

JAERI - M  
91-015

第6回「原子力におけるソフトウェア開発」  
研究会報告集

1991年2月

原子力コード研究委員会・炉物理研究委員会

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

JAERI-M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。  
入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費請求をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division  
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura,  
Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷株

第6回「原子力におけるソフトウェア開発」研究会報告集

日本原子力研究所東海研究所  
原子力コード研究委員会・炉物理研究委員会

(1991年1月29日受理)

本報告書は、平成2年10月31日と11月1日に、日本原子力研究所東海研究所において開催された第6回「原子力におけるソフトウェア開発」研究会での発表論文の内容を収録したものである。研究会は、原子力コード研究委員会と炉物理研究委員会の共催によって行われた。本研究会での発表論文は、(1)高エネルギー加速器のための放射線輸送コード、(2)次世代原子力システムの熱流動解析及び(3)高精度流動計算と計算機性能に関するものであった。

---

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4

プログラム・実行委員会：

炉物理研究委員会 一金子 義彦、田中 俊一、朝日 義郎、秋本 肇（以上原研）  
岡 芳明（東大）、山野 直樹（住友原子力）

原子力コード研究委員会 一佐野川好母、平野 雅司、樋口 健二（以上原研）  
松井 剛一（筑波大）、久保田 正（MAPI）、福富 茂樹（東芝）  
藤村統一郎（NEDAC）

Proceedings of the Sixth Seminar  
on Software Development in Nuclear Energy Research

Nuclear Code Committee  
and  
Committee on Reactor Physics

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

(Received January 29, 1991)

These proceedings are the compilations of papers presented to the Sixth Seminar on Software Development in Nuclear Energy Research held at Tokai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), on October 31 and November 1, 1990. The seminar was organized in cooperation with Japanese Committee on Reactor Physics (JCRP) and Japanese Nuclear Code Committee (JNCC). The topics of the seminar include the invited papers on the subjects: (1) Radiation transport code for high energy accelerators, (2) Thermal-hydraulic analyses for advanced nuclear systems, and (3) Computer performance required for advanced fluid flow simulation.

Keywords: Software, Nuclear Energy, Reactor Physics, Nuclear Code, Radiation Transport, High Energy Accelerator, Thermal-Hydraulic Analyses, Advanced Nuclear Systems, Computer Performance, Fluid Flow Simulation, Proceedings

# 目 次

1.	開会の辞 .....	1
	佐野川好母（原子力コード研究委員会委員長）	
2.	陽子加速器による TRU 消滅処理シミュレーションコード .....	3
	西田 雄彦他（日本原子力研究所）	
3.	大型ハドロン計画と遮蔽設計 .....	21
	上巣 義朋（東京大学原子核研究所）	
4.	高エネルギー電子・光子カスケード計算コード .....	37
	平山 英夫（高エネルギー物理学研究所）	
5.	素粒子実験用検出器開発のための放射線輸送コード .....	53
	浅井 慎（広島工業大学）	
6.	Activities of the Radiation Shielding Information Center and a Report on Codes/Data for High Energy Radiation Transport .....	63
	Robert W. Roussin (Oak Ridge National Laboratory)	
7.	核融合装置と必要なプログラム開発 .....	83
	西尾 敏（日本原子力研究所）	
8.	Passive Safety 廉の特質と必要なソフトウェア開発 .....	101
	長坂 秀雄他（東芝）	
9.	再処理システムにおける熱流動解析 .....	123
	西尾 軍治（日本原子力研究所）	
10.	加速器炉の液体金属ターゲットの熱工学的問題 .....	143
	戸田 三郎（東北大学）	
11.	航空機空力設計推進の為の計算機性能 .....	157
	三好 甫（航空技術研究所）	
12.	閉会の辞 .....	183
	金子 義彦（炉物理研究委員会委員長）	
	付録 研究会出席者名簿 .....	185

## Contents

1. Opening Address .....	1
K. Sanokawa (Chairman of Japanese Nuclear Code Committee)	
2. Simulation Code for a Hybrid System of an Intense Proton Linac and TRU Fuelled Subcritical Core .....	3
T. Nishida, et al. (JAERI)	
3. Japanese Hadron Project and its Shielding Design .....	21
Y. Uwamino (INS, University of Tokyo)	
4. Calculation of High Energy Electron-Photon Cascade .....	37
H. Hirayama (KEK, National Laboratory for High Energy Physics)	
5. Hadronic Shower Codes for the Designing of Detectors for the High Energy Physics Experiments .....	53
M. Asai (Hiroshima Institute of Technology)	
6. Activities of the Radiation Shielding Information Center and a Report on Codes/Data for High Energy Radiation Transport .....	63
R.W. Roussin (Oak Ridge National Laboratory)	
7. Required Computer Programs for Fusion Device .....	83
S. Nishio (JAERI)	
8. Characteristic Features of Passive Safety Reactor and the Development of Safety Analysis Codes .....	101
H. Nagasaka, et al. (Toshiba Corporation)	
9. Thermo-fluid Analysis for Nuclear Fuel Reprocessing Plant ....	123
G. Nishio (JAERI)	
10. Thermal-hydraulic Problems in a Liquid Metal Target of Nuclear Spallation Reactor .....	143
S. Toda (Tohoku University)	
11. Computer Requirements for Future Development of Aircraft Aerodynamics Design .....	157
H. Miyoshi (National Aerodynamics Laboratory)	
12. Closing Address .....	183
Y. Kaneko (Chairman of Japanese Committee on Reactor Physics)	
Appendix List of Participants .....	185

## 1. 開会の辞

佐野川 好母（原子力コード研究委員会委員長）

原子力コード研究委員会と炉物理研究委員会が協力して開催する「原子力におけるソフトウェア開発」研究会は、今年で第6回目を迎えることになりました。今回も多数の方のご参加を頂き、この研究会も関係者の努力によって、皆様方のご意見も取り入れながら、だんだんと定着してきたことは大変喜ばしいことだと思います。

コンピュータは、ある仮定のもとに行われる理想化された実験装置であり、どんな優れた実験装置でも実現できない現象を調べることができる反面、そのソフトウェアに使用されている計算モデルなどの限界のために、実際の現象とは隔たりがあり、そのギャップを埋めることができないこともあるということを、特に工学の分野では十分に認識する必要があるように思います。とはいいうものの、近年のコンピュータの発展、その根底をなすソフトウェアの発展が、研究や技術開発にどれほど大きな役割を果たしてきたか、改めて申し上げるまでもありません。

この研究会では、毎回その時にふさわしいテーマを取り上げて参りました。今回取り上げたテーマは、

- ① 高エネルギー加速器のための放射線輸送コード
- ② 次世代原子力システムの熱流動解析
- ③ 高精度流動計算と計算機性能

であります。

反対のムードが大きい原子力も、最近の深刻な環境問題の解決策として、多少見直されているとは言うものの、放射性廃棄物が出ることは避けられないわけですが、それを補うための消滅処理、また核燃料の有効利用のための再処理が非常に重要な研究課題であることは言うまでもありません。

今回は、消滅処理システムの検討のための「陽子加速器によるTRU消滅処理シミュレーションコード」の概要の紹介、また「再処理システムにおける熱流動解析」の紹介が予定されています。

また、スリーマイルアイランドや Chernobyl の事故以来、特に受動的安全炉に対する関心が高まっており、その検討にはこれまでと違った新しいコードの開発が必要となります。が、「Passive Safety 炉の特質と必要なソフトウェア」の研究発表もあります。

核融合の分野では、「核融合装置と必要なプログラム開発」で核融合実験装置の制御及び測定データ処理のソフトウェアが紹介されます。

原子力の利用については、今後はもっと広範な分野に目を向ける必要があり、今回の研究

会のテーマ設定もそのような考えに基づいていますが、  
「大型ハイドロン計画の遮蔽設計計算」  
「高エネルギー電子・光子カスケード計算」  
「素粒子実験用検出器開発のための放射線輸送計算」  
「加速器炉の液体金属ターゲットの熱工学的問題」  
などは、 そうした意味での今後の研究の方向を示していると言えましょう。

また、 原子力ではありませんが、 航空機設計の分野における計算手法は他の分野にも大きな影響を及ぼしてきましたが、 その意味で「航空機空力設計推進のための計算機性能」の紹介は、 今後の高速コンピュータの方向を示唆するものとして注目に値しましょう。

このように、 今回の研究発表もいずれもソフトウェアの重要性を示しているものばかりである  
ように思いますので、 活発な意見の交換を期待したいと思います。

なお、 今回も（財）原子力データセンターのご好意により、 米国オークリッジ国立研究所遮蔽  
情報センターのロバート・ルージン氏を本研究会にお招きすることができました。講演のテーマ  
は、「高エネルギー放射線輸送コード及びデータ開発の現状と展望」です。米国におけるこの分  
野の活動状況を知る上で貴重なものだと思います。最後に、 2日間にわたるこの研究会が充実し  
た実り多いものであることを祈りまして、 私のご挨拶といたします。

## 2. 陽子加速器による TRU 消滅処理 シミュレーションコード

西田 雄彦, 高田 弘, 中原 康明, 神野 郁夫  
 筒井 恒夫, 滝塚 貴和, 赤堀 光雄, 水本 元治  
 金子 義彦 (日本原子力研究所)

### (要旨)

現在, O M E G A計画の一環として検討が進められている陽子加速器利用のTRU消滅処理システムは, 消滅効率やエネルギーバランス、加速器開発期間などの考慮から、大強度陽子リニアック(1.5 GeV, ~10 mA)とTRU燃料の未臨界炉心のハイブリッド型である。このため、消滅処理システムの概念検討や設計研究を行うには、数十MeV~数GeVの高エネルギー領域を扱う核破碎・核子輸送過程シミュレーションコードとこれに接続する数十MeV以下の中性子輸送過程計算コードの2種類が必要である。前者には、NMTC/JAERI-NMTAやHETC, NUCLEUS、後者には、MORSE-DDがあり、いずれもモンテカルロコードである。また、NMTC/JAERIとSnコードTWOTRAN-IIを結合し、全エネルギー領域の反応を1ジョブで計算できるACCELコードシステムも整備されている。一方、高エネルギー陽子ビーム照射下の消滅処理システムターゲット中における核種の核破碎消滅及び生成、崩壊の累積過程を計算するため、SPCHAINコードが開発されている。炉心部でのTRU消滅処理計算は、高速専焼炉の燃焼計算のために改良されたORIGEN2が使用される。この研究会では、これらのコード群のうち原研で開発・整備してきたコードの概要や、原研で検討された加速器消滅処理システム概念について紹介する。

### (Abstract)

At present the conceptual design study for a hybrid system of an intense proton linac (1.5 GeV, ~10 mA) and TRU fuelled subcritical core are being performed as an accelerator-driven transmutation system in OMEGA project, taking into accounts (a) transmutation efficiency, (b) energy balance and (c) time span required for the accelerator development. Therefore two types of computer codes are used for the design study of transmutation system : (1) Monte Carlo simulation codes for calculating the spallation reaction and particle transport in the high energy region of ~15 MeV to ~1.5 GeV such as NMTC/JAERI-NMTA, HETC and NUCLEUS, (2) neutron transport code for the energy range below 15 MeV such as MORSE-DD. We can also use the ACCEL code system calculating the particle behavior in the whole energy range as one computing job by combining NMTC/JAERI with the Sn transport code TWOTRAN-II. On the other hand the SPCHAIN code has been developed for the time evolution calculation of transmuted products in the spallation energy range and the ORIGEN-2 code upgraded for the burnup calculation in the burner reactor is used for the transmutation of

TRU in the core. At this meeting the content of codes, which were prepared and developed at JAERI, and remarkable issues about the conceptual study of accelerator transmutation at JAERI are briefly described.

(Keywords) OMEGA, TRU, spallation, transmutation, proton, neutron, subcritical core, target, proton accelerator, high energy fission, fast fission, neutron transport, Monte Carlo method

## 1. はじめに

原子力エネルギーは、既に1次エネルギー供給の10%（総発電量に対しては26%）を占めており、現在の生活水準や経済力を維持・発展させていくには、欠くべからざるエネルギー源と考えられる。また、社会一般に受け入れらえるエネルギー源の条件として、安全性の高いことや、環境に悪影響を与えないことが要求されることも当然である。原子力発電の場合、火力発電のように炭酸ガスを出さないので、地球温暖化や酸性雨などの影響はないが、使用済み燃料から分離される放射性廃棄物の処理処分の問題があり、また僅かな確率ではあるが、 Chernobylのように原子炉事故の可能性もある。現在、先端技術を駆使して原子炉自体の安全性を高める研究や放射性廃棄物を安全かつ効率的に処理する技術の開発研究が鋭意進められているが、ここでは、後者に関して我々の行っている研究について紹介する。

周知のように、軽水発電炉の使用済み燃料の再処理過程からは、燃え残りのウランや生成されたプルトニウムの他に、高レベル放射性廃棄物（HLW）が排出される。原子力発電を推進している各国では、HLWの有望な処理処分法として、安定なガラス固化体にして地下数百メートルの安定な地層内に隔離する地層処分技術の開発をすすめている。HLWには<sup>237</sup>Npや<sup>241</sup>Amのように超長寿命（半減期が数百年～数百万年）の超ウラン核種（TRU）が含まれるため要隔離期間は千年以上となるが、このTRUを適当な核反応によって500年以下の短寿命核種に効率よく変換すれば、施設や経済の面での負担を大幅に減らすことができる。このように核反応を用いてHLWを処理処分する技術が消滅処理で、核廃棄物処理の一層の安全性を確立すると共に、将来の有望な選択肢を与える。

国もこの問題に積極的に取り組む方針であり、1988年には、原子力委員会放射性廃棄物対策専門部会では、「核種分離・消滅処理技術開発長期計画」いわゆる「OMEGA( Option Making Extra Gains from Actinides and fission products)計画」を推進することを決定した。欧米では、消滅処理に関する研究は停滞しているが、加速器やレーザなど近年の先端技術の成果をとりいれて群分離・消滅処理の研究を活性化するため、わが国を中心としてOECD/NEAに働き掛け関連する技術情報交換の国際協定を発足させた。原研では、これらの状況に対応して従来より行ってきた基礎研究を発展させる形で、

(1) 高レベル廃液の群分離研究（再処理過程の研究を含む）

(2) TRUの消滅処理

\* 原子炉（高速専焼炉、軽水発電炉）による消滅処理

\* 陽子加速器による消滅処理

(3) TRUに関する基礎研究(化学, 燃料・材料, 伝熱流動)  
を中心に研究開発を推進している。このうち我々は、(2)に関して以下の研究を進めている。

## (a) TRU消滅処理システムの設計研究

高エネルギー核破碎反応過程の解析及びTRU消滅処理ターゲット炉の概念検討

## (b) 高エネルギー核破碎積分実験

500 MeV陽子ビーム(高エネルギー研施設)による鉛体系の照射実験

## (c) 消滅処理工学試験用陽子加速器(1.5 GeV, 10 mA)の開発

加速器システム解析及び要素技術開発,

技術開発用陽子加速器(10~20 MeV, 10 mA)の開発・建設

ここでは、これらの消滅処理システムの概念検討や核破碎実験結果の解析を効率的に行うために進めている加速器・TRU消滅処理計算コードシステムの開発・整備状況と検討結果の一部を報告する。

## 2. 高エネルギー核破碎反応過程の概要

この方法の特徴的なことは、数GeV~数十MeVの高エネルギー領域での核反応過程を原子力工学装置に持ち込むことであり、その解析も通常の中性子輸送計算コードだけでは取り扱えない。そのため、まず高エネルギー陽子の入射によりTRUなど重い原子核で構成されるターゲット中で起る核反応の概略について説明する。Fig. 1に示すように、数GeVの高エネルギー陽子ビームをターゲットに入射させると、電離損失を伴う減速過程を経て原子核に衝突し、核内カスケード及び高速の二次粒子による核外カスケードを起こし、最終的には、核破碎生成物や高エネルギー核分裂生成物をつくる。この過程で陽子、重陽子、トリチウムやヘリウムなど多くの軽粒子が放出されるがその大部分は中性子である。<sup>1)</sup> この核破碎中性子は、核分裂で発生する中性子と似たエネルギー分布をもっており、ほとんどが中性子輸送計算で扱える領域に減速される。次章で述べる核破碎コードの計算結果によれば、使用済み核燃料中に生成されるTRUの主成分である<sup>237</sup>Npのターゲットを陽子ビームで照射すると、その核破碎数は、入射エネルギーと共に増大し、1.5 GeVの陽子1個当たり約5個の<sup>237</sup>Np核が壊される(Fig. 2)。また、2 GeVの陽子と<sup>237</sup>Np核や<sup>241</sup>Am核の反応でつくられる核破碎生成物を半減期区分毎に分類したのがFig. 3で、放射性廃棄物として処理上問題となるのは7と8の区分(1年以上)であるが、この分類に生成される核種はトリチウム以外は僅かである。<sup>2)</sup>一方、Fig. 4に核破碎時に発生する中性子数の入射エネルギー変化を鉛より重い5つの金属ターゲットに対して示してあるが、<sup>237</sup>Npでは1.5 GeVで1陽子当たり40個以上の中性子が得られる。<sup>3)</sup>

## 3. 解析および設計コードシステム

加速器利用TRU消滅処理システムの概念検討や設計研究を行うには、数十MeV~数GeVの高エネルギー領域を扱う核破碎・核子輸送過程シミュレーションコードとこれに接続する数十MeV以下の中性子輸送過程計算コードの2種類が必要である。

## (1) 核破碎反応過程の解析コード(15 MeV ~ 3 GeV)

- ・ NMTC/JAERI : 高エネルギー核破碎反応および核子・中間子輸送過程をシミュレートするモンテカルロコードである。
- ・ NMTA/JAERI : NMTC/JAERI用のモンテカルロイベントデータ統計処理コードで、JAERI版では、ターゲット内発熱計算ルーチンが追加されている。
- ・ NUCLEUS : 1原子核当たりの高エネルギー核反応を解析するためにNMTC/JAERIをベースにして原研で開発したコードである。
- ・ NMTAGRP : 膨大な出力データを迅速に処理するためにNMTA専用に作成されたグラフィックルーチン群である。

### (2) 消滅処理システム設計用コード(3 GeV 以下)

ターゲットシステム中の全エネルギー領域核反応過程を計算するためにNMTC/JAERIに、通常の中性子輸送計算コードが接続された。15 MeV以下のエネルギー領域のTRU燃焼計算にはORIGEN2を用いる。

- ・ NMTC/JAERI - MORSE/DD (3次元モンテカルロ中性子輸送コード)
- ・ NMTC/JAERI - TWOTRAN-II (2次元Sn中性子輸送コード) (ACCEL)
- ・ ORIGEN2 (TRU専焼炉用燃焼計算コード)

### (3) 開発中のコード

高エネルギー陽子ビーム照射下の消滅処理ターゲットシステム中における核種の核破碎消滅及び生成、崩壊の累積過程計算や領域毎の消滅量を検討するため、次のコードを開発している。

- ・ SPCHAIN\* (TRU核破碎ターゲット用燃焼計算コード)
- ・ SPACE\* (超多群輸送計算による領域別の核種生成量、発熱量及び放射化量)

これらのコードの相互関係を、Fig. 5に、ACCELの概略をFig. 6にそれぞれ示す。

この他に加速器システム設計用の計算機プログラムとして

- ・ PARMTEQ : 高周波4重極型リニアック(RFQ)のビーム軌道計算
- ・ PARMILA : ドリフトチューブ型リニアック(DTL)のビーム軌道計算
- ・ SUPERFISH : 加速空洞中の電磁場計算

等があるが、これらは、米国ロスアラ莫斯研究所から提供されたもので、目下整備中である。

## 3. 1 核破碎反応過程解析コード

### < NMTC/JAERI >

このコードは、コードシステムの中心的役割を果たしているが、すでに何度か報告しているので、ここでは、原研版の主な改良点を中心に特徴を述べるにとどめる。詳しい内容については文献<sup>4)</sup>を参照されたい。NMTCの原型版の作成はオークリッジ研究所で、ブルックヘブン研究所版を経て原研が入手した。ほとんど同じ内容のコードにHETCがあり、特にヨーロッパで使われている。入射粒子(陽子、中性子)のエネルギーの範囲は15 MeVから3GeVで核内カスケードは2体衝突近似と粒子蒸発反応の2ステップモデルで計算されていたが、原研

版では 統計モデルに基いて高エネルギー核分裂反応寄与分計算を追加し、独立の反応イベントとしてカウント出来るように改良した。扱う標的核の質量数の範囲も、[ A=1; 8 < A < 239 ]から[ A=1; 6 < A < 250 ]へ拡張されている。数十 MeV 以下で重要といわれる前平衡過程粒子放出や、軽原子核を放出するフラグメンテーション反応については理論的検討を進めているが、まだコード化に至っていない。

#### < N M T A / J A E R I >

N M T C のモンテカルロデータを統計処理して物理量を求めるサブルーチン群である。従来、N M T C コードからのデータ転送は、すべてのヒストリーイベントを書き込んだファイルを通して行われるため、計算時間や計算機メモリーの制約を受けやすく モンテカルロ計算の精度に限界があった。この問題を解決するため、Fig. 7 のように、テンポラリーな統計データファイルを設けて積算していく継続ランのオプションを追加した。新たな統計処理プログラムとして高エネルギー粒子によって照射されたターゲット中の発熱量や発熱密度の空間分布を計算する H E A T D P の開発した。<sup>5)</sup> これは、イオン損失による発熱分布や高エネルギー核分裂による発熱分布などを成分ごとに計算ができる。そのほか、ターゲット系を構成する材料の照射損傷を詳細に評価するために、境界通過法によって高エネルギー粒子束分布を計算する B C E S T や高エネルギー核反応生成物分布を求める R N D を2次元計算用に拡張した。

#### < N U C L E U S ><sup>6)</sup>

核破碎反応理論のチェックや計算モデルの評価や、薄膜核破碎実験の解析を効率的に行うために、高エネルギー陽子と1原子核との反応を計算するコードを開発した。即ち、N M T C / J A E R I の核外カスケード計算部分の削除し、統計処理ルーチンの機能を内蔵させた。出力データは反応生成物の収量や各放出粒子の量である。また、新たな改良として次の2点が挙げられる。

- (1) 反応生成核種のカウント範囲の拡張して T R U 核破碎反応の生成物の数え落としを除いた。
- (2) 核反応の質量欠損計算のために組み込まれている質量公式ルーチンのオプションとして、宇野&山田の式を追加した。これにより、特に高エネルギー核分裂の中性子超過核の生成量に著しい改善が見られた。<sup>7)</sup>

#### < S P C H A I N >

原子炉燃焼計算コード D C H A I N 2<sup>8)</sup>をベースにして、高エネルギー陽子照射下の T R U 及び S P の消滅・生成・崩壊過程を計算するコード S P C H A I N を開発中である。この中で核破碎生成率は N U C L E U S で、 $\beta$ 崩壊核種の未知半減期は大域理論コードでそれぞれ計算している。このコードにより核破碎による消滅処理効果の計算やターゲット照射履歴解析が可能である。

### 3. 2 加速器消滅処理システム概念検討

消滅処理システム設計コード N M T C / J A E R I - M O R S E - D D<sup>9)</sup>をもちいて行った大強度陽子加速器駆動型 T R U ターゲット炉消滅処理システム概念検討の結果について述べる。システムの燃焼計算には、O R I G E N 2 コードを用いた。ここで、加速器消滅処理シ

システムの概念形成の基準として、

- (1) 消滅能力は、年間約260 kg, 即ち1 GWeのPWRの排出量に換算すると約10基のTRUが消滅処理できる、
  - (2) エネルギー収支では少なくとも加速器所用電力以上の発電能力をもつ、
  - (3) 加速器を含めたシステム全体の開発期間は約20年を目途とする、
- を採用した。

既に述べたように、高エネルギー陽子をTRUターゲットに衝突させると核破碎反応をおこすとともに40個以上の中性子を放出する。この核破碎反応でも、TRUの短寿命化できることも示したが、概算によると1.5 GeV, 300 mA級の陽子加速器を用いても最大PWR約4基分しか処理出来ない。また、この規模の陽子加速器の実現にはかなり開発期間と技術革新を要すると思われる。熱出力も少ないので、エネルギーバランスも良好とはいえない。このため、多量に発生する核破碎中性子をTRU燃料で構成される未臨界炉に投入し、高速核分裂反応を主体としてTRUを処理する方式の方が、当面実現性が高いと思われる。

このような観点から現在は、核破碎中性子をTRU合金燃料で構成される未臨界高速炉心に投入し、消滅処理量の増大とエネルギーバランスの向上が期待できる加速器・高速炉心ハイブリッド型消滅処理プラント概念(Fig. 8及びTable 1)の検討を進めた。<sup>10), 11)</sup>  
<sup>1), 12)</sup> Fig. 9はステンレススチールの反射体で包まれた未臨界ターゲット炉部分のモデルをしめしており、ナトリウムまたは鉛一ビスマスで冷却される。炉心部分は、ピンバンドル型TRU合金燃料で充たされており、その組成と形状はFig. 10に示してある。1.5 GeVの陽子ビームは左手前からタンクステンターゲットに入射して核破碎中性子を発生して炉心部を駆動する。無論ターゲット部分にTRUを使用した方が中性子発生効率もよく処理量もある程度稼げるが、Fig. 11の上図に示したようにターゲット周辺に出力ピーニングが起り、全体としては消滅効率が低くなる。これを避けるためにターゲット部分をタンクステンで置き換えると出力密度分布が平坦化し(Fig. 11下図)消滅効率が改善される。この消滅処理プラントの特性の解析結果はTable 2にまとめてあるが、ナトリウム冷却の場合実効増倍係数0.92、ビーム電流約23 mAで1 GWeのPWR 7.6基分のTRU処理が可能である。鉛一ビスマスの場合は同じく5.3基分が処理可能だが実効増倍係数は0.86、ビーム電流は7.5 mAでよい。いずれの場合も加速器所要電力の3倍以上の電力が生産できる。Fig. 12にはこのターゲット炉でのTRU燃料の燃焼計算の結果を示しているが、<sup>237</sup>Npは1000日でほぼ半減するが、反面<sup>238</sup>Puが蓄積していく。

なお、このTRU消滅処理システムは陽子ビーム制御の未臨界体系でよいことから、安全性や設計上で有利な点が多い。即ち

- (1) 反応度制御のための制御・安全棒が不要で、システムが簡素化される。
- (2) 原子炉と同程度の出力密度が要求されるが、反応度係数に対する制限が厳しくないので、設計上の自由度が大きい。
- (3) 出力停止は加速器のビームを遮断すればよく、安全設計上の負担が少ない。
- (4) 燃料組成の微調整が不要なのでTRUの短期リサイクルを少なくできる。
- (5) 高エネルギーハドロンビームの利用など波及効果が期待できる。

#### 4. まとめと今後の計画

以上述べてきたように、加速器消滅処理解析コードシステムに関する研究開発状況は次のようにまとめられる。

- (1) 核破碎反応及び粒子輸送計算コードシステムの開発・整備として、N M T C / J A E R I - N M T A / J A E R I コードの計算モデルの改良や組み込みデータの更新を行って予測精度を向上させた。さらに、原子核当りの核破碎計算コード N U C L E U S 及び核破碎生成物燃焼計算コード S P C H A I N を開発した。
- (2) 上記の計算コードによって、中高エネルギー領域における核反応の消滅処理に関する基礎データ（陽子当りのTRU核破碎数、核破碎生成中性子数等）を算出した。核破碎反応によるTRUの消滅効果では、100年以上の半減期をもつ核種の生成は微量であるとの結果を得た。
- (3) 核破碎計算コードと中性子輸送計算コードを結合したシステム N M T C / J A E R I - M O R S E - D D により、陽子加速器駆動型TRU消滅処理システムの概念検討を行った。TRU金属燃料未臨界炉心型消滅処理システム（タンクステンターゲット付き）の概念検討の結果、1.5GeV、20mA規模の陽子加速器とのハイブリッド方式で1GWeの軽水型発電炉約8基分のTRUが処理ができると共に、加速器運転用電力に加えて余剰電力も得られることが分った。一方、1.5GeV、300mA規模の陽子加速器ビームの核破碎反応のみによるTRU消滅処理の概算では、同じく最大4基分の処理が可能と考えられる。

また、TRU消滅処理システム解析検討に関する今後の予定としては、以下の項目が挙げられる。

- (a) 核破碎反応計算コードの高度化 及び消滅処理システム設計用コードシステムの開発・整備を進める。高エネルギー領域核データの整備として、核子-核子、核子-原子核データの再評価、核破碎実験の測定値による検討を行う。
- (b) 加速器駆動型消滅処理システムの概念の研究としては、TRU金属燃料消滅処理システム概念の工学的成立性を検討すると共にTRU融体燃料ターゲット炉の場合の概念を合わせて検討し、TRU消滅処理システム概念の確立を図る。
- (c) 陽子ビーム照射ターゲットの窓材や加速器構成材の高エネルギー粒子による照射損傷や発熱分布の解析を行う。

#### 参考文献

- (1) 中性子ターゲットシステム研究専門委員会，“スパレーション中性子工学”、日本原子力学会(1984)
- (2) Nishida, T. et al. : “Analysis of produced nuclei and emitted neutrons in nuclear spallation reactions.” Kerntechnik, 50, 193 (1987).
- (3) Nishida, T. et al. : “Research of TRU Transmutation System with Proton Accelerator”, Proc. Seminar on Nuclear Data (1989)(Tokai).

- (4) 中原 康明, 筒井 恒夫 : "高エネルギー核反応および核子・中間子輸送シミュレーションコードシステム 'N M T C / J A E R I ' , JAERI-M 82-198, (1982).
- (5) 西田 雄彦、中原 康明 : "高エネルギー荷電粒子入射による標的物質内の発熱計算", JAERI-M 84-154, (1984).
- (6) 西田 雄彦、中原 康明, 筒井 恒夫 : "原子核スポレーション反応シミュレーションコード開発と1次スポレーション生成物の計算", JAERI-M 86-116, (1986).
- (7) Nishida, T. : "Mass formula dependence of calculated spallation reaction product distributions," Kerntechnik, 55, No. 3, 147 (1990).
- (8) Tasaka K. : "DCHAIN2 : A COMPUTER CODE FOR CALCULATION OF TRANSMUTATION OF NUCLIDES," JAERI-M 8727, (1980).
- (9) Nakagawa, M. et al.: "MORSE-DD A Monte Carlo Code Using Multi-Group Double Differential Form Cross Sections," JAERI-M 84-126, (1984).
- (10) Takizuka, T. et al. : "A Study on Incineration Target System," Proc. ICENES (1989) (Karlsruhe).
- (11) Takada, T. et al. : "A CONCEPTUAL STUDY OF ACTINIDE TRANSMUTATION SYSTEM WITH PROTON ACCELERATOR <1> TARGET NEUTRONIC CALCULATION", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research - Evolution by Accelerator-, (1990) (Mito).
- (12) Takizuka, T. et al. : "A CONCEPTUAL STUDY OF ACTINIDE TRANSMUTATION SYSTEM WITH PROTON ACCELERATOR <2> TARGET THERMAL HYDRAULICS", Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nuclear Energy Research- Evolution by Accelerator -, (1990) (Mito).

Table 1 Design parameters

Coolant	Na / Pb-Bi	
Proton energy	1.5	GeV
Core : length	260	cm
height	100	cm
width	100	cm
Target length (tungsten)	60	cm
height	100	cm
width	10	cm
Reflector : stainless steel		
thickness	20	cm
Fuel : composition	Np-15Pu-30Zr AmCm-35Pu-10Y	
bond	Na	
cladding	HT-9 steel	
slug dia.	4	mm
clad. dia.	5.22	mm
clad. thickness	0.3	mm
pin length	100	cm

Table 2 Performance of the system

Coolant	Na	Pb-Bi
Effective multipli. factor	0.92	0.86
TRU inventory (kg)	2866	2013
Beam current (mA)	22.6	7.5
TRU transmutation (kg/year)	202	139
1 GWe LWR unit	7.6	5.3
Electric power gener. (MWe)	230	75
Accelerator elec. power (MWe)	6.8	2.3

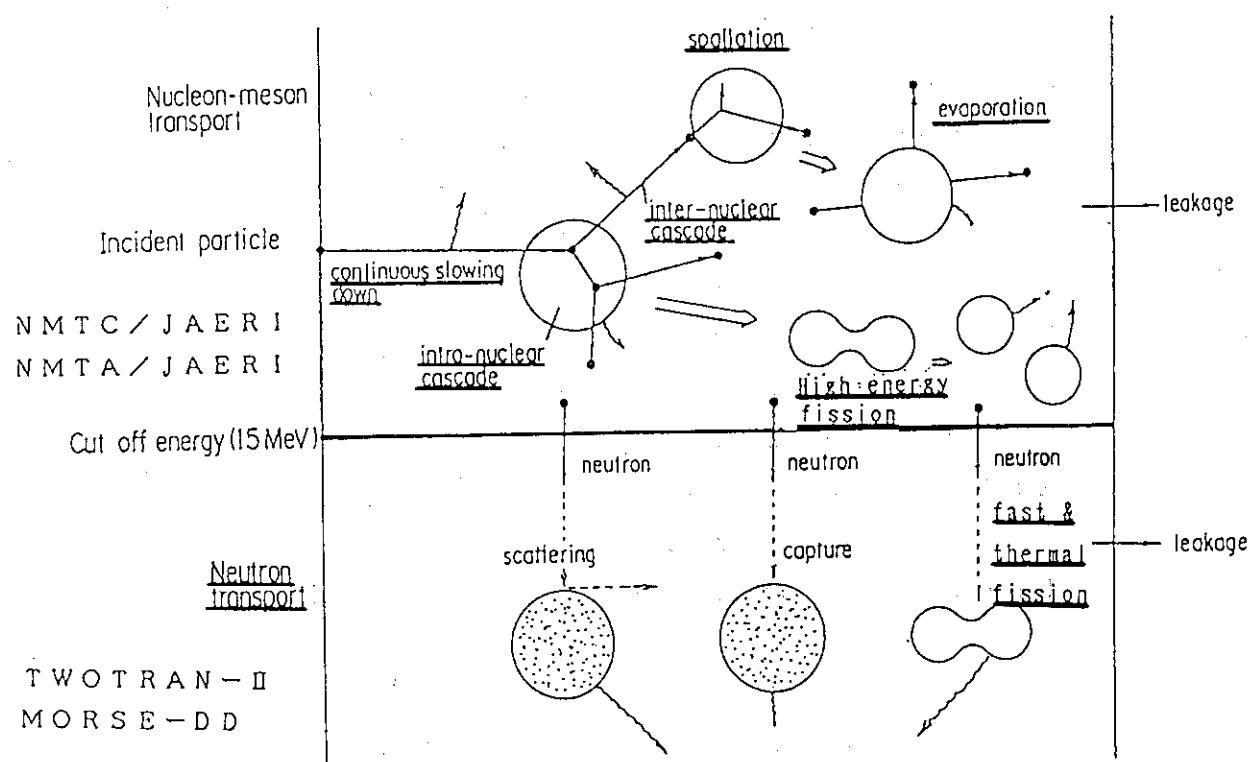


Fig. 1 Schematic illustration of high energy nuclear reaction

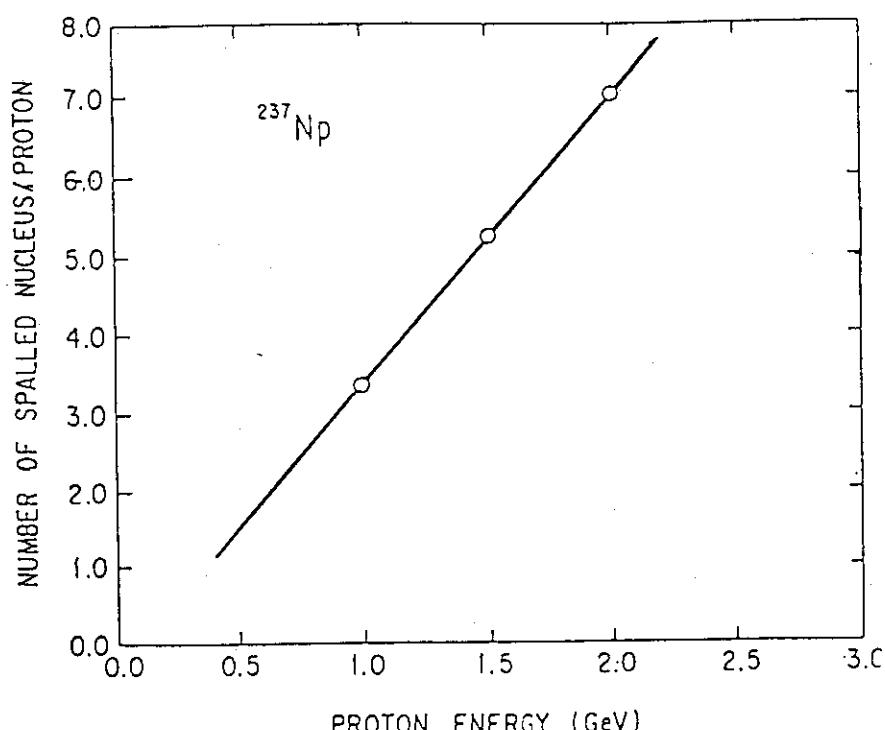
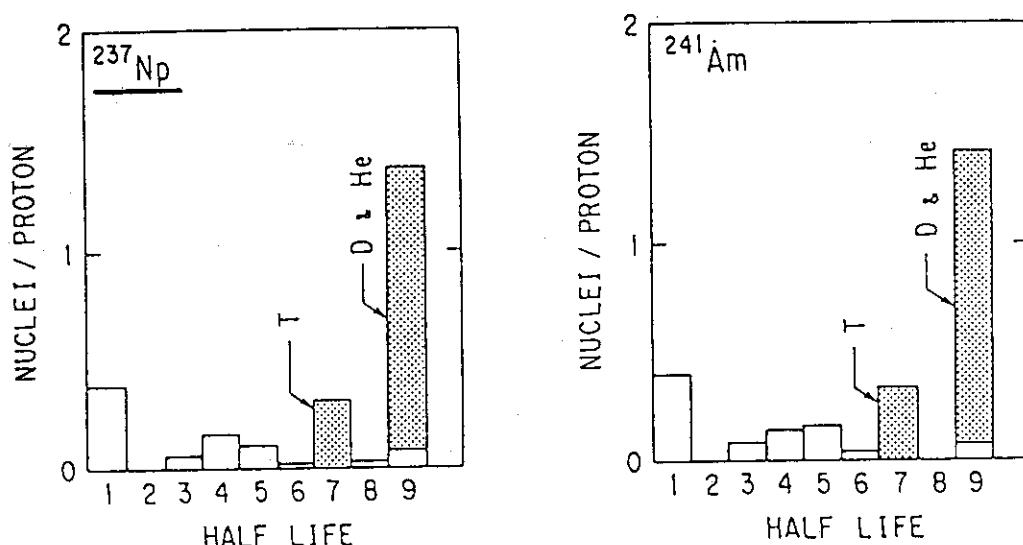


Fig. 2 Energy dependence on number of nuclei destructed due to spallation reaction



Classification by Half Life  $T_{1/2}$

1 : $0s < T_{1/2} < 10^{-3}s$	6 : $5d < T_{1/2} < 1y$
2 : $10^{-3}s < T_{1/2} < 1s$	7 : $1y < T_{1/2} < 100y$
3 : $1s < T_{1/2} < 1m$	8 : $100y < T_{1/2} < 1 \times 10^8y$
4 : $1m < T_{1/2} < 1h$	9 : Stable Nuclides
5 : $1h < T_{1/2} < 5d$	

Fig. 3 Half-life distribution of spallation products due to a 2 GeV proton

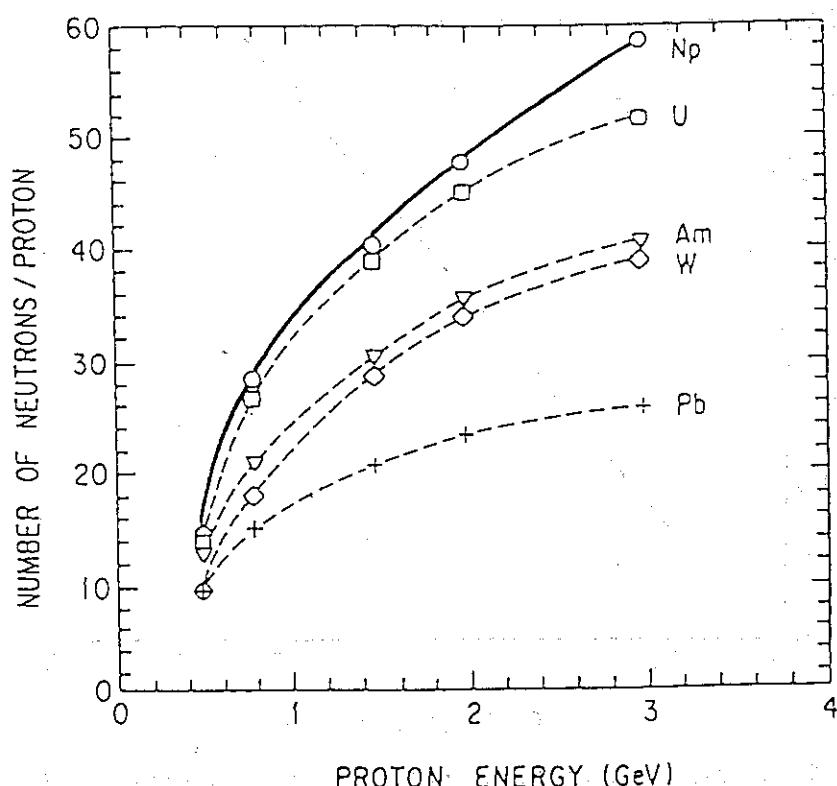


Fig. 4 Energy dependence on number of neutrons generated by spallation reaction

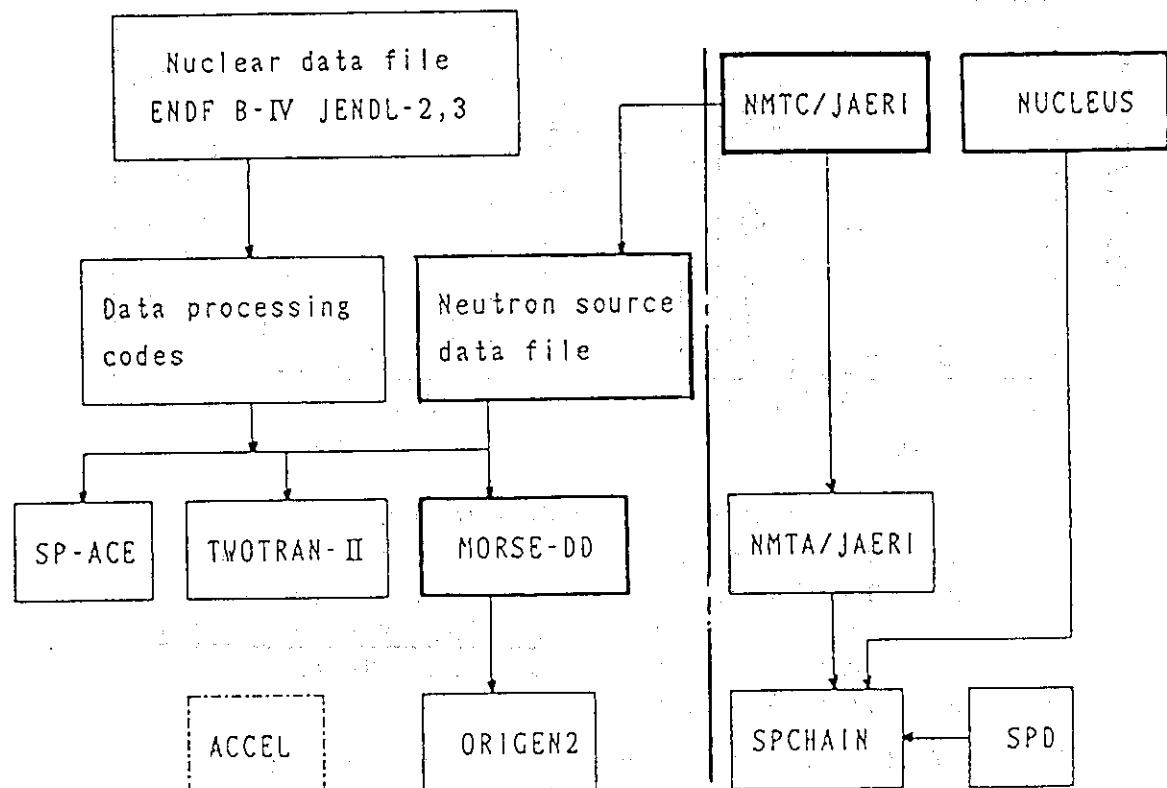
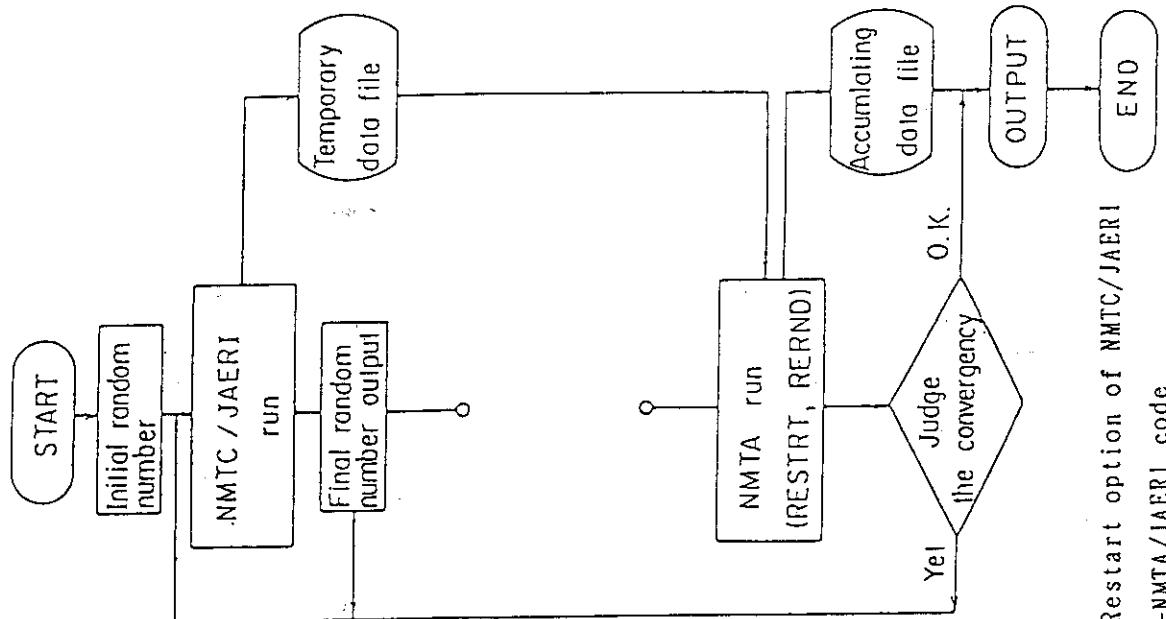


Fig. 5 Code system for analyzing the proton-induced transmutation system



Restart option of NMTCA/JAERI  
-NMTA/JAERI code

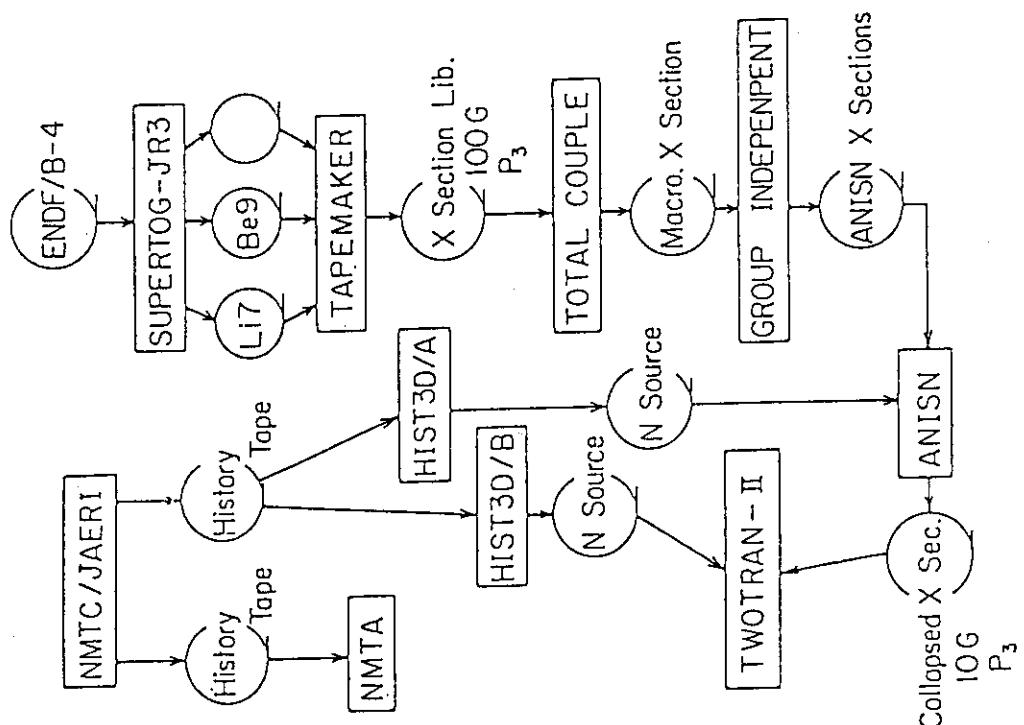


Fig. 6 ACCEL code system

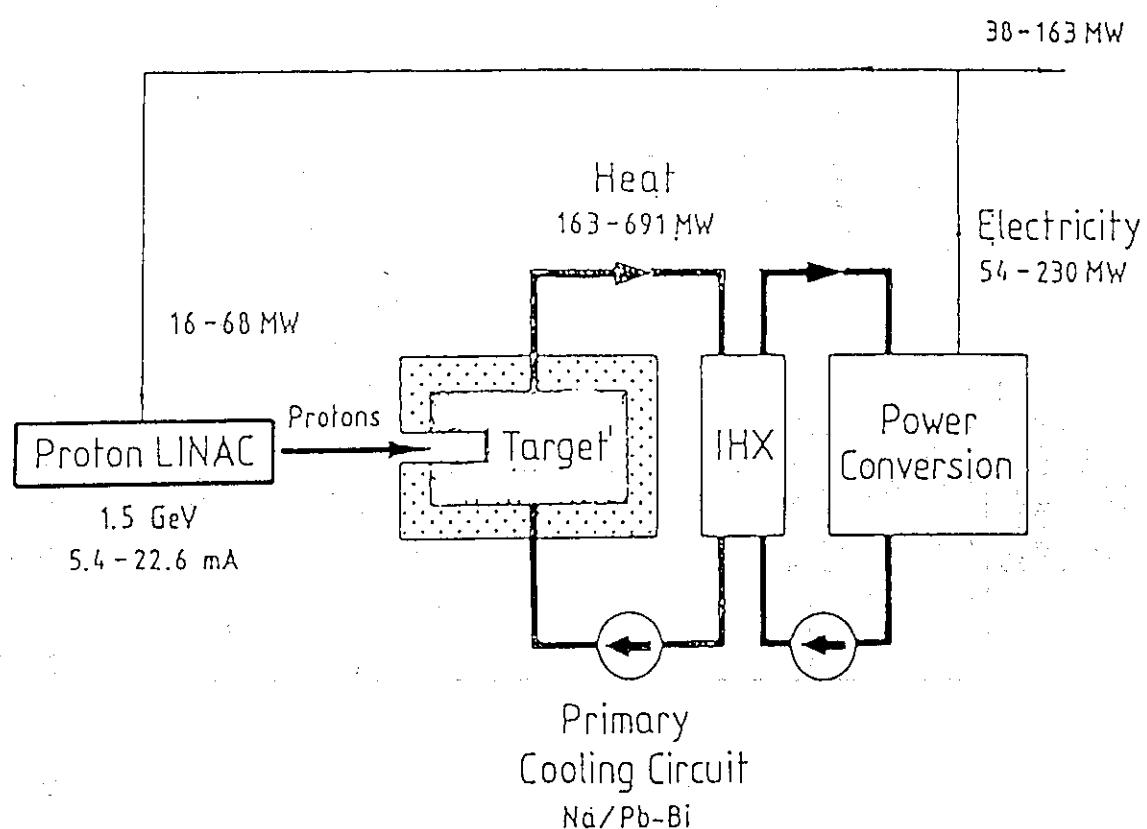


Fig. 8 Accelerator target-core hybrid transmutation plant

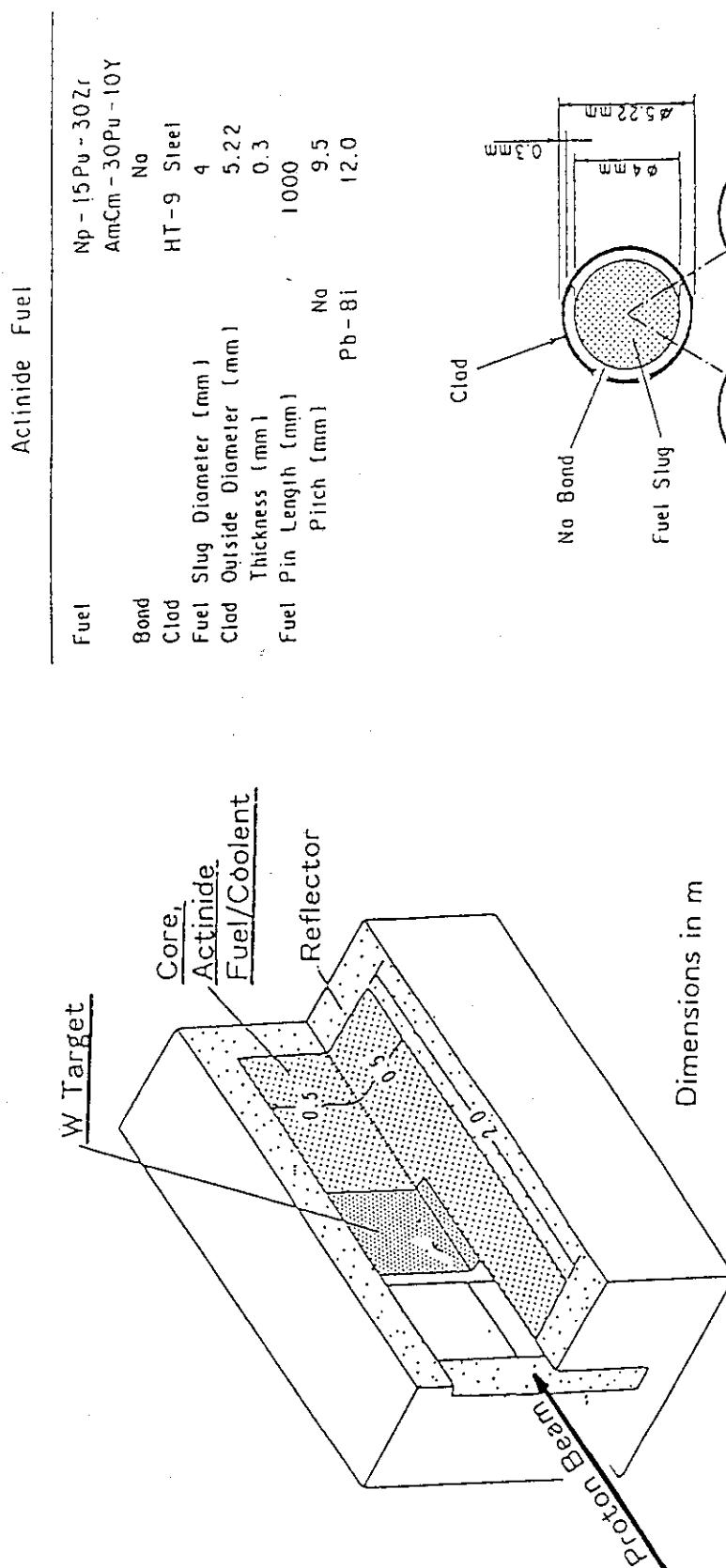


Fig. 9 Target-core configuration of hybrid plant  
(reference system)

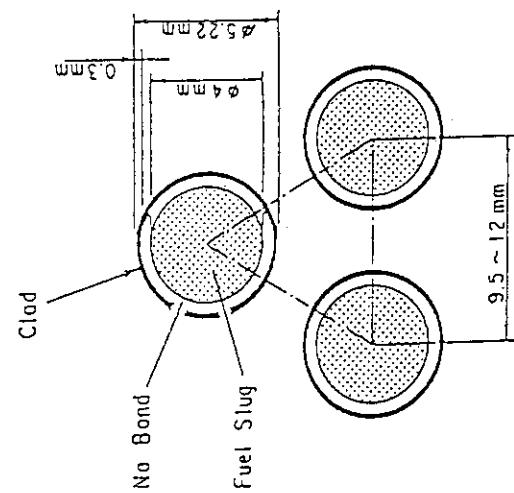


Fig. 10 Actinide fuel pin geometry

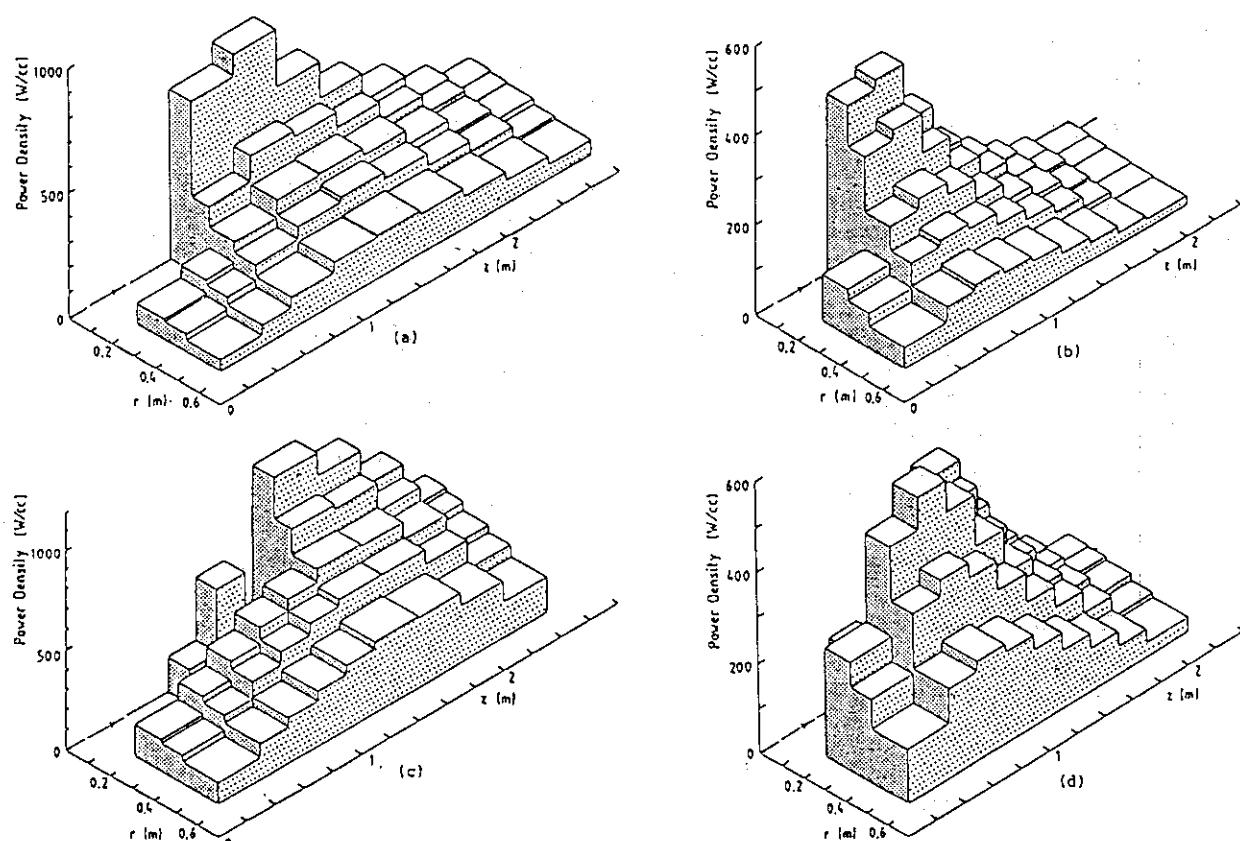


Fig. 11 Power distributions

- (a) Na cooled, tungsten-loaded target
- (b) Pb-Bi cooled, tungsten-loaded target
- (c) Na cooled, TRU alloy target
- (d) Pb-Bi cooled, TRU alloy target

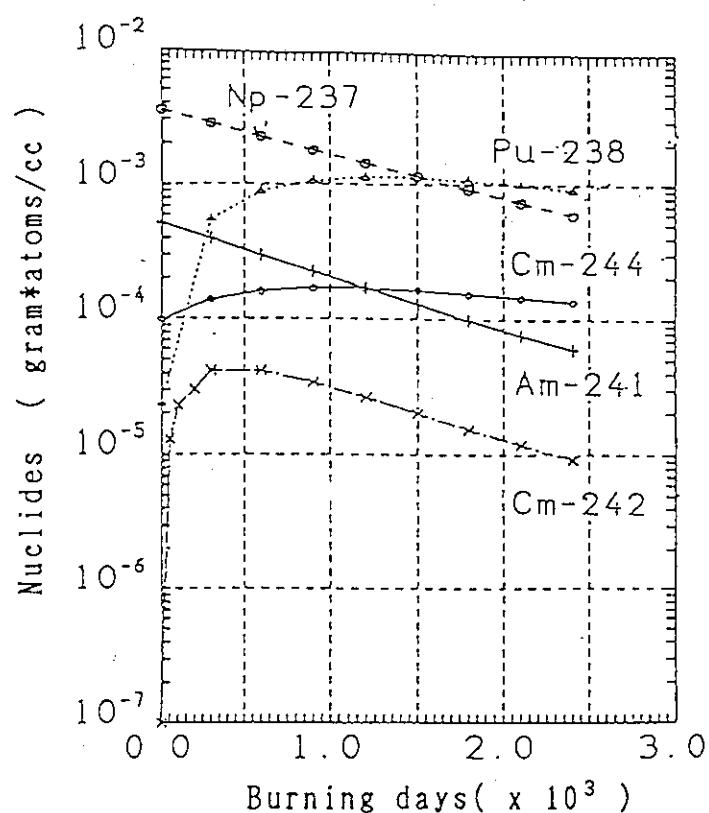


Fig. 12 Change of trans-uranium inventory with burn-up  
( Na cooling, with tungsten target )

### 3. 大型ハドロン計画と遮蔽設計

上 葵 義 朋 (東京大学原子核研究所)

要旨：大型ハドロン計画(JHP)ではLINACで1GeV、400μAの陽子ビームを加速し、整形リングで必要なビーム時間構造に加工した後実験アーニーにビームを供給する。ビームロスが見込まれる箇所やターゲットステーション、ビームダンプでは巨大な遮蔽構造物が必要になり、大きな建設コストを占める。したがって遮蔽設計は可能な限り合理的に行なわれる必要がある。

陽子ビームによる2次中性子の発生はHERMESコードシステムのモジュールであるHETC-KFA-2モンテカルロコードによって計算することが可能である。その精度評価のために、590MeV陽子を用いたCierjacksやRauppらの薄いターゲットや厚いウランターゲットに当てた実験とのベンチマーク計算を行ない比較してみた。10MeV以下の低エネルギー領域では両者はよく一致したが、高エネルギー領域では計算値は実験値に比較し強い前方性を示した。遮蔽に重要な90度方向では、およそ60度方向の計算値が実験値と絶対値で一致した。

厚いコンクリートと鉄遮蔽内の2次中性子透過計算をHERMESとANISN輸送計算コードの両方を用いて行なってみた。ANISN計算の方が短い減弱距離を示したが、両者は最大6%程度の誤差で一致した。

#### Japanese Hadron Project and its Shielding Design

Yoshitomo Uwamino(INS, Univ. of Tokyo)

Summary: In the Japanese Hadron Project(JHP), a 1-GeV 400- $\mu$ A proton beam will be handled, and the radiation shield of the facility will be very massive concrete and iron lump. Since the constructing cost is strongly affected by the shielding design, the design must be severely performed.

The neutron yield in targets and beam dump was calculated by a Monte Carlo code, HETC-KFA-2, which is a module of the HERMES code system. For the evaluation of the calculational accuracy, a calculational results were compared with data measured by Cierjacks and Raupp using 590 MeV protons. The calculated result of heavy element agreed well with the experiment at a low energy region,  $E_n < 10$  MeV. The calculated angular distribution of high energy neutrons, however, have stronger forwardness than the measurement. The measured neutron yield ( $E_n > 100$  MeV) of 90 deg close to the calculated one of about 60 deg in the absolute value.

The high energy neutron transport in thick iron and concrete slabs was calculated with the HETC code and also with the ANISN code. The difference of the shielding lengths was smaller than 6% for the both iron and concrete cases.

