

JAERI - M
84-010

NEANDC(J)97/AU
INDC(JPN)84/G

1983年核データ研究会報告

1984年3月

シグマ研究委員会

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開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 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 いらき印刷館

1983年核データ研究会報告

日本原子力研究所シグマ研究委員会

(1984年1月18日受理)

シグマ研究委員会主催の核データ研究会が1983年11月30日、12月1日の2日間、日本原子力研究所の東海研究所において開催された。今年度の研究会の主題は、(1)核データ評価者のための断面積測定法の解説、(2)JENDL-2の検証、(3)感度解析とその応用、(4)JENDL-3の計画、(5)トピックスであった。又、主題(1)に関連してポスター発表「国内における断面積の微分測定及び積分実験の紹介」が実施された。このポスター発表は当研究会としては初めての試みであったが、19件もの発表があり極めて盛況であった。本報告書は、これらの報文集をまとめたものである。なお、ポスター発表の内容は第2分冊にまとめた。

プログラム委員会：中沢正治，飯島俊吾，松延広幸，北沢日出男，菊池康之
関 泰，中島 豊，長谷川 明
実行，編集委員会：中沢正治，飯島俊吾，山室信弘，菊池康之，関 泰
中島 豊，長谷川 明，浅見哲夫

Proceedings of the 1983 Seminar on Nuclear Data

Japanese Nuclear Data Committee, JAERI
(Received January 18, 1983)

The 1983 Seminar on Nuclear Data was held on November 30 and December 1, 1983 in Tokai Research Establishment of JAERI, by Japanese Nuclear Data Committee (JNDC). The Seminar concerned: (1) Introduction to Nuclear Cross Section Measurement for Evaluators, (2) Verification of JENDL-2, (3) Sensitivity Analysis and Its Application, (4) Evaluation of JENDL-3, (5) Topics and (6) Poster presentations on "Differential and Integral Nuclear Data Measurements in JAPAN" containing 19 papers.

Given are the papers presented and the discussions made at the seminar.

Keywords: Nuclear Data, JNDC, Data Evaluation, JENDL-2, JENDL-3, Cross Section Measurements, JEF-1, Sensitivity Analysis, Integral Tests

Program Committee: M. Nakazawa, S. Iijima, H. Matsunobu, H. Kitazawa,
Y. Kikuchi, Y. Seki, Y. Nakazima, A. Hasegawa
Editors: M. Nakazawa, S. Iijima, N. Yamamuro, Y. Kikuchi,
Y. Seki, Y. Nakajima, A. Hasegawa, T. Asami

目 次

1. 開会の言葉	原田吉之助 (原研)	1
2. 核データ評価者のための断面積測定法の解説		2
2.1 核分裂断面積測定法を中心として	村田徹 (NAIG)	2
2.2 捕獲断面積の測定法	中島豊 (原研)	15
3. JENDL-2 の検証		34
3.1 JENDL-2 の高速炉と熱中性子炉のベンチマーク テストのまとめ	関雄次 (FBEC)	34
3.2 遮蔽ベンチマーク試験	川合将義 (NAIG), 遮蔽定数 サブグループ	53
3.3 FCAにおけるアクチノイド積分実験	向山武彦, 岡嶋成晃 (原研)	68
4. 感度解析とその応用		82
4.1 感度解析に関する諸問題と手法のレビュー	飯島俊吾 (NAIG)	82
4.2 感度係数のドシメトリーへの応用	中沢正治 (東大)	97
4.3 「感度解析手法」の「FBR 実機核特性予測」への応用	亀井孝信, 吉田正 (NAIG)	106
4.4 核融合炉への感度解析, 不確かさ解析の応用	関 泰 (原研)	116
4.5 核種生成消滅の感度解析	三谷 浩 (原研)	123
4.6 シグマ委員会で開発中の感度解析システムの現状	長谷川明 (原研)	138
5. JENDL-3 の評価		148
5.1 JENDL-3 の評価に新しく採用する核反応模型	菊池康之 (原研)	148
5.2 FNS 解析のための軽核の評価	柴田恵一 (原研)	165
5.3 重核データの同時評価法と共分散データの現状	植之原雄二, 神田幸則 (九大, 総理工)	177
5.4 ガンマ線生成断面積の評価	水本元治 (原研)	195
6. トピックス		216
6.1 JEF-1 の現状	中川庸雄 (原研)	216
6.2 高エネルギー領域の核データ —Spallation 中性子の発生と輸送—	中原康明 (原研)	221
6.3 放射線治療において要求される線量測定の精度とそれに 影響する原子・分子・原子核データ	尾内能夫 (原研)	231

6.4	原爆線量再評価の現状	小佐古敏荘 (東大)	251
7.	サマリートーク	神田幸則 (九大・総理工)	263
P.	国内における断面積の微分測定及び積分実験の紹介 (ポスター発表)		269
P.1	軽・中重核における中性子の散乱・透過実験	馬場護 (東北大)	269
P.2	15 MeVにおける中重・重核のDDXの測定	岩崎信 (東北大)	277
P.3	アクチノイド核種の核分裂断面積の測定	神田一隆, 佐藤理, 吉田和生, 伊丸岡浩充, 寺山弘通, 吉田匡志, 平川直弘, (東北大)	286
P.4	東北大学に於ける γ 線生成断面積の測定	板垣新治郎 (東北大)	293
P.5	核分裂収率の積分測定	秋山雅胤, 安成弘 (東大・工)	303
P.6	FCAにおける標準中性子スペクトル場	中野正文, 岡嶋成晃 (原研)	308
P.7	原研タンデム中性子TOFスペクトロメータ	杉本昌義, 山内良麿 (原研)	312
P.8	原研リニアックによる中性子断面積の測定	中島豊 (原研)	318
P.9	核融合ニュートロニクスにおける放射化反応積分データ	池田裕二郎*, 中田耕太郎**, 前川洋*, 大山幸夫*, 中村知夫* (*原研, **東大)	329
P.10	酸化リチウム体系のTOF法によるベンチマーク実験	大山幸夫, 前川洋 (原研)	334
P.11	酸化リチウム体系におけるトリチウム生成率の測定	前川洋*, 津田孝一*, 井口哲夫**, 池田裕二郎*, 大山幸夫*, 福本亨*, 関泰*, 中村知夫* (*原研, **東大)	342
P.12	FNSにおける核融合炉ブランケットが工学系ベンチマーク 実験計画	中村知夫 (原研)	347
P.13	荷電粒子による中性子とガンマ線生成に関する研究	上養義朋 (東大・核研)	353
P.14	Mg, Al, Si, Zr, Nb, Moの熱中性子全断面積測定	松本哲男*, 相沢乙彦*, 角谷浩享** (*武蔵工大, **CRC)	365

P.15	分離および非分離共鳴領域における中性子捕獲ガンマ線の研究	北沢日出男, 井頭政之, 駒野治樹, 清水道夫, 寺津邦信, 福井英博(東工大, 原子炉工研)...	379
P.16	Mo 同位体の 14 MeV 中性子に対する放射化断面積の研究	加藤敏郎, 雨宮進, 石橋慶一 (名大・工)	388
P.17	阪大オクタピアンにおける二重微分断面積の測定と評価	山本淳治, 高橋亮人(阪大・工)	393
P.18	京大炉ライナックにおける中性子断面積とスペクトルの測定	藤田薫顕, 林緒平(京大炉)	400
P.19	大学連合科研費核融合中性子工学グループのベンチマーク実験	梶山一典, 神田一隆, 岩崎信(東北大・工), 中沢正治, 井口哲夫(東大・工), 関本博(東工大), 伊藤只行(名大・工), 秦和夫(京大・工), 住田健二, 高橋亮人, 山本淳治(阪大・工).....	407

Contents

1. Opening Talk	Kichinosuke HARADA (JAERI)	1
2. Introduction to Nuclear Cross Section Measurement for Evaluators		2
2.1 Fission Cross Section	Toru MURATA (NAIG)	2
2.2 Measurements of Neutron Capture Cross Section		
	Yutaka NAKAJIMA (JAERI)	15
3. Verification of JENDL-2		34
3.1 Benchmark Tests for Fast and Thermal Reactor Applications		
	Yuji SEKI (FBEC)	34
3.2 Shielding Benchmark Test	Masayoshi KAWAI (NAIG) and Shielding Group Constant Sub-Group ...	53
3.3 Actinides Integral Measurements on FCA Assemblies		
	Takehiko MUKAIYAMA and Shigeaki OKAJIMA (JAERI)	68
4. Sensitivity Analysis and Its Applications		82
4.1 A Review of the Theory of Sensitivity and Uncertainty Analysis		
	Shungo IIJIMA (NAIG)	82
4.2 Applications of Sensitivity Function to Dosimetric Data Adjustments		
	Masaharu NAKAZAWA (Univ. of Tokyo) ...	97
4.3 Application of Sensitivity Analysis Method to the Prediction of Large Liquid Metal Fast Breeder Reactor Core Performance Parameters		
	Takanobu KAMEI and Tadashi YOSHIDA (NAIG)	106
4.4 Cross Section Sensitivity and Uncertainty Analysis for Fusion Reactors		
	Yasushi SEKI (JAERI)	116
4.5 Sensitivity Analysis for Production and Depletion of Nuclides		
	Hiroshi MITANI (JAERI)	123
4.6 Present Status of JNDC Sensitivity Analysis Code Systems		
	Akira HASEGAWA (JAERI)	138
5. Evaluation of JENDL-3		148
5.1 Nuclear Reaction Models Newly Adopted in JENDL-3 Evaluation		
	Yasuyuki KIKUCHI (JAERI)	148
5.2 Evaluation of Light Nuclides for Fusion Neutronics Application		
	Keiichi SHIBATA (JAERI)	165
5.3 The Reviews of the Simultaneous Evaluation and Evaluated Covariance Matrices for the Cross Sections on Heavy Nuclides		
	Yuji UENOHARA and Yukinori KANDA (Kyushu Univ.)	177
5.4 Evaluation of Gamma-ray Production Cross Sections		
	Motoharu MIZUMOTO (JAERI)	195

6. Topics	216
6.1 Present Status of JEF-1 Tsuneo NAKAGAWA (JAERI)	216
6.2 Nuclear Data in the Intermediate Energy Region - Yield and Transport of Spallation Neutrons - Yasuaki NAKAHARA (JAERI)	221
6.3 Accuracy and Precision of Dosimetry Required for Radiotherapy and Atomic, Molecular and Nuclear Data affected on Accuracy Yoshio ONAI (Cancer Inst.)	231
6.4 Present Status of Reassessment of Atomic Bomb Radiation Dosimetry in Hiroshima and Nagasaki Toshiso KOSAKO (Univ. of Tokyo)	251
7. Summary Talk Yukinori KANDA (Kyushu Univ.)	263
P. Differential and Integral Nuclear Data Measurements in JAPAN (Poster Session)	269
P. 1 A Study of Neutron Scattering and Transmission for Light and Medium-Weight Nuclei Mamoru BABA (Tohoku-Univ.)	269
P. 2 Measurements of Double Differential Cross-Section (DDX) for Several Medium-Weight and Heavy Nuclei at 15 MeV Shin IWASAKI (Tohoku-Univ.)	277
P. 3 Measurement of Fast Neutron Induced Fission Cross-Sections of ²³² Th, ²³⁸ U, ²³⁷ Np and ²⁴³ Am Kazutaka KANDA, Osamu SATO, Kazuo YOSHIDA, Hiromitsu IMARUOKA, Michihiro TERAYAMA, Masashi YOSHIDA and Naohiro HIRAKAWA (Tohoku-Univ.) .	286
P. 4 Measurements of the Gamma-ray Production Cross-Section at Tohoku University Shinjiro ITAGAKI (Tohoku-Univ.)	293
P. 5 Integral Experiments for Fission-Product Yield Data Masatsugu AKIYAMA and Shigehiro AN (Univ. of Tokyo) .	303
P. 6 FCA Standard Neutron Spectrum Cores Masafumi NAKANO and Shigeaki OKAJIMA (JAERI)	308
P. 7 JAERI Tandem Neutron TOF Spectrometer Masayoshi SUGIMOTO and Yoshimaro YAMANOUCI (JAERI) .	312
P. 8 Measurements of Neutron Cross Sections at JAERI Linac Yutaka NAKAJIMA (JAERI)	318
P. 9 Integral Data of Activation Reaction for Fusion Neutronics Yujiro IKEDA *, Kotaro NAKADA **, Hiroshi MAEKAWA * Yukio OYAMA * and Tomoo NAKAMURA * (* JAERI, ** Univ. of Tokyo)	329

P.10	Benchmark Experiment on a Lithium-Oxide Assemblies by Using Time-of-Flight Method	Yukio OYAMA and Hiroshi MAEKAWA (JAERI)	334
P.11	Measurements of Tritium Production-rate Distributions in Lithium-Oxide Assemblies	Hiroshi MAEKAWA*, Koichi TSUDA*, Tetsuo IGUCHI**, Yujiro IKEDA*, Toru FUKUMOTO*, Yasushi SEKI* and Tomoo NAKAMURA* (*JAERI, **Univ. of Tokyo)	342
P.12	A Program for Design-Oriented Benchmark Experiment on Fusion Blanket Neutronics at FNS	Tomoo NAKAMURA (JAERI)	347
P.13	Study on the Secondary Neutron and Photon Emission by Charged Particle	Yoshitomo UWAMINO (INS, Univ. of Tokyo)	353
P.14	Total Neutron Cross-Sections of magnesium, Aluminum, Silicon, Zirconium, Niobium and Molybdenum in the Thermal Range	Tetsuo MATSUMOTO*, Otohiko AIZAWA* and Hiroyuki KADOTANI** (*Musashi Inst. of Tech., **CRC)	365
P.15	Study on Neutron Capture Gamma-rays in the Resolved and Unresolved Resonance Regions	Hideo KITAZAWA, Masayuki IGASHIRA, Haruki KOMANO, Michio SHIMIZU, Kuninobu TERAZU and Hidehiro FUKUJI (Tokyo Inst. of Tech.)	379
P.16	Neutron Activation Cross Section of Molybdenum Isotope at 14.8 MeV	Toshio KATOH, Susumu AMEMIYA and Kei-ichi ISHIBASHI (Nagoya Univ.) ..	388
P.17	Measurement of Double Differential Neutron Emission Cross-Sections at OKTAVIAN Facility of Osaka University	Junji YAMAMOTO and Akito TAKAHASHI (Osaka Univ.)	393
P.18	A Report on the Recent Activities of Neutron Experiments at KURRI-Linac	Yoshiaki FUJITA and Shu. A. HAYASHI (KURRI)	400
P.19	Integral Experiments in 14 MeV	Kazusuke SUGIYAMA, Kazutaka KANDA, Shin IWASAKI (Tohoku Univ.) Masaharu NAKAZAWA, Tetsuo IGUCHI (Univ. of Tokyo) Hiroshi SEKIMOTO (Tokyo Inst. of Tech.) Shikoo ITO (Nagoya Univ.) Kazuo SHIN (Kyoto Univ.) Kenji SUMITA, Akito TAKAHASHI and Junji YAMAMOTO (Osaka Univ.)	407

1. 開会の言葉

原田吉之助[†]

Opening Talk

Kichinosuke HARADA[†]

今年も世話人の方々のお骨折りによりまして、興味深いプログラムをもった研究会を開催できることになりました。初めての試みである「中性子核データの測定」についてのポスターセッションが、この会場の後方に用意されておりますが、早くも参加者の皆さんの関心をあつめているようでございます。

さて、研究会には一体どんな効果があるのでしょうか。専門的事項の徹底的討論、情報の交換など色々な効果が挙げられますが、講演者の熟っばい話しぶり、それに続く活発な質疑応答の雰囲気の中で刺激をうけ、感動し、研究意欲をかきたてられることも、効用の一つと言えるでしょう。

物事に強く感動するのは青年期の特権ですが、研究者は若々しい研究態度を常に保つように心掛るべきだと思います。核データのような地味な性格の研究においては、尚更その事は重要になる筈です。この研究会での活発な討論が、参加者全員の心に大きな躍動を誘発することを期待して、開会の挨拶といたします。

[†] 日本原子力研究所 , Japan Atomic Energy Research Institute

2. 核データ評価者のための断面積測定法の解説

2.1 核分裂断面積測定法を中心として

村田 徹*

核データの評価にたずさわっているが、その実験法にはなじみのない評価者のために、核反応断面積測定法の解説を行う。断面積測定法の原理的な説明と実験に使用される中性子源や中性子検出法について概要を述べ、核分裂断面積測定法について具体的な実験体系やデータ処理、実験誤差の現状、今後の課題について説明した。

Introduction to Nuclear Cross Section Measurement for Evaluators Fission Cross Section

Toru MURATA*

Explanatory description of nuclear cross section measurements was made for the nuclear data evaluators who were not familiar with the experiments.

Principle of the measurement, neutron sources and radiation detection techniques were explained generally at first, then examples of the measurement system, data analysis, present status of the measurement uncertainty and future problems were presented for the fission cross section measurement.

1. 緒言

JENDL-3の評価に向けて、数年前にシグマ研究委員会の核データ評価専門部会の中に実験法評価サブワーキンググループが発足した。その目的は、普段あまり実験になじみのない核データ評価者に実験法の知識を与え、レベルアップを計ることであり、これまでの活動で各種断面積の実験法についての調査がほぼ終了している。

この目的の他に、最近重核核データの同時評価に関連して、実験値間の共分散の決定が重要な課題となり、実験誤差を分類し、その相関を定める方式を確立することが、このサブワーキンググループに要請されている。

以下では、断面積測定法の概要などを一般的に述べ、核分裂断面積の測定法について報告する。

* 日本原子力事業(株), Nippon Atomic Industry Group Co.

2. 断面積測定法の概要

一般に、断面積の測定はFig. 1に示すような体系でなされる。すなわち、測定対象となる原子核を含んだ試料を中性子で照射し、その結果生成される目的とする核反応の数を測定することにより断面積が得られる。中性子源から発生した中性子は、一般に四方に放出され、試料以外の部分でも核反応を起し、目的とする反応数の測定に好ましくないバックグラウンドを生ずる。そこで試料照射部以外の中性子照射を極力少なくするようコリメータを用いる。試料に入射する中性子束は、試料を透過する中性子を計数し、検出器の効率などを用いて求められる。目的とする核反応率はその反応の検出器で計数し、検出効率などを用いて得られる。

照射中性子や反応粒子の試料中での吸収が無視しうる場合には、その反応率は、試料の照射部分に含まれる対象核種数と照射中性子束の積に比例する。反応断面積はこの比例定数として定義されるので、その値は反応率を中性子束と核種数で除して求められる。

3. 中性子源

断面積測定に用いられる代表的な中性子源の一覧をTable 1に示す¹⁾。中性子の発生は核反応を利用して行なわれるが、エネルギーのほぼ揃った単一エネルギー中性子源と連続エネルギーの中性子をパルス状に発生して、飛行時間 (Time-of-Flight: TOF と略記される) でそのエネルギーを選別して実験に用いられるものと大別される。

単一エネルギー中性子源は、加速器を用いて陽子などの荷電粒子を発生し、(p, n) 反応などにより中性子を発生するものが多く、発生中性子のエネルギーの制御は荷電粒子の加速エネルギーを変えて行なわれる。この他に (γ , n) 反応によるもの、原子炉からの連続エネルギー中性子を共鳴の谷を有するフィルターの透過や結晶格子からの散乱で単色化するものがある。

TOF 法によるものでは、加速器からのパルス状荷電粒子の反応により中性子をパルス状に発生するものや原子炉からの中性子をチョッパーを用いてパルス状にするもの、地下核爆発実験を利用するものなどがある。

4. 中性子測定法

中性子の測定は、検出器中での中性子の反応で放出される荷電粒子などを測定して行く中性子検出器による方法と、中性子源での中性子発生反応にともなって生成する荷電粒子や放射能を測定して発生中性子量を求めるアソシエイト法とがある。

中性子検出器は中性子の核反応を用いるので、中性子束の絶対値を求めるためには、その断面積が必要となる。一方、アソシエイト法では、発生する中性子と荷電粒子や放射能が1対1に対応しているので、その測定により中性子発生量の絶対値を求めることが出来る。

以上の他に、中性子の反応で生成する放射能を測定して中性子量を求めるマンガンバス法などの方法がある。マンガンバス法では中性子源の周囲をマンガン水溶液で囲み、ほとんどの中性子をその水溶液中で吸収させ、マンガンの放射能を測定することにより中性子発生量を求めるもので、

放射性同位元素を用いた中性子源の強度測定などに用いられる。

中性子測定法のまとめをTable 2に示す。

5. 核分裂検出法

核分裂で生成する核分裂片や中性子、ガンマ線を検出して核分裂を検出することが行なわれている。核分裂片の検出は電離箱や半導体検出器、ガスシンチレータなどが用いられるが、もっとも一般的なのは電離箱である。Fig. 2にその概念図を示す。図に示したものはback-to-back fission chamberと呼ばれるもので、1枚の試料ホルダーの表裏に、異なる核物質を付着させ、同時に両者の核分裂数を計数し、核分裂比を測定しようになっている。

核物質は有限な厚さで付着されるので、その中で核分裂片の吸収が避けられない。その吸収は、付着層のどの方向に核分裂片が放出されたかによって異なるので、核分裂片の角度分布の影響を受ける。従って、核分裂検出器の効率は、原理的には核種によって、また中性子エネルギーによって変ることとなる。検出効率が90%以上の検出器であれば、中性子エネルギーに対する依存性は1~2%であると言われている。

なお、試料中の核物質原子数の測定は、その α 崩壊にともなう α 粒子を計数することや熱中性子による核分裂を計数する方法、質量分析などの破壊分析法などにより行なわれる。

6. 核分裂断面積測定体系の具体例

以上、断面積測定法について略述したが、以下では核分裂断面積測定体系の具体例を概観する。Fig. 3は ^{235}U の核分裂断面積測定の例²⁾、中性子を電子線LINACで発生し、中性子検出器は ^6Li グラスシンチレータ及び反跳陽子比例計数管を用いている。この図には、それら検出器のパルス波高分布も示してある。波高値の低い部分には電気的なノイズやバックグランド放射線によるパルスが多く含まれており、中性子計数を正確に定めるにはこの部分に含まれる中性子計数を波高値ゼロ(zero-discrimination)まで外挿して求める必要がある。当然、この外挿値は出来るだけ少ないことが望ましい。このため、Black detector なるものが開発されている。この検出器を使用した測定体系³⁾をFig. 4に示す。検出器として比較的大きなプラスチックシンチレータを用い、入射中性子のエネルギーが効率良く光に変換され、パルス波高分布は、図に示してあるように、波高値ゼロへの外挿値がかなり小さくなっている。

アソシエイト法による測定の例⁴⁾をFig. 5に示す。この例では $\text{T}(d, n)^4\text{He}$ 反応で中性子を発生し、 α 粒子(^4He)を半導体検出器で計数して、重心系で 180° 方向に発生する中性子量を求めている。得られた α 粒子のパルス波高分布と ^{239}Pu 核分裂電離箱で得られたパルス波高分布もこの図に示してある。Puのような超ウラン元素になると α 崩壊の放射能が強く、 α 粒子による電離パルスの重畳(plie-up)により、核分裂片のパルス波高と同程度のもも発生し、その差し引きを行う必要がある。

中性子及び核分裂の計数ともにガスシンチレータを使用した例⁵⁾をFig. 6に示す。中性子検出用には反跳陽子を発生させるためポリプロピレン膜を用いている。この例では50 MeVに加速

した重陽子をウランターゲットに照射して中性子を発生し、TOF法により0.5~30 MeVにおける核分裂断面積を測定している。

以上の例の他にも種々の方法で測定がなされており、それ等については文献(1)を参照していただきたい。

このようにして得られた諸量より核分裂断面積を求めるデータ処理の流れの概要をFig. 7に示す。また、断面積導出の具体的な式と諸量の誤差にもとづく断面積のシステムティック誤差をTable 3³⁾に示す。この値はFig. 4に示した体系により²³⁵Uの核分裂断面積を測定したもので、計数値の統計誤差は約1%であり、全体の精度として2.3%が得られている。なおこの結果をFig. 8に示したが、ENDF/B-Vの評価値より約2%小さい値になっている。

7. 今後の課題

核分裂断面積測定のための今後の課題は、ほぼ以下のようにまとめられよう。

- U, Puの重要核種の高速中性子領域については最近の実験値の一致は良いが、共鳴領域についてはまだ十分な一致が得られていない。このため、エネルギー分解能の良い実験が望まれる。
- 上記以外の超ウラン元素については更に実験を進め、データの蓄積を計る。
- 中性子源強度を高めることや検出器の改良などの新しい実験技術の開発を行い、より精度の良い実験がなされるよう計る。
- ²³⁵Uの核分裂断面積については、ほぼ2~3%の精度が達成されているが、Poenitz⁶⁾の言葉によると

"It is recommended that future measurements be made with an uncertainty of ~1% in order to be significant."

とされている。

References

- 1) James, G. D., deSaussure, G.: "Nuclear fission and neutron induced fission cross sections", chapt. 4, Michaudon, A. (Editor), Pergamon Press, 1981
- 2) Wasson, O. A.: ANL-76-90 p.183
- 3) Wasson, O. A., Meier, M. M., Duvall, K. C.: Nucl. Sci. Eng. 81, 196 (1982)
- 4) Cancé, M., Greiner, G.: Nucl. Sci. Eng. 68, 197 (1978)
- 5) Kari, K.: KfK 2673 (1978)
- 6) Poenitz, W. P.: ANL/NDM-45 (1979)

Table 1 Types of neutron sources for the cross section measurements 1)

NEUTRON SOURCES

MONO-ENERGETIC SOURCES

CHARGED-PARTICLE REACTIONS

${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$: 0.1-5 MeV, ${}^{51}\text{V}(\text{p},\text{n}){}^{51}\text{Cr}$: 0.5-0.6 MeV
 $\text{T}(\text{p},\text{n}){}^3\text{He}$: 0.2-4 MeV, $\text{D}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$: 1 - 8 MeV
 $\text{T}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$: 12-20 MeV

GAMMA-N SOURCES

GA-D : 140 keV , NA-D : 265 keV , LA-BE : 770 keV ,
 MA-BE: 964 keV , SB-BE: 24 keV

FILTERED BEAM (REACTOR)

SI : 144 keV , FE : 24.5 keV , SC : 2 keV

CRYSTAL SPECTROMETER (REACTOR)

THERMAL TO 10 eV

TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETERS

MECHANICAL CHOPPER (REACTOR)

PULSED ACCELERATORS

ELECTRON LINEAR ACCELERATORS , CYCLOTRONS ,
 VAN-DE-GRAAFF ETC.

PULSED REACTORS

UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSION

LEAD SLOWING DOWN SPECTROMETERS

Table 2 Methods of neutron flux measurement

NEUTRON FLUX MEASUREMENTS

NEUTRON DETECTORS

GAS-FILLED DETECTORS H-RECOIL : $\text{H}(\text{n},\text{p})$, BF_3 : ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$
 ${}^3\text{He}$: ${}^3\text{He}(\text{n},\text{p})$

SCINTILLATION DETECTORS PLASTIC , GLASS , LIQUID SCINTI.
 WITH $\text{H}(\text{n},\text{p})$, ${}^6\text{Li}(\text{n},\alpha)$, ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$
 $\text{Gd}(\text{n},\epsilon)$, REACTIONS

SEMICONDUCTOR DETECTORS WITH $\text{H}(\text{n},\text{p})$, ${}^6\text{Li}(\text{n},\alpha)$, ${}^3\text{He}(\text{n},\text{p})$,
 $\text{U}(\text{n},\text{f})$ REACTIONS

ASSOCIATED PARTICLE METHOD

$\text{T}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$, $\text{D}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$, $\text{T}(\text{p},\text{n}){}^3\text{He}$

ASSOCIATED ACTIVITY METHOD

${}^{51}\text{V}(\text{p},\text{n}){}^{51}\text{Cr}$, ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$

INDUCED ACTIVITY METHOD

MN-BATH , V-BATH , ACTIVATION-FOILS

Table 3 An example of fission cross section derivation formula and fission cross section uncertainty³⁾

$$\sigma_f = \frac{235.04}{0.6023} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{1}{M} \frac{A}{D} \frac{Y_F}{F} \times \sum_i \left\{ \frac{1}{(Y_n/\epsilon)_i} \frac{(1+k)_i (T_A)_i (T_F)_i}{(S_F)_i} \left[\frac{\sigma_f}{(\sigma_f)_i} \right]_{\text{ENDF/B-V}} \right\},$$

where

- Y_F = fission chamber yield
- Y_n = black neutron detector yield
- A = geometrical area of the collimator
- F = correction for fission fragment absorption in the deposit backing
- M = ^{235}U mass of the fission chamber
- r = distance to the center of the fission deposits
- R = distance to the end of the collimator
- D = dead-time correction for the black detector
- ϵ = black detector efficiency
- $(1+k)$ = energy-dependent variation in the effective area of the collimator
- T_A = air transmission of neutrons
- T_F = neutron transmission of one-half of the fission chamber
- S_F = scattering correction for the fission chamber

$(\sigma_f)_i$ = fission cross section for group i

i = labels the neutron energy groups in the black detector response.

Parameters Which Are Used to Determine the Cross Section*

Quantity	Nominal Value	Uncertainty in Cross Section (%)
r	(133.3 ± 0.2) cm	0.3
R	(565.9 ± 0.3) cm	0.1
A	(5.067 ± 0.025) cm ²	0.5
M	(170.9 ± 2.0) × 10 ⁻³ g	1.2
F	0.993	---
ϵ	0.94	1.0
T_A	0.92	0.8
T_F	0.99	0.2
S_F	1.01	0.1
$(1+k)$	1.015	0.2
D	1.005	0.1
Fission spectrum extrapolation		0.4
Monitor spectrum fitting		0.2
Monitor shield scattering		0.3
Neutron beam uniformity		0.3
Neutron background		0.3
Total systematic uncertainty		2.0

*The third column lists the uncertainty in the cross section due to the uncertainty in the parameter.

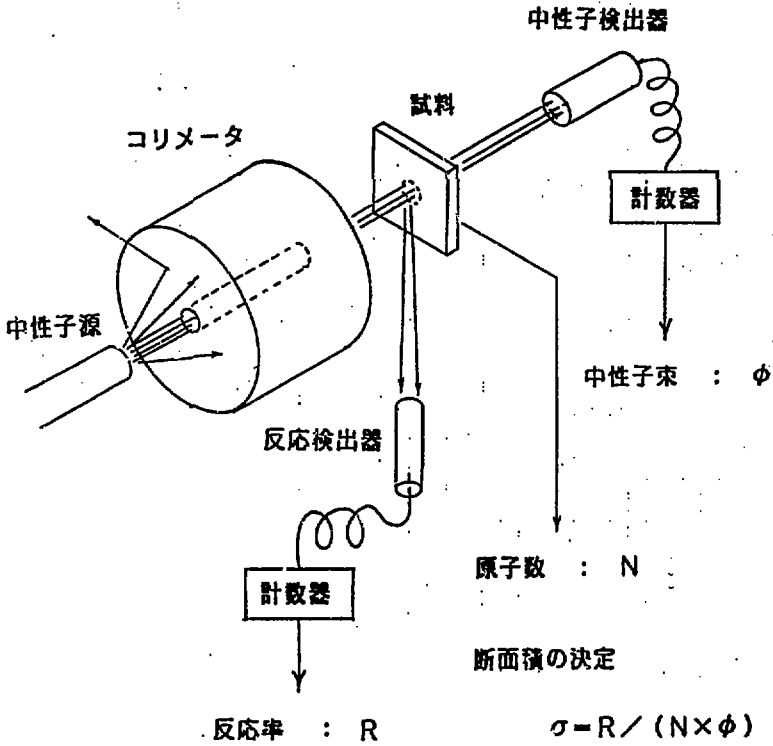


Fig. 1 Explanatory drawing of cross section measurement

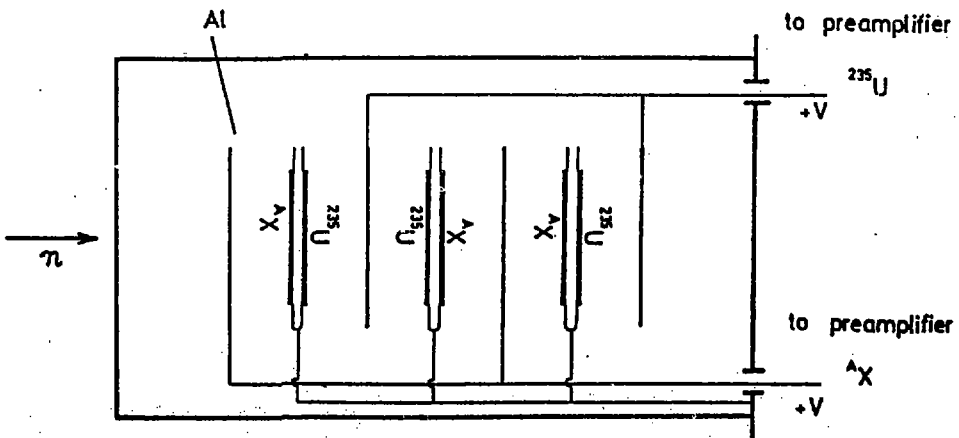


Fig. 2 Diagram of a back-to-back fission chamber

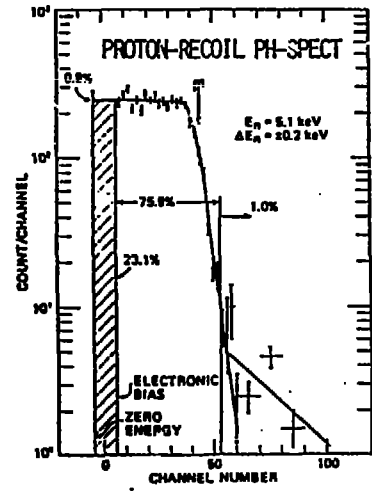
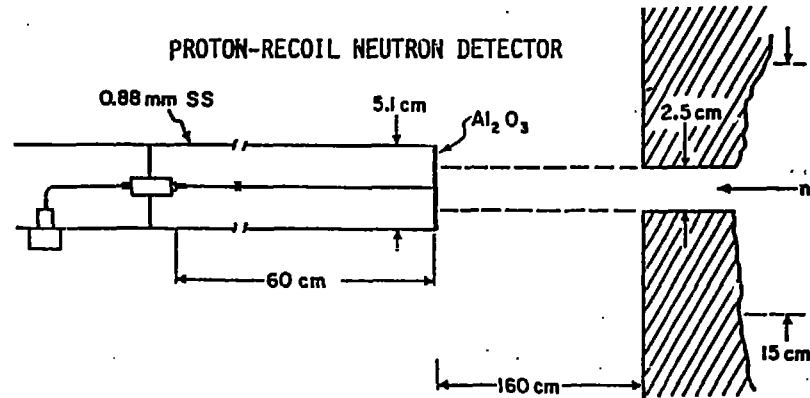
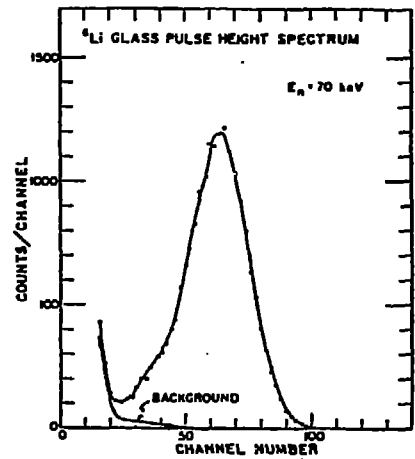
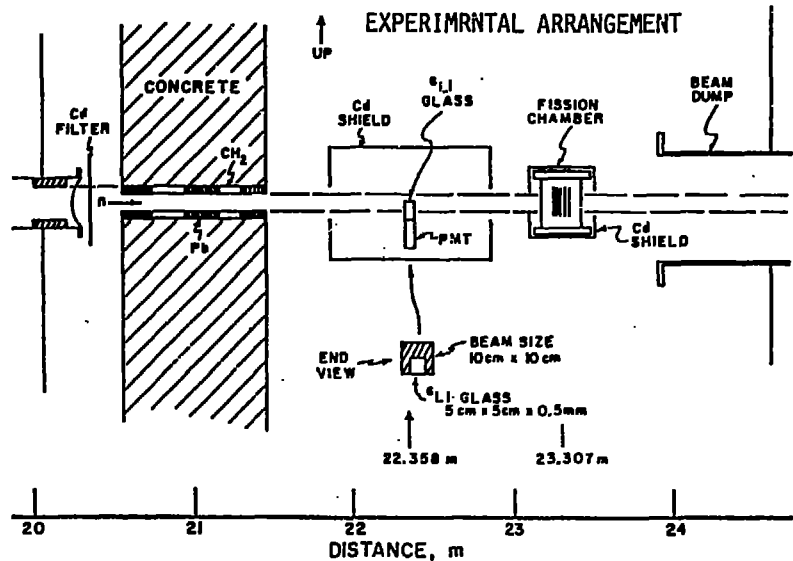
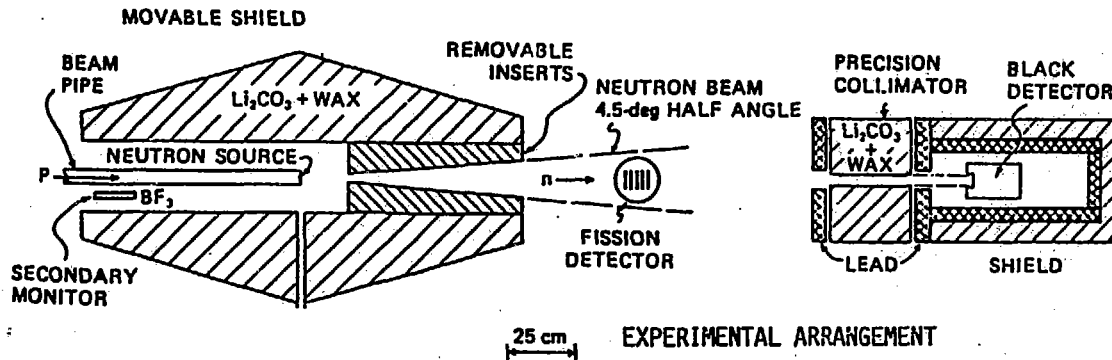
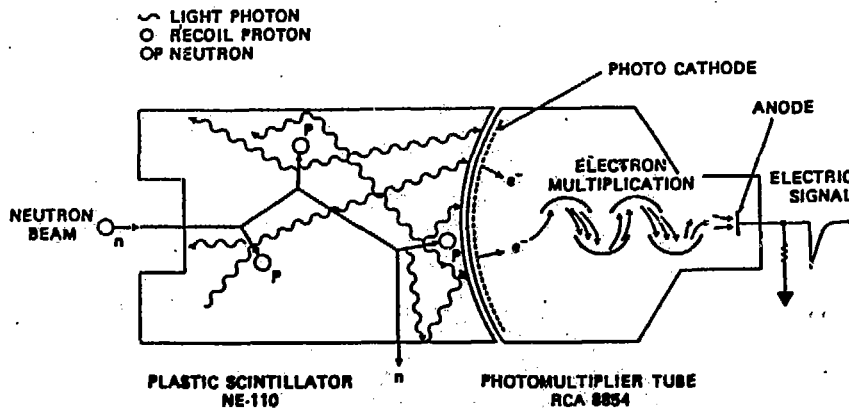


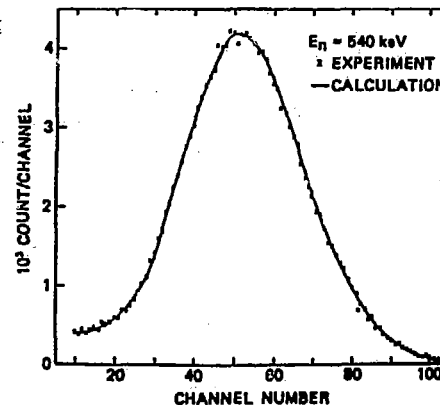
Fig. 3 Experimental arrangement of NBS fission cross section measurement and pulse height spectrum of the ⁶Li-glass and proton-recoil neutron detectors 2)



For compactness the black detector and shield are shown nearer the source.

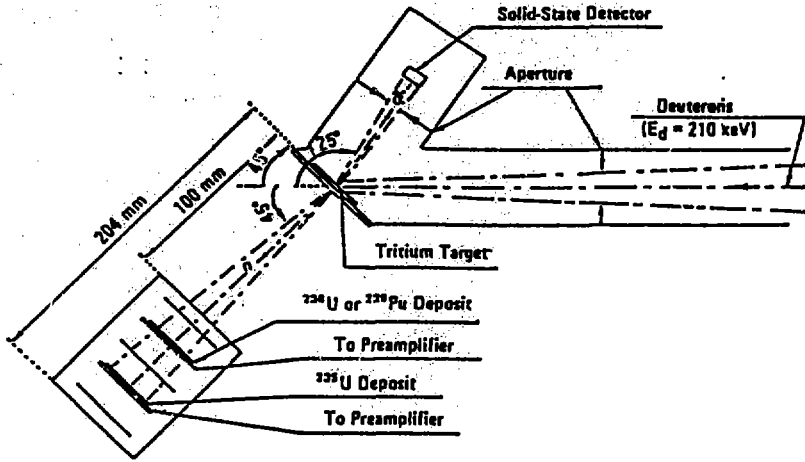


BLACK NEUTRON DETECTOR

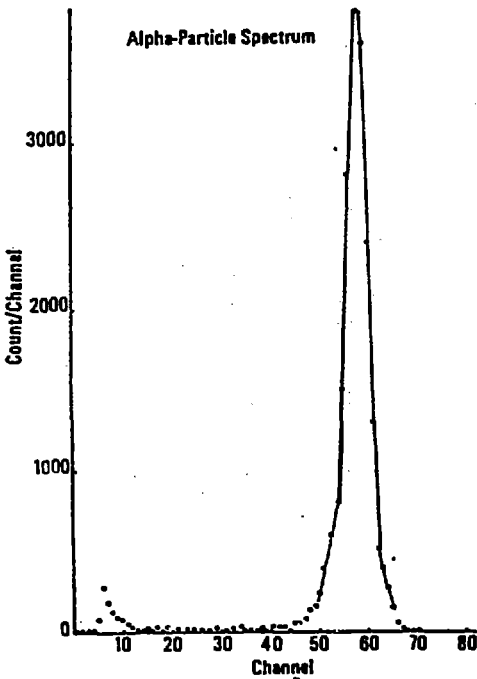


BLACK DETECTOR PH-SPECT

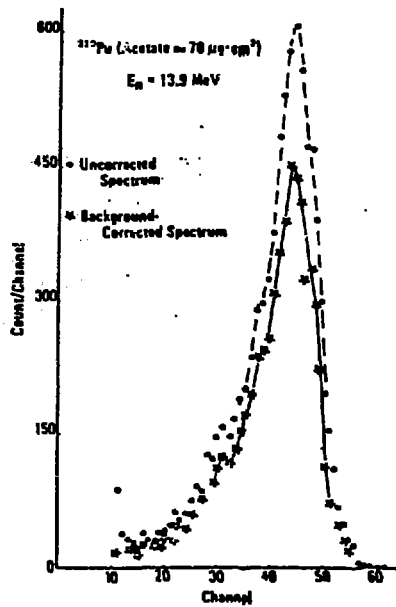
Fig. 4 Experimental arrangement of NBS fission cross section measurement and pulse height spectrum of the black neutron detector 3)



EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

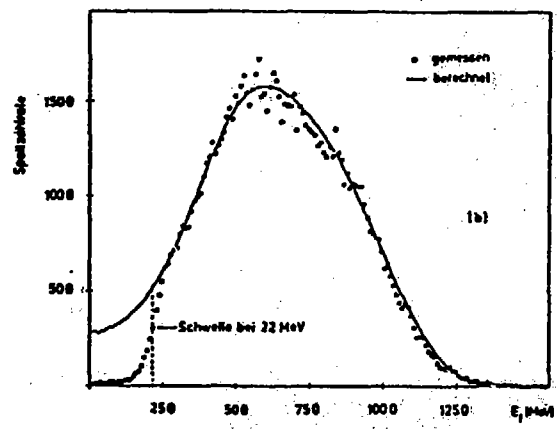
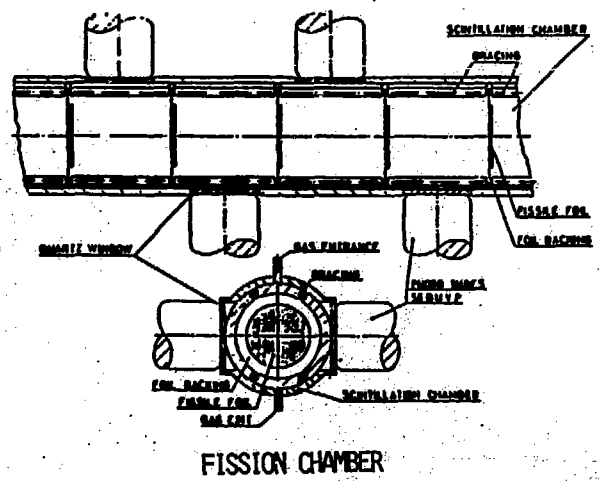
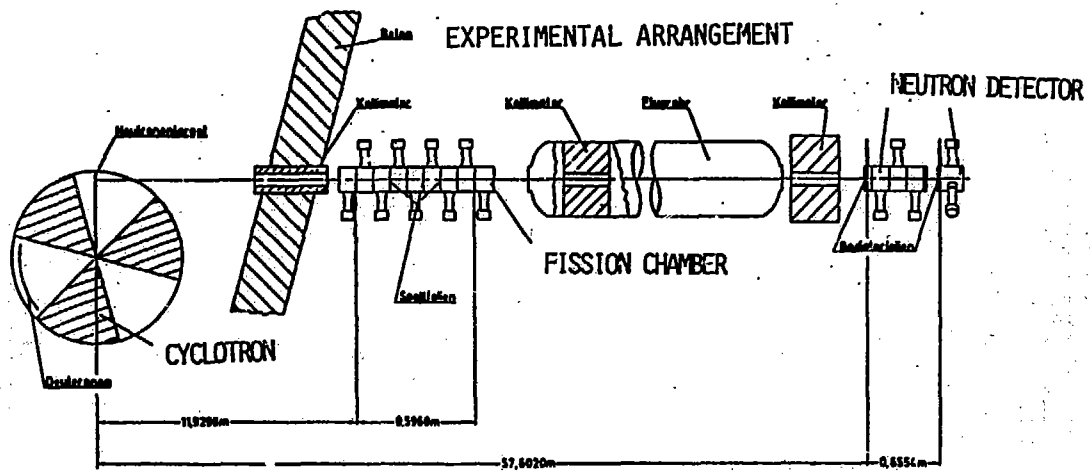


ALPHA-DETECTOR PH-SPECT



^{239}Pu FISSION CHAMBER PH-SPECT

Fig. 5 Experimental arrangement of Bruyères-le-Châtel associated particle method and pulse height spectrum of the alpha-detector and ^{239}Pu fission chamber 4)



FISSION CHAMBER

FISSION CHAMBER PH-SPECT

Fig. 6 Experimental arrangement of KfK fission cross section measurement and pulse height spectrum of the gas scintillation fission detector 5)

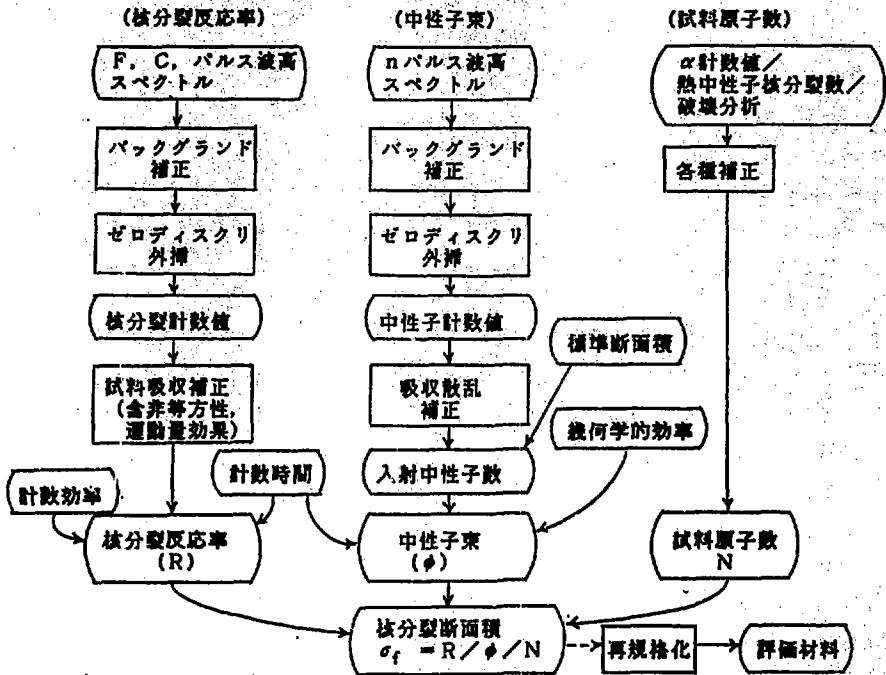
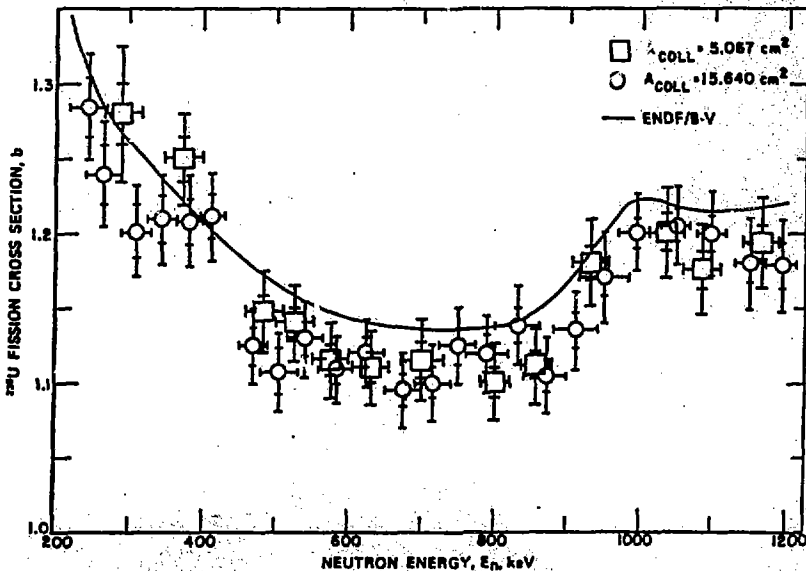


Fig. 7 Flow diagram of data processing for fission cross section derivation



The ²³⁵U fission cross-section results for the two groups of measurements. The statistical and total uncertainties are indicated for each result by the small and large bars, respectively. The solid curve represents the ENDF/B-V evaluation.

Fig. 8 Results of recent fission cross section measurement 3)

討 論

Q : 川合 将義 (NAIG)

古い測定では、バックグラウンドの影響が大きくとり上げられており、その補正に伴う誤差もかなり高かったが、御講演の Wasson の測定では、その誤差が非常に小さいように見受けられる。最近の測定では、もうその問題はないのか？

A : 村田 徹 (NAIG)

最近の測定では、単色中性子源を使用する場合でもバックグラウンドを減ずるために TOF 法を併用しており、その補正は小さなものとなっている。また、例に上げた Wasson の測定は ^{235}U のものであり、Fission Chamber の α 粒子によるバックグラウンドがあまり問題にならない。

Q : 飯島 俊吾 (NAIG)

Black neutron flux detector の効率は中性子エネルギーによって余り変らないのか？ 又、効率が変るとすると、何故 "black" detector と呼ぶのか？

A : 村田 徹 (NAIG)

比較的大きなプラスチックシンチレータを使用しているが、入射中性子を完全に吸収するわけではないので検出効率のエネルギー依存性はある。"black" と言われるのは、以前 "grey" という検出器があり、これは減速材で発生するガンマ線を測定する中性子検出器ですが、それより効率が良いのでこう呼んだのではないかと思う。

2.2 捕獲断面積の測定法

中島 豊⁺

現在まで用いられてきた中性子捕獲断面積の測定法をサーベイして、球殻透過法、放射化法および即発 γ 線検出法について測定例を挙げて解説する。即発 γ 線検出法に用いられる三種類の検出器（大型液体シンチレータ、Moxon-Rae 検出器、パルス波高重み法を用いた検出器）で測定された²³⁸Uの捕獲断面積を比較して、その食い違いの原因を明らかにする。最後に共分散を導出する方法について説明する。

Measurements of Neutron Capture Cross Sections

Yutaka NAKAJIMA⁺

A review of measurement techniques for the neutron capture cross sections is presented. Self transmission method, activation method, and prompt gamma-ray detection method are described using examples of capture cross section measurements. The capture cross section of ²³⁸U measured by three different prompt gamma-ray detection methods (large liquid scintillator, Moxon-Rae detector, and pulse height weighting method) are compared and their discrepancies are resolved. A method how to derive the covariance is described.

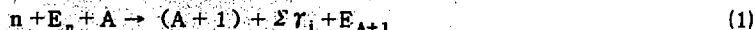
1. はじめに

中性子断面積を評価する場合、測定値が既にあるときは、それに基づいて評価されることが多い。それは現在の核理論では核データの利用者の要求を満たす精度で断面積を計算できるとは限らないからである。従って先ず実験データを報告している論文を検討して、実験値の信頼度が問われる。しかしながらこのことは、言うは易くして行なうは大変難しいことである。実験データを出した研究者にも、適切な誤差を推定することは決して容易ではないからからである。実験の詳細を知らない評価者にとってはなおさら難しいことになる。とは言っても評価をする以上他の実験データとの比較、系統性などからどの程度信頼できるか判断を下さなくてはならない。その際の参考になる情報を提供することを目的として中性子捕獲断面積の測定法をサーベイし、球殻透過法、質量分析法、放射化法、即発 γ 線検出法について解説した。個々の測定法についてその利点と欠点、測定例について述べた。²³⁸Uの中性子捕獲断面積の異なる測定法による実験値の比較例を挙げ、系統誤差について述べる。最後に断面積の同時評価の際必要とされる共分散の導出方法を示す。

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

2 中性子捕獲断面積測定的一般原理と測定法

中性子捕獲反応は次の式で表現することができる。



ただし、 n は中性子、 E_n は中性子の運動エネルギー、 A はターゲット核、 $(A+1)$ は反応生成核、 γ_i は即発 γ 線、 E_{A+1} は生成核の反跳エネルギー（運動エネルギー）である。

(1)式から中性子捕獲反応の結果として次の4つの現象が起ることがわかる。

- (a) 中性子の吸収（中性子の喪失）
- (b) 核変換（ターゲット核より1 amu だけ重い原子核の生成）
- (c) 放射化（放射性核種の生成）
- (d) 放射線の放出（電磁エネルギーの放出）。

中性子捕獲断面積はこのうちのどれか1つの現象を観測することによって測定される。どの方法を用いるかは中性子源の性質、測定しようとしているエネルギー領域での捕獲断面積のエネルギー依存性などによって決定される。

3 中性子捕獲断面積の測定法

3.1 球殻透過法

(a)の現象を利用する測定方法がこれである。Fig. 1 に示すように球殻状に作られた試料の中心に単色に近い中性子源Sb-Beなどを置き、外部に置かれた中性子検出器で中性子束を測定する¹⁾。中性子源から検出器方向にきた中性子のうち散乱で失われる部分は、他の方向に出た中性子が球殻で散乱されて検出器に入ってくる中性子束と相殺するので、散乱以外の反応で失われた分だけ小さい中性子束が測定される。入射中性子束は球殻を取去って測定することによって得られる。この2種類の中性子束の比から、弾性外断面積、即ち全断面積から弾性散乱を差引いた断面積を得ることができる。非弾性散乱の起きない低エネルギー領域では、特殊な核を除けば弾性散乱と捕獲反応しか起きないから、上記の弾性外断面積は捕獲断面積と等しい。

この方法は中性子束の絶対値を知る必要がないという特徴を持っている。しかしながら、球殻内での中性子の多重散乱や共鳴自己遮蔽効果の補正などは他の方法と同様に必要である。

3.2 質量分析法

(b)の核変換を利用するのがこの測定方法である。一定時間中性子束中に置いた試料を取り出して質量分析計にかけて、中性子捕獲反応で出来た生成核の量を定量して捕獲断面積を求める方法である。

この方法は強い単色中性子源を必要とするので捕獲断面積を直接測定した例はないようである。ただ高速実験炉EBR-IIを用いて生成核種が安定であるような核の捕獲断面積の積分実験に用いられた例がある²⁾。

3.3 放射化法

(c)の現象を利用する方法は良く知られているように放射化法である。この方法は、3.2の質量分析法と良く似ており、異なる点は生成核種を放射線検出器で定量することである。放射線検出器の方が質量分析計よりもはるかに大きな感度を持っているため有利である。その反面この方法は反応の生成核種が安定で放射線を出さない場合には適用できない欠点もある。

約3分の1の安定核種が中性子捕獲反応により放射化されると言われているが、半減期が極端に短いものや長いものは放射線の測定が困難であるので、放射化法で捕獲断面積が測定できる核種はもっと限られてくる。放射化法は過去には大変良く用いられたが、次に述べる即発 γ 線を検出する技術が発達したため、最近では放射化法による測定が少なくなってきた。しかし、特殊な場合には、この方法を用いる方が有利な場合がある。その例は、生成核種がisomeric状態を持つときには、基底状態へ行く断面積とisomeric状態へ行く断面積を分けて測定することが可能である場合であり、もう1つの例は、他の方法による測定では誤差が多く、放射化法による測定が精度の良い場合などである。

放射化法による測定では、単色中性子源が必要である。そうでないとスペクトルで平均した断面積しか得られないから、微分データとはならない。入射中性子エネルギーの1点ずつを測定するのでエネルギー点をあまり多くとれず、共鳴領域など断面積が急激に変動する領域での測定にはきわめて不適當である。

測定感度がきわめて高く少量の試料での測定、小さな断面積の測定が可能である。また生成核の γ 線スペクトルをGe(Li)検出器などで高分解能で測定することによって、天然元素を使用して同位元素に対する断面積を求めることが可能である。

例1 $^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}(54 \text{ min})$ と $^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116\text{g}}\text{In}(14 \text{ sec})$ の捕獲断面積の測定³⁾

Fig. 2は ^{115}In の中性子捕獲により ^{116}In の基底状態へ行く断面積とisomeric状態へ行く断面積を放射化法により分けて測定した結果である。Present dataはGrench and Menlove²⁾によって、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の断面積を用いて相対測定を行なった結果である。比較して示してある他の測定データは、 $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積を用いて測定したものである。ただし、 $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積には1968年当時の値を用いて再規格化した結果が図示してある。このように ^{197}Au と $^{235}\text{U}(n, f)$ の別々の断面積が用いられているにもかかわらず、測定値の一致は大変良い。

例2 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 断面積の測定⁴⁾

^{238}U は中性子結合エネルギーが4.8 MeVと大変低く、即発 γ 線を検出する測定器は検出効率小さくなり、測定誤差が大きい。放射化法では $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ の娘核 ^{239}Np の崩壊 γ 線を測定して断面積が求められるが、幸いなことにFig. 3に示すように ^{239}Np は ^{243}Am の α 崩壊によっても作られる。放射化を測定する γ 線検出器はこの ^{243}Am によって校正され検出効率が精度良く求められる。 ^{243}Am の α 崩壊の数は α 線を検出して正確に決定できる。これにより $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 断面積は放射化法で精度の良い測定が可能である。その結果をFig. 4にENDF/B-Vと比較して示す。若干測定値の方が高めである。部分誤差の原因と各々の相対誤差をTable 1に示す。

1 MeV以下では標準断面積として用いた $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積の誤差が最も大きく3%以内の精度で測定されている。

3.4 即発 γ 線検出法

中性子が原子核に捕獲された後直ちに放出される電磁波(γ 線)を各種の γ 線検出器で計測し、捕獲断面積を測定する方法であり、現在最も多く用いられている。

Fig. 5に示すようにコリメートした中性子束を測定しようとする試料に当て、中性子束外で試料の近くに中性子および γ 線に対するシールドを施した γ 線検出器を置き、試料からの即発 γ 線を検出する。これに用いる検出器としては、①捕獲事象の検出効率が捕獲 γ 線のスペクトルに依存しないこと、②中性子に対する感度が低いこと等が必要である。

個々の共鳴から放出される捕獲 γ 線スペクトルは共鳴ごとに大きく変動することが知られている。非分離共鳴領域や連続領域では中性子のエネルギー幅を適当にとると、たくさんの共鳴からの γ 線スペクトルを観測することになり、共鳴ごとのスペクトルの変動は均されて、スペクトルの変動はあまりないように思われるかもしれない。しかしFig. 6に示すように、共鳴で平均した捕獲 γ 線スペクトルも中性子エネルギーによって変動することがわかる⁵⁾。この原因は、S波中性子捕獲によるスペクトルとP波のそれとが異なっており、しかもS波の捕獲断面積とP波のそれとの割合が中性子エネルギーと共に変化するからである。従って分離共鳴領域のみならず非分離共鳴領域や連続領域での測定にも捕獲事象の検出効率が γ 線スペクトルに依存しない検出器を用いる必要がある。

測定試料で散乱された中性子は検出器や検出器の囲りにある物質で捕獲されて γ 線を発生し、検出器で計数される。このため捕獲断面積が大きめに出てしまう。捕獲 γ 線検出器の捕獲事象の検出効率を η_γ 、散乱中性子の検出効率を η_n とすると中性子感度は $k = \eta_n / \eta_\gamma$ と定義される。Fig. 7に各種の検出器に対する中性子感度 k の中性子エネルギー依存性を示した⁶⁾。大型の液体シンチレーション検出器の方がパルス波高重み法を用いた検出器より数倍から1桁位感度が低い。中性子感度に現われているピークなどの構造は、検出器の構造材の共鳴によるもので主に A_0 の共鳴が見えている。

3.4.1 全エネルギー吸収型検出器

この種の検出器の原理は、中性子捕獲により放出される γ 線をすべて吸収して、それに相当する電気信号に変えて捕獲事象を計数することである。理想的な検出器ではすべての放出エネルギーを吸収するから信号の波高分布は δ 関数型であるが、実際には中性子ビームの通る穴から γ 線が逃げたり、 γ 線の飛程が検出器の半径より大きいため γ 線が検出器をつき抜けるため、もっと広がった応答関数を示す。その例として2種の検出器についてFig. 8に示す⁷⁾。Fig. 8からANLの1,300 μ の検出器がRPIの1,000 μ 検出器よりはるかに良い性能を示していることが読みとれる。これは検出器の大きさによる違いもあるが、製作された年代が異なり、シンチレータや光電子増信管などの性能が良くなったことによる違いが大きいと考えられる。

実際に捕獲断面積測定に使用されているのは数百 μ から4,000 μ までの液体シンチレータである。この種の検出器は体積が大きいので、環境からの自然放射線、宇宙線によるバックグラウンドが大きい。また散乱中性子によるバックグラウンドが生ずるが、中性子ビーム孔に ^6LiH や ^{10}B などを挿入して散乱中性子を減らしたり、メチルボレートシンチレータに加えて捕獲 γ 線の発生をおさえているが、それでもシンチレータ中の水素の捕獲で生ずる2.2 MeVのバック

グラウンドは無視できない。そのため2.5～3 MeV γ 線に相当するパルス波高にディスクリレベルを設定し、それ以下のエネルギーの γ 線を検出しないようにして、散乱中性子に対する感度を下げている。大型液体シンチレータ検出器の中性子感度がパルスハイト重み法を用いた検出器より低いのはこのためである。ディスクリレベルが比較的高く設定されているため、検出効率は γ 線スペクトルにわずかに依存するようになるが、3 MeV 以下の中性子による非弾性散乱の γ 線を完全に取り除くことができる。

検出効率は検出器の大きさによって変るが、他の種類の検出器に比べて一般に高くして数10%から100%近いものまでである。また即発 γ 線を検出する他の種類の検出器では同位元素が混じっている天然元素の試料による捕獲断面積の測定は不可能である（中性子結合エネルギーがすべて等しい必要がある。）のに対して大型液体シンチレーション検出器ではそれが可能である。大型液体シンチレーション検出器の例としてANLの1,300 μ 検出器と実験配置をFig 9に示す⁸⁾。

3.4.2 エネルギー比例効率型検出器

検出効率が γ 線エネルギーに比例する検出器もまた捕獲事象を検出する効率がエネルギースペクトルに依存しない。エネルギー E_γ の γ 線の検出効率はCをある定数として $\eta(E_\gamma) = C \cdot E_\gamma$ と表わせるから、 $E_{\gamma i}$ を捕獲 γ 線のエネルギーとすると捕獲事象の検出効率 η_c は、

$$\eta_c = \sum_i \eta(E_{\gamma i}) = C \cdot \sum_i E_{\gamma i} = C \cdot E$$

で表わせる。ここで、 i は1つの捕獲 γ 線を表わし、和は1つの捕獲事象により放出されるすべての γ 線についてとる。また E は励起エネルギー（中性子の結合エネルギーと重心系での全系の運動エネルギーの和）を表わす。結局検出効率は励起エネルギーに比例し、 γ 線スペクトルに依存しないことがわかる。

この型の検出器はMoxonとRaeによって考案されたので、考案者の名前をとってMoxon-Rae（型）検出器と呼ばれている。検出器は、グラファイトなどの γ 線を電子に変換する部分（コンバーター）とその電子を検出する薄いプラスチックシンチレーターから成っている。 γ 線エネルギーと検出効率との関係はコンバーターに使う物質によって変るので、各種の物質が実験的に調べられた。その結果をFig. 10に示す⁹⁾。Zの小さい物質は2 MeV 附近で $\eta(E_\gamma)/E_\gamma$ が最大になり、それからは E_γ と共に減少していく。Zの大きい物質はエネルギーと共に増加する傾向が見られる。Z \approx 50 附近の物質が比較的一定の値を持っておりコンバーターとして適当なように思われるが、散乱中性子に比較的感じ易いので用いられていない。一般にはCなどのZの小さい物質単独で用いるか、エネルギー比例性を良くするため、Zの小さい物質とPbやBiなどを組合わせて用いられている。

この型の検出器は大変バックグラウンドが少ないが、検出効率の低いことが欠点である。コンバーターとプラスチックシンチレーターを多層にして検出効率を大きくすることが試みられている。

例 KFKでのMoxon-Rae 検出器による捕獲断面積の測定¹⁰⁾

Fig. 11はKFKでMoxon-Rae型検出器を用いて捕獲断面積を測定している実験配置である。この実験の特徴は ${}^7\text{Li}(p,n)$ または ${}^3\text{H}(p,n)$ 反応により中性子を発生させる時、しきい

値よりわずかに高い陽子を入射させ、Fig. 10 に示されている前方のある角度内のみ中性子が放出することを利用して、中性子ビームのコリメータ省いていることと飛行距離をわずか5～10 cm にしていることである。こうした実験配置では中性子が直接当たる物のうち試料が一番近いので、試料による捕獲 γ 線が一番早く検出器に到着し、試料を除いた物質による捕獲 γ 線とは時間的に分けることができる。このことにより、散乱中性子に対する感度や中性子源からの直接の中性子ビームによるバックグラウンドは大変小さくなる。またこの実験配置では中性子源のすぐ近くに試料を置くので中性子束が高く、少量の試料での測定が可能である。

Wisshak らは散乱中性子に対する感度が小さいことを利用して、捕獲幅に比べて中性子幅が何桁も大きい構造材について捕獲断面積を測定した。また少量の試料による測定が可能である点を生かして、マクテノイド核種の捕獲断面積の測定を行っている。

この実験配置で測定した ^{243}Am の捕獲断面積を評価値と比較してFig. 12 に示してある。低エネルギー部を除いて誤差は3～4%で、大部分は系統誤差である。

3.4.3 パルス波高重み法検出器 (Maier-Leibnitz 型検出器)

この型の検出器は全エネルギー検出器とも呼ばれ、Maier-Leibnitz が捕獲断面積の測定に用いることを提案し、Macklin と Gibbons によって始めて使用された¹¹⁾。検出器の大きさも検出効率も Moxon-Rae 型検出器と大型液体シンチレーション検出器の中間にある。この型の検出器の効率は γ 線スペクトルに依存し、そのままでは捕獲断面積測定に使用できない。そこで用いられるのがパルス波高重み法と呼ばれる手法である。検出器に生ずるパルス波高に応じて重みを掛けて和をとると捕獲事象の数に比例した量が得られることを利用する。 γ 線検出器であれば原理的にはどれでも適用できるが、捕獲断面積測定の場合には散乱中性子に対する感度を下げるため捕獲断面積の小さい物質でできている C_6F_6 や C_6D_6 などの液体シンチレーターが用いられている。

パルス波高分布 $L(p)$ は次の式で表わされる。

$$L(p) = \int_0^{\infty} q(E_\gamma) P(E_\gamma) R(p, E_\gamma) dE_\gamma \quad (1)$$

ここで

$q(E_\gamma)$ = γ 線スペクトラム

$P(E_\gamma)$ = γ 線の検出確率

$R(p, E_\gamma)$ = γ 線検出器の応答関数。

この式を unfolding すると $q(E_\gamma)$ が得られる。励起エネルギーを E_T とすると

$$N_c \cdot E_T = \int E_\gamma q(E_\gamma) dE_\gamma$$

となり捕獲事象の数 N_c と励起エネルギー E_T の積が得られる。 E_T は既知であるから N_c が求められることが出来る。しかし(1)式を unfolding すると $L(p)$ の統計誤差と $R(p, E_\gamma)$ の誤差のため $q(E_\gamma)$ もかなりの誤差をもつことになり、断面積の精度も良くない。

そこで

$$N_c \cdot E_T = \int g(p) L(p) dp \quad (2)$$

となるような $g(p)$ (重み関数と呼ばれる) を求めることを考える。

(1)式を(2)式に代入すると

$$\begin{aligned} N_c \cdot E_T &= \int g(p) dp \int q(E_\gamma) p(E_\gamma) R(p, E_\gamma) dE_\gamma \\ &= \int q(E_\gamma) dE_\gamma \cdot P(E_\gamma) \int g(p) R(p, E_\gamma) dp \end{aligned} \quad (3)$$

となる。

(2)式と(3)式を比較して

$$E_\gamma = P(E_\gamma) \int g(p) R(p, E_\gamma) dp \quad (4)$$

が得られる。(4)式はすべての E_γ に対して成立する式である。

(4)式を unfolding することによって(2)式に用いる重み関数 $g(p)$ を求めることができる。(1式との違いは(4)式には統計変動する因子がないこと、異なった E_γ に対する多くの式から $g(p)$ を決めるので束縛条件がきつく $g(p)$ を決め易いことである。また(2)式を用いるのが有利な理由は、(1)式は核種ごと、入射中性子エネルギーごとに unfolding しなければならないが、 $g(p)$ は一度決めればすべての核種すべてのエネルギーにそのまま使用できることである。

重み関数の計算結果の一例を Fig. 13 に示す。

4. 異なる測定法による測定結果の比較

同一実験条件で検出器だけを取替えて測定した例はないの。それに近い条件で測定したものとしては、同一核種で同じエネルギー領域での ^{238}U の捕獲断面積のデータがある。Poenitz によって比較検討された結果を Fig. 14 に示す⁷⁾。de Saussure と Quan-Block は大型液体シンチレーション検出器、Macklin は2個の C_6F_6 の Maier-Leibnitz 型検出器、Moxon は Moxon-Rae 検出器を用いて測定している。de Saussure と Moxon との不一致が大きくなるエネルギー点は、A♯の共鳴エネルギー (Fig. 14 の↑印) と一致している。この原因は de Saussure のデータにあるのではなく、Moxon のデータに問題のあることがわかっている。飛行管とか検出器のケースなどが A♯で作られていて中性子束のスペクトルが A♯の共鳴のために急激なエネルギー依存性をもっている。それが捕獲断面積の値をゆがめる原因になっている。

低エネルギー領域での Moxon と de Saussure との差は、片方あるいは両方の検出器で検出効率を決定するのに使った 6.6 eV 共鳴と多くの共鳴を平均して測る場合とで検出効率が異なるためらしい。

数 10 keV 以上で DESAUSSURE/MOXON と MACKLIN/MOXON が大きくなっているのは、この領域で P 波の成分の割合が大きくなって、 γ 線スペクトルが変わり、検出効率が変わるためと考えられる。

5. 誤差解析—共分散の導出

断面積の評価にエネルギー点間および測定値間の共分散を利用することが考えられている。そのひとつの例は重複の断面積の評価で、複数核種の複数断面積を共分散を利用して同時評価をする

試みである。ところが最近の実験データには共分散を附加する傾向が増えてはいるものの全体からみれば共分散を附加するのは依然として少数派である。従って何らかの方法で共分散を導出する必要に迫られる。そこで非常に大まかに共分散の導出法を述べることにする。

中性子エネルギー E_i での中性子断面積の真値 σ_i は

$$\sigma_i = \sigma_{oi} + \sum_{k=1}^N \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \Delta f_{ki} \quad (5)$$

と書くことができる。

ただし

σ_{oi} = E_i での実験値

f_{ki} = 実験値の誤差の原因となる因子の E_i での値。

中性子エネルギー E_i と E_j での共分散 $\text{Cov}(i, j)$ は定義により(5)式を用いて次のようになる。

$$\begin{aligned} \text{Cov}(i, j) &\equiv \langle (\sigma_i - \sigma_{oi}) (\sigma_j - \sigma_{oj}) \rangle \\ &= \langle \left(\sum_k \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \Delta f_{ki} \right) \left(\sum_m \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \Delta f_{mj} \right) \rangle \\ &= \sum_k \sum_m \left\langle \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right\rangle \Delta f_{ki} \Delta f_{mj} \\ &= \sum_k \sum_m r_{ij}^{km} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{ki} \cdot \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{mj} \quad (6) \end{aligned}$$

$$= \sum_k \sum_m r_{ij}^{km} \cdot \Delta \sigma_{ki} \cdot \Delta \sigma_{mj} \quad (7)$$

ここで
$$r_{ij}^{km} \equiv \frac{\left\langle \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right)^2 \right\rangle}}$$

通常の実験の場合には部分誤差 ($\Delta \sigma_{ki} \equiv \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \cdot \Delta f_{ki}$) 間には相関がない ($r_{ij}^{km} = 0$ for

$k \neq m$) と考えてよく、同じ部分誤差のエネルギー点間の相関だけを考慮すれば良い。そうすると(6); (7)式は $k = m$ の項だけが残るから

$$\begin{aligned} \text{Cov}(i, j) &= \sum_k r_{ij}^{kk} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{ki} \\ &\quad \times \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{kj}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{kj} \quad (8) \end{aligned}$$

$$= \sum_k r_{ij}^{kk} \cdot \Delta \sigma_{ki} \cdot \Delta \sigma_{kj} \quad (9)$$

となる。

(8), (9)式から次のことがわかれば, 共分散が求まることになる。

- ① 部分誤差のエネルギー点間の相関係数 r_{ij}^{kk} の値
- ② 部分誤差の絶対値

$$\text{または, } \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \text{ と } \Delta f_{ki} \text{。}$$

相関係数 r_{ij}^{kk} としては通常 0, 0.5, 1 のうちのどれかの値が用いられる。部分誤差は一般に実験条件に大きく依存し, 一概には決められないので, 即発γ線検出法においてどの程度の部分誤差が考えられるかを推定する材料として $\Delta f_{ki}/f_{ki}$ の概略値とエネルギー点間に相関があるかどうかを誤差の因子ごとに Table 2 に示した。Normalization の不確定さに基づく部分誤差は $\Delta \sigma_i = \sigma_{oi} \cdot \Delta f_{ki}/f_{ki}$ から Table 2 の値と断面積の測定値 σ_{oi} から決定することができる。全部の部分誤差はこんなにうまく決定できるとは限らない。例えば多重散乱によるものは 10% そのままの値を用いると部分誤差が大きくなってしまふ。どの程度の値を用いるかは実験条件を良く調べて決定すべきである。

部分誤差が実験値に附加してある場合や上に述べた方法で部分誤差を導出してしまえば, 共分散を求めることは簡単である。 r_{ij}^{kk} としては, 誤差因子から考えて 0, 0.5, 1.0 のうちからどれがもっともらしいかを判定し, (9)式に代入して共分散が求められる。

References

- 1) Schmitt, H. W. and Cook, C.W. : Nucl. Phys., 20, 202(1960).
- 2) Anderl, R. A., et al. : NEANDC(E) 209 "L", "Proc. Specialist's Meeting Fission Product Neutron Cross Sections", 1979, Bologna, ed. by Coceva, C. and Panini, G., p.363.
- 3) Grench, H. A. and Menlove, H. O. : Phys. Rev., 165, 1298(1968).
- 4) Fawcett, Jr., L. R., Poenitz, W. P. and Smith, D. L. : "Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology", NBS Sp. Publ. 594, 380(1979).
- 5) Reich, C. W. : "Proc. Third Int. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics", Brookhaven, Plenum Press, 105(1979).
- 6) Gayther, D. B. and Tom, R. B. : "Proc. NEANDC/NEACRP Specialist's Meeting Fast-Neutron Capture Cross Sections", ANL, April 20-23, ANL-83-4, 205(1983).
- 7) Poenitz, W. P. : "Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology", NBS Sp. Publ. 594, 368(1979).
- 8) Ponitz, W. P. : Nucl. Sci. Eng., 57, 300(1975).
- 9) Iyengar, K. V. K., et al. : Nucl. Instr. Methods, 121, 33(1974).
- 10) Wisshak, K. and Kaeppler, F. : Nucl. Sci. Eng., 85, 251(1983).
- 11) Macklin, R. L. and Gibbons, J. H. : Phys. Rev., 159, 1007(1967).

Table 1 Uncertainties of $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ Cross Sections

Source	Range, %	Comment
Gamma Detection Efficiency	1.0	} Common to all values
^{235}U Sample Mass	0.6	
Total Fission Fragment Absorption	0.5	
Half-life of ^{239}Np	0.2	
^{238}U Sample Mass	0.2	
$^{235}\text{U}(n,f)$ Cross Section	2.0	
Statistics and Reproducibility	0.9-23.1	Values are 0.9-3.0% below 1 MeV
Neutron Background	0.3-4.0	0.3% for most values except at higher energies and larger distances from the target
Second Neutron Group	0.1-1.2	Does not apply below 800 keV
Scattering of Neutrons in the Counter, Samples and Neutron Source Structural Material	0.8-1.7	
Fission Product Decay	0.2-4.0	Does not apply below 1 MeV

Table 2 Uncertainties of the capture cross sections measured by the prompt gamma-ray detection method

Source(f_k)	$\Delta f_{k1}/f_{k1}$ (%)	correlation
Normalization	5	correlate
Background	10	*
Multiple scattering	10	correlate
Statistical error	*	uncorrelate
Sample thickness	*	correlate
Gamma-ray energy loss in the sample	1	correlate
Scattered neutron sensitivities	*	correlate

* Strongly depend on experimental conditions.

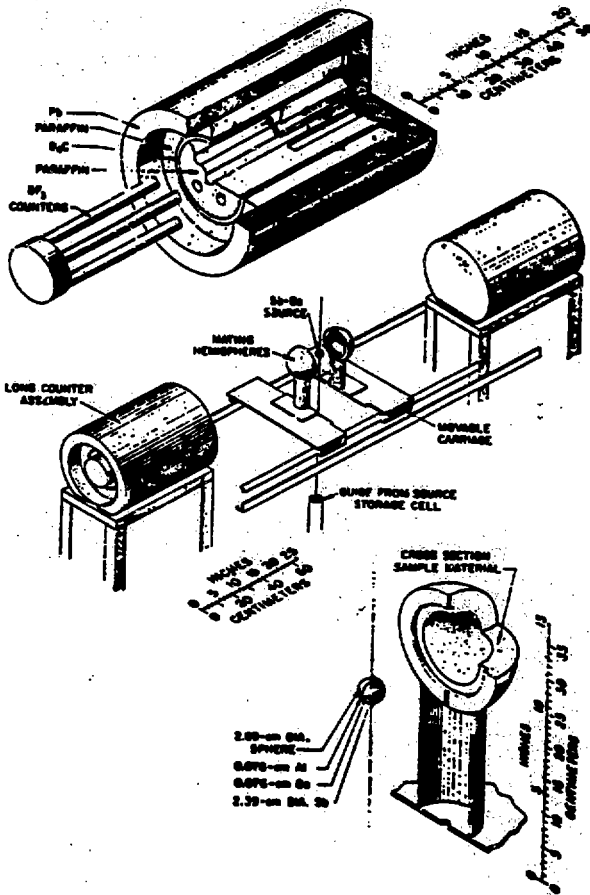


Fig. 1 Experimental Arrangement for the Measurement of Neutron Absorption Cross Sections by the Spherical-Shell-Transmission Technique.¹⁾

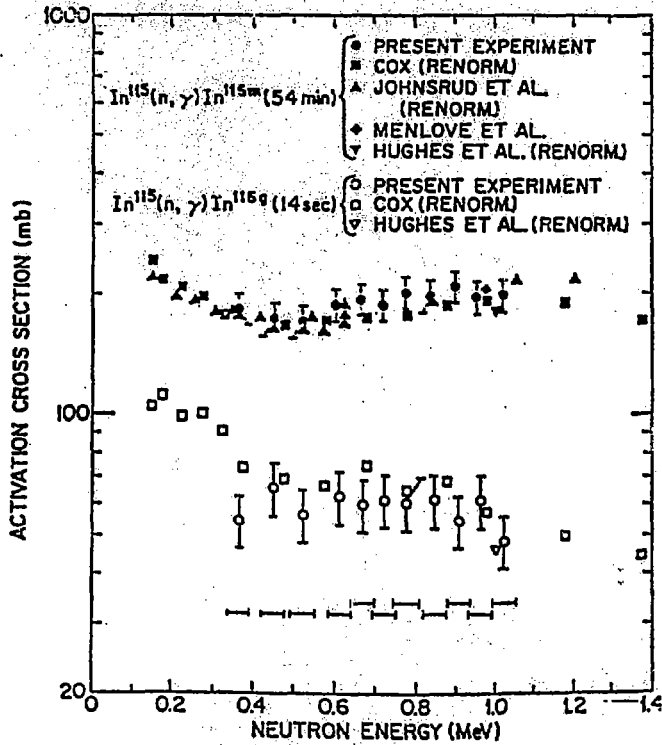


Fig. 2 $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{115\text{m}, 115\text{g}}\text{In}$ Activation-Cross Section. 3)

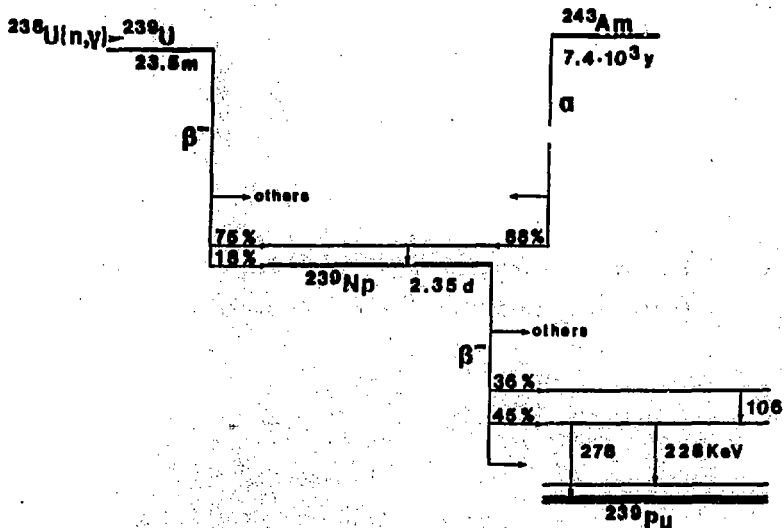


Fig. 3 Schematic of the Decays of ^{239}U and ^{243}Am via ^{239}Np to ^{239}Pu . 4)

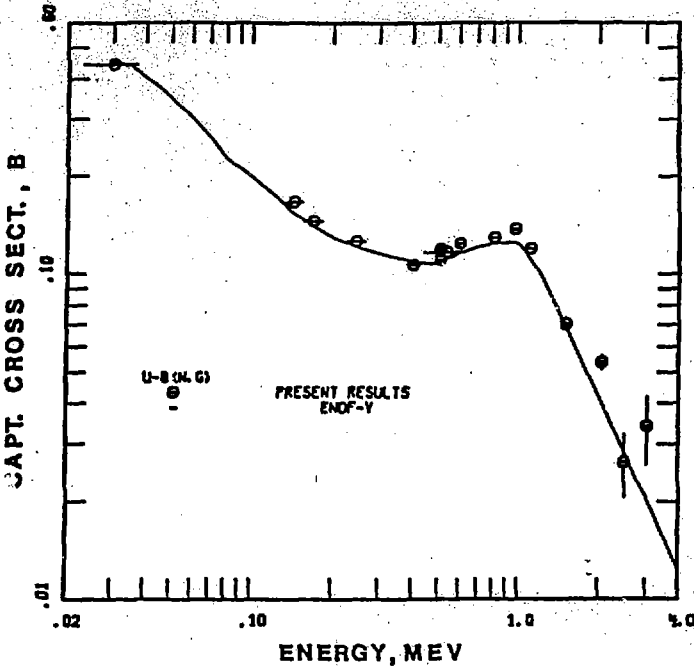


Fig. 4 Capture Cross section of ^{238}U Measured with the Activation Method.⁴⁾

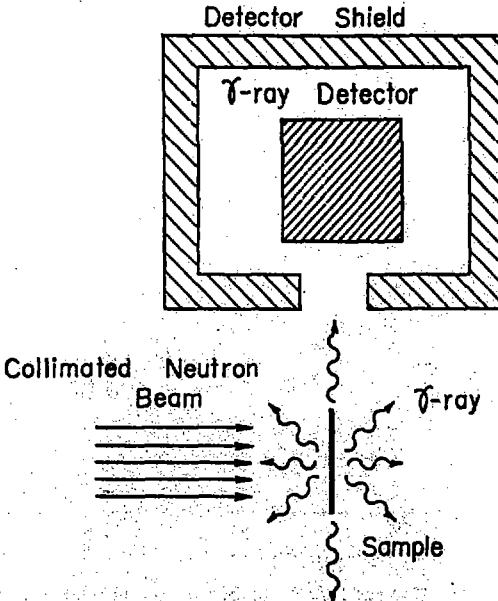


Fig. 5 Schematic Diagram of Experimental Arrangement for Capture Cross Section Measurements by Prompt-Gamma-Detection Methods.

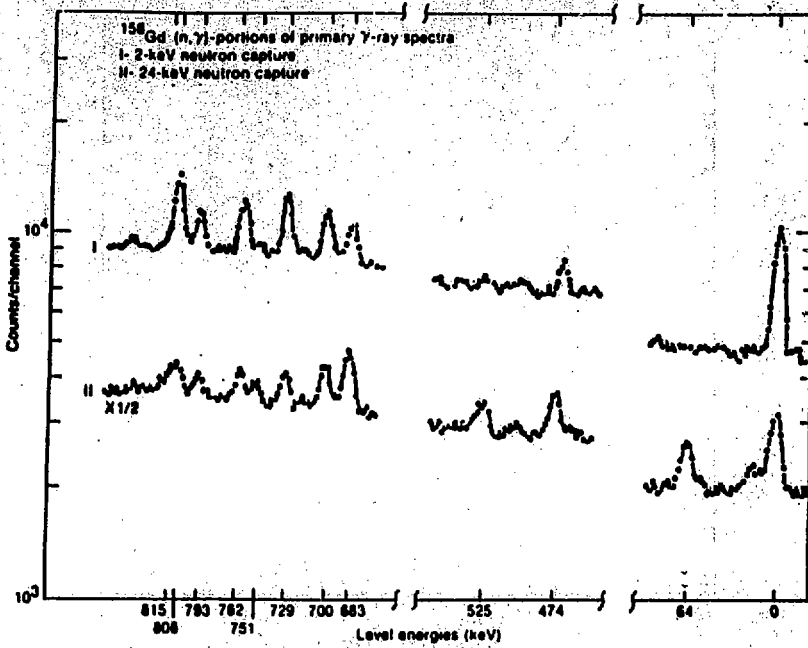


Fig. 6 Differences in Resonance-averaged Gamma-Ray Spectra Obtained with the ¹⁵⁶Gd(n, γ) Reaction.⁵⁾

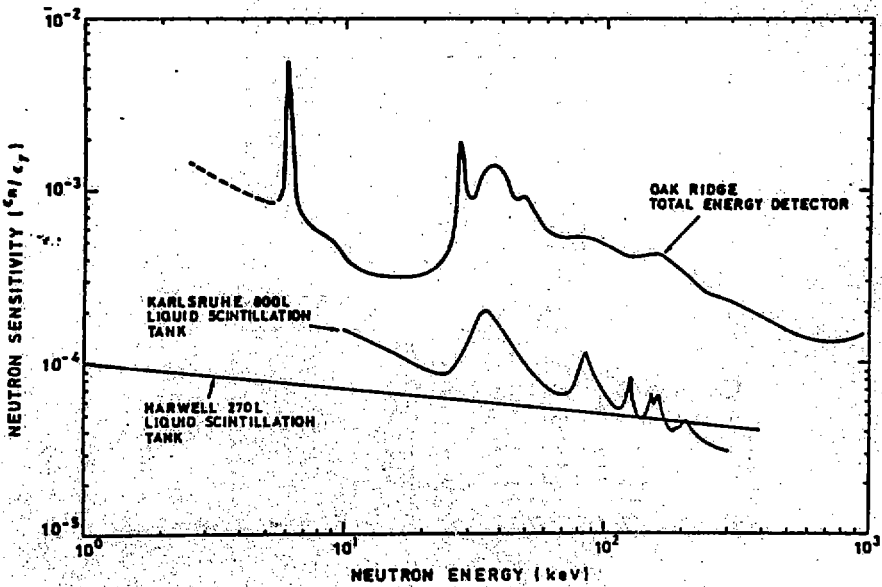


Fig. 7 Neutron Sensitivity (Probability of Detection per Scattered Neutron Divided by an Assumed Average Capture Probability).⁶⁾

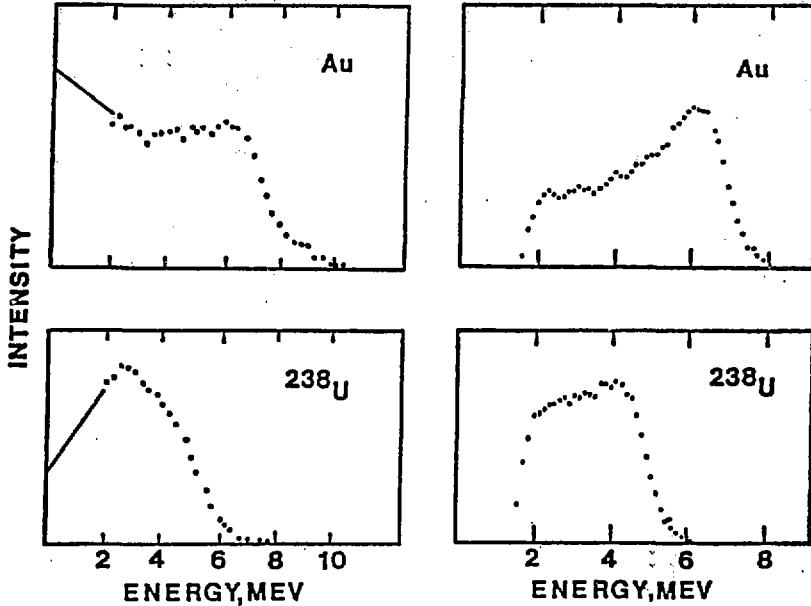


Fig. 8 Pulse-Height Spectra Obtained with a Large Liquid Scintillator. The Spectra on the Right Were Measured with a 1100 l Tank at RPI and the Spectra on the Left Were Obtained with a 1300 l Tank at ANL.⁷⁾

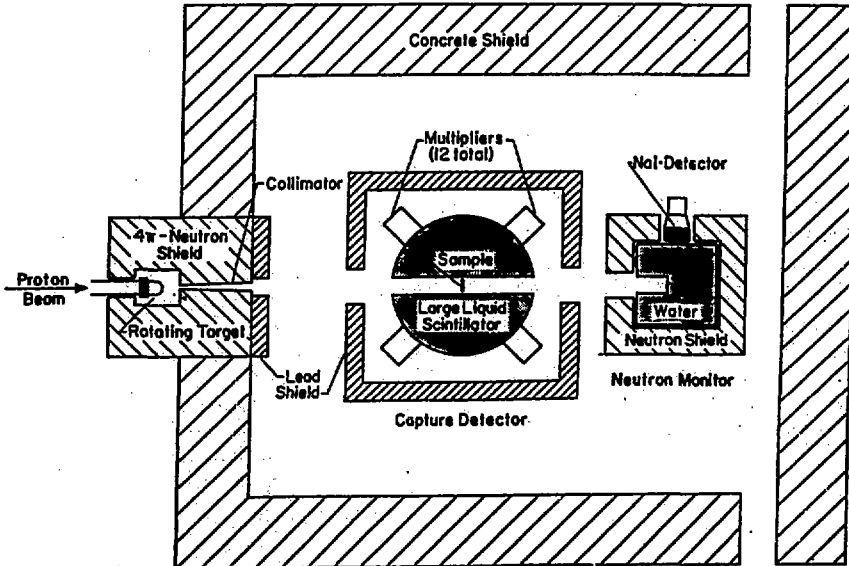


Fig. 9 Schematic of the Experimental Setup of the Large Liquid Scintillator at ANL.⁸⁾

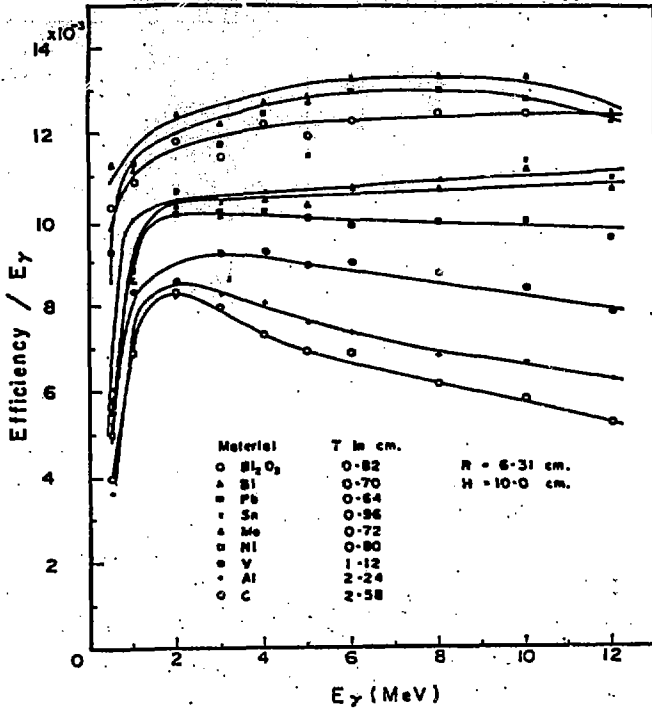


Fig. 10 The Efficiency per MeV Gamma-Ray for Various Z Materials. 9)

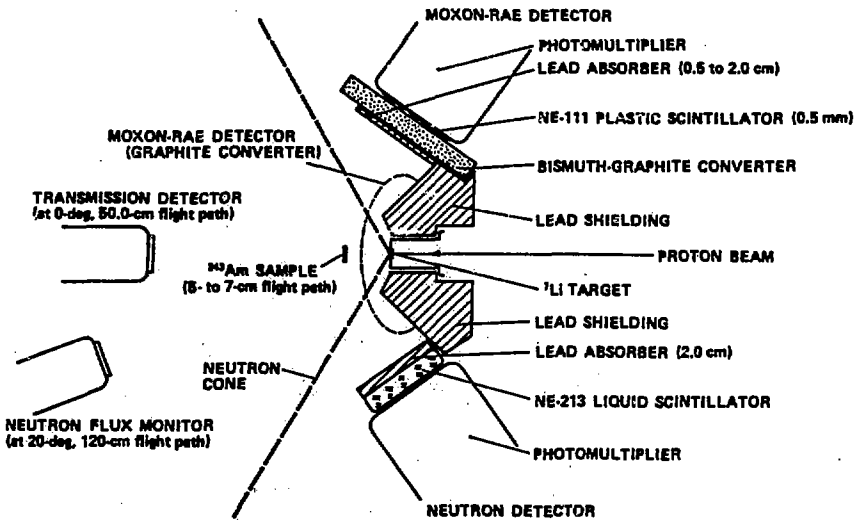


Fig. 11 Schematic View of the Experimental Setup for the Capture and Fission Cross Section Measurement of ^{243}Am . 10)

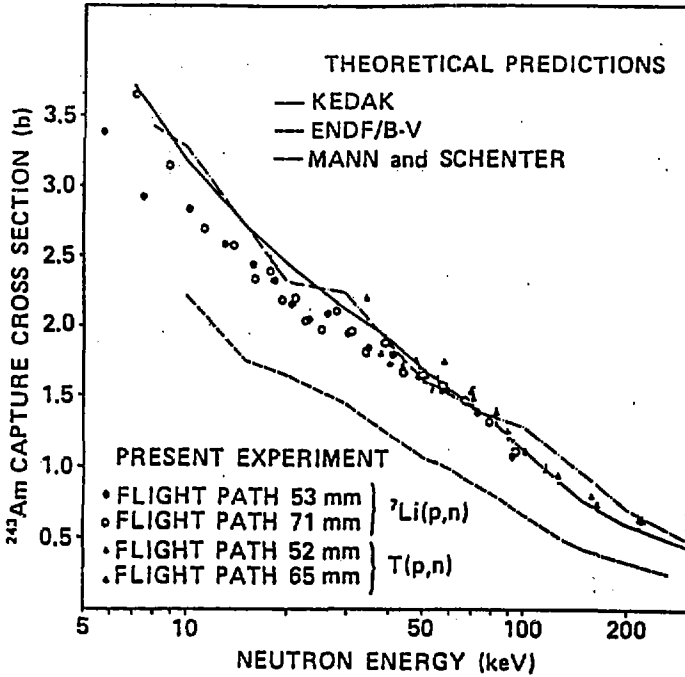


Fig. 12 The Neutron Capture Cross Section of ${}^{243}\text{Am}$ (10)

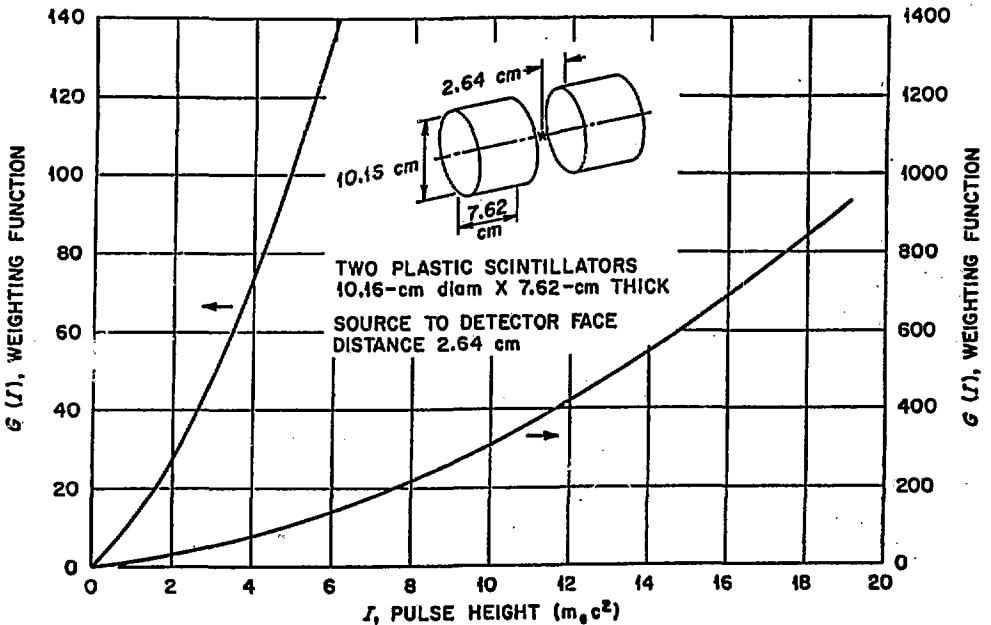


Fig. 13 The Weighting Function Calculated for a Pair of Plastic Scintillators Shown in the Figure as a Function of the Pulse-Height.¹¹⁾

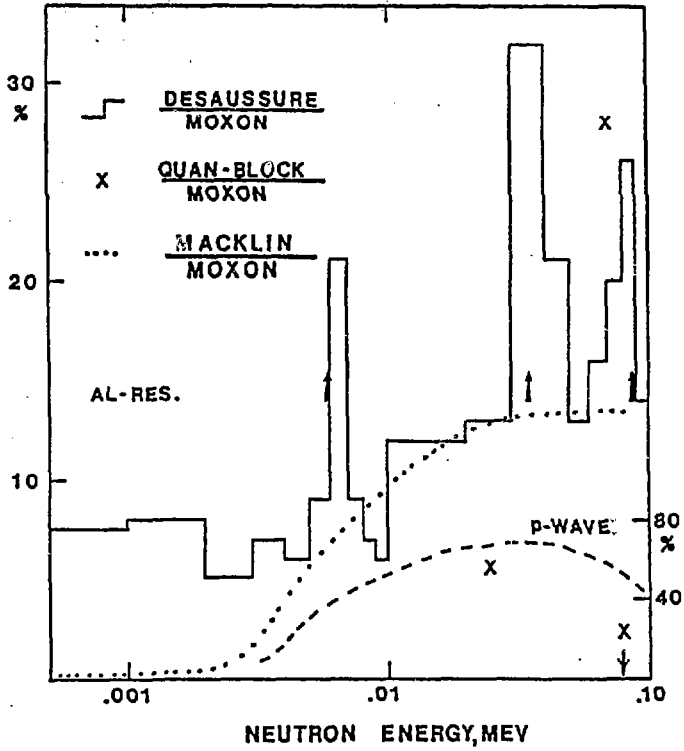


Fig. 14 Differences Obtained for the $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ Cross Section Measured with Prompt-Gamma-Detection Techniques.⁷⁾

討 論

Q : 吉田 正 (NAIG)

1960年代までは、今でも引用にたえるような Activation 法に基づく測定があったが、その後この方法があまり用いられなくなった最大の理由は何か？

A : 中島 豊 (原研)

即発ガンマ線を検出する技術が発達して、測定精度が放射化法と同程度になってきた。多くのエネルギー点で測定して、捕獲断面積のエネルギー依存を調べるには、即発ガンマ線を検出して測る方が放射化法より人手がかからないからである。

Q : 飯島 俊吾 (NAIG)

Fig. 14 で $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ の Macklin/Moxon 比の 1 からのずれは、P 波吸収によるものとのことであるが、どういう意味か？

A : 中島 豊 (原研)

S 波吸収と P 波吸収によるガンマ線スペクトルが異なるため検出効率が P 波と S 波の割合が変わるに従って変化するからである。

Q : 田中 茂也 (原研)

Fig. 14 で Macklin/Moxon のカーブは滑らかだが、そうすると、Macklin/Moxon の実験値もアルミの effect を含んでいるのか？

A : 中島 豊 (原研)

Moxon のデータに Al の影響があり Macklin/Moxon のカーブが滑らかであるから当然 Macklin のデータも Al の影響があるものと思われる。

Q : 藤田 薫頭 (京大炉)

Moxon-Rae 検出器による結果と大型シンチレーターによる結果との間に系統的誤差のあるらしい例を示したが (Fig. 14), この種の誤差は誤差の分類表 (Table 2) に出ていたか？

A : 中島 豊 (原研)

Table 2 には測定データを処理して断面積を求める場合につける一般的な誤差の種類を挙げた。指摘された誤差は他の実験値と比較してはじめてわかる種類の誤差なので Table 2 には含めなかった。

Q : 北沢 日出男 (東工大)

数 MeV 領域において放射化法を用いて測定した放射捕獲断面積には thermal neutron による Room background の寄与が含まれていないか？

A : 中島 豊 (原研)

Table 2 には即発ガンマ線による測定の場合の誤差を挙げたので指摘された誤差は含まれていない。MeV 領域では捕獲断面積が小さいので指摘され種類の補正による誤差も大きいと思われる。

3. JENDL-2の検証

3.1 JENDL-2の高速炉と熱中性子炉のベンチマーク

テストのまとめ

関 雄次*

JENDL-2の原子炉計算への適用性を検討するために、JENDL 積分評価 WG ではこの数年来、臨界実験解析による積分テストを行って来た。本報告では高速炉及び熱中性子炉のベンチマークテスト結果を中心に、関連する JUPITER 実験解析も含めて、JENDL-2の積分特性評価結果をレビューする。

高速炉のベンチマークテストの結果から

- (i) 実効増倍率の予測は良好である。U系炉心で C/E は 0.999 ± 0.008 、Pu系炉心で 0.997 ± 0.005 と安定している。
- (ii) 反応率比については $^{239}\text{Pu}_{\text{fiss}}/^{235}\text{U}_{\text{fiss}}$ は 3% の過小評価、 $^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{239}\text{Pu}_{\text{fiss}}$ は 6% の過大評価であり、JUPITER 解析も同じ結果である。
- (iii) 原型炉級炉心での反応率分布の炉心内予測は良好である ($\pm 3\%$ 以内)。しかし大型の JUPITER 炉心では C/E の空間依存性が現われ、外側炉心で約 6% の過大評価となる。
- (iv) 制御棒ワースの予測は ^{10}B 装荷量や制御棒挿入本数に依らず安定している (C/E は $0.92 \sim 0.97$)。但し、大型炉心では反応率分布と同じく C/E の径方向依存性が現われる。
- (v) Na ボイド反応度は JENDL-1 では良好な結果であったが、JENDL-2 では正側に 30% ~ 50% 過大評価する。感度解析の結果から、1 KeV 附近の ^{239}Pu 核分裂断面積が JENDL-2 で過小評価側に動いたことが主原因であると言える。

熱中性子炉のベンチマークテストの結果から

- (i) 高速炉と同じく実効増倍率の予測は良好である (C/E 平均値は 0.997 ± 0.003)。
- (ii) 反応率比については $^{238}\text{U}_{\text{fiss}}/^{235}\text{U}_{\text{fiss}}$ は中型、小型の高速炉心と同じく 3 ~ 6% の過大評価、 $^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{235}\text{U}_{\text{fiss}}$ は高速炉では過大評価であるが熱中性子炉では予測は良好である。 ^{232}Th の反応率比は実験値と 10 ~ 15% の差が見られる。

Benchmark Tests for Fast and Thermal Reactor Applications

Yuji SEKI*

Integral tests of JENDL-2 library for fast and thermal reactor applications are reviewed including relevant analyses of JUPITER experiments.

* 高速炉エンジニアリング株式会社, FBR Engineering Co., Ltd.

Criticality and core center characteristics were tested with one-dimensional models for a total of 27 fast critical assemblies. More sophisticated problems such as reaction rate distributions, control rod worths and sodium void reactivities were tested using two-dimensional models for MOZART and ZPPR-3 assemblies. Various thermal core characteristics were tested for a total of 6 cores with three different moderators: H₂O, D₂O and graphite.

Main observations from the fast core benchmark tests are as follows.

- 1) The criticality is well predicted; the average C/E value is 0.999 ± 0.008 for uranium cores and 0.997 ± 0.005 for plutonium cores.
- 2) The calculation underpredicts the reaction rate ratio $^{239}\text{Pu}_{\text{fis}} / ^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ by 3% and overpredicts $^{238}\text{U}_{\text{cap}} / ^{239}\text{Pu}_{\text{fis}}$ by 6%. The results are consistent with those of JUPITER analyses.
- 3) The reaction rate distributions in the cores of prototype size are well predicted within $\pm 3\%$. In larger JUPITER cores, however, the C/E value increases with the radial distance from the core center up to 6% at the outer core edge.
- 4) The prediction of control rod worths is satisfactory; C/E values are within the range from 0.92 to 0.97 with no apparent dependence on ¹⁰B enrichment and the number of control rods inserted. Spatial dependence of C/E is also observed in the JUPITER cores.
- 5) The sodium void reactivity is overpredicted by 30% to 50% to the positive side. A sensitivity analysis with generalized perturbation theory suggests that the main cause may be underestimate of ²³⁹Pu fission cross section of JENDL-2 below the 3-keV sodium resonance.

Main points from the thermal core benchmark tests are summarized as,

- 1) The criticality is well predicted, as is the same in the fast core tests; the average C/E is 0.997 ± 0.003 .
- 2) The calculation overpredicts $^{238}\text{U}_{\text{fis}} / ^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ by 3% to 6%, which shows the same tendency as in the small and medium size fast assemblies. The $^{238}\text{U}_{\text{cap}} / ^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ ratio is well predicted in the thermal cores. The calculated reaction rate ratios of ²³²Th deviate from the measurement % to 15%.

1. まえがき

JENDL 積分評価ワーキンググループで行って来た JENDL-1, 2 のベンチマークテストの経過を Table 1 に示す。高速炉のベンチマークテストは、27 ヶの臨界集合体を用いての実効増倍率・炉中心特性に関する 1 次元ベンチマークテストと、MOZART, ZPPR-3 炉心での反応率分布・制御棒値・ナトリウムボイド反応度に関する 2 次元詳細ベンチマークテストとの 2 本立てで行って来た。^{1), 2)} また 56 年まではベンチマークテストは高速炉心のみを対象に行われていたが、57 年には初めて熱中性子炉系でのベンチマークテストが実施され、JENDL-2 が高速炉解析のみならず熱中性子炉解析のための“標準核データファイル”として、ほぼ満足のいくものであることが示された。³⁾

ここでは、これらのベンチマークテスト結果を中心に、関連する JUPITER 実験解析^{4), 5)} や感度解析⁶⁾ の結果も含めて JENDL-2 の積分特性評価結果をレビューする。

なお、高速炉の解析で用いている核データファイルは JENDL-2 B と呼ばれているもので、Table 1 の主要燃料核種と構造材核種に JENDL-2 を、それ以外の核種には JENDL-1 を用いた混成ライブラリーであるが、高速炉の特性上は同一と見なせるので本稿では以後区別せずに JENDL-2 と呼ぶこととする。

2. 高速炉のベンチマークテスト

高速炉の炉心解析には JENDL-1, 2 から作成した 70 群炉定数セットが用いられており、1 次元ベンチマークテストでは 70 群、2 次元詳細ベンチマークテストでは縮約 16 群及び 6 群計算が行なわれた。

2.1 対象炉心

1 次元ベンチマークテストで対象とした炉心は、いわゆる国際ベンチマーク炉心の他、FCA 炉心、モーツアルトの MZA, MZB 炉心を加えた 27 炉心で球型モデルで扱っている。炉心体積と Fertile/Fissile 比の観点から整理して Fig. 1 に示す。炉心体積は大部分が比較的小型で 600 ℓ 以下であるが Fertile/Fissile 比は 0.0 から 9.0 までが揃っている。いわゆる“原型炉級炉心” MZB, ZPPR-2 は約 2000 ℓ、Fertile/Fissile 比 5.0 ~ 6.0 に位置している。なお後出の JUPITER 炉心 (ZPPR-9, 10) は実証炉級の大型炉心で炉心体積 4600 ℓ ~ 6000 ℓ、Fertile/Fissile 比は 9.0 ~ 7.0 である。

2.2 実効増倍率

Fig. 2 に実効増倍率 (k_{eff}) の C/E 値を各炉心の Fertile/Fissile 比を横軸に取って示す。JENDL-1 では Fertile/Fissile 比の大きい炉心で k_{eff} が過小評価になる傾向が見られているのに対し、JENDL-2 ではこれが解消され安定している。図中には ENDF/B-4 の結果も示してあるが、約 1% 4k の過小評価となっている。

Table 2 に U 系炉心、Pu 炉心それぞれの C/E 平均値を示した。JENDL-2 は U 系炉心で

0.999 ± 0.008, Pu系炉心で0.997 ± 0.005と両炉心系で良く一致している。一方JENDL-1とENDF/B-4ではU系, Pu系炉心間で1%程度の差が見られる。同表の下部にJUPITER (ZPPR-9)の結果を示してあるが, JENDL-2のC/E (0.993)及びENDF/B-4のC/E (0.983)は上記のPu系ベンチマーク炉心の結果と良く対応している。

2.3 中心反応率比

$^{239}\text{Pu}_{\text{fis}}/^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ はJENDL-2ではJENDL-1より改善されているが, やや過小評価(約3%)の傾向が残っている。

$^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{239}\text{Pu}_{\text{fis}}$ はJENDL-1, 2共に原型炉級のPu系炉心で約6%の過大評価となっている。

$^{238}\text{U}_{\text{fis}}/^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ については, ややバラツキが大まいが, JENDL-2は全体的に約10%の過大評価である。但し, Fertile/Fissile比の増加と共に過大評価が少なくなり, 9.0 (ZPPR-9相当)あたりではC/Eがほぼ1.0となる傾向が見られる。

Table 2にPu系の代表炉心でのC/E平均値とJUPITER解析結果を示したが, 両者は良く対応している。反応率比のなかで特に $^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{239}\text{Pu}_{\text{fis}}$ の6%の過大評価は大型炉の増殖性予測精度と関連して重要である。

2.4 反応率分布

モーツァルトMZB炉心の径方向反応率分布のC/EをFig. 4に示す。炉心内では計算値と実験値は3%以内で良く一致している。ブランケット内では低エネルギー側に感度の高い $^{238}\text{U}_{\text{fis}}$ と $^{238}\text{U}_{\text{cap}}$ がブランケット外側に行くに従い過小評価(5~10%)となっているが, この傾向は他のライブラリーでも見られるものである。このように原型炉級の炉心では炉心内の反応率分布の予測は良好であるが, 炉心が大型化すると事情は変わってくる。JUPITER解析によると⁵⁾大型炉心では炉心の外側に行くに従いC/Eが増加して外側炉心外端では約6%の過大評価となる“C/Eの空間依存性”が明白に現われている(Fig. 5)。この原因としては, 2.3で述べた ^{238}U 捕獲断面積の過大評価が1因ではないかとの指摘がなされている⁶⁾。

2.5 制御棒価値

モーツァルトMZCの炉中心制御棒価値のC/EをTable 3に示す。JENDL-1 (C/E ≈ 0.99), JENDL-2 (C/E ≈ 0.97)共に予測精度は良好であり, ^{10}B 装荷量に依らずC/E値は安定している。ZPPR-3炉心での多数本挿入の制御棒価値のC/EをTable 4に示す。C/Eは制御棒の挿入本数に依らず安定した良好な結果を示している。

大型炉心では, 反応率分布と同じく制御棒価値にも, また ^{10}B サンプルワース分布にもFig. 6に示すような“C/Eの径方向依存性”が現われる。更に大型のZPPR-10 D炉心(約6000 L, 37本制御棒孔付炉心)では特に著しく, 制御棒ワースのC/Eは炉中心で0.99から周辺制御棒で1.09まで10%も増加する。米国のANLで行ったENDF/B-4を用いた解析でも同様の空間依存性が現われている⁵⁾。

制御棒価値のC/E値をまとめてTable 5に示す。JENDL-2の結果は, MZC, ZPPR-

3, ZPPR-9 炉心で C/E 値が 0.95 から 1.0 の間に納まり充分満足できる結果を与えている。JENDL-1 と JENDL-2 の C/E 値は MZC, ZPPR-3 炉心共に JENDL-2 の方が 2% 低く、両炉心でコンシステントであり、また同表に示す ^{10}B サンプルワースでも JENDL-2 の方が 5% 低い結果と良く対応している。

2.6 Na ボイド反応度

MZB 炉心の軸方向及び径方向 Na ボイド反応度の実験値と計算値の比較を Fig. 7 に示す。JENDL-1 が良好な結果を示しているのに対し、JENDL-2 は正側に約 30% の過大評価となっている。反応度成分を比較してみると正の減速成分の増加が著しい。JUPITER 炉心においても同様に 10~50% の過大評価の傾向があり、またボイド領域の広がりと共に C/E が増加する傾向が見られる。⁵⁾

JENDL-2 で Na ボイド反応度に大きな過大評価が現われたことは、この原因究明のために新たに感度解析に着手する良い契機となった。一般化摂動論に基づく感度解析が ZPPR-9 の炉中心 Na ボイド反応度に対して行われ、意外な事に、2 KeV 以下の低エネルギーでの燃料核種の感度係数が非常に大きい感度を持っていることが判った。⁶⁾

感度解析の結果から JENDL-2 の Na ボイド反応度の過大評価の主原因が ^{239}Pu の 1 KeV 附近の核分裂断面積 (JENDL-1 に比べ JENDL-2 では約 20% 低い) にあることが判明したが、高速炉ではあまり重要ではあるまいと考えられていた低エネルギー領域の核データが Na ボイド反応度や実効増倍率に大きな影響を持っていたということは、炉物理屋・核データ屋双方にとって全く予想していなかったことであり、大きな波紋を投げかけていると言える。

3. 熱中性子炉のベンチマークテスト³⁾

熱中性子炉のテストでは、JENDL-2 から熱中性子 45 群、速中性子 74 群の炉定数を作成し、SRACコードシステム⁸⁾により衝突確率法によるセル計算のあと、1次元拡散境界計算を行っている。

対象としたベンチマーク炉心は Table 6 に示すように、①軽水系の代表的なベンチマーク炉心である TRX-1 と TRX-2、②重水系の DCA (ATR の模擬炉心) と ETA-I (^{232}Th 実験用炉心) の 2 炉心、③黒鉛系の SHE-8 と SHE-13 炉心の合計 6 炉心である。この他に臨界安全性のための ORNL 実験の解析も行なわれている。

3.1 実効増倍率

各炉心の keff の C/E 値を Table 7 に示す。JENDL-2 の C/E 値は 6 炉心平均で 0.997 ± 0.003 と安定しており、高速炉の結果とも一致している。一方 ENDF/B-4 は keff を約 1% 過小評価している。JENDL-2 と ENDF/B-4 の核データは熱中性子領域では大きな差が無く高速中性子領域で相異がある。なかでも ^{235}U 、 ^{238}U の ν 値や核分裂スペクトル等に差が見られるが、keff に対しては特に ν 値の影響が大きい。Table 8 に ENDF/B-5 も含めて ^{235}U の ν 値の比較を示した。試みに ENDF/B-4 の ^{235}U データを ENDF/B-5 のものに置きかえてみると keff は約 0.5% 増加し C/E 値が改善される方向にある (Table 7 右欄)。

3.2 格子定数 (炉中心反応率比)

各炉心の格子定数のC/E値をTable 9に示す。TRX炉心の結果から ^{235}U 、 ^{238}U のfission, captureに関してepithermal/thermal比は良好である。しかし $^{238}\text{U}_{\text{fis}}/^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ は高速炉の小型・中型のベンチマーク炉心で見られたと同様に3~6%の過大評価となっている。 $^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{235}\text{U}_{\text{fis}}$ は、高速炉のPu系炉心で過大評価であったのと異なり、実験との良い一致が得られている。ETA-I炉心の結果から ^{232}Th の反応率比については、かなりの過小評価(10~15%)が見られる。

4. むすび

JENDL-2の積分特性の主要点は要旨に述べた通りであり、全体的にみて満足し得るものである。今後更に詰めを行っていく必要がある項目として

- (1) 大型炉の増殖性の予測に関連して $^{238}\text{U}_{\text{cap}}/^{239}\text{Pu}_{\text{fis}}$ の過大評価の原因究明
- (2) 既に原因が判明しているNaボイド反応度過大評価の是正
- (3) 大型炉での“C/Eの空間依存性”の原因究明

が挙げられる。現在、JENDL積分評価WGでは2.6で触れた感度解析を更に発展させて、炉特性量の積分測定データの情報を微分核データ評価に有効に反映できるようアジャストメント手法の開発を進めつつあり、この成果が上記の解決に役立つよう期待したい。

なお本稿ではサンプルワースとドブラー反応度について紙面の関係で割愛したが、既報のレビュー^{1),9)}を参照願いたい。

References

- 1) 菊池康之: JENDL-2Bのベンチマークテストのレビュー (1981年核データ研究会報告), JAERI-M-9999 (1982)
- 2) Kikuchi Y. et al.: Present Status and Benchmark Tests of JENDL-2, Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Sept. 1982, Antwerp
- 3) 高野秀機, 土橋敬一郎, 他: JENDL-2の熱中性子ベンチマーク・テスト, (JAERI report 投稿中), および原子力学会昭和58年年会 (B56)
- 4) 亀井孝信, 金城勝哉: JENDL-2によるJUPITER実験解析 (1980年核データ討論会報告), JAERI-M 9523 (1981)
- 5) 白方敬章, 加藤恭義, 貝瀬与一郎: JUPITER実験解析-JENDL-2BによるZPPR-9, 10の解析, 既出JAERI-M 9999 (1982)
- 6) 竹田敏一: 一般化摂動論による感度解析-FBRボイド反応度への適用 (1982年核データ研究会報告), JAERI-M 83-041 (1983)
- 7) Kato Y., Yamamoto M. et al.: Radial dependence of C/E value in JUPITER-I core analysis, NEACRP-A-579 (1983)
- 8) Tuchihashi K., Takano H., et al.: "SRAC: JAERI thermal reactor standard code system for reactor design and analysis", JAERI 1285 (1983)
- 9) 飯島俊吾, 渡部隆: 構造材および核分裂生成物核データの積分テスト, 既出JAERI-M-9999 (1982)

Table 1 JENDL Benchmark Test Program

年	JENDL ファイル	ベンチマークテスト	JENDL の利用
51	○ JENDL - 1	○ ベンチマークテスト (～30 炉心)	○ 実証炉の核設計
52		○ 詳細ベンチマークテスト (モーツアルト MZB, MZC) (ZPPR - 3)	
53			
54	○ JENDL - 2B	○ ベンチマークテスト	○ JUPITER 解析 (ZPPR - 9) (ZPPR - 10)
55	(U - 235, 238 Pu - 239, 240, 241 Cr, Fe, Ni)	○ 詳細ベンチマークテスト	
56		○ 感度解析 (ZPPR - 9)	
57	○ JENDL - 2	○ 熱中性子炉ベンチマークテスト (TRX, SHE, ORNL)	
58			(ZPPR - 13)

Table 2 C/E VALUES FOR K-EFF AND REACTION RATE RATIOS

	<u>JENDL-1</u>	<u>JENDL-2</u>	<u>ENDF/B-4</u>
<u>K-EFF</u>			
U CORES	1.007 ±0.007	0.999 ±0.008	0.996 ±0.010
Pu CORES	0.998 ±0.007	0.997 ±0.005	0.986 ±0.006
<u>R/R RATIOS</u>			
F ⁴⁹ /F ²⁵ (*)	0.96	0.97	0.97
C ²⁸ /F ⁴⁹ (*)	1.06	1.06	1.08
F ²⁸ /F ²⁵ (*)	0.91 ~ 1.04	0.98 ~ 1.12	0.93 ~ 1.07
JUPITER ANALYSIS (ZPPR-9)			
	<u>JENDL-1</u>	<u>JENDL-2</u>	<u>ENDF/B-4</u>
K-EFF	—	0.993	0.983
F ⁴⁹ /F ²⁵	—	0.97	0.97
C ²⁸ /F ⁴⁹	—	1.06	1.09
F ²⁸ /F ²⁵	—	0.96	0.91

(*) ZPPR-2, ZPR-6-7, MZA, MZB

Table 3 Central control rod worth of MZC

^{10}B enrichment %	Experimental worth $\% \Delta k/k'$	JENDL-1 C/E	JENDL-2 C/E
Natural	$0.808 \pm 1.3\%$	1.00	0.97
30	$0.993 \pm 1.4\%$	0.99	0.97
80	$1.525 \pm 1.8\%$	0.99	0.97
90	$1.629 \pm 1.9\%$	0.98	0.96

Table 4 C/E values for control rod worth of ZPPR-3 phase 1B core

No.	Control Rod Positions Inserted	No. of C.R.	Measured Worth (\$)	C/E Values	
				JENDL-1	JENDL-2B
1	8	1	1.94	0.94	0.93
2	2	1	2.02	0.99	0.96
3	2,8	2	3.58	0.98	0.96
4	Type-I in CRP-1	1	4.14	0.96	0.93
5	8,14	2	4.24	0.95	0.93
6	2,5	2	4.26	0.99	0.95
7	2,4,6	3	6.51	1.00	0.96
8	2,4,6,10,14,18	6	14.33	0.98	0.95
9	8,10,12,14,16,18	6	14.88	0.96	0.94
10	2,3,4,5,6,7,10,14,18	9	20.75	0.95	0.92
11	2,4,6,8,10,12,14,16,18	9	22.65	0.97	0.94
12	8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19	12	28.96	0.97	0.95
13	2,4,6,9,10,11,13,14,15,17,18,19	12	28.99	0.97	0.94
14	2,3,4,5,6,7,8,10,12,14,16,18	12	30.12	0.96	0.92
15	All except CRP-1	18	44.76	0.96	0.92
Average and one standard deviation of C/E values				0.97±0.02	0.94±0.01

Table 5 C/E Values for Control Rod Worth and ^{10}B Sample Worth

C/E VALUES FOR CONTROL ROD WORTH		
	<u>JENDL-1</u>	<u>JENDL-2</u>
MZC	0.99 ± 0.01	0.97 ± 0.01
ZPPR-3	0.97 ± 0.02	0.94 ± 0.01
ZPPR-9	-	$0.95 \sim 1.00$
ZPPR-10	-	$0.99 \sim 1.09$
C/E VALUES FOR ^{10}B SAMPLE WORTH		
	<u>JENDL-1</u>	<u>JENDL-2</u>
ZPR-6-7	1.006	0.958
ZPPR-2	0.993	0.942
ZPPR-9	-	1.12

Table 6 Thermal Benchmark Cores

Assembly	Fuel	Moderator	Mod/Fuel	Comments
TRX1	U-235	H2O	250	$r = 26.2$ cm
TRX2	U-235	H2O	430	$r = 27.4$ cm
DCA	U-235	D2O		for ATR, $r = 150$ cm
ETA-I	U-235+Th-232	D2O	113	$r = 33$ cm
SHE-8	U-235	C	2316	$r = 28.7$ cm
SHE-13	U-235	C	15724	$r = 55.76$ cm

Table 7 Effective multiplication factors

Assembly	Exp.	Calculation/Experiment		
		JENDL-2	ENDF/B-4	B-4/B-5(²³⁵ U)*
TRX-1	1.00	0.9934	0.9860	0.9916
TRX-2	1.00	0.9945	0.9890	0.9942
DCA	1.00	1.0021	0.9948	1.0013
ETA-I	1.00	0.9966	0.9851	
SHE-8	1.00	0.9949	0.9930	0.9970
SHE-13	1.008	1.0031	1.0006	1.0051
Average		0.9974	0.9914	
S.D.		±0.0034	±0.0054	

* ²³⁵U data from ENDF/B-5 were used.

Table 8 ν Values of U-235

<u>JENDL-2</u>	<u>ENDF/B-4</u>	<u>ENDF/B-5</u>
2.4286	2.4188	2.4367
(1.0041)	(1.00)	(1.0074)

Table 5 Lattice cell parameters

Assembly	parameter	Exp.	Calculation/Experiment		
			JENDL-2	ENDF/B-4	B-4/B-5(²³⁵ U)**
TRX-1	ρ_{28}	1.311 \pm 0.02	1.001	1.034	1.033
	δ_{25}	0.0981 \pm 0.001	0.978	0.988	0.985
	δ_{28}	0.0914 \pm 0.002	1.056	1.037	1.081
	C*	0.792 \pm 0.008	0.996	1.007	1.009
TRX-2	ρ_{28}	0.83 \pm 0.015	0.983	1.016	1.015
	δ_{25}	0.0608 \pm 0.0007	0.965	0.975	0.972
	δ_{28}	0.0667 \pm 0.002	1.032	1.009	1.051
	C*	0.644 \pm 0.002	0.985	0.992	0.994
DCA	ρ_{28}	0.84	0.94	0.981	0.977
	δ_{25}	0.06	1.00	1.00	1.00
	δ_{28}	0.049	1.00	0.98	1.02
ETA-I	ρ_{02}	10.54 \pm 0.15	0.921	0.981	
	δ_{25}	1.74 \pm 0.002	1.012	1.004	
	δ_{02}	0.0166 \pm 0.0009	0.842	0.778	
	CR*	0.867 \pm 0.009	0.896	0.968	

ρ_{28}, ρ_{02} ; ratio of epithermal to thermal U-238 or Th-232 captures

δ_{25} ; ratio of epithermal to thermal U-235 fissions

δ_{28}, δ_{02} ; ratio of U-238 or Th-232 fissions to U-235 fissions

C*, CR* ; ratio of U-238 or Th-232 captures to U-235 fissions

** ²³⁵U data from ENDF/B-5 were used.

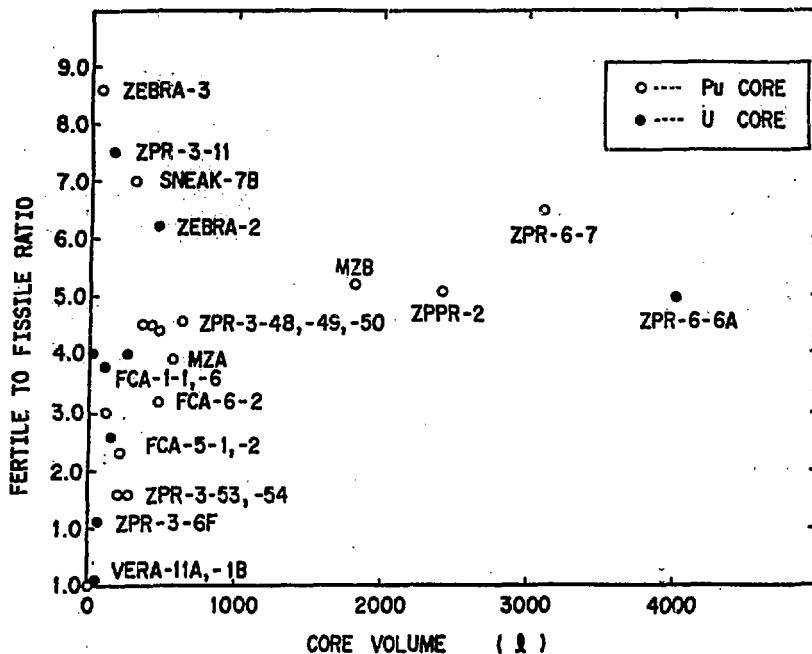


Fig. 1 BENCHMARK CORE CHARACTERISTICS

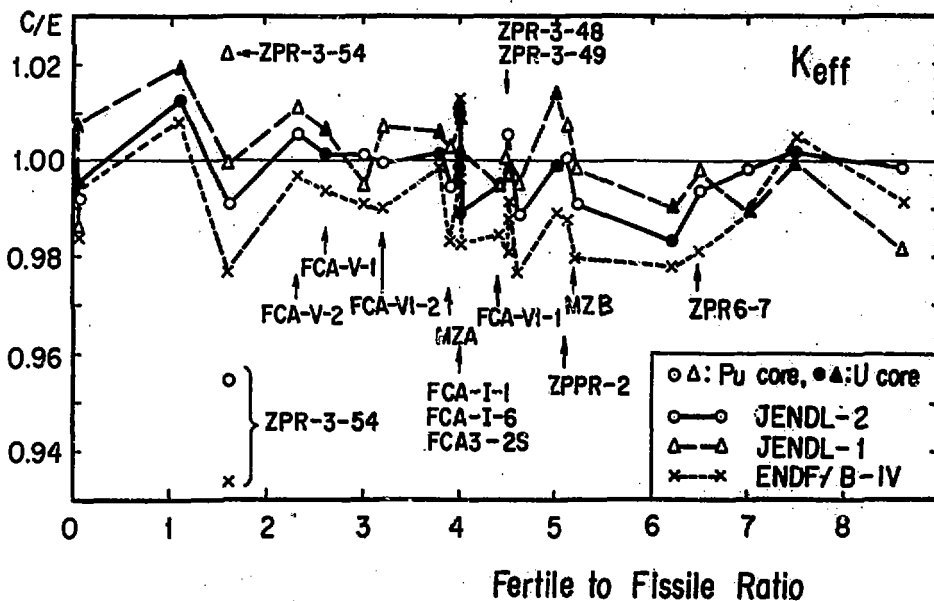


Fig. 2 C/E Values of Effective Multiplication Factor

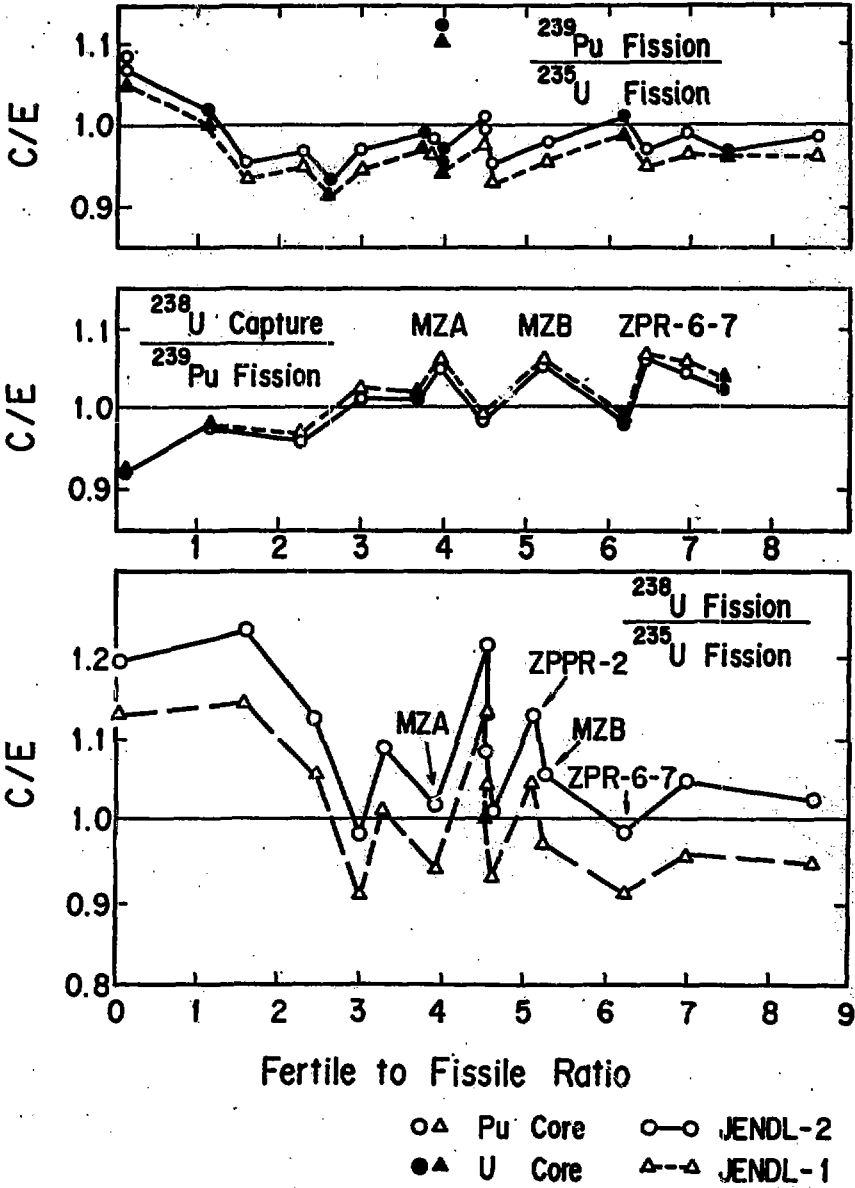
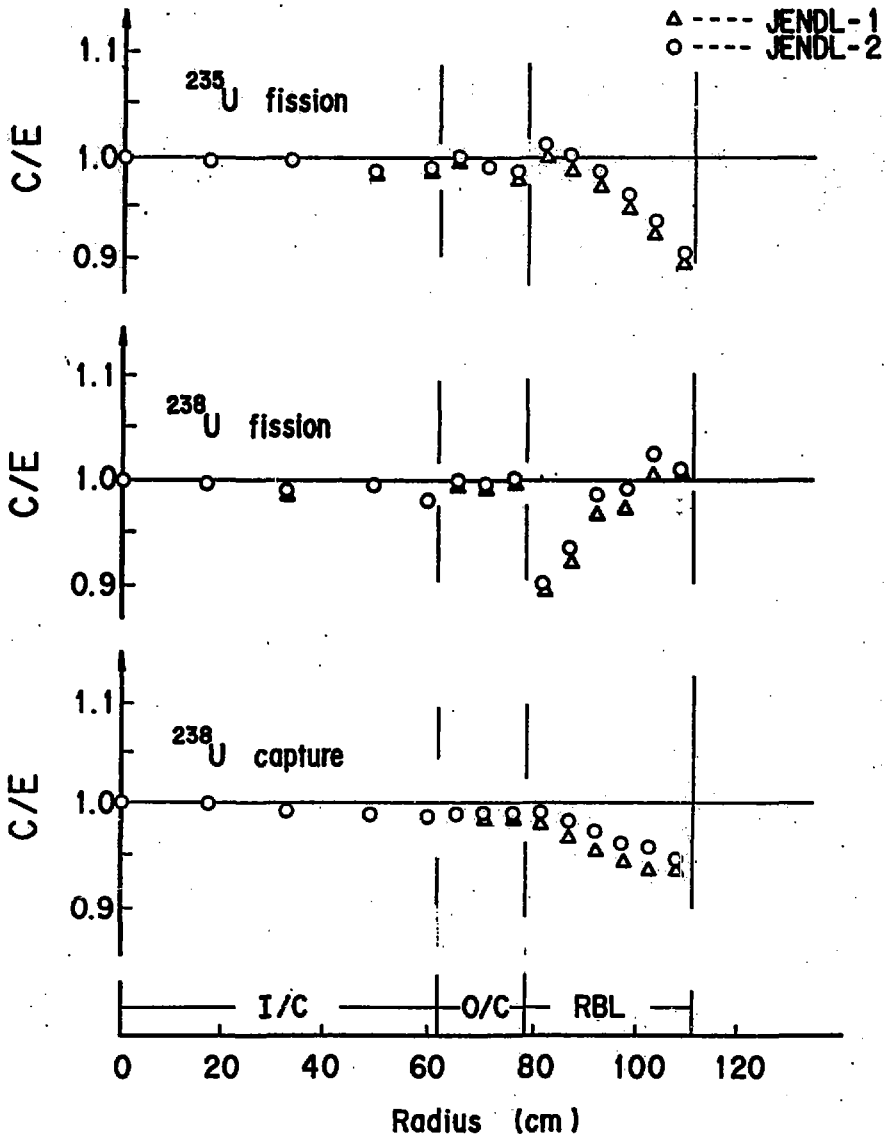


Fig. 3. C/E Values of Central Reaction Rate Ratios



C/E for Radial Reaction
Rate Distributions in MZB

fig. 4 C/E for Radial Reaction Rate Distributions in MZB

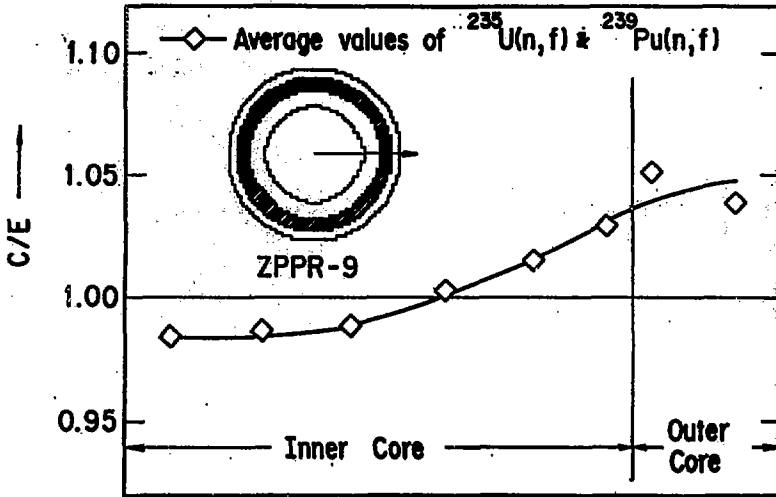


Fig. 5 C/E Radial Dependencies of Reaction Rate $^{235}\text{U}(n,f)$ and $^{239}\text{Pu}(n,f)$ in ZPPR-9

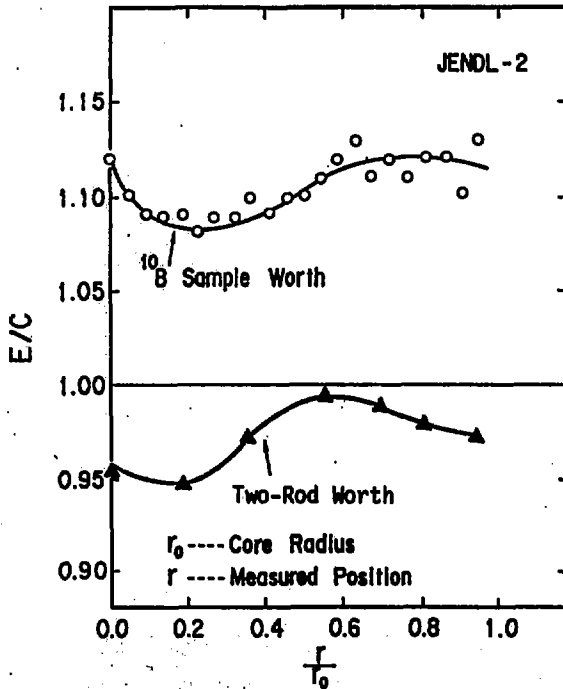


Fig. 6 Radial Dependence of Two Rods Worth C/E and ^{10}B Sample Worth C/E for ZPPR-9

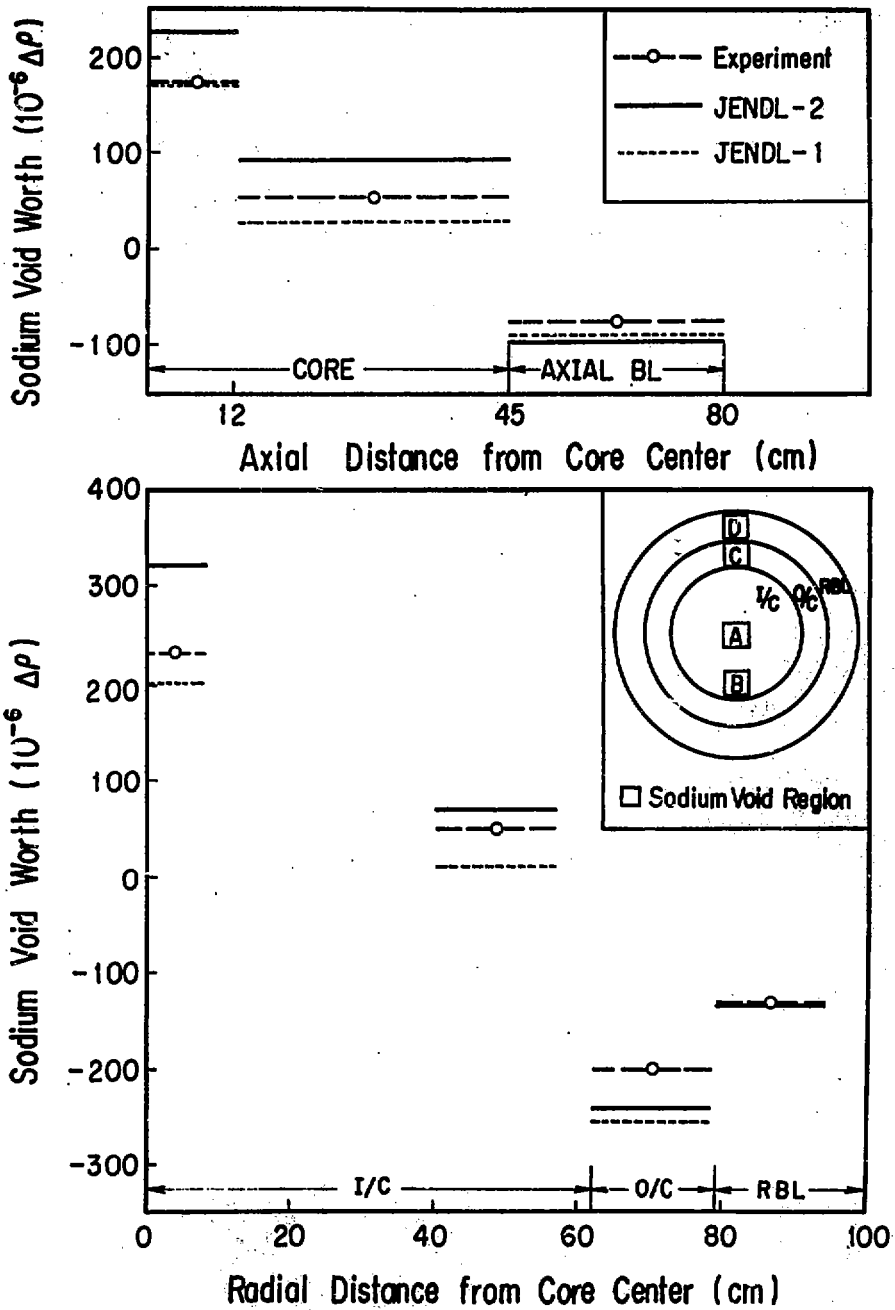


Fig. 7 Sodium Void Worth in MZB

討 論

Q: 神田 幸則 (九大)

U-238 捕獲断面積に問題がありそうとのことであるが、もっと詳しく、例えばエネルギー領域でどの部分に問題があるのか?

