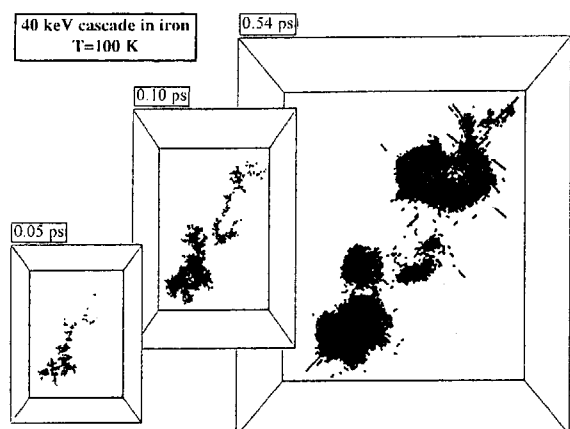


Fig. 3 BCC鉄で(温度100K)分子動力学で計算された40 keVのPKAが造るカスケードの時間的变化[7].

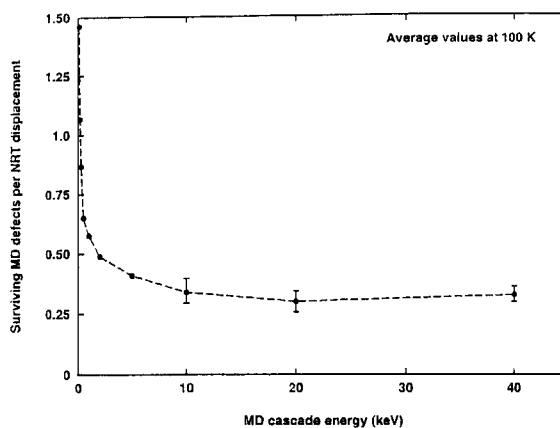


Fig. 1 BCC鉄で(温度100K)分子動力学で計算された点欠陥数の、NRTモデルによるはじきだし数との比のPKAエネルギー依存性[4].

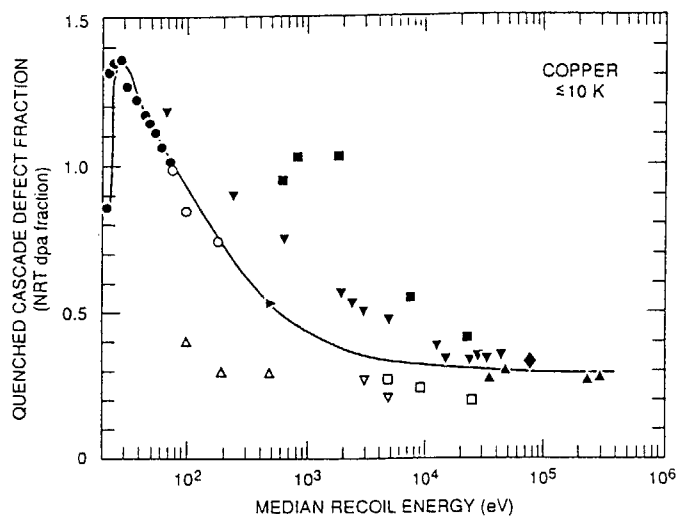


Fig. 2 銅において分子動力学で計算された点欠陥数の、NRTモデルによるはじきだし数との比(白抜き印)と測定値との比較.実線は目安[6].

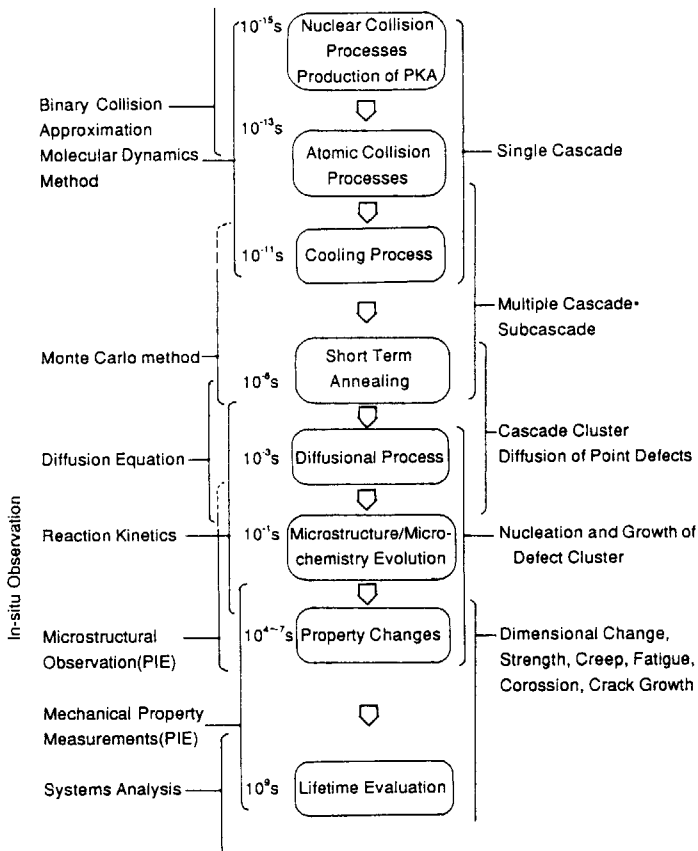


Fig. 4 カスケード損傷の時間的展開と解析手法[8].

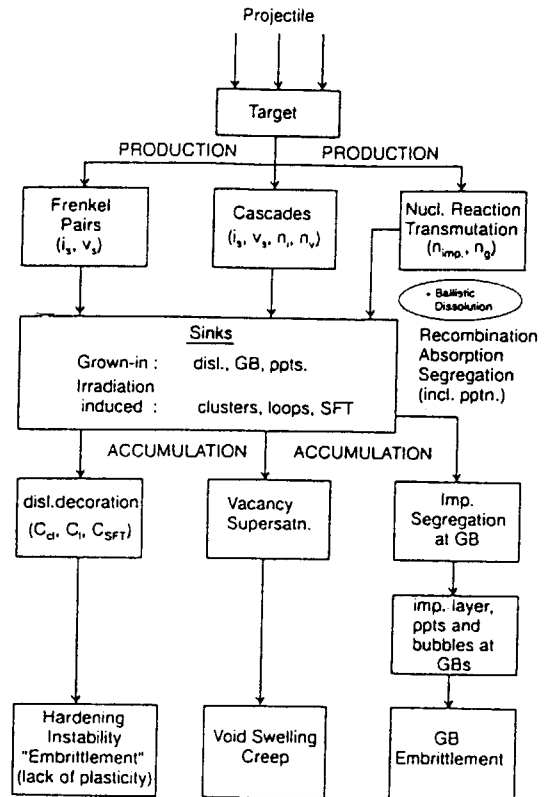


Fig. 5 照射で造られる格子欠陥の生成と照射効果発現の過程[9].

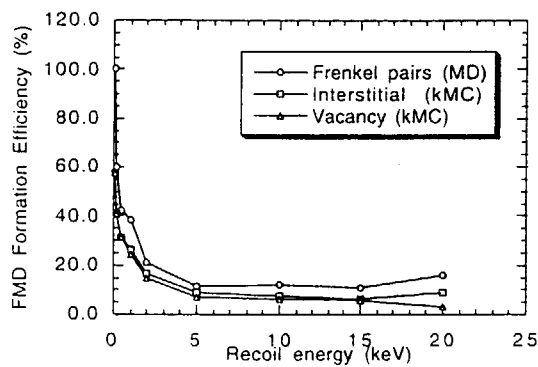


Fig. 6 金(650K)分子動力学で計算された急冷後の点欠陥数 (MD)およびモンテカルロ法によるアニーリング後の点欠陥数 (kMC, kinetic MC)、とNRTモデルによるはじきだし数との比のPKAエネルギー依存性[11].

2.13 2次元S_n輸送計算とモンテカルロ計算の結合について

林田芳久

(株)東芝 電力システム社 原子力プラント計画部

yoshihisa.hayashida@toshiba.co.jp

1.はじめに

遮蔽計算では、運転中の原子炉周りの中性子、ガンマ線分布計算などのように、線源を含む主要な部分は2次元R-Zモデルで表すことができ、その一部のみが複雑な形状をしている場合が多い。このような体系に対しては、少ない計算時間で精度の良い解を得るために、2次元S_n-モンテカルロ結合計算が非常に有効である。

Emmettらは、DOTコードとモンテカルロ計算コードMORSEの結合するために、DOMINO¹⁾を開発した。この手法は多くの人により大規模な計算に適用され成功を収めている。MORSE-ALBコード²⁾では、これを拡張したDOMINO-N³⁾コードを用いて、2次元S_n計算とモンテカルロ計算の結合面を、2次元計算体系内の任意の部分を含む複曲面を同時に線源面としている。これにより、体系内の複雑形状部に対して、線源方向の面からだけでなく、周囲から回り込んで流入する成分を考慮できる。ここでは、本手法を紹介し、MCNPコードへの適用の参考とする。なお、DOT-MCNPの結合計算については植木ら⁴⁾がJASPER実験解析に適用した例がある。

2.結合線源

図1に、結合線源の概念を示す。図のように、DOTコードによる2次元R-Z計算体系内の一部を切り出した扇形立体（この領域に複雑形状部があるものと想定する）の各面を線源面とする。実際の計算においては考慮する必要がある面のみ線源として指定すればよい。2次元S_n計算による角度束を用いたモンテカルロ線源は以下のようにして作成することができる。

いま、R-Z体系の半径方向I₁~I₂メッシュ、軸方向J₁~J₂メッシュの範囲で、開き角φ₀の扇形立体表面で結合を行うものとする。各面を図1のように面番号1~6で示す。2次元で、空間メッシュ(i, j)、エネルギー群g、極角方向の角度メッシュl及び偏角方向の角度メッシュmに対して得られる角度束をφ_{ijglm}とする。扇形立体の面kに対する内向きの中性子流S_k、及び、それぞれエネルギー、空間メッシュ、極角、偏角に対する確率密度関数O_{kg}、P_{kgij}、Q_{kgijl}、R_{kgijlm}は以下のように表される。但し、角度については扇形立体の内部方向についてのみ和をとる。

$$S_k = \sum_g \sum_{ij} \sum_l \sum_m \phi_{ijglm} | \theta_{kln} | W_{ln} A_{kij} ,$$

$$O_{kg} = \sum_{ij} \sum_l \sum_m \phi_{ijlm} | \theta_{klm} | W_{lm} A_{kij} / S_k,$$

$$P_{kgij} = \sum_l \sum_m \phi_{ijlm} | \theta_{klm} | W_{lm} A_{kij} / (O_{kg} S_k),$$

$$Q_{kgijl} = \sum_m \phi_{ijlm} | \theta_{klm} | W_{lm} A_{kij} / (P_{kgij} O_{kg} S_k),$$

$$R_{kgijlm} = \phi_{ijlm} | \theta_{klm} | W_{lm} A_{kij} / (Q_{kgijl} P_{kgij} O_{kg} S_k),$$

ここで、

- k : 面番号,
- A_{kij} : 面 k 上の空間メッシュ (i, j) の面積,
- θ_{klm} : 面 k 上の法線ベクトルに対する角度メッシュ (l, m) の角度の余弦,
- W_{lm} : 角度メッシュ (l, m) の重み.

各面に対する A_{kij} 及び θ_{klm} は以下の式で与えられる。

面 1 及び面 2 については、それぞれ $j = J_1$ 、 $j = J_2$ であり、

$$A_{kij} = \phi_0 \pi (r_{i+1}^2 - r_i^2) / (2\pi),$$

$$\theta_{klm} = \eta_1.$$

面 3 及び面 4 については、それぞれ、 $i = I_1$ 、 $i = I_2$ であり、

$$A_{kij} = \phi_0 2\pi r_i (z_{j+1} - z_j) / (2\pi),$$

$$\theta_{klm} = \mu_{lm}.$$

面 5 及び面 6 については、

$$A_{kij} = (r_{i+1} - r_i) (z_{j+1} - z_j),$$

$$\theta_{klm} = (1 - \mu_{lm}^2)^{1/2} ((1 - \eta_1^2)^{1/2}).$$

ここで、 r_i はメッシュ i の内径、 η_1 は R-Z 座標系の極角の余弦、 μ_{lm} は偏角の余弦、 z_j はメッシュ j の下側境界の高さである。

扇形立体の全ての面に対する内向きの全中性子流 S は、

$$S = \sum_k S_k$$

で与えられる。従って、線源面 k に対する確率密度関数は S_k / S で得られ、これを用いて中性子の発生面が選択される。発生面が決まると、前述の確率密度関数 O、P、Q 及び R

を用いて、順次エネルギー、位置及び方向が決定される。2次元計算におけるメッシュ内での空間分布、及び角度ビン内での角度分布は均一とする。

3.座標変換

2次元計算におけるR-Z座標系と、モンテカルロ計算の座標系に任意性を持たせるためには、線源分布の座標変換が必要である。即ち、R-Z座標系で線源の位置及び方向を決定した後、それをモンテカルロ計算の座標系に変換する。線源形状の回転Rと移動Tから成る1次変換マトリックスを導入することにより変換する。座標変換の概念を図2に示す。2次元Sn計算のR-Z座標系における線源中性子の位置 \mathbf{r}' 、と飛行方向 \mathbf{t}' は、以下の式によってそれぞれモンテカルロ計算の座標系における位置 \mathbf{r} と方向 \mathbf{t} に変換される。

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} \mathbf{r}' + \mathbf{T},$$

$$\mathbf{t} = \mathbf{R} \mathbf{t}'.$$

これは、図2の記号を用いると以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix}.$$

ここで、

- (x, y, z) : モンテカルロ計算座標系における中性子の位置、
- (u, v, w) : モンテカルロ計算座標系における中性子の飛行方向、
- (X_0, Y_0, Z_0) : モンテカルロ計算座標系におけるR-Z座標原点の位置、
- (ξ_x, ξ_y, ξ_z) : モンテカルロ計算座標系におけるX'の方向ベクトル、
- (η_x, η_y, η_z) : モンテカルロ計算座標系におけるY'の方向ベクトル、
- ($\zeta_x, \zeta_y, \zeta_z$) : モンテカルロ計算座標系におけるZ'の方向ベクトル、
- (X', Y', Z') : R-Z座標系の座標軸、
- (x', y', z') : R-Z座標系における線源中性子の位置、
- (u', v', w') : R-Z座標系における線源中性子の飛行方向。

4.線源ルーチンと直接線のスコア

MORSE-ALBコードでは、DOMINO-Nで作成した線源から中性子を発生させるためのSOURCEルーチンと、その線源から検出器へ直接到達する寄与をスコアす

るためのSDATAルーチンを作成することにより結合計算を行っている。DOTとMORSE-ALBではエネルギー群定数を共通に使用するため、両コード間でのエネルギーに関する変換等の操作は不要である。

5. MCNPコードへの適用について

DOTコードとMCNPコードを結合する場合、結合線源としては、DOMINOあるいはDOMINO-Nコードにより処理される確率分布関数の利用が可能である。但し、MCNPでは種々の線源ルーチンが用意されているが、DOTからの結合についてはSOURCEルーチンの作成が必要である。また、Point Detectorなどを利用する場合は、線源から検出器へ直接到達する成分を評価する必要があり、このためのルーチンとしてSRCDXがあるが、既存のSRCDXルーチンは等方分布に対するものであり、結合線源に対応したSRCDXルーチンが必要となる。また、結合線源はDOT計算における多群エネルギー構造であるため、群構造に対するエネルギーを入力し、発生した中性子のエネルギー群を実際のエネルギーに変換する必要がある。

MCNPで結合計算を行うにはこのような手続きが必要であるが、本手法をMCNPへも適用することにより、評価体系によっては計算時間を大幅に低減できると考えられる。

参考文献

- 1) Emmett, M. B. et al., "DOMINO, A General Purpose Code for Coupling Discrete Ordinates and Monte Carlo Radiation Transport Calculations", ORNL-4853 (1973).
- 2) Kawai, M. et al., "New Efficient Albedo Monte Carlo Method for Neutron Streaming Analyses", J. Nucl. Sci. Technol., 23, 937(1986).
- 3) Hayashida, Y. et al., "Development of Sn-AMC-AMC Coupling Technique and Its Application to Analysis of Neutron Streaming Data of JOYO", J. Nucl. Sci. Technol., 24, 89(1987).
- 4) 植木、山野 : DOT-MCNP 結合計算用サブルーチンSOURCEの作成、原子力学会1997年秋の大会 A47.

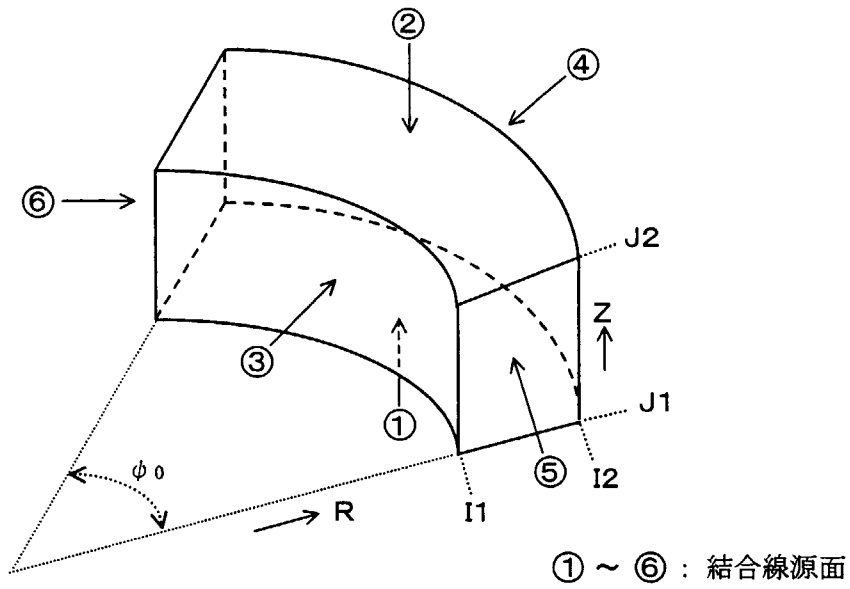


図1 結合計算線源の概念 (2次元計算体系の一部)

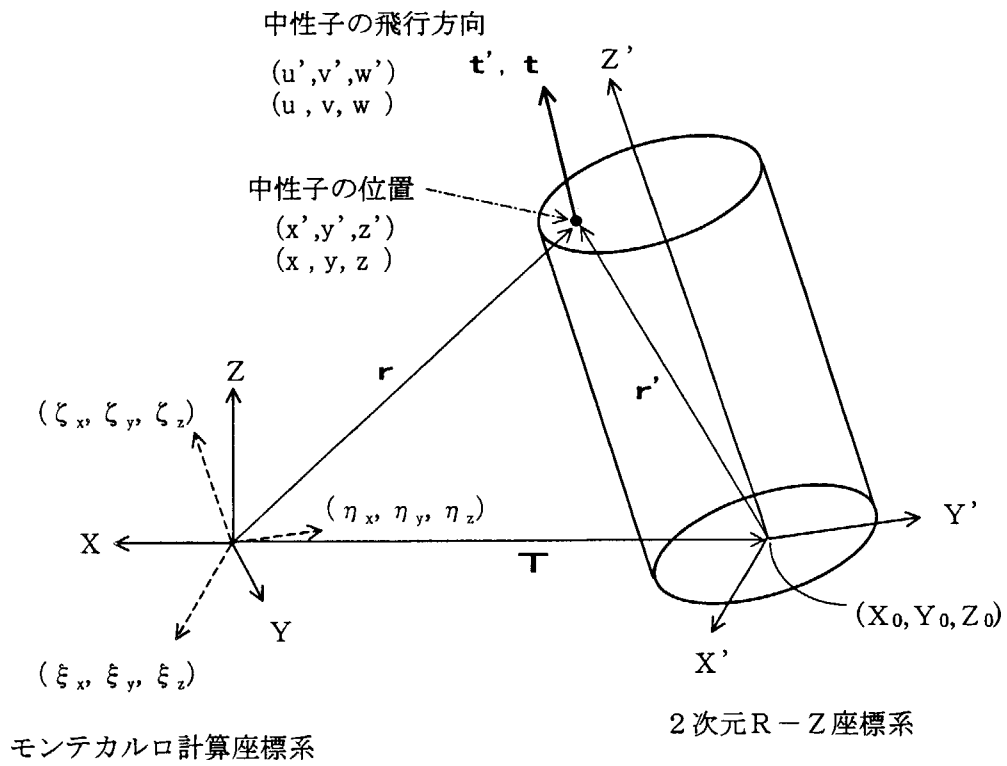


図2 座標変換



2.14 MCNPを用いた高速炉の燃料照射試験の解析精度向上

関根 隆

核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター
照射施設運転管理センター 実験炉部 技術課

E-mail:sekine@oec.jnc.go.jp

1. 序論

核燃料サイクル開発機構・大洗工学センターの高速実験炉「常陽」は、1982年11月に照射用炉心（MK-II炉心）に組み替えられ、FBR実用化のための燃料・材料開発を目的とした広範な照射試験を実施しているほか、近年は高速中性子照射場としての特徴を活かして核融合炉材料の照射や、 ^{237}Np 、 ^{241}Am 等の長半減期マイナーアクチニドの消滅処理研究なども実施してきた。これら「常陽」での照射試験における中性子束及びスペクトル等の照射条件評価には、運転サイクル毎の燃料交換による炉心構成の変更、原子炉の運転に伴う燃料の燃焼や制御棒の運用、照射試験用集合体そのものの装荷の影響等により時々刻々変化していく核特性を精度良く把握することが不可欠である。

また、照射試験用集合体は内部構造が非均質であり、さらに、制御棒及び反射体と隣接して装荷されるため、集合体内での中性子束分布及びスペクトルの変化が大きく、装填された試験用燃料ピンや材料照射試験片の中性子束及びスペクトルを精度良く計算するには、照射試験用集合体内部の複雑な構造を詳細に模擬する必要がある。

一般に、全炉心を詳細なメッシュに分割し、燃料交換や燃焼による組成変化を考慮して核特性を解析することは、計算時間が膨大となり実用的ではない。一方、モンテカルロ法は、照射試験用集合体内部の複雑な構造を詳細にモデル化できるが、炉心全体での燃焼計算が実用化に至っていない。

このため「常陽」では、炉心バルクの核特性をHex-Z体系の拡散計算に基づいて評価し、これより求めた炉心燃料集合体毎の燃焼組成等を入力値としてモンテカルロコードMCNP¹⁾に与え、照射試験用集合体内部の中性子束分布及びスペクトルを詳細に計算する手法を採用している。

本研究では、MK-II炉心の燃料と反射体との境界に装荷した照射試験用集合体（INTA-2）を評価対象とし、MCNPによりINTA-2集合体内の中性子束分布及びスペクトルを計算し、各試験用燃料ピンの核分裂率を求めた。MCNPの解析精度については、照射後試験で測定されている核分裂生成物である ^{140}Nd を用いて検証した。²⁾ 本報ではMCNPの「常陽」への適用手法及び核分裂率の解析結果について述べる。

2. 「常陽」MK-II 炉心の概要

高速中性子照射炉心であるMK-II 炉心は、1997年までに性能試験サイクルを含め計33サイクルの定格出力運転を行ってきた。MK-II 炉心は定格熱出力100MWtで1サイクル70日運転され、定格出力時の最大高速中性子束密度は 3.1×10^{15} n/cm²/secである。MK-II 炉心は、濃縮ウラン (²³⁵U濃縮度約18wt%) とプルトニウム (プルトニウム富化度約30wt%) の混合酸化物燃料 (MOX燃料) 集合体67体、炭化ほう素製制御棒6体、燃料領域を取り囲むように配置された約240体のステンレス鋼製の中性子反射体から構成される。

「常陽」の炉心構成の一例として、MK-II 炉心第31サイクルの炉心構成を図1示す。

MK-II 炉心の燃料領域は、高さ55cm、有効体積約230リットルで、燃料の上部と下部にも反射材としてステンレス鋼が装荷されている。MK-II 炉心の主要特性を表1に示す。

3. 「常陽」炉心管理コードシステムMAGIの概要

「常陽」では、MK-II 炉心の炉心特性や、中性子照射量・温度等の照射条件を把握し、炉心・燃料を適切に管理するため、MK-II 炉心用の炉心管理コードシステムMAGI³⁾を開発・運用している。MAGIによる核特性解析では、過剰反応度等のバルクの炉心特性の把握に重点を置いた計算手法を採用しており、炉心体系を径方向については各集合体を1メッシュとした六角格子に、軸方向については燃料領域 (55cm) とその上下のステンレス鋼反射体を含む140cmの計算範囲を20メッシュ (燃料領域については1メッシュあたり5cmとした11メッシュ) に分割した三次元六角格子 (Hex-Z) でモデル化し、中性子7群、 γ 線3群の拡散計算を実施している。

Hex-Z体系の拡散計算による計算精度については、MK-II 炉心の性能試験において核分裂箔を用いた炉内の反応率分布の実測値との比較が行われ、計算値と実測値は概ねよく一致しており、得られた計算値と実測値との比 (C/E) は、MAGIの出力分布補正に用いられている。また、MAGIで求めた炉心燃料集合体の燃焼率をPIEでの測定値と比較した結果、炉内の装荷位置によらず両者は5%以内で一致している。

4. 照射試験用集合体へのMCNPの適用

(1) 評価対象集合体

MCNPの適用例として、「常陽」MK-II 炉心で照射した計測線付燃料集合体 (INTA-2) の解析結果について述べる。INTA-2集合体の装荷位置と構造を図2に示す。INTA-2集合体は原子炉容器の上部に設置されている遮蔽プラグの貫通孔 (制御棒予備孔) の下に位置する燃料と反射体との境界の炉心第5列 [5F2] に装荷され、オンラインで燃料温度等を測定できる照射試験用集合体である。また、INTA-2集合体には試験用燃料ピンが19本装荷されているが、これは炉心燃料集合体の約1/6の本数であり、これが二重のラッパ管内に収納された構造となっている。

(2) 解析条件

MCNPによる計算は「常陽」の全炉心をモデル化して行った。ここで、評価対象としたINTA-2集合体については、製造データ及び照射後試験における測定データに基づき、集合体内の試験用燃料ピンまで構造及び組成を詳細に模擬した。炉心燃料集合体については、MAGIにより燃焼率が精度良く計算されていることから、これと同様にHex-Z体系で均質にモデル化し、MAGIで計算した燃焼組成を与えることとした。

中性子束は固定中性子源モードで解析した。ここで、INTA-2集合体については集合体内の中性子束分布及びスペクトル変化を詳細に解析するため、燃料ペレット内の核分裂による発生中性子を中性子源とし、炉心燃料集合体については、燃焼組成と同様にMAGIで計算した各集合体のメッシュ毎の中性子発生数 ($\nu N \sigma_f \phi$) を入力値として与えた。なお、MAGIで求めた中性子発生数は原子炉熱出力で規格化されており、この原子炉熱出力の誤差は約3.6% (3σ) であることから、十分な精度を有している。

核分裂中性子スペクトルは、「常陽」の炉内中性子の平均エネルギーが約0.4MeVであること、 ^{239}Pu についてはMCNPに内蔵されている1MeV及び熱中性子による核分裂中性子スペクトルが同じであることから、1MeVの中性子による ^{239}Pu の核分裂中性子スペクトル(Watt型)を使用し、断面積はJENDL-3.2¹⁾ベースのFSXLIBライブラリー³⁾を使用した。

分散低減法としては、セルインポート法のみを使用し、INTA-2集合体内のセルのインポート数を他の集合体のセルの4~10倍に設定した。また、ヒストリー数は5000万とした。この結果、照射後試験における試料採取位置(ペレット直径約6.5mm、高さ約5mm)での核分裂率の統計誤差は約2~3%となった。

(3) ^{149}Nd 生成量の評価手法

MCNPを用いてINTA-2集合体に装填した各試験用燃料ピン位置での中性子束及びスペクトルを計算した。計算結果の検証にあたっては、これらを直接測定値と比較することはできないため、各試験用燃料ピン中の核分裂率に着目し、照射後試験で測定されている核分裂生成物であるNdの生成量を解析値と比較した。Ndの安定同位体の生成量は核分裂数に比例し、また、燃料中の温度勾配による移動がないことから、軽水炉等でも燃焼率評価の指標として使われている。本検証作業では、Ndの安定同位体の中で核分裂収率が精度良く評価されている ^{149}Nd の生成量をMCNPの計算結果に基づいて評価することとした。なお、核分裂収率データにはJNDC-V2²⁾を使用した。各燃料核種の高速中性子核分裂による ^{149}Nd の収率を表2に示す。

評価対象としたINTA-2集合体では図2に示したように、集合体内の代表的な位置(炉心中心側、集合体中心、反射体側)に装荷された3本の試験用燃料ピンについて、炉心中心高さでの ^{149}Nd の生成量が測定されており、これら3本の試験用燃料ピンを ^{149}Nd の生成量の評価対象とした。各試験用燃料ピンのペレット組成を表3、これら3本の試験用燃料

ピン装填位置における中性子束及びスペクトルを図3に示す。

^{148}Nd の生成量は(1)式を用いて計算した。ここで、各燃料核種毎の核分裂率は、MCNPで求めた中性子束及びスペクトルと、核分裂断面積、ペレットの燃料核種の原子数から算出した。表4に各試験用燃料ピンの核分裂率の計算結果を示す。この核分裂率に ^{148}Nd の核分裂収率を乗じ、全燃料核種について総和をとることにより単位時間当たりの ^{148}Nd の生成量を求め、これに照射時間を乗じ、照射中の全 ^{148}Nd 生成量を求めた。なお、1時間毎の原子炉熱出力履歴から求めたINTA-2集合体の照射時間は約7.2EFPD (Effective Full Power Days) であり、INTA-2集合体の燃焼率は0.1atom%以下であることから、燃焼による組成の変化は無視した。

$$^{148}\text{Nd 生成量} = \left(\sum_i (\text{FR}_i \times \text{Y}_i) \right) \times T \quad (1)$$

ここで

- FR_i : 燃料核種 i の核分裂率 (fissions/sec/cm³)
- Y_i : 燃料核種 i の高速中性子核分裂による ^{148}Nd の収率 (%)
- T : 照射時間 (sec)

(4)評価結果

^{148}Nd 生成量の計算値と実測値の比較を図4に示す。なお、 ^{148}Nd の生成量の測定誤差は試料分取に伴う誤差として約1%と評価されている。 ^{148}Nd 生成量の実測値の径方向分布は、集合体中心の試験用燃料ピンで最小となり、炉心中心側及び反射体側で大きくなっている。これは、炉心中心側の中性子束が最も高く、反射体側では中性子束は減少するが、中性子スペクトルが軟化することにより相対的に核分裂率が増加するためである。MCNPによる ^{148}Nd 生成量の計算値では、この中性子束及びスペクトルの変化の効果が反映されており、計算値と実測値との比 (C/E) は0.99~1.00となり、MCNPを用いてINTA-2集合体内の核分裂率分布を精度良く計算できることを確認した。

5. まとめ

照射試験用集合体内の中性子束分布及びスペクトル等の照射条件評価精度の向上を目的として、反射体との境界に装荷され、非均質性の強い内部構造を有するINTA-2集合体内の中性子束分布及びスペクトルをMCNPで解析し、核分裂率を求めた。この検証として、核分裂生成物である ^{148}Nd の生成量により評価精度を検証した結果、 ^{148}Nd の生成量のC/Eは0.99~1.00となり、核分裂率の計算値と実測値は誤差範囲内で一致した。

MCNPにより照射試験用集合体に装填した個々の試験用燃料ピンの核分裂率の計算精度が向上することにより、これに基づいて計算される、線出力密度、燃焼度等の燃料の物性評価で重要なパラメータの計算精度を向上できることが確認できた。

今後は、非均質性の強いあるいは燃料を全く含まない照射試験用集合体や制御棒の中性子束分布及びスペクトル、照射損傷指標（dpa）等の計算にMCNPを適用していく計画である。

参考文献

- 1) J. F. Brismester Ed. : “MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4A” , LA-12625-M (1993).
- 2) 関根隆、他 : “「常陽」照射試験における照射条件評価精度の向上” , JNC TN9400 99-017 (1999).
- 3) 有井祥夫、他 : 原子力学会誌39[4],315~325 (1997).
- 4) Nakagawa, T. et al. : “J. Nucl. Sci. Technol., 32(12)” , 1259-1271 (1995).
- 5) 小迫和明、他 : “JENDL3.2に基づいたMCNP用連続エネルギー断面積ライブラリ” , JAERI-DATA-CODE-94-20 (1994).
- 6) TASAKA, K. et al. : “JNDC Nuclear Data Library of Fission Products -Second Version-” , JAERI 1320 (1990).