Key words: Japanese Hadron Project, shielding, HERMES, HETC, ANISN

## 1. 大型ハドロン計画とは

大型ハドロン計画 (Japanese Hadron Project, JHP) では、大強度ハドロン加速器から発生する多彩な不安定粒子（中間子、ミュオン、中性子、短寿命原子核など）を用いて、通常世界にない物質の新しい存在形態を創りだし、物質の未知の顔を探索することを目的としており、次のような施設群を建設する。

- 1) 陽子リニアック (加速エネルギー1GeV、ビーム強度400μA)
- 2) ビーム成形リング (コンプレッサー・ストレッチャー・リング)
- 3) 中間子実験施設 (Mesonアレーナ)
- 4) 中性子実験施設 (Neutronアレーナ)
- 5) 不安定重イオン実験施設 (Exotic nucleiアレーナ)

これらは高エネルギー物理学研究所 (KEK) 南側敷地内に、図1に示すように配置される。JHPには、KEKに既存の12GeV-PSを用いて実験を行なうKaonアレーナの建設も含まれるが、この報告では扱わない。

陽子リニアックは、到達エネルギーと単位長さあたりの加速エネルギーで世界最高の性能になり、50keVのH<sup>+</sup>イオン源、3MeVのRFQ型、150MeVのアルバレ型、1GeVの結合空洞型リニアックから構成される。リニアックは大強度ビームの加速に適しており、1GeVまで加速することによってビームのエミッターンスが小さくなるので高い効率で後段のリングに入射させることができる。

ビーム成形リングは、リニアックからの時間幅400μsのパルス状ビームを受け取り、Nアレーナ用の200nsの短パルス、Mアレーナ用の20nsの極短パルスに変換するコンプレッサー機能と、やはりMアレーナ用の直流化ビームを作るストレッチャー機能を持つ。50Hzで受け取ったビームはリング内に2個のバンチに蓄えられ、それぞれがNおよびMアレーナに振り分けられるため、Nアレーナでは短パルスが、Mアレーナでは直流化ビームがそれぞれ50Hzで受け取ることができる。

Mアレーナでは、超低速μ<sup>+</sup>から低速μ<sup>+</sup>、高速μ<sup>-</sup>を用いて素粒子、原子分子、物性、化学の研究からミュオン触媒核融合などの境界領域の研究、π中間子を用いた原子核物理の研究、ニュートリノによる弱電磁相互作用の研究などを幅広く行なう。

Nアレーナでは世界最高強度のパルス中性子源を得ることを目的としている。ここで得られる中性子のエネルギーはμeVからkeV領域の広い範囲にわたり、物性物理、生物物理、素粒子、原子核物理、材料工学を始めとする工業にまで利用される。

Eアレーナには1GeV陽子リニアックからのビームを10μA導き、厚い粉末状ターゲ

ットを照射し、生成する不安定核種を熱拡散法でイオン化して取り出し加速し、核種の分析を行なう。分析されたイオンはさらに3段のリニアックで6.5MeVまで加速し、不安定核ビームを用いた実験に供する。ここでは中性子過剰核、超重核など極限領域の核物理や、宇宙における元素合成過程の研究などの天体核物理を始め、表面物理、放射化学、生命科学などの新領域の研究が行なわれる。

## 2. 大型ハドロン計画で必要な放射線対策

大型ハドロン計画では1GeV、 $400\mu\text{A}$ のビームを扱うことが予想されている。ビームパワーは0.4MWであるが、この程度のビームパワーは世界的に見れば最強というわけではない。しかし施設の条件から、外国での経験の内挿だけで放射線安全対策が可能ではなく、新たな研究開発が必要である。対策が必要と思われる主な項目を上げると以下になる。

- 1) 高エネルギー中性子の遮蔽
- 2) 構成部品の放射化
- 3) 空気の放射化
- 4) 冷却水の放射化
- 5) 土、地下水の放射化
- 6) スカイシャイン

高エネルギー中性子の遮蔽については、2) 以降の項目にすべてかかわる基本的な問題であり、この報告では以下にその評価について検討する。

高エネルギー中性子の深層透過は古い問題であるが、現在でもまだ未解決である。高エネルギー加速器の遮蔽設計にはモイヤー・モデルがよく使われてきているが、そこでのパラメータ、すなわち遮蔽の内側での線量率 ( $H_0$ ) とシールディング・レンジス ( $\lambda$ ) は現在でも完全に定まった値があるわけではない。例えば、CERN-LBL-ラザフォードの3研究所が共同でCERNの13.7GeV陽子シンクロトロンを用いて行なった実験では普通コンクリートに対する  $H_0$ 、 $\lambda$  の値をそれぞれ  $2.3 \times 10^{-13} [\text{Sv m}^2 \text{ GeV}^{-1}]$  、  $120 [\text{g cm}^{-2}]$  と与えているが、高エネルギー物理学研究所のグループは12GeV陽子シンクロトロンでの実験から、それぞれ  $0.88 \times 10^{-13} [\text{Sv m}^2 \text{ GeV}^{-1}]$  、  $143 [\text{g cm}^{-2}]$  と求めている。大型ハドロン計画で考えられる1GeV、 $400\mu\text{A}$ のビームダンプの横方向の遮蔽を考えた場合、遮蔽表面での線量率を  $6\mu\text{Sv/h}$  に減ずるには、CERN-LBL-ラザフォードの数値を用いると9.6mの普通コンクリートが必要であるのに対し、高エネルギー物理学研究所の値を用いると10.5mになる。この約1mの差は建設コストに少なからず響く。Nアレーナの設計では、無駄な遮蔽はコストだけでなく利用可能な中性子束の強度を下げることにもなり、できる限り避けねばならない。

高エネルギー加速器の詳細な遮蔽設計には、核内カスケード・蒸発モデルを用いたHETC-KFA-2コードが有用である。このコードはClothらによって作られたHERMES<sup>1)</sup>コードシステムの一部分である。以下の章では、このコードを用いて高エネルギー陽子による2次中性子生成断面積、厚いウランターゲットからの中性子生成を計算し、実験値と比較することによって計算精度の評価を行なう。高エネルギー中性子

の深層透過問題についてもHETCコードを適用してみるとともに、深層透過問題に適した1次元輸送計算コード、ANISNによる計算とも比較してみる。

### 3. 薄いターゲットにおける中性子生成

Cierjacksら<sup>2)</sup>はスイス原子核研究所の590MeV陽子サイクロトロンを用いて炭素、アルミニウム、鉄、ニオブ、インジウム、タンタル、鉛の中性子生成2重微分断面積の測定をしている。このデータはHETC-KFA-2コードのベンチマーク計算に適しており、HETCコードを用いて表1に示す核種と条件で計算を行なった。炭素とアルミニウムについては蒸発過程の非等方オプションを選択し、それより重い核種については高エネルギー核分裂オプションを選択した。解析はいわゆるヒストリーテープを作らないイン・コアで行ない、中性子生成2重微分断面積を0から180度まで20度間隔で求めた。

炭素、鉄、鉛の2重微分断面積の計算結果を、実験値とともにそれぞれ図2、3、4に示す。直線で結ばれた小さな印は計算値で、大きな印は実験値である。例えば、90度の実験値は白抜きの三角で示され、同じ角度の計算値（80から100度の間に生成する中性子）はやはり白抜きの小さな三角で示されている。計算では1MeV以下の中性子生成はまとめて1MeVの位置にプロットされているため、1MeVでは実際より高く表示さ

Table 1 Calculational conditions for neutron yield estimation at thin targets.

Element	Density	Thickness	Atomic Densities	Number of Histories
<sup>6</sup> C	2.20 g/cm <sup>3</sup>	5.40 mm	<sup>12</sup> C : 1.10x10 <sup>23</sup> /cm <sup>3</sup>	8.0x10 <sup>6</sup>
<sup>13</sup> Al	2.71	5.58	<sup>27</sup> Al : 6.05x10 <sup>22</sup>	8.0x10 <sup>6</sup>
<sup>26</sup> Fe	7.86	3.93	<sup>54</sup> Fe : 4.92x10 <sup>21</sup> <sup>56</sup> Fe : 7.99x10 <sup>22</sup>	5.3x10 <sup>6</sup>
<sup>49</sup> In	7.31	5.13	<sup>113</sup> In : 1.65x10 <sup>21</sup> <sup>115</sup> In : 3.67x10 <sup>22</sup>	4.4x10 <sup>6</sup>
<sup>82</sup> Pb	11.34	4.40	<sup>206</sup> Pb : 8.42x10 <sup>21</sup> <sup>207</sup> Pb : 7.29x10 <sup>21</sup> <sup>208</sup> Pb : 1.73x10 <sup>22</sup>	3.5x10 <sup>6</sup>

れている。10MeV以下の低エネルギー中性子に対する鉛の結果は非常に良い一致を示しているが、標的核が軽くなるに従い一致は悪くなり、特に炭素の30度のデータで大きく食い違う。炭素の90度と150度の実験値では4MeV付近で中性子生成は急速に減少し、7MeV付近に小さな盛り上がりが見られる。炭素のような軽い核では、計算と実験でスペクトルの傾向はかなり異なるが、鉛、鉄のような比較的重い核での一致は良い。

一般的に高エネルギー ( $E_n > 100\text{MeV}$ ) 領域では計算値は実験値に比べて値は小さく、実験値の方が計算値に比べてより強い前方性を持つ傾向がある。すなわち90度の高エネルギー中性子の測定値は60度から80度の間の計算値に近い。

炭素、アルミニウム、鉄、インジウム、鉛に対する、0-10MeV、10-100MeV、100MeV以上の3つの領域に分けた中性子生成の角度分布を図5に示した。計算によっ

て求めた100MeV以上の高エネルギー中性子の生成角度分布は、小さな黒三角を線で結んで表されており、対応する実験値は大きな白抜き三角で示した。同様に四角は10-100MeVの中間エネルギー領域を示し、丸は10MeV以下の低エネルギー成分を示す。低エネルギー中性子の角度分布はいずれの元素についても等方に近い。低および中間エネルギー領域では一般に計算値はよく実験値に一致する。計算値は90度、150度での高エネルギー領域で過小評価をする。しかし90度の測定値はおよそ70度の計算値に近く、150度の測定値はおよそ100度の計算値に近いことが一般的に言える。径方向の遮蔽では90度への中性子生成が最も重要な値であるが、以上のことから60度の計算値をそれに用いれば、やや安全側でよい推測になろう。

#### 4. 厚いターゲットにおける中性子生成

Rauppら<sup>3)</sup>は590MeVの陽子を用いて、10cm×10cm×40cmの厚いウランターゲットからの中性子生成を、TOF法を用いて30、90、150度において測定している。この実験値に対するベンチマーク計算をやはりHETC-KFA-2で行なった結果を、図6に示す。実験値は大きな白抜きの丸、三角、四角で示し、計算値は小さな黒い印を直線で結んで示した。90度と150度では、低エネルギー中性子に対する計算と実験の結果はよく一致するが、30度の値は大きく異なる。薄いターゲットでの計算値と実験値の比較から、この厚いターゲットでの不一致は、実験値に何らかの原因があるのではないかと思われる。薄いターゲットでの結論の一つである角度バイアスを導入すれば、厚いターゲットの場合でも100MeV以上の高エネルギー領域で計算値は90度と150度の実験値をよく再現している。

#### 5. 高エネルギー中性子の深層透過

##### 5. 1 HETCによる計算

HETC-KFA-2コードを用いて、厚さ8mの普通コンクリートと厚さ5mの鉄遮蔽中の中性子透過計算を行なった。中性子源は、やはり同じHETCによって計算した1GeV陽子を止める直径10cm、長さ60cmの銅製ビームダンプでの、0-10度、50-70度方向への生成中性子を採用した。前者は軸方向遮蔽の線源であり、後者は4章で述べた角度バイアスを考慮した径方向遮蔽の線源である。

これらの厚い遮蔽では中性子は数桁の減衰を示すので、HETCモンテカルロコードによって一度に透過を計算するのは現実的ではない。そこで計算は1mずつの平板に分割して行なった。後方散乱の寄与を考慮するため、各平板は40cmの重なりを持たせたため、最初の1mの平板の実際の厚さが1.4m、その後は厚さ1.8mとなっている。最初の平板へは線源を垂直入射させた。2枚目以降ではその前の平板からの中性子、陽子、負バイオ中間子の漏洩を線源として入れた。平板は厚さ25cmの4つの領域に分けられ、トランク・レンジス・エスティメータで中性子束の評価を行なった。HETCでは中性子カットオフエネルギーを14.9MeVとしたので、中性子束はそれ以下のエネルギーでは求まっている。

平板の境界では中性子、陽子、負パイ中間子の伝達を取り入れたが、陽子の寄与は次の平板へ漏洩する中性子束にたいして高々2%の増加であり、負パイ中間子ではさらに小さかった。40cmの重なりの寄与は同様に0.4%であり、高エネルギー中性子の透過では後方散乱の寄与は極めて小さいことがわかった。計算はそれぞれの平板に対して10万ヒストリー行ない、要したcpu時間は核研のM780計算機でおよそ30分であった。

## 5. 2 ANISNによる計算

HETCと同様に、1GeV陽子の銅製ビームダンプでの生成中性子を線源に用いて、厚さ8mの普通コンクリートと厚さ5mの鉄遮蔽中の中性子透過計算を行なった。ANISNでは計算時間がモンテカルロコードに比べて極めて短いので、ビームダンプ計算で求めた8の角度についてすべて計算を行なった。用いた群定数はDLC-87/HILOとDLC-128/LAHIMACで、それぞれの中性子に対する群構造は、前者が熱から400MeVまで、後者は800MeVまでである。またルシャンドル展開の係数はそれぞれ $P_5$ と $P_3$ である。

計算は平板で行ない、線源中性子がほぼ垂直に入射するようにシェル線源を用いた。HETCによる線源計算では中性子は1GeVまで分布するので、群構造の上限を越える中性子はその重みを中性子のエネルギーの比だけ増やして第1群中性子として扱った。重みを増やしたのはエネルギーを保存させるためである。

## 5. 3 結果と検討

ビームダンプ中で50~70度方向に生成する中性子を線源とした計算の、中性子スペクトルの結果を図7と図8にそれぞれコンクリート、鉄について示した。グラフ内に書かれている数値は線源からの深さである。HETCコードの結果は小さな印で、DLC-87/HILO群定数を用いたANISNの結果はヒストグラムで示した。DLC-128/LAHIMACを用いたANISN計算は、コンクリート8mの地点でHETCに比較して1/200にもなる過小評価を示したので、その結果のグラフは本報告では示していない。図7、8でのスペクトルの形状はHETC、ANISNで非常によく一致している。ANISNの第1群の結果が深いところで突出しているのは、400MeV以上の中性子を第1群に組み込んだことによる。深さが大きくなるにつれ、ANISNの絶対値はHETCに比べて小さくなっていく。コンクリート中ではスペクトルはほぼ $1/E$ の形状をしているが、鉄中ではkeV領域の中性子のパイルアップが目立っている。従って厚い遮蔽を鉄で作成した場合、その外側に低エネルギー中性子を遮蔽するコンクリートやポリエチレンの被覆が重要である。

14.9MeV以上の中性子による線量当量( $H_{1cm}$ )の減衰が、図9、10にそれぞれコンクリート、鉄の場合について示してある。曲線がANISNの結果、丸印がHETCの結果である。線源中性子の放出角度が大きくなるにつれ、線量の絶対値は小さくなり、減衰は速やかになる。遮蔽の入り口でANISNの結果がHETCよりも大きくなるのは、400MeV以上の中性子の処理のためである。HETCとANISNの差はコンクリートで深さ8m、鉄で深さ5mの位置ともおよそ4倍であり、ANISNをDLC-87/HILOとともに用いた場合の精度はHETCを規準として比べて十分よいことがわかった。

熱群までを含めた全中性子と2次ガンマ線による線量当量の減衰を図11、12に示し

た。14. 9MeV以上の中性子のみによる値に比べておよそ2倍大きいが、減衰の傾きにはほとんど変化はない。これらの図中には90度方向の遮蔽をMoyerモデルで求めた値も示した。丸印はCERN-LBL-ラザフォードの共同実験の結果与えられたパラメータを用いた結果で、四角印は高エネルギー物理学研究所(KEK)のグループが求めたパラメータを用いた結果である。両者はコンクリートで4m近辺、鉄で1m近辺でほぼ同じ線量率を与えるが、それより深いところではKEKのデータの方が大きくなる。これらに対応する計算値は、太い点線(50-70度)であるが、CERN他の共同実験と比べた場合、コンクリートでは絶対値、傾きとも大きくは異なるのに比べて、鉄ではANISNの計算値は5mで約1000倍大きく、傾きも小さい。

ICRP-51に与えられている線量当量レスポンスを線源にして、ANISNでアジョイント計算を行なってみた結果を図13、14に示す。図中の数字は遮蔽中の深さである。鉄では1MeVのアジョイント中性子束が深いところまで残るが、これは遮蔽の外側にコンクリートやポリエチレンの覆いをかけることで速やかに減衰する。この結果から数10MeV以上の高エネルギー中性子のみが厚い遮蔽の線量に寄与していることがわかる。

## 6. おわりに

本報告では大型ハドロン計画の極めて簡単な紹介をするとともに、その安全設計の基礎となる陽子による2次中性子生成の評価と深層透過について、計算の精度の検討を行なってみた。2次中性子生成をHETC-KFA-2コードで計算した場合、結果に適当な角度バイアスを導入することによって高エネルギー中性子に対してもよい評価を与えることがわかった。深層透過をHETCで計算した結果と、計算時間の速いANISNで計算した結果とは大きな相違はなかった。しかしこれらの計算精度の絶対値についてはさらに検討の余地がある。

## References

- 1) P.Cloth, D.Filges, R.D.Neef, G.Sterzenbach, Ch.Reul, T.W.Armstrong, B.L.Colborn, B.Anders, H.Brueckmann, Jül-2203, Kernforschungsanlage, Jülich (1988).
- 2) S.Cierjacks, Y.Hino, F.Raupp, L.Buth, D.Filges, P.Cloth and T.W.Armstrong, Phys. Rev. C 36, 1976 (1987).
- 3) F.Raupp, S.Cierjacks, Y.Hino, S.D.Howe, M.T.Rainbow, M.T.Swinhoe, and L.Buth, ICANS-V, Jülich p333 (1981)

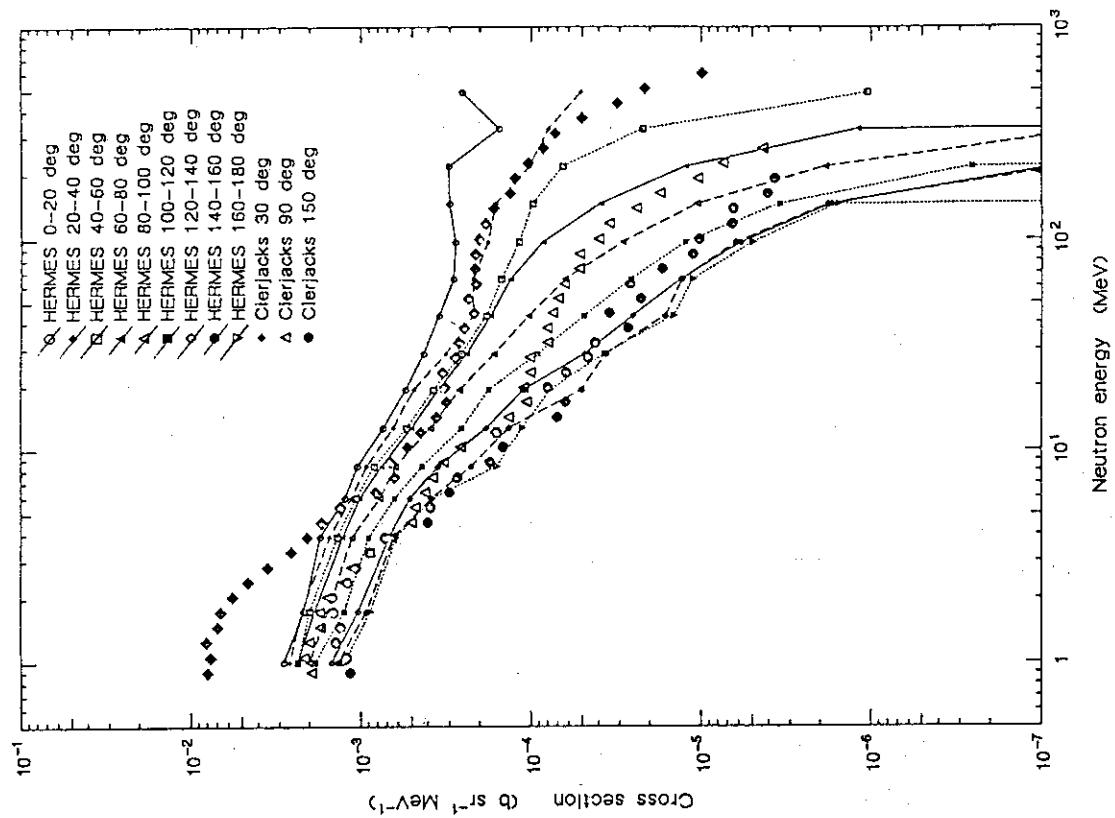


Fig. 2 Calculated and Measured double differential neutron production cross sections of carbon bombarded by 585 MeV protons.

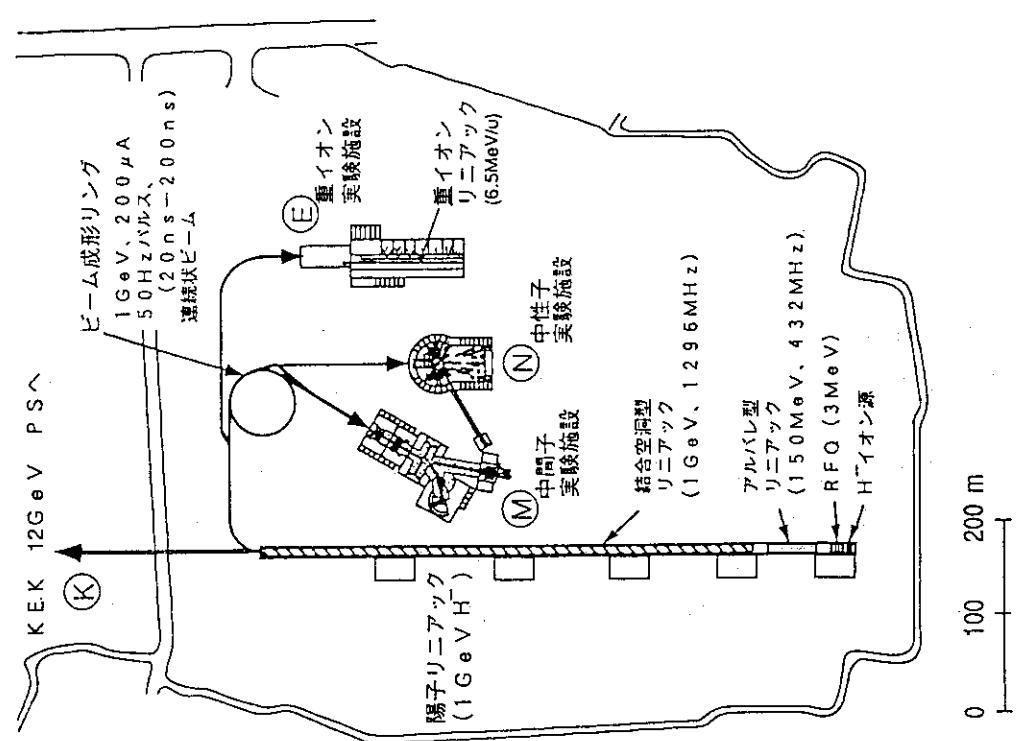


Fig. 1 Outline of the Japanese Hadron Project facilities.

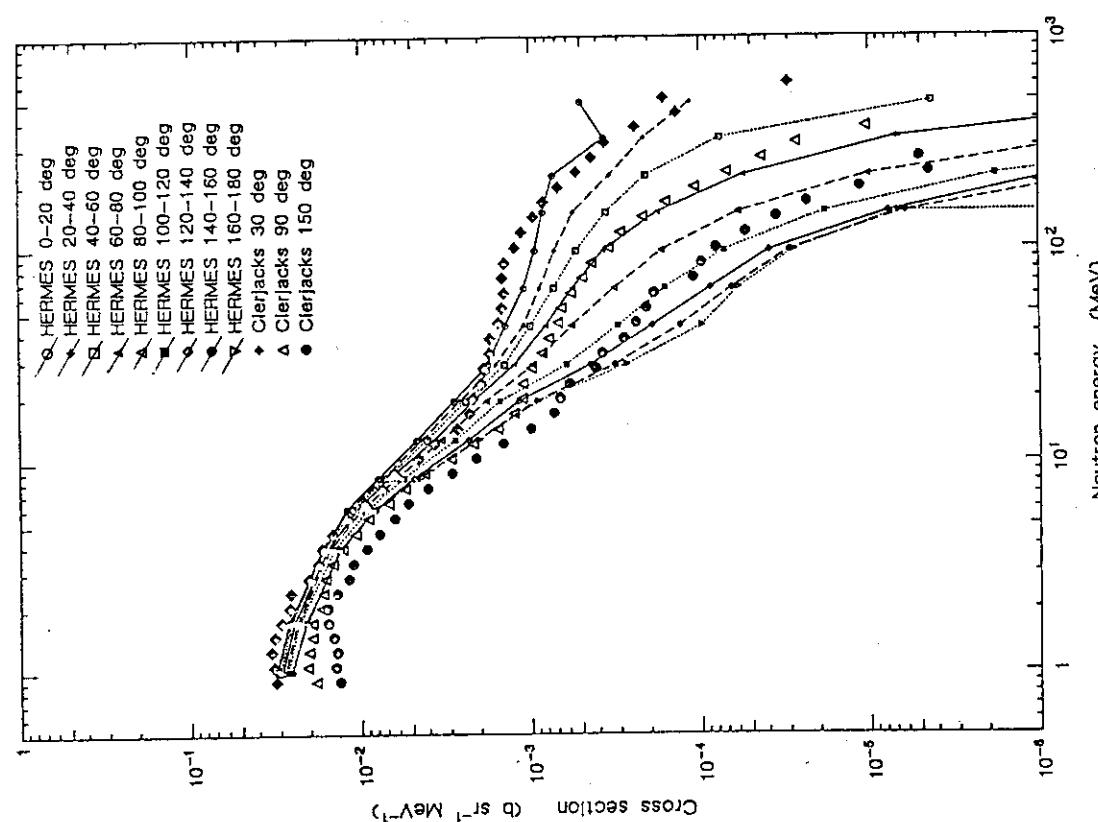


Fig. 3 Calculated and Measured double differential neutron production cross sections of iron bombarded by 585 MeV protons.

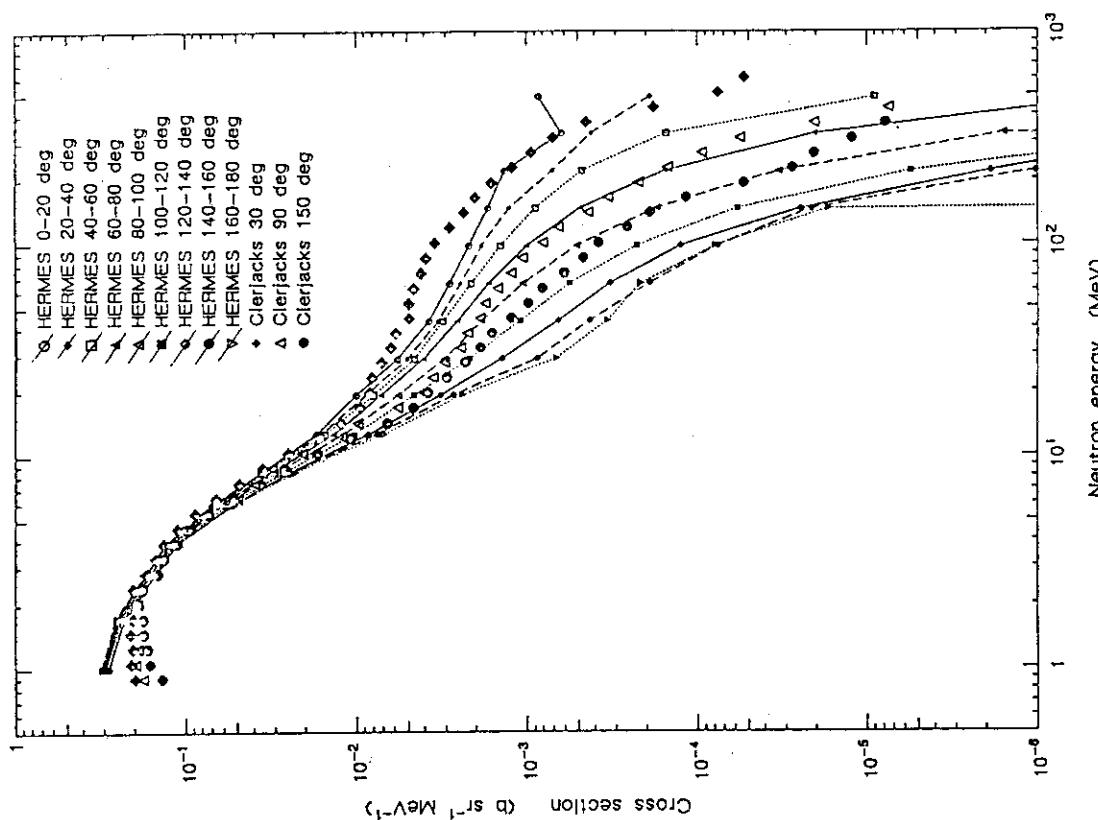


Fig. 4 Calculated and Measured double differential neutron production cross sections of lead bombarded by 585 MeV protons.

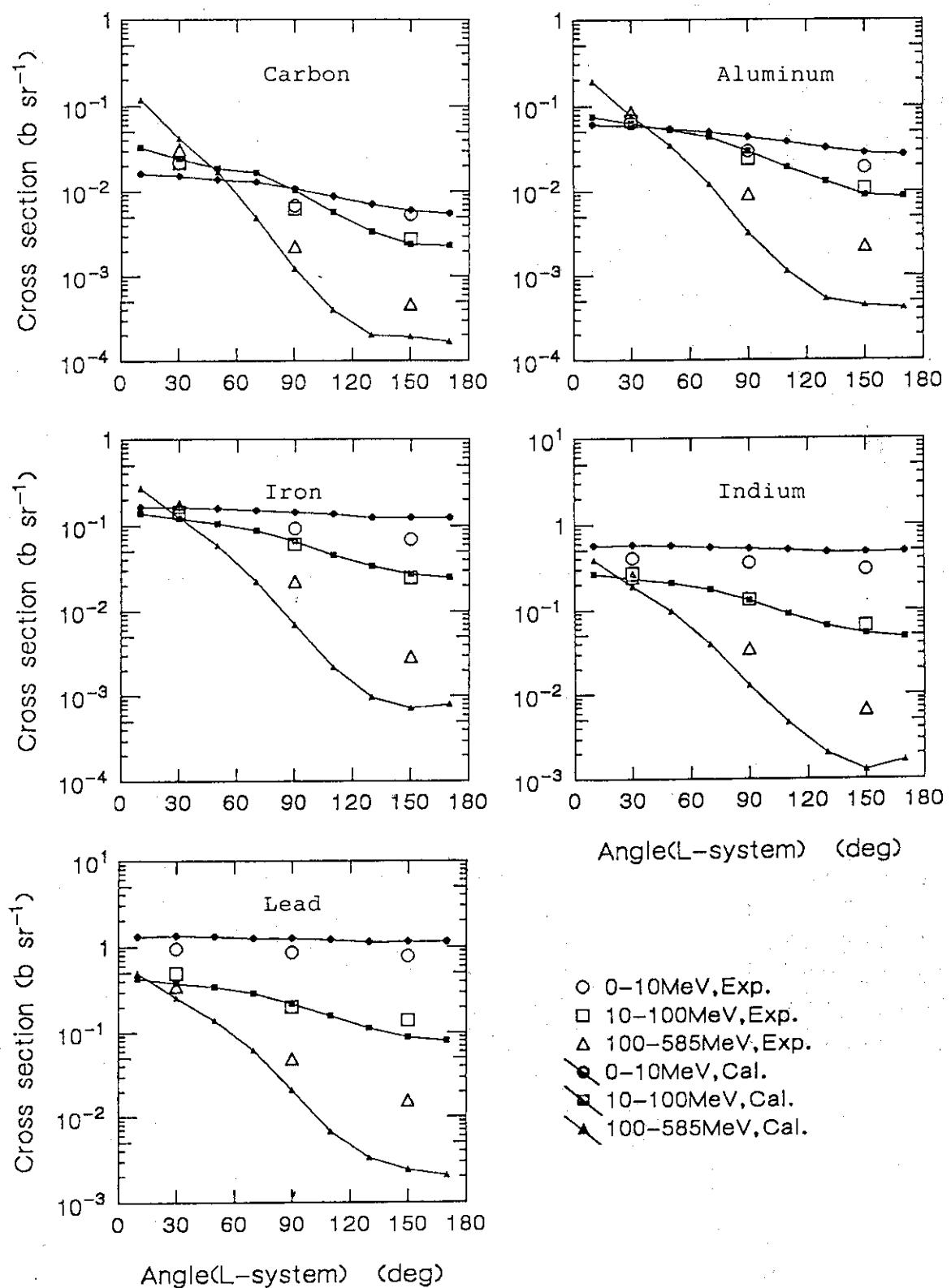


Fig. 5 Calculated and measured angular distribution of neutron yield from C, Al, Fe, In, and Pb elements bombarded by 585 MeV protons.

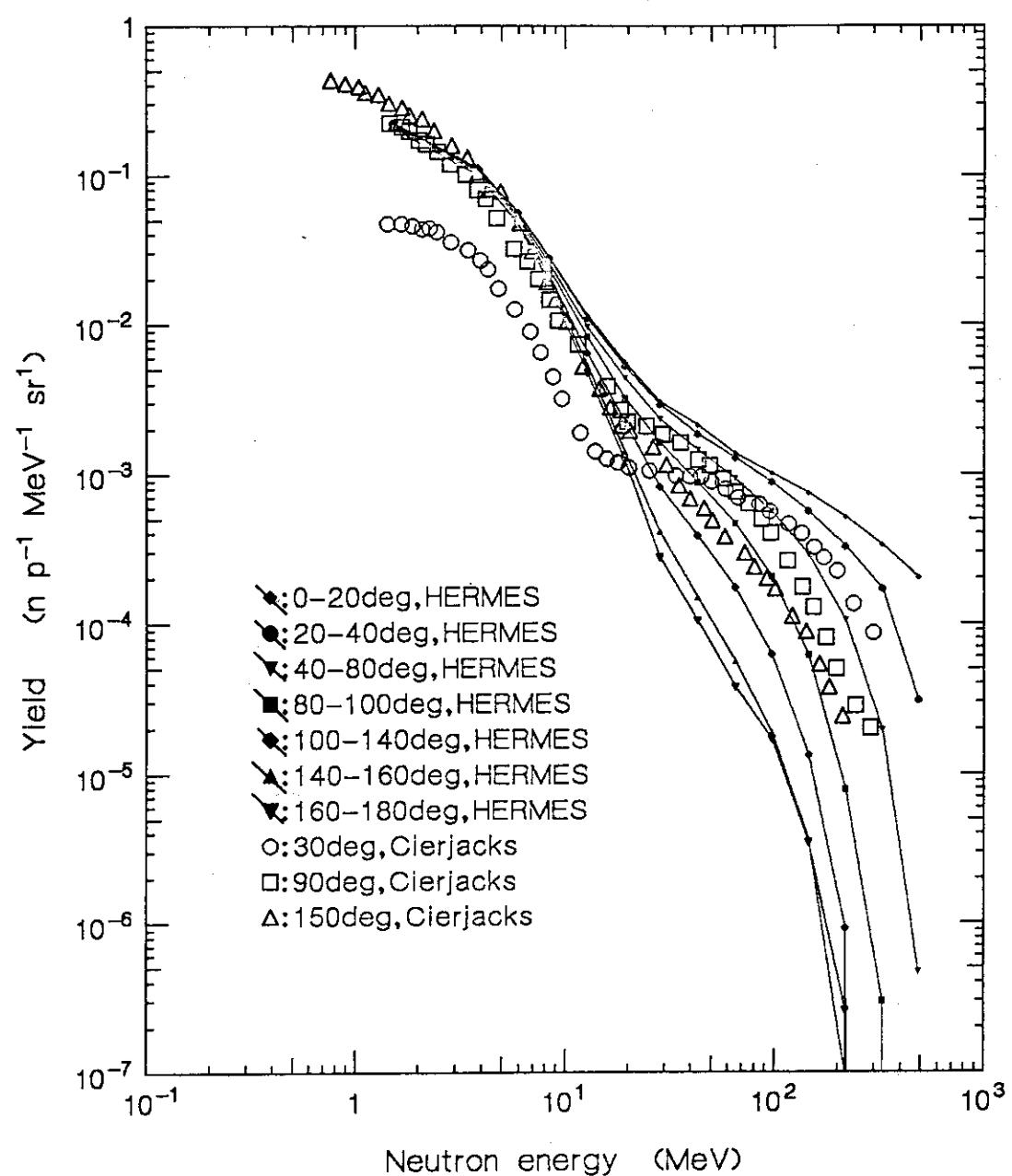


Fig. 6 Calculated and Measured double differential neutron production distribution at a thick uranium target bombarded by 585 MeV protons.

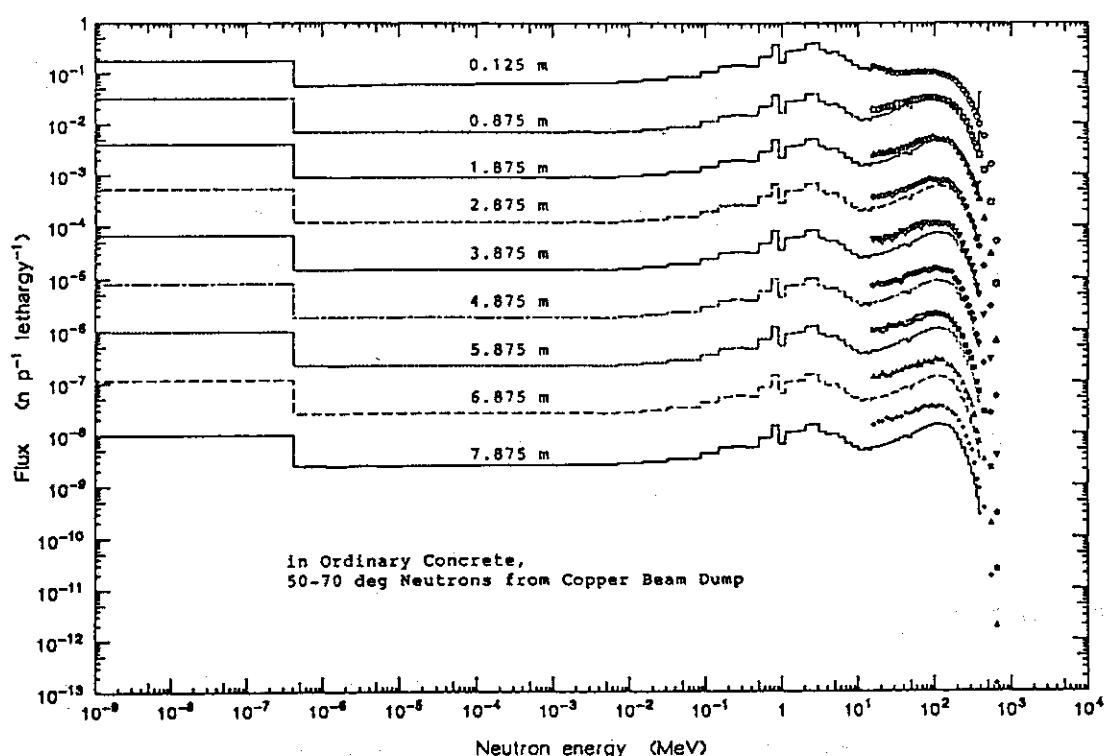


Fig. 7 Calculated neutron lethargy spectra in a 8 m thick ordinary concrete slab. The source was the neutrons produced between 50 deg and 70 deg in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

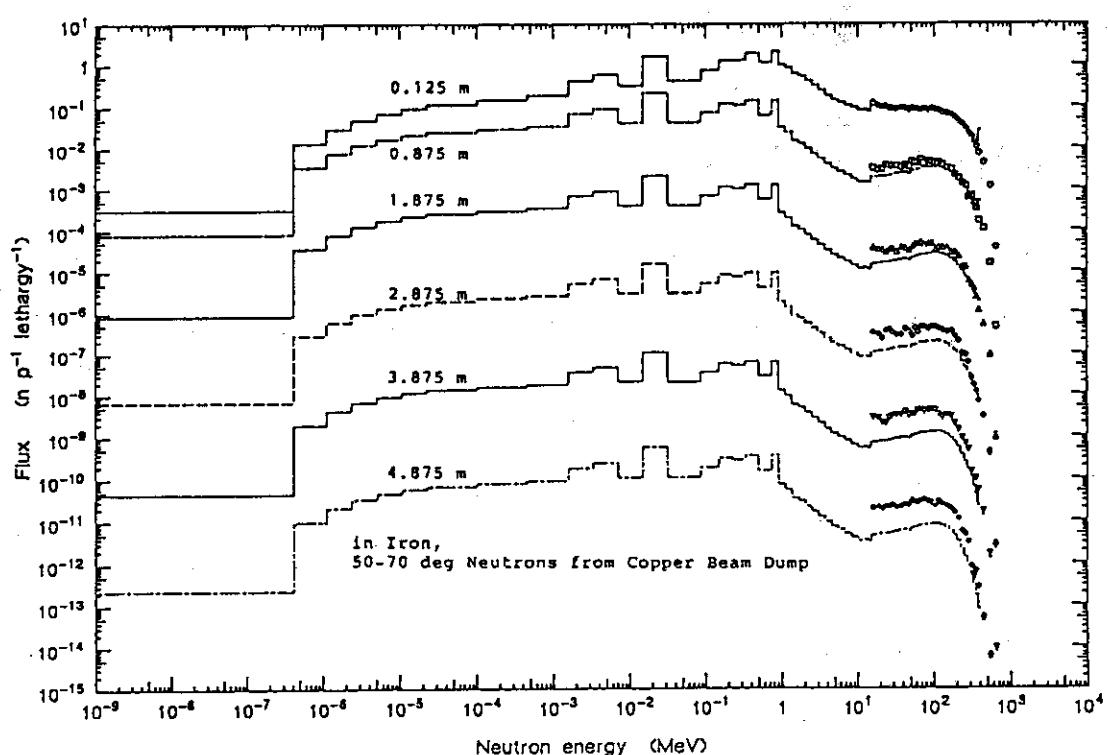


Fig. 8 Calculated neutron lethargy spectra in a 5 m thick iron slab. The source was the neutrons produced between 50 deg and 70 deg in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

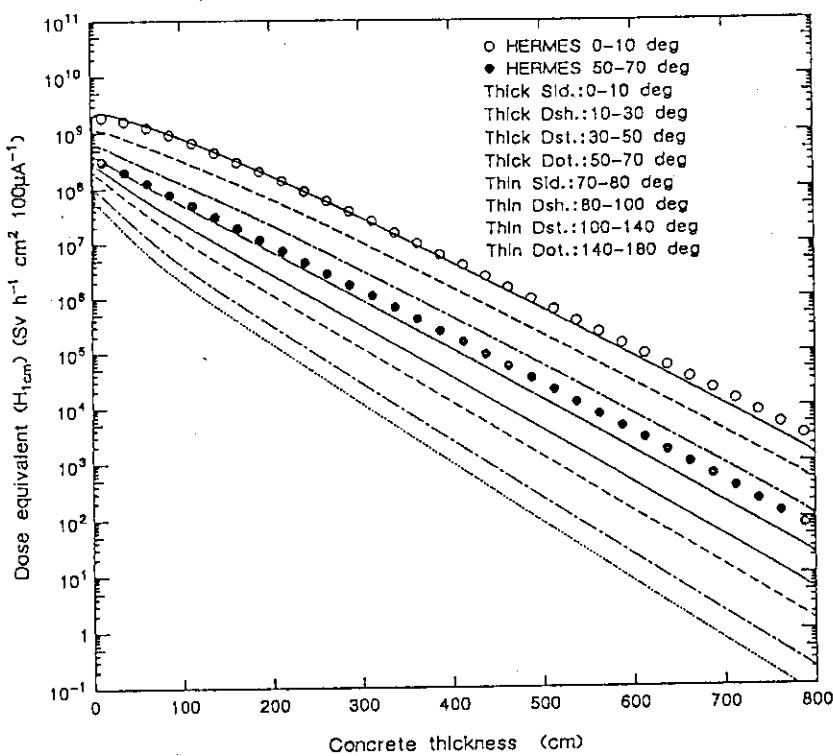


Fig. 9 Calculated dose equivalent attenuation of high energy neutrons ( $E_n > 14.9$  MeV) in a 8 m thick ordinary concrete slab. The source was the neutrons produced in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

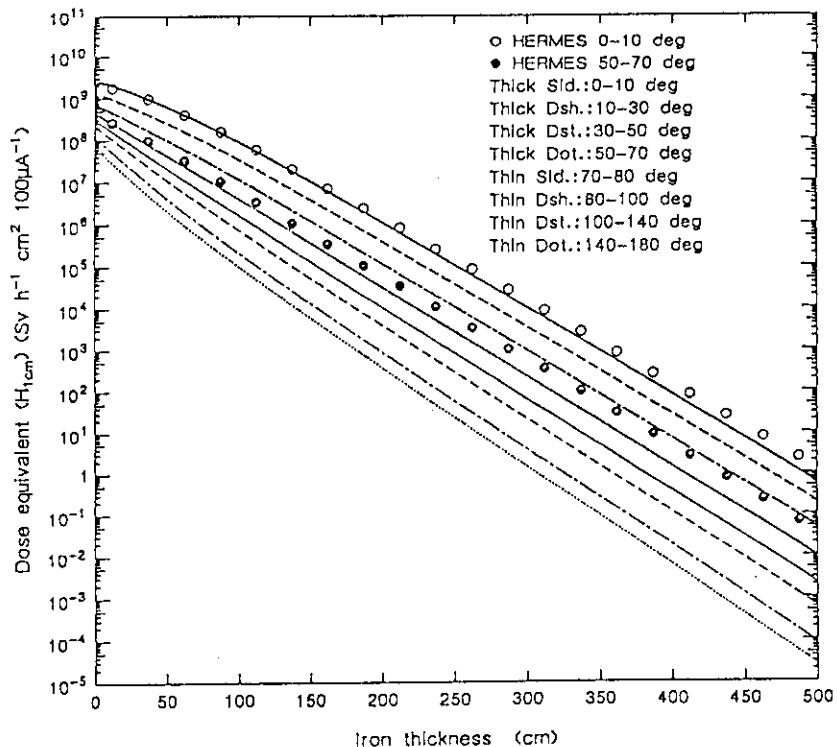


Fig. 10 Calculated dose equivalent attenuation of high energy neutrons ( $E_n > 14.9$  MeV) in a 5 m thick iron slab. The source was the neutrons produced in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

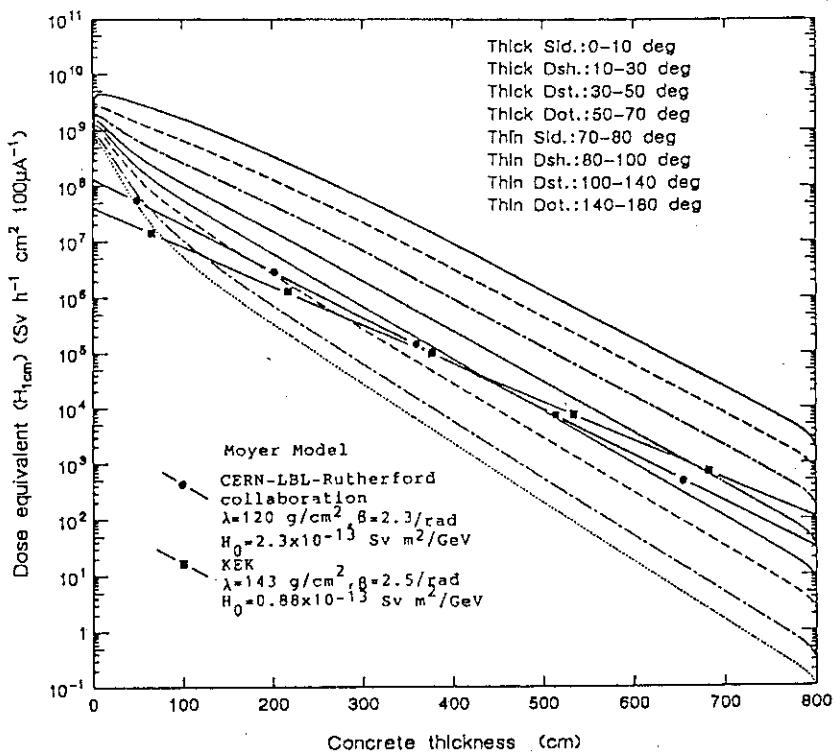


Fig. 11 Calculated dose equivalent attenuation of whole neutrons and secondary gamma rays in a 8 m thick ordinary concrete slab. The source was the neutrons produced in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

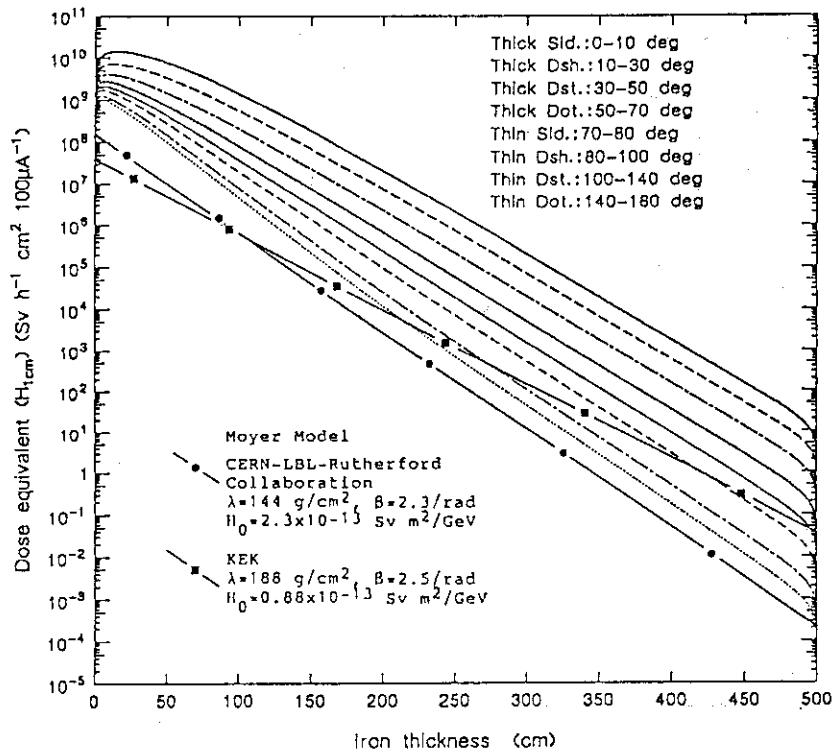


Fig. 12 Calculated dose equivalent attenuation of whole neutrons and secondary gamma rays in a 5 m thick iron slab. The source was the neutrons produced in a copper beam dump bombarded by 1 GeV protons.

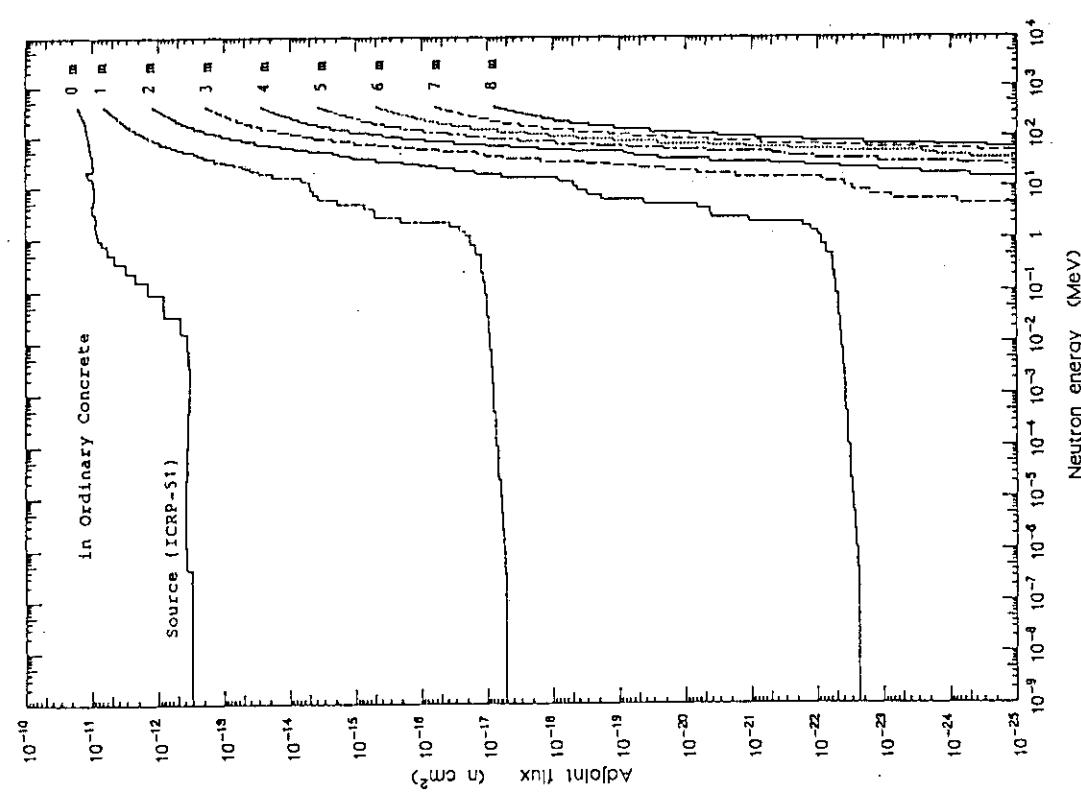


Fig. 13 Adjoint neutron flux distribution in an 8 m thick ordinary concrete slab for a source of the dose equivalent response function given in the ICRP-51.

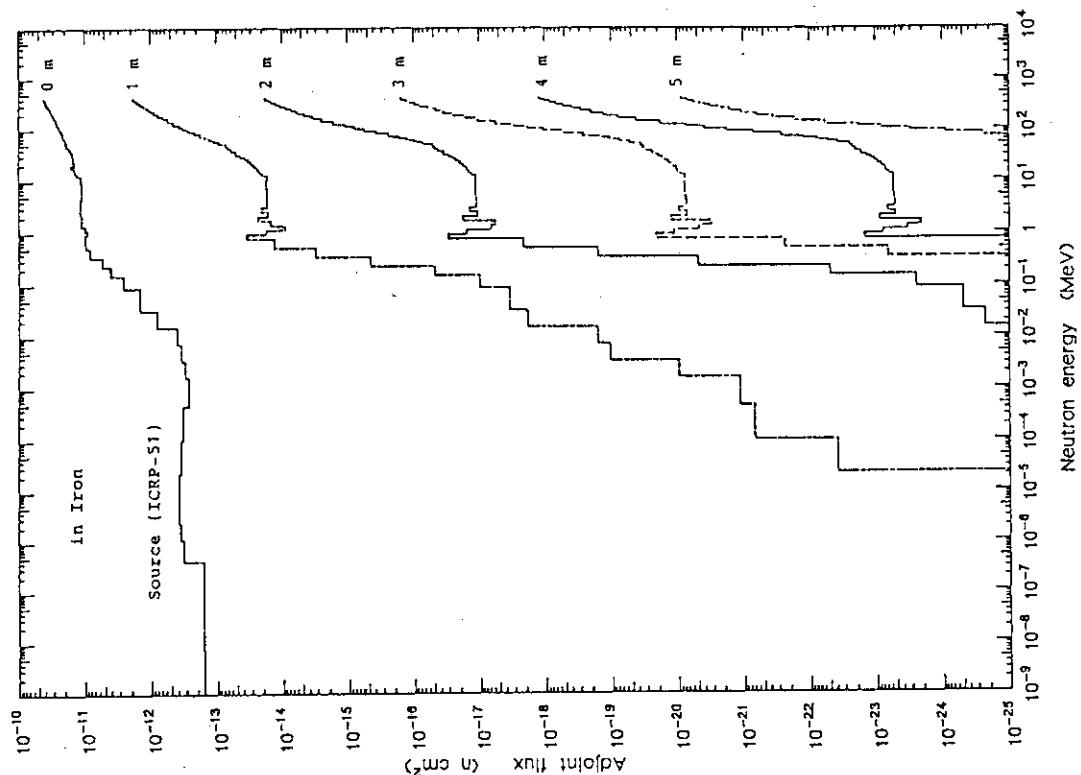


Fig. 14 Adjoint neutron flux distribution in a 5 m thick iron slab for a source of the dose equivalent response function given in the ICRP-51.

## 4. 高エネルギー電子・光子カスケード計算コード

平 山 英 夫 (高エネルギー物理学研究所)

**要旨：** 数十MeV以上の電子・光子は物質内で電磁カスケードを発達させながら次第にその平均エネルギーを減少させ最後には、熱エネルギーの形で吸収される。低エネルギー光子の計算においては、電子の動きを無視して光子のみの輸送を計算することで必要な情報を得ることが出来たが、電磁カスケードが問題になるエネルギー領域では、電子の振舞いを正確に扱う事が重要になる。問題の複雑さもあり、電磁カスケードの計算コードではモンテカルロ法が最もよく使用されている。公開されている汎用の計算コードとしては、低エネルギー領域から拡張されていったETRANを基にしたコードシステムと高エネルギー領域から低エネルギーへ拡張してきたEGSシステムがある。ここでは、EGSシステムの最新バージョンであるEGS4を中心に、これらの電磁カスケードコードで電子の運動をどのように扱っているかを紹介し、同時にいくつかの分野での応用例を紹介する。

Calculation of High Energy Electron-Photon Cascade  
 Hideo Hirayama  
 (KEK, National Laboratory for High Energy Physics)

**Summary:** Above a few ten-th MeV, electrons or photons produce electro-magnetic cascade inside a medium with decreasing their average energy and are finally absorbed in the form of heat. Movements of electrons can be neglected in the photon transport calculation at low energy regions. However, electron transports must be treated precisely in the energy region above a few ten-th MeV. Due to the difficulties of treatments of electron transports, Monte Carlo Method is commonly used in the electro-magnetic cascade. There are two general purpose electro-magnetic cascade code systems that are widely used in the world. One is ETRAN and the other is EGS. ETRAN was developed to simulate low-energy electrons and extended to high-energy regions. On the other hand, EGS system was developed for high-energy experiments and extended to lower energy regions. In this paper, I want to explain the treatment of electrons or positrons in EGS4, which is the newest version of the EGS code system, together with the applications of the EGS4 code to various fields.

**Keywords:** electro-magnetic cascade, EGS4, ETRAN, electrons, photons

## 1. はじめに

原子炉や放射性同位元素に関する光子の輸送計算においては、光子の反応によって生じた2次電子は発生した場所で熱吸収されるか、あるいはそのエネルギーが高い場合にはその場所で制動輻射を生じるものとして扱われてきた。しかしながら、高エネルギー加速器の発達と共に対象となる電子・陽電子や光子のエネルギーが高くなるとこのような近似では物質中の放射線の輸送を正しく計算する事が出来なくなる。すなわち、第1図の例から判るように物質に入射した高エネルギーの電子・陽電子あるいは光子は、主として電子対生成と制動輻射を繰り返し、その数を増大させながら平均のエネルギーを減少させ最終的には熱エネルギーの形で吸収される。このような現象は「電磁カスケード」と呼ばれている。放射線のエネルギーが低くなるとこれまでの計算で扱っていたのと同じ様な現象が主になってくるが、電磁カスケードが発達する領域では、その過程での電子・陽電子の運動も大きな影響を及ぼすため考慮しなければならない。反応の複雑さもあり、電磁カスケードの計算では、モンテカルロ法が最もよく使用されている。公開されている汎用の計算コードとしては、低エネルギー領域から拡張してきた ETRAN を基にしたコードシステム<sup>1</sup>と高エネルギー領域から低エネルギーへ拡張してきた EGS システムがある。

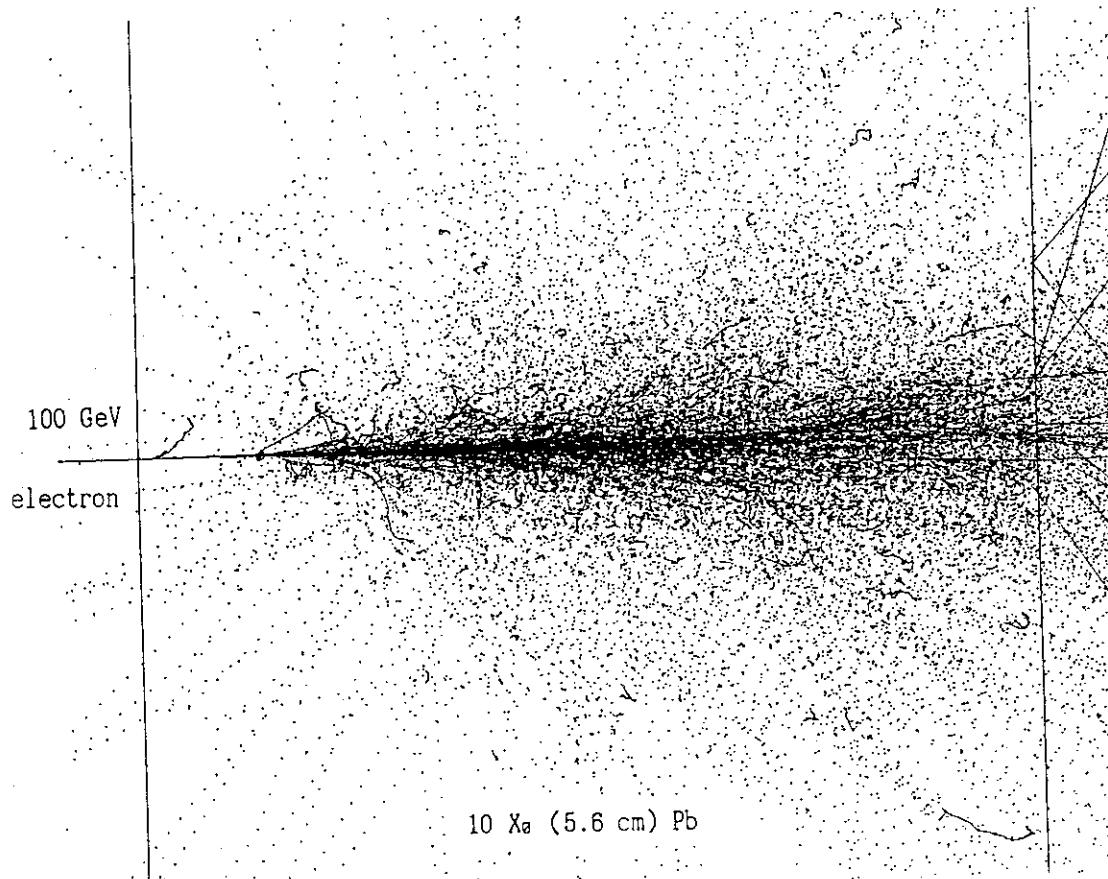


Fig. 1 Shower produced in 5.6 cm Pb target struck by a single 100 GeV electron. Charged particle and photon tracks having a kinetic energy above 100 keV are depicted as solid and dotted lines, respectively.

本論文では、EGSシステムの最新バージョンであるEGS4<sup>2</sup>を中心に、物質中の電子・陽電子のふるまいとEGS4システムの概要及びEGS4のいくつかの分野への応用例を紹介する。

## 2. 電磁カスケード計算コードの現状

特定の目的の為に作られた電磁カスケード計算コードには様々なものがあるが、汎用の計算コードとして公開され広く使用されているモンテカルロ計算コードとしてはETRAN<sup>3</sup>系列(for Electron TRANsport)のシステムとEGSシステムに大別することができる。前者は、アメリカのNBSにおいて当初数MeV以下の電子の輸送を計算するコードとして作られたETRANをベースにして高エネルギー領域まで拡張されてきたシステムである。当初の目的とするエネルギーが低かった事から、電子の多重散乱分布として任意の大角度まで使用できるGoudsmit and Saunderson分布を使っている事に見られるように低エネルギーの電子・光子の振舞いを出来る限り正確に評価するようなシステムになっている。反面、陽電子が2光子消滅以外は電子と同じものとして扱われている事に見られる様に高エネルギー領域への拡大に当たって改善すべき点をもっている。ETRANは、使用される形状によってZTRAN, CYLTRAN等異なったコードが作られてきたが、Sandia National Laboratoryにおいてこれらの一連のコードを統合発展させたシステムとしてITSシステム(Integrated TIGER Series)<sup>1</sup>が作られた。ITSシステムにより、ユーザは目的に応じたプログラムをこれまでよりずっと容易に使用できるようになった。ITSシステムは、TIGER(1次元)、CYLTRAN(2次元)、ACCEPT(3次元)というそれぞれ独立したプログラムと使用するコンピュータを選択する事を含んだ膨大なシステムである。

一方、EGS(Electron Gamma Shower)システムは、第1表に示すように、SLACにおいて高エネルギー実験に使用する事を目的としてSHOWERコードをベースに改良されてきたものである。1978年にEGS3がマニュアル(SLAC-210)<sup>4</sup>と共に公開されてからは、Medical Physicsの分野やSynchrotron Radiationを使用する施設でも使用される様になり、それにともないエネルギー下限を下げる要求が強くなり、様々な他の改良と併せてEGS4が作られた。EGS4の概要是第4章で紹介するが、本来高エネルギー物理で使用する事を目的としていたことから、低エネルギー電子・光子の輸送については、一定改良されたとはいえ対象となる放射線のエネルギーが低くなるほど改善すべき点が残されている。

モンテカルロコードほど広くは使用されていないが、Discrete Ordinate法による電子・光子輸送計算コードも作られてきている。<sup>5,6</sup>

Table 1 History of EGS4

Period	Programme	Language	Authors
1963~1965	SHOWER1	FORTRAN	Nagel
1966	SHOWER2	FORTRAN	Nicoli
1967~1972	SHOWER3/PREPRO (PREPRO-->pre-processing)	FORTRAN	Ryder, Talwar and Nelson
1970~1972	SHOWER4/SHINP (SHINP-->SHOWER input)	FORTRAN	Ford
1974	EGS1/PEGS1 (PEGS-->Processor for EGS)	FORTRAN	Ford and Nelson
1975	EGS2/PEGS2	MORTRAN2	Ford and Nelson
1976~1977	EGS3/PEGS3 (SLAC-210)	MORTRAN2	Ford and Nelson
1982~1985	EGS4/PEGS4 (SLAC-265)	MORTRAN3	Nelson, Hirayama and Rogers

### 3. 電磁カスケード計算コードで考慮すべき物理現象

最初に述べたように、高エネルギー電子・光子によって生じる電磁カスケードを含む放射線の輸送を計算する場合には、低エネルギー光子の計算では無視してきた電子・陽電子の輸送に係わる物理現象を考慮しなければならない。具体的には、

- a. bremsstrahlung
- b. positron annihilation in flight and at rest
- c. multiple scattering
- d. Møller( $e^-e^-$ ) and Bhabha( $e^+e^-$ ) scattering
- e. continuous energy loss applied to charged-particle tracks between discrete interaction

が主なものである。電子・陽電子が物質中を動くときには原子核や軌道電子と多数回のクロン散乱をしてその方向を変えていく。このような散乱は、エネルギーが低くなる程顕著であるが、いづれにせよ一般的にその回数が非常に多いため個々の散乱を扱うことは非常に難しく、電磁カスケードコードでは様々なモデルに基づく多重散乱近似により角度の補正を行うのが一

一般的である。多重散乱分布として、ETRAN系では Goudsmit-Saunderson の、EGSシステムでは Molière の多重散乱分布が使用されている。これらの分布を含めた電子の多重散乱については、文献 7 の Berger 等の論文にまとめられている。d の散乱により発生した電子が  $\delta$ -ray で、モンテカルロ計算では新たな粒子として追跡される事になる。可能な限り低いエネルギーの  $\delta$ -ray まで扱う事が望ましいが、計算時間との関連で設定したカットオフエネルギー以下の  $\delta$ -ray を生成する散乱と電離や励起に伴うエネルギー損失を併せた阻止能と電子・陽電子の飛程から移動に伴うエネルギー損失を計算するのが一般的である。その際に使用されるのが、e の連続エネルギー損失モデルである。阻止能については、様々な論文が出されているが、文献 7 の Berger の論文にまとめられている。これらの電子・陽電子の反応に加えて、次のような光子の反応によって電磁カスケードが発達し、減衰していく。

- f. pair production
- g. Compton scattering
- h. coherent (Rayleigh) scattering
- i. photoelectric effect

コンプトン散乱は、通常は自由電子との散乱を考えれば良いが、h の弾性散乱を考慮しなければならない様な低エネルギー領域では電子の束縛効果を考慮しなければならない。また、光電吸收に伴う特性X線等の発生については、電磁カスケードには殆ど影響を及ぼさないが、低エネルギー光子の計算においては含めることが必要である。

物質中のこれらの現象を具体的に見るために EGS 4 でシミュレーションした飛跡の例を第2図に示す。第2図は、100 MeV の電子が 0.82cm の Ta ターゲットに入射したときの電子・陽電子の飛跡を実線で、光子の飛跡を点線でプロットしたものである。入射した電子は、a 点で Moller 散乱により  $\delta$ -ray を生成している。生成された  $\delta$ -ray はエネルギーが低いので多重散乱により角度を変えながらエネルギーを失っていき、熱エネルギーとして吸収される。入射電子は、b 点近辺で数個の制動輻射を生成しその後 c, d 点でも制動輻射を生成しながらエネルギーを失っていき、最後は d 点近傍で吸収されている。b 点近傍で生成した制動輻射は、e, f 点で電子・陽電子対を生成する。e 点で生成した陽電子は g 点で消滅して 2 つの 0.511 MeV  $\gamma$  線になっている。一方、f 点で生まれた陽電子は多重散乱により方向を変えながらエネルギーを失いつつ、体系外に抜けている。又、d 点近くで生成した制動輻射の片方は i 点でコンプトン散乱を起こしている。この例から、物質中や物質の外での各放射線のエネルギースペクトルや物質中のエネルギー吸収についての情報を得る為には、光子だけでなく、電子・陽電子に関する情報を得ることが重要であることがよく判る。

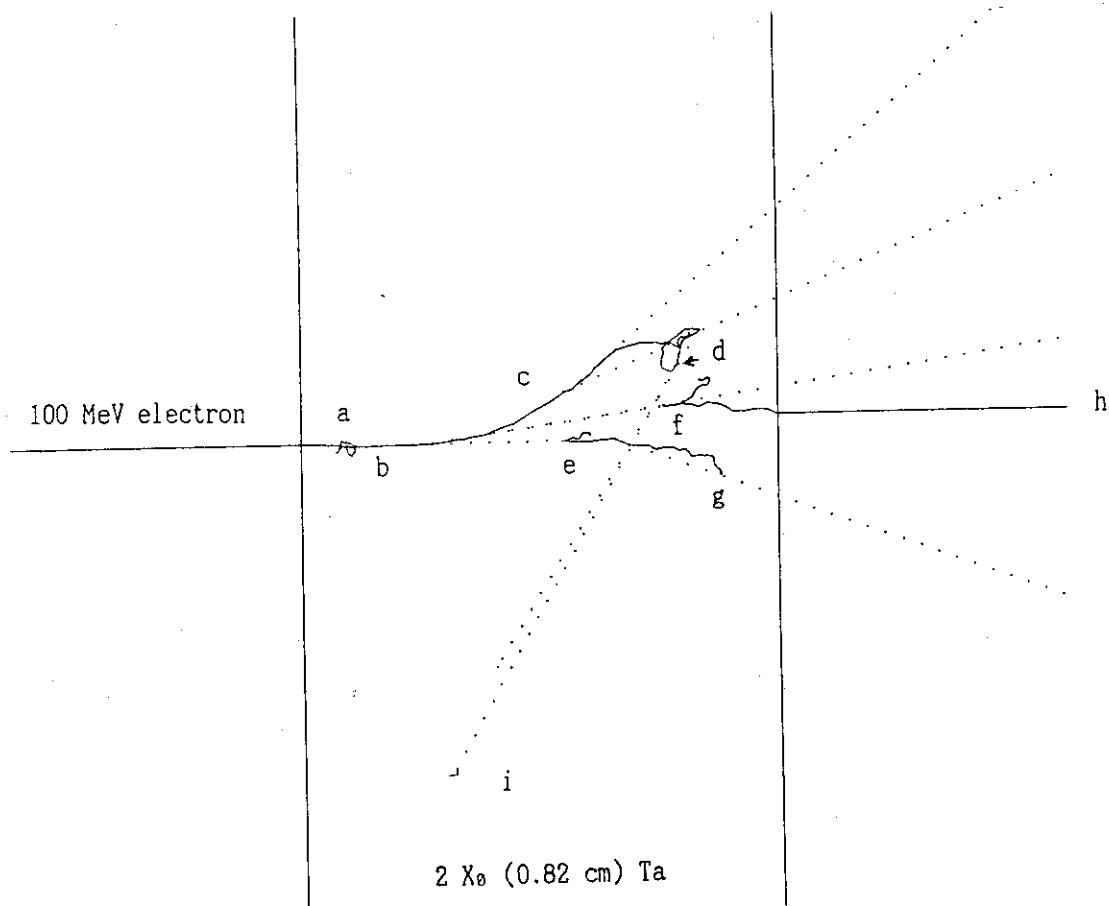


Fig. 1 Shower produced in 0.82 cm Ta target struck by a single 100 MeV electron. Charged particle and photon tracks are depicted as solid and dotted lines, respectively.