Q: 飯島 俊吾 (NAIG)

反応率分布、制御棒反応度の C/E 分布の 1.0 からのずれは、計算法のためか、核データの為か、つきつめる方法は何か試みられているか。

A: 関 雄次 (FBEC)

ZPPR-10 での感度係数を用いた検討が行なわれている(加藤, 山本 (FBEC) 他, 原子力学会英文誌投稿予定)。これによると, ^{238}U σ_c を約 11% 減少, ^{239}Pu σ_f を 3% 減少すると実効増倍率の C/E は 1.0 となり, 反応率分布, 制御棒ワースの C/E 分布も平坦化されるようになり, ^{238}U σ_c の影響が大きいたことが指摘されている。微分核データに問題があるのか, あるいは, 核データの群定数化処理過程に問題があるのかは, 今後の検討が必要である。なお, 上述の検討は broad group 4 群で行っており, どのエネルギー領域からの影響が大きいかについては 100 KeV 以下としか言えない。

Comment: 飯島 俊吾 (NAIG)

$\text{C}^{23}/\text{F}^{49}$, 反応率分布等への感度係数は, 多エネルギー群で表示すると大変わかりやすくなる。米国では, そういう表示をしているのが多い。

Q: 山室 信弘 (NAIG)

- (1) ^{10}B sample worth の C/E がかなり 1.0 からずれているが, その主な原因は何か?
- (2) Thermal 炉のベンチマーク・テストで Th の反応率比にかなりの 1.0 からのずれがあるが, 原因は断面積にあるのか? その場合, どの断面積に注意すべきか?

A: 関 雄次 (FBEC)

- (1) いわゆる "Small Sample Discrepancy" と呼ばれているもので, 原因は核データよりも測定法や解析法にあると思われるが未解決である。このため, 積分テストにおいては Sample Worth の C/E の絶対値ではなく, 燃料核種との相対値で判断している。因みに, JUPITER (ZPPR-9) 炉心での C/E は ^{238}U (1.08), ^{239}Pu (1.05) であるので ^{10}B (1.10 ~ 1.12) は, ほぼ consistent と考えている。
- (2) ρ_{02} (epithermal/thermal capture ratio) の過小評価と CR^* ($^{232}\text{Th}_{\text{cap}}/^{238}\text{U}_{\text{fis}}$) の過小評価とから, 高速中性子領域 (1 KeV 以上) での $^{232}\sigma_c$ が過小評価と思われる。また ρ_{01} ($^{232}\text{Th}_{\text{fis}}/^{238}\text{U}_{\text{fis}}$) の過小評価から $^{232}\sigma_f$ が過小評価と思われる。

3.2 遮蔽ベンチマーク試験

川合 将義* 遮蔽定数サブ・グループ**

核分裂中性子源を用いた鉄体系における遮蔽ベンチマーク試験を解析することにより、JENDL-2の鉄データをテストした。解析に用いたベンチマーク実験は、KFKで行なわれた鉄球からの漏洩中性子スペクトル測定であり、あと一つは、ORNLで行なわれたコリメートされたビーム源を用いた鉄平板中性子透過実験である。解析には、RADHEAT-V4コードシステムを使用した。解析の結果、KFK実験について、C/E値として約1.1の値を得、ORNL実験は、ビーム軸から離れた位置の検出器について33%の精度で測定値と一致する結果を得た。また、LLNLで行われた黒鉛球のd-T中性子透過実験を核融合炉ニュートロニクス計算用に改訂されたJENDLを用いて予備解析した。

Shielding Benchmark Test

Masayoshi Kawai* and Shielding Group Constant Sub-Group**

Iron data in JENDL-2 have been tested by analyzing shielding benchmark experiments for neutron transmission through iron block performed at KFK using Cf-252 neutron source and at ORNL using collimated neutron beam from reactor. The analyses are made by a shielding analysis code system RADHEAT-V4 developed at JAERI. The calculated results are compared with the measured data. As for the KFK experiments, the C/E values are about 1.1. For the ORNL experiments, the calculated values agree with the measured data within an accuracy of 33% for the off-center geometry. The d-t neutron transmission measurements through carbon sphere made at LLNL are also analyzed preliminarily by using the revised JENDL data for fusion neutronics calculation.

* 日本原子力事業株式会社

** サブグループメンバー

山野直樹、菊池康之、長谷川明(原研)、横倉宏行(東大)、南多善(富士通)、佐々木研治(三菱原子力)、萬代新一(石川島播磨重工業)、角田弘和(三菱総研)

* Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

** Sub-group members:

Naoki Yamano, Yasuyuki Kikuchi and Akira Hasegawa (JAERI)
Hiroyuki Hashikura (Univ. Tokyo), Kazuo Minami (Fujitsu)
Kenji Sasaki (MAPI), Shin-ichi Mandai (IHI), Hirokazu Tsunoda (MRI)
and M. Kawai (NAIG, leader)

1. はじめに

JENDL-2は、原子炉の核設計とともに遮蔽安全や臨界安全の計算にも使用する目的で作成されている。¹⁾そこで、遮蔽解析に重要な構造材の核データについては、非分離共鳴による全断面積や非弾性散乱断面積の詳細構造が数 MeV まで考慮されるなど、JENDL-1に比べて多くの改善がなされている。一方、JENDL-2の遮蔽データによる積分テストは、鉄データに関して 14 MeV 中性子源を用いた鉄球透過中性子スペクトル測定実験の解析から出発した。²⁾その解析の結論として、JENDL-2の構造材核データが核融合炉ニュートロニクスで使用する為には、数 MeV 以上の高速中性子による2次中性子に関するデータの改良が必要であると指摘され、現在 JENDL-3に向けてその改訂作業が進行中である。³⁾即ち、JENDL-2の評価データの多くは、評価手法上、非弾性散乱断面積に対する直接過程や前平衡過程の寄与が無視されていて、その不都合が上述の積分試験で露呈したものである。

しかし、そのような不都合は、数 MeV 以上のエネルギー領域で問題になるだけであり、5 MeV 以上の高速中性子の寄与が小さい核分裂炉のニュートロニクスに対しては、あまり問題ないと考えられる。そこで、今回核分裂中性子源を用いた鉄の遮蔽ベンチマーク実験を解析することにより、JENDL-2の鉄データの積分テストを行なった。また、日米共同核融合炉ブランケットモックアップ実験解析に用いる核データの再評価が進められている⁴⁾ことに対応して、14 MeV 中性子源を用いた遮蔽実験の解析を進めている。

従って、本報告は、鉄遮蔽ベンチマーク実験解析を中心に、核融合炉核データの遮蔽ベンチマーク試験の予備解析について述べる。

2. 核分裂中性子源を用いた鉄ベンチマーク実験の解析

JENDL-2の構造材核データは、遮蔽解析の立場から出された3つの条件⁵⁾を満たすべく評価が進められ、共鳴パラメータや断面積の非分離共鳴に基づくエネルギー依存性について詳細に検討されている^{6,7)}核分裂中性子の透過問題では、この非分離共鳴エネルギー域の核データの質が解析結果に大きな影響を及ぼす。そこで、今回は、鉄体系における核分裂中性子透過に関するベンチマーク実験を解析し、JENDL-2の鉄データのFBR遮蔽解析への適用性を試験した。

解析した実験は、核データの積分テストを目的として計画されたベンチマーク実験であり、1つはKFKで行なわれた中心に²⁵²Cf核分裂源を置いた鉄球からの漏洩中性子スペクトル測定実験⁸⁾であり、他はORNLのTower Shielding Facilityにおける原子炉からのコリメートされた中性子ビームを線源とした鉄平板透過実験⁹⁾である。

解析には、原研で開発された遮蔽計算コードシステムRADHEAT-V4¹⁰⁾を用いた。このシステムでは、微分散乱断面積をいわゆるDDX(二重微分断面積)の直接表示で扱っており、有限項球面調和関数展開表示の打ち切り誤差の問題はない。解析において、断面積は、JENDL-2の他、参考としてENDF/B-Vのデータをそれぞれ100群に群定数化して用いた。JENDL-2とENDF/B-Vの鉄データを比較すると、Fig. 1に示す様に3 MeV以上の非弾性散乱断面積の食い違いが見られるので、その違いの影響も調べた。

2.1 計算モデル

Fig. 2 に KFK における鉄球からの漏洩中性子スペクトル測定実験の配置を示す。鉄球の大きさは、直径 15, 20, 25, 30, 35 および 40 cm であり、それらの全てについて解析した。鉄球の中心チャンネルには、 ^{252}Cf の中性子源が置かれている。計算は、線源、鉄層、空気層の 3 領域に分けた 1 次元球形モデル ($R \leq 152.4 \text{ cm}$) を用いて行なった。線源領域の外端 ($R = 2.5 \text{ cm}$) に外向きに一律な角度分布を有する shell source を与えた。

ORNL での鉄平板中性子透過実験は、5 フィート四方の鉄平板を重ねた厚さ 1.5-36 インチの 6 種類の体系について行なわれた。Fig. 3 にその実験配置を示す。入射中性子ビームは、供試体を置かない体系でのスペクトル測定実験に基いて、コリメータ中に置かれた仮想的な非等分布点状源で表わせることが報告されている。検出器は、供試体後方にビーム中心軸に対する角度 ϕ_d の方向に置かれた。解析は、厚さ 10.3, 30.8, 31.1, 62.0 及び 92.9 cm の平板に対して行なった。Fig. 4 は、2 次元 Sn 輸送計算に使用した円柱モデルを示すが、コリメータを無視した。仮想的点状源は、鉄平板表面から 172.72 cm の距離に置いた。

2.2 計算手法

計算の手順を Fig. 5 に示す。先づ、FAIR-CROSS STEP 1 および STEP 2 モジュールで JENDL-2 と ENDF/B-V のデータを処理して、各媒質の中性子エネルギー 100 群の巨視的実効断面積を作成した。エネルギー群構造は、16.487 MeV ~ 15.034 KeV を 56 群 ($\Delta u = 0.125$)、15.034 KeV - 0.414 eV を 42 群 ($\Delta u = 0.25$)、残り 0.414 eV 以下を 2 群に分けたものである。次いで DIAC コードにより、 S_{18} 近似 (17 角度分点) の 1 次元 Sn 輸送計算を行なった。KFK 実験については、この結果を測定値と比較した。

ORNL 実験は、この後 FAIR-CROSS STEP 3 モジュールで断面積を 28 群に縮約し、2 次元 Sn 輸送コード DOT-3.5¹¹⁾ により鉄体系中およびその表面の中性子束分布を求め、さらに SPACETRAN コード¹²⁾ により鉄体系から洩れ出た中性子が形成するスペクトルとポナーポール検出器の反応率を各検出器位置で求め、測定値と比較した。尚、検出器位置がビーム中心軸にあるものについては、線源中性子の非衝突成分の寄与を別途計算して加え合わせた。

2.3 KFK 実験の解析結果

Fig. 6 は、直径 35 cm の鉄球から漏洩してくる中性子スペクトルについて、計算値と測定値を比較して示したものである。両者の一致は良好である。また、Fig. 7 に適当なエネルギー区間で積分した中性子束の C/E 値を示す。100 KeV 以下を除けば、C/E 値は 1 に比較的近く、またそれは鉄球の大きさにもあまり依存しない。JENDL-2 と ENDF/B-V を比較した場合、2.5 MeV 以上で ENDF/B-V の方が JENDL-2 よりも良い結果を示している。そこで、その差が何に由来するかを調べる為に、JENDL-2 の非弾性散乱断面積のデータ (MT = 51-91, MF = 3-5) を ENDF/B-V のデータで置き換え、全断面積の値が保存するように弾性散乱断面積の値を調整して、臨時ファイル JENDL-2M を作成し、JENDL-2 と同様な手続きに従って実験を解析した。

63.25 KeV から 5.238 MeV のエネルギー範囲で積分した全中性子束の C/E 値をまとめると下

記のようになる。

鉄球の直径	15 cm	20 cm	25 cm	30 cm	35 cm	40 cm
JENDL-2のC/E	1.10	1.12	1.12	1.12	1.09	1.09
ENDF/B-WのC/E	1.08	1.09	1.09	1.09	1.07	1.08
JENDL-2MのC/E	1.08	1.09	1.09	1.09	1.07	1.08

上の結果は、JENDL-2が高速中性子束を約10%の精度で与えることを示している。一方、ENDF/B-WとJENDL-2MのC/E値の良好一致は、上述のJENDL-2とENDF/B-Wの結果の差が主に非弾性散乱断面積の違いから来ていることを示している。さらに、スペクトルについて調べる事により、非弾性散乱断面積の違いは、500 KeV以上の高速中性子スペクトルの差を約10%以内の誤差で記述できる事が判った。

2.4 ORNL 実験の解析

Fig. 8に鉄供試体厚30.8 cmの場合の $\phi_d = 15^\circ$ と 45° における0.8 MeV以上の中性子スペクトルについて、NE-213スペクトロメータによる測定値と比較して示す。P₈-S₈近似によるJENDL-2の結果は、ENDF/B-W同様に良い再現性が得られている。エネルギー積分された全中性子束のC/E値も、それぞれの ϕ_d に対し、0.92, 0.94と1に割合近い値を示している。ENDF/B-Wは、それぞれ0.98, 1.01である。

Fig. 9は、31.1 cm厚の鉄供試体で $\phi_d = 50^\circ$ に置かれたBenjaminスペクトロメータで測定された80 KeVから1.5 MeVのエネルギー範囲の中性子スペクトルと比較したものである。JENDL-2, ENDF/B-Wともピーク値の再現性は十分でなく、中性子束のエネルギー積分値のC/E値は、それぞれ1.34, 1.33と1よりやや大きい。

さらに、ボナーボール検出器による反応率分布のC/E値をFig. 10に示す。 $\phi_d = 45^\circ$ の場合、C/E = 0.67 ~ 1.12と1に比較的近い値を得た。また、C/E値は、供試体の厚さが増すとともに減少して行くという傾向を見せている。この傾向は、 $\phi_d = 15^\circ$ の結果により顕著であるが、C/E値の最低値は0.53である。

上に述べた様に、ビーム中心軸から離れた位置の測定値に関して、JENDL-2は比較的良い再現性を示している。しかし、ビーム中心軸上の測定値については、Fig. 10に示す様にSPACE-TRANコードの結果に線源からの直接寄与である非衝突中性子成分を加えても過小評価が目立つ。この一番の理由は、解析に用いたエネルギー群構造の粗さが挙げられる。即ち、エネルギー群構造が粗いと、鉄中にある中性子の深い透過に強く影響する全断面積の深い谷が平均操作の為に見掛け上浅くなってしまい、その結果、非衝突中性子束が過小評価される。

従って、ORNL実験を用いたベンチマーク試験の判定には、ビーム中心軸から離れた、即ち ϕ_d の大きい位置でのC/E値を採用する。

2.5 検 討

JENDL-2の鉄データの遮蔽ベンチマーク試験の結果、KFK実験はC/E = 1.09 - 1.12と高速中性子束を約10%の精度で計算できた。また、ORNL実験は、ビーム中心軸から離れた位置の検出器についてC/E = 0.67 ~ 1.33と1に比較的近い値を得た。ENDF/B-Wについても

同等の結果を得た。上記の結果から、JENDL-2がFBRの遮蔽解析に対する適用性を有しているといえる。

また、KFK実験の解析において、25 MeV以上の非弾性散乱を上げた方が良い事を示唆する結果が得られた。一方、Hehn¹³⁾によるENDF/B-Vの遮蔽ベンチマーク試験では、却ってJENDL-2のデータを支持する結果が報告されている。この食い違いは、解析手法の差もあるが、解析対象の違いも大きいと考えられる。これを明らかにする為には、さらに別の実験を系統的に解析する必要がある。

また、ORNL実験には、エネルギー群構造の粗さが明らかに結果に悪影響を及ぼしており、ビーム中心軸上の検出器も含めて系統的なC/E値を得る為には、さらに詳細な群構造による解析が必要である。その結果、C/E値は一層1に近づくものと思われる。

3. 核融合炉核データのベンチマーク試験 (予備解析)

日米共同核融合ブランケットモックアップ実験解析用の核データとして、^{6,7}Li, ¹²C, ¹⁶O, Fe, Cr, Ni等のMeV以上の断面積が再評価されており、その遮蔽ベンチマーク試験を実施している。対象とする実験は、LLNLで行なわれた球状遮蔽体から漏洩する中性子スペクトル測定実験¹⁴⁾と原研PNSとFNSにおけるLi系の球体系中での反応率分布測定実験¹⁵⁾である。現在LLNL実験について、DIACコードによる1次元Sn輸送計算での予備解析を進めている。

解析モデルは、中心に単色等分布源を有する球モデルである。線源エネルギーとして、検出器側への放出中性子エネルギーを採った。計算結果は、測定値と比較する為、測定系の時間分解能に対する補正と時間軸のずれの補正を行ない、弾性散乱ピークが合うように調整する。

Fig. 11には、半径13 m.f.p.の¹²Cにおいてビーム軸に30°をなす角度方向における中性子スペクトルを例示する。点線はDIACコードによる生の計算結果であり、鋭い弾性散乱ピークが見られる。これを半値巾3 nsecの時間分解能で補正して測定値と比較した。破線は、ENDF/B-Vであるが、8-14 MeVのエネルギー範囲でスペクトルの谷の再現性が良くない。一方、JENDLの改良版(JENDL-2.5と仮称)は、このエネルギー範囲の再現性は良好である。しかし、連続領域の非弾性散乱が影響してくる5 MeV以下のスペクトルについて、計算値は測定値と食い違いを見せている。解析が1次元モデルであり、線源の非等方向性が考慮されていないので、この食い違いが核データの誤差に因るか、解析手法の粗さに因るかは断言できない。今後は、この予備解析結果を踏まえて、線源の非等方向性や線源部の幾何学的形状を詳しく扱った3次元モンテカルロ法で解析する予定である。

4. 結 び

遮蔽ベンチマーク試験として、核分裂源を用いた鉄体系中中性子透過実験の解析を行い、JENDL-2の鉄データがFBR遮蔽計算上特に不都合がないことが判った。しかし、14 MeV中性子源での実験解析も含めて、計算手法の粗さの問題点が十分には解明されておらず、解析の種類も少いので、今後解析手法の問題点の解消と解析対象の多様化がベンチマーク試験の結果をより確かにする為に必要である。また、2次ガンマ線データの試験も今後の課題である。

References

- 1) Y. Kikuchi and Members of JNDC, "Present Status and Benchmark Test of JENDL-2," Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, September 1982, Antwerp, p.615, D. Reidel Publishing Company (1983).
- 2) 山野直樹, "鉄の非弾性散乱断面横評価の問題点", 1980年核データ討論会報告, JAERI-M 9523 p.50 (1981)。
- 3) 菊池康之, "JENDL-3の評価一新しく採用する計算法の解説", 本研究会セッション4。
- 4) 柴田恵一, "JENDL-3の評価—軽核を中心としたFNS解析用のJENDL-2改訂結果; 同上。
- 5) M. Kawai et al., "Request for Evaluating Neutron Cross Section of Structural Material for Shielding Application," Proc. of Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, October 1979, Knoxville, p.586, NBS Special Publication (1980).
- 6) H. Yamakoshi and S. Iijima, J. Nucl. Sci. Technol., 17, 477 (1980).
- 7) 飯島俊吾他, "軽中重核データの評価(Cr, Fe, Ni)", 昭和55年日本原子力学会年会要旨集, 総合報告1, 講4 (1980)。
- 8) H. Werle et al., "Measurement of Neutron Leakage Spectra from Iron Spheres with ^{252}Cf Source in the Center," NEACRP-U-73, p.8 (1976)
- 9) R. E. Maerker, "The Oak Ridge National Laboratory Benchmark for Iron," NEACRP-U-73, p.16 (1976)
- 10) N. Yamano et al., "Development of Integrated Shielding Analysis Code System RADHEAT-V4," Proc. of Sixth Int. Conf. on Radiation Shielding, May 1983, Tokyo, Vol. I, p.331, JAERI (1983).
- 11) W. A. Rhodes, "DOT3.5 - Two Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code," RSIC CCC-276 (1975).
- 12) S. N. Cramer and M. Solomito, "SPACETRAN III - Dose Calculations at Detectors at Various Distances from the Surface of a Cylinder," ORNL RSIC CCC-120 (1973).
- 13) G. Hehn et al., "Adjustment of Neutron Multigroup Cross-Sections to Integral Experiments," Proc. of Sixth Int. Conf. on Radiation Shielding, May 1983, Tokyo, Vol. I, p.132 (1983).
- 14) L. F. Hansen et al., Nucl. Sci. Eng., 60, 27 (1976).
- 15) H. Maekawa et al., J. Nucl. Sci. Technol., 16, 377 (1979); *ibid.*, 14, 97 (1977)
- 16) 前川洋, "FNS積分実験からの核データへの要請", 1982年核データ研究会報告, JAERI-M 83-041 p.119 (1983)。

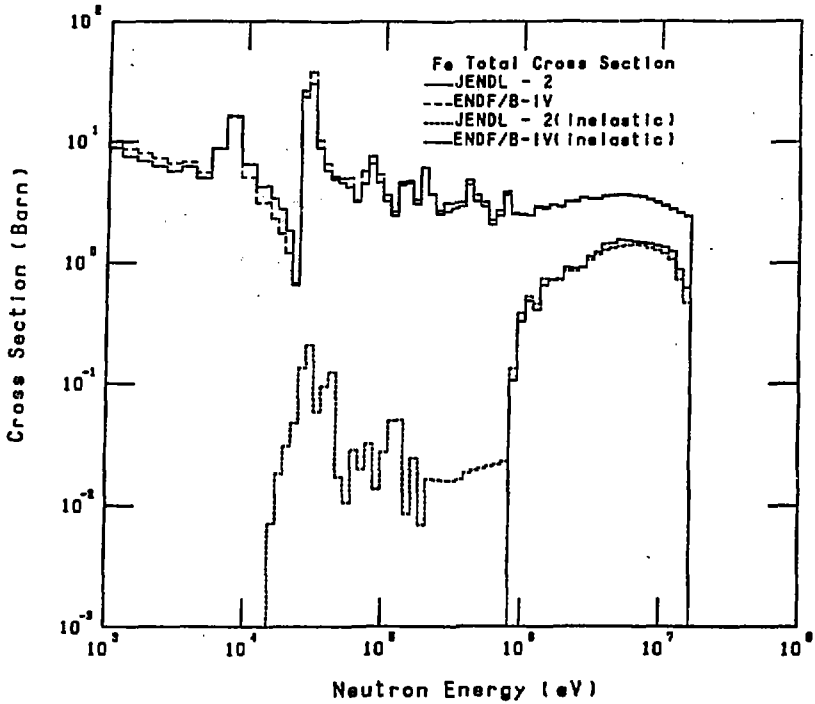


Fig. 1 Comparison of Group-wise Iron Cross Sections in JENDL-2 with Those in ENDF/B-IV.

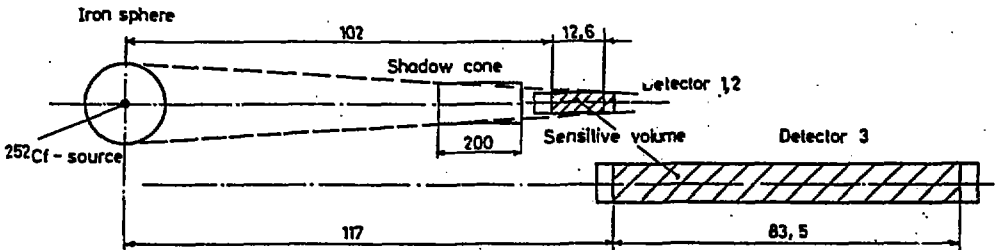


Fig. 2 Lay-Out of the Leakage Neutron Spectrum Measurements. Determination of Room-Scattered Background. Sphere Diameter: 15, 20, 25, 30, 35 and 40 cm. (KFK Experiments 8)

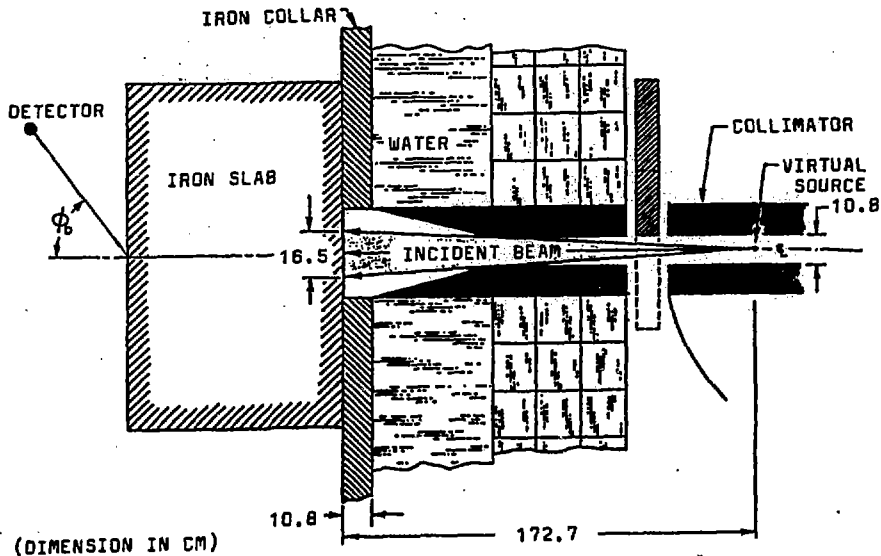


Fig. 3 Experimental Arrangement for Neutron Transmission Measurements through Iron Slab. (ORNL Experiments 9)

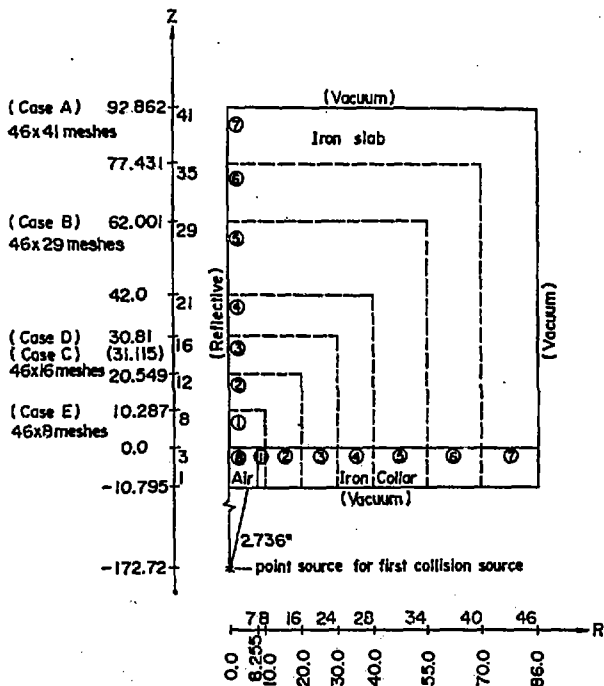


Fig. 4 Two-Dimensional RZ Model for Analyzing the ORNL Iron Shielding Benchmark Experiments.

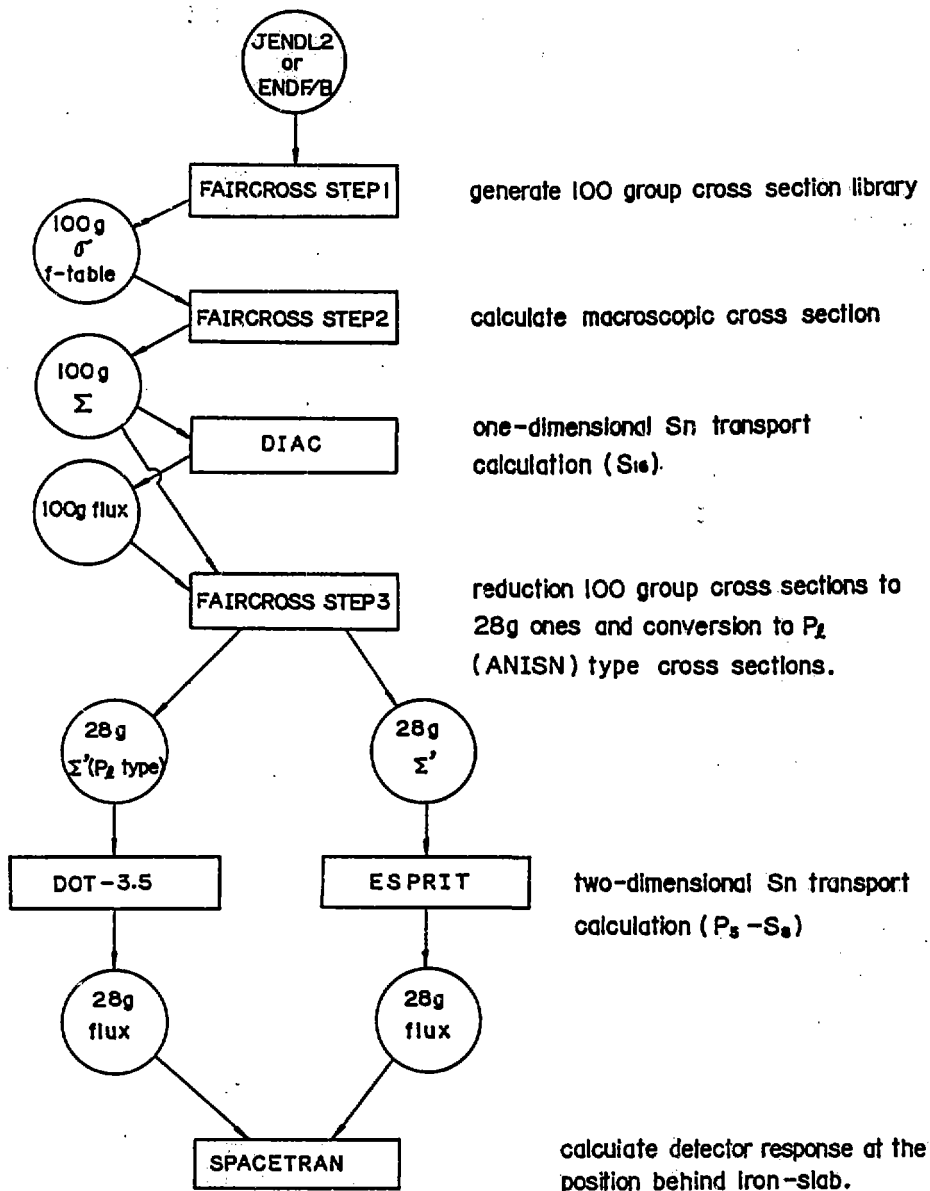


Fig. 5 Flow Diagram of Analysis for ORNL Iron Shielding Benchmark Experiments.

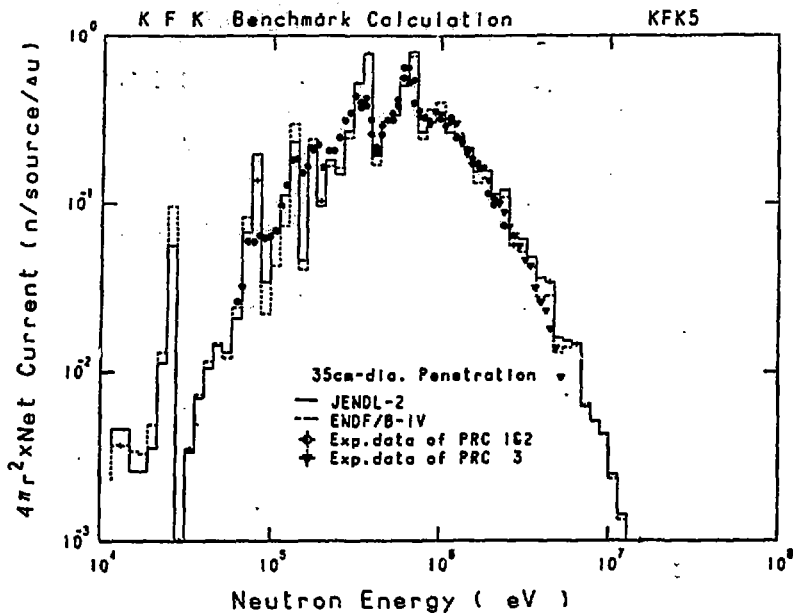


Fig. 6 Comparison of Neutron Spectra Leaking from Iron Sphere of 35 cm Diameter.

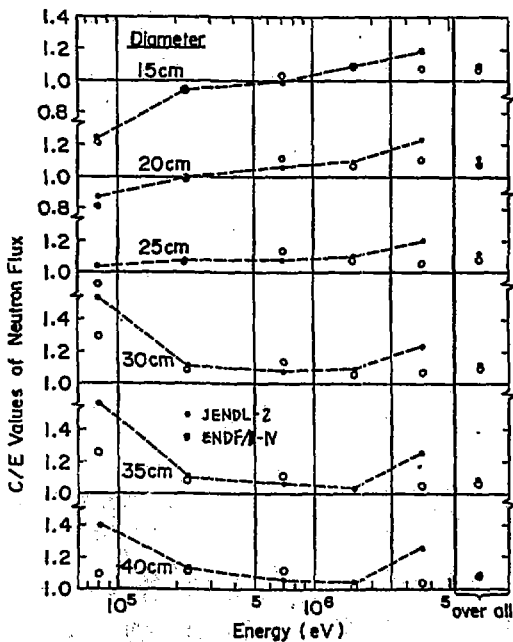


Fig. 7 Variation of C/E Values of Leakage Neutron Flux from Iron Sphere as a Function of Neutron Energy.

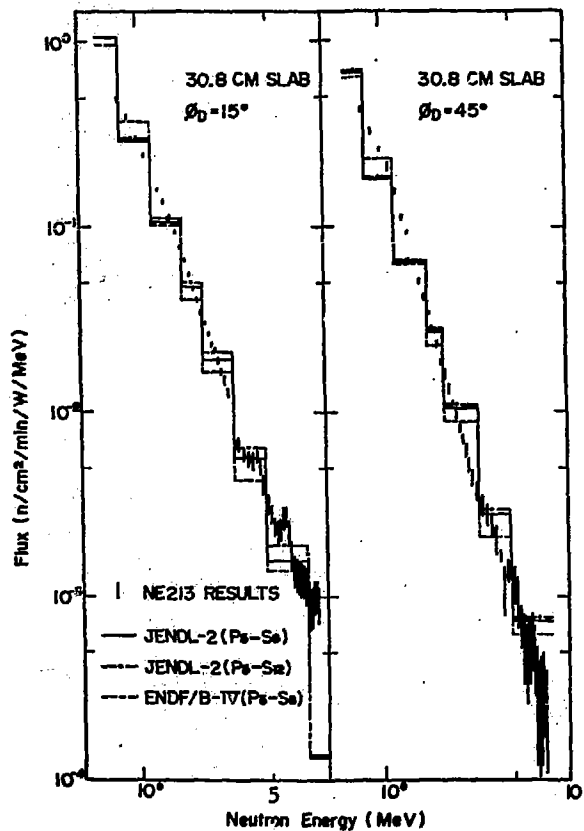


Fig. 8 Comparison of Neutron Spectra beyond 31 cm Iron Slab with Values Measured by NE213 Spectrometer.

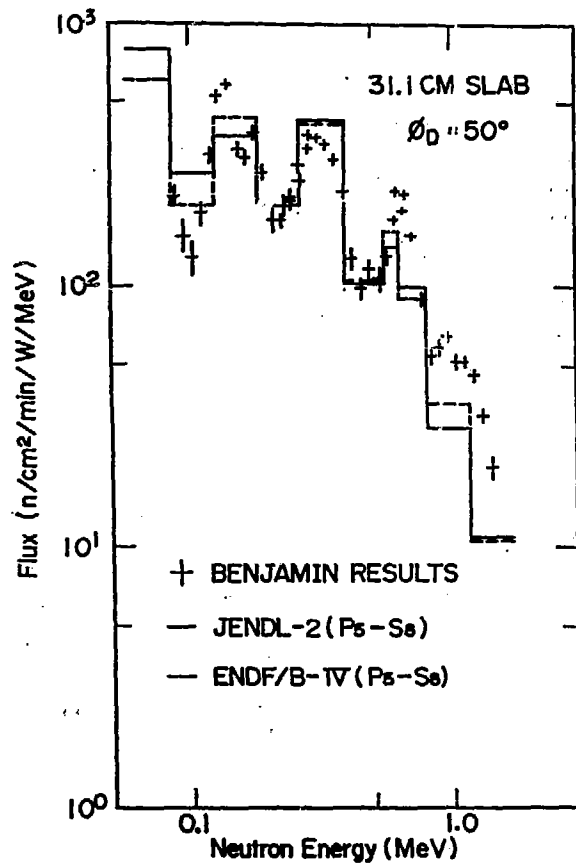


Fig. 9 Comparison of Neutron Spectrum beyond 31 cm Iron Slab with Values Measured by Benjamin Spectrometer.

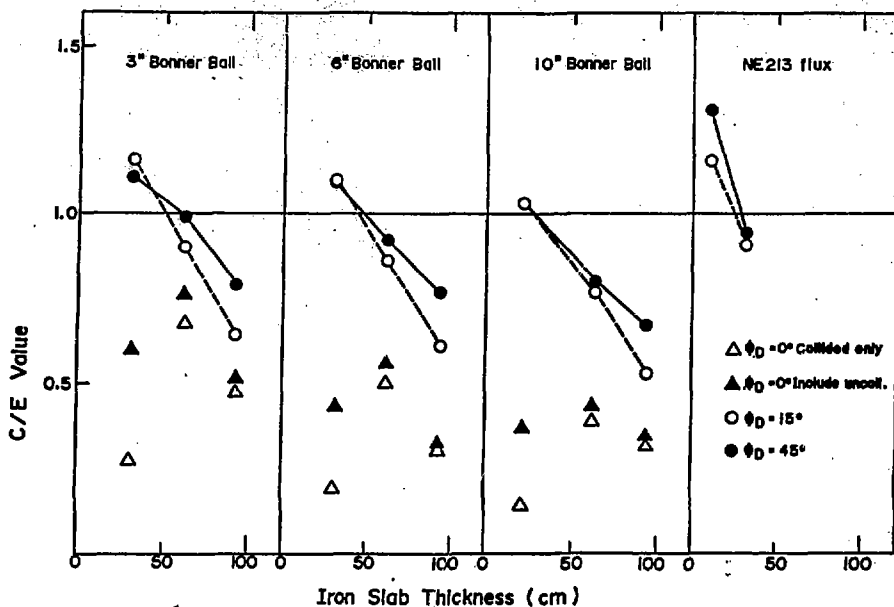


Fig. 10 The C/E Values for Analysis of ORNL Iron Shielding Benchmark Experiments.

LLNL EXPERIMENTS

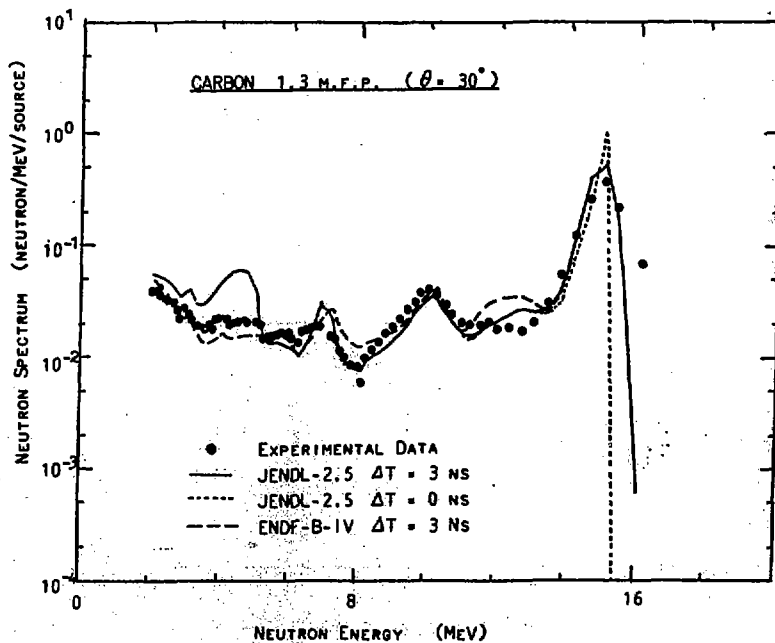


Fig. 11 Comparison of Leakage Neutron Spectrum from Carbon Sphere.

討 論

Q: 菊池 康之 (原研)

ORNLの解析は5月の第6回遮蔽国際会議での発表時点のものと比較して、どれだけ改良されているのか?

A: 川合 将義 (NAIG)

詳細解析の結果はまだ出ておらず、今回の報告は、第6回遮蔽国際会議での発表と同じである。

Q: 瑞慶寛 篤 (日立エネ研)

Leakage spectrum の測定精度を考慮しても、JENDL-2は遮蔽用としても十分使えると考えてよいか?又その誤差巾は?

A: 川合 将義 (NAIG)

十分使えるか否かは、遮蔽設計パラメータについて、設計者が容認してくれる精度を満たすか否かで決まるものである。一応 KFK 実験のように10%の食い違いは容認できるものと考え。又スペクトルの測定精度は、高エネルギー域で数%、100 KeV以下は10%を越えている。

Q: 柴田 恵一 (原研)

^{12}C の leakage spectrum で私の評価値からは、低エネルギー値で実験値より大巾にずれている所があるが、これは核データの原因か? 別の計算では、Hansenの実験値とよく一致しているという報告をうけているが、計算手法により結果が大巾に食い違うことがあるのか?

A: 川合 将義 (NAIG)

1次元モデルの結果からだけでは確かとはいえないが、いくらかは核データにも責任があると考えられる。予備的な解析なので計算をさらにつめる必要がある。又、他の解析との不一致の原因は、その解析内容を詳しく調べてみないと何ともいえないが、群定数作成処理の差や計算モデルや線源の扱い方によって食い違いが生じよう。

Q: 山室 信弘 (NAIG)

KFKの実験の解析に際し、100 KeV以下を一応無視していたようであるが、100 KeV以下も遮蔽解析上大事な領域ではないのか? 講演の内にあったが、window効果の解析のための詳細計算が必要と思います。

A: 川合 将義 (NAIG)

結論を導く上で、100 KeV以下の測定値の精度が、必ずしも十分と言えないし、全中性子束への寄与が小さいことから、無視された形となってしまったが、遮蔽解析上は重要な領域といえる。従って、そのエネルギー域についても詳しいデータがある ASPIS 実験などの解析作業を進めている処です。

Q: 五十嵐 信一 (原研)

遮蔽の場合、核データに対する要求精度(誤差)はどの程度まで大きくて良いのか。またつめなければならないとすればどこまでつめる必要があるのか。核データに対する要求の基準を

示していただければありがたい。

A：川合 将義 (NAIG)

これまで、遮蔽側から WRENDA に対して感覚的に要求精度が出されたものはあるが、INDC が要求するような感度解析法等によって要求の論拠をはっきりさせた数値はまだない。遮蔽の感度解析手法も NEA の共同作業として計算手法に内在する誤差が検討された段階であり、とても自信をもって要求精度を出せる状態ではないと思う。(当面は、遮蔽設計において JENDL-2 や ENDF/B-V を用い、実験解析結果から評価したバイアスファクターを使って遮蔽設計評価値を決めていくことになる。))

Q：古田 悠 (原研)

ORNL の実験との比較は、仮想線源を使ったり、試験体から出た中性子の測定結果を計算でどの程度アプローチ出来るかという点で、計算法自体にアンビグイティーが多い。核データの評価に用いるベンチマーク実験は、出来るだけ評価に用いる計算法に適したものが必要で、このような観点からすると、ORNL の実験は、核データ評価には不適當と考えるが、それをあえて行った見解を承りたい。

A：川合 将義 (NAIG)

仮想線源は、ビームの角分布やスペクトルの測定データを整理して引き出されたものであり、特に問題はないと考える。確かにこの実験は、単一の 2 次元 Sn 計算で解くと ray effect の問題が生じるが、ここで採った方法によれば、そういった問題はなくなり、核データの積分テストに十分使えるものとする。また、この実験には非衝突中性子束が強く影響するデータもあり、window 効果を調べるのにも貴重と言える。

Comment：古田 悠 (原研)

山室先生は 100 KeV 以下のエネルギーについての評価の重要性を指摘されたが、私も全く同感である。ただ、一般に核分裂線源を用いた時の積分実験では 100 KeV 以下の測定は時々困難で精度も悪い。一方 14 MeV 線源の実験は TOF 法を採用出来て精度のよい実験が 100 KeV 以下についても出来るので、100 KeV 以下の核データの評価は、14 MeV の実験の方が適していると思う。

3.3 FCAにおけるアクチノイド積分実験

向山 武彦⁺, 岡嶋 成晃⁺

主要アクチノイド核種の核断面積データについての評価・修正を行うために、中性子エネルギースペクトルを系統的に変化させた FCA の 8 ケの炉心において、アクチノイド核種核分裂率およびサンプル反応度値測定を行った。測定結果を JENDL-2 及び ENDF/B-V (又は W) を用いた計算結果と比較検討する。

Actinides Integral Measurements on FCA Assemblies

Takehiko MUKAIYAMA⁺, Shigeaki OKAJIMA⁺

Actinide integral measurements were performed on eight assemblies of FCA where neutron energy spectra were shifted systematically from soft to hard in order to evaluate and modify the nuclear cross section data of major actinides. Experimental values on actinide fission rates and sample reactivity worths are compared with the calculated values using JENDL-2 and ENDF/B-V (or IV) data sets.

1. はじめに

高レベル放射性廃棄物の処理処分法として地層処分法が各国各研究機関で精力的に進められている。高レベル廃棄物中には半減期の非常に長いアクチノイド(核分裂生成物 ^{99}Tc 及び ^{129}I も半減期には長い)が含まれているため、これらを放射性害毒が充分低くなるまで生物圏から隔離しなければならない期間は数 10 万年以上となり、これだけの超長期間の隔離を保証する事は甚しく困難であろう。一方今年 4 月の米国最高裁におけるいわゆる“カリフォルニア・モラトリヤム”を認める判決に端的に示されるように、一般人は核燃料サイクル・バックエンドにより厳しい目を向けるようになってきた。このような情勢のもとでは地層処分ばかりでなく、それに代わり得るものでより現実的な処分法についても研究開発しておく必要がある。

代替案の一つとして高レベル廃棄物から群分離によりアクチノイドを分離し、核分裂により核分裂生成物に変換する消滅処理法がある。消滅処理システムとして我々はアクチノイド専焼高速炉(Actinide Burning Fast Reactor; ABFR)を提案してきた。¹⁾これはアクチノイド混合物のみを燃料とする高速炉であり、中性子エネルギースペクトルが硬いほど効率よくアクチノイドを消滅処理できる($\sigma_f/\sigma_c \gg 1$)。Fig. 1 に群分離・消滅処理サイクルを組込んだ階層核燃料サイクルの概念図を示した。

ABFR 炉心の核設計を行うためには信頼性の高い核データが必要となるが現状では核データの

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

誤差は大きい。そこで主要なアクチノイドの核データの評価・修正を行い信頼性の高いデータを得るために FCA を用いた一連のアクチノイド積分実験を行った。

2. アクチノイド核データの現状

Table 1(a)(b)に各国で用いているアクチノイド核種の核データセットを LMFBR の NEACRP ベンチマーク・モデルの炉心スペクトルを重みとして一群に縮約したものを示した。²⁾ アクチノイドについての実験値は少なく、数少ない実験データを共通に用いて得られたデータ・セットの誤差は Table 1 に示されているものより実際はさらに大きいと思われる。

3. FCA における積分実験

積分測定により得られたデータの精度は、微分測定データの精度より良いが、エネルギー的に積分されたデータであるため、エネルギーに関する情報は少ない。広いエネルギー範囲にわたり核データを評価・修正するためには、中性子エネルギースペクトルを系統的に変化させたいくつもの中性子場での積分測定が必要になる。そこで FCA で標準中性子スペクトルの場の選定とその妥当性について一連の特性試験を行った。

3.1 標準中性子スペクトル体系 FCA K 炉心シリーズ特性実験

特性実験については本研究会ポスターセッションにおいて「FCA 標準中性子スペクトル場」(中野, 岡崎)³⁾として報告されているので、ここでは概略のみ述べる。

特性実験の目的は上に述べたように一連の炉心シリーズにおける中性子スペクトルのシフトの妥当性を検証する事と、積分実験を行う中性子場を記述するための data and method の確立にある。低エネルギー側のスペクトル調整にはグラファイトを希釈材として用い、高エネルギー側の調整には不銹鋼を用いている。核燃料としてプルトニウムを用いた場合にはその α 崩壊に伴う発熱による体系の温度ドリフトがあり、微少反応度測定精度が悪くなるため、K 炉心では、濃縮ウランを用いた。

中性子スペクトルを正確に記述出来るように信頼性の高い核データを有する物質のみを用いて体系をつくった。又計算する際にモデル化しやすい幾何学的に単純な体系が望ましい。このような観点から FCA K-1 ~ K-6 の 6 つの炉心が設定され、又 20%濃縮金属ウランのみを用いた K-7 炉心も追加された。FCA K-1 ~ K-7 炉心のセル・パターンを Fig. 2 に示した。なおアクチノイド積分測定はプルトニウム燃料を用いた「常陽 Mark II」模擬炉心 (FCA X-1) においても行った。

FCA K-1 ~ K-7 炉心の諸特性、標準スペクトル場としての妥当性、中性子スペクトル記述の data & method 等については文献 4) を参照されたい。

3.2 アクチノイド核種核分裂率測定

新たに開発した平行板型核分裂計数管⁴⁾を用いて、²³⁵U, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²³⁹Pu, ²⁴¹Am, ²⁴³Am および ²⁴⁴Cm について核分裂率測定を行った。⁵⁾

測定対象核種は白金製の陰極に電着されている。電着量はアクチノイド核種が放出する α 線のスペクトロメトリーより電着ソースの毎秒当りの崩壊数を測定し、半減期データを用いて定量(電着原子数)を行う。電着量測定誤差は約1%以下である。電着量は α 崩壊半減期と計数率を勘案して決められ、数 μg (^{238}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm)から約200 μg (^{235}U)の間の量である。この計数管の α 線バックグラウンドと核分裂パルスとの分離は非常によく、 α 線バックグラウンドでマスクされる核分裂カウント数は全核分裂カウントの約1%以下である。

測定は各炉心の中心において行った。核分裂パルスの全カウント数は $1.5 \times 10^4 \sim 1 \times 10^5$ である。

不純物からの核分裂率への寄与は、 ^{238}Pu 計数管の場合、 ^{238}Pu の寄与が19~27%、その他の核種の寄与が約2%、 ^{244}Cm 計数管の場合 ^{240}Pu から3~5%、 ^{244}Cm から6%の寄与があり、その他の計数管では不純物からの寄与は1%以下である。

計数管を炉心に挿入することにより、体系中にステンレス鋼壁のキャビティーを持たむことになり、中性子束分布に摂動を生ずる事になる。このステンレス及びキャビティーの影響に対する補正実験を行った結果、この影響に対する補正は0~+2%程度であった。これ等の補正を行って各核種の核分裂率の実験値が求まる。実験時の炉出力に無関係な物理量になるように、 ^{235}U の核分裂率に対する各核種の核分裂比を求める。核分裂比の実験誤差は ^{244}Cm については $\pm 4 \sim 5\%$ 、それ以外の核種については $\pm 2 \sim 3\%$ である。

3.3 アクチノイド核種試料反応度値測定

^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am の5核種について炉心中心における試料反応度値測定を行った。測定に用いた試料はアクチノイド酸化物をステンレス製二重円筒キャプセルに密封したものである。

アクチノイド核種重量は ^{238}Pu および ^{240}Pu が約15g、その他の核種は20gである。不純物は ^{238}Pu 試料の場合に ^{239}Pu と ^{240}Pu 合計で約9%存在しているが、他の試料の場合は純度は約98%以上の高純度のものである。

測定は試料を炉心中心に挿入し、体系を臨界に保つための制御棒の位置の変化から反応度値を測定する。臨界点の決定の誤差は制御棒の位置の誤差であり、これは $\pm 0.02 \text{ mm}$ であり、反応度としては $3 \sim 9 \times 10^{-7} \Delta k/k$ の誤差である。試料の長さは約8cmであり、炉心中心に対して試料位置を前後に4cm移動させて試料軸方向の反応度値分布を測定したが、炉寸法の最も小さいK-7炉心において試料全長にわたる反応度値の変化は約6%であり、X-1炉心のようなやや大きな炉心では約3%以下であった。試料を密封したキャプセルの反応度値への寄与分はダミーキャプセルについての測定値を用いて補正している。酸素の反応度値は濃縮ウラン酸化物試料及び劣化ウラン酸化物試料の反応度値測定値より求めた。又 Al_2O_3 試料及びAl試料の反応度値測定値からも求めたが、この2つの酸素反応度値測定値は実験誤差内で一致している。酸素の反応度値の試料反応度値への寄与は ^{237}Np , ^{241}Am , ^{243}Am 試料のK-3, -4及びX-1炉心における測定の場合特に大きい。

種々の補正を施した後の試料反応度値実験値の誤差は核種1g当り $\pm(5 \sim 20) \times 10^{-8} \Delta k/k$ であった。試料反応度値実験値を ^{238}Pu の値に対する比としてFig. 3に示した。

3.4 実験値と計算値の比較

体系の計算には JENDL-2 を、アクチノイド核種試料の核データとしては JENDL-2 及び ENDF/B-V (但し V が使用できない場合には N) ライブラリーを用いた。計算のフローを Fig. 4 に示す。炉心セルについては衝突確立法コード SP-2000⁶⁾ により JENDL-2 ライブラリー (1950 群) を用いて無限平板セル計算を行い、20 群実効断面積を求め、次にこの断面積を用いて、炉心およびブランケットの 2 領域体系について 20 群 2 次元 R-Z モデルによる S_4P_1 近似輸送計算を行い中性子束及び随伴中性子束を求める。一方アクチノイド核種の核データとして JENDL-2 及び ENDF/B-V (又は N) ライブラリーを用い、1950 群データを作成し SP-2000 を用いて求めた体系の中性子スペクトル (1950 群) を重みとして無限希釈の 20 群断面積に縮約し、一次摂動論によりアクチノイド核種の核分裂率及び試料中心反応度係数を計算する。

実験値と計算値の比較は、 ^{235}U に対する各アクチノイド核種の核分裂率及び ^{239}Pu に対する反応度係数の比について行った。

核分裂比の計算値の実験値に対する比を C/E として Fig. 5(a)(b) に示した。又試料反応度係数比の C/E 値を Table 2 に示した。

Fig. 5(a)(b) には計算精度をチェックするために ^{239}Pu の核分裂比を示したが、この値は全測定体系にわたって実験値と計算値は実験誤差内で一致していて計算の精度は充分よいことがわかる。 ^{239}Pu については K-2 炉心における実験値に問題があるがその他の体系については実験誤差内で実験値と計算値は一致している。その他の核種については計算値は実験値より 5~15% 大きな値を与えている。JENDL-2 と ENDF/B ライブラリーの間には ^{237}Np および ^{243}Am で 5~8%、 ^{244}Cm で ~2% の差を生ずるが、その他の核種についてはほとんど同じ値を与えている。

試料反応度係数比については、計算精度の目安を示すために ^{235}U の ^{239}Pu に対する反応度係数比の比を Table 3 に併記した。全ての体系について 3% 以内で計算値は実験値と一致していて、計算手法の妥当性を示している。

試料反応度係数は主として核分裂による正の反応度係数の寄与と吸収による負の反応度係数の寄与の和であり、測定した核種の中には中性子スペクトルによってはこれら正負の寄与がほぼ等しくなり、反応度係数としては 0 に非常に近いものもある。このような場合には C/E として実験値と計算値を比較するのは適当でないので、試料反応度係数の実験値及び計算値の一方又は両方が ^{239}Pu の値の 10% 以下になる場合には $1 - C / 1 - E$ として比較し、Table 2 ではこれ等の値をカッコ内に示した。 ^{240}Pu の場合には K-7 炉心以外では計算値は実験値よりかなり小さい値となっていて、JENDL-2 及び ENDF/B-N でその傾向はほぼ同じである。 ^{239}Pu の場合には K-1 炉心以外では計算値が実験値より大きい値 (最大で 20%) を示していて、JENDL-2 の方が ENDF/B-V より 5% 程実験値に近い値を与えている。 ^{237}Np および ^{243}Am については JENDL-2 を用いた計算値は比較的良く実験値を再現しているのに対し、ENDF/B-V を用いた計算値は実験値との一致はひどく悪い。 ^{241}Am については K-5 炉心以外では比較的实验値と計算値の一致は良い。

4. まとめ

核分裂断面積データについては、JENDL-2では ^{238}Pu 、 ^{237}Np のデータ、ENDF/B-Vでの ^{238}Pu のデータの信頼性は高く、その他の核種については両ライブラリーとも5~15%大きい値となっている。試料反応度係値に関しては、JENDL-2データを用いた方が、 ^{237}Np および ^{243}Am について実験値をより良く予測し、その他の核種についてはJENDL-2およびENDF/Bのデータに大きな差はない。

今後これ等の積分測定値を最少自乗法を用いてフィッティングし、核分裂断面積及び捕獲断面積の修正をする予定である。

謝 辞

本研究のうちFCA K炉心特性実験は中野正文が、核分裂率測定は大部誠が、試料反応度係値測定は向山がそれぞれ責任者となり行った。小环龍男、岡嶋は実験全般に寄与している。実験全体のとりまとめは黒井英雄（前高速炉物理研究室長）が行った。計算については永井正克氏（金沢計算センター）の協力を得た。本報告をまとめるに当り御協力いただいた上記の方々、及び議論していただいた吉田弘幸高速炉物理研究室長に感謝いたします。

References

- 1) T. Mukaiyama, H. Mitani, K. Koyama, M. Obu, H. Kuroi, "Evaluation of actinide cross sections by integral experiments", Nuclear Cross Sections for Technology (Proc. Int. Conf. Knoxville, 1979), NBS SP 594 (Washington, 1980)
H. Murata, H. Kuroi, "A proposed concept on actinide waste transmutation", Nuclear Technologies in a Sustainable Energy System (Selected papers from an IIASA Workshop edited by G. Bauer and A. McDonald) pp 237 (Springer-Verlag, 1983)
H. Murata, T. Mukaiyama, "Fission Reactor Studies in View of Reactor Waste Programmes", accepted for publication by Atomkernenergie-Kerntechnik 45 (1984) (Proc. Int. Conf. Emerging Nuclear Energy Systems, Helsinki, 1983)
- 2) "NEACRP LMFBR Benchmark Calculation, Intercomparison for Full Burn-up", to be published
- 3) 中野正文, 岡嶋成晃, "FCAにおける標準中性子スペクトル場"(本研究会ポスター発表), P.6 JAERI-M 84-010 (1984)
- 4) 大部誠, "アクチノイド核種を用いた核分裂計数管の製作と特性" JAERI-M 9757 (1981)
- 5) M. Obu, et al., to be published
- 6) H. Kuroi, T. Tone, "SP-2000: Program for Calculating Fine Group Neutron Spectrum in Multi-region Cell and Effective Broad Group Constants", JAERI-1240 (1975)

Table 1(a) Comparison of one-group fission cross section of actinides at core center of LMFBR

Set Isotope	(Unit : barns)				
	CARNAVAL ^a IV	ENDF/B-IV ^b	FGL5 ^c	JENDL2 ^d	KEDAK4 ^e
U 235	1.94	1.98	1.98	2.01	2.06
U 238	0.040	0.042	0.043	0.044	0.043
Np 237	0.33	0.33	0.31	0.32 ^f	0.34
Pu 238	0.84	1.15	1.13	1.13	1.05
Pu 239	1.81	1.85	1.83	1.86	1.87
Pu 240	0.33	0.37	0.35	0.37	0.37
Pu 241	2.53	2.60	2.70	2.64	2.59
Pu 242	0.22	0.26	0.27	0.27	0.25
Am 241	0.29	0.29	0.27	0.28 ^g	0.28
Am 242	3.70	0.61	3.33	3.49	3.86
Am 243	0.20	0.22	0.19	0.22	0.20
Cm 242	2.05	—	1.23	0.47	—
Cm 243	3.39	2.77	2.89	2.91	2.46
Cm 244	0.45	0.40	0.38	0.41	0.43

Table 1(b) Comparison of one-group capture cross section of actinides at core center of LMFBR

Set Isotope	(Unit : barns)				
	CARNAVAL ^a IV	ENDF/B-IV ^b	FGL5 ^c	JENDL2 ^d	KEDAK4 ^e
U 235	0.59	0.61	0.54	0.64	0.62
U 238	0.29	0.30	0.29	0.30	0.31
Np 237	1.41	1.82	1.95	1.70 ^f	1.66
Pu 238	0.55	0.79	0.46	0.95	0.71
Pu 239	0.57	0.56	0.55	0.60	0.57
Pu 240	0.55	0.60	0.63	0.62	0.64
Pu 241	0.50	0.50	0.62	0.53	0.52
Pu 242	0.63	0.47	0.39	0.39	0.48
Am 241	2.02	1.86	1.88	1.69 ^g	1.93
Am 242	0.70	0.097	0.11	0.45	0.46
Am 243	1.60	1.20	1.73	1.69	1.53
Cm 242	0.59	—	0.51	0.64	—
Cm 243	0.50	0.27	0.10	0.29	0.18
Cm 244	0.85	0.91	0.49	0.66	0.65

a: CEA, FRANCE, b: ANL, USA, c: UKAEA, UK, d: JAERI, Japan, e: KFK, West Germany, f: ENDF/B-IV, g: JENDL1.

Table 2 C/E values of actinide sample reactivity worth ratio to Pu-239 in FCA standard neutron spectra assemblies

Assembly No.	Data Library	Np237/Pu239	Pu238/Pu239	Pu240/Pu239	Am241/Pu239	Am243/Pu239	U235/Pu239
IX-1	JENDL ^{a)}	1.06	0.70	-0.73	0.98	0.91	1.012
	ENDF/B ^{b)}	0.99	0.84	-0.61	1.00	0.77	1.022
IX-2	JENDL	1.01	1.00	0.53	0.96	0.71	0.985
	ENDF/B	0.60	1.08	0.59	0.86	(0.78)	0.979
IX-3	JENDL	(0.98) ^{c)}	1.07	0.69	(0.98)	(0.92)	1.002
	ENDF/B	(0.88)	1.12	0.74	(0.96)	(0.86)	0.995
IX-4	JENDL	(0.97)	1.08	0.58	(0.95)	(1.00)	0.976
	ENDF/B	(0.89)	1.12	0.62	(1.04)	(0.85)	0.978
IX-5	JENDL	1.11	1.11	0.67	0.77	1.11	0.967
	ENDF/B	1.57	1.15	0.70	0.80	1.78	0.970
IX-6	JENDL	1.06	1.12	0.80	1.01	1.14	0.980
	ENDF/B	1.36	1.17	0.84	1.01	1.49	0.991
IX-7	JENDL	1.16	1.18	1.03	1.12	(0.94)	1.007
	ENDF/B	1.63	1.25	1.08	1.16	(0.83)	1.028
X-1	JENDL	(0.99)	1.03	0.81	(0.98)	(0.96)	0.979
	ENDF/B	(0.92)	1.10	0.88	(0.97)	(0.83)	0.994

a) : JENDL-2

b) : ENDF/B-V for Np-237, Pu-238, Am-241, Am-243 and U-235, ENDF/B-IV for Pu-239 and Pu-240

c) : Values in parentheses are values of 1-C/1-E for |C| or/and |E| < 0.1

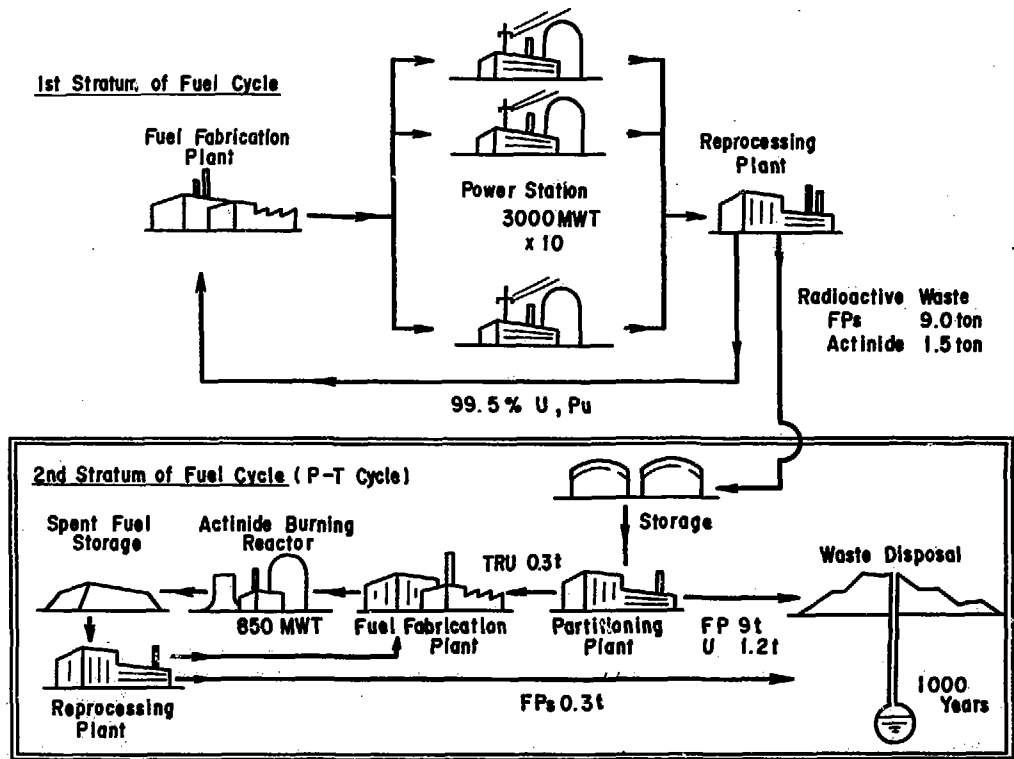


Fig. 1 Flow of Radioactive Waste per Year through Double Strata Fuel Cycle combined with Partitioning and Transmutation (Actinide Burning Fast Reactor) Cycle

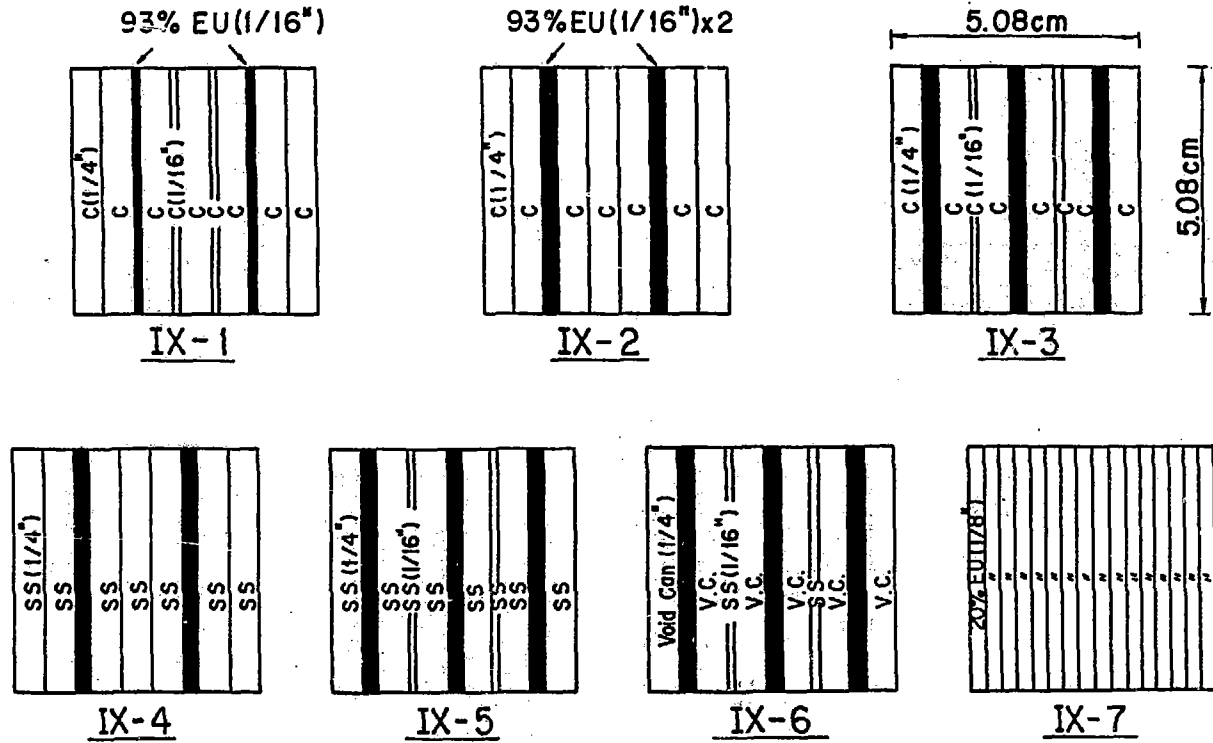


Fig. 2 Plate arrangement of FCA IX core drawers

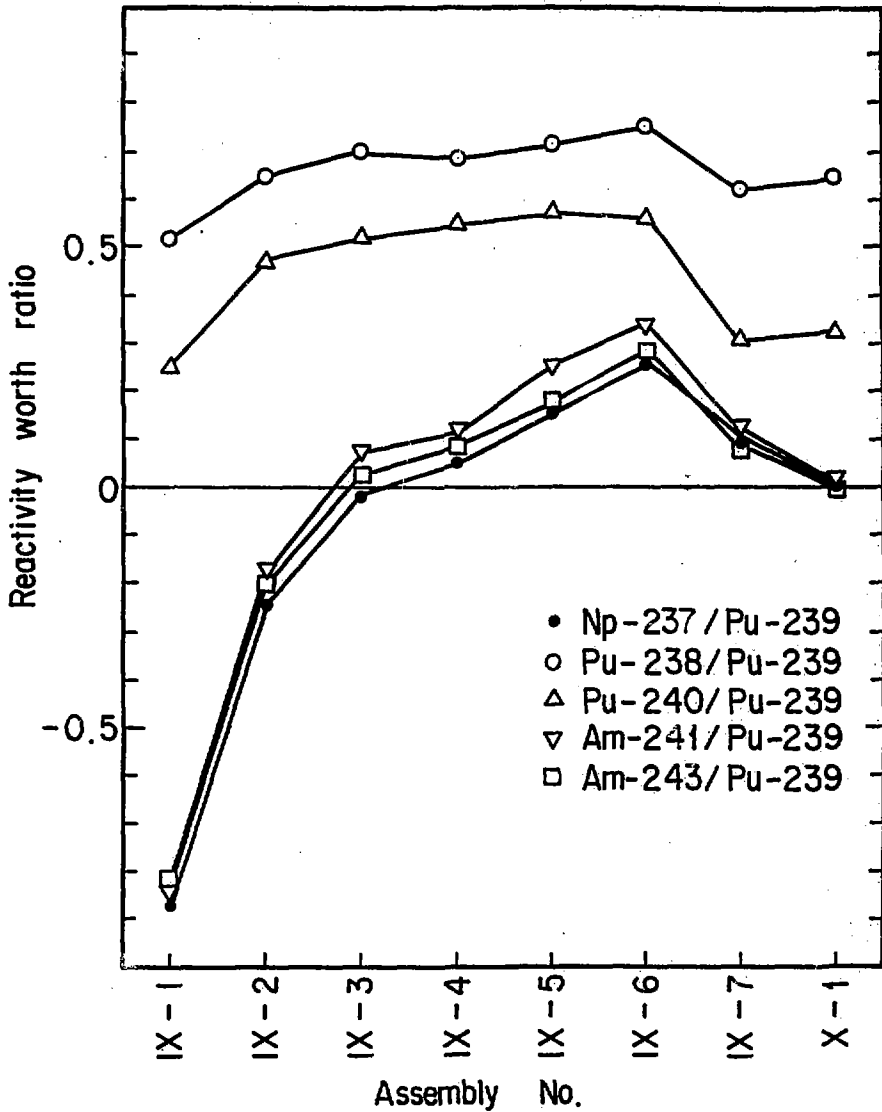


Fig. 3 Actinide sample worth ratio measured in FCA assemblies

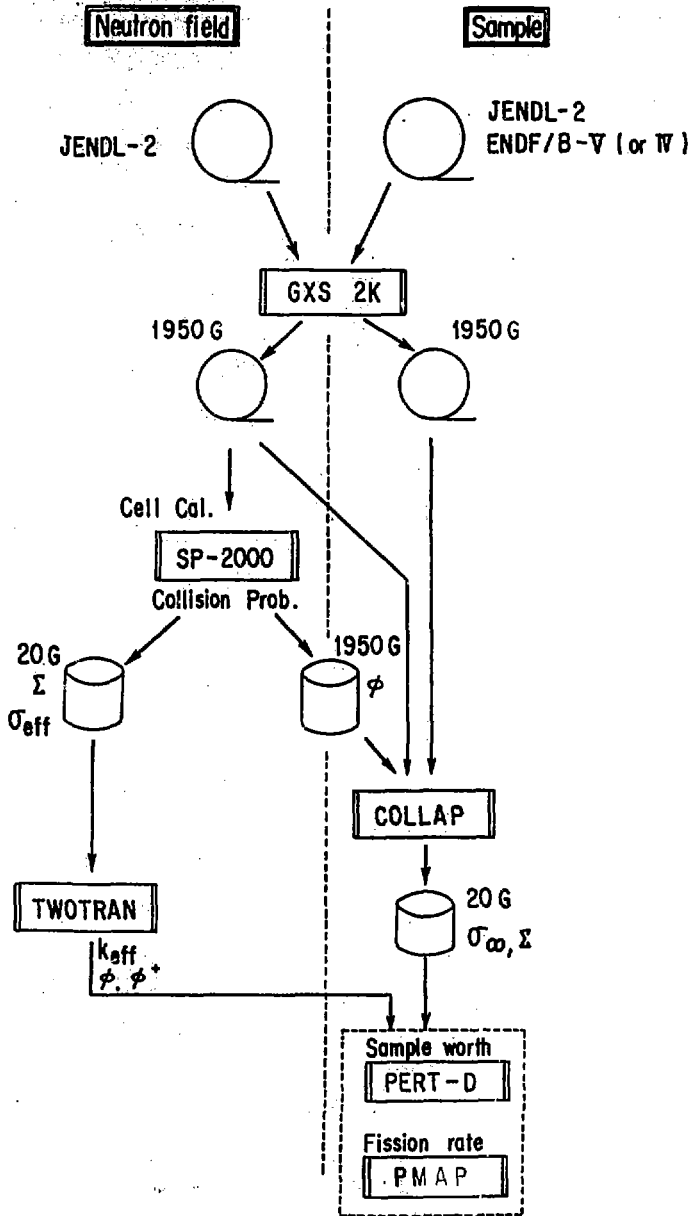


Fig.4 Calculation flow for Actinide integral experiment in FCA.

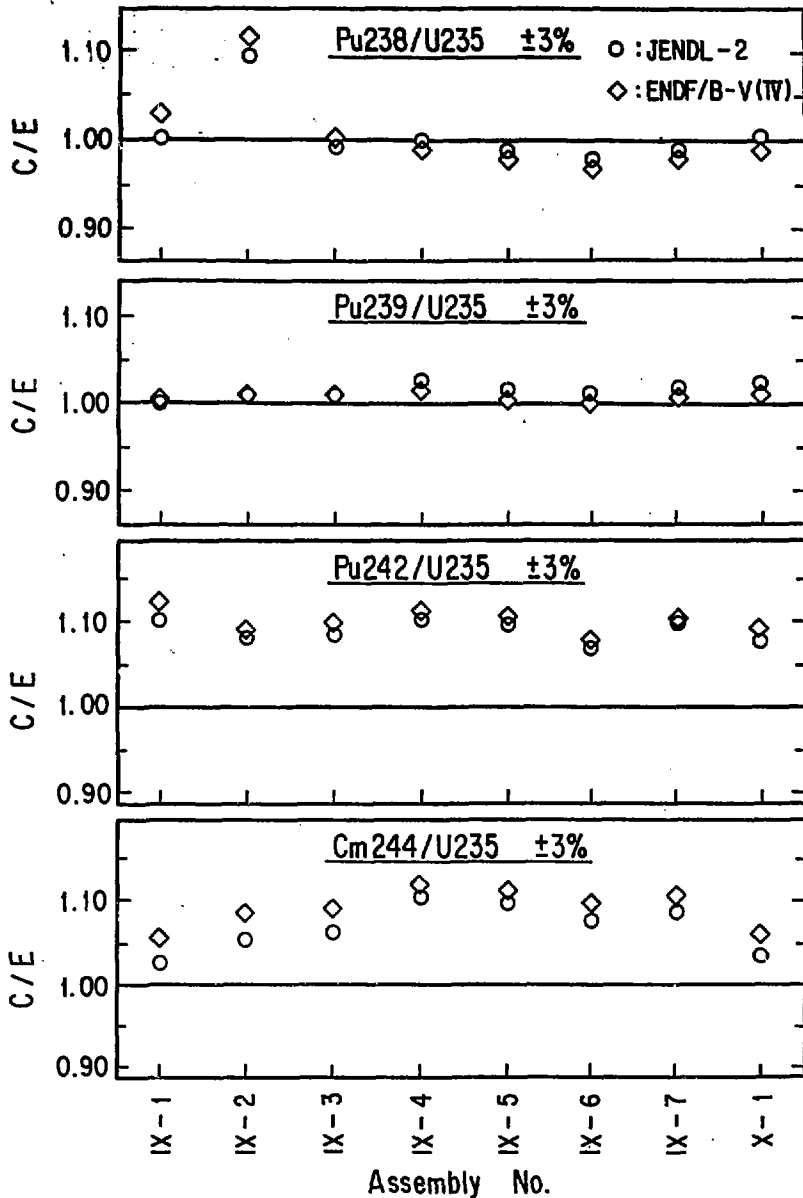


Fig.5(a) Comparison between values calculated (C) and measured (E) for actinide fission rate ratio in FCA assemblies

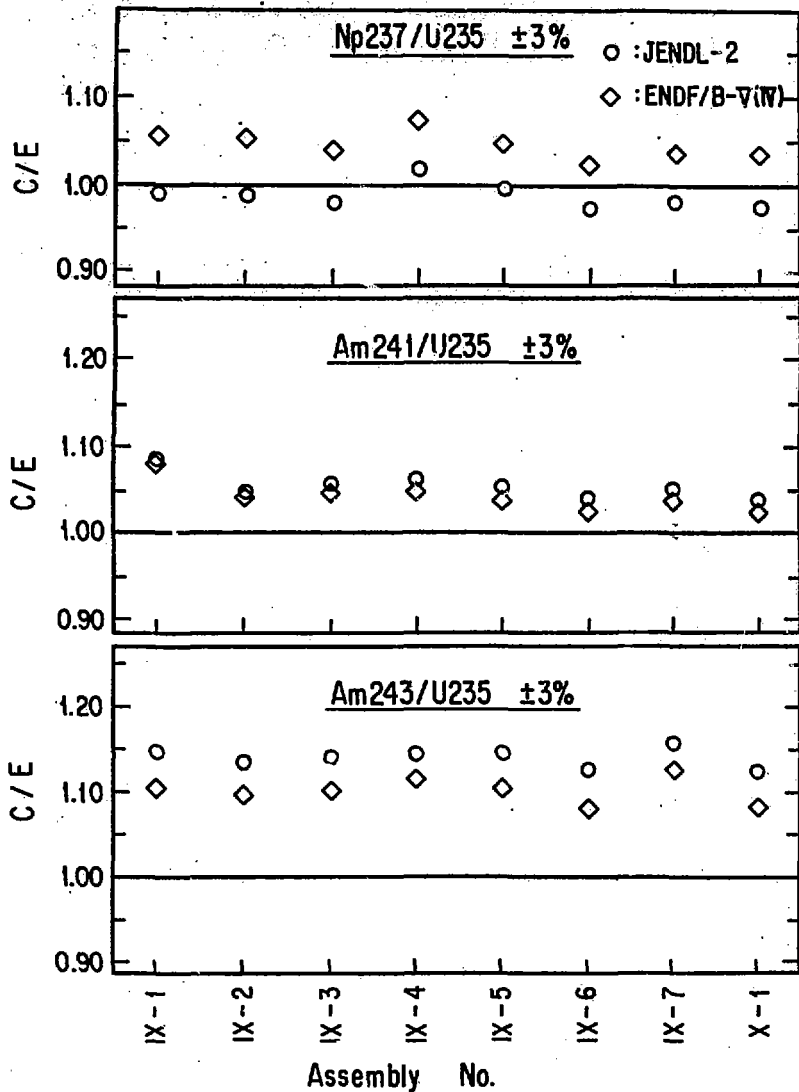


Fig. 5(b) Comparison between values calculated (C) and measured (E) for actinide fission rate ratio in FCA assemblies

討 論

Q: 瑞慶庵 篤 (日立・エネ研)

Actinide nuclei の sample worth について計算値と実験値の間に systematic な discrepancy があるのか?

A: 向山 武彦 (原研)

Table 2 に示したように、 ^{235}U の ^{239}Pu に対する worth ratio で見る限り、この一連の実験では、計算値と実験値の間の systematic discrepancy はない。他の Actinide nuclide については systematic discrepancy を議論できる程には断面積データの精度は高くない。

Q: 菊池 康之 (原研)

fission ratio が良くあうのに worth の C/E がバラツキすぎる。worth の解析に問題があるのではないかと。この worth で核データを云々できないのではないかと。

A: 向山 武彦 (原研)

Table 3 に示すように、 $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ の worth ratio の C/E は 1.0 ± 0.03 であり解析に問題はない。worth に関する核データの精度の現状が C/E のバラツキに現われている。但し fission ratio では σ_f のみを考えれば良いが、sample worth は $\nu \Sigma_f - \Sigma_a$ という差分を考えなければならない。 $\nu \Sigma_f$, Σ_a の各々がわずかに変わっても、 $\nu \Sigma_f \approx \Sigma_a$ の場合にはその差分の変化の仕方は大きい。今回の一連の実験の様に中性子スペクトル・シフトの大きい場合にも sample reactivity worth (特に exotic な sample に対して) の C/E のバラツキが小さければ、その核データ・ライブラリーは広いエネルギー領域に対してバランスのとれた良いライブラリーと言える。

Q: 五十嵐 信一郎 (原研)

専焼炉の立場から見て、どんな核種のどんなデータが必要か。最初に見せた表からは何が必要と言えるか?

A: 向山 武彦 (原研)

議論は2つに分かれる。第1は発電炉 (LWR, FBR) におけるアクチノイド生成量に関係する核データであり、専焼炉の初期燃料組成に関係してくる。第2は専焼炉中の燃焼にともなう燃料組成の変化に関係する核データである。第1の点については、感度解析のセッションで三谷氏 (原研) から話があると思うが、FBR におけるアクチノイド生成に関しては、 ^{241}Pu , ^{242}Cm の崩壊定数、 σ_c に関しては、 ^{237}Np , ^{241}Am , ^{242}Pu , σ_f に関しては、 ^{237}Np , ^{241}Am , ^{242}Am , ^{242m}Am , ^{242}Pu の精度よいデータが要求される。(H. Mitani, et al, JAERI-M 8133 (1979))。第2の点については、 ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am の σ_f , σ_c , ^{239}Pu の σ_c , ^{241}Am , ^{242}Bm , ^{244}Cm の decay constant などの精度よいデータが必要である。

Q: 飯島 俊吾 (NAIG)

標準場として、 $\phi(E)$, $\phi^*(E)$ の詳細表を是非公表しておいて欲しい。

A: 向山 武彦 (原研)

FCA 標準中性子スペクトル炉心 (FCA-K-1~7) については、今後も標準場として各種測定に用いる予定である。各体系の $\phi(E)$, $\phi^*(E)$ の詳細データについては、皆さんに御利用いただけるような形で特性実験グループ (責任者: 中野正文) より発表する予定である。

4. 感度解析とその応用

4.1 感度解析に関する諸問題と手法のレビュー

飯島 俊吾*

核データ評価および原子炉物理・遮蔽の分野では、感度解析、不確かさ評価、ベイズ理論に基づく最小自乗法によるパラメタ調整手法は、理論的には略確立されて居り、広範囲な適用が今後考えられる。特に、核データ評価については、JENDL-3での共分散ファイルの作成と密接に関連したテーマであるが、具体的な適用の場合には、多量のデータ取扱い、詳細な計算アルゴリズムの展開と共に、系統的誤差の扱い、計算手法上の不確かさの考慮の仕方、等幾つかの基本的な問題点も考えねばならない。この報告では、今度この分野の仕事を系統的に進めるさいの基礎となる、感度解析理論の骨組みと適用を簡単にレビューする。

A Review of the Theory of Sensitivity and Uncertainty Analysis

S. IIJIMA*

Theory of sensitivity and uncertainty analysis is being extensively applied to the problems in various fields, such as nuclear data evaluation, reactor physics and shielding calculations, reactor burn-up problems, and thermal-hydraulics problems. It is clear that we should be familiar with this theory if we are to incorporate evaluated covariance data into JENDL Version 3. In the practical application of the theory we must deal with a large amount of input and output data and must develop detailed algorithm of calculation. Moreover, certain important problems must be cleared such as how to handle the systematic errors in data, and the uncertainties in calculational method.

The present review is aimed to give essential frameworks of the theory of sensitivity and uncertainty analysis with emphasis on the application of the theory to nuclear data evaluation.

* 日本原子力事業(株) 総合研究所

* NAIG Nuclear Research Laboratory, Nippon Atomic Industry Group Co. Ltd.

1. 序 文

近年、原子炉系の特性予測値の不確かさを評価することを目的として、感度解析および不確かさ解析の定量的手法の開発と適用研究が盛んに行われている。これは、原子炉設計の余分な余裕を取除くことを最終の目標としている。¹⁾²⁾

特性値予測の不確かさは、計算の入力パラメタ誤差、模擬実験測定値の誤差、計算法の近似、体系の密度、長さ等の製作公差、等々の不確かさが伝播して生ずる訳であるが、感度解析手法を用いることにより、この誤差伝播を定量的に求めることが出来る。

こうして、感度解析と、要因の不確かさ評価が連けいして、始めて、予測量の不確かさの定量的評価に結び付く。これが、評価核データファイルに共分散データが強く望まれている理由である。

感度解析は非常に広い分野への適用可能性をもって居り、例えば、原子炉の燃焼問題、熱水力計算、安全解析等への適用も研究されている。これらの計算は1ケース当り膨大な計算問題を要し、又、模擬実験も多額の費用が必要であるので、パラメタ感度係数が比較的容易に求められるならばその価値は大変大きい。

感度解析と不確かさ解析を一步進めて、既知の測定値に基づいて評価データの改善、パラメタの調整を行うことも頻繁に行われている。通常用いられる手法は Bayes の定理に基づく最小自乗法であり、新しい測定値があることの条件の下に、事前確率の見積りを修正するという考え方である。

感度解析に関する理論は、最適化問題、或はもっと広く云えば意思決定の手法の理論の一分野である。この報告では、核データとその適用について、感度解析、不確かさ解析、パラメタ調節の理論の骨組みと相互関連を簡単にレビューする。

2. 感度解析式と核データ共分散評価

核データ或は他の基礎パラメタを $T_\lambda (\lambda = 1, \dots, N)$ とし、これから導かれる複合量を $R_i (i = 1, \dots, I)$ とする。T が微小変化して T' となった時に、R の変化は、行列表示を使って、一次近似で

$$R(T') \approx R(T) + G(T' - T), \quad (1)$$

$$G_\lambda^i \equiv \partial R_i / \partial T_\lambda \quad (\text{Sensitivity function}) \quad (2)$$

(1)式で $\Delta T = T' - T$ を評価値Tの不確かさと見なし、その共分散を $M_{\lambda\mu} = \langle \Delta T_\lambda \Delta T_\mu \rangle$ とすると、Rの共分散は、

$$V(R) = G M G^* \quad (3)$$

と表される。G* は転置行列である。(3)式は sandwich rule とも呼ばれ、誤差伝播の基本式である。

相対誤差 $\Delta T_2/T_2$ について扱いたい時は、(1)式で T をその対数 $\ln T$ でおきかえ、 $G_2^i = \partial R_i / \partial T_2/T_2$ とし、共分散を、相対共分散 $M_{2\mu} / T_2 T_\mu$ 、 $V_{ij} / R_i R_j$ でおきかえれば良い。

(3)式は頻繁に用いられているが、その適用には注意が必要である。例えば、崩壊熱総和計算の不確かさ評価に(3)式がしばしば用いられているが、崩壊データの不確かさ以前に、データの誤りが時折見出され、そのような系統誤差を含む時には(3)式を適用出来ない。F.G.Perey⁴⁾は、不確かさ解析のさいは、データの誤り (known mistakes, unknown mistakesの両方) を先づ完全に無くしておくことが必要と述べているが、上記の例はその好例である。

3. データの不確かさの共分散の評価・計算

3.1 測定値共分散の導出

中性子反応断面積をエネルギー E_i において、“black” flux detector を用いて測定したとする。³⁾

$$\sigma_i = b_i c_i / (n \epsilon_i) \quad (4)$$

ここで、 b_i は中性子束検出器の効率、 C_i はバックグラウンド、多重散乱補正後の反応計数率と中性子束検出器の計数率との比、 n はサンプルの面積当りの原子数密度 atoms/barn、 ϵ_i は反応生成物の検出効率である。これらのパラメータは互いに独立として良いから、測定断面積の不確かさのエネルギー的な相対的共分散は

$$\left\langle \frac{\Delta \sigma_i}{\sigma_i} \frac{\Delta \sigma_j}{\sigma_j} \right\rangle = \frac{\text{var}(n)}{n^2} + \frac{\text{cov}(c_i c_j)}{c_i c_j} + \frac{\text{cov}(b_i, b_j)}{b_i b_j} + \frac{\text{cov}(\epsilon_i, \epsilon_j)}{\epsilon_i \epsilon_j} \quad (5)$$

Ratio measurement の時も同様にして、エネルギー間相関、或は反応間相関を求められる。Konshin 連¹⁶⁾の方法 (1エネルギー点での分散)

一つのエネルギー点での、複数測定値による測定値を σ_i^e とする。真値を σ_0 、評価値を σ_{est} として、

$$\sigma_i^e = \sigma_0 + \Delta \sigma_i, \quad \sigma_{est} = \sum_i w_i \sigma_i^e \quad (6)$$

とおく。 $\Delta \sigma_i$ は、(4)式のようにして測定値導出法から求める。 σ_{est} は、 σ_c と σ_{est} の差の分散：

$$L \equiv \langle (\sigma_0 - \sigma_{est})^2 \rangle = \langle (\sum_i w_i \Delta \sigma_i)^2 \rangle \quad (7)$$

が最小となるように、 $\sum w_i = 1$ の条件下で w_i を定め、 σ_{est} およびその分散 $\langle (\Delta \sigma_{est})^2 \rangle = L_{min}$ が求まる。

余談ではあるが、異なる測定者の測定値不確かさ間の共分散を、 $V_{ij} = \langle \Delta \sigma_i \Delta \sigma_j \rangle$ とすると、上記の方式は、

$$L \equiv (\sigma^e - \sigma_{est})^2 + \frac{1}{V} (\sigma^e - \sigma_{est}) \quad (8)$$

を最小にするように σ_{est} を定める、後述の Bayes 流の最小自乗法と同等である。つまり (8) 式からは、

$$\sigma_{est} = \sum_i \left\{ \frac{\sum_j (V^{-1})_{ij}}{\sum_{k,l} (V^{-1})_{kl}} \right\} \sigma_i^e \equiv \sum_i w_i \sigma_i^e \quad (9)$$

となり、Kon'shin の w_i の表式と同一結果が得られる。

Kon'shin 連の方法 (エネルギー間相関)

エネルギー E_n における、測定者 i による測定値を $\sigma_i^e(E_n)$ とする。各エネルギー点で、前述のようにして、 $\sigma_{est}(E_n) = \sum_i w_i \sigma_i^e(E_n)$ を求めておく。これを使って、エネルギー E_n, E_m の断面積不確かさの相関は、

$$\text{cov}(\sigma_{est}(E_n), \sigma_{est}(E_m)) = \langle \Delta\sigma(E_n) \Delta\sigma(E_m) \rangle \quad (10)$$

但し、 $\Delta\sigma(E_n) = \sigma_o(E_n) - \sigma_{est}(E_n) = \sum_i w_i \Delta\sigma_i(E_n)$ 。 $\langle \Delta\sigma_i(E_n) \Delta\sigma_j(E_m) \rangle$ は、測定値導出のさいの各パラメタ誤差の相関から求める。

SUR コードの方法²⁴⁾

このコードでは、

$$\text{cov}(\sigma(E_n), \sigma(E_m)) = \sum_i w_i (\sigma_i^e(E_n) - \sigma_{est}(E_n)) (\sigma_i^e(E_m) - \sigma_{est}(E_m)) \quad (11)$$

として共分散を求める。 σ_{est} は別途に求めた評価値である。Kon'shin の場合もそうであるが、測定値は“神が与え給うた確率分布”から抽出されたものであることを仮定している。^{注)} 但し、Kon'shin の方式と異なり、 σ_{est} が別途に評価した値であるので、(11)式を使うと、相対的共分散がデータ数 N に反比例せず、しばしば過大評価になるとのことであり、ENDF/B-4 の初期の共分散はそうなっているものがあるとのことである。³⁾ この点については、改訂されたコード SURP が作成されている。

3.2 断面積理論計算値の共分散の導出

低エネルギー断面積の統計理論計算では、断面積は、中性子強度関数 S_L 、ガンマ線強度関数 $S_\gamma = \Gamma_\gamma / D_s$ 等を用いて書表すことが出来る。このようなパラメタ p_λ が互いに独立とし、その不確かさを Δp_λ とすると、

$$\Delta\sigma(E) \equiv \sum_\lambda G_\lambda(E) \Delta p_\lambda, \quad G_\lambda(E) = \partial\sigma(E) / \partial p_\lambda$$

$$\text{従って、} \text{cov}(\sigma(E_1), \sigma(E_2)) = \sum_\lambda G_\lambda(E_1) G_\lambda(E_2) \langle (\Delta p_\lambda)^2 \rangle \quad (12)$$

異なる反応断面積間の相関も同様である。

(12)式から判るように、 $\sigma(E_1), \sigma(E_2)$ が単一のパラメタ、例えば S_γ で決まる時 (弱吸収核) には、強い相関を生ずる。 $\sigma(E_1)$ が S_o で、 $\sigma(E_2)$ が S_γ で支配されるような時 (強吸収核) に

注) この点について、Peelle⁽³⁾は、All experiments are alike というのは、“All men are alike” というのと同じ位、無意味、且非生産的であると聞き直っている。

は、エネルギーが距たるにつれて、相関は急に減少することになる。

4. 感度係数の計算

感度係数は出来得れば解析的に求めることが極めて望ましい。しかし殆んどの問題ではそれは可能でない。その場合、感度係数を求めるのに幾つかの方法がある。一つは、パラメタ値を数通り変更して計算し、結果を回帰分析等によりまとめる方法であり、Response surface method と呼ばれている。同様のやり方であるが、モンテカルロ法を用いたシミュレーションがあり、数学的な方程式に載せにくい問題、例えば経済上の予測等も、モデルを設定すれば適用出来る。炉物理の問題のように、線型オペレータで記述される量（中性子束、アクチニド核種密度）については、随伴方程式の解を使って、核データ変化に対する特性量変化を、一般化摂動により求めることが出来る。

この一般化摂動の定式化には、differential method^{5,9)}と variational method⁷⁾が多く用いられる。Cacuci等⁸⁾は、両者が同等であり、又、非線型問題の非線型応答にも適用出来ることを示した。以下、炉物理で必要な問題の一例として、固有値問題における反応度比についての一般化摂動方式を述べる。

この問題では、基本方程式と、求めたい特性量は、

$$\text{基本方程式: } H\phi(x) \equiv (A - \lambda F)\phi(x) = 0 \quad (13)$$

$$H^+\phi^*(x) = (A^+ - \lambda F^+)\phi^*(x) = 0$$

$$\text{特性量: } R(\phi, \phi^*) = (\phi^*, H_1\phi) / (\phi^*, H_2\phi) \quad (14)$$

である。ここで、 $x \equiv (\vec{r}, E)$, F は fission operator, A はそれ以外のオペレータ、 λ は固有値である。 ϕ, ϕ^* は夫々、中性子束、および随伴中性子束である。随伴オペレータ H^+ は、適当な境界条件をみたます任意の二つの関数 $f(x), g(x)$ について、 $(H^+f, g) = (f, Hg)$ が成立つように定義される。

今、核データが、 $\sigma \rightarrow \sigma' = \sigma + \Delta\sigma$ と変わった時、

$$0 = H'\phi' = (H + \Delta H)(\phi + \Delta\phi) \approx \Delta H\phi + H\Delta\phi, \quad (15)$$

$$0 = H^+\phi'^* \approx \Delta H^+\phi^* + H^+\Delta\phi^*$$

$$H_1 \rightarrow H_1' = H_1 + \Delta H_1, \quad H_2 \rightarrow H_2' = H_2 + \Delta H_2 \quad (16)$$

と変化を受けたとすると、応答（特性量）の変化は、

$$\Delta R = \left(\Delta\sigma, \frac{\partial R}{\partial \sigma}\right) + \left(\Delta\phi, \frac{\partial R}{\partial \phi}\right) + \left(\Delta\phi^*, \frac{\partial R}{\partial \phi^*}\right) \quad (17)$$

$$\left(\Delta\sigma, \frac{\partial R}{\partial \sigma}\right) = R \left\{ \frac{(\phi^*, \Delta\sigma(\partial H_1 / \partial \sigma)\phi)}{(\phi^*, H_1\phi)} - \frac{(\phi^*, \Delta\sigma(\partial H_2 / \partial \sigma)\phi)}{(\phi^*, H_2\phi)} \right\} \quad (18)$$

$$\left(\Delta\phi, \frac{\partial R}{\partial \phi}\right) = (\Delta\phi, Q^+\phi^*), \quad \left(\Delta\phi^*, \frac{\partial R}{\partial \phi^*}\right) = (\Delta\phi^*, Q\phi) \quad (19)$$

$$Q = R \left\{ \frac{H_1}{(\phi^*, H_1 \phi)} - \frac{H_2}{(\phi^*, H_2 \phi)} \right\} \quad (20)$$

$(\Delta\sigma, \partial R/\partial\sigma)$ の項は直接項と呼ばれ、無摂動系の ϕ, ϕ^* が求まっていれば直ちに計算出来る。 $(\Delta\phi, \partial R/\partial\phi), (\Delta\phi^*, \partial R/\partial\phi^*)$ の項は非直接項であり、本来は、 σ の変化の度に $\Delta\phi, \Delta\phi^*$ を求めなければならない。一般化摂動論では、一般化随伴関数を導入することにより、それをせすにすませることを目標としている。

核データに対する感度係数 $G_\sigma(x)$ は、

$$\Delta R \equiv (\Delta\sigma, G_\sigma(x)),$$

$$G_\sigma(x) = \frac{\partial R}{\partial \sigma} + \frac{\partial R}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} + \frac{\partial R}{\partial \phi^*} \frac{\partial \phi^*}{\partial \sigma} \quad (21)$$

として求める。

微分法

一般処法に従って、一般化随伴関数を

$$H^* \Gamma^*(x) = \frac{\partial R}{\partial \phi} (= Q^* \phi^*(x)), \quad H \Gamma(x) = \frac{\partial R}{\partial \phi^*} (= Q \phi(x)), \quad (22)$$

によって定義する。Hは今の場合 singular であるが、解の存在条件：

$$\left(\phi, \frac{\partial R}{\partial \phi}\right) = (\phi, Q^* \phi^*) = 0, \quad \left(\phi^*, \frac{\partial R}{\partial \phi^*}\right) = (\phi^*, Q \phi) = 0, \quad (23)$$

がみたされているので、22式は解ける。数値誤差による発散を防ぐため、特殊なアルゴリズムが Usacheff,⁵⁾ Stacey⁷⁾ によって提示されている。

22式に夫々 $\Delta\phi, \Delta\phi^*$ を乗じて積分し、15式を用いると、

$$\left(\Delta\phi, \frac{\partial R}{\partial \phi}\right) = -(\Gamma^*, \Delta H \phi), \quad \left(\Delta\phi^*, \frac{\partial R}{\partial \phi^*}\right) = -(\Gamma, \Delta H^* \phi^*) \quad (24)$$

従って

$$\Delta R = \left(\Delta\sigma, \frac{\partial R}{\partial \sigma}\right) - (\Gamma^*, \Delta H \phi) - (\Gamma, \Delta H^* \phi^*) \quad (25)$$

$$G_\sigma(x) = \frac{\partial R}{\partial \sigma} - \Gamma^* \frac{\partial H}{\partial \sigma} \phi - \Gamma \frac{\partial H^*}{\partial \sigma} \phi^* \quad (26)$$

こうして、一般化随伴関数 Γ, Γ^* を無摂動系で求めておけば、任意の核データ変化に対する応答の変化、即ち、感度係数を、同時に、すべて求めることが出来る。

変分法

一般論に従い、基本方程式(13)を“束縛条件”とし、特性量 R (14式)を目的関数とする変分

表現は,

$$J(\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^*; H_1, H_2, H) = R(\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^*; H_1, H_2) - \langle \Gamma^*, H\tilde{\phi} \rangle - \langle \Gamma, H^+\tilde{\phi}^* \rangle \quad (27)$$

と書ける。 $\tilde{\phi}$ 等は試行関数、 Γ, Γ^* は Lagrange の未定乗数で、真値 ϕ, ϕ^* において J が停留になるという要求を課して、定めるものとする。即ち、

$$\begin{aligned} \partial J / \partial \phi &= 0 : H^+ \Gamma^* = \partial R / \partial \phi \\ \partial J / \partial \phi^* &= 0 : H \Gamma = \partial R / \partial \phi^* \end{aligned}$$

これは、先の22式と同等である。 J の停留値は $R(\phi, \phi^*)$ に等しいから、 J は R の変分表現になっている。

核データの変化に対する応答 R の変化は、

$$\Delta R = J(\phi', \phi'^*; H_1', H_2', H') - J(\phi, \phi^*; H_1, H_2, H)$$

テイラー展開して計算すると、 $\Delta\phi, \Delta\phi^*$ の1次の項は J の停留性から0になり、従って、

$$\Delta R \approx \langle \Delta\sigma \frac{\partial R}{\partial \sigma} \rangle - \langle \Gamma^*, \Delta H \phi \rangle - \langle \Gamma, \Delta H^+ \phi^* \rangle + (\text{2次の項}) \quad (28)$$

これも、微分法の結果25式と一致する。

上に述べた微分法、変分法の手法は、他の多くの問題に適用されている。(中性子)源のある時の検出器応答の計算法として、遮蔽、共鳴吸収、格子内熱中性子束の自己遮蔽、崩壊熱感度解析、核種生成・消滅の感度解析、等々への適用が行われている。原子炉燃焼の問題は、中性子束場と核種密度場がカップルした問題であるが、これへの適用は Williams¹⁰⁾、竹田¹¹⁾等が研究を進めている。熱水力計算には、Oblov等¹²⁾が適用している。

遮蔽の問題では、ここで述べた1次近似では不充分で、高次の近似が必要なことが多い。(1983国際遮蔽会議、東京。)高次摂動論が必要か、或は、1次近似のくり返しで済ませられるかは議論のポイントでもある。¹⁾

5. 測定値に基づく予測の改善

核データ評価を行った後、新しい微分測定値が得られた場合、この新情報に基づいて、真の断面面積予測の改善が試みられる。或は、臨界実験等による積分測定値が得られた場合、この情報に基づいて、求める積分量の真値の予測を改善することが通常行われる。

このような予測改善の系統的な手法として、バイアス法と、Bayes の条件付き確率推定法に基づく最小自乗法が多く適用される。バイアス法²⁰⁾については、後に亀井の報告があるので、ここでは、Bayes 流の方法について述べる。今の場合、理論計算による評価値の不確かさは、“核データ”の不確かさ丈によるものとする。計算方法の不確かさ (methods uncertainty) の影響は一般論は困難で、後に若干の扱い方の例を述べる。

5.1 Bayes の定理に基づく最小自乗法

確率論における Bayes の定理は、新しいデータを用いて、事前予測確率を修正する方法である。事象 A, B の同時確率を P(A, B), 事前確率を P(A), P(B), A が測定された時の B の事後確率 (条件付確率) を P(B|A) とすると、Bayes の定理は、

$$P(B|A) = \frac{P(A, B)}{P(A)} = P(A|B) \frac{P(B)}{P(A)} \quad (29)$$

である。

この定理の一つの応用例を示す。或る中性子共鳴レベルの $g\Gamma_n$ が測定された時、このレベルが S 波共鳴か P 波共鳴かを推定することは、核データ評価、ファイル作成上、必要なことである。今、 ρ_0, ρ_1 を夫々 S 波、p 波共鳴単位密度、 $\rho = \rho_0 + \rho_1$ を全単位密度とすると、このレベルが p 波共鳴である確率は、

$$P(\ell=1 | g\Gamma_n) = P_{\ell=1}(g\Gamma_n) \frac{\rho_1/\rho}{(\rho_0/\rho)P_{\ell=0}(g\Gamma_n) + (\rho_1/\rho)P_{\ell=1}(g\Gamma_n)}$$

ここで $P_{\ell}(g\Gamma_n)$ は ℓ 波共鳴の $g\Gamma_n$ の確率分布、即ち Porter - Thomas 分布である。 D_0, D_1, D_{obs} を夫々、s 波、p 波、および全共鳴レベルの平均間隔とすると、 $\rho_0/\rho = D_{obs}/D_0, \rho_1/\rho = D_{obs}/D_1$ であるから

$$P(\ell=1 | g\Gamma_n) = P_{\ell=1}(g\Gamma_n) / \left[\frac{D_1}{D_0} P_{\ell=0}(g\Gamma_n) + P_{\ell=1}(g\Gamma_n) \right]$$

この方法は、Bollinger-Thomas¹⁷⁾ が提唱し、Rohr 達¹⁸⁾ は FP 核種についての測定値に適用し、 $D_{\ell=1}$ の導出に用いている。レベルの測定洩れを含む場合の推定法も種々提唱されて居り、この分野の問題については Liou¹⁹⁾ のレビューがある。

さて、Bayes の定理を核データ予測の修正に適用する。今、核データ(B)として評価データを T, 真値を T_0 とする。 T_0 は T の近傍でガラス分布していると見て、

$$P(B) = P(T_0) = \text{const} \times \exp\left(-\frac{(T_0 - T)^2}{2M}\right) \quad (30)$$

M は評価データの分散である。積分量(A)についても、真値 R_0 は測定値 R^c の近傍で、測定値分散 V のガラス分布をしていると見て良いであろうから、

$$P(A) = P(R_0) = \text{const} \times \exp\left(-\frac{(R_0 - R^c)^2}{2V}\right) \quad (31)$$

Method uncertainty が無ければ、真値 T_0 を用いた積分量計算値 $R^c(T_0)$ は R_0 と一致すべきである。即ち、 T_0 が与えられた時、測定値 R^c は $R^c(T_0)$ のまわりに、分散 V で分布し、

$$P(A|B) = P(R^e | T_0) = \text{const} \times \exp\left(-\frac{(R^e - R^c(T_0))^2}{2V}\right) \quad (32)$$

従って、Bayes の定理から、

$$P(T_0 | R^e) = \text{const} \times \exp\left(-\frac{L}{2}\right) / \exp\left(-\frac{(R_0 - R^e)^2}{2V}\right) \quad (33)$$

$$\text{但し, } L \equiv \frac{(R^e - R^c(T))^2}{V} + \frac{(T_0 - T)^2}{M} \quad (34)$$

この確率を最大に、従ってLを最小とするように T_0 を定めれば良い。

上記の扱いを共分散を含めて正確に書く。記号はDragt 達⁽⁴⁾のものを用いている。核データを T_λ ($\lambda=1, \dots, N$)、積分量を R_i ($i=1, \dots, I$)として、

$$L = \delta R^+ \frac{1}{V} \delta R + \delta T^+ \frac{1}{M} \delta T; \quad \partial L / \partial T' = 0 \quad (35)$$

$$\delta R \equiv R^e - R^c(T') \approx \Delta R - G(T' - T)$$

$$\delta T \equiv T' - T, \quad \Delta R \equiv R^e - R^c(T)$$

T は評価値、 T' は“真値”である。結果は、^(注)

$$T' = T + MG^+ \frac{1}{GMG^+ + V} \Delta R \quad (36)$$

$$\text{cov}(T') \equiv M' = M - MG^+ \frac{1}{GMG^+ + V} GM \quad (37)$$

36, 37式で、分母の GMG^+ は $R^{cal}(T)$ の共分散である(c.f. Eq. (3))。従って分母は $R^{cal}(T)$ と R^{exp} の共分散の和になっている。37式により、新たに求めた核データの共分散 M' が求められることも大きな利点である。

T' を用いた時の、積分量測定値と計算値の差は、

$$R^{exp} - R^{cal}(T') \equiv V \frac{1}{GMG^+ + V} \Delta R \quad (38)$$

$$\text{又, } L_{min} = \Delta R^+ \frac{1}{GMG^+ + V} \Delta R \quad (39)$$

は自由度 $\nu = I$ 、平均値 $\langle L_{min} \rangle = I$ (積分データ数)の χ^2 分布:

$$P_\nu(x) = \frac{1}{\Gamma(\nu/2)} x^{\nu/2-1} e^{-x}; \quad x \equiv \frac{\nu}{2} \frac{L_{min}}{\langle L_{min} \rangle} \quad (40)$$

注) 36, 37式の代りに、 $T' = T + M'GV^{-1}\Delta R$, $M'^{-1} = (M^{-1} + G^+V^{-1}G)^{-1}$ の表式を用いることもある。

に従う。(B8式の分母は $\text{cov}(\Delta R)$ に等しいことに注意。) L_{\min} の分散は(B4式から $2\nu = 2I$ である。

従って、計算結果の L_{\min}/I が $1 \pm \sqrt{2I}$ の範囲にあれば、結果は統計的に合理的と判定出来る。もしこの範囲から大きくずれ、特に $L_{\min}/I \gg 1$ の時には、用いた積分測定値が、系統的誤差等のために、B3式が成立たなくなっている、或は methods uncertainty がある、或は、データに誤りがあると見なすべきであろう。

上述の最小自乗法は多くの分野で適用されている。核データ評価にこれを用いた場合、副次的な、しかし重要な利点として、(i)調整した核データを用いると、新しい測定値が得られた時、そのデータだけを新たな調整に使用すれば良く、今迄の全測定値を考慮する必要がないこと、(ii)従って、いつ評価データを改訂すべきかを判断する根拠が与えられること、が挙げられる。

最小自乗法による評価値導出の方法は種々あり、Bayes の定理に基づくものとは限らないが、分散を最小にする不偏推定は、(ガウス分布を仮定しなくても) 最小自乗法であるという Gauss-Markov の定理がその背後にある。他の方法と Bayes 定理の方法を関連付けておくのも興味がある。

中沢¹⁵⁾ の J1 method を例とする。反応率の測定値を $R_i^e = (\sigma_i, \phi_0)$ として、真のスペクトル $\phi(E)$ を求める spectrum unfolding の問題を考える。 $\phi(E)$ の推定として、束縛条件 = $R_i^e = (\sigma_i, \phi)$ を考慮して

$$\phi(E) = \phi_0(E) + \sum_i \Gamma_i(E) (R_i^e - R_i^c(\phi_0)) \quad (41)$$

とおく、任意の window function $W(E)$ に対して、 $J_1(\phi) \equiv (W, \phi)$ を考える。

$$\begin{aligned} J_1(\phi) &= (W, \phi) \\ &= (W, \phi_0) + \sum_i (W, \Gamma_i) (R_i^e - R_i^c(\phi_0)) \end{aligned} \quad (42)$$

この $J_1 = (W, \phi)$ の分散が最小となるように $c_i \equiv (W, \Gamma_i)$ を、 ϕ_0, σ_i, R_i^e の夫々の共分散を考慮して定める。 $W(E)$ は任意であるから $\Gamma_i(E)$ が定まり、従って新しいスペクトル評価値 $\phi(E)$ 、およびその共分散が求まる。

$$\phi(E) = \phi_0(E) + M_\phi \sigma \frac{1}{\sigma^* M_\phi \sigma + \phi^* M_\sigma \phi + V} (R^e - R^c(\phi_0)) \quad (43)$$

ここで σ は検出器の反応断面積、 M_ϕ, M_σ, V は夫々、 ϕ_0, σ, R_i^e の不確かさの共分散である。

所で、一方、Bayes 流の方法 B5-B7式を用いても全く同じ結果(43式)が得られる。この、一見異なる扱い方が同一結果となることは興味深い。

5.2 Methods Uncertainty

この不確かさの評価の仕方、およびそれを Bayes 理論にどう含めるかは、幾つかの考察はあるが明瞭ではない。

Marable²⁾ の考え方は次のようである。核データを一定にしておいて、積分量の計算を、理想

的に厳密なものから逐次に近似して実際の計算モデルへ移行させる。各段階の近似を互いに独立と見なし、各段階での近似の不確かさの自乗和を、methods uncertainty の分散と見なす。これを、積分量計算値の共分散として、測定値共分散 V に加える。

異なる問題についてであるが、Gruppelaar²³⁾は、統計理論による捕獲断面積計算値の共分散評価において、§ 3.2 で述べたパラメタ誤差による共分散に、model uncertainty による共分散を加えている。これは、非分離共鳴のように、本来離散的であるものを統計的平均値でおきかえたことに対する、statistical model error である。通常、非分離域断面積は、Breit-Wigner 式をレベル平均間隔で平均して

$$\langle \sigma_{nr}(E) \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \frac{1}{\langle D \rangle} \left\langle \frac{g \Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} \right\rangle \quad (44)$$

と書く。⟨D⟩はレベル間隔の分布についての平均、⟨g Γ_n Γ_γ / Γ⟩は Γ_n の揺動についての Porter-Thomes 分布平均である。平均値はこれで正しく与えられるが、分散も今の場合求めなければならない。その結果は、

$$\left\langle \frac{\Delta \sigma_i \Delta \sigma_j}{\sigma_i \sigma_j} \right\rangle_{ij} = \delta_{ij} \frac{1}{\langle n_i \rangle} \frac{\text{var}(\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma)}{\langle \Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma \rangle^2} + \frac{\text{cov}(n_i, n_j)}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} \quad (45)$$

ここで、i, j はエネルギー群を表し、⟨n_i⟩ = ΔE_i / D_i であって、そのエネルギー群内のレベル数を表す。レベル間隔の分布関数を用いて、cov(n_i, n_j) = { var(n_i + n_j) - var(n_i) - var(n_j) } / 2 として計算出来る。

1982年の核データ研究会で、宇野²⁴⁾が、理論の内在誤差を考慮した統計法を述べた。これは測定値セット(y_i, x_i)を直線 y = ax + b でフィットするさいに、この直線モデルにも誤差土 α をもたせると、

$$L \equiv \sum_i^N \frac{(y_i - ax_i - b)^2}{\sigma_i^2 + \alpha^2}; \quad \sigma_i \text{ は } y_i \text{ の誤差} \quad (46)$$

を最小にすれば良いことが判る。但し、α は、y_i の真値 Y_i と予測値 ax_i + b の差の分散を

$$\langle (\Delta Y_i)^2 \rangle = \langle \sum_i^N (Y_i - ax_i - b)^2 \rangle \equiv N \alpha^2 \quad (47)$$

とおいて self-consistent に定めるものとする。

通常は、(46)式で α = 0 とすると、評価値は、誤差の小さなデータによって定まる。又、データが多い時は評価値自体の分散が非常に小さくなってしまふ。宇野の方法はこれを選ける手法を与えるものである。

5. まとめ

この報告で述べた理論式は、見掛けはすこぶる簡明であるが、実際の適用では、問題の種類毎に、多大のデータの取扱ひ方、および計算の詳細なアルゴリズムの展開が必要である。いづれに

しても、核データとその使用に関しては、核データ評価値および積分測定値の夫々の共分散データを整えることが基礎となる。

核データ共分散値の系統的評価とその適用を進めるにさいして、次の諸点を考慮する必要があるであろう。

- (1) 共分散値は、平均値（評価値）と関連しているので、共分散データ丈を外国の評価を借りるというのは、原則的には許されないであろう。しかし、共分散値の評価自体、可成りの不確かさがあり、実際的には上述の原則にこだわるべきなのであろうか。この点は、我々の今後の共分散ファイル作成のスコープと関連する。
- (2) 核データ測定値の共分散は、多くの場合、与えられていない。評価者がそれを行う余裕も、通常は無い。例えば米国のSURコードのように扱えば、測定値の共分散は、一応機械的に求めることが出来る。このような方式を検討する必要がある。又、最終的に評価値の共分散を求める上での技術的諸問題がある。例えば、理論計算を測定値にフィットするようバイアスが掛っている時の共分散は？或は、評価値が積分測定値にひきずられて定められている時の共分散は？
- (3) 共分散値に要求すべき精度の目安があると有効である。これは相互作用的なものであるが、炉物理側の主導が必要であろう。
- (4) 積分量間の共分散も又、多分考慮せねばならない。

諸外国、特に米国ではこの分野の研究はこの数年来、大変盛んで、まさにファッションの最中である。研究状況は、Ref. (1), (2), (3) が良い参考となる。この追跡だけに終らず、日本では測定者と評価者及び利用者の協力による優れた研究が可能であろうと考える。

この報告では国内研究については十分に触れなかったが、三谷・黒井（原研）、小林捷（京大炉）、植之原・神田（九大）、中沢（東大）、桜井（原研）、岩崎（東北大）、竹田（阪大）、亀井・吉田（NAIG）、等の良い研究が報告されて居り、他にも多くの研究の芽が見られる。

謝 辞

シグマ委員会炉定数専門部会の積分データ評価WGの小委員会で、積分データによるJENDL-2調整の問題を今年の前半に検討した。本報告はその時の議論に基づく所が多い。メンバーは、高野、長谷川、三谷、菊池（原研）、竹田、錦織（阪大）、瑞慶寛（日立）の諸氏であった。この他に、小林（京大炉）、中沢（東大）、桜井（原研）、佐々木（MAPI）、亀井、川合（NAIG）、神田、植之原（九大）氏等の仕事、および特に感度係数の理論については竹田氏の仕事がこの報告をまとめるにあたって、大変良い刺激であり、参考となった。こゝで感謝の意を述べさせて頂く。

References

- 1) Proc. of a Seminar Workshop, Oak Ridge, A Review of the Theory and Application of Sensitivity and Uncertainty Analysis, Aug., 1978, ORNL/RSIC-42
- 2) Advances in Nuclear Science and Technology, Vol. 14, Sensitivity and Uncertainty Analysis of Reactor Performance Parameters, ed. J. Lewins and M. Becker, 1982 Plenum Press, N.Y.
- 3) Peele, R. W.: Uncertainty in Nuclear Data used for Reactor Calculations, Chap. 2 of Ref.(2)
- 4) Perly, F. G.: p.311 of Ref.(1)
- 5) Usachev, L. N.: J. Nucl. Energy 18 (1964) 571
- 6) Gandini, A.: J. Nucl. Energy 21 755 (1967)
- 7) Stacey, Jr. W. M.: Variational Methods in Nuclear Reactor Physics, Academic Press, N.Y., 1974
- 8) Cacuci, D. G., et al.: Nucl. Sci. Eng. 75 88 (1980)
- 9) Oblow, E. M.: Nucl. Sci. Eng. 59 187 (1976)
- 10) Williams, M., Weisbin, C.: ORNL-5393 (1978). Williams, M. et al.: p.299 of Ref.(1)
- 11) 竹田敏一: Priv. Comm. (1983)
- 12) Oblow, E. M.: p.251 of Ref.(1)
- 13) Mitani, H., Kurai, H.: J. Nucl. Sci. Technol. 9 383 (1972)
- 14) Dragt, J. B., et al.: Nucl. Sci. Eng. 62 117 (1977)
- 15) Nakazawa, M., Sekiguchi, A.: Proc. 2nd ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, Oct. 1977, NUREG/CP-0004, Vol. 3
中沢正治: 1980年核データ討論会報告, JAERI-M 9523 (1981), P. 113
- 16) Kon'shin, V. A., et al.: INDC (CCP)-132/LV (1979)
- 17) Bollinger, L. M., Thomas, G. E.: Phys. Rev. 171 (1968) 1293
- 18) Rohr, G., et al.: Proc. Specialists Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei, Bologna, 1979, NEANDC(E)209"L" (1980), p.197
- 19) Liou, H. I.: Proc. Conf. Nuclear Data Evaluation Methods and Procedures, BNL, Sept. 1980, INDC (USA)-85
- 20) Kamei, T., Yoshida, T.: Nucl. Sci. Eng. 84 (1983) 83
- 21) Wagschal, J. J., et al.: Nucl. Sci. Eng. Letter to the Editor
- 22) Marable et al.: p.247 of Ref. (2)
- 23) Gruppelaar, H.: Proc. IAEA Consultant Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA-190, Vol. II, 1975, p.61

- 24) Difilippo, F. C.: SUR, A Program to generate error covariance files, ORNL/TM-5233, (1976)
- 25) Peelle, R. W., Burrows, T. W.: An annotated bibliography covering generation and use of evaluated cross section uncertainties, BNI-NCS-51684 (ENDF-331), (1983)

討 論

Q: 関本 博 (東工大)

個々の誤差から共分散を出すとき、情報の一部が無くなることもある。(共分散から個々の誤差成分を一般的には出せない) 正規分布の仮定がきびしすぎることも多い。

すべての誤差を知らないと共分散を出せないため、共分散を求めるとき、かなり不確かな決断をすることが普通である。これらのことから、核データファイルの誤差ファイルの1つとして個々の誤差について値を収納するという方法も考えられるが、このような動きは現在まったくなく、共分散だけでやっていくということになっているのか?

A: 飯島 俊吾 (NAIG)

そういう動きは無いようだ。御説の通りのやり方は、コンパクトで良いと思うが、個々の構成部分の不確かさはレポートに記し、断面積共分散は、レポートでは不十分ということ及びデータ処理の見地からB Format のファイルにする方針とのことである。

4.2 感度係数のドシメトリーへの応用

中沢 正治*

原子炉中性子線量測定における感度係数は、いわゆる Unfolding とか data adjustment と呼ばれる不定型積分方程式を解く場合に現われることを説明し、具体的な感度係数の算出式及び数値計算結果の例を示した。その結果、現在のドシメトリー分野では初期推定スペクトルに対する感度係数が大きいこと、しかもそのスペクトル入力値の共分散により感度が変化するので注意が必要であるとコメントした。

Applications of Sensitivity Function to Dosimetric Data Adjustments

Masaharu NAKAZAWA *

Sensitivity functions are applied to the dosimetric field in the spectrum unfolding technique, also called as the data adjustment technique which are statistical estimation procedures of the neutron spectrum or relating dosimetric quantities basing on the reaction-rate data measurements.

Using the practical formulae and numerical examples of the sensitivity functions in the dosimetric data adjustments, two comments are made that (1) present sensitivity values are highly depending on the initial spectrum inputs and (2) more attention should be paid to the dependency of the sensitivity on the very uncertain covariance data inputs of the initial neutron spectrum.

