

JAERI - M
86-116

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

1986年8月

西田 雄彦・中原 康明・筒井 恒夫

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。
入手の間合わせは、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 Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷(株)

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

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・筒井恒夫

(1986年7月16日受理)

加速器による高速陽子がターゲットに打ち込まれた時に起る反応を核物理的素過程の面から研究するために、原子核スポレーション反応(核内カスケード+粒子蒸発 and/or 核分裂)シミュレーションコード NUCLEUSを開発した。これにより、放出中性子数や残留核分布など原子核1個当りのスポレーション反応生成物が計算できる。従来のコード NMTC は、体系を対象として作成されたものであるため、薄いターゲットを用いた原子核実験シミュレーション計算では、ほとんどの入射粒子が洩れとして扱われて効率が悪い。そのため、核子・中間子の核反応および輸送を取扱うコード NMTC/JAERI から核外カスケード過程の計算部分を除き、その統計処理コード NMTA/JAERI の一部を組み込み、高速化やプロットルーチンの作成などの改良を加えた。このコードによる計算結果は、反応後の放出粒子の多重散乱効果を無視できるような薄いターゲットを用いた原子核実験の結果と直接比較することができ、計算モデルやパラメータの値の改良および計算値の精度向上に役立つ。

ターゲット核種が天然ウラン、鉛および銀で、入射陽子のエネルギーが 0.5, 1, 2, 3 GeV の場合について予備的計算を行った。原子核スポレーション反応の結果、1次生成物として放出される粒子の数や残留する生成核種の分布は、約 2 GeV 以上では、ターゲット核種によらずあまり変化しない傾向を示した。また残留生成核種には欠損度の高い中性子欠損核が多く、1次生成物では短寿命核種が多いという結果が得られた。

最後に、現在のシミュレーション法の問題点についてまとめた。

Development of a Nuclear Spallation Simulation Code and
Calculations of Primary Spallation Products

Takahiko NISHIDA, Yasuaki NAKAHARA and Tsuneo TSUTSUI

Department of Reactor Engineering
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 16, 1986)

In order to make evaluations of computational models for the nuclear spallation reaction from a nuclear physics point of view, a simulation code NUCLEUS has been developed by modifying and combining the Monte Carlo codes NMTC/JAERI and NMTA/JAERI for calculating only the nuclear spallation reaction (intranuclear cascade + evaporation and/or fast fission) between a nucleus and a projectile without taking into consideration of internuclear transport. New several plotting routines have been provided for the rapid process of much more event data, obtained by using the ARGUS plotting system. The results obtained by our code can be directly compared with the experimental results using by thin foil experiments in which internuclear multiple collisions have little effects, and will serve to upgrade the calculational methods and the values of nuclear parameters currently used in the calculations.

Some discussions are done about the preliminary computational results obtained by using NUCLEUS. The mass distribution and charge dispersion of reaction products are examined in some detail for the nuclear spallation reaction between incident protons and target nuclei, such as U, Pb and Ag, in the energy range from 0.5 GeV to 3.0 GeV. These results show that the distribution of reaction products ceases to change its form as the proton energy increases over about 2 GeV. The same tendency is seen in the energy dependence of the number of primary particles emitted from a nucleus. After spallation reactions, a variety of nuclei, especially many neutron-deficient nuclides with nuclear charges nearly equal to ones of a target

nucleus, are produced. Due to their short lifetime most of them will change to stable nuclides in due time.

Finally, some important issues are discussed to improve the present simulation method.

Keywords : Spallation, Evaporation, Fission, Proton, Pion, Neutron, Nucleon, Intranuclear Cascade, Spallation Products, Residual Nucleus, Compound Nucleus, Neutron-deficient Nuclide, Neutron-excess Nuclide, Fermi Gas, Pauli Exclusion, Relativistic Dynamics, Accelerator Breeding, Transmutation, High Energy Nuclear Reaction, Monte Carlo Method

目 次

1. はじめに	1
2. コードシステムの概略	2
3. 原子核スポレーション反応シミュレーションコード " NUCLEUS "	2
3.1 計算モデルと理論的背景	2
3.1.1 核内カスケード反応	2
3.1.2 粒子蒸発	3
3.1.3 高エネルギー核分裂	3
3.2 コードの構成と機能	4
3.2.1 コードの構成	4
3.2.2 統計処理およびデータ出力サブルーチン群	5
3.2.3 リスタート・オプション	5
3.2.4 NMTC基本核データファイル	6
3.3 コードの使用法と入力データ	7
4. 原子核スポレーション核反応一次生成物の計算	21
4.1 モンテカルロ計算の収束性	21
4.1.1 放出粒子数の収束性	21
4.1.2 残留核種生成量の収束性	21
4.2 核反応による放出粒子数	22
4.3 生成核種の質量数分布および荷電数分布	29
4.4 生成核種の (N, Z) 分布	30
4.5 核種の生成量	31
4.6 特定元素のアイソトープの N/Z 分布	32
5. ま と め	60
謝 辞	60
参考文献	61
付録1 NUCLEUS のイベント情報	63
付録2 NUCLEUS のコントロール・カード	65
付録3 NUCLEUS の入力例	65

Contents

1. Introduction	1
2. Outline of the code system	2
3. Nuclear spallation reaction simulation code "NUCLEUS"	2
3.1 Computational model and their theoretical foundation	2
3.1.1 Intranuclear cascade	2
3.1.2 Particle evaporation	3
3.1.3 High energy fission	3
3.2 Structure and capability of the code	4
3.2.1 Structure of the code	4
3.2.2 Subroutines for statistics and data processing	5
3.2.3 Restart option	5
3.2.4 Fundamental nuclear data file in the NUCLEUS code	6
3.3 Code usage and input format	7
4. Calculations of primary products in the nuclear spallation reaction	21
4.1 Convergency seen in the Monte Carlo results	21
4.1.1 Convergency of particle yields	21
4.1.2 Convergency of some nuclide yields	21
4.2 Particle emission	22
4.3 Mass distribution and charge dispersion	29
4.4 (N, Z) distribution of nuclides	30
4.5 Product yield	31
4.6 Isotope production versus N/Z for some elements	32
5. Summary	60
 Acknowledgement	 60
References	61
Appendix 1. Event data in "NUCLEUS"	63
Appendix 2. Example of "NUCLEUS" JCL	65
Appendix 3. Example of "NUCLEUS" input	65

1. はじめに

数 GeV に加速された高エネルギー陽子を、ウランや鉛のような重金属ターゲットに照射すると、まず原子核に衝突し、核内カスケード反応の後に粒子蒸発や核分裂に至る、いわゆるスポレーション反応を起す。この時、放出された高速エネルギー粒子は、核外を飛行した後、再び原子核に衝突し、原子核間カスケードとして同じ過程を繰り返す。この全過程を通じて多量の中性子が発生し、1 GeV の入射陽子 1 個当たり数十個にも達する。中性子の他にも軽粒子が放出される一方、残留核として数多くの核種が生成される。なお、スポレーション反応の定義としては、核内カスケード、粒子蒸発、高速核分裂を全て含める場合と、核内カスケードと粒子蒸発のみを含め、高速核分裂を区別する場合がある。本報告では適宜この広義と狭義の定義を使い分けることにする。

高エネルギー粒子のターゲット内での反応を計算する基礎理論は、Serber¹⁾等による 2 ステップモデル（核内カスケード + 核子蒸発）である。この計算モデルについては、諸研究機関で開発研究が進められて来たが²⁾、特に Dresner³⁾、Bertini⁴⁾、Armstrong⁵⁾などの貢献が大きい。現在では、個々に開発されたコードが一体化され、“高エネルギー核反応および核子・中間子輸送計算”のモンテカルロコード、NMTC⁶⁾や HETC⁷⁾としてまとめられしばしば利用されている。また、Takahashi の NMTC/BNL⁸⁾、Atchison の HETC/RA⁹⁾や Nakahara et al. の NMTC/JAERI¹⁰⁾では、高エネルギー核分裂が粒子蒸発と競合するように改良されている。しかし、近年では、原子核物理の実験結果から、複合核が平衡に達する前の状態からの粒子放出（Pre-equilibrium Emission）^{11),12)}や軽・中重核種の放出（Fragmentation）¹³⁾の現象が報告され、これらの現象が計算で考慮されているかどうかの中性子収量や生成核種分布の計算にも影響を与える可能性が考えられる。また、実験値と計算値との差に関連して、従来の計算手法や基本核データの問題点も指摘されており、新しい実験データや理論解析の成果に基づいた見直しが必要となって来ているのが現状である。

このような状況へ対応するため、現実に多く行われている薄膜ターゲット実験（2 次的な衝突の効果がほとんど無視できる）の結果を、スポレーション反応の計算モデルの検討に生かすことを考えて、1 原子核当りの核反応の計算を行うコンパクトなコード“NUCLEUS”を新たに作成した。即ち、このコードは、NMTC/JAERI から原子核間の輸送計算部分を取り外したものを主体としており、このコードによる計算結果は多くの核物理実験データと直接比較できるものである。勿論、NMTC/JAERI でもターゲットの厚さを充分薄くすれば計算できるが、実際にはほとんどの入射粒子が体系からの漏れとして扱われ、極めて効率が悪い。“NUCLEUS”により、高エネルギー粒子とターゲット核種の反応（3 GeV ~ 15 MeV）における放出粒子や残留核種の分布の計算を行い、核物理的素過程の理解を深めると共に、質量公式¹⁴⁾や核子・核子衝突断面積等の基本核データの改良を進めることができる。ウランや鉛のターゲット核種については、既に予備計算を行った¹⁵⁾NUCLEUS でチェックされた実験値や計算手法は、必要に応じて NMTC/JAERI による計算にフィードバックしていく方針である。

本報告書の構成は以下の通りである。第2章では、コードシステムの略歴について触れる。第3章では、NUCLEUSの内容の解説を行う。まず、計算モデルと理論的背景のまとめを行い、次にコードの構成、機能および使用法について説明する。第4章で、計算結果のまとめと議論を行い、第5章で、最後に、今後の研究課題についてまとめる。さらに、付録として、イベント情報の解説、ジョブ制御文と入力データ例が収録されている。

2. コードシステムの概略

NUCLEUSは、高速粒子の原子核との衝突によって起る核反応において生成される放出粒子や残留核種の計算を行うために、NMTC/JAERIを再構成することによって作成された。NMTC/JAERIの母体であるNMTC(BNL版)⁸⁾は、それ以前にそれぞれ独立の研究機関で開発されたいくつかのコードを構成ルーチンとして集大成、総合化したコードシステムである。主要な部分は、核内カスケードを扱う部分については、Bertini等⁴⁾によって開発された“BERT”をそして、核内カスケード終了後の核からの蒸発計算についてはDresner³⁾、Guthrie¹⁶⁾等による“DRES”をそれぞれ中心とするパッケージにまとめられている。また、中原等は、高速核分裂過程を扱えるように改良すると共に、ターゲット核種として質量数が240以上の元素を扱えるよう基本核データを組込み、NMTC/JAERI¹⁰⁾としてNEAに公開した。さらに、関連コードとして、西田、中原によってターゲット内の発熱計算ルーチンの作成などが行われた¹⁷⁾。なお、これらには、カスケード終了後の励起核ガンマ線放出過程の計算ルーチンは含まれていない。

3. 原子核スポレーション反応シミュレーション・コード “NUCLEUS”

3.1 計算モデルと理論的背景

NUCLEUSの計算モデルは、NMTC/JAERI(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)の核内カスケードおよび核子蒸発・核分裂の部分と基本的に同等である。参考文献としては、中原らによる報告書¹⁰⁾やArmstrong et al.による解説⁶⁾があるので、ここでは、その要旨を述べるに止める。

3.1.1 核内カスケード反応

この計算モデルでは、原子核は球形で縮退したフェルミガスと仮定し、その構造は核子の密度分布(三領域型)、運動量分布およびポテンシャル・エネルギー分布(Woods-Saxson型)だけで記述される。一方、100 MeV以上の運動エネルギーを持って粒子が入射すると、核内でカスケード散乱をしていく核子の波長は、核子間の平均距離より短くなるので、散乱過程で発生する π 中間子まで含めて、2体衝突散乱として近似できる。扱う主な衝突過程は以下の通りである。

(a) 核子-核子、 π 中間子-核子の弾性散乱

本報告書の構成は以下の通りである。第2章では、コードシステムの略歴について触れる。第3章では、NUCLEUSの内容の解説を行う。まず、計算モデルと理論的背景のまとめを行い、次にコードの構成、機能および使用法について説明する。第4章で、計算結果のまとめと議論を行い、第5章で、最後に、今後の研究課題についてまとめる。さらに、付録として、イベント情報の解説、ジョブ制御文と入力データ例が収録されている。

2. コードシステムの概略

NUCLEUSは、高速粒子の原子核との衝突によって起る核反応において生成される放出粒子や残留核種の計算を行うために、NMTC/JAERIを再構成することによって作成された。NMTC/JAERIの母体であるNMTC(BNL版)⁸⁾は、それ以前にそれぞれ独立の研究機関で開発されたいくつかのコードを構成ルーチンとして集大成、総合化したコードシステムである。主要な部分は、核内カスケードを扱う部分については、Bertini等⁴⁾によって開発された“BERT”をそして、核内カスケード終了後の核からの蒸発計算についてはDresner³⁾、Guthrie¹⁶⁾等による“DRES”をそれぞれ中心とするパッケージにまとめられている。また、中原等は、高速核分裂過程を扱えるように改良すると共に、ターゲット核種として質量数が240以上の元素を扱えるよう基本核データを組込み、NMTC/JAERI¹⁰⁾としてNEAに公開した。さらに、関連コードとして、西田、中原によってターゲット内の発熱計算ルーチンの作成などが行われた¹⁷⁾。なお、これらには、カスケード終了後の励起核ガンマ線放出過程の計算ルーチンは含まれていない。

3. 原子核スポレーション反応シミュレーション・コード “NUCLEUS”

3.1 計算モデルと理論的背景

NUCLEUSの計算モデルは、NMTC/JAERI(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)の核内カスケードおよび核子蒸発・核分裂の部分と基本的に同等である。参考文献としては、中原らによる報告書¹⁰⁾やArmstrong et al.による解説⁶⁾があるので、ここでは、その要旨を述べるに止める。

3.1.1 核内カスケード反応

この計算モデルでは、原子核は球形で縮退したフェルミガスと仮定し、その構造は核子の密度分布(三領域型)、運動量分布およびポテンシャル・エネルギー分布(Woods-Saxson型)だけで記述される。一方、100 MeV以上の運動エネルギーを持って粒子が入射すると、核内でカスケード散乱をしていく核子の波長は、核子間の平均距離より短くなるので、散乱過程で発生する π 中間子まで含めて、2体衝突散乱として近似できる。扱う主な衝突過程は以下の通りである。

(a) 核子-核子、 π 中間子-核子の弾性散乱

本報告書の構成は以下の通りである。第2章では、コードシステムの略歴について触れる。第3章では、NUCLEUSの内容の解説を行う。まず、計算モデルと理論的背景のまとめを行い、次にコードの構成、機能および使用法について説明する。第4章で、計算結果のまとめと議論を行い、第5章で、最後に、今後の研究課題についてまとめる。さらに、付録として、イベント情報の解説、ジョブ制御文と入力データ例が収録されている。

2. コードシステムの概略

NUCLEUSは、高速粒子の原子核との衝突によって起る核反応において生成される放出粒子や残留核種の計算を行うために、NMTC/JAERIを再構成することによって作成された。NMTC/JAERIの母体であるNMTC(BNL版)⁸⁾は、それ以前にそれぞれ独立の研究機関で開発されたいくつかのコードを構成ルーチンとして集大成、総合化したコードシステムである。主要な部分は、核内カスケードを扱う部分については、Bertini等⁴⁾によって開発された“BERT”をそして、核内カスケード終了後の核からの蒸発計算についてはDresner³⁾、Guthrie¹⁶⁾等による“DRES”をそれぞれ中心とするパッケージにまとめられている。また、中原等は、高速核分裂過程を扱えるように改良すると共に、ターゲット核種として質量数が240以上の元素を扱えるよう基本核データを組込み、NMTC/JAERI¹⁰⁾としてNEAに公開した。さらに、関連コードとして、西田、中原によってターゲット内の発熱計算ルーチンの作成などが行われた¹⁷⁾。なお、これらには、カスケード終了後の励起核ガンマ線放出過程の計算ルーチンは含まれていない。

3. 原子核スポレーション反応シミュレーション・コード “NUCLEUS”

3.1 計算モデルと理論的背景

NUCLEUSの計算モデルは、NMTC/JAERI(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)の核内カスケードおよび核子蒸発・核分裂の部分と基本的に同等である。参考文献としては、中原らによる報告書¹⁰⁾やArmstrong et al.による解説⁶⁾があるので、ここでは、その要旨を述べるに止める。

3.1.1 核内カスケード反応

この計算モデルでは、原子核は球形で縮退したフェルミガスと仮定し、その構造は核子の密度分布(三領域型)、運動量分布およびポテンシャル・エネルギー分布(Woods-Saxson型)だけで記述される。一方、100 MeV以上の運動エネルギーを持って粒子が入射すると、核内でカスケード散乱をしていく核子の波長は、核子間の平均距離より短くなるので、散乱過程で発生する π 中間子まで含めて、2体衝突散乱として近似できる。扱う主な衝突過程は以下の通りである。

(a) 核子-核子、 π 中間子-核子の弾性散乱

- (b) π 中間子-核子の荷電交換散乱
- (c) 中間子発生を伴う核子-核子非弾性散乱
- (d) 中間子発生を伴う中間子-核子非弾性散乱
- (e) 中間子, 核子の吸収

これらの反応に対する断面積データは、理論値、実験値或いは半経験式による値などを、とりまぜてデータ・ファイルに収められている。特に、 π 中間子の発生を伴う非弾性散乱断面積は、 A 粒子の生成・崩壊を通して π が発生するアイソバー・モデルによる理論計算値を用いている。¹⁸⁾衝突時の粒子のエネルギーや運動量は、相対論的動力学で扱われ、反応そのものの発生は、フェルミの統計に従いパウリの排他律によって判定される。反応の結果、原子核より放出される陽子や中性子、中間子の運動エネルギーは、核内でのエネルギーからポテンシャル・エネルギー分を引いたものとして与えられる。核内カスケード核子のエネルギーがクーロン障壁の $1/2$ 以下になれば、その核内カスケードを終了するとし、励起核が形成される。

3.1.2 粒子蒸発

核内カスケード終了時の高励起残留核からの粒子蒸発は Weisskopf の統計モデルに従って計算する。励起核から粒子 x が運動エネルギー ϵ を持って放出される確率は

$$P(\epsilon) = (2S_x + 1) m_x \epsilon \sigma_{cx}(\epsilon) \omega(E),$$

$$\omega(E) = \omega_0 \exp\{2\sqrt{a(E-\delta)}\},$$

ここで、 S_x : 放出粒子 x のスピン

m_x : " x の質量

σ_{cx} : 残留核にエネルギー ϵ の粒子 x が衝突して複合核を形成する逆断面積

E : 粒子 x を放出した後の残留核の励起エネルギー

a : 準位密度パラメータ

δ : 対エネルギー補正

蒸発粒子として扱われるのは、 n , p , d , t , ${}^3\text{He}$, α の6種類である。蒸発は核分裂と競合する過程としているため、同時には起りえないが、分裂後の核分裂片の励起エネルギーが高ければ、同様に粒子蒸発を考慮する。また、最近では、カスケード終了と平衡状態の核からの粒子蒸発の間に前平衡状態核からの粒子放出の可能性が指摘されているが、この計算ではとり入れられていない。

3.1.3 高エネルギー核分裂

高エネルギー核分裂と粒子蒸発との競合過程の判定は、核分裂確率 $P_f = (1 + \Gamma_n / \Gamma_f)^{-1}$ を用いて行う。Bohr & Wheeler の理論によれば、核子放出巾と核分裂巾の比 Γ_n / Γ_f は次の式で与えられる。

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4A^{2/3} a_f (E - B_n)}{K_0 a_n (2\sqrt{a_f (E - E_f)} - 1)} \cdot \exp\{2\sqrt{a_n (E - B_n)} - 2\sqrt{a_f (E - E_f)}\},$$

ここで、 A : 複合核の質量

a_f : 核分裂鞍部点 (saddle point) で準位密度パラメータ

a_n : 平衡変形核の単位密度パラメータ

E : 複合核の励起エネルギー

B_n : 核子の結合エネルギー

E_f : 核分裂障壁

K_0 : $h^2 / 2m r_0^2$

m : 核子の質量

r_0 : 複合核半径パラメータ

である。

a_f / a_n は Ili'inov¹⁹⁾らの核分裂データを内外挿して計算する。核分裂片の質量数の決定は、サブアクチノイド核には単峰ガウス型分布、アクチノイド核には単峰+2峰ガウス型分布パラメータ・フィッティングした半実験的な確率分布を用いている。質量数の決められた核分裂片の電荷は、Pik - Pichak & Strutinskii のガウス分布²⁰⁾を用いている。

3.2 コードの構成と機能

3.2.1 コードの構成

NUCLEUSは基本的には、モンテカルロコードシステムNMTC/JAERIおよびNMTA/JAERIを一体化したものであり、その構成と特長は次のように要約される。

- (1) このコードでは、高エネルギー入射粒子と標的原子核のスプレッション核反応の計算のみを扱い、放出粒子の核外カスケード過程の結果生じる2次的な反応による寄与分は除外している。Fig. 1および2には、それぞれコード全体の流れと計算を統括するルーチン“OVLY 12”を構成している主要ルーチンとその機能がまとめられている。サブルーチン群は大別して、入出力初期値設定関係パッケージ (ANALYZ, SORS, RANOUT, WRNPT2, DATALO, DATAHI, UPDATE), 核内カスケードパッケージ (DKLOS, GETRIG, CASCAD, GTISO), 核分裂パッケージ (FISBAR, FISPR, SUBFSM, ACNFSM, FISCHG, FRGEN) および粒子蒸発計算パッケージ (ERUP, DRES) の4つになる。NMTC/JAERIの場合と比べると核外輸送計算に必要な荷電粒子の輸送と減速、境界通過判定などのルーチン (GETFLT, RANGE, ECOL, SPRD, GDMPRP) は省かれている。さらに核内反応計算は、Fig. 3に見られるように、“CASCAD”によってコントロールされるルーチン群によって進められるが、実際のカスケード計算は“BERT”の中で行われる。なお“OVLY 12”の詳細なフローチャートは、Fig. 5に掲載してある。
- (2) NUCLEUSが内蔵している統計処理ルーチンは、Fig. 4に示されているように“ANALYZ - ANALY 3”にインターフェイスを合わせるためのルーチン“TAMAIN - REDNMT”を介してつながっている“PROCES”であり、これについては後で詳しく述べる。“WINDWM”は、NMTA/JAERIの“WINDOW”¹⁷⁾を改良したもので、核反応直後のイベント情報をプリントアウトするオプション・ルーチンである。

3.2.2 統計処理およびデータ出力サブルーチン群

NUCLEUSはモンテカルロ・シミュレーションコードであるから、当然、試行のヒストリー・データを統計処理する必要がある。NMTC/JAERIでは、モンテカルロ計算のイベントデータをすべていったん磁気ファイルに記録する。次にNMTAの適当な処理ルーチンを使って、このファイルを読み返しながら物理量を計算する方式になっているので、精度良く計算しようとすればする程、ディスク・メモリーの負担が大きくなるのが欠点で、これが現在のコンピュータ・システムでは制約となり、効率が上らない。このため、NUCLEUSでは、プログラム自体のコアメモリーもNMTC/JAERIよりは減っているのに、処理ルーチンも組込み、イベント発生の都度、統計量として足し込んでいき、処理できるように改良した。現在、組込まれている統計処理ルーチンは、NMTA/JAERIで開発した、反応生成物分布を計算するルーチンENRNDをベースにして、機能を拡張したもので、これを“PROCES”と呼ぶ。出力されるデータとしては

- ㉑ 核反応生成物の生成量（直接統計量）
- ㉒ ㉑の量から求めた同質量数分布
- ㉓ 同じく 電荷数分布
- ㉔ 生成核種の平均励起エネルギー

で、これらは核内カスケード反応終了時点とその後の粒子蒸発や核分裂反応が終了した時点のいずれでも計算することが出来る。この計算では、残留核のガンマ崩壊まで考慮していないが、㉔で求めた量はその崩壊熱の一つの推定量となる。その他

- ㉕ 放出中性子数
- ㉖ 中性子以外の放出粒子の数
- ㉗ 生成核種の平均反跳エネルギー

なども計算できるように拡張した。

また、ここでいう出力ルーチンとは主として計算結果の図形処理とそのためのデータ前処理を行うルーチンのことである。ここで準備されている出力ルーチンは、

- ㉘ 反応生成核種の質量数 (A) 分布 (linear)
- ㉙ “ の電荷数 (Z) 分布 (linear & log)
- ㉚ 生成同位元素の質量数 (A) 分布 (log, 折れ線グラフ)
- ㉛ 生成核種の $(A-Z)/Z = N/Z$ 分布 (linear, 棒グラフ)
- ㉜ 生成核種の (N, Z) 分布
- ㉝ “ の崩壊型別 (N, Z) 分布
- ㉞ “ “ (長半減期核種)

であり、データファイルを通して、NUCLEUSから出力を受け取り、別ジョブで図形を作成しNLPに出力する。㉙および㉚～㉞は、オンラインカラーグラフィック端末（原子炉システム研設置のソニー・テクトロの4105 或いは、計算センター設置のDSCAN GR 2414）を用いて、カラー図形として作成することもできる。

3.2.3 リスタート・オプション

既に述べたように、NUCLEUSでは、計算されたイベント・データを直接統計処理しているた

め、ファイルメモリー上の制限はないが、核種別の生成量や分布などを高精度で計算するためには長時間の処理が必要で、やはりコンピュータシステムの時間制限によって制約される。そこで、NMTC-NMTA/JAERIコード系で開発したものと同様な再スタートオプションを装備した。Fig. 6に示すように、NUCLEUSランの最終乱数を取り出し、次の再スタート計算の初期乱数として入力し、各統計量を積算していくことによって継続計算を可能にした。

3.2.4 NMTC基本核データ・ファイル

核内カスケードおよび粒子蒸発計算に必要な核構造データおよび核子・核子の反応断面積データは、NMTC/JAERI用の倍精度バイナリー・データと同じもので、専用のライブラリー・ファイルに収められている。データ・ファイルの構造は、Fig. 7に示されており、またその内容は概略以下の通りである。

CRSC : 核子の核内カスケード計算に必要な核構造データが質量数の順に1核種10個のデータセットとして入っている。核を3領域に分けそれぞれ R_i が半径(cm)、 ρ_i が各領域内一定と近似した時の核子密度パラメータ($10^{30}/\text{cm}^3$)、 U_i がフェルミ・エネルギー・パラメータである。(i=1, 2, 3)核内各領域での中性子および陽子に対する値はこれらのパラメータ値からコード内で算出される。すなわち