#### 4. EGS4 コードシステムの概要

第2章で述べたように、EGS4コードはEGS3を低エネルギー領域まで拡張する等を目的に改良されたEGSシステムの最新バージョンである。第3章で紹介した電子・陽電子あるいは光子に関する物理現象をすべて扱うことができる。EGS4コードシステムの主な特徴は次のような点である。<sup>2,8</sup>

1. 電子・陽電子あるいは光子の輸送を  $Z=1$  から 100までの任意の元素、化合物、混合物についてシミュレーションすることができる。
2. 適用エネルギー範囲は荷電粒子では、運動エネルギーで数十keV から数千 GeV、光子の場合には数 keVから数千 GeV である。
3. EGS4システムは、MORTTRAN3と呼ばれるFORTRAN preprocessorで書かれている。
4. EGS4で使用する各物質毎のデータ（断面積、分岐比等）はPEGS4で予め計算して

おく。

5. 計算しようとする体系の形状は HOWFAR と呼ばれるユーザの書くサブルーチンで決められる。良く使用される”平板”、“円筒”、“球”等については、サブルーチンおよび MORTTRAN マクロで提供されている。MORSE-CGで使用されている Combinatorial geometry を使用する事も可能である。磁場や電場中の輸送は HOWFAR でそれらの効果を考慮する事により可能である。
6. ユーザが得たい情報は、AUSGAB と呼ばれるユーザの書くサブルーチンに記録される。
7. 放射線の輸送は、
  - a) 電子、陽電子、光子または $\pi^0$  の崩壊に伴って発生する 2 個の $\gamma$ 線
  - b) 単一エネルギーまたはエネルギー分布を持った線源
  - c) 一方向または角度分布を持った線源あるいは点または分布した線源

から始める事が出来る。これらの線源条件は、ユーザがメインプログラムに書く。

このように EGS 4 は、インプットデータにより初期条件、体系の形状や出力情報を決めるのではなく、第3図に示すように、MAIN Programme, HOWFAR (追跡している粒子の位置する領域《REGION》を決定する Geometry Subroutine) と AUSGAB (EGS 4 から得られる情報をユーザの必要とする形に記録するSubroutine) からなる「USER CODE」を作る事により各自の目的とする情報を得るというシステムになっている。MAIN Programme では、PEGS 4 で作られた Media Data を読みとり EGS 4 で使用できる形に整備する Subroutine HATCH をCALLした後に、粒子の初期条件を設定し Subroutine SHOWER を CALLする。Geometry のチェックが必要となる度に、HOWFAR が CALLされる。シュミレーションされる粒子は、Stack Number (NP) で識別され、Stack Number の大きい粒子から順番に追跡される。相互作用により粒子の数が増えた場合には、NP=NP+1 とし、新しい Stack Number は全エネルギーの小さい粒子に割り当てられる。粒子の追跡を止めた場合 (Discard) 場合には、NP=NP-1 とし、新しい NP を Stack Number として持つ粒子が次に追跡される。Discard は次のような場合に発生する。

- ・全エネルギーが PEGS 4 で設定したカットオフエネルギーより小さくなった場合 (PCUT Discard)
- ・全エネルギーが PEGS 4 で設定したカットオフエネルギーよりは大きいが、USER CODE で設定された EGS カットオフエネルギーより小さくなった時 (ECUT Discard)
- ・粒子が体系の外に出た等の理由でユーザが設定する場合 (USER Discard)

ヒストリーの最初では、NP=1 があるので NP=1 の粒子が Discard された時点でヒストリーが終了することになる。

AUSGAB は、標準では

- a. 粒子が移動する時、
  - b. ECUT-Discard が発生した時
  - c. PCUT-Discard が発生した時
  - d. USER-Discard が発生した時
  - e. Photo-electric Effect が発生した時
- にのみ CALL されるが、ユーザが必要とする場合には、FLAG のセットにより EGS 4 で扱って

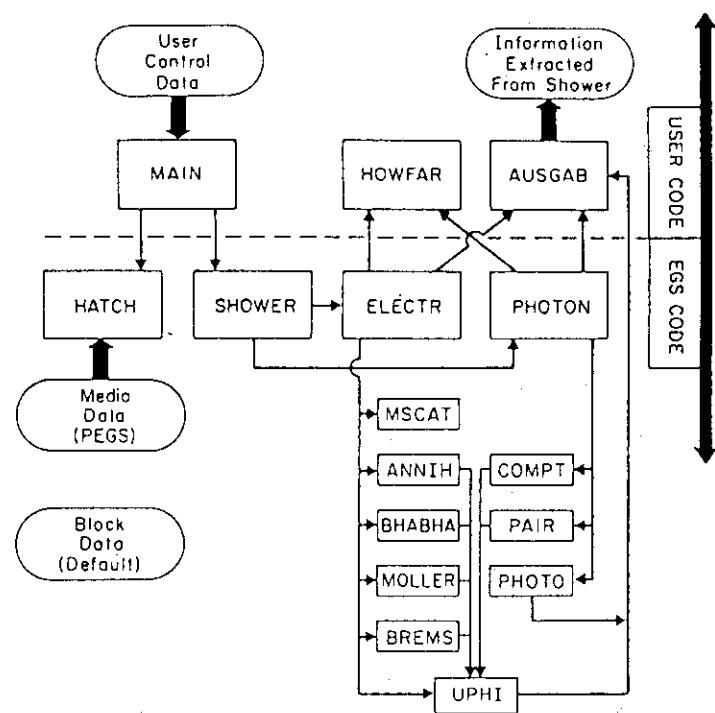


Fig. 3 Flow Control with User using EGS

いるすべての物理現象の前後で CALL することが出来る。

光子の場合には、反応点までエネルギーを変える事なく移動するが、荷電粒子については移動に伴うエネルギー損失と多重散乱による方向の変化を考慮しなければならない。EGS4では、荷電粒子の飛程を Molière分布が適用可能な短いステップに分割し、各ステップで角度と飛程距離の補正を行う。PEGS4で設定したカットオフエネルギー以下の2次電子や光子は新たな粒子として扱わずに、吸収として阻止能に含める。荷電粒子の移動に伴う物質へのエネルギー付与は、補正された飛程と阻止能の積により与えられる。これは粒子の移動に伴うエネルギー付与がガウス分布とした時の平均値である。通常は、この方法でエネルギー付与を求める事が出来る。非常に薄い物質中やガス中のエネルギー付与の場合にはエネルギー付与の分布がガウス分布と異なるので \$DE-FLUCTUATION という MORTTRAN のマクロに該当する分布（例えば、Landau 分布）を組み込み分布に従ったエネルギー付与を求めるようにする事も出来る。

一般的にはユーザが最初から自分でUSER CODEを書くことは難しいので、SLAC-265の第3章紹介されているいくつかのUSER CODEの例を基にして目的に応じたUSER CODEを書く方が良い。（第3章で紹介されているUSER CODEは全てEGS4システムの一部としてDistribution Tapeに入れられている。）

## 5. EGS 4 の応用例

### 5.1 Electromagnetic Calorimeter の設計

高エネルギー実験では、発生した2次粒子のエネルギーはカロリメータによって測定される。カロリメータにはいろんなタイプがあるが、いづれの場合もそのエネルギー分解能は重要な性能の一つである。電磁成分（電子、陽電子、光子）用のカロリメータとしてLead-glass Drift Calorimeter の設計に EGS 4 を応用した例を紹介する<sup>9</sup>。カロリメータは、第4図に示すようにコンバータの役割をする鉛ガラスの筒と検出器である筒内のガス領域からなっている。筒の厚さ、内径、外径及びガス圧を変えてエネルギー分解能を調べた。10 GeV の電子が外径 10 mm、厚さ 1 mm、ガス圧 1 atm で、全体が 15 X<sub>0</sub> の大きさのカロリメータに入射したと分布例を第5図に示す。ここで得られた波高分布の広がりは入射した電子毎の電磁カスケードの fluctuation である。

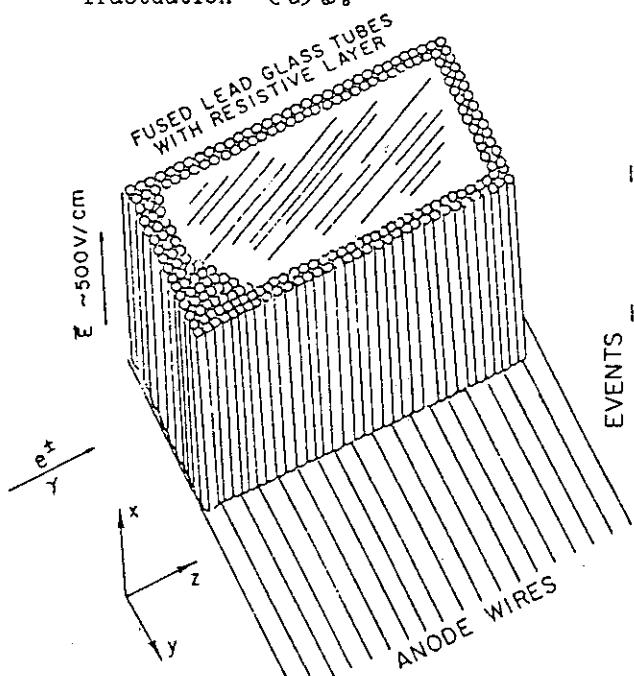


Fig. 4 Over schematic of the high density drift calorimeter with lead glass radiator (drift tube) structure and wire chamber readout.

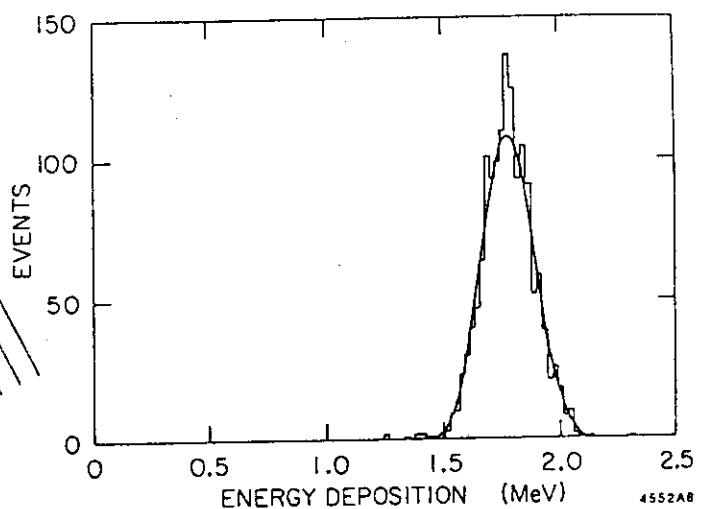


Fig. 5 Distribution of energy deposition in gas regions for 10 GeV incident electrons (15 X<sub>0</sub>/10mm/1mm/1 atm).

このようなガス検出器を用いる場合には、比較的エネルギーの低い電子が、ときたまガス中を長く飛行することにより生じるエネルギー付与がエネルギー分解能を悪くする。対象としたカロリメータでは筒形状の為に、筒の壁方向には電子は長い距離を飛行する事が出来ない。又、先に述べた様に厚さの薄いガス検出器中では、荷電粒子によるエネルギー吸収はガウス分布の平均値では正しく現す事が出来ないので、Landau 分布からエネルギー付与を求める必要があ

る。これらの影響を壁圧を 1 mm に固定して内径を変えた場合について第 6 図に示す。Landau 分布を考慮する事によりエネルギー分解能は悪くなるが、筒の壁の効果により分解能が良くなっていることが判る。電子のエネルギーが高くなると、検出器の厚さが薄い場合には、後方からのものが分解能に大きな影響を与える。もれの割合と分解能の関係を調べた結果が第 7 図に示されている。このカロリメータの場合には、後方からのものが 1 % 以下であれば、エネルギー分解能は入射エネルギーの  $-1/2$  乗に比例することが判る。

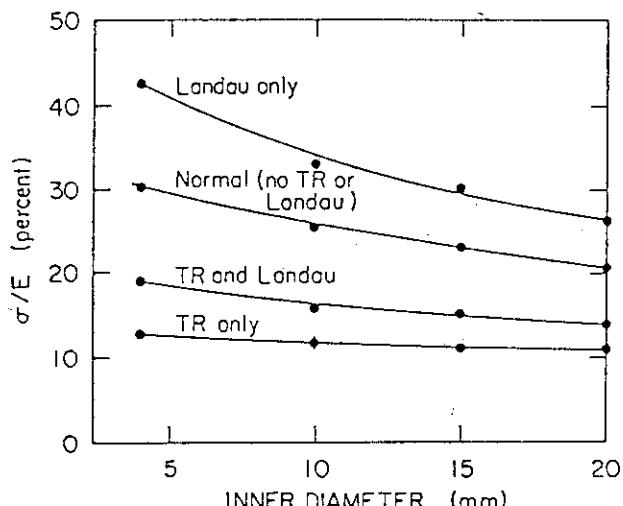


Fig. 6 Fractional energy resolution as a function of the inner diameter of the tubes(1GeV/ $15X_0/1\text{mm}$  wall/1 atm.), for various combinations of track length restriction and Landau sampling.

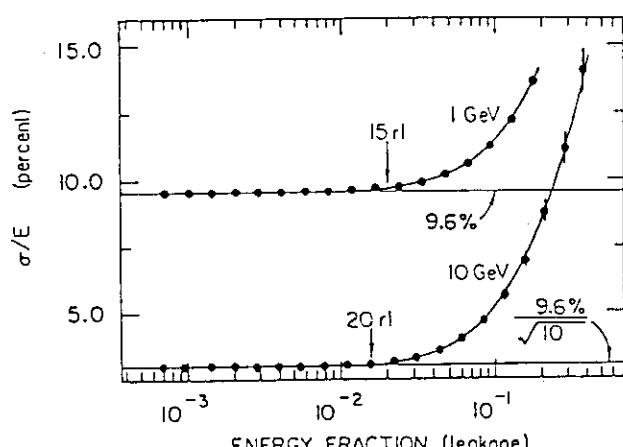


Fig. 7 Energy resolution as a function of energy that leaks out the back of the detector for 1 GeV and 10 GeV incident electrons(10mm/1mm/10 atm.).

## 5.2 ポジトロンファクトリ用陽電子生成ターゲットの設計

高エネルギー電子による陽電子生成効率は、電子・陽電子衝突型の高エネルギー物理、陽電子を使用するシンクロtron放射光施設や大強度の陽電子を必要とする「ポジトロンファクトリ」にとって重要なパラメータである。特に、ポジトロンファクトリでは入射電子の強度が強いためにターゲットの冷却が必要であるのでターゲット中の発熱分布や冷却方法の発生効率に及ぼす影響などについても考慮する事が必要になる。冷却材の影響を考えない場合の高エネルギー電子による低速陽電子の発生効率の入射電子依存性、ターゲットの厚さ依存性を第 8、9 図に示す。200 MeV 以上のエネルギーではビームパワー当たりの生成効率は低下しており、集束条件が同じであれば、エネルギーを 200 MeV に上げるよりも電流を増強する方が効率的である事が判る。又、ターゲットの厚さ依存性についてはここで計算した条件では、 $2 X_0$  (radiation length) 近辺で生成効率が最大となる。最終的に使用可能な陽電子は、ターゲット中で

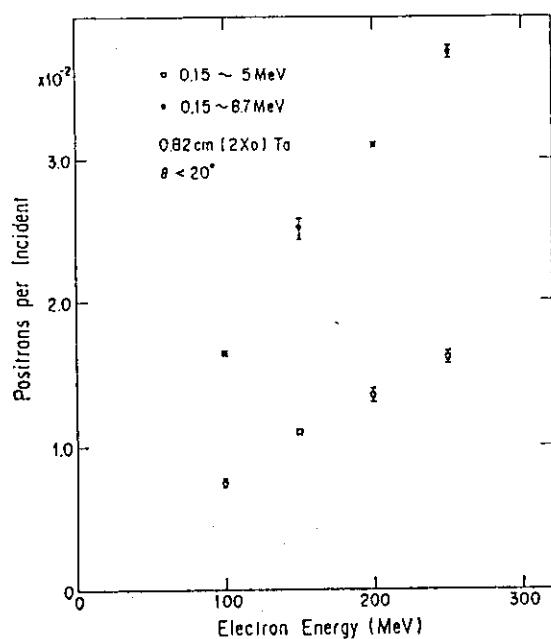


Fig. 8 Positron yeilds below 5 and 8.7 MeV from  $2 X_0$  Ta Target as a function of incident electron energy.

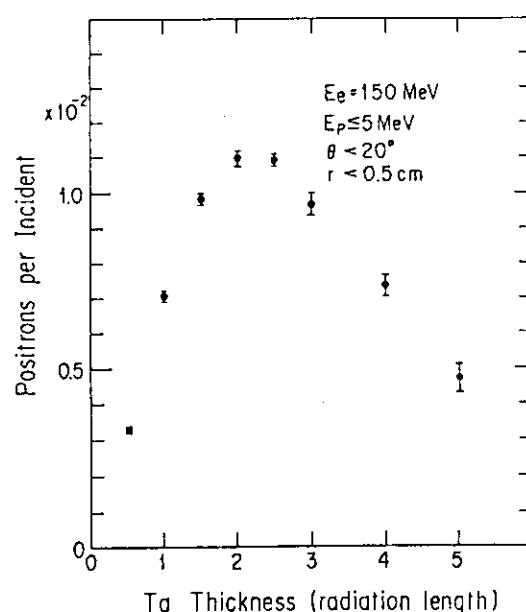


Fig. 9 Positron yield produced by 150 MeV electron as a function of the target thickness of Ta.

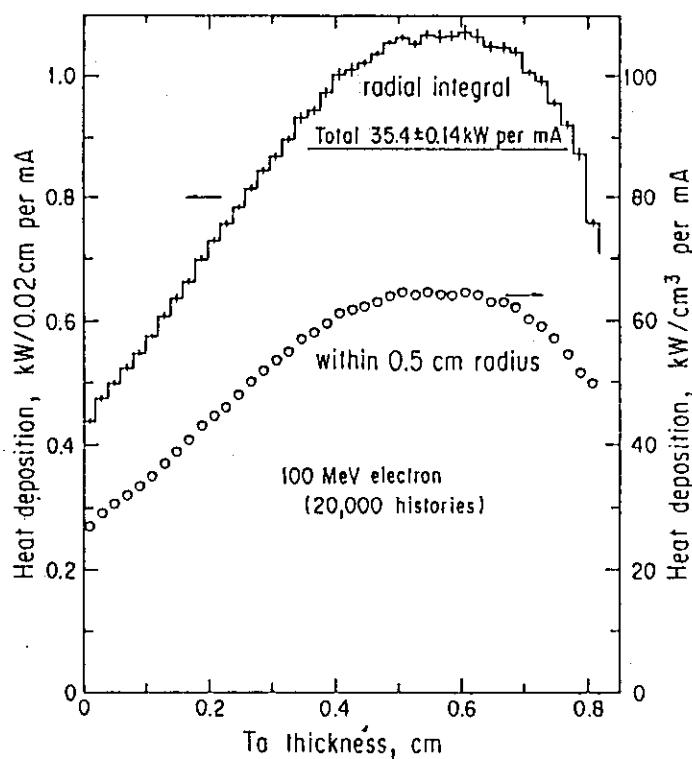


Fig. 10 Heat deposition distribution inside a positron target with 100 MeV, 1 mA electrons.

発生した陽電子数と較べるとそのほんの一部である。従って、特に低速陽電子用のターゲットでは、その構造などの工夫により生成効率を良くする事も考えられる。冷却の検討の為に計算したターゲット中の発熱分布の結果の例を第10図に示す。半径方向の積分値もビーム軸近傍も 0.6 cm 近傍で発熱量が最大となっている。半径方向の発熱分布では、大部分が半径 0.5 cm の領域に集中しており、冷却を考慮する場合に注意が必要である。

### 5.3 遮蔽体背後の放射線場と線量当量評価

「放射線障害防止法」の改訂に伴い、外部被ばくに対する実効線量当量としては、ICRU 球の放射線入射側での 1 cm の深さにおける線量当量である 1 cm 線量当量を当てることとし、実際の放射線場の 1 cm 線量当量は 1 cm 線量当量換算係数を用いて得られる周辺線量当量で評価されることになった。しかしながら、遮蔽体背後の様な複雑な場においては、周辺線量当量を用いる事が適切かどうかの検討が必要となる。平板形状のファントムを用いて、物質境界での放射線場および表面と 1 cm 深さでの線量についての検討を行った<sup>10</sup>。第11図に、1 MeV 及び 10 MeV の面平行  $\gamma$  線により作られる 5 mfp 厚さの種々の遮蔽材料背後の  $\gamma$  線と電子のスペクトルを示す。このような場に人が居る場合に人体の表面及び 1 cm 深さでの吸収線量に対する入射  $\gamma$  線、後方散乱  $\gamma$  線及び荷電粒子によるそれぞれの寄与を第2表に示す。表面での荷電粒子の寄与は、0.1 MeV では少ないが 1 MeV では 20~40 %、10 MeV では 80 % と大きな割合を占めており、物質境界での評価においてはエネルギーが低くても電子・陽電子の評価が必要な事が判る。第12図に示されている様に、荷電粒子の寄与はファントムの深さと共に急速に減衰し、入射  $\gamma$  線により作られる 2 次電子によるエネルギー吸収が主な要因となる（荷電平衡が成立する。）。従来の  $\gamma$  線の計算では、物質境界でも荷電粒子平衡が成立する事を前提にしたエネルギー吸収係数を用いての線量評価が行われてきたが、この例でも明らかなように、物質の境界面では電子・陽電子といった荷電粒子の寄与に付いて評価を行った上で検討する事が必要である。

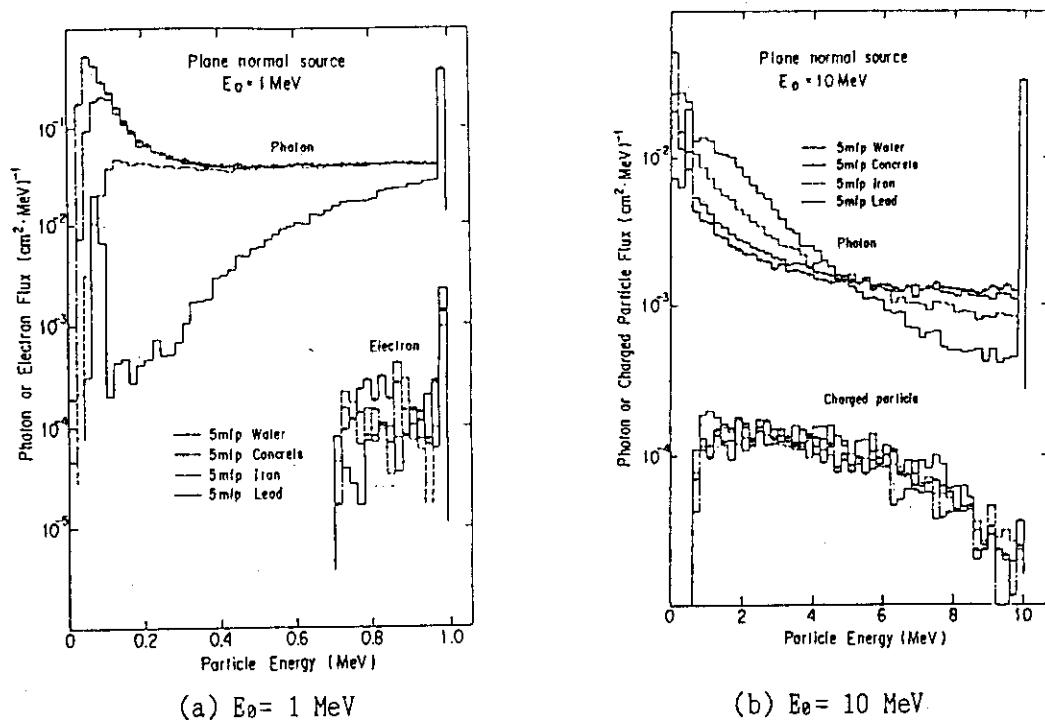


Fig. 11(a)(b) Energy spectrum of photon or charged particle behind water, concrete, Fe and Pb having thickness of 5-mfp for normally incident photon with incident energy of (a) 1 MeV and (b) 10 MeV.

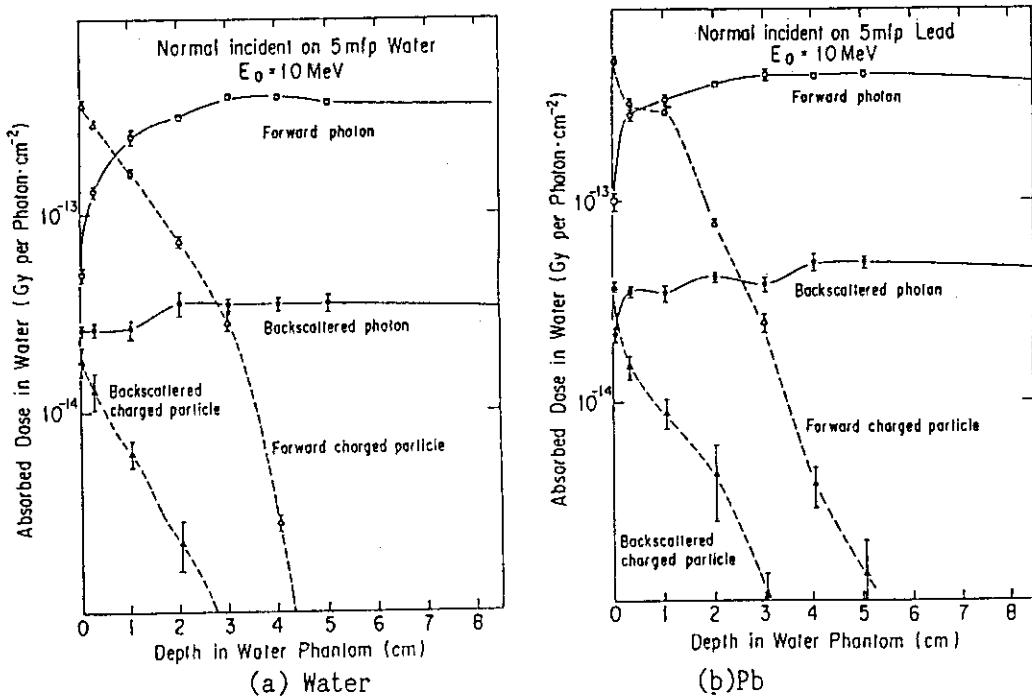


Fig. 12(a)(b) Absorbed dose distribution of forward photons, backscattered photons, forward and backscattered charged particles behind 5-mfp shielding material followed 10 cm air region for 10 MeV normal incident photons.

Table 2 Absorbed energy fraction at surface and 1 cm depth of water phantom behind 5-mfp thick shielding material followed with 10 cm air region.

				Absorbed energy fraction		
Material	Position	Photon energy		Forward photons	Backscattered photons	Charged particles
Water	Surface (0-0.1cm)	0.1 MeV		0.55±0.03	0.42±0.03	0.03±0.01
		1.0 MeV		0.55±0.03	0.23±0.02	0.22±0.02
		10.0 MeV		0.11±0.01	0.06±0.004	0.83±0.04
	1 cm (1-1.1cm)	0.1 MeV		0.56±0.03	0.44±0.02	-----
		1.0 MeV		0.79±0.04	0.21±0.01	-----
		10.0 MeV		0.55±0.06	0.06±0.01	0.39±0.03
Concrete	Surface (0-0.1cm)	0.1 MeV		0.56±0.03	0.39±0.02	0.05±0.01
		1.0 MeV		0.57±0.04	0.19±0.01	0.24±0.02
		10.0 MeV		0.12±0.02	0.05±0.004	0.83±0.02
	1 cm (1-1.1cm)	0.1 MeV		0.59±0.03	0.41±0.03	-----
		1.0 MeV		0.81±0.04	0.19±0.01	-----
		10.0 MeV		0.55±0.03	0.06±0.01	0.39±0.02
Iron	Surface (0-0.1cm)	0.1 MeV		0.62±0.04	0.33±0.02	0.05±0.02
		1.0 MeV		0.64±0.06	0.16±0.01	0.20±0.03
		10.0 MeV		0.15±0.01	0.04±0.003	0.81±0.04
	1 cm (1-1.1cm)	0.1 MeV		0.58±0.04	0.42±0.03	-----
		1.0 MeV		0.81±0.04	0.19±0.01	-----
		10.0 MeV		0.58±0.02	0.06±0.01	0.36±0.01
Lead	Surface (0-0.1cm)	0.1 MeV		0.67±0.05	0.31±0.03	0.02±0.01
		1.0 MeV		0.43±0.03	0.11±0.01	0.46±0.04
		10.0 MeV		0.14±0.02	0.03±0.002	0.82±0.03
	1 cm (1-1.1cm)	0.1 MeV		0.58±0.04	0.42±0.04	-----
		1.0 MeV		0.86±0.09	0.14±0.02	-----
		10.0 MeV		0.58±0.03	0.06±0.01	0.36±0.02

## References

- 1) J. A. Halbleib and T. A. Mehlhorn, "ITS: The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes", Nucl. Sci. Eng., 92, 338 (1986).
- 2) W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, "The EGS4 Code System", Stanford Linear Accelerator Center report SLAC-265 (December 1985).
- 3) M. J. Berger and S. M. Seltzer, "ETRAN Monte Carlo Code System for Electron and Photon Transport Through Extended Media", Radiation Shielding Information Center, Computer Code Collection CCC-107 (1968).
- 4) R. L. Ford and W. R. Nelson, "The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Shower (Version 3)", SLAC-210 (June 1978).
- 5) L. J. Lorence, Jr., W. E. Nelson, and J. E. Morel, "Coupled Electron Photon Transport Using the Method of Discrete Ordinates", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 4416 (1985).
- 6) J. E. Morel and L. J. Lorence, Jr., "Recent Developments in Discrete Ordinates Electron Transport", Trans. Am. Nucl. Soc. 52, 384 (1986).
- 7) Edited by T. M. Jenkins, W. R. Nelson and A. Rindi, "Monte Carlo Transport of Electron and Photons", Plenum Press (1988).
- 8) H. Hirayama, W. R. Nelson and D. W. O. Rogers, "How to use EGS4", KEK Internal 89-15 (January 1990).
- 9) H. Hirayama, W. R. Nelson, A. Del Guerra, T. Mulera and V. Prez-Mendez, "Monte Carlo Studies for the Design of a Lead-glass Drift Calorimeter", Nucl. Instr. Meth., 220 (1984) 327.
- 10) H. Hirayama and S. Tanaka, "Investigation of 1 cm Dose Equivalent for Photons behind Shielding Materials", J. At. Energy Soc. Japan, 31 (1989) 101.

## 5. 素粒子実験用検出器開発のための 放射線輸送コード

浅 井 慎（広島工業大学）

素粒子実験（高エネルギー物理学実験）用の検出器は、個々の素粒子の運動量を測定する飛跡測定器（Tracker）、エネルギーを測定するカロリメーター、ミュオンの運動量を求めるミュオン検出器などから成る。これらを設計するために用いられている放射線輸送コードと、その応用例について紹介する。

特に、カロリメーターの設計のためには、高速な放射線輸送コード（シャワーコード）が不可欠であり、SSC（Superconducting Super Collider）で用いるために現在計画が進められている、SDC検出器の設計のためのシミュレーションコードについて詳しく述べる。

### Hadronic shower codes for the designing of detectors for the high energy physics experiments

Makoto Asai (Hiroshima Institute of Technology)

Detectors for the high energy physics experiments consist of tracker to measure the momentum, calorimeter to measure the energy, and muon detector to identify muon, for each elementary particle of the event. The hadronic shower codes and their applications to design these detectors are introduced.

Especially for the designing of a calorimeter, the high speed hadronic shower code is essential. The detailed simulation codes for the designings of the SDC detector, which we are proposing for the SSC (Superconducting Super Collider) experiment, are presented.

Keywords : High energy physics, Superconducting Super Collider, Shower simulation, GEANT, GHEISHA, Parametrization of shower shape

## 1. はじめに

素粒子実験（高エネルギー物理学実験）では、加速器を使って素粒子（陽子、反陽子、電子、陽電子など）を加速して互いに衝突させ、衝突の瞬間に起こった素粒子反応を研究する。その反応自体はもちろん観測不可能であり、実際には反応の結果生成した二次的な素粒子（二次粒子）を観測し、元の反応を類推する。そのためには、生成した個々の二次粒子にたいして、運動量、速度、全エネルギー、粒子種別等を出来るだけ正確に知らなければならない。

Fig. 1は、我々 S D C (Solenoidal Detector Collaboration)<sup>1)</sup>が米国ダラス郊外に建設中の S S C (Superconducting Super Collider) での実験のために計画している測定器の概略図である。測定器の中央で、各々 20 TeV に加速された 2 個の陽子が衝突し、平均 100 個の荷電粒子（主として  $\pi$  中間子）と、ほぼ同数の中性粒子（主として光子）が生成する。測定器は、

- 荷電粒子の運動量を測定する飛跡検出器
- Microstrip Silicon Detector
- Straw Chamber または Scintilating Fiber Tracker
- 超伝導ソレノイド
- 粒子の全エネルギーを測定するカロリメーター
- Electro-magnetic Calorimeter
- Hadron Calorimeter
- ミュオンの検出と運動量測定をするミュオン検出器

などから成る。

この測定器は、総チャンネル数約 100 万、総重量 27000 トンにもなり、個々のモジュール単位でのテストは可能であるが、全体としての性能は設計段階でのシミュレーションによって充分検討されなければならない。次節以下に設計段階で用いられるシミュレーションコードについて、実例を交えながら紹介する。

## 2. シミュレーションコード G E A N T と飛跡検出器のシミュレーション

高エネルギー物理学で用いられる検出器のシミュレーションにおいて、世界的にもっとも広く用いられているのは、C E R N (欧州合同原子核研究所) を中心に開発された G E A N T<sup>2)</sup>である。このコードの特徴は、比較的少数のサブルーチンによって複雑な測定器を記述でき、特に、親子関係にある座標系を順次定義することによって、全体に対する位置を気にせずに小さな部分を記述できることである。

また、G E A N T は後述のシャワーコード G H E I S H A を用いて、検出器内で起こる次のような現象をシミュレートできる。

- 光子に関する過程
  - Electron / positron pair conversion
  - Compton collision
  - Photo electric effect
  - Photo fission of heavy elements
- 電子／陽電子に関する過程
  - Multiple scattering
  - Ionisation and delta rays production
  - Bremsstrahlung
  - Annihilation of positron
- ミュオンに関する過程
  - Decay in flight
  - Multiple scattering
  - Ionisation and delta rays production
  - Bremsstrahlung
  - Direct electron / positron pair production
  - Nuclear interaction
- ハドロンに関する過程
  - Decay in flight
  - Multiple scattering
  - Ionisation and delta rays production
  - Hadronic interaction

なお、G E A N T の使用可能なエネルギー範囲は、凡そ 10 K e V から 10 T e V である。

Fig. 2 は、S S C で発生すると思われる典型的なイベントを用いて、飛跡検出器をシミュレートしたものである。これを用いて、各チャネルの hit rate、運動量の測定精度、パターン解析用のソフトウェアの信頼性などを求める。

### 3. シャワーコードとカロリメーターのシミュレーション

光子、電子、ハドロンなどの素粒子の全エネルギーを求める検出器がカロリメーターである。ここでは、カロリメーターの一種であり、我々 S D C が使用を検討している、

液体アルゴンと鉛を用いたサンプリングカロリメーターを例にして説明する。

カロリメーターに入射した高エネルギー粒子は、カロリメーター内の物質と相互作用して、順次より低いエネルギーの多数の粒子となる。これをシャワーと呼ぶ。Fig. 3は液体アルゴンカロリメーターに $100 \text{ GeV}/c$ の $\pi$ 中間子が入射して出来たシャワーのシミュレーションの例である。シャワー中の荷電粒子は液体アルゴン内を通過する際にアルゴン原子をイオン化するので、これによって生じた電荷を読み出す。読み出される電荷量はシャワー中の荷電粒子数にはほぼ比例するので、これにより入射した粒子の全エネルギーを知ることが出来る。

G E A N T が用いているシャワーコードは D E S Y (ドイツ電子シンクロトロン研究所)を中心開発された G H E I S H A (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) であり<sup>3)</sup>、このコードは単体としても広く世界中で用いられている。このコードは、前述のすべての過程を個々の粒子について実際にシミュレートし、シャワー中のすべての粒子がカットオフエネルギーになるまで追跡することによって、かなりの精度で実際のカロリメーターの動作を再現する。また、数十 K e V 以下の遅い中性子を更に追跡することにより、より精度を上げる試みが始まっている。

#### 4. シャワーのパラメータ化

一方、このG H E I S H A方式のシャワーシミュレーションは、入射粒子のエネルギーが高くなると、非常に遅くなる欠点がある。S S C エネルギーでの1イベントを計算するのに 1 m i p s C P U で数時間もかかり、これでは必要な数（興味のある物理現象について数百、バックグラウンドとなる現象にはすくなくとも 1 万）のイベントについてカロリメーターの応答をシミュレートすることは、ほとんど不可能に近い。従って、シャワー中の個々の粒子を追跡する代わりに、シャワー全体の形状をパラメータ化して計算速度を数百倍に上げる方法が用いられる。以下に我々が現在用いているパラメータ式について述べる。

電子及び光子が入射した場合のシャワー (Electro-Magnetic shower) による深さ方向のエネルギー分布は、

$$\frac{dE}{dz} = k \left( \frac{z}{X_0} \right)^{\alpha-1} e^{-bz/X_0}$$

で与えられる<sup>4)</sup>。ここで、

**b** = Fitted parameter  
**a** =  $b \log(E / E_{\text{critical}})$   
**z** = longitudinal distance  
**X<sub>0</sub>** = Radiation length  
**E** = Incident particle energy  
**E<sub>critical</sub>** =  $0.55 / Z$  (in GeV)  
**Z** = Atomic number  
**k** = normalization constant

である。また、シャワーの横方向の広がりは、ガウス分布でパラメータ化する。深さ方向と横方向のエネルギー分布をそれぞれFig. 4 およびFig. 5 に示す<sup>5)</sup>。

ハドロンが入射した場合のシャワー (Hadronic shower) による深さ方向のエネルギー分布は、

$$\frac{dE}{dz} = k \left( w \left( \frac{Z}{X_0} \right)^{a-1} e^{-bz/X_0} + (w - 1) \left( \frac{Z}{\lambda} \right)^{c-1} e^{-dz/\lambda} \right)$$

で与えられる<sup>6)</sup>。ここで、

**a,b,c,d** = Fitted parameter  
**z** = longitudinal distance  
**X<sub>0</sub>** = Radiation length  
**λ** = Absorption length  
**k** = normalization constant

である。また、シャワーの横方向の広がりは、ガウス分布でパラメータ化する。深さ方向のエネルギー分布をFig. 6 に示す<sup>7)</sup>。

また、シャワー全体を 1 個のパラメータ化した形状で扱うと、希に現れる特異な形状のシャワーが再現できないので、ある程度のエネルギーまでは G I E I S H A による追跡を行った後に複数のパラメータ化したシャワーを用いる方法も検討中である。

## 5. おわりに

高エネルギー物理学実験用の測定器の設計のために用いられているシミュレーション

ンコードの現状について、おおまかに述べた。SSCでの実験は、従来の高エネルギー物理学の実験に較べて、エネルギー、イベント頻度、測定器の規模等がはるかに大きく、それに伴って、シミュレーションコードも従来のものからの改良が進められている。

## 参考文献

- 1) Trilling, G.H. et al.: Expression of Interest by the Solenoidal Detector Collaboration to construct and operate a detector at the Superconducting Super Collider, (1990).
- 2) Brun, R. et al.: GEANT Users' Guide, CERN DD/EE/84-1.
- 3) Fesefeldt, H.: GHEISHA, The simulation of hadronic showers, PITHA 85/02.
- 4) Longo, E. et al.: Nucl. Instrum. Meth. 128 (1975) 283.
- 5) Bollini et al.: Nucl. Instrum. Meth. 171 (1980) 237.
- 6) Bock, R.K. et al.: Nucl. Instrum. Meth. 186 (1981) 533.
- 7) Bay, A. et al.: Requirements for Calorimetric Jet Mass Reconstruction for High Pt Jets at SSC, SSC-202.

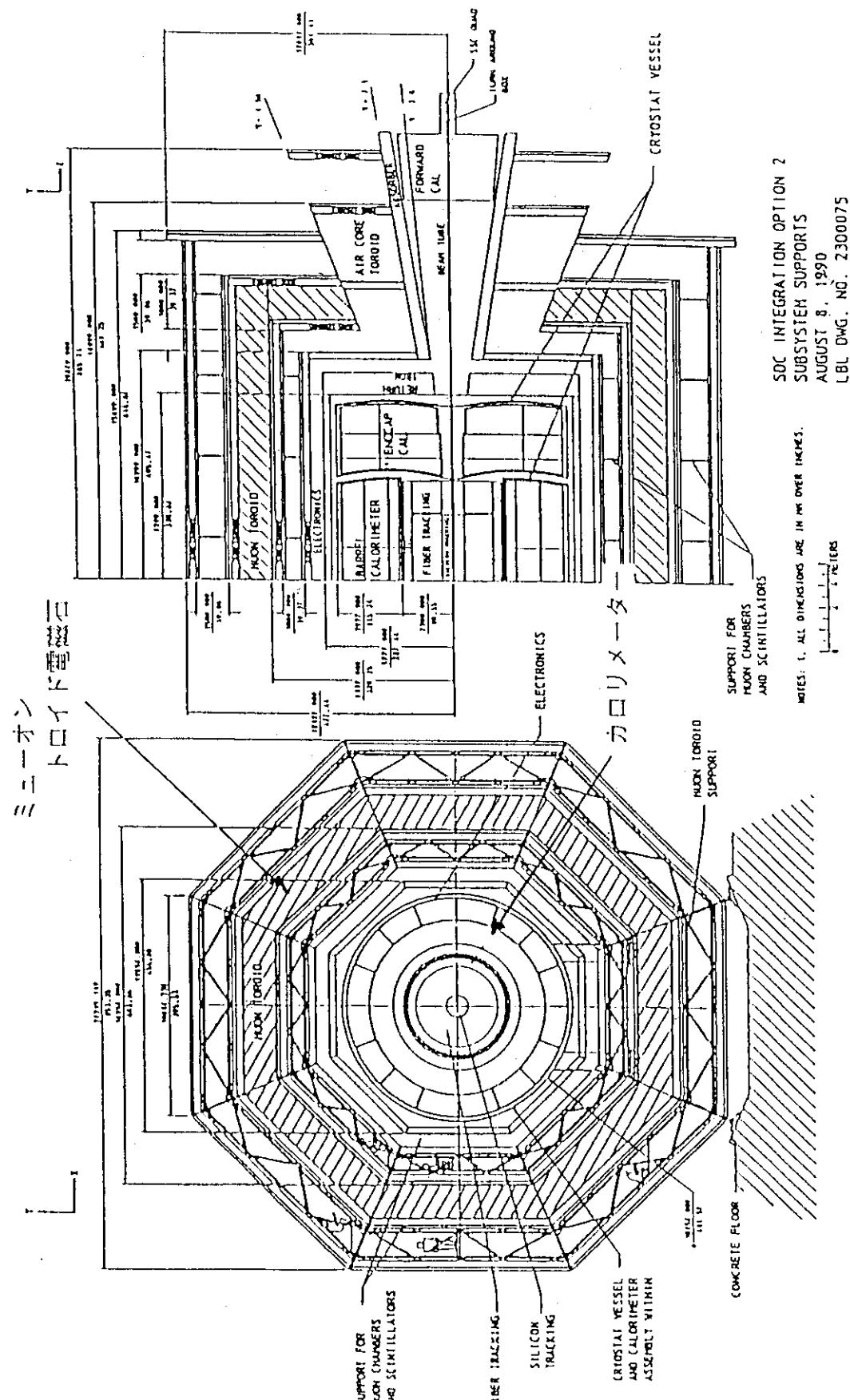


Fig. 1 The plan view of the SDC.

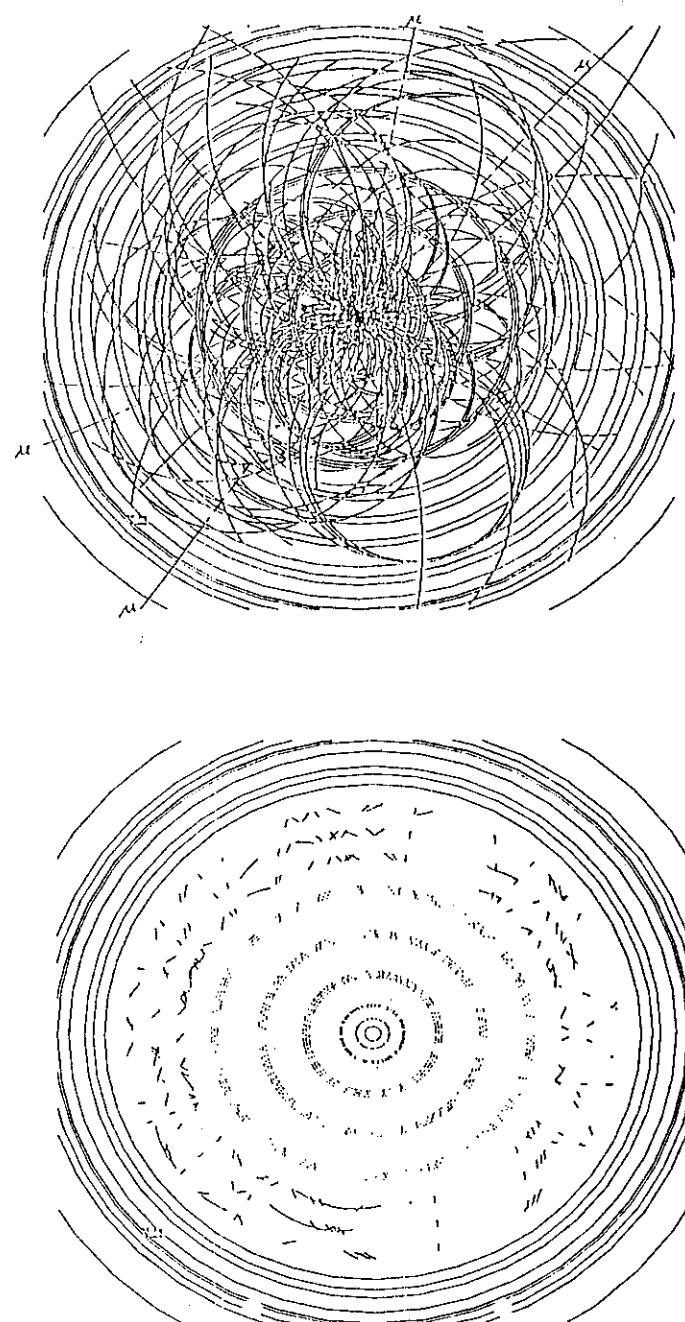


Fig.2 An example event of the SDC central tracker. Upper figure is the simulated event and the lower view is the hit pattern of the calorimeters.

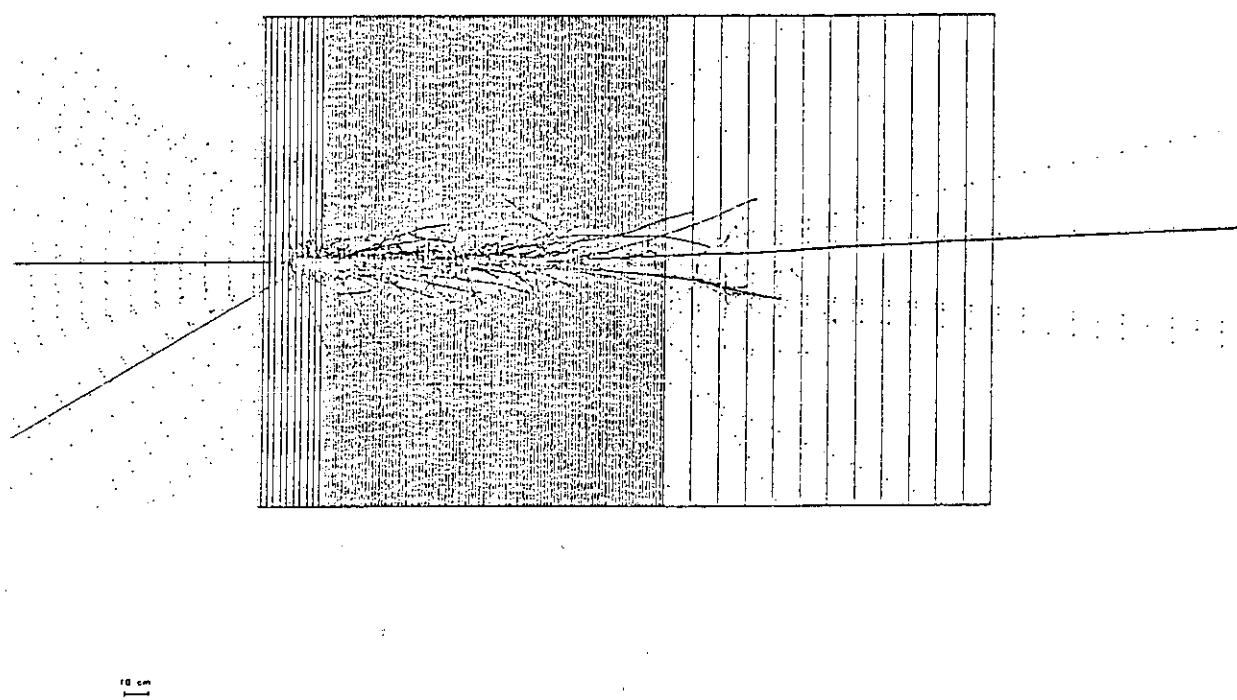


Fig.3 An example of the hadronic shower generated by GEANT / GHEISHA.  
100GeV/c pion came into the model Liquid Argon / Pb sampling calorimeter.

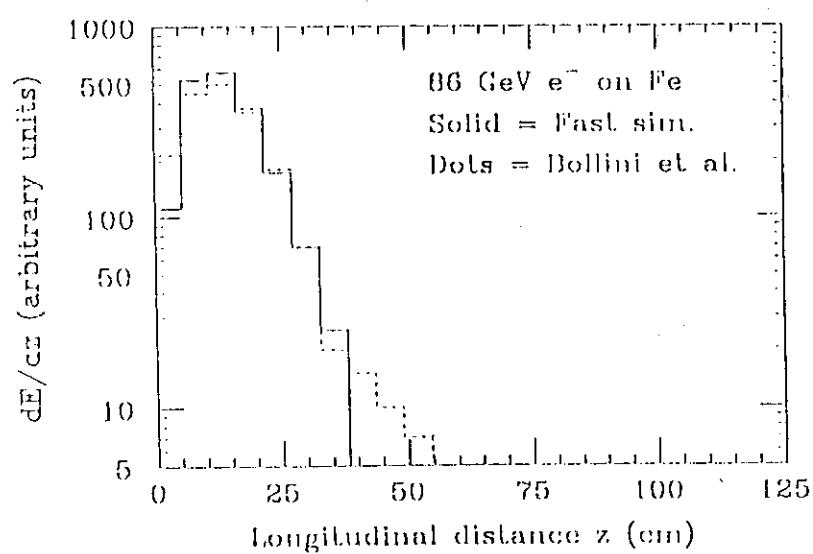


Fig.4 A comparison of data from 86 GeV/c electrons incident on an iron calorimeter with our parametrized shower simulation. Energy deposition vs. longitudinal depth in shower.

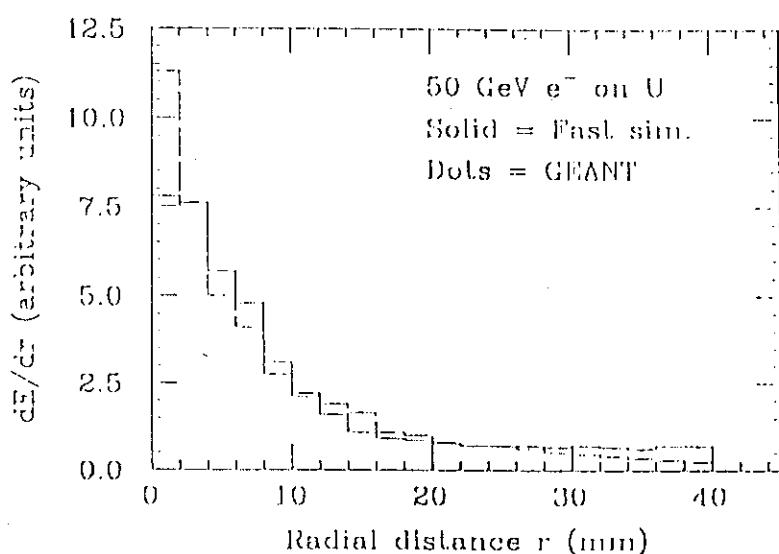


Fig.5 A comparison of the radial electro-magnetic shower shape for 50 GeV/c electrons on uranium from GEANT (solid histogram) and our parametrization (dashed histogram).

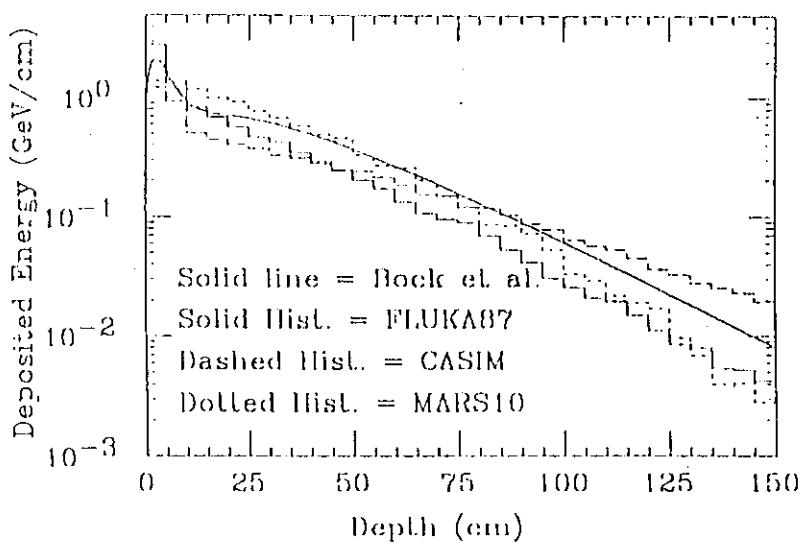


Fig.6 A comparison of the longitudinal hadronic shower parametrization with three Monte Carlo programs (CASIM, FLUKA87, MARS10) for 50 GeV/c hadrons incident on solid lead.

## 6. Activities of the Radiation Shielding Information Center and a Report on Codes/Data for High Energy Radiation Transport

Robert W. Roussin  
Radiation Shielding Information Center  
Oak Ridge National Laboratory\*

It is my great honor to have been invited to attend this 6th Seminar on Software Development in Nuclear Energy Research. The great hospitality you have provided to other RSIC staff members Betty Maskewitz, David Trubey, John White, and Bernadette Kirk on past visits to the Japan Atomic Energy Research Institute is acknowledged and appreciated very much.

The presentation and paper will focus on the long-standing and beneficial relationship between the Radiation Shielding Information Center (RSIC) and numerous organizations in Japan. It will also stress the activities of RSIC related to computer code and data library packages useful for high energy radiation transport.

There has been a strong collaboration between RSIC and the radiation transport community in Japan. We have had many visits from Japanese scientists and engineers over the years and RSIC has provided technical resources to help solve radiation transport problems. Likewise, the contributions from Japan to RSIC, particularly in more recent years, have been notable. It has been a mutually beneficial relationship that RSIC will continue to encourage and support.

From the very early days in its history RSIC has been involved with high energy radiation transport. The National Aeronautics and Space Administration was an early sponsor of RSIC until the completion of the Apollo Moon Exploration Program. In addition, the intranuclear cascade work of Bertini at Oak Ridge National Laboratory provided valuable resources which were made available through RSIC. Over the years, RSIC has had interactions with many of the developers of high energy radiation transport computing technology and data libraries and has been able to collect and disseminate this technology. The current status of this technology will be reviewed and prospects for new advancements will be examined.

---

\*Managed by Martin Marietta Energy Systems, Inc., under contract DE-AC05-84OR21400 with the U.S. Department of Energy.

"The submitted manuscript has been authored by a contractor of the U.S. Government under contract No. DE-AC05-84OR21400. Accordingly, the U.S. Government retains a nonexclusive, royalty-free license to publish or reproduce the published form of this contribution, or allow others to do so, for U.S. Government purposes."

## INTRODUCTION

Technology for radiation transport is available from the Radiation Shielding Information Center (RSIC) at Oak Ridge National Laboratory. Radiation transport practitioners in Japan have utilized the technology available from RSIC for many years and have contributed technology as well. The relationship is strong and mutually beneficial. RSIC, its relationship with the radiation transport community in Japan, and the technology for high energy analyses are reviewed in the following sections.

## RADIATION SHIELDING INFORMATION CENTER (RSIC)

RSIC is embedded in the Engineering Physics and Mathematics Division at Oak Ridge National Laboratory. That Division is noted for its role as a leader in the development of radiation transport technology throughout the years. It is very beneficial for RSIC to be located within such an organization so that staff members have close proximity to these major developments and the transfer of such technology is enhanced by a climate of close cooperation.

In practice, RSIC is an information analysis center following the concepts suggested by Alvin Weinberg in 1963 [1]. It is staffed by scientists, engineers, computer specialists, and support personnel. While being physically located at ORNL, it is embedded in the national research and development of its sponsors and interacts dynamically with contributors and users. Computing technology in its area of coverage has always been treated as valid technical information subject to critical examination and continuing improvement through usage.

The radiation transport needs of several communities are served by RSIC. It was founded in 1962 by the U. S. Atomic Energy Commission to provide support for its reactor research programs. The Defense Nuclear Agency joined in sponsorship in 1964 and the National Aeronautics and Space Administration (NASA) a little later as the Apollo Program grew. Over the years the scope of RSIC has broadened to include radiation transport from nuclear weapons, radioisotopes, accelerators, fusion reactors, nuclear waste, and both natural and man-made radiation in space. Current sponsors include the U. S. Department of Energy (Nuclear Energy, Fusion, Military, Waste Management), Defense Nuclear Agency, and the Nuclear Regulatory Commission.

In-depth coverage is provided for many radiation transport topics including:

- Atmospheric dispersion and environmental dose
- Criticality safety
- Radiation production and sources
- Radiation protection and shielding
- Radiation detectors and measurements
- Shield, storage and shipping cask design
- Radiation waste management
- Radiological safety and assessment

RSIC serves as the focus of radiation transport activities. Staff members answer technical inquiries about radiation transport problems. They package and disseminate pertinent computing technology and appropriate data libraries. Radiation transport literature is reviewed, indexed, and placed in a data base for subsequent search and retrieval upon demand. Bibliographies and review reports are published and seminar-workshops on computing methods and code systems are conducted. All activity is reported to the radiation transport community via a monthly RSIC Newsletter. Special activities, primarily in the area of processed data library generation, are also undertaken by the staff in response to community and sponsor needs.

Valuable technology products are packaged and disseminated by RSIC. The Computer Code Collection (CCC) [2] contains over 550 radiation transport calculational systems. The collection of codes peripheral to the actual transport calculation, the Peripheral Shielding Routines (PSR) [3], contains over 280 entries. The Data Library Collection (DLC) [4], has over 140 packages. The literature data base (SARIS) [5] contains over 19,000 citations. The RSIC Newsletter is mailed to about 1500 registrants from all over the world.

A new user may find that an RSIC staff member will be a collaborator throughout various stages of a project. A problem posed by letter or phone may be discussed for advice on method of solution (a literature search may be performed). The requestor can be provided with appropriate computer codes and data libraries applicable to the task and given guidance on the interpretation of preliminary results. User experience often results in improvements to method or data. These updates to the technology as well as results of the research are often fed back into the RSIC collections.

RSIC also collaborates and exchanges technology with other organizations, both domestic and international. Domestic institutions include the National Energy Software Center (ANL), The National Nuclear Data Center (BNL), the U. S. Cross Section Evaluation Working Group (CSEWG), Radiation Protection and Shielding Standards (ANS-6), and Mathematics and Computing Standards (ANS-10).

## INTERNATIONAL COLLABORATION

International organizations with which RSIC collaborates include the OECD Nuclear Energy Agency Data Bank (NEA DB), the Japanese Nuclear Energy Data Center (NEDAC), and the International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section (NDS).

RSIC engages in international information exchange via bilateral and international agency exchange agreements negotiated by its sponsors. Where no agreement exists, RSIC is advised by its financial sponsors through contract monitors or special organizational units established to deal with such matters.

In general, RSIC is authorized to engage in international exchange on a reciprocal exchange basis.

## RSIC INTERACTIONS WITH THE RADIATION TRANSPORT COMMUNITY IN JAPAN

Staff members of RSIC have made a number of visits to Japan starting with Dave Trubey in 1979. The visit by Betty Maskewitz in 1980 was significant in that numerous facilities were visited. Betty, who was RSIC Director at that time, was given assurance that radiation transport technology developed in Japan would be freely exchanged. We have found that that pledge has been kept over the years.

Betty and Dave also visited Japan on the occasion of the 6th International Conference on Radiation Shielding in Tokyo in 1983. John White, our Data Coordinator, visited Osaka University and the Tokai Establishment of JAERI in 1989 and Bernadette Kirk was a guest of NEDAC in 1990 to attend the SNC '90 Conference on Supercomputing.

RSIC has strong ties with the radiation transport community in Japan. We have in recent years been contacted by representatives of some 75 organizations to obtain information and/or register with the Center. Japanese analysts have been provided with many services over the years but they have also been strong contributors to RSIC. Table 1 lists some of the installations which have contributed technology to RSIC. Specific contributions to the Computer Code Collection, the Peripheral Shielding Routines, and the Data Library Collection are shown in Tables 2, 3, and 4, respectively. We have received 13 packages which are still in process and have requested 14 others. The level of interaction is very high and the contributions from Japan are significant.