表1 「常陽」MK-II炉心の仕様

炉心仕様		MK-II炉心
原子炉出力	MWt	100
1次系冷却材流量	t/h	約2,200
原子炉入口温度	℃	370
出口温度	℃	500
炉心高さ	cm	55
炉心体積(最大)	ℓ	約231
燃料ピン外径	mm	5.5
²³⁵ U濃縮度	wt%	約18
核分裂性Pu富化度	wt%	約21
炉心最大 φ total	n/cm ² /s	4.9×10 ¹⁵
炉心平均 φ total	n/cm ² /s	2.8×10 ¹⁵
最大余剰反応度	%Δk/k	5.5以下
制御棒反応度	%Δk/k	9以上
最大線出力	W/cm	400
最高燃焼度	MWd/t	ピン平均で 75,000
定格運転日数		1サイクル：70日 年間：4サイクル

表2 高速中性子核分裂による¹⁴⁸Ndの収率

核種	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
核分裂収率 (%)	1.6716	2.0816	1.6374	1.9150	1.9062	2.0633

表3 試験用燃料ピンのペレットの仕様

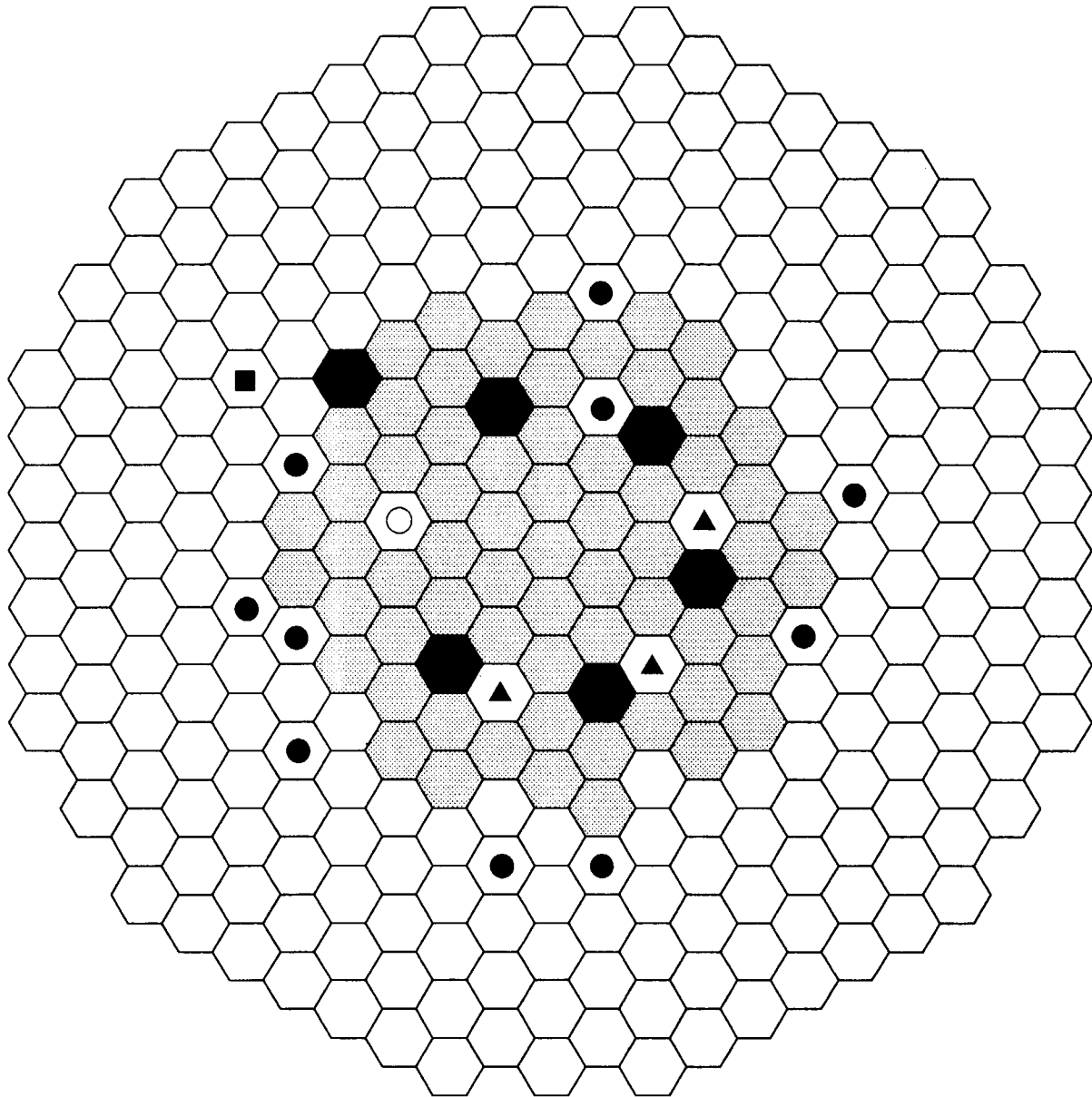
ピン番号		1	2	3
^{235}U 濃縮度 (atom%)		20.9	20.6	20.6
Pu富化度 (atom%)		18.4	18.4	18.5
Pu同位体 組成比 (atom%)	^{238}Pu	1.05	0.86	0.99
	^{239}Pu	66.03	66.23	65.81
	^{240}Pu	22.89	23.11	22.98
	^{241}Pu	6.18	5.83	6.27
	^{242}Pu	3.85	3.97	3.95
O/M比		1.96	1.96	1.99
理論密度比 (%T.D.)		91.28	91.35	91.51
ペレット外径 (mm)		6.546	6.546	6.546
ペレット内径 (mm)		1.903*	1.903*	—

*燃料要素1及び2については、燃料ペレット中に熱電対を設置するため、中空ペレットを使用した。

表4 MCNPによる核分裂率計算結果

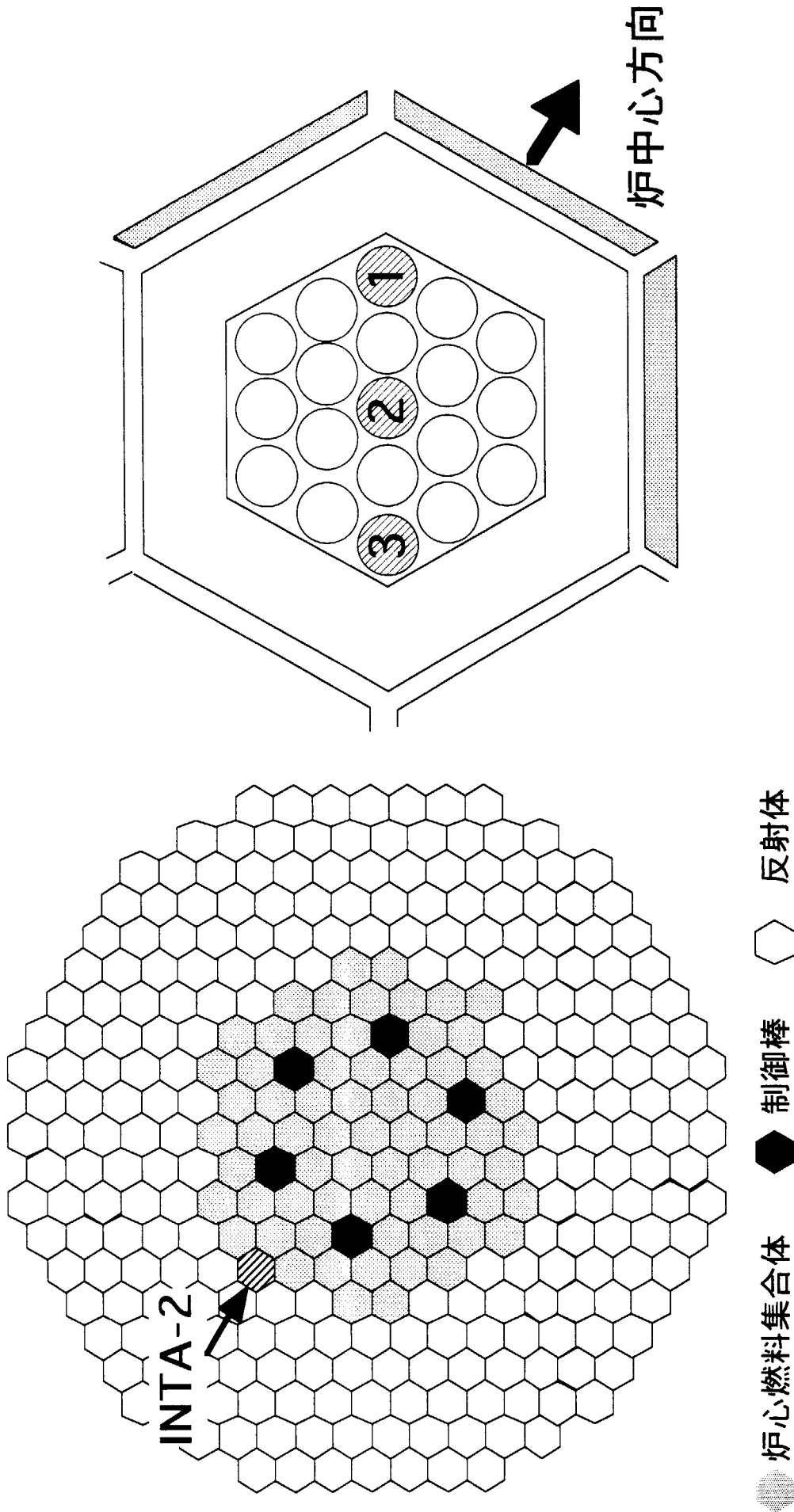
(単位: fissions/s/cm³)

ピン番号 核種	1	2	3
^{235}U	1.714×10^{13}	1.651×10^{13}	1.702×10^{13}
^{238}U	1.472×10^{12}	1.431×10^{12}	1.173×10^{12}
^{239}Pu	1.221×10^{13}	1.184×10^{13}	1.220×10^{13}
^{240}Pu	9.335×10^{11}	8.718×10^{11}	7.528×10^{11}
^{241}Pu	1.497×10^{12}	1.370×10^{12}	1.586×10^{12}
^{242}Pu	1.098×10^{11}	1.049×10^{11}	9.141×10^{10}
Total	3.337×10^{13}	3.212×10^{13}	3.282×10^{13}



	炉心燃料集合体	64		中性子源	1
	照射燃料集合体	3		材料照射用反射体	10
	制御棒	6		温度制御型材料照射装置 (MARICO)	1
				反射体	228

図1 「常陽」MK-II炉心第31サイクルの炉心構成



「常陽」MK-II 第23^号サイクル炉心構成 INTA-2集合体の構造

今回MCNPで評価対象とした試験用燃料ピンは、右図に示した炉中心側に装填された試験用燃料ピン1、集合体中心に装填された試験用燃料ピン2及び反射体に隣接した試験用燃料ピン3である。

図2 INTA-2集合体の装荷位置及び構造

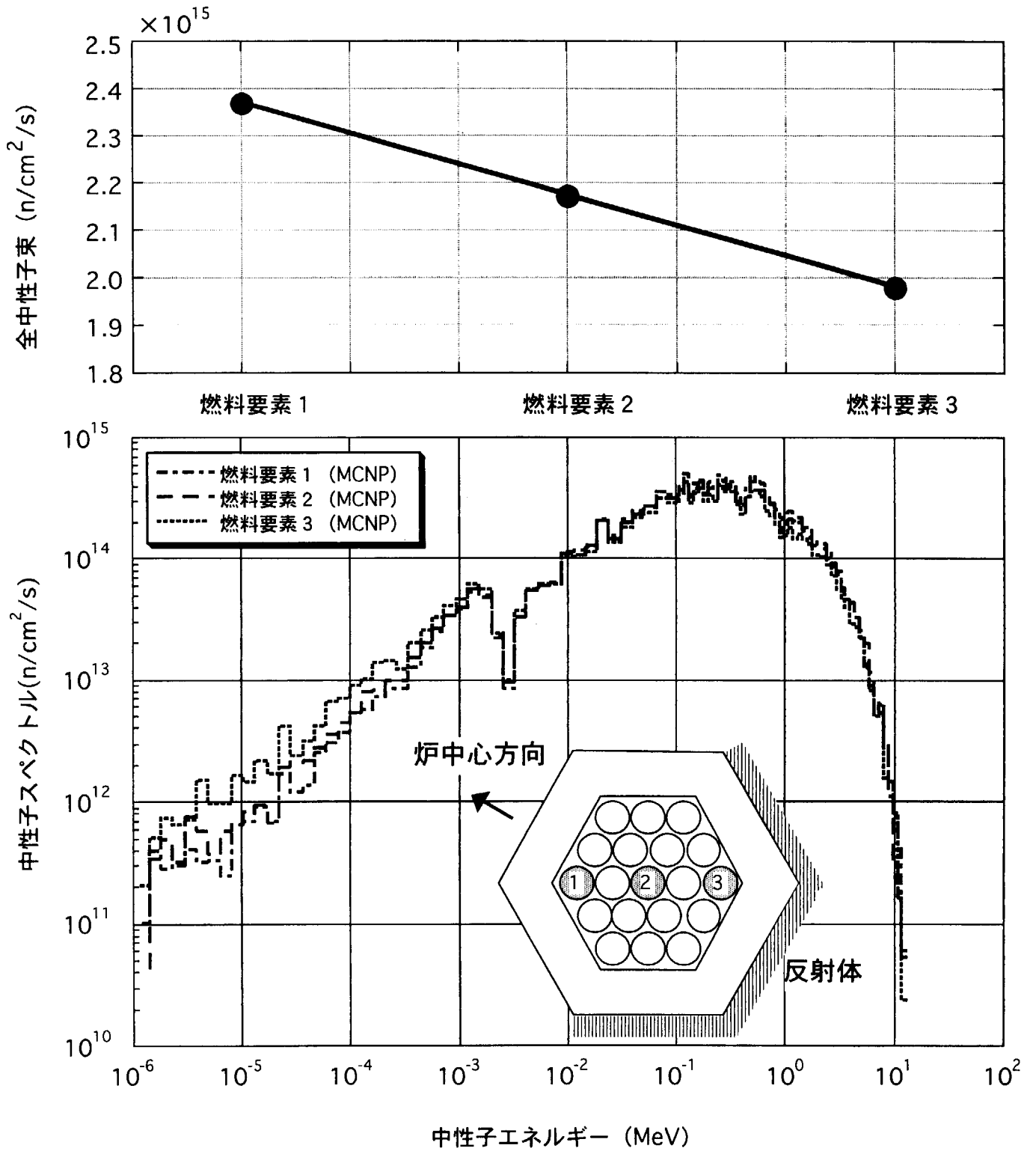


図3 MCNPによる中性子束及びスペクトル評価結果

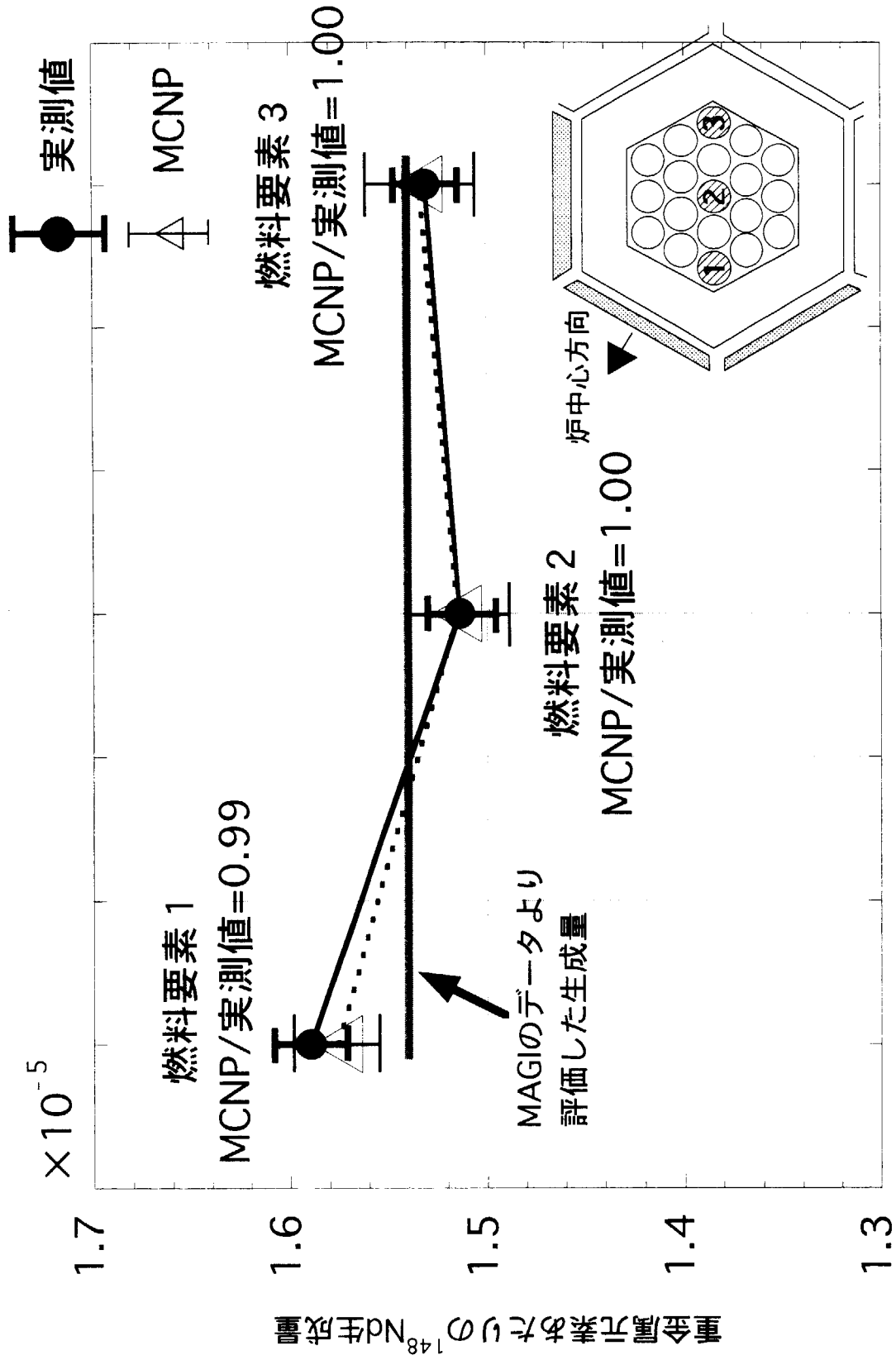


図4 INTA-2集合体内の¹⁴⁸Nd生成量分布



2.15 ロシアスカイシャイン実験解析

壺阪 晃¹⁾・川辺 俊明²⁾・植木 紘太郎³⁾

1) 日本原子力研究所東海研究所燃料サイクル安全評価研究室

tubosaka@cyclone.tokai.jaeri.go.jp

2) (株)日本総合研究所 kawabe@osa.sci.jri.co.jp

3) 船舶技術研究所原子力技術部放射性物質輸送研究室 Ueki@srilot.go.jp

2.15.1 序論

国際科学技術センター (I S T C) のプロジェクトとして「原子炉放射線の大気中散乱 (スカイシャイン) に関する実験研究」が、中性子とガンマ線との混在場でのスカイシャインベンチマーク問題の設定を目的にロシアの R D I P E (原子炉研究開発機構)、カザフスタンの I A E N N C R K (カザフスタン国立原子力センター核エネルギー研究所) 及び日本原子力研究所により行われた。原子炉から漏洩する中性子とガンマ線の混在場でのスカイシャイン実験は世界的にも少なく、ベンチマーク問題として十分なものはほとんど見られないことから、本実験研究はスカイシャイン研究者にとって貴重なものである⁽¹⁾⁽²⁾。

本節では、MCNP⁽³⁾の分散低減法 (セルインポートランス及びウェイトウインドウ(WW)) 及びタリー (F2タリー; Surface Flux及びF5aタリー; Ring Detector) をパラメータに、下記2体系で比較計算を行なった結果を示す。

i) IVG.1M原子炉からの高速中性子ストリーミング

ii) IVG.1M原子炉からの漏洩中性子スカイシャイン

2.15.2 高速中性子ストリーミング解析

円環状炉心の中心軸に実験孔を有するIVG.1M炉の、実験孔からのストリーミング解析をMCNPで実施した。分散低減法としてセルインポートランス、タリーとしてSurface Fluxを採用したケース.1と、分散低減法としてWW、タリーとしてRing Detectorを採用したケース.2の2ケースについて比較検討した。

(1) 計算条件

IVG.1M炉のR-Z 2次元形状モデルをFig. 2.15-1に示す。炉心は、内半径12.2 cm、外半径28cm、高さ80cmの円環形状で、中心軸に半径3.5cmの実験孔が設置されており、上部遮蔽を貫通している。

線源強度 (中性子発生個数) は、炉の規格化出力7MWより求め、発生スペクトルは、ワットの式によった。また、炉心内発生分布は均一とした。

分散低減法及びタリーは上述の2ケースとする。セルインポートランスの入力値はロシアで設定した値を用いた。また、WWの入力値は経験から適切と考えられる値

を設定した。

両ケースの入力リストを、Table 2.15-1及びTable 2.15-2に示す。

(2) 計算結果と実測値との比較

原子炉容器上部から100cm高さ位置での速中性子束径方向分布を、Fig. 2.15-2及びTable 2.15-3に示す（参考のため、DOT3.5による結果も示す）。 ケース. 2（WW+Ring Detector法）の結果は、半径10cm位置を除いて、実測値との一致はよい。他方、ケース. 1（セルインポータンス+Surface Flux法）の結果は、貫通孔上部（半径10cm以内）で、物理的には考えられない中性子束の落ち込みが顕著に見られる。解が収束していないことは、f. s. d. から明らかである。

両ケースの出力リスト（主要部）を、Table 2.15-4及びTable 2.15-5に示す。

(3) 解析手法の比較検討

両解析手法による結果の差は、分散低減法というよりも選択したタリーに依存していると思われる。ケース. 1の中性子束の落ち込みは、検出器が、半径3.5~3.8cm及び3.8~8cmの非常に狭い円環状のSurface Flux タリーとして設定されているため、この面を実際に横切る粒子が少ないことによるものである。他方、ケース. 2のRing Detectorは、next event estimator であることから、検出器に到達する粒子は、Surface Flux タリーに比べ多くなり、また、貫通孔上部（半径10cm以内）では同程度になる。

軸対象で中心にストリーミング孔がある本計算体系では、Ring Detectorの採用が妥当なものと考えられる。

2.15.3 漏洩中性子スカイシャイン解析

上記IVG.1M炉からの漏洩中性子線を線源としたスカイシャイン解析を、MCNPの分散低減法であるセルインポータンス及びウェイトウインドウ(WW)をパラメータにして実施した。なお、タリーは、両ケースともRing Detectorを採用した。

(1) 計算条件

スカイシャイン解析は、漏洩放射線を等価な点線源に置き換えたモデルで行った。解析モデルをFig. 2.15-3に示す。点線源は地上から10cm高さに、検出器は地上から1m高さにRing Detector(F5aタリー)を配置した。線源強度、スペクトル及び放出角度は、ロシア側で設定されたものを使用した。

なお、空気組成の線束に及ぼす影響を調べるために、空気の組成を変更した計算も行った。

速中性子計算時のセルインポータンス及びWWによる入力リストを、各々Table 2.15-6及びTable 2.15-7に示す。セルインポータンス入力値は経験的に、また、WW入力値はウェイトウインドウジェネレーターにより作成した。

(2) 計算結果と実測値との比較

炉からの距離に対する全中性子束分布をFig. 2.15-4及びTable 2.15-8に示す(参考のため、DOT3.5による結果も示す)。いずれの解析結果も、実測値とかなり良く一致している。分散低減法よりも、空気組成の差による影響が顕著に見られる。

(3) 分散低減法の比較検討

WW法1.8mHistries、セルインポータンス法0.6mHistries及び1.8mHistriesの3ケースについての、炉からの距離に対する速中性子束、f.s.d.及びFOMをTable 2.15-9に、速中性子束分布をFig. 2.15-5示す。速中性子束分布は、各ケース間の差は、約10%以内で一致している。

発生中性子数npsは、同程度の計算時間*では、WW法がセルインポータンス法に比べて約3倍となっている。f.s.d.は、同程度のヒストリー数では、WW法とセルインポータンス法で大差はなく、同程度の計算時間では、WW法の方が小さい。FOMは、WW法がセルインポータンス法に比べて約2倍となっている。

WW法及びセルインポータンス法1.8mHistriesの両ケースについて出力リスト(主要部)を、Table 2.15-10及びTable 2.15-11に示す

点線源、中性子空気中散乱という比較的単純な体系のため、手法の差は顕著には表れ難いと思われるが、それにも関わらず、WW法は、セルインポータンス法にくらべ計算時間が1/3、FOMが2倍であり、その利点は明白である。

* : WW入力値作成の時間を除く

参考文献

(1) Orlov, Yu.L., et al., "Neutron and Gamma-Radiation Skyshine Experiment at Nuclear Reactor", Proceedings of the 1998 ANS Radiation Protection Conf., Vol.II,p.II-43(1998)

(2) Orlov, Yu.L., et al., "Spatial and Energy Distribution of Skyshine Neutron and Gamma Radiation from Nuclear Reactor on the Ground-Air Boundary", Abstract of Ninth International Conference on Radiation Shielding(1999)

(3) Briesmeister, Judith F.(ed.), "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4B", LA-12625M, (1997)

**Table2.15-1 Input List of Streaming Calcu.
by Case.1 (Cell Importance & F2 Tally)**

```

cell for ivg1m h11.5 honban
c      no fission
c      this input is the last model of russia from tubosaka san
c      this input is made by kawabe using data in fax h11.1.27tubosaka
1      1 5.51e-5      133 -137 -1111
2      3 5.532554e-2 133 -137 1111 -1112
3      13 1.14796e-1 133 -137 1112 -1
4      16 1.510157e-1 133 -137 1 -3
5      4 0.0452583 133 -136 3 -124 (-7:-11:-15:-19:-23:-27:-31:-35:-39:
      -43:-47:-51:-55:-59:-63:-67:-71:-75)
6      5 6.6919e-2 133 -136 3 -124
      ((7 -6):(11 -10):(15 -14):(19 -18):
      (23 -22):(27 -26):(31 -30):(35 -34):(39 -38):(43 -42):(47 -46):
      (51 -50):(55 -54):(59 -58):(63 -62):(67 -66):(71 -70):(75 -74))
7      6 6.717984e-2 133 -136 3 -124
      ((6 -5):(10 -9):(14 -13):(18 -17):
      (22 -21):(26 -25):(30 -29):(34 -33):(38 -37):(42 -41):(46 -45):
      (50 -49):(54 -53):(58 -57):(62 -61):(66 -65):(70 -69):(74 -73))
8      7 5.492454e-2 133 -136 3 -124
      ((5 -4):(9 -8):(13 -12):(17 -16):
      (21 -20):(25 -24):(29 -28):(33 -32):(37 -36):(41 -40):(45 -44):
      (49 -48):(53 -52):(57 -56):(61 -60):(65 -64):(69 -68):(73 -72))
9      8 4.5258e-2 133 -137 3 -124
      (-79:-83:-87:-91:-95:-99:-103:-107:
      -111:-115:-119:-123)
10     9 6.502956e-2 133 -137 3 -124
      ((79 -78):(83 -82):(87 -86):(91 -90)
      :(95 -94):(99 -98):(103 -102):(107 -106):(111 -110):(115 -114):
      (119 -118):(123 -122))
11     10 7.149866e-2 133 -137 3 -124
      ((78 -77):(82 -81):(86 -85):(90 -89)
      :(94 -93):(98 -97):(102 -101):(106 -105):(110 -109):(114 -113):
      (118 -117):(122 -121))
12     11 5.621024e-2 133 -137 3 -124
      ((77 -76):(81 -80):(85 -84):(89 -88)
      :(93 -92):(97 -96):(101 -100):(105 -104):(109 -108):(113 -112):
      (117 -116):(121 -120))
13     4 0.0452583 136 -137 3 -124
      (-7:-11:-15:-19:-23:-27:-31:-35:-39:
      -43:-47:-51:-55:-59:-63:-67:-71:-75)
14     17 6.66909e-2 136 -137 3 -124
      ((7 -6):(11 -10):(15 -14):(19 -18):
      (23 -22):(27 -26):(31 -30):(35 -34):(39 -38):(43 -42):(47 -46):
      (51 -50):(55 -54):(59 -58):(63 -62):(67 -66):(71 -70):(75 -74))
15     18 6.70118e-2 136 -137 3 -124
      ((6 -5):(10 -9):(14 -13):(18 -17):
      (22 -21):(26 -25):(30 -29):(34 -33):(38 -37):(42 -41):(46 -45):
      (50 -49):(54 -53):(58 -57):(62 -61):(66 -65):(70 -69):(74 -73))
16     7 5.492454e-2 136 -137 3 -124
      ((5 -4):(9 -8):(13 -12):(17 -16):
      (21 -20):(25 -24):(29 -28):(33 -32):(37 -36):(41 -40):(45 -44):
      (49 -48):(53 -52):(57 -56):(61 -60):(65 -64):(69 -68):(73 -72))
17     2 1.0266e-1 133 -137 3 -124 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48 52 56
      60 64 68 72 76 80 84 88 92 96 100 104 108 112 116 120
18     30 1.01298e-1 -124 -133 134
19     12 9.59356e-2 -124 -134 135
20     19 1.195789e-1 135 -137 124 -125
21     20 2.89622e-2 135 -137 125 -126
22     21 1.95606e-2 135 -137 126 -128
    
```

23	22	1.155153e-1	135 -137 128 -129
24	14	9.16765e-2	135 -137 129 -130
25	15	8.655e-2	135 -137 130 -131
26	1	5.51e-5	137 -138 -1111
27	3	5.532554e-2	137 -138 1111 -1112
28	23	9.51076e-2	137 -138 1112 -1
29	24	9.312829e-2	137 -138 1 -124
30	25	9.312829e-2	137 -138 124 -129
31	14	9.16765e-2	137 -138 129 -130
32	15	8.655e-2	137 -138 130 -131
33	1	5.51e-5	138 -139 -1111
34	3	5.532554e-2	138 -139 1111 -1112
35	23	9.51076e-2	138 -139 1112 -1
36	24	9.312829e-2	138 -139 1 -124
37	26	9.3718e-2	138 -139 124 -129
38	14	9.16765e-2	138 -139 129 -130
39	15	8.655e-2	138 -139 130 -131
40	1	5.51e-5	139 -140 -1111
41	3	5.532554e-2	139 -140 1111 -1112
42	23	9.51076e-2	139 -140 1112 -1
43	24	9.312829e-2	139 -140 1 -124
44	27	9.45935e-2	139 -140 124 -129
45	14	9.16765e-2	139 -140 129 -130
46	15	8.655e-2	139 -140 130 -131
47	1	5.51e-5	140 -141 -1111
48	3	5.532554e-2	140 -141 1111 -1112
49	23	9.51076e-2	140 -141 1112 -1
50	24	9.312829e-2	140 -141 1 -124
51	28	8.79351e-2	140 -141 124 -130
52	15	8.655e-2	140 -141 130 -131
53	1	5.51e-5	141 -142 -1111
54	3	5.532554e-2	141 -142 1111 -1112
55	23	9.51076e-2	141 -142 1112 -1
56	29	9.97834e-2	141 -142 1 -124
57	28	8.79351e-2	141 -142 124 -130
58	15	8.655e-2	141 -142 130 -131
59	1	5.51e-5	142 -143 -1111
60	3	5.532554e-2	142 -143 1111 -1112
61	23	9.51076e-2	142 -143 1112 -1
62	29	9.97834e-2	142 -143 1 -124
63	2	1.0266e-1	142 -143 124 -127
64	31	8.38056e-2	142 -143 127 -130
65	15	8.655e-2	142 -143 130 -131
66	1	5.51e-5	143 -144 -1111
67	3	5.532554e-2	143 -144 1111 -1112
68	1	5.51e-5	143 -144 1112 -2
69	32	1.383038e-2	143 -144 2 -124
70	1	5.51e-5	143 -144 124 -127
71	1	5.51e-5	143 -144 127 -130
72	1	5.51e-5	143 -144 130 -131
73	1	5.51e-5	144 -145 -1111
74	1	5.51e-5	144 -145 1111 -1112
75	1	5.51e-5	144 -145 1112 -1
76	1	5.51e-5	144 -145 1 -2
77	1	5.51e-5	144 -145 2 -3
78	1	5.51e-5	144 -145 3 -132
79	1	5.51e-5	144 -145 132 -124
80	1	5.51e-5	144 -145 124 -125
81	1	5.51e-5	144 -145 125 -126
82	1	5.51e-5	144 -145 126 -127
83	1	5.51e-5	144 -145 127 -129
84	1	5.51e-5	144 -145 129 -130
85	1	5.51e-5	144 -145 130 -131
86	1	5.51e-5	145 -146 -131

87	0	131:146:-135
1111	cz	3.5
1112	cz	3.8
1	cz	8
2	cz	11.3
3	cz	12.2
4	c/z	-23.6 -3.82 3.8
5	c/z	-23.6 -3.82 3.32
6	c/z	-23.6 -3.82 2.48591
7	c/z	-23.6 -3.82 0.36
8	c/z	-20.55 -12.2 3.8
9	c/z	-20.55 -12.2 3.32
10	c/z	-20.55 -12.2 2.48591
11	c/z	-20.55 -12.2 0.36
12	c/z	-15.49 -18.2 3.8
13	c/z	-15.49 -18.2 3.32
14	c/z	-15.49 -18.2 2.48591
15	c/z	-15.49 -18.2 0.36
16	c/z	-8.06 -22.5 3.8
17	c/z	-8.06 -22.5 3.32
18	c/z	-8.06 -22.5 2.48591
19	c/z	-8.06 -22.5 0.36
20	c/z	0.0 -23.9 3.8
21	c/z	0.0 -23.9 3.32
22	c/z	0.0 -23.9 2.48591
23	c/z	0.0 -23.9 0.36
24	c/z	8.06 -22.5 3.8
25	c/z	8.06 -22.5 3.32
26	c/z	8.06 -22.5 2.48591
27	c/z	8.06 -22.5 0.36
28	c/z	15.49 -18.2 3.8
29	c/z	15.49 -18.2 3.32
30	c/z	15.49 -18.2 2.48591
31	c/z	15.49 -18.2 0.36
32	c/z	20.55 -12.2 3.8
33	c/z	20.55 -12.2 3.32
34	c/z	20.55 -12.2 2.48591
35	c/z	20.55 -12.2 0.36
36	c/z	23.6 -3.82 3.8
37	c/z	23.6 -3.82 3.32
38	c/z	23.6 -3.82 2.48591
39	c/z	23.6 -3.82 0.36
40	c/z	-23.6 3.82 3.8
41	c/z	-23.6 3.82 3.32
42	c/z	-23.6 3.82 2.48591
43	c/z	-23.6 3.82 0.36
44	c/z	-20.55 12.2 3.8
45	c/z	-20.55 12.2 3.32
46	c/z	-20.55 12.2 2.48591
47	c/z	-20.55 12.2 0.36
48	c/z	-15.49 18.2 3.8
49	c/z	-15.49 18.2 3.32
50	c/z	-15.49 18.2 2.48591
51	c/z	-15.49 18.2 0.36
52	c/z	-8.06 22.5 3.8
53	c/z	-8.06 22.5 3.32
54	c/z	-8.06 22.5 2.48591
55	c/z	-8.06 22.5 0.36
56	c/z	0.0 23.9 3.8
57	c/z	0.0 23.9 3.32
58	c/z	0.0 23.9 2.48591
59	c/z	0.0 23.9 0.36
60	c/z	8.06 22.5 3.8

61	c/z	8.06	22.5	3.32
62	c/z	8.06	22.5	2.48591
63	c/z	8.06	22.5	0.36
64	c/z	15.49	18.2	3.8
65	c/z	15.49	18.2	3.32
66	c/z	15.49	18.2	2.48591
67	c/z	15.49	18.2	0.36
68	c/z	20.55	12.2	3.8
69	c/z	20.55	12.2	3.32
70	c/z	20.55	12.2	2.48591
71	c/z	20.55	12.2	0.36
72	c/z	23.6	3.82	3.8
73	c/z	23.6	3.82	3.32
74	c/z	23.6	3.82	2.48591
75	c/z	23.6	3.82	0.36
76	c/z	-15.69	-4.6	3.8
77	c/z	-15.69	-4.6	3.3
78	c/z	-15.69	-4.6	2.33
79	c/z	-15.69	-4.6	0.36
80	c/z	-11.0	-11.06	3.8
81	c/z	-11.0	-11.06	3.3
82	c/z	-11.0	-11.06	2.33
83	c/z	-11.0	-11.06	0.36
84	c/z	-4.5	-15.72	3.8
85	c/z	-4.5	-15.72	3.3
86	c/z	-4.5	-15.72	2.33
87	c/z	-4.5	-15.72	0.36
88	c/z	4.5	-15.72	3.8
89	c/z	4.5	-15.72	3.3
90	c/z	4.5	-15.72	2.33
91	c/z	4.5	-15.72	0.36
92	c/z	11.0	-11.06	3.8
93	c/z	11.0	-11.06	3.3
94	c/z	11.0	-11.06	2.33
95	c/z	11.0	-11.06	0.36
96	c/z	15.69	-4.6	3.8
97	c/z	15.69	-4.6	3.3
98	c/z	15.69	-4.6	2.33
99	c/z	15.69	-4.6	0.36
100	c/z	15.69	4.6	3.8
101	c/z	15.69	4.6	3.3
102	c/z	15.69	4.6	2.33
103	c/z	15.69	4.6	0.36
104	c/z	11.0	11.06	3.8
105	c/z	11.0	11.06	3.3
106	c/z	11.0	11.06	2.33
107	c/z	11.0	11.06	0.36
108	c/z	4.5	15.72	3.8
109	c/z	4.5	15.72	3.3
110	c/z	4.5	15.72	2.33
111	c/z	4.5	15.72	0.36
112	c/z	-4.5	15.72	3.8
113	c/z	-4.5	15.72	3.3
114	c/z	-4.5	15.72	2.33
115	c/z	-4.5	15.72	0.36
116	c/z	-11.0	11.06	3.8
117	c/z	-11.0	11.06	3.3
118	c/z	-11.0	11.06	2.33
119	c/z	-11.0	11.06	0.36
120	c/z	-15.69	4.6	3.8
121	c/z	-15.69	4.6	3.3
122	c/z	-15.69	4.6	2.33
123	c/z	-15.69	4.6	0.36
124	cz	28		

125 cz 30
 126 cz 33.4
 127 cz 46
 128 cz 49.5
 129 cz 53.6
 130 cz 75.6
 131 cz 81.6
 132 cz 22
 133 pz 0
 134 pz -5
 135 pz -15
 136 pz 60
 137 pz 80
 138 pz 85.8
 139 pz 108.1
 140 pz 123.3
 141 pz 128.3
 142 pz 149.3
 143 pz 170.5
 144 pz 178.3
 145 pz 278.3
 146 pz 371.3

imp:n,p 1 16r 0 0 1 1 1 0 0 0
 2 2 2 2 1 1 1
 8 8 8 4 2 1 1
 32 32 32 16 8 1 1
 64 64 64 32 16 1
 128 128 128 64 32 1
 256 256 256 128 64 2 1
 512 512 512 256 128 4 1
 1024 12r 2048 0

mode n p
 vol 1 85r 0
 sdef pos 0 0 40 erg=d1 axs=0 0 1 rad=d4 ext=d5 wgt=1.0
 spl -3
 si4 12 28
 sp4 0 1
 si5 -40 40
 sp5 0 1
 m1 8016.37c 1.2e-5 7014.37c 4.2e-5 1001.37c 1.1e-6
 m2 1001.37c 0.0692 8016.37c 0.03346
 m3 13027.37c 5.498e-2 25055.37c 2.3162e-4 26000.37c 1.1392e-4
 m4 40000.37c 0.045258 3006.37c 2.9845e-7
 c tvs 3 round
 m5 1001.37c 0.028139 8016.37c 0.01407 92235.37c 2.0554e-4
 92238.37c 2.2547e-5 40000.37c 2.4427e-2 3006.37c 7.6452e-8
 26000.37c 2.1989e-5 28000.37c 2.0916e-5 24000.37c 1.1808e-5
 5010.37c 1.1358e-7
 m6 1001.37c 0.028139 8016.37c 0.01407 92235.37c 1.5143e-4
 92238.37c 1.6613e-5 40000.37c 2.4755e-2 3006.37c 8.9075e-8
 26000.37c 1.9135e-5 28000.37c 1.8202e-5 24000.37c 1.0276e-5
 5010.37c 9.8847e-8
 m7 13027.37c 5.4579e-2 25055.37c 2.3162e-4 26000.37c 1.1392e-4
 c tvs for 1 round
 m8 40000.37c 0.045258
 m9 92235.37c 2.6868e-4 92238.37c 2.9477e-5 40000.37c 2.874e-2
 1001.37c 0.022649 8016.37c 0.01325 6012.37c 6.4612e-5
 26000.37c 2.7792e-5
 m10 92235.37c 1.51e-4 92238.37c 1.6566e-5 40000.37c 2.2479e-2
 1001.37c 0.032527 8016.37c 0.016263 6012.37c 4.3421e-5
 26000.37c 1.8677e-5
 m11 1001.37c 0.001317 8016.37c 6.585e-4 13027.37c 0.053896
 25055.37c 2.2706e-4 26000.37c 1.1168e-4

m12 1001.37c 8.9e-3 8016.37c 4.45e-3 13027.37c 9.708e-3 4009.37c
 3.93e-2 6012.37c 1.824e-4 22000.37c 3.802e-4 24000.37c 6.402e-3
 26000.37c 2.347e-2 28000.37c 3.143e-3
 m13 1001.37c 0.014046 8016.37c 0.007023 4009.37c 9.1464e-2
 40000.37c 0.002263
 m14 1001.37c 2.476e-2 8016.37c 1.238e-2 6012.37c 2.961e-4
 22000.37c 6.174e-4 24000.37c 1.04e-2 26000.37c 3.812e-2
 28000.37c 5.103e-3
 m15 6012.37c 4.7e-4 22000.37c 9.8e-4 24000.37c 1.65e-2
 26000.37c 6.05e-2 28000.37c 8.1e-3
 m16 1001.37c 2.919e-2 8016.37c 1.459e-2 4009.37c 1.05e-1
 40000.37c 2.2357e-3
 c tvs 3 round without fuel
 m17 1001.37c 0.028139 8016.37c 0.01407
 40000.37c 2.4427e-2 3006.37c 7.6452e-8
 26000.37c 2.1989e-5 28000.37c 2.0916e-5 24000.37c 1.1808e-5
 5010.37c 1.1358e-7
 m18 1001.37c 0.028139 8016.37c 0.01407
 40000.37c 2.4755e-2 3006.37c 8.9075e-8
 26000.37c 1.9135e-5 28000.37c 1.8202e-5 24000.37c 1.0276e-5
 5010.37c 9.8847e-8
 c m19 40000.37c 3.137e-4 74000.37c 1.0e-9 72000.37c 5.23e-8
 c 26000.37c 4.593e-4 41093.37c 7.86e-6 8016.37c 4.699e-3
 c 4009.37c 0.1047 64000.37c 2.47e-8 1001.37c 9.399e-3
 m19 40000.37c 3.137e-4 74000.37c 1.0e-9 72000.37c 5.23e-8
 26000.37c 4.593e-4 41093.37c 7.86e-6 8016.37c 4.699e-3
 4009.37c 0.1047 1001.37c 9.399e-3
 64152.37c 4.940-11
 64154.37c 5.385-10
 64155.37c 3.656-9
 64156.37c 5.056-9
 64157.37c 3.866-9
 64158.37c 6.135-9
 64160.37c 5.399-9
 m20 8016.37c 6.296e-3 4009.37c 0.1001e-1 22000.37c 6.62e-5
 1001.37c 1.259e-2
 m21 8016.37c 2.722e-3 4009.37c 0.1134e-1 22000.37c 5.46e-5
 1001.37c 5.444e-3
 c m22 6012.37c 1.09e-3 26000.37c 7.625e-3 8016.37c 5.431e-3 4009.37c
 c 8.557e-2 22000.37c 8.32e-4 5000.37c 4.089e-3 64000.37c 1.83e-5
 c 1001.37c 0.01086
 m22 6012.37c 1.09e-3 26000.37c 7.625e-3 8016.37c 5.431e-3 4009.37c
 8.557e-2 22000.37c 8.32e-4 5000.37c 4.089e-3
 1001.37c 0.01086
 64152.37c 3.660-8
 64154.37c 3.989-7
 64155.37c 2.708-6
 64156.37c 3.746-6
 64157.37c 2.864-6
 64158.37c 4.546-6
 64160.37c 4.000-6
 m23 25055.37c 5.44e-4 26000.37c 1.8219e-2 1001.37c 4.575e-2
 8016.37c 2.2875e-2 28000.37c 0.0025456 24000.37c 0.005174
 m24 1001.37c 5.6184e-2 8016.37c 2.8092e-2 13027.37c 8.797e-3
 25055.37c 3.706e-5 26000.37c 1.823e-5
 m25 1001.37c 5.6184e-2 8016.37c 2.8092e-2 13027.37c 8.797e-3
 25055.37c 3.706e-5 26000.37c 1.823e-5
 m26 1001.37c 4.0131e-2 8016.37c 2.0065e-2
 25055.37c 6.887e-4 24000.37c 6.549e-3 26000.37c 2.3062e-2
 28000.37c 3.2223e-3
 m27 1001.37c 4.3676e-2 8016.37c 2.1838e-2 25055.37c 5.975e-4
 26000.37c 2.0006e-2 28000.37c 2.795e-3 24000.37c 5.681e-3
 m28 1001.37c 1.6721e-2 8016.37c 8.36e-3 25055.37c 1.2913e-3
 24000.37c 1.228e-2 26000.37c 4.3241e-2 28000.37c 6.0418e-3

m29 1001.37c 2.676e-2 8016.37c 1.34e-2 13027.37c 7.641e-3
 25055.37c 3.243e-5 6012.37c 5.1934e-2
 26000.37c 1.595e-5

m30 13027.37c 9.708e-3 4009.37c 3.93e-2 1001.37c 3.486e-2
 8016.37c 1.743e-2

m31 26000.37c 5.7655e-2 25055.37c 1.7218e-3 28000.37c 8.0558e-3
 24000.37c 1.6373e-2

m32 13027.37c 1.3744e-2 25055.37c 5.79e-5 26000.37c 2.848e-5

e232 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
 3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
 3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
 15

fm232:n 5.34e+17

f232:n 144 145 146

fs232 -1111 -1112 -1 -2 -3 -132 -124 -126 -127 -129 -130 t

sd232 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4

e242 1.11 15

fm242:n 5.34e+17

f242:n 144 145 146

fs242 -1111 -1112 -1 -2 -3 -132 -124 -126 -127 -129 -130 t

sd242 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4

de252:n 0.3305 8.3e-1 1.47 2.09 2.405 2.735 3.535 4.51
 5.66 7.27 9.09 11.2 13.6

fm252:n 5.348e+17

df252:n .001 .033 .152 .285 .339 .363 .319 .282 .224 .203 .2 .167 .102

f252:n 144 145 146

fs252 -1111 -1112 -1 -2 -3 -132 -124 -126 -127 -129 -130 t

sd252 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4

c neutron

de262:n 2.5e-8 1.0e-7 1.0e-6 1.0e-5 1.0e-4 1.0e-3 1.0e-2 1.0e-1
 0.5 1. 2. 2.5 5. 7. 10. 17.