核子密度分布 ($10^{30}/\text{cm}^3$)

$$\text{中性子} \quad \rho_i^n = \rho_i (A - Z)$$

$$\text{陽子} \quad \rho_i^p = \rho_i Z$$

フェルミ・エネルギー (MeV)

$$\text{中性子} \quad E_i^n = U_i (A - Z)^{2/3}$$

$$\text{陽子} \quad E_i^p = U_i Z^{2/3}$$

TAPCRS : 核内核子カスケード計算に必要な(核子-核子)および(パイ中間子-核子)衝突に対する各種断面積データが入っている。即ち、 (π^-, p) , (π^0, p) , (π^+, p) , (π^0, n) に対する

: 弾性散乱断面積

荷電粒子に対する荷電交換断面積

微分散乱断面積パラメータ

吸収断面積

1個の π 中間子発生を伴う非弾性散乱断面積

(n, p) , (p, p) に対する

: 弾性散乱断面積

微分散乱断面積パラメータ

1個の π 中間子発生を伴う非弾性散乱断面積

2個の π 中間子発生を伴う非弾性散乱断面積

なお、 (π^+, n) , (π^-, n) の散乱に対するデータはないが、荷電対称性により各々 (π^-, p) と (π^+, p) に等しいので、差しつかえない。また、陽

子同志に働くクーロン力は、10 MeV以上ではほとんど無視できるので (n, n) の断面積には (p, p) に対するものと同じデータが用いられる。

- P 0, P 1, P 2 : 蒸発計算において n, p, d, t, ^3He , α の6種類の蒸発確率を求める時必要な関数 I_0, I_1, I_2 の値が、数表として入っている。
- GAR 1 : 蒸発計算に必要な粒子の結合エネルギーを求める際、質量公式の中性子に対する殻構造および対エネルギー補正を行うデータ
- GAR 2 : 陽子に対する同様のデータおよび
- GAR 3 : 質量公式における (体積エネルギー) + (表面エネルギー) + (クーロンエネルギー) + (交換エネルギー) の補正データがそれぞれ入っている。
- RMASS }
ALPH } : 粒子蒸発確率の計算の際必要となる逆反応断面積を求めるのに使われる数値
BET }

3.3 コードの使用法と入力データ

NUCLEUS は、NMTC/JAERI を土台にして作られたため、全体の入力形式はほぼ同じである。幾何形状設定データは不用のため削られている代わりに、統計処理に関するデータ (ヒストリ・ファイル解析用コード NMTA の入力データ相当) を加えておく必要がある。その他、出力データファイルを通して図形処理を行う場合にも、それぞれ入力データが必要である。

(I) 問題設定データ

Card No.	FORMAT	変数名	内 容
1	(20 A 4)	IA	タイトルカード 1
2	(20 A 4)	IA	タイトルカード 2
3	(Z 16)	RAMDUM	初期乱数。初回の時はブランク、継続計算の場合は前回の最終乱数を入力する。
4	(E10.8)	CCC	初回の時はブランク、継続計算の場合前回のランの出力値を入力する。
5	(3E10.4, 4I10)		
a.	EMAX		: 入射粒子のエネルギー (MeV)。陽子と中性子は 3.5 GeV, 中間子は 2.5 GeV 以下でなければならない。
b.	ELOP		: 陽子の切断エネルギー (MeV)。
c.	ELON		: 中性子の切断エネルギー (MeV)。
d.	MXMAT		: = 1
e.	MAXCAS		: 1 バッチ計算における入射 (源) 粒子の数。
f.	MAXBCH		: 計算を行うバッチの回数
g.	N1COL		: = 0
6	(6I10)		作業ファイル番号の設定と π のオプション
a.	NQUIT		: = 1

- b. NEUTP : = 23
 c. NBERTP : = 21
 d. NPOWR2 : = 11, レンジ表のエネルギー群数の \log_2 値
 e. NPIDK : π^- の取扱いオプション。
 ≤ 0 の時, π^- の反応を考慮し,
 > 0 の時, 崩壊として取扱う。
 f. NHSTP : = 22
 7 (2E 10.4, 4I 10)
 a. ANDIT : 核子-核子衝突におけるアイソバーの角度分布についてのオプション
 = 0, 50% 等方, 50% 前方
 = 1, 100% 等方
 = 2, 100% 前方
 b. CTOFF = 0
 c. NBOGUS : 蒸発計算のオプション
 < 0 蒸発計算をしない
 > 0 蒸発計算の前に励起エネルギーから反跳エネルギーを差引く
 = 0 反跳エネルギー補正をしない
 d. NSPRED = 0
 e. NSEUDO = 0

〔II〕ターゲット物質定義データ

- 8 (E 10.4, I 10)
 a. DENH : 物質内の水素密度 (10^{24} atoms/cm³)。
 b. NEL 1 : カード 9 でデータを与える核種の数 (≤ 10)
 9 (3E 10.4) L = 1 ~ NEL 1
 a. ZZ (L) : 電荷数
 b. A (L) : 質量数 ($6 \leq A \leq 250$)
 c. DEN (L) : 個数密度 (10^{24} atoms/cm³)

〔III〕統計処理用データ

- 10 (I 10)
 NHSTP : = 22
 11 (I 5, 5 X, 2 F 10.2)
 a. IGOM : = 2
 b. XX : 規格化因子, 通常 1.0
 c. BCHS : 処理するバッチ数
 12 (215) a, b は, 正值なら計算をし, それ以外は計算しない。
 a. IDO (1) : 生成核分布計算
 b. IDO (2) : 中性子スペクトル, 中性子角度分布*

* 作業中

カード 13 は IDO (1) = 1 の時のみ必要

- 13 (215) 核
- a. NREG1 : = 1
 - 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)
- 14 (315)
- a. ICONTI : = 1, リスタート継続計算を行う。
= 0, リスタートしない。
 - 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 : 継続ランの最大回数

(IV) 入射粒子源データ

- 15 (15)
- : = 1
- 16 (8F 10.3) 入射粒子データ
- a. R0 : = 1
 - b. Z0 : = 1
 - c. Z1 : = 1
 - d. E0 : 入射粒子のエネルギー (MeV)
 - e. TIPO : 入射粒子の種類
= 0 陽子
= 1 中性子
= 2 π^+ 中間子
= 3 π^0 中間子
= 4 π^- 中間子
 - f. TL : = 0
 - g. DIREC : = 1

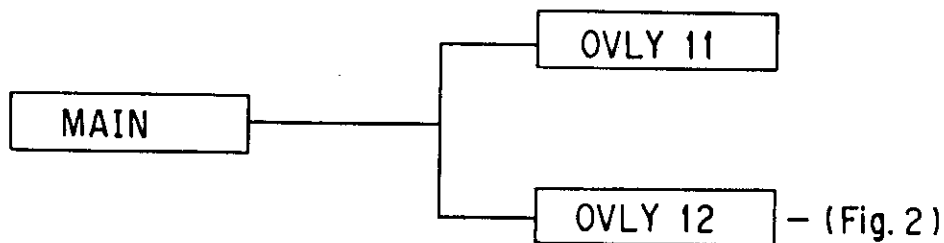


Fig.1 Structure of a main routine

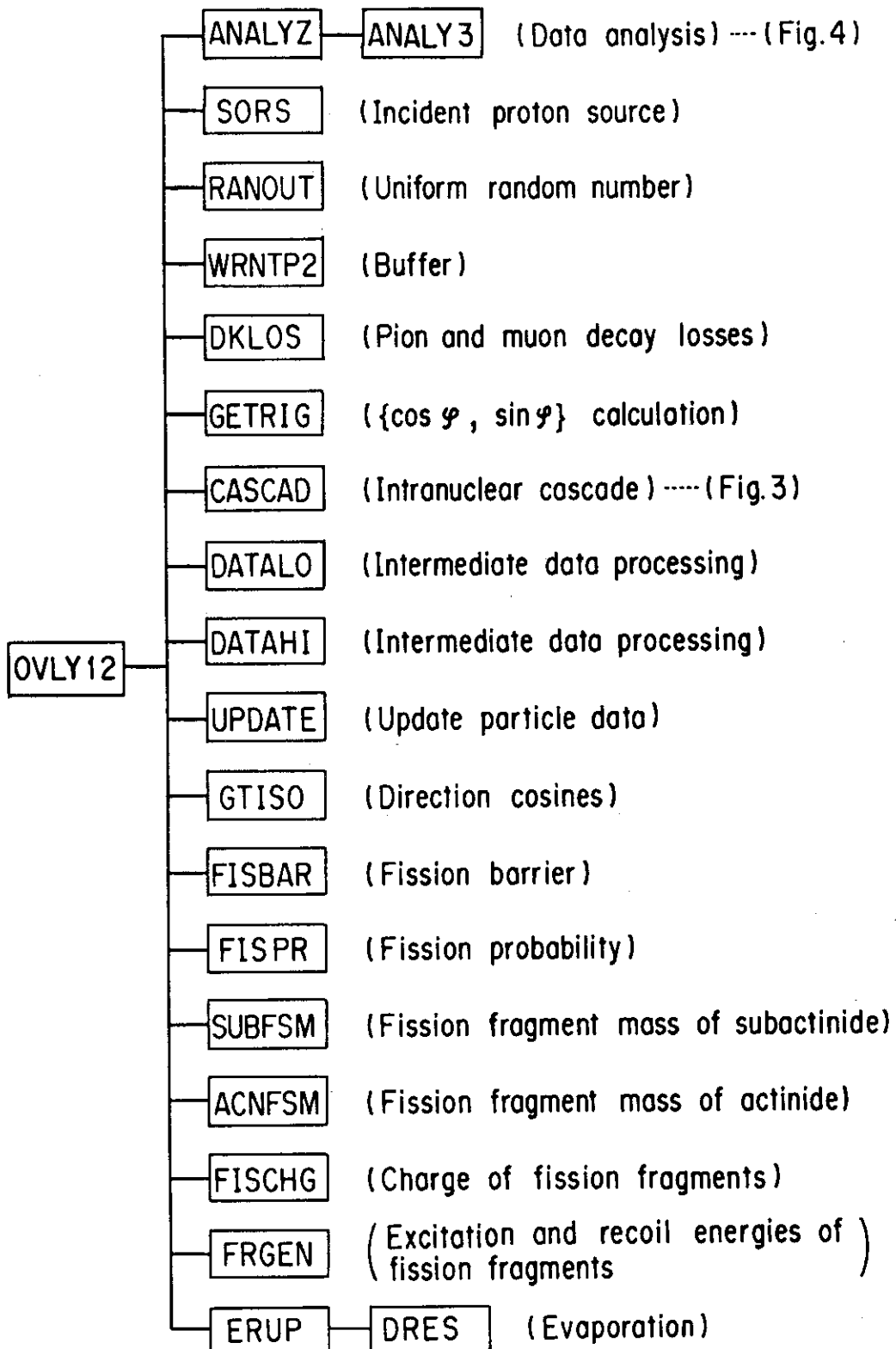


Fig.2 Structure of OVLY12

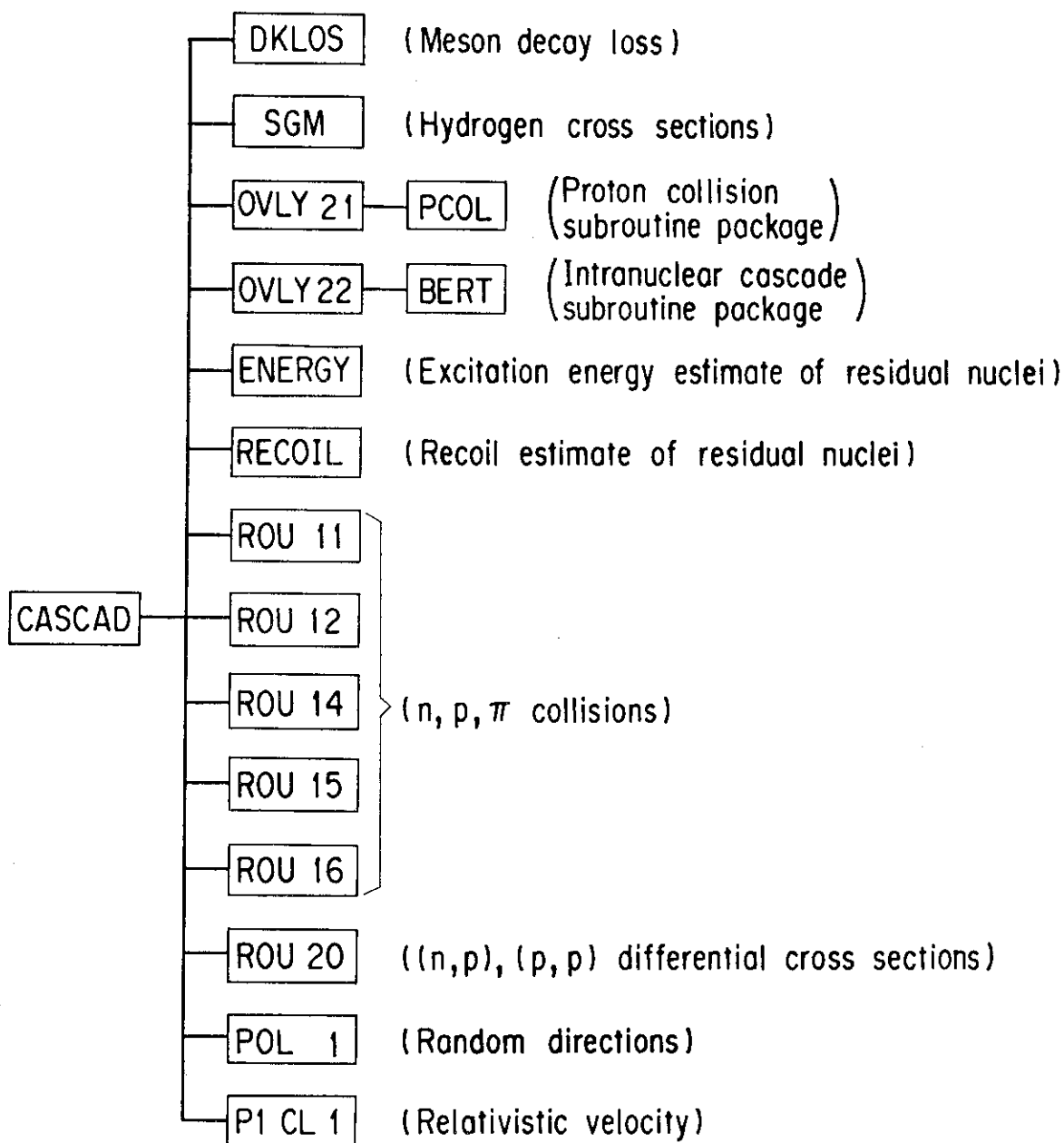


Fig.3 Structure of CASCAD

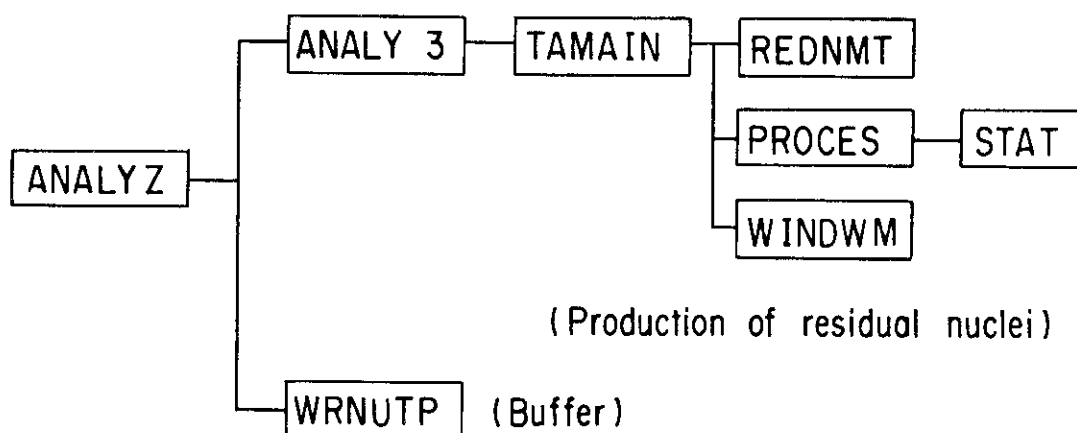


Fig.4 Structure of ANALYZ

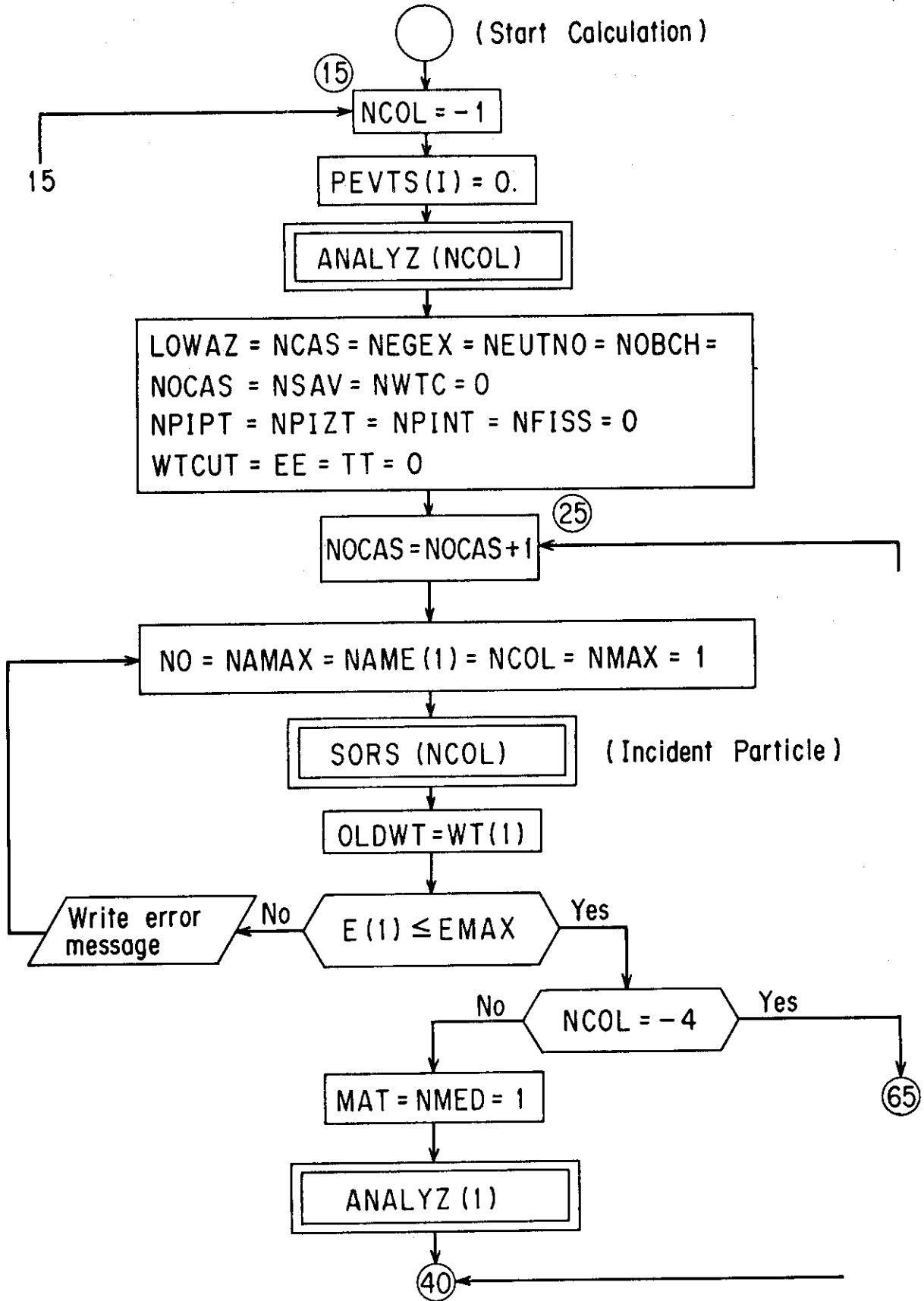


Fig.5 Computational flow in OVL12

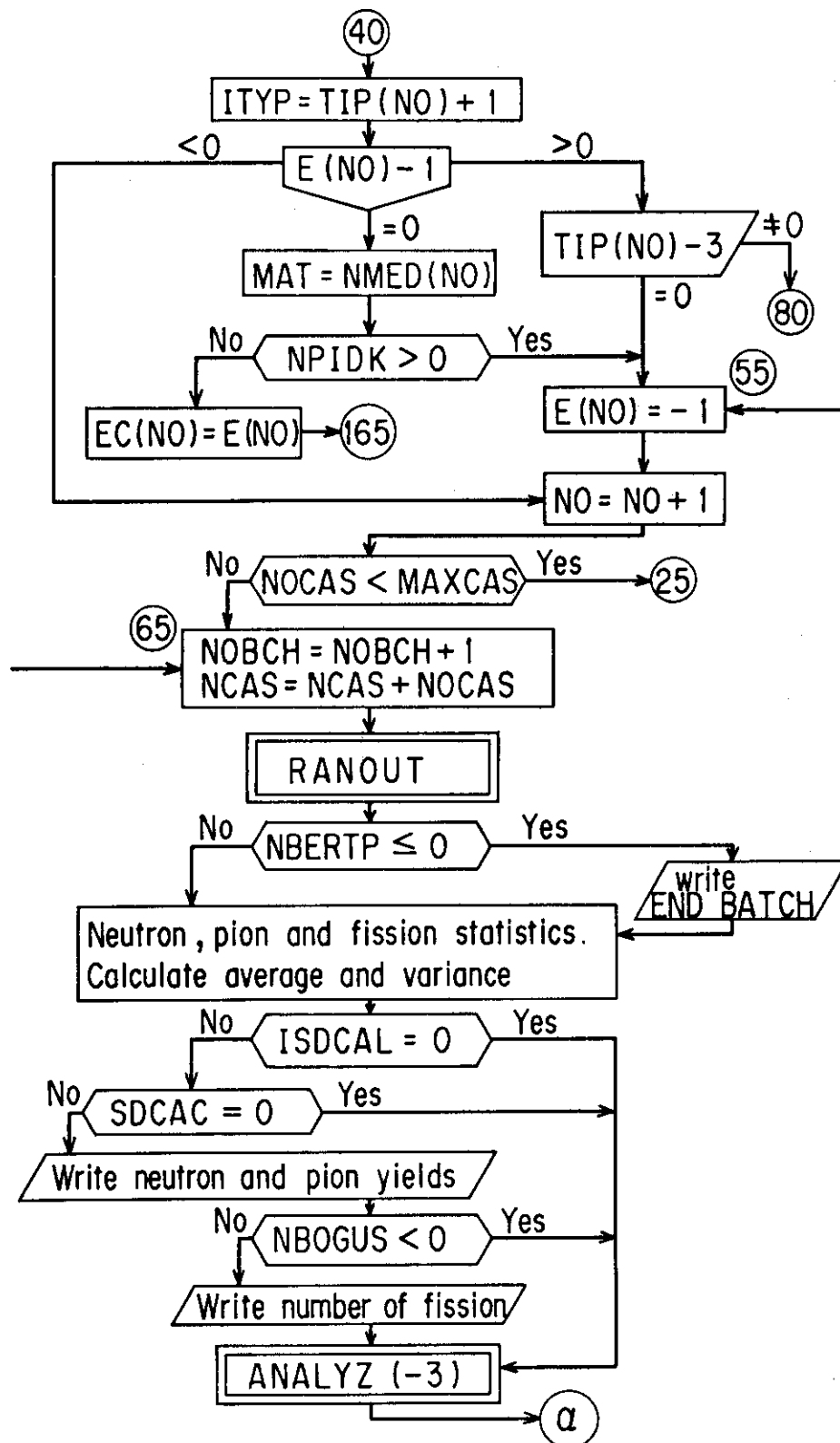


Fig.5 (Continued 1)

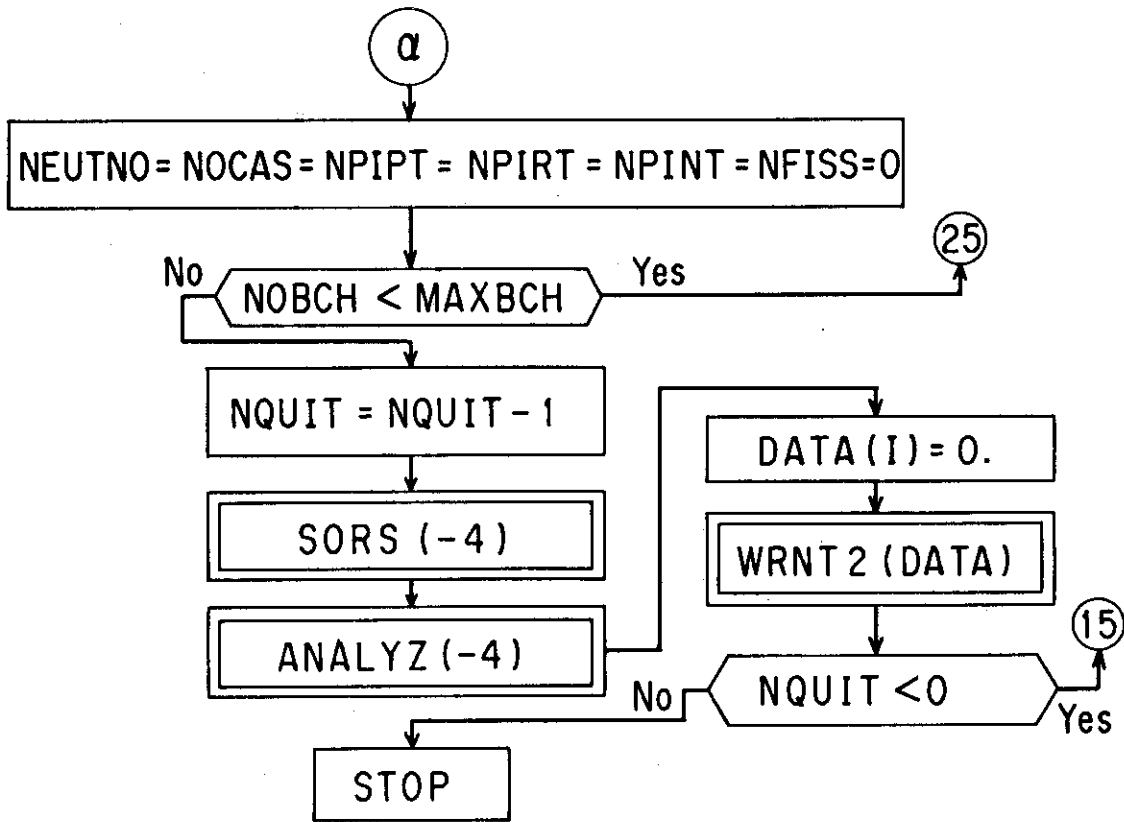


Fig.5 (Continued 2)