Table 1 Some Installations in Japan  
Which Have Contributed Technology to RSIC

Century Research Corporation
Hitachi Energy Research Laboratory
Hitachi Works of Hitachi, Ltd.
Japan Atomic Energy Research Institute
Kawasaki Heavy Industries
Kyoto University
Kyushu University
Mitsubishi Atomic Power Industries
Okayama University
Power Reactor & Nuclear Fuel Development
Radiation Center of Osaka Prefecture
Ship Research Institute
Tohoku University
Tokyo Institute of Technology
University of Tokyo

Table 2 Contributions to the  
Computer Code Collection from Japan

CCC-87/LG-H
CCC-209/DOT III
CCC-221/SLDN
CCC-232/CYGNUS-C
CCC-300/RADHEAT-V3
CCC-318/RASC-2D
CCC-338/PURSE
CCC-342/FEMRZ
CCC-349/MEDUSA-PIJ
CCC-354/ACRO
CCC-356/PLUMEX
CCC-362/TRD-3
CCC-370/DCHAIN
CCC-380/PALLAS-1D(VII)
CCC-386/FPGAM
CCC-391/PALLAS-2DCY-FX
CCC-399/ORIGEN-JR
CCC-410/THIDA-2
CCC-411/EFDOS
CCC-425/MADONNA
CCC-430/EDMULT 2.1
CCC-435/MCRTOF
CCC-436/KENO-IV/CRC
CCC-441/MMCR-2
CCC-464/BISON 1.5
CCC-482/SMART/MANYCASK
CCC-492/MULTI-KENO2
CCC-493/QAD-CGGP
CCC-494/G33-GP
CCC-501/SUSD
CCC-505/MEDUSA-IB
CCC-507/SPEEDI
CCC-511/TRISTAN
CCC-513/MKENO-DAR
CCC-535/MORSE-CV

Table 3 Contributions to the  
Peripheral Shielding Routines from Japan

PSR-31/ELIESE
PSR-39/REFUM
PSR-84/BOB
PSR-85/NAISAP
PSR-101/HYPERMET
PSR-111/APPLE
PSR-115/SUPERTOG JR
PSR-116/GAMLEG JR
PSR-144/ALPS
PSR-150/NESPEC
PSR-153/LOOM-P
PSR-163/TIMS-1
PSR-177/NEUPAC
PSR-181/DORGLIB
PSR-202/MCVIEW
PSR-215/RESEND
PSR-218/ALARM-B2
PSR-224/PREM
PSR-232/MARTHA
PSR-244/SLAROM
PSR-249/REFERDOU
PSR-250/CRECTJ5
PSR-257/ACAT
PSR-276/THRUSH

Table 4 Contributions to the  
Data Library Collection from Japan

DLC-51/JSD-100
DLC-70/JENDL
DLC-78/JIMCOF
DLC-92/GICX40
DLC-111/JFS
DLC-118/MGCLIB
DLC-122/JENDL2
DLC-123/DDXLIB
DLC-129/ANS 6.4.3

## HIGH ENERGY RADIATION TRANSPORT

RSIC has a long history of involvement with high energy radiation transport. We were led into this area through our early sponsorship from NASA in the late 1960s. As the successful Apollo moon landing program wound down, all of the major development laboratories placed their software in RSIC. That technology has been somewhat dormant over the intervening years but many have recently requested it because of new activities such as the Strategic Defense Initiative (SDI) and, during the current year, the Space Exploration Initiative (SEI).

The development of the intranuclear cascade work by Bertini [6] and others at ORNL at about the same time as the Apollo program was another factor. The related data and computing technology were subsequently placed in RSIC and have seen steady use over the years. The development of the ETRAN code by Berger and Seltzer [7] and its inclusion in RSIC was also significant. There have been many extensions to the electron/photon cascade methodology over the years and complex geometry versions such as ITS [8] are in common use. The contribution of the EGS system by Nelson, Hirayama, and Rogers [9] was also significant, and many others could be cited.

Over the years RSIC has tried, with some success, to keep abreast of the field of high energy radiation transport by encouraging developers to contribute their technology. To learn what is available, an RSIC user will be given a "Capsule Review", [10] which provides a brief summary of all RSIC "Packages". It contains an alphabetic index by package name and has a separate section for CCCs, PSRs, and DLCs. Each section has a KEYWORD index to help a user select a package of interest. KEYWORDS which are likely to be most relevant for finding CCCs suitable for high energy radiation transport are listed in Table 5. A selected list from the CCC is given in Table 6. These have been grouped into somewhat arbitrary categories of Fusion; Bremsstrahlung, range, and stopping power; Heavy ions, beam transport; Electron-Photon cascade; Intranuclear cascade; and Space Radiation.

KEYWORDS which are likely to be most relevant in identifying PSRs and DLCs for high energy radiation transport are listed in Table 7. Selected lists from the PSR and DLC collections are shown

Table 5 Capsule Review Keywords to Identify CCCs for High Energy Radiation Transport

BEAM TRANSPORT
BREMSSTRAHLUNG
CHARGED PARTICLES
COSMIC RAYS
ELECTROMAGNETIC CASCADE
ELECTRON TRANSPORT
ENERGY DEPOSITION
EXTRANUCLEAR CASCADE
CTR
HADRON
HEAVY IONS
HIGH ENERGY
INTRANUCLEAR CASCADE
MESON
NUCLEAR MODELS
NUCLEON
PROTON
RADIATION DAMAGE
SPACE RADIATION

Table 6 Packages from the RSIC Computer Code Collection for High Energy Radiation Transport

<u>Fusion</u>	<u>Bremsstrahlung, Range,</u> <u>Stopping Power</u>	<u>Heavy Ions, Beam</u> <u>Transport</u>
CCC-339/AKTIV	CCC-31/BREMRAD	CCC-244/TRANSPORT
CCC-349/MEDUSA- PIJ	CCC-50/LRSPC	CCC-249/HIC-1
CCC-410/THIDA-2	CCC-201/STRAGL	CCC-275/E-DEP-1
CCC-505/MEDUSA-IB	CCC-228/SPAR	CCC-537/TRIPOS
 <u>Electron-Photon</u>	 <u>Intranuclear</u>	 <u>Space Radiation</u>
<u>Cascade</u>	<u>Cascade</u>	
CCC-107/ETRAN	CCC-156/MECC-7	CCC-116/TRECO
CCC-117/BETA II	CCC-160/PICA	CCC-118/SIGMA II
CCC-119/ELBA	CCC-161/NMTC	CCC-148/SPARES
CCC-155/ELTRAN	CCC-178/HETC	CCC-157/MEVDP
CCC-176/CASCADE	CCC-207/FLUKA-TRANKA	CCC-205/TRAPP
CCC-197/USRHYD	CCC-265/CASIM	CCC-329/MODEL
CCC-331/EGS4	CCC-443/REAC	CCC-358/SOFIP
CCC-361/SANDYL	CCC-496/HETC-KFA	CCC-379/SHIELDOSE
CCC-430/EDMULT 2.1		
CCC-467/ITS		
CCC-544/CEPX/ONELD		

in Table 8. These are grouped into categories Intranuclear cascade; Charged particle; and Neutron, photon multigroup cross sections (for DLCs); and Atomic collisions, damage, energy loss, dose; and Nuclear model (for PSRs).

Table 7 Capsule Review Keywords to Identify PSRs and DLCs for High Energy Radiation Transport

Keywords found in PSRs
CHARGED PARTICLE CROSS SECTION PROCESSING
DISPLACEMENT CROSS SECTIONS
KERMA
NUCLEAR MODELS
PROTON DOSE
RANGE, CHARGED PARTICLE
RADIATION DAMAGE
Keywords found in DLCs
CHARGED PARTICLE CROSS SECTIONS
CTR NEUTRONICS CROSS SECTIONS
DAMAGE CROSS SECTIONS
INTRANUCLEAR CASCADE
KERMA FACTORS

Tables 9 and 10 provide a summary of the packages most often disseminated in the past three years to give the user a feel for the popularity and relative usage of these codes and data libraries. Table 11 summarizes the attributes of the various packages in terms of Application, Particle type, Energy range, Geometry, and Method. The contributors of the various packages are listed in Table A1.

Table 8 Packages from the RSIC Peripheral Shielding Routine and Data Library Collection  
Related to High Energy Radiation Transport

<u>Intranuclear Cascade, Charged Particle</u>	<u>Neutron, Photon Multigroup Cross Sections</u>
DLC-1/LEP	DLC-55/RECOIL
DLC-3/MEP	DLC-58/HELLO
DLC-22/FLEP	DLC-84/MENSLIB
DLC-106/ECPL	DLC-87/HILO
	DLC-119/HILO86
	DLC-128/LAHIMACK
<u>Atomic Collisions, Damage, Energy Loss, Dose</u>	<u>Nuclear Model</u>
PSR-47/ENLOSS	PSR-3/ELIESE
PSR-195/REPC	PSR-10/EVAP
PSR-137/MARLOWE	PSR-125/GNASH
PSR-257/ACAT	PSR-152/HAUSER*5
PSR-261/MICAP	PSR-158/SAMMY
PSR-263/SPECTER-ANL	PSR-166/PREANG
	PSR-219/ERINNI
	PSR-224/PREM
	PSR-226/PRECO-D2
	PSR-227/ECIS-88
	PSR-235/DWUCK

## SUMMARY

The role of RSIC in supplying high energy radiation transport depends on the willingness of the user community to share the developments made in the field. There are several code systems that we are seeking at the present time including TNG, HETC91, and CALOR89 from ORNL, REAC3 from HEDL, FLUNEV from DESY, JEANT and FLUKA90 from CERN, updates for ITS and EGS from SNL and SLAC, respectively, and high energy cross section libraries being developed at various locations. RSIC users can help in this process by alerting us to developments which are not in RSIC. A section for doing so is provided on the RSIC Registration Form.

It is clear that the radiation transport community in Japan is very active and continues to be a major user of RSIC services. They continue to be a strong contributor of technology. We are grateful for this relationship and will do everything that can be done to keep it flourishing in the future.

Table 9 High Energy Radiation Transport Packages from the RSIC CCC Collection That Were Sent Most Often in the Last Three Years

<u>Fusion</u>	<u>Bremsstrahlung, Range, Stopping Power</u>	<u>Heavy Ions, Beam Transport</u>
CCC-410/THIDA-2 (4)		
CCC-339/AKTIV (2)	CCC-228/SPAR (9)	CCC-275/E-DEP-1 (7)
CCC-505/MEDUSA-IB	CCC-31/BREMRAD	CCC-537/TRIPOS (6)
	CCC-50/LRSPC	CCC-244/TRANSPORT
	CCC-201/STRAGL	
<u>Electron-Photon Cascade</u>	<u>Intranuclear Cascade</u>	<u>Space Radiation</u>
CCC-467/ITS (153)	CCC-178/HETC (20)	CCC-379/SHIELDOSE (21)
CCC-331/EGS4 (37)	CCC-160/PICA (12)	CCC-157/MEVDP (4)
CCC-544/CEPXS/ONELD (18)	CCC-496/HETC-KFA (11)	CCC-329/MODEL
CCC-361/SANDYL	CCC-443/REAC	CCC-358/SOFIP
CCC-107/ETRAN	CCC-156/MECC-7	CCC-116/TRECO
CCC-117/BETA II	CCC-161/NMTC	CCC-118/SIGMA II
CCC-176/CASCADE	CCC-265/CASIM	CCC-148/SPARES
CCC-430/EDMULT 2.1		

Table 10 High Energy Radiation Transport Packages from the RSIC PSR and DLC Collections That Were Sent Most Often in the Last Three Years

<u>Intranuclear Cascade, Charged Particle</u>	<u>Neutron, Photon Multigroup Cross Sections</u>
DLC-106/ECPL (2)	DLC-119/HILO86 (8) DLC-128/LAHIMACK (6) DLC-55/RECOIL DLC-58/HELLO DLC-87/HILO
<u>Atomic Collisions, Damage, Energy Loss, Dose</u>	<u>Nuclear Model</u>
PSR-137/MARLOWE (21) PSR-263/SPECTER-ANL (7) PSR-261/MICAP (4) PSR-257/ACAT PSR-47/ENLOSS	PSR-125/GNASH (21) PSR-10/EVAP (4) PSR-3/ELIESE (3) PSR-152/HAUSER*5 PSR-226/PRECO-D2 PSR-235/DWUCK PSR-227/ECIS-88

Table 11 Attributes of RSIC Code Packages and Data Libraries in Terms of Application,  
Particle type, Energy range, Geometry, and Method (page 1)

Code name	Particle types	Energy range	Geometry	Method
<b>FUSION</b>				
CCC-339/AKTIV	Neutrons, photons	$\leq 20$ MeV	Arbitrary	Radioactive buildup and decay
CCC-349/MEDUSA-PIJ	Laser	Fusion	Spherical	1-D Lagrangian hydrodynamics and collision probability
CCC-410/THINDA-2	Neutrons, photons	$\leq 20$ MeV	Complex	Matrix exponential, discrete ordinates, Monte Carlo
CCC-505/MEDUSA-IB	Ion beam	Fusion	Spherical	1-D Lagrangian hydrodynamics and collision probability
<b>BREMSSSTRAHLUNG, RANGE, STOPPING POWER</b>				
CCC-31/BREMFRAD	Electron, photon	$\leq 2$ MeV		Bethe-Heitler (external), Knipp-Uhlenbeck (internal)
CCC-50/LRSPC	Protons	1 MeV-100 GeV		Bethe-Bloch
CCC-201/STRAGL	Heavier than electrons	None		
CCC-228/SPAR	Many	< Few hundred GeV		
<b>HEAVY IONS, BEAM TRANSPORT</b>				
CCC-244/TRANSPORT		GeV range	Beam	Matrix multiplication
CCC-249/HIC-1	Heavy ions	$\geq 50$ MeV/nucleon		Monte Carlo
CCC-275/E-DEP-1 (Version P5.00)	Heavy ions			
CCC-537/TRIPOS	Ions	< 10 keV	Multilayer	Monte Carlo

Table 11 Attributes of RSIC Code Packages and Data Libraries in Terms of Application,  
Particle type, Energy range, Geometry, and Method (page 2)

Code name	Particle types	Energy range	Geometry	Method
<b>ELECTRON-PHOTON CASCADE</b>				
CCC-107/ETRAN	Electron, photon	10 MeV	Plane slabs	Monte Carlo
CCC-117/BETA-II	Electron, bremsstrahlung		Complex	Monte Carlo
CCC-119/ELBA	Electron, bremsstrahlung	< 10 MeV	Plane slab	Straight ahead
CCC-155/ELTRAN	Electron	K shell to few MeV	Multilayer slab	Quasi-Monte Carlo
CCC-176/CASCADE	Electrons, photons	1 GeV	Slab	Monte Carlo
CCC-197/USRHYD	Electron, X-ray	keV range	Multilayer slab	Monte Carlo
CCC-331/EGS4	Electron, photon	< few thousand GeV	Complex	Monte Carlo
CCC-361/SANDYL	Electron, photon	1 keV-1000 MeV	Complex	Monte Carlo
CCC-430/EDMULT 2.1	Electrons	0.1-20 MeV	Layered slabs	Semiempirical
CCC-467/ITS	Electron, photon	1 keV-1 GeV	Complex	Monte Carlo
CCC-544/CEPX5/ONELD	Electron, photon	1 keV-100 MeV	One-Dimension discrete ordinates, linear discontinuous spatial differencing	
<b>INTRANUCLEAR CASCADE</b>				
CCC-156/MECC-7	Neutron, proton, pion	100-2,500 MeV		Intranuclear cascade
CCC-160/PICA	Photon	30-400 MeV		Intranuclear cascade
CCC-161/NMTC	Nucleons; muons, and pions	<3.56 GeV; <2.5 GeV	Complex	Monte Carlo
CCC-178/HETC	Nucleons, mesons	≤3 GeV	Complex	Monte Carlo
CCC-207/FLUKA- TRANKA	Nucleons, mesons	E > 50 MeV	Cylindrical	Monte Carlo

Table 11 Attributes of RSIC Code Packages and Data Libraries in Terms of Application,  
Particle type, Energy range, Geometry, and Method (page 3)

Code name	Particle types	Energy range	Geometry	Method
CCC-265/CASIM	Neutron, proton, pion	20-1000 GeV/c	Complex	Monte Carlo, intranuclear cascade
CCC-443/REAC	Neutron, charged	$\leq 40$ MeV	Arbitrary	Simplified transmutation and decay
CCC-496/HETC-KFA	Nucleons, mesons, light ions	$\leq 3$ GeV	Complex	Monte Carlo
<b>SPACE RADIATION</b>				
CCC-116/TRECO	Van Allen	<600 p, < 7 MeV e	Orbital	
CCC-118/SIGMA II	Various	< 10 MeV	complex	Numerical integration of dose kernels
CCC-148/SPARES	Many	< 10 MeV	Multilayer	Monte Carlo, straight ahcad
CCC-157/MEVDP	Various	Range given by empirical function of E	Complex	Path length areal densities
CCC-205/TRAPP	Alpha, proton	$\leq 3$ GeV	Spherical shell	Straight line
CCC-329/MODEL	Electrons, protons	Van Allen		
CCC-358/SOFIP	Proton, electron	Van Allen		
CCC-379/SHIELDOSE	Proton, electron	2-5000 MeV p, 0.02-20 MeV e.	One dimensional	Approximate, based on precalculated results
<b>INTRANUCLEAR CASCADE, CHARGED PARTICLES</b>				
DLC-1/LEP	Nucleons, mesons	25-400 MeV		Analysis of LECC history tapes
DLC-3/MEP	Nucleons, mesons	0.5 to 3 GeV		Analysis of MECC history tapes

Table 11 Attributes of RSIC Code Packages and Data Libraries in Terms of Application,  
Particle type, Energy range, Geometry, and Method (page 4)

Code name	Particle types	Energy range	Geometry	Method
DLC-22/FLEP Based on DLC-1, -3	Nucleons, mesons	25-400 MeV		NCDATAA interpolates FLEP for intermediate energies and targets
DLC-106/ECPI82	10 types	< 20 MeV		
<b>NEUTRON, PHOTON MULTIGROUP CROSS SECTIONS</b>				
DLC-55/RECOL	Neutrons	< 20 MeV		
DLC-58/HELLO	Neutrons, photons	≤ 60 MeV		Multigroup, discrete ordinates format, $P_3$
DLC-84/MENSLIB	Neutron	≤ 60 MeV		Multigroup, discrete ordinates format, $P_3$
DLC-87/HILO	Neutrons, photons	≤ 400 MeV		Multigroup, discrete ordinates format, $P_3$
DLC-119/HILO86	Neutron, photon	< 400 MeV		Multigroup, discrete ordinates format, $P_3$
DLC-128/LAHIMACK	Neutron, photon	< 800 MeV		Multigroup, discrete ordinates format, $P_3$
<b>ATOMIC COLLISIONS, DAMAGE, ENERGY LOSS, DOSE</b>				
PSR-47/ENLOSS	Many		Bethe equation	
PSR-195/REP/C	Protons		Buildup factor	
PSR-137/MARLOWE	Many		Binary collision approximation	
PSR-257/ACAT	Many		Binary collision approximation	
PSR-261/MICAP	Neutron, photon	< 20 MeV	Complex	Monte Carlo

Table 11 Attributes of RSIC Code Packages and Data Libraries in Terms of Application,  
Particle type, Energy range, Geometry, and Method (page 5)

Code name	Particle types	Energy range	Geometry	Method
PSR-263/SPECTER-ANL	Neutron			Damage functions based on folding input spectra
<b>NUCLEAR MODEL</b>				
PSR-3/ELIESE-3	Neutrons, protons, alpha	< 40 MeV		Optical model, Hauser- Feshbach
PSR-10/EVAP-4	Many			Weisskopf
PSR-125/GNASH	Many	< 40 MeV		Hauser-Feshbach with pre-equilibrium correction
PSR-152/HAUSER	Many	< 60 MeV		Hauser-Feshbach, pre- equilibrium
PSR-158/SAMMY	Neutron			Fits based on Bayes' Theorem
PSR-166/PREANG	Many	10-50 MeV		Exciton model
PSR-219/ERINNI	Many			Optical model
PSR-224/PREM	Many			
PSR-226/PRECO-D2	Many	< 300 MeV		Exciton model
PSR-227/ECIS-88	Many			
PSR-235/DWUCK	Many	< 100 MeV		Distorted wave born approximation, coupled channel

## ACKNOWLEDGEMENT

The author is grateful to Dr. Y. Kaneko of JAERI, Chairman of the Organizing Committee for the 6th Seminar on Software Development in Nuclear Energy Research, for inviting me to participate. I thank Dr. M. Nozawa, Executive Director of NEDAC, for supporting my participation.

The efforts of all RSIC staff members in helping me prepare for this trip are appreciated, in particular Alice Rice and Sheila Taylor for their efforts in preparing the manuscript and presentation materials.

## REFERENCES

1. U.S. President's Science Advisory Committee (PSAC), *Science, Government, and Information: The Responsibilities of the Technical Community and the Government in the Transfer of Information*, (commonly known as the Weinberg Report), U.S. Government Printing Office, January 10, 1963, 55p.
2. Radiation Shielding Information Center, *Abstracts of Digital Computer Code Packages*, ORNL/RSIC-13, Vol. I-IV, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, January 1976.
3. Radiation Shielding Information Center, *Abstracts of Peripheral Shielding Code Packages*, ORNL/RSIC-31, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee.
4. Radiation Shielding Information Center, *Abstracts of the Data Library Packages Assembled by the Radiation Shielding Information Center*, ORNL/RSIC-30, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, March 1972.
5. J. G. Jones, D. K. Trubey, and J. Gurney, *The 1969 RSIC Computer-Based Information Retrieval System in Brief*, ORNL-TM-2719, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn.
6. H. W. Bertini, *Phys. Rev.* 131, 1801 (1963), with erratum *Phys. Rev.* 138, AB2 (1965).
7. M.J. Berger and S. M. Seltzer, *Electron and Photon Programs (Program ETRAN 15)*, NBS-9837 (June 1968).
8. J. A. Halbleib and T. A. Melhorn, *ITS: Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes*, SAND-84-0573 (November 1984).
9. W. R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, *The EGS Code System*, SLAC-265 (December 1985).
10. *RSIC Computer Code & Data Collections: A Capsule Review of the Computer Code Collection (CCC) Peripheral Shielding Routines (PSR) and Data Library Collection (DLC) Packaged by the Radiation Shielding Information Center*, Revised October 1990.

Table A1 Contributors of High Energy Radiation Transport Packages to RSIC (page 1)

Code name	Contributor	Country
CCC-31/BREMRAD	Battelle Pacific Northwest Laboratory	U.S.A.
CCC-50/LRSPC	Lockheed-Georgia	U.S.A.
CCC-107/ETRAN	National Bureau of Standards	U.S.A.
CCC-116/TRECO	NASA Goddard	U.S.A.
CCC-117/BETA-II	A.R.T. Research	U.S.A.
CCC-118/SIGMA II	McDonnell Douglas	U.S.A.
CCC-119/ELBA	NASA Marshall	U.S.A.
CCC-148/SPARES	Boeing	U.S.A.
CCC-155/ELTRAN	Sandia National Laboratories	U.S.A.
CCC-156/MECC-7	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-157/MEVDP	Air Force Weapons Laboratory	U.S.A.
CCC-160/PICA	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-161/NMTC	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-176/CASCADE	ERDA Health and Safety Laboratory	U.S.A.
CCC-178/HETC	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-197/USRHYD	Braddock, Dunn, and McDonald, Inc.; Harry Diamond Laboratory	U.S.A.
CCC-201/STRAGL	Los Alamos Scientific Laboratory	U.S.A.
CCC-205/TRAPP	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-207/FLUKA-TRANKA	CERN	Switzerland
CCC-220/LUIN-II	Environmental Measurements Laboratory	U.S.A.
CCC-228/SPAR	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.

Table A1 Contributors of High Energy Radiation Transport Packages to RSIC (page 2)

Code name	Contributor	Country
CCC-244/TRANSPORT	Fermi National Accelerator Laboratory	U.S.A.
CCC-249/HIC-1	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
CCC-265/CASIM	Fermi National Accelerator Laboratory	U.S.A.
CCC-275/E-DEP-1 (Version P5.00)	U.S. Naval Research Laboratory	U.S.A.
CCC-329/MODEL	NASA Goddard Space Flight Center	U.S.A.
CCC-331/EGS4	Stanford Linear Accelerator Center, National Laboratory for High Energy Physics, National Research Council	U.S.A., Japan, Canada
CCC-339/AKTIV	Max Planck Institut for Plasma Physics	Federal Republic of Germany
CCC-349/MEDUSA-PIJ	Japan Atomic Energy Research Institute	Japan
CCC-358/SOFIP	NASA Goddard Space Flight Center	U.S.A.
CCC-361/SANDYL	Sandia National Laboratories	U.S.A.
CCC-379/SHIELDOSE	National Bureau of Standards, Nuclear Energy Agency Data Bank	U.S.A., France
CCC-410/THIDA-2	Japan Atomic Energy Research Institute	Japan
CCC-430/EDMULT 2.1	Radiation Center of Osaka Prefecture	Japan
CCC-443/REAC	Hanford Engineering Development Laboratory	U.S.A.
CCC-467/ITS	Sandia National Laboratories	U.S.A.
CCC-496/HETC-KFA	Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Inst. f. Reaktorentwicklung, Jülich	Federal Republic of Germany
CCC-505/MEDUSA-IB	University of Tokyo	Japan

Table A1 Contributors of High Energy Radiation Transport Packages to RSIC (page 3)

Code name	Contributor	Country
CCC-537/TRIPOS	Univ. of California, Los Angeles	U.S.A.
CCC-544/CEPXS/ONELD	Los Alamos National Laboratory, Sandia National Laboratories	U.S.A.
DLC-1/LEP	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-3/MEP	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-22/FLEP	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-55/RECOIL	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-58/HELLO	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-84/MENSLIB	Los Alamos National Laboratory	U.S.A.
DLC-87/HILO	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-106/ECPL82	Lawrence Livermore National Laboratory	U.S.A.
DLC-119/HILO86	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
DLC-128/LAHIMACK	Institute of Nuclear Physics, Krakow	Poland
PSR-3/ELIESE-3	Japan Atomic Energy Research Institute, NEA Data Bank	Japan
PSR-10/EVAP-4	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
PSR-47/ENLOSS	UKAEA-AERE; University of California-Davis	England, U.S.A.
PSR-125/GNASH	Los Alamos National Laboratory	U.S.A.
PSR-137/MARLOWE	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.

Table A1 Contributors of High Energy Radiation Transport Packages to RSIC (page 4)

Code name	Contributor	Country
PSR-152/HAUSER	Hanford Engineering Development Laboratory	U.S.A.
PSR-158/SAMMY	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
PSR-166/PREANG	Energy Research Foundation, Petten	The Netherlands
PSR-195/REPC	NASA Langley	U.S.A.
PSR-219/ERINNI	Centro di Calcolo del CNEN, NEA Data Bank	Italy
PSR-224/PREM	Tohoku University, NEA Data Bank	Japan
PSR-226/PRECO-D2	Los Alamos National Laboratory	U.S.A.
PSR-227/ECIS-88	CEA/CEN Service de Physique Theorique, NEA Data Bank	France
PSR-235/DWUCK	University of Colorado	U.S.A.
PSR-257/ACAT	Okayama University of Science	Japan
PSR-261/MICAP	Oak Ridge National Laboratory	U.S.A.
PSR-263/SPECTER-ANL	Argonne National Laboratory	U.S.A.

## 7. 核融合装置と必要なプログラム開発

西 尾 敏 (日本原子力研究所)

要旨：核融合分野における電子計算機の利用としては、(1)核融合装置設計における技術計算、(2)プラズマの挙動解析における科学計算、(3)実験装置の制御及び計測データ処理、に大別される。これらは互いに独立したものではないが、ここでは、(1)の「核融合装置設計における技術計算」を中心に述べ、他の二つについては密接に関係する場合のみ言及するにとどめる。また、核融合装置の中ではトカマク型を取り上げ、装置設計の初期段階所謂概念設計に必要なプログラム、あるいは構築した概念の妥当性を検証するためのプログラムに焦点を合わせる。そのようなプログラムの代表的なものとして、プラズマパラメータと装置パラメータとの間の整合性を取りながら装置全体の輪郭を整える機能を持つシステムコードがあり、さらにトカマク装置が大容量の電気機械であることから体系化された過渡電磁解析コードシステムがある。これらコードの開発経緯と今後の展望について概説する。

## Required Computer Programs for Fusion Device

Satoshi Nishio (Japan Atomic Energy Research Institute)

A fusion field requires computer programs for (1) Calculations for Device Design, (2) Simulation of Plasma Behavior and (3) Control and Data Processing for Plasma Experiment. Although these are not independent each other, I describe concerning (1) Calculations for Device Design. When other two (2) and (3) have relation to (1), some descriptions shall be given.

The "TOKAMAK" is taken as a typical fusion device, and I focus on the computer programs required for the initial phase of conceptual design activity. Here, I shall describe a system code where an overall optimization between the device parameters and the plasma parameters can be carried out and a systematized code which is able to analyze the transient electromagnetic phenomena.

KEYWORDS ( Tokamak, System Code, Transient Electromagnetics, Coupling Problem )

### 1. はじめに

現在、核融合装置の中でトカマク型が理論および実験物理学的にも装置工学的にも進んでいく。そのトカマク型核融合装置を構成技術の面からみると、 $\sim 10^{-5}$  Torr の超高真空中に $\sim 10^8$  K の超高温プラズマを数テスラの磁場強度で閉じ込め、プラズマ状態の燃料粒子（一般的には重水素と三重水素が用いられる）の核融合反応で発生するエネルギーを取り出す装置で

ある。一方、トカマク装置においてはプラズマそれ自体大電流の媒体であり重電機械の側面を持つ。非定常の電磁気、機械、熱、核等が相互に絡み合った現象を内包するトカマク装置はその構造も複雑である。トカマク装置の一例として現在日本原子力研究所で臨界プラズマ試験装置(JT-60)に続く装置として概念設計が進められている核融合実験炉(FER)<sup>(1)(2)(3)</sup>の鳥瞰図をFig.1に示す。装置の設計計算には多種多様の計算機プログラムが必要となるが、ここでは次の2種類のプログラムに焦点を絞って概説する。

一つは概念設計の前段階に不可欠なシステムコードである。このコードの主な目的は、広範囲なパラメータ領域の中から、概念設計に踏み出すに値する設計点を見つけ出すことである。従って、システムコードはプラズマおよび各機器の主要パラメータ間の整合性を確保しながら、装置全体の輪郭を描き出す機能を必要となり、コードの構成形式は各機器の設計に必要なプログラムを単一のコードに統合したものになる。統合に際し留意しなければならないことは、現在の大型計算機ハードウェアの記憶容量および計算速度を考慮に入れて、各機器の設計モデルの簡略化を図る必要のある点である。

他一つは、概念設計の初期から詳細設計に至るまで重要な設計課題であり続ける過渡電磁解析のための計算コードである。これは、トカマク装置が非定常の電気機械であることに起因して誘起される渦電流を計算することに他ならない。高精度の渦電流計算は、それによって生じる強大な電磁力の評価のため、および電磁流体としてのプラズマの制御に及ぼす渦電流の影響評価のために不可欠である。

以上の2種類のプログラムの今後の課題についても簡単に触れるつもりである。

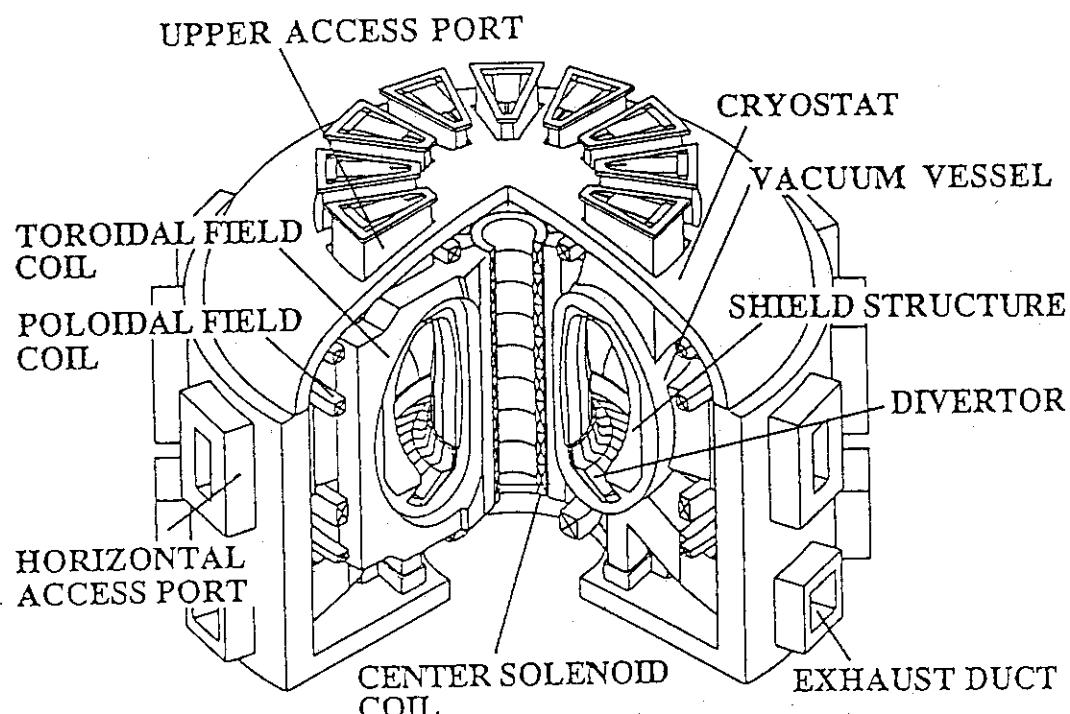


Fig. 1 A Bird's Eye View of FER Configuration

## 2. システムコード

先にのべたようにシステムコードの主要な目的は、実験装置の場合なら所期の実験計画を遂行をし得るような、あるいは動力炉の場合なら必要な出力を確保し得るような装置概念を見つけることである。ところが、トカマク装置では例えば、プラズマとコイルや構造物間の幾何学的関係と電磁気的相互作用、プラズマ出力と必要な遮蔽構造物、プランケットの厚さとトリチウム増殖率や発熱量等が相互に複雑に絡み合っており、従って、各機器の主要パラメータ間の整合性を確保しながら装置全体の輪郭を描き出すためには各機器の設計に必要なプログラムを単一のコードに統合しなければならない。各機器の設計のモデル化の詳細の程度は目的に応じて様々であるが、統合化されたコードは世の中に多数存在する<sup>(4) (5) (6) (7) (8) (9) (10) (11)</sup>。統合の仕方は採用する設計手順によるが、一般的に設計手順はプラズマ物理設計と運転シナリオの設定を行い、これら仕様を満たすように装置の規模および構成等を決め本体の概略の構造計画を作成するような流れで構成する。システムコードの基本構成図をFig.2に示す<sup>(10)</sup>。

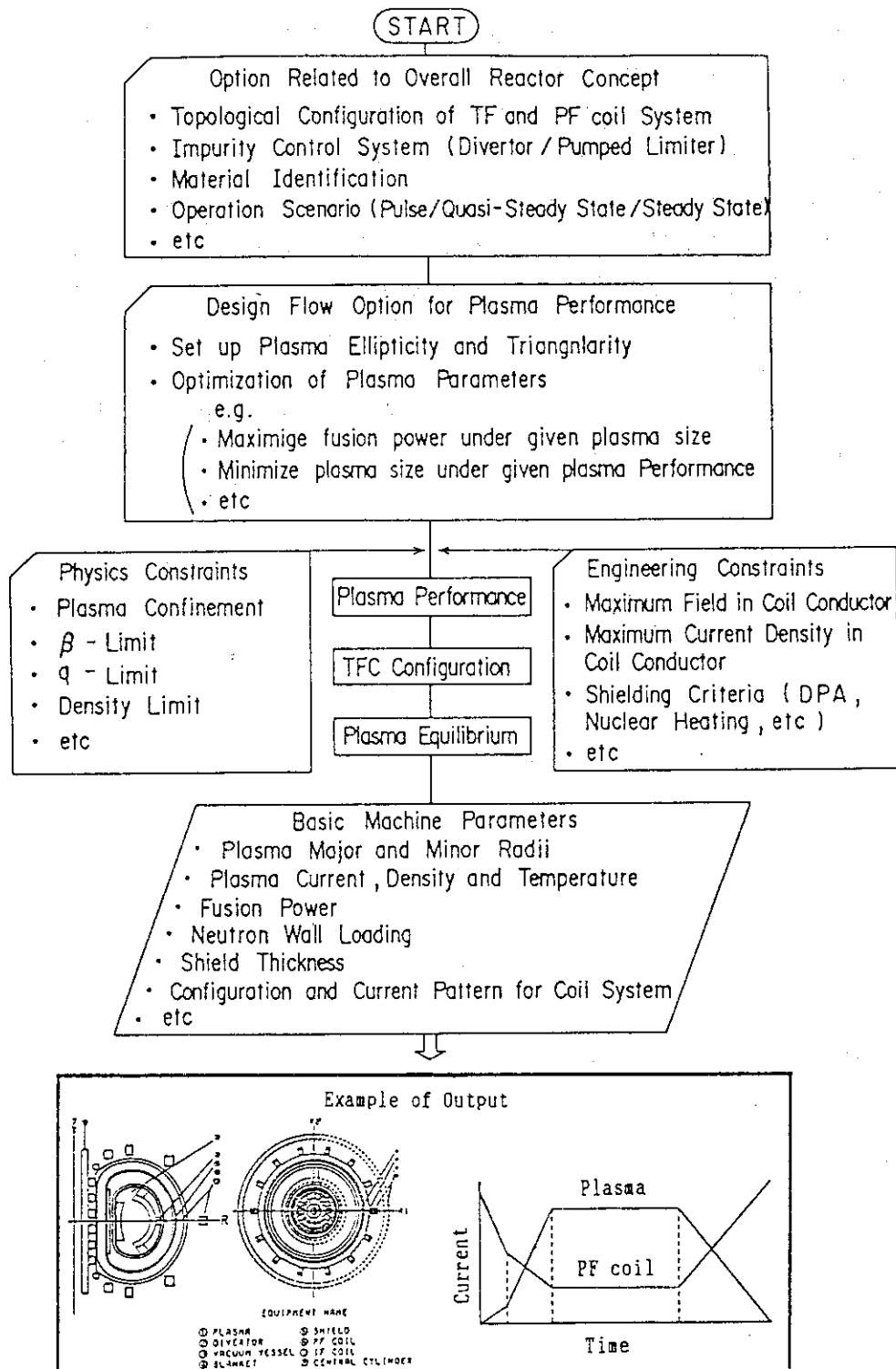


Fig. 2 Basic Structure of System Code

ところで、Fig.3は設計計算の一通りの流れを示すものであるが、各機器間の空間的整合性、各パラメータ間の無矛盾性さらには与えられた評価関数のもとでの最適化計算等のため各機器の設計モジュール内ではもとよりモジュール間において多数の繰り返し計算が必要となる。例えばプラズマパラメータは提供されるトロイダル磁場に依存し、トロイダル磁場はトロイダルコイルの形状と設置位置に依存し、その形状と設置位置はプラズマを取り囲む遮蔽体およびブランケット等の厚さは核融合反応で生じる中性子の量に依存し、中性子の発生量はプラズマパラメータに依存し、設計条件のなかで解に到達するまで繰り返し計算がなされる。尚、Fig.3のプラズマ性能に関する設計の選択肢は能動パラメータ（設計条件）の指定の選択である。能動パラメータの数が多くて、かつその値が適切でない場合は解が存在しない。以下、主要機器の設計モデルとしてプラズマのモデル化を取り挙げ、プラズマパラメータの中で他の主要機器に関わりのあるものについて簡単に述べる。

## 2. 1 プラズマのモデル化

プラズマパラメータ間の整合性はパワーバランス、安全係数およびベータ値を同時に満足することで保たれる。ここで使用する記号については、プラズマの主半径 $R$ 、副半径 $a$ 、アスペクト比 $A (=R/a)$ 、楕円度 $\kappa$ 、三角度 $\delta$ 、温度 $T$ 、密度 $n$ 、電流 $I_p$ 、平均電荷 $Z_{eff}$ およびプラズマ中心でのトロイダル磁場 $B_0$ である。ただし $T$ と $n$ の添え字 $i$ および $e$ はそれぞれイオンおよび電子を意味する。

### ●パワーバランス

$$P_{Alpha} + P_n + P_J - P_{loss} - P_{sy} - P_{br} = 0$$

ここでプラズマの体積、 $V_p = 2\pi^2 \kappa a^2 R$ として

$$P_{Alpha} (\alpha \text{ 加熱}) = \frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle E_{Alpha} f_{Alpha} V_p$$

$P_n$  (追加熱) : 外部からプラズマに注入される加熱量

$$P_J (\text{ジュール加熱}) = \eta j_{OH} V_p = \frac{2\eta I_p^2}{\kappa a^2}$$

$$P_{loss} (\text{伝導・対流の熱損失}) = \eta n k T V_p / \tau_e$$

$$P_{sy} (\text{シンクロトロン輻射}) = 6.38 \times 10^{-16} B_0^{2.5} T_e^{2.5} (n_e/aA)^{0.5}$$

$$P_{br} (\text{制動輻射}) = 1.41 \times 10^{-38} Z_{eff} n_e T_e^{0.5}$$

と表され、 $\langle \sigma v \rangle$ はD-T核融合反応率で

$$\langle \sigma v \rangle = 10^{-22} \exp \{ a_1 (\ln T_i/1000)^3 + a_2 (\ln T_i/1000)^2 + a_3 (\ln T_i/1000) + a_4 \}$$

と近似的に表され、 $a_1 = 0.03825$ 、 $a_2 = -1.0074$ 、 $a_3 = 6.3997$ 、 $a_4 = -9.75$  および $T_i$ はeV表示である。また、 $E_{Alpha}$ は一回の核融合反応で生じる $\alpha$ 粒子のエネルギーで $E_{Alpha} = 3.52$  MeVであり、 $\eta$ はプラズマの抵抗率で $\eta = 3.0 \times 10^{-3} Z_{eff} T_e^{-1.5}$  および $k$ はボルツマン定数である。尚、 $\tau_e$ はエネルギーの閉じ込め時間であり通常実験式が用いられ、最新の代表的な式はITER（国際熱核融合炉）の設計に用いられたもので<sup>(12)</sup>、それらを下式で示す。

$$\tau_{E^{IP}} = 0.048 I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} n_{z0}^{0.1} B_0^{0.2} (A_i \kappa / P)^{0.5} \quad (\text{power law})$$

$$\tau_{E^{IO}} = 0.064 I_p^{0.8} R^{1.6} a^{0.6} n_{z0}^{0.6} B_0^{0.35} (A_i \kappa)^{0.2} / P + 0.041 I_p^{0.5} R^{0.3} a^{0.8} A_i^{0.5} \kappa^{0.6} \quad (\text{offset linear})$$

ここで、

### ●安全係数 ( $q_{p,i}$ )

プラズマの電磁流体的安定性（ティアリングモード等）からの要請で下式<sup>(13)</sup>を満足する必要のあることが計算機シミュレーションにより明らかにされている。

$$\frac{1}{q_{p,i}} = A \left(1 - \frac{1}{A^2}\right)^{0.5} \left( \frac{2}{1 + \kappa^2} - 0.08\delta \right) \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a B_0} - 0.07 \{1 + (\kappa - 1)\delta\}$$

尚、 $q_{p,i}$ の下限値は通常、実験データが用いられ、2程度である。

### ●ベータ値 ( $\beta_{\text{limit}}$ )

プラズマのキンク不安定性、バルーニング不安定性等から上限値があり、現在

$$\beta = g I_p / a B_0$$

が用いられ、 $g$ は2.5～3.0程度である。尚、プラズマの平衡計算にとって重要なパラメータであるポロイダルベータ $\beta_p$ は $\beta_p = \beta A^2 q_{p,i}$ で定義される。

## 2. 2 他の主要機器とプラズマパラメータとの関係

前記パラメータの中でプラズマを取り囲む炉心構造物の内側形状はドーナツ状のプラズマの切口の幾何学的寸法である $R$ 、 $a$ 、 $\kappa$ および $\delta$ によって規定され、厚みはトロイダル磁場コイル等の炉心構造物に対する中性子の遮蔽条件（核発熱等）から計算され、外側形状も決定される。この外側形状が決まれば、更にその外側に位置するトロイダル磁場コイルの形状も概略決まる。トロイダル磁場コイルの全起磁力を $AT$ としたとき、プラズマ中心でのトロイダル磁場 $B_0$ との関係は

$$AT = \frac{2\pi}{\mu_0} RB_0$$

と表され、一方 $AT$ はコイル導体内で発生する磁場の最大許容値 $B_{MAX}$ によって制限され、 $B_{MAX}$ の発生する $R$ 座標を $R_{TF}$ とすると、次の関係式が成り立つ。

$$AT = \frac{2\pi}{\mu_0} R_{TF} B_{MAX}$$

また、コイルの導体断面形状およびケースの断面形状は許容される電流密度および発生応力によって決まる。コイルの本数はプラズマ領域で許容されるトロイダル磁場のリップル（波打ちの程度）で決まる。

トロイダル磁場コイルの外側に設置されるポロイダル磁場コイルの機能は変流器の二次巻線とされるプラズマに対する一次巻線としての磁束供給し、さらに電磁流体としてのプラズマの平衡磁場配位を供給することであり、設置場所については装置の修理および点検のための必要空間と干渉しない場所の中から上記機能を効率良く（なるべく少ない電流で）発揮できる位置が試行錯誤の計算で求められる。この平衡磁場配位はプラズマパラメータの内幾何学的寸法と

$I_p$ ,  $\beta_p$ によって決定される。尚、磁束供給量はコイルの工学的設計条件（電流密度、導体内での発生磁場および応力）の他にソレノイドコイル（ボロイダル磁場コイルの中で特にトーラス中心側に設置される円筒状のコイル群）の内径に強く依存するため、この磁束供給量がプラズマの主半径Rとプラズマの運動シナリオを決定することになる。

以上でドーナツ状のトカマク装置の断面の概略図が得られたことになる。

### 3. 過渡電磁解析コードシステム

トカマク装置による核融合の研究・開発においては、プラズマおよび電磁コイルの過渡現象に起因して構造物に誘起される渦電流は装置の機械構造設計、熱設計さらには電磁流体としてのプラズマの位置・形状の制御設計に極めて重要な影響を与える。

ところが実際問題としてトカマク装置における渦電流を高い精度で評価することは困難であったが、これは評価手法の理論的な問題というよりもむしろ取り扱う対象の複雑さにその原因が求められる。過去10数年間に亘ってトカマク装置を対象に試みられてきた過渡電磁解析の手段はモデル化の仕方、取扱う電磁現象の性質などに依って以下の様に分類することができる

- i) 真空容器をボロイダル方向に多数分割し、それぞれがトロイダル方向に並列円形コイル群を形成するようモデル化を行なう。これらモデル化されたコイル群とプラズマおよびボロイダル磁場コイルとの間に成立する回路方程式を解くことによって真空容器上に誘起される軸対称成分の渦電流を求める<sup>(15)(16)</sup>。この方法は非常に単純でしかも真空容器の形状を選ばない利点があるがトロイダル方向の抵抗の非一様性取り扱うことができない。
- ii) プラズマの制御設計を主眼に置いて開発された手法に”トカマク回路論”<sup>(17)</sup>と呼ばれているものがある。この手法はプラズマと真空容器上に誘起される渦電流と制御用コイルとの相互作用を集中定数化した等価回路として記述し、MHD平衡理論から導かれるプラズマの運動方程式と組み合わせて解くようになっている。この手法において真空容器上の渦電流は
  - i) 同様、トロイダル成分のみと仮定がなされ、ボロイダル方向の分布についてはフーリエ展開する形で解析的に集中定数化がなされている。トーラス効果は逆アスペクト比（トーラスの副半径を主半径で割ったもの）による展開を用いて近似的に考慮されている。また手法が解析的であるためか、対象が軸対称でかつ円形断面を有するトーラス系に限られる。
  - iii) 上記 i)、ii)が純粹に電気技術的な意味で集中定数系の回路方程式を解くことによって渦電流を求める手法であるのに対して、連続体の力学として取り扱う一般的な方法がある。これは渦電流問題をいわゆるオームの法則を付加したマックスウェルの電磁界方程式で記述し一般的には磁場ベクトルポテンシャルを未知変数と置き、差分法<sup>(18)</sup>あるいは有限要素法<sup>(19)(20)</sup>にて数値解析を行なうやり方である。電磁界の場の問題を直接解くこれらの方法は充分な理論的根拠および普遍性を有しているが、トカマク装置の過渡電磁解析への適用となると煩雑になることは避けられず採用には躊躇せざるを得ない。実験室規模の試験片を解析の対象とする場合は、例えそれが3次元立体問題であるとしても実用上特に不都合はないものと考えられる。
  - iv) iii) 同様、連続体の力学として取り扱うが、未知変数として電流ベクトルポテンシャルを採用する手法もあり<sup>(21)(22)(23)(24)(25)(26)(27)(28)(29)</sup>、この場合も差分法的アプロ

一チ<sup>(27)</sup>と有限要素法的アプローチ<sup>(23) (26) (28) (29)</sup>がある。この手法の長所は導体部のみが解析対象となり、その上変数の数を減らすことができる点にある。さらに曲面問題であれば電流ポテンシャルはスカラー量となり計算の合理化を一層進めることができる。この電流ベクトルポテンシャルを未知変数する場合には、マックスウェル方程式を定式化の出発点とする方法<sup>(23)</sup>と、電気回路的な解析手法を導入するやり方<sup>(25) (26) (28)</sup>とがある。後者の方法は、導体構造物上の電流場の問題を任意の回路の集合と見なし、定係数線形回路方程式系で必要とする誘導係数、抵抗および外部起電力をエネルギー積分によって求められるやり方である。この方法は電気回路的イメージが強いためか有限要素回路法とよばれるが数学的には有限要素法に他ならない。定式化がなされた後の具体的な解法については、直接時間積分法（逐次積分法）<sup>(27) (29)</sup>と固有値展開法（モード合成法）<sup>(26) (28)</sup>がある。汎用性の点では前者の直接時間積分法が優れているものの多量の計算を要する点で難があり、機動性および効率の良さが求められる場合は後者の固有値展開法を選択する方が賢明であろう。さらに制御系の設計をも考慮するなら、現象の物理的イメージを描くのに容易な固有値展開法が適していると思われる。

トカマク装置の過渡電磁解析にとって著者らが最も適切であると考えている手法は電流スカラーポテンシャルを未知変数として導入し、固有値展開法による有限要素回路法<sup>(26) (28)</sup>である。その理由は先にも述べたが、トカマク装置はトーラス体系の大きさに比べ構造物の板厚が十分小さく3次元空間における曲面として表現できることと、外部起電力に対する渦電流のモード毎の応答特性が装置設計上有用な情報である点にある。文献(26)の有限要素回路法は現在日本原子力研究所において稼働中の臨界プラズマ試験装置「JT-60」<sup>(30) (31)</sup>の設計研究を通じて亀有らによって考案・開発された手法であり、当初は上下対称系の真空容器のみを解析対称としてコード化がなされ「EDDYTORUS」<sup>(26)</sup>として結実した。さらに設計の進展とともに真空容器の他にも主要構造物を含んだ総合的な渦電流解析が必要となってきた。これら要求に応える形で真空容器や各種架台、多層のコイル導体からなるトロイダル磁場コイルさらに軸対称な各種ボロイダル磁場コイル群から成る複合トーラス導体系の渦電流解析のための計算コード「EDDYMULT」<sup>(32)</sup>が「EDDYTORUS」の拡張版として開発された。「EDDYMULT」には上下非対称系の解析機能も付加された。JT-60の建設にあたっては、この計算コードを用いて電磁力の設計、誤差磁場の評価など一連の渦電流解析が行なわれてきた<sup>(33) (34) (35)</sup>。

しかしながら「EDDYMULT」においては、真空容器以外の構造物が閉曲面を形成してはならない、と規定されており各種架台、トロイダル磁場コイル導体等は板状構造物として取り扱われている。ところがJT-60以降の次期トカマク装置においては、それぞれ孤立した閉曲面を有する超電導コイル容器の存在、またD-T燃焼に伴って不可欠となる遮蔽体および燃料増殖ブランケットはトーラス方向にモジュール化され、それぞれが閉曲面を形成している。このような現状のもとに、任意形状をしたシェル構造体の渦電流解析のための定式化が亀有によってなされた<sup>(28)</sup>。文献(29)もほぼ同様な手法が採用されている。電流ポテンシャル法による渦電流解析は先にも述べたように計算機資源（CPUと記憶容量）の有効利用の点でベクトルポテンシャル法に比べ格段に優れているが、留意しなければならない点がある。それは、周回積分路と空間干渉しないような閉曲面構造体（例えばトーラス構造体）を考えると、その周回積分値が

有限であるような現象については同一節点が異なるポテンシャル値を取るようにモデルを作成しなければ成らない。この問題については後ほど詳述する。

一方、渦電流解析の手法そのものは、かなりの程度整備されてきたが、トカマク装置全体の過渡電磁現象を統一されたモデルで首尾一貫した解析を行う、という観点からはまだまだ不充分であった。従来は、個々の現象毎に個々の機器をモデル化して解析を行っており、全体の統一性という点にはあまり注意が払われず、設計の効率化を著しく阻害してきた。かかる現状を背景に、統一したモデルによる首尾一貫した過渡電磁解析ができる計算コードシステムの必要性が高まってきた。このような要請を受けて渦電流解析コードと応力解析コードを結合させた例がある<sup>(36)</sup>。原研においても、これまでのトカマク研究を通じて開発してきた関連計算コードが幾つかあり、これらを整備し、新たに必要となる計算コードは開発し、上記要請を満足する総合コードとして、ここにトカマク装置における過渡電磁解析のための計算コードシステム「EDDYTOR」<sup>(37) (38)</sup> の開発がなされ、以下これを中心に解析理論とコードの全体構成について述べる。

### 3.1 方程式系の導出<sup>(26) (28) (32)</sup>

連続体の電磁気現象は、場を支配する微分方程式であるマックスウェル方程式を有限要素法などで離散化して数値的に解かれるが、そのとき未知変数としては磁場ベクトルポテンシャルあるいは電流ベクトルポテンシャルのいずれかが使用される。一般性を備えているという点からは磁場ベクトルポテンシャル法が優れているが、導体内の渦電流問題に限れば電流ベクトルポテンシャル法の方が解析領域が導体内に限定されるため実用的である。一方、定式化の出発点において、支配方程式としてマックスウェル方程式を用いてもエネルギー原理に基づく積分方程式を用いても最終的に解くべき方程式は同じである。ここでは最小ポテンシャルエネルギーの原理に基づいて定式化を行う。

系の全ポテンシャルエネルギー（仕事率）汎関数  $L$  は、導体面を流れる電流による磁気エネルギー  $U^m$  、ジュール損  $W^j$  、外部磁場と導体電流の相互エネルギー  $U^{ex}$  により、

$$L = \dot{U}^m + \frac{1}{2} W^j - \dot{U}^{ex} \quad (1)$$

と表わされる。ここで、記号(·)は時間微分を表わす。磁気エネルギー  $U^m$  は導体面  $s$  上の電流密度ベクトル  $j$  、ベクトルポテンシャル  $A$ 、及びビオ・サバールの法則を用いて、

$$\begin{aligned} U^m &= \frac{1}{2} \int_s j \cdot A \, ds \\ &= \frac{1}{2} \int_s j \cdot \int_{s'} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{j'}{|x-x'|} \, ds' \, ds \end{aligned} \quad (2)$$

と表わされる。ここで、 $x$  は電流  $j$  の流れる点の座標、 $x'$  は  $x$  におけるベクトルポテンシャル  $A$  を作り出す電流  $j'$  が流れる面  $s'$  上の点の座標を表わす（Fig.3 参照）。記号 · はベクトルの内積を表わす。また、ジュール損  $W^j$  は、

$$W^j = \int_s \rho j \cdot j \, ds \quad (3)$$

であらわされ、外部磁場との相互エネルギー $U^{ex}$ は、

$$U^{ex} = \int_S \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}^{ex} ds \quad (4)$$

である。薄肉導体の問題を考えると、電流 $\mathbf{j}$ は電流ベクトルポテンシャルの法線方向( $\mathbf{n}$ )成分 $V$ のみを用いて、

$$\mathbf{j} = \text{grad } V \times \mathbf{n}(x) \quad (5)$$

と書き表わされ、 $V$ を独立変数として解析することができる。(2)~(5)式を(1)式に代入して得られるポテンシャルエネルギーの汎関数 $L$ が最小となる様に渦電流 $\mathbf{j}$ が流れるので、その偏分は次式となる。

$$\delta L = 0 \quad (6)$$

次に有限要素法による離散化について述べる。薄肉のシェル状の導体に、3角形1次要素を適用する。局所座標系として面積座標系 $h_i$ を導入し、これを内挿関数として使用すると、要素内では

$$\mathbf{x} = \sum_{i=1}^3 h_i \mathbf{x}_i \quad (7)$$

$$V = \sum_{i=1}^3 h_i V_i \quad (8)$$

と表わされる。添字 $i$ は要素内の節点 $i$ における値である。これを用いると(5)式の $\mathbf{j}$ は

$$\mathbf{j} = \sum_{i=1}^3 e_i V_i \quad (9)$$

となる。ここで、

$$e_i = \frac{\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_j}{2S_e} \quad (10)$$

であり、 $S_e$ は要素の面積、 $i, j, k$ は要素の3つの節点を表わす添字である。そこで、(7)~(10)式を用いて、(2)~(4)式の各エネルギーを書き換えると、

$$\begin{aligned} U^{ex} &= \frac{1}{2} \sum_e \sum_{i=1}^3 \left( \sum_{i=1}^3 e_i V_i \right) \cdot \left( \sum_{i=1}^3 e_i' V_i' \right) \frac{\mu_0 S_e S_e'}{4\pi R} \\ &= \frac{1}{2} \sum_e \sum_{i=1}^3 \{V\}_e^T [m] \{V\}_e \\ &= \frac{1}{2} \{V\}^T [M] \{V\} \end{aligned} \quad (11)$$

と書かれる。ここに、

$$\frac{1}{R} = \int_{S_e} \int_{S_{e'}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} ds_e' ds_e \quad (12)$$

で表記でき、記号 $\{ \}$ は要素節点に関するベクトル、 $\{ \}$ は全節点に関するベクトル、 $\{ \}^T$ は転置、 $\Sigma$ は全要素に関する和を表わし、要素 $e$ と $e'$ に関する行列 $[m]$ の各成分は

$$m_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e_i \cdot e_j'}{R} S_e S_e' \quad (13)$$

であらわされ、行列[M]は[m]の全体系の行列でインダクタンス行列と呼ばれる。尚、行列[M]は $\sum_e \sum_e'$ の記号が示す様に通常の有限要素法の帯行列とは異なり、全体に充填された行列となる。次にジュール損は、

$$\begin{aligned} W^j &= \sum_e \rho \left( \sum_{i=1}^3 e_i V_i \right) \cdot \left( \sum_{j=1}^3 e_j V_j \right) S_e \\ &= \sum_e \{V\}_e^T [r] \{V\}_e \\ &= \{V\}^T [R] \{V\} \end{aligned} \quad (14)$$

と書かれる。ここに、行列[r]の成分は、

$$r_{ij} = \rho (e_i \cdot e_j) S_e \quad (15)$$

となり、行列[R]は[r]の全体系の行列であり、抵抗行列と呼ばれる。さらに、外部磁場との相互エネルギーは、

$$\begin{aligned} U^{ex} &= \sum_e \left( \sum_{i=1}^3 e_i V_i \right) \cdot A^{ex} S_e \\ &= \sum_e \{V\}_e^T \{b^{ex}\} \\ &= \{V\}^T \{B^{ex}\} \end{aligned} \quad (16)$$

と書かれる。ここに、ベクトル{b<sup>ex</sup>}の成分は、

$$b^{ex}_i = e_i \cdot A^{ex} S_e \quad (17)$$

で表され、ベクトル{B<sup>ex</sup>}は{b<sup>ex</sup>}の全体系のベクトルである。

以上の(11)、(14)、(16)式を(1)式に代入し{V}に関して偏分をとると、

$$\begin{aligned} \delta L &= \delta \{V\}^T ([M]\dot{\{V\}} + [R]\{V\} + \dot{\{B^{ex}\}}) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

となり、任意の変分量 $\delta \{V\}$ に対して上式が成り立つ条件として有限要素法の行列方程式

$$[M]\dot{\{V\}} + [R]\{V\} = -\dot{\{B^{ex}\}} \quad (19)$$

が得られる。行列[M]、[R]はいずれも正値対称である。なお、この式は有限要素化された回路方程式と見なすことができる。

(5)式の様に電流密度ベクトルが定義されるため、電流はVの勾配に垂直な方向に流れる。従って(19)式の境界条件として、導体境界上で電流が横切らない様、その境界においてV=一定とする必要がある。また、Vには定数分の任意性があるため、境界のうちの一つでV=0とおくことができる。

ところで、(19)式を実際のトーラス形状全体に適用すると、計算規模が巨大になり実用的ではない。このため何らかの方法で計算規模の縮小が望まれるが、トカマク装置の幾何学的な対称性や周期性などの利用が考えられる。形状が面对称であるとき、電流が対称に流れるときは電流ポテンシャルに反対称条件を、電流が反対称に流れるときは電流ポテンシャルに対称条件を入れて解析を行なう。トカマク装置の様な中心軸に対してN次の回転対称性があるときは回転対称条件を入れて解析することもできる。

先に触れたように、電流ボテンシャル法による渦電流解析は、周回積分路と空間干渉しないような閉曲面構造体（例えばトーラス構造体）を考えるとき、その周回積分値が有限であるような現象については同一節点が異なるボテンシャル値を取るようにモデルを作成しなければならない。この問題の一般的な取扱として、複数の面同士の相互接続の取扱いについて述べる。

電流ボテンシャル  $V$  による定式化では、面と面が交差して接続される場合（例えば T 字形の接続）、その接続交線上ではキルヒホッフの第一法則（電流の連続性）が満足されない。そこで交線上では要素は切り放しておき、電流の連続性の式を付帯拘束条件としてもとの変分式に加える必要がある。

また、この様な面同士の接続は、プラズマが上下方向に移動しながら消滅する際の渦電流解析にも有効である。すなわちプラズマ電流が定位置で消滅する場合は、ポロイダル断面のある一点（例えば内側赤道面）でトロイダル方向に切り込みを入れ、その上で異なる電流ボテンシャル値を持てる様にしなければならないが、さらにプラズマ電流が消滅しながら上下方向に動くときは、その切り込みを越えて電流が流れる様にする必要がある。この場合にも、切り離された 2 つの面を電流の連続性が満足される様に接続すればよい。電流の連続条件式は

$$\sum_{e=1}^n a_e \frac{V(i_e) - V(j_e)}{\ell_e} = 0 \quad (20)$$

と表わされる。ここに、 $\ell_e$  は交線の長さ、 $n$  は接続する面の数（2枚板接続のとき 2、T 字接続のとき 3、+字接続のとき 4、等）、 $a_e$  は  $i \rightarrow j$  方向（Fig.4 参照）が要素  $e$  内の局所節点番号方向と同じときに 1、逆向きのときに -1 とする。（20）式の拘束条件式を

$$\{C\}^T \{V\} = 0 \quad (21)$$

と書き表わし、ペナルティ法で（1）式の汎関数に導入すると、最小化すべき汎関数はペナルティ数  $\alpha$  を用いて

$$L^P = L + \alpha \{V\}^T \{C\} \{C\}^T \{V\} \quad (22)$$

であるから、

$$\delta L^P = \delta L + 2\alpha \delta \{V\}^T \{C\} \{C\}^T \{V\} = 0 \quad (23)$$

となって、（19）式の有限要素式は

$$[M]\{\dot{V}\} + [R]\{V\} + 2\alpha \{C\} \{C\}^T \{V\} = -\{\dot{B}^{ex}\} \quad (24)$$

となる。これをまとめると

$$[M]\{\dot{V}\} + [R^P]\{V\} = -\{\dot{B}^{ex}\} \quad (25)$$

但し、

$$[R^P] = [R] + 2\alpha \{C\} \{C\}^T \quad (26)$$

と抵抗行列を修正することになる。

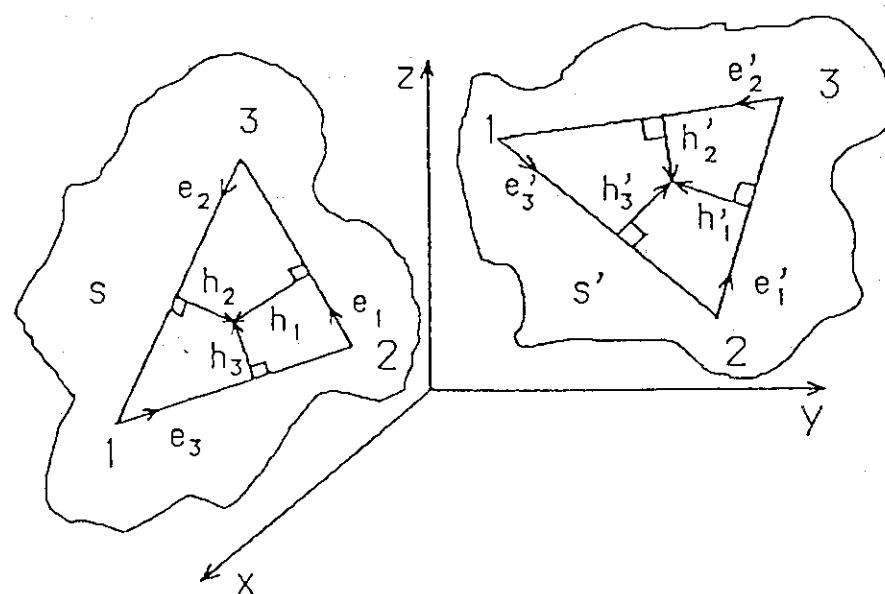


Fig. 3 Local Coordinate System

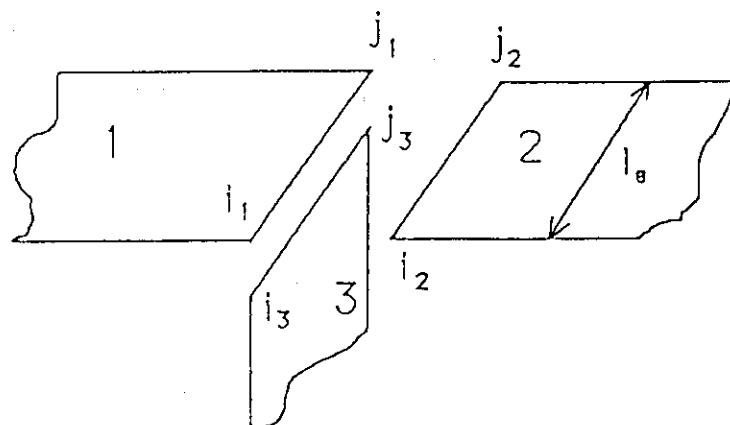


Fig. 4 T-shaped Conjunction Model

### 3. 2 固有値問題

前節において(19)式もしくは(25)式に示す回路方程式およびこれを解くのに必要な回路定数が得られ、ここでは具体的な解法として固有値展開法について述べる。まず(19)式について次の一般固有値問題を考える。

$$[M]\{x\} = \tau [R]\{x\} \quad (27)$$

(27)式が自明でない解を持つためには

$$\det[M - \tau[R]] = 0 \quad (28)$$

即ち  $\tau$  に関する  $n$  次方程式となり  $n$  個の根  $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_i, \dots, \tau_n$  なる固有値を持つ。渦電流問題では固有値  $\tau_i$  は、モード  $i$  の電流の減衰時定数である。固有値  $\tau_i$  に対する固有ベクトル  $\{x\}_i$  は  $\tau_i$  に関する(27)式の自明でない解である。したがってモード行列  $[X]$  は

$$[X] = [\{x\}_1, \{x\}_2, \dots, \{x\}_i, \dots, \{x\}_n] \quad (29)$$

として表記される。また  $\{x\}_i$  は(27)式に示される齊次方程式の解であり、 $\{x\}_i$  の各成分の絶対値は定まらないので以下の様に規格化する。

$$[X]^T [R] [X] = [E] \quad (30)$$

ただし、 $[E]$  は単位行列である。(27)式は  $\tau_i, \{x\}_i$  に対して  $n$  個の式を形成するが、これをまとめると以下の様になる。

$$[M][X] = [R][X][\tau] \quad (31)$$

ここで  $[\tau]$  は

$$[\tau] = \begin{bmatrix} \tau_1 & 0 & & \\ 0 & \tau_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \tau_n \end{bmatrix} \quad (32)$$

