

第3回 中性子断面積研究会報告

1973年7月

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

JAERI レポート

この報告書は、日本原子力研究所で行なわれた研究および技術の成果を研究成果編集委員会の審査を経て、不定期に刊行しているものです。

研究成果編集委員会

委員長 山本 賢三（理事）

委 員

天野 惣（製造部）	野村 末雄（材料試験炉部）
石原 豊秀（東海研究所長付）	原田吉之助（物理部）
磯 康彦（企画室）	平田 実穂（動力炉開発管理室）
大西 寛（原子炉化学部）	深沢 邦武（研究炉管理部）
小幡 行雄（物理部）	堀田 寛（高崎研・研究部）
桂木 学（原子炉工学部）	三井田純一（原子炉工学部）
菊池 武雄（燃料工学部）	山崎彌三郎（原子炉工学部）
柴田 長夫（技術情報部）	

入手（資料交換による）、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこみください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会情報サービス事業部（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 Report

Published by the Japan Atomic Energy Research Institute

Board of Editors

Kenzo Yamamoto (Chief Editor)

Hiroshi Amano Kunitake Fukasawa Kichinosuke Harada Mitsuho Hirata
Hiroshi Hotta Toyohide Ishihara Yasuhiko Iso Satoru Katsuragi
Takeo Kikuchi Junichi Miita Sueo Nomura Yukio Obata
Hiroshi Onishi Nagao Shibata Yasaburo Yamazaki

Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to the Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Nakagun, Ibaraki-ken, Japan.

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 三美印刷株式会社

第3回 中性子断面積研究会報告

日本原子力研究所 シグマ研究委員会

(1973年3月9日受理)

要 旨

第3回中性子断面積研究会が昭和47年11月9, 10, 11日の3日間、日本原子力研究所東海研究所において行なわれた。今回はシグマ研究委員会で現在実施している研究内容、すなわち 1) 核データの評価 2) 炉定数の評価についての報告および討論が行なわれると共に、 3) 国内の関連研究機関における核データの測定と解析についても研究報告が行なわれた。本報告書はこれらの講演をまとめたものである。

プログラム委員会：更田豊治郎、五十嵐信一、神田幸則、桂木 学、松延広幸、中嶋龍三、西村和明、
坂田 肇、田中茂也、山室信弘
編集者：西村和明

Proceedings of the 3rd Seminar on Neutron Cross Sections

Japanese Nuclear Data Committee
Japan Atomic Energy Research Institute

(Received 9 March 1973)

Summary

The 3rd Seminar on Neutron Cross Sections was held at the Tokai Research Establishment of the Japan Atomic Energy Research Institute on 9-11 November, 1972, and about eighty scientists participated in the Seminar. The Seminar was devoted to report and discuss not only about 1) evaluation of nuclear data and 2) evaluation of reactor constants, which have recently been performed in Japanese Nuclear Data Committee, but also about 3) measurements and analyses of nuclear data which were contributed from the domestic organizations. The proceedings contain the texts of the talks reported at this Seminar.

Programme committee : T. Fuketa, S. Igarasi, Y. Kanda, S. Katsuragi, H. Matsunobu,
R. Nakasima, K. Nishimura, H. Sakata, S. Tanaka, N. Yamamuro.
Editor : K. Nishimura

目 次

第1部 核データの評価

(座長: 中嶋龍三)

1.1 ^{235}U の評価・1 (^{235}U の核データの現状と評価法)	松 延 広 幸..... 1
1.2 $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ および $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ 断面積の実験データと評価の現状	神 田 幸 則..... 13
1.3 ^{239}Pu の高速中性子断面積の現状	川 合 将 義..... 25
1.4 ^{240}Pu の高速中性子断面積	村 田 徹..... 36

(座長: 飯島俊吾)

1.5 核分裂生成物核種の断面積について	
----------------------	--

五十嵐信一・川合将義・中川庸雄・末広忠輔・村田 徹..... 41

1.6 ^{235}U の核分裂断面積 σ_f のレビュー	西 村 和 明..... 64
---	-----------------

第2部 炉定数の評価

(座長: 後藤頼男)

2.1 トリウム系の実験解析	
----------------	--

西原 宏・金沢 哲・三木一克・木村逸郎・林 倭平・小林捷平・山本修二..... 79

2.2 鉄の弾性散乱除去断面積について	山 室 信 弘..... 88
---------------------	-----------------

2.3 高速炉における中性子スペクトル実験の重要性について (Th 系の実験解析・コメント 2)	
--	--

飯島 勉・白方敬章・向山武彦..... 91

(座長: 桂木 学)

2.4 積分測定値による核断面積データの修正の現状	
---------------------------	--

黒 井 英 雄..... 97

2.5 高速炉用 FP 炉定数	
-----------------	--

大 竹 巍..... 102

第3部 測定と解析

(座長: 五十嵐信一)

3.1 Hauser-Feshbach 理論の修正について	河 合 光 路..... 105
-------------------------------	------------------

3.2 結合チャンネル理論による高速中性子散乱の解析	田 中 茂 也..... 106
----------------------------	------------------

(座長: 更田豊治郎)

3.3 原研リニアックによる中性子断面積の測定	水 本 元 治..... 117
-------------------------	------------------

3.4 京大炉 LINAC による中性子断面積測定	藤 田 黒 順..... 127
---------------------------	------------------

3.5 原研 5.5 MV VdG による中性子断面積	山 内 良 磨..... 131
-----------------------------	------------------

(座長: 片瀬 彰)

3.6 水素同位核による 14.1 MeV 中性子の弾性および非弾性散乱断面積	白 土 鉢 二..... 139
---	------------------

3.7 14 MeV 中性子による (n, γ) 反応	北 沢 日出男..... 150
---	------------------

3.8 14 MeV 中性子の散乱	的 場 優..... 157
-------------------	----------------

第4部 トピックスおよびリマークス

(座長: 塚田甲子男)

4.1 Budapest 学会の報告	中 嶋 龍 三..... 165
--------------------	------------------

4.2 $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ における荷電分布幅 σ の質量数依存性	瑞慶覧 篤..... 170
---	----------------

(座長: 弘田実彌)

4.3 常陽モックアップ実験の解析	
-------------------	--

飯島俊吾・飯田正明・川合将義・山本宗也・吉田 正・佐野純一..... 183

4.4 JAERI Fast Set を用いた FCA-V-2 実験解析	桂木 学..... 195
--------------------------------------	---------------

Concluding Remarks	
--------------------	--

百 田 光 雄..... 198

Contents

1. Evaluation of Nuclear Data	
1.1 Evaluation of uranium-235 (The present status of nuclear data on ^{235}U and a method of evaluation)	Hiroyuki MATSUNOBU..... 1
1.2 Status of experimental data and evaluations of cross sections for ^{238}U (n, γ) and ^{238}U (n, n') reactions	Yukinori KANDA..... 13
1.3 Recent status of fast neutron cross sections of Pu-239	Masayoshi KAWAI..... 25
1.4 Fast neutron cross sections of ^{240}Pu	Toru MURATA..... 36
1.5 Cross sections of the fission product nuclei Tsuneo NAKAGAWA, Tadasuke SUEHIRO and Toru MURATA..... 41	Sin-iti IGARASI, Masayoshi KAWAI, Tsuneo NAKAGAWA, Tadasuke SUEHIRO and Toru MURATA..... 41
1.6 Review on the fission cross section of ^{235}U	Kazuaki NISHIMURA..... 64
2. Evaluation of Reactor Constants	
2.1 Measurement and analysis of energy and space distribution of neutrons in a thoria assembly Hiroshi NISHIHARA, Satoshi KANAZAWA, Kazuyoshi MIKI, Itsuro KIMURA, Katsuhei KOBAYASHI, Shu A. HAYASHI and Shuji YAMAMOTO..... 79	
2.2 Elastic scattering removal cross section of iron	Nobuhiro YAMAMURO..... 88
2.3 A role of spectrum measurement in fast assembly Tsutomu IJIMA, Keisho SHIRAKATA and Takehiko MUKAIYAMA..... 91	
2.4 Adjustment of cross section data by using integral data	Hideo KUROI..... 97
2.5 Fission product cross sections in fast reactors	Iwao OTAKE..... 102
3. Measurements and Analyses	
3.1 A modification of Hauser-Feshbach theory	Mitsuji KAWAI..... 105
3.2 Analysis of fast neutron scattering using the coupled-channels theory Shigeya TANAKA..... 106	
3.3 Neutron capture measurements at the JAERI LINAC	Motoharu MIZUMOTO..... 117
3.4 Power-up of the Electron Linac at Research Reactor Institute of Kyoto University and plans of neutron cross section measurements Yoshiaki FUJITA..... 127	
3.5 Elastic and inelastic scattering of 21.5 MeV neutrons from ^{12}C Yoshimaro YAMANOUTI..... 131	
3.6 Elastic and inelastic scattering cross sections of 14.1 MeV neutrons by hydrogen isotopes Shoji SHIRATO..... 139	
3.7 Radiative capture of 14 MeV neutrons by nuclei Hideo KITAZAWA..... 150	
3.8 Scattering of 14 MeV neutrons Masaru MATOBA..... 157	
4. Topics and Remarks	
4.1 Report on Budapest conference	Ryuzo NAKASIMA..... 165
4.2 Mass number dependence of charge dispersion σ in ^{235}U (n_{th}, f)	Atsushi ZUKERAN..... 170
4.3 Analysis of "JOYO" mockup experiments on FCA Shungo IJIMA, Masaaki IIDA, Masayoshi KAWAI, Munenari YAMAMOTO, Tadashi YOSHIDA and Junichi SANO..... 183	
4.4 Analyses of FCA-V-2 experiments using the JAERI Fast Set Concluding Remarks	Satoru KATSURAGI..... 195 Teruo MOMOTA..... 198

第1部

核データの評価

(座長：中嶋龍三，飯島俊吾)

Session 1

Evaluation of Nuclear Data

(Chairman : Ryuzo NAKASIMA, Shungo IIJIMA)

1.1 ^{235}U の評価・1 (^{235}U の核データの現状と評価法)

松 延 廣 幸[†]

本報告はシグマ研究委員会核データ専門部会の核データ評価ワーキンググループにおいて実施中の高速炉用核データの評価作業の一環として行なっている ^{235}U に関する核データ評価の中間報告である。

今回の評価作業は重い核に関するワーキンググループが収集したデータに基づいて行なわれており、この収集されたデータは、BNL-325 2nd Edition の Supplements が発行された 1965 年以降に測定された新しいデータが大部分を占めている。

本報告の第 2 節において、これら収集したデータ ($\sigma_t, \sigma_f, \sigma_{n\gamma}, \alpha, \nu, \sigma_{el}$ および σ_{in}) の現状を紹介し、かつ評価の観点から問題点を摘出する。

特に、2~6 MeV の領域に見られる全断面積の systematic discrepancy や、1~100 keV の領域における核分裂断面積および α 値の大きな分散は、今回の評価作業を進める上に最も解決困難な問題となっている。また、弾性および非弾性散乱断面積については、データが極めて乏しく、したがってこれらの断面積を独立して正確に評価する事は不可能に近い。

第 3 節においては、今回の評価作業を進めるための基本方針と、実際に測定された核データから評価値を求めるための計算法を、核分裂断面積を例にとって説明する。

Evaluation of Uranium-235 · 1 (The present status of nuclear data on ^{235}U and a method of evaluation)

Hiroyuki MATSUNOBUT[†]

This is an interim report of the evaluation work on nuclear data of ^{235}U in the energy range from 1 keV to 15 MeV, which is a part of the works of "Nuclear Data Evaluation Sub-working Group" in JNDC (Japanese Nuclear Data Committee). At present, this evaluation work on ^{235}U is based on the data compiled by the other sub-working group in JNDC. These compiled data mostly consist of new data measured after 1965.

In Section 2 of this report, the status of the compiled nuclear data ($\sigma_t, \sigma_f, \sigma_{n\gamma}, \alpha, \nu, \sigma_{el}$ and σ_{in}) of ^{235}U is presented, and some problems are picked up in view of evaluation.

Especially, systematic discrepancies of total cross sections in the energy range from 2 to 6 MeV, and large differences of fission cross sections and α -values in the energy range from 1 to 100 keV are knotty problems in this evaluation work. In the case of elastic and inelastic scattering cross sections, the data are too poor to perform exact evaluation.

In Section 3, a fundamental criterion to perform this evaluation work, and a method of calculation to obtain the evaluated values of nuclear data are explained using an example of fission cross section.

シグマワーキンググループ”において、現在実施中の核データ評価作業の中間報告である。

今回の評価作業の対象としている核データは、“重い核ワーキンググループ”* が重い核 (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ,

1. まえがき

本報告は高速炉用核データの評価を目的として、シグマ研究委員会核データ専門部会の“核データ評価ワーキ

* シグマ委員会核データ専門部会のワーキンググループとして、1965 年以降の測定データを収集し、編集することを目的として編成された。

^{240}Pu , ^{241}Pu)の核データレビューを目的として、1971年3月までに収集した 1 keV~15 MeV 領域の核データ (σ_t , $\sigma_{n\gamma}$, α , ν , η), および“弾性・非弾性散乱ワーキンググループ”が1970年にまとめた Pu と U の核データ¹⁾ (σ_{el} , σ_{in}) が主体となっており、年代的には BNL-325 2nd Edition, Supplements が発行された 1965 年から 1971 年の Knoxville Conference までのデータが大部分を占めている。

収集された ^{235}U のデータを反応別に分類すると、 σ_t に関するデータが最も多く (33 件), 次いで α (16 件), ν (15 件), $\sigma_{n\gamma}$ (10 件), σ_{el} (8 件) の順となっており、また、弾性および非弾性散乱断面積に関しては意外にデータが乏しく、 σ_{el} が 4 件, σ_{in} は僅かに 2 件を数えるのみである。

本報告においては、収集されたこれらの核データの現状を紹介し、かつ評価を行なうまでの問題点を摘出するとともに、現在進行中の評価作業の基本方針について述べたいと思う。

2. ^{235}U の核データの現状と問題点

2.1 全断面積

^{235}U の全断面積について今回収集されたデータは、まえがきで述べたごとく 10 件であり、年代的には 1963 年

から 1971 年に亘っているが、その中にはデータがグラフのみで与えられているものもあり、数値データとして評価に利用できるものは 8 件しかない。したがって相互比較をする上で、数にやや不足がある事と、かつ 1963 年以前のデータとの関連を調べるために、原研の NESTOR* に格納されている古いデータ (1952~1961) 6 件を加えて、今回の評価作業の参考データとした。

1963 年以降の新しいデータを、中性子エネルギーが 1 keV~15 MeV の領域でプロットしたグラフを Fig. 1 に示す。これらのデータはすべて中性子透過法を用いて測定されたものであり、Fig. 1 を見る限りにおいてはデータはかなりコンパクトにまとまっており、データ間の不一致は少ないようと思われる。しかしこれらのデータをさらに拡大してプロットしてみると、各データはかなり分散していると同時に、各データの間には systematic discrepancy が在る事が判る。また、各データとも中性子エネルギーの resolution, 断面積測定精度、および中性子多重散乱の補正等の点でそれぞれ差異があり、データの質という点から見ても、これらのデータを同一視する事はできない。

次に図は示していないが、収集したデータをもう少し狭いエネルギー領域で区切ってデータ相互の検討をしてみよう。まず 1~100 keV の領域で眺めてみると、この領域全体に亘って存在するのが Uttley et al.²⁾ (1963 and

* 測定データの格納、検索システムの名称で、このシステムは原研核データ研の中川氏が中心となり、核データ専門部会の核データ検索システムワーキンググループで整備された。

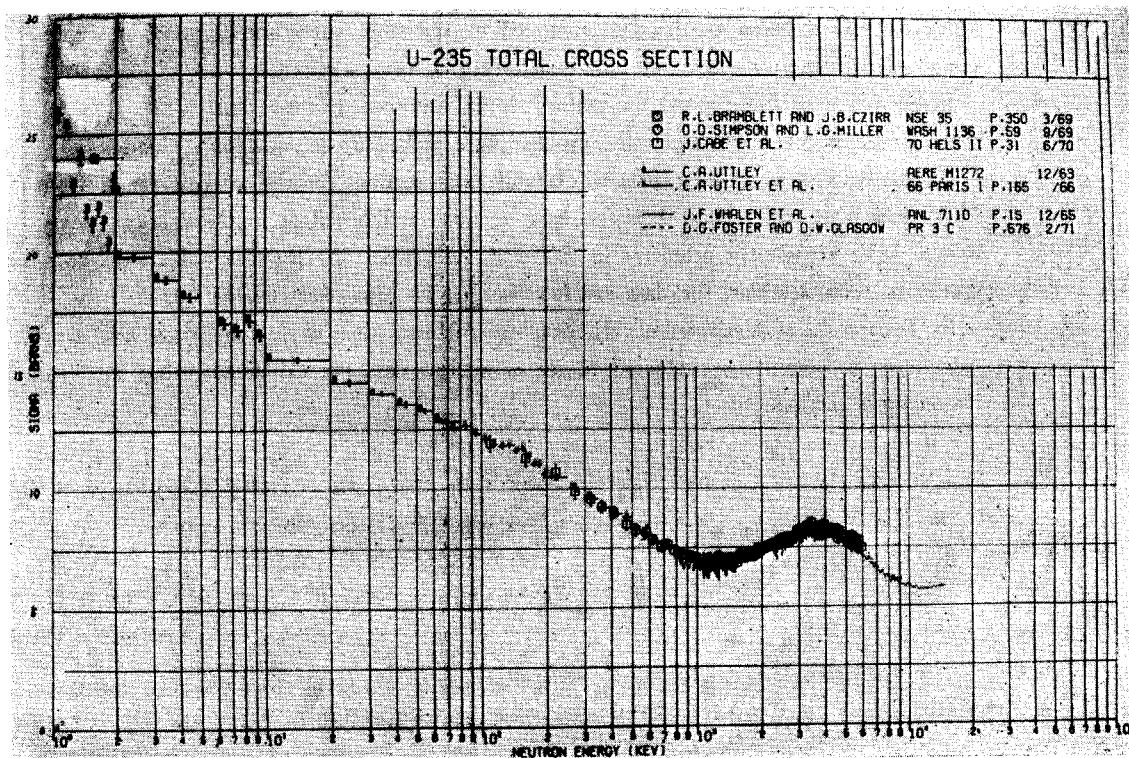


Fig. 1 U-235 total cross section.

1966) のデータである。このデータは pointwise data ではなく、1~2 keV 領域は 0.1 keV 幅、2~10 keV 領域は 1 keV 幅、10~100 keV 領域は 10 keV 幅での平均値として与えられているが、測定誤差は 0.1 バーン程度で精度はかなり良い。これと比較し得る新しいデータは 2 keV の点に Simpson and Miller³⁾ (1969) のデータが唯一 1 点 (22.7 b) あるのみで、この点における Uttley *et al.* のデータとかなり良く一致している。この領域における古いデータとしては、Yeater⁴⁾ (1958), Melkonian⁵⁾ (1958), Henkel⁶⁾ (1952) のデータが在る。Yeater および Melkonian のデータは 1~8 keV の領域で Uttley *et al.* のデータと比較できるが、Yeater のデータは全般的に Uttley *et al.* の値よりも高く、かつかなり大きく分散している。測定誤差は与えられていない。Melkonian のデータはこの領域では 3 点しかなく、かつ誤差が極めて大きく、したがって Uttley *et al.* のデータと比べて Yeater, Melkonian 共に信頼度は低い。Henkel のデータは 40 keV 以上の領域に存在し、70 keV 近傍で Uttley *et al.* のデータと比較的一致している。しかし、Yeater と同様に誤差は与えられていない。

次に 100 keV~2 MeV の領域について検討してみよう。この領域には上記 Uttley *et al.* のデータ (<1 MeV) の他に、Whalen *et al.*⁷⁾ (1965: 0.8~1.5 MeV), Langsford *et al.*⁸⁾ (1966: <200 keV), Cabe *et al.*⁹⁾ (1970: 0.1~6 MeV) のデータが在り、また古いデータとしては上記 Henkel のデータも存在する。100 keV~1 MeV 領域における Uttley *et al.* のデータと Cabe *et al.* のデータとの一致は極めて良い。この両者のデータに比べて、Langsford *et al.* のデータは極めてデータ点の数が多いが、それと同時にデータの分散も大きく、かつ測定誤差も大きい。0.8~1.5 MeV 領域における Whalen *et al.* のデータは Cabe のデータに比べて分散が大きく、かつ全般的に平均 0.5 バーン程度低い値を示している。また、Henkel のデータは 100 keV 近傍、270 keV、および 620 keV において、Uttley *et al.* および Cabe *et al.* のデータと極めて良く一致するが、他の点では 0.5~1.0 バーン程度低い値を示している。しかし Whalen *et al.* のデータとは全般的に比較的良い一致を示し、かつデータの分散の傾向も似ている。

最後に 2~15 MeV の領域を眺めてみると、ここには上記 Langsford *et al.* および Cabe *et al.* のデータの他に、Foster and Glasgow¹⁰⁾ (1967: 2.25~15 MeV) のデータが在り、また、古いデータとしては上記 Henkel の他に、Bratenahl¹¹⁾ (1958: 7~14.2 MeV), Averchenkov¹²⁾ (1961: 1.9~8 MeV) のデータが在る。この領域で特に注目されるのは、2.25~6 MeV の範囲で Cabe *et al.* のデータと Foster and Glasgow のデータとの間に明らかな systematic discrepancy が見られる事である。Cabe *et al.* のデータの測定精度は 3%，energy resolution は 22~41 keV であるのに対して、Foster and Glasgow の測

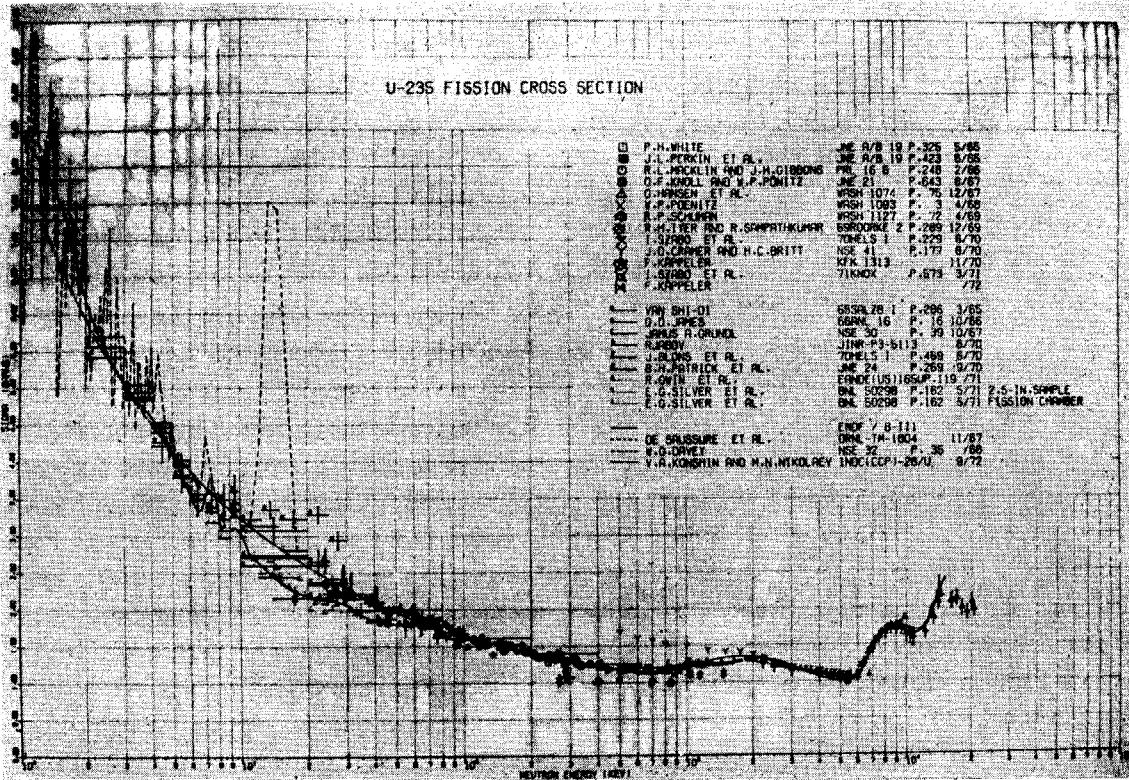
定精度は 1.5~3%，energy resolution は 49~170 keV であり、Cabe *et al.* のデータの方が Foster and Glasgow のデータよりも平均して 0.4~0.5 バーン程度高い値を示している。この両者のデータに対して Langsford *et al.* のデータは分散が激しく、Cabe *et al.* のデータ群と Foster and Glasgow のデータ群とにまたがって分布しており、また測定精度も 5~8% で上記両者よりも悪い。Averchenkov および Henkel のデータは、一部は Foster and Glasgow のデータ群の中に位置し systematic に一致した値を示しているが、一部は 3.3~5 MeV の範囲で Foster and Glasgow のデータよりも 0.4~0.5 バーン程度低い値を示している。両者とも測定精度および energy resolution が示されておらず、したがってデータの信頼性の点から考えて評価の対象にはし難い。7~14.2 MeV の領域に存在する Bratenahl のデータは Foster and Glasgow のデータと良く一致しており、測定精度も Foster and Glasgow の精度と同程度に良いので、逆に Foster and Glasgow のデータの信頼性を裏づけるデータと考える事ができよう。

以上を総合すると、1963 年以降の新しいデータに基づいて ^{235}U の全断面積を評価するに当って最も信頼性の高いデータは、1 keV~1 MeV の領域では Uttley *et al.* のデータ、2.25~15 MeV の領域では Foster and Glasgow のデータと結論する事ができるが、1~2.25 MeV の中間領域のデータに問題がある。0.1~1 MeV の領域で Uttley *et al.* のデータと極めて良い一致を示している Cabe *et al.* のデータは、前述したように Foster and Glasgow のデータとは明らかにずれており、また、多少分散は大きいが Foster and Glasgow のデータと Consistent につながる Whalen *et al.* のデータは Uttley *et al.* のデータとはうまくつながらない。

したがって Cabe *et al.* および Whalen *et al.* のデータをさらに詳しく検討して、この中間領域における全断面積を評価し算出する事が今後の主な課題である。

2. 2 核分裂断面積

^{235}U の核データの中で最もデータが豊富なのが核分裂断面積に関するデータである。“重い核ワーキンググループ”でのデータ収集作業以来、今日までに調査した文献はかなりの数になるが、よく調べてみると data source が同じであったり、年代の古いデータの中には revise されているデータもあったりして、1965 年以降に発表された独立したデータとしては 33 件が残った。しかしこの 33 件のデータの中には、データがグラフのみで与えられているものが 11 件もあり、そのグラフも読み取り可能なデータは少なく、大部分は読み取りが不可能に近い。したがって評価の対象として残るデータは意外に少ない。これらのデータをプロットしたグラフを Fig. 2~7 に示す。Fig. 2 は 1 keV~20 MeV の全領域における核分裂

Fig. 2 ^{235}U fission cross section.

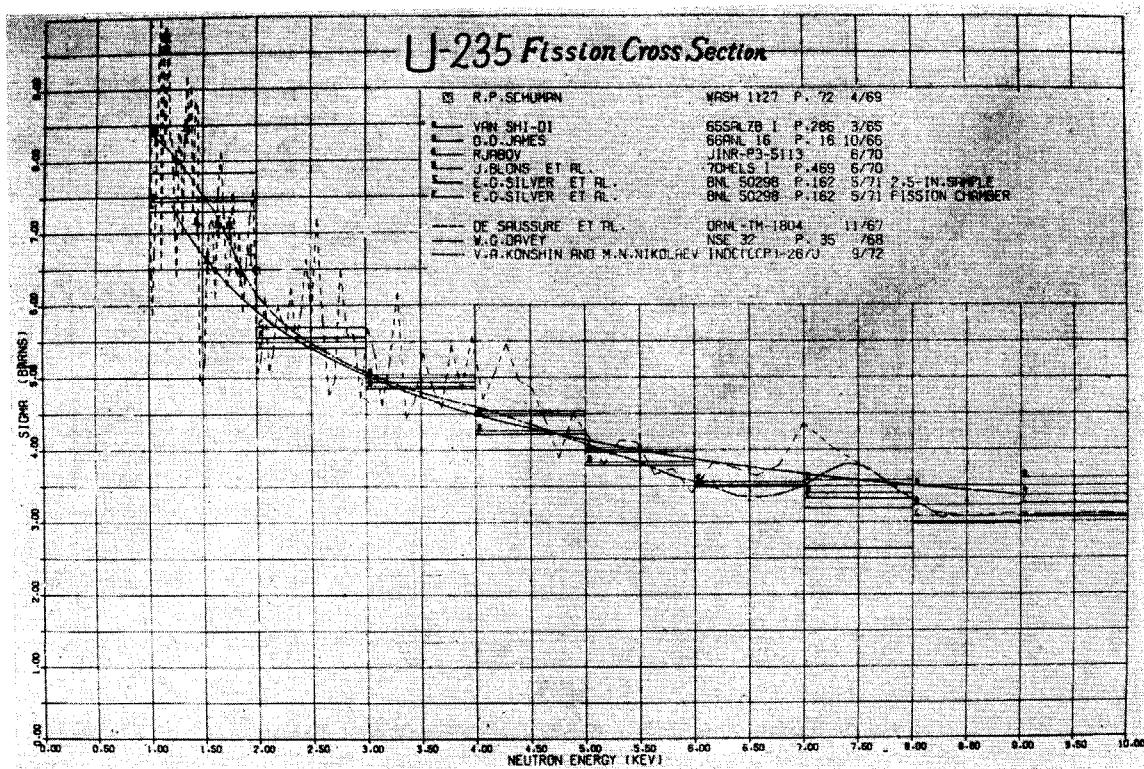
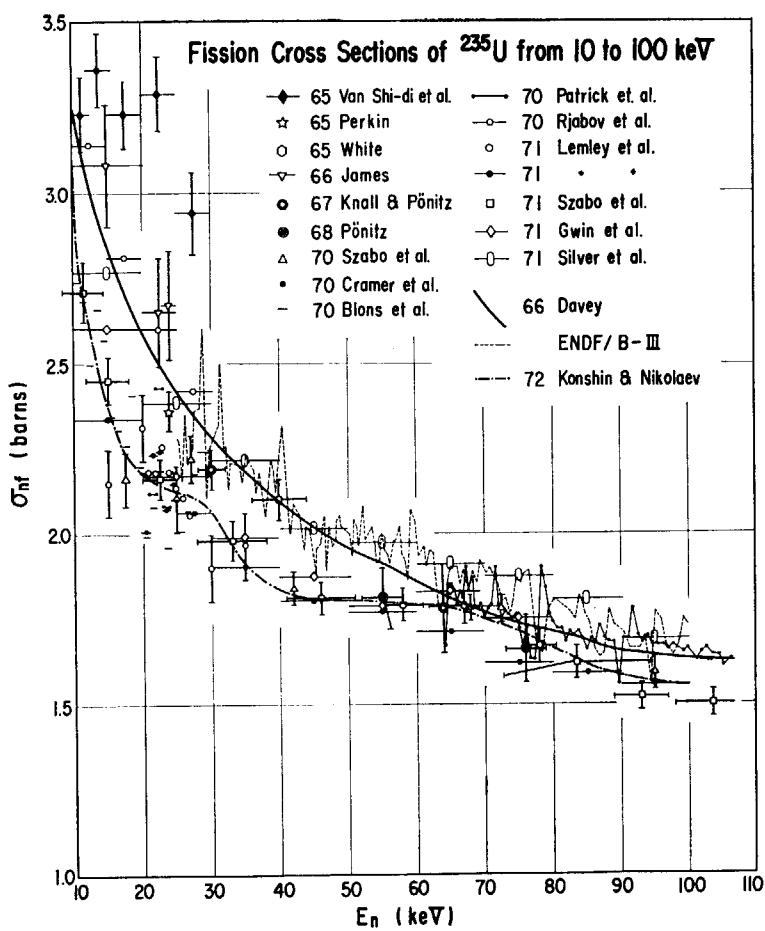
断面積のグラフ、Fig. 3～7 はそれぞれ狭いエネルギー区間でデータの分布状態を拡大してプロットしたグラフである。

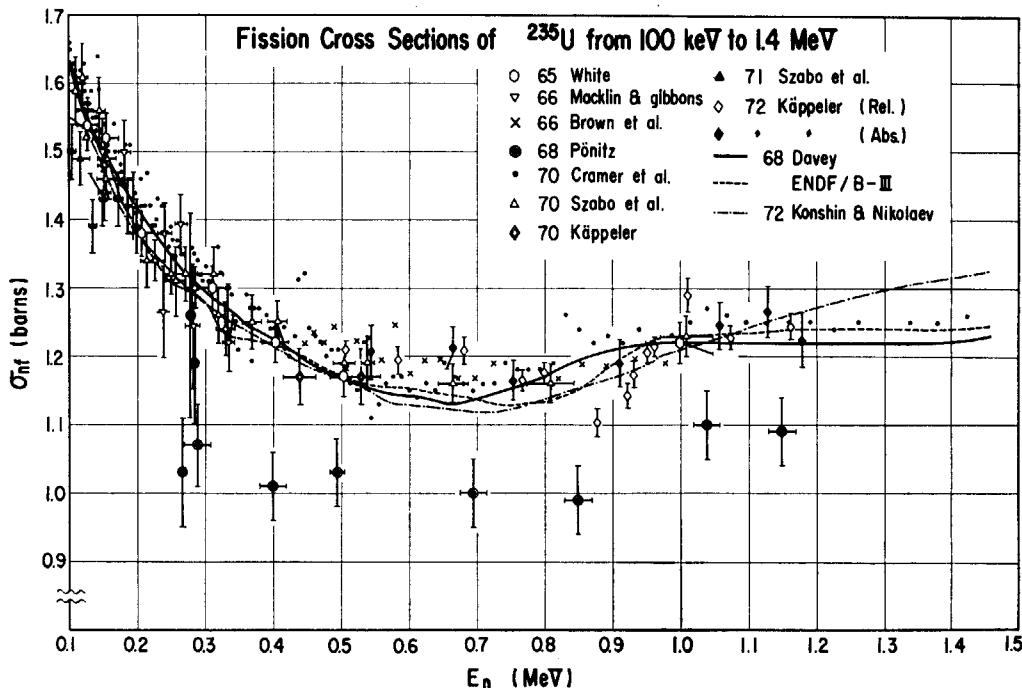
Fig. 2 から判るように、100 keV～20 MeV の領域はデータが少ないせいもあるが、一部のデータを除くと全体としてデータの分散が少ないとまとった分布を示している。他方、1～100 keV の領域は ^{235}U の structure によるデータの fluctuation が問題になっている領域であり、平均値として測定されているデータの間でも、かなり大きな discrepancy が見られる。なお、Fig. 2～7 には測定データとともに、代表的な評価データである Davey¹³⁾、Konshin and Nikolaev¹⁴⁾、および ENDF/B-III の評価値を比較のために併せてプロットした。

次に、Fig. 3～7 に従ってもう少し詳細にデータを検討してみよう。Fig. 3 は 1～10 keV の領域における核分裂断面積データの分布を示す図であるが、ここにプロットされているものがデータのすべてではなく、Fig. 8 のデータ所在図からも判るように、収集されたデータの約半分である。その理由は、原爆の地下爆発を利用した Brown et al.¹⁵⁾ および Cramer¹⁶⁾ のデータは、余りにもデータ点の数が多くて縮約処理をした上でないとプロットできない事と、他のデータはグラフのみが与えられていて読み取りが極めて困難なためである。したがってこれらのデータを全部処理し、プロットした後でないと、最終的な評価はできないが、現在 Fig. 3 にプロットされているデータだけからでも幾つかの問題点を拾い出す事ができる。Fig. 3 にプロットされた de Saussure et al.¹⁷⁾ のデータは実際のデータ点、10 点ずつを 1 つに縮約した

ものをプロットしているが、それでも断面積はかなり大きく fluctuate しており、structure の存在を示している。この事は、ここにプロットされていない他のデータからもいえるが、その形については未検討である。次に平均値として与えられているデータを眺めてみると、相互にかなり大きな discrepancy があるものの、全体としては de Saussure et al. のデータの変化と一致した傾向を示している。唯、Lemley et al.¹⁸⁾ のデータは、原爆の地下爆発を利用した絶対測定であるが、このデータは他のデータに比べて最も低い値を示しており、Linac を主体とするこのエネルギー領域の他のデータとの間に systematic discrepancy があるように思われる。

次に Fig. 4 に示された 10～100 keV 領域は、Linac による測定データと、VDG (Van de Graaff) による測定データとが交錯する領域だけに、データの数が最も豊富であると同時に、データ相互の discrepancy が最も大きな領域である。Fig. 4 から判る事は Rjabov et al.¹⁹⁾、Silver et al.²⁰⁾ のデータ、および Davey の評価値に規格化した Cramer のデータを除くと、他の (70 年代の) 新しいデータは総べて Davey の評価値よりも低い値を示している事であり、これがまた、Davey と Konshin and Nikolaev の評価の差として現われている。唯、最近発表された ENDF/B-III の値は Silver et al. のデータと大体一致した値を示しており、50 keV 以上の領域では Davey よりも高い値を示しているが、これは大部分の新しいデータと全く逆の傾向を示すものとして注目される。20～100 keV の範囲で 70 年代のデータは測定誤差の範囲内で良く一致している。したがって最近のデータ

Fig. 3 ^{235}U fission cross section.Fig. 4 Fission cross section of ^{235}U from 10 to 100 keV.

Fig. 5 Fission cross section of ^{235}U from 100 keV to 1.4 MeV.

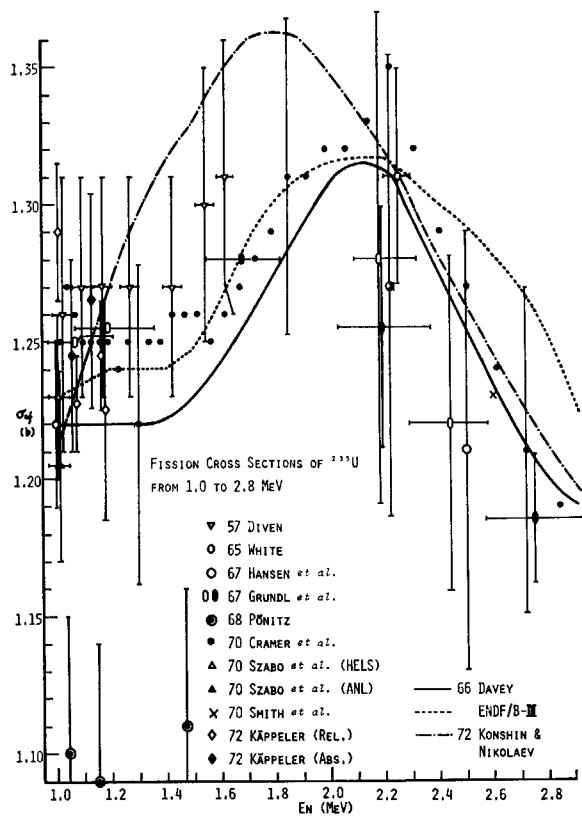
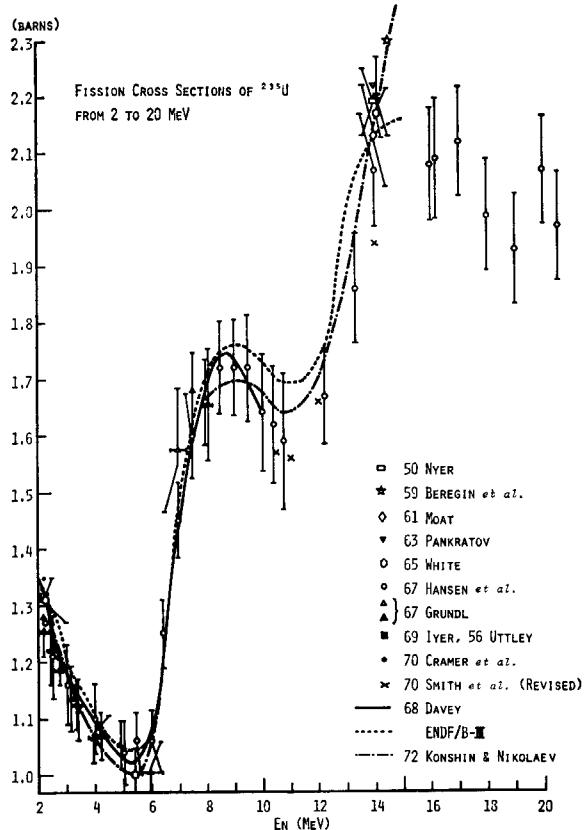
タに基づいた評価を行なえば、恐らく Konshin and Nikolaev の評価に近い結果になる事が予想される。したがって 10~20 keV の領域では Davey よりも約 0.5 バーン程度低い値が出るものと思われる。なお、Fig. 4 のデータを見る限りにおいては、Linac と VDG の測定装置の差異によるデータの systematic discrepancy は無いように思われる。

次に 100 keV 以上の領域は前述したようにデータが割合コンパクトにまとまっている領域であるが、Fig. 5 を見てまず注目されるのは、Pönnitz²¹⁾のデータが他のデータに比べて異常に低い事である。この Pönnitz のデータは 30 keV における Knoll and Pönnitz²²⁾のデータ 2.19 バーンに規格化した相対測定によるものであるが、Fig. 4 に見られるように 55 keV および 76 keV における値は Gwin *et al.*²³⁾, Lemley *et al.* あるいは Szabo *et al.*²⁴⁾ の値と極めて良く一致しているにも拘らず、0.267~1.47 MeV におけるデータは他のデータよりも 0.2 バーン程度低い。しかし、Fig. 5 にはプロットしていないが、その後 Pönnitz は $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$ 反応による中性子を用いて再度測定を行なっており、1970 年の ANL Conferenceにおいて、552 keV で 1.085 ± 0.043 バーン、644 keV で 1.066 ± 0.042 バーンなる結果を発表している。この結果は Fig. 5 に示した値よりも幾分高くなる傾向を示しているが、それでもなお、他のデータとの差は大きい。しかし、Pönnitz が求めた断面積の形は、最近発表された Käppeler²⁵⁾の測定結果と大体類似している。ともかく、Pönnitz のデータおよび測定方法については今後さらに検討する必要があろう。他のデータについて気が付く事は、原爆を利用した Brown *et al.* や Cramer のデータは他のデータよりもやや高い値を示しているが

0.3~1.2 MeV の範囲においては Szabo *et al.* や Käppeler のデータと割合良く一致している事である。したがって Pönnitz を除いて考えると、0.4~0.8 MeV での評価値は Davey や Konshin and Nikolaev の値よりもやや高くする必要があるようと思われる。ただし 0.9 MeV 近傍において、Käppeler のデータと Cramer のデータとは傾向が逆になっている点は評価する際に注意する必要がある。

Fig. 6 については、Pönnitz のデータを除くと測定データよりも Davey, Konshin and Nikolaev, および ENDF/B-III の間の discrepancy が目立っている。1 MeV 以上の領域では新しい測定データの数が乏しいので、比較のために Fig. 6 では Diven²⁶⁾ のデータを併せてプロットしたが、新データとの差は余り無い。

最後に、2~20 MeV 領域のデータをプロットした Fig. 7 について検討すると、この領域は Hansen *et al.*²⁷⁾ のデータが大部分を占めており、Grundl²⁸⁾, White²⁹⁾, および Smith *et al.*³⁰⁾ のデータとの一致も良く、評価する上では余り問題の無い領域である。14 MeV 近傍での新しい測定データは Hansen *et al.* および Smith *et al.* 以外には無いので、比較のため、1965 年以前のデータもプロットしたが、何れも測定誤差の範囲内で一致している。ただし White のデータと Hansen *et al.* のデータとが 0.1 バーン程差があり、また、Smith *et al.* のデータは Hansen *et al.* よりもさらに 0.1 バーン程低い値を示している点についてはさらに検討する必要があるようと思われる。Konshin and Nikolaev の評価値は、White のデータに weight を置いているため、Hansen *et al.* のデータとずれているが、20 MeV まで評価を延長する場合には彼等の評価には問題があるようと思われる。また、

Fig. 6 Fission cross section of ^{235}U from 1.0 to 2.8 MeV.Fig. 7 Fission cross section of ^{235}U from 2 to 20 MeV.

Hansen *et al.* のデータに weight を置いた場合には、10~14 MeV の領域では、Davey の評価を延長した形になり、Konshin and Nikolaev および ENDF/B-III より

も幾分低い値が得られる事になろう。

Fig. 8 は 33 件の核データを測定されたエネルギー範囲、年代、および使用した中性子発生装置によって分類したデータ所在図である。

2.3 α 値

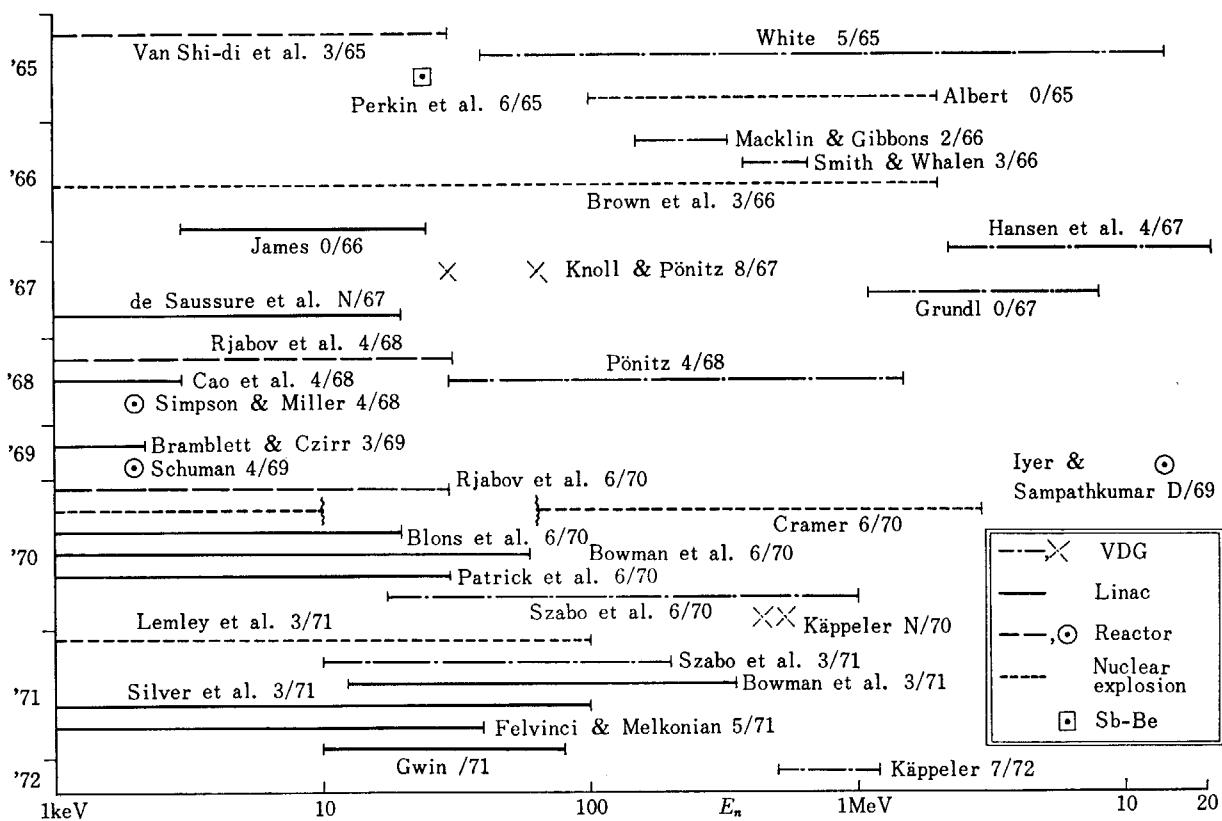
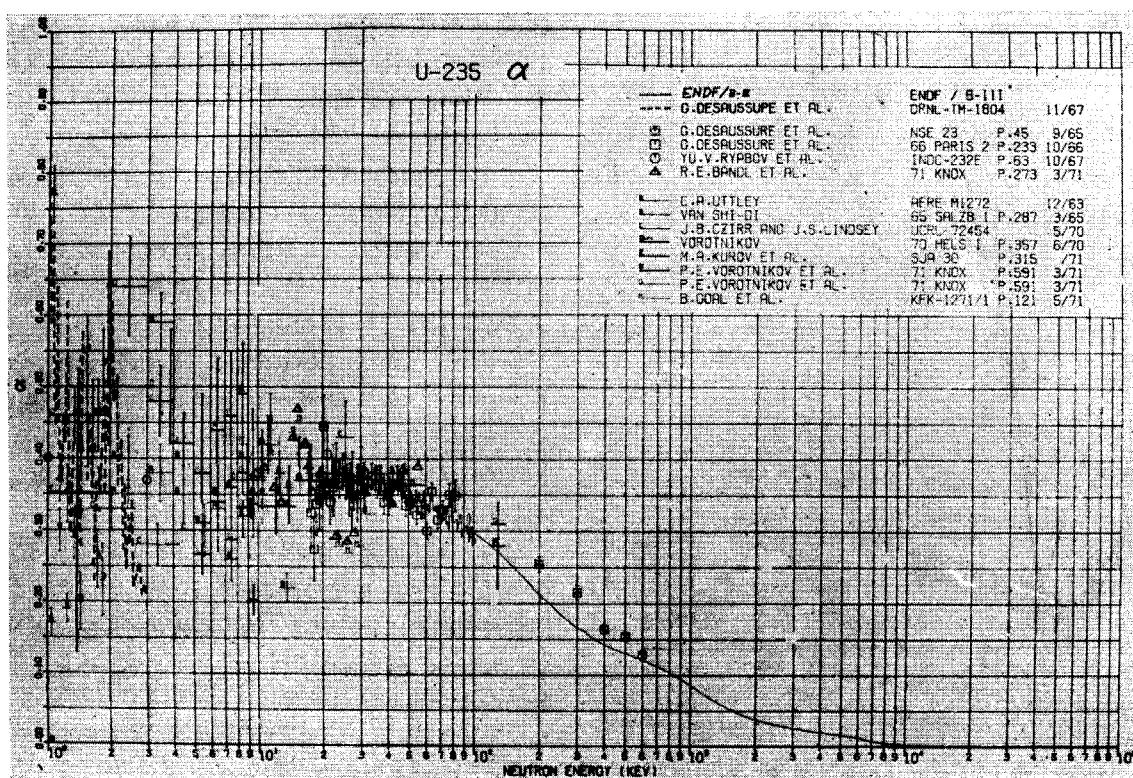
^{235}U の核分裂断面積 σ_f に対する中性子捕獲断面積 $\sigma_{n\gamma}$ の比 α に関するデータは 1962 年から 1971 年までの期間に発表された 16 件が収集された。 α 値に関するデータの場合も σ_f のデータと同じく、1~100 keV の領域にデータが集中しており、これに対して 100 keV~1 MeV の領域には 5 件しかなく、1.1 MeV 以上では皆無である。これは MeV 領域になると $\sigma_{n\gamma}$ が急速に小さくなり、実験が困難になるためと考えられる。また、 α 値に関するデータの特徴としては、VDG を使用した高エネルギー側のデータは point-wise であるのに対し、Linac、原子炉等を使用した低エネルギー側のデータは、総べてエネルギー区間の平均値として与えられている事である。さらに α 値の場合、Van Shi-di³¹⁾, Rjabov, Silver, および Gwin のデータのように σ_f と同時に測定されているデータも多い。収集したデータを Fig. 9 に示す。

Fig. 9 から判るように、高エネルギー側から低エネルギー側に向かってデータの分散が激しくなっている。Fig. 9において点線で示されている折線は、de Saussure *et al.* の σ_f および $\sigma_{n\gamma}$ に関する point-wise のデータから求めた α 値をプロットしたものであるが、1~3 keV の範囲で α 値は 0.2~0.9 の間を fluctuate している。これは ^{235}U の level structure に起因する σ_f および $\sigma_{n\gamma}$ の fluctuation の相乗効果と考えられる。したがって 1~30 keV の領域においては、収集されたデータの中で、どのデータに weight を置くかによって α 値が大きく変る可能性があり、評価が極めて困難な領域である。100 keV~1 MeV の領域は、この領域における σ_f のデータの分布状態から考えても、データの分散が小さくなる領域であるが、それでも σ_f のようにコンパクトにはまとまっている。しかし、Hopkins & Diven³²⁾ のデータと、Kononov *et al.*³³⁾ のデータとは年代に大きな開きがあるにも拘らず、かなり良い一致を示している。また、Weston *et al.*³⁴⁾ のデータは全般に亘って最も低い値を示している。

なお、 $\sigma_{n\gamma}$ に関するデータは数が少なく、かつその大部分は σ_f と α の値の測定値から求めているので、今回の評価作業においては、 $\sigma_{n\gamma}$ を独立に評価する事はせず、 σ_f と α 値を評価する事によって $\sigma_{n\gamma}$ を算出する方針である。

2.4 ν 値

核分裂当りの中性子放出数 ν 、特に即発中性子数 ν_p に

Fig. 8 Energy range of the measured data on σ_{nf} (^{235}U).Fig. 9 Neutron capture to fission ratio for ^{235}U .

関しては、 σ_t に次いで多くの文献が発表されているが、 σ_t の場合と同様に、詳細に調べてみると重複したデータが多く、整理の結果、残ったデータは 15 件である。 ν のデータに関しては、他のデータと異り、1 MeV 近傍に最も多く集っており 40 keV 以下のデータは無い。

Fig. 10 および Fig. 11 に収集した ν のデータを示す。

従来、 ν のエネルギー依存性は 1 本の直線で近似されてきたが、今回収集した 1964 年以降のデータから判断すると、0~2 MeV, 2~7.5 MeV, 7.5~15 MeV の 3 領域に分けて、各領域毎に ν をエネルギーの 1 次式で表わすと、エネルギー依存性をさらに精度良く表現できそうである。7.5~15 MeV の領域においては、Soleilhac *et al.*³⁵⁾ のデータが、測定精度およびデータ点の数から見て他のデータより信頼度が高いと考えられる。そこで、たとえばこのデータだけについて最小自乗法で直線の式を求めてみると、

$$\bar{\nu}_p(E) = 0.13573 E + 2.5168 \quad (E \text{ は MeV 単位}) \quad (1)$$

となる。Fig. 10 に画いてある直線が上式であるが、2.0~7.5 MeV の領域においては、Soleilhac *et al.* だけのデータに限っても、あるいは他のデータを equal weight で加えても直線の勾配は上式よりも大きくなる。この領域において、測定精度のみで比較すれば、Meadows³⁶⁾ のデータが Soleilhac *et al.* のデータに匹敵するが、これは preliminary なデータで、測定方法についての記述も詳細ではないので、信頼度の点で Soleilhac *et al.* のデータよりも劣る。なお、Fig. 10 にプロットしてある Savin

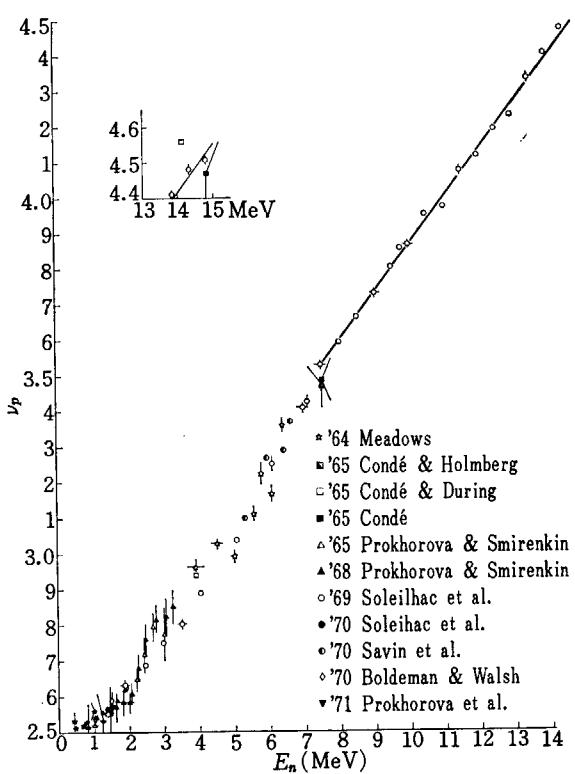


Fig. 10 Average number of prompt neutrons for neutron-induced fission of ^{235}U below 15 MeV.

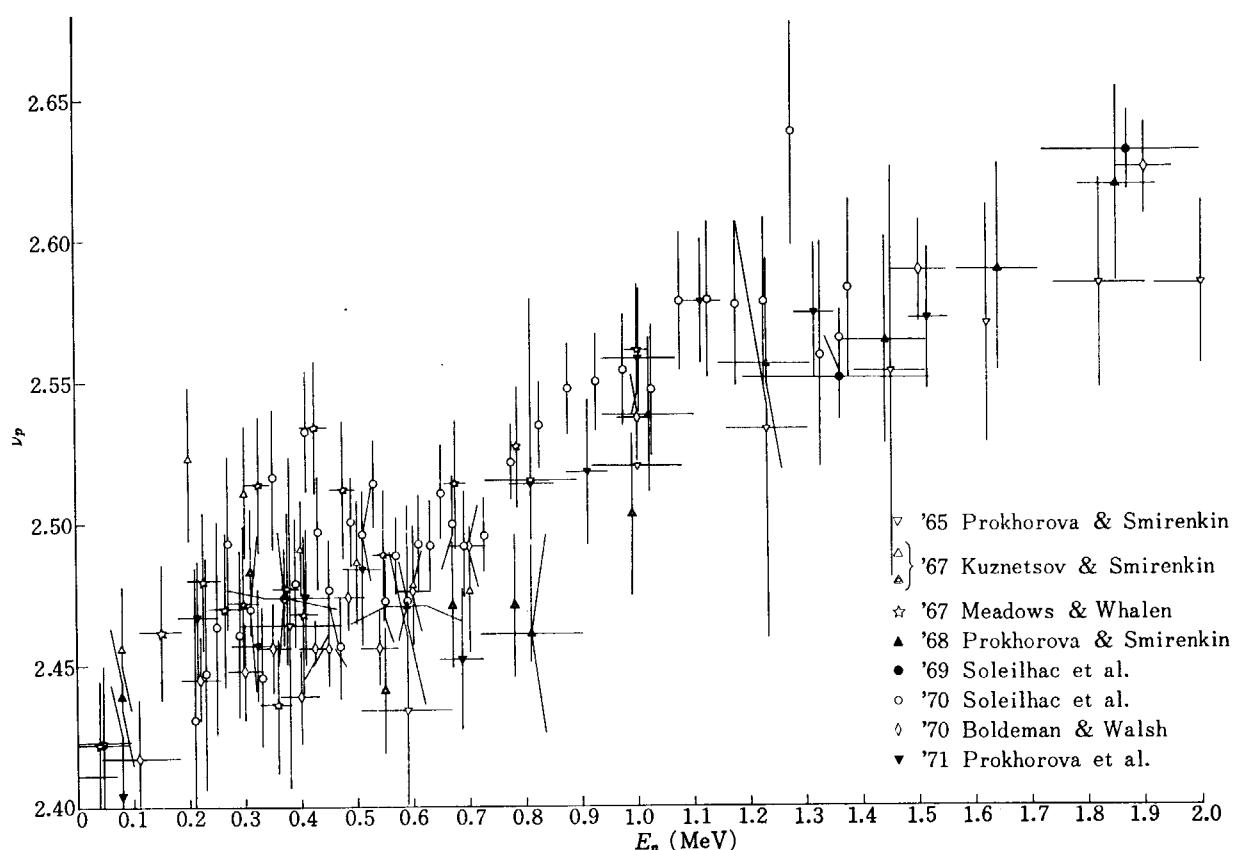


Fig. 11 Average number of prompt neutrons for neutron-induced fission of ^{235}U below 2.0 MeV.

*et al.*³⁷⁾ のデータは、小さなグラフから数点選んで読み取ったもので、読み取りの誤差がかなり大きいと考えられるので、数値データを入手するまでは評価の対象にはなり得ない。

最後に 0~2 MeV 領域のデータについてエネルギー依存性を検討してみると、Fig. 11 にプロットされているデータの分布状態から、直線の勾配は明らかに 0.1 程度である事が判る。したがって 3 つに分割した領域の中ではリのエネルギー依存性は一番ゆるやかである。この領域においては、Boldeman & Walsh³⁸⁾ が精度の良い測定結果を出している点が注目される。また、彼等が求めた \bar{v}_p のエネルギー依存性は $\bar{v}_p(E) = 0.114 E_n + 2.412$ で、上で概算した平均勾配とほぼ一致している。なお、リに関する測定においてはソ連関係のデータが多いのも一つの特徴である。

2.5 弹性及び非弾性散乱断面積

^{235}U の弾性および非弾性散乱断面積に関するデータは前述したごとく極めて少なく、かつ測定されているエネルギー領域も狭い。Fig. 12 および Fig. 13 に示されているデータが現在までの収集結果であるが、最近のデータに関してはまだ調査不充分な点もあるので、データは

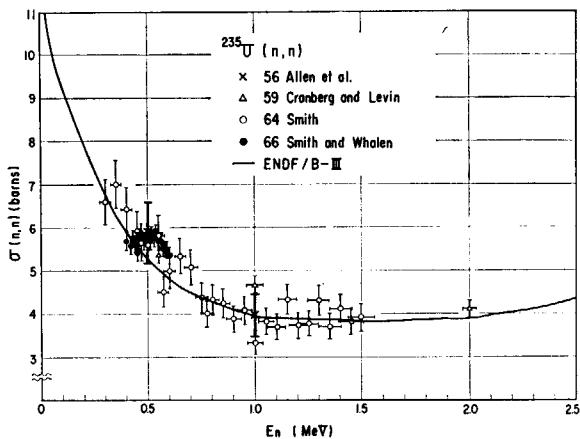


Fig. 12 Neutron elastic scattering cross section of ^{235}U .

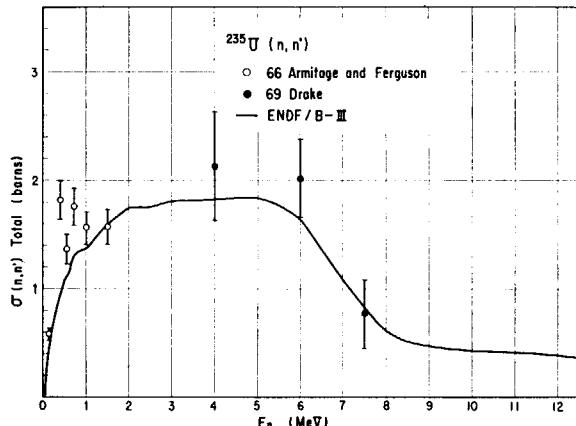


Fig. 13 Neutron inelastic scattering cross section of ^{235}U .

ふえる可能性はあるが、しかし余り多くは望めないよう思う。

Fig. 12 および Fig. 13 には ENDF/B-III の値をそれぞれプロットしてみたが、弾性散乱断面積に関しては ENDF/B-III は実験データを忠実に評価している事が判る。しかし非弾性散乱断面積に関しては実験データとのずれがかなり大きい。

その理由については正確な事は判らないが、恐らく核分裂断面積や中性子捕獲断面積等個々の反応断面積と全断面積との Consistency を保つために、そのしづ寄せ(差額)を最も測定データの乏しい非弾性散乱断面積、あるいは弾性散乱断面積の一部に持ってきていためではないかと考えられる。実は我々が現在進めている評価作業においても事情は全く同じである。そこで、次に我々が評価作業を進めて行く上での基本方針について述べる。

3. 評価の基本方針と評価値の算出法

核データに限らず何事でも評価するという事は大変難かしい仕事である。評価が困難である原因としては、評価する対象が、その一面のみが判っていて全貌が判らない場合が多いという事と、たとえ全貌が判っていても、他と比較して定量的にその値を決めるのが困難な要素が含まれている場合があるという事が挙げられる。したがって評価というものには多かれ少なかれ最終的に評価者の判断(主観)が入るのは避けられない。しかし評価する者としては、評価ができるだけ客観的(科学的)なものにしたいと考えるわけで、その手段として、評価する対象の全貌を知るべく可能な限りの情報を集め、整理、分類し、その結果に基づいてできるだけ定量的な判断(評価)を下そうと努力するわけである。そして、この考え方方が評価を行なう際の基本方針ではないかと思う。

我々が現在行なっている核データの評価においても事情は全く同じである。そこで、現在作業を進めている ^{235}U の核データの評価の中でも、主要な部分を占めている核分裂断面積を例にとって、評価の基本方針、および評価値を求めるまでの手順をここで簡単に述べたいと思う。

評価の第 1 段階は、まずデータの素性を洗う、すなわち文献に記載されている実験内容を検討する事である。これが評価する対象の全貌を知る事につながるわけで、その主な検討項目を列挙してみると下記のようになる。

i) 測定装置

加速器(中性子発生装置)、核分裂計数管、中性子検出器等の性能、および配置についての記述があるか。

ii) 測定方法

断面積、中性子束等の測定方法についての記述があ

るか。

iii) sample

sample の組成および寸法が示されているか。

iv) energy resolution

入射中性子の energy resolution が示されているか。

v) 標準断面積

断面積の測定は相対測定か、絶対測定か、相対測定であれば、標準断面積として何を使用したか。また、絶対測定であれば、中性子束を決めるために使用した標準散乱断面積、または標準吸収断面積は何か。

(中性子エネルギー、標準断面積の値、および測定者)

vi) back ground の補正

核分裂計数管内における中性子の多重散乱等の back ground に対する補正がなされているか。

vii) 測定誤差の評価

測定値に対する統計誤差の評価、または解析がどの程度詳細になされているか。また、系統誤差に就いても評価を行なっているか。

viii) 測定結果の解析

測定結果について、測定者自身が解析を行ない、問題点を検討しているか。

ix) 測定結果の表示

測定結果は数値で与えられているか。あるいはグラフで与えられているか。

大体、以上の項目について各データをチェックし、上記の項目がどの程度（詳細に）満たされているかを調べる。次にこのチェックリストに基づいて各データの信頼性に対するランクを定める。このランクは、できれば細かく分ける方が望ましいが、現時点においては4段階に分けている。この4段階とは、評価の対象から除外するものと、評価の対象とした上で、その信頼性（データの質）に応じて A, B, C の3段階に分類するものとから成っている。この3段階に分類したデータに対しては、評価値を求める際にそれぞれ weight を数値で与えるのであるが、その数値は現在まだ決めていない。ともかく、上記のランク付けを行ない、かつそれぞれ weight を定める時に評価者の判断（主観）が入るわけである。

次に核分裂断面積の場合、上記検討項目に記載したように、相対測定と絶対測定の2種類があり、相対測定の場合には標準断面積が問題になる。今回収集した相対測定によるデータについてそれぞれ使用した標準断面積を調べたところ、極めて多種類の標準断面積が使用されている事が判った。その幾つかを列挙すると、White のデータ、 ^{235}U の thermal fission ($\sigma_{\text{f}}^{\text{th}} = 582 \pm 4\text{b}$) Davey の評価値、14 MeV における ^{238}U の σ_{f} (1.2b)，あるいは ^{235}U の σ_{f} の共鳴積分値等様々である。したがって、相対測定による断面積をそのまま比較する事は意味がない。比較するためにはそれぞれの標準断面積の間の関係を求めた上、1種類の標準断面積によって再規格化する

必要があるが、実際問題としてこれは大変な仕事である。そこで今回の評価作業においては、相対測定によるデータは各エネルギー区間ににおける断面積の形を見るために利用し、断面積の値は絶対測定によるデータを用いて決める事にしている。

以上が今回の評価作業の基本方針であり、あとはこの方針に従って評価値を求める計算テクニックの問題である。その方法に就いて簡単に述べると、まず 1 keV~15 MeV の領域を適当な幾つかのエネルギー区間に分割し、各エネルギー区間において相対測定によるデータの分布状態から断面積の fitting function (評価関数) $F(E)$ の関数形を定める。現在のところ、この関数形はエネルギーの2次式または3次式を予定している。次にこの fitting function と絶対測定によるデータとを用いて、最小自乗法により fitting function に含まれる定数（多項式の係数）を決定する。この手順を式で表わすと下記のようになる。

fitting function :

$$F(E) = a_0 + a_1 E + a_2 E^2 + \dots \quad (2)$$

エネルギー E_i における断面積（測定値）を

$$\sigma_i(E_i) \pm \Delta \sigma_i(E_i) \quad (\Delta \sigma_i(E_i): \text{測定誤差})$$

とし、この測定値に対する weight を w_i として、

$$\Delta = \sum_i \left[w_i \left(\frac{F(E_i) - \sigma_i(E_i)}{\Delta \sigma_i(E_i)} \right) \right]^2 \quad (3)$$

なる量 Δ を作り、

$$\frac{\partial \Delta}{\partial a_j} = 0 \quad (j=0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

を満たす係数 a_j を見つける事によって fitting function を求める事ができる。前述したように、今回は fitting function として2次式または3次式を考えているが、 a_j を決めるためには分割したエネルギー区間の中に、絶対測定によるデータ点が3点以上存在する事が必要である。

さて、以上の計算によって各エネルギー区間における best fit function は得られるが、これらの関数は各境界において滑らかに接続するとは限らない。特に 1 keV においては共鳴領域との接続の問題が残されているが、これは共鳴領域の評価が出た時点で検討する事にし、当面は smooth part (1 keV~15 MeV) のみを対象とする。そこで、smooth part における各エネルギー区間の境界での接続法について簡単に述べると、境界の近傍で適当なエネルギー幅を取り、このエネルギー幅の中で左右の best fit function に接続する曲線（2次式）を求める方法を探る事にした。なお、これら一連の fitting 計算は総べて電算機を用いて行なう事にし、現在、計算プログラムのコード化を進めている。

References

- 1) IGARASI S.: 中性子弹性散乱、非弾性散乱断面積資料 (I) (1970)

- 2) UTTLEY C. A.: AERE-M 1272 (1963)
- UTTLEY C. A. *et al.*: 66 PARIS 1, 165 (1966)
- 3) SIMPSON O. D. and MILLER L. G.: WASH-1136 59 (1969)
- 4) YEATER M. L.: KAPL-1770 65 (1957)
- 5) MELKONIAN: NSE 3, 435 (1958)
- 6) HENKEL R. L.: LA-1493 (1952)
- 7) WHALEN J. F. *et al.*: ANL-7110 15 (1965)
- 8) LANGSFORD A. *et al.*: AERE-PR/NP 9 34 (1966)
- 9) CABE J. *et al.*: 70 HELS 2, 31 (1970)
- 10) FOSTER D. G., Jr. and GLASGOW D. W.: PR 3C, 576 (1971)
- 11) BRATENAHL A. *et al.*: PR 110, 927 (1958)
- 12) AVERCHENKOV V. Ya. and VERETENNIKOV A. I.: SPN 191 (1961)
- 13) DAVEY W.G.: NSE 26, 149 (1966), NSE 32, 35 (1968)
- 14) KONSHIN V. A. and NIKOLAEV M. N.: INDC (CCP)-26/U (1972)
- 15) BROWN W. K. *et al.*: LA-3586 31 (1966)
- 16) CRAMER J. D.: LA-4420 45 (1970)
- 17) de SAUSSURE G. *et al.*: ORNL-TM-1804 (1967)
- 18) LEMILEY J. R. *et al.*: NSE 43, 281 (1971)
- 19) RJABOV Yu. V. *et al.*: SJA 24, 435 (1968)
- 20) SILVER E. G. *et al.*: 71 KNOX 728 (1971)
- 21) PÖNITZ W. P.: 68 WASH 503 (1968)
- 22) KNOLL G. F. and PÖNITZ W. P.: JNE 21, 643 (1967)
- 23) GWIN R. *et al.*: EANDC (US) 165-U (1971)
- 24) SZABO I. *et al.*: 70 HELS 1, 229 (1970), 71 KNOX 573 (1971)
- 25) KÄPPELER F.: private communication to K. Nishimura (1972)
- 26) DIVEN B. C.: PR 105, 1350 (1957)
- 27) HANSEN G. *et al.*: WASH-1074, 75 (1967)
- 28) GRUNDL J. A.: NSE 30, 39 (1967)
- 29) WHITE P. H.: JNE A/B 19, 325 (1965)
- 30) SMITH R. K. *et al.*: private communication to Konshin (1972)
- 31) SHI-DI Van *et al.*: 65 SALZB 1, 287 (1965)
- 32) HOPKINS J. S. and DIVEN B. C.: NSE 12, 169 (1962)
- 33) KONONOV V. N. *et al.*: AE 32, 95 (1972)
- 34) WESTON L. W. *et al.*: NSE 20, 90 (1964)
- 35) SOLEILHAC M. *et al.*: JNN 23, 257 (1969)
- 36) MEADOWS J. W., Jr.: WASH-1058 9 (1964)
- 37) SAVIN M. B. *et al.*: 70 HELS 2, 157 (1970)
- 38) BOLDEMAN J. W. and WALGH R. L.: JEE 24, 191 (1970)

1.2 $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ および $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ 断面積の実験データ と評価の現状

神 田 幸 則†

高速炉の開発のために、中性子エネルギー 1 keV から、10 MeV の範囲における $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ および $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ に関して非常に正確な断面積が要求されている。現存の実験データはその要求をみたすだけの精度ではなく、また実験値相互の一致もよくない。今までに、これらのデータを基にして最も確かな断面積の値を求めるために多くの評価が行なわれてきた。この報告では、これらの評価における基本的な考え方あるいは方法と実際の実験データの間の関係を調べ、比較検討し、各評価の特徴を議論した。

上の結果より、捕獲断面積に関する評価では、Davey によって厳しく行なわれた実験データそれ自体の検討、また、Sowerby らおよび Poenitz が用いた同時評価法が重要であると考える。一方、非弾性散乱の場合には、上記中性子エネルギー領域における実験データが不足しており、たとえば光学模型を使った計算値を参考にしながら、ほかの反応断面積から見積る必要がある。

Status of Experimental Data and Evaluations of Cross Sections for $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ and $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ Reactions

Yukinori KANDA†

Very accurate cross-sections for $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ and $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ reactions in the energy range from 1 keV to 10 MeV are required for the development of fast reactors. Available experimental data for these reactions are not accurate enough to satisfy the requests, and are in disagreement with each other. Several evaluation works have been performed to deduce the most reliable cross sections for the reactions. In this report, their evaluation methods and techniques are reviewed and discussed mainly to clear up the role of experimental data and theoretical calculation contributed to their works.

It is valuable in the case of the capture cross-section to emphasize the experimental data assessment carried out by Davey and the simultaneous evaluation method employed by Sowerby *et al.* and Poenitz. On the other hand, since the experimental inelastic scattering cross-section data are too scarce to deduce cross sections for the neutron energy range required, it is necessary in this case to estimate from cross sections of other reactions for ^{238}U being guided by calculations from, for example, the optical model formulae.

1. まえがき

^{238}U の断面積で最近特によく測定がなされているのは σ_{γ}^{238} ^{注1)} である。これは炉設計側からの高精度 σ_{γ}^{238} の

注 1) 今後、 $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)$, $^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$ および $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ の断面積をおのおの σ_{γ}^{238} , $\sigma_{n'}^{238}$ および σ_{f}^{235} と記す。そのほかの断面積は、 $H(n, n)$ を $\sigma_n(H)$, $^{239}\text{Pu}(\text{n}, \text{f})$ を $\sigma_{\text{f}}(^{239}\text{Pu})$ のごとく表わす。

要求が動機であろう。しかし、最近の測定値のばらつきも大きくこれら実験値のみでその要求に応えられない現状にある。これに呼応して、 σ_{γ}^{238} の評価もいろいろな方法で数多くなされている。これに対して、 $\sigma_{n'}^{238}$ は同様に炉設計側からの要求があるにもかかわらず、実験は少なく結果のばらつきは極めて大きい。理由は実験が困難なためである。しかし、 ^{238}U のすべての断面積を総合的に評価するために、また実用上、この不充分な実験データを基にして最も確かと思われる $\sigma_{n'}^{238}$ を決めなければならない。ここでは、これら相異なる実験的現状にある核データの評価を具体例として、評価の方法を検討し、

† 九大, Kyushu University

今後の問題を考察する。

ここでは、1 keV 以上の中性子エネルギー領域を対象とする。

2. $^{228}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ の断面積

2.1 実験データ

CINDA 71¹¹ と今までの評価で引用された文献、およびおののの評価で引用されている文献を TABLE 1 に示した。これら実験データの間では、大型液体シンチレーターを使って捕獲 γ 線を検出する方法と放射化法による測定で σ_{γ}^{238} の値が系統的に違うとの議論がある。しかし、関連ある実験データを比較したがそのような偏りは認められなかった。多分、この議論は最初に大型液体シンチレーターを使った Diven *et al.*¹² の測定値が大きめに求められたためと推察される。測定点をそのまま全部図示したのが Fig. 1 である。全測定点の拡がりは大体 $\pm(15-30)\%$ である。ただし、相対測定は可能なかぎり同一基準値に再規格化した。その際、 σ_t^{235} には Davey⁴⁶ の評価値を、 $\sigma(\text{H})$ には Gammel⁴⁷ の式を使用した。なお、 σ_{γ}^{238} は MeV 領域で急激に減少すること、10 MeV 以上では 14 MeV に Perkin *et al.*⁸³ による 3.3 mb の値があるのみであることの理由から、 σ_{γ}^{238} の図は中性子エネルギー範囲を 10 MeV 以下、断面積は 10 mb 以上の範囲で示す。

一般に実験技術は時代とともに発達しているから、実験精度はよくなっていると考えられるので、実験値自身も正しい値に近づいていないか。まず、実験精度を測定者が与えた誤差を目安として年代順に調べると、大体の傾向として年代に従ってよくなっている。次に σ_{γ}^{238} それ自体を年代順に分類して Fig. 1 に示す。年代区分は後

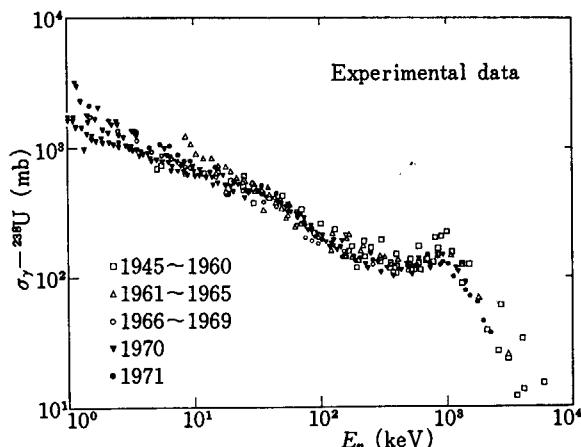


Fig. 1 Experimental data of the $^{228}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ reaction cross-sections. They are chronologically classified into five periods shown in the figure.

で評価と比載するのに都合のよいように区切った。1960 年は Schmidt (1962)³⁵, 1965 年は Schmidt (1966)³⁷, 1969 年は Davey (1970)³⁹ の各評価に使用されたデータの区切りに対応し、1970 年は Helsinki 会議、1971 年は Knoxville 会議に対応する。Fig. 1 から σ_{γ}^{238} の測定値が除々にではあるが年代とともにばらつきが小さくなる傾向がみられる。

2.2 要求精度

高速炉設計上 σ_{γ}^{238} に要求される精度は測定データの精度に比べて極めて厳しい。Abagyan *et al.*⁴⁰ が 1968 年版の RENDA⁴⁸, その他の文献から σ_{γ}^{238} に対する要求精度、測定要求優先度を集めてまとめている。それによると、1 keV から 1 MeV の間で 5%, 1 MeV から 10 MeV の間で 8% 程度の精度要求となる。これに對比して 1972 年版 RENDA から要求精度をまとめたのが Fig. 2 である。引用した要求にはすべて最高の測定要求優先度が与えられている。1 keV—1 MeV で前よりもますます高精度の σ_{γ}^{238} が要求されるようになっている。これを Fig. 1 と比較すれば、測定データのばらつきからみて、データ全体はもちろん最近の測定データに限っても要求精度は充たされていないことがわかる。

上の問題は本来実験的に解決すべき問題であるが、実際は最近多くの実験が行なわれたにもかかわらず、Fig. 1 に見るごとく解決にはいたっていない。1972 年版 RENDA によれば、現在幾つかの実験が計画または実行されつつあるようだ。しかし、現状では何らかの形で実験値の評価が必要である。それら評価を今後どのように進めるべきかを今までの σ_{γ}^{238} の評価と実験データとの関係を調べ、特に評価方法について考察する。

2.3 評価

σ_{γ}^{238} の評価で方法が明らかなものは TABLE 1 に実験と

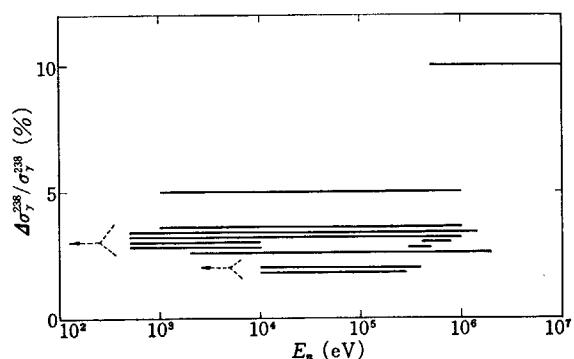


Fig. 2 Accuracy requests for σ_{γ}^{238} , for the purpose of reactor design, contained in RENDA (1972)⁴⁸. A bunch of solid lines bound by dashed lines takes a same value.

TABLE 1 Summary of reviewed papers on $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ reaction cross-sections.

LLS: Large liquid scintillation counter

GM: Geiger-Müller counter

A, B, C and D: We classified experimental data into 4 categories A, B, C and D, on the base of evaluators' discussions and comments for individual data. We judge that the data in category A are used to decide the cross-section values, those in category B only to decide the cross-section shape, those in category C to check the deduced cross-sections from category A and B data, and those in category D are not used in the evaluation work but quoted in the report. Our classification is based on Davey's.

N: The absolute cross-section values at 30 keV are taken from averaging the values at about 30 keV in category N data. See TABLE 2.

References	Experimental Methods, and Standard Cross Sections	Experiments					Evaluations								
		Energy Range(keV)					Schmidt (1962) ³⁵	Parker (1963) ³⁶	Schmidt (1966) ³⁷	Vasel (1968) ³⁸	Moxon (1969) ³⁹	Davey (1970) ⁴⁰	Abagyan (1970) ⁴¹	Poenitz (1970) ⁴²	Byer, Konshin (1971) ⁴³
10 ⁰	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴											
Broda 45 ²⁾	$\sigma_\gamma(\text{Au})$, $\sigma_\gamma(\text{U})$				+		A A D		C D		A				
Linemberger 46 ³⁾	Activation, β -GM, σ_γ - ^{235}U		—				A D		C D B		A	B			
English 55 ⁴⁾	?		• •						C		A				
Macklin 57 ⁵⁾	Mn-bath, Activation, γ		•	—			D D		A A A		N	D			
Kafalas 58 ⁶⁾	?			—			A C D		D						
Leipunsky 58 ⁷⁾	?				• •		D D		D A						
Perkin 58 ⁸⁾	Activation, β -GM				•		A A A		A A A		A A A				
Hanna 59 ⁹⁾	p-recoil, Activation, 4π - β		—				A A D		N C A A		A/N	A/N			
Lyon 59 ¹⁰⁾	4 π -graphite, Activation		•				D D		D A A						
Bilpuch 60 ¹¹⁾	p-recoil, Activation β		—				A A D		N D A A		N				
Diven 60 ¹²⁾	Fission counter, LLS			—			A D C		D D						
Gibbons 61 ¹³⁾	Fission counter, LLS		• •				C D		N A D		A/N	A/N			
Bergquist 63 ¹⁴⁾	Long-counter, γ NaI(Tl)		—				C		N C A		A/N	D			
de Saussure 63 ¹⁵⁾	Fission counter, LLS		• •				D D		N A/B		A/N	N			
Macklin 63 ¹⁶⁾	LLS		• •						A						
Tolstikov 63 ¹⁷⁾	^{10}B chamber, Activation β		—				C		N C A		A	A			
Barry 64 ¹⁸⁾	Fission counter, Activation β		—	—			A A		A A B		A A A B				
Macklin 64 ¹⁹⁾	σ_γ -Ta, Moxon-Rae						C		N A D		A/N	N			
Moxon 64 ²⁰⁾	Moxon-Rae, $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$		—				C								
Belanova 66 ²¹⁾	Fission counter, transmission		•						N A A A		N N	A/N			
Koroleva 66 ²²⁾	?									A					
Miessner 66 ²³⁾	Neutron decay in U		• •						D A A		N				
Moxon 66 ²⁴⁾	Moxon-Rae, $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$		•						N		N N				
Menlove 68 ²⁵⁾	^7Be , ^{238}Np activity		—						N A/B		A/N	A/N			
Moxon 69 ²⁶⁾	H(n, γ), LLS		—						N B A A		A/N	A/N			
	Moxon-Rae, $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$		—												
Poenitz 69 ²⁷⁾	Fission counter, Activation γ		—							A/N A		A/N	B		
Fricke 70 ²⁸⁾	H(n, p), $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, LLS		—							A	A/N	A			
Panitkin 70 ²⁹⁾	Activation, γ Ge(Li)		—							A	A	A			
Poenitz 70 ³⁰⁾	Fission counter, Activation γ		—							B	A				
Stavisky 70 ³¹⁾	Slowing down in Pb		—							A A	A	A			
Nagel 71 ³²⁾	Fission counter, Activation γ		—									A			
Silver ³³⁾	BF ₃ -counter, LLS		—									A			
Beynon 66 ³⁴⁾	Theoretical calculation								A						

の関連を示した。TABLE 1 にはおのおのの評価でどの実験をどの程度信頼して評価を行なったかを比較するため個々の実験に A, B, C および D の段階をつけて示した。A は評価の際、その測定値を評価値を求めるために使用したもの、ただし σ_{γ}^{238} の値は評価者によって再規格化される場合もある。B は相対的測定値のみを使用したもので、 σ_{γ}^{238} のエネルギー変化の形の測定として、または σ_{γ}^{235} に対する相対値測定として用いている。C は直接に評価値を求めるのには使わなかったが、得られた結果の妥当性の検定に用いたもの。D は評価者が除外し評価には関与しなかったもの。N は (12) に詳しく述べるが、評価過程で $E_n = 30 \text{ keV}$ における σ_{γ}^{238} を求めるのに使用したもので、実際には A より積極的な利用になる。このほか空欄は評価者が全々引用しなかったものである。以上の分類は、Davey (1970)³⁹⁾ を除いて、すべて評価者の記述を基に筆者の判断で行ったものである。

(1) BNL-325 (1965)⁴⁹⁾

Fig. 3 に BNL-325 から σ_{γ}^{238} の図を転載した。BNL-325 のグラフには実験データとともに実線で曲線が引いてあり、しばしばそれらの値が計算や実験との比較に使用される。しかし、これらの実線は実験点を眼でみて直観的に引いたと著者のことわりがついている。これを評価というかどうかは著者はあいまいな表現で逃げている。評価の方法としては単純な方法であり、どの測定も公平に扱われて結果に同等に関与する。この方法が依って立つ前提は測定データのばらつきはすべて偶発誤差が原因ということである。すべての実験データの系統誤差が全く除かれているとは思えない。したがって、この点でこの方法は簡単で便利ではあるが妥当性を欠くと考える。

(2) Schmidt (1962)³⁵⁾ の評価

この結果は KFK-120 Part II³⁵⁾ に与えられ、方法や実験データの扱い方は KFK-120 Part I³⁷⁾ に述べられている。この評価は 1962 年 6 月までの実験データを基に

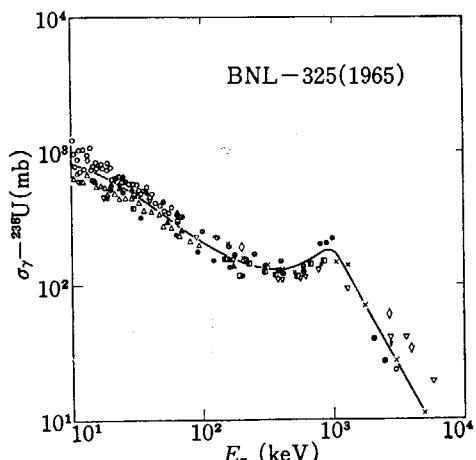


Fig. 3 The experimental points and the solid line are reproduced from BNL-325⁴⁹⁾.

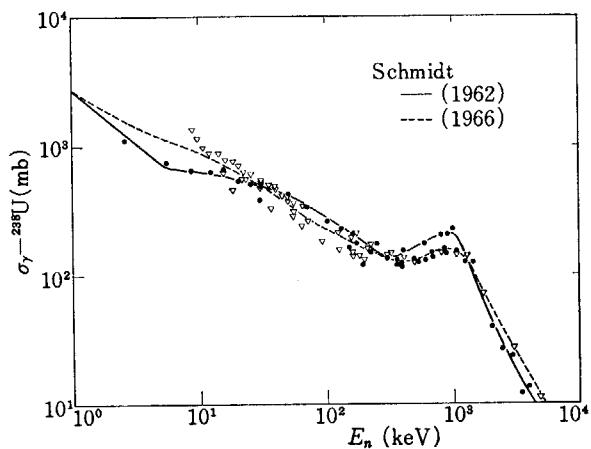


Fig. 4 Comparison of the referred experimental data and the deduced curves in the evaluations of Schmidt (1962)³⁵⁾ (the solid line) and Schmidt (1966)³⁷⁾ (the dashed line). Solid circles, and both those and open triangles stand for the data represented in the column of Schmidt (1962), and Schmidt (1966), respectively, in TABLE 1.

して行われた。使用されたデータおよび結果を Fig. 4 に示した。データ選択の方針は「当時の最新データ」ということである。 $E_n < 200 \text{ keV}$ は Bilpuch *et al.*¹¹⁾ の測定値と理論的計算値、 $E_n > 200 \text{ keV}$ では当時の測定データを使って評価値を決めた。

$E_n > 400 \text{ keV}$ では Diven *et al.*¹²⁾ のデータのみを選んでいるが、当時としては最新のデータであり評価方針に従っただけなのか、もっとはっきりした理由があるのかは不明である。0.1–1.0 MeV では 2 グループのデータがあってどちらの測定を採用するかで、Fig. 4 から明らかかのように σ_{γ}^{238} は 25% も値が違ってくるので、高い値の Diven *et al.* を採用した理由は極めて重要である。

(3) Parker (1963)³⁶⁾ の評価

1961 年 12 月までに入手できた実験データを基にして評価され、同報告書が書かれている間に入手したデータを参考値として引用し評価結果の検定に用いている。実験値と結果を Fig. 5 に示した。

評価の原則は特別に決めてはいないようである。低エネルギーで、Rae *et al.*²⁰⁾ の測定値が低いことはすでに知っていたようだがこれによって改めることはせず(評価の進行状況とも関連したと思われる)、Bilpuch *et al.*¹¹⁾ を採用した理由は統計理論を基にした計算がこの実験結果と合うためである。興味があるのは当時最新のデータである Diven *et al.*¹²⁾ を採用しなかったことである。はっきりとした理由は述べられていないが Kafalas *et al.*⁶⁾ と Hanna *et al.*⁹⁾ の両データがこの決定を導いたようである。このために 1 MeV 付近の値は低い結果となった。しかし、1 MeV 付近の形は実験値だけから求めたにしては形が複雑である。4 MeV 付近での形は 14 MeV で Perkin *et al.*⁸⁾ の値に合わすための結果で

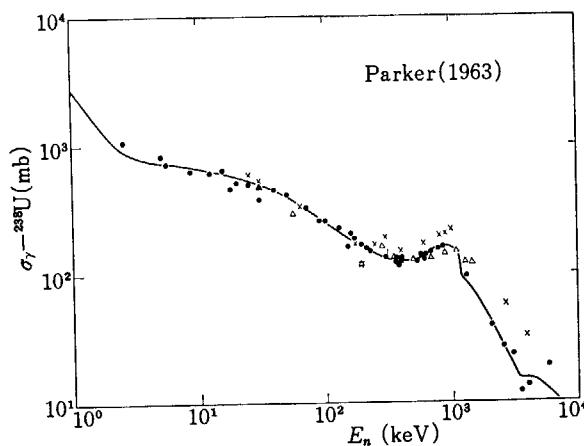


Fig. 5 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Parker (1963)³⁶⁾. Solid circles, open triangles, and X-symbols stand for the experimental category A, C and D data, respectively, represented in TABLE 1.