1. 緒言

ドシメトリーとは広い意味で使用されるが、ここでは原子炉線量測定、保健物理的線量測定などをカバーする言葉として使い、特に感度係数による解析対象として、不定型方程式の解法問題を取り上げる。この問題は、一般にスペクトルアンフォールディングとか data adjustment と呼ばれているが、内容としては極めて一般的な問題であり、次の様に表わされる。

$$M_i = \int_0^{\infty} A_i(E) X(E) dE, \quad i = 1, N \quad (1)$$

但し $M_i (i=1, N)$ = 実測値

$A_i(E)$ = 応答関数と呼ばれる定数

*) 東京大学・工学部・原子力工学研究施設, University of Tokyo

であり、これより未知関数 $X(E)$ を求める問題である。

通常は、 M_i が放射化検出器の反応率とか、ボナー検出器で或るポリエチレン厚さのときの計数率を表わし、 $X(E)$ を中性子スペクトルとするのがドシメトリーの立場である。¹⁾ 核データ評価の観点からみると、 $X(E)$ が評価対象の断面積であり、 $A_i(E)$ は i 番目の測定に用いられた中性子スペクトルとなる。

なお、(1)式の解法においては、これを多群化して

$$M_i = \sum_{g=1}^G A_{ig} \cdot X_g, \quad i = 1, N \quad (1)'$$

但し $A_{ig} = A_i(E)$ の $E_g \sim E_g + \Delta E_g$ における平均値

$$X_g = \int_{E_g}^{E_g + \Delta E_g} X(E) dE, \quad g = 1, G$$

とすることが多い。ここで、もし $G \leq N$ のように少数群にした場合、(1)' 式は不定型方程式ではなくなるがこれは次の様に考えられる。つまり、普通は $G \leq N$ のようにしようとする A_{ig} に平均化する段階で大きな誤差を A_{ig} が持つてしまうので、求められた X_g の値は大きな誤差を有してしまうことになるということである。従って A_{ig} を妥当な精度で求められるようにするには、普通 $G > N$ でなければ困難であるというのがドシメトリーにおける問題の標準的性質であり、現在の研究はすべて $G > N$ の場合を対象に進められている。この場合を対象にして、データ処理法の概要、感度係数の算出例及びその性質について説明したい。

2. データ処理法及び感度係数の算出

$G > N$ となっている不定型方程式を解くための方法は、初期値 $X_0(E) \pm \Delta X_0(E)$ (又は $X_g \pm \Delta X_g$) を与えて、最終解はこの値にも近く且つ (1)式又は(1)' 式を満たすとする解き方である。つまり

$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{M_i - \sum A_{ig} X_g}{\Delta M_i} \right)^2 + \sum_g \left(\frac{X_g - X_{0g}}{\Delta X_{0g}} \right)^2 = \text{最少} \quad (2)$$

但し $\Delta M_i = M_i$ の誤差

とする方法である。

これは、統計的推定法の基礎となっているベイズ流推定法の簡単な場合に該当している。つまり、より一般的には、次式

$${}^t (\bar{M} - [A] \bar{X}) (\Delta M)^{-1} (\bar{M} - [A] \bar{X}) + {}^t (\bar{X} - \bar{X}_0) (\Delta X_0)^{-1} (\bar{X} - \bar{X}_0) = \text{最少} \quad (3)$$

但し $[\Delta M] = \overline{\Delta M_i \cdot \Delta M_j}$ = 測定値の共分散行列

$$[\Delta X_0] = \overline{\Delta X_{0g} \cdot \Delta X_{0k}} = \text{初期値 } X_{0g} \text{ の共分散行列}$$

となる。(2)式は(3)式における共分散行列の非対角成分を零にした場合に対応する。なお、(3)式は、現在、Unfolding 計算、核データ評価によく用いられている STAY'SL コードなどの基礎式である。

Sensitivity を算出するには(3)式よりは、J1法による表現式が分り易い。これは、共役型の線型推定法で(1)又は(1)'式を満たすX(E)に対し

$$I = \int_0^{\infty} W(E) X(E) dE \quad (4)$$

を評価したいとき、次の汎関数

$$J(X) = \int_0^{\infty} W(E) X(E) dE + \sum_{i=1}^N C_i (M_i - \int_0^{\infty} A_i(E) \cdot X(E) dE) \quad (5)$$

が、Iの値を与えるというものである。係数C_iは

$$\Delta J = \int_0^{\infty} (W - \sum_{i=1}^N C_i A_i) \Delta X dE + \sum_{i=1}^N C_i (\Delta M_i - \int \Delta A_i \cdot X_0 dE) \quad (6)$$

を用いて $[\Delta J]^2 = \text{最少}$ となるように決める。

このとき、感度係数は次の様に求められる。

$$\frac{\Delta \ln I}{\Delta \ln M_i} \equiv S(M_i) = \frac{C_i M_i}{I} \quad (7)$$

$$\frac{\Delta \ln I}{\Delta \ln A_{ig}} \equiv S(A_{ig}) = -\frac{C_i A_{ig} X_{og}}{I} \quad (8)$$

$$\frac{\Delta \ln I}{\Delta \ln X_{og}} \equiv S(X_{og}) = \frac{X_{og}}{I} (W_g - \sum_{i=1}^N C_i A_{ig}) \quad (9)$$

但し C_i は(6)式等を用いて決める値である。

なお、(7)~(9)式より、感度係数の間には次の様な関係のあることが容易に導かれる。

$$\sum_{g=1}^G S(A_{ig}) = -\frac{C_i M_{oi}}{I} \equiv S(M_{oi}) \equiv S(M_i) \quad (10)$$

$$\sum_{g=1}^G S(X_{og}) = \frac{I_0}{I} - \sum_{i=1}^N S(M_{oi}) \equiv 1 - \sum_{i=1}^N S(M_i) \quad (11)$$

但し $M_{oi} = \sum_{g=1}^G A_{ig} X_{og}$ である。

そして、これらの感度係数を用いると不確定性が

$$\frac{\Delta I}{I} = \sum_{g=1}^G S(X_{og}) \frac{\Delta X_{og}}{X_{og}} + \sum_{i=1}^N \left\{ S(M_i) \frac{\Delta M_i}{M_i} + \sum_{g=1}^G S(A_{ig}) \frac{\Delta A_{ig}}{A_{ig}} \right\} \quad (12)$$

により $(\Delta I/I)^2$ の形で求められることになる。

なお、C_iを求めるときにも必要であるが、(12)式からも、 $(\Delta I/I)^2$ を求めるには、次の様な共

分散行列 $\overline{\Delta X_{og} \cdot \Delta X_{ok}}, \overline{\Delta M_i \cdot \Delta M_j}, \overline{\Delta A_{ig} \cdot \Delta A_{ik}}$ が必要であることが分る。

3. 感度係数の算出例

J 1 型の data adjustment コード NEUPAC-83²⁾を用いて(7), (8), (9)式により求めた感度係数の例を以下に示す。対象としたデータは、常陽 MK-I 炉心の反射体の A1 における5種の反応率で、Fig. 1 に最終解スペクトルとその不確定性及び5種類の反応率の有感エネルギー領域を示した。(図中90% Confidence level と記してあるのは、各放射化反応の90%が感じているエネルギー範囲のことを示す。)

Fig. 2 には Improvement-ratio のデータを示す。このデータ解析では初期スペクトル値が各群で独立に60%の不確定性をもつとして行っているが、Improvement-ratio とは、この相対誤差が何分の1に少くなったかを示すもので、この値が5ということは60%÷5=12%が最終解の不確定性ということを示している。このImprovement-ratio をみると、どのエネルギー域の中性子束の推定が有効になされているかが分る。つまり、1 MeV 前後から10 MeV の間、又⁵⁹Co (n, γ) の共鳴のある100 eV 前後が Improve されていることを示している。なお、NEUPAC-JLOG とは log X(E) について線型化して推定したもので、X(E) の非負性が保証された解法になっている。(FERRET コードと等価である。)

このとき、各評価量に対する反応率の感度係数 S(M_i) を Table-1 に、又、全中性子束値の初期スペクトルに対する感度係数 S(X_{og}) を Fig. 3 に示した。Table-1 より、感度係数は、評価量毎に変ることが分る。これは、結局(7)式等における係数 C_i が

$$W(E) \approx \sum_{i=1}^N C_i A_i(E) \quad (13)$$

となるように、つまり評価関数 W(E) を応答関数の線型結合和でよく表わすようにするための係数であると考えれば理解は容易である。つまり C_i の値は W(E) の形、組み合わせられる A_i(E) の種類によって正負いずれにも大幅に変化し得るのである。又 Fig. 3 より 0.5 KeV ~ 100 KeV 領域の中性子に対し S(X_{og}) が大きくなっていることは、このエネルギー域では測定データ等により有効な情報が、もたらされなかったことを意味し、これは、Fig. 2 の Improvement-ratio がこのエネルギー範囲で約 1.0 であることに対応している。

NEUPAC-83 コードでは初期スペクトルの分散を

$$\frac{\Delta X_{og} \cdot \Delta X_{ok}}{X_{og} \cdot X_{ok}} = (0.6)^2 \cdot e^{-\frac{(g-k)^2}{2\gamma^2}} \quad (14)$$

で与えられるようになっていく。ここで γ の値を増していくと共分散成分が増加し、中性子スペクトルは、異なるエネルギーの間で相関性が高くなることを意味する。この γ の値を系統的に変化させた場合に、感度係数 S(M_i) がどのように変るかを調べたものが Fig. 4 である。γ が小さいときは⁶³Cu (n, γ) 反応の感度が高いが、γ が大きくなるにつれ²³⁷Np (n, f) 反応の感度が高くなるという変化をしている。これは、(13)式で係数 C_i を決める場合、どのエネルギー域に重みをつけて一致度をよくするかという問題と関連している。いずれにしても、感度係数が入力スベ

クトルの共分散成分により変化する例である。

4. まとめ

以上、不定型方程式の解法及び感度係数の例について説明してきたが、大切な点は感度係数が入力データの組合せ、それらの不確定性及び共分散成分によって変化するという点である。従って、これらの値が適切に入力されないと感度係数自身の意味がなくなることもある。又、重要な点は、特にスペクトルの共分散成分は現状では殆んど適切に与えられていないので、現状における感度係数がどれ程の意味を有するかについては、注意して利用する必要がある。逆にドシメトリの立場としては、現在の最終的な全中性子束値などの評価精度に大きな関心を有しているので、この様な感度係数を用いた線型推定法ではなく、非負性をより強く取り入れた非線型推定法（特にモンテカルロ法も併用）などが検討されていることを最終的コメントとしたい。

References

- 1) 中沢正治, 関口晃, 放射化法による原子炉中性子線量測定法, 現状と問題点, 日本原子力学会誌 Vol.24, No.3 pp166-174 (1982)
- 2) T. Taniguchi, M. Nakazawa et al., Neutron Unfolding Package Code "NEUPAC-83" NEUT-83-10 (1983)

Table.1 NEUPAC-83による感度係数出力結果(例題)

SENSITIVITY PROFILE OF INTEGRAL QUANTITY

SENSITIVITY TO REACTION RATE

REACTION TYPE	I WINDOW TYPE (*)					
	I	1	2	3	4	5
45SC(N,G)	I	-4.463E-#3	-1.160E-1#	-1.580E-#2	-8.146E-#3	
46TI(N,P)	I	7.491E-#3	-2.230E-#4	3.188E-#2	1.612E-#2	
59CO(N,G)	I	9.634E-#3	-7.742E-#3	-7.615E-#4	-1.719E-#3	
63CU(N,A)	I	3.167E-#2	-2.687E-#6	7.739E-#2	5.300E-#2	
237NP(N,F)	I	7.898E-#3	3.030E-#2	2.635E-#3	1.273E-#2	

(*) ID NO. TYPE OF W.FUNCTION

1	TOTAL FLUX
2	FLUX GREATER THAN 1MEV
3	FLUX GREATER THAN 100KEV
4	DPA

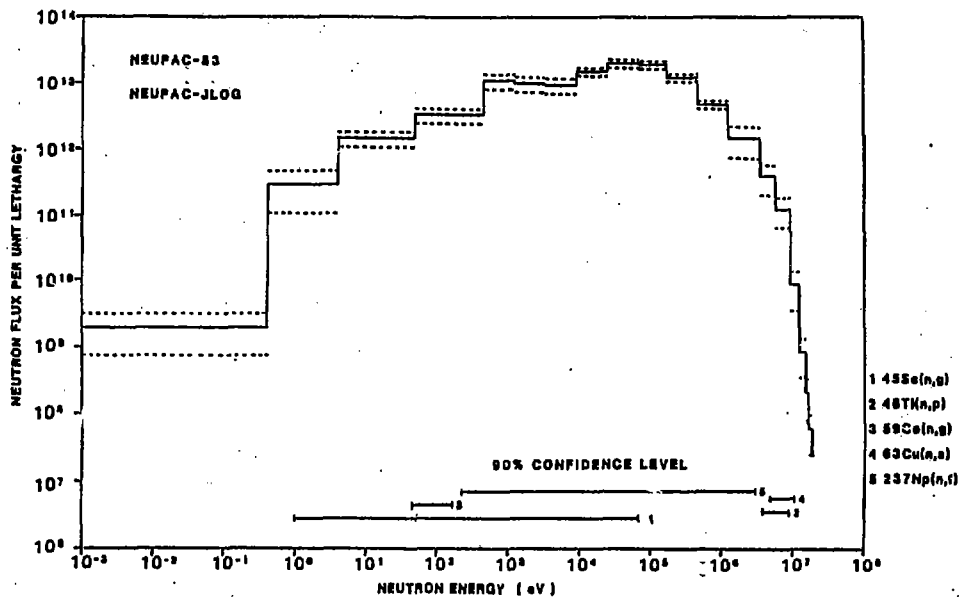


Fig.1 常陽MK-I (9A1) におけるスペクトル測定 (例題)

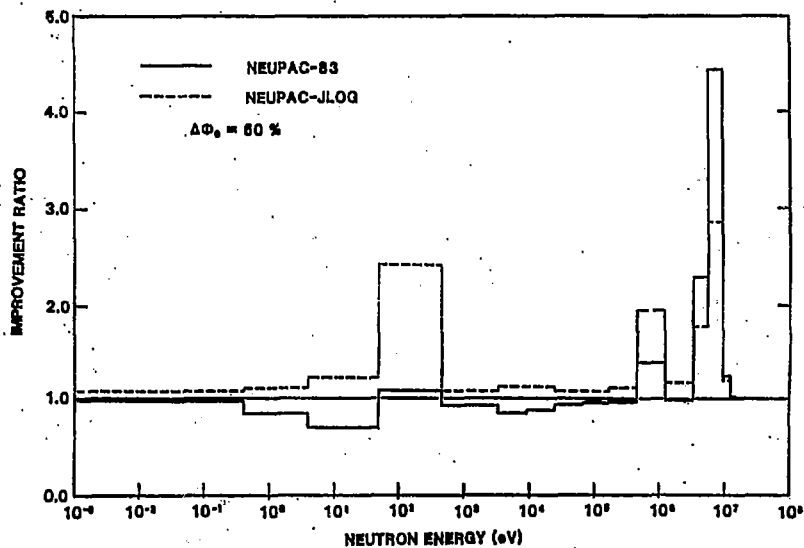


Fig.2 例題における Improvement-ratio

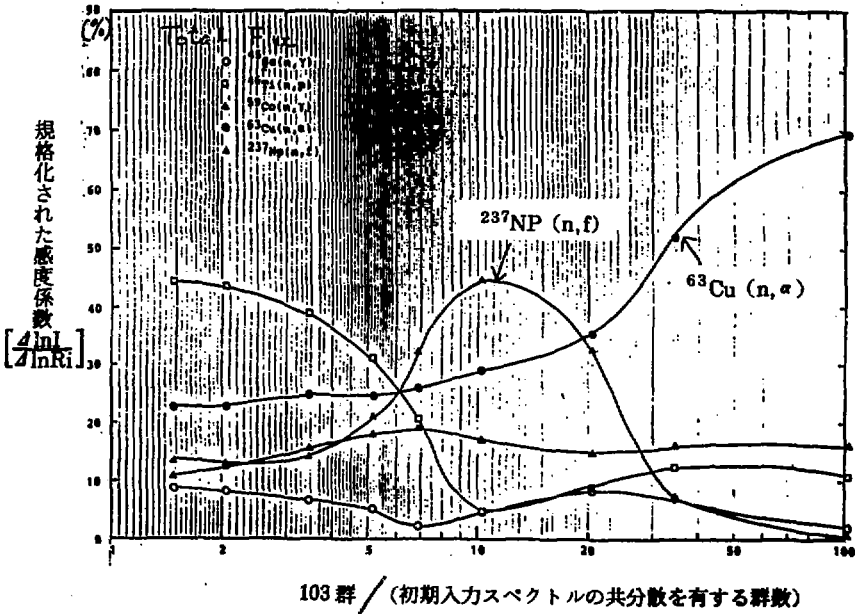
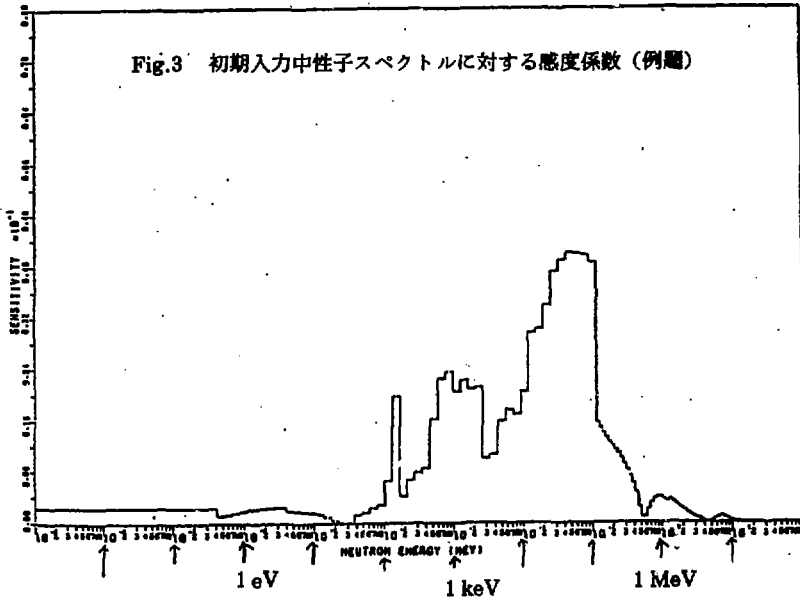


Fig. 4 Total Flux の各 Reaction-rate に対する感度係数
(入力スペクトルの共分散により感度が変化する例)

討 論

Q : 関本 博 (東工大)

Input spectrum の群間の相関を入れることによって結果の spectrum はどの程度なめらか (自然) になったか。input spectrum の誤差としては χ^2 が同じになるようにするのが公平 (信頼度が同じ) なのか、共分散対角成分を同じにするのが公平なのか?

A : 中沢正治 (東大)

御指摘通り、input spectrum に正の相関を入れることにより結果は、かなりなめらかになる。(定量的には表現しにくい。) 又、input spectrum の誤差は入力データセットとしての χ^2 検定に合格するものである必要があるが、これは誤差の対角成分を大きくしていてもよいし、対角成分をそのままにし相関群幅を広げていってもよいことを例で説明した。現時点では、どちらがよいのか判断する基準は特にないので、最終解が誤差の過少評価にならないようにしたらよいのではと感じている。

Q : 川合将義 (NAIG)

中性子スペクトルに負値が出るのは detector cross section の誤差が影響していると考えられ、中性子束を求める際に detector cross section そのものを adjust する必要がありますと思いますが NEUPAC コードではどのようにしているか?

A : 中沢正治 (東大)

NEUPAC コードでは detector cross-section は入力した誤差範囲内で変わり得るものとしているので、中性子スペクトルに負値がでるのはこのせいだけではない。推定手法自身が負値もあり得るとしているところが主たる原因で、例えば 10 ± 10 というような入力データを正規分布モデルで入れたとすれば、既に約 15% の確率で負値はあり得るとして入れていることになり、ここに大きな問題がある。これを 10 ± 3 グライに出来、しかも χ^2 検定に合格するようであれば負値が出ることは殆んどない。

Q : 川合将義 (NAIG)

NEUPAC-LOG の扱い方については物理的に正しいか疑問を覚えるが如何?

A : 中沢正治 (東大)

10 ± 10 で正規分布モデルで入力するよりは、 10 ± 10 でも対数正規分布で入れた方が負値がないという点では、少しはより現実に近いのではないかと考えている。

Q : 吉田 正 (NAIG)

中性子束のエネルギー群間に与える相関の強さ (あるいはその広がり) で、計算結果が大きく変わってくるとのことだが、この群間の相関を合理的に評価 (例えば中性子減速の程度から群間の結びつきを評価するとか) しようとする努力はなされているか?

A : 中沢正治 (東大)

その様な努力の必要性を訴えるのが今回の発表の一つのポイントであり、核分裂スペクトルの共分散を始め、核データの誤差等を用いて輸送計算結果に共分散のつけられることを期待している。標準中性子場とされている CFRMF では中性子スペクトル計算結果に共分散をつけて報告しています (Nuclear Technology Vol. 57 p 20 (1982)) が、核分裂スペクトルの共分散の取扱いなどには疑問がある。

4.3 「感度解析手法」の「FBR実機核特性予測」への応用

亀井孝信* 吉田 正*

大型高速炉の炉心設計に於いては、核特性値の予測をする際に、バイアス法が良く使われている。このバイアス法は、非常に直感的な手法であり、バイアス因子適用後にも尚残る誤差の評価に関する研究は殆んど行われていない。

本報告では、断面積の不確かさから生じる核特性の上記予測誤差の評価、感度解析手法を用いて行う解析モデルの提案をする。そして、このモデルの適用例として、大型炉の為の臨界実験体系、ZPPR-10D、で得られたバイアス因子を適用するとして、その際の1000 MWe級FBRの核特性の予測誤差の評価を行う。

Application of Sensitivity Analysis Method to the Prediction of
Large Liquid-Metal Fast Breeder Reactor Core Performance Parameters

Takanobu KAMEI* and Tadashi YOSHIDA*

In the design of a large liquid-metal fast breeder reactor (LMFBR), the bias-factor method is widely applied in order to reduce the error of predicted values of neutronics parameters. This bias-factor method is, however, rather an intuitive approach and only a limited number of studies have been performed on the evaluation of the predicted errors that remain after the bias-factor is applied.

This report presents an evaluation model for the above kind of extrapolation error, due to cross-section uncertainties, by genuinely employing the sensitivity analysis method. As an example of an application of this model, the extrapolation error of the design parameters of a 1000-MWe fast reactor is evaluated for the case where bias-factors from the large LMFBR mock-up critical experiment, ZPPR-10D, are available.

* 日本原子力事業(株)総合研究所

** 本報告は東京芝浦電気が動力炉核燃料開発事業団の委託により実施した研究の成果の一部を含んでいる。

*) NAIG Nuclear Research Laboratory, Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

**) This report contains the results of the work performed under contract between Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation and Toshiba Corporation.

1. はじめに

大型高速炉の炉心設計に於いては、安全でかつ性能のすぐれた炉を設計する為、その炉心の主要核特性値の予測が精度良く行われる事が不可欠である。こうした点から、設計に際しては、対象とする炉心のモックアップ実験を行い、着目核特性毎にその計算値と測定値を対比する事により、計算値に対する補正因子すなわちバイアス因子を求め、核特性の予測値を得るという方法を取るのが通例である。

しかし乍ら、一般にはモックアップ実験体系と設計体系とは必ずしも一致しておらず、モックアップ体系で得たバイアス因子を設計体系に適用する際の核特性予測誤差の評価をする必要がある。本報告では、着目核特性毎の感度係数を用いて、外挿誤差を予測する手法の提案¹⁾を行う。更に、本報告の後半では、ここで提案された手法を用いて、現実に実験体系及び設計体系を設定して、外挿誤差の評価を行う。

2. 定数の不確さに起因する外挿誤差評価モデル

今、或るモックアップ体系で得られた実験値情報(バイアス因子)を用いて、設計体系の核特性値を予測するとする。その際、予測された核特性値には、測定誤差、核計算の近似(モデル化)誤差、使用断面積ライブラリーの有する誤差、等に起因して何らかの誤差が存在する。従って、核特性の予測誤差を評価する際には、これら諸々の誤差要因を抽出して、その誤差幅の評価を行う必要がある。本研究ではこれらの誤差要因を次の2つ、すなわち、核定数自体の不確さに依存するものと、それ以外のもの、に大別する。本章では核定数の誤差が、核特性の予測誤差にどのように波及するかに関する考察を行い、予測誤差評価式を導出する。

今、一組の n 個の微視断面積セットを考える。これを T (n 行 \times 1 列) と表し、その T の有する共分散行列 (n 行 \times n 列) を M とする。但し、 M の行列成分 M_{jk} は、 σ の平均値を $\bar{\sigma}$ と表すと、

$$M_{jk} = \left\langle \frac{(\sigma_j - \bar{\sigma}_j) \cdot (\sigma_k - \bar{\sigma}_k)}{\bar{\sigma}_j \bar{\sigma}_k} \right\rangle \quad (1)$$

である。 n は組成数 \times グループ数 \times 反応の種類となる。

次に、 n 種類の積分特性値に着目し、それを I (m 行 \times 1 列) と表す。ここで I_i は実効増倍率 (k_{eff})、制御棒価値、反応率分布等に対応する。今、積分特性値 I は断面積セット T の変動量 δT に対応して δI だけ変動するものとする、 δI は感度係数行列 G (m 行 \times n 列) を使って、

$$\delta I_i / I_i = (G \cdot \delta T)_i \quad (2)$$

と表わされる。

今、誤差のない断面積セット T_0 を用いて計算された積分特性値を $I_0^{(1)}$ とする。但し、実験体系に対しては $i=1$ 、対象とする設計体系に対しては $i=2$ とする。この時、 I_0 から δT だけ誤差を持った断面積セット T を用いて計算した積分特性値を $I_1^{(1)}$ 、 $I_1^{(2)}$ とすると、 $I_1^{(1)}$ と $I_0^{(1)}$ との

間には次の関係がなり立つ。

$$I_j^{(1)} = I_{0j}^{(1)} [1 + (G^{(1)} \cdot \delta T)_j] \quad (3)$$

$$I_j^{(2)} = I_{0j}^{(2)} [1 + (G^{(2)} \cdot \delta T)_j] \quad (4)$$

断面積セット T の共分散行列を M と表すと $I^{(1)}$ 及び $I^{(2)}$ は、それぞれ共分散 $G^{(1)} \cdot M \cdot G^{(1)T}$, $G^{(2)} \cdot M \cdot G^{(2)T}$ を持ち、その中心値は $I_0^{(1)}$ 及び $I_0^{(2)}$ である。但し G^1 は G の転置行列である。

ここで、実験体系 (体系 1) で得られた実験情報 ($I_0^{(1)}$) を用いて、設計体系 (体系 2) の積分特性値 ($I_0^{(2)}$) を予測する際、予想される積分特性値 $I^{(2)}$ の不確さを評価する事を考える。この命題を (3), (4) 式の記号に基づいて言い換えれば、 $I_0^{(1)}$, $I^{(1)}$, $I^{(2)}$, $G^{(1)}$, $G^{(2)}$ を用いて、 $I_0^{(2)}$ を予測した時のその予測値が、 $I_0^{(2)}$ の廻りにどのように分散しているかを評価する事と同等になる。

$I_0^{(2)}$ を予測する際に、実験値情報 ($I_0^{(1)}$) を使用する方法としては、計算値を (E - C) の形で補正する方法と、E/C の形で補正する方法があるが、以下に E/C の形で補正した場合の、予測値 $\tilde{I}^{(2)}$ の真値 ($I_0^{(2)}$) の廻りの Variance を評価する式の導出を行う。

体系 (2) の積分特性値の予測値 $\tilde{I}^{(2)}$ は E/C 値、即ち $I_{0j}^{(1)}/I_j^{(1)}$ を使って次のように表わされる。

$$\tilde{I}_j^{(2)} = I_{0j}^{(2)} \times (I_{0j}^{(1)}/I_j^{(1)}) = I_{0j}^{(2)} [1 + (G^{(2)} \cdot \delta T)_j] / [1 + (G^{(1)} \cdot \delta T)_j] \quad (5)$$

もし、 $(G^{(1)} \cdot \delta T)_j \ll 1$ なら、

$$\begin{aligned} \tilde{I}_j^{(2)} &\approx I_{0j}^{(2)} [1 + (G^{(2)} \cdot \delta T)_j] \cdot [1 - (G^{(1)} \cdot \delta T)_j + 0((G^{(1)} \cdot \delta T)^2)] \\ &\approx I_{0j}^{(2)} [1 + (G^{(2)} - G^{(1)}) \cdot \delta T)_j + 0((G^{(1)} \cdot \delta T)^2)] \end{aligned} \quad (6)$$

(5) 式より明らかなように、もし $G^{(1)} = G^{(2)}$ なら、 δT の大きさに関係なく $\tilde{I}^{(2)} = I_0^{(2)}$ となり、外挿誤差は零となる。また、 $G^{(2)} \approx G^{(1)}$ の場合、体系 1 で得られた (E/C) 値を適用する事により、体系 2 の特性値の偏差は断面積セットの偏差 δT に対応して、

$$I_0^{(2)} G^{(2)} \cdot \delta T \rightarrow I_0^{(2)} \cdot (G^{(2)} - G^{(1)}) \cdot \delta T \quad (7)$$

に減少する。そして、 $\tilde{I}_j^{(2)}/I_{0j}^{(2)}$ の共分散行列は次式のようになる。

$$V = (G^{(2)} - G^{(1)}) \cdot M \cdot (G^{(2)} - G^{(1)})^T \quad (8)$$

ここで、V の対角要素の平方根 $V_{ii}^{1/2}$ は積分特性値 I_i の標準偏差をあらわす。又、非対角要素 V_{ij} ($i \neq j$) は積分特性値 I_i と I_j の相関の程度を表している。この相関の強さは、各変量の標準偏差で規格化した相関係数として、

$$r_{ij} = \frac{\text{Cov}(I_i, I_j)}{\sqrt{\text{Var}(I_i) \cdot \text{Var}(I_j)}} = \frac{\langle (I_i - \bar{I}_i) \cdot (I_j - \bar{I}_j) \rangle}{\sqrt{\langle (I_i - \bar{I}_i)^2 \rangle \cdot \langle (I_j - \bar{I}_j)^2 \rangle}} \quad (9)$$

で与えられる。但し、 \bar{I}_i, \bar{I}_j はあらゆる Variety の断面積セットを用いて得られる積分特性値 i 及び j の平均値であり、ここで、基準となる断面積セット T_0 を用いて得られる計算値に対応する。

(8) 式より分るように、もし実験体系 1 と設計体系 2 が完全に等しいなら、 $G^{(2)} = G^{(1)}$ となり、

如何に断面積の不確かが大きくとも、積分特性値の予測値 $\bar{I}^{(2)}$ は真値 $I_0^{(2)}$ と完全に一致する。

3. 断面積の不確かに伴う核特性予測誤差の評価

本章では、第2章で提案された核特性値予測誤差評価手法を用いて、1000 MWe 級炉心の主要核特性値の予測誤差の評価を行う。

実験体系としては大型炉の為の臨界実験である ZPPR-10D を考える。この ZPPR-10D 体系は日米共同の大型炉の为一連の臨界実験である JUPITER 実験^{*}の一体系であり、炉心体積は 6200 ℓ、制御棒チャンネル 31 個を有している。外挿体系としては、典型的な 1000 MWe 級 FBR 炉心とする。これら両体系の XY モデル図を Fig. 1 及び 2 に示す。

断面積の共分散マトリックスは、Bohn-Mcknight⁽²⁾による評価、Drischler-Weisbin⁽³⁾による評価等を参考にして作成した。尚、共分散行列の作成に於いては、エネルギー間の相関のみを考慮し、反応間、核種間の相関は取り入れなかった。これは、この種の相関は個々の断面積の評価法に強く依存し、一般化する事は殆ど不可能と考えた事による。Table 1 に主要な核種に対し、その現状精度と共分散行列を示す。

実験体系及び設計体系の感度係数の計算は、JENDL-2 B ライブラリ⁽⁴⁾を用いて、エネルギーは 4 群で行った。各群の下限エネルギーは 800 keV / 100 keV / 1 keV / Thermal とした。代表的なケースに対する感度係数を Table 2 及び 3 に示す。

以下に得られた結論を要約する。

(i) 実効増倍率 k_{eff} の外挿誤差

- バイアス因子を使用しない場合： 3.2 % $\Delta k/k$
- ZPPR-10D からの外挿： 1.1 % $\Delta k/k$
- 実験に於ける Pu アイソトープ比を実機のものと同しくした場合： 0.3 % $\Delta k/k$

(ii) 制御棒値の外挿誤差

- バイアス因子を使用しない場合： 4 ~ 6 %
- ZPPR-10D からの外挿： 1 ~ 2.5 %

(iii) 出力分布の外挿誤差

- バイアス因子を使用しない場合： 2 ~ 3 %
- ZPPR-10D からの外挿： ~ 1 %

(iv) 上記核特性間の外挿誤差の相関

- $r_{ij} = v_{ij} / (v_{ii}^{1/2} \cdot v_{jj}^{1/2})$ を Table 4 に示す。同表より、 k_{eff} と反応率分布間の相関は弱い。又、制御棒値と反応率分布間の相関が非常に強い事などが分る。

4. おわりに

本報告では「感度解析手法」の「FBR実機核特性予測」への適用例について述べて来た。本報

* 日米共同の大型高速炉機軸実験。JAPAN AND UNITED STATES PROGRAM OF INTEGRAL TEST EXPERIMENTAL RESEARCH

告で論じて来たように一見直感的な「バイアス因子法」にも感度解析手法を適用する事により、その誤差評価が可能となった。このように、感度解析手法は現象を詳細に検討する上で非常に価値ある手法である。又、感度解析手法は現象の簡易的でクイックな評価にも適用出来、非常に有力なメソッドであると考えられる。

(以上)

References

- 1) T. KAMEI and T. YOSHIDA, Nucl. Sci. Eng. 84, pp83-97 (1983)
- 2) E. M. BOHN and R. D. MCKNIGHT, "The Importance of Fast Fission Cross Section in Fast Reactors," Proc. NEANDC/NEACRP Specialists' Mtg. Fast Neutron Cross Sections of U-233, U-235 and Pu-239, Argonne Illinois, June 28-30, (1976) ANL 76-90, CONF-760647, Argonne National Laboratory (1976)
- 3) J. DRISCHLER and C. R. WEISBIN, "Compilation of Multigroup Cross Section Covariance Matrices for Several Important Reactor Materials," ORNL-5318, Oak Ridge National Laboratory (1977)
- 4) Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version-2, Japanese Nuclear Data Committee and Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Research Institute (1980)

TABLE II
Sensitivity Coefficient at the Beginning of Core Equilibrium of a 1000MWe (electric) LMFBR AB Reactor*
%Fission Rate

Element	Reaction	Group	Standard Deviation (%)	k _{eff}	Worth	%Fission Rate					%Fission Rate								
						Inner Core (Middle)		Inner Core (Edge)		Outer Core (Middle)		Center		Inner Core (Middle)		Outer Core (Middle)		Center	
						Center	Worth	Center	Worth	Center	Worth	Center	Worth	Center	Worth	Center	Worth	Center	Worth
1	Fission	1	5	65	0	-42	-29	3	23	-35	18	-35	4						
2	Fission	1	5	147	0	-32	-22	3	11	-25	8	-48	-6						
3	Fission	3	6	153	0	46	29	-11	-32	-44	18	-44	-13						
4	Fission	4	6	70	0	64	64	-7	-37	87	-27	-22	-22						
1	Capture	1	15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
2	Capture	1	15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Capture	3	15	-21	0	-2	-1	0	1	-2	0	1	5						
4	Capture	4	15	-22	0	-11	-11	3	7	-18	7	-18	7						
1	Scattering	1	50	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
2	Scattering	1	3	2	0	-3	-1	1	2	-4	3	-4	1						
3	Scattering	2	4	2	0	-3	-1	2	2	-3	2	-3	2						
4	Scattering	3	4	23	0	-13	-7	3	7	-4	8	-4	1						
1	Capture	1	15	23	0	1	1	0	0	1	0	0	0						
2	Capture	2	20	-3	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Capture	3	20	-10	0	-5	-3	1	2	0	0	0	0						
4	Capture	4	20	-7	0	0	0	0	0	-5	2	2	4						
1	Scattering	1	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
2	Scattering	1	11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Scattering	2	10	11	0	-6	-6	2	6	-11	6	-11	4						
4	Scattering	3	10	52	0	-5	-3	1	3	-2	3	-2	1						
1	Fission	1	15	28	0	19	11	-3	-8	22	-6	-7	-6						
2	Fission	1	10	74	0	1	1	0	-2	-2	32	-4	2						
3	Fission	1	15	-8	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
4	Fission	2	15	-46	0	-12	-7	4	8	-12	7	-12	6						
1	Capture	1	10	-62	0	-62	-38	18	36	-62	28	-62	0						
2	Capture	1	10	-117	0	-52	-36	14	31	-82	26	-59	-3						
3	Capture	3	20	-97	0	-9	-5	4	6	-22	26	-142	1						
4	Capture	4	20	-7	0	-4	-2	2	2	-5	2	2	2						
1	Scattering	1	12	13	0	-36	-23	6	20	-44	24	-27	21						
2	Scattering	2	2	13	0	-31	-9	9	28	-50	21	-21	0						
3	Scattering	3	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
4	Scattering	4	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
1	Capture	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
2	Capture	2	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Capture	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
4	Capture	4	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
1	Scattering	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
2	Scattering	2	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Scattering	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
4	Scattering	4	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
1	Capture	1	3	11	0	-1	-1	1	1	-1	1	-1	1						
2	Capture	2	3	11	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
3	Capture	3	3	4	0	3	3	3	-4	-12	3	-2	2						
4	Capture	4	3	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0						
1	Scattering	1	30	-4	0	0	0	0	1	0	2	2	2						
2	Scattering	2	30	-5	0	-3	-3	1	2	-2	2	-2	2						
3	Scattering	3	30	-9	0	-9	-5	5	5	-9	5	-9	5						
4	Scattering	4	30	-4	0	-4	-4	1	4	-7	4	-7	4						
1	Capture	1	30	-13	0	-6	-3	2	5	-10	7	-11	3						
2	Capture	2	8	16	0	-28	-17	7	16	-34	20	-34	13						
3	Capture	3	10	15	0	-29	-17	10	15	-29	13	-29	10						
4	Capture	4	10	8	0	-18	-8	8	8	-18	7	-18	7						

*The coefficients reported here have been increased by 10%.

TABLE III
Sensitivity Coefficient at the Beginning of Core Equilibration of a 1000-MW(electric) LMFBR with Primary Rods Inserted*

Element	Reaction	Group	Standard Deviation (%)	k_{eff}	Worth	²³⁵ U Fission Rate					²³⁸ U Fission Rate		
						Center	Inner Core (Middle)	Inner Core (Edge)	Outer Core (Middle)	Radial Blanket (Inner Side)	Center	Outer Core (Middle)	Radial Blanket (Inner Side)
Fission		1	3	74	-164	-26	-16	6	30	-62	-27	13	-10
		2	5	160	-282	59	39	27	30	-99	48	5	-44
		3	6	152	-134	92	57	9	-20	88	-19	5	-28
		4	6	60	47	7	2	-22	-49	130	19	-22	14
		1	15	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
		2	15	-6	1	1	1	0	0	2	1	0	1
		3	15	-17	-16	13	7	3	4	5	12	2	3
		4	15	-17	-33	20	10	8	11	-1	17	5	1
		1	50	-1	5	-2	-1	0	0	0	-2	0	2
		2	3	2	-3	-10	-4	0	1	-2	-12	0	-9
		2	4	2	-3	-12	-5	0	0	-4	-11	0	-2
		1	15	26	-59	-11	-7	0	5	0	-12	6	-3
		2	20	-3	1	1	1	0	0	1	1	0	1
		3	20	-8	-7	7	4	2	2	2	1	1	2
		4	20	-5	-11	7	4	3	4	1	6	2	1
		1	50	0	3	-1	0	0	0	0	0	0	1
		2	10	8	13	-30	-10	-7	0	5	3	5	1
		3	10	38	-71	-8	-6	1	8	3	-9	10	-2
		4	10	52	-51	5	3	3	6	3	2	5	0
		4	15	24	17	0	5	1	0	0	-3	4	3
	1	10	85	-187	15	7	0	0	31	17	-1	45	
	1	15	-8	9	-2	-1	0	0	-3	-3	0	-7	
	2	15	-42	2	-9	-5	2	5	-24	-9	3	-6	
	3	10	-99	-92	47	24	24	28	-129	38	10	-44	
	4	10	-40	-75	43	23	21	26	-125	34	11	-40	
	1	20	-43	101	-96	-49	-9	-7	-20	-105	10	-142	
	1	20	-6	4	-28	-15	-3	-4	0	-25	0	0	
	2	2	14	-37	-94	-50	-6	13	-5	-112	6	-29	
	2	2	16	-44	-128	-68	-10	11	-2	-119	14	15	
	1	5	-1	24	-23	-10	-2	-1	4	-28	0	5	
	2	3	-15	177	-194	-97	-26	-18	-176	31	-176	6	23
	3	2	-21	244	-281	-159	-54	-42	50	-253	-7	36	
	4	1	-3	46	-63	-38	-15	-12	13	-54	-3	9	
	1	5	-22	56	-47	-22	-3	-3	-11	-51	4	-70	
	2	5	-26	13	-106	-60	-15	-15	-2	-96	-2	3	
	3	5	0	-14	-6	-6	-3	-3	21	-4	-2	6	
	4	5	18	-45	-113	-60	-6	14	-11	-135	6	-46	
	1	5	19	-49	-145	-74	-6	8	-13	-133	13	8	
	2	5	6	-24	-36	-20	-3	-3	0	-32	0	3	
	1	10	-8	16	-26	-13	-1	2	1	-32	0	-1	
	2	10	0	0	-1	0	0	0	0	-1	0	0	
	3	10	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
	1	3	9	3	-48	-22	-2	0	-14	-58	-4	-33	
	2	3	9	8	-62	-29	-4	-5	-19	-57	-1	-8	
	3	3	4	-3	-20	-11	-3	-6	-18	-3	-3	-3	
	1	30	-4	6	-4	-4	0	0	0	-5	0	1	
	2	30	-5	1	-5	-2	0	1	1	-5	1	2	
	3	30	-9	-9	-1	-1	1	1	-2	3	1	1	
	4	30	-3	-8	2	1	2	3	2	2	2	0	
	1	30	-16	46	-52	-24	-3	1	0	-68	-1	-5	
	1	8	18	-37	-106	-53	-4	6	-23	-126	-3	-64	
	2	10	16	-33	-117	-55	-5	-3	-28	-108	3	-7	
	3	10	11	-43	-60	-37	-10	-17	-15	-54	-6	-7	

*The coefficients reported have been increased by 10³.

TABLE V
Correlation Matrix of the Extrapolation Error of Nuclear Characteristics

	k_{eff}	Control Rod Worth				Reaction Rate Distribution						Standard Deviation (%)	
						$^{235}\text{Pu}(n,f)$			$^{238}\text{U}(n,f)$				
		Central	First Ring	Second Ring	Third Ring	Center	Outer Core	Radial Blanket	Center	Outer Core	Radial Blanket		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11			
1	k_{eff} (all rods raised)	1.000											1.055 ^a
2	Control rod worth												
3	Central	-0.492	1.000										2.502
4	First ring	-0.498	0.947	1.000									2.321
5	Second ring	-0.470	0.803	0.924	1.000								2.207
6	Third ring	-0.655	0.465	0.556	0.594	1.000							0.999
	Reaction rate distribution (all control rods raised)												
	$^{235}\text{Pu}(n,f)$												
6	Center	-0.184	0.879	0.826	0.708	0.080	1.000						0.767
7	Outer core (middle)	0.089	-0.696	-0.671	-0.493	-0.050	-0.809	1.000					0.569
8	Radial blanket (inner side)	-0.035	-0.387	-0.420	-0.242	-0.071	-0.468	0.831	1.000				1.141
	$^{238}\text{U}(n,f)$												
9	Center	-0.192	0.872	0.801	0.662	0.045	0.984	-0.822	-0.480	1.000			0.853
10	Outer core (middle)	0.220	-0.704	-0.613	-0.407	-0.048	-0.749	0.914	0.726	-0.789	1.000		0.541
11	Radial blanket (inner side)	-0.081	-0.369	-0.459	-0.380	-0.157	-0.483	0.770	0.877	-0.439	0.568	1.000	1.009

^aThe value for the case where the reactivity effect associated with the differences in plutonium isotopic ratio is not corrected by experimental information.

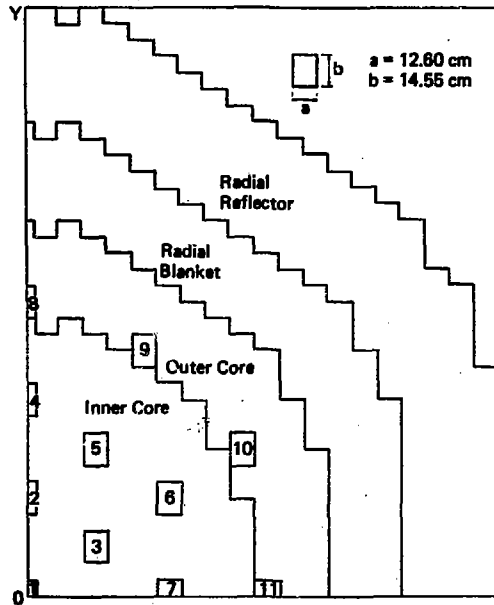


Fig. 1. Model of the cross section of the 1000-MW(electric) LMFBR target reactor.

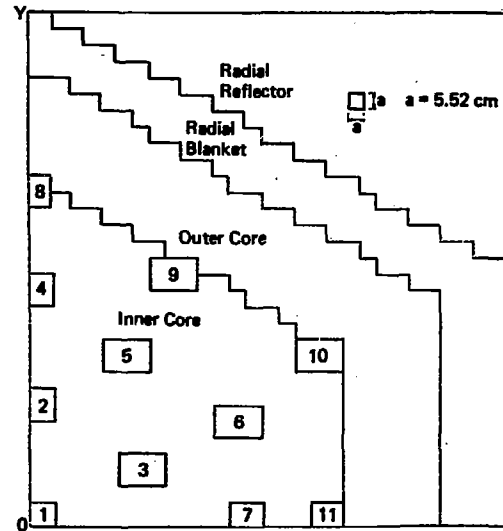


Fig. 2. Model of the cross section of the ZPPR-10D experimental system.

4.4 核融合炉への感度解析、不確かさ解析の応用

関 泰⁺

感度解析および不確かさ解析手法の核融合炉核設計および核融合炉ニュートロニクス実験解析への適用に関するレビューを行った。まず核融合炉への適用に際しての特徴を紹介し、次に計算方法を説明した。適用例としては核融合炉のブランケット核設計としゃへい設計、核融合・核分裂ハイブリッド炉および積分実験の予備解析と本解析に対する適用例をいくつか紹介した。最後に今後の課題を示した。

Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis for Fusion Reactors

Yasushi SEKI⁺

Application of sensitivity and uncertainty analysis to the nuclear design of fusion reactors and the analysis of fusion reactor neutronics experiments is reviewed. The special feature of the application to fusion reactors are introduced first, followed by a brief description of the computing methods in use. Several examples of the application of the sensitivity analysis for the blanket nuclear design and shielding design of fusion reactors, fusion-fission reactors, and for the pre- and post analyses of integral experiments are described. Lastly, some future tasks are shown

1. 緒言

核融合炉への感度解析法の適用についての最近のレビューとしては、ロスアラモス国立研究所(LANL)のD.J.Dudziakによるもの¹⁾が詳しいが3年前でやや古い。最近では日本原子力事業の山内通則氏によってレビューがなされている²⁾。本文においてはその後の発展なども含めできるだけ新しい成果の概要を紹介するが、個々の仕事の内容には立ち入らないので、詳細は文献を参照されたい。

核融合炉の核解析においては計算値の誤差の主な原因は核データの不確かさにあると考えられている。特に適当な中性子源が少ない5~12 MeVの中性子核データ、2次中性子のエネルギーおよび角度分布データおよび γ 線生成断面積データなどは、14 MeV中性子を対象とする核融合

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

炉では重要であるにもかかわらず不足している。¹⁾このような現状においては感度解析、不確かさ解析によって計算値の核データの不確かさに伴う誤差を評価しておくことは極めて有効である。

他方核融合炉は一般に複雑な形状をしているので、2次元、3次元の計算モデルを用いて感度解析を行うことにより精度が格段と向上する。

2. 計算方法

2.1 1次元計算法

1次元の感度解析コードとしては、オークリッジ国立研究所(ORNL)で開発されたANISN³⁾で求めた中性子束とガンマ束を用いるSWANLAKE⁴⁾が最も良く利用されている。最近ではLANLで開発されたONETRAN⁵⁾とSENSIT-1D⁶⁾の組み合わせも使われるようになってきた。また原研においてはANISNと結合したROSSETA-1D⁷⁾が作られている。

2.2 2次元計算法

2次元計算法としてはORNLのDOT⁸⁾とVIP⁹⁾の組み合わせとLANLのTRIDENT-CTR¹⁰⁾とSENSIT-2D¹¹⁾の組み合わせが開発されている。原研においてもDOTとROSSETA-2D⁷⁾やDOT、TWOTRAN¹²⁾の両方の放射線束を利用できるSENSETWO¹³⁾が開発されている。しかしこれらの核融合炉への適用例は多くても2、3例に過ぎない。

2.3 3次元計算法

3次元計算法としては手法は開発されつつあるという段階で核融合炉への適用例は見当らない。英国のUKAEAのHall¹⁴⁾やEURATOMのRief¹⁵⁾によって3次元モンテカルロ法による感度解析法が提案されている。

2.4 感度解析、不確かさ解析計算システム

感度解析から不確かさ解析、さらには積分実験結果に基づいて群定数修正までを一貫して行う計算システムとしてはORNLのFORSSシステム¹⁶⁾が有名である。LANLのSENSITシステム¹¹⁾も不確かさ解析まで行いうる。

2.5 2次中性子データの感度解析

核融合炉の場合には、非弾性散乱や(n, 2n)反応の寄与が高いので2次中性子のエネルギー分布(SED; Secondary-energy-distribution)および角度分布(SAD; Secondary-angular-distribution)は体系の中性子束分布に大きな影響を及ぼす。それにもかかわらずSEDやSADに対する核データの不確かさが大きいので核融合炉ではこれらに対する感度解析が重要であり解析法が提案されている。^{17) 18)}

3. 適用例

3.1 核融合炉

核融合炉ブランケット中のトリチウム増殖比に対する感度解析は多数行われている。^{19)~21)}ブランケット中の核発熱についての感度解析手法も提案されている。²²⁾

しゃへい設計においては、超電導磁石 (SCM) の放射線損傷、核発熱、誘導放射能に関する感度解析が行われている。²³⁾²⁴⁾ SCM のしゃへいの最適化を行う上で有効な方法としてしゃへい材料の置換がしゃへい特性に及ぼす効果を簡便に調べることができる Replacement Effective Function が提案されている。²⁵⁾

核融合・核分裂ハイブリッド炉の核解析を効率良く行うために、核融合反応から生じた中性子束の分布を S_N 法で求め核分裂中性子は拡散近似で計算する Separation 法が開発されている。²⁶⁾ さらにはこの Separation 法を使用した場合の感度解析法も提案されている。²⁶⁾

3.2 積分実験解析

積分実験の予備解析を行った例としては、ORNL のしゃへい実験²⁷⁾ や英国の Birmingham 大学の LiF 体系²⁸⁾ に対するものがある。また日米協力で行われつつある FNS を用いたブランケット工学的実験では、断面積のみならず形状、組成等についても感度解析を行うことが予定されている。

測定結果と解析結果の不一致を核データの不確かさで説明できるかどうか調べるための感度解析が、原研で行った Li-C 球体系と Li₂O-C 球体系で行った核分裂率測定²⁹⁾³⁰⁾、ORNL で行ったウングステン合金による γ 線スペクトル測定³¹⁾ に対してなされている。

3.3 2次元感度解析

2次元の感度解析を行った例は決して多くない。ORNL のしゃへい実験に際して行った1次元解析と2次元解析の適用性の比較評価³²⁾、Wisconsin 大学で行われ UWMAC 炉に対する適用例³³⁾、原研の JXFR への適用例³⁴⁾、LANL で行われた FFD に対する適用例³⁵⁾ が挙げられる。トカマク型炉でトラスの内側と外側のブランケットの組成が異なる場合には2次元解析が特に有効であることが示されている。^{33)~35)}

4. 今後の課題

核融合炉へ感度解析、不確かさ解析を適用する上では以下の課題が考えられる。

- (1) 2次中性子核データである DDX あるいは SED, SAD に対する感度解析手法 (計算コード) を確立する。
- (2) 不確かさ解析を行う上で必要となる共分散データの収集と不確かさ解析手法の整備を行う。
- (3) 3次元感度解析コードの開発。
- (4) 核データ以外の不確かさ、つまり計算手法、モデル化などに伴う近似などが計算結果に及ぼす誤差を評価する感度解析法の開発。

以上の他にも感度解析手法の応用としてしゃへい設計、ブランケット設計の最適化計算コードあるいは実験体系の最適化計算コードの開発が期待される。

References

- 1) D. J. Dudziak: Proc. Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Fusion Reactor Tech., IAEA-TEC-DOC-223 (1980)
- 2) 山内通則: 核融合炉設計及び研究開発の現状と課題, 日本原子力学会, 92 (1983)
- 3) W. W. Engle, Jr.: K-1693, Computing Technology Center, Union Carbide Corporation (1967)
- 4) D. E. Bartine et al.: ORNL-TM-3809 (1973)
- 5) T. R. Hill: LA-5990-MS (1973)
- 6) S. A. W. Gerstl: Nucl. Sci. Eng., 55, 147 (1974)
- 7) 川合将義, 他: 原子力学会昭和54年年会要旨集, (I), F 37 (1979)
- 8) W. A. Rhoades and F. R. Mynatt: ORNL/TM-4280 (1973)
- 9) R. L. Childs et al.: Trans. Am. Nucl. Soc., 21, 543 (1975)
- 10) T. J. Seed: LA-7835-M (1979)
- 11) M. J. Embrechts: LA-9515-MS (1982)
- 12) K. D. Lathrop and F. W. Brinkley: LA-4848-MS (1973)
- 13) 山内通則, 他: JAERI-M 8247 (1979)
- 14) M. C. G. Hall: Nucl. Sci. Eng., 81, 423 (1982)
- 15) H. Rief: Proc. 5th Int. Conf. Reactor Shielding, 112 (1977)
- 16) C. R. Weisbin et al.: Nucl. Sci. Eng., 66, 307 (1978)
- 17) S. A. W. Gerstl: Proc. 5th Int. Conf. Reactor Shielding, 101 (1977)
- 18) 小田英紀, 他: 原子力学会昭和58年年会要旨集, (I), B 44, 102 (1983)
- 19) R. G. Alsmiller, Jr. et al.: Nucl. Sci. Eng., 57, 122 (1975)
- 20) E. Greenspan and W. G. Price, Jr.: MATT-1043 (1974)
- 21) M. Yamauchi et al.: JAERI-M8739 (1980)
- 22) B. Arcipiani et al.: Nucl. Sci. Eng., 65, 540 (1978)
- 23) R. G. Alsmiller et al.: ORNL/TM-5198 (1976)
- 24) S. A. W. Gerstl et al.: Nucl. Sci. Eng., 62, 137 (1977)
- 25) D. Gilai et al.: Proc. 6th Int. Conf. Radiation Shielding, 646 (1983)
- 26) M. Z. Youssef and R. W. Conn: Nucl. Sci. Eng., 74, 130 (1980)
- 27) Y. Seki et al.: ORNL-5467 (1978)
- 28) T. D. Beynon et al.: IAEA Specialists' Mtg. on Shielding and Integral Experiments, Vienna, Oct. (1976)
- 29) Y. Seki and H. Maekawa: Nucl. Sci. Eng., 66, 243 (1978)
- 30) 大山幸夫, 他: JAERI-M 8870 (1980)

- 31) R. G. Alsmiller, Jr. et al.: Nucl. Sci. Eng., 83, 389 (1983)
- 32) Y. Seki et al.: Nucl. Sci. Eng., 73, 87 (1980)
- 33) T. Wu and C. W. Maynard: Proc. RSIC Seminar on Theory and Application of Sensitivity and Uncertainty Analysis, Oak Ridge, 191 (1978)
- 34) Y. Seki et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 16 [7], 530 (1979)
- 35) M. J. Embrechts et al.: Proc. Nuclear Data for Science and Technology International Conference, Antwerp (1982)

討 論

Q : 菊池康之 (原研)

核データの不備が多いのは確かであるが、window等の問題は大丈夫か？

A : 関 泰 (原研)

核融合炉のしゃへい材として鉄だけあるいはナトリウムだけを大量に使うことは考えにくくて、ステンレス鋼と水の組み合わせのようなものを想定しているのでwindow効果はそれほど厳しくないと思う。

Q : 菊池康之 (原研)

SUPEROGとNJOYでずいぶん異なるが、そのような現状ではadjustmentはできないのではないか？

A : 関 泰 (原研)

SUPEROGはnonelastic neutronsの角度分布を全く考慮していないのに対してNJOYではデータファイルに含まれているものは考慮している。この差がLi-C体系中での²³⁵U fission rateの計算値間の差となって表われている。

C : 川合将義 (NAIG)

① 菊池氏の質問に対するコメント

核融合炉で対象とする中性子エネルギーは核分裂炉に比べて非常に高いのでwindow効果の問題は核分裂炉ほどには高くない。遮蔽ベンチマーク実験解析についてもC/Eは14 MeV中性子源を用いたものの方が良い位である。

② 核分裂遮蔽ベンチマーク解析には連続エネルギーによるモンテカルロ法で解析する必要があると言っている人もいる。

③ 感度スペクトルは反応率に対する相対分布であり、解析手法による違いは比較的小さいと言えるが、反応率の絶対値は解析手法に大きく影響を受ける。そこで最適遮蔽への応用に踏み込むには、解析手法をかなりきちんとやる必要がある。

Q : 飯島俊吾 (NATIG)

感度係数が2次元モデルと1次元近似とで近い値ならばなるべく1次元モデルを使うという事か？

A : 関 泰 (原研)

1次元モデルで代用できるときはできるだけ利用すべきである。しかし核融合炉では、プラズマの周囲をとり巻くブランケットなどの組成が大巾に変化する場合には、2次元モデル、3次元モデルを利用しないと十分な精度が得られない場合が多い。

Q : 山室信弘 (NAIG)

カーボン反射体内での核分裂比のC/Eのずれについて感度解析の結果として、カーボンのそれが一番大きい結果がでていますが、これはある程度予想されていたことと思う。感度解析の結果から、カーボンの断面積にどのような変化を与えれば、C/Eが合うようになるのか指針が得られたか？

A : 関 泰 (原研)

カーボンの全断面積に対する感度スペクトルはエネルギーに依らず、ほぼ一様に正で大きな値となっている。2次中性子の角度分布データに問題があることがわかったが、今回の解析ではそのようなデータに対する感度は直接は得られなかった。

4.5 核種生成消滅の感度解析

三 谷 浩⁺

核種の生成消滅の基本方程式と隣伴方程式の解法に、係数行列の固有値を求める方法を適用し、循環形式の崩壊系列を正確に取扱ひ、複素固有値が存在することを示した。1000 MWe高速炉でアクチノイド核種の生成消滅について感度解析を行い、感度係数が用いる Pu 燃料の種類に強く依存し、また、捕獲断面積、 ^{238}U の $(n, 2n)$ 断面積、 ^{241}Pu の β 崩壊定数および ^{242}Cm の α 崩壊定数の感度係数が特に大きいことを明らかにした。

Sensitivity Analysis for Production and Depletion
of NuclidesHiroshi MITANI⁺

An eigenvalue-method is applied to solving real and adjoint equations for production and depletion of nuclides. The cyclic chain in the decay scheme of actinides can be treated accurately and the existence of complex eigenvalues is also shown. The sensitivity coefficients of actinide production and depletion in a 1000 MWe fast reactor are strongly dependent on the type of Pu fuel used, i.e. Pu fuel from BWR or Pu fuel from blanket of FBR. The sensitivity coefficients due to variations of capture cross sections, $\sigma_{n,2n}$ of ^{238}U , λ_{β} of ^{241}Pu and λ_{α} of ^{242}Cm are especially large.

1. はじめに

アクチノイド核種には長寿命の α 放射性核種が多く、高レベルの放射性廃棄物の処理処分に関連して核種変換の方法が広く議論されている。このためには原子炉内でのアクチノイド核種の生成消滅を正しく評価することが必要である。しかし、現状ではアクチノイド核種の崩壊定数や中性子反応断面積は必ずしも十分に整備されていない。特に、高エネルギー領域の中性子断面積には多くの問題がある¹⁾。従って、高速炉でのアクチノイド核種の生成消滅について感度解析を行い、どの核種のどの断面積が重要であるかを明らかにすることが必要である。

この様な原子炉内での核種の生成消滅について感度解析を行うためには時間に依存した摂動論を用いることが必要である。Gandini^{2,3)} は、炉内で生成崩壊する核種をある時刻で検出すること

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

を一つの積分量と考え、この検出にたいして炉内に存在する核種がどの程度寄与するかを表わすインポートランスを定義し、これに基づいて、体系のパラメータや崩壊定数を変化させ、時の検出核種の変化量を求める時間に依存した一般化摂動法を開発した。

この方法を用いて感度解析を行うためには、核種の生成消滅を記述する基本方程式とインポートランス方程式の解を求める必要がある。これらの方程式は定数係数の連立一次常微分方程式として取扱うことができる。その解法には Matrix Exponential 法⁴⁾と Bateman 法⁵⁾が用いられているが、いずれの方法にも一長一短がある。

本報告では、アクチノイド核種の崩壊系列には循環形式のものが多く含まれているので、これを正確に取扱うために連立常微分方程式の係数行列の固有値を直接計算する方法を用いた。この結果、循環形式の崩壊系列はある条件のもとでは複素固有値を持つことが明らかになった。

第2章では、感度係数の計算式の導出と生成消滅の基本方程式とインポートランス方程式の解法について簡単に述べ、第3章では、高速炉のアクチノイド核種の生成量についての感度解析の数値結果を述べる。

2. 感度係数と基本方程式の解法

原子炉系での核種の生成消滅は次の連立常微分方程式で記述される。

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = -(\lambda_i + \sigma_{ai} \phi(t)) n_i(t) + \sum_{j \neq i} n_j(t) (\lambda_{j \rightarrow i} + \sigma_{j \rightarrow i} \phi(t)) + \gamma_i F(t) \quad (i=1, \dots, n) \quad (1)$$

ここで、

- λ_i : 核種 i の崩壊定数
- σ_{ai} : 核種 i の平均の中性子吸収断面積,
- $\phi(t)$: 時刻 t における中性子束,
- $\lambda_{j \rightarrow i}$: 核種 j の崩壊による核種 i の生成を表わす崩壊定数,
- $\sigma_{j \rightarrow i}$: 核種 j との中性子反応により核種 i の生成を表わす断面積,
- γ_i : 核種 i の核分裂収率,
- $F(t)$: 時刻 t における核分裂反応率。

(1)式で右辺の第1項は核種 i が崩壊および中性子反応により消滅する割合、第2項は核種 i 以外の核種 j が崩壊および中性子反応により核種 i を生成する割合、第3項は核分裂反応により核種 i を生成する割合を表わしている。(1)式に含まれる係数で σ_{ai} , $\phi(t)$, $\sigma_{j \rightarrow i}$, γ_i , $F(t)$ は時間に依存する量であるが、その時間変化は比較的ゆるやかであり、ある一定の時間間隔では定数として近似することが可能である。この時には(1)式は定数係数の連立一次常微分方程式となる。これを行列で表わすと

$$\frac{dn(t)}{dt} = A n(t) + F \quad (2)$$

となる。ここで $\dot{F}_i = \gamma_i F(t)$ であり、この項はアクチノイド核種の生成崩壊を取扱うときには省略される。

(2)式のインポートランス方程式は物理的考察からでも或は作用素の理論からでも導くことが可能であり

$$-\frac{dn^*(t)}{dt} = A^T n^*(t) \quad (3)$$

で与えられる。ここで A^T は A の転置行列である。

次に、(2)、(3)式で増変行列 A が $A + \delta A$ に変化したときに、時刻 t_f での核種の生成量（原子数密度）の変化を求める。ここで検出量或は積分量として

$$Q = h^T n(t_f) \quad (4)$$

を考える。ただし、 h^T はベクトルであり

$$h^T = [h_1, h_2, \dots, h_n] \quad (5)$$

で表わされる。このベクトルの要素は

$$\begin{aligned} h_i &= 1 & : & \text{核種 } i \text{ を時刻 } t_f \text{ で測定する,} \\ &= 0 & : & \text{測定しない,} \end{aligned} \quad (6)$$

で定められる。今、インポートランスの終端条件として時刻 t_f で

$$n^*(t_f) = h \quad (7)$$

を満たすものを選ぶと、時刻 t_f での核種の生成量（原子数密度）の変化は一次の摂動公式で²⁾

$$\delta Q = h^T \delta n(t_f) = \int_{t_0}^{t_f} n^{*T}(t) \delta A n(t) dt \quad (8)$$

で求められる*。次に上式を用いて感度係数を求める。

感度係数として種々のものが考えられるが、ここでは次の定義に従う量を求める。即ち、核種 j の種類 k のパラメータ $x_{j,k}$ を単位量だけ変化させたときの時刻 t_f での核種 i の原子数密度の変化量を考える。これは

$$S_{i,j,k} = \left(\frac{\delta n_i}{n_i} \right)_{t_f} / \left(\frac{\delta x_{j,k}}{x_{j,k}} \right) \quad (9)$$

で定義される。上式に(8)式から求められる $\delta n_i(t_f)$ を代入すると

$$S_{i,j,k} = \frac{x_{j,k}}{n_i(t_f)} \sum_l \sum_m \int_{t_0}^{t_f} n_l^*(t) \left(\frac{\partial A_{l,m}}{\partial x_{j,k}} \right) n_m(t) dt \quad (10)$$

となる。核種 j の種類 k のパラメータ $x_{j,k}$ は係数行列 A の j 列にのみ含まれているので、上式で m についての和は $m=j$ のみが値を持つ。則式は

* (2)式で A が $A + \delta A$ 、 F が $F + \delta F$ に変化した時には一次の摂動公式は、

$\delta Q = h^T \delta n(t_f) = \int_{t_0}^{t_f} n^*(t) \cdot (\delta A n(t) + \delta F(t)) dt$ 、となる。

$$S_{i,j,k} = \frac{x_{j,k}}{n_i(t_f)} \sum_{\ell \in k} \left(\frac{\partial A_{\ell,j}}{\partial x_{j,k}} \right) \int_{t_0}^{t_f} \bar{n}_{\ell}^*(t) n_j(t) dt \quad (11)$$

となる。上式から感度係数を計算するためには基本方程式とインポートランス方程式の解を求める必要がある。

基本方程式の解法として、DCHAIN, COMRADでは Bateman法, ORIGIN, ORIGIN 2では Matrix Exponential 法が用いられている。本コードでは、アクチノイド核種のみを取扱うことを目的にしているために、基本方程式およびインポートランス方程式の解法に、係数行列の固有値、固有ベクトルを直接求める方法、即ち、固有値問題として取扱う方法を用いた。一般に、係数行列の要素 a_{ij} が実数であっても固有値は複素数となることがある。従って(2)式で $F=0$ のときの基本方程式の解は、固有値: $\alpha_j \pm i\beta_j$, 固有ベクトル: $\mathbf{a}^{(j)} \pm i\mathbf{b}^{(j)}$ とすると

$$\begin{aligned} \mathbf{n}(t) = & \sum_j \{ C_j (\mathbf{a}^{(j)} \cos \beta_j(t-t_0) - \mathbf{b}^{(j)} \sin \beta_j(t-t_0)) \\ & + C_{j+k} (\mathbf{b}^{(j)} \cos \beta_j(t-t_0) + \mathbf{a}^{(j)} \sin \beta_j(t-t_0)) \} e^{\alpha_j(t-t_0)} \end{aligned} \quad (12)$$

で与えられる。同様に、(3)式のインポートランス方程式の解は、固有値: $\alpha_j \pm i\beta_j$, 固有ベクトル: $\mathbf{a}^{*(j)} \mp i\mathbf{b}^{*(j)}$ とすると

$$\begin{aligned} \mathbf{n}^*(t) = & \sum_j \{ C_j^* (\mathbf{a}^{*(j)} \cos \beta_j(t_f-t) - \mathbf{b}^{*(j)} \sin \beta_j(t_f-t)) \\ & + C_{j+k}^* (\mathbf{b}^{*(j)} \cos \beta_j(t_f-t) + \mathbf{a}^{*(j)} \sin \beta_j(t_f-t)) \} e^{\alpha_j(t_f-t)} \end{aligned} \quad (13)$$

で与えられる。(12), (13)式の解は線型崩壊系列に対しては Bateman の解と一致する。

3. 感度係数の数値結果

高速炉でアクチノイド核種の生成消滅を正しく評価するために、1000 MWe高速炉でBWR から取り出したPu燃料 ($^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 58.7/25.7/12.3/3.2$ (w/o)) と高速炉のブランケットから取り出したPu燃料 ($^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 95.0/5.0/0.0/0.0$ (w/o)) を用いた場合について、アクチノイド核種の生成量に対する感度解析を行った。⁷⁾

この計算で取扱った核種は ^{235}U から ^{245}Cm までの25核種のうち、半減期の極端に短い ^{239}U , ^{244}Am を除いた22核種である。これらのアクチノイド核種の崩壊系列をFig. 1に示す。核種の生成消滅の基本方程式およびインポートランス方程式の係数行列は、その要素が α 崩壊定数を除けば対角要素の近傍に集中しているため、固有値は対角要素の値に強く依存する。半減期の長い核種の対角要素は中性子反応の中に埋れてしまうため、半減期の短い核種が固有値を求める時に計算精度を悪くするように作用する。

固有値の数値結果をTable 1に与える。ここで特徴的なことは二組の複素固有値が存在することである。アクチノイド核種の崩壊系列の中には α 崩壊核種による循環形式の崩壊系列がいくつか含まれている。これらの中で比較的半減期の短い α 崩壊核種 ^{242}Cm と ^{244}Cm を含む循環形式の

崩壊系列が複素固有値を持つことが数値的に確認された*。これらの崩壊系列を Fig. 2 に示す。こゝには示していないが²³⁴Uを取り入れると、 $^{234}\text{U} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{235}\text{U} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{236}\text{U} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{237}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{237}\text{Np} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu} \xrightarrow{\alpha} ^{234}\text{U}$ の循環形式の崩壊系列から複素固有値が出る。

Bateman 法ではこの様な循環形式の崩壊系列を正確に取扱うことができず、複素固有値を持つ解は存在しない。

しかし、この係数行列の固有値を求める方法が有効であるか否かを数値的に検討することが必要である。このために 1000 MWe 高速炉で 2 年間照射時および 1 年間冷却時の二つの時点でのアクチノイド核種の生成量を本コード (EIGENS) と ORIGEN コードで比較検討した。両者の結果は 0.5 % 以内で良く一致しており、固有値問題として取扱う本方法の有効性が確認された。

感度係数を求めるためにはインポートランスを計算する必要がある。この計算例を Fig. 2 に示す。これは、炉内で 2 年間照射し炉外で 180 日間冷却した時点で²³⁸Puを検出することに対して、²³⁸Puも含めて他の核種がどの程度寄与するかを表わすインポートランスである。²⁴²Amと²⁴²Cmは、 $^{242}\text{Am} \xrightarrow{\beta^-} ^{242}\text{Cm} \xrightarrow{\alpha} ^{238}\text{Pu}$ の崩壊過程により²³⁸Puの生成に寄与するので、両者のインポートランスは大きい。また、²³⁸Npは 2.1 日の極端に短い半減期でβ崩壊し²³⁸Puになるために、²³⁸Puとは同じインポートランスを持つ。²³⁸Puのインポートランスが照射期間中に検出時刻から遠ざかると減少するのは、中性子反応によりそれ自身が消滅するためであり、ある時点から²⁴²Cmより小さくなるのは²³⁸Puの中性子断面積が²⁴²Cmのそれより 2 倍も大きいからである。²³⁷U, ²³⁷Np, ²⁴¹Am は (n, γ) 反応を含む崩壊過程を通して²³⁸Puの生成に寄与するため中性子照射が無くなるとインポートランスも零になる。

次に、感度係数の計算結果の中で、²³⁸Pu, ²⁴¹Am, ²⁴³Am に対するものを Fig. 4, 5, 6 に示す。これらの結果から感度係数は、BWR からの Pu 燃料を用いるか FBR のブランケットからの Pu 燃料を用いるかによって全く異なり、また、核分裂断面積よりは捕獲断面積の変化に基づく方がはるかに大きい。²³⁸Puでは BWR からの Pu 燃料を用いた時には²⁴¹Puが 12.3 w/o 含まれているので $^{241}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{241}\text{Am} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{242}\text{Am} \xrightarrow{\beta^-} ^{242}\text{Cm} \xrightarrow{\alpha} ^{238}\text{Pu}$ なる崩壊過程から²³⁸Puが生成される割合が大きいので、²⁴¹Puのλ_β, ²⁴¹Amのσ_cの感度係数が大きい。一方、高速炉のブランケットからの Pu 燃料を用いる時には、²⁴¹Puは含まれていないので、 $^{238}\text{U} \xrightarrow{(n, 2n)} ^{237}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{237}\text{Np} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$ の崩壊過程から²³⁸Puが生成される割合が大きくなり、²³⁸Uのσ_{n, 2n}, ²³⁷Npのσ_cの感度係数が大きい。

Fig. 5 から²⁴¹Amの生成量に対しては²⁴¹Puのλ_β, σ_fの感度係数が大きい。FBRのブランケットからの Pu 燃料を用いた時には、²⁴¹Puが初期装荷の燃料に含まれていないために、²³⁹Pu, ²⁴⁰Puの(n, γ)反応で²⁴¹Puが生成された後にβ崩壊し²⁴¹Amが生成されるので、²³⁹Puと²⁴⁰Puのσ_cの感度係数が比較的大きくなる。次に、²⁴³Amの生成量に対する感度係数を Fig. 6 に示す。²⁴³Amは $^{241}\text{Pu} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{242}\text{Pu} \xrightarrow{(n, \gamma)} ^{243}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{243}\text{Am}$ の崩壊過程から生成されるために、²⁴²Puのσ_c, ²⁴¹Puのσ_cの感度係数が大きくなる。また、FBRのブランケットからの Pu 燃料を用いた時に、²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Puのσ_cの感度係数が比較的大きくなるのは²⁴¹Amの場合と同じ理由による。

この様にして²³⁵Uから²⁴⁵Cmまでの 22 核種の生成量に対する感度係数を計算した。この結果から個々の核種の生成量の評価に対してどの核種のどの断面積が重要な役割を占めているか定量

的に明らかになった。これらの結果を総合的に比較し断面積や崩壊定数の優先度を定性的に定める方法として、アクチノイド核種を生成量の多い順に縦に配列し、各々の核種について感度係数の大きい順に5個のパラメータを横に配列して一つの行列を構成した。これらの結果をTable 2, 3に与える。これから、崩壊定数では ^{241}Pu の $\lambda\beta$, ^{242}Cm の $\lambda\alpha$, 捕獲断面積では ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , 核分裂断面積では ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Pu , それに, ^{238}U の $\sigma_{n,2n}$ の優先度が高いことになる。

しかし、上記の評価ではUおよびPu燃料に含まれている核種は考慮していない。これらを取り入れると上記の核データの他に, ^{235}U の σ_c , ^{238}U の σ_c と σ_f , ^{239}Pu の σ_c , ^{239}Np の $\lambda\beta$ の優先度が高くなる。更に、アクチノイド核種の消滅処理を目的とした専焼炉でサイクルを多数回(30サイクル)行った時の感度解析では ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am 等の核分裂断面積が捕獲断面積と同程度に重要であることが明らかにされている。

4. あとがき

核種の生成消滅の基本方程式およびインポートランス方程式の解法に、係数行列の固有値を求める方法を適用し、その有効性を数値的に確認した。また、循環形式の崩壊系列の中には複素固有値を持つものが存在することを明らかにした。更に、1000 MWe 高速炉のアクチノイド核種の生成量に対する感度解析を行い、個々の核種のどの断面積および崩壊定数が重要であるかを定量的に示した。感度解析の結果から断面積および崩壊定数の優先度と要求精度を定量的に求めることも可能であるが、このためには評価する積分量の目標精度を定めることと非線型最適化問題を解く必要がある。従って、断面積および崩壊定数の優先度については定性的な評価しかできなかった。

感度解析の計算手法については改良して行くべき点がいくつか残されている。しかし、核種の生成量や崩壊熱等を計算するコードは、ORIGEN, ORIGEN 2を始めとし、DCHAIN, COMRADが作成され、瞬時照射実験等の解析が進められている。これらの解析評価を補うためには感度解析用の計算コードを早急に整備することが必要と思われる。

References

- 1) Raman S.: "General Survey of Application Which Require Actinide Nuclear Data," Advisory Group Meeting on TND, review paper A-1, (1975).
- 2) Gandini A., et al.: Nucl. Sci. Eng., 38, 1 (1969)..
- 3) Gandini A., et al.: ibid, 60, 339 (1976).
- 4) Bell M. J.: "ORIGEN-The ORNL Isotope Generation and Depletion Code," ORNL-4628 (1973).
- 5) Tasaka K.: "DCHAIN: Code for Analysis of Build-up and Decay of Nuclides," JAERI 1250 (1977).
- 6) Nagumo M.: "Ordinary Differential Equations," Kyoritsu Syutsupan, 49 (1955) [in Japanese].
- 7) Mitani H., et al.: JAERI-M 7153 (1977), JAERI-M 8133 (1979).

Table 1 Eigenvalues of the coefficient matrix of basic equations for core and blanket of 1000 MWe LMFBR (Pu fuel from BWR)

No. of eigenvalues	Core (5.54×10^{15} n/cm ² sec)		Blanket (1.66×10^{15} n/cm ² sec)	
	Real part (sec ⁻¹)	Imaginary part (sec ⁻¹)	Real part (sec ⁻¹)	Imaginary part (sec ⁻¹)
1	-1.2012 (-5)*		-1.2004 (-5)	
2	-8.7694 (-6)		-8.7558 (-6)	
3	-3.8392 (-6)		-3.8257 (-6)	
4	-3.4166 (-6)		-3.4120 (-6)	
5	-1.2024 (-6)		-1.1937 (-6)	
6	-5.3632 (-8)		-5.0528 (-8)	
7	-1.7689 (-8)		-1.0399 (-8)	
8	-1.6685 (-8)		-6.3518 (-9)	
9	-1.5792 (-8)		-4.7337 (-9)	
10	-1.4389 (-8)		-4.3114 (-9)	
11	-1.3104 (-8)		-3.9303 (-9)	
12	-1.2527 (-8)		-3.8660 (-9)	
13	-8.6025 (-9)	1.2790 (-10)	-2.7317 (-9)	1.3576 (-10)
14	-8.6025 (-9)	-1.2790 (-10)	-2.7317 (-9)	-1.3576 (-10)
15	-6.2352 (-9)		-2.4390 (-9)	
16	-6.0538 (-9)		-1.8921 (-9)	
17	-4.6780 (-9)		-1.8694 (-9)	
18	-4.4179 (-9)	1.1365 (-9)	-1.3952 (-9)	3.6310 (-10)
19	-4.4179 (-9)	-1.1365 (-9)	-1.3952 (-9)	-3.6310 (-10)
20	-4.3168 (-9)		-1.2933 (-9)	
21	-2.9310 (-9)		-8.3638 (-10)	
22	-1.8854 (-9)		-5.6494 (-10)	

* -1.2012 (-5) = -1.2012×10^{-5}

Table 2 Priority of decay constants and cross sections to be measured, which is derived from sensitivity analyses for build-up and decay of actinides in the core of 1000 MWe LMFBR*

Nuclides	Actinides reprocessed yearly (gr)**	Priority of decay constants and cross sections				
		1	2	3	4	5
1 Am-241	1.011 (+4)	λ_{β} (Pu-241)	σ_f (Pu-241)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Am-241)	σ_c (Pu-241)
2 Am-243	4.878 (+3)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Pu-241)	σ_c (Am-243)	σ_f (Pu-241)	σ_f (Pu-242)
3 Np-237	2.504 (+3)	$\sigma_{n,2n}$ (U-238)	σ_c (Np-237)	σ_c (U-236)	σ_c (U-235)	σ_f (Np-237)
4 U-236	1.908 (+3)	σ_c (U-235)	σ_f (U-235)	σ_c (U-236)	λ_{α} (Pu-240)	σ_f (U-236)
5 Pu-238	1.124 (+3)	λ_{β} (Pu-241)	σ_c (Am-241)	λ_{α} (Cm-242)	$\sigma_{n,2n}$ (U-238)	σ_c (Np-237)
6 Cm-244	4.243 (+2)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Am-243)	σ_c (Pu-241)	σ_f (Cm-244)	σ_c (Cm-244)
7 Cm-242	2.168 (+2)	λ_{β} (Pu-241)	σ_c (Am-241)	σ_f (Pu-241)	σ_c (Pu-240)	λ_{α} (Cm-242)
8 Am-242m	2.148 (+2)	λ_{β} (Pu-241)	σ_c (Am-241)	σ_f (Pu-241)	σ_f (Am-242m)	σ_c (Pu-240)
9 Cm-243	2.619 (+1)	σ_c (Cm-242)	λ_{β} (Pu-241)	σ_c (Am-241)	λ_{α} (Cm-242)	σ_f (Pu-241)
10 Cm-245	1.542 (+1)	σ_c (Cm-244)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Am-243)	σ_f (Cm-245)	σ_c (Pu-241)

* Pu fuel from BWR.

** irradiation for two years and cooling for 180 days.

Table 3 Priority of decay constants and cross sections to be measured, which is derived from sensitivity analyses for build-up and decay of actinides in the core of 1000 MWe LMFBR*

Nuclides	Actinides production yearly(gr)**	Priority of decay constants and cross sections				
		1	2	3	4	5
1 Np-237	2.575 (+3)	$\sigma_{n,2n}$ (U-238)	σ_c (Np-237)	σ_c (U-235)	σ_c (U-236)	σ_f (Np-237)
2 U-236	1.927 (+3)	σ_c (U-235)	σ_f (U-235)	σ_c (U-236)	σ_f (U-236)	λ_α (Pu-240)
3 Am-241	7.209 (+2)	λ_β (Pu-241)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Pu-239)	σ_f (Pu-241)	σ_f (Pu-239)
4 Pu-238	3.638 (+2)	$\sigma_{n,2n}$ (U-238)	σ_c (Np-237)	σ_f (Pu-238)	λ_β (Pu-241)	σ_c (Pu-240)
5 Am-243	2.865 (+1)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Pu-241)	σ_c (Pu-239)	σ_f (Pu-241)
6 Cm-242	8.471 (+0)	λ_α (Cm-242)	λ_β (Pu-241)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Am-241)	σ_c (Pu-239)
7 Am-242m	6.868 (+0)	λ_β (Pu-241)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Am-241)	σ_c (Pu-239)	σ_f (Pu-241)
8 Cm-244	1.275 (+0)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Am-243)	σ_c (Pu-241)	σ_c (Pu-239)
9 Cm-243	6.184 (-1)	λ_β (Pu-241)	σ_c (Cm-242)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Am-241)	σ_c (Pu-239)
10 Cm-245	2.894 (-2)	σ_c (Cm-244)	σ_c (Pu-240)	σ_c (Pu-242)	σ_c (Am-243)	σ_c (Pu-241)

* Pu fuel from blanket of FBR.

** irradiation for 2 years and cooling for 180 days.

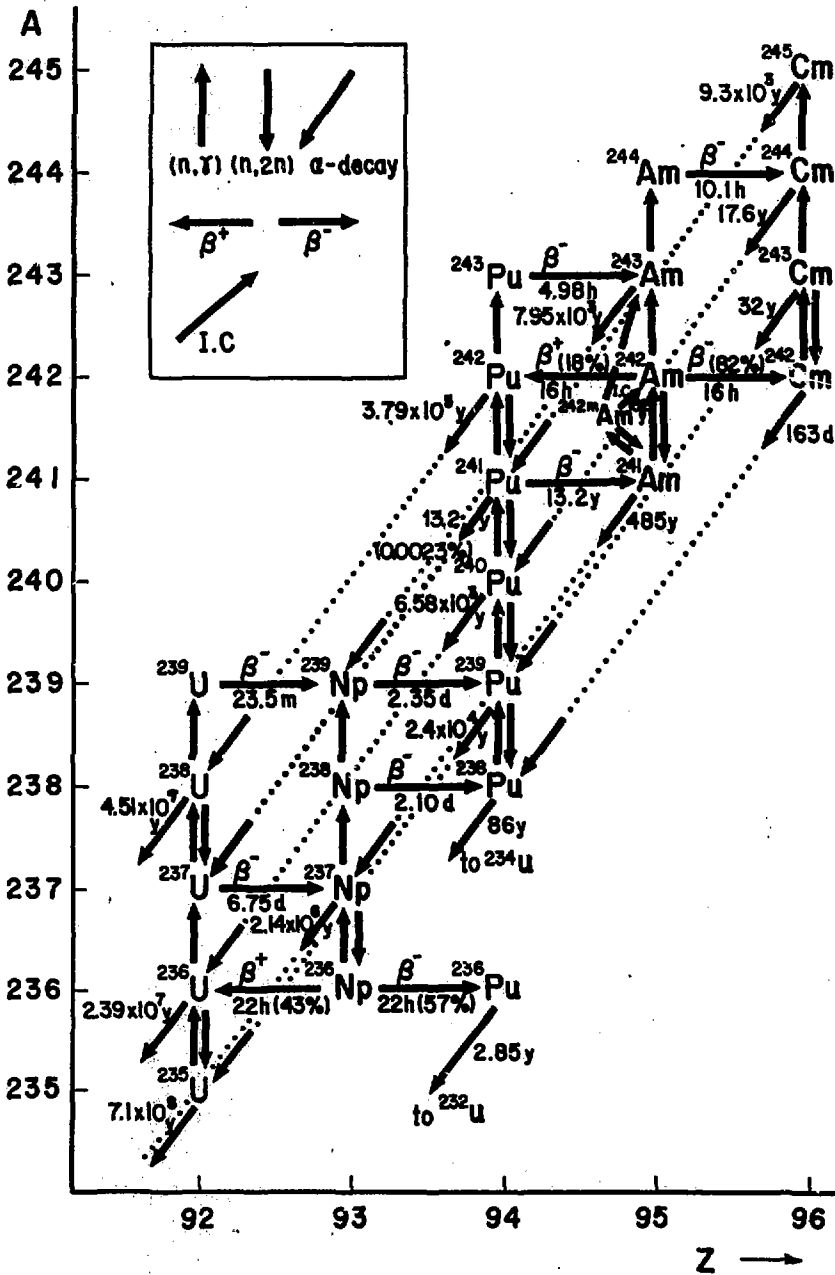


Fig. 1 Decay scheme of actinides

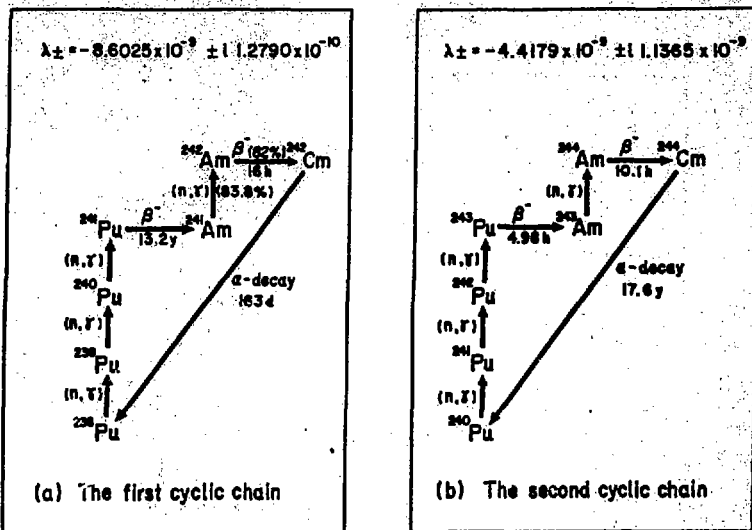


Fig. 2 Two kinds of complex eigenvalues arise from the above cyclic chains

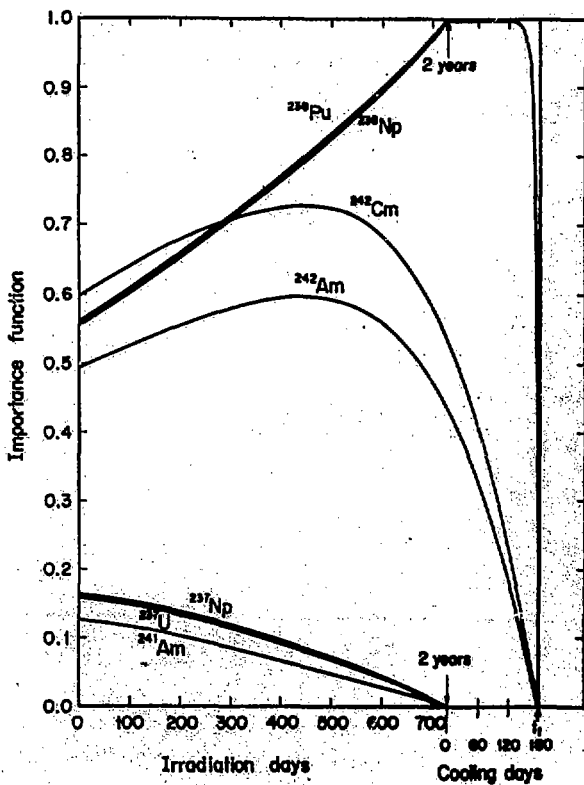


Fig. 3

Fig. 4 Pu-238

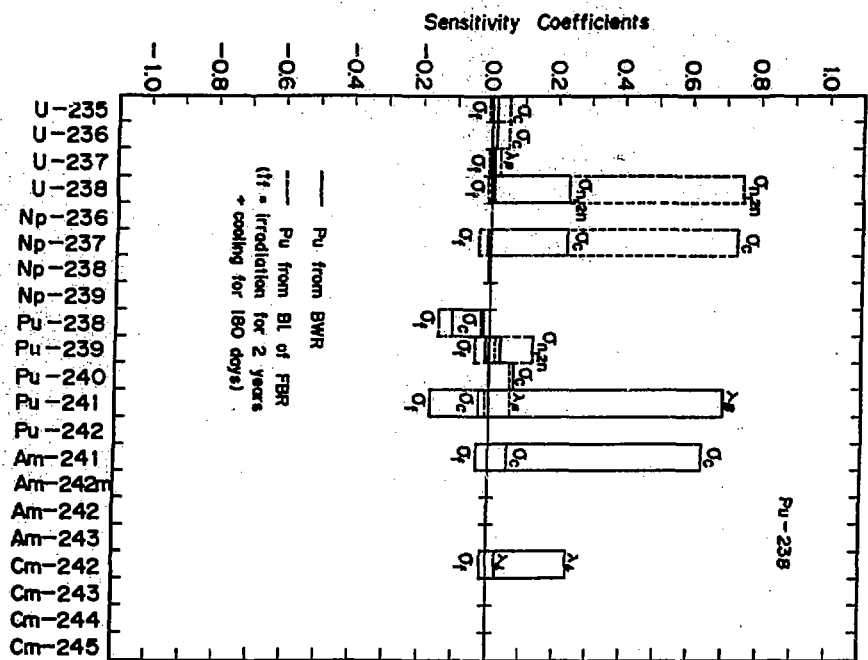
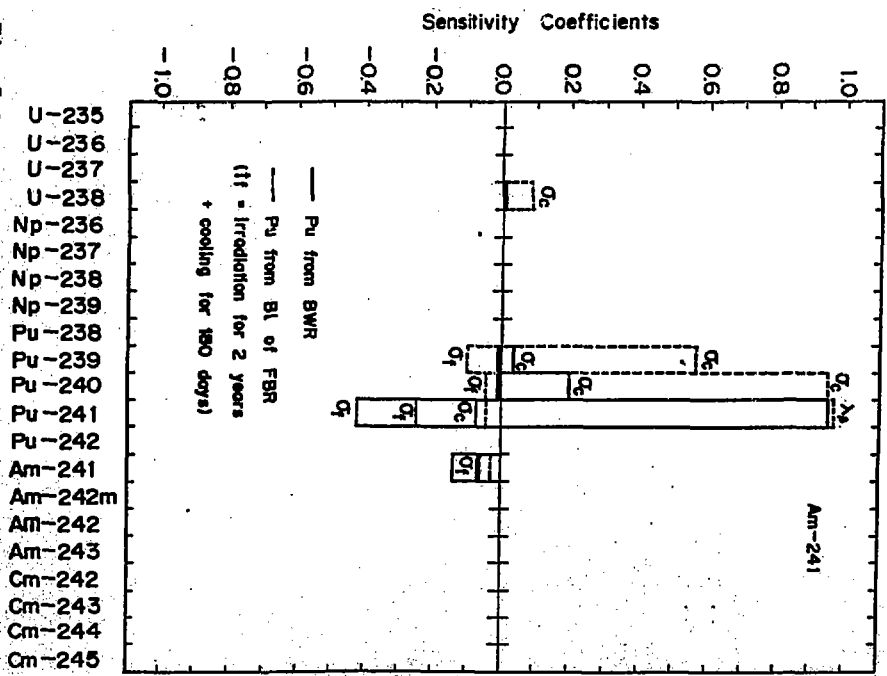


Fig. 5 Am-241



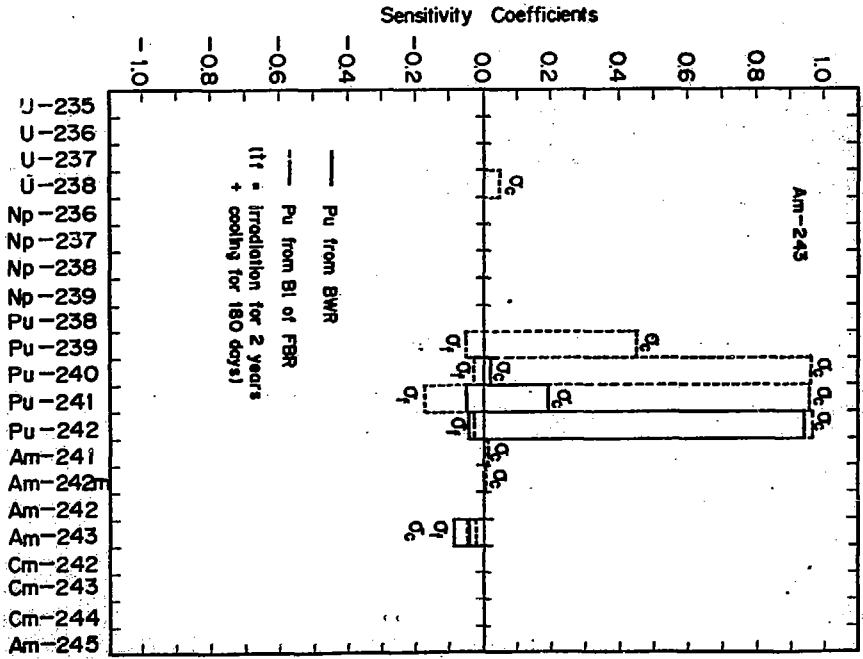


Fig. 6 Am-243

討 論

Q : 関本 博 (東工大)

非線型効果を入れていく場合、線型問題に対する方向を modify していく方法が取られる可能性があると思うが、その場合線型問題で用いられているいくつかの方向のうち、どの方法が modify されていく可能性が大きいのか？

A : 三谷 浩 (原研)

具体的には、基本方程式の係数で時間依存の大きい項を修正して行くことになる。中性子束の時間依存性が最も大きいと思われるが、これは振動の高次項として取り入れることが考えられる。

Q : 瑞慶覧 篤 (日立エネ研)

Quasi-static (燃焼時間を小区間に分ける) な方法で flux の時間依存を取り入れる方法の精度は？

A : 三谷 浩 (原研)

詳細に検討したことがないので解らない。

Q : 瑞慶覧 篤 (日立エネ研)

Burnable poison みたいに短時間に燃えつきる場合には flux の時間依存は無視できないがこのような問題に対する非線型効果を検討した例はないか？

A : 三谷 浩 (原研)

その様な例は知らない。しかし前の質問と関連するが中性子束の時間変化を取り入れることは比較的簡単にできると思う。

4.6 シグマ委員会で開発中の感度解析システムの現状

長谷川 明⁺

シグマ研究委員会の炉定数専門部会の下部組織である JENDL 積分評価ワーキング・グループで作業が進められている、adjustment の為の感度解析コード・システムについて、その概要と作業の進捗状況を説明する。

Present Status of JNDC Sensitivity Analysis Code Systems

Akira HASEGAWA⁺

It is briefly described that the current status of the JNDC (Japan Nuclear Data Committee) sensitivity analysis code system for the adjustment of group constants. This code system is now being developed under the direction of JENDL integral test subworking group of group-constants working group of JNDC.

1. はじめに

現在シグマ研究委員会の炉定数専門部会の下部組織である JENDL 積分評価ワーキング・グループ (以下積分評価 W.G と略す) で作業が進められている、adjustment の為の感度解析コード・システムについて、その概要と作業の進捗状況を説明して、皆様の注意を喚起するとともに、本作業に対する御理解、御支援をお願いしたい。

本作業の経緯をお話すると、1982年12月開かれた、積分評価 W.G の会合において、次年度作業として、積分データによる JENDL-2 の adjustment を採りあげてはいかかという提案があった。その提案に対して、adjustment の作業自体が、当 W.G 内にとどまらず、シグマ委員会内の他の作業部会に対しても、いろいろなインパクトを与えることが予想されたために、積分データによる JENDL-2 の Adjustment の問題に対して、当 W.G としていかに採りあげるべきかの検討を行う為の、数名のボランティアからなるアドホック委員会をつくり、そこでの検討にゆだねた次第である。この小委員会は、その後3回の会合を持ち、その結論として「積分データによる JENDL-2 調整の問題に関する検討の報告」¹⁾ と題する答申がとりまとめられ、本年(83年)5月の積分評価 W.G 会合に提出された。答申書の概要は「積分評価 W.G として積分データによる JENDL-2 調整の問題を積極的にとりあげること、特に当面は高速炉を対象として、感度解析及び調整手法のシステム作成を進めることを骨子として「調整」の意義と必要性、対象と範囲、作

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

業体制について案を示している。」であった。本会合では、本答申案に沿った形での作業が承認され、本作業が開始された。

2. 背景

この答申が提出された背景には、W.G.内に基本的には次のような危機感がおおもととなっているのであります。少し長くなりますが、引用しますと、「積分的な測定値から、微視核データの知見を得ることは新しい問題ではなく、程度の差こそあれ、常時行われていることである。しかし、この問題をより徹底して数学的な最適化手法を用いて、多数の積分データに基いて、核データ・ライブラリーを調整する試みに対しては、従来は、日本の核データ・コミュニティにおいては、強い反対意見が支配的であった。反対の根拠は多様であるが、調整結果の一意性、信頼性に対する疑問、調整結果の位置付けに関する疑問、核データ測定と評価研究の本筋を弱めることに対する危惧、等が主な理由と考えてよいであろう。これに対し、核データ調整の研究、適用は、この数年各国で動かしがたい流れとなって来ている。積極的な調整以前の問題として、原子炉結特性、遮蔽特性、ドジメトリ評価の精度を論ずる際には、共分散を含めた感度解析手法の適用が欠かせないものとなっている。又、核データの共分散量を求めるために、最小自乗法を微視断面積の測定自身に適用することの有意義さを、F.G.Perey が強く主張しつづけることは良く知られている。こうした、共分散ファイル作成及び積分データによる核データライブラリー調整についての世界諸国の動きに対して、日本語が、本格的な感度解析及び「調整」の経験、知見を持たずに済ませて良いものであろうか。この点が、本小委員会の基本的な危機感であり、積分評価ワーキング・グループにおいてこの問題を積極的に採りあげることを答申する最大の理由である。」

以上明らかなように、世界の流れが、す早く adjustment の位置づけについても移りかわっている時点にあって、我がソサイアティーの対応の遅れに対しての問題点の提起なのであります。本年5月第6回放射線遮蔽国際会議が日本でありましたが、感度解析手法を遮蔽分野について見てみましても、全く同じことがいえます。例えば、世界の流れを見てみますと、数年前の deterministic な手法による1次元 S_N AN ISN/SWANLAKE に代表される時代から、2次元を経て、現在では、3次元モンテカルロ (TRIPOLI (FRANCE), TIMOC (ITALY), DUCKPOND (UK)) による、複雑形状に対する感度解析手法へとす早く移りかわっており、又分散すら与えられなかった基礎核データも今は共分散データまでが供給されるという現状を考えると、隔世の感があるにもかかわらず、この分野での我が国の対応はかなり遅れているのが実情である。

以上のような背景をもって、本作業が企画され、実施されることになったが、シグマ研究会内では、コンセンサスを得るべく更に本作業に対する検討が現在進められている。

以下、作業の内容と現状について述べる。

3: 作業内容と作業体制

答申案は、積分評価WGの作業として、

- 1) 当面、F.B.R. 臨界集合体実験による積分データを用いて、JENDL-2の感度解析、調整を進める、
- 2) 感度解析、並びに調整のシステム、及びデータ・ベースの作成を行う。特に感度解析システムについては、核データ、群定数、積分データ、感度係数値に基く、対話形式システムとし、調整は共分散データ・ベースを加えて最小自乗法を用いる、ことを提案している。

ことに2)で、対話形式とことわっているのは、核データの評価者等が、自自行った核データ評価値が、臨界集合体等で測られる積分量に対してどれだけの効果を持つものであるか、端末にすわればすぐわかるようにするためであり、又臨界実験計画を立案する人達に迅速にdataを提供する為の知識情報バンクとしての役割を果させる為でもある。

以上にもとづき、積分評価WGとして作成するシステム及びデータ・ベースの枠組みを次のように決定した。

基本システム設計

1) 対象

- F.B.R. (高速炉) 2次元ベンチマーク体系
- 2次元拡散を基本とする。
- エネルギー群数は高々25群とする。

2) 開発システム

a. 感度係数計算システム

阪大で開発された、一般化摂動理論に基く2次元拡散コード SAGEP²⁾を使用。

b. 対話形感度解析システム CATEX (Computer Aided Tool for Evaluators of Neutron Cross-sections)

群定数、感度係数、体系情報から、断面積の変化による積分量に対する寄与を計算するMENU形式対話形システムを新たに開発。

c. 断面積 adjustment システム ADJUSTX (adjustment of Cross-section set)

前述の感度解析システムに、共分散データ・ベースを加えて、最小自乗法に基く adjustment を行うシステムを新たに開発。

3) 必要となる Data Base の作成

- 基礎核データ・ファイル (JENDL-2)
- 群定数 JFS-J3 TYPE
- 体系情報
- 積分データ測定値
- 感度係数値
- 共分散データ

以上述べたシステム開発の実作業のための SUB W.G として積分 data の選定, 群定数, 感度解析を担当する積分 data 作業グループ, 及び共分散データの収集と作成を担当する共分散データ作業グループを結成して, 作業を進めている。

4. 選定された臨界集合体及び積分量

現在, 入手出来る限りの臨界集合体について, 感度係数が計算出来ればよいのですが, 労力や計算時間等の問題でかなり対象をしばらくこまなければならぬ。結局臨界集合体については Table 1 に, 又その中で取りあげる積分実験データとして Table 2 に示したものに限定して現在作業を進めている。

Table 1 中, PRIORITY の項があるが, 番号の若いもの程, PRIORITY を高くしており, PRIORITY=1 のものについては必ずとり入れる, 又 2 のものについては, 作業に余力があったらとり入れる, 3 のものについては, 今回は見送ることにしている。

5. 対話形感度解析システム CATEX: Computer Aided Tool for Evaluators of Neutron Cross-sections.

中性子断面積評価者等に対し, 断面積の変化が, 積分量にどれだけ寄与するのかといった情報を与えることを目的とした, 対話形式のプログラムである。本システムの入力は, 群定数, 感度係数, 積分 data (測定値) であり, 断面積変化に基づく積分 data への寄与及びそのエネルギー群別内訳, C/E (Calculated/Experiment) 値, C/E の統計値が出力される。

今

積分 data (測定値) : $R_i^{\text{exp}} (i=1, \dots, I)$

群定数 (核データ) : $T_\lambda (\lambda=1, \dots, N)$

感度係数 : $G_\lambda^i = \partial R_i^{\text{cal}} / \partial T_\lambda$

積分データ計算値 : $R_i^{\text{cal}} (i=1, \dots, I)$

核データが T から T' に変化した際のそれに伴う積分 data は, 一次近以て

$$R^{\text{cal}}(T') \approx R^{\text{cal}}(T) + G(T' - T)$$

計算される。

現在, 用意されている MENU は,

- 1) REACTOR TYPE
炉型選定。例として Fig. 1 に示す。
- 2) CORE SELECTION
炉心選定。
Pu-炉心の例として Fig. 2 に示す。
- 3) INTEGRAL DATA SELECTION
積分データ選定。例として Fig. 3 に示す。
- 4) NUCLIDE & REACTION SELECTION

核種及び反応選定。例 Fig. 4。

5) SET CROSS SECTION

変更断面積入力。例 Fig. 5。

6) RESULTS DISPLAY-1

積分量変化量, C/E, C/E 統計値表示。例 Fig. 6

7) RESULTS DISPLAY-2

エネルギー群別寄与率表示。例 Fig. 7

8. 断面積調整 (ADJUSTMENT) システム ADJUSTX : adjustment of Cross-section Set

前述の感度解析システムに更に共分散データ入力を行い, 最小自乗法を用いて断面積 adjustment を行うプログラムである。

$R_i^{exp}, T_\lambda, G_\lambda^i, R_i^{cal}$ を前と同じ表記法として

新たに

積分 data の共分散: V_{ij}

核データの共分散: $M_{\lambda\mu}$

を定義すると,

次の汎関数 L を極小とするように T' を定める。

$$L \equiv (T' - T)^* \frac{1}{M} (T' - T) + (R^{exp} - R^{cal}(T'))^* \frac{1}{V} (R^{exp} - R^{cal}(T'))$$

その結果 T' 及び新しい共分散 M' は,

$$T' = T + MG^* \frac{1}{GMG^* + V} \Delta R$$

$$\Delta R = R^{exp} - R^{cal}(T)$$

$$M' = M - MG^* \frac{1}{GMG^* + V} GM$$

で計算される。

用いられる MENU は, 前述の CATEX MENU 5) ~ 7) が

5) SET COVARIANCE DATA

共分散 data 入力

6) RESULTS DISPLAY-1

adjusted cross-section 表示

7) RESULTS DISPLAY-2

adjusted cross-section に対応する共分散 data 表示。

8) RESULTS DISPLAY-3

adjusted cross-sectionに対応する積分量変化表示。
に置きかわったものとなる。

7. おわりに

CATEXについては、本年度内、ADJUSTXについては来年度前半のシステム稼働を旨として、鋭意開発中であり、これらが完成しましたならば、臨界集合体実験計画の作定や、断面積と積分データ間の橋渡しをするデータ情報機器として、極めて有効に作用するものと我々は考えている。シグマ委員会内でも、本作業の終局の結果として出てくる、いわゆる adjusted set についての位置付けについては、いまだコンセンサスが得られていない現状にあり、利用者側からの本システムに対するリクエストや、問題点の提起を切にお願いするしだいである。

References

- 1) JENDL-2 積分評価WG小委員会：「積分データによる JENDL-2 調整の問題に関する検討の報告」, JENDL-2 積分評価WG内資料 JENA-64, (1983)
- 2) 原 昭浩, 竹田敏一, 菊池康之：「SAGEP：一般化摂動論に基づく二次元感度解析コード」, JAERI-M 84-027 (1984)

TABLE 1. SELECTED CORES FOR SENSITIVITY ANALYSIS.

ID	ASSEMBLY	PRIORITY	FUEL	FER/FISS	VOL	REM.
1	FCA-V-2	1	PU+(U)	2.3	200.	PU/EU=1/3
2	FCA-V-1	3	U+(PU)	2.6	142.	PU/EU=1/4
3	FCA-IV-2	1	PU+(U)	3.2	422.	PU CORE+EUD
4	MZA	2	PU	3.9	570.	
5	SEFOR	3				
6	FCA-VI-1	3	PU	4.4	423.	
7	ZPR-6-6A	1	U	5.0	4000.	L/D=0.8
8	ZPPR-2	2	PU	5.1	2400.	L/D=0.5 2-ZONE
9	MZB	1				
10	ZPR-6-7(REF)	1	PU	6.5	3100.	L/D=0.9
11	ZPR-6-7(H240)	3	PU	6.5	3100.	BURN UP SIMULAT.
12	ZPPR-9	1				

N.B

- PRIORITY 1: INCLUDING THE CORE.
 PRIORITY 2: MAY INCLUDE IF WE HAVE SUFFICIENT TIME.
 PRIORITY 3: EXCLUDING THE CORE FOR THE MOMENT.

TABLE 2. SELECTED INTEGRAL QUANTITIES

- K-EFF (EFFECTIVE MULTIPLICATION FACTOR) : ALL CORES.
- REACTION RATE RATIO: ALL CORES.
- SAMPLE WORTH: ALL CORES IF EXPERIMENTAL DATA IS AVAILABLE.
 U, PU, B-10, MO, SUS
 N.B. MO: AS RESONANCE MATERIAL.
 SUS: AS AN EXAMPLE OF INTERMEDIATE WEIGHT NUCLIDES.
- NA-VOID WORTH:
 ZPPR-2, ZPR-9, MZB
 EXCLUDING VOID MAP.
- DOPPLER COEFFICIENTS.
 SEFOR, ZPPR-9, FCA-VI-2
- REACTION RATE DISTRIBUTION:
 LEFT FOR NEXT STEP.

```

----- CATEX PANEL: PCATX010 REACTOR TYPE SELECTION -----
C O M P U T E R   A   I D E D   T   O O L   F O R   E   V A L U A T E R S   O F   N E U T R O N   C R O S S   S E C T I O N S
PLEASE SELECT ONE REACTOR TYPE.

1: THERMAL REACTOR      -----
2: INTERMEDIATE REACTOR -----
3: FAST REACTOR        $-----
4: GAS-COOLED REACTOR  -----

CONFIRMATION  -----

REQUESTED REACTOR TYPE:FAST . IF OK THEN HIT ENTER
    
```

Fig. 1 An example of CATEX menu for 'REACTOR TYPE'

```

----- CATEX PANEL: PCATX020 CORE SELECTION -----
C O M P U T E R   A   I D E D   T   O O L   F O R   E   V A L U A T E R S   O F   N E U T R O N   C R O S S   S E C T I O N S
PLEASE SELECT CORES NEXT: CONF: -----
PU-CORE OR U-CORE
IF OK THEN HIT ENTER. OR NOT OK THEN REINPUT.
SEL ID CORE NAME FUEL FERT/FISS VOL(L) COMMENTS
-----
1 VERA-11A Pu 0.050 12. Pu+C, No U in core.
2 ZPR-3-54 Pu 1.600 190. Similar to ZPR3-53 except F
3 ZPR-3-53 Pu 1.600 220. U-reflector.
SLCT 4 FCA-U-2 Pu+C 2.300 200. Pu/E.U = 1/3
5 SNEAK-7A Pu 3.000 110. Pu/E.U = 1/3
6 FCA-VI-2 Pu+C 3.200 422. Pu core + E.U driver
7 MZA Pu 3.900 570.
8 FCA-VI-1 Pu 4.400 423. Test region + D.U blanket
9 ZPR-3-50 Pu 4.500 340. (ZPR-3-48) with additional
10 ZPR-3-48 Pu 4.500 410. Soft spectrum due to added
11 ZPR-3-49 Pu 4.500 450. (ZPR-3-48) without Na
12 ZPR-3-56 Pu 4.600 610. Ni reflector
SLCT 13 ZPPR-2 Pu 5.100 2400. Equal volume 2 zone core, L/
14 MZB Pu 5.200 1800.
15 ZPR-6-7 Pu 6.500 3100. L/D=0.9
16 SNEAK-7B Pu 7.000 310.
17 ZEBRA-3 Pu 8.600 60. Hard spectrum(80% above 100
    
```

Fig. 2 An example of CATEX menu for 'CORE SELECTION': Plutonium fueled cores

```

----- CATEX PANEL: PCATX030  INTEGRAL DATA SELECTION -----
C O M P U T E R  A  I D E D  T O O L  F O R  E  V A L U A T E R S  O F  N E U T R O N  C R O S S  S E C T I O N S
PLEASE SELECT REQUESTING INTEGRAL QUANTITIES

SLCT  1:  k eff (Effective Multiplication Factor)
       2:  Reaction Rate Ratio (Spectral Index)
       3:  Na-void Reactivity Coefficient.
       4:  Sample Doppler Reactivity Coefficient.
       5:  Sample Worth.
       6:  Reaction Rate Distribution. (NOT YET PROGRAMMED)
       7:  Worth Distribution. (NOT YET PROGRAMMED)
       8:  Control Rod Worth. (NOT YET PROGRAMMED)

CONF:  ----

REQUESTED QUANTITIES.  IF OK THEN HIT ENTER
    
```

Fig. 3 An example of CATEX menu for 'INTEGRAL DATA SELECTION'

```

----- CATEX PANEL: PCATX040  NUCLIDE REACTION SELECTION -----
C O M P U T E R  A  I D E D  T O O L  F O R  E  V A L U A T E R S  O F  N E U T R O N  C R O S S  S E C T I O N S
PLEASE SELECT REQUESTING NUCLIDE OR REACTIONS

NEXT OPERATION
REQUESTING NUCLIDE                                OR NCODE

QUANTITY I NUCLIDE                                I NUCLIDE
K-EFF    I NCODE: 949  93-Pu-239                  I NCODE: 925  92-U-235
-----
MT        I  1  2  4  16  18  102                I  1  2  4  16  18  102
          I  T  E  IN  2N  F  C                    I  T  E  IN  2N  F  C
REQUEST  I  -- -- -- -- -- --                    I  -- -- -- -- -- --
-----
CORE     I
1  FCA-U-2  I  -  -  Y  -  Y  Y                    I  -  -  Y  -  Y  Y
2  ZPR-2    I  -  -  -  -  Y  Y                    I  -  -  -  -  Y  Y
3  ZPR-6-6A I  -  -  -  -  Y  Y                    I  -  -  -  -  Y  Y
-----
Confirmation:
    
```

Fig. 4 An example of CATEX menu for 'NUCLIDE & REACTION SELECTION'


```

----- CROSS SECTION DATA ----- ENERGY-CROSS SECTION -----
SOURCE: 24F 0 REAC: (F)***** MAT: 1192 MF: 3 MT: 102
AUR: 5.53650E+01 TEMPERAT.: 3.00000E+02 QVAL: 1.00000E+05 E2: 2.00000E+07
NG1: 1 NG2: 5981 MESSAGE:
GROUP ENERGY (EV) SIG(BARN) GROUP ENERGY (EV) SIG(BARN)
*****
5265 1.94000E+06 1.30017E-03 | 5275 2.71000E+06 9.60018E-04
5866 2.07000E+06 1.25994E-03 | 5876 2.73000E+06 9.59998E-04
5867 2.10000E+06 1.20006E-03 | 5877 2.76000E+06 9.50000E-04
5868 2.27000E+06 1.19994E-03 | 5878 2.80000E+06 9.50013E-04
5869 2.30000E+06 1.10006E-03 | 5879 2.82000E+06 9.39993E-04
5870 2.48000E+06 1.09994E-03 | 5880 2.84000E+06 9.20007E-04
5871 2.50246E+06 1.02411E-03 | 5881 2.87000E+06 9.10001E-04
5872 2.51000E+06 1.00006E-03 | 5882 2.89000E+06 9.00014E-04
5873 2.64000E+06 9.99991E-04 | 5883 2.91000E+06 8.99993E-04
5874 2.68000E+06 9.80000E-04 | 5884 2.93000E+06 8.90014E-04
*** NEXT CONTROL: PAGE _____ POINT _____ ENG _____
OPERATION VALUE: _____ INT. SCHEM 2 ENGXX 2.00000E+06
A:ADD S:SUBTRACT M:MULTIPLY D:DIVIDE SIGXX 1.30006E-03
RA/SS/AM/DD: RANGE OPERATION
MESS:
EXIT: _____ IF EXIT FROM THIS PANEL PLS ANY NON BLANK CHARACT.

```

Fig. 5 An example of CATEX menu for 'SET CROSS SECTION': setting of new cross section

```

----- CATEX PANEL: PCATX060 RESULTS PANEL -----
Computer Aided Tool for Evaluators of neutron CROSS sections
RESULTS DISPLAY
NEXT OPERATION
INTEGRAL QUANTITY: K EFFECTIVE TOTAL NUMBER OF CORES: 3
CORE I EXP. I CAL I NEW RESUL. I DIFF. I C/E
1 FCA-V-2 I 1.00000 I 1.0108 I 1.0091 I -0.0017 I 1.0091
2 ZPR-2 I 1.00000 I 1.0072 I 1.0087 I 0.0015 I 1.0087
3 ZPR-6-6A I 1.00000 I 1.0139 I 1.0019 I -0.0120 I 1.0019
ORIGINAL NEW
SUMMARY(ALL) AVR: 1.0012 STD: 0.0087 AVR: 1.0023 STD: 0.0071
SUMMARY(PU) AVR: 0.9978 STD: 0.0074 AVR: 1.0017 STD: 0.0044
SUMMARY(U) AVR: 1.0067 STD: 0.0077 AVR: 1.0033 STD: 0.0100
MODIFIED CROSS SECTIONS: 3-NUCLIDES 7-REACTIONS

```

Fig. 6 An example of CATEX menu for 'RESULTS DISPLAY-1': difference in integrated quantities due to the cross-section change

```

----- CATEX PANEL: PCATX070 RESULTS PANEL-2 -----
Computer Aided Tool for Evaluators of neutron CROSS sections
RESULTS DISPLAY-2
ERRCON
NEXT OPERATION
INTEGRAL QUANTITY: K EFFECTIVE
CORE ID: FCA-5-2
NUCLIDE: 93PU239 REACTION (N,FISS)
NG1: NG2: E1: 1.00000E+02 E2: 2.00000E+03
GROUP ENERGY (EV) CONTRIBUTION GROUP ENERGY (EV) CONTRIBUTION
*****
1 1.00000E+02 2.50000E-04 I 11 1.10000E+03 2.75000E-03
2 2.00000E+02 5.00000E-04 I 12 1.20000E+03 3.00000E-03
3 3.00000E+02 7.49999E-04 I 13 1.30000E+03 3.25000E-03
4 4.00000E+02 9.99999E-04 I 14 1.40000E+03 3.50000E-03
5 5.00000E+02 1.25000E-03 I 15 1.50000E+03 3.75000E-03
6 6.00000E+02 1.50000E-03 I 16 1.60000E+03 4.00000E-03
7 7.00000E+02 1.75000E-03 I 17 1.70000E+03 4.25000E-03
8 8.00000E+02 2.00000E-03 I 18 1.80000E+03 4.50000E-03
9 9.00000E+02 2.25000E-03 I 19 1.90000E+03 4.75000E-03
10 1.00000E+03 2.50000E-03 I 20 2.00000E+03 5.00000E-03
*** NEXT CONTROL: PAGE _____ POINT _____ ENG _____
MESS:
EXIT: _____ IF EXIT FROM THIS PANEL PLS ANY NON BLANK CHARACT.

```

Fig. 7 An example of CATEX menu for 'RESULTS DISPLAY-1': group-wise contribution to the integrated quantities

5. JENDL-3の評価

5.1 JENDL-3の評価に新しく採用する核反応模型

菊池 康之*

要 旨

JENDL-2の評価においては、球形光学模型、複合核仮定に基づく統計模型が主として用いられている。これらの模型では(1)直接過程反応、(2)前平衡過程、(3)核の変形効果を考慮できない。この欠点は核融合炉中性子工学に重要な14 MeV近傍では特に顕著となる。この欠点を克服するため、JENDL-3の評価では、結合チャンネル光学模型と前平衡過程を考慮した統計・蒸発模型を採用し、各々ECIS、GNASHを整備した。結合チャンネル光学模型と統計模型を結びつけるために、特別の近似を行った。これらの新しく採用した模型によりFeの断面積を評価した。その結果は14 MeV中性子に対する角度・エネルギー二重微分断面積の実験値を極めて良好に再現し、今回の計算法の妥当性が証明された。

Nuclear Reaction Models Newly Adopted in JENDL-3 Evaluation

Yasuyuki KIKUCHI*

The spherical optical model and the statistical model based on the compound nucleus assumption have been mainly used in JENDL-2 evaluation. These models cannot consider (1) the direct reactions, (2) the pre-equilibrium processes and (3) the nuclear deformation effect. This drawback is particularly severe for high energy neutrons important for fusion neutronics. In order to overcome this drawback, it was decided to adopt the coupled channel optical model and the evaporation model with pre-equilibrium process in JENDL-3 evaluation. The ECIS and GNASH codes were selected. A special care was paid to combine the coupled channel optical model to the usual statistical model. The cross sections of natural iron were re-evaluated with these newly adopted models. The

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

results reproduce satisfactorily the experimental data of the angle-energy double-differential cross sections for 14 MeV neutrons, proving the applicability of the present model.

1. 緒言

核データ評価において、実験値の十分でない場合には理論的計算が採用される。JENDL-2の評価においては、主として球形光学模型と、複合核仮定による統計模型、蒸発模型が用いられている。これらは、核分裂炉に重要な5 MeV以下の中性子断面積に対しては、満足すべき結果を与える事は立証されている¹⁻⁴⁾。

しかしこれらの模型に依る限りは、直接過程、前平衡過程は考慮できない。したがって、これらが重要になる14 MeV中性子を扱う核融合炉中性子工学においては、JENDL-2の適用性は不十分である。またFPやアクチナイド核種のように、変形している核に対して球形光学模型を適用する事は本質的に問題がある。

これらの困難を克服するために、JENDL-3においては、より進んだ計算模型として、結合チャネル光学模型、前平衡過程を考慮した統計模型等を採用して評価する事になった。本稿ではこれらを紹介する。第2章ではJENDL-2の採用した模型の問題点を指摘し、第3章では新しく採用する模型についてその利用法に重点を置いて述べる。第4章においては、核融合炉中性子工学からの強い要請*により、至急手直しをした7核種 (⁶Li, ⁷Li, C, O, Cr, Fe, Ni: JENDL-3 Preliminary Version 1, JENDL-3 PR 1, と呼ぶ) の内Feを例にとり、これらの模型の適用性について議論する。

2. JENDL-2に用いられた計算法の限界

2.1 直接過程

JENDL-2においては、一部の例外を除いては、直接過程は考慮されておらず、統計模型による複合核過程のみが考えられている。この事は、5 MeV以下の中性子が主となる核分裂炉の計算には、ほとんど悪影響を与えず、JENDL-2は高速炉、熱中性子炉の炉特性および、核分裂炉の遮蔽に対して、極めて良好な結果を与えている¹⁻⁴⁾。

一方、5 MeV以上の中性子に対しては、直接過程は重要であり、特に14 MeVにおいては、低励起状態への非弾性散乱はほとんど直接過程か前平衡過程によるものである。したがってその無視は体系内のスペクトル予測に大きな誤差を与える。この指摘は最初に山野によってなされた⁵⁾。彼はHansen等による14 MeV中性子の鉄体系からの漏洩スペクトル実験⁶⁾をJENDL-2とENDF/B-Nを用いて解析した。その結果をFig. 1に示す。JENDL-2の計算値は十数MeV以下のスペクトルを極端に過小評価している。これは低励起状態への非弾性散乱の極端な過小評価に起因する。例えば⁵⁶Feの第1励起状態(0.87 MeV)への14 MeVでの非弾性散乱断面積

* FNSを用いた、ブランケット内トリチウム増殖性の日米共同実験に使用したため。

は、実験値からは 50 ~ 60 mb と思われるのに JENDL-2 は 0.1 mb で 1/500 である。

また大阪大学の OKTAVIAN で最近精力的に測られている、14 MeV 中性子に対する全放出中性子の角度エネルギー二重微分面積 (DDX) の実験データ⁷⁾からも、JENDL-2 のほとんどの核種において、低励起状態への非弾性散乱の過小評価が指摘された。1例として Fig. 2 に Ni の 80° 方向の比較を示す。Ni は各アイソトープの第 1 励起状態への非弾性散乱は DWBA を用いて直接過程を考慮している。したがって放出中性子エネルギーで 12 MeV 近辺は実験と計算の一致は良いが、それ以下では過小評価になっている。この例から、直接過程を考慮すれば DDX の実験値を正しく再現できる事が分る。

2.2 前平衡過程

入射中性子エネルギーが高くなるにつれ、完全な平衡状態である複合核にまで達しないで崩壊する反応、即ち前平衡過程反応が多くなって来る。この反応の取扱いにはいくつかの模型があり、まだ確立しているとは言い難いが、すでに GNASH⁸⁾、PREANG⁹⁾ 等のコードが使用できるようになっている。

ここでは GNASH を使った ⁵⁶Fe の結果を述べる。Fig. 3 に、14 MeV 中性子に対する放出中性子スペクトルを、前平衡過程を考慮した場合と、考慮しない普通の複合核模型との比較を行った。前平衡過程は、低エネルギー中性子の放出を抑え、高エネルギー中性子の放出を強める傾向がある。この傾向は OKTAVIAN の DDX の実験値を良く再現する。一方、Fig. 4 に (n, 2n) 反応の励起関数を示すが、前平衡過程を考慮すると (n, 2n) 反応が小さくなる。前平衡過程では高励起状態の残留核形成が抑えられるので、(n, 2n)、(n, np) 等が抑えられ、その分非弾性散乱が大きくなるのである。

この様に、前平衡状態を考慮すると、放出粒子スペクトルが顕著に変化し、その為 (n, 2n)、(n, np) 等と非弾性散乱の配分も変化する。これらを矛盾なく取り扱う方法を開発する必要がある。

2.3 核変形の効果

アクチナイド核や稀土類核は、その基底状態が変形しており、したがってその低励起状態は回転と振動の結合による集団運動によるものである事は良く知られている。これらに球形光学模型を適用すれば、当然集団運動モード励起の直接過程非弾性散乱は無視される。この事は核分裂炉の計算には大きな影響を与えないが、将来ハイブリッド核融合炉に利用される場合には問題となろう。

しかし直接過程の問題を別にしても、変形核を球形光学模型で解析する事は問題がある。確かに球形光学模型を用いても、全断面、弾性散乱角度分布、中性子強度関数を精度良く再現する光学ポテンシャルを得る事はできる。JENDL-2 では核種間の系統性を考慮しつつ、重要なアクチナイド核種に対しては、満足できるポテンシャルを求めている。しかし、こうして求められたポテンシャルは、必然的に変形の効果を内蔵している (例えば、虚数ポテンシャル半径を実数ポテンシャル半径よりかなり大きく採る等)。したがって、ある核で満足すべきポテンシャルも、変形度の異なる核では不十分なものとなり、内外挿が非常に難しい。高次の超アクチナイド核の

機な実験値の乏しい核種には、U、Pu等のポテンシャルを外挿する必要があるが、この際に大きな誤差が生じる心配がある。

一方、結合チャンネル光学模型を用いて変形を考慮するなら、非常に簡単な系統性を用いて多くの核種に適用できるポテンシャルが得られる事がLagrange等によって指摘されている¹⁰⁾。

3. JENDL-3で新しく採用される計算法

3.1 結合チャンネル光学模型

前節で述べた直接過程非弾性散乱と核の変形効果を正しく取扱うために、結合チャンネル光学模型を採用する事になった。結合チャンネル光学模型コードとしてはいくつかあるが、その機能と入力容易さを考慮してECIS¹¹⁾を採用した。元来のECISは核物理用であって核データ評価用には不十分な点も多いので、適当な改良を行った。主な改良点は：1) 光学ポテンシャルパラメータに入射中性子エネルギー依存性を考慮する。2) 全断面積の励起函数や多数エネルギー点の角度分布を同時フィットする。この改良により、広いエネルギー範囲に亘って最適な光学ポテンシャルを与える事ができる。

しかし、結合チャンネル光学模型を核データ評価に用いるには、まだ問題がある。結合チャンネル光学模型で取り扱えるのは、基底単位バンドに属する数本(高々10本位)の振動または回転励起状態のみである。一方統計模型計算においては、基底単位バンド以外のものも含め、数十本の励起状態に対する中性子透過係数が必要であり、これらは結合チャンネル光学模型からは求まらない。したがって、結合チャンネル光学模型と統計模型を結合するには、何らかの近似が必要となる。Lagrange等は、基底状態の中性子透過係数を、エネルギーとスピン・パリティの差のみを考慮して全てのレベルへ適用している¹⁰⁾。一方大沢は、出口チャンネルに対しては球形光学模型で求めた中性子透過係数を用いている。¹²⁾ 両者共に一長一短があるが、分岐比の統一性から考えて後者の方が優っているように思われる。そこで以下の要領で、結合チャンネル光学模型コードECISと統計模型コードCASTHY¹³⁾を結合させるコードシステムを開発した。

その主な手順は：

- 1) 同一の実験値を再現するよう、変形および球形光学ポテンシャルを求める。
- 2) ECISにおいて、入射中性子透過係数、形状弾性散乱および直接過程非弾性散乱断面積及びその角度分布を計算する。
- 3) CASTHYにおいて、球形光学模型により出射中性子透過係数を求め、ECISからの入射中性子透過係数と組み合わせ、複合核反応(非弾性散乱及び補償反応)の断面積とその角度分布を計算する。
- 4) ECISで求めた直接過程とCASTHYで求めた複合核過程の非弾性散乱を合成し、非弾性散乱の断面積と角度分布を求め、ENDF/Bフォーマットで出力する。

3.2 前平衡過程

前述のごとく、前平衡過程を考慮するか否かにより、単に出射中性子スペクトルのみでなく、

粒子放出反応断面積と非弾性散乱断面積も影響を受ける。14 MeV 中性子に対する Fe の例において、直接過程動起が生じにくい非集団モードの離散単位や連続単位への非弾性散乱に対しても大きな影響のある事が分った。そこで JENDL-3 の評価においては、前平衡過程を考慮する事とした。

前平衡過程を考慮した統計模型コードの内、シグマ委員会では GNASH⁹⁾ がしばしば用いられて経験を積んでいる。このコードに入力する為の各粒子の透過係数を計算する為に ELIESE-3¹⁴⁾ を改良した ELIESE-3G が開発された。また GNASH は、多数の生成核のレベル情報 (エネルギー、スピン・パリティ、 γ 線分岐比) を入力しなければならず、龐大な入力が必要となる。そこでこれらをデータプール化する事が、GNASH の活用には不可欠であり、現在検討中である。

GNASH を用いて計算される量は、粒子放出過程毎の断面積と、その放出粒子のエネルギー・ベクトルである。したがってこれらを ENDF/B フォーマットで定義されている各反応毎の断面積とエネルギー分布の形に変換するには、かなり複雑な整理作業が必要となる。現在非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 、 (n, np) 反応に対して、ENDF/B format への変換プログラム GNASPEC¹⁵⁾ を開発した。これをさらに拡張すると同時に、これらの計算ステップをモジュール化する予定である。

4. 鉄に対する適用

FNS からの要求により急いで整備した JENDL-3 PR1 のデータの内、Fe, Cr, Ni の構造材核種に対しては、今回述べた計算法を試験的に適用し満足すべき結果を得た。ここに Fe の場合について記す。

4.1 結合チャネル光学模型

JENDL-2 の ⁵⁶Fe の動起単位を Table 1 に示す。この内振動単位と思われるものは、第 1 単位 (2^+ (0.85 MeV) : 1 振子四重極振動)、第 2, 3, 4 単位 (4^+ (2.09 MeV), 2^+ (2.66 MeV), 0^+ (2.94 MeV) : 2 振子四重極振動) および第 27 単位 (3^- (4.51 MeV) : 1 振子八重極振動) である。今回 ECIS により、これらを結合させて計算した。

ECIS で ⁵⁶Fe の全断面積をフィットして、最適の光学ポテンシャルを自動探索したが、3 MeV 以下では計算値が実験値を過大評価して、全エネルギー領域に渡る最適パラメータは求まらなかった。そこで今回の目的から考え、3 MeV 以上を主としてフィットして以下のパラメータを得た。

$$\begin{aligned}
 V &= 53.202 - 0.007 E - 0.0116 E^2 && (\text{MeV}) \\
 W_s &= 3.400 + 0.0525 E && (\text{MeV}) \\
 V_{s0} &= 7 && (\text{MeV}) \\
 r &= r_{s0} = 1.133 && (\text{fm}) \\
 r_I &= 1.628 && (\text{fm}) \\
 a &= a_{s0} = 0.371 && (\text{fm}) \\
 b &= 0.48 && (\text{fm})
 \end{aligned}$$

ECISにより求めた、非弾性散乱の直接過程成分を JENDL-2 の複合核過程成分と合成して、断面積と角度分布を求めた。こうして求めた非弾性散乱の断面積と角度分布の例を Figs. 5~8 に示す。14 MeV 付近では JENDL-2 に比して 2 桁以上大きくなり、実験値との一致も良い。

4.2 前平衡過程

GNASH における前平衡過程成分を、運動学を考慮して、離散単位および連続単位非弾性散乱に振り分け、JENDL-2 の複合核過程成分に加えて断面積を求めた。GNASH は離散単位毎の出力はないので、離散単位に対しては、4.1 節で述べた 5 本の振動レベルを除く 22 本のレベルに対して均等に配分した。離散単位と連続単位非弾性散乱の例を Figs. 9, 10 に示す。14 MeV 付近で離散単位で 1 桁の差が見られる。

放出中性子スペクトルは、GNASH の結果を採用しテーブル形式で与えた。その際 1 次中性子放出後、さらに中性子放出が可能な高い励起状態の残留核形成（低い一次中性子エネルギーに対応）は全て $(n, 2n)$ 反応を起すとして、非弾性散乱からは除外して考えた。すなわち非弾性散乱中性子スペクトルに下限エネルギーを与えた。この点は従来の核温度で与えるスペクトル（下限なし）と大きく異なる。 $(n, 2n)$ チャネルが開く 12 MeV 以上では、この差は大きく、今回の処理は格段に優れている。

4.3 DDX との比較

このように求めた JENDL-3 PR 1 の Fe のデータから DDX を作成し、OKTAVIAN の実験値と比較した。この DDX 作成コードはシグマ委員会核融合炉・遮蔽定数 WG で開発されたもので、ENDF/B フォーマットでファイル 6 を作成する FAI-DDX¹⁶⁾、その出力から実験条件に合わせたグラフを作成する DDXPLOT¹⁷⁾ から成っている。

Figure 11 に 80° 方向の結果を JENDL-2 の計算値と共に示す。著るしい改善が見られ、今回の評価法の妥当性が立証された。

5. 結 語

JENDL-3 の評価で新しく採用される予定の理論計算について概説した。それらは結合チャンネル光学模型と前平衡過程統計模型であり、すでに各々のコードの整備（モジュール化を含む）が進められている。これらの理論の活用により、JENDL-2 では不十分だった高エネルギー領域のデータの精度が向上し、核融合炉用としても満足できるデータファイルが出来る事が、FNS 用の予備評価からも証明された。

謝 辞

本稿をまとめるに当って、シグマ委員会核データ専門部会核データ評価 W. G. の中重核 S. W. G. と重核 S. W. G.、および同委炉定数専門部会核融合炉・遮蔽定数 WG の成果と議論を利用させていただきました。各 WG のメンバーの方に、この場を借りて謝意を表します。

References

- 1) Kikuchi Y., Narita T. and Takano H.: J. Nucl. Sci. Technol., 17, 567 (1980)
- 2) Kikuchi Y.: "Present Status and Benchmark Tests of JENDL-2," Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, p.615 (1983)
- 3) 高野秀機, 土橋敬一郎, 山根 剛, 秋濃藤義, 石黒幸雄: "JENDL-2の熱中性子炉ベンチマーク・テスト", JAERI-M 83-202 (1983)
- 4) Kawai M., Yamano N., Hashikura H., Minami K., Sasaki K., Mandai S. and Kikuchi Y.: "Integral Tests of Iron Data in JENDL-2 for Fast Reactor Shielding Analysis," Proc. 6th Int. Conf. Radiation Shielding, Tokyo, 1983, Vol.I, p.428 (1983)
- 5) 山野直樹: "鉄の非弾性散乱断面横評価の問題点", 1980年核データ討論会報告, p. 50, JAERI-M 9523 (1981)
- 6) Hansen L. F., Wong C., Komoto T. and Anderson J. D.: Nucl. Sci. Eng., 60, 27 (1976)
- 7) Takahashi A., Yamamoto J., Murakami T., Oshima K., Oda H., Fujimoto F. and Sumita K.: "Measurement of Double Differential Neutron Emission Cross Sections with 14 MeV Source for D, Li, Be, C, O, Al, Cr, Fe, Ni, Mo, Cu, Nb and Pb," Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp 1982, p.360 (1983)
- 8) Young P. G. and Arthur E. D.: "GNASH: A Preequilibrium, Statistical Nuclear-Model Code for Calculation of Cross Sections and Emission Spectra," LA-6947 (1977)
- 9) Akkermans J. M. and Gruppelaar H.: "Calculation of Preequilibrium Angular Distributions with the Exciton Model Code PREANG," ECN-60 (1979)
- 10) Lagrange Ch.: "Results of Coupled Channels Calculations for the Neutrons Cross Sections of a Set of Actinide Nuclei," NEANDC(E) 228/L (1982)
- 11) Reynal J.: "Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear Physics," Computing as a Language of Physics, Trieste 1971, I.A.E.A. (1972)
- 12) 大沢孝明: 私信 (1983)
- 13) Igarasi S.: J. Nucl. Sci. Technol., 12, 67 (1975)
- 14) Igarasi S.: "Program ELIESE-3; Program for Calculation of the Nuclear Cross Sections by Using Local and Non-Local Optical Models and Statistical Model," JAERI-1224 (1972)

- 15) 菊池康之：私信（1983）
- 16) 南 多善, 山野直樹：“FAIR-DDX：二重微分断面積ライブラリー作成コート”，
JAERI-M 84-022（1984）
- 17) 井口哲夫, 山野直樹：“DDXPLOT：エネルギー，角度二重微分断面積比較プロット用
プログラム”，JAERI-M 84-033（1984）

Table 1 Level scheme of ^{56}Fe in JENDL-2

No.	Ex (MeV)	I^π	No.	Ex (MeV)	I^π
G.S.	0.0	0^+	14	3.6070	0^+
1*	0.8468	2^+	15	3.7480	2^+
2*	2.0851	4^+	16	3.7555	6^+
3*	2.6575	2^+	17	3.8320	2^+
4*	2.9417	0^+	18	3.8565	3^+
5	2.9599	2^+	19	4.0490	3^+
6	3.1200	1^+	20	4.1003	3^+
7	3.1299	4^+	21	4.1200	4^+
8	3.3697	2^+	22	4.2980	4^+
9	3.3880	6^+	23	4.3020	0^+
10	3.4453	3^+	24	4.3950	3^+
11	3.4493	1^+	25	4.4010	2^+
12	3.6009	2^+	26	4.4584	3^+
13	3.6019	2^+	27*	4.5100	3^-

Levels above 4.6 MeV are assumed to be overlapping

* Treated as vibrational level.

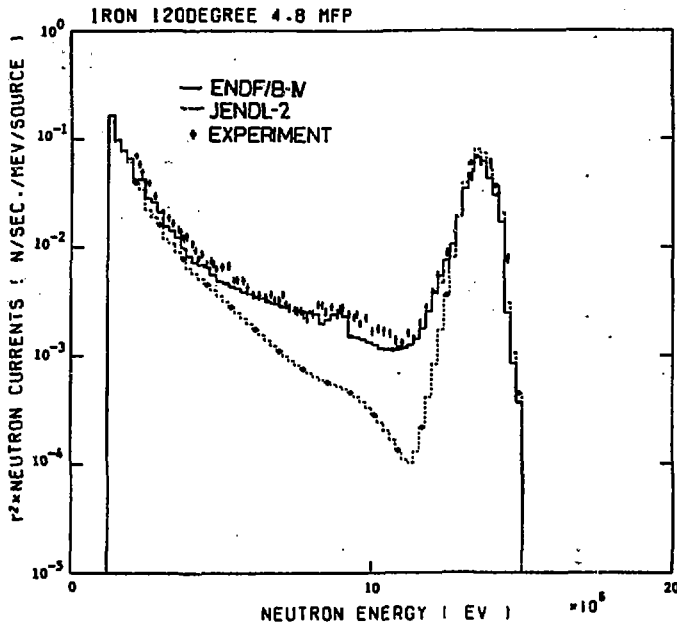
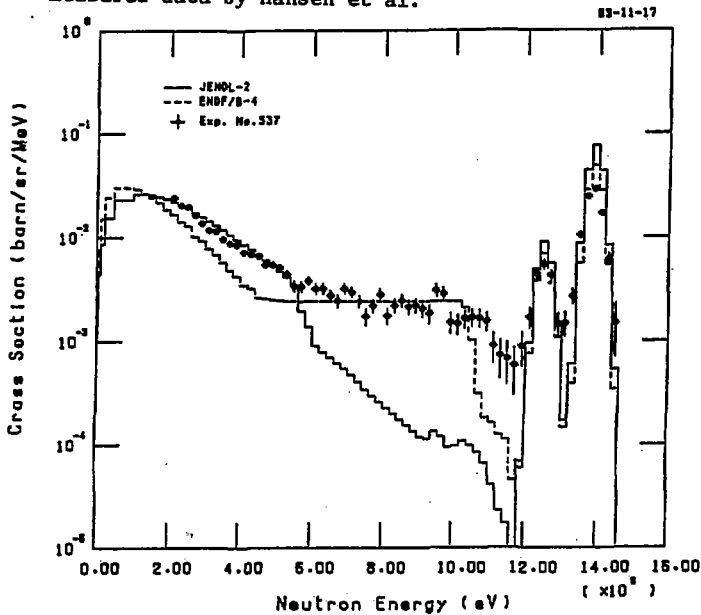


Fig. 1 Leakage spectrum from iron sphere bombarded by 14 MeV neutrons. Calculations with JENDL-2 and ENDF/B-IV are compared with the measured data by Hansen et al. ⁶⁾



Comparison between DDX Files of Nat. Ni (80 deg.)
 Fig. 2 Double differential cross section of natural nickel for 14 MeV incident neutrons.