fm262:n 5.34e+17

df262:n 3.85e-6 4.17e-6 4.55e-6 4.35e-6 4.17e-6 3.7e-6 3.57e-6
 2.08e-5 7.14e-5 1.18e-4 1.43e-4 1.25e-4 1.56e-4 1.47e-4
 1.47e-4 1.54e-4

f262:n 144 145 146

fs262 -1111 -1112 -1 -2 -3 -132 -124 -126 -127 -129 -130 t

sd262 3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
 1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
 8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4


```

3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
c      gamma
de272:p 0.01 0.015 0.02 0.03 0.04 0.05 0.06 0.08 0.1 0.15
        0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.8 1.0 1.5 2. 3. 4. 5. 6. 8. 10.
fm272:p 1.9224e+21
df272:p 2.78e-8 1.11e-8 5.88e-7 2.58e-7 1.58e-7 1.20e-7
        1.11e-7 1.20e-7 1.47e-7 2.38e-7 3.45e-7 5.56e-7 7.69e-7
        9.09e-7 1.14e-6 1.47e-6 1.79e-6 2.44e-6 3.03e-6 4.00e-6
        4.76e-6 5.58e-6 6.25e-6 7.69e-6 9.09e-6
f272:p 144 145 146
fs272  -1111 -1112 -1 -2 -3 -132 -124 -126 -127 -129 -130 t
sd272  3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
        1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
        8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
        3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
        1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
        8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
        3.84845e+1 6.88009e+0 1.55697e+2 2.00088e+2 6.64447e+1
        1.05294e+3 9.42478e+2 1.04163e+3 3.14297e+3 2.37806e+3
        8.92966e+3 2.96315e+3 2.09185e+4
c cut:n 1.e20 1.0e-9 0 0 0
nonu
nps      300000000
c      nps      3000
ctme     2800.0
lost     50 5
c      prdmp    j j j l j
prdmp    30000000 30000000
c      print    -72 -85 -100 -130 -140 -160 -161 -162
print    -72 -85 -100 -130 -160 -161 -162

```

Table.15-2 Input List of Streaming Calcu.
by Case.2 (Weigt Window & F5a Tally)

```

lmcnp      version 4b      ld=02/04/97      11/10/99 15:33:34
*****
inp=IVG.1Mn6 out=IVGout09

1-      RUSSIA IVG.1M reactor neutron analysis
2-      1      0      133      -137      -1111
3-      2      3      5.533e-2      133      -137      1111      -1112
4-      3      13      1.148e-1      133      -137      1112      -1
5-      4      16      1.510e-1      133      -137      1      -3
6-      5      4      4.526e-2      133      -136      3      -124
7-      (-7:-11:-15:-19:-23:-27:-31:-35:-39:-43:-47:
8-      -51:-55:-59:-63:-67:-71:-75)
9-      6      5      6.692e-2      133      -136      3      -124
10-     ((7 -6):(11 -10):(15 -14):(19 -18):
11-     (23 -22):(27 -26):(31 -30):(35 -34):(39 -38):(43 -42):(47 -46):
12-     (51 -50):(55 -54):(59 -58):(63 -62):(67 -66):(71 -70):(75 -74))
13-     7      6      6.718e-2      133      -136      3      -124
14-     ((6 -5):(10 -9):(14 -13):(18 -17):
15-     (22 -21):(26 -25):(30 -29):(34 -33):(38 -37):(42 -41):(46 -45):
16-     (50 -49):(54 -53):(58 -57):(62 -61):(66 -65):(70 -69):(74 -73))
17-     8      7      5.492e-2      133      -136      3      -124
18-     ((5 -4):(9 -8):(13 -12):(17 -16):
19-     (21 -20):(25 -24):(29 -28):(33 -32):(37 -36):(41 -40):(45 -44):
20-     (49 -48):(53 -52):(57 -56):(61 -60):(65 -64):(69 -68):(73 -72))
21-     9      8      4.526e-2      133      -137      3      -124
22-     (-79:-83:-87:-91:-95:-99:-103:-107:-111:-115:-119:-123)
23-     10     9      6.503e-2      133      -137      3      -124
24-     ((79 -78):(83 -82):(87 -86):(91 -90):
25-     (95 -94):(99 -98):(103 -102):(107 -106):(111 -110):(115 -114):
26-     (119 -118):(123 -122))
27-     11     10     7.150e-2      133      -137      3      -124
28-     ((78 -77):(82 -81):(86 -85):(90 -89):
29-     (94 -93):(98 -97):(102 -101):(106 -105):(110 -109):(114 -113):
30-     (118 -117):(122 -121))
31-     12     11     5.621e-2      133      -137      3      -124
32-     ((77 -76):(81 -80):(85 -84):(89 -88):
33-     (93 -92):(97 -96):(101 -100):(105 -104):(109 -108):(113 -112):
34-     (117 -116):(121 -120))
35-     13     4      4.526e-2      136      -137      3      -124
36-     (-7:-11:-15:-19:-23:-27:-31:-35:-39:-43:-47:
37-     -51:-55:-59:-63:-67:-71:-75)
38-     14     17     6.669e-2      136      -137      3      -124
39-     ((7 -6):(11 -10):(15 -14):(19 -18):
40-     (23 -22):(27 -26):(31 -30):(35 -34):(39 -38):(43 -42):(47 -46):
41-     (51 -50):(55 -54):(59 -58):(63 -62):(67 -66):(71 -70):(75 -74))
42-     15     18     6.701e-2      136      -137      3      -124
43-     ((6 -5):(10 -9):(14 -13):(18 -17):
44-     (22 -21):(26 -25):(30 -29):(34 -33):(38 -37):(42 -41):(46 -45):
45-     (50 -49):(54 -53):(58 -57):(62 -61):(66 -65):(70 -69):(74 -73))
46-     16     7      5.492e-2      136      -137      3      -124
47-     ((5 -4):(9 -8):(13 -12):(17 -16):
48-     (21 -20):(25 -24):(29 -28):(33 -32):(37 -36):(41 -40):(45 -44):
49-     (49 -48):(53 -52):(57 -56):(61 -60):(65 -64):(69 -68):(73 -72))
50-     17     2      1.027e-1      133      -137      3      -124
51-     4      8      12      16      20      24      28      32      36      40      44      48      52      56      60
52-     64     68     72     76     80     84     88     92     96     100     104     108     112     116     120
53-     c
54-     18     30     1.013e-1      -124      -133      134
55-     19     12     9.594e-2      -124      -134      135
56-     20     19     1.196e-1      135      -137      124      -125
57-     21     20     2.896e-2      135      -137      125      -126
58-     22     21     1.956e-2      135      -137      126      -128
59-     23     22     1.155e-1      135      -137      128      -129
60-     c
61-     24     14     9.168e-2      135      -137      129      -130
62-     25     15     8.655e-2      135      -137      130      -131
63-     26     0      137      -138      -1111
64-     27     3      5.533e-2      137      -138      1111      -1112
65-     28     23     9.511e-2      137      -138      1112      -1
66-     29     24     9.313e-2      137      -138      1      -124
67-     30     25     9.313e-2      137      -138      124      -129
68-     31     14     9.168e-2      137      -138      129      -130
69-     32     15     8.655e-2      137      -138      130      -131
70-     33     0      138      -139      -1111
71-     34     3      5.533e-2      138      -139      1111      -1112
72-     35     23     9.511e-2      138      -139      1112      -1
73-     36     24     9.313e-2      138      -139      1      -124
74-     37     26     9.372e-2      138      -139      124      -129
75-     38     14     9.168e-2      138      -139      129      -130
76-     39     15     8.655e-2      138      -139      130      -131

```

77-	40	0		139	-140	-1111	
78-	41	3	5.533e-2	139	-140	1111	-1112
79-	42	23	9.511e-2	139	-140	1112	-1
80-	43	24	9.313e-2	139	-140	1	-124
81-	44	27	9.459e-2	139	-140	124	-129
82-	45	14	9.168e-2	139	-140	129	-130
83-	46	15	8.655e-2	139	-140	130	-131
84-	47	0		140	-141	-1111	
85-	48	3	5.533e-2	140	-141	1111	-1112
86-	49	23	9.511e-2	140	-141	1112	-1
87-	50	24	9.313e-2	140	-141	1	-124
88-	51	28	8.794e-2	140	-141	124	-130
89-	52	15	8.655e-2	140	-141	130	-131
90-	53	0		141	-142	-1111	
91-	54	3	5.533e-2	141	-142	1111	-1112
92-	55	23	9.511e-2	141	-142	1112	-1
93-	56	29	9.978e-2	141	-142	1	-124
94-	57	28	8.794e-2	141	-142	124	-130
95-	58	15	8.655e-2	141	-142	130	-131
96-	59	0		142	-143	-1111	
97-	60	3	5.533e-2	142	-143	1111	-1112
98-	61	23	9.511e-2	142	-143	1112	-1
99-	62	29	9.978e-2	142	-143	1	-124
100-	63	2	1.027e-1	142	-143	124	-127
101-	64	31	8.381e-2	142	-143	127	-130
102-	65	15	8.655e-2	142	-143	130	-131
103-	66	0		143	-144	-1111	
104-	67	3	5.533e-2	143	-144	1111	-1112
105-	68	0		143	-144	1112	-2
106-	69	32	1.383e-1	143	-144	2	-124
107-	70	0		143	-144	124	-127
108-	71	0		143	-144	127	-130
109-	72	0		143	-144	130	-131
110-	73	0		144	-145	-1111	
111-	74	0		144	-145	1111	-1112
112-	75	0		144	-145	1112	-1
113-	76	0		144	-145	1	-2
114-	77	0		144	-145	2	-3
115-	78	0		144	-145	3	-132
116-	79	0		144	-145	132	-124
117-	80	0		144	-145	124	-125
118-	81	0		144	-145	125	-126
119-	82	0		144	-145	126	-127
120-	83	0		144	-145	127	-129
121-	84	0		144	-145	129	-130
122-	85	0		144	-145	130	-131
123-	86	0		145	-146		-131
124-	87	0		(131 :	146 :	-135)	
125-	c						
126-							
127-	1111	cz	3.5				
128-	1112	cz	3.8				
129-	1	cz	8.0				
130-	2	cz	11.3				
131-	3	cz	12.2				
132-	c						
133-	4	c/z	-23.6	-3.82	3.8		
134-	5	c/z	-23.6	-3.82	3.32		
135-	6	c/z	-23.6	-3.82	2.48591		
136-	7	c/z	-23.6	-3.82	0.36		
137-	c						
138-	8	c/z	-20.55	-12.2	3.8		
139-	9	c/z	-20.55	-12.2	3.32		
140-	10	c/z	-20.55	-12.2	2.48591		
141-	11	c/z	-20.55	-12.2	0.36		
142-	c						
143-	12	c/z	-15.49	-18.2	3.8		
144-	13	c/z	-15.49	-18.2	3.32		
145-	14	c/z	-15.49	-18.2	2.48591		
146-	15	c/z	-15.49	-18.2	0.36		
147-	c						
148-	16	c/z	-8.06	-22.5	3.8		
149-	17	c/z	-8.06	-22.5	3.32		
150-	18	c/z	-8.06	-22.5	2.48591		
151-	19	c/z	-8.06	-22.5	0.36		
152-	c						
153-	20	c/z	0.0	-23.9	3.8		
154-	21	c/z	0.0	-23.9	3.32		
155-	22	c/z	0.0	-23.9	2.48591		
156-	23	c/z	0.0	-23.9	0.36		
157-	c						
158-	24	c/z	8.06	-22.5	3.8		
159-	25	c/z	8.06	-22.5	3.36		
160-	26	c/z	8.06	-22.5	2.48591		
161-	27	c/z	8.06	-22.5	0.36		

162-	c				
163-	28	c/z	15.49	-18.2	3.8
164-	29	c/z	15.49	-18.2	3.32
165-	30	c/z	15.49	-18.2	2.48591
166-	31	c/z	15.49	-18.2	0.36
167-	c				
168-	32	c/z	20.55	-12.2	3.8
169-	33	c/z	20.55	-12.2	3.32
170-	34	c/z	20.55	-12.2	2.48591
171-	35	c/z	20.55	-12.2	0.36
172-	c				
173-	36	c/z	23.6	-3.82	3.8
174-	37	c/z	23.6	-3.82	3.32
175-	38	c/z	23.6	-3.82	2.48591
176-	39	c/z	23.6	-3.82	0.36
177-	c				
178-	40	c/z	-23.6	3.82	3.8
179-	41	c/z	-23.6	3.82	3.32
180-	42	c/z	-23.6	3.82	2.48591
181-	43	c/z	-23.6	3.82	0.36
182-	c				
183-	44	c/z	-20.55	12.2	3.8
184-	45	c/z	-20.55	12.2	3.32
185-	46	c/z	-20.55	12.2	2.48591
186-	47	c/z	-20.55	12.2	0.36
187-	c				
188-	48	c/z	-15.49	18.2	3.8
189-	49	c/z	-15.49	18.2	3.32
190-	50	c/z	-15.49	18.2	2.48591
191-	51	c/z	-15.49	18.2	0.36
192-	c				
193-	52	c/z	-8.06	22.5	3.8
194-	53	c/z	-8.06	22.5	3.32
195-	54	c/z	-8.06	22.5	2.48591
196-	55	c/z	-8.06	22.5	0.36
197-	c				
198-	56	c/z	0.0	23.9	3.8
199-	57	c/z	0.0	23.9	3.32
200-	58	c/z	0.0	23.9	2.48591
201-	59	c/z	0.0	23.9	0.36
202-	c				
203-	60	c/z	8.06	22.5	3.8
204-	61	c/z	8.06	22.5	3.32
205-	62	c/z	8.06	22.5	2.48591
206-	63	c/z	8.06	22.5	0.36
207-	c				
208-	64	c/z	15.49	18.2	3.8
209-	65	c/z	15.49	18.2	3.32
210-	66	c/z	15.49	18.2	2.48591
211-	67	c/z	15.49	18.2	0.36
212-	c				
213-	68	c/z	20.55	12.2	3.8
214-	69	c/z	20.55	12.2	3.32
215-	70	c/z	20.55	12.2	2.48591
216-	71	c/z	20.55	12.2	0.36
217-	c				
218-	72	c/z	23.6	3.82	3.8
219-	73	c/z	23.6	3.82	3.32
220-	74	c/z	23.6	3.82	2.48591
221-	75	c/z	23.6	3.82	0.36
222-	c				
223-	76	c/z	-15.69	-4.6	3.8
224-	77	c/z	-15.69	-4.6	3.33
225-	78	c/z	-15.69	-4.6	2.33
226-	79	c/z	-15.69	-4.6	0.36
227-	c				
228-	80	c/z	-11.0	-11.06	3.8
229-	81	c/z	-11.0	-11.06	3.3
230-	82	c/z	-11.0	-11.06	2.33
231-	83	c/z	-11.0	-11.06	0.36
232-	c				
233-	84	c/z	-4.5	-15.72	3.8
234-	85	c/z	-4.5	-15.72	3.3
235-	86	c/z	-4.5	-15.72	2.33
236-	87	c/z	-4.5	-15.72	0.36
237-	c				
238-	88	c/z	4.5	-15.72	3.8
239-	89	c/z	4.5	-15.72	3.3
240-	90	c/z	4.5	-15.72	2.33
241-	91	c/z	4.5	-15.72	0.36
242-	c				
243-	92	c/z	11.0	-11.06	3.8
244-	93	c/z	11.0	-11.06	3.3
245-	94	c/z	11.0	-11.06	2.33
246-	95	c/z	11.0	-11.06	0.36

247-	c							
248-	96	c/z	15.69	-4.6	3.8			
249-	97	c/z	15.69	-4.6	3.33			
250-	98	c/z	15.69	-4.6	2.33			
251-	99	c/z	15.69	-4.6	0.36			
252-	c							
253-	100	c/z	15.69	4.6	3.8			
254-	101	c/z	15.69	4.6	3.33			
255-	102	c/z	15.69	4.6	2.33			
256-	103	c/z	15.69	4.6	0.36			
257-	c							
258-	104	c/z	11.0	11.06	3.8			
259-	105	c/z	11.0	11.06	3.3			
260-	106	c/z	11.0	11.06	2.33			
261-	107	c/z	11.0	11.06	0.36			
262-	c							
263-	108	c/z	4.5	15.72	3.8			
264-	109	c/z	4.5	15.72	3.3			
265-	110	c/z	4.5	15.72	2.33			
266-	111	c/z	4.5	15.72	0.36			
267-	c							
268-	112	c/z	-4.5	15.72	3.8			
269-	113	c/z	-4.5	15.72	3.3			
270-	114	c/z	-4.5	15.72	2.33			
271-	115	c/z	-4.5	15.72	0.36			
272-	c							
273-	116	c/z	-11.0	11.06	3.8			
274-	117	c/z	-11.0	11.06	3.3			
275-	118	c/z	-11.0	11.06	2.33			
276-	119	c/z	-11.0	11.06	0.36			
277-	c							
278-	120	c/z	-15.69	4.6	3.8			
279-	121	c/z	-15.69	4.6	3.33			
280-	122	c/z	-15.69	4.6	2.33			
281-	123	c/z	-15.69	4.6	0.36			
282-	c							
283-	124	cz	28.0					
284-	125	cz	30.0					
285-	126	cz	33.4					
286-	127	cz	46.0					
287-	128	cz	49.5					
288-	129	cz	53.6					
289-	130	cz	75.6					
290-	131	cz	81.6					
291-	132	cz	22.0					
292-	133	pz	0.0					
293-	134	pz	-5.0					
294-	135	pz	-15.0					
295-	136	pz	60.0					
296-	137	pz	80.0					
297-	138	pz	85.8					
298-	139	pz	108.1					
299-	140	pz	123.3					
300-	141	pz	128.3					
301-	142	pz	149.3					
302-	143	pz	170.5					
303-	144	pz	178.3					
304-	145	pz	278.3					
305-	146	pz	371.3					
306-	c							
307-								
308-	wwε:n	1.0e-6	20.0					
309-	c							
310-	wnn1:n	0.5	16r	0.5	7r			
311-		0.25	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
312-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
313-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
314-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
315-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
316-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
317-		0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m	0.85m
318-		1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m
319-		1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m
320-		1.00m	-1					
321-	c							
322-	wnn2:n	0.25	16r	0.25	7r			
323-		0.10	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
324-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
325-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
326-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
327-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
328-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
329-		0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m	0.750m
330-		1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m
331-		1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m	1.00m
332-		1.00m	-1					

```

333- c
334- wwe:p 20.0
335- c
336- wwnl:p 0.50 16r 0.50 7r
337- 0.25 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
338- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
339- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
340- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
341- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
342- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
343- 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m 0.750m
344- 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m
345- 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m 1.00m
346- 1.00m -1
347- c
348- wwp:n 5 3 5 0 0
349- wwp:p 5 3 5 0 0
350- c
351- c imp:n,p 1.0 16r 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0
352- c 1.0 1.0 1.0
353- c 2 2 2 2 1 1 1
354- c 8 8 8 4 2 1 1
355- c 32 32 32 16 8 1 1
356- c 64 64 64 32 16 1 1
357- c 128 128 128 64 32 1 1
358- c 256 256 256 128 64 2 1
359- c 512 512 512 256 128 4 1
360- c 1024 12r 2048 0
361- c
362- mode n p
363- phys:n 20.0 0
364- phys:p 20.0 1 0
365- sdef erg=d1 rad=d2 ext=d3 wgt=1.0
366- pos=0.0 0.0 40.0 axs=0 0 1 vec=0 0 1
367- c
368- scl source strength of the IVG.1M reactor n: 5.34x10**17 gamma: 1.9224x10**21
369- spl -3 0.988 2.249
370- c
371- si2 12.0 28.0
372- sp2 -21 1
373- c
374- si3 -40.0 40.0
375- sp3 0.0 1.0
376- c
377- c si1 h 1.50-8 4.41-7 5.23-7 6.83-7 8.76-7 1.13-6
378- c 1.44-6 1.86-6 2.38-6 3.06-6 3.93-6 5.04-6
379- c 6.48-6 8.32-6 1.07-5 1.37-5 1.76-5 2.26-5
380- c 2.90-5 3.73-5 4.79-5 6.14-5 7.89-5 1.01-4
381- c 1.30-4 1.67-4 2.14-4 2.75-4 3.54-4 4.54-4
382- c 5.83-4 7.49-4 9.61-4 1.23-3 1.58-3 2.03-3
383- c 2.61-3 3.35-3 4.31-3 5.53-3 7.10-3 9.12-3
384- c 1.17-2 1.50-2 1.93-2 2.48-2 3.18-2 4.09-2
385- c 5.25-2 0.0674 0.0865 0.111 0.123 0.136
386- c 0.150 0.166 0.183 0.202 0.224 0.247
387- c 0.273 0.302 0.334 0.369 0.408 0.450
388- c 0.497 0.550 0.608 0.672 0.743 0.821
389- c 0.907 1.000 1.11 1.22 1.35 1.50
390- c 1.65 1.83 2.02 2.23 2.47 2.73
391- c 3.01 3.33 3.68 4.07 4.49 4.97
392- c 5.49 6.07 6.70 7.41 8.19 9.04
393- c 10.0 11.05 12.2 13.5 14.9
394- c
395- c sp1 d 0.0 0.0 1900. 1565. 1350. 1250. 1170. 1100. 1060. 1035.
396- c 1035. 1035. 1035. 990. 960. 930. 900. 900. 900. 900.
397- c 900. 900. 900. 900. 900. 900. 920. 940. 960. 970.
398- c 990. 1010. 1020. 1030. 1100. 1120. 1150. 1180. 1200.
399- c 1220. 1260. 1310. 1340. 1370. 1440. 1490. 1530. 1590.
400- c 1650. 1730. 1790. 1870. 1990. 2100. 2200. 2300. 2400.
401- c 926. 777. 837. 955. 1055. 1130. 1175. 1170. 1130.
402- c 1210. 1425. 1700. 1990. 2320. 2345. 2215. 2135. 2350.
403- c 2485. 3170. 4000. 4200. 5175. 5570. 6190. 6955. 7075.
404- c 6570. 5315. 4825. 4880. 4420. 3665. 3180. 2585. 2070.
405- c 1375. 846. 545. 312. 199. 83. 32. 14.
406- c
407- c si2 h 0.991888403 1.00
408- c sp2 c 0 1.00
409- c
410- f05z:n 278.3 1.0 1.0 $
411- f15z:n 278.3 3.65 1.0 $
412- f25z:n 278.3 5.9 1.0 $
413- f35z:n 278.3 10.0 1.0 $
414- f45z:n 278.3 13.5 1.0 $
415- f55z:n 278.3 17.0 1.0 $
416- f65z:n 278.3 20.0 1.0 $
417- f75z:n 278.3 25.0 1.0 $

```

418-	f85z:n	278.3	30.0	1.0	\$			
419-	f95z:n	278.3	40.0	1.0	\$			
420-	f105z:n	278.3	50.0	1.0	\$			
421-	f115z:n	278.3	55.0	1.0	\$			
422-	f125z:n	278.3	64.6	1.0	\$			
423-	f135z:n	278.3	70.0	1.0	\$			
424-	c							
425-	e0	4.14e-7	1.12e-6	3.06e-6	1.07e-5	2.9e-5	1.01e-4	5.848e-4
426-		3.35e-3	1.11e-1	0.55	1.11	1.83	2.35	2.46
427-		3.01	4.06	4.96	6.36	8.18	10	12.2
428-		15.0	17.5	20.0				
429-	c							
430-	em0	1.0	23r					
431-	c							
432-	c	fm0:n	5.34e17					
433-	c							
434-	m1	8016.50c	1.2e-5	7014.50c	4.2e-5	1001.50c	1.1e-6	
warning.	material	1 is not used in the problem.						
435-	c							
436-	m2	1001.50c	0.0692	8016.50c	0.03346			
437-	c							
438-	m3	13027.50c	5.498e-2	25055.50c	2.3162e-4	26000.50c	1.1392e-4	
439-	c							
440-	m4	40000.60c	0.045258	3006.50c	2.9845e-7			
441-	c							
442-	m5	1001.50c	0.028139	8016.50c	0.01407	92235.50c	2.0554e-4	
443-		92238.50c	2.2547e-5	40000.60c	2.4427e-2	3006.50c	7.6452e-8	
444-		26000.50c	2.1989e-5	28000.50c	2.0916e-5	24000.50c	1.1808e-5	
445-		5010.50c	1.1358e-7					
446-	c							
447-	m6	1001.50c	0.028139	8016.50c	0.01407	92235.50c	2.0554e-4	
448-		92238.50c	1.6613e-5	40000.60c	2.4755e-2	3006.50c	8.9075e-8	
449-		26000.50c	1.9135e-5	28000.50c	1.8202e-5	24000.50c	1.0276e-5	
450-		5010.50c	9.8847e-8					
451-	c							
452-	m7	13027.50c	5.458e-2	25055.50c	2.3162e-4	26000.50c	1.1392e-4	
453-	c							
454-	m8	40000.60c	0.045258					
455-	c							
456-	m9	92235.50c	2.6868e-4	92238.50c	2.9477e-5	40000.60c	2.874e-2	
457-		1001.50c	0.022649	8016.50c	0.01325	6012.50c	6.4612e-5	
458-		26000.50c	2.7792e-5					
459-	c							
460-	m10	92235.50c	1.5100e-4	92238.50c	1.6566e-5	40000.60c	2.248e-2	
461-		1001.50c	0.032527	8016.50c	0.016263	6012.50c	4.3421e-5	
462-		26000.50c	1.8677e-5					
463-	c							
464-	m11	1001.50c	0.001317	8016.50c	6.585e-4	13027.50c	0.053896	
465-		25055.50c	2.2706e-4	26000.50c	1.1168e-4			
466-	c							
467-	m12	1001.50c	8.9e-3	8016.50c	4.45e-3	13027.50c	9.708e-3	
468-		4009.50c	3.93e-2	6012.50c	1.824e-4	22000.50c	3.802e-4	
469-		24000.50c	6.402e-3	26000.50c	2.347e-2	28000.50c	3.143e-3	
470-	c							
471-	m13	1001.50c	0.014046	8016.50c	0.007023	4009.50c	9.1464e-2	
472-		40000.60c	0.002263					
473-	c							
474-	m14	1001.50c	2.476e-2	8016.50c	1.238e-3	6012.50c	2.961e-4	
475-		22000.50c	6.174e-4	24000.50c	1.04e-2	26000.50c	3.812e-2	
476-		28000.50c	5.103e-3					
477-	c							
478-	m15	6012.50c	4.700e-4	22000.50c	9.800e-4	24000.50c	1.65e-2	
479-		26000.50c	6.050e-2	28000.50c	8.100e-3			
480-	c							
481-	m16	1001.50c	2.919e-2	8016.50c	1.459e-2	4009.50c	1.05e-1	
482-		40000.60c	2.2357e-3					
483-	c							
484-	m17	1001.50c	0.028139	8016.50c	0.01407			
485-		40000.60c	2.4427e-2	3006.50c	7.6452e-8			
486-		26000.50c	2.1989e-5	28000.50c	2.0916e-5	24000.50c	1.1808e-5	
487-		5010.50c	1.1358e-7					
488-	c							
489-	m18	1001.50c	0.028139	8016.50c	0.01407			
490-		40000.60c	2.4755e-2	3006.50c	8.9075e-8			
491-		26000.50c	1.9135e-5	28000.50c	1.8202e-5	24000.50c	1.0276e-5	
492-		5010.50c	9.8847e-8					
493-	c							
494-	m19	40000.60c	3.137e-4	74000.55c	1.0e-9	72000.50c	5.23e-8	
495-		26000.50c	4.593e-4	41093.50c	7.86e-6	8016.50c	4.699e-3	
496-		4009.50c	0.1047	64000.35c	2.47e-8	1001.50c	.9.399e-3	
497-	c							
498-	m20	8016.50c	6.296e-3	4009.50c	0.1001e-1	22000.50c	6.62e-5	
499-		1001.50c	1.259e-2					

```

500-      c
501-    m21  8016.50c  2.722e-3  4009.50c  0.1134e-1  22000.50c  5.46e-5
502-      c
503-    m22  6012.50c  1.09e-3   26000.50c  7.625e-3   8016.50c  5.431e-3
504-      c
505-    m23  4009.50c  8.557e-2  22000.50c  8.32e-4   50120.35c  4.089e-3
506-      c
507-    m24  64000.35c  1.83e-5   1001.50c  0.01086
508-      c
509-    m25  25055.50c  5.44e-4   26000.50c  1.8219e-2  1001.50c  4.575e-2
510-      c
511-    m26  8016.50c  2.2875e-2  28000.50c  0.0025456  24000.50c  0.005174
512-      c
513-    m27  1001.50c  5.6184e-2  8016.50c  2.8092e-2  13027.50c  8.797e-3
514-      c
515-    m28  25055.50c  3.706e-5  26000.50c  1.823e-5
516-      c
517-    m29  1001.50c  5.6184e-2  8016.50c  2.8092e-2  13027.50c  8.797e-3
518-      c
519-    m30  25055.50c  3.706e-5  26000.50c  1.823e-5
520-      c
521-    m31  1001.50c  4.0131e-2  8016.50c  2.0065e-2  26000.50c  2.3062e-2
522-      c
523-    m32  25055.50c  6.887e-4  24000.50c  6.549e-3
524-      c
525-    m33  28000.50c  3.2223e-3
526-      c
527-    m34  1001.50c  4.0131e-2  8016.50c  2.1838e-2  25055.50c  5.975e-4
528-      c
529-    m35  26000.50c  2.0006e-2  28000.50c  2.795e-3  24000.50c  5.681e-3
530-      c
531-    m36  1001.50c  1.6721e-2  8016.50c  8.3600e-2  25055.50c  1.2913e-3
532-      c
533-    m37  24000.50c  1.2280e-2  26000.50c  4.3241e-2  28000.50c  6.0418e-3
534-      c
535-    m38  1001.50c  2.676e-2   8016.50c  1.34e-2   13027.50c  7.641e-3
536-      c
537-    m39  25055.50c  3.243e-5   6012.50c  5.1934e-2  26000.50c  1.595e-5
538-      c
539-    m40  13027.50c  9.708e-3   4009.50c  3.93e-2   1001.50c  3.486e-2
540-      c
541-    m41  8016.50c  1.743e-2
542-      c
543-    m42  26000.50c  5.7655e-2  25055.50c  1.7218e-3  28000.50c  8.0558e-3
544-      c
545-    m43  24000.50c  1.6373e-2
546-      c
547-    m44  13027.50c  1.3744e-2  25055.50c  5.79e-5   26000.50c  2.848e-5
548-      c
549-      c
550-      c
551-      c
552-      c
553-      c
554-      c
555-      c
556-      c
557-      c
558-      c
559-      c
560-      c
561-      c
562-      c
563-      c
564-      c
565-      c
566-      c
567-      c
568-      c
569-      c
570-      c
571-      c
572-      c
573-      c
574-      c
575-      c
576-      c
577-      c
578-      c
579-      c
580-      c
581-      c
582-      c
583-      c
584-      c
585-      c
586-      c
587-      c
588-      c
589-      c
590-      c
591-      c
592-      c
593-      c
594-      c
595-      c
596-      c
597-      c
598-      c
599-      c
600-      c
601-      c
602-      c
603-      c
604-      c
605-      c
606-      c
607-      c
608-      c
609-      c
610-      c
611-      c
612-      c
613-      c
614-      c
615-      c
616-      c
617-      c
618-      c
619-      c
620-      c
621-      c
622-      c
623-      c
624-      c
625-      c
626-      c
627-      c
628-      c
629-      c
630-      c
631-      c
632-      c
633-      c
634-      c
635-      c
636-      c
637-      c
638-      c
639-      c
640-      c
641-      c
642-      c
643-      c
644-      c
645-      c
646-      c
647-      c
648-      c
649-      c
650-      c
651-      c
652-      c
653-      c
654-      c
655-      c
656-      c
657-      c
658-      c
659-      c
660-      c
661-      c
662-      c
663-      c
664-      c
665-      c
666-      c
667-      c
668-      c
669-      c
670-      c
671-      c
672-      c
673-      c
674-      c
675-      c
676-      c
677-      c
678-      c
679-      c
680-      c
681-      c
682-      c
683-      c
684-      c
685-      c
686-      c
687-      c
688-      c
689-      c
690-      c
691-      c
692-      c
693-      c
694-      c
695-      c
696-      c
697-      c
698-      c
699-      c
700-      c
701-      c
702-      c
703-      c
704-      c
705-      c
706-      c
707-      c
708-      c
709-      c
710-      c
711-      c
712-      c
713-      c
714-      c
715-      c
716-      c
717-      c
718-      c
719-      c
720-      c
721-      c
722-      c
723-      c
724-      c
725-      c
726-      c
727-      c
728-      c
729-      c
730-      c
731-      c
732-      c
733-      c
734-      c
735-      c
736-      c
737-      c
738-      c
739-      c
740-      c
741-      c
742-      c
743-      c
744-      c
745-      c
746-      c
747-      c
748-      c
749-      c
750-      c
751-      c
752-      c
753-      c
754-      c
755-      c
756-      c
757-      c
758-      c
759-      c
760-      c
761-      c
762-      c
763-      c
764-      c
765-      c
766-      c
767-      c
768-      c
769-      c
770-      c
771-      c
772-      c
773-      c
774-      c
775-      c
776-      c
777-      c
778-      c
779-      c
780-      c
781-      c
782-      c
783-      c
784-      c
785-      c
786-      c
787-      c
788-      c
789-      c
790-      c
791-      c
792-      c
793-      c
794-      c
795-      c
796-      c
797-      c
798-      c
799-      c
800-      c
801-      c
802-      c
803-      c
804-      c
805-      c
806-      c
807-      c
808-      c
809-      c
810-      c
811-      c
812-      c
813-      c
814-      c
815-      c
816-      c
817-      c
818-      c
819-      c
820-      c
821-      c
822-      c
823-      c
824-      c
825-      c
826-      c
827-      c
828-      c
829-      c
830-      c
831-      c
832-      c
833-      c
834-      c
835-      c
836-      c
837-      c
838-      c
839-      c
840-      c
841-      c
842-      c
843-      c
844-      c
845-      c
846-      c
847-      c
848-      c
849-      c
850-      c
851-      c
852-      c
853-      c
854-      c
855-      c
856-      c
857-      c
858-      c
859-      c
860-      c
861-      c
862-      c
863-      c
864-      c
865-      c
866-      c
867-      c
868-      c
869-      c
870-      c
871-      c
872-      c
873-      c
874-      c
875-      c
876-      c
877-      c
878-      c
879-      c
880-      c
881-      c
882-      c
883-      c
884-      c
885-      c
886-      c
887-      c
888-      c
889-      c
890-      c
891-      c
892-      c
893-      c
894-      c
895-      c
896-      c
897-      c
898-      c
899-      c
900-      c
901-      c
902-      c
903-      c
904-      c
905-      c
906-      c
907-      c
908-      c
909-      c
910-      c
911-      c
912-      c
913-      c
914-      c
915-      c
916-      c
917-      c
918-      c
919-      c
920-      c
921-      c
922-      c
923-      c
924-      c
925-      c
926-      c
927-      c
928-      c
929-      c
930-      c
931-      c
932-      c
933-      c
934-      c
935-      c
936-      c
937-      c
938-      c
939-      c
940-      c
941-      c
942-      c
943-      c
944-      c
945-      c
946-      c
947-      c
948-      c
949-      c
950-      c
951-      c
952-      c
953-      c
954-      c
955-      c
956-      c
957-      c
958-      c
959-      c
960-      c
961-      c
962-      c
963-      c
964-      c
965-      c
966-      c
967-      c
968-      c
969-      c
970-      c
971-      c
972-      c
973-      c
974-      c
975-      c
976-      c
977-      c
978-      c
979-      c
980-      c
981-      c
982-      c
983-      c
984-      c
985-      c
986-      c
987-      c
988-      c
989-      c
990-      c
991-      c
992-      c
993-      c
994-      c
995-      c
996-      c
997-      c
998-      c
999-      c
1000-     c