と表記される。したがってとの(19)式は以下に示す式と等価である。

$$\tilde{[\tau]} \{\tilde{V}\} + \{\tilde{V}\} = -\{\tilde{B}^{ex}\} \quad (33)$$

ただし、 $\{\tilde{V}\}$  はモード振幅ベクトルで、

$$\{\tilde{V}\} = [X]^{-1} \{V\} \quad (34)$$

$$\{\tilde{B}^{ex}\} = [X]^T \{\dot{B}^{ex}\} \quad (35)$$

である。との(19)式は  $n$  個の互いに結合しあった回路系であるのに対し、(33)式では  $n$  個の独立した方程式が得られたことになり、その一つ一つが各規準モードに対応している。したがって、(33)式はモード毎に独立に解くことができる。即ち、解  $\tilde{V}_i$  は

$$\begin{aligned} \tilde{V}_i &= \tilde{V}_i(0) \exp(-t/\tau_i) \\ &+ (1/\tau_i) \int_0^t \varepsilon_i \exp\{(t'-t)/\tau_i\} dt' \end{aligned} \quad (36)$$

と表わされる。ただし  $\tilde{V}_i(0)$  は固有モード  $i$  の初期値

であり、 $\varepsilon_i$  は列ベクトル  $-\{\tilde{B}^{ex}\}$  の  $i$  番目の成分である。

### 3. 3 全体システムの構成

総合的な過渡電磁解析コードシステム 「EDDYTOR」を構築・運用するにあたって、使いやす

さおよび機動性の観点から EWS(Engineering Work Station)上で作動させることとし、CAE ソフトには一般に入手可能な I-DEAS<sup>(39)</sup>を導入した。入力データの作成および計算結果の処理や加工は全て EWS上で行うが、ある計算が多大の CPU時間を要する場合には、その計算に限り汎用大型計算機で行うことがある。その際、入力データおよび計算結果の送受信の操作は EWS上で行う。

次に、「EDDYTOR」を構成している主なモジュールとそれらの機能について述べ、全体構成の概念をFig.5に示す。

#### I-DEAS (前処理)

装置各機器の形状データを与えることにより、要素データの作成および節点データの番号づけが自動的になされ、応力解析のための境界条件および荷重条件（渦電流による電磁力を除く）が汎用構造解析コード「MSC/NASTRAN」に適応するよう設定される。

#### EDDYPRE

I-DEAS (前処理)で作成されたデータが渦電流解析コード「EDDYCAL」用に変換される。例えば、四角要素が三角要素に細分化され、それに伴う節点番号の打ち直しがなされる。「EDDYCAL」で必要となるその他のデータ、例えば板厚、比抵抗、対称条件、境界条件および外部コイル系の作動条件等の付加がここでなされる。

#### EDDYCAL

本モジュールは薄板近似された導体構造物に誘起される渦電流を計算する機能を有する。解析理論および具体的機能については既に述べた。本モジュールは解析の目的に応じて段階的処理をすることができ、どのレベルで使用するかは「EDDYPRE」で制御される。

#### EDDYPOST

本モジュールは引続き行われる解析、すなわちプラズマ制御解析あるいは応力解析のために「EDDYCAL」の計算結果を整理する機能を有する。どのように整理するかは、「EDDYPRE」で必要な情報が与えられる。例えば、プラズマ制御解析のためには制御コイルとプラズマと導体の各固有モードとの間の規格化された相互誘導係数および制御条件が設定され、応力解析のためには要素荷重が節点荷重に変換される。

#### ACCORD

電磁流体としてのプラズマは様々な要因で各種の不安定性が引き起こされる。本モジュールは、これら不

安定性を構造物に誘起される渦電流の影響を考慮して制御解析する機能を有する。これは回路方程式とプラズマの運動方程式を連立させて解かれる<sup>(40)</sup>。

#### MSC/NASTRAN

これは、一般によく利用されている汎用構造解析コードであり、静的な問題はもとより動的な問題の解析にも高い評価を得ている。ここで要求されるデータは、先にも述べたが I-DEAS (前処理)で形状データ、材料物性データ、境界条件および電磁力以外の荷重条件として設定され、さらに「EDDYPOST」において電磁力のデータが付加される。

#### I-DEAS (後処理)

「EDDYTOR」システムの各モジュールで計算された結果のグラフ表示および図形表示がここでなされる。表示方式等の指示は会話形式で与えられる。

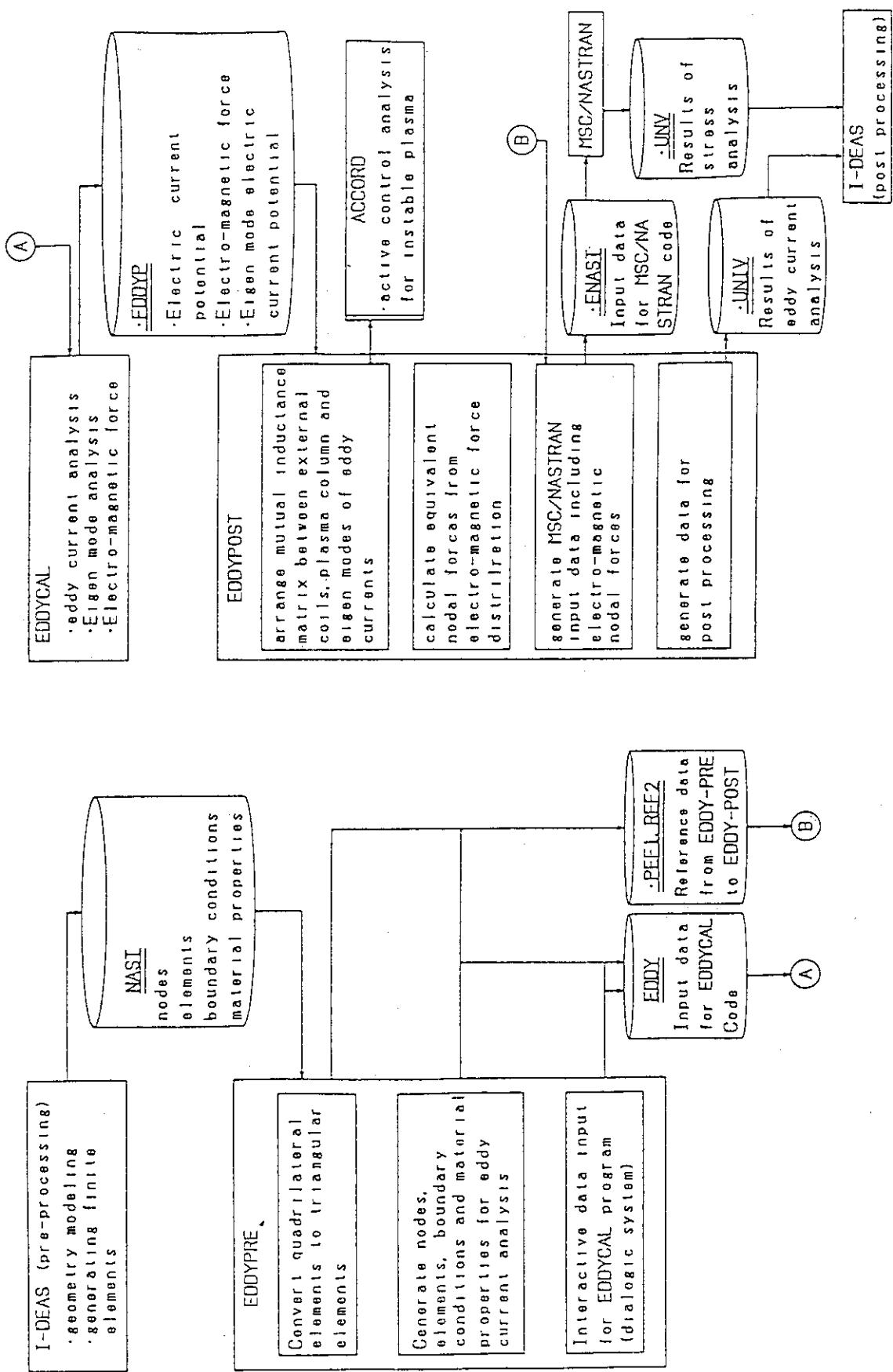


Fig. 5 Schematic Diagram of EDDYTOR System

#### 4. おわりに

以上、トカマク装置の概念設計の前段階に不可欠なコードとして、プラズマおよび各機器の主要パラメータ間の整合性を確保しながら、装置全体の輪郭を描き出す機能を有するシステムコードと概念設計の初期から詳細設計に至るまで重要な設計課題であり続ける過渡電磁解析のための計算コードについて述べてきた。

システムコードについては要求される性能の水準にほぼ達しているが、今後はプラズマ実験の進展に合わせてモデルの更新を図ることが必要である。

一方、過渡電磁解析コードについても一応の完成をみたが、更なる精度の向上を望むならば次の二点が考えられる。ひとつは、構造物のモデル化に際して薄板近似がなされているが、必要に応じてソリッドモデルの混在系の解析を可能ならしめ、肉厚の効果を評価できるようにすること。もう一点は複合電磁現象の取扱である。プラズマに関しては、現在プラズマの挙動は外部強制項として与えられているが、実際はプラズマの変動によって誘起される構造物上の渦電流はプラズマの平衡配位に影響を与え、当初のプラズマ状態とは異なるので平衡と渦電流を同時に解く問題がある。構造物に働く電磁力に関しては、電磁力による構造物の変形によって当該構造物が磁場を横切り二次的な渦電流を誘起し、その影響を評価する問題がある。

#### 参考文献

- (1) Matsuda, S. et al.: Conceptual Design Study of the Fusion Experimental Reactor (FER), Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Research (Washington), IAEA-CN-53/G-2-2 (1990).
- (2) Tsuji, H. et al.: 次期大型装置（FER）の概要, JAERI-M 90-090 (1990).
- (3) Nishio, S. et al.: CONTAINMENT STRUCTURE DESIGN AND COMPONENT DEVELOPMENT FOR FUSION EXPERIMENTAL REACTOR, 16th Symp. Fusion Tech. (1990).
- (4) Reid, R.L. et al.: Nucl. Tech./Fusion Vol.4 (1983)
- (5) Reid, R.L. et al.: ETF SYSTEM CODE-COMPOSITION AND APPLICATIONS, CONF-801011-5.
- (6) Sink, D.A. et al.: A COMPUTER CODE FOR THE COSTING AND SIZING OF TNS TOKAMAKS, Proc. of 7th Symp. on Eng. Probs. of Fusion Res., IEEE Pub. No.77CH1267-4NPS.
- (7) Waganer, L.M. et al.: ESTABLISHMENT OF DESIGN AND PERFORMANCE REQUIREMENTS USING COST AND SYSTEM ANALYSIS, Proc. of 7th Symp. on Eng. Probs. of Fusion Res., IEEE Pub. No.77CH1267-4NPS.
- (8) Kasai, M. et al.: The sensitivity Studies Code for Tokamak devices, Proc. of 9th Symp. on Eng. Probs. of Fusion Res., Vol.II, 1880 (IEEE 1981).
- (9) Nishio, S. et al.: Development of Tokamak Reactor System Analysis Code(TORSAC), JAERI-M 87-021 (1987)
- (10) Nishio, S. et al.: Development of Tokamak Reactor Automated Design Code(TRADE), JAERI-M 87-102 (1987)
- (11) Mizoguchi, T. et al.: Development of Tokamak Reactor Conceptual Design Code (TRESCODE), JAERI-M 87-120 (1987)
- (12) ITER Design Group : ITER Conceptual Design, Interim Report, ITER Document

Series, NO.7 (1990)

- (13) Tuda, T. et al.: Accessible Beta Value of Tokamak, Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Research (London), (1984).
- (14) Troyon, F. et al.: Plasma Phys., Vol.26 (1984).
- (15) 鳴田・ほか5名、JAERI-M 6469、(1976)
- (16) 横溝・ほか4名、JAERI-M 6693、(1976)
- (17) Suzuki, Y.,ほか4名、Jpn. J. Appl. Phys., 16-12, (1977), 2237
- (18) Kobayashi, T., Jpn. J. Appl. Phys., 18-10, (1979), 2003
- (19) Miya, K.,ほか2名、Proc. 7th Symp. Eng. Probs. Fusion Research, Knoxville, (1977), 1371
- (20) 高野・ほか1名、JAERI-M 7062、(1977)
- (21) Tseitlin, L.A., Soviet Phys., 14-10, (1970)
- (22) Carpenter, C.J., Proc. 5th Int. Conf. on Mag. Tech., Rome, (1975), 147
- (23) Miya, K.,ほか1名、IEEE Transact. on Mag. 24-1, (1988), 134
- (24) 加川、電気・電子のための有限要素法入門、(昭52)、オーム社
- (25) Balabanian, N. ほか1名、Electrical Network Theory, John Wiley & Sons, Inc.
- (26) Kameari, A. ほか1名、Proc. 7th Symp. Eng. Probs. Fusion Research, Knoxville, (1977), 1386 あるいは JAERI-M 7120, (1977)
- (27) Christensen, U.R. PPPL-1516, (1979)
- (28) Kameari, A., J. Comp. Phys., 42-1 (1981), 124
- (29) Blum, J. ほか3名、IEEE Transact. on Mag. 19-6, (1983), 2461
- (30) Iso, Y.,ほか1名、6th SMIRT, Paris, (1981)
- (31) Shimizu, M.,ほか13名、Nucl. Engrg. Des./Fusion, 3-3, (1986), 249
- (32) 中村幸治・ほか1名、JAERI-1317, (1989)
- (33) Ozeki, T.,ほか1名、JAERI-M 83-159, (1983)
- (34) Nakamura, Y.,ほか1名、Proc. 12th Symp. Fusion Tech., (1982), 339
- (35) Nakamura, Y., Proc. Int. Workshop for Eddy Current Code Comparison, Tokyo, (1986)
- (36) Kameari, A.,ほか1名, Proc. 10th Symp. on Fusion Eng., (1983), 46
- (37) 西尾 他1名: トカマク装置における過渡電磁解析のための計算コードシステム,  
シンポジウム「電磁力関連のダイナミックス(No.890-26)」講演論文集 189-196(1989)
- (38) Nishio, S. et al.: A Computer Program System for Transient Electromagnetic Analysis on A Tokamak Device, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.26, No.2 865-868 (1990)
- (39) " I-DEAS User's manual ", Structural Dynamics Research Corporation, (1986)
- (40) Ueda, K. Nishio, S. ほか1名, Kakuyugo-Kenkyu, 59-3, (1988), 194

## 8. Passive Safety 炉の特質と 必要なソフトウェア開発

長坂 秀雄, 安部 信明, 新井 健司, 浜崎 亮一  
及川 弘秀, 音成純一朗 (東芝)

要旨：Passive Safety 炉は重力や自然力を利用した安全系を採用していることに特徴がある。Passive な安全系としては事故後比較的短期の炉心冷却を行う重力落下式 ECCS や長期の崩壊熱除去を行う静的格納容器冷却系 (PCCS) 等が考えられている。従来の LOCA 解析コードでは Passive Safety 炉の安全評価は行えない。本稿では熱水力の観点から見た Passive Safety 炉の特質を総括し、安全解析に必要なソフトウェア開発について述べている。また、東芝でこれまでに開発してきた Passive Safety 炉用の解析コードの概要とその解析結果についても要約している。特に、Passive Safety 炉の格納容器の大きさを決定する PCCS については、冷却方式や冷却場所の異なる各種 PCCS について除熱性能を比較検討した解析結果を示している。これらの解析結果により PCCS としてはアイソレーション・コンデンサがもっとも有効と考えられるに至り、SBWR で採用されることになった。

### Characteristic Features of Passive Safety Reactor and the Development of Safety Analysis Codes

Hideo NAGASAKA, Nobuaki ABE, Kenji ARAI, Ryouichi HAMAZAKI,  
Hirohide OIKAWA, and Jun-ichiro OTONARI  
(Toshiba Corporation)

Summary : Simplified BWRs are characterized by the adoption of a passive ECCS and a passive containment cooling system (PCCS). While a passive ECCS serves a short-term core cooling function, PCCS removes long-term decay heat. The current safety analysis codes, which were originally developed for the safety design of an active cooling system of decay heat, can not analyze the safety performance of a passive plant. This paper summarizes the characteristic features of a passive plant from a thermal-hydraulic viewpoint and the development of safety analysis codes. The outline of the safety analysis codes for a passive plant developed by Toshiba corporation and the analysis results are described. Especially as for the PCCS, several types of PCCS differing in cooling location and method are compared. As a result of this analysis, it turned out that the isolation condenser was the most effective PCCS and was adopted in the SBWR PCCS.

**Keywords :** Passive Safety Reactor, Safety Analysis, Code Development, Gravity Driven Core Cooling System, Passive Containment Cooling System

## 1. 緒 言

近年、国内外で次世代型原子力プラントについて、単純化軽水炉の開発が注目されている。すなわち、安全系にポンプ等の継続的駆動電源を必要とする動的機器の代わりに、重力のような自然力を利用した静的 (passive) システムを採用しプラント全体の複雑さを避け、事故時の運転員の操作を不用にし、一層の安全性を追求するという新しいアプローチが注目されその研究が進められている。特に米国においては中小の電力会社が多いため、プラント規模が小さく、建設期間の短い中小型プラントが 1990 年中頃の在来火力発電所のリプレース用として注目され、上記の動向と合わせ中小型単純化軽水炉に対する関心が高まっている。また、我国においても大型炉に passive な安全系を適用しようとする動きがある。passive な安全系を採用した沸騰水型軽水炉としては、GE 社の ASBWR<sup>(1)</sup>が最初のものであり、その後、日立社の HS BWR<sup>(2)</sup>、東芝の TOSBWR-900P<sup>(3)</sup>がこれに続き、現在では ASBWR の改良版として SBWR<sup>(4)</sup>を GE 社を中心に BWR メーカーが国際協力して精力的に開発している。

passive な安全系としては事故後比較的短期の炉心冷却を行う重力落下式 ECCS (GDCS) や長期の崩壊熱除去を行う静的格納容器冷却系 (PCCS) 等が考えられている。伝熱流動の観点からみて passive safety 炉は現行の BWR と比べて本質的に異なっており、従来の LOCA 解析コードでは passive safety 炉の安全評価は行えない。本稿では熱水力の観点から見た passive safety 炉の特質を総括し、安全解析に必要なソフトウェア開発について述べている。また、東芝でこれまでに開発してきた passive safety 炉用の解析コードの概要とその解析結果についても要約している。特に、passive safety 炉の原子炉格納容器 (PCV) の大きさを決定する PCCS については、冷却方式や冷却場所の異なる各種 PCCS について除熱性能を比較検討した解析結果を示している。

本稿では解析の対象プラントを SBWR としているため、ここで SBWR の概要を説明しておく。(Fig. 1 参照) SBWR は電気出力 600 MW の沸騰水型軽水炉の自然循環炉であり、炉心部で発生した気泡の浮力が炉心冷却水の循環駆動力となっているが、大きな自然循環駆動力を確保するため、炉心上部にチムニーが設けられている。従って、炉心冷却用再循環ポンプは削除されている。また、事故を安全に終息させるため安全系に passive システムを採用しており、事故時に従来必要であった安全仕様のポンプやモータ類の動的機器が不要となっており、安全系ネットワークが大幅に単純化されている。プラントの運転期間は 22箇月、定検期間は 2 箇月としており、建設単価はスケールデメリットを抑え 110 万クラスの 10% アップ以内にすることを目標にしている。

SBWR の基本設計仕様を Table 1 に示す。炉心燃料長は炉心部の圧力損失をなるべく減らすため、従来の 3.7 m から 2.44 m に短尺化している。また、出力密度を従来から約 20% 下げ、燃料の熱的余裕の増加と圧力損失の低下を図っている。燃料を短尺化し、出力密度を下げたため炉心直徑は大きくなり、また適切な自然循環力を確保するため原子炉圧力容器 (RPV)

も高くする必要があり、S BWRのR P VはA BWRとほぼ同じ大きさになっている。原子炉隔離時の過圧防護のためにはアイソレーションコンデンサ（I / C）が設けられており、これによりタービントリップのような異常時過渡変化の場合にも、安全弁が作動することはないようしている。小漏洩時の高圧補給水系としては制御棒駆動水ポンプを利用している。L O C A直後のP C V圧力を抑制するためには圧力抑制室（S / C）を採用しており、L O C A時にはここにペント管を通して蒸気を導き凝縮させ、圧力上昇を抑制する。

主蒸気管破断などの大口径配管破断事故時にはR P Vが減圧していき、R P VとP C Vの圧力差がG D C Sの静水頭を下回ると、G D C Sプールから冷却水が重力により逆止弁を通ってR P V内に流入し、炉心が冷却される。また、中小破断の場合には減圧弁（D P V）の作動によりG D C Sの炉内注入を促進している。S BWRではD P Vからの蒸気をドライウェル（D / W）に放出している。G D C S終了後も長時間に亘って原子炉より崩壊熱が放出されるため、炉心あるいはP C Vはさらに冷却する必要がある。現行のB W Rの残留熱除去系はポンプやモータ等の動的機器からなっているが、S BWRではこれらの系の代わりにP C C Sを採用している。P C C Sとしては原子炉隔離時冷却用のI / Cを併用しているが、そのシステム構成をFig. 2に示す。

## 2. 重力落下式E C C Sの特質とL O C A解析コードの開発

### 2.1 重力落下式E C C Sの特質

ポンプ及びディーゼル発電機等からなる動的機器のE C C Sと比較し、静的機器からなるG D C Sの特質としてまず第一に挙げられるのが冷却水注入ヘッドがわずかに約10m水柱と小さいことである。このため、特に、中小破断事故時にR P V内水位が低下した場合、G D C Sの早期注入を促進させるため、通常のB W Rと比較して多数のD P Vを作動させることが必要になってくる。破断口あるいはD P Vからの冷却材の流出によりR P VとP C Vの圧力差がG D C Sのプール水源ヘッドより小さくなったとき逆止弁が開き、重力により冷却水が炉内に注入される。

従って、G D C Sの注入特性やその炉心冷却効果を評価するためにはR P V内の熱水力挙動とP C V内熱水力挙動を同時に相関させて解かねばならない。現状のB W RのL O C A解析ではR P Vだけがモデル化されており、P C Vはモデル化されておらず、P C V背圧は一定のインプット値を使用している。このため現行のL O C A解析コードではG D C Sの性能は評価できない。

S BWRではG D C Sの設計目標をL O C A時炉心露出無しにしている。後述するように、S BWRではG D C SとD P Vだけで任意の配管破断に対して炉心露出無しが達成されている。これはS BWRでは炉心上端より下に大口径配管が存在しないことと自然循環方式を採用しているためである。自然循環炉では炉心の出力密度が小さく、また自然循環駆動力を確保するためR P Vの直径と高さが大きくなる。このため、R P V内の保有水量が強制循環炉と比較し大きくなってしまい、D P Vが多数作動し冷却材が喪失しても、G D C S作動直前までに炉心露出に至らないためである。強制循環炉では炉内保有水量が少ないため、G D C SとD P Vだけで

は炉心露出無しを達成することができず、高圧下で作動する蓄圧注入系が必要となる。このような場合には蓄圧注入系のモデルも必要である。

なお、解析を行う際の解析条件について、現行のBWRで仮定されている保守的な解析条件が必ずしも GDCS 注入特性評価では、影響は小さいが、保守的とみなせないものも存在する。例えば、現行 BWR の PCV 応答解析では事故時の PCV 壓力を高めに評価するため PCV 壁は断熱としているが、断熱壁の仮定は GDCS の注入開始時間を早めに評価することになる。

第二の特質は動的機器による ECCS の注入経路が closed loop であるのに対し、GDCS は open loop であるということである。前者では冷却水は PCV 下部にある圧力抑制プール (S/P) からポンプでくみあげられ、熱交換器を介して炉内に注入され、注入された冷却水の一部は破断口から流出し、ベント管を通じて再び S/P に還流する。一方、後者においては GDCS の水源は D/W 内上部に設置されており、重力により冷却水が注入され、やがて GDCS プールは空になる。従って、その後何らかの方法で長期に亘って炉心を冠水維持させることが必要になる。SBWR では Fig. 2 に示したように S/P が RPV の横に設置しており、RPV と S/P を連結する均圧ラインが設けてある。この均圧ラインの高さはベント管のトップベントより下の位置にあり、RPV 内水位が低下して来た場合、DPV により RPV が D/W に開放されているので、逆止弁が開き S/P の水が RPV 内に流入するようになっている。このような方式を取る場合には S/P は RPV より下に設置することはできない。この均圧ラインの作動は LOCA 後数時間たった後であり、また PCCS の機能とも密接に関係がある。従って、本章では LOCA 後 GDCS が作動し続けている間の比較的短期の安全解析に必要な解析コードの開発とその解析結果について述べる。

## 2.2 Passive ECCS 性能解析用コード SAPPHIRE の概要

Passive ECCS の性能解析のために、D/W, S/C 及び GDCS プールを考慮した LOCA 後短期の RPV 内の熱水力挙動評価の LOCA 解析コード SAPPHIRE (SAFER with Passive ECCS and PCV for Highly Integrated Reactor Analysis) を開発した<sup>(5)</sup>。SAPPHIRE は現行 BWR の許認可解析コードである SAFER<sup>(6)</sup> の RPV モデルと PCV 応答解析コード<sup>(7)</sup> の PCV モデルを結合し、これに Passive ECCS モデルを組み込んだものである。

Fig. 3 に SAPPHIRE の PCV 内のノーディングを示す。PCV は RPV、D/W 及び S/C の三つの主要な互いに相関のある領域からなっている。RPV と D/W は破断口、DPV 及び GDCS のラインで連ながっており、D/W と S/C はベント管と真空破壊弁 (V/B) を介して連ながっている。安全弁は RPV の蒸気を S/P に放出する。D/W はさらに最大 10 個のサブノードに分割されており、各サブノードで蒸気と水は平衡状態にあるとしている。非凝縮性ガスは理想気体として取り扱われている。各ノードで質量及びエネルギーの保存が計算され、それによって定まる圧力差によって、各サブノード間の流れを計算している。

S/C は S/P とその上部空間部のサブノードからなり、S/P 界面での物質とエネルギーの移動は考慮している。ベント管あるいは安全弁から放出される蒸気は S/P 内で完全に凝縮するとしており、上部空間部の非凝縮性ガスは理想気体として取り扱っている。

ECCS としては GDCS 及び DPV の他に蓄圧注入系のモデルも組み込まれている。GDCS

C S の流量は G D C S 空間部と R P V の圧力差によって計算される。G D C S プールの水位低下や温度変化が、G D C S プール界面の物質及びエネルギーの移動も考慮して評価している。G D C S プールが空になった後で破断場所によって R P V の水位が炉心上端近くまで低下した場合には、S / P から R P V へ均圧ラインを通じて冷却水が注入されるようになっている。破断場所としては、G D C S 配管破断を含む任意の配管破断を考慮している。G D C S 配管破断の場合には G D C S プールの D / W への流出を考慮している。破断流は臨界流モデルあるいはペルヌーイモデルにより計算する。S A P P H I R E の R P V モデルは、水位挙動を詳細に評価するため、S A F E R モデルを用いているが詳細は省略する。

### 2.3 S BWR の L O C A 解析

S BWR の L O C A 時の G D C S 性能を評価するため、最も炉心露出し易い R P V の底部 2 インチ配管破断の解析を S A P P H I R E と T R A C - B F 1 の両方で行った<sup>(5)</sup>。最適評価コード T R A C - B F 1<sup>(6)</sup>の解析も行ったのは、より簡単なモデルで構成されている S A P P H I R E コードの解析能力を評価しようとしたためである。S A P P H I R E は T R A C - B F 1 と比較して計算時間が 1 / 1 0 も短いため、各種感度解析を実施するのに適している。

S A P P H I R E のノーディングは Fig. 3 に示した通りであり、G D C S 注入時間を支配する D / W 及び S / C の圧力を正確に評価するため、D / W を 5 ノードとした。Fig. 4 に T R A C - B F 1 のノーディングを示す。S BWR の主要部分である R P V, D / W 及び S / C は Vessel コンポーネントでモデル化されており、Vessel コンポーネントは軸方向に 2 3 個、半径方向に 2 個に分割されている。R P V は軸方向に 1 5 個、半径方向に 2 個に分割されており、軸方向に 1 0 個に分割された高出力と平均出力の燃料集合体を有している。制御棒案内管は 6 ノード、チムニーは 5 ノード、スタンドパイプとセパレータは 6 ノードからなる。

D / W はリング 2 でレベル 1 6 から 2 3 までの 8 個のセルからなり、レベル 2 3 では上部 D / W を模擬したリング 1 のセルも有している。G D C S プールと S / C はリング 1 に組み込まれており、G D C S プールがレベルの 2 1 から 2 2 、S / C 空間部が 1 8 から 2 0 、S / P が 1 6 から 1 7 のセルで分割されている。主蒸気ライン、給水管ライン、安全弁、D P V ライン、G D C S ライン、ベント管及び破断口等は Pipe、Tee、Valve 及び Fill コンポーネントで模擬されている。

S BWR の L O C A 解析を行うにあたって、T R A C - B F 1 では特に次の二つのオプションを採用している。すなわち、非凝縮性ガスの制御フラッグを D / W と S / C 空間部にたてており、また、level tracking を Vessel のみならず一次元コンポーネントにも適用していることである。

主要解析条件を Table 2 に示す。破断場所は前述のように R P V 底部の 2 インチ配管破断であり、この破断は R P V 最下部の液相放出の中小破断であり、R P V 内水位低下が遅く D P V が作動するまでに失われる冷却材が最も大きいため、最も炉心露出に至り易い破断である。単一故障としては R P V 減圧速度ひいては G D C S の注入を遅らせる D P V 弁 1 個の故障を想定している。R P V 内初期水位は現行 B W R の許認可解析と同じくスクラムレベルとしている。

## 2.4 解析結果

SAPPHIREとTRAC-BF1を比較しながら、解析結果を説明する。Fig.5に示すように、破断後RPV圧力は減少するが、その後主蒸気隔離弁の閉鎖により上昇する。一連の安全弁及びDPVの作動によりRPV圧力が急減し、それに応じてD/WとS/Cの圧力がFig.6に示すように上昇する。RPVとD/Wの圧力差がGDCSの静水頭を下回るとFig.7のようにGDCSがRPV内に注入される。この頃にはD/WとS/Cの圧力差はベント管のサブマージェンスの差に等しくなっている。破断後のダウンカマ内水位低下がTRAC-BF1の方が若干早いため、主蒸気隔離弁閉鎖時間及び安全弁の作動時間も若干早くなっているが、両解析結果のRPV圧力変化は良く一致している。従って、GDCSの注入開始時間と注入流量も良く一致している。TRAC-BF1の方が破断直後と安全弁及びDPV開放時にD/W圧力上昇が急な理由はTRAC-BF1ではベント管内の流れを安定化するため、ベント管で大きな圧力損失係数を用いているためである。またGDCS作動の約600秒以後でTRAC-BF1のRPV圧力降下が大きいのはTRAC-BF1ではダウンカマ内で蒸気と水の完全混合を仮定しているためである。

Fig.8とFig.9にシュラウド内外の二相水位変化を示す。200～400秒の間では減圧弁の作動によりフラッシングが生じ、二相水位が急上昇している。GDCSによる水位回復は700秒以降となっている。シュラウド内水位に関しては両解析結果はほぼ一致しており、両解析結果共に炉心露出無しが達成されている。SAPPHIREの方が保守的な最低水位を示している。シュラウド外水位に関しては両コードの一致は良くないが、これはSAPPHIREではダウンカマの飽和領域を1ノードとしているため、ダウンカマ内軸方向ボイド率分布が適切に評価されていないためである。これはFig.10に示すように両コードでcollapsed levelが良く一致していることからも確認できる。

2インチ底部配管以外の破断も両コードで実施しており、両者の結果は良く一致しており、SAPPHIREコードがTRAC-BF1と同等の解析能力があることを確認できた。また、SBWRが任意の配管破断に対して炉心露出無しを達成していることも確認している。

## 3. 静的格納容器冷却系の特質と格納容器応答解析コードの開発

### 3.1 静的格納容器冷却系の特質

GDCSが事故後比較的短期の炉心冠水と炉心冷却の役割を荷なうのに対し、PCCSは事故後長期に亘り崩壊熱を除去し、PCV圧力を設計圧力以下に抑えるためのものである。PCCS採用の意図は事故後数日間は交流電源不用でno-operator actionのwalk-away期間を確保するためである。SBWRでは3日間のwalk-away期間を確保している。動的機器によるPCV冷却の残留熱除去系と比較したPCCSの第一番目の特質は、PCCSのタイプがPCVの大きさとレイアウトを決定することである。なぜなら、PCCSでは自然力を利用するため冷却水流量や温度差が小さいため、十分な崩壊熱を除去するためには多大の伝熱面積を必要とするからである。PCCSとしては冷却場所や冷却方法が異なるものが種々考えられるが、除熱効率も大きく異なる。具体例として、PCCSにI/Cを用いたSBWRとウォータウォ-

ル (W/W) を用いた A S BWR (S BWR の前身) の P C V の大きさを比較して Fig. 11 に示すが、P C V の直径が S BWR では 4.6 m から 3.1 m に低減できているのが判る。

第二の特質は動的機器による残留熱除去系の冷却水が closed loop を形成するのに対し、P C C S では冷却水の経路は closed loop となりにくいということである。前者では冷却水は P C V 下部にある S/P からポンプでくみあげられ、熱交換器を介して炉内に注入され、冷却水の一部は破断口から流出しベント管を通じて再び S/P に還流する。一方、後者においては崩壊熱により発生した炉内発生蒸気が圧力差により冷却場所まで到達し、そこで冷却されるが、その凝縮水を R P V に還流させるには困難が生じる。その具体例をここで簡潔に述べておく。

W/W の P C C S では炉内発生蒸気がベント管を通じて S/P に流入しプール水を加熱し、加熱されたプール水が S/P 外周に設置された低温の W/W で冷却される。Fig. 11 に示した A S BWR のように S/C を R P V の上方に設置して、S/C を G D C S プールの水源としても使用する場合には、凝縮水は G D C S 配管を通じて R P V へ還流させることができる。しかしながら、この G D C S 配管破断を考えた場合には S/C の保有すべき水量は D/W の大半を冠水させるだけ多量なものとなってしまう。また、I/C では I/C プール水が R P V 上方に設置してあるため、I/C に吸い込まれた蒸気は凝縮し、重力によって R P V に還流させることができる。しかしながら、凝縮水の戻りラインの破断を考えた場合には一部は還流しなくなる。この戻りラインの破断を想定した場合には、G D C S プールの必要体積はベント管入口部までの D/W 冠水量により定まる。従って、いずれにしろ P C C S 作動後の長期に亘って炉心冠水維持するためには、S BWR のように S/P を R P V の横に設置し、S/P と R P V を連結する均圧ラインが必要となる。

### 3.2 静的格納容器冷却系の具体例

次節で述べる P C C S 性能評価解析コードの物理モデルの理解を容易にするため、ここでは各種 P C C S のうち W/W と I/C の特徴と機能について述べる。

#### 3.2.1 ウォータウォールの概要

W/W は G E 社の最初の passive plant の P C C S として考案されたものである<sup>(1)</sup>。W/W は S/C の外周壁の外側に設けられたプール水である。事故時破断口から D/W へ流出した蒸気はベント管を通じて S/P に流入し凝縮する。passive plant では S/C は前述の理由により、R P V の下部に設置することができないので、長期の崩壊熱除去時には蒸気だけが流入し温水が流入することはない。S/P 水温は自然循環によって徐々に上昇する。S/P 水温が上昇するにつれ S/P と W/W の温度差が少しづついて行き、自然循環で W/W により S/P が冷却される。W/W の蒸発水は大気に放出され、W/W の水量は 3 日間の walk-away 期間を確保するだけ保持されている。

S/C を冷却する W/W は以下に述べる理由により効率が悪い。すなわち、S/P は常に P C V 内で最も温度が低い部分であり、除熱量を決定する温度差は最も小さくしか取れない。また、ブローダウン後 S/P の温度上昇は S/P の保有水量が大きいため非常に緩慢であり、W/W と実質的温度差がつくまでに長時間を要する。特に G D C S 注入期間においては R P V 発生蒸気はほとんどすべて R P V 内で凝縮するため、この期間においては S/P 水温の上昇はな

い。また、R P V の液相部配管破断を想定した場合には、S / C を R P V の下部に設置することができないため、崩壊熱で加熱された冷却水は破断口から流出し D / W の下部に蓄水し、S / P に流入することなく、蒸気による S / P へのエネルギー流量は少ない。

さらに、配管破断によるブローダウン終了後には初期に D / W 内に封入されていたちっ素ガスのほとんどが S / C に押しやられる。その結果、D / W の全圧はほぼ水蒸気分圧に等しいのに対し、S / C の全圧はその大半がちっ素ガス分圧でしめられることになる。P C V の設計圧力を  $P_d$ 、S / C 内のちっ素ガス分圧を  $P_{N_2}$  とすると S / C で許容可能な水蒸気分圧  $P_s$  は  $P_d - P_{N_2}$  となり、許容できる S / P 水温度は  $P_s$  に相当する飽和温度以下に制限されることになる。さらに、 $P_{N_2}$  は S / P 水温の上昇とともに徐々に増加し、S / P 内でのベント管を通じての蒸気凝縮に伴う S / P 水位上昇によっても上昇する。以上の事実は許容できる S / P 水温が W / W の最終到達温度である  $100^{\circ}\text{C}$  よりわずかに高い温度しかとり得ないことを意味する。なお、S / C を冷却する限り D / W と S / C の V / B は決して開くことがなく、S / C に封入されたちっ素ガスは D / W に戻ることがない。

S / C 内での非常に濃いちっ素ガスの存在により S / C 空間部での蒸気凝縮による W / W への伝熱量は非常に小さいものになる。また、小さな温度差による S / P 内及び W / W 内の自然対流熱伝達も小さなものになる。その結果 W / W の所要伝熱面積は大きなものとなるかあるいは P C V の設計圧力を大きく取らざるを得ない。これは W / W に固有な問題というよりも冷却場所として S / C 冷却が不適切なことを意味しており、W / W 以外の冷却方法でも同様な問題が生じる。従って、W / W でも D / W を冷却する場合にはより有効な冷却が可能である<sup>(9)</sup>。W / W 固有の問題としては S / P に流入する蒸気の流入口であるベント管上下での温度成層化及びベント管とベント管の間での死水領域の存在の可能性等がある。

### 3.2.2 アイソレーションコンデンサの概要

I / C は初期の B W R において原子力隔離時冷却系として用いられている実績のあるものである。当初の I / C は原子炉隔離時において、原子炉過圧防護の観点から炉内の蒸気を R P V 上方にある冷却水プール中に設置された I / C 管内に導き凝縮させ、その凝縮水を再び R P V に重力により戻す機能を有するものである。すなわち、I / C は自然力を利用したいわゆる静的機器になっており、その作動に交流電源は必要とせず、また安全弁の作動のように冷却材を喪失することなく過圧防護が可能である。従って、I / C は全給水喪失や全交流電源喪失等に起因する炉心損傷確率の低減に有効であり、S B W R においても、静的な原子炉隔離時冷却系として採用されている。S B W R では、この I / C をさらに L O C A 後長期の崩壊熱除去系としても採用している。

P C C S としての I / C のシステム構成は Fig. 2 に示したように、R P V 上部にある冷却水を貯えた大気開放の I / C プール水中に設置された I / C 伝熱管と I / C に R P V からの蒸気を導くラインと凝縮水を R P V に戻すラインからなっている。また、ちっ素ガスの排出管が S / P に通常のベント管より浅い水深で導かれている。事故時、ちっ素ガスが I / C 管内に入り凝縮性能が劣化した場合は、D / W 圧力が若干上昇し水蒸気とちっ素ガスの混合気体がこの排出管を通じて排出され、I / C 内へのちっ素ガスの蓄積ひいては I / C の性能劣化が避けられる。本ラインは I / C を P C C S として兼用するために新たに設けられたものである。P C C

SとしてのI/Cの起動はちっ素ガス排出管の弁を開放することにより行われる。

I/Cは以下の理由で良好な除熱性能を発揮すると考えられ、所要伝熱面積が小さくてすみ、P CVのコンパクト化やP CVレイアウトの柔軟性に寄与している。また、大型炉への適用可能性も高い。すなわち、I/CはP CV内で最も温度が高いRPVから蒸気を導き最も大きい温度差で除熱する事ができ、また凝縮水をRPVに還流させることによりRPV内の冷却水の減少を抑えることができるからである。ちっ素ガスの濃度もS/Cと比べると低いレベルであるため凝縮熱伝達率が高い。

I/CをPCCSとして採用する際の最大の関心事は事故時にI/C内に非凝縮性ガスが蓄積し除熱性能が劣化するのではないかということである。特にI/Cの蒸気吸い込み配管は主蒸気管に接続されているため、主蒸気管破断時には破断側のI/CはRPVからではなくちっ素ガスが存在するD/Wから蒸気を吸い込まねばならない。I/C内にちっ素ガスが蓄積して除熱性能が劣化しても、D/Wが若干加圧してちっ素がちっ素排出ラインを通じてS/Cに排出されるかが重要である。

次節ではちっ素ガスがS/Cに良く排出され、良好な除熱性能が確保されていることを解析により示すが、解析結果の妥当性を検証するためには、P CV内のちっ素の移動に注目したシステム挙動試験が必要である。

### 3.3 静的格納容器冷却系の性能解析用コードTOSPACEの概要

各種のPCCSの予備解析あるいは性能比較を目的とした長期P CV応答解析コードTOSPACE (Transient Analysis Code of Simplified BWR Containment with Passive Cooling System) を開発した<sup>(9)</sup>。TOSPACEは現行のBWR格納容器応答解析コード<sup>(7)</sup>をベースに開発したものであるが、特にPCCS解析にあたって重要なモデルを以下に列挙する。

- (1) GDCSの採用に伴いRPV内とP CVの熱水力挙動を連結させて解いていること。これはRPVの圧力差がGDCSの水頭差より小さくなつて初めてGDCSが炉心に注入可能となるためである。
- (2) 上置きないし横置きS/Cの採用に伴い、液相破断時の破断流のD/W下部への蓄水を考慮したこと。これはS/Cに流入するエネルギーを正確に評価するため、またD/W設置のW/Wの除熱性能を評価するためにも必要である。
- (3) 計算時間の短縮化を図るため、解析コードを簡単で基本的なモデル構成としたこと。これは例えばSBWRが3日間のwalk-away期間を目指しており、またPCCSの除熱量が崩壊熱を上回るまでに長時間を要するからである。
- (4) P CV内の非凝縮性ガスの流れを適切に模擬したこと。これはどのPCCSの性能も非凝縮性ガスの濃度に強く影響されるためである。
- (5) 各種のPCCS概念に則した熱伝達モデルを組み込んだこと。これはPCCS概念によって熱伝達モードが異なるためである。

TOSPACEのP CV内の物質とエネルギーの流れに関する基本的モデルは以下のようである。P CVはRPV、D/W及びS/Cの3つの分離したお互いに相関のあるノードからなっている。D/Wは最大10個のサブノードに分割することができる。RPV内では水と蒸気だけし

か取り扱えないが、他のノードでは非凝縮性ガスの存在も考慮している。各ノードにおける圧力と温度は質量及びエネルギーの保存則により計算される。

R P Vからの冷却材の流出としては安全弁、D P V及び破断口からの流れが考慮されている。R P Vからのプローダウン流量は臨界流とベルヌーイ流の小さい方の流量を採用している。R P Vから放出される熱エネルギーとしては崩壊熱の他にR P V、内部構造物及び燃料の蓄積熱も考慮している。D/Wノードの流れとしてはR P Vからのプローダウン流入の他に、ベント管を通じてのS/Cへの流出とV/B開放時のS/Cからの逆流を考えている。G D C SはS/CあるいはD/W内のG D C Sプールから供給可能である。G D C S流量はG D C SプールとR P Vの圧力差によって計算する。

S/CがR P Vの横ないし上方に設置されたことによるD/W下部への二相放出水の蓄積は、D/Wへの二相放出水をフラッシング蒸気と未フラッシング水に分離することにより行っている。蓄積水量はD/Wへ流出する二相流体がD/W圧力に相当する飽和蒸気及び飽和水になると仮定してエネルギーバランスから求めている。蓄積されたD/Wプールの界面においては質量とエネルギーの移行は考慮している。S/CはS/Pとその上部空間部の2つのサブノードからなる。R P Vの水位が燃料上端部近くまで低下した場合には、S/PからR P Vへ均圧ラインを通じて冷却水が流入できるようになっている。ベント管を通じて流入する蒸気はすべてS/P内で凝縮するとしており、プール界面においては質量とエネルギーの移行は考慮している。

次にP C C Sモデルについて述べる。W/WはS/CまたはD/Wのいずれかに取りつけられるようになっている。W/WはP C V壁に沿って暖められて上昇する領域とW/W水面で冷却されて下降する領域の2つに分けられており、W/W内の自然循環を促進するための分離壁を模擬している。さらにこれらの領域はW/Wの上下方向の温度分布を評価するため、それぞれ上下方向に最大5つのサブノードに分割されている。温度分布は各サブノードの質量とエネルギーバランスに基づいて計算される。W/Wの自然循環流量は上昇流領域と下降流領域の水頭差によって計算している。

上昇流領域での自然対流熱伝達としては、各サブノードの流動状況に応じて種々の相関式が使われている。温度境界層が分離壁に到達していない下部のサブノードでは層流あるいは乱流の垂直平板自然対流熱伝達の相関式が適用されている。これより上のサブノードでは平行平板間の自然対流熱伝達の相関式が適用されている。温度境界層の厚さはRohsenowの式によって計算している。分離壁及びW/Wの外周壁は断熱壁としている。S/P水面より上部のP C V内壁ではSparrow及び内田の凝縮熱伝達データが、S/P内では層流あるいは乱流の垂直平板自然対流熱伝達相関式が用いられている。

I/Cのモデルは以下のようにになっている。I/Cに流入する蒸気とちっ素ガスの混合気体の流入のモデルに関しては計算時間の短縮と予備解析を意図した簡易モデルと質量とエネルギーの保存を考慮した詳細モデルの2つのモデルを用意している。簡易モデルにおいてはI/C内のちっ素ガス濃度はI/Cが混合気体を吸い込む上部D/W内のちっ素ガス濃度に等しいとしている。一方、詳細モデルではI/Cは独立したノードとして評価しており、I/C内の混合気体の濃度は質量及びエネルギーの保存則から求めている。I/C内に流入する混合気体の流量、R P Vへ還流される凝縮水量及びN<sub>2</sub>ベントラインを通じて排出される混合気体の流量は各ノード

ドとの圧力差によって計算している。

伝熱管内面においてはちっ素ガス濃度に応じて Nusselt の膜状凝縮熱伝達相関式と Sparrow・内田の凝縮熱伝達のデータが適用されている。管外面においては Zuber の核沸騰熱伝達が用いられている。蒸気の最大凝縮量は両モデルとともに I/C と RPV の圧力差によって定まる上限の許容ドレン量以下に抑えている。なお、TOSPACE には D/W 内に設置され、冷却水が管内を流れ管外表面で蒸気が凝縮し除熱を行う、PCCS のもう一つのタイプである D/W クーラーのモデルも組み込まれている。

TOSPACE はプローダウンが終了して GDCS が作動し、PCCS が作動した後の非常に長期の PCV 内熱水力挙動を評価することを目的としている。この期間においては RPV 内の熱水力挙動はおだやかで単純なものとなっているため、TOSPACE では RPV モデルは単純化されている。一方、前述の Passive ECCS 解析コード SAPPHIRE は事故後短期の炉内熱水力挙動評価を目的としているため RPV モデルは詳細であり、また PCCS モデルは含んでいない。

TOSPACE の特徴は LOCA 直後から任意の配管破断を考慮した、長期の PCV 応答解析が行えることであり、また、計算時間が短く、各種の PCCS モデルが組み込まれているため各種 PCCS 性能比較や感度解析に適している。この TOSPACE コードを使って各種 PCCS 性能比較を行い、PCCS として I/C の除熱性能が最も高いと期待されることが明らかとなり、SBWR で I/C を採用する結果となった。

### 3.4 静的格納容器冷却系の性能評価解析

各種 PCCS の定量的性能比較のために対象プラントとして SBWR を選定し、SBWR に各種 PCCS を設置したと想定した場合の長期の PCV 応答解析を行った。ここでは S/C に設置した場合の W/W と I/C の除熱性能解析結果を述べる。主要な解析条件は Table 3 に示す。破断場所は主蒸気管を想定しており、PCCS 以外の解析条件は W/W と I/C で同一である。

#### 3.4.1 W/W の除熱性能解析結果

W/W の除熱性能解析では D/W は 1 ノードとしている<sup>(9)</sup>。破断直後 D/W 圧力は Fig. 12 に示すように急上昇し、S/C の圧力もベントクリア発生の 1 秒後に上昇している。プローダウン流量が減少するにつれ、D/W 圧力差はほぼベント管の水深分の水頭に等しくなる。このプローダウン期間中に、D/W 内のちっ素ガスは Fig. 13 に示すように、ほとんど S/C に押しやられている。RPV の圧力が D/W 圧力に接近してくると GDCS が作動を開始し、GDCS 作動中は RPV 内での発生蒸気がほとんど凝縮するため D/W の圧力上昇は抑えられる。

GDCS 終了後においては崩壊熱の除去は W/W が請け負うが、Fig. 14 に示すように、除熱量が少ないため D/W 圧力は上昇し続ける。W/W の除熱量が少ないとすることは Fig. 15 に示す S/P の水温がプローダウン後しばらくほとんど一定であることからも判る。GDCS 終了後においても S/P 内の保有水量が大きいため S/P 水温の上昇は緩慢であり、従って、S/P と W/W の温度差が大きくなるまでに長時間を要し、除熱量が崩壊熱を上回るまでに D/W 圧力ひいては S/P 水温が高くなるのを待たねばならない。また、S/C の空間部でのちっ素ガス

分圧が非常に高いため、蒸気凝縮による除熱量は Fig.14 に示すようにわずかである。除熱量は G D C S 終了後、徐々に増加し、W/Wの伝熱面積として  $3500 \text{ m}^2$  と大きな値を使用しているが、D/Wの最大圧力が 0.55 MPa になった時点でようやく崩壊熱を上回るようになっている。

### 3.4.2 I/C の除熱性能解析結果

解析は T O S P A C と T R A C - B F 1 の両方で行った<sup>(10)</sup>。D/W内のちっ素ガス濃度分布を適切に評価するため D/W は両解析コードとも多ノードとした。I/C は主蒸気管に連結されており、I/C の性能評価の設計基準事故は前述のように主蒸気管破断事故と考えられる。すなわち、主蒸気管破断事故の場合には破断側に連なる I/C は D/W から直接蒸気を吸い込まなければならず、ちっ素ガス混入の影響が最も大きいからである。解析では I/C の単一故障を仮定してかつ残りの 3 つの I/C すべてが D/W から蒸気を吸い込むとして計算を行った。

Fig. 16 から 18 に T O S P A C 及び T R A C - B F 1 による解析結果を示す。破断と同時に D/W の圧力が、またベントクリアリング直後、S/C の圧力が Fig. 16 に示すように急上昇する。やがてプローダウン流量が減少するにつれ、D/W 圧力と S/C 圧力の差はほぼ平衡状態に達する。この間、破断主蒸気管近傍の D/W 内のちっ素ガス分圧は Fig. 17 に示すように非常に低い値となっている。やがて、G D C S が流入すると炉内発生蒸気がほとんど凝縮するため、圧力の上昇が抑えられる。その後 I/C が作動すると G D C S が終了するまでは I/C と G D C S の両方の除熱量が崩壊熱を上回り、D/W 圧力が低下し、V/B が開く。この間、S/C に閉じ込められたちっ素ガスが Fig. 17 に示すように D/W 内に戻るため、I/C の性能が Fig. 18 に示すように劣化する。

G D C S 注水が終了すると再び D/W 圧力が上昇し、ちっ素ガスは再び S/C に押しやられ、I/C の性能が徐々に回復する。やがて I/C の除熱量が崩壊熱を上回ると圧力は低下する。その後 V/B が開いても、若干の I/C 性能劣化に伴う D/W 加圧によりちっ素ガスが I/C から S/C に排出され、I/C 内にちっ素ガスが蓄積することが無く、良好な除熱性能が維持される。I/C 作動後の 2 次ピーク圧力は 0.3 MPa 以下と現行 B W R の P C V の最高使用圧力より十分低くなっている。本解析における I/C の伝熱面積は  $450 \text{ m}^2$  と W/W の  $3500 \text{ m}^2$  と比べてかなり小さいが、2 次ピーク圧力は W/W の 0.55 MPa かなりより低くなっている。T O S P A C と T R A C - B F 1 の解析結果がほぼ一致していることから、運動方程式を厳密に解いていない T O S P A C の基本的モデルの妥当性が示された。T O S P A C の解析所要時間は T R A C - B F 1 の約 1/50 であり、T O S P A C は T R A C - B F 1 による詳細解析を実施する前の予備解析や感度解析を実施するのに適している。主蒸気管破断以外の解析は T O S P A C で実施し、I/C が各種配管破断に対しても有効であるとの見通しを得ている<sup>(10)</sup>。

#### 4. 結 言

最近注目を集めている重力や自然力を利用した *passive* な安全系を採用している単純化軽水炉の特質を伝熱流動の観点から要約した。*passive* な安全系の第一の特質は事故時に炉心あるいは P C V を冷却するための駆動力が小さいことである。このため、中小破断事故時に G D C S の注入を遅らせないために、現行 B W R と比べて多数の減圧弁が必要となる。また、P C C S のタイプが P C V のサイズとレイアウトを左右する。第二の特質としては自然力を利用した場合の安全系は *closed loop* を形成しにくいということである。このため G D C S 終了後の長期の炉心冠水維持確保のためには、例えば S / P を R P V の横に設置し、崩壊熱による蒸気発生で R P V 内水位が低下した場合には、R P V 内に S / P から冷却水が注入されるような均圧ラインが必要となってくる。

動的機器からなる安全系を対象とした現行の安全解析コードでは *passive* な安全系の性能評価は行えない。以上の特質を考慮し開発した *passive* ECCS 用解析コード S A P P H I R E と P C C S 用解析コード T O S P A C の概要を示した。これらの解析コードを用いて G D C S の性能評価を行い、S B W R が任意の配管破断に対して炉心露出無しが達成されていることを明らかにした。また、P C C S に関しては I / C が最も有効であることを示し、この結果、I / C が S B W R の P C C S として採用されることになった。

T R A C - B F 1 の解析結果との比較により、S A P P H I R E も T O S P A C も T R A C - B F 1 と同等の計算能力を有していることが明らかになった。これらの解析コードの計算時間は T R A C - B F 1 に比べて 1 ケタ以上も早く、各種の予備解析や感度解析を実施するのに適している。解析コードの妥当性を検証するためには、従来の L O C A 解析コード検証のために実施したような実規模大のシステム挙動実験が必要である。このようなシステム挙動実験装置においては現象の駆動力と非凝縮性ガスの流れの適切な模擬が重要である。

#### 参考文献

- (1) Duncan, J. D. and Sawyer, C. D., "Capitalizing on BWR Simplicity at Lower Power Ratings," Trans. Am. Nucl. Soc., 47, 292 (1984).
- (2) Kataoka, Y., Suzuki, H., Hatamiya, S., Murase, M. and Sumida, I., "Conceptual Design of Natural Circulation Type BWR and its Safety Characteristics," Safety of Next Generation Power Reactors, Seattle, Washington, May, 1988, P161, ANS (1988).
- (3) Nagasaka, H., Tanabe, A., Mizuno, K. and Machiba, H., "Study of Natural Circulation BWR with Passive Safety," ibid., P.153, ANS (1988).
- (4) McCandless, R. J. and Redding, J. R., "Simplicity : The Key to Improved Safety and Economics," Nucl. Eng. Int., 34, 20 (Nov. 1989).
- (5) Abe, N., Arai, K., Hamazaki, R. and Nagasaka, H., "Evaluation of ECCS Performance for a SBWR," Proc. ANS Winter Mtg., Washington, D.C., 1990, ANS (1990).
- (6) Shum, F. D., Burgess, A. B., Andersen, J. G. M., Alamger, M., Findlay, J. A. and

- Shiralkar, B. S., " SAFER Model for Evaluation of Loss of Coolant Accidents for Jet Pump and Non-Jet Pump Plants Vol. I," NEDO-30996P, General Electric Company, (June 1986).
- (7) Bilanin, W. J., " The General Electric Mark III Pressure Suppression Containment System Analytical Model," Licensing Topical Report, General Electric Company, NEDO-20533, (June 1974).
- (8) Weaver, W.L., Shumway, R.W., Singer, G.L. and Rouhani, S.Z., " TRAC-BF1 Manual : Extensions to TRAC-BD1/MOD1," NUREG/CR-4931, U.S. Nuclear Regulatory Commission, (1986).
- (9) Nagasaka, H., Oikawa, H. and Otonari, J., " Code Development of Long Term Containment Cooling with Passive Safety Features," Proc. Pressure Vessel and Piping Conf., Honolulu, Hawaii, (July 1989).
- (10) Otonari, J., Arai, k., Oikawa, H. and Nagasaka, H., " Evaluation of Passive Containment Cooling System Performance for Simplified BWR," Proc. ANS Winter Mtg., Sanfrancisco, California, 1989, P471, ANS (1989).