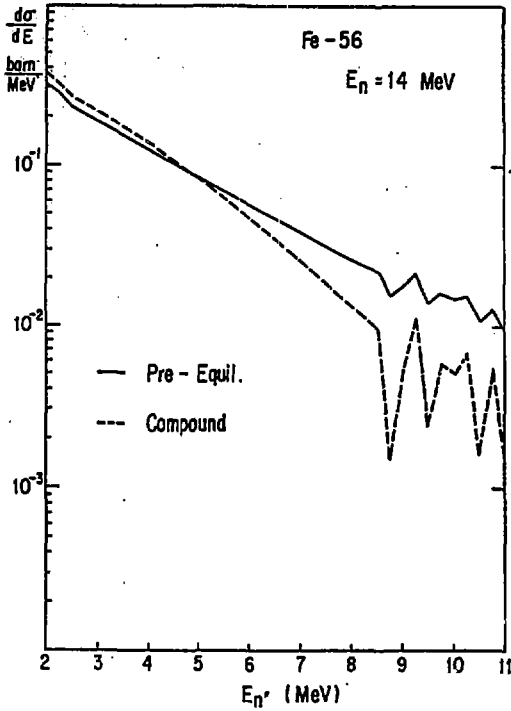


Fig. 3 Emission neutron spectra from ^{56}Fe for 14 MeV neutrons calculated with and without pre-equilibrium process.

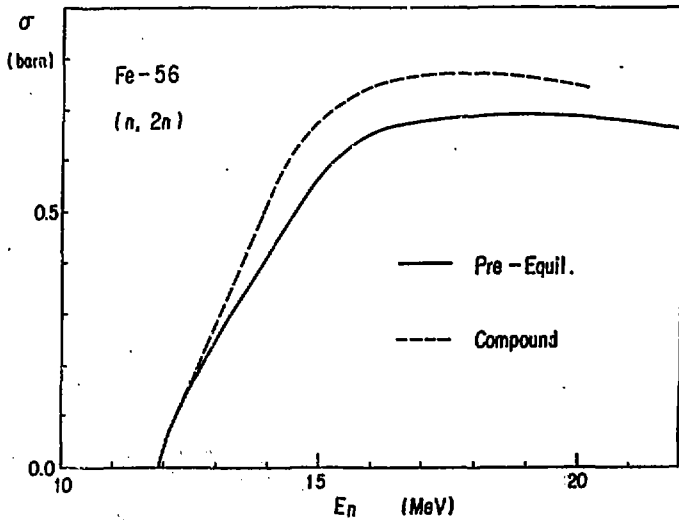


Fig. 4 $(n,2n)$ reaction cross section of ^{56}Fe calculated with and without pre-equilibrium process.

NEUTRON CROSS SECTION FE 56 INL 0.85 MEV

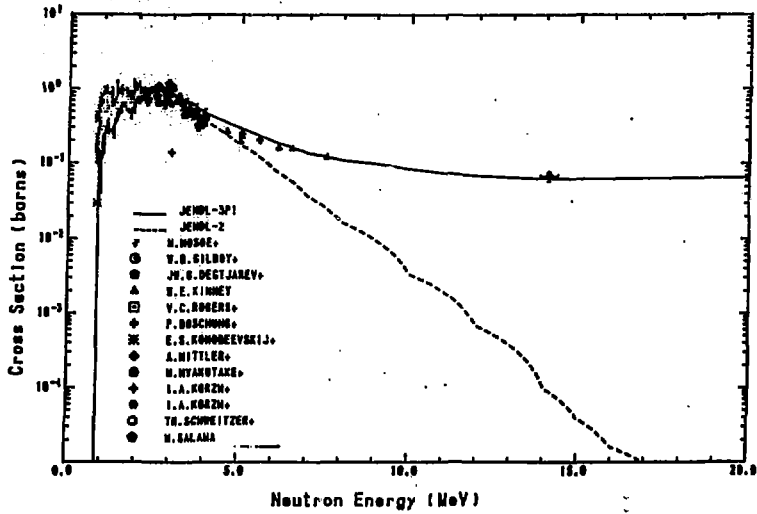


Fig. 5 Inelastic scattering cross section to the 1st level (0.85 MeV, 2^+) of ^{56}Fe .

NEUTRON CROSS SECTION FE 56 INL 2.09 MEV

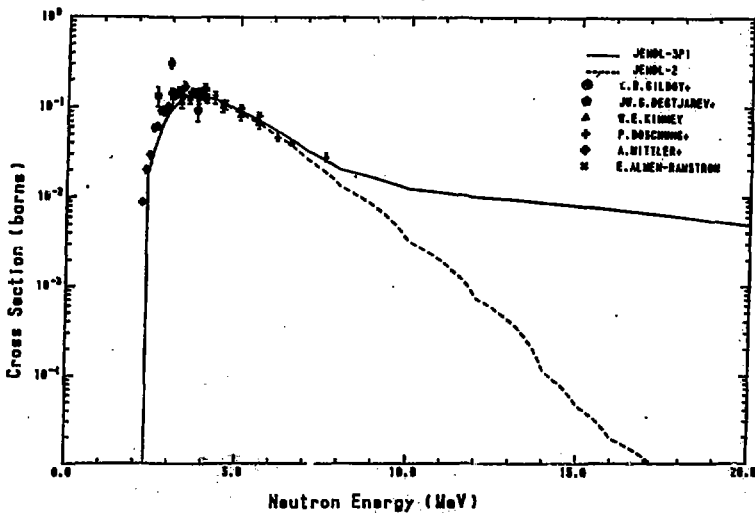


Fig. 6 Inelastic scattering cross section to the 2nd level (2.09 MeV, 4^+) of ^{56}Fe .

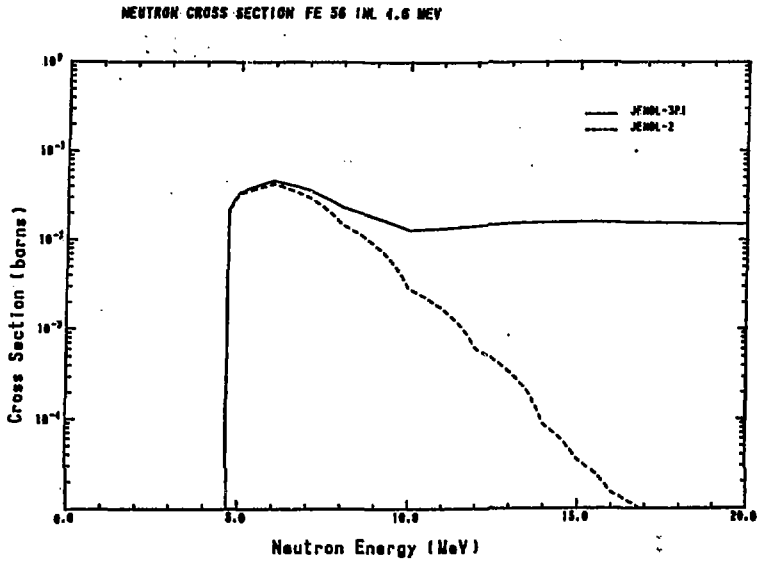


Fig. 7 Inelastic scattering cross section to the 27th level (4.5 MeV, 3^-) of ^{56}Fe .

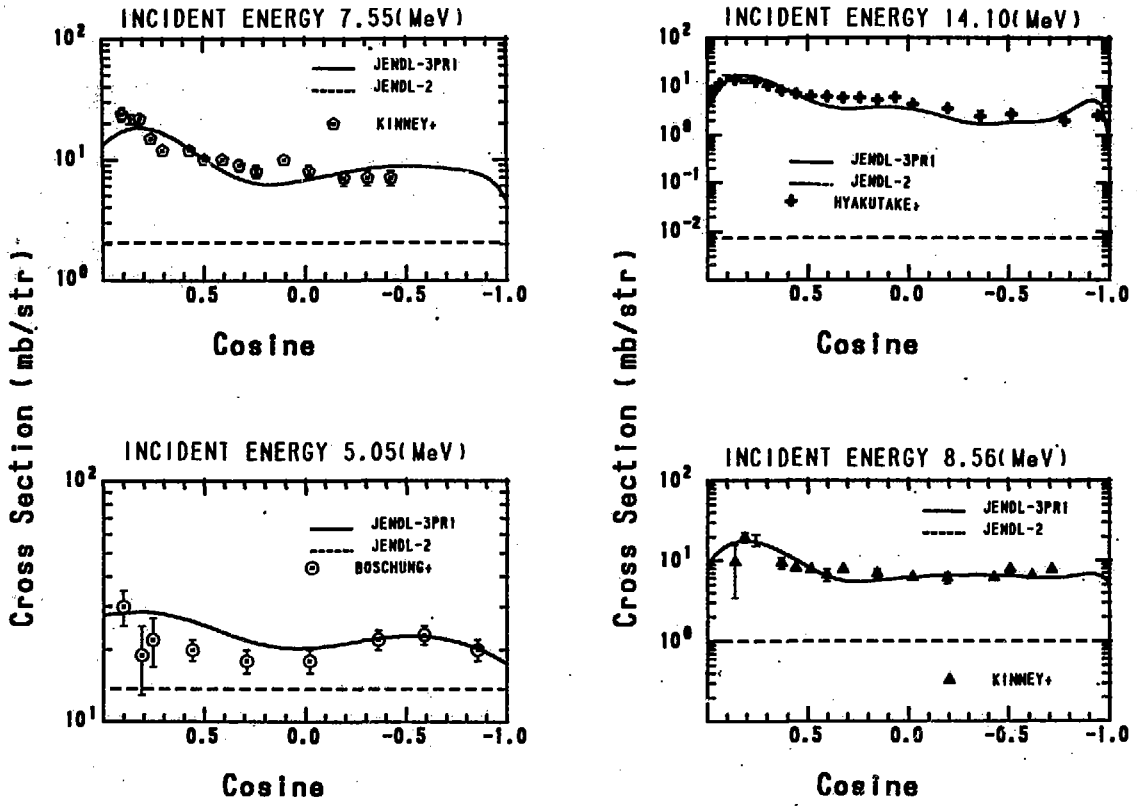


Fig. 8 Angular distribution of inelastic scattering to the 1st level of ^{56}Fe .

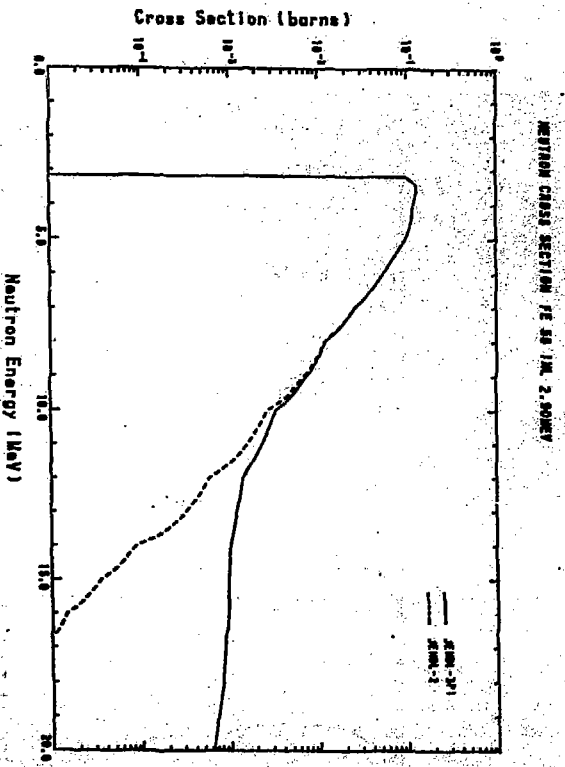


Fig. 9 Inelastic scattering cross section to the 5th level ($2.96, 2^+$) of ^{56}Fe .

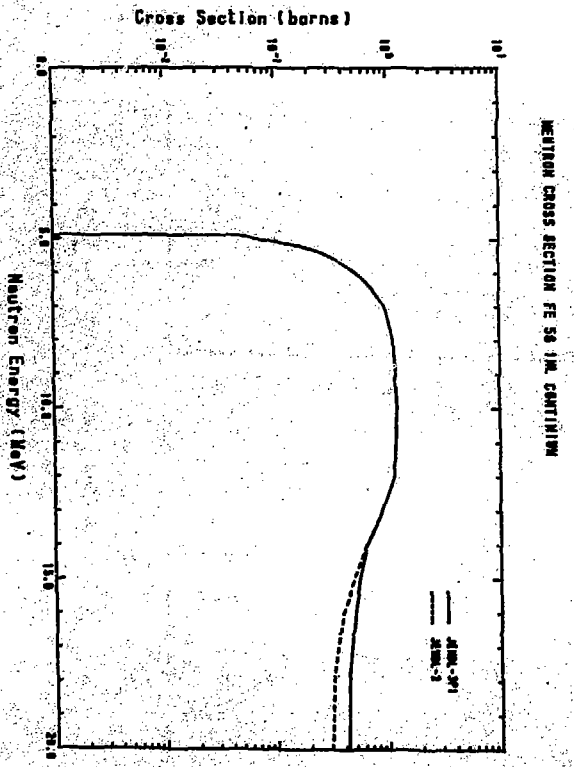
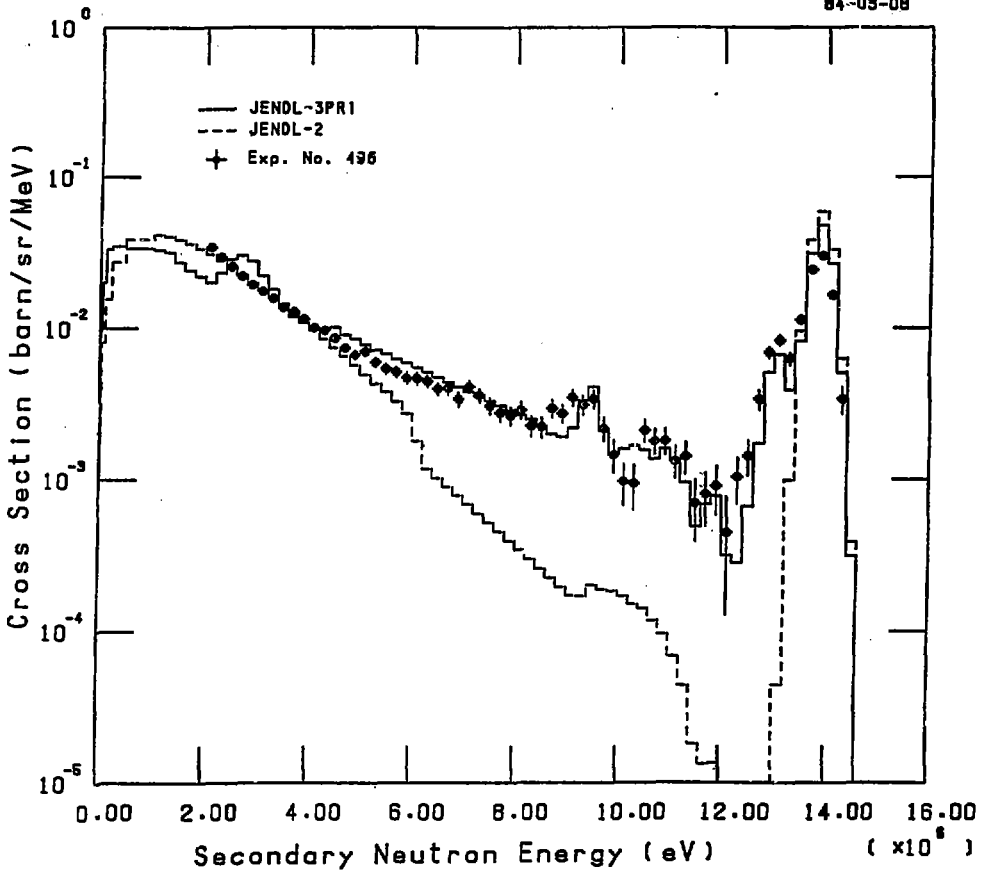


Fig. 10 Inelastic scattering cross section to the continuum levels of ^{56}Fe .

84-03-08



Comparison between DDX Files of Nat. Fe (80 deg.)

Fig. 11 Double differential cross section of natural iron for 14 MeV incident neutrons.

討 論

Q: 田中茂也 (原研)

ECIS と CASTHY を用いた final discrete に対する計算結果に、GNASH による precompound の成分を均等にバラまいたと言うが、各レベル毎に precompound 成分を計算して加える方法を何故とらなかったか。

A: 菊池康之 (原研)

GNASH では各レベル毎の非弾性散乱断面積は出力されない。なお、precompound を考慮したのは、ECIS で直接過程を計算したレベル以外のレベルに対してである。

Q: 飯島俊吾 (NAIG)

結合チャンネル光学模型を用いた時、捕獲断面積を計算する際の $T\ell$ は、球形光学模型の時と同じく ℓ 毎に分れた形で書けるのか。

A: 菊池康之 (原研)

その通りで、各 ℓ 毎に複合核形成断面積を定義できる。

C: 五十嵐信一 (原研)

透過係数が全て既知であるとして、スピン・パリティの保存が成立するようになっている。

Q: 川合将義 (NAIG)

CASTHY 計算において出口側の OMP は何をとりか？変形の効果が入るのか？

A: 菊池康之 (原研)

球形光学模型で計算する方が、各レベルの branching ratio の consistency から考えて、より良いと考えている。

C: 川合将義 (NAIG)

鉄の評価の際、前平衡過程の寄与の導出の仕方にはいささか問題があると思われる。GNASH コードを少し直せば、その寄与はリストに出力できる筈であるから、正確を期す為そのように改めた方がよい。

5.2 FNS解析のための軽核の評価

柴田 恵一*

JENDL-3のために⁶Li, ⁷Li, ¹²Cおよび¹⁶Oの中性子核データの評価を行ったので、その評価方法および結果について述べる。評価済み核データはFNSを用いた日米共同実験の解析に用いられる。

Evaluation of Light Nuclides for Fusion Neutronics Application

Keiichi SHIBATA*

Neutron nuclear data of ⁶Li, ⁷Li, ¹²C and ¹⁶O have been evaluated for JENDL-3. The methods of evaluation and the results are described. The present evaluated data are employed for the analysis of the Japan-US co-operative experiment using FNS.

1. はじめに

日本の評価済み核データライブラリーJENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) の第3版JENDL-3のための評価作業は現在進行中である。質量数が20以下の軽核としては15核種収納する予定になっており、その中には核融合炉開発に必要なものが多い。今回、日本原子力研究所のFNS (Fusion Neutronics Source) を用いた日米共同実験の解析のために⁶Li, ⁷Li, ¹²Cおよび¹⁶Oの4つの核種を評価したので、その評価方法および結果をここに報告する。

2. ⁶Liの核データ

JENDL-2の⁶Liの核データは以下のような問題点がある。

- (1) 全断面積がMeV領域で、実験値に比べ小さい。(14 MeVで15%程度)
- (2) Kapur-Peierls理論により計算された弾性散乱断面積もMeV領域で過小評価になっている。(同じ理論により計算された(n, α)反応断面積は問題ない。)
- (3) 非弾性散乱の離散単位としては、第2励起単位(3.56 MeV)のみを考慮している。

これらの事を念頭において今回の評価は行われた。

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

2.1 全断面積

1 MeV 以下のエネルギーでは R-matrix 理論により解析が行われた。計算には弾性散乱および (n, α) 反応の 2 つのチャンネルを考慮した。250 keV 付近の共鳴ピークは全断面積が Smith et al.¹⁾、弾性散乱断面積が Knitter et al.²⁾、 (n, α) 反応断面積が Macklin et al.³⁾ の実験値をもとにし、これらを再現できるような R-matrix パラメータを選びだした。500 keV 以下の計算結果を Fig. 1 に示す。1 MeV 以上では、Geel, NBS, ANL 等の最近の実験値もとに評価を行った。

2.2 弾性散乱断面積

1 MeV 以下では R-matrix 理論により計算された。熱領域での散乱断面積としては BNL-325, 4th ed.⁴⁾ が 750 ± 20 mb を推奨しているが、今回の計算結果は 734.9 mb でありほぼ一致している。1 MeV 以上では、全断面積と反応断面積の差から評価値を得た。その際、若干 $(n, 2n)$ 、 (n, n') αd 反応断面積の値を調整した。6 MeV 以上では JENDL-2 は明らかに過小評価であり、ENDF/B-V は逆に過大評価の傾向を示している。

2.3 非弾性散乱断面積

第 1 励起単位 (2.185 MeV) は $\alpha + d$ に崩壊するので、JENDL-2 では連続単位 (n, n') αd の断面積に含まれていた。しかしながら 2 次中性子スペクトルの測定において、はっきりとしたピークを示すこの単位を連続単位の中にもめるのは不適当なので今回は離散単位として扱った。評価値は最近の実験値をもとにして求められた。

第 2 励起単位 (3.562 MeV) は γ 線を放出して基底状態に到る。 $(n, n' \gamma)$ の実験データは 2 件あり、それらのデータをもとに評価を行った。

連続単位の寄与としては、終状態が $n + \alpha + d$ に到る過程のうち ${}^6\text{Li}^*$ (2.185 MeV) を經由する系列崩壊以外のものを考えた。 (n, n') αd 反応の断面積としては Rosen and Stewart⁵⁾ の実験値をもとにし、先に評価した第 1 励起単位の寄与を差し引いて連続単位による断面積とした。

2.4 (n, α) 反応断面積

2 MeV 以下では R-matrix 理論による計算値を採用している。熱領域での計算値は 940.3 b であり、BNL-325, 4th ed.⁴⁾ の推奨値 940 ± 4 b と良く一致している。2 MeV 以上では実験値をもとにしている。Fig. 2 から分るように、R-matrix による計算値は低エネルギーでの $1/v$ 傾向を良く示している。

3. ${}^7\text{Li}$ の核データ

JENDL-2 の問題点としては以下のようなものがあげられる。

- (1) 非弾性散乱の離散単位として、第 1 励起単位 (0.478 MeV) のみを考慮している。
- (2) (n, n') αt の断面積では Liskien et al.⁶⁾ の activation データが考慮されていない。

今回の評価を以下に述べる。

3.1 全断面積

100 keV 以下では弾性散乱断面積と放射性捕獲断面積の和として全断面積を与えた。100 keV 以上では JENDL-2 と同じく Meadows and Whalen⁷⁾, Foster, Jr and Glasgow⁸⁾, Goulding et al.⁹⁾, Lamaze et al.¹⁰⁾ の測定値をもとに評価した。Fig. 3 より分るように、ENDF/B-N は 260 keV 付近の共鳴ピークを古い実験値をもとに評価している。

3.2 弾性散乱断面積

100 keV 以下は 970 mb (BNL-325, 4 th ed. の推奨値) とし、100 keV 以上では全断面積と反応断面積の差として与えた。Fig. 4 に MeV 領域での断面積を示す。実験では弾性散乱 (n, n_0) のピークと第 1 励起単位 (0.478 MeV) による非弾性散乱 (n, n_1) のピークを分離することが難しいので、多くの場合 ($n, n_0 + n_1$) の実験値を与えている。Fig. 4 の点線はその評価を示しており、実験値との一致は良い。ENDF/B-N は 4 MeV 以上では実験値に比べて過小評価になっている。

3.3 非弾性散乱断面積

第 1 励起単位 (0.478 MeV) は r 崩壊するので、($n, n' r$) の測定データがかなりある。JENDL-2 では Presser and Bass¹¹⁾ の実験値をもとに評価したが、ORNL の Morgan¹²⁾ の実験値は 1 MeV から 20 MeV までのエネルギー範囲をカバーしており、しかも精度の点でも Presser and Bass のデータを勝っていることが分った。今回の評価は Morgan の実験値をもとにして行った。

第 2 励起単位 (4.63 MeV) は JENDL-2 では離散単位としては考慮されていないが、輸送計算上では重要であるので今回は離散単位として扱った。(この単位は α 崩壊するので JENDL-2 では (n, n') αt 反応断面積の中に含まれている。) 実験値としては, Hogue et al.¹³⁾, Baba et al.¹⁴⁾ 等を考慮した。

3.4 (n, n') αt 反応断面積

(n, n') αt 反応断面積は activation 法による測定が多くなされている。その中でも Swinhoe and Uttley¹⁵⁾ の実験値は 6 MeV から 14 MeV の領域で ENDF/B-N より 25% も低いという衝撃的なものであった。以後の実験値はいずれも ENDF/B-N より小さい値を示している。今回の評価では Smith et al.¹⁶⁾ および Liskien et al.⁶⁾ の実験値をもとにした。Fig. 5 に評価値と実験値を示してあるが、Swinhoe and Uttley¹⁵⁾ の実験値は最近のものに比べて小さすぎる事が分る。14 MeV での各評価済みデータの値は以下の通りである。

今回の結果	286.2 mb
JENDL-2	319.1 mb
ENDF/B-N	335.0 mb

4. ^{12}C の核データ

JENDL-2の ^{12}C は2 MeV以下の全断面積および弾性散乱断面積、並びに放射性捕獲断面積以外はすべてENDF/B-Nを採用している。ENDF/B-Nの ^{12}C の評価は1973年に行われたもので、それ以後 ^{12}C に関する実験データはかなり多い。そこで、今回はJENDL-3のために全面的にデータを見直し、再評価を行った。 ^{12}C の評価の詳細については文献17を参照されたい。

4.1 全断面積

10 eV以下では、弾性散乱断面積と放射性捕獲断面積の和として全断面積を与えた。10 eVから非弾性散乱のしきい値である4.8 MeVの間はR-matrix理論により解析を行った。Fig. 6に計算結果を示す。4.8 MeV以上ではNBS, LASL, KFKの実験データをもとに、スプライン関数フィットにより評価値を得た。

4.2 弾性散乱断面積

熱領域の断面積としてはBNL-325, 4th ed.⁴⁾の4.746 bを用い10 eV以下の値とした。10 eVから20 MeVの範囲では全断面積と反応断面積の差を弾性散乱断面積とした。

4.3 非弾性散乱断面積

離散単位としては第3励起単位までを考慮し、それ以上の単位については連続単位として扱った。(JENDL-2では第1励起単位のみを離散単位とした。)

第1励起単位(4.44 MeV)への非弾性散乱断面積はMorgan et al.¹⁸⁾の(n, n')の実験データをもとに評価した。彼等は4.8 MeVから19 MeVにわたって90°と125°の2点で測定しており、その実験値から τ 線の角度分布も得ることができた。

第2励起単位(7.65 MeV)に関しては実験データが14 MeV付近にしかない。そこで、全断面積と反応断面積の差として作られる弾性散乱断面積の評価値が実験値と合うようにこの断面積を調整した。

第3励起単位(9.64 MeV)への非弾性散乱断面積はAntolković et al.¹⁹⁾の実験値を採用した。彼等は原子核乾板により(n, 3 α)のイベントを検出し運動学的解析により $^{12}\text{C}^*$ (9.64 MeV)を経由する(n, n') 3 α 反応の断面積を求めており、その値は充分信頼できるものである。

10.3 MeV以上の励起単位に到る非弾性散乱およびその他の反応で終状態が3 α +nになるものすべてを連続単位への非弾性散乱と考えた。(n, n') 3 α 反応の断面積としてはAntolković et al.¹⁹⁾の実験値を用い、先に評価した離散単位からの寄与を差し引いて連続単位の断面積とした。

5. ^{16}O の核データ

^{16}O はJENDL-2には含まれておらずJENDL-3のために新たに評価した核種である。この評価はシグマ研究委員会核融合核データW.G., ^{16}O 評価S.W.G.により行われたものである。

5.1 全断面積

3 MeV以下はR-matrix理論により計算された。共鳴の部分波としてはs, p, d, f波が考慮された。Fig. 7にその計算結果を示す。3 MeV以上ではKFKの計算値をもとにスプライン関数フィットにより評価値を得た。

5.2 弾性散乱断面積

3 MeV以下はR-matrixの計算により評価した。2200 m/sでの計算値は3.75 bであり、BNL-325, 4th ed.⁴⁾の推奨値(3.761 b)と一致している。3 MeV~9 MeVおよび15 MeV~20 MeV間は全断面積と反応断面積の差として与えた。9 MeV~15 MeV間はGlendinning et al.²⁰⁾の実験値をもとにした。Fig. 8に5 MeV以上の評価結果を示す。

5.3 非弾性散乱断面積

離散単位としては励起エネルギー14.4 MeVまで29本を考慮した。そのうち、第2, 第3励起単位(6.13 MeVおよび6.917 MeV)については実験データがある領域ではそれを利用し、実験データがない領域はCASTHYコード²¹⁾による統計模型の計算値に結合チャネル法による直接過程の寄与を足して評価値とした。それ以外の単位はすべてCASTHYコードによる計算値を評価値とした。

6. あとがき

軽核を評価する上で一番の問題は理論模型が確立されていないことにある。R-matrix理論は非常に有効ではあるが、チャンネルがふえるにつれてパラメータの数が増してゆくので実質的には非弾性散乱のしきい値以下のエネルギー領域でしか役に立たない。しかも $^7\text{Li}(n, n')\alpha t$ や $^6\text{Li}(n, n')\alpha d$ のような3体崩壊反応には適用出来ない。少数核子系を扱ったものにクラスター模型あるいはFaddeev理論があるが、いずれもすぐ評価に使える計算コードは存在しない。故に、どうしても実験値をもとにした評価に頼らざるを得ない。

次に処理上の問題でもあるが3体反応のKinematicsをどういれるかということがある。漏洩スペクトルやDDX(2重微分断面積)を現在のENDF/Bフォーマットのfile 4(角度分布)およびfile 5(エネルギー分布)より計算する方法は軽核では不適當である。したがって、Kinematicsが厳密に考慮されるfile 6(角度・エネルギー相関)の作成およびその処理を真剣に考える必要があると思う。

References

- 1) Smith A. B. et al.: ANL/NDM-29 (1977).
- 2) Knitter H. -H. et al.: EUR 5726e (1977).
- 3) Macklin R. L. et al.: Nucl. Sci. Eng., 71, 205 (1979).
- 4) Mughabghab S. F. et al.: Neutron Cross Sections Vol. 1, Academic Press, 1981.
- 5) Rosen L. and Stewart L.: Phys. Rev., 126, 1150 (1962).
- 6) Liskien H. et al.: Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp 1982, p.349, (1983).
- 7) Meadows J. W. and Whalen J. F.: Nucl. Sci. Eng., 41, 351 (1970).
- 8) Foster, Jr. D. G. and Glasgow D. W.: Phys. Rev., C3, 176 (1971).
- 9) Goulding C. A. et al.: USNDC-3, 161 (1972).
- 10) Lamaze G. P. et al.: Bull. Am. Phys. Soc., 24, 862 (1979).
- 11) Presser G. and Bass R.: Nucl. Phys., A182, 321 (1972).
- 12) Morgan G. L.: ORNL/TM-6247 (1978).
- 13) Hogue H. H. et al.: Nucl. Sci. Eng., 69, 22 (1979).
- 14) Baba M. et al.: Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979, p.43, (1980).
- 15) Swinhoe M. T. and Uttley C. A.: *ibid.*, p.246, (1980).
- 16) Smith D. L. et al.: Nucl. Sci. Eng., 78, 359 (1981).
- 17) Shibata K.: JAERI-M 83-221 (1983).
- 18) Morgan G. L. et al.: ORNL/TM-3702 (1972).
- 19) Antolković B. et al.: Nucl. Phys., A394, 87 (1983).
- 20) Glendinning S. G. et al.: Nucl. Sci. Eng., 82, 393 (1982).
- 21) Igarasi S.: J. Nucl. Sci. Technol., 12, 67 (1975).

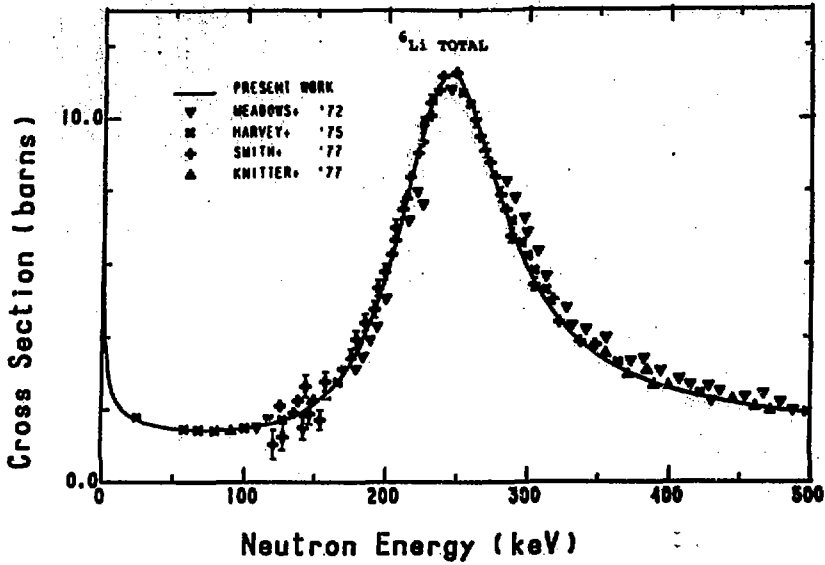


Fig. 1. Measured and evaluated total cross sections of ${}^6\text{Li}$ below 500 keV.

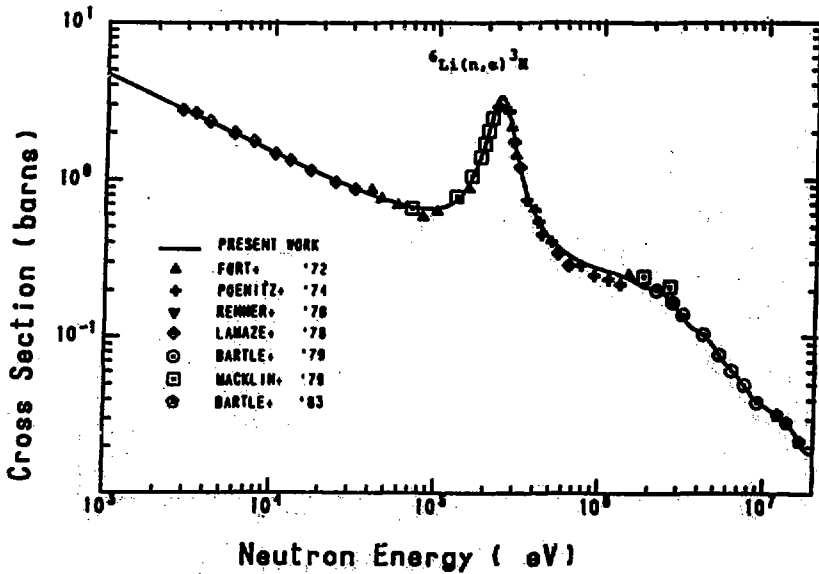


Fig. 2. Measured and evaluated cross sections for the ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ reaction.

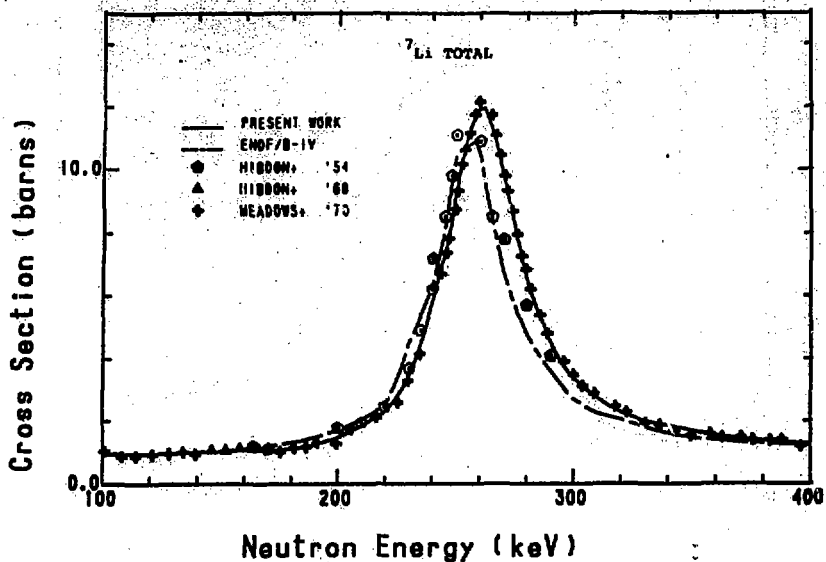


Fig. 3. Measured evaluated total cross sections of ${}^7\text{Li}$ between 100 keV and 400 keV.

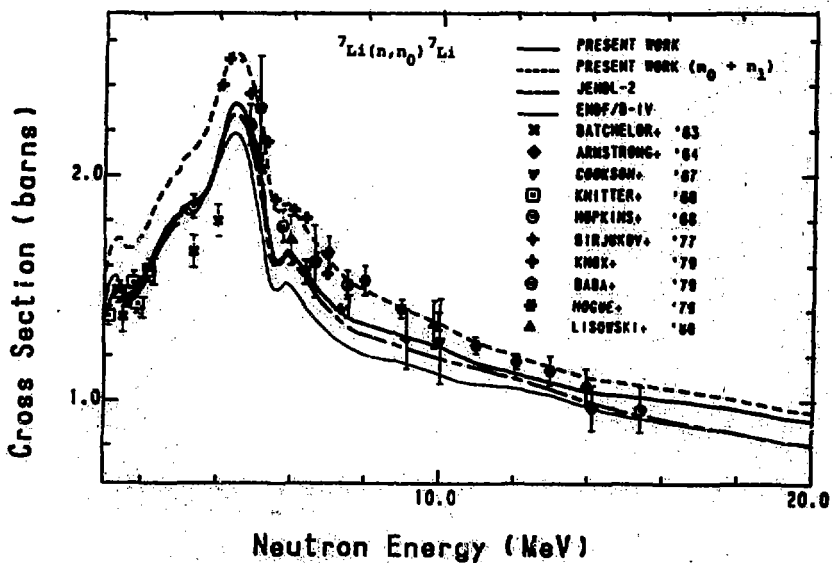


Fig. 4. Measured and evaluated elastic scattering cross sections of ${}^7\text{Li}$ above 1 MeV.

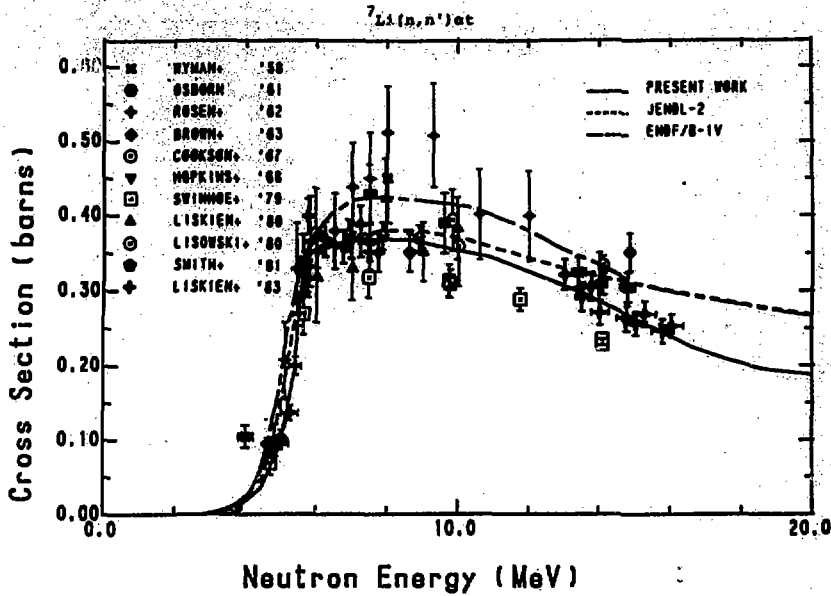


Fig. 5 Measured and evaluated cross sections for the ${}^7\text{Li}(n,n')_{\text{at}}$ reaction.

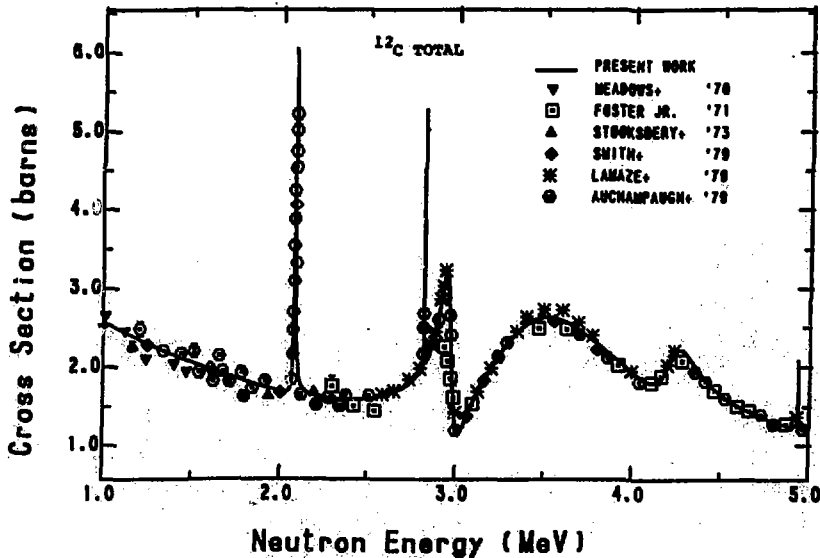


Fig. 6. Measured and evaluated total cross sections of ${}^{12}\text{C}$ between 1 MeV and 5 MeV.

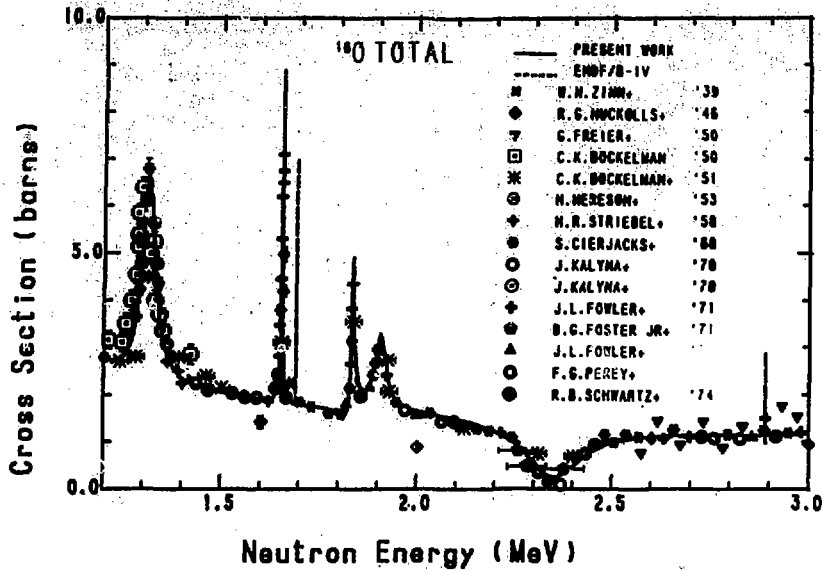


Fig. 7. Measured and evaluated total cross sections of ^{16}O between 1.2 MeV and 3.0 MeV.

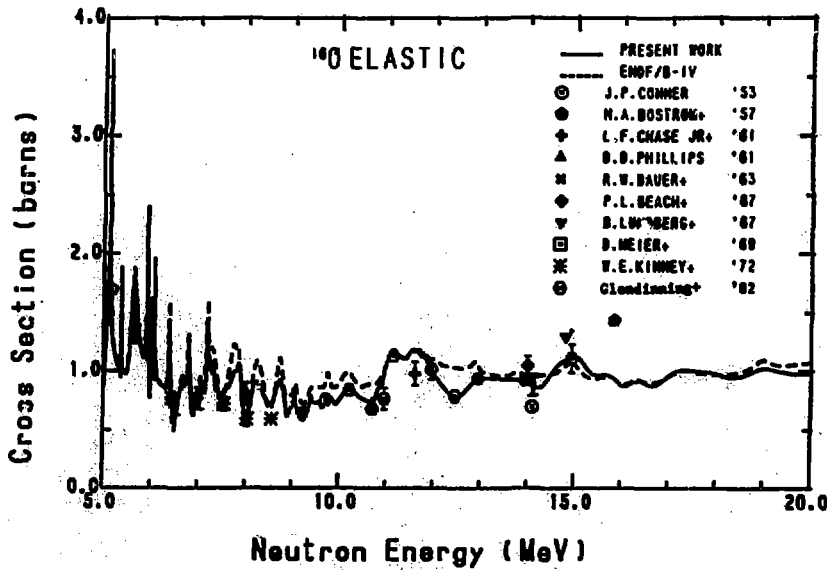


Fig. 8. Measured and evaluated elastic scattering cross sections of ^{16}O above 5 MeV.

討 論

Q: 今西史龍 (富士通 FIP)

R-matrix 理論と Kapur - Peierls 理論を区別しているのか? R-matrix 理論と言う場合、広義には Kapur - Peierls によるものと Wigner - Eisenbud によるものとあるが、

A: 柴田恵一 (原研)

ここで述べている R-matrix 理論とは、Wigner - Eisenbud 理論の事である。

Q: 今西史龍 (富士通 FIP)

R-matrix 理論による計算では、実際には何本程度の複合核レベルを考慮しているのか?

A: 柴田恵一 (原研)

${}^6\text{Li}$ で 4 本, ${}^{12}\text{C}$ で 8 本, ${}^{16}\text{O}$ で 15 本である。

Q: 前川 洋 (原研)

${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$ の角度分布は従来のファイルや実験値と、どのような変化あるいは合い方をしているのか?

A: 柴田恵一 (原研)

低エネルギーの弾性散乱角度分布は、R-matrix 理論により計算した。MeV 領域では実験値のある領域は実験値を採用し、無い領域 (15 MeV 以上) では光学模型により計算した。実験値を採用した領域は勿論実験値と一致している訳だが、R-matrix により計算された領域でも実験値との一致は良い。

Q: 八谷雅典 (三井造船)

${}^6, {}^7\text{Li}$ (n , $2n$) 反応の放出中性子エネルギースペクトルはどのようにして求めたか?

A: 柴田恵一 (原研)

3-body phase space factor をエネルギー分布として入れている。ただし、現在の file 4 および file 5 から計算されるスペクトルは phase space factor を正確に再現できないという問題点がある。

Q: 飯島俊吾 (NAIG)

${}^{16}\text{O}$ の非弾性散乱の評価に Hauser - Feshbach 理論を使っているが、このような軽核に適用できるのか? また Optical Potential はどう決めたのか?

A: 田中茂也 (原研)

エネルギー領域としては非分離共鳴領域とみなせるので、H-F 理論は厳密な意味では適用できない。他に適当な方法がないので、この方法を採らざるをえなかった。光学ポテンシャルのパラメータの採り方としては、実験データのある弾性散乱および第 2・第 3 励起単位への非弾性散乱断面積の平均的な値に一致するようにしてある。

Q: 馬場 護 (東北大)

軽核の連続スペクトル中性子を file 6 に格納するとなると、尨大な内容になると共に、メッシュのとり方等の問題もあろう。それでスペクトルを重心系で与えるような方法は考えられないか?

A: 柴田恵一 (原研)

${}^6\text{Li}(n, n'\alpha)d$, ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 等の 3-body breakup の二次中性子のエネルギー分布を重心系で与えた場合、ユーザーが 3-body kinematics をきちんと考慮して実験室系に変換するのは難しいと思う。現在の ENDF/B-N, B-V の format では重心系でスペクトルを与える事はできない。

C: 菊池康之 (原研)

それに関連してのコメントを一つ。一般に連続レベルへの非弾性散乱や $(n, 2n)$ 反応で、重心系で角度分布やスペクトルを与える事は、核物理からは合理的であるが群定数化できなくなる。中性子工学は実験室系での中性子の挙動を見るのである。したがって kinematics により重心系から実験室系へ変換できる反応以外は、実験室系でデータを与えなくてはならない。JENDL-2 でもこの問題があり、全て修正した。

C: 中村知夫 (原研)

菊池氏の話にもあった様に、JENDL-2 は高速炉を対象にしており、より高いエネルギー領域での使用には適当と言えなかった。この為に核融合ブランケットの実験解析に、折角の日本独自の評価済核データ JENDL-2 を使用できず残念に思っていた。この度、柴田・菊池両氏の話のように、シグマ委員会・核データセンターの努力により、FNS の実験解析を対象として核融合炉用の version が整備された事は、ブランケット積分実験に携わる者として誠に喜ばしく、日米協力での比較およびクリーンベンチマーク実験の解析に大いに活用したい。御礼と共に今後一層の整備をお願いしたい。

5.3 重核データの同時評価法と共分散データの現状

蔵之原雄二*, 神田幸則*

重核の中性子断面積は数多く測定されているが、精度は充分と言えず、同時評価の採用、共分散の導入で解決をはかろうとしている。従来報告の概観、問題を指摘し、我々の方法を基に重核の同時評価法を説明する。特徴は、スプライン関数による励起関数の表現、対数による測定値の線形化、Bayes 推定の応用にある。得られた結果を示し、方法の性質を議論し、他の評価との比較をする。

The Reviews of the Simultaneous Evaluation and Evaluated Covariance Matrices for the Cross Sections on Heavy Nuclides

Yuji Uenohara* and Yukinori Kanda*

The simultaneous evaluation method for the cross sections on heavy nuclides are introduced on the basis of the authors' work whose features are on using of spline functions, logarithms of cross sections and Bayes estimation. The evaluated cross sections and covariance matrices for them are discussed and compared with others.

1. 緒言

U, Pu といった重核に関する中性子断面積の測定が数多くなされているにもかかわらず、それらの精度向上は核データ利用側の期待を充たすまでに致っていない。このような状況を核データの評価法で改善することが期待され、幾つかの試みがなされている。その一つが同時評価法である。また、測定データには当然誤差が伴うものであるから、それを評価する核データにも反映出来る様な表現法が検討され、広く利用され出したのが共分散行列である。

中性子の絶対量を測定するのは極めて難しいので、断面積は相対測定が多い。標準の断面積として比較的精度良く決定されているものもないではないが、測定者は自己の実験条件に適した基準断面積に対する相対測定をする。通常、断面積の評価では、これらの相対値は基準となる断面積を使って絶対値に換算し、絶対測定と同様に扱える形にしてから評価値を求める。従って、基準断面積が変われば、その影響で評価結果も変わるという不便さがあると共に、相対測定である

* 九州大学大学院総合理工学研究所

から、どれが基準という先験性もない。従って、相対測定で関連する断面積のすべてを含めて、個々の絶対測定、各種の組合せの相対測定に同時に合うように評価するのが妥当な方法である。このような考え方で同時評価法が導入された。

評価法をどの様に改善しても、測定値には必ず誤差があるので、評価済み核データにも、当然誤差がある。これを評価値に対する共分散として表し、具体的に ENDF/B-V に与えられている。共分散は単に断面積の値の誤差を与えるのみではなく、そのエネルギー変化の形の精度までを表現出来るので、標準誤差のみでは表現出来ない内容まで含んでいる。その解説は3年前の本研究会で詳述した。

同時評価の具体例は JENDL-2 の重核に関する一部断面積の評価に応用された¹⁾、基準断面積を決め、それに相対的な測定をこの値で絶対値に変換して、関連ある測定値と比較してみて合わなければ、基準断面積を再評価して同様の方法を繰り返した。この方法は定性的同時評価であって、厳密な意味では同前評価とは言い難い。

これより先、Sowerby et al.²⁾ は一応定量的に重核の主要断面積に同時評価法を用いて結果をだした。この方法は、エネルギーを区切ってその区間内での平均断面積を求め、この区間内で同時評価するもので、隣合ったエネルギー区間の相関は考えていない。従って、共分散は求められない。彼等の同時評価法の試みは最初 Helsinki³⁾ での会議で発表された。その時は、区間内平均ではなく、2次関数をつないで断面積のエネルギー変化を表現しようとしていた。この期間に、同じ様な方法を考えていたので、その後の発表に強い感心を持っていた。この方法では同時評価は困難である。結局、区間平均断面積を使わざるを得なかった事情はよく理解出来る。我々はこの点を、後述する如く、B-スプライン関数の導入で解決した。

評価済み核データの誤差を共分散の形で与えることが Perey⁴⁾ を中心に確立され、ENDF/B-V の重核にはそれが与えられている。共分散の考え方の基礎は統計学にあり、測定データの分布は統計学で扱える分布をすと仮定し、統計学の公式を使用する。正規分布を仮定し、最小二乗法を一般化した Bayes 推定を使うのが現在の方法である。この場合、線形化されていないと解けない。相対測定を線形化するのに、我々は対数をとったが、Poenitz は Taylor 展開をしている。彼も重核の主要断面積をこの方法で同時評価をした様であるが具体的結果を示していない。

Hayes and Ryves⁵⁾ はこの様な方法を 14.7 MeV 中性子に対する8種類の断面積に適用した。重核の反応は含まれていないが、よく用いられている標準断面積群である。エネルギー点是一片であるから、相関は反応間のみにある同時評価である。

同時評価をするためには、対象となる断面積相互に関連付けることの出来る各種組合せの相対測定があることが必要である。これら相対測定によって異種断面積間の相関が求められる。当然エネルギー変化があり、自分自身の断面積内の相関もある。この両者の相関が評価済み核データの共分散の内容となる。

前述の如く、共分散は統計学上の概念であり、しかも求める際の手続きも統計学に従ってなされる。このことは、使用する実験データの数が多く、しかも多種類あることがより有効であることを意味する。この様な状況にあるのは重核の (n, f) 、 (n, r) の断面積である。それに断面積のエネルギー変化が急激では取扱が困難になるので、せいぜい数 10 keV 以上の領域であ

る。しかし、原理的には、全核種全反応の全測定値を含め得る方法である。

共分散も求め得る同時評価法が最も有効に適用出来るのは、重核の高速中性子領域であることは上に指摘したが、計算を進める時の問題点は計算機の記憶容量である。実験値が 10^3 点あって全部に相関があるとすれば 10^6 の容量を必要とする。実際には相関のないものもあるので、必ずしもこれだけの容量は必要ない。加えて、統計学で言う推定量の充分性のために、共分散の導入により、計算は区切って直列的に実行できる。この性質の利点は、新たな測定がなされた場合、改めて従来のデータと共に計算する必要はなく、それまでのデータの情報を含む共分散と新データの共分散を使って評価した結果は、全データによる評価と等しいことを保証する点にある。これを有効に機能させるためには、実験データの共分散の作製が必要である。

後述する如く、共分散を含む同時評価は、結局測定データの共分散の評価に帰着する。従来のデータにはこのための情報が不足するので、この点が具体的に評価を進める際の問題である。充分な議論と検討が必要な点である。

先に概観した如く、同時評価と共分散に関する報告例は幾つかあるが、我々の同時評価法を述べ、得られた共分散を ENDF/B-V のそれと比較することで、これらの問題の現状は尽くせると考える。以下、その方針に従って、 $^{235}\text{U}(n, f)$ 、 $^{238}\text{U}(n, f)$ 、 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 、 $^{239}\text{Pu}(n, f)$ 、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の5種断面積の同時評価について述べる。これらの実験データは、 $^{235}\text{U}(n, f)$ と $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 断面積を標準断面積とした相対測定データが多い。また、これらのデータは、多くは断面積または断面積比のエネルギー変化のみを測定した形状測定データである。これらの測定法の性質を考慮した評価法を述べる。

2. 励起関数の表現法

連続領域における核分裂、放射捕獲断面積の励起関数を記述する核反応模型は確立されていない。従って、UやPuの各種反応に関する励起関数を表現できる関数形はない。スプライン関数を用いると原理的には任意の形状を表現できる。核データ評価に関する若干の研究で、実際にスプライン関数を用いた例もあるが、そこで用いられているのは3次のスプライン関数である。Horsely⁶⁾は、3次のスプライン関数を $H(n, n)$ 断面積の評価に適用して良好な結果を得た。しかし、3次のスプライン関数は、節点の選択によっては異常な局部的振動をもたらすことがあるので、任意の形状を容易に表現できるとは言い難い。核データ評価に用いるスプライン関数は、節点を容易に与えることができるばかりでなく、多項式の次数も容易に選択できることが必要である。B-スプライン⁷⁾は、多項式の次数に関する漸化式で表されるので次数の選択は容易である。従って、核データ評価に適している。r-次のスプライン関数は、節点が重複しない限り、横軸の任意の点でr-1次までの導関数が連続となる。評価済み核データ、特に断面積の場合その励起関数は、平均断面積や群定数を求めるために積分されることはあるが、これの導関数を用いることは無い。従って、核データ評価に用いるスプライン関数には高階の微分可能性は不必要である。そこで、我々は一次のB-スプラインを用いて励起関数の表現を試みた。この方法は、Schmittroth and Schenter⁸⁾によって、 $^{54}\text{Fe}(n, p)$ 断面積評価に用いられ、良好な結果を与えた。

一次のB-スプラインは、節点 ξ を設定することにより

$$\Delta_i(E; \xi) = \begin{cases} \frac{(E - \xi_j)}{(\xi_{j-1} - \xi_j)} & \xi_{j-1} \leq E < \xi_j \\ \frac{(E - \xi_j)}{(\xi_{j+1} - \xi_j)} & \xi_j \leq E < \xi_{j+1} \\ 0 & \text{その他} \end{cases} \quad (1)$$

となる。

励起関数 $f(E)$ は、

$$f(E) \approx \sum \Delta_j(E; \xi) \theta_j \quad (2)$$

となり、節点 ξ_j ($j = 1, 2, \dots, m$)での励起関数の値 θ_j をパラメータとする線形関数で近似できる。

3. 重核の断面積同時評価

ここでは、スプライン関数で断面積のエネルギー変化を表すことにより重核の核分裂と放射捕獲断面積の同時評価法と、その実例を述べる。

同時評価の対象として、 $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, \gamma)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の5種断面積を用いた。これらの実験データは、 $^{235}\text{U}(n, f)$ と $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 断面積を標準断面積とした相対測定データが多い。また、これらの多くは断面積または断面積比のエネルギー変化のみを測定した形状測定データである。これらの測定法の性質を考慮した評価法を述べ、実際に上記5種断面積評価への応用を示す。

断面積の絶対値と相対値は、対数をとることにより線形化できる。スプライン関数による励起関数の表現で、パラメータに断面積の対数をとると、対数化した断面積の絶対値と相対値をそれぞれ、

$$\log \sigma_i(E) = \sum \Delta_k(E; \xi_i) \theta_{ik} \quad (3)$$

$$\log \left\{ \frac{\sigma_i(E)}{\sigma_j(E)} \right\} = \sum \Delta_k(E; \xi_i) \theta_{ik} - \sum \Delta_l(E; \xi_j) \theta_{jl} \quad (4)$$

と線形化できる。ここで、 $\log \sigma_i(E)$ と $\log \left\{ \frac{\sigma_i(E)}{\sigma_j(E)} \right\}$ は、それぞれ対数化した断面積の絶対値と相対値の励起関数であり、 E は中性子の入射エネルギーである。 $\Delta_k(E; \xi_i)$ 、 $\Delta_l(E; \xi_j)$ は、それぞれ節点 ξ_i 、 ξ_j で特徴づけられる1次のB-スプラインで、 θ_{ik} 、 θ_{jl} は、節点 ξ_{ik} 、 ξ_{jl} での反応 i と j に関する断面積の対数である。これらの表現を用いると、断面積比データは、式(5)で表すことができる。ここでは、10種類 ($i = 1, \dots, 10$)の実験データから、5種類 ($j = 1, \dots, 5$)の断面積を評価する例を示す。 i 及び j の具体的反応への対応をTable IとIIに示す。

$$y = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ y_4 \\ y_5 \\ y_6 \\ y_7 \\ y_8 \\ y_9 \\ y_{10} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \phi_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \phi_{22} & 0 & 0 & 0 \\ -\phi_{31} & \phi_{32} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \phi_{43} & 0 & 0 \\ -\phi_{51} & 0 & \phi_{53} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \phi_{63} & 0 & -\phi_{65} \\ 0 & 0 & 0 & \phi_{74} & 0 \\ -\phi_{81} & 0 & 0 & \phi_{84} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \phi_{95} \\ -\phi_{101} & 0 & 0 & 0 & \phi_{105} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \\ \theta_3 \\ \theta_4 \\ \theta_5 \end{bmatrix} = \phi \theta \quad (5)$$

ベクトル y は実験データベクトルで、 y は部分ベクトル y_i ($i = 1, \dots, 10$) で構成される。部分ベクトル y_i は、添字 i で示される断面積及び断面積比の測定データの対数を成分とする。ベクトル θ は、パラメータベクトルで、部分ベクトル θ_j ($j = 1, \dots, 5$) で構成される。部分ベクトル θ_j は、式(3)と(4)のパラメータ θ_{ik} と $\theta_{j\ell}$ を成分とする。行列 ϕ は、計画行列 (design matrix) で、部分行列 ϕ_{ij} で構成される。部分行列 ϕ_{ij} の ℓ, k 成分は、一次の B-スプライン $\Delta_k(E_\ell; \epsilon_j)$ の値で与えられ、 E_ℓ はデータが測定された中性子エネルギーである。断面積または断面積比の形状測定データを、測定された形状 $r(E)$ が

$$\sigma(E) = r(E) \sigma(E_0) \quad (6)$$

と断面積または断面積比に規格化された形で定義する。その時、参照値 $\sigma(E_0)$ が全測定データに影響する点を、形状測定データの特徴として挙げられる。従って、形状測定データの誤差を独立とは見なせない。例えば、参照値が異なった測定ではそれぞれの測定値が平行に出現しやすい。これらのデータの誤差を互いに独立と見なすと、このような現象がおこる確率は非常に小さい。

形状測定データを式(6)の形で定義すると、これらの誤差は、明らかに独立にならない。式(6)の対数微分は、

$$\frac{\Delta \sigma(E)}{\sigma(E)} = \frac{\Delta r(E)}{r(E)} + \frac{\Delta \sigma(E_0)}{\sigma(E_0)} \quad (7)$$

となり、任意のエネルギー E と E' での式(7)の積を平均すると

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta \sigma(E) \Delta \sigma(E')}{\sigma(E) \sigma(E')} \right\rangle &= \left\langle \frac{\Delta r(E) \Delta r(E')}{r(E) r(E')} \right\rangle \\ &+ \left\langle \left(\frac{\Delta \sigma(E_0)}{\sigma(E_0)} \right)^2 \right\rangle \end{aligned} \quad (8)$$

形状 $r(E)$ と $r(E')$ は無相関と仮定しても、式(8)の右辺第2項は0にならない。すなわち、参照値の分散が形状測定データの共分散の下限値として与えられる。従って、測定データの共分散

行列Vの非対角成分に参照値の分散を用いることで、形状測定データの特徴を表現できると考えられる。

実験データの共分散行列Vの非対角成分を考慮すると、計算の際多くの記憶容量を必要とするために必ずしも好ましいとは言えない。しかし、断面積の測定データは参照値の誤差以外についても強い相関が予想される。従って、原則的にはVの非対角成分は無視できない。同時評価を遂行するためには、形状測定データは式(6)で表し、その特性はそれらの共分散で表す方が表現が簡単になり有効である。

Table I に示す断面積及び断面積比のデータは、評価の対象としたエネルギー領域で一様に多数分布し、データのばらつきも比較的小さいために、強いて事前情報を用いる必要はない。また、これらの断面積に関する事前共分散が得られないので、事前情報は完全に不明であると仮定した。また、推定結果に対して、どのような拘束条件も課していない。従って、評価関数を

$$x^2(\theta) = (y - \phi\theta)' V^{-1} (y - \phi\theta) \quad (9)$$

と書くことができる。式(9)を最小にするパラメータベクトル $\hat{\theta}$ は式(10)で、その共分散は式(11)及び(12)で与えられる。

$$\hat{\theta} = (\phi' V^{-1} \phi)^{-1} (\phi' V^{-1} y) \quad (10)$$

$$M = S^2 (\phi' V^{-1} \phi)^{-1} \quad (11)$$

$$S^2 = \begin{cases} \chi^2(\hat{\theta}) / (n - m) & \chi^2(\hat{\theta}) > n - m \\ 1 & \chi^2(\hat{\theta}) \leq n - m \end{cases} \quad (12)$$

行列Mは θ の共分散行列で、式(12)中のnはベクトルyの次元、すなわち全実験データ数で、mはベクトル θ の次元、全パラメータ数である。

4. 重複の断面積同時評価の実験

ここで述べる同時評価は、Bayes 推定もしくは最尤推定に方法的基礎をおいている。この方法が断面積評価に正しく適用できるためには、最小にすべき評価関数、式(9)が正しく求められているかと言う点を挙げられる。評価関数を決定する要素は、スプライン関数の励起関数表現に関する性能の良否、および実験データの共分散の見積りである。特に共分散は実験データの確率密度関数を決定する量であり、これらの見積りを誤ると、如何にスプライン関数が良く励起関数を表現しえたとしても評価そのものが無意味となる可能性がある。従って、実験データの共分散は、できるだけ詳細に考慮されるべきである。実験データの共分散行列の例は幾つかの研究⁹⁾で報告されているが、問題の性質上、その作製にはかなり主観が介入易く必ずしも一義的に決定し難い部分がある。

実験データの誤差は、通常、統計誤差と系統誤差に分けられる。統計誤差は無相関と仮定できる。系統誤差は、更に規格化の誤差とその他実験条件による誤差とに分離できる。規格化の誤差で顕著なものは、形状測定データにおける参照値の誤差である。また、同時評価の構成要素とし

て含まれていない標準断面積の誤差も規格化の誤差として扱われる。

同一の参照値や標準断面積で規格化したデータについては、規格化の誤差を共分散と見なすことができる。実験条件による系統誤差の例としては、バックグラウンド、検出器の不感時間の見積り等が挙げられる。これらの誤差の相関を正確に決定することは困難である。過去に報告されてきた実験データの共分散は、実験条件による誤差の相関の見積りが主観的であった。実験データの共分散に対し、規格化の誤差のみが共分散と仮定すると、下限値を与え、実験条件の誤差が完全に相関がある時に上限値をとる。従って、実際の値はこの間にあることは明らかである。

ここでは、実験データの共分散の下限値、規格化の誤差のみを共分散と見なした時の重核の核分裂と放射捕獲断面積の同時評価について述べる。

任意の断面積を一次のB-スプライン関数で表現する方法は、実験データが多い場合には有効であることが判った。Fig. 2から5に示すように、 ^{235}U 、 ^{236}U 、 ^{239}Pu の核分裂断面積および断面積比の場合、実験データが多数しかも広いエネルギー範囲で得られているために、一次のB-スプライン関数による表現は、非常に良好であった。

Fig. 6に $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 断面積の結果を示す。放射捕獲反応に関する断面積および断面積比は、実験データが核分裂反応に比較すると少ないために、局所的振動をともなった結果が得られた。しかし、その振動も極端に大きくなく、振動の及ぶ範囲も狭いので、断面積の全体的な形状を大きく変えることはなかった。

断面積とその共分散の評価を試みた $^{235}\text{U}(n, f)$ 、 $^{238}\text{U}(n, f)$ 、 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 、 $^{239}\text{Pu}(n, f)$ 、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の5種類の断面積の結果は、評価に用いた実験データの共分散作製にあたって検討が不充分であるが、用いた断面積および断面積比の実験データと一致し、これらの実験データ間に大きな矛盾のないことが判った。

形状測定データの性質を実験データの共分散で表現する方法は、 $^{239}\text{Pu}(n, f)$ の断面積比の推定でその有用さが実証され、データ数が多いことによる、形状測定データの過大な重みを除去できた。

$^{239}\text{Pu}(n, f)$ の断面積比のデータの中でもCierjacksのデータ点は特に多数あり、 $^{239}\text{Pu}(n, f)$ 断面積の評価に重要な役割を果している。推定値のFig. 5に示す。Cierjacksのデータは、データ点数が多いにもかかわらず推定値はこれらに一致していない。しかし、形状はよく合っている。形状測定データは、断面積及び断面積比の形状について正確に測定されていても、その絶対値は形状程には精度がよくない。従って、評価の際、Cierjacksのデータの絶対値を重視する必要はない。このことは、断面積比がCierjacksのデータと平行に推定されればよく、完全にこれらと一致する必要はないことを意味する。例えば、Cierjacksのデータより高めに $^{239}\text{Pu}(n, f)$ の断面積比を評価した方が他の断面積の実験データを良く説明できるならば、Cierjacksの用いた参照値が低かった可能性が高く、他の参照値で再規格化した場合これらはもっと高くなるのが予想できる。このような形状測定データの特性を実験データの共分散で表すと以上の評価過程を自動的にとることができるために、参照値を変えて再規格化する必要はない。Fig. 5に示されたCierjacksのデータとの不一致は、まさに形状測定データの特性を共分散で考慮した評価の典型的な例である。Fig. 5の破線で示すようにCierjacksのデータの共分散を無視すると、 $^{239}\text{Pu}(n, f)$ と $^{235}\text{U}(n, f)$ との断面積比はCierjacksのデータと一致しなければならず、測定

件数の少ない断面積のデータは無視される。

本方法で評価した結果の評価値との比較を Fig. 7 に示す。同時評価法で求めたこれらの5種類の断面積は、断面積の形状の微細な不一致を除くと JENDL-2¹⁰⁾、ENDF/B-V¹¹⁾と極端に異なった結果とはなっていない。

我々の用いた同時評価法は最尤推定に基づいているので、評価断面積の共分散行列も求まっている。この共分散行列は、評価済み核データの共分散ファイルを作成する際の基礎データとなる。共分散行列の対角成分すなわち分散の例を、標準偏差として Fig. 2 から Fig. 6 中の点線で示す。点線で示した標準偏差は、推定された断面積の誤差に相当すると考えられ推定値の精度を表わす。しかし、ここで求めた標準偏差が推定値の精度と一致するためには、実験データのばらつきが、その共分散行列 V で記述される正規分布に従わなければならない。本研究では、実験データの共分散行列 V を実験データに付与されている誤差を基にして作成した。実験データの誤差が過少評価されている例が多く、 V の非対角成分も不明なものが多い。異なった実験間の相関についても不明な点が多かった。我々は、相関が不明な場合は、無相関と仮定したので、これらの実験データは、そのばらつき具合にもかかわらず精度が良く独立に測定されたものと判断している。

実験データの誤差を過少に見積っている理由として、式(2)で示すスケール因子が約 10 となり、実験データの共分散行列が正確に見積られている時より、約 10 倍大きい点が挙げられる。スケール因子は実験データの誤差の二乗に反比例するので、用いた実験データの誤差は、平均的に 3 倍程度の過少な見積りとなっていることが判る。

²³⁵U (n, f) と ¹⁹⁷Au (n, γ) 断面積について、ここで求めた評価断面積の標準偏差と ENDF/B-V の共分散ファイルからの値と比較を Fig. 8 に示す。²³⁵U (n, f) 断面積の 1 MeV から数 MeV のエネルギー領域で ENDF/B-V の値より若干低いが、ほぼこれらは ENDF/B-V の値と一致している。

共分散行列の非対角成分、共分散の実例を相関係数行列の形で Fig. 9 に示す。Fig. 9 に示した相関係数行列は、²³⁵U (n, f) 断面積の相関係数の一部である。これらは、形状測定データの共分散に起因した値である。スプライン関数で断面積を表現して、Bayes 推定を共分散評価に用いた場合、実験データの共分散行列または、事前共分散として断面積の自己相関係数に関する情報を与えなければ、断面積の自己相関係数を 0 と見積もる。

同一エネルギー点における異なった断面積間の相互相関係数の例を Fig. 10 に示す。ここで評価した断面積のデータの多くは、相対測定データであるので、同時評価した断面積はかなり強い相関があると予想できる。同時評価した結果、これらは 0.5 から 0.9 程度の止の相関となり、ほぼ予想通りの結果となっている。

5. 総括

4章までで、重複の断面積同時評価法について述べてきた。ここで述べた同時評価は、断面積の絶対測定データ、相対測定データのいずれにも一致する断面積を評価することである。このような評価以外にも、例えば、部分断面積をそれらの和が全断面積と一致するように評価する同時評価も考えられる。また、積分実験データも含めた評価も同時評価と見なすことができる。同時

評価法を用いる実験データの違によって分類した場合、幾つかの同時評価法を挙げる事ができる。しかし、具体的に同時評価を遂行するための方法として Bayes 推定が現在主流となりつつある。Bayes 推定は、方法として確立している点と、応用範囲が広いために断面積の同時評価および共分散評価法の主流を完全に占めるであろうと予想できる。

Bayes 推定は、多くの分野で応用されているために核データ評価に即応用できる利点があるが、しかしながら他の分野ではあまり問題にされないにもかかわらず、核データ評価の分野の分野で大きく問題とされる点も幾つか有している。その一つに、実験データの共分散が挙げられる。実験データの共分散は、一般的には無視しうるものとして扱われているために、実験データの共分散を考慮した場合の Bayes 推定に関する詳細な研究は少ない。また推定値の共分散を評価済みデータとして積極的に用いるといった傾向もあまりない。この2つの点は、核データ及びその共分散評価の分野で独自に解決していかなければならない問題である。

このような特種な問題点はあるが、Bayes 推定による断面積の同時評価は、核データ評価にとって有用である。大量のデータを処理しなければならない場合には特に有効である。

評価断面積の共分散に関しては、幾つかの問題点が残されている。ここで述べた方法では、断面積の自己相関係数は実験データの共分散で決定される。自己相関係数を断面積のエネルギーに対する連続性を表す量とみなすと、評価断面積の自己相関係数は必ず0以外の値をとる必要がある。現在、主流となっている実験条件の誤差の相関から断面積の共分散を決定する方法では、必ずしも断面積の自己相関係数を推定できるとは限らない。例えば、完全に無相関なデータを用いると断面積の自己相関係数は0となる。この問題点の解決策として、Bayes 推定の事前共分散で断面積の自己相関を核反応模型計算で与える方法も考えられる¹²⁾。この方法では、断面積の実験値ばかりでなく原子核物理の情報も用いるために、より広範囲の情報を用いた評価となり得る。

ここで我々の述べた断面積同時評価法は、このような用法にも拡張可能であるが、これについての説明はここでは省略する。実験データからの情報のみをもちいた同時評価でも、上記の問題点を残しながらも推定した断面積およびその共分散は、過去の評価結果と大きく異なったものとはなっていない。従って、ここで照会した Bayes 推定とスプライン関数を用いた方法は、断面積とその共分散評価法として十分採用しうる。残された問題としては、実験データの共分散を見積もる方法または指針の決定と、事前情報の決定が挙げられ、この問題の解決が断面積の同時評価をより完全なものとする。

References

- 1) Matsunobu H. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Section for Technology, Knoxville, 1979, p 715 (1980)
- 2) Sowerby M. G. et al., Ann. Nucl. Energ. 1 409 (1974)
- 3) Sowerby M. G. et al., Proc. 2nd IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki 1970, p 703 (1970)
- 4) Poenitz W. P., Proc. Conf. Nuclear Data Evaluation Methods and Procedures, BNL, 1980 BNL-NCS-51363, p 249 (1981)

- 5) Hayes J. G. and Ryves T. B., Ann. Nucl. Energ 8 469 (1981)
- 6) Horsely A. et al., Nucl. Inst. Method. 62 29 (1968)
- 7) 市田 浩三 吉本 富士市, "スプライン関数とその応用" 教育出版 (1981)
- 8) Schmittroth F. and Schenter R. E., Nucl. Sci. Eng. 74 168 (1980)
- 9) Kon'Shin V. A. et al., "Determination of the Errors in Evaluated Data with Allowance for Correlations. Evaluations of σ_f (^{235}U), α (^{235}U), σ_f (^{239}Pu) and α (^{235}U) for the Evaluated Nuclear Data Data Library BOYaD-3", INDC (CCP) -132/LV (1979)
- 10) Private Communications JNDC (1982)
- 11) ENDF/B-V Cross Section Measurement Standards (Carlson A. D., Bhat M. R., ed.) BNL-NCS-5169 59 (1982)
- 12) Uenohara Y. et al., J. Nucl. Sci. Tech. 20 787 (1983)
- 13) Poenitz W. P., Nucl. Sci. Eng. 53 370 (1974)
- 14) Czirr J. B. and Sidhu G. S., Nucl. Sci. Eng. 57 18 (1975)
- 15) Czirr J. B. and Sidhu G. S., Nucl. Sci. Eng. 58 371 (1975)
- 16) Barton D. H. et al., Nucl. Sci. Eng. 60 369 (1976)
- 17) Poenitz W. P., Nucl. Sci. Eng. 64 894 (1977)
- 18) Cance M. and Grenier G., Nucl. Sci. Eng. 68 197 (1978)
- 19) Wasson O. A., Nucl. Sci. Eng. 81 196 (1981)
- 20) Leugere R. et al., "The U-235 and U-238 Neutron Induced Fission Cross Sections Relative to the H (n,n) Cross Sections", ANL-76-90 246 (1976)
- 21) Difilippo F. G. et al., Nucl. Sci. Eng. 68 197 (1978)
- 22) Behrens J. W. and Carlson G. W., Nucl. Sci. Eng. 63 250 (1977)
- 23) Meadows J. W., Nucl. Sci. Eng. 58 255 (1975)
- 24) Meadows J. W., Nucl. Sci. Eng. 49 310 (1972)
- 25) Diven B. C. et al., Phys. Rev. 120 556 (1960)
- 26) Nagel R. J. et al., Proc. Knoxville Conf. 259 (1971)
- 27) Pricke M. P., HELSI-70 15 (1970)
- 28) Menlove H. O. and Poenitz W. P., Nucl. Sci. Eng. 33 24 (1968)
- 29) Poenitz W. P., Nucl. Sci. Eng. 47 228 (1972)
- 30) Kaeppler F., Nucl. Sci. Eng. 40 375 (1970)
- 31) Poenitz W. P., Nucl. Sci. Eng. 40 383 (1970)
- 32) Cierjacks S., Private Communications (1977)

Table I 用いた実験データの種類

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Type	$\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{238}\text{U})$	$\frac{\sigma_f(^{238}\text{U})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\sigma_Y(^{238}\text{U})$	$\frac{\sigma_Y(^{238}\text{U})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\sigma_Y(^{238}\text{U})$	$\sigma_f(^{239}\text{Pu})$	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\sigma_Y(^{197}\text{Au})$	$\frac{\sigma_Y(^{197}\text{Au})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$

Table II 評価した断面積

j	1	2	3	4	5
Type	$\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{238}\text{U})$	$\sigma_Y(^{238}\text{U})$	$\sigma_f(^{239}\text{Pu})$	$\sigma_Y(^{197}\text{Au})$

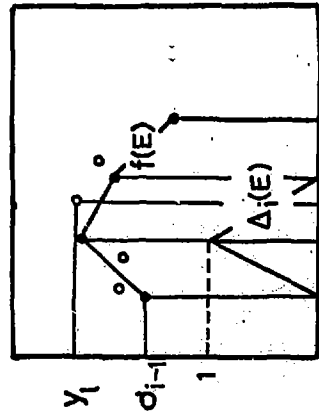


Fig.1 一次のB-スプライン

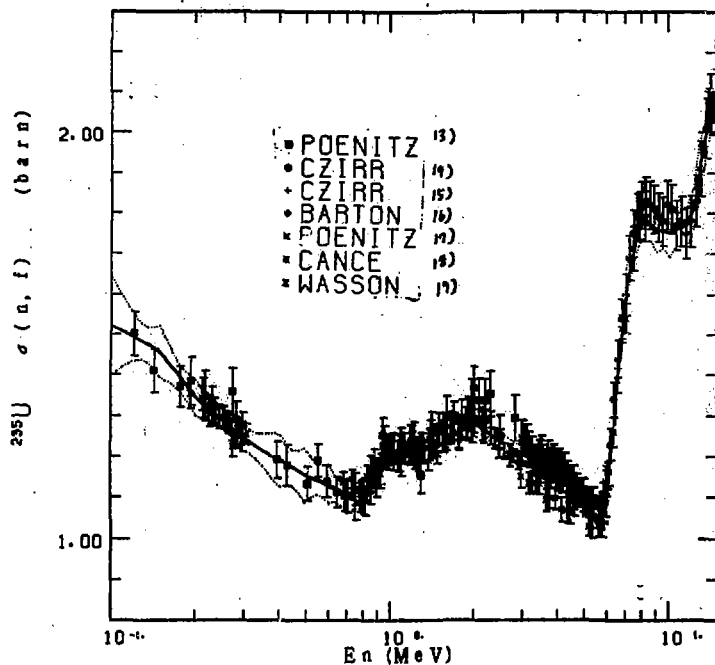


Fig. 2 ^{235}U (n, f) 断面積 実線; 推定値 点線; 標準偏差

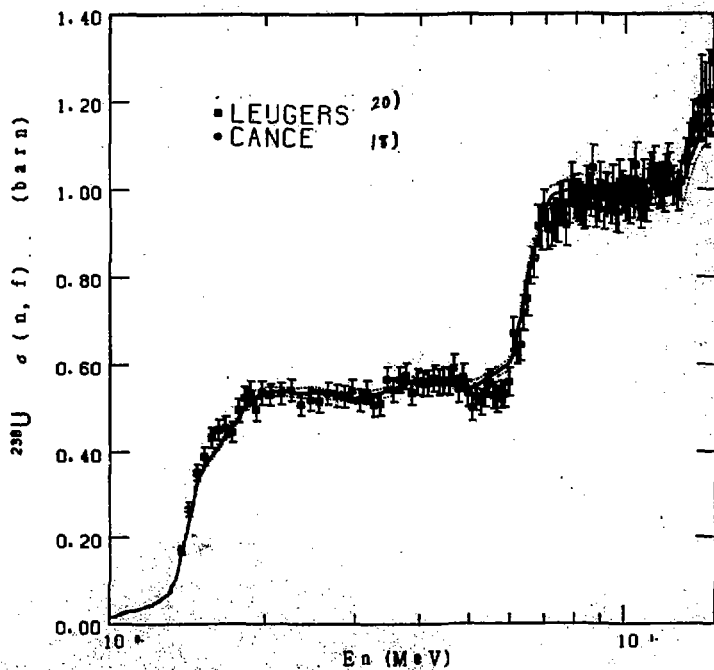


Fig. 3 ^{238}U (n, f) 断面積 実線; 推定値 点線; 標準偏差

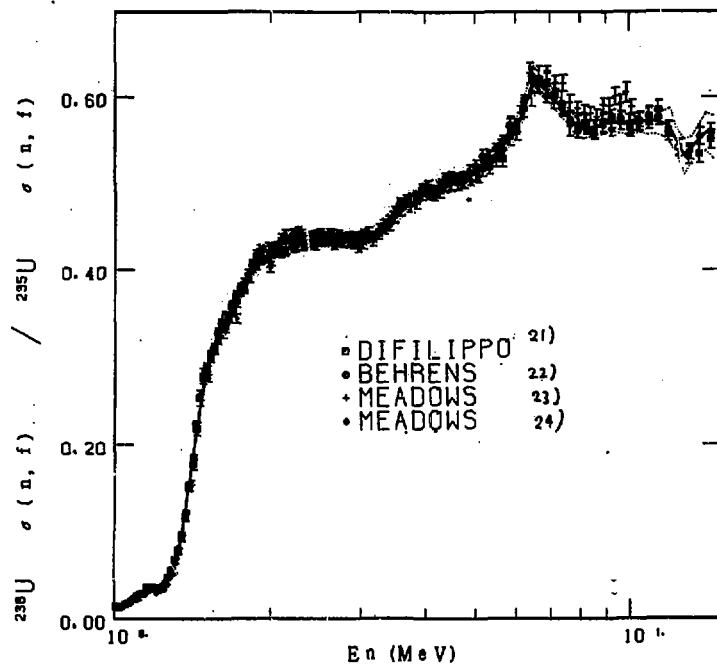


Fig. 4 $^{238}\text{U} (n, f)$ と $^{235}\text{U} (n, f)$ 断面積比 実線; 推定値 点線; 標準偏差

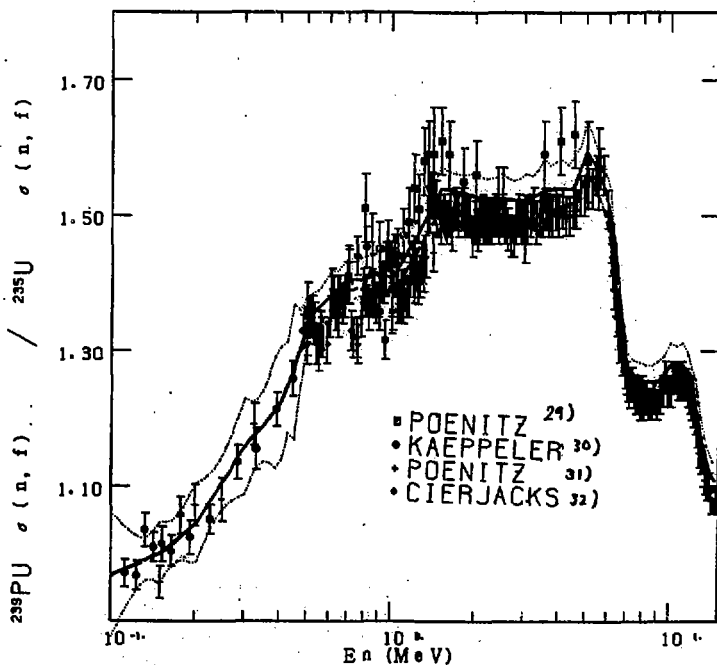


Fig. 5 $^{239}\text{Pu} (n, f)$ と $^{235}\text{U} (n, f)$ 断面積比 実線; 推定値 点線; 標準偏差 破線; Cierjacks のデータの共分散を無視した推定結果

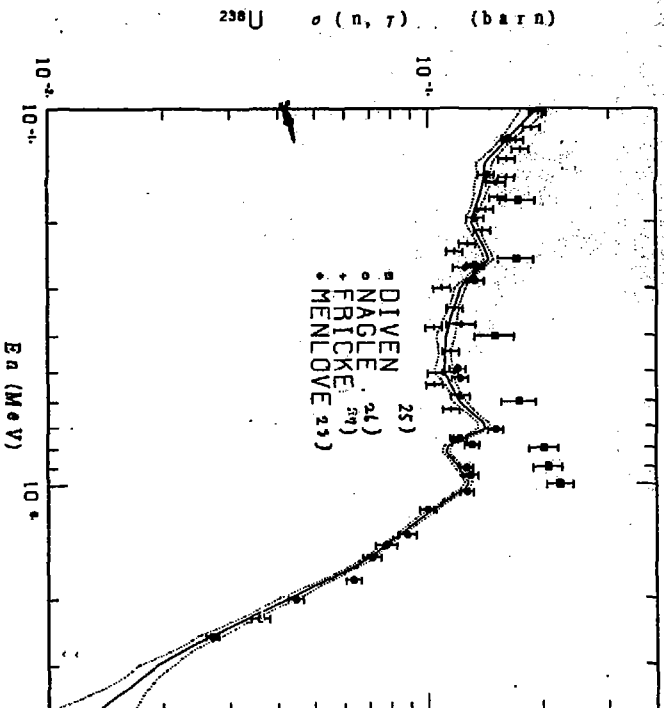


Fig. 6 $^{238}\text{U} (n, \gamma)$ 断面値 実線：推定値 点線：標準偏差

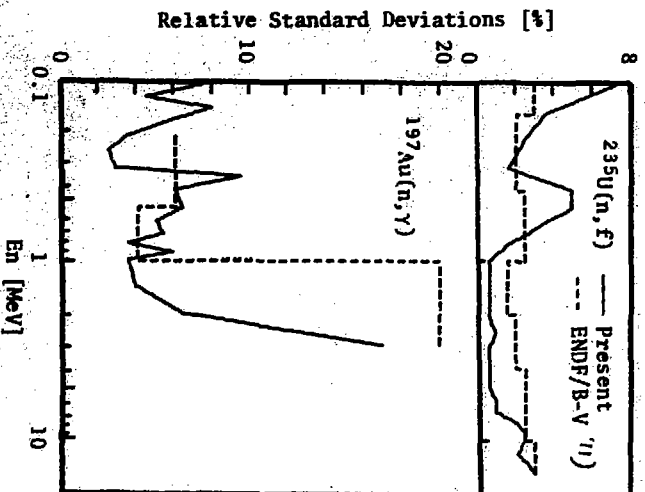


Fig. 8 評価断面値の共分散—1 $^{235}\text{U} (n, f)$ と $^{197}\text{Au} (n, \gamma)$ 断面値の標準偏差
 実線：本研究で求めた標準偏差 点線：ENDF/B-V 共分散パラメータの値

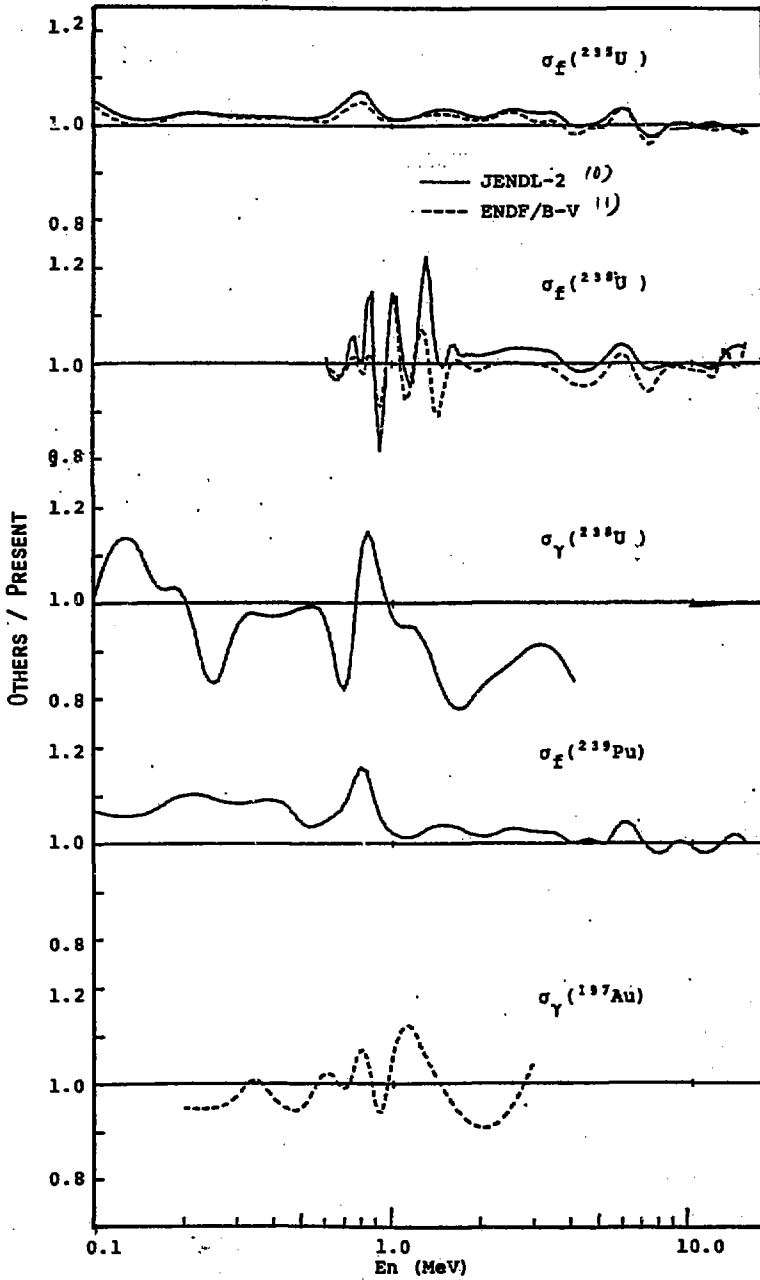


Fig.7 本結果と他の評価値との比較

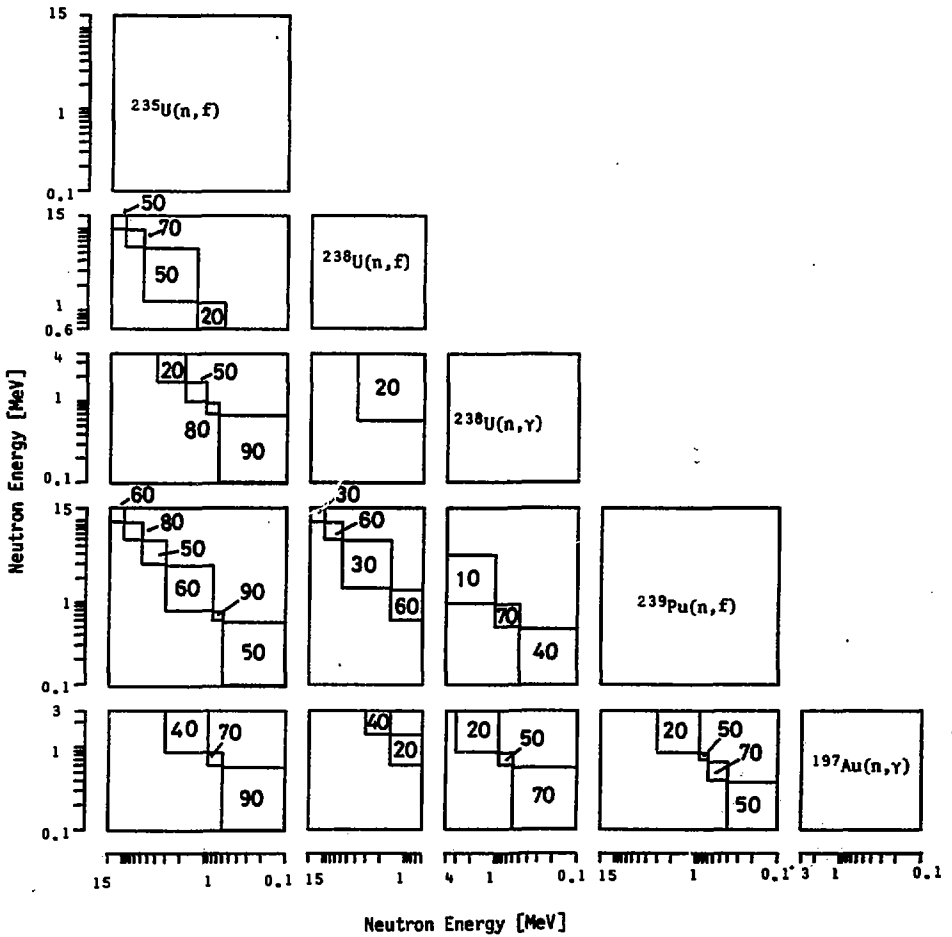


Fig. 10 評価断面積の共分散—III 評価断面積の相互相関係数 図中の数字は、相関係数×100を示す

討 論

Q：飯島俊吾（NAIG）

Shape measurements を採り入れた時、実験データの共分散のとり入れ方はどうしたのか？

A：植之原雄二（九大）

Shape measurements によるデータは、参照値の誤差の二乗を共分散としています。

Q：松延広幸（住原工）

- 1) JENDL-2 の場合は、先ず $^{235}\sigma_f$ を予備評価し、これに ratio data を乗じて各々の重核の絶対測定データと比較し、一致が悪ければ再度 $^{235}\sigma_f$ を修正するという手法を使ったが、このコードでは $^{235}\sigma_f$ の評価値でなく、測定データのみを入力する事になるのか？
- 2) この場合、各測定データに対する重みづけはどうするのか？ 測定データに与えられた誤差（又は共分散データ）のみでは、評価者の意志が反映されないように思うが。

A：植之原雄二（九大）

- 1) 原則として質問の通りになる。本方法では、評価した断面積は絶対測定データ、相対測定データのいずれにも最も良く合うようになっているので、原則的には修正は不要である。
- 2) 本方法では、測定データの重みはデータの共分散で表わされている。評価者が重みを付ける事は、データの誤差および相関を見直す事に相当する。

C：神田幸則（九大）

評価者が重みをつける事は、実験値につける共分散がそれに当る。本質的には重みつき平均と同じである。

C：中沢正治（東大）

入力データセットの統計的妥当性を、 χ^2 検定等で予かじめ検定しておく必要があるであろう。従来の評価は、データ中に不当に誤差が小さくかつ他データと離れている等不合理なものがあれば、評価者が重みを減じたり、あるいはそのデータを省いたりしていたと思われる。それをこの初期データセットの検定の形で同時評価手法に含めるべきと思う。

C：植之原雄二（九大）

同感である。評価する際に、実験データの十分な検討が必要である。

5.4 ガンマ線生成断面積の評価

水本 元治⁺

昭和54年 JENDL-3 (Japanese evaluated nuclear data Library - version 3) 用核データ評価作業の一環として、ガンマ線生成核データワーキンググループが発足した。以来ガンマ線核データに関する測定データの収集や、計算プログラムの整備を行う一方で、幾つかの代表的な核種について具体的な評価の手法や方針に関する議論を行ってきた。現在実際の評価作業も一部進展し、ファイルへの格納プログラムの開発も行なわれた。この機会に今迄の活動を簡単にふりかえり、現在行なわれている評価の現状、ならびに問題点について述べる。

Evaluation of gamma-ray production cross sections

Motoharu Mizumoto⁺

A working group on nuclear data for photon production was organized in 1979 for the purpose of evaluating gamma-ray production cross sections for the JENDL-3 (Japanese Evaluated Nuclear Data Library-Version 3). The experimental data for evaluation and computer programs used for calculation have been accumulated and investigated. Recently, the preliminary evaluations for specific nuclei have been completed and the procedure to store the data in the ENDF/B format has been developed. This report describes the past and present activities of the working group and discusses the problems to be solved.

1. はじめに

昭和53年度に「シグマ」特別専門委員会のもとに、「ガンマ線生成断面積検討小委員会」が設けられ、ガンマ線生成核データ評価に関する調査及び議論が行なわれた。その内容は、(I)原子炉設計、解析におけるガンマ線核データの利用の現状と要求、(II)データファイルの現状と国内の処理システムの状況、(III)国内外の測定、評価活動および理論計算コード状況の3つの項目につい

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

てであった。その結果、JENDL-3にはガンマ線核データファイルを含めることが望ましいとの答申がなされた。その中で、炉心その他の発熱計算では低エネルギーのガンマ線が、また遮蔽計算では高エネルギーのガンマ線が相対的に重要であり、その要求精度はそれぞれ±10%、および±20～30%を目安とすることが謳われている。(委員会での議論をもとに、応用、理論・実験の広い範囲にわたる解説が「原子炉設計におけるガンマ線核データ」と題して原子力学会誌に掲載されている⁽¹⁾)。

この答申にもとづき昭和54年4月、核データ専門部会の中に、ガンマ線生成核データワーキンググループ(以下WGと呼ぶ)が組織された。以来WGでは約10人のメンバー*を擁して年間平均8回の定期的な会を開き評価作業を続けている。以下に章をおいて、第2章ガンマ線核データの概要、第3章これ迄の活動、第4章現在評価中の核種、第5章ファイル化について、第6章評価における問題点について報告する。なお、これらの内容はWG内での議論、作業結果に基づいている。

2. ガンマ線核データの概要

中性子入射反応により発生するガンマ線は大きく分けると、(1)捕獲ガンマ線(Capture γ -rays)、(2)非弾性散乱によるガンマ線(Inelastic γ -rays)、(3)弾性外反応によるガンマ線(Nonelastic γ -rays)から成り立っている。中性子エネルギー領域によって分離してみると、1 MeV以下では主に(1)と(2)が、1 MeV以上では(2)、(3)が重要な役割をはたす。また重核では核分裂によるガンマ線(Fission γ -rays)も考慮しなければならない。一方それぞれの反応の結果発生するガンマ線をエネルギーごとに分類すると、(1)高エネルギー離散ガンマ線(High energy discrete γ -rays) (2)中間エネルギーの連続ガンマ線(continuum γ -rays) (3)低エネルギーの離散ガンマ線(Low energy discrete γ -rays)とに大別される。ガンマ線核データの評価に用いられる実験データ、および理論計算プログラムは、上に述べた各々の反応、エネルギー領域によってまちまちであり、その性質をよく把握して適宜選択して用いる必要がある。以下に便宜的に中性子エネルギーを1 MeVに区切って、それより高い領域、及び低い領域で、WG内で主に使用されている実験データおよび計算プログラムを概観してみる。

2.1 中性子エネルギー1 MeV以下の領域

捕獲反応によるガンマ線スペクトルに関しては、原子炉から発生する熱中性子を用いた実験データが比較的豊富に存在している。中でもBartholomew, Groshev⁽²⁾により編集されたデータは、天然に存在するほとんどの核種を網羅しており、また離散ガンマ線のみならず連続ガンマ線も含んでいる。比較的古い測定ではあるが、WGの評価には重要なデータとして用いられている。それに反して共鳴領域、非分離領域におけるガンマ線データは、2、3の例外を除いて、核

* 現在のWGのメンバー

北沢日出男、播磨良子、井原政之(東工大)、川合将義、肥田和敏(NAIG)、山越寿夫(船舶技研)、河北孝司(動機)、平本和夫(日立)、五十嵐信一、浅見哲夫、水本元治(原研)

データ評価に用いることが出来るような、応用面を重視した実験はほとんど行なわれていなかった。しかし近年データの必要性が叫ばれる様になり、東工大のペレトロンを用いた keV 領域のガンマ線スペクトルの実験⁽³⁾ (測定核種, Al, Nb, Mo, Sn, Si, Fe) 等の有効なデータの測定が開始されている。

捕獲ガンマ線スペクトルを計算する理論計算プログラムは、国内外に幾つか作成されている。WG では中性子断面積計算には Hauser Feshbach による統計理論 (以下 H.F 理論と呼ぶ), ガンマ線スペクトルにはカスケードモデルを使用した CASTHY⁽⁴⁾ が主に用いられている。このプログラムでは、ガンマ線の遷移として E1, M1, E2 が考慮されており、離散準位間の遷移によるガンマ線強度も計算する。CASTHY の計算結果は中重核以上の連続ガンマ線が主体であるスペクトルの実験値をよく再現する。

非弾性散乱によるガンマ線の実験では、特定の準位間の遷移によって発生する離散ガンマ線の励起関数や角度分布などを測定した例がいくつか見られる。しかし一般的にファイル化という観点から見ると、WG 内で使用できるデータの数は充分とは言えない。

2.2 中性子エネルギー 1 MeV 以上の領域

弾性外反応によるガンマ線のデータは、測定核種の種類の豊富さと、中性子エネルギー範囲の広さから、ORNL での Dickens ら⁽⁵⁾ のデータが、WG での評価を行う際最も有力なものである。この実験は、リニアックからの連続中性子を用い、検出器として NaI (Tl) を使用している。中性子エネルギーの決定は飛行時間法を用いて 20 MeV 迄の測定を行っている。(測定核種, Li, C F Mg Al Si Ca V Cr Fe Ni Cu Zn Nb Mo Ag Sn Ta W Au Pb Na Ti U O)。その他東北大のダイナミトロンでの Ge (Li) 検出器を用いた測定 (Al Ni Cu Nb)⁽⁶⁾ や、ロスアラモスのバンデグラフ⁽⁷⁾ や、1RT のリニアック⁽⁸⁾ を使った測定等を上げることが出来る。またコッククロフトによる (d, t) 中性子を用いた 14 MeV の実験は比較的多く存在する。しかしこれらの測定は、サンプルが大量に必要であるということもあり、ほとんどが Natural Element のデータに限られている。各同位元素ごとの評価が必要な核では計算にたよるを得ない。

理論計算プログラムでは、1960 年代に開発された蒸発モデルを使い、イラスト準位を考慮した GROGI⁽⁹⁾ が有効である。このプログラムは、東工大、NAIG を中心としたグループによって改良が行なわれてきた⁽¹⁰⁾。その結果現在では光学モデルパラメータ (OMP)、質量公式、(AMSSEP)、準位密度パラメータがプログラム内に内蔵されており、前平衡過程からの寄与なども計算することが出来る。(東工大 Version を NGROGI と呼ぶ)。Fig. 1 では、NGROGI の計算に必要な主な入力パラメータが左側のカッコ内に、計算の結果得られる量が右のカッコの中に示されている。NGROGI の計算結果は、中重核や高エネルギー入射によるガンマ線スペクトルの実験結果を良く再現する。また近年軽い核や、低エネルギー中性子反応で顕著に表われる離散ガンマ線の評価するため、多段階 H.F モデルを用いた計算プログラムが精力的に開発されている。その一つとして WG では、Young と Arthur によって作成された GNASH⁽¹¹⁾ が用いられている。弾性外反応の計算では一個の中性子放出やガンマ線放出のみならず、多数個の中性子や陽子、 α 粒子の放出も考慮しなければならない。その結果反応には多数の核種が関与

する(反応Chain)ことになり、GNASHの様に離散単位の計算を行うプログラムではかなり多くの入力情報を必要とすることになる。

一方この様な弾性外ガンマ線スペクトルデータの評価の際、中重核より重い核で信頼すべきデータが存在する場合、Howerton等⁽¹²⁾によって開発された経験式を用い方法は簡便で有効である。東北大のグループ⁽¹³⁾は以前からこの方法を用いて、いくつかの核について系統性を研究している。WGでも多くの同位体からなる核種などを評価する際にはこの方法が用いられる。

3. これ迄の活動

WGが発足した当時、すでに東工大のグループを中心に、GROGIを使用した弾性外反応によるガンマ線生成断面積の計算が始められていた。CASTHYによる捕獲ガンマ線スペクトルの計算でもウランの場合について良い結果が得られていた⁽¹⁴⁾。米国ではORNLでのNonelastic γ -raysの測定が22のElementsで終了⁽⁵⁾し、ENDF/B-Vにはガンマ線核データとして38の核種が収録され広く利用されていた⁽¹⁵⁾。また現在にいたる迄未だ全面公開になっていないがENDF/B-Vの評価も開始されていた。(ENDF/B-Vに格納されている核種、H, Li Be B C N O F Na Mg Al Si Cl K Ca Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Nb Mo Eu Ta W Pb U Pu)

WGでは、現在迄の4年にわたって、以下で概略を示すような活動を行ってきた。

ガンマ線生成核データWGの主な活動経過

- 昭和53年 ○ガンマ線生成断面積検討小委員会がJENDL-3に向けて、ガンマ線核データファイルの必要性を答申
- 昭和54年 ○WGが発足
- 評価する核種(Na Al Fe Mo Nd Pb U、後に変更)を暫定的に決定
 - CASTHY, GROGIによる計算を開始
 - ENDF/B, ガンマ線格納フォーマットの検討
 - DUCAL(捕獲ガンマ線計算プログラム)の内容の検討を行い、さしあたり使用を見合せることに決定。
- 昭和55年 ○NESTOR, ENDF/B-Vのデータを作表、作図
- GROGIの改良(ELIESE-II, OMP, Bn, MASS, Level density parametersを内蔵)
 - DIGSTOR(離散ガンマ線格納プログラム)の開発
 - 核データ評価コードWGとの合同会合
- 昭和56年 ○計算コード(GNASH, TNG, HAUSER 5, CAPTRI, STAPRE)の検討。
- 核データ研究会で、ガンマ線核データに関する測定、理論、ファイル化についての現状報告。
 - CASTHYにM1, E2遷移の計算機能を追加。
- 昭和57年 ○GNASHの検討及び計算

- GROGI に Precompound の計算を付加
- フェイル化プログラム GAMFIL の開発
- 予備的評価作業開始

昭和 58 年 ◦ 評価作業

- 「ガンマ線生成核データ評価に関する報告書」作成作業

この間シグマ委員会では、1980年 JENDL-3 答申委員会が設けられ、JENDL-3 の特長の1つとしてガンマ線生成核データを収納することが決定された。それによると、差し当たり次の核種 (Li C O Na Al Si Ca Cr Fe Ni Cu Nb Mo Nb U Pu) の収納することが決められた⁽¹⁶⁾。ENDF/B-W と比較すると核種数もかなり限られたものとなったが、それ迄の評価の経験、マンパワーなどを考慮して必要最小限にとどめられることになった。

4. 現在評価中の核種

JENDL-3 に格納予定の核種のうち、現在 WG で評価中の核種は以下の 8 核種 (Na Al Si Fe Nb Mo W U) である。そのうちからいくつかの核種について評価の現状を報告する。なお評価の際に重視されている手法の概略を Table 1 に示しておく。

Table 1 評価手法

	軽核 Na Si Al	Fe	Nb	Mo	U
Capture	実験値	実験値 (CASTHY)	CASTHY	CASTHY	CASTHY
Nonelastic	GNASH NGROGI	実験値 (NGROGI)	NGROGI (GNASH)	Howerton	NGROGI
その他	粒子放出反 応との整合 性				Fission

表中のカッコ付きは、補助的に外挿の際に使用されたりする場合を表わしている。

4.1 軽核 (Na Si Al)

これらの核種は予想される様に離散単位の影響が大きく、理論計算は、それだけで実験値を再現するのは困難である。単位間遷移の分岐比等精密な実験結果を用いたり、また直接反応 (Direct reaction) による影響を考慮して計算を行う必要がある。一例として Fig. 2 に Na の弾性外反応によるガンマ線スペクトルを示す⁽¹⁷⁾。WG では Na に関しては GNASH を使った計算を進めており、現在入力パラメータとして用いられる OMP やレベルスキームの検討を行っている。Fig. 3 には Si による捕獲ガンマ線について、東工大での実験結果と、CASTHY 及び HIKARI (直接反応理論を使った計算プログラム)⁽¹⁸⁾での計算結果との比較を示す。Na の場合と同様

実験と計算結果の一致は良くない。しかし軽核に関しても高エネルギー中性子により放出されるガンマ線のスペクトルでは事情が異なる。Fig. 4にAlの場合について、中性子エネルギー14 MeV近傍のスペクトルを示す。離散単位による影響が均された結果、計算結果は実験値を良く再現している。さらにまたこれらの核では、他の粒子放出反応との整合性を考慮する必要があるが、Fig. 5に一例としてAl (n, n') 反応によって放出される中性子スペクトルの計算値と実験値の比較を示す。前平衡過程を考慮したGROGIの値は実験値を良く再現している。しかしいずれにしても軽核の場合、評価値は実験値に大きく依存せざるを得ない。

4.2 鉄

鉄は実用上構造材として非常に重要な核であり、 ^{56}Fe に関しては、低エネルギー中性子及び高エネルギー中性子ともに比較的多くの測定が行なわれている。Fig. 6に熱中性子による捕獲ガンマ線スペクトルとCASTHYの計算結果の比較を示す。この核においても離散ガンマ線の影響は大きく、7.5~8 MeVのエネルギービン以外での両者の一致は良くない。なお計算では高いエネルギー(8 MeV以上)の $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$ によるガンマ線の影響は考慮されていない。さらに最近中性子エネルギー520 keVでのガンマ線スペクトル測定が東工大で行なわれたが⁽¹⁹⁾、ここでもCASTHYの計算は実験値を再現していない。Feの場合数100 keV領域に致る逆共鳴単位からのガンマ線の影響が大きく、統計モデルの計算では実験値の評価は困難である。結果として捕獲ガンマ線の評価には、測定値を内外挿した値を与えることになった。しかし測定値のない数100 keV以下のガンマ線についてはCASTHYの計算結果も参考にする必要がある。

Feの弾性外反応によるガンマ線核データの現状は、込み入っており、細かい説明は他の文献に譲る^(20~22)。最近エネルギーバランスを考慮したFuの評価結果が発表され⁽²²⁾、また北沢らによるGROGIの計算結果も報告されている⁽¹⁰⁾ 2つの評価値の一致は良い。それらの状況をふまえて、WGの評価では、ガンマ線スペクトルの値はChapman等の実験値を重視し、生成断面積の値はエネルギーバランスを考慮したFuの値を参考にすることになった。なお低エネルギーガンマ線($E_\gamma < 0.68$ MeV)の外挿にはGROGIによる計算値を採用する方針である。

4.3 ニオブ

この核の捕獲ガンマ線スペクトルの実験値⁽⁵⁾は、Fig. 7に示される様に統計に均された形を示している。計算する際に適当なレベルスキーム(図中B、複合核 ^{94}Nb の励起エネルギー $E_{\text{max}} = 1.357$ MeV迄のレベルを使用する。)を選択することにより、CASTHYの値はかなり良く実験値を再現する。また非弾性散乱による離散ガンマ線の評価も行なわれ、最初の8個の単位に対する遷移確率の値が γ 線多重度(Multiplicity)に変換され格納される。

Nbの弾性外反応によるガンマ線スペクトルの計算は、NGROGIによって行なわれた。参考のために計算で考慮された反応ChainをFig. 8に示す。この様な計算ではかなり多くの反応が考慮されなければならない。なおFig. 9に計算結果と実験値⁽⁵⁾との比較を示す。この場合もAlと同様、前平衡過程を考慮した方が両者の一致は良い。またGNASHによる計算結果も参考のため図中に示した。しかしこの場合実験との一致を良くするためには、さらに入力パラメータの検討を必要とする。

4.4 モリブデン

この核は6個の同位体を持ち、個々の核種の中性子結合エネルギー、単位密度などの値はかなり異なっている。それにもかかわらず結果として得られたCASTHYの計算値と420 keVでの実験値⁽³⁾との一致は良い。WGの評価ではNbと同様捕獲ガンマ線の値はCASTHYの計算値を採用することにした。

一方弾性外反応によるスペクトルの評価では、モリブデンの場合考慮しなければならない核種数が多いため、計算には多くの入力パラメータの決定が必要となる。また個々の同位体に対する実験値が存在しないため、計算結果の妥当性を検討することは容易ではない。そのためWGの評価では実験値⁽⁵⁾を有効に使用する、Howertonの方法⁽¹²⁾を採用することに決定した。Fig. 10に示すのがその結果であるが、この方法ではガンマ線スペクトルを簡単な経験式($N(E_r) = AnE_r \exp(-R E_r)$, An, Rn :パラメータ, E_r :ガンマ線エネルギー)で表わし連続領域の実験値を最小2乗法でフィットするものである。得られたパラメータの入射エネルギーに対する系統性を調べたのがFig. 11であり、この図からもかなり良い直線性を示すことが解る。なおFig. 10の評価の際離散ガンマ線の影響が顕著な領域では実験値エネルギー平均を用い、実験値のない低エネルギー領域ではHowertonの式を用いて外挿した。Fig. 12にはJENDL-2およびENDF/B-IVにおけるNonelastic cross sectionsの評価値と、ガンマ線生成断面積(ここでは特に、反応で放出されるガンマ線の本数と反応の断面積を掛けた特定の量を示し、後述べるファイル13の中味を表わす)との評価値を比較したものである。反応ごとに放出されるガンマ線は、少なくとも1本以上であるため、後者は前者より大きくなければならない。

4.5 ウラン (^{238}U)

Fig. 13に、評価で得られたガンマ線の多重度、及び生成断面積を示している。図の中に記されているように、捕獲ガンマ線の評価ではCASTHYによる計算結果を用いた。500 keV領域におけるENDF/B-IVとCASTHYの計算結果の比較をFig. 14に示す。また44.9 keV以上の非弾性散乱によるガンマ線は、第7励起準位までが考慮され、それぞれの遷移確率の値が ^{238}U ガンマ線多重度に変換されたのち格納される。

^{238}U の核分裂および弾性外散乱から放出されるガンマ線のスペクトルは、高橋によって評価された⁽²⁴⁾。この評価ではGROGI III(NGROGIのもとになったプログラム)が用いられ、Fission γ -raysの計算では、核分裂生成物の崩壊に伴って放出されるガンマ線の影響が考慮されている。全体として放出されるガンマ線(弾性反応によるガンマ線)の計算値は、実験値⁽²⁵⁾を良く再現している。WGの評価では、高橋による評価値を用いることにしている。

5. ファイル化について

評価が完了したガンマ線核データは、ENDF/Bフォーマットに従ってファイルとして格納される。(n, x)反応に伴うガンマ線生成の微分断面積は、中性子エネルギー(E_n)、放出ガンマ線のエネルギー及び方向余弦(E_γ, μ)の関数として

$$\frac{d^2 \sigma(n, x, \mu)}{dE_r d\mu} = \sigma(n, x) Y_r(E_n) f(E_n, E_r) P(E_n, E_r, \mu)$$

と表わすことにする。ここで $\sigma(n, x)$ は (n, x) 反応の断面積、 $Y_r(E_n)$ は反応あたりに放出されるガンマ線の平均本数 (多重度, multiplicity), $f(E_n, E_r)$ は 1 に規格化されたガンマ線スペクトル、 $P(E_n, E_r, \mu)$ は角度分布である。

ENDF/B フォーマットではガンマ線核データは、ファイル 12 ~ 16 に格納されており、その構成は以下の様に中性子断面積との対応関係を持っている。

MF	ガンマ線核データ	MF	中性子断面積
12	$Y_r(E_n)$ 及び遷移確率	2	共鳴パラメータ
13	$\sigma(n, x) Y_r(E_n)$	3	$\sigma(n, x)$
14	放出ガンマ線角度分布	4	放出中性子角度分布
15	連続ガンマ線エネルギースペクトル	5	放出中性子エネルギースペクトル
16	ガンマ線のエネルギー 角度 2 重微分断面積	6	中性子のエネルギー-角度 2 重微分断面積

WG の議論において、現段階の評価では MF = 16 のデータの格納は困難であるとの結論に達した。

ガンマ線核データの評価値をファイル化する場合、大別して 2 通りの場合が考えられる。(1) 放出されるガンマ線の量が反応ごとに既知である場合。(2) ガンマ線の放出量が反応ごとに既知でない場合。離散ガンマ線であれ連続ガンマ線であれ、(1) の場合ファイル化には MF = 12 のガンマ線多重度及び MF = 15 のガンマ線スペクトルが用いられる。この際、反応毎の全ガンマ線放出量は MF = 2 (共鳴パラメータ) 又は MF = 3 (中性子断面積) との積として得られる。一方(2) の場合は、中性子断面積のうち弾性散乱 (ガンマ線を放出しない) を差し引いた残りの反応によって放出されるガンマ線を、Nonelastic γ -rays と呼び MF = 13 に格納し、スペクトルは(1)と同様に MF = 15 に格納する。

WG ではガンマ線核データファイル化プログラム (GAMFIL) を開発した。Fig. 16 に GAMFIL が取り扱うデータの種類及び処理手続の概略を示す。このプログラムでは、離散ガンマ線のうち遷移確率の値を処理する際、ガンマ線多重度に変換して格納する。その理由は遷移確率の格納方式では、入射中性子のエネルギーが特定出来ないためである。

またファイルが完成した段階で、実験データや他の核データファイルとの簡便な比較が行なわれる必要がある。そのためプロットプログラム (SPLINT)⁽²⁶⁾ にガンマ線データの作図機能を追加する作業が進行中である。現在 MF = 12 の多重度データを除いて一応実験結果 (NESTOR) の内要も含めてプロットが可能となった (Fig. 10 及び Fig. 12)

8. 評価における問題点

以上これ迄の活動の経過と、評価作業の現状について述べてきた。以下に現在WGがかかえている問題について述べる。

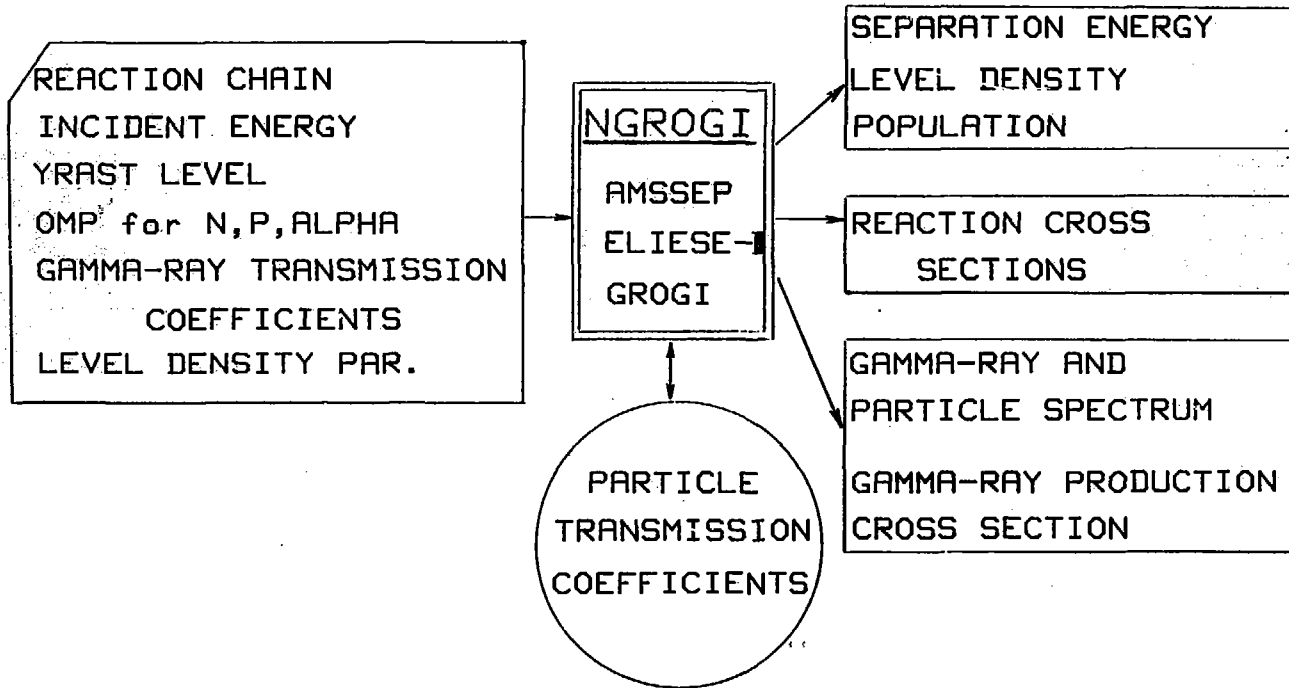
- (1) 実験値が不足している場合、あるいは信頼性に問題がある場合　ガンマ線核データの評価では実験値に大きく依存せざるを得ない。幸い JENDL-3 に格納予定核種の弾性外反応ガンマ線に関しては、すべての核について ORNL の実験値が存在する。しかし Fe の例で明らかな様に実験値間の不一致が大きかったり、エネルギーバランスが成り立っていない例もある。熱中性子以外での捕獲ガンマ線、分裂ガンマ線の実験値は不充分である。
- (2) 外挿に伴う問題点　実験で得られるガンマ線スペクトルは、測定の困難さから数百 keV 以下の低エネルギーガンマ線に関する情報はないのが普通である。何らかの方法で外挿する必要があるが、その結果はガンマ線多重度、生成断面積に大きく影響する。
- (3) 共鳴領域の評価　中性子共鳴領域では、核物理的な興味を持って行われた 2~3 の例外を除いて、ファイル化に役立つ実験データは皆無である。また個々の共鳴からのガンマ線スペクトルは、統計変動 (Fluctuation) が大きく理論的予測も難しい。WG での共鳴領域の評価については一時断念する予定である。
- (4) 軽核における離散ガンマ線の計算との不一致　評価の具体例でも述べた様に、現状では理論計算は難しく評価は実験値に頼らざるを得ない。多段階 H. F. モデルの計算精度の向上、用いるパラメータの検討を行う必要がある。
- (5) Fission γ 線の評価　ウラン、プルトニウムの評価では、Fission γ 線が重要である。しかし実験値の数も少なく、また遅発ガンマ線との区別の困難さや、信頼出来る計算手法が確立されていない等、問題が残っている。
- (6) 他の粒子放出反応との整合性　ガンマ線生成核データは、捕獲断面積あるいは粒子放出反応断面積と密接に関係している。全系のエネルギー保存とも関連して統一的な評価を行う必要がある。

現在 WG では、これらの問題点を検討し解決を計ると同時に、JENDL-3 の全核種 (22 核種) の評価を予定通りに完成させるため、今迄の評価核種に関する経験を生じて、他の核種に使用出来る評価方法の確立を急いでいる。また他の評価ワーキンググループとの連絡を密にして、効率の良い評価が行なわれることが望まれている。

References

- 1) 「シグマ」特別専門委員会, 日本原子力学会誌 21 (1979) 377.
- 2) G. A. Bartholomew, A. Doveike, K. M. Eastwood, S. Monaso, L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov and L. L. Sokolovskii, Nuclear Data A3 (1967) 367, A5 (1968) 1
- 3) N. Yamamuro, M. Igashira, T. Maruyama, K. Hashimoto, H. Kitazawa, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp (1982) p 152

- 4) S. Igarasi, private communication (1983)
- 5) J. K. Dickens, G. L. Morgan, G. T. Chapman, T. A. Love, E. Newman and F. G. Perey, Nucl. Sci. Eng. 62 (1977) 515
- 6) Y. Hino, T. Yamamoto, S. Itagaki and K. Sugiyama, Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, (1979) p 408
- 7) D. M. Drake, J. C. Hopkins, C. S. Young and H. Conde, Nucl. Sci. Eng. 40 (1970) 294
- 8) V. J. Orphan, C. G. Hoot and Joseph John, RT-A10753 (1971)
- 9) J. R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1966) 802
- 10) H. Kitazawa, Y. Harima, M. Kawai, H. Yamakoshi, Y. Sano and T. Kobayashi, J. Nucl. Sci. Technol. 20 (1983) 273
- 11) P. G. Young and E. D. Arthur, LA 6947 (1977)
- 12) R. J. Howerton and E. F. Plechaty, Nucl. Sci. Eng. 32 (1968) 178
- 13) S. Itagaki, Y. Hino, K. Sugiyama, private communication (1983)
- 14) T. Ohsawa, M. Ohta, S. Igarasi and N. Sakamoto, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu Univ. 36 (1976)
- 15) P. G. Young, Proc. 4th Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington D.C. (1975) p 149
- 16) 浅見哲夫, 五十嵐信一, 日本原子力学会誌 23 (1981) 904.
- 17) D. C. Larson and G. L. Morgan, Nucl. Sci. Eng. 75 (1980) 151
- 18) H. Kitazawa, private communication (1983)
- 19) M. Igashira, private communication (1983)
- 20) G. T. Chapman, G. L. Morgan and F. G. Perey, ORNL/TM-5416 (1976)
- 21) 井頭政之, 1981核データ研究会報告 JAERI-M 9999 p. 268
- 22) C. Y. Fu, ORNL/TM-8283 (1982)
- 23) C. M. Lederer and V. S. Shirley (ed.), Table of Isotopes, Seventh edition, John Wiley and Sons (1978)
- 24) H. Takahashi, Nucl. Sci. Eng. 51 (1973) 296
- 25) D. O. Neillis and I. L. Morgan, ORO-2791-17 (1966)
- 26) T. Narita, T. Nakagawa, Y. Kanemori and H. Hamakoshi, JAERI-M 5769 (1974), T. Nakagawa, private communication (1983)



INPUT AND OUTPUT OF NGROGI CODE

Fig. 1 Input and Output of NGROGI

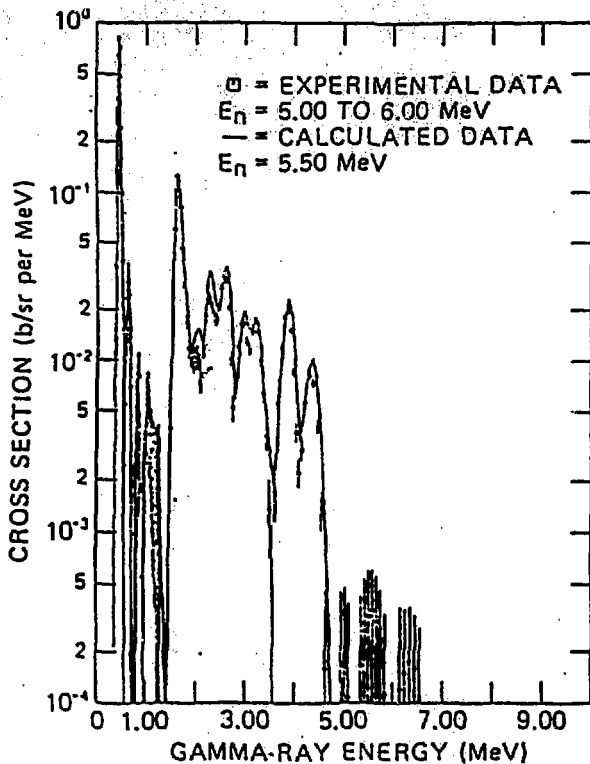


Fig. 2 An example of experimental γ -ray spectra on Na

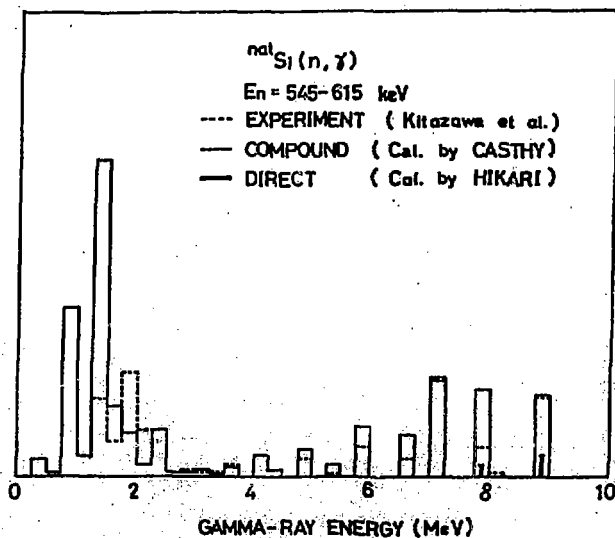


Fig. 3 Comparison of calculated and experimental γ -ray spectra on Si

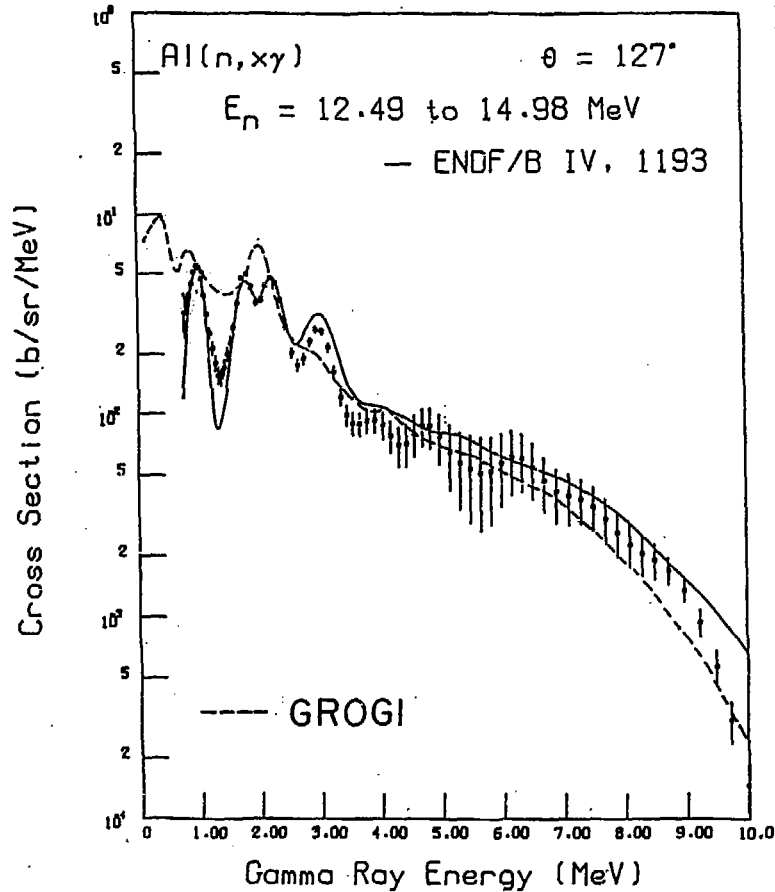


Fig. 4 The γ -ray spectrum calculated by the GROGI for $Al(n,\gamma)$ is compared with the experimental data by ORELA and evaluated data of ENDF/B-IV.