```


Table 2.15-3 Radial Distribution of Fast Neutron Flux at 100cm above the IVG Reactor Cover

Distance from the reactor axis [cm]	Experiment [1/cm2/sec]	DOT3.5		MCNP by Weight Windows		MCNP by Cell Importance					
		DLC-23		ENDF/B-V		JENDL3.2					
		Exp	Exp	WW ; 2M-Histries	f. s. d. [%]	Cell ; 37M-Histries	f. s. d. [%]	Cell ; 75M-Histries	f. s. d. [%]	Cell ; 118M-Histries	f. s. d. [%]
0	1.69E+08	9.77E+08	2.20E+08	3.73	3.56E+08	94.88	3.621E+08	67.41	2.319E+08	66.75	
3.65		5.05E+08	2.07E+08	4.01	8.19E+06	100.00	4.038E+06	100.00	1.378E+07	55.07	
5.9		5.37E+08	2.06E+08	4.83	2.67E+07	53.47	8.698E+07	53.85	9.326E+07	43.61	
10	7.98E+06	1.72E+08	8.81E+07	6.20	1.48E+08	48.83	1.781E+08	32.19	1.309E+08	28.12	
17		1.55E+07	6.28E+06	5.51	9.36E+06	21.39	1.065E+07	14.93	9.385E+06	11.95	
20	1.74E+06	9.16E+06	3.90E+06	6.81							
25		5.02E+06	2.49E+06	7.64	3.40E+06	17.90	3.624E+06	12.10	3.548E+06	10.00	
30	1.12E+06	3.18E+06	1.87E+06	7.19	2.83E+06	18.86	3.556E+06	12.44	3.375E+06	9.90	
40	1.08E+06	2.27E+06	1.50E+06	7.45	2.23E+06	14.68	2.100E+06	11.03	2.159E+06	8.14	
50		2.21E+06	1.24E+06	6.86	1.85E+06	18.70	1.914E+06	12.24	1.783E+06	9.84	
55	7.21E+05	2.06E+06	1.12E+06	6.22							
64.6		1.61E+06	9.79E+05	6.47	1.17E+06	13.20	1.270E+06	9.80	1.523E+06	15.39	
70	5.56E+05	1.37E+06	8.85E+05	5.67							

Table2.15.-4 Output List of Streaming Calcu. by Case.1(Cell Importance & F2 Tally)

1tally 242 nps =118164304
 tally type 2 particle flux averaged over a surface.
 tally for neutrons

this tally is all multiplied by 5.34000E+17

areas	surface:	144	145	146
segment				
1		3.84845E+01	3.84845E+01	3.84845E+01
2		6.88009E+00	6.88009E+00	6.88009E+00
3		1.55697E+02	1.55697E+02	1.55697E+02
4		2.00088E+02	2.00088E+02	2.00088E+02
5		6.64447E+01	6.64447E+01	6.64447E+01
6		1.05294E+03	1.05294E+03	1.05294E+03
7		9.42478E+02	9.42478E+02	9.42478E+02
8		1.04163E+03	1.04163E+03	1.04163E+03
9		3.14297E+03	3.14297E+03	3.14297E+03
10		2.37806E+03	2.37806E+03	2.37806E+03
11		8.92966E+03	8.92966E+03	8.92966E+03
12		2.96315E+03	2.96315E+03	2.96315E+03
whole		2.09185E+04	2.09185E+04	2.09185E+04

surface 145	
segment:	-1111
energy	
1.1100E+00	5.21438E+09 .1199
1.5000E+01	2.31885E+08 .6675
total	5.44627E+09 .1183

surface 145	
segment:	1111 -1112
energy	
1.1100E+00	5.88886E+09 .2562

1.5000E+01 1.37769E+07 .5507
 total 5.90264E+09 .2556

surface 145

segment: 1111 1112 -1

energy

1.1100E+00 5.85802E+09 .0537
 1.5000E+01 9.32592E+07 .4361
 total 5.95128E+09 .0533

surface 145

segment: 1111 1112 1 -2

energy

1.1100E+00 3.00544E+09 .0588
 1.5000E+01 1.30943E+08 .2812
 total 3.13638E+09 .0575

surface 145

segment: 1111 1112 1 2 -3

energy

1.1100E+00 6.68263E+08 .1442
 1.5000E+01 2.00675E+07 .3409
 total 6.88330E+08 .1403

surface 145

segment: 1111 1112 1 2 3 -132

energy

1.1100E+00 1.15404E+08 .0370
 1.5000E+01 9.38536E+06 .1195
 total 1.24789E+08 .0355

surface 145

segment: 1111 1112 1 2 3 132 -124

energy

1.1100E+00 4.16566E+07 .0258
 1.5000E+01 3.54775E+06 .1000
 total 4.52043E+07 .0252

surface 145

segment: 1111 1112 1 2 3 132 124 -126

Itally fluctuation charts

	tally 232				tally 242				tally 252			
	nps	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom		
8192000	1.7115E+08	.0960	.0240	10.0 4.2E-02	1.7115E+08	.0960	.0240	10.0 4.2E-02	2.2909E+06	.2372	.4188	2.3 6.9E-03
16384000	1.5594E+08	.0719	.0202	10.0 3.7E-02	1.5594E+08	.0719	.0202	10.0 3.7E-02	1.9014E+06	.2058	.3328	2.1 4.5E-03
24576000	1.6922E+08	.0606	.0188	10.0 3.5E-02	1.6922E+08	.0606	.0188	10.0 3.5E-02	1.8157E+06	.1654	.2275	2.1 4.6E-03
32768000	1.6941E+08	.0547	.0226	10.0 3.2E-02	1.6941E+08	.0547	.0226	10.0 3.2E-02	2.1885E+06	.1660	.1516	2.0 3.5E-03
40960000	1.6856E+08	.0484	.0163	10.0 3.3E-02	1.6856E+08	.0484	.0163	10.0 3.3E-02	2.0021E+06	.1461	.1479	2.1 3.6E-03
49152000	1.6859E+08	.0438	.0124	10.0 3.3E-02	1.6859E+08	.0438	.0124	10.0 3.3E-02	1.9719E+06	.1291	.1276	2.1 3.8E-03
57344000	1.6859E+08	.0403	.0101	10.0 3.4E-02	1.6859E+08	.0403	.0101	10.0 3.4E-02	2.2520E+06	.1405	.1570	2.1 2.8E-03
65536000	1.6802E+08	.0375	.0083	10.0 3.4E-02	1.6802E+08	.0375	.0083	10.0 3.4E-02	2.3921E+06	.1332	.1122	1.9 2.7E-03
73728000	1.7085E+08	.0349	.0068	10.0 3.5E-02	1.7085E+08	.0349	.0068	10.0 3.5E-02	2.3578E+06	.1232	.1023	1.8 2.8E-03
81920000	1.6760E+08	.0332	.0060	10.0 3.5E-02	1.6760E+08	.0332	.0060	10.0 3.5E-02	2.2528E+06	.1165	.1008	1.8 2.8E-03
90112000	1.6302E+08	.0318	.0056	9.7 3.5E-02	1.6302E+08	.0318	.0056	9.7 3.5E-02	2.1438E+06	.1116	.0998	1.8 2.8E-03
98304000	1.6357E+08	.0305	.0051	7.7 3.4E-02	1.6357E+08	.0305	.0051	7.7 3.4E-02	2.0942E+06	.1051	.0981	1.9 2.9E-03
106496000	1.6503E+08	.0292	.0045	7.0 3.5E-02	1.6503E+08	.0292	.0045	7.0 3.5E-02	2.0758E+06	.1002	.0909	1.9 2.9E-03
114688000	1.6562E+08	.0286	.0057	4.9 3.4E-02	1.6562E+08	.0286	.0057	4.9 3.4E-02	2.0573E+06	.0950	.0872	1.9 3.0E-03
118164304	1.6516E+08	.0281	.0055	4.8 3.4E-02	1.6516E+08	.0281	.0055	4.8 3.4E-02	2.0834E+06	.0938	.0804	1.9 3.0E-03

	tally 262				tally 272			
	nps	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	
8192000	3.3202E+03	.2083	.2674	1.8 9.0E-03	6.1706E+07	.0128	.0162	5.2 2.4E+00
16384000	2.3447E+03	.1552	.2237	1.8 7.9E-03	6.1511E+07	.0092	.0062	6.0 2.3E+00
24576000	2.5245E+03	.1227	.1166	1.9 8.4E-03	6.1693E+07	.0075	.0034	6.0 2.3E+00
32768000	2.5356E+03	.1078	.0852	1.9 8.2E-03	6.1384E+07	.0064	.0023	4.6 2.3E+00
40960000	2.4183E+03	.0940	.0750	1.8 8.7E-03	6.1140E+07	.0057	.0017	3.9 2.3E+00
49152000	2.4088E+03	.0833	.0612	1.8 9.2E-03	6.0870E+07	.0052	.0013	3.3 2.4E+00
57344000	2.5684E+03	.0832	.0563	1.7 7.9E-03	6.0541E+07	.0048	.0010	3.9 2.4E+00
65536000	2.6835E+03	.0811	.0423	1.7 7.3E-03	6.0516E+07	.0045	.0009	4.2 2.4E+00
73728000	2.7536E+03	.0765	.0356	2.0 7.3E-03	6.0501E+07	.0044	.0043	3.6 2.2E+00
81920000	2.6637E+03	.0731	.0334	2.1 7.2E-03	6.0457E+07	.0041	.0036	3.6 2.3E+00
90112000	2.5606E+03	.0696	.0324	2.2 7.2E-03	6.0462E+07	.0039	.0030	3.3 2.3E+00
98304000	2.5228E+03	.0656	.0309	2.4 7.4E-03	6.0454E+07	.0037	.0026	3.1 2.3E+00
106496000	2.5111E+03	.0624	.0286	2.6 7.6E-03	6.0386E+07	.0036	.0023	3.4 2.3E+00
114688000	2.5103E+03	.0592	.0265	2.8 7.8E-03	6.0380E+07	.0034	.0020	3.2 2.3E+00
118164304	2.5330E+03	.0588	.0255	2.9 7.7E-03	6.0349E+07	.0034	.0019	3.1 2.3E+00

dump no. 16 on file LVGnr nps = 118164304 coll = 11465857953 ctm = 37500.07 nrm = 193915586668 *****

98 warning messages so far.

run terminated when it had used 3000 minutes of computer time.

computer time = 3000.06 minutes

mcnp version 4b 02/04/97 06/05/99 11:31:15 probid = 05/01/99 15:43:14

Table 2.15-5 Output List of Streaming Calcu. by Case. 2 (Weight Window & F5a Tally)

tally fluctuation charts													
nps	0cm			3.65cm			5.9cm			25			
	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	
2560000	3.5153E-10	0.1414	0.1768	3.4337E-10	0.1229	0.0526	3.8478E-10	0.1662	0.1441	3.8918E-10	0.1662	0.1441	2.3 2.0E+00
512000	3.7637E-10	0.0824	0.0764	3.7923E-10	0.0918	0.0662	4.0216E-10	0.1069	0.0674	4.0216E-10	0.1069	0.0674	3.0 2.4E+00
768000	4.4349E-10	0.0681	0.0304	4.3510E-10	0.0747	0.0384	3.9016E-10	0.0941	0.0792	3.9016E-10	0.0941	0.0792	3.5 2.1E+00
1024000	4.3691E-10	0.0600	0.0305	4.2246E-10	0.0637	0.0280	3.9113E-10	0.0816	0.0522	3.9113E-10	0.0816	0.0522	3.2 2.1E+00
1280000	4.3185E-10	0.0533	0.0231	4.0319E-10	0.0571	0.0231	3.9291E-10	0.0738	0.0435	3.9291E-10	0.0738	0.0435	2.9 2.0E+00
1536000	4.3305E-10	0.0481	0.0193	3.9206E-10	0.0516	0.0191	3.8695E-10	0.0657	0.0362	3.8695E-10	0.0657	0.0362	3.3 2.1E+00
1792000	4.3013E-10	0.0451	0.0164	3.9099E-10	0.0486	0.0167	3.8918E-10	0.0599	0.0292	3.8918E-10	0.0599	0.0292	3.6 2.2E+00
2048000	4.1947E-10	0.0423	0.0145	3.7956E-10	0.0458	0.0147	3.7920E-10	0.0554	0.0262	3.7920E-10	0.0554	0.0262	3.9 2.3E+00
2304000	4.2203E-10	0.0397	0.0121	3.8401E-10	0.0425	0.0124	3.8375E-10	0.0514	0.0219	3.8375E-10	0.0514	0.0219	4.1 2.3E+00
2560000	4.1770E-10	0.0374	0.0109	3.8649E-10	0.0402	0.0107	3.8641E-10	0.0484	0.0190	3.8641E-10	0.0484	0.0190	3.8 2.4E+00
2569717	4.1682E-10	0.0373	0.0109	3.8717E-10	0.0401	0.0106	3.8555E-10	0.0483	0.0190	3.8555E-10	0.0483	0.0190	3.8 2.4E+00
10cm													
nps	35			45			55			6			
	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	
2560000	1.9289E-10	0.1860	0.3522	1.2533E-11	0.1978	0.2680	1.4468E-11	0.1856	0.2163	1.4468E-11	0.1856	0.2163	1.9 1.6E+00
512000	1.7518E-10	0.1325	0.1549	4.5171E-11	0.1302	0.1559	1.2820E-11	0.1155	0.1484	1.2820E-11	0.1155	0.1484	2.4 2.1E+00
768000	1.7565E-10	0.1171	0.1229	4.4902E-11	0.0988	0.1007	1.2021E-11	0.0882	0.1123	1.2021E-11	0.0882	0.1123	3.5 2.4E+00
1024000	1.6031E-10	0.0988	0.1106	4.2805E-11	0.0828	0.0795	1.2039E-11	0.0816	0.0748	1.2039E-11	0.0816	0.0748	3.2 2.1E+00
1280000	1.4939E-10	0.0871	0.0997	4.3076E-11	0.0727	0.0563	1.2628E-11	0.0840	0.0989	1.2628E-11	0.0840	0.0989	2.9 1.6E+00
1536000	1.4899E-10	0.0774	0.0805	4.2389E-11	0.0561	0.0467	1.2230E-11	0.0763	0.0746	1.2230E-11	0.0763	0.0746	2.6 1.6E+00
1792000	1.5241E-10	0.0735	0.0688	4.0824E-11	0.0608	0.0413	1.1855E-11	0.0702	0.0713	1.1855E-11	0.0702	0.0713	2.6 1.6E+00
2048000	1.5463E-10	0.0677	0.0547	4.0795E-11	0.0579	0.0392	1.1791E-11	0.0649	0.0607	1.1791E-11	0.0649	0.0607	2.8 1.7E+00
2304000	1.6167E-10	0.0653	0.0436	4.0651E-11	0.0538	0.0341	1.1732E-11	0.0596	0.0549	1.1732E-11	0.0596	0.0549	2.9 1.7E+00
2560000	1.6528E-10	0.0621	0.0371	4.0395E-11	0.0507	0.0299	1.1789E-11	0.0552	0.0493	1.1789E-11	0.0552	0.0493	3.1 1.8E+00
2569717	1.6500E-10	0.0620	0.0371	4.0312E-11	0.0506	0.0299	1.1769E-11	0.0551	0.0493	1.1769E-11	0.0551	0.0493	3.1 1.8E+00
20cm													
nps	65			75			85			6			
	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	mean	error	vov slope fom	
2560000	1.0273E-11	0.2451	0.3039	7.1921E-12	0.2386	0.2175	4.5101E-12	0.2125	0.3670	4.5101E-12	0.2125	0.3670	2.2 1.2E+00
512000	8.3296E-12	0.1581	0.2545	5.5639E-12	0.1626	0.1798	3.8136E-12	0.1414	0.2490	3.8136E-12	0.1414	0.2490	2.2 1.4E+00
768000	7.6331E-12	0.1203	0.2131	5.0425E-12	0.1246	0.1536	3.6090E-12	0.1069	0.1898	3.6090E-12	0.1069	0.1898	2.6 1.6E+00
1024000	7.3147E-12	0.1125	0.1786	4.9071E-12	0.1215	0.1866	3.6434E-12	0.1185	0.3096	3.6434E-12	0.1185	0.3096	2.6 9.8E-01
1280000	7.6760E-12	0.1013	0.1123	5.0570E-12	0.1148	0.1200	3.8673E-12	0.1168	0.1805	3.8673E-12	0.1168	0.1805	2.3 8.1E-01
1536000	7.4193E-12	0.0905	0.0990	4.8600E-12	0.1029	0.1069	3.7444E-12	0.1036	0.1615	3.7444E-12	0.1036	0.1615	2.4 9.0E-01
1792000	7.4802E-12	0.0837	0.0840	4.8189E-12	0.0993	0.0988	3.6454E-12	0.0939	0.1449	3.6454E-12	0.0939	0.1449	2.4 9.0E-01
2048000	7.4676E-12	0.0786	0.0727	4.7074E-12	0.0907	0.0895	3.5742E-12	0.0858	0.1325	3.5742E-12	0.0858	0.1325	2.5 9.5E-01
2304000	7.2971E-12	0.0723	0.0696	4.6150E-12	0.0831	0.0860	3.5165E-12	0.0782	0.1275	3.5165E-12	0.0782	0.1275	2.5 1.0E+00
2560000	7.3103E-12	0.0682	0.0607	4.6765E-12	0.0765	0.0754	3.5104E-12	0.0722	0.1171	3.5104E-12	0.0722	0.1171	2.5 1.1E+00
2569717	7.2962E-12	0.0681	0.0607	4.6699E-12	0.0764	0.0754	3.5094E-12	0.0719	0.1169	3.5094E-12	0.0719	0.1169	2.5 1.1E+00

1 tally fluctuation charts

nps	95				50 cm				55 cm			
	mean	error	vov	slope	mean	error	vov	slope	mean	error	vov	slope
256000	3.9233E-12	0.2368	0.4646	2.2 9.7E-01	2.8165E-12	0.1593	0.1894	2.3 2.1E+00	2.5936E-12	0.1509	0.1636	2.2 2.4E+00
512000	3.1628E-12	0.1537	0.3882	2.4 1.2E+00	2.4120E-12	0.1049	0.1223	2.6 2.5E+00	2.2724E-12	0.1001	0.0981	2.6 2.7E+00
768000	2.9664E-12	0.1158	0.3088	2.6 1.4E+00	2.3482E-12	0.0825	0.0766	2.9 2.7E+00	2.1990E-12	0.0796	0.0621	3.0 2.9E+00
1024000	2.9672E-12	0.1187	0.2767	2.7 9.8E-01	2.3872E-12	0.1003	0.3488	3.1 1.4E+00	2.2321E-12	0.0967	0.3409	3.2 1.5E+00
1280000	3.1030E-12	0.1185	0.1765	2.5 7.9E-01	2.5203E-12	0.1000	0.1673	2.7 1.1E+00	2.2720E-12	0.0908	0.1974	2.7 1.3E+00
1536000	3.1263E-12	0.1064	0.1462	2.2 8.2E-01	2.5405E-12	0.0980	0.1480	2.5 9.7E-01	2.2614E-12	0.0882	0.1628	2.5 1.2E+00
1792000	2.9810E-12	0.0967	0.1403	2.2 8.5E-01	2.4345E-12	0.0887	0.1410	2.4 1.0E+00	2.1715E-12	0.0798	0.1538	2.6 1.2E+00
2048000	2.8032E-12	0.0885	0.1337	2.4 8.9E-01	2.3608E-12	0.0812	0.1336	2.4 1.1E+00	2.1068E-12	0.0732	0.1440	2.6 1.3E+00
2304000	2.8288E-12	0.0808	0.1298	2.6 9.5E-01	2.3289E-12	0.0739	0.1283	2.6 1.1E+00	2.0967E-12	0.0665	0.1349	2.7 1.4E+00
2560000	2.8170E-12	0.0748	0.1186	2.5 1.0E+00	2.3235E-12	0.0688	0.1148	2.6 1.2E+00	2.1025E-12	0.0624	0.1158	2.7 1.4E+00
2569717	2.8172E-12	0.0745	0.1184	2.5 1.0E+00	2.3245E-12	0.0686	0.1144	2.6 1.2E+00	2.1046E-12	0.0622	0.1152	2.8 1.4E+00

40cm
1.50 x 10⁶

50 cm
1.24 x 10⁶

55 cm
1.12 x 10⁶

64.6cm

nps	125				70 cm			
	mean	error	vov	slope	mean	error	vov	slope
256000	2.2361E-12	0.1473	0.1423	2.3 2.5E+00	2.0262E-12	0.1401	0.1345	2.3 2.8E+00
512000	1.9045E-12	0.0959	0.0923	2.6 2.9E+00	1.7680E-12	0.0927	0.0795	2.7 3.2E+00
768000	1.8776E-12	0.0771	0.0567	3.2 3.1E+00	1.7290E-12	0.0752	0.0503	3.1 3.2E+00
1024000	1.9195E-12	0.0934	0.3322	3.4 1.6E+00	1.7571E-12	0.0890	0.2955	3.6 1.7E+00
1280000	1.9977E-12	0.0934	0.1819	2.9 1.3E+00	1.7898E-12	0.0874	0.1828	3.0 1.5E+00
1536000	1.9941E-12	0.0928	0.1658	2.7 1.1E+00	1.7727E-12	0.0807	0.1405	2.9 1.4E+00
1792000	1.9029E-12	0.0842	0.1594	2.6 1.1E+00	1.7009E-12	0.0732	0.1323	2.7 1.5E+00
2048000	1.8506E-12	0.0770	0.1499	2.7 1.2E+00	1.6583E-12	0.0670	0.1220	2.8 1.6E+00
2304000	1.8391E-12	0.0698	0.1420	2.7 1.3E+00	1.6610E-12	0.0609	0.1112	2.9 1.7E+00
2560000	1.8317E-12	0.0649	0.1279	2.7 1.3E+00	1.6550E-12	0.0569	0.0989	2.8 1.7E+00
2569717	1.8335E-12	0.0647	0.1273	2.7 1.3E+00	1.6571E-12	0.0567	0.0981	2.8 1.7E+00

70 cm
8.85 x 10⁵

***** dump no. 13 on file runtpe nps = 2569717 coll = 40526038 ctm = 180.00 nrm = 851728732 *****

**Table2.15-6 Input List of Skyshine Calcu.
by Cell Importance**

```

IVG1.M reactor (neutron and secondary photon transport)
c      no fission
c      cell importance air=2,4,8,16,
c      cell importance ground = air * 1.5
c      ground -20 to 0 cm
c      ring detector r0= 1cm
c      responce = h11.2.10 fax from JAERI
c      fast flux cal      n=2.15e12 at 400,500,600m
1      1 6.313-2      1 -2 -200 -51
2      1 6.313-2      1 -2 -200 -52 51
3      1 6.313-2      1 -2 -200 -53 52
4      1 6.313-2      1 -2 -200 -54 53
5      1 6.313-2      1 -2 -200 -55 54
6      1 6.313-2      1 -2 -200 -56 55
7      1 6.313-2      1 -2 -200 -57 56
8      1 6.313-2      1 -2 -200 -58 57
9      1 6.313-2      1 -2 -200 -59 58
10     1 6.313-2      1 -2 -200 59
11     2 5.2623-5     2 -3 -200 -51
12     2 5.2623-5     2 -3 -200 -52 51
13     2 5.2623-5     2 -3 -200 -53 52
14     2 5.2623-5     2 -3 -200 -54 53
15     2 5.2623-5     2 -3 -200 -55 54
16     2 5.2623-5     2 -3 -200 -56 55
17     2 5.2623-5     2 -3 -200 -57 56
18     2 5.2623-5     2 -3 -200 -58 57
19     2 5.2623-5     2 -3 -200 -59 58
20     2 5.2623-5     2 -3 -200 59
21     2 5.2623-5     3 -101 -200 -51
22     2 5.2623-5     3 -101 -200 -52 51
23     2 5.2623-5     3 -101 -200 -53 52
24     2 5.2623-5     3 -101 -200 -54 53
25     2 5.2623-5     3 -101 -200 -55 54
26     2 5.2623-5     3 -101 -200 -56 55
27     2 5.2623-5     3 -101 -200 -57 56
28     2 5.2623-5     3 -101 -200 -58 57
29     2 5.2623-5     3 -101 -200 -59 58
30     2 5.2623-5     3 -101 -200 59
c
100    0      (200:#1:#2:#3:#4:#5:#6:#7:#8:#9:#10):
          (200:#11:#12:#13:#14:#15:#16:#17:#18:#19:#20):
          (200:#21:#22:#23:#24:#25:#26:#27:#28:#29:#30)

200    cz 120000.0
1      pz -20.0
2      pz 0.0
3      pz 1000.0
100    pz -1000.0
101    pz 120000.0
51     cz 35000.0
52     cz 45000.0
53     cz 55000.0
54     cz 65000.0
55     cz 75000.0
56     cz 85000.0
57     cz 95000.0
58     cz 105000.0
59     cz 115000.0

c      imp:n,p      1 29r
    
```

```

imp:n,p      1.5 3 6 12 24 48 96 192 192 192
              1 2 4 8 16 32 64 128 128 128
              1.5 3 6 12 24 48 96 192 192 192
              0
mode n p
sdef pos 0 0 10 erg=d1 axs=0 0 1 rad=d4 ext=d5 wgt=1.0
      vec 0 0 1 dir d7
sil h 1.0-8
        4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
        3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
        3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
        15
spl d 0.0
        5.80-1 1.75-2 1.86-2 2.35-2 1.76-2 2.63-2 2.62-2
        3.16-3 9.80-2 8.29-2 7.00-2 1.55-2 4.28-3 1.43-3
        3.05-3 2.94-3 2.46-3 3.16-3 1.68-3 1.14-3 8.06-4
        6.24-5
si4 0.0 0.1
sp4 0 1
si5 -0.1 0.1
sp5 0 1
c si7 a 0.0 1.0
si7 a 0.95106 1.0
sp7 1.0 1.0
c ground
m1 1001.37c 9.60-3
      8016.37c 3.69-2
      13027.37c 4.93-3
      14000.37c 1.17-2
c 14000.37c 1.18-2
c air(96.10.30 3deg)
m2 1001.37c 2.992-7
      7014.37c 4.106-5
      8016.37c 1.102-5
      18040.37c 2.440-7
c m2 1001.37c 1.10-6
c 7014.37c 4.20-5
c 8016.37c 1.20-5
c
c ring detector
f55z:n 110.0 40000.0 1.0
fc55 flux -ring
e55 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
      3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
      3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
      15
em55 0.0 10r 1.0 10r
fm55:n 2.15e+12
c
c ring detector
f65z:n 110.0 50000.0 1.0
fc65 flux -ring
e65 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
      3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
      3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
      15
em65 0.0 10r 1.0 10r
fm65:n 2.15e+12
c
c ring detector
f75z:n 110.0 60000.0 1.0
fc75 flux -ring
e75 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
      3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46

```

```

          3.01  4.06  4.96  6.36  8.18  10  12.2
          15
em75     0.0 10r 1.0 10r
fm75:n   2.15e+12
c
c       cut:n  1.e20 1.0e-9 0 0 0
nonu
c       nps    300000000
nps      50000000
wwg      65 11 0.5 0 0 -1.0e6
c       ptrac  buffer=1200
ctme     900.0
lost     50 5
c       prdmp  j j j l j
prdmp    10000000 10000000
c       print  -72 -85 -100 -130 -140 -160 -161 -162
print    -72 -85 -100 -130 -160 -161 -162

```

**Table2.15.-7 Input List of Skyshine Calcu.
by Weight Window**

```

IVG1.M reactor (neutron and secondary photon transport)
c      no fission
c      weight window 1st
c      ground -20 to 0 cm
c      ring detector r0= 1cm
c      responce = h11.2.10 fax from JAERI
c      fast flux cal      n=2.15e12 at 400,500,600m
1      1 6.313-2      1 -2 -200 -51
2      1 6.313-2      1 -2 -200 -52 51
3      1 6.313-2      1 -2 -200 -53 52
4      1 6.313-2      1 -2 -200 -54 53
5      1 6.313-2      1 -2 -200 -55 54
6      1 6.313-2      1 -2 -200 -56 55
7      1 6.313-2      1 -2 -200 -57 56
8      1 6.313-2      1 -2 -200 -58 57
9      1 6.313-2      1 -2 -200 -59 58
10     1 6.313-2      1 -2 -200 59
11     2 5.2623-5     2 -3 -200 -51
12     2 5.2623-5     2 -3 -200 -52 51
13     2 5.2623-5     2 -3 -200 -53 52
14     2 5.2623-5     2 -3 -200 -54 53
15     2 5.2623-5     2 -3 -200 -55 54
16     2 5.2623-5     2 -3 -200 -56 55
17     2 5.2623-5     2 -3 -200 -57 56
18     2 5.2623-5     2 -3 -200 -58 57
19     2 5.2623-5     2 -3 -200 -59 58
20     2 5.2623-5     2 -3 -200 59
21     2 5.2623-5     3 -101 -200 -51
22     2 5.2623-5     3 -101 -200 -52 51
23     2 5.2623-5     3 -101 -200 -53 52
24     2 5.2623-5     3 -101 -200 -54 53
25     2 5.2623-5     3 -101 -200 -55 54
26     2 5.2623-5     3 -101 -200 -56 55
27     2 5.2623-5     3 -101 -200 -57 56
28     2 5.2623-5     3 -101 -200 -58 57
29     2 5.2623-5     3 -101 -200 -59 58
30     2 5.2623-5     3 -101 -200 59
c
100    0      (200:#1:#2:#3:#4:#5:#6:#7:#8:#9:#10):
          (200:#11:#12:#13:#14:#15:#16:#17:#18:#19:#20):
          (200:#21:#22:#23:#24:#25:#26:#27:#28:#29:#30)

200    cz 120000.0
1      pz -20.0
2      pz 0.0
3      pz 1000.0
100    pz -1000.0
101    pz 120000.0
51     cz 35000.0
52     cz 45000.0
53     cz 55000.0
54     cz 65000.0
55     cz 75000.0
56     cz 85000.0
57     cz 95000.0
58     cz 105000.0
59     cz 115000.0

imp:n,p 1 29r
        0

```

```

mode n p
sdef pos 0 0 10 erg=d1 axs=0 0 1 rad=d4 ext=d5 wgt=1.0
    vec 0 0 1 dir d7
sil h 1.0-8
    4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
    3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
    3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
    15
spl d 0.0
    5.80-1 1.75-2 1.86-2 2.35-2 1.76-2 2.63-2 2.62-2
    3.16-3 9.80-2 8.29-2 7.00-2 1.55-2 4.28-3 1.43-3
    3.05-3 2.94-3 2.46-3 3.16-3 1.68-3 1.14-3 8.06-4
    6.24-5
si4 0.0 0.1
sp4 0 1
si5 -0.1 0.1
sp5 0 1
c si7 a 0.0 1.0
si7 a 0.95106 1.0
sp7 1.0 1.0
c ground
m1 1001.37c 9.60-3
    8016.37c 3.69-2
    13027.37c 4.93-3
    14000.37c 1.17-2
c 14000.37c 1.18-2
c air(96.10.30 3deg)
m2 1001.37c 2.992-7
    7014.37c 4.106-5
    8016.37c 1.102-5
    18040.37c 2.440-7
c m2 1001.37c 1.10-6
c 7014.37c 4.20-5
c 8016.37c 1.20-5
c
c ring detector
f55z:n 110.0 40000.0 1.0
fc55 flux -ring
e55 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
    3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
    3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
    15
em55 0.0 10r 1.0 10r
fm55:n 2.15e+12
c
c ring detector
f65z:n 110.0 50000.0 1.0
fc65 flux -ring
e65 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
    3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
    3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
    15
em65 0.0 10r 1.0 10r
fm65:n 2.15e+12
c
c ring detector
f75z:n 110.0 60000.0 1.0
fc75 flux -ring
e75 4.14e-7 1.12e-6 3.06e-6 1.07e-5 2.90e-5 1.01e-4 5.83e-4
    3.35e-3 1.11e-1 5.50e-1 1.11 1.83 2.35 2.46
    3.01 4.06 4.96 6.36 8.18 10 12.2
    15
em75 0.0 10r 1.0 10r
fm75:n 2.15e+12
    
```

```

c
c      cut:n  1.e20 1.0e-9 0 0 0
nonu
c      nps      300000000
nps      50000000
wwp:n 5 3 5
wwe:n 1.0000E+02
wwnl:n 1.6167E+00 2.3922E-02 1.8215E-02 2.3812E-01 7.4356E-01
        1.5106E+00 7.3976E+00 .0000E+00 .0000E+00 .0000E+00
        5.0000E-01 1.5271E-02 9.9725E-03 4.2940E-02 3.0042E-01
        3.0659E-01 3.1972E+00 .0000E+00 .0000E+00 .0000E+00
        5.1638E-01 9.6132E-02 7.4021E-02 1.7559E-01 4.0067E-01
        1.8231E+00 4.2289E+00 5.0729E+00 5.1494E+00 .0000E+00
        -1.0000E+00
wwg      55 11 0.5 0 0 -1.0e6
c      ptrac  buffer=1200
ctme      300.0
lost      50 5
c      prdmp  j j j l j
prdmp      10000000 10000000
c      print  -72 -85 -100 -130 -140 -160 -161 -162
print      -72 -85 -100 -130 -160 -161 -162

```

Table2.15-8 Results of Skyshine Calcu.

Total Neutron Flux

[Unit;n/cm2/sec]

Distance from Core Axis [m]	Exp. (’96.10.30)	Calculation Code							
		MCNP by Russia	DORT by JAERI	MCNP by JAERI		MCNP-1 by JRI		MCNP-2 by JRI	
100.0	1.84E+03	2.58E+03	2.80E+03	3.18E+03	0.011	2.95E+03	0.009	3.13E+03	0.006
200.0	2.98E+02	3.92E+02	4.24E+02	4.59E+02	0.019	4.29E+02	0.035	4.67E+02	0.011
400.0	2.37E+01	3.18E+01	3.64E+01	4.10E+01	0.011	2.83E+01	0.044	4.15E+01	0.019
500.0	6.05E+00	1.04E+01	1.29E+01	1.49E+01	0.013	9.70E+00	0.083	1.42E+01	0.015
600.0	2.26E+00	3.62E+00	4.79E+00	5.43E+00	0.017	2.96E+00	0.092	5.37E+00	0.014
800.0	4.30E-01	5.24E-01	7.66E-01	8.57E-01	0.026	4.42E-01	0.188	8.39E-01	0.014
Variance Reduction	-	Cell Importance	-	Weight Windows	Weight Windows	Weight Windows	Weight Windows	Weight Windows	Weight Windows
H in Air [atom/cm3]	-	1.10-6	2.992-7	2.992-7	2.992-7	1.10-6	1.10-6	2.992-7	2.992-7

Table2.15-9 Comparison of Variance Reduction Methods

Fast Neutron Flux

Distance from Core Axis [m]	Weight Window			Cell Importance					
	1.8m-History			0.6m-History			1.8m-History		
	Fast Flux	f.s.d.	FOM	Fast Flux	f.s.d.	FOM	Fast Flux	f.s.d.	FOM
400.0	7.87E-01	0.030	3.70	7.35E-01	0.046	1.60	7.31E-01	0.028	1.40
500.0	2.96E-01	0.029	4.00	3.09E-01	0.050	1.40	3.34E-01	0.042	0.62
600.0	1.29E-01	0.072	0.64	1.44E-01	0.063	0.85	1.38E-01	0.044	0.57
Calcu. Time	300min.			300min.			900min.		