#### 略語表

D P V (Depressurization Valve) = 減圧弁

D/W (Drywell) = ドライウェル

G D C S (Gravity driven Core Cooling System) = 重力落下式非常用炉心冷却系

I/C (Isolation Condenser) = アイソレーション・コンデンサ

P C C S (Passive Containment Cooling System) = 静的格納容器冷却系

P C V (Primary Containment Vessel) = 原子炉格納容器

R P V (Reactor Preassure Vessel) = 原子炉圧力容器

S/C (Suppression Chamber) = 圧力抑制室

S/P (Suppression Pool) = 圧力抑制プール

V/B (Vacuum Breaker) = 真空破壊弁

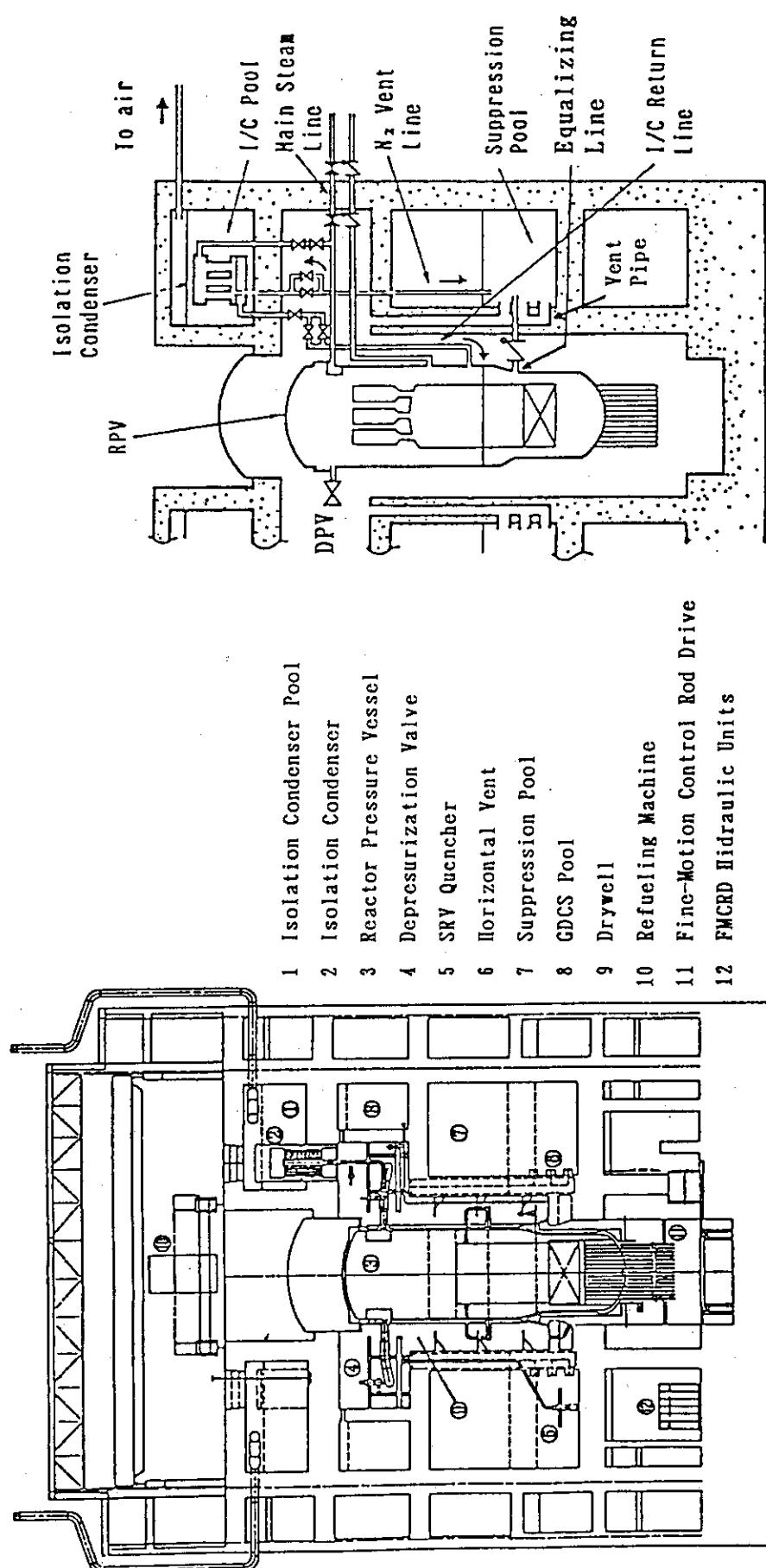
W/W (Water Wall) = ウォーターウール型静的格納容器冷却系

Table 1 Main design specifications of SBWR

Reactor Thermal Power	1800 MWt	Rated thermal power	1800 MW
Reactor Pressure	7.17 MPa	Initial conditions	
Main Steam Flow	3500 T/Hr	Reactor pressure	7 MPa
Feed Water Temperature	488.6 °K	D/W pressure	0.1 MPa
Core Coolant Flow	23600 T/Hr	D/W temperature	330 K
Active Fuel Length	2.44 m	S/P temperature	308 K
Fuel Bundle Number	132	S/P Volume	3100 m³
Control Rod Number	177	ECCS	
Core Cooling Method	Natural Circ. Flow	GDCS initial injection head	15 m
RPV Height	24 m	GDCS pool Volume	770 m³
Diameter	7 m	Number of DPVs	6 #
Safety Valve Number	4 #	Number of safety valves	4 #
ECCS	GDCS + DPV	PCCS	
PCCS	Isolation Condenser	Water wall volume	360 m³

Table 3 Main analytical conditions for PCCS analysis

Initial Power .....	1.02 × 1800 MW	Water wall initial temperature	308 K
Decay Heat .....	GE + 3σ	Refill pool temperature	333 K
Feed Water Flow .....	Zero flow at 4 s after LOCA	Water wall area	3500 m²
Main Steam Line Isolation .....	L2 + 5 s	I/C tube heat transfer area	450 m²
Valve Closure .....	L1 (4 Safety valves actuation)	I/C pool initial temperature	373 K
DPV Sequence .....	L1 + 90 s (2 DPVs actuation)		
	L1 + 135 s (4 DPVs actuation)		
GDCS Head .....	13 m		



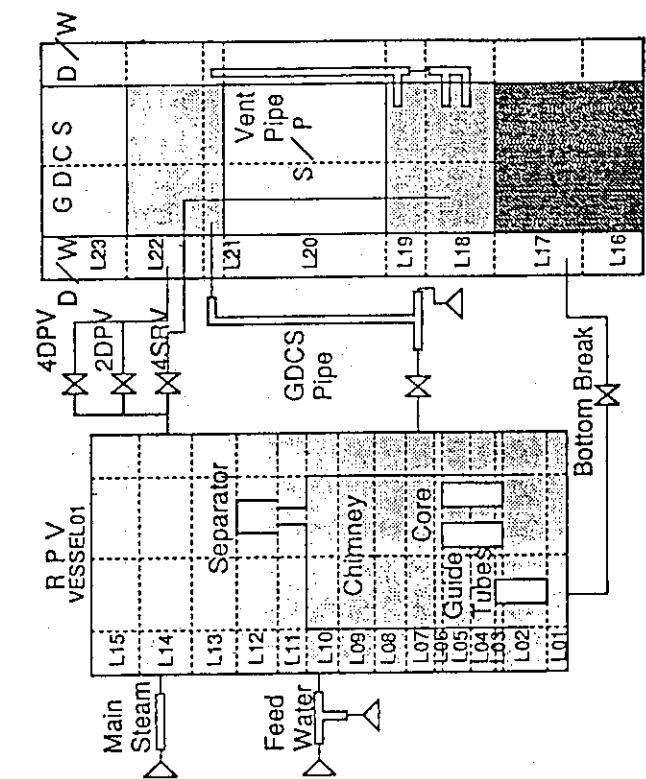


Fig. 3 Nodalization of SAPPHIRE for SBWR  
LOCA analysis

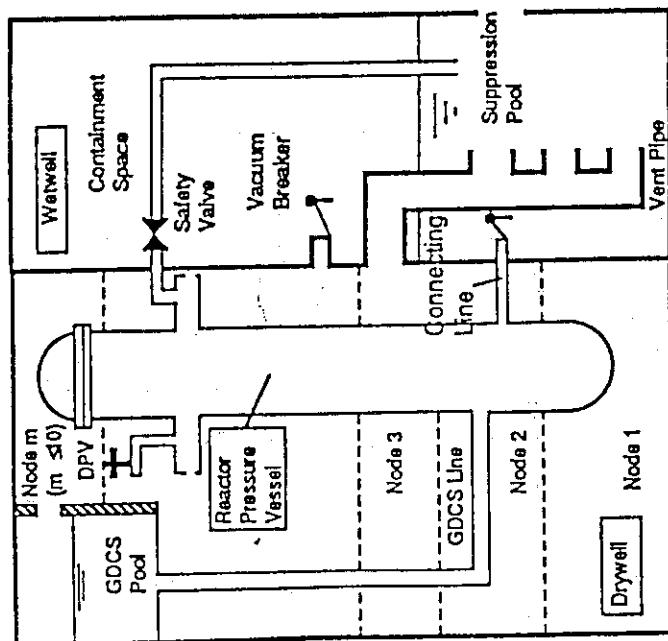


Fig. 4 Nodalization of TRAC-BP1 for SEWR  
LOCA analysis

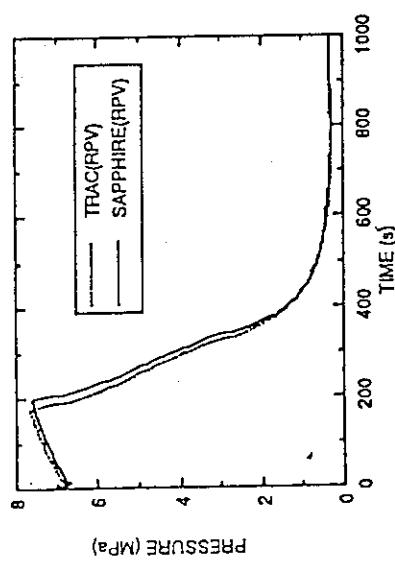


Fig. 5 RPV pressure transient  
for 2 inch bottom break

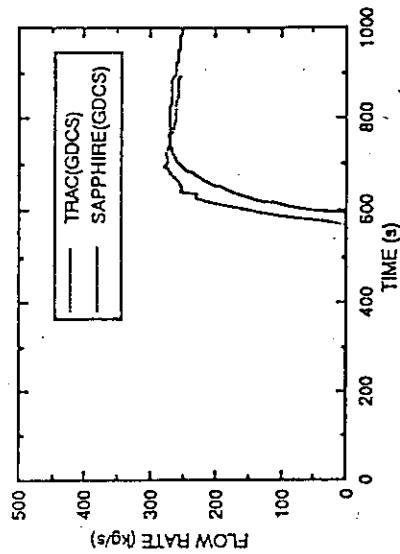


Fig. 7 GDCS flow rate for 2 inch bottom break

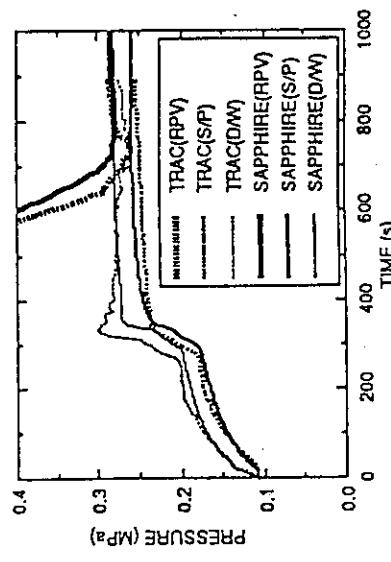


Fig. 6 RPV, D/W and S/C pressure transients  
for 2 inch bottom break

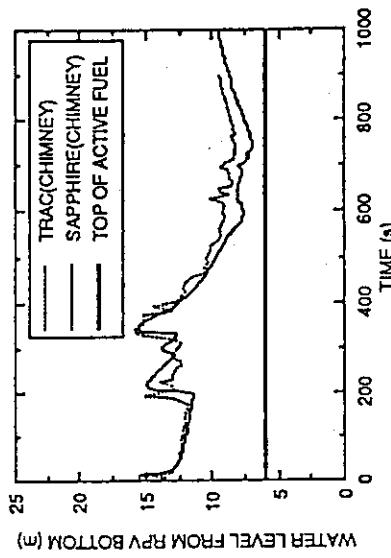
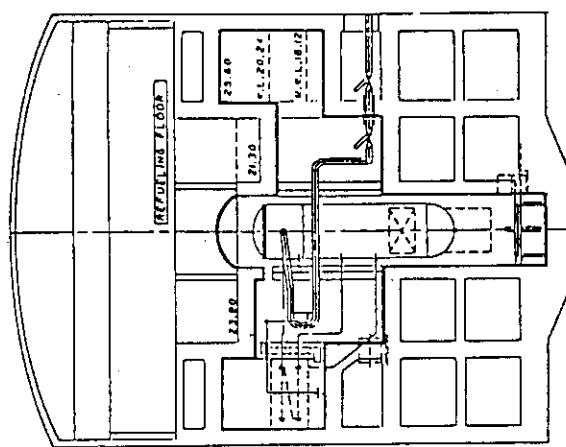
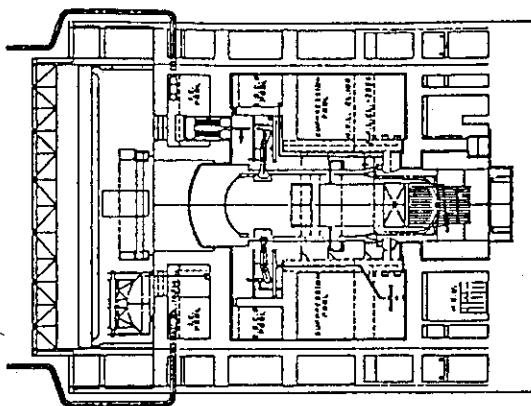


Fig. 8 Two-phase mixture level inside shroud  
for 2 inch bottom break



SBWR (PCV diameter = 31 mm)

ASBWR (PCV diameter = 46 mm)

Fig. 11 Comparison of PCV size between ASBWR  
and SBWR

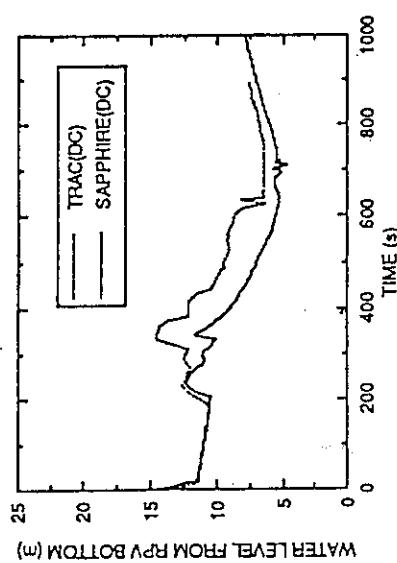


Fig. 9 Two-phase mixture level outside shroud  
for 2 inch bottom break

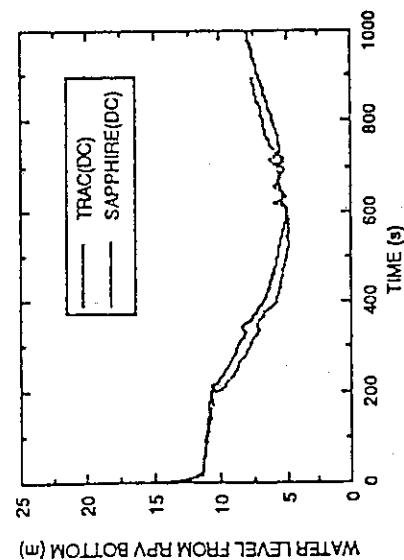


Fig. 10 Downcomer collapsed water level  
for 2 inch bottom break

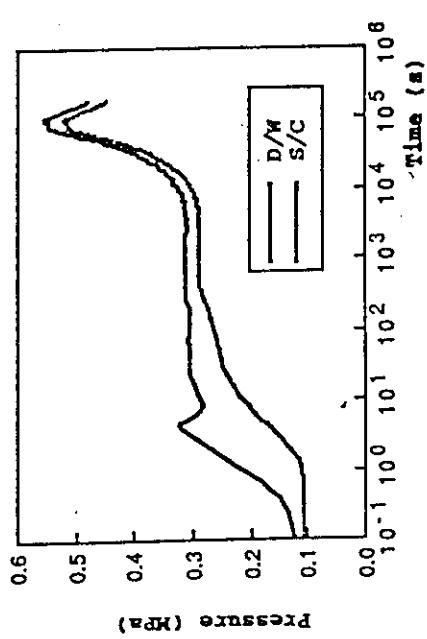


Fig. 12 D/W and S/C pressure transients  
for W/W

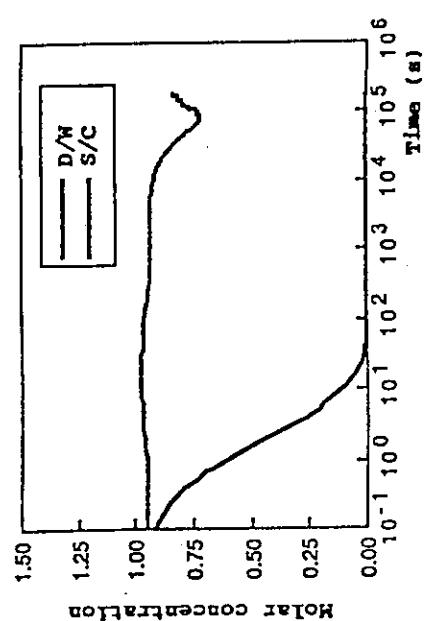


Fig. 13 N<sub>2</sub> concentration in D/W and S/C  
for W/W

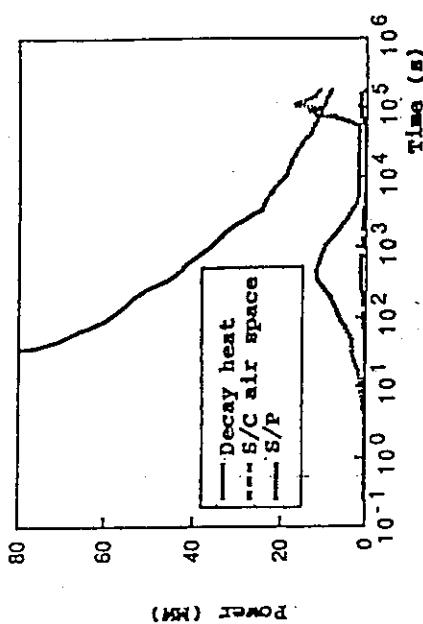


Fig. 14 Heat removal rate of W/W

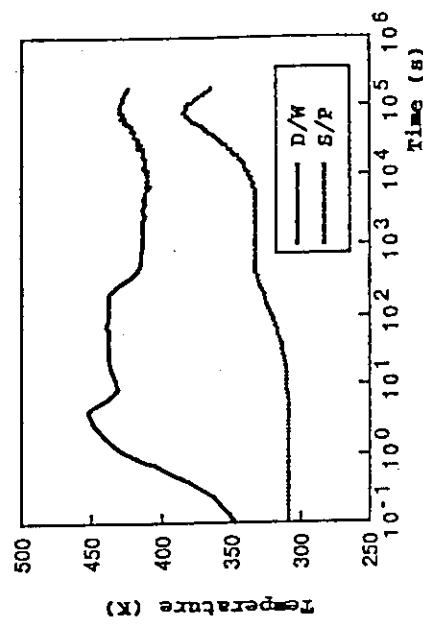


Fig. 15 D/W and S/P temperature transients  
for W/W

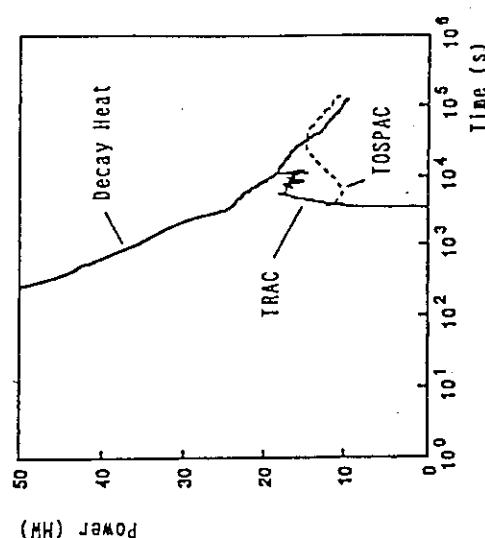


Fig. 18 Heat removal rate of I/C

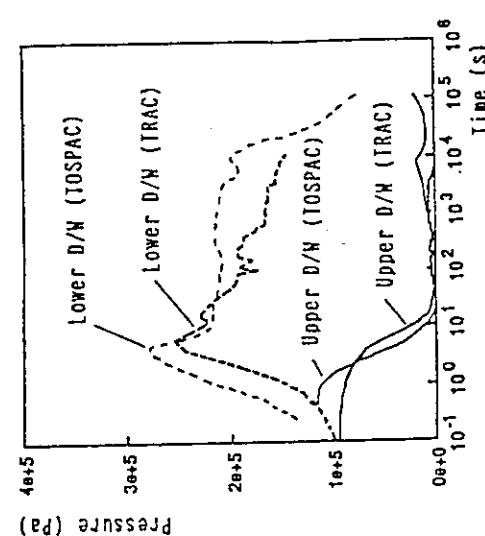


Fig. 17  $N_2$  partial pressure in D/W and S/C  
for I/C

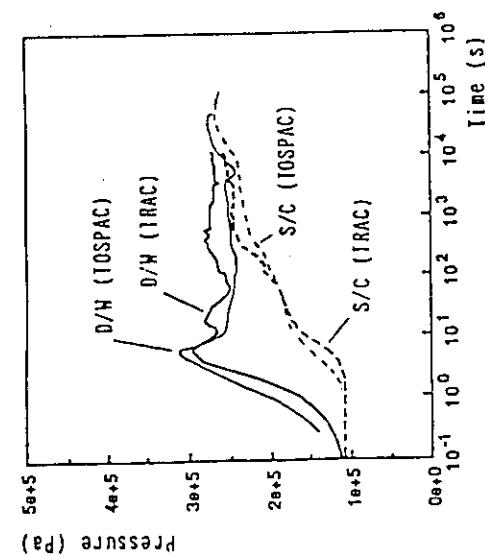


Fig. 16 D/W and S/C pressure transients  
for I/C

## 9. 再処理システムにおける熱流動解析

西 尾 軍 治 (日本原子力研究所)

再処理施設の設計基準事象である火災、爆発及び臨界時の放射性物質の閉じ込め効果を評価するためには、換気系のネットワークにおける流体の熱流動に起因した燃焼物質や放射性エアロゾルの移流解析が必要である。原研は科学技術庁から委託を受けた再処理施設の安全性実証試験の一環として、1次元、2次元及び3次元の熱流動機能を含む火災・爆発事象解析コードを作成・整備している。この解析コードは、セルやダクトから構成される再処理施設内のネットワークの圧力、温度、流速などの熱流動解析のみならず、事象を想定したセル内の放射性エアロゾルの発生、エアロゾルの移行・沈着、HEPAフィルタの健全性及び施設外に放出される放射性物質量を算出することができる。事象解析コードは、火災・爆発を模擬した実証試験の結果を用いて検証中である。

### Thermo-fluid Analysis for Nuclear Fuel Reprocessing Plant

Gunji Nishio  
(Japan Atomic Energy Research Institute)

In order to evaluate a confinement of radioactive materials in the event of fire, explosion and criticality as DBA in the reprocessing plant, it is necessarily to obtain transport phenomena of burning materials containing radioactive aerosols due to thermo-fluid flows in the network of ventilation system of the plant. Computer codes of one, two and three-dimensional thermo-fluid analyses have been made in JAERI for fire and explosion accidents under the entrustment by the Science and Technology Agency. These codes can be calculated not only the thermo-fluid analysis for pressure, temperature and velocity in the network of cells and ducts but also generation of radioactive materials from a accident source, transport and deposition of radioactive aerosols, integrity of HEPA filter, and release of radioactive materials to environment. Results by these codes are compared now with those of large-scale demonstration tests simulated to fire and explosion accidents in the reprocessing plant.

#### 1. はじめに

再処理施設では、有機溶媒や硝酸を用いて核燃料と核分裂生成物を分離している。従って、再処理施設で想定される設計基準事象は化学工業プラントの事故と多くの共通点を持っているといえるが、再処理施設では使用済みの核燃料を取り扱うため、放射性物質を閉じ込めるための多重防護施設が設置されていることが特徴となる。

放射性物質閉じ込めに関する防護施設の1つとして、再処理施設のセルには「セル換気系」、セル内に設置された塔槽類には「槽類換気系」と呼ばれる2系統の給排気系が設置されている。これらの換気系はダクトや配管によりネットワーク状に連結され、セルや塔槽類の内部を常に負圧に維持する役目を担っている。さらに、これら換気系の最終段には放射性物質を環境に放出させないための高性能エアーフィルタ（HEPA）が備えられている。従って、万一の異常事象の場合に、この最終バリアーであるHEPAフィルタの健全性が維持できるか否かは安全性を評価する上で重要な課題になっている。

図1に再処理施設の安全性評価で考慮しなければならない解析機能上の相関を示した。図中のソースタームとは、異常事象により発生する放射性エアロゾルを含む燃焼物質の発生速度やエネルギーの発生速度を意味している。再処理施設の設計基準事象はその起因に関連していくつかに分類されているが、重要な異常事象として火災や爆発及び臨界があげられる<sup>1)</sup>。このような事象を想定した場合には、事象が発生したセル内の熱流動が換気系内を伝播し、放射性物質の閉じ込め効果に影響を与えると考えられる。即ち、火災事象ではセル内の熱流動が燃焼の状態、放射性物質の移行、フィルタの目詰まりなどに、爆発事象では圧力波がセルからダクトを経て換気系内を伝播し、フィルタの健全性に影響を与えることが考えられる。一方、臨界を想定すると槽類内部の液相が急激に沸騰し、槽類換気系内の放射性物質の移行が問題になる。従って、異常事象時の放射性物質の閉じ込め効果やフィルタの健全性を評価するためには、セルやダクト内の熱流動現象を精度よく解析することが重要となる。

## 2. 火災・爆発時の熱流動

ここでは、火災と爆発を対象にして熱流動現象を説明する。熱流動現象は、事象の解析と熱流動基礎式である連続の式、運動の式、エネルギーの式及び圧縮性流体の場合には状態方程式を結び付けて解けばよい。この場合、基礎方程式を1次元解析で解くか、多次元解析で解くか、或いは圧縮性流体として解くか、非圧縮性流体として解くかは、計算の目的と事象の特徴から選択されるべきである。

### 2. 1 火災事象

火災事象の安全性評価では、火災の状況と放射性物質の移行及びフィルタの目詰まり効果を解析する必要がある。火災ではセル内に大きな密度変化が起こらないことから、実用的には非圧縮性の熱流動解析で十分である。ただし、1次元解析の場合には計算時間が短くて済るので、圧縮性コードが一般的には使用されている。火災ではセル内の延焼評価が重要となるため、多次元解析による空間的な温度分布の解析が必要になる。しかし、火災事象は、爆発のように空間に強い物理量の指向性がないことからしばしば2次元解析が行われている。2次元非圧縮性熱流動解析では、運動方程式の外力項に浮力の効果をプシネスク近似が用いられる。

原研では特別会計予算による実証試験の一環として、溶媒火災時のセル換気系の安全性を評価する火災事象解析コード（FACE）を作成・整備した。表1にFACEの解析機能を示す。FACEは、セルやダクトを連結するネットワーク内の熱流動現象を1次元圧縮性で解析するFACE-1Dとセル内部の熱流動現象を2次元非圧縮性で解析するFACE-2Dより構成されて

いる<sup>2)</sup>。長時間にわたる火災の解析では計算時間が大きくなることから、2次元の熱流動方程式をそのまま解くことは実用的とは言えない。そこで、両プログラムを結合してネットワーク内の熱流動は1次元非圧縮性で解析し、その情報を火災が発生しているセルの境界条件として設定して火災セルの内部を2次元の準定常で解析する機能を持たせた。準定常解析法とは、非定常の火災現象を運動の式の時間微分項のみゼロとおいて熱流動方程式を解く手法である。即ち、指定した時間内では、セル内の速度分布は変わらないと仮定して温度分布を求める。その解法は時間積分を全て完全陰解法とし、流れの計算はSIMPLEST法を採用する。この手法は、応答の遅い火災事象の解析に有効であり、解析では計算時間が著しく短縮された。

## 2. 2 爆発事象

爆発事象時には、爆発によるセル内の圧力や温度の上昇により放射性物質が換気系内を移行し、放射性物質の閉じ込め効果に影響を与える。爆発では、圧力波が方向性を持って伝播することから多次元解析が必要になる。また、流体の密度変化が無視できないことから圧縮性の解析が必要になる。3次元圧縮性熱流動の解析は多大な計算時間が必要であるが、長時間の火災事象とは異なり爆発事象は短時間で終了するので実際的には妥当な計算時間の範囲で解析することが可能である。

原研では実証試験の一環として、ニトロ化溶媒（レッドオイル）の爆発時における安全性評価のため爆発事象解析コード（CELVA）を作成・整備している。表2にCELVA-1D（1次元）、表3にCELVA-3D（3次元）の解析機能を示した。安全性評価では、爆発が発生したセルからネットワークを経て圧力波の伝播がHEPAフィルタに影響を与えるか否かを解析することが最も重要である。このような場合には、爆発源のセルからフィルタまでの距離が十分離れているので、1次元解析で評価を行っても実用的には十分である。CELVAでは、爆発が発生したセル内の過渡解析はCELVA-3Dで、それ以外のセルやダクト内の熱流動はCELVA-1Dで解析する機能をもたせた。

## 3. 热流動基礎方程式

異常事象の安全性解析は、①熱流動基礎方程式、②事象によって発生する物質（放射性物質を含む）とエネルギーの放出モデル、③セル、ダクト、ダンバ、フィルタ、プロアなどの圧力損失モデル、④セル壁やダクト壁の伝熱モデル、⑤放射性物質を含むエアロゾルの移行・沈着モデル、⑥フィルタの健全性とエアロゾルの捕集モデルなどいくつかの機能を含む解析式を組み付けて解くことが必要となる。ここでは、爆発事象を例にして1次元と3次元の圧縮性熱流動基礎方程式について説明する。

### 3. 1 1次元基礎方程式

爆発によって発生した質量発生速度を $\dot{m}$ 、そのエネルギー発生速度を $Q$ 、セルやダクト及びダンバ、フィルタ、プロアなど流体機器の流動抵抗を $F$ 、壁への放熱速度を $q_w$ とすれば、1次元圧縮性熱流動基礎式は、

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = \dot{m} \quad (1)$$

運動の式

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial x} = - \frac{\partial (P+q)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \text{sign}(v) F \quad (2)$$

エネルギーの式

$$\frac{\partial A \rho e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho A v e) = - \frac{\partial}{\partial x} (A v (P+q)) + A \dot{Q} - q \cdot \frac{\partial A v}{\partial x} \quad (3)$$

$$e = I + v^2 / 2$$

状態方程式

$$P = (\gamma - 1) \rho I \quad (4)$$

で記述できる。ここで、Aはセル・ダクトなどの断面積、A<sub>v</sub>はその内部の壁面積、eは比エネルギー、Iは比内部エネルギー、vは流速、Pは圧力、qは解の振動防止のための人工粘性項、ρは密度、そしてγは流体の比熱比である。(2)式の外力項(F)はセル、ダクト、ダンバなどの流動抵抗である。Kを圧力損失係数とすると、外力項は次式で表すことができる。

$$F = \frac{1}{2} K \rho v^2 \quad (5)$$

また、sign(v)は流速(v)の方向が正であれば+1、負であれば-1である。

上記の基礎方程式のうち、(2)式では重力や粘性によって拡散する拡散項を、(3)式では熱伝導によって拡散するエネルギー拡散項を厳密な基礎方程式から取り除いている。それは、1次元解析が1点集中定数系であるので、拡散項に比較して対流項が優位になりこれらの省略が可能になるからである。

放射性物質を含むエアロゾル(燃焼ガス)は、(1)式～(4)式の解析で定まる流体の移流によって移行し、沈着しながら最終的にはフィルタに捕集されると考える。これらの移行式は、

$$\frac{\partial (CA)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (CA v (1 - \epsilon_c)) = A (S_0 - R) \quad (6)$$

となる。ここで、Aは流路の断面積、Cはエアロゾルと燃焼ガスの質量濃度、vは流速、S<sub>0</sub>はエアロゾルや燃焼ガスの発生項、Rはエアロゾルの消滅項である。ε<sub>c</sub>はエアロゾルの沈着効率とフィルタの捕集効率を表している。

### 3.2 3次元基礎方程式

テンソル表示の3次元圧縮性流体の熱流動基礎式は、乱流モデルを考慮すると、

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = \dot{M} \quad (7)$$

運動の式

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (P + \frac{2}{3} \rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu_* \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_* \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right\} + \rho g_i. \quad (8)$$

エネルギーの式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \left( h - \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho \left( h - \frac{P}{\rho} \right) u_i &= - P \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_*}{Pr_E} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \rho \dot{\epsilon} + Q \end{aligned} \quad (9)$$

状態方程式

$$P = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \rho h, \quad h = C_p T \quad (10)$$

となる。ここで、基礎式中の添字  $i, j, k$  は  $1 \sim 3$  の値をとるテンソル表示、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーデルタである。また、 $C_p$  は定圧比熱、 $h$  は比エンタルピー、 $g$  は重力加速度項、 $P$  は圧力、 $T$  は温度、 $\dot{M}$  は質量発生速度、 $Q$  はエネルギー発生速度、 $u$  は速度、 $\rho$  は密度（非圧縮性流体では一定値）、 $\gamma$  は比熱比、 $\mu_*$  は実効乱流粘性係数、 $k$  は乱流運動エネルギー、 $\epsilon$  は乱流エネルギー散逸率、 $Pr_E$  は実効乱流プラントル数である。

さらに、

$$\mu_* = \mu + \mu_t, \\ \frac{\mu_E}{Pr_E} = \frac{\mu_t}{Pr_t} + \frac{\mu}{Pr}$$

ここで、 $\mu_t$  は乱流粘性係数、 $Pr_t$  は乱流粘性係数を用いたプラントル数である。

### 3. 3 乱流モデル

乱流のモデル化には渦粘性の概念が採用されている。その概念は流体のせん断応力が分子粘性係数 ( $\mu$ ) と速度勾配 ( $\partial u / \partial x$ ) の積で表されることにならい、乱流相関項としてのレイノルズ応力を勾配拡散近似を用いてモデル化するものである。乱流相関項には乱流に流速の変動 ( $u''$ ) やエンタルピーの変動 ( $h''$ ) があるため、未知変数としてこれらの変動値が基礎方程式中にあらわれる。となる。したがって、(7) 式～(10) 式の方程式の数と未知数が一致しなくなるため、そのままでは解くことはできない。そこで乱流モデルの導入が必要となる<sup>3)</sup>。

CELVA-3D では乱流による拡散を評価するため、 $k - \epsilon$  型の乱流 2 方程式モデルを採用した。このモデルは、ある瞬間の速度、圧力、エンタルピー、密度がそれらの時間平均 ( $\bar{\phi}$ ) と変動分 ( $\phi'$ ) の和で、またこれら物理量は密度加重平均 ( $\bar{\phi}$ ) とその変動分 ( $\phi''$ ) の和で表されると仮定する。ここで、時間平均とは物理量を時間で平均化したものであり、密度加重平均とは時間で平均化した物理量 ( $\bar{\phi}$ ) を時間で変化する密度 ( $\rho$ ) によって重みづけ平均し

たものである。このような時間平均と密度加重平均を基礎方程式に代入すると、 $k$  と  $\varepsilon$  を含む熱流動方程式と乱流エネルギーの輸送方程式が導出できる。(8) 式と (9) 式は、このような乱流相関項が既に考慮されている方程式である。

乱流による流速の変動 ( $u_i''$ ) の相関項であるレイノルズ応力は、

$$-\rho u_i'' u_j'' = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (11)$$

$$k = \frac{1}{2} u_k'' u_k'' = \frac{1}{2} (u_1''^2 + u_2''^2 + u_3''^2) \quad (12)$$

でモデル化される。ここで、 $k$  は乱流運動エネルギーと呼ばれ、速度変動の総和で定義される。なお、上式の (") は密度加重平均の変動を表している。また、密度加重平均を示す～は省略している。

乱流輸送項と呼ばれるエンタルピーの変動 ( $h''$ ) は、

$$-\rho h'' u_i'' = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h_i}{\partial x_i} \quad (13)$$

でモデル化される。3次元熱流動方程式を解くためには、(11) 式と (13) 式中の乱流粘性係数 ( $\mu_t = \rho \nu_t$ )、或いは渦動粘性係数 ( $\nu_t$ ) をいかに定めるかに帰着することになる。渦動粘性係数は、速度スケールと長さスケールの積に比例することが知られており、 $k - \varepsilon$  2方程式モデルでは速度スケールに  $k^{1/2}$ 、長さスケールに  $k^{3/2}/\varepsilon$  をとった次式で代表させる。

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (14)$$

ここで、 $\varepsilon$  は乱流エネルギー散逸率と呼ばれ、次式で定義される。

$$\varepsilon = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (15)$$

渦動粘性係数は (14) 式と (15) 式から決定できるので、基礎方程式の数と未知数が一致し、方程式が解けることになる。ここで、乱流エネルギー  $k$  の輸送方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + S \\ &- \frac{1}{\rho^2} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial P}{\partial x_i} - \rho \varepsilon , \end{aligned} \quad (16)$$

乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  の輸送方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \\ &+ C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( S - \frac{1}{\rho^2} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (17)$$

で表すことができる。なお、

$$S = \{ \mu_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

である。(16)式と(17)式中の $C_\mu$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $\sigma_t$ は定数である。

### 3.4 エアロゾル(燃焼ガス)の3次元移行式

エアロゾルや燃焼ガスの移行は、1次元解析と同様に熱流動解析によって定められた移流によって決定されると考える。

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \frac{\partial C_i u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\nu_e}{S_c} \cdot \frac{\partial C_i}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ (\nu_{s_i} + v_R + Z_T \frac{\partial T}{\partial x_i}) C_i \right\} + S_0 \quad (18)$$

ここで、 $C$ は質量濃度、 $\nu_e$ は実効動粘性係数( $=\nu + \nu_t$ )、 $S_c$ はシュミット数、 $v_s$ はエアロゾルの重力沈降速度、 $v_R$ はエアロゾルの拡散沈着速度、 $Z_T$ はエアロゾルの熱泳動係数、 $S_0$ はエアロゾル(燃焼ガス)の発生・消滅項である。

### 4. 数値解法

基礎方程式の数値解法は、その解法により解の安定性(収束性)や計算時間に大きな影響を与える。火災は長時間の事象であるので、2次元非圧縮性の準定常解析法を採用した。ここでは、爆発事象を対象にして1次元解析と3次元解析の数値解法について説明する。

#### 4.1 1次元基礎方程式の解法

(1)～(4)に示した1次元基礎方程式の解法は、ネットワークをノードと呼ばれるいくつかの体積要素とジャンクションと呼ばれる結合要素で接続したノード・ジャンクション法を採用した。図2にセル換気系(実証試験装置)とそのノード・ジャンクションを示す。図に示すようにノードは一定の体積を持つセル、或いはダクトとダクトの接合点で定義され、流体の圧縮解析機能を担っている。即ち、ノードでは温度、圧力、密度が計算される。一方、ジャンクションは、換気系を構成しているダクトやダンバー(逆流防止ダンバを含む)、フィルタ、プロアなどの流体機器に対応している。ジャンクションでは流体の圧縮の効果は考えず、ノードからノードへ流れる流量や質量流量を計算する。なお、基礎式の離散化には差分法を、数値解法はニュートン法を用いた陰解法が用いられる。

ノード・ジャンクション法は汎用性が高く、再処理施設のネットワークのような複雑な換気系を対象にした事象解析には有効である。しかしながら、事象解析を行うにあたっては、セル間を結ぶダクトやダンバー、或いは流体機器の圧力損失を事象解析の事前に設定しておく必要がある。これを初期定常計算と呼ぶ。初期定常計算は、ジャンクションの流動抵抗と初期値(温度、差圧、流速など)を定める重要な作業で、この作業を怠ると得られた計算結果は不正確になる。

初期定常計算では、ダクトや流体機器について個々に差圧(流動抵抗)を定めなければならぬため、その作業はかなり煩雑である。そこで、プログラムを作成する際には、ダクトの形状や

寸法及び流体機器の特性曲線などを入力することにより、初期定常状態の流動抵抗を自動的に計算できる機能を持たせると便利である。再処理施設の換気系では流量を調節するダンバーや逆流防止ダンバーが設置されている。従って、初期定常計算では、このようなダンバーを自動的に開閉させてネットワーク内の流量を調整し、個々のダクトや流体機器の初期差圧を正しく定める制御機能を追加するとよい。

#### 4. 2 3次元基礎方程式の解法

3次元熱流動の解法では、計算の効率化や計算時間の短縮のためプログラムをベクトル化した。また、空間の差分は流体の速度成分を3次元の差分格子の面上で、温度、圧力、密度、エンタルピー、質量濃度を格子の中心で定義するスタッガードメッシュを採用した。基礎方程式の離散化は、コントロールボリューム法で行う。コントロールボリューム法とは、計算すべき差分格子をボリュームとして設定し、基礎方程式を差分格子の体積で積分することにより離散化する手法を言う。

3次元熱流動解析において、流体の流速が大きくなると(8)式の対流項の離散化誤差が大きくなる。そこで対流項を精度よく離散化させる方法が重要になる。CELVA-3Dでは、この誤差を小さくするためQUICKと呼ばれる2次精度の高次差分法を採用した。

差分式を解くにあたって、衝撃波を伴う爆発（爆轟）ではICE法を、衝撃波以下の穏やかな爆発（爆燃）ではSIMPLE法を採用する。SIMPLE法は、正確な圧力場を使わないかぎり得られた速度は連続の式を満足しないという考え方に基づいており、広く用いられている圧力補正による解法である。圧力補正式は、連続の式に運動の式を代入した次式を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^* - dt \frac{\partial \Delta P}{\partial x}) = 0 \quad (19)$$

(19)式の括弧の第1項( $u^*$ )は運動方程式から推測した流速の仮値、第2項は圧力補正項である。 $\Delta P$ は圧力の補正量である。である。

SIMPLE法は、初めに推定した圧力を運動の式に代入して仮の流速を決定する。この仮値を用いて、(19)式を解くための反復計算を行なって圧力補正量を求める。この圧力補正量を初めに推定した圧力の仮値に加え、真の圧力と速度を求める。ついで、エネルギーの式からエンタルピーを、状態方程式から密度を求め収束するまで計算を繰り返す手法である。図3にSIMPLE法について1ステップ当たりの概略フローを示す。

熱流動方程式の境界条件としては、壁面スリップ、壁面ノンスリップ、壁関数（乱流境界2層モデル）、流入・流出の流速固定、及び自由流出が選択できる機能が必要である。

#### 5. 事象解析モデル

安全性解析では、熱流動方程式と事象解析を結び付けて解くことが必要である。ここでは、爆発事象を例にして基礎式と事象解析の関連について説明する。

##### 5. 1 物質とエネルギーの放出

熱流動方程式を解くためには、質量発生速度及びエネルギー発生速度を定める必要がある。CELVAでは、これらの発生速度を入力として時間テーブルで与える。さらに、セル内のガス爆

発の解析では、爆轟と爆燃の燃焼モデルが組み込まれている。エアロゾルや燃焼ガスの発生速度 ( $S_0$ ) は時間テーブルで入力する機能の他に、爆発エネルギーからエアロゾルの飛散量を求めて  $S_0$  の値を定める機能が組み込まれている<sup>4)</sup>。

## 5. 2 ネットワークの圧力損失

ノード・ジャンクション法では、ジャンクション内の流動抵抗を決定し、(2)式の外力項 ( $F$ ) を求める必要がある。ダクト、拡大管、縮小管及びダンバなどの流動抵抗は(5)式より求める。(5)式中の圧力損失係数 ( $K$ ) は、長さ  $L$ 、管径  $D$  のダクトの場合には管摩擦係数 ( $f$ ) を用いて、 $K = f L / D$  で与えられる。 $f$  の値は、層流から乱流にわたるレイノルズ数 ( $Re$ ) で与えられた近似式より定める。曲がり管の場合には管の曲率半径で与えられる圧力損失係数の式を、セルとダクトの結合部など断面積が急激に変化する場合には拡大・縮小管の損失係数の式を用いる。ダンバやバルブなどは、ゲート弁や蝶弁の開度と圧力損失係数の関係をテーブル化する。なお、ダンバを自動的に開閉させて流量や差圧を制御する機能を持たせると、爆発時の逆流防止ダンバの応答解析が可能になる。

HEPA フィルタの差圧変化は、(5)式のかわりに次式を用いる。

$$\Delta P_0 = \text{sign} (v_J) \left\{ K_L \mu |v_J| + \frac{1}{2} K_T \rho v_J^2 \right\} \quad (20)$$

ここで、 $\mu$  は流体の粘性係数、 $\rho$  は密度、 $v$  はフィルタの濾面を通る流速である。 $K_L$  はフィルタの層流抵抗係数、 $K_T$  は乱流抵抗係数である。

プロアの圧力損失は、プロアの差圧と流量の特性曲線をテーブルとして与える。しかし、激しい圧力や流量の過負荷がプロアにかかる場合には、特性曲線を実験によって決定しなければならない。

## 5. 3 壁面への伝熱

1 次元熱流動の伝熱モデルでは、対流と輻射の熱伝達解析が必要である。セル壁やダクト壁への対流熱伝達は、円管、平板、或いは自然対流のヌッセルト数 ( $Nu$ ) より得た熱流束を(3)式の放熱速度  $\dot{q}_w$  に代入する。輻射熱伝達については、火炎や高温ガス体から壁へ放射される輻射熱流束を求めればよい。

C E L V A - 1 D の輻射モデルにおいて、(3)式のエネルギー発生速度 ( $\dot{Q}$ ) は、

$$\dot{Q} = \dot{Q}_0 - \frac{A_f q_f + A_w q_w}{V} \quad (21)$$

となる。ここで、 $\dot{Q}_0$  は爆発物のエネルギー発生速度、 $A_f$  は円筒形を仮定した火炎の表面積、 $A_w$  は壁の表面積、 $q_f$  は火炎から壁への輻射熱流束、 $q_w$  は高温ガス体から壁への輻射熱流束、そして  $V$  はセルの体積である。ここで、輻射熱流束は  $q = \epsilon_0 \sigma (T^4 - T_w^4)$  で与えられる。 $\epsilon_0$  は火炎及び高温ガス体から壁へ放射した輻射総括吸収率、 $\sigma$  はステファンボルツマン定数、 $T$  は火炎温度或いは気相温度、 $T_w$  は壁温度である。輻射総括吸収率は、一方が他方を完全に包囲していると仮定することにより、

$$\epsilon_0 = \frac{1}{1/\epsilon + (A/A_s) (1/\epsilon_s - 1)} \quad (22)$$

で与えられる。ここで、 $\epsilon$  は火炎或いは高温ガス体の輻射率 ( $\epsilon = \epsilon_{CO_2} + \epsilon_{H_2O} + \alpha$ )、 $\alpha$  は火炎部の揮炎輻射率、 $\epsilon_s$  は壁の輻射率である。A は火炎と高温ガス体の境界面積である。

$CO_2$  や  $H_2O$  は他のガスと比較して圧倒的に輻射率が大きいので、 $\epsilon_{CO_2}$  と  $\epsilon_{H_2O}$  の値はバンドモデルから決定できる。バンドモデルは、ガスの種類毎にエネルギーを吸収する特有のバンド波数から輻射率を求める理論である。 $\epsilon_{CO_2}$  と  $\epsilon_{H_2O}$  の値は  $CO_2$  や  $H_2O$  の分圧で変化するので、 $\epsilon$  を決定するにあたっては (6) 式に似た移行式を火炎部と高温ガス体部について解き、セル内のガスの分圧を求めなければならない。

3 次元熱流動の伝熱モデルでは、1 次元解析と同様の手法で壁への対流熱伝達が決定される。但し、CELVA-3D では輻射解析にバンドモデルと READ 法を用いる。READ 法とは、輻射熱線の射出点とその方向をランダムに定め、その熱線を追従することにより全輻射量に対する火炎や高温ガス体の吸収熱量の比を決定し、輻射エネルギーの 3 次元吸収率分布 (READ 値) を求める手法である<sup>5)</sup>。

火炎から放射される単位時間あたりの輻射エネルギーは、 $\dot{q}_{rad} = 4 \sigma T_f^4 A_f$  で与えられるので、(9) 式のエネルギー発生速度 (Q) は次の式で与えられる。

$$\dot{Q} = \frac{1}{V_f} (READ - 1) \dot{q}_{rad} + Q_0 \quad (\text{火炎部}) \quad (23)$$

$$\dot{Q} = \frac{1}{V_f} READ \dot{q}_{rad} \quad (\text{高温ガス体部}) \quad (24)$$

ここで、 $V_f$  は火炎部体積、 $A_f$  は火炎部表面積、 $T_f$  は次式で与えられる火炎部の平均温度である。

$$T_f = \frac{1}{\sum \rho V_f} \sum \rho V_f T \quad (25)$$

熱流動方程式を解くためには、境界条件として壁の表面温度が必要になる。この表面温度は、壁に流れこむ対流と輻射の熱流束を考慮して 1 次元熱拡散方程式を解けばよい。

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} \quad (26)$$

ここで、 $T_w$  は壁の温度、 $C_p$  は比熱、 $\rho$  は密度、 $\kappa$  は熱伝達率である。

#### 5. 4 エアロゾルの移行・沈着

エアロゾルの移行は (6) 式や (18) 式に発生・消滅項を与えて解くことができる。CELVA ではエアロゾルの沈着機能として、重力沈降、粒子慣性衝突、拡散沈着、熱泳動沈着を考慮した。これらの作用による沈着速度を  $v_i$  とすれば、(6) 式の R は次式で与えられる。

$$R = \sum_i A_i C v_i / V \quad (27)$$

ここで、 $A_i$  は沈着面積、C は質量濃度、V はセルやダクトの体積である。なお、3 次元解析で

は上記の沈着速度を(18)式に代入すればよい。

### 5.5 フィルタの健全性と捕集

フィルタの健全性評価では、HEPAフィルタの破損解析が重要である。CELVA-1Dは、目詰まりに起因したフィルタの差圧上昇をエアロゾルの重量負荷の関数として計算する機能及びフィルタの破損モデルを備えている。目詰まりによる差圧上昇は、

$$\Delta P = \Delta P_0 (1 + \alpha M + \beta M^2) \quad (28)$$

で表され、(2)式の外力項( $F$ )に代入される。ここで、 $M$ はフィルタの単位面積当たりに負荷したエアロゾルの重量、 $\alpha$ と $\beta$ はエアロゾルの種類や付着の性状によって決まる係数で実験により決定される。なお、 $\Delta P_0$ は無負荷(新品)のフィルタ差圧で(20)式に示されている。

エアロゾルの沈着効率や捕集効率は(6)式の $\varepsilon_c$ に代入される。CELVA-1Dは、 $\varepsilon_c$ の値を入力する機能の他に、実験で求めたHEPAフィルタの $\varepsilon_c$ のテーブルと單一フィルタ纖維による $\varepsilon_c$ の解析モデルが内蔵されている。

## 6. 実証試験との比較

この章では、事象解析コードの計算結果と実証試験の結果を比較してみる。

### 6.1 1次元解析

CELVA-1Dを用いた計算は、セル内で2kgの固体ロケット燃料を5秒間で燃焼させた場合の穏やかな爆発試験の結果と比較する。表4に計算の条件を示した。壁への放熱は、バンドモデルを考慮した場合と放熱量の実測値を入力した場合の2ケースとする。

図4に第1モデルセル内の圧力変化を試験値と比較した。図中の実線は実測値の放熱量を入力した場合、一点鎖線はバンドモデルから計算した場合、また破線は穏やかな爆発試験の結果である。計算は比較的よく試験値と一致しているが、ロケット燃料の燃焼終了直後の圧力低下に若干の食い違いが出ている。試験で得た圧力の低下は、バンドモデルと実測値入力の中間にあり、燃焼終了直後の熱伝達モデルに問題を残している。図5にフィルタまで伝播した圧力波によるHEPAフィルタの差圧変化を試験値と比較して示した。計算結果は圧力の上昇や下降の挙動をよく評価しており、フィルタの解析モデルが妥当であることを示している。

### 6.2 2次元解析の結果

FACE-2Dを用いた火災の計算では、20m<sup>3</sup>のセル内で30lの30%TPB-ドデカンを65分間燃焼させた場合の溶媒火災試験と比較する。試験条件は、セルへの換気回数が20回/h、燃焼面積は0.23m<sup>2</sup>である。計算は、セルの奥行き(Z方向)と燃焼皿の奥行きを一致させた場合に試験結果とよく一致した。

人工粘性項を求めるに必要な渦動粘性係数( $\nu_t$ )の導出は、火炎部では $\nu_t = 0.037 u \cdot b$ で計算した。ここで、 $u$ は火炎部の最大速度、 $b$ は燃焼面の円相当直径である。壁面の $\nu_t$ は、無次元化された速度( $u^+$ )と速度境界層の厚さ( $y^+$ )の関係式から求めた。火炎部と壁面の中間の高温ガス体は2領域に分けて、この両者の値を補完して求めた。

図6は着火後33分経過した時点のセル内の速度分布と温度分布を示した。図中の等高線で示された温度分布は計算値である。また、●印と( )の値は実測値である。セル内の温度センサ

ーは奥行きに対して異なる位置に設置されているため、計算値と実測値の間で若干の食い違いが認められるが概ねよく一致している。

### 6. 3 3次元解析の結果

3次元熱流動の計算では、CELVA-3Dの熱流動機能を確かめるため、矩形容器内の3次元非圧縮性流れに対する実験結果を用いて比較計算を行った。この実験は、一辺1.5 mの正立方体にx方向に垂直な吹き出し口と吸い込み口を設け、内部の流速及び乱流統計量の空間分布を測定したものである<sup>6)</sup>。CELVA-3Dの計算に用いた容器出入口の条件を表5に示した。図7に流速分布について、比較した実験結果とCELVA-3Dによる計算結果を示した。流速は、渦の中心位置が実験と比べ多少異なっているが流れの方向や流速ともよく一致している。以上の結果より、CELVA-3Dに採用した解法や乱流モデルは非圧縮性流体の解析に対して十分な解析機能を有することが明らかとなった。

CELVA-3Dを用いて、固体ロケット燃料燃焼時の3次元解析を2次元に単純化して実施した。しかしながら、燃焼ノズルからセル内に噴出した高温・高圧ガス(1270°C)の膨張効果により流速が加速され、音速を越えることにより計算が途中で発散した。従って、CELVA-3Dは、さらに改良する必要がある。

### 7. おわりに

CELVAは、再処理施設の爆発事象解析コードとして作成・整備している。CELVA-1Dは比較的よい検証性を備えていることを確認している。CELVA-3Dは、過渡変化が亜音速から超音速にまたがる領域の計算について、今後実証試験の結果を用いた比較計算を通して順次改善してゆく計画である。熱流動方程式の解法について富士総合研究所の山崎昇氏と河野浩二氏に助言を得た。ここに感謝する。

備考：本報告は、科学技術庁の委託により日本原子力研究所が実施したものである。

### 参考文献

- 1) 科学技術庁「再処理施設安全審査指針」昭和61年2月20日原子力安全委員会決定（平成元年3月27日一部改訂）
- 2) 日本原子力学会「原子炉における熱流動数値解析の現状（II）」熱流動数値解析特別専門委員会 p.51-63, (1987)
- 3) S. V. Patankar, (水谷、香月訳) 「コンピュータによる熱移動と流れの数値解析」森北出版 (1988)
- 4) M. A. Halverson and J. Mishima, "Initial Concept on Energetics and Mass Release during Nonnuclear Explosive Event in Fuel Cycle Facilities", NUREG/CR-4593, PNL-5839 (1986)
- 5) 谷口博他「放射熱線法による円筒ガス改良炉内の3次元放射伝熱解析」日本機会学会論文集 (B編), 52, p. 1724, (1989)
- 6) 日本原子力学会「原子炉における熱流動数値解析の現状（IV）」熱流動数値解析特別専門委員会 p.57-64, (1988)

表1 火災事象解析コード(FACE)の解析機能(1次元及び2次元)

	解析機能	機能の詳細
一次元圧縮性及び二次元非圧縮性熱流動計算コードの機能	(1) 1次元及び2次元の熱流動解析	<ul style="list-style-type: none"> <li>・セル内(2次元非圧縮性)：連続の式、運動の式(非定常及び準定常の解析)、エネルギーの式</li> <li>・ダクト内(1次元圧縮性)：連続の式、運動の式、エネルギーの式及び状態方程式</li> <li>・浮力：ブシネスク近似(2次元)</li> <li>・座標系：オイラー座標系</li> <li>・数値解法：1次元はノード・ジャンクション法 2次元は差分法</li> <li>・時間積分：1次元：陰解法 2次元：半陰解法法(SIMPLEST法)</li> </ul>
	(2) 乱流モデル(2次元)	<ul style="list-style-type: none"> <li>・0方程式モデル(渦動粘性係数と渦温度伝導率は大型火災試験より決定)</li> </ul>
	(3) 热伝導・伝達・輻射モデル	<ul style="list-style-type: none"> <li>・熱伝導・伝達</li> <li>・基礎式：壁厚み方向1次元熱伝導式</li> <li>・数値解法：差分法</li> <li>・時間積分：陰解法</li> <li>・輻射：火炎部とセル壁の形態係数を計算</li> </ul>
	(4) 内部構造物模擬機能(2次元)	<ul style="list-style-type: none"> <li>・面境界等のモデル化が可能</li> </ul>
	(5) 燃焼モデル	<ul style="list-style-type: none"> <li>・燃焼速度と発熱速度：Spaldingの1次元B値モデルを液面燃焼に拡張した解析モデル</li> <li>・煤煙の発生解析</li> <li>・放射性物質の放出・移行解析</li> <li>・燃焼ガスの組成解析</li> </ul>
	(6) 煤煙と放射物質の移流・移行及び	<ul style="list-style-type: none"> <li>・セル内：2次元移流方程式(煤煙、燃焼ガス)</li> <li>・ダクト内：1次元移流方程式(同上)</li> <li>・煤煙の移行・沈着解析(粒度分布を考慮)</li> <li>・煤煙の熱泳動解析</li> </ul>
	(7) フィルタの煤煙捕集と目詰まり	<ul style="list-style-type: none"> <li>・煤煙の捕集解析(放射性物質の捕集を含む)</li> <li>・煤煙によるフィルタの目詰まり解析</li> <li>・放射性物質の環境放出量</li> </ul>

表2 爆発事象解析コード(CELVA-1D)の解析機能(1次元)

一次元圧縮性熱流動計算コードの機能	解析機能	機能の詳細
	(1) 1次元熱流動解析 (セル:ノード)	<ul style="list-style-type: none"> <li>基礎式: 質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、状態方程式</li> <li>座標系: オイラー座標系</li> <li>数値解法: 差分法(ノードジャンクション法)</li> <li>時間積分: 陽解法及び陰解法</li> </ul> <p>【熱伝導・伝達現象】</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>基礎式: 1次元熱伝導式</li> <li>熱伝達式: 円管、平板乱流(自然対流)熱伝達式</li> <li>時間積分: 陰解法</li> <li>ノード: セル空間、ダクト空間</li> <li>バンドモデルによる輻射解析</li> </ul> <p>その他: フォン・ノイマン型人工粘性モデル</p>
	(2) ダクト・流体機器類内の熱流動解析 (ジャンクション)	<p>(i)以下の機器については、流量と圧損についての数式モデルを用いて計算する。</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>ダクト</li> <li>エルボ、弁類、フィルタ、(プロア)</li> </ul> <p>(ii)以下の機器については、入力によって与えた圧損係数(流量～圧損)から計算する。</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>合流、分岐、オリフィス、プロア</li> </ul> <p>(iii)弁類は流量と圧力の制御、逆止弁の作動などの機能を持たず。</p>
	(3) 放射性物質の 移行・沈着解析 フィルタによる 捕集解析	<ul style="list-style-type: none"> <li>基礎式: 1次元移流方程式</li> <li>放射性物質はエアロゾルの粒径分布を考慮し、粒径ごとの移行・沈着の挙動を解析する。</li> <li>フィルタによるエアロゾル捕集を考慮する。</li> <li>放射性物質の環境放出量</li> </ul>
	(4) 発熱量、放散熱量 及び質量放出量の 計算機能	<ul style="list-style-type: none"> <li>燃焼・爆発に伴うエネルギー放出速度及び質量放出速度を時間テーブルで入力できる。</li> <li>セル内の燃焼モデル、爆燃モデル、爆轟モデルを用いてエネルギー放出速度及び質量放出速度を計算することができる。</li> </ul>

表3 爆発事象解析コード(CELVA-3D)の解析機能(3次元)

	解析機能	機能の詳細
三次元圧縮性熱流動計算コードの機能	(1) 3次元熱流動解析(圧縮性)	<p>【穏やかな事象(音速以下)】</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>基礎式: 質量保存式、運動量保存式(ナビエ・ストークスの式)、エネルギー保存式状態方程式</li> <li>座標系: オイラー座標系</li> <li>数値解法: 差分法</li> <li>時間積分: 陰解法(SIMPLE法)</li> </ul>
		<p>【激しい事象(音速以上)】</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>基礎式: 質量保存式、運動量保存式(オイラーの式)、エネルギー保存式と状態方程式</li> <li>座標系: ALE座標系</li> <li>数値解法: 差分法</li> <li>時間積分: 陽解法及び半陰解法(ICE法)</li> </ul>
	(2) 内部構造物模擬機能	<ul style="list-style-type: none"> <li>ボーラスマティアモデル(内部構造物、面境界バッフル板等のモデル化が可能)</li> </ul>
	(3) 乱流モデル	<ul style="list-style-type: none"> <li><math>k - \epsilon</math> 2方程式モデル</li> </ul>
	(4) 热伝導・伝達モデル	<ul style="list-style-type: none"> <li>熱伝導・伝達</li> <li>基礎式: 壁厚み方向1次元熱伝導式</li> <li>数値解法: 差分法</li> <li>時間積分: 陽解法及び陰解法</li> </ul>
	(5) 辐射伝熱モデル	<ul style="list-style-type: none"> <li>READ法(放射熱線法)を用いた輻射・伝熱モデル</li> </ul>
	(6) 物質の移流・移行 エアロゾルの捕集機能	<ul style="list-style-type: none"> <li>3次元移流方程式(燃焼物質、エアロゾル)</li> <li>エアロゾル移行・沈着解析(粒度分布を考慮)</li> <li>フィルタによるエアロゾル捕集解析</li> <li>放射性物質の環境放出量</li> </ul>

表4 穏やかな爆発試験の計算条件（初期定常計算を含む）

項目	1次元解析（穏やかな爆発試験）
ノード分割	ノード数 56, ジャンクション数 55
流量設定値 (m <sup>3</sup> /h)	第1モデルセルへの給気流量 558 フィルタへの希釈流量 3798 スタックの排気流量 4356
逆流防止ダンバの作動条件	V6 流量制御弁 純気流量の制御 V96 圧力制御弁 第1セルの圧力を制御 V106 流量制御弁 希釈流量の制御 V8, V104 逆流防止弁 全開で固定
H E P A フィルタ	3台、上下2段 $K_L = 7.85 \times 10^6$ , $K_T = 0.0$
プロア	プロアの差圧-流量特性をテーブルで入力
燃焼条件	ロケット火薬燃料 2 kg を5秒で燃焼（発熱速度は短形パターン）
輻射率	輝炎輻射率 ( $\varepsilon_f$ ) = 0.1, 壁輻射率 ( $\varepsilon_w$ ) = 0.5
生成ガスの質量分率	CO <sub>2</sub> = 0.685, H <sub>2</sub> O = 0.208, その他のガス = 0.107

表5 矩形容器出入口の条件

入口部	流入速度( $U_0$ )	6.5m/s
乱流エネルギー	$k = 0.005 U_0^2$	
乱流エネルギー散逸	$\epsilon = 0.0035 U_0^3 / L_0$ ( $L_0$ =吹き出し口幅)	
出口部	流出速度	6.5m/s
$\frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$		

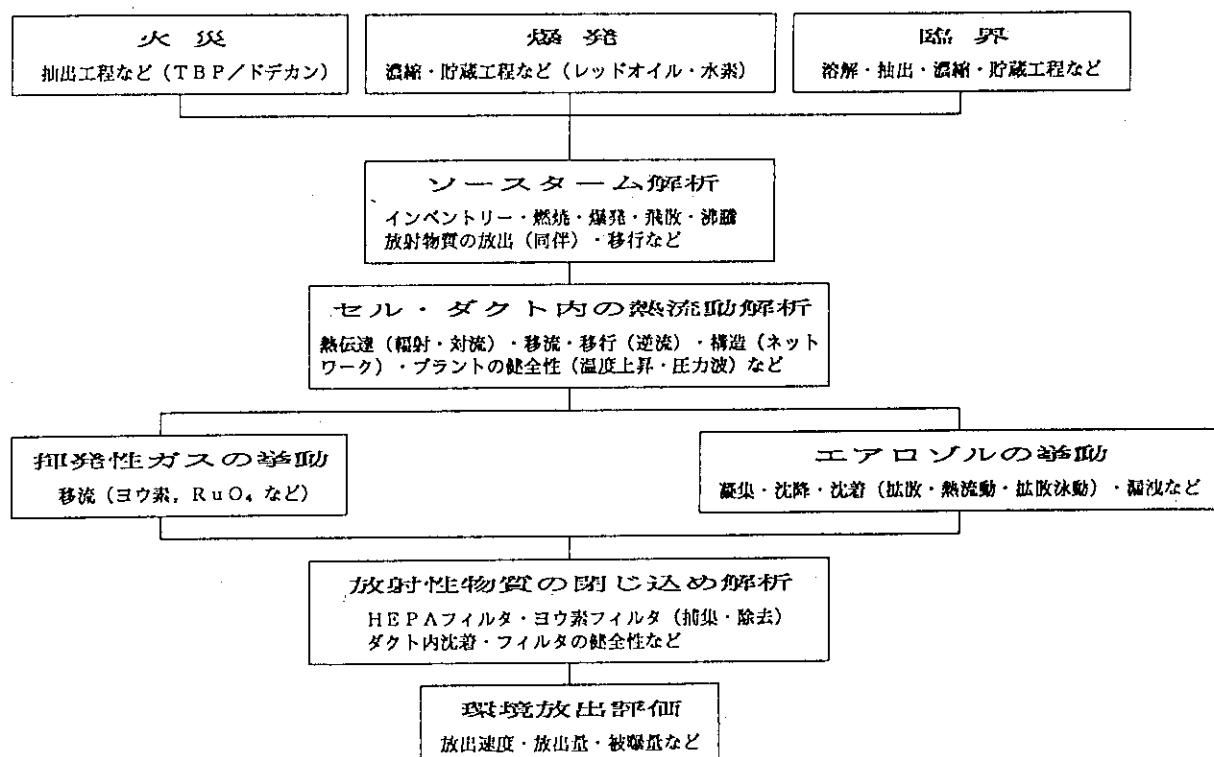


図1 再処理施設の安全性解析機能相関図

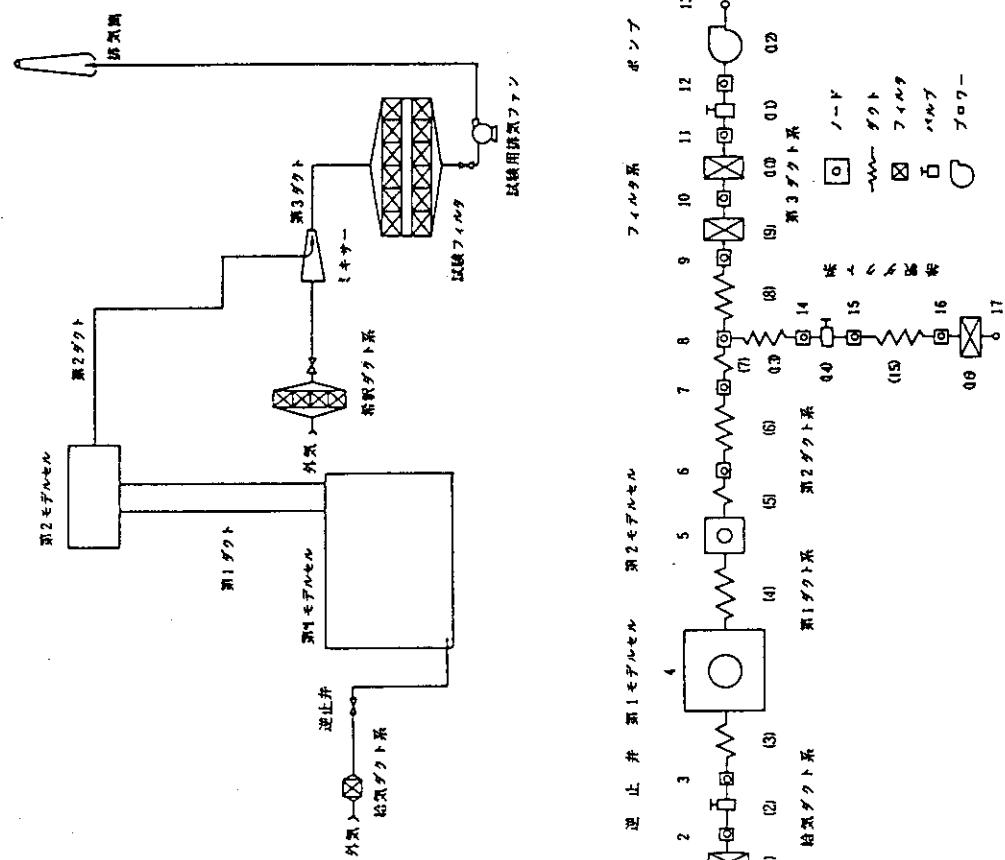
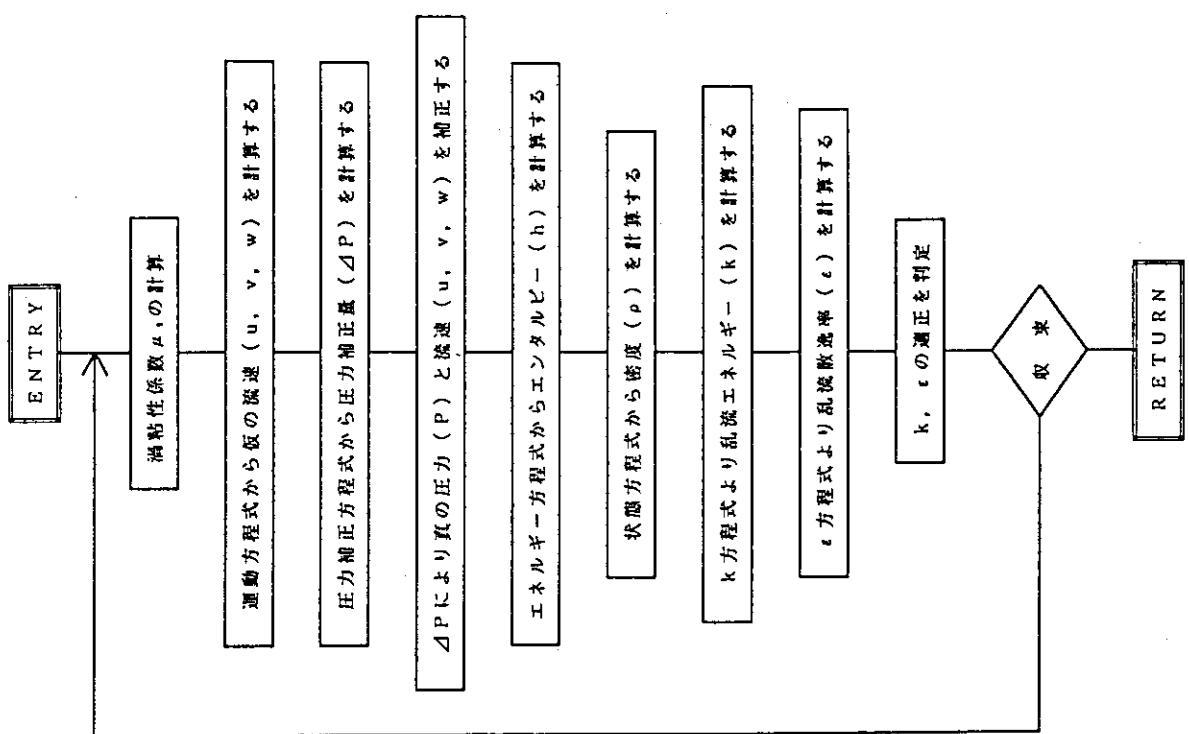


図2 セル空気系(実証装置)ヒート・ジャックション

図3 SIMPLE法による熱流動計算の1サイクルフロー

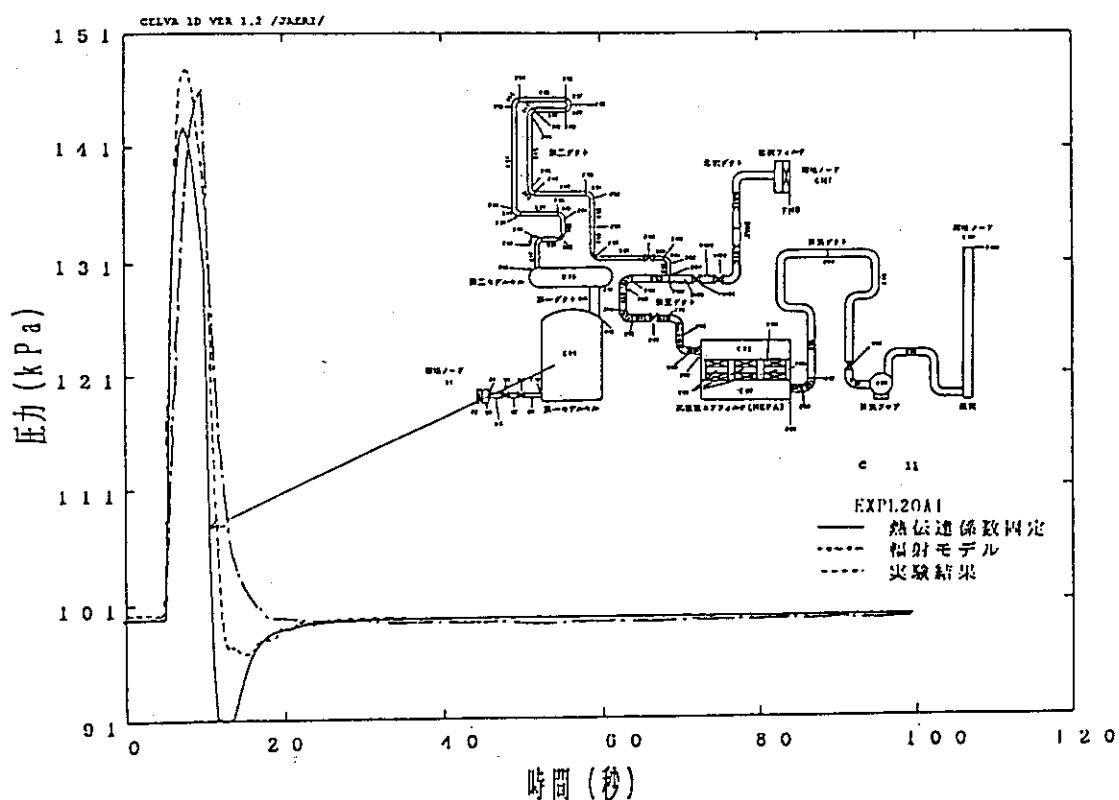


図4 第1モデルセル内の圧力変化（計算値と試験値の比較）

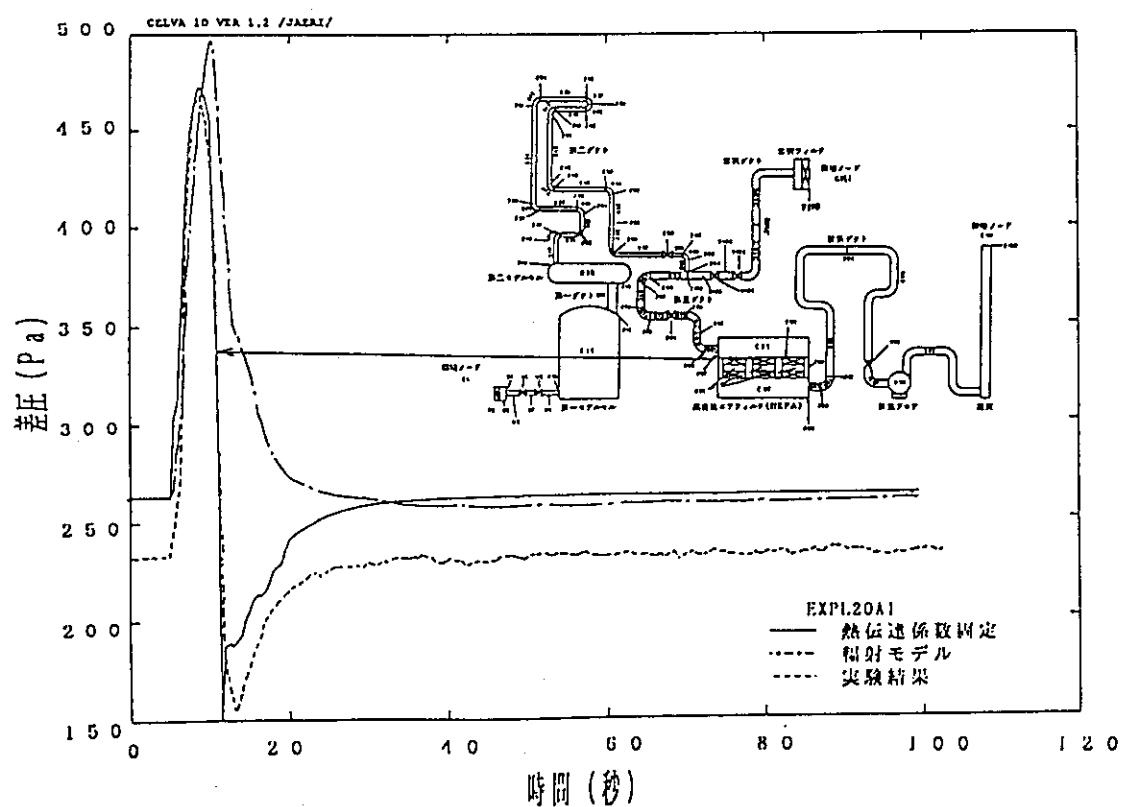
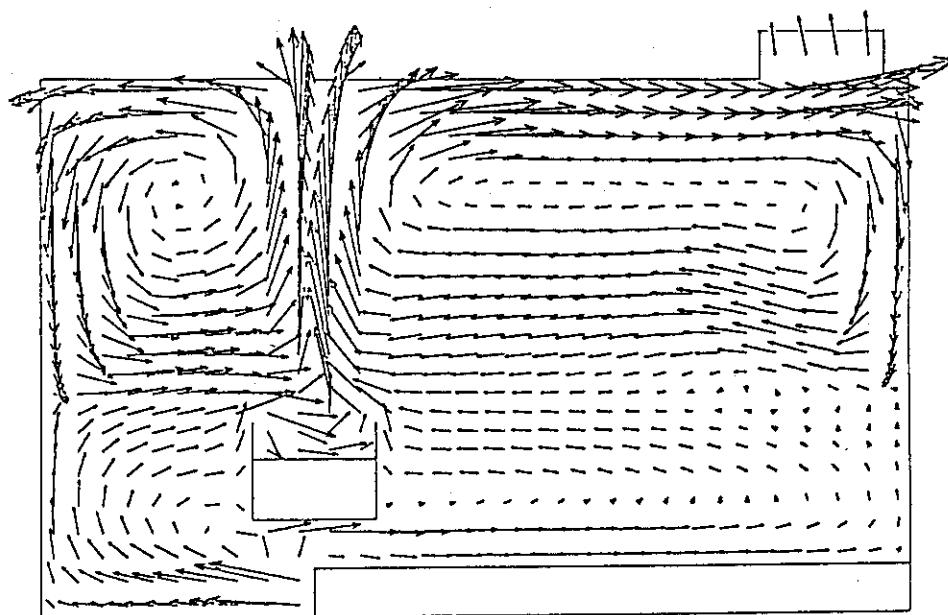
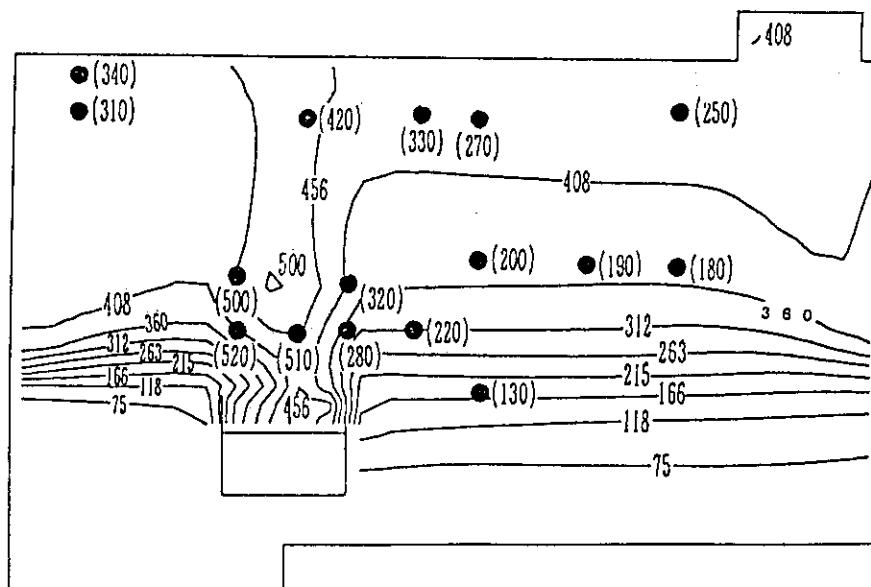


図5 HEPAフィルタの差圧変化（計算値と試験値の比較）



VELOCITY VECTOR MAX = 2.02E0  
 TIME = 2.00E3 CYCLE NUMBER = 62565  
 FIRE ACCIDENT IN CELL



CONTOUR OF TEMPERATURE (C) TO = 2.00E1  
 MIN = 2.16E1 MAX = 5.05E2 INTERVAL = 4.84E1  
 TIME = 2.00E3 NUMBER = 62565  
 FIRE ACCIDENT IN CELL

図6 溶媒火災時のセル内の流速分布と温度分布（2次元）

## 10. 加速器炉の液体金属ターゲットの 熱工学的問題

戸 田 三 朗 (東北大学)

加速器炉の液体金属ターゲットの熱工学的問題は、伝熱工学上で液体金属の伝熱を極限条件下で考える上で各融合炉の炉工学技術と相補的な側面を持っている半面、ターゲット固有とも思われる幾つかの複雑な現象の問題であることが予想される。その一つがビームの照射によるポイント状局所加熱によって、円筒状ターゲット容器内に誘起される自然対流の問題である。

本研究会では、単純化した体系で行った基礎研究として、円筒容器内自然対流の数値シミュレーション解析と水シミュレーションによる可視化実験を行った結果について報告する。

### Thermal-hydraulic Problems in a Liquid Metal Target of Nuclear Spallation Reactor

Saburo Toda (Tohoku University)

A liquid metal target of the spallation reactor has a lot of difficulties to overcome when it is radiated by high energy beam. In the liquid target, complex flow phenomena are induced by natural convection. In order to simulate the liquid metal flow in the spallation reactor target, the natural convection of water in a vertical cylindrical enclosure was investigated both analytically and experimentally. Numerical simulations for the liquid metal target was also carried out, where sodium was selected as a representative liquid metal.