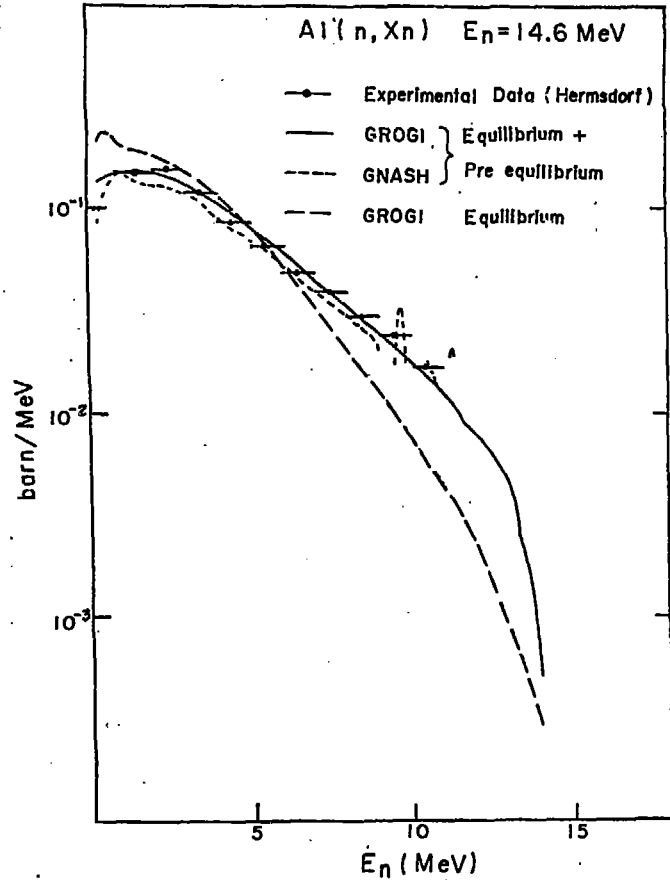


Fig. 5 Comparison of calculated and experimental neutron emission spectra for $Al(n,Xn)$

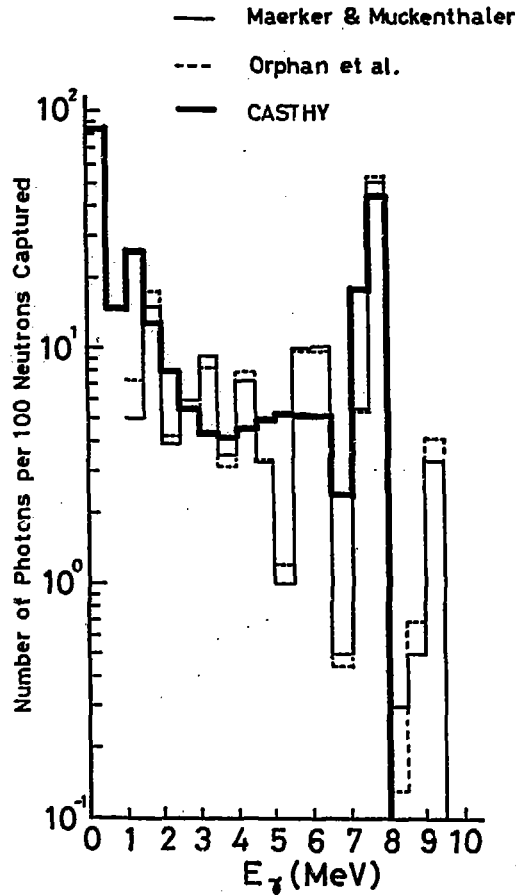


Fig. 6 The neutron capture γ -ray spectrum calculated by CASTHY is compared with the experimental data by Maerker and Muckenthaler (ORNL-4382 (1969)) and by V.J. Orphan et al. (GA-10248 (1970))

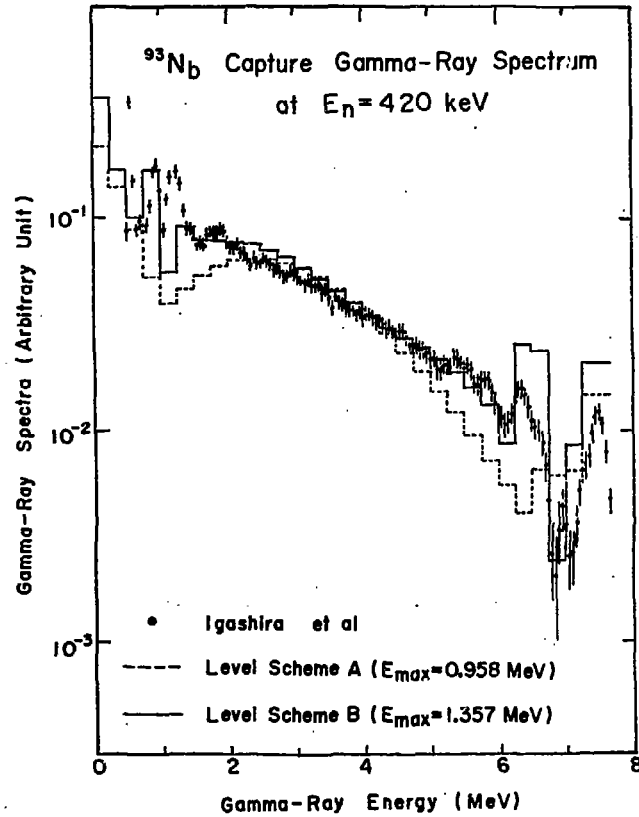


Fig. 7 Comparison of calculated and experimental γ -ray spectra for $^{93}\text{Nb}(n,\gamma)$

REACTION	Q-VALUE (MeV)
NB93(n, γ)NB94	7.2295
NB93(n, p)ZR93	0.690
NB93(n, α)Y-90	4.918
NB93(n, 2n)NB92	-8.832
NB93(n, np)ZR92	-6.042
NB93(n, 2p)Y-92	-8.894
NB93(n, 3n)NB91	-16.715
NB93(n, 2np)ZR91	-14.677
NB93(n, n α)Y-89	-1.939
NB93(n, 2n α)Y-88	-13.407

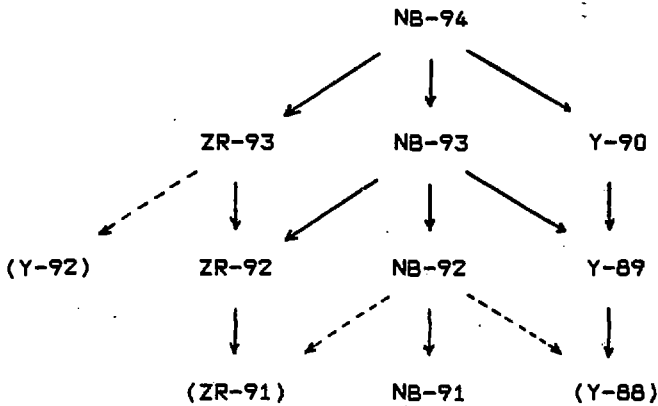


Fig. 8 Reaction chain for Nb-93 with neutron

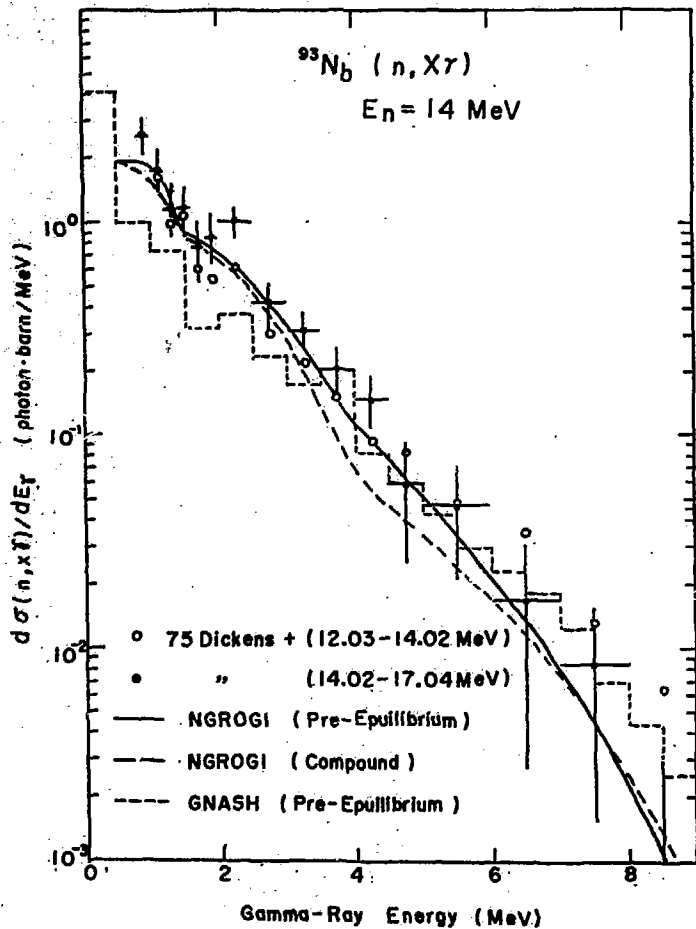


Fig. 9 Comparison of calculated and experimental γ -ray spectra for $^{93}\text{Nb}(n, X\gamma)$

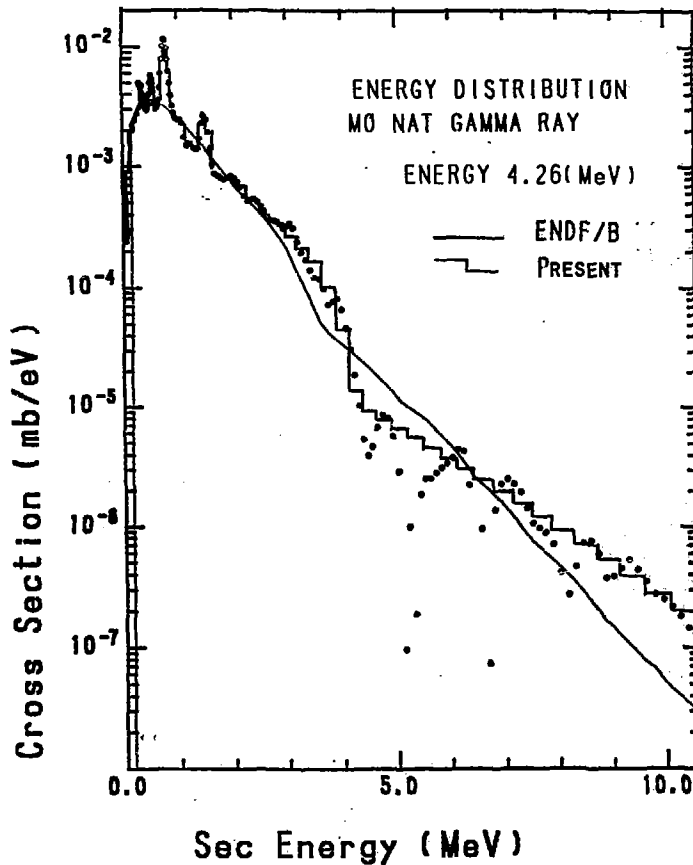


Fig. 10 Comparison of experimental and evaluated γ -ray spectra for $^{nat}\text{Mo}(n, X\gamma)$. The figure is produced by computer program SPLINT.

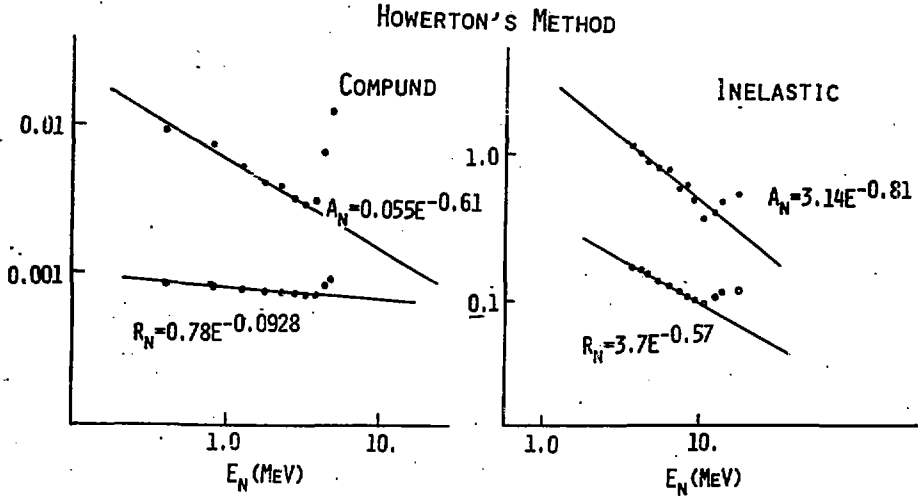


Fig. 11 Energy dependence of parameters used for Howerton's method. The experimental data for $^{nat}\text{Mo}(n, \gamma)$ and $^{nat}\text{Mo}(n, X\gamma)$ are taken from Dickens et al.

1 - 1 NEUTRON CROSS SECTION MO NAT GAMMA RAY ENERGY 10.00(keV) - 20.00(MeV)

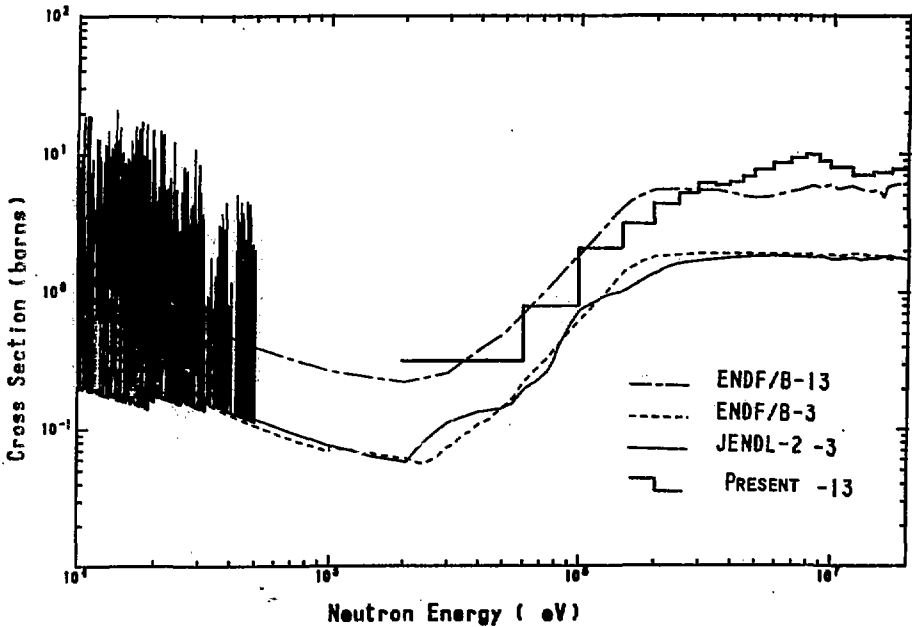


Fig. 12 Comparison of evaluated nonelastic cross sections $\sigma(n, X)$ (MF=3, MT=3) and γ -ray production cross sections $\sigma(n, X\gamma)$ (MF=13, MT=3) on ^{nat}Mo . ENDF/B-3 and ENDF/B-13 indicate $\sigma(n, X)$ and $\sigma(n, X\gamma)$ of ENDF/B-IV, respectively. JENDL-2-3 indicates $\sigma(n, X)$ of JENDL-2. The figure is produced by computer program SPLINT.

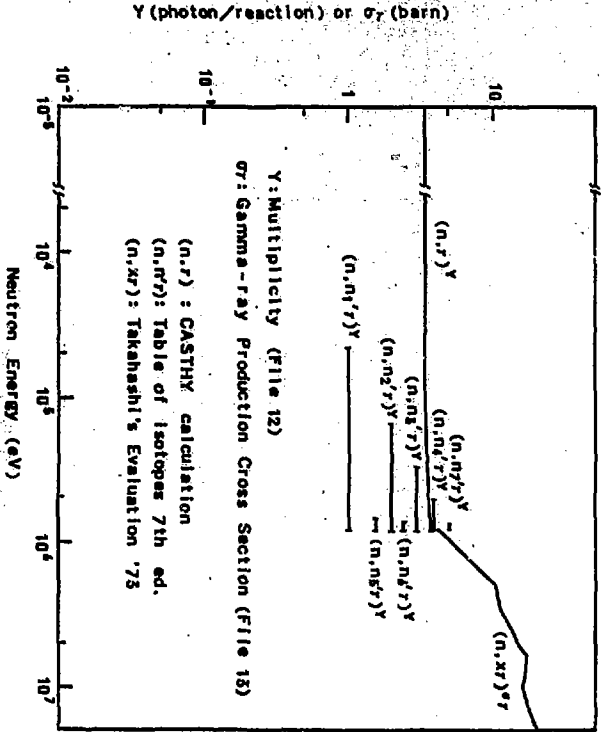


Fig. 13 Evaluation of ^{238}U γ -ray production cross sections

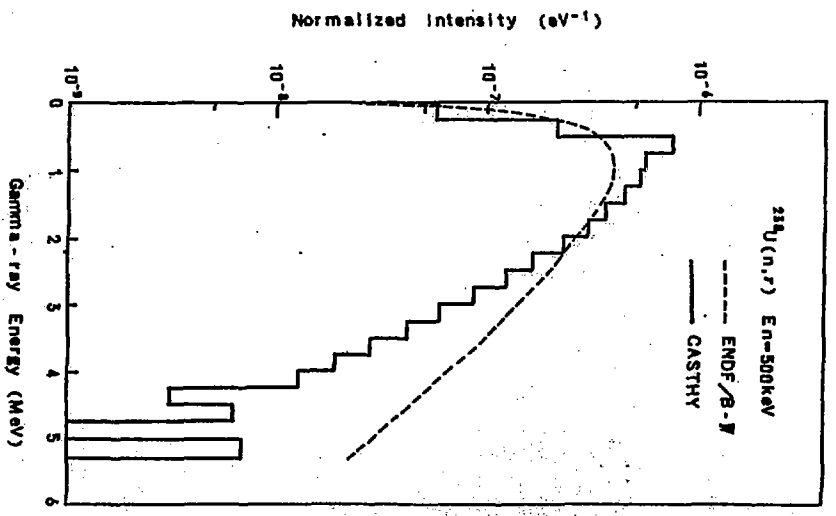
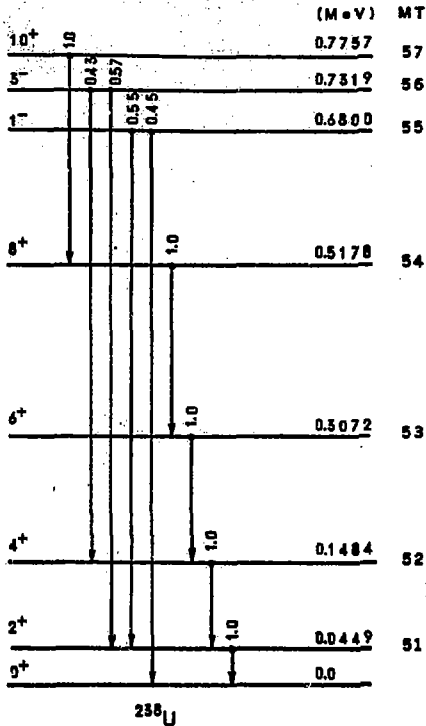


Fig. 14 Comparison of evaluated γ -ray spectra for $^{238}\text{U}(n,\gamma)$



Transition Probabilities ²³⁸U
(Table of Isotopes 7th ed.)

Fig. 15 The transition probabilities of ²³⁸U

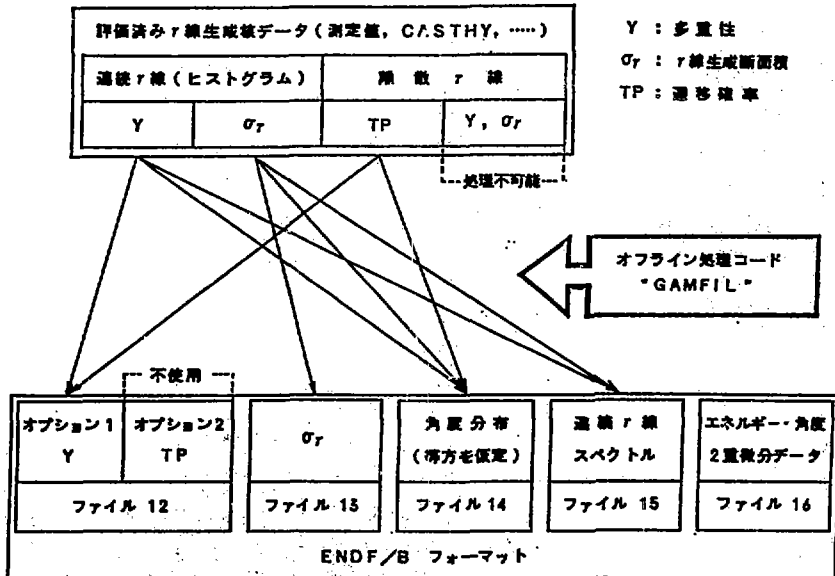


Fig. 16 Input and Output features of the GAMFIL program

討 論

Q: 飯島俊吾 (NAIG)

NESTOR に γ -production data は格納されているのか?

A: 中川庸雄 (原研)

γ 線データのプロットは現状のままでは難しい。今回は NESTOR-2 のデータと評価済データをフォーマット上若干修正しグラフを描いた。同じ手法で一応作図はできるが、他の実験データの作図をすると問題がおこるだろう。もう少しプログラムの改良が必要である。

Q: 松延広幸 (住原工)

γ -production cross section は、低エネルギー領域では (n, γ) cross section が主であると思うが、 $\sigma_{\gamma\text{-prod.}} > \sigma_{\text{non-el}}$ でなければならないのは何故か?

A: 水本元治 (原研)

$\sigma_{\text{non-el}}$ に γ -ray の multiplicity が掛っており、その数値は 1 以上の値である。

Q: 吉田 正 (NAIG)

核分裂ガンマの評価はなかなか難しいと思うが、モデル計算を試みる等の具体的な計画はあるのか?

A: 水本元治 (原研)

以前に W. G. 内でモデル計算に関していくつか検討したが、現段階では具体的には考えていない。

Q: 山室信弘 (NAIG)

鉄のガンマ線生成断面積の 12 MeV 以上の値について、Drake & Chapman のかなり異なる結果があり energy balance の点で低い値をとる事になったそうだが、その点をもう少し詳しく聞きたい。他の核にも同様な事があったように思うが、関連はあるのか?

A: 水本元治 (原研)

Fu (ORNL) から得たコメントによると、ORNL の実験ではサンプルを大量に使用するため、高エネルギー中性子による反応に対して、多重散乱の補正に問題があるかもしれないとの事であった。

C: 川合将義 (NAIG)

中性子との反応の結果線質原子に与えられる運動エネルギーは、Kerma factor で表わされる訳であるが、ORNL の 2 次 γ 線データをそのまま信用しエネルギーバランスを計算すると、この Kerma factor が負になるという不合理が現われる。鉄の断面積データの中で、粒子放出断面積よりも 2 次 γ 線データの精度の方が悪いと判断して、Fu は 2 次 γ 線生成断面積としては計算値にウェイトを置いたものと考えられる。既に、2 次粒子または 2 次 γ 線のスペクトルの良し悪しの判断に対して、Kerma factor は有効な手掛りを与えてくれるものと言える。

Q: 飯島俊吾 (NAIG)

CASTHY では $(n, n' \gamma)$ スペクトルを計算できないので、不便を感じている。

C: 五十嵐信一 (原研)

CASTHY は断面積計算用に作ったコードなので、スペクトル計算にはかなり大幅な改訂が必要になる。捕獲ガンマ線スペクトルだけで当分は勘弁して欲しい。

Q: 村田 徹 (NAIG)

生成ガンマ線の実験データを再現するように各種パラメータを調整しているようだが、パラメータの系統性はどうか？ また実験データのない核種に対する計算結果の信頼性はどうか？

C: 川合将義 (NAIG)

GNASH のようにモデルが詳しくなる程、パラメータの良し悪しが結果に強く現われる。その為、植之原氏 (九大) が扱ったように、例えばレベル密度パラメータについては、物理的に許される範囲で実験データを再現するよう調整する事が望ましい。一方、NGROGI のように、やや粗い統計モデルにおいては、モデルの粗さが相殺しあって、パラメータの影響を緩和していると言える。

C: 北沢日出男 (東工大)

ガンマ線核データを評価する場合、困難なエネルギー領域は thermal から捕獲反応と非弾性散乱が競争する数 MeV の領域である。このエネルギー領域では捕獲反応が支配的であり、ガンマ線核データは核の殻模型的な個性を強く反映している。特に離散ガンマ線が大部分である軽核から中重核ではこの傾向が強い。つまり、このエネルギー領域の捕獲ガンマ線核データを理論的に予測するためには、電磁遷移における選択則の他に、核の正確な配位、すなわち波動関数を知る必要があり、系統性を知る事は難しい。

6. トピックス

6.1 JEF-1の現状

中川 廣雄⁺

JEF (Joint Evaluated File) -1はOECDのNEA Data Bank加盟国間の共同の評価済みデータとして現在編集が進められているものである。JEF-1はENDF/B-Vのフォーマットを採用しており、格納されるデータはNEA加盟国内の核データ専門家から詳細な検討の後推せんされた評価済みデータである。ファイルは共鳴パラメータを含んだパラメータファイルと、利用の便を考慮して共鳴断面積を計算してファイル化したpointwiseファイルの2種類からなる。ここではJEF-1の経緯と、NEA Data Bankで行なったJEF-1編集の概要を簡単に述べる。

Present Status of JEF-1

Tsuneo Nakagawa⁺

JEF (Joint Evaluated File)-1 is a common evaluated nuclear data file among OECD NEA Data Bank member countries. The ENDF/B-V format has been adopted for JEF-1 to compile existing evaluated data recommended by nuclear data experts in the member countries after careful investigation. JEF-1 consists of two kinds of files; parameter files which contain resonance parameters and pointwise files which were made from pointwise cross sections reconstructed from resonance parameters. In this talk, historical circumstances of JEF-1 and its compilation work done at the NEA Data Bank are summarized.

1. 緒言

JEF (Joint Evaluated File) -1はOECDのNEA Data Bank加盟国内の共同評価済みデータファイルとして現在編集作業が続けられているファイルである。NEA加盟国が新たにJEFを持つという事になった原因は米国がENDF/B-Vの一部のデータを非公開にした事にある。米国のこの政策に対抗する意味もあって始められたJEFのプロジェクトであるが、

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

今ではイギリスやドイツは今まで独自のファイルとして作っていた UKNDL や KEDAK の編集をやめ、これからは JEF 1 本にしぼって行くという話も出ており、今後 NEA 加盟国内の核データ評価者の総力をあげて作り上げる重要な評価済みデータファイルとなる可能性が出て来た。

第一次版である JEF-1 は 1982 年の始めから NEA Data Bank で編集が進められている。筆者は偶然この時期 (1981 年 9 月から 1983 年 8 月) に NEA Data Bank に出向しており、原研で JENDL の編集をしていた経験もあり、JEF-1 の編集を担当していた。

以下には、JEF プロジェクトの経過を示し、NEA Data Bank で行った JEF 編集の概要を述べる。

2 JEF-1 の経緯

JEF の話しが最初に提案されたのは 1980 年 9 月に開かれた第 23 回 NEACRP の席上であった。その後同じ年の 11 月 20 日には Ad-hoc ワーキンググループが開かれ JEF について具体的な相談が行なわれている。この時の主な結論は、

- 1) ファイルのフォーマットは ENDF/B-V フォーマットとする。
- 2) ファイル作成に当っては、今から新たな評価をすることはさけて、既存の評価済みデータの中から最も良さそうなデータを選んでファイル化する。このために、データの推せん者を決める。推せん者はデータを選ぶに当って出来るだけ実験データを良く再現している評価済みデータを選ぶ。
- 3) JEF 作成に於いて NEA Data Bank は既存の評価済みデータと実験データの比較図を作る事でデータ推せん者に協力し、推せんされたデータが出ると、それを ENDF/B-V フォーマットに変換する。

というものであった。重要な構造核種や重核の担当者もこの席上で決められている。

Ad-hoc ワーキンググループはこの後 1981 年 4 月と 1981 年 9 月の 2 回開かれている。都合 3 回の会合で JEF の性格はほぼ決定し、重要核種の推せん者もほぼ割当てられた。Ad-hoc ワーキンググループはこれで解散し、JEF のプロジェクトは Scientific Coordination Working Group (SCG) に引き継がれることになった。JEF の性格の 1 つとして書いておかなければならない事の 1 つに、JEF は共鳴領域の断面積を pointwise データで表現するという事がある。これは JEF の利用者がいちいち共鳴パラメータから断面積を求める手間と経費を節約するのが目的である。しかし、pointwise データだけでは JEF 編集後の benchmark テストが出来ない事を SCG で指摘され、結局、JEF は共鳴パラメータを含んだファイル (パラメータファイル) と、共鳴パラメータを持たないファイル (pointwise ファイル) の 2 種類から構成される事になった。

以後の SCG での議論については割愛する。現在の JEF-1 は以上の方針に従って作られているものである。次に NEA Data Bank で著者が行った JEF-1 編集の様子を述べる。

3. JEF-1の編集

推せん者が選んだデータは ENDF/B-V, ENDF/B-IV, KEDAK フォーマットのいずれかのフォーマットである。UKNDL フォーマットのデータはイギリスの方でフォーマット変換および編集を行なう事になったので、NEA Data Bank の仕事には入っていない。

まず、ENDF/B-V 以外のフォーマットのデータはそれを ENDF/B-V に直さなければならない。フォーマット変換は ENDF/B-IV フォーマットからは CRECTJ 5 か B4T05 (PDP-11 のために作った小さいプログラム) などのプログラムを使って行った。KEDAK フォーマットからは KTOE-3 を使った。KTOE-3 は option で output の形を pointwise ファイルかパラメータファイルか指定できるようになっている。

次に pointwise データを共鳴パラメータから求めるのは、JENDL からのデータに対しては原研で整備したプログラム RESEND を、ENE A のデータに対しては ENE A (元の CNEN) で開発した CRESO というプログラムを原則として使用した。それ以外に対しては LINEAR と RECENT を用いて共鳴断面積を求めた。主に J 未定義の共鳴があるにもかかわらず Breit-Wigner の多単位公式を指定している場合のデータの取り扱いがプログラムによって異なっているため、データ評価者が使ったであろうと思われるプログラムを使用したものである。

次にフォーマット変換を行なったデータや pointwise データを使って JEF-1 への編集は CRECTJ 5 を使用して行なった。この時点では、共鳴領域を pointwise データで置き直す事、ENDF/B-V フォーマットの種々の重要な flag に間違いがないかどうかのチェック、Q 値のチェックと修正、そして全断面積を部分断面積の和として再計算する事などが行なわれた。最終結果は ENDF/B-V フォーマットで出力された。当初データの出力には ENDF/B で標準的に使われている 6 桁表示を使っていた。しかし、しばらくしてこの方法では共鳴領域の断面積の形が正しく表現できない事がわかり、RECENT と CRESO で求めた pointwise data の場合はエネルギー値を 7 桁表示で表現した。

ファイル編集を終えた後は、CHECK5 や FIZCON 5 を使って error のチェックを行なった。また、2200 m/sec 断面積、共鳴積分値、14 MeV 断面積、核分裂スペクトルでの平均値を求め、BNL 325 や他の評価済みデータファイルの値との比較も行った。この時、全断面積の共鳴積分値が、部分断面積の共鳴積分値の和と一致しないものが多数みつかった。これらの核は共鳴パラメータを持たない為に単なるフォーマット変換だけを行ない全断面積も元々の値を保存していたものである。改めて CRECTJ 5 で全断面積を求め直し修正してある。

以上の JEF-1 編集に使用した計算機は主に UNIVAC-1110 である。当初は IBM-3033 を使用していたが予算の関係で途中から UNIVAC を使用する事にしたものである。また NEA Data Bank が持っていた小型計算機 PDP-11 は簡単な場合のフォーマット変換、コメントデータの追加、pointwise ファイルの共鳴パラメータ部分の修正など小さなプログラムでも十分に行なえる作業に使用した。

4. JEF-1 編集時にみつけた問題点とその解決

JEF-1 を編集している時点で、推せんされたデータにいくつかの問題がみつかった。上述の全断面積の問題もその1つである。その他の主な問題点を以下に示す。

1) 共鳴領域に於ける負の断面積

Breit-Wigner の一単位公式を共鳴公式としているデータの中には実際に共鳴断面積を計算してみると、負の弾性散乱断面積が求まるものがある。可能な限り共鳴公式を Breit-Wigner の多単位公式に直した。

2) J が未定義の共鳴レベルの取り扱い

J が未定義の共鳴がある場合その取り扱い方がプログラムによって異なっている事は先きに述べた。JEF-1 の pointwise ファイルは3章で述べた様に評価者が計算に使ったプログラムを使い求めた。もし今後 JEF-1 利用者がパラメータファイルから pointwise データを求める場合は今回の編集時に使用したプログラムを使用しないと矛盾が生じる事になる。

3) $1/v$ 領域の内挿

推せんされたデータの中には熱中性子領域の断面積を pointwise に与えかつ直線内挿を使用しているものがあつた。データ点が十分に多い場合は問題ないが、点が少ないと、データを曲線として見たときその形は $1/v$ から大ききずれてしまう。これらのデータがみつかった場合は JEF-1 編集時に、熱中性子エネルギー領域を log-log 内挿に変更した。

5. JEF-1 の現状

現在のところ、JEF-1 には断面種データを持つデータとしては 297 核種のデータが入る事になっている。私が Data Bank を去る 8 月末までには、最終推せんが 8 月に出された十数核種を除いてパラメータファイルは完成していた。pointwise ファイルの方は作業が遅れているが、今後のベンチマークテストに使われる重要核種のファイルを心に完成していた。未完成の部分は主に FP 核種の pointwise ファイルである。

Decay データと核分裂生成率のデータはまだどのデータを JEF-1 に入れるか決められていない。Covariance ファイルの方もどの核種に対して与えるべきかまでは議論されているがまだ JEF-1 にデータを入れる所までは至っていない。熱中性子散乱のデータは JEF-1 に入れることに決まったが、まだ群構造が決まっていない。

ベンチマークテストの方は KFK や Harwell の助けをかりて、NEA Data Bank のスタッフが極く簡単な計算をしてみたり、群定数作成をしてみたりとどまっております。JEF-1 のデータに大きな間違いはない事ぐらいしかわかっていない。

6. 結 言

JEF-1 の成立の経緯、NEA Data Bank でのファイル編集について述べた。まだ未決定の部分も多く、JEF-1 の完成はまだ先の事になる。日本の評価済みデータファイル JENDL からも

データがJEF-1に採用されており今後の本格的なベンチマークテストの結果に注目したい。

著者は仕事おぼに於いてNEA Data Bankの出版期間が切れてしまい、JEFの完成までは手伝えなかったが、著者がJEF-1の編集にたずさわっている時、もう1人スウェーデン人のDr. Claes Nordborgもこの仕事を著者と一緒に行っていた事を付記する。彼の今後の活躍とJEF-1の早い完成を期待する。

討 論

C : 五十嵐 信一 (原研)

JEFはNEA加盟国内でのみ公開と説明したが、そうではなく、NEAデータバンク加盟国でのみ公開である。

Q : 瑞慶寛 篤 (日立, エネ研)

JEFでは共鳴パラメータ表示とPoint-wise data表示の両方を採用しているが、Point-wise data表示法は英国のGENEX Library等で古くから用いられている方法であるがdataが莫大になるのでは？また、Point-wise data表示法の必要性は？

A : 中川 庸雄 (原研)

確かにファイルとしては大きなものになってしまう。しかし、JEF-1のuserが毎回Point-wise dataを作成する手間を省けるので利点があると考えて、Point-wise ファイルでの格納方式をJEF-1では採用した。

6.2 高エネルギー領域の核データ —Spallation中性子の発生と輸送—

中原 康明⁺

スポレーション中性子を利用する強力中性子源の開発や放射性廃棄物の消滅処理および核燃料増殖の解析で新たに必要となる 20 MeV ~ 2 GeV の領域の核データについて、核子輸送計算の立場からの核データに対する基本的な考え方、スポレーション反応の核データ、中高エネルギー領域における核分裂断面積データおよび中性子収量データの現状についてのまとめを行う。

Nuclear Data in the Intermediate Energy Region - Yield and Transport of Spallation Neutrons -

Yasuaki NAKAHARA⁺

Summary has been made of nuclear data in the energy region of 20 MeV ~ 2 GeV, which are required in INS(Intense Neutron Source) developments and analyses of transmutation of the radioactive wastes and breeding of the fissile material. From the viewpoint of nucleon transport calculations, discussions are made on the fundamental concepts of nuclear data and the present status of data on spallation reactions, fission cross sections and neutron yields.

1. 核データに対する基本的考え方 (序にかえて)

いわゆるスポレーション中性子を利用する強力中性子源や放射性廃棄物消滅処理および核分裂性核種増殖の理論解析においては、1 ~ 2 GeV のエネルギーの入射陽子の他に 2 次粒子として発生する陽子、中性子、 π^+ および π^- の輸送とそれらの粒子によってカスケード的にターゲット内にかかる核反応を取扱っている。 π^0 については、発生と同時に光子に崩壊するとして輸送計算には含めていない。これらの粒子は直接反動的な核内カスケード過程で放出される粒子であるが、兼発過程で放出される粒子としては、p, n, d, t, ^3He および α を考慮している。我々のモデルでは α より重い破片が生ずる反応を高エネルギー核分裂として扱っている。以上のことから計算に含めるべき反応の種類は核分裂炉や核融合炉ブランケットの場合に比らべて桁違いに多く、たとえば、Table 1 は De Felice らが 600 MeV の陽子による ^{88}Sr の消滅処理の計算のために用意した断面積で、⁽¹⁾この表からもその多さが分る。さらに 2 次粒子の輸送計算を行うためには、2 次粒子のエネルギー、角度を与える微断面積も必要で、これら全てのデータを数 GeV ~ 20 MeV のエネルギー範囲にわたって用意するには、仮りに実験データが豊富に得られていると仮定しても、気の遠くなるような作業量が必要となり、また仮にそのような核データ・ファイルが作成されたとしても、現実には膨大な核データに依存した計算の実行は不可能に近いであろう。現実には 20 MeV 以上のエネルギー領域における核データの量は数々たるもので、たとえ一核種に

⁺ 日本原子力研究所原子炉工学部, Japan Atomic Energy Research Institute

しる、計算に利用できるほど揃った核データは存在しない。

従って、中高エネルギーの核子輸送計算においては、現在我々が行っているように、核データに直接依存せずに、種々の核反応モデルを組合せて、モンテカルロ法によるシミュレーション計算を行うのが最も現実的かつ賢明な方法である。核データは、これらの計算モデルの妥当性と計算精度を評価する上で極めて重要である。核データをこのように用いることから、核データはデータセットとして完備している必要はなく、むしろ種々の核反応の物理的特徴をうまくとらえたデータであることが重要となる。しかし、現在の核反応理論の枠内ではどうしてもモデル計算による誤差が大きい核種やエネルギー領域に対しては、核データを積極的に用いるべきであり、またそのような核データの測定が要請されよう。

2 核反応断面積

スプレッション断面積を紹介した (Table 1) 続きとして、スプレッション関連データについて述べる。10~40 MeV 領域の p, n および d による核反応断面積については、1977 年の BNL での中性子断面積シンポジウムで、Davideenam がデータのまとめを行うとともに、ALICE コード⁽²⁾で 20~100 MeV にわたって計算した値と実験値との比較を行っている。⁽³⁾ 1980 年の BNL シンポジウムでは Browne & Lisowski がレビューを行っているが、核反応断面積については、新しい測定例は報告されていない。⁽⁴⁾

2.1 中性子反応断面積

中性子反応断面積のデータは非常に少ない。Fig. 1 は Bayhurst らのデータ⁽⁵⁾と ALICE による計算値を比較したものである。⁽³⁾ 陽子の発生を伴う (n, xnyp) 反応のデータは 14 MeV の測定値があるのみである。⁽⁵⁾

2.2 陽子反応断面積

陽子の場合、若干データが豊富で、1977 年の BNL シンポジウムで ^{51}V , ^{56}Fe , ^{65}Cu , ^{90}Zr および ^{181}Ta についてのデータが報告されている。⁽³⁾ Fig. 2 には、 ^{90}Zr の例が示されている。実線は ALICE による計算値で、Myers-Swiatecki の質量公式に pairing 補正を行っている場合である。ALICE で用いられている基本モデルは前平衡状態に対する Blann の GDH (Geometry Dependent Hybrid) モデルと複合核に対する Weisskopf-Ewing の蒸発モデルを組合せたものである。Fig. 3 は ^{56}Fe の例で、図中の点線は pairing 補正の他に Shell 補正を行った計算値である。(p, n) の場合、20 MeV 以上で計算値と測定値の一致が悪い原因の一つは、複合核からの放出過程が計算で強調され過ぎているためと推測されている。また (p, 2pn) の場合、計算値がかなりの過小評価になっているのは、直接反応過程が ALICE の計算では考慮されていないからである。

比較的軽い核では、 ^{12}C , ^{14}N と ^{16}O について 50 MeV の測定値が Vdovin らにより報告されている。⁽⁶⁾

3. 全断面積と非弾性断面積

中性子全断面積の測定はLSNLのスポレーション中性子源を用いて測定が行われており、²⁰⁸Pb, ²³²Th, ²³⁸U, ²⁴²Puについて20~200 MeVにわたるデータがLisowskiらにより発表されている。(7) Fig. 4には、それらのデータがENDF/B-Vデータに接続する形で示されている。10~100 MeVのエネルギー領域における全断面積の著しい特徴は、幅広い大きな共鳴で、これら核ラムザウエ効果によるものとして説明されており、光学模型で再現できる。つまり、原子核の内外を通る中性子波の干渉によるものと考えられる。(8)

さらにエネルギーが上って、900~2600 MeV/c*の範囲の中性子全断面積および非弾性(non-elastic)断面積がSchimmerlingらにより、Be, C, Al, Fe, Ni, Cu, Zn, Ag, Sn, Pb, BiおよびUについて測定されている。(9) Fig. 5には²³⁸Uの非弾性断面積について測定値と中原のNMTC/JAERI⁽¹⁰⁾による計算値⁽¹¹⁾が示されている。計算では核反応は、核内カスケード・核分裂・粒子蒸発の複合競争過程として扱われている。200 MeV附近にみられる非弾性断面積の極小は、Fig. 6⁽¹²⁾に示されている核子・核子断面積の極小に対応している。

4. 核分裂断面積

中高エネルギー領域における核分裂は、核分裂片の質量分布が無中性子による核分裂の場合と異なり対称分布となる特徴を持っている。理論的には核分裂は3段階過程として取扱われている。第1段階では、高いエネルギーを持つ入射粒子による核内カスケード過程、第2段階では、励起状態にある核内カスケード残留核の分裂と粒子蒸発の競争過程、第3段階は核分裂片からの粒子蒸発である。核分裂断面積の絶対値を与える測定値は極めて少なく、BNL-325 (3rd ed.)に若干記載されているに過ぎない。(13) Fig. 5には中原のNMTC/JAERIによる計算値と測定値が示されている。Fissility $W_f = \sigma_f / \sigma_{\text{non-el}}$ については比較的データが多く、Il'inovらは150, 660, 1000 MeVの陽子に対するデータの収集を行うとともにその解析を行っており、その一部をFig. 7に引用しておく。(14) 計算にはBohr-Wheelerの核分裂理論が用いられており、単位密度比 a_f/a の値としては、 $Z^2/A > 25$ の場合、 $a_f/a = 1.05 \sim 1.10$ (エネルギーが低い場合) または $a_f/a = 1.00 \sim 1.03$ (エネルギーが高い場合) を用いると、測定値を精度良く再現できると報告されている。Fig. 7から分るように、前平衡状態からの粒子放出を許すと、fissilityは10~100分の1なり、特に $Z^2/A \sim 20$ で極端に小さくなる。Shell効果については、励起エネルギー $E^* \sim 100$ MeVで効かなくなる。

100~340 MeVにおけるfissilityについては、²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th, ²⁰⁹Biおよび¹⁹⁷Auについての測定値がSteiner & Jurgermanにより報告されている。(15)

*) 900 ~ 950 MeV/c の平均エネルギー = 379 MeV,

2400 ~ 2600 MeV/c の平均エネルギー = 1731 MeV。

5. 微分断面積

微分断面積の測定はOhio大学のFinlay, Rapaportらのグループが、 (n, n) および (n, n') 断面積の測定を行っているが、 E_n としては、24と26 MeVの2点のみである。⁽¹⁶⁾ 核種は、 ^{16}O , ^{18}O , ^{28}Si , ^{32}S , ^{58}Ni , ^{60}Ni である。

6. 中性子収量

加速器を利用する放射性廃棄物の消滅処理や核分裂性物質増殖における最も重要な特性値は中性子収量（入射陽子1個あたりの平均発生全中性子数）である。もちろんこの値はターゲットの積分値であるから、ターゲットの組成とサイズに依存する。長さ60 cm、直径10 cm程度の金属シリンドラーのターゲットの場合について、測定値と計算値を入射陽子エネルギー E_0 とターゲット核の質量 A を用いて規格化してまとめたArmstrongらの図⁽¹⁷⁾をFig.8として示す。中性子収量が U で段階的に大きくなるのは、 ^{235}U の低エネルギー核分裂によるものである。

7. 結 語

以上の報告から分るように、スポレーション中性子に関連した研究分野は、理論および実験のいずれにおいても発展の初期段階で、成熟の段階にはほど遠いものである。エネルギー範囲で考えると、理論的に一番問題があるのは20～100 MeVの範囲で、ここではALICEやNMTC/JAERIの計算法いずれも適用性に不安があり、両者を組合せた計算法の開発が必要と考えられる。また標的核の質量については、熔融塩の基本成分であるLi, BeやFのような軽い核のスポレーション反応にNMTC流の計算を適用することの妥当性についても検討の余地が残っている。一方、TRU廃棄物のスポレーション断面積については早期に測定が実施されることが切望される。その他の核データについても散発的な測定しか行われていない現状では今後の研究の進展は心細いものであり、今後の発展を願うものである。

核データの調査、収集は塚田甲子男教授（日大）と筆者が協力して行っている。塚田教授にはその間の貴重な示唆に富んだ御教授に対し感謝の意を呈する次第である。

References

- 1) De Felice P., et al.: Nucl. Instr. Methods, 212, 359 (1983).
- 2) Blann M.: "OVERLAID ALICE," Univ. Rochester Report COO-3494-29.
- 3) Davideenan M.: "Neutron, Proton and Deuteron Induced Reaction Products in the 10-40 MeV Range," BNL-NCS-50681 (1971).
- 4) Browne J. C., Lisowski P. W.: "Status of High Energy Neutron Cross Sections," BNL-NCS-51245 (1980).
- 5) Bayhurst B. P., et al.: Phys. Rev. C12, 451 (1975).
- 6) Vdovin A. I., et al.: Bull-Aca. Sci. USSR, Phys. Ser., 43, 124 (1979).
- 7) Lisowski P. W., et al.: "Neutron Cross Section Measurements at WNL," BNL-NCS-51245 (1980).
- 8) 塚田甲子男: 私信
- 9) Schimmerling W., et al.: Phys. Rev. C7, 248 (1973).
- 10) 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).
- 11) Nakahara Y.: J. Nucl. Sci. Technol., 20 [6], 511 (1983).
- 12) Yavin A. I.: Nucl. Phys., A374, 297 (1982).
- 13) Garber D. I., Kinsey R. R.: BNL-325 (3rd ed.), Vol. II (1976).
- 14) Il'inov A. S., et al.: Sov. J. Nucl. Phys., 32, 166 (1980).
- 15) Steiner H. W., Jurgerman J. A.: Phys. Rev., 101, 807 (1956).
- 16) Finlay R. W., Rapaport J.: "Differential Scattering Cross Section Measurements above 20 MeV," BNL-NCS-51245 (1980).
- 17) Armstrong T. W., et al.: "Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source," JUL-Spez-20 (1981).

Table 1
Cross sections for peripheral and spallation reactions of 600 MeV protons with ⁸⁸Sr (in mb).

A of product	Reaction:									
	(p, n)	(p, pα)	(p, 2pn)	(p, 3pn)	(p, spα)	(p, spβ)	(p, spαβ)	(p, spαβ)	(p, spαβ)	(p, spαβ)
88	1.24	T ¹⁾								
87	2.44		22.5							
86	1.24	0.18	26.9	0.33						
85		0.10	27.6 ¹⁾	1.73						
84		0.05	9.47	1.93						
83		0.03	41.3	33.6						
82		0.02 ¹⁾	57.1	58.8 ¹⁾						
81		4.61	39.4	23.5						
80		1.34	14.4	54.2						
79			4.63	38.8	4.72					
78				21.5	17.2	0.82	0.02			
77				5.64	29.7	7.02	0.31	0.01		
76				1.82	14.3	18.9	1.02	0.94		
75				0.30	5.39	23.6	3.16	0.14		
74				0.07	1.39	19.9	7.12	0.67	0.01	
73						6.18	13.6	1.71	0.05	
72						2.23	12.1	5.60	0.2	0.01
71						0.41	5.57	9.13	0.73	0.02
70						0.10	1.64	15.0	1.97	0.12
69							0.42	8.00	4.76	0.37
Z of product:	39	36	37	36	35	34	33	32	31	30
(symbol):	(Y)	(Sr)	(Rb)	(Kr)	(Br)	(Se)	(As)	(Ge)	(Ga)	(Zn)

¹⁾ Target nucleus ⁸⁸Sr.

²⁾ For isotopes with A smaller than this, the reaction is a (p, spα). Ref. (1)

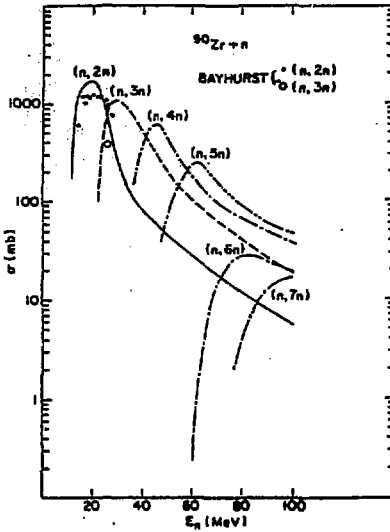


Fig. 1. $^{90}\text{Zr} + n$ excitation functions up to 100 MeV. Filled dots and open circles correspond to Bayhurst, et al.'s experimental data (10% errors). Theoretical predictions are shown as smooth curves. Ref. (3)

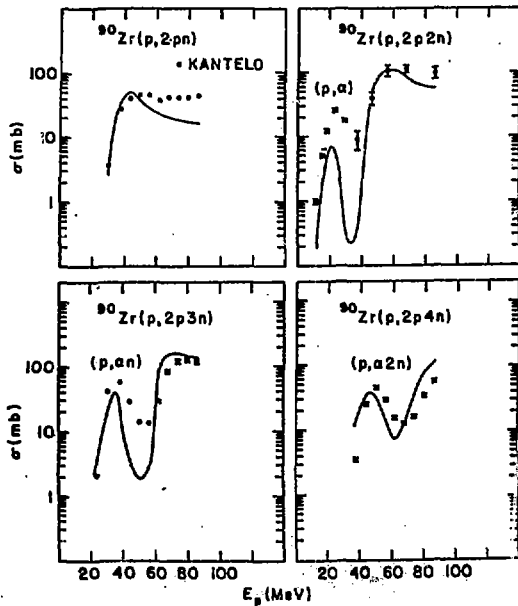


Fig. 2. $^{90}\text{Zr} + p$: Comparison of experimental and theoretical excitation functions. Experimental uncertainties are less than 10%. The first bump in the excitation functions corresponds to (p,yn) and the second one to $(p,2p(y+2)n)$ cross sections. Ref. (3)

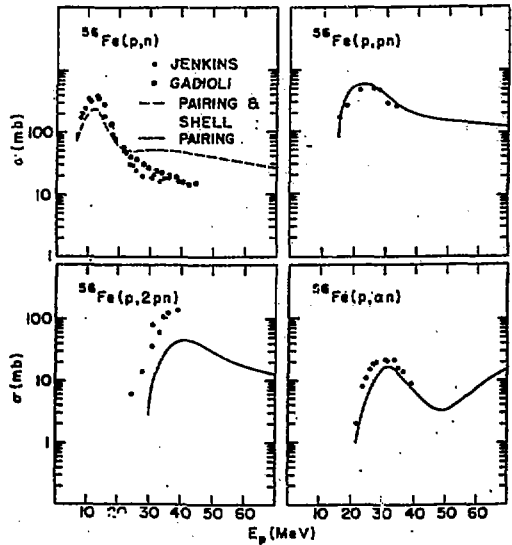


Fig. 3. $^{56}\text{Fe} + p$: (p,n) excitation function calculated with pairing and shell correction and the rest with pairing only. Over-prediction of (p,n) beyond 25 MeV results in an under-prediction of $(p,2pn)$ cross section. - Errors for the experimental data are of the order of 10%. Ref.(3)

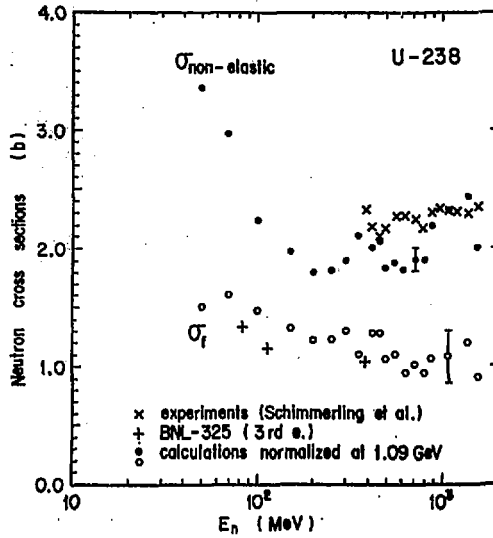


Fig. 5. Neutron non-elastic and fission cross sections. Ref (11)

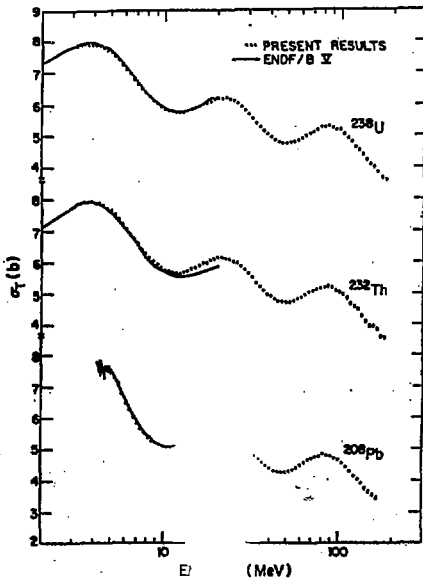


Fig. 4. The total cross section for ^{208}Pb , ^{232}Th , and ^{238}U . The solid curve represents the ENDF/B-V evaluation. Ref (7)

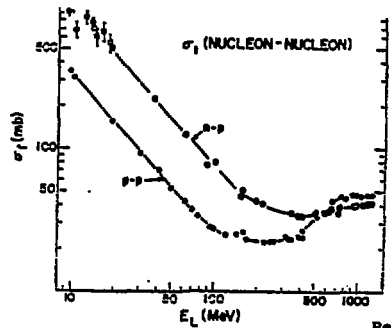


Fig. 6. Nucleon-nucleon total cross sections as a function of incident lab. energy. Ref (12)

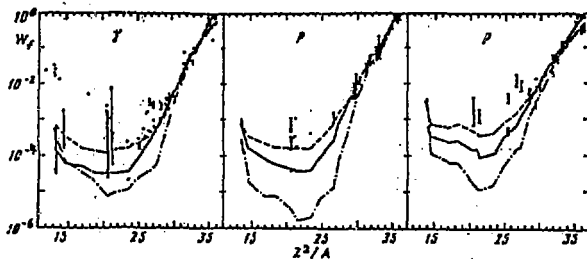


Fig. 7. Fission W_f of nuclei by 600 MeV γ rays, 660 MeV protons and 1000 MeV protons. The solid lines are calculated with the level density parameter $a = 0.1 \text{ MeV}^{-1}$, the dashed lines are with $a = 0.05 \text{ MeV}^{-1}$, and the dot-dash lines are with inclusion of pre-equilibrium emission of particles and with $a = 0.1 \text{ MeV}^{-1}$. Ref(14)

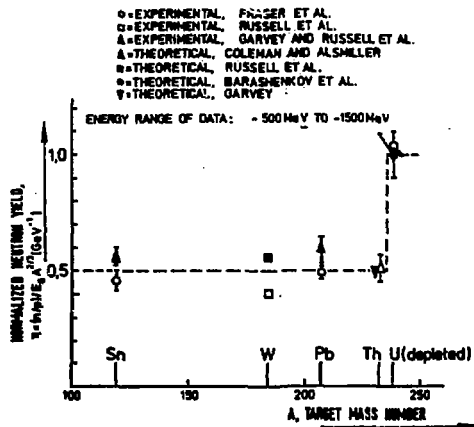


Fig. 8. Normalized neutron yields as function of target mass number Ref(17)

討 論

Q：北沢日出男（東工大）

入射粒子のエネルギーが数 MeV から数 GeV まで変化すると mass yield の分布が非常に特徴的に変わるが、中原氏の計算にはこれらの特徴がどのように取込まれているか？

A：中原 康明（原研）

FP の質量分布は 70 MeV 位までは A/2 付近に凹みを持つ二峰分布をしているが、さらにエネルギーが上るとこの凹みが消え、A/2 付近にピークを持つ対称分布になる。この変化の様子は半実験的なエネルギー依存のパラメータを用いて再現できるようにコードに組込まれている。さらに、エネルギーがより 400 MeV 位になると A に近いところにスプレーション生成物分布が角のように出てくる。さらに 1 GeV 近くでは、FP の対称分布は全く崩れ、平坦になってくる。これらの変化は我々の計算モデルで追うことができる。しかし、1 GeV 付近では、fragmentation により軽い核の生成率が大きくなるが、fragmentation の機構がはっきりしないため、計算には取入れられておらず、軽い核種の分布は計算では極端に落込む形になる。

Q：瑞慶寛 篤（日立、エネ研）

Spallation reaction を重要核種生成反応として利用し、Mo 等の工学的に貴重な核種を得ようとする試みがあるときいているが、その方面への活用法については？

A：中原 康明（原研）

スプレーション反応では、ターゲットの組成や形状にもよるが、金属ターゲットでは入射陽子 1 個当り 60 ~ 100 個の中性子が発生し、いわゆる neutron rich のシステムなので、その中性子を利用していろいろなことができる可能性はあるが、具体的に核種生産に使われているかどうかについては、聞き及んでいない。

Q：飯島 俊吾（NAIG）

粒子輸送、neutron yield の計算の精度は accelerator breeder の効率に利いてくるのですか？

A：中原 康明（原研）

Neutron yield の計算誤差は 10 割以内に抑えられるようになったと考えられるが、breeding の評価のためには、²³⁸U や Th による neutron capture rate の精度が重要である。連続陽子照射条件下で capture rate の時間積分値を精度よく求めるのはかなり難しく、数十割の誤差があると考えられる。設計計算上は、たとえば、コスト的には accelerator 一基で 4 基の LWR に燃料を供給する必要があるとすれば、どのようにターゲット・ブランケットを設計すべきかという方向で考えている。

Q：瑞慶寛 篤（日立・エネ研）

Dr. Grand によると、加速器増殖器の建設に関する技術的な問題はないと聞いているが、中原氏自身はその点、どう考えますか？

A: 中原 康明 (原研)

現実を作るとなると、やはりエンジニアリング上の問題が出てくると考えられる。たとえば、入射陽子は膨大なエネルギーをターゲット内に持込むがそれをどう分散させるか、またどう冷却するか、一方、強力な中性子源が局在するので、ターゲット中の出力分布が急峻となるため熱応力歪み等の問題が生ずる。ブランケット中に、LWR燃料要素を一年間装荷した場合、健全性が保持されるのかどうか実証試験が必要となろう。いずれにしても何も問題はないと断言するほどの確信は持っていない。しかし、現在の技術で解決困難な問題はないと考えられる。

6.3 放射線治療において要求される線量測定の精度と それに影響する原子・分子・原子核データ

尾内 能夫*

正常組織の障害発生率及び腫瘍の制御率は、関連する組織の吸収線量に著しく依存することから、患者への線量投与は精密さで±2%以上、全不確定度で±5%以下が要求されている。患者に線量投与されるまでの過程とその各過程において不確定度に影響する因子について概説し、X線、高エネルギー電子線及び高速中性子線治療における出力線量評価法とそれに必要な物理学的パラメータについて解析した。

Accuracy and precision of dosimetry required
for radiotherapy and atomic, molecular and
nuclear data affected on accuracy

Yoshio ONAI*

The occurrence of normal tissue complications and probability of tumor control are steep functions of absorbed dose. It has been recommended, therefore, that the delivery of the dose to the patient should be performed with a precision better than $\pm 2\%$ and an overall uncertainty less than $\pm 5\%$. This paper describes the sequence of dosimetry procedures to deliver the absorbed dose to the patient and the method of determining absorbed dose for x-ray, electron and neutron therapy. The uncertainties of physical parameters involved in dosimetry are discussed.

1. まえがき

放射線治療においては、病巣の位置と拡がり及び種類などに応じて、病巣領域（標的容積、target volume という）に十分な線量を与え、かつその周囲の放射線感受性の高い臓器（要注意臓器、organs at risk という）の線量をできるだけ小さくする物理的線量分布を計画す

* 癌研究所物理部，Department of Physics, Cancer Institute.

る。更に生物学的因子特に時間的線量配分を考慮して、治療効果が最大となるような空間的及び時間的線量分布を決定する。放射線生物学及び臨床的研究によれば、正常組織の障害発生率と腫瘍の制御率は、関連する組織の吸収線量に著しく依存することが分かっている。このことから、患者への線量投与の精度が問題となる。

ここでは、線量投与の精度を上げなくてはならない理由ならびに線量投与過程とその各段階において線量精度に影響する因子について簡単に述べた上で、X線、電子線及び速中性子線治療における絶対線量の評価法とそれに関係する物理学的パラメータならびにその不確定度について概説する。

2 標的容積と線量投与の精度を上げなくてはならない理由及び要求される精度

放射線治療成績は高エネルギーX線装置の開発普及によって著しく向上してきたが、1977年発表の米国のデータでは Table 1 に示すように、癌制御失敗例のうち 30% から 85% が局所制御に失敗している。¹⁾ その原因が本質的のものか、単なる線量不足かは明らかでないが、ある種の癌は腫瘍線量を 10% 下げると、癌の制御率が 70% から 10% に下がってしまうことが分かっている²⁾ (Fig. 1)。そして、腫瘍制御率の線量依存性は大きな腫瘍ほど急峻である³⁾ (Fig. 2)。又、正常組織の障害も線量に依存し (Fig. 2)、照射容積が大きくなるほど耐容線量が小さくなる。照射容積を小さくするためには、コンピュータ断層装置 (CT) などを用いて標的容積を正確に把握し、照射法を工夫して限局した線量分布を作成する必要がある。そうすることによって、投与線量を増大できるので、今まで失敗していた癌を制御できる可能性がある。又、熟練した治療医によれば、5% の線量の相違を臨床的に区別できるという。以上のようなことから、ICRU (国際放射線単位測定委員会) では、患者への投与線量は精密さで $\pm 2\%$ 以上、全不確定度で $\pm 5\%$ 以下にする必要があるとしている³⁾。又、米国の放射線腫瘍研究委員会では、装置の出力線量を $\pm 2.5\%$ 、標的線量の計算を $\pm 3\%$ 、実際の標的線量を $\pm 5\%$ の精度以内であることを要求している⁴⁾。

3 線量投与の過程と不確定度

放射線治療には、体外から放射線を照射する外部照射と、腔内あるいは組織内に密封小線源を設置して照射する内部照射 (密封小線源治療あるいは brachytherapy という) がある。それらの照射法について、患者に対する線量投与に至るまでの線量測定の過程を Fig. 3 及び 4 に示す。これらの各段階において線量評価にある不確定度が導入される。X、 γ 線の外部照射についてはその不確定度が推定されている³⁾。それについて簡単に述べる。

放射線治療では、人体と放射線的に等価なファントムを用いて線量測定を行い、そのデータを基本にして患者についての線量評価をする。不確定度はファントムへの線量投与の段階で起こるものと患者への照射の段階で起こるものがある。

3.1 ファントムへの線量投与の不確定度

絶対線量はその国の国家標準との比較で決定されているが、国家標準のない線質については、理論的あるいは実験的に決められた物理学的パラメータを用いて決定されている。これについては後で述べる。

わが国では、放射線治療に用いられている線量計は、電総研とトレーサビリティのある放医研の二次標準で校正した日本医学放射線学会医療用線量標準センター（全国に14箇所）の標準線量計で校正されている。各施設では、その線量計を用いて照射装置の出力を測定し、照射装置に装備されているモニタ線量計を校正する。出力はファントム内のある深さで測定し、各施設で予め測定してある深部線量表又は同じ線質のX線について他の施設で測定した深部線量表を用いて、基準深での出力を求める。これらの各段階での不確定度が累積されて最終的な不確定度となるが、Loevinger³⁾らの評価では、非常によく線量管理を行っている施設で2.5%、一般的な施設で5%程度である。

3.2 患者への照射の段階で起る不確定度

患者に関係して起る不確定度は、(1)ファントムで得られたデータを患者に適用するために起るもので、患者の特性（大きさの相違、表面の凹凸、肺、骨などの不均質性）によるもの、(2)治療計画の段階で、患者の輪郭、臓器の解剖学的配置などを誤って取得することによるもの、(3)患者に照射を始めてから、計画時と体位や輪郭などが変動することによるものの3種に大別できる。これらの原因による不確定度はどの程度なのか明らかでない場合が多い。

照射の段階では、この他に入射のミスに基づく不確定度がある。線量計算、タイマ又は照射線量のセット、照射野・架台の角度などの装置のパラメータのセット、ビームの位置決めなどの誤りによる線量誤差がそれで、これらのうちでビームの位置決め誤りが最も多い。

4. 放射線治療における出力線量の評価法とその精度に影響する物理学的パラメータ

これまで述べたように、放射線治療では治療過程の各段階で不確定度が導入されるが、そのうちでも患者に関係する因子が最も大きいので、物理学的パラメータなど問題とならないのではないかと考えがちである。しかし最近の治療装置は機械的精度がよくなってきたし、線量計算もCT画像を用いてコンピュータで実施するようになって、線量投与の精度は向上してきた。そのために、線量測定に関係した物理学的パラメータの見直しが必要となってきた。

密封小線源、X・γ線、電子線及び速中性子線による治療における出力線量の評価法とその精度に影響する原子分子及び核データについて述べる。

4.1 密封小線源治療における吸収線量

わが国では、²²⁶Ra、⁶⁰Co、¹³⁷Cs、¹⁹²Irなどが一時装着γ線源として、¹⁹⁸Au、¹²⁵Iが永久刺入γ線源として使用されている。

刺入時の放射能が A_0 (mCi)である点線源から r (cm)離れた点の組織の吸収線量 D (Gy)は、 t 時間後では

$$D = 0.01 X \cdot f = 0.01 \frac{f}{r^2} \int_0^t \Gamma_0 A_0 e^{-0.693 t/T} dt \dots\dots\dots (1)$$

X : 照射線量 (R)

f : R-rad 換算係数で、空气中で1イオン対を作るのに必要なエネルギー $W = 33.85 \text{ eV/イオン対}$ とすると、⁵⁾
 $f = 0.873 (\mu_{en}/\rho)_{\text{tissue}} / (\mu_{en}/\rho)_{\text{air}} \dots\dots\dots (2)$

Γ_0 : 照射線量率定数 ($\text{Rcm}^2\text{h}^{-1}\text{mCi}^{-1}$)

$$\Gamma_0 = \sum_i p_i \Gamma_i (h\nu_i) \dots\dots\dots (3)$$

$$\Gamma_i = 194.5 (\mu_{en}/\rho)_{\text{air}} \cdot h\nu_i \dots\dots\dots (4)$$

$h\nu_i$ は γ 線のエネルギー (MeV), μ_{en}/ρ は質量エネルギー吸収係数である。従って、線量計算には、各線源の放射能、半減期、放出 γ 線 (又はX線) のエネルギーと数、空気及び組織の質量エネルギー吸収係数が必要である。実際には放射能 A_0 は分からなくても、1cmの距離における照射線量率 $\Gamma_0 A_0$ が測定してあればよい。

線量は筋肉に対する吸収線量で表示する。表2に各種 γ 線源の筋肉に対する f を示す。

4.2 外部照射 X・ γ 線の吸収線量

わが国では ^{60}Co γ 線及び4から10 MV 程度の高エネルギーX線が主として用いられているが、400 kV 以下のX線も生物学的研究には欠かせない。

4.2.1 400 kV 以下のX線

400 kV 以下のX線については、電総研に照射線量の国家標準があるから、使用するX線の線質について照射線量で校正してある電離箱で測定すればよい。

150 kV から 300 kV のX線 (HVL 0.5 mmCu から 4 mmCu) については、水中の校正点 d (5 cm) に、その線質のX線について照射線量 (R単位) で校正した電離箱の中心をあわせ、X線を照射したときの読みをMとすると、電離箱がないときの深さdにおける水の吸収線量 D_{water} (Gy) は

$$D_{\text{water}} = 0.01 M N_{K,\lambda} f \dots\dots\dots (5)$$

M : 大気補正, イオン再結合補正を施した値

$N_{K,\lambda}$: 電離箱のその線質のX線に対する照射線量校正定数

f : R-rad 換算係数で、X線の線質によって変る。

表2の値を用いる。

線量計が空気カーマ (単位Gy) で校正してある場合には、その校正定数を $N_{K,\lambda}$ とすると

$$D_{\text{water}} = 1.145 M N_{K,\lambda} f \dots\dots\dots (6)$$

40 kV から 150 kV のX線 (HVL 0.5 mmAl から 8 mmAl) の場合には、線源表面間距離と等しい距離の空气中において測定し、表面位置の水の吸収線量 D_{water} (Gy) を次式より求める。

$$D_{\text{water}} = 0.01 M N_{X,\lambda} f B \quad \dots\dots\dots (7)$$

又は $D_{\text{water}} = 1.145 M N_{K,\lambda} f B \quad \dots\dots\dots (8)$

B: 背後散乱係数で、ファントムがないときの空気中におけるよみ値に対するファントムがあるときの表面におけるよみ値の比をいう。線源から電離箱までの距離はファントムがある場合もない場合も等しくし、照射野の大きさも同一とする。

背後散乱係数はX線の線質と照射野の大きさによって異なる。

4.2.2 高エネルギー-X線

高エネルギー-X線の出力も水の吸収線量で評価する。水中における校正点の深さは、X線エネルギーによって変る。後で述べる電子線の場合も同様である。

水中の校正点dに、⁶⁰Co γ線の照射線量で校正した電離箱の中心を設置し、X線を照射したときのよみをMとすると、電離箱がないときの深さdにおける水の吸収線量D_{water} (Gy)は

$$D_{\text{water}} = 0.01 M N_{X,c} C_{\lambda} \quad \dots\dots\dots (9)$$

M: 大気補正、イオン再結合補正を施した値

N_{X,c}: 電離箱の⁶⁰Co γ線に対する照射線量校正定数で、空気中においてR単位で校正

C_λ: 吸収線量への変換係数で光子エネルギーの関数

電離箱を⁶⁰Co γ線に対する空気カーマ(単位Gy)で校正した場合には、その校正定数をN_{K,c}とすると

$$D_{\text{water}} = 1.140 M N_{K,c} C_{\lambda} \quad \dots\dots\dots (10)$$

⁶⁰Co γ線の場合には、空気中で発生した2次電子の0.4%が制動放射となるので、⁶⁾(8)式の係数1.145が1.140となる。

吸収線量への変換係数C_λは、川島によれば、

$$C_{\lambda} = A_w \cdot A_c \left(\frac{W_{\text{air}}}{e} \right) \cdot \left(\frac{S_{\text{water}}}{S_{\text{air}}} \right)_{\lambda} \cdot \left[\frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{water}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{wall}}} \right]_{\lambda} \cdot P_{\lambda} \quad \dots\dots\dots (11)$$

e: 電子の電荷で、W_{air}/e = 0.873 rad/R
= 33.85 J/C

S: 質量阻止能

μ_{en}/ρ: 質量エネルギー吸収係数

P_λ: 電離箱をおいたことによる全擾乱補正係数

置換係数とブルエンスに対する擾乱係数を含む、空洞サイズに依存。

グラファイト 0.97 ~ 0.99, 水 0.99 ~ 0.995⁶⁾

A_w, A_cは⁶⁰Co γ線に対する値で、

$$A_w \equiv \left[\frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{wall}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{air}}} \right]_c \bigg/ \left(\frac{S_{\text{wall}}}{S_{\text{air}}} \right)_c \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$A_c \equiv \beta_{wall} \cdot A_{wall} / P_c \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\beta : D / K^{Co1} \quad \dots\dots\dots (14)$$

D : 吸収線量

K : カーマ, $K^{Co1} = K(1-g)$

A_{wall} : 電離箱の壁厚を平衡厚としたときの壁物質によるX線の減弱及び散乱に対する補正係数

^{60}Co γ 線の場合 $\beta = 1.005$, $A_{wall} = 0.98 \sim 0.99$

P_c : 電離箱内に空気の空洞をもちこんだことに対する補正係数, 普通 $P_c = 1$

$A_w \cdot A_c$ はビルドアップキャップの材質と厚さに依存し, P_c は空洞サイズに依存する。

(7)又は(8)式と(9)式より, 高エネルギーX線の吸収線量評価の精度は, 電離箱の ^{60}Co γ 線に対する校正定数と C_λ の精度に依存する。 C_λ は空気に対する水及び電離箱の壁物質の質量阻止能比, 壁物質と空気の質量エネルギー吸収係数の比及びWに依存する。

英国の物理学者協会(HPA)では, グラファイト電離箱について, BergerとSelzer(1982)⁷⁾による新しい質量阻止能のデータとHubbell(1977)⁸⁾による質量エネルギー吸収係数のデータを用いて C_λ を計算し直している⁹⁾。その結果をTable3に示す。

4.3 高エネルギー電子線の吸収線量

わが国では直線加速器, ベータトロンあるいはマイクロトロンからの6~35MeV程度の電子線が治療に用いられている。

高エネルギーX線の場合と同様に, ^{60}Co γ 線により照射線量又は空気カーマで校正した電離箱の実効中心を水中の校正点dに設置し, 電子線を照射したときの読みをMとすると, 電離箱がないときの深さdにおける水の吸収線量 D_{water} (Gy)は

$$D_{water} = 0.01 MN_{x,c} C_E P_E \quad \dots\dots\dots (15)$$

又は $D_{water} = 1.140 MN_{k,c} C_E P_E \quad \dots\dots\dots (16)$

である。

C_E : 電子線の場合の吸収線量への変換係数で, 電子線の入射エネルギーと深さによって変る。

$$C_E \equiv A_w \cdot A_c \cdot \left(\frac{W_{air}}{e}\right) \cdot \left(\frac{S_{water}}{S_{air}}\right)_E \quad \dots\dots\dots (17)$$

P_E : 電離箱を置いたことによる擾乱補正係数

高エネルギーX線の場合には, C_λ に擾乱補正係数 P_λ を含んでいたが, 電子線の場合には C_E に擾乱補正係数は含まれていない。その代り電離箱の実効中心を幾何学的中心から変位させる半径変位補正の形をとっている。Table4に C_E を示す。

電子線の吸収線量評価の精度は, ^{60}Co γ 線による校正定数と C_E の精度に依存し, C_E は空気に対する水の質量阻止能比及びWの関数である。

4.4 速中性子線の吸収線量

わが国では放医研と医科研において、サイクロトロンを用いた 30 MeVd + Be 及び 14 MeVd + Be 中性子が治療に用いられている。

速中性子線場には必ず γ 線が混在していて、しかも γ 線と速中性子線とでは生物効果比が異なるので、 γ 線と速中性子線の吸収線量を別々に評価する必要がある。そのために、中性子線と γ 線に同程度の感度を有する T 形測定器（記号に添字 T をつける。例えば組織等価電離箱）と中性子に低感度の U 形測定器（記号に添字 U をつける。例えば壁材料をグラファイトを塗布したテフロン、空洞気体を CO₂ としたテフロン-CO₂ 電離箱、壁材料をアルミニウム、空洞気体をアルゴン 90%、メタン 10% とした Al-Ar 電離箱）を一对として用いる。両者を同じ混在場においたときのレスポンスをそれぞれ M_T 及び M_U、両者に校正 γ 線を組織吸収線量で 1 Gy 照射したときのレスポンスをそれぞれ M_{CT} 及び M_{CU} とすると

$$R_T = M_T / M_{CT} = k_T D_N + h_T D_G \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$R_U = M_U / M_{CU} = k_U D_N + h_U D_G \quad \dots\dots\dots (19)$$

D_N : 中性子の組織における吸収線量 (Gy)

D_G : 光子の組織における吸収線量 (Gy)

k_T, k_U : 各測定器の校正 γ 線についての感度に対する混在場の中性子についての感度の比

h_T, h_U : 各測定器の校正 γ 線についての感度に対する混在場の光子についての感度の比

(18), (19) 式を解いて

$$D_N = \frac{h_U R_T - h_T R_U}{h_U k_T - h_T k_U} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$D_G = \frac{k_T R_U - k_U R_T}{h_U k_T - h_T k_U} \quad \dots\dots\dots (21)$$

k_T, h_T, k_U, h_U が分かればこの 2 式を用いて中性子と光子の吸収線量を別々に評価できる。しかし、ある媒質中の吸収線量を評価する場合には、高エネルギー X 線あるいは電子線の場合と同様に、媒質が電離箱と置き換わることに對する補正が必要である。

Broerse ら¹⁰⁾ は、組織等価電離箱による混在場における ICRU 筋肉組織¹¹⁾ の吸収線量を次式で評価している。

$$D_N + D_G = N_C \cdot (\pi_{k_A})_C \cdot (f_t)_C \cdot d_T \cdot k_T^{-1} \cdot \frac{1}{1 + \delta} \cdot R_T \cdot (\pi_{k_R})_T \quad \dots\dots\dots (22)$$

添字 N は中性子、添字 G は光子、添字 C は校正 γ 線、添字 T は組織等価電離箱を意味する。

$$k_T^{-1} = \frac{r_N}{(s_{m,g})_C} \cdot \frac{W_N}{W_C} \cdot \frac{(K_t / K_m)_N}{[(\mu_{en}/\rho)_t / (\mu_{en}/\rho)_m]_C} \quad \dots\dots\dots (23)$$

添字 t は ICRU 筋肉組織、添字 m は組織等価電離箱 (A-150) の壁材料を意味する。

- N_C : 校正 r 線に対する照射線量校正定数
 πk_A : 空気中で測定したときの電離箱の大きさ, ビルドアップキャップ, ステムなどの影響に対する各種補正係数の積
 f_t : 組織に対する R-rad 換算係数
 d_T : 置換補正係数
 r_N : 気体の吸収線量を壁の吸収線量に換算する係数
 $s_{m,g}$: 電離箱内の気体に対する窒物質の質量阻止能比
 δ : 混在場において光子と中性子に対する電離箱の感度の差を補正するための値
 R_T : 混在場における組織等価電離箱の読み
 πk_R : よみ R に対する大気補正

W, K, μ_{en}/ρ は高エネルギー X 線の場合と同じである。

速中性子線の吸収線量評価の不確定度は, 校正 r 線である ^{60}Co r 線に対する照射線量校正定数, W, μ_{en}/ρ , $s_{m,g}$ の不確定度の他に, 中性子線に対する W 及びカーマ比の不確定度に依存する。

5. 物理学的パラメータと線量評価の不確定度

5.1 高エネルギー X 線

ICRU (1969)¹²⁾ で C_λ を用いた水の吸収線量評価の不確定度を解析している。その結果を参考にして, 各物理学的パラメータの不確定度を見積ったのが Table 5 である。質量阻止能比の不確定度が最も大きい。Fig. 5 に出典による質量阻止能比の相違を示す¹³⁾。Table 5 の 1 から 6 までは ^{60}Co r 線に対するもので, 自乗和の平方根をとって全不確定度を表わすと 2.3% となる。7 と 8 は 30 MV X 線に対するもので, 全不確定度は 3.3% である。HPA では 1983 年に新しい C_λ 値を提案したが, それを用いて得られる線量評価の不確定度は, 校正放射線で 2%, 35 MV X 線で 3.5% としている⁹⁾。

5.2 高エネルギー電子線

高エネルギー X 線と殆ど同じ物理学的パラメータを用いているので, 吸収線量評価の不確定度も高エネルギー X 線と同程度である。しかし, 実際のビームについては, 電子線のスペクトルの評価が X 線よりよくないので, 線量評価の精度は X 線の方がよい。

5.3 速中性子線

Table 6 に Broerse ら¹⁰⁾ の見積った各物理学的パラメータの不確定度を示す。W とカーマ比の不確定度が最も大きい。Table 7 に各種粒子線の各種気体に対する W の値を示す。中性子に対する W の値の精度は電子に対するものよりよくない。

カーマ係数は ICRU Report 26¹¹⁾ に 30 MeV まで与えられている。Fig. 6 にその 1 部を図示した。Fig. 7 はそのデータを基にして計算したカーマ比で, tissue approximation を 1 とした。電離箱に用いられている組織等価プラスチック A-150 は, 組織にくらべて C が多く, O が

少ないので、高エネルギー中性子に対して組織との相違が大きい。

30 MeV以上のエネルギーの中性子に対するカーマ係数は、報告者によってその値が著しく異なるので¹⁴⁾、Table 6のカーマ比も高エネルギー中性子に対して不確定度が大きくなっている。

6. むすび

放射線治療においては、患者への線量投与は精密さで±2%以上、全不確定度5%以下が要求されているが、患者への線量投与に至るまでに各段階があって、全過程についての不確定度を5%以下にすることは容易でないことを述べた。

線量投与までの初期の段階である出力線量の評価では、いずれの放射線についても、⁶⁰Co γ線の照射線量又は空気カーマで校正した電離箱を用いているので、これの校正精度が重要な因子となる。

X線の出力線量評価の不確定度は、⁶⁰Co γ線で2%、35 MV X線で3.5%以下であり、物理学的パラメータのうちで最も大きい不確定度は質量阻止能である。電子線もX線と同程度であるが、校正深におけるスペクトルの評価がX線よりよくないので、線量評価の精度もX線より悪い。

20 MeV以下のエネルギーの中性子線の出力線量評価の全不確定度は±5%であり、物理学的パラメータのうちで、Wとカーマ比の不確定度が最も大きい。20 MeV以上のエネルギーの中性子に対するカーマ比の精度はよくないが、将来、60 MeV以上の陽子を用いた(p+Be)中性子線治療が期待されているので、この領域の中性子線のカーマ比の精度をあげる必要がある。

又、低エネルギーγ線源を用いた密封小線源治療及びCより重い重イオン治療が期待されているので、これらの線源あるいは装置の開発が必要であると同時にこれらの放射線の線量測定に必要な原子、分子及び核データの収集が重要となる。

References

- 1) Perez, C. A.: Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 2, 815, (1977)
- 2) Herring, D. F. and Compton, D. M. J.: Brit. J. Radiol. Special Report No. 5, 51 (1971)
- 3) ICRU: ICRU Report 24 (1976)
- 4) Stewart, J. R., Hicks, J. A., Boone, M. L. M., and Simpson, L. D.: Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 4, 313 (1978)
- 5) ICRU: ICRU Report 31 (1979)
- 6) NACP: Acta Radiol. Oncol. 19, 58 (1980)
- 7) Berger, M. J. and Seltzer, S. M.: NBSIR 82-2550-A (1982)
- 8) Hubbell, J. H.: Radiat. Res. 70, 58 (1977)
- 9) HPA: Phys. Med. Biol. 28, 1097 (1983)
- 10) Broerse, J. J. and Mijneer, B. J.: Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 8, 2049 (1982)

- 11) ICRU: ICRU Report 26 (1977)
- 12) ICRU: ICRU Report 14 (1969)
- 13) 川島勝弘: 私信
- 14) Bewley, D. K.: Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 8, 2057 (1982)

Table 1 米国における癌制御失敗例の分布 (Perez, 1977¹⁾)

	局所再発のみ	局所再発と 遠隔転移	遠隔転移のみ
結腸(直腸)癌	35%	35%	30%
乳癌	10	25	65
肺癌	15	25	25
前立腺癌	15	65	20
子宮癌	10	50	30
口腔・咽頭・喉頭癌	40	45	15
	50	25	25
リンパ腔-骨髄腫	20	20	60
白血病	-	-	70

各種報告論文より抽出

Table 2 400 kV以下のX線の水及び各種 γ 線源の筋肉に対するR-rad換算係数

X線の半価層	f(水)	核種	f(筋肉)*
(mm Al)			
0.5	0.89	²²⁶ Ra	0.961
1.0	0.88		
2.0	0.87	⁶⁰ Co	0.961
4.0	0.87		
6.0	0.88	¹³⁷ Cs	0.961
8.0	0.89		
		¹⁹⁸ Au	0.961
(mm Cu)			
0.5	0.89	¹⁹² Ir	0.960
1.0	0.91		
1.5	0.93	¹²⁵ I	0.920
2.0	0.94		
3.0	0.95		
4.0	0.96		

* W = 33.85 eV / 1オン対

Table 3 各種X, γ線に対するC_λ (HPA)⁹⁾

X・γ線の 線 質	C _λ	
	旧値 (1969)	新値 (1983)
セシウム-137	0.95	0.95 ₅
2 MV	0.95	0.95 ₀
コバルト-60	0.95	0.95 ₁
4 MV	0.94	0.95 ₂
6 MV	0.94	0.95 ₀
8 MV	0.93	0.94 ₆
10 MV	0.93	0.94 ₃
12 MV	0.92	0.94 ₀
14 MV	0.92	0.93 ₈
16 MV	0.91	0.93 ₃
18 MV	0.91	0.93 ₁
20 MV	0.90	0.92 ₇
25 MV	0.90	0.91 ₉
30 MV	0.89	0.91 ₄
35 MV	0.88	0.90 ₈

Table 4 電子線のラド変換係数 C_r
(ICRU Report 21, 1972)

水中の深さ (cm)	電子の入射エネルギー E ₀ (MeV)									
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
1	0.922	0.877	0.843	0.823	0.808	0.795	0.784	0.775	0.768	0.762
2		0.893	0.858	0.835	0.819	0.806	0.795	0.786	0.778	0.771
3		0.915	0.871	0.848	0.830	0.816	0.804	0.794	0.786	0.778
4		0.947	0.886	0.859	0.840	0.824	0.812	0.801	0.792	0.785
5		0.963	0.901	0.871	0.847	0.831	0.819	0.809	0.799	0.791
6			0.933	0.885	0.856	0.839	0.825	0.815	0.806	0.796
7			0.965	0.902	0.867	0.846	0.832	0.821	0.812	0.803
8				0.941	0.882	0.854	0.839	0.827	0.816	0.808
9				0.959	0.898	0.865	0.847	0.832	0.820	0.814
10				0.926	0.917	0.878	0.856	0.840	0.827	0.819
11					0.946	0.890	0.866	0.848	0.834	0.823
12					0.939	0.906	0.879	0.857	0.841	0.829
13						0.926	0.890	0.867	0.848	0.835
14						0.959	0.907	0.877	0.857	0.842
15						0.933	0.924	0.890	0.866	0.849
16							0.954	0.903	0.876	0.857
17							0.929	0.919	0.887	0.864
18								0.940	0.900	0.874
19								0.936	0.915	0.883
20									0.935	0.895
21									0.943	0.908
22									0.921	0.924
23										0.945
24										0.918

Table 5 ^{60}Co γ 線の照射線量校正に基づく30 MV X線の水中における
吸収線量評価の不確定度

物理学的パラメータ	不確定度%
1. 線量計のよみM	0.2
2. 校正定数 $N_{X,C}$ と大気補正	2.0
3. Wの値	1.0
4. 質量エネルギー吸収係数の比 A_w	0.2
5. $\beta = D/K(1-g)$	0.1
6. A_{wall}	0.5
7. ^{60}Co γ と30 MV XのBragg-Gray条件の不一致	1.0
8. 質量阻止能比, $(s_{m,g})_d / (s_{m,g})_c$	2.0
全不確定度 (自乗和の平方根)	3.3

Table 6 中性子線場における組織中の全吸収線量評価の不確定度 (Broerse ら¹⁰⁾)

物理学的パラメータ	不確定度%
1. 組織等価電離箱のよみ R_T	0.2
2. 大気補正係数 $(\pi k_A)_C$	0.3
3. 置換補正係数 d_T	0.5
4. 校正定数・擾乱補正係数・R-rad換算係数 $N_C \cdot (\pi k_A)_C \cdot (f_t)_C$	1.2
5. W値 W_N / W_C	4.0
6. 質量阻止能比 $r_N / (s_{m,g})_C$	2.0
7. カーマ比 $(K_t / K_m)_N$	2.6 ~ 9.7*
8. 質量エネルギー吸収係数の比 $[(\mu_{en}/\rho)_t / (\mu_{en}/\rho)_m]_C$	0.1
全不確定度 (自乗和の平方根)	5.4 ~ 10.8*

* Bewley (1980) によると, 低い方の値はd(16)+Be中性子,
高い方の値はp(66)+Be中性子に対して適用される。

Table 7 各種気体に対する電子, α 粒子, 陽子および中性子のW (eV)
(ICRU Report 31, 1979)

粒子	Ar	N ₂	CO ₂	空気	組織等価 ガス
α 粒子	26.4	36.4	34.2	35.1	31.0
陽子	26.66	36.68	34.37	35.18	30.03
電子	26.4 ± 0.5	34.8 ± 0.2	33.0 ± 0.7	33.85 ± 0.15	29.2*
中性子	—	—	—	35*	31 ± 1.5

α : 5.3 MeV, p: 1.8 MeV, n: 1~14 MeV

* ICRU Report 30, 1979

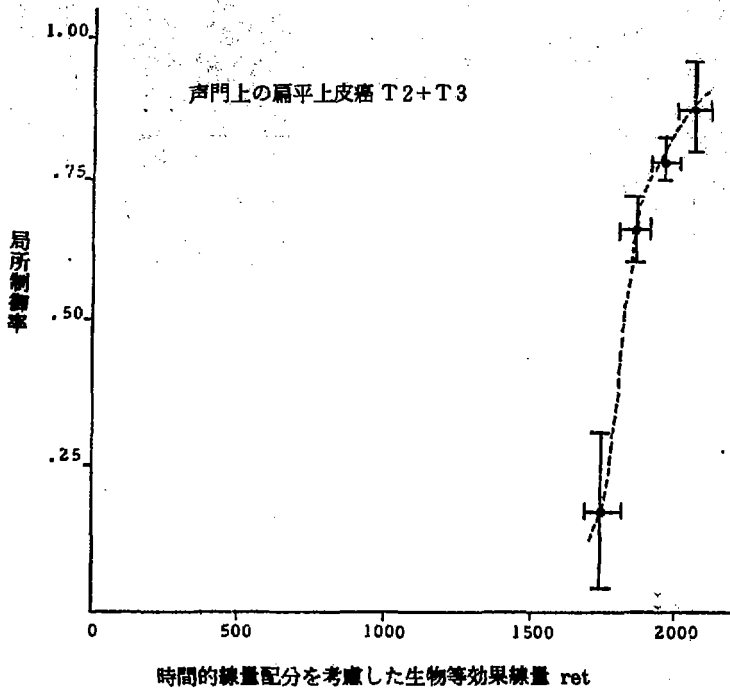


Fig.1 声門上の T2+T3 期扁平上皮癌の局所制御と生物等効果線量 ret との関係 (Herringら²⁾)

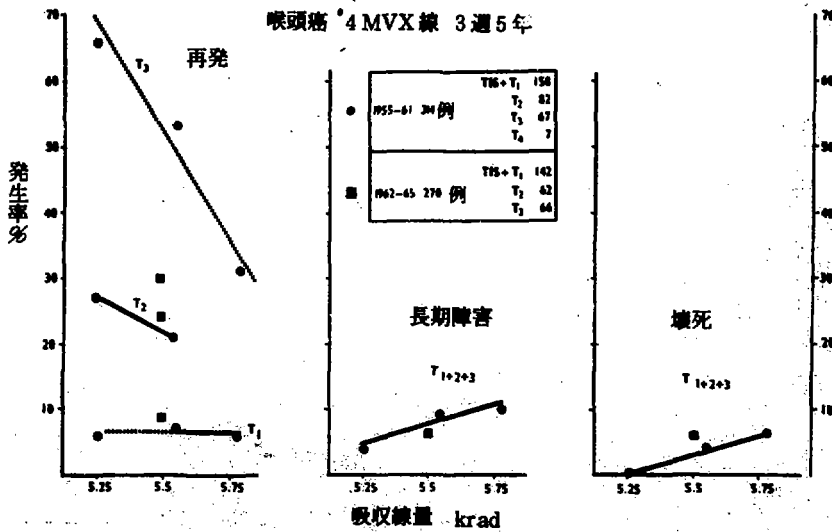


Fig.2 喉頭癌の放射線治療における再発及び障害発生率と線量の関係 (Stewartら 1975³⁾)

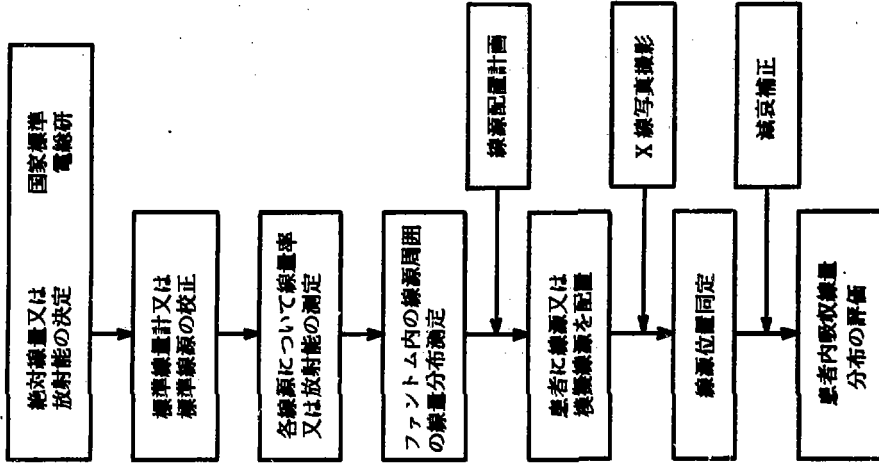


Fig. 4 密封小線源治療における線量測定

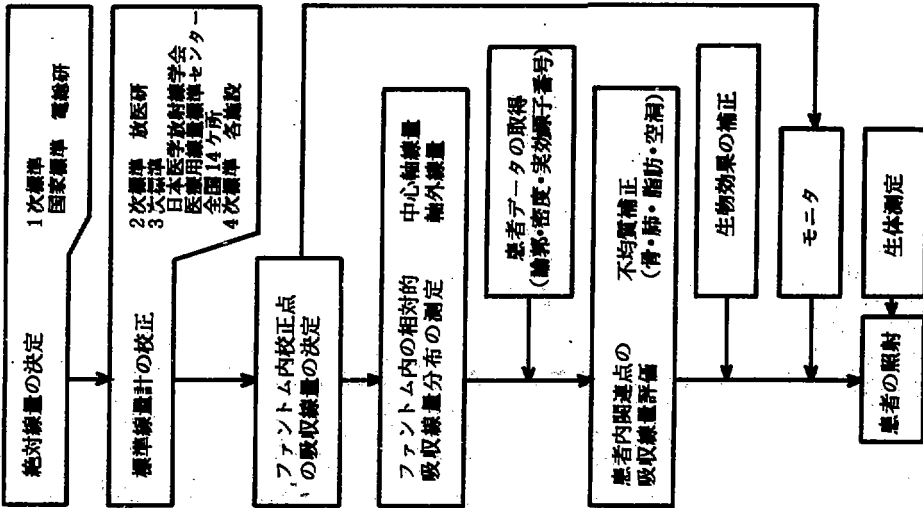


Fig. 3 外部照射治療における線量測定

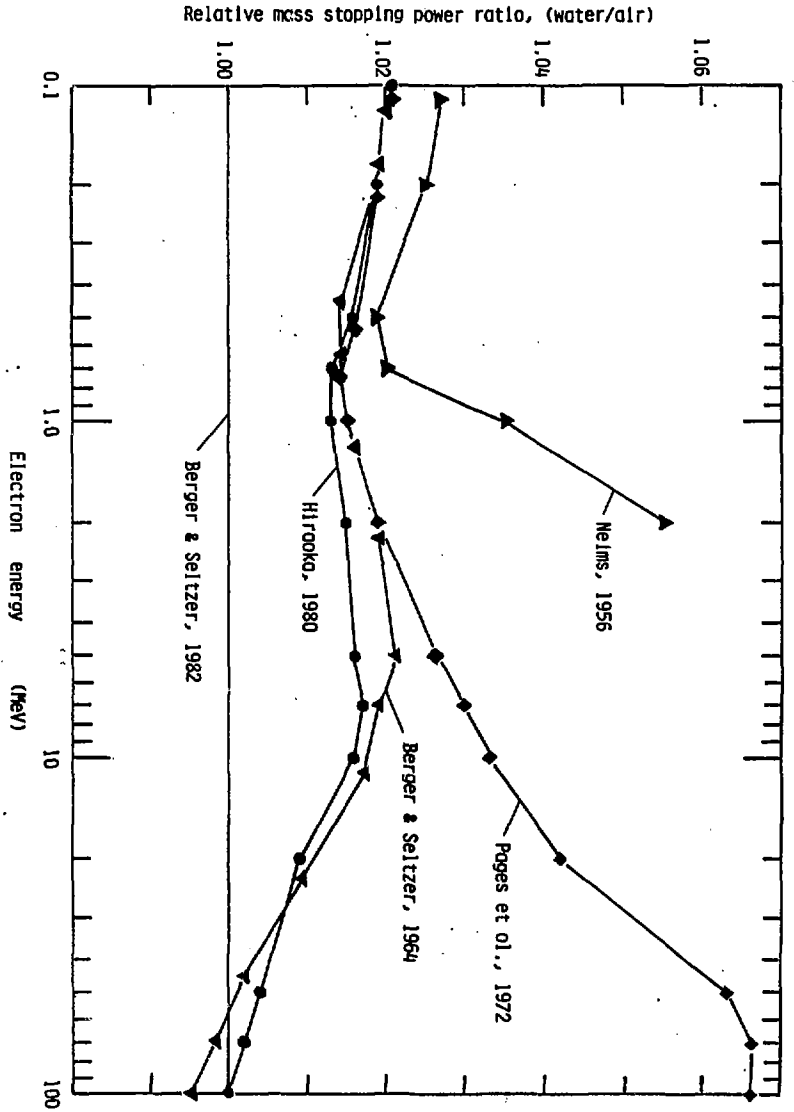


Fig. 5 Berger & Seltzer (1982) による質量阻止能比 (水/空気) と他の著者による質量阻止能比の比較 (川島 13)

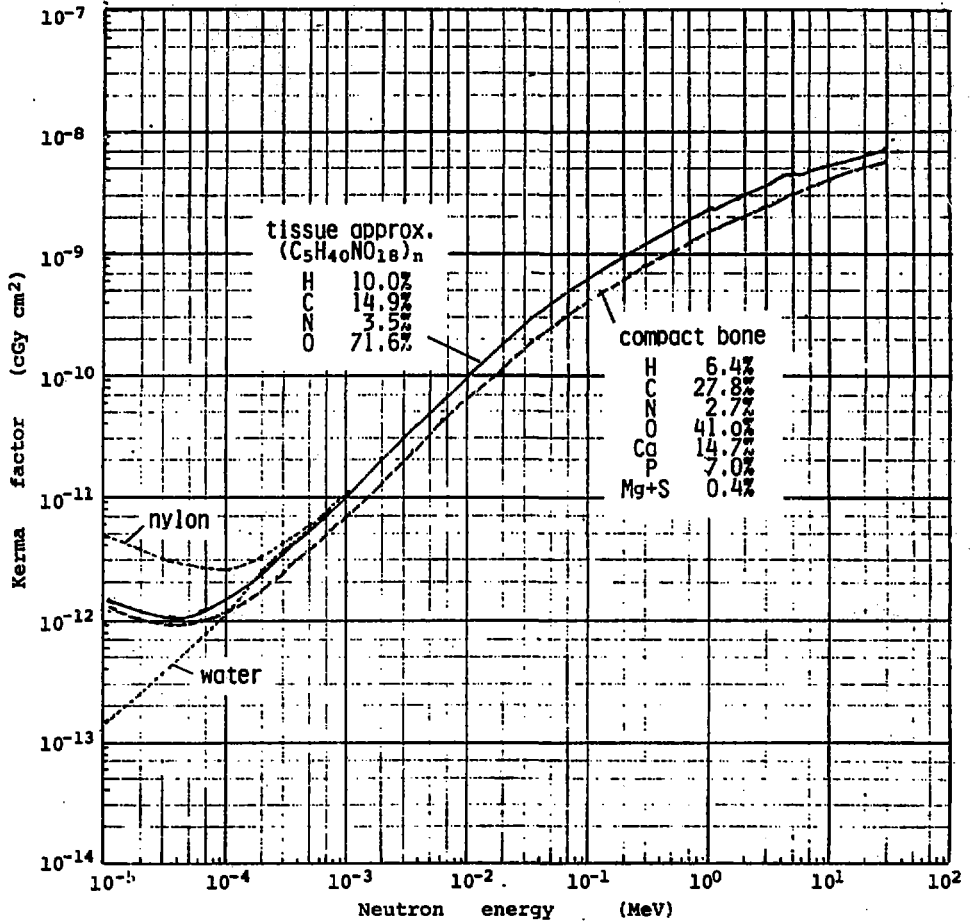


Fig.6 中性子に対する各種組織・物質のカーマ係数
(ICRU Report 26, 1977)

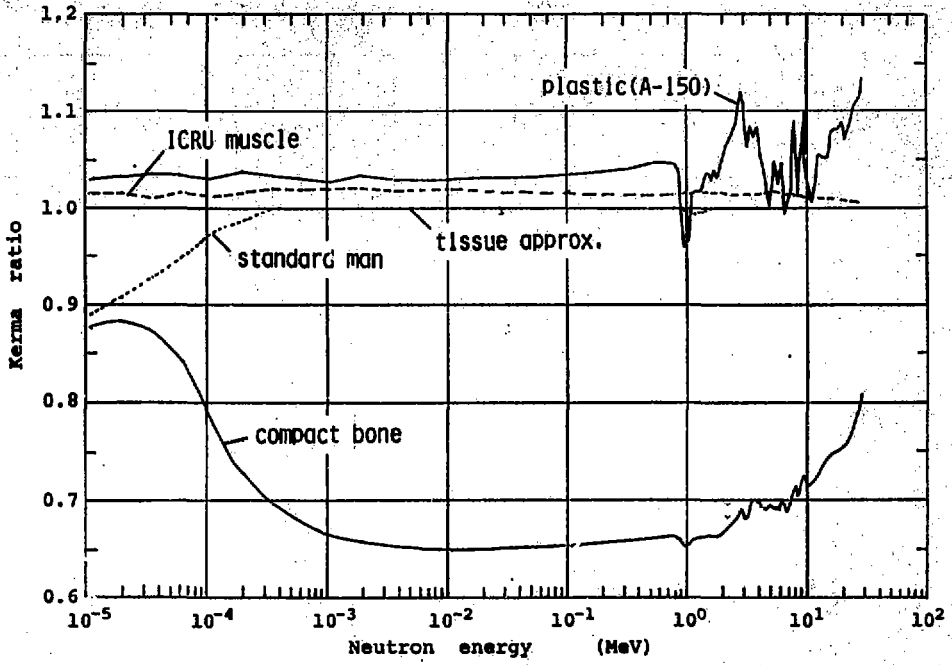


Fig.7 組織近似物質 (C₅H₁₀NO₁₈) に対する各種組織物質のカーマ比
(ICRU Report 26の値より計算)

討 論

Q : 中沢 正治 (東大)

中性子に対するW値というものは何を意味するのでしょうか？

A : 尾内 能夫 (癌研)

組織等価電離箱等に中性子を照射したときに、気体内におけるenergy deposition E_d を、 E_d によって気体内に生じたイオン対の数Nで除した値、 $W_n = E_d / N$ で定義されています。

Q : 古田 悠 (原研)

全体的なお話の中で治療において要求される線量測定精度が2-5%と伺ったが、中性子線量測定に対してはこの様な精度で測定するのは、非常に困難と思われる。実際問題としてどの程度許容されるのか？

A : 尾内 能夫 (癌研)

20 MeV以下の中性子照射では、組織等価物質中の吸収線量を±5%の不確定度で測定できています。実際の患者についての吸収線量評価の不確定度は、X線についても、中性子線についても明らかでないが、治療医は5%の線量差を臨床的に区別できるとされています。従って許容される線量の不確定度は5%~10%です。

Q : 西村 和明 (原研)

X線で400KeV以下という区切りをされているが、その理由は何か？逆に言えば、何故300KeVや500KeVでないのか、400KeVにした特別の理由は？

A : 尾内 能夫 (癌研)

自由空気電離箱で測定できる程度のX線の電圧という意味で、300KVでも500KVでも構いませんが、英国で400KVで区切っているのでそれに従いました。尚400KeVではありません。

Q : 瑞慶覧 篤 (日立・エネ研)

①照射位置の不確かさが大きいようでしたが、これは生体が動くために生ずる不確かさですか？

②cold neutronは使用しないのですか？

A : 尾内 能夫 (癌研)

①患者が動くこともあるが、放射線治療は一回の照射ではないので、毎回同じ体位で、同じ位置にビームを向けるのが容易ではないからです。

②cold neutronは使用していません。

Q : 川合 将義 (NAIG)

中性子の場合、荷電粒子等と比べて被曝体積をしぼることは困難と考えられるが、ビームをコリメートするのはどうしているのですか？線源と対象との距離の調節によっているのか、また

は、その都度コリメータを交換しているのですか？

A：尾内 能夫（癌研）：

ポリエチレン，ルーサイト，圧縮木材などの含水素物質と鉄等を組合わせた全長 120 - 150 cm のコリメータを用いており，コリメータの一部は照射野の大きさに応じた交換式コリメータまたは連続絞り方式が採用されています。

6.4 原爆線量再評価の現状

小佐古 敏荘*

広島・長崎の原爆線量の再評価作業が、F. Seitz を代表とする米側の委員会、田島英三を代表とする日本側の委員会を中心に進められているが、ここではこれら日米の研究の現状とその問題点についてまとめた。

Present Status of the Reassessment of Atomic Bomb Radiation Dosimetry in Hiroshima and Nagasaki

Toshiso KOSAKO *

The reassessment of atomic bomb radiation dosimetry in Hiroshima and Nagasaki has been going on by the American committee (chairman; Dr. F. Seitz) and the Japanese committee (chairman; Dr. E. Tajima). Here, the status of these committees is written and some discussions are done about their problems.

1. 緒言

1980年 LLNL の Loewe は、従前、広島と長崎の原爆線量評価に用いられてきた T 65 D 線量評価値が、中性子線で最大10倍近く過大評価であり、 γ 線で最大 $1/3 \sim 1/4$ 近く過少評価である旨の報告を行なった。広島・長崎の原爆線量は人の発ガン発生率のインデックスとして用いられてきており、放射線安全基準のベースとなっているので、Loewe のこの結果に関係者は大いに驚ろいた。この報告に対する米国側の対応は極めて早く、1981年9月には、この問題に関連して DOE のシンポジウムが開かれ、討議がおこなわれた。又、日米の放射線影響研究所 (RERF) もこの問題に対して検討を始め、1983年2月には、第1回の原爆線量再評価に関する日米合同ワークショップが長崎で開かれた。さらに、1983年11月には、第2回目の合同ワークショップが、遮蔽効果と生体線量をテーマとして広島で開かれた。

ここでは、これら一連の原爆線量再評価に関連した日米の研究活動のレビューと、これら研究のかかえる問題点の概説を試みる。

原爆線量再評価作業の全体の流れは Fig. 1 に示す形で考えられている。つまり線源項評価、空中の放射線伝播、地上での各種反応率評価、建物の遮蔽効果、生体線量評価と作業がすすむわけである。次章以下、各項目について考案を行なう。

* 東京大学原子力研究総合センター, University of Tokyo

2 線源項に関する検討

2.1 原爆の強度

原爆の強度はキロトン (kt) の単位で表わされているが、Fat Man と呼ばれた長崎型のものについては、LANL の Browne の Radio-chemical yield 21 ± 1.5 kt と LANL の Ogle による Fireball yield 23 ± 3 kt は、1970 年の U.K. の Penney による 22 ± 2 kt に合致しており、ほぼ問題がないものとされている。

他方、Little Boy と呼ばれた広島型のものについては Fig. 2 に示すように 10 から 18.5 kt までバラついている。これらの yield は主に、爆発時の自由空気中での観測ゾンデによる方法、地上建物の倒壊状況、木片のコゲなどの地上の熱効果等によって評価されるわけであるが、U-235 を用いた広島型の物は多く作られていないため不明の点が多い。

2.2 原爆の線源スペクトル

原爆の線源スペクトルは LANL の Preeg が 1975 年に 1 次元の計算結果を発表し、1982 年には Streetman らにより 2 次元の計算結果が発表されている。(Fig. 3 参照) これらについては低エネルギー側で爆弾の高熱化された効果が入る形の計算が行なわれており、スペクトル全体についても原爆の構造の違いにより広島型と長崎型でかなり違った形となっている。特に、広島型のものについては、極く最近 LANL の Whalen らにより、残存していた同一の弾頭部を用いたベンチマーク実験の結果が示され、スペクトル及び放射中性子の異方性に関する細かい情報が得られた。

ガンマ線に関しては、核分裂に伴う即発ガンマ線以外に、核分裂生成物による遅発ガンマ線、補獲ガンマ線等の寄与も無視できないことが示され、時間依存の形の解析も ORNL の Kerr らにより行なわれている。

3. 空気中の放射線伝播

空気中の放射線輸送については、古くはネバダでの核実験を行なった際のデータ (放射化箔等の検出器によるもの) をもとに減衰距離を定め、これにもとづいて放射線伝播を評価した。現在では、中性子輸送計算、主として S_N 法による評価がなされており、LLNL の Loewe (Fig. 4 参照)、ORNL の Pace らの結果があるが、使用するコードや断面積の違いよりは、使用した線源強度及びスペクトルの違いが結果を大きく変えている。

4. 地上での反応率分布

前述の計算評価は、地上での反応率分布と比較しその正しさが検証されるはずのものであるが、原爆投下時より、38 年と、時間がたちすぎており、ほとんどの残留放射能は存在していない。現在使用できるのは下記の 3 種の残留放射能と熱蛍光である。

- ①電線の絶縁がいし中のイオウ (放射化された ^{32}P)

原爆投下後、極めて早い時期に理研の山崎らによりローリツェン検電器 (Fig. 5 参照) により測定されたもので、1982～1983年にRI協会の浜田が、再整理、再校正を行なった結果を提出している。この反応は高エネルギー側の中性子に感度を持ち中性子線量評価には好都合であるが、がいしの形状、がいしのあった場所の周囲の状況等に不明の点がありこの点が弱い。

③岩石中の微量元素 Eu の放射化 (^{152}Eu)

金沢大・阪上、長崎大・岡島ら (Fig. 6 参照) により、広島、長崎のケースについて測定されている。サンプル採取地点での被曝時の状況等はよくわかっているが、放射化反応が主として熱中性子によりおこっているのでデータ解析が複雑となり、反応率に対する意味付けがむずかしい。

④鉄中の ^{59}Co の放射化 (^{60}Co)

放医研の丸山らによってコンクリート中の鉄筋の放射化 (^{60}Co) が測定されたり、露出鉄輪中の ^{60}Co が広島大の屋らにより測定されている。②と同様の問題点を持つが、コンクリート中にある鉄についてはコンクリートの均質性等が議論となり得る。

④カワラやタイル等の熱蛍光を利用したガンマ線評価

奈良教育大・市川 (Fig. 7 参照)、放医研・丸山、ユタ大・Haskell らにより測定されている。カワラと異なりタイルの場合は被曝時の位置が極めてよくわかっているが、被曝時の熱線の考え方、材料の均質性、戦後数十年の B. G. の考え方等が議論になりうる。

5. 建屋遮蔽効果

被曝者の約 80% が建物の中で被曝しており、この遮蔽効果の見積りも又重要である。ネバダで核実験を行なった際に日本家屋を数多く建て (Fig. 8 参照)、その中での線量計測により建屋遮蔽定数等も求められているが、この模擬家屋は日本家屋の形と似ているが、カワラやかべ土は米国内で入手された材料、例えばアスファルトなどで作られており、このままでよかったか、否かは議論となる。

現在は、Science Applications 社の Woolson らを中心に DOE からの、年間数億円以上の費用によりモンテカルロ計算を行なっており (Fig. 9 参照)、空気中のある部分で forward から adjoint へのつなぎ計算を行なっており、建物中の人の被曝線量は adjoint 計算により求める形となっている。検討項目も、家の中のどの部分での被曝か、その時人は前向きであったかうしろ向きか、隣りに家はあったか、家の構造はどうであったか等々の細目にわたっている。

6. 生体線量評価

求められた場の線量より、最終的には生体線量を求めるわけであるが、考慮して欲しいリストに上っている臓器の種類は 20 数種にわたっている。又、この際にベースとなる人体のモデルが、通常よく用いられる欧米人を基準とした標準人とはずい分異っており、この点についても 1947 年当時の日本人の体のモデルを決め、それに対応した生体線量評価をしようとする試みがなされ

ている。(Table 1 参照)

7. 結 語

原爆線量再評価に対する米国側の熱意は極めて強く、使用している予算も日本側のそれを100倍以上上廻っている。全体の計画としては、1984年秋を目安に線量再評価作業の第1段階が終了するように作業がすすめられている。しかし、原爆の線量効果を求めるには、被曝者1人1人のカードに、上記結果を適用し、数十万人にわたるデータを見直さなければならない。これが、極めて大きな労力と時間を要する。原爆線量再評価も、LLNLのLoeweが華々しくT65Dを批判した時より3年以上たち、極めて地味で長い時間を必要とするフェーズに入ってきているように思う。

References

- 1) V. P. Bond and J. W. Thiessen (Editors): Reevaluations of Dosimetric Factors, Hiroshima and Nagasaki, DOE Symposium Series 55, CONF-810928 (Sep. 1981)
- 2) US-Japan Joint Workshop for Reassessment of Atomic Bomb Radiation Dosimetry in Hiroshima and Nagasaki, Radiation Effects Research Foundation (Feb. 1983)
- 3) US-Japan Joint Workshop on A-Bomb Dosimetry with Special Reference to Shielding and Organ Doses, Radiation Effects Research Foundation (Nov. 1983)

Table 1. Organ masses for Japanese adults from 1952 and 1979 studies of autopsy data and for mathematical analogues developed at Oak Ridge

Organ	Japanese females		Japanese males		Oak Ridge mathematical analogues	
	1979	1952	1979	1952		
Total body	51kg	49kg	57kg	54kg	57kg	74kg
Adrenals	13.2g	10.5g	14.7g	11.1g	10.5g	16.3g
Brain	1308	1256	1440	1424	1408	1422
Heart	284	249	352	309	241	316
Kidneys	280	235	327	269	248	299
Liver	1363	1269	1600	1431	1411	1907
Lungs	893		1162		651	1000
Pancreas	111		135		65	94
Spleen	122	106	127	109	123	183
Testes			35.0		15.5	39.1
Thymus	25.6	21.7	31.7	24.9	28.4	20.9
Thyroid	16.8	17.2	19.1	18.8	12.4	20.7

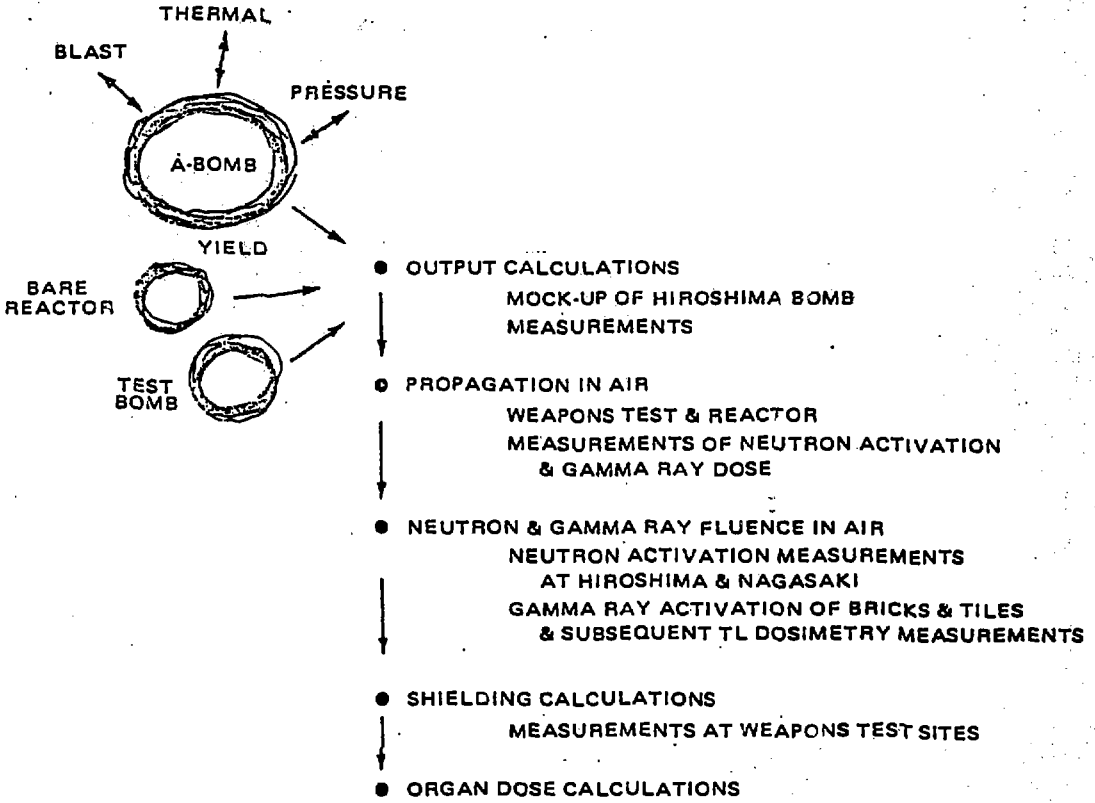
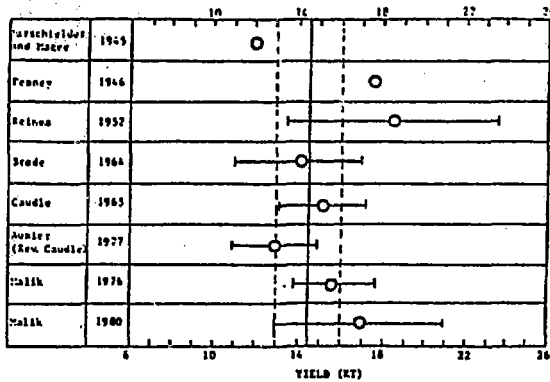
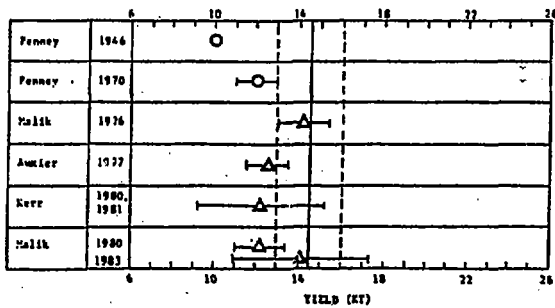


Fig. 1 Schematic indication for dosimetry reassessment

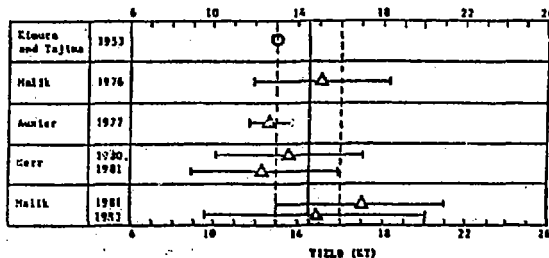


Little Boy Yield Estimates Based on Free-Air Blast



NOTES: ○ Absolute Effects
 △ Relative Effects with $V_0 = 22$ KT

Little Boy Yield Estimates Based on Surface Blast Effects



NOTES: ○ Absolute Effects
 △ Relative Effects with $V_0 = 22$ KT

Little Boy Yield Estimates Based on Thermal Effects

Fig. 2 Bomb yield (Hiroshima)

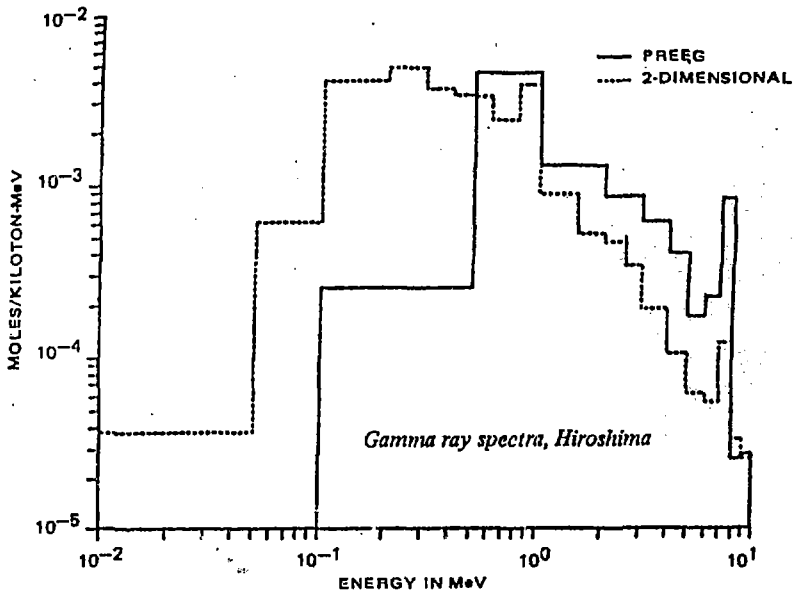
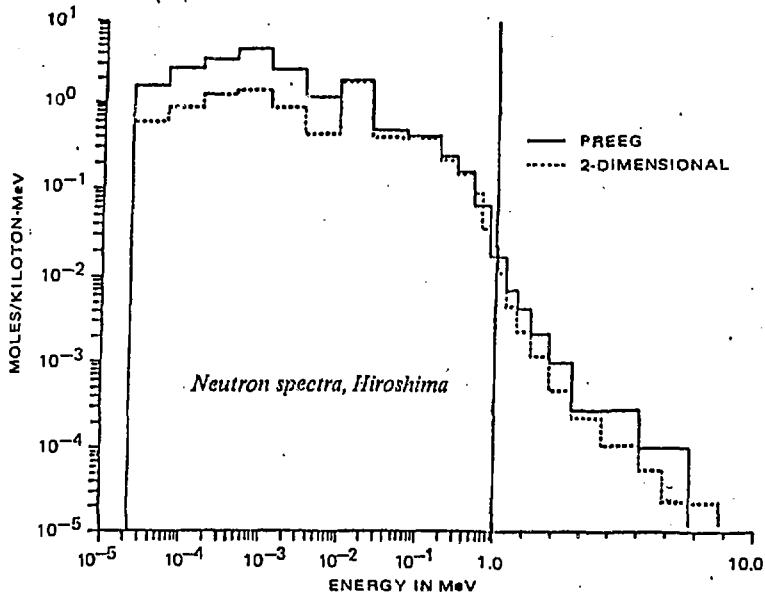


Fig. 3 A-Bomb source spectrum (Hiroshima)

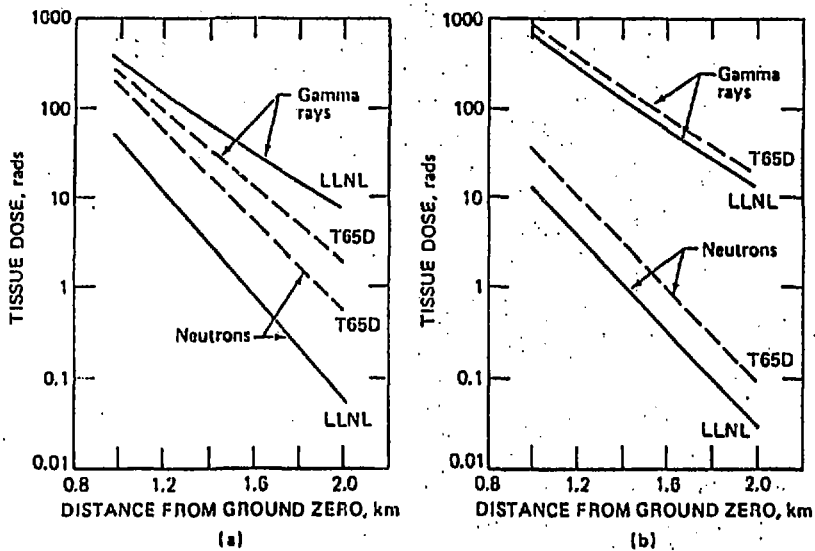


Fig. 4 Free-in-air doses (a) at Hiroshima and (b) at Nagasaki. From W.E. Loewe and E. Mendelsohn, *Health Phys.*, 41: 663 (1981).

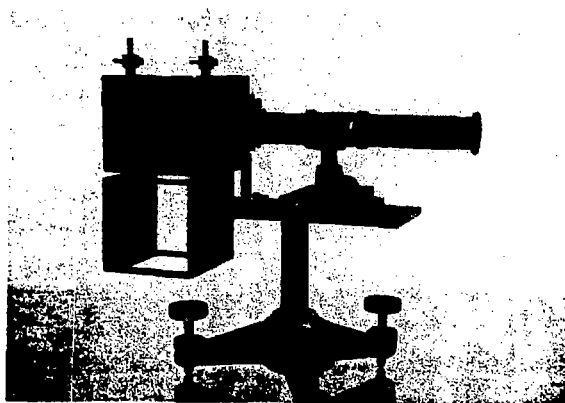


Fig. 5 The Lauritsen electroscopes used by Dr. Yamasaki and Dr. Sugimoto

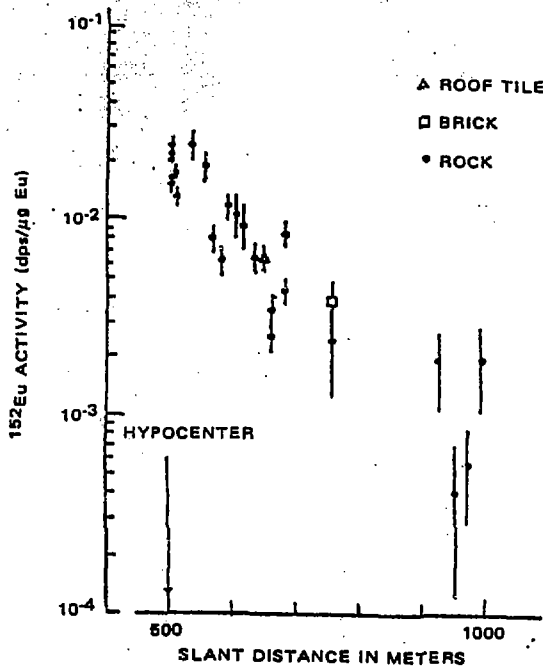


Fig. 6 Neutron induced ^{152}Eu activity by slant distance, Nagasaki

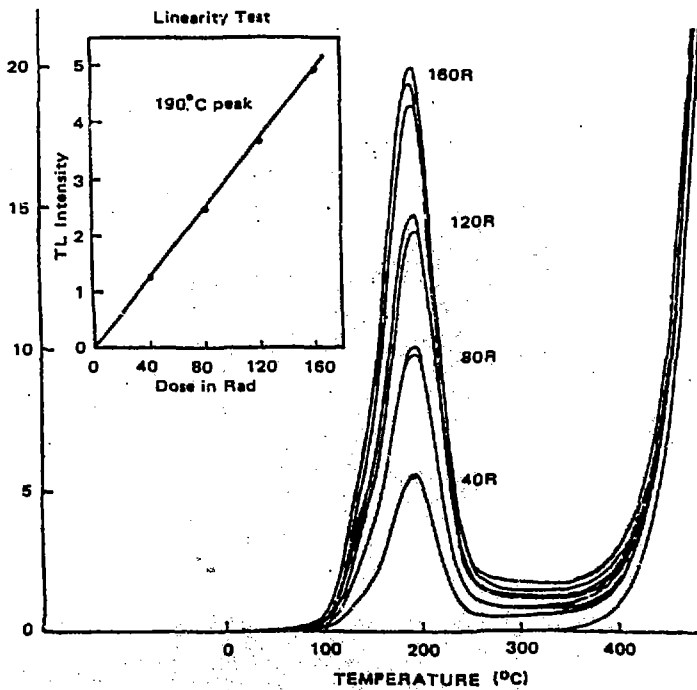


Fig. 7 Glow curves of quartz particles from decorative tiles, Hiroshima

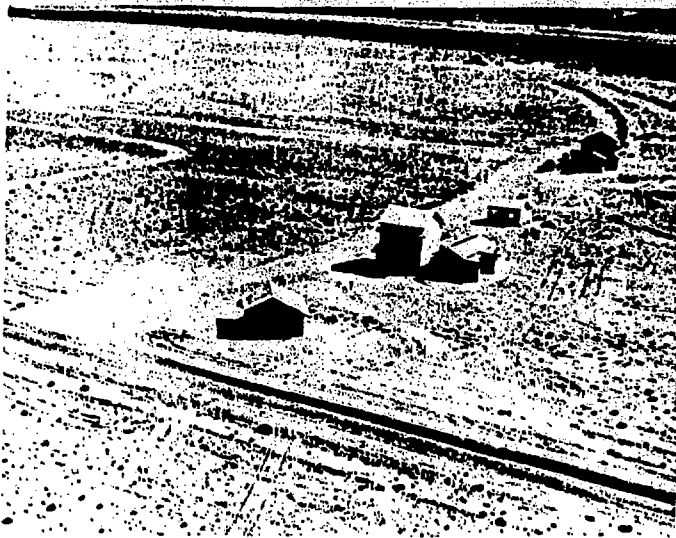


Fig. 8 Typical array of Japanese houses used during Operation Hardtack II

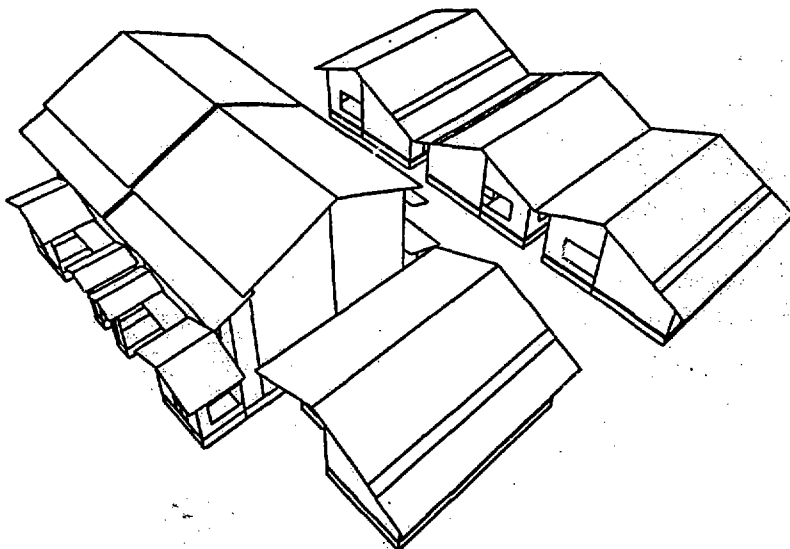


Fig. 9 Cluster of one- and two-story typical Japanese houses used for house-man shielding calculations with adjoint Monte Carlo

討 論

Q: 飯島 俊吾 (NAIG)

何故DOEは、このことに熱心なのか?

A: 小佐古敏荘 (東大)

I CRP 等で採用されている放射線防護の基準となるため、特に人体に関するデータが出て
いる点が重要なためである。

Q: 大沢 孝明 (九大)

今春米国で行なわれた広島型原爆のモックアップ実験の結果は 11 日のワークショップで公表
されたのか?

A: 小佐古敏荘 (東大)

公表されたが、資料の配布はおこなわれなかった。

Q: 川合 将義 (NAIG)

体内被曝はどう評価するのか?

A: 小佐古敏荘 (東大)

放射線影響の強く出ている地域の人々の線量寄与のうち、最大のは外部被曝であり、当時
江田島の死者の体内放射能も測られたが第一義的に問題となる量ではなかったとの報告もある。
遠い距離の場合は問題となり得るが、そのあたりのケースでは戦後の医療被曝等の効果も無
視できず、あまり有効なデータとはなり得ない。しかし、特定地域に降った「黒い雨」などのケ
ースは、問題となり得るが、これらの点の検討は極めて困難で、ほとんど何もされていないとい
うのが現状である。

Q: 中井 洋太 (原研)

Oak Ridge の推定線量 T 65 D が違っているというのは具体的にどのような根拠にもとずい
ているのか?

A: 小佐古敏荘 (東大)

T 65 D を出した 1965 年当時よりは、核データ、計算コード、原爆中性子源強度、スペクトル、
実験データ等の精度が数段とよくなってきていることが主因である。

7. サマリートーク

神田 幸則*

Summary Talk

Yukinori KANDA*

プログラムで講演題名と講演者名を見ながら、研究会の2日間特に自分の担当する第2日目の講演をどの様な観点で聞くかを事前に考えた。本来サマリートークをする者として、この様な偏ってしまうかも知れない聴き方はまずいのかも知れず、虚心坦懐、講演に耳を傾けるべきであると思ったが、次の理由でこの様な立場をとることとした。第1に、講演数が少なく、しかも内容は予想出来るものが多くを占める。従って、講演の前に決めた聞くべき要点と、聴講後に抽出される要点はそう違わないであろうと予想される。実際に講演を聞いた後でもこの考えは変わらなかった。第2に、担当する講演の数にしては、本稿に割当てられた頁数が多すぎる。各講演に共通するものを多く見出すには数が少ないので、講演を単にまとめることになり各講演の要約になってしまう。第3に、本研究会は、計画された内容であって応募した講演はない。企画された講演に共通する内容や傾向を眺めとつても意味はない。

トピックスは興味あるテーマが並んでおり、内容に聴き入ることとした。

以上の様な理由で、次の三つの観点から各講演を聞くこととした。i) 本年度の研究会の位置付け。ii) JENDL-3の位置付け。iii) 各講演の位置付け

毎年開催されて来た本研究会は、シグマ委員会の成果報告、核データ利用者への啓蒙が目的であろう。紆余曲折はあったが、その目的を達しつつ、充実した研究会となってきた。昨年度は、シグマ委員会発足20周年とのもので、それに関する講演が組み込まれていた。この様な流れの中で、本年度の研究会の特徴をどの様に出すかは主催者側で充分考慮されたものと思う。筆者は全体を通じて、例年になくJENDLが強調されていたように見えた。

JENDLの作成はシグマ委員会の活動の中心であり、現在、改訂第2版が公表されて、次の第3版の具体的作業が本格化する時期にある。「JENDL-3の評価」のセッションでは、すでに具体的に評価の済んだ核種ならびにJENDL-3の評価に採用される方法およびその具体的適用例が示された。これらは、第1日目の「JENDL-2の検証」の後を受け、JENDL-3はどうかと対応すべきものであると思うが、この連携は不十分であった。しかし、JENDL-2と-3という結び付きを意図したことは明らかで、本年度の研究会の意義を示すものである。その点からは、上記2セッションは続けて配置することで議論の継続を促すべきであった。

2日目第1のセッション「JENDL-3の評価」での4講演は、JENDL-3はこんな方法で評価されたものになりますよという内容であった。

「新しく採用する計算法の解説」(菊池)ではECISコードを中心に、放出中性子スペクトルを具体例として説明がなされた。JENDL-1、-2で大活躍をしたELIESE、CASHYコードは球型ポテンシャルの光学模型計算であるため、非球形核の計算には不相当であった。これに

* 九州大学, Kyushu University

対する改善の必要性はシグマ委員会内でも当然のことと受け止められており、JENDL-3 のためには非球型ポテンシャルによる計算コードの整備が不可欠であった。ECIS がそれに応えるものとして採用され、GNASH コードも共用して、 ^{56}Fe の放出中性子スペクトルを計算した例が具体的に示された。実験との比較を 14 MeV 中性子の二重微分断面積で行った結果、ENDF/B-V を使った計算では実験と大幅に違っていた部分が改善され、非常によい一致が得られることが示された。このことは、JENDL-3 を作製する上で重要なことである。物理的により正確なモデルを使用すれば当然このような結果が期待できるが、モデルの良し悪しは具体的に使って確かめる他はなく、多くの作業の裏付けが必要である。

「ガンマ線生成断面積の評価」(水本)は、放出ガンマ線スペクトルの評価方法と現状を、シグマ委員会内ワーキング・グループの活動の経過も含めてまとめた講演である。ガンマ線生成断面積の測定はそう多くないので、評価ファイルには計算で求めた値を納める場合が多くなる。従って、実験値を基にして計算式のパラメータの系統性を求めて内外挿をする必要がある。そのため計算コードには、NGROGI, GNASH, CASHY を用いている。これらのコードの整備から始めて、パラメータを決定し、具体例を計算した結果が示された。しかし、今後にも多くの問題が残ることも指摘された。例えば、軽い核、核分裂、共鳴領域での評価法である。

以上2つの講演は JENDL-3 で使う計算コードに関連のあるものであるが、同時に、JENDL-2 までは重点が置かれていなかった、或いはむしろ、其処まで手がまわらなかった放出中性子とガンマ線のスペクトルに関するものである。同じ断面積でも励起関数としての断面積が優先されるのは核データの利用を考えれば当然である。従って、限られた人員による評価で手がまわらず今迄はスペクトルの方は内容が不充分であった。

「軽核を中心とした FNS 解析用の JENDL-2 改訂結果」(柴田)、 ^6Li , ^7Li , ^{12}C , ^{16}O の評価の話である。原研の核融合炉関連実験用強力 14 MeV 中性子源 FNS を使った日米共同実験が今秋から開始された。この実験の解析に使用する日本側独自の評価済み核データが必要となった。これは JENDL 作製の目的に合うもので、一部は JENDL-2 の部分的改訂で、他は新たに評価された。この講演で紹介されたものは、核データ・センターとシグマ委員会内ワーキング・グループで、新たに評価された軽い核である。講演では、方法と結果が述べられた。これらが FNS で実施される積分実験の解析に使用された結果は極めて興味あることである。

「重核核データの同時評価法と共分散データの現状」(植之原, 神田)、JENDL-2 でも、U と Pu の核分裂、放射捕獲断面積は絶対値測定と相対値測定を用いて定性的な同時評価が行われた。その他に試みられた同時評価の例は幾つかあるが、それらの結果が評価済み核データ・ファイルに入れられた例はまだないようである。重い核の共分散は、ENDF/B-V の一部に入っているが、それをどうして求めたかは不明である。これらの現状を簡単に述べ、講演者によって開発されたベイズ推定とスプライン関数を利用した同時評価法の紹介と、同方法によって求まる共分散の話があり、適用例も示された。この方法は JENDL-3 の評価への使用が計画されている。

「Joint Evaluation File の現状」(中川)、講演者は JEF をまとめている NEA のデータ・バンクに最近まで滞在し、JEF の編集に直接たずさわって来たので、JEF の現状を紹介するのには最適の人である。JEF-1 の進行状況が述べられた。内容の一部は、同ファイルが

完全公開ではないので、定性的表現でしか述べられなかった。JENDLの様に完全な公開を前提としているファイルに割れているものにとって、極めて奇異な印象であった。JEFのこのような動きといい、ENDF/B-Vの一部しか知り得ない現状といい、事情があるにせよ、国際協力が進んでいる核データの分野はもっと開放的であって良いのではないか。JENDLにもこのような制約が付くことのない様、関係者全員の協力が必要であろう。しかし、データ・ベースが安易に手に入るものではないことの認識も強くしておく必要がある。

以上の講演をJENDL-3との関りで概観してきた。その中心は、主に評価の道具はどんなものかを見るという立場である。もちろん、これら今回の研究で紹介された手法はJENDL-3の内容の充実につながるものである。また、この他にも幾つも新しい試みがなされることと思われる。

JENDL-1から-2、-3と改訂版が作製される時に、エネルギー範囲が広がるとか、核種が増えるとか、核融合炉用を考えると、各々の特徴がうたわれる。それらを実現するためには、今迄の手法とは異なったものを用いなければならない。

例をあげると、JENDL-1でエネルギー上限は15 MeVであったが、JENDL-2では20 MeVになった。この差はエネルギーでは5 MeVであり、中性子エネルギーは対数的に考えればよいのだから、僅かの拡張とも思えるが、この差は相当大きい。15~20 MeVは実験が少ない。上限15 MeVの場合は、14 MeV中性子による内挿で評価できる。ところが、上限20 MeVになると、むしろ、外挿による評価となる。こうなると、この辺のエネルギーで使用可能な、計算モデル、その計算コード、そのパラメータ等が必要となる。このために、JENDL-3では“新しく採用する計算法”が必要となる。

第2の例で、核融合炉用核データとうたえば、軽核が重要となり、ガンマ線発熱に直接関係のある“ガンマ線生成断面積”も重要となる。これらを実評価すべき手法の開発は不可欠である。

この様にJENDL-1から-2、-3と特徴のあるファイルとするために、幾つかの手法が開発され、発達して来た。その意味で、改訂を重ねる毎に内容の充実と適用範囲の拡大がなされて来て、JENDL-3の位置付けは明確である。改版毎に外に向かってうたえる項目は増え、評価の質も向上し、JENDLというファイルの存在が高く評価されることになる。しかし、核データ・ファイルの本当の価値は収納された値が正しいかどうかにある。それを判定する一つは積分実験との比較である。

本研究会でも「JENDL-2の検証」の3つの講演でとりあげられている。この種の議論では計算と実験の比がC/Eとして定量的に示される。筆者はこのC/Eが1になることが必ずしもそのまま“良い”ことであるとは思っていない。しかし、評価者の方はナイーブにも、これが1でないとと言われると、評価が悪いのかと思ひ、次の改訂版ではもっと“良い”評価を心掛けようとする。しかし、現在の評価の手法では、改めて評価をして“良い”結果が得られる期待と希望は持てても、その保証はない。それなら、積分測定に合う様に調整すればよいという考え方が出てくる。こうなると、核データは積分測定に合いさえすればよいという考え方が強く出る。これに関する議論は、シグマ委員会の中で古くから論じられて来た。核データ・ファイルへの考え方の違いで議論が分かれる。JENDLをどう考えるかの問題であって、手法に優先して考えるべき問題である。

「重核の同時評価」で JENDL-3 の評価をする場合、従来の様に微分測定データののみを用いればそれなりの結果が出て、微分測定に伴う共分散も出る。この結果が積分実験の C/E をどの様に与えるかは予測出来ない。もし“良い”結果が出なかったらどうするか、従来の方法と違って簡単な手直しを矛盾なくすることは容易でないし、この方法を採用して微分実験に基礎を置く以上、その様な修正はすべきではない。ただし、「重核の同時評価」の方法は、積分実験も含め、微分、積分両実験に合うように核データを同時評価することも可能である。従って、JENDL の作成をどの様に考えるかが決まれば、手法としての対応は可能である。

この様に、JENDL が内容を充実させ、手法も改善してより“良い”ファイルを目標に改訂し、自分達で作ったファイルを持つことへの意識は大きい。一方これが ENDF/B や JEF と対比した時に、どんな位置付けになるかも考えて置かねばならない。JENDL-3 が完成する頃には、ENDF/B-VI が出ているであろうし、JEF-1 の次の JEF-2 が出来ているかも知れない。それらに比べて JENDL-3 の国際的な位置付けはどうなるのか。そこまでは問わずに自分で作ったファイルがあることで満足するのか。それとも、他のファイルに比べて優れていることを主張したいのか。何を似て優れていると言うのか。本研究会でそこまでの議論はなかった。

評価済み核データ・ファイルの最終目標は、物理量としての核データの真の値を求めることである。一方、当面の目標は各種原子炉の設計や関係のあるデータの解析に使用可能な値を得ることである。これらの目標の達成度をどうして確認するかとなると困難がある。前述の C/E が目安になるにしても、この値が 1 となることが総てではない。といって、C/E を無視出来ない。その間の調整、または調和は評価共分散ですればよいと考えている。評価者側は飽くまで物理的手法と評価方法を駆使して、核データおよびそれに伴う共分散を評価する。積分実験の解析にはこれらを用いて、C/E の比較には分子、分母共誤差を与えた上で議論すべきである。

この様に、共分散の評価を強調すると、評価側と利用者側の両方から異論が出そうである。

まず、評価側からは、どの様な方法で共分散を求めるのか、しかも、その精度はどれ程か、とてもそんな精度を出す自信がない。この様な発言が本研究会でも出された。それに対して、それなら核データの評価はどの様にしているかを考えてみてほしいと言いたい。現に値を求めている。このことと同じ様に共分散の評価を考えればよい。今の共分散評価にたいする“恐れ”は、丁度 JENDL-1 作製の直前の状態と同じだと思う。あの当時、どんなに断面積として“一本の線”を引くのに緊張したことか。白紙に向かって、第一筆をおろす“恐れ”を味わったはずである。それと同様の状態ではないかと思う。先ず、自分で納得出来る方法で共分散を出してみることである。

利用者側からは、共分散評価をそれ程重大に考える必要はない。共分散はどんな方法で求めた所で大差はないだろうから、他からの借物でもよいではないか。これも本研究会で述べられた考え方である。しかし、これは過渡的な現時点ではよいし、それで利用者側の共分散に対する準備をすればよい。しかし、JENDL を自分達の作った評価ファイルとするなら、やはり共分散をも自作するべきであろう。

資料から判断するに、ENDF/B-VI の内容となるとみられる各核種の評価は、本研究会で示された JENDL-3 の手法と似た様なものである。しかし、その充実度あるいは手法の習熟度というべきものには差がありそうである。JENDL 作製の体制からして、これを越すことは出来そ

うにないので、平均的レベルはあげながら、それに加えて一点でも独自のものを持って存在価値を示す必要があろう。それは、どれかに決めてどうしようということでは出来ず、現状では自然発生を待たざるを得ないと思う。

冒頭に述べた各種項目についての筆者の位置付けは明らかとおもう。JENDL-3 の成果を期待したい。

トピックスの中の次の3講演はいずれも興味深く、核データの応用の拡がりを認識させられた。核データが直接に関係する分野は常に見聞する機会も多いが、ここに組まれた講演の内容は、使用する立場として核データを直接に使うにしても隣接する分野との感が強い。その様な分野に視野を拡げることは、核データ・ファイルの内容の充実につながるものである。

「高エネルギー領域の核データ —— Spallation 中性子の発生と輸送 ——」(中原)
Spallation 中性子は、最近、加速器増殖や核融合材料開発の照射用中性子源として強い関心が持たされている。入射エネルギーが100 MeVを越えると、核子の結合エネルギーは無視出来るので、基本的には自由核子の衝突と考えられるようである。しかし、20~100 MeVはこの様な考えが出来ず難しいとのことだが、この領域はまさに核データ・ファイルの扱っている領域の隣りである。成果を期待したい。

「放射線治療において要求される線量測定精度とそれに影響する原子分子・原子核データ」(尾内)の内容は、医学の分野に核データが使用される場合の問題点を明解に指摘し、多くの関心をよんだ。特に、照射線量の予測精度を±2%、全不確かさを±5%と定量的に示された。核データの精度の現状から考えて相当厳しい値なので、議論もこの点に集中した。治療の際には予測と実施との差があるとのこと、その差を縮め照射線量の制御で照射担当者側が直接治療し、むしろ医師が補助的役割をはたす様になるのが放射線治療の望ましい方向なのであろう。しかし、核データへの要求精度が高く、これに応えるためには極めて精度の高い核データの測定が必要である。

「原爆放射線量再評価の問題解説」(小佐古)。最近、新聞等でも取上げられている問題である。多くの図を使っての解説は興味深く、問題点もよく理解出来た。原子力問題の最初にあったこの不幸な出来事から、その後30数年間に発達した学問や技術を駆使して、貴重なデータを確認しようとする試みのようだ。これから確度の高い値が得られ、今後の議論の共通の基盤となり得る結果を期待したい。

最後にこの様に有意義な研究会を企画された方々、および、会の運営を推進された方々に厚く感謝いたします。

P. 国内における断面積の微分測定及び積分実験の紹介

P.1 軽・中重核における中性子の散乱・透過実験

馬場 護*

東北工学部ダイナミトン実験室における中性子二重微分断面積(DDX)と透過率測定について簡単に述べる。 ${}^6\text{Li}$, Be について数MeV~14 MeVにおけるDDXの測定結果を, ENDFの評価値等と比較検討するとともに, 実験値の再現を試みた。Fe, Ni, Thの非弾性散乱の測定結果は, 直接過程の重要性を示した。又, Fe, Niの厚さ依存透過率の測定より, 数100 keV領域で平均断面積が, $\geq 10\%$ 評価値より大きい可能性が示唆された。

A Study of Neutron Scattering and Transmission for Light and Medium-Weight Nuclei

Mamoru Baba*

A brief description is presented for experiments of double-differential neutron emission cross sections measurement. Neutron transmission experiments for various sample thickness are also described.