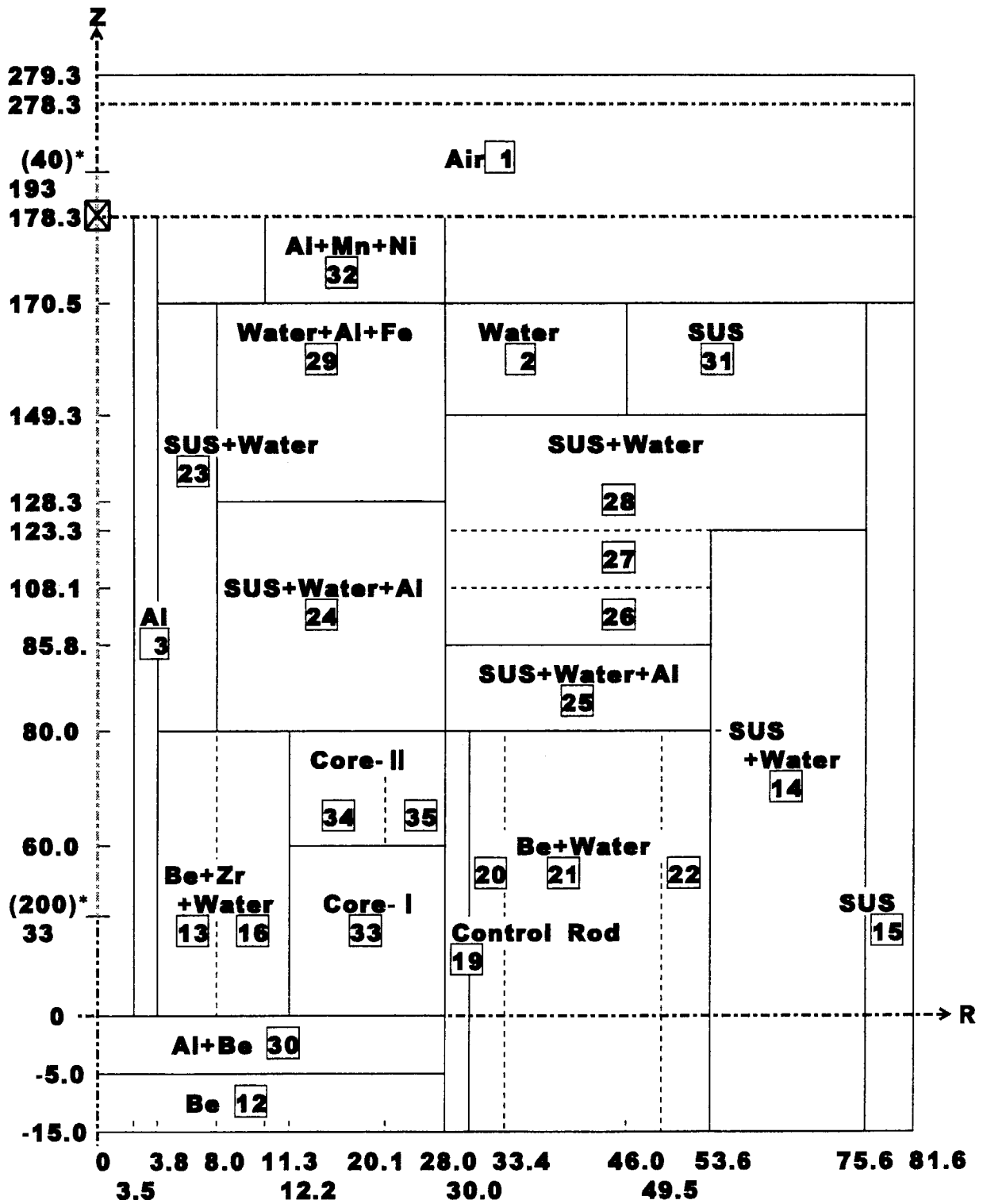
Table2.15-10 Output List of Skyshine Calcu. by Cell Importance

tally fluctuation charts															
tally 55				tally 65				tally 75							
nps	mean	error	vov	slope	fom	mean	error	vov	slope	fom	mean	error	vov	slope	fom
128000	6.8935E-01	.0636	.1582	3.2	3.9E+00	3.8573E-01	.1466	.2385	2.1	7.3E-01	1.5510E-01	.1778	.4362	2.3	5.0E-01
256000	6.6335E-01	.0425	.0668	3.6	4.4E+00	3.5368E-01	.0902	.1527	2.1	9.7E-01	1.5202E-01	.1251	.2507	2.2	5.1E-01
384000	6.7122E-01	.0362	.0359	3.2	4.0E+00	3.3386E-01	.0680	.1196	2.0	1.1E+00	1.4675E-01	.0943	.1838	2.0	5.9E-01
512000	6.8739E-01	.0317	.0220	4.1	3.9E+00	3.3596E-01	.0554	.0866	2.3	1.3E+00	1.4906E-01	.0768	.1319	2.1	6.7E-01
640000	7.0778E-01	.0336	.0391	3.0	2.8E+00	3.3948E-01	.0541	.0949	2.3	1.1E+00	1.4288E-01	.0651	.1235	2.2	7.5E-01
768000	7.3985E-01	.0384	.0718	2.8	1.8E+00	3.5279E-01	.0699	.3600	2.2	5.4E-01	1.4483E-01	.0588	.0997	2.2	7.6E-01
896000	7.7065E-01	.0423	.1087	2.5	1.3E+00	3.4299E-01	.0623	.3444	2.2	5.8E-01	1.4811E-01	.0546	.0736	2.2	7.6E-01
1024000	7.6668E-01	.0395	.0925	2.4	1.3E+00	3.3451E-01	.0571	.3166	2.2	6.1E-01	1.4296E-01	.0499	.0714	2.2	8.0E-01
1152000	7.5674E-01	.0362	.0859	2.6	1.3E+00	3.3581E-01	.0563	.2376	2.2	5.6E-01	1.3921E-01	.0459	.0694	2.2	8.4E-01
1280000	7.5035E-01	.0337	.0784	2.6	1.4E+00	3.4196E-01	.0540	.1825	2.2	5.5E-01	1.3694E-01	.0426	.0656	2.2	8.7E-01
1408000	7.5743E-01	.0335	.0664	2.6	1.3E+00	3.3601E-01	.0505	.1744	2.3	5.7E-01	1.3650E-01	.0397	.0603	2.3	9.1E-01
1536000	7.5424E-01	.0321	.0586	2.6	1.3E+00	3.2977E-01	.0474	.1711	2.4	5.9E-01	1.3579E-01	.0374	.0558	2.4	9.5E-01
1664000	7.4065E-01	.0303	.0576	2.5	1.3E+00	3.3667E-01	.0455	.1376	2.4	5.9E-01	1.3527E-01	.0353	.0518	2.5	9.8E-01
1792000	7.3352E-01	.0288	.0547	2.6	1.4E+00	3.3490E-01	.0430	.1313	2.5	6.1E-01	1.3779E-01	.0448	.2394	2.4	5.6E-01
1824835	7.3079E-01	.0284	.0545	2.6	1.4E+00	3.3412E-01	.0424	.1304	2.5	6.2E-01	1.3818E-01	.0441	.2353	2.4	5.7E-01

Table2.15-11 Output List of Skyshine Calcu. by Weight Window

1tally fluctuation charts	tally 55						tally 65						tally 75					
	nps	mean	error	vov	slope	fom	mean	error	vov	slope	fom	mean	error	vov	slope	fom		
128000	6.5403E-01	.0914	.3690	2.9	5.7E+00	2.7693E-01	.1087	.1547	2.3	4.1E+00	1.1091E-01	.1363	.3045	2.2	2.6E+00			
256000	7.0385E-01	.0804	.2284	2.5	3.7E+00	2.9418E-01	.0757	.1039	2.5	4.2E+00	1.7283E-01	.3217	.8072	2.0	2.3E-01			
384000	7.3934E-01	.0597	.1287	2.6	4.5E+00	2.9916E-01	.0704	.1645	2.3	3.2E+00	1.6661E-01	.2388	.6202	2.2	2.8E-01			
512000	7.5604E-01	.0541	.0787	2.4	4.1E+00	2.9894E-01	.0622	.1181	2.6	3.1E+00	1.6417E-01	.1888	.5358	2.3	3.4E-01			
640000	7.3289E-01	.0467	.0666	2.4	4.4E+00	3.0256E-01	.0564	.0839	2.7	3.0E+00	1.5819E-01	.1623	.4698	2.1	3.7E-01			
768000	7.5406E-01	.0425	.0462	2.5	4.4E+00	3.0085E-01	.0493	.0718	3.1	3.3E+00	1.5346E-01	.1405	.4553	2.1	4.1E-01			
896000	7.6434E-01	.0414	.0419	2.5	4.0E+00	3.0027E-01	.0450	.0616	2.8	3.4E+00	1.4869E-01	.1251	.4434	2.1	4.4E-01			
1024000	7.6458E-01	.0386	.0378	2.5	4.0E+00	2.9820E-01	.0410	.0543	2.8	3.6E+00	1.4530E-01	.1128	.4317	2.1	4.7E-01			
1152000	7.7662E-01	.0363	.0308	2.7	4.1E+00	2.9688E-01	.0389	.0493	2.7	3.5E+00	1.3988E-01	.1044	.4279	2.2	4.9E-01			
1280000	7.9004E-01	.0357	.0319	2.5	3.8E+00	2.9985E-01	.0370	.0405	2.8	3.5E+00	1.3797E-01	.0957	.4194	2.3	5.3E-01			
1408000	7.8686E-01	.0335	.0289	2.7	3.9E+00	2.9734E-01	.0346	.0374	2.9	3.6E+00	1.3562E-01	.0892	.4078	2.2	5.5E-01			
1536000	7.9049E-01	.0321	.0259	3.1	3.9E+00	2.9597E-01	.0325	.0348	2.6	3.8E+00	1.3404E-01	.0830	.4010	2.3	5.8E-01			
1664000	7.8767E-01	.0312	.0250	3.0	3.8E+00	2.9745E-01	.0310	.0305	2.7	3.9E+00	1.3155E-01	.0783	.3977	2.4	6.1E-01			
1792000	7.8978E-01	.0306	.0250	3.1	3.7E+00	2.9668E-01	.0294	.0282	2.7	4.0E+00	1.3057E-01	.0735	.3909	2.4	6.4E-01			
1847386	7.8731E-01	.0301	.0242	3.1	3.7E+00	2.9594E-01	.0289	.0272	2.9	4.0E+00	1.2934E-01	.0721	.3899	2.4	6.4E-01			

Measurement Position	
-----	Neutron Flux & Gamma Dose
.....	Neutron Flux
☒	Neutron Spectrum



()*: Distance from the FKE upper butt

[Unit: cm]

Fig. 2.15-1 IVG.1M Calculation Model

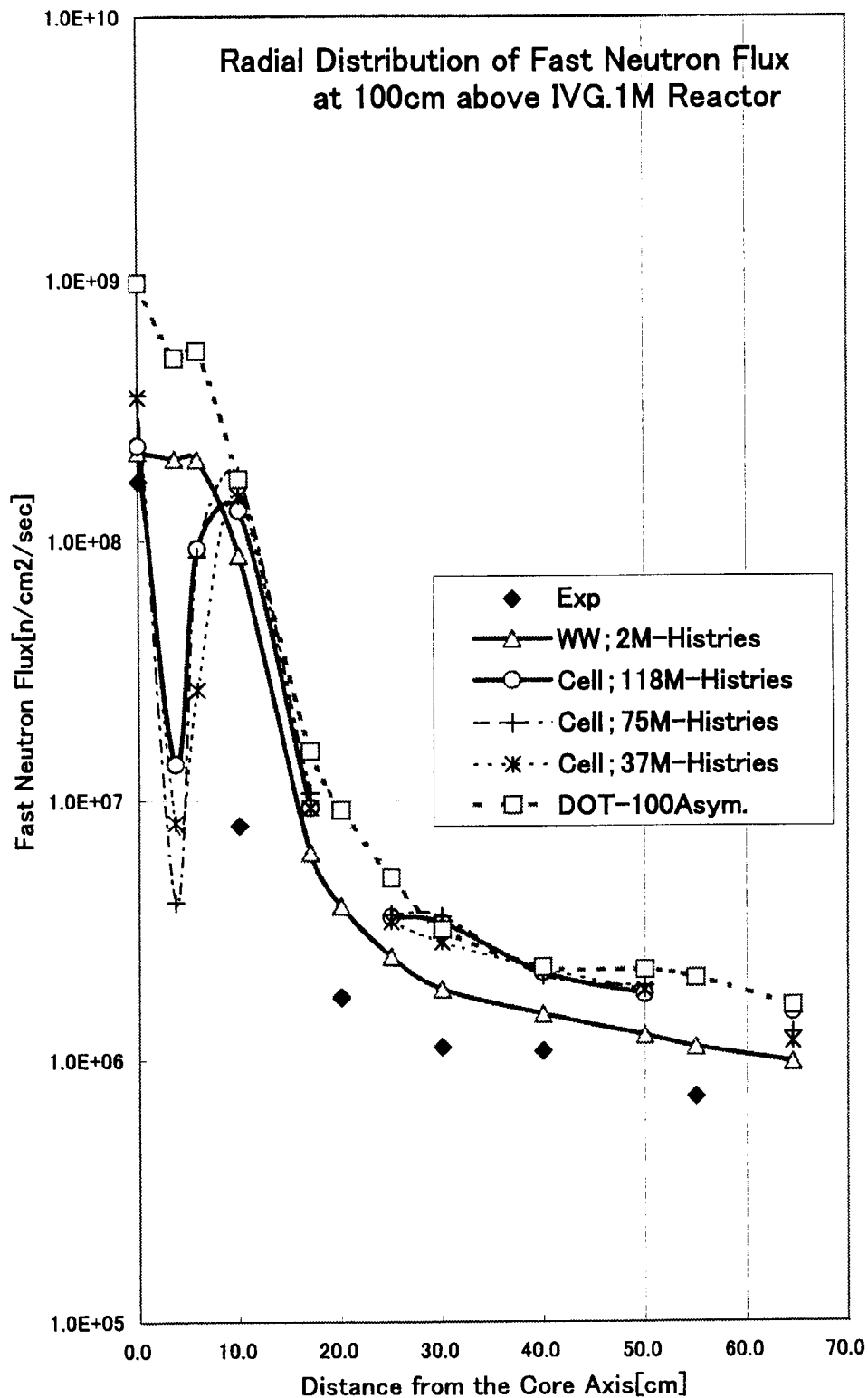


Fig.2.15-2 Radial Distribution of Fast Neutron Flux at 100cm above IVG.1M Reactor

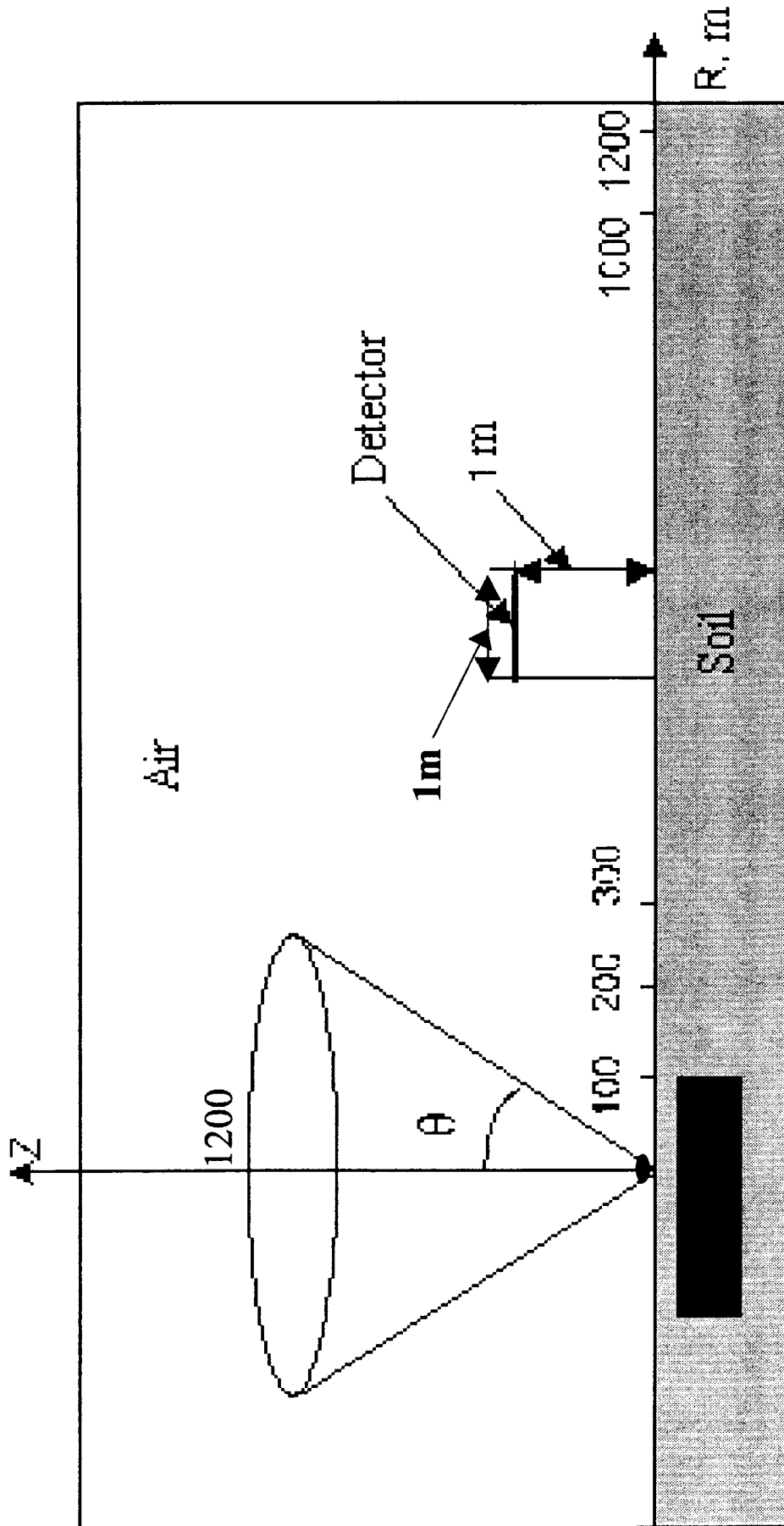


Fig.2.15-3 Calculation Model of Skyshine by the Equivalent Source Method

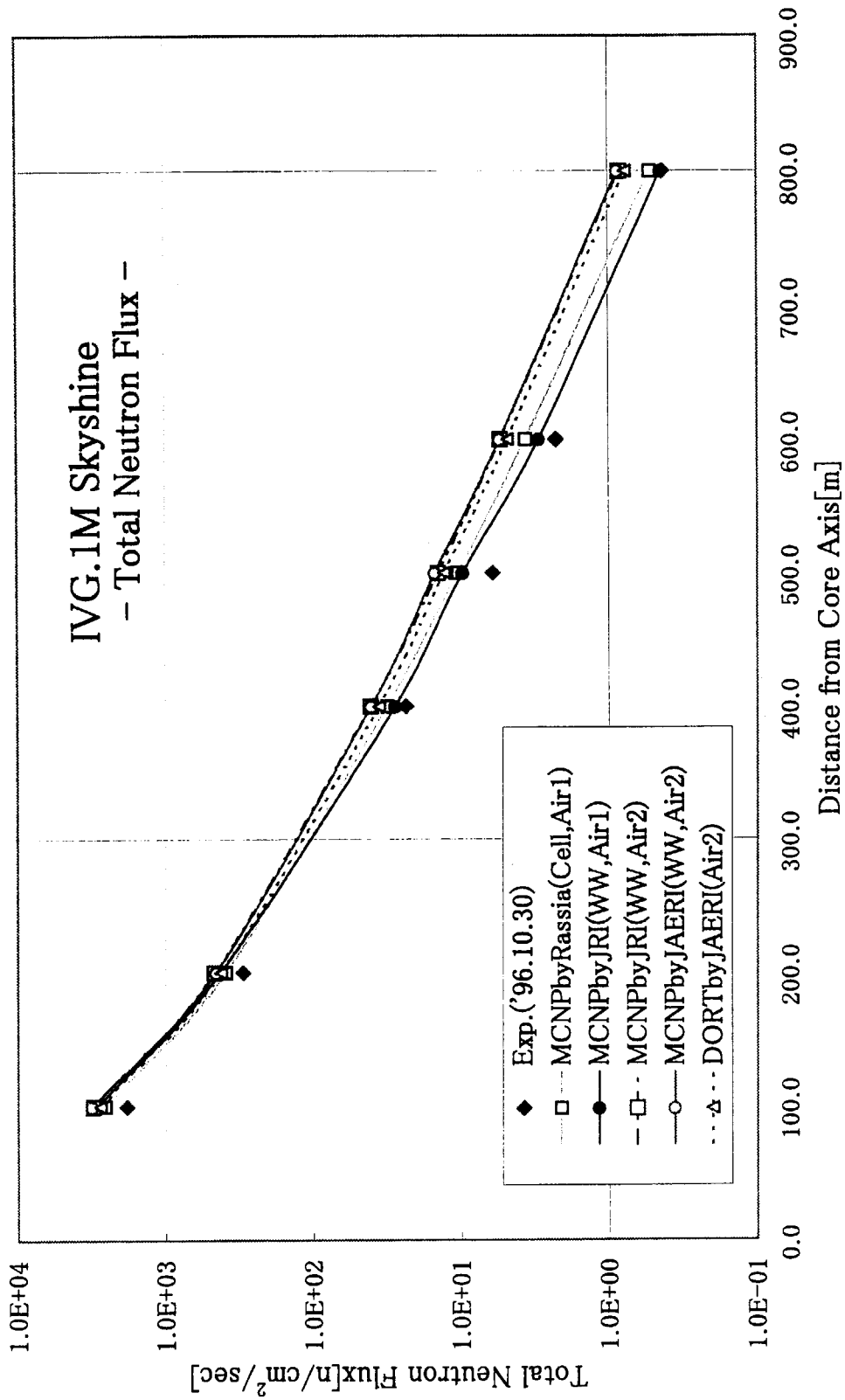


Fig.2.15-4 Results of Skyshine Calculation - Total Neutron Flux-

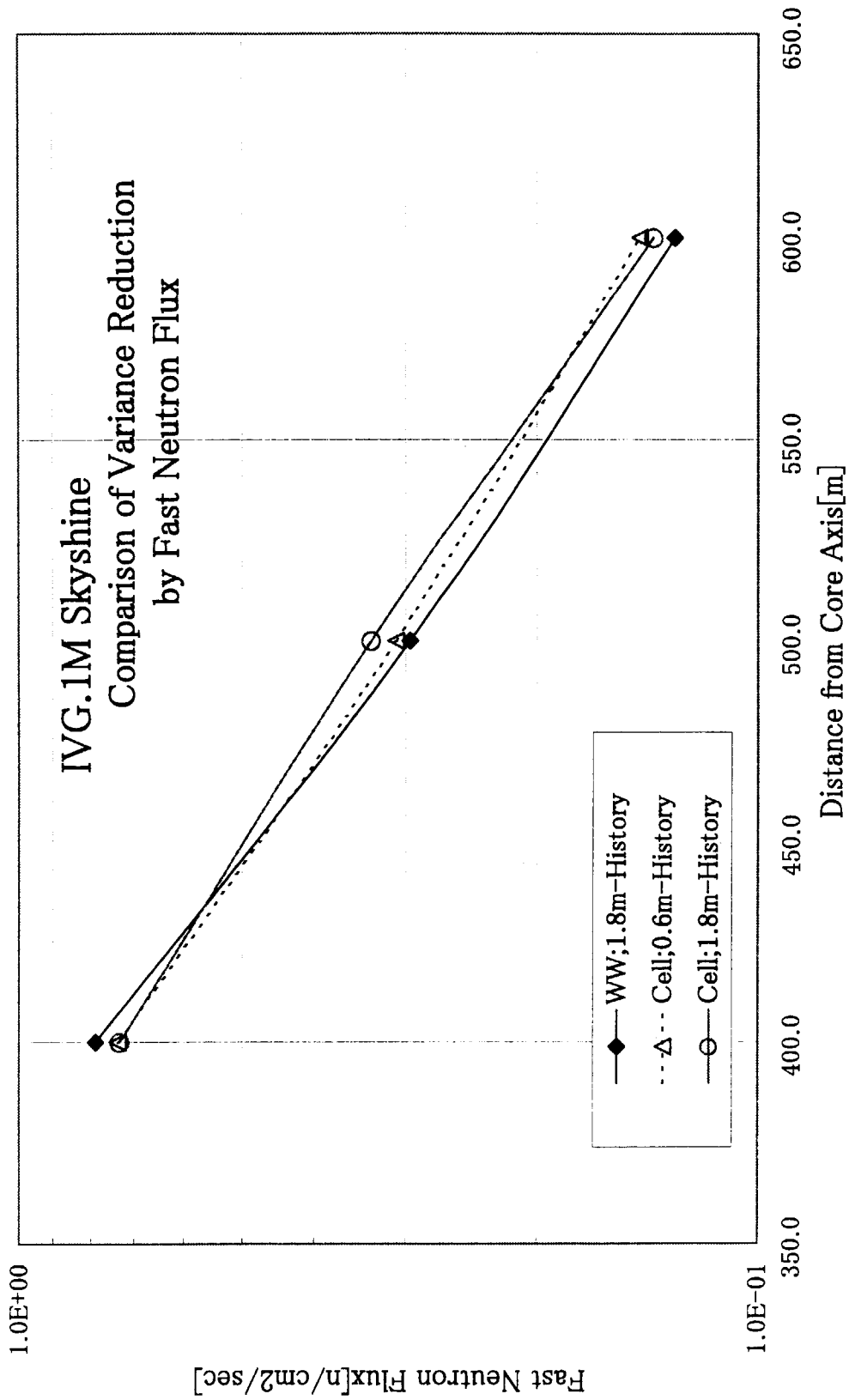


Fig.2.15-5 Comparison of Variance Reduction Methods



2.16 前平衡過程計算におけるモンテカルロ法の適用

深 堀 智 生

日本原子力研究所 エネルギーシステム研究部 核データセンター
e-mail: fukahori@ndc.tokai.jaeri.go.jp

岸 田 則 生

(株)CRC総合研究所 工学システム事業部 デジタルエンジニアリング部
e-mail: nkishida@crc.co.jp

2.16.1 はじめに

高エネルギー粒子輸送計算の基礎データである核反応からの放出粒子のエネルギースペクトルを取り扱う核反応理論には、大きく分けて直接過程、前平衡過程、蒸発過程がある。直接過程は、入射粒子が原子核内に持ち込んだエネルギーを極少数の構成核子が受け取る反応であり、一般に実験室系で前方ピークの角度分布を持つスペクトルの高エネルギー成分を記述できる。反対に、蒸発過程は、平衡過程とも呼ばれ、構成核子全体が入射エネルギーをほぼ均一に受け取り、励起エネルギー分布の揺らぎから放出粒子のエネルギースペクトルを記述する（蒸発モデル）ので、等角度分布（実験室系では90度対称）を持つ低エネルギースペクトル成分を記述できる。前平衡過程は、直接過程と蒸発過程の中間のエネルギースペクトル領域を記述し、一般に緩やかな前方性を持つ角度分布となる。この、前平衡過程成分スペクトルは、入射粒子が高エネルギーになればなるほど領域が拡張し、スペクトル全体に大きく寄与するようになり、輸送計算でも緩やかな前方性を持つので、重要な物理量となる。前平衡過程を記述するモデルにはいくつかあるが、ここではその解説が目的ではないので、詳細は文献[Wata92a, Wata92b, Wata93, Kawa00]に譲ることにする。

一般に、前平衡過程の計算は、解析的な式を数値的に解いていく手法が用いられるが、1)核内カスケードモデルとの接続性の問題、2)照射損傷計算のための残留核の反跳の問題、3)多段階粒子放出過程の記述の困難さ等を解決するための方策としてはモンテカルロ法が有効である。また、量子論的分子動力学(Quantum Molecular Dynamics, QMD)法はモンテカルロ法を使って計算されるが、このモデルの枠組みの特徴として、正確に言えば前平衡過程計算を行うものではないが、前平衡過程を包括している[Chad95]。しかし、QMDの解説も本稿のスコープ外であるので割愛させていただく。本稿では、文献[Kish92, Ishi92]に基づき前平衡過程計算におけるモンテカ

ル口法の適用に限って概説を試みる。以下の解説は、岸田及び角谷によって開発された MCEXCITON [Kish88]で使用されているランダム・ウォーク・エキシトン・モデルを主に引用している。

2.16.2 ランダム・ウォーク・エキシトン・モデルの概要

ランダム・ウォーク・エキシトン・モデルは時間変数に対して連続的なマスター方程式を用いる通常のエキシトン・モデルを、時間に関して離散的な代数方程式を解くことによりエキシトン空間の遷移確率を決定するように改良したモデルであり、両者は物理的に等価であることが証明されている。状態の遷移が核子-核子のステップ・ワイズの衝突で生ずることを考えるならば、連続的な遷移を考える前者より後者の方がより実体に即していると思われる。Gudima ら[Gudi75]はエキシトン数 n 、励起エネルギー E で指定された状態の崩壊確率 Λ が、

$$\Lambda(n, E) = \lambda_+(n, E) + \lambda_0(n, E) + \lambda_-(n, E) + \sum_{j=1}^6 W_j^{PE}(n, E) \quad (1)$$

で与えられることを示した。ここで、

- $\Lambda(n, E)$: 全崩壊確率、
- $\lambda_+(n, E)$: エキシトン数が n から $n+2$ へ変化するエキシトン対生成確率、
- $\lambda_0(n, E)$: エキシトン数が変化しないエキシトン散乱確率、
- $\lambda_-(n, E)$: エキシトン数が n から $n-2$ へ変化するエキシトン対消滅確率、
- $W_j^{PE}(n, E)$: 中性子 ($j=1$)、陽子 ($j=2$)、重陽子 ($j=3$)、三重陽子 ($j=4$)、He-3 ($j=5$)、 α 粒子 ($j=6$) を放出して、エキシトン数が n から $n-\beta$ (β は放出粒子の質量数) になる粒子放出確率

である。ちなみに、 n と E は(1)式の右辺で与えられる各遷移確率に従ってランダム・ウォークするので、このモデルの名前が付いた。

2.16.3 エキシトン遷移確率

MCEXCITON では、遷移確率 $\lambda_+(n, E)$ 、 $\lambda_-(n, E)$ には計算時間短縮のため、次の実験式を採用している。

$$\lambda_+(n, E) = n! \sum_{i=0}^6 \frac{a_i E^i i!}{(n-1+i)!} \quad (2)$$

$$\lambda_{-}(n, E) = \frac{ph(n-2)!(n-1)!}{(gE)^2} \sum_{i=0}^6 \frac{a_i E^i i!}{(n-3+i)!} \quad (3)$$

ここで、

p : 粒子数

h : 空孔数

g : 1粒子準位密度パラメータ (MeV^{-1})

であり、 $n=p+h$ である。また、係数 a_i の値は Machner の論文[Mach81]に載っている。 g としては $A/13 \text{ MeV}^{-1}$ が通常用いられる。

この遷移確率の計算式は、Machner [Mach81]が 1 GeV までの核子-核子散乱データと Ericson [Eric60]の粒子-空孔準位密度公式、

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(P+h-1)!} \quad (4)$$

に基づいて導出したものであり、広いエネルギー範囲で使用可能なことが確認されている。

MCEXCITON では、エキシトン散乱過程を無視する近似 ($\lambda_0(n, E)=0$) を採用している。この過程は放出粒子の角度分布に大きな影響を与えることが知られている[Akke81]。なぜなら、衝突回数が多くなるほど粒子は入射方向からずれ、角度分布は等方に近づくことが期待されるからである。しかし、エキシトン数ではなく、衝突回数にあらわに依存するような角度分布計算式は公表されていない。この近似の下ではランダム・ウォーク・エキシトン・モデルにおけるエキシトン散乱過程は、角度分布以外には何の影響も与えないので、結局これを無視することになっている。

2.16.4 核子放出確率

核子放出確率は、残留核の反跳も考慮すると、

$$W_j^{PE}(n, E) = \int_{V_j}^{E_j^{\max}} \lambda_j^{PE}(n, \varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

$$\lambda_j^{PE}(n, \varepsilon) d\varepsilon = \frac{2\mu_j \varepsilon \sigma_{inv}^j(\varepsilon)}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\omega\left(p-1, h, E - B_j - \left[1 + \frac{1}{A-1}\right]\varepsilon\right)}{\omega(p, h, E)} d\varepsilon \quad (6)$$

で与えられる。ここで、

ε : 放出粒子の運動エネルギー、

B_j : 放出粒子の束縛エネルギー、

V_j : 放出粒子のクーロン障壁エネルギー
(中性子の場合は 0)、

μ_j : 放出粒子の換算質量、

$\sigma_{inv}^j(\epsilon)$: 逆反応断面積、
 E_j^{max} : 残留核の最大励起エネルギー

である。

2.16.5 複合粒子放出確率

複合粒子の d、t、 ^3He 、 α に対する放出確率は、その理論的扱いが最も厳密と考えられる Iwamoto-Harada [Iwam82] と Sato [Sato83] らによる

$$\lambda_j^{PE}(n, \epsilon) d\epsilon = \frac{(2s_j + 1)\mu_j \epsilon \sigma_{inv}^j(\epsilon)}{\pi^2 \hbar^3} \sum_{l+m=\beta_j} \lambda_{n(l,m)}^j(\epsilon) d\epsilon \quad (7)$$

$$\lambda_{n(l,m)}^j(\epsilon) = F_{l,m}^j(\epsilon) \frac{\omega\left(p-l, h, E - B_j - \left[1 + \frac{\beta_j}{A - \beta_j}\right]\epsilon\right)}{\omega(p, h, E)} \quad (8)$$

を採用している。ここで、

s_j : 放出粒子 j のスピン量子数
 β_j : 放出粒子 j の質量数
 $F_{l,m}^j(\epsilon)$: 放出粒子 j の形成因子

である。形成因子 $F_{l,m}^j(\epsilon)$ は核表面における粒子の存在確率を考慮するために導入された量である。l 及び m は複合粒子を構成する際に Fermi 面の上と下より取られる核子の数を表している (詳細は文献[Iwam82, Sato83]参照)。

2.16.6 逆反応断面積

逆反応断面積に関しては光学模型で計算するのが望ましいが、MCEXCITON では計算時間節約のため以下に示す古典的シャープ・カットオフ・モデルを採用している。すなわち、中性子に対しては

$$\sigma_{inv}^n(\epsilon) = \pi r_0^2 (A-1)^{1/3} \quad (9)$$

であり、他の粒子に対しては

$$\sigma_{inv}^j(\epsilon) = \begin{cases} 0 & \epsilon \leq k_j V_j \\ \pi \left\{ R_j + r_0 (A - \beta_j)^{1/3} \right\}^2 \left(1 - \frac{k_j V_j}{\epsilon} \right) & \epsilon > k_j V_j \end{cases} \quad (10)$$

である。ここで

r_0 : 核半径パラメータ、
 k_j : 放出粒子 j のトンネル効果による減衰因子、
 R_j : 放出粒子 j の核半径

である。

2.16.7 放出粒子のエネルギー分布

放出粒子のエネルギー分布は、(6)及び(7)式の $\lambda_j^{PE}(n, \epsilon)$ に従う。MCEXCITON はモンテカルロ法を採用しているので、 $\lambda_j^{PE}(n, \epsilon)$ を規格化されていない確率密度分布関数と見なして、放出粒子の運動エネルギーをサンプリングすればよい。ただし、核子に対しては規格化された分布関数が容易に得られ、

$$f_j^{PE}(\epsilon) = \frac{n(n-1)}{E - B_j - V_j} \left(1 - \frac{k_j V_j}{\epsilon}\right) \epsilon \left(E - B_j - \left[1 + \frac{1}{A-1}\right] \epsilon\right)^{n-2} \quad (11)$$

となる。一方、複合粒子に関しては形成因子 $F_{l,m}^j(\epsilon)$ のため解析的な表式は得られない。

2.16.8 放出粒子の角度分布

ランダム・ウォーク・エキシトン・モデルの角度分布の計算法は、Akkermans と Gruppelaar [Akke81] によって与えられている。彼らの基本的な考え方は、入射粒子が核内核子と自由衝突を繰り返すという核内カスケード・モデルそのものである。ところが、この考え方は核子放出の時にしか適用できず、複合粒子の放出角度分布を決定できないので、MCEXCITON では Niita [Niit84] が重イオン反応にエキシトン・モデルを応用して成功を収めたエキシトン・ガスの統計力学的運動量分布に基づく角度分布計算式

$$\lambda_j^{PE}(n, \epsilon, \Omega) d\Omega \propto \left[E - B_j - \epsilon - \frac{(\bar{P} - \bar{p})^2}{2\mu_j n} \right]^{\frac{3n-8}{2}} d\Omega \quad (12)$$

を採用している。ここで

- \bar{P} : 励起状態にある原子核の運動量、
- \bar{p} : 放出粒子 j の運動量、
- Ω : \bar{p} 方向の立体角

である。

この式から明らかなように、この分布はエキシトン相互作用回数（衝突数）に依存せず、エキシトン数で放出方向が決まるようになっている。すなわち、エキシトン散乱過程（ $\lambda_0(n, E)$ ）は粒子放出方向に何の影響も与えないので、厳密な意味で正しいとはいえない。事実、散乱過程の重要性を指摘している論文もある [Akke81]。しかし、適当な方法が存在しないため、この方式を採用することとなっている。

HETC/3STEP [Ishi92]では、もっと単純に Kalbach [Kalb88]の求めた経験式を利用している。

2.16.9 前平衡状態の終了判定

反応が進んで前平衡状態が終了したかどうか、すなわち、平衡状態（複合核状態）へ達したかどうかの判定は、エキシトン対生成確率と対消滅確率が等しくなる（ $\lambda_+(n, E) = \lambda_-(n, E)$ ）エキシトン数 $n_{EQ} \cong \sqrt{2gE}$ に達したかどうかで決められる。つまり、 $n = n_{EQ}$ が満たされたなら、前平衡過程計算を終え、次のステップである平衡状態からの粒子蒸発過程の計算に移行する。

2.16.10 計算アルゴリズム

以上をまとめると、前平衡過程の 1 ヒストリーの計算は以下のようなアルゴリズムで行われる。

- 1) 現在の(n,E)で(1)式の右辺の各項の値を計算し核反応の生起確率を計算する。
- 2) 乱数を発生し、1)で求めた確率に応じて反応の種類を決定する。
- 3) (a)対生成が選択されれば、 $n \rightarrow n+2, p \rightarrow p+1, h \rightarrow h+1$ とし、 $n = n_{EQ}$ をチェックする。真なら蒸発過程へ進み、偽なら 1)へ戻る、(b) 対消滅が選択されれば、 $n \rightarrow n-2, p \rightarrow p-1, h \rightarrow h-1$ とし、1)へ戻る、(c) 粒子放出が選択されれば、放出粒子の種類とエネルギー及び放出角度を決定した後、 $n \rightarrow n-1, p \rightarrow p-1, E \rightarrow E - B_j - [1 + \beta_j / (A - \beta_j)] \epsilon, \vec{P} \rightarrow \vec{P} - \vec{p}, A \rightarrow A - \beta_j$ として 4)へ進む（核子の場合は $l = \beta_j = 1$ ）。
- 4) 残留核の励起エネルギーが十分大きく、粒子放出が可能な励起状態にあるなら 1)へ戻る。そうでなく、全ての j について $B_j > E$ なら、1 ヒストリーの計算をここで終了し、次のヒストリーの計算に進む。

2.16.11 おわりに

主に MCEXCITON コードを例に挙げて、前平衡過程計算へのモンテカルロ法の適用を概説した。内容は、ほぼ文献[Kish92]の受け売りであるが、モンテカルロ法の適用という切り口ではこれで、幾分かはご理解いただけるであろうと思う。筆者が知る限りでは、MCEXCITON コードの他に Geometry Depended Hybrid モデルを用いたモンテカルロ法での前平衡過程計算コード HMS [Blan98]があるが、モンテカルロ法の適用という面ではほぼ同様の使い方をしていると思われる。

これら計算コードは、遮蔽計算などに用いられる粒子輸送計算コードの基礎データ（ライブラリ）を整備するための核データ評価に基本的に使用される。したがって、輸送計算コードのようなバイアス法や分散低減法などといったモンテカルロ法の高度な適用は行われることは非常に少ないので、ちょっと趣が違っているが、こういう方面にもモンテカルロ法が適用されているという現状を知っていただければ幸いである。

参考文献

- [Akke81] Akkermans J.M. and Gruppelaar H., *Z. Phys.* **A300**, 345 (1981).
- [Blan98] Blann M. and Chadwick M.B., *Phys. Rev.* **C57**, 233 (1998).
- [Chad95] Chadwick M.B., Chiba S., Niita K., Maruyama T. and Iwamoto A., *Phys. Rev.* **C52**, 2800 (1995).
- [Eric60] Ericson T., *Adv. In Phys.* **9**, 425 (1960).
- [Gudi75] Gudima K.K., Osokov G.A. nad Toneev V.D., *Sov. J. Nucl. Phys.* **21**, 138 (1975).
- [Ishi92] 石橋健二、高田弘、中本建志、三浦由妃、義澤宣明、和久田義久、「前平衡過程を取り入れた高エネルギー輸送コード(HETC)」、*原子核研究*、**Vo.36 No.6**、p.85 (1992).
- [Iwam82] Iwamoto A. and Harada K., *Phys. Rev.* **C26**, 1821 (1982).
- [Kalb88] Kalbach C.C., *Phys. Rev.* **C37**, 2350 (1988).
- [Kawa00] 河野俊彦、「二重微分断面積解析への量子論的アプローチ」、*核データニュース*、**No.65**、p.40 (2000).
- [Kish88] Kishida N. and Kadotani H., “On the Validity of the Intranuclear-Cascade and Evaporation Model for High-Energy Proton Induced Reactions”, *Proc. Int. Conf. On Nuclear Data for Sci. and Technol*, May 30 – Jun. 3, 1988, Mito Japan, (Ed.) Igarasi S. (Saikon, Tokyo, 1988).
- [Kish92] 岸田則生、「QFS + Exciton Model + Evaporation Model による(p,xn)反応の計算」、*原子核研究*、**Vo.36 No.6**、p.99 (1992).
- [Mach81] Machner M., *Z. Phys.* **A302**, 125 (1981).
- [Niit84] Niita K., *Z. Phys.* **A316**, 309 (1984).
- [Sato83] Sato.K, Iwamoto A. and Harada K., *Phys. Rev.* **C28**, 1527 (1983).
- [Wata92a] 渡辺幸信、「核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展（上）」、*核データニュース*、**No.42**、p.26 (1992).
- [Wata92b] 渡辺幸信、「核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展（中）」、*核データニュース*、**No.43**、p.17 (1992).

