

JAERI-M
84-154

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

1984年9月

西田 雄彦・中原 康明

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。

入手の問い合わせは、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、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村 日本原子力研究所内）で複写による実費頒布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 Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, -Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日立高速印刷株式会社

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

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

西田 雄彦・中原 康明

(1984年8月1日受理)

加速器からの高エネルギー荷電粒子のターゲット入射によって核破碎や核分裂が生じる。その結果発生する多量の中性子を、核燃料の生産や放射性廃棄物の消滅処理などの新しい技術に利用することが考えられる。原研においては、これまで、モンテカルロ法によるシミュレーション・コードNMTC/JAERIを用いて、その可能性の研究を進めて来た。ここでは、輸送過程データ処理編集コードNMTAに新たに、2つのサブルーチンを作成・追加して、ターゲット内での発熱総量や発熱密度の空間分布を計算できるようにした。また、蒸熱後の残留核がもつ平均の励起エネルギーを評価できるサブルーチンを作成すると共に、NMTC/JAERIの核分裂イベント・フローの修正を行った。15MeV以上の過程で、熱発生源として考えられるのは、主に荷電粒子の輸送過程で起る電離損失と核内カスケード過程および核分裂の後に反跳を受ける原子核の運動エネルギーである。鉛や天然ウラン、熔融塩の裸のターゲット中での発熱量に関する予備計算を、入射粒子のエネルギーや種類、ビーム半径、ターゲット物質やそのサイズを変えて行った。

本報告では、新しい計算ルーチンの解説を行うと共に、計算結果のまとめと検討を行う。

Calculations of Heat Deposition in a Target System
Bombarded by High Energy Charged Particles

Takahiko NISHIDA and Yasuaki NAKAHARA

Department of Reactor Engineering, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 1, 1984)

In JAERI, with the use of the Monte Carlo code NMTC/JAERI and the analysis code NMTA, studies have been performed of the feasibility of an emerging new technology such as an accelerator nuclear fuel producer or a radioactive waste transmuter, which utilizes abundant neutrons emitted by the spallation and fission reactions in a proton accelerator target.

In the present work, we added to the code NMTA new subroutines calculating the total heat deposition and the spatial distribution of heat deposition density in a target. A new subroutine is provided also for estimating the mean excitation energy in all of recoiling residual nuclei after the particle evaporation ceased to occur. We modified also the NMTC/JAERI flow for a fission event. The processes that account for the heat producing energy in the energy range (>15 MeV) are mainly (a) ionization loss by charged particles through transport and (b) the kinetic energy of recoil nuclei after intranuclear cascades and fissions. Preliminary

calculations of the heat deposition are carried out for small bare targets of Pb, Nat. U and molten salts for some combinations of incident particle energy, beam radius, target material and size. In the present report the new computational routines are explained in detail and discussions are done on the calculated results.

Keywords : Spallation, Evaporation, Fission, Proton, Pion,
Neutron, Intranuclear Cascade, Internuclear Cascade,
Ionization Loss, Recoil Energy, Heat Deposition,
Heat Deposition Density, Gamma Heating, Transmutation,
Accelerator Breeding, Neutron Transport,
Charged Particle Transport, Monte Carlo Method
Code, High Energy Charged Particles

目 次

1. はじめに	1
2. 計算手法	1
2.1 計算モデルの概略	1
2.2 ターゲット内の発熱計算	2
3. 計算コードシステム	5
3.1 NMTC/JAERIの修正	5
3.2 新サブルーチン“HEATDP”と“ENRND”の作成	5
3.3 “HEATDP”および“ENRND”のリスタート化と補助ルーチン作成	7
3.4 新ルーチンの入出力形式	8
4. 円筒形ターゲットにおける発熱予備解析	16
4.1 入射陽子ビーム・エネルギーが変化する場合	16
4.2 入射粒子の異なる場合	17
4.3 ターゲット物質の異なる場合	18
4.4 入射ビーム半径とターゲット長の影響	18
4.5 継続計算によるチェック	19
5. ま と め	36
謝 辞	36
参考文献	36
付録1 NMTA-WINDOW出力例	38
付録2 NMTC/JAERIのコントロール・カード	39
付録3 NMTC/JAERIの入力例	40
付録4 NMTA-RESTRTの入力例	42
付録5 NMTA-RERNDの入力例	43

Contents

1. Introduction	1
2. Calculational method	1
2.1 Outline of computational model	1
2.2 Calculation of heat deposition in a target system	2
3. Code System	5
3.1 Modification of NMTC/JAERI	5
3.2 Description of new subroutines HEATDP and ENRND	5
3.3 Restart option and auxiliary routines	7
3.4 Input / output formats for new routines	8
4. Preliminary heat deposition calculations for a cylindrical target	16
4.1 Effect of the energy of incident particles on heat deposition	16
4.2 Effect of the injected particle on heat deposition	17
4.3 Effect of the target material on heat deposition	18
4.4 Effect of the beam radius and target size on heat deposition	18
4.5 Check calculations of convergence	19
5. Summary	36
Acknowledgement	36
References	36
Appendix 1. Example of "NMTA-WINDOW" output	38
Appendix 2. J.C.L. for NMTC/JAERI	39
Appendix 3. Example of NMTC/JAERI input	40
Appendix 4. Example of "NMTA-RESTRT" input and J.C.L.	42
Appendix 5. Example of "NMTA-REPRND" input and J.C.L.	43

1. はじめに

加速器によって数百 MeV～数 GeV に加速された高エネルギー荷電粒子を重金属などのターゲットに照射すると、原子核内で破砕反応を起こし、続いて起こる核分裂や核子蒸発過程まで含めると、多くの二次粒子を放出する。^{1)~6)}このうち中性子だけを考えると、入射粒子 1 個あたり数十個を発生するが、更にウランなどでは低エネルギー領域での核分裂による寄与分が付加される。これらは、原子核実験における強力な中性子源になりうると共に、物性研究や材料照射試験用の中性子源としての研究用原子炉にとって代る可能性を秘めている。⁷⁾また、原子力工学分野での応用としては、多量に発生する中性子を利用した核燃料の生産や、高エネルギー核反応そのものを使うアクチノイド元素や核分裂生成物の消滅処理^{8),9)}などが考えられている。^{10),11)}

このように、加速器による高エネルギー粒子の利用は、大きな潜在的可能性を持っているが、現状はターゲット照射などの基礎的な実験や、計算コードによる核反応-輸送シミュレーションが盛んに行われている段階である。今回、我々は、工学的利用の基礎研究として核子-中間子輸送評価コードシステム NMTC/JAERI-NMTA¹²⁾ の改良や新しいルーチンの作成を行い、ターゲット中の発熱密度分布および発熱総量などを計算できるようにした。^{13),14)}これにより始めに入射粒子がターゲットに持ち込むエネルギーのうち、中性子発生に有効に使われるのは、どれくらいかを推定できると共に、その分布からホット・ピークなどを生じるケースの検討など、ターゲットの熱発生に関する情報が期待できる。^{15),16)}

本報告では、コード・システムの改良の要点を述べると共に、天然ウランや鉛ターゲットに高エネルギー粒子を照射した時の熱発生について予備的な解析結果を報告する。

2. 計算手法

2.1 計算モデルの概略

高エネルギー粒子（数 GeV～数 MeV）と比較的重い原子核との反応を扱う理論計算は、1940 年代末より盛んに研究され、多くの成果が発表されているが、ここでは、“カスケード・蒸発”^{注1)}モデルに従って計算を行った。これは、原子核を縮退した自由フェルミ気体で近似し、核内反応が、入射粒子も含めた“二体核子衝突カスケード”(intranuclear cascade)として進行すると共に、励起されて残った複合核から核分裂や粒子の蒸発が起こる二段階過程であり、モンテカルロ計算でシミュレーションする。カスケード過程では、陽子や中性子の二体衝突の他に、こ

注 1) 近年、高エネルギー領域の直接過程（カスケード）と低エネルギー領域の蒸発・核分裂過程（平衡過程）の中間エネルギー領域（～100 MeV）の粒子放出分を扱う前平衡過程が重要視され、カスケード・エキサイトンモデル等が提案されている。

1. はじめに

加速器によって数百 MeV ~ 数 GeV に加速された高エネルギー荷電粒子を重金属などのターゲットに照射すると、原子核内で破碎反応を起こし、続いて起こる核分裂や核子蒸発過程まで含めると、多くの二次粒子を放出する。^{1)~6)}このうち中性子だけを考えると、入射粒子 1 個あたり数十個を発生するが、更にウランなどでは低エネルギー領域での核分裂による寄与分が付加される。これらは、原子核実験における強力な中性子源になりうると共に、物性研究や材料照射試験用の中性子源としての研究用原子炉にとって代る可能性を秘めている。⁷⁾また、原子力工学分野での応用としては、多量に発生する中性子を利用した核燃料の生産や、^{8),9)}高エネルギー核反応そのものを使うアクチノイド元素や核分裂生成物の消滅処理^{10),11)}などが考えられている。

このように、加速器による高エネルギー粒子の利用は、大きな潜在的可能性を持っているが、現状はターゲット照射などの基礎的な実験や、計算コードによる核反応-輸送シミュレーションが盛んに行われている段階である。今回、我々は、工学的利用の基礎研究として核子-中間子輸送評価コードシステム NMTC/JAERI-NMTA^{12) 13),14)}の改良や新しいルーチンの作成を行い、ターゲット中の発熱密度分布および発熱総量などを計算できるようにした。これにより始めに入射粒子がターゲットに持ち込むエネルギーのうち、中性子発生に有効に使われるのは、どれくらいかを推定できると共に、その分布からホット・ピークなどを生じるケースの検討など、ターゲットの熱発生に関する情報が期待できる。

本報告では、コード・システムの改良の要点を述べると共に、天然ウランや鉛ターゲットに高エネルギー粒子を照射した時の熱発生について予備的な解析結果を報告する。

2. 計算手法

2.1 計算モデルの概略

高エネルギー粒子（数 GeV ~ 数 MeV）と比較的重い原子核との反応を扱う理論計算は、1940 年代末より盛んに研究され、多くの成果が発表されているが、ここでは、“カスケード・蒸発”^{注1)}モデルに従って計算を行った。これは、原子核を縮退した自由フェルミ気体で近似し、核内反応が、入射粒子も含めた“二体核子衝突カスケード”(intranuclear cascade)として進行すると共に、励起されて残った複合核から核分裂や粒子の蒸発が起こる二段階過程であり、モンテカルロ計算でシミュレーションする。カスケード過程では、陽子や中性子の二体衝突の他に、こ

注 1) 近年、高エネルギー領域の直接過程（カスケード）と低エネルギー領域の蒸発・核分裂過程（平衡過程）の中間エネルギー領域（～100 MeV）の粒子放出分を扱う前平衡過程が重要視され、カスケード・エキサイトンモデル等が提案されている。

の過程で発生したパイ中間子 (π^+ , π^- , π^0) もカスケード粒子として扱う。散乱粒子は、個々の衝突で、相対論的保存則やパウリの排他律のチェックを受ける。カスケード終了後の残留核が高い励起エネルギーを持っていれば、やはり、フェルミ気体モデルに対する統計理論に従って、粒子の蒸発は Weisskopf の式、核分裂は Bohr and Wheeler の式によってそれぞれ計算される。核分裂片が励起状態にあれば、同様に蒸発過程を繰返す。また蒸発する粒子としては、中性子の他に、陽子、重陽子、トリチウム、ヘリウム-3、 α 粒子が考慮されている。この核内反応過程で、ターゲットの発熱の主な原因と考えられる事象は、次の二つである。

(1) 核反応時の反跳エネルギー

粒子が原子核から飛び出す時、残留核に与えるエネルギーで、特に核分裂の時に大きな量となる。その他、核破碎、蒸発、吸収の各事象でもカウントしておく必要がある。

(2) 蒸発後の残留核や核分裂片のベータ崩壊やガンマ線放出

ここでは、これらの量を直接計算していないが、蒸発後残留核の平均励起エネルギーを計算し発熱寄与分の枠を評価している。

原子核外へ放出された粒子は、ターゲット内を次の衝突を起こすか、漏れや、カットオフで死滅するまで飛行する。これは、輸送問題として、中性子輸送モンテカルロ・コードを改良したもので扱われるが、荷電粒子 (p , π^+ , π^-) の場合は、原子のイオン化や電子の励起によるエネルギー損失によって、連続的に減速を受けるが、原子核に衝突した粒子は、核内に入って再び“カスケード・蒸発過程”を繰り返す。この輸送計算での粒子のカットオフ・エネルギーは、カスケード・蒸発モデルが適用できる下限で、Alsmiller & Herman によると約 15 MeV である。なお、同じモンテカルロ・シミュレーションでも、核内カスケードが核子散乱の微視的取扱いであったのに対して、輸送過程は、いわば巨視的扱いである。核間輸送で発熱の事象として考えられるのは、

(3) 荷電粒子のイオン化によるエネルギー損失

である。

次の段階として、カットオフ・エネルギーから熱エネルギー領域における熱発生の主要因をみると、熱中性子による核分裂や、核崩壊によるガンマ・ヒーティングなどが考えられる。しかし、これらは、小さなターゲット照射を対象としている間は、あまり大きな寄与をしないので、現段階では扱わないが、将来、核燃料増殖や核消滅処理を目的とする大型装置になれば、無視できない成分となるだろう。以上の概略を図解すれば、Fig. 1 のようになる。

2.2 ターゲット内の発熱量計算

先に述べたように、本報告では、ターゲット内発熱機構の第 1 近似として、(1)核反応時に発生する反跳エネルギーと(2)荷電粒子輸送時のイオン化によるエネルギー損失(電離損失)の二つをとり上げる。核破碎や核分裂、蒸発で放出される中性粒子の持つ運動エネルギーが、カットオフ・エネルギー以上の場合は、以降の衝突によって粒子発生にのみ寄与すると考え、発熱の要因としては考えない。また、体系内においてカットオフ以下のエネルギーを持つ粒子は、以降の減速過程で発熱の要因となり得るが、ここでは、発熱量に加えていない。この

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・モンテカルロ・コードで、ヒストリー・ディスクに記録される事象列のうち、発熱量計算の情報を持っているのは次の通りである。

- ① 事象番号 $NCOL = 2$: 核破碎反応 (二次粒子放出に粒子蒸発を伴う)。
- ② 事象番号 $NCOL = 6$: 吸収反応 (カットオフ以下のエネルギーを持つ粒子の放出を含む)。
- ③ 事象番号 $NCOL = 7$: 内部境界通過。
- ④ 事象番号 $NCOL = 3$: エネルギー・カットオフ以下へ減速。
- ⑤ 事象番号 $NCOL = 4$: 体系外への漏れ。