1. 緒言

軽核における中性子散乱データは, 核融合炉ニュートロニクスにおいて基本的な役割を果たすものであるが, 実験データは質量ともに不十分な状況にある。又, 中重核においても, 散乱断面積はもとより, 全断面積においても問題点が指摘されている。この報告では, 東北大ダイナミトン実験室における中性子散乱実験の一環として行われた, 二重微分断面積の測定について述べ, 合わせて, 中性子透過実験にもふれる。

2. 実験及び結果

1) 中性子散乱

用いられた実験配置をFig. 1に示す。飛行時間法を用いた標準的な方法であり, 主検出器として $5^\circ\phi \times 2^\circ$ 厚NE 213, 中性子束規格化用モニターには同じく, $2^\circ\phi \times 2^\circ$ 厚NE 213が用いられる。前者には400:1のダイナミックレンジを有するn- γ 弁別回路が付属している。Fig. 2に

* 東北大学, Tohoku University

2 cm ϕ \times 3 cm 長 Be サンプルによる散乱中性子飛行分布の一例を示す。二重微分断面積の測定の際には、とくに検出器効率とバックグラウンドの決定精度が重要である。バックグラウンドの中で、中性子源の汚れによるものはやっかいであり、とくに問題となる d-D 反応を用いる場合には、ガスアウトの測定も行い、他の場合でも何らかの方法でチェックを行ってきた。又、多重散乱補正も、軽核の場合、散乱に伴うエネルギー変化が大きいためモンテカルロ法が用いられるが、補正計算に必要とされるデータ自体不満足であるため、独自にデータセットを作成する必要性も生じる。断面積の絶対値の決定に用いるポリエチレンサンプルの場合は平板近似で充分である。

Fig. 3 に ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ の測定結果を示す。すでに指摘されてきたように、¹⁾ ENDF では、角度、エネルギー相関と実験値における構造(レベル散乱による)が再現されていない。これに対し、点線で示したエネルギー分布-連続エネルギー分布に関しては、S 波 Coulomb 力を考慮 phase space 分布、^{1,2)} レベル散乱ピークに対しては、DWBA の計算値を仮定-は実験値をかなりよく追従している。但しエネルギーが 8 MeV 以下になると計算によるピーク成分はかなり小さなものとなってしまい今後の検討が必要である。14.8 MeV のデータでは、 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ において $Q = -2.2$, $Q = -4.6$ MeV より高い状態も励起されているように見え、これらも考慮される必要があろう。

Fig. 5 には Be の結果を示す。実験値相互の一致は十分とは言えないが、エネルギーや角度の違いを考慮すると比較的良く一致していると言えよう。それに対し、ENDF はその傾向と大巾に異なるスペクトルを与えている。以前指摘した³⁾ ように、ENDF で仮定されている中性子放出過程が妥当でないこと、又その放出中性子のエネルギー分布が合理的でないことによるものと思われる。むしろ ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^6\text{He}$ の寄与がかなり大きいと考えた方が合理的であると考えられる。³⁾

Fig. 6, 7 には、Fe, Ni, Th の場合の散乱断面積を示す。実験との比較のために統計模型と結合チャンネル模型(C \cdot C)による計算値も示す。光学ポテンシャルは Fe, Ni の場合 JENDL-2 で採用されたもの、Th の場合は Haouat⁴⁾ によって Th に対しサーチされたものである。Fe, Ni の場合、非弾性散乱は、直接過程を含めることにより、かなり実験値に近づくことが示されている。Th の場合は、図に示した 2.5, 5.7 MeV では、直接過程がほとんどを占め、C \cdot C のみで良く実験値を再現している。測定された二重微分断面積より、非弾性散乱断面積と、蒸発中性子温度を求めた結果が Fig. 7(c) に示されている。(この場合、 $2n\ 2^+$, $3rd\ 4^+$ は弾性散乱ピークから分離されていないので、上述の C \cdot C により評価した) 非弾性散乱断面積は、ENDF/B-V (ANL EVALUATION) に近く、JENDL-2 よりは $\sim 30\%$ 高い。この違いは、 2^+ , 4^+ のみでは説明がつかないので高励起準位も含め、今後の検討が必要である。他方、5.7 MeV での蒸発中性子温度は、JENDL-2 の値に近く、B-V の温度は実験値に比べかなり硬いスペクトルを与える。

2) 中性子透過率測定

全断面積の重要性は指摘するまでもないが、ANL グループは、中重核の測定において、Self-shielding 効果が大きく、その正確な評価が重要であることを指摘した。⁵⁾ 我々は以前 Th について行った透過実験⁶⁾ に続き、構造材核種のサンプル厚さ依存の透過率測定を行っている。比較的広いエネルギー巾について、1 \sim 5 cm 厚の 5 種類のサンプルの透過率を測定し、ゼロ厚さに

$$\sigma^T(n) = \frac{-1}{n} \ln \frac{\int \phi \cdot e^{-n\sigma_T} \epsilon \, dE}{\int \phi \cdot \epsilon \cdot dE} \quad (n: \text{サンプル厚さ})$$

外挿することによって、“真”の平均断面積を求めようとするものである。Fig. 8に示すように測定結果は、JENDL, ENDFから予想されるよりも急な厚さ依存性を示し、平均断面積においても、5~10%高めの値を示している。このことはANLグループの結果と同じ傾向であり、共鳴構造がより急峻であることを示唆していると言える。

References

- 1) M. Baba, et al., Proceedings of International Conference on "Neutron Cross Section and Technology", 1979 Knoxville, p.43
- 2) Holland, et al., Phys. Rev. C 19 (1979) 592
- 3) M. Baba, et al., Proceedings of International Conference on "Neutron Physics and Nuclear Data for Applied Purposes", 1978, Harwell, p.198
- 4) G. Haouat, NEANDC (E) 180 "L" (1976)
- 5) A. B. Smith, et al., ANL/NDM-33
- 6) N. Hirakawa, et al., Proceedings of "Japan US Seminar on Thorium Fuel Cycle", 1983, Nara

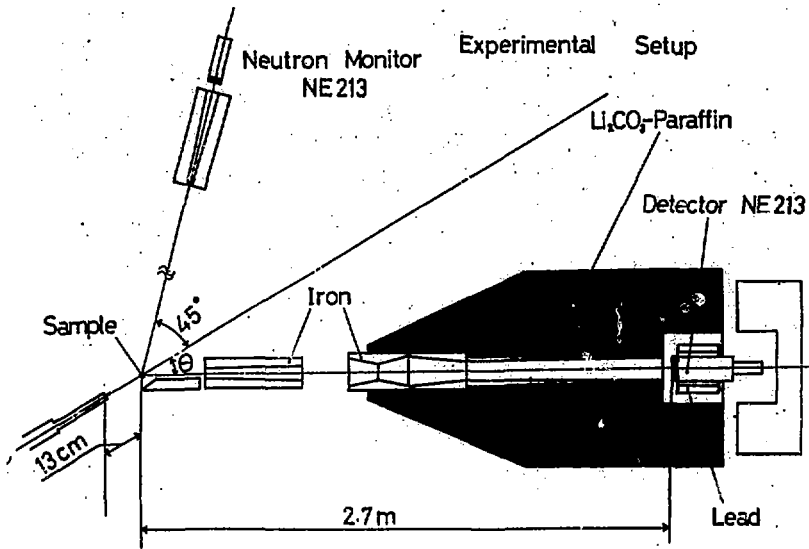


Fig. 1 Experimental setup for neutron scattering measurement

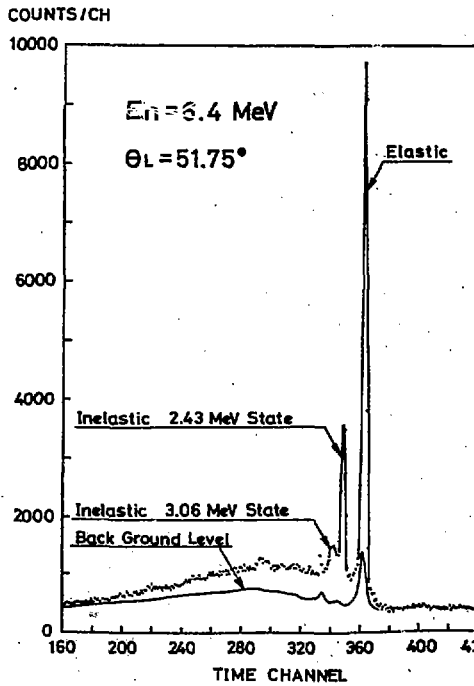


Fig. 2 Typical time of flight spectra of scattered neutrons (Be sample)

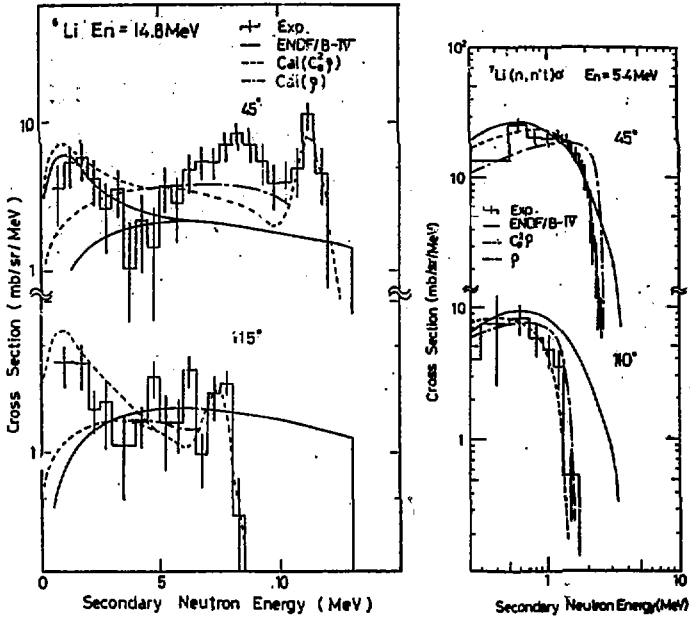


Fig. 3 DDX for ${}^6\text{Li}$
(calculation is described in text)

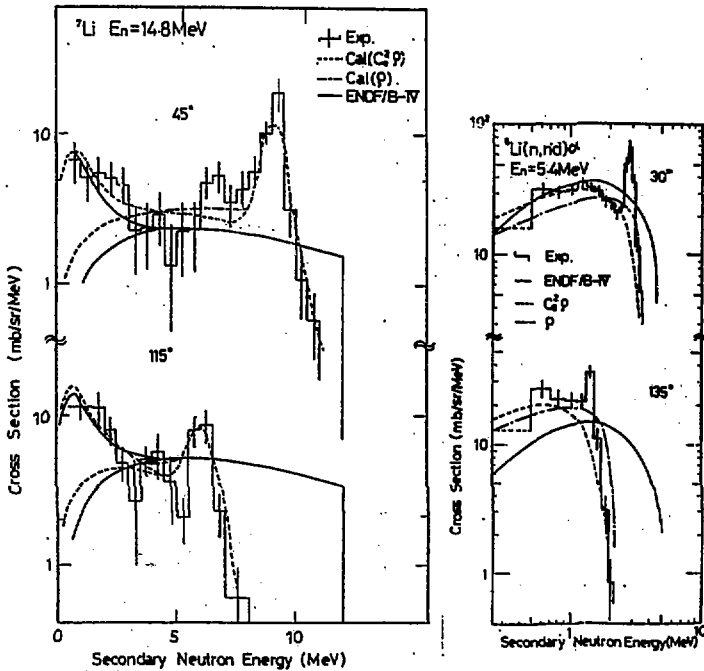


Fig. 4 DDX for ${}^7\text{Li}$
(calculation is described in text)

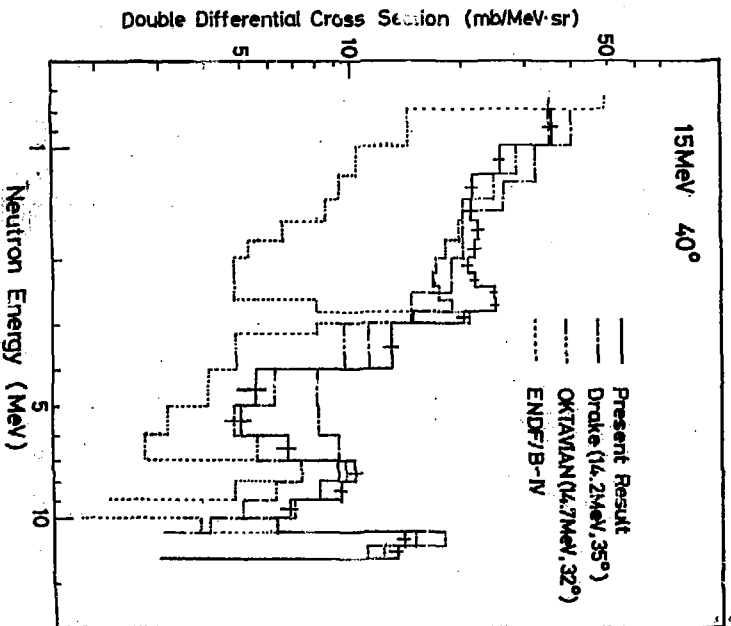
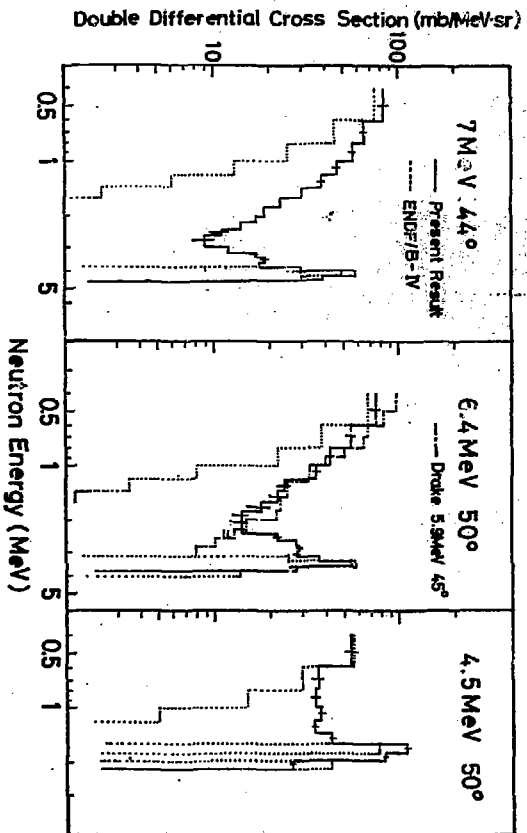


Fig. 5 DDX for Be

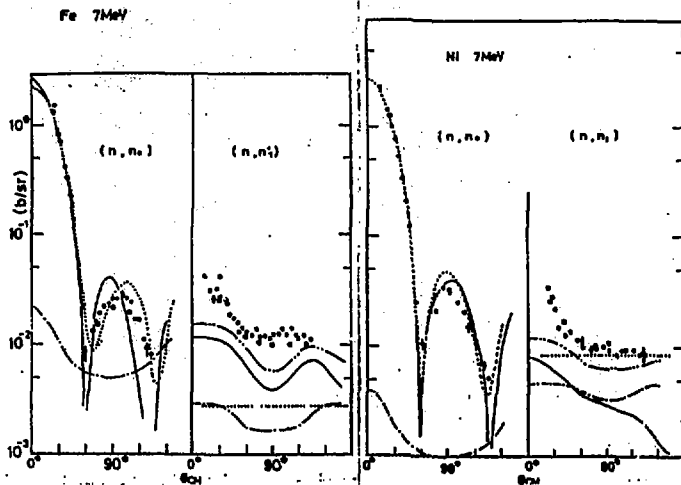


Fig. 6 Scattering cross sections of Fe and Ni compared with calculation by statistical(---) and coupled channel model(—)

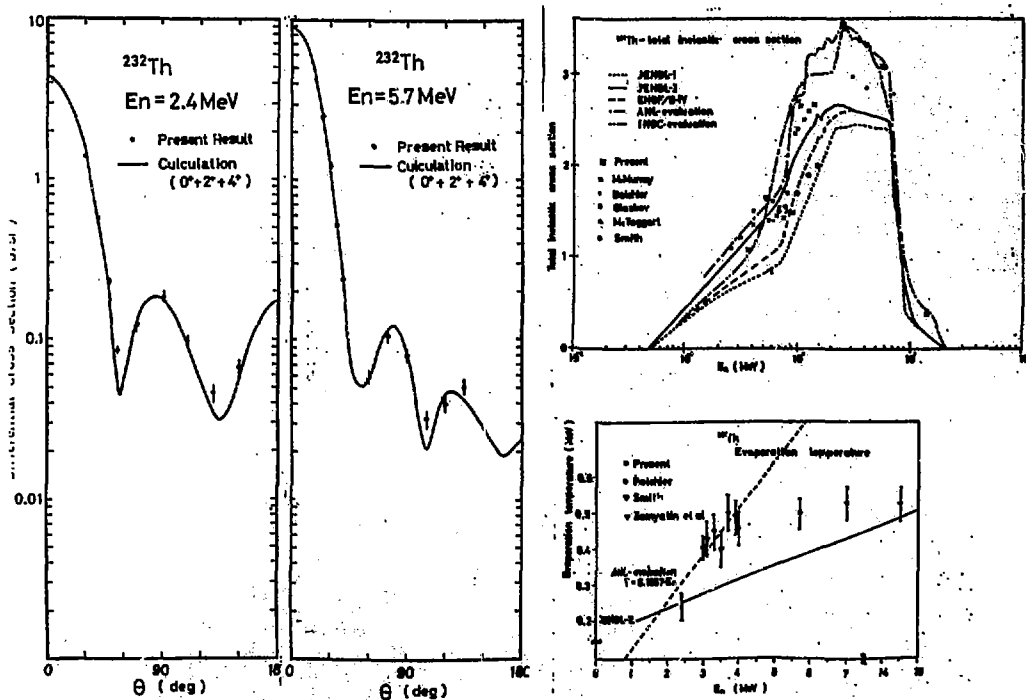


Fig. 7 Scattering cross sections and evaporation temperature of Th.

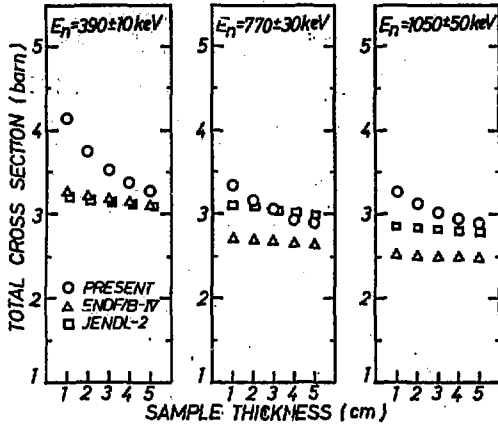


Fig. 8 Results of neutron transmission for various sample thickness.

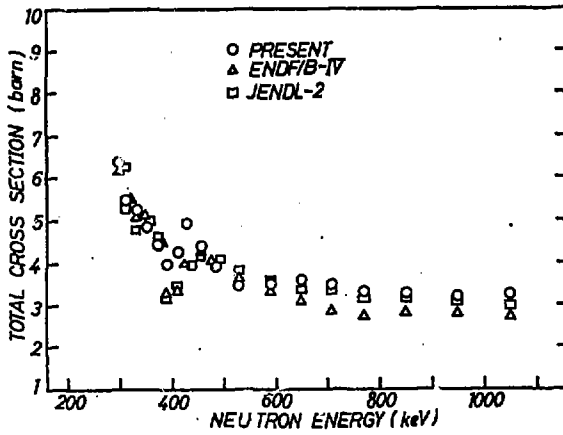


Fig. 9 Average total cross section of Ni.

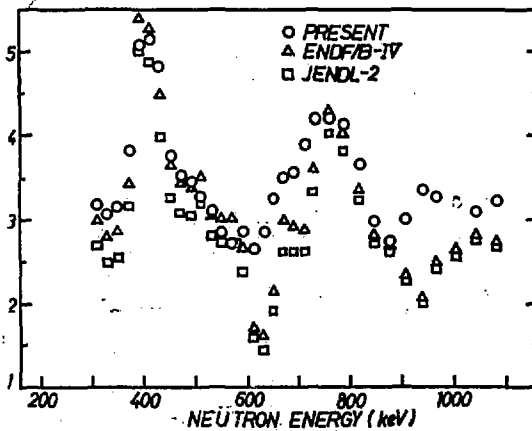


Fig. 10 Average total cross sections of Fe.

P. 2 15MeVにおける中重・重核のDDXの測定**

岩 崎 信*

東北大ダイナミトロン施設において、主に核融合炉材料として重要な(中)重核について、15 MeVでのDDXの測定を行ってきている。結果を既存の評価済核データファイルENDF/B-IVとの比較を行った所、特に角度分布において不一致が目立った。一部測定された核データの理論的解析を行って、前平衡過程による非等方分布の重要性を指摘した。測定された核種は、Ti, Nb, Mo, Pb, Th (測定中)で、他に軽核としてCとAlがある。

Measurements of Double Differential Cross Sections (DDX)
for Several Medium-Weight and Heavy Nuclei at 15 MeV

Shin IWASAKI*

Measurements of double differential cross sections (DDX) for several intermediate and heavy nuclei have been performed at 15 MeV in the Dynamitron Laboratory at Tohoku University. Comparison of the experimental data with the evaluated nuclear data file, ENDF/B-IV revealed that the data file could not reproduce the experimental ones, particularly in the angular distributions. Nuclear model calculation showed that the preequilibrium process was important in the present incident energy region.

Measurements have been performed for titanium, niobium, molybdenum, lead, and thorium (in progress), including the light elements, carbon and aluminum.

まえがき

核融合炉ブランケットの設計計算に於いて、DDX(二重微分断面積)の重要性の認識が深まってきているが、その核データの現状は、とても設計者の要求に答えられる状況にはない/1/。東北大ダイナミトロン施設において、主に核融合炉材料として重要な核種について、15 MeV領域のDDXの測定を行ってきている/2/、/3/、/4/、/5/。実験条件から個々のレベル散乱が完全に分離できないので、すべて連続的な取りあつかいで処理を行った。最近では、15

* 東北大学, Tohoku University

** この研究は、杉本昌義(現 原研)、高橋英明(現 三菱総研)、内田 博(現 浜松フォトリクス)、新波字司(現 日本NUS)、田村俊明、田村 仁、井上考行、小山淳一、今泉潤一、福山一典と共同で行われた。

から 20 MeV 領域での測定も試みている / 6 /。又、測定精度の向上を旨として、種々の測定装置、技術の開発も併行して進められてきた。一部測定された核データの理論的解析も行って、前平衡過程による、非等方性分布の重要性を指摘した。さらに、既存の評価済核データファイル ENDF/B-IV 等から作られるスペクトルとの比較を行った所一部の核種を除いて、不一致が目立った。

今までに測定された核種は、Ti, Nb, Mo, Pb で Th については測定中である。ほかに、C と Al についても行われた。

実験方法

実験はすべて東北大学工学部原子核工学科高速中性子実験室 (FNL) に於いて、パルス型ダイナミロン加速器と高速中性子飛行時間 (TOF) スペクトロメーターを用いて行われた。以下実験方法の各項目について述べる。

〔中性子源〕

ダイナミロンでは数 100 keV のエネルギー領域で安定なパルスビーム発生は現状では不可能なので、1.5 MeV 程度のビームを、ターゲット直前の 10 μ m の Ni またはハーバーフォイルを通過させて、8 Ci の Ti-T ターゲットに入射させる方式をとっている。従って、エネルギー分解能や収率の点で、コッククロフト等の場合に較べて劣っている。使用したターゲットアセンブリに於いては、ターゲット周辺物質の軽量化が図られている。

〔サンプル〕

すべて高純度の材料を円柱状に加工したものをを用いている。収量を考えて、2 cm 直径、5 cm 高さ、または、3 cm 直径で、5 cm 高さの比較的大きなものをを用いている。サンプルはターゲットの零度方向で、12~13 cm の距離の所に細いファイバーで吊り下げられていて、遠隔操作で他のサンプルと交換される。断面積の絶対値校正用として、1 cm 直径で、5 cm 高さのものと、0.7 cm 直径で、3 cm 高さのポリエチレンとグラファイトのサンプルも用いている。

〔検出器〕

現在、スペクトロメーターの主検出器として使用しているものは、5 インチ直径で、2 インチ高さのガラス容器封入型 NE 213 液体シンチレーターで、自作のものである / 7 /。これを薄いライトガイドを通して RCA 8854 PMT + ORTEC 271 ベースに接続して用いている。又、収量を稼ぐために、大型 (角柱型) 検出器の開発もすすめられている / 8 /。各実験値間のサンプル入射中性子束の規格化のためのモニター検出器として、2 インチ直径で 2 インチ厚さの、同じくガラス封入型 NE 213 シンチレータを用いている。

〔シールド・コリメータ〕

昨年までは、炭酸リチウムモバラフィン入りで小型で砲弾型のものを用いてきたが、その壁厚が不足していて、特に床部からのバックグラウンド中性子が大きいことがわかり、輸送計算の結果を基に、角柱型検出器も使用できる新しい大型シールド・コリメータを設計・製作した / 9 /。これはゴニオメータ上で前後に移動可能で、3.5~7m の飛行距離がとれる (Fig. 1)。

〔測定回路〕

基本的にスペクトロメーターの回路構成はオーソドックスなもので、 $n-\gamma$ 弁別には、三重ディレー・ライン方式を採用している。以前は $n-\gamma$ 弁別は、リニア・ゲートによりハード的に行ってきたが、現在は後で述べるように、ソフトウェア処理の段階で行う方式を採用している。

Fig. 2に測定回路系のブロック・ダイアグラムを示す。

〔データ収集〕

上で述べたように、現在は主検出器からくるTOF、 $n-\gamma$ と発光量(PH)の三つの情報の三次元+モニター検出器からのTOF情報一次元のデータを、イベント毎にリスト・モードで取りこむ(Fig. 2)。良好なS-N比で真のイベントが得られるように、後続のミニコンで最適なソフトウェア処理を行ってTOFスペクトルを得る/10/。

〔バック・グラウンド評価〕

散乱実験で得られるTOFスペクトルには、時間依存と非依存のバック・グラウンド成分(BG)が含まれている。前者については、普通サンプルなしの場合のデータから評価される。しかし、現在はサンプルをうすいSUSの円筒容器に入れて測定し、BGはSUS容器のみの場合のデータを用いるようにしている。

これは、サンプルなしの場合、時間軸の基準となる即発ガンマ線によるピークが十分に形成されず、BGの差引きの際大きな系統誤差の要因となった場合があったからである。

時間非依存の成分は、ガンマ・ピークの外側の平坦な部から推定して差引く。

〔検出効率〕

断面積の絶対値化が水素の散乱断面積に規格化するやり方なので、スペクトロメーターの中性子検出効率については、相対的に求まっていれば良い。基本的にはモンテカルロ・コード:O5S/11/の計算値を用いる。この計算値の妥当性については、以前の実験(関連粒子法や中性子源反応の角度分布測定など)で検証されている。

〔多重散乱、減衰の補正〕

散乱実験の場合、サンプルが有限の大きさを持つ事により、中性子の多重散乱や減衰の影響が無視できない。

この効果の補正には様々な方法があるが、ここではモンテカルロ法により推定し、補正を行っている/12/。計算に用いる核データはすべてENDF/B-IVによっている。

実験結果と検討

〔ニオブium〕

一連の実験のうち最初に行われたものである/2/。2 cm × 5 cmの大きさのサンプルを用い測定角度は=25, 30, 35, 40, 50, 60, 75, 90, 105, 130そして155度の11点であった。入射中性子エネルギーは15.4 MeVと少し高目であった。飛行距離が3.5 mと短く分解能がわるいため、弾性と非弾性散乱との分離ができていない。1-13 MeVの領域のDDXの結果を示したのがFig. 3である。図中にはDresden工大のHermisdorfら/13/とLivermoreのKammerdiener/14/の結果も示してある。Fig. 4にはこれらを角度積分したトータル・スペクトルが

示してあるが、代表的実験である Hermsdorf らとは必ずしも一致が良くない。又、ENDF/B-IV の値も支持していない。最近の Strohmaier の評価に於いては、むしろ我々に近い値になっている /15/

〔チタニウム〕

この核種については、3 cm ϕ \times 5 cm のサンプルが使われた。入射中性子エネルギーは 15.2 MeV、測定角度は 30, 40, 50, 70, 90, 110, 130, 150 度の 8 点、飛行距離は 3.8 m であった。

測定結果の一部を Fig. 5 に ENDF/B-IV の値と併に示す。B-IV では連続領域への非弾性散乱成分がかなり過大評価となっている。

〔モリブデン〕

サンプルは、2 cm ϕ \times 5 cm のものを用いた。他はチタニウムの場合とほぼ同じ条件であった。実験結果は前方がつよい非等方的で、等方分布の ENDF/B-IV を支持しない。この核種については、Akkermans ら /16/ の前平衡過程モデルに基づく放出中性子角度分布計算コード：PREANG による計算で実験値の再現を試みた。これらの結果を Fig. 6 に示した。計算に用いる二体散乱核の角度依存性パラメータの値は Akkermans らが求めたのと同じにした。直接反応過程の優勢な弾性、及び低いレベルへの非弾性散乱成分を除いて、かなり良く実験値の傾向を再現しているが、後方で過小評価になっている。

〔鉛〕

実験条件はほぼ前と同じである。ただし、シールド系とデータ収集・処理法については先に述べた新しいものを用いている。測定角度は 40, 70, 100, 135, 150 度の 5 点で、飛行距離は 4 m であった。但し、サンプルは SUS 入りのものを用い、中性子エネルギーは 14.8 MeV であった。また最近 18.2 MeV でも実験が行なわれた。測定結果の一例を Fig. 7, Fig. 8 に示した。この核種については、とくに (n, 2n) 反応に注目して解析を行った。

多段階 Hauser-Feshbach モデルによる核反応計算コード：GNASH /17/ による解析を行った (Fig. 9)。測定スペクトルの 6 MeV 以下では、大部分が (n, 2n) によるものなので、角度積分されたスペクトル (Fig. 8) を Maxwell 分布でフィットして、0 から 6 MeV までを積分して (n, 2n) 反応の断面積を求めたところ、最近の Frehaut ら /18/ の値とコンシステントであった /5/。また、この部分のスペクトルの形は、ENDF/B-IV よりも堅めになっていて、Hermsdorf らの傾向とも一致しない (Fig. 8)。

まとめ

4 核種 (Nb, Ti, Mo, Pb) の DDX の測定結果について報告した。実験したエネルギー (~15 MeV) の所では、6 MeV 以上の二次中性子がつよい異方性を持っている事が示された。この点で ENDF/B-IV と合わない場合が多い。前平衡過程モデルの有効性が示されたが、さらに発展が望まれる。

測定結果の数値は、それぞれ細かい補正を行って別に報告される。測定値の誤差は、おおよそ 5, 6 MeV 以上で 10~40%, 以下で 5~10% と見積られる。

なお現在測定中の、Th と Pb (18 MeV) の結果も近く報告される。

謝 辞

一連の実験の遂行にあたっては、実験室の遠藤義男、阿部勇、坂本隆二、藤沢政則の各氏にお世話頂いた。また、学科工場の佐藤栄作、高橋 章、高橋忠好、小松清勝、赤間長作、長谷隆男の各氏に感謝致します。

References

- 1) 岩崎 信 ; JAERI-M 83-041 (1983)
- 2) S. Iwasaki et al.; Proc. Int'l Conf. Nucl. Cross Sec. Tech., Knoxville, 1979, NBS-SP 543, p.73, (1980, Wash.)
- 3) S. Iwasaki et al.; NETU-38, FNL Prog. Rep. (1981)
- 4) S. Iwasaki et al.; NETU-40, FNL Prog. Rep. (1982)
- 5) S. Iwasaki et al.; Int'l Symp. Fast Neutron Phys. at 14 MeV, Gaussig, Nov. 21, 1983
- 6) H. Tamura; to be reported
- 7) S. Iwasaki et al.; NETU-38, FNL Prog. Rep. (1981)
- 8) H. Uchida et al.; NETU-40, FNL Prog. Rep. (1982); to be published
- 9) H. Suwa et al.; NETU-40, FNL Prog. Rep. (1982); S. Iwasaki; NETU-41, FNL Prog. Rep. (1983)
- 10) T. Inoue et al.; NETU-41, FNL Prog. Rep. (1983)
- 11) R. E. Texter et al.; ORNL-4160 (1968)
- 12) T. Tamura et al.; to be reported
- 13) D. Hermsdorf et al.; ZfK-277 (U), Dresden (1975)
- 14) J. L. Kammerdiener; UCRL-51232 (1972)
- 15) B. Strohmaier; Specialist Meet. Nucl. Cross Sec. Structural Mat., Vienna, Nov. 2-4, 1983
- 16) J. M. Akkermans et al.; Phys. Rev. C22 73 (1980)
- 17) P. G. Young and R. E. Authur; LA-6947 (1977)
- 18) J. Frehaut et al.; Proc. Symp. Neut. Cross Sec. from 10 to 50 MeV, BNL-NCS-51235 (I), p.339 (Upton, 1980)

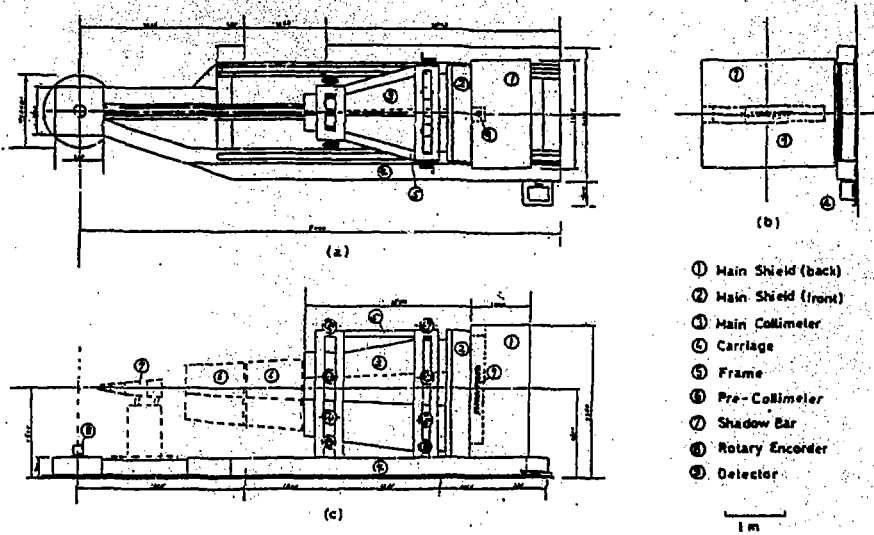


Fig. 1 Schematic drawing of the new shield-collimeter and goniometer system. (a) top view, (b) back view, and (c) side view, added the pre-collimeter and shadow bar.

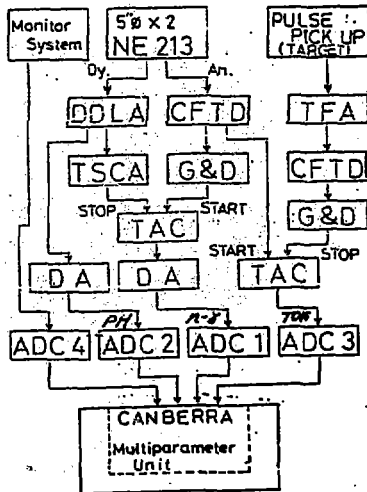


Fig. 2 Block diagram of latest typical detector electronics system for the present experiment.

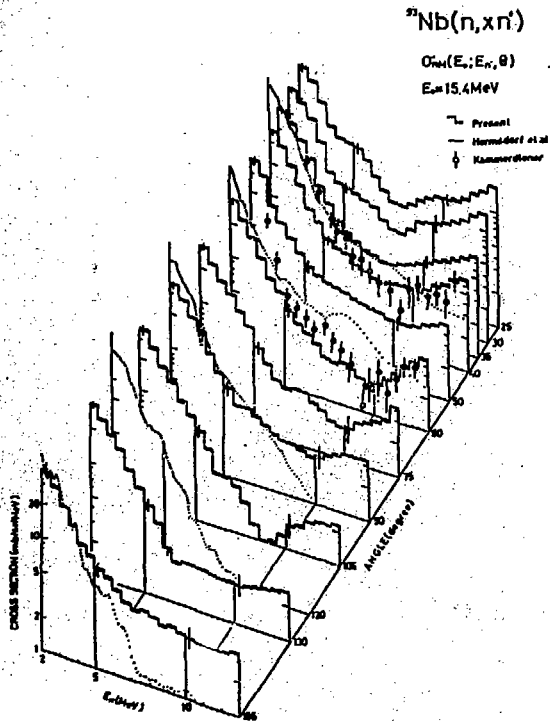


Fig. 3 Secondary neutron energy spectra vs. scattering angles for niobium at 15.4 MeV.

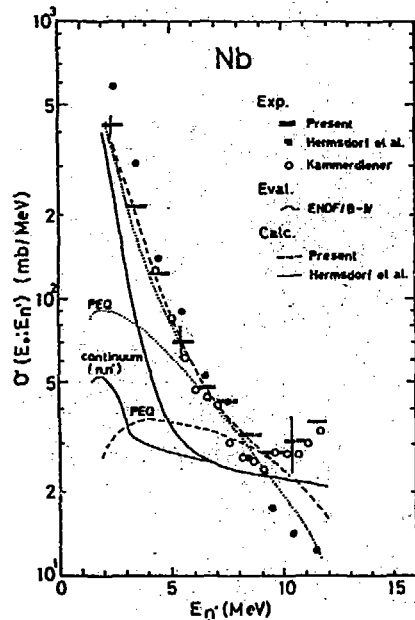


Fig. 4 Angle integrated energy spectra for niobium; present, ENDF/B-IV at 15.4 MeV, Hermsdorf et al. at 14.6 MeV, and Kammerdiener at 14 MeV.

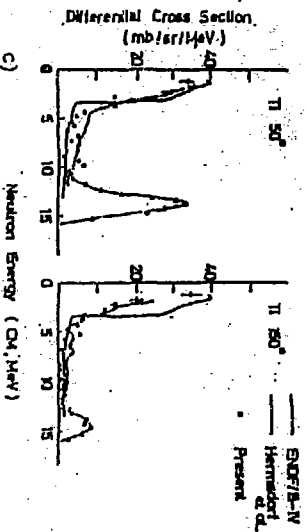


Fig. 5 Secondary neutron energy spectra for titanium at 15.2 MeV.

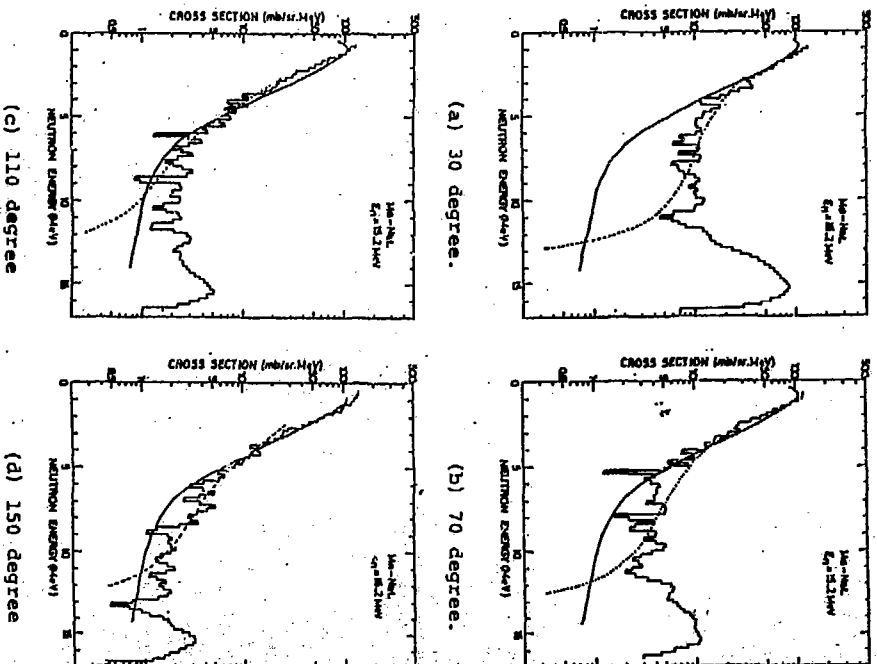


Fig. 6 Secondary neutron energy spectra from from Mo-nat. (n,n) reaction at 15.2 MeV; (\bullet) present experiment; (---) ENDF/B-IV; (—) present calc. by the PREANG code.

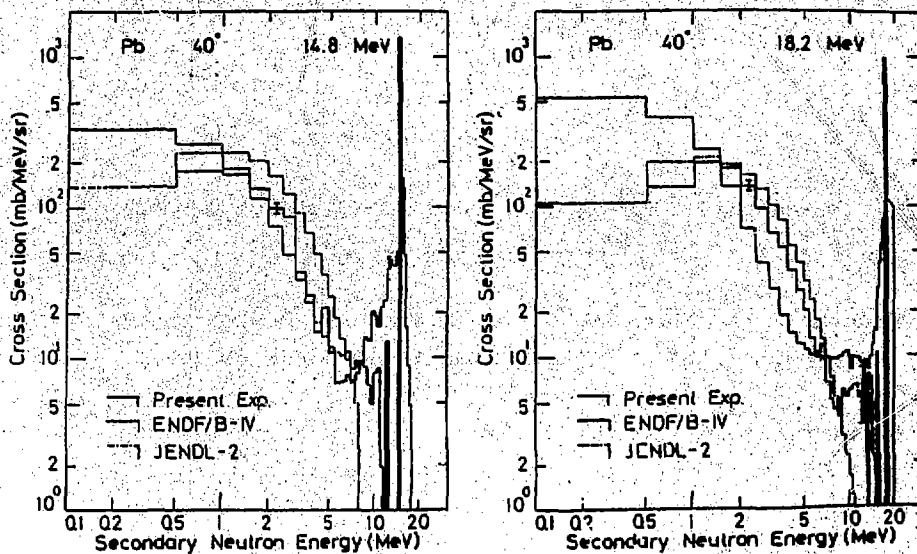


Fig. 7 Example of DDX's for Pb(n,xn) at 14.8 MeV (a), and 18.2 MeV (b)

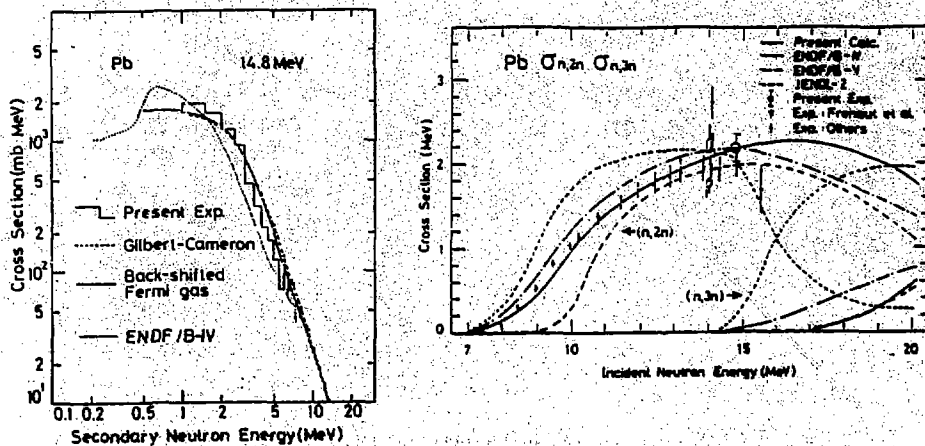


Fig. 9 Neutron cross sections for Pb(n,2n) and (n,3n) reactions

Fig. 8 Angle integrated spectrum below 7MeV for Pb(n,xn) at 14.8 MeV

P. 3 アクチノイド核種の核分裂断面積の測定

神田一隆*, 佐藤 理*, 吉田和生*, 伊丸岡浩亮*,
寺山弘通*, 吉田匡志*, 平川直弘*

Measurement of Fast Neutron Induced Fission Cross Sections
of ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Np and ^{243}Am

Kasutaka KANDA*, Osamu SATO*, Kazuo YOSHIDA*, Hiromitsu IMARUOKA*,
Michihiro TERAYAMA*, Masashi YOSHIDA* and Naohiro HIRAKAWA*

Neutron induced fission cross sections of ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np and ^{243}Am relative to ^{235}U were measured in the energy range from 1.5 to 6.6 MeV. The present results are compared with experimental results of others and evaluated data in JENDL-2 and ENDF/B-IV.

1. 序 論

原子炉の運転にともない、炉内にはアクチノイド核種が生成される。これらの核種の中性子断面積は原子炉の特性を予測する上で、あるいはアクチノイドの消滅処理を考える上で重要である。近年、アクチノイド核種の核分裂断面積の測定が盛んに行なわれてきているがデータ間のばらつきは依然として大きい。

本研究ではアクチノイド核種の MeV 領域の中性子核分裂断面積を ^{235}U に対する比として測定しており、現在までに ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{243}Am について 1.5 ~ 6.6 MeV の範囲で測定を行ったので報告する。

2. 実験方法

本研究では、アクチノイド核種の ^{235}U に対する核分裂断面積比を測定するために ^{235}U と被測定試料が背中合わせに配置されるような電離箱型核分裂計数管を作成した。その構造を Fig. 1 に示す。試料はいずれも電着法¹⁾にて 0.3 ~ 0.4 mm 厚の白金板上に付けたもので直径 25 mm、厚さ 17 ~ 165 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ である。

実験は東北大学のダイナミトロンを使い、 $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ および $\text{T}(p, n)^3\text{He}$ 反応により発生した中性子を用いて行った。核分裂計数管の照射はターゲットと核分裂試料の距離が 5 ~ 7 cm の位置で行った。源中性子のエネルギー分布は $2^\circ \times 2^\circ$ の NE 213 シンチレータを用いて TOF 法にて測定した。各測定は ^{235}U 試料と被測定試料の位置の違い、白金板による中性子の減衰、核

* 東北大学, Tohoku University

分裂片の角分布の非等方性、核分裂計数管自身による中性子の散乱のそれぞれの効果を相殺するために、検出器の向きを中性子の方向に対し180°反転し2回に分けて行った。

3. 実験値の補正

被測定試料Xの ^{235}U に対する核分裂断面積比(σ_x/σ_{25})は実験で得られた反応率比(R_x/R_{25})および原子数比(N_x/N_{25})から次式によって簡単に求めることができる。

$$(\sigma_x/\sigma_{25}) = (R_x/R_{25}) \cdot (N_{25}/N_x)$$

しかしながら、上式の右辺の正確な値を求めるためには生の測定データに様々な補正を加える必要がある。実験で求めた反応率比(R_x/R_{25})には多くのバックグランド成分が含まれている。その一部は実験的に補正が可能であるが、残る部分は数値計算などによる推定に頼らざるをえない。実験的に補正が可能なのは、室内散乱中性子の寄与、 ^{235}U と被測定試料の位置の違いによる照射線量差、核分裂片の非等方性などである。また、測定値をもとにして数値計算により推定するのは、源中性子エネルギーの“ひろがり”および“よごれ”、検出器自身の中性子散乱による入射中性子スペクトルの変化、核分裂片の自己吸収、不純物核種による核分裂、 α 線の最大波高より低い部分に隠れた核分裂信号などの効果である。

原子数比(N_x/N_{25})はLow Geometry Counterで試料自身の放出する α 線を測定して決定している。このとき、試料内に核分裂性の不純物核種が含まれている場合には、その各成分比を正確に求めなければならない。今回の試料の内ですべて問題となるのは標準とする ^{235}U 試料であり ^{235}U と ^{234}U 、 ^{238}U の α 線のエネルギー分布が一部重なるために定量精度は約3%である。

4. 結果

先に述べたような種々の補正を行ったのちに得られた核分裂断面積比および核分裂断面積をTable 1に示す。ここで、核分裂断面積の導出の際、 ^{235}U の標準核分裂断面積としてJENDL-2の値を用いた。JENDL-2とENDF/B-Wの ^{235}U の核分裂断面積の差は比較的小さいが、今回測定したエネルギー範囲1.5~6.6 MeVでは6 MeV付近で最大4%の差があった。Table 1の核分裂率比および核分裂断面積の誤差はそれぞれの推定値の標準偏差を示す。ただし、核分裂断面積の誤差の中には標準値として用いた ^{235}U の核分裂断面積の誤差は含まれていない。本研究の結果の誤差を形成する主な要因は、試料中の原子数の定量誤差(0.5~3%)、核分裂計数の統計精度(1.6~2.4%、 ^{243}Am については5~10%)、源中性子のよごれ(約1%)、不純物核種による核分裂(約0.5%)である。

Fig. 2~5には今回得られた核分裂断面積をJENDL-2、ENDF/B-Wおよび従来の測定値と比較して示した。 ^{232}Th の結果は、1.5~2 MeVでBehrens、JENDL-2に近く、3.5~6 MeVではHenkel、ENDF/B-Wの値に近くなった。 ^{238}U については従来から多くの測定が行なわれており、評価値の精度も比較的良好と思われる。今回の結果もFig. 3に示したように誤差の範囲で評価値と一致した。 ^{237}Np の結果はFig. 4に示したが、1.5~3.5 MeVでBehrens、

JENDL-2, ENDF/B-Nよりも高くなり、1959年のSchmitt⁴⁾の値に近くなった。そして4~6.7 MeVではENDF/B-Nと一致した。²⁴³Amについてはデータが少く、またデータ間のばらつきも大きいので問題のある核種である。今回の結果は、JENDL-2, Behrens⁵⁾とENDF/B-N, Butler⁶⁾の間の値となった。

5. まとめ

本研究では、²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np および ²⁴³Amについて1.5~6.6 MeVの中性子核分裂断面積の測定を行い、JENDL-2, ENDF/B-Nおよび従来の測定値と比較した。今回測定した核種のうち、²³⁸U以外の核種については測定データが少く、データ間のばらつきも大きい。このため、評価値もJENDL-2とENDF/B-Nで大きく異っている。このことを反映したためであろうか、今回の結果は特に²³⁷Npと²⁴³Amについてはどの評価値とも広い範囲で一致するような結果とはならなかった。このことは、MeV領域の核分裂断面積を精度よく評価するためにはさらに測定を積み重ねていく必要のあることを示す結果になったと言える。

謝 辞

本研究で用いた試料の一部は日本原子力研究所の大部 誠氏に準備して頂いたものである。ここに深く感謝いたします。

本研究の一部は文部省科研費の補助を受けて行いました。

References

- 1) 岡崎修二, 河野信昭, 藤原伸夫:放射化学討論会, A204 (1980)
- 2) J. W. Behrens, J. C. Browne and E. Ables, Nucl. Sci. Eng., 81, 512 (1982)
- 3) R. L. Henkel, "Compilation of the threshold reaction neutron cross section for neutron dosimetry and other applications", CCDN, OECD/NEA (1974)
- 4) H. W. Schmitt and R. B. Murray, Phys. Rev., 116, 1575 (1959)
- 5) J. W. Behrens and J. C. Browne, Nucl. Sci. Eng., 77, 444 (1981)
- 6) D. K. Butler, Phys. Rev., 124, 1129 (1961)

Table 1 The results obtained in the present experiment

MATERIALS	ENERGY & WIDTH (MeV)	FISSION CROSS SECTION RATIO TO ^{235}U	FISSION CROSS SECTION* (b)
^{232}Th	1.50 \pm 0.060	0.0640 \pm 0.0025	0.0810 \pm 0.0032
	1.52 0.115	0.0683 0.0027	0.0866 0.0034
	1.61 0.065	0.0846 0.0033	0.1079 0.0042
	1.74 0.065	0.0605 0.0024	0.0778 0.0031
	2.04 0.100	0.0934 0.0035	0.1216 0.0046
	3.50 0.190	0.1150 0.0046	0.1371 0.0055
	4.32 0.245	0.1270 0.0053	0.1433 0.0060
	4.99 0.170	0.1360 0.0057	0.1473 0.0062
	5.51 0.135	0.1320 0.0055	0.1393 0.0058
	5.82 0.130	0.1280 0.0052	0.1378 0.0056
	6.11 0.115	0.1450 0.0060	0.1688 0.0070
^{238}U	1.52 \pm 0.115	0.255 \pm 0.010	0.323 \pm 0.013
	1.74 0.065	0.371 0.015	0.477 0.019
	2.04 0.100	0.432 0.017	0.562 0.022
	3.50 0.190	0.481 0.019	0.573 0.023
	4.61 0.230	0.507 0.019	0.563 0.021
	5.06 0.170	0.515 0.019	0.555 0.021
	5.73 0.145	0.547 0.021	0.581 0.022
	6.05 0.130	0.566 0.021	0.643 0.024
^{237}Np	1.52 \pm 0.115	1.320 \pm 0.051	1.674 \pm 0.065
	1.74 0.065	1.400 0.055	1.801 0.071
	2.04 0.100	1.389 0.053	1.808 0.069
	3.50 0.190	1.471 0.057	1.753 0.068
	4.08 0.140	1.417 0.055	1.620 0.063
	4.08 0.140	1.369 0.061	1.565 0.070
	5.15 0.095	1.383 0.065	1.481 0.070
	5.16 0.095	1.398 0.071	1.496 0.076
	5.95 0.085	1.352 0.093	1.490 0.103
	5.95 0.080	1.394 0.087	1.537 0.096
	6.63 0.090	1.442 0.111	2.031 0.156
6.66 0.080	1.417 0.115	2.016 0.164	
^{243}Am	1.52 \pm 0.115	1.255 \pm 0.061	1.591 \pm 0.077
	2.04 0.100	1.169 0.058	1.522 0.076
	4.08 0.145	1.308 0.081	1.496 0.093
	4.11 0.285	1.427 0.094	1.629 0.107
	5.02 0.195	1.458 0.104	1.575 0.112
	5.16 0.110	1.421 0.095	1.521 0.102
	5.67 0.110	1.557 0.080	1.651 0.085
	5.96 0.195	1.590 0.060	1.756 0.066

* The data in JENDL-2 is used for the standard cross section of ^{235}U

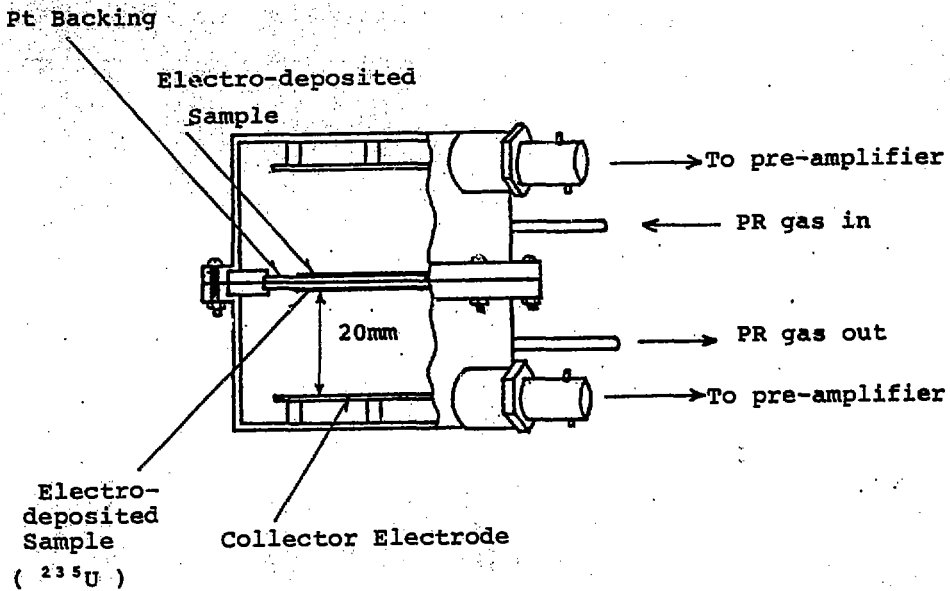


Fig. 1 Schematic view of the fission chamber

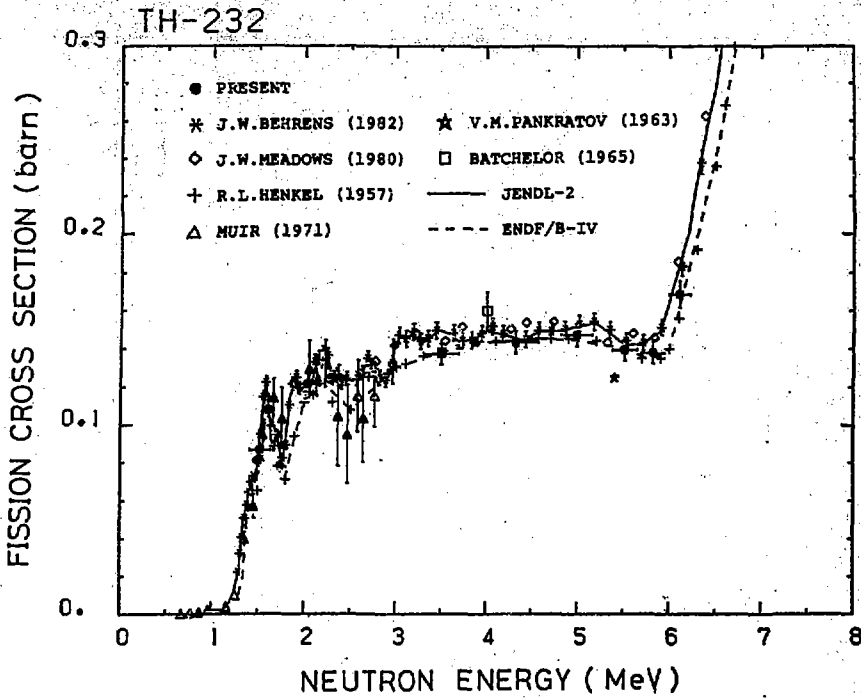


Fig. 2 Fission cross section of ^{232}Th .

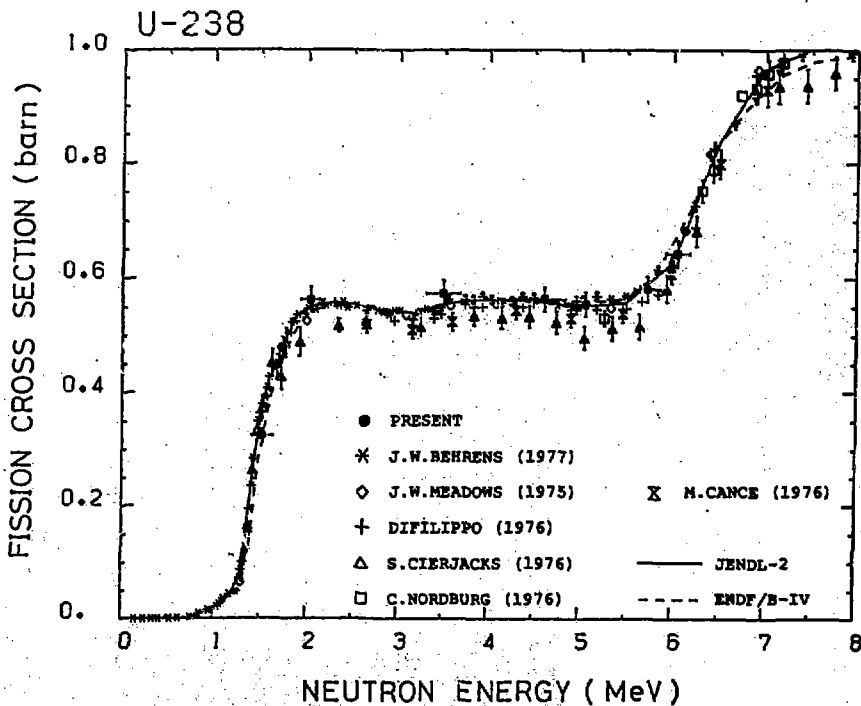


Fig. 3 Fission cross section of ^{238}U .

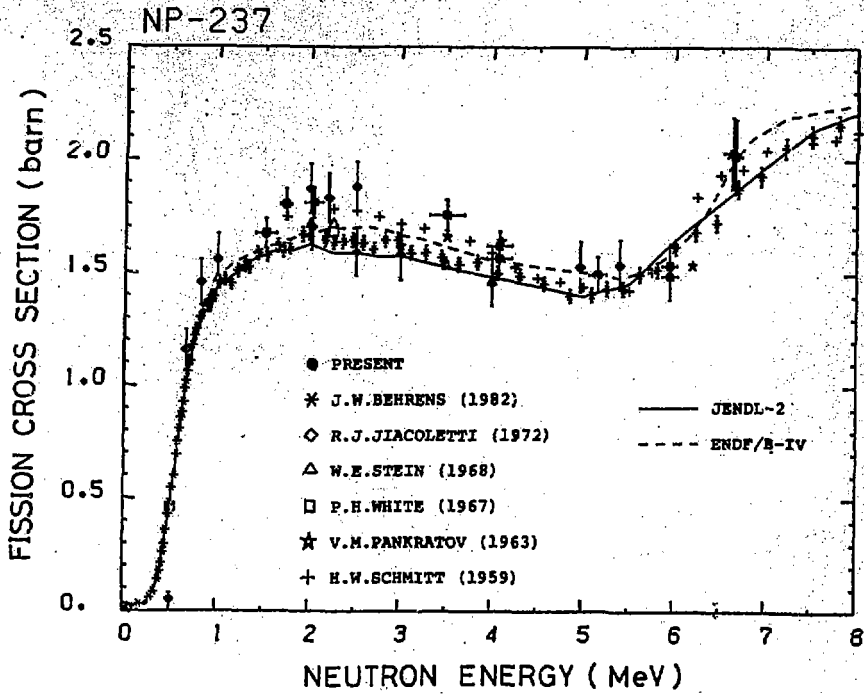


Fig. 4 Fission cross section of ^{237}Np .

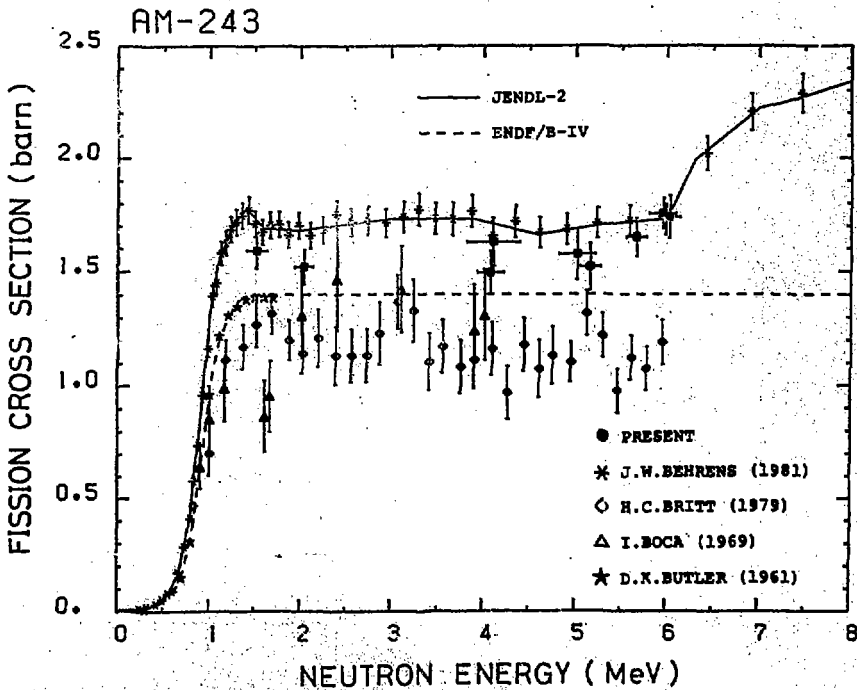


Fig. 5 Fission cross section of ^{243}Am .

P.4 東北大学に於ける γ 線生成断面積の測定

板垣 新治郎

東北大学に於ける4.5 MV ダイナミトロン加速器を用い遂行された、ガンマ線生成断面積の測定に関して、レビューし、今後の課題に簡単に触れる。

Measurements of the Gamma-Ray Production Cross Section at Tohoku University

Shinjiro ITAGAKI*

A review is given on the measurements of the gamma-ray production cross section which have been carried out at Tohoku University using 4.5 MV Dynamitron accelerator. Finally the problems to be solved in future are briefly presented.

1. はじめに

1960年代に入り、高速炉開発が進むにつれ、 $(n, X\gamma)$ 反応断面積が重要視され始め、そして又、中性子に対する遮蔽計算コードの開発と相俟って、この方面に用いるためのデータが求められるようになり、これ等の要求に応える形で、漸く1970年代に入って、ガンマ線生成断面積が測定報告され始めた。この種のデータは、更に研究の進展著しい核融合炉に於ける発熱計算の基礎データとなり、その重要度を増すと共に、より精度の高いデータが要求されている。

本稿では、東北大学に於けるガンマ線生成断面積測定の推移を述べる。

2. Al, Ni, Cu, Nbの $(n, X\gamma)$ 反応断面積の測定と半経験式による解析

本学に於いては、1977年来、主として核融合炉構造物質の高速中性子によるガンマ線生成断面積を測定し^{1),2),3),4)}、これにORNLのデータ⁵⁾を併せ、これ等にHowertonとPlechatyの半経験式をフィッティングすることによって、この半経験式のパラメータの中性子と質量依存の系統性を調べ、未知のガンマ線生成断面積の評価目安とした⁶⁾。

HowertonとPlechatyの半経験式⁷⁾は、ガンマ線エネルギースペクトルの連続成分を、高温度物質表面からの中性子放出との類似性から

$$N(E_\gamma) = A_m \cdot E_\gamma \cdot \exp[-R \cdot E_\gamma]$$

* 東北大学, Tohoku University

と記述するもので、ここで E_γ はガンマ線のエネルギー、 A_m , R は実験データにフィットして得られるパラメータである。 R の逆数が、蒸発模型に於ける原子核の温度に相当する量で、Howertonらは、中性子エネルギー (E_n) が、 $4.1 \leq E_n < 14.8$ MeV の範囲で質量数 (A) と中性子エネルギーに対する依存性は、

$$R(E_n, A) = 0.00395A + 0.940 + \frac{E_n - 4.1}{14.8 - E_n} (0.0019A - 0.605) \quad (1)$$

と記述できることを示しているが、我々の解析結果によれば、

$$R(E_n, A) = 0.00247A + 0.285 + \frac{5.56 \times 10^{-3}}{E_n - 3.91} (A + 115.7) \quad (2)$$

なる関係式を得ている⁸⁾。これ等の比較を Fig. 1 に示す。この半経験式による解析で、データ・フィッティングの際、離散ガンマ線スペクトル成分 (特に $E_\gamma < 1.5$ MeV) の除去の仕方に大きく影響されるという問題をかかえているが、この半経験式による評価法は簡単であるという特色を示す。

3. $^{232}\text{Th}(n, n'\gamma)$ 反応

ウラン(U)に次ぐ核燃料として注目されている ^{232}Th の核データが不足している。なかでも、特に非弾性散乱断面積の測定例が少なく、その大部分は励起単位間隔が狭いことから、幾つかに纏めた単位に対する断面積が報告されている。このように、従来の二次中性子 n' の測定に際し、エネルギー分解能上の制約があり、これを補う手法として、最近のインビーム実験に於けるガンマ線測定技術の長足の進歩に因って、残留核から放出されるガンマ線を測定し、非弾性散乱断面積を求める試みがなされている^{9), 10)}。我々も、最近の核データ非公開という世界的機運を背景に $^{232}\text{Th}(n, n'\gamma)$ 反応によるガンマ線生成断面積の測定から、非弾性散乱断面積を求めた¹⁰⁾。その概略は、中性子源として、 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 反応を用い、中性子エネルギー $E_n = 1.0, 1.4, 1.8$ 、そして 2.2 MeV の計4点で、 $5.1\text{cm} \times 5.1\text{cm} \times 0.6\text{cm}$ のサンプル (京大炉より借用) からのガンマ線を、有効体積 70cm^3 、分解能 $\sim 5\text{keV}$ FWHM の自作 Ge(Li) 検出器を、測定角 125° に選定した。その結果を Table 1 に、ガンマ線生成断面積を、Fig. 2 に各励起単位に対する非弾性散乱断面積を比較するために、McMurray ら^(*)と、Egan ら^(*)のデータを併記し、そして Fig. 3 に、Beghian¹¹⁾、McMurray らの二次中性子の測定によるものとの比較を示してある。

尚、1305.5, 1329.4, 1450.1 と 1480.1 keV 単位に関しては、本研究で新しく観測されたものである。Egan らや McMurray らの $(n, n'\gamma)$ による測定値と誤差の範囲内で、ほぼ一致しているが、二次中性子測定 (n, n') の値との差異が歴然としているものがあり、その主たる原因を $(n, n'\gamma)$ 反応に関して考察すると、 ^{232}Th の崩壊形式の不備、特に分岐比、内部転換電子に関する測定値の皆無に等しき現状が挙げられる。我々も、この内部転換電子 (EO 遷移) に関する測定を試みているが未だ、成果が得られていない。今後の計画として、高分解能ガンマ線検出器並に円筒型サンプルを入手したことにより、角度分布の測定を含めた再測定を行う。

4. ${}^7\text{Li}(n, n'\gamma){}^7\text{Li}^*(0.478\text{MeV})$ 反応

トリチウム増殖を目的とした ${}^7\text{Li}$ を内蔵するブランケットを用いる核融合炉設計上、その非弾性散乱断面積が要求されている。 ${}^7\text{Li}$ の第1励起単位($E_x = 0.478\text{MeV}$, $\frac{1}{2}^-$)から放出されるガンマ線の生成断面積から、この単位の非弾性散乱断面積を求めるものであり、J. M. Freeman¹³⁾の報告以来、 $(n, n'\gamma)$ 、 $(n, n'\gamma)$ 反応に関する幾つかの論文が発表されているが、その測定値が必ずしも一致していない。本研究の狙いとして、この不一致の究明と、このガンマ線放射の角分布は理論的に等方であることと、第二励起状態が4.2MeVも隔っていることから、ガンマ線エネルギースペクトルの単純なことに着目して、ガンマ線生成断面積測定上の標準核として活用するための諸特性を得ることを目的とし、その測定の言わば、途中経過の報告¹³⁾に基づいて、概略を、他のデータと一緒にFig. 4に示す。中性子エネルギー約1.1MeV付近で、他の測定グループとの大きな差異が目につく。Olsenら⁽⁺⁾¹⁴⁾とMorganら^(●)¹⁵⁾は、白色中性子源を用い、我々^(○)やSmithら⁽⁺⁾¹⁶⁾は ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応による単色中性子源を用いている。Smithらのデータに関しては、Olsenらによれば、中性子エネルギースケールに多少問題があるのではないかと推測しているが確かなことは、不明である。現在は、中性子エネルギー間隔を前回の約半分($\sim 50\text{keV}$)に狭めて、測定点を増し、 ${}^6\text{Li}$ の励起エネルギー3.2MeV、スピンの (1^-) 、 (1^+) or (2^+) 単位の共鳴領域を詳細に調べ、更に高い中性子エネルギーによる非弾性散乱断面積を求める準備を進めている。

5. 今後の課題と結び

最近、ガンマ線の角度分布の測定に関する論文が幾つか目につくようになりつつある。従来、多くの場合、ガンマ線放出角度分布を

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + \dots$$

と展開し、断面積を求める際に、測定角 $\theta = \theta_0 = 125^\circ$ (又は 55°)に選定すれば、第二項 $P_2(\cos\theta_0) = 0$ であることから、第3項以上の高次項からの寄与は、無視し得るほど小さいという近似の基に、その測定角での微分断面積を単に 4π 倍して断面積を導出している。角度分布の測定は、単なる角度積分導出のための云々でなく、それによって得られる情報は、非常に重要ですから、是非測定を遂行されるべきものの一つであるにも拘らず、この大胆な近似を用いる理由は、或る測定角での所要時間が、余りにも長い(例えば、2日以上の場合もある)からである。角度分布の測定には、入射中性子エネルギーの単色度を保ちつつ、ガンマ線の検出器からサンプルを望む立体角を小さくしなければならず、益々多くの測定時間を要すると共に、測定系の安定化を図り、重遮蔽体耐重性の良いゴニオメータの設置等々解決しなければならない難問題が山積している。これ等のなかでも、マシンタイムの確保が最難問題と思われる。しかし、この解決なくして、前進はありえないということを記して、結びに致します。

References

- 1) Hino, Y., Yamamoto, T., Itagaki, S. and Sugiyama, K.:
NETU -34 (1978), Department of Nuclear Engineering, Tohoku University.
- 2) Hino, Y., Yamamoto, T., Itagaki, S. and Sugiyama, K.:
J. Nucl. Sci. Technol. 15, 85 (1978).
- 3) Yamamoto, T., Hino, Y., Itagaki, S. and Sugiyama, K.:
J. Nucl. Sci. Technol. 15, 797 (1978).
- 4) Hino, Y., Itagaki, S. and Sugiyama, K.: Proc. Symposium on Neutron Cross
Sections from 10 to 15 MeV, held at BNL, N.Y., May 1980 BNL-NCS-51245 p.413.
- 5) Dickens, J.K., Morgan, G.L., Chapman, G.T., Love, T.A., Newman, E.,
Perey, F.G.: Proc. Conference on Nuclear Cross Sections for Technology,
D.C., USA, 1975, ed. by Schrack, R.A., Bowman, C.D. (NBS special publication
425, 758 (1975)) and Nucl. Sci. Eng. 62, 515 (1976),
Dickens, J.K., Love, T.A. and Morgan, G.L.: ORNL-TM- 4379, ORNL-4846,
ORNL-TM-4464, ORNL-TM-5081 and ORNL- 4847,
Dickens, J.K., Morgan, G.L. and Newman, E. : ORNL-TM-4972,
Morgan, G.L., Love, T.A., Dickens, J.K. and Perey, F.G.: ORNL-TM- 3702,
Slaughter, G.G. and Dickens, J.K.: ORNL-TM- 4523,
Morgan, G.L. and Newman, E.: ORNL-TM-5097 and ORNL-TM- 4973.
- 6) Itagaki, S., Hino, Y. and Sugiyama, K.: NETU - 42,(1983).
- 7) Howerton, R.J. and Plechaty, E.F.: Nucl. Sci. Eng. 32, 178 (1963).
- 8) McMurray, W.R., Heerden, I.J., Barnard, E. and Jones, D.T.L.:
Southern Universities Nuclear Institute Annual Research Report p.5 (1976).
- 9) Egan, J.J., Menachery, J.D., Kegel, G.H.R. and Pullen, D.J.:
Proc. Int'l. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville (1979)
p. 685.
- 10) Takahashi, A., Itagaki, S., Ose, Y., Yoda, M. and Sugiyama, K.:
NETU -40, 14 (1982).

- 11) Beghian, L.E.: Reports to the DOE Nucl. Data Committe.
(Condt.)
- 12) Freeman, J.M., Lane, A.M. and Rose, B.: Phil. Mag. 46, 17 (1955)
- 13) Ishikura, T., Itagaki, S., Fujishima, Y. and Sugiyama, K.:
原子力学会 昭和58年分科 E-34 (1983).
- 14) Oisen, D.K., Morgan, G.L. and McConnel, J.W.: ORNL-TM-6832 (1979).
- 15) Morgan, G.L.: ORNL-TM- 6247 (1978).
- 16) Smith, D.L.: Nucl. Sci. Eng. 61, 540 (1976).

Table 1. Gamma-ray production cross sections (mb) for ^{232}Th

E_{γ} (KeV)	Neutron energy (MeV)			
	1.0	1.4	1.8	2.2
611.9	171.1 ± 20.9	214.8 ± 26.5	226.6 ± 29.4	282.7 ± 38.0
627.3			10.0 ± 3.3	16.7 ± 8.6
664.9	220.6 ± 26.4	207.8 ± 25.1	197.3 ± 24.1	203.2 ± 24.6
680.9	56.1 ± 7.2	49.8 ± 7.0	23.1 ± 4.0	17.3 ± 6.4
714.3	40.1 ± 5.7	29.1 ± 4.9	33.9 ± 5.2	32.4 ± 11.7
735.8	120.2 ± 14.6	146.3 ± 18.0	123.7 ± 15.7	125.1 ± 16.2
774.1 780.2 785.3	180.2 ± 21.8	193.8 ± 25.7	217.5 ± 27.7	247.7 ± 31.8
823.0	10.1 ± 2.5	24.9 ± 4.1	33.6 ± 5.4	32.2 ± 11.6
932.3		3.7 ± 1.9	6.5 ± 2.7	
981.2			22.9 ± 7.6	36.4 ± 7.4
1004.4		15.7 ± 3.0	9.1 ± 2.4	
1023.8 1029.3		77.8 ± 9.8	99.4 ± 13.5	89.4 ± 12.3
1045.7		15.0 ± 3.2	21.1 ± 5.0	36.3 ± 6.6
1056.2		28.7 ± 4.4	61.9 ± 9.2	61.2 ± 8.9
1072.5 1077.7		86.8 ± 11.1	132.4 ± 17.3	147.7 ± 18.9
1133.3		14.7 ± 3.4	34.7 ± 5.1	40.2 ± 6.8
1167.3			14.3 ± 3.1	12.1 ± 3.4
1225.5			15.4 ± 3.3	
1303.5			15.1 ± 3.2	9.8 ± 2.9
1400.9			21.7 ± 4.6	22.2 ± 4.5
1430.7			10.7 ± 3.1	
1505.0			17.3 ± 2.9	34.1 ± 5.6

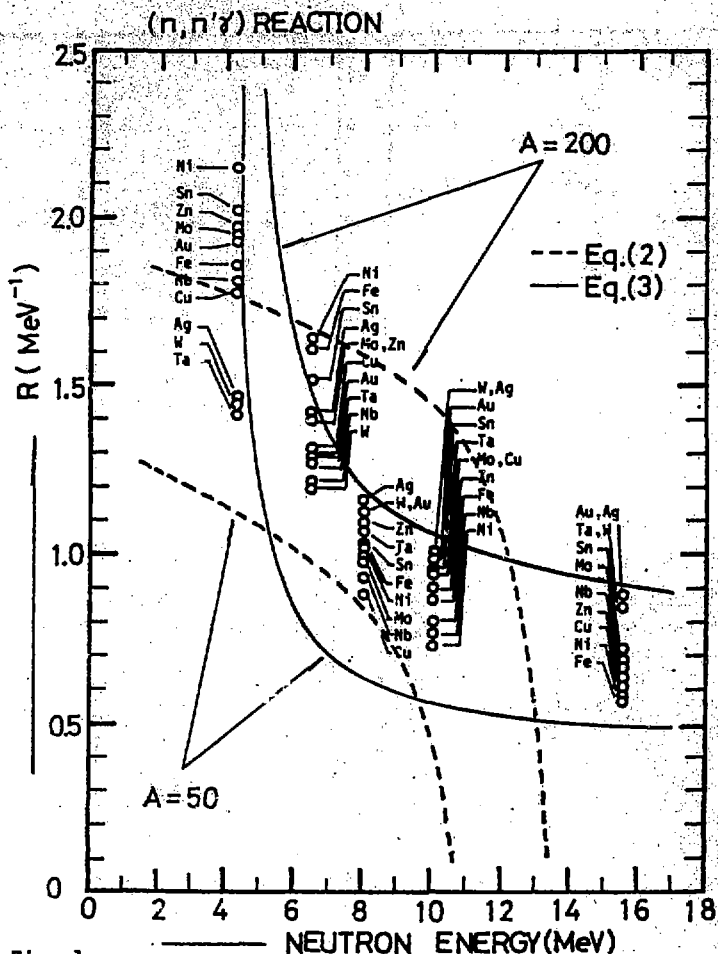


Fig. 1

R parameter dependence of the (n, n' γ) reaction gamma ray spectra on the incident neutron energies. All points are obtained by analyzing the ORNL data with the least square fitting technique. Two dashed lines and two solid lines represent the equations (1) and (2) for the R parameter dependence proposed by R.J. Howerton and in the present work, respectively, for nuclear mass number A to be 50 and 200.

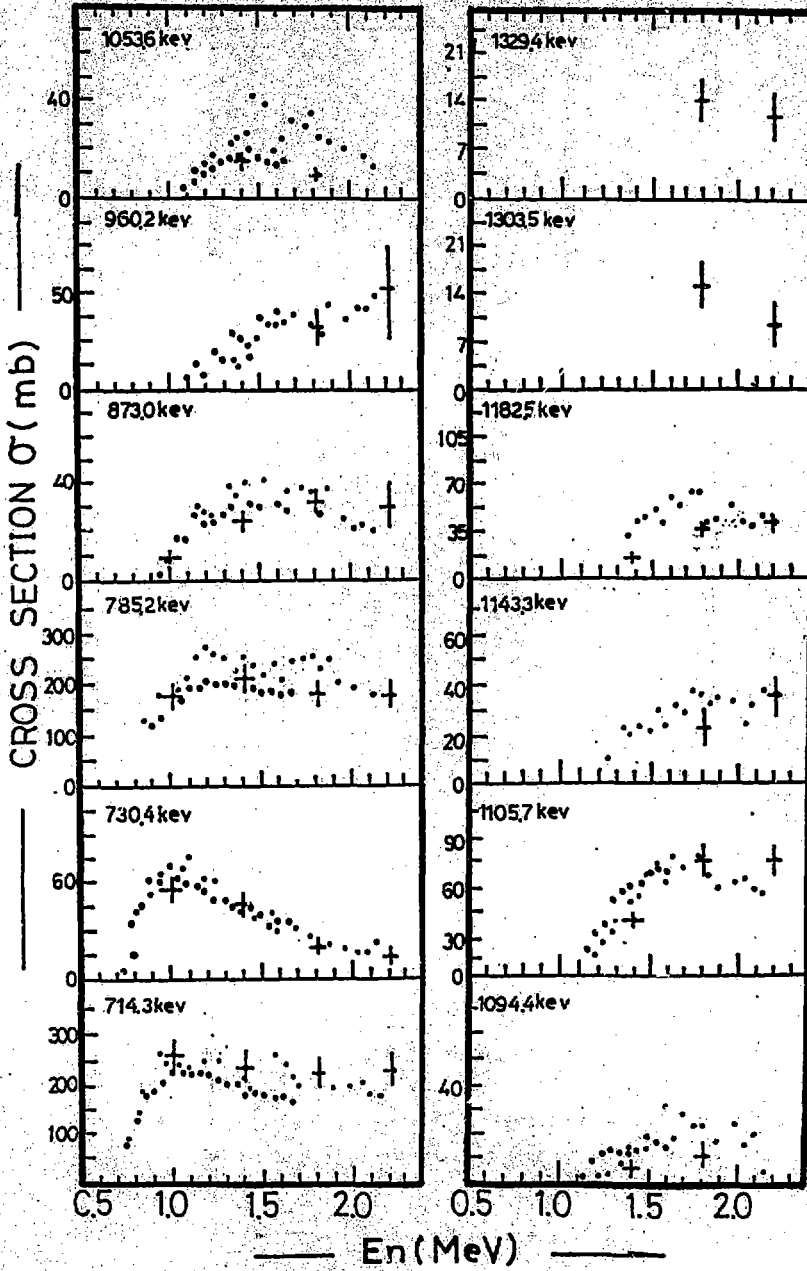


Fig. 2 Cross sections for levels from 714.3 to 1329.4 KeV excitation in ^{232}Th .

+ Present, ● Egan, J.J. et al. ○ McMurray, W.R. et al.

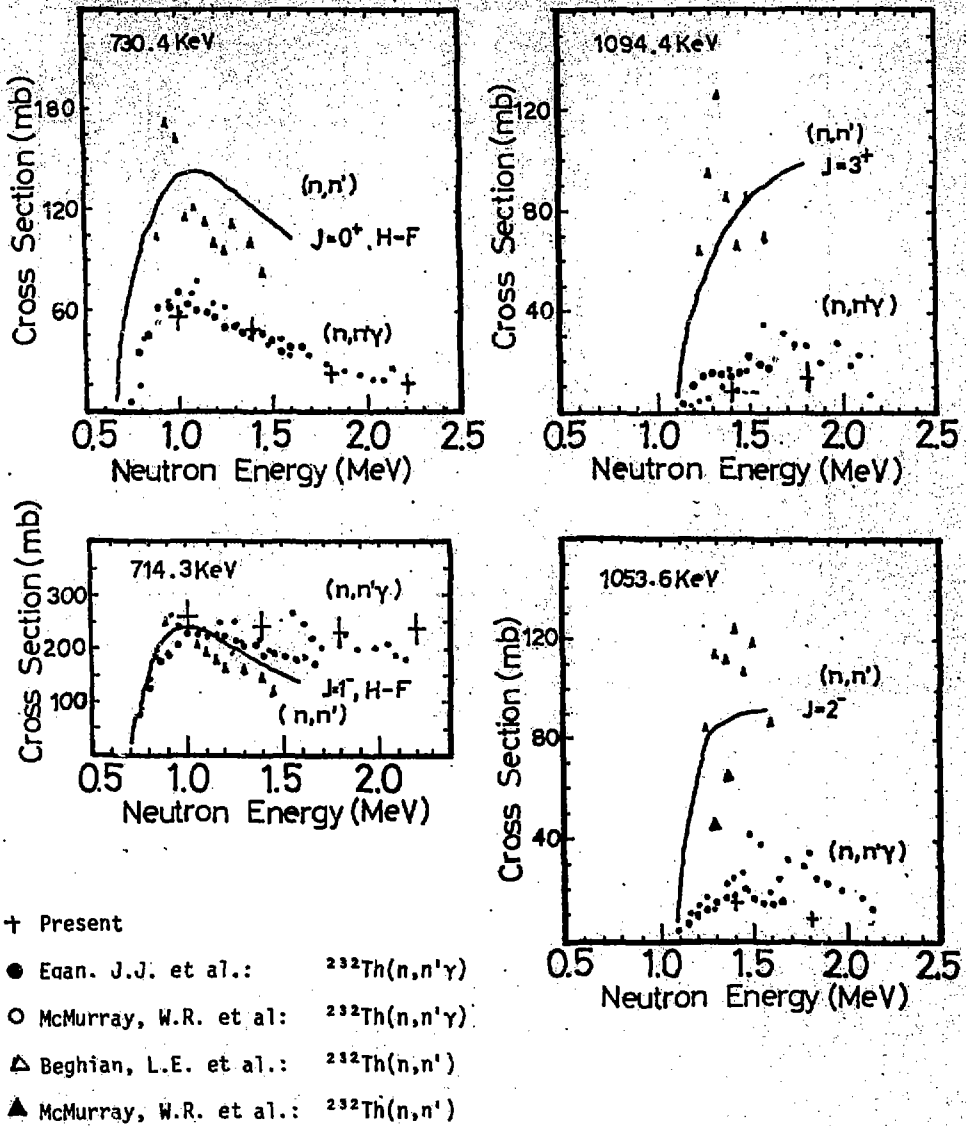


Fig. 3 Comparison of the result of neutron inelastic cross section with other data.
 Solid curves are compound nucleus calculations(Ref. 9).

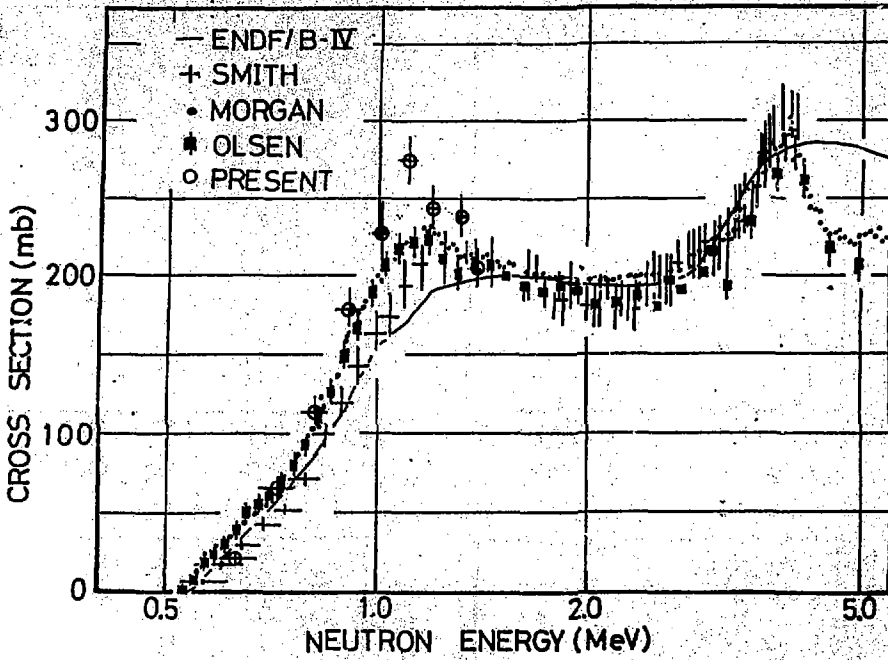


Fig.4 Measured 4% cross sections for the production of the 478-KeV gamma-ray in ${}^7\text{Li}$ By neutron inelastic scattering (D.K.Olsep et al., Nucl. Sci. Eng. (1980)219).

P. 5 核分裂収率の積分測定

秋山雅胤^{*}、安成弘^{*}

核分裂生成物の崩壊熱の値は核分裂収率の値に対して敏感に依存するので、崩壊熱の測定は核分裂収率の評価を行うための非常によい積分実験である。この観点から、 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{232}Th の14 MeV中性子核分裂による γ 線崩壊熱の測定を行い、高速中性子核分裂による崩壊熱の測定結果及び総和計算値との比較検討を行った。

Integral Experiments for Fission-Product Yield Data

Masatsugu AKIYAMA^{*} and Shigehiro AN^{*}

The amount of the decay heat of fission products is known very sensitive to the basic fission yield data. Therefore, experiment of measuring the decay heat is one of good integral experiments to evaluate the fission yield data. From this viewpoint, the γ -decay heat of ^{235}U , ^{238}U and ^{232}Th following 14 MeV neutron fissions have been measured, and these data were compared with decay heat data for fast-neutron fissions and summation calculations.

1. 緒言

核分裂生成物の崩壊熱の研究は実験、計算共に近年大きな進歩をみた。実験では、東京大学高速中性子源炉「弥生」における高速中性子核分裂による実験データ¹⁾²⁾やORNLにおける熱中性子核分裂による実験データ³⁾等が精度が良く信頼性の高い実験データとして評価されている。総和計算においては、崩壊熱の値 $P(t)$ は生成された核分裂生成物の中性子反応を無視すると、

$$P(t) = \sum_i \bar{E}_i (\lambda_i N_i(t)) \quad (1)$$

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = f_i F(t) + \sum_j L_{j \rightarrow i} \lambda_j N_j(t) - \lambda_i N_i(t) \quad (2)$$

と与えられる。ここで、 \bar{E}_i は平均崩壊エネルギー、 λ_i は崩壊定数、 N_i は原子数、 f_i は核分裂収率、 F は核分裂反応率及び $L_{j \rightarrow i}$ は核種 j の1崩壊当り生成される核種 i の量である。この計算において必要となる核分裂生成物の崩壊データと核分裂収率を内蔵したデータファイルはこれまで数多く作られてきたが、シグマ研究委員会崩壊熱ワーキンググループにより作成された未知の短寿命核種の崩壊データを β 崩壊の大局的理論を用いて推定したJNDCファイル(Version 1⁴⁾)

^{*} 東京大学工学部附属原子力工学研究施設, Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo

Version 1.5⁵⁾を用いた総和計算値が初めて核分裂タイプに依らず、全冷却時間領域において最近の実験値と良く一致するようになった。このことにより、JNDCファイルにおいては崩壊データ ($\bar{E}_i, \lambda_i, L_{j \rightarrow i}$) は大抵正しく与えられているものと想定される。従って、崩壊熱の実験値とJNDCファイルを用いた総和計算値との比較を通して核分裂収率データの妥当性を積分的に評価することが可能となる。

この観点から、 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{232}Th の γ 線崩壊熱の測定を行い、それらの結果と熱中性子、高速中性子核分裂による崩壊熱の測定値及びJNDCファイルを用いた総和計算値との比較検討を行った。

2. 実験

実験の方法は試料の照射装置と照射時間の違いを除けば、参考文献(1)、(2)と全く同一である。試料はDT中性子発生装置のトリチウムターゲット前面に設置して照射した。 ^{235}U の場合はウラン量が少ないため1000秒間照射した後測定を行った。一方、 ^{238}U と ^{232}Th の場合60秒照射した後の測定2回と300秒照射した後の測定1回を行った。

3. 測定結果と比較検討

^{235}U の瞬時照射崩壊熱の熱中性子、高速中性子及び14 MeV中性子核分裂に対する総和計算値の比較をFig. 1に示す。冷却時間 10^5 秒の範囲では熱中性子と高速中性子核分裂の結果は2~3%の違いしかないが、14 MeV中性子核分裂の結果は数10%小さな値を示す。熱中性子と高速中性子核分裂に対するORNLと東大の実験値間の比較では γ 線崩壊熱の冷却時間500秒以上での不一致を除けば実験誤差の範囲で両実験値は一致しており、総和計算値とも一致しているので、総和計算値の妥当性が証明された²⁾。今回の14 MeV中性子核分裂に対する1000秒照射の結果と高速中性子核分裂の結果の比較(Fig. 2)でも総和計算値の妥当性が示された。Fig. 3に示す ^{238}U の結果においても冷却時間300秒から2000秒の間で計算値が若干過少評価しているが、実験値と総和計算値は高速中性子と14 MeV中性子核分裂それぞれで一致している。しかし、Fig. 4に示す ^{232}Th の場合は14 MeV中性子核分裂の結果は総和計算値と良く一致しているが、高速中性子核分裂の場合は冷却時間200秒から8000秒の間で総和計算値と大きな不一致が認められる。この不一致の原因として、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ 反応で生成される ^{233}Th の崩壊に伴うものと考えられる。なお、 ^{232}Th の14 MeV中性子核分裂収率はJNDCファイルにないのでENDF/B-Vの値を用いた。

4. 結論

実験値と総和計算値の比較検討の結果、 ^{232}Th の高速中性子核分裂の結果には大きな不一致があり、その原因として ^{232}Th の寄与が考えられる。このことは ^{238}U の場合についても若干影響しているものと思われる。

以上の結果、崩壊熱の計算に用いられている核分裂収率の値は概良好であることが確認された。

謝 辞

^{232}Th の 14 MeV 中性子核分裂収率の整備をしていただいた日本原子力研究所の井原均氏に感謝いたします。

References

- 1) 秋山雅胤, 他: 日本原子力学会誌, **24**, 709 (1982), *ibid.*, **24**, 803 (1982).
- 2) 秋山雅胤, : 博士学位論文, 東京大学 (1983).
- 3) Dickens, J.K., *etal.* : Nucl. Sci. Eng., **74**, 106 (1980), *ibid.*, **76**, 126 (1981).
- 4) Tasaka, K., *etal.* : JEARI 1287 (1983).
- 5) Katakura, J., *etal.* : JEARI-M Report, to be Published.

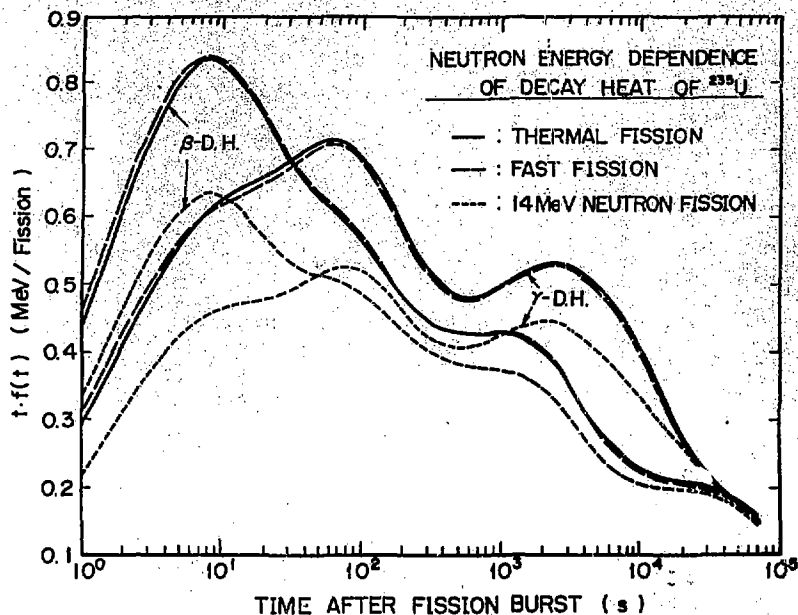


Fig.1 Neutron energy dependence of beta and gamma decay heat following an instantaneous pulse of ^{235}U fissions.

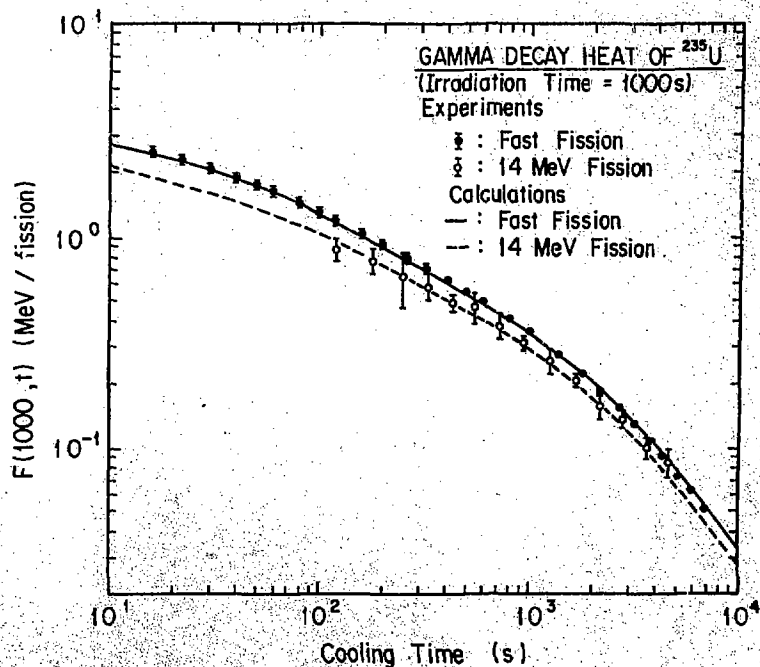


Fig. 2 Comparison of gamma decay heat for fast and 14 MeV neutron fissions of ^{235}U .

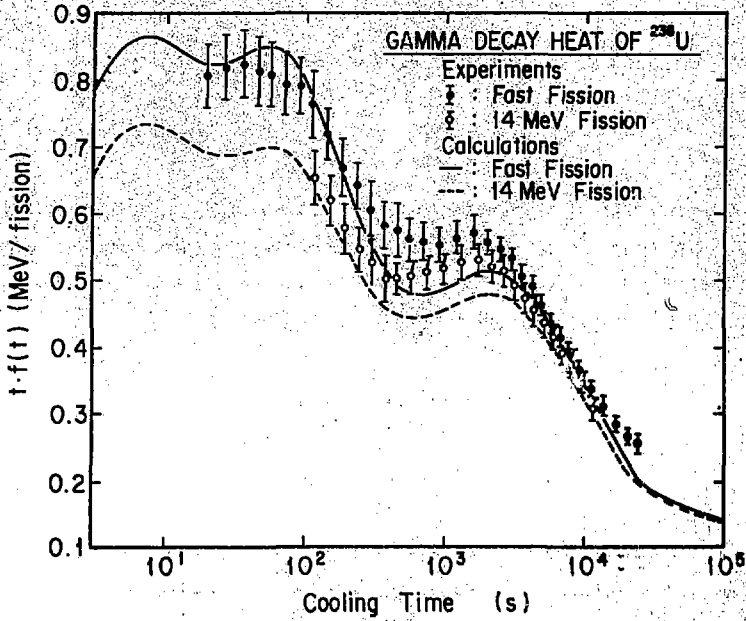


Fig. 3 Comparison of gamma decay heat for fast and 14 MeV neutron fissions of ^{238}U .

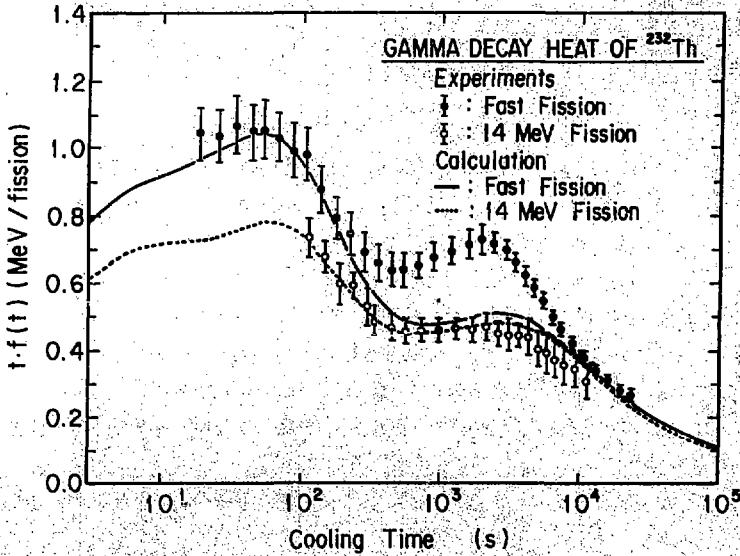


Fig. 4 Comparison of gamma decay heat for fast and 14 MeV neutron fissions of ^{232}Th .

P.6 FCAにおける標準中性子スペクトル場

中野正文⁺ 岡嶋成晃⁺

FCA標準スペクトル場として組成が単純で中性子スペクトルが系統的に変化する7種類のウラン燃料炉心FCA K-1~K-7を選定した。標準物質の核分裂率比やサンプル反応度価値比の測定から炉心選定が妥当であることを確認した。JENDL-2ライブラリを用いたスペクトルインデックスの計算値は実験値をほぼ再現している。

FCA Standard Neutron Spectrum Cores

Masafumi NAKANO⁺ and Shigeaki OKAJIMA⁺

Seven uranium fuelled cores with simple composition, FCA Assembly IX-1 to IX-7, have been selected to provide FCA standard spectrum cores with appropriate variety of neutron spectra. Systematic shift of the neutron spectrum among these cores was confirmed from the integral measurements of fission rate and sample worth ratios of conventional materials. The spectrum indices calculated with the JENDL-2 library fairly well agree with the experiments.

1. 緒言

断面積データの評価・改良のためには断面積の微分測定と同時に臨界実験装置等による積分実験も重要である。反応率比やサンプル反応度価値比などの積分測定は、一般に、微分測定に比べて測定精度がはるかに良いが、断面積のエネルギー依存に関する情報が直接得られないのが難点である。したがって、積分実験では測定を行う場の中性子スペクトルの選択が重要になる。

FCAでは、断面積データを評価するための積分実験を行う標準中性子スペクトル場として、組成が単純でスペクトルが系統的にシフトした7種類の炉心FCA K-1~K-7を選定し、各炉心の特性実験を実施して選定の妥当性を検討した¹⁾。また、この炉心でアクチノイド核種の核分裂率およびサンプル反応度価値測定が系統的に行われ^{2), 3)}、現在、断面積データの評価・検討が行われている⁴⁾。

本稿では、FCA標準スペクトル炉心FCA K 集合体の選定と特性実験についてその概要を述べる。

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

2. 標準炉心の選定

FCA 標準スペクトル炉心 (FCA K 集合体) として中性子スペクトルが系統的に変化した 7 種類の炉心 FCA K-1~K-7 を選定した。各炉心の組成と臨界寸法を Table 1 に示す。炉心選定に際しては次の諸点を考慮した。

- I) 実験解析を容易にするために各炉心は単純な組成・形状とする。炉心は $L/D \approx 1$ の円筒形とし、その周りを厚さ 30cm 以上の劣化ウラン領域で囲む。
- II) 少量の試料でも反応度値が測定できるように小型炉心系とする (臨界量が ^{235}U で 200 kg 以下)。
- III) 炉心の温度変化による反応度ドリフトを避け反応度値の測定精度を上げるためにプルトニウム燃料は用いず、濃縮ウラン燃料を用いる。
- IV) 中性子スペクトルを適当にシフトするための希釈材としてはグラファイト或いは不銹鋼 (SS) のいずれか一方のみを用いる。

FCA K-1 から K-6 までは 93% 濃縮ウランを燃料とする炉心であり、そのうちの K-1 から K-3 まではグラファイト希釈体系、K-4 と K-5 は SS 希釈体系、K-6 は燃料と SS スペースから成るものが多い体系である。炉心中心のスペクトルは、Fig. 1 に示すように、K-6 から K-1 へ系統的に低エネルギー成分が増加してゆく。K-1 は大型高速炉のスペクトルに近い。一方、K-7 は 20% 濃縮ウランと FCA 構造材 (格子管集合体と引出し) のみから成る FCA として最も単純な組成をもつ炉心の 1 つであり、スペクトル特性は K-5 に近い。 $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ 反応の平均エネルギーは K-1、K-3 および K-6 の炉心中心でそれぞれ 2 keV、40 keV および 150 keV 程度である。

3. 特性実験と解析

標準炉心として選定した 7 種類の炉心について、臨界性や標準的な物質の試料反応度値および核分裂率比等の特性パラメータを測定し、炉心選定の妥当性を検討した。反応度値測定には炉心構成物質 (濃縮 U, C, SS) の他 Pu, 天然 U, B_4C 等の板状サンプルを用いた。一方、核分裂率比はペンシル型の ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu および ^{237}Np 核分裂計数管を用いて測定した。スペクトルの微分測定は行われていないが、核分裂率比やサンプル反応度値比から各炉心のスペクトル特性を把握することができる。

炉心中心における核分裂率比 F_{28}/F_{25} および F_{49}/F_{25} と天然 B_4C と 93% 濃縮ウランのサンプル反応度値比 $W(\text{Nat. B}_4\text{C})/W(\text{HEU})$ の測定結果を Fig. 2 に示す。 F_{49}/F_{25} は K-1 から K-6 まで一様に増加しその変化は約 40% である。一方、 F_{28}/F_{25} の変化は大きく、その間で約 3 倍になる。K-3 に比べて K-4 の F_{28}/F_{25} 値が小さいのは希釈材として多量に存在する Fe の散乱により高エネルギー中性子成分もグラファイト希釈系の K-3 より少なくなっているためであると考えられる。サンプル反応度値比 $W(\text{Nat. B}_4\text{C})/W(\text{HEU})$ の絶対値は K-1 から K-6 まで一様に減少し、その値は約 $1/4$ になる。

一連の特性実験を解析し、標準スペクトル場の特徴を記述するデータ・メソッドの妥当性を検

討した。核データライブラリ JENDL-2 を用いた S_4 近似の輸送計算は臨界性をやや過大評価する傾向がみられるが計算値と実験値の差は各炉心とも 1% 以下である。核分裂率比 $F28/F25$ の計算値は実験値を 5~10% 過大評価するが、 $F37/F25$ および $F49/F25$ は全炉心を通して実験誤差 (3~4%) 以内で計算値と実験値は良い一致を示した。

4. 結 言

積分実験による断面積データの評価を目的に FCA 標準スペクトル場として、スペクトルが系統的にシフトした 7 種類の炉心 FCA K-1~K-7 を選定した。核分裂率比およびサンプル反速度値比等、一連の特性実験から、今回選定した標準炉心はスペクトル変化が系統的でしかもその巾が十分広いことが確認された。特性実験の解析から、本標準炉心のスペクトル特性は核データ・ライブラリ JENDL-2 を用いた S_4 計算によりほぼ記述できると考えられる。

この標準スペクトル炉心に於てアクチノイド核種の積分実験が実施され、現在断面積データの評価が行われている。本標準炉心は、今後アクチノイド核種のみならず、核分裂生成物等の断面積データ評価のための積分実験に利用できると考えられる。

References

- 1) 中野正文, 他「原子力学会昭和 57 年年会」C40.
- 2) 向山武彦, 他 同 上 C41.
- 3) 大部 誠, 他 同 上 C42.
- 4) 向山武彦, 岡嶋成晃「FCA でのアクチノイド実験」本報告書(第一分冊) 参照

Table 1 Core composition and critical dimension of FCA IX assemblies

Assembly		IX-1	IX-2	IX-3	IX-4	IX-5	IX-6	IX-7
Core composition (v/o)	93%EU	5.3	10.6	15.9	10.6	15.9	15.9	—
	20%EU	—	—	—	—	—	—	84.7
	C	79.4	74.1	68.8	—	—	—	—
	SUS	10.8	10.8	10.8	84.9	79.6	27.9	10.8
	Void	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	56.2	4.5
Core dimension*	Diameter(cm)	60.7	46.2	35.8	55.2	40.8	45.8	34.7
	Height(cm)	61.0	40.6	35.6	50.8	40.6	40.6	35.6
	Volume (l)	177	68	36	122	53	67	34

* surrounded by a depleted uranium blanket more than 30 cm thick.

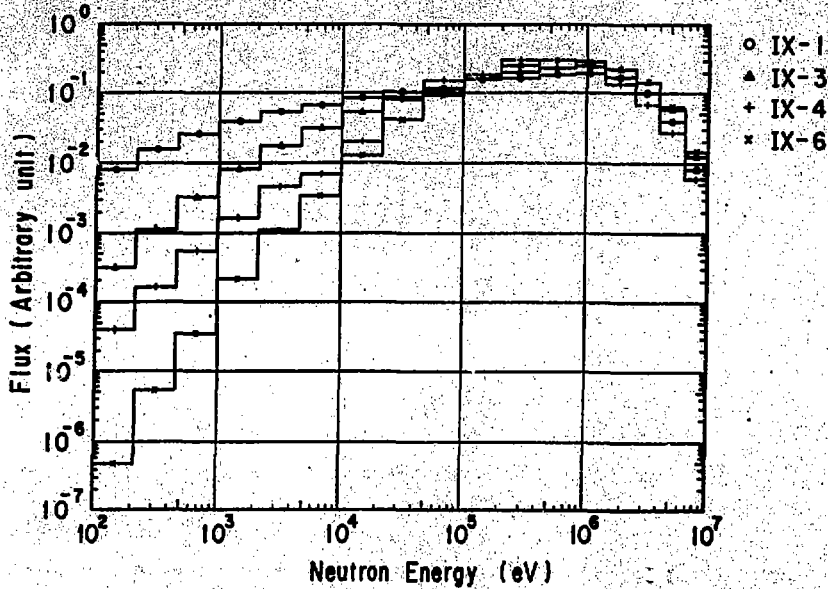


Fig. 1 Calculated neutron spectra of the center of FCA IX assemblies

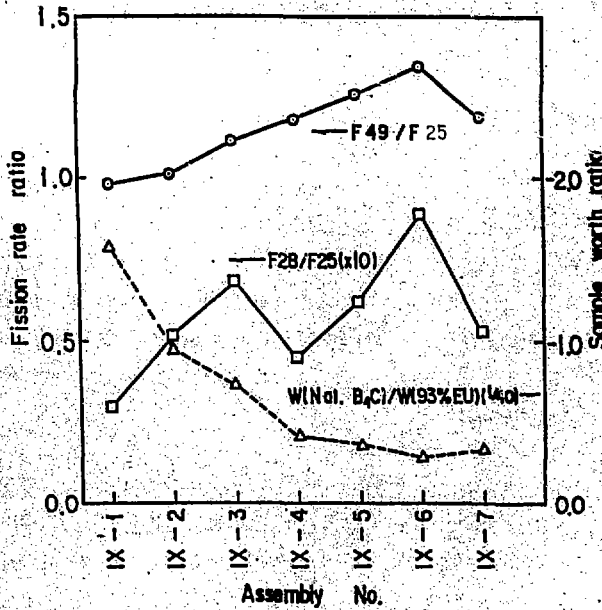


Fig. 2 Fission rate & Sample worth ratios measured at the Core center of FCA Assemblies

P.7 原研タンデム中性子TOFスペクトロメータ

杉本昌義⁺、山内良廣⁺

原研タンデム加速器により、10-40 MeV 領域の中性子散乱断面積を測定するための装置である中性子スペクトロメータについて概説し、データ収集・処理手法を紹介する。例として ^{28}Si (n, n), (n, n') の $E_n = 13$ MeV での測定結果を示す。測定効率の点では大巾な向上がみられた。

JAERI Tandem Neutron TOF Spectrometer

Masayoshi SUGIMOTO⁺ and Yoshimaro YAMANOUTI⁺

The layout of the neutron TOF spectrometer at JAERI Tandem Accelerator for the scattering measurement in 10-40 MeV and the data acquisition/process system are described. The result of the ^{28}Si (n,n) and (n,n') at $E_n=13$ MeV is shown and the great improvement of the counting efficiency is obtained.

1. 緒言

原研タンデム加速器を用いた核データ測定は Table 1 に示すようにターミナルイオン源と $\text{D}(d, n)$ 反応の組合せで 10-20 MeV 領域を、負イオン源と $^7\text{Li}(p, n)$ 反応の組合せで 20-40 MeV 領域をカバーすることができる。この領域で中性子弾性散乱・非弾性散乱の断面積測定を行うことを目的に(1)単色性がよく安全かつ安定に中性子を発生する中性子ターゲット系と(2)比較的低強度の中性子測定においても十分な計数率が得られる検出器系及びその遮蔽体の開発・整備を重点的に進めてきた。2で現在完成している中性子 TOF スペクトロメータを概説し、3、4でそれぞれデータ収集・処理方法とデータ解析の手法に対する指針を紹介する。

2. 中性子 TOF スペクトロメータ

Fig. 1 にタンデム加速器と中性子 TOF スペクトロメータの概観を示す。装置は中性子ターゲット室に設置されており中性子ターゲット系 (2.1) と飛行距離 8 m の大型検出器遮蔽体つき回転台とから成る。2種類の大型検出器 (2.2) を併用することで -15° から $+160^\circ$ までの測定が可能である。中性子束モニタにはビームパルス巾監視機能も持たせた $2''\phi \times \frac{1}{4}''$ の NE213 検出器をシールドなしで使用している。

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

2.1 中性子ターゲット

中性子エネルギー20MeVを目安にしてより低い領域でD(d, n)反応を、高い領域で ${}^7\text{Li}(p, n)$ 反応を使用する。前者は白金をビームストップとアパーチャに用いたガス・ターゲットを、後者はグラファイトをコリメータとし水をビームストップとする金属・ターゲットを採用している。

2.2 大型中性子検出器

Table 2に比較してあるように縦長のMunchen型¹⁾とビヤ樽型のOhio型²⁾という2種類の大型検出器を製作している。呼称はそれぞれ同様の型の検出器を最初に開発した大学名をとっている。いずれもNE213シンチレータを使用しておりそれぞれ異った方式の時間補償法がとられる。Fig. 2に ${}^{27}\text{Al}(d, n)$ 反応($E_d=10\text{MeV}$)から発生する中性子をOhio型検出器で測定したTOFスペクトルを示す。図中、ピークと谷に影がついている部分は時間補償によりその部分の時間分解能が向上していることを示している。検出器遮蔽体はFig. 1にみるように回転台上Ohio型用のものを中心に両側±15°にMunchen型用のものが設置されている。測定の大部分は中心のOhio型によって行い、前・後方角にMunchen型を使用する。

3. データ収集及び処理系

データ収集は主にタンデム共通の収集系であるPDP 11/55-CAMACシステムを用いる。これは最大8台のADCを受け収集モードにはSingle(独立スペクトル), dual(2パラメータ), list(多パラメータ)がある。データ領域は16Kチャンネル(20 bit)ある。この他にバック・アップ用にCANBERRA 88 MCAを準備しておりADC数、収集モードは等しいがデータ領域は8Kチャンネルになる。通常はビーム中のモニタ等に使用する。データ収集結果はすべてMTを介してデータ処理へ回される。データ処理はこれらのMTをもとにモジュール化された処理プログラムを用いてパイプライン的に行われる。処理用のコンピュータはPDP 11/70 またはVAX 11/780であり、E&S ピクチャシステムにより中間結果を随時グラフ表示し対話的環境で作業を進めていく。Fig. 3に、一次データ処理の例として ${}^{28}\text{Si}(n, n)$, (n, n')反応の $E_n=13\text{MeV}$ におけるTOFスペクトルを示す。この段階ではソート、バック・グラウンドの差引き等が行われる。二次データ処理ではピークの間隔や連続部分のエネルギー・スペクトルへの変換が行われる。最終データ処理で断面積その他の核データと誤差が評価されデータ解析へと回される。

4. データ解析

本格的なデータ解析は大型計算機M 380で行うが、随時ミニコン(VAX 11/780)でもチェックが可能なように移植作業を進めている。解析の指針を述べると一弾性散乱・低励起状態への非弾性散乱は光学模型→直接過程計算を軸にし(コード: DWUCK 4, DWBA 4, CHUCK 2, JUPITOR 1, ECIS)軽い核では共鳴構造の影響(R matrix コード)を、高励起状態への非弾

性散乱では複合核-前平衡過程計算(exciton 模型)をとり入れる。特にできる限り microscopic アプローチを試るようにしていく。

5. 結 言

原研タンDEM加速器による10-40MeV 領域の中性子散乱の測定が中性子TOFスペクトロメータを用いてできるようになり、装置の概説とデータ収集・処理、解析の手順を紹介した。 $E_n = 13$ MeV における $^{28}\text{Si}(n, n)$, (n, n') の測定ではOhio型検出器を用いると角度1点あたりバック・グラウンド測定も含め1.5時間ですみ測定効率の向上にはみるべきところがあった。今後は時間分解能を総合的に改善していく努力を進める。一方高いエネルギー領域での実効性も追及していきたい。

reference

- 1) Evers D., Spindler E., Konrad P., Rudolph K., Assmann W. and Sperr P. : Nucl. Instr. Methods 124, 23 (1975).
- 2) Carlson J. D., Finlay R. W. and Bainum D. E. : Nucl. Instr. Methods 147, 353 (1977).

Table 1. Property of the neutron sources at JAERI Tandem

source reaction	beam parameter	property of neutron source
$D(d,n)^3He$	Terminal Ion Source $I_{av} = 1-2 \mu A$ freq. = 2 MHz max. width = 1.5 ns FWHM	gas target (2 atm) $E_n = 10-20 \text{ MeV}$ $\Delta E_n = 200 \text{ keV}$ $\phi_n = 3 \times 10^7 \text{ n/sr/s}$
$^7Li(p,n)^7Be$	external DEDP source $I_{av} = .1-.2 \mu A$ freq. = 4 MHz max. width = 1 ns FWHM	metal target (0.2 mm) $E_n = 20-40 \text{ MeV}$ $\Delta E_n = 500 \text{ keV}$ $\phi_n = 2 \times 10^7 \text{ n/sr/s}$

Table 2 Comparison of the neutron detectors at JAERI Tandem

	Ohio type	Munchen type	conventional type
size	35.4x22φ	80x10φ	5x12.5φ (cm)
volume	9840	5550	600 (cm ³)
photomultiplier	RCA8854x2	RCA8854x2	RCA8854x1
time compensation	$T_1 - \alpha T_2$	$\frac{1}{2}(T_1 + T_2)$	no
scintillator	NE213	NE213	NE213

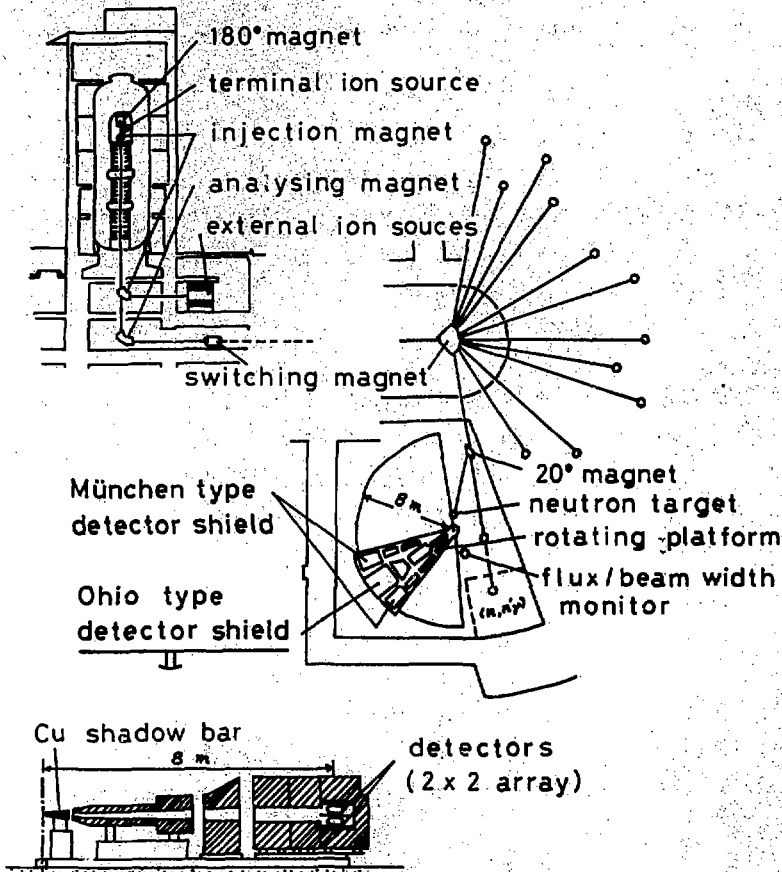


Fig. 1 View of the JAERI Tandem Accelerator and the Neutron TOF Spectrometer. Neutron experiments are performed on the "-80° beam line" using the 20° magnet to transport to the neutron target system. The bottom is the side view of the detector shield-collimator for the "Ohio-type" detectors.

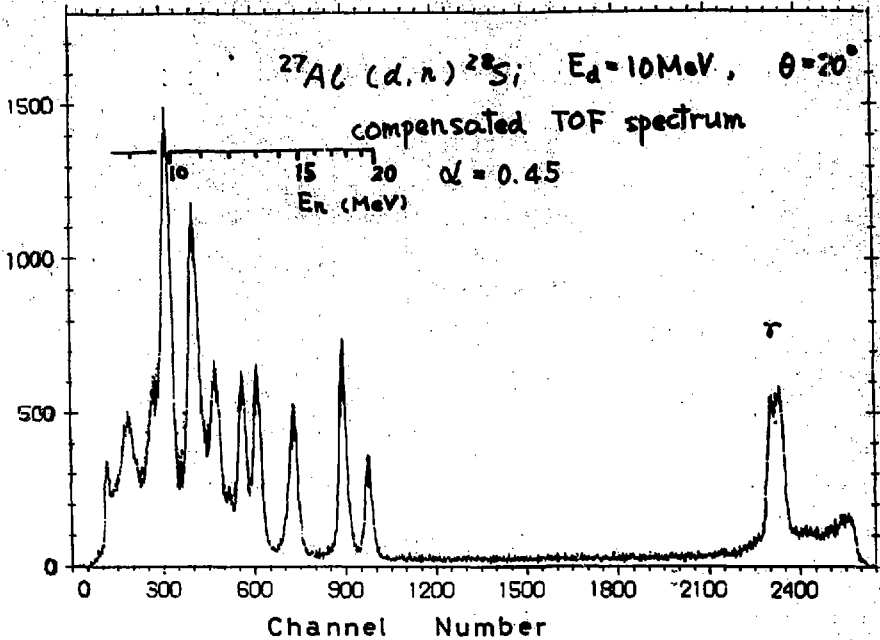


Fig. 2 Neutron TOF spectrum from the $^{27}\text{Al}(d,n)$ reaction at $E_d = 10 \text{ MeV}$. Neutron detectors are array of "Ohio type" and the time - compensation factor α is adjusted to the best value. The shaded areas show the improvement of the timing resolution.

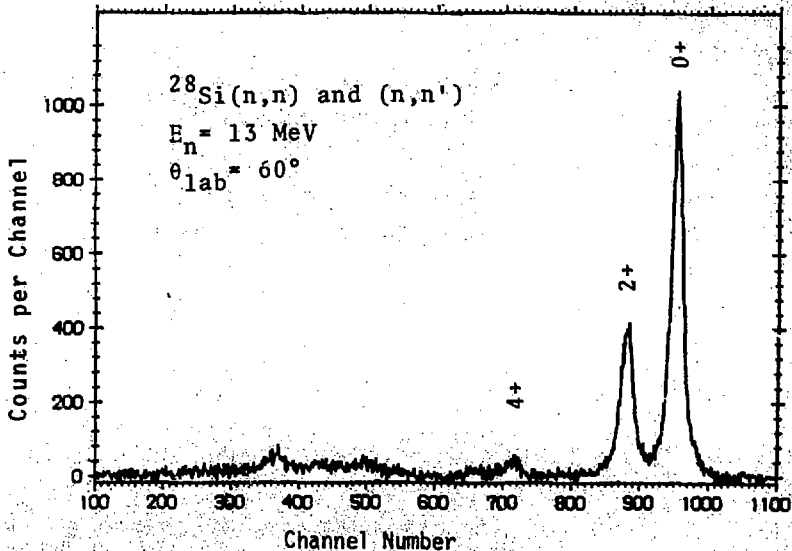


Fig. 3 Neutron TOF spectrum of the $^{28}\text{Si}(n,n)$ and (n,n') reactions at $E_n = 13 \text{ MeV}$ and $\theta = 60^\circ$.

P. 8 原研リニアックによる中性子断面積の測定

中島 豊⁺

原研リニアックを用いて比較的最近行なった次の3種類の実験を紹介した。

- (1) ^{81}Br と ^{181}Ta の共鳴パラメータの測定
- (2) ^{155}Gd と ^{157}Gd の keV 領域の捕獲断面積の測定
- (3) 鉄フィルタービーム法を用いた ^{238}U の全断面積の精密測定。

Measurements of Neutron Cross Sections at JAERI Linac

Yutaka NAKAJIMA⁺

Following three experiments recently performed at JAERI linac are presented:

- (1) Measurements of the neutron resonance parameters of ^{81}Br and ^{181}Ta ,
 - (2) measurements of neutron capture cross sections of ^{155}Gd and ^{157}Gd in the keV region,
- and
- (3) measurements of neutron total cross sections of ^{238}U by the iron-filtered beam.

原研リニアックを用いて行なわれた中性子断面積の測定は3種類に分けられ、共鳴パラメータの測定、keV領域の全断面積の測定、keV領域の全断面積の測定がそれである。これまでに測定した核種と測定した物理量を Table 1 に示した。

リニアックの増力・改修による中性子強度の増加により高分解能の測定が可能になり、共鳴パラメータを測定できるエネルギー領域が大幅に拡大したこと、ORNL から濃縮安定同位元素が借用できることなどが測定を活発にするために大いに役立っている。

以下に3種類の測定の最近の成果について述べる。

1. 共鳴パラメータの測定

測定した核種は ^{59}Co から ^{238}U にまでわたっているが、捕獲断面積の測定と関連して核分裂生成核種に集中している。

データ解析は数年前までブライト・ウィグナーの一単位公式を使った面積法によるコード

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

(Atta-Harvey¹⁾)を用いていたが、最近はブライト・ウィグナーの多単位公式を使った形状法によるコード(SIOB²⁾)を用いて解析している。これにより厚さの異なる試料のデータ解析が同時にできるようになり、また最小二乗法でパラメータの自動探索ができるようになったのでデータ解析の能率が大変良くなった。さらに多単位公式を用いた形状法による解析であるため求めた共鳴パラメータの精度も向上している。

¹⁸¹Taの3種類の厚さの試料の透過率データをSIOBで解析した結果の一部をFig. 1(a)およびFig. 1(b)に示す³⁾。従来のデータはHackenらによる2 keVまでであったが、4 keVまでの共鳴についてパラメータを決定した。Fig. 2は、中性子エネルギーに対してそれより低いエネルギーの共鳴単位の換算中性子幅の和 $\Sigma g \Gamma_n^{(0)}$ をプロットしたものであり、このプロットの平均の勾配が中性子強度関数である。¹⁸¹Taの場合、p波共鳴の混入はこのエネルギー領域では非常に少ないと思われるが、もしあったとしてもp波共鳴の中性子幅は大変小さく $\Sigma g \Gamma_n^{(0)}$ への寄与は無視できる。Fig. 2から明らかのように平均の勾配が1.7 keV付近で有意に変化している。これはS波強度関数が1.7 keVを境に急に変わっていることを意味している。S波強度関数が中性子エネルギーと共に変わる別の例とし⁸¹Brの結果をFig. 3に示した⁴⁾。図には6本のプロットが示されているが、これらは右端に示した V_r の値より大きい $g \Gamma_n^0$ を持つ共鳴単位だけについて和をとった場合に対応している。今は $V_r = 0$ の場合だけ考えれば良い。 $g \Gamma_n^0$ の大きな共鳴が集中しているため所どころ勾配が急になっている。こうした現象は他の核種でも見られ、中性子数がマジック数の核種に多いようである。しかし¹⁸¹Taに見られるようにS波強度関数の一定であるエネルギー領域に数百本ずつの共鳴単位を含むのはこれが初めてである。

2. 捕獲断面積の測定

核分裂生成核種についてORNLから借用した濃縮安定同位元素の試料を用いて測定した。以前は3,500 lの液体シンチレーターを用いて測定していたが、昨年度新しく500 lの液体シンチレーション検出器を製作した⁵⁾。新しい検出器はタンク中央に隔壁が設けられており、光学的に2等分している。両方の信号を同時計数することによって、通常3~4本発生する捕獲 γ 線と1本の γ 線しか入射しないバックグラウンドを区別し、S/N比を大幅に改善した。また時間分解能とエネルギー分解能も大きく改善されている。

新しい検出器を用いて行なった¹⁵⁵Gdと¹⁵⁷Gdの捕獲断面積の結果をFig. 4(a), (b)に示す。90 keVと150 keV附近の断面積の値が系統的に小さくなっているのは、バックグラウンド測定のために挿入した6 cmのAl板のフィルターによる中性子束の減少のためと考えられる。Shorinら⁶⁾のデータとは値としてはよく一致しているが、中性子エネルギー依存性は異っている。図には示さなかったが、Friesenhahnら⁷⁾による1 keVから20 keVまでの測定があり、このエネルギー範囲での一致はエネルギー依存性も含めて極めて良い。

3. keV領域の全断面積の精密測定

鉄フィルタービーム法を用いてS/Nを良くして ^{238}U と ^{181}Ta の全断面積の精密測定を行った。30 cm厚の鉄板をフィルターとして中性子ビーム中に置き、100 mの中性子測定室で測った中性子スペクトルをFig. 5に示す。従来は24 keVのピーク (Fig. 5には示されていない。) が主に用いられたが、飛行距離を長くとり、分解能を上げることによって1 MeV近くのピークまで利用することが可能になった。測定精度を調べるためこのフィルタービームを用いてポリエチレン $((\text{CH}_2)_n)$ の透過率を測定し、 CH_2 の全断面積を導き、JENDL-1およびENDF-B/Vと比較した。Fig. 6はその比較の図である⁹⁾。CとHの全断面積の評価値は大変精度が良くいずれも1%以内の誤差である。事実JENDL-1とENDF-B/Vの差も極めて小さく、Fig. 6では両者を区別して表示できない位である。この測定結果から1%前後の精度で全断面積の測定が可能であることが明らかとなった。

^{238}U の全断面積の測定と解析の結果をFig. 7に示す⁹⁾。270 keVまでは4種類の厚さの試料の測定値を使って共鳴自己遮蔽効果の補正がしてある。破線で示した4本の曲線はR-matrixを用いて入射中性子の部分波に対応する成分に分けた断面積である。この解析により各部分波の強度関数 S_L と速くの共鳴からの寄与を示す R_L^{∞} の値が得られた。ただしこの解析ではS波強度関数としてOlsenら¹⁰⁾の $S_0 = 1.05 \times 10^{-4}$ を用いた。P波強度関数は大変精度良く求って、 $S_1 = (1.68 \pm 0.18 (\text{stat}) \pm 0.20 (\text{syst})) \times 10^{-4}$ が得られている。この値は質量数に対するシステムティックスから予想される値と一致し、光学模型による計算値との一致も良い。¹¹⁾

References

- 1) Atta, S. E. and Harvey, J. A. : ORNL-3205, (1961). ; Tachibana, A., et al. : JAERI-memo 3728, (1969).
- 2) de Saussure, G., Olsen, D. K. and Perez, R. B. : ORNL-TM-6286, (1978).
- 3) Tsubone, I., Nakajima, Y. and Kanda, Y. : J. Nucl. Sci. Technol., 20[8], 707(1983).
- 4) Ohkubo, M., Kawarasaki, Y. and Mizumoto, M. : J. Nucl. Sci. Technol., 18[10], 745(1981).
- 5) Mizumoto, M. : Private communication.
- 6) Shorin, V. S., et al. : Sov. J. Nucl. Phys., 19, 2(1974).
- 7) Friesenhahn, S. J., et al. : Nucl. Phys., A146, 337(1970).
- 8) Tsubone, I., Nakajima, Y., Furuta, Y. and Kanda, Y. : Nucl. Instrum. Methods, 275, 171(1983).
- 9) Tsubone, I., Nakajima, Y., Furuta, Y. and Kanda, Y. : "Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology", Antwerp, September 6-10, 1982, p65, Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland(1983).
- 10) Olsen, D. K. and Meszaros, P. S. : Nucl. Sci. Eng., 83, 174(1983).
- 11) Mughabghab, S. F. and Garber, D. I. : "Neutron Cross Sections", BNL-325, 3rd ed., Vol. I, Resonance Parameters, BNL, (1973).