あろう。

(4) Schmidt (1966)³⁷⁾ の評価

前に述べた Schmidt (1962)³⁵⁾ の評価は 1966 年に改められ、KFK-750³⁷⁾ にその結果が与えられ、方法は KFK-120 Part I³⁷⁾ に述べられている。この評価では 1950 年から 1965 年 7 月 (Antwerp 会議) までのデータが使用され、特に注目しているのは Barry *et al.*¹⁸⁾ の実験データである。この実験は、精度よく決められている $\sigma_n(H)$ を標準にした正確で信頼性の高い測定であり、200 keV-1.0 MeV では σ_{γ}^{238} の標準として使用できるとの理由から、今回の評価はこの実験への依存度が高い。1-40 keV は統計理論による計算値が Macklin *et al.*¹⁶⁾ と Rae *et al.*²⁰⁾ の平均的値になるとの理由もあって採用された。40 keV から Barry *et al.* の実験範囲までの空隙はスムーズに線を引いた。Fig. 4 に結果を示した。たしかに、Barry *et al.* は σ_{γ}^{238} の値それ自身を正確に求めることを目的にした測定で、 σ_{γ}^{238} をいわゆる核データを意識して測定した最初の実験として重要な測定であると筆者は考える。Barry *et al.* の値は Diven *et al.* の値より 10-30% 低いが、ほかのデータとはほぼ合っている。このいずれのデータをとるかで、特に 1 MeV 附近において 1962 年と今回の結果の差が出た。

この報告で注意したいのは、Schmidt は標準断面積の値を統一すれば測定データ相互の不一致は解けるだろうと楽観のことである。Rae *et al.*²⁰⁾ と Tolstikov *et al.*¹⁷⁾ の一致がよいのはいずれも BNL-325 の $\sigma_n(^{10}\text{B})$ を使ったためだろうと推定している。しかし、彼は同一標準を使って再規格化していない。後で述べる Davey (1970)³⁹⁾ がこれを行なった結果によると、必ずしも Schmidt が考える程良い方向には向かわないことが示された。

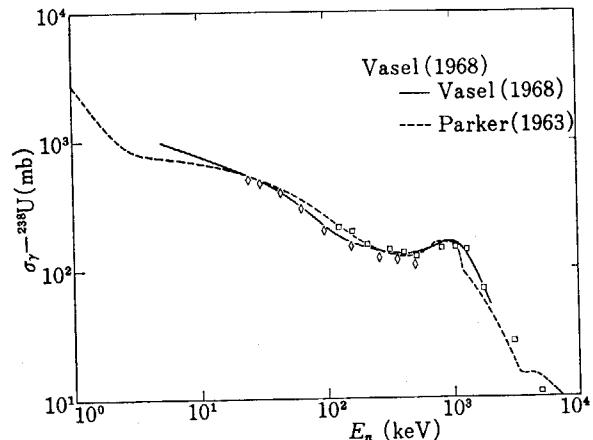


Fig. 6 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluations of Vasel *et al.* (1968)³⁸⁾ (the solid line), and the curve of Parker (1963)³⁶⁾ (the dashed line). Open squares stand for the data of Barry *et al.*¹⁸⁾, and open diamonds the data of Menlove *et al.*²⁵⁾

(5) Vastel (1968)³⁸⁾ の評価

詳しい説明がないが、Beynon³⁴⁾ の統計理論に基く計算と Poenitz *et al.* (Menlove and Poenitz²⁵⁾ と同じ値) の実験値がよく合うことから、計算結果を 20-100 keV の範囲で採用した。300 keV 以上は Barry *et al.*¹⁸⁾ の実験データを用いて値を決めた。実験と理論の結果は一致せず、はっきりした結論が得られなかったと述べている。この評価は 1963 年の UKNDL ^{238}U に関する評価を修正するために行われたものである。結果と実験データおよび比較のために Parker (1963) の評価を Fig. 6 に示す。

以上の 4 評価は、いずれも核データファイル作成のために行われた ^{238}U に関する断面積の中の σ_{γ}^{238} の評価であること、低エネルギー側の値を決定するのに統計理論に基く計算を採用または参考にしていること、および実験それ自身の詳しい内容検討には言及していないことの 3 点に共通点が見出される。それらの点で、以後の評価と比較して、ここまでを σ_{γ}^{238} 評価の第 1 期と区切ることにする。

(6) Davey (1970)³⁹⁾ の評価

Barry *et al.*¹⁸⁾ のデータが Davey の σ_{γ}^{238} の評価のすべてを決めており、Barry *et al.* のデータを選んだ理由は、正確に求められている $\sigma_n(H)$ を標準にして較正された fission chamber で中性子束を測定しており、同じ chamber は正確な σ_f^{235} 測定にも用いられ、 σ_{γ}^{238} を σ_f^{235} との関連で評価できるためである。この σ_f^{235} 測定は White⁵⁰⁾ (σ_{γ}^{238} 測定で Barry の共同実験者) によって行われたもので、核分裂性核種の σ_f を総合的に評価した Davey⁴⁶⁾ の仕事で標準の役目をした。Davey 自身がはっきりと述べているごとく、 σ_{γ}^{238} も σ_f^{235} に対する

相対値として評価されていることになる。

このように1測定または測定グループに強い依存をする評価方法には批判的な人もいるが、Davey自身はこのような実験データに対する判定は評価者の役割の本質的部分であると明言している。しかし、同時に Barry *et al.* のデータが正しいことを望むといった表現もあり、評価方法に対する自信とともに、実験データ選択の不安もあることを示している。

標準実験データを Barry *et al.* のデータと決めたために、ほかの実験はそれに合うか合わぬかで選択され、データによってはそれに再規格化されるというような大分強引な方法をとる。たとえば Moxon²⁶⁾ のデータは 15% 増で使うとか、Menlove *et al.*²⁵⁾ は 17% 増とするとかである。これに対する実験当事者からの反論⁵¹⁾もあるが、Davey の評価はそれまでの評価に比べて非常にはっきりとした評価の基準が示された点と、個々の実験それ自身を実験報告を基に検討し判定している点に特徴がある。この意味で、評価方法の変遷で一時期を画していると思うし、筆者は評価らしい評価はここから始まったと信じている。ここから σ_{γ}^{238} 評価の第2期と区切る。なお、TABLE 1 の評価欄に示した A, B, C および D の分類はこの Davey の評価に用いられたものをほかの評価に適用したものである。

Fig. 7 に Davey が評価値を決めるために使った分類 A, B, C および D の実験データを示す。再規格化されたデータはその値を図に示した。Fig. 8 には Davey の評価後に測定されたデータを彼の評価値と比較して示した。これを見ると全般に最近測定された σ_{γ}^{238} の実験値は小さめになっている。しかし、Fig. 1 でみるとごとく、実験値が年代とともに小さな値に向かっているわけではなく、古いデータでも小さい値もあり、Davey が大きな値を選んだことによる。

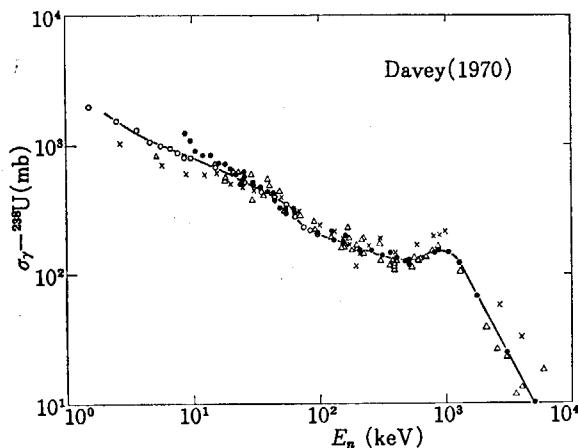


Fig. 7 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Davey (1970)³⁹⁾. Solid circles, open circles, open triangles, and X-symbols stand for the experimental category A, B, C and D data, respectively, represented in TABLE 1.

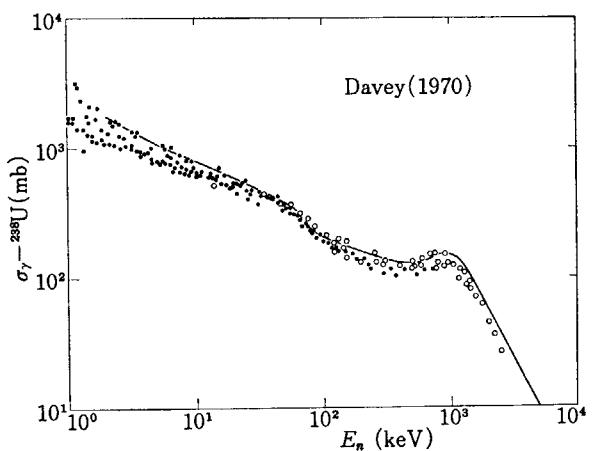


Fig. 8 Comparison of the curve deduced by Davey (1970)³⁹⁾ and experimental data reported after finishing his evaluation. Solid circles stand for absolute measurements and open circles relative measurements to σ_{γ}^{235} ; they are normalized to the values evaluated by Davey⁴⁶⁾.

(7) Abagyan (1970)⁴⁰⁾ の評価

最も信頼できる測定の選択、標準断面積に最近の値を使って古い標準値を使っているデータを再規格化するなどの手続は Davey (1970)³⁹⁾ とほとんど同じだが、選ばれた実験データは Davey より多い。また、特定の測定に特に高い信頼をおくこともしていない。上の手続で選ばれた実験値は 1 keV—1.3 MeV を 23 等分したエネルギー区間内で平均される。得られた 23 の平均断面積で描かれる曲線に沿って個々の実験値を各 23 区間の中点エネルギーに換算し、また平均する。これで得られた 23 の平均断面積で再度曲線を求めて上の処理を繰返す。大体 3, 4 回繰返せば収束した。これを評価結果とする。

この方法は測定点が多いことが必要であるから、最初の信頼できる測定の選択ではほかの評価者よりは多くのデータを残し使用している。また、この方法の特徴はほかの方法に比べて平均値をとるという意味が強いので、現在ある実験データの平均を与えることが予想される。ただし、低エネルギー側で実験条件によって評価者が自己遮蔽の補正をしている点がほかの評価と異っている。このために該当エネルギーで σ_{γ}^{238} は高くなっている。結果を使用した実験値とともに Fig. 9 に示した。

(8) Pitterle (1970)⁴²⁾ の評価

ENDF/B-II および III の ^{238}U は Pitterle が担当した。Version II の方法は詳しい報告⁴²⁾がある。Version III の評価法はまだ公表されていないが、ファイルのコメントと II の方法とを比較して推測した。使用したデータの違いは TABLE 1 から明らかである。実験データの採用方針は最近測定されたデータに限ることであるようだ。2.1 で述べたごとく新しいデータがある値に特に収束しているわけではないが、その傾向がみられるので、

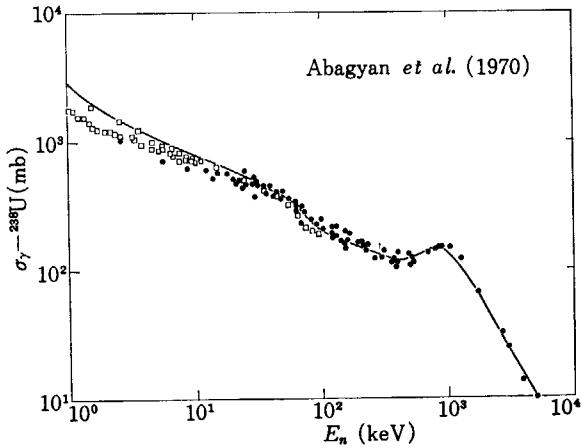


Fig. 9 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Abagyan et al. (1970)⁴⁰. All experimental data belong to the category A. However, the data symbolized by open squares are used in their evaluation after correcting self-shields for original values.

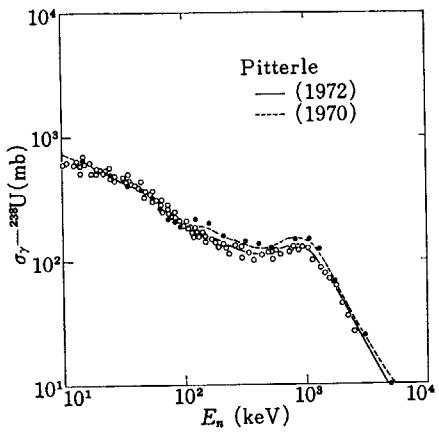


Fig. 11 Comparison of the experimental data and the curves drawn on the basis of data in ENDF/B version II (the dashed line) and III (the solid line). Solid circles stand for the data of Barry et al.¹⁸ and Moxon²⁶, and open circles the data reported after 1970.

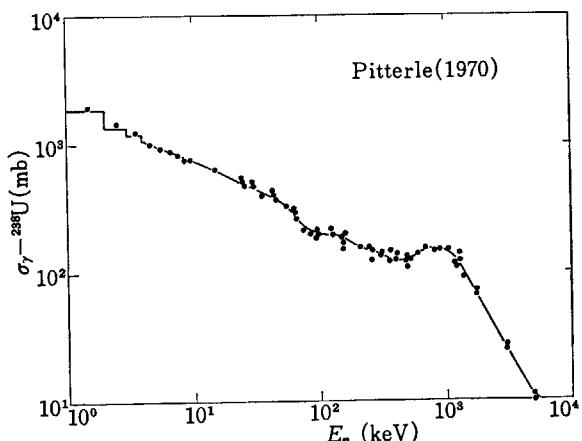


Fig. 10 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Pitterle (1970)⁴² for ENDF/B version II.

上方針は実験データ選択の一方法ではある。特に、ENDF/B のようにある期間たった後で割に簡単にしかも短い作業期間で改訂してゆく場合、その間に測定されたデータを積極的にとり入れて、評価値の妥当性はそれを使った結果で確認するという方法もあり得る。

Fig. 10 に実験データと評価結果を示す。Moxon²⁶ の値は 30 keV ではかの幾つかの実験の平均値を使って再規格化している点は Davey と同じだが、1.09 倍で倍率は違う。この倍率の出し方は (12) に述べる。Menlove et al.²⁵ のデータは Davey の σ_f^{235} 評価値⁴³で再規格化した。

Fig. 11 に Version III の結果と引用されている実験値および II の評価値を示した。60 keV 付近の形は II では Moxon の実験に従って値を求めた。それは統計理論による計算で (n, n') の競争を入れるとこのエネルギー付近で急に下がることを確かめてのことであった。しか

し、III では新しいデータ、多分 Fricke et al.²⁸ のデータを基礎にしたらしい。

(9) Poenitz (1970)⁴¹ の評価

評価に関する報告はあまり詳しくないが、その根底にある思想は Helsinki 会議の報告⁵²に読みとることができる。彼自身各種の核データ測定の経験をもち、 σ_{γ}^{238} も測定している。これらの経験に立って次のような主張をしている。データは測定した本来の量として扱うべきである。すなわち、 σ_{γ}^{238} の絶対測定はそのまま σ_{γ}^{238} の値として、 $\sigma_{\gamma}^{238}/\sigma_f^{235}$ のような相対測定は相対値としてのみ意味があるから、特定の σ_f^{235} で再規格化して σ_{γ}^{238} の値として使うのではなく、相対値それ自身で評価すべきである。したがって、彼の評価は σ_{γ}^{238} 単独ではなく、相対測定で関連ある $\sigma_{\gamma}^{(197\text{An})}$ 、 $\sigma_{\alpha}^{(6\text{Li})}$ および σ_f^{235} も含めて同時に実行された。どのようにして行なったかの詳しい内容は不明である。彼の実験でも、 $\sigma_{\gamma}^{238}/\sigma_f^{235}$ 、 $\sigma_{\gamma}^{238}/\sigma_f^{(239\text{Pu})}$ および $\sigma_f^{(239\text{Pu})}/\sigma_f^{235}$ の測定をして、絶対値としてではなく相対値の比較で実験の方法を検討している。また、もう一つの強い主張は正確に求められている標準断面積を使った測定が必ずしも正確とはいえないというものである。たとえば、 $\sigma_n(\text{H})$ が正確に求まっているからといって、陽子反跳を利用した検出器で中性子を測定しても必ず結果が精度よいとは限らないとしている。評価の結果を Fig. 12 に示した。

(10) Sowerby et al. (1970)⁴⁵ の評価

評価方法は Helsinki 会議で詳しく報告されたが、結果は最近得られた。ただし、この結果は予備的なもので、新しい実験データを加えて別に求めるとのことである。方法は (9) の Poenitz⁴¹ と同じで、絶対測定と相対測定と組合せて総合的に評価している。筆者は、この

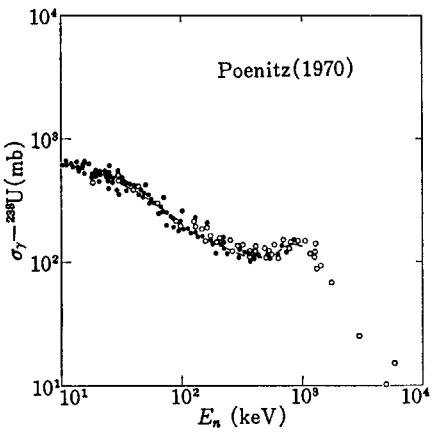


Fig. 12 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Poenitz (1970)⁴¹⁾. See the caption of Fig. 7.

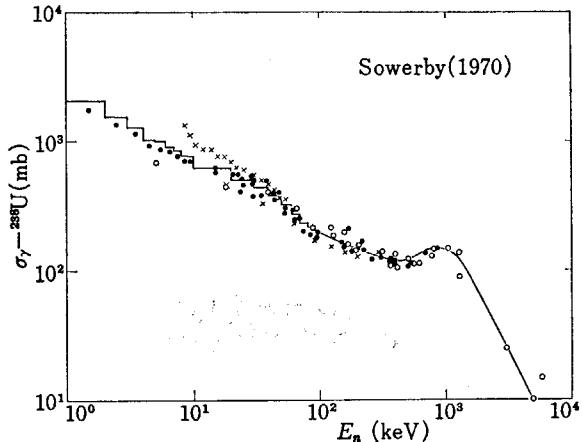


Fig. 13 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Sowerby et al. (1970)⁴⁵⁾. See the caption of Fig. 7.

方法は Davey (1970)³⁹⁾ の方法で陥りやすい危険を除く手段として、(11)の Byer et al.⁴⁴⁾ のような平均操作よりも優れていると考える。この意味で、Davey から始まったと区切った評価の第2期が Sowerby et al. や Poenitz によって次の第3期に移ったと考えている。この方法で評価の結果がより正しいのを与える必然性はないが、実験によって得られた情報を有効かつ妥当に利用する点では一步進んでいると考える。ただし、100 keV 以下では σ_{γ}^{235} の共鳴のためにこの同時評価法は使えないという制限がある、狭いエネルギー範囲に限られる。

上のように評価方法のほかに、実験データ選択にもできるだけ客観性を持たせるために、文献を複数人で要約して判定する試みをしている。その上で議論して高い信頼度のあるデータを選択するなら有意義かと思われる。

この方法の結果は σ_{γ}^{238} 以外の結果も同時に示すべきだが、ここには σ_{γ}^{238} と関連データのみを Fig. 13 に示す。

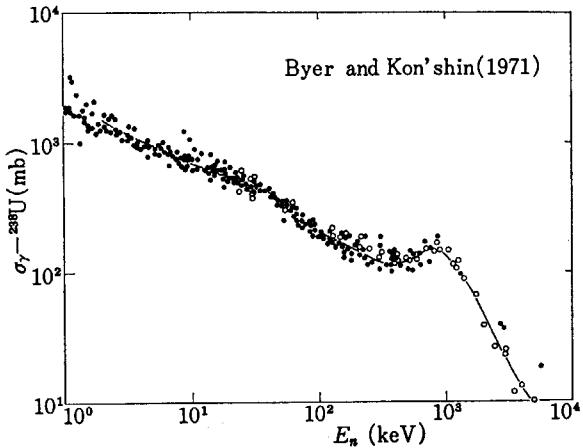


Fig. 14 Comparison of the referred experimental data and the deduced curve in the evaluation of Byer and Kon'shin (1971)⁴⁴⁾. Solid circles are the data renormalized to the mean value at 30 keV by the evaluators, and open circles the data not done so.

(11) Byer et al. (1971)⁴⁴⁾ の評価

実験データの選択方法は Davey (1970)³⁹⁾ と同じと述べながら、採用されたデータを見ると大分が多く、方法は同じでも基準が違うことがうかがえる。評価方法は Davey と全く違っている。むしろ、Davey のように1実験データを中心に評価することの危険を避けるために多くのデータを積極的に使ったと述べている。

30 keV 付近の測定値をすべて平均し、30 keV にまたがる実験データはすべてこの平均値に規格化する。30 keV に実験値のないデータの扱いは不明であるが、多分、そのままのようである。これら全体に多項式を最小二乗法で合わせた。その結果と使用実験データを Fig. 14 に示す。

この方法は平均化された値が求まるだけである。測定データに対する考え方でこの方法の方向に向かうか、それとも Davey のような方法をとるかが決まる。

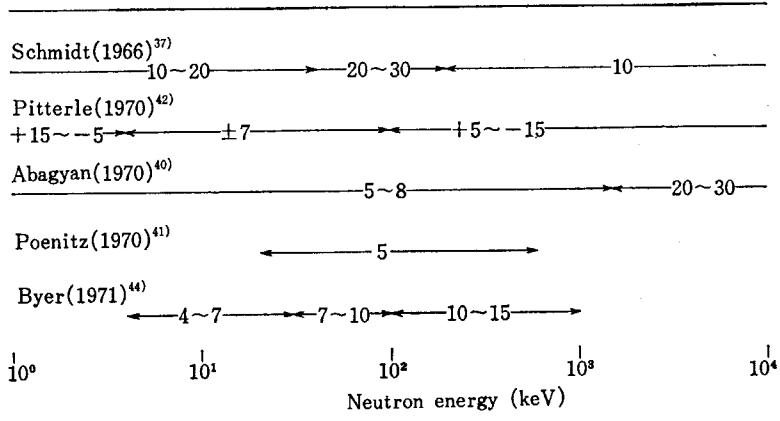
(12) 30 keV における平均値

TABLE 1 の評価欄に N とあるのはその実験の 30 keV 付近における σ_{γ}^{238} を使用して平均値を求めたという意味である。各評価者が平均値を求めるために用いた数値を TABLE 2 に示す。これからわかるように、引用する人によって同じ実験の値が違っている。なかには補正したり、換算したりしているために実験者の与えた値から引用値がどうして求められたか明らかなものもある。しかし、この TABLE 2 から、評価の方法または評価者の実験値に対する考え方で結果が変わることをはっきり読みとることができる。特に Byer et al. (1971)⁴⁴⁾ のように、30 keV を通る測定はすべて平均値に規格化してしまう方法をとるとこの値は重要な役をはたす。

TABLE 2 Cross sections for $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ at 30 keV.

	Moxon (1969) ²⁴⁾	Davey (1970) ³⁹⁾	Pitterle (1970) ⁴²⁾	Byer (1971) ⁴⁴⁾	Sowerby (1970) ⁴⁵⁾
Macklin et al. ⁵⁾				556 ± 56	
Hanna et al. ⁹⁾	375 ± 55			370 ± 77	371 ± 51
Bilpuch et al. ¹¹⁾	460 ± 48			460 ± 46	
Gibbons et al. ¹³⁾	473 ± 49		473 ± 47	473 ± 47	
Bergquist et al. ¹⁴⁾	308 ± 35			394 ± 85	
de Saussure et al. ¹⁵⁾	531 ± 60	470 ± 38	461 ± 40	470 ± 38	
Tolstikov et al. ¹⁷⁾	396 ± 96		507 ± 51	507 ± 51	
Macklin et al. ¹⁹⁾	530 ± 106		450 ± 40	389 ± 31	427 ± 38
Belanova et al. ²⁰⁾	531 ± 22			540 ± 60	
Miesner et al. ²³⁾					
Moxon et al. ²⁴⁾	403 ± 62		403 ± 62	403 ± 62	
Menlove et al. ²⁵⁾	479 ± 28	498 ± 15	473 ± 15	479 ± 14	{492 ± 17 473 ± 15}
Moxon ²⁶⁾	418 ± 29		418 ± 29	418 ± 29	425 ± 31
Poenitz ²⁷⁾		467 ± 18	459 ± 22		
Fricke et al. ²⁸⁾				462 ± 55	
Mean Value	425 ± 15	483	456	462 ± 9	468 ± 13

TABLE 3 Accuracy of the evaluated values assigned by several evaluators.



(13) 評価値の精度

評価者が与えた評価値に対する精度を TABLE 3 に示す。精度の求め方は、一部統計的処理を基にして求められた値であることがわかっている以外は、はっきりしない。したがって、これらの精度と実験データの精度との関係は明らかではないので、直ちに 2.2 に述べた要求精度に対応する値とは限らない。

(14) 評価の比較

評価値の比較を Fig. 15 に示す。ここに示したのは Abagyan et al.⁴⁰⁾に対する比である。Abagyan et al. の方法が現存測定データの平均を与えるだろうと考えたからである。比較は、図の線が混乱するので最近のものに限った。また、比較のために UKNDL 70 の値も示した。この図はおおよその傾向を示すもので微細な構造にまで意味はない。

Fig. 15 によると 100 keV 付近では大体一致した値になっている。これは測定データがこの辺でばらつきがないことに対応している。100 keV 以下ですべて 1.0 より小さい値になっているのは Abagyan et al. が測定デ

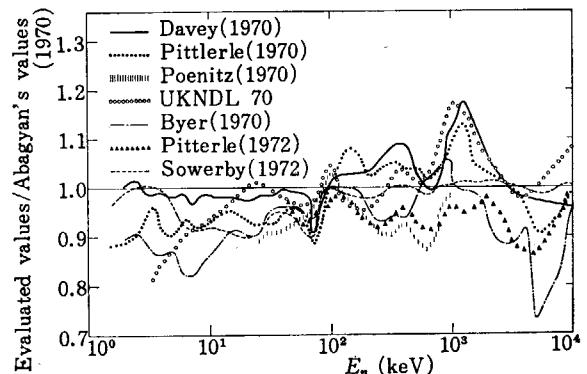


Fig. 15 Comparison of the deduced curves in the evaluations reviewed. They are expressed in terms of the ratios to the curve of Abagyan et al.⁴⁰⁾.

ータに自己遮蔽の補正をしてほかの評価よりも大きな値を使ったためである。1.0 MeV 付近では σ_{γ}^{238} の幅広いピークの位置をどのエネルギーに評価したかで大きな違いが現われる。したがって、Fig. 15 における 1.0 MeV 付近のピークは Abagyan et al. の σ_{γ}^{238} ピークに対するそれを示すものである。10 MeV ではほとんどの評価

が一致しているのは、10 MeV 付近に測定データが少なく、さらに 14 MeV には Perkin *et al.*⁸⁾ の測定値一つしかないために、皆がこれらの値を採用したためである。

2.4 議論

まず、今までに見てきた評価を基に評価方法について 2 つの問題を論ずる。

第 1 に、 σ_{γ}^{238} の評価に関する問題はこの断面積のみの評価では済まされない段階にきていることである。Schmidt(1962, 1966)^{35, 37)}, Parker(1963)³⁶⁾ および Vastel *et al.*(1968)³⁸⁾ までは数少ない実験値と理論による計算値との比較をしながら評価値を求めた第 1 期で、この段階では実験それ自体の詳しい検討はなされていない。Davey (1970)³⁹⁾ が個々の実験を詳しく検討して、評価者の判断を基に測定データに格付けをした。それ以降、程度の差はあるが評価者は実験それ自体の信頼性に言及するようになった。この意味で Davey (1970) 以後を第 2 期と考える。実験の方も、 σ_{γ}^{238} を核データとしての測定対象とするものが出てきた。Barry *et al.*¹⁸⁾ がその最初の測定と考える。それ以前は、もちろん原子炉のための核データは意識してはいるが、目的がそれのみでないこと、補正や誤差の考慮の程度が不明であることなど、評価にとってはデータとして検討しにくい測定が多い。それが測定精度の度合と直接に結びつくわけではないが、 σ_{γ}^{238} をより精度よく測定しようとするにのみ目的をおく測定とは区別すべきであろう。 σ_{γ}^{238} の精度向上を目指した実験がこの時期に多く行われた。その中にはほかの断面積に相対的に測定されたものも多い。これらの実験を本来の測定値として使用するには、 σ_{γ}^{238} のみ単独に評価すると限界がある。この解決方法として、Sowerby *et al.* (1970)⁴⁰⁾ や Poenitz (1970)⁴¹⁾ による同時評価の考えが出た。実験データを検討してみれば、当然その標準断面積の値が問題となるので、評価の成行きとしては当然の方向であろうし、評価方法としては一步前進と考える。これを第 3 期として区別する。ただし、この方法は Sowerby *et al.* によって述べられた限界 ((10) 参照) があるので、今後有効に発展させるためには共鳴領域との統一的取扱いが可能になるような工夫が必要であろう。

第 2 の問題は、評価の際の実験データ選択の基準をどのように設定すべきかにある。実験データは個々に固有の系統誤差を含んでいる。これをすべて除外すれば、あとは単に平均操作で求められるであろう。測定データはすべて使って評価をするという立場が上の方法であるが、これと対称的に、最も信頼度が高いと思う特定の測定で評価値を決める方法、すなわち Davey (1970) の方法がある。筆者は系統誤差の除外は不可能と考え、後者の方が現実的であると考える。その際、採用した測定はどうして信頼度が高いとするかの裏付けが必要である。

その内容は核データの種類や測定法に関連し、一般的にはいえないし、評価者が個々の評価で示すべき課題である。

以上の σ_{γ}^{238} に関する評価の概観では、この第 2 の問題に留意して述べてきた積りである。しかし、その点がはっきりしている場合もあれば、はっきりしない評価もある。これは評価基準の問題として今後さらに検討されなければならない。

つぎに、評価という観点をはなれ σ_{γ}^{238} の問題を考える。本来断面積の値は測定によって決定されるべきことは当然だが、2.2 でみたように新しい測定がなされればそれだけで要求精度がみたされるとは期待できそうにはない。それに RENDA 1972 を見る限りでは新しい測定計画は 2, 3 に止る。今後続々と新しい測定がなされることはないと思えば、あるいは σ_{γ}^{238} の実験データの現在の蓄積量からいって実験者自身による系統誤差の再検討も必要ではないか。それには評価側からの問題提起も必要と考える。

3. $^{238}\text{U}(n,n')$ の断面積

3.1 実験データ

エネルギー準位の間隔が狭いために高い中性子エネルギー分解能が要求される。今までになされた実験はたしかに 2 MeV までである。また、実験例も少ない。Fig. 16 に $Q = -45 \text{ keV}$ (第 1 励起状態) についての実験結果を示す。数少ない測定データの間で一致がよくない。Barnard *et al.*^{54, 55)} は 90° 方向でしか測定しておらず、データ処理についても問題がありそうに思われる。また、Smith *et al.*⁵³⁾ の ANL グループの方は測定された角度は多いが、分解能が良くない。しかし、ANL グループは最近再度測定をしたらしくいくつかの文献に引用されている。ただし、データは公表されていない。ほかの核種について ANL グループが最近行っている実験から推測すると、 σ_t , σ_n および $\sigma_{n'}$ を詳しく測定し、解析していると思われる。実験結果がわからないのではっきりしたこととはいえないが、前の測定と余り違わない測定値であるようだ。

3.2 評価

$\sigma_{n'}^{238}$ に対する要求精度は RENDA (1972) によると 5-10% である。実験データはこの要求は充たしていないし、2 MeV 以上では実験データもない。

実験データのない 2 MeV 以上では σ_t^{238} からほかの断面積を引いて残った値を $\sigma_{n'}^{238}$ とするほかないが、同

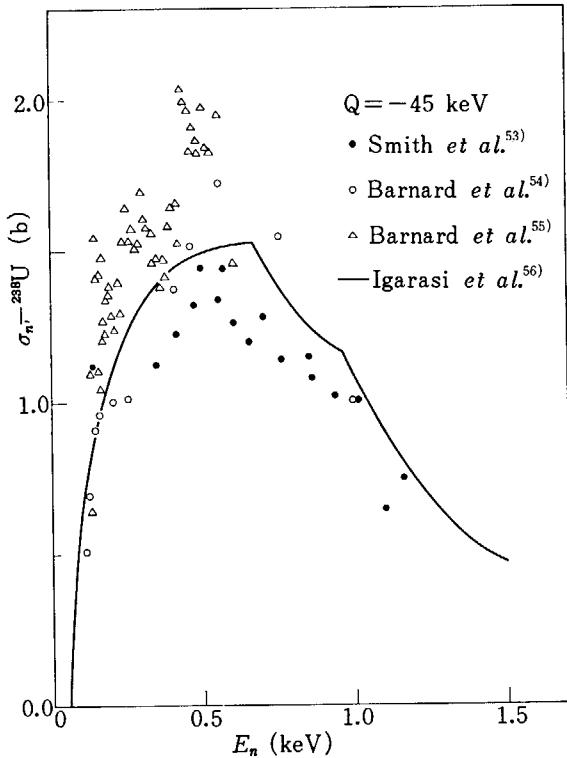


Fig. 16 Inelastic scattering measured and calculated data for the 45 keV level in ^{238}U . Symbols stand for the data expressed in the figure.

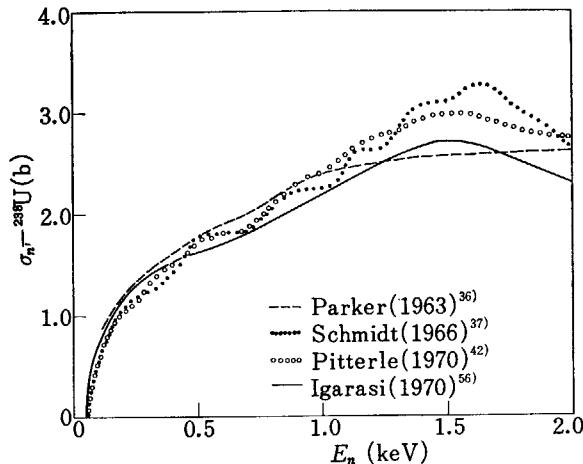


Fig. 17 Comparison of the recommended curves for the total inelastic cross-sections of ^{238}U in some evaluations.

様の実験的理由から $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ の実験値もないので単なる引算からは $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ は求められない。結局、 $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ の現状は $\sigma_{\gamma} - {}^{238}\text{U}$ の評価について述べた第1期あるいはそれ以前の段階である。この段階では理論による計算が有効であることは $\sigma_{\gamma} - {}^{238}\text{U}$ の第1期でも理論計算が利用されたことと対応してうなづける。このような試みは Igarashi et al.⁵⁶⁾によってなされた。その結果を Fig. 16 および Fig. 17 に示した。Fig. 17 には Parker (1963)³⁶⁾, Schmidt (1966)³⁷⁾ および Pitterle (1970)⁴²⁾ の評価結果も示す。

実験データから全 $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ を求めるためには個々のエネルギー準位への $\sigma_{n'}$ を求めなければならない。その手続きを Parker (1963)³⁶⁾ は実験値と理論計算を対比しなが

ら行った。使用した実験データは Smith et al.⁵³⁾ が中心である。Schmidt (1966)³⁷⁾ は Barnard et al.⁵⁴⁾ のデータを採用しているために、当然 Parker に比べて高めに評価値を決めた。Pitterle(1970)⁴²⁾はまだ公表されていない ANL グループのデータを基にしており、Fig. 17 に示したこれら3者の評価値の違いは、Parker (1963) の場合は少し異なるが、全く評価当時の新しいデータと並行している。Igarashi et al.⁵⁶⁾ の方法は理論計算側からの接近という意味合いが強く、各エネルギー準位全体で実験に適合するようにしているので、実験データにのみ依存する方法とは違っている点から、使用した実験データは同様の測定でもほかの3評価と違う結果が得られたと推察される。

3.3 議論

$\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ の場合、実験データが僅かでそれらの一一致がよくないために、評価者がどのデータを基礎にして値を求めるかで結果は大きく違っている。データが少なく、一致が悪いことは単なる平均で値を求めるよりも難しくしている。実験的にこのような現状が急激に改善されることは期待できない。一方、 $\sigma_{n'}$ には光学模型など核物理的にその有効性が検証された理論が利用できるので、それらを充分活用して実験データの不足を補いながら評価を進めるべきである。

4. 結論

上にみてきたごとく $\sigma_{\gamma} - {}^{238}\text{U}$ と $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ の測定データは数の点で対照的ではあるが、測定精度の点からは両者ともに不満足の状態である。これら核データは直接測定によって必要な質にまで向上させるべきであるが、現在の実験技術からして急激な改善は望めそうにない。評価はこのような現状を考慮しながら個々の核データに有効な方法を採用しなければならない。今までの評価のいくつかを検討しながら、 $\sigma_{\gamma} - {}^{238}\text{U}$ と $\sigma_{n'} - {}^{238}\text{U}$ に対してとるべき方法は 2.4 および 3.3 で述べた。

この2つの断面積のみならず、いずれの核データの評価の場合も共通である測定データ選択法については、具体的に示すことができなかった。どの測定データに従って「一本の線」を引くかは、評価にとって最も中心的課題である。しかし、このような選択の仕方に特に特定の方法があるかどうかは疑問であるし、そのような方法を見つける努力が必要かどうかかも疑問である。要は測定データの値が充分な精度でよい一致を示せば問題が解決することだからである。しかし、今みてきたように実験データの量の積み重ねだけでは、この解決は得られそうにない。このような現状をよりよい方向に進めるために

は、実験と評価の相補的関係を考えながら評価における測定データの検討、選択を行うべきだと考える。

References

- 1) CINDA 71, The Computer Index of Neutron Data, IAEA, Vienna, 1971
- 2) BRODA E. and Wilkinson D. H.: BR-574 (1945). Data given in 9).
- 3) LINENBERGER G. A. and Miskel J. A.: LA-467 (1946)
- 4) English and Gueron: Report M.C. 69, Montreal (1955)
- 5) MACKLIN R. L., Lazar N. H. and Lyon W. S.: *Phys. Rev.*, **107**, 504 (1957)
- 6) KAFALAS P. and HEINRICH R. R.: ANL-5924, 115 (1958)
- 7) LEIPUNSKY A. I. et al.: Proc. 2nd Geneva Conf. Peaceful Uses At. Energy, **15**, 50 (1958)
- 8) PERKIN J. L., OCONNOR L. P. and COLEMAN R. F.: *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 505 (1958)
- 9) HANNA R. C. and Rose B.: *J. Nucl. Energy*, **8**, 197 (1959)
- 10) LYON W. S. and MACKLIN R. L.: *Phys. Rev.*, **114**, 1619 (1959)
- 11) BILPUCH E. G., WESTON L. W. and NEWSON H. W.: *Ann. Phys.*, **10**, 455 (1960)
- 12) DIVEN B. C., TERRELL J. and HEMMENDINGER A.: *Phys. Rev.*, **120**, 556 (1960)
- 13) GIBBONS J. H. et al.: *Phys. Rev.*, **122**, 182 (1961)
- 14) BERGQUIST I. et al.: *Arkiv för Fysik*, **23**, 425 (1963)
- 15) de SAUSSURE G. et al.: ORNL-3360, p 50 (1963)
- 16) MACKLIN R. L., GIBBONS J. H. and INADA T.: *Phys. Rev.*, **129**, 2695 (1963)
- 17) TOLSTIKOV V. A., STAVISSKII Yu. Ya. and SHERMAN L.E.: *J. Nucl. Energy*, A/B, **18**, 481 (1964)
- 18) BARRY J. F., BUNCE J. and WHITE P. H.: *J. Nucl. Energy*, A/B, **18**, 481 (1964)
- 19) MACKLIN R. L. et al.: WASH-1046, p 88 (1964)
- 20) RAE E. R. et al.: Geneva Conf. P/167 (1964)
- 21) BELANOVA T. S. et al.: *J. Nucl. Energy*, A/B, **20**, 411 (1966)
- 22) KOROLEVA V. P. and STAVISSKY Yu. Ya.: *Atomnaya Energiya*, **20**, 431 (1966)
- 23) MIESSNER H. and ARAI E.: *Nukleonik*, **8**, 428 (1966)
- 24) MOXON M. C. et al.: TRDWP/P8 (1966)
- 25) MENLOVE H. O. and POENITZ W. P.: *Nucl. Sci. Eng.*, **33**, 24 (1968)
- 26) MOXON M. C.: AERE-R-6074 (1969)
- 27) POENITZ E. P.: *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **12**, 279 (1968)
- 28) FRICKE M. P. et al.: Nuclear Data for Reactors, vol. II, 265, IAEA, Vienna (1970)
- 29) PANITKIN Yu. G., TOLSTIKOV V. A. and STAVISSKY Yu. Ya.: Nuclear Data for Reactors, vol. II, 57, IAEA, Vienna (1970)
- 30) POENITZ W. P.: *Nucl. Sci. Eng.*, **40**, 383 (1970)
- 31) STAVISSKY Yu. Ya. et al.: Nuclear Data for Reactors, vol. II, 51, IAEA, Vienna (1970)
- 32) NAGLE R. J., LANDRUM J. H. and LINDNER M.: Proc. Knoxville Conf., 259 (1971)
- 33) SILVER E. G. et al.: Proc. Knoxville Conf., 728 (1971)
- 34) BEYNON T. D.: *J. Nucl. Energy*, A/B, **20**, 146 (1966)
- 35) SCHMIDT J. J.: KFK-120, Part II (1962)
- 36) PARKER K.: AWRE O-79/63, Part I (1963)
- 37) SCHMIDT J. J.: KFK-120, Part I (1966); LANGNER I. et al.: KFK-750 (1968)
- 38) VASTEL V. and RAVIER J.: Neutron Cross Sections and Technology, II, 1129, NBS, Washington (1968)
- 39) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **39**, 337 (1970)
- 40) ABAGYAN L. P. et al., Nuclear Data for Reactors, II, 667, IAEA, Vienna (1970); INDC (CCP)-11/U
- 41) POENITZ W. P.: Neutron Standards and Flux Normalization, 320 and 331, USAEC, Oak Ridge (1971)
- 42) PITTERLE T. A.: Nuclear Data for Reactors, II, 687, IAEA, Vienna (1970), WARD-4181-1 (1971)
- 43) PITTERLE T. A.: ENDF/B, Version III (1972)
- 44) BYER T. A. and KON'SKIN V. A.: Proc. Knoxville Conf., 393 (1971)
- 45) SOWERBY M. G. and PATRICK B. H.: Nucl. Data for Reactors, II, 703, IAEA, Vienna (1970); SOWERBY M. G., PATRICK B. H. and MATHER D. S.: AERE-M 2497 (1972)
- 46) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **26**, 149 (1966); DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **32**, 35 (1968)
- 47) GAMMEL J. L.: Fast Neutron Physics, vol. II: MARION J. B. and FOWLER J. L. Eds., Interscience Publishers, Inc., New York (1963)
- 48) RENDA, Requests for Neutron Data Measurements, EANDC
- 49) STEHN J. R. et al.: BNL-325, 2nd Ed., Supplement 2 (1965)
- 50) WHITE P. H.: *J. Nucl. Energy*, **19**, 325 (1965)
- 51) Nuclear Data for Reactors, II, 135, IAEA, Vienna (1970)
- 52) POENITZ W. P.: Nuclear Data for Reactors, II, 3, IAEA, Vienna (1970)
- 53) SMITH A. B.: *Nucl. Phys.*, **47**, 633 (1963)
- 54) BARNARD E. et al.: *Nucl. Phys.*, **80**, 46 (1966)
- 55) BARNARD E., de VILLIERS J.A.M., REITMANN D.: Nuclear Data for Reactors, II, 103, IAEA Vienna (1970)
- 56) IGARASI S. et al.: Nuclear Data for Reactors, II, 869, IAEA Vienna (1970); IGARASI S.: Private communication (1972)

1.3 Pu-239 の高速中性子断面積の現状

川 合 将 義†

1 keV から 15 MeV までの高速中性子に対する Pu-239 の反応断面積を評価するため, BNL-325 2nd Edition (1958) 以後の実験データを収集した。ここでは、 ν_p , σ_{tot} , σ_f , σ_e の測定データの現状とそれらの評価に関連する若干の問題点を述べる。実験データは、現存する評価済みデータ、たとえば ENDF/B-III および Davey の評価値と比較されている。現在の測定データの間にある食い違いが指摘されまた議論されている。 α 値の、食い違いの原因の一つは共鳴の自己遮蔽効果と考えられ、Bondarenko 公式を用いたその効果の計算結果が報告されている。

Recent Status of Fast Neutron Cross Sections of Pu-239

Masayoshi KAWAI†

The experimental data for Pu-239 reported after BNL-325 2nd Edition (1958) have been compiled in order to evaluate the reaction cross sections of fast neutrons in the energy range from 1 keV to 15 MeV. Present status of the measured values for ν_p , σ_{tot} , σ_f , σ_e is described and some problems related to the evaluation work are reported. The compiled experimental data are compared with the existing evaluated cross section data, for example with the σ_f of ENDF/B-III and of Davey. Present discrepancies among the measured values are pointed out and are discussed. It seems to be considered that one of the origin of α -value discrepancy lies in a method of estimation for resonance self-shielding effect, and the result of calculation using Bondarenko formura for the effect is reported.

1. まえがき

シグマ研究（専門）委員会の核データ専門部会では重い核の中性子断面積のデータの review と評価を一つのワーキンググループの仕事として行なっている。この報告では、上記の作業の一環として行なった Pu-239 のデータの現状の review と検討について述べる。

核データに対する要求精度は最近とみにたかまっている。中性子データに対する各国の要求を収録したものに RENDA System¹⁾ がある。Pu-239 の 1 keV 以上の高速中性子断面積に対する要求は、REND¹⁾ より下記のごとく示される。

量	ν_p	σ_f	α	σ_γ	σ_e	σ_{in}
要求精度(%)	<0.5	1-5	3-10	5	5-10	10-25
重 要 度	1	1	1, 2	1	1, 2	1, 2

上の要求はかなり厳しく、実験する立場からすれば、現状の装置等から考えて実現困難なものもあるのではないかと考えられる。一方、核データの利用者は、この要求を直接利用する核データ（多くは評価済み核データを指す）に対して掲げていることが多いので、生の測定データに対しては、さらに厳しい要求が課せられかねない。すなわち、いろいろな測定結果を比較した場合、それらのデータの間には各々の測定者が述べている測定誤差以上に食い違いを見出すことが常である。また、時間の関数として測定誤差と測定値間の食い違いを眺めた場合、前者は確かに向上しており、上掲のごとき要求精度をも満たしつつあるが、後者の食い違いの方は将来はともかくとしてなお収録しているといい難いものもある。さて、このような核データを評価する立場としては、可能な限りこれらのデータの食い違いの原因をつきとめ、それらの原因を取り除いた形に修正したり、またある尺度で重みづけを行ないつつ、利用者の要求精度に見合うべき納得の行くデータを作り出さねばならない。その方法は扱う測定データの種類、素性や性質によるばかりでな

† 日本原子力事業株式会社、Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

く、評価担当者の理解度やその意向に大いに左右される。しかし、後者はそれがただ独立に存在するのではなく、データ調査とその検討を通じて形成されるものであることはいうまでもない。したがって、著者は Pu-239 の高速中性子断面積の評価に先立ち BNL-325 2nd edition (1958) 以降のデータの収集整理を行なった。ここでは、データの現状を必要に応じて評価データと比較しながら概説する。そして、そのデータに含まれる若干の問題点を指摘し、評価の際に採るべき態度についても主観的に述べる。

2. データの現状とその問題点

2.1 核分裂に伴う即発中性子数 $\nu_p(E)$

測定は Pu-239 試料ならびに標準試料よりなる fission chamber を囲む Large Liquid Scintillator を用いた同時

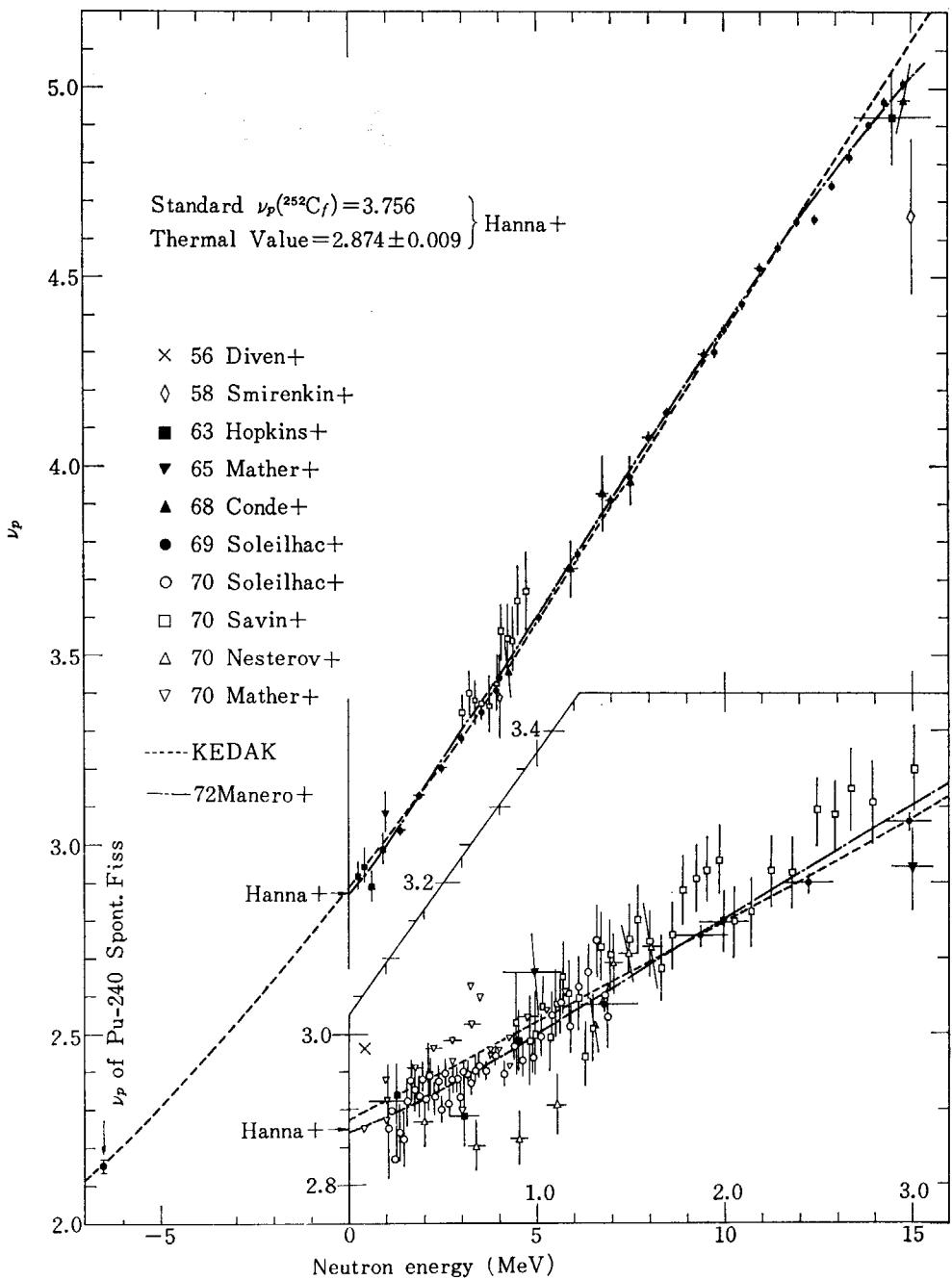


Fig. 1 Energy dependence of Pu-239 ν_p .

計数法が多く用いられている。標準値として Cf-252 の自発性核分裂の ν_p や熱中性子によって引き起こされた U-235 や Pu-239 の核分裂の ν_p がとられている。最近, Cf-252 が標準試料に用いられることが多い。議論を進める上でこれらの標準値を統一する必要があり、Cf-252 の自発核分裂の $\nu_p = 3.756$ と Pu-239 の熱中性子による核分裂の $\nu_p = 2.874 \pm 0.009$ という Hanna²⁾ による評価値を採用する。殊に、熱エネルギー域での ν_p の測定は Hanna²⁾ の評価以後新しい測定が報告されておらず、このエネルギー域の値についてより精度の良い結果が得られる見込みも大きくないので、議論の対象から省く。また共鳴領域での ν_p のスピン依存性が Weinstein 等³⁾ によって報告されているが、まだ定量的に確立していないので、この場の議論に含めない。

Fig. 1 に $\nu_p(E)$ の測定値を KEDAK⁴⁾ や Manero⁵⁾ の評価曲線とともに図示する。図には、-7~15 MeV のデータを与えており、右下の方には特に測定データの多い 0~3 MeV を拡大して示した。なお、中性子エネルギーが -6.534 MeV のデータは、Pu-240 の自発性核分裂の ν_p である。評価曲線のうち KEDAK⁴⁾ のものは、1969 年の Soleilhac^{6,8)} までのデータを用いて評価したものである。この評価の時点では、測定データが大して多くないため Pu-240 の自発性核分裂のデータも用いられ、結果は入射中性子エネルギーの 3 次曲線で与えら

れている。また Manero⁵⁾ は私信も含めて 1972 年までのデータを用い、 ν_p のエネルギー依存性を重み付け平均により 5 次式で与えている。その他にも Davey⁷⁾ 等の評価があり複数個の一次式で評価曲線を表わしている。いずれの評価もその基礎をなすデータが共通しており、また扱う式こそ異なるがその係数の求め方に特別の違いがないので、weight の高い Soleilhac^{6,8)} の測定に引張られている。そのため、各々の評価の間の食い違いは、高々 0.7% である。かように評価値の間の一致は比較的良いが、測定データ同志を比較した場合、食い違いの目立つものもあるのに気がつく。すなわち、1970 年に報告された Mather⁹⁾ や Savin¹⁰⁾ のデータは、Soleilhac^{6,8)} や Hopkins¹¹⁾ のものより 0.5~2% 高い。このことは、前者がたとえ Soleilhac^{6,8)} の測定に比べて測定精度が劣りデータ点が少ないとしても、なおこの程度のあいまいさが存在することを物語っている。なお、図から見て明らかかなごとく、 ν_p のエネルギー変化は極めて滑らかでありほぼ直線的である。すなわち、U-235 に見られるごとく特別な構造は認められない。

2.2 中性子全断面積 σ_{tot}

Fig. 2 に示したごとく他の反応に比べると実験報告は多くない。MeV 域域での測定データの間の食い違いは

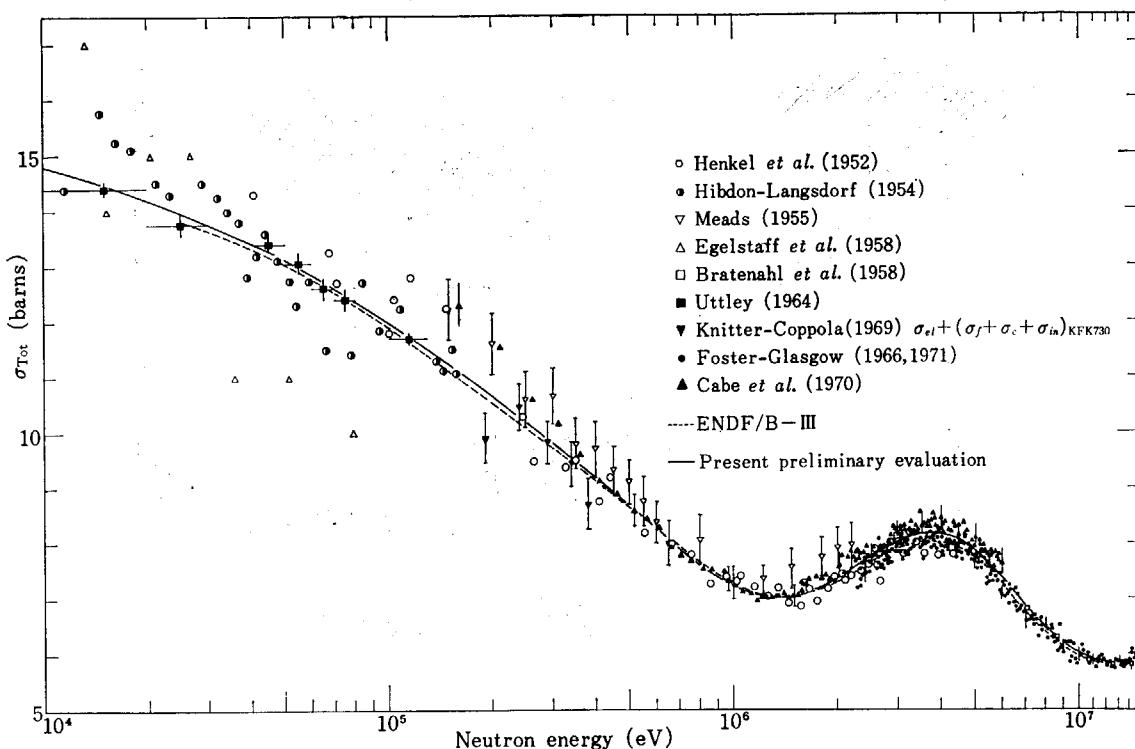


Fig. 2 Pu-239 total cross section.

5% 以内であり, Foster¹²⁾ の測定が Bratenahl¹³⁾ や Henkel¹⁴⁾ との一致も良く信頼度が高い。一方, 数 10 keV 以下では共鳴の自己遮蔽効果が問題となる。その補正を実験的に行なっているものもあるが、必ずしも十分であるといい難く、またその他の系統的な誤差も含み 10-30% の食い違いがある。この中でいろいろな厚みの試料を用いて精力的に測定している Uttley¹⁵⁾ のデータの信頼度が高いと考えられる。また 100 keV 領域では各々のデータを見ると特別な構造が認められず、滑らかであることが分る。このことは測定の多い U-235 や U-238 においても見られることであり、評価曲線はその上下のエネルギー域のデータと滑らかにつながっていることを示している。ENDF/B-III などの評価でも採用したデータやその曲線の引き方には上記のことが考慮されている。ここで、最近 Cabe¹⁶⁾ が 0.16-6 MeV の中性子全断面積の測定を行なっており、これは 2 MeV 以下で Hen-

kel¹⁴⁾ のデータと良く一致している。しかし、それ以上のエネルギー域では数% 食い違つており、Foster¹²⁾ の結果と比較しても系統的に 3.5% 程高い。この食い違いは測定誤差を越えるものである。いずれのデータがより正しいのか Pu-239 のデータのみを見ていても判定し難いが、Foster¹²⁾, Cabe¹⁶⁾ のそれぞれが Pu-239 以外の多くの核種の全断面積も同時に測定しているので、対応する核種についても Pu-239 と似た傾向があるかを知ることは極めて有用なことである。すなわち、もし似た傾向があれば、より良くわかっている核種の全断面積のデータの中で両者の占める位置を調べてそれを Pu-239 にまで類推せることができるからである。しかし、現在その検討まで進んでいないので、ここで Foster¹²⁾ と Cabe¹⁶⁾ のデータを同じ重みづけで評価し評価曲線を引くとすれば Fig. 2 の実線のごとくなる。もちろん、評価の際測定の緻密さなども考慮に入れることは当然である。

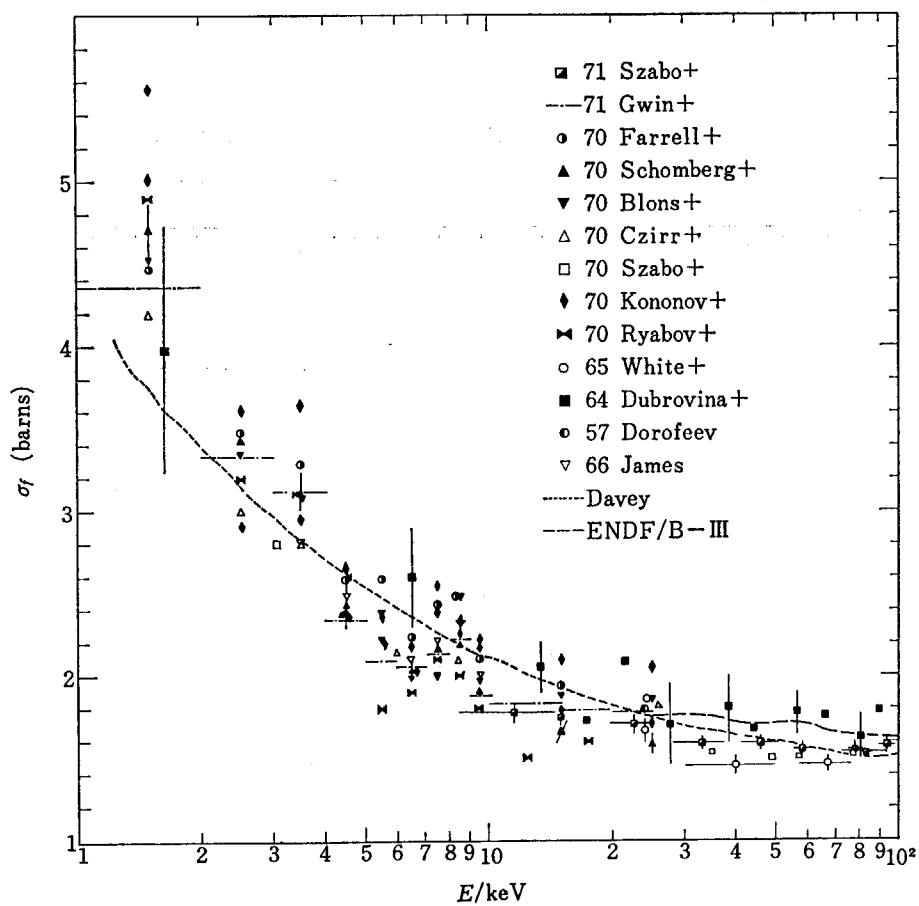


Fig. 3 Pu-239 fission cross section, 1-100 keV.

2.3 核分裂断面積 σ_f

測定データはその標準断面積に U-235 の核分裂断面積を採るか否かで大きく 2 種類に分けることができる。すなわち、U-235 の核分裂断面積は、数 10 keV 以上で 2-3% の精度で得られており、標準断面積として有用であると考えられている。そして、実験の際に Back-to-Back Counter を用いるなど実験条件や試料の扱いなどが共通にできるなどの利点がある。U-235 を標準試料に用いた測定はかなり多い。その結果は、Pu-239 の核分裂断面積と U-235 のそれとの比 $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ で与えられている。そして、測定者が U-235 の核分裂断面積をも測定している場合、その結果を用いて Pu-239 の核分裂断面積の値も算出して与えている。ただし、最近は、 $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ に留めたデータの方が多く報告されている。U-235 を標準として用いない場合は、BF₃ 検出器やその感度特性が平坦になるように作られた Long Counter 等を用いて測定されており、その検出器の検出効率が既知の中性子源を用いて較正されているので、結果は断面積の

絶対値で与えられている。もっとも、時には単にそのエネルギー依存性しか信用できないデータもある。Fig. 3-6 にこれらの測定データを、いろいろと引用すること多い Davey¹⁷⁾ や ENDF/B-III の評価値とともに示す。測定データの議論をする前に評価データの内容を述べる。まず Davey¹⁷⁾ の評価は、測定精度が高く、またデータ間の食い違いのより少ない $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ のデータの方に重みが置かれている。具体的には、主に Harwell の測定^{18~21)} と Smith²²⁾ のデータに基づいている。Fig. 6 の最下段のグラフがこれをより良く物語っている。一方、ENDF/B-III のデータは、これら微分断面積データ（直接には評価済データとその誤差）以外、FBR 臨界実験値のごとき積分データも反映している。したがって、必ずしも我々が対象とする微分断面積データの平均的な（もっともらしい）ものではない。

Fig. 3, 4 に、1 keV 以上の核分裂断面積を示す。30 keV 以下は最近測定が非常に多くなされているので Davey¹⁷⁾ の評価以後のものを主体に書いている。これからは、Gwin²³⁾, Schomberg²⁴⁾ 等を代表とするもので電子線線型加速器等から得られるパルス中性子源を用いた

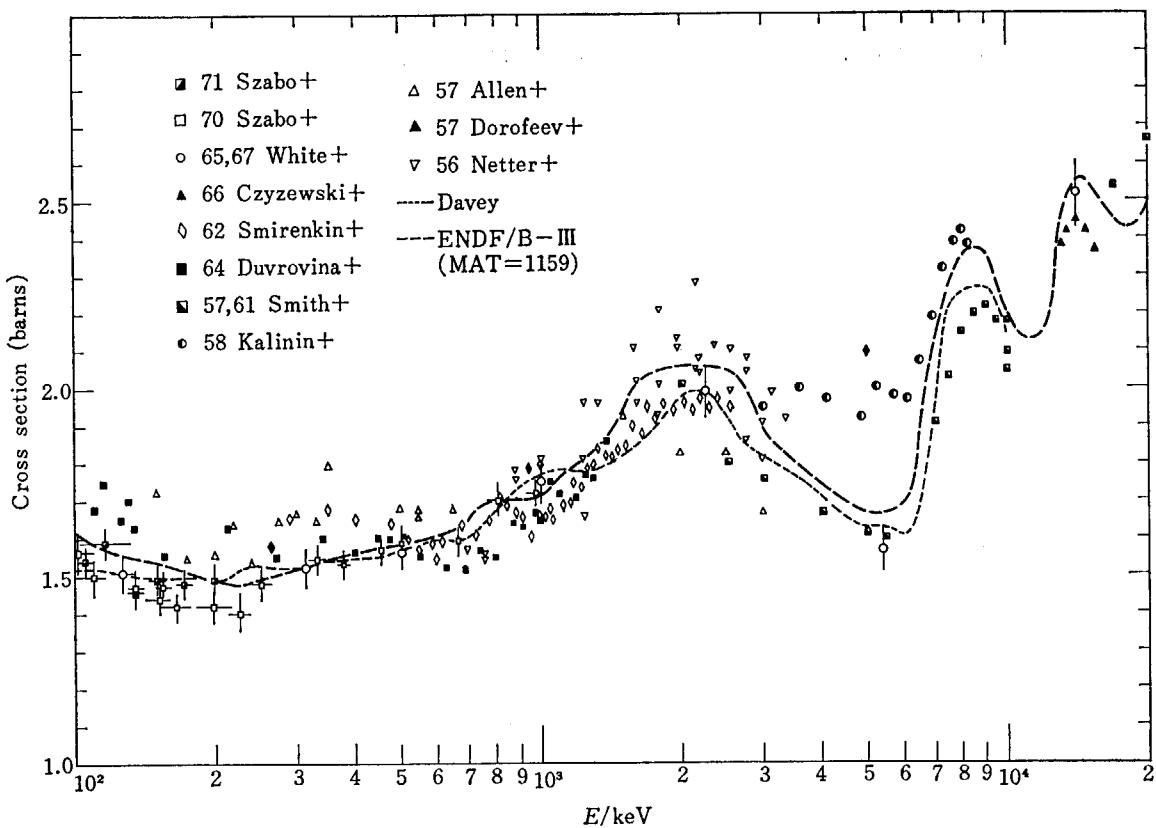


Fig. 4 Pu-239 fission cross section, 100 keV-20 MeV.

TOF 法による高エネルギー分解能の測定である。中性子束のモニターには BF_3 検出器などが用いられている。このエネルギー域では、B-10 や Li-6 の (n, α) 反応断面積が精度良く決められており、U-235 の核分裂断面積の構造が問題となる $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ データより信頼できると考えられる。現在これらのデータには 10% もの食い違いが見られ、なお問題が残る。10 keV 以上で Szabo²⁵⁾ が Van de Graaff 型加速器を用いて絶対測定を行ない、結果を 3% 以内の精度で求めている。これは、Gwin²³⁾ のデータより約 3% 低いが、24 keV の Perkin²⁰⁾ の測定とほぼ一致し、Dubrovina²⁶⁾ と Shomberg²⁴⁾、White¹⁹⁾ の中間を行き、このエネルギー域の最近の絶対測定値として極めて重要である。なお、Fig. 4 の White²¹⁾ や Smith²²⁾ のデータは、それぞれ White²⁷⁾ や Hansen²⁸⁾ の U-235 の核分裂断面積に対して再規格化した。他は一応絶対測定に分類できるものであるが、Kalinin²⁹⁾ のデータは形だけ信頼できる。それぞれのデータの間には 5-15% の食い違いがある。また、Davey¹⁷⁾ や ENDF/B-III の評価曲線（点破線と破線で示した）は、これらのデータのちらばりの中にあることは当然であるが、微分断面積データにより忠実な Davey¹⁷⁾ のデータについて最近の測

定値の平均的な値と比較すれば、1-4 keV で 5-15% 低く、一方 5-40 keV で最大 10% 高い。他は Szabo²⁵⁾ のデータが主になり、これとだいたい一致している。しかし、数 10 keV 以上は、これら断面積の絶対値のみでなく、測定のより新しく精度の高い $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ データをも含めて検討しなければならない。

Fig. 5 に 10 keV から 14 MeV までの $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ の測定データを Davey¹⁷⁾ 等の評価曲線とともにプロットし、データの概況を示す。他の測定値に比べればデータの収斂は極めて良く、特別に散在しているデータを除けば、3-5% の食い違いに留まっており、各々に系統的な誤差がないとしてなければ、かなり精度の高い評価曲線が得られる。Davey¹⁷⁾ をはじめとする多くの評価がこれを出発点としている所以である。最近のデータは、Davey¹⁷⁾ と比べて 200 keV 以下でわずかに高くなる傾向を示しており、700 keV 以上には構造が見られる。Netter³⁰⁾ の評価曲線は、彼自身の U-235 と Pu-239 の核分裂断面積の測定値を滑らかに結び、それから読み取った値をもとに算出したものであるが、最近の Nesterov³¹⁾ や Poenitz³²⁾ の結果と良く一致している点興味深い。また、ENDF/B-III のデータは、その中に含まれる Pu-239

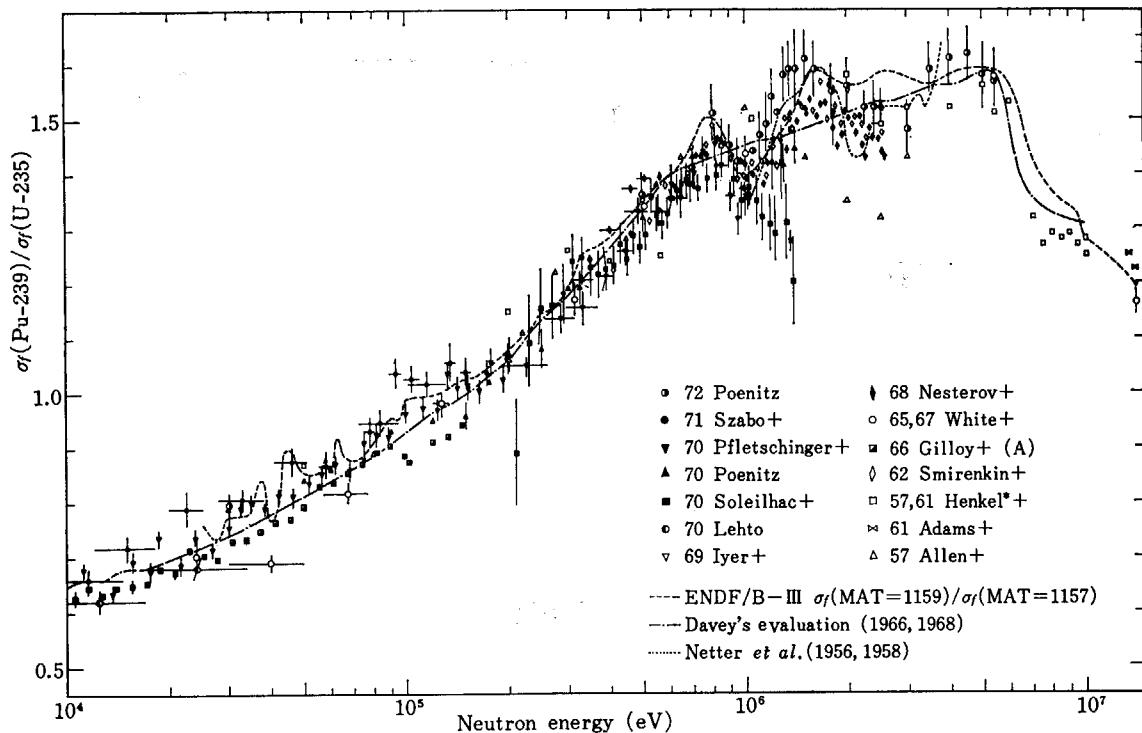
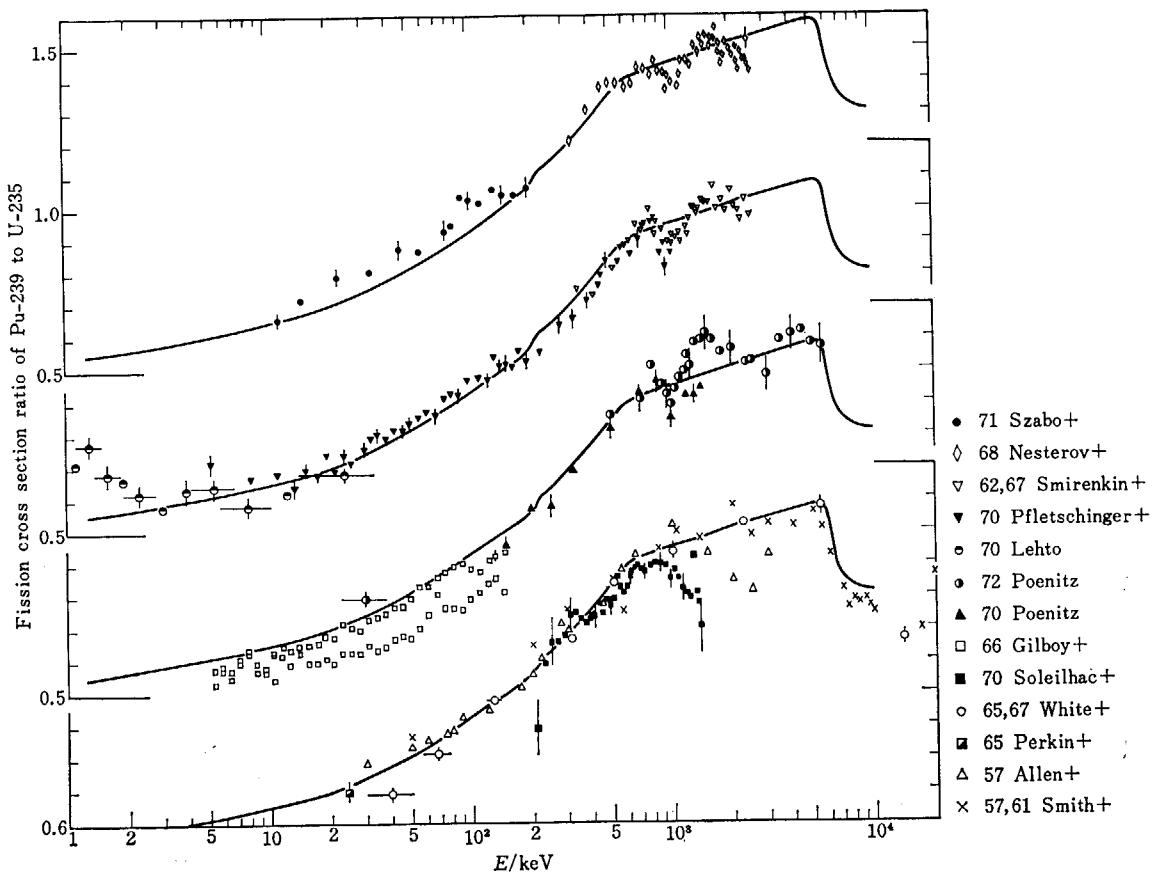


Fig. 5 Fission cross section ratio of Pu-239 to U-235.

Fig. 6 $\sigma_f(\text{Pu-239})/\sigma_f(\text{U-235})$ compared with Davey's evaluation.

MAT=1159) と U-235 (MAT=1157) の核分裂断面積の比である。Pu-239 の核分裂断面積の評価に用いられた U-235 の核分裂断面積が ENDF/B-III のそれと同じか否か不明であるが、Davey¹⁷⁾ のものより最大 10%，平均 2% 程高く、積分測定からの要請にも傾向的に叶っている。

次いで、Fig. 6 は、Davey¹⁷⁾ のデータと比較して個々の測定値がいかなる関係にあるかを示したものである。最下段の図は、Soleilhac⁸⁾ のデータを除き、Davey¹⁷⁾ がその評価の際により重みをつけて採用したものである。このうち、Smith²²⁾ のデータは、その論文または NEUDADA³³⁾ のリストより得た数値をもとに著者が算出したものであることを断っておく。したがって、Davey¹⁷⁾ がその評価に際してこれと同等の値を用いたか不明である。Gilboy³⁴⁾ のデータは、2種類の方法で行なわれていて、両方の結果の間に 10% の食い違いがある。かようなデータは、仮にいざれが正しいとしても信頼性が低いと判断しても止むを得ない。また、Szabo²⁵⁾ のデータは、他に比べると若干高いようであり、前述の断

面積の値が Davey¹⁷⁾ の評価より低くなっていたことと一見矛盾して写るが、これは Szabo²⁵⁾ の測定した U-235 の断面積の値が Davey¹⁷⁾ のそれより低く、それに対する比を探ったためともいえる。すなわち、他の Back-to-Back Counter で直接測定して得たものとは、その求め方に相違があるためでもあるが、このことから Szabo²⁵⁾ のデータが誤まっているとはいえない。すなわち、Bowman³⁵⁾ 等が U-235 の核分裂断面積に構造のあることを示しており、これがエネルギー分解能と密接に関係して結果を左右する可能性があるからである。また、Back-to-Back Counter による測定同志比較すると、White¹⁹⁾ と Pfletschinger³⁶⁾ のデータのごとく、エネルギーによっては 10% 程度の食い違いがある。以上のことから Pu-239 の核分裂断面積の評価は、単に Pu-239 のデータのみに留まることなく、標準断面積たる U-235 の核分裂断面積をも含めて検討する必要がある。すなわち、U-235, Pu-239 両方の断面積とその比のデータまたは同等の関係を有する他の核種のデータをも含めた Inconsistent evaluation を行なうことが望ましい。

2.4 捕獲断面積 σ_c

直接に捕獲断面積を測定することは無理であり、測定データとしては、 α 値(捕獲断面積と核分裂断面積の比)が主な対象となる。その他には、 η 値(中性子吸収反応当たり出てくる核分裂中性子数、 ν_{eff} とも書く)と吸収断面積 σ_a があるが、前者は次式に示すとく α 値と関係づけられる。すなわち、

$$\eta = \nu / (1 + \alpha) \quad (1)$$

ここで ν は、2.1 節に示したごとく比較的精度良くその値が求められており、(1)式を用いて α 値が得られる。

一方、吸収断面積の方は、核分裂断面積の値がはっきり定まらず、 α 値に換算できないのでこの議論に含めない。TABLE 1 に利用できる測定を掲げるが、その中には後に同一測定者によって改訂されたものを含んでいない。 α 値の測定に用いられる中性子源や検出器などにいろいろな組み合わせがあるが、原理的には吸収反応のうちから核分裂反応を識別することと等価である。すなわち、多くは吸収とともに即発 γ 線を検出して吸収反応を知り、その γ 線スペクトルの差異を利用するが、核分裂片や核分裂中性子を検出し、それを γ 線検出パルスと同時または非同時計数して捕獲と分裂反応の検出割合を測定している。そして、その結果を適当な手段を用いて得た検出効率やその他の補正を行ない α 値を得ているものである。検出効率の較正や α 値の規格化は、データの比較的よく知られている熱エネルギー域や十分に分離された共鳴エネルギーで行なわれている。それらの測定結果を Sowerby³⁷⁾ や ENDF/B-III の評価曲線とともに Fig. 7, 8 に図示する。

Gwin³⁸⁾ や Belyaev³⁹⁾ で代表されるごとく keV 域での高い α 値は当然のこととなつたが、データ間になお 20-40% の食い違いが見られ、それも 10 keV 以上の Van de Graaff の測定よりも電子線型加速器やパルス炉

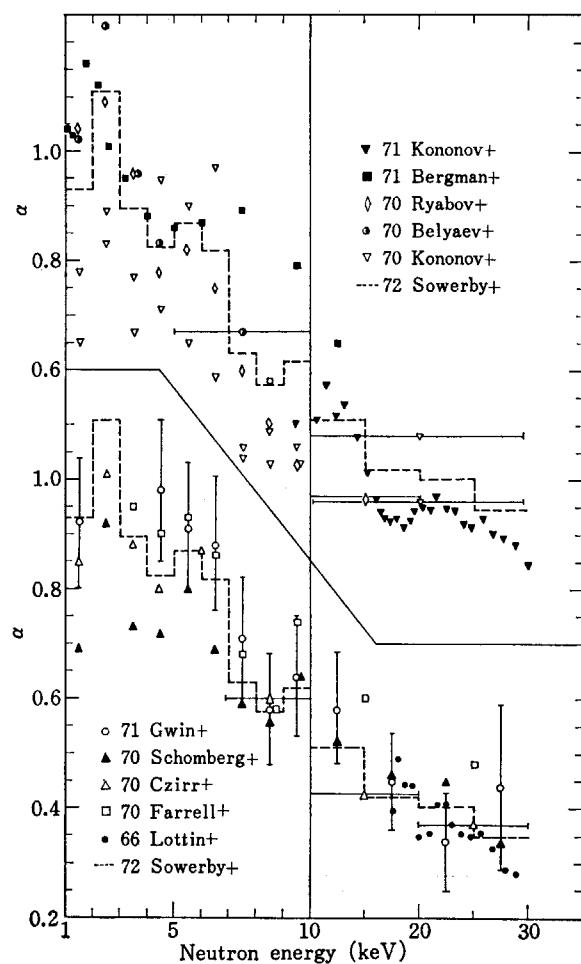
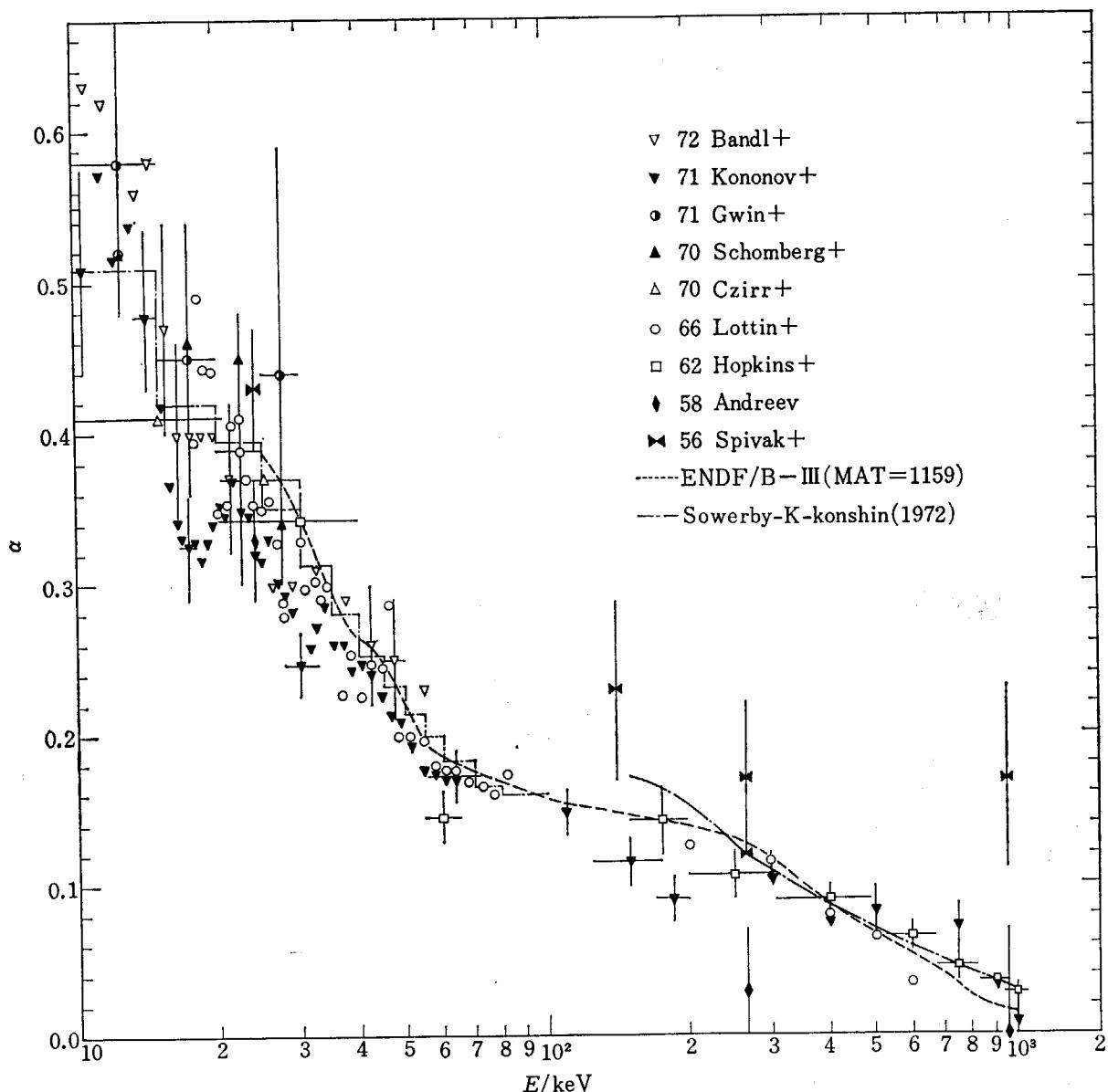


Fig. 7 Pu-239 α -value, 1-30 keV.

を用いた高エネルギー分解能の測定の方が著しい。これは、一つには γ 線のバックグラウンドが前者に比べると非

TABLE 1 Pu-239 α -value (σ_c/σ_f) measurements

Author	Energy	Neutron source	Quantity	Fission and gamma detector
56 Spivak+	30 keV- 900 keV	Photo n	η	Ionization Chamber, BF_3
58 Andreev	24 keV- 880 keV	Photo n	η	Ionization Chamber.
62 Hopkins+	30 keV- 1 MeV	Van de Graaff	α	Large Liq. Scint. (Cd)
66 Lottin+	20 keV- 600 keV	Van de Graaff	α	Large Liq. Scint. (Gd)
70 Schomberg+	10 eV - 30 keV	Linac	α, σ_f	Liq. Scint. (P. S. D.)+Moxon Rae
70 Czirr+	0.29 eV - 30 keV	Linac	α, σ_f	Liq. Scint. (P. S. D.)+Moxon Rae
70 Belyaev+	Thermal- 10 keV	Cyclotron	α, σ_f	Stilbene (P. S. D.)/ZnS+NaI
70 Farrell+	+2 eV - +6 eV	Explosion	$\sigma_f, \sigma_c, \sigma_s, \sigma_T$	Fission Chamber+Moxon Rac
70 Kononov+	100 eV - 30 keV	Pulsed Reactor	α, σ_f	Fission Chamber+Large Liq. Scint.
70 Ryabov+	100 eV - 30 keV	Pulsed Reactor	α, σ_f	Large Liq. Scint. (Cd)
71 Gwin+	0.02 eV - 30 keV	Linac	α, σ_f	Large Liq. Scint (High bias)/Fission Chamber
71 Bergman+	1.05 keV-12.5 keV	Pb Spectrometer	α	Fission Chamber Gas γ Proportional
71 Kononov+	10 keV- 1 MeV	Van de Graaff	α	Large Liq. Scint (Cd)
71 Gwin+	0.02 eV - 400 keV	Linac	α, σ_f	Fission Chamber+Large Liq. Scint.
72 Bandl+	8 keV- 60 keV	Van de Graaff	α	Liq. Scint., ^6Li Glass Scint.

Fig. 8 Pu-239 α -value, 10 keV-1 MeV.

常に高く、真の反応による即発 γ 線データを十分に識別できないためである。さらに大きな理由の一つとして試料による中性子の多重散乱や共鳴の自己遮蔽効果の影響が考えられる。すなわち、 α 値の測定には核分裂断面積だけの測定に比べると、SN比（信号対雑音の比）を上げるためにかなり大きな試料が用いられており、上の影響がより顕著に現われると考えられるからである。そのため、Ryabov³⁹⁾などは、いろいろな厚みの試料を用いて測定してその問題を避けている。また Van de Graaff型加速器を用いた Bandl⁴⁰⁾の測定では、モンテカルロ計算によりその大きさを算定し、彼等の対象とするエネルギー域では一応無視しうることを確かめている。しかし、測定者自らが、他の測定値と比較する場合にその補正が必要であることを認めたり、あるいはほとんど検討

のなされていないと思われるものも少なからずである。したがって、共鳴の自己遮蔽効果がいかほどの程度になるか下記のごとく算出してみた。

すなわち、原子炉理論でよく用いられている Bondarenko⁴¹⁾の流儀に従えば、我々が観察する核種の反応 X なる実効共鳴断面積 $\sigma_x^{EFF}(\sigma_0, T)$ は無限稀釈断面積 σ_x^{INF} と共鳴の自己遮蔽因子 $f_x(\sigma_0, T)$ を用いて次式のごとく表わすことができる。

$$\sigma_x^{EFF}(\sigma_0, T) = \sigma_x^{INF} \cdot f_x(\sigma_0, T) \quad x: \text{反応} \quad (2)$$

ここで、 T は試料の温度であり、ドップラー効果を考慮するものである。また、 σ_0 は Excess Potential Scattering Cross Section であり、対象とする核種が試料の中で稀釈されている度合を示すパラメータ（共鳴断面積を埋没させる断面積）である。これは、核種の密度と

もに試料の大きさに密接に関係している。対象核種が散乱媒質中に非常に稀釈されている場合 ($\sigma_0 \gg \sigma_{\text{tot}}$: ただし σ_{tot} は対象核種の共鳴の全断面積), 中性子スペクトルはその共鳴の構造にはほとんど影響されず, ほぼ $1/E$ スペクトルである。無限稀釈断面積 σ_x^{INF} は, この $1/E$ スペクトルの重みづけで平均したものである。定義から明らかな様に, $\sigma_0 \rightarrow \infty$ に対し $f_x(\sigma_0, T) \rightarrow 1$ である。通常の場合, Narrow Resonance 近似のもとに中性子輸送問題を解くと実効共鳴断面積は次式のごとく示される。

$$\sigma_x^{\text{EFF}}(\sigma_0, T) = \int_{\Delta E} \frac{\sigma_x(T)}{1 + \sigma_{\text{tot}}(T)/\sigma_0} \cdot \frac{dE}{E} \quad (3)$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{N_i} \sum_{j \neq i} N_j \sigma_{\text{tot},j} + \frac{aS}{4N_i V} \quad (4)$$

ただし, ΔE : 問題とするエネルギー区間

i, j : 対象核種 (i) と別の核種 (j) を示す

N_i : i 核種の原子数密度

S, V : 試料の全表面積と体積

通常用いられている極く薄い試料の場合, (4)式の第2項は, 近似的にその厚みのみの関数で与えられる。たとえば, Pu-239 金属試料の場合,

$$\sigma_0 = a/2Nl \quad (\text{ barns}) \quad (5)$$

と直接に試料の厚み l と関係づけられる。したがって, 既知の共鳴パラメータを用いて (2), (3) 式に基いて共鳴の自己遮蔽因子をパラメータ σ_0 に対して計算し, (4)または(5)式を通じて各々の測定と比較すればその

測定にはどの程度共鳴の自己遮蔽効果を受けているかを知ることができる。ここでは, チャネル理論に基いて得られた Kikuchi⁴²⁾ の平均共鳴パラメータを用い, 亂数によりレベルパラメータを発生させるという手法でドップラー効果も含めた微分断面積曲線を作成し, それをもとにして共鳴の自己遮蔽因子を計算した。Fig. 9 にその結果を示す。これは, エネルギー対 σ_0 平面上で 5% の自己遮蔽効果を与える曲線を一つの基準線として与え, その上に各々の測定がどのような厚みの試料を用いてどのエネルギー範囲で行なわれているかを示したものである。基準線より右上にあるものは, 共鳴の自己遮蔽効果は 5% より小さく, 逆に左下にあるものは, 5% 以上の遮蔽効果を受けるもので, 遮蔽効果の補正が必要と考えられる。なお, この計算は, 共鳴パラメータの値やその計算方法等からある程度の誤差を考慮に入れねばならないが, 一応 5% を目印にしたものである。また, 試料の厚みと σ_0 の換算には, 原子炉計算でこのような試料に對してよくとられている

$$a = 1.35 \quad (6)$$

を用いた。この図は, 評価の際の重みづけ, またはデータの食い違いの説明にも利用できるものと思われる。たとえば Farrell⁴³⁾ の a 値はその扱いに注意が必要である。

3. 結　　び

これまで主要反応のデータの現状とそれに付随する問題点を述べてきた。この文章だけを見た場合, むしろ問題点の指摘に留まっている感が強いと思われるが, 同時に掲げたグラフがデータの現状を如実に語っており, それ以上の説明は細かくなりすぎるため敢えて省略した。また, ここに述べた以外の反応の外, 弹性散乱や非弾性散乱に関するデータがあるが, これらはこれまでの反応以上に測定データが少なく, また測定誤差も大きいものである。今後, これらの問題点を解明してくれるより精度が良く確かなデータが出てくることが望まれる。なお, 今後データ評価に当っては, これまでに述べてきたことを踏まえて, さらに詳細な吟味を加えるつもりである。

References

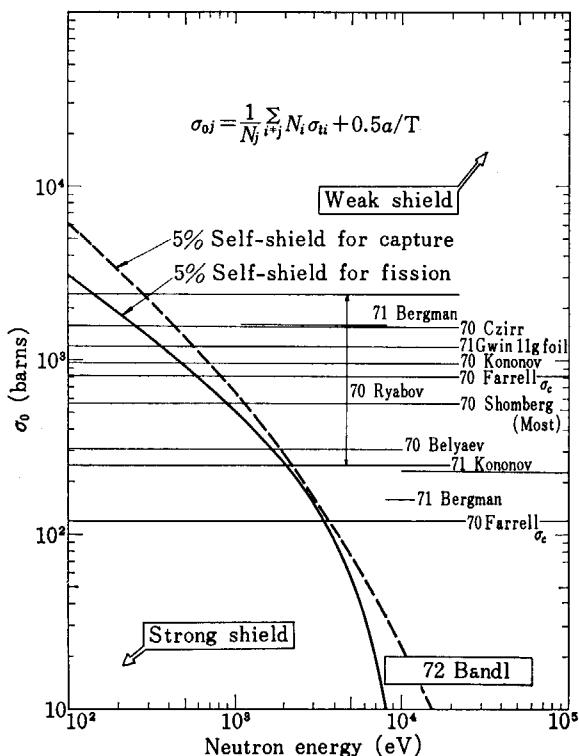


Fig. 9 Sample thickness used for α -measurements and energy-thickness curves corresponding 5% self-shielding effect.