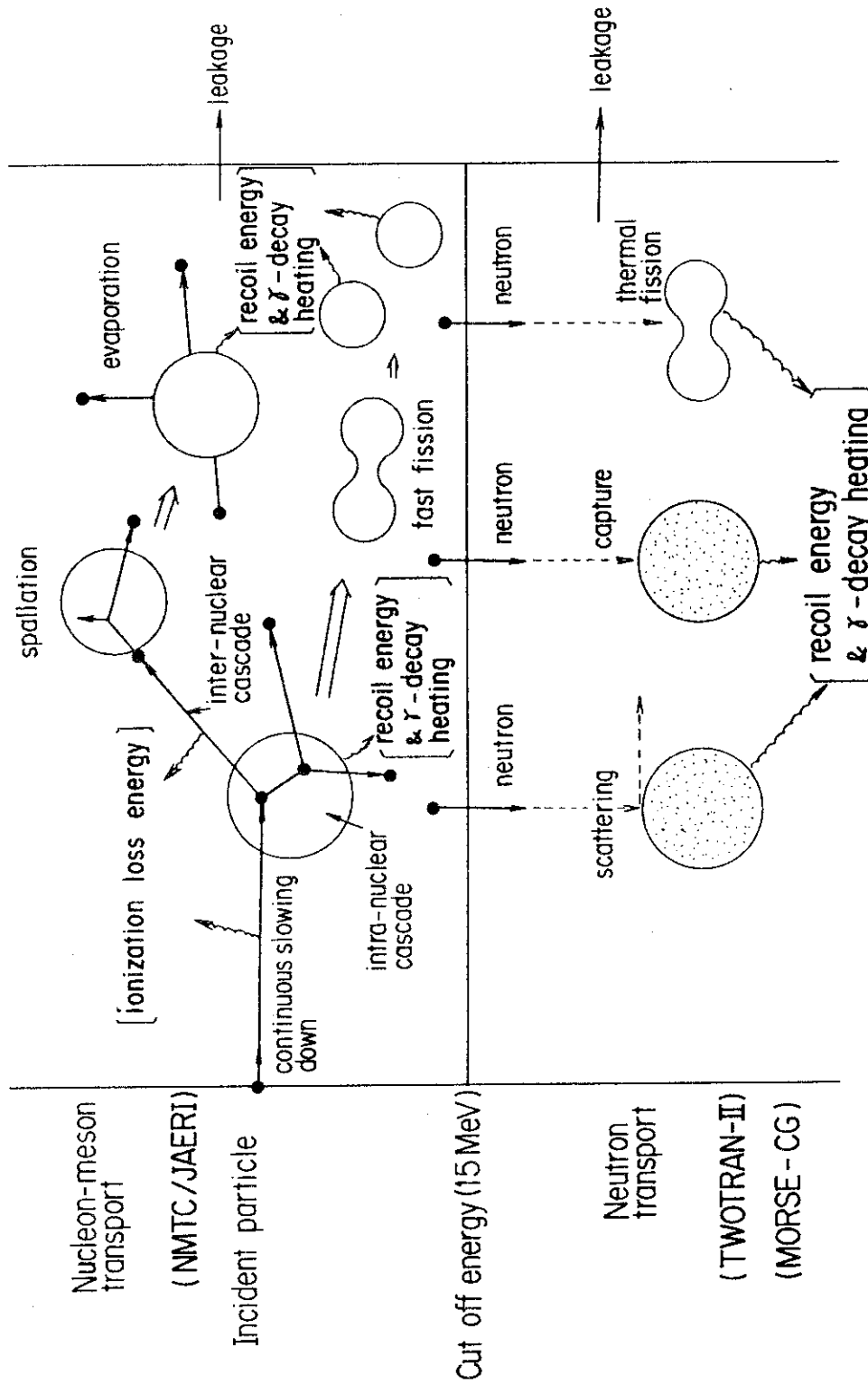


Fig. 1 Schematic illustration of heat producing energy generation in a target system due to the nuclear reaction and nucleon-meson transport. The vibrating arrow denotes the heat generation.

3. 計算コードシステム

3.1 NMTC/JAERIの修正

このエネルギー領域の発熱反応では高エネルギー核分裂がかなりの割合を占めるので(特に, U, Th など核燃料物質), 特にカウンターを設けてその分布を計算することとした。従来のNMTC/JAERIでは, 核分裂は, 核破砕反応後の蒸発過程と競合して起こるとしているため, 独立の事象として扱わず, 放出粒子や残留核に関する情報は, 核反応(NCOL=2)と吸収(NCOL=6)に振り分けて記録されていた。しかし, これでは不便なため, 別に“核分裂事象”を独立させて, NCOL=0として, フラッグを立てると共に, 新たにパラメータ NCOLFS(=1 or 2)を設けて, 2つの核分裂片を区別している。事象NCOL=0, NCOLFS=1では, 分裂で出てくる粒子と分裂破片1からの蒸発粒子の他に, 先行する核破砕反応で放出される粒子も含まれる。また, 記録中の事象対{(NCOL=0, NCOLFS=1), (NCOL=0, NCOLFS=2)}でも, 核分裂でなく, 二段階の崩壊である場合がある。これを区別するためには, 放出粒子数と残留核から標的核を再計算して判断する。サブルーチン“OVLY12”の終りの部分に, Fig. 2の破線で囲んだ部分を挿入して“ANALYZ”(0)により, 核分裂事象のデータを記録する。また, “ANALYZ”の従属ルーチンで, 実質的にファイル書き込みを行っている“ANALY3”でNCOL=0の書き込みFORMATを, NCOL=2の場合に, NCOLFSを加えたものとした。

3.2 新サブルーチンの“HEATDP”と“ENRND”の作成

NMTC/JAERIで計算された一連の核反応過程における各事象の情報は, ファイル(22)のヒストリー・ディスクに全て記録される。記録された情報を解析・処理するために準備されたプログラムとしては, NMTAコード・システムがあり, その主要なプログラムは以下の通りである。

- REDNMT : ヒストリー・ディスクから記録を読み出す。
- BCEST : 境界横断評価子(boundary crossing estimator)を用いて粒子束と粒子流を計算する。
- CDF : 衝突密度から粒子束を計算する。
- BCDOSE : 境界横断評価子法によって粒子束を求め, さらに粒子束一線量変換因子を計算する。
- RND : 残留核種の分布を計算する。
- EMSTAR : エマルジョン中のスター密度を計算する。
- STAT : 統計処理を行う。
- GETZR3 : 事象の起こった座標が含まれる空間セルのインデックスを探す。

これらに並列するルーチンとして、ターゲット・ブランケット系の発熱量を計算するルーチン“HEATDP”とRNDの機能を拡張したルーチン“ENRND”を新たに作成し、NMTAシステムに組込んだ。

ターゲット内での荷電粒子（陽子、正負のパイ中間子^{注1)}）の輸送過程で、電離損失によって失われるエネルギー E_I は、従来のNMTC/JAERIでは、独立した事象としてはとらえられていない。そのため、ここでは荷電粒子がある事象A（粒子のもつ運動エネルギーは E_G ）の直前で、先行する事象Bでの運動エネルギー E との差 $E - E_G$ をまとめて放出すると近似し、(1)式のようにカウントする。

$$E_I^m(r, z) = \sum_A \sum_j W^{oid} \cdot \left\{ E^B - E_G^A(r, z) \right\} \cdot \frac{X_m^G}{X_{m,j}^T}, \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 W^{oid} は事象Bで粒子の持つウェイト、 X_m^G は、媒質mの幾何断面積、 $X_{m,j}^T$ は媒質mでの粒子j（=陽子、中性子、正負のパイ中間子）の輸送断面積である。カウントする直後の事象Aとしては、核破碎、核分裂、吸収、境界通過、エネルギー・カットオフおよび漏れ、先行する事象Bとしては、核破碎、核分裂および境界通過がそれぞれとられる。従って、空間セルを細くとっていけば、計算量が増大するが、境界通過のイベントによるカウント分が増えて、電離損失による放出エネルギー分布の計算精度は良くなる。

一方、核反応による発熱寄与分 E_R は、主に反応直後の標的核、残留核や核分裂片の受ける反跳エネルギー E_{rec} であり、(2)式によってカウントされる。

$$E_R^m(r, z) = \sum_{collision} \sum_j W^j \cdot E_{rec}(r, z) \cdot \frac{X_m^G}{X_{m,j}^T}, \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 W^j は衝突した粒子jのもつウェイトである。衝突イベントとしては、核破碎、核分裂、核子蒸発および吸収の四つである。なお、反跳核は重く電荷が多いので、ほとんど移動せず衝突点で発熱するものと近似している。現段階での全発熱量分布 E_T は、

$$E_T^m(r, z) = E_I^m(r, z) + E_R^m(r, z), \quad \dots\dots\dots (3)$$

であり、これをセルの体積で割って発熱密度（MeV/cm³）とする。これらの量を計算するルーチンとして、EMSTARを参考に、HEATDPを作成した。その概要はFig.3のフロー・チャートに示す。この図中で、CALLしているサブルーチン“JUDGST”は、ヒストリー・ディスクからのイベント情報を用いて、標的核或いは粒子蒸発前の残留核を再計算して、核分裂か核崩壊かを判断するために、新たに作成した補助ルーチンである。また、この計算の範囲ではガンマ崩壊熱を考慮していないが、それを推定する量として核分裂或いは粒子蒸発後の残留核種の励起エネルギーがある。“RND”では、指定された領域で、質量数および電荷数に対する残留核種の分布を求められるが、これを拡張し、各核種の励起エネルギー（蒸発以前EX、蒸発後UU）をカウントするルートを付け加えて、入射粒子当りの平均残留核エネルギー E_{av}^{EX}

注1) 正負のミュー中間子は、エネルギー、飛程共に小さいので、ここでは考慮しない。

を次の式に従って計算できるようにした。

$$E_{av}^{EX} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_i U U_i (A^i, Z^i) \cdot W^j, \quad (\text{蒸発前})$$

或いは

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_i EX_i (A^i, Z^i) \cdot W^j, \quad (\text{蒸発後}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

i : 1入射粒子によって発生する残留核種

j : 入射粒子の添字

W^j : 粒子のウェイト

N : 入射粒子の総数

更に、出力時の便宜を考えて、各統計量の和

$$E_{av}^{EX}(Z) = \sum_A E_{av}^{EX}(A, Z), \quad \bar{E}_{R,D} = \sum_Z E_{av}^{EX}(Z)$$

$$N_{R,N}(Z) = \sum_A \frac{1}{N} \sum_j W^j, \quad \dots\dots\dots (5)$$

も計算できるように変更した。ここで、 $\bar{E}_{R,D}$ は発熱計算のエネルギー収支計算の参考データとなる。

また、生成する残留核種に対して消滅する標的核種の数も、核反応のイベントデータ“LELEM”から事象番号0, 2, 6(蒸発粒子を伴う)の場合にそれぞれカウントできるように改良した。標的核と残留核種の関係は、核消滅計算で特に重要になる。この拡張ルーチンのフローチャートはFig.4に示すが、“RND”と区別して“ENRND”と呼ぶことにする。

3.3 “HEATDP”と“ENRND”のリスタート化と、補助ルーチンの作成

既に述べたように、NMTAでは、NMTC/JAERIの計算データを、ヒストリー・ディスクを通して入力し処理しているが、このデータ転送ファイルの大きさも、当然使用する計算機システムの資源環境の制限を受ける。原研のFACOM-380では、ターゲット・サイズやビームの半径、入射粒子エネルギーなどによって差はあるものの、入射粒子数にしておよそ~1500粒子分のイベント情報をストアするのが限度である。しかし、ターゲット全体の発熱など積分量の概算値をみるには、これでもよいが、それらの空間分布の計算で精度を上げるには、ヒストリ数が不十分な場合がある。また、入射エネルギーが高くなれば、カットオフ・エネルギーや洩れまでのイベント数が、一つの入射粒子当たりでも増大し、ヒストリ・ディスクのメモリを圧迫する。幸い、NMTC/JAERIでは、最終乱数をとり出し次のバッチ計算の初期乱数として入力できるようになっているため、Fig.5に示すように各統計量を、ファイルに積算していくことによって継続計算を可能にした。これにより、計算時間や繰返しランの手間を別にすれば、入射粒子数や入射エネルギーによるイベント数増大に対するファイルメモリの制限は、一

応取り除かれた。なお、現在は、HEATDPとENRNDだけが継続ラン可能で、便宜上それぞれRESTRT, RERNDと名付けた。

新しい補助ルーチン“WINDOW”は、直接発熱計算には関係ないが、オプションに使われ、ターゲット内の原子核間カスケード粒子放出過程の実態を詳しく知りたい時や、プログラムのディバックには、有力な手段を提供する。これは、＜付録1＞に示すように各イベント時点でのヒストリ・データを打ち出してくれるため、部分的ではあるが、具体的に放出粒子やその運動エネルギー、残留核の状態などを見ることが出来る。また同時に各統計量をカウントした時点でシグナルをプリンタに打ち出し、カウンターのチェックにも使われる。その他、データ処理の迅速化を図るため、いくつかのプロット・ルーチンを作成し、現在では、発熱密度分布の棒グラフ、残留核種分布の線型および対数型棒グラフの出力が出来る。

3.4 新ルーチンの入出力形式

発熱量計算や残留核平均励起エネルギーの計算を行う場合でも、当然先行するNMTC/¹²⁾JAERIへの入力データが必要であるが、その詳細なFORMATは既刊のレポートを参照されたい。ここでは、Fig. 6に示すように2次元セルに分割した円筒形の鉛ターゲット（半径10cm, 長さ60cm）に900 MeV陽子ビーム（ビーム径5cm）を照射した場合（20バッチ）のコントロールカードおよび入力データ例を＜付録2, 3＞に示しておく。NMTCの計算では、モンテカルロ計算の途中経過と10バッチごとに簡単なカウントデータが出力されるが、所定のバッチ数の計算が終了し、ヒストリ・ディスクの書込み完了を確認した上で、次のNMTA処理ルーチンへの入力をしなければならない。

〔入力形式〕

リスタート用改良ルーチンは、改良前の機能を含んでいるので、RESTRT, RERNDの入力について説明する。

〔A〕NMTA-メイン・プログラムへの入力データ

＜処理する量を設定するデータ＞

(1) Format (I 10)

a. NHSTP = 22 : NMTCで記録したヒストリー・ファイル番号

(2) Format (I 5, 5 X, 2 F 10.2)

a. IGOM = 2 : 円柱形状のターゲット

b. XX : 規格化因子, 通常 1.0

c. BCHS : 処理するバッチ数。NMTC入力の値より大きな値は与えられない。

(3) Format (7 I 5)

a ~ g のデータが正値ならば、所定の計算をし、零または負値ならば計算しない。発熱計算や残留核励起エネルギーを求める時は次のようにすればよい。

a. IDO(1) = 1 : 残留核分布

b. IDO(2) = 0 : 境界通過法による粒子流, 流子束

- c. IDO(3) = 0 : 衝突密度法による粒子流, 粒子束
- d. IDO(4) = 0 : (未使用)
- e. IDO(5) = 1 : 発熱量計算
- f. IDO(6) = 0 : スター密度分布
- g. IDO(7) = 0 : 線量計算

〔B〕 RESTRT入力データ

- (4) Format (I 5)
 - a. IZMX : Z方向の境界の数 (≤ 50)
- (5) Format (8 F 10.2)
 - a. (ZBND(I), I = 1, IZMX) : Z方向の境界, Z = 0.の点から始まり, NMTCで入力した境界を含まなければならない。
- (6) Format (I 5)
 - a. IRMX : R方向の境界の数 (≤ 10)
- (7) Format (8 F 10.2)
 - a. (RBND(I), I = 1, IRMX) : R方向の境界, R = 0.を含む。
- (8) Format (16 I 5)
 - a. (IAMED(I), I = 1, IZMX-1) : ZBNDで与えられるZ方向の領域の媒質の番号。NMTC入力と同じにする。(R方向については1領域)
- (9) Format (16 I 5)
 - a. ICONTI = 1 : リスタート継続計算を行う。
= 0 : リスタートはしない。
 - b. ISTART = 1 : 継続計算の最初のランの時。
= 0 : " の二回目以降のランの時。
 - c. IFILMX = : 継続ランの最大継続回数。

〔C〕 RERNDへの入力データ

RERNDは, NMTAのRNDと差し換えて実行されるので, メイン・プログラムでの指定データは, IDO(1) = 1でよい。

- (4) FORMAT (2 I 5)
 - a. NREG1 : 残留核種分布計算をする領域の数 (≤ 4)
 - b. KASE = 1 : 核内カスケード過程のみの生成核種 (核破碎生成物)
= 2 : 全過程の生成核種 (核破碎生成物, 粒子蒸発後残留核, 核分裂生成物)
- (5) FORMAT (8 F 10.2)
 - (BND(I), I = 1, NREG1+1) : NREG1個の領域を定義する境界面 (cm)

(6) FORMAT (3 I 5) (“ ENRND ” では不用)

- a. ICONTI = 1 : リスタート継続計算を行う。
= 0 : リスタートランは行わない。
- b. ISTART = 1 : 継続計算の最初のランの時
= 0 : 継続計算の 2 回目以降のランの時
- c. IFILMX = : 継続ランの最大継続回数

(7) FORMAT (I 5)

- a. NREG2 : 特定の核種の分布を計算する領域の数 (≤ 50)

以下の(8), (9), (10)のカードはNREG2 ≤ 0 なら不用。

(8) FORMAT (8 F 10.2)