Table 1 Summary of Measurements at JAERI Linac

Element	Mass No.	Res. para.	Ave. cap.	Ave. tot.
Co	59	0		
Ga	NAT	X		
Br	79	0		
	81	0		
Rb	85	0		
	87	0		
Ag	NAT	0		
	107	0	0	
	109	0	0	
Cd	NAT	0		
Sn	122	X		
Sb	NAT	0		
	121	X		
	123	X		
Cs	133	X		
Ba	135	X	X	
	137	X	X	
	138	X	X	
La	139	0		
Nd	143		0	
	145		0	
	146		0	
	148		0	
Sm	147	0	0	
	149	0	0	
Eu	NAT		0	
	151		0	
	153		0	
Gd	155	X	X	
	157	X	X	
Tb	159	0	0	
Ta	181	0		X
W	183	X		
Re	NAT	0		
U	238	0		0

0: Published.

X: To be published or under measurements.

Measurements to be made:

Mo-95, Mo-97, Ce-142, Hf-176, Hf-177.

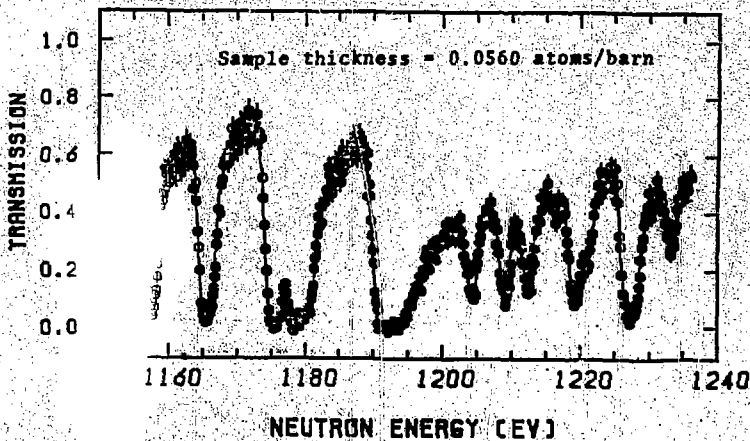
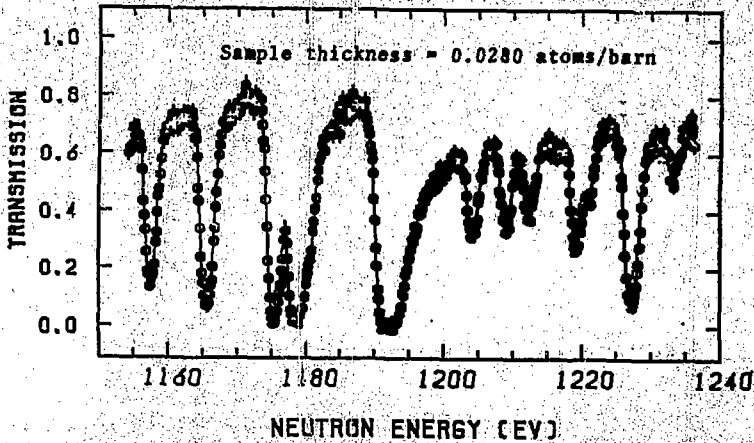
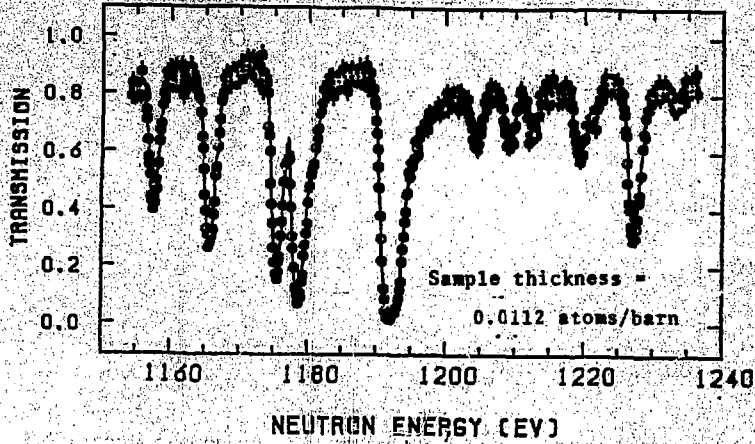
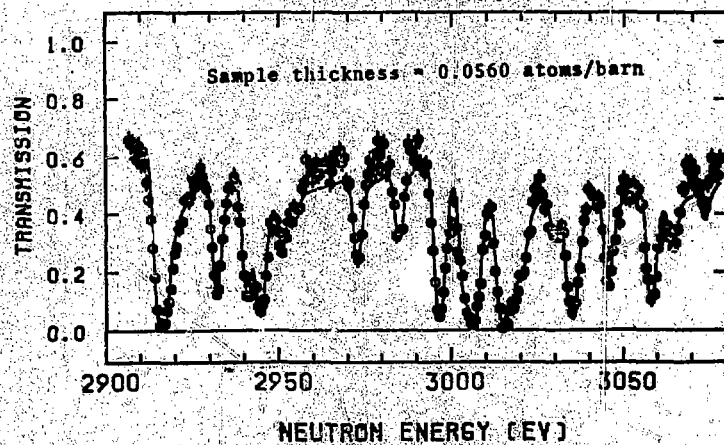
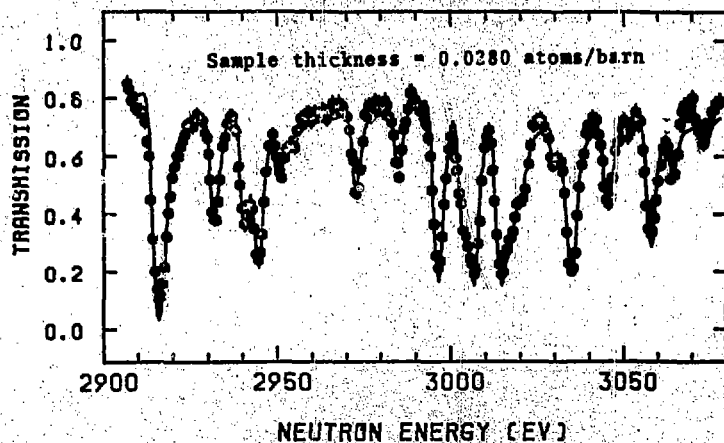
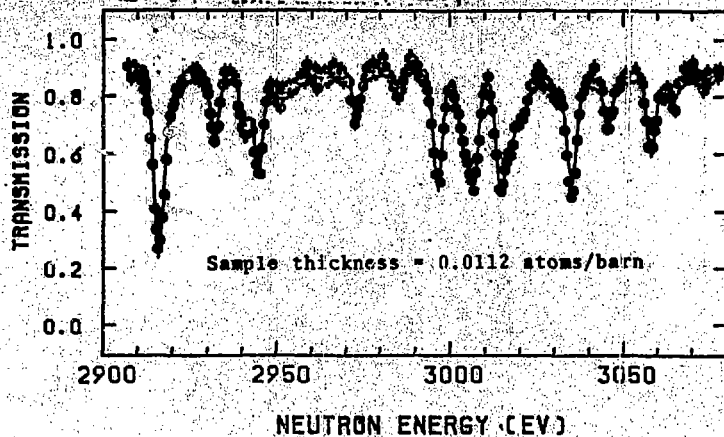
83-09-01 19:49:21
TA-181 (HIGH RES. TRANS. A-1)

Fig. 1 (a) Resonance analysis of transmission data for ^{181}Ta from 1155 eV to 1235 eV.³⁾

JAERI-M 84-010

83-09-08 14:15:31

TA2181 CHIGH DES: TRANSH: A-2119



(b) Resonance analysis of transmission data for ^{181}Ta from 2910 eV to 3080 eV. 3)

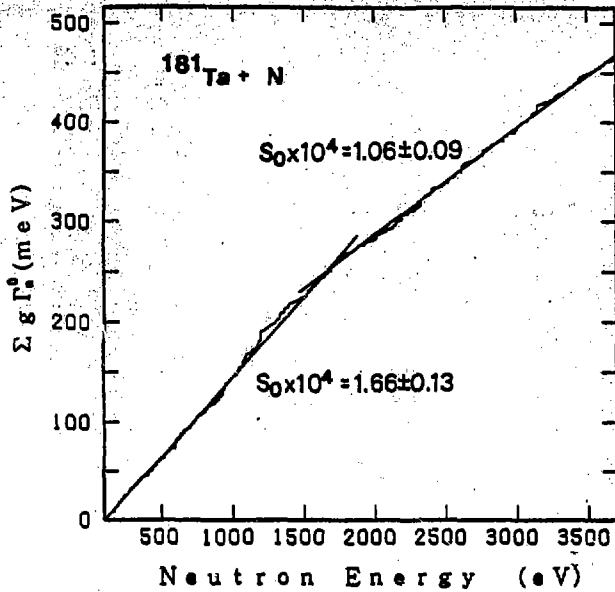


Fig. 2 Plot of $\Sigma g\Gamma_n^0$ vs. neutron energy for resonances of ^{181}Ta . 3)

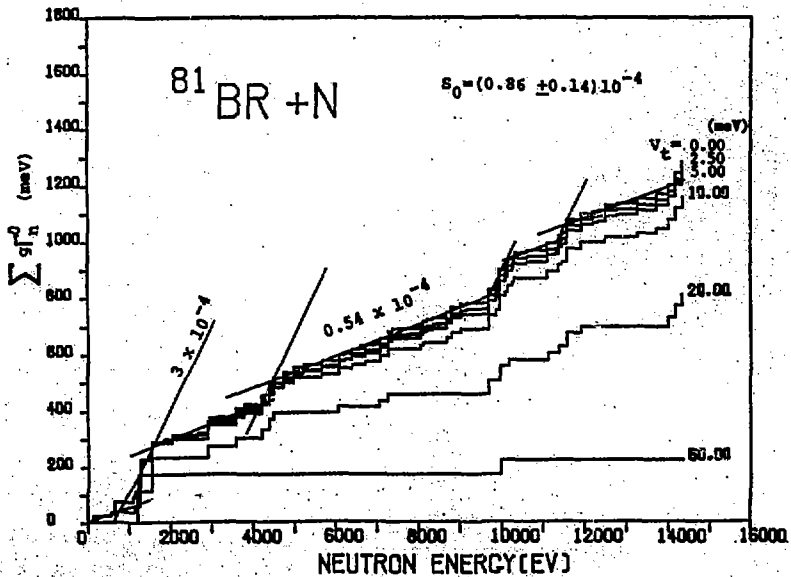


Fig. 3 Plot of $\Sigma g\Gamma_n^0$ vs. neutron energy for resonances of ^{81}Br . 4)

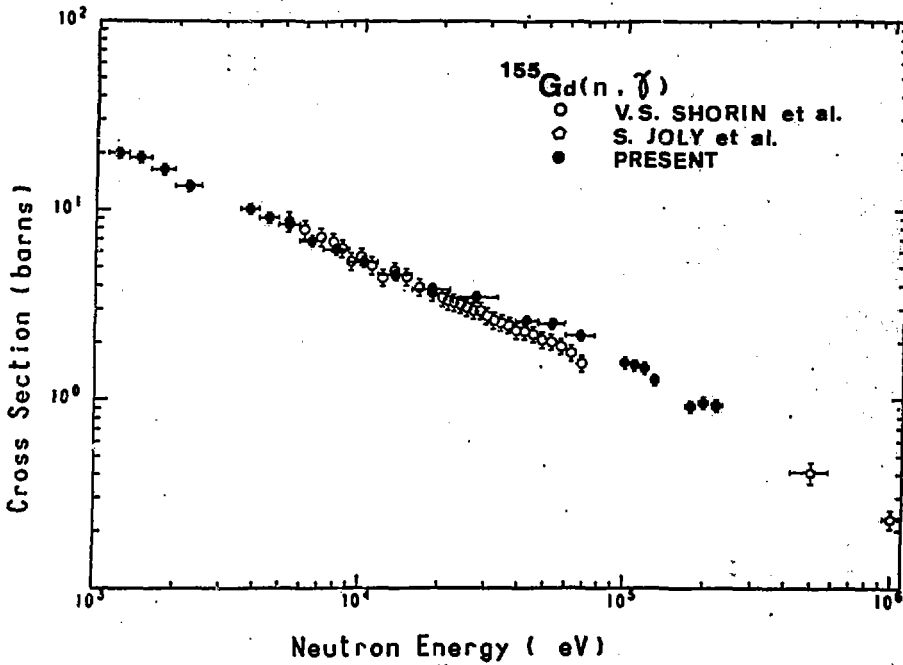
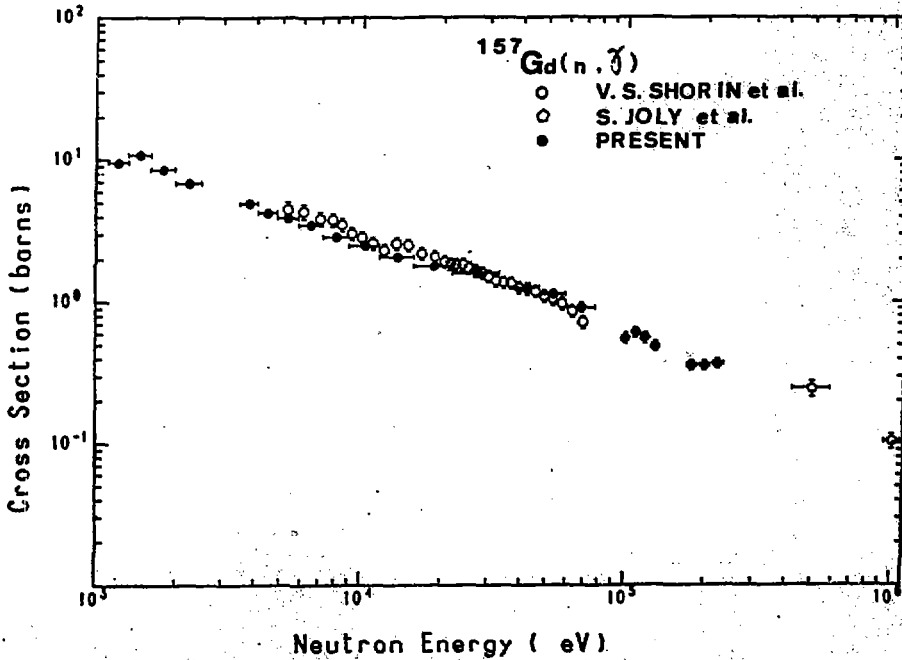


Fig. 4 (a) Capture cross section of ^{155}Gd .



(b) Capture cross section of ^{157}Gd .

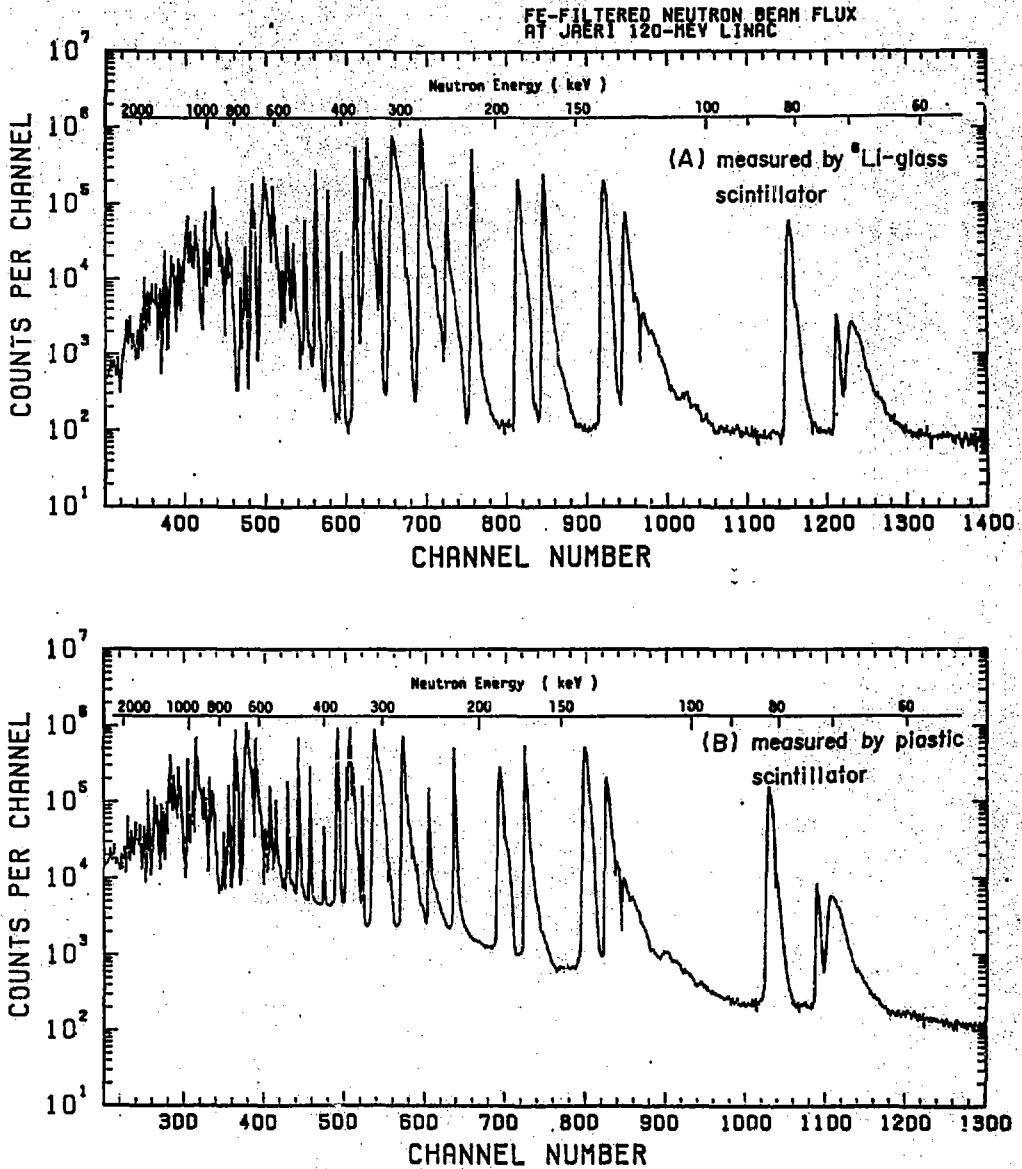


Fig. 5 Time spectrum of the iron-filtered neutron beam. Above spectrum(A) was measured by ${}^6\text{Li}$ -glass scintillator(NE-918), and below(B) by plastic scintillator(NE-110).⁸⁾

Total cross section of CH₂

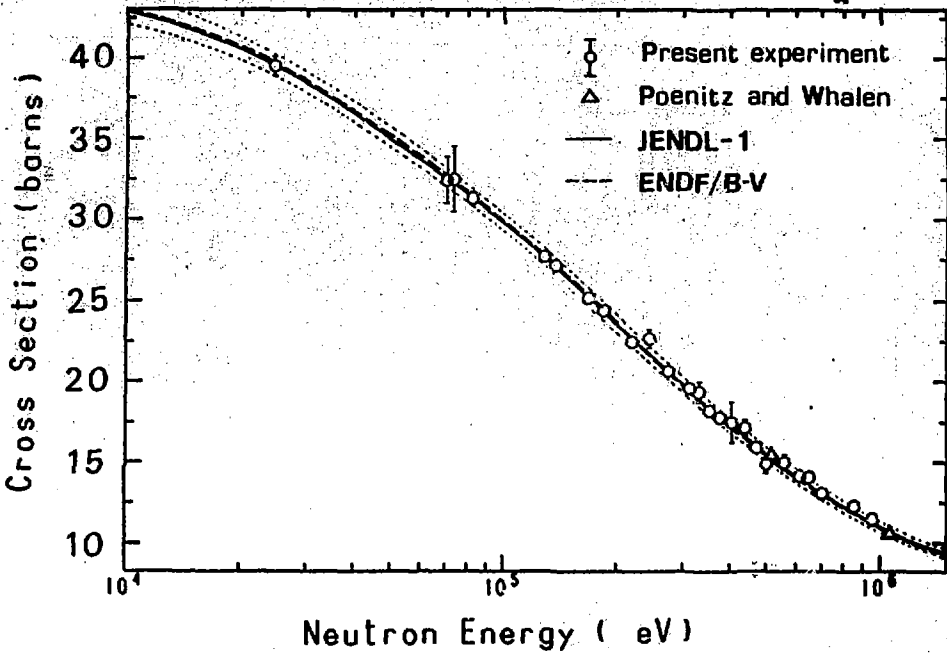


Fig. 6 Average total cross section of polyethylene (CH₂) compared with the values computed from the cross sections of hydrogen and carbon in JENDL-1 and ENDF-B/V. The dotted lines show the 2 % larger and smaller values than JENDL-1.⁸⁾

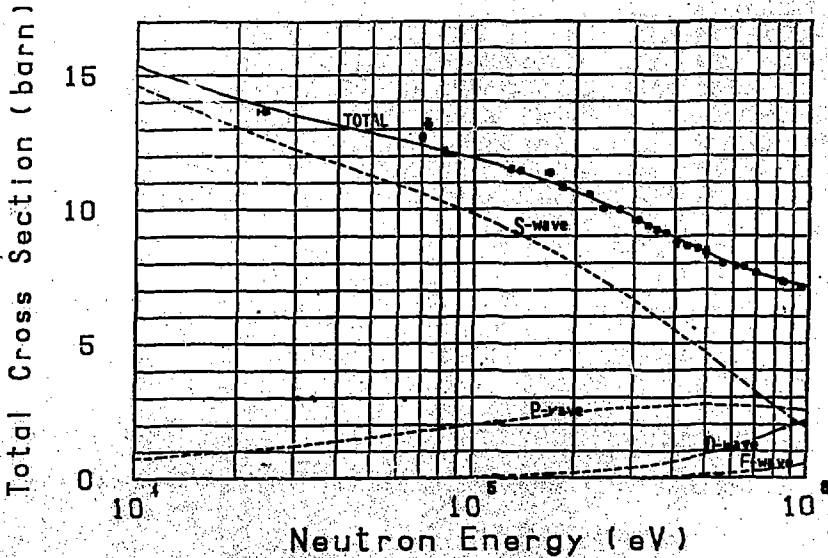


Fig. 7 Total cross section of ²³⁸U with the average R-matrix formula. Dashed lines show the partial wave components.⁹⁾

P.9 核融合ニュートロニクスにおける放射化反応積分データ

池田裕二郎⁺, 中田耕太郎^{*}, 前川 洋⁺, 大山幸夫⁺
中村 知夫⁺

強力 14 MeV 中性子源, FNS を用いて, 放射化法による積分実験を行った。D-T 中性子直接場, Li₂O-C 球体系, Li₂O 平板体系内における, 幾つかの感度の異なる反応率分布を測定し, 1次元および2次元計算による解析と比較検討を行った。また, 体系内での SUS316 鋼中の誘導放射能の測定を行い誘導放射能コード THIDA の検証を行った。その結果, 放射化反応は, 核融合ニュートロニクスの積分データとしての有効であることを示すことができた。

Integral Data of Activation Reaction for Fusion Neutronics

Yujiro IKEDA⁺, Kotaro NAKADA^{*}, Hiroshi MAEKAWA⁺
Yukio OYAMA⁺ and Tomoo NAKAMURA⁺

Integral experiments based on the activation reaction have been performed to investigate fusion neutronics by using an intense 14 MeV neutron source, FNS. Distributions of the reaction rate which have different responses were measured and compared with those calculated by one and two dimensional analysis codes. Induced activities in the type 316 stainless steel were measured to verify the code system, THIDA. From these results, it is demonstrated that the activation reaction has availability for the fusion neutronic study.

1. はじめに

中性子による放射化反応の反応率は, 炉物理における安定した積分データとして広く利用されている。D-T 核融合炉の 14 MeV 中性子を源とした中性子場では, 特に検出器感度の異なる多数の反応を用いることにより, 中性子スペクトル並びに強度分布に関する詳細な情報を得ることが期待できる。

強力 14 MeV 中性子源, FNS を用いて, 一連の放射化法による核融合ブランケット積分実験を行った。この積分実験の目的は次のように分類できる。

- 1) 解析手法開発のためのベンチマークデータ
- 2) 核融合ドシメトリー手法の開発

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

^{*} 東大工学部, University of Tokyo

3) 反応断面積の積分的評価

4) 誘導放射能の研究

この内、1)は、反応率そのものが良いベンチマークデータとして使用でき、検出器の感度範囲を選択することにより、広いエネルギー領域でのスペクトルインデックスとして有用である。2)は、多数の反応率を用いて、スペクトルアンフォールディングを行い、照射場特性をより明確にすることが重要である。多数の反応率データを系統的に整理することにより3)の個々の断面積の再評価が可能になる。また、照射試料中の放射化生成物そのものが、4)の誘導放射能評価を行うための基本的なデータとなる。

2. 実験

FNSを用いて行った放射化法による積分実験の測定場および測定項目を以下に示す。

I) 水冷ターゲット (第1ターゲット室)

- a) RR 角度, ^{注1)}空間分布 ($^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n, p)^{55}\text{Mn}$)
- b) ^{注2)} 源中性子スペクトル (MFA)
- c) SUS316 誘導放射能

II) 回転ターゲット (第2ターゲット室)

- a) RR 角度, 空間分布
 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$ etc
- b) スペクトル分布 (MFA)
ターゲット室内の計7点

III) Li₂O-C 球体系

- a) 体系内スペクトル (MFA)
- b) SUS316 誘導放射能
- c) SUS316 によるドシメトリー

IV) Li₂O 平板体系 (40cm, 60cm厚)

- a) R.R空間分布
 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, $^{53}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ etc
- b) 体系内スペクトル (MFA)

注1) RR : 反応率

注2) MFA : 多数放射化箱法

ここで、MFAに使用された主なしきい反応を Fig. 1 に示す。(この反応の他に、(n, γ) 反応等が含まれる)

MFAのデータは、アンフォールディングコード(1)SAND-Ⅱ, (2)NEUDAC, (3)STAYSL等に入力されスペクトルを求める。(1)と(2)は、共分散誤差を取入れた誤差評価が可能)アンフォールディングを行うための初期推定スペクトルはANISN, およびDOT 3.5の計算値を用いた。断面積は主としてIRDF 82ドシメトリーファイルを用いた。

3. 結果と検討

I) 積分実験に用いる水冷ターゲットの源中性子スペクトルを求めるための、ターゲットアセンブリーを模擬したモンテカルロ計算のベンチマークデータとして、 $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ および $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応率が使用され、計算の検証を行った¹⁾。またMFAにより、スペクトルの再評価を行うことができた。

II) 第2ターゲット室内の反応率分布データにより、I)と同様のモンテカルロ計算の検証を行うことができた。MFAによるスペクトル分布測定では、ターゲット室が厚さ2m~2.5mのコンクリート壁に囲まれた狭い空間であることから、反射中性子による低エネルギー中性子が、一様に分布していることが示された。また、反応率の角度分布データおよびMFAデータの考察により、高しきい値反応間に系統的な、実験と計算の間の差が現われていた。特に、 $^{60}\text{Ni}(n, 2n)^{58}\text{Ni}$ の断面積が、ENDF/B-Vドシメトリーファイルでは、14.0 MeV以上で10~20%過少評価されていることが推定される。Fig. 2に、例として、NEUPACコードを用いて求めた、90°方向、1mの位置のスペクトルを誤差とともに示す。

III) Li₂O-C体系

Fig. 3にLi₂O-C体系中、ターゲットから15.1 cmでのMFAによるアンフォールドしたスペクトルを初期スペクトルとともに示す。このスペクトルを用いて計算した各反応率は、実験値と±10%以内で一致した。同時にこの体系を用いて、主な構造材候補であるSUS 316鋼を照射し誘導放射能の測定を行い、誘導放射能評価コードTHIDA²⁾の検証を行った³⁾。さらにSUS 316中の誘導放射能を積極的に利用した中性子ドシメトリを試み良い結果を得た。

IV) Li₂O平板体系(40 cm, 60 cm厚)

体系中の中心軸及び空間でのRR分布を測定しDOT 3.5による2次元計算と比較検討した。Fig. 4に $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ RR分布をDOT 3.5の計算値とともに示す。現在、源中性子の角度分布、箔自身の自己遮蔽等を考慮した解析を行っている。Fig. 5に、60 cm体系中心軸上10 cmおよび30 cmでのMFA(NEUPAC)によるアンフォールドしたスペクトルを示す。RRは実験と計算で±5%以内で一致、初期スペクトルの妥当性を示している。

4. まとめ

- 1) 精度の良い安定したベンチマークデータが得られた。
- 2) 14 MeV中性子場において誤差評価を伴ったスペクトルアンフォールディングが可能となった。
- 3) 反応断面積の相互比較により、現在用いられているデータの再評価が可能になった。

References

- 1) Y. Seki et al.; J. Nucl. Sci. Technol. 20 [8] (1983) 686
- 2) H. Iida and M. Igarashi; JAERI-M 8019 (1978)
- 3) Y. Ikeda et al; JAERI-M 83-177

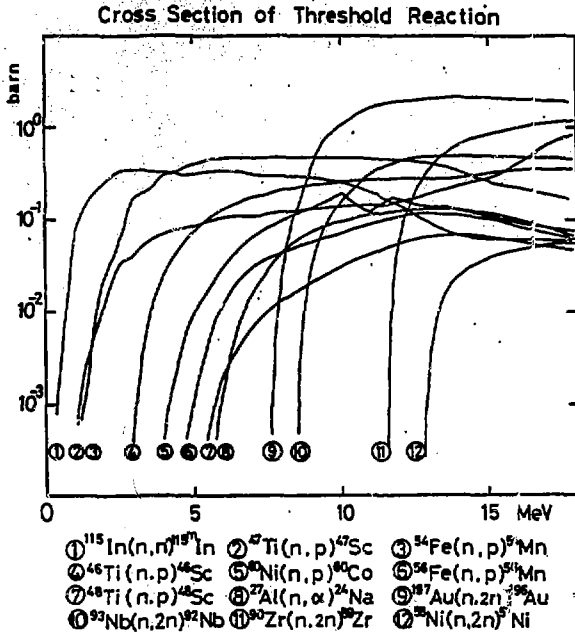


Fig. 1 Typical threshold reaction cross section used in the integral experiments

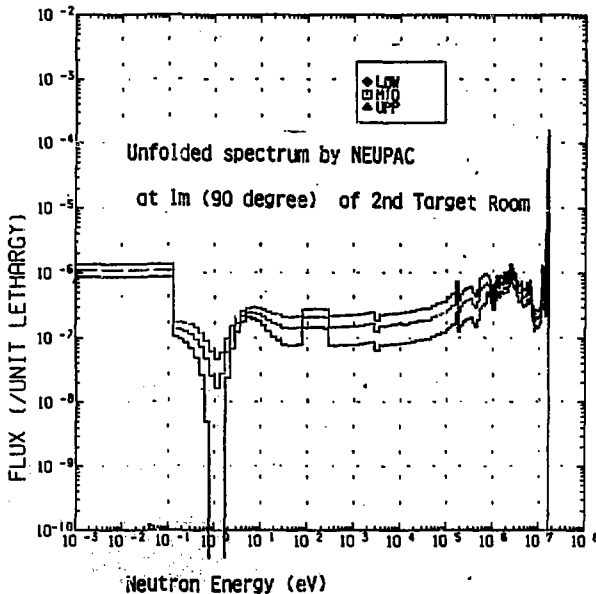


Fig. 2 Unfolded spectrum at 1 m (90°) in the 2nd target room by NEUPAC code

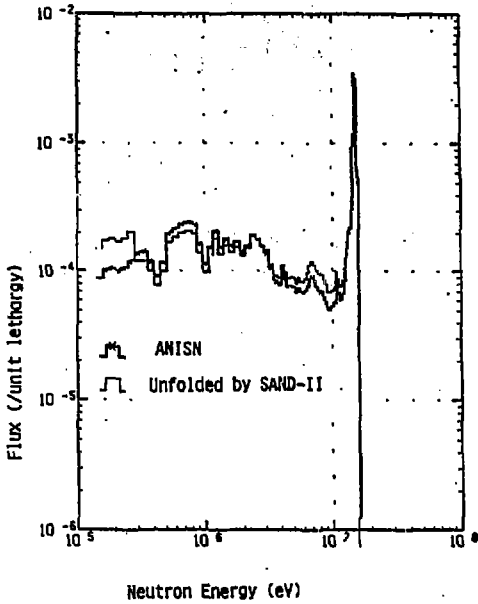


Fig. 3 Unfolded spectrum at 15.1 cm in the $\text{Li}_2\text{O-C}$ assembly by SAND-II code

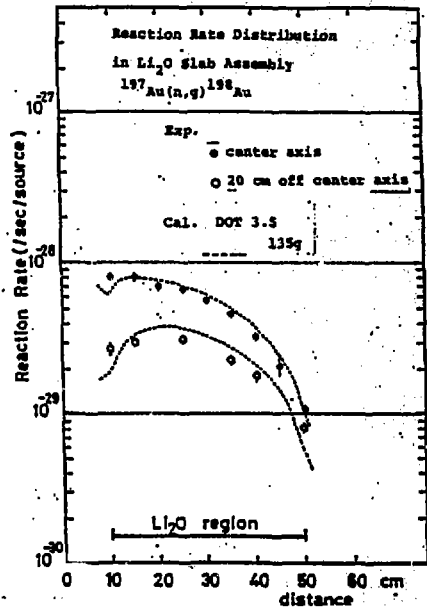


Fig. 4 Reaction rate distribution of $^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ in the Li_2O slab (40 cm thick) assembly. The calculation was performed by DOT3.5 with GICXFNs library.

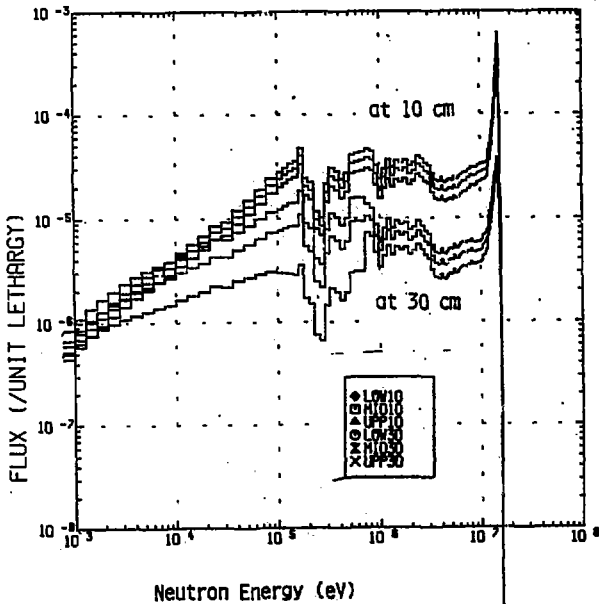


Fig. 5 Unfolded spectra in Li_2O slab (60 cm thick) assembly by NEUPAC code

P.10 酸化リチウム体系のTOF法によるベンチマーク実験

大山幸夫⁺, 前川 洋⁺

核融合ブランケット材料である酸化リチウムを対象としておこなった TOF 法による積分ベンチマーク実験とその解析について述べる。測定量は 2 次元形状の平板体系の裏面中心での角度依存中性子スペクトルで、体系の厚みと測定角を変えた。実験の解析には DOT 3.5, BERMUDA-2DN, MORSE-DDX の 3 種の計算コードを用いた。

Benchmark Experiment on a Lithium-Oxide Assemblies by Using Time-of-Flight Method

Yukio OYAMA⁺ and Hiroshi MAEKAWA⁺

A benchmark experiment on the fusion blanket material Li_2O was carried out by using time-of-flight method. Angle-depeadent neutron spectra leaking from cylindrical slab assemblies were measured with respect to the thickness and angle. Analyses on the experiment were carried out by using DOT3.5, BERMUDA-2DN and MORSE-DDX codes.

1. 緒 言

核融合ブランケットの中性子工学ではトリチウム生成率等の重要な量を精度良く評価するため 2 次中性子の角度分布を正確に扱う必要がある。この目的で 2 重微分断面積 (DDX) を用いる計算コードが開発されてきた。これらのコードの妥当性を積分的に評価するため、散乱の角度分布に敏感で良い精度の測定可能な量として、平板体系裏面からの角度依存中性子スペクトルを TOF 法によって測定した¹⁾。実験に用いた平板体系は 2 次元で扱えるように円柱状に組みモデル化を容易にした。計算による解析は、標準として S_N 法の DOT 3.5 を用い、DDX を用いた直接積分法の BERMUDA-2DN²⁾、モンテカルロ法の MORSE-DDX³⁾ の結果と相互に比較した。

2. 実 験

酸化リチウムの体系は、0.2 mm の厚さのステンレス鋼で被覆したブロックを用い、アルミの中空格子管の枠で円柱形に組み上げた。この体系は、D-T 中性子源から 20 cm の距離に置き、体系の裏面の中心の被測定領域を 2 重に回転するゴニオメータに載せたコリメータおよび検出器システムによって限定した。(Fig. 1, Fig. 2) 通常の計算コードで求められる角度依存中性子束

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

は角度方向に垂直な単位面積を通過する単位立体角当りの中性子数として定義されるため、この被測定面積を正確に決定する必要がある。このため、このコリメータシステムの特性を実験的に調べた。スペクトルの測定はNE 213 液体シンチレータを検出器とし、中性子飛行時間法によっておこなった。また、2 バイアス法を用いて 0.5 MeV から 15 MeV までのエネルギー範囲で測定できた。

測定した体系の厚みは、5 cm, 20 cm, 40 cm の3種で、実効半径は 31.4 cm である。また、測定した中性子束の放出角は 0° , 12.2° , 24.9° , 41.8° , 66.8° の5点である。

3. 解析

実験の解析に用いた計算コードの特徴を表1に示す。各計算とも断面積ファイルは ENDF/B-V を用いており、使用した断面積処理コードは各々近似の違いはあるが、断面積ファイルに与えられた散乱中性子の角度分布を取り入れている。MORSE-DDX は point estimator を用いており体系表面の半径 5 cm の範囲で平均化している他の結果とはモデル化が異なっている。また、測定した角度は DOT 3.5 の角度分点と一致しており、BERMUDA-2DN の結果は角度について内挿して得たものである。

中性子源は、すべて実験で求めたスペクトルを採用し、その積分値で規格化されている。DOT 3.5 と BERMUDA-2DN については first collision source (1 回散乱源) 法を用いた。

4. 結果

DOT 3.5 と BERMUDA-2DN の計算結果と実験値との比較を Fig. 3 に示す。また、MORSE-DDX の結果との比較を Fig. 4 に示した。各結果とも 10 MeV 付近と 2~4 MeV 付近に比較的大きな不一致が見られる。10 MeV 付近の不一致は、主に ${}^7\text{Li}$ の第 2 レベル非弾性散乱が断面積ファイルに収納されていないことによる。2~4 MeV 付近は主に ${}^{16}\text{O}$ の非弾性散乱の構造があらわれているところである。

各エネルギー領域毎に計算値と実験値の比で比較した結果を Fig. 5 に示した。各計算とも同様の傾向を示し、前方においては良く一致しているが、角度の大きい中性子束は体系の厚みの増加と共に計算値が過大評価となっている。

これらの不一致の原因として、断面積ファイル、または断面積処理コード上の 2 次中性子の角度分布の取扱いや計算コード上の角度メッシュの取り方等の問題が考えられる。これらの問題を明らかにしていく上で本ベンチマーク実験は非常に有用である。

謝 辞

BERMUDA-2DN, MORSE-DDX の計算結果は、原研の鈴木友雄、中川正幸、森 貴正の各氏によるもので、相互比較についての御協力に対し感謝の意を表します。

References

- 1) Y. Oyama, et al.; JAERI-M 83-195 (1983).
- 2) T. Suzuki, et al.; JAERI-M 82-190 (1982); Proc. of 6th Int. Conf. Radiation Shielding, Vol.1, p.246, Tokyo, May 16-20 (1983).
- 3) M. Nakagawa, et al.; Proc. of 6th Int. Conf. Radiation Shielding, Vol.1, p.172, Tokyo, May 16-20 (1983).

Table 1. Computational parameters

DOT 3.5

* Code	2-dimensional S_n
* Approximation	P_5-S_{16}
* Geometry	R-Z
* Source	point, isotropic, experimental value first collision source
* Cross section set	GICXFNS1 --- 135 group, NJOY, ENDF/B-4 GICXFNS --- ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ evaluated by P.G. Young

BERMUDA-2DN

* Code	2-dimensional direct-integration, DDX
* Approximation	P_{∞} , 40 angular ordinates
* Geometry	R-Z
* Source	point, isotropic, experimental value first collision source
* Cross section set	120 group, PROF-GROUCH-GII, ENDF/B-4

MORSE-DDX

* Code	Monte Carlo using DDX
* Approximation	P_{∞} , 20 angular mesh, point estimator
* Geometry	3 Dimension
* Source	point, isotropic, experimental value
* Cross section set	100 group, PROFDDX, ENDF/B-4

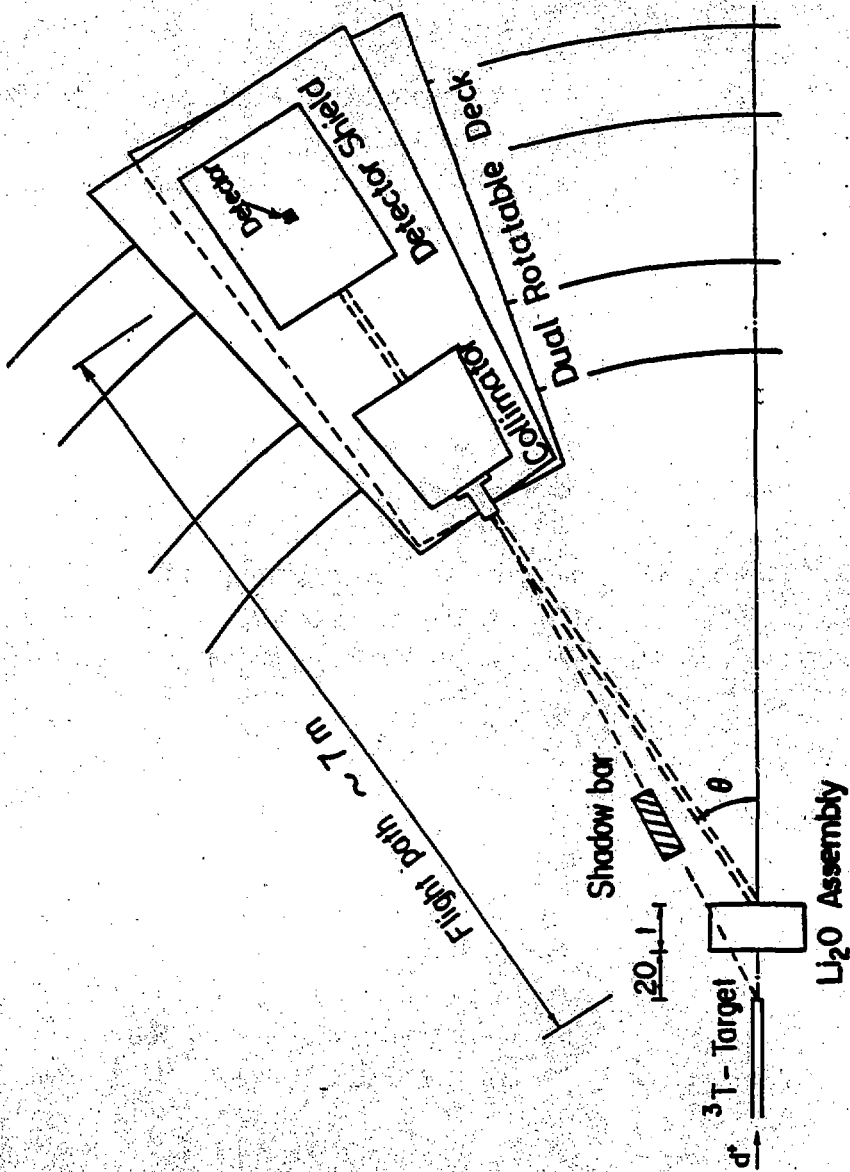


Fig.1 Experimental layout

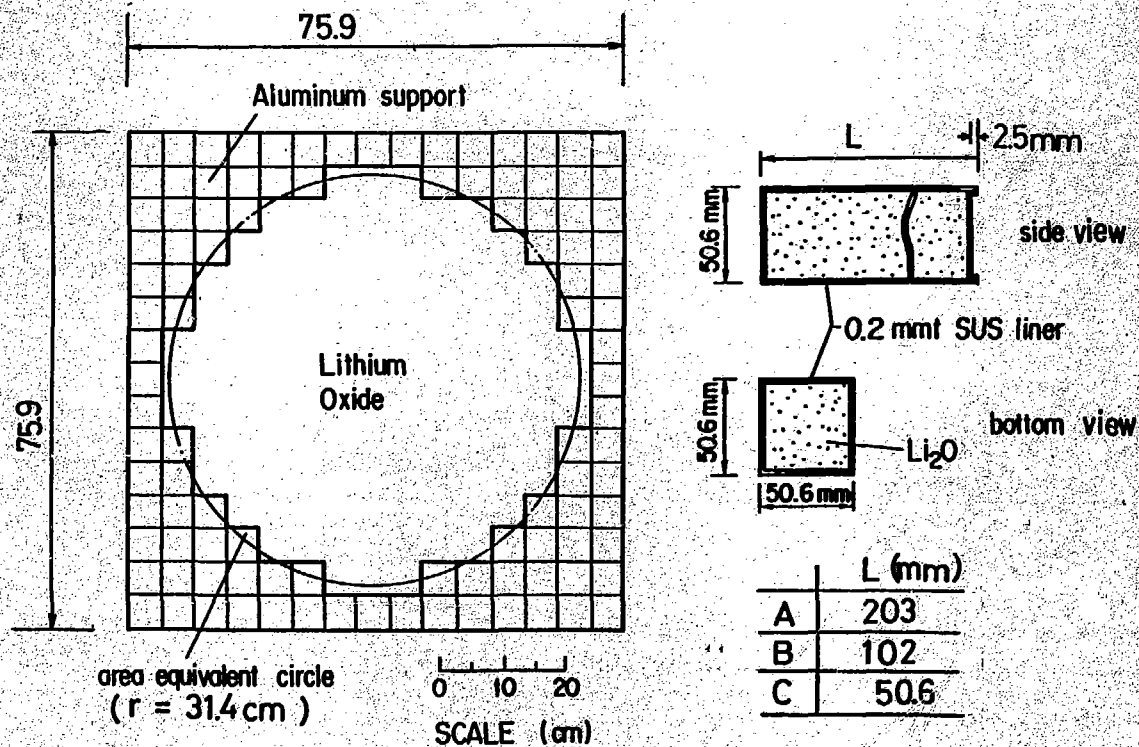


Fig.2 Pseudo-cylindrical Li_2O assembly and Li_2O block

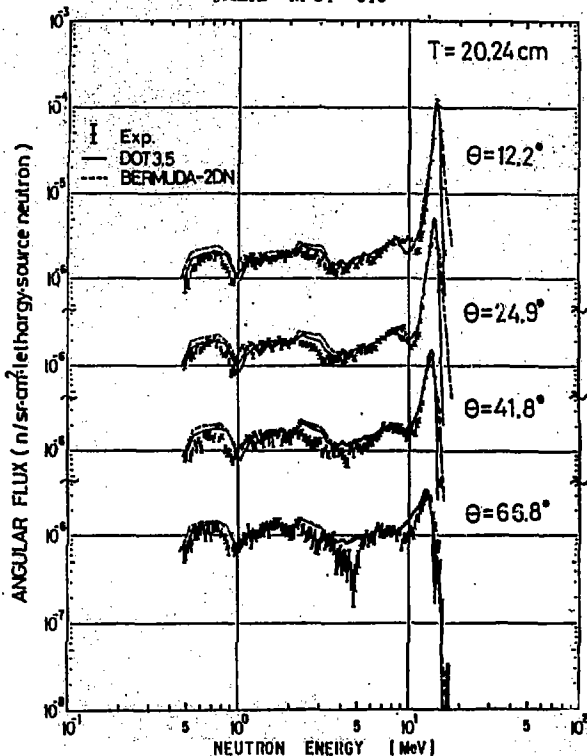
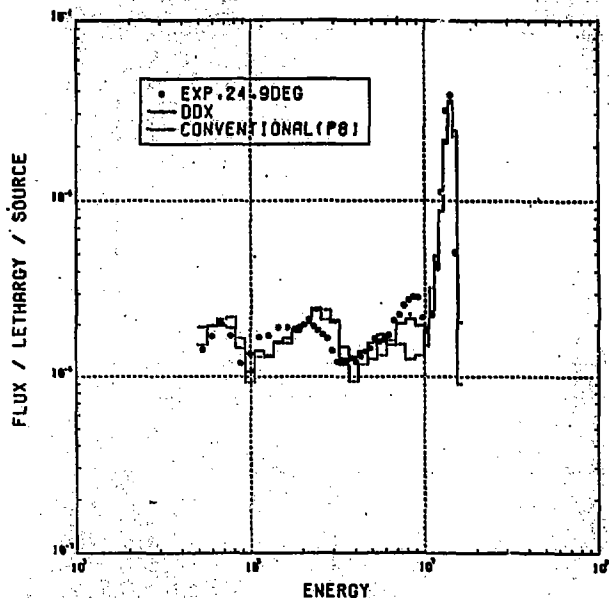


FIG.3 Comparison between DOT3.5 and BERMUDA-2DN



FLUX OF MORSE CALCULATION LI20 20.24 CM

Fig.4 Comparison with MORSE-DDX

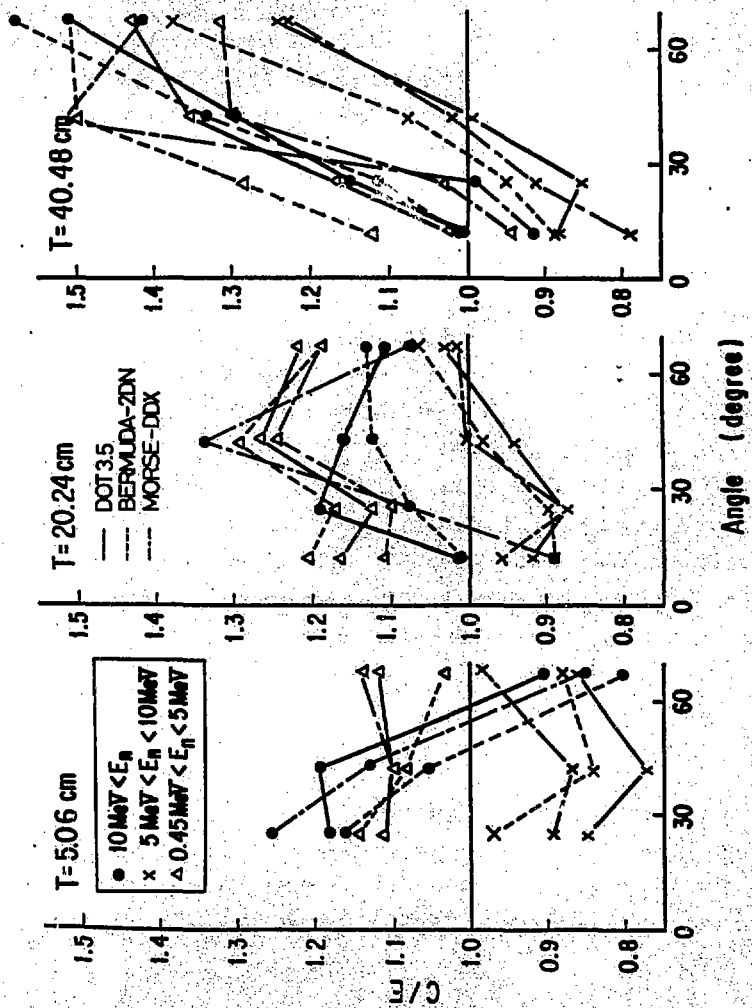


Fig.5 Comparison of integrated flux

P.11 酸化リチウム体系におけるトリチウム生成率の測定

前川 洋⁺, 津田孝一⁺, 井口哲夫^{*}, 池田裕二郎⁺
 大山幸夫⁺, 福本 亨⁺, 関 泰⁺, 中村知夫⁺

模擬核融合炉ブランケット体系中のトリチウム生成率 (TPR) 分布を FNS を用いて測定した。模擬体系は黒鉛反射体付き酸化リチウム球体系と 40 cm 厚さの酸化リチウム平板体系である。3 つの方法で測定した TPR は互いに良く一致した。実験結果は P. G. Young の評価した ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha){}^3\text{T}$ の断面積が妥当であることを示唆した。

Measurements of Tritium Production-Rate Distributions
 in Lithium-Oxide Assemblies

Hiroshi MAEKAWA⁺, Koichi TSUDA⁺, Tetsuo IGUCHI^{*}
 Yujiro IKEDA⁺, Yukio OYAMA⁺, Toru FUKUMOTO⁺
 Yasushi SEKI⁺ and Tomoo NAKAMURA⁺

Tritium production-rate (TPR) distributions were measured in simulated fusion blanket assemblies using the FNS. They were pseudo-spherical lithium oxide assembly with a graphite reflector and 40 cm thick lithium oxide slab assembly. TPR distributions measured by three methods agreed well each other. Experimental results support the P. G. Young's evaluation for ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha){}^3\text{T}$ cross section.

1. 緒言

模擬ブランケット体系中のトリチウム生成率 (TPR) の測定は核融合炉ニュートロニクスの研究における重要項目の一つである。強力な中性子源である FNS の完成に伴ない、原研から固体トリチウム増殖材として提案されている酸化リチウムを用いた 2 つのブランケット模擬体系で TPR 分布を測定した。TPR の測定法として次の 3 つの方法を採用した。

- (A) Dierck の方法¹⁾
- (B) LiF の熱蛍光線量計 (TLD) の自己照射法²⁾
- (C) 焼結 Li₂O ペレットを用いた液体シンチレーション計数法³⁾

(A)の方法は広く TPR の測定に応用されており、(B)と(C)は原研で開発した方法であり、今回初めて、ブランケット実験に応用された。

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

^{*} 東大工学部, University of Tokyo

なお、このレポートは文献(3)を抄録したものである。

2 実験

2.1 $\text{Li}_2\text{O}-\text{C}$ 球体系

FNS を用いた最初のブランケット実験として、黒鉛反射体付き酸化リチウム擬球体系で TPR を測定した。この体系は PNS-A で核分裂率分布を測定したのと同じである。⁴⁾ TPR は (A) および (B) の方法で測定した。中心ポイド、 Li_2O 、黒鉛領域の外半径は 3.3, 22.4, 46.8 cm であった。

方法(A)で用いた天然および ^7Li を濃縮した (99.952 atom%) Li_2CO_3 ペレット (10mm ϕ \times 5 mm, ~ 0.7 g) を d^+ ビームに対して 0° 方向に配座した。照射中の総中性子発生量は 4.5×10^{16} であった。照射後のペレットを化学処理して、生成したトリチウムを液体シンチレータ測定装置で定量した。

TLD-600 (^6Li : 95.62 atom%) と TLD-700 (^7Li : 99.993 atom%) の粉末を 2mm ϕ \times 12mm のバイレックスガラスに封入したものを d^+ ビームに対して 0° 方向と 90° 方向に配座した。トリチウム以外の放射化核種が十分減衰するのを待ってアニーリングをした。その後、低バックグラウンドの金庫で 2215 時間 (約 3 ヶ月) 放置し、トリチウムの β 線による自己照射で生じた TL を測定した。

2.2 40cm Li_2O 平板体系

うすいアルミ角管で組んだ枠の中に Li_2O ブロックをバンケーキ状に組立てた。この Li_2O 平板体系の実効半径は 31.4 cm、厚さは 40.5 cm であった。ターゲットは中心軸上の体系表面から 10 cm の所であった。中心軸上の TPR の測定には (A) と (C) の方法を採用した。 Li_2O と Li_2CO_3 ペレットは高純度の天然、濃縮 ^6Li (95.446 atom%) と ^7Li (99.952 atom%) の Li_2CO_3 粉末から製作した。 Li_2O と Li_2CO_3 のペレットの大きさはそれぞれ、12mm ϕ \times 2mm, 13mm ϕ \times 2mm であり、重さは天然のものに対して約 0.36 g と 0.85 g であった。各ペレットは Li_2O ブロック間に生じる空間に配置した。照射時の総中性子発生量は Li_2O ペレットの場合 5.18×10^{16} 、 Li_2CO_3 の場合 1.11×10^{16} であった。照射後、化学処理をし、低バックグラウンドの液体シンチレータ測定装置で生成したトリチウムを定量した。

3 解析

3.1 $\text{Li}_2\text{O}-\text{C}$ 体系の解析

解析に使用した 135 群の断面積セット GICXFNS⁵⁾ は ENDF/B-V の核データから作成した。但し、 ^7Li (n, n' , α) ^3T は P. G. Young の評価値⁶⁾ を、C は ENDF/B-V のデータを用いた。中性子束の計算は 1 次元輸送計算コード ANISN⁷⁾ を用い P_1-S_M 近似で行った。中性子源ベクトルとしてモンテカルロ計算結果⁸⁾ を用いた。また、比較のため、 ^7Li (n, n' , α) ^3T の断面積として ENDF/B-V のデータを用いた計算も行った。

3.2 Li₂O 平板体系の解析

中性子束は2次元コードDOT 3.5⁹⁾とGICXFNSを用い、 P_5-S_6 近似で計算した。中性子源スペクトルは上記モンテカルロ計算の0°方向の値を用い、first collision sourceの計算にGRTUNCL codeを用いた。

4. 結果および検討

4.1 Li₂O-C 体系

実験結果を計算結果と共にFig. 1に示す。TLDの実験値はLi₂CO₃の5.3cmの値で規格化した。測定誤差はLi₂CO₃の場合、ランダム誤差2~5%、系統誤差6.5%であり、TLDのランダム誤差は2~20%であった。TPRの分布はTLDとLi₂CO₃の間で良く一致し、計算値と中心付近を除き一致した。グラフから明らかなようにYoungの評価を用いた方が実験値に合うことがわかった。また、別途⁷Li₂CO₃ペレットを用いて測定した⁷Li (n, n'α)³Tの断面積は(0.259 ± 0.018) bであった。

4.2 Li₂O 平板体系

実験結果を計算結果と共にFig. 2に示す。系統誤差は±5.4%、ランダム誤差は1~15%であった。⁶Li (n, α)³Tの反応率(T₆)の計算結果には自己遮蔽効果を補正してある。実験値は計算値に対して10~20%低く、実験誤差に比べて大きい。Fig. 3 T₆とT₇の比をとり比較したところ、実験と計算は大変良く一致しており、何か系統誤差があったのではないかと検討中である。

5. まとめ

- (1) 核融合炉物理用中性子源(FNS)を用い、2つのLi₂Oブランケット体系でトリチウム生成率(TPR)を測定した。今後、Li₂Oを基礎とした体系で実験を続ける予定である。
- (2) LiFのTLDの自己照射法によりTPRが測定できることを示した。絶対値への変換のための校正法の開発と感度向上が必要である。
- (3) 焼結Li₂Oペレットを用いる方法は実験体系と同じ化学組成のため有効である。
- (4) 実験結果は⁷Li (n, n'α)³Tに対するYoungの評価を支持した。

References

- 1) Dierckx R.: Nucl. Inst. Meth., 107, 397 (1973)
- 2) 前川 洋: JAERI-M 605^e (1975)
- 3) Maekawa H.: JAERI-M 83-196 (1983)
- 4) Maekawa H., et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 16, 377 (1979)
- 5) Saki Y., et al.: JAERI-M 83-061 (1983)
- 6) Young P. G.: Trans. Am. Nucl. Soc., 39, 272 (1981)
- 7) Engle W. W. Jr.: K-1693, ORNL (1967)
- 8) Seki Y., et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 20, 686 (1983)
- 9) Rhoades W. A., Mynatt F. R.: ORNL/TM-4280 (1979)

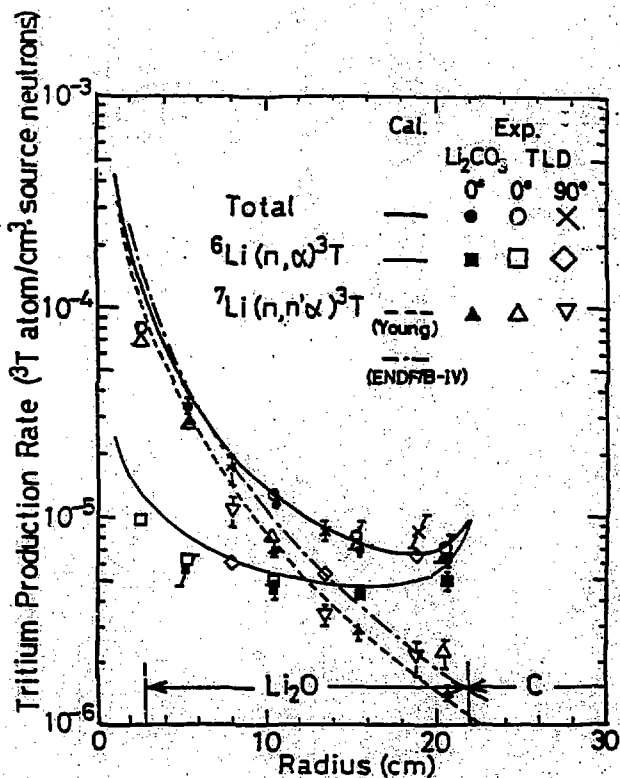


Fig. 1 Tritium production-rate distribution in Li₂O-C assembly.

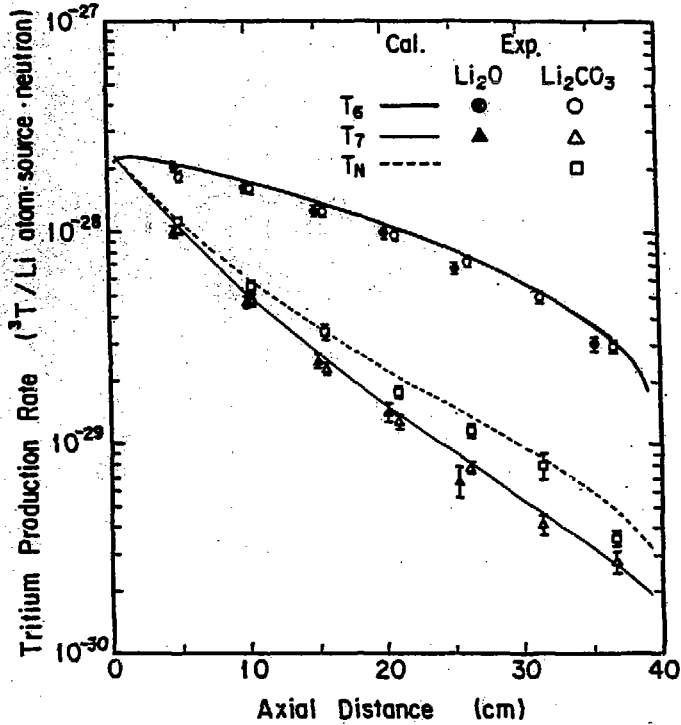


Fig. 2 Tritium production-rate distribution in 40 cm thick Li_2O slab assembly.

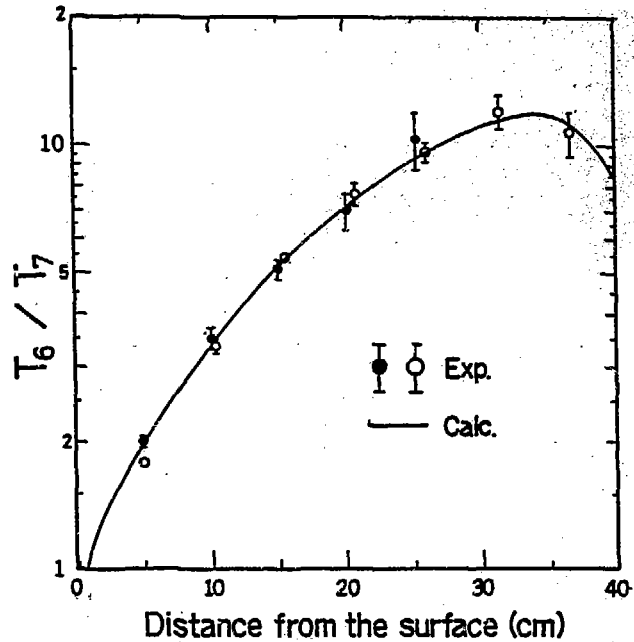


Fig. 3 T_6/T_7 ratio distribution in 40 cm thick Li_2O slab assembly.

P.12 FNSにおける核融合炉ブランケット炉工学系ベンチマーク 実験計画

中村 知夫⁺

(要旨)

核融合炉ブランケットの核特性を調べるためにFNSで進めている炉工学系ベンチマーク実験計画についてその概要を述べる。

A Program for Design-Oriented Benchmark Experiment on Fusion Blanket Neutronics at FNS

Tomoo NAKAMURA⁺

This article describes the outline of a program on integral benchmark experiments supporting nuclear design of fusion blanket by using the FNS facility.

1. はじめに

核融合炉のブランケットは、中性子を生成するプラズマ領域から外側へ第1壁、中性子増倍領域、トリチウム増殖領域および反射体/遮蔽体等異った媒質からなる非均質な構造を持っており、この構成の仕方によって中性子スペクトルの空間分布、従ってトリチウム生成量およびその分布に大きな影響がある。このため、核融合炉で予想される媒質組合せ構成での特性を調べる積分実験は、単純な形状、単一組成のクリーンベンチマークと相補的な意味から重要である。後者では媒質の核データおよび核計算における散乱の取扱いについて情報が得られ、前者では、全体としての計算の妥当性の確認が対象となる。炉工学系ベンチマーク実験は、特定の炉型のためのモックアップではなく、典型的な構成について系統的に測定を行い組み合わせの相互関係について知見を得ようとするものである。

2. 実験計画の概要

本計画は、2段階に分けられる。第1段階は、第1図に示すようにFNS第2ターゲット室の貫通実験孔を利用するもので、いわば第2ターゲット室全体をブランケット部と見たて、その壁の一部をブランケット模擬モジュールで置き換えた構造になっている。室中心にプラズマによる中性子を模擬した回転ターゲットがありそれからの直接14 MeV 中性子と室壁の散乱中性子がモ

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

ジュールに入射する。模擬モジュールを装荷する貫通実験孔は直径 70 cm、奥行 80 cm でこの中に 5 cm を単位とするブロック状の材料を充填することにより、ブランケット径方向の組成を模擬する。

この実験の特長および短所は、次の通りである。

- i. 特別の架台等を必要とせず体系がセット出来る。
- ii. 比較的少い材料で径方向模擬が出来る。
- iii. 点源からの距離があるので直達線の空間的減衰が炉の場合の体積源によるものに比較的近い。
- iv. モジュール横方向が遮蔽壁で埋められているので境界条件が明確に出来る。
- v. 上と同じ条件から体系後部からの実験が S/N 比は大、被曝は少と容易である。
- vi. ブロック組立て構造のため構成の種々な模擬が簡単に出来、かつ測定点の選択に自由度が大きい。
- vii. 反射成分を含めて入射スペクトルを模擬している。但しコンクリート壁の為、低いエネルギーで差がある (第 2 図)
- viii. 体系の入射中性子に対しターゲットからの中性子の方向非等方向性が出る。
- ix. 入射中性子束が高くない。

第 2 期実験では、これらの欠点をカバーするためにより小規模にはなるがターゲット全体をブランケット模擬材で囲む軸対称な系の検討を進めている。

第 1 段階で上記の特長を活かして、測定手法の確立と諸構成の比較および選択の実験を行い、第 2 段階では選ばれた少数の体系についてトリチウム生成率をはじめとする炉物理量の詳しい評価を行う。なお、本計画には核融合に関する原研-USDOE の協力で米国の研究者も参加する。

3. 第 1 期実験

実験項目

- 中性子源特性
- 基準体系特性
- 第 1 壁効果
- 中性子増倍材効果 (Be, Pb)
- 反射体効果
- 冷却材非均質効果 等

モジュール構成の例を第 3 図に示す。

測定量

- トリチウム生成率分布
- 諸反応率分布
- 中性子およびガンマ線線量率分布
- 中性子スペクトル 等

なお増殖材としては、原研の実験炉を対象に酸化リチウムを主体に考えている。

4. むすび

本計画は、58年10月から11月にかけて第1期の第1回実験が入射中性子源スペクトル等の中性子源特性と酸化リチウム基準系のトリチウム生成率分布等について開始された。第4図に実験前解析で得られた ${}^6\text{Li}$ および ${}^7\text{Li}$ によるトリチウム生成率分布を示す。第5図に、Li ガラス・シンチレータで測られた ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$ 反応の分布の例を参考として示す。現在測定されたデータをプロセス中であり58年既末迄に最初のデータが出揃う予定である。

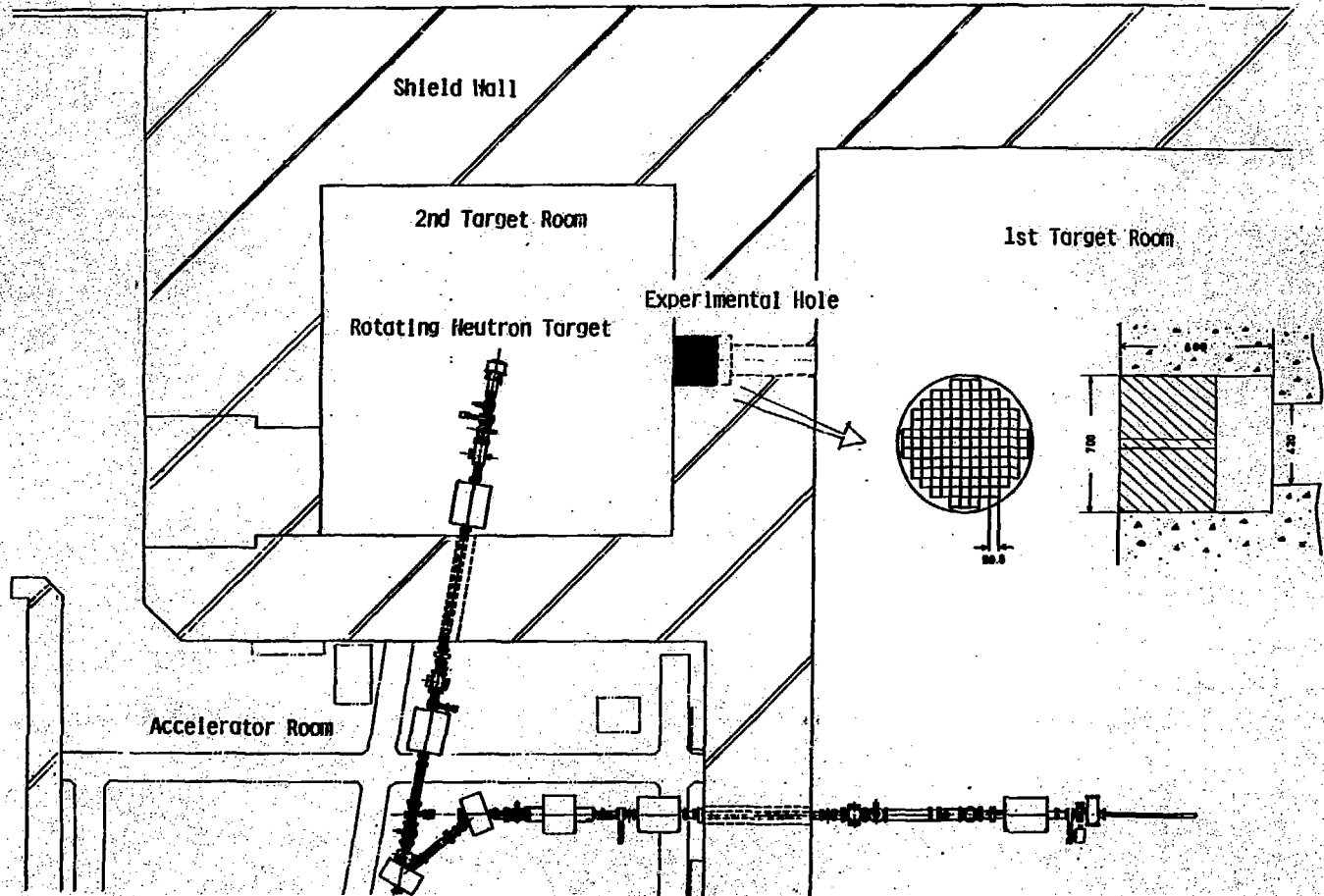
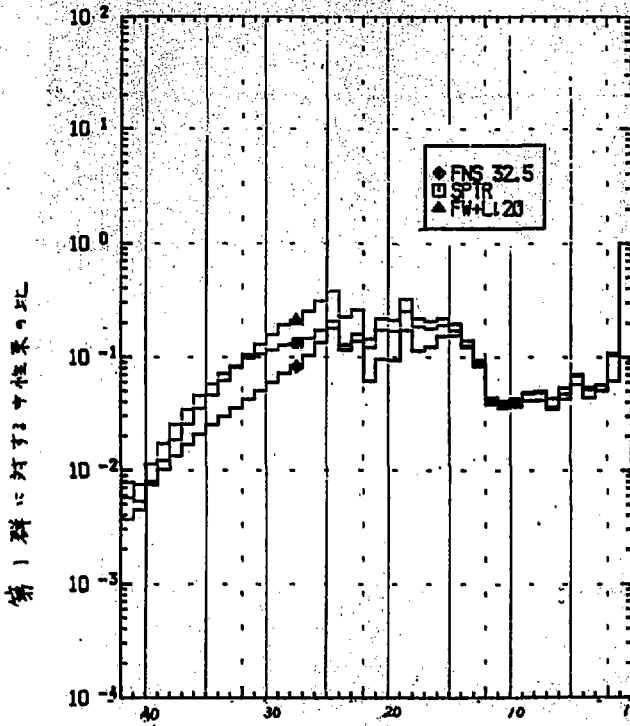


Fig.1 FNS 第2ターゲット室と貫通実験孔



Neutron group

Fig. 2 入射中性子スペクトル比較例

Models for Blanket Engineering Benchmark Experiment

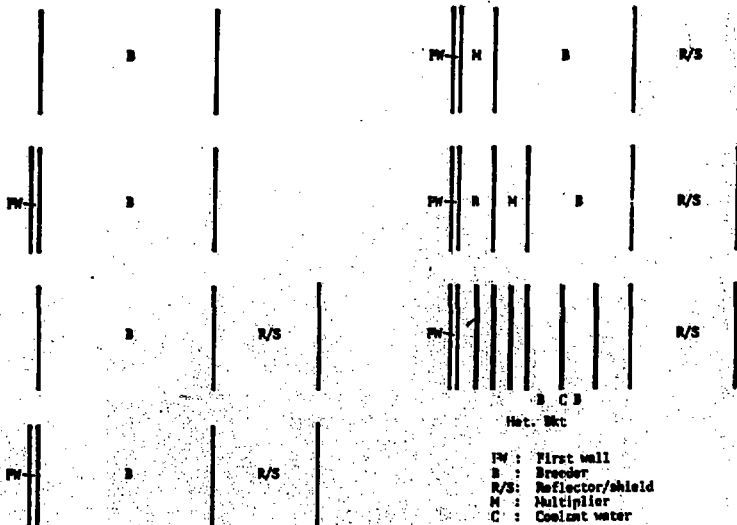


Fig. 3 径方向構成の例

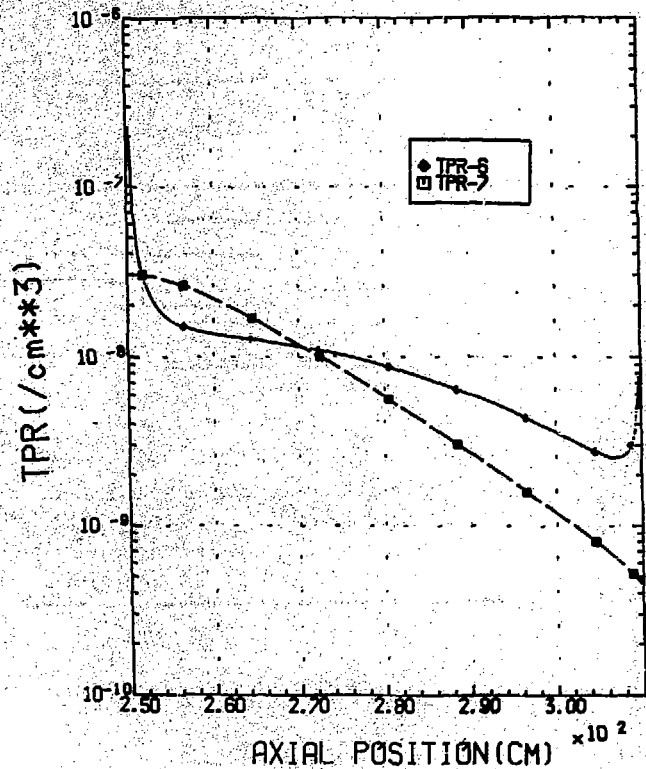


Fig.4 予備解析による基準系のトリチウム生成率分布

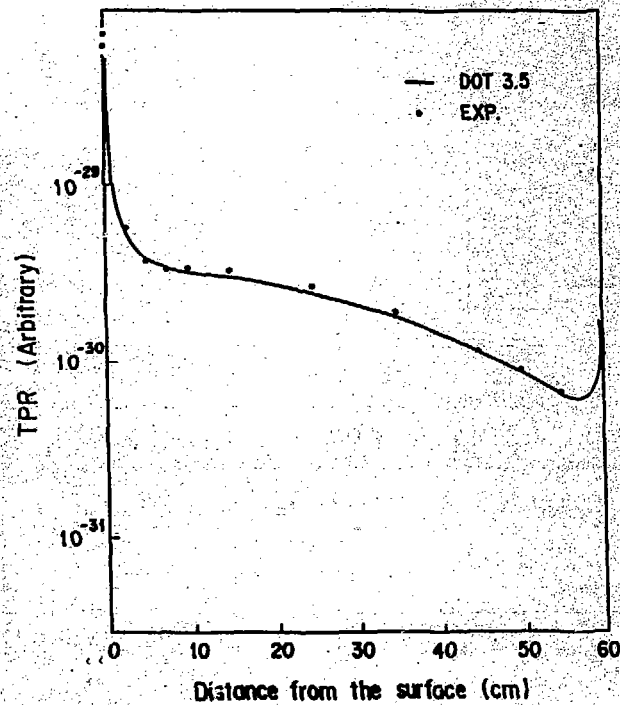


Fig.5 解析値と実験値の比較一例
(相対値, Preliminary)

P.13 荷電粒子による中性子とガンマ線生成に関する研究

上野 義明*

30-MeV p, 33-MeV d, 65-MeV ^3He 及び 65-MeV α を、粒子の飛程より厚い黒鉛、鉄、銅、鉛のターゲットに照射し、発生する2次中性子とガンマ線のスペクトル測定をした。中性子の実験結果を核内カスケード・蒸発モデルによるモンテカルロ計算と比較した。75°の放出角度では一般に計算は実験とよく一致したが、前方ではpについては過大に、d、 ^3He については過小な結果を示した。また2次中性子について現象論的な検討を加えた。

Study on the Secondary Neutron and Photon Emission by Charged Particle

Yoshitomo UWAMINO*

The secondary neutron and photon spectra from thick carbon, iron, copper and lead targets bombarded by 30-MeV p, 33-MeV d, 65-MeV ^3He and 65-MeV α were measured. The intranuclear-cascade-evaporation Monte Carlo calculation of neutron emission was done with the MECC-7 and LHI codes. The measured secondary neutron spectra were analyzed phenomenologically.

1. 緒言

加速器は強力中性子源、粒子線治療、核医学のためのRI生産等に利用範囲が急速に拡大しつつあり、その遮蔽研究の重要性も増している。厚いターゲットに加速粒子を照射した際に発生する2次中性子、ガンマ線のスペクトルは遮蔽設計の基礎データとして極めて重要である。中性子による癌治療を目的として厚いBeターゲットにdやpを照射し、0°方向に発生する中性子のスペクトルを測定した例などは多く報告されているが¹⁾、加速器の構成材料に照射した例、とりわけ2次ガンマ線の発生も測定した例は極めて少ない²⁾。ここでは陽子から α 粒子までの軽い重イオンを、イオンの飛程よりやや厚いターゲットに照射し、発生する2次中性子、ガンマ線のスペクトル測定を報告する。測定と比較するために、核内カスケード・蒸発モデルによるモンテカルロコード (MECC-7³⁾ 及び LHI⁴⁾) を用いて中性子発生を計算した。また測定した中性子スペクトルを、equilibrium model (蒸発モデル) と pre-equilibrium model を用いて解析するとともに、重陽子照射についてはサーバーのストリッピングモデル⁵⁾ による計算とも比較してみた。

* 東京大学・原子核研究所, Institute for Nuclear Study,
University of Tokyo

2. 実験方法

実験配置を図1に示す。原子核研究所のSFサイクロトロンによって加速された粒子は、真空散乱槽中に置かれた、厚さが加速粒子の飛行よりもやや厚いターゲットを照射する。ビームの粒子数は電流積分器によって測った。発生した2次中性子、ガンマ線は 0° 、 15° 、 30° 、 45° 、 75° 、 135° の方向で、 $3^\circ \phi \times 3^\circ$ のNE 213を用いて測定した。パルスはn- α 弁別され、2次元波高分析器にたくわえられる。それぞれの発光量分布は、100MeVまでの中性子に対する応答関数⁶⁾及び14MeVまでのガンマ線に対する応答関数⁷⁾を用いて、改良されたFERDOコード⁸⁾によってUnfoldingされた。n- α 弁別のダイナミックレンジによる制限から、エネルギースペクトルの測定下限は、中性子では2~3 MeV、ガンマ線では1.5 MeVである。室内散乱線の評価はシャドーバーを置いて行ったが、中性子に対しては5~10%、ガンマ線に対しては30~50%の寄与があった。以下で示す図では全て室内散乱線の寄与は差引いてある。

3. 核内カスケード蒸発モデルによるモンテカルロ計算

実験値と比較するために、MECC-7³⁾及びLHI⁴⁾コードによる2次中性子発生計算を行った。陽子照射についてはMECC-7コードで各陽子エネルギーに対する中性子発生断面積を計算し、それを陽子飛行について積分して2次中性子発生量を評価した。LHIコードは軽い重イオン(Light Heavy-Ion)入射による2次中性子発生計算ができるように、HETCコードを改良したものである。LHIコードは、重イオンは核子と核子とがある一定の距離だけ離れて独立にターゲット核に入射し、その後の核内カスケード及び蒸発過程の取扱いはMECC-7コードと全く同一である。Armstrongら⁴⁾によれば、LHIコードが扱える入射粒子のエネルギーの下限はdでは32.2 MeV、³Heでは52.7 MeV、 α では88.3 MeVであり、従って α 入射の計算は行わなかった。

4. 結果と検討

4.1 中性子スペクトル測定

例として30 MeVのpと33 MeVのdを銅に照射した時の中性子スペクトル測定の結果を図2、3に実線で示す。図2の誤差棒はFERDOコード⁸⁾による評価である。図3は誤差の表示は略した。測定値より以下の傾向が示される。

- 1) dでは入射エネルギーの約半分に、³Heでは約劣にストリッピング反応による幅の広いピークが見られる。
- 2) エネルギースペクトルは角度が大きくなるに従い柔らかくなる。
- 3) 軽いターゲット核ほどエネルギースペクトルは硬い。これは軽い核ほど直接反応によって中性子が放出される可能性が高いこと、従って蒸発中性子の占める割合が小さいからである。

測定した中性子スペクトルをカットオフエネルギー($E_{cut} = 4 \text{ MeV}$)以上の範囲にわたって全角度について積分した中性子成量(Y_n^{int})を表Iに示す。実際には $E_{cut} = 0$ すなわち全てのエ

エネルギー範囲にわたる中性子生成量 Y_n^{total} が必要になることが多い。10 MeV 以下の中/中性子発生は角度にあまり依存せず、従ってこの範囲ではマックスウェルのエネルギー分布式に従う蒸発中性子が主であると考えられる。測定値に合うように核温度を決め、さらに E_{cut} より低い領域の非蒸発成分を実験値をスムーズに外挿して求めることにより、 $E_{\text{cut}} = 0$ の全中性子生成量 Y_n^{total} を求め同じく表 I に示す。d の場合及び α -Pb の組み合わせを除けば、ターゲット核が重くなるに従って、中性子発生量 Y_n^{total} は大きくなる。しかし d に対してはこの傾向は全く逆である。

4.2 光子スペクトル測定

例として 65 MeV α を銅ターゲットに照射した際に放出される光子スペクトルを図 4 に示す。中性子と異なり光子はターゲット核や複合核等のレベルの遷移から放出されるので、いずれの粒子とターゲットとの組み合わせでも極めて等方向性が強い。黒鉛ターゲットでは ^{12}C の第 1 励起レベルからの 4.43 MeV のピーク、及び ^{11}C の第 1、第 2 励起レベルからの 2.0 MeV と 6.6 MeV のピークが見られる。1.5 MeV 以上の光子放出数 $Y_\gamma^{>1.5}$ を求め、表 I に示す。いずれの粒子照射に対しても鉛ターゲットからの光子発生が少ない。

4.3 モンテカルロ計算と実験値との比較

図 2 に MECC-7 による計算結果を点線で示した。前方では実験値より 2~3 倍大きく、硬いスペクトルになっている。しかし角度が大きくなるに従い両者の差は小さくなり、75° 付近では両者は極めてよく一致する。図 3 に LHI によって計算した銅への重陽子照射の結果を示したが、0° と 15° では実験値とは全く異なり、45° と 75° ではよく一致する一方、135° では計算値は過小評価になる。これらの差異は核内カスケード計算が前方で過大評価に、また蒸発過程の評価が小さすぎることによるが、これはフェルミの自由ガスモデルが核子間の結合を無視し、核子と核の衝突を独立なハドロン同志の衝突の系で扱っていることに原因する。計算による全中性子放出を表 I に示した。

4.4 中性子スペクトルの現象論的解析

測定した中性子スペクトルをエネルギーで割った値 $[\phi(E, \theta)/E]$ を図 5、6 に示す。明らかに 2 つの指数成分に分割できることがわかる。低エネルギー側の急な傾きは蒸発過程によるものであり、高エネルギー側の緩い傾きはいわゆる pre-equilibrium 過程によるもので、両者は前方で 5~7 MeV、大角度で 8~10 MeV で区別できる。実験室系における厚いターゲットからの蒸発中性子スペクトル $[\phi(E, \theta)]$ は次式で計算できる。

$$\phi(E, \theta) = \int_{E_{\text{th}}}^{E_0} N \sigma_{\text{nonel}}(E_i) \frac{K}{2} \frac{\sqrt{E_i}}{T^2} \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right) \left(\frac{dE_i}{dx}\right)^{-1} dE_i \quad (1)$$

(MeV · sr · projectile)⁻¹

ここで E は実験室系での中性子エネルギー、 E_0 は入射イオンエネルギー、 E_{th} は中性子発生反応のしきい値、 N はターゲットの原子密度、 σ_{nonel} はイオンの非弾性散乱断面積、 K は非弾性衝

突あたり放出される中性子数、 E_i はイオンのエネルギー、 dE_i/dx はイオンの阻止能、 ϵ は重心系での中性子エネルギー、 T は核温度である。陽子以外のイオンでは d_{model} 、 K は得られないため、文献10に与えられている陽子に対する値を複合核形式の Q 値等の補正をして他のイオンにも用いた。75° のスペクトルに一致するように T を決め、その時の T の値を表IIに、スペクトルの例を図5、6に示した。黒鉛のように軽い核に重い粒子が衝突した際の蒸発スペクトルは、放出角度によって大きく変化する。(1)式を用いた計算はスペクトルの形において各角度でよく実験値と一致する。ただしストリッピング反応が低エネルギーでも重要な黒鉛に d や 3He を照射した場合の一致はよくない。計算で用いた K (Kcal) と実験値との比較によって求めた K_{exp} の比も表IIに示してある。

蒸発成分と異なり、pre-equilibrium過程による核温度 (T') は放出角度に依存し、また蒸発モデルによる核温度 (T) よりも高い。各々の角度に対する T' を表IIに示したが、 T' は角度の増加につれて低下する。 T は複合核の核子あたりの励起エネルギー (E_c/M_c) に依存し、大まかに(2)式に従うのに対し、 T' は複合核の全励起エネルギー (E_c) に依存する。

$$T = 1.85 (E_c / M_c)^{0.3} \quad (2)$$

重陽子のストリッピング反応に基づいた中性子スペクトルを計算する簡単な式をSerber⁵⁾が与えている。図7で銅ターゲットの計算例を、実験値と相対的に比較している。両者はよく似ているが、ピークの幅は実験値の方が狭く、その差はターゲット核が重くなるに従って大きくなる。

References

- 1) T. Nakamura et al., "Bibliography of Published Papers on Neutron and Photon Emission from Thick Target Bombarded by Charged Particles", INS-TS-20, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo (1981).
- 2) T. Nakamura et al., Nucl. Sci. Eng., 83, 444 (1983).
- 3) RSIC Computer Code Collection, "Documentation for CCC-156/MECC-7 Code Package-Medium Energy Intranuclear Cascade Code System", Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory (1973).
- 4) T. W. Armstrong and B. L. Colborn, Nucl. Instr. Methods, 169, 161 (1980).
- 5) R. Serber, Phys. Rev., 72, 1008 (1947).
- 6) Y. Uwamino et al., Nucl. Instr. Methods, 204, 179 (1982).
- 7) K. Shin et al., Nucl. Sci. Technol., 16, 390 (1979).
- 8) K. Shin et al., Nucl. Technol., 53, 78 (1981).
- 9) T. W. Armstrong and K. C. Chandler, Nucl. Sci. Eng., 49, 110 (1979).
- 10) R. G. Alsmiller, Jr. et al., Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL-4046, 1967.

Table I Neutron and Photon Total Yield

Incident Particle	Target	Neutron Yield		Calculation	Photon Yield ^{*c} y_{γ}^{tot}
		Experimental			
		$y_n^{\text{fast}*a}$	$y_n^{\text{total}*b}$		
30-MeV proton	C	0.0503	0.130	0.986	0.948
	Fe	0.259	0.938	1.04	1.38
	Cu	0.320	1.33	1.27	1.33
	Pb	0.176	1.64	2.81	0.366
33-MeV deuteron	C	1.75	2.64	1.51	1.68
	Fe	0.785	1.76	1.30	1.43
	Cu	0.788	1.81	1.37	1.13
	Pb ^{*d}	0.348	1.35	1.98	0.520
65-MeV ³ He	C	0.650	1.21	1.45	1.39
	Fe	0.603	1.48	1.11	1.78
	Cu	0.613	1.50	1.22	1.44
	Pb	0.0404	1.56	1.43	1.03
65-MeV alpha	C	0.221	0.297		0.613
	Fe	0.278	0.696		0.905
	Cu	0.361	0.744		0.835
	Pb	0.162	0.531		0.413

*a : Neutron yield per 100 incident particles obtained by integrating the neutron spectrum over the energy range $E_n \geq 4$ MeV.

*b : Neutron yield per 100 incident particles obtained by integrating the neutron spectrum over the energy range $E_n \geq 0$ MeV.

*c : Photon yield per 100 incident particles obtained by integrating the photon spectrum over the energy range $E \geq 1.5$ MeV.

*d : Obtained using estimated values at 75°.

Table II Q value and excited energy per nucleon of the compound nucleus, ratio of calculated and measured total evaporation neutrons, $K_{\text{exp}}/K_{\text{cal}}$, and nuclear temperatures T for equilibrium state and T' for pre-equilibrium state, for each projectile-target combination .

Projectile	Energy E_0 (MeV)	Target	Compound Nucleus	Q (MeV)	Excited Energy per Nucleon (E_0+Q) / M_c (MeV)	$\frac{K_{\text{exp}}}{K_{\text{cal}}}$	Nuclear Temperature					
							Equilibrium T (MeV)	Pre-equilibrium, T' (MeV)				
								0°	15°	45°	75°	135°
p	30	^{12}C	^{13}N	1.94	2.28	2.9	1.7	-	-	-	-	-
		^{63}Cu	^{64}Zn	7.71	0.58	0.96	1.5	4.7	4.6	3.9	3.6	2.6
		^{208}Pb	^{209}Bi	3.71	0.16	0.67	1.0	4.4	4.3	4.1	3.8	3.3
d	33	^{12}C	^{14}N	10.27	2.75	11.4	2.3	9.3	7.0	5.0	3.9	-
		^{63}Cu	^{65}Zn	13.46	0.70	1.32	1.5	6.9	5.9	4.3	3.3	2.7
		^{208}Pb	^{210}Bi	6.19	0.19	0.93	1.1	5.0	4.9	4.3	3.3	3.3
^3He	65	^{12}C	^{15}O	12.08	4.27	5.2	2.8	11.2	9.8	8.3	6.3	4.2
		^{63}Cu	^{66}Ga	13.07	1.13	1.11	2.1	9.8	9.0	6.9	-	-
		^{208}Pb	^{211}Po	5.63	0.33	0.79	1.5	10.2	8.2	5.8	-	-
α	65	^{12}C	^{16}O	7.16	3.49	2.6	2.8	7.4	5.5	4.6	4.6	3.0
		^{63}Cu	^{67}Ga	3.72	0.97	1.06	2.1	7.3	6.8	6.7	5.9	3.5
		^{208}Pb	^{212}Po	-8.94	0.26	0.40	1.5	6.2	5.4	5.0	4.7	3.6

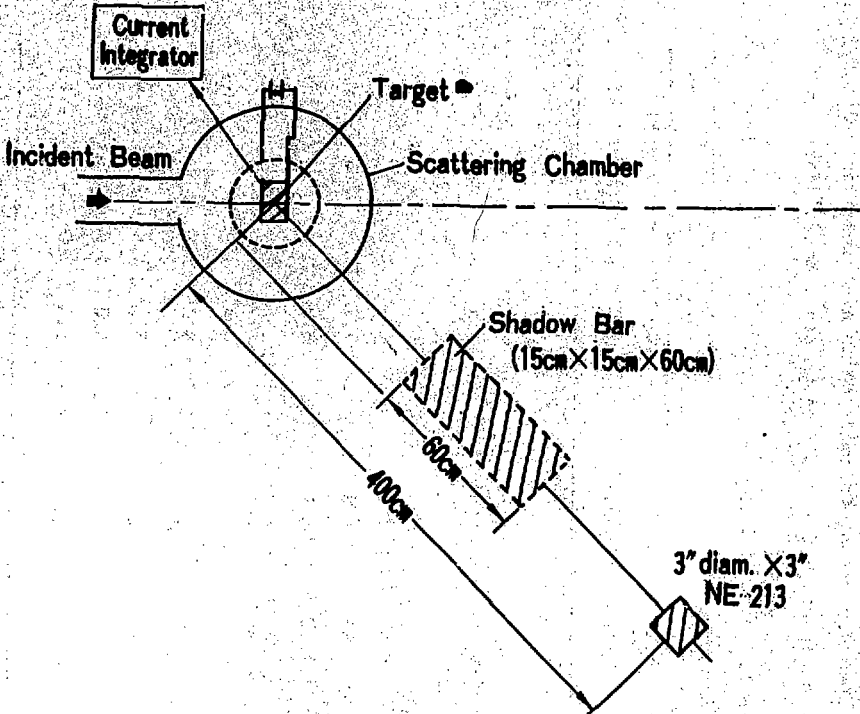


Fig. 1 Experimental arrangement.

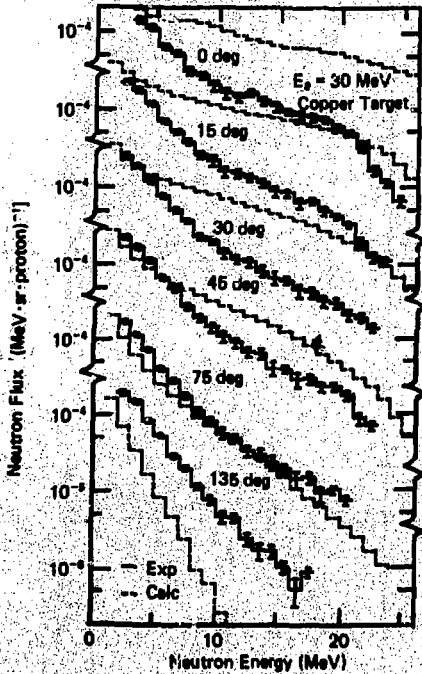


Fig. 2 Neutron spectra from copper target bombarded by 30-MeV proton.

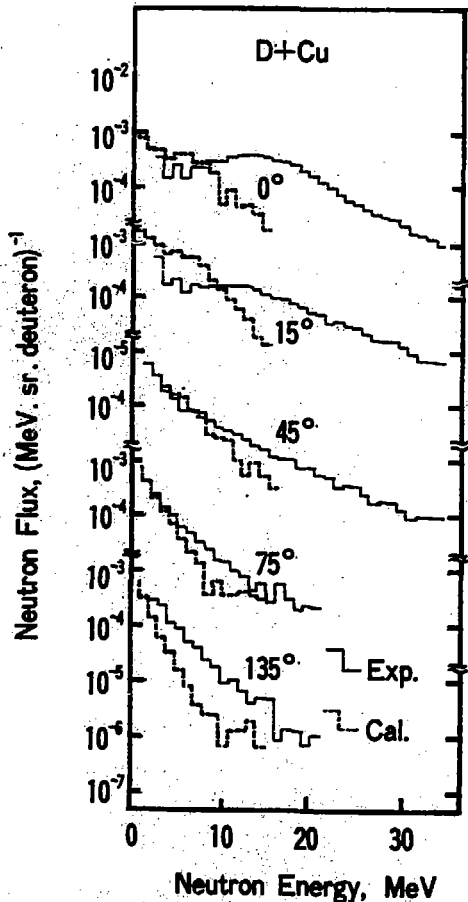


Fig. 3 Neutron spectra from copper target bombarded by 33-MeV deuteron.

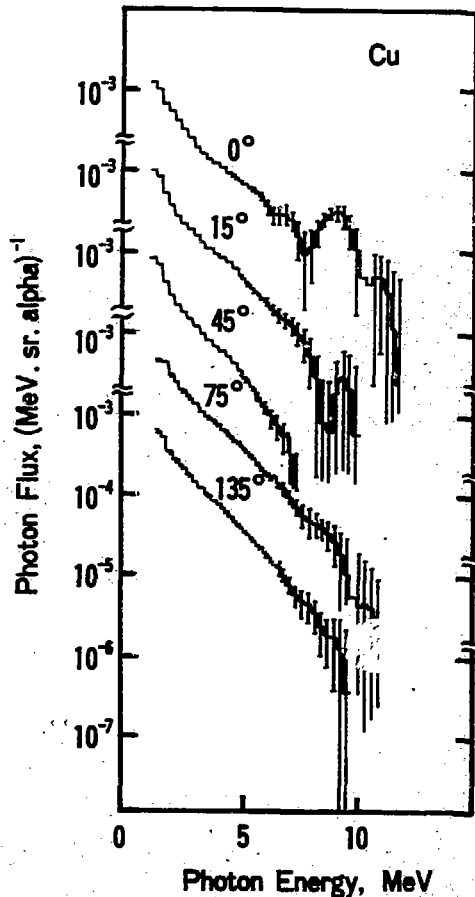


Fig. 4 Photon spectra from copper target bombarded by 65-MeV alpha.

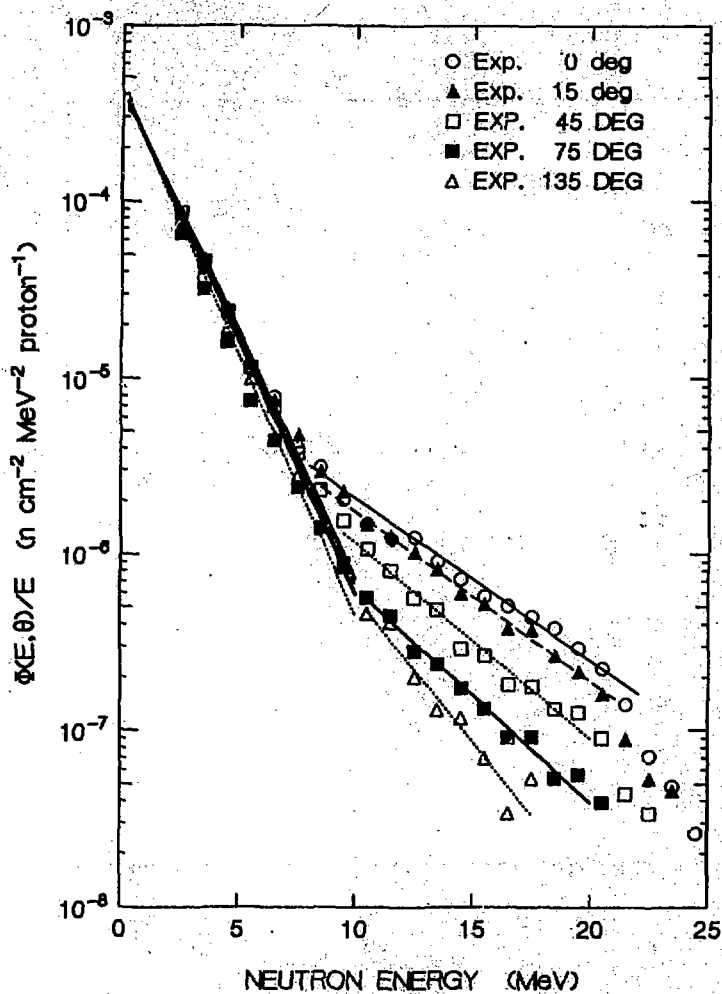


Fig. 5 Analytical fitting of measured neutron spectra divided by neutron energy E from copper target bombarded by 30-MeV proton.

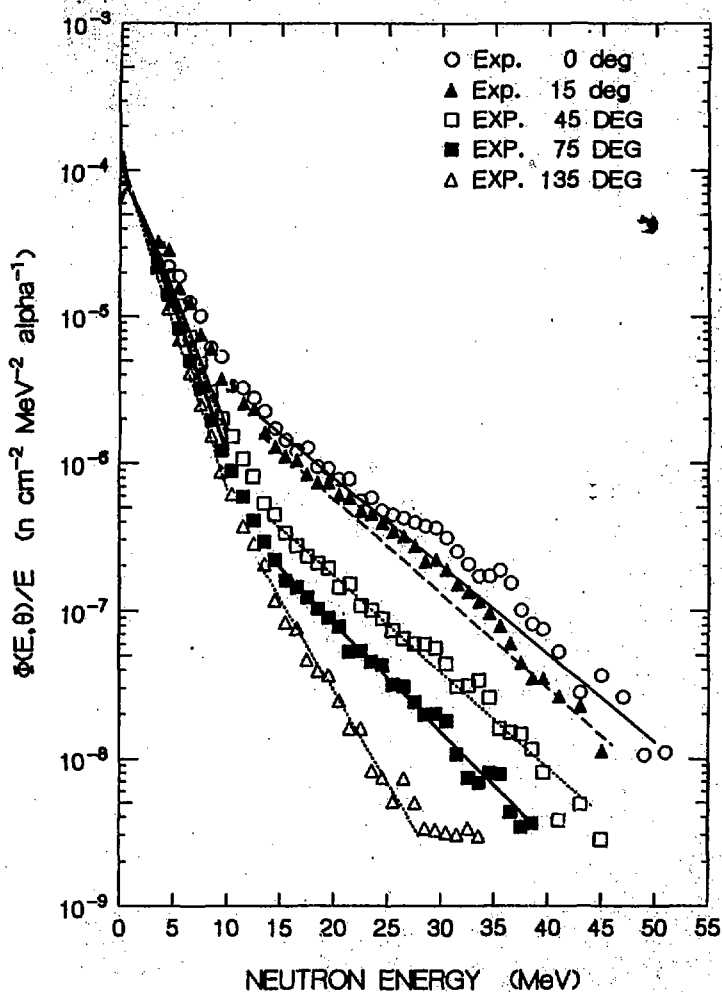


Fig. 6 Analytical fitting of measured neutron spectra divided by neutron energy E from copper target bombarded by 65-MeV alpha.

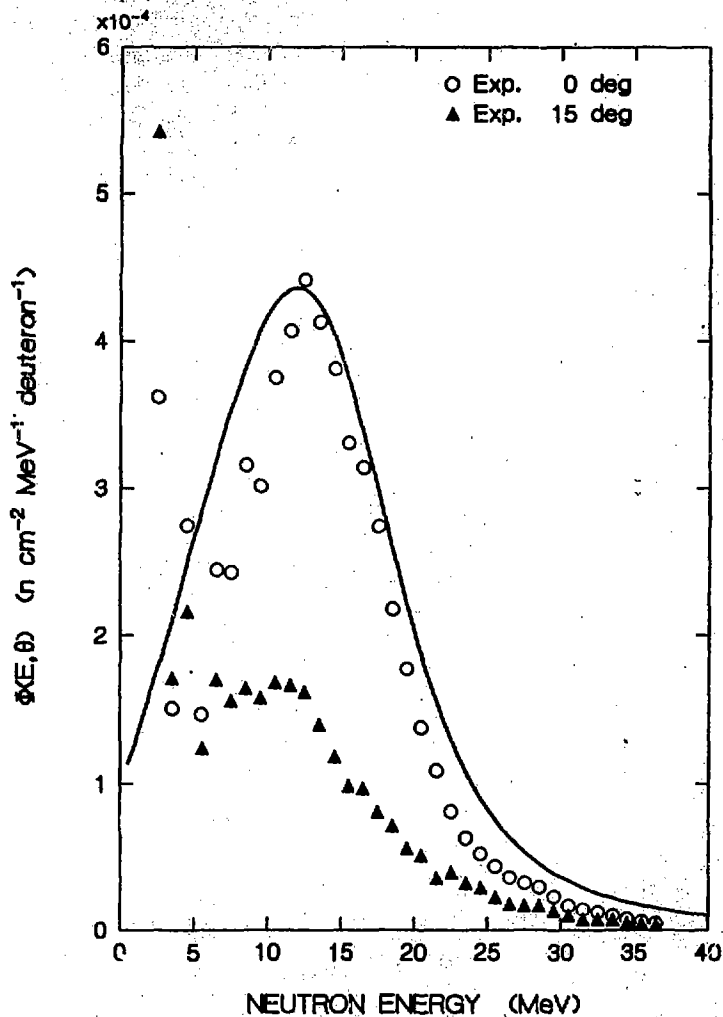


Fig. 7 Comparison of measured neutron spectra from copper target by 33-MeV deuteron bombardment with those calculated by Serber model.

P. 14 Mg, Al, Si, Zr, Nb, Moの熱中性子全断面積測定

松本 哲男*, 相沢 乙彦*, 角谷 浩享**

マグネシウム、アルミニウム、ケイ素、ジルコニウム、ニオブ、モリブデンについて、武蔵工大炉のチョッパ・TOF実験装置を用いて、熱中性子エネルギー領域の全断面積の測定を行ない、理論計算値との比較を行なった。実験値と計算値の比較の結果、固体状サンプルを用いた場合、非弾性散乱断面積は良く一致し、粉末状サンプルを用いた場合、干渉性散乱断面積が非常に良く一致することが判明した。

Total Neutron Cross Sections of Magnesium, Aluminum, Silicon, Zirconium, Niobium and Molybdenum in the Thermal Range

Tetsuo MATSUMOTO*, Otohiko AIZAWA* and Hiroyuki KADOTANI**

Total neutron cross sections of Mg, Al, Si, Zr, Nb and Mo at room temperature have been measured in the thermal range using a chopper and TOF facility of the Musashi Institute of Technology Research Reactor.

1. 緒言

熱中性子全断面積の測定は、1958年以前より、ほとんどの物質について行なわれて、BNL 325-1, 2, 3rd Editionに収録されている。しかしながら、用いたサンプルの物理状態については発表されておらず、計算との比較もなされていない。BNL 325-3rd Edition発行後、いくつかの元素については、報告例がある。^{1), 2), 3), 4)}又、BNL 325-3rd Editionにおいては、Mg, Si, Zr, Nbの全断面積は、各々0.0024~0.024eV, 0.0033~0.013eV, 0.003~0.02eV, 0.0~0.008eVの領域で欠如しているし、AlとMoのデータは、幾分おかしなエネルギー依存性を示している。そこで、我々は、Mg, Al, Si, Zr, Nb, Moについてサンプルの物理状態を考慮の上で、熱中性子全断面積の測定を武蔵工大炉のチョッパ・TOF装置を用いて行なうと同時に、UNCLE-TOM⁵⁾及びTHRUSH⁶⁾コードによる理論計算を行ない、比較検討を加えた。⁷⁾

* 武蔵工業大学原子力研究所, Atomic Energy Research Lab., Musashi Inst. of Tech.

** センチュリー・リサーチセンター, CRC

2. 実験

2.1 実験装置

Fig. 1 に、武蔵工大炉のチョッパ・TOF 装置を含めた実験配置図を示す。チョッパのロータは、BN 製で直径12cm、高さ12cm の円柱上で、中央部に、幅4mm、高さ7cm のスリットが、9本あいたものである。ロータの回転数は、5000rpm まで可変できるが、今回は、2000rpm と3800rpm を用いた。飛行距離は、6.25m であり、この時のエネルギー分解能は、2000rpm の時、0.002eV で5.5%、3800rpm 時、0.01eV で7.5%である。又、中性子ビームとしては、A ホール内に、単結晶Si を長さ52.2cm 挿入した時に得られる熱中性子フィルタム (Si ビーム) と、厚さが15cm の多結晶Be ブロックを挿入して得られる5meV 以下の冷中性子ビーム (Be ビーム) の2種類を用いて実験を行なった。これらのビームは、高速中性子によるバックグランド成分を減少する上で非常に有効であった。

2.2 サンプル

Table 1 に、全断面積の測定に用いたサンプルを示す。物理状態の相違をみるために、固体金属 (インゴット)、金属粉末 (100~200メッシュ)、スラグ状 (径3~10mm) 及びクラッシュ状 (径1~3mm) のものを用い、これをサンプルホルダに封入してサンプルとした。これらの原子個数密度は、体積と重さより算出した。

2.3 実験方法及びデータ処理

全断面積の測定は、Si ビームとBe ビームを用いてそれぞれ行なった。Fig. 2 に、各々のビームのタイムスペクトルの例を示す。実験に伴うバックグランド成分は主に、BN ロータを通過する高速中性子によるものと考えられたので、Cd シートでビームをおおうことによりバックグランド測定を行なった。Fig. 3 に、Si フィルタを挿入しない時に得られるオープンビーム(a)と、そのバックグランドスペクトル(b)及びSi ビーム時のバックグランドスペクトル(c)を、比較してのせたが、Si ビームを使用した時は、バックグランド成分が約2桁減少しているのが分かる。又、Fig. 4 には、ロータの回転数が3800rpm 時に得られたスペクトルを載せたが、前のパルスとのオーバーラップが見られる。この効果はロータのスピードが高まる程大きく、実験的に除去できないので、Fig. 5 に示す様な関数 $f(t)$ で、バックグランド成分をフィッティングして高速中性子成分を除去し、さらに外挿することで熱中性子のオーバーラップ分を除去する方法をとった。この時、全断面積の σ_i は、次式により求めることができる。

$$\sigma_i = \frac{1}{Nd} \ln \frac{C_i^1 - B_i^1}{C_i^2 - B_i^2}$$

N : 単位体積あたりの原子数, d : サンプルの厚さ

C_i^1, C_i^2 : サンプルあり, なし時の i チャンネルのカウント数

B_i^1, B_i^2 : サンプルあり, なし時の i チャンネルのバックグランドカウント数

3. 全断面積の理論計算

弾性散乱断面積の計算は、サンプル毎の格子定数を用いて、UNCLE-TOMコードで行い、非弾性散乱断面積の計算は、デバイ形の振動数分布を仮定して、THRUSHコードにより行なった。Table 2に、理論計算に用いた物理定数を示す。

4. 結果及び考察

Fig. 6(a)(b)に、マグネシウムの全断面積の実験値と計算値の比較を示す。各点が実験値、実線が計算値である。サンプルとしては、インゴットと金属粉末の2種類用いたが、計算値との比較では、Bragg cut-off以下の全断面積は、インゴットサンプルの時に良く一致し、Bragg cut-off以上の弾性散乱断面積は、粉末を用いた時に、非常に良く一致している。結論づける前に、他のサンプルを同様に比較してみる。Fig. 7(a)(b)に、アルミニウムの結果を示す。サンプルとしては、ロッド状と金属粉末の2種類用いたが、マグネシウムと同様で、ロッドサンプルの時、Bragg cut-off以下で良く一致し、Bragg cut-off以上の弾性散乱断面積は、金属粉末を用いた時に非常に良く一致しているが、cut-off以下は実験値が大である。次に、Fig. 8(a)(b)に、シリコンのサンプルとして、単結晶ロッドと金属粉末を用いた時に得られた全断面積の結果を示す。単結晶ロッドの実験値は、計算値と良く一致していて、熱中性子のバンドパスフィルタとなっているのが分かるが、粉末を用いた時には、マグネシウムやアルミニウムと同様に、弾性散乱断面積は、良く一致しているが、Bragg cut-off以下の断面積は、実験値の方がかなり大きい。Fig. 9(a)(b)には、ジルコニウムの結果を示す。サンプルとして、金属粉末は入手できなかったで、ロッド状、スラグ状のものを用いた。スラグ状サンプルの時は、弾性散乱断面積は、非常に良く一致しているが、Bragg cut-off以下の断面積は、他の元素同様に、実験値が大である。ところが、ロッドサンプルの時は、他の元素とは違って、全領域にわたって、良く一致しているのが分かる。Fig. 10(a)(b)には、ニオブの結果を示す。ニオブも金属粉末が入手できなかったで、代わりにクラッシュ状のものと、ロッド状の2種類用いた。ロッドサンプルは、他の元素同様、Bragg cut-off以下では良く一致しているが、弾性散乱断面積は合わない。又クラッシュ状のものは、弾性散乱断面積は一致する傾向にあるが、充分ではないことが分かる。Fig. 11(a)(b)に、モリブデンの結果の比較を示す。これもロッド状の時に、Bragg cut-off以下の断面積は良く一致し、金属粉末を用いた時には、Bragg cut-off以上の弾性散乱断面積が一致するが、cut-off以下では、実験値が大きいのはMgやAlと同じである。

以上のことからいえることは、計算値との比較では、ロッド状サンプルを用いた時には、Bragg cut-off以下の全断面積（非弾性散乱断面積と吸収断面積の和）は、良く一致し、粉末サンプルを用いた時には、Bragg cut-off以上の弾性散乱断面積が良く一致するということである。そして、このことを考えるに、粉末サンプルを用いた時に、Bragg cut-off以下の断面積が合わなくて、常に実験値が大きいのは、粉末に含まれる非晶性成分が原因ではないか。又、ロッドサンプルを用いた時に、Bragg cut-off以上で合わないのは、完全な多結晶状態ではなく、結晶構造が選択的に配向されている理由によるものと思われる。但し、Zrサンプルは、全領域で、良く一

致したことから、完全な多結晶状態であったとみてよい。この領域での全断面積の測定においては、サンプルの物理状態に左右されるので注意が必要である。

5. 結 論

武蔵工大炉のチョッパ・TOF装置と2種類の中性子ビーム (SiビームとBeビーム)を用いて、Mg, Al, Si, Zr, Nb, Mo の熱中性子全断面積を測定し、理論計算値との比較検討を行なった。結論として、この領域の中性子断面積は、サンプルの物理状態に依存すること。計算値との比較では、粉末サンプルを用いた時は、Bragg cut-off以上の弾性散乱断面積は良く一致し、固体状のロッドサンプルを用いた時には、Bragg cut-off以下の全断面積が一致することが判明した。

Siの弾性散乱断面積の計算は、飯島俊吾氏に協力をいただきました。感謝いたします。

References

- 1) KYOPFF et al.: *Atomkernenergie*, 31, 42-42 (1978)
- 2) KOESTER et al.: *Z. Phys.*, A292, 95-103 (1979)
- 3) KOESTER et al.: *ibid.*, A289, 399-406 (1979)
- 4) KASHUKEEV et al.: *At. Energ.*, 42 [5], 373-377 (1977)
- 5) 飯島俊吾 : Private communication
- 6) 角谷浩享 : JAERI-M 8927 (1980)
- 7) O. Aizawa, T. Matsumoto, H. Kadotani : *J. Nucl. Sci. Technol.*, 20 [9], 713 (1983)

Table 1 Samples used for measurement

Element	Phase or form	Purity (%)	Density (g/cm ³)	Dimension	
				Diameter (cm)	Length (cm)
Mg	Solid	99.9	1.7	Ingot [†]	30.4
	Powder	99.0	1.0	9.8	36.0
Al	Solid	99.9	2.7	9.9	30.0
	Powder	99.9	1.5	9.8	36.0, 54.0
Si	Solid	99.95	2.34	6.1	22.0, 30.2
	Powder	98.0	1.19	9.8	36.0
Zr	Solid	99.9	6.67	5.5	8.0
	Slug	99.8	3.0	9.8	18.0
Nb	Solid	99.9	8.6	5.5	8.0
	Crush	99.9	6.0	9.8	18.0
Mo	Solid	99.9	10.2	5.5	2.0
	Powder	99.9	2.49	10.2	16.0

† Trapezoid

Table 2 Physical constants for measured samples

Element	Crystal structure	Lattice constant (Å)	Debye temp. (K)	$\bar{\sigma}_x$ [†] (barn)	σ_{coh} [†] (fm)	σ_T [†] (barn)
Mg	bcc	a = 3.20280 c = 5.19983	342	3.41	5.33	0.063
Al	fcc	a = 4.04145	428	1.49	3.45	0.23
Si	diamond	a = 5.42	640	2.2	4.15	0.16
Zr	hcp	a = 3.23 c = 5.14	310	6.40	7.0	0.185
Nb	bcc	a = 3.2941	252	6.37	7.11	1.15
Mo	bcc	a = 3.14103	450	5.8	6.9	2.65

† BNL-325, (3rd ed.), Volume 1, [EANDC(US)-183/L]

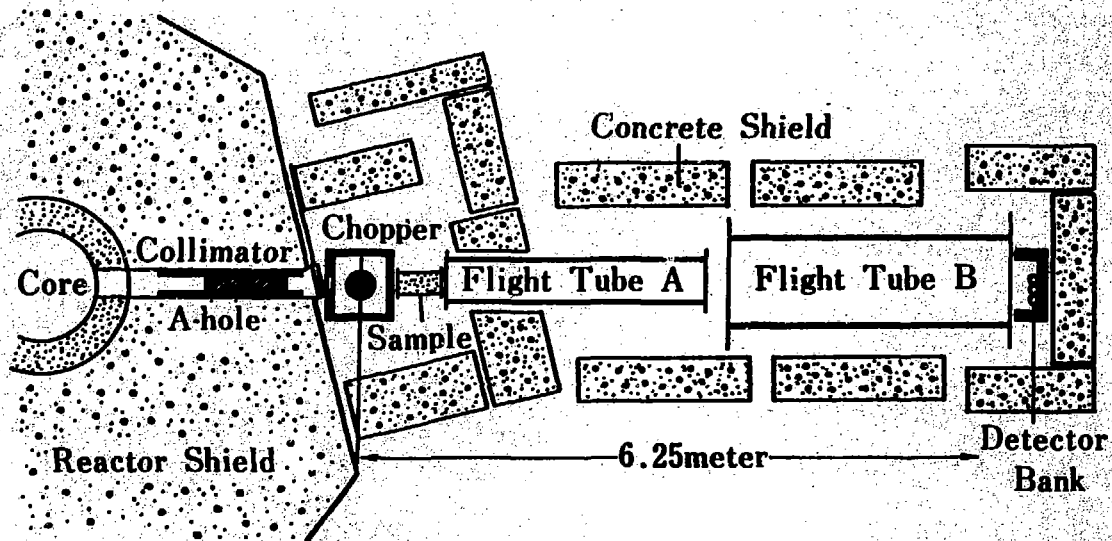


Fig. 1 Arrangement of chopper and time-of-flight facility.

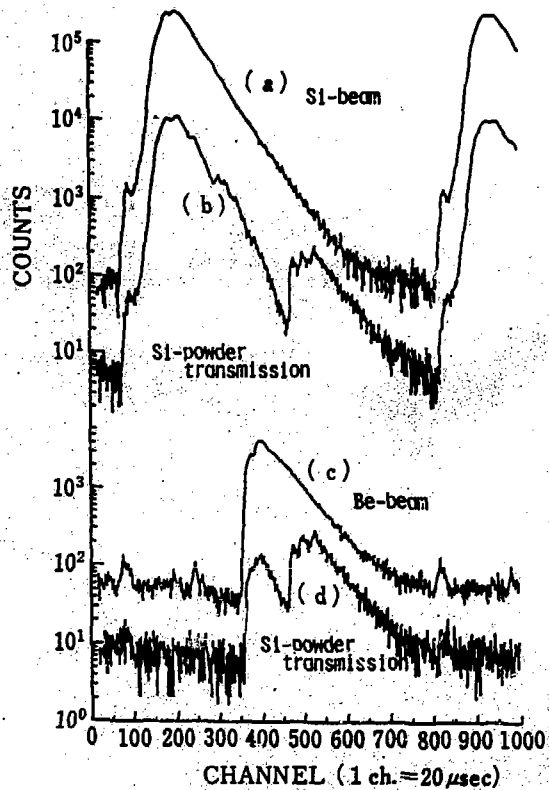


Fig. 2 Si-beam and Be-beam.

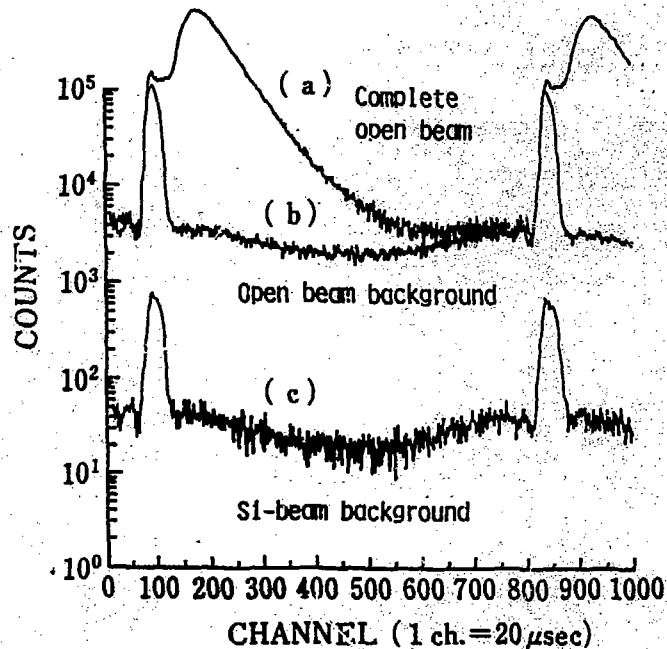


Fig. 3 Background spectra at 2000 rpm.

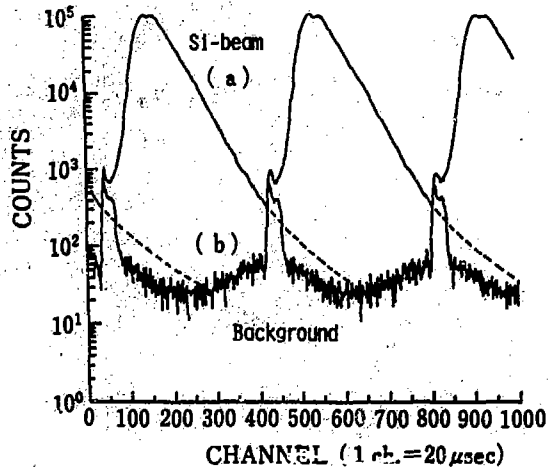


Fig. 4 Situation of pulsed-neutron overlapping at 3800 rpm.

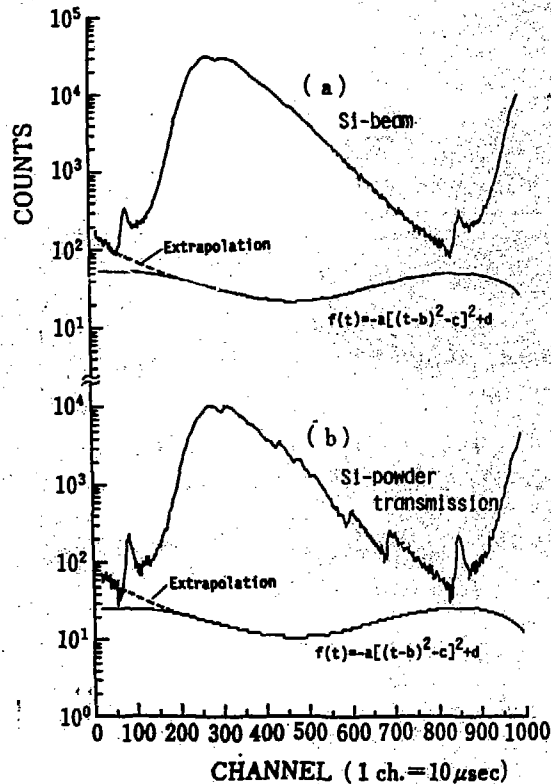


Fig. 5 Examples of background estimation at 3800 rpm.

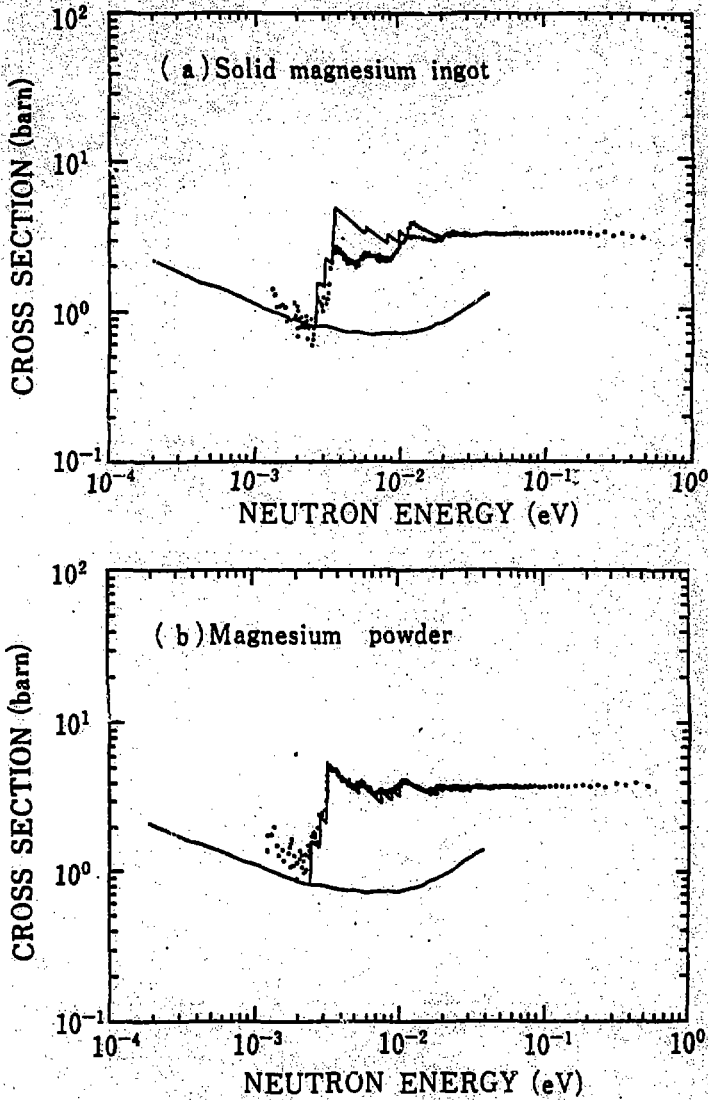


Fig. 6 Total cross section of Mg.

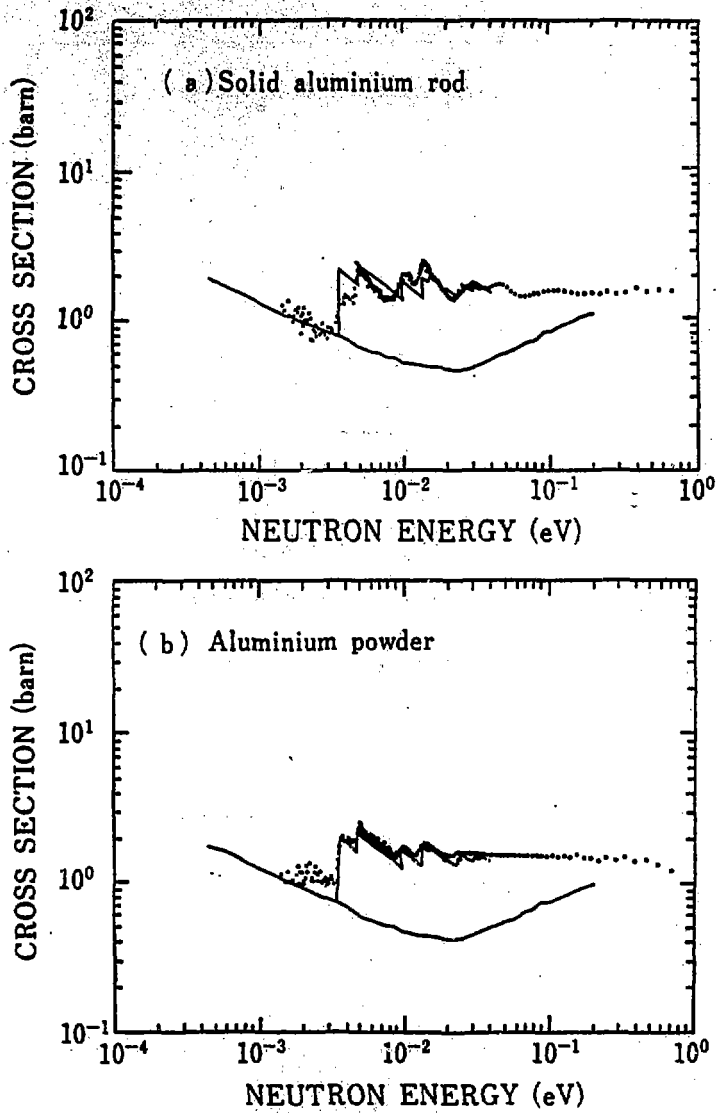


Fig. 7. Total cross section of Al.

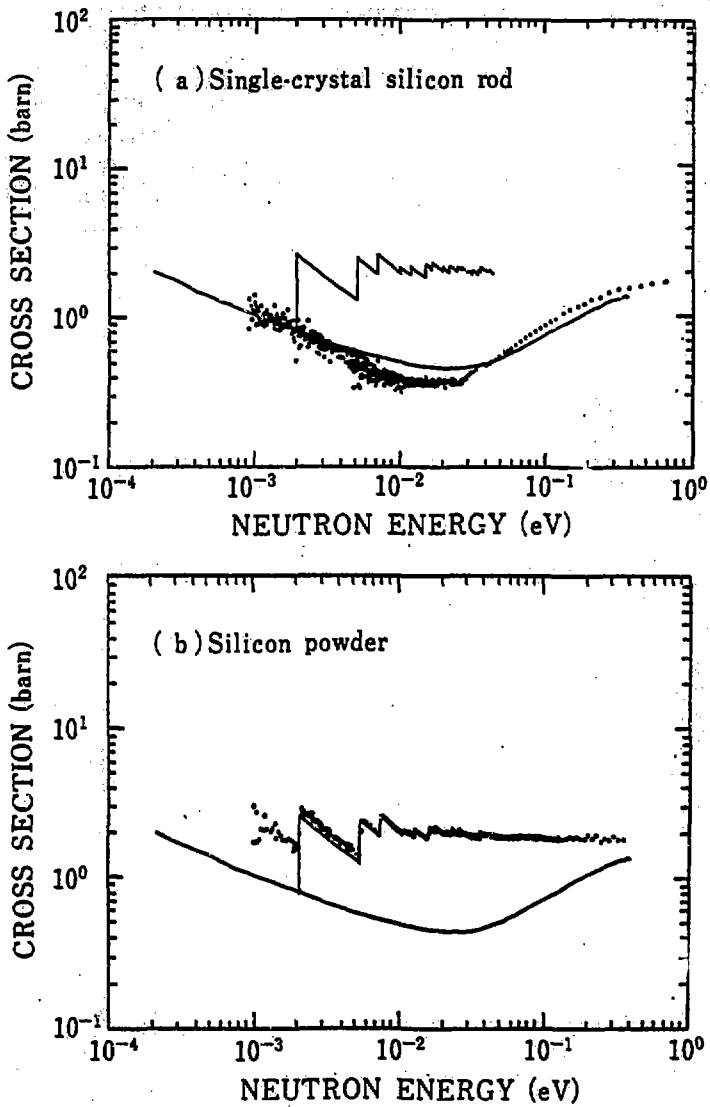


Fig. 8 Total cross section of Si.