- 1) "REND": EANDC 85 "U" (1970)
- 2) HANNA G. C. et al.: At. Energy Rev., 7, No. 4.3 (1969)
- 3) WEINSTEIN S. et al.: Proc. Second IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 477 (1969)
- 4) SCHMIDT J. J.: KFK 120/Part 1 (1966); HINKELMANN B. et al.: KFK 1340 (1971)
- 5) MANERO F. and KONSHIN V. A.: INDC (NDS)-34/G

- (1972)
- 6) SOLEILHAC M. et al.: *J. Nucl. Energy*, **23**, 257 (1969)
 - 7) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **44**, 345 (1971)
 - 8) SOLEILHAC M. et al.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol. 2, p. 145 (1970)
 - 9) MATHER D. S. et al.: AERE 042/70 (1970)
 - 10) SAVIN M. V. et al.: Proc. Second IAEA. Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 2, p. 157 (1970)
 - 11) HOPKINS J. C. and DIVEN B. C.: *Nucl. Phys.*, **48**, 433 (1963)
 - 12) FOSTER D. G. and GLASGOW D. W.: *Nucl. Instr. Methods*, **36**, 1 (1965); also *Phys. Rev.*, **C 3**, 576 (1971)
 - 13) BRATENAHL A. et al.: *Phys. Rev.*, **110**, 927 (1958)
 - 14) HENKEL R. L. et al.: LA-1493 (1952)
 - 15) UTTLEY C. A.: EANDC (UK) 40 'L' (1964)
 - 16) CABE J. et al.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 2, p. 31 (1970)
 - 17) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **26**, 149 (1966); also *Nucl. Sci. Eng.*, **32**, 35 (1968)
 - 18) ALLEN W. D. and FERGUSON A. T. G.: *Proc. Phys. Soc.*, **70 A**, 573 (1957)
 - 19) WHITE P. H. et al.: Proc. IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, p. 219 (1965)
 - 20) PERKIN J. L. et al.: *J. Nucl. Energy*, **19**, 423 (1965)
 - 21) WHITE P. H. and WARNER G. P.: *J. Nucl. Energy*, **21**, 671 (1967)
 - 22) SMITH R. K. et al.: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **2**, 196 (1957) also LA-2114 (1957), and BNL-672 (1961)
 - 23) GWIN R. et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **45**, 25 (1971)
 - 24) SCHOMBERG M. G. et al.: Proc. Second IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 1, p. 315 (1970)
 - 25) SZABO I. et al.: Proc. Symp. on Neutron Standards and Flux Normalization, Argonne, p. 257 (1970) also, Proc. Third Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, p. 573 (1971)
 - 26) DUBROVINA S. M. and SHINGIN J. A.: *DOK.*, **157**, 561 (1964) (translated in English *Soviet Phys. Dok-Lady*, **9**, 579 (1965))
 - 27) WHITE P. H.: *J. Nucl. Energy*, **19**, 325 (1965)
 - 28) HANSEN G. et al.: WASH-1074, p. 77 (1967), WASH-1079, p. 105 (1967)
 - 29) KALININ S. P. and PANKRATOV V. M.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, **16**, 136 (1958)
 - 30) NETTER F. et al.: *J. Phys. Radio Chem.*, **17**, 565 (1956), also Proc. IAEA Int. Conf. on Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, **4**, 245 (1955)
 - 31) NESTEROV V. G. and SMIRENKIN G. N.: *Atomnaya Energiya*, **24**, 185 (1968), also INDC (CCP) 4/G p. 393 (1967)
 - 32) POENITZ W. P.: *Nucl. Sci. Eng.*, **40**, 383 (1970), also *ibid.*, **47**, 228 (1972)
 - 33) CCDN Newsletter Bulletin 13 (1972)
 - 34) GILBOY W. B. and KNOLL G. F.: Proc. IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris, Vol 1, p. 295 (1966), also KFK-450 (1966)
 - 35) BOWMAN C. D. et al.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 2, p. 65 (1970)
 - 36) PFLETSCHINGER E. and KÄPPELER F.: *Nucl. Sci. Eng.*, **40**, 375 (1970)
 - 37) SOWERBY M. G. and KONSHIN V. A.: INDC (UK)-16/G
 - 38) BELYAEV F. N. et al.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 1, p. 339 (1970)
 - 39) RYABOV Yu. V. et al.: *ibid.*, Vol 1, p. 395 (1970), also JINR p 3-5113 (1970) and *Atomnaya Energiya*, **30**, 258 (1971)
 - 40) BANDL R. E. et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **48**, 324 (1972), also Proc. Third Int. Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, p. 178 (1971)
 - 41) BONDARENKO I. I. et al.: "Group Constants for Nuclear Reactor Calculation" (translated from Russian), Constants Bureau, New York (1964)
 - 42) KIKUCHI Y. and AN S.: *J. Nucl. Sci. and Tech.*, **5**, 86 (1968)
 - 43) FARRELL J. A. et al.: Proc. Second IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, Vol 1, p. 543 (1970)

1.4 ^{240}Pu の高速中性子断面積

村 田 徹†

^{240}Pu の高速中性子に対する全反応、弾性ならびに非弾性散乱、核分裂および捕獲反応断面積の測定値の現状を述べる。また、数 keV から 15 MeV のエネルギー範囲で ^{240}Pu の断面積を評価するため、それらの測定値と ^{238}U などの近傍核の断面積との比較を行ない、評価の方針を考察する。

Fast Neutron Cross Sections of ^{240}Pu

Toru MURATA†

The present status of the experimental fast neutron data of ^{240}Pu is reviewed for total, elastic scattering, inelastic scattering, fission and capture cross sections. To evaluate the cross sections in the energy range from a few keV to 15 MeV, these data are compared with that of the neighbouring nuclei such as ^{238}U and others, and a method to estimate the cross sections of ^{240}Pu is discussed.

最近、 ^{240}Pu の全断面積や弾性・非弾性散乱などの断面積の測定値が発表されているが、核分裂断面積を別にすれば、測定値をもとに断面積の評価をなしうるほどのデータはまだ集積されていない。従って、 ^{240}Pu についてはこれらデータのある部分については測定値をもとにすると、測定値のない領域では、近傍の類似核たとえば ^{238}U 等の断面積を参考に評価を進めることとなろう。

現在まだ最終的な評価を行なう段階に至っていないが、以下に各断面積の測定値の現状について述べ、それらの値と近傍核の断面積の比較を行ない、評価の方針を考察する。

1. 全 断 面 積

高速領域では Smith *et al.*¹⁾ による測定があるのみで、その測定のエネルギー範囲は $E_n = 0.1 \sim 1.5 \text{ MeV}$ である。この結果を Fig. 1 に示す。比較のため、 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu の全断面積測定値の上限と下限も同図に示した。この上限と下限は一測定者の誤差の範囲を示すものではなく、多くの測定データの分散の様子を示すにすぎない。図にみられるように、これら核種の全断面積はほぼ一致した傾向を示し、測定値の存在する領域では ^{240}Pu も他の核種とほぼ同じ値である。従って、他のエネルギー領域でも同一の傾向を示すであろうと考えられる。

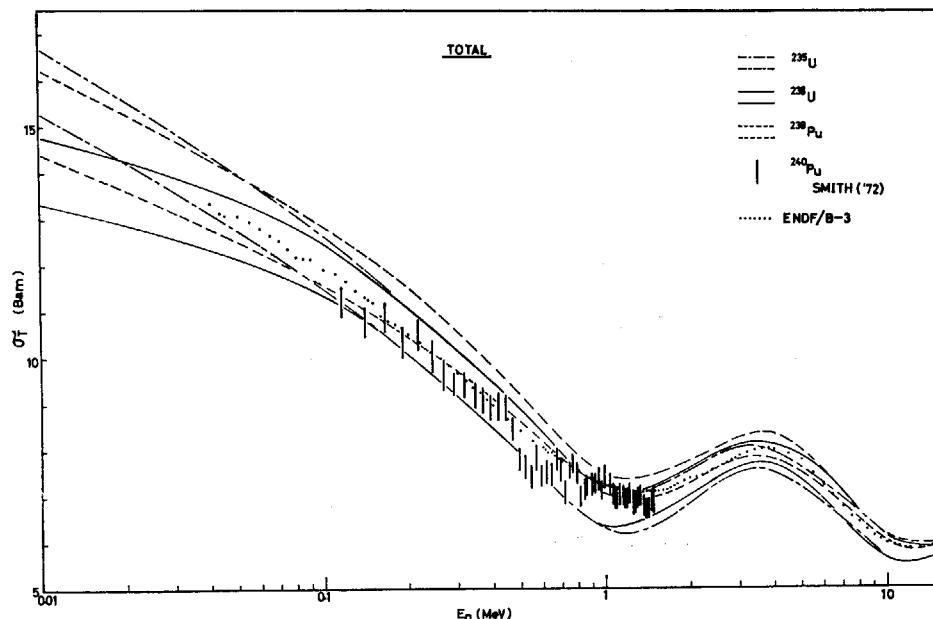
中性子エネルギーが 1 MeV 以上では、質量数とともに断面積の値がやや大きくなる傾向がこの図で認められるがあまり有意の差ではなく、 ^{238}U も最近のデータは上限を示す曲線に近く、1 MeV 近くではまったく ^{240}Pu の値と一致している。従って、1 MeV 以上の値は ^{238}U とほぼ同じと考えてよからう。

測定値は 0.5 MeV 近傍でやや低い値を示しているが、これは測定者が述べているようにターゲット中の Al の共鳴の影響で、問題とする必要はなさそうである。

中性子エネルギーが 0.1 MeV 以下では非分離共鳴領域であるので明確な傾向はつかみ難いが、 ^{235}U と ^{239}Pu はエネルギーの減少とともに Fig. 1 で直線的に増加するが、 ^{238}U の増加はゆるやかである。 ^{240}Pu がこのいずれの傾向を示すかは Strength function s_1 の値で判定されるであろうが、現在得られている s_0, s_1 の値は誤差が大きく、核種による差は認め難い。 ^{240}Pu も共鳴領域での測定²⁾ がなされており、共鳴パラメータが一部数 keV まで得られているので、それをもとに断面積の計算を行なうことは可能で、共鳴領域との接続で 0.1 MeV 以下の断面積の傾向を定めることはできよう。

以上、エネルギー領域ごとに全断面積の評価の方針を簡単に述べたが、全領域にわたり断面積をスムーズに定めるため光学模型³⁾による計算を試みている。光学模型のパラメータはデータの豊富な ^{238}U により最適値を定め、 ^{240}Pu についての計算を行なう予定である。現在のところ、光学模型の計算は測定値に比して $E_n \geq 1 \text{ MeV}$

† 日本原子力事業 K. K., Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

Fig. 1 Total cross section of ^{240}Pu and other nuclei.

での山谷の再現がやや悪く、まだ最終的な一致は得られていない。

なお、Fig. 1 には ENDF/B-III⁴⁾ の評価値を併せて示した。

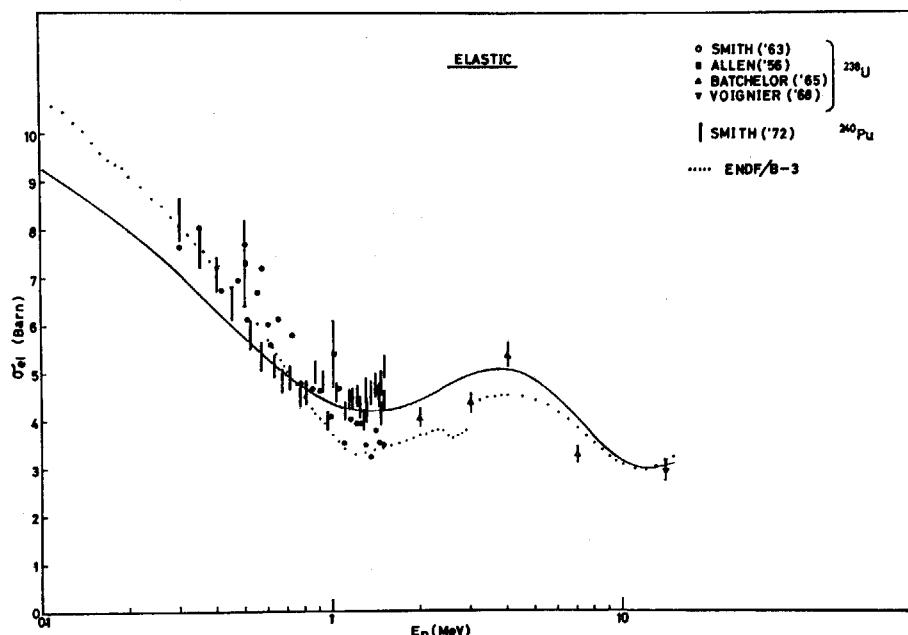
2. 弹性散乱断面積

Smith *et al.*¹⁾ による測定が $E_n=0.3\sim1.5$ MeV でなされている。結果を ^{238}U の測定データ⁵⁾とともに Fig. 2 に示す。図にみられるように測定データのある範囲内では ^{238}U と ^{240}Pu はほぼ同じ値を示している。Fig. 2 で実

線で示したカーブは光学模型の計算による Shape elastic 散乱の予備的な結果で、パラメータは全断面積に対して求めた予備的なものを使用した。この図には ENDF/B-III の評価値を示してあるが、この値には $E_n\simeq3$ MeV で不自然な谷が認められる。これは他の断面積との調整により生じたものであろうと思われる。

Smith *et al.* は上記エネルギー範囲で角度分布も測定しており、そのルジャンドル展開係数のエネルギー依存性も求めている。これらの結果も光学模型パラメータの決定に参考になろう。

評価は光学模型による計算結果を参考に行なう予定であるが、compound elastic 散乱を求める際には核分裂などの他のプロセスも考慮する必要があろう。

Fig. 2 Elastic scattering cross section of ^{240}Pu and ^{238}U .

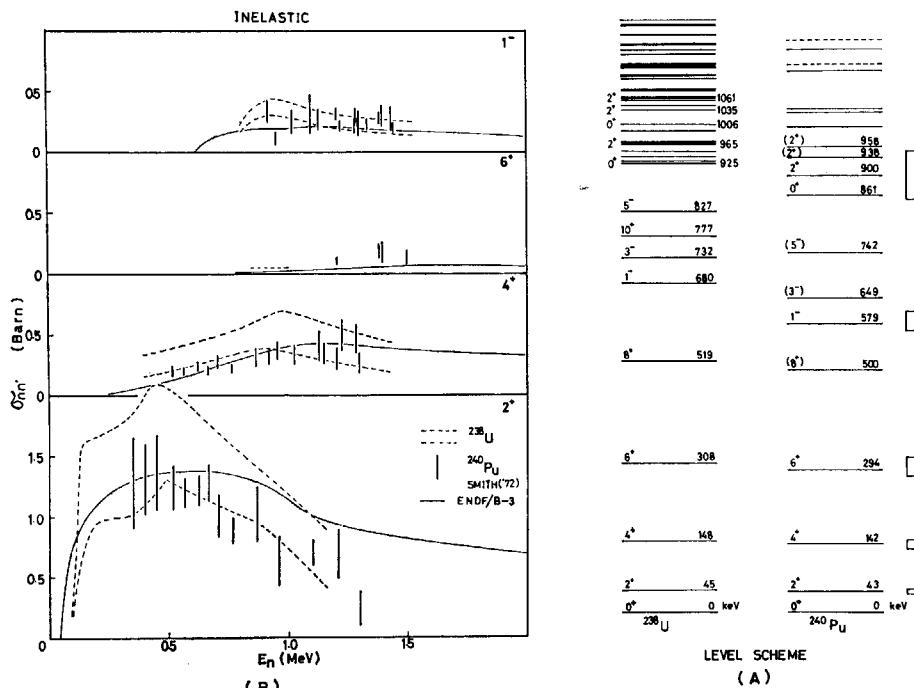


Fig. 3 (A) Level scheme of ^{240}Pu and ^{238}U (ref. 6).
 (B) Inelastic scattering cross section of ^{240}Pu and ^{238}U .

3. 非弾性散乱断面積

^{240}Pu の準位構造は Fig. 3(A)⁶⁾ に示すように ^{238}U のそれと極めて類似している。従って、各準位への非弾性散乱断面積も ^{238}U と比較することができよう。Fig. 3(B) に各断面積の比較を示してある。 ^{240}Pu のデータは Smith *et al.*¹³⁾ によるもので、 ^{238}U については今まで得られている測定値の上限と下限を点線で示した。この図にみられるように、Q値の大きく異なる準位への断面積以外は、 ^{240}Pu と ^{238}U とはほぼ同じ値を示している。Smith *et al.* はこの図に示した準位の他に $E_x=900\pm 50$ keV の数本の準位への断面積も測定している。

非弾性散乱断面積の評価の方針は、まずデータのある領域で ^{238}U , ^{240}Pu の断面積を再現するようなモデル計算、たとえば Hauser-Feshbach, 結合チャネル法などを行ない、計算パラメータを決定した後、データのない領域の断面積を求めることなろう。この際、核分裂や捕獲過程との競争をどのように考えるかが問題となろう⁷⁾。

Fig. 3 には ENDF/B-III の結果も示したが、 $E_n \geq 1$ MeV で第一励起状態への断面積はやや大きすぎるようと思われる。

4. 核分裂断面積

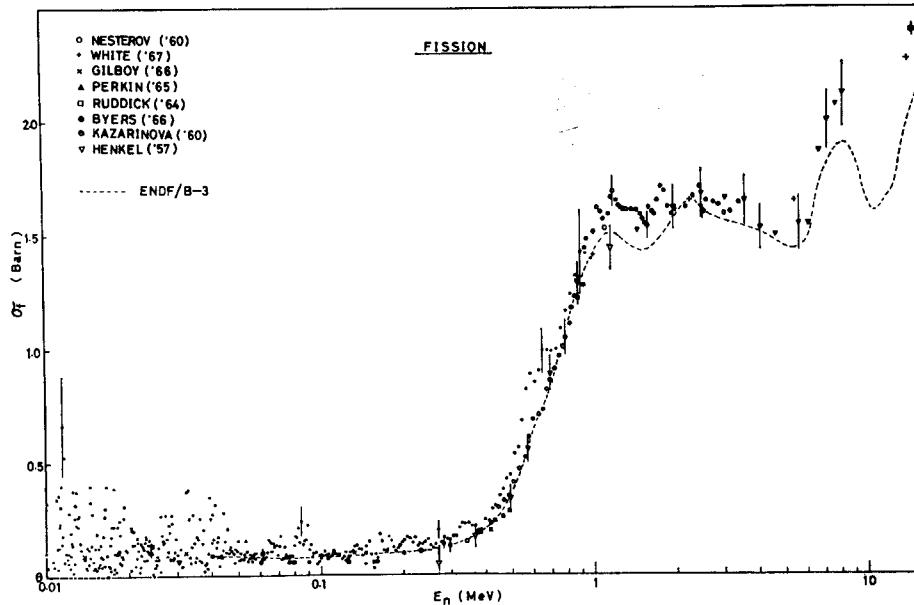
核分裂断面積については核分裂比も含めてかなり測定データ⁸⁾が豊富である。これらのデータを Fig. 4 に示す。この図では核分裂比のデータは原著に引用されているもの、ないしは Davey⁹⁾の評価値を用いて断面積に変換して示してある。この核分裂比のデータは ^{235}U , ^{239}Pu の評価が完了した時点で規格化を行なう必要がある。

中性子エネルギーが 0.1 MeV 以下の Byers *et al.* のデータは原爆実験によるものでかなりこまかい構造を示しているが、誤差は比較的大きいので適当なエネルギー範囲で平均化する必要があろう。

中性子エネルギーが 0.1 MeV から 8 MeV までのデータは異なる測定者のものでも分散があまり大きくなく、評価値作成にもあまり問題はあるまい。 $E_n=1\sim 3$ MeV 断面積の構造は核分裂バリヤーの形状により定められるものと思われるが、その形状の大略は既に定められている¹⁰⁾ので断面積構造の傾向を推定することもできよう。

中性子エネルギーが 8 MeV 以上では $E_n=14$ MeV の近傍に測定データが二点あるのみで、どのような評価値をとるべきか不明であるが、この領域では $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ 反応による核分裂が断面積変化の中心になっていると考えられるので、他の核種のそれを参考に定めることができよう。

Fig. 4 には参考までに ENDF/B-III の評価値も示した。この値は $E_n \geq 1$ MeV で測定値に比してやや小さい

Fig. 4 Fission cross section of ^{240}Pu .

ようであるが、測定値も上述の規格化を行なえばこの程度の値になる可能性もある。

なお、この図に示したデータの他に Sabin *et al.*¹¹⁾ による測定 ($\sigma_t^{240}/\sigma_t^{239}$, $E_n=1.4\sim 5.4 \text{ MeV}$) もある。

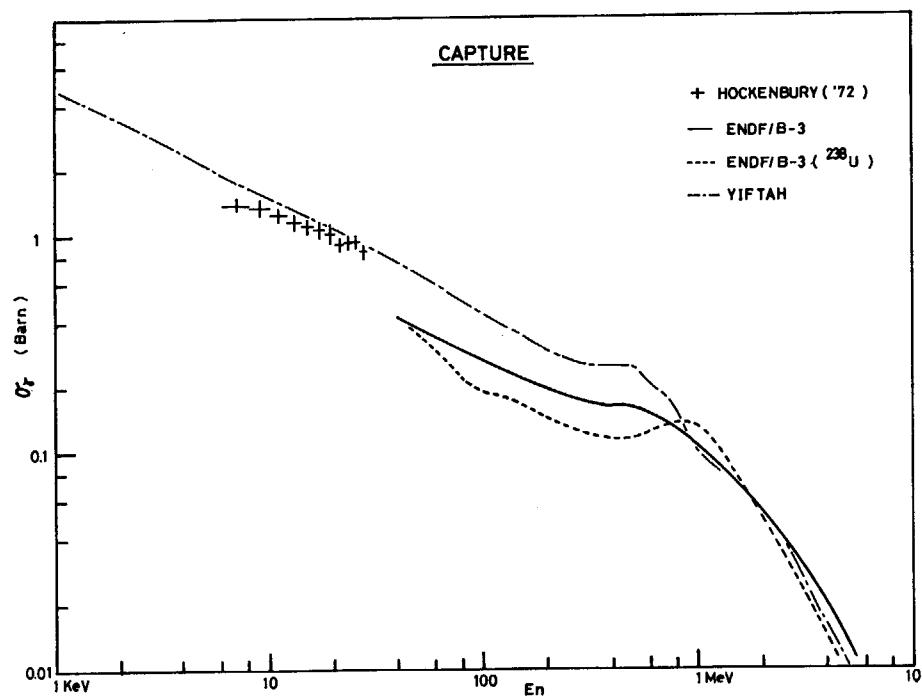
5. 捕獲断面積

共鳴領域より非分離共鳴領域にかけての測定 ($E_n=20 \text{ eV} \sim 30 \text{ keV}$) が Hockenbury *et al.*¹²⁾ によりなされている。この非分離領域でのデータを平均した値を Fig. 5 に

示す。平均する前の断面積はかなりの「ゆらぎ」を示している。図にみられるようにこの測定値は ENDF/B-III のスムーズパートの外挿値よりはかなり大きく、Yiftah *et al.*¹³⁾ の評価値に近い値を示している。

この測定値の解析も原著者は行なっており、p 波の成分がかなり大きいと結論している。また、この測定では共鳴領域のデータより平均の捕獲準位幅 $29.5 \pm 1.5 \text{ MeV}$ を得ているが、この値は Weigmann¹⁴⁾ の値より 27% 大きいとのことである。

捕獲断面積の評価は以上の測定値、及び解析結果を参考に、よりエネルギーの高い領域に外挿し、MeV 領域の断面積は他の過程との競争を考慮した統計モデル¹⁵⁾な

Fig. 5 Capture cross section of ^{240}Pu .

どの理論計算により行なうこととなろう。

6. その他の

その他の $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ 反応断面積は ^{238}U などの断面積を参考に定めることとし、核分裂当りの即発中性子数 $D_p(E_n)$ は測定値が一部存在するので、その値をもとに他の核種のエネルギー依存性も参考に評価を行なうこととなろう。

7. 結語

第一段階としては以上の断面積を独立に評価し、最終的にはそれらの和が全断面積に一致するよう調整を行ない、他の近傍核の傾向とも矛盾のないよう評価を行なう予定である。

以上のごとく評価したいと考えているが、各所に皮算用が多く計画倒れになる可能性が多分にある。皆様の御批判を抑ぎたい。

なお、ここに引用した測定データの一部はシグマ委、核データ専門部会重い核グループで収集したデータを利用しました。このグループで ^{240}Pu を担当された MAPI 菅原、宝珠山両氏及びグループの各位に感謝致します。

References

- 1) SMITH A. B., LAMBROPOULOS P. and WHALEN J. F.: *Nucl. Sci. Eng.* **47**, 19 (1972)
- 2) KOLAR W. and BÖCKHOFF K. H.: *J. Nucl. En.* **22**, 299 (1968)
- 3) IGARASHI S.: JAERI 1169 (1968)
- 4) MATHEWS, PITTERLE, LEONARD and PRINCE: Evaluated Nuclear Data File-B (^{240}Pu) National Neutron Cross Section Center, BNL (1970)
- 5) ALLEN R. C., WALTON R. B., PERKINS R. B., OLSON R. A. and TASCHEK R. F.: *Phys. Rev.* **104**, 731 (1956); SMITH A. B.: *Nucl. Phys.* **47**, 633 (1963); BATCHELOR R., GILBOY W. B. and TOWLE J. H.: *Nucl. Phys.* **65**, 236 (1965); VOIGNIER J.: CEA-R-3503 (1968)
- 6) ELLIS Yu. A.: *Nucl. Data Sheets* **B 4**, 635 (1970); SCHOMORAK M. R.: *ibid.* **B 4**, 661 (1970)
- 7) IGARASHI S., NAKAMURA H., MURATA T. and NISHIMURA K.: *Nuclear Data for Reactors Vol. II* p. 869 (Helsinki, 1970) IAEA
- 8) HENKEL R. L., NOBLES R. A. and SMITH R. K.: AECD-4256 (1957); KAZARINOVA M. I., ZAMUYATIN Yu. S. and GOLBACHEV V. M.: *Atom. Energiya* **8**, 139 (1960); *S. J. A.* **8**, 125 (1961); NESTEROV V. G. and SMIRENKIN G. M.: *Atom. Energiya* **9**, 16 (1960); *J. N. E.* **16**, 51 (1962); RUDDICK P. and WHITE P. H.: *J. Nucl. En.* **18**, 651 (1964); PERKIN J. L., WHITE P. H., FIELDHOUSE P., AXTON E. J., CROSS P. and ROBERTSON J. C.: *J. Nucl. En.* **19**, 423 (1965); GILBOY W. B. and KNOLL G.: KFK-450 (1966); BYERS D. H., DIVEN B. C. and SILBERT M. G.: LA-3586 (1966); WHITE P. H. and WARNER G. P.: *J. Nucl. En.* **21**, 671 (1967)
- 9) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.* **32**, 35 (1968)
- 10) MIGNECO E. and THEOBALD J. P.: *Nucl. Phys. A* **112**, 603 (1968); WEIGMANN H. and THEOBALD J. P.: *ibid. A* **187**, 305 (1972)
- 11) SABIN M. V., KHOKLOV Y. A., ZAMYATNIN Y. S. and PARAMONOVA I. N.: *Atom. Energiya* **29**, 218 (1970); *S. J. A.* **29**, 938 (1970)
- 12) HOCKENBURY R. W., MOYAR W. R. and BLOCK R. C.: *Nucl. Sci. Eng.* **49**, 153 (1972)
- 13) YIFTAH S., SCHMIDT J. J., CANER M. and SEGEV M.: Proc. Fast Reactor Physics, Vol. I, IAEA (1968)
- 14) WEIGMANN H. and SCHMID H.: *J. Nucl. En.* **22**, 317 (1968)
- 15) NAKAMURA H. and HATCHYA M.: JAERI-memo 3300 (1968)

1.5 核分裂生成物核種の断面積について

五十嵐信一† 川合将義†† 中川庸雄†
末広忠輔††† 村田徹†

核分裂生成物核種の領域にある幾つかの核種について、全断面積、弾性散乱断面積、非弾性散乱断面積、捕獲断面積を調べた。核分裂生成物核種の断面積の測定は極めて少なく、断面積を求めるには核模型を使った計算にまつしかない。この仕事では、該当する質量数領域のいろいろの核について全断面積の測定値と光学模型による計算値とを比べてポテンシャルパラメータを探し、そのポテンシャルを使って弾性散乱、非弾性散乱、捕獲断面積を計算した。測定値と計算値の違いは 20% まで許すことにしたが、計算の結果から見て、計算値が断面積の真値から大きくずれることはなさそうである。

Cross Sections of the Fission Product Nuclei

Sin-iti IGARASI†, Masayoshi KAWAI††, Tsuneo NAKAGAWA†,
Tadasuke SUEHIRO††† and Toru MURATA††

Total cross sections, elastic scattering cross sections, inelastic scattering cross sections and capture cross sections are investigated for some nuclei in the mass region of the fission products. For lack of experimental data of the cross sections for fission products, estimations of the cross sections should be performed by the aid of the nuclear model calculations. In this work, optical potential parameters are looked for by comparing the calculated values and the experimental data of the total cross sections for many nuclei. The potential parameters thus obtained are applied to the calculations of the elastic and inelastic scattering cross sections and the capture cross sections. Differences between experimental data and the calculated values of the cross sections are about 20% at the most. Results show that the calculated values of the cross sections will not be so different from true values of the cross sections for all nuclei of the fission products.

1. 序論

シグマ研究委員会においては現在、核データ専門部会と炉定数専門部会の協同作業により、高速炉用 FP (核分裂生成物) 核データの整備作業を進めている。この報告はそのうちの核データ専門部会で行なっている断面積関係の作業を中間に報告するものである。なお、この研究会においては、同じく核データ専門部会で行なっている FP 収量 (Yield) に関する作業の報告と、炉定数専門部会で進めている作業の報告も行なわれることになっている。

核分裂によって生ずる FP は大部分が天然には存在しない不安定核種である。FP に含まれる元素は $Z=32$ (Ge) から $Z=68$ (Er) 位の範囲で、核種数にしておよそ 300 核種 (Z のこの範囲には約 700 核種程の原子核が見つかっている) 位と推定されている。断面積が測定されている核種は安定な核種に限られるので、FP に属する核種は大部分が断面積測定ができないか、困難な核種である。したがって、FP 核種の断面積を求める作業は、必然的に計算による断面積推定が主な内容になる。

FP のように多くの核種を対象とする場合、計算に要する時間はぼう大なものになる。計算時間の問題はこの種の作業においては大きな制限条件になる。たとえば、時間のかかる精密計算をすべての核種について行なうことは適当ではない。それに、現在の FP データの要求精

† 原研, Japan Atomic Energy Research Institute

†† 日本原子力事業 KK, Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

††† 東大, University of Tokyo

度から考えて、20~30% の誤差は許される範囲と見ることができるので、精密計算が必ずしも適当な方法とは考えられない。

一般に、我々がここで求めようとしているような評価ずみデータは実験値の精度が向上すれば逐次改良されて行くものである。したがって、現在の測定データの状況を考え、将来の改良をより有効にするには、評価ずみデータを得るための方法が我々自身のものになっていることと、評価ずみデータ自身の長所と欠点が明確になっていることが必要と考える。こういう観点から、この作業では、計算に用いる原子核模型に使っているパラメータの系統性に関する検討を行ない、その系統性を測定値のない範囲へ応用する方法を用いて未知断面積の推定を行なうことにした。

我々の作業においては、光学模型と統計模型とが主に用いられる。これらの模型による計算は計算時間が短くてすむ上、パラメータの性質も調べ易い。我々は比較的測定値の多い全断面積を対象にして、光学模型ポテンシャルのパラメータを調べ、そのエネルギー依存性と質量数依存性を検討した。さらに、求めたパラメータの妥当性を弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積の計算値と測定値との比較を行なって調べた。

このようにして得られた結果を測定値のない核種やエネルギー範囲に応用するのであるが、我々が対象とする核種は100核種以上300核種程度もあり、エネルギー範囲*も1keV以上15MeVまである。しかし、これらの核種やエネルギー範囲がすべて同等の重要さを持っているのではなく、たとえば、FP収量の質量数分布に見られるように、FP核種として重要なものは質量数100と140の付近に多い。さらに詳しくいえば、断面積と収量の積の大きい核種がその断面積については重要な役割をしていることができる。重要な役割をする核種の条件としては、炉内に長時間滞在することも挙げることができる。

断面積の計算は上記のような重要な役割をする核種に重点を置いて行なうのが効果的であると考えられる。このような核種を我々は重要核種と呼ぶこととするが、次節においてはこの重要核種の選択について述べる。パラメータの系統性を調べる場合には、測定値のある核種が対象になる。この場合には重要核種でなくとも良いので、区別して参考核種と呼ぶことにする。第3節では上記参考核種を対象にして、光学模型ポテンシャルパラメータの系統性を検討する。そして、第4節ではこれらの結果を弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積の計算に応用した場合の問題点を吟味する。さらに第5節では捕獲断面積について述べる。FPに関する断面積データの中では、捕獲断面積が最も重要な役割をするだけに、これま

でにも幾つかの評価ずみデータが発表されている^{3)~6)}。これらのデータについては、我々の作業を進めて来た過程でその精粗を吟味してきたが、この報告ではふれないとおりである。第6節では現在行なわれている作業を通して、FPの断面積を整備して行く上での問題点と、この作業のまとめについての展望にふれる。

2. 重要核種の選択

高速炉の中性子スペクトルは数10keVに主要部分を持つが、このエネルギー領域におけるFP核種の断面積は核種によって大きく異なることはなく、ほぼ同程度の値を持つものと考えられる。この点は熱中性子炉用FP核種の断面積と大きく異なる所である。同程度の断面積値を持つ核種が多いということは同程度の重要性を持つ核種が多いということであり、したがって無視し得ない核種が多いことになる。たとえばUKNDL³⁾では78核種を対象とし、Benzi-Reffo⁶⁾では142核種が対象として採用されている。このように多くの核種を扱うのであるから、重点的に扱う核種とそうでない核種を別けるのが効果的であると考えられる。前者を重要核種と呼ぶことにして、重要核種の条件としては炉の特性への寄与が大きいことが挙げられる。以下ではこの条件について考えてみる。

核分裂によって生成されるFP核種はその多くが不安定核種であり、時間とともに崩壊、消滅し、それに伴って新しい核種を生み出す。この過程において炉内に長く滞在する核種が炉の特性への寄与も大きいと考えられる。すなわち、重要核種の一つの条件は炉内滞在時間が長いことである。FP核種の領域で核種が消滅する原因としては、中性子捕獲によるものと、 β 崩壊によるものとが考えられる。現在考えられている高速炉では、炉内中性子束は高々 $5 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 位であるから、平均的な中性子捕獲断面積を0.5 barnとして、中性子捕獲によって消滅するには $4 \times 10^8 \text{ sec}$ 、すなわち10年位の時間になる。これは燃料取替え期間に比べると2~3倍程度長い時間であり、したがって、中性子捕獲による消滅は考えなくとも良いことになる。

β 崩壊による核種の変化は質量数の同じ核の系列をたどるチェーンによって表される。燃焼が進んだ段階ではチェーンの最後の核をもってそのチェーンを代表させることができると、途中の段階では不安定核種の寄与も考慮しなければならない。これを燃焼計算の面から考えてみると、通常燃焼計算の時間間隔は数日程度に取られているから、この間に生成消滅する核種はその核種としての寄与がないことになる。寄与を持つ核種は少なくともこの時間毎隔より長い時間存在し得るものになる。これを10日程度とすれば、この条件からだけでも Benzi-Reffo⁶⁾

* 共鳴領域については BNL-325, 2nd edition Suppl. No. 2¹⁾ と NEUDADA²⁾ とから求めたパラメータを用いることにしている。

TABLE 1 Nuclei with their lives $T_{1/2} \geq 10$ days, in addition to the stable nuclei adopted by Benzi and Reffo⁶⁾. Numerical values are taken from ref. 7). Yields are taken from ^{239}Pu fission.

Z	Nucleus	λ (sec ⁻¹)	Yield	Z	Nucleus	λ (sec ⁻¹)	Yield
36	^{85}Kr	2×10^{-9}	0.005	53	^{129}I	10^{-15}	0.002
37	^{86}Rb	4×10^{-7}	—	55	^{134}Cs	10^{-8}	
38	^{89}Sr	2×10^{-7}	0.02		^{135}Cs	7×10^{-7}	0.07
	^{90}Sr	8×10^{-10}	0.02		^{137}Cs	7×10^{-10}	0.07
39	^{91}Y	10^{-7}	0.03	56	^{140}Ba	6×10^{-7}	0.06
40	^{93}Zr	Stable	0.04	58	^{141}Ce	2×10^{-7}	0.06
	^{95}Zr	10^{-7}	0.05		^{144}Ce	3×10^{-8}	0.04
41	^{94}Nb	10^{-8}	—	59	^{143}Pr	6×10^{-7}	0.05
	^{95}Nb	2×10^{-7}	—	60	^{147}Nd	7×10^{-7}	0.02
44	^{103}Ru	2×10^{-7}	0.06	61	^{147}Pm	10^{-9}	—
	^{106}Ru	2×10^{-8}	0.04		^{148m}Pm	2×10^{-7}	—
45	^{106}Rh	2×10^{-7}	—	62	^{151}Sm	3×10^{-10}	0.008
46	^{107}Pd	10^{-14}	0.03	63	^{154}Eu	10^{-9}	0.003
47	^{110m}Ag	4×10^{-8}	—		^{155}Eu	5×10^{-9}	0.002
50	^{123}Sn	6×10^{-8}	0.0006		^{156}Eu	5×10^{-7}	0.0009
	^{125}Sn	8×10^{-7}	0.0008	65	^{160}Tb	10^{-7}	0.0001
51	^{125}Sb	10^{-8}	0.0008		^{161}Tb	10^{-6}	0.0004
	^{126}Sb	6×10^{-7}	0.002				

の 142 核種にさらに 37 核種を追加することが必要になってくる。この 37 核種を TABLE 1 に示す⁷⁾。

かくして 179 核種は少なくとも FP 核種として対象にしなければならないことになったが、重要核種もこれらの中から選択されることになる。良く知られているように、FP 核種の生成率は質量数 100 付近および 140 付近で大きく、その他では小さい。このことは質量数 100 付近と 140 付近の核に重要核種が多くなるであろうことを示している。実際には断面積と生成率の積が大きいことが重要なので、断面積の種類によって重要核種も多少異なることが考えられる。捕獲断面積について調べて見ると、重要核種として次ぎの 28 核種が対象になることが判る。

Kr-83, Zr-93, Mo-97, Tc-99, Ru-102, Rh-103, Ru-104, Pd-105, Ru-106, Pd-107, Ag-109, I-129, Xe-131, Cs-133, Cs-134, Cs-135, Cs-137, Nd-143, Ce-144, Nd-144, Nd-145, Pm-147, Sm-147, Sm-149, Sm-151, Eu-153, Eu-155, Mo-95.

弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積についてもそれぞれ重要核種が考えられる。一般にこれらの断面積値は、高速炉のエネルギー領域では、質量数の違いによって大きく変ることはないので、重要核種としてはむしろ生成率の大きい核種になってしまうものと考えられる。

断面積を推定するために必要なパラメータの系統性は測定値を基にして求められる。このためには重要核種でなくとも、測定値のある核ならば参考核種として採用し、その測定値を利用することになる。次節における計算は必ずしも重要核種を念頭に置いてはなされていない。むしろ測定値のある核種について、計算の妥当性を調べている。重要核種を問題にするのは、パラメータが決って、断面積値を計算する時になってからである。

3. 光学模型ポテンシャルパラメータの系統性

この節では弾性散乱断面積、非弾性散乱断面積を求める際に必要になる光学模型ポテンシャルパラメータの系統性について述べる。光学模型ポテンシャルパラメータの系統性についてはこれまでに幾つかの研究があるが^{8)~13)}、FP 核種の領域についてはあまり見られない。我々はこれまでに発表されたポテンシャルパラメータについて、それが FP 核種にも適応するかどうかを調べ、比較的結果の良いものを選んで、改良を加えて行くことにした。この方法において、第 1 近似として選んだのは Engelbrecht と Fiedeldey¹³⁾ の与えたポテンシャルである。

このポテンシャルの特徴はエネルギーが 0 の近くで Moldauer のポテンシャル¹²⁾に一致し、エネルギーが高くなるに従って虚数ポテンシャルの体積項が増加するようになっている。本来は 0~150 MeV 位のエネルギー範囲で、しかも広い範囲に適応できるような非局所ポテンシャルを作り、それに等価な局所ポテンシャルを求めて、さらに使い易い形に簡便化したものである。我々は虚数ポテンシャルの表面項をガウス型から Woods-Saxon の微分形に修正して使うことにした。ポテンシャルの式は

$$V(r) = -(V_0 + iW_I)f_1(r) - iW_Sf_2(r) \\ - V_{\text{so}} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \left| \frac{df_1(r)}{dr} \right| (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \quad (3.1)$$

で、 $f_1(r)$ と $f_2(r)$ は

$$f_1(r) = \{1 + \exp[(r - R_1)/a]\}^{-1}, \quad (3.2)$$

Fig. 1 Optical potential parameters used in the preliminary calculations for the total cross sections.

Geometrical parameters (fm)	Potential strength (MeV)
$r_0 = r_s = 1.16$	$V_0 = 46 - 0.25 E$
$r_1 = 0.6$	$W_1 = 0.125 E - 4 \times 10^{-4} E^2$
$r_2 = 1.1$	$W_s = 14 - 0.2 E$
$a = 0.62$	$V_{so} = 7$
$b = 0.3$	

$$f_2(r) = 4 \exp[(r - R_2)/b] / \{1 + \exp[(r - R_2)/b]\}^2, \quad (3.3)$$

である。核半径パラメータとポテンシャルの強さは Fig. 1 に示してあるが、核半径は

$$R_1 = r_0 A^{1/3} + r_1, \quad (3.4)$$

$$R_2 = r_s A^{1/3} + r_2, \quad (3.5)$$

で与えられている。

このポテンシャルの妥当性を調べるために、FP 核種の質量数領域にわたって、全断面積の測定値と計算値とを比較した。測定値は BNL-325 2nd edition Suppl. No. 2¹¹ と NEUDADA²² から取った。初期の計算は Fig. 2 に示す 17 核種について計算コード TOTAL¹⁴ を使って行なったが、その結果は、

(1) Pr より軽い核では、5 MeV 以上での一致は良いが、5 MeV 以下では一致が良くない。特に、As, Tc, La の低エネルギー側が悪い。

(2) Pm より重い核では全般に一致が悪い。

これらの結果を手がかりとして、より良いパラメータを求めるのであるが、その前にスピン-軌道力の影響を見るために、 $V_{so}=5.0, 7.0, 8.5, 10.0$ MeV と動かして

Fig. 2 Preliminary calculations are performed for the total cross sections of those 17 nuclei as shown in the following:

⁷⁵As, ⁸⁸Sr, ⁸⁹Y, ⁹³Nb, ⁹⁹Tc, ¹⁰³Rh, ¹¹⁵In, ¹²⁷I, ¹³³Cs, ¹³⁹La, ¹⁴¹Pr, ¹⁴⁷Pm, ¹⁵⁹Tb, ¹⁶⁵Ho, ¹⁰⁰Tm, ¹⁷⁵Lu, ¹⁸¹Ta

見た。しかしこの影響は 3% 以下で、測定値の誤差以下と考えられるので、 V_{so} は 7.0 MeV に固定することにした。なお、計算値と測定値との差は小さい程良いが、測定値自身のばらつきがあるので、20% 以下なら一致は良いものとすることにした。

前述の計算値と測定値との比較の結果は低エネルギー側と Pm 以上の核で一致が悪いことを示した。これを改善するために、 V_0, W_s, R_2, b の 4 つのパラメータを動かして傾向を調べた。その結果は以下のようになった。

(i) W_s, V_0, b を動かした場合

V_0 については、Pm 以上では減少、Pr 以下ではまちまち。 bW_s の積はほとんどの核で増加する傾向を見せ、断面積の傾向は全般に測定値との一致が良くなる方向に動いたが、Pm 以上ではまだ良くなかった。

(ii) W_s, R_2, b を動かした場合

R_2 は Pm 以上の核で増加する傾向を見せた。これは歪んだ核では r_s を外に出す方が良いという一般的の傾向と一致する。 bW_s の積は Pm, Tm, Lu 以外は増加の傾向を示した。断面積の一一致度はあまり改善されなかつた。

以上のことから、 R_2 は Pm 以上の核では大き目に取ることがもっともらしいと結論できるが、 bW_s を大きく取ることには多少疑問が残る。上記のパラメータ探索

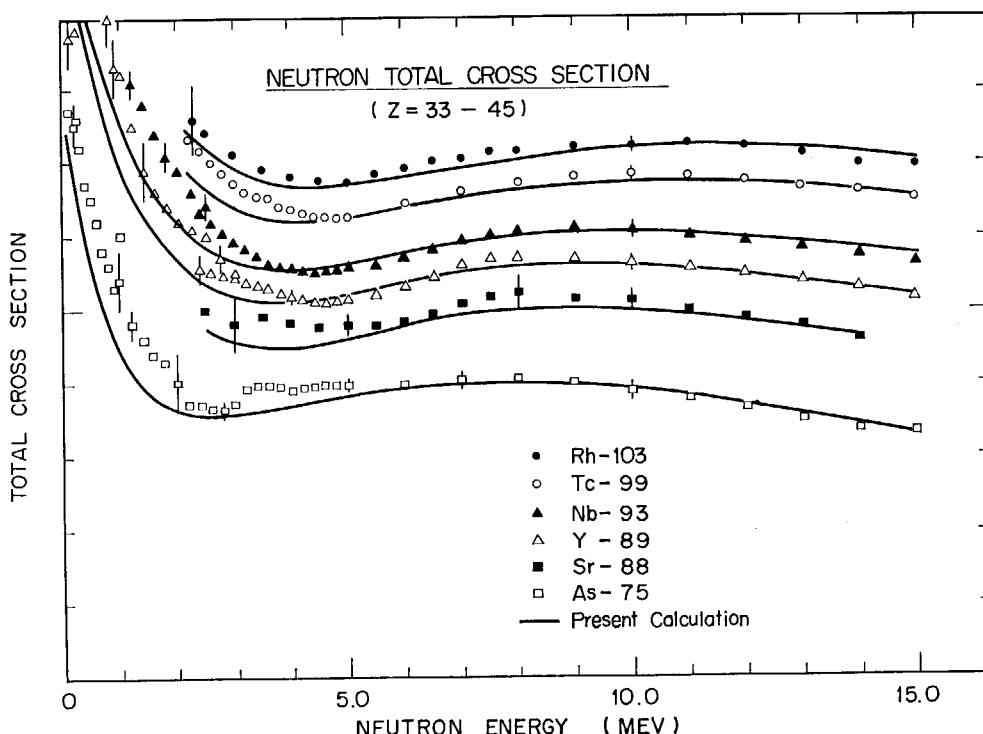
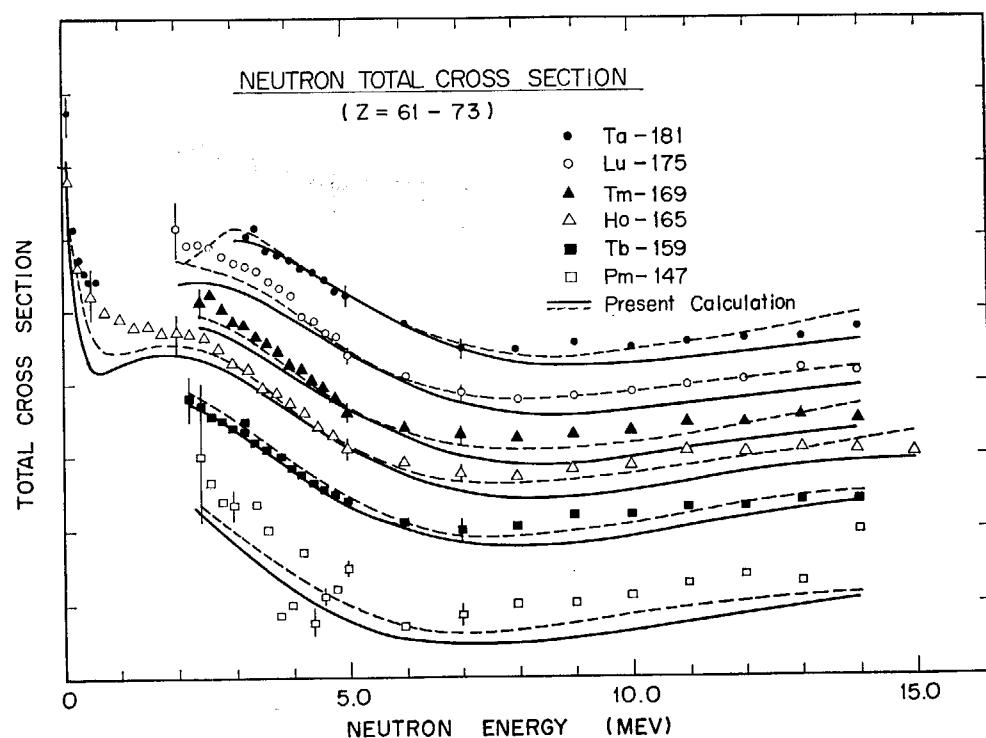
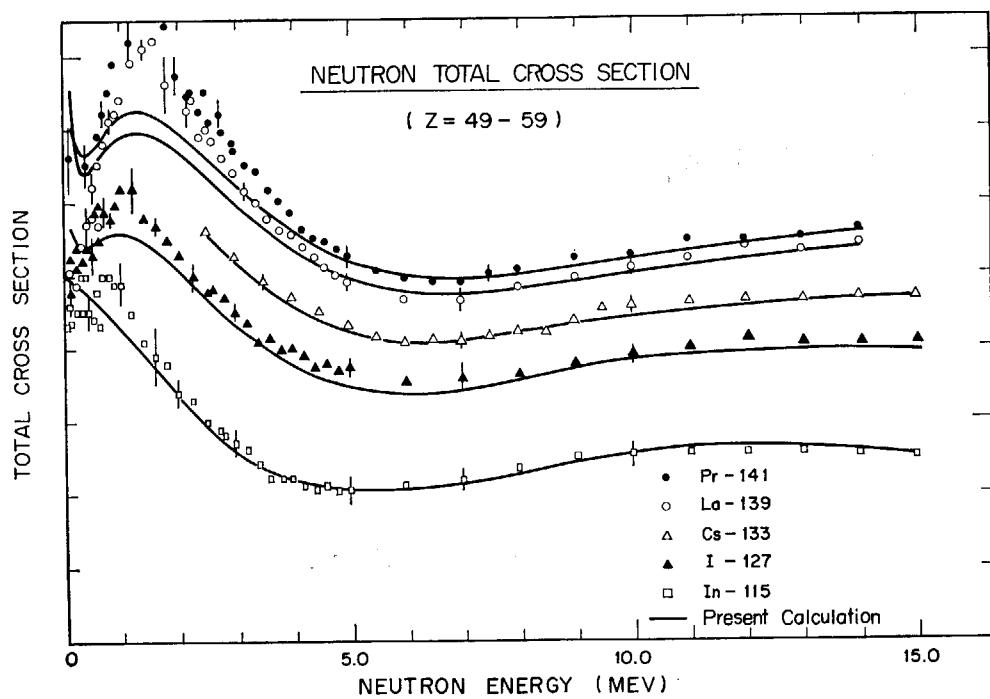


Fig. 3-1 Calculations of the total cross sections using the potential parameters shown in Fig. 1 compared with measured values¹²⁾ for nuclei with $Z=33$ to 45.



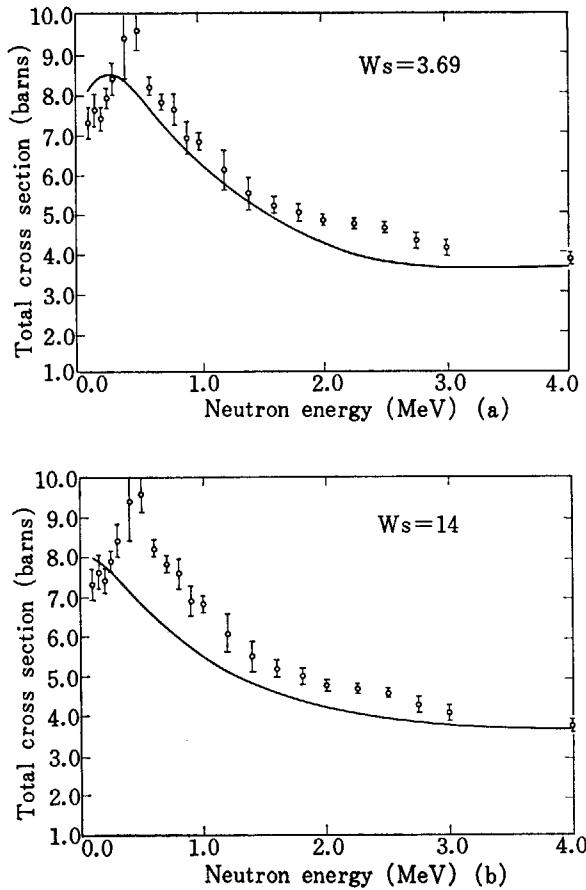


Fig. 4-1 Total cross section for ⁸⁹Y. (a) Cross section curve calculated by using the best fit value of $W_s = 3.69$. (b) Cross section curve calculated with $W_s = 14.0$.

では W_s の中に 20 MeV を越すような例もあり、 bW_s を大きくすることは必ずしも好ましい方向とは考えられないからである。一般に波動関数の対数微分はポテンシャルパラメータについてある種の周期性を持つ。したがって W_s が大きい方に動いたとすれば、逆にずっと小さい方にも適当な W_s があるものと予想される。この観点から 3 MeV 以下の測定値を対象に、 W_s の小さい所を狙ってパラメータを探してみた。その結果の例を Fig. 4-1 から Fig. 4-4 に示す。 $W_s = 14$ MeV の場合に比べて良くなっていることが判る。Pm, Tm, Lu の場合にもこの予想は適正なものと考えられる。

Pm 以上の核の V_0 と R_2 については前述のような傾向があったので、この二つのパラメータの相関関係を検討した。まず両方のパラメータを同時に動かしてみて、それぞれの最適値を取り、その関係を見た。結果は Fig. 5-1 と 5-2 に示すような傾向であった。Fig. 5-1 を見ると、 R_2 は質量数 $A^{1/3}$ についてはほぼ直線の傾向がある。この結果から我々は

$$R_2 = 1.16 A^{1/3} + 1.3, \quad (3.6)$$

と

$$R_2 = 1.2 A^{1/3} + 1.1, \quad (3.6')$$

を取って、再び V_0 を動かしてみた。その結果が Fig. 5-2 の白丸と黒丸である。これを見ると (3.6) 式の方が

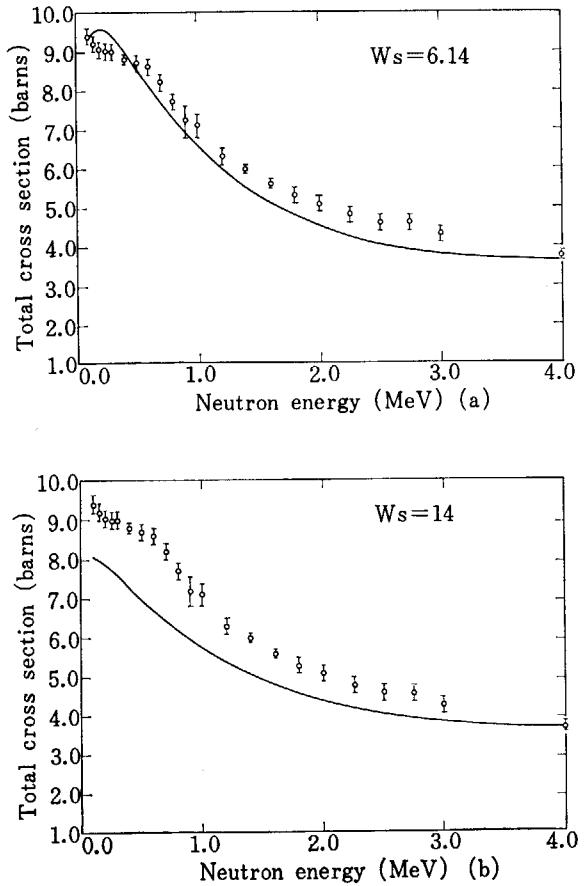


Fig. 4-2 Total cross section for ⁹³Nb. (a) Cross section curve calculated by using the best fit value of $W_s = 6.14$. (b) Cross section curve calculated with $W_s = 14.0$.

(3.6') 式よりもまとまりの良い結果を与えることがわかった。この結果の平均的 V_0 として、我々は

$$V_0 = 52.5 - 40(N-Z)/A, \quad (3.7)$$

を得た。Fig. 3-3 には、この V_0 と R_2 を使った計算と Fig. 1 に与えた初期値を使った計算の結果とを比較のために示した。測定値との合い方はかなり良くなっていることが分る。ここで使った W_s はまだ初期値のままであることを注意しておく。

次ぎに W_s について述べる。Fig. 3-1 から 3-3 と Fig. 4-1 から 4-4 に見られるように、低エネルギー側では W_s を大きくすると測定値との一致は悪くなっている。むしろ W_s の小さい方に良い結果が期待される。Fig. 4-1 から 4-4 に示す最適値はこのことを示しており、また、Pm 以上の核に bW_s の小さいものが幾つかあったことはこのことを示しているものと考えられる。そこで我々は、 $W_s = 7.0$ 、 $b = 0.35$ とし、 R_2 と V_0 にはさきに求めた値を使い、他は初期値のままとして計算を行なった。Fig. 6 にその結果を示すが、初期値を使った時の結果に比べてかなり改善されていることが分る。これをさらに核種ごとに見てみると、Fig. 7-1 から 7-10 に示すような結果になる。これらの図では、 V_0 、 R_s は Fig. 5-1、5-2 で求めたものを使っている。この結果から大まかな傾向をまとめると、

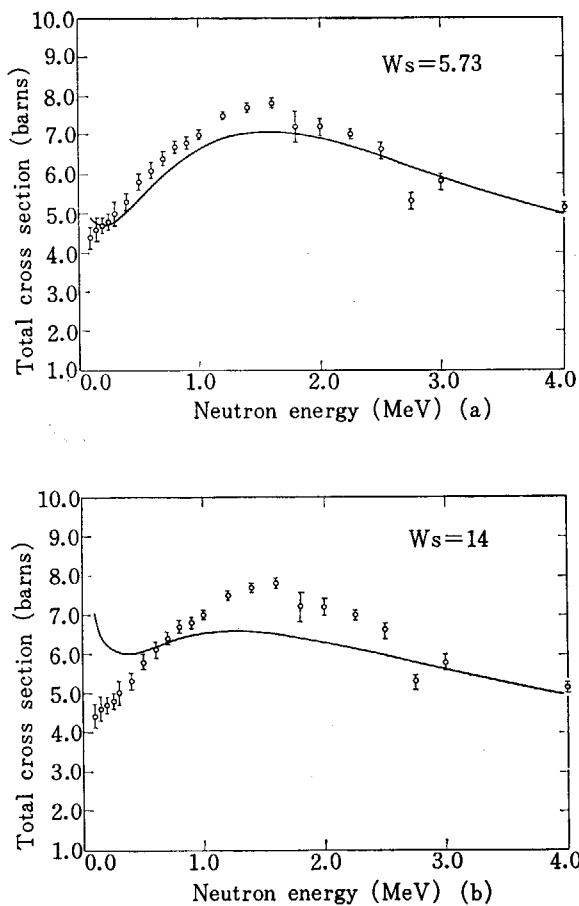


Fig. 4-3 Total cross section for ^{139}La . (a) Cross section curve calculated by using the best fit value of $W_s = 5.73$. (b) Cross section curve calculated with $W_s = 14.0$

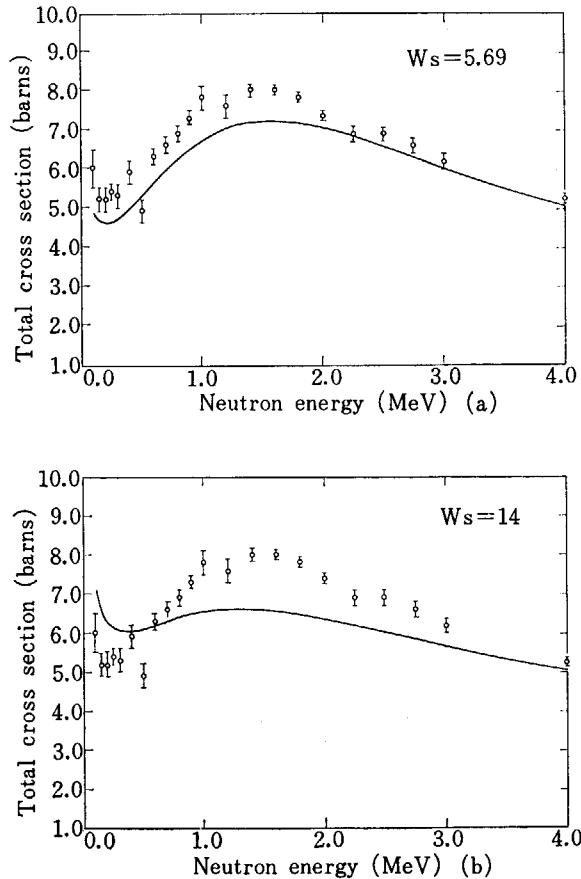


Fig. 4-4 Total cross section for ^{141}Pr . (a) Cross section curve calculated by using the best fit value of $W_s = 5.69$. (b) Cross section curve calculated with $W_s = 14.0$.

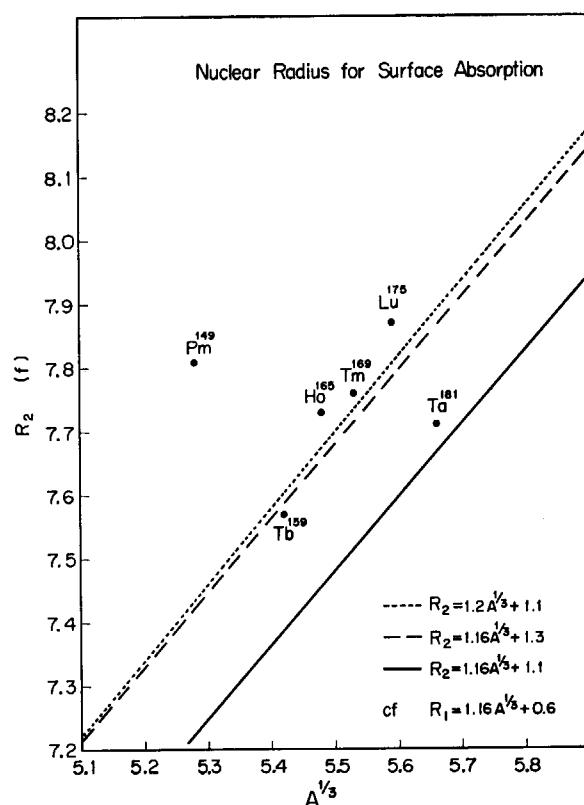


Fig. 5-1 Trend of the parameter R_2 in Eq. (3.3). The best values of the parameter are shown by dots.

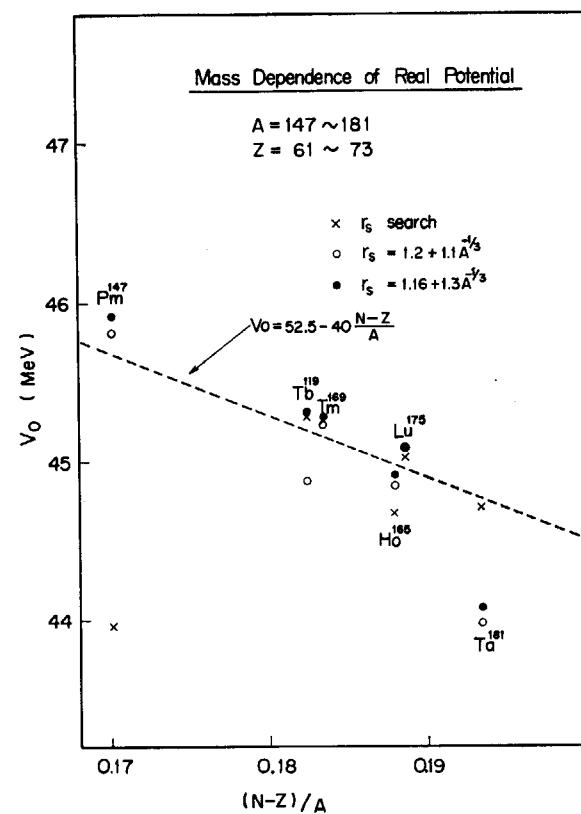


Fig. 5-2 Trend of the parameter V_0 in Eq. (3.1). The best values with fixed r_s are shown by dots and circles.

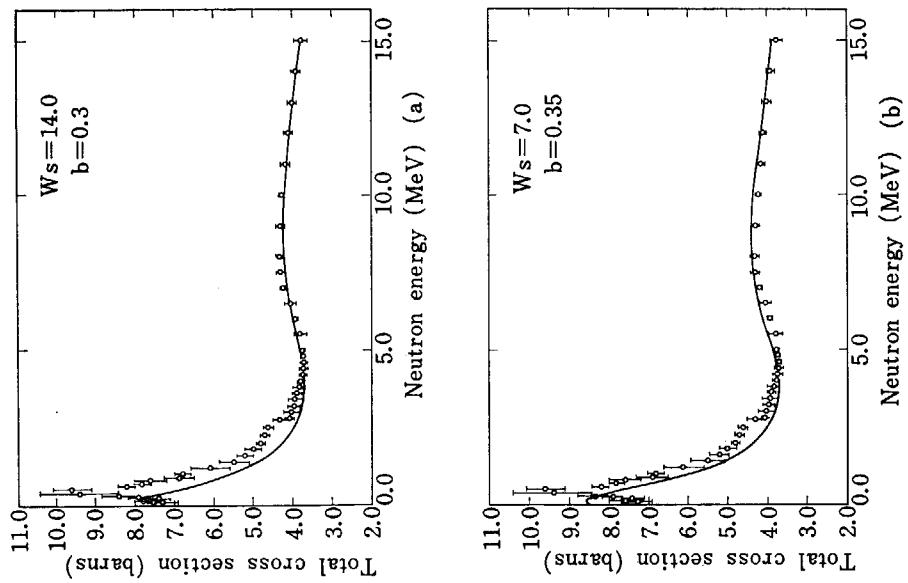


Fig. 7-2 Total cross sections of Y obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ^{89}Y .

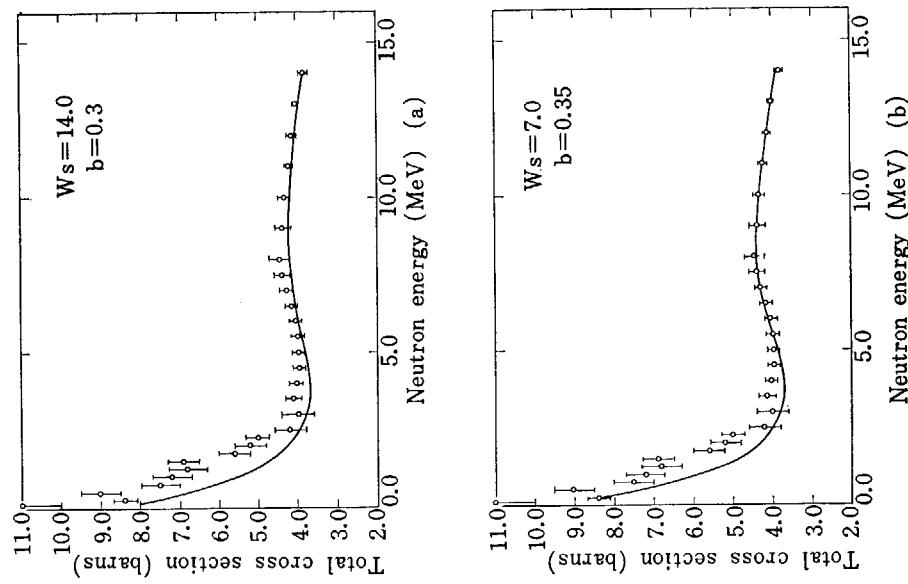


Fig. 7-1 Total cross sections of Sr obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ^{88}Sr .

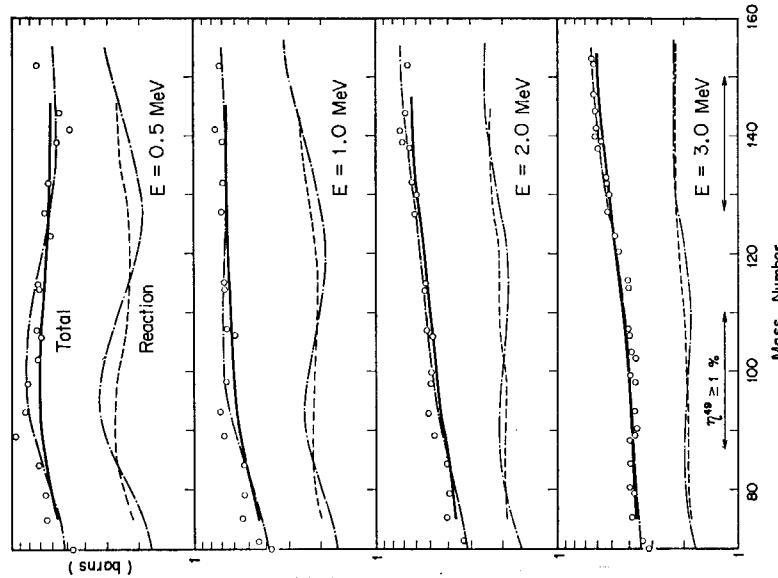


Fig. 6 Total and reaction cross sections calculated by using the parameter sets shown in Fig. 1. (solid and dashed curves) and Fig. 8 (dot-dashed curves). $\gamma_f^{(9)}$ represents yield per-cent for fission fragment yield for ^{239}Pu .

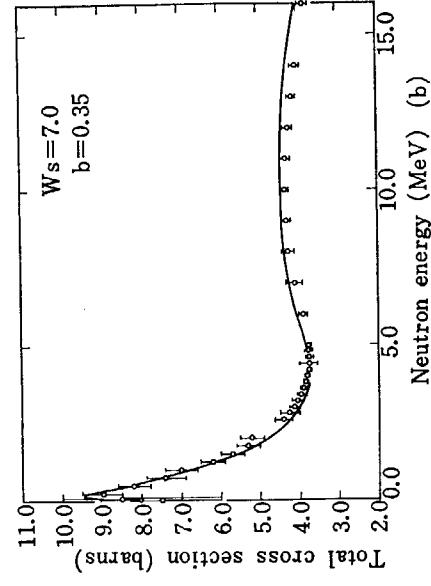
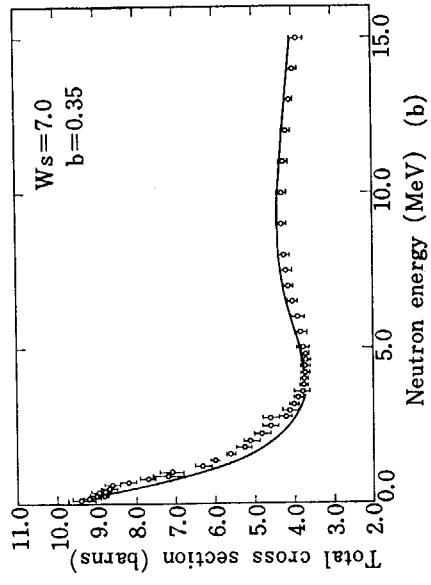
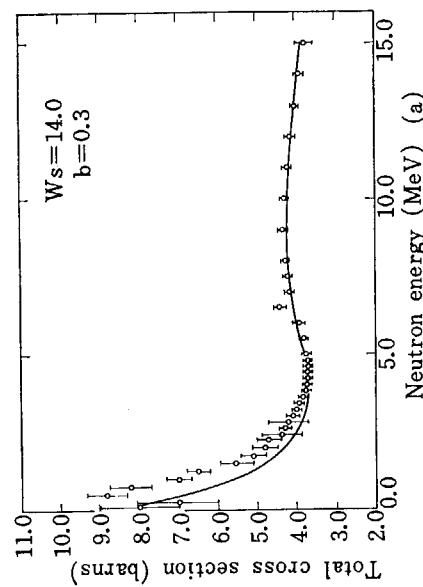
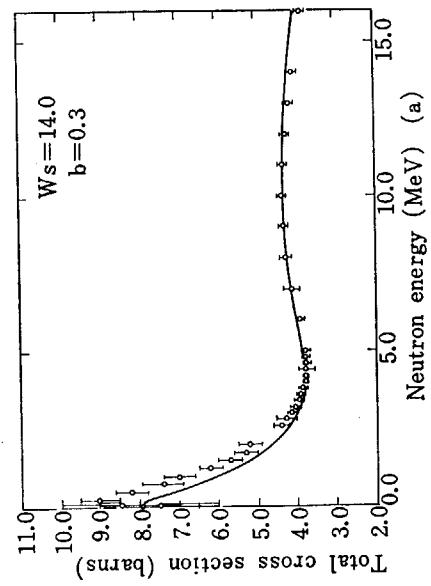
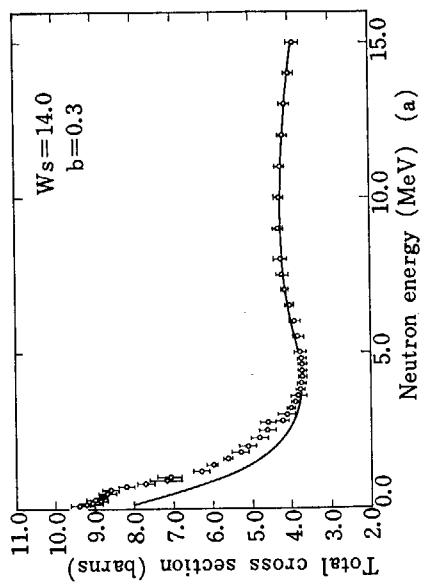


Fig. 7-3 Total cross sections of Zr obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ⁹⁰Zr.

Fig. 7-4 Total cross sections of Mo obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ⁹⁹Mo.

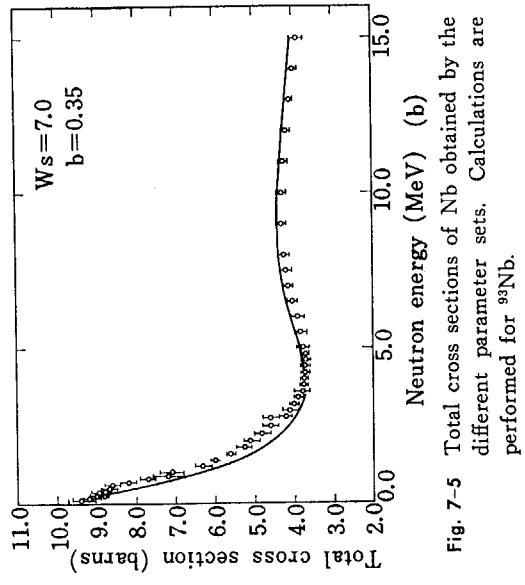
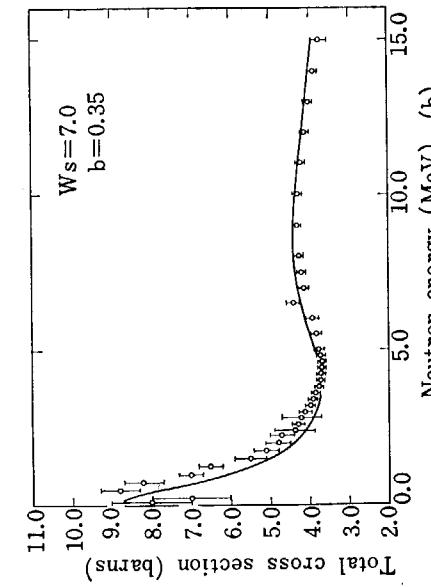


Fig. 7-5 Total cross sections of Nb obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ⁹³Nb.

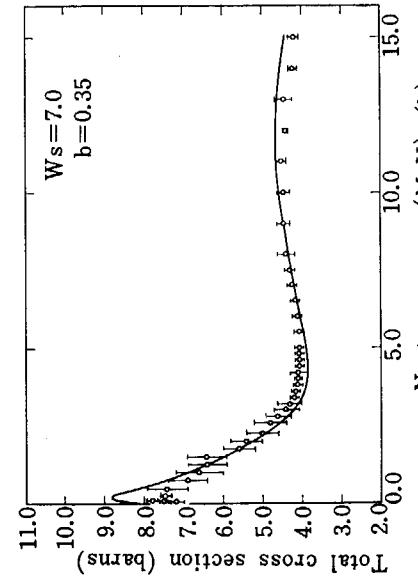
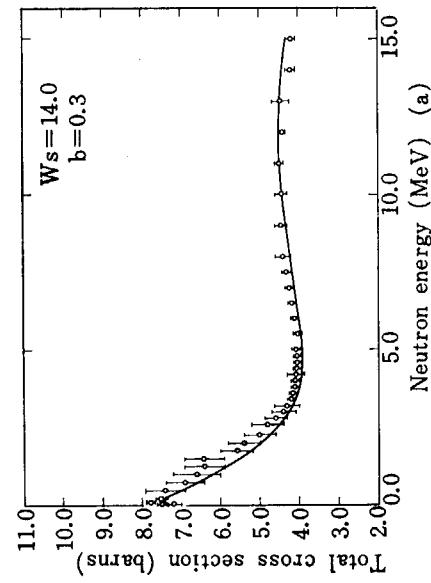
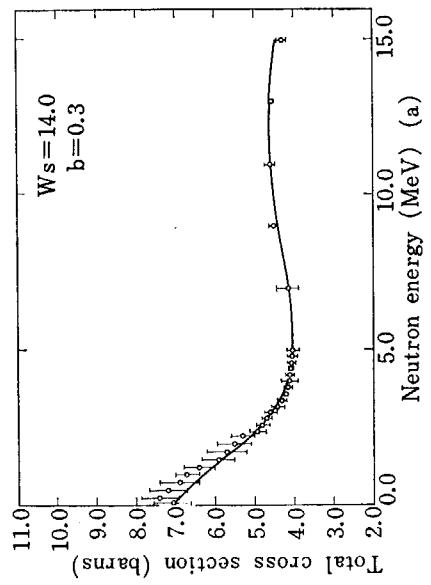
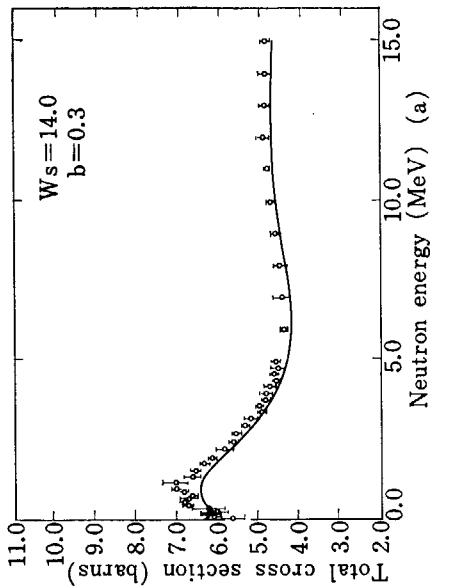


Fig. 7-6 Total cross sections of Ag obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ¹⁰⁷Ag.

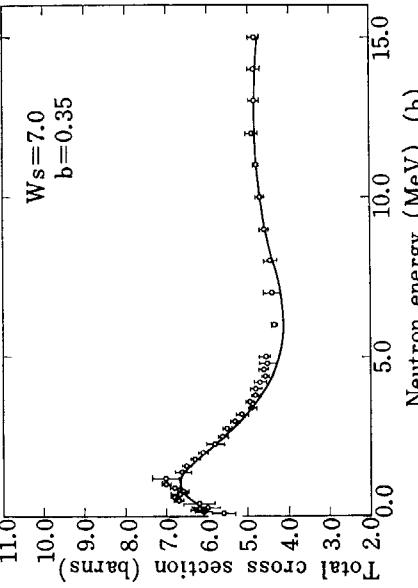
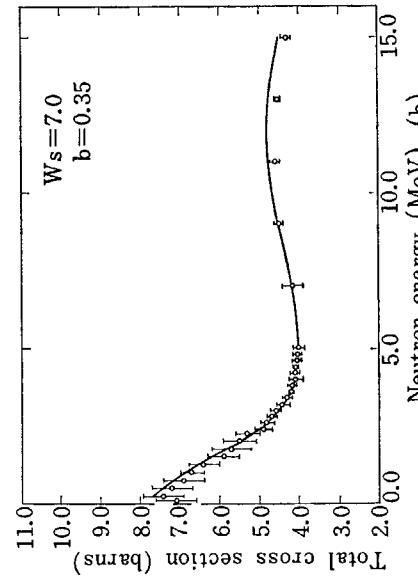


Fig. 7-7 Total cross sections of Cd obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ¹¹⁴Cd.

Fig. 7-8 Total cross sections of I obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ¹²⁷I.

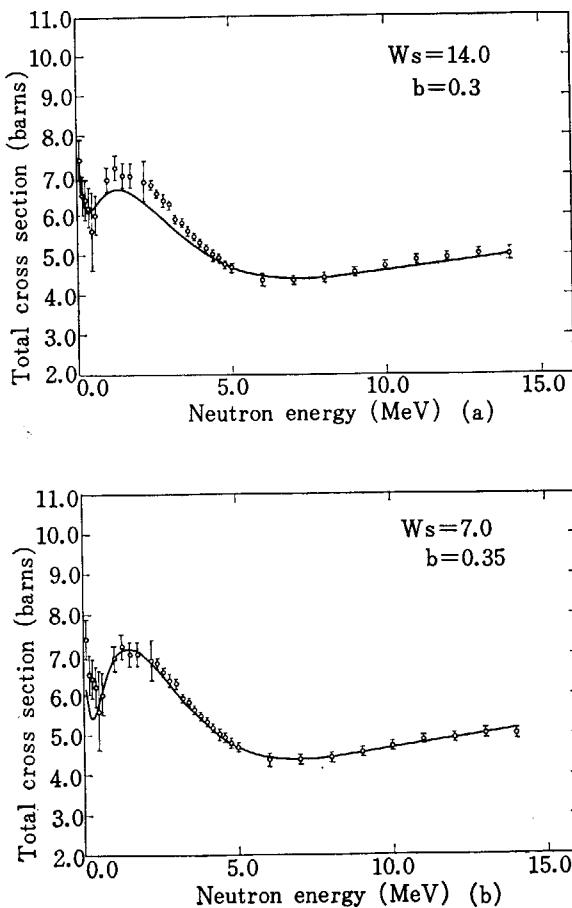


Fig. 7-9 Total cross sections of Nd obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ^{144}Nd .

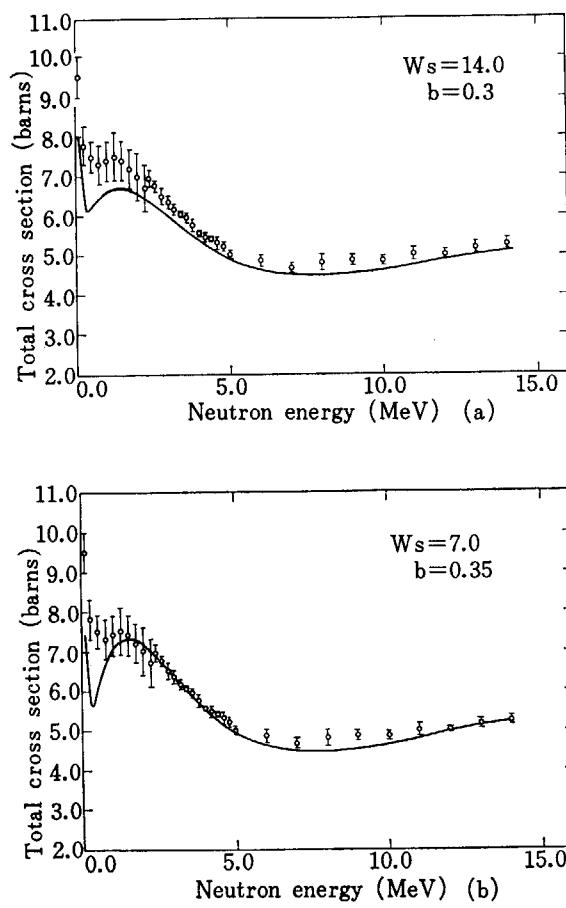


Fig. 7-10 Total cross sections of Sm obtained by the different parameter sets. Calculations are performed for ^{152}Sm .

(1) 5 MeV 以下のエネルギーでは、Ag から Ce の範囲を除いては一般に測定値との一致は良くないが、 $W_s = 7, b = 0.35$ の方が $W_s = 14, b = 0.3$ よりは測定値に近い。

(2) 5~10 MeV では $W_s = 7, b = 0.35$ の方が $W_s = 14, b = 0.3$ よりも測定値に近いものが多く、一致度も良い。

(3) 10~15 MeV の範囲では、 $W_s = 14, b = 0.3$ の方に良いものが多い。

以上のことから、5 MeV 以下の領域では W_s が 7 より小さく、5~10 MeV では $W_s \approx 7$ 、10~15 MeV で $W_s \approx 14$ のようなエネルギー依存性を考えることができる。現時点ではまだこの依存性を入れていないが、一つの検討事項である。 W_s がエネルギーとともに増加することは物理的に当然のことであり、事実このようなエネルギー依存性を持たせた論文もある¹⁰⁾。しかし、現在の FP 核種について考えると、データの要求精度から見て、この問題を掘り下げなければならない理由はなさそうに思われる。

5 MeV 以下の領域での測定値と計算値の一一致度の悪さは共鳴領域の取扱いとの関連で更に突込んだ議論が必要になるが、この報告では触れないことにする。ポテンシャルパラメータについてはなお幾つかの問題がある

が、FP 核種の断面積を扱うと言う立場に立てば、以上の結果は現状においては満足すべきものである。我々はここに得た値を弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積の計算に適用し、使用に耐え得るかどうかを調べるが、ここには (Fig. 8 参照) ひとまずパラメータをまとめて示しておくこととする。

$$\begin{aligned}
 V_0 &= 46 - 0.25E, \quad A < 147 \\
 &= 52.5 - 40 \frac{(N-Z)}{A} - 0.25E, \quad A \geq 147 \\
 W_s &= 7.0 \\
 W_I &= 0.125 E - 0.0004E^2, \\
 V_{SO} &= 7.0 \\
 R_1 &= 1.16A^{1/3} + 0.6 \\
 R_2 &= 1.16A^{1/3} + 1.3, \quad A \geq 147 \\
 &= 1.16A^{1/3} + 1.1, \quad A < 147 \\
 C_0 &= 0.62 \\
 b &= 0.35
 \end{aligned}$$

Fig. 8 Set of the optical potential parameters found in this work.

4. 弹性散乱断面積および非弹性散乱断面積

前節では全断面積の測定値をもとにして、光学模型ボテンシャルパラメータを求めた。このボテンシャルは中性子の弾性散乱、非弾性散乱断面積および中性子捕獲断面積の計算に使われる。この節では、弾性散乱断面積および非弾性散乱断面積の測定値と計算値とを比較して、パラメータの妥当性を検討してみる。これは我々が求めたボテンシャルを測定値のない領域へ応用した場合、その計算値がどの程度の信頼性を持つであろうかを推量するためでもある。計算は ELIESE-3¹⁵⁾ を用了。

弾性散乱断面積は Fig. 9-1 から 9-9 に示したが、全般に測定値^{16)~33)}が少ないので、大まかな比較きりできない。Sr や Y では特に測定値が少ない。しかし計算値の大きさは大体もっともらしい値になっている。Nb や Ag では 1 MeV 以下で測定値と計算値の差が目立つ。これは全断面積でも見た通り、1.0 MeV 以下の計算値が測定値からずれていた事と符号するものである。前にも述べたように、FP 核種全部について完全な計算値を求める事は不可能である。それで、我々は全核種について計算値と測定値の差が 20% 程度ならば満足であるとしたことにした。この基準は FP 核種の断面積測定値の現状から考えて妥当な所であると考える。この立場

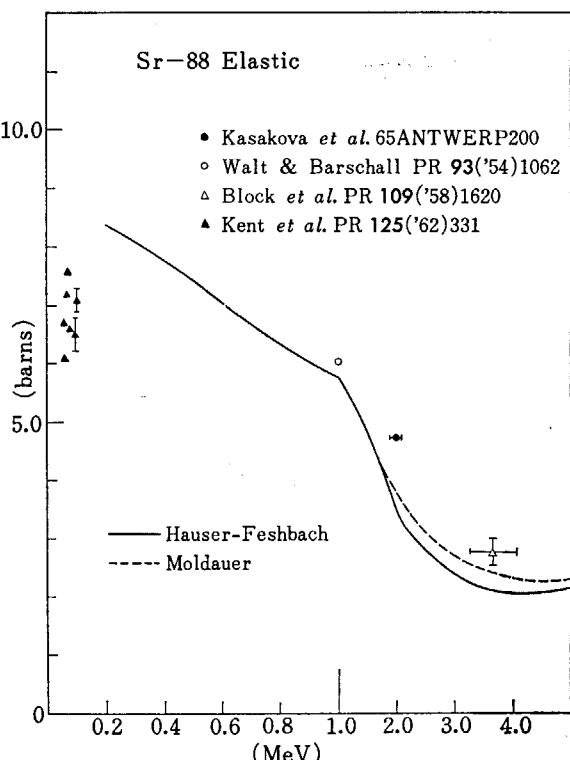


Fig. 9-1 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{16, 17, 18, 19)} for elastic scattering of neutrons by Sr. Calculations are performed for ⁸⁸Sr.

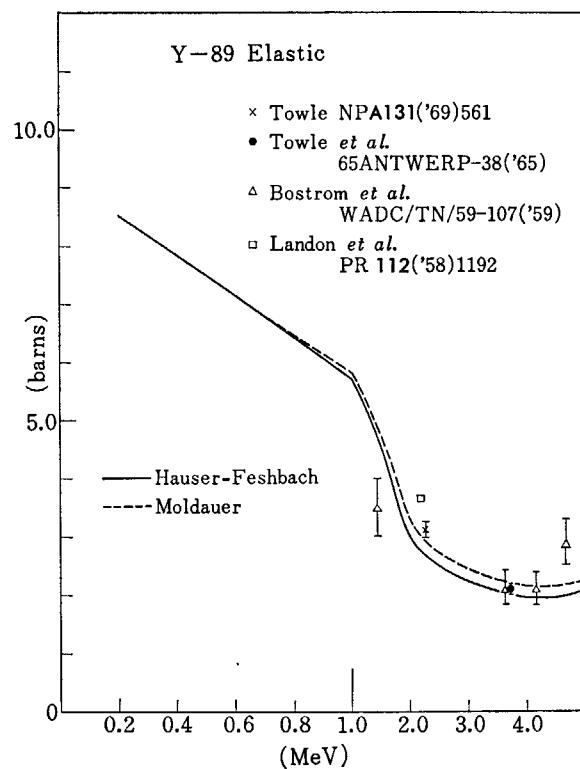


Fig. 9-2 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{20, 21, 22, 23)} for elastic scattering of neutrons by Y. Calculations are performed for ⁸⁹Y.

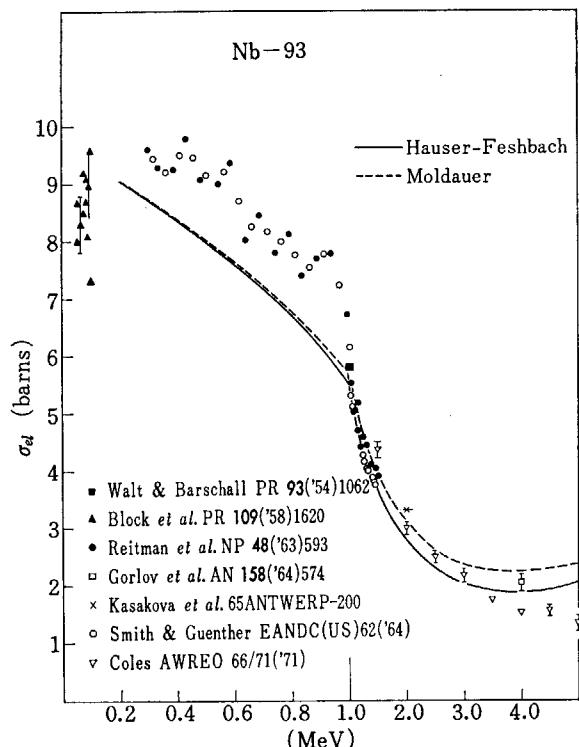


Fig. 9-3 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{16, 17, 18, 24, 25, 26, 29)} for elastic scattering of neutrons by Nb. Calculations are performed for ⁹³Nb.

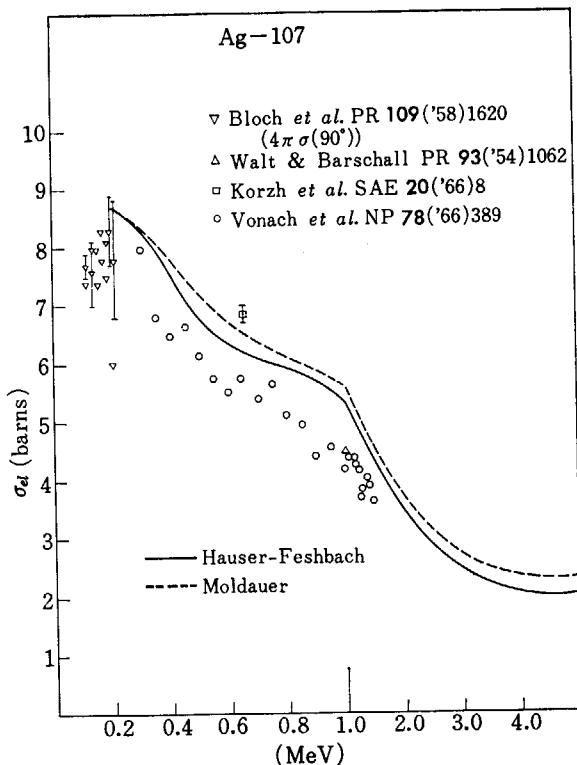


Fig. 9-4 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{17, 18, 27, 28)} for elastic scattering of neutrons by Ag. Calculations are performed for ¹⁰⁷Ag.

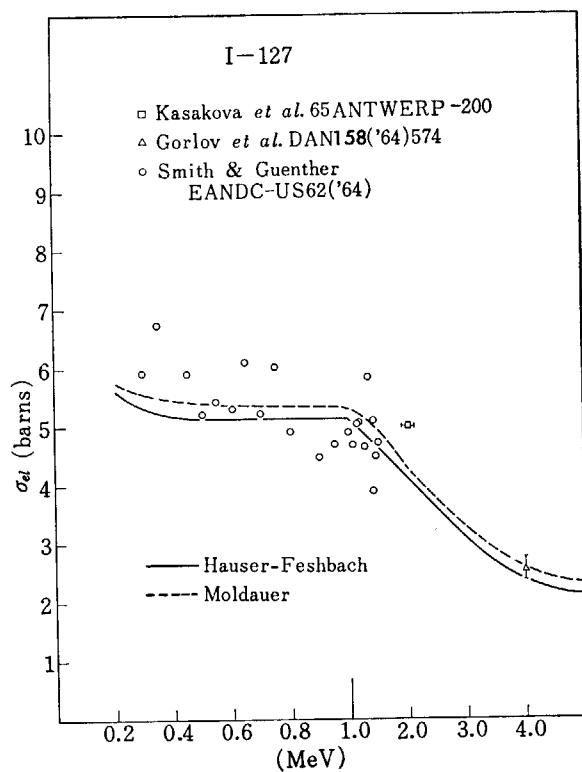


Fig. 9-5 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{16, 25, 29)} for elastic scattering of neutrons by I. Calculations are performed for ¹²⁷I.