Keywords: liquid metal target, spallation reactor, natural convection,  
cylindrical enclosure, numerical simulation, experiment

## 1. はじめに

原子力発電国として自由世界で第3位に位置するに至ったわが国では、原子力発電の稼動とともに放射性廃棄物が生じ、それは電気出力にほぼ比例して増加している。このため、これらの処理、貯蔵、処分について種々の概念がR & Dとして推進されているが、これらの廃棄物問題をどのように考えていくかは多くの難問を抱えたままの状態にあるといえる。例えば、現状は、廃棄物中の種々の核種の半減期とレベルに応じて、それらを時間変数の中で隔離貯蔵して行くのが前提であり、時間スケールは数百年以上の長期にも及び、対象技術は実に $10^3$ 以上のファクター間の違いに対応せねばならない。この広範囲の時間スケール中で廃棄物を安全に保持していく技術は今日までの原子力技術にない新たなものである。熱工学・材料工学からみてその様な長期を保証しうる技術は容易ではない。

一方、これら廃棄物を時間経過に任せて貯蔵するのみでよいか、という疑問に対し、積極的に核種を破碎して短寿命のものとして行くいわゆるアクチノイドの核消滅の技術を進める考えがある。これは原子力開発の発展の中で、新しい可能性を探ってみるという段階に止めておくべきではなく、一步進めて、現在長期計画の元で進行中の高速増殖炉、核融合炉に続く重要なコンセプトとして推進し、その基礎的研究を始める時期にきていると思われる。上述したように廃棄物をただため込むことが許容されない時期がそう先のことではなく、また高速増殖炉、核融合炉（ハイブリッド炉を含めた強力中性子源炉として）を始め、大電流プロトン・リニアック等の加速器による強力中性子源のどれかの利用の可能性がそれほど遠い将来でないと予測できると思われるからである。この核消滅の技術は広範囲の集約であることは当然であるが、炉工学的にみても極限技術の領域にあるものである。その意味では現在進行中の核融合炉の炉工学的技術と相補的な技術でもある。これらの熱工学的问题は、次世代原子力システムにおける液体金属の伝熱、すなわち極限条件場の液体金属伝熱を代表するものであり、ここに紹介させていただくこととする。

そこで、本稿では、アクチノイドの核消滅のための加速器ターゲットを、熱構造の観点から、特に液体金属の伝熱、流動に焦点を絞ってレビューすることにする。

## 2. 核消滅処理用加速器炉の液体金属ターゲットの熱・構造問題

核分裂炉の運転により蓄積される放射性同位元素のうち、廃棄物処理の重荷となっている核種について、熱出力3,000MWthの炉の一年間の運転の場合について、小寺<sup>(1)</sup>がまとめたTable 1を示

---

本稿は、伝熱研究、Vol. 29, No. 112, 1990, p127-139に掲載されたものである。

す。放射性廃棄物核種はいわゆる核分裂生成物FP ( $\beta$ 、 $\gamma$ 放射) と中性子捕獲により生じた超ウランアクチノイド元素 ( $\alpha$ 放射、核分裂) の2つに分類され、また、蓄積すべき時間から、数百年内の核種(主にFP)と数千～数十万年の長期残存核種(主としてアクチノイド)に大

別される。表には、熱中性子捕獲及びスポレーショント反応断面積も併せ示してあるが、特に熱中性子断面積が小さい核種の消滅処理には通常原子炉の中性子レベルでは有効でなく、加速器による強力中性子源からの高中性子束密度の中性子捕獲をさせて変性させることが期待されている。

加速器による放射性廃棄物処理システムは、陽子加速器とターゲット・ブランケット系により基本構成され、加速器は陽子のスポレーショント反応による発生中性子をなるべく高めるということから、1～2GeVのエネルギー、300mAのビーム電流の大電流陽子加速器(大電流のため連続動作のリニアック)が想定されている。ところで、この様な大電流陽子ビームの入射するターゲット・ブランケット系は、中性子収量を大きくするターゲット材料、系の構成について充分な検討、研究が必要であると共に、以下に述べる炉工学的问题も克服せねばならない。

ターゲットについての具体的な成案は現在見あたらないが、予想される炉工学的問題はターゲット内の中性子束密度、熱密度及び温度の分布が、入射ビーム粒子の軌道近傍と離れた部分で大きく異なる(ビーム照射部分では極めて高温かつ高中性子束密度となる)ことから、その正確な推定が可能であるかどうかにある。また、熱密度、温度、中性子束密度の著しい偏在は、熱工学、材料工学上の新しい問題をもたらすものと予想される。ターゲットには、固体ターゲット、あるいはBiとPbの溶融金属流のターゲットとブランケットの組合せ、Flibe等のフッ化物溶融塩をターゲット・ブランケット・1次冷却材と1流体で兼用する<sup>(5)</sup>などの案がある。固体ターゲットでは融点以上の温度上昇を避けるために、ビームの照射面積を大きくとってターゲット出力密度を下げ、充分な冷却を可能とするためターゲットに直接内接される冷却系構造が複雑、困難を極めることになる。溶融金属流ターゲットでは、その熱拡散の優れた特性を生かし、熱除去は容易となる。溶融塩ターゲットは良好な熱除去特性を持つが、ブランケットを兼ねるためにその化学処理が有利であるとはいえ、その取扱いが大がかりとなる欠点がある。溶融金属や溶融塩ターゲットでは、ビームの入射膜が必要であり、ビームの照射と発熱に耐えうる膜物質、構造の問題がある。この問題を避けるために、低蒸気圧の液体金属や溶融フッ化物塩に直接ビームを照射する入射窓なしの提案<sup>(5)</sup>もある。この場合には、溶融液体の蒸発、凝縮(構造物壁面上など)、その他、揮発性物質生成などの問題が出てこよう。高温の溶融液体と容器構造材の両立性も問題となろう。

次に、現在までにある程度具体化されてきた、あるいは構想が提案してきた中性子源のターゲ

Table 1 Isotopes in HLW<sup>(1)</sup>

Isotope	Half-Life (yr)	Yield Rate(3GWth-yr)		Thermal Cross-section (b)	Spallation Cross-section (b)
		(kg)	(moles)		
<sup>85</sup> Sr	28.1	18.1	201	0.9	0.9
<sup>137</sup> Cs	30.1	41.4	302	0.11	1.2
<sup>129</sup> I	$1.6 \times 10^7$	—	—	17.0	1.1
<sup>99</sup> Te	$2.1 \times 10^3$	28.3	286	19.0	0.9
<sup>231</sup> Np	$2.1 \times 10^6$	18.6 ( 4.12 ) 70 ( 17.4 )	370	—	1.7
<sup>231</sup> Am	433	1.2 ( 15.9 ) 5 ( 66.0 )	33	—	1.7
<sup>243</sup> Am	7,370	2.8 ( 8.3 ) 11.5 ( 34.2 )	70	—	1.7
<sup>244</sup> Cm	17.9	0.63 ( 0.6 ) 2.6 ( 2.5 )	20	—	1.7

\* ( ):LMFBR

ット部について述べることにする。

Fig.1 は SIN (スイス原子核研究所) のサイクロトロン (590MeV, 1mA) による中性子源<sup>(2)</sup> のレイアウトで、溶融Pb-Bi 合金の円筒系ターゲットの下部にビームが入射される。冷却は、自然対流により行われる（円筒上部より鉄のシールド中へ熱を逃がす）。Fig.2 はビームが入射してからのターゲット内の温度分布と対流（流れ関数）を数値計算した例である。ターゲット内にはドーナツ型の対流渦が形成されている。

ビームエネルギーのさらに高い中性子源においては液体ターゲットに関する熱工学的问题として、この外にも入射ビーム・スポレーショント反応による発熱分布と局所加熱（サーマル・スパイク）、圧力波生成など、ターゲットの核特性、冷却、構造健全性に重要な影響をもつ現象が想定される。

Fig.3 は、核融合炉材料試験用の大電流重陽子リニアック施設 (FMIT、現在計画が凍結されている) 液体Liターゲットの構造を示す<sup>(6, 7)</sup>。材料試験用中性子源ということで14MeV のピークではなく幅広いエネルギースペクトルとなっている。これは、加速器型中性子源においては標的からの熱除去が中性子強度の実用範囲を限定する条件となっており、FMIT では融点が低く、粘性の小さい液体Liが標的材料として起用されたが、熱的制約から粒子飛程より厚い標的となっていることによる。加速器は35MeV出射エネルギーの重陽子100mAが目標となっている。Liターゲットの設定条件はTable.2 に示すもので、ターゲットは厚さ19mm、幅100mm、流速17m/s、流量33L/sの天然Liの液体膜である。圧力は10<sup>-8</sup>Torr程度である。D<sup>+</sup> のビーム照射はFWHM (Fall Width Half Maximum: ガウス分布の半価位置) で10mm×30mm の楕円形で、ターゲット部のLi温度（流入時 220°C）は平均50°Cの温度上昇であり、ホット・スポット部では760°C となると見積られている。このターゲットで重要問題として指摘されている項目は、一般の液体ターゲットの設計においても重要課題としてまた非常に多くの興味深い現象を含むものであり、ここで課題とそ

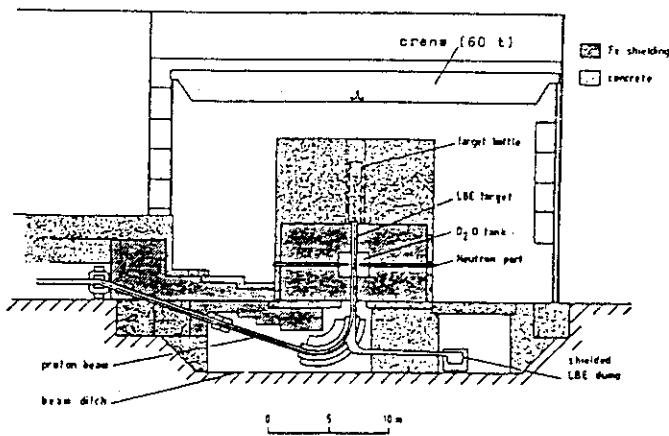


Fig.1 Schematic view of the vertical version of the spallation neutron source designed in SIN<sup>(2)</sup>

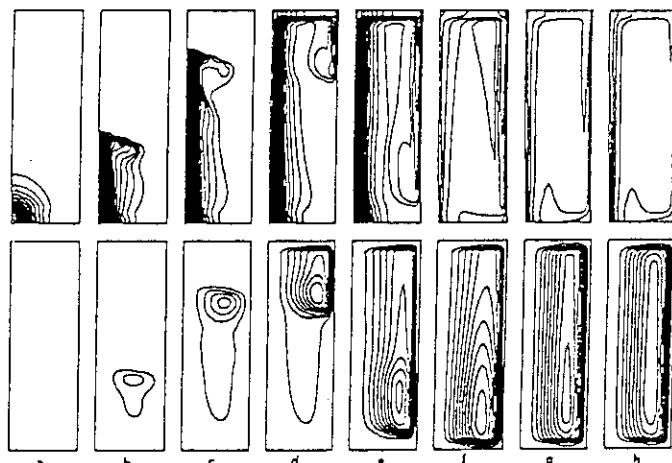


Fig. 6  
Transient behaviour for 3 m target of 15 cm radius.  
Beam current is 100 uA. Contour-maps are for temperature (above) and stream function (below). For temperature contours, the lowest line is 3.1 °C above melting point, and line interval is also 3.1 °C. "a" is at 2.55 sec, and interval between two figures is 5.10 sec.

Fig.2 Transient behavior for 3m target of 15cm radius in the SIN spallation neutron source<sup>(2)</sup>

の内容の紹介をすることとする。

### (1) Li膜の安定性

ターゲットの背面部を緩やかな曲率(250 mm半径)とし、ノズル部の工夫によってLi流に遠心力を与たせ、安定な自由表面流としている。

### (2) Li膜内での沸騰

最大3.5MWのD<sup>+</sup>ビーム入射により、Li液膜流ターゲットへ付与されるエネルギーはFig.4に示す様に見積られ、そのストッピング・パワーはLi膜表面から14mmの位置で最大ピーク59.8MeV/cmを示している。これは、0.1Aのビームに対して1.8MW/cm<sup>3</sup>の発熱密度となる。同条件時のLi膜内温度分布の計算値をFig.5に、また、Li流体膜の流れとホット・スポットの位置の関係をFig.6

に示す。ホット・スポット位置でのLi液温は760°Cでその蒸気圧は約1 Torrとなり、Li膜表面上の圧力が10<sup>-6</sup>Torrの真空となっているため、ビーム加熱により局所沸騰が生じる恐れがある。Li膜内の局所沸騰を抑制するためにはLi膜内の静水圧を高めて、その飽和温度をホット・スポット部の最高Li液温以上とする必要があり、

FMITのLiターゲットの設計では、(1)の液膜の安定性に対して適用した遠心力によるLi流内の静水圧の上昇をこの(2)の問題の対策に利用して解決している。Fig.7は、この遠心力の作用するLi液膜流内の温度分布と飽和温度の関係を解析した結果で、局所沸騰の抑制への充分な余裕が確認され、局所沸騰による発泡により冷却能力の著しい低下をもたらす(液体金属の沸騰は一般に過熱度が高い条件で生じ、激しい突沸となり、大きなドライ・アウト部が発生する)事故を回避している。

### (3) Li膜表面からの蒸発及びスパッタリング

FMITのLiターゲットの設計では、Li膜表面温度はFig.14に示す様に低く、Li蒸気圧も低く(10<sup>-6</sup>Torr)、またD<sup>+</sup>ビームによるスパッタリング量も10<sup>-4</sup>g/yrと見積られているので、共に問題とならないと考えられている。一般的の液体ターゲットの自由液面の場合には、その温度と蒸気圧、

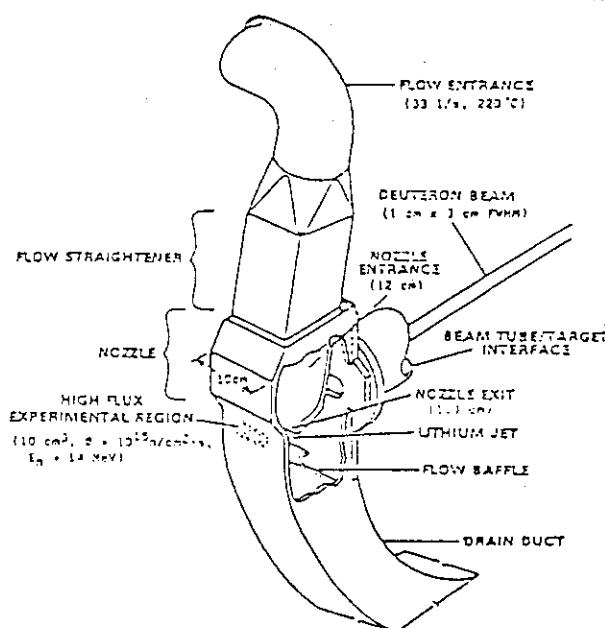


Fig.3 Details of FMIT target<sup>(3,4)</sup>

Table 2 Design parameters for FMIT Li-Target<sup>(3,4)</sup>

Li-Target		Free surface of jet film flow
Target feature		Liquid Li(Natural)
Target material		250mm
Curvature radius of jet film(at the back wall)	19mm/100mm	
Jet film thickness/width		17m/s
Flow velocity		33l/s
Flow rate		10 <sup>-4</sup> Pa(10 <sup>-6</sup> Torr)
Pressure at free surface		
Beam power deposition in Li-Target		
Total beam power	3.5MW	
Maximum power density	2.0MW/cm <sup>2</sup>	
Maximum power flux	1.0MW/cm <sup>2</sup>	
Li temperature Inlet/Outlet	220°C/270°C	
Maximum Li temperature	760°C	

ビーム強度と関連して蒸発量、固体壁面上凝縮量（蒸着）はターゲットの性能劣化と安全性から重要な課題となろう。

(4) Li膜背面の構造壁材料の照射スウェーリング及びクリープ  
FMITにおける中性子照射可能体積は平均値 $1.4 \times 10^{15} \text{ n/cm}^3$ で $10 \text{ cm}^3$ となっており、Li液膜流の背面壁材はこの高速中性子照射とともに約5%と見積られる陽子照射を同時に受け、ボイド・スウェーリングとクリープ変形が加速される。1年間の運転で、厚さ1.6mmのSUS背面材が内側に約2mm膨潤、隆起

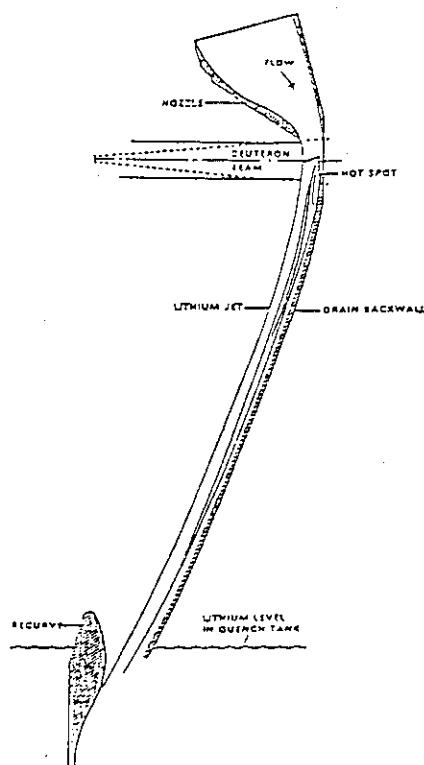


Fig.6 Li jet film flow and hot spot position in FMIT Li-Target<sup>(3,4)</sup>

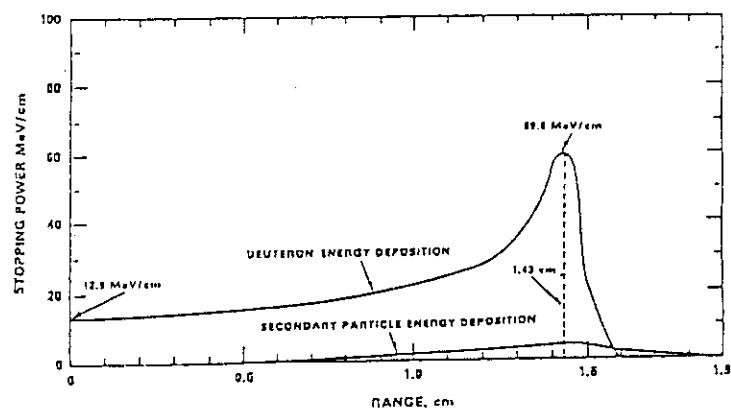


Fig.4 Deuteron beam energy deposition in FMIT Li-Target<sup>(3,4)</sup>

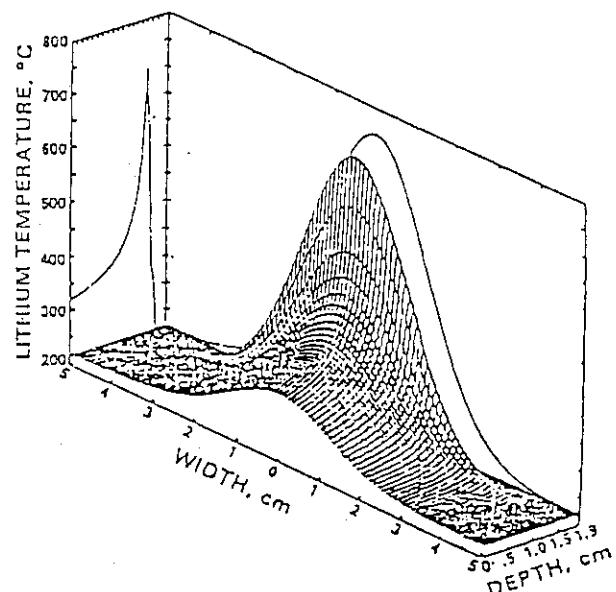


Fig.5 Temperature distribution in FMIT Li-Target<sup>(3,4)</sup>

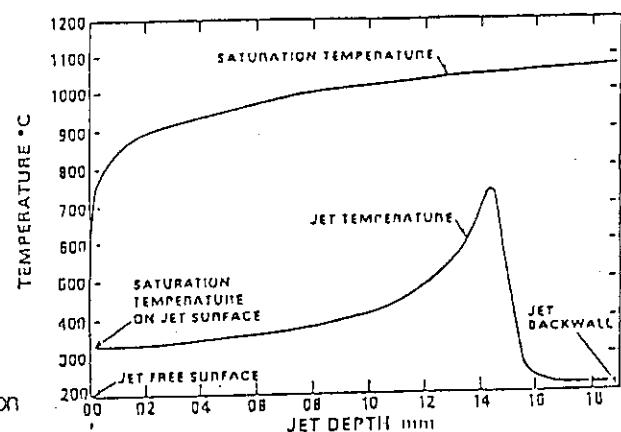


Fig.7 Temperature condition calculated in FMIT Li-Target<sup>(3,4)</sup>

すると見積られ、Li液膜流厚さがそのため1mm薄くなると仮定すると、背面前材上の陽子の線密度が約2倍に増大すると予測されている。このため、この背面前材の交換が必要であり、その交換技術が重要となる（ただし、HT-9のようなクリープに強いフェライト鋼やV合金の使用も考えられるが、FMITではASM E圧力容器コードによる法規制上適用できないとなっている）。この様な照射による壁材の損傷と交換は、ターゲット設計上必ずあると断言でき、Li液膜流の安定性と関連して損傷の評価および壁の交換技術（正確、短時間に）の開発は重要な課題となろう。

(5) Liループの運転の信頼性——Li取扱技術（窒素との反応）と構造材との共存性（Niの溶解度が高い） FMITでは、高速炉のNa技術に支えられる信頼性と、Niの溶解のためオーステナイト鋼の最高使用温度500°C以下の制限に対してFMITでは270°Cということで、材料との共存性は問題となっていない。一般的な液体ターゲットでは、液体温度が何度までとなるかによって、材料との共存性の問題は、液体ループ運転に直接関連する信頼性、安全性の問題として重要である。以上のように、FMITの液体金属液膜流ターゲットについてサーベイしてきたが、指摘された熱・構造問題は、設計に強く依存するとしても、一般的な液体金属、溶融塩ターゲットの場合にも直接解決すべき問題として指摘されよう。

Fig.8 は加速器溶融塩炉ターゲット系の構造の概念例である<sup>(5)</sup>。Table.3は加速器溶融塩増殖炉の場合のターゲット塩（フライベ）について示されているが、中性子の吸収が少なく、化学的に不活性で、化学処理媒体、熱媒体として優れている。Ni-Mo-Cr合金に対して約800°Cの高温まで共存性があり、また黒鉛のドブ漬け使用が可能である。この加速器炉では、溶融塩はターゲット容器内の約1mの深さの位置に渦を形成して回転流動する。その回転中心より少しずれた位置の液面より、陽子ビームを入射させて、スポレーショントン反応を渦中心部近

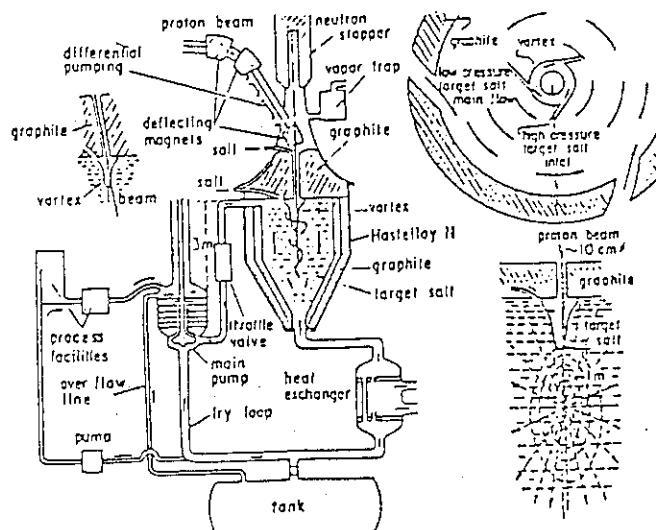


Fig.8 Outline of molten salt target system for a MSAR<sup>(5)</sup>

Table 3 Molten salts(FLIBE) recommended for a breeder condition<sup>(5)</sup>

wt%	Melting point T <sub>m</sub> (°C)	Density at T <sub>m</sub> +100°C (g/cm <sup>3</sup> )	Viscosity coeff.(coarse)		Neutron yield ser/GeV·s
			600°C	700°C	
LiF-BaF <sub>2</sub> -ThF <sub>4</sub>	72-18-12	500	3.35	12	7 (20)
LiF-BaF <sub>2</sub> -ThF <sub>4</sub>	48-18-18	540	2.7	12-14	8-7 (28)
LiF-ThF <sub>4</sub>	71-29	568	3.38	20-22	12-14 (34)
LiF-KF-ThF <sub>4</sub>	54.5-13.5-32	525	3.31	19-22	11-13 (34)
KF-TbF <sub>3</sub> -ThF <sub>4</sub>	11-67-22	525	2.54	14-16	8-10 (28)
LiF-KF-UF <sub>4</sub>	61-21-18	550	2.87	13-15	6-7 (38)
LiF-UF <sub>4</sub>	71-19	525	3.41	20-22	12-14 (40)
LiF-KF-UF <sub>4</sub>	42.5-21.2-32.2	445	3.09	20-22	12-14 (39)
LiF-K <sub>2</sub> F-UF <sub>4</sub>	80-10-10	480	3.52	15-18	10-12 (39)

くで発生させると共に、中性子損失を防ぐ構造となっている。このような構成のターゲットは、ターゲットにブランケットを一体化させた構成とすることもでき、いわゆるターゲット・ブランケット・1次冷却系と3機能を兼ねるターゲットとなっている。熱・構造上の特徴、問題点は次のように指摘されるが、他の核消滅炉のコンセプトにおいても共通する問題である。

(1) 陽子ビーム窓。 加速器炉のターゲットの陽子ビーム窓の膜物質は、先にも指摘したように照射とビーム加熱に耐える材料、構造とすることが必要であるが、高温と重照射によるクリープ、スウェーリング等に耐えうるよう設計することは重要な研究課題であることは言うまでもないが、非常に困難な極限技術である。高温と高負荷加熱によるアブレーション、蒸発などの複合現象も伴う。直接溶融塩や液体金属にビーム入射させる窓なしの構造とすることで、この問題を解決する方法もある。これは、先述のFMITのLiターゲットと同じ考え方であるが、ビーム照射、加熱による溶融塩の蒸発や揮発性物質の生成に注意が必要となる。

(2) 入射液面と液相流動の安定性。 FMITの場合にも指摘されたように、液体金属、溶融塩の入射液面と液相流動の安定性は、線源位置、除熱特性と強い関連を持つ液表面、液相内の温度分布の変化などに依存し、それはターゲットの性能に直接影響するので、液体金属、溶融塩の蒸発、対流等の正確な把握が必要である。また、上部からのボイドの巻き込みの恐れもある。

(3) 局所沸騰。 ビーム照射によるサーマル・スパイクによって局所沸騰の可能性があると、発泡によって気泡の強い上昇流が発生し、(2)に指摘される流動の安定性が損なわれると共に、熱分布の偏在と流れによって熱衝撃を構造材にもたらす恐れがある。また、熱除去の安定性も失われる。

現在具体的に参照できる加速器炉ターゲットについて、その熱・構造上の問題点について考察してきた。将来、どのようなターゲットが予想されるか全く雲をつかむ状態と言ってよいが、本稿で指摘した問題、現象はその設計時には必ず再び検討されるべき物となるであろう。現在の概念設計の範囲内ということで、直接触れなかつたが。この他の重要な項目として、

- (1) 液体金属による超高熱負荷除熱
- (2) 熱分布の偏在と熱衝撃
- (3) 音響拘束によるビーム加熱による高圧力波発生と伝播
- (4) ビーム照射に伴う膜物質のアブレーション、蒸発
- (5) 液膜流や回転流動など自由液面を有する流れ
- (6) サーマル・スパイクによるサーマル・ブルーム及び渦を伴う自然対流とその安定性

等があげられ、核消滅処理加速器炉のターゲットの熱・構造問題として究明されねばならない。

### 3. 液体金属加速器炉ターゲットにおけるサーマル・ブルームを伴う自然対流

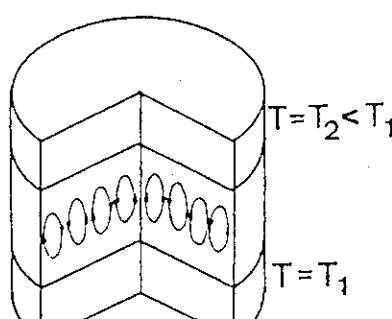
先にサイクロトロン中性子源の液体金属ターゲットで予想される自然対流のパターン例を示した(Fig.2)が、この例ではドーナツ型の1つの回転渦の発達がシミュレートされている。しかし、ビームの照射位置によって、ターゲット内液相の自然対流の流動パターンは必ずしも画一ではなく、種々変化した様相を呈すると思われる。このとき、対流の変化は連続的でなく、遷移域を挟んで渦

の数の変化となって現れる。また、この変化にヒステリシス特性が伴うかどうかも重要である。ターゲットの熱除去への直接影響、偏流や死水域の形成による熱分布の遍在とその空間および時間変動は容器壁への深刻な熱衝撃と熱疲労の問題を引き起こすことになる。

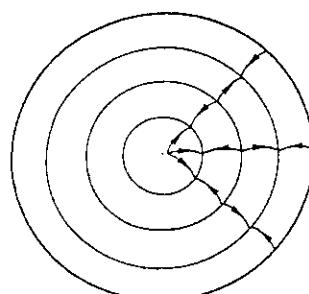
我々の研究室では、上に述べた問題をまず取り上げ基礎的な研究を進めている<sup>(6, 7, 8, 9)</sup>。すなわち、円筒容器内の液体金属にビーム入射によってサーマル・スパイクが付与された場合に誘起される自然対流現象を、実験室規模で可能な小体系について実験と理論による検討を行っている。液体金属の大型熱装置の開発には、水によるシミュレーション実験が多用されており、本研究でも水によるシミュレーション実験によって、自然対流の詳細な機構解明の足がかりを掴むと同時に、水のシミュレーション性を検討している<sup>(7, 9)</sup>が、ここでは触れない。液体金属について数値シミュレーションを行った結果を以下に紹介する。

### 3. 1 数値シミュレーション<sup>(6, 8, 9)</sup>

円筒容器内の流体の自然対流の研究は、従来あまり行われていない。アスペクト比（高さ／直径）の比較的小さい場合については、ペナール・セルの研究とも関連して可視化観察が行われ、写真が提示されている<sup>(10)</sup>。これらは円筒の下面を加熱し、上面を冷却する実験で、Fig.9に示すような同心の多重ロールのパターンを呈する例である<sup>(11)</sup>。しかし、このような同心ロールは不適切な設定の実験で人為的に生成されたパターンであり、もし適切な設定条件下では、それらのロールは、常に外縁にたいしてロールの軸を直角になるよう配列しなおし、結果としてFig.10に示すような不規則なパターンに転移することが指摘されている<sup>(11)</sup>。ところで、ここで対象とする体系は、これらと異なり、アスペクト比が比較的大きく、境界条件は、上面は冷却するが、下面は必ずしも加熱せず断熱でもよく、流体への加熱はビーム入射を想定して円筒中心軸上の流体に局所体積加熱として付与されている。この場合、対流パターンはFig.9のように横に同心の多重ロールではなく、縦に同心の多重ロールの状況を呈すると予想される。ところで、一般に、上面冷却、下面加熱の円筒内流体の自然対流は不安定であることが、理論的に明らかにされている<sup>(12)</sup>。本研究では、円筒中



(a) shows periodicity  
in the  $r$ -direction



(b) top view of circular rolls

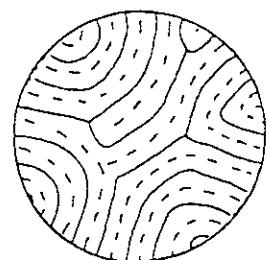


Fig.10 Defects in a circular roll system<sup>(11)</sup>

Fig.9 Convection pattern : Circular rolls<sup>(11)</sup>

心軸上の局所流体中に体積加熱が付与されるので、この不安定は抑制され、安定な対流モードとなると思われるが、下面加熱の条件が加わると上記の不安定が現れることがありうる。シミュレーションする体系は、半径R、高さHの円筒内に満たされた液体金属(Na)でFig.11に示す。非圧縮性流体、層流、θ方向の変化はないとして、基礎方程式は、質量、運動量、エネルギーの保存式の次式とTable 4により表される。

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho r v \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho r u \phi) = \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}) + r S \quad (1)$$

ここで、U、Vは、r、z方向速度、P'は流体の運動に伴う静圧を表す修正圧力、Tは温度、Qはスポット状に加わる内部発熱密度である。円筒容器壁上では、流体速度0、側壁は断熱、上面は冷却面である。下面是、通常断熱とするが加熱する場合も比較のため考えている。基礎方程式を離散化する際の一般的な方法としては、データー級数展開を用いるものが、良く知られているが、近年、コントロールボリューム法により離散化を行った解析が数多く報告されるようになった。ここでは、離散化にこのコントロールボリューム法、解法アルゴリズムにPatankar

<sup>(13)</sup> らにより開発された SIMPLE法を用いた。Fig. 12は、円柱左半断面のコントロールボリュームを示し 22×22格子である。内部加熱を受ける流体のスポット部は、軸中心を挟んだ4ボリュームに設定している。対流・拡散の関係式には、べき乗法(Power Law Scheme)を採用し、U、V、P、Tの残差の最大値が規定

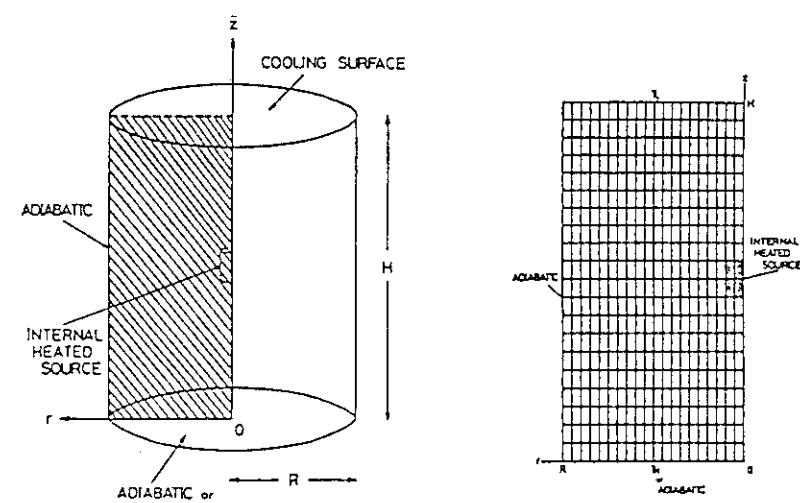


Fig.11 Simulation model for a cylindrical vessel containing liquid sodium<sup>(6, 8, 9)</sup>

Fig.12 Control volumes  
(22×22)<sup>(6, 8, 9)</sup>

Table 4  $\phi, \Gamma, S$  in the conservation equation<sup>(7)</sup>

方程式	$\phi$	$\Gamma$	$S$
連続式	1	0	0
r - 運動方程式	V	$\mu$	$-\frac{\partial P'}{\partial r} - \frac{\mu V}{r^2}$
z - 運動方程式	U	$\mu$	$-\frac{\partial P'}{\partial z} + \rho g \rho (T - T_0)$
エネルギー方程式	T	$\frac{k}{C_p}$	$\frac{Q}{C_p}$

3. 2 数値シミュレーションの結果例<sup>(6, 8, 9)</sup>

Fig.13は、上面冷却（温度 $T_L$ に一定）、下面加熱（温度 $T_H$ に一定）で、外部加熱のある場合の温度分布（以降、左側図）と速度ベクトル（以降、右側図）を示す（図は、以降全て半断面内分を示す）。ここで、 $Rae = \rho^2 g \beta C_p H^3 (T_H - T_L) / \mu k$  は外部レイリー数である。 $Rae = 10^4$  で一個の右回転渦（向きは、計算の初期条件に依存し左回転渦もある）の流れが $Rae = 1.3 \times 10^5$  以上で2個の渦に分裂し、さらに $Rae > 10^7$  で $Rae$  が低いときと全く反対の回転渦（この場合左回転の渦）に変化する様子が示されている。Fig.14はサーマル・スパイク即ちスポット状の内部加熱が中心軸上中心近傍の流体に加えられ、上面が冷却（ $T_L$ に一定）されている内部加熱の場合の温度分布と速度ベクトルを示す。ここで $Rai = (\rho^2 g C_l Q l^5) / (\mu k)$  は内部加熱レイリー数で、 $l$  はスポット状加熱部の軸方向長さ、 $Q$  は発熱密度である。この場合は外部加熱の場合と異なり、左回転の渦のみによる対流を呈する。しかし、 $Rai = 10^5$  の付近で左下部に小さな渦の発生がみられるが、高 $Rai$  では再び安定な1個の回転渦による対流となる。Fig.15は上面冷却、下面加熱の円柱体系の軸中心位置にスポット状の内部加熱が加わる混合加熱の場合の例である。低 $Rae$  の $1 \times 10^4$  の外部加熱を受ける場合には、スポット状内部加熱によって対流が支配され、したがって対流渦の向きは図のように一元

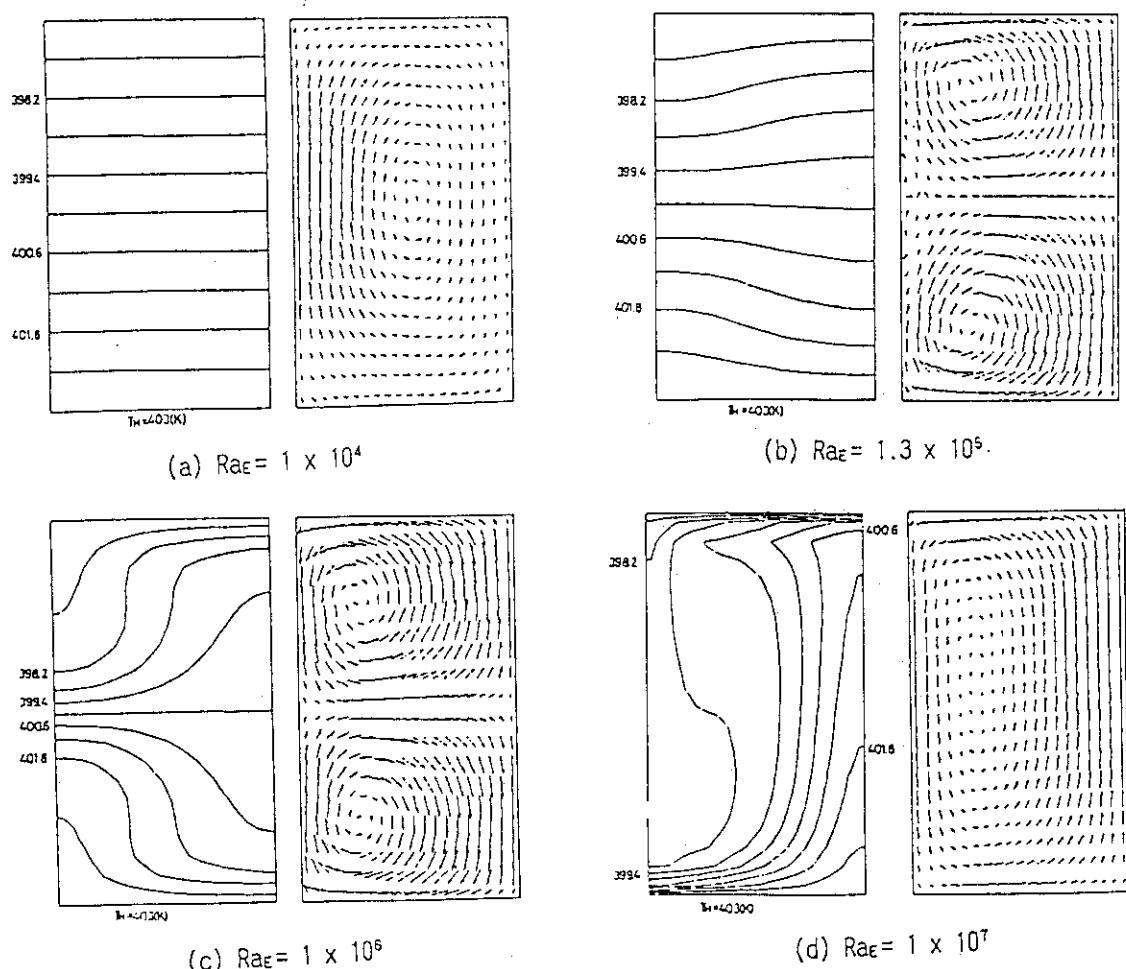


Fig.13 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with external heating( $Rae$ )<sup>(6, 8, 9)</sup>

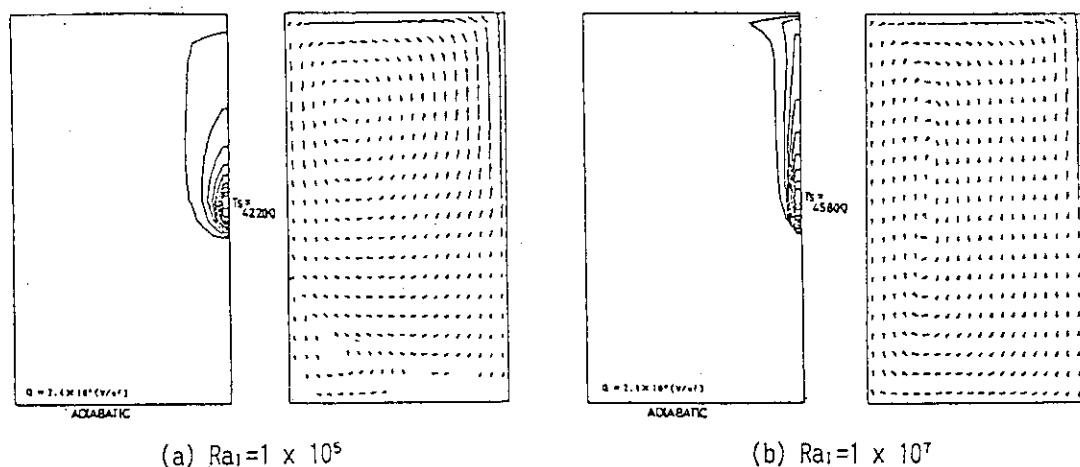


Fig.14 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with internal heat source( $Ra_i$ ) (no additive external heating)<sup>(6, 8, 9)</sup>

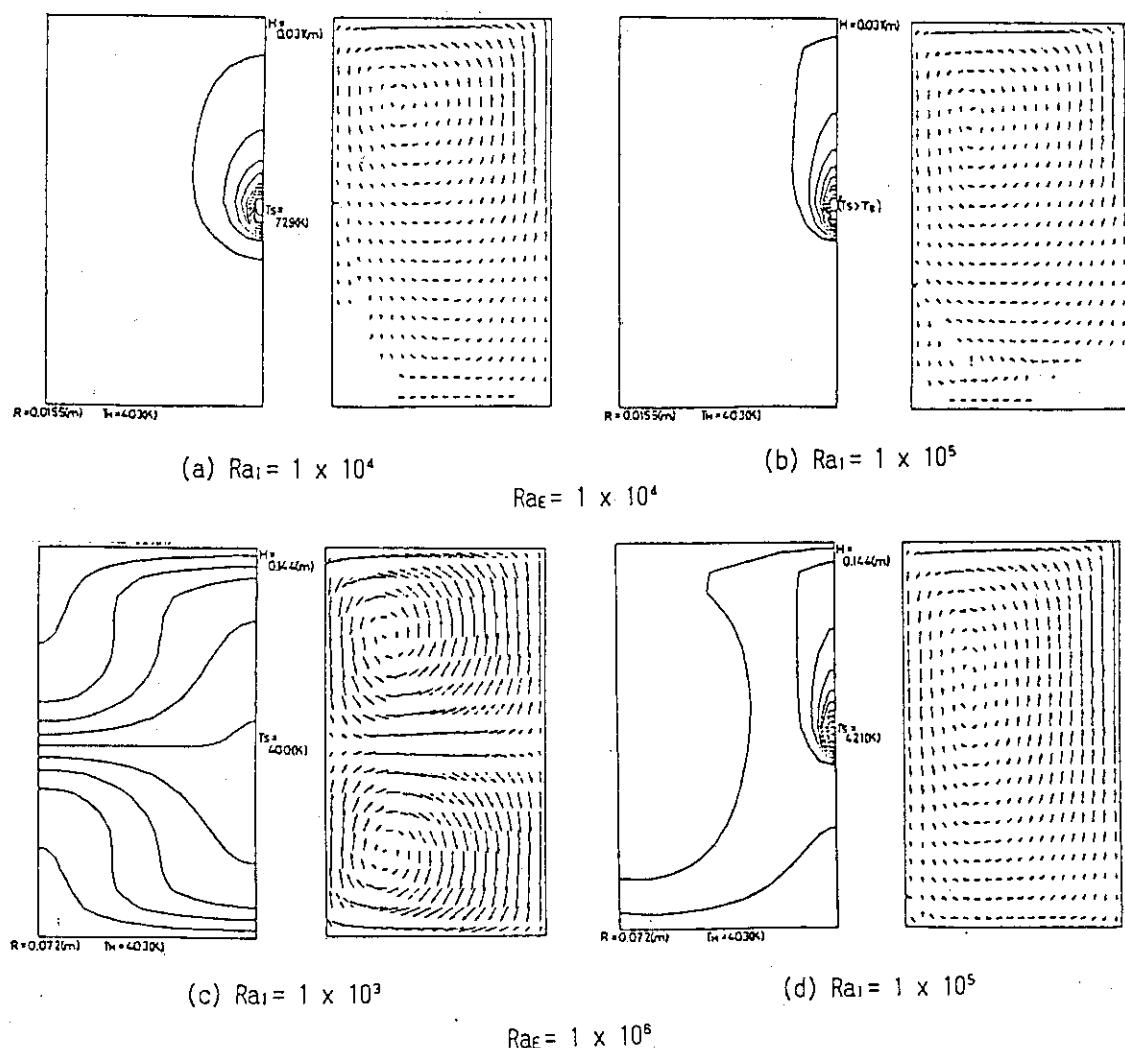


Fig.15 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with internal heat source( $Ra_i$ ) and additive external heating( $Ra_e$ )<sup>(6, 8, 9)</sup>

的に定まる。しかし、 $Rae=1\times10^4\sim10^5$ の範囲で、左側下部に逆向きの渦の発生が見られ、高 $Rae$ の $1\times10^6$ 以上では、外部加熱の強い影響を受けて低内部加熱すなわち低 $Rai$ のときは2つ渦となるが、これも $Rai$ の増大とともに、内部加熱により回転渦の向きが支配され、1個の回転渦の対流となる。

以上、液体金属ターゲット内自然対流の基礎解析の結果を示してきたが、対流のパターンは $Rae$ 、 $Rai$ の両レイリー数の影響が複雑に作用して多様なものとなっている。自然対流の起動力となる浮力はBoussinesq近似を適用して計算しているがその適用性の検討、容器上面への熱衝撃の具体的評価、さらに乱流解析は現在続けられている。

#### 4. おわりに

液体金属の伝熱を極限条件下で考える上で好都合なトピックスとして、放射性廃棄物の加速器による消滅処理に伴う熱工学的問題を考えてきた。加速器による消滅処理方式は原理的にはすこぶる明瞭であるにも関わらず、その実現のためには実用化のための多くの技術開発の壁が立ちはだかっている。ターゲット部分の設計は最大の技術課題であり、高エネルギービームの照射によるスパレーショント反応に伴う熱発生と分布、放射線分布の制御、処理の技術は、従来の核分裂炉の技術と著しく異なるといえよう。特に、熱工学的見地から本稿で指摘した多くの基本的な現象の解明が重要、不可欠であり、さらに複雑な構造のターゲットを構築していくまでに、膨大なシミュレーション解析と実験を遂行して行かねばならないだろう。ともかく、先駆的研究の火がともり始めたばかりである。核消滅処理技術の実用化は、液体金属、溶融塩などの高温融体の極限条件下における熱工学的課題の解決なくして実現できない技術である。また、高速増殖炉や核融合炉などの他の次世代原子力技術における液体金属の伝熱にも、このレビューで指摘した問題は多くの共通性を持っているが、また多くの固有の伝熱問題も抱えている。我々も、その面でのいくつかの研究を行っている。液体金属ミスト冷却による核融合炉の超高熱負荷壁の除熱および熱構造問題、液体金属冷却高速増殖炉の機器における自然対流現象などであるが、頁数の制約から本稿に含めることができなかつた。早い機会に紹介できることを願っている。

#### 記号

$C_p$	比熱	$U$	$r$ 方向速度成分
$H$	円筒容器高さ	$V$	$z$ 方向速度成分
$l$	スポット状加熱部の軸方向長さ	$z$	座標
$P$	圧力	$\beta$	膨張係数
$Q$	発熱密度	$\kappa$	熱伝導率
$Rae$	外部加熱レイリー数	$\rho$	密度
$Rai$	内部加熱レイリー数	$\mu$	粘性係数
$r$	座標		
$T$	温度		

参考文献

- (1) 小寺正俊, 加速器による核燃料生産及び放射性廃棄物処理の可能性, 日本原子力学会誌, Vol.26, No.6(1984), pp.474-480.
- (2) Fischer,W.E., Status Report on the SIN Neutron Source, ICANS-VI,(1982).
- (3) Miles,R.R., Greenwell,R.K., Hassberger,J.A. and Ingham,J.G., HEDL-SA-2721-FP (1988).
- (4) Hassberger,J.A., HEDL-7301(1982).
- (5) Furukawa, K., Tsukuda, K. and Nakahara, Y., ICANS-IV, Tsukuba, 1980); J. Nucl. Sci. Technol., 18[1], 79 (1981).
- (6) 戸田三朗、黒川政秋、辰野晋、堀 豊、 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1987), p.275-277.
- (7) 辰野晋、戸田三朗、黒川政秋、堀 豊、 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988), p.223-225.
- (8) 黒川政秋、機械学会創立90周年記念事業特別講演会(第948講演会)資料集 (1987), p.17-20.
- (9) Toda, S., Kurokawa, M. and Tatsuno, S., Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Karlsruhe, Vol.2 (1989), p.372-377.
- (10) Van Dyke, M., An Album of Fluid Motion, The Parabolic Press, (1982), p.82.
- (11) Platten, J. K. and Legros, J. C., Convection in Liquids, Springer-Verlag, (1984), p.321.
- (12) Gershuni G. Z. and Zhukhovitskii, E. M., Convective Stability of Incompressive Fluids, Keter Publishing House, (1976), p.103-107.
- (13) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, (1980).