[Wata93] 渡辺幸信、「核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展

(下)」、核データニュース、No.44、p.95 (1993).

2.17 ポイントエスティメータ

(株) 東芝・電力産業システム技術開発センター 植之原 雄二
 yuuji.uenohara@dx.toshiba.co.jp

放射線輸送モンテカルロ法は多くの分散低減技術がその特徴である。これらの分散低減技術は芸術的とも言えるほど使用に技術やノウハウが必要なものから、デフォルトとして日常的に用いられ一般ユーザにとって分散低減の技法を用いていることすら忘れられているほど日常化したものにまでいたる。前者の代表として、Next Event Estimatorに分類されるポイントディテクタ等があり、後者はImplicit CaptureやTrack Length Estimatorがあげられる。

これらの分散低減技術は、放射線輸送モンテカルロ法の適用分野によって、それらの存在意義と価値も異なってくる。たとえば、遮蔽関係ではポイントディテクタは必須のものであるが、炉心関係では用いられることは殆どない。この相違は、分散低減に関する技術的興味の相違ではなく、モンテカルロ法を適用する目的の相違に起因すると考えられる。

遮蔽関係でポイントディテクタが重視される理由は、通常の方法では評価しようのない問題を解くことが目的となっている。実際、大きさのないポイントでの値を求めることは、解析解を除けば不可能に近い問題である。

炉心の分野では、モンテカルロ法の適用は、できない問題を解くことよりも、答えの精度に興味がある。したがって、ポイントディテクタのような仮想的な方法が、厳密さに重きをおく原子炉核特性評価手法(いわゆる炉物理)を完全に説得できるかは、簡単に結論を出せるものではない。したがって、ポイントディテクタを核特性評価に適用するには多くの予備検討と実証研究が必要となろう。しかし、炉心の分野で、ポイントディテクタのような手法が不必要とも言っておれない問題もある。例えば、炉心モニターのレスポンスの評価、微量サンプルの放射化の評価技法は、炉心核特性評価とは全く異なった分野で、完全にドシメトリーの分野である。これらは、核特性評価にはほとんど無関係であるが、原子炉の運転や保守にとっては重要な課題である。

これらの評価は微細空間の中性子分布評価であるから、分散低減の技法が必須である。しかし、分散低減の技法に要求される条件として、核特性評価に大きな影響を及ぼさないことがある。たとえば、セルインポートランスのように空間で放射線の重みを変える手法では、観測した空間の精度は上がるが、固有値の分散が大きくなることがよくある。このときに、固有値の分散の増加が核特性評価自体の精度低下になっていないことを明快に説明できなければ、ユーザは不安を感じる。ポイントディテクタは、原則的に固有値等の核特性評価に影響しないので、これらの原子炉ドシメトリーに適用できる分散低減手法であるが、実際に適用するには、問題は、以下の2点に絞られる。

1. ポイントディテクタで用いるフラックスの補正が自己遮蔽効果の大きい炉心でも有効か
2. 全散乱点で仮想的な散乱を計算する計算コストの問題(通常100倍程度)

1. に関しては、筆者自身の知識では明快に説明できないが、参考資料に示すように炉心でも、かなり詳細に考慮していて、かなり使えるものであることが世界的に認識されているようである。これに疑問のある方は、参考資料のメールアドレスに直接質問する方が早く結論が得られると思う。

2. に関しては、DXTRANのようにポイントディテクタよりも、きめの細かい手法もあり、必ずしも解決できない問題でもない。筆者が検討したものとしては、MCNPのポイントディテクタのパラメータとしてロシアンルーレットの制御パラメータがある。これは、デフォルトで0.1に設定されているが、これを小さくすることで目的とするディテクタから遠く離れた散乱点を無視することができる。たとえば、このパラメータを

5.0E-4程度に設定すると、計算時間はポイントディテクタを設定しない時の2倍程度で、比較的現実的な結果を得ることができる。この結果に対して、絶対的に正しいと主張するつもりはない。もっと詳細な検討が必要であるが、原子炉ドシメトリーに適用できる見通しは得られたと思う。

参考資料：MCNP-Forumで行われた、ポイントディテクタ関係の議論である。特に、LANLのJ.Hendricks氏、vttのF. Wasastjerna氏が高度な議論を展開されている。

Date: Mon, 5 Oct 1998 08:41:00 -0600
From: jxh@lanl.gov (John Hendricks)
To: SGD00314@nifty.ne.jp

Detectors and DXTRAN are fully applicable for reactor problems. They are NOT simply exponential attenuation methods: the direct contribution is, but the scattered contribution is a function of the random walk and cannot be duplicated by simple exponential attenuation methods.

John Hendricks
jxh@lanl.gov

Date: Tue, 06 Oct 1998 09:21:59 +0200
From: Frej Wasastjerna <frej.wasastjerna@vtt.fi>
Reply-To: mcnp-1@psi.ch
Errors-To: Colin.Higgs@imr.psi.ch
To: mcnp-1@psi.ch

At 15:58 4.10.1998 +0900, you wrote:

>Dear MCNP colleagues,
>
>Currently, I'm discussing about the applicability of point detector to
>dose evaluation in nuclear reactor. I think that present point detector
>cannot be apply to it. Point detector estimates the flux by correcting
>attenuation from scattering points to detector point. If the corrections
>are adequate, point detector can be applied.
>
>It is very difficult to estimate the attenuation. The strong
>heterogeneity, resonance absorption, and so on, make the problem
>difficult. We apply Monte Carlo method in order to evaluate rigorously
>these effects. If the exponential attenuation, which is used for the
>corrections, is adequate, Monte Carlo method is needless for reactor
>analyses.
>
>Is it my opinion right or wrong?
>

>
>Yuji Uenohara,
>sgd00314@niftyserve.or.jp
>
>

Certainly there are people who are better qualified than I to answer this, but since they may be too busy, I'll try to answer:

Keep in mind that a point detector in MCNP is a next event estimator, which takes into account the contribution to the flux at a point from particles flying straight from a collision or source point to the detector without colliding on the way. For this purpose exponential attenuation is exact, provided, of course, that the true optical path length is used, as MCNP does. The presence of heterogeneity and resonances in no way affects the validity of this. The complications arise from the fact that neutrons wander around and scatter. This transport process is, of course, the reason why you can't simply apply an exponential attenuation to your source and get the right flux at the detector, but it is simulated correctly in MCNP.

Thus you'll get the correct result with a point detector, regardless of the complexities of the geometry and the cross sections, provided you use cross sections with the right temperature, avoid reflecting, white or periodic boundaries near the point detector, ensure that the sampling is adequate and generally do the job right. Read the section beginning on page 2-80 of the manual (at least in the March 20, 1997 edition).

Best wishes from Frej Wasastjerna

Date: Tue, 6 Oct 1998 09:53:28 +0100
From: "Dr DA Allen" <allenda@novell5.bham.ac.uk>
Reply-To: mcnp-1@psi.ch
Errors-To: Colin.Higgs@imr.psi.ch
To: <mcnp-1@psi.ch>

I would endorse what Frej Wasastjerna has said about point detectors, but with the following caution.

The use of point detector tallies in a scattering medium is discouraged (see p. 2-77 of the manual for example). This is because the $1/R^2$ term leads to large contributions from nearby scattering events and can make convergence impossible. It may be possible to use an exclusion sphere but this must contain only one material.

Another problem with point detectors for thermal neutrons is the approximate treatment of $S(\alpha, \beta)$ cross-sections. It would be better to use cell or surface flux tallies for your problem if that is possible.

Dennis Allen

=====
Dr D A Allen, PhD
School of Physics and Astronomy
University of Birmingham
Edgbaston
Birmingham B15 2TT

email: dennis@aps4.ph.bham.ac.uk
Tel: +44 (0)121 414 4690
Fax: +44 (0)121 414 4725

<http://www.bham.ac.uk/physics/ap/bnct/>
=====

Frej Wasastjerna
VTT/ENE
PL 1604
FIN-02044 VTT
FINLAND

e-mail: frej.wasastjerna@vtt.fi
fax: +358 9 456 5000
phone: +358 9 456 5021

Date: Thu, 8 Oct 1998 11:44:17 +0200
From: John.Crawford@imr.psi.ch
Errors-To: owner-mcnp-forum@listman.lanl.gov
To: MCNP-FORUM@lanl.gov

Although I have never used point detectors, my inclination when faced with a question of this kind is to play with a very simple case that presents the same problem. What that means here might be a point neutron source near a concrete block; if you tally in two ways (small conventional surface/volume tallies, and a point detector) you ought to be able to compare the two and get some insight on when the point detector can be relied on, how big the exclusion sphere has to be, etc.

A similar idea is to use MCNP to simulate a case that is simple enough to have an analytic solution, and then compare the two answers.

John Crawford

Date: Wed, 7 Oct 1998 13:09:44 -0400
From: "Herschel P Smith" <hpsmith@duke-energy.com>
Errors-To: owner-mcnp-forum@listman.lanl.gov
To: mcnp-forum@lanl.gov

The MCNP manual states that the radius of the sphere of exclusion around a point detector "must not encompass more than one material. MCNP cannot check this and the consequences may be wrong answers" (page 3-67). I have a point detector near a void. Is it OK for the sphere to include both a material (e.g., concrete in this case) and a void as well? Could this cause MCNP to complain, or worse, not complain yet give wrong answers? How big I make my radius changes my answers in this case by a large amount, and I am wondering if it is related to inclusion of a void as well as a real material.

Thank you for your insights.

Herschel Smith

hpsmith@duke-energy.com

Date: Thu, 8 Oct 1998 08:30:30 -0600
From: teb@lanl.gov (Tom Booth)
Errors-To: owner-mcnp-forum@listman.lanl.gov
To: mcnp-forum@lanl.gov, hpsmith@duke-energy.com
Cc: teb@xdiv.lanl.gov

> From owner-mcnp-forum@listman.lanl.gov Wed Oct 7 11:10:25 1998
> X-Lotus-FromDomain: DUKEPOWER
> From: "Herschel P Smith" <hpsmith@duke-energy.com>
> To: mcnp-forum@lanl.gov
> Date: Wed, 7 Oct 1998 13:09:44 -0400
> Subject: Detector Question
> Mime-Version: 1.0
> Content-Disposition: inline

> Sender: owner-mcnp-forum@listman.lanl.gov
>
> The MCNP manual states that the radius of the sphere of exclusion around a
> point detector "must not encompass more than one material. MCNP cannot
> check this and the consequences may be wrong answers" (page 3-67). I have
> a point detector near a void. Is it OK for the sphere to include both a
> material (e.g., concrete in this case) and a void as well? Could this
> cause MCNP to complain, or worse, not complain yet give wrong answers? How
> big I make my radius changes my answers in this case by a large amount, and
> I am wondering if it is related to inclusion of a void as well as a real
> material.
>
> Thank you for your insights.
>
> Herschel Smith
>
> hpsmith@duke-energy.com
>
>
>

It has been awhile since I looked at the exclusion sphere, but I believe that the MCNP assumes a constant collision density (and scattering properties) within this exclusion sphere. MCNP then scores an AVERAGE point detector score based on the constant collision density assumption. Either the MCNP manual or Carter and Cashwell's book, or both, explain this.

This constant collision density assumption is questionable if the sphere is not within one material.

You might consider using a dxtran sphere with F4 or F2 tallies instead of the point detector tally. As the dxtran sphere radius shrinks to zero, the dxtran method limits to the point detector. So, perhaps you could use a dxtran sphere radius equal to the exclusion sphere radius and achieve the desired results. There is no special constant collision density assumption with dxtran.

73, Tom Booth

On Thu, 8 Oct 1998, Yuji Uenohara wrote:

Dear All,

Thank you for your suggestions.

I'm glad to hear several interested discussions about point detector. I'm surprised at the excellent discussions about my primitive question.

I have never find the guide lines of point detector for core problems. If exist, please tell me. If not, we must make.

The specifications of power reactors are very severe. Few super specialists can lead the authorized nuclear design codes by applying variance reduction techniques. Lattice physics codes evaluate almost nuclear characteristics, such as eigen value and pin power distribution. Therefore, variance reduction techniques are not always required in the field of reactor physics.

(Implicit capture can be applied. We always check the disadvantages.)

Nuclear power reactors are comprised of many small segments. These segments contribute scarcely to nuclear characteristic. Some of them, however, directly do to the core operations.

Monte Carlo method has been applied to the large core systems. The dose evaluations for small segments are important and significant as well as nuclear characteristics. Point detector is powerful tool but too difficult. If unfamiliar users apply easily, their results may mislead engineers. It is very dangerous.

I have never find the guide lines of point detector for core problems. If exist, please tell me. If not, we must make. This is our mission.(To rely on only XCI group is not the realistic solution.)

I think similar problems are find in other fields.

Best regards,

Yuji Uenohara,
sgd00314@niftyserve.or.jp

-

2.18 ポイントエスティメータへのコメント

松本 誠弘

核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター 照射施設運転管理センター 環境保全課

E-mail:ymatsu@oec.jnc.go.jp

モンテカルロ計算においてポイントエスティメータを使う場合の注意点について述べる。まず、してはならないことであるが、第一は物質の境界上に置いてはならない。ポイントエスティメータはその点における Flux が計算できると思い込んでどこにでも置きたくなるが、マニュアルにも書いてあるとおり、物質の境界上に置いてはならない。次に、MCNP ではポイントエスティメータを使うにあたって「Sphere of Exclusion」を定義するが、この球が物質をまたいではいならない。これもマニュアルに書いてあるとおりである。重要なことは、マニュアルに書いてはあるがインプットに書いた場合に MCNP はこれをチェックしてくれないということである。使用者が注意しなくてはならない。特に「Sphere of Exclusion」の半径に"mean free path"を使う場合には、計算している全エネルギー範囲にわたって条件を満たす必要がある。

物質中でポイントエスティメータを使う場合の注意点について述べる。筆者は物質中においてポイントエスティメータを使う必然性はあまりないと考えている。それでも注意して使えば良い結果（悪くない結果）が得られるので、これは趣味の問題でもあって使っていけないことはない。よく知られているようにポイントエスティメータには「 $1/r^2$ 」の問題がある。これを解決するために MCNP には「Sphere of Exclusion」を定義することができる。この球の中では「 $1/r^2$ 」を含む式を使わない。ポイントエスティメータを使いたくなる理由のひとつに、「その点」の Flux を求めたいというのがある。「Sphere of Exclusion」の中では Flux は一定であると仮定して「その点」の Flux を求める。したがって Flux が急激に変化するような場所では良い結果は得られない。「Sphere of Exclusion」を小さくすれば、「 $1/r^2$ 」問題によってやはり良い結果は得られない。Flux が緩やかに変化する場所では他の体積あるいは面積を持ったエスティメータを使っても何ら差し支えはない。

ポイントエスティメータは「実」でないことに注意しなければならない。線源の発生点およびランダムウォークの散乱点からの寄与を強制的に計算する。一般的にモンテカルロ計算においては、計算点の近くへ多くの粒子が来なければ良い結果は得られない。計算点の近くへ多くの粒子が来ない場合には、体積あるいは面積を持った「実」エスティメータは"0"あるいは FSD の大きな結果を出す。このような場合にもポイントエスティメータは FSD の小さな、一見それらしい結果を出すことがある。例えば無限媒質中に線源から遠く離れて計算点がある場合を考えてみよう。粒子は計算点まで到達しないので「実」エスティメータでは結果は"0"である。一方ポイントエスティメータはこのような場合でも有限の

結果を出す。しかも粒子が検出器の遠くにしかいない場合には FSD もそれなりに小さくなる。ヒストリーを重ねてたまに計算点の近くに粒子が来ると "Mean Value" は大きくなり FDS も大きくなる。さらにヒストリーを重ねると、次に計算点の近くに粒子が来るまで、FSD は徐々に小さくなり、あるときまた大きくなる。つまり振動するのである。このような結果が信用できないのは明らかである。「実」エスティメータの場合は大きな FSD となりあまり信用できないことがわかる。ポイントエスティメータの信頼性の判断は難しいのである。

上の例の場合、領域を適切に切ってウェイトウィンドウパラメータを適切に決めてやれば良い結果が得られるが、これはポイントエスティメータもその他の「実」エスティメータも同じことである。

これまではポイントエスティメータについてあまり良いことを書かなかったが、ポイントエスティメータが有効な場合について述べる。真空中もしくは空気中のように散乱が少ない場所ではポイントエスティメータは有効となる。散乱物質からの距離が適当であれば「 $1/r^2$ 」問題はない。たとえ真空中であっても散乱物質のすぐ近くではやはり「 $1/r^2$ 」問題によって良い結果は得られない。また、ランダムウォークによって多くの粒子が散乱物質を透過して検出器側に抜けるような状態でないとやはり良い結果は得られない。

例えば、CASK の遮蔽計算では表面と 1 m における線量を計算するが、ポイントエスティメータは表面を計算するにはあまり適当でないが、1 m の位置では良い結果を得ることができる。普通、CASK の遮蔽計算をモンテカルロ法で行おうとすれば、表面よりも 1 m における結果のほうがたやすく得ることができる。あまり変化のない表面ならば、面検出器が良い検出器となるが、複雑な表面の場合、Flux の変化があまりない程度の大きさの面検出器を使わなければならないが、検出感度が小さくなって良い結果を得るためには多くのヒストリーが必要となる。面検出器の代わりに薄い体積検出器を使っても同様の結果を得ることができる。



2.19 NESXE (Next Event Surface Crossing Estimator) について

植木 紘太郎

船舶技術研究所 原子力技術部 放射性物質輸送研究室

E-mail ueki@srimot.go.jp

NESXE は SCE (Surface Crossing Estimator) と PDE (Point Detector Estimator) の両者の長所を持ったエスティメータであり、これまで多くの論文によってその適用性や信頼性が認められている。しかし、連続エネルギーモンテカルロコードには NESXE を用いるためのサブルーチンは用意されていない。そこで、筆者は MCNP コードで NESXE が使用できるように、PDE 用に作られているサブルーチン tallyd をベースに tallyd/ nesxe を作成し、MCNP コードに組み入れた。以下、NESXE の説明およびサブルーチン tallyd/ nesxe の例を示す。なお、tallyd/ nesxe の使用に当たっては文献 1 あるいは 2 を参照のこと。

NESXE においてはまず衝突によって現出した粒子が与えられた検出器面をよぎるかどうかを判定する。もしその粒子のパスがその面の方向に向かっているならば、衝突によって出現した粒子はその面をよぎることになり、衝突点から現出した粒子が次の衝突前に検出器面をよぎる確率は $\exp(-\eta)$ 、ここで η は平均的自由行程、であり、この確率が検出器面への寄与として記録される。しかし、現出方向に検出器がなければ寄与はゼロである。NESXE の概念を Fig. 1 に示す。

NESXE においては粒子の衝突ごとのフラックスへの寄与は次のように表される。

$$\Psi = W \exp(-\eta) / (|\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| \cdot A) \quad (1)$$

ここで Ψ : 衝突ごとのフラックスへの寄与

W : 粒子の重み

η : 衝突点から検出面をよぎる点までの平均自由行程

$\bar{\Omega}$: 粒子の単位方向ベクトル

\bar{n} : 粒子がよぎる点において検出面に立てた単位法線ベクトル

A : 検出面の面積

(1) 式から解るように、 $|\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| \rightarrow 0$ になると $\Psi \rightarrow \infty$ になってしまうので、 $|\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| \rightarrow 0$ に近い所ではフラックスの変化はリニアであると仮定し、 $|\bar{n} \cdot \bar{\Omega}| < 0.01$ であれば 0.005 とすることによって $\Psi \rightarrow \infty$ になることを防いでいる。

別添1にZ-軸方向に円板検出器を置いた場合のMCNP4Aに組み込んだサブルーチン tallyd/ nesxe の例を示す。別添1において点 (x, y, z) に中心を持つ半径 r の円板検出器を設定するには、点検出器用の入力データ x, y, z, r₀ のうち (x, y, z) が円板検出器の中心座標を表し、専有半径 r₀ を円板の半径 r として入力する。

参考文献

- 1) K. Ueki, et al., "Continuous Energy Monte Carlo Analysis of Neutron Shielding Benchmark Experiments with Cross Sections in JENDL-3," J. Nucl. Sci. Eng., 30, 339 (1993).
- 2) M. Kawai, A. Hasegawa, K. Ueki, N. Yamano, et al., "Shielding Benchmark Tests of JENDL-3," JAERI 1330, Japan Atomic Energy Research Institute, (1994).

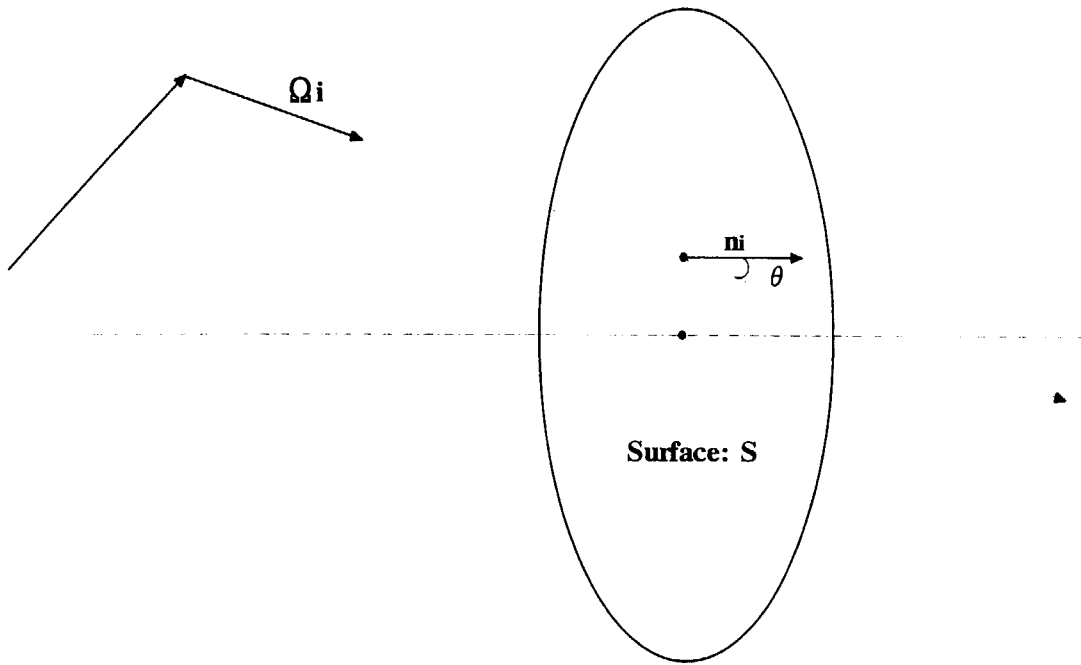


Fig. 1 Concept of NESXE (Nest Event Surface Crossing Estimator) : $\theta = \mathbf{n}_i \mathbf{Q}_i$

```

      subroutine tallyd
c     subroutine tallyd/nesxe
c       tally contributions to detectors.
c
c     next event surface crossing estimator
c     built in by K. UEKI of ship research institute
c     on june 1, 1994
c
c
c 170 wgt=tw*wf
      erg=te
c
c       calculate the distance, direction, psc, energy, and velocity.
c     call ddet(ld)
c
c     z-axis next event surface crossing estimator
c     NESXE for MCNP-4a was produced by K. UEKI ,Ship Research Institute,
c     on April 1, 1994.
c
      rdisk = tds(ld+4)
      icl = icl
      if(abs(www) .le. 0.01) www=0.005
      ddet = (tds(ld+3) - zzz)/www
      if(ddet .le. 0.0) go to 580
      xxxdet=xxx + uuu*ddet
      yyydet=yyy + vvv*ddet
      zzzdet=zzz + www*ddet
      rdd2 = (tds(ld+1)-xxxdet)**2 + (tds(ld+2) - yyydet)**2
      rdet = sqrt(rdd2)
      if(rdet .gt. rdisk) go to 580
      detara= pie*rdisk**2
      cosain= abs(www)
c
c
c       calculate the score for a collision not close to the detector.
c     210 if((ddet.lt.tds(ld+4).or.amfp.lt.-tds(ld+4)))go to 220
c 210 if((ddet.lt.tds(ld+4).or.amfp.lt.-tds(ld+4)))ddet=ddet
      psc=psc
      detara=detara
      cosain=cosain
      t=wgt*psc*exp(-amfp)
c     if(ipsc.ne.11)t=t/(2.*pie*ddet**2)
      if(ipsc.ne.11)t=t/(psc*detara*cosain)
      go to 230
c
c     special calculation for a collision close to the detector.
c 220 if(ple.ne.0..and.tds(ld+4).gt.0.)t=wgt*psc*
      1 (1.-exp(-ple*tds(ld+4)))/(tds(ld+5)*ple)
      if(tds(ld+4).lt.0.)t=wgt*psc*(1.-exp(tds(ld+4)))*ple**2/tds(ld+5)
      if(ple.eq.0.)t=wgt*psc*abs(tds(ld+4))/tds(ld+5)
c
c     restore the particle description.
c 580 do 590 i=1,npblcm
      590 jpb1cm(i)=jpb9cm(npb,i)
      do 600 i=1,npblcm
      600 gpblcm(i)=gpb9cm(npb,i)
      do 610 i=1,10*lev
      610 udt1(i)=udts(i)
c
c 620 continue
      npb=npb
      return
c

```

別添 1. Z 軸方向に円板検出器を置いた場合の tallyd/nesxe の例



2.20 東海再処理施設の臨界管理

野尻一郎

核燃料サイクル開発機構 東海事業所

nojiri@tokai.jnc.go.jp

1. はじめに

核燃料サイクル施設の臨界安全設計では複雑な形状の機器や複数の機器の解析においてモンテカルロコードが使用されている。また、JCO 臨界事故を契機として核燃料サイクル施設の臨界管理が注目されている。核燃料サイクル施設の臨界安全設計は基本的な考え方は同じであるが、個々の設計については施設に大きく依存している。ここでは、核燃料サイクル施設の代表的な施設の1つである再処理施設の臨界管理として、東海再処理施設の工程の概要、各工程の臨界管理の方法、臨界安全解析の方法について報告する。

2. 工程の概要

2.1 使用済み燃料の受入・貯蔵工程

原子炉で燃やされた使用済み燃料は、キャスクに入れられて再処理施設に搬入される。再処理施設では、キャスクを燃料取出しプールの中に入れ、水中で使用済み燃料をキャスクから取出して燃料バスケットに収納し、これを燃料貯蔵プールに送り、貯蔵冷却する。東海再処理施設の燃料貯蔵プールは金属ウランに換算して、およそ 140 トンの使用済み燃料を貯蔵冷却することができる。

2.2 機械処理工程

燃料貯蔵プールから機械処理セルに送られてきた使用済み燃料は、密閉式のせん断機で、まず端末部分を切断して除去した後、4cm 程度の小片にせん断する。せん断された燃料の小片は、このあと溶解セルの溶解槽に送る。また、はじめにせん断した端末部分などの固体の廃棄物は廃棄物容器に入れて、溶解槽で溶け残った燃料被覆管（ハルと呼ばれる）などと共に高放射性固体廃棄物貯蔵施設に移し貯蔵する。

2.3 溶解工程と清澄・調整工程

機械処理工程で小片にせん断された使用済み燃料は、溶解セルの溶解槽に送られてくる。せん断された使用済み燃料は被覆されたままの状態になっており、溶解槽の中で燃料部分のみが硝酸に溶解して、ステンレスやジルカロイでできた被覆片部分は溶け残る。

溶解中は、溶解槽に酸素を吹きこみ、溶解中に発生した二酸化窒素類の酸化をおこなう。溶解後、溶解槽溶液は給液調整セルの溶解槽溶液受槽に送られて、硝酸によって希釈調整され、このあとパルスフィルタによって固体粒子類などの不溶解物をとりのぞいたのち、給液調整セルの調整槽で次の分離工程に適した酸濃度に調整し、ここで計量を行った後、

給液槽をへて一定量ずつ分離第1サイクルの第1抽出器に送る。

2.4 分離工程

分離工程は大きく分けて、分離第1サイクル（共除染）と分離第2サイクル（分配）に分れます。分離第1サイクルは、溶解液から核分裂生成物を取り除くための工程で、分離第2サイクルは、ウランとプルトニウムを分けるための工程である。ここでは、大小、多数の箱型をした抽出器（ミキサセトラ）が使われている。

① 分離第1サイクル（共除染）

このサイクルでは、溶解液の中にふくまれるウランとプルトニウムを溶媒の有機相中に抽出分離して核分裂生成物と分ける作業をする。第1抽出器で有機相中に抽出したウランとプルトニウムは第2抽出器で希硝酸を使って水相中に逆抽出し、分離第2サイクルへ送る。一方、水相の中に残った核分裂生成物は高放射性廃液用希釈剤洗浄器で洗浄し、中間貯槽をへて高放射性廃液蒸発缶へ送る。

② 分離第2サイクル（分配）

分離第1サイクルの第2抽出器で、ウランとプルトニウムは水相中に逆抽出され、この水相は第3抽出器に導かれ、第1抽出器と同じように有機溶媒を使って有機相中にウランとプルトニウムを抽出し、水相中に残っている少量の核分裂生成物を分離する。

有機相中のウランおよびプルトニウムのうち、プルトニウムは次の第4抽出器で硝酸ウラナスとヒドラジンの混合溶液で還元され、水相中に逆抽出され、結果的に有機相にウラン、水相にプルトニウムと両者が分離される。この後、プルトニウムを含む水相は、プルトニウム精製工程へ送られる。またウランを含む有機相はさらに第5抽出器に送られて水相中に逆抽出されてから、ウラン精製工程へ送られる。

2.5 ウラン精製工程とウラン濃縮脱硝工程

分離第2サイクルの第5抽出器によって水相中に逆抽出されたウランを含む溶液は、ウラン精製工程の第6抽出器に送られ、ここで第1抽出器と同じように有機溶媒によってウランを抽出分離して微量の核分裂生成物をとりのぞき、精製する。

抽出分離されたウランは、ウラン精製工程の第7抽出器に送られ、希硝酸によって水相中に再び逆抽出されて、ウラン濃縮脱硝工程に送られる。

ウラン濃縮脱硝工程に送られてきたウランを含む溶液（硝酸ウラニル溶液）は、ウラン第1蒸発缶で蒸発濃縮される。この濃縮液は、一定のウラン濃度に保たれながらウラン第1蒸発缶から取り出され、冷却されたのち、同室内の濃縮液受槽をへて希釈槽に送られ、この希釈槽で検査して合格の場合は給液槽に送られる。

給液槽に送られた濃縮液は、ウラン第2蒸発缶で更に濃縮したのち、ウラン脱硝系の中間貯槽をへて脱硝塔に送られ、脱硝されて三酸化ウラン粉末になる。

粉末になった三酸化ウランは脱硝塔の底から取り出され、再処理施設のウランの最終製

品として容器に詰められてウラン貯蔵所に送られる。

2.6 プルトニウム精製工程とプルトニウム濃縮工程

分離第2サイクルの第4抽出器で逆抽出されたプルトニウムを含む水相は、プルトニウム精製工程の第8抽出器に送られ、有機溶媒によってプルトニウムを抽出分離し、微量の核分裂生成物をとりのぞき、精製する。この微量の核分裂生成物を含む水相は廃棄物として中放射性の液体廃棄物処理系に送られる。

第8抽出器で抽出分離されたプルトニウムを含む有機相は、第9抽出器で硝酸ウラナスとヒドラジンの混合溶液によってさらに水相中にプルトニウムを逆抽出し、プルトニウム溶液濃縮系に送り、プルトニウム濃縮セルの蒸発缶で蒸発濃縮する。この濃縮液、つまり硝酸プルトニウム溶液は、プルトニウム溶液受槽で計量を行った後、再処理施設でのプルトニウムの最終製品としてプルトニウム製品貯槽に送られる。

2.7 プルトニウム転換技術開発施設

プルトニウム転換技術開発施設では、硝酸プルトニウム溶液及び硝酸ウラニル溶液の転換試験を行っており、給液は分離精製工場のプルトニウム製品貯槽からの硝酸プルトニウム溶液及び一時貯槽又は再処理施設以外からの硝酸ウラニル溶液である。

これらの溶液のうち、分離精製工場からの溶液は、硝酸プルトニウム受入計量槽、硝酸ウラニル受入計量槽にそれぞれ独立の配管で受け入れ、計量し、硝酸プルトニウム貯槽、硝酸ウラニル貯槽に送られる。また、再処理施設以外からの溶液は、輸送容器にて搬入し、濃縮度20%未満の硝酸ウラニル溶液は、ウラン受槽に受け入れ、計量し、混合槽に送られる。

硝酸プルトニウム溶液と硝酸ウラニル溶液は、混合槽で混合し、混合液貯槽に送られ、次に混合液給液槽、中間貯槽をへて脱硝加熱器へ送られ、マイクロ波により蒸発濃縮・脱硝される。脱硝粉末は焙焼還元炉で焙焼し、窒素水素混合ガス雰囲気中で還元され、プルトニウム・ウラン混合酸化物にされる。

生成した酸化物粉末は、粉碎・混合などの粉末調整をしたのち、粉末缶に充てんされ、計量される。粉末缶は貯蔵容器に納められ、粉末貯蔵室の貯蔵ホールで一時保管され、運搬容器で運び出される。