(BND 2(I), I = 1, NREG2 + 1) : NREG2 個の領域を定義する境界面 (cm)

(9) FORMAT (I 5)

- a. NONUC : 核種の数 (≤ 25)

(10) FORMAT (2 F 10.2)

(RCHG(I), RMAS(I), I = 1, NONUC) : 核種の電荷数と質量数をペアで与える。

NMTAのRESTRT, RERNDのJ.C.Lおよび入力データの例を<付録4>, <付録5>にそれぞれ示すが, 両者を同時に与えて実行することも可能である。

出力する主なデータとしては,

RESTAT : 核分裂による発熱密度空間分布, 電離損失発熱密度空間分布, 発熱密度空間分布, 発熱総量, 体系から逃れる粒子 (漏れとエネルギー・カットオフによる追跡中止) の持ち去るエネルギー, カットオフ以下のエネルギーの中性子と荷電粒子 (陽子を除く) の数とエネルギー,

RERND : 生成される全残留核種とその原子番号分布, 生成される核種の持つ励起エネルギーの原子番号分布, 残留核の平均の励起エネルギー, 消滅核種の数, 指定核種の生成数と空間分布。

である。

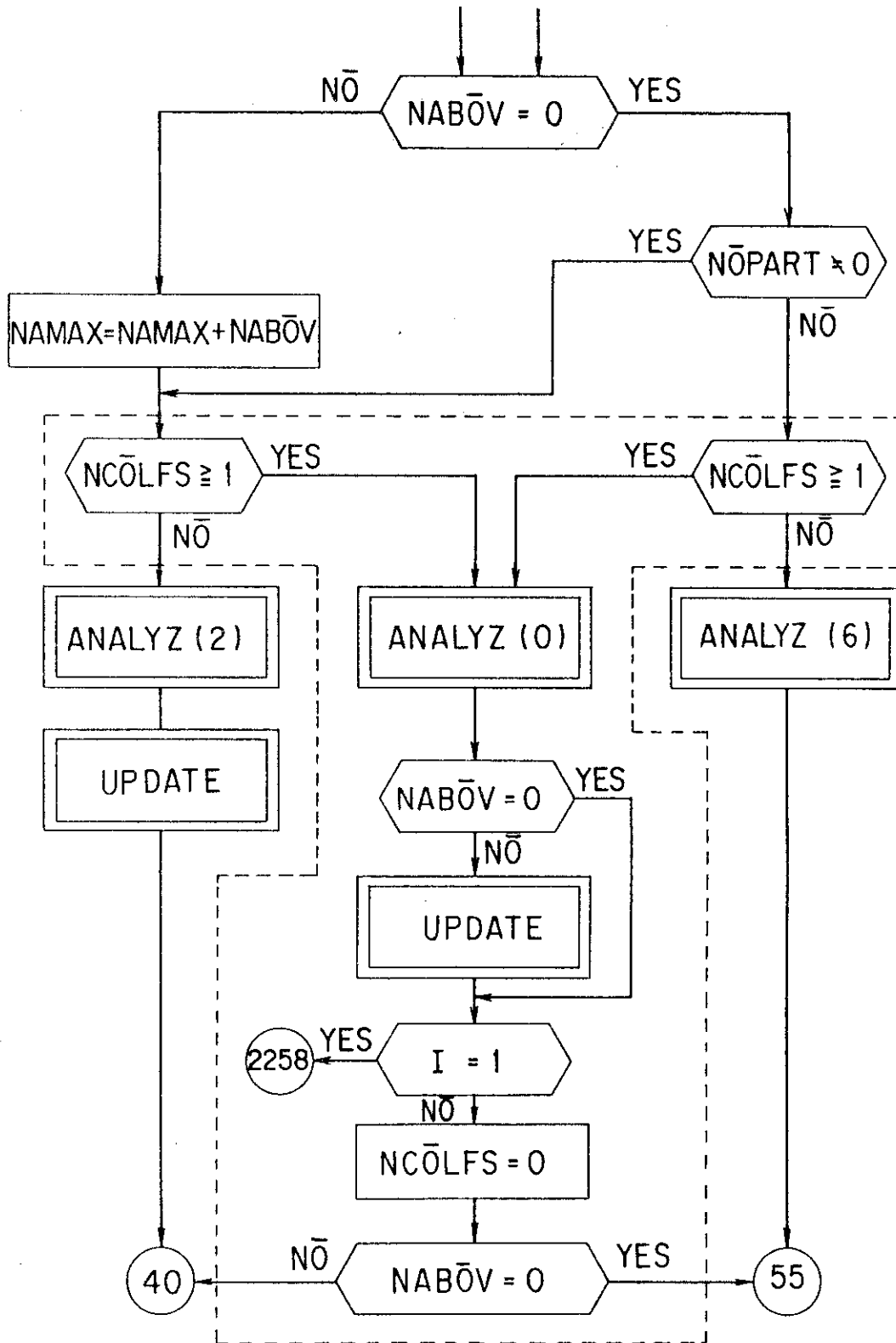


Fig. 2 Modification of flow chart of subroutine OVLY12 in NMTC/JAERI

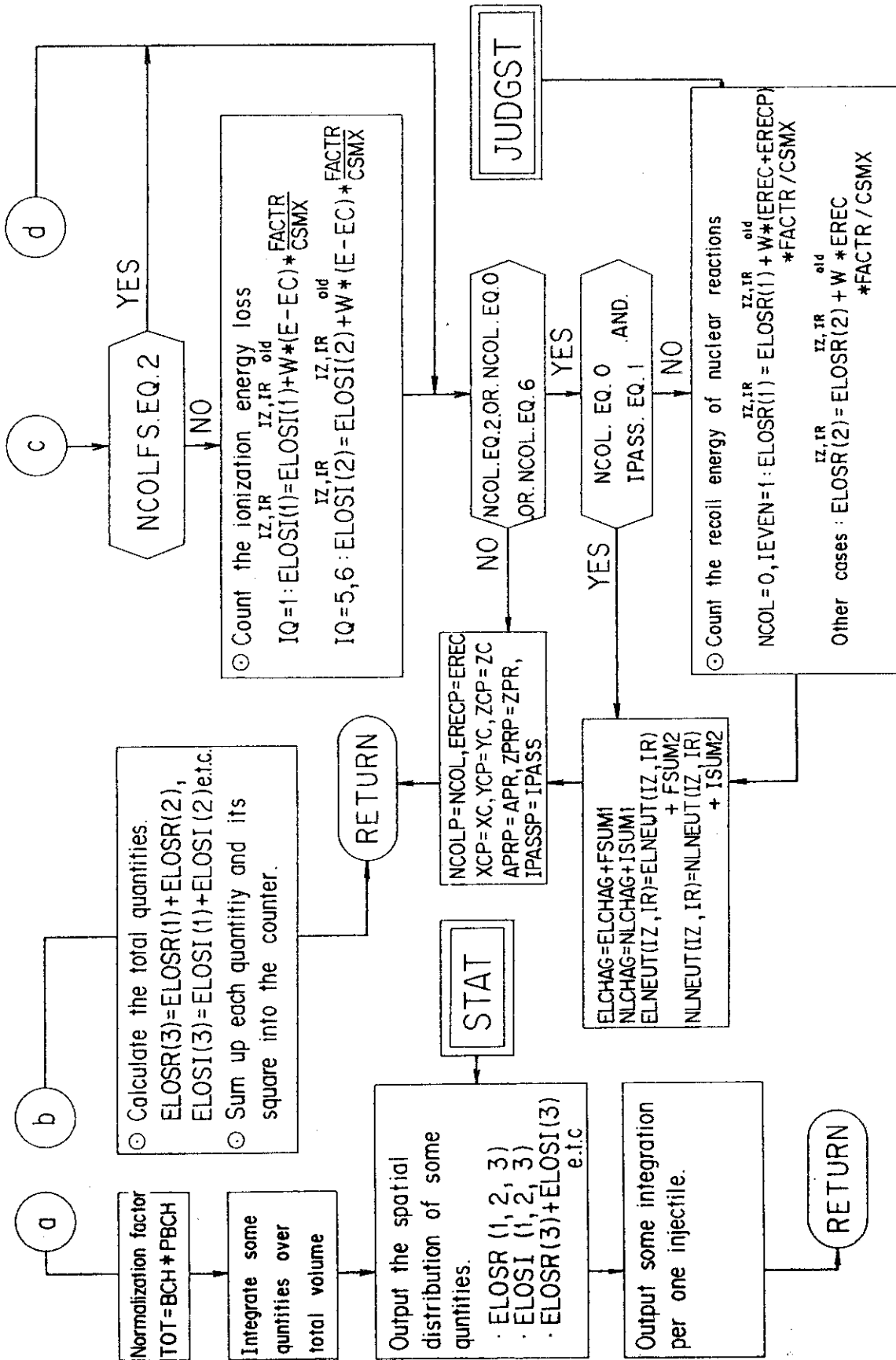


Fig. 3 Flow chart of subroutine HEATDP

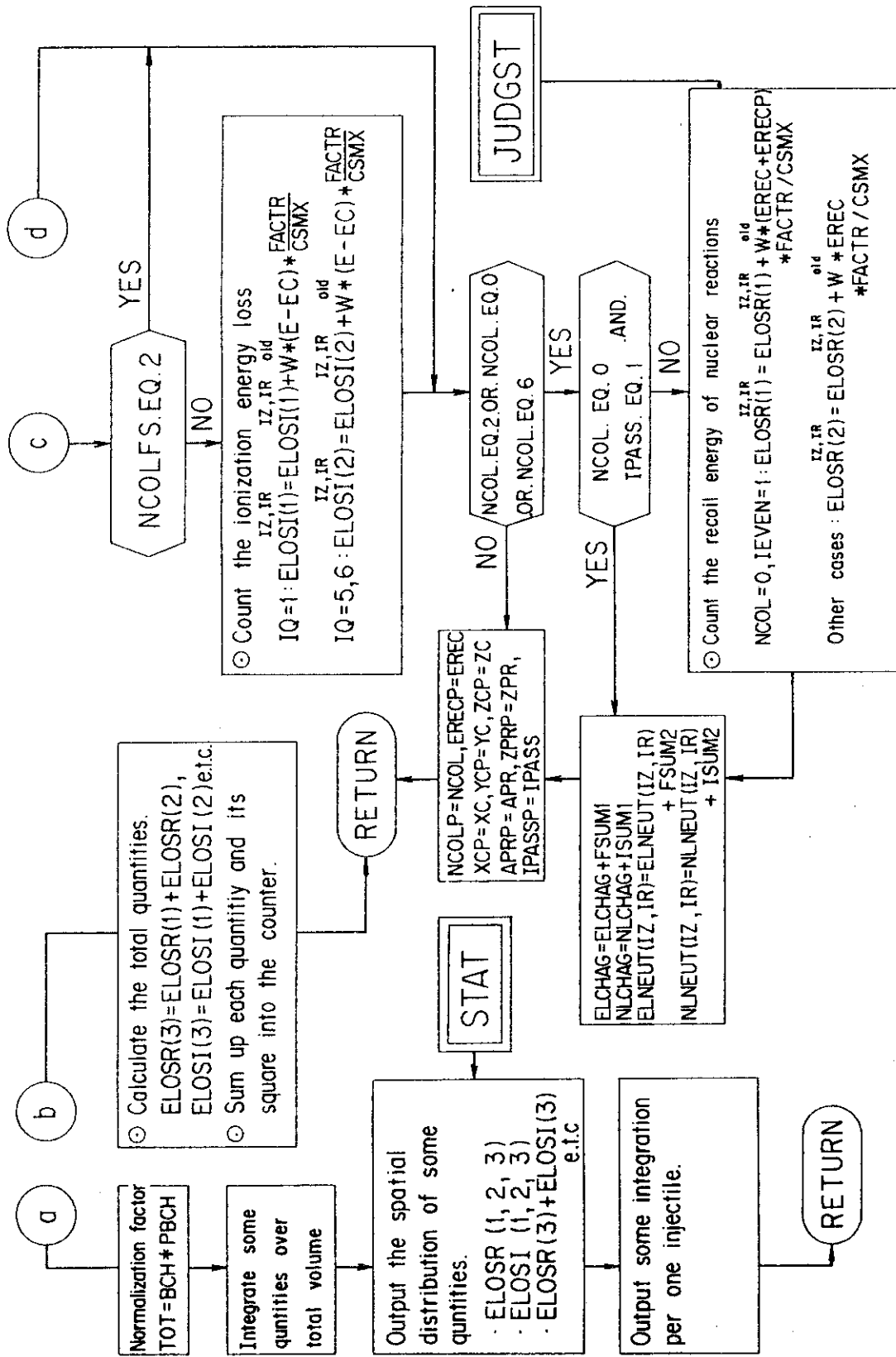


Fig. 3 (Continued)

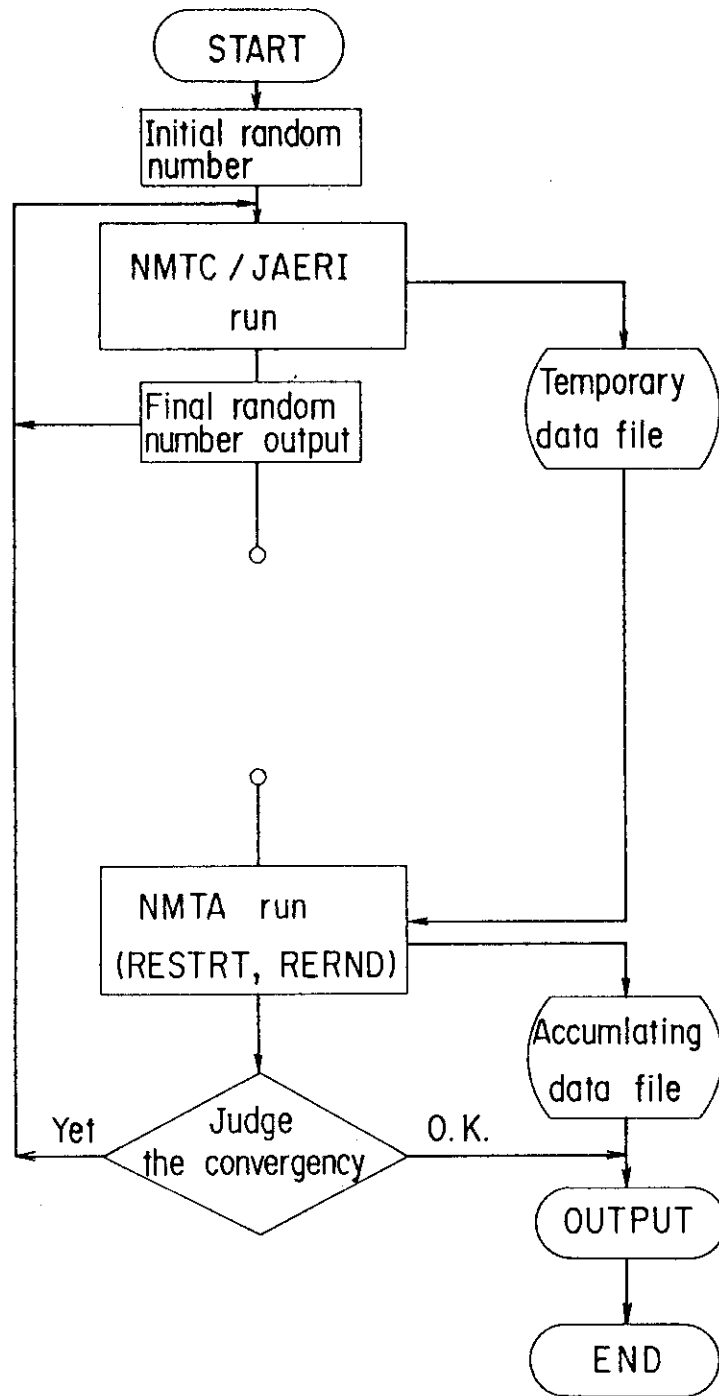


Fig. 5 Process for accumulating more transport data in NMTC/JAERI - NMTA Monte Carlo code system using the restart option