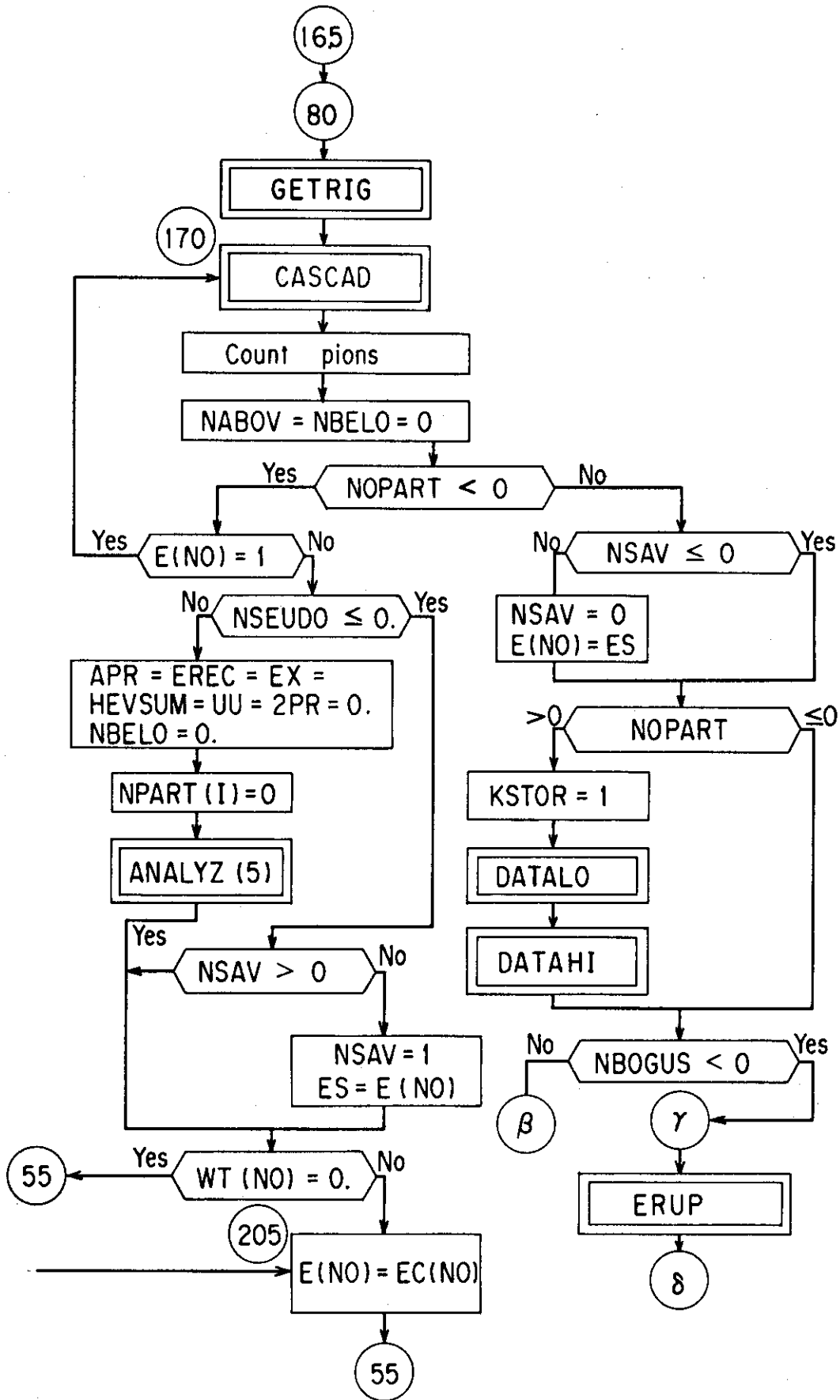


Fig.5 (Continued 3)

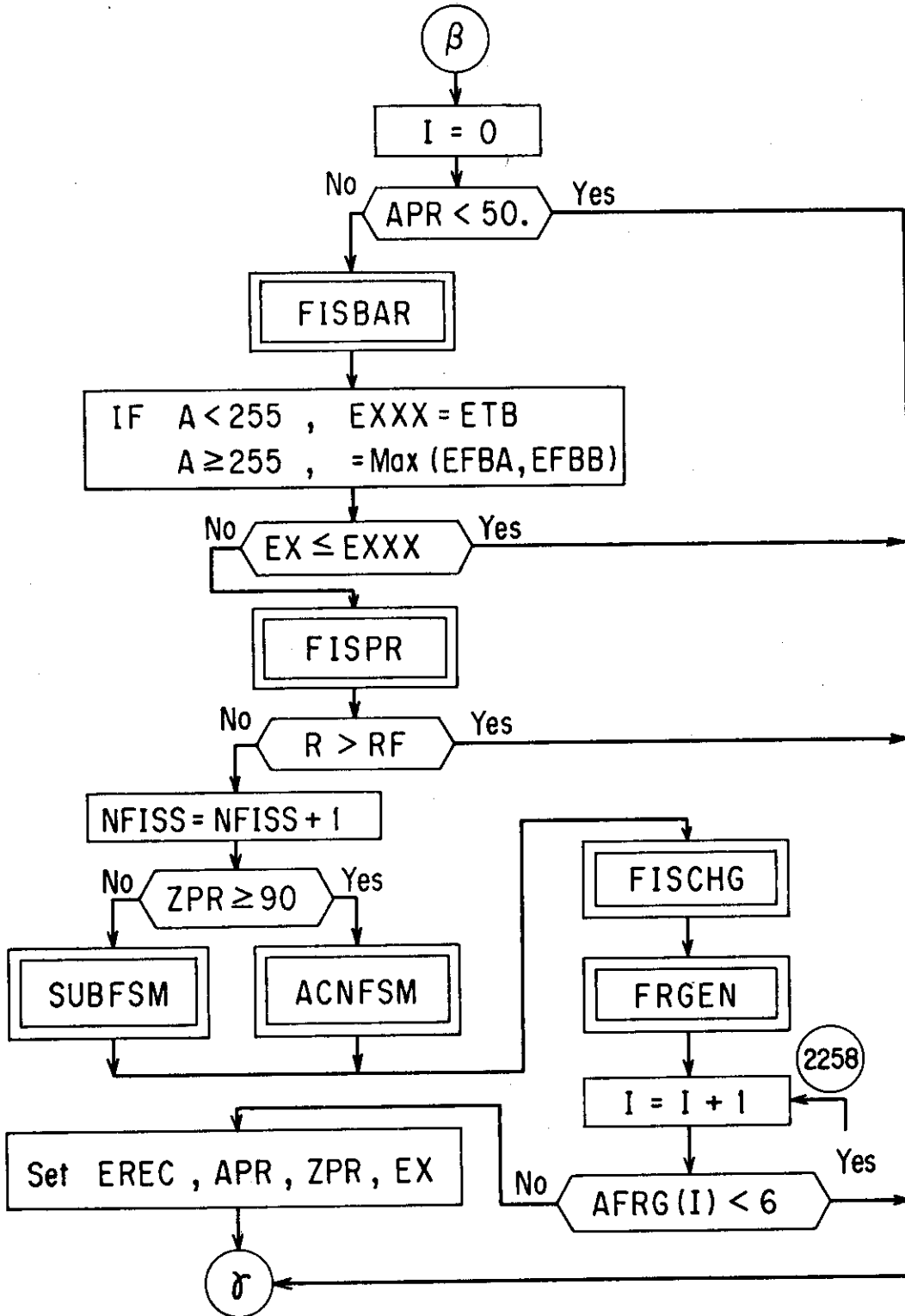


Fig.5 (Continued 4)

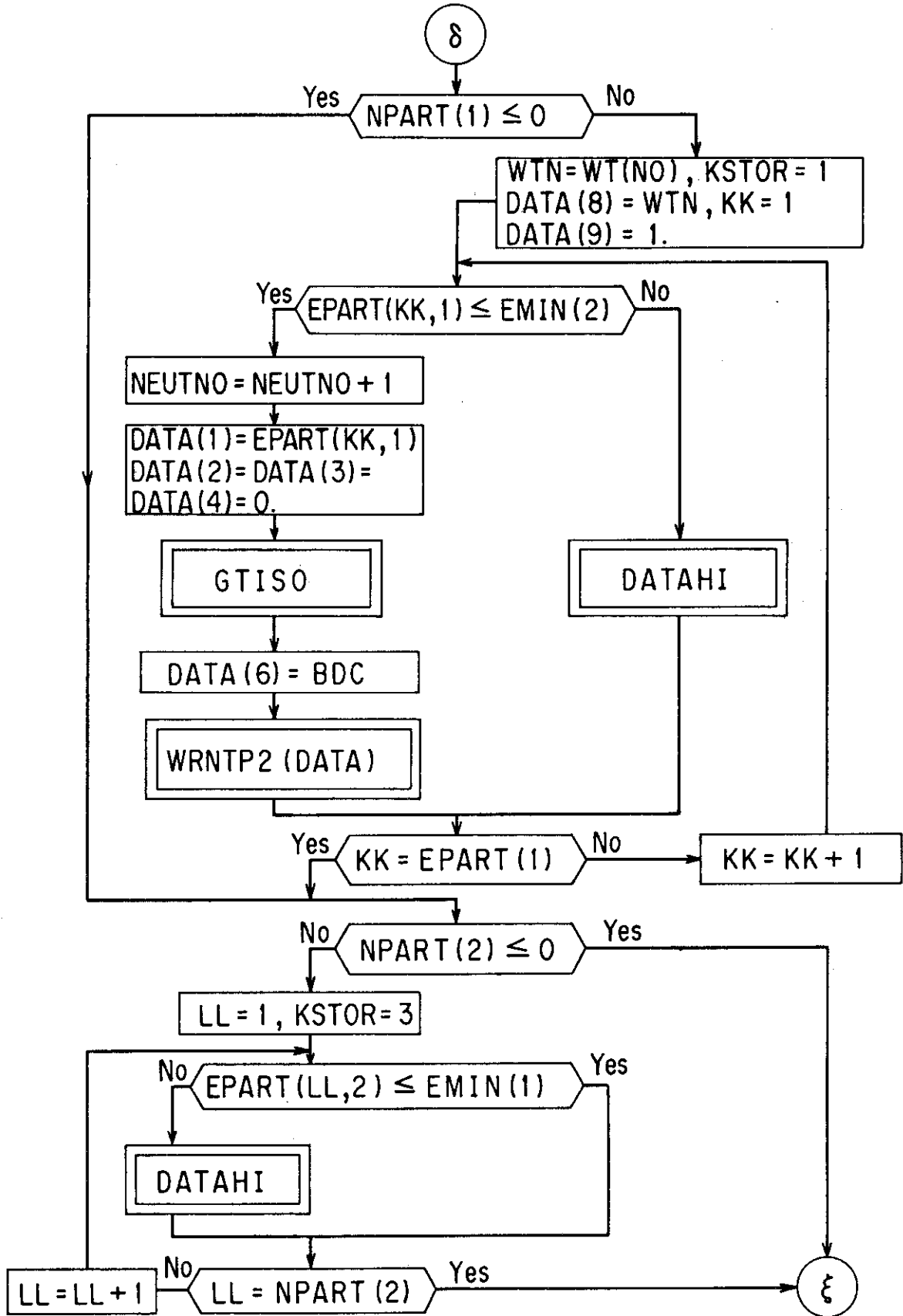


Fig.5 (Continued 5)

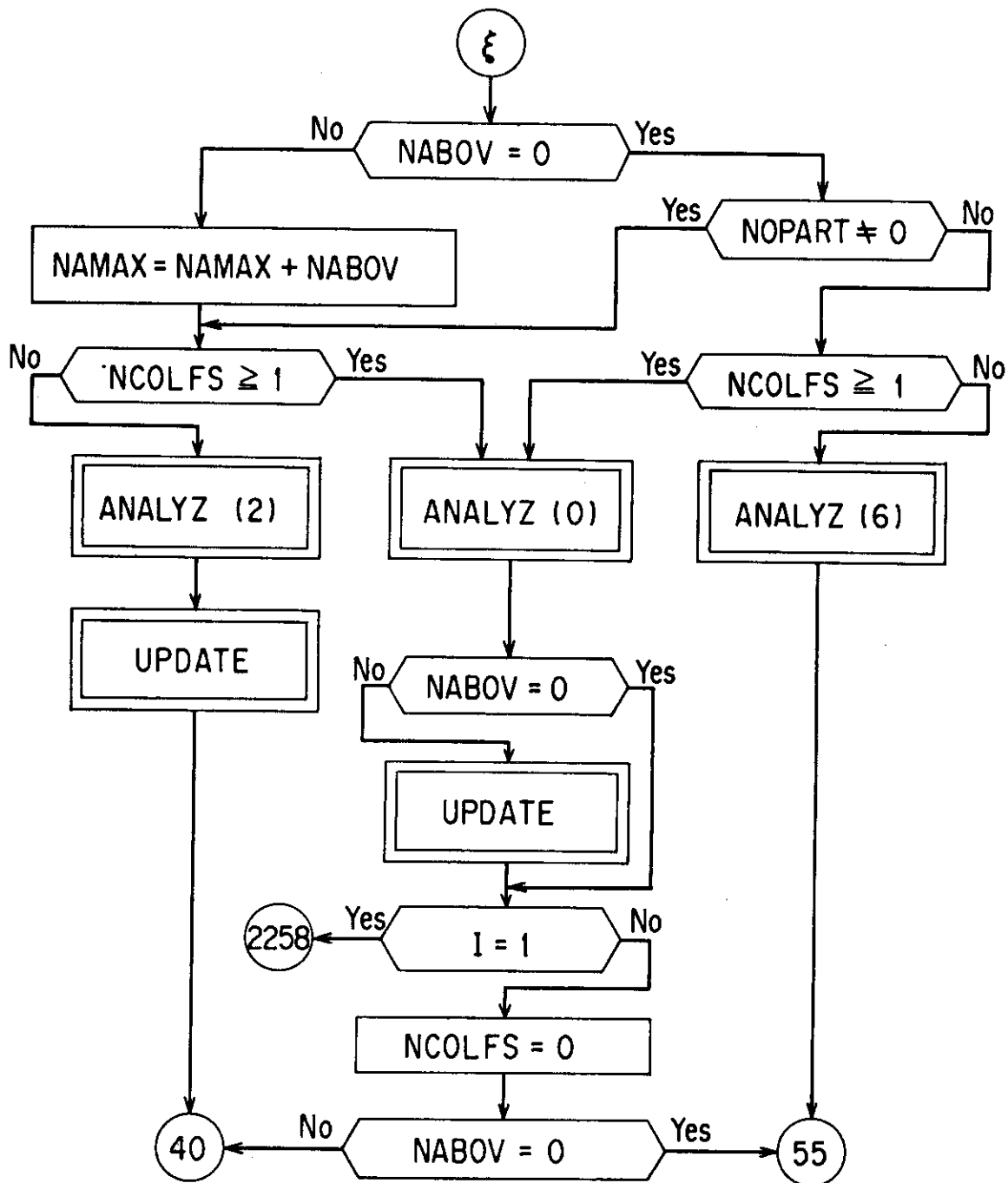


Fig.5 (Continued 6)

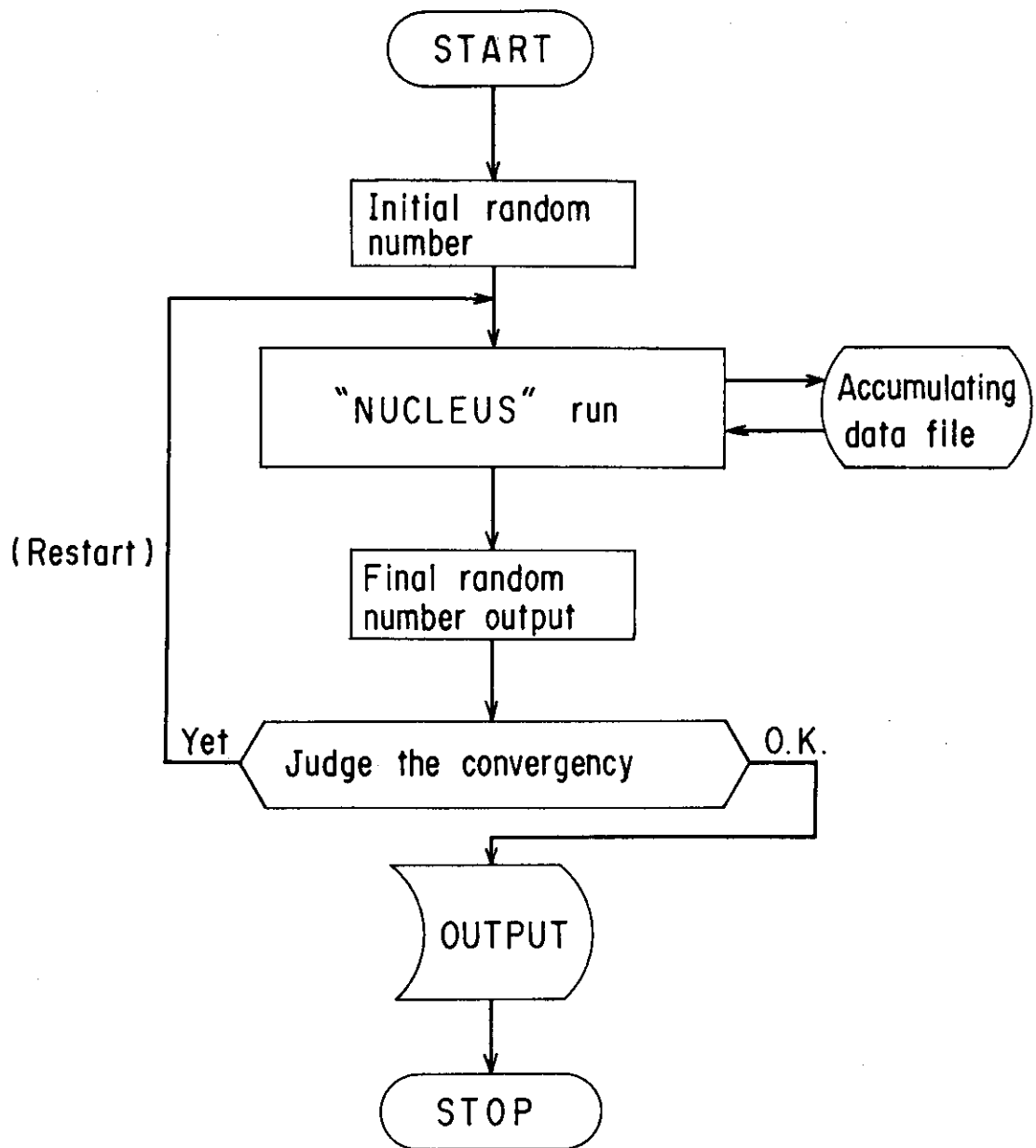


Fig.6 Process for accumulating more Monte Carlo event data in NUCLEUS using the restart option

CRSC(2500) : Nuclear structure data

A R₁ R₂ R₃ ρ₁ ρ₂ ρ₃ U₁ U₂ U₃
 (cm) (X 10³⁰ /cm³) (MeV)

1

 250

TAPCRS(6343) : Nucleon-nucleon, pion-nucleon cross sections

PO(I),P1(I),P2(I) : Table of I₀, I₁, I₂ function used in the
 (I = 1 10) evaporation probabilities

GAR1(154) : Shell and pairing energy correction data for neutron
 used in the mass formula

GAR2(100) : Shell and pairing energy correction data for proton
 used in the mass formula

GAR3(100) : Volume, surface, Coulomb and exchange energy
 correction data used in the mass formula

RMASS(300) ; A^{1/3} - values

ALPH(300) : α - values used in the calculation of the inverse
 cross sections

BET(300) : β - values used in the calculation of the inverse
 cross sections

Fig.7 Contents of nuclear cross section data file for the
 NUCLEUS calculation

4. 原子核スポレーション核反応一次生成物の計算

NMTC/JAERI コードなどのターゲット計算では、入射陽子自身の電離損失による減速や放出粒子の原子核間カスケード（輸送）が考慮されているため、核反応の起るエネルギーが、入射陽子エネルギーからカットオフエネルギー（15 MeV）まで分布しており、得られる計算結果は、これらの反応をすべて含んだ複合過程に対するものである。このため、ターゲット内で起る核物理的素過程について知るには、ここで開発した“NUCLEUS”のような原子核1個当りの核反应用のコードを用いて計算しなければならない。また、核物理的な実験は非常に薄い試料について行われる場合が多く、多重衝突等の2次効果が無視でき、原子核の1次衝突がほとんどと考えられるので、NUCLEUSの結果と実験データを直接比較することが可能となる。我々が当対象としているエネルギー範囲は数 GeV～数十 MeV であるが、この範囲での実験データが少ないので、計算結果と実験値とを比較し、計算モデルの精度を向上させるのは中々難しい状況にある。しかし、我々はNUCLEUSでサーベイ計算を行い、既に存在している実験データと比較検討すると共に、この計算結果が実験研究者の興味を惹起することを期待している。

計算は主として次の二つの物理量について行った。

- (1) 核反応による放出中性子の収量
- (2) 核反応による生成核種の分布

ターゲット核種としては、天然ウラン、鉛および銀を選び、入射陽子のエネルギーは、500 MeV、1 GeV、2 GeV および 3 GeV について計算を行った。

4.1 モンテカルロ計算の収束性

NUCLEUS のモンテカルロ計算の収束性を放出粒子数と3つの代表的放射性核種の生成量について検討した。

4.1.1 放出粒子数の収束性

天然ウランの原子核に1 GeVの陽子が入射した場合に核から放出される陽子、中性子、重陽子、トリトン、ヘリウム-3、アルファ粒子について500ヒストリーから20,000ヒストリーまでのチェック計算を行い、Table 1にまとめた。カッコ内の数字は標準偏差を表わす。表から分るように、20,000粒子まで計算では、 He^3 以外は2%以内の誤差におさまるが、5,000ヒストリーでも数%程度の精度は得られている。特に注目する放出中性子数（カスケード放出中性子+蒸発中性子）については約13%の精度が得られているため、計算時間の都合上、以降の放出粒子数の計算は、5,000入射粒子について行った。

4.1.2 残留核種生成量の収束性

天然ウランに500 MeVの陽子を入射した時生成される ^{90}Sr 、 ^{125}I および ^{137}Cs について、

100,000ヒストリまで収束性のチェック計算を行い、Fig. 8に示した。放出粒子数の場合と違って個々の核種の生成イベント数はかなり少なくなるため、50,000ヒストリで17~21%、10,000ヒストリで12~14%と、計算時間の倍増の割には精度は向上しない。ここでは予備的なサーベイ計算のため、個々の核種の生成量を正確に求めることが目的ではなく、生成核種分布の定性的な議論をすれば充分なので計算時間を考慮して入射粒子数は50,000として計算を行った。但し、銀の場合は、3 GeV 以外は5000入射粒子の計算である。

4.2 核反応による放出粒子数

Table 2は、天然ウラン原子核に陽子を衝突させた場合、平均の放出粒子数のエネルギー変化をまとめたものである。1入射陽子当りの陽子、中性子、重陽子、トリトン、ヘリウム-3および α 粒子の平均放出数がそれぞれ計算された。中性子数は0.5 GeV から3 GeV へと入射エネルギーが増加するに従って、およそ13, 16, 17, 15となり、これから大体1ずつ引いた数が蒸発による中性子数となっている。他の粒子の場合についても言えることであるが、放出中性子数は2 GeV 辺りまで増加し、3 GeV になると少し減少する。1原子核当りの全放出粒子数は、核子数に換算すると表中の項目(a)のようになる。これは1入射陽子当りの数なので、これを衝突反応率で割ると核反応当りの数(項目(b))、さらに非核分裂反応の割合で割ると核分裂以外の反応で生ずる数(項目(c))が得られる。この表から、1原子核に中性子放出のために有効に持ち込み得るエネルギーが最大になるのは2 GeV 付近ということが分る。従って、中性子収量を増加させるためには、入射陽子エネルギーを2 GeV 以上に上げてても効果はなく、むしろ2次粒子によるターゲット内での原子核間カスケードによる2次的な衝突効果で収量を稼ぐしかないことになる。参考のために表中に巨視的ターゲットモデル(長さ60 cm, 半径10 cmの円筒形, 下限エネルギー15 MeV)計算による中性子数放出数を示すが、500 MeVで約1.3倍、1 GeVで約2.3倍となり2次的な寄与分が大きいことが分る。但し、巨視的ターゲットの場合さらに15 MeV 以下の中性子による低エネルギー領域の核分裂による中性子放出が起るが、今回の計算にはこの寄与分は含まれていない。この寄与分を含めれば、天然ウランターゲットでは中性子数はさらに数10%大きくなる。(c)の値は核分裂による寄与を含まない狭義のスポレーション反応の平均放出粒子数を表わすので、これをターゲット核種と入射粒子の質量数の和から引いたのが(d)で狭義のスポレーション反応による生成残留核の平均的な質量数を与える。Table 3はターゲット核種が鉛の場合について同様の計算をした結果である。この場合は高速核分裂の割合が少ない(<5%)なので、狭義のスポレーション反応成分がはっきりと現われる。放出中性子数はウランの場合に比べて0.5 GeV ~ 3 GeV で11, 13, 14, 12とほぼ3個ずつ少ない勘定になる。入射陽子1個当りの放出粒子数の2 GeV から3 GeV への減少ないしは飽和傾向も同じように見られる。鉛の場合(b)のみでなく(c)の値も減少しているのは、ウラン核より原子核のサイズが小さいことが効いていると思われる。巨視的ターゲット内での中性子発生数の比較をすると500 MeV ではほとんど変わらず、1 GeV ではほぼ2倍の26個となり、これはウラン500 MeV のターゲット内収量の1.6倍になっている。Table 4は鉛の質量数のほぼ半分当たる銀の場合を計算したもので、鉛に比べて放出陽子数は変わらないのに放出中性子数は大体半分になっているのが興味深い。各放出粒