3. 臨界管理

3.1 臨界管理の方法

- (1) 受入れ・貯蔵工程から分離工程までの U・Pu 共存系については、 $4w/o^{235}U$ として、また、精製工程のプルトニウム系は、全て ^{239}Pu とし、ウラン系は $4w/o^{235}U$ (分離精製工場) または、 $1.6w/o^{235}U$ (ウラン脱硝施設) として行っている。製品貯蔵工程のプルトニウム系は、前述の精製工程と同様であるが、ウラン系は $1.6w/o$ および $4w/o^{235}U$ の 2

種類の臨界管理を行っている。

- (2) プルトニウム転換技術開発施設の臨界管理は、ウラン溶液系（硝酸ウラニル溶液のみを単独で取り扱う系）は 4w/o²³⁵U（受入工程）または 20w/o²³⁵U（試薬調整工程）とし、その他の工程では、ウランはすべてプルトニウムとして取り扱い（ただし、混合転換試験グローブボックスでは、ウランは²³⁵Uのみをプルトニウムとして取り扱う）、95%²³⁹Pu-5%²⁴⁰Pu として行っている。
- (3) 臨界管理の方法は、形状寸法制限、濃度制限、質量制限、容積制限及び中性子毒の使用及びこれらの組み合わせによる。
- (4) 特に高濃度の部分、又は濃度、非均質度の変化がある部分は全濃度安全形状寸法とし、それ以外の部分の主要な工程機器は、次のいずれかの方法を用いている。
 - 1) 通常形状寸法の容器を用いるものについては、濃度制限もしくは質量制限を行うほか、必要に応じてボロ入りラブリグの使用などの方法を併用している。
 - 2) 形状寸法を制限するが全濃度について安全でない機器については、濃度制限を行っている。以下この方法を制限濃度安全形状寸法という。
- (5) 工程の運転にさいしては、保安規定などにに基づき工程設計上の濃度（標準濃度）の付近に濃度管理の制限値を定め、さらに、制限値の下に工程管理目標値を設けて運用している。

3.2 各工程の臨界管理

図-1 に、東海再処理施設の臨界管理系統図を示す。なお、容積制限管理としている小容量機器については記載を省略した。また、図-1 に記載していない工程の臨界管理の概要を以下に示す。

(1) 受入れ・貯蔵工程

受入れ作業では、使用済燃料集合体を一時に 1 体ずつ取り扱う。

濃縮ウラン貯蔵プール及び予備貯蔵プールでの使用済燃料集合体の貯蔵では、使用済燃料集合体の面間距離は 30cm 以上、ただし、BWR,ATR,もんじゅブラケット燃料については 12cm 以上としている。

(2) せん断処理工程

使用済燃料集合体は一時に 1 体ずつせん断する

(3) ウラン製品の貯蔵工程

ウラン製品は三酸化ウラン容器に収納し、3つの貯蔵所に貯蔵している。ウラン貯蔵所、第2ウラン貯蔵所ではバードケージ付きの三酸化ウラン容器で貯蔵し、第三ウラン貯蔵所では、三酸化ウラン容器をピットに貯蔵している。貯蔵条件を下表に示す。

	ウラン貯蔵所	第二ウラン貯蔵所	第三ウラン貯蔵所
(1.6%濃縮ウラン) 三酸化ウラン容器 パートケース パートケースの 貯蔵配列	25cmφ×140cmH 100cmL×100cmW ×140cmH 4×7×1 段のブロッ クを 3.5m 間隔で配 置	40cmφ×80cmH 100cmL×100cmW ×80cmH 130cm×110cm× 110cmHのラックに 配置	49cmφ×115cmH なし 三酸化ウラン容器を中 心間距離 92cm、内 径 52cmφのピットに 配置
(4%濃縮ウラン) 三酸化ウラン容器 パートケース パートケースの貯蔵配 列	40cmφ×80cmH 100cm×100cm× 80cmH 4×7×2 段のブロッ クを 3.5m 間隔で配 置		

(4) ドリフトトレ

主要機器、槽類を収納するセルのドリフトトレは、最大容量の機器からその全溶液が漏洩した場合でも、未臨界になるような全濃度安全形状寸法としている。

4. 臨界安全設計

4.1 概要

東海再処理施設の主工程施設等の設計は昭和 40 年から 45 年頃にかけて行われ、建設着工は昭和 46 年、ホット試験開始は昭和 52 年である。施設の臨界安全設計は、当時のいわゆる臨界安全ハンドブックならびに計算コード等を用いて行われている。円柱や平板などの単純形状機器に対しては、臨界濃度や臨界寸法などの基本的臨界データに対し 1 より大きい安全係数で除することによって機器の寸法や容量を制限し、円環形状や複数の装置を組み合わせた複雑な形状の機器あるいは複数ユニットについては、計算コードを用いて臨界安全性を確認している。

昭和 50 年代から設置された施設については、以下で述べる臨界安全ハンドブックの他に TID-7016 Rev.2ⁱⁱ⁾や Handbuch zur Kriticalitätⁱⁱⁱ⁾なども参考にされている。昭和 55 年及び 57 年にそれぞれ着工したプルトニウム転換技術開発施設及びウラン脱硝施設、ならびに昭和 59 年に追加設置された濃縮ウラン溶解槽などでは ANISN^{iii)iv)}, KENO-IV^{v)},

Hansen-Roach 16 群^{v)}又は MGCL-137 群ライブラリ^{vii)}を用いて臨界安全評価が行われ、ウラン貯蔵所に貯蔵する 4%濃縮 UO_3 貯蔵容器の追加製作や第三ウラン貯蔵所の設置では、SCALE コードシステム^{viii)}の XSDRN, KENO-IV, Hansen-Roach 16 群や ENDF/B-IV 27 群ライブラリが用いられてきている。また、第二ウラン貯蔵所の設置では二次元拡散コードを用いて臨界安全評価が行われているが、ウラン貯蔵所と同様に貯蔵容器内をウラン酸化物(UO_2 又は UO_3)と水の最適減速条件を用いて十分に保守的な評価を行っている。一方、その後に設置された第三ウラン貯蔵所ではその後の知見を反映し UO_3 粉末の含水率を保守的に 4wt%として臨界安全評価を行っている。

4.2 核分裂性物質の設計条件

東海再処理施設の主工程施設の各工程における核分裂物質の物理的・化学的形態と、これに対する設計条件を表-1 に示す。初期に建設された施設の設計当時は、U、Pu の硝酸溶液 ($\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$, $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$) の臨界データがなく、化学形態としてフッ化物(UO_2F_2 , PuO_2F_2) のデータを用いて設計している。窒素(N)に比べてフッ素(F)の中性子吸収効果が小さいため安全側の設計となる。

表-1 各工程の核分裂物質と設計対象核分裂物質

主な工程	形態		設計条件	
	物理的	化学的	核分裂物質	濃縮度又は ²³⁹ Pu の割合(%)
受入れ・貯蔵	固体	$\text{UO}_2\text{-PuO}_2$	²³⁵ U	4
脱被覆 (せん断)	固体	$\text{UO}_2\text{-PuO}_2$	²³⁵ U	4
溶解	固体-液体	$\text{UO}_2\text{-PuO}_2$	²³⁵ U	4
分離	液体	$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2\text{-Pu}(\text{NO}_3)_4$ $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$	²³⁵ U	4
精製				
プルトニウム	液体	$\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$	²³⁹ Pu	100
ウラン	液体-粉末	$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$	²³⁵ U	4
製品貯蔵				
プルトニウム	液体	$\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$	²³⁹ Pu	100
ウラン	粉末	UO_3	²³⁵ U	1.6
		UO_3	²³⁵ U	4

4.3 臨界安全設計に用いたハンドブックと計算コード

(1) ハンドブック

主工程施設等の当時の臨界安全設計に用いられたハンドブックは次のとおりである。ハンドブックによる臨界データに対し、臨界安全設計上、表-2 のような安全係数を採用している。

- 1) CEA-R-3114, Guide de Criticité (1967)
- 2) AHSB(H) Handbook 1 (1st Revision), Handbook of Criticality Data, volume 1 (1965)
- 3) TID-7016, Rev.1, Nuclear Safety Guide (1961)
- 4) CEA-R-3931, Etude Experimentale et Theorique de L'empoisonnement Heterogene de Solution de Metiere Fissile par des Tubes ou des Anneaux en Verre au Borosilicate (1969)

表-2 安全係数

パラメータ	安全係数	
	非均質系	均質系
質量	2.3	2.3
	1.4	1.18
容積	1.3	1.18
円筒直径	1.18	1.1
平板厚	1.3	1.18
濃度	---	1.3 (Pu)
	---	1.18 (U)

(2) 計算コード

主工程施設等の臨界安全解析・評価に用いた計算コードは表-3 に示すとおりである。これらの計算コードについては、当時の臨界実験データを用いて安全側の結果を与えることが確認されている。

表-3 計算コード

理論又は内容	コード名称	目的
モンテカルロ	SECI 001 ~005	複雑な装置及びセル内等の実効増倍係数(k_{eff})の計算*
輸送理論	DSN-SCEA 003A	臨界寸法の計算、主に $U(4\%^{235}U)O_2F_2-H_2O$ 系の臨界データの計算
Wigner-Wilkins	SOFOCATE-TE MPEST	熱中性子群の反応断面積の計算
拡散・輸送理論	GAMTEC II	均質・非均質無限媒質の反応断面積、多群拡散係数、無限増倍係数 k_{∞} 、拡散距離 L 、材料バックリングの計算
立体角理論	SEC 043	装置間の中性子相互干渉による K_{eff} の計算

* 低速中性子群の反応断面積は、AWRE-O-28/60 の文献から引用

参考文献

- i) J.T.Thomas: "Nuclear Safety Guide", TID-7016 Rev.2, (1978).
- ii) W.Thomas: "Handbuch Zur Kriticalität", (1970).
- iii) W.W.Engle, Jr.: "A Users Manual for ANISN - A One Dimensional Discrete Ordinate Transport Code with Anisotropic Scattering", K-1693, (1977).
- iv) K.Koyama, et al.: "ANISN-JR, A One-Dimensional Discrete Ordinates Code for Neutron and Gamma-Ray Transport Calculations", JAERI-M 6954, (1977).
- v) L.M.Petrie, N.F.Cross: "KENO-IV An Improved Monte Carlo Criticality Program", ORNL-4983, (1975).
- vi) G.E.Hansen, W.H.Roach: "Six and Sixteen Group Cross sections for Fast and Intermediate Critical Assemblies", LAMS-2453, (1961).
- vii) Yoshitaka Naito, et al.: "MGCL-Processor: A Computer Code System for Processing Multigroup Constants Library MGCL", JAERI-M 9396, (1981).
- viii) "SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analysis for Licensing Evaluation", Radiation Shielding Information Center, CCC-466, (1985).

凡例

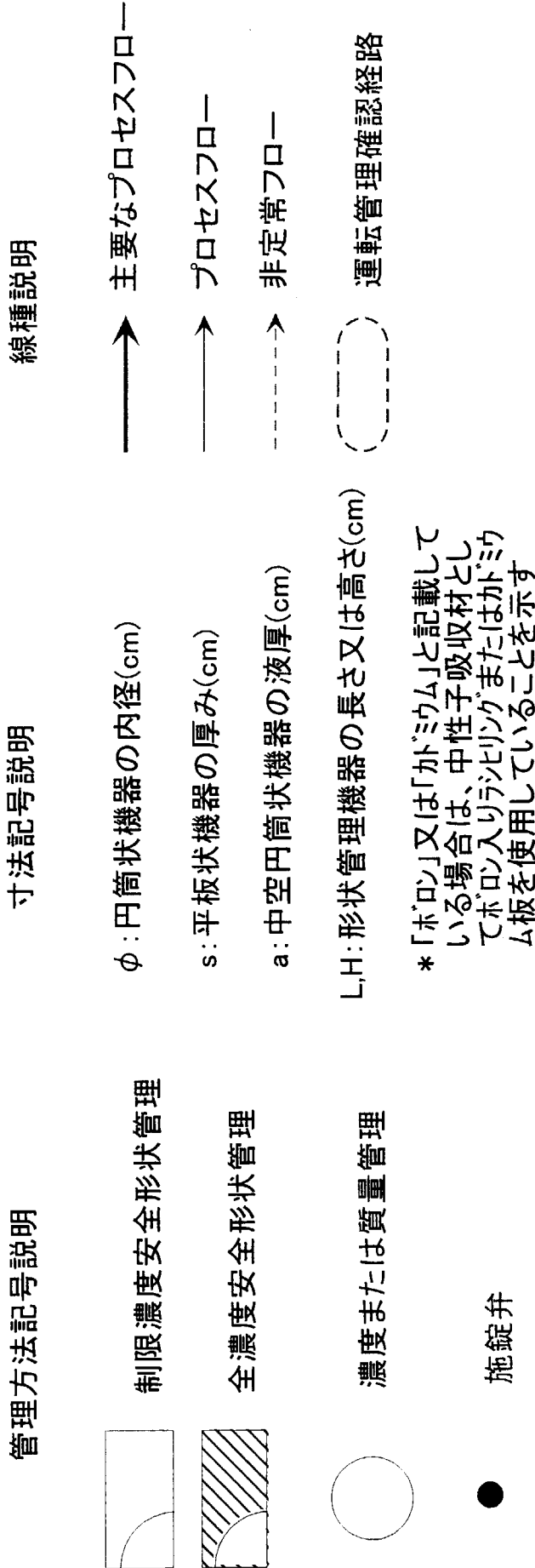


図-1 臨界管理系統図

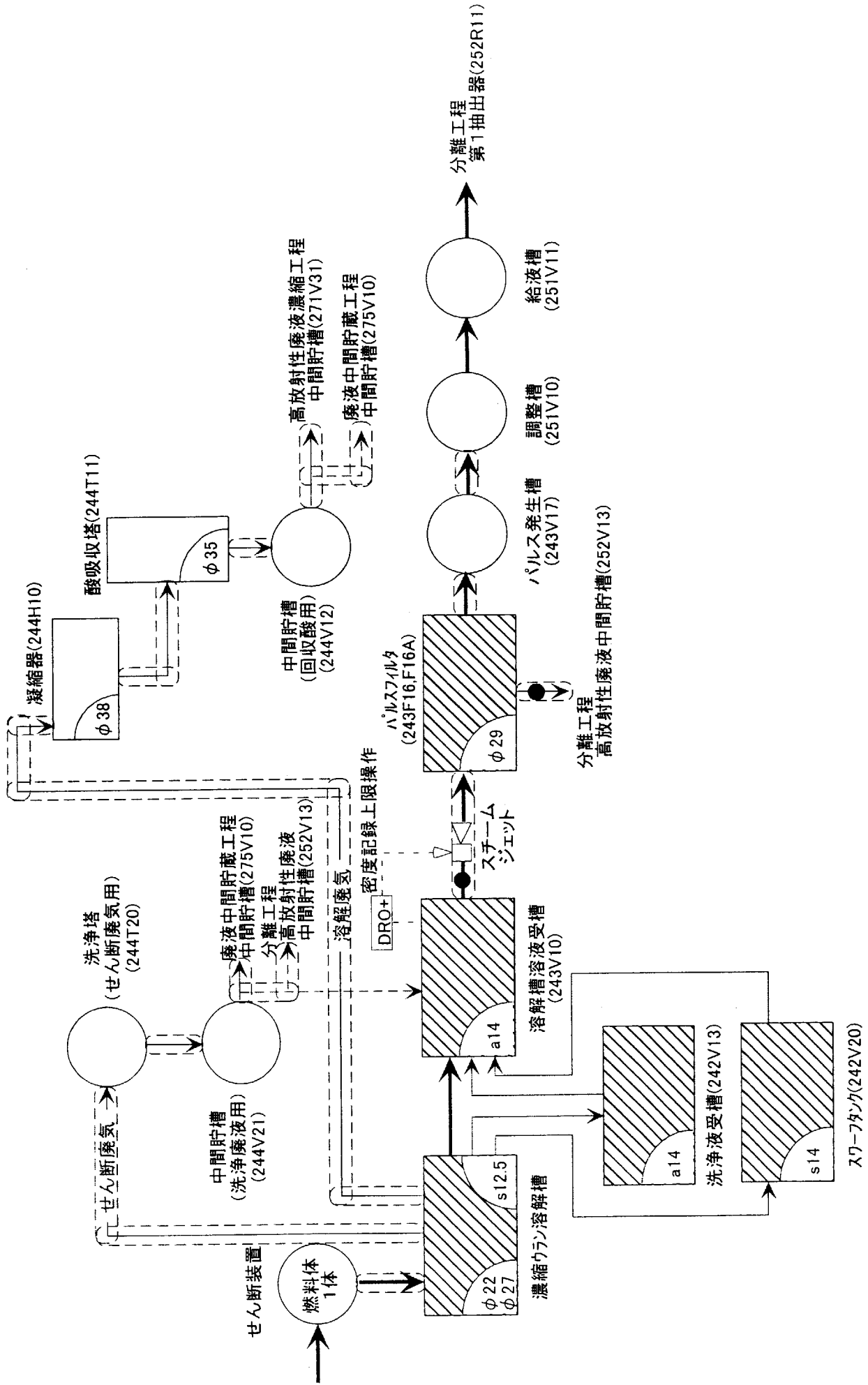


図-1 (1) 臨界管理系統図 (溶解工程)

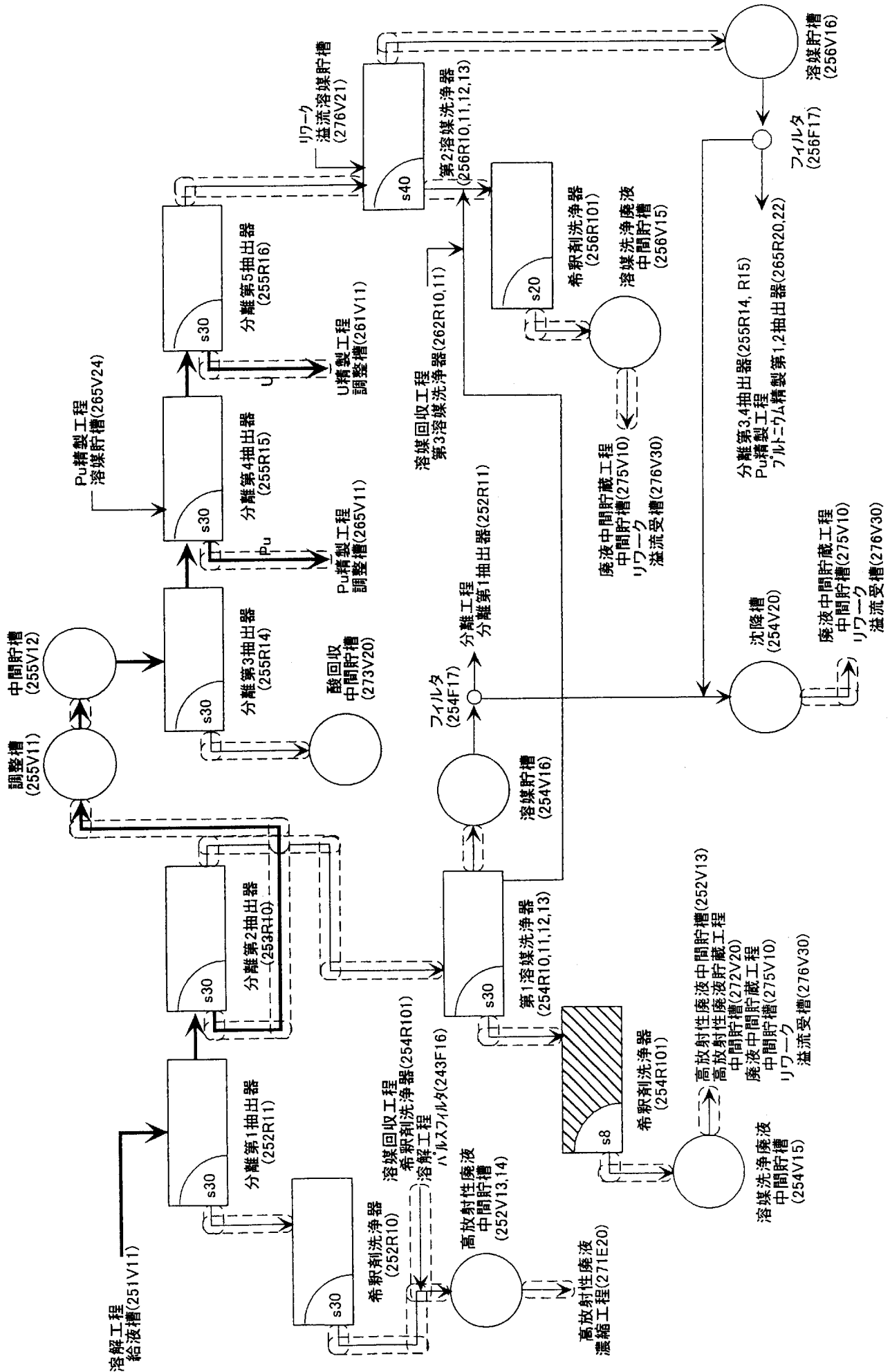


図-1 (2) 臨界管理系統図 (分離工程、溶媒回収工程)

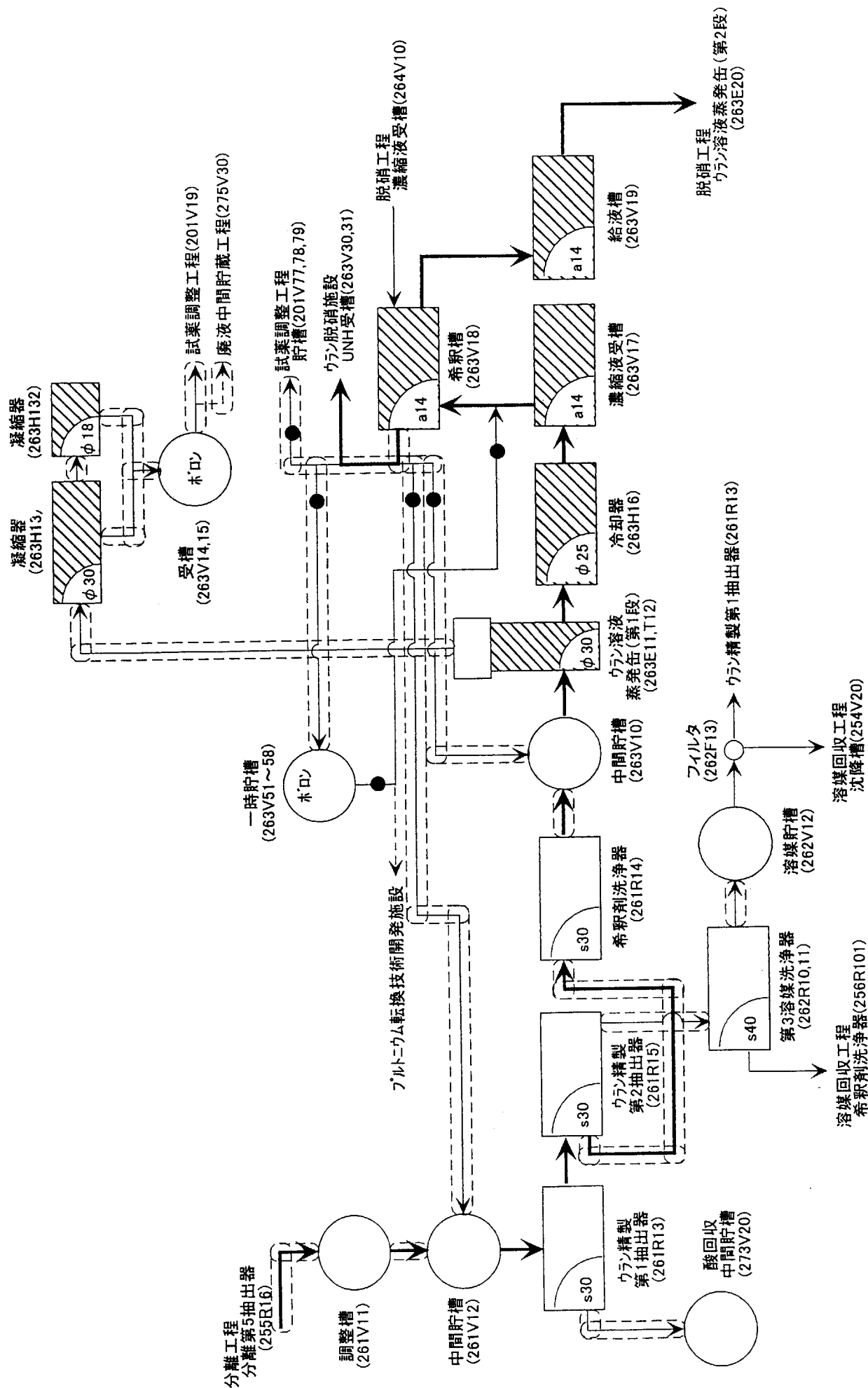


図-1 (3) 臨界管理系統図 (ウラン精製工程)

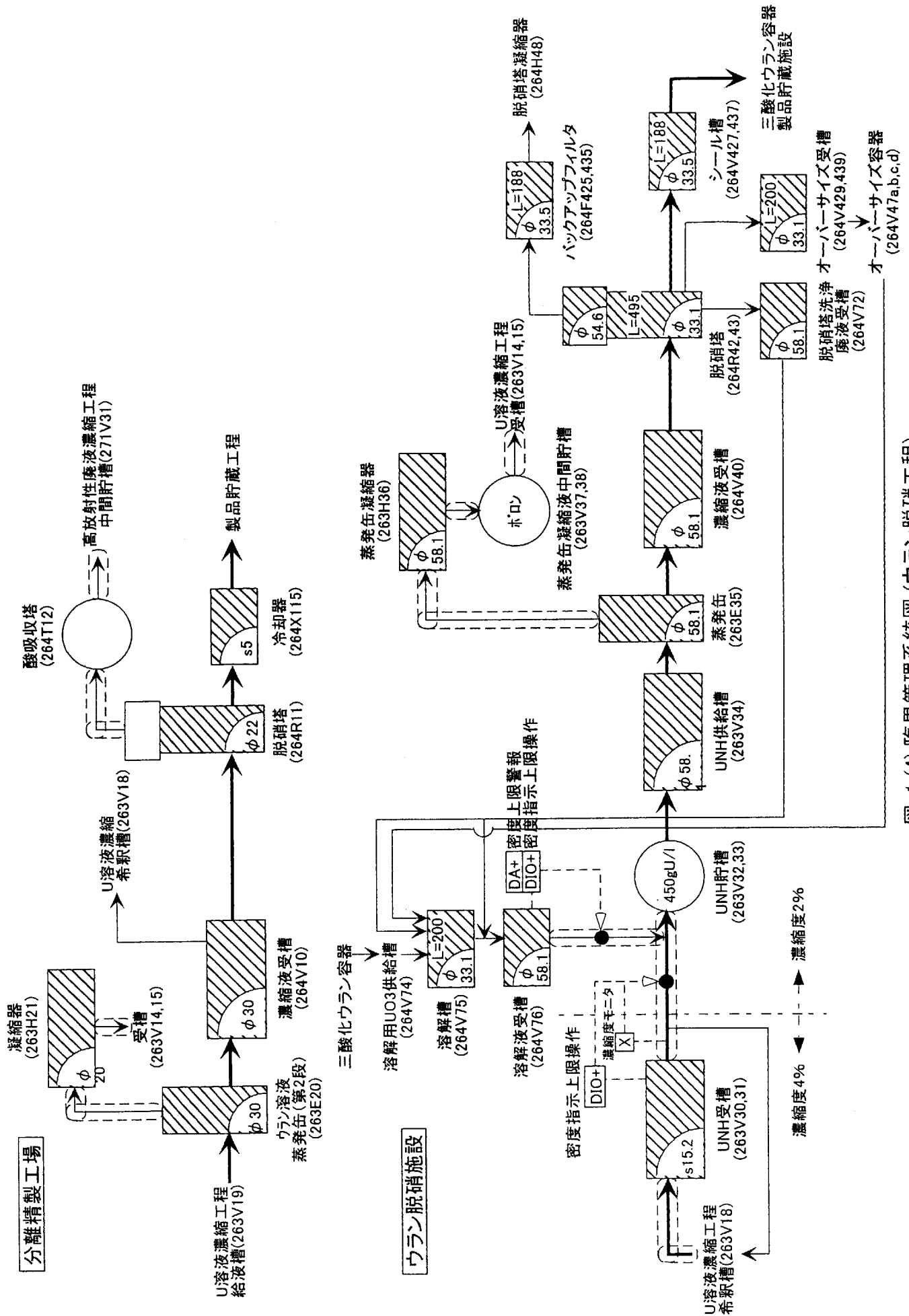


図-1 (4) 臨界管理系統図 (ウラン脱硝工程)

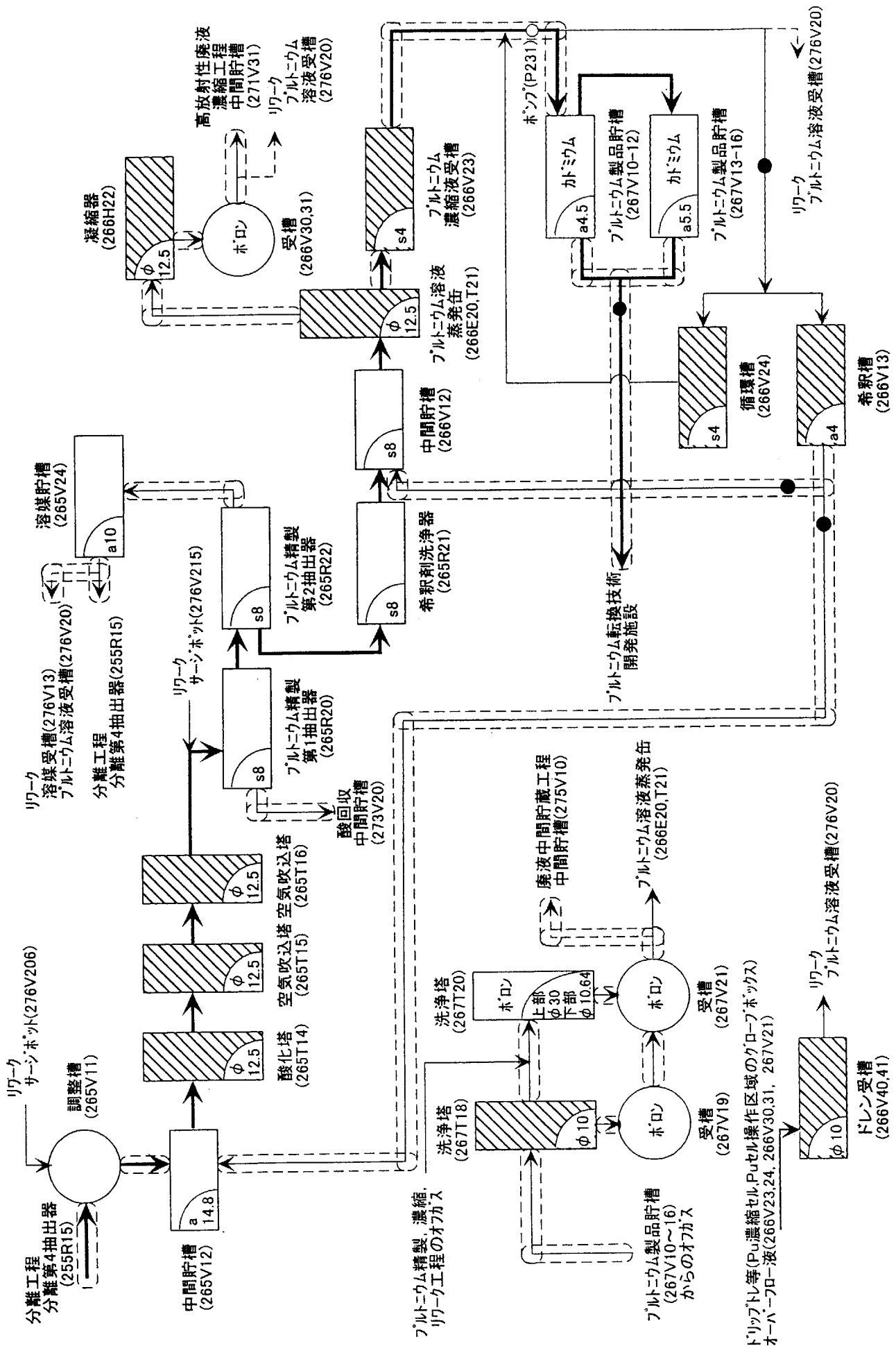


図-1 (5) 臨界管理系統図 (プルトニウム精製、濃縮、製品貯蔵工程)

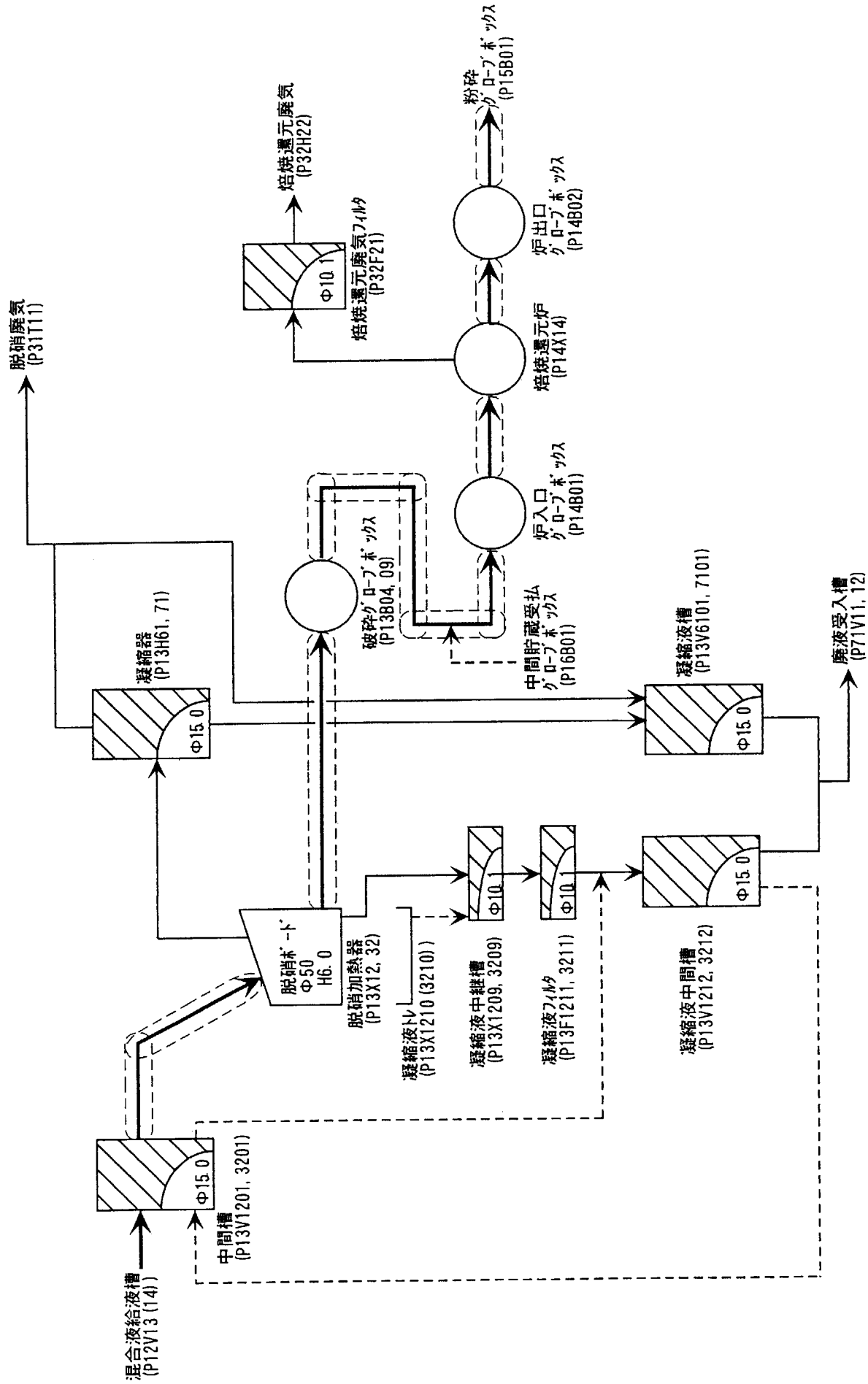


図-1 (7) 臨界管理系統図 (7)ルトニウム転換技術開発施設:脱硝・焙焼還元工程)