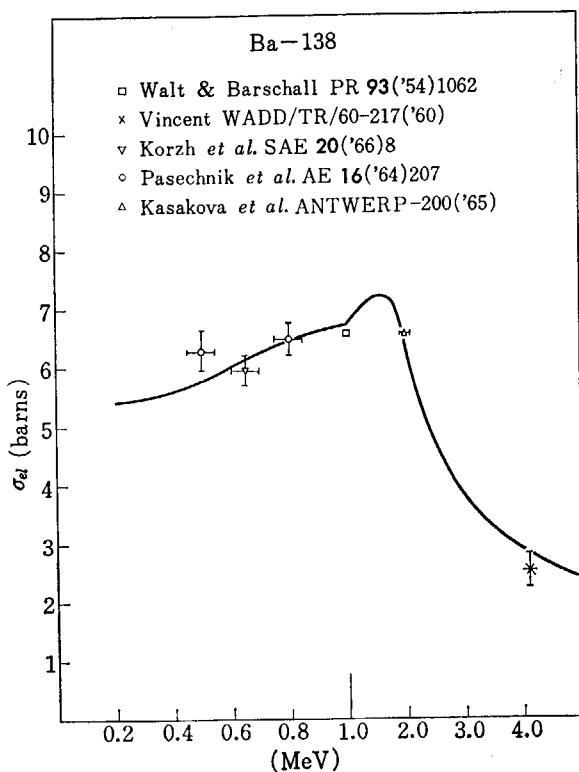


Fig. 9-6 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{16, 17, 27, 30, 31)} for elastic scattering of neutrons by Ba. Calculations are performed for ¹³⁸Ba.

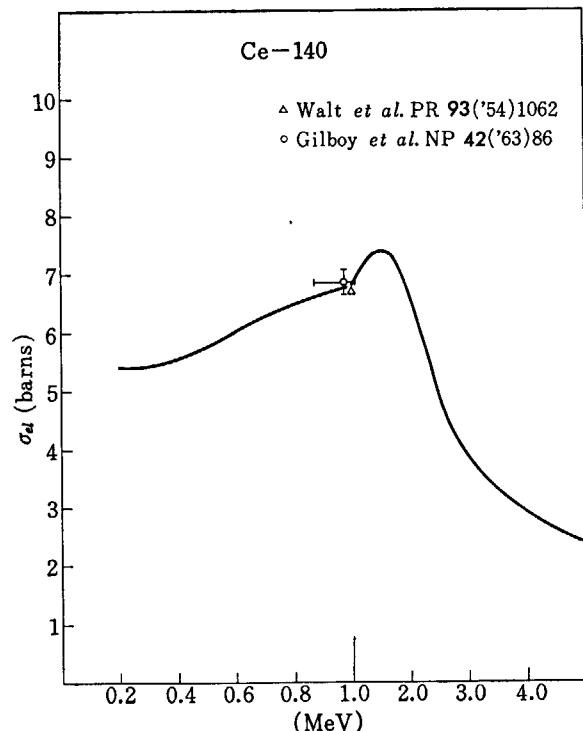


Fig. 9-7 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{17, 32)} for elastic scattering of neutrons by Ce. Calculations are performed for ¹⁴⁰Ce.

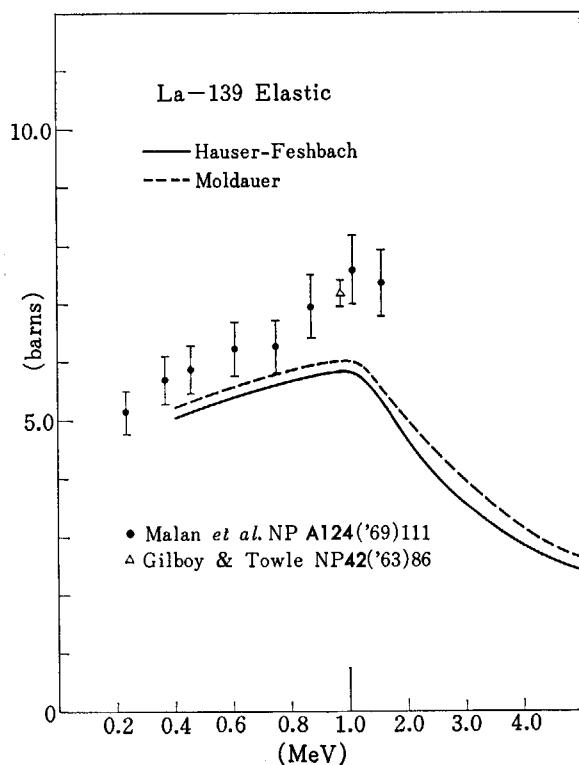


Fig. 9-8 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{32,33)} for elastic scattering of neutrons by La. Calculations are performed for ¹³⁹La.

から見ると Ag や Nb の結果は一応満足すべき合いで見られる。更に I, Ba, Ce などにしてもこの基準は満足されていると考えられる。しかし、La, Pr の 1.0 MeV 付近はあまり良い結果ではない。これは複合核過程の計算に検討の余地があることを示しているものと考えられる。

次ぎに弾性散乱の角分布について見てみる。Fig. 10-1 から Fig. 10-11 には種々のエネルギーにおける角分布の実験値^{17, 19, 21~23, 25~27, 30, 31, 32, 34~45)}と計算結果とを幾つかの核について示したものである。計算値は 3.0 MeV 以上のものは形状弾性散乱のみであるが、Fig. 10-1 から Fig. 10-4 の例では形状弾性散乱と全弾性散乱との両方を示してある。この 4 例は最も合いで悪いもので、その理由は歪んだ核の領域にあることと、エネルギーが低いことにある。この報告には我々が計算したものうちの一部きり示すことができないが、全体的に見て、低エネルギー側より高エネルギーの方の結果が良い。また、重い核よりも軽い核の方に結果の良いものが多く見られる。弾性散乱の角分布については、散乱角の余弦の平均値が炉物理で必要になる量である。したがってこの量の測定値から求めたものと計算から求めたものを比べて見る必要がある。現在の所、すべての測定値について計算は行なっていないけれども、二、三の例について見てみると、計算値との差は 20% 以内に入っている。これらの結果を総合すると、我々が求めたポテンシャルパラメータは一応弾性散乱断面積の計算には使用できるものと

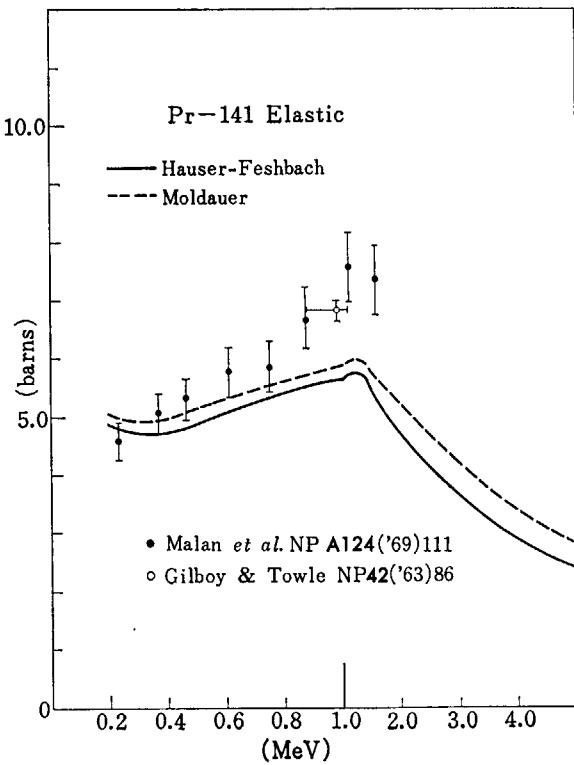


Fig. 9-9 Calculations using the parameter set given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{32,33)} for elastic scattering of neutrons by Pr. Calculations are performed for ¹⁴¹Pr.

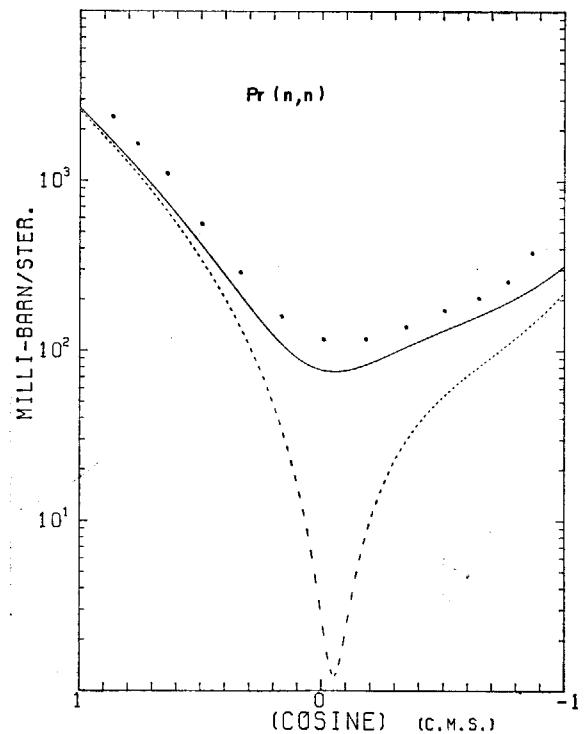


Fig. 10-1 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁴⁴⁾ for differential elastic scattering of 1.5 MeV neutrons by Pr.

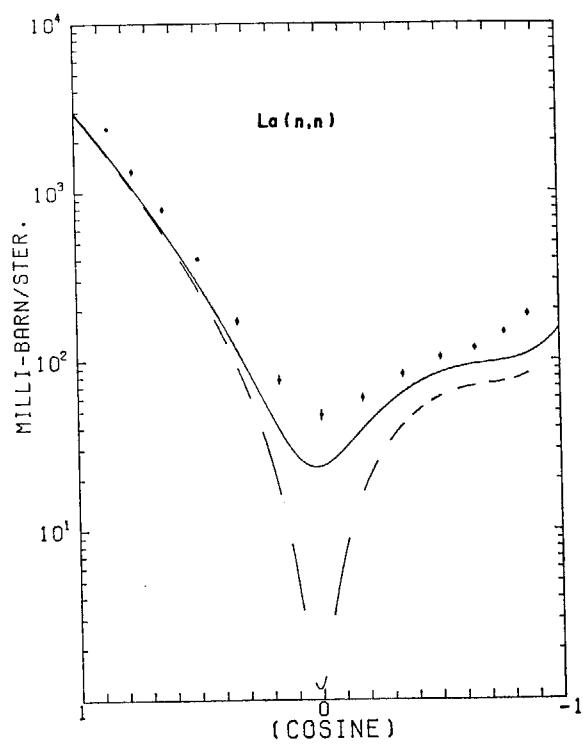


Fig. 10-2 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁴⁴⁾ for differential elastic scattering of 2.03 MeV neutrons by La.

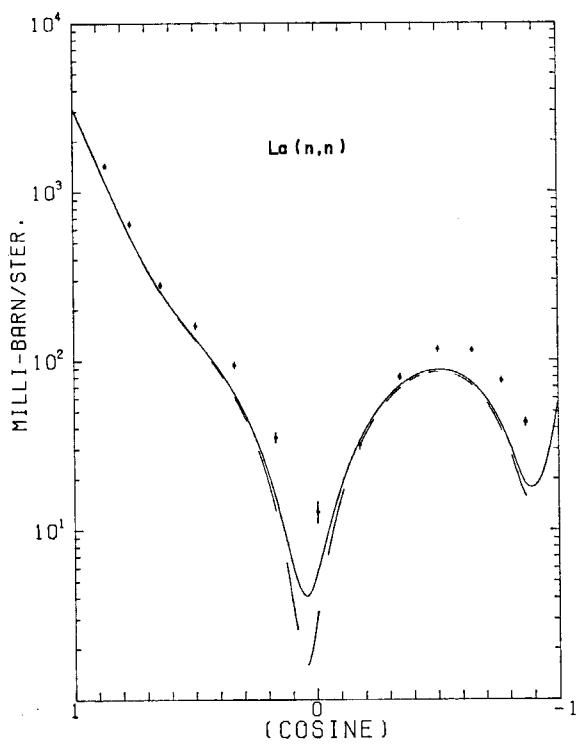


Fig. 10-3 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁴⁴⁾ for differential elastic scattering of 3.578 MeV neutrons by La.

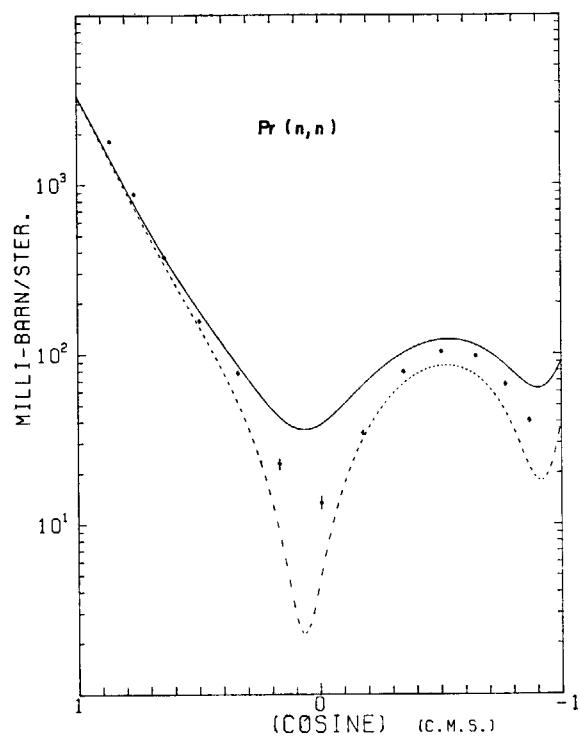


Fig. 10-4 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁴⁴⁾ for differential elastic scattering of 3.07 MeV neutrons by Pr.

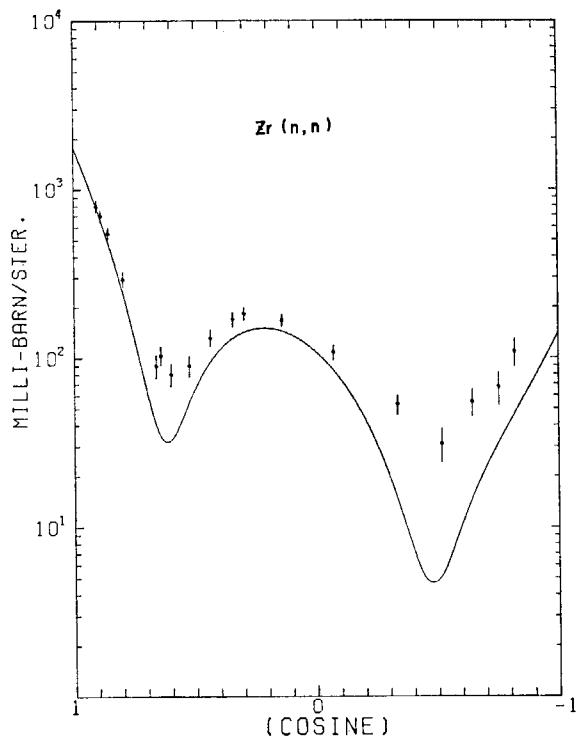


Fig. 10-5 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁴⁴⁾ for differential elastic scattering of 3.66 MeV neutrons by Zr.

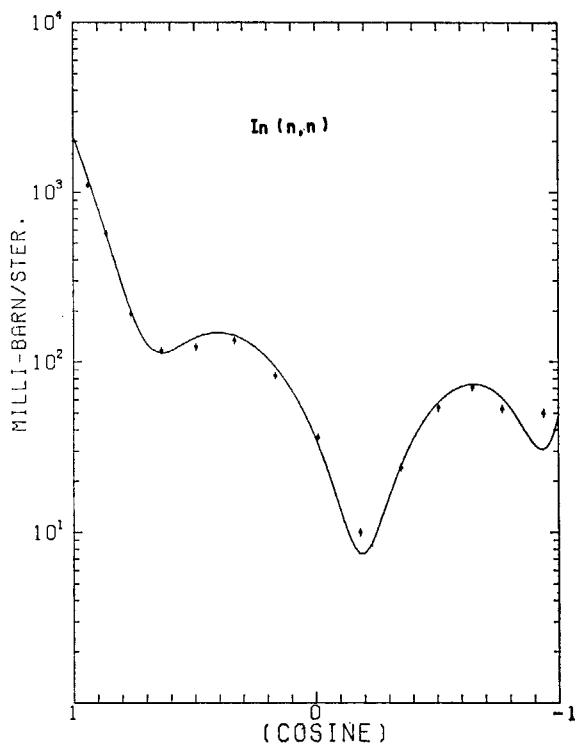


Fig. 10-6 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections²⁵⁾ for differential elastic scattering of 4.0 MeV neutrons by In.

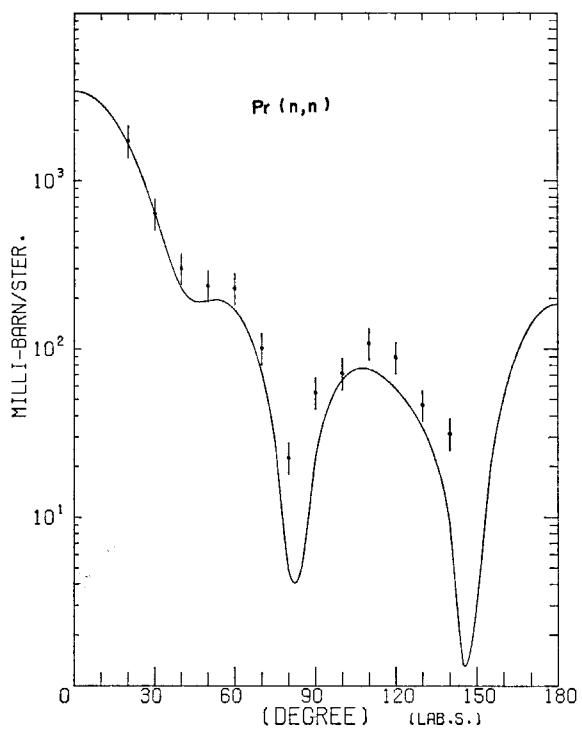


Fig. 10-7 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections²⁶⁾ for differential elastic scattering of 5 MeV neutrons by Pr.

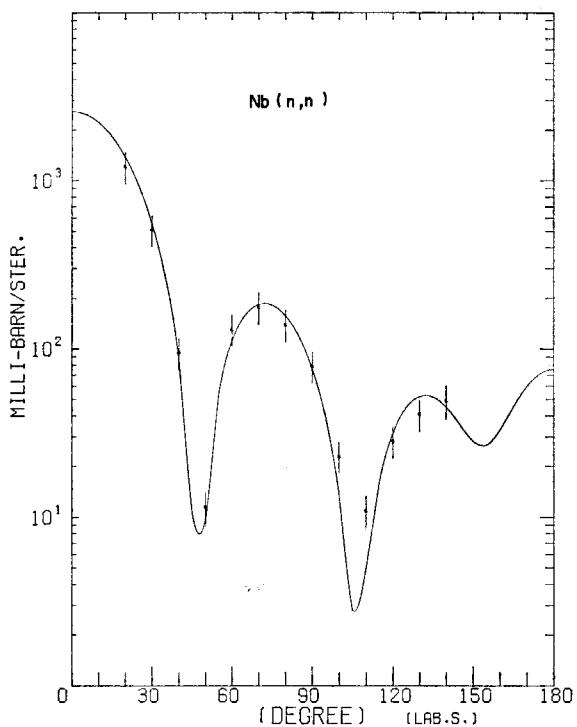


Fig. 10-8 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections²⁶⁾ for differential elastic scattering of 5 MeV neutrons by Nb.

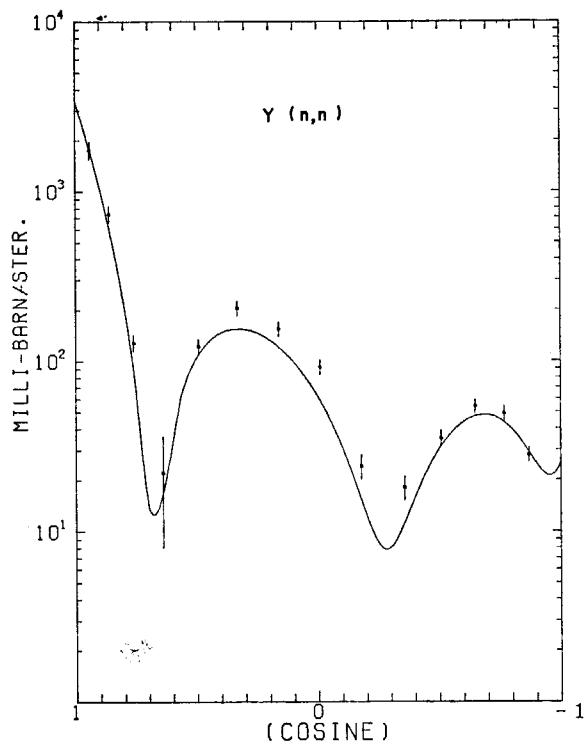


Fig. 10-9 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections²⁶⁾ for differential elastic scattering of 6.04 MeV neutrons by Y.

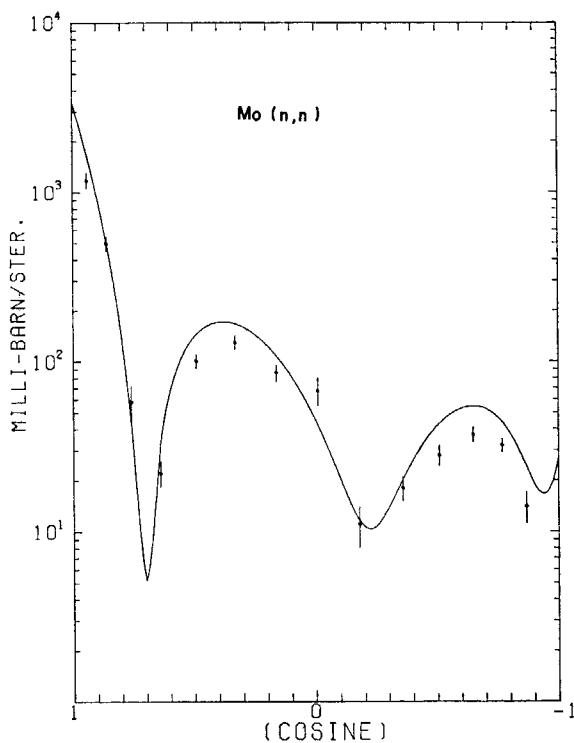


Fig. 10-10 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections³⁵⁾ for differential elastic scattering of 6.04 MeV neutrons by Mo.

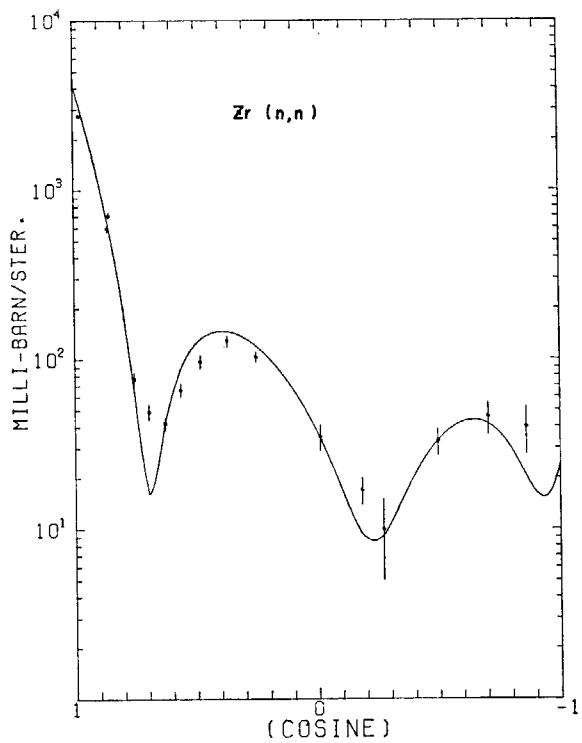


Fig. 10-11 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections³⁷⁾ for differential elastic scattering of 7 MeV neutrons by Zr.

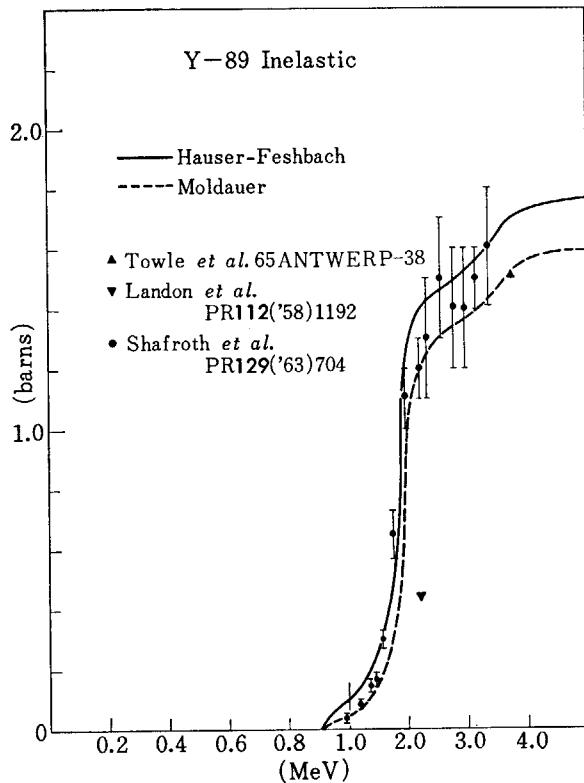


Fig. 11-1 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{22, 23, 65)} for inelastic scattering of neutrons by Y. Calculations are performed for ⁸⁹Y.

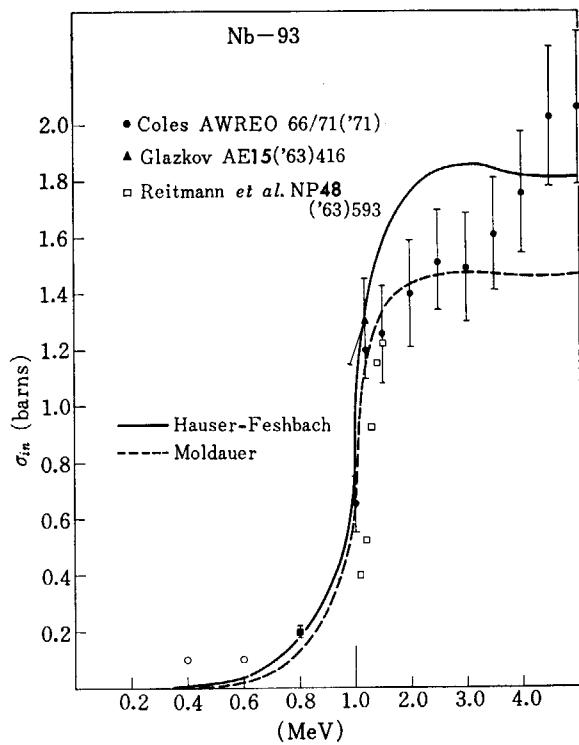


Fig. 11-2 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{24, 26, 66)} for inelastic scattering of neutrons by Nb. Calculations are performed for ⁹³Nb.

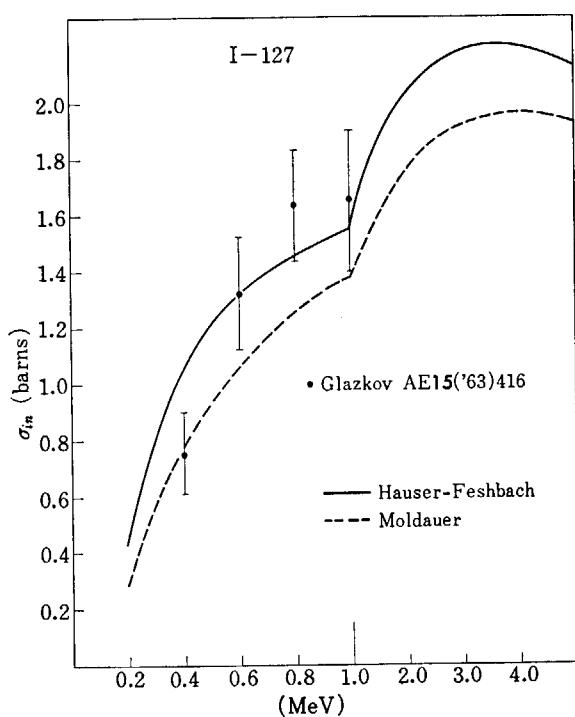


Fig. 11-3 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁶⁶⁾ for inelastic scattering of neutrons by I. Calculations are performed for ¹²⁷I.

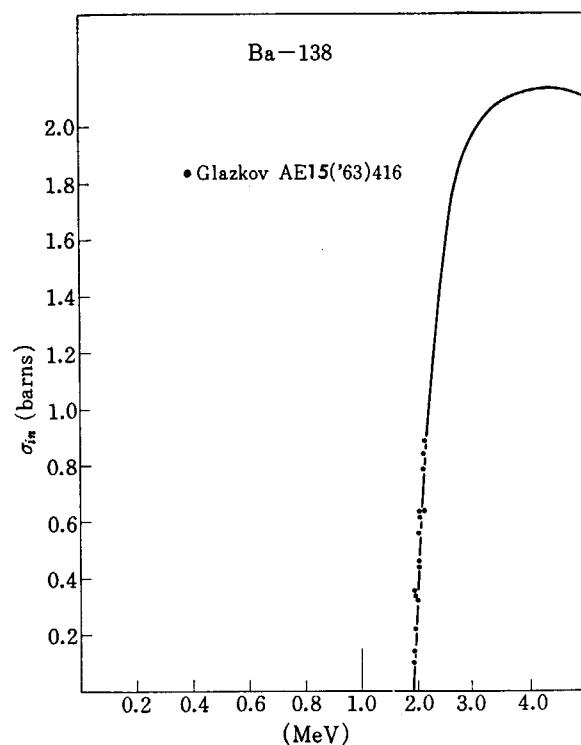


Fig. 11-4 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections⁶⁶⁾ for inelastic scattering of neutrons by Ba. Calculations are performed for ¹³⁸Ba.

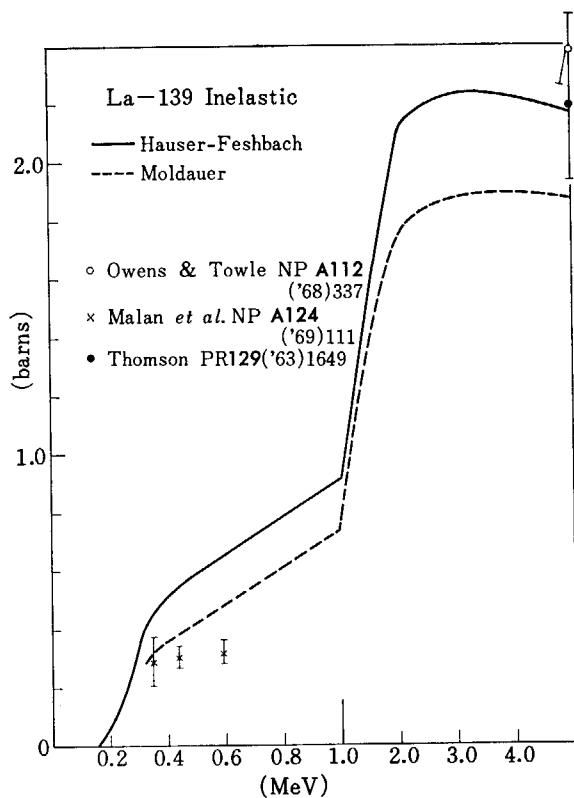


Fig. 11-5 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections^{33, 67, 68)} for inelastic scattering of neutrons by La. Calculations are performed for ¹³⁹La.

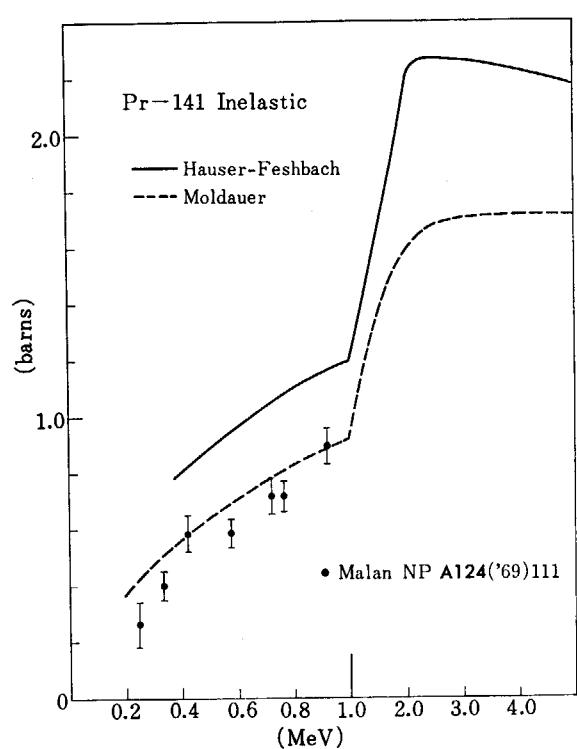


Fig. 11-6 Calculations using the potential parameters given in Fig. 8 compared with measured cross sections³³⁾ for inelastic scattering of neutrons by Pr. Calculations are performed for ¹⁴¹Pr.

思われる。

非弾性散乱断面積については個々のレベルの励起関数よりも全非弾性散乱断面積を見て、我々のポテンシャルがどの程度測定値を再現するかを調べた。TABLE 2-1 と 2-2 には我々が計算に用いた核種の一部と、そのレベルパラメータ^{46)~63)}およびレベル密度パラメータ⁶⁴⁾とを示した。測定値と計算値の比較の例は Fig. 11-1 から 11-6 に示すが、Pr を除くと、結果は満足すべきものである。

非弾性散乱の場合にも、軽い核の方が結果は良く、Pr, La 付近の核は結果が良くないようである。ただし、図からも分るように、測定値の数が少ないので、現時点ではこれらの結果がどの程度の確からしさがあるのかは明らかにできない。

以上の計算は複合核過程に Hauser-Feshbach の方法を用いている。計算の方法としては Moldauer の方法や、複合核過程以外の直接反応過程の結果も検討してみる必

TABLE 2-1 Level parameters and level density parameters used in this work. Parameters E_c , α and Δ mean a critical energy above which the nuclear levels are overlapping, a level density parameter and a pairing energy.

	As 75	Sr 88	Y 89	Nb 93	Rh 103
1	0.0 (3/2-)	0.0 (0+)	0.0 (1/2-)	0.0 (9/2+)	0.0 (1/2-)
2	0.199 (1/2-)	1.836 (2+)	0.91 (9/2+)	0.028 (1/2-)	0.040 (7/2+)
3	0.265 (3/2-)	2.734 (3-)	1.51 (3/2-)	0.742 (7/2+)	0.093 (9/2+)
4	0.280 (5/2-)	3.050 (0+)	1.74 (5/2-)	0.808 (3/2-)	0.298 (3/2-)
5	0.304 (9/2+)	3.236 (2+)	2.23 (5/2+)	0.809 (5/2+)	0.360 (5/2-)
6	0.401 (5/2+)	3.514 (4+)	2.53 (7/2+)	0.952 (13/2+)	0.537 (7/2+)
7	0.469 (1/2-)	3.607 (2+)	2.61 (9/2+)	0.980 (9/2+)	0.651 (7/2-)
8	0.572 (5/2-)	3.974 (2+)	2.86 (3/2-)	1.080 (7/2+)	0.798 (3/2-)
9	0.618 (3/2-)		3.08 (5/2-)	1.295 (7/2-)	0.843 (5/2-)
10	0.628 (1/2-)		3.20 (5/2-)	1.337 (17/2+)	0.877 (7/2-)
11	0.822 (7/2-)		3.49 (5/2-)	1.465 (5/2+)	0.915 (9/2-)
12	0.976 (5/2-)		3.69 (3/2+)		1.102 (7/2-)
13					1.247 (5/2-)
14					1.270 (3/2-)
E_c	1.00	4.40	3.85	1.482	1.40
α	8.72	8.07	11.53	12.52	12.24
Δ	-1.45	0.0	1.47	1.03	-1.45

TABLE 2-2 Level parameters and level density parameters used in this work. Parameters E_c , α and Δ mean a critical energy above which the nuclear levels are overlapping, a level density parameter and a pairing energy.

	In 115	I 127	La 139	Pr 141	Ho 165
1	0.0 (9/2+)	0.0 (3/2+)	0.0 (7/2+)	0.0 (5/2+)	0.0 (7/2-)
2	0.335 (1/2-)	0.0576 (7/2+)	0.1658 (5/2+)	0.1454 (7/2+)	0.0947 (9/2-)
3	0.597 (3/2-)	0.2028 (3/2+)	0.57 (3/2+)	1.117 (11/2-)	0.2098 (11/2-)
4	0.829 (3/2+)	0.3750 (1/2+)	0.80 (3/2+)	1.127 (3/2+)	0.345 (13/2-)
5	0.864 (3/2-)	0.417 (5/2+)	1.07 (9/2+)	1.292 (5/2+)	0.3617 (3/2+)
6	0.935 (7/2+)	0.590 (9/2+)	1.206 (3/2+)	1.298 (1/2+)	0.420 (5/2+)
7	1.078 (7/2+)	0.629 (5/2+)	1.217 (7/2+)	1.435 (3/2+)	0.499 (15/2-)
8	1.133 (13/2+)	0.651 (9/2+)	1.255 (5/2+)	1.451 (3/2+)	0.501 (7/2+)
9	1.291 (9/2+)	0.717 (11/2+)	1.257 (1/2+)		0.514 (3/2-)
10	1.419 (9/2+)	0.745 (9/2+)	1.310 (1/2+)		0.566 (5/2-)
11	1.450 (7/2+)	0.995 (3/2+)	1.383 (9/2+)		0.638 (7/2-)
12	1.645 (13/2+)	1.095 (5/2+)	1.420 (5/2+)		0.672 (17/2-)
13		1.120 (1/2+)	1.439 (11/2-)		0.687 (11/2-)
14		1.236 (11/2-)	1.475 (7/2+)		0.716 (7/2+)
15			1.538 (5/2+)		0.820 (13/2-)
16					0.995 (5/2+)
E_c	1.70	1.27	1.559	1.456	1.02
α	16.65	13.79	14.61	15.96	17.42
Δ	1.39	-1.18	0.89	0.89	-1.07

要があるかも知れない*. しかし、我々は100種類以上の核種について断面積値を求めるのであるし、対象とする核種の測定値が乏しいことや、FP核種の要求精度などを考え合せると、ここに示した以上の細かい議論は現状ではあまり意味のないことになる。また、炉定数として使用する場合のデータの平均化やランプ化の処理を考えると、ここに示した程度の測定値と計算値の一致ならば、一応は満足な結果が得られるのではないかと思う。

5. 捕獲断面積の計算

FP核種の断面積の中で捕獲断面積は最も重要な役割をするデータである。したがって、これまでにも捕獲断面積に関する評価の仕事は幾つか発表されている^{3~6)}。我々はこれらのデータを参考資料として用いるが、前にも述べたように、我々のこの作業においては、求めた評価データについていわゆる「データの素性」を明らかにしておくことが命題の一つになっている。この意味は、将来においてデータの修正を必要とする時に、どの点をいかに改めるべきかを明確に把握できるようにしておくことである。捕獲断面積の場合には計算方法と共に、中性子チャンネルのパラメータとガソマ線チャンネルのパラメータの両方について、それぞれの系統性を明らかにしておく必要がある。中性子チャンネルのパラメータは前節までの議論で一応の結論が得られている。この節ではガソマ線チャンネルのパラメータに関する検討について述べる。

我々の計算は統計模型を用いた計算コード RACY⁶⁹⁾を使って行なっている。中性子入射エネルギーを E_n とすると、捕獲断面積は

$$\sigma_{n\gamma}(E_n) = \frac{\pi}{k_n^2} \sum_l \frac{2J+1}{2(2I+1)} \times \sum_l \frac{\varepsilon_{sl}^J T_l(E_n) f(E_n, E_n)}{1 + \xi^J f(E_n, 0) \sum_{ll'} \varepsilon_{s'l'}^J T_{l'}(E_n - E_l)} \quad (5.1)$$

で与えられる。ここに $T_l(E_n)$ はエネルギー E_n の中性子の l -波に対する透過因子であり、 ε_{sl}^J はスピンの選択律から来る因子である。放出されるガソマ線に関する量は ξ^J と f -因子に含まれていて

$$\xi^J = D^J(B_n)/2\pi \Gamma_\gamma^J(B_n), \quad (5.2)$$

$$f(E_n, X) = \int_X^{B_n+X} E_\gamma^3 \rho_{co}(B_n + X - E_\gamma) dE_\gamma / \int_0^{B_n+E_n} E_\gamma^3 \rho_{co}(B_n + E_n - E_\gamma) dE_\gamma \quad (5.3)$$

となる。ここに中性子の束縛エネルギー B_n は規格化因子を決定するエネルギー点として、また、ガソマ線遷移の臨界点として用いられている。ガソマ線放出の強度関数 $(\xi^J)^{-1}$ が B_n の所で与えられているのは前者の意味であり、(5.1)式の分子の f -因子が E_n 以下のガソマ線放出を含まないのは、中性子束縛エネルギー以上のレベルでは中性子放出の分岐比が圧倒的に大きいと仮定しているからである。

(5.1)式を用いた計算例を Fig. 12-1 と 12-2 に示すが、この例ではレベル密度 $\rho_{co}(\varepsilon)$ ($J=0$ のレベル密度) のパラメータとして Gilbert-Cameron⁷⁰⁾ の与えた値と中村氏⁶⁴⁾の求めた値とを用いている。Benzi-Reffo⁶³⁾の評価値は比較のためにせたものである。⁷⁵As の例^{71~73)}では、全体的には我々の計算値 (Gilbert-Cameron のレベル密度パラメータを用いた値) の方が良さそうであるが、¹³⁹La の例^{72, 74)}では Benzi-Reffo の方が良いように見える。この二例はガソマ線チャンネル側のパラメータ

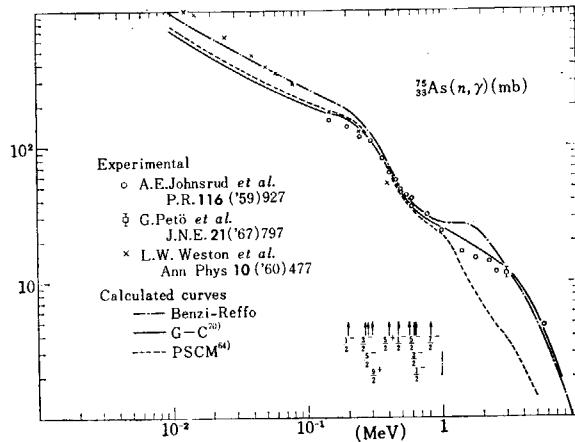


Fig. 12-1 Preliminary calculations of the neutron capture cross sections by ⁷⁵As compared with measured values^{71, 72, 73)}. A curve given by Benzi and Reffo is also shown for comparison.

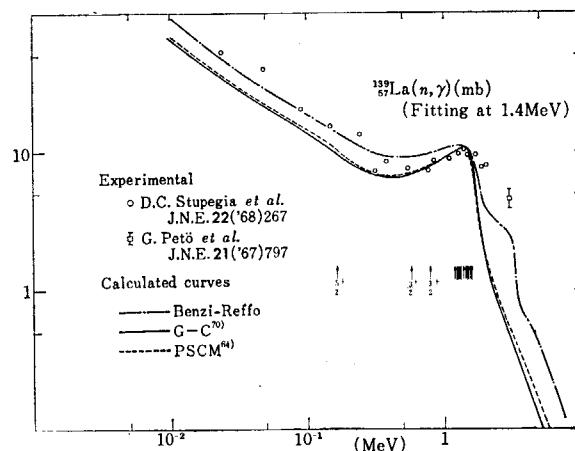


Fig. 12-2 Preliminary calculations of the neutron capture cross sections by ¹³⁹La compared with measured values^{72, 74)}. A curve given by Benzi and Reffo is also shown for comparison.

* 弹性散乱断面積と非弾性散乱断面積については Moldauer の方法で計算した結果も一部分示したが、角度分布への効果は未だ検討していない。

を探索していないので、ここに示した結果が最良という訳ではない。

ガンマ線チャンネル側のパラメータとしては、レベル密度パラメータと(5.2)式で与えた ξ^J とがある。これらは複合核のレベルに関係した量であるが、一般に、実験値との比較の際には必ずしも中性子束縛エネルギーの所で ξ^J が決められる訳ではない。そこに測定値があるとは限らないからである。RACYコードでは、この因子を測定値のあるエネルギー一点で決めるようになっているが、こうして決めた場合の(5.1)の分母は $\xi^J f(E_n, 0)$ とは異なる因子になる。Fig. 12-3 に示した曲線はこの因子の変動に対する変化を見るためのものであり、

$$\xi^J f(E_n, 0) \rightarrow \xi^J f(E_n, 0) + C \quad (5.3)$$

とおいている。Cを大きくすれば曲線は下るが、曲線の形までは変わらないように思われる。しかし $\xi^J f(E_n, 0)$ がパラメータとして適當か、 ξ^J が適當かは検討してみる必要がある。

次ぎに、奇数核で決めたパラメータを偶数核に応用し

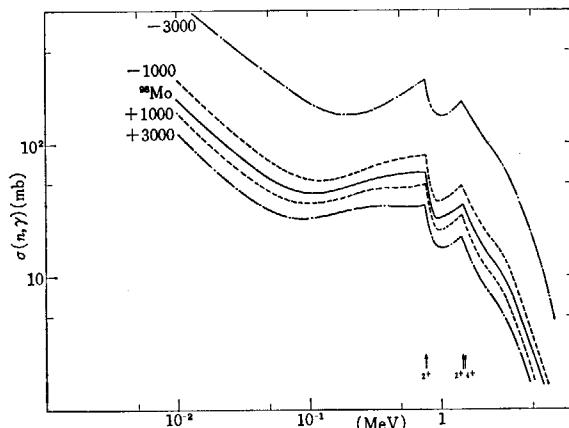


Fig. 12-3 Dependence of the capture cross sections on a factor $\xi^J f(E_n, 0)$. See Eq. (5.3).

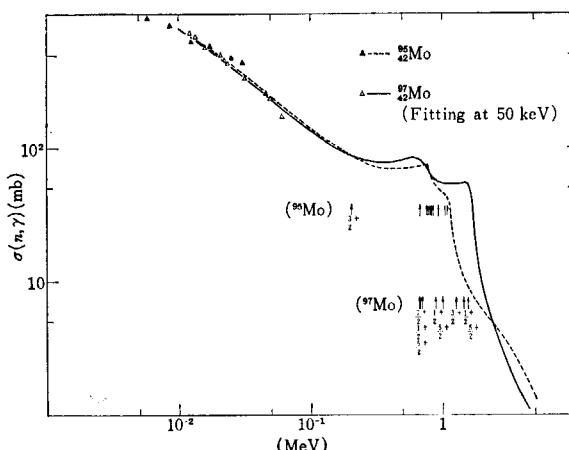


Fig. 12-4 Mass number dependence of the capture cross sections. Calculations are performed with a parameter set which reproduces the experimental values of ^{97}Mo . Results of the calculations for ^{95}Mo are not so bad.

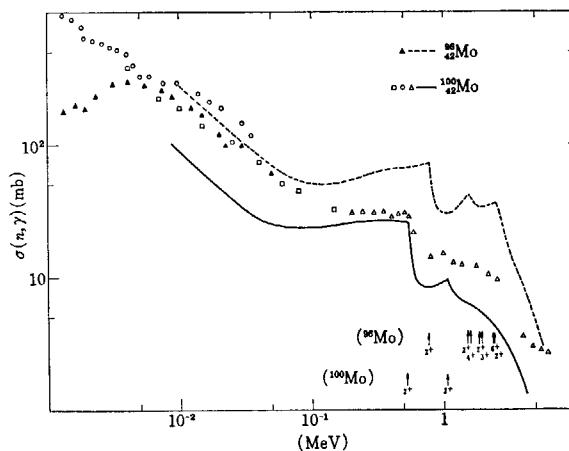


Fig. 12-5 Calculations for even mass nuclei with the same parameter set as in Fig. 12-4. Results show the strong dependence of the cross sections on whether the mass numbers are even or odd.

た場合の例を Fig. 12-4 と 12-5 に示す。Fig. 12-4 では、 ^{95}Mo の計算に ^{97}Mo について決めたパラメータを用いた場合の適否を見ている。また、Fig. 12-5 は同じ ^{97}Mo のパラメータが ^{96}Mo や ^{100}Mo にも利用できるかどうかを見るために示された図である。これら 2 枚の図から、中性子捕獲断面積については奇数核と偶数核とは明らかに区別して取扱う必要があることが分る。したがって奇数核間の系統性と偶数核間の系統性を別々に求めが必要があるが、現在の所この検討は未整理である。

6. まとめ

FP 核種の断面積に関する我々の作業は、データを整備して行くうえに必要な幾つかの準備が整った段階である。光学模型ポテンシャルの決定はその一つであるが、測定値との比較から見て計算結果は 20% 以内で信頼できるものと考える。FP 核種のように測定値に頼ることがほとんど不可能な場合には計算結果の信頼度の目安が必要な訳で、この点、我々の計算値はそれを使った原子炉の計算結果に対して裏付けを与えることができるものと思う。

断面積の中で重要な捕獲断面積および非弾性散乱断面積の計算には、レベルパラメータとレベル密度パラメータが必要であるが、FP 核種全体にわたってこれらを求めるることは不可能である。したがって、それに代る計算の工夫が必要になるが、少なくとも重要核種については、近似度の高い計算をする必要がある。

最後に、今後の問題として、求めたデータの整理方法がある。最終的には ENDF/B 型のフォーマットで JENDL* に格納することになるが、それまでの過程、

* Japanese Evaluated Neutron Data Library の略。

すなわち、我々が行なう計算の過程で手際良く整備しておくことが後の取扱いを容易にするので、計算の手順と共に検討しておく必要がある。

7. 謝 辞

この仕事はシグマ研究委員会核データ専門部会の FP ワーキンググループにおいて進められている作業の一部であるが、我々計算担当者のために実験データを収集したり、チェーンの追跡や、崩壊寿命のデータなどを検討して下さった FP ワーキンググループのメンバーを記し、これらの方々に謝意を表します。（敬称略）

飲島俊吾、松延広幸、大竹巖、瑞慶覧篤、田坂完二、菊池康之、田中茂也、中嶋龍三、西村和明

References

- 1) STEHN J. R., GOLDBERG M. D., WIENER-CHASMAN R., MUGHABGHAB S. F., MAGURNO B. A. and MAY V. M.: BNL-325, 2nd Edition, Suppl. No. 2 (1965)
- 2) NEUDADA, CCDN/SYS-2 (1969)
- 3) NORTON D. S.: AEEW-M 824 (1968)
- 4) BENZI V. and BORTOLANI M. V.: Nuclear Data for Reactors, CN-23/115 (1967), IAEA, Vienna
- 5) MEEK M. E. and RIDER B. F.: APED-5398-A (1968); NEDO-12154 (1972)
- 6) BENZI V. and REFFO G.: CCDN-NW/10 (1969)
- 7) SAKATA H., NAGAYAMA S. and OTAKE I.: JAERI 1194 (1970)
- 8) IGARASI S., YOSHIDA H., NAKAMURA M., NISHIMURA K. and KATORI K.: JAERI-Memo 1829 (1965)
- 9) PEREY F. and BUCK B.: *Nucl. Phys.* **32**, 353 (1962)
- 10) HODGSON P. E.: The Optical Model of Elastic Scattering, Oxford (1963)
- 11) ROSEN L., BEERY J. G., GOLDHABER A. S. and AUERBACH E. H.: *Ann. Phys.* **34**, 96 (1965)
- 12) MOLDAUER P. A.: *Nucl. Phys.* **47**, 65 (1963)
- 13) ENGELBRECHT C. A. and FIEDELDEY H.: *Ann. Phys.* **42**, 262 (1967)
- 14) IGARASI S., KAWAI M. and NAKAGAWA T.: to be published
- 15) IGARASI S.: JAERI 1224 (1972)
- 16) KASAKOVA L. Ya., KOLESOV V. E., POPOV V. I., SALNIKOV O. A., SLUCHEVSKAJA V. M. and TRIKOVA V. I.: 65 Antwerp 200 (1965)
- 17) WALT M. and BARSCHALL H. H.: *Phys. Rev.* **93**, 1062 (1954)
- 18) BLOCK R. C., HAEBERLI W. and NEWSON H. W.: *Phys. Rev.* **109**, 1620 (1958)
- 19) KENT D. W., PURI S. P., SNOWDON S. C. and BUCKER W. P.: *Phys. Rev.* **125**, 331 (1962)
- 20) TOWLE J. H.: *Nucl. Phys.* **A 131**, 561 (1969)
- 21) BOSTROM N. A., MORGAN I. L., PRUD'HOMME J. T., OKHUYSON P. L. and HUDSON O. M.: WADC-TN-59-107 (1959)
- 22) LANDON H. H., FLOWYN A. J., GLASOE G. N. and OLEKSA S.: *Phys. Rev.* **112**, 1192 (1958)
- 23) TOWLE J. H., GILBOY W. B. and OWENS R. O.: 65 Antwerp 38 (1965)
- 24) REITMANN D., ENGELBRECHT C. A. and SMITH A. B.: *Nucl. Phys.* **48**, 593 (1963)
- 25) GORLOV G. V., LEBEDEVA N. S. and MOROZOV V. M.: *Dokl. Akad. Nauk.* **158**, 574 (1964)
- 26) COLES R. E.: AWRE O 66-71 (1971)
- 27) KORZH I. A., PASECHNIK M. V. and TOTSKII I. A.: *Soviet. Atom. Energy* **20**, 8 (1966)
- 28) VONACH W. G. and SMITH A. B.: *Nucl. Phys.* **78**, 389 (1966)
- 29) SMITH A. B. and GUENTHER P. T.: EANDC (US) 62 (1964)
- 30) VINCENT L. D., MORGAN I. L. and PRUD'HOMME J. T.: WADD-TR-60 217 (1960)
- 31) PASECHNIK M. V., BATALIN V. A., KORZH I. A. and TOTSKII I. A.: *Soviet Atom. Energy* **16**, 246 (1964)
- 32) GILBOY W. B. and TOWLE J. H.: *Nucl. Phys.* **42**, 86 (1963)
- 33) MALAN J. G., McMURRAY W. R., VAN DER MERWE P., VAN HEERDEN I. J. and ENGELBRECHT C. A.: *Nucl. Phys.* **A 124**, 111 (1969)
- 34) BECKER R. L., GUIDON W. G. and SMITH G. J.: *Nucl. Phys.* **89**, 154 (1966)
- 35) WILENZICK R. M., SETH K. K., BEVINGTON P. R. and LEWIS H. W.: *Nucl. Phys.* **62**, 511 (1965)
- 36) BUCCINO S. G., HOLLANDSWORTH C. E. and BEVINGTON P. R.: *Zeit Phys.* **196**, 103 (1966)
- 37) BEYSTER J. R., WALT M. and SALMI E. W.: *Phys. Rev.* **104**, 1319 (1956)
- 38) CLARK R. L. and CROSS W. G.: *Nucl. Phys.* **A 95**, 320 (1967)
- 39) HANS H. S. and SNOWDON S. C.: *Phys. Rev.* **108**, 1028 (1957)
- 40) SNOWDON S. C. and WHITEHEAD W. D.: *Phys. Rev.* **94**, 1267 (1954)
- 41) HOLMQVIST B. and WIEDLING T.: *Act. Atomenergi* **36** (1969)
- 42) MALMBERY P. R. and SNOWDON S. C.: *Phys. Rev.* **128**, 351 (1962)
- 43) HILL R. W.: *Phys. Rev.* **109**, 2105 (1958)
- 44) TANAKA S., TOMITA Y., IDENO K. and KIKUCHI S.: *Nucl. Phys.* **A 179**, 513 (1969)
- 45) WELLS J. T., TUCKER A. B. and MEYERHOFF W. E.: *Phys. Rev.* **131**, 1644 (1963)
- 46) LEDERER C. M., HOLLANDER J. M. and PERLMAN I.: Table of Isotope 6-th Edition (1968)
- 47) MARTIN, M. J. and BLICHER-TOFFT P. H.: Nucl. Data Table **A 8** No. 1-2 (1970)
- 48) ROBINSON R. L., McGOWAN F. K., STELSON P. H. and MILNER W. T.: *Nucl. Phys.* **A 104**, 401 (1967)
- 49) GLOVER R. N. and MCGREGOR A.: *Phys. Letters* **24B**, 97 (1967)
- 50) PICARD J., BEER O., ELBEHAY A., LOPATO P., TERRIEN Y., VALLOIS G. and SCHAEFFER R.: *Nucl. Phys.* **A 128**, 481 (1969)
- 51) BUCHANAN P. S., MATHUR S. C., TUCKER W. E. and MORGAN I. L.: *Phys. Rev.* **158**, 1041 (1967)
- 52) PICARD J. and BASSANI G.: *Nucl. Phys.* **A 131**, 636 (1969)
- 53) OHNUMA H. and YNTEMA J. L.: *Phys. Rev.* **176**, 1416 (1968)
- 54) BLACK J. L., CAELLI W. J. and WATSON R. B.: *Nucl. Phys.* **A 125**, 545 (1969)
- 55) CONJEAUD M., HARAR S. and THURIERE E.: *Nucl. Phys.* **A 129**, 10 (1969)
- 56) CHERTOK B. T. and JOHNSON W. T. K.: *Phys. Rev.* **174**, 1525 (1968)

- 57) McDONALD J., PORTER D. and STEWART D. T.: *Nucl. Phys.* **A 104**, 177 (1967)
- 58) DEVARE S. H., TANDON P. N. and DEVARE H. G.: *Nucl. Phys.* **A 124**, 655 (1969)
- 59) WARD D., GEIGER J. S. and GRAHAM R. L.: *Phys. Letters* **29B**, 487 (1969)
- 60) AUBLE R. L., BALL J. B. and FULMER C. B.: *Phys. Rev.* **169**, 955 (1968)
- 61) VAN DER MERWE P., VAN HEERDEN I. J., McMURRY W. R. and MALAN J. G.: *Nucl. Phys.* **A 124**, 433 (1964)
- 62) DANIELS J. M. and FELSTEINER J.: *Can. J. Phys.* **46**, 1849 (1968)
- 63) COHEN B. L. and PRICE R. E.: *Phys. Rev.* **123**, 283 (1961)
- 64) NAKAMURA H.: Priv. Comm.
- 65) SHAFROTH S. M., TREHAN P. N. and VAN PATTER D. M.: *Phys. Rev.* **129**, 704 (1963)
- 66) GLAZKOV N. P.: *Atom. Energ.* **15**, 416 (1963)
- 67) OWENS R. O. and TOWLE J. H.: *Nucl. Phys.* **A 112**, 337 (1968)
- 68) THOMSON D. B.: *Phys. Rev.* **129**, 1649 (1963)
- 69) NAKAMURA H. and HATCHYA M.: JAERI-memo 3300 (1968)
- 70) GILBERT A. and CAMERON A. G. W.: *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965)
- 71) JOHNSRUD A. E., SILBERT M. G. and BARSCHALL H. H.: *Phys. Rev.* **116**, 927 (1959)
- 72) PETÖ G., MILIGY Z. and HUNYADI I.: *J. Nucl. Energy* **21**, 797 (1967)
- 73) WESTON L. W., SETH K. K., BILPUCH E. G. and NEWSON H. W.: *Ann. Phys.* **10**, 477 (1960)
- 74) STUPEGIA D. C., SCHMIDT M., KEEDY C. R. and MADSON A. A.: *J. Nucl. Energy* **22**, 267 (1968)

1.6 ^{235}U の核分裂断面積 σ_f のレビュー

西 村 和 明†

標準断面積として重要な ^{235}U の核分裂断面積 $\sigma(n, f)$ の実験データについて、100 eV 以上 20 MeV までの領域でレビューを行なった。収集した文献データを 1) VDG データ 2) LINAC データ 3) BOMB データの 3 つに分類し、それぞれの区分で著者名、年代、誤差について整理し、一覧表を作成した。実験データ間の食い違いの状況を調べるために、収集した実験データを 1) 100 eV—100 keV 2) 5—50 keV 3) 50—300 keV 4) 500 keV—1.2 MeV 5) 0.1—20 MeV の 5 領域に分けてプロットした。1 実験で 60 点以上のデータを含む LINAC または BOMB のデータがあるが、それらはこのレビューでプロットされていない。プロットされた実験データは Davey の評価曲線、および Konshin と Nikolaev の評価曲線と比較されている。VDG データにおける誤差の主要な原因、LINAC データにおける規準化の問題、BOMB データにおける中性子束標準についてそれぞれ調べられ、 ^{235}U の核分裂断面積を評価するための問題点が明らかにされている。

Review on the Fission Cross Section of ^{235}U

Kazuaki NISHIMURA†

The experimental data of fission cross section of ^{235}U , which is important as one of the standard neutron cross sections, have been reviewed in the energy region from 100eV up to 20MeV. The references compiled are classified into three data groups; i.e., 1) VDG data, 2) LINAC data, and 3) BOMB data. The names of authors, published year, and experimental errors reported are tabulated separately in the three data groups. In order to display the status of discrepancies among various experimental data, the values of the fission cross sections are plotted in the following five energy regions: 1) 100 eV—100 keV, 2) 5—50 keV, 3) 50—300 keV, 4) 500 keV—1.2 MeV and 5) 0.1—20 MeV, respectively. There are some LINAC or BOMB data including more than 60 data points in one experiment, and they are not plotted in the present review. The experimental data plotted are compared with the evaluation curve of Konshin and Nikolaev, as well as with Davey's one. The main origin of experimental errors in VDG data, normalization problem in LINAC data, and flux standards in BOMB data are investigated, respectively, to clarify the problem of evaluation for the fission cross section of ^{235}U .

1. まえがき

^{235}U の核分裂断面積 $\sigma(n, f)$ は原子炉内の重要な核反応の 1 つであり、この重要性のため今まで多くの核物理実験が広いエネルギー範囲で行なわれてきている。また ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu など他の核分裂核種の $\sigma(n, f)$ のレファレンスデータ、あるいは中性子束の絶対測定の場合の標

準断面積として、 ^{235}U の $\sigma(n, f)$ は広く用いられている。このため核データの評価の面から見ても、この核反応はきわめて重要なものである。

ここ数年来、シグマ研究委員会の核データ評価ワーキンググループでは、評価の対象として、重要な 4 核種 (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu) を選定し、矛盾のない総合的な評価を行なってきている。これらの核データの評価を行なう場合、とくに ^{235}U の $\sigma(n, f)$ の評価値を定めることは本質的な問題となってくる。したがって ^{235}U の $\sigma(n, f)$ の評価は、核データ研究室における重要な研究テ

† 原研, Japan Atomic Energy Research Institute

ーマの1つになっている。

また第5回国際核データ委員会(INDC)において、“食い違い小委員会”的メンバーとして著者が100 eV以上の領域の ^{235}U の $\sigma(n,f)$ を分担することになった。これに関するレビューまたは評価のレポートに注意を向けて、重要な新しい測定(進行中の測定も含む)をリストしたりして、レビュー、評価、測定の必要性を推奨することが、そのメンバーとしての務めである。

以上のこと考慮した結果、まずこれまでの実験データの収集、検討を行ない、現状における実験上の問題点を把握することが先決であり、かつ有意義であると考えられる。この意味で今回の ^{235}U の $\sigma(n,f)$ のレビューが行なわれた。

2. 文献データ

CINDA 71 および同 Supplement 2をもとにし、1957年以降の実験データについて、エネルギー範囲100 eV—20MeVで文献調査を行なった。調査の対象になった文献は約135件である。実験内容の記述が不充分のもの、数値データのないもの、重複した内容のものは、参考文献として採用しないという方針で検討した結果、こ

の15年間における重要な参考文献は42件になった。

これらの重要文献を中性子源の特色によって分類すると、次の3つになる。すなわち

- 1) 単色エネルギーによる実験: VDG DATA (22件)¹³⁾⁻²²⁾.

主として VDG によるデータ (Sb-Be 源、サイクロトロンによるデータを含む)

- 2) 連続エネルギーによる実験: LINAC DATA (15件)²³⁾⁻³⁷⁾.

主として LINAC によるデータ (パルス化高速原子炉によるデータを含む)

- 3) 核爆発による実験: BOMB DATA (5件)³⁸⁾⁻⁴²⁾.

個々の実験で測定されたエネルギー範囲を明確につかむため、上の分類区分 1), 2), 3)に対応して各実験のエネルギー範囲を Fig. 1, Fig. 2, Fig. 3 に図示した。図には、著者名、年代、断面積の精度(%)も並記し、年代順に上から並べてある。

- 1) Fig. 1 の VDG DATA について述べると、

a. 1957—1964 年: 3.4 keV 以上 20 MeV までエネルギー範囲は一応網羅されているが、測定精度は ± 6 — $\pm 8\%$ でよくない。Smirenkin *et al.*('62)⁷⁾ の実験を除いて、測定点はとびとびで粗い。

b. 1965—1969 年: White('65)¹⁰⁾ および Perkin *et al.*('65)¹¹⁾ の実験は、いい測定精度 ($\pm 2.5\%$) で行な

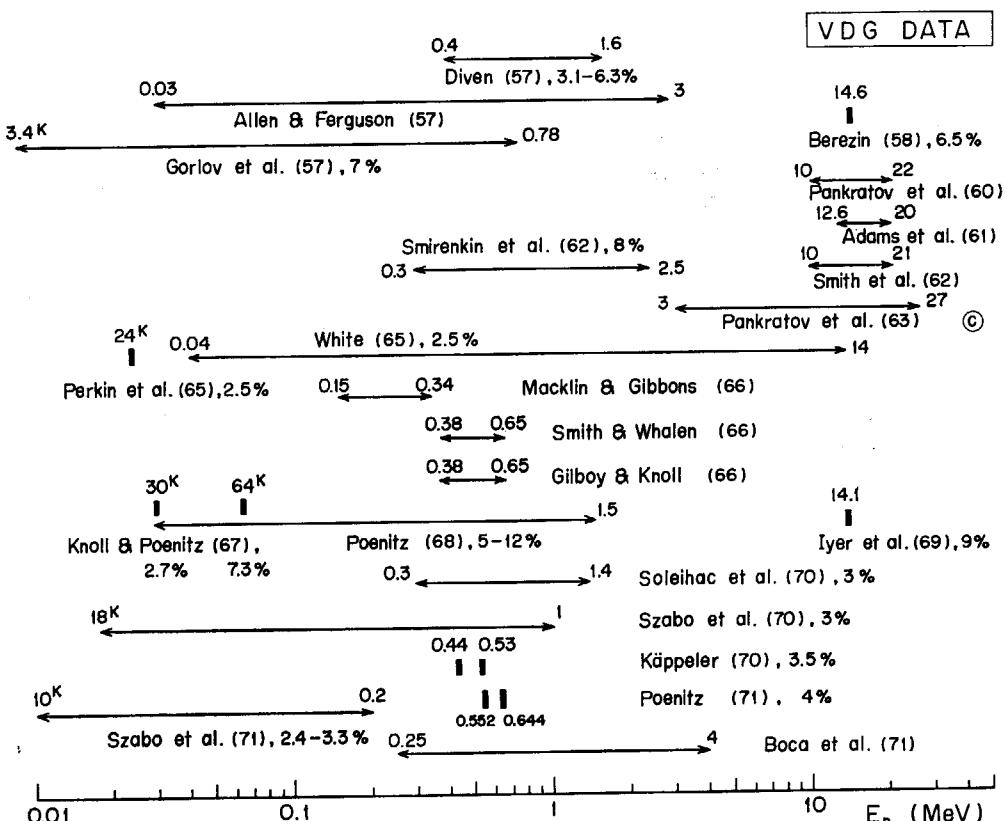


Fig. 1 Status of ^{235}U fission cross section measurements obtained by using Van de Graaff accelerator. Authors, year and experimental error (if reported) are shown near the individual horizontal lines or marks, which represent energy regions or energy points of the cross section measurements performed. The mark of \circledcirc means the measurement obtained by using cyclotron.

われた。Albert *et al.*('65)³⁸⁾ (Fig. 2) BOMB DATA を参照、100 keV—2MeV の実験に刺激され、核分裂断面積に構造があるかどうかを調べる目的で、世界の3カ所 (ORNL, ANL, KFK) で実験が行なわれた (1966年, 150—650keV)。また Poenitz ('68)¹⁶⁾は従来と違った実験方法で測定したが、精度は±5—12% あまりよくない。

c. 1970—1971年: 10keV 以上 1MeVまでの間で土2.4—4%という精度のよい実験データが、ヘルシンキ会議¹⁸⁾, ANL のシンポジウム¹⁹⁾, ノックスビル会議²⁰⁾で発表された。

- 2) Fig. 2 の LINAC DATA については、
- a. 1964—1970年: 測定の上限エネルギーが、30keVまでの実験データが大部分で10件を占めている。例外は De Saussure *et al.*(1967)²⁸⁾, Rjabov *et al.*(1968)²⁹⁾, Bowmann *et al.*(1970)³⁵⁾で、それぞれ 120keV, 100keV, 500keV まで伸びている。
 - b. 1971年に入ってからは、いずれの実験も測定エネルギーの上限は、40keV⁴³⁾, 80keV⁴⁴⁾, 100keV³⁶⁾, 350keV³⁷⁾と高い方に伸びている。
 - c. エネルギー分解能は 1969 年頃までは 30ns/m 程度であったが、最近の Bowmann *et al.*(1970, 71)^{35), 37)}の実験では、0.25—1ns/m 程度まで良くなっている。しかし断面積の絶対値の測定誤差は±4—8%と、一般にあまりよくない。

d. 中性子源が連続スペクトルであり、エネルギー分解能が高いため断面積に現われる細い構造を見易い。

- 3) Fig. 3 の BOMB DATA の特徴は、
- a. 測定のエネルギー範囲が 10eV から 1—3 MeV まで広い。
 - b. 実験の件数は少なく 5 件^{38)—42)}しかないが、1 件の実験で測定されたデータ点の数が多い。
 - c. 測定精度は Fig. 1 と Fig. 2 のデータ (VDG と LINAC) にくらべて悪い (後述の TABLE 8 を参照) ことである。

これらの文献の簡単な内容について Fig. 1, Fig. 2, Fig. 3 に対応して、TABLE 1 (VDG DATA), TABLE 2 (LINAC DATA), TABLE 3 (BOMB DATA) に述べてある。ただし Fig. 2 にある Felvinei *et al.*⁴³⁾, Gwin *et al.*⁴⁴⁾ は調査文献として採用しなかったので、TABLE 2 ではふれていない。表の内容項目は、絶対測定か相対測定かの区別、標準断面積または中性子束の決定方法、検出器、および特記事項である。

3. 実験データ

実験データの状況を見やすくするため、エネルギー範囲を次のように区別して、数値データをプロットした。

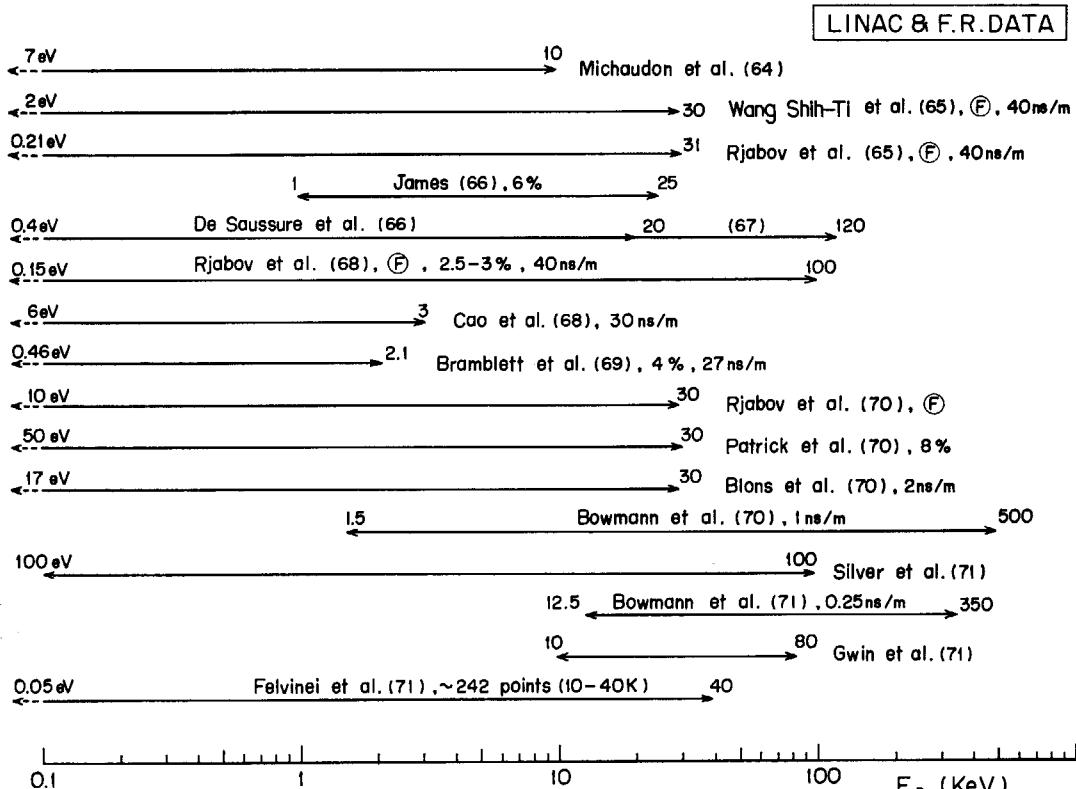


Fig. 2 Status of ²³⁵U fission cross section measurements obtained by using linear accelerator. Authors, year and experimental error (if reported) are shown near the individual horizontal lines, which represent energy regions of the cross section measurements performed. The mark of (F) means the measurement obtained by using fast pulsed reactor.

TABLE 1 VDG DATA

Ref. No.	Authors	Year	E_n region	Accuracy	Absolute or normalization, flux standard	Detector	Remarks
1	Diven	1957	0.4—1.6 M	$\pm 3.1\text{--}6.3\%$ Statis. only	1.27M(only), H(n,n)		Main error is extrapolation of P. H. of recoil protons
2	Allen & Ferguson	1957	30 k—3M	0.55M, 1.5M (only), H(n,n)			$^{235}\sigma_f/^{238}\sigma_f = 2.03 \pm 0.09$, $^{235}\sigma_f = 2.30 \pm 0.15$ b
3	Berezin <i>et al.</i>	1958	14.6 M	Relative to $^{238}\text{U}(\sigma_f)$, 1.13 ± 0.05 b at 14.6M I.C.			Flux error is $\pm 3.5\%$
4	Gorlov <i>et al.</i>	1959	3.4 k—780 k	$\pm 6.5\%$ $\pm 7\%$	0.27M (only), calibrated long counter	I.C.	TOF
5	Pankratov <i>et al.</i>	1960	10—22M		Normalize at 14M	G. S. F. C.	
6	Adams <i>et al.</i>	1961	12.6—20M		Relative to $^{238}\text{U}(\sigma_f)$ at 14M	F. C.	
7	Smirenkin <i>et al.</i>	1962	0.3—2.5 M	$\pm 8\%$ $\pm 5\%$	H(n,n)	I. C.	55 data points, 30—50k step
8	Smith <i>et al.</i>	1962	10—21M		Normalize to 1.23b at 3.4M, stilben recoil	G. S. F. C.	
9	Pankratov <i>et al.</i>	1963	5—27M	$\pm 2.5\%$	H(n,n)	F. C.	41 data points, cyclotron TOF, 3ns/m
10	White	1965	40 k—14M		Mn bath, oil bath, boron prism		(Correction for neutron scattering in F. C. walls is [11% at 40keV, in accordance with Szabo <i>et al.</i> ²²)
11	Perkin <i>et al.</i>	1965	24 k	$\pm 2.5\%$	Normalize to White data	Multiplate I. C.	Sb-Be, $\bar{E}_n = 24\text{k} \rightarrow 22.8 \pm 1.0$ k ⁴⁵
12	Macklin & Gibbons	1966	0.15—0.34M		Normalize to 1.25b at 0.40M	F. C.	No structure, OKS White data, flux $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha\gamma)$
13	Smith & Whalen	1966	0.38—0.65M		Relative to $^6\text{Li}(\text{n},\alpha)$	G. S. F. C.	No structure, $\Delta E_n \leq 15$ K
14	Gilboy & Knoll	1966	0.38—0.62M				No structure, $\Delta E_n 10 \sim 20$ k
15	Knoll & Poenitz	1967	30 k, 64 k	$\pm 2.7, 7.3\%$	^{7}Be activity, 604 ± 25 mb for Au (σ_c) at 30k G. S. F. C.		$\sim 15\%$ lower than other measurements.
16	Poenitz	1968	30 k—1.5M	$\pm 5\text{--}12\%$	Normalize to 2.19b at 30k	G. S. F. C.	
17	Iyer & Sampathkumar	1970	14.1M	$\pm 9\%$	Relative to $^{238}\text{U}(\sigma_f)$, 1.2b at 14.1M		
18	Szabo <i>et al.</i>	1970	17 k—1M	$\pm 3\%$	F. C. (same as White) Helsinki data		
19	Szabo <i>et al.</i>	1970	17 k—1M	$\pm 3\%$	F. C. (same as White) Correct Helsinki data		
20	Kappeler	1970	0.44M, 0.53M	$\pm 3.5\%$	Proton radiator ($\text{C}_{17}\text{H}_{35}\text{COO})_3$ C_3H_6 ; $\Delta E_n \approx \pm 25$ k, 30k	G. S. F. C.	
21	Poenitz	1970	552 k, 644 k	$\pm 4\%$	7~8% lower than Davey	Spherical I. C.	
22	Szabo <i>et al.</i>	1971	10 k—200 k	$\pm 2.4\text{--}3.3\%$			Structure; 7 absol. 12 relat. data; $\Delta E_n \approx 40$ k
23	Kappeler	1972	0.5—1.2M	$\pm 2.6\text{--}3.4\%$	H(n,n)		

k:keV
M:MeV

I. C.: ionization chamber
G. S. F. C.: gas scintillation fission chamber
F. C.: fission chamber

TABLE 2 LINAC DATA

Ref. No.	Authors	Year	E_n region	Accuracy	Absolute or normalization, flux standard	Detector	Remarks
24	Michaudon <i>et al.</i>	1964	7eV–10k			4π L. S.	Res. para. up to 150eV; σ_t, σ_e
25	Wang Shih-Ti <i>et al.</i>	1965	2eV–30k	±6%	Normalize to aver. of Mich. & Wang above 3k	Cont. flow G. S.	Pulsed fast reactor, 40ns/m; $\sigma_c, \sigma_f, \sigma_t$
26	James	1966	1k–25k		Norm. to $0.45 \int^{10eV} \sigma_t dE/E = 127.45b$	F. C., γ-S.	$\langle \sigma_t \rangle$, error analysis table
27	De Saussure <i>et al.</i>	1966	0.4eV–20k		Norm. to $0.45 \int^{10eV} \sigma_t dE/E = 127.9b$ (Bowmann)	F. C., γ-S.	σ_t, σ_c ; Bowman normalize to $\sigma_t (E_{th}) = 577.1b$
28	De Saussure <i>et al.</i>	1967	0.4eV–20k		Normalize to $582 \pm 4b$ at E_{th}	G. S.+I. C., 4π L. S.	σ_t, σ_c ; Pulsed fast reactor, 40ns/m; $\int \sigma_t dE/E$ table
29	Rjabov <i>et al.</i>	1968	0.15eV–30k	±2.5–3% (system.)	Norm. to $8 \int^{10eV} \sigma_t dE/E, 582b$ at E_{th}	L. S.+I. C.	30ns/m, ~145 data points
30	Cao <i>et al.</i>	1968	6eV–3k		Norm. to $6.5 \int^{10eV} \sigma_t dE/E$ of Bowmann	Para. plate I. C.	$\langle \sigma_t \rangle, 27ns/m; \langle \sigma_t \rangle, 18ns/m$
31	Bramblett <i>et al.</i>	1969	0.46eV–2.1k	±4%	Normalize to $582 \pm 5b$ at E_{th}	Pulsed fast reactor, $\int \sigma_t dE$ table.	2ns/m, structure at 22k, $\langle \sigma_t \rangle 15\text{--}30\%$ fluct.
32	Rjabov <i>et al.</i>	1970	0.15eV–30k	±8%	⁶ Li(n,α)		2ns/m, structure at 22k, $\langle \sigma_t \rangle 15\text{--}30\%$ fluct.
33	Patrick <i>et al.</i>	1970	50eV–30k		Norm. to $80 \int^{200eV} \sigma_t dE$ of Michaudon	G. S.	Ins/m, structure 200k, coinc. γ and/or n.
34	Blons <i>et al.</i>	1970	17eV–30k		Normalize to Davey (66)	P. S.	No correction for multi. scatt. & self-shielding
35	Bowmann <i>et al.</i>	1970	1.5k–500k		Norm. to $100 \int^{200eV} \sigma_t dE$ of ORNL-RPI	F. C.	0.15–0.25ns/m, much structure; coinc. γ and/or n.
36	Silver <i>et al.</i>	1971	100eV–100k		Norm. to 1.64b at 100k of Davey (66)	P. S.	
37	Bowmann <i>et al.</i>	1971	12.5k–350k				

k: keV
M: MeV

L. S.: liquid scintillator, I. C.: ionization chamber
F. C.: fission chamber, γ-S: gamma scintillator
P. S.: plastic scintillator

TABLE 3 BOMB DATA

Ref. No.	Authors	Year	E_n region	Accuracy	Absolute or normalization, flux standard	Detector	Remarks
38	Albert	1965	100k–2M		Norm. to $\sigma_t (^{235}U)$ at 24k		Ins/m, structure, ~115 data points
39	Brown <i>et al.</i>	1966	20eV–1M	±8.3% ±4.88% (system.)	⁶ Li(n,α), ³ He (n,p)	P. S. D.	PETREL, ~3094 data points, >1k
40	Cramer & Bergen	1969	20eV–1k		Norm. to Davey, >64k; $\sigma_{n,\alpha} (^{6}Li) = 940.3 \pm 1.6b$ at $E_{th}, \langle 10K \rangle$; norm. to ORNL-RPI		PERSIMMON, ~2800 data points, >1k
41	Cramer	1970	10eV–2.84M		$\langle 35eV \rangle$ $\langle \sigma_{n,\alpha} (^{6}Li) \rangle$: Schwarzs <i>et al.</i> ('65) data; $\langle \sigma_{n,\alpha} (^{6}Li) \rangle_{\text{corr}}$ (v); 940.0b at $E_{th}; \langle 1k \rangle$		(POMMARD, ~596 data points, >1k; 15% higher than ORNL-RPI, 60eV–1k
42	Lemley <i>et al.</i>	1971	20eV–100k	±8% at 10k ±5% at 100k			$\int \sigma_t dE$ table, 1ns/m, structure 10–100keV, 40% fluctuation

k: keV
M: MeV

S. S. D.: solid-state detector

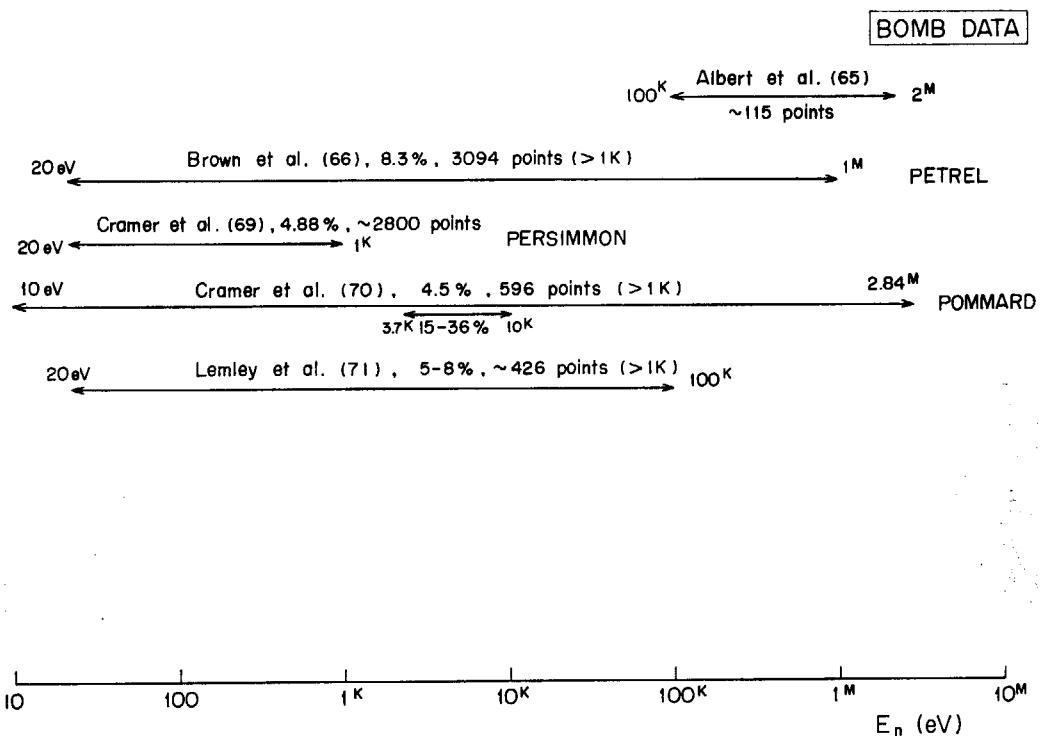


Fig. 3 Status of ^{235}U fission cross section measurements obtained by using nuclear explosion (bomb). Authors, year, experimental error (if reported) and number of energy points are shown near the individual horizontal lines, which represent energy regions of the cross section measurements performed.

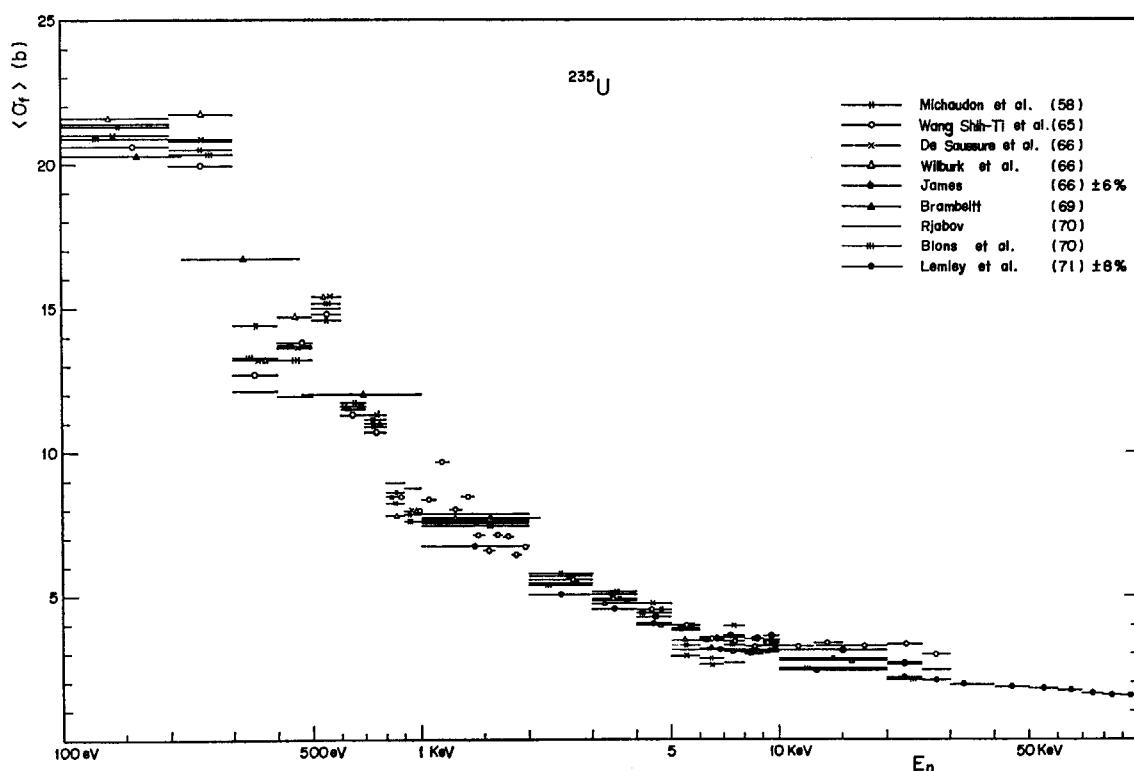


Fig. 4 ^{235}U fission cross sections in the energy region of 100eV to 100keV. The LINAC or BOMB data including more than 60 data points in one experiment are not plotted in the figure.

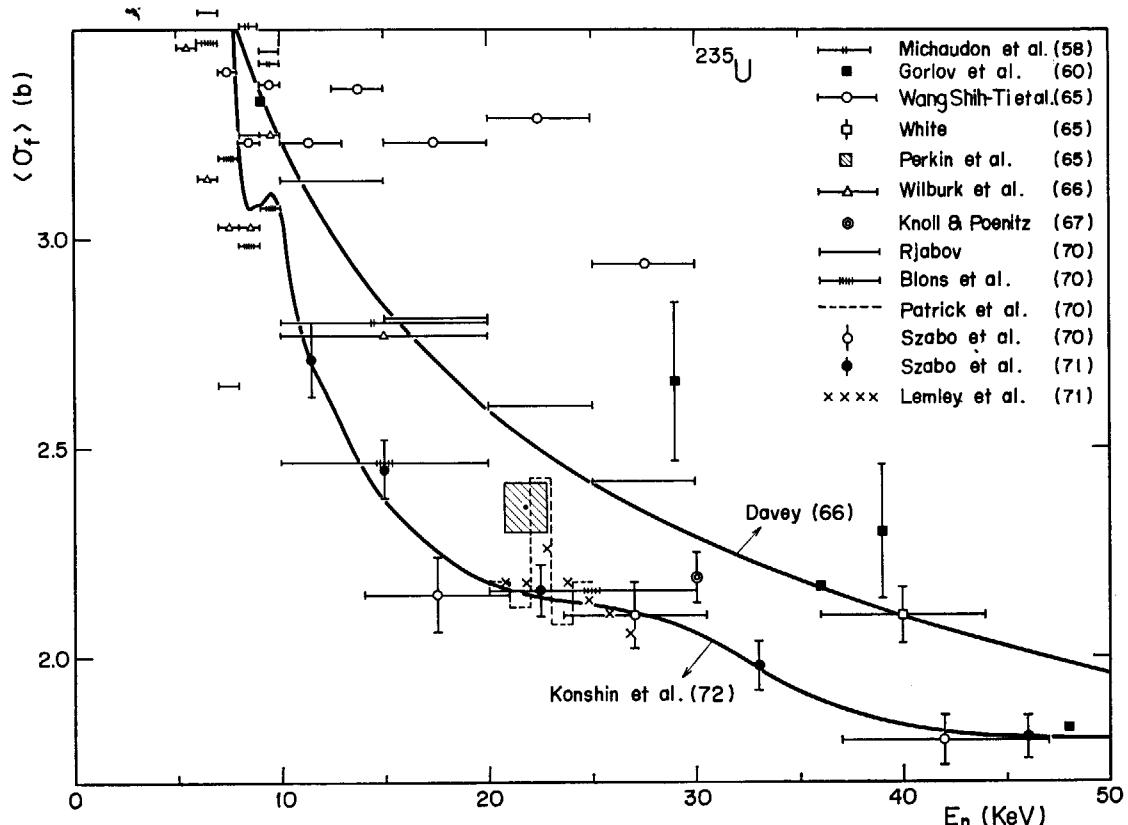


Fig. 5 ^{235}U fission cross sections in the energy region of 5 keV to 50 keV. The LINAC or BOMB data including more than 60 data points in one experiment are not plotted in the figure. The evaluated curves of Konshin *et al.*⁴⁷⁾ and Davey⁴⁸⁾ are shown for comparison.