4. 円筒形ターゲットにおける発熱予備解析

高速粒子の照射による金属ターゲット（天然ウラン、鉛）内の発熱計算の予備解析を、コードのチェックも兼ねてNMTC/JAERIコードシステムおよびNMTA/JAERI(RESTRT, RERND)を用いて行った。なお、この計算では残留核の崩壊に伴うガンマ発熱による寄与分を直接計算に加えていないが、残留核の平均励起エネルギーを評価してみると、ここで対象としたエネルギー範囲（入射粒子のエネルギーからカットオフエネルギーの15 MeVまで）では、全体の発熱傾向に大きな影響を与える程の量ではないと推定される。

4.1 入射陽子ビーム・エネルギーが変化する場合

Fig. 7は、長さ60cm、半径10cmの円筒形（Fig. 6参照）の天然ウランおよび鉛ターゲットに、300, 500, 700, 900, 1100 MeVの陽子ビーム（ビーム半径：5 cm）を入射した場合の発熱総量を1入射粒子当りに正規化して比較したものである。図中で H_U^T および H_U^I は、天然ウラン・ターゲット中の発熱総量および電離損失による発熱量、 H_{Pb}^T は鉛ターゲット中の発熱総量をそれぞれ表わす。これらの量は、この入射エネルギーの範囲では、ピークなど急激な変化は起こらず単調に増大するが、高エネルギー側で多少飽和する傾向が見られるのは、体系から洩れる粒子が増えてくるからである。ここで、 H_U^I と H_{Pb}^T とが同程度であるが、鉛中での高速核分裂が僅かであることを考慮すると、両ターゲットの入射陽子に対する電離損失の効果は、ほとんど変わらないと推測される。なお、 H_U^I と H_U^T の差は、主として高速核分裂による発熱分 H_U^F であり、核破砕などによる寄与分は少ない。Table 1に、発熱総量および体系から失われるエネルギーの入射エネルギー E_I に対する割合を示した。300～1100 MeVで発熱総量の比は、天然ウランで～90%から～60%、鉛では～75%から～40%へ減少するが、天然ウランと鉛の場合の差は、核分裂による発熱分によるもので、約20%弱である。逆に体系から洩れてしまうエネルギーの割合は、入射エネルギーの増加と共に増えていくが、両ターゲット共ほぼ同じ傾向で、最大値でも20%以下である。これは、ターゲットのサイズと各入射エネルギーの粒子の飛程との関係を反映している。残りのエネルギーは主として標的核からの粒子放出のために使われる。

次に同じターゲットについて発熱密度（MeV/cm³）の空間分布を計算し、その特性を検討した。Fig. 6に示す二次元空間のセルは、ここでは説明の便宜上、中心軸（z軸）からの半径方向への順番 n_r （=1～5）と、ビームの入射する下面からZ軸方向への順番 n_z の対（ n_r, n_z ）で表わす。例えば（3, 4）は番号15のセルに対応する。Fig. 8およびFig. 9に、入射陽子のエネルギーが900 MeVおよび500 MeVの場合に、鉛および天然ウラン・ターゲット内で計算した発熱密度分布を示す。径方向の分布は、中心軸からほぼ単調に減少し、しかも $n_r=1\sim3$ におさまっており、この傾向は $n_z=1\sim8$ でも変わらない。この場合、陽子ビームの半径が5 cmであることを考え合わせると、これらのエネルギー範囲での衝突では、陽子の入射方向がかな

りの距離にわたって記憶される、言い換えれば、前方散乱が多いことが推定できる。軸方向の発熱密度の変化をみると、入射エネルギーが高いほどこの方向へ長く広がり、かなり一様な分布に近づくのと逆に、低いエネルギーでは、 $n_z = 1 \sim 3$ へ局在してくるが、これは発熱スポットなどターゲット工学的にみると興味ある結果である。また、軸方向分布の最大値は、入射点近くの $n_z = 1$ ではなく $n_z = 2$ であり、軸方向に裾野をひいているが、これは発熱の主成分が電離損失による結果生じる傾向である。入射直後は、エネルギーが高いので、衝突間の距離が長く、 $n_z = 1$ での衝突数が相対的に少ない結果として $n_z = 2$ により多くの電離損失発熱分がカウントされる。このことを裏付けるのが、Fig. 10で、入射エネルギー 900 MeV、天然ウランターゲット中の発熱密度分布を(a)電離損失による成分と(b)核分裂および核破砕による成分に分けた図であるが、後者の成分が軸方向に一様に減少していくのに対して前者の成分は $n_z = 2$ に最大値が現われる。また、軸方向への広がりについては、900 MeV・天然ウランの場合 $z = 0 \sim 30$ cm に比較的集中しているが、鉛では $z = 0 \sim 48$ cm に一様に分布しており、これは核分裂成分の有無と媒質の原子番号による飛程の差に起因するものと思われる。

Fig. 11は、やはり 300 MeV ~ 1100 MeV のエネルギー範囲で、入射陽子 1 個当たり、カットオフ以下のエネルギーを持って放出される中性子数 $n_{\text{cut off}}$ の変化をプロットした図である。ターゲット内のカスケードに関与しない中性子の数は、カットオフ以上のエネルギーを持って体系から洩れる分があるので、実際にはもう少し多くなるが、カットオフ以下の中性子発生数は、発熱総量と共に、ターゲットからの生成物の目安の一つである。(荷電粒子の放出は少ない) 天然ウランの $n_{\text{cut off}}^{\text{U}}$ は、鉛のそれに比べて、入射エネルギーにかかわらず ~ 1.5 倍と一定である。このように多くの中性子が、核燃料物質の生産や、超ウラン元素などの消滅処理に利用できるが、天然ウランでは、fertile nuclide の ^{238}U を消費して中性子を生産しているため、核エネルギー経済全体の収支バランスから考えると、鉛の場合より有利であるとは言えない。また、物理実験用の中性子源としては、ターゲット内の発熱量が少なく平坦に分布している方が望ましいが、工学的利用の立場に立てば、取り出し得る熱は、発電にリサイクルでき、利得の一つと考えられる。

4.2 入射粒子の異なる場合

鉛ターゲット(半径 10 cm, 長さ 60 cm)に、陽子の他に、仮想的に 900 MeV の正パイ中間子、負パイ中間子および中性子を入射した場合に、発熱総量、体系から洩れ出るエネルギーの入射エネルギーに対する割合とカットオフ以下の中性子発生数を Table 2 に示す。発熱総量では、陽子、正パイ中間子の方が多く ~ 44% と ~ 50% で、負パイ中間子、中性子では ~ 40%、~ 18% と少ないが、漏洩エネルギーは逆の傾向で、それぞれ ~ 17%、~ 12%、~ 22%、~ 31% である。また、15 MeV 以下の遅速中性子発生数についても、それぞれ陽子で ~ 24 個、正パイ中間子で ~ 22 個、負パイ中間子 ~ 31 個、中性子 ^{注1)} 31 個となり、大まかに言えば、前二者と後二者は

注 1) 核分裂炉での概念では、MeV オーダの中性子は高速中性子であるが、ここでは、15 MeV 以上と以下を区別するために、遅速中性子と呼ぶことにする。

それぞれ似た特性を持つといえる。発熱総量の電離損失分のうち、陽子と中性子の入射では、パイ中間子による寄与分が零なのに対して、正負の中間子入射では、中間子による寄与分の方が多く、入射中間子以外にも spallation pion の原子核間カスケードが存在していることが分かる。また、これらの発熱密度分布の図は載せないが、概略述べると両パイ中間子入射の場合は、z方向の広がりが僅かに伸びる他は、陽子入射の時とよく似ている。中性子入射では、かなり平坦な分布で値も低い。しかし、中性子の場合、ターゲットから洩れでて有効に使われないエネルギーが多いので遅速中性子発生には、発熱、洩れの両方とも中間の値を持つ負パイ中間子入射が良いといえる。

4.3 ターゲット物質の異なる場合

ターゲットの種類によって、発熱総量や15 MeV以下の遅速中性子数は当然変化するが、ここでは900 MeVの陽子ビーム入射の場合、同じ円筒のターゲットとして天然ウラン、熔融塩 ($\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4$, 64-18-18) および鉛を選び比較した結果を Table 3 に示す。熔融塩ターゲットでは、発熱総量や残留核の平均励起エネルギーは低く、発熱密度分布も比較的平坦であるが、その分漏洩エネルギーも大きく遅速中性子数も少ないため効率があまりよくない。従って、核燃料生産や廃棄物消滅処理を熔融塩ターゲット系で行う場合には、洩れを少なくするために、ターゲットをこの計算例の場合よりかなり大型にする必要がある。また、Fig. 12 は粒子の蒸発計算後の各ターゲット内に存在する生成核種の原子番号分布を比べたもので、それぞれ特長あるパターンが現われる。鉛では、 $Z = 2$, 64~83 にほとんどの核種が集中して存在するが、これは核分裂が少なく核破碎とそれに続く核子蒸発過程が主体のためである。天然ウランでは、鉛のパターンに加えて核分裂によって生成される核種が幅広い範囲に分布し、全体に平坦な分布を形成している。一方、熔融塩のターゲットでは、トリウムの spallation & evaporation による核種グループと核分裂による中重核を中心とするグループ、リシウム、ベリリウム、弗素の軽い核のまわりのグループの三つに分かれている。これらのパターンの変化から、ターゲット内での核反応過程の変化を類推することも可能である。なお、これら三つの図全てにみられるZの低い端にあるピークは、 ${}^4\text{He}$ に対応するものである。

4.4 入射ビームの半径とターゲットの長さの影響

入射ビームの半径は、これまで5 cmに固定して計算してきたが、ここではパラメトリックに変えて、発熱総量や発熱密度分布への影響を調べた結果を Table 4 および Fig. 13 に示した。ターゲットは鉛の円筒 ($\ell = 60 \text{ cm}$, $r = 10 \text{ cm}$), ビームは900 MeVの陽子である。表から分かるように、ビーム半径 b_r がターゲット半径以下であれば、発熱総量、漏洩エネルギー、残留核の平均励起エネルギーおよび遅速中性子数もほとんど変わらない。特に $r = b_r = 10 \text{ cm}$ の時に、末端効果による減少が少ないことは、カスケード粒子の方向がかなり入射方向に偏っていることを裏づけている。発熱密度分布の図では、 $b_r = 2.5 \text{ cm}$, 7.5 cm , 10 cm の場合を示したが、明らかにビーム半径の影響による発熱の局在が認められる。従ってターゲット半径以内ならビ

ーム半径を大きくした方が効率を落とさずに、平坦な発熱密度分布が得られる。

ターゲットサイズによる変化については、Table 5に示したように、 $\ell = 12\text{cm}$, $r = 10\text{cm}$, $b_r = 5\text{cm}$ の900 MeV陽子入射の場合だけを比較した。ターゲットの長さを $\frac{1}{5}$ にした時、鉛、天然ウランターゲット共に、漏洩エネルギーは約3倍となるが、発熱総量や遅速中性子数は、約半分と予想外に減り方が少ない。また、Fig. 14およびFig. 15は、この鉛および天然ウランペレット型ターゲットの発熱密度詳細分布を求めたものであるが、軸方向については、ほぼ平坦な分布をしている。

4.5 継続計算によるチェック

これまでの計算はすべて、500ヒストリーの入射粒子（およそ4500 イベント）についての計算であるが、モンテカルロ計算としての収束性と信頼度を調べるために、鉛ターゲット（ $\ell = 60\text{cm}$, $r = 10\text{cm}$ ）について、900 MeVの入射陽子数を500から5000へ増加した場合に、“RESTRT”および“RERND”のチェック計算を行った。Table 6は、発熱総量、漏洩エネルギー、残留核平均エネルギーの入射エネルギーに対する比と遅速中性子数の累積計算の結果である。発熱総量、漏洩エネルギーおよび遅速中性子数はいずれも500ヒストリーの段階でほとんど収束しており、5000ヒストリーの場合に比べて、これらの値のゆらぎは数パーセント以内であることが確認された。また、Fig. 16(a)および(b)は、ヒストリー数が2500と5000の場合の発熱密度分布、(c)は5000ヒストリー時の生成核種分布であるが、Fig. 8(a)およびFig. 12(a)の500ヒストリーの場合に比べて基本的なパターンでは差が現われない。従って500粒子入射の計算で得られた結果については、発熱総量や発熱密度分布などの全体の傾向や遅速中性子数の概略値を議論する限りにおいて十分に信頼できるといえる。

Table 1 Heat deposition ratio w.r.t. the incident proton energy

Target	Energy of incident proton (MeV)	1100	900	700	500	300
Nat.	Total heat deposition	0.632	0.666	0.739	0.809	0.903
	fission	0.203	0.186	0.207	0.191	0.157
	ionization loss	0.422	0.474	0.524	0.615	0.745
U	Escaped energy (e. cut off, leakage)	0.160	0.126	0.111	0.065	0.053
Pb	Total heat deposition	0.376	0.437	0.496	0.622	0.766
	fission	0.0042	0.0041	0.0060	0.0049	0.0024
	ionization loss	0.367	0.429	0.486	0.614	0.763
	Escaped energy (e. cut off, leakage)	0.188	0.165	0.121	0.096	0.060

Table 2 Variation of heat deposition ratio and neutron yield, with the injectile of 900 MeV in the Pb target

Injected particle	Proton	Positive Pion	Negative Pion	Neutron
Total heat deposition	0.437	0.493	0.393	0.179
ioni. l. due to proton	0.429	0.111	0.016	0.169
ioni. l. due to pion	0.	0.378	0.371	0.
Escaped energy (e. cut off, leakage)	0.165	0.120	0.216	0.305
Number of neutrons (below the cutoff e.)	23.75	22.15	30.59	30.53

Table 3 Comparison of heat deposition ratio and neutron yield, among the Pb, molten salt and Nat. U targets for the incident proton of 900 MeV

Target	Pb	Molten Salt	Nat. U
Total heat deposition	0.437	0.266	0.666
fission	0.0041	0.0281	0.186
ionization loss	0.429	0.234	0.474
Escaped energy (e. cut off, leakage)	0.165	0.603	0.126
Mean excitation energy in a residual nuclide	0.014	0.0083	0.0216
Number of neutrons (below the cutoff e.)	23.75	8.42	36.66

Table 4 Dependence of heat deposition ratio and neutron yield, on the beam radius for 900 MeV proton incident on Pb target

Beam Radius (cm)	2.5	5.0	7.5	10.0
Total heat deposition	0.460	0.437	0.446	0.423
fission	0.0050	0.0041	0.0050	0.0039
ionization loss	0.451	0.429	0.437	0.416
Escaped energy	0.142	0.165	0.160	0.198
cut off energy	0.0309	0.033	0.0321	0.0271
leakage	0.111	0.132	0.128	0.171
Mean excitation energy in a residual nuclide	0.014	0.014	0.0136	0.0123
Number of neutrons (below the cutoff e.)	23.79	23.75	23.07	22.21

Table 5 Dependence of heat deposition ratio and neutron yield, on target size for 900 MeV proton incident on Pb and Nat. U targets

Length of target	Pb		Nat. U	
	60 cm	12 cm	60 cm	12 cm
Total heat deposition	0.437	0.186	0.666	0.393
Escaped energy (e. cut off, leakage)	0.165	0.598	0.126	0.431
Number of neutrons (below the cutoff e.)	23.75	11.24	36.66	23.35

Table 6 Convergency of heat deposition ratio, with the increase of history number for 900 MeV proton incident on the Pb target

History number	Total heat deposition	Escaped energy	Number of slow neutrons below the e. cutoff
500	0.4373	0.1651	23.75
1,000	0.4387	0.1612	23.70
1,500	0.4426	0.1581	23.68
2,000	0.4445	0.1565	23.68
2,500	0.4441	0.1552	23.71
3,000	0.4441	0.1542	23.79
3,500	0.4452	0.1537	23.75
4,000	0.4452	0.1541	23.62
4,500	0.4443	0.1542	23.67
5,000	0.4452	0.1531	23.70