子数の 2 GeV 付近での飽和傾向は銀の場合も同様で、(b)の非核分裂反応当りの放出数も鉛の場合と同様に 3 GeV で少し減少している。

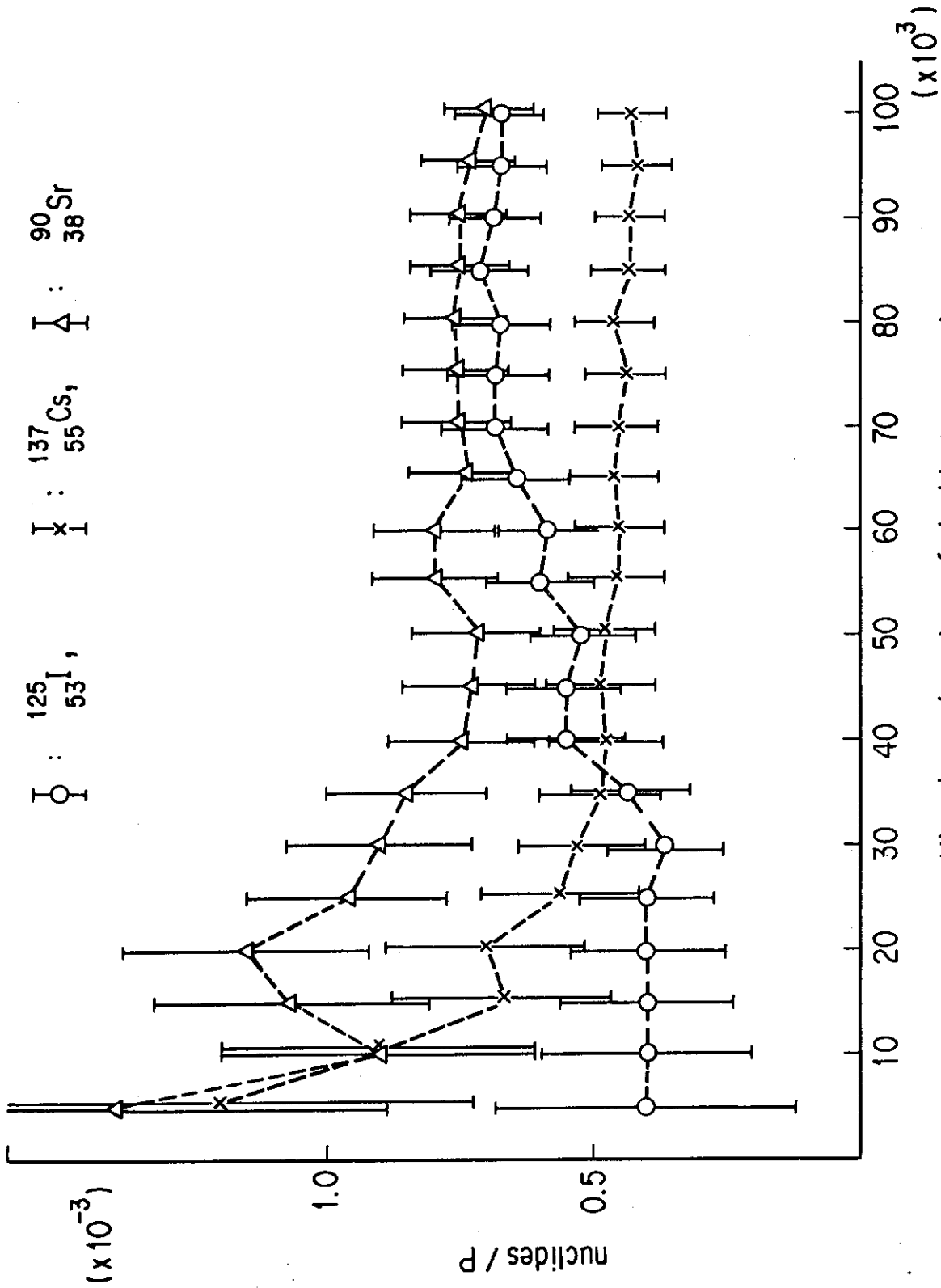


Fig.8 History convergence of ^{125}I , ^{137}Cs and ^{90}Sr yields for a 500 MeV proton impinging on a uranium nucleus

Table 1 History convergency of the number of particles emitted
from an uranium nucleus up to 20,000 histories of 1 GeV
protons

Number of histories	500	1000	2000	3000	4000
Emitted Proton	3.076 (4.99 %)	3.096 (3.94 %)	3.073 (2.35 %)	3.115 (2.04 %)	3.127 (1.81 %)
Emitted Neutron	15.52 (3.77 %)	15.91 (2.77 %)	15.976 (1.71 %)	16.232 (1.51 %)	16.343 (1.36 %)
Evaporated Deuteron	0.724 (7.38 %)	0.711 (5.68 %)	0.693 (3.32 %)	0.707 (2.78 %)	0.723 (2.50 %)
Triton	0.272 (14.34 %)	0.262 (9.40 %)	0.267 (5.58 %)	0.269 (5.04 %)	0.274 (4.35 %)
Helium 3	0.018 (38.67 %)	0.021 (29.70 %)	0.019 (19.20 %)	0.020 (14.40 %)	0.023 (11.22 %)
Alpha	0.274 (8.00 %)	0.291 (8.09 %)	0.287 (5.11 %)	0.298 (3.98 %)	0.293 (3.46 %)
Number of histories	5000	10000	15000	20000	
Emitted Proton	3.126 (1.64 %)	3.069 (1.26 %)	3.061 (0.98 %)	3.052 (0.85 %)	
Emitted Neutron	16.360 (1.26 %)	16.254 (0.94 %)	16.215 (0.72 %)	16.194 (0.62 %)	
Evaporated Deuteron	0.722 (2.28 %)	0.718 (1.92 %)	0.715 (1.56 %)	0.713 (1.39 %)	
Triton	0.274 (3.34 %)	0.267 (2.68 %)	0.264 (2.14 %)	0.266 (1.85 %)	
Helium 3	0.0242 (9.49 %)	0.0241 (6.79 %)	0.0241 (5.62 %)	0.0240 (4.81 %)	
Alpha	0.293 (3.09 %)	0.297 (2.26 %)	0.293 (1.76 %)	0.291 (1.52 %)	

Table 2 Particles emitted from an uranium nucleus and a comparison with bulk target calculations

Energy of protons (MeV)	500	1000	2000	3000
Proton	1.612	3.126	3.750	3.228
Neutron	13.350	16.360	17.279	15.209
Deuteron	0.2678	0.7220	0.8740	0.7366
Triton	0.1076	0.2740	0.3226	0.2858
Helium 3	0.004	0.0242	0.0374	0.0298
Alpha	0.1576	0.2932	0.3014	0.2522
(Evaporated Neutron)	12.449	15.068	16.003	14.246
=====				
Emitted Neutrons into the target (l=60 cm, d=10 cm) with cut off energy (15 MeV)	16.08	38.36		
=====				
Emitted Nucleons				
(a) per Proton	16.463	22.998	25.063	21.800
(b) per Collision	23.57	32.70	34.77	33.83
(c) per Spallation (fission events excluded)	43.05	49.18	50.94	52.64
(d) (238 + 1) - (c)	196	190	188	186
(*) Collision Rate	0.6984	0.7032	0.7208	0.6464
(**) Spallation Rate / Collision	0.5475	0.6650	0.6826	0.6426

Table 3 Particles emitted from a lead nucleus and a comparison with bulk target calculations

Energy of protons (MeV)	500	1000	2000	3000
Proton	2.050	3.208	3.910	3.311
Neutron	10.636	13.091	14.308	12.201
Deuteron	0.3030	0.6490	0.7934	0.6468
Triton	0.0774	0.1844	0.2388	0.1972
Helium 3	0.0052	0.0242	0.0394	0.0294
Alpha	0.1038	0.2258	0.2452	0.1974
(Evaporated Neutron)	9.687	11.723	12.955	11.211
=====				
Emitted Neutrons into the target (l= 60 cm, d = 10 cm) with cut off energy (15 MeV)	10.73	25.97		
=====				
Emitted nucleons				
(a) per Proton	13.955	19.126	21.620	18.275
(b) per Collision	20.54	27.25	29.87	28.14
(c) per Spallation (fission events excluded)	21.22	28.10	30.67	28.81
(d) (207 + 1) - (c)	187	180	177	179
(*) Collision Rate	0.6794	0.7020	0.7238	0.6494
(**) Spallation Rate / Collision	0.9679	0.9695	0.9740	0.9769

Table 4 Particles emitted from a silver nucleus

Energy of protons (MeV)	500	1000	2000	3000
Proton	2.419	3.111	3.491	2.773
Neutron	5.180	6.147	6.585	5.330
Deuteron	0.2940	0.4510	0.5064	0.3736
Triton	0.0708	0.1042	0.1188	0.0942
Helium 3	0.0246	0.0506	0.0512	0.0442
Alpha	0.1990	0.2480	0.2584	0.2020
<hr/>				
Emitted nucleons				
(a) per Proton	9.269	11.616	12.632	10.073
(b) per Spallation	15.38	18.63	19.36	17.77
(109 + 1) - (d)	95	91	91	92
<hr/>				
(*) Collision Rate	0.6028	0.6236	0.6524	0.5668
(**) Spallation Rate / Collision	1.0000	1.0000	0.9997	1.0000

4.3 生成核種の質量数分布および荷電数分布

まずウラン核に入射エネルギー 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, GeV の陽子をあてた時に、スポレーション反応（核内カスケード反応+粒子蒸発）又は高速核分裂の終了後に生成する核種の質量数分布を計算したのが Fig. 9 の (a), (b), (c), (d) である（50,000 ヒストリーの場合）。この分布の生成メカニズムを推定してみると、500 MeV の場合 190 以上の質量数範囲では山が 2 つ見られるがこれは主として非核分裂反応により生成される核種で、その左側の $A = 80$ あたりを最大とするなだらかな低い分布は、核分裂反応および核分裂片から粒子が蒸発した後に生じた核種と考えられる。台地状分布の第 2 ピーク ($A \sim 200$) は、1, 2, 3 GeV と入射エネルギーが上るにつれて片流れ状に崩れていき、核分裂成分との境目がはっきりしなくなる。左端のピークは蒸発した $t + He^3$ および α 粒子のピークである。全体の分布パターン of エネルギー変化を見ると、このモデル計算では、2 GeV から 3 GeV にかけてほとんど変わらないが生成量は少し減少し、飽和傾向が見られる。これは入射粒子が高速のため、核内カスケードで衝突する回数が少なくなり、エネルギーを核に十分に与えずに突き抜けてしまう粒子が多くなって来るためと考えられ、トリトンや α 粒子など蒸発粒子の減少も説明できる。4.2 節でも述べたように中性子を原子核から解き放つために核に持ち込めるエネルギーは 2 GeV あたりが、maximum と思われるが、このことは生成核種分布の解析からも裏付けられたことになる。また、実験によると $A \sim 30$ から蒸発ヘリウムのピークにかけて盛り上がりが見られ、軽・中重核の放出現象の存在が指摘されているが、そのメカニズムが明確でないのでこの計算には取り入れていない。なお、Fig. 9 の矢印は Table 2 の (d) に示した生成物のスポレーション成分の平均質量数であり、スポレーション生成物分布の第二の広いピークのほぼ中心に一致している。Fig. 10 は長さ 60 cm、半径 10 cm の円筒形の天然ウランターゲットに 500 MeV の陽子を入射した時の分布と比較した図である。(a) では核反応のエネルギーは 500 MeV であるが、(b) のターゲット計算では、電離損失や原子核間カスケードによる粒子エネルギーの損失効果を含み、核反応のエネルギーは 500 MeV からカット・オフエネルギーの 15 MeV 近くまで分布している。この 2 次効果のため平均の核反応エネルギーが下り、 $A = 20 \sim 180$ の核分裂成分と $A \sim 237$ のピークが増大し、相対的に第 2 のスポレーション・ピークと蒸発粒子ピークが減少する。Fig. 11 は同じく 1 GeV 陽子の場合の比較図であるが、この傾向は一層顕著になり入射エネルギーが高い程 2 次効果は大きいといえる。但し、(b) の縦軸のスケールは (a) の場合の 2 倍になっているので注意を要する。

Fig. 12 は同じエネルギー範囲の陽子を鉛の原子核に衝突させた時の生成核分布で、ウランの場合に比べて核分裂イベントが少ないためスポレーション成分とその蒸発粒子成分の分布が陽に現われる。500 MeV では $A = 160 \sim 210$ にずんぐりした島状の分布が存在し、1 GeV, 2 GeV と入射エネルギーが増加するに従って崩れていきその裾野は $A \sim 120$ まで延びている。鉛の場合も分布の形や蒸発ピークが 2 GeV から 3 GeV へのエネルギー増加に際しても余り変化しない。矢印は Table 3 の (d) で計算したスポレーション生成核の平均質量数を示している。Fig. 13 は同じ結果を原子番号に対する分布に書き直した図で 0.5 GeV \sim 2 GeV では質量数分布と同じようなパターンであるが、3 GeV になると裾野が逆に少し縮んだような形になっているのは興味深い。

Fig. 14 は中重核の銀（質量数はおよそ鉛の半分）の生成核質量数分布を計算したもので、この場合は核分裂成分はほとんどゼロである。スポレーション生成核種の分布の形やエネルギー変化、蒸発粒子ピークの増減、2～3 GeV での飽和傾向など鉛の場合とよく似ており、核反応の機構はほとんど同じと考えられる。矢印は同様に平均スポレーション生成核の位置を示す。

陽子照射による生成核種に関する重要な情報の一つはその不安定性であり、これは生成核に含まれる中性子数と陽子数の比（以下“N/Z 比”と略称）に依存する。Fig. 15 は天然ウランの反応生成核のうち、 $A = 125 \sim 140$ の核種だけを集めて N/Z 比に対してプロットしたものである。この質量数の範囲では核分裂による成分が主体と考えられ、また主な安定核の N/Z 比は大体 1.4 で図中で黒く塗りつぶしてあるが、これを境に左側が中性子欠損核、右側が中性子超過核ということになる。この場合、生成核種は入射エネルギーにあまり関係なく安定核に対してほぼ対称につくられているが、500 MeV では少し中性子欠損核の方が多い。

いずれも、 $N/Z \geq 1.5$ で生成量が急に減っているのは、後で述べるようにコード内の取扱い核種制限の影響である。Fig. 16 は $A = 100 \sim 210$ の鉛の場合で、蒸発粒子以外のスポレーション成分をほとんど含んでいる。安定核の平均的な N/Z 比は、やはり 1.4 で全体に中性子欠損核が多く $N/Z \sim 1.33$ 辺りにピークが現われる。500 MeV では、このピークが他に比べて高く、立ち上りも $N/Z \sim 1.25$ とずれているが、1～3 GeV でのエネルギー増加に伴うパターンの変化はほとんどない。

4.4 生成核種の (N, Z) 分布

前節の終りに生成核種の N/Z 比に対する分布について述べたが、ここでは Nuclear Chart との関連を明らかにするために (N, Z) 面上の分布について述べる。Fig. 17 は 1 GeV 陽子を銀、鉛および天然ウランの各原子核に照射した時に生成される核の種別を (N, Z) 面上の点で示した図である。太い実線は核種表に載っている観測済の核種の存在する範囲を示し、一点鎖線は中性子ドリフト・ラインである。天然ウランの場合は観測済核種の帯の中にほぼ一様に生成されているが、中性子欠損核側（分布の上側）の $N = 95 \sim 125$ の所では生成核の境界が直線状になっており、コード内での人為的な切り捨ての影響が現われている。同じ欠損核境界付近でも $N = 125 \sim 135$ や中性子超過核側の $N = 95 \sim 125$ では核種表に載っていない核が生成されている。狭義のスポレーション反応が核分裂に比べて圧倒的に多い鉛の場合は、ターゲット核種近くと $N \leq 40$ 以外では、中性子欠損核種の方が明らかに多い。核分裂のほとんど起らない銀の場合は、この傾向がもっとはっきり現われている。Fig. 18 はこれらの生成核種を主な崩壊型式別に分けてプロットし直したもので、△印は安定核、□印は α 崩壊、×が β^- 崩壊、*印は β^+ 崩壊あるいは電子捕獲および◇印が核異性体転移を表す。天然ウランについては、 $N \leq 30$ で β^- 崩壊核種、 $N \geq 120$ では α 崩壊核種がそれぞれ多く、それ以外では安定核ラインが中央を通り中性子欠損核と中性子超過核がほぼ対称に出来ている。鉛や銀がターゲット核種の場合は、軽い方を除けばほとんどが中性子欠損核であるが、これは核分裂反応が少ないためである。これらの核種のうち、崩壊の半減期が1年以上のもののみプロットしたのが Fig. 19 で、大部分の生成核種が短寿命の RI であったことが分る。この図は2次効果が無視できる程薄い試料に照射した後、別

の場所で数年間冷却していたような場合に相当し、大体が安定核でその周辺にいくつかの長寿命核種が存在するだけである。

4.5 核種の生成量

この節では生成核種別の相対的な生成量の計算について述べる。モンテカルロ計算のため、発生イベントの多い核種の生成量はかなりの精度を有するが、わずかの発生イベントしかないものについては誤差範囲が大きくあまり信用できない。全体として、現状は分布の定量的な解析は無理な段階なので、定性的な分布パターンの議論にとどめる。Fig. 20の(a), (b)および(c)は、それぞれ1 GeVの陽子を天然ウラン、鉛および銀に照射した時の核種生成量の対数をとって鳥瞰図^(*)に表わしたものである。また、作図に際して、ある程度データ間の滑らかさが必要なため、生成核種は1つおきにピックアップしてある。図の(a)で後の方の高い部分は、“中性子超過”を保存した²³⁷Uのピークのすそ野に続いて欠損度の高い中性子欠損核種の峰が連らなっている。その前には数オーダー低いピークが複雑に分布しておりこの辺りがスポレーション反応生成物と核分裂反応生成物の混在している領域である。 $N \lesssim 100$ では、2桁位低い山地が一様に図の手前まで続いており、これらは主として核分裂反応から生成されたものである。最も手前の尖塔は蒸発粒子を表わしている。図の(b)や(c)では核分裂が少ないため、スポレーションによる生成物および放出粒子（中性子、陽子は含まず）がほとんどで中でも中性子欠損核へ偏った分布形が際立っている。

以上は生成量分布の概観をみたものであるが、スポレーション成分の主な核種について元素毎の同位元素分布を計算したのがFig. 21～Fig. 23である。Fig. 21ではターゲット核がウランの場合で $Z = 93 \sim 70$ までの元素のアイソトープ分布を4つのグループに分け、それぞれの図上に記号とZ番号、元素記号の対応が記されている。生成ウラン同位元素のピークは²³⁷Uでそのすそ野は²¹⁸Uまで伸びており核種表では²²⁶U以下は確認されていない。また、図から分るように²³⁸U(p, p 3n) ²³⁵U反応による²³⁵Uの生成率が結構大きく、²³⁵U生産の可能性を示すものとして興味深い。周期律表では、ウランの両側に存在するネプツニウムとプロトアクチニウムの分布でピークを示す同位元素は²³⁷Npと²³⁵Paであるが、それぞれの元素で最長の寿命をもつアイソトープは、²³⁷Np、²³⁶Npおよび²³¹Paなので、中性子超過核が多くつくられているといえる。一方、トリウム以下の元素のアイソトープ分布では安定または、長半減期核種のうちで最も中性子の少ないものと考え、それぞれの分布の右すそ野中に位置しており極端な中性子欠損核の位置がピークとなっている。これらのピーク値は徐々に増加して鉛($Z = 82$)で最高に達し、レニウム($Z = 75$)辺りから急速に減少に転じ、イッテルビウム($Z = 70$)ではほぼ $1/10$ になる。また、偶数のZのピークは奇数のZの場合に比べて高くなる傾向があり、即ち、陽子数と中性子数の偶奇性が核反応生成核種の生成量に対して影響しているものと思われる。ここで、各ピークの中性子欠損側(Aが小さい方)の分布がカットされている場合があり、その物理的妥当性と全体の生成核分布や中性子収量への影響が問題である。Fig. 22は同様にターゲット核種が鉛

(*) ARGUS システムを使って作図を行った。

の時で、生成した鉛アイソトープのピークは $A = 207, 206, 205$ である。 $Z = 70 \sim 81$ に対して中性子欠損核のピークがほぼ同じ高さで並び $Z = 69$ で少し減少した後、再びピークを成してから減少に転ずる。この場合ははっきりした Z の偶奇効果は見られない。これは鉛が $N = 126, Z = 82$ の両マジック・ナンバーの近くで超安定核のためと思われる。Fig. 23 の銀アイソトープのピークは $A = 108, 106$ の所である。 $Z = 43 \sim 28$ までピークの高さはほぼ一様に減少する。(対数表示のため実際にはかなり急速に減少する) ターゲット核種の質量数が ~ 100 と小さいため個々の分布の中も狭くなるが、ピークの多くはやはり中性子欠損側にあるし、 Z の偶奇性も部分的に認められる。この場合は核種的人為的カットの影響はない。以上、3つのケースに共通して言えることは、ターゲット核の同位元素も多くつくられており、(p, p x n) 反応が大きな割合を占めていることである。但し、陽子の1回衝突しか扱っていないので、ターゲット核種より原子番号の1つだけ多い元素のアイソトープまでしか計算していない。

4.6 特定元素のアイソトープの N/Z 分布

ウラン原子核に 1 GeV 陽子を衝突させた時に生成される興味ある元素のアイソトープ分布の計算を行った。

- (a) ^{90}Sr (β^- : 28.5 y), ^{134}Cs (β^- : 2.062 y), ^{137}Cs (β^- : 30.17 y),
 ^{129}I (β^- : 1.57×10^7 y), ^{85}Kr (β^- : 10.73 y), ^{150}Eu (β^+ : 34.2 y)
 (カッコ内は崩壊型と半減期)

- (b) Ga, In, Tl,
 (c) As, Sb, Bi,
 (d) Pd, Pt, Au.

(a)は、放射線管理上取扱い要注意の放射性核種であり、その発生量や累積量について評価しておく必要がある。一方、(b)は第ⅢB族のレアメタル、(c)は第VB族の窒素族でこの両者の元素を掛け合せて出来る合金は半導体特性、磁気特性、超伝導特性などに優れたものが多く新素材として注目されつつある。これらの元素の安定核がターゲット照射の副産物として累積する可能性にも興味を持たれる。(d)は第Ⅷ族(白金族)と第IB族でPtやAuは貴金属として貴重であるがPdは水素吸蔵材や触媒として利用される。その他にも ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O など軽い中性子欠損核はポジトロンソースとして核医学等RI利用上需要が多いものがあるが、ここでは生成量が僅かのため省略する。Fig. 24は、ストロンチウム同位元素の N/Z 比分布のエネルギー変化を見たものである。斜線の箇所は安定核、黒く塗りつぶした所は半減期が30日以上の中核重、白抜きの箇所は30日以下の短寿命RIをそれぞれ表わす。 ^{90}Sr の N/Z は1.368であり、そのアイソトープ分布は陽子の入射エネルギーによってあまり変化しない。全体としては、安定核周辺の長寿命核と短寿命の中性子超過核が多くつくられている。同様に、Fig. 25~Fig. 28は、セシウム、ヨウ素、クリプトンおよびユーロピウムのアイソトープ分布を示している。CsではSrとは逆に、中性子欠損核が多くつくられている。ヨウ素では安定核の ^{127}I をはさんで β^+ 崩壊の ^{125}I (半減期60.14 d)と β^- 崩壊の ^{129}I (半減期 1.57×10^7 y)、その外側の短寿命RIも含めて、中性子超過核と中性子欠損核がほぼ等量つくられる。クリプトンは希ガスとしての蓄積が問題に

なるFPである。しかし、この計算では安定核の生成が多く長寿命のものとしては ^{81}Kr （電子捕獲, $2.1 \times 10^5 \text{ y}$ ）と ^{84}Kr （ β^- 崩壊, 10.76 y ）で、短寿命のものは中性子超過核が多い。ユーロピウムは他の4つの場合に比べて全体の生成量は少なく、長寿命核は ^{150}Eu （半減期 34.2 y ）, ^{152}Eu （同 12.4 y ）, ^{154}Eu （同 8.5 y ）, ^{155}Eu （同 4.96 y ）が安定核 ^{151}Eu および ^{153}Eu のまわりにつくられている。短寿命核のうち欠損核成分は入射エネルギーの高い所（ $\sim 2 \text{ GeV}$ ）で増加している。

以上は、薄いターゲット内で崩壊チェーンを考えない1次生成物の同位元素分布であるが、その多くは短寿命のRIで、1年以上冷却しておくで多くの生成核種が崩壊して他の核種へ2次的変換を起す。この崩壊チェーンからの蓄積による生成量の厳密な推定を行うには、関連するすべての崩壊スキームの式を解かねばならないが、ここでは、

- (a) 核反応のエネルギーが単一化され、1原子核の反応当りの生成量になっている、
- (b) 個々の核種生成量の精度が不十分である、
- (c) 予備的なサーベイ計算である、

などの理由から同重核の β 崩壊チェーン上の生成量から推定にするに止めた。この崩壊・累積スキームについてはFig. 29に示すようにタリウムの例について説明する。タリウムの安定核の一つは(1)の ^{203}Tl で中性子欠損核の系統から β^+ 崩壊または電子捕獲によって変換していく場合と一これには α 崩壊の系列も絡んでくるが一、中性子超過側から β^- 崩壊で近づく場合のいずれもが、数ヶ月以内の半減期なので短時日で ^{203}Tl への蓄積が期待できる。また、(2)の ^{205}Tl も安定核で β^+ 系統では、 ^{205}Tl の直前に長半減期の ^{205}Pb （ $1.4 \times 10^7 \text{ y}$ ）があるため、生成量が桁違い多い中性子欠損核系統からの蓄積は残念ながら期待できない。 β^- 系統ではこのようなストッパーは存在しないが生成量自体が少ないため多くは望めない。但し、我々の計算では生成核の多くが励起状態にあるため、原子核の基底状態についての崩壊スキームを適用するには、速やかに γ 粒子を放出して基底状態に遷移すると仮定しなければならない。Fig. 30は 1 GeV 陽子を天然ウラン原子核に入射した場合に、 ^{90}Sr , ^{129}I , ^{137}Cs , ^{150}Eu への崩壊チェーン上の核種の生成量を表わしたものである。黒く塗った部分はそれぞれの核種の直接生成量で、これを中心にして左から β^- 、右から β^+ で崩壊する。但し、 α 崩壊で直接生成量を増やすルートは存在しない。 ^{90}Sr では一つにおいて右側がZrの安定核、 ^{129}I の右隣がXeの安定核、 ^{137}Cs の右はBaの安定核、 ^{150}Eu は左がSmの安定核で右隣がGdの長半減期の α 崩壊核種で、いずれも崩壊チェーンからの当該核種への蓄積は僅かと見られる。また、この範囲の核種では核分裂によって出来るものが多く全体の生成量は少ない。

以上は、どちらかといえば、放射線管理上有害な物質なので出来るだけ少なく抑えたいRIであるが、一方、副産物として利用しうる有用核種は出来るだけ多く出来ることが望ましい。Fig. 31およびFig. 32は 1 GeV 陽子入射・ターゲット核ウランの場合、 ^{69}Ga , ^{75}As , ^{105}Pd , ^{121}Sb , ^{194}Pt , ^{197}Au , ^{203}Tl , ^{209}Bi への β 崩壊チェーン上の生成量分布を画いたもので、黒塗りの箇所は同じく直接生成量を表わす。Ga, As, Pd, Sbでは、両側の系統にほとんど長寿命のストッパーが存在しないが、核分裂生成物の領域のため、全体の収量が相対的に少なく多量の蓄積は望めない。もちろん、適当なターゲット核種や入射粒子エネルギーを選んでこれらの元素の崩壊チェーン上に多くの生成物をつくるようなスポレーション反応を起すことも出来るが、

ここではあくまで“TRUW破碎処理・中性子生産”の副産物としての可能性だけを問題にしている。その意味でFig. 32に示したPt, Au, Tl, Biは質量数がターゲット核種のそれに近いために、この系統からの多くの蓄積が期待できる。但し、 ^{209}Bi の右隣はPo(α 崩壊: 102y)のストッパーである。