- 1) 100 eV—100keV: Fig. 4
- 2) 5keV— 50keV: Fig. 5
- 3) 50keV—300keV: Fig. 6
- 4) 500keV—1.2MeV: Fig. 7
- 5) 0.1MeV—20MeV: Fig. 8

ただし BOMB DATA のように多数 (60 点以上) のデータを含む実験については、少数のデータ点を含む実験の結果がそれらに埋もれてわからなくなるので、今の場合プロットしていない。

Fig. 4 では主として 10 keV 以下について述べる。 Lemley *et al.*(71)⁴²⁾ を除き、大部分のデータが LINAC により測定された、平均の核分裂断面積 $\langle\sigma_{n,f}\rangle$ である。 LINAC による実験データには、低いエネルギー (eV 領域) での共鳴パラメータに関する核データが報告されている場合が多いが、このレビューでは共鳴として分離できないエネルギー領域の断面積を対象としているので、共鳴パラメータはとり上げない。したがって Fig. 4 の縦軸は平均化された断面積 $\langle\sigma_{n,f}\rangle$ で、横軸のエネルギーも横棒で示された区間内の平均エネルギーを示す。

Fig. 4 でみる限り、400—700eV, 1.2—1.4keV, 7—8 keV のエネルギー付近で $\langle\sigma_{n,f}\rangle$ に滑らかでない構造がありそうである。しかし、10keV 以下では各実験値の間で大きな喰い違いはなさそうである。

Fig. 5: 10keV 以上 50keVまでの領域で、縦軸のスケールを Fig. 4 より拡大してある。ここでは実験値の間の食い違いが大きい。たとえば 20—25keV のところで約 $\pm 25\%$ の不一致がある²⁰⁾²⁴⁾³²⁾。(TABLE 4 参照)

TABLE 4 15—30 keV におけるデータの不一致

	$\sigma_{(n,f)}$ barns			
	15—20keV	20—25keV	ratio	25—30keV
Wang Shih-Ti <i>et al.</i> ²⁵⁾	3.23 ± 0.10	3.29 ± 0.11	1.52	2.94 ± 0.12
Rjabov <i>et al.</i> ³²⁾	2.81	2.60	1.20	2.42
Szabo <i>et al.</i> ²²⁾	2.15 ± 0.09	2.16 ± 0.06	1.00	2.10 ± 0.08

一見、これらの差は VDG と LINAC との間の系統的な違いによるよう見えるが、同じ VDG データ^{4), 10), 18)}でも 40 keV 付近で、約 $\pm 15\%$ の不一致がある (TABLE 5 参照)。

TABLE 5 40 keV 付近における VDG データの不一致

	E_n (keV)	$\sigma_{(n,f)}$ barns	ratio
Gorlov <i>et al.</i> ⁴)	39	2.30 ± 0.16	1.28
White ¹⁰⁾	40 ± 4	2.10 ± 0.06	1.17
Szabo <i>et al.</i> ¹⁸⁾	42 ± 5	1.80 ± 0.06	1.00

最近の傾向では、VDG と LINAC のデータは 20—25 keV 付近でどちらも低い断面積値に落着いてきている。

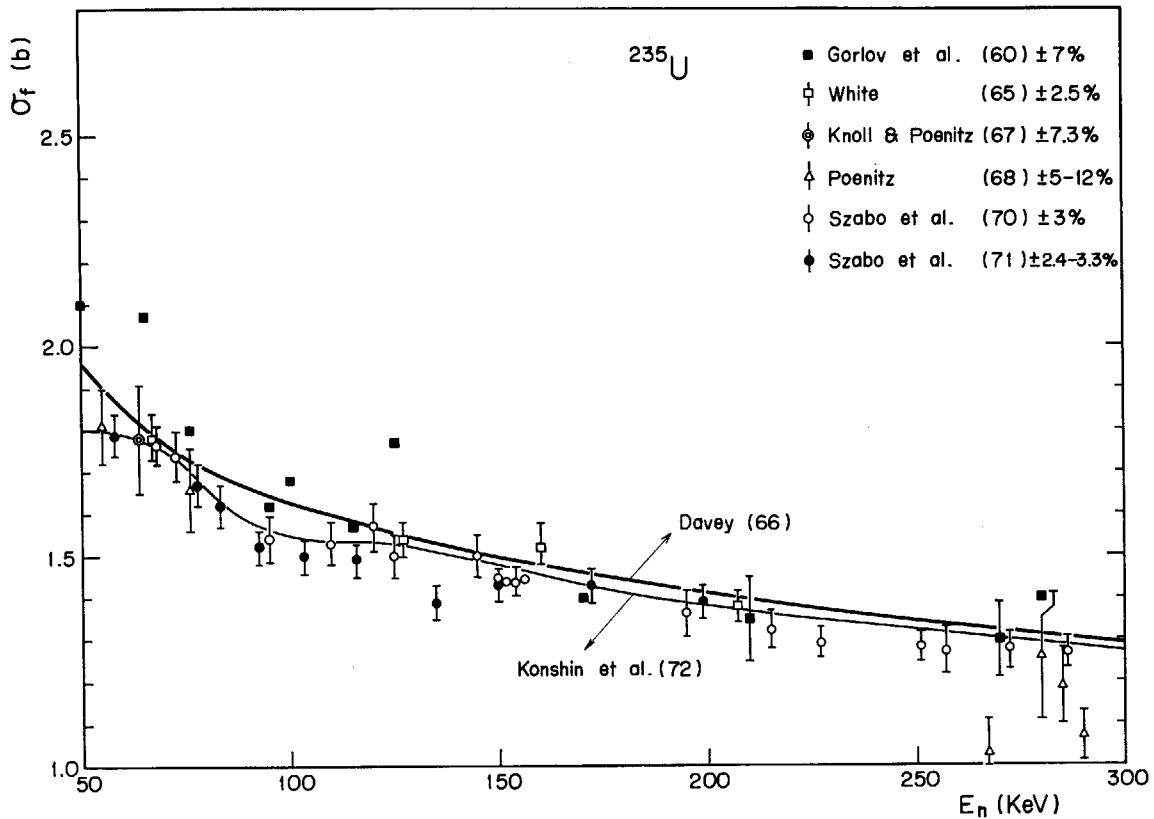


Fig. 6 ^{235}U fission cross sections in the energy region of 50keV to 300keV, where the data are obtained by using Van de Graaff accelerator. The evaluated curves of Konshin *et al.*⁴⁷⁾ and Davey⁴⁸⁾ are shown for comparison.

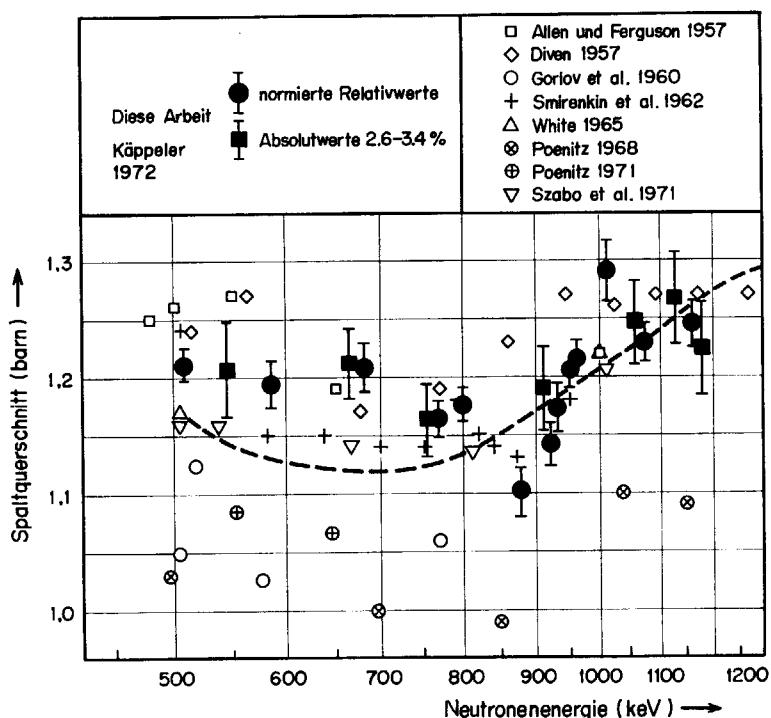


Fig. 7 ^{235}U fission cross sections in the energy region of 500keV to 1.2MeV, where the data are obtained by using Van de Graaff accelerator. This figure is reproduced from Käppeler²³⁾, and the evaluated curve of Konshin *et al.*⁴⁷⁾ is added for comparison.

ただし Silver *et al.* ('70)³⁶⁾ の LINAC データは高い断面積値を報告している（このレビューの中の Figs. に彼等のデータはプロットされていないが、ENDF/B-3 では彼等のデータを重視している）。

Fig. 6 には 50keV 以上 300keV までのデータが示されている。この領域では、270keV から始まる Poenitz ('68)¹⁶⁾ の低い実験値を除いて、データ間に大きな食い違いは見られない。

Fig. 7 500keV—1.2MeV 領域。

この図の原著者は Käppeler ('72)²³⁾ で、private communication により著者が入手しここに引用したものである。滑らかな曲線は Konshin *et al.* ('72)⁴⁷⁾ の評価曲線である。これは Käppeler の原図ではなく、このレビューのため著者が付け加えたものである。

図から解るように、減少しつづけた Käppeler ('72) の $\sigma(n, f)$ は 880 keV 近傍で最小になり、再び上昇する傾向を示している。Gorlov *et al.* ('60)⁴³ と Poenitz ('68)¹⁶⁾ の実験データは、このエネルギー領域で他のものよりも約 10—15% 低い値を示し、系統的に食い違っている。しかし他の実験データは、約 ± 5% の範囲内で一致している。

Fig. 8 100keV—20MeV 領域。

1) Poenitz ('68)¹⁶⁾ の測定 (270 keV—1.5 MeV) は、他の実験値にくらべて系統的に約 15% 低い値を示している。彼の実験方法の特徴は、中性子束の測定が他の実験者と違って、中性子源の ^7Li のターゲットの activity、すなわち生成された ^7Be の activity を測定して決定している点にある。

2) 300keV—20MeV における実験データの大部分は Diven ('57)¹¹, ± 6.3% 以下, ⊕印; Smirenkin *et al.* ('62)⁷⁾, ± 8%, •印; など古い年代の測定で精度もよくな。

この領域で精度のよい White ('65)¹⁰⁾ のデータ, ± 2.5 %, は 0.32, 0.4, 0.5, 1, 2.25, 5, 14 MeV と、とびとびである。

3) 図には ^{241}Pu の $\sigma(n, f)$ を求めるのに使った Smith *et al.* ('62)⁸⁾ の数値データを○印 (33点) でプロットしてある (0.12—21 MeV)。最近の Konshin らの報告⁴⁷⁾によれば、LASL のデータはその後多くの補正を加えて、かなり低い値に改訂されたという。図にはこの改訂値を▽印 (16点) でプロットしてある (2.23—14 MeV)。

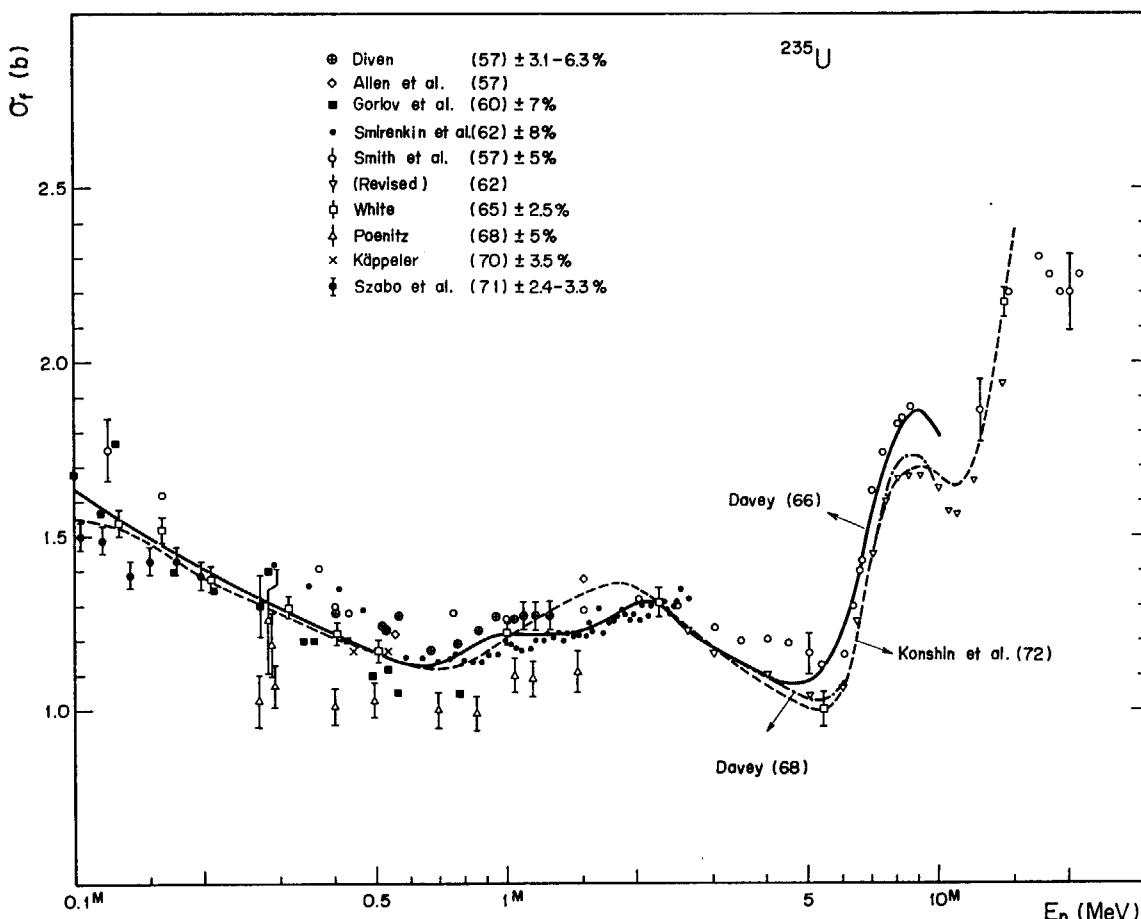


Fig. 8 ^{235}U fission cross sections in the energy region of 0.1 MeV to 20 MeV. The evaluated curves of Konshin *et al.*⁴⁷⁾ and Davey⁴⁸⁾ are shown for comparison.

4. 実験誤差に関する問題点

精度がよくなってきて最近の実験あるいは代表的な実験について、それらの誤差が何に基因しているのか、それらの不確定さおよび補正を数量的に検討してみると、現状における実験上の誤差に関する問題点が浮きぼりになるであろう。

TABLE 6 VDG データの誤差

著者	不確定項目	誤差(%)	補正(%)
Käppeler ('70) ²⁰⁾ (0.44 と 0.53 MeV)	反跳陽子検出器の効率	1.5	
	ウラニウム原子の数	0.8	
	水素原子の数	0.5	
	核分裂チャンバーの効率	0.5	
	(n,γ)バックグラウンドの 補正	0.5	
	:	:	
	合計	3.5%	
Szabo et al. ('70) ¹⁸⁾ (1.8keV— 1MeV)	BF ₃ カウンターの効率	1.8	
	計数統計	1.13	
	原子の数	1.0	
	チャンバーのバックグラウ ンド雑音	0.7	9
	空気による中性子の減衰	0.5	7
	薄膜中における核分裂片の 損失	0.5	5.9
	スペクトルの外挿	0.5	3
	:	:	
	(at En=68 keV) 合計	2.7%	
Szabo et al. ('71) ²²⁾ (10keV— 200keV)	中性子束の決定	1.8	
	原子の数	0.8	
	計数統計	0.8	
	空気による中性子の減衰	0.5	7.5
	:	:	
	(at En=58 keV) 合計	2.4%	
Poenitz et al. ('70) ²¹⁾ (552 keV— 644keV)	不確定項目	補正項目	
	計数統計	• 核分裂片の全吸 収	
	系統的不確定	• チュンバーの外 球面からの中性 子後方散乱	
		• チュンバーの内 球面からの中性 子散乱による ^{235}U 中の飛行距 離の増加	
		• カウンターとタ ーネット材質中 における中性子 の非弾性散乱	
		• 構造物質から の中性子後方散乱	
	合計 4 %	合計 3.6%	

1) VDG の実験データ

Käppeler ('70)²⁰⁾; Szabo et al. ('70)¹⁸⁾, ('71)²²⁾; Poenitz ('70)²¹⁾ らの実験データにおける不確定さの原因およびそれらの数量的表示は、原著者によれば TABLE 6 のように示される。ただしここでは 0.5%以上の誤差のものだけを、大きい順番に再掲してある。

問題点として表から解ることは、

a) 中性子束の絶対測定に関する量に最大の誤差が含まれることである。2番目に大きい誤差は、試料となるウラニウム原子数の絶対測定である。

b) Poenitz ('71) だけが、他と違った実験方法で核分裂断面積の測定をしている。しかし不確定要素および補正の項目だけをあげ、合計 4%としていて、それらの個々については数量的に報告していない。

彼と同じような方法で、違った実験者が、違った場所で試みてみるとことは、食い違いを解決する上で有意義なことである。

TABLE 6 にのせたヘルシンキ会議での Szabo et al. ('70) のデータは 68keV におけるもので、誤差は 2.7%と小さいが、著者らは全測定エネルギー範囲について $\pm 3\%$ としている。これらの結果は、試料の平面に関する散乱中性子の軌跡の角度を考慮に入れて訂正され、同じ年の EANDC シンポジウムで発表された¹⁹⁾。またノックスピル会議での Szabo et al. ('71) のデータも 58keV で 2.4%と小さいが、これは estimated errors であり、最終的には 1.79 ± 0.05 barns ($\pm 2.8\%$) となっている。

最近 Käppeler ('72)²³⁾ は、('70)²⁰⁾の測定方法を改善し、散乱の補正をより少なくし、精度を 2.6—3.4% に上げることに成功した。すなわち、

i) 陽子放出体（固体）の採用。カウンター テレスコープによる中性子束の測定で、ガスではなく固体を採用したため、散乱中性子に不感になった。また 2つの違った放出体を利用して、系統的誤差を少なくした。

ii) 核分裂検出器としてガスシンチ カウンターを採用した。その結果 TOF により ($\Delta t = 2.6$ ns) バックグラウンド中性子の分別が可能になり、検出器自身により散乱される中性子の補正を大幅に減少させた（モンテカルロ法による計算を含む）。

iii) いくつかの種類の試料を使用して、系統的誤差を少なくした。

の 3 点である。

また通称 25keV のエネルギーをもつといわれる Sb-Be 中性子源を用いた Perkin et al.¹¹⁾ の測定がある。しかし最近そのエネルギーは 25 keV ではなく、 22.8 ± 1 keV⁴⁵⁾とか、 26.0 ± 1.3 keV⁴⁶⁾ という報告もありはっきりしていない。さらに ^{235}U の σ_f は前の Fig. 5 からも解るように、この 22.5keV から 24 keV で 5—15%も変化する³³⁾ので、Sb-Be 中性子源による ^{235}U の σ_f の測

TABLE 7 LINAC DATA における規準化

研究所	方法	検出器	算出式	標準化	備考
ORNL-RPI ^[27] (1966) 0.4eV—20keV	σ_t と σ_f の同時測定 F.C. L.S.	F.C. (fission event) coincidence L.S. (capture γ) anti-coincidence rate: A(t)	$\sigma_t = \frac{N_1}{\phi(t)} C(t)$ $\phi(t)$: 中性子束 $C(t)$: 同時計数率 $N_1 = 1/(\epsilon \sigma_t N)$	N_1 を決めるため: $\int_{10eV}^{100eV} \sigma_t \frac{dE}{E} = 127.45b$ * Shore & Sailor: 127.08b + Bowman et al.: 127.81 b の平均値; 両者とも 2200 m/s で標準化。	規準化誤差: 1% バックグラウンド誤差: 0.2b-eV ^{1/2}
		fission は F.C. のパルスと L.S. の γ パルスとの同時計数率 $C(t)$ から決定。 Capture は L.S. だけの γ パルスから決定。			
ORNL ^[36] (1971) 100eV—100keV	1) two-bias 法 2) 同時測定	L.S. (固体試料) • prompt γ (fission と capture の) をノルスハイ レスポンスで区別する。 • high-bias: 10—15MeV low-bias: 3—10MeV F.C. L.S. (薄膜試料) anti-coincidence • 薄い試料のため, Q(E): 自己遮蔽 V(E): 多重散乱	$\sigma_t = K \frac{R(E)}{C_{BF_3}(E)}$ R(E): 計数率 $C_{BF_3}(E)$: BF ₃ で測った中性子 スペクトラム $= \frac{N(E) \cdot F(E)}{\sqrt{E}}$ N(E): 中性子スペクトラム F(E): 10B 断面積の non-1/v 補正 [Sowerby et al. の値]	K を決めるため: $\int_{100eV}^{200eV} \sigma_t \frac{dE}{E} =$ ORNL-RPI (1966)	high-bias { 10% of fission 1% of capture low-bias { 90% of fission 99% of capture
HARWELL ^[28] (1966) 1keV—25keV	σ_t の直接測定 (独立な 2 つの測定)	G, S. (fragment) 1) Cd filter 法 (0.22gm/cm ²) 2) B ₄ C filter 法 (0.27gm/cm ²)	$\sigma_t = G \cdot \frac{[A(n') - B(n')]}{[\epsilon(n') \nu(n') \{C(n') - D(n')\}]}$ n, n' : タイミングチャネル $\epsilon(n')$: BF ₃ の自己遮蔽効果 $t(n'): n' \rightarrow$ T-O-F $A(n): n$ での fission カウント $C(n'): n'$ での中性子カウント $B(n), D(n')$: fission および 中性子のバックグラウンド $*B = B_0 + B_1 \exp(B_2 \ln E)$ G : 比例定数	G を決めるため $\int_{3keV}^{10keV} \sigma_t dE =$ Michaudon et al. (1960) $\stackrel{L}{\sim}$ Wang et al. (1965) の平均値	規準化過程の誤差: 1.8% 規準化に採用した データの誤差: 2.4% 統計誤差: 5% (合計): 6%

研究 所	方 法	検 出 器	算 出 式	規 準 化	備 考
HARWELL ³³⁾ (1970) 50eV-30keV	η との 関連測定	L. S. (fast fission neutron, γ -ディスクリ) (厚い試料)	1) $\eta_i = \frac{KY_i}{N_i A_i I_i} \frac{\bar{J}_p}{I_i} \left[\frac{C_i + H_i + L_i}{A_i} \right]$ $\eta = 1.64^*$ (on the peak) resonance $\bar{J}_p = 2,430$ (assumed)	$K (= 1/\beta)$ を決めるため: • 統計誤差: $\approx 3\%$ • (background/signal) ratio { 10%: at 10keV 6%: at 30keV }	
	• 厚い試料を用いると σ_f の算出に多重散乱補正がある。しかし yield と transmission を同じエネルギー分解能で測定すると、厚い試料に対する η の値が、多重散乱の補正を無視して求まる。	$\eta_i: \text{fiss. n. yield}$ $N_i: \text{中性子スペクトル}$ $A_i, I_i: \text{試料中で反応する, または吸収される, 入射中性子の割合}$		規準化の誤差 • 低エネルギー実験: E_{th} での値 高エネルギー実験: η の誤差 3 % (合計) $\pm 8\%$	
	• 最も厚い試料によるデータは、 η に対して最も高い重みをもつ。 • η を算出してから σ_f を求める。	$\text{thick}(\sigma \gg 1): Y \approx \eta = \bar{J}_p \frac{\sigma_f}{\sigma_s} = \bar{J}_p \frac{\sigma_f}{\sigma_{f+} - \sigma_s}$		多重散乱の補正 1) 単一散乱だけを考える, 誤差 $2\sim 3\%$ 2) $\sigma_s: \text{共鳴からの } \sigma_s \text{ への寄与は小さいとした。}$	
GEEL ³³⁾ (1968) 6eV-3keV	σ_f の直接測定 (独立な 2 つの測定)	1) I. C. (fragment) (薄膜試料) 0.8mg/cm ² 多重 I. C. [41eV まで: 6 個の I. C. 2) L. S. (fission neutron, γ -ディスクリ) (固体試料) 100-200mg/cm ²	$\sigma_f(E) \sqrt{E} = K \frac{N_f(E)}{N_n(E)}$ $N_f: \text{fission yield}$ $N_n: \text{neutron rate}$ $K: \text{規準化常数}$	K を決めるため: $\int_{8\text{eV}}^{7.4\text{eV}} \sigma_f dE =$ $\boxed{\begin{array}{l} \text{Shore \& Sailor;} \\ \text{P. R. 112, 191} \\ \text{(1958) の値} \end{array}}$	1) 1) と 2) の違い: 7.4eV から 113eV までの間で $\int \sigma_f dE$ の値で較べて $2\sim 3\%$ 以内。
SACLAY ³⁴⁾ (1970) 17eV-30keV	σ_f の直接測定	G. S. (fission event) fission event と, BF ₃ カウンターによる 中性子スペクトルの測定。	参考: Michaudon (1964) 中性子スペクトル $\sigma_{10B}(n, \alpha) = \frac{610}{\sqrt{E(\text{eV})}} \frac{3}{-0.28}$	$\int_{60\text{eV}}^{200\text{eV}} \sigma_f dE =$ $\boxed{\begin{array}{l} \text{Michaudon} \\ \text{(1964) の値} \end{array}}$	*Rapport CEA n° 2252 (1964)
USSR ³⁵⁾ (1968) Pulsed Fast Reactor 0.15eV-30keV	σ_f の直接測定 1) と 2) α との関連測定 3)	1) G. S. (試料 2mg/cm ²) 2) I. C. (試料 2mg/cm ²) 3) L. S.	1) と 2) $\sigma_f(E_i) = \left(\frac{N_{B'}^{i'}}{N_B^{i'}} \right) \left(\frac{N_{B'}^{th}}{N_f^{th}} \right) \sigma_f(E_{th})$ $\times \sqrt{\frac{E_{th}}{E_i}}$ 2) $N_B^{i'} N_B^{th}$: “薄い”ボロン カウントのカウント数 3) $\alpha(E_i) = \left(\frac{N_{\gamma'}^{i'}}{N_f^{i'}} \right) \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_{\gamma}} \right) - \frac{K}{\epsilon_i}$ $N_{\gamma'}^{i'}: \gamma$ のペルス数 $\epsilon_i, \epsilon_{\gamma}: \text{効率}$	1) 1) と 2) の誤差 • $\sigma_f(E_{th}) = 582 \pm 4\%$ 3) K を決めるため: $\boxed{\alpha(E_{th}) = 0.174 \pm 0.001}$	1) 1) と 2) の誤差 • $\sigma_f: \pm 2.5\%$ 3) の誤差 $\sigma_f: \pm 3\%$ $\alpha: \pm 3\%$
	G. S.: Gas scintillator	L. S.: Liquid scintillator	F. C.: Fission chamber	I. C.: Ionization chamber	

定値は、標準断面積という立場からみると好ましくないという見方³³⁾⁴⁷⁾もある。

2) LINAC の実験データ

LINAC による代表的な実験について、それらの方法、検出器、算出式、規準化を各国別に調べてみると、TABLE 7 のようになる。

この表から明らかなように、LINAC による σ_f の測定では、以下に要約されるような問題点が考えられる。

- 1) いずれの実験でも σ_f の絶対値を求めるため、規準化を行なっている。このとき採用する標準とすべきデータは測定者によって違う。すなわち、 $\int \sigma_f dE/E$ (fission resonance integral) あるいは、 $\int \sigma_f dE$ (fission integral) という量をとり、かつエネルギーの積分範囲もまちまちである。また α や η を通じて規準化している場合もある。

- 2) 誤差の要素として次のものがある。
 - i) 規準化の過程における誤差
 - ii) 厚い（固体）試料を用いる場合、多重散乱と自己遮蔽の補正の誤差
 - iii) LINAC 特有の、バックグラウンドを決定する場合の誤差

3) 中性子スペクトルの決定

- i) 热エネルギーでの $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ の値を規準化に用い、 $1/v$ 依存性を仮定して高いエネルギーまでそれを用いる。したがって 25keV 以上では non- $1/v$ 補正が必要である。
- ii) 热エネルギーにおけるこの値の食い違いは、 σ_f の測定結果に直接影響を及ぼす。

したがって評価の立場からいえば、規準化する場合の標準とすべき物理量およびその絶対値の統一が、まず第一に考えられる。

このためには、 σ_f の測定には必ず热エネルギーでの測定を行ない、 $\sigma_f(E_{th})$ の値で規準化する等、実験者の

間の申し合せ（慣行）ができることが望ましい。

3) BOMB の実験データ

BOMB による実験といつても、その基本的技術は電子 LINAC で用いられている標準の技術と大して変わらない。LINAC と違っているのは、パルスの数がただ 1 回であり、中性子強度が高いため普通のパルス計測回路が使えない点である。したがって検出器からの電流を対数的に增幅してブラウン管上に表示し、これを高速度フィルムカメラで記録している。

Cramer と Bergen⁴⁰⁾ および Cramer⁴¹⁾によれば、彼らの $\sigma_f(E)$ は次式で算出される。

$$\sigma_f(E) = \frac{1}{2} \cdot \frac{S(E)}{a \cdot \bar{E}} \cdot \frac{1}{N \cdot F(E)} \cdot \frac{4\pi}{Q}$$

$S(E)$: シリコン検出器のシグナル

\bar{E} : 検出器中での核分裂片の平均運動エネルギー
(average energy deposition)

a : \bar{E} から $S(E)$ への変換定数

N : ウラニウム原子の面積密度

$F(E)$: 中性子束、 Q : 立体角

ここで $1/2$ は 2 粒子が一方に向かって放出されるためにつく。これらの場合、 $F(E)$ の決定はエネルギー領域別に違った中性子束の標準を用い行なわれている（TABLE 8 参照）。この表には中性子束の誤差のみならず、これを含んだ系統的誤差および合計誤差をも示してある。

また最近の Lemley *et al.* ('71)⁴²⁾ の測定では、統計誤差の外に誤差の要素として

入射中性子束の測定	}	立体角とターゲット位置の不確定
バックグラウンドの決定		
立体角とターゲット位置の不確定		
\bar{E} （検出器中における核分裂片の平均運動エネルギー）の不確定		

をあげていて、これらの合計による絶対誤差は 8% (at 10keV), 5% (at 100keV) となっている。このうち重

TABLE 8 BOMB データの特徴

	エネルギー領域	中性子束の標準	誤 差	
Cramer & Bergen ⁴⁰⁾ (20eV-1keV)	100eV-1keV	$^{6}\text{Li}(n, \alpha)\text{T}, 1/v$	1) 系統的誤差 5.2~5.9%	2) フィルムにシグナルを読み込む場合の誤差
	100eV 以下	$^{3}\text{He}(n, p)\text{T}$	3.2~4.3%	
Cramer ⁴¹⁾ (10eV-2.84MeV)	64keV-2.84MeV	Davey の評価値	中性子束誤差 $\pm 4.8\%$	合計誤差 大部分は 6% 以下*
	10keV-64keV	no data		
	35eV-10keV	$^{6}\text{Li}(n, \alpha)\text{T}, 1/v$		
	10eV-35eV	$\sigma_{n\alpha}(E_{th}) = 940.3 \pm 1.6 \text{ b}$ $\int \sigma_f dE \equiv (\text{ORNL-RPI})$	$\pm 2.9\%$	

* 3.7keV-10keV では 15~37% と大きくなる。

** 38.3eV 以下では 10~50% と大きくなる。

要なものは、入射中性子の測定に標準として用いられる ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ の断面積に関する誤差である。すなわち 1 keV 以上, $\Delta\sigma_{n, \alpha} = \pm 3\%$ ⁴⁹⁾ 1 keV 以下, $\sigma_{n, \alpha} \propto 1/v$, $\sigma_{n, \alpha}(E_{th}) = 940.0 \text{ b}$ ⁵⁰⁾ として中性子束を算出している。

この実験の検出器では α と T とを区別できないので、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$ の角度分布の不確定さが中性子束に影響してくる。彼等は 247 keV における p-wave の共鳴によるこの断面積の角度分布の影響を計算した。その結果、角度分布を無視しても、 $\sigma_{n, \alpha}$ は 150 keV で +3%, 100 keV で +1.5%, 50 keV で +0.5% 増加することがわかった。しかし発表されたデータは、247 keV の p-wave 共鳴の影響をさけるため、100 keV 以上のデータは含まれていない。

5. まとめ

100 eV から 20 MeV までの領域で、評価の対象となりうる ${}^{235}\text{U}$ の $\sigma(n, f)$ について、1) 文献データを収集、分類し、2) 実験データのプロットおよび比較を行なった。また中性子源別に 3 種類 (VDG, LINAC, BOMB) の実験データに分類し、それぞれの区分で測定上の問題点がどこにあるかを検討した。今後、我々自身の評価ずみデータを作る場合、この実験データのレビューが役立つべきである。

現在 ${}^{235}\text{U}$ の $\sigma(n, f)$ の評価ずみデータとして知られている主なものに、ENDF/B, UKNDL, KEDAK, DAVEY, Konshin と Nikolaev がある。今回のレビューではこれらの評価ずみデータの内容についてはふれられなかったが、今後これらの間の相互比較を行なって、相異点がどこにあり、何に起因しているかを明らかにしていく必要がある。

References

- 1) DIVEN B. C.: *Phys. Rev.* **105**, 1350 (1957)
- 2) ALLEN W. D. and FERGUSON A. T. G.: *Proc. Phys. Soc.* **70**, 573 (1957)
- 3) BEREZIN A. A., STOLIAROV G. A., NIKOL'SKII Iu. V. and CHELNOKOV I. E.: *Atomn. Energ.* **5**, 659 (1958)
- 5) GORLOV G. V., GOKHBERG B. M., MOROZOV V. M., OTROSHCHENKO G. A. and SHIGIN V. A.: *Atomn. Energ.* **6**, 453 (1959); *J. Nucl. Energ.* **A12**, 79 (1960)
- 5) PANKRATOV V. M., VLASOV N. A. and RYBAKOV B. V.: *Atomn. Energ.* **9**, 399 (1960); *J. Nucl. Energ.* **A/B 16**, 494 (1962)
- 6) ADAMS B., BATCHELOR R. and GREEN T. S.: *J. Nucl. Energ.* **A/B 14**, 85 (1961)
- 7) SMIRENKO G. N., NESTEROV V. G. and BONDARENKO I. I.: *Atomn. Energ.* **13**, 366 (1962);
- 8) SMITH H. L., SMITH R. K. and HENKEL R. L.: *Phys. Rev.* **125**, 1329 (1962)
- 9) PANKRATOV V. M.: *Atomn. Energ.* **14**, 177 (1963);
- 10) WHITE P. H.: *J. Nucl. Energ.* **A/B 18**, 215 (1964)
- 11) PERKIN J. L., WHITE P. H., FIELDHAUSE P., AXTON E. J., CROSS P. and ROBERTSON J. C.: *J. Nucl. Energ.* **A/B 19**, 423 (1965)
- 12) MACKLIN R. L. and GIBBONS J. H.: *Phys. Rev. Lett.* **16**, 248 (1966)
- 13) SMITH A. B. and WHALEN J. F.: *Phys. Rev. Lett.* **16**, 525 (1966)
- 14) GILBOY W. G. and KNOLL G. F.: *Phys. Lett.* **21**, 432 (1966)
- 15) KNOLL G. F. and POENITZ W. P.: *J. Nucl. Energ.* **21**, 643 (1967)
- 16) POENITZ W. P.: "Neutron Cross Section and Technology", Washington, D. C., Vol. 1, 503 (1968)
- 17) IYER R. H. and SAMPATHKUMAN R. S.: BARC-474, 1 (1970)
- 18) SZABO I., MARQUETTE J. P., FORT E. and LEROY J. L.: "Nuclear Data for Reactors", Helsinki, Vol. 1, 229 (1970)
- 19) SZABO I., FILIPPI J. L., HUET J. L., LEROY J. L. and MARQUETTE J. P.: EANDC symposium on neutron standards and flux normalization, Argonne, 257 (1970)
- 20) KÄPPELER F.: *ibid.* 272 (1970)
- 21) POENITZ W. P.: *ibid.* 281 (1970)
- 22) SZABO I., FILIPPI G., HUET J. L., LEROY J. L. and MARQUETTE J. P.: "Neutron Cross Section and Technology", Knoxville, Vol. 2, 573 (1971)
- 23) KÄPPELER F.: Private communication (1972)
- 24) MICHAUDON A., DERRIEN H., RIBON P. and SANCHE M.: CEA-R-2552 (1964); *Nucl. Phys.* **69**, 545 (1965)
- 25) WANG SHIH-TI, WANG YUNG-CH'ANG, DERMENDZHIER E., and RYABOV Yu. V.: Symposium on the physics and chemistry of fission, Salzburg, Vol. 1, 287 (1965)
- 26) JAMES G. D.: International conference on fast critical experiments and their analysis: ANL-7320, p. 16 (1966)
- 27) De SAUSSURE G., WESTON L. W., GWIN R., INGLE R. W., TODD J. H., HOCKENBURY R. W., FULLWOOD R. R. and LOTTING A.: "Nuclear Data for Reactors", Paris, Vol. 2, 233 (1966)
- 28) De SAUSSURE G., GWIN R., WESTON L. W., INGLE R. W., FULLWOOD R. R. and HOCKENBURY R. W.: ORNL-TM-1804 (1967)
- 29) RYABOV Yu. V., SO DON-SIK, CHIKOV N. and YANEVA N.: *Atomn. Energ.* **24**, 351 (1968); *Sov. A.E.* **24**, 435 (1968)
- 30) CAO M. G., MIGNECO E., THEOBALD J. P., WARTENA J. A. and WINTER J.: *J. Nucl. Energ.* **22**, 211 (1968)
- 31) BRAMBLETT R. L. and CZIRR J. B.: *Nucl. Sci. Eng.* **35**, 350 (1969)
- 32) RYABOV Yu. V., SO DON-SIK, CHIKOV N. and KUROV M. A.: JINR, P3-5113 (1970)
- 33) PATRICK B. H., SOWERBY M. G. and SCHOMBERG M. G.: *J. Nucl. Energ.* **24**, 269 (1970)
- 34) BLONS J., DEBRIL G., FERMANDJIAN J. and MICHAUDON A.: "Nuclear Data for Reactors", Helsinki, Vol. 1, 469 (1970)
- 35) BOWMANN C. D., STELTS M. L. and BAGLAN R. J.: "Nuclear Data for Reactors", Helsinki, Vol. 2, 65 (1970)
- 36) SILVER E. G., DE SAUSSURE G., PEREZ R. B. and INGLE R. W.: "Neutron Cross Section and Technology", Knoxville, Vol. 2, 728 (1971)

- 37) BOWMANN C. D., SIDHU G. S., STELTS M. L. and BROWNE J. C.: "Neutron Cross Section and Technology", Knoxville Vol. 2, 584 (1971)
- 38) ALBERT R. D.: *Phys. Rev. Let.* **15**, 637 (1965)
- 39) BROWN W. K., BERGEN D. W. and CRAMER J. D.: "Neutron Cross section and Technology", Knoxville, Vol. 2, 971 (1966)
- 40) CRAMER J. D. and BERGEN D. W.: LA-4285 (1969)
- 41) CRAMER J. D.: LA-4420 (1970)
- 42) LEMLEY J. R., KEYWORTH G. A. and DIVEN B. C.: *Nucl. Sci. Eng.* **43**, 281 (1971)
- 43) FELVINEI *et al.*: BNL 50298 (1971)
- 44) GWIN *et al.*: EANDC (US) 65U
- 45) RYVES T. B. and BEALE D. W.: *Intern. Journ. of Applied Radiation and Isotopes* **18**, 204 (1967)
- 46) LALOVIC M. and WERLE H.: *Nucl. Energ.* **24**, 123 (1970)
- 47) KONSHIN V. A. and NIKOLAEV M. N.: INDC (CCP) -26/U (1972)
- 48) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.* **32**, 35 (1968)
DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.* **26**, 149 (1966)
- 49) SCHWARTZ S., STRÖMBERG L. G. and BERGSTROM A.: *Nucl. Phys.* **63**, 593 (1965)
- 50) UTTLEY C. A. and DIMENT K. M.: (unpublished)

第 2 部

炉 定 数 の 評 價

(座長：後藤頼男，桂木 学)

Session 2

Evaluation of Reactor Constants

(Chairman : Yorio GOTOH, Satoru KATSURAGI)

2.1 トリウム系の実験解析

西原 宏†・金沢 哲†・三木 一克†
木村 逸郎††・林 脩平††・小林 捷平††・山本 修二††

酸化トリウム集合体中の高速および中速中性子のエネルギースペクトルを飛行時間法で、高速中性子の空間分布をニッケル線の放射化法で測定した。その結果は JAERI-FAST 70 組定数 (^{232}Th については JAERI-M 4927) を DTF-IV に入力した結果とよく対応する。この実験の当面の目的は ^{232}Th の 70 組定数の評価である。

実験および解析法のこの種の実験への適用性をためす目的で、同じ方法を鉄および酸化アルミニウム集合体に用いた。その結果によれば、JAERI-FAST の鉄の定数は 28.5 keV の共鳴散乱から下のエネルギーへの減速を過少評価すると考えられる。

Measurement and Analysis of Energy and Space Distribution of Neutrons in a Thoria Assembly

Hiroshi NISHIHARA†, Satoshi KANAZAWA†, Kazuyoshi MIKI†
Itsuro KIMURA††, Katsuhei KOBAYASHI††, Shu A. HAYASHI††
and Shuji YAMAMOTO††

Energy spectra of fast and intermediate neutrons and space distribution of fast neutrons in a thoria assembly were measured by the time-of-flight method and by activation of nickel wires, respectively. The results are in good agreement with the spectra and distribution which are predicted by the DTF-IV code with the input of JAERI-FAST 70-group cross section set (JAERI-M 4927 for ^{232}Th). The immediate object is to assess the 70-group cross sections for ^{232}Th .

The same methods of experiment and analysis were applied to an iron and an alumina assembly, for the purpose of testing their applicability. It has been found that the JAERI-FAST cross sections for iron yield insufficient slowing-down of neutrons to energies below the large resonance scattering at 28.5 keV.

果と、実験および他の組定数セットによる計算結果との比較に重点を置く。

^{232}Th の組定数は JAERI-FAST SET に含まれていないので、日本原子力研究所と共同で、ENDF/B-2 のデータから、JAERI-FAST SET と同様の方法によって 70 組および 25 組定数を作成した²⁾。光中性子発生用ターゲットに用いる鉛の組定数もこのセットに含まれていないが、結果にあまり影響がないので、25 組計算には ABBN³⁾ を、また 70 組計算には ABBN から略算によって作成したものを仮に用いた。

トリウム系の実験と解析を行なうためには、先ず実験法および解析・計算の方法について十分な検討を行なう

まえがき

この研究の目的は、酸化トリウム集合体中の中性子束のエネルギースペクトルや空間分布などを、中性子飛行時間法あるいは放射化法（はくおよび細線）その他の方法で測定し、その結果を多数組解析の結果と比較し、測定法、解析法および組定数（群定数）を含むすべての実験および理論上の問題を、系統的に詳しく検討することである。その際、特に JAERI-FAST SET¹⁾ による計算結

† 京都大学工学部、Department of Nuclear Engineering, Kyoto University

†† 京都大学原子炉実験所、Research Reactor Institute, Kyoto University

必要があると考え、鉄および酸化アルミニウム集合体について実験と解析を試みた。

解析には主として DTF IV⁴⁾を用いて 1 次元球対称計算を行なったが、鉄については ANISN⁵⁾との比較も試みた。組定数セットは YOM⁶⁾, ABBN, JAERI-FAST のほか、鉄については RSIC DLC-2/99G⁷⁾をも用いた。

1. 実験について

集合体の形状および寸法は Fig. 1 に示す通りである。鉄集合体は角棒を積み上げたものであり、酸化トリウムおよび酸化アルミニウム集合体は、直径 60 cm の不銹鋼の球状容器に粉体を充填したものである。電子線型加速器からの電子ビームはビーム孔を通り、集合体の中心に置かれた鉛ターゲットに入射し、光中性子を発生する。中心を通らない貫通孔を設け、その一部をプラグで閉塞して reentrant hole を構成し、中性子引出し孔とする。トンネル法でバックグラウンドを測定する際にはプラグを取り除く。Fig. 1(b) の球状容器には内径 3 mm の細い測定孔が 4 本設けられ、細線の放射化によって中性子束の空間分布を測定できるようになっている。

第1回目の実験は鉄については 1969 年に⁸⁾、酸化アルミニウムについては 1970 年に⁹⁾、酸化トリウムについては 1971 年に¹⁰⁾それぞれ行なった。電子線型加速器（京大原子炉実験所）は米国 High Voltage Engineering 社の L-1512G 型で、これらの実験における運転条件は、最大電子エネルギー：23 MeV、ターゲット電流：約 300 mA、パルス幅：30/100 ns、くり返し：100～200 pps. であった。

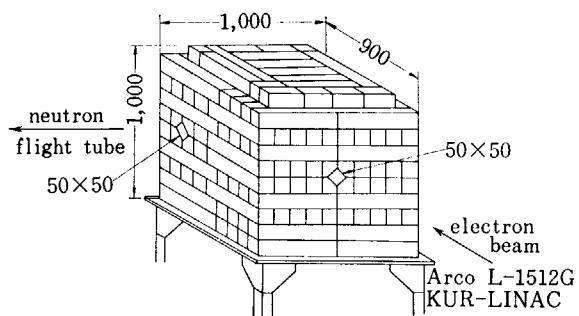


Fig. 1 (a) Experimental arrangement of the iron assembly.

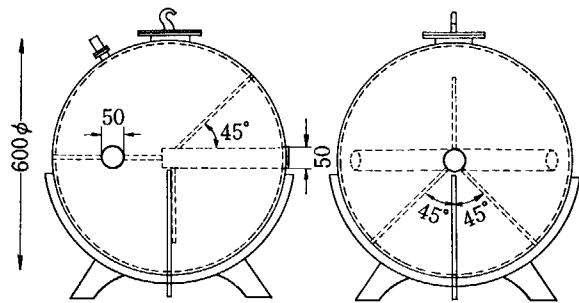


Fig. 1 (b) The spherical vessel of stainless steel for containing sample powder of thorium or alumina.

その後、加速器の昇圧工事が行なわれ、その完成を待って、1972年10～11月に第2回目の実験を、鉄および酸化トリウムについて行なった。その場合の運転条件は、電子エネルギー：約 33 MeV、ターゲット電流：約 300 mA、パルス幅：50 ns、くり返し：166 pps. である。ここに報告する実験結果は酸化アルミニウム以外は第2回のものである。第2回目の実験の測定系は Fig. 2 に、また中性子飛行路は Fig. 3 に示す通りであって、第1回に比べてかなりの変更がある^{8, 9, 10)}。

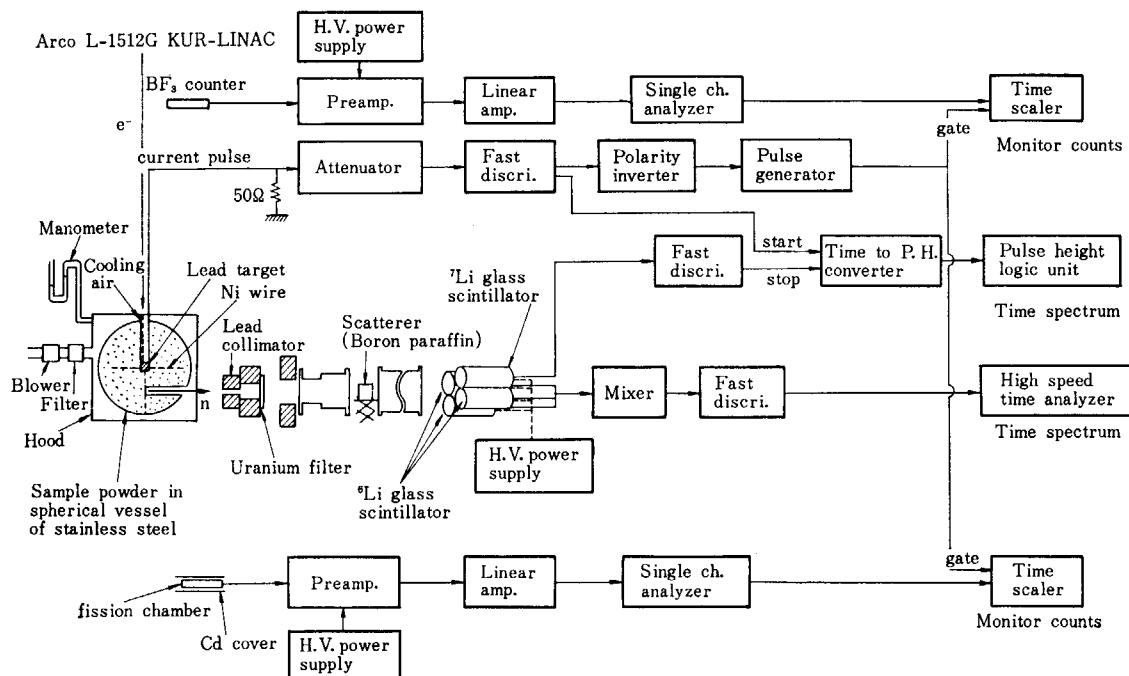


Fig. 2 The block diagram of electronics.

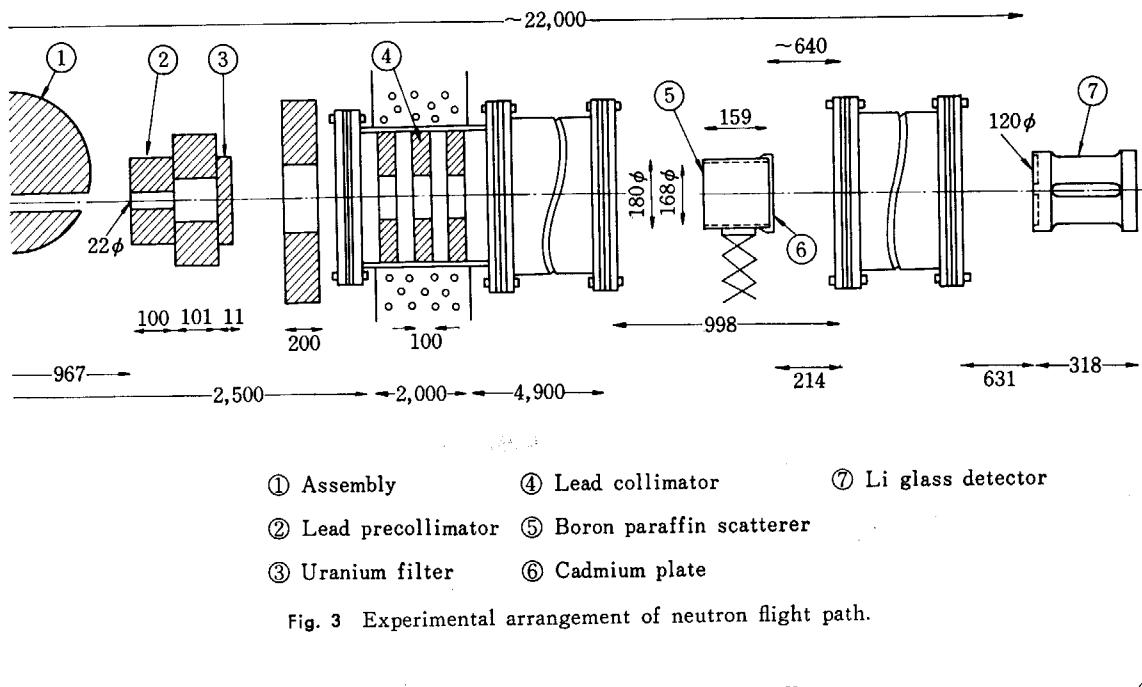


Fig. 2 に示したように、酸化トリウム集合体は減圧したフードの中に収容して照射する。鉄およびアルミナの場合には、もちろんこのようなフードは用いない。電子ビームは集合体のビーム孔に入射する前に Q レンズで束束させる。ウランフィルタはガンマフラッシュに対する防護用である。飛行路の中間点に、バックグラウンドを測定するのに用いるボロン入りパラフィンの散乱体を示してある。スペクトル測定中は、もちろんこれを取り除く。

中性子によるバックグラウンドはいわゆるトンネル法と散乱体法によって測定した。ガンマ線によるバックグラウンドは ^7Li ガラスシンチレータを用いて、 ^6Li ガラスシンチレータによる計測と並行して、同時に測定した。その計数値は、結果として、 ^6Li による全計数に比較して無視できるほど小さかった。ガラスシンチレータは、Nuclear Enterprises 社の NE-912 (^6Li) および NE-913 (^7Li) で寸法は直径 12.7 cm, 厚さ 1.27 cm である。NE-912 を 3 個、NE-913 を 1 個、合計 4 個をバンク状にして用いた。中性子検出効率には Neill らの表¹¹⁾を使用した。

飛行時間の測定には高速時間分析器 HISTA-1000¹²⁾を用い、数え落しに対する補正は省略した。飛行路の透過に関する補正是、飛行管の窓、空気、ウランフィルタ、不銹鋼について行なった。飛行時間分析器のチャネル番号と中性子エネルギーとの対応は線型と仮定し、時間スペクトル上に現われる構造と断面積（特に鉄の断面積）に見られる共鳴との対応から決定した。

第 i チャネルに対応する中性子エネルギーが E_i であるとき、 E_i のまわりの単位エネルギーあるいは単位レサジ当たりの中性子束、すなわちスペクトルは次式で与えられる。

$$\phi(E_i) = \frac{C(i)/T_m - C_b(i)T_{bm}}{\eta(E_i)\xi(E_i)E_i^{3/2}\Delta t} \quad (1)$$

$$\phi(u_i) = E_i \phi(E_i) \quad (2)$$

ただし $C(i)$: 第 i チャネルの計数

$C_b(i)$: 同上のバックグラウンド計数

T_m , T_{bm} : 対応するモニタ計数

$\eta(E_i)$: 検出器効率

$\xi(E_i)$: 飛行路の透過係数

Δt : チャネル幅

高速中性子束の空間分布を測定するために、Fig. 1 (b) の測定孔に直径 0.5 mm の Ni 線を挿入して照射したのち、長さ 2 cm に切断し、 $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ 反応で生成したガンマ放射能を NaI(Tl) シンチレーションカウンタで測定した。また、容器表面の高速中性子束をアルミニウムはくおよび硫黄はくを用い、 $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ 反応および $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ による誘導放射能を利用して測定した¹⁰⁾。

2. 解析・計算について

解析には主として DTF-IV を用い、1 次元球対象計算を行なった。球対称性の仮定は、前述の放射化法による高速中性子束の空間分布の測定結果から見て妥当であると考えられる。Sn 法における角度分点数については、S8 と S16 の結果を比較し、差の小さいことを確かめた。また、高速中性子束の角度分布がするどく前方に集中していることを考慮し、 $\mu=1$ の近くに分点を集中させる非対称求積法^{13, 14)}をも試みたが顕著な効果が認められなかったので、通常の対称分点を採用した。

散乱の非等方性の影響については、RSIC DLC-2/99G⁷⁾からの鉄の P1 および P8 定数を ANISN に用いた計算の結果、あまり差のないことがわかったので、主とし

て P1 定数による計算を行なった。P0 輸送補正定数と P1 定数とでは、高速中性子スペクトルに若干の差を生ずる。

光中性子源は、鉛ターゲット内に一様に分布し等方的であると仮定した。そのエネルギースペクトルは木村らによる測定結果¹⁵⁾に従がい、次の式で計算した。

$$S(E) = a_1 E \exp\left(-\frac{E}{1.49}\right), \quad E > 3.8 \text{ MeV} \quad (3)$$

$$S(E) = a_2 E \exp\left(-\frac{E}{0.89}\right), \quad E < 3.8 \text{ MeV} \quad (4)$$

ただし、この測定は電子線型加速器の昇圧前に行なわれたもので、昇圧によってスペクトルの変化があり得る。今後、再測定が行なわれる予定である。

飛行時間法で測定される中性子は、貫通孔に充填したプラグのなかで（正確にはプラグのうちで、検出器からコリメータを通して見える部分で）最終回の散乱衝突をしたのちプラグを透過したものである（したがって、プラグを取り除いてトンネルにするとバックグラウンドが測定できるのである）。このような透過中性子は、プラグの端面（reentrant hole の底面）において検出器の方向に向う中性子束角度成分に他ならない。したがって、測定値とこの角度成分は直接比較できる量であると考えられる。

Sn 差分方程式をこの実験のように空間分布が急激に

変化する場合などに適用すると負の角度成分が現われて、iteration を繰り返しても改善され難いことはよく知られている。そこで DTF-IV では、負値が現われると、それを Sn 差分方程式において 0 に固定した差分方程式を使って（中性子保存則は破れない）計算し直すことによって正値が保証されるようになっている。著者らの DTF-IV 使用の経験は浅いが、inner iteration の回数を特に多くとらない限り、負値の補正をしない場合における負値の現われ方と、負値補正をする場合の 0 の現われ方とはよく似ているようである。inner iteration を負値補正のもとで続けるとき、どのようにして正値が回復されて行くかについて、今後検討する予定である。

3. 計算結果および実験結果の比較

3.1 鉄について

鉄についての同様の研究が Rensselaer 工科大学で行なわれ ENDF/B データと KEDAK (KFK-750) についての検討がなされた¹⁶⁾結果、この種の積分的実験で核データの評価 (assessment) が可能であることが明らかになっ

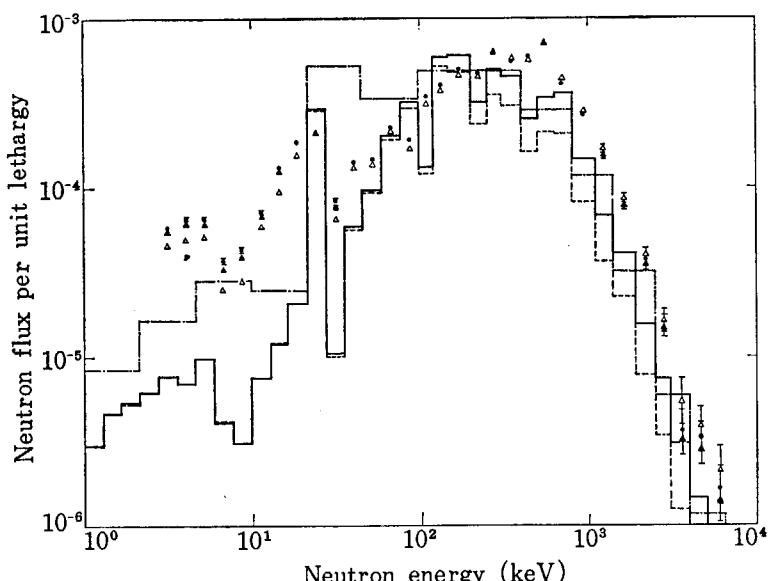


Fig. 4(a) Neutron lethargy spectrum in the iron assembly for neutrons from the reentrant hole; $r=20 \text{ cm}$, $\mu=0$.
 — : DTF-IV (S8), JAERI-FAST-70G (P1)
 - - - : DTF-IT (S8), JAERI (P0 transport cor.)
 - · - : DTF-IT (S8), JAERI-FAST-25G (P1)
 The circular and triangular marks are the measured spectra bunched in 70 groups;
 ● : scatterer method
 ▲ : scatterer method, after deduction of time-independent background
 △ : tunnel method, after deduction of time-independent background

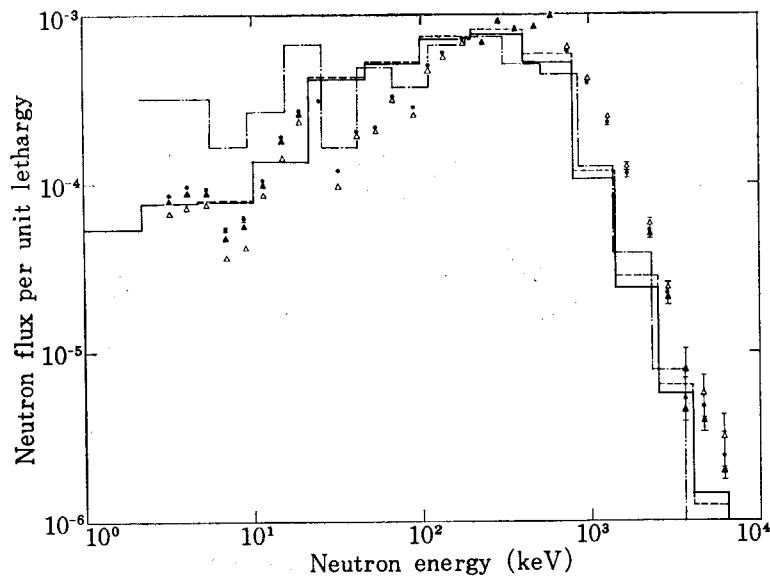


Fig. 4(b) Neutron lethargy spectrum in the iron assembly for neutrons from the reentrant hole; $r=20$ cm, $\mu=0$.
 — : DTF-IV (S 16), ABBN (P 1)
 - - : DTF-IV (S 16), ABBN (P0 transport cor.)
 - · - : DTF-IV (S 8), YOM
 The circular and triangular marks are the same as shown in Fig. 4 (a).

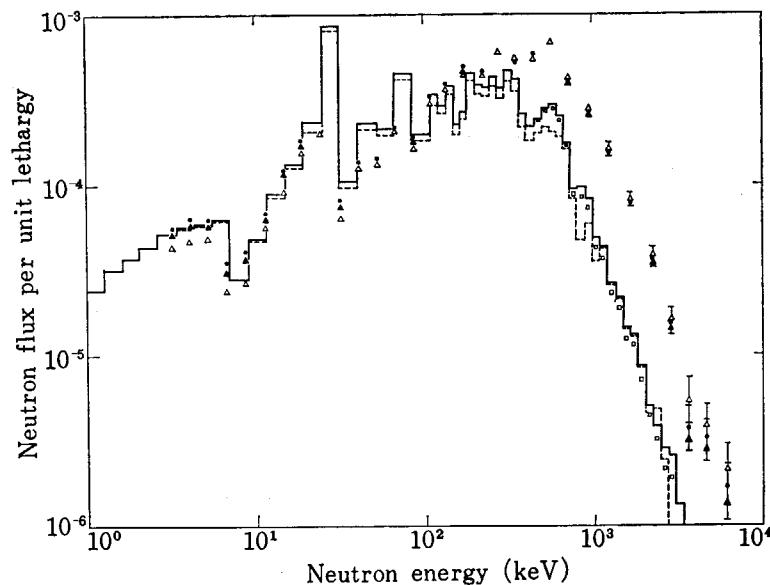


Fig. 4(c) Neutron lethargy spectrum in the iron assembly for neutrons from the reentrant hole; $r=20$ cm, $\mu=0$.
 — : ANIS (S 16), RSIC DLC-2/99G (P 1)
 □ : ANIS (S 16), RSIC DLC-2/99G (P 8)
 - - : DTF-IV (S 16), RSIC DLC-2/99G (P 1)
 The circular and triangular marks are the same as shown in Fig. 4 (c).

た。

今回の実験に対する計算モデルは $0 < r < 4$ cm は鉛ターゲット, $4 \text{ cm} < r < 50$ cm は鉄とした。ただし RSIC DLC-2/99G による計算では全部を鉄とし、さらに、中性子源に核分裂スペクトルを仮定した。いずれも計算を

簡単にするための近似である。測定点は、集合体中心からビーム孔 (reentrant hole) の底面中心までの距離 r およびビーム引き出し角の余弦 μ について $r=28.3$ cm, $\mu=\pm 0.707$ および $r=20$ cm, $\mu=0$ の 3 点である。

Fig. 4(a), (b) および (c) はそれぞれ JAERI-FAST,

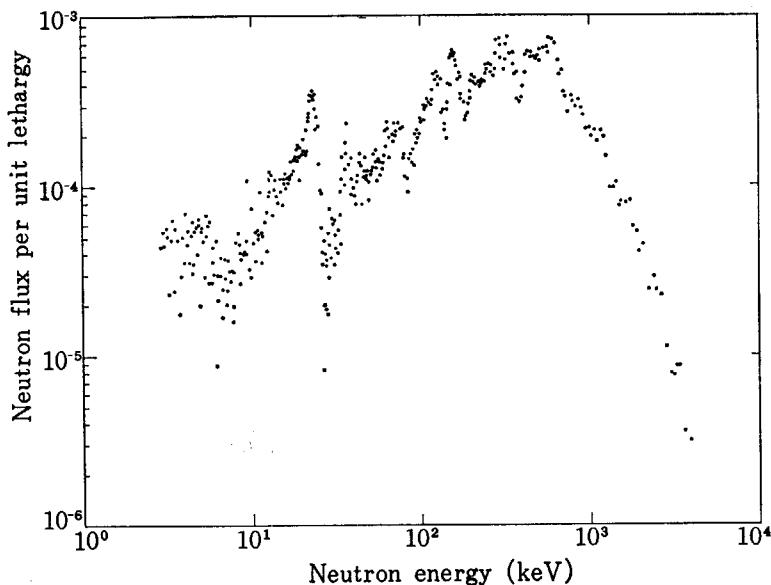


Fig. 5 Measured neutron lethargy spectrum in the iron assembly emerging from the reentrant hole, $r=24$ cm, $\mu=0$; before being bunched in 70 groups. The background was processed by the tunnel method. The resonances are clearly seen on the spectrum.

YOM および ABBN, RSIC DLC-2/99G によるスペクトルを実験値と比較したもので、 $\mu=0$ の場合だけを掲載した。 $\mu=0$ に対する計算値は DTF-IV および ANISN の出力から補間によって求めた。Fig. 4(c) の DTF-IV スペクトルは原研で行なったものであるが、負値の出現に由来する 0 が頻発している(この図には現われない)。実験値は元来 Fig. 5 のようにかなり高い分解能をもって得られているが、比較の便宜上、JAERI-FAST の 70 組に縮約した値を Fig. 4 に示した。

実験結果はバックグラウンドの処理の方法、すなわち散乱体法とトンネル法によってあまり影響されない。スペクトルの概形は ABBN と比較的よく合う。RSIC は 100 keV 以下のスペクトルの構造をよく再現している。JAERI-FAST は 30 keV 以下のスペクトルが著しく低くなる。原因は減速断面積の値がこの付近で小さすぎるためと考えられる。

3.2 酸化アルミニウムについて

試料は住友化学製の AL-25 で成分と物性は TABLE 1 に示した通りである。Fig. 1(b) の容器に充填した状態での

見掛け比重は 1.1 である。

Ni 線の放射化によって測定した高速中性子の空間分布は Fig. 6 に示した通りで十分な等方性が見られる。同図の曲線は DTF-IV による 3 MeV 付近の全中性子束であって、放射化の分布と、ABBN も JAERI-FAST-70G も共によく合致している。Ni の放射化断面積¹⁷⁾を用いて計算によって放射化の空間分布を求めることは容易であるが¹⁸⁾、その結果は 3 MeV 付近の全中性子束の分布とほとんど区別できないので、この図では便宜上、後者を示した。

Fig. 7 は ABBN および JAERI-FAST-70G のスペクトルを実験値と比較したものである。実験値は第1回のものでバックグラウンドの測定はトンネル法によっている。この図では、スペクトルの下端 20 keV 以下は ABBN の方が比較的よく合っている。

3.3 酸化トリウムについて

試料は三徳金属工業製で、成分および物性値は TABLE 2 に示した通りである。容器に充填した状態での見掛け比重は 2.7 となっている。

TABLE 1 Specification of sample powder of alumina (AL-25)*

Chemical composition		Properties	
Al ₂ O ₃	99.5 %	Theoretical density	3.90
Fe ₂ O ₃	0.04%	Apparent density	0.90~1.3
SiO ₂	0.02%	Grain size	30~40 μ
Na ₂ O	0.01%	Ignition loss	0.2%
TiO ₂	0.004%		
H ₂ O	0.03%		

* Offered by the manufacturer, Sumitomo Chemical Co., Ltd.

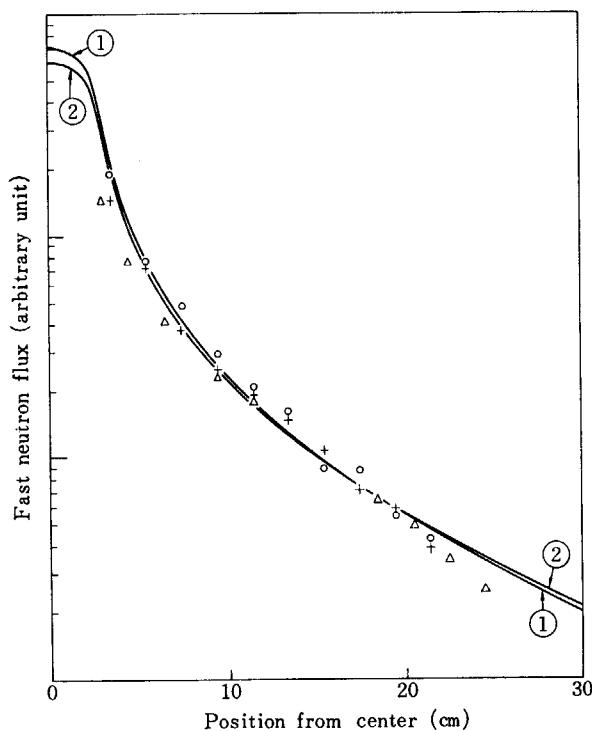


Fig. 6 Spatial distribution of fast neutrons in the alumina assembly measured by the $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ reaction.

- △: forward direction $\theta=0^\circ$
- +: transverse direction $\theta=90^\circ$
- : backward direction $\theta=135^\circ$
- ①: scalar flux by DTF-IV, ABBN Group 3 (2.5-4.0 MeV)
- ②: scalar flux by DTF-IV, JAERI-FAST-70G Group 6 (2.5-3.1 MeV)

試料の酸化トリウム自身が電子線の衝撃によって中性子を発生し得るので、Qレンズから集合体の電子ビーム孔に入る直前にアルミニウムの電子線コリメータを置いた。Ni線の放射化分布はFig. 8に示した通りで、鉛ターゲットに対して後方の高速中性子が前方よりかなり高くなっている。中性子源はなお後方(手前)に偏心しているものと推定される。しかし、中性子ビーム引き出し孔のあるのは前方の半球で、そこでは球対称性は十分と考えられる。図の曲線はABBNおよびJAERI-FAST-70G*による3 MeV付近の全中性子束空間分布で、後方135°を除く3方向における放射化分布とよく一致している。

中性子飛行時間法による測定は2点 $r=15\text{ cm}$, $\mu=0$ および $r=19.5\text{ cm}$, $\mu=-0.641$ で行なった。前者における測定結果をABBNおよびJAERI-FAST-70G*の結果と比較したのがFig. 9である。トンネル法による測定結果はJAERIのスペクトルと非常によく一致している。4 MeV以上での不一致については測定法を含めて検討中である。50 keV付近以下ではバックグラウンドの取り扱い方によって実験値は強い影響をうける。散乱体法がFig. 3の配置ではバックグラウンドを過小に与えることは明らかと考えられるが、トンネル法は過大なバックグラウンドを与える可能性があり、さらに検討を要する。

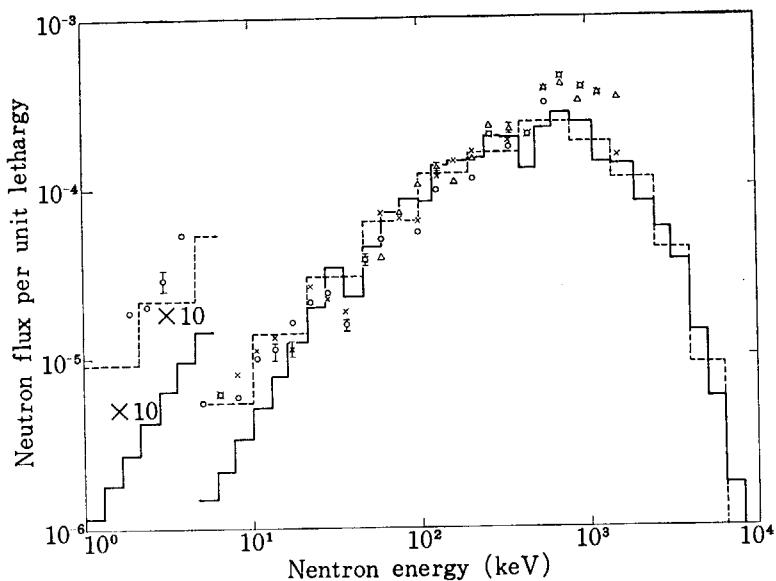


Fig. 7 Lethargy spectrum of neutrons in the alumina assembly from the reentrant hole;

- : DTF-IV (S 16), JAERI-FAST (P 1)
- - -: DTF-IV (S 16), ABBN (P 1)

The circular, triangular and x marks are the measured values bunched in 70 groups, obtained by separate experimental runs.

* Thの定数はJAERI-M 4927による。

TABLE 2 Chemical composition and physical properties of sample thoria powder.*

Chemical composition		Property	Result
ThO ₂	99.9 (%)	Theoretical density	10.0 (g/cm ³)
Fe ₂ O ₃	4.7 (ppm)	Apparent Pile density	2.70(g/cm ³)
Cl	0.01(%)	Drawer plug	2.93(g/cm ³)
SO ₃	0.01(%)	Grain size	2.8~3.2 μ
Na	90 (ppm)	Ignition loss	0.09
K	0.002(%)	Total quantity	about 300 kg
Ca	26.8(ppm)		
Rare Earths	100 (ppm)		
CeO ₂	1.9 (ppm)		

* Average value of five samples, measured by the manufacturer, Santoku-kinzoku Kogyo Co., Ltd.

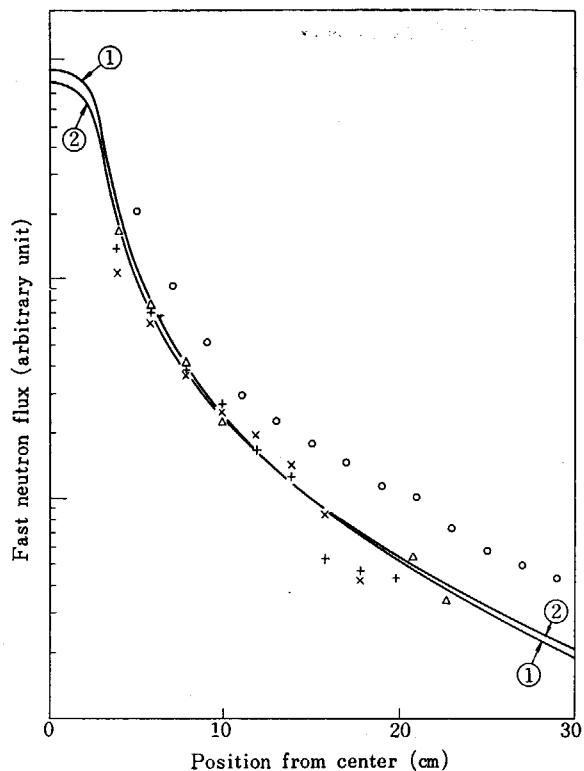


Fig. 8 Spatial distribution of fast neutrons in the thoria assembly measured by the $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$ reaction.

- △: forward direction $\theta = 0^\circ$
- +, ×: transverse directions $\theta = 90^\circ$
- : backward direction $\theta = 135^\circ$
- ①: scalar flux by DTF-IV, ABBN Group 3
- ②: scalar flux by DTF-IV, JAERI-FAST-70G Group 6

4. 結 論

この研究は現在進行中のもので、最終的な結論を出すことはまだその時機でないが、中間的な結論および残された問題を要約すればつきのようになるであろう。

(1) 中性子飛行時間法によるスペクトル測定は、

Rensselaer 工科大学でも経験されたように、データや組定数のアセスメントに有効である。

(2) T.O.F. 法による実験と並行して放射化法による高速中性子束の空間分布を測定することによって、さらに多くの情報を得ることができる。

(3) バックグラウンドの測定はさらに検討を要する。バックグラウンドの処理によって結果が強く影響されるエネルギー領域ではフォアグラウンドを増す方法を含めて、実験上の工夫検討をする必要がある。

(4) 検出器に液体シンチレータおよびボロン入りカウンタを用いて測定を行なう必要がある。

(5) 鉄の JAERI-FAST 定数の減速断面積を改訂するか、28.5 keV の大共鳴付近の組構造を改善することが望ましいと考えられる。

(6) ^{232}Th の JAERI-M 4927 定数は一応妥当と考えられる。

(7) 解析コードについては、繰り返し計算の集束性を含めて、この種の実験への適用性を調べることが望ましい。

(8) 実験孔の影響についての検討を行なう必要がある。

(9) 飛行時間とエネルギーの対応について検討をする。

(10) 実験値と計算値の規格化（比較の仕方）の検討が不十分である。

(11) 実験室からの散乱の影響の確認、中性子飛行路の構造の検討などが望まれる。

謝 辞

この研究は京都大学原子炉実験所の共同利用（共同研究）に採択され昭和 43 年度後期から継続しているもので柴田俊一教授の理解と援助に対して、電子線型加速器室の藤田薰顕講師の協力に対して感謝の意を表したい。昭和 46 年度には文部省科学研究費の補助を受けた。

また解析および組定数の作成については日本原子力研究所核設計研究室桂木学氏の理解と援助を受け、石黒幸

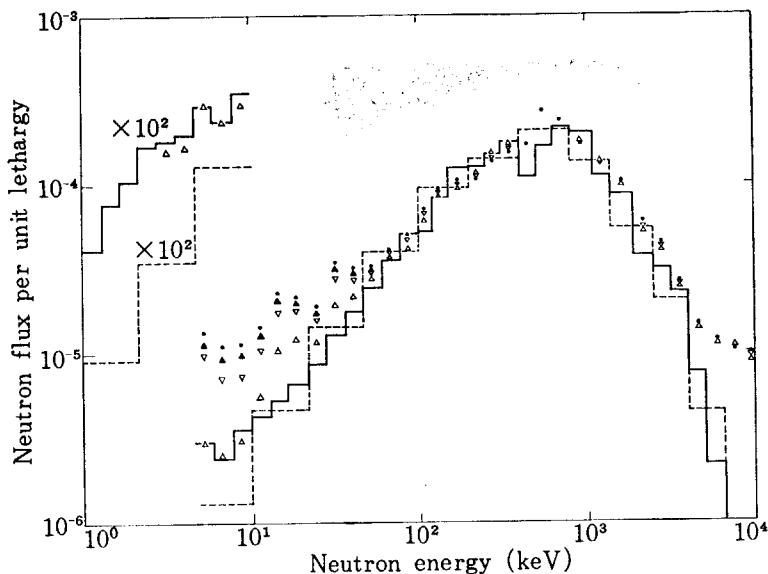


Fig. 9 Lethargy spectrum of neutrons in the thorium assembly emerging from the reentrant hole;

— : DTF-IV (S 16), JAERI-FAST (P 1)
--- : DTF-IV (S 16), ABBN (P 1)

The circular and triangular marks are the measured spectra bunched in 70 groups.

- : scatterer method
- ▲ : scatterer method after deduction of constant background
- △ : tunnel method, after deduction of constant background
- ▽ : subtracted 1/2 of the background by tunnel method

雄、東稔達三、高野秀機、中川正幸氏の協力を得た。さらに DTF-IV による計算については平岡徹氏の援助協力を受けた。ここに記して深い感謝を捧げたい。

京都大学大学院に在学中、実験あるいは計算に協力された関本博、西尾正英、千々和洋、大沢孝明の諸君、実験の初期に参加された小林啓祐助教授に感謝の意を表したい。

References

- 1) KATSURAGI S., TONE T. and HASEGAWA A.: "JAERI Fast Reactor Group Constants System" Part I, JAERI 1195 (1970)
- 2) NAKAGAWA M., NISHIHARA Hiroshi and MIKI K.: Group Constants for ^{232}Th with 70 and 25 Group Structures, JAERI-M 4927 (1972)
- 3) BONDARENKO, I. I. (ed.): Group Constants for Nuclear Reactor Calculations, Consultant Bureau (1964)
- 4) LATHROP K. D.: DTF-IV, a FORTRAN-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering, LA-3373 (1965)
- 5) ENGLE W. W. Jr.: A User's Manual for ANISN, a One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering, K-1693, Union Carbide Corp. (1967)
- 6) YIFTAH S., OKRENT D. and MOLDAUER P. A.: Fast Reactor Cross Sections, Pergamon Press (1960)
- 7) RSIC DATA LIBRARY COLLECTION, 99G: 99-Group Neutron Cross-Section Data Based on ENDF/B, DLC-2, ORNL-TM-3049 (1971)
- 8) KIMURA I., SEKIMOTO H., NISHIHARA Hiroshi, KOBAYASHI K., HAYASHI S., KOBAYASHI K., HAYASHI M., YAMAMOTO S. and SHIBATA T.: Ann. Repts. of Res. Reactor Inst. Kyoto Univ., 3, 58 (1970)
- 9) KIMURA I., HAYASHI S., KOBAYASHI K., YAMAMOTO S. and NISHIHARA Hiroshi: ibid., 4, 99 (1971)
- 10) NISHIHARA Hiroshi, NISHIO M., KIMURA I., KOBAYASHI K., HAYASHI S. and YAMAMOTO S.: ibid., 5, 71 (1972)
- 11) NEIL J. M., HUFFMAN D., PRESKITT C. A. and YOUNG J. C.: Calibration and Use of a 5-in-Diam. Lithium Glass Detector, GA-9048 (1968)
- 12) KIMURA I.: High Speed Time Analyzer with Wire Memory, KURRI-TR-108 (1972)
- 13) CERBONE R. J. and LATHROP K. D.: Sn Calculation of Highly Forward Peaked Neutron Angular Fluxes Using Asymmetrical Quadrature Sets, Nucl. Sci. Eng., 35, 139 (1969)
- 14) CERBONE R. J.: Angular Neutron and Gamma-Ray Spectrum Measurements in a Bulk Iron Assembly, GA-9149 (1969)
- 15) KIMURA I., HAYASHI S., KOBAYASHI K., YAMAMOTO S. and SHIBATA T.: Measurements of Angular Distribution and Energy Spectra of Photo-Neutrons from Lead Targets Bombardeed by High Energy Electrons, Ann. Repts. of Res. Reactor Inst. Kyoto Univ., 3, 75 (1970)
- 16) MALAVIA B. K., KAUSHAL N. N., BECKER M., BURNS E. T., GINSBERG A. and GAERTTNER E. R.: Experimental and Analytical Studies of Fast Neutron Transport in Iron, Nucl. Sci. Eng., 47 329 (1972)
- 17) LISKIEN H. and PAULSEN A.: Compilation of Cross Sections for Some Neutron Induced Threshold Reactions, EUR-119e (1963)

2.2 鉄の弾性散乱除去断面積について

山 室 信 弘[†]

ほとんど同一の物質から作られている系に対する弾性散乱除去断面積は、従来無限希釈系の断面積に弾性散乱に対する自己遮蔽因子を乗じて求められてきた。しかし強い共鳴散乱を含んでいる組では、組の境界における中性子束は、その組の平均中性子束といちじるしく異なるので、弾性散乱除去断面積に対する自己遮蔽因子が用意されねばならない。ここでは鉄の 4.65 keV から 800 keV までの領域での除去断面積に対する自己遮蔽因子が計算された。その結果現在 JAERI-FAST セットに与えられている弾性散乱自己遮蔽因子の値と、最高で因子約 10 の違いが見出された。

Elastic Scattering Removal Cross Section of Iron

Nobuhiro YAMAMURO[†]

In order to obtain the group elastic removal cross section in a undiluted material, hitherto, the self-shielding factor for the elastic scattering cross section was used. However, for the group in which there is a strong resonance scattering, the self-shielding factor for the elastic removal cross section should be prepared because the weighting flux of group boundary is quite different from the average flux in that group. In this article the self-shielding factor for the elastic removal cross section of iron in the range of 4.65 keV to 800 keV have been calculated. We found the discrepancy up to a factor about 10 between the elastic removal cross sections of present calculation and values resulting from the JAERI-FAST set.

1. 緒 論

鉄および鉛体系に対する高速中性子パルス実験のデータ解析をおこなった際、一点炉拡散近似による比較的簡単な計算法で減衰曲線を求めてみると、高速中性子が体系中を移動している入射直後の時間を除けば、実験値との一致はかなり良いことがわかったが、鉛に比べると鉄では減速がかなり進んだ時間で再び両者の不一致が生じることが認められた。鉛の高速および中速中性子に対する断面積は平たんであり、したがってこれから作られた組定数の値も、YOM や ABBN の間での差違は小さいが、鉄の場合には 5 keV から数 MeV にわたって強い共鳴散乱があり、この散乱の扱い方などにもとづいて組定数セット間の違いも大きく、値の信頼性も低いと考えられる。そこで ABBN および JAERI-FAST の比較を出発点として鉄の組定数の値の検討を進めた。以下に今までに得られている結果をまとめる。

2. ABBN と JAERI-FAST セットの比較

鉄体系中の中性子減衰曲線が、実験と計算との間で差を生じるのは、高速中性子の入射後、体系内中性子束の空間分布がほぼ落着いた状態で減速がすすみ、平均エネルギーが約 100 keV 位になった時点と予想される。このエネルギー領域は弾性散乱のみが減速にきくので弾性散乱除去断面積の値の検討が必要になる。

ABBN セットとの比較をするため JAERI-FAST セットも 25 組構造のものをとると、その第 10 組 (21.5 keV-46.5 keV) 中には共鳴エネルギー 28 keV の最も強い共鳴散乱が含まれる。両セットの無限希釈系に対する除去断面積の値は TABLE 1 に示すようにこの組で最も大きな違いをもっている。

ABBN セットでは弾性散乱除去断面積を (1) 式のように、その組の（平均）弾性散乱断面積の値を用いて計算している。

[†] 東工大, Tokyo Institute of Technology

TABLE 1 Group constants of 10-th group in 25 group structure.

	ABBN	JAERI-FAST
σ_e	14.5 b	13.0676 b
σ_r	0.657 b	0.0681 b
$f_e(\sigma_0=0)$	0.09	0.2145

$$\sigma_r = \frac{\xi \cdot \sigma_e b}{\Delta u} \quad (1)$$

ここで

$$b = \frac{\phi(u_2)}{\langle \phi(u) \rangle}$$

係数 b はその組の最低エネルギー（最大リサジー u_2 に相当）の点の中性子束と、組の平均中性子束との比であるが普通 $b=1$ として計算されている。これに対し JAERI-FAST ではこの報告で後に用いる式

$$\sigma_r = \frac{\int_{u_2 - \Delta u}^{u_2} du K(u, u_2) \sigma_e(u) \phi(u)}{\int_{u_1}^{u_2} du \phi(u)} \quad (2)$$

と同等のものが用いられていると考えられるが、そのような式で計算すると、 u_2 付近の $\sigma_e(u)$ の値がとり入れられる結果、第 10 組においては ABBN に対し約 1/10 の値がえられる。

ところでわれわれの実験のように、鉄のみの体系に対するデータ解析には、バックグラウンド断面積が 0 に対応する除去断面積の値

$$\sigma_r(\sigma_0=0) = \sigma_r(\infty) \cdot f_e(\sigma_0=0) \quad (3)$$

が用いられねばならない。この弾性散乱に対する自己遮蔽因子 f_e を乗じた結果でも ABBN と JAERI-FAST の間には大きく違いがあることは TABLE 1 から明らかである。JAERI-FAST の場合 $\sigma_r(0)$ の値は非常に小さくなり、この値を用いて計算した中性子スペクトルは、第 10 組から第 11 組への減速が少ないため、それ以下の組の中性子が非常に減少する。これは RPI¹⁾ および京大炉²⁾ における鉄体系中の定常スペクトルの実験結果とも矛盾するので、現在の組定数の値は正しいものと考えられない。

3. 弹性散乱除去断面積の計算

前節に述べたように、JAERI-FAST セットでは、無限希釈系に対する除去断面積に関しては合理的な値を与えていているのにかかわらず、 $\sigma_0=\infty$ の系では弾性散乱に対する自己遮蔽因子 $f_e(\sigma_0)$ を乗じることによって除去断面積を求めていることに問題があると考えられ、これが鉄のみの系 ($\sigma_0=0$) で最も大きい誤差を産むものと判断される。このような系の弾性散乱による減速領域では、単位リサジー当たりの衝突密度は定数になるという仮定は

かなり正しいので、系内の中性子束を $\phi(u) \propto 1/\Sigma_i(u)$ で表わすことができる。したがって適当な断面積のテーブルがあれば組定数の計算は容易である。

はじめ鉄の 28 keV 共鳴に関しては、共鳴パラメータ表示による計算も試みたが、できるだけ広いエネルギー領域で検討するため、KFK-750 から 4 keV より 800 keV にわたって全断面積および弾性散乱断面積を読みとり、これを直線内挿で途中の値を定め、また中性子スペクトルについては無限希釈系で定数、鉄中で $1/\Sigma_i(u)$ とし、25 組構造の 6 組から 12 組にわたって上記二つの系内での実効的な全断面積、弾性散乱断面積および弾性散乱除去断面積を、計算機を用いて数値積分によって求めた。全断面積および弾性散乱断面積は ABBN と同じ方法により、除去断面積については前出の(2)式によっている。この際等方散乱を仮定しており、またドプラーブロードニングは無視している。

無限希釈系に対する散乱断面積および除去断面積の値および鉄の系に対しては自己遮蔽因子の形で表わしたそれぞれの断面積の数値を TABLE 2 および 3 に示す（計算コードに多少の修正を加えたので予稿の値と若干異なる）。これを見ると、非弾性散乱の影響が残り、かつ非等方散乱の多く含まれる第 6 組を除けば、 σ_e , σ_r および $f_e(0)$ の値は JAERI-FAST の値と非常によく一致している。しかしながら JAERI-FAST には与えられていない除去断面積のための遮蔽因子の値 $f_r(0)$ はそれぞれの組の $f_e(0)$ の値とは異なり、特に問題の第 10 組では約 10 倍の値を示している。したがって鉄中における第 10 組の弾性散乱除去断面積の値は、JAERI-FAST の与え

TABLE 2 Elastic scattering group cross section and elastic removal group cross section.

組数	σ_e		σ_r	
	JAERI-FAST	present	JAERI-FAST	present
6	3.1373	3.0463	0.2094	0.2342
7	2.9835	3.0037	0.1854	0.1980
8	3.6947	3.7448	0.1995	0.2042
9	5.2446	5.2628	0.1961	0.1929
10	13.0676	13.174	0.0681	0.0645
11	3.9884	3.9559	0.3138	0.3208
12	13.0692	13.108	0.2370	0.2330

TABLE 3 Self-shielding factor.

組数	$f_e(\sigma_0=0)$		$f_r(\sigma_0=0)$
	JAERI-FAST	present	present
6	0.9486	0.8358	0.5509
7	0.8295	0.8300	0.6381
8	0.6135	0.6330	0.5867
9	0.6625	0.6908	0.8627
10	0.2145	0.2106	1.9359
11	0.8394	0.8401	0.4754
12	0.8007	0.8020	2.0638

るもの約10倍になるはずであり、これによって定常スペクトルの解析の際にみられた問題点はかなり解決されるものと予想される。参考のために中性子束の形を $1/\Sigma(u)$ と仮定した際の f_e および f_r の σ_0 に対する

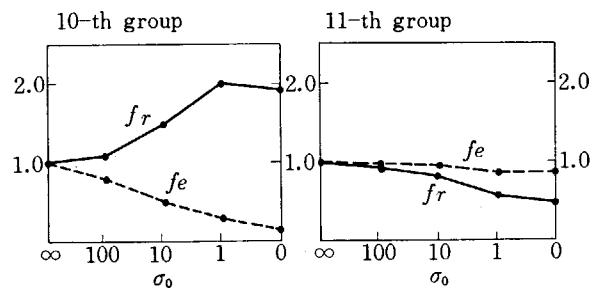


Fig. 1 σ_0 dependence of self-shielding factors for elastic scattering cross section and elastic removal cross section.

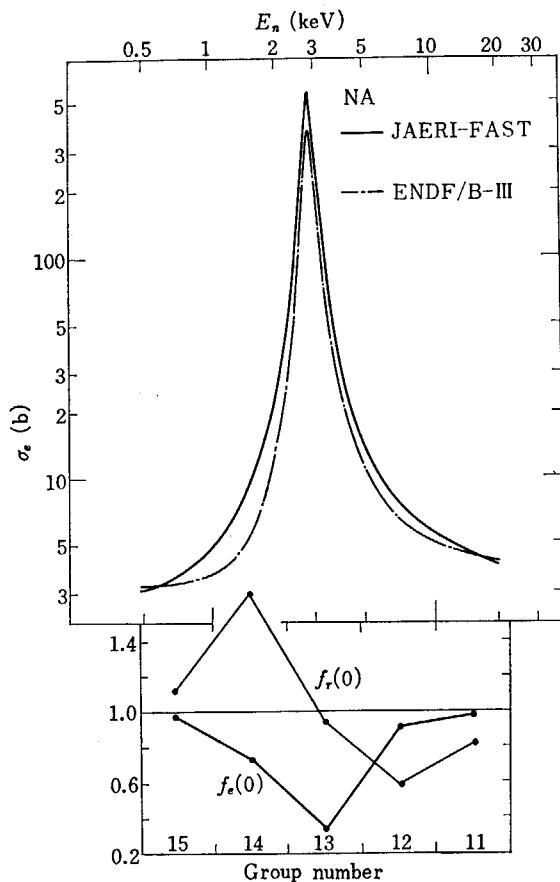


Fig. 2 Elastic scattering cross section and self-shielding factor at the 2.85 keV resonance in Na.

変化のありさまを Fig. 1 に示しておく。

f_r は上述のように σ_0 が小さい時しばしば 1 をこえる値をもつ。これはその組内に強い共鳴散乱がある場合、中性子束は大きく減少して(2)式の分母 $\phi(u)$ が小さい値をもつ。これに比して分子の変化が小さいのでこのようなことが起るのである。除去断面積に対しては遮蔽因子という用語は適当でないようと思われる。

同様のことは他の核種にあてはまる事なので Na の 2.85 keV 共鳴についても計算をおこないその結果を Fig. 2 に示す。図の下方の補正因子は JAERI-FAST の source data を用いて計算した場合の数値を各組の中心に画いて直線でつなねたもので、共鳴散乱を通過する際の変化の様子を示そうとしたものである。ENDF/B-III による補正因子はまだ求めていないが、散乱断面積の絶対値が JAERI-FAST とかなり異なることだけを指摘しておきたい。

4. 結 論

新しく計算された弾性除去断面積を用いて鉄体系パルス実験の減衰曲線を求めてみたところ、その改良は顕著には現われなかった。これは体系の大きさが 50 cm 立方と小さく、中性子の体系からのものが大きいために、減速の割合の変化がスペクトルの変化としてわずかにしか現われなかつたためと考えられる。しかしながらこれをもし大きな鉄体系中の定常スペクトルあるいは減衰曲線の計算に用いてみると、実験結果との一致はかなり改良されるものと期待される。

JAERI-FAST セットにおいても U, Pu 等について一部 f_r が与えられており、Al についての報告³⁾もあるので、以上の計算は新しい着想のものとは言いがたいが、今後どの核種に対しても弾性散乱除去断面積の正しい値が定数セットとして与えられねばならないことを明らかにした。

References

- 1) MALAVIYA B. K. et al.: Nucl. Sci. Eng., 47, 329 (1972)
- 2) 西原宏, 他: 本研究会講演“トリウム系の実験解析”
- 3) VAN DAM H.: Nucleonik, 11, 298 (1968)

2.3 高速炉における中性子スペクトル実験の重要性について(Th系の実験解析・コメント2)

飯 島 勉[†]・白 方 敬 章[†]・向 山 武 彦[†]

高速炉系における中性子スペクトルの計算精度と、その原子炉特性への影響について述べられている。中性子スペクトルの精度を決めるのは主として減速断面積であり、それに関しては非弾性減速断面積の値と実効減速断面積(炉定数)の導出方法に問題があることが明らかになった。また、このスペクトルの精度は臨界性その他の炉の特性に大きな影響をおよぼすので、これを改善するためには高速炉系での中性子スペクトルの信頼できる微分測定がどうしても必要である。

A Role of Spectrum Measurement in Fast Assembly

Tsutomu IIJIMA[†], Keisho SHIRAKATA[†] and Takehiko MUKAIYAMA[†]

The accuracy of spectrum calculation of a fast reactor system was examined and it is revealed that the main source of the errors is the slowing-down cross-section. In the region above 10 keV the inelastic slowing-down matrix associated with U-238 is the most decisive for the accuracy whilst below 10 keV the most sensitive to it is the method of derivation of the group constant. The accuracy of the calculated spectrum strongly affects the prediction of the reactor properties. Therefore, it is essential to evaluate and improve the slowing-down cross sections from spectrum measurements.