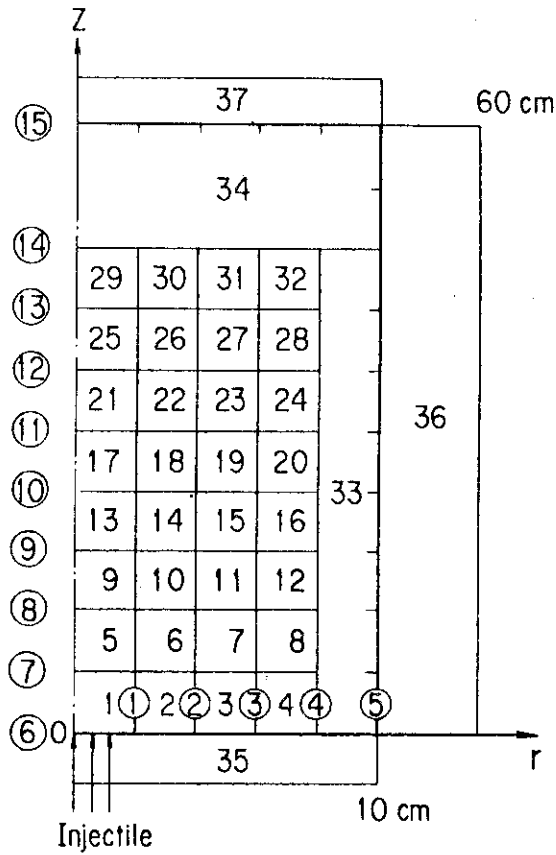


Fig. 6 A cell model of Cylindrical target composed of one material region (cell 1-34), three external void regions (cell 35-37) and fifteen boundary planes (1-15)

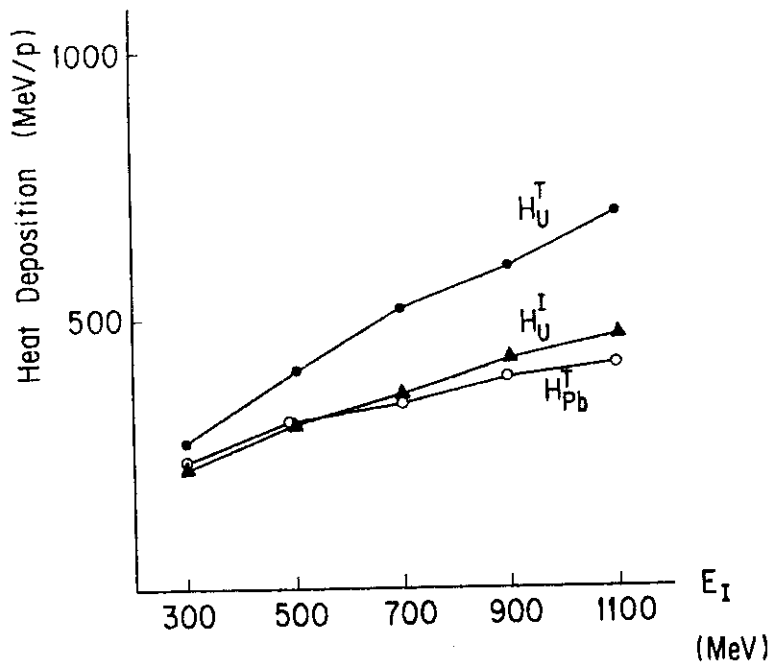


Fig. 7 Total heat deposition per incident proton plotted vs. energy of injected protons. H_U^T and H_U^I denote total heat deposition and ionization loss in a natural uranium target respectively. H_{Pb}^T is total heat deposition in a lead one.

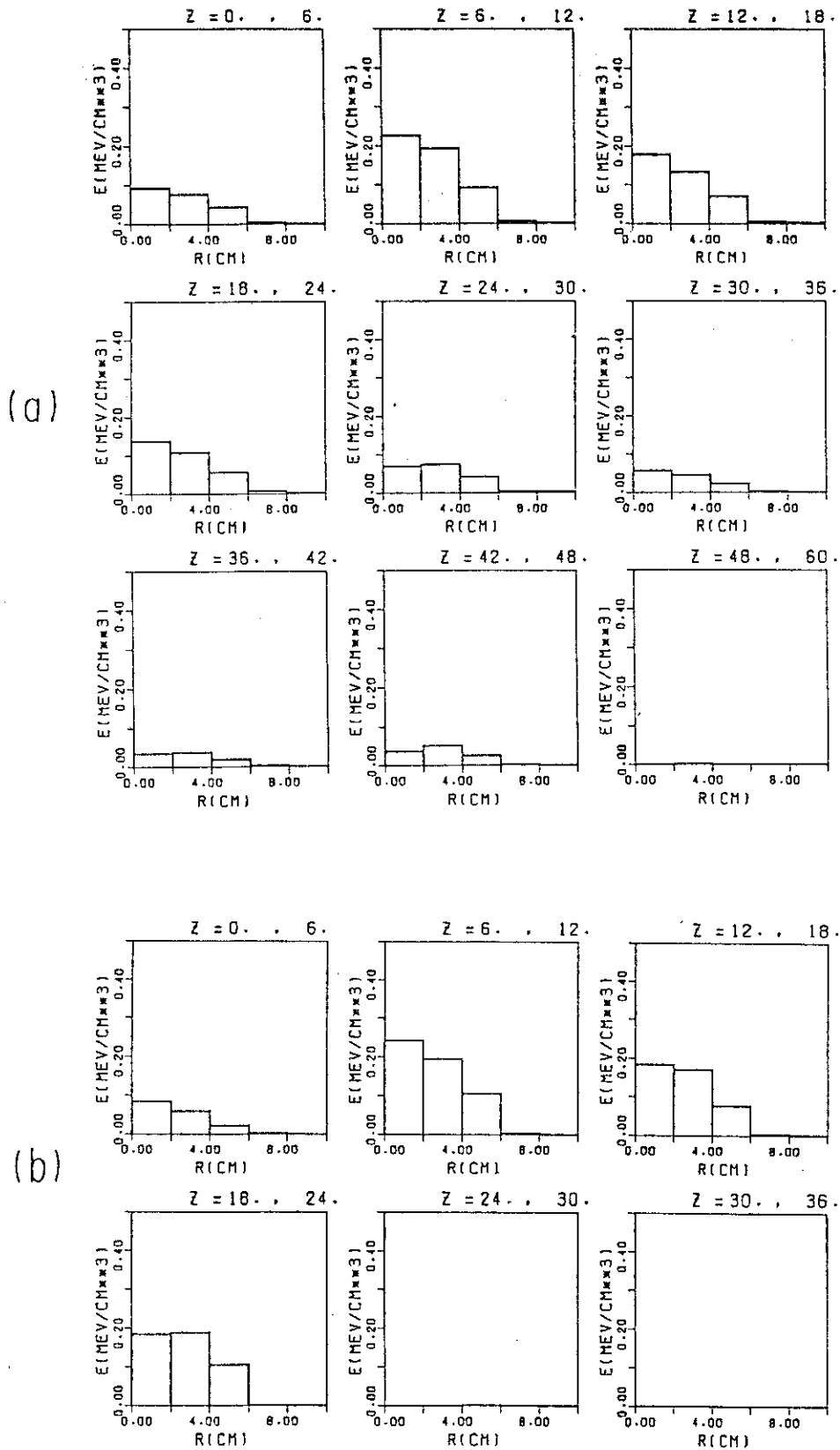


Fig. 8 Heat deposition density (MeV/cm^3) per incident proton as a function of radial position R in the Pb cylindrical target (diameter 10cm, length 60cm) (a) for the incident energy of 900 MeV (9 axial increments) and (b) 500 MeV (6 ones)

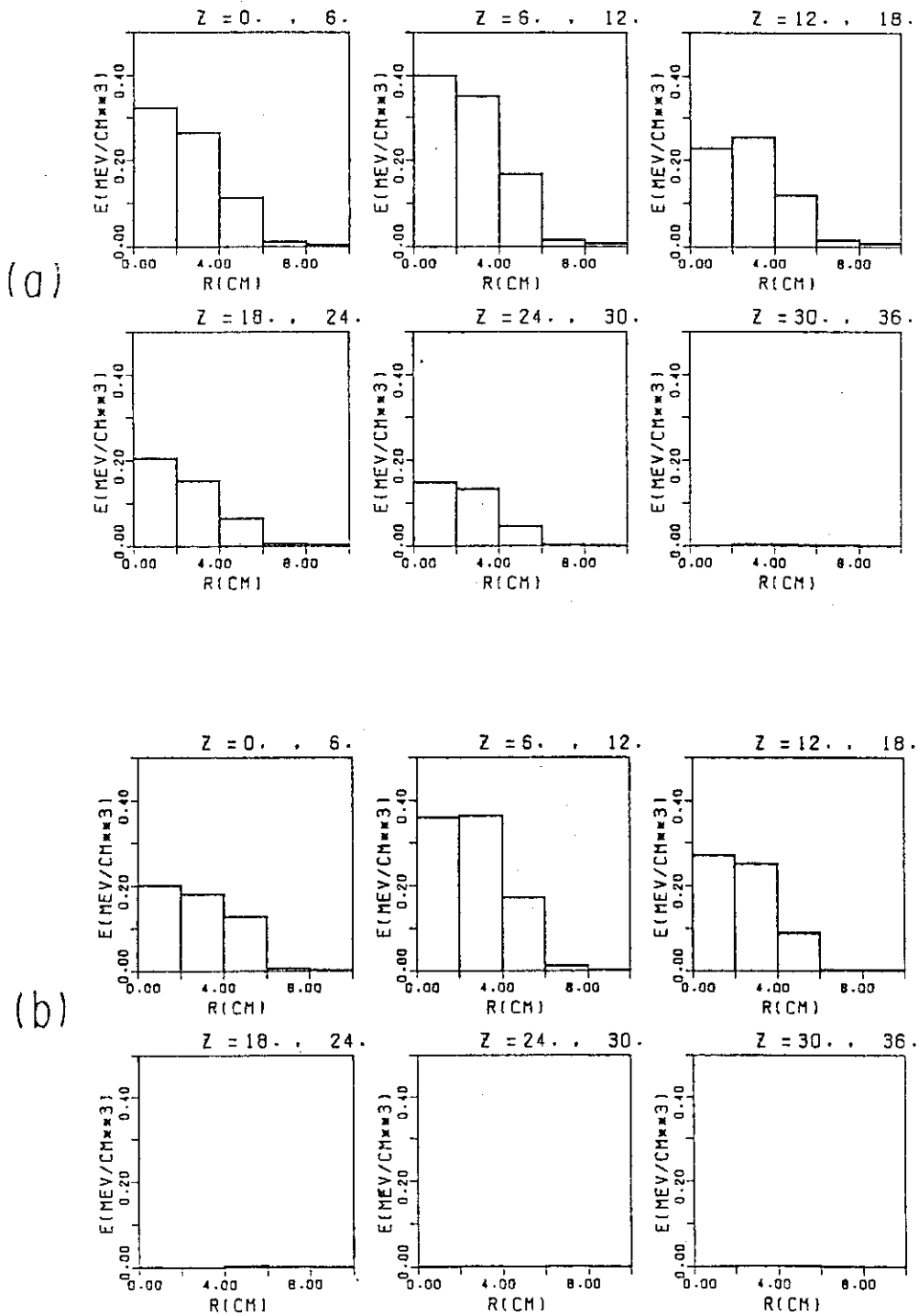


Fig. 9 Heat deposition density (MeV/cm^3) per incident proton as a function of radial position R in the natural uranium target
 (a) for the incident energy of 900 MeV and
 (b) 500 MeV

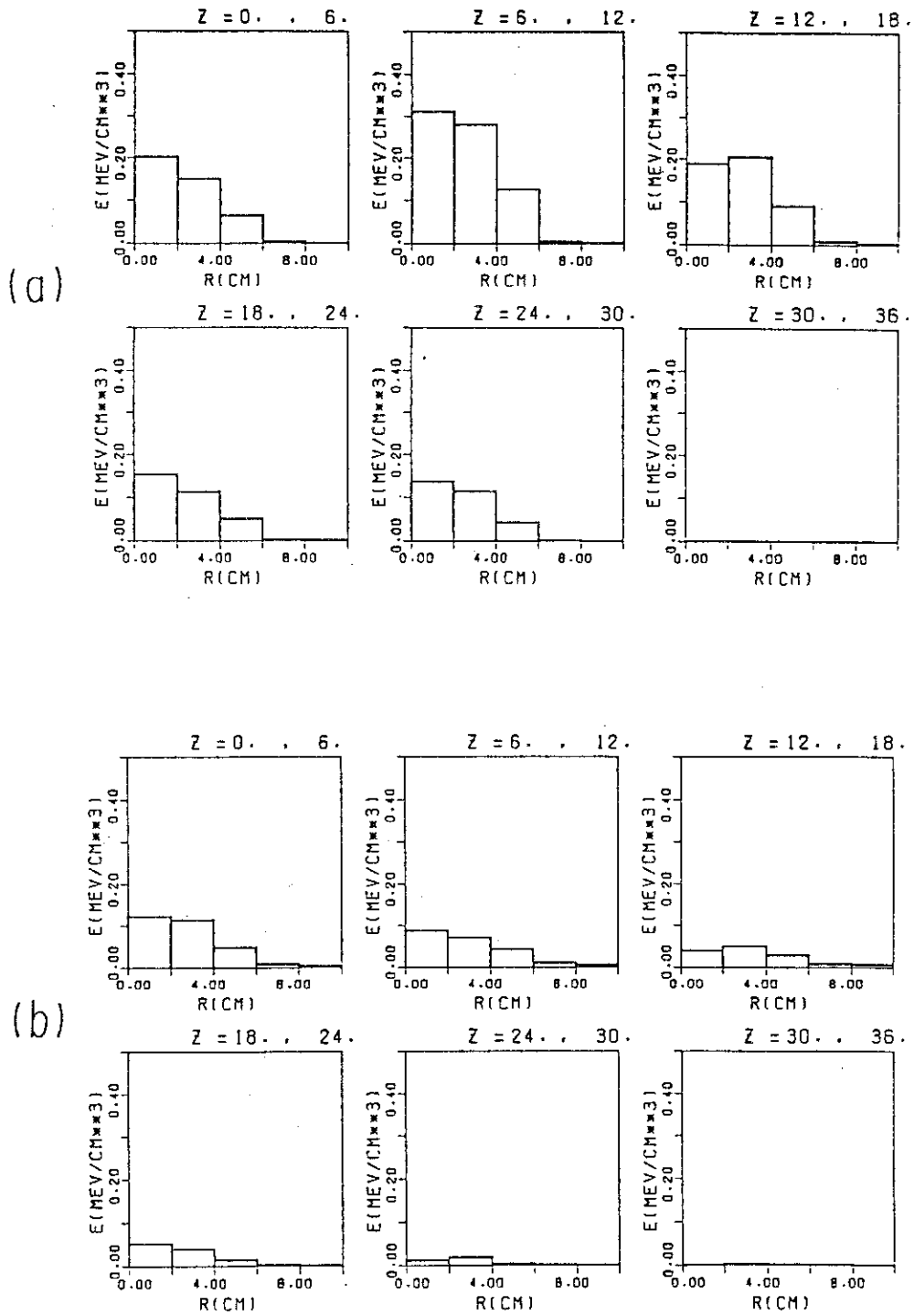


Fig. 10 Components of heat deposition density distribution in the uranium target and the incident energy of 900 MeV
 (a) ionization loss and (b) recoiling energy of spallated nuclei and fission fragments

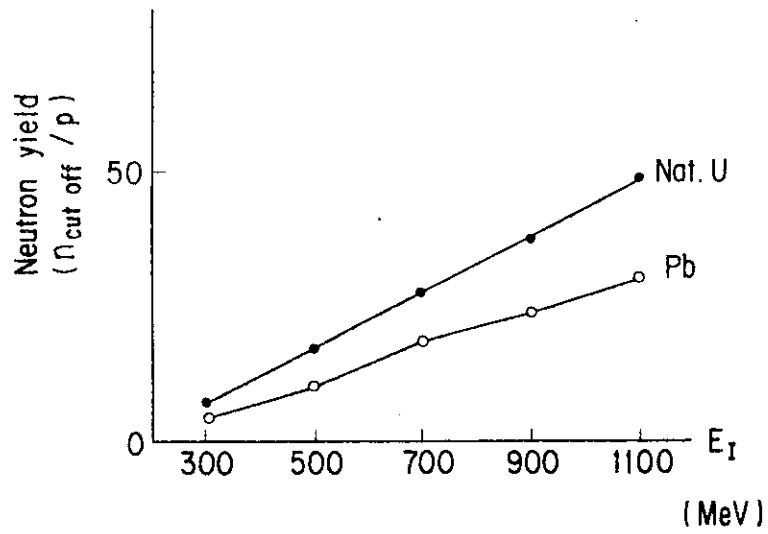


Fig. 11 Number of neutrons per incident proton, emitted with the energy below 15 MeV (cutoff energy) in Pb and natural U targets as a function of the incident proton energy