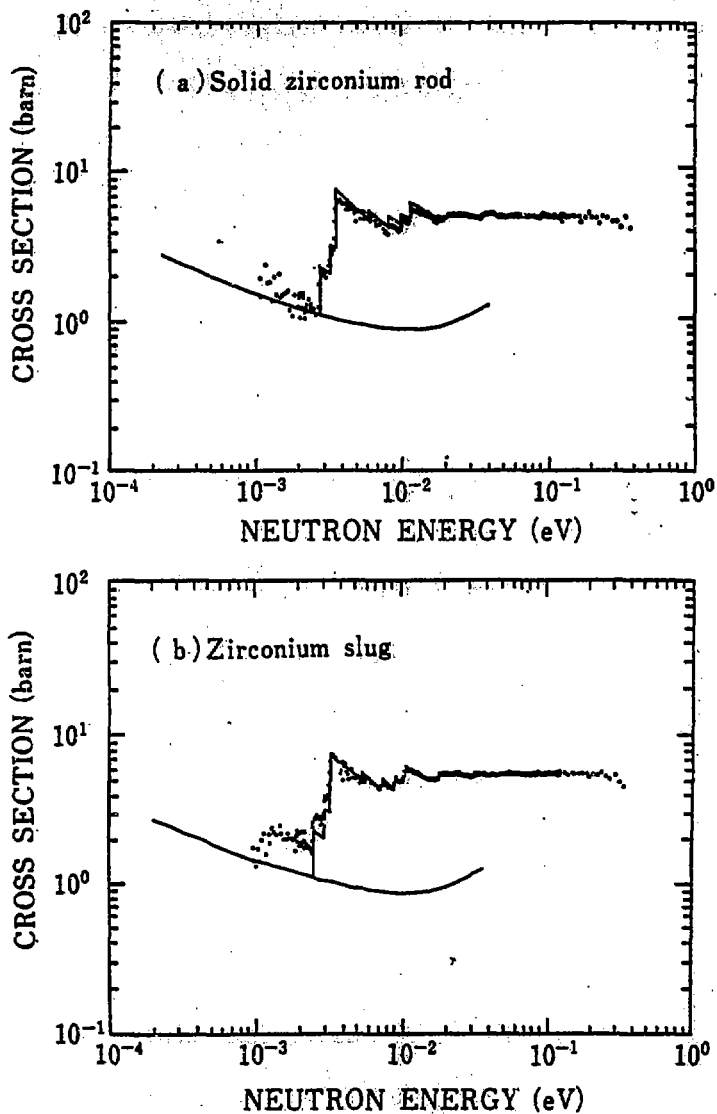


Fig. 9 Total cross section of Zr.

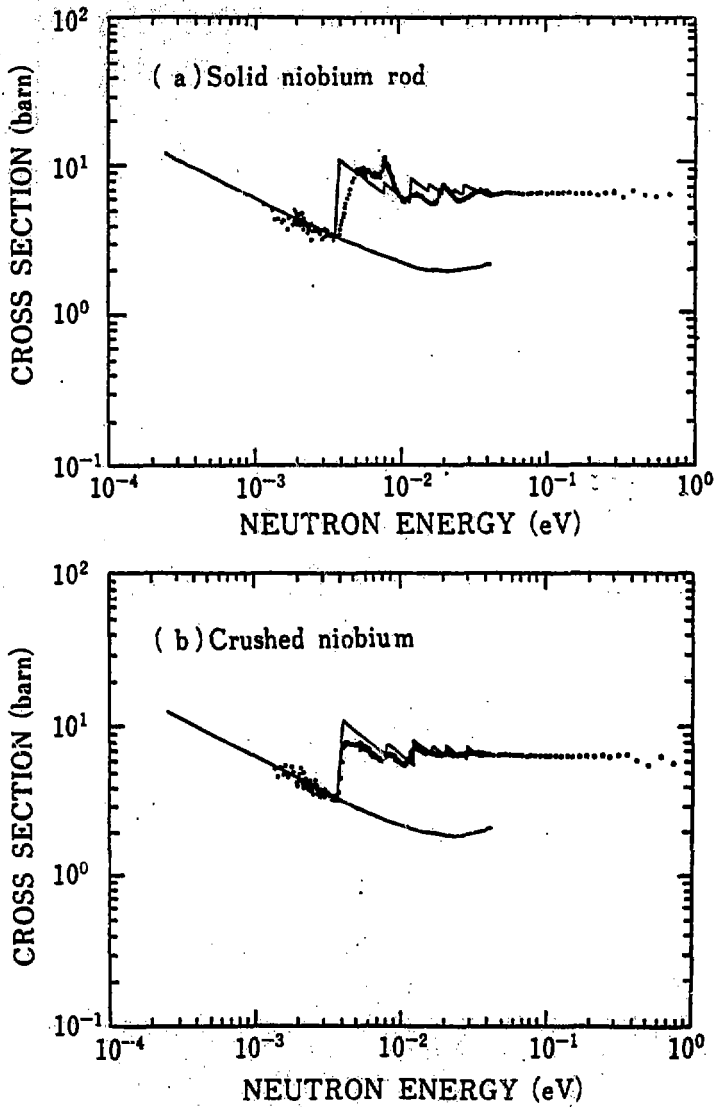


Fig. 10 Total cross section of Nb.

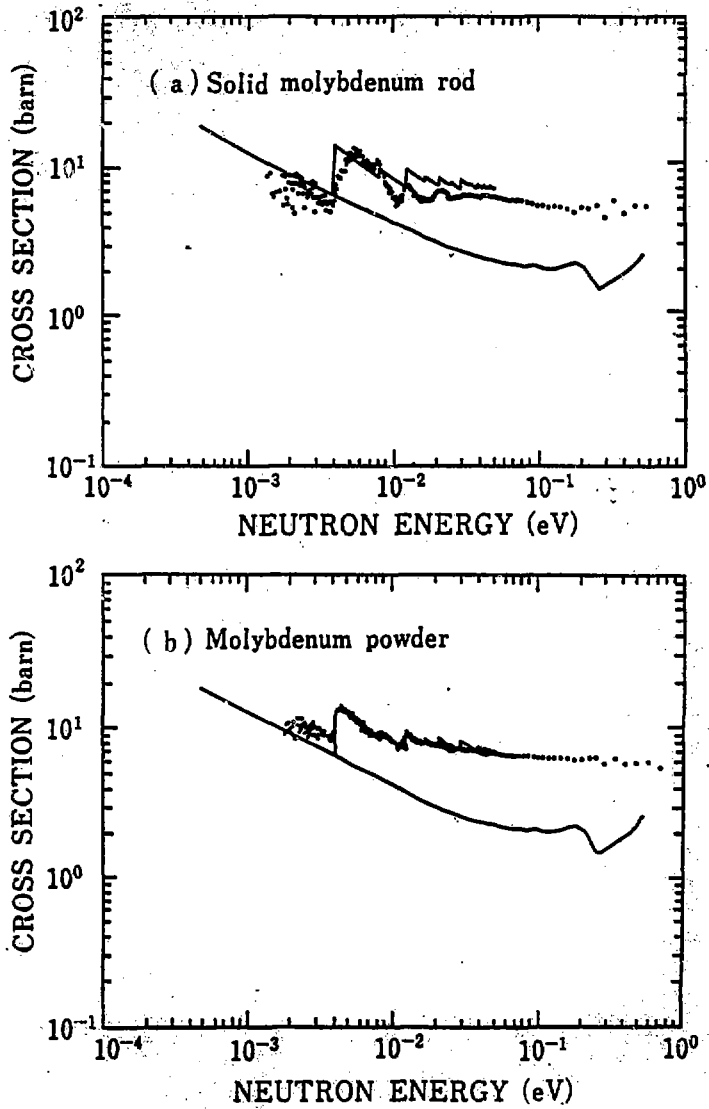


Fig. 11 Total cross section of Mo.

P.15 分離および非分離共鳴領域における中性子捕獲 ガンマ線の研究

北沢日出男*, 井頭 政之*, 駒野 治樹*
清水 道夫*, 寺津 邦信*, 福井 英博*

565 keVにおける ^{28}Si のp波中性子共鳴準位の輻射幅を測定し、valence 模型による計算と比較した。さらに、中性子放射捕獲反応におけるoff-resonanceの寄与を実験的に調べた。また、 ^{56}Fe の27.7, 34.2, 38.4, 59.2 keVにおけるs, p波中性子共鳴に対しては、 ^{57}Fe の基底状態および第1励起状態への異常に強いガンマ線遷移を観測した。これらの結果は共鳴状態に対して2p-1h配位の戸口状態を仮定することによって説明されることが示唆される。非分離共鳴領域においては、 ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au のピグミー共鳴を伴う中性子捕獲ガンマ線スペクトルを得た。これらの結果を統計模型による計算と比較することによって、ガンマ線強度関数のエネルギー依存性およびピグミー共鳴エネルギーの質量依存性を調べた。

Study on Neutron Capture Gamma-Rays in the Resolved and Unresolved Resonance Regions

Hideo KITAZAWA*, Masayuki IGASHIRA*, Haruki KOMANO*
Michio SHIMIZU*, Kuninobu TERAZU*, Hidehiro FUKUI*

We have measured gamma-rays from s- and p-wave resonance neutron capture reactions on ^{28}Si and ^{56}Fe . Anomalous, strong gamma-ray transitions to the ground and first excited states of ^{57}Fe have been observed for neutron capture by ^{56}Fe . In the unresolved resonance region neutron capture gamma-ray spectra with the pigmy resonance have been obtained for ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta and ^{197}Au .

1. 緒言

原子炉および核融合炉の核熱設計のために、ガンマ線発熱量の評価、ガンマ線遮蔽計算およびガンマ線損傷の予測が必要である。しかし、既存のガンマ線核データ・ライブラリーに含まれる核データと最近の実験データが大きく食い違っているものがかなり多く存在している。これは、主に、実験データの不備およびガンマ線データの理論的予測のあいまいさによる。特に、軽中重核における1 MeV以下の中性子捕獲反応では、しばしば、非常に簡単な配位の捕獲状態を経由し、

* 東京工業大学原子炉工学研究所, Research Laboratory for Nuclear Reactors,
Tokyo Institute of Technology

電磁遷移の強い選択則に基づいてガンマ線が放出される。その結果、ガンマ線スペクトルの中に個々の原子核の殻模型的な性質が強く反映され、このエネルギー領域のガンマ線生成過程を、軽核から重核までの広い質量領域にわたって、統一的に把握することは非常に困難である。それ故、ガンマ線核データ評価の立場から、1 MeV 以下の中性子エネルギーにおける捕獲ガンマ線に関する実験データは極めて要求度の高い原子核データである。

一方、中性子放射捕獲反応の研究は、電磁波と原子核の間の既知の電磁相互作用を通じて、高い励起状態の構造を知ることができる点において物理的に興味あるテーマである。本研究では、対象として、 ^{28}Si 、 ^{56}Fe 、 ^{141}Pr 、 ^{159}Tb 、 ^{165}Ho 、 ^{181}Ta 、 ^{197}Au が選ばれた。 ^{28}Si および ^{56}Fe は、それぞれ、p 波および s 波中性子強度関数が最大になる点の近くに位置しており、これらの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの中に valence 模型によって記述できる強い単一粒子的な遷移が観測されることが期待される。事実、 ^{28}Si の p 波中性子共鳴準位の中性子幅と輻射幅の間の強い相関が認められている。また、 ^{56}Fe の熱中性子捕獲反応では、2p-1h 配位の戸口状態の励起を裏付けるガンマ線遷移が報告されている。重核の 5 核種は中性子魔法数 82 と 126 の間にあり、これらの核種のガンマ線スペクトルを観測することによって、ガンマ線強度関数の質量数および中性子数に対する依存性が明らかにされるであろう。

2. 実験

実験は東京工業大学原子炉工学研究所に設置されている 3 UH-HC ベレトロン粒子加速装置を用いて行なわれた。中性子は $^7\text{Li} (p, n)^7\text{Be}$ 反応を用いて得られた。加速器からの陽子ビームは、クライストロン・バンチング方式により、半値幅約 1 ns、くり返し 2 MHz にパルス化されており、平均電流は 5~7 μA である。ガンマ線検出器は 76mm ϕ \times 152mm の NaI (T_l) 検出器を外径 254mm、内径 89mm、長さ 279mm の中空円筒型 NaI (T_l) 検出器で囲んだコンプトン抑止型検出器および高純度 Ge 検出器である。

2.1 NaI (T_l) ガンマ線検出を用いた実験

コンプトン抑止型検出器によって、コンプトン部分の約 80%、シングルエスケープ・ピークの約 95%、ダブルエスケープ・ピークのほとんどが除去されるので、全エネルギー・ピークが強調され、検出器のガンマ線に対する応答関数は非常に簡単な形をしている。応答関数は標準ガンマ線、Am-Be 中性子源および $^{19}\text{F} (p, \alpha n)^{16}\text{O}$ 、 $^9\text{Be} (p, n)^9\text{B}$ 、 $^{27}\text{Al} (p, n)^{26}\text{Si}$ 反応によって発生するガンマ線を用いて得られた。Fig. 1 は捕獲ガンマ線スペクトル測定の実験装置の配置図である。検出器全体はホウ酸入りパラフィンと鉛から構成された遮蔽体内に納められている。中性子源と試料の距離は 15cm、試料と検出器の距離は 79cm である。通常、検出器は陽子ビーム方向に対して 125 度、即ち $P_2 (\cos \theta)$ が零になる位置に置かれる。Li ターゲットの厚さは、中性子共鳴捕獲ガンマ線を測定する場合、約 20 keV である。

検出器からの信号を時間信号とエネルギー信号に分け、時間信号を飛行時間 (TOF) スペクトルの測定に用い、エネルギー信号をガンマ線波高 (PH) 分布の測定に用いた。データの取り込みは TOF と PH の二次元で行なわれる。Fig. 2 は TOF スペクトルを示す。C のピーク部分が捕獲

ガンマ線による信号であり、Aはコンスタント・バックグラウンドである。Bは ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応によって発生したガンマ線が試料によって散乱され検出器に入射したものである。また、Fは試料によって散乱された中性子が検出器に入射して生じたバックグラウンドである。DおよびEはLiターゲット・ホルダーおよび遮蔽体入口の鉛によって散乱された中性子が試料に捕獲されて生じたガンマ線である。Fig. 3は420 keVの中性子エネルギーにおいて観測された ${}^{159}\text{Tb}$ の捕獲ガンマ線スペクトルからアンフォールディングによって得られたスペクトルである。縦軸は1捕獲あたりの放出ガンマ線エネルギーに規格化してある。 ${}^{141}\text{Pr}$, ${}^{165}\text{Ho}$, ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{197}\text{Au}$ の非分離共鳴領域における捕獲ガンマ線スペクトルも同様にして測定された。また、陽子ビームの方向および45度に設置した ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレーション検出器を用いて中性子の絶対測定を行なうことにより、 ${}^{28}\text{Si}$ のp波中性子共鳴単位の部分輻射幅を求めた。

2.2 高純度Ge検出器を用いた実験

本実験で用いた高純度Geガンマ線検出器は、 ${}^{60}\text{Co}$ の1.33 MeVガンマ線に対して、2.0 keV FWHMのエネルギー分解能と11%の相対検出効率(76mm ϕ ×76mm NaI(Tl)検出器と比較して)を有している。検出器の検出効率は標準ガンマ線源および ${}^{27}\text{Al}(p, \gamma){}^{28}\text{Si}$ 反応によるガンマ線を用いて決定された。Fig. 4は実験装置の配置図である。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応により発生した中性子はホウ酸入りパラフィンによってコリメートされ、厚さ1mmの ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータを用いた中性子モニターを通過後、試料に入射する。捕獲ガンマ線は陽子ビーム方向に対して90度の位置に置かれたGe検出器によって観測された。検出器の周りの鉛およびホウ酸入りパラフィンはバックグラウンドを遮蔽するために置かれた。試料として、60mm ϕ ×5mmの天然の鉄を用いた。陽子エネルギーは1.896 MeVで、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応のしきい値より15 keV高い。この時、加速ビーム方向に5~80 keVの連続中性子が発生する。TOFスペクトルは256チャンネル、ガンマ線エネルギー・スペクトルは1024チャンネルで二次元測定を行なった。Fig. 5はTOFスペクトルである。20~80 keVの中性子エネルギー領域に、いくつかの中性子共鳴ピークが観測された。TOFスペクトルのデジタル・ウィンドウを27.7 keVのs波中性子共鳴ピークだけを含むように設定することによって得られたガンマ線スペクトルをFig. 6に示す。図から明らかに、 ${}^{57}\text{Fe}$ の基底状態($1/2^-$)および第1励起状態($3/2^-$)への強い遷移によるガンマ線の全エネルギー・ピーク(FEP)、シングルエスケープ・ピーク(SEP)およびダブルエスケープ・ピーク(DEP)が観測された。

3. 結果と考察

3.1 非分離共鳴領域における中性子捕獲ガンマ線スペクトル¹⁾

散乱角125度で、 ${}^{141}\text{Pr}$, ${}^{159}\text{Tb}$, ${}^{165}\text{Ho}$, ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{197}\text{Au}$ の非分離共鳴領域における中性子捕獲ガンマ線スペクトルをNaI(Tl)検出器を用いて測定した。また、 ${}^{159}\text{Tb}$ については、90度でも測定を行ない、ガンマ線スペクトルの角度依存性が全くないことが確かめられた。この結果をHauser-Feshbach理論に基づく計算コードCASTHYによって解析した。その一例をFig. 3に示す。実験および点線は、それぞれ、Gilbert-Cameronおよび定温度単位密度公式を用い、Brink

—Axel型のガンマ線強度関数に基づいて計算したものである。二つの結果の間に著しい差異はない。約2.5 MeVのガンマ線エネルギーの所の小さい³こぶ³および基底状態の近傍への遷移を除いて、実験と計算の間の一致は非常によい。また、この³こぶ³は本研究の対象としたいずれの重核においても観測され、そのエネルギーは入射中性子エネルギーと共に変化しなく、ある種の共鳴現象の特徴を示すことが確かめられた。さらに、³こぶ³の励起エネルギーは質量数と共にほぼ直線的に増加している。³こぶ³の物理的根拠は明らかではないが、これらの特徴をE 1 ビグミー共鳴としてガンマ線強度関数の中に現象論的に反映すれば、統計模型によって非常によく捕獲ガンマ線スペクトルを記述できる。

3.2 ⁵⁶Fe の s, p 波中性子共鳴捕獲ガンマ線²⁾

27.7 keVにおけるs波中性子共鳴単位および34.2, 38.4, 59.2 keVにおけるp波中性子共鳴単位から⁵⁷Feの基底状態($\frac{1}{2}^-$)および第1励起状態($\frac{3}{2}^-$, $E_f = 14$ keV)への遷移に対するガンマ線を観測した。p波共鳴単位のスピンを $\frac{1}{2}$ と仮定し、これから各終状態に対する共鳴の輻射幅を計算した。Table 1で、Beer連²⁾の(n, \bar{r})反応から求めた値、Jackson連⁴⁾およびBaglan連⁵⁾の(\bar{r} , n)反応から求めた値と比較した。s波共鳴に関しては、基底状態への輻射幅はBeer連およびBaglan連の値とよく一致しているが、第1励起状態への輻射幅はBeer連の値よりかなり大きい。しかし、Beer連の実験では、基底状態および第1励起状態への遷移に対する二つのガンマ線を完全に分離することができなかった。34.2, 38.4 keVのp波共鳴に関しては、Beer連の値と非常によく一致している。また、59.2 keVのp波共鳴については、Jackson連およびBaglan連の値と非常によく一致している。

これらの共鳴捕獲ガンマ線スペクトルに関して、0~2 MeVの⁵⁷Feの励起エネルギーでは、基底状態および第1励起状態以外に比較的大きな分光学的因子を持った $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ 単位への強い遷移が認められないことは注目すべき事柄である。基底状態および第1励起状態に対するs波共鳴単位の輻射幅をvalence模型によって評価してみると、おのおの、0.048 eVおよび0.31 eVである。ここで、基底状態および第1励起状態の分光学的因子は0.143, 0.415である。(d, p)反応と中性子捕獲反応との間に終状態相関が期待されないことから、輻射幅をvalence模型で説明することは困難であろう。さらに、p波共鳴に関して、これらの共鳴状態はほとんど基底状態または第1励起状態へ遷移していることは極めて特徴的である。

これまでの結果を統計模型または単一粒子遷移の描像で捕えることは到底できそうもない。むしろ、共鳴状態に対して2p-1h配位を考慮する必要がある。例えば、E1遷移に対しては、 $2p_{\frac{1}{2}}$ または $2p_{\frac{3}{2}}$ と $2s_{\frac{1}{2}}^{-1}$ 、 $2p_{\frac{1}{2}}$ または $2p_{\frac{3}{2}}$ と $2d_{\frac{3}{2}}^{-1}$ の中性子または陽子の対と $2p_{\frac{1}{2}}$ または $2p_{\frac{3}{2}}$ の中性子の結合からなる配位、M1に関しては、($1f_{\frac{1}{2}}$, $1f_{\frac{1}{2}}^{-1}$) $2p_{\frac{1}{2}}$ または $2p_{\frac{3}{2}}$ の配位を経由してガンマ線が放出されると考えられる。

3.3 ²⁸Si の p 波中性子共鳴捕獲ガンマ線⁶⁾

565 keVにおける²⁸Siの $p_{\frac{3}{2}}$ 共鳴単位の部分輻射幅を測定し、Table 2で、Joly連⁷⁾の結果およびvalence模型による計算と比較した。全体的には、Joly連の結果とよく一致している。し

かし、これらの結果は off-resonance の寄与を含んでおり、これを無視できないことが明らかにされた。また、基底状態および第 1 励起状態への遷移に対する off-resonance の寄与は直接捕獲模型による計算によって十分考慮され得ることがわかった。valence 模型による計算は基底状態、第 1 励起状態および第 2 励起状態に対する輻射幅をかなりよく表現しているが、第 3 励起状態および第 4 励起状態に対する値とは大きく食い違っている。

References

- 1) 井頭政之他 : unpublished
- 2) H. Komano et al.: to be published in Phys. Rev. C
- 3) H. Beer et al.: Z. Physik A284 (1978) 173
- 4) H. E. Jackson and E. N. Strait: Phys. Rev. C4 (1971) 1314.
- 5) R. J. Baglan et al.: Phys. Rev. C3 (1971) 672
- 6) 清水道雄他 : unpublished
- 7) S. Joly et al.: Nucl. Phys. A344 (1980) 269

Table 1 Partial radiation widths

E_r (keV)	l	J_i^π	E_f (keV)	$\sum \Gamma_n \Gamma_p / \Gamma$ (eV)			
				present	Beer et al.	Jackson et al.	Bogdan et al.
27.7	s	$1/2^-$	0	0.17 ± 0.02	0.15 ± 0.03	0.11 ± 0.02	0.17
		$3/2^-$	14	0.14 ± 0.02	0.04 ± 0.01		
34.2	p	$1/2^-$	0	0.36 ± 0.05	0.30 ± 0.07	0.18 ± 0.04	0.22
38.4	p	$3/2^-$	14	0.14 ± 0.03	0.15 ± 0.04		
59.2	p	$1/2^-$	0	0.26 ± 0.05	0.13 ± 0.03	0.22 ± 0.04	0.24

Table 2 Partial Radiation Width

$^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ Eres=565keV

J π	E_f (MeV)	E_γ (MeV)	Partial Radiation Width (eV)		
			present	ref a)	valence model
$1/2^+$	0.0	9.019	0.78 ± 0.12	0.60 ± 0.15	1.28
$3/2^+$	1.2733	7.746	0.32 ± 0.06	0.18 ± 0.05	0.13
$5/2^+$	2.0282	6.991	0.13 ± 0.06	0.13 ± 0.08	0.22
$3/2^+$	2.4256	6.593	0.15 ± 0.04	0.12 ± 0.04	0.006
$5/2^+$	3.0671	5.952	0.15 ± 0.04	0.07 ± 0.03	0.008

a) S.Joly et al. ; Nucl. Phys. A344 (1980) 269 ⁽¹⁷⁾

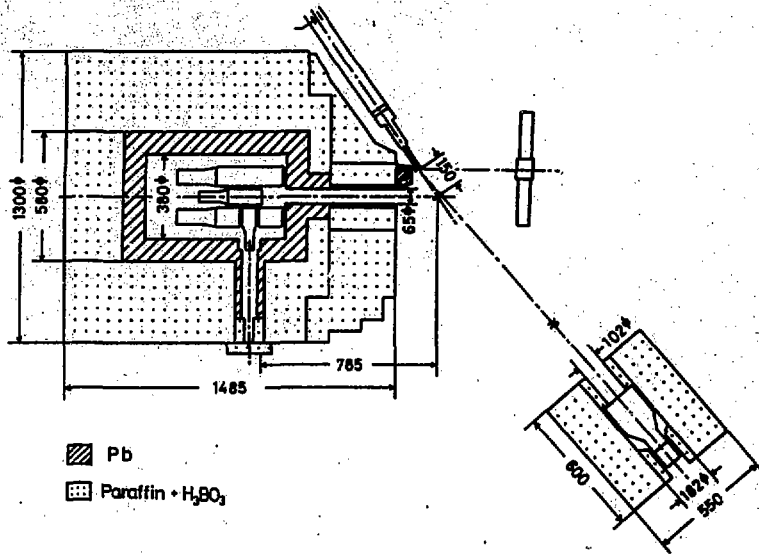


Fig. 1 NaI (Tl) 検出器を用いた実験装置

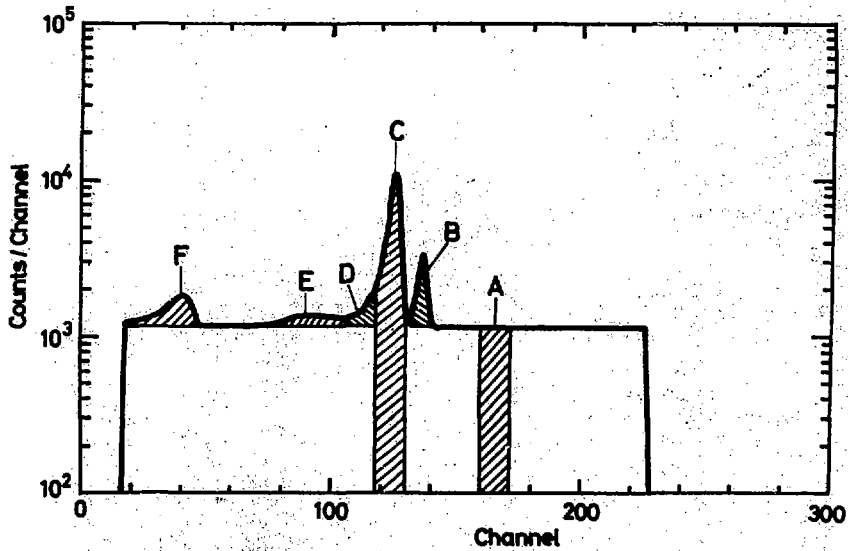


Fig. 2 NaI (Tl) 検出器の飛行時間スペクトル

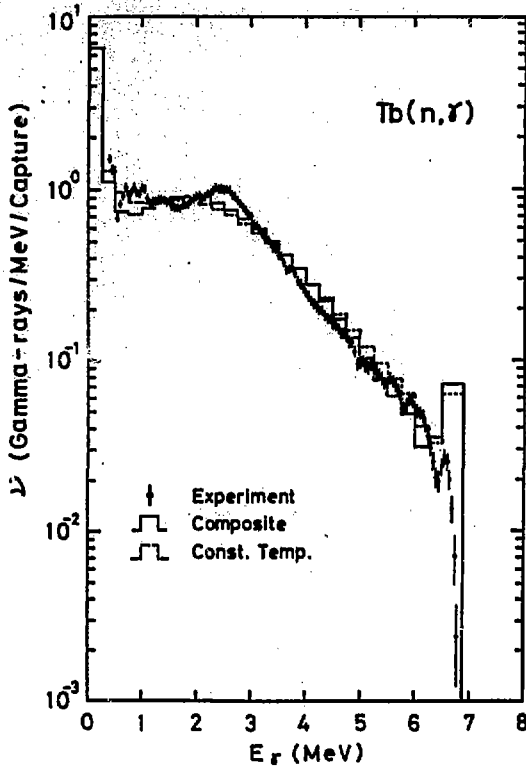


Fig. 3 420 KeV の中性子エネルギーにおける ^{159}Tb の捕獲ガンマ線スペクトル

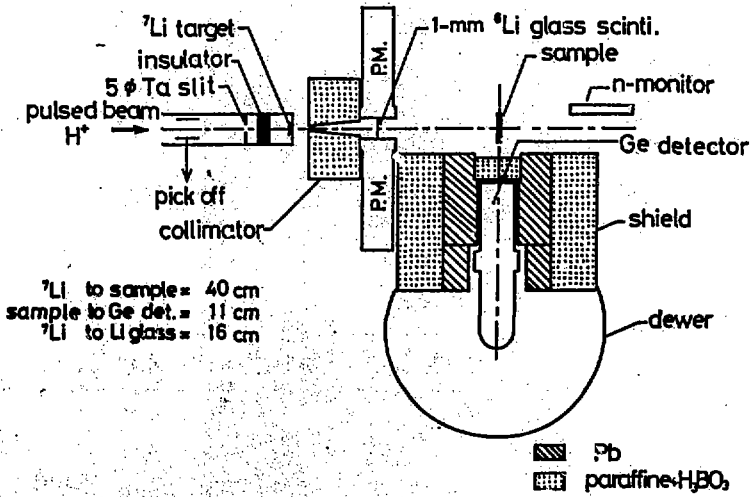


Fig. 4 高純度 Ge 検出器を用いた実験装置

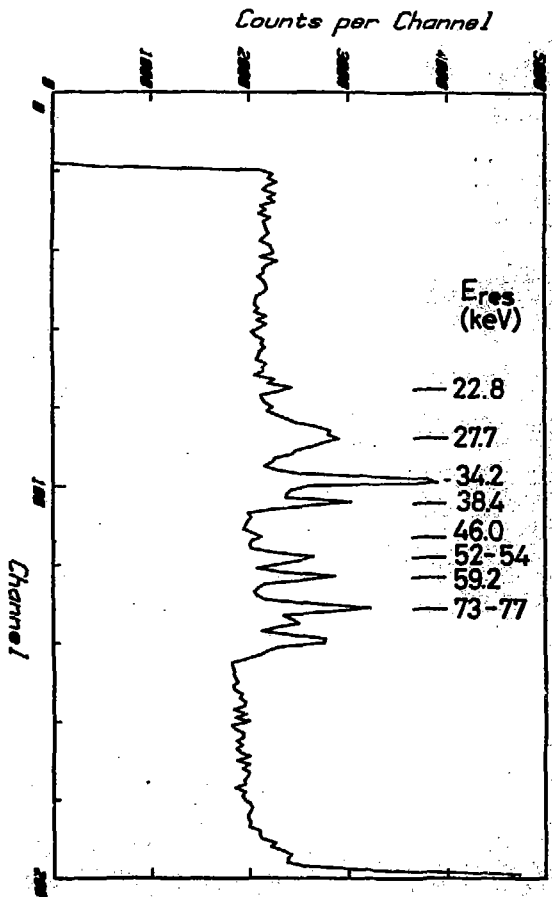


Fig. 5 高純度 Ge 検出器の飛行時間スペクトル

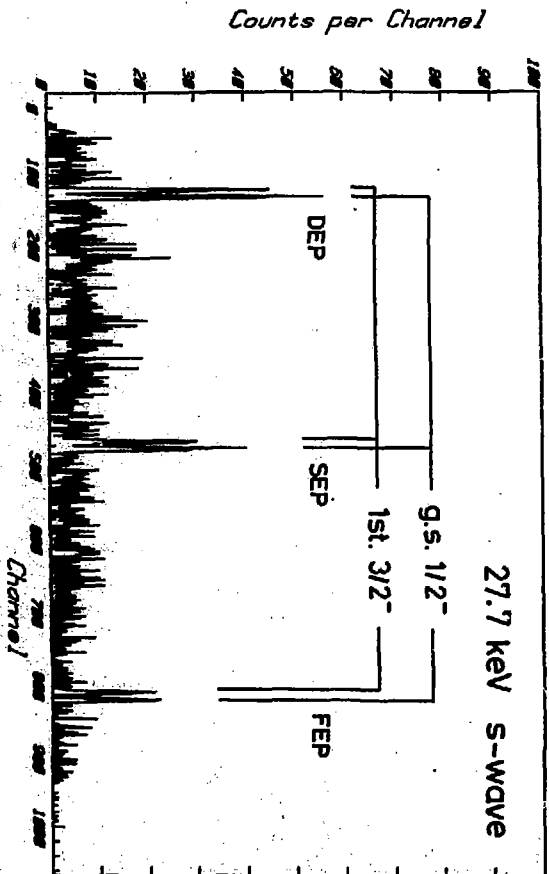


Fig. 6 27.7 keVにおける ^{54}Fe のs波中性子共振補強
ガンマ線スペクトル

P.16 Mo同位体の14MeV中性子に対する放射化断面積の研究

加藤 敏郎*, 雨宮 進*, 石橋 慶一*

モリブデン同位体の14 MeV中性子による放射化断面積の測定を行なった。中性子は2 MV バンドグラフからの500 keVの重水素ビームによる ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ 反応で発生させた。中性子フルエンスはアルミニウム箔の放射化で測定した。試料の照射と測定は自動照射装置を用いて行なった。各同位体について $(n, 2n)$, (n, p) および (n, α) 反応の断面積を測定した。 ${}^{98}\text{Mo}$ の (n, np) 反応の断面積も測定した。

Neutron Activation Cross Section of Molybdenum Isotope at 14.8 MeV

Toshio KATOH*, Susumu AMEMIYA*, Kei-ichi ISHIBASHI*

The neutron activation cross section of Molybdenum isotopes have been measured for the 14.8 MeV neutron. The cross sections have been determined with reference to the known ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$ and the ${}^{27}\text{Al}(n, p){}^{27}\text{Mg}$ reactions. The cyclic activation method was employed for the γ -ray measurement of short-lived nuclei. Cross section data are presented for $(n, 2n)$, (n, p) and (n, α) reactions on Mo isotopes.

1. はじめに

核融合炉材の14 MeV中性子による放射化の問題を検討するためのデータを得ることを目的として構造材の構成元素(原子核)の放射化断面積の測定を行なった。

今回は主としてモリブデンの同位体について測定した。

2. 実験装置

2.1 中性子源¹⁾

14 MeV中性子は名古屋大学工学部の2 MV バンドグラフよりの500 keVの重水素ビームを用いて ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ 反応で発生させた。得られる中性子束はTターゲットからの距離に依存する。この関係を調べたのがFig.1である。中性子束は金箔を用いて測定した。図中の点線はTターゲットのサイズを考慮した計算値(相対値)であるが実験値(相対値)とよく一致している。当然

* 名古屋大学工学部, Department of Nuclear Engineering, Nagoya University

のことながら距離が近いほど中性子束は高い。ターゲットから12cm の位置での高速中性子束の測定値を Table 1 に示す。Table 1 にはLiターゲットによる高速中性子発生結果も示してある。重水素ビームの電流値は500 μ A程度まで出し得るので中性子束としては 10^9 n/cm²·s 程度まで発生可能である。

高速中性子束の測定には金の(n, 2n)反応を利用した。

中性子発生用のターゲット部の構造はFig.2に示してある。ターゲットの背面は直接に水冷する構造となっており、この水冷部分の厚さは5mmとした。照射試料はこの水冷部の後方に出来るだけ近づけてセットした。

2.2 自動照射装置²⁾

高速中性子照射によって生成される放射性核のなかには半減期が数秒程度のものがあるので試料の照射には自動照射装置を用いた。この装置を用いることによって半減期の長い核種の測定の場合でも試料の取扱が容易となった。バンデグラフの運転中でも自由に照射試料を測定室からTターゲット後方の照射位置まで遠隔操作で移送し、一定時間の照射の後に測定室へもどすことが出来る。また、この動作をくり返して行なうことも出来る。

この装置はコントローラー、気送管、照射ステーション、測定ステーションで構成されており、気送管の一方の端は照射ステーションに接続されており、他方は測定ステーションに接続されている。照射ステーションはバンデグラフ先端のTターゲットに密接して設置され、測定ステーションは測定室の放射線検出器の前に設置されている。試料の移送、照射、放射線の測定はコントローラーによってあらかじめ設定された時間間隔で実行される。

2.3 ガンマ線検出器

放射化された試料の放射能は55ccのGe(Li)検出器で測定し4096チャンネルの超多重波高分析器で波高分析した。この検出器の検出効率はIAEAの標準線源を用いて校正してある。また必要に応じて5" ϕ × 4"のNaI(Tl)検出器も併用して同時放電測定を行なった。

3. 断面積測定³⁾

断面積測定を行なった時の試料に対する高速中性子束は約 10^9 n/cm²·secであった。実際の中性子フルエンスは²⁷Al(n, α)²⁴Na 反応および²⁷Al(n, p)²⁷Mg 反応で各測定ごとに測定した。また照射中の中性子束の変動は随伴のアルファ粒子をSiの表面障壁型検出器で検出して測定した。

照射試料は⁹⁸Moおよび¹⁰⁰Moの濃縮同位元素と天然のモリブデンである。これらの試料を中性子測定用のアルミニウム箔と共に包み気送用カプセルに入れて照射と測定を行なった。反応生成物の半減期は短いものは1.5秒、長いものは64.0日と、かなり広範囲にわたっているので、照射と測定の時間設定も生成物の半減期に合わせて効果的な測定が行なえる様に、いろいろと変えて実験を行なった。

⁹⁷Nbの生成は⁹⁷Mo(n, p)および⁹⁸Mo(n, n'p)の二つの反応によっておこるので⁹⁸Mo

の濃縮同位元素で $^{98}\text{Mo}(n, n'p)$ の断面積測定を行なった後に天然のモリブデンを用いて実験を行ない、 $^{98}\text{Mo}(n, n'p)$ 反応の影響を補正して $^{97}\text{Mo}(n, p)$ 反応の断面積を求めた。

$^{100}\text{Mo}(n, p)^{100}\text{Nb}$ 反応は反応生成物の ^{100}Nb が短寿命 (1.5 秒, 3.1 秒) なので他の核種の影響をさけるために ^{100}Mo の濃縮同位元素を使用した。

測定されたデータには測定の時間設定、照射中の中性子束の変動、および半減期の影響を考慮して大型電子計算機 (FACOM-M200) を用いて補正を行なった。

得られたモリブデン同位体の断面積の値は Table 2 に示してある。この結果のうち $^{97}\text{Mo}(n, p)^{97m}\text{Nb}$ および $^{97}\text{Mo}(n, p)^{97g}\text{Nb}$ の反応断面積はそれぞれ $^{98}\text{Mo}(n, n'p)^{97m}\text{Nb}$ および $^{98}\text{Mo}(n, n'p)^{97g}\text{Nb}$ 反応の影響を補正した値である。従来より精度が良いといえる。 $^{94}\text{Mo}(n, 2n)^{93m}\text{Mo}$ の反応については従来による評価値 (600 mb) に比べて小さい値となった。しかし九州大学の Fujino 等の測定値 (2.4 ± 0.3 mb) に近い値である。 $^{100}\text{Mo}(n, p)^{100}\text{Nb}$ 反応は自動照射装置の使用によって精度良く測定出来た。

References

- 1) Kawade, K., Yamamoto, H., Anemiya, S., Hiei, A., Katoh, T.: J. Nuclear Sci. Technol., 10, 507 (1973)
- 2) Anemiya, S., Itoh, M., Kawade, K., Yamamoto, H., Katoh, K.: J. Nuclear Sci. Technol., 11, 395 (1974)
- 3) Anemiya, S., Ishibashi, K., Katoh, T.: J. Nuclear Sci. Technol., 19, 781, (1982)

Table 1 Fast neutron fluxes measured at 12 mm in forward direction from targets, obtained by (d,n) reaction on lithium metal and tritium target

Target material	Deuteron energy (MeV)	Fast neutron flux ϕ_f (n/cm ² .sec.μA)
Lithium metal	2.0	$(4.5 \pm 0.6) \times 10^6$
Tritium	0.75-1.0	$(4.8 \pm 0.6) \times 10^6$

Table 2 Neutron activation cross sections of Mo isotopes at 14.8 MeV

Reaction	Half-life of product	E_{γ} (keV)	n (%)	Experimental cross section (mb)	
				Present work	Previous work
$^{92}\text{Mo}(n,2n)^{91}\text{Mo}$	65.1 s	652.9	48.1	20.4±2.8	7±2, 11.8±1.2, 13.4±1.4, 15.0±1.5, 16.1±1.2, 17.4±3.2, 19±3, 120±12, 16
$(n,2n)^{91}\text{Mo}$	15.49 m	511	187	155±20	112±14, 158±5, 159±16, 163±12, 173±12, 198±40, 201±17, 209±22, 226±11, 315±35, 160
$(n,p)^{92}\text{Mo}$	10.15 d	934	99.2	56.5±4.8	36.1±3.9, 60±15, 62.5±4.0, 71.8±5.7, 967±116, 70
$(n,\alpha)^{89}\text{Zr}$	4.18 m	588	89.5	7.0±0.9	2.1±0.5, 2.48±0.30, 2.6±0.7, 5.6±0.5, 9.4±0.9, 7.5
$(n,\alpha)^{89}\text{Zr}$	78.4 h	909	99.01	22.5±2.1	18.7±1.5, 20±8, 20.1±1.6, 24±6, 25±3, 25, 36±7, 74±5, 22
$^{94}\text{Mo}(n,2n)^{93}\text{Mo}$	6.9 h	685	99.68	4.7±0.9	2.4±0.2, 3.5±0.5, 600
$^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$	35.0 d	765	99.8	41.1±3.6	31±3.6, 44.8±3.5, 84±10, 39.5, 28
$^{96}\text{Mo}(n,p)^{96}\text{Nb}$	23.4 h	569 778	55.7 96.8	20.8±2.1	12±2, 16±3, 18.1±1.4, 19.2±2.1, 21±7, 21.3±1.5, 37±9, 64±8, 28.6, 28
$^{97}\text{Mo}(n,p)^{97}\text{Nb}$	60 s	743.4	97.9	4.3±1.0	5±1.1, 7.4±0.8, 8
$(n,p)^{97}\text{Mo}$	72.1 min	657.9	98.2	11.5±2.4	8.5±1.0, 14.6±1.2, 19.2±1.4, 17.7±1.5, 68±14, 20.3, 80
$^{98}\text{Mo}(n,n\alpha)^{97}\text{Mo}$	60 s	743.4	97.9	0.84±0.20	0.5
$(n,n\alpha)^{97}\text{Mo}$	72.1 min	657.9	98.2	1.5±0.3	1
$(n,p)^{98}\text{Mo}$	51.5 min	722.3 787.7	73.6 93.2	5.2±0.6	3.6±0.3, 4.1±0.5, 6.7±0.6, 9±2, 10±1.2, 17, 9.4
$(n,\alpha)^{95}\text{Zr}$	64.0 d	724 756	44.3 54.7	5.5±1.5	5.5±0.7, 8.1±1.0, 8.1±0.8
$^{100}\text{Mo}(n,2n)^{99}\text{Mo}$	66.02 h	739.4 777.8	12.68 4.43	1.700±140	1.389±84, 1.390±60, 1.420±100, 1.510±180, 2.039±210, 2.250
$(n,p)^{100}\text{Mo}$	3.1 s, 1.5 s	600.1	43.3	2.3±0.9	9±1

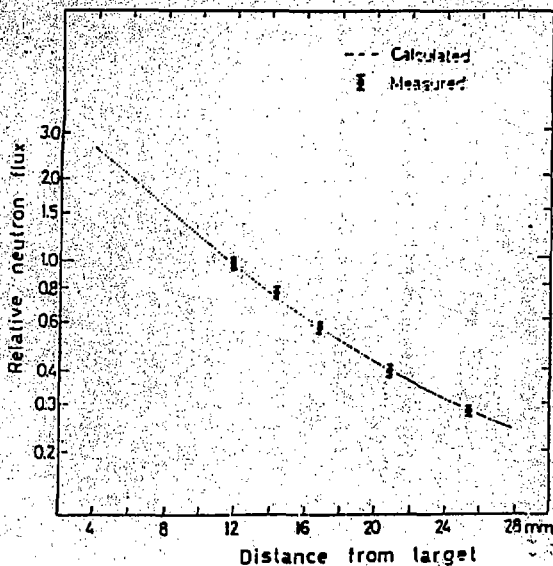


Fig. 1 Relative fast neutron flux as function of distance from target.

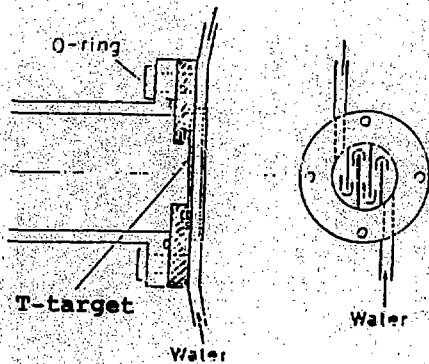


Fig. 2 Cooling system of 5 mm thickness for fast neutron target.

P.17 阪大オクタビアンにおける二重微分断面積の測定と評価

山本 淳治*, 高橋 亮人*

大阪大学強力 14 MeV 中性子源 OKTAVIAN を使って測定されている二重微分断面積の中から最近の実験データのいくつかを紹介する。リチウム、酸素、フッ素、シリコン、ベリリウム、鉛の新しいデータと ENDF/B-IV から作成した多群 DDX との比較を行なってみた。

Measurement of Double Differential Neutron Emission Cross Sections
at OKTAVIAN Facility of Osaka University

Junji YAMAMOTO* and Akito TAKAHASHI*

Some of the recent experimental results of double differential neutron emission cross sections (DDX) are shown, that have been measured using the intense 14 MeV neutron source OKTAVIAN of Osaka University. The new data for Li, O, F, Si, Be and Pb are compared with multi-group DDX produced from ENDF/B-IV library.

1. はじめに

オクタビアンでは D-T 核融合炉材を中心として現在までに 19 核種について、14 MeV 中性子入射による二重微分中性子放出断面積 (Double differential neutron emission cross section; DDX) の測定を行ってきた。このうち 15 核種の結果については、すでにデータ集として OKTAVIAN Report にまとめられており¹⁾、ENDF/B-IV に収録されている一次微分断面積から合成した多群エネルギー構造の DDX²⁾ と測定データとの比較・検討も行なわれている。^{1), 3)} またリング状散乱体サンプルを使った中性子飛行時間法による測定方法については参考文献³⁾ に詳しく述べられている。そこで本報告では最近の測定結果をまとめた中から⁴⁾ 6 核種のデータを抜粋して紹介する。

最近の測定とは、Si, Ti, Mn, Bi など阪大としては新たな核種の追加であり、さらには測定可能な二次中性子エネルギーの範囲を 15 MeV から 100 keV ないし 50 keV まで広げた再測定である。特に後者はしきいエネルギーの高い (n, 2n) 反応などからの二次中性子エネルギー分布をできるだけ低エネルギー成分まで測定し、total emission cross section を評価する目的で試みられている。

2. 天然リチウム

以前測定した天然リチウムのDDXは¹⁾、散乱角が5点で二次中性子エネルギーが約1 MeV以上の高エネルギー部分であった。今回は $(n, n't)$ 、 $(n, 2n)$ 反応からの中性子の低エネルギー分布を中心に測定する目的で、エネルギー範囲を100 keVまで広げた測定を行なった。Fig. 1は散乱角 41° 、Fig. 2は同 125° の結果である。それぞれ破線はB-Nデータとの比較である。B-Nには ${}^7\text{Li}$ の $Q = -4.63$ MeVの第二励起準位(第二レベル)の微分断面積が評価されていないこと、また $(n, n't)$ 、 $(n, 2n)$ 反応が等方散乱(ここでは ${}^7\text{Li}$ の $(n, n't)$ 反応に対する角度分布データ(file 4)は使用していない)として取扱われるため実験値との一致は良くない。そこでB-Nデータをもとに $(n, n't)$ 、 $(n, 2n)$ に対してkinematicsを仮定して計算した結果⁵⁾が実線である。この計算では $(n, n't)$ 反応を多数のQ値を考慮した非弾性散乱のkinematicsで処理し、さらに $(n, 2n)$ からの第一放出中性子も非弾性散乱として扱うなどの処理を行なってみたが、後方 125° では実験値に対して過小評価となっている。この違いはB-Nの $(n, 2n)$ 反応断面積が低すぎると考えられること、またこの計算では $(n, 2n)$ 反応に対してTime sequential processを仮定したことによるといえる。

3. 酸素

酸素のDDXをFig. 3に示す。酸素の測定では、 Al_2O_3 をリングサンプルとして用いている。そしてAlのDDXを同一散乱角・同一エネルギー分解能で測定し差引いている。B-Nでは6.052 MeVから8.872 MeVまで5つの離散励起レベルの非弾性散乱については、非等方な角度微分断面積が与えられている。しかしこれ以外は14.95 MeVの励起レベルに至るまですべて重心系等方の角度分布である。従って実験で明確に測定されている $6.052 + 6.131$ MeV及び $6.917 + 7.119$ MeVレベルからの二次中性子ピークはB-Nとよく一致している。さらにこれ以外でも、数MeV以上13 MeV程度までの励起レベルからの放出中性子に相当するエネルギー領域では両者は比較的よい一致を示している。しかしこれ以上の励起レベルの角度微分断面積に関してはB-Nデータが過小評価となっている。

4. フッ素

フッ素の測定でも酸素と同様化合物を使用している。フッ素の場合にはテフロン($(\text{CF}_2)_n$)のリングサンプルを用い、同じく炭素のDDXを差引いている。しかし炭素のDDXでは弾性散乱によるピーク以外に $Q = -4.43$ MeVなど断面積の大きい励起レベルからの非弾性散乱二次中性子ピークが存在する。このため散乱角度によっては炭素からの二次中性子の影響が多少残る結果となっている。例えばFig. 4に示す 30° 方向の実験値にある10 MeVのピークは炭素の4.43 MeVレベルからの二次中性子である。B-Nデータとの比較をみると、フッ素の低い励起レベル(1.42 MeVから2.75 MeV)からの非弾性散乱二次中性子に関しては実験値とB-Nはよく一致している。しかしこれより高いレベルになるとB-Nは前方で過小評価となっている。また $(n,$

$n'p$), (n, α) , $(n, 2n)$ 反応からの二次中性子が寄与する約 5 MeV 以下の中性子エネルギー範囲では後方で逆に過大評価となっている。

5. シリコン

Fig. 5 にシリコンの DDX を示す。シリコンの散乱体サンプルでは粉末 (0.1mm 厚のアルミニウムケース入り) を使用しているため統計誤差は他の測定結果に比べて多小大きくなっている。B-N では約 8 MeV までの励起レベルの非弾性散乱については非等方の角度微分断面積が評価されていることもあり、中性子エネルギー 5 MeV 以上でのスペクトルパターンをみると実験値と B-N の一致は良い。また 5 MeV 以下のエネルギー範囲になると $(n, n'\alpha)$, $(n, n'p)$ あるいは $(n, 2n)$ 反応からの二次中性子が支配的となるため continuous なスペクトルとなる。これらの反応に対して等方の角度分布データを与えている B-N の結果から考えて、実験値は前方散乱が多小強いことを示している。

6. ベリリウムと鉛

$(n, 2n)$ 反応からの二次中性子エネルギー分布をできるだけ低エネルギーまでカバーするため今回 50 keV までの測定を行なった。そして低エネルギーまで測定できたことにより、測定した DDX をエネルギーと散乱角度について積分して $(n, 2n)$ 反応断面積を評価してみた。ベリリウムについては B-N の値にほぼ一致している。しかしエネルギー分布については Fig. 6 に示したように以前の結果³⁾と同様であった。すなわち $(n, 2n)$ 反応を Time sequential process で取扱う B-N のエネルギー分布は実験値と大きく違っている。特に実験値では 11.28 MeV レベルからの二次中性子は明確なピーク (B-N では中性子エネルギー 2 MeV のピークに相当) として測定されていないし、2.43 MeV 及び 6.76 MeV レベルからの二次中性子ピークも direct break-up channel が競合するため B-N の結果ほどにはその値は大きくない。また二次中性子スペクトル全体を比較した場合には実験値のスペクトルの方がややハードになっている。これはベリリウムとはほぼ同一散乱角度で測定した鉛の DDX (Fig. 7) についてもいえる。Fig. 7 において $(n, 2n)$ 反応からの二次中性子が支配的なエネルギー領域では実験値のスペクトルの方がややハードである。また $(n, 3n)$ の部分については逆に実験値が小さくなっている。これはおそらく $(n, 3n)$ 反応断面積に対して B-N の値は過大評価であると考えられる。

7. 今後の課題

今後目標とするのは、ひとつには今回も一部紹介したように測定できる二次中性子エネルギー範囲を拡大した測定である。すなわち $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ などきいエネルギーの高い反応からの二次中性子スペクトルを測定し、total neutron emission cross section を評価できるようにすることである。またもうひとつには、離散励起レベルからの非弾性散乱二次中性子を集中的に測定する (collective level excitation からの二次中性子の測定) ための高エネルギー分解

能を必要とする実験である。もちろん現在の実験方法で新たな核種（特に非金属系元素）の測定も予定しているが、今後は以上の目的に適した実験方法への改良も平行して進めていくことになるであろう。

References

- 1) Takahashi, A., et al., OKTAVIAN Report A-83-01 (1983)
- 2) Takahashi, A., Rusch, D., KFK 2832/I and II (1979)
- 3) Takahashi, A., et al., Proc. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, pp.360-367, Antwerp (1982)
- 4) Takahashi, A., et al., OKTAVIAN Report A-83-03 (1983)
- 5) 深沢正憲他, 日本原子力学会 昭和58年秋の分科会, E 15 (1983)

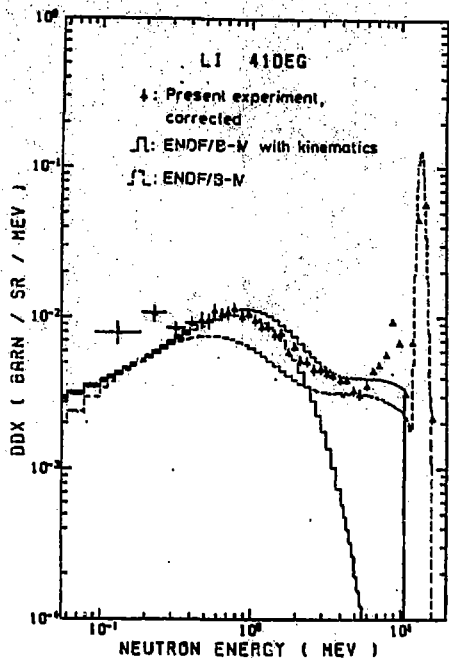


Fig. 1 リチウム DDX (41°)

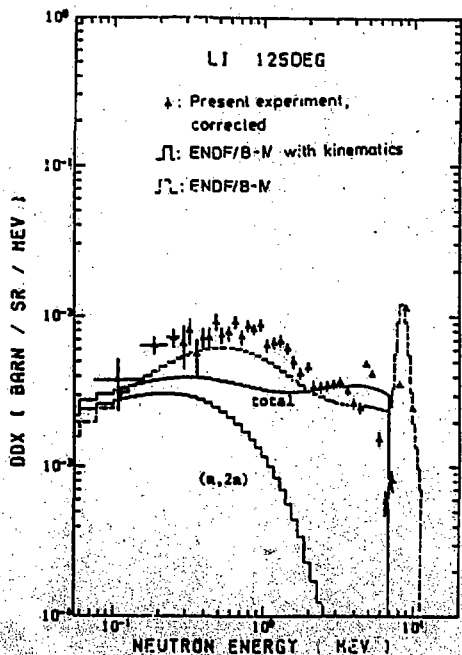


Fig. 2 リチウム DDX (125°)

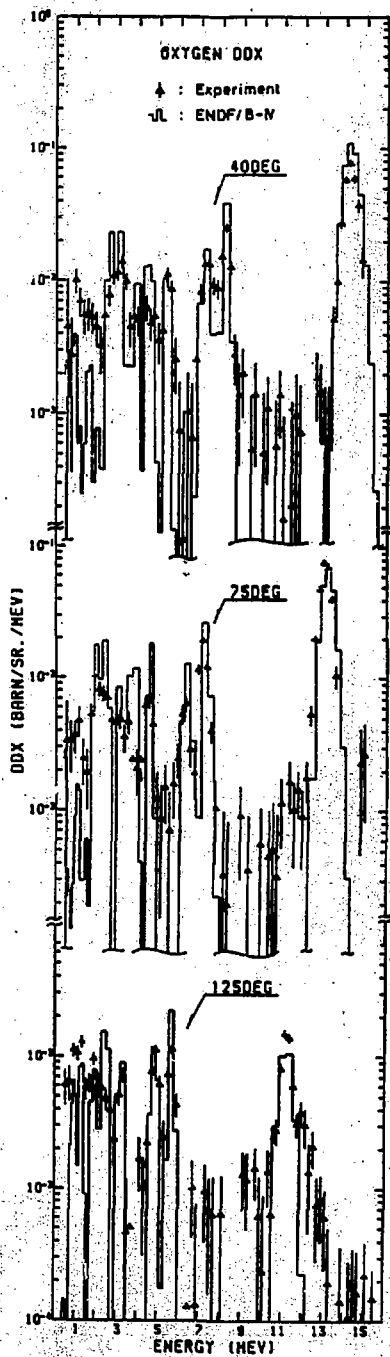


Fig. 3 酸素 DDX

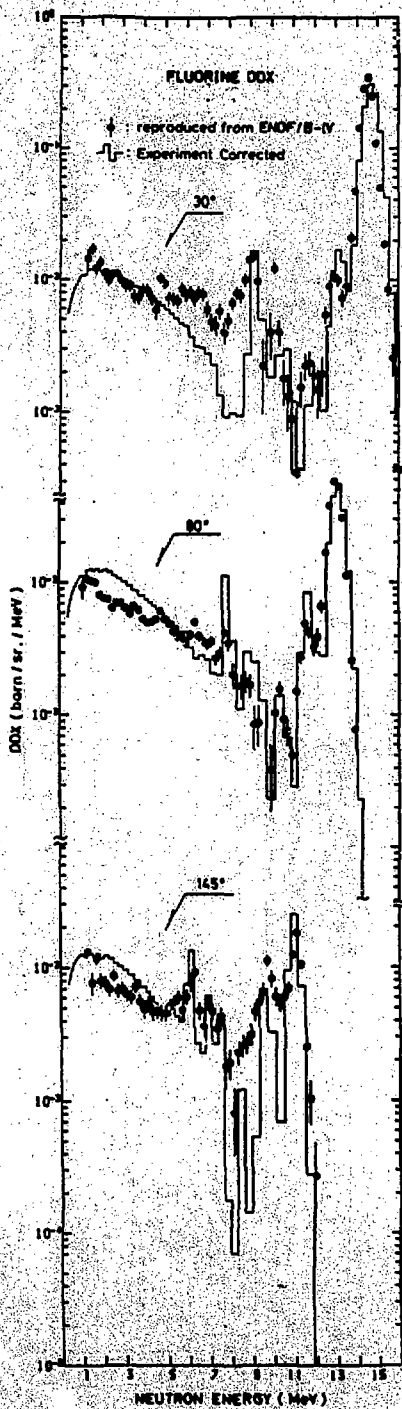


Fig. 4 フッ素 DDX

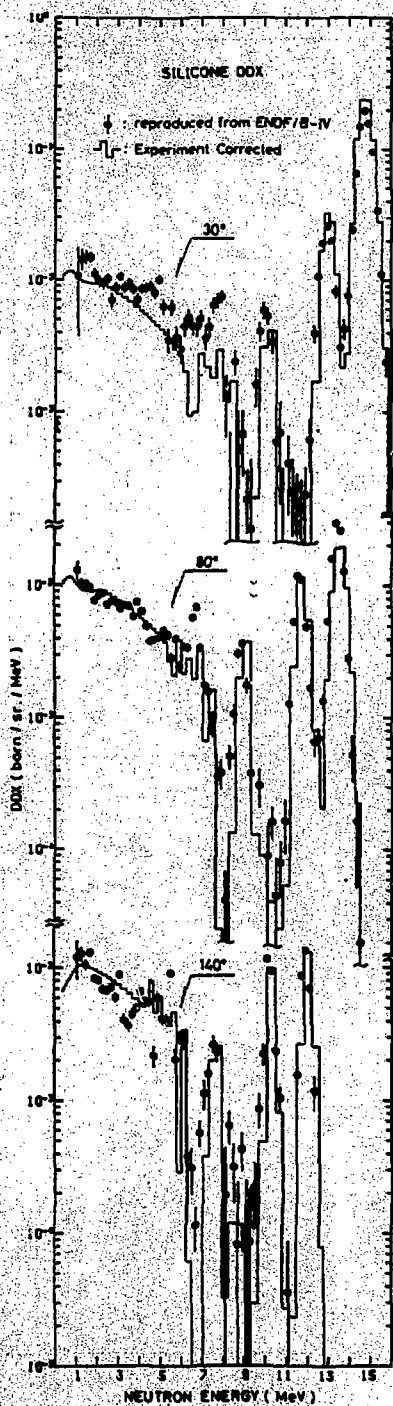


Fig. 5 シリコン DDX

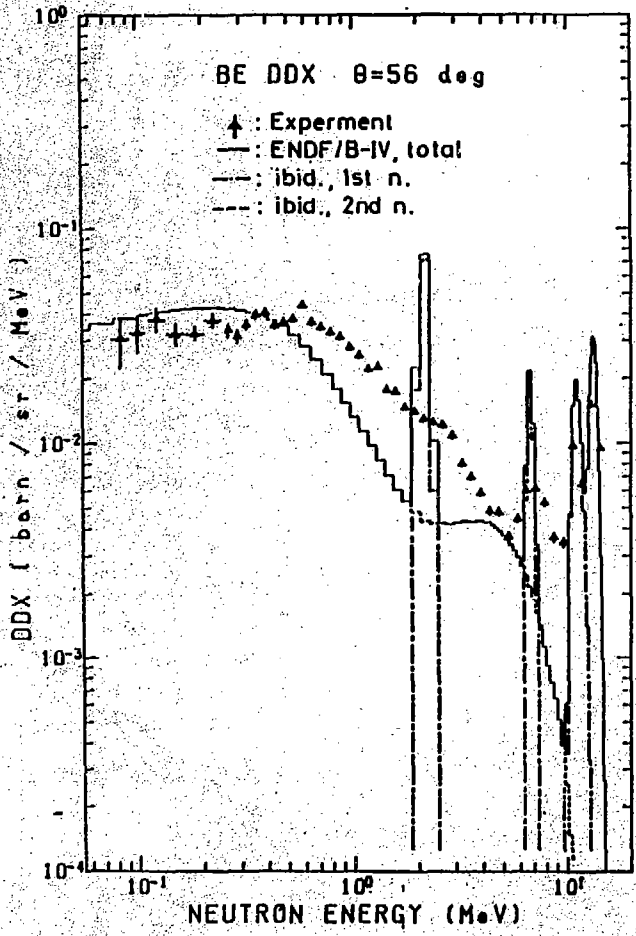


Fig. 6 ベリリウム DDX

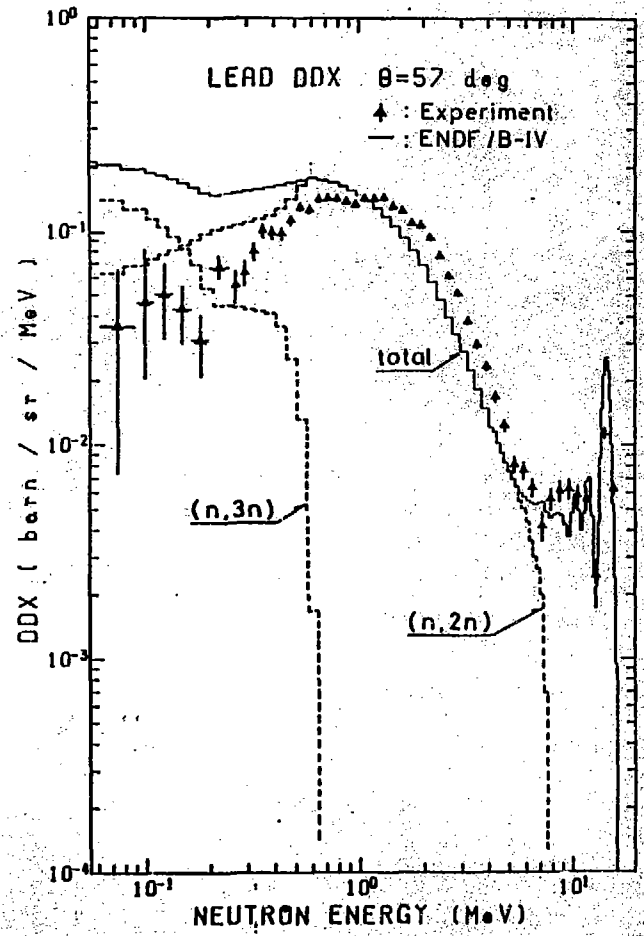


Fig. 7 鉛 DDX

P.18 京大炉ライナックにおける中性子断面積とスペクトルの測定

藤田 薫^{*}, 林 脩平^{*}

京大炉ライナックにおける中性子実験の近況として、次の話題についての報告を行なう：(1) 歴案となっているクロム体系のエネルギースペクトルにおける実験と計算の不一致についての検討、(2) 捕獲断面積測定用 BGO シンチレーターの準備、(3) シリコンフィルターの全断面積。

A Report on the Recent Activities of Neutron Experiments at KURRI-Linac

Yoshiaki, FUJITA^{*} and SHU. A. HAYASHI^{*}

A report is given on the recent activities in neutron experiments at KURRI-Linac by selecting a few topics (i) A pending problem for the energy spectrum in a chromium pile, (ii) Preparation of a BGO scintillator for capture cross section measurements, (iii) Total cross section measurement of Si at the windows.

1. クロム体系における中性子エネルギースペクトル

ライナック-TOF法を用い、種々の原子炉構造材における中性子エネルギースペクトルの測定を行ってきた。比較的最近の成果については、理論解析や断面積積分評価等を併せ、1982年の「アントワープ会議」で総合報告がなされている¹⁾。ここでは、総合報告の時点において、理論計算と実験の不一致が大きかったクロム体系におけるエネルギースペクトルについて、その後の検討結果を簡単に報告する。その詳細は、文献(2)に報告されている。

まず、解析面からのチェックとしてDTF-IVによる解析とVIM³⁾(A continuous energy neutronics and photon transport Monte Carlo code)による解析を行ない、その結果を比較してみた。その比較をFig. 1に示すが、両者はほぼ一致したスペクトルを与え、解析法に問題はなさそうだと結論になった。一方、実験面よりは試料としたクロム中の水分分析を行なってみた。水素の減速能が大きく、微量の混入でも低エネルギー側のスペクトルには相当の影響を与えるものと考えられたからである。結果は88.5 ppmであり、これを取り入れた計算を行ない、その影響を検討した。Fig. 2には水分の影響を考慮していない場合の計算結果と実験結果が比較されており、Fig. 3には水分を考慮した新しい計算との比較がなされている。図より明らかなように、スペクトルはややソフト化され、低エネルギー側での影響は著しく、計算と理論の一致は相当良くなっている。

* 京都大学原子炉実験所, Research Reactor Institute of Kyoto University

2. 捕獲断面積測定用BGOシンチレーターの準備

即発ガンマ線を利用した捕獲断面積の測定においては、動起核からのガンマ線カスケードモードには関係なく、捕獲事象を検出する測定手法を必要とする。このため、従来より大型液体シンチレータータンク型、モクソン・レー型、パルスハイトウェイト型などのガンマ線検出器が用いられてきている。京大伊ライナックにおいても、山室他により、パルスウェイト型検出器として C_6F_6 及び C_6D_6 シンチレーターによる測定技術の開発とこれを用いた捕獲断面積の測定がすすめられてきた。^{4) 5)} これに引き続き、新しい測定法の開発に重点をおいてBGO (ピスマス・ジャーマナイト、 $Bi_4Ge_3O_{12}$) の利用を準備してきている。⁶⁾ ここでは、 4π total energy absorption detector として利用する計画の準備状況を報告する。

BGOは比重が7.13で、NaIの約2倍、有機シンチレーターの約7倍あり、数 μ の容積があれば捕獲ガンマ線の殆んどを吸収出来る。又、NaIほどには中性子に対する感度も大きくはなく、 $B(n, \alpha \gamma)$ の480 keVガンマ線を十分検出出来るので、この反応で中性子束を測定できることなど、捕獲断面積測定に望ましい特性を有している。

現在所有しているBGOは6個に分れており、それぞれに光電子増倍管をつけてFig. 4のように組立て、 4π に近づけようとした。このシンチレーターの中心に各々Au, Ag, Bの試料をセットし、数eVの共鳴中性子による捕獲応答を測定したのがFig. 5である。Au, Agの場合BE (結合エネルギー)の近くにピークが生じているが、全吸収型とするにはさらにBGOを大型化する必要を示している。費用との相談になるが、将来有効体積を半径7.5~10cmの球状体系と同程度にしたいと考えている。B試料については容易に480 keVのガンマ線を測定できることを示している。

見通しを立てるため、各種の簡単化を行なった上、捕獲ガンマ線に対する応答を計算してみた。モンテカルロ計算結果の一例をFig. 6に示す。BGOは半径7.5cmの球状を選び、捕獲ガンマ線スペクトルについては、強度関数についてガンマ線エネルギーの3乗或は5乗の依存性をもたせたうえ温度一定の単位密度によって模擬した。低エネルギーで持ち上っているのは望しくないが、Fig. 5からみると、実際にはもう少し有利な条件にあるのではないかと考えられる。液体シンチレーターと違ってBE近くにピークが生ずるのは、BGOの場合はコンプトン効果だけでなく、光電効果と電子対生成とが、比較的良く効いているためだと説明されよう。

今後の計画としては、大型化をすすめながら、散乱中性子に対する感度の測定と 6Li シールド用いたその対策、分割したシンチレーター間における同時計数の利用などを検討していきたい。

3. フィルター物質の全断面積

シリコンにつき、147と55 keV近傍についてのデータを発表してあったが、⁷⁾ 今度種々の実験上の改良を行ない、再測定を行った。結果は近く発表する予定であるが、測定値を少々改める予定で、断面積極小を示すエネルギーは146, 53.5 keV (± 0.4) となり、それぞれについての断面積値は 0.187 ± 0.006 , 0.265 ± 0.008 パーセントとなっている。長いシリコンフィルターを用いた場合の有効エネルギーは、それぞれ143, 53.5 keVとなる。

References

- 1) Kimura, I., et al.: Proc. International Conf. on Nuclear Cross Sections for Science and Technology, Antwerp, September (1982).
- 2) Hayashi, Shu. A., et al.: Consultant's Meeting on "Evaluated Neutron Cross Section Data for Structural Materials", Vienna, 2-4 November (1983).
- 3) Blomquist, R. N., et al.: ORNL/RS1C-44 (1980).
- 4) Yamamuro, N., et al.: Nucl. Instrum. Methods, 133, 531-536 (1976).
- 5) Yamamuro, N., et al.: J. of Nucl. Sci. Technol., 17 (8), 582-592 (1980).
- 6) Yamamuro, N., et al.: Proc. Japan-U.S. Seminar on Thorium Fuel Reactor, Nara, October 18-22 (1982).
- 7) Kobayashi, K., et al.: Annals of Nucl. Energy, 4, 9, 449-452 (1977).

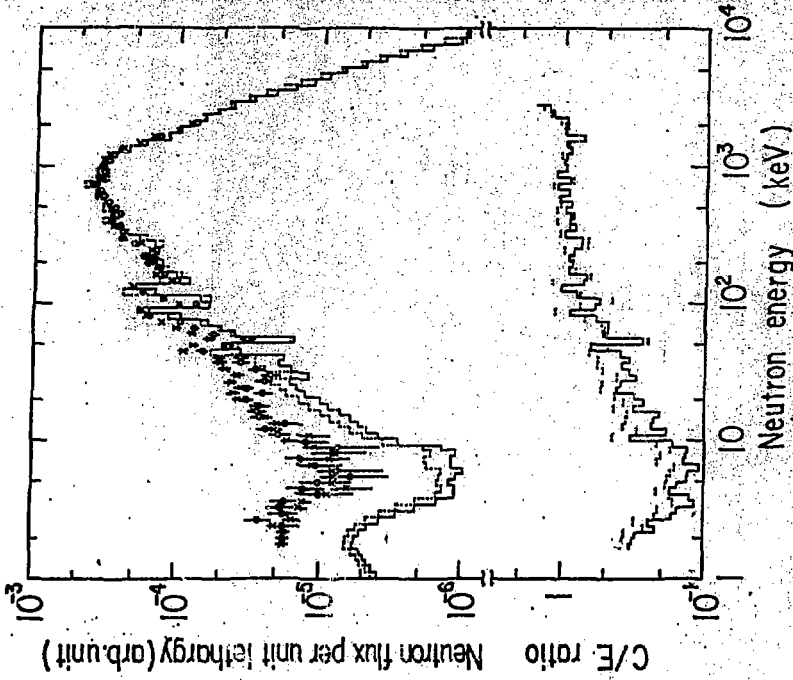


Fig. 2 クロム体系において燃料中水分を考慮する前の計算結果と測定値の比較 (実線は JENDL-2 を破線は ENDF/B-V を用いた ANISN による計算)

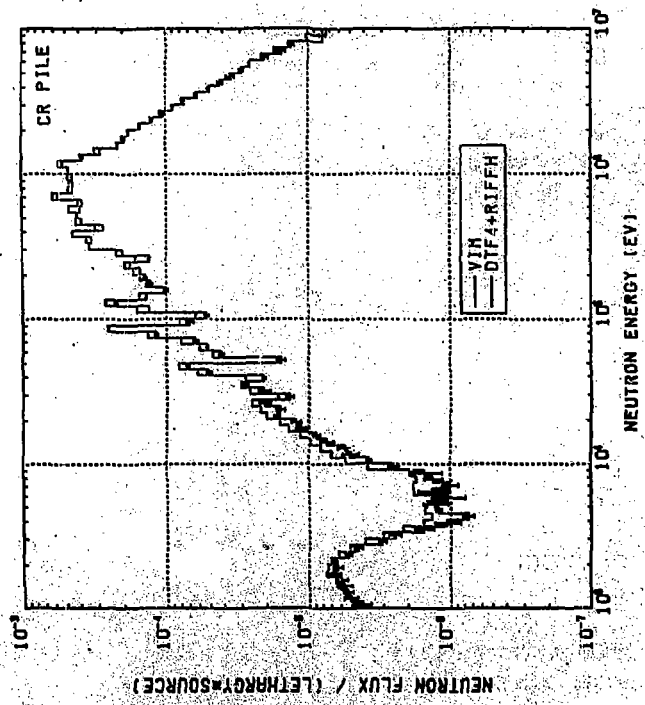


Fig. 1 クロム体系におけるエネルギースペクトルの計算結果の比較 (実線は VIM, 破線は DTF-IV により, いずれも ENDF/B-IV を用いた。)

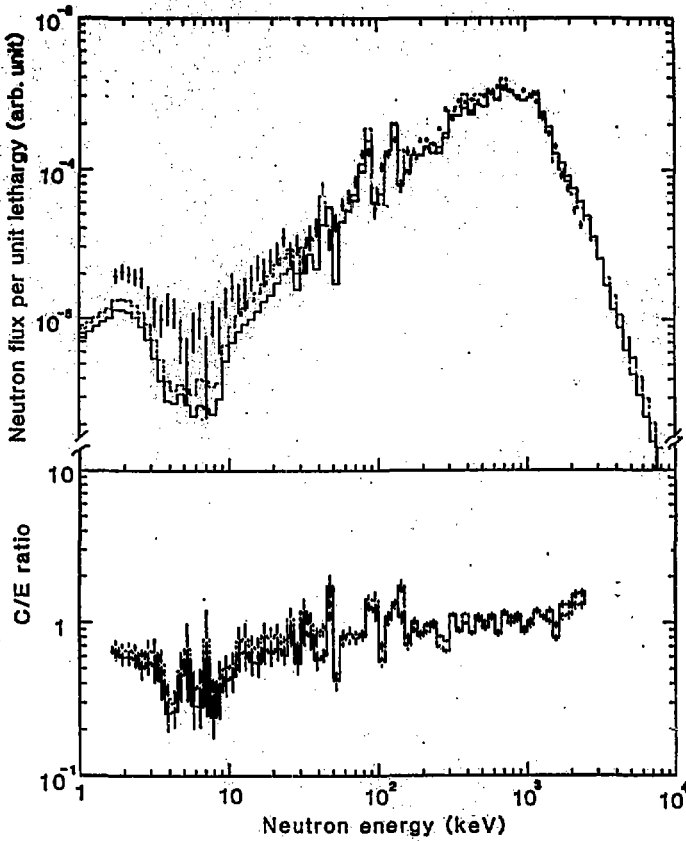


Fig. 3 クロム体系において試料中の水分を考慮した後の計算結果と測定値の比較 (実線は JENDL-2 を破線は ENDF/B-V を用いた ANISN による計算)

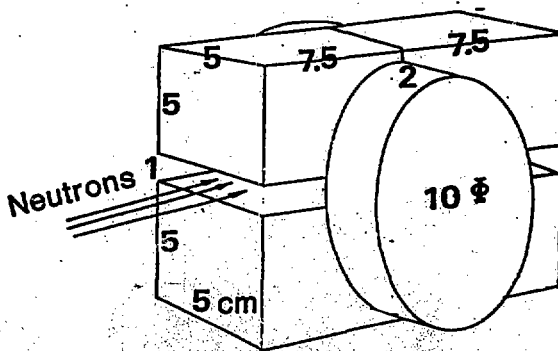


Fig. 4 予備実験に用いた BGO シンチレーター組立て図 (捕獲試料は組立ての中心に位置する)

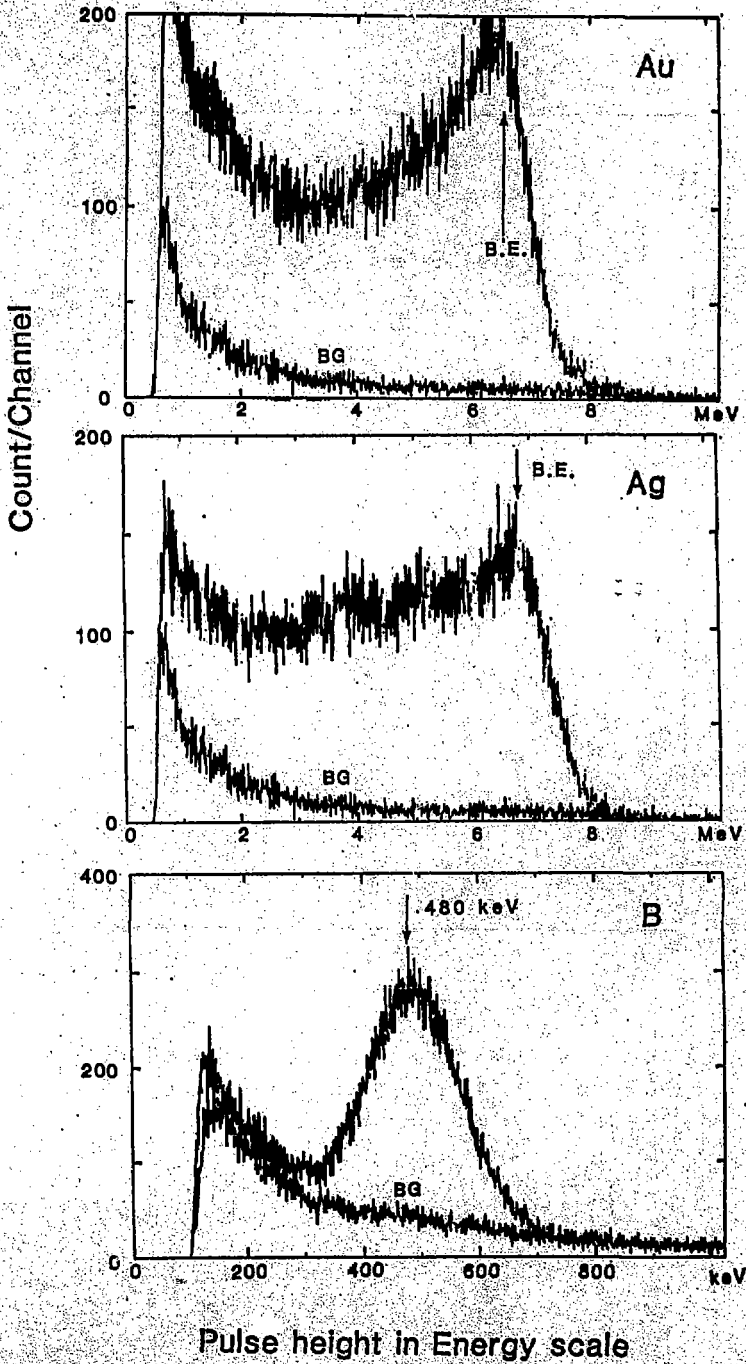


Fig. 5 BGOシンチレーターの Au, Ag, B 試料の中性子捕獲に対する応答の測定 (Fig. 4 の配置により数 eV の共振中性子により測定)

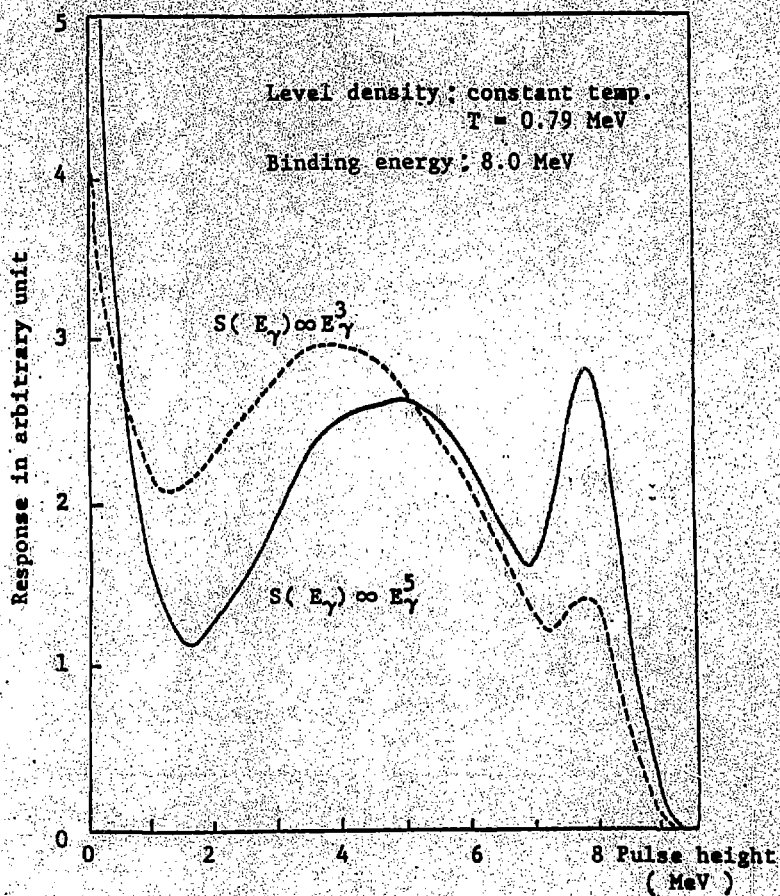


Fig. 6 半径 7.5 cm の BGO の中心で生じた捕獲ガンマ線に対する応答計算
 モンテカルロ法による計算を平滑化してあり、カスケードスペクトルは
 図中に記した条件で計算機生成した。

P.19 大学連合科研費核融合中性子工学グループのベンチマーク実験

福山 一典^{*}, 神田 一隆^{*}, 岩崎 信^{*},
 中沢 正治^{*2}, 井口 哲夫^{*2}, 関本 博^{*3},
 伊藤 只行^{*4}, 兼 和夫^{*5}, 住田 健二^{*6},
 高橋 亮人^{*6}, 山本 淳治^{*6}

昭和58年度から文部省科学研究費でスタートした大学中性子工学グループによる、阪大オクタピアン 14 MeV 中性子源を用いて行われているリチウム球体系についての積分実験について報告する。箔放射化法により中性子源特性和黒鉛球体系内の反応率分布が測定された。40 cm 径のリチウム球体系については、ミニチュア NE-213 における波高分布、5° NE-213 で TOF 法による漏洩中性子のエネルギースペクトルが 70 keV から 15 MeV の範囲にわたって測定されている。

Integral Experiments in 14-Mev

Kazusuke SUGIYAMA^{*}, Kazutaka KANDA^{*}, Shin IWASAKI^{*},
 Masaharu NAKAZAWA^{*2}, Tetsuo IGUCHI^{*2}, Hiroshi SEKIMOTO^{*3},
 Shikoo ITO^{*4}, Kazuo SHIN^{*5}, Kenji SUMITA^{*6},
 Akito TAKAHASHI^{*6} and Junji YAMAMOTO^{*6}

Integral experiment in lithium spherical assembly for 14-MeV neutrons is performed under universities cooperation program supported by the Grant in Aid of the Ministry of Education. This report presents preliminary results on the neutron source characterization and reaction rate distributions in a graphite sphere using an activation foil technique, and leakage neutron spectra from a lithium sphere with miniature NE-213 spectrometers by pulse height unfolding and medium size NE-213 scintillators with time-of-flight techniques for region from 70-KeV to 15-MeV. Measured results are compared with theoretical calculations.

* 東北大学, Tohoku Univ., *2 東京大学, Univ. of Tokyo,
 *3 東工大, Tokyo Inst. of Tech., *4 名大, Nagoya Univ.
 *5 京大, Kyoto Univ., *6 阪大, Osaka Univ.

1. 緒言 (橋山一典)

核融合炉開発にあたって、その核設計の立場から核データの信頼性と中性子・ガンマ線輸送計算の妥当性をチェックするためにベンチマーク実験の必要性が提唱されている¹⁾。D-T炉における核的課題の一つに、ブランケットでのトリチウム生産がある。現在、幾つかの核計算が行われており、トリチウム増殖比は1.0～1.5という値をえている。一方、リチウム体系における積分実験は、海外ではLASL, KFK, JUL, Birminghamで行われており、国内では原研FNSにおけるLi₂O体系についての研究がよく知られている。KFKにおけるLi球体系のベンチマーク実験では、ENDFの評価値が約15%大きすぎるという成果をえている²⁾。また、系内の中性子エネルギーについては、十分精度の高いデータは得られておらず、核計算では殆ど考慮されていないのが現状である。

我国の大学に属する高速中性子核データ研究者は、これまでに、個々に微分データの測定を行い、あるいは構造材についての積分測定を協力して行ってきた。阪大に強中性子源オクタピアンが完成し、上記の海外での積分実験に用いられた中性子源にくらべはるかに強力な性能が発揮されたのを機に、リチウム体系におけるトリチウム増殖のベンチマーク実験を計画し、昭和58年度から文部省科学研究費補助金の交付をえてスタートしたのである。

この大学連合で計画したリチウム体系における積分測定研究の目的は、ブランケット核設計に直接寄与する基本量の測定を、単一物質・単純体系からはじめ、測定値を再現しうる輸送計算手法の検証を確立、さらに、これを基にしてトリチウム増殖比の精度の高い予測を可能とすることにある。このため、測定するものとして、

- 1) トリチウム増殖比
- 2) 体系内のトリチウム生成率分布
- 3) heat deposit 分布
- 4) 体系内の中性子エネルギー分布の位置依存性
- 5) 体系外への漏洩中性子のエネルギー分布

が上げられ、このため

- a) 体系内に配置されたLi₂CO₃ペレットにおける生成トリチウムからのβ線計測(液体シンチレーションカウンタによる)
- b) ⁶Li, ⁷Li を TLD
- c) Mg₂SiO₄ : TbなどのTLD
- d) 箔放射化法による中性子分布
- e) 小型NE-213シンチレータによる体系内中性子測定
- f) 2°および5°NE-213, リチウムガラスシンチレータとTOF法による中性子測定

を実施する。

本研究に用いるリチウム体系は次のようなものである。

- 1) 金属リチウム(ステンレス容器)。2) 球形。3) 漏洩中性子量とトリチウム生成量の予測計算³⁾から半径60cmとする。4) 交付予算額と、複雑体系への拡張性を考慮して、直径40cmの内球と直径120cmの中空球とする(この中空球内に内球が納まるように設計されており、内球を

鉄あるいは鉛などによって構造材付加を模擬しうる)。5) 球体には中性子発生ターゲットとオクタビアンからのビームダクトを挿入する孔のほか、(a)赤道面上で球中心を望むよう(中心から放射状に) 0° 、 45° および 90° のもの、(b)中心から 35 cm の距離で 0° 方向に平行なもの、(c)中心から 23.5 cm の距離でビーム方向に対して 110° のもの、合計 5 本の直径 5 cm の測定孔を設けている。最終的に組み上げる実験配置を Fig. 1 に示しておく。

昭和 58 年度は、中心の直径 40 cm のリチウム充填球の製作と、これからの漏洩中性子のスペクトル測定を行ったが、それに先立って、オクタビアン中性子源特性と黒鉛球(直径 100 cm)内での反応率分布を箔放射化法を用いて測定したので以下に報告する。

References

- 1) 例えば Abdou, M. A., Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology (Antwerp, 1982), p.293, および CONF-760343 (ERDA-76/11) Proc. Magnetic Fusion Energy Blanket and Shield Workshop.
- 2) Bachmann et al., Nucl. Sci. Eng., 67 (1978) 74.
- 3) 高橋亮人ほか, 日本原子力学会 昭和 58 年秋の分科会 (予稿集 E 8).

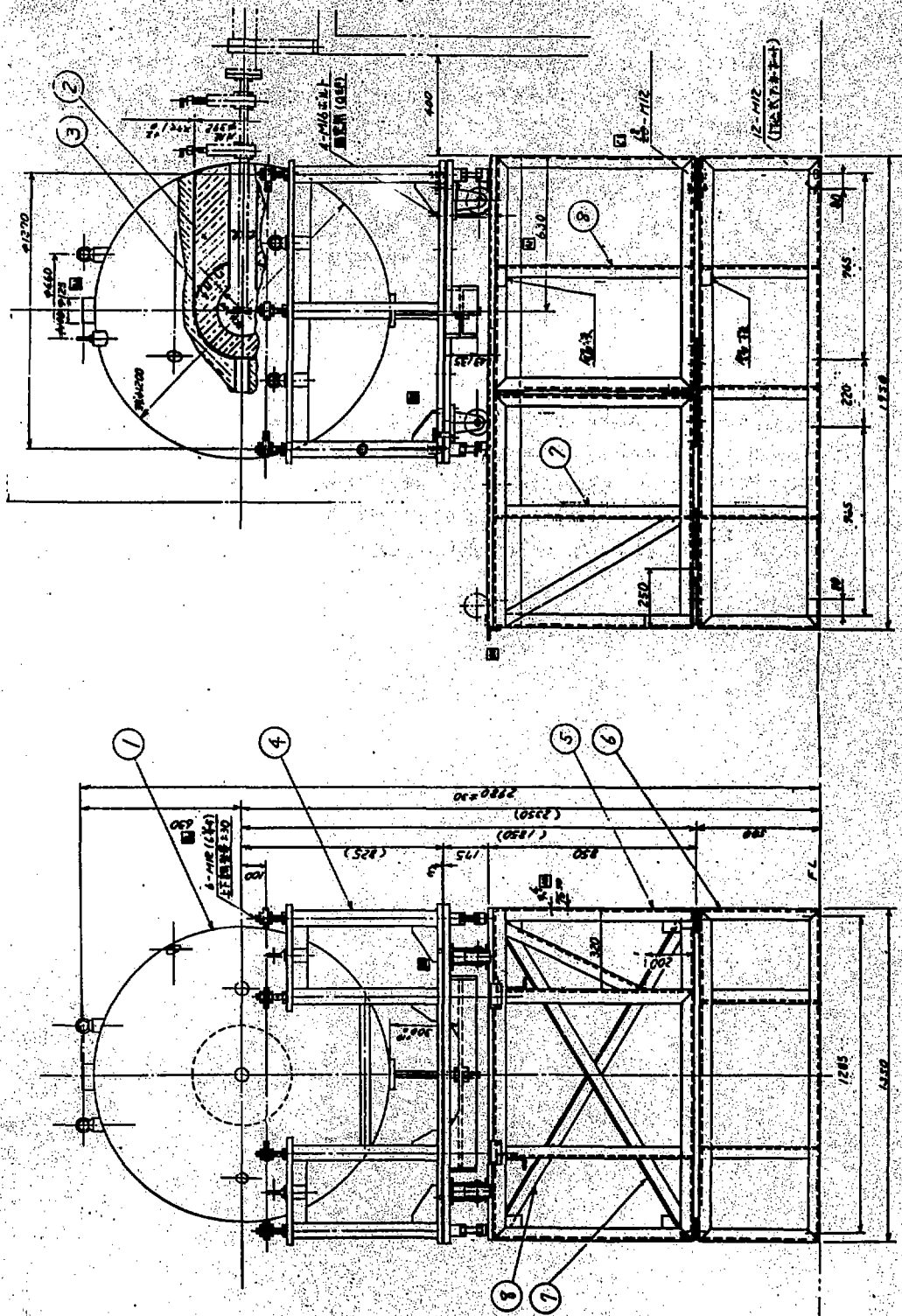


Fig. 1 Ii-ベソチママーグ実験配座図

2. グラファイト球体系における反応率分布の測定

(井口哲夫, 中沢正治)

2.1 昭和59年度に、阪大OKTAVIANで予定されている120cmLi球体系積分ベンチマーク実験に先立って、90cm黒鉛球を対象とした予備実験が行なわれた。今回の実験では、放射化箱法および Li_2CO_3 ペレットによるT生成率測定法の適用性を検討した他、中性子源の強度、エネルギー等の照射場特性の情報を得ることに重点が置かれた。

2.2 実験内容

測定項目と方法の一覧を表1に示す。中性子源特性の評価では、Fig. 2-Aに示されるような配置で、Al, Nb, Zrの放射化箱を照射し、まず、Zr/Nbの反応率比の中性子エネルギー依存性を利用して、平均発生中性子エネルギーを求めた。次に、このエネルギーに対応する放射化箱面積とAl, Nbの反応率から平均中性子束を計算し、全発生中性子量に換算することを試みた。この結果とターゲットアセンブリ前面に取り付けられたNb箱の反応率を結びつけて、体系を設けた場合の中性子発生量モニターとしている。

黒鉛球体系内の反応率分布の測定では、 Li_2CO_3 ペレットを用いたT生成率測定法が、この中性子場で、どの程度適用できるかということを念頭に、幾つかのしきい箱と組み合わせて、Fig. 2-Bに示される配置で行なわれた。

この他に、中性子源および体系内における中性子スペクトルの情報を得るため、多数放射化箱法によるアンフォルディングも試みている。

2.3 実験結果

Fig. 3に、中性子源からの中性子発生量と発生エネルギーの角度依存性を示す。発生エネルギーの評価については、左右ともほぼ対称で、その値も、Dの加速電圧から予測されるエネルギーと一致を示している。発生量に関しても、ほぼ左右対称になることが期待されたが、右45~90°方向で、落ち込みを示した。この原因は、ターゲットアセンブリを構成している冷却水管の一部が、その領域で箱の前面をさえぎっていたためと考えている。これらの結果から、推定される平均中性子発生量は、 9.01×10^{16} (n/4 π ·sec)であったが、現時点では、線源強度の見積り誤差が、10.0%程度になると予想される。Fig. 4に、線源スペクトルの情報として、ターゲットから10cm、70°方向の多数放射化箱法によるアンフォルディング結果を示す。初期スペクトルをGICX40群定数ライブラリを用いたANISN計算で、ターゲットアセンブリと照射室を一次元模擬して与えており、その誤差を50%と大きくとったため、対称正規分布を仮定して負の解を取り除いたNEUPAC-JLOGコードで解析している。

次に、黒鉛球体系内の反応率分布の測定結果をFig. 5に示す。NITRANの計算結果との予備的な比較がなされているが、不一致が大きく、この原因については、現在検討中である。ただし $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の反応率分布に対しては、実験配置から、加速管や冷却水等の影響が考えられ、 $^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応のように熱中性子領域に高い感度をもつ場合、この結果を解釈する際に、自己遮蔽や媒質との振動効果など、十分注意を要すると思われる。Fig. 6は、Fig. 4と同じ手順で、

黒鉛球体系内径方向10 cmの位置の多数放射化法による中性子スペクトルアンフォールディング結果で、7~9 MeV近傍の炭素特有のスペクトル構造を比較的良好に再現している。

2.4 まとめ

今回行った予備実験における放射化反応率およびT生成率の一連のデータ処理を試みた結果、次のような知見とLi球の本実験に対する当面の課題が挙げられる。

- ① 平均 $\sim 10^{11}$ n/secの中性子発生量が、比較的長時間安定して得られるため、120 cm Li球の積分実験においても、放射化反応率、T生成率分布の統計精度の高いデータが期待される。
- ② ただし、中性子発生量の算定については、測定精度をもっと上げるため、校正およびモニタリングの方法の改善を必要とする。
- ③ 反応率分布の測定については、計数効率を少しでもかせぐため、比較的大きな測定素子となる可能性があり、絶対値を出す際に、自己遮蔽効果や幾何学的形状に伴う検出効率の補正等を考慮する必要がある。
- ④ 最後に、中性子照射場特性として、加速管、ターゲットアセンブリ、照射室本体の供試体に及ぼす影響をあらかじめ、定量的に評価しておく必要がある。

Table 1. 測定項目とその方法

A. Source Characterization by Activation Foils' Technique

1. Angular Dependence on Neutron Yield & Energy

Yield: $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$
 Energy: $^{90}\text{Zr}(n, 2n)/^{93}\text{Nb}(n, 2n)$ ratio

2. Monitor Calibration for Total Neutron Yield

Calibration factor to $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$ reaction rate
 on the front surface of the target assembly

3. Source Neutron Spectrum(Spectral Indices)

Unfolding by multi-activation foils
 $^{60}\text{Ni}(n, 2n)$, $^{59}\text{Co}(n, 2n)$, $^{197}\text{Au}(n, 2n)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{50}\text{Ni}(n, p)$,
 $^{56}\text{Fe}(n, p)$, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{115}\text{In}(n, \gamma)$
 using NEUPAC-JLOG code & ENDF/B-V dosimetry file

B. Reaction Rate Distributions in the Graphite Sphere

1. $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ Reaction

Liquid scintillation counting using enrich $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ pellets

2. Induced Activities of Activation Foils

Low energy threshold: $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ (& Cd-ratio)
 High threshold energy: $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$

3. Neutron Energy Spectrum in the Assembly

Unfolding by multi-activation foils
 $^{60}\text{Ni}(n, 2n)$, $^{59}\text{Co}(n, 2n)$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$, $^{197}\text{Au}(n, 2n)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$,
 $^{50}\text{Ni}(n, p)$, $^{56}\text{Fe}(n, p)$, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{115}\text{In}(n, \gamma)$
 using NEUPAC-JLOG code & ENDF/B-V dosimetry file

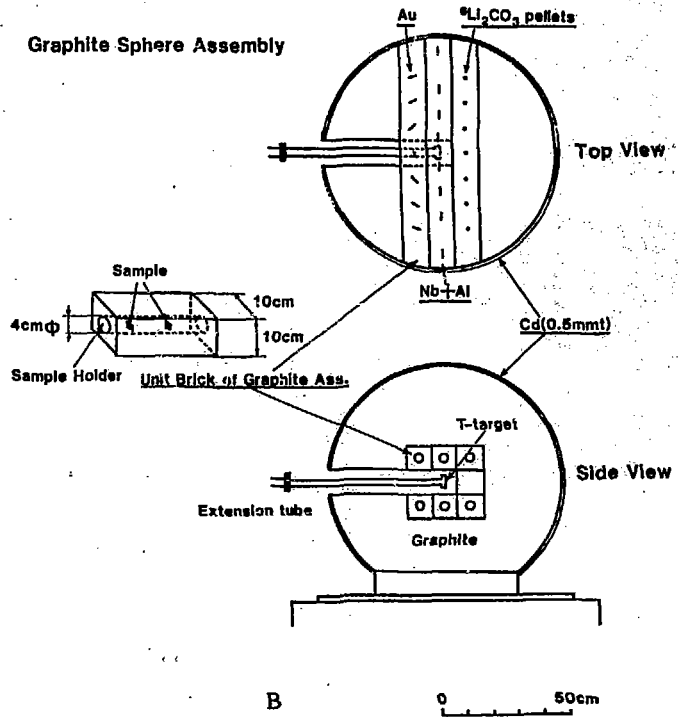
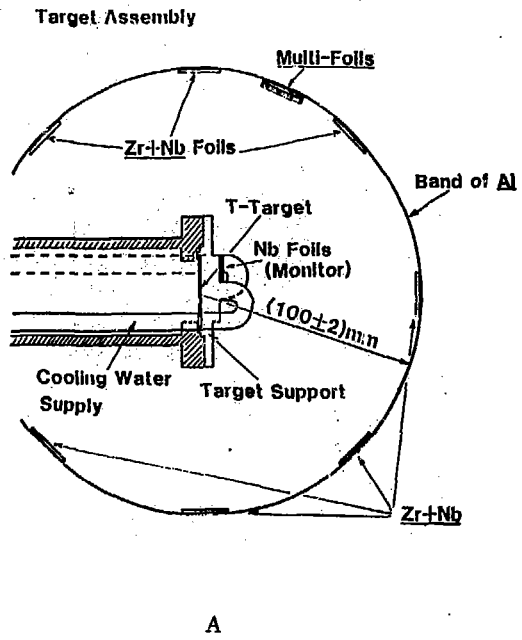


Fig. 2 実験配置

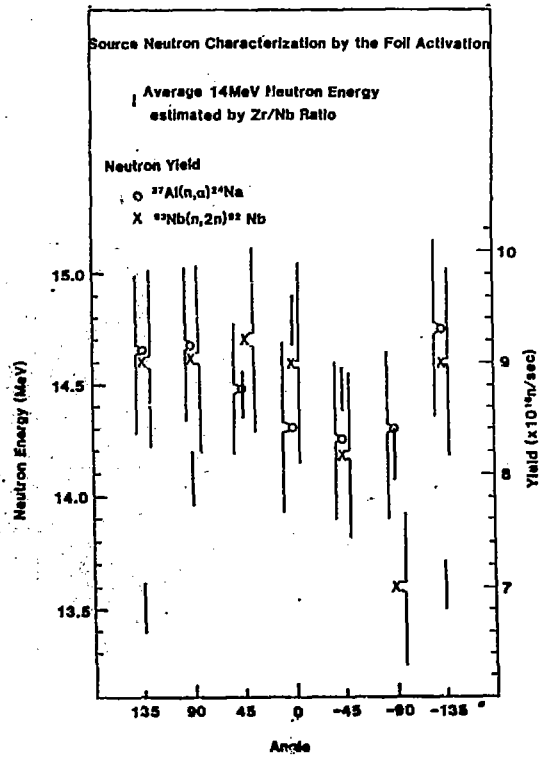


Fig. 3 中性子発生量と発生エネルギーの角度依存性

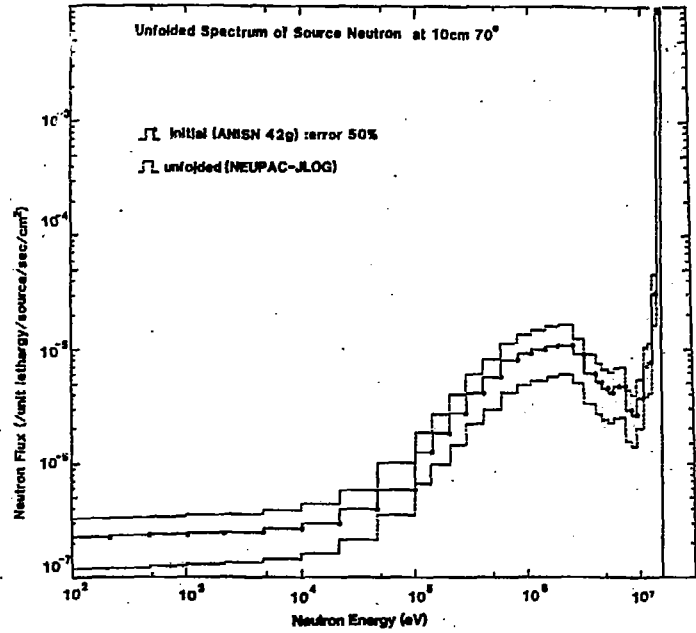


Fig. 4 中性子源スペクトルの多数放射化箔法によるアンフォolding結果

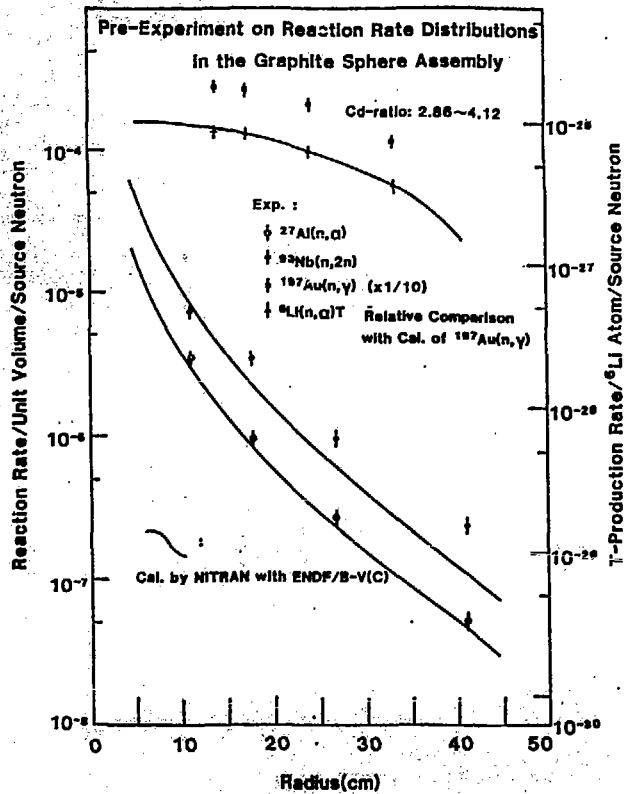


Fig. 5 黒鉛球内反応率分布の予備測定

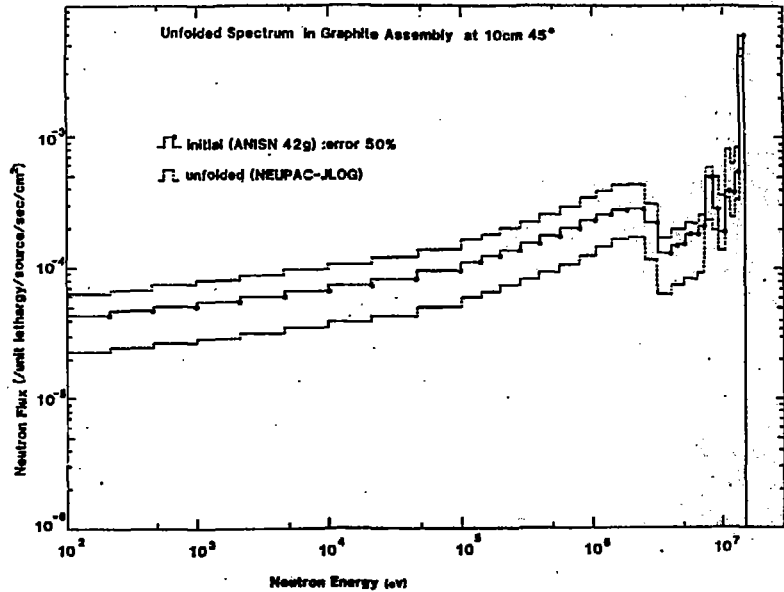


Fig. 6 黒鉛体系内エネルギースペクトルの多数放射化箱法によるアンフォolding結果

3. 小型NE-213シンチレータによる体系内中性子スペクトルの測定 (関本 博, 桑 和夫)

3.1 東工大及び京大で独自の型の小型球型のNE-213中性子スペクトロメータが開発された。東工大のもの(図7)はこの種の実験でよく使用されている光電増倍管を用い、これを体系外に出すために間をライトガイドで結合している。これに対し京大のもの(図8)は最近開発の著しい小型光電増倍管を直接にシンチレータ部に取り付けこのまま体系内に挿入する方式を採用している。東工大の方が集光窓をよく絞った形になっているが、それだけに波高スペクトルも特殊な形となる。今回はさの2つのスペクトロメータを阪大OKTAVIAN 実験室に持ち込み、リチウム及び黒鉛の球体系から漏れてくる中性子スペクトルを測定した。

3.2 漏洩スペクトルの測定

3.2.1 東工大スペクトロメータによるリチウム体系漏洩スペクトルの測定

東工大スペクトロメータでリチウム体系漏洩中性子を測定した際得られた波高-波形の2次元分布を図9に示す。左側が中性子であり、右側がガンマ線である。低波高側でかなり弁別チャンネルが変化していることがわかる。古いシンチレータを使ったのでn- γ 弁別特性が本来のものより悪くなっている。中性子の領域だけ加え合せると図10のような波高分布が得られる。但しこれは応答関数との比較のためにD-T中性子を直接測定したものについて示してある。高波高側の特徴的な形は1で述べた理由による。アンフォールディングは東工大版FORISTを用い平滑化繰り返しを2度行った。結果を図11に示す。ピークのエネルギー位置が高すぎるのはゲインの予働を誤ったためである。このため他にも悪影響が出てあまり信頼のできないスペクトルになっている。

3.2.2 京大スペクトロメータによる黒鉛体系漏洩スペクトルの測定

京大スペクトロメータで黒鉛体系漏洩中性子を測定した際得られた波高-波形の2次元分布を図12に示す。手前がガンマ線であり、奥が中性子である。D-T中性子を直接測定したものと対応する応答関数の比較を図13に示す。高波高側の肩のところでの不一致が目立つが、これは実験で得られたパルスが飽和していた可能性がある。アンフォールディングは京大版FERDOを用いた。結果を図14に示す。先のパルスの飽和の問題があり、かなり振動の激しい結果を得た。

3.3 測定上の問題点

ともかく2種類の異なる小型中性子スペクトロメータを同一の施設に持ち込み測定を開始した。開発を行ってきた施設とは異った場所での測定であり、いくつかの問題点が指摘された。そのいくつかを列挙しておく。

- 各測定毎に標準 γ 線源でゲインを押えておく必要がある。
- 1ゲイン・ランだけでは無理で2ゲイン・ランが必要。(今回は予備実験ということで1ゲイン・ランにした。)
- OKTAVIAN 実験に適した回路系を組む。

- 東工大スペクトロメータではNE-213の詰め替えからやり直す方がよい。(この方法は東工大で確立されている。)
- 京大スペクトロメータではパルスの線形性に注意する。
- なるべく阪大でデータ処理定できるようにする。

今後はこれらの問題点の解決に努力すると共に体系内中性子スペクトルの測定にむけて準備を進める計画である。

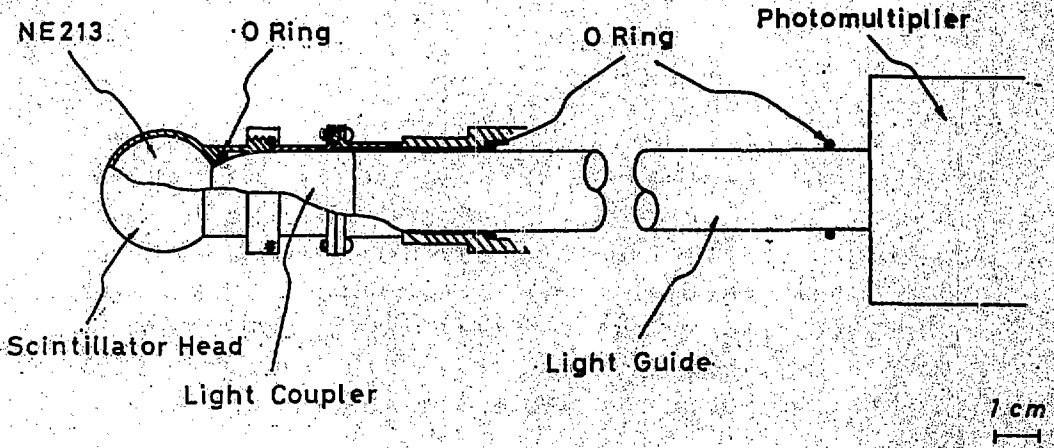


Fig.7 東工大で開発された中性子スペクトロメータ

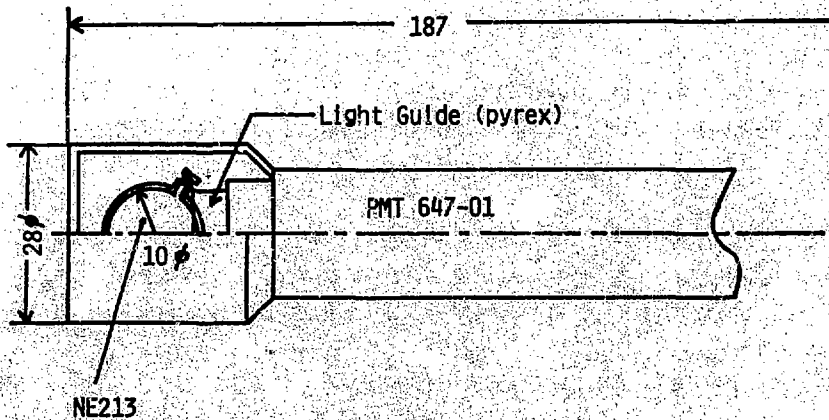


Fig.8 京大で開発された中性子スペクトロメータ

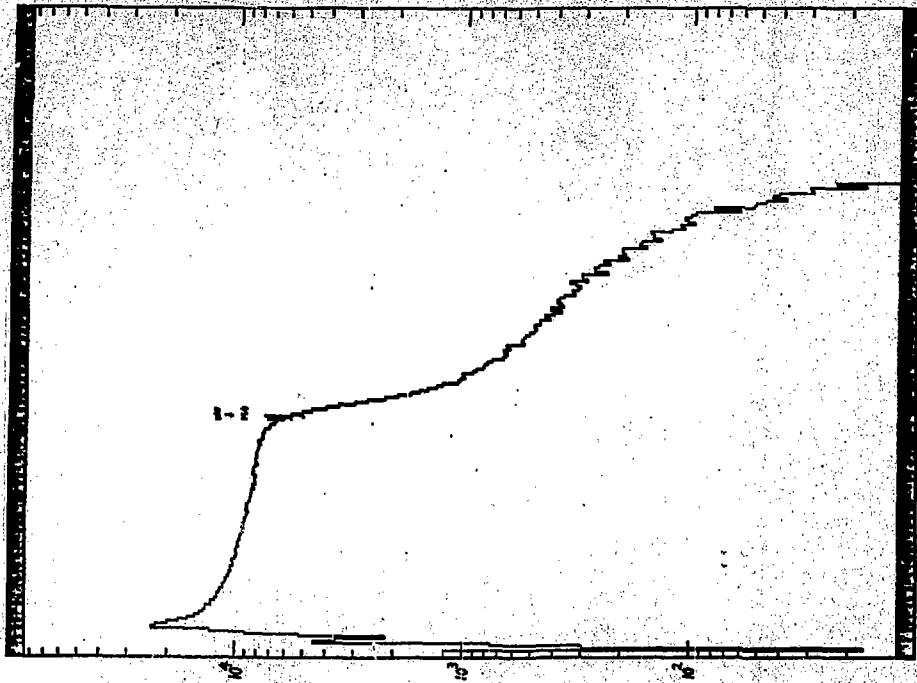


Fig.10 D-T中性子の波高分布

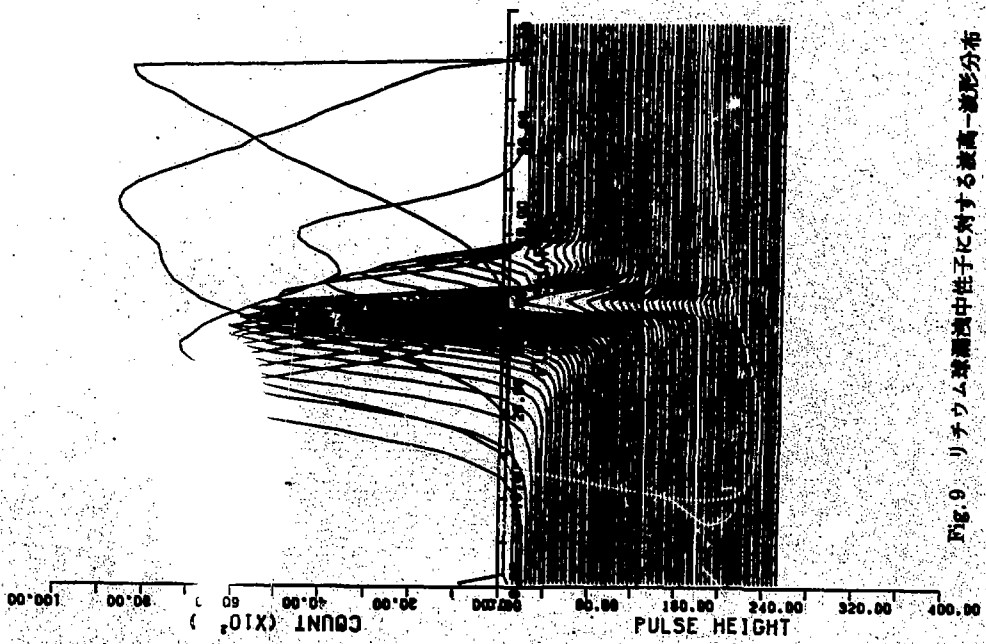


Fig.9 リチウム neutron 中性子に対する波高-波高分布

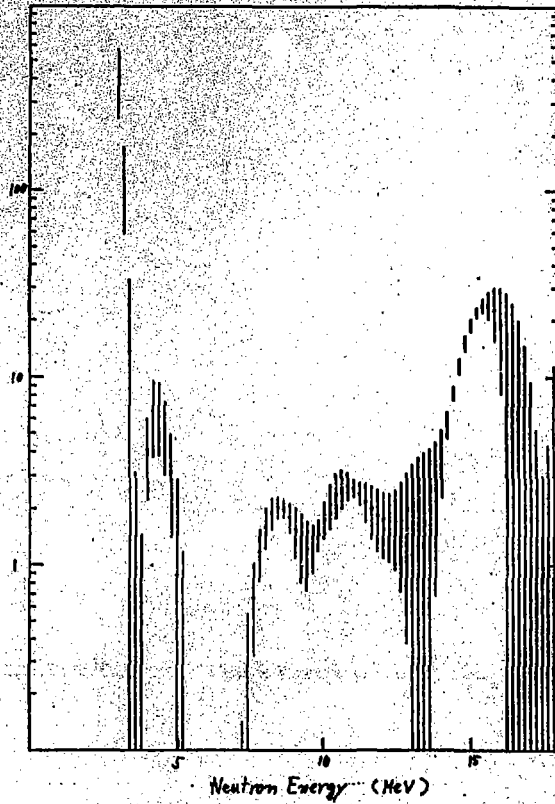


Fig.11 リチウム球体系漏洩中性子スペクトル

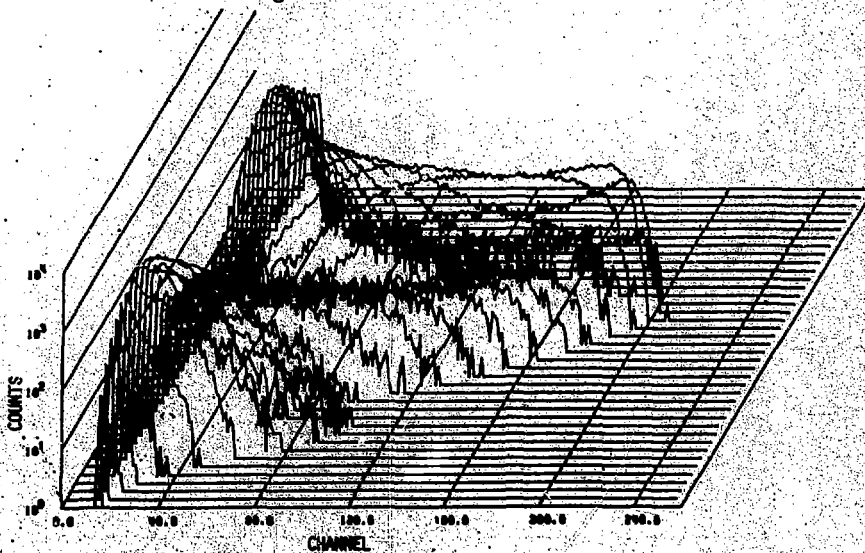


Fig.12 黒鉛球漏洩中性子に対する波高波形分布

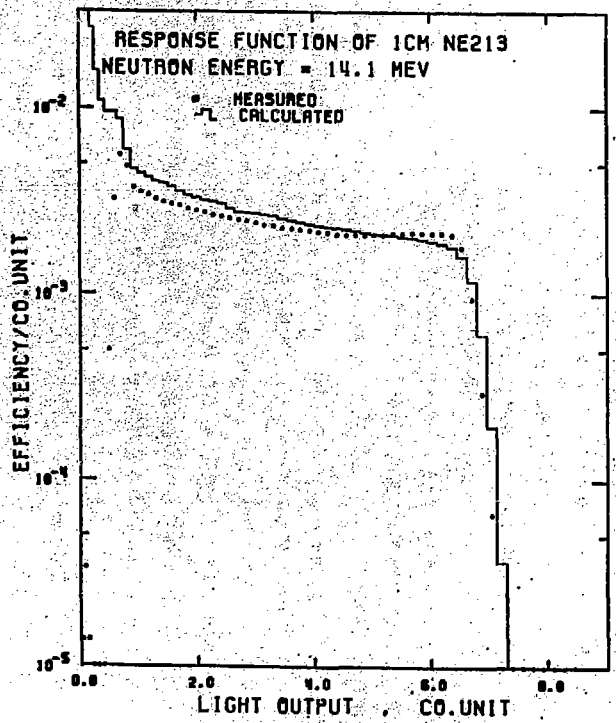


Fig.13 応答関数の比較

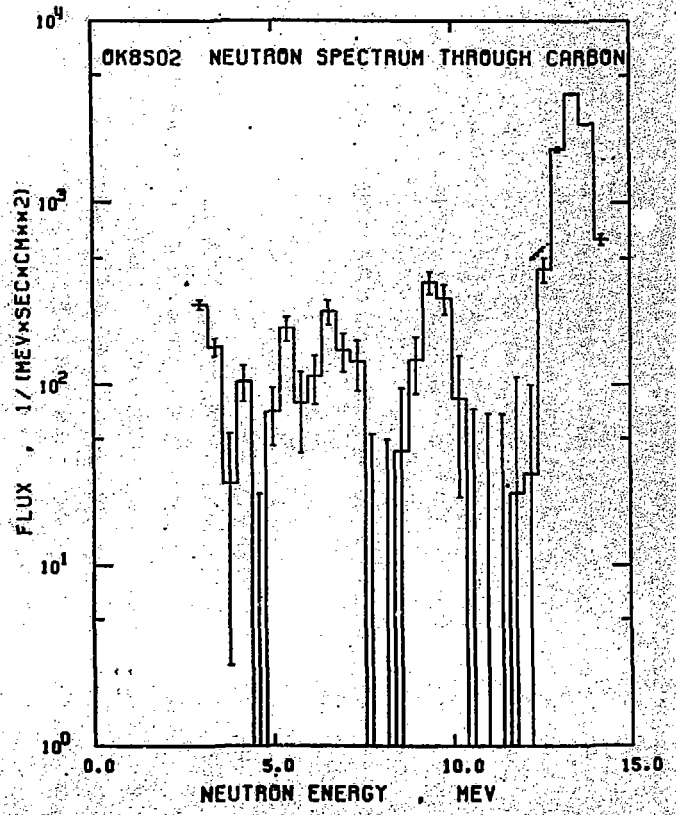


Fig.14 黒鉛球体系測定中性子スペクトル

4. リチウム球体系からの漏洩中性子スペクトルの測定 (山本淳治)

4.1 1983年10月17日より一週間、リチウム球体系からの漏洩中性子エネルギースペクトルの測定を大阪大学強力14 MeV 中性子源 (OKTAVIAN) を用いて行なった。今回は特に、広範囲のエネルギー領域にわたってスペクトルを測定することを目標とした。またこの実験に使用したリチウム球は、トリチウム生成率の測定実験が計画されている大型のリチウム球体系 (Fig.1 を参照) の内部ブロックとして製作された直径 40 cm の小球である。従って今回の実験を大型球による積分実験のための予備実験として考えた場合、解析面では特に ${}^7\text{Li}$ の断面値データの評価あるいは輸送計算モデル化の問題などをエネルギースペクトルの実験値と計算値の比較をとおして検討してみることが重要である。

4.2 TOF 法による中性子エネルギースペクトルの測定

測定体系は Fig.15 に示すように外径 399 mm ϕ 、内径 200 mm ϕ 、肉厚 2 mm のステンレススチール 316 製の球殻容器に封入された天然リチウムである。球中心部にて D-T 中性子を発生させるための中性子源挿入孔 (110 mm ϕ) があけられているので、この容器の内積は 27 m^3 となり 14.1 kg のリチウムが充填されている (充填率 98%)。この体系からの漏洩中性子エネルギースペクトルをオクタビアンパルスラインを利用して中性子飛行時間法 (TOF 法) で測定した。実験配置図を Fig.16 に示す。中性子検出器を設置するための測定孔を今回の測定では 2ヶ所に設けており、オクタビアンビームトランスポートラインに対してそれぞれ 0° と 50° 方向に位置している。各々の測定孔で使った検出器の種類・大きさまた測定エネルギー範囲は Table 2 にまとめられている。TOF 法での測定回路系については、同中性子工学グループが先の科研計画研究「核融合炉ブランケット及び遮蔽体の中性子透過ベンチマーク実験」で利用した測定法¹⁾ と基本的には同じであるので本稿では省略する。ただ今回の測定では中性子-ガンマー線弁別系統の設定に工夫をしている。これは NF 213 液体シンチレータでできる限り低エネルギーまでの測定を行なうためであり、結果的には 15 MeV から 70 keV までの範囲内での測定が可能であった。なおリチウムガラスシンチレータ (5 $\phi \times 1$ 厚) を使ったスペクトル測定さらにはアンフォールディング法による測定も同時に行なっているがその説明は省略する。

この実験では体系からの中性子エネルギースペクトルとして "leakage current spectrum" ($J(E) = \int_0^{\pi} f(R, \mu, E) 2\pi \mu d\mu$, $f(R, \mu, E)$ は球表面 (半径 R) での Angular flux) を測定することになる。またさらにこのスペクトルは、球体系を取り除いたときの D-T 中性子スペクトルを測定することにより、「leakage current/unit energy/source neutron」に規格できる²⁾。発生中性子数の相対モニターは 1 $\phi \times 1.5$ 長の NE 213 で行なっている。この検出器をトリチウムターゲット部分を直視できる位置に置き、TOF 用測定系を構成する。そして時間スペクトルの出力信号のうち 14 MeV 中性子の部分のみをゲートすることによって発生量をモニターとしている。

中性子検出器のエネルギー依存効率は次の 3 種類の測定法³⁾ を利用して決定している。これらの測定はすべて TOF 法で行なえるため、本実験で設定した測定系をそのまま使用できる。

a) 散乱体サンプルを用いた測定 (15 MeV ~ 5.5 MeV)

ポリエチレンリングを使って水系の弾性散乱中性子を測定する。そして弾性散乱の角度微分断面積に規格する。

5) ^{252}Cf 自発核分裂中性子源を用いた測定 (7 MeV ~ 300 keV)

^{252}Cf の核分裂スペクトルを標準として相対効率値を決定する。TOF 測定系のスタート信号として核分裂ガンマ線を利用する以外はすべて本実験と同じである。

c) 黒鉛球を用いたエネルギースペクトル測定 (500 keV ~ 70 keV)

外径 30 cm 厚さ 10 cm の黒鉛球からの漏洩中性子スペクトルを測定し、ENDF/B-IV データを使った輸送計算 (NITRAN コード⁴⁾) との比から効率値を決定する。すなわち B-IV による計算値を標準スペクトルとする。

なお 50° ラインで使用した検出器については、下限エネルギーが約 200 keV であるので (a) と (b) の測定法からその効率を決定している。

0° ラインでの測定結果を Fig. 17 に示す。測定時間は 243 keV 半値幅 3 nsec の重陽子パルスビームを繰り返し周波数 125 kHz で発生させて 1 時間であった。14 MeV でのピーク及び ^7Li の共鳴散乱によるディップ以外には特に顕著な構造はみられない。この小球のリチウム層の厚さは 10 cm であり、一方リチウム層中での 14 MeV 中性子の mean free path は約 15 cm である。従って測定されたエネルギースペクトルは 14 MeV 中性子入射による散乱二次中性子のエネルギー分布の影響を比較的強くうけていると考えられる。14 MeV ピーク以下では $^7\text{Li} (n, n' \alpha) T$ 反応からの二次中性子、数 100 keV 以下では $(n, 2n)$ 反応からの二次中性子の寄与がある⁵⁾。数 MeV から 10 MeV の範囲では ^7Li の第二励起レベル ($Q = -4.63$ MeV) からの非弾性散乱二次中性子が分布している。ただ測定値が角度微分されたエネルギースペクトルであるため、その構造は平板体系の場合ほどにははっきりとしない。

4.3 ENDF/B-IV データを用いた一次元輸送計算との比較

Fig. 17 では一次元輸送計算コード NITRAN で行なった計算結果を実験値と比較している。計算に用いた断面積セットは ENDF/B-IV データから作成した 135 群構造の二重微分型断面積セットである (角度分点数は S_{19})。計算モデルは天然リチウムを S, S-316 (Fe, N, Cr の 3 核種を使用) で囲った一次元球 (殻) 体系である。また体系に入射する中性子源のエネルギースペクトルは 0° ラインでの実測値を使っている。

計算値は全体的には実験値をよく再現している。ただ B-IV では -4.63 MeV レベルの非弾性散乱断面積を離散レベルとして評価していないためこの影響が数 MeV から 10 MeV の不一致として現われている。また共鳴前後では実験値のエネルギー分解能に比べ計算に使用した群構造が粗くなっていることもあり一致は良くない。次に $^7\text{Li} (n, n' \alpha) T$ の反応断面積が B-IV の評価値よりも 15% 程度小さいといわれている問題についてであるが、中性子源挿入孔の影響あるいは D-T Kinematics による発生エネルギー空間分布の影響などの 3 次元効果も含めた検討が必要であり、今のところこの点に関してはまだ言及できない。

4.4 まとめ

今回の実験結果を基にトリチウム生成率測定を中心とした大型リチウム球を使っての積分実験

を想定した場合、エネルギースペクトル測定に関しては広範囲のエネルギー領域にわたり高い精度のデータが十分期待できる。またトリチウム生成率の解析に向けて、断面積の問題あるいは輸送計算での注意点・改良点がこのスペクトル測定データの実験値と計算値の比較を通じて次第に明らかになるであろう。

References

- 1) Yamamoto, J., et al., "Measurement and Analysis of Leakage Neutron Spectra from SS-316, Concrete, Water and Polyethylene Slabs with D-T Neutron Source", Proc. 6-th International Conference on Radiation Shielding, session 4b-9 (1983)
- 2) Takahashi, A., et al., "Measurement of Neutron Multiplication by Lead Shells and Leakage Spectra from Lithium, Graphite and Stainless Steel Slabs", Proc. 12-th Symp. Fusion Technology, Vol. 1, pp.687-692 (1982)
- 3) Takahashi, A., et al., OKTAVIAN Report A-83-03 (1983)
- 4) Takahashi, A., Rusch, D., KFK-2832/I and II (1979)

謝 辞

この実験の遂行にあたり六大学（東北大・東大・東工大・名大・京大・阪大）の各ニュートロニクスグループに所属する学部・大学院生14名の協力があつたことを記し感謝の意を表したい。

Table 2 測定に用いた中性子検出器の種類

	0° Line	50° Line
Flight Path	9.3 m	7.0 m
Detector	Liquid Scinti. NE213(5"φx2") Li Glass KG2L (5"φx1")	Liquid Scinti NE213(2"φx2")
Energy Range	70 KeV ~15 MeV (NE213) 30 KeV ~1 MeV (KG2L)	200 KeV ~ 15 MeV

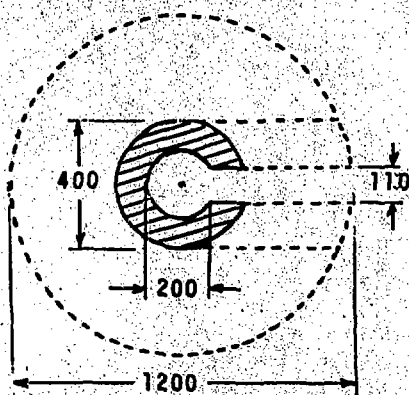
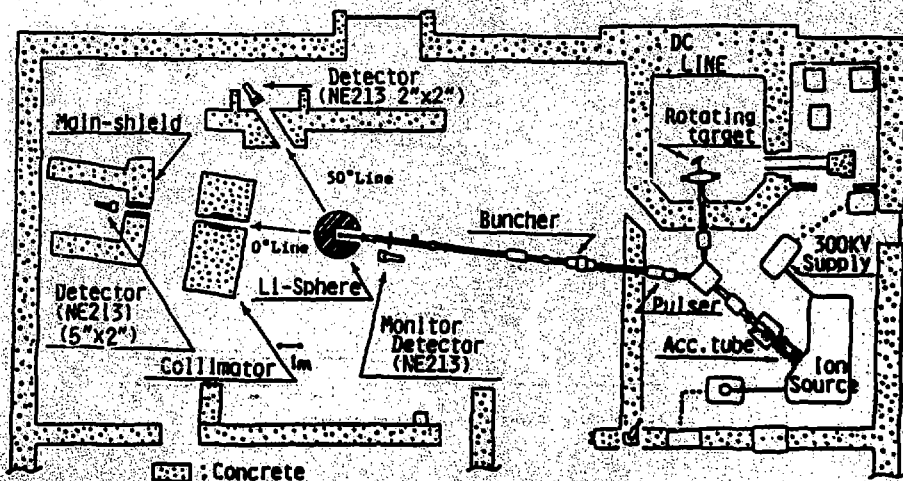


Fig.15 リチウム球体系 (縦線部)



OSAKA UNIVERSITY INTENSE 14 MeV NEUTRON SOURCE FACILITY "OKTAVIAN"

Fig.16 実験配置図

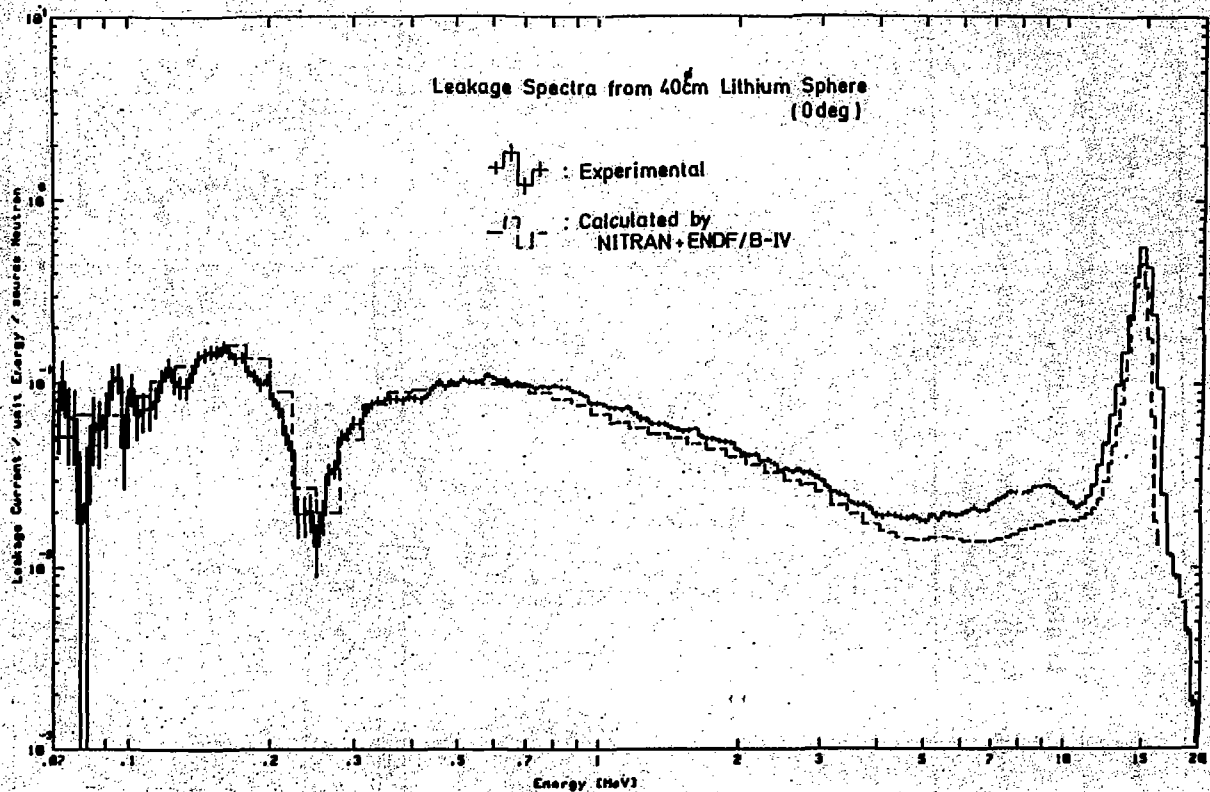


Fig.17 リチウム球からの漏洩中性子エネルギースペクトル