1. 緒 論

炉定数の評価は最終的には積分実験によって行なわれる。ここで言う積分実験とは臨界集合体や Bulk な体系による実験を指し、これには中性子スペクトルの微分測定も含まれる。積分実験における中性子スペクトル関係の実験の現状は 2, 3 の例外を除いては、測定技術が完全には確立されていないこと、精度が不十分であり systematic error が予測不可能であること等により、実験値を真の値としてスペクトルを決める断面積や計算法の評価を行なうところまでは仲々いっていないのが実情である。逆に計算値のスペクトルとよく合うからこの測定は正しいという結論を出したり、計算値と実験値を単に比較する段階にとどまる場合が多かった。すなわち、実験者がスペクトル測定法の開発にだけ興味を持っている場合が多い。

このような状態の下で炉定数、計算法の評価は主として積分量(臨界性、反応率、反応度係数等)を用いて行

なわれているのが普通である。これら積分量は核分裂断面積や吸収断面積あるいは中性子の拡散に関する量である場合が多い。

一般に、これら積分量による評価の対象となっている断面積とスペクトルを決定する断面積とは独立な場合が多い。スペクトルについての情報が無い状態においては無意識的に計算値のスペクトルを正しいとして積分量の主たる断面積にしわ寄せして評価を下す場合が多い。スペクトルの変化がこれらの積分量に大きな影響を与えない場合にはこれでも良いが積分量によっては評価の対象としている断面積以上に大きな変化をスペクトルから受ける。たとえば中性子の漏洩とそれに伴う臨界性、反応率比等がそれである。したがってこれらに先立ってスペクトルを決定する断面積や核分裂スペクトル、スペクトル計算法等を評価することが必要でありそのためにはスペクトル実験値がどうしても必要である。この目的のために、要求されるスペクトル測定精度、エネルギー範囲等について評価者の方から定量的な要求が出されるべきであり、また実験者もそれを目標に目的意識をもってスペクトル測定法の開発に取組むべきである。

以下の各節では以上述べてきた各点について具体的な

[†]原研, Japan Atomic Energy Research Institute

例を示して説明する。

2. 中性子スペクトルの計算精度とその臨界性その他への影響

2.1 スペクトルの計算精度

高速炉系において中性子スペクトルを決定する要因は(1)核分裂で発生した中性子のスペクトル(核分裂スペクトル), (2)減速断面積(弹性, 非弹性), および(3)吸収, 漏洩, 減速等による全除去断面積の3つである。

(1)の核分裂スペクトルはMeV領域では問題になるが高速炉スペクトルの主要部分である1MeV以下の形にはあまり影響をおよぼさない。(3)の全除去断面積の精度もスペクトルの主要部分に関するかぎりそれほど悪くはない。現在のData/Methodでスペクトルの計算精度に一番きくのは減速断面積の精度であり, これは中, 高エネルギー領域では非弾性減速断面積とくに高速炉の組成中に多く含まれているU-238のそれであり, 低エネルギー領域では実効減速断面積(炉定数)の導出方法に問題がある。これらに関して天然ウランブランケット中の平衡スペクトルを例にとって説明する。

Fig. 1は天然ウランブランケットの平衡スペクトル(fundamental mode spectrum)の計算値(JAERI-Fast¹⁾,

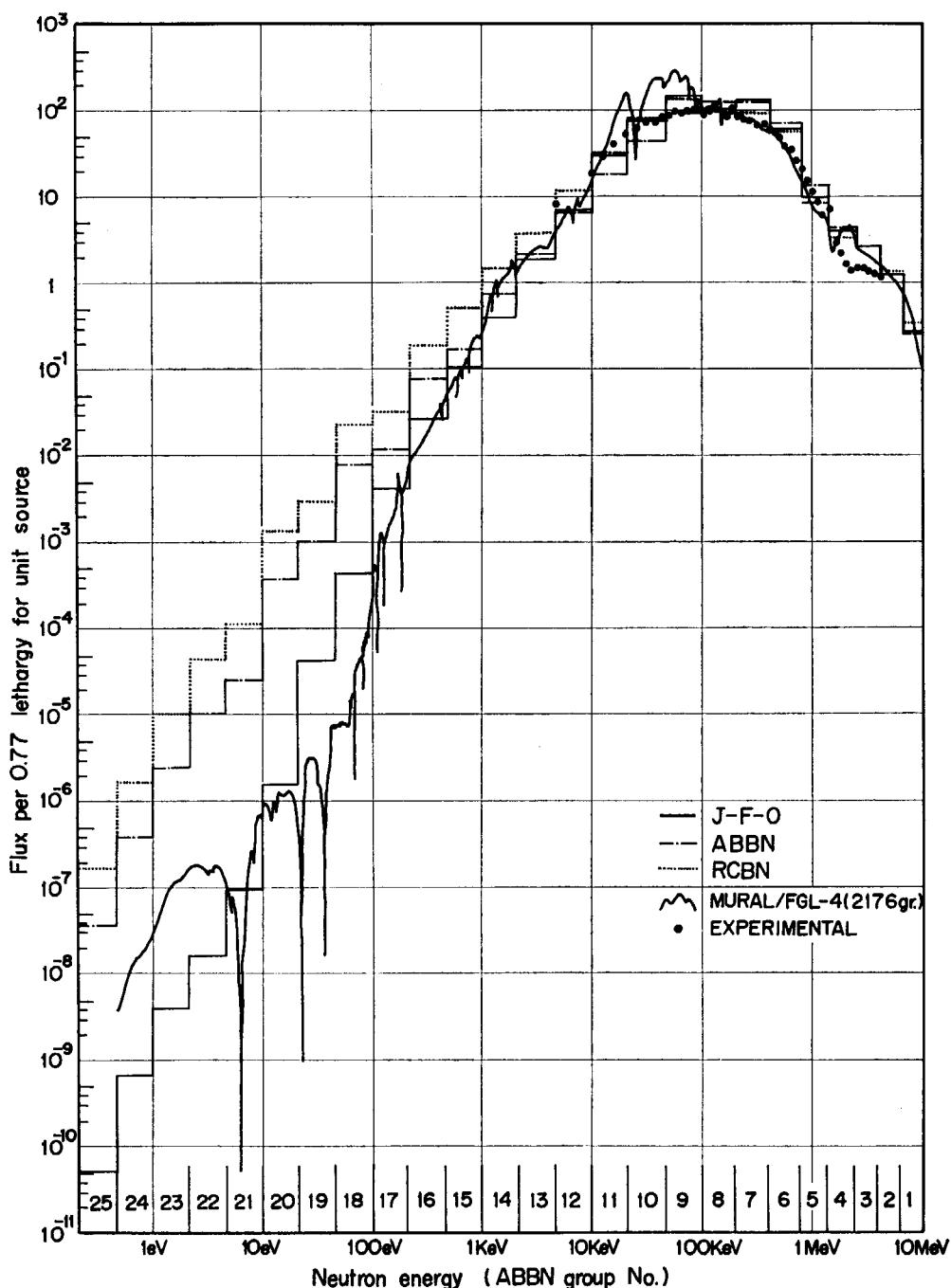


Fig. 1 Natural uranium blanket fundamental mode spectrum.

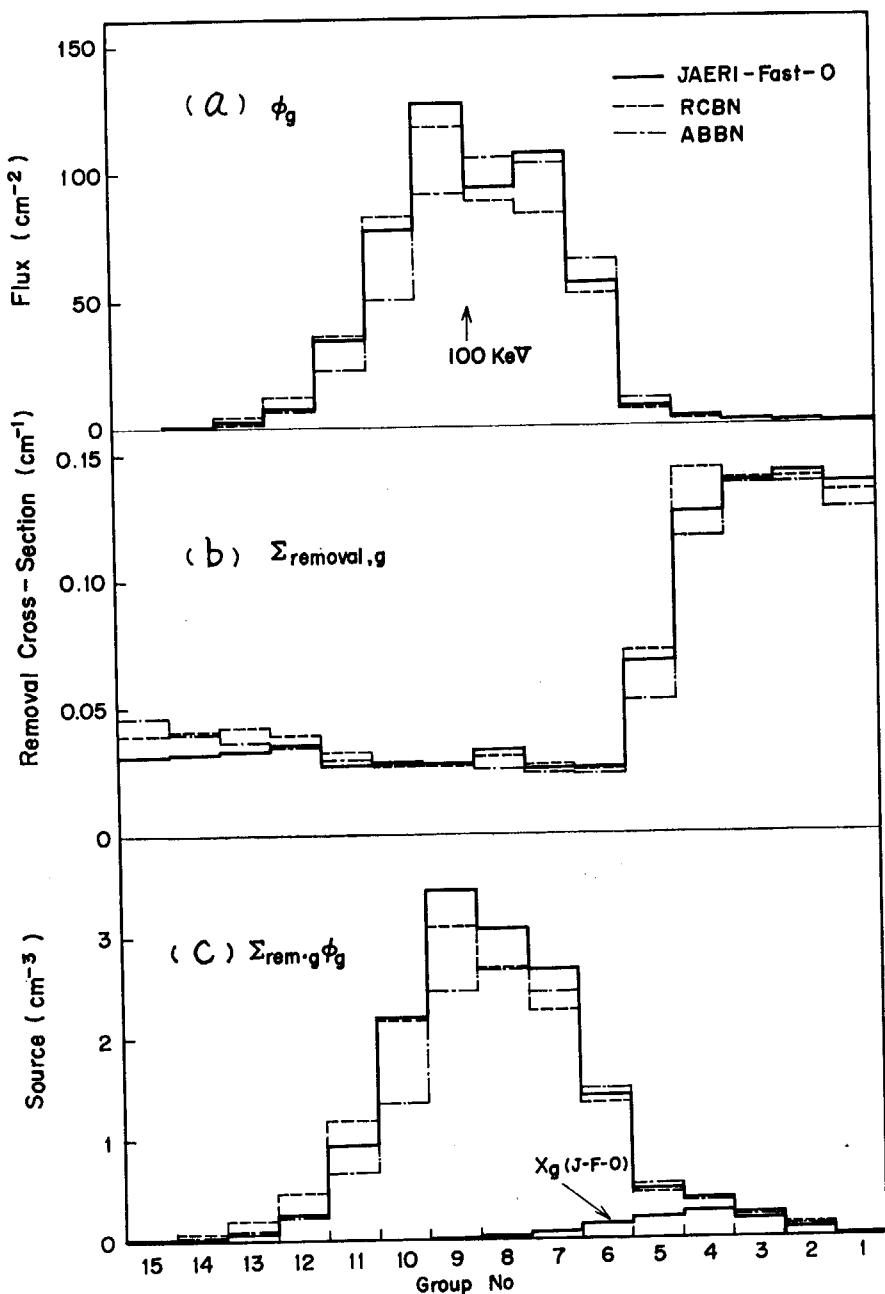


Fig. 2 Fundamental mode spectrum, removal cross section and source of natural uranium blanket.

RCBN^{2)*}, ABBN³⁾ 各 25 群セットおよび U.K. の FGL-4 セット⁴⁾ (2176群)) および FCA で行なった He-3 比例計数管スペクトロメータによる実験結果である。この図から 10 keV-100 keV で実験値 - 計算値間に、1 keV 以下で計算値間に大きな差があるのが分る。とくに 1 eV-100 eV では 3 衍もの違いがある。Fig. 2, 3 および 4 はこれらの差異の原因を説明するためにかけたものである。いずれも天然ウランブランケット体系の巨視断面積の形で書いてある。Fig. 2 の (a) はスペクトルを linear scale で書いたものである。FGL-4/MURAL の超微細群計算と実験値を併記していないので分りにくいが 20 keV~400 keV 付近、群数でいえば第 7~10 群あ

たりが大きく違っている。同図 (b) は全除去断面積であるが断面積セット間の違いはあまりなくスペクトルの違いの主要な原因とは考えられない。同図 (c) は除去反応率でこれは定常状態においては source 分布に等しい。source は核分裂 source χ と上方の群から落ちてくる減速散乱 source に分けられる。6 群より下では χ の持ち分はほとんどなく大部分が減速散乱 source である。その値はセット間でかなり違っており、とくに 7~11 群では大きく違っていてこれがスペクトルの差となって現われることが分る。

さて減速散乱 source の差がスペクトルの差になっていることが明らかになったが、この減速散乱 source の差は減速散乱マトリックスの違いから来ている。Fig. 3 にこのマトリックスの一部を示す。同図からこれらマト

* RCBN セットは ENDF/B-I から作成された ABBN ファイルの群定数セットである。

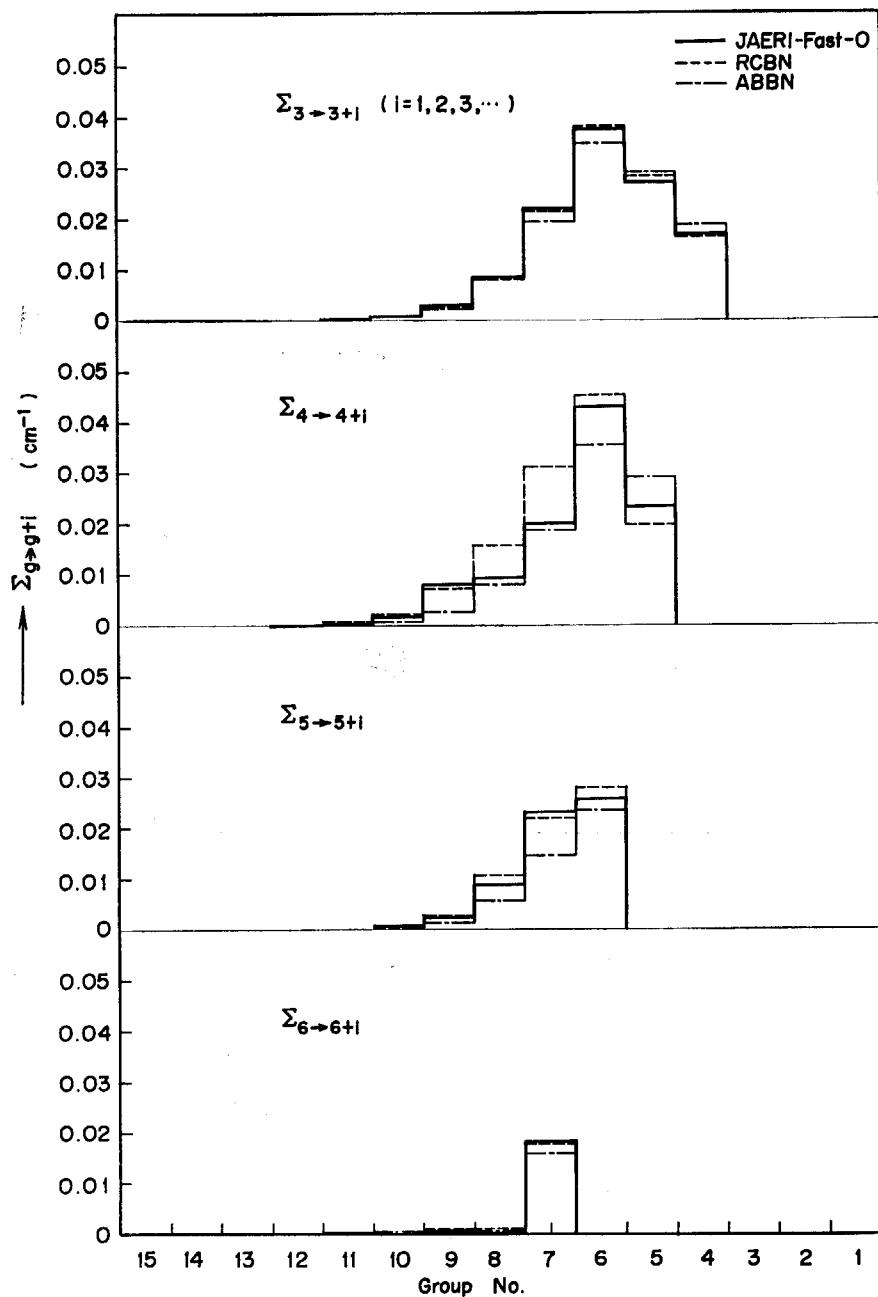


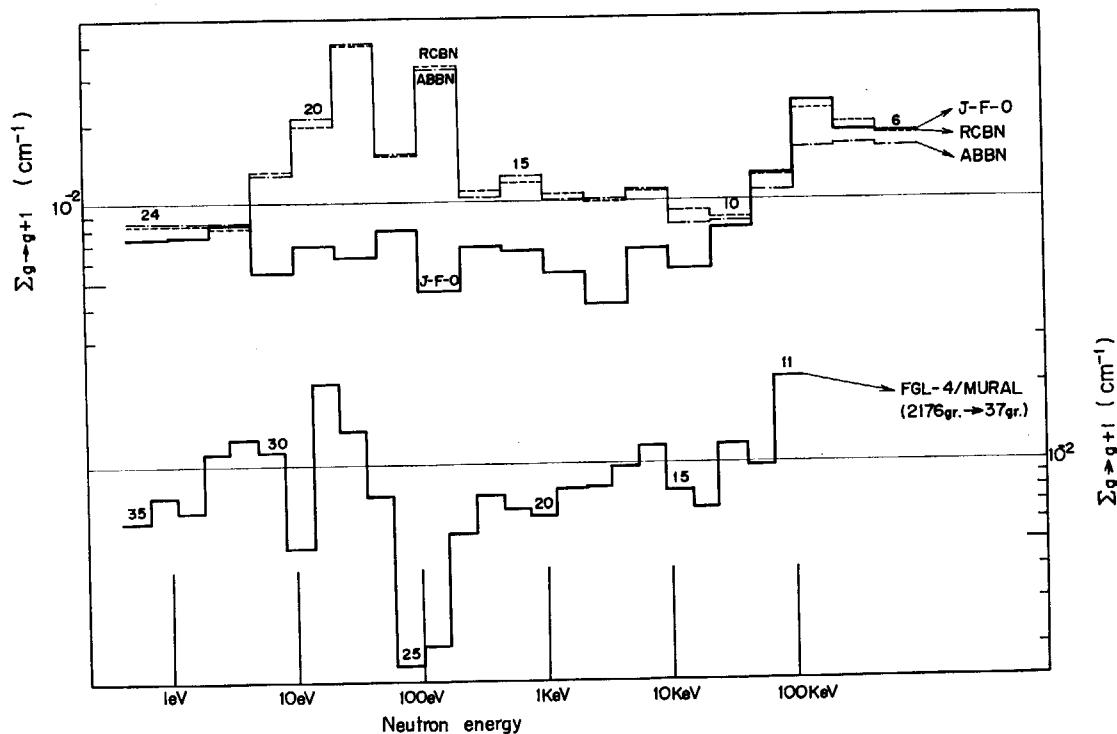
Fig. 3 Slowing down matrix of uranium blanket.

リックスの成分の精度に問題があることが分る。これらマトリックス成分は大部分 U-238 の非弾性散乱によるものなので、数 10 keV～数 100 keV の高速炉での主要なスペクトルの精度に対しては U-238 の非弾性減速マトリックスの精度に一番問題があることが結論される。

次に keV 領域以下におけるスペクトル計算値間の大きな差異について検討してみる。Fig. 4 は減速断面積 $\Sigma_{g \rightarrow g+1}$ を示したものである。これによると ABBN と RCBN セット間にはほとんど差がない。これは source 核データの違いは両者でこのくらいしかないということを示している。しかしこの両者と JAERI-FAST, FGL-4 とは大きな違いがある。ABBN, RCBN は JAERI-FAST より $\Sigma_{g \rightarrow g+1}$ が大きいためスペクトルが高めに出る。ABBN, RCBN とも $1/E$ スペクトルを重みとして

減速断面積を出しているため大きめに出るのである。JAERI-FAST は吸収による減衰を補正している等の改良のため信頼性はより高いと考えられる。FGL-4/MURAL の $\Sigma_{g \rightarrow g+1}$ は 2176 群計算による超微細スペクトルを重み関数として 37 群に縮約したものであり減速の取扱いとしては一応 exact と考えられる。JAERI-FAST と FGL-4/MURAL の $\Sigma_{g \rightarrow g+1}$ の形は必ずしも一致してはいない。いずれにしても低エネルギー側のスペクトルの差は減速断面積に原因があり、しかもその導出方法（とくに重み関数）に大部分の責任がある。

以上述べて来たことから分るようにスペクトルを決定するこれら炉定数（主として減速断面積（マトリックス））を評価するためには精度の良いスペクトル測定が必要である。

Fig. 4 Slowing down cross section $\Sigma_{g \rightarrow g+1}$ of natural uranium blanket.

2.2 中性子スペクトルの計算精度の影響

中性子スペクトルの誤差は中性子の漏洩や U-238 の核分裂等の反応率の変化を通して臨界性、増殖比、反応度諸係数その他の炉特性の estimation に変化を生ずる。例として TABLE 1 に FCA V-2 集合体 (JOYO 物理的モックアップ炉心) の炉心中心における一群実効巨視断面積 \bar{D} (拡散係数), Σ_a , $\nu\Sigma_f$ に対するスペクトルの影響を示す。JAERI-FAST と ABBN による 25 群断面積およびスペクトルで平均した結果を示してあるが、とくに中性子漏洩へのスペクトルの影響には注意を要する。

TABLE 1 Spectrum dependence of the effective (one-group) macroscopic cross sections in FCA assembly V-2 core (physics mock-up for JOYO).

1. \bar{D} :	cross-section	JAERI-Fast	ABBN
spectrum			
JAERI-Fast	1.564	1.575	
ABBN	1.600	1.609	
2. Σ_a :	cross-section	JAERI-Fast	ABBN
spectrum			
JAERI-Fast	0.007264	0.007721	
ABBN	0.006947	0.007360	
3. $\nu\Sigma_f$:	cross-section	JAERI-Fast	ABBN
spectrum			
JAERI-Fast	0.01285	0.01376	
ABBN	0.01262	0.01342	

る。漏洩は拡散係数 \bar{D} に比例するが、この \bar{D} は 25 群断面積として JAERI-FAST と ABBN のどちらをつかうかよりもどちらのスペクトルで平均するかによって決ることが同表より分る。中性子漏洩がスペクトルによって大きく変るのは D のエネルギー依存性がかなり大きいことに依る。前方散乱の増加により 100 keV-1 MeV の間で D は約 3 倍に増加する。 Σ_a , $\nu\Sigma_f$ についてもスペクトル依存性はかなり大きい。したがってこれらのことから分るよう、スペクトルについての情報なしには反応率等の積分量の実験値から断面積についての正しい評価を下すことはできないのである。

2.3 核分裂スペクトル χ の臨界性その他への影響

核分裂スペクトルの形は体系の中性子スペクトルの高エネルギー部分の形に直接影響を与え、その結果これは主として U-238 の核分裂の変化を通して臨界性、ブランケット中の出力分布、 β_{eff} 等に大きな影響を与える。また、中性子漏洩を通しての臨界性への影響も無視できない。TABLE 2 に JAERI-FAST, RCBN, ABBN セットでそれぞれ標準に用いている核分裂スペクトルを示す。形をマックスウェル分布としたときの実効的な核温度を TABLE 3 に示す。注目すべきは U-235 と Pu-239 の核温度の違いが断面積セットでかなり異なることである。核分裂スペクトルの形 χ だけを U-235 から Pu-235 のものに変えた場合の FCA V-2 集合体における核分裂比 $^{238}\sigma_t/^{235}\sigma_t$ および臨界量の変化を TABLE 4 に示す。最近 FCA で行なった $k_{\infty}=1$ 炉心 (FCA IV-1 シリーズ炉心⁴⁾ での実験結果では U-235 と Pu-239 の χ には実

TABLE 2 Standard fission spectra used in cross-section sets for fast reactor.

Isotope	Group No.	JAERI-Fast-set χ_g (*)	RCBN-set χ_g (**)	ABBN-set χ_g (***)
U-235	1	0.0161	0.0160	0.016
	2	0.0886	0.0818	0.088
	3	0.1837	0.1710	0.184
	4	0.2701	0.2629	0.270
	5	0.2024	0.2075	0.202
	6	0.1407	0.1506	0.141
	7	0.0610	0.0675	0.061
	8	0.0238	0.0269	0.024
	9	0.0093	0.0107	0.010
	10	0.0030	0.0035	0.003
	11	0.0013	0.0011	0.001
	12	0.	0.0004	0.
	13	↓	0.0001	↓
	14	↓	0.	↓
	25	0.	0.	0.
Pu-239	1	0.0206	0.025	0.018
	2	0.0931	0.102	0.095
	3	0.1806	0.187	0.188
	4	0.2630	0.261	0.269
	5	0.2010	0.194	0.198
	6	0.1431	0.136	0.137
	7	0.0631	0.059	0.059
	8	0.0248	0.023	0.023
	9	0.0084	0.009	0.009
	10	0.0018	0.003	0.003
	11	0.0005	0.001	0.001
	12	0.	0.	0.
	13	↓	↓	↓
	14	↓	↓	↓
	25	0.	0.	0.

*) source data: UKNDL (1968)

**) " : ENDF/B-I

***) $\nu=2.4$ (U-235), $\nu=2.8$ (Pu-239)

TABLE 3 Fission spectrum parameter (Maxwellian nuclear temperature, MeV).

nuclide \ cross-section set	J-F-0	RCBN	ABBN	FGL-4
U-235	1.332	1.273	1.329	1.300
Pu-239	1.355	1.410	1.368	1.390
$T(239)/T(235)$	1.017	1.108	1.029	1.069

TABLE 4 Fission ratio and critical mass changes resulting from the fission spectrum replacement ($\chi(U-235) \rightarrow \chi(Pu-239)$).

Cross-section set	$(^{238}\sigma_f/^{235}\sigma_f)$	Critical mass
J-F-0	+ 0.5(%)	-0.6(%)
RCBN	+10.4	-3.5
ABBN	+ 2.7	-1.2

験誤差の範囲内で差違は認められなかった ($T(Pu-239)/T(U-235)=1.00 \pm 0.02$)。これは少なくとも $^{238}\sigma_f/^{235}\sigma_f$ 核分裂比に関するかぎり U-235 と Pu-239 の χ は差を与えないということを示している。

3. む す び

以上述べてきた如く、高速炉系の中性子スペクトルの計算精度は主として減速断面積の精度で決まり、これは中、高エネルギー領域では U-238 の非弾性減速断面積、低エネルギー領域では炉定数の導出方法に問題があることが明らかになった。

中性子スペクトルの精度は中性子の漏洩や U-238 の核分裂を通して臨界性その他の炉特性の予測に大きな影響を与える。スペクトルの情報なしに積分量から断面積を評価すると大きな誤りをおかすことも示された。したがってスペクトルを決定する減速断面積やスペクトル計算法を評価することが必要であり、そのためにはスペクトルの実験値がどうしても必要である。

最後に信頼性のあるスペクトル実験値を得るためにも、もっとも難かしい測定上の systematic error を評価、改善することが必要であり、このためには異なる測定法により多くの測定を行ない総合的に検討、評価することが不可欠であることをつけ加えたい。

References

- 1) KATSURAGI S. et al.; JAERI 1195 および 1199 (1970)
- 2) NISHIMURA H.; Private communication
- 3) ABAGIAN L. P. et al.; KFK-tr-144 (1964)
- 4) 飯島、向山他; 原子力学会 47 年炉物理分科会 B-9, B-10

2.4 積分測定値による核断面積データの修正の現状

黒井英雄†

FCAにおいて実験解析に用いられている計算コードシステム DOYC に組み込まれている核断面積ライブラリー AGLI/0 の修正について議論される。AGLI ライブラリーは、いわゆる核データと群定数の中間的なライブラリーでスペクトル解析の入出として用いられている。AGLI ではほとんど核データと等価な 1950 群エネルギー群構造を用い更に共鳴領域はヒストグラム表示が用いられている。散乱の異方性および核分裂当り放出される中性子数は チェビシェフ展開によって与えられているが現在修正の対象とされている量はすべて一次元データである。

この修正に用いられる積分データは、分裂性および親物質については $U^{238}/U^{235} = 0 \sim 15$ $U^{238}/P^{238} = 0 \sim 25$ の間にほぼ同数の割合で分散させたものを用い、構造材等に関してはその材量に特長的な炉心におけるデータを用いている。

修正は 15 群構造を用いて行なわれる。したがってこの最少自乗法によって得られた情報を用いて 1950 群ライブラリーの修正に引きなおす作業は相当困難な問題となる。

次に、この問題を解決するために開発された修正システム ARCADIA について述べる。ARCADIA システムは FACOM-230/35、グラフィックディスプレイ、ライトペンを用いた AGLI-ライブラリーのオンライン修正システムであり、修正されたライブラリーは直ちに DOYC に組み込まれ積分データ解析が開始されるようになっている。

このシステムにより最少自乗法によって得られた群の情報によりできるだけ核データの原型を保たせながら修正を行うことができる。このために種々の内、外挿および函数近似が用いられるが、これらのオプションはディスプレー上に表示される修正値を観測しながら最も適当なものをライトペンにより選択できる。

更に本システムは積分データの値を良く再現できる核データの選択および修正にも利用することも可能であり、核データと積分データの相関の研究に有効な手段を与えている。

Adjustment of Cross Section Data by Using Integral Data

Hideo KUROI†

The LSQ method used for adjusting the cross section data library AGLI on which cross section data are given in the 1950 equi-lethargy group structure, is described. The integral data used for the present adjustment are about 60 of criticalities and reaction rate ratios measured in an appropriate series of critical experiments.

The graphic display and light-pen system ARCADIA which is a powerful tool to adjust the AGLI library utilizing information obtained by the LSQ method, is introduced. The adjusted results and practical experience obtained in the present adjustment are discussed.

1. まえがき

積分測定値による核断面積の修正の研究は約 3 年前よ

り始められ、現在までに修正操作の数学的基礎、物理的解釈¹⁾等の研究が行なわれた後 ABBN set²⁾ の修正が行なわれた³⁾。さらに積分量解析の精度向上の為の計算コードシステム DOYC⁴⁾の作成及び 1950 群核断面積ライブラリー AGLI/0⁵⁾の作成が行なわれ、本格的な修正作業が実施され AGLI/1 が完成し現在は AGLI/2 の作成が

† 原研, Japan Atomic Energy Research Institute

行なわれている。

2. 修正される核断面積ライブラリ AGLI/0

今回修正が行なわれた核断面積ライブラリは AGLI/0 である。AGLI-ライブラリは File A と File B に分かれており、File A には核分裂、吸収及び全断面積が等レサジ間隔の 1950 エネルギー群構造で与えられている。なおレサジ幅 0.0085 が核断面積のエネルギー依存性を表わす為には大きすぎるような重い核種の共鳴領域においてはヒストグラム表示が用いられている⁶⁾。

File B には非弾性散乱断面積及び核分裂当たり放出される中性子数 ν 及び散乱中性子の異方性 μ が与えられている。非弾性散乱は各レベルごとに File A と同様に 1950 群エネルギー構造で示されており、 μ , ν は入射中性子のレサジの函数としてチェビシェフ展開が行なわれ第 12 項までの係数がデータとして与えられている。

3. 修正に用いられた積分量

修正に用いられた積分量は $U-238/U-235=0 \sim 15$, $U-238/Pu-239=0 \sim 23$ の濃度範囲にある約 40 個の k_{eff} 及びこれらの炉心で測定された約 25 個の反応率比である。なお中心反応度値は未だ AGLI/0 においては系の臨界性の精度が悪く、その解析値に誤差を含む可能性がある為、AGLI/0 の修正には用いられていない。

これらの積分量の解析は AGLI/0 ライブラリを用い DOYC-システムにより行なわれている。

このようにして得られた積分量の実験値と解析値の差が最少自乗法による修正に用いられている。

4. 修 正 操 作

修正に必要な各種積分測定量の各断面積に対する感度解析は 25 群構造において通常の群定数の概念により行なわれているがこの場合用いた 25 群定数は AGLI/0 を作成した時に用いられた核データとほぼ同一のデータを用いて作成された。

求められた修正結果は AGLI/0 の修正に利用する為、できるだけ多くの群数において修正操作を行なうことが望ましい。したがって、現在のコードシステムで許し得る最大の群数である 15 群構造において行なわれている。

修正の行なわれた核種及び反応は U-235, U-238, Pu-239 吸収、核分裂及び非弾性散乱断面積、Pu-240 の吸

収、及び核分裂断面積、及び Fe, Na, O の吸収及び全断面積である。

なお同一核種、同一反応の核断面積のエネルギー間の相関が最小自乗法の過程で考慮されている。この相関は³⁾、核断面積を簡単な物理的モデルで表示した場合のエネルギー依存性から求められている。修正操作に相関を考慮する事は核物理的な常識を守りながら炉物理的な要求を満足させる為に重要な事である。

その一例を Fig. 1, Fig. 2 に示す。Fig. 1 は修正前後の $U-238$ の吸収断面積の比の相関を考慮した場合としない場合について示したものである。Fig. 2 は Fig. 1 と同様の量を $U-238$ の非弾性散乱について示したものである。

これらの図から、核断面積データを積分測定値により修正しなければならなくなつた理由および核断面積の物理的な成立ちを考慮した場合、相関を考慮する事の必要性が理解できる。なお相関の重要性は修正の群数が増加するほど重要になって来ることは明らかである。

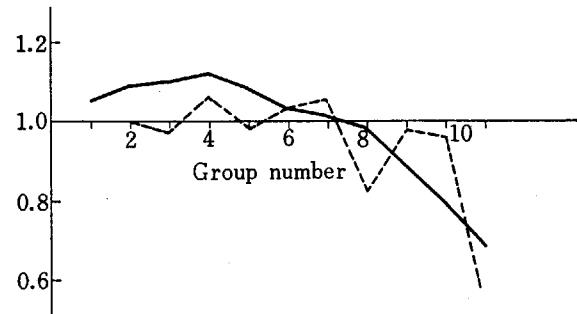


Fig. 1 Ratio of σ_c (adj)/ σ_c (unadj) of $U-238$ capture cross section in each region.

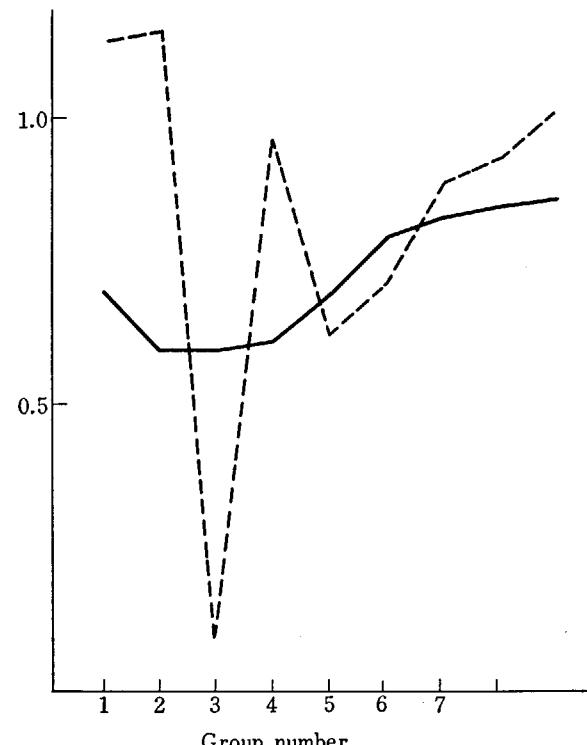


Fig. 2 Ratio of σ_{in} (adj)/ σ_{in} (unadj) of $U-238$ inelastic scattering cross section in each energy group.

5. 修正の効果

積分値により修正された断面積データと修正される前のデータの比較は種々の方法で行なわれるが、一番簡単で判り易い方法は、解析値と実験値の差を積分測定量の実験誤差で割った量の平均または自乗平均を比較することである。

AGLI/0 の作成に用いられた核データは UKNDL ENDF/B I, II がほとんどであり、また AGLI/0 は作成後直ちに最小自乗法による修正が予定されていた為、核データの選択、評価は行なわず、ただ処理の簡単なものを利用している。したがって AGLI/0 による解析結果は良くない。

TABLE 1 に修正前及び後のライブラリにより得られる解析値と実験値の差を実験誤差で割ったものの平均及び自乗平均が示されている。

なお前節において述べた核断面積の相関が上記修正の効果に与える影響が検討されたが、相関を取り入れた場合と無視した場合の差はほとんどない事が確かめられた。

TABLE 1 Root mean square and mean values of the discrepancy between measured and calculated integral data.

	Critically F9/F5 F8/F5 or F9 C8/F5			
AGLI/0	Mean	3.12	1.5	0.2
	Root mean square	3.9	1.6	2.8
AGLI/1	Mean	0.014	0.13	0.25
	Root mean square	1.14	0.6	2.3
				-0.97
				1.3

この事は、最小自乗法による解は唯一つ決定できる。この場合残差を最少にする条件で解が求められる。この残差を少し犠牲にすれば解は多く存在するはずである。したがって相関を取り入れることによって残差は1~2%変るが、核データの観点から見て、物理的に妥当な解を選択する方が良い事は当然である。

この点は筆者が常に主張している如く、核データの積分量による修正はその可否論に問題点があるのではなく、実際に修正を行なう過程がどのように処理されているかの具体論に立って、その効果を議論しなければならないという一つの例といえよう。

6. 核断面積ライブラリ AGLI の修正

前述の如く積分測定値による修正は 15 群によって行なわれている。したがって 15 群で得られた情報を 1950 群の AGLI ライブラリに利用する場合、実際問題として

明らかではない点が多い。この利用が妥当であるかどうかの検討を行なうためには、修正された 1950 群ライブラリと微分測定値の比較及び修正されたライブラリによる積分測定値解析等の手数を必要とする操作が非常に多くなる。これらの操作を自動的に行ない得るようにする為に On-line graphic display light-pen system ARCADIA⁷⁾ が開発された。

AGLI 核断面積ライブラリ作成、修正、及び解析システム DOYC のフローチャートを Fig. 3 に示す。

AGLI, File A 及び File B は通常の核データ ENDF/B, UKNDL 等から作成されると共に ARCADIA により積分測定値または適当な微分測定結果により修正され変更される。またこれらの修正を加えられた核断面積ライブラリは直ちに積分測定値解析コードに接続される。

現在の ARCADIA は FACOM-230/35, CRT, 及びハードコピーより構成されており Fig. 4 に CRT の写真及び CRT 面の内容のハードコピーが Fig. 5 に与えられている。CRT 面の上部には 1 つの job として修正される核種のコード名と反応の種類が示されている。1 つの job として 10 核種の修正を行ない得るが、この核種はあらかじめカードリードにより与えておく。

右辺上段に修正の内外挿の方法の指定が示されている。この内の 1 つがライトペンによって指定できる。

右辺下段には本システムに内蔵されている機能が示されており、ライトペンにより各機能が順次選択され実行されて行く。

この機能は内挿公式の指示、修正のエネルギー範囲の指示、修正の為の情報の入力方法、核断面積データのグ

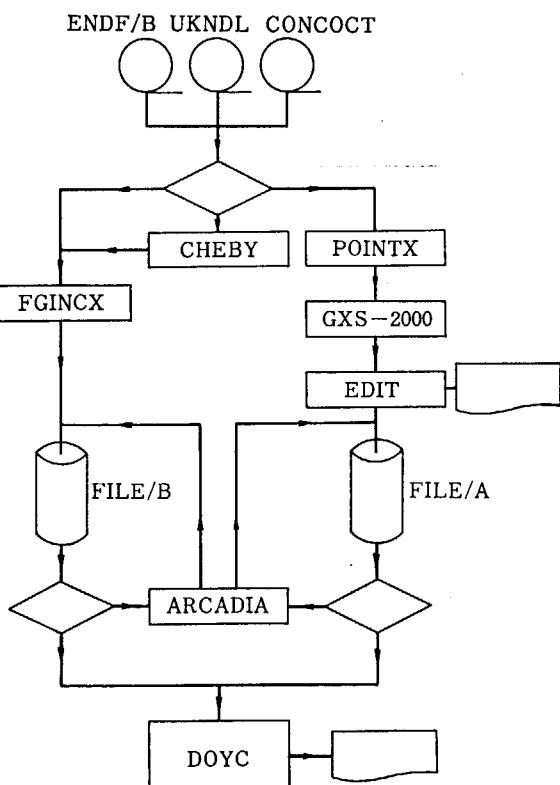


Fig. 3 Flow to compile AGLI.

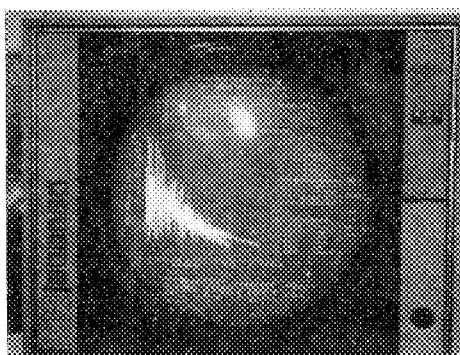


Fig. 4 CRT in ARCADIA

ラフ表示、修正及び修正解除、データの入替え、CRT面の内容のハードコピー及び修正値のディジタルプリント等である。

これらの機能の組合せにより、修正前後のデータが同一画面に示され、修正の進行状況を把握しながら修正の断続及びキャンセルが行なわれる。これらの操作は一応対話モードで行なわれ次に要求される操作がウィンカー

によって示される。

積分測定結果による修正の情報は群構造において、修正前後の断面積の比として与えられている。この情報を用いた修正は Fig. 5 における 6' の内挿によって以下の方法で実施される。

すなわち修正後の 1950 群の第 k 群の断面積 $\hat{\sigma}_k$ は修正前の断面積 σ_k に 2 次函数 $a\hat{u}_k^2 + b\hat{u}_k + c$ を乗じて求められる。

$$\tilde{\sigma}_k = \sigma_k(a u_k^2 + b u_k + c)$$

ただし u_k は第 k 群の平均レサジである。

2次函数を決定する係数 a, b, c は15群について求められている。すなわち第 i 群の上端のレサジを U_i とし修正前後の断面積の比を α_i とした場合

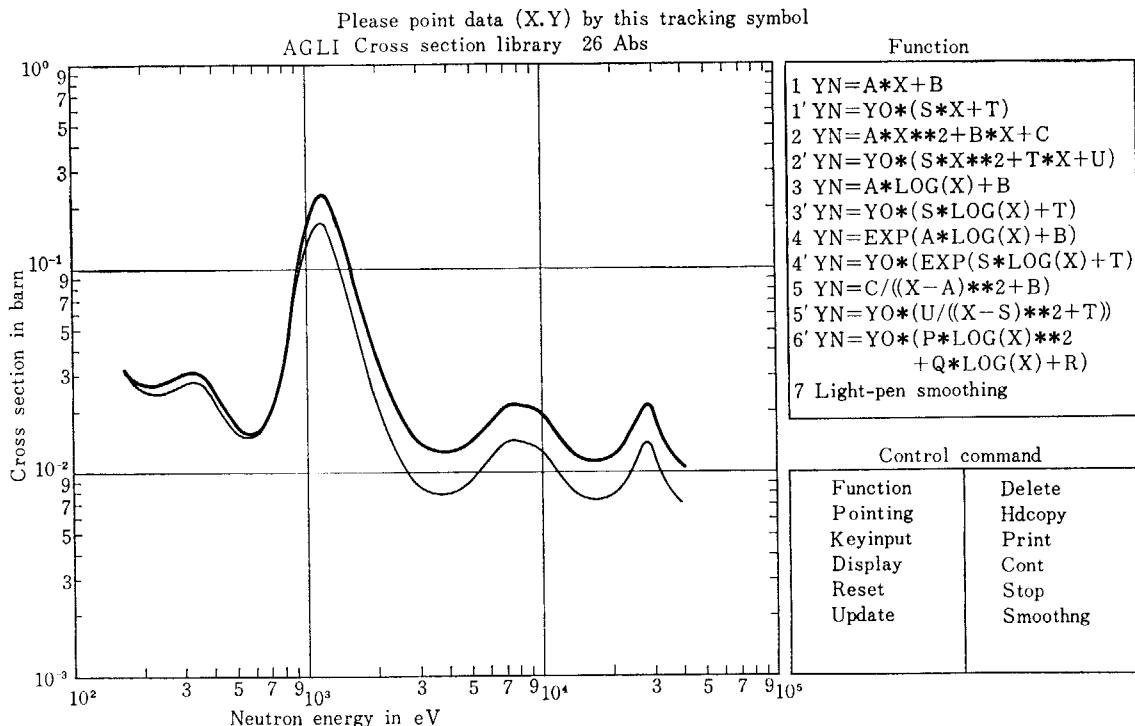
$$aU_i^2 + bU_i + c = \frac{1}{2}(\alpha_{i+1} + \alpha_i)$$

$$aU^2_{i-1} + bU_{i-1} + c = \frac{1}{2}(\alpha_i + \alpha_{i-1})$$

$$\sum_{u_k \in U_i} \tilde{\sigma}_k = \alpha_i \sum_{u_k \in U_i} \sigma_k$$

の3条件を満足するように定められる。

Cross section retrieval table 3 Mar. 1973 AGLI/1



Please key-in after picking
some one -*- below

X4=0.167E+03	Y4=0.330E-01	A=0.100E+01	S=0.000E+00
X2=0.100E+04	Y2=0.122E+00	B=0.123E+01	T=0.312E-01
X3=0.167E+03	Y3=0.330E-01	C=	U=0.000E+00

- * - - * - - * - - * -

Fig. 5 On-line data-correction of AGLI/1 cross section library.

群 AGLI/1 の一部を Fig. 6 に示す。

7. ま と め

積分測定量による断面積データの修正は従来の群定数(少数组)の修正から核データの選択または微分測定結果の信頼性の範囲内での修正へ進んでいる。

核データは微分測定値の信頼度及び核断面積における核物理的な常識に矛盾するものであってはならない。実際に修正を行なって見て、核断面積の相関及び核データ微分測定値の信頼性に関して充分の注意を払えば上記核物理的常識を侵すことなく、積分量の解析結果もよく一致する核断面積データの修正の可能な事が実証された。この一例として U-235 の核分裂断面積の修正後の 1950

References

- 1) MITANI H. and KUROI H.: *J. Nucl. Sci. Technol.* 9, 383 (1972)
- 2) MITANI H. and KUROI H.: *J. Nucl. Sci. Technol.* 9, 656 (1972)
- 3) MITANI H. and KUROI H.: *J. Nucl. Sci. Technol.* 7, 56 (1970)
- 4) KUROI H. and TONE T.: JAERI-1230
- 5) KUROI H. and TONE T.: JAERI-report (to be published)
- 6) ROWLANDS J. L. and MACDOUGALL J. D.: BNES Conf. P1, 16 (1969)
- 7) NAKAMURA Y., ONUMA Y. and KUROI H.: Graphic Program ARCADIA-I (On-line data correction program for cross section library of fast reactor by graphic display), (1973)

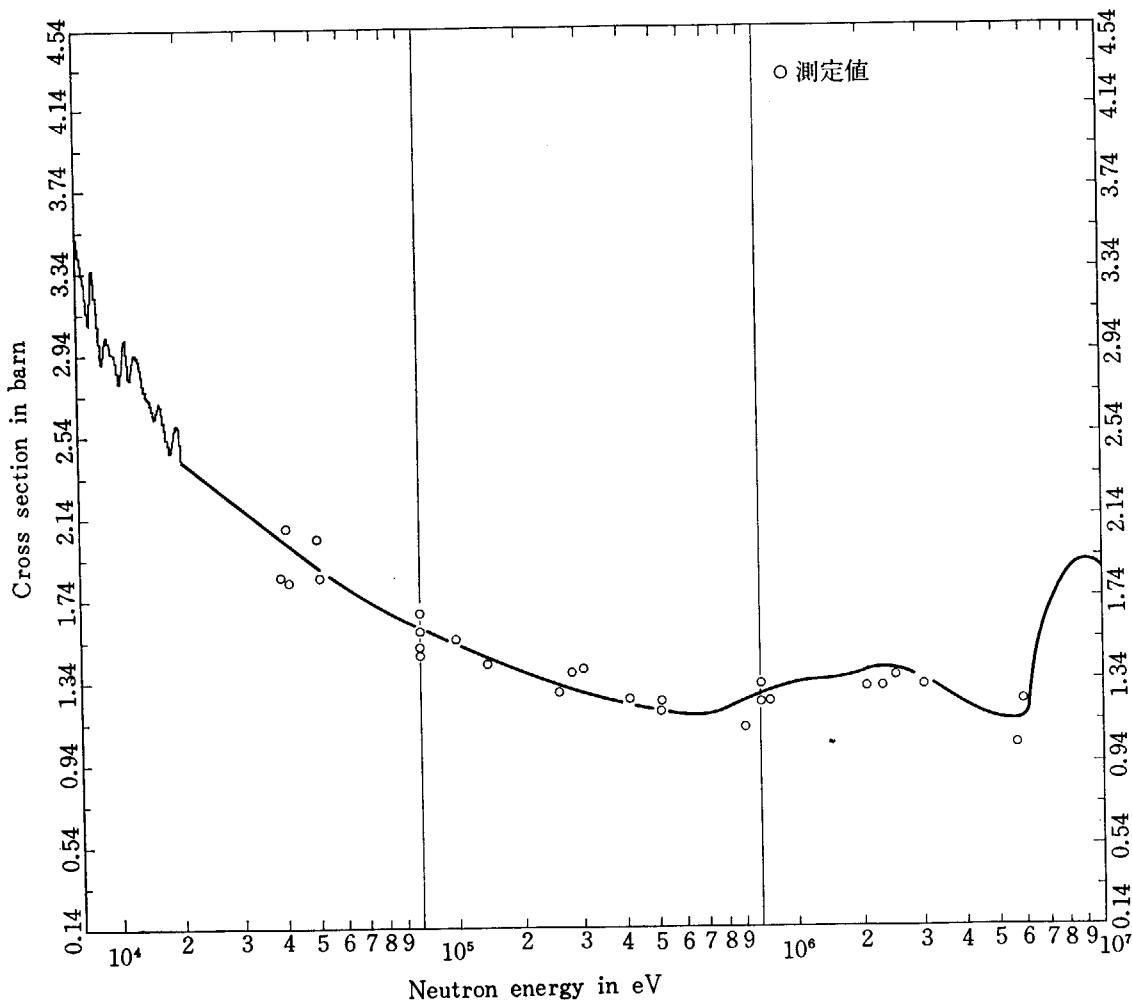


Fig. 6 AGLI/1 cross section library 935 FIS.

2.5 高速炉用 F.P 炉定数

大 竹 嶽†

高速増殖炉において、その燃焼特性を推定するためには核分裂生成物(F.P)に対する適格な多群炉定数断面積を必要とする。この炉定数断面積セットを作成する作業がシグマ委員会、炉定数専門部会のワーキング・グループで企画され実施されている。使用された諸核データは、現在入手できた核データ・ファイルからのもので、これより核分裂生成物に関する25群および70群の多群断面積セットが作られ、これらの断面積をランプした場合の問題点が検討されている。シグマ委員会・核データ専門部会では核分裂生成物の断面積に対する評価が行なわれているが、今後はこの評価データでも炉定数断面積セットを作成する事が予定されている。

Fission Product Cross Sections in Fast Reactors

Iwao OTAKE†

Predictions of the burn up characteristics for fast breeder reactor require an adequate multi-group cross section set of fission products. The study to produce this cross section set is being conducted by the members of the working group in Reactor Constant Subcommittee, JNDC. 25 and 70 group cross section sets of fission products are obtained with the recent available nuclear data files and the problems in a lumped cross section set are discussed. When the evaluation work of fission product cross section data in JNDC is completed, the update cross section set will be produced.

1. まえがき

核種の核データの収集、評価およびその炉定数としての取扱いに注目し、炉定数としての精度を上げて行く方法を思考せざるを得ない。ここでは、この問題に対して試みられた幾つかの方策についても述べる。

高速炉用 FP(核分裂生成物)炉定数の作成は、シグマ研究委員会炉定数専門部会においてワーキング・グループを作つて作業が進められているが、この報告ではその作業内容を主として紹介する。また、FP炉定数作成上の問題点の幾つかについても触れて見よう。

FP炉定数は、高速炉が現在の原型炉のステージより商用炉のステージに進み炉形が大型化するにつれて起る中性子スペクトルの軟化と燃料燃焼期間の長期化の問題が合いまって、その取扱いが困難なものとなるのみならず、その精度に対する要求も増して来る。しかし、現時点では、研究炉または高速臨界集合体におけるFP核種のモック・アップ・データも少なく、まして動力炉のバーン・アップ・データ等は望むべくもない。したがって、FPの反応度効果を実験的に知る事はできず、FP

2. 炉定数作成上の問題点

原子炉の燃焼解析のためのFP炉定数は、その有する重要度と現在の計算機容量からいって数百核種に及ぶFP核種の全てより個々に作成する事はせず、以下のような方法の一つを取るのが通常である。

(a) FP核種をランプ(ひとまとめ)する。

(b) 重要核種を数十種に限定し、それのみを取り扱う。

炉定数作成上の問題は、これら2つの方法のうち、特に(a)を行なう際に生じる。すなわち核分裂で生成されたFP核種は各々の崩壊チェインに従つて消滅して行くが、原子炉内のFP実効断面積は、この個々のFP核種の生

† 富士電機製造(株), Fuji Electric Co., Ltd.

TABLE I Important FP nuclides in fast reactor.

1)	最重要核種
	Mo 95, Mo 97, Tc 99, Ru 101, Ru 102, Rh 103, Ru 104, Pd 105, Ru 106, Pd 107, Ag 109, I 129, Xe 131, Cs 133, Cs 135, Nd 143, Nd 145, Pm 147, Sm 149, Sm 151, Eu 153
2)	重要核種
	Kr 83, Rb 85, Y 91, Zr 91, Zr 92, Zr 93, Zr 94, Zr 95, Nb 95, Zr 96, Mo 98, Mo 100, Ru 103, Pd 106, Pd 108, In 115, Cd 111, Sb 121, Sb 125, I 127, Xe 134, Xe 136, Cs 137, La 139, Ce 140, Pr 141, Ce 142, Ce 144, Nd 144, Nd 146, Sm 147, Nd 148, Nd 150, Eu 155, Gd 155, Sm 152, Sm 154, Cd 156, Cd 157, Tb 159

成、消滅過程に応じて変化するからである。この FP 実効断面積の炉心燃焼による変化は、熱中性子炉用の FP 炉定数作成の際ににおけるランプ化した実効断面積と同様に、(1)燃焼および冷却時間、(2)中性子束レベルを変数としている。しかし、熱中性子炉における FP 核種の生成、消滅過程とは異なり、高速炉における FP 核種の生成、消滅過程では、(2)の中性子束レベルに対する依存度は大きなものではない事が推測される。すなわち、熱中性子炉の場合と違い、各 FP 核種の捕獲断面積が小さい事および高速エネルギー領域での各 FP 核種捕獲断面積の大きさ、エネルギー依存性がお互いにひどく異なっている事等がその要因として上げられる。これらの要因の内、後者は、高速炉における実効断面積が燃焼および冷却時間にあまり依存していないという結論より導き出されるものである。

(b) の重要な核種を決定する事は、(a) の FP 核種をランプする際にも役立つ。FP 核種は数百核種もあり、これらの核断面積の評価には、おのずとプライオリティーを付ける事を余儀なくされるからである。TABLE I に、高速炉における重要な核種選定結果の一例をあげる。この表は、核分裂核種生成率には、Meek & Ryder ('68)¹¹ の ^{239}Pu の高速核分裂の評価値を使って、計算コード「FP-S²」にて β 崩壊チェインのみを追跡して求めた各 FP 核種の量と、実測値および計算値より推定された捕獲実効断面積とより得られたものである。1) の重要な核種としてかかげた 21 核種の各々は、全 FP 核種による吸収量の 1% 以上を占めるもので、2) の重要な核種としてかかげた 40 核種は 0.1% 以上を占めるものである。原子炉燃焼日数が、360 日の場合に 1) の 21 核種による吸収量は、全吸収量の 82.9%, 900 日の場合、83.7% によると、1) と 2) を合わせた計 61 核種による吸収量は、360 日の場合 97.9%, 900 日の場合 98.3% を占める。

3. 実効断面積の炉心燃焼に伴う変化

原子炉の燃焼によって炉内 FP 核種の存在量が変化

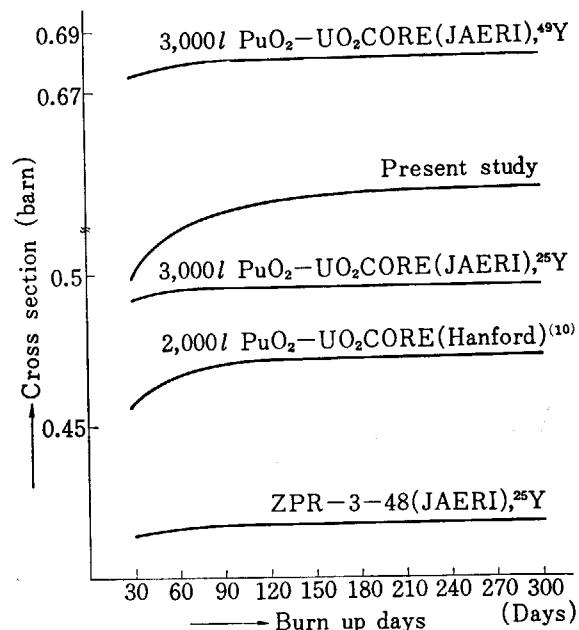


Fig. 1 Change of effective FP cross section due to burn up time.

し、これによって各時間点でのランプした FP 核種の実効断面積が異なって来る。すなわち、実効断面積が時間によって変化する。この実効断面積の炉心燃焼に伴う時間変化については、すでに長谷川等³⁾によって UKNDL 中の断面積を用いて調べられている。彼等の 70 群構造による断面積の時間依存性に対する検討では、予期されるように、共鳴領域およびそれ以下のエネルギー領域での断面積の強い時間依存性を結論している。

原子炉のスペクトルを荷重して作成した実効断面積の時間依存性については、幾つかの計算例を Fig. 1 に示す。図中 JAERI と書いてあるのは、長谷川等の結果であるが、彼等の場合実際に追跡した崩壊チェインの FP 収集率は 192% 中 28%, 5 チェインのみであったためか、実効断面積の時間依存性は弱い。これに対しここで述べた崩壊チェインの追跡は、一応考えられる全てのチェインを追跡したもので、したがって実効断面積の時間依存性は強く出ている。

4. 現在および今後のグループ作業

最近シグマ委員会を通してわが国に FP 核種に対する数種の評価核データ・ライブラリーが入手された。それらは以下のようなものである。

(1) Cook のデータ⁴⁾

184 核種に対する σ_t , σ_{el} , σ_{nonel} , σ_{inel} , $\sigma_{n\gamma}$, σ_{tr} の核データ ($10^{-3} \text{ eV} < E < 10^7 \text{ eV}$)

(2) Benzi & Reffo のデータ⁵⁾

142 安定核種に対する $\sigma_{n\gamma}$ の核データ ($1 \text{ keV} < E < 10 \text{ MeV}$)

(3) Benzi *et al.* のデータ⁶⁾

18 核種に対する σ_{inel} , $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n\gamma}$ の核データ ($1 \text{ keV} < E < 10 \text{ MeV}$)

(4) ENDF/B-III のデータ⁷⁾

27 核種に対する核データ

これらの核データの内、捕獲断面積については、異なった評価データを一枚の紙の上にプロットし比較検討した。この結果、実測値のない核種のデータのはらつきが大きい事、高速領域と共鳴領域とのつなぎ目で Cook のデータに大きなギャップが見られる事等が確認された。

核データ専門部会の FP ワーキング・グループでは、TABLE 1 の 1) の 21 核種を含む 28 核種についてデータの評価が行なわれているが、我々のグループでは、それらのデータの作成以前に、高速炉用 FP 炉定数作成上の問題点をみきわめる為に、上記データで一連の炉定数作成作業をする事にした。Cook のデータは、核種が多く、核反応種類もそろっており、エネルギー領域も満足できるので、このデータを用いてランピングに至る炉定数作成作業を行なう事にした。作業は UKNDL フォーマットより ENDF/A フォーマットにデータ変換を行なった後、 σ_t , σ_{el} , σ_{inel} , $\sigma_{n\gamma}$ については計算コード PROF-GROUCH-G⁸⁾ を用いて JAERI-FAST と同様の群構造

を持つ 70 群および 25 群の炉定数が、全ての核種について作成された。非弾性散乱マトリックスは、蒸発モデルを用いて作成するが、核温度は全ての核種に対して統一された温度を Gilbert & Cameron⁹⁾ の値を参考にして選ぶ。この非弾性散乱マトリックスの作成と他の諸核反応断面積のランピングは、現在作業が進行中である。これら一連の作業は昭 48 年 3 月までには終了する予定である。

References

- 1) MEEK M. E and RIDER B. F.: APED-5398-A (1968)
- 2) TASAKA K. and SASAMOTO N.: JAERI 1198
- 3) HASEGAWA A., KATSURAGI S. and TONE T.: JAERI-memo 4503
- 4) COOK J. L.: AAEC/TM-549 (1969)
- 5) BENZI V. and REFFO G.: CCDN-NW/101 (1969)
- 6) BENZI V. *et al.*: DOC CEC (71) 2, (1971)
- 7) SCHENTER R. E. *et al.*: HEDL-TMF-71-143 (1971)
- 8) TONE T. *et al.*: JAERI 1192
- 9) GILBERT A. and CAMERON A. G. W.: *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965)
- 10) SCHENTER R. E. *et al.*: *Nucl. Sci. Eng.* **47**, 471 (1972)

第3部

測定と解析

(座長：五十嵐信一，更田豊治郎，片瀬彬)

Session 3

Measurements and Analyses

(Chairman : Sin-iti IGARASI, Toyojiro FUKETA, Akira KATASE)

3.1 Hauser-Feshbach 理論の修正について

河 合 光 路[†]

この理論は、開いたチャネル間に直接過程によるつながりがある場合には、複合核過程の断面積 σ^{fl} の計算に対して従来の Hauser-Feshbach (H-F) 理論が妥当でないことを示したものである。直接過程によるつながりとは、一般にチャネル c, c' の間に

$$S_{cm}^{dir} \neq 0, S_{c'm}^{dir} \neq 0$$

が同時に成り立つチャネル m が少なくとも一つ存在する場合をいう。ただし S^{dir} は直接過程の S 行列で S 行列のエネルギー平均 \bar{S} で与えられる。

$$S^{dir} = \bar{S}$$

以下このような二つのチャネル c, c' は直接結合していると呼ぶことにする。このようなチャネルに対しては、部分幅振幅 $g_{\lambda c}, g_{\lambda c'}$ の間に非統計的相関が生じこれが H-F 理論の妥当性をそこなうのである。

$\Gamma \gg D$ の場合は σ^{fl} は S^{dir} のみの関数となり、Satchler の penetration matrix

$$P = 1 - S^{dir} S^{dir\dagger}$$

の行列要素で書き表わすことができる。 P の対角要素が通常の透過係数 T_c である。

$$T_c \equiv P_{cc}$$

互に結合しているチャネルの数 N が大きい場合、 $\sigma_{c'c}^{fl}$ は $c' \neq c$ のときはほぼ従来の H-F の理論の値に等しいが、複合弹性散乱の断面積 σ_{cc}^{fl} はそれの 2 倍になる。 $\Gamma \ll D$ の場合は一般に σ^{fl} は P だけで書き表わすことはできない。しかし $N=1$ の特別の場合（すなわち入射チャネルと直接結合する他のチャネルがない場合）には σ^{fl} は P の要素で書き表わすことができる。この場合、複合弹性散乱断面積 σ_{cc}^{fl} は H-F 理論の値の 3 倍になる。

この講演は Kerman, McVoy と河合による最近の仕事の紹介である。テーマ名は“直接反応のチャンネル カップリングによる Hauser-Feshbach 計算の修正”で、*Annals of Physics*, 75, 156 (1973) に発表された。

A Modification of Hauser-Feshbach Theory

Mitsuji KAWAI[†]

This talk was an introduction to the recent work by A. K. Kerman, W. K. McVoy and the present author entitled “Modification of Hauser-Feshbach Calculations by Direct-Reaction Channel Coupling” which was published in *Annals of Physics*, 75, 156 (1973).

[†] 東工大, Tokyo Institute of Technology

3.2 結合チャンネル理論による高速中性子散乱の解析

田 中 茂 也†

Cr, Fe, Ni, Zn, ^{120}Sn および Gd による中性子散乱の角分布を球形光学模型および結合チャンネル理論を用いて解析した。解析の方法は既に報告したエネルギー領域 1.5-3.5 MeV における ^{139}La , ^{141}Pr および Er に対する解析と同様な方法を探った。しかし、この報告ではエネルギー領域は、実験データのあるものに対しては、8 MeV まで拡張してある。両者の計算に用いた光学ポテンシャルのパラメータは ^{209}Bi に対する測定値と理論計算とを比較して求めた。結合チャンネル理論による計算における結合常数の値は既に公表されている他の文献の値を借用した。ほとんどの場合に、結合チャンネル理論による角分布の計算値は球形光学模型によるものより実験値とのよい一致を与えるという結果が得られた。

Analysis of Fast Neutron Scattering Using the Coupled-Channels Theory

Shigeya TANAKA†

The experimental data for the angular distributions of neutrons scattered from Cr, Fe, Ni, Zn, ^{120}Sn and Gd were compared with calculations using both the spherical model and the coupled-channels theory. The method of the analysis is similar to the previously reported one for ^{139}La , ^{141}Pr and Er in the energy range of 1.5-3.5 MeV, but the energy range in the present analysis is extended up to 8 MeV, in case there are experimental data available. The optical-potential parameters used in both the calculations were determined from comparison of the theoretical calculations with the measured values for ^{209}Bi . The values of coupling parameters in the coupled-channels calculations were taken from a published bibliography. In almost all cases, the angular distributions calculated with the coupled-channels theory fit the experimental values better than those calculated with a spherical potential.

1. 序 文

結合チャンネル理論¹⁾を荷電粒子の散乱に適用した解析は、従来広く行なわれ、成功を収めて来た。これを中性子散乱に適用した場合にも、よい結果が得られるであろうということはだれにも予想されるところである。しかし、実際にある程度広範囲の核種、エネルギー領域に対して解析を行なってみて、実験値との比較を試みることは、光学ポテンシャルのパラメータの値の決定、それを用いた核データの評価の上から有意義であろう。

われわれは、すでに、入射エネルギー 1.5~3.5 MeV の ^{139}La , ^{141}Pr , Er による中性子散乱に対して、結合チ

ャンネル理論に基づく解析を行ない、球形光学模型によるものよりも実験値とのよい一致が得られることを報告した²⁾。今回はこの方法をさらに広範囲の核種および入射エネルギーに対して適用することを試みた。核種の範囲としては中重核として Cr, Fe, Ni および Zn、より重いところで ^{120}Sn 、強く deform した核として Gd、さらにアクチナイドの核種として ^{238}U , ^{239}Pu に対して解析を試みた。エネルギー範囲としては、実験データの得られるものに対しては 8 MeV までを対象とした。

2. 光学ポテンシャルの形および解析 のプロセス

結合チャンネル理論による解析で用いられたポテンシ

† 原研、Japan Atomic Energy Research Institute

アルの形としては次のものを採用した。

$$V(r, \theta, \varphi) = -V \frac{1}{1 + \exp[(r-R)/a]} \\ -4iW \frac{\exp[(r-R)/b]}{\{1 + \exp[(r-R)/b]\}^2} \\ -V_{\text{so}}(\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \lambda_\pi^2 \frac{1}{ar} \frac{\exp[(r-R_0)/a]}{\{1 + \exp[(r-R_0)/a]\}^2}$$

ここで rotational な核に対しては

$$R = R_0 \{1 + \sum_\lambda \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\theta')\},$$

vibrational な核に対しては

$$R = R_0 \{1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)\},$$

$$\alpha_{\lambda\mu} = \beta_\lambda \hat{\lambda}^{-1} (b_{\lambda\mu} + (-)^{\mu} b_{\lambda-\mu}^*),$$

で与えられ、 R は角度の関数である。ここで β_λ が結合パラメータ、 $b_{\lambda\mu}$, $b_{\lambda-\mu}^*$ は phonon の annihilation, creation operator である。 R_0 は

$$R_0 = r_0 A^{1/3}$$

と採られる。

したがって、結合パラメータ $\beta_\lambda \rightarrow 0$ の場合には通常の球形光学ポテンシャルに reduce する。

この種の計算では光学ポテンシャルのパラメータの値をどう選ぶかが非常に重要である。(1)今回も前の報告²⁾と同様 ^{209}Bi の実験値と比較してパラメータの値を求めた。 ^{209}Bi の基底状態と励起状態との結合は弱いことが予想され、また計算によってこのことが確かめられたので、球形光学模型に基づく計算によって、入射エネルギー 8 MeV までの 9 組の ^{209}Bi に対する中性子散乱のデータとの比較から、 V および W をサーチし、それらのエネルギー依存性を求めた。それら以外のパラメータの値はよく世間で用いられる値に固定しておいた。(2)広範囲の核種に適用するために(1)の処方で求められた V に charge symmetry term $24(N-Z)/A$ を付け加えた。(3)結合チャンネル理論における結合パラメータの値は Coulomb 励起、電子散乱などの実験から求められたものを用いた。

このようにして求められたパラメータの値を、結合チャンネル理論および球形光学模型の両者の場合に採用した。

以下の計算では結合チャンネル理論に対する計算には JUPITOR-1³⁾ を、それ以外の計算には STAX 2⁴⁾, ELIESE 3⁵⁾ コードを用いた。前者の計算では結合はすべて complex coupling を採った。

3. ^{209}Bi データによるパラメータ・サーチ

Fig. 1 および Fig. 2 はそれぞれ ^{209}Bi に対する入射エネルギー 3.55 MeV までの弾性および第 1 励起レベルに対する非弾性散乱の角分布である。前節で述べたよう

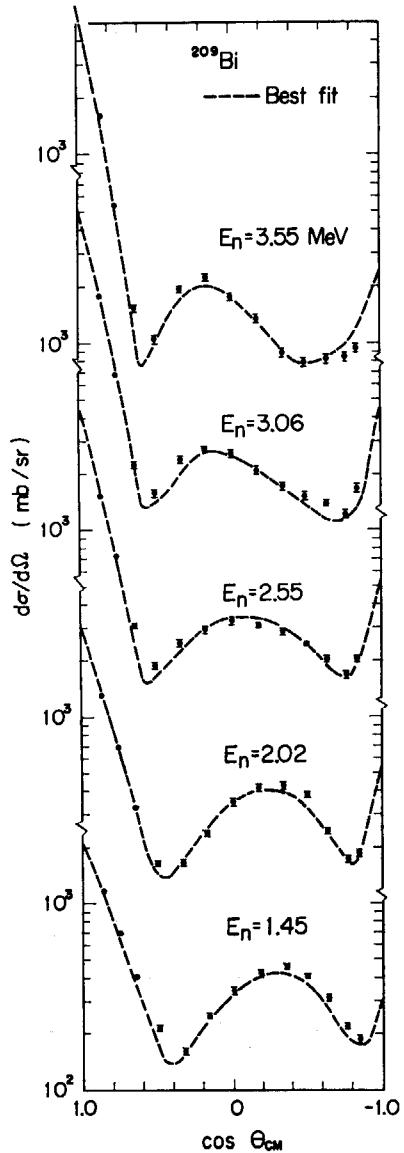


Fig. 1 Differential cross sections for elastic scattering by ^{209}Bi . Closed circles are our data²⁾. Dashed curves are best fit cross sections calculated with the spherical optical potential. The compound elastic cross sections calculated with the Moldauer theory were added to the calculated results.

に、光学ポテンシャルのパラメータ V, W をサーチする際に、今回は非弾性散乱データにも fit するよう考慮した。複合核過程は 2.84 MeV までの 8 本の励起レベルを考慮した Moldauer 理論⁶⁾を用いて計算された。

Fig. 3 は、入射エネルギー 4.00~8.05 MeV 範囲の弾性散乱の角分布である。実験データは Holmqvist and Wiedling⁷⁾ (×印) および Kurchatov⁸⁾ (△印) のデータを借用した。計算は、 $E_n=4.00$ MeV のもののみ compound elastic が加えられてある。

基底状態と励起状態との結合を考慮した場合との違いを見るために、同じ光学ポテンシャルを用いた結合チャンネル理論による結果が実線で示されている。ここで、結合は ^{208}Pb core の 3^- レベルと殻外陽子との弱い結

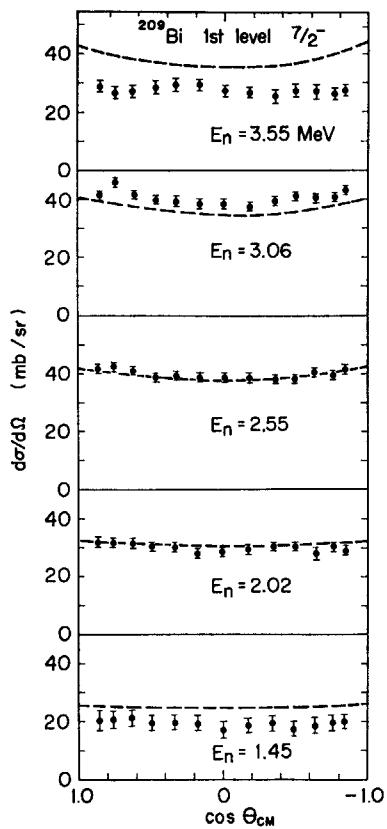


Fig. 2 Differential inelastic cross sections for the first level of ^{209}Bi ($E_x=0.91$ MeV). Closed circles are our experimental data²⁾. Dashed curves show Moldauer calculations with the same optical parameters as in Fig. 1.

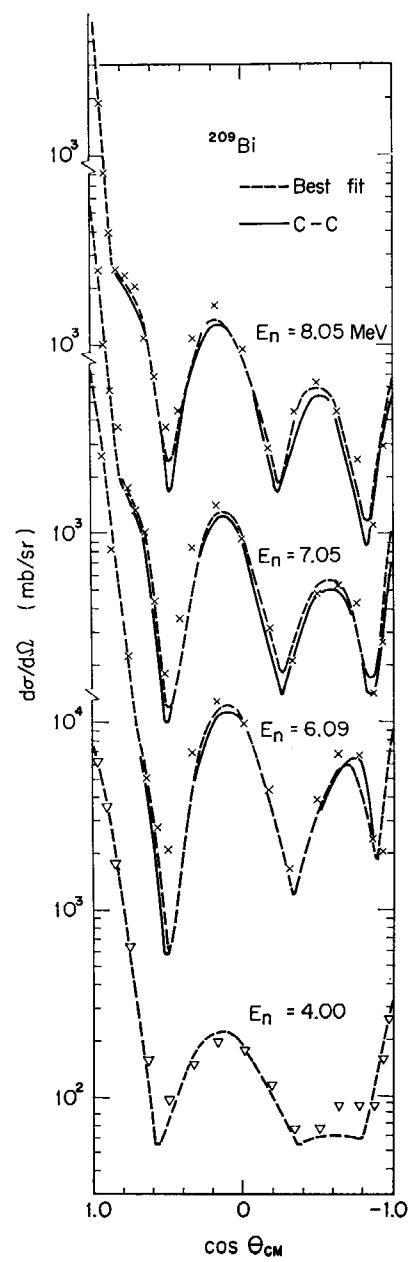


Fig. 3 Differential cross sections for elastic scattering by ^{209}Bi . Crosses are data of Holmqvist and Wiedling⁷⁾, and triangles are Kurchatov's data⁸⁾. Dashed curves show best fit cross sections calculated with the spherical optical potential. The contribution of the compound elastic scattering was considered only in the case of $E_n=4.00$ MeV. Solid curves show the coupled-channels calculations with the same optical parameters as in the case of the dashed curves.

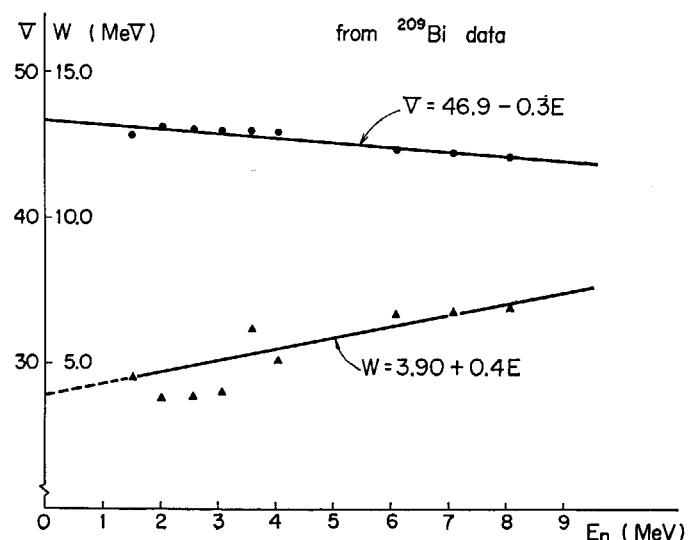


Fig. 4 Energy dependence of the potential depths. Closed circles and triangles represent the values of V and W , respectively, obtained from the parameter searches mentioned in Fig. 1, 2 and 3.

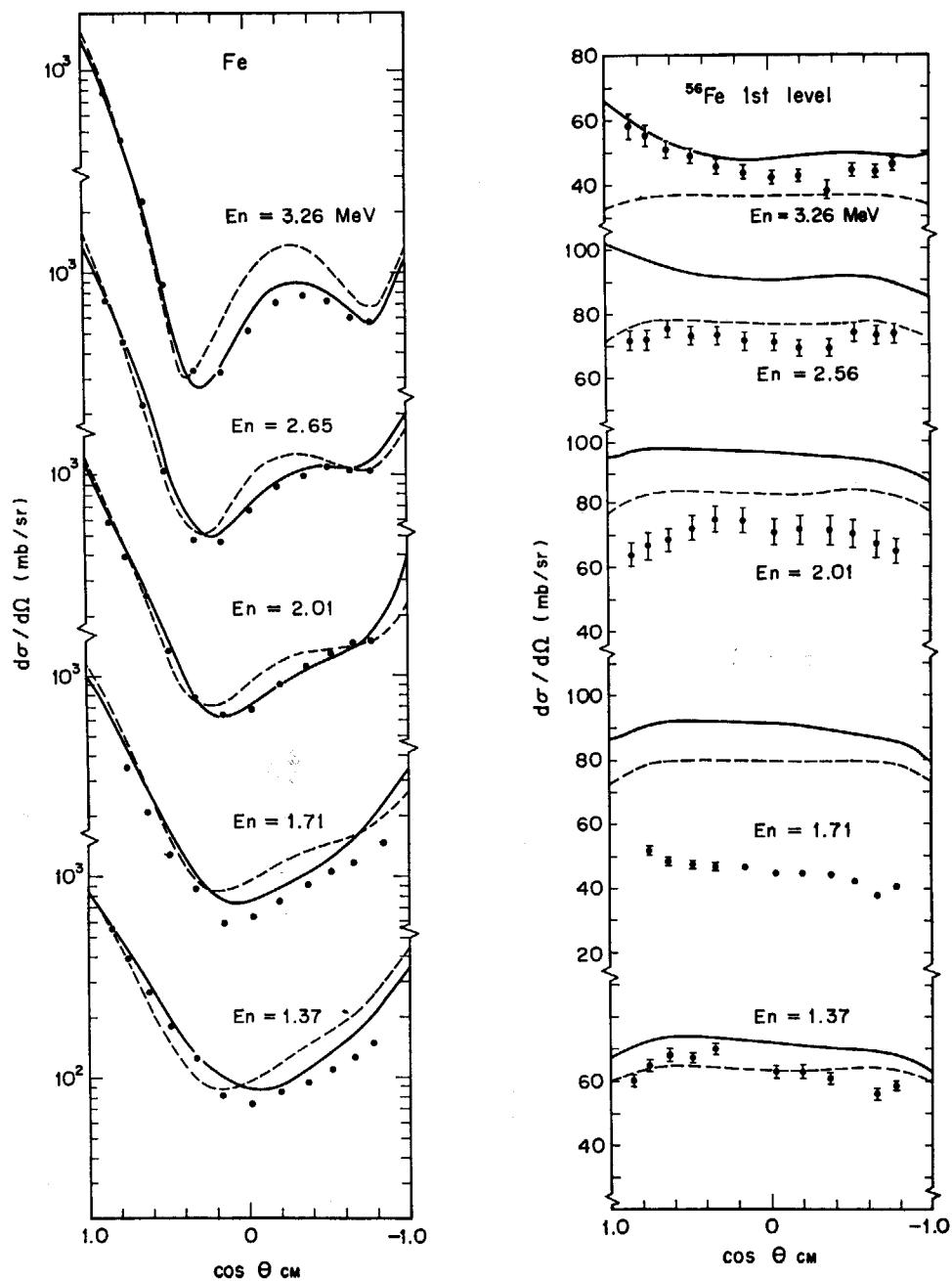


Fig. 5 Differential cross sections for elastic (left-hand side) and inelastic (right-hand side) scattering by iron. Closed circles are our experimental data¹⁰⁾. Dashed and solid curves for the elastic scattering are cross sections calculated with the spherical optical potential and with the coupled-channels theory, respectively. The compound elastic cross sections calculated with the Moldauer theory were added to both the calculated results. The dashed curves for the inelastic scattering are those calculated with the Moldauer theory. The solid curves represent the results of the coupled-channels calculation plus those of the Moldauer calculation.

合を仮定し、それらの分離したレベルと基底準位との結合を考慮した。結合パラメータの値は $\beta_3=0.10$ [ref. 9)] と探られた。図からこの結合の弾性散乱に対する影響は非常に小さいことが判る。

以上の V, W に対するサーチの結果は Fig. 4 に示される。図から、特に V は直線 $V=46.9-0.3E$ で fit できることが判る。そこで以下の計算では、すべて次のパラメータの値を用いることにする。

$$V=51.6-0.3E-24\frac{N-Z}{A}, \quad \alpha=0.65$$

$$W=3.9+0.4E \quad , \quad b=0.48$$

$$V_{so}=7.0$$

$$r_0 = \begin{cases} 1.23, & \text{for } A \leq 70 \\ 1.25, & \text{for } A \geq 120. \end{cases}$$

4. 中重核に対する解析

中重核としては、Cr, Fe, Ni および Zn に対して解析を試みた。ここでは主に Fe および Zn に対する結果について述べる。

Fig. 5 は $E_n=3.26$ MeV までの弾性および ^{56}Fe の第1励起レベルに対する非弾性散乱の角分布を示す。測定値はわれわれのデータ¹⁰⁾である。結合チャンネル理論による計算では ^{56}Fe の基底準位と第1励起準位との vibrational coupling を考慮した。結合パラメータは $\beta_2=0.23$ ¹¹⁾ と探った。複合核過程は Moldauer 理論ですべての中性子に関する open channel を考慮して計算した。図からわかるように、弾性散乱に対しては $E_n=1.71$ MeV の場合を除き結合チャンネルによる計算（実線）が、球形光学模型によるもの（破線）よりもよく実験値を再現している。非弾性散乱における実験値は Moldauer 計算（破線）に結合チャンネル理論による計算結果を加えたものであるが、 $E_n=1.71, 2.01$ および 2.65 MeV における結果は実験値との一致が非常に悪い。しかしながら、 $E_n=1.06$ と 2.05 MeV に中間構造が報告されている¹²⁾し、 $E_n=2.65$ MeV あたりもまだガタガタの大きい領域である。一方実験は $\Delta E_n \approx 0.09$ MeV で行なわれたので、これらの実験値との不一致はあってもおかしくない。

Fig. 6 は $E_n=4.0 \sim 8.0$ MeV 範囲の弾性散乱である。実験データは Holmqvist and Wiedling¹³⁾（×印）および Wilenzick たち¹⁴⁾（△印）のデータである。 $E_n=4.56$ MeV までは複合核過程の計算に励起エネルギー 3.86 MeV までの 15 本の励起レベルを考慮した。それ以上の計算では複合核過程を無視した。高い入射エネルギーになると角分布の first minimum での計算値と実験値との一致が悪くなるが、この当りは実験値としてもサンプル中の多重散乱の補正の大きいところで、大きな誤差

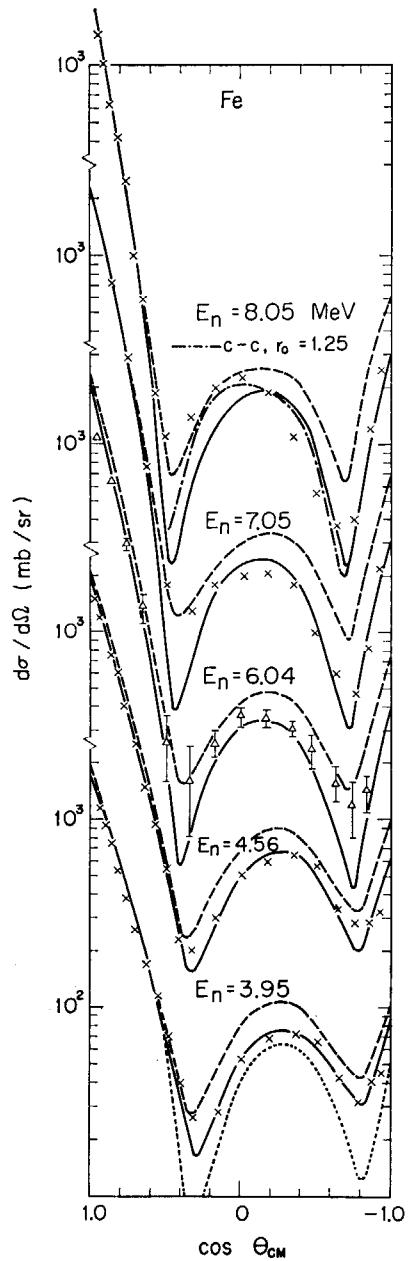


Fig. 6 Differential cross sections for elastic scattering by iron. Crosses are data of Holmqvist and Wiedling¹³⁾, and triangles data of Wilenzick *et al.*¹⁴⁾. Dashed and solid curves have the same meaning as in Fig. 5. The compound elastic contributions were neglected in the cases above 6 MeV. Dash-dot curve represents the coupled-channels calculation with $r_0=1.25$ fm.

を含みがちである。このことを考慮すると、結合チャンネル理論による結果（実線）は実験値とのよい一致を示しているといえよう。 $E_n=8.05$ MeV の場合には $r_0=1.25$ fm ととった場合（一点鎖線）の方がよい結果を与えており、上に述べた結合モードの他に、さらに 3-レベルと基底状態との結合を考慮した計算も試みたが、図における実線とほとんど違わない結果しか得られなかった。Holmqvist らが非弾性散乱のデータを発表していないことは、現在の解析上惜しいところである。

比較のために、Fe の弾性散乱のデータに fit するよ

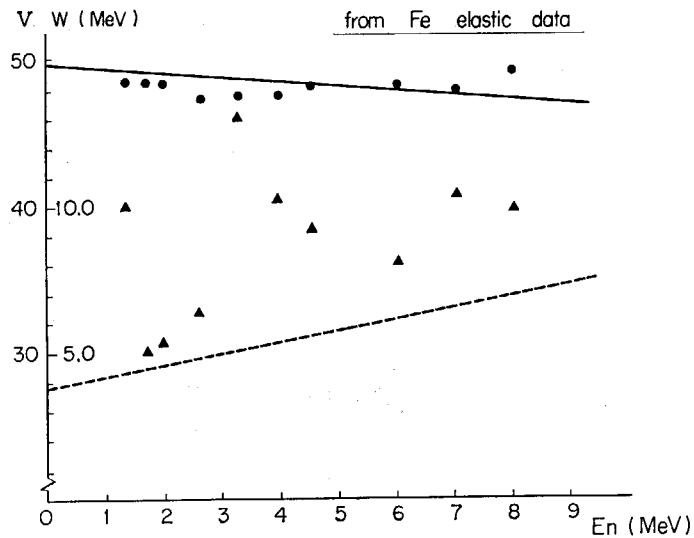


Fig. 7 Energy dependence of the potential depths. Closed circles and triangles represent the values of V and W , respectively, obtained from the parameter searches for the elastic data of iron. Solid and dotted curves show the values of the parameters used in the present analysis.

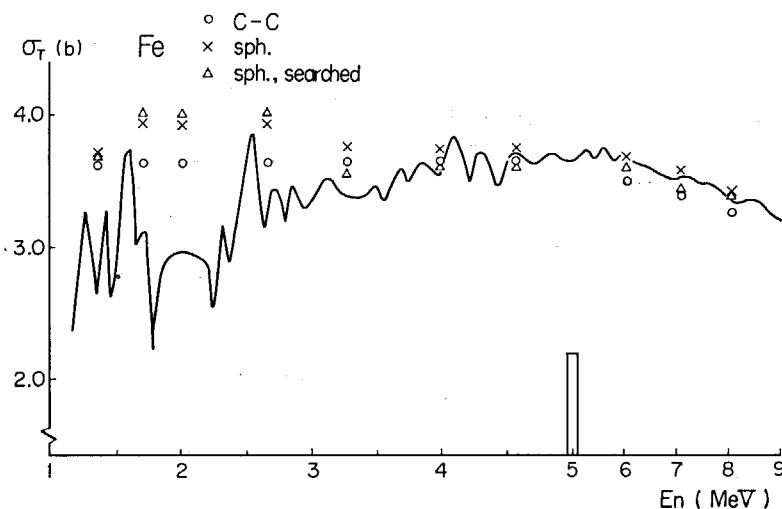


Fig. 8 Comparison between the experimental (solid curve) and calculated (open circles, crosses and triangles) total cross sections of iron. The experimental values were taken from BNL-325, second edition¹⁵⁾. Open circles show the coupled-channels calculations. Crosses and triangles are results with the spherical optical potentials.

うに球形光学模型による V, W のパラメータ・サーチを行なった。結果を Fig. 7 に示す。 ^{209}Bi の場合に比べて点のバラツキが大きいが、 W の値が全般に 8~10 MeV と大きいことが特徴的である。 W の値の小さい $E_n=1.71, 2.01$ および 2.65 MeV は非弾性散乱における実験値と計算値との不一致の領域と合致していることは興味のあることである。

Fig. 8 は全断面積に対する実験値と計算値の比較を示す。曲線は BNL-325, 2nd Ed.¹⁵⁾ から借用した実験値である。全般的に結合チャンネル理論 (○印) がよい結果を与えていることが判る。

Fig. 9 は Ni に対する比較である。解析は $E_n=3.26$

MeV までのわれわれのデータ¹⁰⁾に対してしか行なっていないが、結合チャンネル理論による計算は非常によい結果を与えている。ここで、結合モードは natural isotope の偶々核の第 1 励起準位の重心と基底準位との vibrational coupling を考慮した。結合パラメータは $\beta_2=0.194^{11)}$ と採った。複合核過程に対する計算は Ni の偶々核アイソトープに重心的な 6 本の励起レベルを仮定して行なった。

Fig. 10 および 11 はそれぞれ Zn に対する弾性および Zn の偶々アイソトープの第 1 励起準位に対する非弾性散乱の角分布である。実験値は黒丸がわれわれのもの¹⁶⁾、×印が Holmqvist and Wiedling のもの¹³⁾を示し

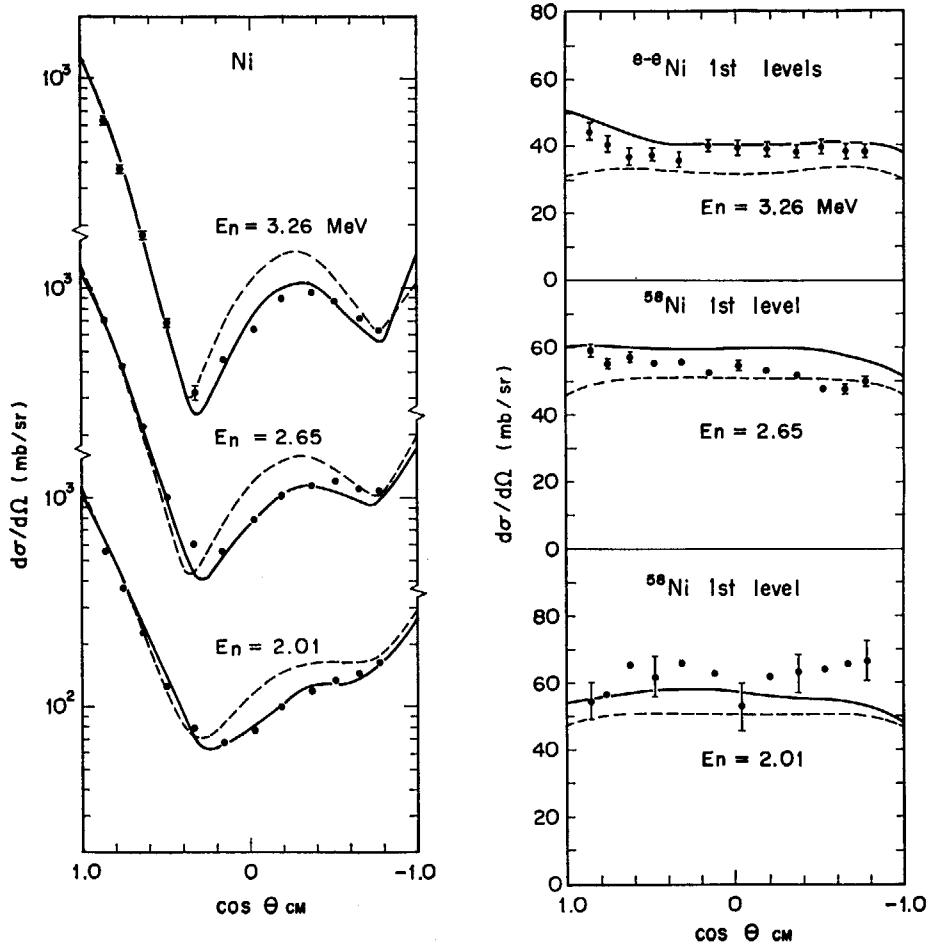


Fig. 9 Differential cross sections for elastic and inelastic scattering by nickel.
The points and curves have the same meaning as in Fig. 5.