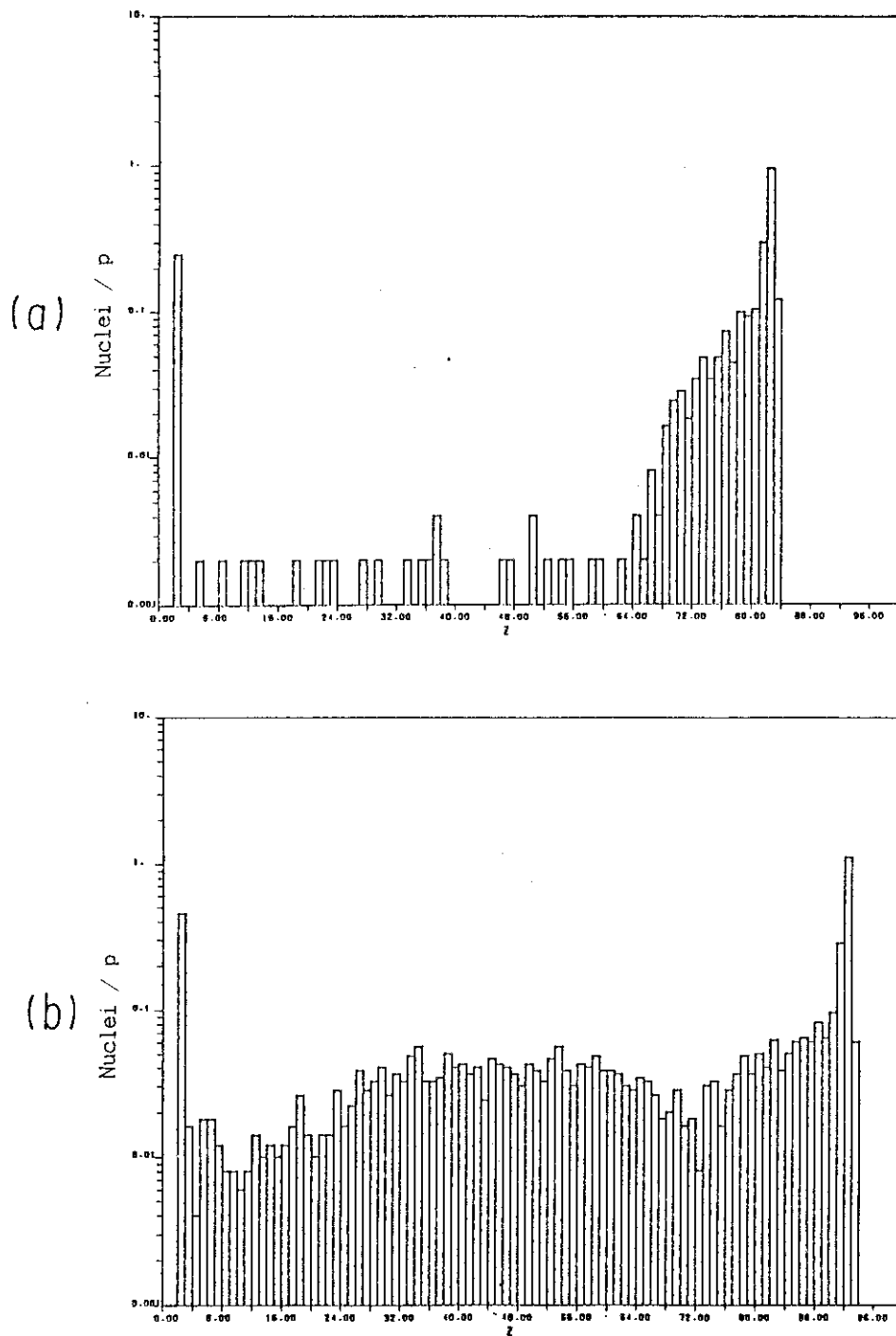


Fig. 12 Spallation and fission product distribution in logarithmic scale as a function of atomic number for the incident protons of 900 MeV (a) Pb, (b) Nat. U

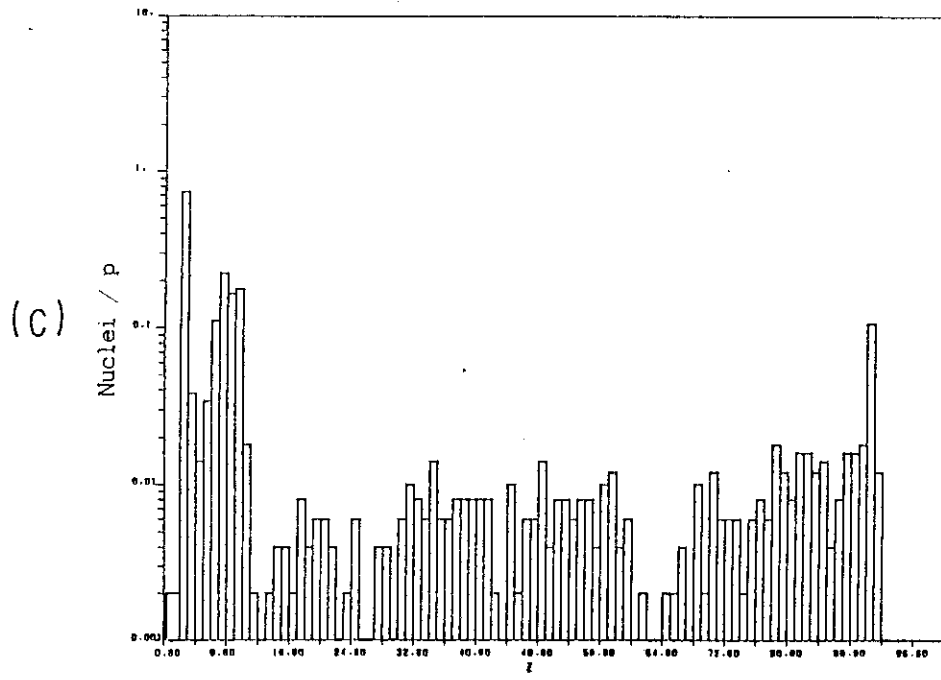


Fig. 12 (Continued)
(c) molten salt

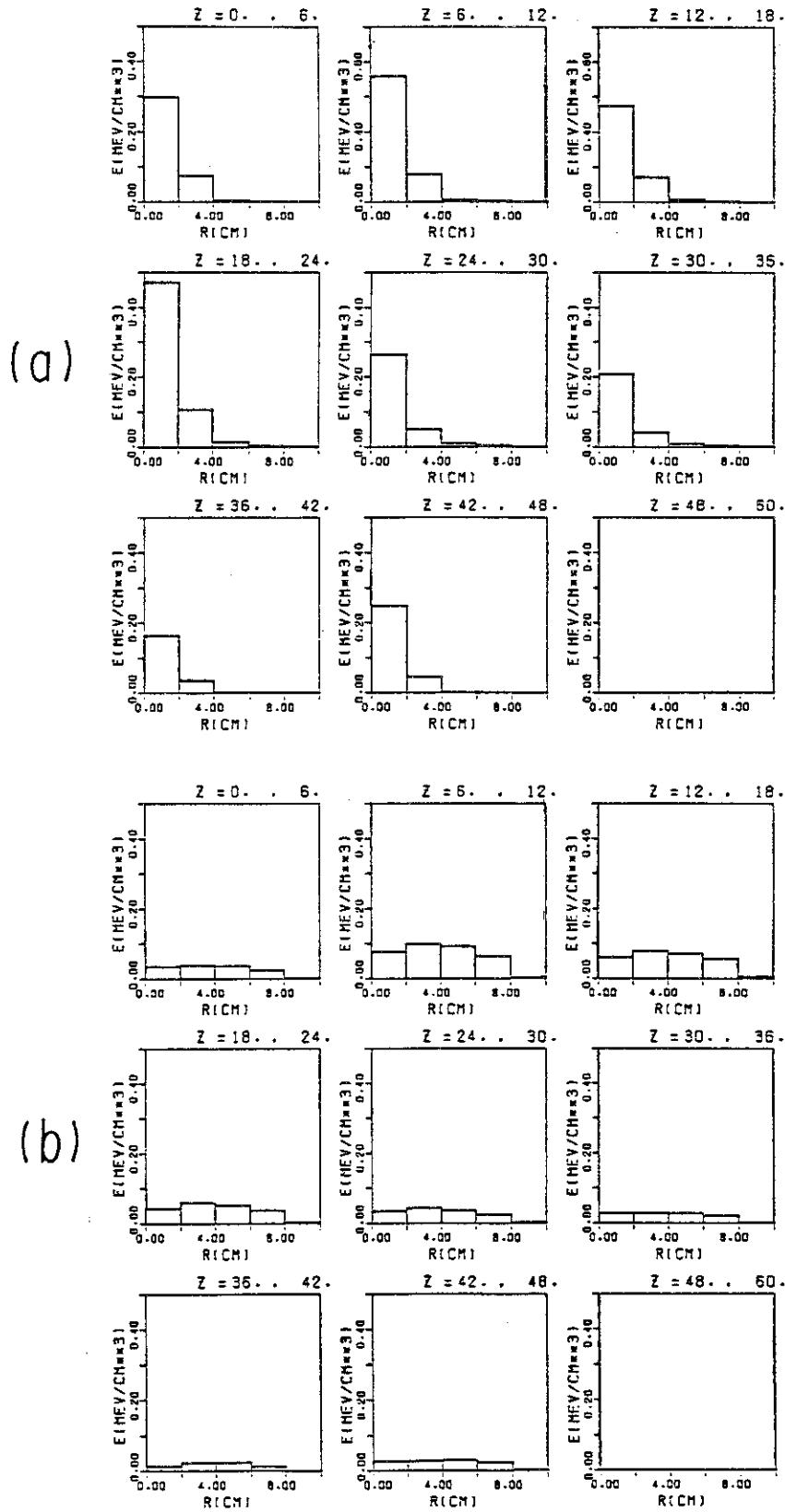


Fig. 13 Effect of beam radius (b_r) on the heat deposition density distribution in the Pb target for the incident proton of 900 MeV
 $b_r =$ (a) 2.5 cm, (b) 7.5 cm

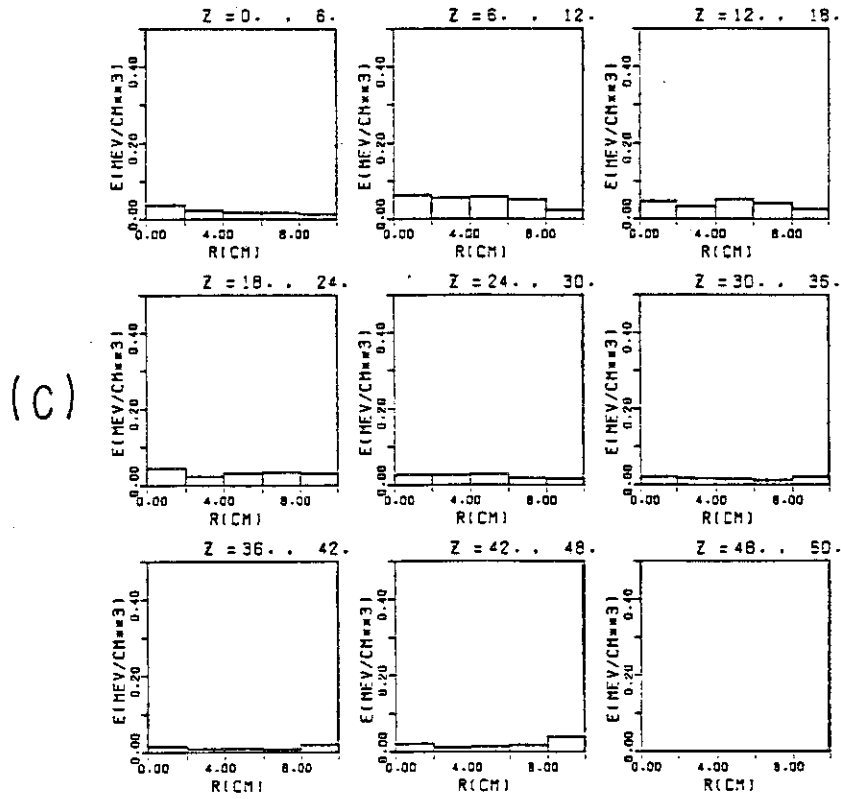


Fig. 13 (Continued)
(c) 10 cm

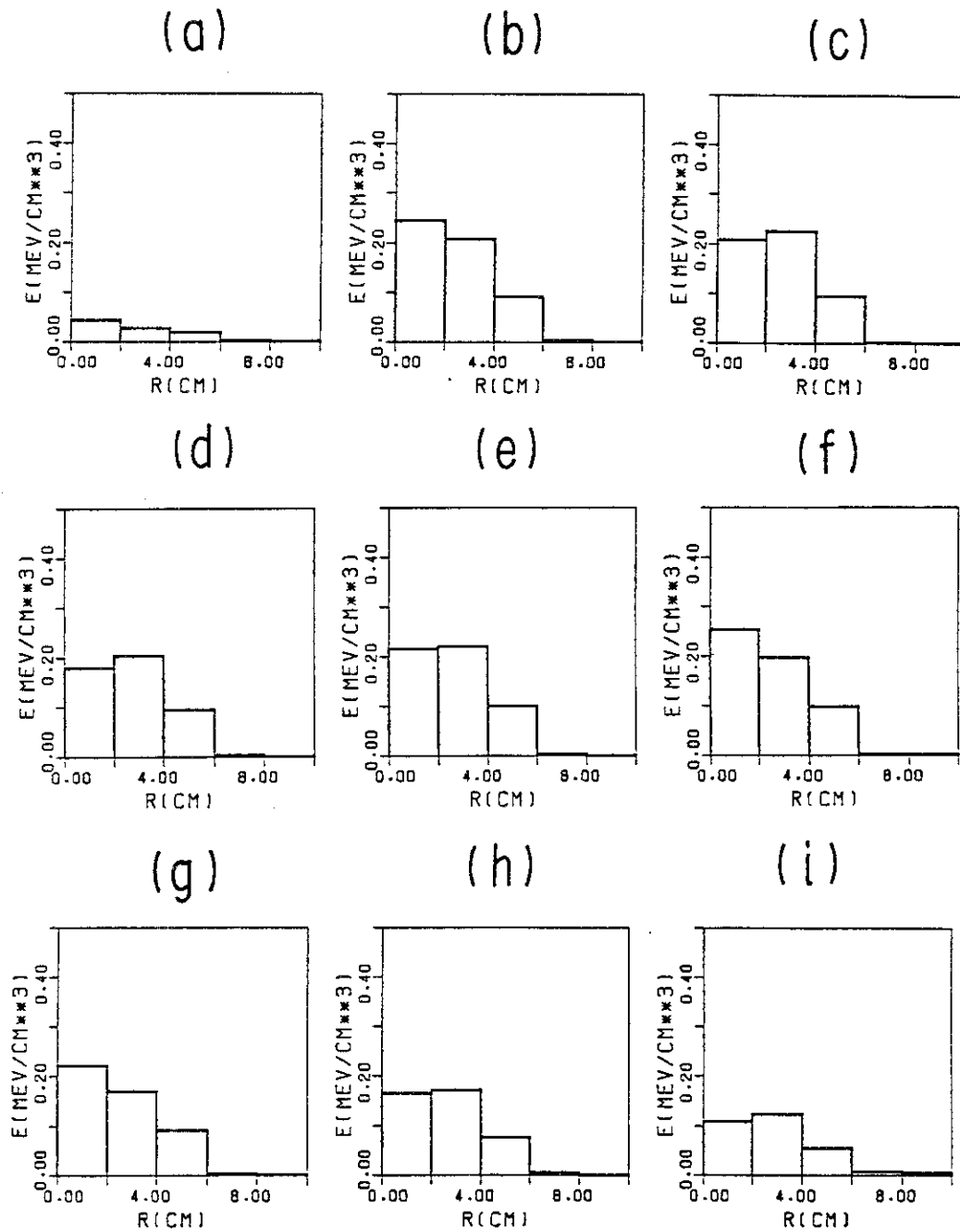


Fig. 14 Fine structure of heat deposition density distribution in the pellet Pb target ($l=12$ cm, $r=10$ cm) for the incident proton of 900 MeV and the beam radius of 5 cm. Boundaries of the axial increments are (a) (0.0cm, 1.2cm) (b) (1.2cm, 2.4cm) (c) (2.4cm, 3.6cm) (d) (3.6cm, 4.8cm) (e) (4.8cm, 6.0cm) (f) (6.0cm, 7.2cm) (g) (7.2cm, 8.4cm) (h) (8.4cm, 9.6cm) (i) (9.6cm, 12cm)