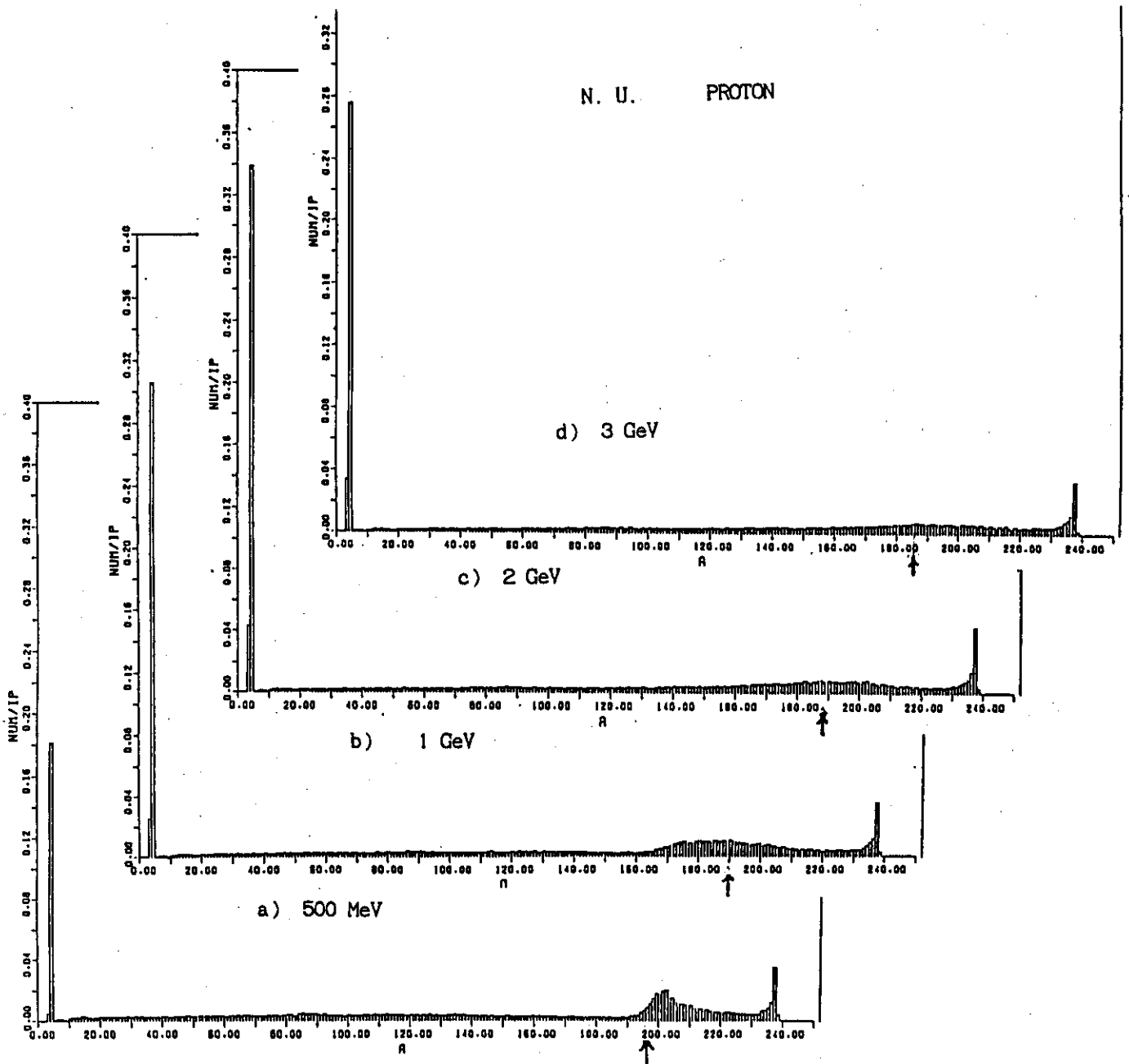
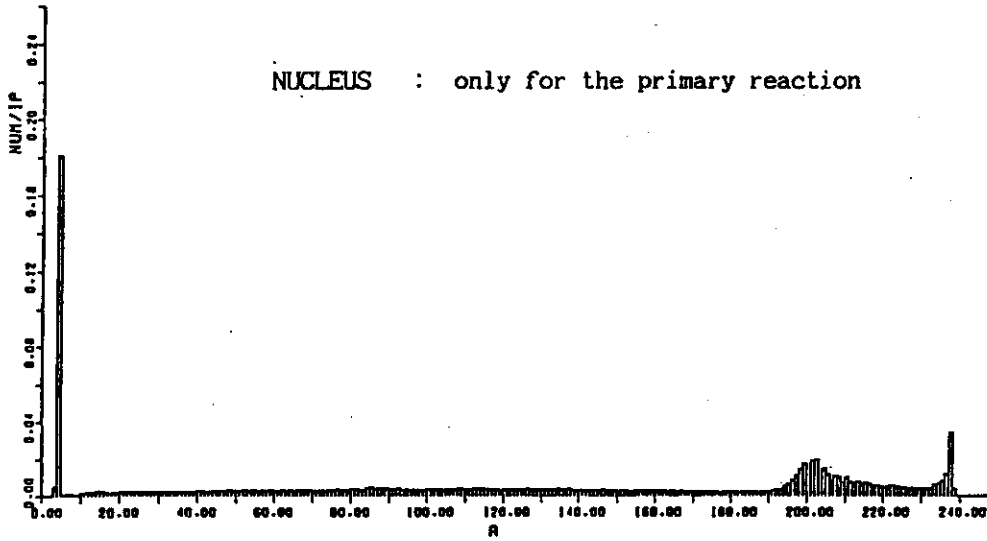


Fig.9 Spallation product distributions (number of nuclei per an incident proton) versus the mass number A for an uranium nucleus
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV protons

N. U. PROTON 500 MeV

NUCLEUS : only for the primary reaction



TARGET CAL. : including secondary effects

(l = 60 cm, d = 10 cm)

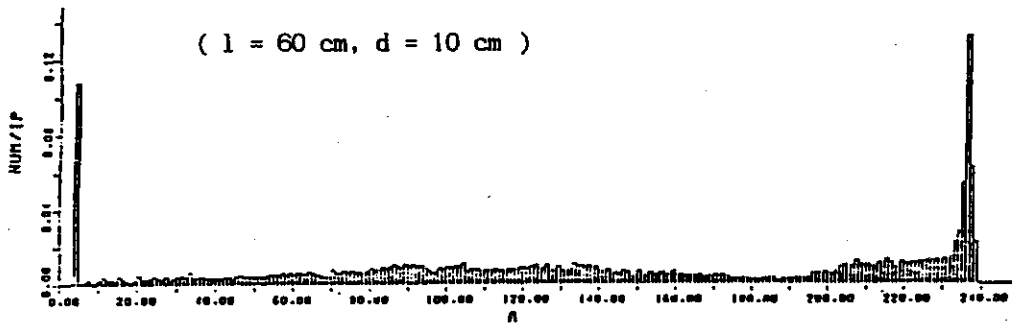


Fig.10 Comparison of the spallation product distribution (a) obtained by NUCLEUS for a nucleus with that (b) by NMTC/JAERI's for a rod target (L = 60 cm, R = 10 cm), in the case of a 500 MeV proton impinging on an uranium target

N. U. PROTON 1 GeV

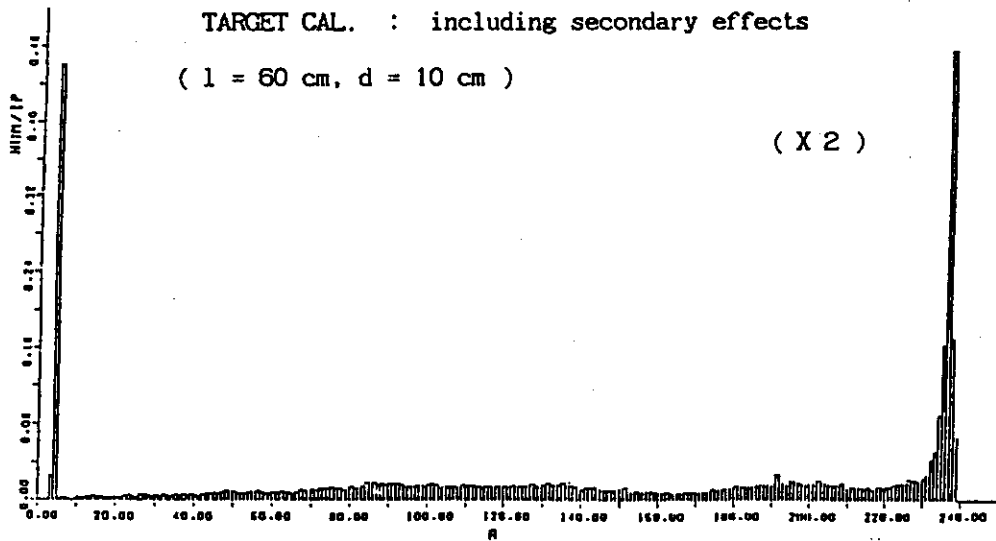
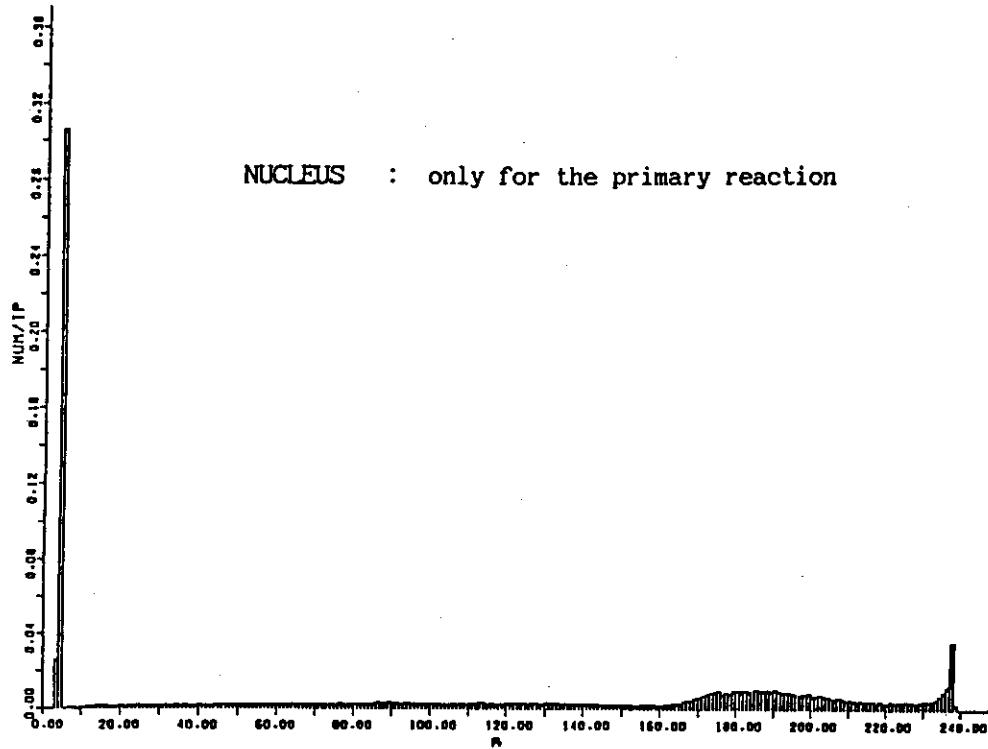


Fig.11 Comparison of the spallation product distribution (a) obtained by NUCLEUS for a nucleus with that (b) by NMIC/JAERI's for a rod target (L = 60 cm, R = 10 cm), in the case of a 1 GeV proton impinging on an uranium target

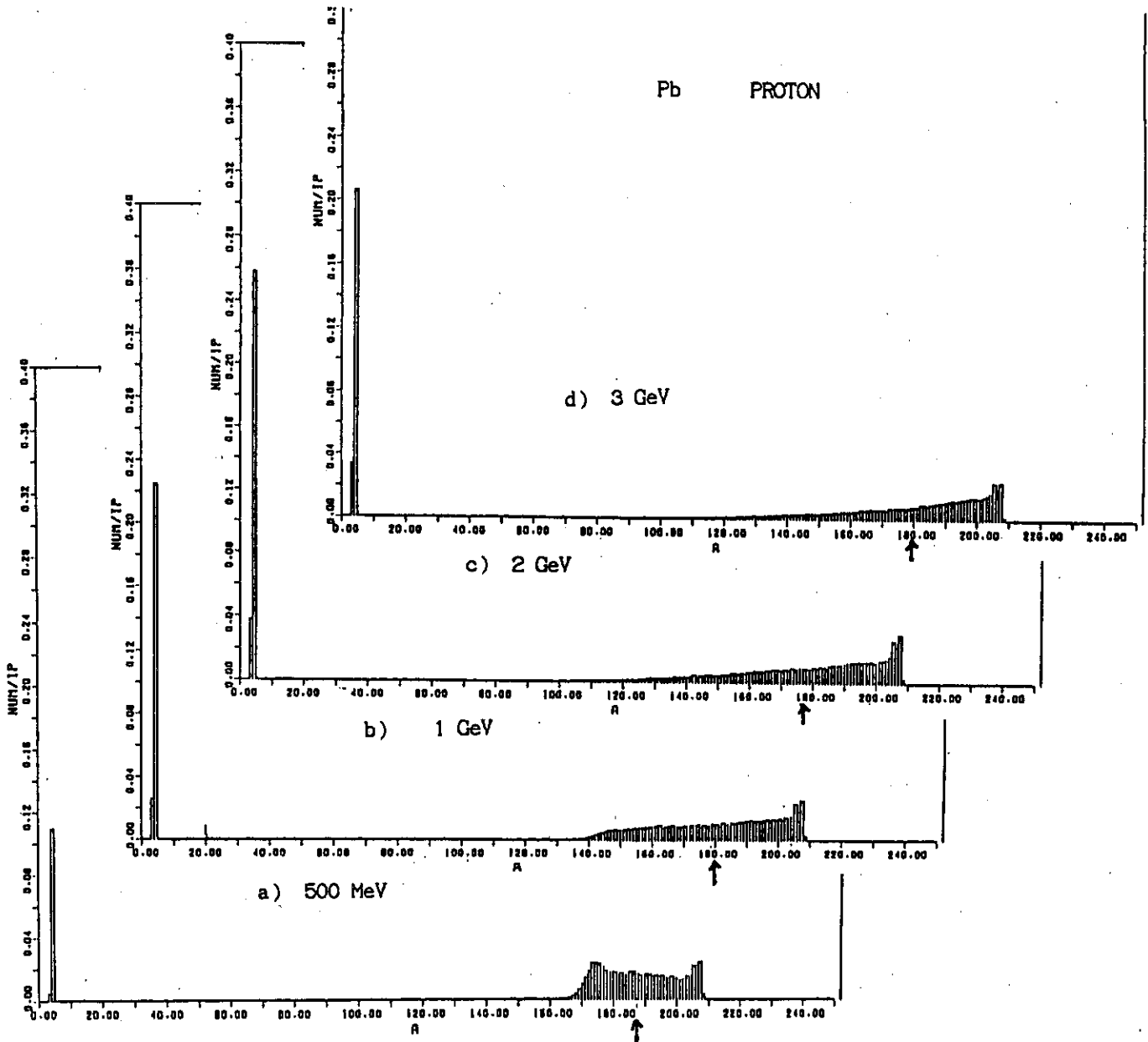


Fig.12 Spallation product distributions (number of nuclei per incident proton) versus the mass number A for a lead nucleus
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV protons

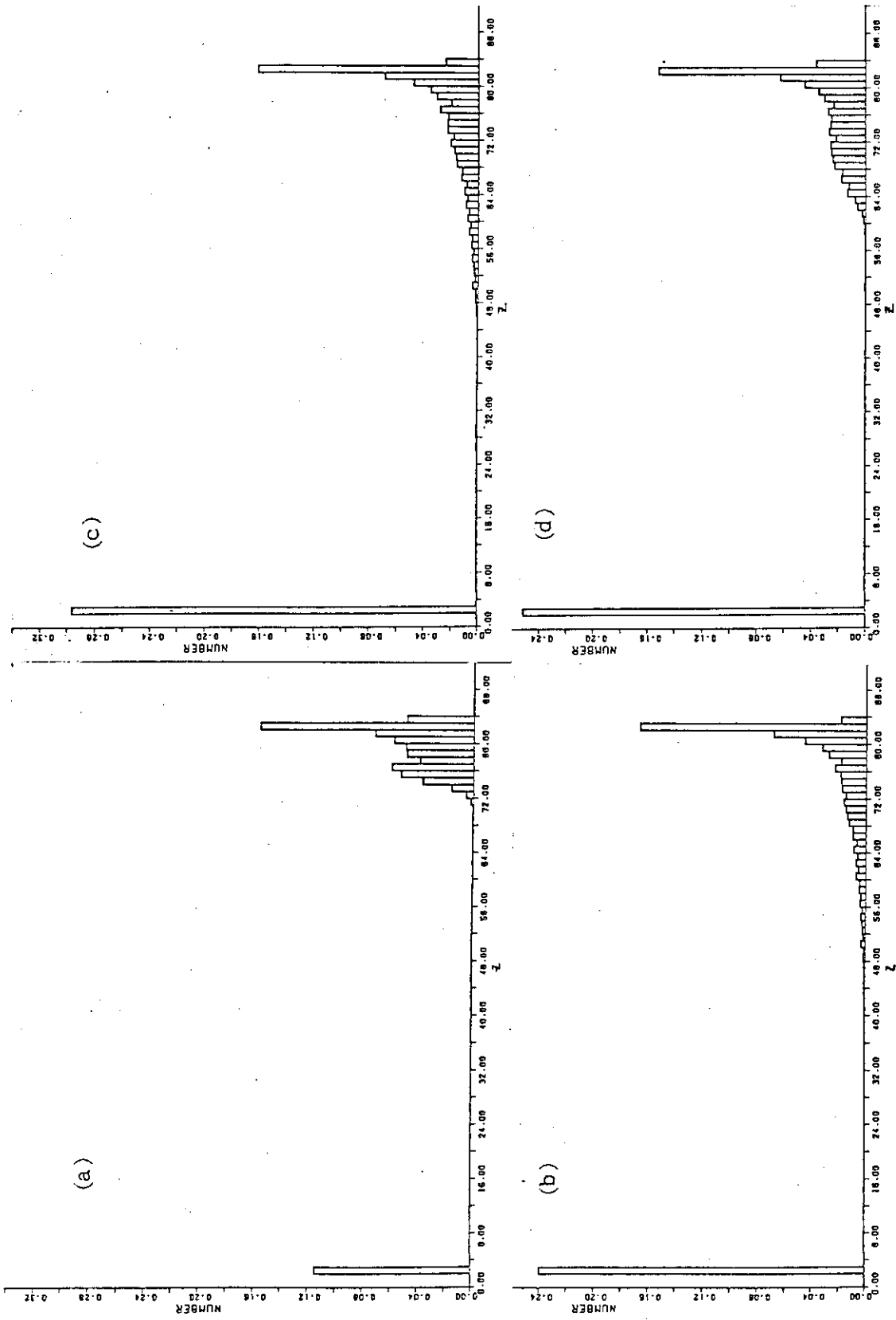


Fig.13 Charge distributions for the reaction of Pb + 1 GeV protons

a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV protons

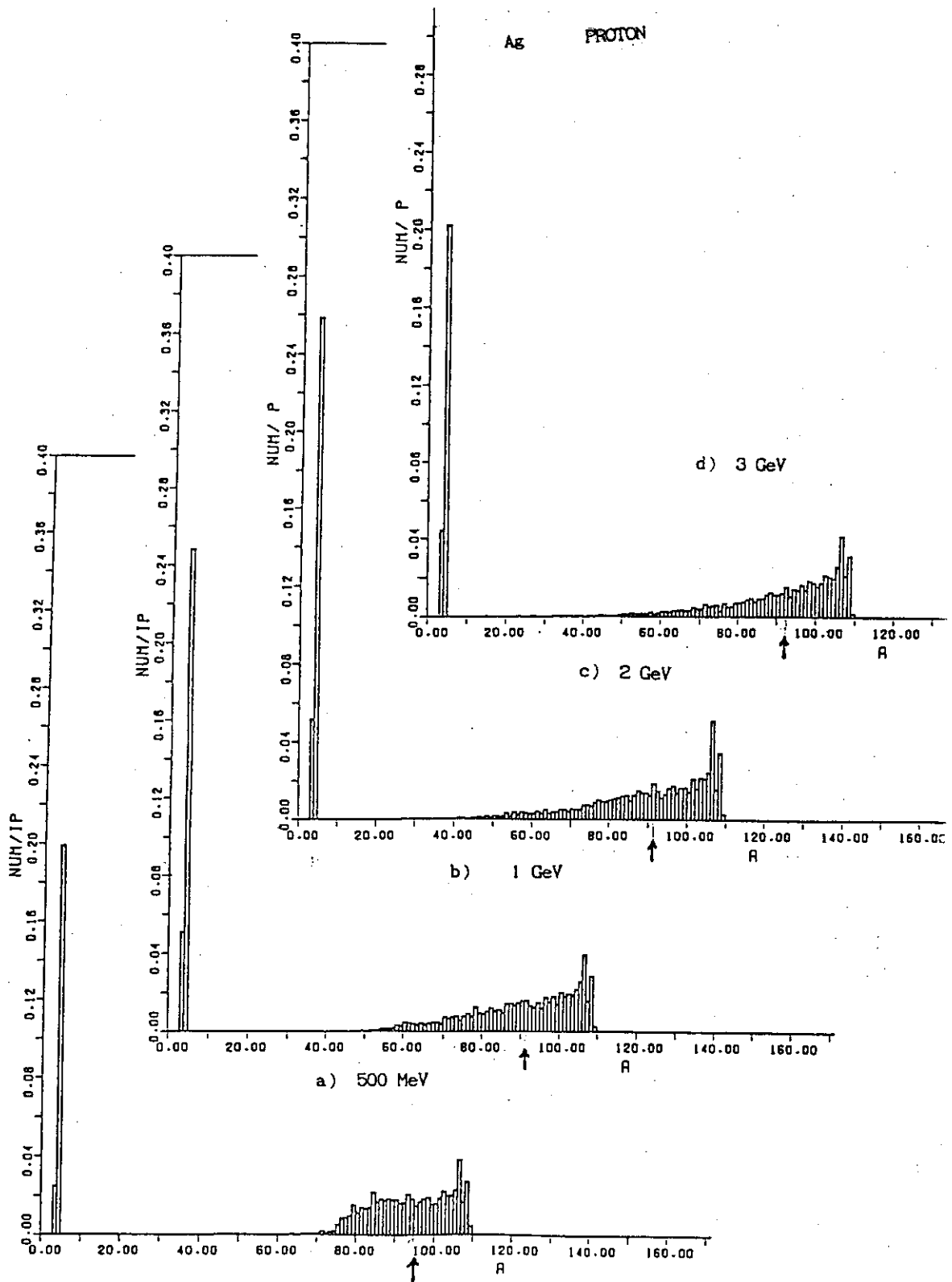


Fig.14 Spallation product distributions (number of nuclei per incident proton) versus the mass number A for a silver nucleus
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV protons

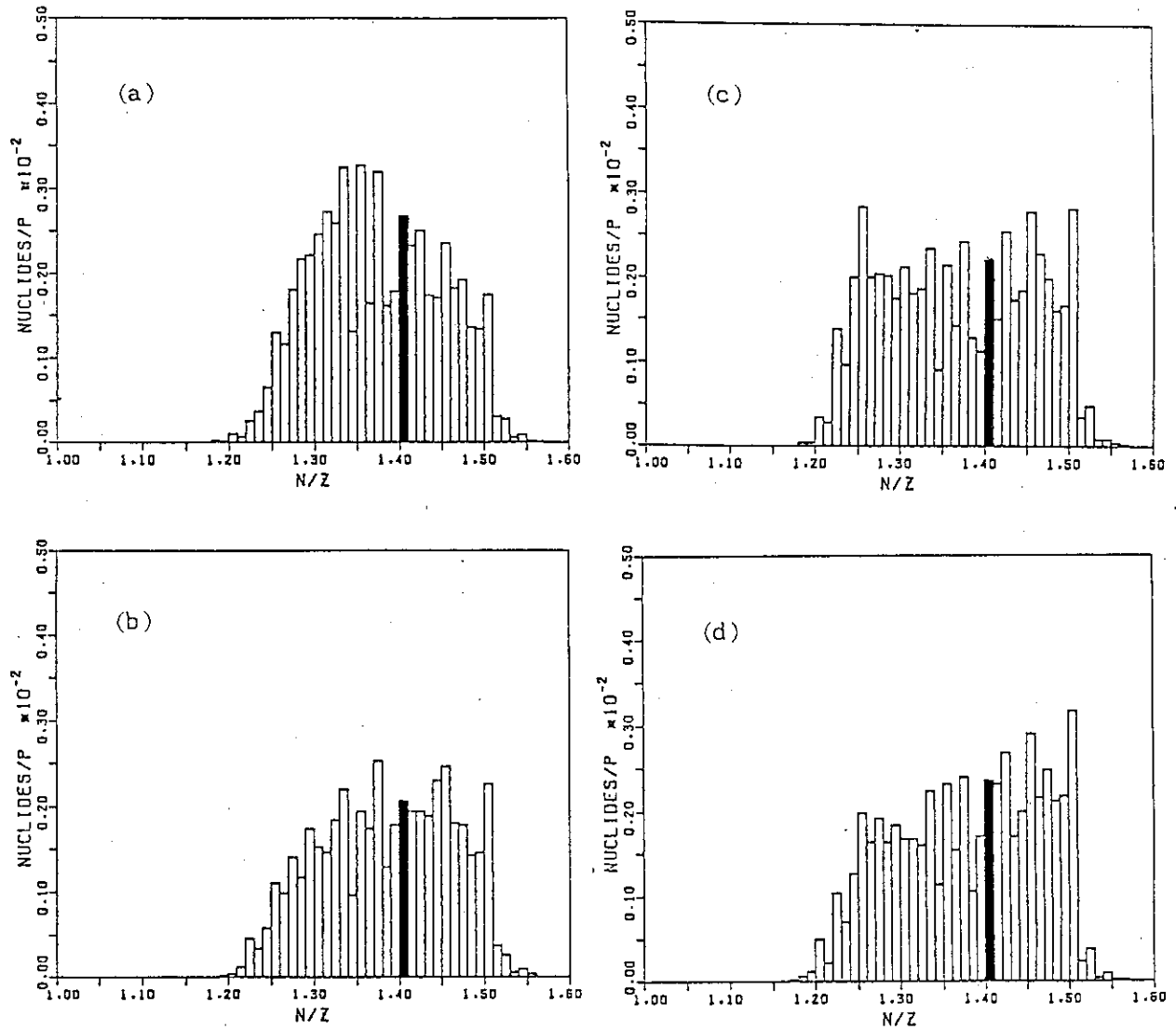


Fig.15 Charge dispersions for spallation products of $A = 125 - 140$ versus N/Z for an uranium nucleus bombarded by incident protons of
 a) 0.5 GeV, b) 1 GeV, c) 2 GeV and d) 3 GeV
 The closed square denotes the value of $N/Z = 1.4$ for stable nuclides.