ている。われわれのものはやや古いデータであるが、 $E_n=7.99$ MeV 以外では Holmqvist らのものとよく一致している。Zn には数個のアイソトープが含まれているので、偶々核に対して 6 本の平均的な励起レベルを作り、それらを $E_n=4.48$ MeV 以下の複合核過程の計算に使用した。ただし、4.48 MeV の場合にはこれは過大評価になるので、2nd 2^+ levels に対する非弾性散乱のデータに normalize した。結合チャンネルによる計算では基底状態と 1st 2^+ level との結合（実線）、およびさらに基底状態と 1st 3^- level との結合（一点鎖線）を考えた場合が図示されている。結合パラメータとしては $\beta_2=0.234^{11)}$ を借用し $\beta_3=0.12$ を仮定した。Zn の弾性散乱に対しても結合チャンネル理論による結果は、球形光学模型によるもの（破線）よりよい結果を与えていた。非弾性散乱の場合には、 $E_n=5.92$ MeV 以上では結合チャンネル計算は実験値より大きな値を与えていた。 3^- レベルとの結合を考慮した場合でも、図の実線とほとんど同じ結果しか得られなかった。そこで今後は two phonon excitation も考慮した結合チャンネル計算を試みるつもりである。†

5. ^{120}Sn に対する解析

Fig. 12 は ^{120}Sn に対する同様の比較を示す。実験値は最近のわれわれの測定値¹⁷⁾である。結合チャンネル計算では振動型の第 1 励起準位と基底状態との結合を考慮した。結合のパラメータは $\beta_2=0.112^{11)}$ と採った。Moldauer 計算では励起エネルギー 3.07 MeV までの 21 本の励起準位を考慮に入れた。結合パラメータの値の小さいことから予想されるように、弾性散乱の角分布において結合チャンネル理論による計算値（実線）と球形光学模型によるもの（破線）との差は小さいが、それでも前者の計算値の方が実験値とのよい一致を与えていた。第 1 励起準位に対する非弾性散乱においても、複合核過程に、結合チャンネル計算による direct inelastic を加えることによって、 $E_n=2.57$ MeV 以上で、実験値とのよりよい一致が得られる。

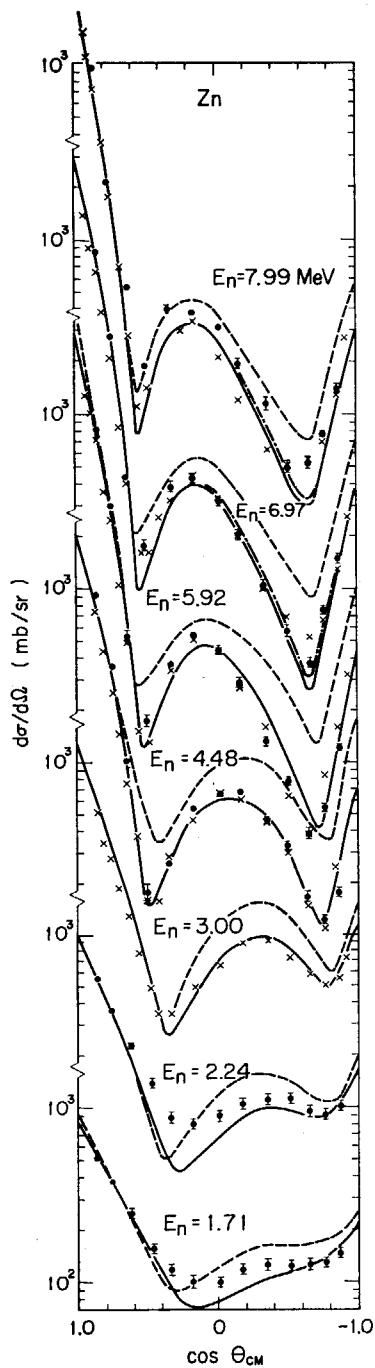


Fig. 10 Differential cross sections for elastic scattering by zinc. Closed circles are our experimental data¹⁶⁾, and crosses data of Holmqvist and Wiedling¹³⁾. Dashed and solid curves have the same meaning as in Fig. 5. Dash-dot curves show the coupled-channels calculations taking into account the coupling with the 3⁻ level as well as the coupling with the 2⁺ level.

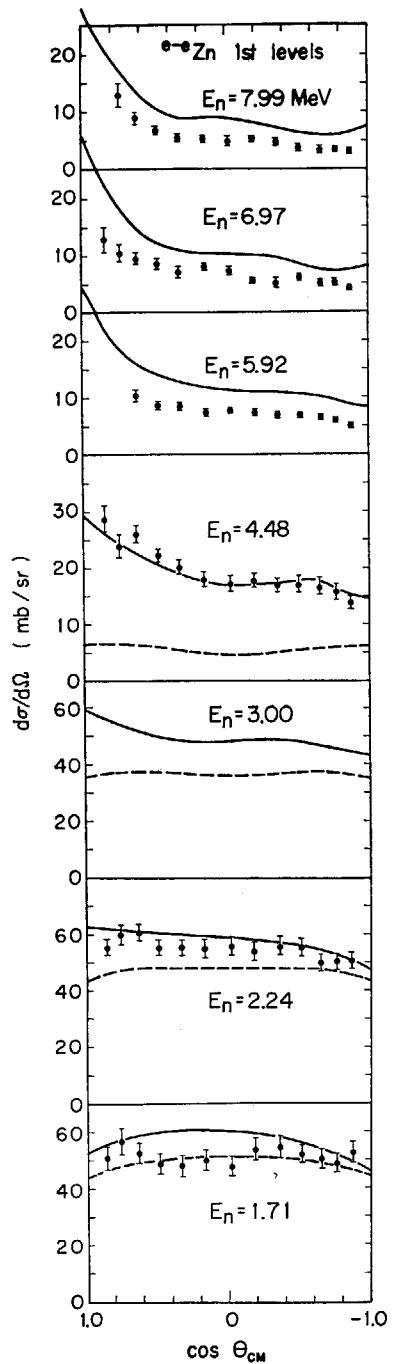


Fig. 11 Differential cross sections for inelastic scattering by zinc. Closed circles are our data¹⁶⁾. Curves have the same meaning as in Fig. 5.

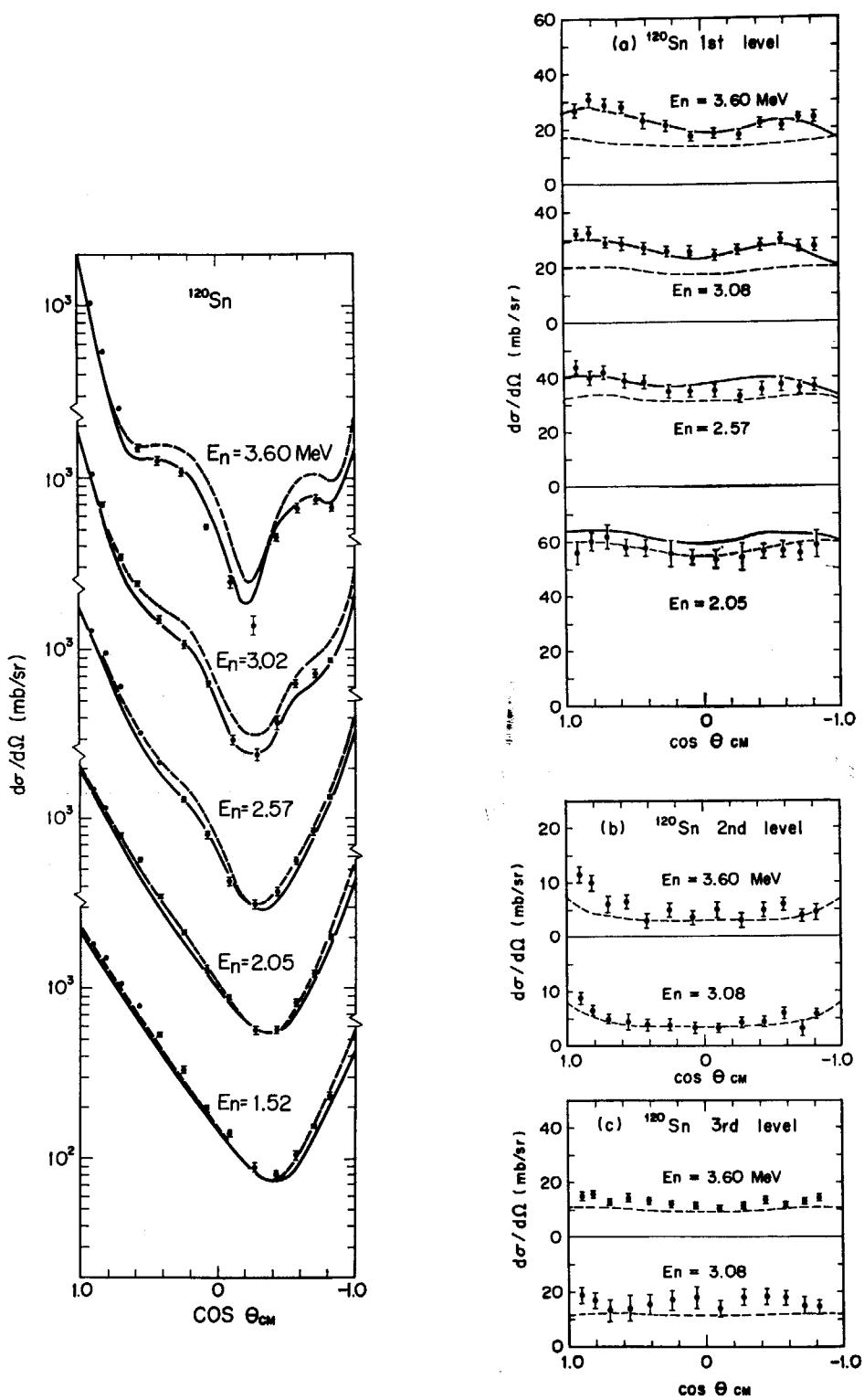


Fig. 12 Differential cross sections for elastic and inelastic scattering by ^{120}Sn . Closed circles are our data¹⁷⁾. Curves have the same meaning as in Fig. 5.

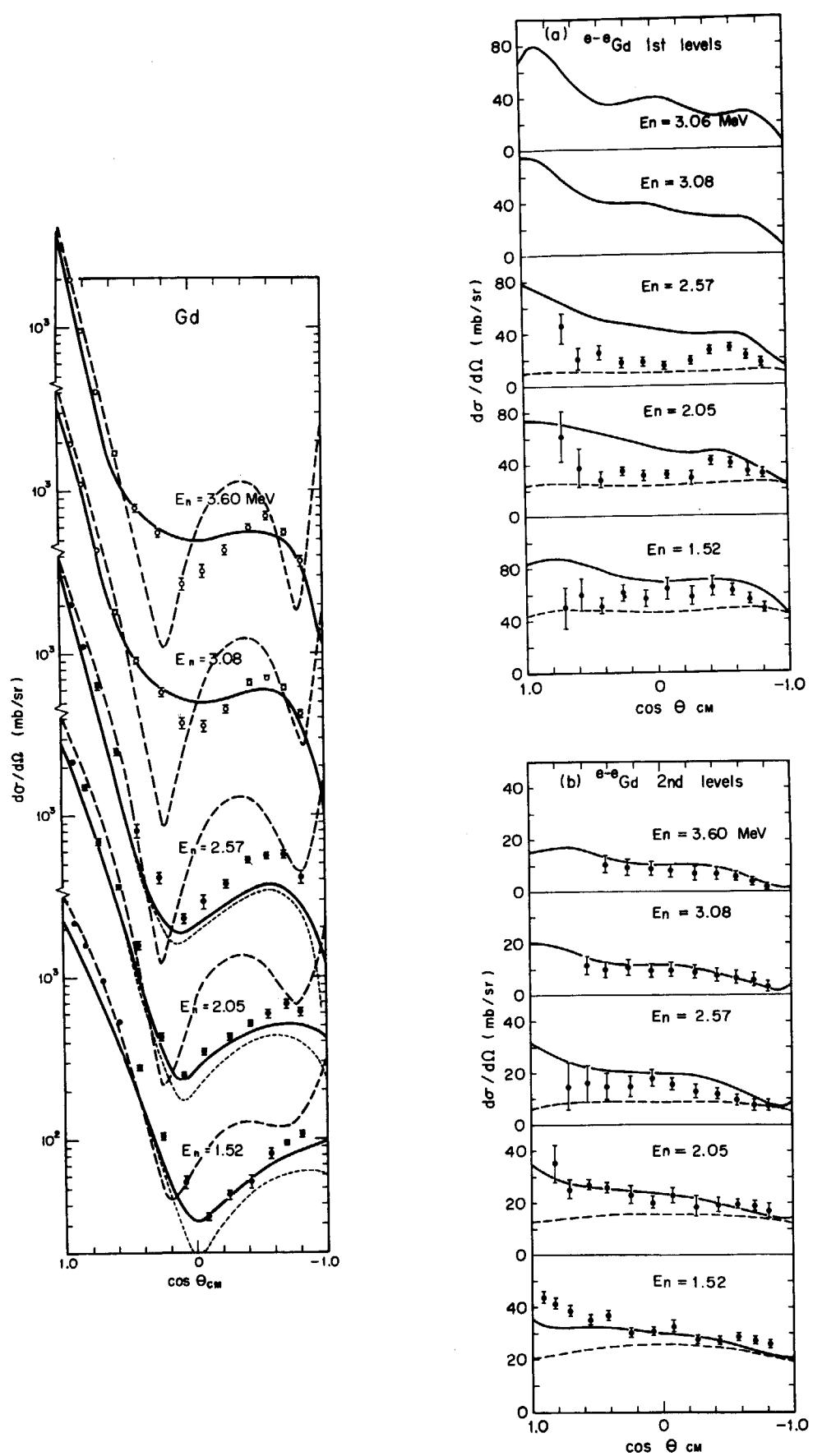


Fig. 13 Differential cross sections for elastic and inelastic scattering by gadolinium. Closed circles are our data¹⁷⁾. Dashed and solid curves have the same meaning as in Fig. 5. Dotted curves in the figure of elastic scattering represent the coupled-channels calculations.

6. Gd に対する解析

Gd に対する計算は Gd アイソトープにそれぞれの abundance の荷重をつけて平均した仮想的な核に対して行なった。断熱近似を用いて 6^+ レベルまでの ground band のレベル間の結合を考慮して計算を行なった。複合核過程の寄与は $E_n=2.57$ MeV までの場合に対して Moldauer 計算で求め、第2準位 (4^+) の後方の実験値に normalize した。Fig. 13 はこれらの計算結果を示す。実験データはわれわれの測定値¹⁷⁾である。弹性散乱において $E_n=3.08$ および 3.60 MeV の場合には第1励起準位に対する非弹性散乱が分離できなかった。したがって計算値の方も弹性散乱と非弹性散乱の和がプロットしてある。初めに $r_0=1.25$, $\beta_2=0.34^{11)}$ を用いてみたが、実験値との一致がよくなかったので、いくつかの試行錯誤的な計算の後、 $r_0=1.25$, $\beta_2=0.30$ が、ややよい結果を与えた。図はこの場合の結果を示す。結合チャンネル理論による計算結果（実線）は、球形光学模型によるもの（破線）に比べれば、遙かに実験値に近い値を与えるが、しかしある完全によい一致が得られたとはいひ難い。この一致の不完全さは、既に報告した Er の弹性散乱²⁾の場合にも同様であった。この不一致は、計算に用いた結合モード（断熱近似も含めて）の不適当なことによるものか、光学ポテンシャル・パラメータの値、特に W の値のよくないことによるものか、あるいはそれ以外の原因によるものか、今のところ不明である。

^{238}U および ^{239}Pu に対する解析は、実験データの信頼性がよくないために、明確な結果が得られなかつたのでここに述べることはさしひかえることにする。

7. 結 論

以上述べたように、1.5～数 MeV（最大値 8 MeV）の入射エネルギー範囲における解析から、結合チャンネル理論は、球形光学模型よりもよく実験値を再現してくれることがわかった。その際、核半径パラメータは $r_0=1.23\sim1.25$ fm のわずかな範囲の変化を持たせてやれば充分で、球形光学模型の解析から得られるような r_0 の大きな mass dependence¹⁸⁾ を導入する必要はない。

Cr, Fe, Ni, Zn のような中重核に対しては、数 MeV 領域における弹性散乱に対して、first 2^+ level との結合の効果は無視できない。first 2^+ level への非弹性散乱に対しても同様に、direct inelastic は無視できない。

^{120}Sn に対しては 1st 2^+ level との結合の効果は小さいが、それでもこの効果を考慮することによって、よりよい結果が得られる。

Gd などの大きく deform した核に対しては、当然結合チャンネル理論によらなければならないが、実験値との一致の点でまだ問題が残っている。

References

- 1) TAMURA T.: *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 679 (1965)
- 2) TANAKA S., TOMITA Y., IDENO K. and KIKUCHI S.: *Nucl. Phys.*, **A 179**, 513 (1972)
- 3) TAMURA T.: ORNL Report, No. ORNL-4152 (1967) (unpublished). WAKAI M., IGARASI S., MIKOSHIBA O. and YAMAJI S.: JAERI-memo 3833 (1969) (unpublished)
- 4) TOMITA Y.: JAERI 1191 (1970)
- 5) IGARASI S.: JAERI 1224 (1972)
- 6) MOLDAUER P. A.: *Phys. Rev.*, **135**, B 642 (1964)
- 7) HOLMQVIST B. and WIEDLING T.: *Arkiv for Fysik*, **38**, 403 (1969)
- 8) KURCHATOV: *Dokl. Ak. Nauk*, **158**, 574 (1964)
- 9) HINTERLEGER F., MAIRIE G., SCHMIDT-ROHR U., WAGNER G. J. and TUREK P.: *Nucl. Phys.*, **A 115**, 570 (1968)
- 10) TSUKADA K., TANAKA S., TOMITA Y. and MARUYAMA M.: *Nucl. Phys.*, **A 125**, 641 (1969)
- 11) STELSON P. H. and GRODZINS L.: *Nucl. Data, Sect. A*, **1**, 21 (1965)
- 12) TOMITA Y., TSUKADA K., MARUYAMA M. and TANAKA S.: *Nucl. Data for Reactors*, Vol. II, Helsinki, 301 (1970)
- 13) HOLMQVIST B., JOHANSSON S. G., KISS A., LODIN G., and WIEDLING T.: AE-337 (1968); HOLMQVIST B. and WIEDLING T.: EANDC (OR)-111 "L" (1971)
- 14) WILENZICK R. M., SETH K. K., BEVINGTON P. R. and LEWIS H. W.: *Nucl. Phys.*, **62**, 511 (1965)
- 15) GOLDBERG M. D., MUGHABGHAB S. F., MAGURNO B. A. and MAY V. M.: BNL 325, 2nd Ed., Supplement No. 2 (1966)
- 16) TANAKA S., TSUKADA K., MARUYAMA M. and TOMITA Y.: *Nucl. Data for Reactors*, Vol. II, Helsinki (1970) 317: TSUKADA K., TOMITA Y., TANAKA S. and MARUYAMA M.: *ibid.*, 205
- 17) TANAKA S., TOMITA Y., YAMANOUTI Y. and IDENO K.: Contributed Paper to "Conf. on Nucl. Structure with Neutrons", Budapest, p. 148 (1972)
- 18) HOLMQVIST B. and WIEDLING T.: Contributed Paper to "Conf. on Nucl. Structure with Neutrons", Budapest, p. 154 (1972)

3.3 原研リニアックによる中性子断面積の測定

水 本 元 治[†]

原研新リニアックの建設が1972年4月完成し、中性子断面積測定のための最初の実験が1972年9月始められた。新しいリニアックに関して簡単に説明するとともに今後行なわれる予定の実験の概要を述べる。

Neutron Capture Measurements at the JAERI LINAC

Motoharu MIZUMOTO[†]

The construction of the new JAERI Linac was completed in April 1972, and the experiments on the neutron cross-section measurements were started in September 1972. A brief description of the new Linac and the experimental program is presented.

1. はじめに

最近の中性子と原子核との間の相互作用に関する研究は精密化の一途を辿っており、中性子結合エネルギー近傍の複合核形成の機構および複合核の性質が系統的かつ精力的に調べられている。さらに原子力開発研究の進展に伴ない、中性子に関する核データの精度の向上、特にkeV領域の断面積、各レベルの共鳴パラメーター等の正確な測定への要請も強まっている。

比較的低いエネルギーの中性子に関しては、マイクロウェーブ技術の最近の進歩ともいって、得られる中性子強度等の面からリニアックの利点が強調されてきている。

原研でも昭和35年以来稼動していた、High Voltage社製、20 MeV のリニアックが、年数を経るにつれ出力の劣化を来たし、また各国の高性能のリニアックが動き出すにつれ、高出力のものに変えねばという要求が強まり、昭和45年、46年の2ヶ年の予算で増力を行なった。主に45年度は、各部分の設計および部品等の発注、建屋の建設にあてられ、46年度が組立にあてられた。47年4月に完成した後、試運転が継続され、9月末には中性子ターゲットによる本格的な中性子の発生を開始し、中性子断面積に関する実験が始まられた。

2. リニアック

新リニアックはS-バンド(2,856.75 MHz)のもので、現在無負荷時における最高エネルギーは190 MeV、尖頭電流 600 mA (110 MeV) が得られている。ビームの出力は最大で 50 kW まで出せるように設計されており、加速管は 2 m の定インピーダンス型のもの 2 本、定電界型 3 m のもの 3 本、いづれも $2\pi/3$ モードで、それぞれ平均で 20 kW、ピーク値 20 MW の R.F. 入力を加えることができる。

また電子銃からの電子のパルス幅は 10 nsec から 2 μ sec まで、繰り返しは 1 pps から 600 pps まで変化させることができるようになっている。

データの精度はリニアックのビーム強度、およびパルス幅に強く依存するため、今後も漸次改良が行なわれる予定である。

3. 測定装置

リニアックの建屋および測定小屋等の概観は Fig. 1, Fig. 2 に図式的に示されている。各種測定用装置は目下ほぼ完成し、2, 3 の実験が開始されている。

[†] 原研、Japan Atomic Energy Research Institute

3.1 中性子ターゲット

中性子は電子線による制動輻射線を用い、その光核反応によって発生させられる。ターゲットは 10 cm 角の大きさのもので層状に重ねられた Ta の板 (1 mm から 6 mm 厚のものまで) 11 枚 (全厚 21 mm) と、10 mm 厚、3 枚の Pb の板よりなっており、板の間を通る水によって冷却し、およそ 24 kW のビームの熱発生に耐え得るように設計されている*。また特に今回のターゲットは中性子発生の過程で出す γ -フラッシュを避けるため、ターゲットの直下に、パラフィン、ルサイト等減速材を置き検出器が直接ターゲットを見ないように作られている。

3.2 中性子飛行管と測定小屋

中性子ターゲット室からは 6 本の飛行管が各測定小屋へ向って延びている。飛行管の長さは中性子のエネルギー分解能とイールドとの兼ね合いを考慮して決定される。100 m の位置に中間ステーションを持つ 190 m の小屋では高い分解能による全断面積の測定が主に行なわれる。ターゲット室に隣接したサンプルチャンジャー小屋では、ビーム強度のモニターと自動的なサンプルの交換が短かい間隔で行なわれ、リニアックの運転条件等によるビーム強度の変化の影響および回路系のドリフトの影響を補正している。55 m では捕獲断面積が測られるが小屋全体の土盛りとコンクリートによってバックグラウンドの遮蔽がなされている。45 m 2 本は 1 つの測定小屋へ導かれ散乱および分裂の断面積等が測られる予定である。さらにターゲット R には 50 m 飛行管が据え付けられており、光核反応、炉物理等の実験に用いられる。高いエネルギー特に MeV 領域の中性子の発生は先に述べた減速した中性子を使用するやり方では不利な点が多く、建屋内にあるうちの 1 本は電子ビームの高さにあり直接中性子ターゲットを見ている。現在 190 m 飛行管には、keV 領域測定の際の Al 窓による大きな共鳴の影響を取り除くために He ガスがつめられマイラーの窓が付けられている。各測定小屋は空気調節が行なわれ、検出器の温度変化を少なくするよう配慮されている。

3.3 検出器

全断面積は通常行なわれるようトランスマッショントリニティによって測定されるが、現在 4 個の $4\frac{3}{8}'' \phi \times 1/2''$ の ^6Li -グラスシンチレーション検出器が 190 m 測定小屋に

* 通常中性子ターゲットは損傷が激しく現在、研究会の時点でのものに改良が加えられた新しいターゲットが使用されている。

備え付けられ測定が開始されている。近々 3 個の ^6Li グラス検出器が付け加えられる予定であり、およそ 2 倍の検出効率の増加が期待されている。ビームモニター用には $2'' \phi \times 1/8''$ の小さなものがサンプルチャンジャー小屋にある。

捕獲断面積の測定には Fig. 3 に示されているように、3,500 l の大型液体シンチレーション検出器が用いられる。 γ -線のマルチプリシティによる検出効率の変化をなくしほば 100% の効率を持つよう作成されている。液体シンチレーターは p-ターフェニールおよび α -NPO をキシレンに溶解したものである。現在 $12'' \phi$ の 2 個の光電子増倍管 (EMI 9545 B) が取り付けられているが、測定のエネルギー領域を広げるためにさらに速い光電子増倍管を取り付けること、回路の改良等を計画中である。

散乱断面積の測定装置は Fig. 4 に示されている。全断面積測定と同様 $2'' \phi \times 1/2''$ の ^6Li -グラスシンチレーション検出器が用いられ、 $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ の 3 つの角度に関して同時に中性子を測定する。 ^6Li -グラスは中性子とともに γ -線にも感ずるためその効果を差し引く目的で ^7Li -グラスの検出器も使用される。

その他にも MeV 領域の中性子を測定するために陽子の反跳を検出するプラスチック検出器が目下準備中であり、分裂断面積用フィッショングレンバーも作成中である。

4. データ収集システム

4.1 データ処理用計算機

各測定小屋からの信号はパローンケーブルによって全て電子計算機室に集められ、オンライン的な処理が行なわれる。系のブロックダイヤグラムは Fig. 5 に示されているが、CPU はコアの容量 16 kW、1 ワードの長さが (20+パリティ+プロテクト) ビット、そのうち 8 K はプログラム用に用いられ、残りの 8 K がデータ収集のために使用される “add-one” を含めて、そのスピードは $1.8 \mu\text{sec}$ である。その他にもデータの一時的な保管とオンライン、オフライン用のプログラムの保管のために 64 kW の磁気ドラムがあり、9 トラック 800 bpi の 2 個の磁気テープ装置が本格的なデータ解析を行なうための大型計算機とのつながりの役目を果している。

4.2 TOF-ADC

中性子に関する実験はそれが電荷を持たないことにより、飛行時間法によるものが主となる。そのため、TOF-ADC の性能は直接にデータの質に影響する。現在使用

されているのは最大解析容量 16 kch, 4 入力, 1 チャンネルの幅は $0.1 \mu\text{sec}$ から $12.8 \mu\text{sec}$ のものであり, “Variable channel” 指定の機能を持っている。また原研エレクトロニクス課による、チャネル幅 25 nsec のものが作成され調整が行なわれている。

5. おわりに

Fig. 6 および Fig. 7 にそれぞれ 190 m の飛行管を用

いて行なわれた天然ウランのトランスマッショントンと、55 m でのタンタルの捕獲断面積とそれと同時に測られたトランスマッショントンの測定データが示されている。これらのデータはまだ統計精度が充分でなく、最終的なものではないが、全断面積と捕獲断面積の測定については各系に関する調整がほぼ済み本格的なデータの測定が行なわれようとしている。

以上原研新リニアックと各測定装置に関する説明をかなり網羅的に記した。詳細に関しては充分述べることができなかったが新リニアックの建設報告および各実験ごとの結果の報告がなされる予定であり、それに譲る。

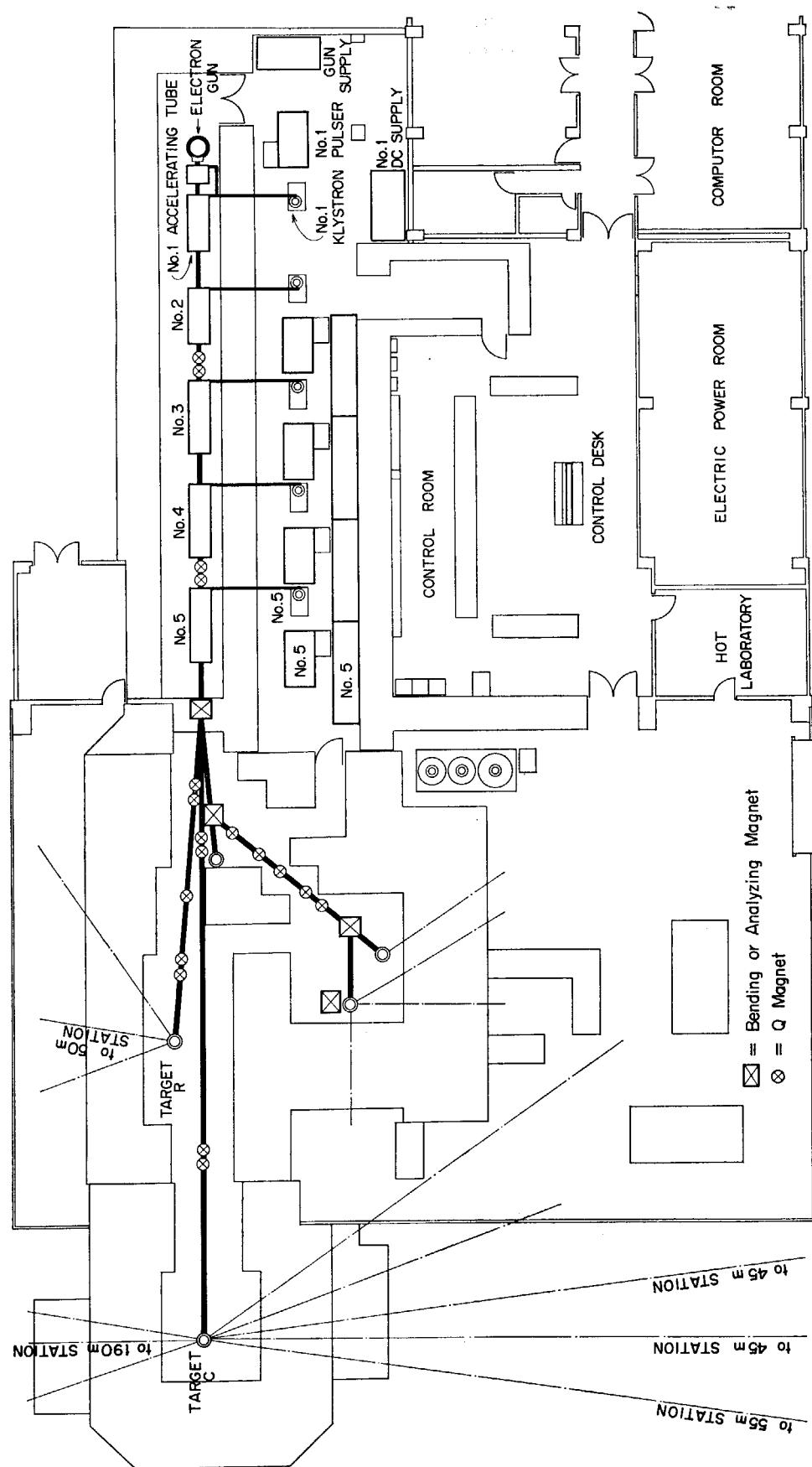


Fig. 1 Arrangement of the new JAERI Linac in the building.

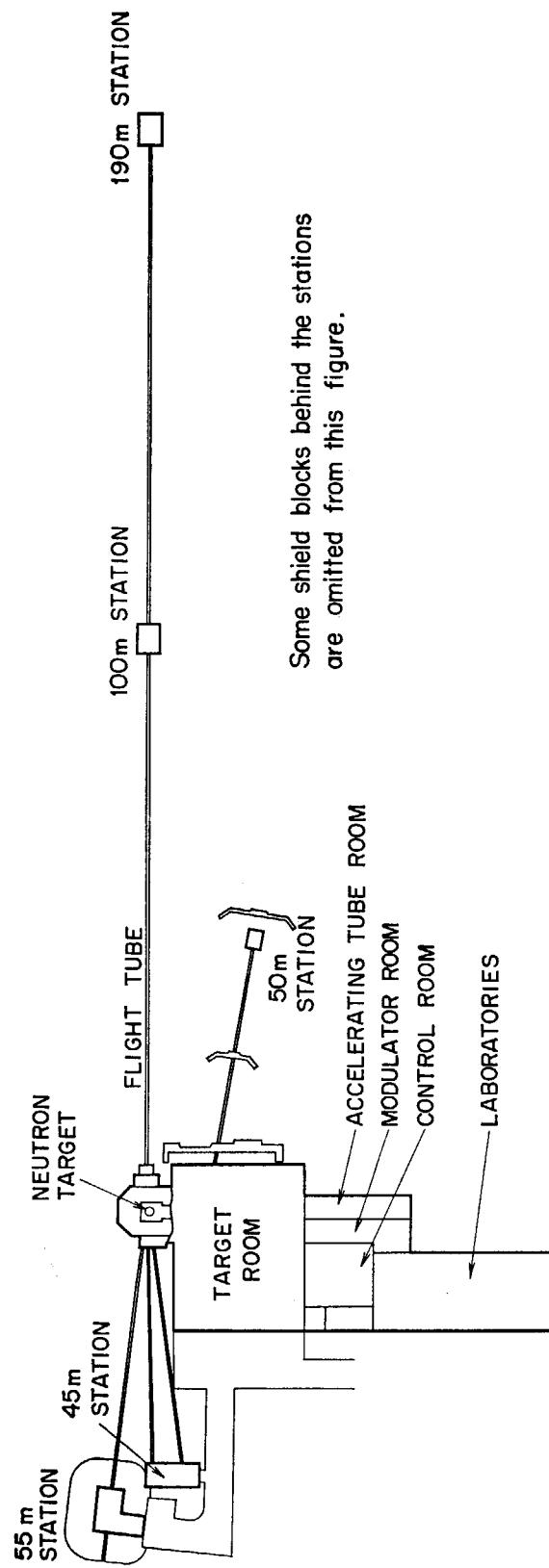


Fig. 2 Block diagram of the Linac and the neutron flight paths. Some shorter paths in the building are omitted from the figure.

Liquid Scintillator Tank

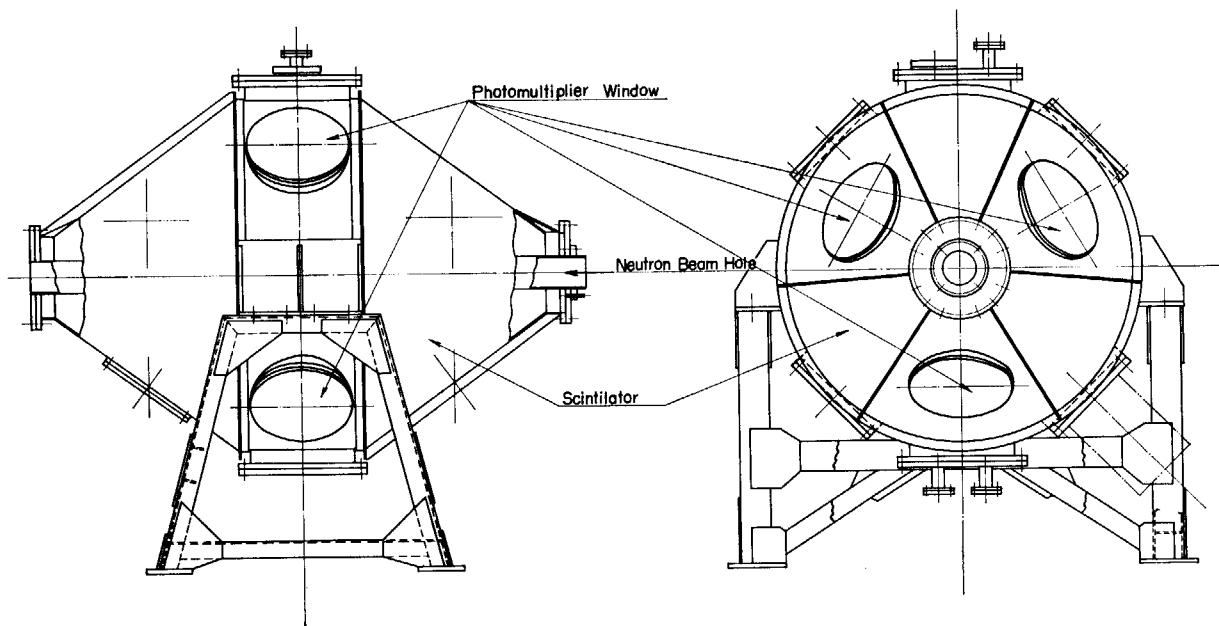


Fig. 3 Liquid scintillator tank for the neutron capture measurement.
The tank has a diameter of about 1.8 m and a volume of 3,500 l.

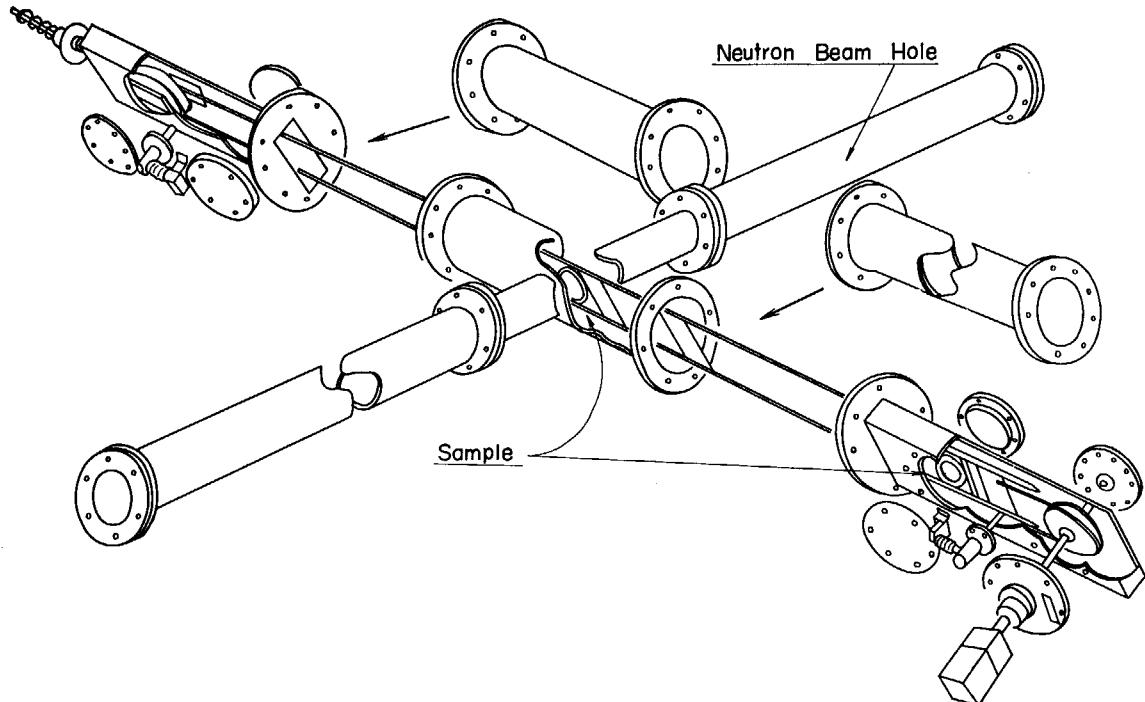
Neutron Scattering Chamber
and Sample Changer

Fig. 4 Neutron scattering chamber and the sample changer. ${}^6\text{Li}$ -glass scintillation counters are mounted around the chamber.

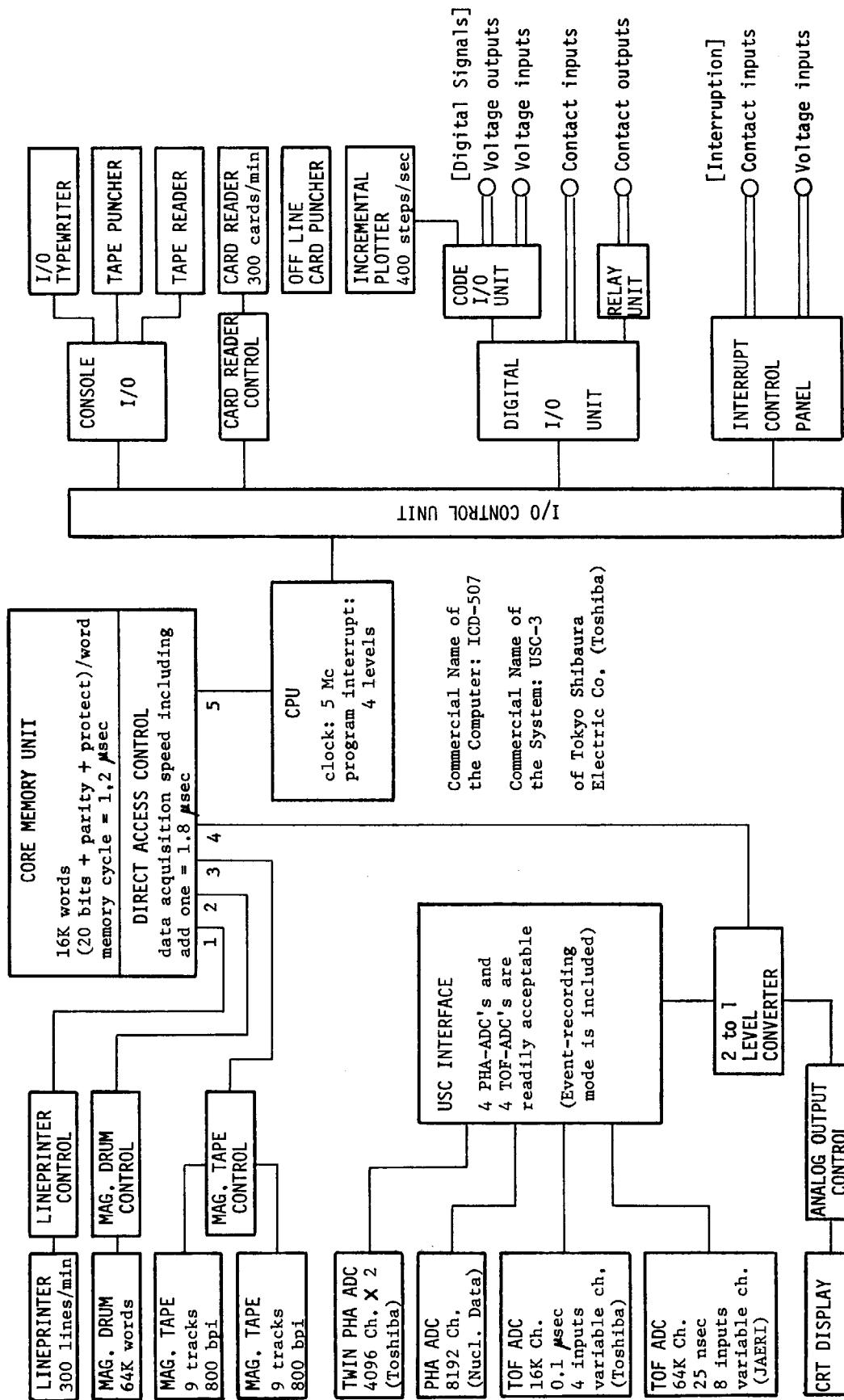


Fig. 5 JAERI Linac Experimental Data Acquisition and Reduction System (LEDARS).

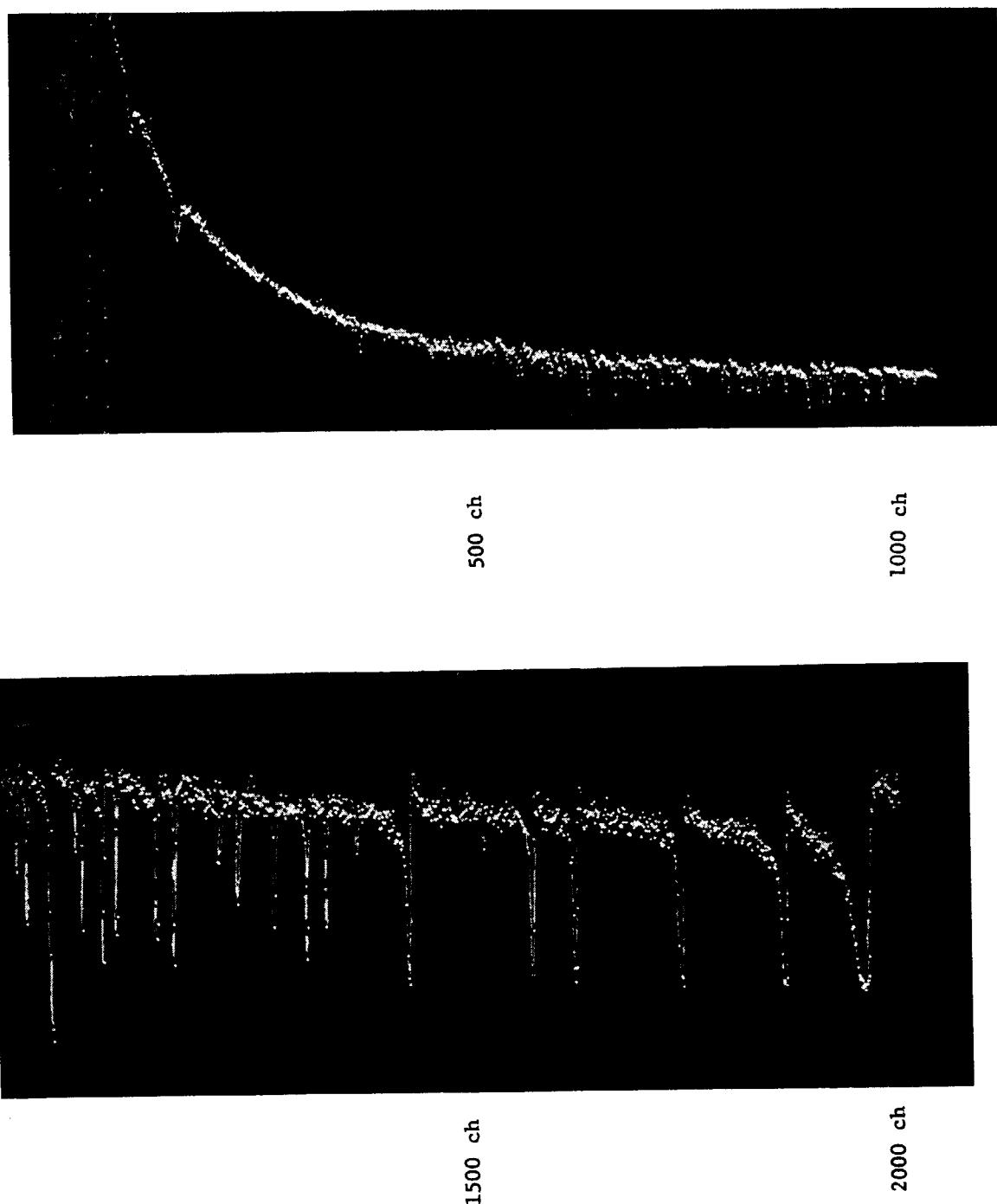
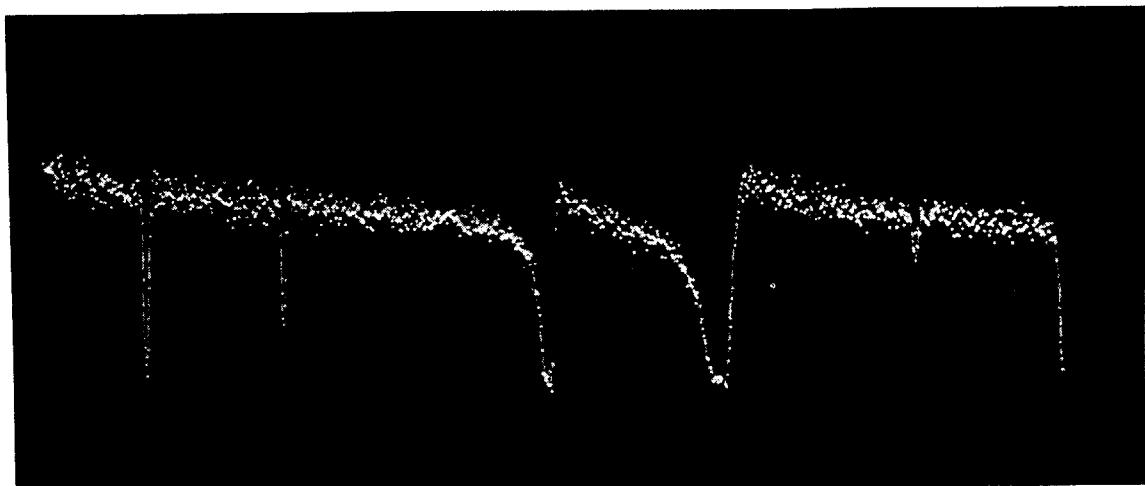
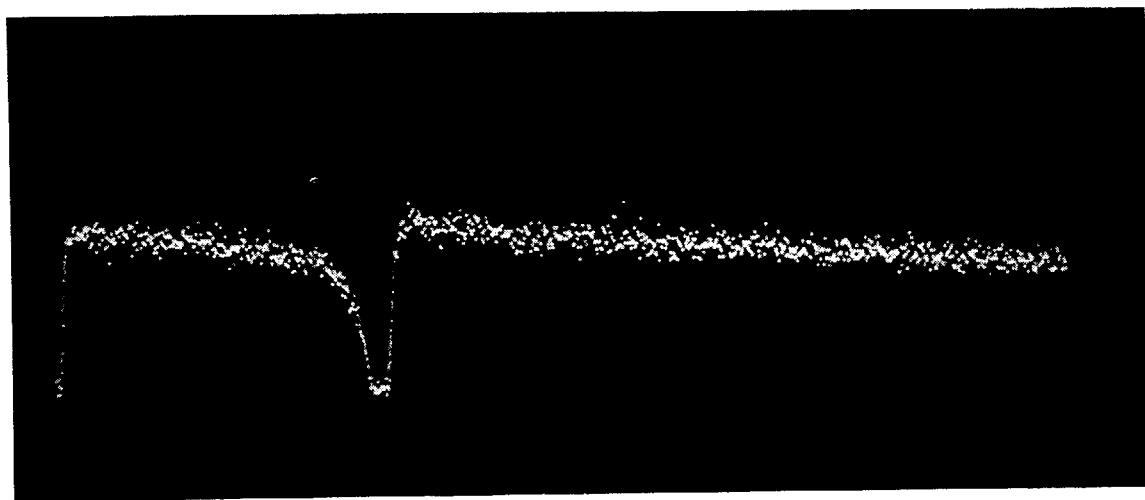


Fig. 6 Raw data of Sample-In counts for a natural uranium sample. The measurement was carried out with the electron pulse width 0.5 μ sec, the analyzer channel width 0.5 μ sec and the flight path length 190 m. The sample thickness is 5 mm and the time of measurement is about 4 hours.



2500 ch

3000 ch



3500 ch

4000 ch

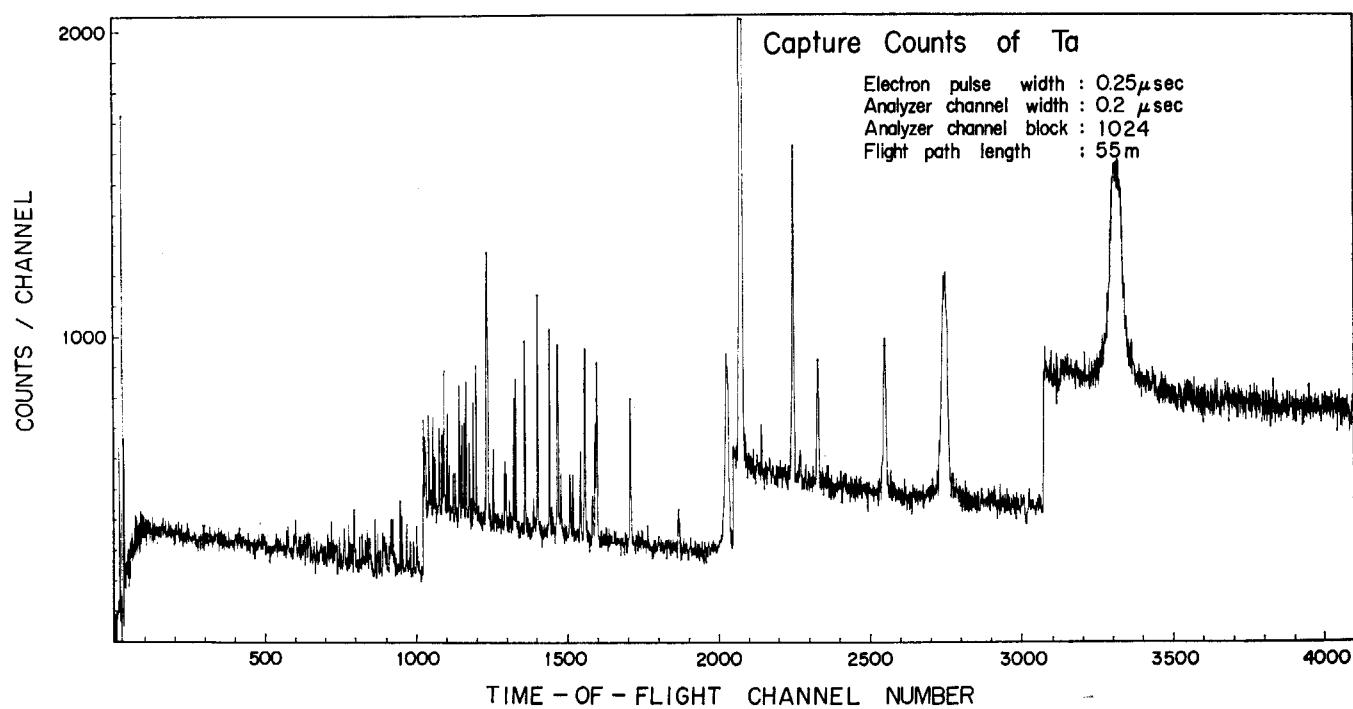


Fig. 7 (a) Capture counts for a tantalum sample.
The sample thickness is 0.2 mm and the time of measurement is about 3 hours.

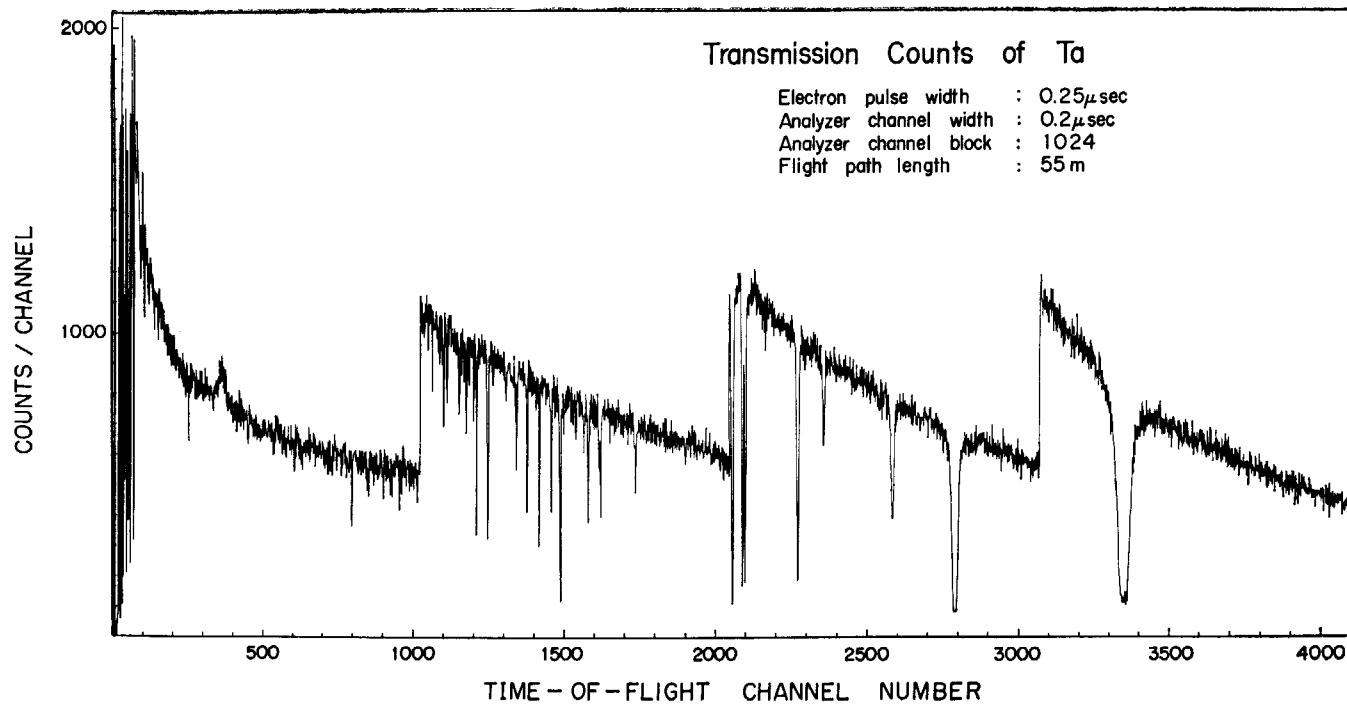


Fig. 7 (b) Transmission counts for a tantalum sample.
The sample thickness is 0.2 mm and the time of measurement is about 3 hours.

3.4 京大炉 LINAC による中性子断面積測定

藤 田 薫 顯†

京大原子炉実験所電子線型加速器の近況が報告された。当加速器はLバンド器であり 1971~2年の増強工事によって出力が倍増され最高電子エネルギーは 46 MeV、最大平均ビーム電力は 10 kW となった。keV 領域における Pd, Ho, Ce の中性子断面積測定の計画と予備実験の結果が報告された。使用する飛行管は 20~50 m で、透過実験には ^6Li ガラスシンチレータが、吸収断面積測定には NE-226 の total energy detector が用いられる。

Power-up of the Electron Linac at Research Reactor Institute of Kyoto University and Plans of Neutron Cross Section Measurements

Yoshiaki FUJITA†

Recent status of the electron linear accelerator facility at Research Reactor Institute of Kyoto University is reported. It is L-band machine and was graded up to 46 MeV in maximum energy and 10 kW in average beam power in 1971-2. Plans of neutron cross section measurements of Pd, Ho and Ce in keV region using 20-50 m flight paths are also reported. Lithium-6 glass scintillators and total energy detectors of NE-226 are used for transmission and capture measurements respectively.

京大炉 LINAC は建設以来主として原子炉物理における減速材体系での中性子エネルギースペクトル測定の実験に利用されてきたが、昨年度はその増強工事のために運転が停止され、今夏工事が一応の完成をみたので再び運転されるようになった。一方、利用面では中性子発生量の増加に伴い、共鳴中性子の全断面積・捕獲断面積の測定が計画されるようになり、若干の準備が進められている。このコメントでは当 LINAC の増強工事と性能および断面積測定の準備についての紹介を行なった。

性能は従来、最高エネルギー 23 MeV、最大平均ビーム電力 5 kW、ビーム幅 10 nsec~4 μ sec、ビーム電流 1.5 A~0.5 A、繰返し 180 pps であり、15 MW のマイクロ波発生装置 1 器に加速管 1 本の L バンド加速器であったが、マイクロ波発生装置を 15 MW \times 2 器とし、加速管を 2 本にして最高エネルギー 46 MeV、ビーム電力 10 kW

(他の性能は同じ) とし、中性子発生量は約 4 倍となった。加速管は米国 ARCO 社より輸入したが、マイクロ波発生装置、制御系等は全て京大炉で設計し国産部品を用いて組立て調整等を行ない増強費を切り詰めることができた。

現在若干の改良点を残しており最高性能には到達していないが、断面積測定に用いられる典型的な運転条件と

してビームエネルギー 40 MeV、ビーム電流 800 mA、ビームパルス幅 100 nsec、繰返し数 200 pps が達成され、ピークの中性子発生量は鉛の厚いターゲットを用いた場合約 $6 \times 10^{16} \text{n/sec}$ と推定される。

加速器、飛行管等の配置を Fig. 1 に示すが、50 m 飛行管は全断面積測定用に、20 m 飞行管は捕獲断面積測定に用いられる。50 m 飞行管におけるコリメータ等の構造を Fig. 2 に示す。コリメータは全て鉛でつくられ、最小コリメータ径は 40 mm である。サンプルチャンジャーは 6 孔回転式のものを据付けてあり、中性子検出器には ^6Li ガラスシンチレータ ($5'' \phi \times 1/2'' t$) が 3 系統並列に用いられる。中性子ターゲットは鉛、モデレーターにはポリエチレンブロックが使用され、中性子発生量のモニタリングはターゲット室内および飛行管の途中にて BF_3 カウンターでなされる。

全断面積測定の場合の測定ブロックダイアグラムを Fig. 3 に示す。モニター系はガンマフラッシュによる測定系の攪乱を逃げるため適当なゲイト回路が設けられている。フィルターには同じくガンマフラッシュをさけるため 5 mm 厚の鉛板と低エネルギー中性子を除去するために 1gr/cm^2 の B_4C を用いている。時間基準信号はターゲット電流より得ており、時間分析器には HISTA-

† 京都大学原子炉実験所, Kyoto University

1000¹³ を用いている。これは磁性線メモリを用いた 1024 チャンネル、TOF モードの場合最少チャンネル幅 15 nsec、分解時間 300 nsec のものである。

予備的に測定したタイムスペクトルを Fig. 4 に示す。これは試料が何も入っていない場合のスペクトルである。アルミニウム窓と銅製モニタ用 BF₃ カウンターの影響があり改良を要する。

捕獲断面積の測定には Neutron-insensitive な NE-226 液体シンチレータを用いる予定である。当面の測定試料には Ce, Pd, Ho が用意されている。

Reference

- 1) 木村逸郎：“磁性線メモリを使用した高速時間分析器” KURRI-TR-108, 昭和 46 年 10 月

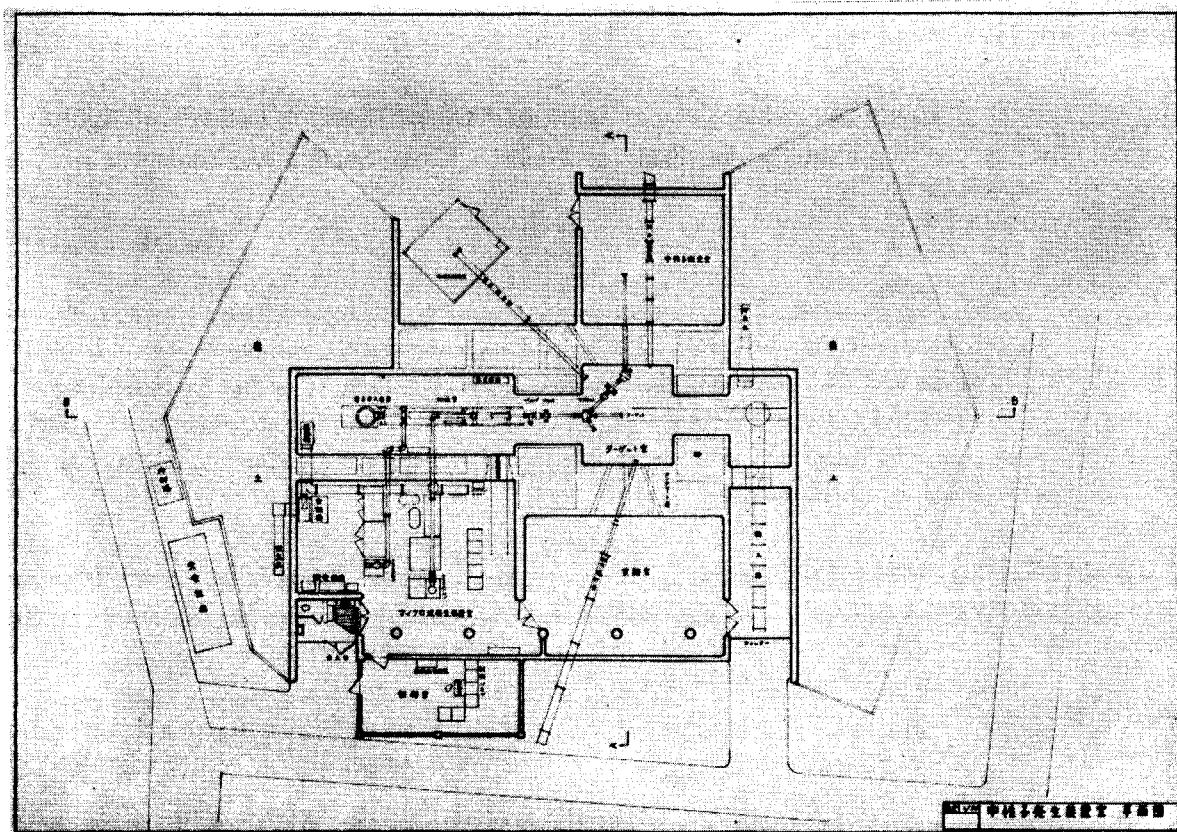


Fig. 1 Plan of LINAC-facility.

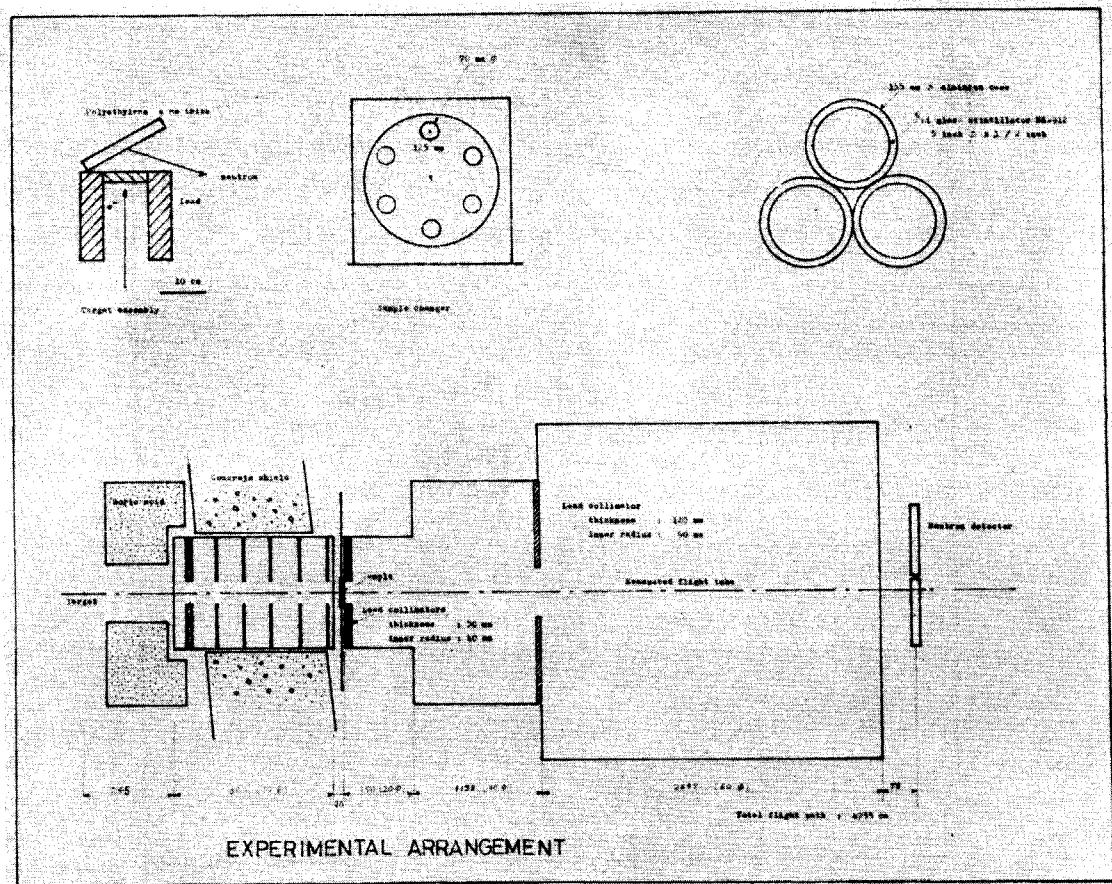


Fig. 2 Experimental arrangement of neutron transmission measurement.

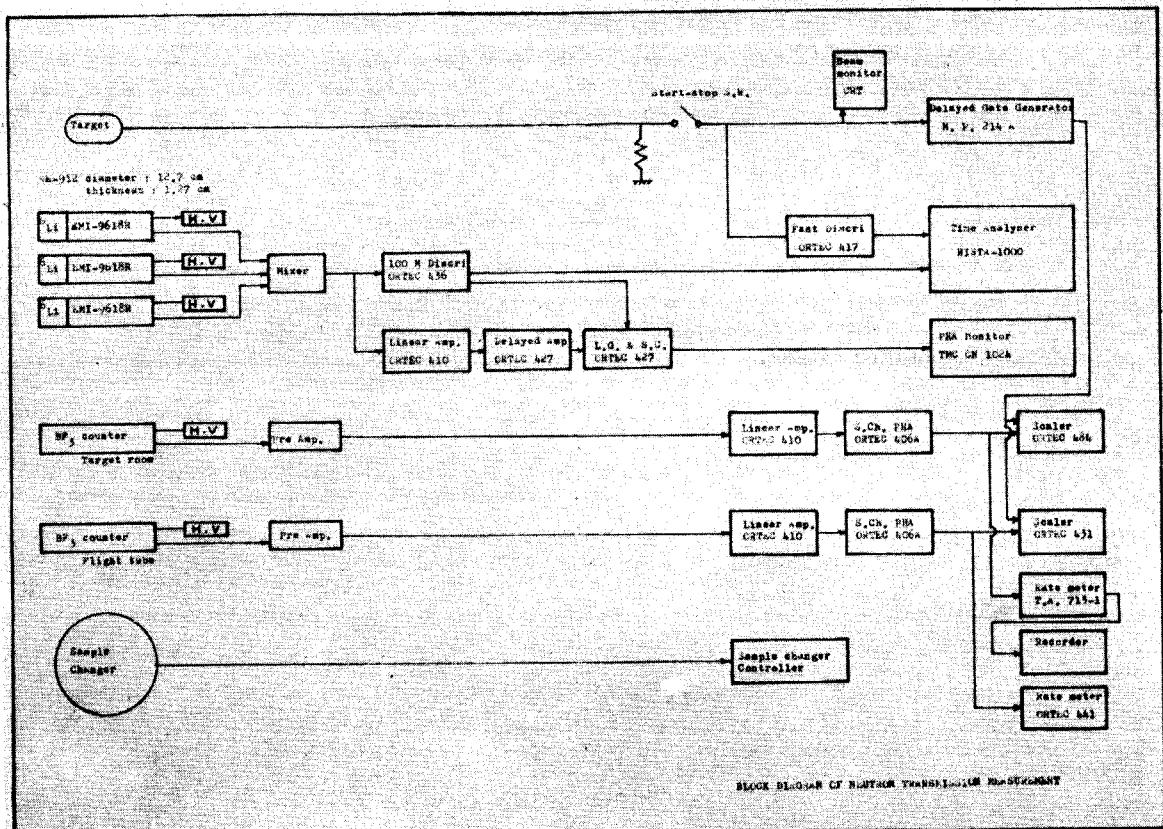


Fig. 3 Block diagram of neutron transmission measurement.

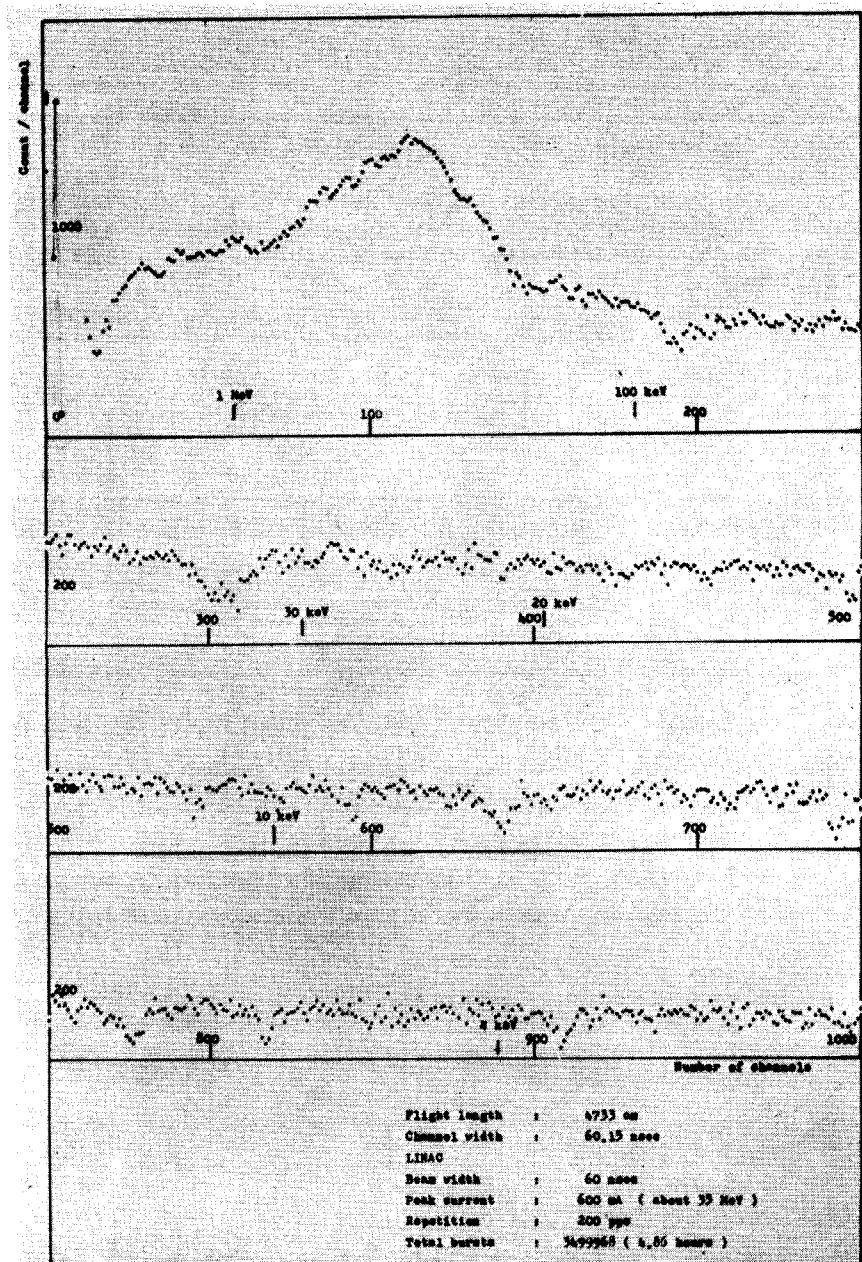


Fig. 4 Time of flight spectrum of empty-run. Several dips in low energy region correspond to resonances of alminium of the window and copper of BF₃ neutron monitor.

3.5 原研 5.5 MV VdG による中性子断面積

山 内 良 磨†

21.5 MeV 中性子のカーボンによる弾性散乱、および非弾性散乱 ($Q = -4.43 \text{ MeV}$, -9.64 MeV) の角分布が、実験室系で 30° ~ 155° の範囲にわたって、最近製作された 4 角度における角分布の同時測定が可能なタイムオブフライトスペクトロメーターによって測定された。弾性散乱のデータから通常の光学模型による光学ポテンシャルのパラメーターが求められ、coupled-channel 理論による解析が弾性、非弾性散乱について行なわれた。

Elastic and Inelastic Scattering of 21.5 MeV Neutrons from ^{12}C

Yoshimaro YAMANOUTI†

Differential cross sections in an angular region from 30° ~ 155° in the lab system for both elastic and inelastic neutron scattering by carbon have been measured at an incident energy of 21.5 MeV using the pulsed beam time-of-flight technique. The collective 2^+ ($Q = -4.43 \text{ MeV}$) level and 3^- ($Q = -9.64 \text{ MeV}$) level were resolved by using newly constructed multi-angle time-of-flight spectrometer. The elastic scattering data were analyzed using the local optical model in its conventional form, and a coupled-channel analysis for the elastic and inelastic scattering has been made.

8 MeV~数 10 MeV のエネルギー領域での中性子散乱断面積は反応機構の解明に重要であり、また近年核融合工学の分野からも要求されているにもかかわらず、実験データは荷電粒子反応の測定に比べて高速中性子の測定が難しいために 14 MeV のデータを除いては極めて少ない。原研 5.5 MV V. d. G. による中性子断面積の測定は今まで主として中性子エネルギー 8 MeV 以下の弾性、非弾性散乱、非弾性散乱に伴うガンマ線の測定が行なわれて来たが、今回測定する中性子エネルギーの範囲を拡げて 20 MeV 付近の中性子散乱断面積まで能率良く測定するために、最大飛行距離 8 m, 4 個の検出器による同時測定が可能な time-of-flight spectrometer が製作され、この装置により 21.5 MeV での carbon による中性子弾性、非弾性散乱断面積の測定が行なわれた。

19~30 MeV での ^{12}C からの陽子弾性散乱には broad resonance が観測されているが¹⁾、 ^{12}C からの中性子弾性散乱²⁾や ^9Be の (n, α) 反応³⁾でも resonance が観測されている。このような領域では弾性散乱の角分布を fit させる optical parameter はエネルギー変化とともに大きく変り、非弾性散乱についても直接反応理論による計算結果を実験値に fit させるのが難しいことが予想される。

この実験の目的は軽い核である ^{12}C 核について resonance, off resonance 領域で optical model によってどの程度データを fit できるか、また非弾性散乱について $Q = -9.64 \text{ MeV}$, 3-state まで含めてどの程度直接反応理論による計算で実験値を fit できるかを調べることである。現在解析が進行中でここでは今までに得られた optical model, coupled-channel 理論による二、三の計算結果について述べる。

Fig. 1 に実験装置の概略を示す。V. d. G. の高圧電極部分で作られた 1 MHz, 幅約 10 nsec の重陽子ビームは加速され、 90° 分析電磁石、Q レンズ等を通過した後 Mobley 型のビーム収束系によって中性子発生ターゲットの所で幅約 1.5 nsec のパルス化ビームになる。

中性子発生ターゲットには約 2 気圧のトリチウムガスがつめられ T(d, n) ^4He 反応で中性子を発生させる。 ^{12}C のサンプルは直径 3.5 cm, 高さ 5 cm の円柱形グラファイトでターゲットの中心から 13.5 cm の所に置かれている。

検出装置のコリメーター、シールド系はシャドーバー、コリメータタンク、検出器シールドタンクから成りこれらは一つの回転台上に 10° 間隔に置かれていて -30°

† 原研, Japan Atomic Energy Research Institute

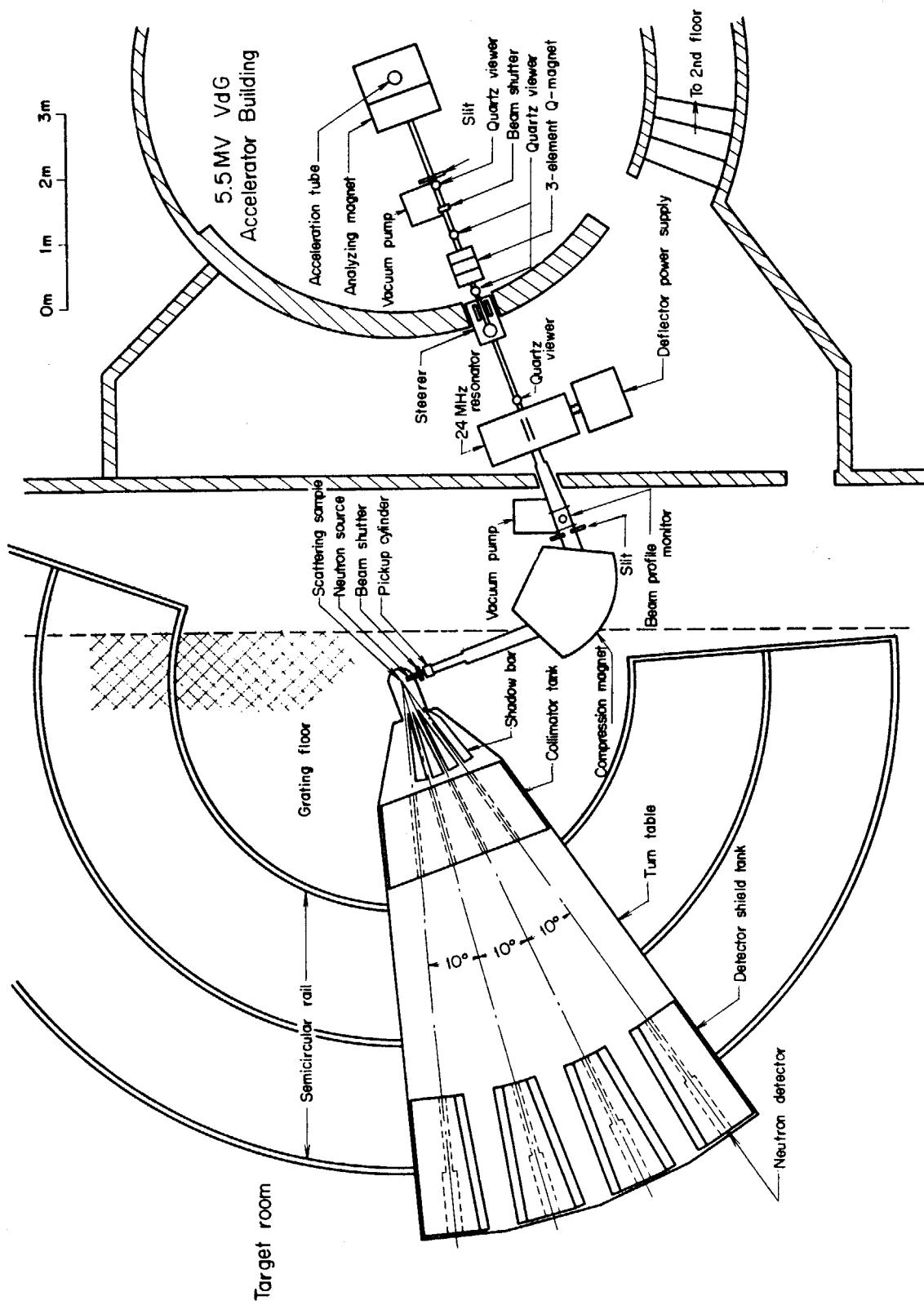


Fig. 1 Experimental layout inclusive of the newly constructed time-of-flight spectrometer.

~155°での角分布の測定が可能である。検出器の最大飛行距離は 8 m で、4 m までは 4 個の検出器を同時に使用できる。シャドーバーの材質は 20 MeV 付近の中性子に対しては鉄、数 MeV の中性子に対してはパラフィンが有効である。コリメータータンクと検出器シールドタンクの内部はパラフィンが詰められている。Fig. 2 は spectrometer のコリメーター、シールド部分の平面および側面図である。

Fig. 3 は測定の電子回路系の block diagram であるが、中性子検出器は直径 12.7 cm、厚さ 10.2 cm の NE 213 液体シンチレーターを直径 12.7 cm の RCA C70133 B 光電子増倍管に組合せたものである。

検出器の早い負パルスを CFFD を通して TPHC のスタートパルスにし、中性子発生ターゲットの近くにある pick up cylinder からのパルスを WBA を通して増幅し、各検出器系の共通のストップパルスとして使用している。また $n-\gamma$ パルス波形識別を行ない中性子に対するパルスだけを取出して TPHC のゲートパルスにし

ている。これらの 4 系統の各 TPHC の出力の 1 つは ID を通して 32 input selective storage unit に送られ、もう一方のパルスは mixer を通して ADC に送られ 4096 ch P. H. A. に同時に 4 本の中性子スペクトルが得られる。Fig. 4, Fig. 5 にこの装置で測定されたスペクトルを示す。弾性散乱、 $Q = -4.43 \text{ MeV}$, $Q = -9.64 \text{ MeV}$ に対応するピークが見られるが $Q = -7.66 \text{ MeV}$ に対応するピークは非常に小さい。

spectrometer の efficiency はパラフィンによる 21.5 MeV 中性子の弾性散乱と $T(d, n)^4\text{He}$ 反応の中性子角分布から測定された。

今回の測定では ^{12}C による 21.5 MeV 中性子の弾性散乱、非弾性散乱の角分布が 30°~155° の間の 14 の角度で測定され、得られた結果はコード MULT 1 によって multiple scattering の補正が行なわれた。得られた弾性、非弾性散乱の角分布を Fig. 6~8 に示す。Fig. 6, Fig. 7 中の ×印は 19.88 MeV で測定された Deconninck 等²⁾ の弾性、非弾性散乱の結果である。

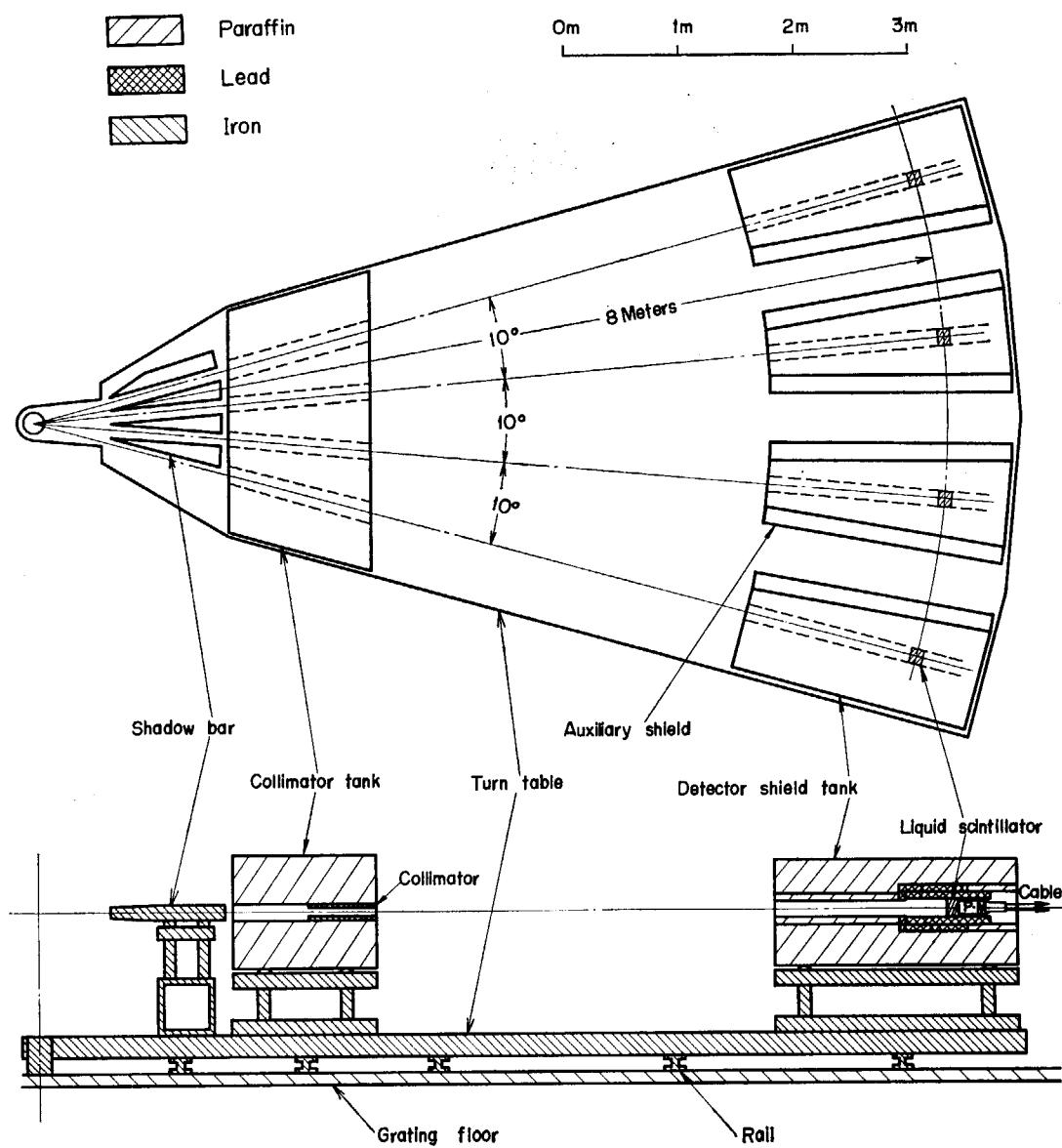


Fig. 2 Top view and vertical cross section of the collimator-shield system.

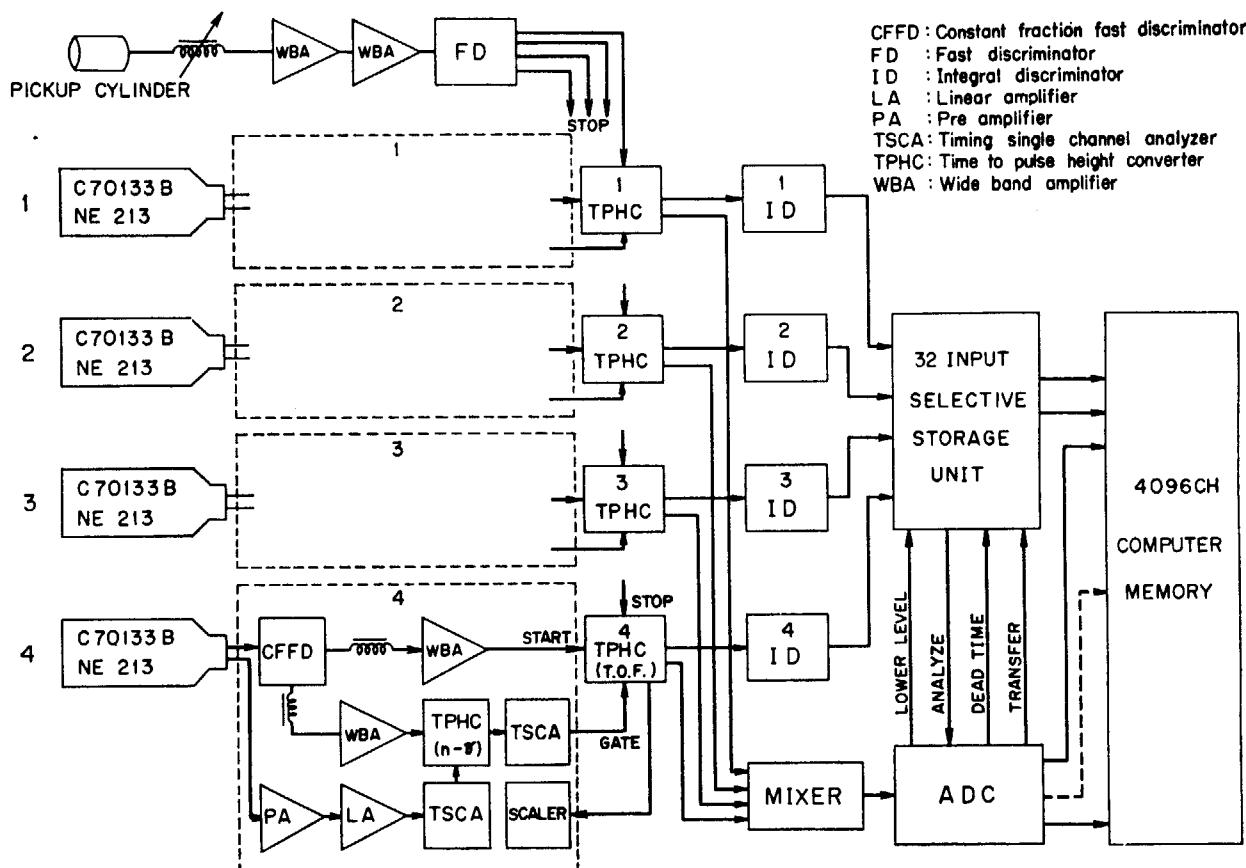


Fig. 3 Block diagram of the electronics system which is designed to enable four neutron detectors to be used simultaneously.

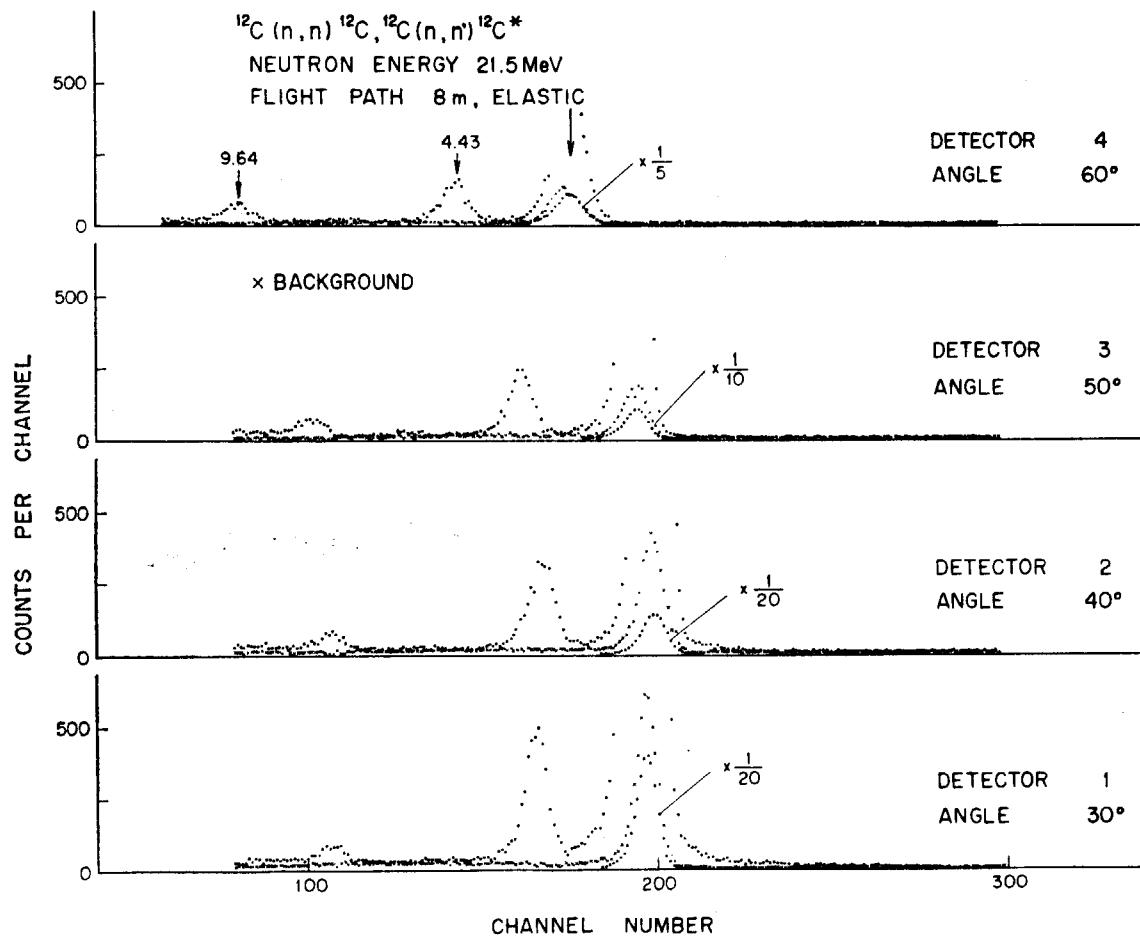


Fig. 4 Time-of-flight spectra of 21.5 MeV neutrons scattered from carbon at 30° to 60°.