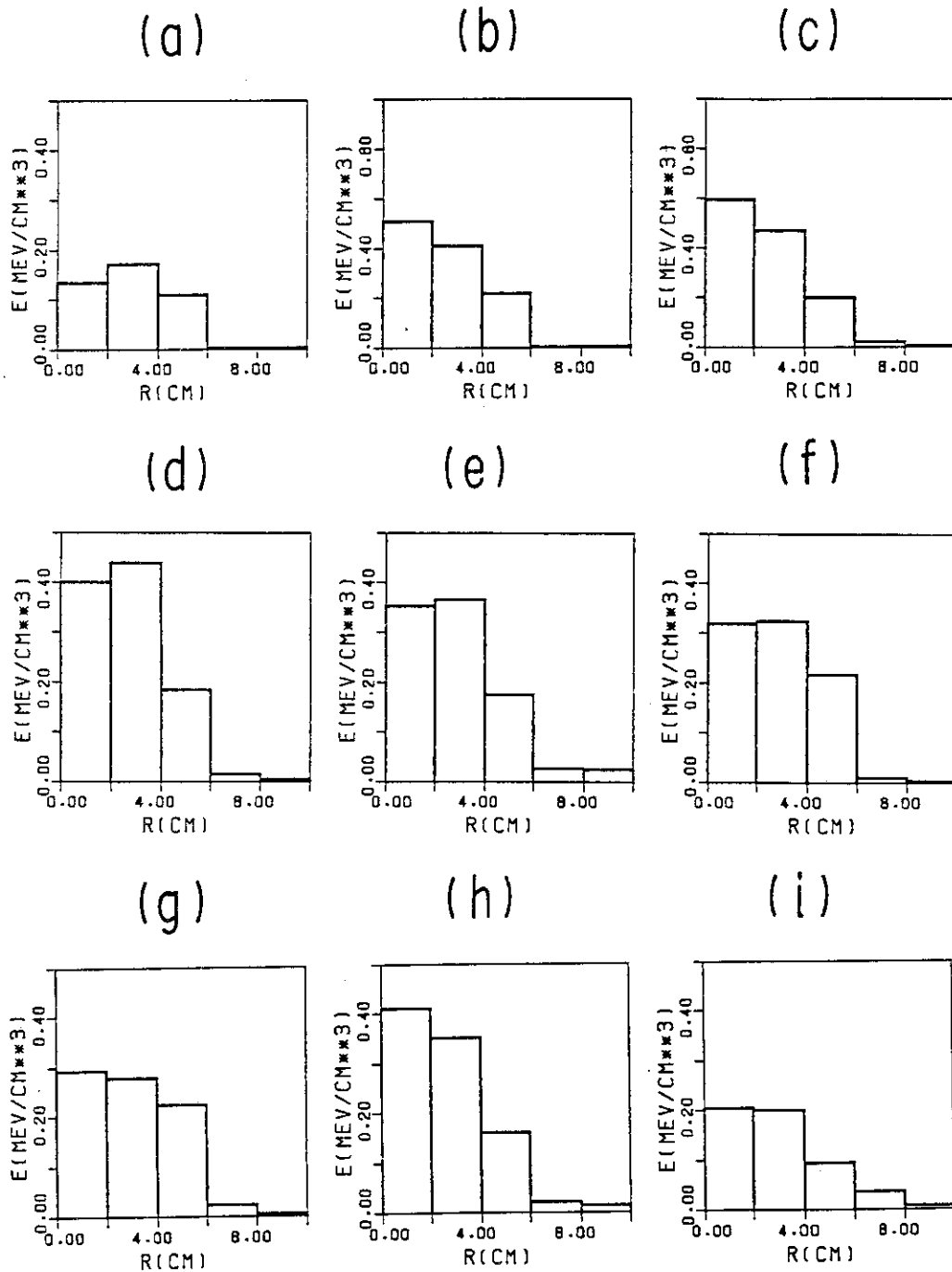
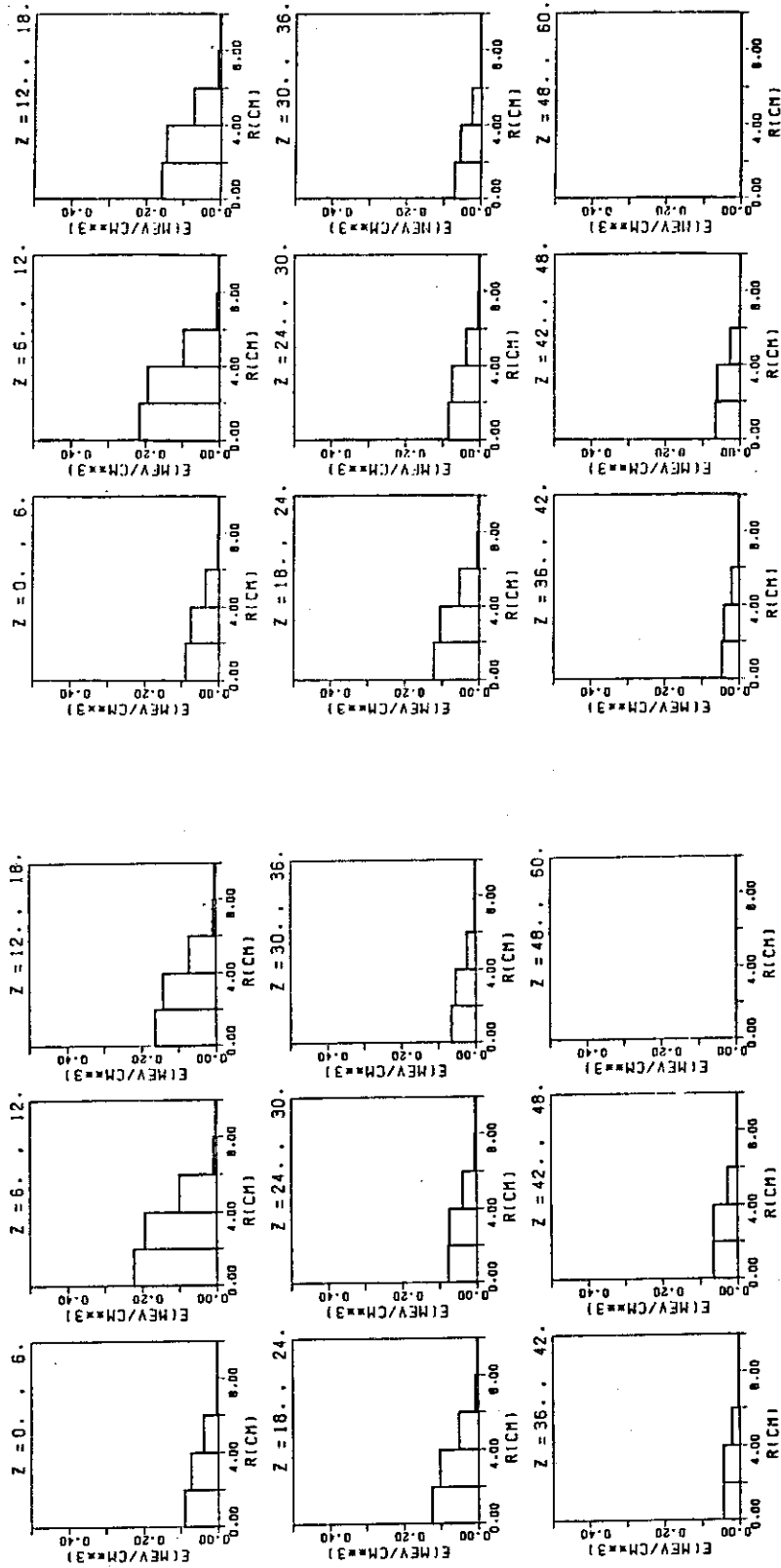


Fig. 15 Fine structure of heat deposition density distribution in the pellet Nat. U target ($l=12\text{cm}$, $r=10\text{cm}$) for the incident proton of 900 MeV and the beam radius of 5 cm. Boundaries of the axial increments are same as those in Fig. 14.



(b)

(a)

Fig. 16 Heat deposition density distributions in the rod Pb target for the incident proton of 900 Mev (a) 2500 and (b) 5000 history calculations

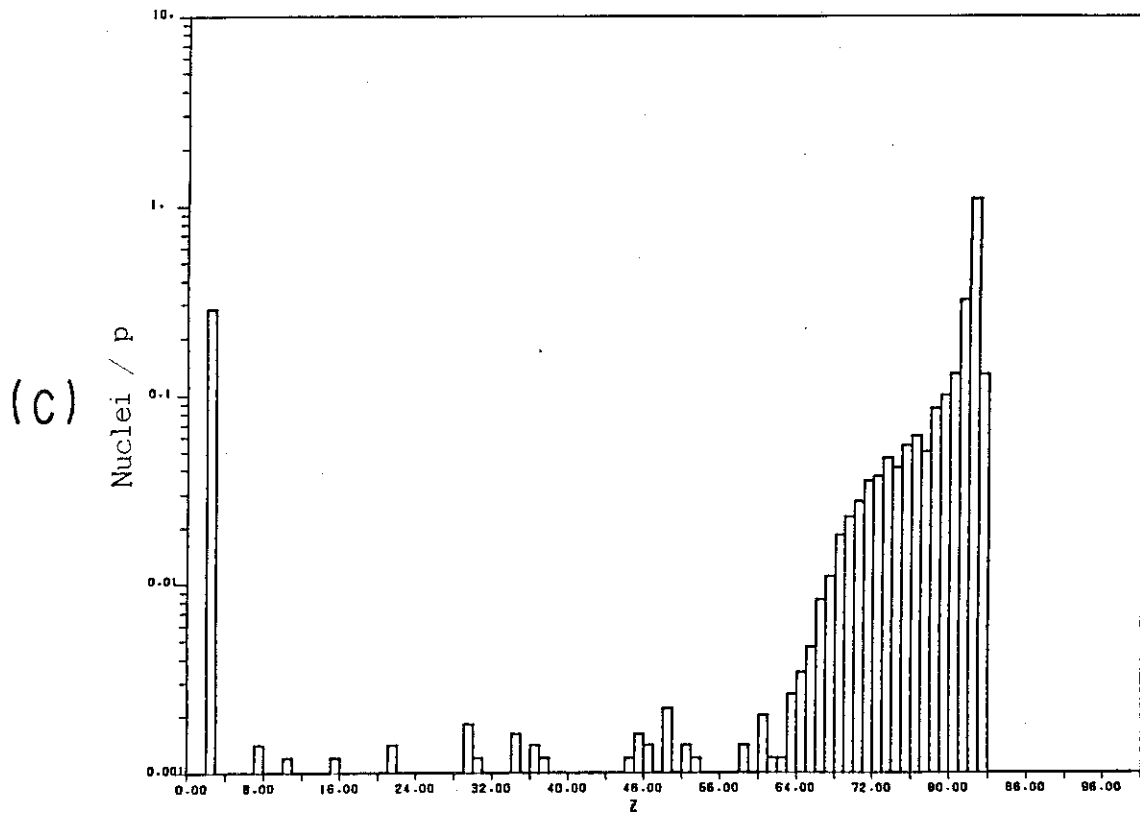


Fig. 16 (Continued)
(c) shows the spallation and fission product distribution under the same target and incident energy conditions for 5000 history calculations.

5. ま と め

核子-中間子輸送モンテカルロ・シミュレーション・コードNMTC/JAERIの修正と新しい処理ルーチンHEATDPとENRNDの作成を行い、加速器ターゲットシステム内の発熱総量や発熱密度の空間分布、消滅した核種の数、残留核の分布、遅速中性子発生数などの計算が可能になった。また、これらルーチンに、ディスクを利用した累積計算オプションを設けることによって、統計精度を向上させると同時に、カスケード・イベント数の多い高エネルギー粒子(≥ 1.1 GeV)入射の場合に生じるファイル・メモリ制限の問題を解決した。現在の計算モデルでは、荷電粒子のイオン化によるエネルギー損失と核反応時の反跳エネルギーしか扱っていないが、破碎中性子源用の薄いターゲットや現時点での工学的利用を目的とする予備解析では、有用な発熱量や熱発生パターンが得られる。将来、測定精度が向上したり、具体的なターゲット設計の段階になれば、熱中性子核分裂やガンマ崩壊、ベータ崩壊などによる発熱をも厳密に扱う必要がある。このためには、既存の加速器ターゲット・ブランケット体系核特性解析用コードACCEL¹⁷⁾や、ガンマ線輸送コードRADHEAT¹⁸⁾などを有効に利用しなければならない。核燃料の生産や、アクチノイドの消滅処理などの計算では、燃焼に伴う核種組成の変化をフィードバックした時の熱発生パターンが必要となる。また、発熱分布をインプットした熱伝達計算からターゲットの材料工学的な検討も可能となる。

謝 辞

原子炉システム研究室の石黒室長の絶えざる助言と筒井恒夫氏のコード整備および作成に関する協力に深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) Barashenkov V. S. : Sov. J. Part Nucl., 9, 452 (1978).
- (2) Takahashi H. and Nakahara Y. : Bull. Amer. Phys. Soc., 24, 874 (1979).
- (3) Atchinson F. : RL-81-006, "A Theoretical Study of a Target Reflector and Moderator Assembly for SNS" (1981).
- (4) Armstrong T. W., Cloth P., Filges D. and Neef R. D. : Jül-Spez-120, "Theoretical Target Studies for the SNQ Spallation Neutron Source" (1981).
- (5) Takahashi H. : BNL-NCS-51245, "Fission Reaction in High Energy Cascade" (1980).
- (6) Nakahara Y. : KENS Report II, "Studies on High Energy Spallation and

5. ま と め

核子-中間子輸送モンテカルロ・シミュレーション・コードNMTC/JAERIの修正と新しい処理ルーチンHEATDPとENRNDの作成を行い、加速器ターゲットシステム内の発熱総量や発熱密度の空間分布、消滅した核種の数、残留核の分布、遅速中性子発生数などの計算が可能になった。また、これらルーチンに、ディスクを利用した累積計算オプションを設けることによって、統計精度を向上させると同時に、カスケード・イベント数の多い高エネルギー粒子(≥ 1.1 GeV)入射の場合に生じるファイル・メモリ制限の問題を解決した。現在の計算モデルでは、荷電粒子のイオン化によるエネルギー損失と核反応時の反跳エネルギーしか扱っていないが、破碎中性子源用の薄いターゲットや現時点での工学的利用を目的とする予備解析では、有用な発熱量や熱発生パターンが得られる。将来、測定精度が向上したり、具体的なターゲット設計の段階になれば、熱中性子核分裂やガンマ崩壊、ベータ崩壊などによる発熱をも厳密に扱う必要がある。このためには、既存の加速器ターゲット・ブランケット体系核特性解析用コードACCEL¹⁷⁾や、ガンマ線輸送コードRADHEAT¹⁸⁾などを有効に利用しなければならない。核燃料の生産や、アクチノイドの消滅処理などの計算では、燃焼に伴う核種組成の変化をフィードバックした時の熱発生パターンが必要となる。また、発熱分布をインプットした熱伝達計算からターゲットの材料工学的な検討も可能となる。