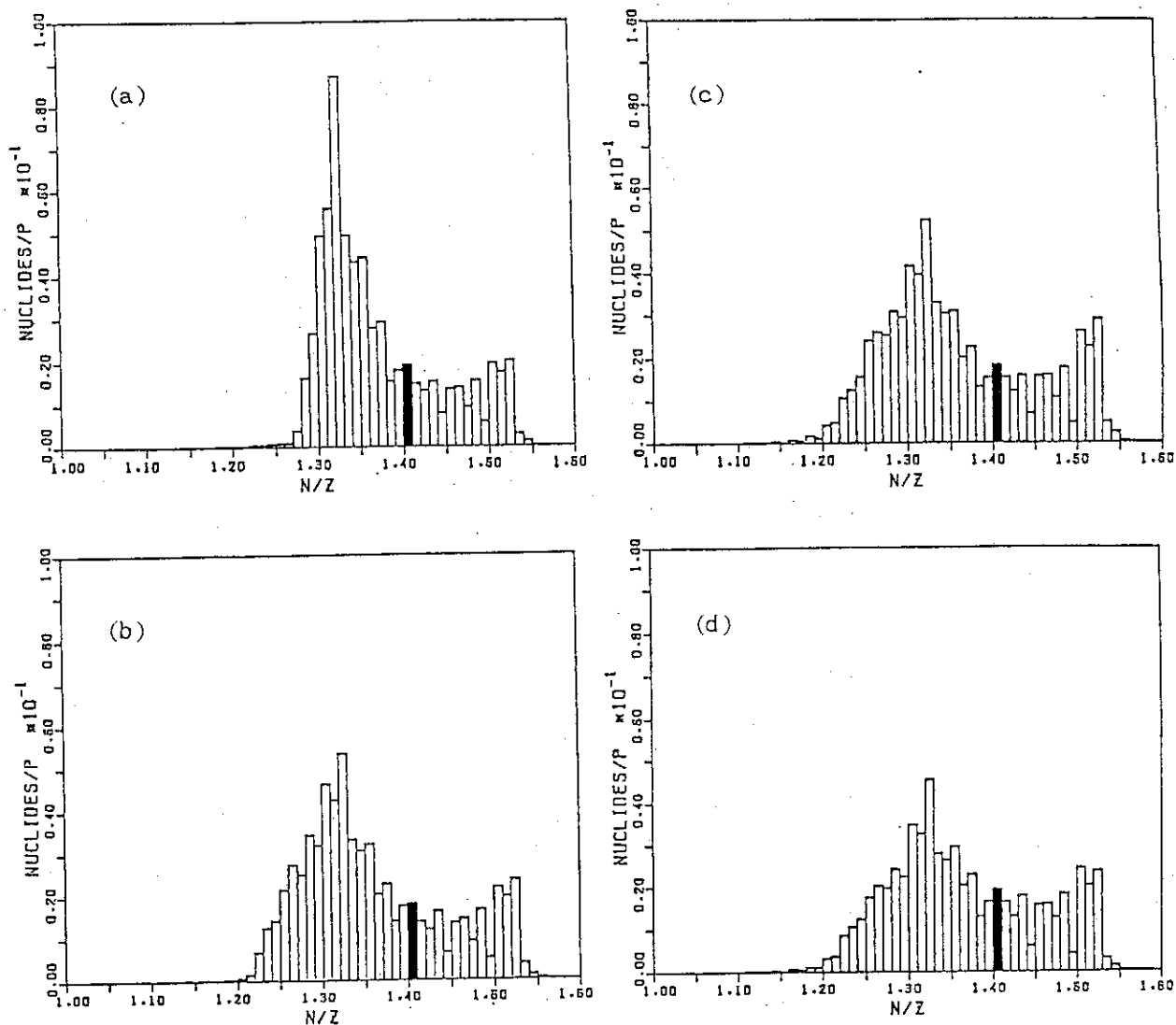


Fig.16 Charge dispersions for spallation products of $A = 100 - 210$ versus N/Z for an lead nucleus bombarded by incident protons of
 a) 0.5 GeV, b) 1 GeV, c) 2 GeV and d) 3 GeV
 The closed square denotes the value of $N/Z = 1.4$ for stable nuclides.

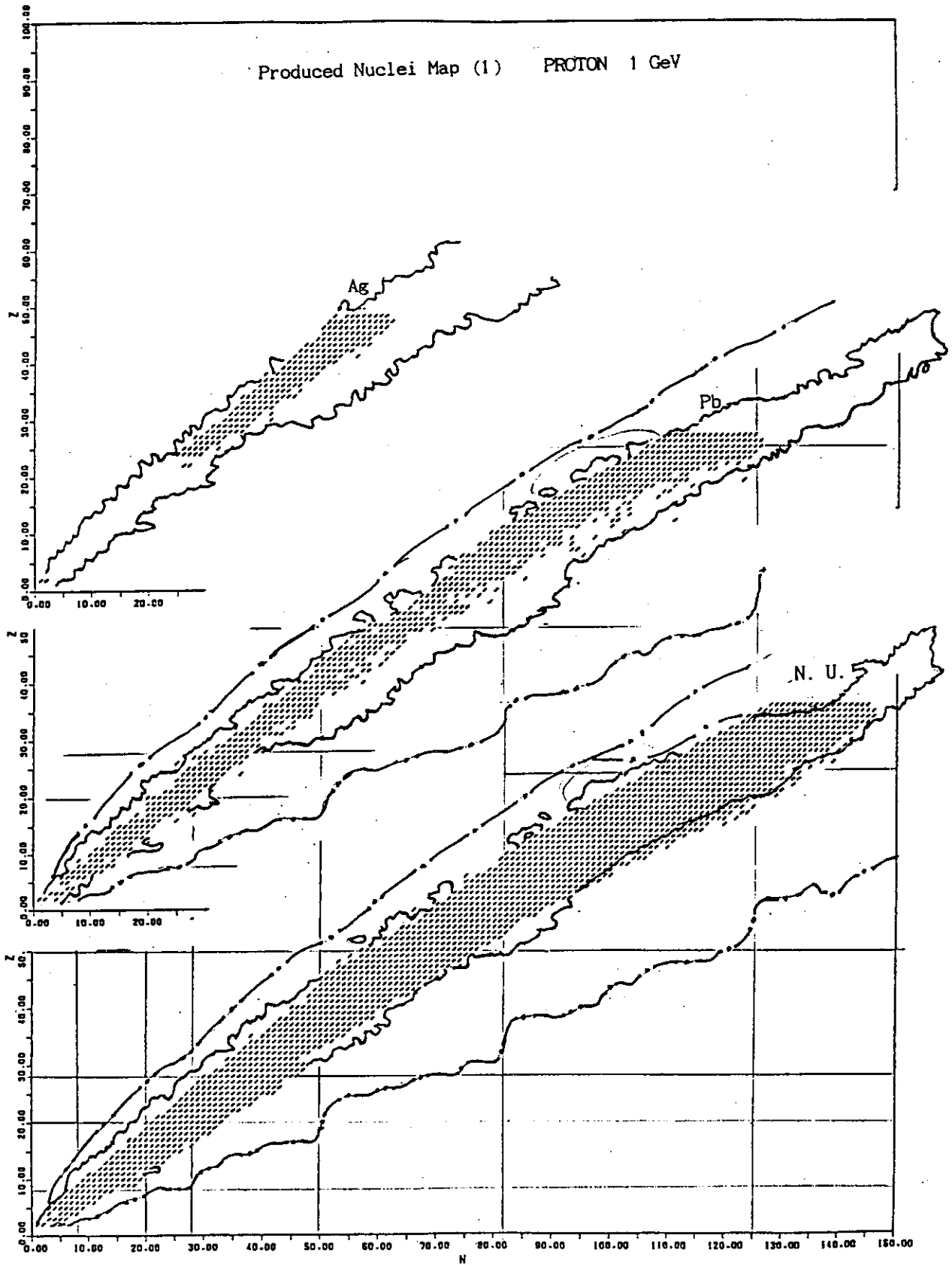


Fig.17 All spallation nuclides on the neutron number (N) versus the proton number (Z) plane for U, Pb and Ag target nuclei

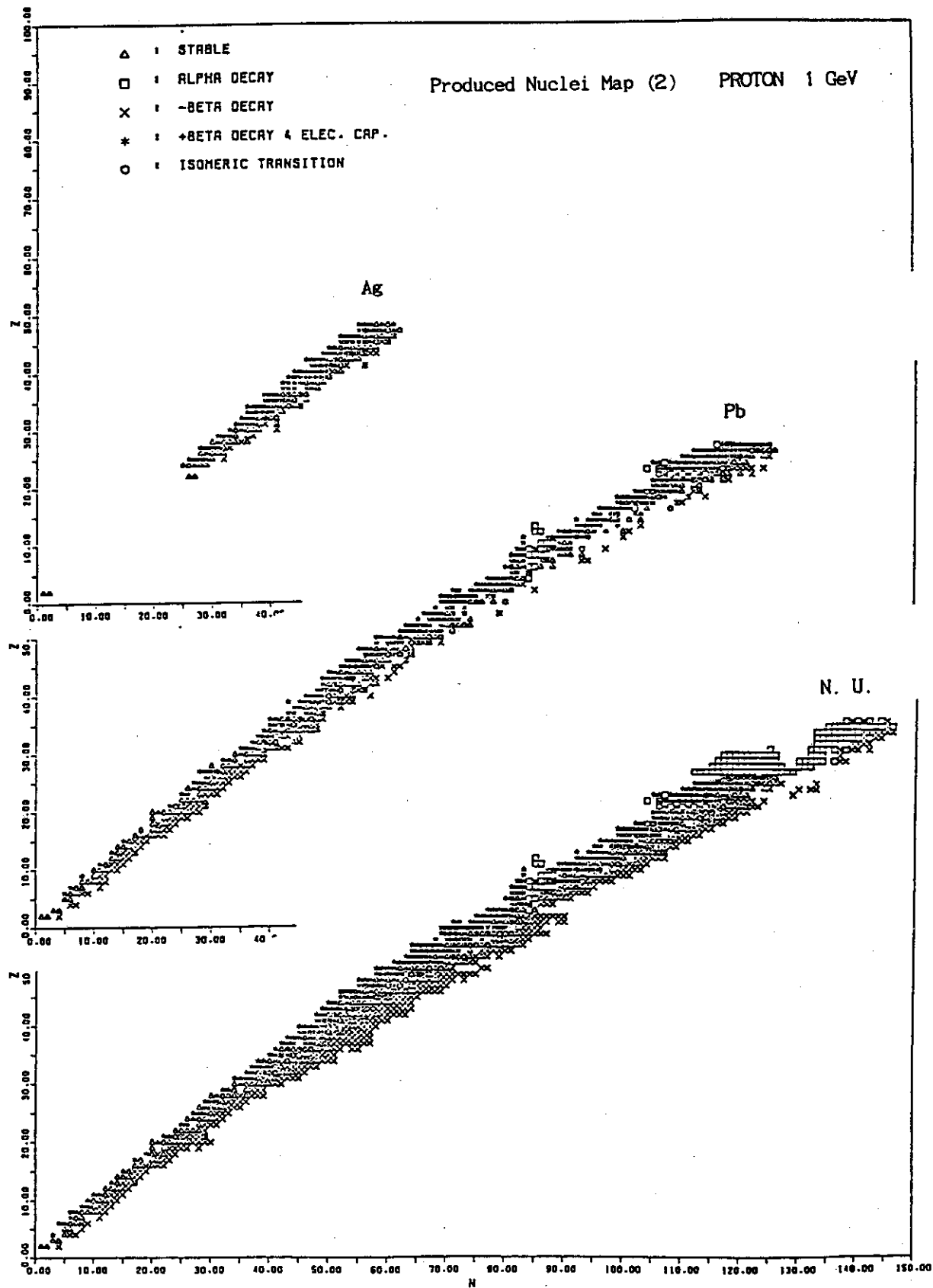


Fig.18 Spallation nuclides on the neutron number (N) versus the proton number (Z) plane in each decay type for U, Pb and Ag target nuclei

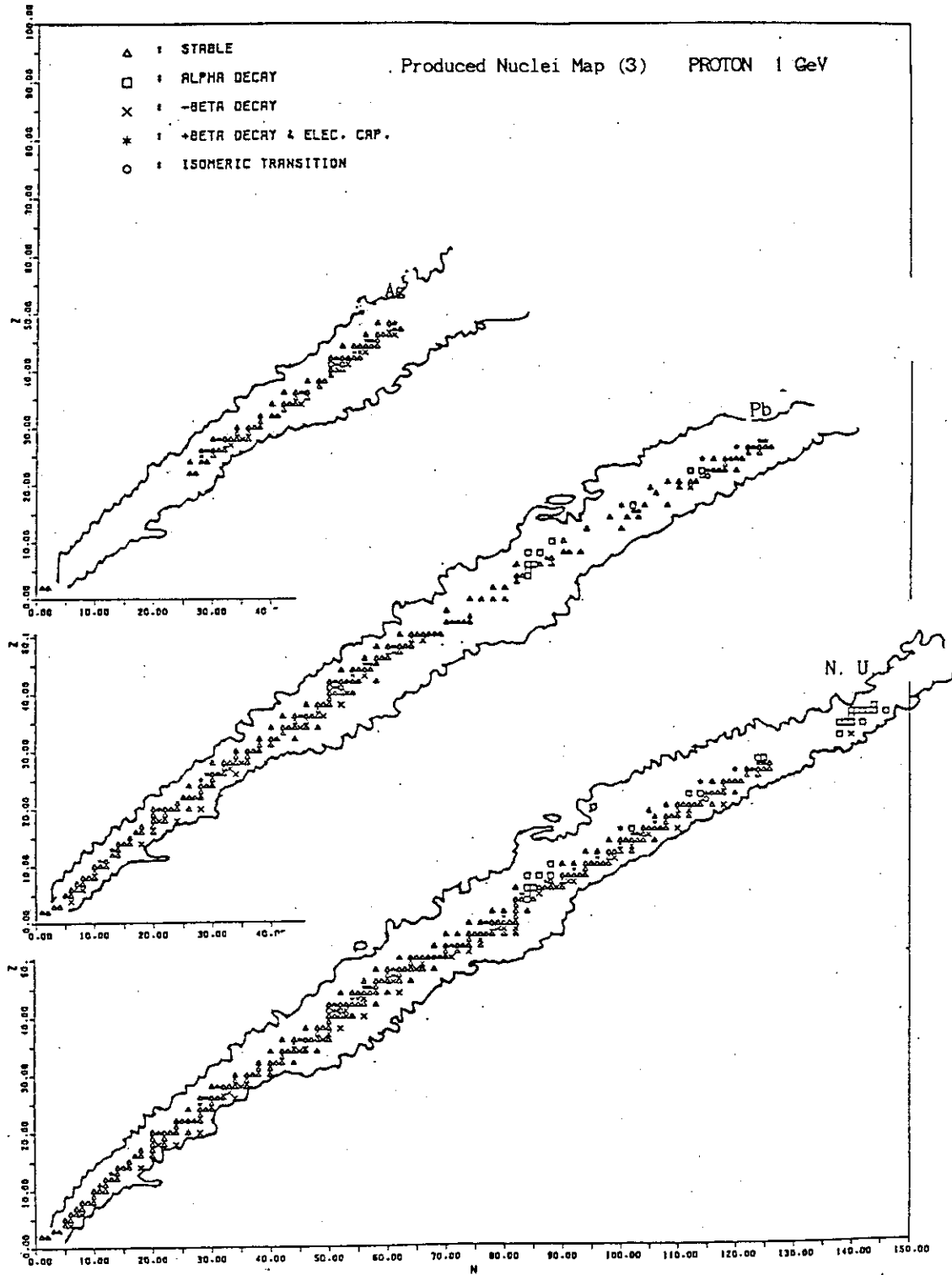


Fig.19 Spallation nuclides on the neutron number (N) versus the proton number (Z) plane in each decay type with a lifetime longer than one year for U, Pb and Ag target nuclei

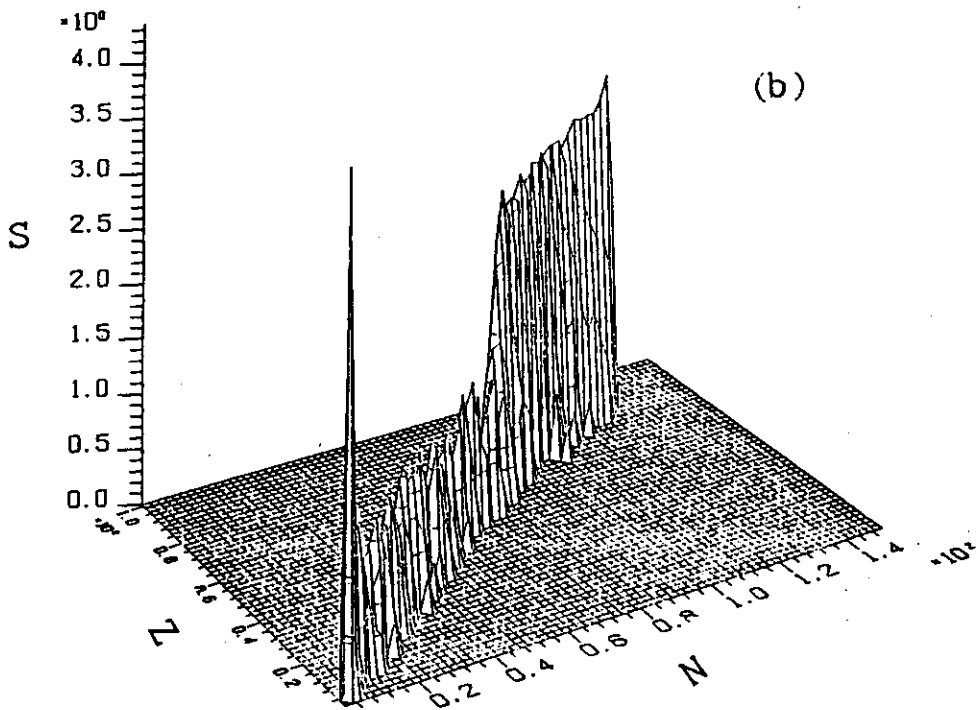
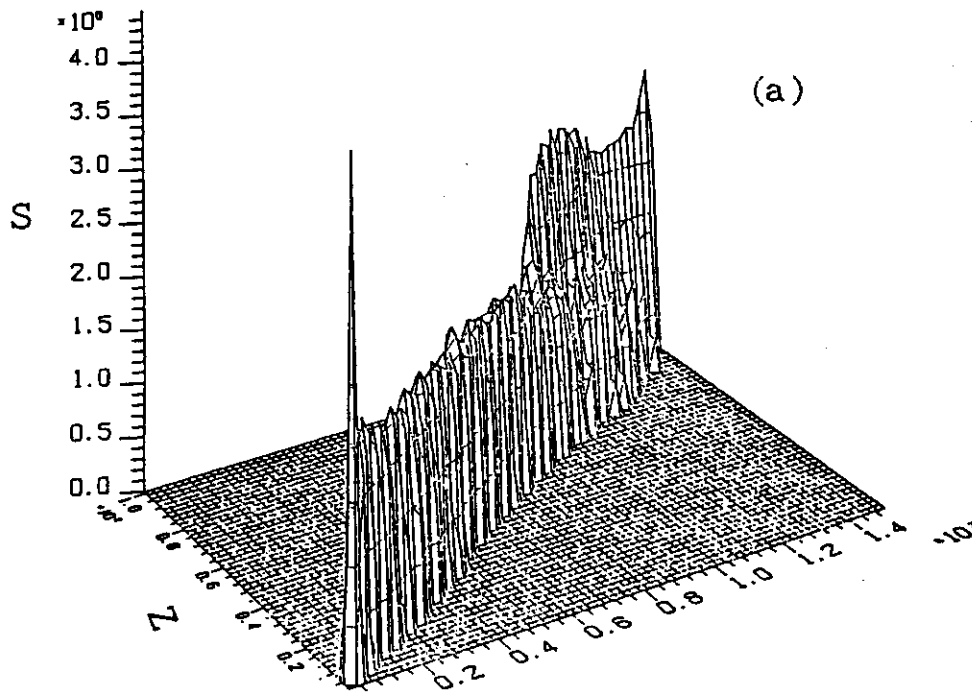


Fig.20 Bird eye's views of production yields for the 1 GeV
 proton impinging on
 a) uranium, b) lead, and c) silver nuclei

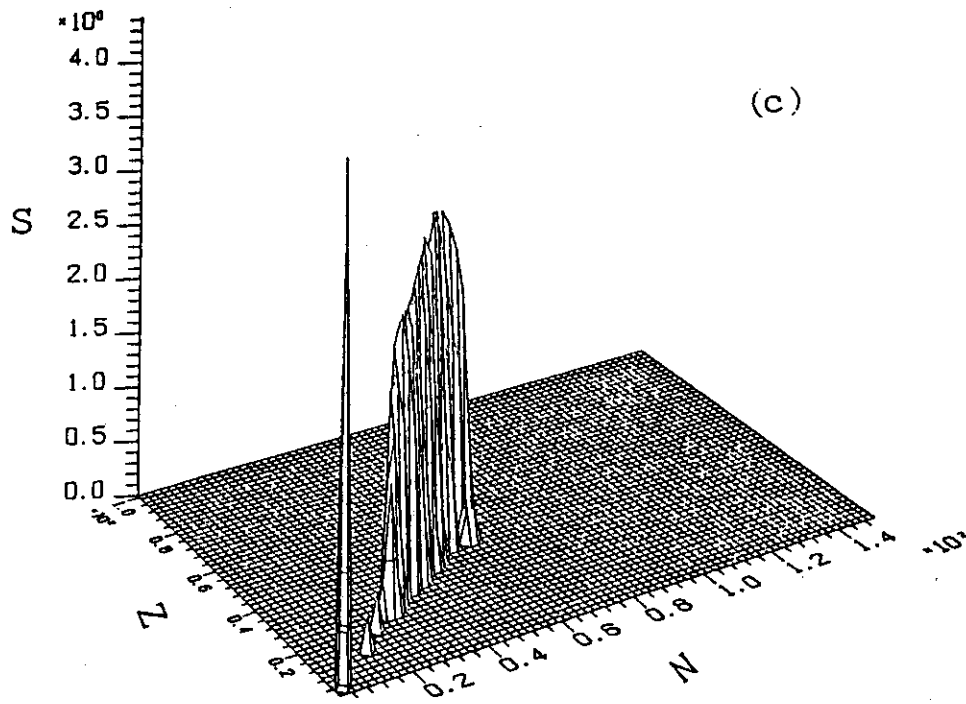


Fig.20 (Continued)

(1 000 . MEV PROTON, N.U.)

Z = 76 : RE	Z = 81 : TL	Z = 87 : FR	Z = 93 : NP
Z = 74 : H	Z = 80 : HO	Z = 86 : RN	Z = 92 : U
Z = 73 : TR	Z = 79 : RU	Z = 85 : RT	Z = 91 : PA
Z = 72 : HF	Z = 78 : PT	Z = 84 : PO	Z = 90 : TH
Z = 71 : LU	Z = 77 : IR	Z = 83 : BI	Z = 89 : RC
Z = 70 : YB	Z = 76 : OS	Z = 82 : PB	Z = 88 : RA

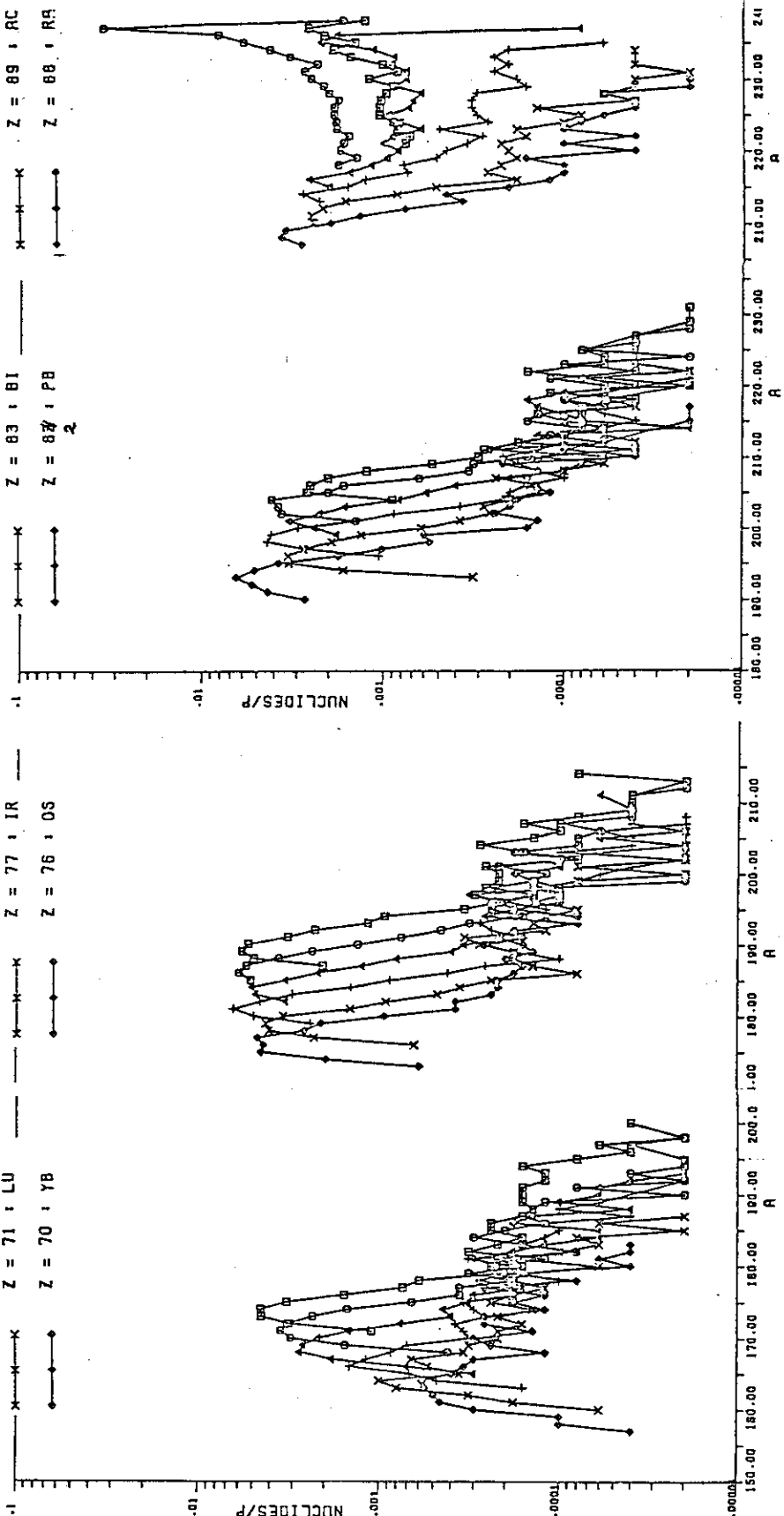


Fig.21 Mass yield distributions of products with Z = 93 - 70

in the spallation nuclear reaction of an uranium nucleus with a 1GeV proton

(1000. MEV PROTON. P8)