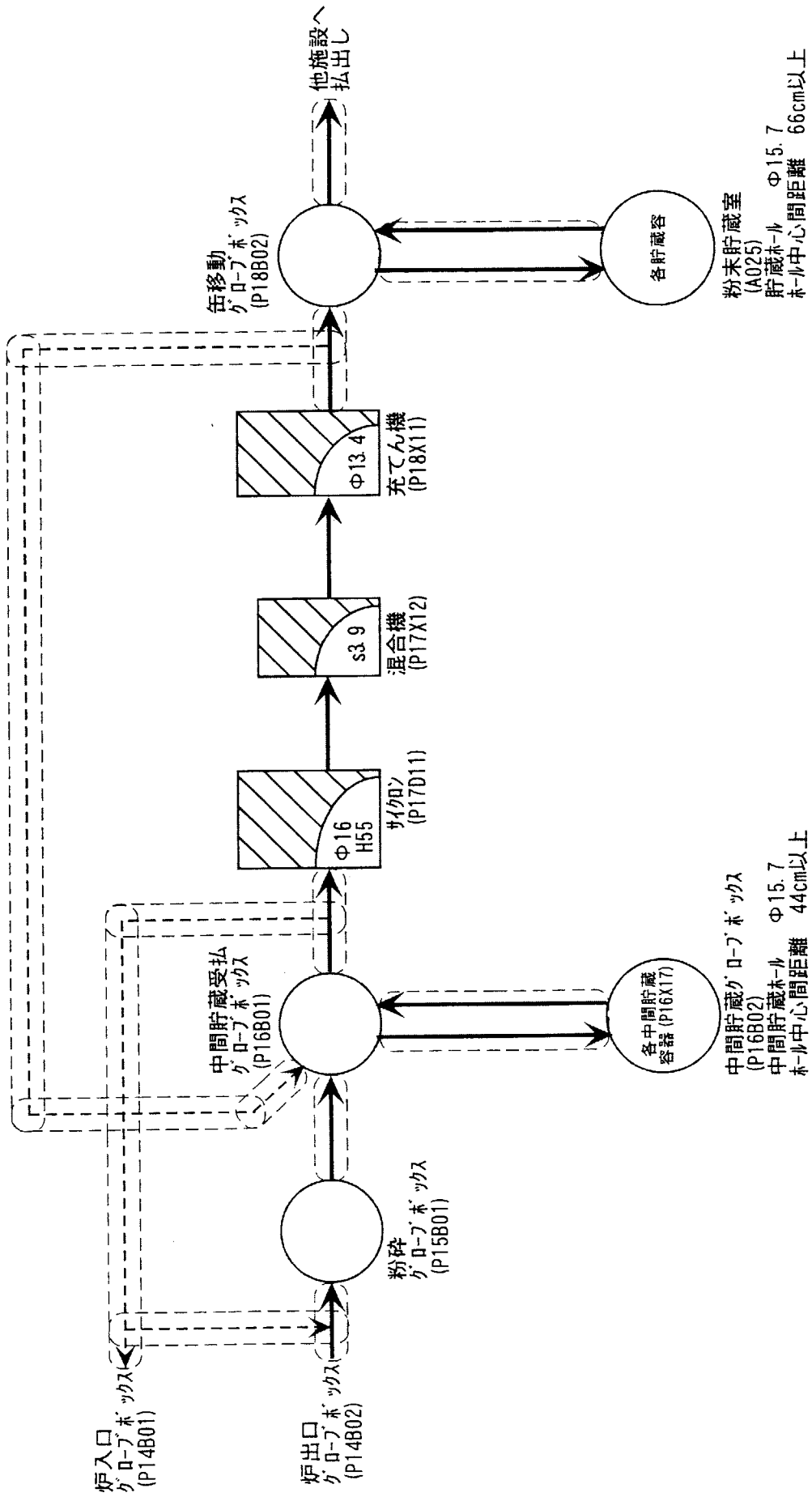


図-1 (8) 臨界管理系統図 (フルタイム転換技術開発施設: 粉砕・貯蔵工程)



2. 2 1 原研大型計算機システムの現状と将来構想

藤井実・久米悦雄

日本原子力研究所 計算科学技術推進センター 情報システム管理課

E-mail : fujii@popsvr.tokai.jaeri.go.jp,

kume@brian.tokai.jaeri.go.jp

原研の現用の大型計算機システムを図 2.21-1 に示す。東海、那珂、東京（中目黒）、関西（木津）の 4 地区にスーパーコンピュータ 9 台、汎用計算機 1 台、汎用計算サーバ 2 台が設置されている。これらはすべて 24 時間連続運転され、専用回線網を通じて全支分組織から利用可能になっている。

原研の次期大型計算機システムの導入計画は、次のとおりである。

- ① 東海、那珂、関西の 3 地区のスーパーコンピュータ・システムは、平成 12 年度第 4 四半期に最新機種に更新予定である。また、中目黒地区のスーパーコンピュータは、平成 13 年度に更新予定である。
- ② 東海地区は、平成 12 年 9 月末に新しい計算センター建家（情報交流棟）が竣工する計画で、この地下 1 階に 512 GFLOPS 以上のベクトル並列型スーパーコンピュータ、256 GFLOPS 以上の汎用計算サーバ及び画像処理システム等を導入する。また、現用の汎用計算機を継続使用するとともに別途中規模なパソコン（PC）クラスタを導入する。
- ③ 那珂地区は、512 GFLOPS 以上のスカラ並列型スーパーコンピュータ、128 GFLOPS 以上のフロントエンド計算機及び高性能な画像処理システム等を導入する。また、別途、実験解析・DBサーバを平成 12 年度第 3 四半期以降に更新する。
- ④ 関西地区は、1 TFLOPS 以上スカラ並列型スーパーコンピュータ等を導入し、現用のベクトル並列型スーパーコンピュータ（VPP300/12）は、継続して利用する。

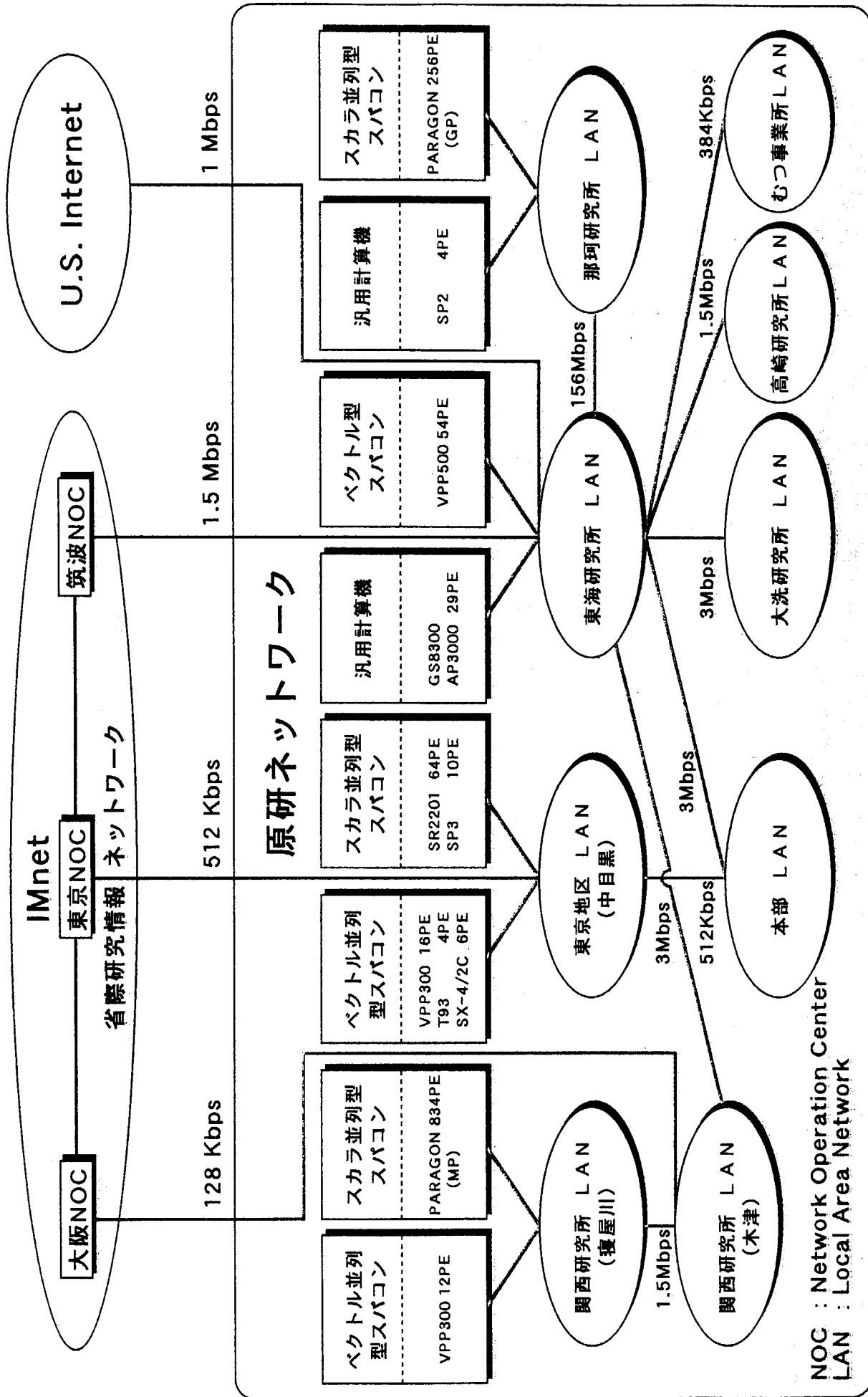


図2.21-1 原研大型計算機システムとネットワーク構成図 (2000.1)

2.22 『モンテカルロ計算ガイドライン』作成の作業報告

桜井 淳・山本俊弘

日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室

sakurai@melody.tokai.jaeri.go.jp yamamoto@melody.tokai.jaeri.go.jp

モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループは、平成8年度から同11年度にかけて、モンテカルロ計算の教科書『モンテカルロ計算ガイドライン』の作成作業を進めてきた。前半の2年間にモンテカルロ計算の現状を調査し、後半の2年間で内容を決め、メンバーによる分担執筆を進めてきた。平成11年度内に全原稿がそろい、その後、全体の編集作業、内容の査読を行った。平成12年度の秋頃には原研の研究報告書 JAERI-Review として出版される予定である。以下に構成及び執筆者を記す。

『モンテカルロ計算ガイドライン』の目次

刊行の経緯	桜井
刊行に当たって-シミュレーション論-	内藤
第1章 序論-モンテカルロ法の歴史的発展-	植木
第2章 モンテカルロ計算の基礎理論	山本・増川
第3章 モンテカルロ粒子シミュレーションにおける分散の低減と その評価	植木・長家
第4章 中性子・光子断面積ライブラリー -MCNPとMVPの具体例-	前川・長家
第5章 モンテカルロ法による光子、中性子の輸送計算	植木
第6章 原子力研究における計算例 -詳細入力と分散低減法の適用-	
6- 1 核融合ベンチマーク実験	前川
6- 2 ・ ITER設計	佐藤
6- 3 連続エネルギーモンテカルロコードMVPを用いた FCA及びZPPR-9の実験解析	長家
6- 4 MCNPによるJMTR炉心計算	長尾
6- 5 被覆燃料粒子の不規則配列計算手法を導入した MVPによるHTTR炉心の解析	山下
6- 6 時間依存ウエイトウィンドによるパルス中性子法 のモンテカルロシミュレーションの分散低減	

	山本・桜井
6- 7	遮蔽1：バルク遮蔽ベンチマーク問題の解析	
	増川
6- 8	ダクトストリーミングーその1	
	補助遮蔽体付ダクトのストリーミングについて	
	松本
6-9	ダクトストリーミングについて その2	
	OCTAVIANストリーミング実験解析.....	植木
6-10	広島原爆の中性子およびガンマ線の輸送計算.....	星
第7章	モンテカルロ法による原子炉雑音実験のシミュレーション	
	山本・桜井
第8章	機能拡充 MCNPとMVPの例.....	植木・長家
第9章	粒子輸送モンテカルロコードの高並列処理.....	樋口
	モンテカルロ法による用語集.....	植木
	重要文献集.....	長家・植木
	索引.....	山本・桜井



2.23 モンテカルロ法の遮蔽設計等への適用例

伊藤大一郎

三井造船株式会社原子力事業室設計部

E-mail:ito@mes.co.jp

(1) 序論

実際の施設等の臨界設計に関して、モンテカルロ法は既に幅広く適用されている。これに対して、モンテカルロ法の遮蔽分野への適用に関しては、遮蔽実験解析等には広く適用されているものの、実際の施設等の遮蔽設計への適用については、限定的であり、公開された適用例は非常に少ない。しかし、複雑な遮蔽構造の場合を中心として、以前から実際の遮蔽設計へモンテカルロ法は適用されており、今後は適用例が増加していくと考えられる。ここでは、キャスクを中心としてモンテカルロ法を遮蔽設計に適用した例を示す。

(2) 適用レベル

従来 of 遮蔽設計においては、1、2次元 S_n コード (ANISN、DOT3.5 等) 及び点減衰核積分コード (QAD 等) が幅広く用いられてきた。しかし、複雑な遮蔽構造の場合を中心に、以前からモンテカルロ法が遮蔽設計に適用されてきた。我々の適用例の一部を以下に示す。

- ・ 1977 年頃 : 原子力船「むつ」遮蔽改修設計
- ・ 1987 年頃 : CASTOR キャスクの遮蔽設計*
- ・ 1988 年 : 原研 NUCEF の円環貯槽室の遮蔽設計、出力計設置位置評価
- ・ 1995 年 : 鉄セルの遮蔽設計 (床、天井反射成分評価) *
- ・ 1996 年 : 使用済み燃料運搬船のスカイシャイン解析*

(* : 以下に詳細を示すケース)

ここに示すとおり、20年以上前からモンテカルロ法を遮蔽設計に適用してきた例はあり、最近の遮蔽設計の高精度化及び合理的な遮蔽設計の要求の高まりや計算機の高性能化等により、3次元形状を正確にモデル化でき、中性子の計算も可能なモンテ

カルロ法 (MORSE, MCNP 等) の遮蔽設計への適用が広がりつつある。但し、具体的な施設の遮蔽設計の内容については、許認可等で提出された資料以外が公開されることは少ないため、遮蔽設計へのモンテカルロ法の適用例について公開されている例はあまりない。

なお、このモンテカルロ法の遮蔽設計への適用のレベルは、大まかに以下の2種類に分類できると考えられる。

レベル1 (バックアップ用)

: 従来用いてきた設計手法及び結果の妥当性の確認や不規則形状部等の影響が十分小さいことを確認するためにモンテカルロ法を適用する場合

レベル2 (許認可用評価に適用)

: モンテカルロ法を適用して遮蔽設計を行い、その結果で許認可を受ける場合
以前は、ほとんどがレベル1での適用であったが、今後は許認可に適用される例が増加していくと考えられる。

(3) 具体的適用例

1) CASTOR キャスク

モンテカルロ法を従来手法のバックアップに適用した例として、CASTOR キャスクの例を示す。

本キャスクは、図 3-1 に示すとおり、棒状の中性子遮蔽材が胴体中に埋め込まれるユニークな遮蔽構造が特徴である。遮蔽設計には、許認可で実績のある2次元 Sn コード DOT3.5 コードを用いた。解析モデルは R-Z モデルを用いたが、ポリエチレン棒の部分をモデル化することはできない。このため、図 3-2 に示す断面に対して DOT3.5 コードの R- θ モデルを用いて、中性子遮蔽材の遮蔽効果を評価した。この場合の R- θ モデルでのメッシュ図を図 3-3 に示す。ここに示すとおり、R- θ モデルでもポリエチレン部や燃料部を忠実にモデル化することはできない。この DOT コードによる解析結果の妥当性を確認するため、モンテカルロコード MORSE を用いた解析を行った。MORSE コードでの解析では、図 3-2 に示す遮蔽構造を忠実にモデル化した。解析手法を表 3-1 にまとめて示す。なお、ここでは燃料部を忠実にモデル化した詳細モデルと共に、燃料部を均質化して1領域とした簡易モデルの解析も行った。

解析結果の比較の1例を表 3-2 に示す。これによれば、詳細モデル及び簡易モデル共、DOT3.5 コードと MORSE コードとの差は10%以内であり、本遮蔽構造に対する DOT3.5 コード/R- θ モデルの妥当性が確認できた。これにより、DOT3.5 コードを用いた遮蔽設計の妥当性を確認した。

2) 鉄セル

モンテカルロ法の評価結果を設計に反映した例として、ガンマ線源を取り扱う鉄セルの設計例を示す。

検討対象とした鉄セルの遮蔽構造の概要を図 3-4 に示す。線源はガンマ線のみであるため、基本的な遮蔽設計には、3次元形状を正確にモデル化でき、許認可実績等が豊富である点減衰核積分コード QAD を用いた。但し、図 3-4 に示すとおり、評価点に対しては線源からの直接線の他、床等を経由する反射線の影響も考えられる。このような反射成分は QAD コードでは評価できないため、床の補助遮蔽体(鉛)厚さをパラメータとし、モンテカルロコード MORSE を用いて床での線量当量率を評価した。解析手法を表 3-3 にまとめて示す。

解析結果の1例を表 3-4 に示す。これによれば、床の補助遮蔽体が厚くなるに従い、線量当量率は大幅に減少している。これは、床付近の線量当量率に対して、床の反射線の影響が大きいことを示している。この結果に基づいて、実際の施設にも補助遮蔽体を設置することとした。

3) 六栄丸のスカイシャイン評価

モンテカルロ法を許認可の遮蔽解析に適用した例として、使用済燃料輸送容器(キャスク)運搬船「六栄丸」のスカイシャイン評価の例を示す^{[1],[2]}。

「六栄丸」及び搭載するキャスクの概要を図 3-5 に示す。本船は我が国初の本格的な使用済燃料運搬船であり、ここに示すとおり、最大 20 基のキャスクを搭載可能である。本船の遮蔽設計における線源(キャスク)条件は以下に示すとおり非常に保守的な厳しい条件である。

(線源条件)

- ・ キャスク表面から 1 m で $100 \mu\text{Sv/h}$ (法令での制限値)
- ・ 線量当量率は中性子 100% 又はガンマ線 100% の両方の場合を考慮

- ・ 居住区での線量当量率限度は $1.8 \mu\text{Sv/h}$

なお、船員等の被曝量はできる限り低く抑える必要があると共に、船の性能等を維持するため遮蔽体重量をもできる限り小さくすることが遮蔽設計には要求される。このため、キャスクからの直接線の遮蔽設計には十分実績のある2次元 Sn コード DOT3.5 を用いたが、スカイシャインの遮蔽評価には、複雑な遮蔽体構造を正確にモデル化できるモンテカルロ法 MCNP4A を用いた。スカイシャイン解析の解析手法を表 3-5 にまとめて示す。

解析結果の1例を表 3-6 に示す。ここに示すとおり、直接線の寄与は、線源条件がガンマ線 100%の場合と中性子 100%の場合でほとんど差がない。これに対して、スカイシャイン線量当量率の寄与はガンマ線 100%の場合に比べて中性子 100%の場合の方が5から15倍大きく、直接線の寄与と同程度となる。しかし、合計の線量当量率は最大で $0.37 \mu\text{Sv/h}$ であり、基準値 $1.8 \mu\text{Sv/h}$ に比べて十分小さい。

(4) 結論

実際の施設等の遮蔽設計へモンテカルロ法を適用した例は、複雑な遮蔽構造を有するケース等に限定され、あまり多くない。しかし、計算機能力の急速な向上、MCNP コード等の使いやすい計算コードの普及及び合理的な遮蔽設計への要求の増大等に伴い、今後遮蔽設計へのモンテカルロ法の適用は増加すると考えられる。これにより、今後はより精度が高く、合理的な遮蔽設計が行われることが望まれる。

(参考文献)

- [1] : H.Akiyama, et.al., "Construction of an Exclusive Ship for Transport of Spent Nuclear Fuels - Technical Features", p.1665-1672, PATRAM'99 Proceedings(1999)
- [2] : M.Ono, et.al., "Shielding Designs and Tests of a New Exclusive Ship for Transporting Spent Nuclear Fuels", ICNC'99(1999) Proceedings (to be published)

表 3-1 CASTOR キヤスクの遮蔽解析手法

項目	条件
解析コード	MORSE-CG
ライブラリ	DLC-23
評価子	Ring detector
分散低減法	weight window source bias

表 3-2 CASTOR 線量当量率評価結果（表面から 1m）の比較

単位[mrem/h]

解析手法	詳細モデル*	簡易モデル*
MORSE (A)	20.7±1.3	24.5±1.3
DOT3.5 (B)	20.2	22.2
比 (B/A)	0.98	0.91

*：詳細モデルでは燃料部を忠実にモデル化。

簡易モデルは燃料部を 1 領域に均質化。

表 3-3 鉄セル遮蔽解析手法

項目	条件
解析コード	MORSE-CG
ライブラリ	DLC-23
評価子	Point detector
分散低減法	weight window

表 3-4 鉄セル線量当量率評価結果

単位[mrem/h]

評価位置	床補助遮蔽体厚	線量当量率[μ Sv/h]
床表面から 10cm	鉛：0 cm	$(5.51 \pm 0.39) \times 10^2$
	鉛：2 cm	$(3.07 \pm 0.32) \times 10^1$
	鉛：4 cm	$(9.66 \pm 1.20) \times 10^0$

表 3-5 「六栄丸」スカイシャイン評価の解析手法

項目	条件
解析コード	連続エネルギーモンテカルロコード MCNP-4A
ライブラリ	JENDL-3.2
評価子	Point tally
分散低減法	weight window source bias

表 3-6 「六栄丸」線量当量率評価結果

単位[$\mu\text{Sv/h}$]

評価位置	線源					
	ガンマ線：100%			中性子：100%		
	直接線	スカイシャイン	計	直接線	スカイシャイン	計
機関室中央	0.26	0.01	0.27	0.26	0.05	0.31
操舵室中央	0.14	0.01	0.15	0.16	0.15	0.31
機関室側部	0.20	0.01	0.21	0.23	0.13	0.36
船尾楼甲板側部	0.22	0.02	0.24	0.20	0.17	0.37

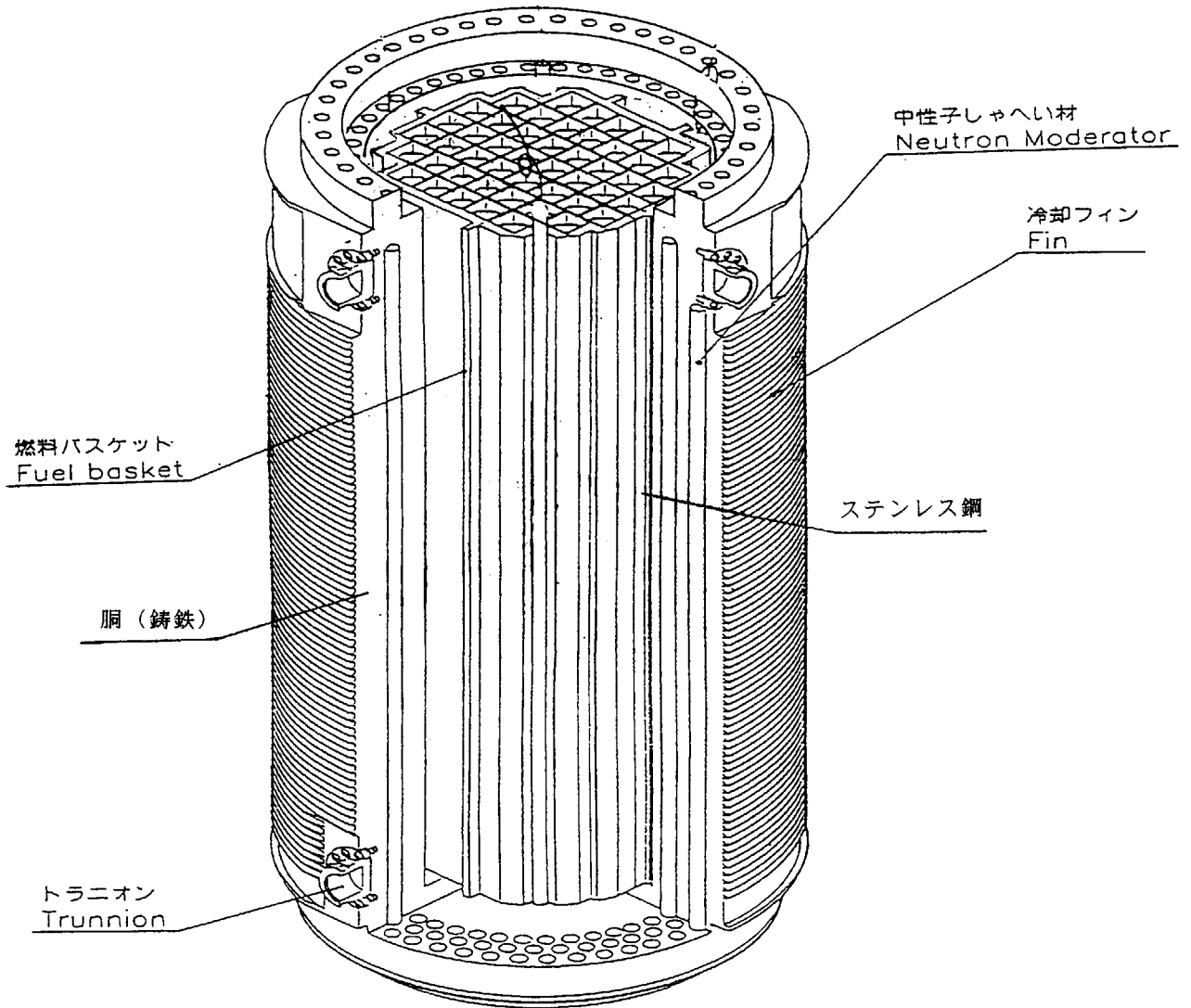


図 3 - 1 CASTOR キャスク鳥瞰図

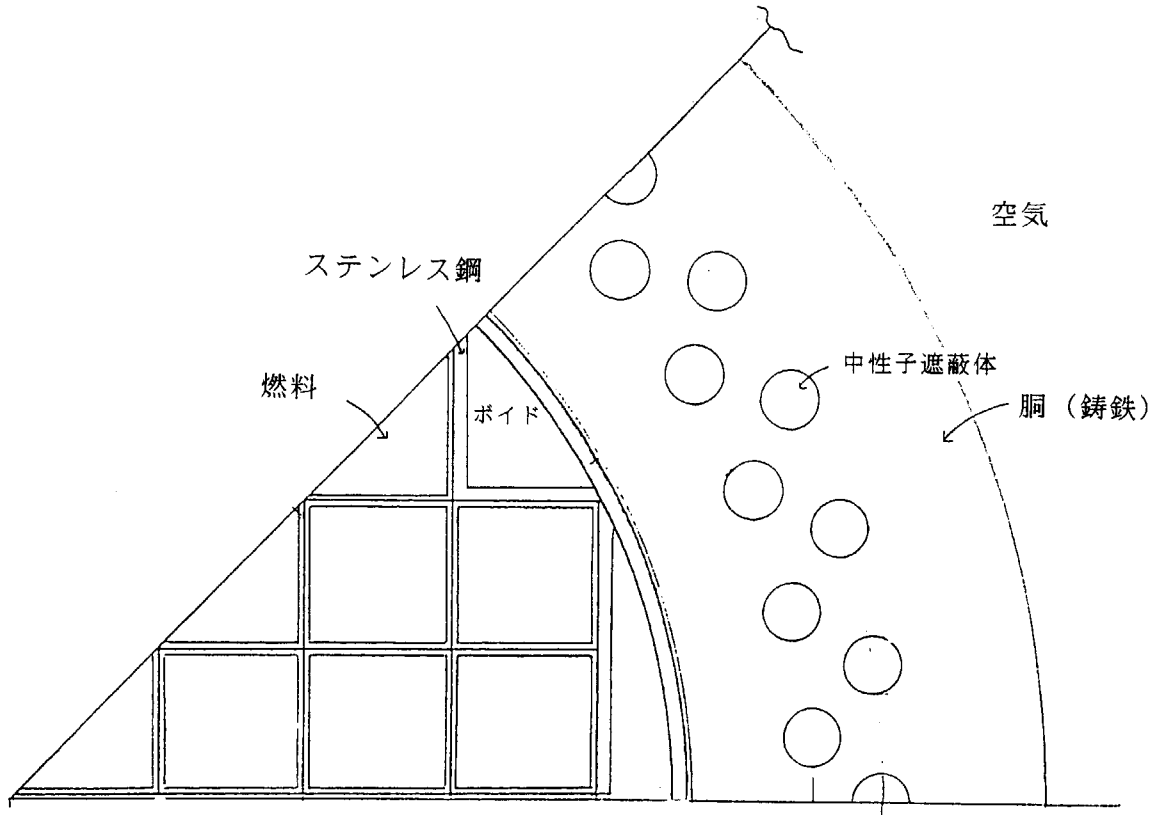


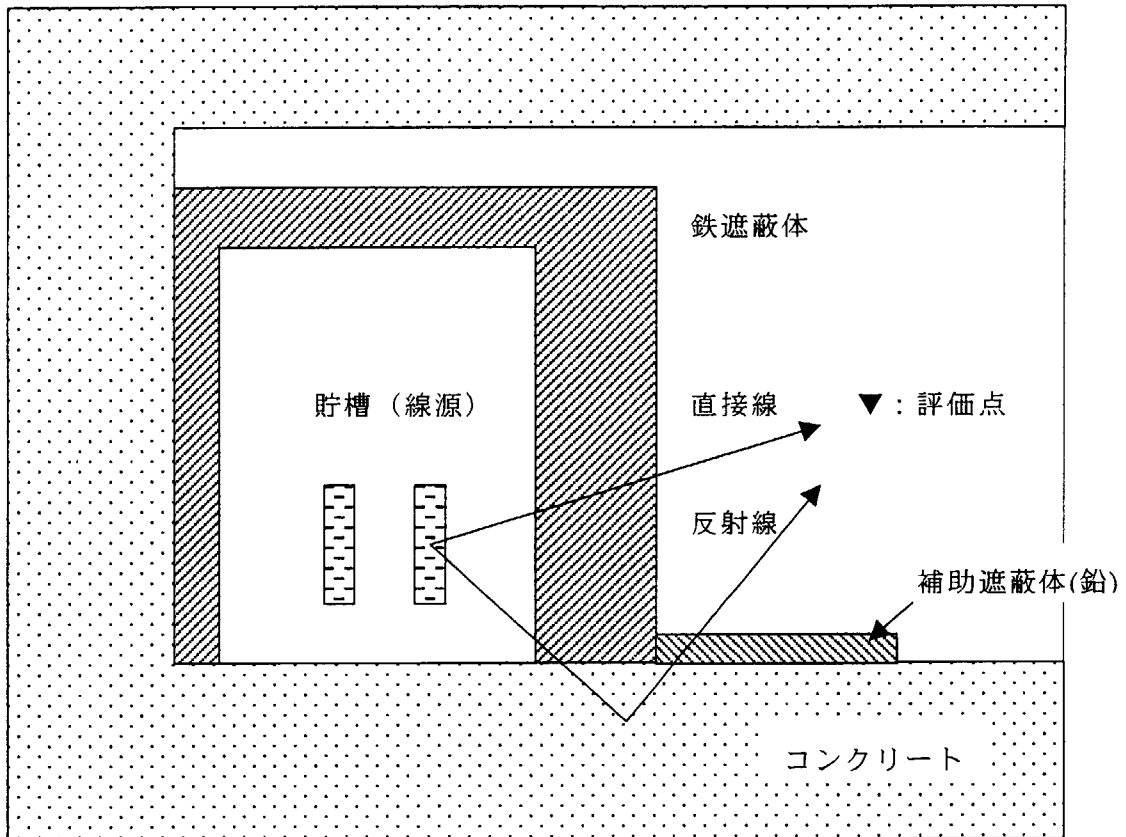
図 3-2 CASTOR キャスク解析モデル (Z 軸断面)

θ 方向

HATL NUMBER BY INTERVAL

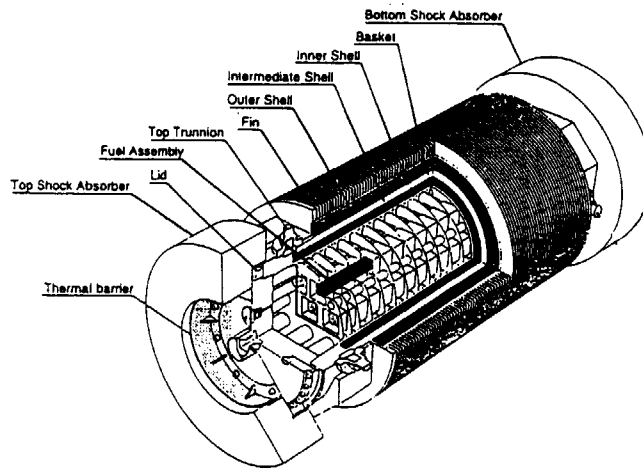


図 3-3 DOT3.5R-θ モデルメッシュ図 (CASTOR 断面)



注) 床の補助遮蔽体 (鉛) 厚をパラメータ

図 3-4 鉄セルの遮蔽設計モデル



NFT 型使用済燃料輸送容器

六栄丸の主な仕様

全長	約 100m
全幅	約 16.5m
載貨重量	約 3000 トン
貨物積載個数	使用済燃料輸送容器 最大 20 基

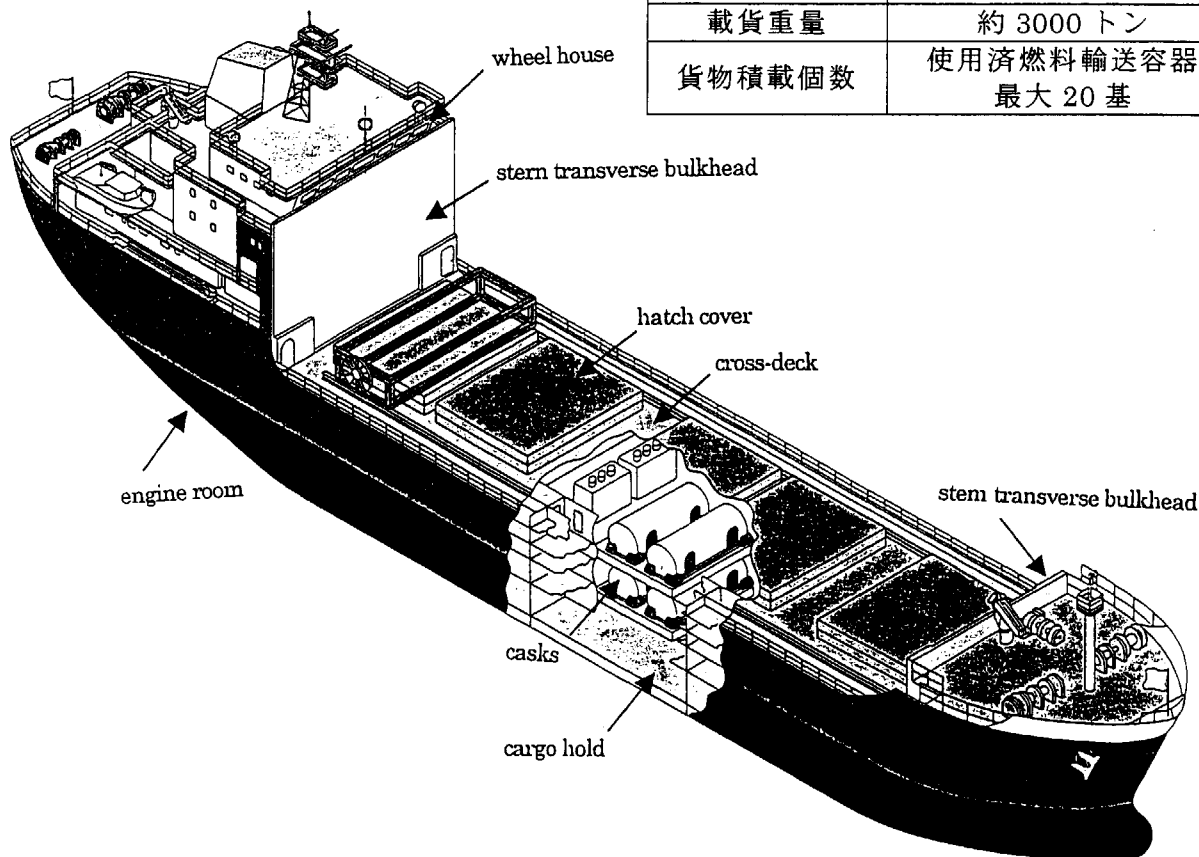


図 3-5 使用済燃料輸送容器及び使用済燃料運搬船

3. 結論

桜井 淳・野村 靖

日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部

sakurai@melody.tokai.jaeri.go.jp nomura@popsvr.tokai.jaeri.go.jp

内藤 淑孝

株式会社 ナイス

nais@reen.ocn.ne.jp

モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループでは、原子力研究分野に限定して、モンテカルロ法研究及びモンテカルロ計算の現状を調査してきた。モンテカルロ計算は、ベンチマーク実験解析をとおり、計算の確度と精度が評価されており、すでに十分に実用レベルに到達している。遮蔽計算の経験で得られた技術・ノウハウが他の分野の計算にも適用されており、モンテカルロ計算のレベルは確実に向上している。

今回の調査の中で興味深いのは、MCNP-4B で時間依存ウエイトウインドウの計算が可能になったことである。MCNP-4B には、空間依存及びエネルギー依存のウエイトウインドウ機能は備わっていたが、パルス中性子法のシミュレーションのような時間依存の計算体系に対するウエイトウインドウ機能はなかった。報告例にはその有効性が明確に示されている。なお MVP には時間依存ウエイトウインドウ機能が備わっている。

本報告書には含まれていないが、山本委員は MCNP-4B に臨界サーチ機能を追加している。臨界解析モンテカルロコード KENO にはそれが備わっているが、なぜか MCNP にはなかった。その機能があれば、臨界集合体での実験を行う場合、事前に計算で簡単に臨界条件を評価しておけるので、よりの確な実験操作ができるようになる。特に原研の軽水型臨界集合体 TCA での実験では有効である。

モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループが中心となり、日本原子力学会に「モンテカルロ法による粒子シミュレーション」研究専門委員会を設立し、活発に活動している。モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループでこれまで行ってきたような活動は、すべてその活動によってカバーされる。今後は、モンテカルロ法研究及びモンテカルロ計算に関わる調査研究及びそれに関わる事業活動は学会の専門委員会が行うようにする。そのため、モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループの活動は、その目的を達成したため、今年度をもって終了することとする。

謝辞

本報告書は、原研の原子力コード研究委員会原子力コード評価専門部会モンテカルロシミュレーション・ワーキンググループの活動をとおして得られた成果をまとめたものである。原子力コード研究委員会各委員には、様々なご支援、ご助力を頂いた。ここに記し、感謝の言葉といたします。

本報告書の編集は原子力コード評価専門部会の桜井 淳と山本俊弘が担当した。

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
 1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バ	bar
ガ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラ	rad
レ	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
 1 b = 100 fm² = 10⁻²⁸ m²
 1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
 1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
 1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
 1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
 1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
 1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATA の1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC 閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (=10⁵ P) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)

= 4.184 J (熱化学)

= 4.1855 J (15 °C)

= 4.1868 J (国際蒸気表)

仕事率 1 PS (仏馬力)

= 75 kgf·m/s

= 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

原子力研究におけるモンテカルロシミュレーション(Ⅱ) | 原子力コード評価専門部会平成11年度活動報告 |