謝 辞

原子炉システム研究室の石黒室長の絶えざる助言と筒井恒夫氏のコード整備および作成に関する協力を深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) Barashenkov V. S. : Sov. J. Part Nucl., 9, 452 (1978).
- (2) Takahashi H. and Nakahara Y. : Bull. Amer. Phys. Soc., 24, 874 (1979).
- (3) Atchinson F. : RL-81-006, "A Theoretical Study of a Target Reflector and Moderator Assembly for SNS" (1981).
- (4) Armstrong T. W., Cloth P., Filges D. and Neef R. D. : Jül-Spez-120, "Theoretical Target Studies for the SNQ Spallation Neutron Source" (1981).
- (5) Takahashi H. : BNL-NCS-51245, "Fission Reaction in High Energy Cascade" (1980).
- (6) Nakahara Y. : KENS Report II, "Studies on High Energy Spallation and

5. ま と め

核子-中間子輸送モンテカルロ・シミュレーション・コードNMTC/JAERIの修正と新しい処理ルーチンHEATDPとENRNDの作成を行い、加速器ターゲットシステム内の発熱総量や発熱密度の空間分布、消滅した核種の数、残留核の分布、遅速中性子発生数などの計算が可能になった。また、これらルーチンに、ディスクを利用した累積計算オプションを設けることによって、統計精度を向上させると同時に、カスケード・イベント数の多い高エネルギー粒子(≥ 1.1 GeV)入射の場合に生じるファイル・メモリ制限の問題を解決した。現在の計算モデルでは、荷電粒子のイオン化によるエネルギー損失と核反応時の反跳エネルギーしか扱っていないが、破碎中性子源用の薄いターゲットや現時点での工学的利用を目的とする予備解析では、有用な発熱量や熱発生パターンが得られる。将来、測定精度が向上したり、具体的なターゲット設計の段階になれば、熱中性子核分裂やガンマ崩壊、ベータ崩壊などによる発熱をも厳密に扱う必要がある。このためには、既存の加速器ターゲット・ブランケット体系核特性解析用コードACCEL¹⁷⁾や、ガンマ線輸送コードRADHEAT¹⁸⁾などを有効に利用しなければならない。核燃料の生産や、アクチノイドの消滅処理などの計算では、燃焼に伴う核種組成の変化をフィードバックした時の熱発生パターンが必要となる。また、発熱分布をインプットした熱伝達計算からターゲットの材料工学的な検討も可能となる。

謝 辞

原子炉システム研究室の石黒室長の絶えざる助言と筒井恒夫氏のコード整備および作成に関する協力を深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) Barashenkov V. S. : Sov. J. Part Nucl., 9, 452 (1978).
- (2) Takahashi H. and Nakahara Y. : Bull. Amer. Phys. Soc., 24, 874 (1979).
- (3) Atchinson F. : RL-81-006, "A Theoretical Study of a Target Reflector and Moderator Assembly for SNS" (1981).
- (4) Armstrong T. W., Cloth P., Filges D. and Neef R. D. : Jül-Spez-120, "Theoretical Target Studies for the SNQ Spallation Neutron Source" (1981).
- (5) Takahashi H. : BNL-NCS-51245, "Fission Reaction in High Energy Cascade" (1980).
- (6) Nakahara Y. : KENS Report II, "Studies on High Energy Spallation and

- Fission Reactions ” (1981).
- (7) 所内資料, “大型加速器による強力中性子源” (1984).
 - (8) Russel G. J., et al. : “Fertile-to-Fissile and Fission Measurements for Depleted Uranium Bombarded by 800 MeV Protons”. Proceedings of ICANS-V, p. 621, Jül - Conf- 45 (1981).
 - (9) Takahashi H., Powell J., Kouts H. : “Accelerator Breeder with Uranium, Thorium Target”, ICANS-VII, Chalk River, Canada, (1983).
 - (10) 日本原子力産業会議 : 核分裂生成物等総合対策懇談会報告書-放射能クローズド・システムの構想-(1973).
 - (11) Liikala R. C., et al : Section 9, Transmutation Processing in “High Level Radioactive Waste Management Alternatives” ed. Schneider K. J. and Patt A. M., BNWL-1900 (1974).
 - (12) 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 NMTC/JAERI” JAERI-M 82-198 (1982).
 - (13) Coleman W. A., Armstrong T. W. : “The Nucleon-Meson Transport Code NMTC”, ORNL-4606 (1970).
 - (14) Armstrong T. W., Chandler K. C. : “Analysis Subroutines for the Nucleon-Meson Transport Code NMTC”, ORNL-4736 (1971).
 - (15) Coleman W. A. : “Thermal Neutron Flux Generation by High Energy Protons”, ORNL-TM-2206 (1968).
 - (16) Fischer W. E., Moritz L., Spitzer H., Thorson I. M. : “A Calorimetric Measurement of the Heat Deposition in the Vicinity of a Spallation-Neutron Target”, SIN-PR-83-09 (1983).
 - (17) 中原康明, 筒井恒夫, 田次邑吉 : 所内資料 (1981).
 - (18) 小山謹二他 : JAERI-M 7155 (1971).

付録 1 NMTA-WINDOW出力例

NCOL	NOCAS	NAME	MAT	NMED	LELEM	NOPART	NABOV	NBELO	NPART1	NPART2	NPART3	NPART4	NPART5	NPART6	BOLD	BLZ
7	4	X	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Y	1	1	XC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Z	1	1	YC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		U	1	1	TIP	0.7915D+00	0.1609D+01	-0.1189D+01	0.7435D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1109D+03	0.8804D+02
		W	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		V	1	1	TIP	0.5409D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		X	1	1	XC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		Y	1	1	YC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		Z	1	1	ZC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		U	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		W	1	1	TIP	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		V	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

NCOL	NOCAS	NAME	MAT	NMED	LELEM	NOPART	NABOV	NBELO	NPART1	NPART2	NPART3	NPART4	NPART5	NPART6	BOLD	BLZ
3	4	X	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Y	1	1	XC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Z	1	1	YC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		U	1	1	TIP	0.1609D+01	0.7435D+01	-0.1189D+01	0.7435D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.8804D+02	0.1500D+02
		W	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		V	1	1	TIP	0.5409D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		X	1	1	XC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		Y	1	1	YC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		Z	1	1	ZC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		U	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		W	1	1	TIP	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		V	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

NCOL	NOCAS	NAME	MAT	NMED	LELEM	NOPART	NABOV	NBELO	NPART1	NPART2	NPART3	NPART4	NPART5	NPART6	BOLD	BLZ
2	4	X	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Y	1	1	XC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		Z	1	1	YC	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
		U	1	1	TIP	0.2617D+01	0.4612D+01	0.3212D+01	0.4959D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.1000D+01	0.2417D+03	0.2223D+03
		W	1	1	APR	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
		V	1	1	TIP	0.7450D+00	0.4345D+00	0.1920D+03	0.8100D+02	0.7475D+00	0.1713D+03	0.1713D+03	0.1713D+03	0.1713D+03	0.3796D+01	0.0

NAMEA	TIPA	EA	UA	VA	WA	WTA
5	0.1000D+01	0.2986D+02	0.4825D+00	-0.6143D-01	0.8737D+00	0.1000D+01
6	0.0	0.1765D+02	0.3546D+00	-0.3343D-01	0.9344D+00	0.1000D+01

TIPB	EB	UB	VB	WB	WTB
0.1000D+01	0.1016D+02	-0.7788D+00	-0.4378D+00	0.8737D+00	0.1000D+01

WTEVAP	EPART ARRAY (EVAP NEUTRON ENERGY)
0.1000D+01	0.3569D+01 0.5632D+01 0.2452D+01 0.2293D+01 0.2099D+01 0.1103D+01 0.2939D+01
	0.5484D+00 0.1065D+01 0.1442D+01 0.2400D+01 0.6935D+00

WTEVAP	EPART ARRAY (EVAP PROTON ENERGY)
0.1000D+01	0.1765D+02

WTEVAP	HEPART ARRAY (EVAP DEUTERON ENERGY)
0.1000D+01	0.1240D+02
	TARGET NUCLEUS (A = 208 Z = 82)

付録 2 NMTC/JAERIのコントロールカード

```

ROW SCFULL ==>      PAGE      COLUMN SCROLL ==> 40      NONULLS 50      8-
-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-----8-
0100 //JCLG      JOB
0200 //      EXEC JCLG
0300 //SYSIN DD DATA,DLM=','
0400 //  JUSER 91511451,TA.NISHIDA,0431.02
0500 //  P.O W.4 T.4 C.5 I.4 SRP
0800 //FORT2 EXEC FORT77,SO='J1451.NMTCFSSN',Q=''.DATA',A='AUTODBL(DBL4)',NOS',
0900 //FORT3 EXEC FORT77,SO='J1451.NMTCANLZ',Q=''.DATA',DISP=MOD,
1000 //      A='AUTODBL(DBL4)',NOS'
1100 //LINK2 EXEC LKEDIT77,LM='J0051.NMTCOV12',Q=''.LOAD',A='LREP(JMF,JMP)',
1200 //RUN EXEC GO
1300 // EXPAND      DISK,DDN=FT11F001
1400 // EXPAND      DISK,DDN=FT12F001,SPC='80,20'
1500 // EXPAND      DISKTO,DDN=FT21F001,DSN='J0051.NMTCCLR25'
1600 // EXPAND DFDISK,DDN=FT22F001,DSN=J1451.NMTCCA13,RECFM=VBS,RSIZE=3196,
1700 //      BSIZE=3200,UNIT=TSSWK,SPC='100,20'
1800 // EXPAND      DISK,DDN=FT23F001
1900 //SYSIN      DD      DSN=J1451.IDATAPO.DATA(EXPSIZPB),DISP=SHR
2000 ++
2100 //
*** END OF DATA SET ***

```

付録 3 NMTC/JAERIの入力例

```

ROW SCROLL ==>          PAGE          COLUMN SCROLL ==> 4U          NONULLS 50
-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-----
0100 NMTC ----- PR TARGET SYSTEM      -- 0.9GEV          PROTON
0200 ----- EXPERIMENTAL SIZE L=60 RT=10      (RB= 5.0)
0300
0400          900.          15.          15.          1.          25          20          0
0500          1          23          21          11          0          22
0600          0.          0.          1
0700          0.          4
0800          82.          204.46142E-03
0900          92.          206.7.9430E-03
1000          82.          207.7.2838E-03
1100          82.          208.17.270E-03
1200          1 1 1.          -1.2 6.35 -7.5
1300          2 1 1.          1.1 -2.3 6.35 -7.6
1400          3 1 1.          2.2 -3.4 6.35 -7.7
1500          4 1 1.          3.3 -4.33 6.35 -7.8
1600          5 1 1.          -1.6 7.1 -8.9
1700          6 1 1.          1.5 -2.7 7.2 -8.10
1800          7 1 1.          2.6 -3.8 7.3 -8.11
1900          8 1 1.          3.7 -4.33 7.4 -8.12
2000          9 1 1.          -1.10 8.5 -9.13
2100          10 1 1.          1.9 -2.11 8.6 -9.14
2200          11 1 1.          2.10 -3.12 8.7 -9.15
2300          12 1 1.          3.11 -4.33 8.8 -9.16
2400          13 1 1.          -1.14 9.9 -10.17
2500          14 1 1.          1.13 -2.15 9.10 -10.18
2600          15 1 1.          2.14 -3.16 9.11 -10.19
2700          16 1 1.          3.15 -4.33 9.17 -10.20
2800          17 1 1.          -1.18 10.13 -11.21
2900          18 1 1.          1.17 -2.19 10.14 -11.22
3000          19 1 1.          2.18 -3.20 10.15 -11.23
3100          20 1 1.          3.19 -4.33 10.16 -11.24
3200          21 1 1.          -1.22 11.17 -12.25
3300          22 1 1.          1.21 -2.23 11.18 -12.26
3400          23 1 1.          2.22 -3.24 11.19 -12.27
3500          24 1 1.          3.23 -4.33 11.20 -12.28
3600          25 1 1.          -1.26 12.21 -13.29
3700          26 1 1.          1.25 -2.27 12.22 -13.30
    
```

付録3 続き

3800	27	1	1.	2,26	-3,28	12,23	-13,31
3900	28	1	1.	3,27	-4,33	12,24	-13,32
4000	29	1	1.	-1,30	13,25	-14,34	
4100	30	1	1.	1,29	-2,31	13,26	-14,34
4200	31	1	1.	2,30	-3,32	13,27	-14,34
4300	32	1	1.	3,31	-4,33	13,28	-14,34
4400	33	1	1.	4,4,8,12,16,20,24,28,32	-5,36	6,35	-14,34
4500	34	1	1.	-5,36	14,29,30,31,32,33	-15,37	
4600	35	6666		-6,1,2,3,4,33			
4700	36	6666		5,33,34			
4800	37	6666		15,34			
4900							
5000	1	CZ	2.				
5100	2	CZ	4.				
5200	3	CZ	6.				
5300	4	CZ	8.				
5400	5	CZ	10.				
5500	6	PZ	0.				
5600	7	PZ	6.				
5700	8	PZ	12.				
5800	9	PZ	18.				
5900	10	PZ	24.				
6000	11	PZ	30.				
6100	12	PZ	36.				
6200	13	PZ	42.				
6300	14	PZ	48.				
6400	15	PZ	60.				
6500							
6600	10	1.	1.	1.	1.	1.	1.
6700	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.
6800							
6900	1	5.0	0.	0.	900.	0.	1.
7000							

*** END OF DATA SET ***

付録 4 NMTA-RESTRTの入力例

```

ROW SCROLL ==> 1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-----8-----
//JCLG JOB
// EXEC JCLG
//SYSIN DD DATA,DLN='++'
// JUSER 91511451,IA,NISHIDA,0431.02
P.0 W.2 T.2 C.5 I.3
// EXFC FORT77,S0=J1451,NMTAPO,Q=''.FORT',A='ELM(*)',AUTODBL(DBL4)'
// EXFC LKED77
// EXFC GO
// EXPAND DISKT0,DDN=FT10F001,DSN='J1451.PLOTBUFF'
// EXPAND DISKT0,DDN=FT20F001,DSN='J1451.HEATTEMP'
// EXPAND DISKT0,DDN=FT22F001,DSN='J1451.NMTCCA13'
//SYSIN DD *
22
1600 2 1.0 0 0 1 0 0 0
1700 0 0 0 0 1 0 0 0
1800 10
1900 0. 6.
2000 48. 60.
2100 6
2200 0. 2. 4. 1 1 1 1 1 1
2300 1 1 1 1 1 1 1 1 1
2400 0 0 20
2500 ++
2600 //
*** END OF DATA SET ***
NONULLS 50
00000010
00000020
00000030
00000040
00000050
00000090
00000100

```

付録 5 NMTA-RERNDの入力例

```

--
ROW  SCROLL ==>          PAGE          COLUMN SCROLL ==> 40          NONULLS 50
-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-----8-----
//JCLG      JOB
// EXEC JCLG
//SYSIN DD DATA,DLM='++'
// USER 91511451,TA.MISHIDA,0431.02
// P.0 W.4 T.2 C.5 I.3
// EXEC FORT77,SO=J1451,NMTAPO,0='.FORT',A='ELH(*)',AUTOD8L(DBL4)'
// EXEC LKED77
// EXEC GO
// EXPAND DISKTO,DUN=FT22FU01,DSN='J1451.NMTCCA13'
// EXPAND DISKTO,DDM=FT25FU01,DSN='J1451.NMTATEMP'
// FXPAND DISKTC,DUN=FT10FU01,DSN='J1451.RNUCLIDE'
//SYSIN DD *
1500      22
1600      2      1.0      20.0
1700      1      0      0      0      0
1800      1      2
1900      0.      10.
2000      0      0      10
2100      1
2200      0.      10.
2300      1
2400      92.      239.
2500 ++
2500 //
*** END OF DATA SET ***

```