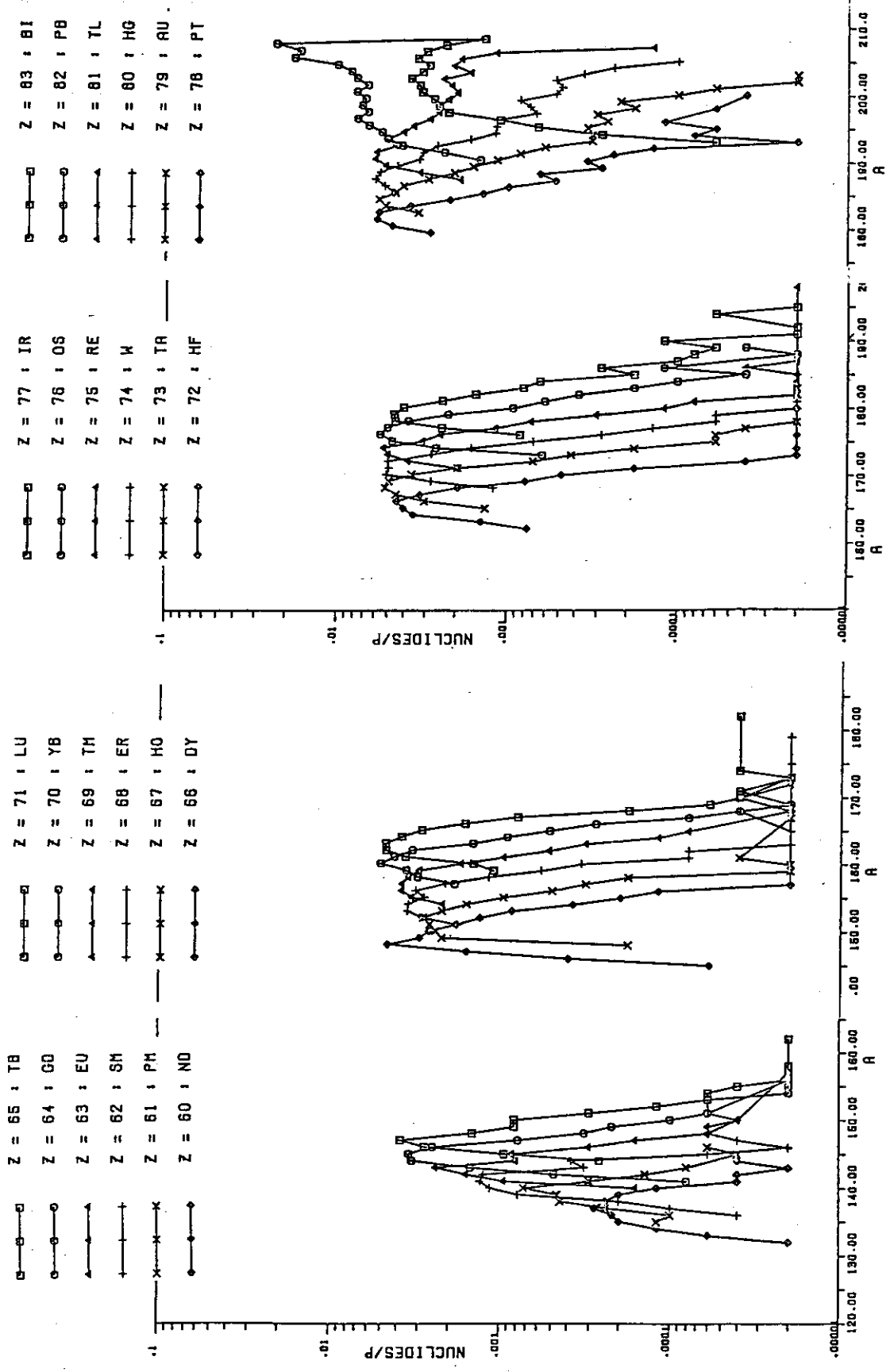


Fig.22 Mass yield distributions of products with Z = 83 - 60

in the spallation nuclear reaction of a lead nucleus
with a 1GeV proton

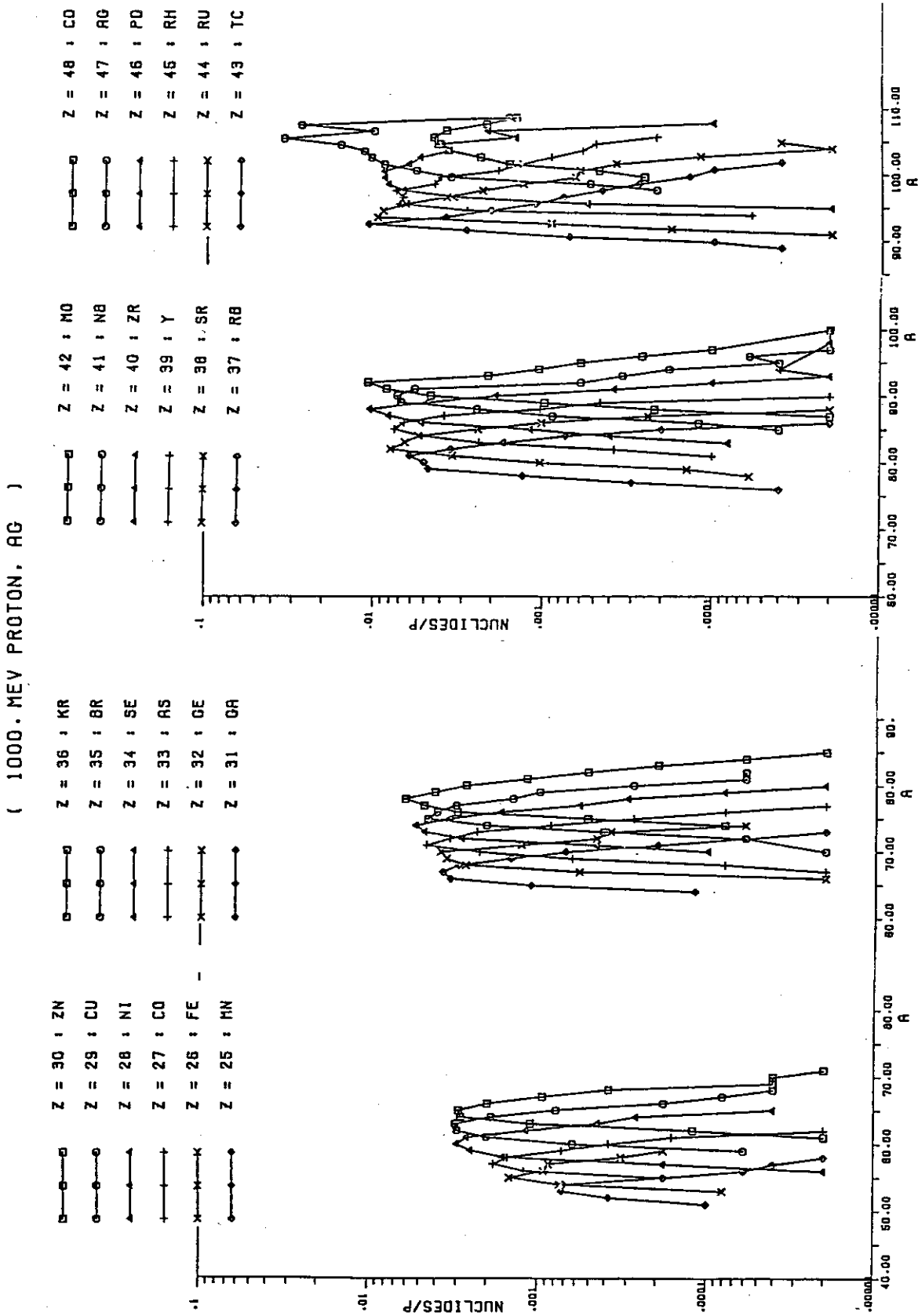


Fig.23 Mass yield distributions of products with Z = 48 - 25
in the spallation nuclear reaction of a silver nucleus
with a 1GeV proton

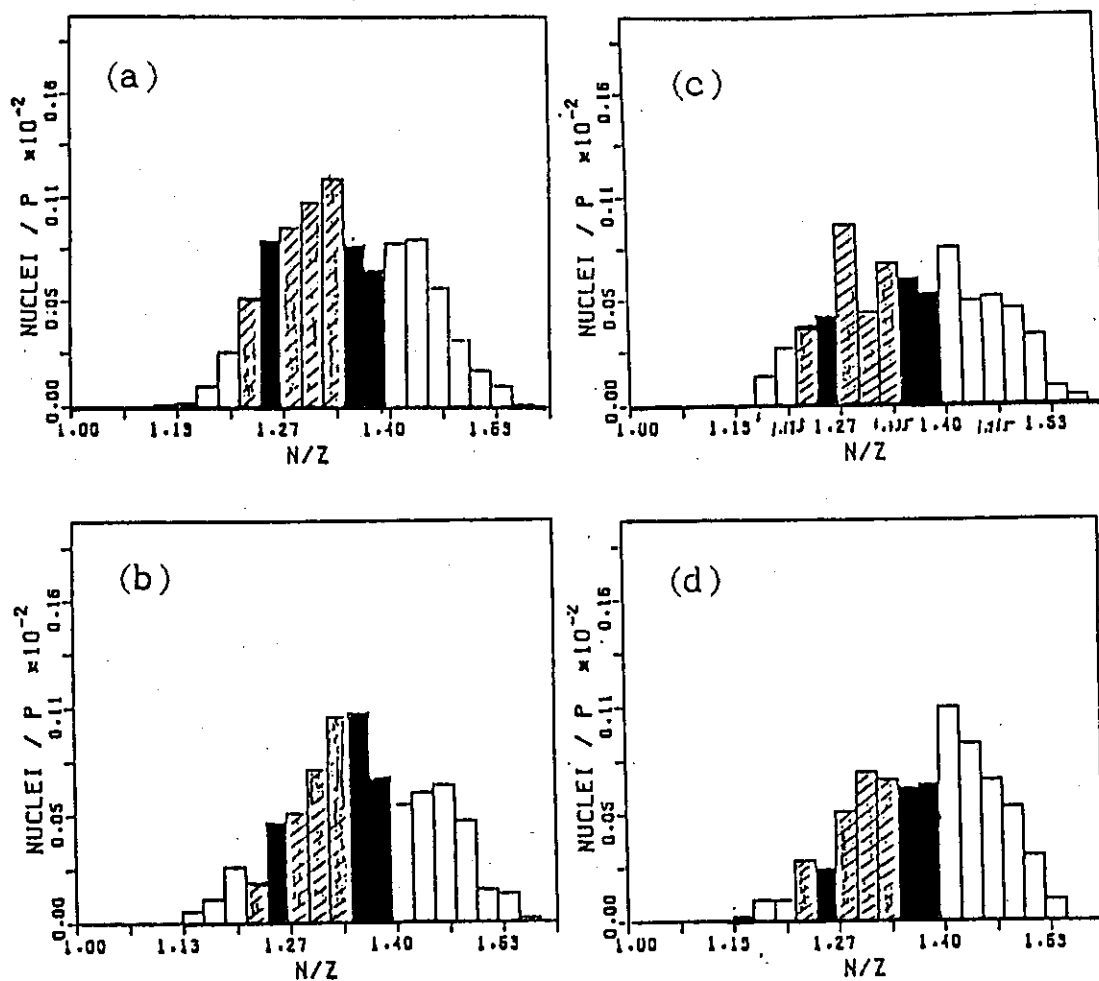


Fig.24 Product yields of Sr isotopes versus N/Z for an uranium nucleus bombarded with

a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV proton

The hatched, blacked and open rectangles denote stable nuclides and those with lifetime longer and shorter than 30 days, respectively.

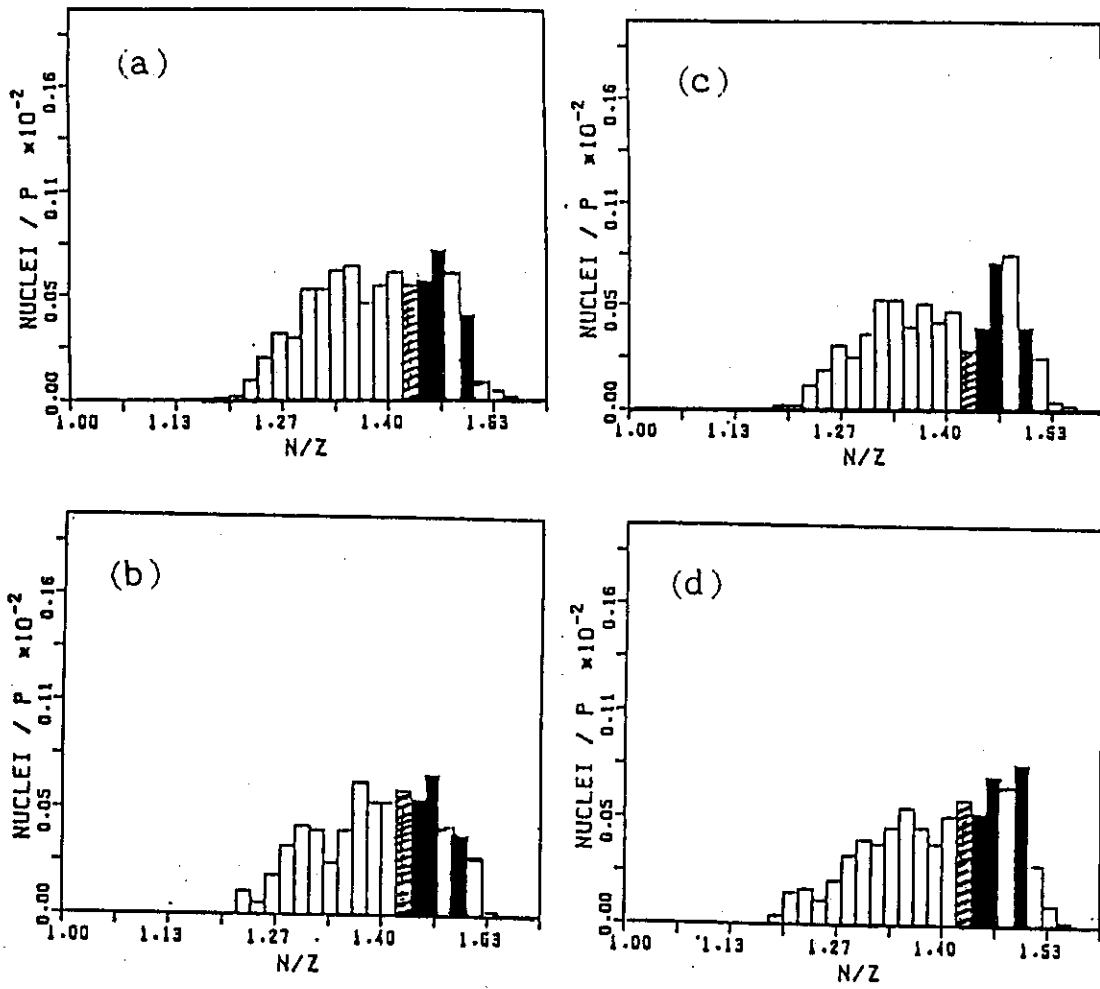


Fig.25 Product yields of Cs isotopes versus N/Z for an uranium nucleus bombarded with
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV proton

The hatched, blacked and open rectangles denote stable nuclides and those with lifetime longer and shorter than 30 days, respectively.

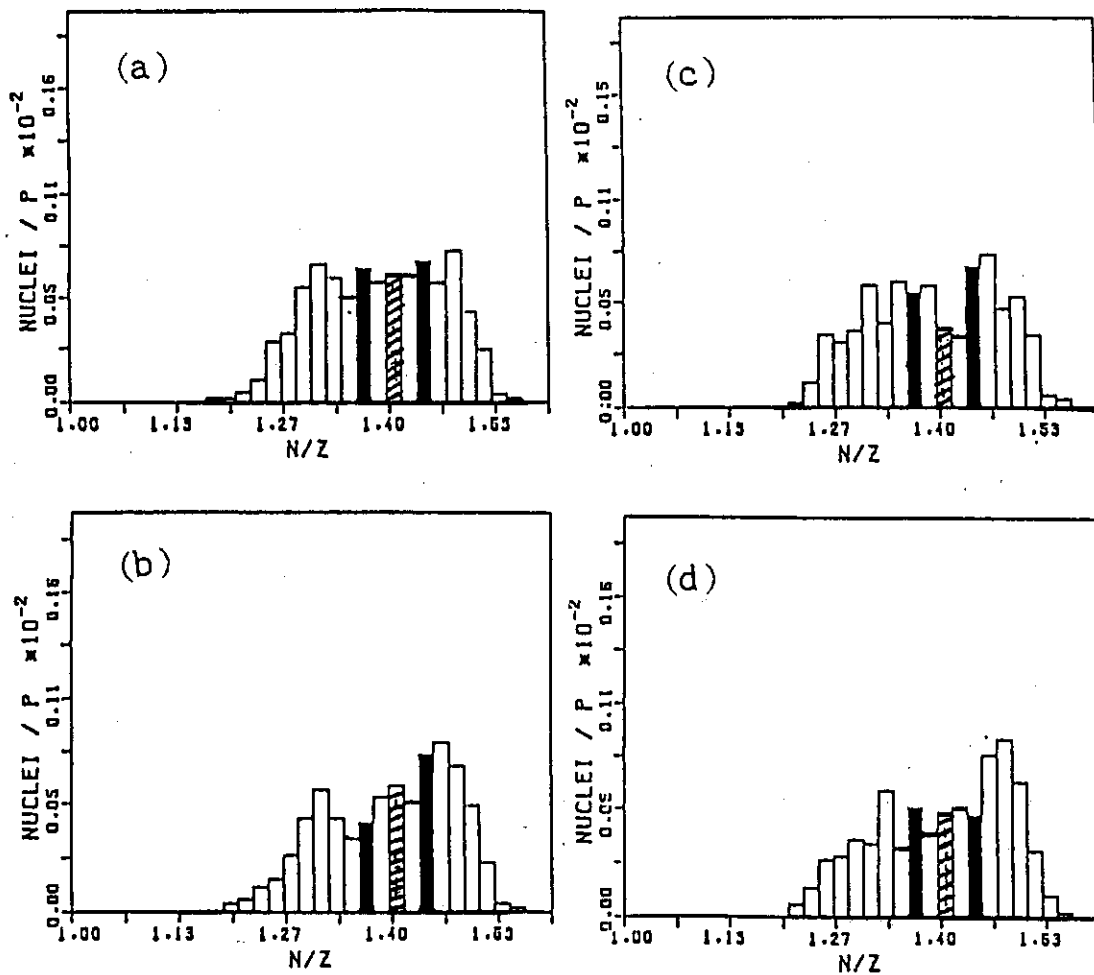


Fig.26 Product yields of I isotopes versus N/Z for an uranium nucleus bombarded with
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV proton

The hatched, blacked and open rectangles denote stable nuclides and those with lifetime longer and shorter than 30 days, respectively.

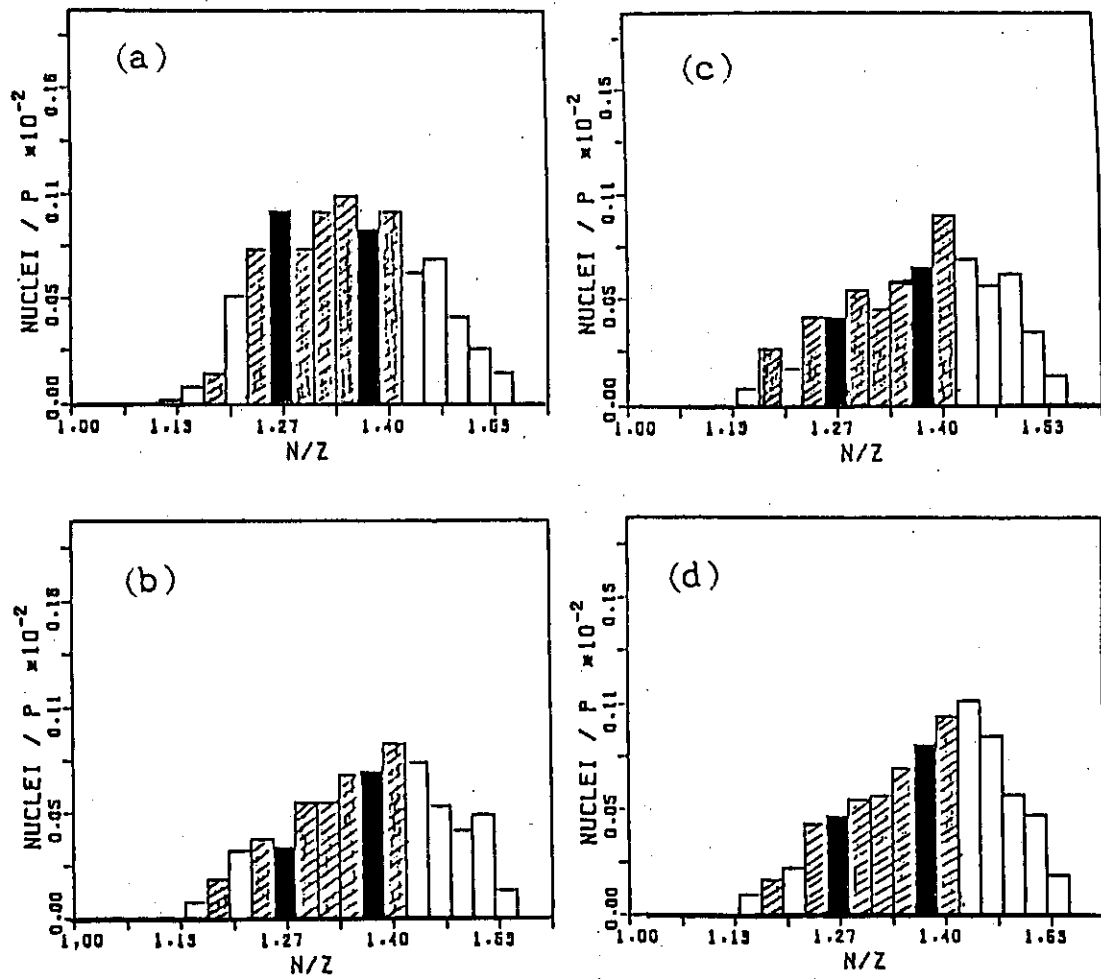


Fig.27 Product yields of Kr isotopes versus N/Z for an uranium nucleus bombarded with

a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV proton

The hatched, blacked and open rectangles denote stable nuclides and those with lifetime longer and shorter than 30 days, respectively.

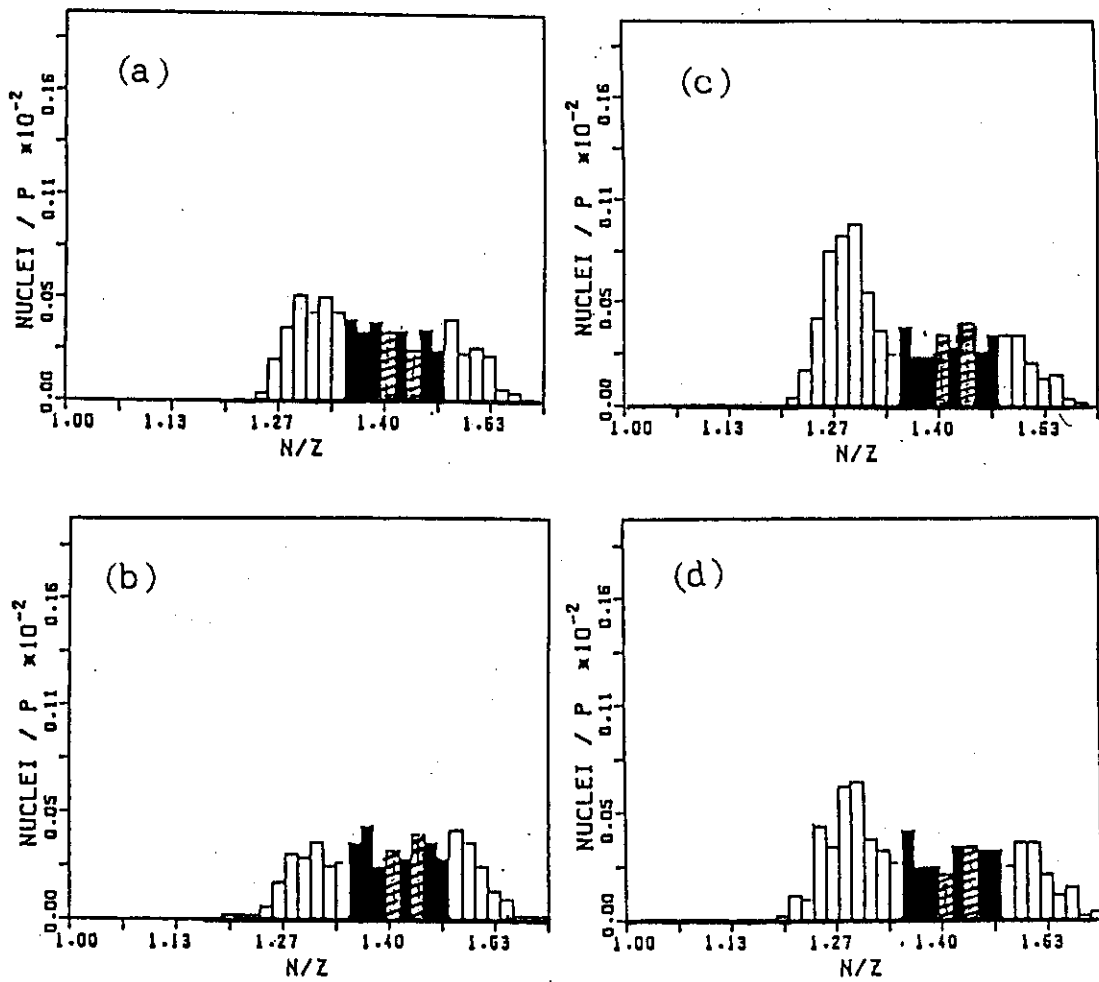


Fig.28 Product yields of Eu isotopes versus N/Z for
 an uranium nucleus bombarded with
 a) 0.5, b) 1, c) 2 and d) 3 GeV proton

The hatched, blacked and open rectangles denote stable
 nuclides and those with lifetime longer and shorter
 than 30 days, respectively.