## 11. 航空機空力設計推進の為の計算機性能

三 好 甫（航空技術研究所）

### 1. はじめに

近年の計算空気力学（以下CFDと略記する）の発展には真に目覚しいものがある。この発展を支えた要因として、計算法、複雑形状廻りの格子形成法、計算結果の可視化技術等の発展が挙げられるが、最大の要因として、この間になされた計算機性能の大巾な向上を挙げるのに異論をさしはさむものはないであろう。

現在迄のところ、計算機の性能とCFDの間には、計算機性能の大巾な向上がCFDの研究者および技術者に強い刺激を与え、それによりCFDが発展し、この発展がまた計算機性能の大巾な向上を促すという良好な関係が持続してきている。この関係を今後とも持続させ、航空宇宙技術の研究開発にCFDを役立たせることは、CFDおよび計算機工学に携わる研究者および技術者にとって重要な課題であろう。

本稿は先ず、航技研においてCFDの発展に大きな刺激を与えた2つの計算機、FACOM 230-75APとFACOM-VP400について述べ、現在VP400を用いて行われているCFDの現状について簡単に報告する。次にCFDが今後の我が国の航空宇宙技術の研究開発を強力に推進する基盤技術となる為に必要な計算機性能（処理速度と主記憶容量）を明確にする。

最後に、この計算機の近未来における実現可能性と実現において検討すべき重要事項について論ずることとする。

### 2. 航技研における計算機の歴史とCFDの発展

航技研の計算機の性能は1960年、Burroughs Datatron-205の設置以来、システム代替毎に向上してきたが、性能向上に一時期を画し、CFDの発展に大きな刺戟を与えたのは2つのベクトル計算機、FACOM-230-75APとFACOM VP400である。

#### 2. 1 FACOM-230-75APの導入とCFDの発展

FACOM-230-75APは1972年末より航技研と富士通㈱の間で検討が開始され、

その検討の中で方式上、構成上の多くの変遷を経た後、1977年に完成、航技研に導入された我が国で初めてのベクトル計算機であり、我が国のスーパーコンピュータ開発の引金となつた計算機である。そのハードウェア仕様の概略は下記のとおりである。

- (i) 汎用大型計算機 FACOM-230-75と共に非対称な密結合多重計算機を構成する。
- (ii) マシンサイクルタイムは90 nsであり、加算（単精度 22 MFLOPS）、乗算（単精度 11 MFLOPS）および論理演算の3本のパイプラインをもつ。
- (iii) データ形式は、固定小数点および単精度、2倍精度、4倍精度浮動小数点データである。
- (iv) 256個の汎用レジスタ、1792語のベクトルレジスタ、2K語\* のキャッシュメモリをもつ。
- (v) 主記憶は1M語\*\* (1語36 bit) で、32ウェイインターリーブ構成である。

我が国初のベクトル計算機の方式は、現在のベクトル計算機と比較すると、演算パイプラインが並列動作しないことおよびスカラー演算性能が相対的に低いこと等の欠点をもっていたが、それでもCFDプログラムの処理においてピーク処理速度の平均約1/3の実効速度を実現した。これは航技研の以前の計算機の処理速度に比較して20~30倍の高速性の実現であり、航技研のCFD研究の推進に多大の刺激を与えた。

FACOM-230-75AP+FACOM-230-75システムとそれに続く、FACOM-M380+FACOM-M180ⅡAD×2システムの設置期間（1978~1986年）において航技研のCFDは発展し、遷音速微小擾乱ポテンシャル方程式および完全ポテンシャル方程式を用いた翼型、主翼および主翼一胴体結合体廻りの外部流の数値シミュレーション、航空エンジン内部流の数値シミュレーションおよびレイノルズ平均ナビエストークス方程式（以下ReANS方程式と略記）を用いた翼型廻りの数値シミュレーションが盛んに行われた。また、これらの数値シミュレーションの積み重ねおよび数値シミュレーション結果と風洞等試験データの比較検討に基づいて、アプリケーションソフトウェアの開発も大いに進捗した。

FACOM-230-75APにおいて特記すべきは

- (i) 連続ベクトルのみならず、ストライド付ベクトル、およびリストベクトルのロード/ストアおよびベクトル演算を可能としたこと
- (ii) DOループ中のIF文のベクトル処理を可能とするベクトルギャザー/スキャッタ命令をもち、Fortranでこの処理を可能としたこと
- (iii) 外部記憶（磁気ディスク）とのファイル入出力において、バッファなし、並列入出力を可能としたこと

である。これらの機能は現在のベクトル計算機では標準機能となっているが、当時は先駆的な

\* 1K語 = 1024語      \*\* 1M語 = 1024K語

機能であった\*。

## 2. 2 FACOM VP400の導入とCFDの発展

FACOM-230-75APの成功により、航技研はベクトル計算機の将来性と計算機性能の劇的な向上がもたらすCFDの発展に確信を持った。1978年、航技研はReAvinS方程式による主翼廻りの遷音速流の数値シミュレーションを1時間程度で処理することを目標として、ピーク速度1GFLOPS、主記憶容量128~256MBのベクトル計算機の開発を国産、外国産各社に呼びかけた。これに応えて国産および外国産複数社が提案を行い、目標性能の実現を目指して航技研との検討を開始した。VP400はこの検討の中から生まれた計算機である。富士通側との検討において、1980年初頭、航技研はVPシリーズの最上位機種、VP200をベースとしてCFD用1GFLOPS計算機の容易な構築が可能であることを提案した。その提案は

(i) VP200のスカラー処理系、メモリ系に手を付けず、パイプライン演算器をVP200の2倍置き、VP200の大容量ベクトルレジスタのデータ転送能力の強化を行えば、少ない開発コストで1GFLOPSの計算機が容易に構築できる。

(ii) この様なベクトル計算機は

(イ) ベクトル化率が低い

(ロ) ベクトル長が短い

(ハ) DOループの入出力ベクトル数に対してベクトル演算数が少ない

プログラムに対しては無力であり、VP200に比較して実効性能は殆ど向上しないが、上記(イ)~(ハ)と正反対の性質をもつプログラムに対しては、(i)の方策は処理能力向上に対して有効である。

(iii) CFD計算法とCFDプログラムおよびVP200の構成と各種タイミングの分析から、航技研が提案した計算機はCFDプログラムに対してVP200の3割ないし8割の性能向上が予測できる。従って、この計算機はCFDプログラムに対しては真にコストパフォーマンスの良い計算機になるであろう。

この提案は富士通側の受け入れる所となり、80年半ばにはほぼハードウェアの仕様が固まり、VP400が誕生した。航技研の提案が正しかったことはVP400が航技研に導入された段階で実証された。その実例の一部を表1に示す。

VP400はVP200と共に1986年度末航技研に導入され、それ迄の航技研主力計算

---

\* CRAY社のベクトル計算機が(i)および(ii)の機能を全て備えたのは1983年に発表された新型のCRAY-XMPにおいてである<sup>1)</sup>。

機であったFACOM M380の約20～70倍の性能をCFDプログラムの処理において発揮し、航技研と航空産業界におけるCFDの発展に大きなとて刺激となった。

図1にVP400とVP200を中心とする航技研NSシステムのブロック図とVP400ハードウェア仕様の一端を示す。

NSシステムの導入により、航技研のCFDはポテンシャル方程式に基づくものから、ReAvNS方程式に基づくものへと一変し、その適用分野も航空機とその推進系ばかりでなく宇宙往還機とその推進系へと拡大した。

ここでは、その内から遷音速および極超音速機体形状に関するものを2つ取り上げて説明することにする。

## 2. 2. 1 遷音速民間輸送機全機形状に関するReAvNS計算<sup>3)</sup>

図2はYXX機のクリーンな全機の概形と機体表面上の格子点の分布を示したものである。機体表面の法線方向の分点数は86であるので全格子点数は114万点になる。流れの条件はマッハ数0.82、レイノルズ数 $1.1 \times 10^6$ 、迎え角は $2^\circ$ である。計算は上流差分法を用いた有限体積法に基づくTVDスキム、乱流モデルはBaldwin-Lomaxの代数的モデルを使用し、解法はIAF法を用いている。使用主記憶量は約400MB、使用CPU時間は約12時間である。

図3a) b) c)に機体表面上の圧力分布に関する計算結果と実験結果を示す。図3から計算と風洞試験は良い一致を示していることがわかる。水平尾翼のデータにおける計算と風洞試験の不一致は風洞模型支持に起因するものである。

## 2. 2. 2 宇宙往還機HOP-Eの実在気体効果を含めたクリーンな全機のReAvNS計算<sup>4)</sup>

宇宙往還機が極超音速で上昇してゆく、或いは再突入する場合、機体前方に強い衝撃波が発生し、その後方で空気は非常に高温となり、分子振動・電子状態が勃起され、分子の解離、および電離等の化学反応が生ずる。これを実在気体効果というが、この地上設備（風洞等）による再現は困難で、宇宙往還機の開発には計算機シミュレーションが不可欠といわれている。

図4は3次元鈍頭物体廻りのマッハ数1.5. 3の流れの計算結果のうち温度分布を示したものである。計算結果の上半分は完全気体、下半分は実在気体のものであり、両者の相異は明らかである。衝撃波位置を示す実験結果（図中黒丸印）と比較すると完全気体計算では計算結果と実験結果が食い違っており、この様な極超音速流の計算には実在気体効果を取り込まなければならないことがわかる。

図5はHOP-E全機廻りの計算結果を示したものである。マッハ数は1.5. 8、高度60K

m、迎え角は $40^\circ$ である。格子点は約 $70 \times 73 \times 78$ と約40万点であり、主記憶使用量は約230MB、使用CPU時間は約10時間である。

鈍頭物体の場合もHOPEの場合も化学種は7種(O、O<sub>2</sub>、N、NO、N<sub>2</sub>、NO<sup>+</sup>、e<sup>-</sup>)、18化学反応をReAvaNS方程式とカプリングさせて計算した。計算スキームはChakravarthy-Osher-TakakuraによるTVDスキーム。解法はlocal time step法を取り込んだ対角化IAF法を用いている。

表2は航技研において典型的なCFDプログラムのVP400における処理速度をMFLOPS値で示したものである。

### 3. 今後のCFD推進に必要な計算機性能

#### CFDは今後の我が国における

- (D1) スペースプレーン、HOPE等宇宙往還機とその推進系の研究開発
- (D2) HST、SST等とその推進系の研究開発
- (D3) 省エネルギー航空機等民間輸送機の研究開発
- (D4) 航空機等の国際共同研究開発

等の研究と開発のための中核的な基盤技術となることを期待されるまでに至った。この期待に応えるためにCFDは数年以内に以下に挙げる問題を解決する必要がある。

- (R1) 現在、クリーンな全機、或いはそれと同程度の複雑形状の数値シミュレーション(計算には100万程度の格子点が必要)には10時間程度の時間がかかる。このレベルの数値シミュレーションを用いて航空機等の空力設計に関するパラメトリックスタディを行う為、1研究開発テーマ当たり年間数千ケースを適切なターンアラウンド時間内で処理する。
- (R2) 附属物付完全全機等を対象とする複雑形状廻りの数値シミュレーション(計算には100万程度の格子点が必要)を適切なターンアラウンド時間内で処理する。
- (R3) 航空宇宙技術の研究開発にとってリアリティのある物体を対象として、乱流および燃焼現象等の物理現象の高精度計算モデルを確立する(最低でも $1.5 \times 10^8$ 程度の格子点が必要といわれている<sup>2)</sup>)。

上記(R1)～(R3)を計算機に対する要求に翻訳するため、幾つかの前提を置く。

前提1. パラメトリックスタディの為には1ケースの計算時間は10分程度であること。

前提2. 空力設計の為の詳細計算の時間は1ケース1時間程度。

前提3. 研究計算の為の計算時間は1ケース10時間程度であること。

前提4. 航技研の経験ではReAvaNS方程式を用いた数値シミュレーションでは1格子点当たりの必要主記憶量は200～400バイトの間に分布している。この変動は研

究者のプログラミングスタイルによるものである。但し、システムの使用可能主記憶量が小さくなれば1格子点当たりの必要主記憶量は小さくなる傾向がある。

(R1)～(R3)の要求を前提1～4を用いて計算機性能に対する要求に翻訳すると以下の様になる。

C F Dが今後の我が国の航空宇宙技術研究開発の中核的基盤技術となるためには、ここ数年以内に

(R) データ格納の為の主記憶容量が32 G B以上、C F Dプログラムの実効処理速度がV P 4 0 0の100倍以上の計算機が必要である。

(R) の条件を満たす計算機は恐らく現在のスーパーコンピュータとは異なった方式のもとに実現されよう。方式の変更があれば、当然ながら計算機高度利用のためのプログラム技術、ディバグツールとその使用法、プログラムチューニングツールとその使用法等も変化する可能性が大である。また、プログラムの厳密な意味での移行性も損なわれる可能性がある。従って、計算機の方式の変更がしばしばというのは利用者にとって耐え難い事である。これを考慮して、計算機に対する要求として、今1つ

(R') (R) の要求を満足するために採用される計算機の方式は20世紀末には更に少なくとも10倍の処理速度を達成可能なものであることが望ましい  
という要求を付け加えることにする。

#### 4. 計算機技術の発展と目標計算機性能の実現の可能性

##### 4. 1 目標主記憶容量の実現

図6に最近のメモリ素子の進歩の情況を示す<sup>5)</sup>。メモリ素子の進歩は真に順調であり、予測通りに進んでいる。現在1 MビットS R A Mチップと4 MビットD R A Mチップが量産に入りつつあり、今後数年のうちには4 MビットS R A Mチップと16 MビットD R A Mチップが量産に入るであろう。

一方、最近発売が開始され、近く稼働が予定されている国産スーパーコンピュータF A C O M V P 2 0 0 0シリーズおよびN E C S X - 3シリーズは共に最大主記憶量が2 G Bであるが、これらにはそれぞれアクセスタイム35 n sの1 MビットS R A Mチップおよびアクセスタイム20 n sの256 KビットS R A Mチップが使用されている。

目標計算機のデータ格納に必要な主記憶量は32 G Bであるので、全主記憶量を40 G B程度とするとこれは新発表の国産スーパーコンピュータの20倍程度の主記憶容量である。目標計算機の主記憶に1 MビットS R A Mチップを使用するとすれば、チップカウントは40万個程度に達する。また、4 MビットD R A Mチップを使用すればチップカウントは10万個程度

に納まる。速度を考慮すれば目標計算機には S R A M を使用すべきであろうが、1 M ビットチップでは少々苦しい。しかしながら現在のスーパーコンピュータの主記憶実装技術を考えれば、これは不可能といった技術ではないであろう。勿論 4 M ビット S R A M チップ或いは 16 M ビット D R A M チップの量産時期迄計算機の実現を待てば 40 G B の主記憶の実現はより容易となるであろう。

主記憶実装の問題が解決した場合、S R A M を使用するか D R A M を使用するか、或いは S R A M を使用する事に決めた場合でも 1 M ビットチップを使用するか 4 M ビットチップを使用するかの選択は素子の速度とコストおよび目標計算機の方式と主記憶階層構造を考慮して、これらが最適になる様になされなければならない。主記憶に使用するチップの選択は、計算機の計画における最重要事項の一つである。

如何なる種類のチップを採用するにしても、目標計算機の主記憶量のここ数年以内における実現の可能性は大いに高いと考えて良い。

#### 4. 2 目標処理速度の実現

##### 4. 2. 1 現在のベクトル計算機の方式による高速化の限界

図 7 に最近の商用スーパーコンピュータの主流であるベクトル計算機のピーク処理速度決定の基礎となるパイプラインピッチ時間の推移を示す。1990 年以降のものは発表されている予定値である。図 8 に記憶構造から見た現在のベクトル計算機の方式を示す。また、表 3 と 4 に現在およびここ数年以内に発売予定のベクトル計算機の一覧を示す。

図 7 から明らかな様にパイプラインピッチ時間の短縮傾向は減衰しつつあり、数年以内に期待できるパイプラインピッチ時間は高々 1 ~ 2 n s である。従って、1 本のパイプライン演算器のピーク処理速度は 1 ~ 0.5 G F L O P S となり、乗算器と加算器を平行動作させて得られるベクトル計算機のピーク処理速度は高々 2 ~ 1 G F L O P S にしかならない。従って、なお一層の高速化を図る必要があるが、その為の標準的な高速化手法としては以下の様なものが考えられる。

###### ( i ) パイプラインの多重化

物理的に複数本のパイプラインを重ねて論理的に 1 本に見えるパイプライン演算器を構成する手法である。この手法を用いてパイプラインを 4 重化すればピーク処理速度は 4 倍になる。この手法は国産ベクトル計算機に採用されており、FACOM-V P 400、FACOM-V P 2600、NEC-S X-2、およびNEC-S X-3-14 等は 4 重化されたパイプライン演算器を用いている。

###### ( ii ) 演算器の多重化

加算および乗算のパイプライン演算器をそれぞれ複数本並べ、並列動作させる手法である。この手法により、ピーク処理速度は平行動作可能なパイプライン演算器の本数倍だけ向上する。この手法はHITAC-S-810、NEC-SX-3等に採用されている。SX-3-14等では加算および乗算パイプライン演算器をそれぞれ2本もっている。

### (Ⅲ) ベクトル計算機の多重化

図8のB)に示す様に、主記憶上に複数台のベクトル計算機を並べて1つのベクトル計算機を構成する手法である。この手法により、ピーク処理速度は構成ベクトル計算機の台数倍向上する。現在では2~8台の多重化が行われているが、数年以内に16台構成の多重ベクトル計算機が出現すると考えられている。

しかしながら、上記(i)~(Ⅲ)の手法を用いてピーク処理速度を向上させ、それによりベクトル計算機の実効処理速度の向上を図るという目論見は以下に示す様な制約がある為、その効果には限界がある。

#### (i) パイプライン立ち上り時間に起因する制約

パイプライン演算器には良く知られている様に、ベクトル演算命令が発信されてから最初の結果が得られる迄に時間がかかる。これをパイプラインの立ち上り時間という。今、時間の単位をパイプラインピッチ時間tとし、処理すべきベクトルのベクトル長をl、立ち上り時間をs、パイプラインの多重度をmとすると、パイプライン演算器がベクトル長lのベクトル演算を終了する時間Tは

$$T = (s + l/m) \times t$$

となる。ピーク処理速度は立ち上り時間を無視した性能であるから、ベクトル長lのベクトル演算をピーク処理速度で処理する時間は

$$T_p = l/m \times t$$

従って、 $E_p = T_p / T$ が多重パイプライン演算器の実効効率となる。

従って、ベクトル長が相対的に短い場合には、パイプライン多重化による実効処理速度の向上には限度があることがわかる。即ち投入されるハードウェア物量の効果的な使用という観点から、採用可能なパイプライン演算器の多重度はCDFプログラムのパイプライン多重化に対する適合性\*を考慮したとしても、8多重或いは16多重程度迄であろう。

#### (ii) 演算器の使用率の低下による制約

\* 国産のベクトル計算機ではパイプライン演算器へのデータ投入が途切れない様に、ベクトル演算命令が、例えば5命令が発信され、さらにベクトルレジスタにオペランドが常に存在していれば、実行上のベクトル長は5倍になる。航技研のCDFプログラムの分析から、CDFプログラムの実行ではこの条件を満足する頻度はかなり高いことがわかっている。

乗算および加算等のパイプライン演算器をそれぞれ複数本並べ、並列実行を可能とすることによりピーク処理速度は向上するが、実際のプログラムにおいて、多数の加算および乗算等のパイプライン演算器が全て動作する頻度は、並行動作可能なパイプライン演算器の本数の増加に伴って低下する。即ち、パイプライン演算器の使用率が低下し、ピーク処理速度の向上に実効処理速度の向上が伴わない結果となる。従って、独立に並行動作する加算および乗算パイプライン演算器の本数は投入するハードウェア物量の効果的な使用という観点から、せいぜい2本程度ということになろう。

#### (b) ベクトルレジスタのデータ転送能力不足による制約

今、ピーク処理速度  $m \text{ G F L O P S}$ 、主記憶からベクトルレジスタへのデータ転送能力  $n \text{ G B}$  のベクトル計算機を考えると、ベクトルレジスタのデータ転送能力  $P$  は下記の式を満足する必要がある。

$$\begin{array}{c} > \\ P = (m \times 3 \times 8 + n) \text{ G B / 秒} \end{array}$$

$P$  がこれを満足しなければ演算器の使用効率は低下する可能性が生ずる。

$m$  が大きく、例えば 1.6、3.2、6.4 となった場合、 $P$  を満足する大容量のベクトルレジスタを構成することは少なくとも数年以内においては不可能といつても良い。現在、最新の国産ベクトル計算機における  $P$  の値は高々  $100 \text{ G B / 秒}$  程度に過ぎない。この制約は、パイプラインの多重化による性能向上手法に対しても、演算器の多重化による性能向上手法に対しても、共に大きな制約となる。

#### (c) 主記憶のデータ転送能力不足による制約

ベクトルレジスタをもつピーク処理速度  $m \text{ G F L O P S}$  のベクトル計算機において、主記憶のデータ転送能力の定量的な大きさの下限値に関する定説はない。この下限値はベクトルレジスタの容量と処理すべきプログラムの性格に依存して定まる。そこで、既存のベクトル計算機のピーク処理速度と主記憶データ転送能力（これを  $M$  とおく）の関係を借用して、議論を進めることにする。CRAY-YMP は高い主記憶データ転送能力を持ち、これが CRAY-YMP の大きな特徴でもあるが、この計算機におけるピーク処理速度と主記憶データ転送能力  $M$  との関係は

$$M = (m \times 2 \times 8) \text{ G B}$$

である。NEC-SX-2、FACOM-VP200 等ではこの関係は

$$M = (m \times 1 \times 8) \text{ G B}$$

FACOM-VP400、CRAY-1 では

$$M = (m \times \frac{1}{2} \times 8) \text{ G B}$$

という関係がある。今、CFD プログラムの実行において VP400 の 100 倍の実効処理速度を持つベクトル計算機のピーク処理速度を仮に  $128 \text{ G F L O P S}$ （少々不足する

と思われるが)としたとする。C R A Y-Y M P並みのデータ転送能力を要求したすると、約2048 G B／秒、N E C-S X-2並みのデータ転送能力を要求したとすると、1024 G B／秒、大容量のベクトルレジスタを持たせて、F A C O M-V P 4 0 0と同程度迄データ転送能力に対する要求を落としたとしても512 G B／秒の主記憶データ転送能力がそれぞれ必要となる。

容量40 G B以上、データ転送能力512 G B／秒の主記憶をここ数年内に構築することは、コストの制約を考えると主記憶素子技術の面から非常に無理があり、その様な主記憶の実現は著しく困難である。主記憶データ転送能力不足による制約は高速化手法(i)～(iii)全てに対して障壁となる\*。

上記(i)～(iii)の手法の他に計算に出現する

$$A = B + C * D, \quad A = (B + C) * D \quad (A, B, C, D \text{ はそれぞれベクトル})$$

の様な複合演算に目をつけて、複合演算用パイプライン演算器を構成してピーク性能の向上を図る手法もあるが、複合演算の頻度が大でなければこの手法は実効性能を向上させる上で余り効果的とは言えない。

#### 4. 2. 2 計算機方式の変更

前小節で述べた事から、現在のベクトル計算機の方式を変更せずに目標処理速度を達成することは非常に困難であるとの結論が導かれる。最大の障壁はピーク処理速度を支えるのに十分なデータ転送能力をもつ容量40 G B以上の主記憶の構築の困難性にあり、次に、十分なデータ転送能力を持つ大容量のベクトルレジスタの構築の困難性がある。

また、演算器の多重化およびパイプラインの多重化による目標処理速度の実現も効率の劣化とデータ供給能力の不足等の理由により、困難であることが示された。

そこで、計算機の方式を変更することにより目標処理速度を達成することを考える必要に迫られる。

最大の障害が主記憶のデータ転送能力の不足にあることを考慮して、記憶構造の観点から計算機の方式変更を考える。

図9および10に主記憶構造から見た並列計算機の方式を示す。図9においては要素計算機Pは単一計算機であるが、図10においては図9の要素計算機が密結合の多重計算機に変更されているに過ぎない。

---

\* ここでは主記憶アクセスにおける干渉については述べなかったが、この干渉の存在は主記憶データ転送能力の不足に起因する実効性能低下を更に悪化させる原因となる。この問題は特にベクトル計算機の多重化による高速化手法において大きな問題となっている<sup>6)</sup>。

C F D プログラム処理においてベクトル処理が非常に有効に働いたというこれまでの経験\*、ベクトル演算器（パイプライン演算器）の物理的効率の良さ\*\*、ベクトルレジスタ方式の優秀性およびベクトルレジスタに関するコンパイラ技術の蓄積があるという理由により、どの方式においても要素計算機はベクトルレジスタ付きのベクトル計算機と定めるのが妥当である。

A および A' の方式は大容量の高速局所記憶を置くことにより、共用主記憶と結合ネットワークのデータ転送能力に対する厳しい要求を緩和させる事を目指している。

局所記憶 LM の容量は要素計算機の処理速度、結合ネットワークおよび主記憶のデータ転送能力等のハードウェアの性能に対する C F D プログラムのデータ転送要求とのバランスにより決められる。この結果、LM の容量が余り大きくなる場合には、A 或いは A' 方式よりも B 或いは B' 方式の方が記憶素子節約の観点からは望ましいことになる。

B および B' の方式は局所記憶を廃止し、その代わりに主記憶を各要素計算機に分散配置する。この場合、各要素計算機に分散配置される主記憶の大きさは要素計算機の台数を P とすると  $40\text{ GB}/P + \alpha$  となる。ここで  $\alpha$  はプログラムの手続き部分、OS の常駐部分、他の要素計算機との領域の重なり合う部分、或いはデータ受信部分等を格納するのに十分な容量である。

B および B' の方式は要素計算機に分散配置されている主記憶内にその要素計算機が処理において必要とするデータの殆どが存在する様に出来れば、主記憶転送能力の問題の解決可能性を秘めている。

#### [注意]

ここでは計算機の方式分類を計算機の記憶構造の観点から行った。計算機の方式分類は他にも種々の観点から行われている。方式分類で有名なものに、計算処理における命令列とデータ列の数に着目した以下の 4 つの分類がある。

- (I) 単一命令列、単一データ列 (S I S D) 方式
- (II) 単一命令列、複数データ列 (S I M D) 方式
- (III) 複数命令列、単一データ列 (M I S D) 方式
- (IV) 複数命令列、複数データ列 (M I M D) 方式

S I S D 方式の計算機は 1 つの命令列を 1 つのデータ列に対して逐次適用して行く方式であり、单一計算機から成る汎用計算機はこの方式に属する。単一ベクトル計算機はベクトル命令を 1 命令と考え、ベクトルデータを 1 データと考えれば S I S D 方式の計算機である。S I M D 方式の計算機は同じ 1 つの命令列を多数のデータ列に独立に適用して行く方式であり、例としては、ILLAC-IV 等がある。単一ベクトル計算機はベクトルデータ列を多数

\* 希薄気体のモンテカルロシミュレーションに対してはベクトル処理は連続気体に対する程の高効率性を發揮しないという例外はある。

\*\* ゲート当たりの処理速度に関してベクトル演算器は効率が良い。

の独立に処理可能な要素から成る複数のデータ列と考えれば、ベクトル命令を1命令と考えることにより SIMD 方式の計算機計算機と考えて良い。MISD 方式の計算機には該当するものがない。しかしパイプライン処理を複数の命令処理と考え、ベクトルデータを1データと考えれば、単一ベクトル計算機は MISD 方式の計算機と考えられる。

MIMD 方式の計算機は複数の命令列が複数のデータ列を処理する方式である。多重ベクトル計算機を含む多重計算機と言われているものは全てこの方式の計算機である。

SIMD 方式の並列計算機は用途を限れば非常に魅力があるが、CFDへの適用およびマルチジョブ運用を考えて、本稿で念頭に置く並列計算機の方式は MIMD 方式とする。

計算機の方式分類は計算機の駆動方式の観点に立てば

- (I) コントロール駆動方式
- (II) データ駆動方式
- (III) 要求駆動方式

の3つに分類できる。現存する殆どの計算機は(I) の方式である。(II) および(III) の方式の計算機も最近研究が進み、試作機レベルではかなりな性能のものがある。例えば通産省大型プロジェクトの1つの成果である SIGMA-I は分類(II) 属する。この計算機は数値積分で 170 MFLOPS の性能を発揮したと報告されている。

しかしながら筆者は CFD の様に規則性のある応用に対して(II)、或いは(III) の方式が(I) の方式に優るという根拠は見出し難いと考える。従って、本稿で考える計算機の方式はコントロール駆動方式の計算機である。

#### 4. 2. 3 計算機方式の変更による目標処理速度実現

主記憶データ転送能力不足という呪縛から解放されることにより、目標処理速度の達成の展望が開けてくる。

目標性能の達成に必要なピーク性能が 256 GFLOPS 必要であるかどうか、また、128 GFLOPS では不足かどうかということは計算機の方式と構成、主記憶、演算器および結合ネットワーク等の計算機の要素の性能、或いはコンパイラ等基本ソフトウェアの性能等に依存して定まる。以下では、便宜的にピーク処理速度 128 GFLOPS の計算機により目標処理速度の達成が可能であると仮定して議論を進める。ピーク処理速度が 200 GFLOPS 必要である場合でも類比は成立する。

現在のベクトル計算機は1台で 5 GFLOPS 程度 のピーク処理速度を達成している。ここ数年内に1台のピーク処理速度が 8 GFLOPS 程度のベクトル計算機は、実現可能であろう。

従って、5 GFLOPS のベクトル計算機であれば 25 台、8 GFLOPS のベクトル計算

機であれば 16 台を、図 9 または 10 に示した方式のいずれかにより結合してピーク処理速度 128 GFLOPS 程度の計算機を構成することは可能である。この様に現在のベクトル計算機の延長線上に構築する目標計算機を仮に E 型計算機と呼ぶことにする。

もう一方の極は、現在急激に発展しつつあるマイクロプロセッサ技術をベースに目標計算機を構築しようという方向である。これを R 型計算機と呼ぶことにする。

現在、米国 Intel 社の i860 マイクロプロセッサは 64 ビット浮動小数点演算に関して約 60 MFLOPS の処理速度を達成している。現在でも、i860 クラスの 1 チップ計算機 2000 台を、図 9 或いは 10 に示した方式のもとに結合すればピーク処理速度 128 GFLOPS 程度の計算機は構築可能である。

E 型計算機と R 型計算機の中間型ともいるべき計算機も構築可能である。図 11<sup>7)</sup> および図 12<sup>8)</sup> はそれぞれ論理 LSI の密度と速度の発展の情況を示したものである。図によれば現在、密度、数十万ゲート、スイチングディレイ時間数百ピコ秒の CMOS 論理素子が入手可能であり、数年内には百万ゲートの CMOS 論理素子も入手可能となろう。また、図には表示されていないがバイポーラ素子と CMOS 素子の中間型ともいるべき BiCMOS 素子も急速に発展しており、10 万ゲートクラスの素子が入手可能になりつつある。

この様な論理素子を数チップ乃至数十チップ実装することにより、1 GFLOPS 級のコンパクトな計算機を作り、この計算機を図 9 或いは 図 10 の方式により 100 ~ 200 台結合することにより目標計算機を構築することが可能となる。この型の結合を R' 型と呼ぶことにする。

表 5 に現在発表されている並列計算機の一部を示す。これらは全て E 型または R 型であり、その方式は B または B' に属するものと思われる。R' 型に属する者はない様である（方式等について詳細な発表のないものについては推測の域をでないが）。

E 型計算機の問題点は偏方に妥当なコスト、ランニングコスト（消費電力）、設置面積、床面荷重等の条件のもとでハードウェアの実現可能性があるかどうかにかかっていると考えて良い。消費電力に関しては、コスト面の問題が解決（大量生産と大量消費以外に解決策はない）すれば GaAs 等の新素子の採用を考える必要があると考えられる。

R 型計算機の問題点は E 型計算機の場合と全く異なり、台数が多数になることに起因する結合ネットワークの実効データ転送能力の問題、要素計算機の効率的使用の問題等ソフト面にあると考えられる。これらはプログラム記述言語、コンパイラ、ユーザのプログラム技術および計算法にも関係するので、この問題の解決には計算機の作製者とユーザの緊密な連携が必要である。

R' 計算機は E 型計算機の問題点と R 型計算機の問題点の両方をかかえているといえるが、問題点の厳しさは緩和されていると考えて良い。

文献<sup>9)</sup>では 2000 年には 1 チップの上に 5 千万個のトランジスタを積み込み、マシンクロ

ック時間4 n s、スカラ処理速度750 MIPS、ベクトル処理速度1 G F L O P Sのマイクロプロセッサが実現できると予想している。こうした傾向はほぼ確実と考えられるので、その場合R'計算機はR型計算機に収束する可能性が大である。

以上の検討から、目標処理速度の実現にはかなり厳しい問題点はあるものの展望が開けてい ると考えて良い。

以上の議論では専らベクトル処理速度のみを考えてきた。単一計算機のスカラ処理速度の向上についても、最近、並列処理機能の導入により劇的な変化のきざしが見えて来ており、1マシンクロック時間で1命令の処理\* という大きな壁を破り、1マシンクロック時間内に数命令処理する方式が実現され始めてきている。スカラ処理速度の向上も素子技術の向上による処理速度向上を数倍上廻る可能性が大となってきた。\*\*

次節では目標計算機の実現に関する問題点についてもう一步議論を進めることにする。

## 5. 目標計算機の構築における重要検討項目

前章で近未来における計算機の目標性能の達成が現実的であることを論じたが、目標性能を持つ計算機の構築において主記憶構造に関する方式および使用素子技術に関する幾つかの選択をする必要があることも明らかにした。

本章においてはこの選択に係わる4つの重要事項について簡単に考察することにする。

### 5. 1 コスト

V. L. PetersonはNASA Ames R.C.のNAS計画において<sup>11)</sup>、数値シミュレーションを航空機等の設計に使用するためには1ケースを10分間以内に計算する必要があり、計算費用はNASAの主要風洞の1データセット当たりの費用が100ドルであることを念頭に置くべきであると述べている。目標計算機の処理速度はクリーンな全機のRe A v N S方程式に基づく数値シミュレーションを10分以下(5~6分)で実行する事を可能としているが、コスト面ではどの程度になるであろうか。これは単に経済的な問題ではなく、目標計算機の使用素子等を選択する場合の重大問題である。使用素子の選択は計算機がE型かR型か或いはR'型を決めるこ とであり、これにより要素計算機の台数、結合ネットワークの選択の方向が定まる結果となる。

計算機を年間を通じて連続運転に近い情况で運用すればその稼動時間は8400時間程度に

\* 現在のスカラ計算機の方式では実際には1命令の処理に数マシンクロック時間がかかるて いる。

\*\*この情况については文献<sup>10)</sup>を参照されたい。

達する。計算機の償却を5年で行う（計算機の性能は5年もたつと陳腐化する）とすると10分間100ドルで計算を行う計算機のコストが計算できる。この費用は現在の商用の超大型といわれるスーパーコンピュータのコストの上限値ともほぼ一致している。

現在のR型計算機のコストは1MFLOPS当たり500ドル程度と言われているが、このコストは劇的に低下しつつある。この傾向が持続すれば、ここ数年内に10分間でクリーンな全機の数値シミュレーションを100ドルのコストで実現することはかなり現実味を帯びてくる。E型計算機に関しては、S. C R A Y氏はSupercomputing 88 conferenceでC R A Y-3はC R A Y-2の12倍のコストパフォーマンスで実現すると発言している。E型計算機のコストパフォーマンスも今後劇的に向上する可能性はあるが、コスト面ではR'型およびR型計算機の方が有利である可能性が高い。

## 5. 2 消費電力量

計算機のランニングコストは人件費を除けば殆ど計算機および計算機の冷却に使用する電力料金で定まる。我が国のように電気料金の高い所では特にそうであることは言うまでもない。

消費電力量の大小は殆ど使用素子により決まってしまう\*。

現在の商用超大型スーパーコンピュータの消費電力は最も少ない消費電力のものでも80KW程度である。従って、現在の技術の延長線上にE型計算機を構築することは消費電力量に面から考えられない。E型計算機の構築においては素子技術の点で革新的技術開発が行われることが必要と考えられる。

消費電力の面ではR型計算機の方がはるかに有利である。R'型計算機はE型とR型の中間にある。

## 5. 3 CFDと並列計算機の効率

CFDプログラムを並列計算機で処理する場合、その効率に大きな影響があるのは

(1) (要素計算機の私有記憶量／要素計算機の処理速度) の大きさ

[ここで私有記憶量というのはAまたはA'方式の場合は局所記憶の量であり、BおよびB'方式の場合は要素計算機に分配配置されている主記憶量である。]

(2) 結合ネットワークのトポロジーとバンド幅およびアクセスタイム

である。またCFDプログラムにおいて並列計算機の効率に関係するのは

\* 消費電力量は冷却技術にも依存するが、素子の高速化の為の液体窒素、或いは液体ヘリウム冷却を考えなければ冷却技術も殆ど使用素子で定まってしまう。

## (3) 採用されている計算スキームの形 (差分法の場合、5点差分・3点差分等)

一般に複雑なスキーム、即ち、高精度スキーム程、要素計算機で必要とするデータ転送の転送量および頻度は増大する。従って、結合ネットワークのバンド幅とアクセスタイムに対する要求は厳しくなる。

## (4) 格子が構造体格子であるか非構造体格子であるかの別

構造体格子ではデータ転送は一般に連続ベクトルまたは一定スライド付きベクトルになる。この場合、各要素計算機から発生するデータ転送要求も概して規則的であり、結合ネットワーク上で生ずる競合を回避する為のスケジューリングの可能性も高い。

非構造体格子の場合、データ転送は一般にリストベクトルの転送となり、その不規則性の為、ネットワーク上の競合を回避する為のスケジューリングの可能性は低い。

## (5) 解法 (陽解法、IAF法 (ADI法の一種)、S L O R法等の別)

陽解法は殆どあらゆる結合ネットワークのトポロジーに馴染む解法であるが、IAF法等は結合ネットワークのトポロジー、バンド幅およびアクセスタイムに対して厳しい要求を持った解法である。現在、CFDの大部分はIAF法およびそれと類似の解法を中心にして展開している。特に我が国において、この解法は航空機の設計に関して最も実績がある。

計算機の都合により(3)～(5)に示した様な計算法等に制限を付けるわけには行かないという事を前提にすれば並列計算機の構築においては、できるだけ広い範囲の計算法に対して有効である様に(1)および(2)に述べた事項に関する選択を行うか、或いは効率が下がることを前提にして初めから高いピーク性能を実現する様決定する必要がある。

## 5. 4 プログラム記述言語とコンパイラ技術

これは主としてAおよびA'方式とBおよびB'方式の選択に関係する項目である。

並列計算機を効率良く使用し、性能を最高度に發揮させる為には少なくとも以下の措置が必要となる。

## 〔AおよびA'方式の並列計算機の場合〕

A 1. 計算処理される手続きの分割と分割された手続きの各要素計算機による並列処理を可能にする。

A 2. 並列処理される手続きの間の同期をとる。

A 3. 局所記憶と共に主記憶の間のデータ転送のスケジューリングと実行。

A 4. A 3のデータ転送と計算処理をオーバラップさせる。

## 〔BおよびB'方式の並列計算機の場合〕

B 1. A 1と同じ。

B 2. A 2と同じ。

B 3. アレイデータの分割と各要素計算機に分散配置されている主記憶へのデータ割付け。

B 4. 分散配置されている主記憶間のデータ転送のスケジューリングと実行。

B 5. B 4のデータ転送と計算処理をオーバラップさせる。

等である。A 1 または B 1 においては各要素計算機の計算処理負荷が出来るだけ均等になる様に分割されなければならない。B 3 においては B 1 で行われた手続きの分割と出来るだけ整合性が取れる様にデータ配置を行う必要がある。A 3 および B 4 においてはデータ転送の頻度とデータ転送量が出来るだけ小さくなる様にデータ転送を行う必要がある。A 4 および B 5 においてはオーバラップ部分が最大となる様にデータ転送をスケジュールする必要がある。

A 1～A 4 および B 1～B 5 の措置をコンパイラが全て引き受ける場合には、プログラム記述言語は現在のままで何の拡張も必要ではない。

しかしながら、ハードウェアの性能を最大限に発揮させるという条件のもとでコンパイラがこれら全てを行う為にはベクトル計算機の自動ベクトル化技術よりもはるかに高いレベルのインテリジェンスがコンパイラに必要となる為、ここ数年のうちにこれら全てをコンパイラが引き受けることは困難である。この理由で、これらの措置のうちの或る部分はプログラマが引き受けざるを得ない。これを前提とすれば、プログラムは

- (i) Fortran を拡張する。
- (ii) A 1～A 4 または B 1～B 5 に関するコンパイラへの指示文を作る。
- (iii) A 1～A 4 または B 1～B 5 の措置を可能とする記述を含んだ高級言語を作り、プリプロセッサにより Fortran プログラムを作成する。

等のうちいずれか 1 つの手法を採用することにより、並列計算機の効率的使用を可能とする様に記述されなければならない。

本節で述べた事から、他の全ての条件が等しければ A および A' 方式の方が B または B' 方式より有利であることは明らかである。

## 5. 5 目標性能を持つ並列計算機の構築

5. 1 および 5. 2 で述べたコストおよびランニングコストの観点からは E 型計算機によつて目標性能を達成することは困難であることが導かれる。また、20世紀末に更に 10 倍の性能の達成を目標とすればその困難度が増々高いといえる。

一方、R 型計算機はコストおよびランニングコストの面で最も優れている。しかしながら目標処理速度の達成する為には、将来はともかく、ここ数年内ということになると数千台の要素計算機を必要とする。数千台の要素計算機を結合するネットワークのトポロジーは超立方体結合或いはメッシュ結合等 5. 3 に述べた CFD プログラム処理に対して効率の悪いものになる

可能性があり、台数を大巾に増加させる必要が生じ、これはコスト面でのR型の優位性を失わることになりかねない。R'型は高々200台程度の要素計算機により構築が可能である。200台程度であればクロスバー結合等の柔軟且つ強力な結合ネットワーク実現の可能性も高く、こうした結合ネットワークの採用可能性を前提とすれば効率の良い並列計算機の構築が可能となるであろう。従って、R'型の場合、コストとランニングコストをどれだけR型のそれに近づけることが出来るかが最大の問題となる。

AまたはA'型とBまたはB'型の選択は5.4の観点からは決まりであるが、AまたはA'型の場合、高い効率を達成する為には共用主記憶および結合ネットワークのバンド巾とアクセスタイムに厳しい性能を要求するか、或いは大きな局所記憶量を要求するかのいずれかを選ぶ必要がある。前者の要求を満足させることは主記憶技術およびネットワーク技術共にそれ程容易なことではない。後者の措置を採用する場合、必要な局所記憶の量が余り大きくなると局所記憶の量はBまたはB'方式の要素計算機に分散配置された主記憶量に近づいてきてしまう。こうした事情と将来更に同一方式で10倍の性能向上を図ることを考えると、AまたはA'方式の採用は意外に難しい問題を抱えている。AまたはA'型を採用する場合にはこれらの問題点の解決を図る必要がある。

## 6. おわりに

本稿では今後のCFDの推進に必要な計算機性能を明確にし、この性能を実現する為には方式の変革が必要であることを指摘し、方式の変革による目標性能の実現可能性、目標計算機の構築における重要検討項目等について考察した。

与えられた紙数に対して、考察すべきことが多岐に渡ることから、各項目に対する議論が上すべりせざるを得なかった。

並列計算機が計算機性能の大巾な向上にとって期待の星であると言われ始めてから可成りな年月が経過している。現在迄の所、計算機の実用現場で、この期待に応えた並列計算機は皆無であると言っても言い過ぎにはならない。その問題点は多岐に渡り複雑であるが、現在はこれらも徐々に解決され始めている。原子力の研究開発においても当然並列計算機の検討は各方面でなされていると聞いている。

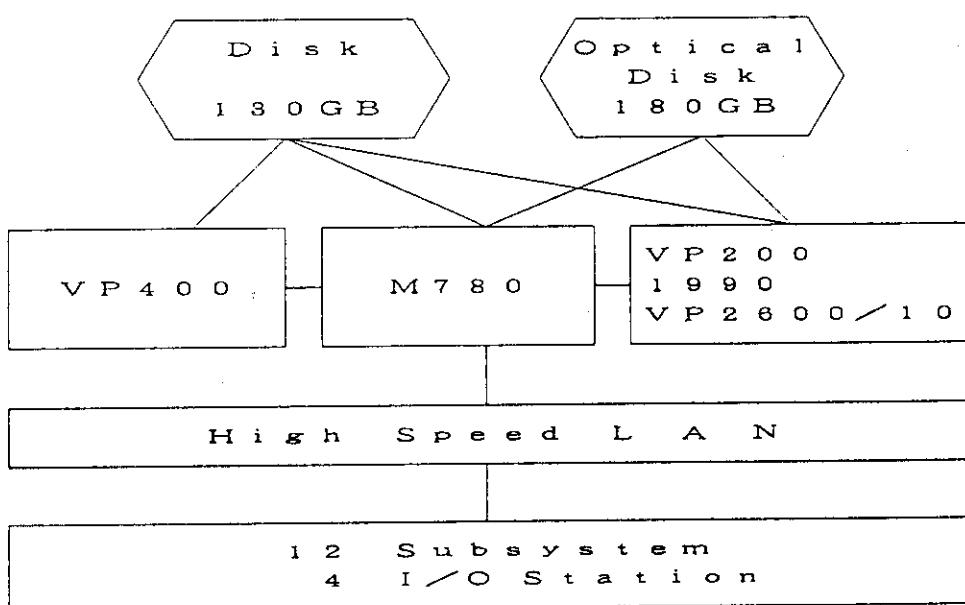
航空宇宙技術においても、原子力においても実用に耐えうる並列計算機が実現し、研究開発の推進に大きな力を發揮することを願って稿を閉じることにする。

## 文 献

- 1) W.Gentzsch, K.W.Neves, H.Yoshihara ; AGARDograph No311, 1988
- 2) D.R.Chapman; Computational Aerodynamics Development and Outlook AIAA paper 79-0129 1979.1
- 3) S.TAKANASHI ; NAL TR 1073T ; 1990 7月
- 4) Y.WADA, S.OGAWA, H.KUBOTA, T.AKIMOTO ; 17th I S T S 1990.9
- 5) 日立製作所 ; private communication
- 6) D.H.Bailey ; Vecter Computer Memory Bank Contention, IEEE Transaction on computer vol c-36 no3, 1987.3, pp293 ~298
- 7) 日立製作所 ; private communication
- 8) 日立製作所 ; private communication
- 9) P.P.Gelsinger ; Microprocessors circa 2000, IEEE Spectrum 1989.10
- 10) S.Weiss ; Scalar Supercomputer Architecture, Proceedings IEEE vol77 no12, 1989
- 11) V.L.Peterson : NASA CP 2032, 1987.2, pp5~30

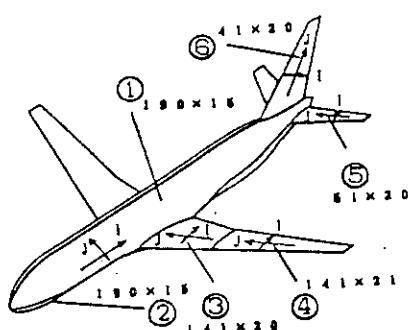
Table 1  
Comparison of CFD program Execution times  
in Second for VP400 and VP200

Computer Program	VP200	VP400	VP200/VP400
NS LU	75.70	38.37	1.97
NS REAL Dy	96.40	85.25	1.13
PNL	133.65	95.64	1.40
ZEBRA FP	34.28	19.64	1.75
NS BLTRI	349.68	212.35	1.65
NS Dyag	86.34	55.40	1.56



VP400 : machine clock time 13.5 ns main memory 1 GB  
 VP200 : machine clock time 14 ns main memory 128 MB

Fig. 1 NAL NS system



(b) The Number of Surface Grid Points at Each Block  
 O-O Grid for Transonic Aircraft Configuration

Fig. 2 Configuration of YXX Aircraft

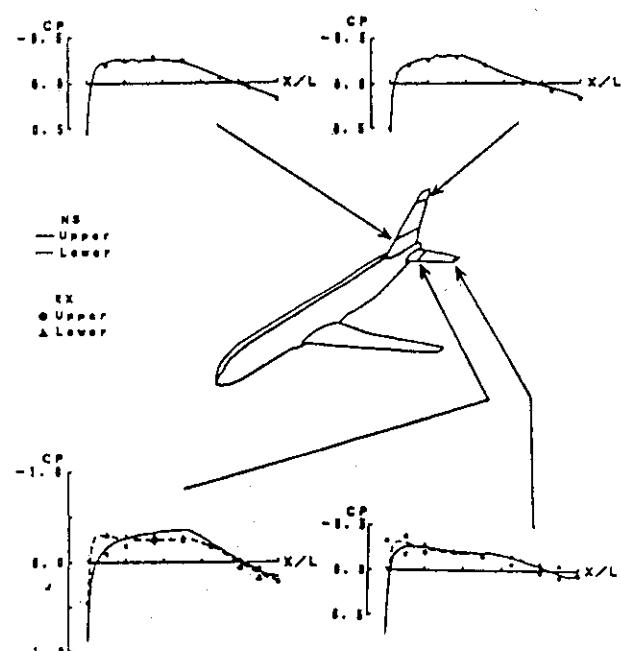
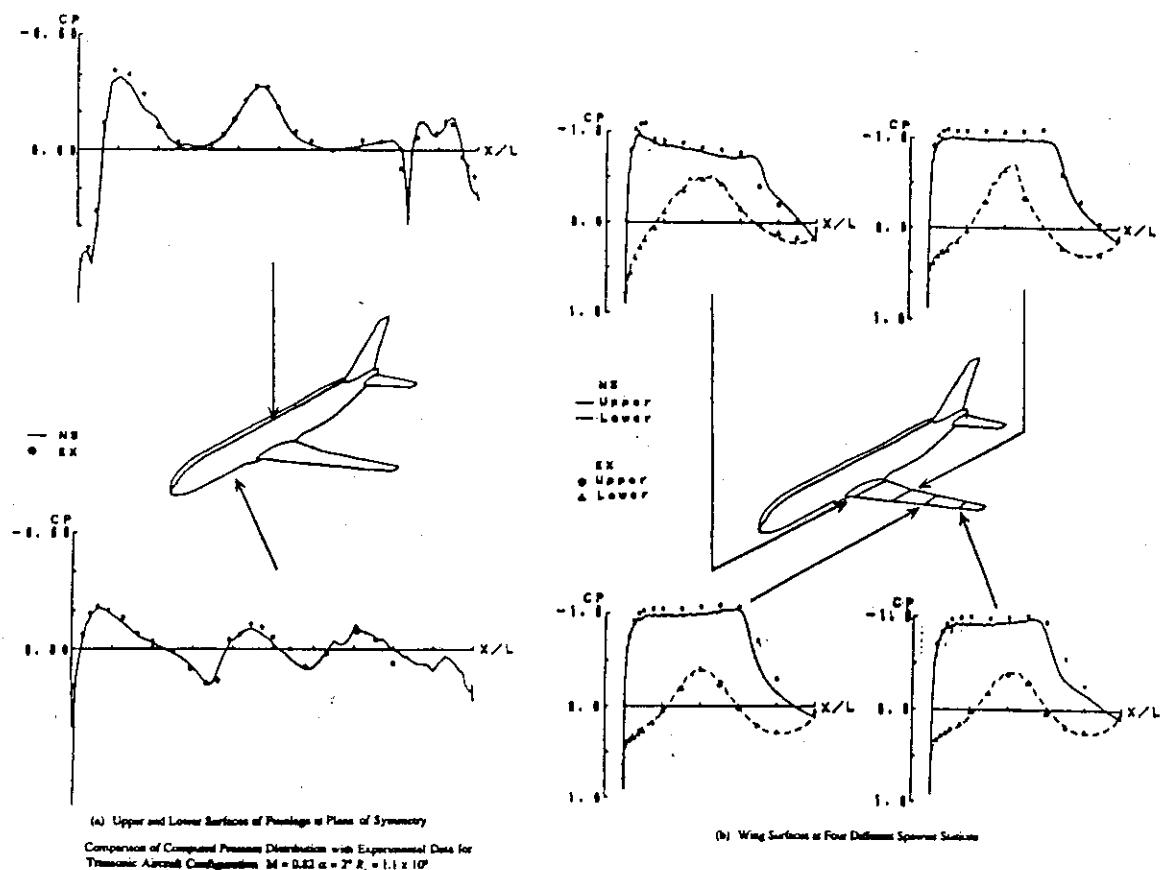


Fig. 3 Comparison of computed Pressure Distribution with Experimental Data for YXX Aircraft

Table 2  
Rates (MFLOPS) and  
Execution times on VP400

Program	CPU time (s)	MFLOPS
NS TVDSD	2268	321.87
NS TVDMD	1874	438.85
NS LU	1446	643.85
REAL G	1161	257.54

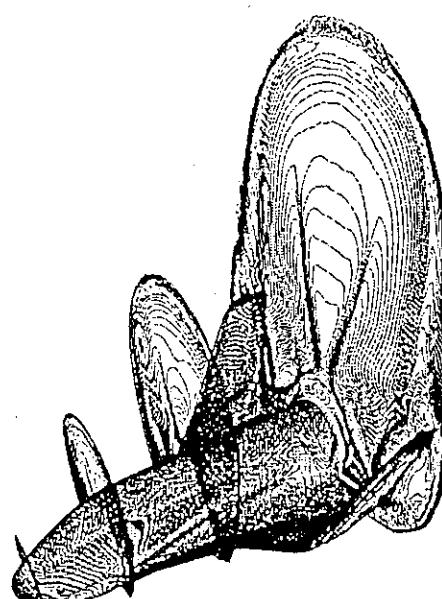
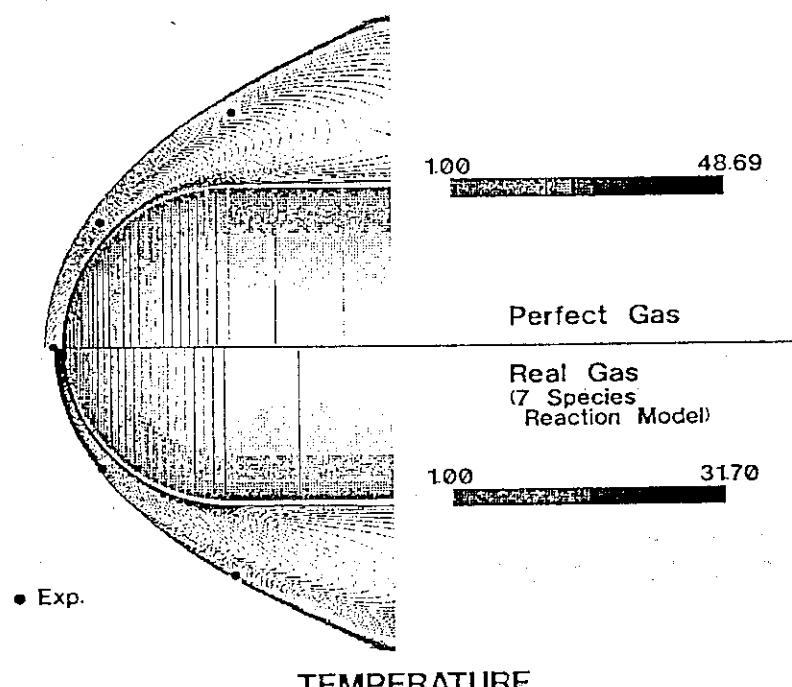


Fig. 5 Computed Pressure Distribution for  
the Hypersonic flow around the HOPE

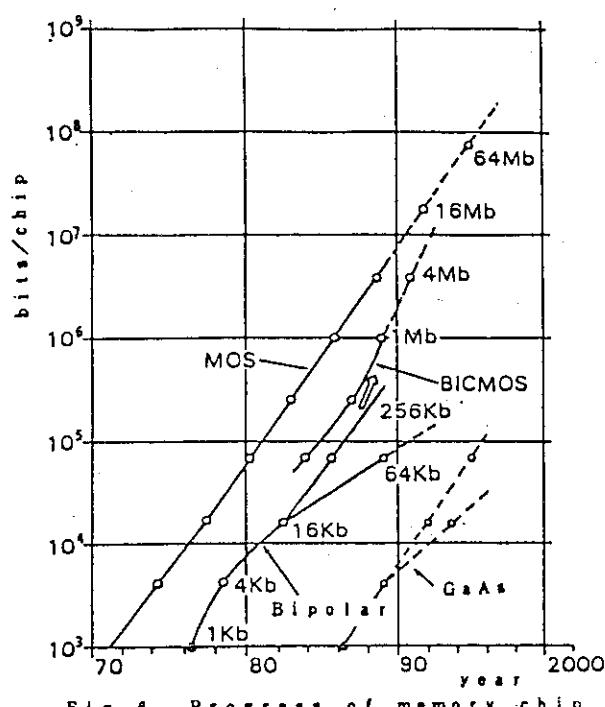


Fig. 6 Progress of memory chip

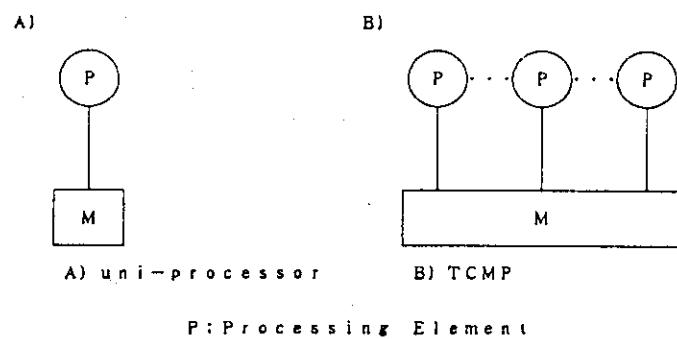


Fig. 8 Memory Architecture of Today's Vector Computer

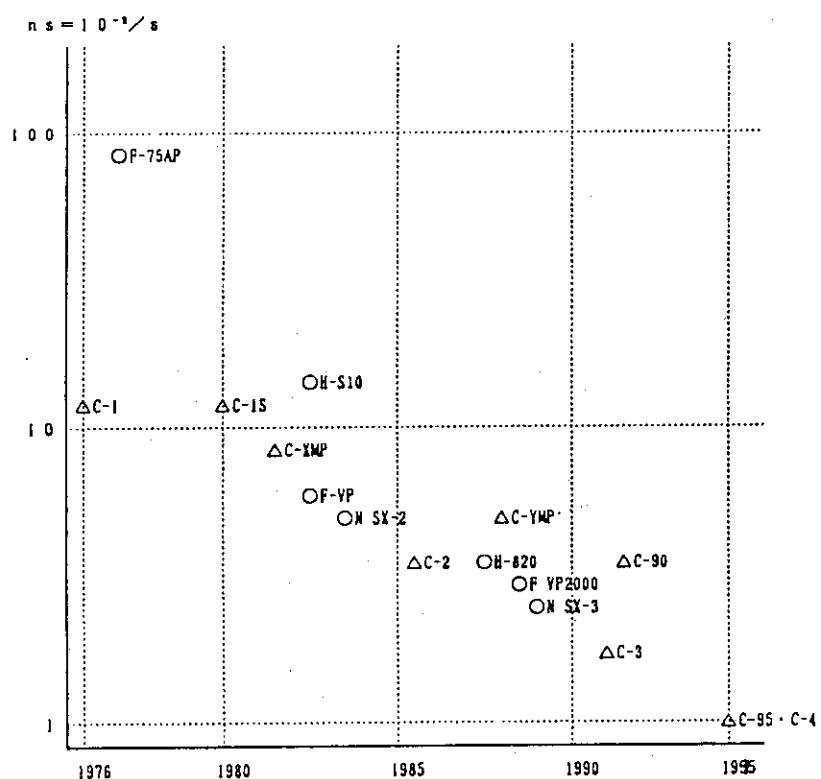


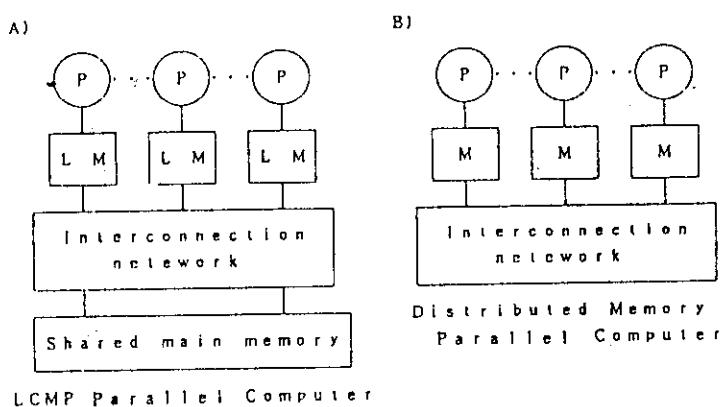
Fig. 7 Progress of Pipeline Pitch of vector computer

Table 3 Characteristics of uni-vector Computers

Computer		clock time (ns)	Peak Rate (GFLOPS)	Memory Capacity (MB)
HITAC S820/80	1987	4	3	512
FACOM VP2000	1988	3.2	5	2048
NEC SX-3/14	1989	2.9	5.5	2048

Table 4 Characteristics of multi vector computers

Computer		number of PE	clock time (ns)	Peak Rate (GFLOPS)	Memory capacity (MB)
NEC SX-3/44	1989	4	2.9	22	2048
CRAY-YMP/832	1988	8	6	2.67	256
CRAY-3	199X	16	2	16	?
CRAY C90	199X	16	4	16	?



LM: local memory  
P : processing element  
M : main memory

Fig. 9 Memory Architecture of parallel computers (1)

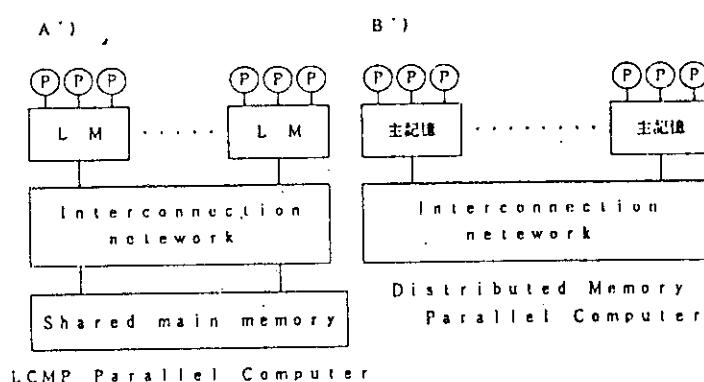


Fig. 10 Memory Architecture of parallel computers (2)

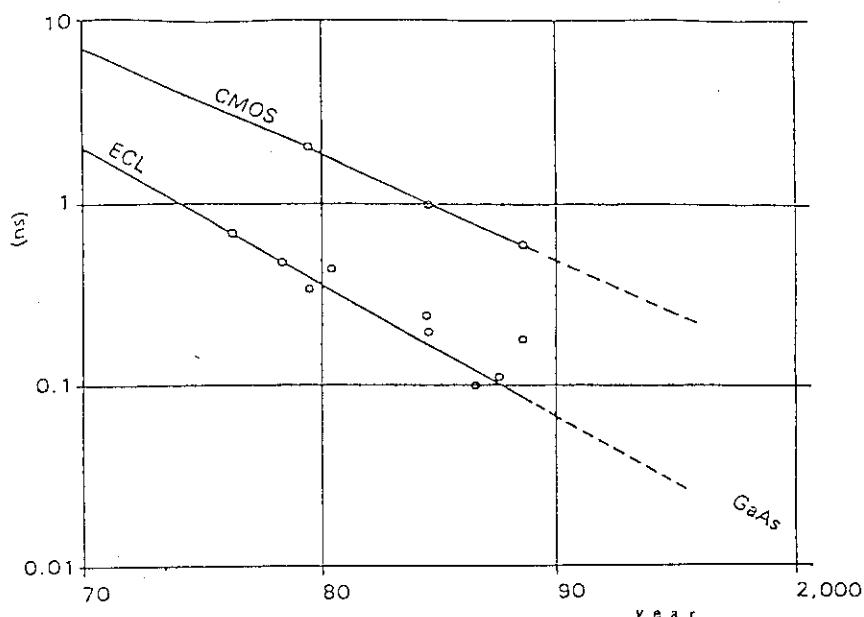


Fig. 11 Progress of speed of logic chip

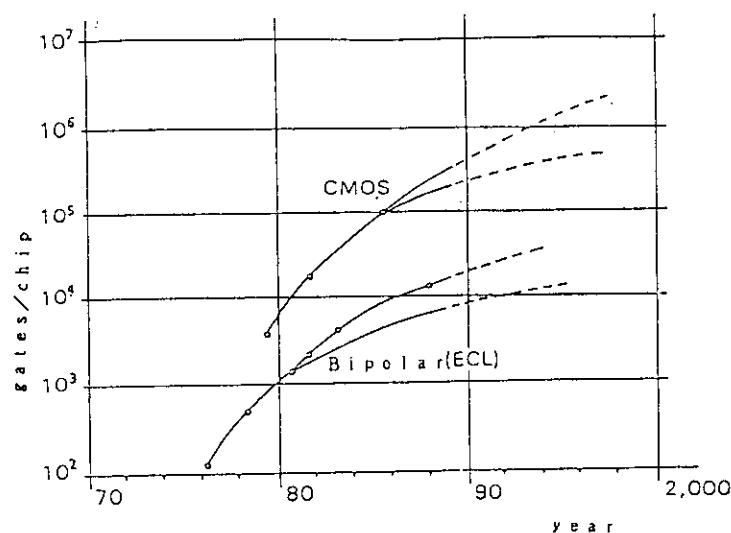


Fig. 12 Progress of density of logic chip

Table 5 Characteristics of Parallel computers

Computer	number of PE	Peak Rate (GFLOPS)		interconnection network	chip
CM-2	65536	2.7	Thinking machine	hyper Cube	CMOS
ADENA	256	5	Matsushita LTD	ADENA Cube	CMOS
QCDPAX	480	1.6	univ of Tsukuba	mesh	CMOS
NCUBE2	8912	18.5	NCUBE	hyper Cube	CMOS
Touchstone	2048	1.28	Intel	mesh	CMOS
CRAY-4	64	128?160?	CCC	?	GaAs?
SSI	64?	1.28	SSI	?	?
CRAY-C95	64?	256?100?	CRI	?	?

## 12. 閉会の辞

金子義彦（炉物理研究委員会委員長）

「原子力におけるソフトウェア開発」研究会も今年で第6回を迎えまして、この間、関係者の御努力により、良く定着してきたと考えています。

これで予定しました発表の全部が終わりましたが、ここで昨日からの発表・討論を振り返ってみたいと思います。

第1のセッションの「高エネルギー加速器のための放射線輸送コード」は、原研の西田さんによる「陽子加速器によるTRU消滅処理シミュレーションコード」から始まりました。核破碎のプロセスから、消滅プラントの設計に至る研究開発において必要とされるソフトウェアについて発表があったわけですが、核破碎という反応は核分裂に比較してずっと多数のチャンネルが開いているので、断面積という量でソフト構成をまとめるのが得策でないという主張がありました。

続いて「大型ハドロン計画と遮蔽設計」と題して東大の上巣さんに陽子加速器の遮蔽設計について話して頂きました。中性子のエネルギーが大きくなると、その減弱距離が数メートル以上にもなり、遮蔽体の厚みは、原子炉の場合より大きくなること、また、遮蔽体周辺の土中での放射化物の生成の管理も安全対策上の一つの要件によるということで、基礎的なところから積み上げた遮蔽設計手法の開発が必要と感じました。

次に高エネルギー加速器の利用、放射線防護の基礎の観点から「高エネルギー電子・光子カスケード計算コード」と題して、高エネルギー研の平山さんからお話しがありました。100 MeV級の電子の作るカスケードシャワー現象を解くEGSコードの整備について述べられ、短い計算時間でかなりの解析が可能になったことを御自分の経験を基に紹介されました。

これまであまり利用されなかったが、重要なソフトの一つの応用として、検出器の開発が挙げられるますが、「素粒子実験用検出器開発のための放射線輸送コード」について広工大の浅井さんから、SSCの入射エネルギー2 TeVの陽子ビームに対する素粒子実験検出器の特性解析から紹介があり、シャワーのパターンから生成粒子のエネルギー、運動量の決定に至る過程への利用が示されました。

第1セッションに続いて、招待講演として、RSICの所長Robert Roussinさんから、「高エネルギー放射線輸送計算コード及びデータ開発の現状と展望」と題してRSICが所管する業務の目指すところは放射線安全の向上であり、放射線の輸送現象解析の対象は、宇宙、光電子、重イオン、ブレムス、核内カスケード、高エネルギー粒子を中心であるとされ、今後の国際協力の枠組みの重要性を主張され、日本との協調が非常に良い状況にあることを示されました。

第2セッション「次世代原子力システムの熱流動解析」においてはまず、「核融合装置とプログラム開発」について原研の西尾さんから講演があった。この分野では、次期装置の物理設計から工学設計への発展の段階にあり、新たなソフトウェアへの要請が高まっていることを示されました。

次に「Passive - Safety 廉の特質と必要なソフトウェア開発」と題して、東芝の長坂さんから原子炉の Passive 化に関するソフト開発について紹介があり、より自然法則に委ねた設計を進めるにあたり、自然法則に従って、炉の構成物、冷却材がどのように振舞うかを精度良く見定める必要があり、このためのソフトが必要だとされた。

次に「再処理システムにおける熱流動解析」と題して原研の西尾さんから事故解析評価コードの現状の開発及び実証実験による検討について発表がありました。

続いて「加速器炉の液体金属ターゲットの熱工学的問題」について東北大の戸田さんから基礎実験として円筒容器内自然対流の数値シミュレーションと実験について説明があり、基礎を理解してからのソフトの作り方の大切さを説明していただきました。

最後に第3セッションとして「高精度流動計算と計算機性能」が設けられ、航空技研の三好さんから「航空機空力設計推進のための計算機性能」と題して、宇宙輸送機「HOPE」の空力設計に関してターンアランドの短いソフトがいることと対応する計算機性能と実現性をまとめていただきました。

今回の原子力におけるソフトウェア開発研究会におきまして、各講師の方々の発表・討論をお聞きしております。私の感じましたことを少し述べさせて頂きます。原子力の分野での今後の発展につきまして、皆さんも十分に御存知のことありますが、エネルギー資源の確保とこれに両立する環境の保全という視点があらためて重要視されていますが、このにない手の一人に日本が入ろうとしております。これまでの Catch-up 型から先導的立場への移行がはっきりしております。ところが、これから私共が体験していくであろう原子力開発の進展には、基礎基盤研究の充実とこれらの成果を取り込んだ技術の体系化としてのソフトウェアによる種々の設計段階での大型装置のシミュレーションが不可欠であります。この意味で、先導的立場への移行に伴い、ソフトウェアへの重みは今後一層高まるように感じております。この目的のために、この研究会が効果的に寄与していくことができれば、大変有意義ではないかと考えます。

## 付録 研究会出席者名簿

原子力コード研究委員会・炉物理研究委員会 合同研究会 所外出席者名簿（順不同）

氏名	会社名	氏名	会社名
秦 和夫	京都大学	山本 宗也	株東芝
山野 直樹	住友原子力工業㈱	石川 智之	エンチャリリターチセンター㈱
岡 芳明	東京大学	黒沢 直弘	V・I・C
松井 剛一	筑波大学	村松 哲夫	(財)電力中央研究所
上妻 義朋	東京大学	末村 高幸	三菱原子力工業㈱
平山 英夫	高エネルギー物理学研究所	鈴置 善郎	三菱原子力工業㈱
浅井 慎	広島工業大学	竹村 守雄	川崎重工業㈱
長坂 秀雄	株東芝	辻 正俊	東洋エンジニアリング㈱
戸田 三朗	東北大学	関根 啓二	日揮㈱
三好 甫	航空宇宙技術研究所	林 克巳	日立エンジニアリング㈱
Robert Roussin	(ORNL RSIC)	林田 芳久	株東芝
秋山 守	東京大学	井上 佳久	V・I・C
福富 茂樹	株東芝	半田 博之	日立エンジニアリング㈱
浅野 良二	日立造船㈱	三浦 俊正	船舶技術研究所
川合 将義	株東芝	森 清治	川崎重工業㈱
川島 協	動力炉核燃料開発事業団	林 秀行	日本原子力発電㈱
播磨 良子	東京工業大学	桂木 学	株日本総合研究所
藤村 統一郎	(財)原子力データセンター	弘田 実弥	三菱原子力工業㈱
倉重 哲雄	石川島播磨重工業㈱	岩井 敏	三菱原子力工業㈱
渕 明彦	株日立製作所	高下 浩文	動力炉核燃料開発事業団
青木 保	高速炉エンジニアリング㈱	加瀬 健	動力炉核燃料開発事業団
畦倉 和雄	株日立製作所	尾下 博教	動力炉核燃料開発事業団

氏名	会社名	氏名	会社名
平野 耕一郎	動力炉・核燃料開発事業団		
岡本 隆太	新日本空調㈱		
大内 圭介	センチュリリザーチセンター㈱		
成山 展照	船舶技術研究所		
小寺 廉一	富士通FIP		
谷口 雅弘	大成建設㈱		
瀬谷 道夫	動力炉・核燃料開発事業団		
山崎 敏彦	動力炉・核燃料開発事業団		
葛西 峯夫	V・I・C		
谷田部 源泰	V・I・C		
長谷川 幸弘	(財)原子力データセンター		
富山 峰秀	(財)原子力データセンター		
斎藤 正之	日立製作所		

## 原子力コード研究委員会・炉物理研究委員会 合同研究会 所内出席者名簿（順不同）

氏名	所属	氏名	所属
浅井 清	情報システムセンター	金子 義彦	原子炉工学部
西田 雄彦	炉物理実験研究室	小迫 和明	核融合炉物理研究室
西尾 敏	核融合実験炉特別チーム	小手川 洋	遮蔽研究室
西尾 軍治	核燃料施設安全評価研究室	笛本 宣雄	遮蔽研究室
平野 雅司	リスク評価解析研究室	鈴木 友雄	遮蔽研究室
阿部 仁	核燃料施設安全評価研究室	関 泰	炉設計研究室
増川 史洋	核燃料施設安全評価研究室	田中 俊一	遮蔽研究室
佐野川 好母	大洗研究所	中川 正幸	原子炉システム研究室
竹田 辰興	理論解析研究室	中島 宏	遮蔽研究室
田次 邑吉	固体物理第2研究室	中島 豊	核データセンター
森 貴正	原子炉システム研究室	中野 佳洋	JRR-4管理課
新谷 文将	伝熱流動研究室	中原 康明	原子炉工学部
秋元 正幸	情報システムセンター	中村 知夫	核融合炉物理研究室
石黒 美佐子	情報システムセンター	長谷川 明	遮蔽研究室
奥村 亮介	情報システムセンター	前川 洋	核融合炉物理研究室
藤井 実	情報システムセンター	真木 紘一	核融合実験炉特別チーム
原田 裕夫	情報システムセンター	松浦 祥次郎	東海研究所
樋口 健二	情報システムセンター	鹿園 直基	東海研究所
深堀 智生	核データセンター	菊池 康之	核データセンター
池田 裕二郎	核融合炉物理研究室	中根 佳弘	遮蔽研究室
伊藤 大一郎	放射性汚染処理第1課	粉山 作夫	原子炉工学部
大山 幸夫	核融合炉物理研究室	千葉 敏	核データセンター
片倉 純一	核燃料施設安全評価研究室	前川 藤夫	核融合炉物理研究室

氏名	所属	氏名	所属
黒坂 範雄	大型放射光施設計画推進室		
小川 和彦	NUCEF建設室		
小野 幹訓	NUCEF建設室		
白石 忠男	JMTR計画課		
橋本 和一郎	炉心損傷安全研究室		
岩村 公道	伝熱流動研究室		
鍋島 邦彦	原子炉制御研究室		
小林 良二	核燃料施設安全評価研究室		
桜下 浩二	核燃料施設安全評価研究室		
阿部 豊	伝熱流動研究室		
渡辺 勝利	材料応用工学研究室		
渡辺 正	熱水力安全研究室		
山崎 隆	情報システムセンター		
須田 修司	情報システムセンター		
渡辺 健二	情報システムセンター		
山下 栄一	原子炉工学部		
白土 幸保	情報システムセンター		
滝塚 貴和	群分離・消滅処理研究計画 特別チーム		
東稔 達三	軽水炉将来技術開発計画 特別チーム		