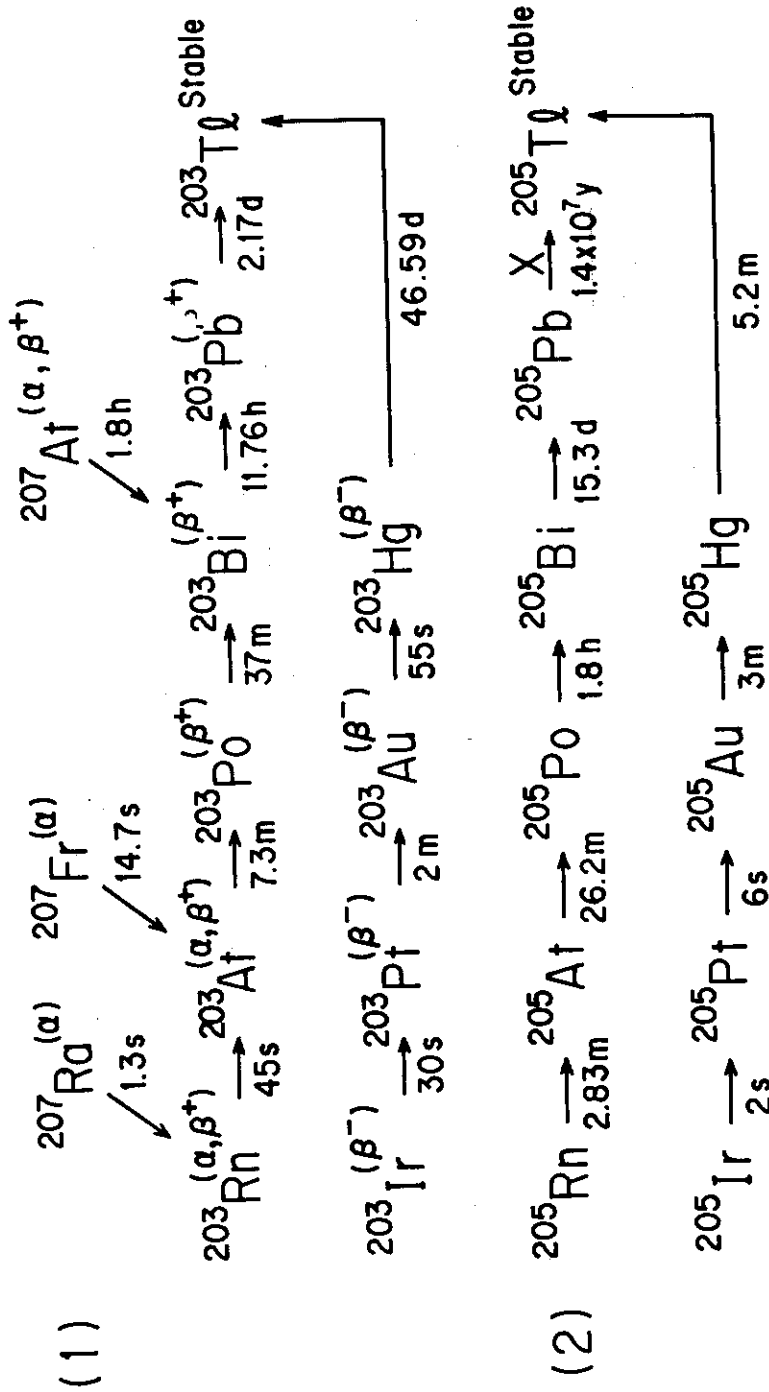


Fig.29 The β -decay chain leading to stable thallium isotopes

a) ^{203}Tl and b) ^{205}Tl

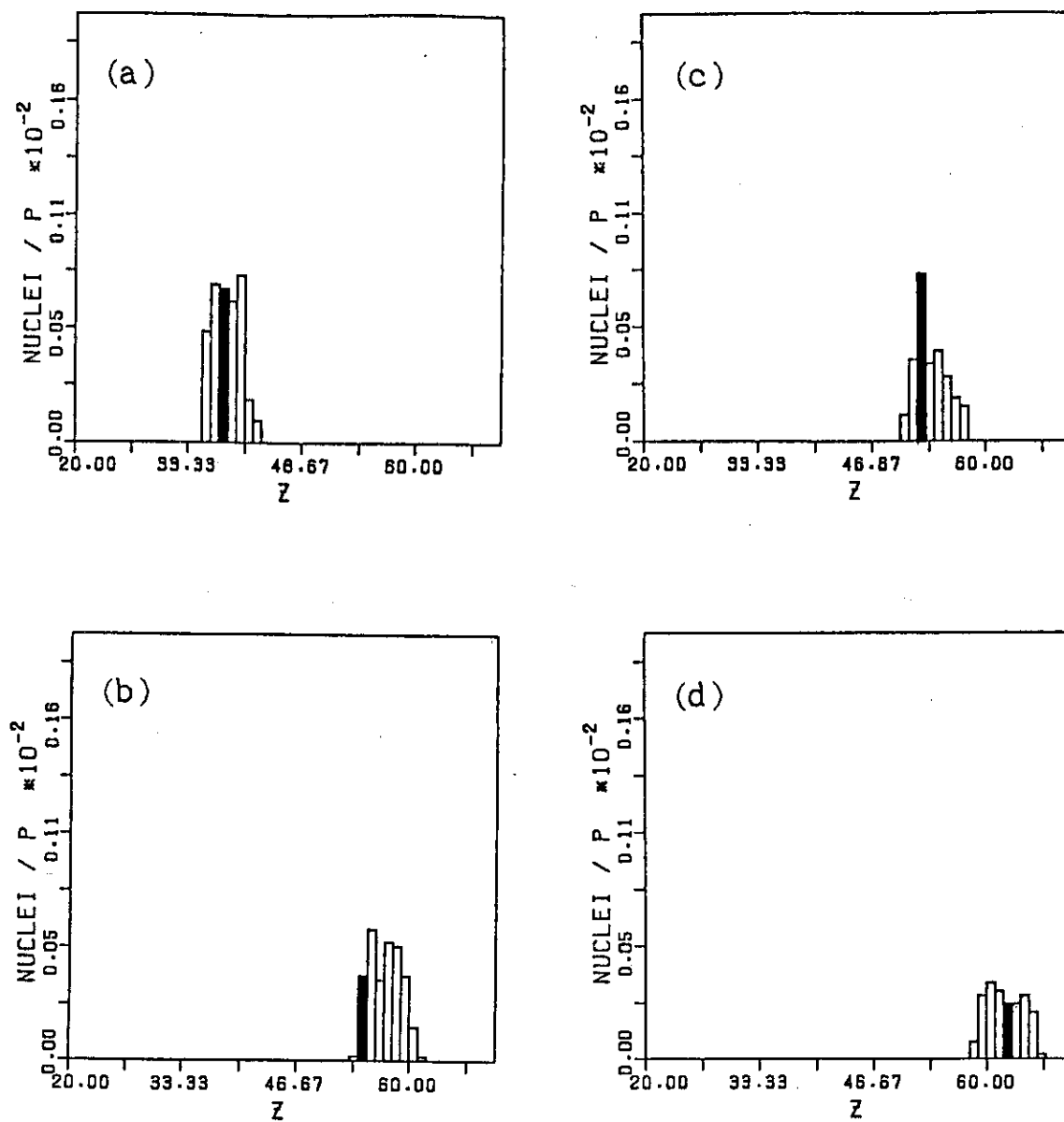


Fig.30 Product yields on the β -decay chain leading to

- a) ^{90}Sr b) ^{137}Cs c) ^{129}I d) ^{150}Eu

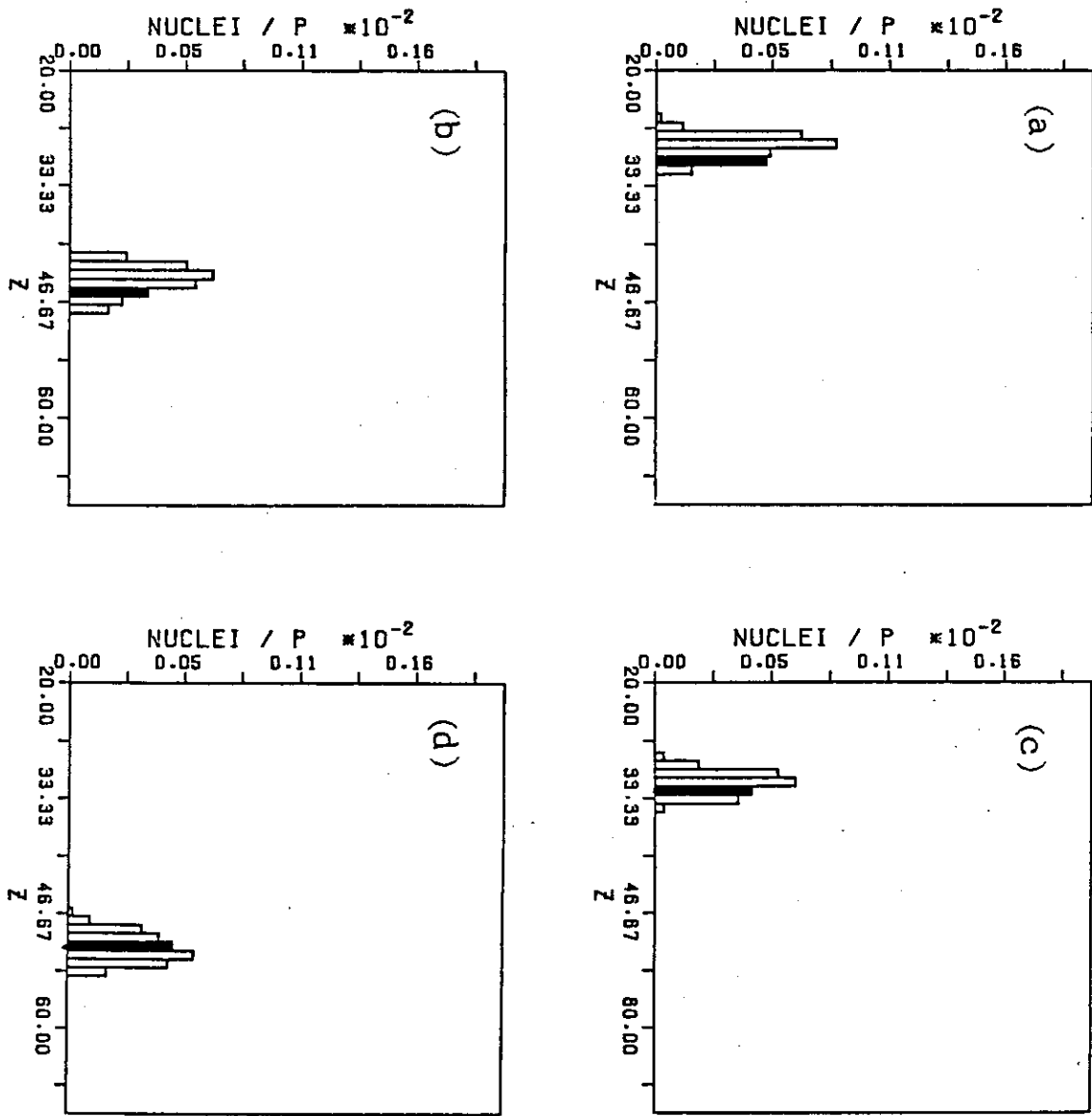


Fig.31 Product yields on the β -decay chain leading to

a) ^{69}Ga b) ^{105}Pd c) ^{75}As d) ^{121}Sb

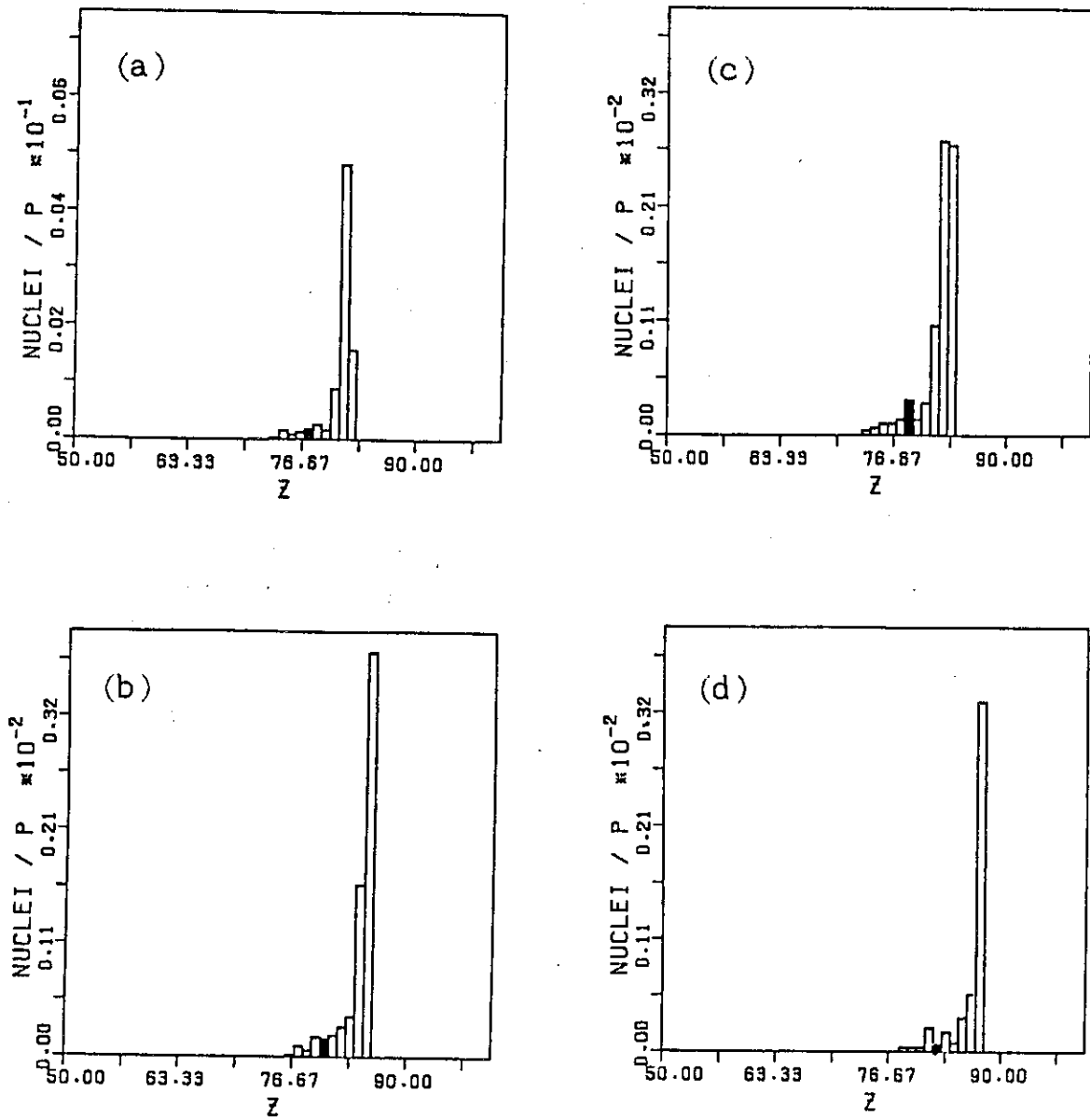


Fig.32 Product yields on the β -decay chain leading to

a) ^{194}Pt b) ^{203}Tl c) ^{197}Au d) ^{209}Bi

5. ま と め

原子核スポレーション反応コードを作成し、核物理的素過程による一次生成物の予備解析を行った。成果は以下のように要約できる。

- (1) 1原子核当りのスポレーション反応シミュレーションコード NUCLEUS の開発により、薄いターゲットの原子核実験データと計算結果が効率よく比較できるようになり、計算モデルやパラメータ値の改良および計算値の精度向上に役立つ。
- (2) 生成核種の質量数分布や放出中性子数は、ターゲット核種によらず入射陽子のエネルギーが 2 GeV 付近から飽和する傾向があり、これは蒸発粒子数についても同様である。従って、中性子収量を上げるにはターゲット内での 2 次効果を最大限に利用する必要がある。また、我々の用いる理論モデルによる計算では、質量数で 5 ~ 40 位の軽い生成核が欠如している。
- (3) 生成元素の同位体生成量分布は、中性子欠損核が桁違いに多く、従って、短寿命の RI がほとんどで、長寿命 RI の直接生成は比較的少ない。計算コード内での取扱い核種の人為的制限からカットされている生成核種があることに留意すると共に、核種表に確認されていない核種が計算上つくられていることも注目する必要がある。核種の存在する範囲については佐藤、宇野による理論的な詳しい解説¹⁴⁾がある。
- (4) 今回の計算の入射粒子数では、個々の生成核種で発生数の少ない場合には、定量的議論を行うのに不十分であるが、予備的考察を行うための情報は充分得られている。

今後の課題としては、

- (イ) 統計処理ルーチンにおける核種取扱い範囲を拡張すると同時に、安定核ラインより遠く離れた中性子欠損核の質量公式を検討する、
- (ロ) 放出中性子のスペクトルや角度分布を求め、測定値との比較検討を行う、
- (ハ) 前平衡過程からの中性子放出分を考慮する、
- (ニ) 軽中重核の放出 (Fragmentation) について検討する、
- (ホ) 主な生成核については崩壊計算を行う、
- (ヘ) 実験データとの比較や、核子・核子反応断面積の version np を行う、

などである。これらのステップを通して得られる計算手法の改良やコードの精密化、高性能化の成果は、ターゲットサイズの計算法の改良へフィードバックして、実用規模のターゲット・プランケット系の信頼性を高めるのに役立つものである。

謝 辞

原子炉システム研究室の石黒室長の絶えざる助言に感謝する。

5. ま と め

原子核スポレーション反応コードを作成し、核物理的素過程による一次生成物の予備解析を行った。成果は以下のように要約できる。

- (1) 1原子核当りのスポレーション反応シミュレーションコード NUCLEUS の開発により、薄いターゲットの原子核実験データと計算結果が効率よく比較できるようになり、計算モデルやパラメータ値の改良および計算値の精度向上に役立つ。
- (2) 生成核種の質量数分布や放出中性子数は、ターゲット核種によらず入射陽子のエネルギーが 2 GeV 付近から飽和する傾向があり、これは蒸発粒子数についても同様である。従って、中性子収量を上げるにはターゲット内での 2 次効果を最大限に利用する必要がある。また、我々の用いる理論モデルによる計算では、質量数で 5 ~ 40 位の軽い生成核が欠如している。
- (3) 生成元素の同位体生成量分布は、中性子欠損核が桁違いに多く、従って、短寿命の RI がほとんどで、長寿命 RI の直接生成は比較的少ない。計算コード内での取扱い核種の人為的制限からカットされている生成核種があることに留意すると共に、核種表に確認されていない核種が計算上つくられていることも注目する必要がある。核種の存在する範囲については佐藤、宇野による理論的な詳しい解説¹⁴⁾がある。
- (4) 今回の計算の入射粒子数では、個々の生成核種で発生数の少ない場合には、定量的議論を行うのに不充分であるが、予備的考察を行うための情報は充分得られている。

今後の課題としては、

- (イ) 統計処理ルーチンにおける核種取扱い範囲を拡張すると同時に、安定核ラインより遠く離れた中性子欠損核の質量公式を検討する、
- (ロ) 放出中性子のスペクトルや角度分布を求め、測定値との比較検討を行う、
- (ハ) 前平衡過程からの中性子放出分を考慮する、
- (ニ) 軽中重核の放出 (Fragmentation) について検討する、
- (ホ) 主な生成核については崩壊計算を行う、
- (ヘ) 実験データとの比較や、核子・核子反応断面積の version np を行う、

などである。これらのステップを通して得られる計算手法の改良やコードの精密化、高性能化の成果は、ターゲットサイズの計算法の改良へフィードバックして、実用規模のターゲット・プランケット系の信頼性を高めるのに役立つものである。

謝 辞

原子炉システム研究室の石黒室長の絶えざる助言に感謝する。

References

- 1) Serber R. : Phys. Rev., 72, 1114 (1947).
- 2) Research Committee on the Engineering Application of Accelerator :
" Spallation Neutron Engineering," Atomic Energy Society of Japan
(1984) (in Japanese).
- 3) Dresner L. : " EVAP-A Fortran Program for Calculating the Evaporation
of Various Particles from Excited Nuclei," ORNL-TM-190 (1962).
- 4) Bertini H.W., Guthrie M.P., Herman O.W. : " Instruction for the
Operation of Code Associated with MECC-3, A Preliminary Version of
an Intranuclear Cascade Calculations for Nuclear Reaction," ORNL-4564,
(1971).
- 5) Armstrong T.W., Cloth P., Filges D., Neef R.D. : " Theoretical Target
Studies for the SNQ Spallation Neutron Source," Jül-Speze-120 (1981).
- 6) Coleman W.A., Armstrong T.W. : " NMTC Monte Carlo Nucleon Meson
Transport Code System," RSIC CCC-161.
- 7) Chandler K.C., Armstrong T.W. : " HETC Monte Carlo High-Energy
Nucleon Meson Transport Code," RSIC CCC-178.
- 8) Takahashi H. : Nucl. Sci. Eng., 87, 432 (1984).
- 9) Atchison F. : " A Theoretical Study of a Target Reflector and
Moderator Assembly for SNS," RL-81-006 (1981).
- 10) Nakahara Y., Tsutsui T. : " NMTC / JAERI : A Simulation Code System
for High Energy Nuclear Reactions and Nucleon - Meson Transport
Processes," JAERI-M 82-198 (1982) (in Japanese).
- 11) Iwamoto A., Harada K. : Phys. Rev. C, 26, 1821 (1982).
- 12) Kalbach C. : " PRECO-D2 : Program for Calculating Preequilibrium and
Direct Reaction Double Differential Cross sections," La--10248-MS.

- 13) Lopez A.L., Siemens P.J. : Nucl. Phys., A431, 728 (1984).
- 14) Sato H., Uno M.: Butsuri, 39, 892 (1984) (in Japanese).
- 15) Nakahara Y., Nishida T. : " Monte Carlo Simulation of Nuclear Reaction at Intermediate Energies and its Applications in Engineering , " Proc. Topical Meeting on Fission, Osaka Univ., RCNP-P-80 (in Japanese) (1985).
- 16) Guthrie M.P.: " EVAP-4 : Another Modification of a Code to Calculate Particle Evaporation from Excited Compound Nuclei, " ORNL-TM-3119 (1970).
- 17) Nishida T., Nakahara Y. : " Calculations of Heat Deposition in a Target System Bombarded by High Energy Charged Particles, " JAERI-M 84-154 (in Japanese) (1984).
- 18) Sternheimer R.M. and Lindenbaum S.J. : Phys. Rev., 105, 1874 (1957); 109, 1723 (1958); 123, 333 (1961).
- 19) Il'inov A.S., et al.: Sov. J. Nucl. Phys., 32, 166 (1980).
- 20) Pik-Pichak G.A., Strutinskii: " Physics of Nuclear Fission, Israel Program for Scientific Translation, (1964).

付録1. NUCLEUSのイベント情報

高エネルギー陽子入射によって引き起されたスポレーション反応（核内カスケード+粒子蒸発や核分裂反応）の終了時点での衝突に関する情報は以下の通りである。

- NCOL : 事象の種類を表わすパラメータ。
 = - 4 計算終了
 = - 3 バッチ終了
 = - 1 計算開始
 = 0 核分裂反応
 = 1 源粒子入射
 = 2 核反応（吸収と核分裂以外）
 = 3 荷電粒子が切断エネルギーまで減速された時
 = 5 擬似衝突
 = 6 吸収反応
- NOCAS : バッチ内の粒子番号
- NMED : = 1 (媒質の番号)
- OLDWT : 衝突前の粒子の持つ統計的重み。
- WT : 衝突後の粒子の持つ統計的重み。
- E : 衝突前の粒子の運動エネルギー (MeV)
- EC : 衝突後 " (")
- U : }
 V : } 衝突後の粒子の x, y, z 方向に対する方向余弦
 W : }
- TIP : 放出粒子の種類
 = 0 陽子
 = 1 中性子
 = 2 π^+
 = 3 π^0
 = 4 π^-
 = 5 μ^+
 = 6 μ^-
- LELEM : 媒質中の標的核種を同定する番号
 = - 1 水素
 = 0 擬似衝突
 ≥ 1 入力データで指定された核種
- NOPART : 一回の衝突の核内カスケード過程で放出される粒子数。擬似衝突に対しては

$\bar{N}OPART = -1$ とする。

- NABOV : 一回の核反応で核内カスケード過程で切断エネルギー以上で放出された粒子数 (≤ 200)
- NBELO : 一回の核反応で核内カスケード過程で切断エネルギー以下で放出された粒子数
- APR : 核内カスケード・蒸発過程終了後の残留核種の質量数
- ZPR : 核内カスケード・蒸発過程終了後の残留核種の電荷数
- EREC : 蒸発終了後の残留核種の反跳運動エネルギー (MeV)
- EX : 蒸発が始まる前の複合核の励起エネルギー (MeV)
- HEVSUM : 蒸発陽子以外の全ての荷電粒子の運動エネルギーの総和 (MeV)
- UU : 蒸発終了後の残留核の励起エネルギー (MeV)
- NPART(1) }
NPART(6) } : } 蒸発した中性子, 陽子, d, t, ^3He と α の数

$NABOV > 0$ の時, 切断エネルギー以上のエネルギーを持つ生成粒子について次の情報が記録される。

[I = 1 ~ NABOV]

- NAMEA(I) : 生成粒子の名前
- TIPA(I) : 生成粒子の種類 (TIP を参照)
- EA(I) : 生成粒子の運動エネルギー (MeV)
- UA(I) }
VA(I) } : 生成粒子の方向余弦
WA(I) }
- WTA(I) : 生成粒子の統計的重み

$NBELO > 0$ の時, 同様に, 切断エネルギー以下のエネルギーを持つ生成粒子に対して, TIPB(I), EB(I), UB(I), VB(I), WB(I), WTB(I) (I = 1 ~ NBELO) の情報が得られる。NPART(J) > 0 ならば, 蒸発生成物に対して次の情報が得られる。

- WTEVAP : 蒸発粒子に共通の統計的重み
- EPART(K, J): K 番目に蒸発した中性子, または陽子のエネルギー (K = 1 ~ NPART(J))
ここで J = 1 中性子, J = 2 陽子
- HEPART(K, J): K 番目に蒸発した粒子のエネルギー
K = 1 ~ NPART(L)
L = 1 d
= 2 t
= 3 ^3He
= 4 α

付録 2 NUCLEUSのコントロールカード

```
//JCLG JOB
// EXEC JCLG
//SYSIN DD DATA,DLM='++'
// JUSER
    T.2 C.3 W.0 I.3
    OPTP MSGCLASS=X,NOTIFY=J0051,PASSWORD=T1234
//FORT2 EXEC FORT77,SO='J0051.NUCLIMPL',Q='.DATA',
//     A='NOPRINT',DISP=MOD
// EXEC LKED77
// EXEC GO
//FT05FO01 DD DSN=J0051.Z.DATA,DISP=SHR
// EXPAND DISK,DDN=FT11FO01
// EXPAND DISK,DDN=FT12FO01,SPC='80,20'
// EXPAND DISK,DDN=FT13FO01
// EXPAND DISKTO,DDN=FT21FO01,DSN=J0051.NMTCLB25
// EXPAND DISK,DDN=FT25FO01
// EXPAND DISK,DDN=FT10FO01
// EXPAND DISK,DDN=FT08FO01
++
//
```

付録 3 NUCLEUSの入力例

NUCLEUS--NATURAL URANIUM NUCLEAR REACTION --- 1.0 GEV NEUTRON BR = 5 CM
U235 - U238

1000.	15.	15.	1	50	100	0
1	23	21	11	0	22	
0.	0.	1				
0.	2					
92.	235..35148E-03					
92.	238.47.855E-03					
1.0						
1	0	0	0	0	0	0
2						
1	1	30				
1						
93.	239.					
1						
	5.	0.	0.	1000.	0.	0.
						1.