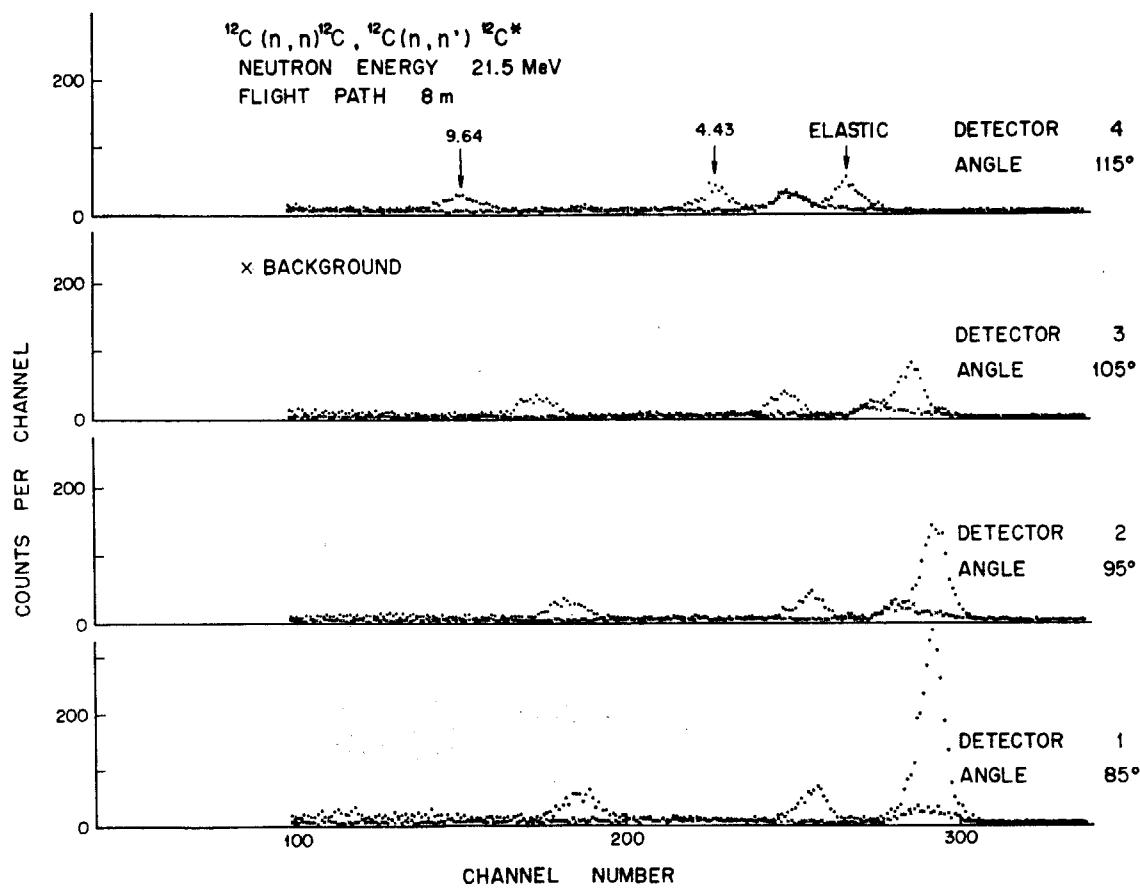


Fig. 5 Time-of-flight spectra of 21.5 MeV neutrons scattered from carbon at 85° to 115° .

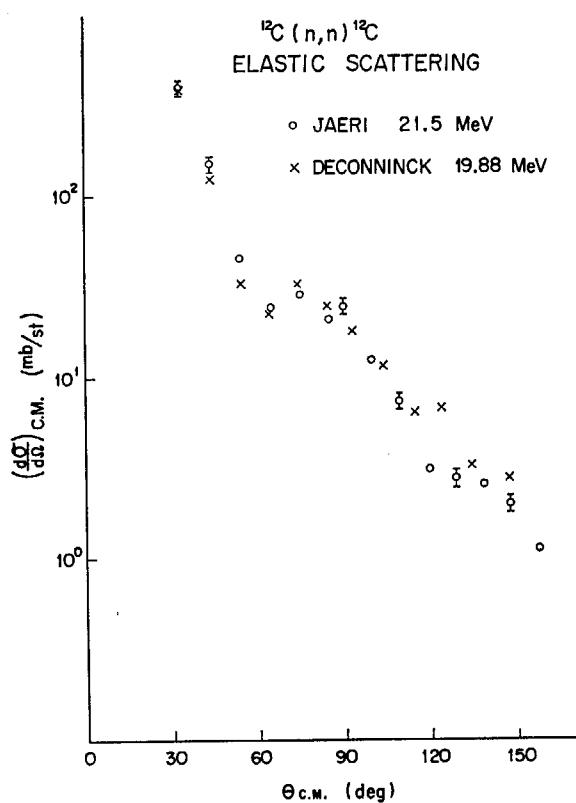


Fig. 6 Measured differential cross section for elastic scattering of 21.5 MeV neutrons from ^{12}C .

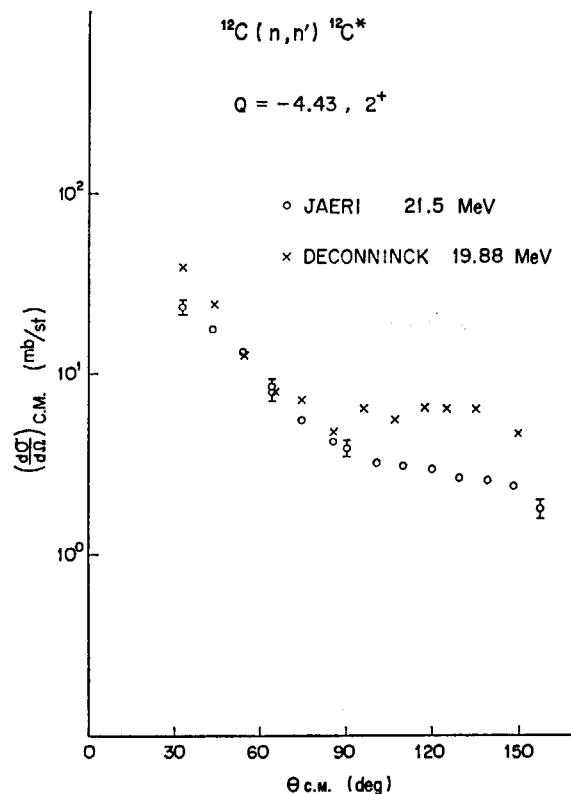


Fig. 7 Measured differential cross section for inelastic scattering of 21.5 MeV neutrons to the 2^+ (4.43 MeV) level of ^{12}C .

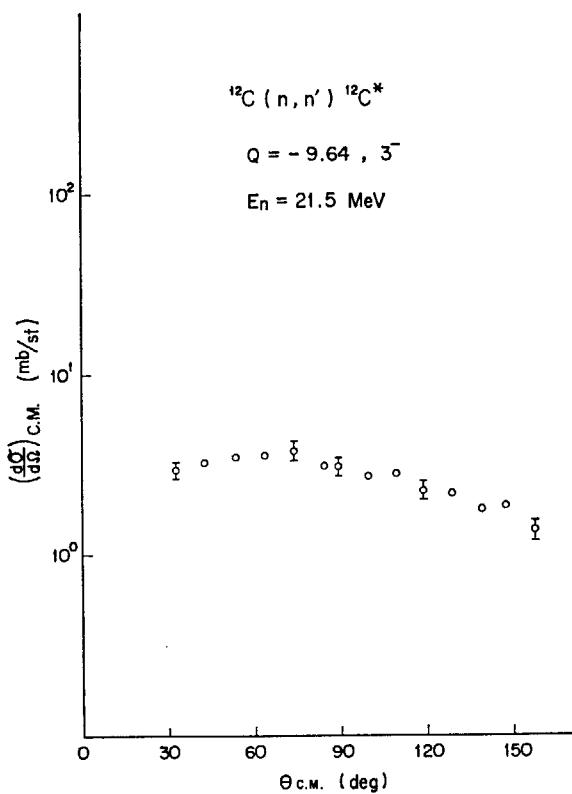


Fig. 8 Measured differential cross section for inelastic scattering of 21.5 MeV neutrons to the 3^- (9.64 MeV) level of ^{12}C .

はじめに optical model のコード ELIESE-3 を用いて optical model による解析を行なった。ここで計算に用いた central potential の real part の form factor は Woods-Saxon 型であり、imaginary part は surface absorptionだけを考慮して form factor は derivative Woods-Saxon 型である。spin orbit potential は Thomas Fermi 型で real partだけを考慮した。best fit の optical parameter を得る前に 4 組の parameter set を選び弾性散乱の角分布の計算を行なった。これらの parameter set と parameter search によって得られた best fit の値を TABLE 1 に示す。set A は $A > 40$, $E < 50$ MeV の中性子弾性散乱の角分布に用いられた Greenlees 等⁴⁾による parameter である。set B は 30.4 MeV の $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p})$ ^{12}C 反応⁵⁾で用いられた parameter の内 central potential の real part を 4.5 MeV 下げたものである。set C, D は 5~14 MeV の ^{12}C による中性子弾性散乱に用いられた parameter である⁶⁾。A, B, C, D のそれぞれの

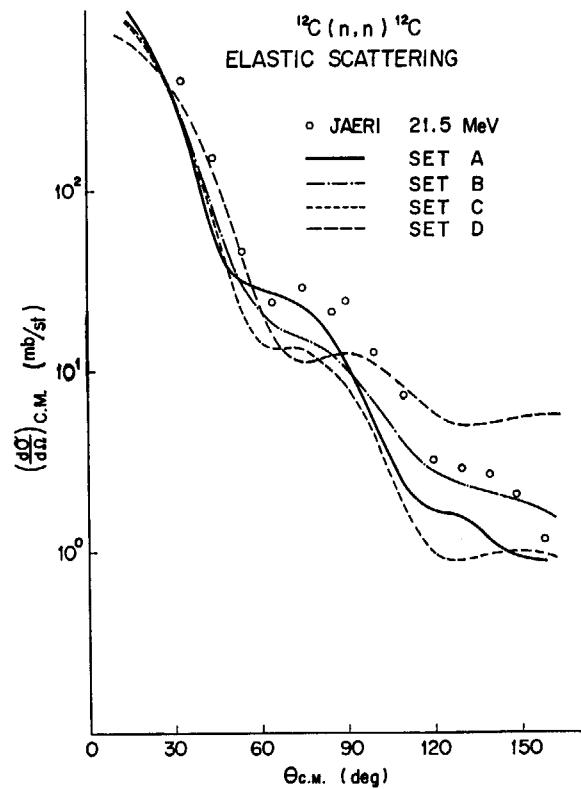


Fig. 9 Differential cross sections for elastic scattering of 21.5 MeV neutrons from ^{12}C calculated using sets of optical-model parameters A, B, C and D of TABLE 1. Open circles represent measured differential cross section.

parameter によって計算された弾性散乱の角分布を Fig. 9 に示す。これらの計算結果は測定された角分布と似た傾向を示すが一致は良くない。Fig. 10 には parameter search によって得られた best fit の parameter による弾性散乱の角分布が実験値とともに示されている。この parameter については TABLE 1 に示されているように imaginary part の diffuseness parameter が 0.221 と小さい。

次に ^{12}C 核は強く変形した核と考えられるが ground 0^+ state と 4.43 MeV の 2^+ state を ground rotational band, 9.64 MeV の 3^- state を $K^\pi = 3^-$ band とし、optical parameter を $V = 41.4$ MeV, $W_s = 6.75$ MeV, $V_{\text{so}} = 8$ MeV, $r = 1.196$ fm, $r_s = 1.504$ fm, $r_{\text{so}} = 1.16$ fm, $a = 0.64$ fm, $b = 0.221$ fm, $a_{\text{so}} = 0.69$ fm, 変形の parameter を $\beta_2 = -0.60$, $\eta_6^{(7)} = 0.33$ としてコード JUPITOR-1 を用いて $0^+ - 2^+ - 3^-$ の 3 つの state が同時に couple し

TABLE 1 Optical-potential parameters for 21.5 MeV neutron scattering from ^{12}C . All depths in MeV, distances in Fermis.

SET	V	r	a	W_s	r_s	b	V_{so}	r_{so}	a_{so}	χ^2
A	49.40	1.17	0.75	7.60	1.26	0.58	6.20	1.01	0.75	
B	46.94	1.026	0.655	3.86	1.163	0.830	7.82	1.026	0.655	
C	42.20	1.15	0.65	6.50	1.15	0.70	5.50	1.15	0.65	
D	42.20	1.15	0.4	6.50	1.05	0.4	5.50	1.20	0.4	
E	41.40	1.196	0.640	7.94	1.504	0.221	8.00	1.160	0.690	7.72

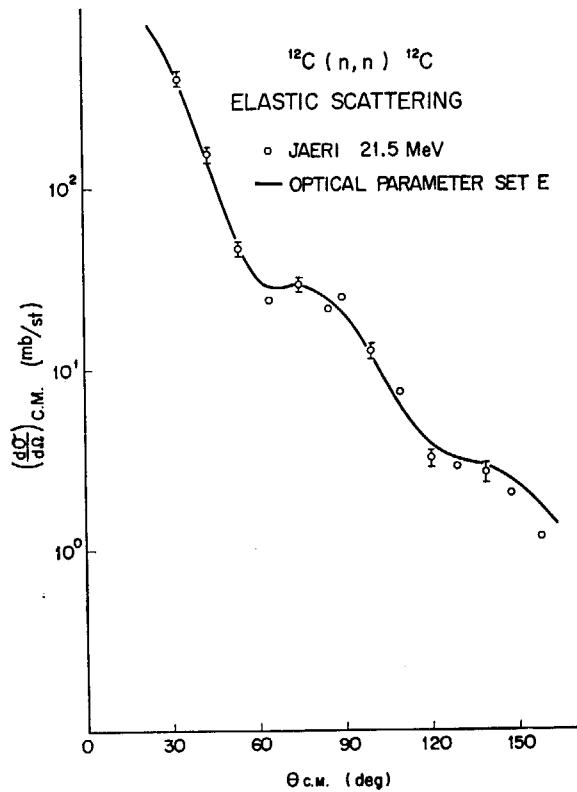


Fig. 10 Optical-model fit using the best fit parameter set E of TABLE I to ^{12}C elastic scattering data at 21.5 MeV.

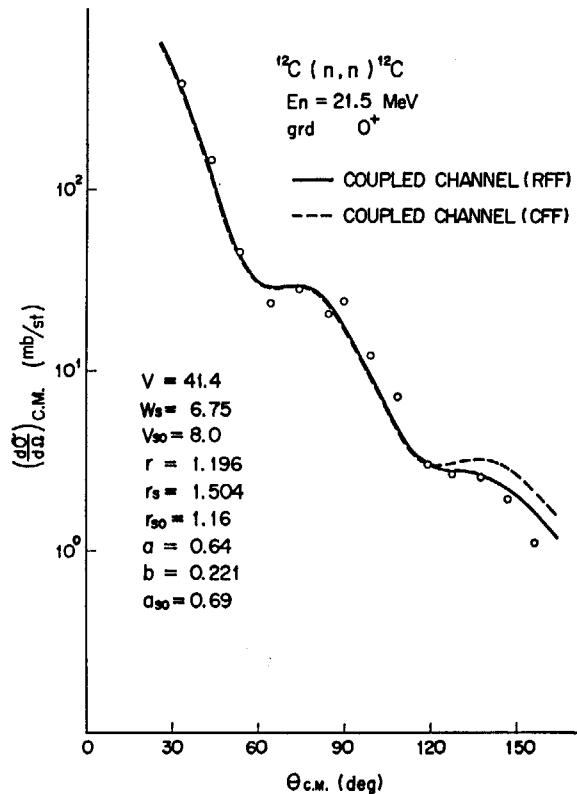


Fig. 11 Comparison of measured differential cross section and coupled-channel fits for elastic scattering of 21.5 MeV neutrons from ^{12}C . Solid and dashed curves correspond to the calculations made with real form factor (RFF) and complex form factor (CFF) for the radial factor of the coupling potential respectively.

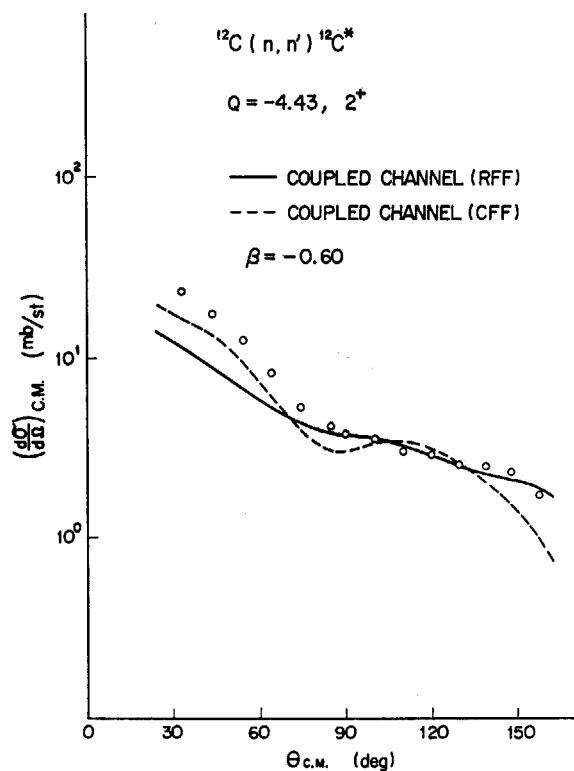


Fig. 12 Comparison of measured differential cross section and coupled-channel fits for inelastic scattering of 21.5 MeV neutrons to the 2^+ (4.43 MeV) level of ^{12}C . Solid curve, real form factor (RFF); dashed curve, complex form factor (CFF).

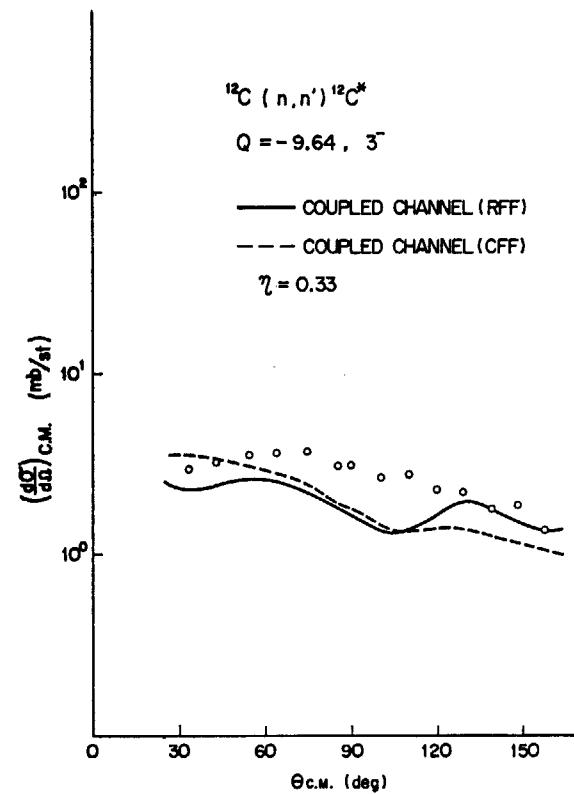


Fig. 13 Comparison of measured differential cross section and coupled-channel fits for inelastic scattering of 21.5 MeV neutrons to the 3^- (9.64 MeV) level of ^{12}C . Solid curve, real form factor (RFF); dashed curve, complex form factor (CFF).

た時の coupled-channel 理論⁸⁾による計算を行なって見た。計算は coupling potential に real form factor(RFF) を用いた時と complex form factor (CFF) を用いた時の両方について行なった。弹性散乱の結果を Fig. 11 に, $Q = -4.43 \text{ MeV } 2^+\text{state}$ および $Q = -9.64 \text{ MeV } 3^-\text{state}$ に対する非弹性散乱の計算結果を Fig. 12, Fig. 13 に示す。図中丸印が実験値で実線が RFF による結果、点線が CFF による結果である。coupled-channel の計算では普通 CFF の coupling potential が使われるが、この場合弹性散乱と 2^+state に関しては RFF による計算の方が実験値に近い。

今後の解析については Fig. 11～Fig. 13 で明らかなように計算結果と実験値との一致があまり良くないので、optical parameter と変形の parameter を変えてどの程度まで coupled-channel 理論による計算結果が実験値に合うかを調べる一方、resonance 領域での compound process の評価、compound process を考慮に入れた弹性散乱⁹⁾の解析を行なう。また近日中に off resonance 領域での測定を行なうので、結果の比較を行なって解析を進

める予定である。

References

- 1) DICKENS J. K., HANER D. A. and WADDELL C. N.: *Phys. Rev.* **129**, 743 (1963); **132**, 2159 (1963)
- 2) DECONNINCK G. and MEULDERS J. P.: *Phys. Rev. C.* **1**, 1326 (1970)
- 3) DECONNINCK G., De VROEY M., MEULDERS J. P. and SIMONET J.: *Nucl. Phys.* **49**, 424 (1963)
- 4) BECCHETTI JR F. D. and GREENLEES G. W.: *Phys. Rev.* **182**, 1190 (1969)
- 5) GREAVES P. D., HNIZDO V., LOWE J. and KARBAN O.: *Nucl. Phys. A* **179**, 1 (1972)
- 6) PEARSON C. A., COVAN J. M., ZISSELMANN D., MILLER T. G., GIBSON F. P., HAGLUND R., MORRISON W. and WESTLEY G.: *Nucl. Phys. A* **191**, 1 (1972)
- 7) TAMURA T.: ORNL-4152 (1967)
- 8) TAMURA T.: *Rev. Mod. Phys.* **37**, 679 (1965)
- 9) TAMURA T. and TERASAWA T.: *Phys. Letters* **8**, 41 (1964)
- LOWE J. and WATSON D. L.: *Phys. Letters* **23**, 261 (1966)

3.6 水素同位核による 14.1 MeV 中性子の弾性 および非弾性散乱断面積

白 土 鈎 二†

14.1 MeV での $^1\text{H}(n, n)p$, $^2\text{H}(n, n)d$, $^2\text{H}(n, p)2n$, $^3\text{H}(n, n)t$, $^3\text{H}(n, d)2n$, $^3\text{H}(n, p)3n$ 反応の微分および全断面積をカウンタ・テレスコープを使って測定している。これらの諸反応に関するわれわれの既発表データやそれらの新たに補正された未発表データをまとめて報告している。また他著者との比較および理論結果との比較を通して、簡単に問題点を議論している。特に実験方法やデータ処理の技術面の詳細をも報告している。

Elastic and Inelastic Scattering Cross Sections of 14.1 MeV Neutrons by Hydrogen Isotopes

Shoji SHIRATO†

We have measured the differential and total cross sections for the reactions $^1\text{H}(n, n)p$, $^2\text{H}(n, n)d$, $^2\text{H}(n, p)2n$, $^3\text{H}(n, n)t$, $^3\text{H}(n, d)2n$ and $^3\text{H}(n, p)3n$ at 14.1 MeV, by using a counter telescope. Our published and newly corrected data are summarized and compared with the data of other authors as well as theoretical results. We also present the details of experimental procedures and data reduction.

1. Introduction

水素同位体 ^1H , ^2H , ^3H による速中性子弾性, 非弾性散乱断面積の決定は, 核力や核子二, 三体反応機構の知見をうるに基本的な仕事であるが, 1950 年代の Brookhaven での透過法による全断面積の測定や Los Alamos での微分断面積の測定について, 1960 年代の Zagreb での測定などをのぞいて, 系統的研究が少ない。特に 14 MeV 近辺でのデータは, 中性子発生の容易さからこの種の断面積絶対値の標準となるものであるが, 個々のデータを詳細に比較してみると必ずしも一致しておらず, 各同位体につきおのの問題点があり, 測定技術の向上した現在再測定が必要であった。一方理論の面でも, 古くから核物理の基本問題として多くの計算がなされていったが, 特に 14 MeV 近辺ないしはそれ以下のエネルギーでの取扱いは近似の点で問題があり, ^2H , ^3H に関しては三, 四体理論の近時の急速な発展に伴い再計算の必要が

生じ, 現在この努力がなされつつある現状である。

われわれは数年前から 14.1 MeV での $n-^1\text{H}$, $n-^2\text{H}$, $n-^3\text{H}$ 相互作用における弾性, 非弾性散乱微分断面積の測定を反跳粒子測定法で行なってきている。本研究会では, まずわれわれの既および未発表の測定結果を中心にかつ他著者とのデータと比較しながら断面積データの現状と問題点を明らかにし, 続いて特に技術面に焦点をしづけてわれわれの実験の詳細を報告する。

2. 微分および全断面積値の問題点と評価

(1) $^1\text{H}(n, n)p$

問題点は, ① Allred ら¹⁾や Seagrave²⁾ の重心系微分断面積値と Nakamura³⁾ の値には中性子角 θ_n の非常に大きい後方で ~5% の差があること, ②角分布が非対称^{1, 2)}か対称^{3, 4)}かにあった。われわれの先に発表した結果⁵⁾は, 断面積値は Seagrave 値と Nakamura 値の中間

† 立大理, Department of Physics, St. Paul's (Rikkyo) University

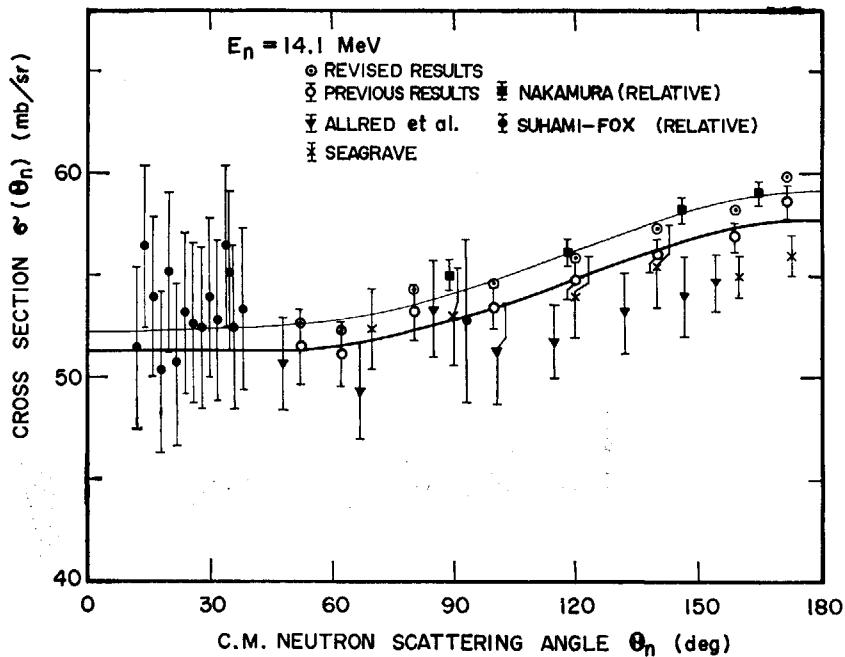


Fig. 1 Comparison between the revised data on the n-p differential cross section $\sigma(\theta_n)$ in the C. M. system and data of Refs. 1-5. The curves are least squares fits to our data.

TABLE 1 14.1 MeV n-p scattering data revised due to the neutron flux correction. θ_0 : the setting angle of the counter telescope. $\bar{\theta}_p$ and $\sigma(\bar{\theta}_p)$: the mean proton-recoil angle and the differential cross section in the laboratory system. $\bar{\theta}_n$ and $\sigma(\bar{\theta}_n)$: the mean neutron-scattering angle and the differential cross section in the C. M. system.

θ_0 (deg)	$\bar{\theta}_p$ (deg)	$\sigma(\bar{\theta}_p)$ (mb/sr)	$\bar{\theta}_n$ (deg)	$\sigma(\bar{\theta}_n)$ (mb/sr)
0.0	$4.0 \pm 2.3^{**}$	$238.9 \pm 4.0^{**}$	$172.0 \pm 4.6^{*}$	$59.9 \pm 1.0^{**}$
10.0	$10.4^{+4.3}_{-4.4}$	228.9 ± 3.7	$159.2^{+8.6}_{-8.8}$	58.2 ± 0.9
20.0	$20.1^{+4.3}_{-4.4}$	215.2 ± 3.7	$139.8^{+8.6}_{-8.8}$	57.3 ± 1.0
30.0	$29.9^{+4.2}_{-4.3}$	193.9 ± 3.4	$120.1^{+8.4}_{-8.6}$	55.9 ± 1.0
40.0	39.8 ± 3.9	167.7 ± 3.3	100.3 ± 7.8	54.6 ± 1.1
50.0	$49.8^{+3.6}_{-3.7}$	140.4 ± 3.1	$80.4^{+7.2}_{-7.4}$	54.4 ± 1.2
59.0	$58.8^{+3.2}_{-3.3}$	108.4 ± 2.8	$62.5^{+6.4}_{-6.6}$	52.3 ± 1.4
64.0	63.7 ± 3.3	93.2 ± 2.7	52.5 ± 6.6	52.6 ± 1.5

*: The values indicated with \pm are the half-widths of the angular resolution functions.

**: The values indicated with \pm are the over-all probable errors including the systematic errors stated in text.

であり、角分布は明らかに非対称であった。この結果は Iwadare ら⁶や Hamada-Johnston⁷ のポテンシャルに基づく計算と大体一致しているが、MacGregor ら⁸の現象論的 phase-shift を使った計算とは一致しなかった。全断面積は 671 ± 10 mb とえられ、Poss ら⁹の透過法による値 (689 ± 5 mb) より 2.6% 小さかった。その後われわれは CH₂-target を変えて再測定を行なった。その結果は誤差の範囲内で先の結果と一致したが、後に述べるように flux 補正の計算により厳密さを必要とすることがわかった。結論的にはわれわれの先の断面積値を系統的に 2.3% 大きくしなければならない。したがって全断面積は Poss らの値と一致し、後方での微分断面積は

Seagrave 値より Nakamura 値の方に近い。また 14.4 MeV での Basar¹¹ の結果とは後方でよく合うが、彼の anisotropy はやや大きすぎる。

われわれの補正後の結果を Fig. 1 および TABLE 1 に示すが、この結果は least squares fit で

$$\sigma(\theta_n) = 54.1(1 - 0.0639 \cos \theta_n + 0.0288 \cos^2 \theta_n) \text{ mb/sr} \quad (1)$$

であらわされ、 $\sigma_{\text{total}} = 686 \pm 11$ mb である。

(2) ²H(n, n)d

n-d 弹性散乱微分断面積 $\sigma_{\text{el}}(\theta_n)$ の諸結果^{2, 10~13}は大体収束しているようであるが、C. M. 系中性子角 θ_n の

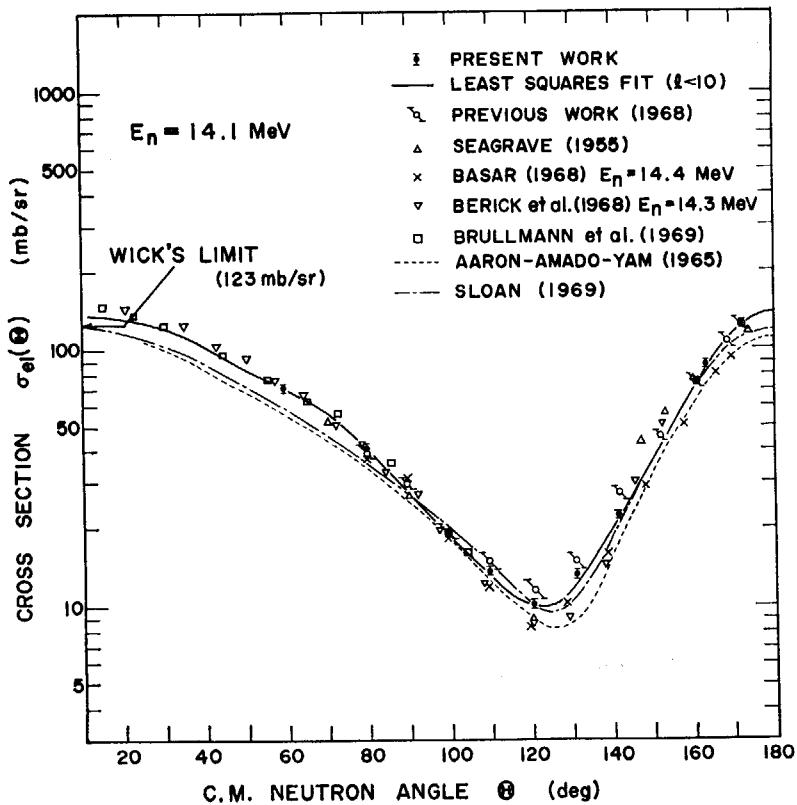


Fig. 2 Experimental and theoretical differential cross sections for the n-d elastic scattering in the C.M. system.

TABLE 2 Values of the n-d elastic differential cross section at 14.1 MeV (The error indicated^{**} is the probable error.).

Telescope setting-angle θ ₀ (deg)	Mean deuteron-angle θ _{lab} (deg)	σ _{el} (θ _{lab}) in lab (mb/sr)	Mean C.M. neutron-angle θ _a (deg)	σ _{el} (θ _a) in C.M. (mb/sr)
0	3.9 ± 2.2*	487.2 ± 16.2 ^{**}	172.2 ± 4.4*	122.1 ± 4.1 ^{**}
8	8.3 ± 4.0	346.0 ± 11.5	163.4 ± 8.0	87.5 ± 2.9
10	9.6 ± 4.1	291.3 ± 9.7	160.8 ± 8.2	73.9 ± 2.5
20	19.2 ± 4.2	84.3 ± 2.9	141.6 ± 8.4	22.3 ± 0.8
25	24.5 ± 4.3	48.3 ± 1.8	131.0 ± 8.6	13.2 ± 0.5
30	29.8 ± 4.3	34.9 ± 1.3	120.4 ± 8.6	10.1 ± 0.4
35	35.2 ± 4.2	44.3 ± 1.7	109.6 ± 8.4	13.6 ± 0.5
40	40.5 ± 3.7	58.4 ± 2.0	99.0 ± 7.4	19.2 ± 0.7
50	50.2 ± 3.5	105.1 ± 3.6	79.6 ± 7.0	41.1 ± 1.4
60	60.4 ± 3.2	140.2 ± 4.7	59.2 ± 6.4	71.0 ± 2.4

* Values indicated with ± are HWHM values of the frequency distributions.

非常に大きい後方と 120° 近辺での谷間の部分に差がみられた。われわれは先の結果¹⁰⁾を追試する意味もあり $^2\text{H}(\text{n}, \text{p})2\text{n}$ 反応実験の過程で $\sigma_{el}(\theta_n)$ を再測定した。その結果¹⁴⁾を Fig. 2 および TABLE 2 に示す。 $\theta_n \geq 60^\circ$ ではこの結果を、また $\theta_n < 60^\circ$ では Berick ら¹²⁾の飛行時間法によるデータを用いて $l=10$ までの Legendre polynomials $P_l(x)$ で least squares fit した結果は、 $x = \cos \theta_n$ として、

$$\begin{aligned} \sigma_{el}(\theta_n) = & 49.58(1 - 0.937P_1(x) + 1.059P_2(x) \\ & + 0.408P_3(x) + 0.369P_4(x) + 0.261P_5(x) \\ & + 0.201P_6(x) + 0.199P_7(x) + 0.016P_8(x) \\ & + 0.102P_9(x) + 0.065P_{10}(x)) \quad \text{mb/sr} \end{aligned} \quad (2)$$

で表わされた。ただし Berick らは $(1 + 0.048 \cos^2 \theta_n)$ の $n-p$ 断面積を使っているので、われわれは非対称項を含む $n-p$ 断面積(1)を用いて修正をした。この修正は彼等の n-d 断面積値を前方で 10~7% 下げている。Faddeev 理論に基づく Sloan の計算¹⁵⁾はかなりの傾向を再現するが、高い l 波の寄与の取扱いにまだ問題がある。全弾性散乱断面積は $\sigma_{el}=623 \pm 5$ mb であり、先のわれわれの結果¹⁰⁾ (598 ± 14 mb) を訂正するものである。Seagrade²⁾ の値 (610 ± 30 mb) との一致はよい。

(3) $^2\text{H}(\text{n}, \text{p})2\text{n}$

微分断面積 $\sigma_{in}(\theta_p)$ に関しては、Lab. 系陽子角 θ_p の小さい前方で ($\theta_p < 30^\circ$) Allred ら¹³⁾や Seagrade²⁾ の古い

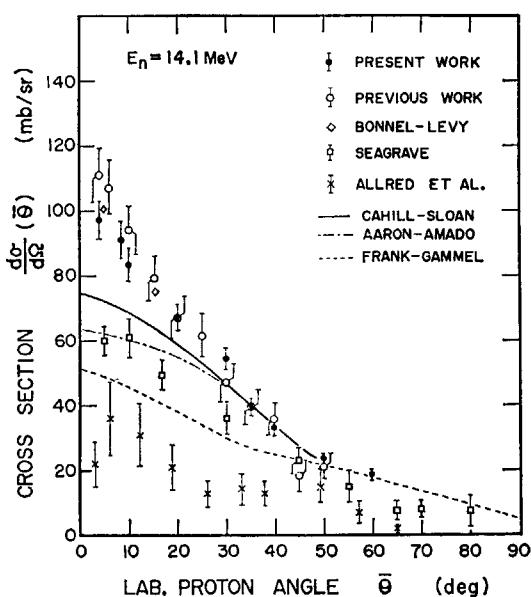


Fig. 3 Angular distributions of breakup protons from the $D(n, p)2n$ reaction with 14.1 MeV neutrons.

TABLE 3 Differential cross sections for the deuteron breakup reaction induced by 14.1 MeV neutrons.

Mean angle $\bar{\theta}$ (deg)	Differential cross section $d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)
4.0	$97.5 \pm 3.9^*$
8.5	91.2 ± 3.8
10.4	83.5 ± 3.5
20.1	67.2 ± 2.7
29.9	54.4 ± 2.3
34.9	39.6 ± 1.8
39.8	32.9 ± 1.5
49.8	23.5 ± 1.1
59.7	18.4 ± 1.0

* The error is expressed in the probable error inclusive of the statistical and systematic errors.

値とわれわれの先の値¹⁰⁾にかなり大きな違いがみられた。崩壊陽子スペクトル $d^2\sigma(\theta_p)/dE_p d\Omega$ に関する広い θ_p, E_p にわたる測定は Ilakovac ら¹⁶⁾のものしかないので、われわれは 60° 位までの測定を行なった。結果¹⁷⁾の一部を Fig. 3, 4 および TABLE 3 に示す。Fig. 4 から明らかなように、 $\theta_p \leq 10^\circ$ では Ilakovac らのものと大体一致しているが、 $\theta_p \geq 20^\circ$ では彼等のものより $\sim 30\%$ も大きい。Cahill-Sloan¹⁸⁾ の三体理論計算との一致は $\theta_p \leq 10^\circ$ をのぞいて非常によい。角度分布 $\sigma_{in}(\theta_p)$ は先の結果¹⁰⁾と大体一致しており、 $\theta_p = 5^\circ$ と 15° での Bonnel-Levy¹⁹⁾ の値とも一致している。Cahill-Sloan 理論は古い理論よりかなり改善されてはいるが、未だ $\theta_p \leq 20^\circ$ で実験値より 25% 程度小さい。われわれの 60° までの断面積 128 ± 2 mb と Frank-Gammel 理論²⁰⁾による $60^\circ \sim 90^\circ$ 間の 30 mb および 90° 以上での 25 mb を加えると非弾性散乱全断面積は $\sigma_{in} = 183 \pm 3$ mb となる。これと先の σ_{el} を加えると全断面積は $\sigma_{total} = 806 \pm 6$ mb となる。

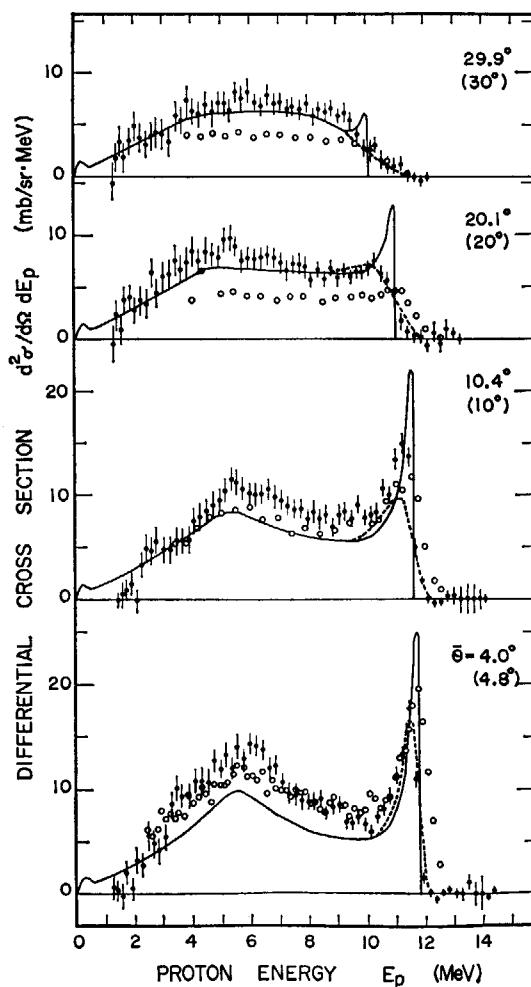


Fig. 4 Breakup proton spectra at $\bar{\theta}=4.0^\circ, 10.4^\circ, 20.1^\circ$ and 29.9° . Points are for the present experiment at 14.4 MeV and open circles are for the Zagreb group at 14.4 MeV. Solid curve is the theoretical result of Cahill and Sloan, and dotted curve is the smeared theoretical spectrum. The angle in parentheses is for the Zagreb group.

この値は Poss ら⁹⁾の値や最近の David-Barschall²¹⁾のものとよく一致する。またわれわれの σ_{in} 値は Catron ら²²⁾の値ともよく一致している。実験および理論の断面積値の比較を TABLE 4 に示す。なおわれわれは、その後特に $\theta_p = 4^\circ$ での陽子スペクトルの高エネルギー部分を精密に再測定した。この結果²³⁾は、Cahill-Sloan 計算が 25% 程小さいと指摘した Koori の結果¹⁷⁾を再確認するものである。

(4) ${}^3H(n, n)$

TABLE 5 にみられるように、反跳角 $\theta_t \sim 0^\circ$ での断面積の測定値はかなり異なっている。Fuschini ら²⁴⁾と Kototsey²⁵⁾の値の違いが平均放出角の推定違いか実験上のものかが問題である。また Fuschini らは Basar¹¹⁾の値と一致すると述べているが後者の値の方が小さい。われわれの実験は現在進行中であるが、preliminary な値として 268 ± 28 mb/sr をえている。

TABLE 4 Summary of the experimental and theoretical results for the inelastic (breakup), elastic, and total cross sections of n-d interaction with 14.1 MeV neutrons.

	Inelastic* σ_{inF} (mb)	Inelastic σ_{in} (mb)	Elastic σ_{el} (mb)	Total σ_{total} (mb)
Experiment				
Present work	158 ± 3	183 ± 3†	623 ± 5	806 ± 6
Previous work ¹⁰⁾	155 ± 4	180 ± 5†	598 ± 14	778 ± 15
Seagrave ²⁾	112 ± 15	(137 ± 15)†	610 ± 30	(747 ± 35)
Catron <i>et al.</i> ²²⁾		180 ± 20		
Poss <i>et al.</i> ⁹⁾				803 ± 14
Theory				
Gammel <i>et al.</i> ²⁰⁾		144	600††	744
Amado <i>et al.</i>		160	520	680
Cahill and Sloan ^{15, 18)}		165.6	540.0	705.6

* The inelastic cross section in the forward hemisphere is σ_{inF} .

† Values obtained as assumed 25 ± 2 mb in the backward hemisphere on the basis of the Frank and Gammel theory.

†† The value of 620 mb quoted on p. 119 of Ref. 20 is an error. See a foot note of Ref. 2.

The values in parentheses are not mentioned explicitly in the references.

TABLE 5 Measured values of the n-t elastic cross section.

Authors	E_n (MeV)	θ_t (deg)	$d\sigma/dQ_{Lab}$ (mb/sr)	θ_n (deg)	$d\sigma/dQ_{CM}$ (mb/sr)
Fuschini <i>et al.</i> ²⁴⁾	15.2	0	228 ± 4	180	57 ± 1
		15	124 ± 1	150	32 ± 0.4
Kootsey ²⁵⁾	14.1	0	392 ± 28	180	98 ± 7*
Basar ¹¹⁾	14.4	6.5	177 ± 12	167	44.5 ± 3.1
Coon <i>et al.</i> ²⁶⁾	14.3	0	328 ± 68	180	82 ± 17
Cambou ²⁷⁾	14.58	0	280 ± 20	180	70 ± 5
This work	14.1	4.0	268 ± 27	172	67 ± 7

* From Fig. 5 of Ref. 25.

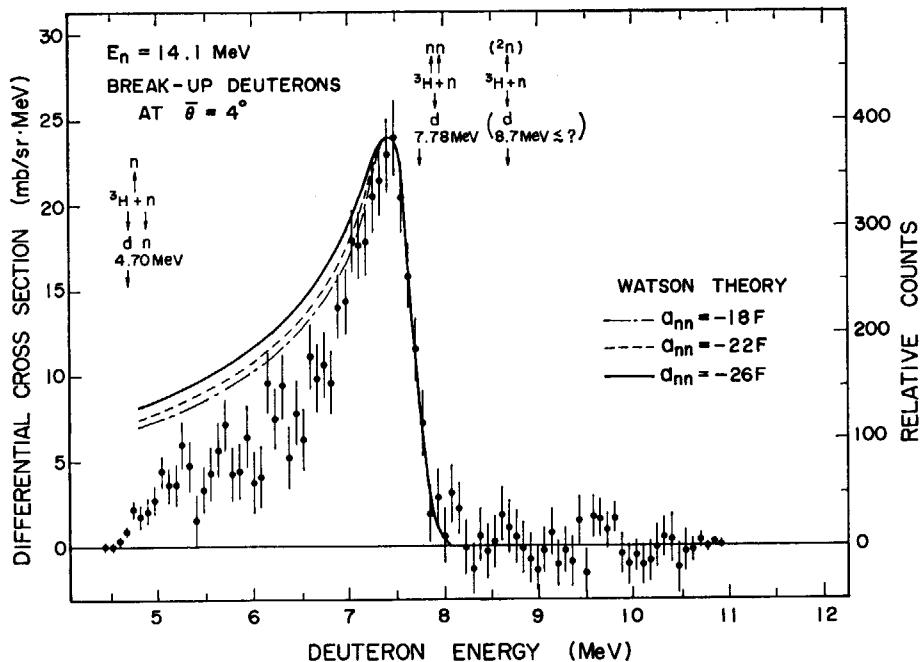


Fig. 5 Deuteron energy spectrum in the $^3\text{H}(\text{n}, \text{d}) 2\text{n}$ reaction at 14.1 MeV. Deuterons from the ^3He -impurity breakup ($^3\text{He}(\text{n}, \text{d})\text{d}$ and $^3\text{He}(\text{n}, \text{d})\text{np}$) have been subtracted.

(5) $^3\text{H}(\text{n}, 2\text{n})\text{d}$, $^3\text{H}(\text{n}, 3\text{n})\text{p}$

Lab 系前方での d, p スペクトルの測定はある^{25, 28, 29)}が、角度分布の測定は未だなされていない。Fig. 5, 6 に

われわれの $\bar{\theta} = 4^\circ$ での測定結果³⁰⁾を示す。 ^3n bound state の存在は予想通り否定的である。

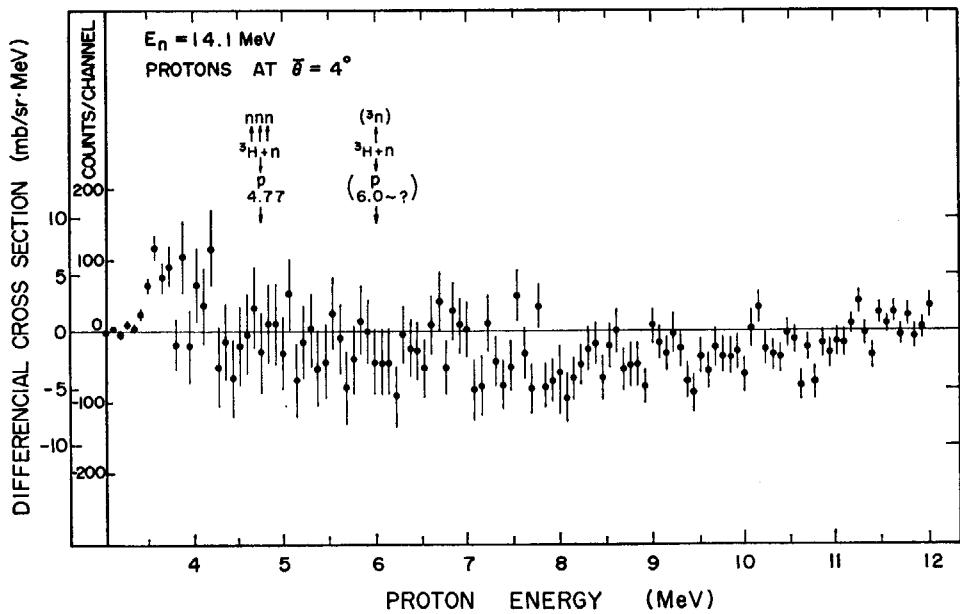


Fig. 6 Proton energy spectrum in the $n-^3H$ interaction at 14.1 MeV.

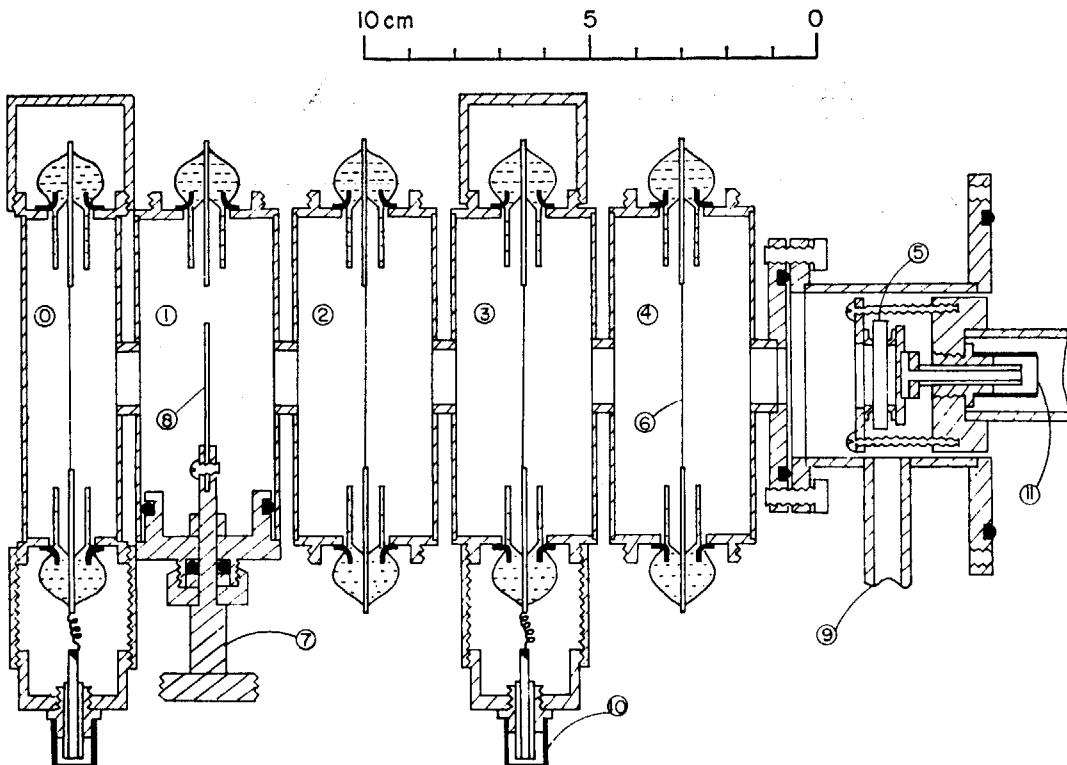


Fig. 7 Vertical cross section of the tandem dE/dx - E counter-telescope. (0) Anticoincidence proportional counter. (1) Target room for the solid target shown as (8) or a proportional counter for the gas target. (2)-(4) dE/dx proportional counters. (5) Lithium-drifted silicon detector. (6) Counter wire of stainless steel 0.015 cm in dia. (7) Target wheel. (9) Gas filling tube. (10), (11) BNC connectors.

3. 実験の詳細

(1) Detection system と geometry

われわれの実験は Cockcroft-Walton 加速器からの 14.1 MeV T-d 中性子と counter-telescope を使った反跳電粒子測定実験である³¹⁾。この telescope は Fig. 7 に示すように Ar+4.9% CO₂ 100 Torr 入りの 3 本の比例計数管と表面障壁型 Si(Li) 検出器からなっている。比例計数管は ΔE _{min}-signal の検出^{31, 5, 10, 14, 17)} あるいは単な

る同時計数用^{23, 30)}に使っている。2 mm 厚 Si(Li) 検出器は E-signal 用である。特に前方でのスペクトルの精密測定^{23, 30)}では、この前に 200~100 μm の表面障壁型 Si(Li) 検出器を ΔE 用として挿入している。われわれのはじめの実験^{5, 10)}の回路系は Ref. 31 に詳述してある。その後の実験^{17, 14, 23, 30)}では二次元解析を行なっている。

Fig. 8 に block diagram を示す。Fig. 8-a は比例計数管からの ΔE _{min} をうる場合であり、Fig. 8-b は Si(Li) 検出器から ΔE をうる場合である。前者の場合は d が “p” に入り込む 5% と p が “d” に入り込む 7% の補正を必要とし、後者の場合は完全な粒子弁別が可能である。この telescope は角度分解能を上げるために従来になく開きをしばっている。各パラメーターは次のとくであ

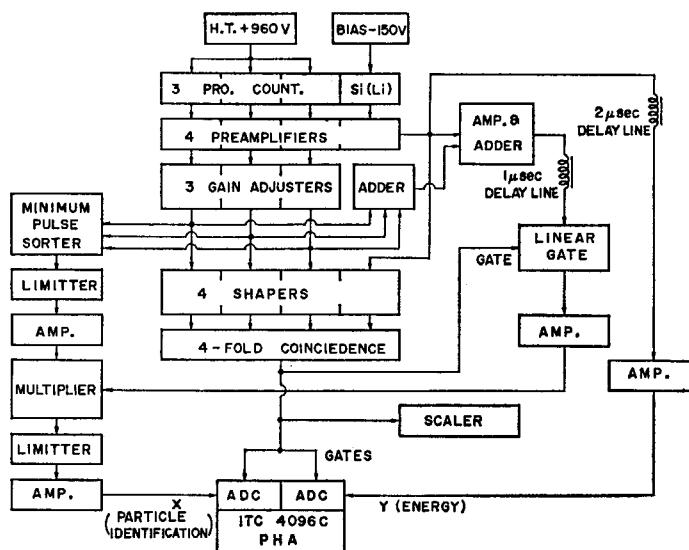


Fig. 8-a Block diagram of electronics.

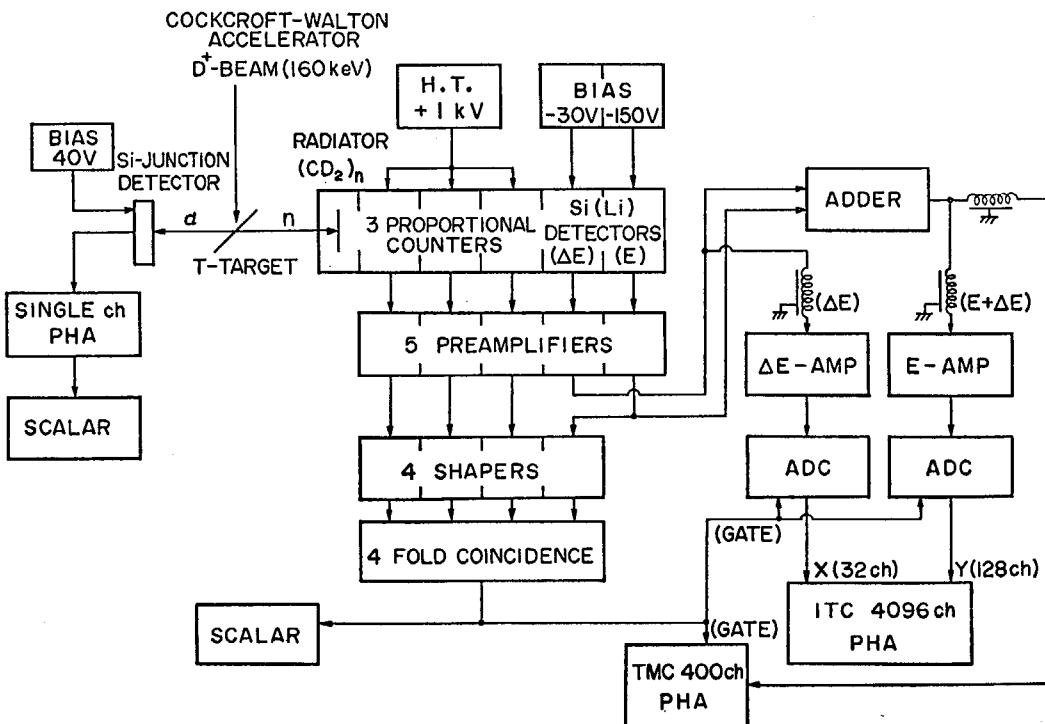


Fig. 8-b Block diagram of electronics.

TABLE 6 Targets used in our experiments.

Target No.	Form	Density (g/cm ³)	Thickness (mg/cm ²)	Impurity	Base (mm)	Manufacture
¹ H-#3	(C ¹ H ₂) _n	0.927	5.34±0.05	O, N, Ti, SiO ₂ 7×10 ⁻² %	Au-0.40	Mitsubishi Yuka Co.
¹ H-#5	(C ¹ H ₂) _n	0.941	8.29±0.03	H/C=1.9999	Au-0.40	JAERI (Takasaki)
² H-#2	(C ² H ₂) _n		5.09±0.14	C ¹ H ₂ =3.6%	Au-0.40	Volk
³ H-#1*	³ H-Ti		Ti 2.2, ³ H=5Ci	³ He=19%	Cu-0.30	NAIG
³ H-#2**	³ H-Ti		Ti 2.77, ³ H=12, 3Ci	³ He<0.5%	Cu-0.305	NAIG

* Au 1.8 mg/cm² evaporated.

る。target-to-neutron source distance: 11.2 cm, target-to-E detector distance: 14.3 cm, diameter of 4 diaphragms: 1.2 cm, max. angle from incident direction: 7.9°, solid angle to E detector: 5.53×10⁻³ sr, mean angle at telescope-setting-angle $\theta_0=0^\circ$: 4.0°±2.3° (half-width), telescope の setting は ²H(n, n)d の鋭い角分布を使い ±0.5° まできめることができた。

(2) Targets

われわれの一連の実験で用いた target については TABLE 6 にまとめてある。¹H- および ²H- target の厚さの決定は天秤での重量測定と顕微鏡でのスキャニングによる面積および均一性測定によった。1.2 cm² の中心部における均一性は平均 ±2.6% (最大 ±9.3%) であった。

特に n-p 断面積は標準となるので、¹H-#3 target を使った実験⁵⁾の後に放射線重合による polyethylene の¹H-#5 target を製作し, $\theta_0=0^\circ$ で追試実験を行なっている。¹H-#3 での結果は $\sigma(\bar{\theta}_p=4^\circ)=238.9\pm4.0$ mb/sr であったが、この追試実験の結果は 241.4 ± 3.9 mb/sr であり, target による違いは現われなかった。

²H target 中の¹H impurity 含有量の commercial value (~3%) は不正確だったので、 $\theta_0=0^\circ$ での陽子スペクトルに現われる反跳陽子ピークと¹H target でのピークとの比較により、われわれは 3.6% と決定している¹⁷⁾。

³H-#1 target は製作日より日数がたっており³He impurity 量が大きい (~19%) ので、新しい target ³H-#2 を使って現在データをとっている。target 中の³He と¹H の量は³He(n, d)d の d ピークと反跳陽子ピークより推定し、³H 量はその放射能および³H(d, n)⁴He 反応より決定する予定であり、preliminary な実験を行なっている。

(3) 中性子束の決定

中性子収量は T-d 反応に伴う α 粒子を p-n 接合型検出器で検出して決めている。この検出器は、加速器の d⁺ ビーム (160 keV) に対し 90° 方向で³H-Ti-Cu target 上のビーム・スポット (~2 mm²) より 31.7 cm のところにおかれている。検出器の前には 2 mm² (実際は 1.97 mm²) のコリメーターにおいて立体角をしぼっている。この system は小さい径のコリメーターに問題がある。

あり、geometrical error を小さくするために距離 63.2 cm, 4 mm² コリメーターの system で較正している。α スペクトルの一例を Fig. 9 に示す。検出器中に生じた²⁸Si(n, α), (n, p) 反応の background は 1.4% である。³H-Ti target に打ち込まれた d との D(d, p)t 反応の 3.06 MeV p (と 1.13 MeV t) が α として数え込まれないよう注意がはらわれている。

中性子源装置は MARK I (brass 製) と MARK II (stainless 製) の二種類を使っている。telescope 中の target 点での中性子束決定は computer 計算によっている。中性子源装置や telescope の壁などによる total flux attenuation と in-scattering の割合の差を net flux attenuation とし、これは MARK I で -5.65±0.54%, MARK II で -2.74±0.29% と計算されている。この計算では小角弹性散乱により入り込む最大 1 MeV 幅 (反跳陽子スペクトルの幅に相当する) の中性子は入射中性子とみなした。諸補正の詳細は TABLE 7 にまとめてある。最終的な net flux correction は MARK I の場合 -2.28 ±0.53%, MARK II の場合 +0.63±0.44% である。ただし誤差は確率誤差であらわした。

反跳陽子スペクトルでの最大幅 1 MeV のピーク以下のそぞろは “degraded neutron” として処理している。この部分 (13~4 MeV) は²H(n, p)2n 反応断面積を決定する場合に重要 (~15%) である。各 θ_0 で測定した反跳陽子スペクトルの解析より、この degraded neutron は中性子源近傍からのものが重要にきいていることがわかり、適当な近似を使って iterative にその寄与の補正を行なっている¹⁷⁾。

(4) Background subtraction

Background (“radiator-out background”) は target を回転して E 検出器に対しその裏面を向けて測定している。全中性子収量は target の表側の場合と同じである。4 段 (各パルス幅は ~0.8 μsec) の同時計数をとっているにもかかわらず、background は θ_0 が大きくなるほど、また低エネルギーほど大きく、この差引きは重要であった。例えば¹H 実験の場合、この量は $\theta_0=0^\circ\sim64^\circ$ で 1.0~38.7% であった。また degraded neutron による background (“radiator-in background”) は 4.0~10.8% であった。²H 実験の場合は、“radiator-out background” の差引き後¹H impurity による反跳陽子の background

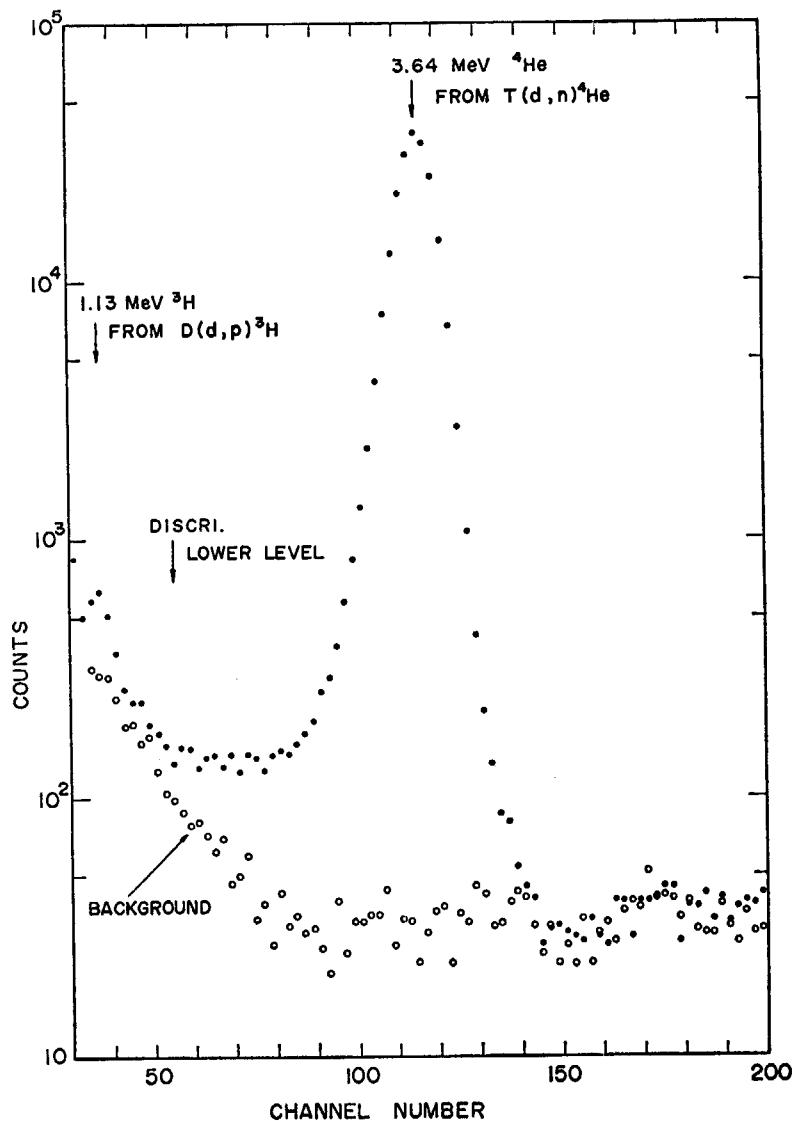


Fig. 9 Pulse-height distributions measured with a p-n junction detector used as the alpha-monitor of T-d neutron source. Background is charged particles produced in the n-Si interaction.

TABLE 7 Details of the neutron flux correction.

T-d neutron source system number	MARK I	MARK II
Target-collimator (2 mm ϕ) distance	316.7 ± 0.5 mm	315.7 ± 0.5 mm
Total thickness for attenuation	6.46 mm (brass)	3.16 mm (Fe)
(1) ^3H -Ti-Cu Base (0)	0.30 (Cu)	0.30 (Cu)
(2) Source box inner wall (I)	1.90 (brass)	0.60 (Fe)
(3) Source box outer wall (II)	3.00 (brass)	1.00 (Fe)
(4) Telescope wall (IV)	0.90 (brass)	0.90 (brass)
(5) Radiator base (V)	0.36 (Au)	0.36 (Au)
Total attenuation of flux*	$-13.70 \pm 0.33\%$	$-6.70 \pm 0.20\%$
Inscattering total	$+8.05 \pm 0.43\%$	$+3.96 \pm 0.21\%$
(1) Scattering I (inner wall)	1.05 ± 0.11	0.55 ± 0.06
(2) Scattering II (outer wall)	2.81 ± 0.28	0.96 ± 0.10
(3) Scattering III (ring)	2.59 ± 0.26	0.86 ± 0.09
(4) Scattering IV (telescope wall)	1.43 ± 0.15	1.43 ± 0.15
(5) Scattering 0 (target base)	0.16 ± 0.02	0.16 ± 0.02
Net flux attenuation	$-5.65 \pm 0.54\%$	$-2.74 \pm 0.29\%$
α -monitor collimator correction	$+2.71 \pm 0.20\%$	$+2.71 \pm 0.20\%$
α -monitor counting excess due to (n, α) and (n, p)	$-1.35 \pm 0.50\%$	$-1.35 \pm 0.50\%$
α -monitor counting loss	$+2.01 \pm 0.20\%$	$+2.01 \pm 0.20\%$
Net flux correction	-2.28 ± 0.79	$+0.63 \pm 0.65$

* Assumed $\sigma_t = 3.00 \pm 0.06$ b for brass and $\sigma_t = 2.60 \pm 0.05$ b for Fe.

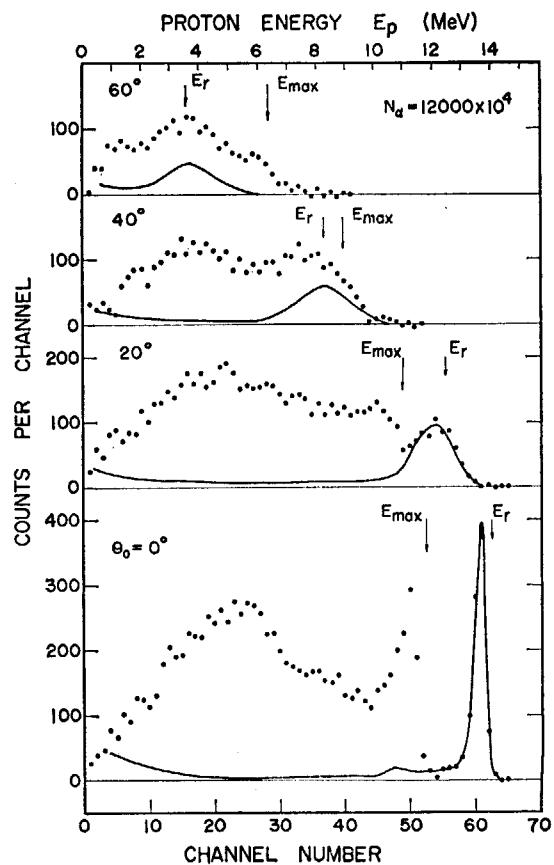


Fig. 10 Net proton spectra (points) and expected recoil proton spectra from the hydrogen contamination (solid curve) at $\theta_0=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$, and 60° . E_{\max} and E_r indicate respectively the maximum breakup proton and the recoil proton energies calculated at the mean angle $\bar{\theta}$ for 14.1 MeV neutrons.

を差引いている。その一例を Fig. 10 に示す¹⁷⁾。“radiator-out background”, ${}^1\text{H}$ impurity background, degraded neutron による background の補正の例を ${}^2\text{H}$ 実験²³⁾の場合につき Fig. 11 に示す。“radiator-out background”的主成分は陽子である。 $\theta_0=0^\circ$ での測定の場合、Fig. 11-a に見られるごとく、humidity による付着 ${}^1\text{H}$ が原因と思われるピークが反跳陽子エネルギーのところに見出される。この量は、 ${}^1\text{H}$ 実験の場合、反跳陽子ピークの $\sim 0.7\%$ である。

(5) 誤 差

TABLE 8 Experimental errors estimated.

	${}^1\text{H}$ -n	${}^2\text{H}$ -n
Angular setting	$\pm 0.5^\circ$	$\pm 0.5^\circ$
Statistical at $\theta_0=0^\circ-64^\circ$	$\pm 1.0-2.4\%$	$\pm 2.3-4.4\% \text{ for } \sigma(\theta)$
Systematical over-all	$\pm 1.5\%, \pm 1.3\%$	$\pm 3.3\%$
Target thickness	$\pm 0.7\%, \pm 0.25\%$ (#3-target, #5)	$\pm 2.7\%$
Geometrical	$\pm 0.7\%$	$\pm 0.7\%$
Neutron flux	$\pm 1.1\%$	$\pm 1.8\%$
Over-all probable error of σ at $\theta_0=0^\circ-64^\circ$	$\pm 1.7-2.7\%$	$\pm 4-20\% \text{ for } d^2\sigma/dE dQ$ $\pm 4-5.5\% \text{ for } \sigma(\theta)$

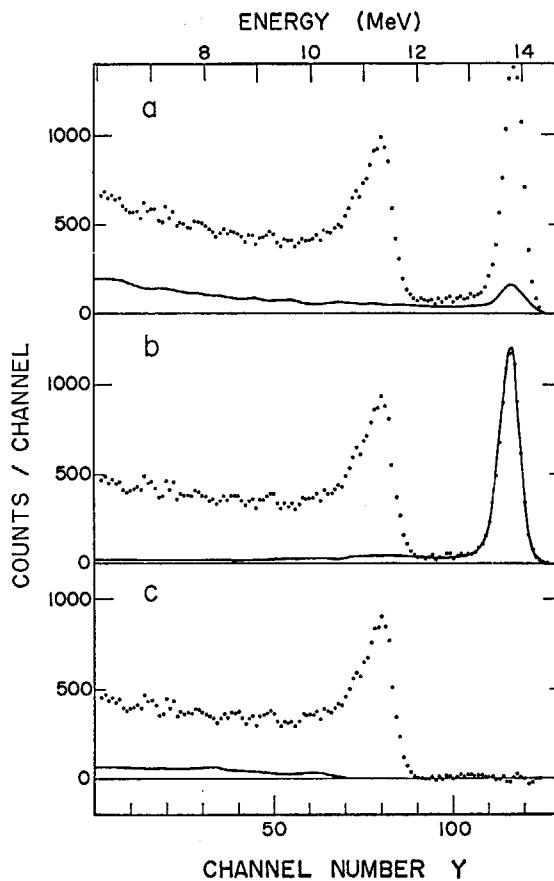


Fig. 11 Measured and corrected proton spectra in the 14.1 MeV $n-{}^2\text{H}$ interaction at $\bar{\theta}=4^\circ$. Solid curves in a, b and c indicate the “radiator-out background”, recoil protons from the ${}^1\text{H}$ contamination and protons estimated as the contribution of degraded neutrons, respectively.

${}^1\text{H}$ および ${}^2\text{H}$ 実験における諸誤差をまとめると TABLE 8 のようになる。すべての誤差は確率誤差で統一して表わしてある。

4. Concluding Remarks

以上に水素同位核による 14.1 MeV 中性子の弾性および非弾性散乱断面積の絶対値測定の結果と実験の詳細を述べたが、まとめると次のようなことがいえる。

(1) Poss ら¹⁹⁾および David-Barschall²¹⁾の全断面積

は標準となりうるもので、われわれの結果とよく一致する。

(2) n-p 散乱微分断面積は 14.1 MeV で $\cos \theta_n$ 項を無視できない。Seagrave 値²⁾は系統的にわずかに小さすぎる。中間子論ポテンシャルでの計算結果は微分断面積を大体再現する。

(3) n-d 弹性散乱微分断面積の説明にはかなりの高次までの l 波の寄与 ($l \leq 10$) を考慮しなければならない (この点は Las Angeles conference (1972) でも確認されたようである.)。Sloan¹⁵⁾ の核三体 “exact” 理論は現在計算しうる最高の再現性を示すものであるが、高次 l 波の取扱いに未だ問題がある。この点は、現在の核三体理論での計算が 14 MeV 近辺のいわゆる中間エネルギー領域でかなり複雑となるためである。すなわち、T-マトリックスの展開における収斂性が低エネルギーほど悪くなる反面、高い l 波の寄与は高エネルギーほどきいてくるためである。Basar¹¹⁾ のデータは θ_n の大きい後方で系統的に ~20% 小さすぎる。

(4) n-d 崩壊反応の $d^2\sigma/dE_p d\Omega$ および $d\sigma/d\Omega$ については、現在えられる最高のデータ¹⁷⁾がととのった。一般的には Sloan-Cahill 理論¹⁸⁾で再現できるが、特に Lab 系陽子角の非常に小さい前方での理論との不一致 (~10—25%) は顕著であり、今後の理論の発展を期待せざるをえない。特に $\bar{\theta}_p = 4^\circ$ での $d^2\sigma/dE_p d\Omega$ のデータ²³⁾と “exact” 理論との比較は Cahill との共同作業で現在進められており、n-n 散乱長のより正確な知見が近く発表できよう。

(5) n-t 断面積は全く今後の問題である。

最後に、放射化重合による polyethylene を提供された日本原子力研究所の塚田甲子男氏と heavy polyethylene を提供された京大の柳父琢磨氏に深く感謝いたします。また n-p および n-d 実験は、現在九大の桑折範彦氏、現在 Carnegie-Mellon 大の田中三喜氏、現在名古屋工業試験所の齊藤和雄氏らと共同で行なったものであり、また n-t 実験は須田康彦、鶴田静男の両氏と共同で行なっていることを付言します。

References

- 1) ALLRED J. C., ARMSTRONG A. H. and ROSEN L.: *Phys. Rev.* **91**, 90 (1953)
- 2) SEAGRAVE J. D.: *Phys. Rev.* **97**, 757 (1955)
- 3) NAKAMURA T.: *J. Phys. Soc. Japan* **15**, 1359 (1960)
- 4) SUHAMU A. and FOX R.: *Phys. Letters* **24B**, 173 (1967)
- 5) TANAKA M., KOORI N. and SHIRATO S.: *J. Phys. Soc. Japan* **28**, 11 (1970)
- 6) IWADARE J., OTSUKI S., TAMAGAKI R. and WATARI W.: *Progr. Theor. Phys. Suppl.* No. 3, 32 (1956)
- 7) HAMADA T. and JOHNSTON I. D.: *Nucl. Phys.* **34**, 382 (1962)
- 8) MACGREGOR M. H., ARNDT R. A. and WRIGHT R. M.: UCRL-70075 (Part X) 1968
- 9) POSS H. L., SALANT E. O., SNOW G. A. and YUAN L. C. L.: *Phys. Rev.* **87**, 11 (1952)
- 10) SHIRATO S. and KOORI N.: *Nucl. Phys.* **A120**, 387 (1968)
- 11) BASAR I.: Few body problems, light nuclei, and nuclear interactions, ed. PAIC G. and SLAUS I. (Gordon and Breach, New York, 1968) Vol. 2, p. 867
- 12) BERICK A. C., RIDDLE R. A. and YORK C. M.: *Phys. Rev.* **174**, 1105 (1968)
- 13) von BRULLMAN M., JUNG H., MEIER D. and MARMIER P.: *Helv. Phys. Acta* **41**, 435 (1968); private communication for the revised data (1969)
- 14) SHIRATO S. and KOORI N.: International Conf. on Few Particle Problems in Nuclear Interaction (Los Angeles, 1972), to be published.
- 15) SLOAN I. H.: *Phys. Rev.* **185**, 1361 (1969)
- 16) ILAKOVAC K., KUO I. G., PETRAVIC M., SLAUS I. and TOMAS P.: *Nucl. Phys.* **43**, 254 (1963)
- 17) KOORI N.: *J. Phys. Soc. Japan* **32**, 306 (1972)
- 18) CAHILL R. T. and SLOAN I. H.: Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics, ed. McKEE J. S. C. and ROLPH P. M. (North Holland, Amsterdam, 1970) p. 265
- 19) BONNEL C. and LEVY P.: *CR Acad. Sci. (France)* **253**, 635 (1961)
- 20) FRANK R. M. and GAMMEL J. L.: *Phys. Rev.* **93**, 463 (1954)
- 21) DAVIS J. C. and BARSCHALL H. H.: *Phys. Rev.* **C3**, 1798 (1971)
- 22) CATRON H. C., GOLDBERG M. D., HILL R. W. LEBLANC J. M., STOERING J. P., TAYLOR C. J. and WILLIAMSON M. A.: *Phys. Rev.* **123**, 218 (1961)
- 23) SHIRATO S., SAITO K. and KOORI N.: International Conf. on Few Particle Problems in Nuclear Interaction (Los Angeles, 1972), to be published.
- 24) FUSCHINI E., MARONI C., UGUZZONI A., VERONDINI E. and VITALE A.: *Nuovo Cim.* **48B**, 190 (1967)
- 25) KOOTSEY J. M.: *Nucl. Phys.* **A113**, 65 (1968)
- 26) COON J. H., BOCKELMAN C. K. and BARSCHALL H. H.: *Phys. Rev.* **81**, 33 (1951)
- 27) CAMBOU F.: CEA/R-2002 (1961)
- 28) AJDACIC V., CERINEO M., LALOVIC B., PAIC G., SLAUS I. and TOMAS P.: *Phys. Rev. Letters* **14**, 442, 444 (1965)
- 29) DEBERTIN K. and ROSSEL E.: *Nucl. Phys.* **A107**, 693 (1968)
- 30) SHIRATO S., SUDA Y., KOORI N. and TSURUTA S.: 27th Japan Physical Society Meeting (1972)
- 31) SHIRATO S. and KOORI N.: *Nucl. Instr. Meth.* **57**, 325 (1967)

3.7 14 MeV 中性子による (n, γ) 反応

北 沢 日 出 男[†]

Brown, Clement ら, および Lushnikov らによって独立に展開された semi-direct capture 模型を用いて, ^{208}Pb および ^{40}Ca の 14 MeV 中性子に対する放射性捕獲断面積が理論的に計算された。その結果, 残留核の低い励起状態への遷移に対する捕獲ガンマ線スペクトルの形は, これらの模型によってかなりよく理解される。しかし, 球形核における断面積の絶対値は, 変形核の場合と同様に, 放射化法による測定値よりもかなり小さい。さらに, 理論計算における共鳴パラメータおよび粒子-振動結合の強さの選択の重要性が指摘されている。

Radiative Capture of 14 MeV Neutrons by Nuclei

Hideo KITAZAWA[†]

The radiative capture cross sections for 14 MeV neutrons of ^{208}Pb and ^{40}Ca are theoretically calculated on the basis of the direct-semi-direct capture models which have been independently developed by Brown, Clement *et al.* and Lushnikov *et al.*. It seems that the profiles of the capture γ -ray spectrum for the transitions to low lying states are well interpreted by these models. However, as far as the absolute magnitude of the cross section is concerned it appears that the calculated cross sections for doubly magic nuclei, in the same manner as the cases for deformed nuclei, are considerably smaller than those measured by activation method.

よって, 高い励起状態を経由する反応の遷移行列要素の構造を調べることが可能である。

われわれは, 核データの収集およびその理論的評価の対象として, 14 MeV 中性子による (n, γ) 反応を探り上げた。この反応を調べようとする場合に, 二つの立場がある。一方は, 放射化法を用いた (n, γ) 反応の全断面積の測定であり, 他方は, 原子核が捕獲状態から直接低いエネルギー状態へ遷移する時に放出されるガンマ線スペクトルを測定する場合である。前者においてはいくつかの実験データが存在するが^{1~3)}, 後者の実験データは極めて少ない。一部つぎのような方法で捕獲ガンマ線スペクトルの測定がなされている。

(1) NaI(Tl) シンチレータによるガンマ線スペクトルの測定^{4~6)}.

(2) 捕獲ガンマ線を対電子に変換し, これを検出することによってガンマ線スペクトルを測定^{7~9)}。これらの実験データからいえることは, 統計模型による軽い核 ($A < 40$) の (n, γ) 反応断面積の計算値は実験値とオーダで一致するが, 重い核における実験値は計算値

1. はじめに

高速中性子による (n, γ) 反応の研究は, つぎにあげるいくつかの興味ある問題を含んでいる。まず第一に, 将来のエネルギー源として $T(d, n) \alpha$ 反応によって生じる大きな熱量を利用する核融合炉を開発する場合に, この反応に付随する高速中性子のひき起す各種の核反応や, それ自身の遮蔽が重要な問題になる。したがって, 14 MeV 中性子の捕獲断面積は, 核融合炉の設計のために必要な核データの一つである。また, 高速炉のブランケット内では, 隣接する炉心部から流れ込んでくるガンマ線による加熱の寄与が大きい。これを推定する場合, 高速中性子による (n, γ) 反応断面積および放出されるガンマ線スペクトルなどのデータが要求される。さらに, この反応は核物理学的にも興味ある内容を含んでいる。すなわち, 中性子捕獲ガンマ線を観測することに

[†] 東工大, Tokyo Institute of Technology

よりも数オーダ大きいということである¹⁰⁾。

Lane および Lynn は、14 MeV 中性子による重い核の (n, γ) 反応においては、direct capture 模型に基づく捕獲過程が支配的であると述べている¹⁰⁾。しかし、入射エネルギーが 20 MeV 以下の (p, γ) 反応断面積は、この模型による計算値と比較して 1 オーダ大きいことが指摘された¹¹⁾。これを改良するために、Brown¹²⁾ および Clement ら¹³⁾は、原子核によるガンマ線の E1 吸収、または核子の放射性捕獲における semi-direct capture 模型を提唱した。この模型によれば、入射粒子と標的核が相互作用を行ない、前者は残留核の単一粒子束縛状態に捕獲され、後者はその E1 巨大共鳴状態に励起された後でガンマ線を放出して初期状態にもどる。一方 Lushnikov らは、有限系におけるフェルミ液体理論の基礎に立って、ガンマ線の E1 吸収の場合の semi-direct capture 模型を提唱した¹⁴⁾。これらの模型は、主として、14 MeV 中性子の捕獲断面積および捕獲ガンマ線スペクトルの計算に適用され、理論と実験との比較がなされた。その結果、放射化法を用いて測定された 14 MeV 中性子の捕獲断面積は、semi-direct capture 模型に基づく計算値よりもかなり大きいことが指摘された¹⁵⁾。両者の間のくい違いは、魔法数の中性子をもつ核から非常に離れた核に対しては数オーダにも達する。本報告では、統計模型、direct capture 模型および semi-direct capture 模型の基礎に立って、14 MeV 中性子の捕獲反応によって生じるガンマ線スペクトルの計算を行なった。あわせて、理論解析をする際のアンビギュイティに関する考察を加えた。

2. 核子捕獲反応の理論

2.1 Direct および semi-direct capture 模型

入射粒子と標的核が相互作用している系のハミルトニアンはつきのように書ける。

$$H = H_c + T(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}, \mathbf{c}) \quad (1)$$

ここで、 H_c は標的核のハミルトニアン、 $T(\mathbf{r})$ は入射粒子の運動エネルギー、 $V(\mathbf{r}, \mathbf{c})$ は両者の間の相互作用のポテンシャルである。また、 \mathbf{r} は入射粒子の位置座標、 \mathbf{c} は標的核を構成する A 個の核子のすべての位置座標を示す。全体を通じて、入射粒子と標的核内核子とは区別できるものと仮定する。Schrödinger 方程式は、

$$H \Psi^{(\pm)} = E \Psi^{(\pm)} \quad (2)$$

光学ポテンシャル $V_{\text{opt}}(\mathbf{r})$ を用いてハミルトニアン H を書き直すと、

$$H = H_c + T(\mathbf{r}) + V_{\text{opt}}(\mathbf{r}) + H' \equiv \tilde{H} + H' \quad (3)$$

ここで、

$$H' = V(\mathbf{r}, \mathbf{c}) - V_{\text{opt}}(\mathbf{r}) \quad (4)$$

残留相互作用 H' は、ハミルトニアン \tilde{H} の摂動として扱われる。このとき、歪波関数 $\tilde{\Psi}^{(\pm)}$ は次式に従う。

$$\tilde{H} \tilde{\Psi}^{(\pm)} = E \tilde{\Psi}^{(\pm)} \quad (5)$$

電気双極子輻射を仮定すれば、放射性捕獲反応に対する遷移行列要素は、

$$\begin{aligned} T_{ti} &= \langle \Psi_i | \varepsilon | \Psi_i^{(+)} \rangle \\ &= \langle \Psi_i | \varepsilon | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \rangle \\ &\quad + \left\langle \Psi_i | \varepsilon \frac{1}{E - H + i\eta} H' | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \right\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $\Psi_i^{(+)}, \Psi_i$ はおのおの初期状態および終状態の波動関数であり、 ε は電気双極子演算子である。上式の第一項は Lane および Lynn¹⁰⁾ によって提唱された direct capture に対応し、第二項は中間状態を経由して起る捕獲過程（すなわち、semi-direct capture）に対応する。演算子 ε を入射粒子部分 ε^n と標的核部分 ε^t に分けて書き表わすと、

$$\varepsilon = \varepsilon^n + \varepsilon^t \quad (7)$$

中間状態 Ψ_{int} として共鳴エネルギー E_R 、共鳴幅 Γ の巨大共鳴状態が励起されると仮定すれば (6) 式は、

$$\begin{aligned} T_{ti} &= \langle \Psi_i | \varepsilon^n | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \rangle \\ &\quad + \left\langle \Psi_i | \varepsilon^t | \Psi_{\text{int}} \right\rangle \langle \Psi_{\text{int}} | H' | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \rangle \\ &\quad E_\gamma - E_R + \frac{1}{2} i \Gamma \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 E_γ は捕獲ガンマ線のエネルギーである。第二項は Clement ら¹³⁾によって提唱された collective capture に対応する。一方、Brown の schematic 模型¹²⁾によれば (6) 式は、

$$T_{ti} = \left(1 + \frac{\Delta E}{E_\gamma - E_R + \frac{1}{2} i \Gamma} \right) \langle \Psi_i | \varepsilon^n | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \rangle \quad (9)$$

ここで、 ΔE は摂動がある場合とない場合の dipole particle-hole excitation energy の差の平均値である。

つぎに、有限系におけるフェルミ液体論に基づく Lushnikov ら¹⁴⁾の semi-direct capture 模型によれば、放射性捕獲過程に対する遷移行列要素は、

$$T_{ti} = \frac{E_0^2 - E_\gamma^2 - i \Gamma_0 E_0}{E_\gamma^2 - E_0^2 - i \Gamma E_R} \langle \Psi_i | \varepsilon^n | \tilde{\Psi}_i^{(+)} \rangle \quad (10)$$

$$E_R^2 = E_0^2 (1 + 2f)$$

$$\Gamma^2 = \Gamma_0^2 (1 + 2f)$$

$$1 + 2f = \frac{3\beta}{\varepsilon_F}$$

ここで、 E_0, Γ_0 はおのおの準粒子間の相互作用がない場合の準粒子模型における巨大共鳴エネルギーおよび共鳴幅である。また、 ε_F はフェルミ・エネルギー、 β は Weizsäcker's rigidity、 f は準粒子間の相互作用の強さを特徴づける定数である。かくして、各種の模型に基づく放射性捕獲断面積は次式を用いて得られる。

$$\sigma_{ti} = \frac{16\pi M k_\gamma^3}{9 \hbar^2 k} |T_{ti}|^2 \quad (11)$$

ここで、 M はチャンネル質量、 k, k_γ はおのおの入射粒

子および放出光子の波数である。

これまでに導かれた遷移行列要素を用いて、スピン $1/2$ の入射中性子とスピン0の標的核が衝突する場合の (n, γ) 反応断面積に対する式を導こう。direct captureに対する放射性捕獲断面積は、入射粒子に対する電気双極子演算子 $\epsilon_{1\mu} = (-Ze/A)rY_{1\mu}$ を用いて、つぎのように書ける。

$$\sigma_D(n_l l_t j_t) = \frac{8\pi M Z^2 e^2 E_\gamma^3}{3\hbar^5 c^3 k A^2} \times \sum_{j_i l_i} G(l_i j_i; l_t j_t) |\langle r \rangle|^2 \quad (12)$$

ここで、

$$G(l_i j_i; l_t j_t) = \frac{1}{2} (l_i + l_t + 1)(2j_i + 1)(2j_t + 1) \times \begin{Bmatrix} 1 & l_i & l_t \\ 1/2 & j_t & j_i \end{Bmatrix}^2$$

$$\langle r \rangle = \int_0^\infty \phi_{nl_l j_t}(r)^* \phi_{l_t j_t}(r) r^3 dr$$

n_l, l_l, j_t はおののの中性子単一粒子準位に対する主量子数、角運動量およびスピン量子数である。 l_i, j_i は入射粒子の角運動量およびスピン量子数である。また、 $\phi_{l_t j_t}(r), \phi_{nl_l j_t}(r)$ は中性子の初期状態および終状態における波動関数の動径部分である。(12)式を用いると、Brown の semi-direct capture 模型に基づく放射性捕獲断面積は、

$$\sigma_B(n_l l_t j_t) = \left\{ 1 + \frac{\Delta E^2 + 2\Delta E(E_\gamma - E_R)}{(E_\gamma - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \right\} \sigma_D(n_l l_t j_t) \quad (13)$$

第一項は direct capture の部分であり、第二項は semi-direct および direct と semi-direct capture の間の干渉の両方を含む。

Brown が巨大共鳴状態を表わすのに shell 模型の描像を用いたのに対し、Clement らは集団運動論を用いた。この模型によれば、残留相互作用すなわち粒子-振動結合ハミルトニアンは次式で表わせる。

$$H' = \left(\frac{v_1}{4} \right) 2 \frac{NZ}{A^2} \delta_a(r-R) \frac{\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\eta}}{|\mathbf{r}|} \tau_3 \quad (14)$$

ここで、

$$\delta_a(r-R) = -\frac{1}{V} \frac{dV(r)}{dr} \quad (15)$$

v_1 は光学ポテンシャルの中のアイソ・スピンに依存した項の大きさに関係し、粒子-振動結合の強さを表わす。 τ_3 は核子のアイソ・スピンの z 成分、 \mathbf{r} は入射粒子の位置ベクトル、 $\boldsymbol{\eta}$ は核を構成する中性子系と陽子系のおのの重心間のベクトルである。また、 $V(r), V$ はおののの光学ポテンシャルの中心力の項およびその深さである。標的核に対する電気双極子演算子は¹³⁾、

$$\epsilon_{10} = \text{const.} - e \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{NZ}{A} \eta_z \quad (16)$$

E 1 巨大共鳴状態が励起する場合の総和規則は、

$$E_R \langle 1 | \eta_z | 0 \rangle^2 = \frac{A}{NZ} \frac{\hbar^2}{2M} (1 + 0.8x) \quad (17)$$

ここで、 x は交換力の割合を表わす因子である。(14)-(17)式を(8)式へ代入すると、collective capture に対する放射性捕獲断面積は、

$$\sigma_c(n_l l_t j_t) = \frac{8\pi M Z^2 e^2 E_\gamma^3}{3\hbar^5 c^3 k A^2} \sum_{l_i j_i} G(l_i j_i; l_t j_t) \times \left| \langle r \rangle + \frac{v_1 N \hbar^2}{4MA} \frac{1 + 0.8x}{E_R} \right|^2 \times \frac{1}{E_\gamma - E_R + \frac{1}{2}i\Gamma} \langle \delta_a \rangle^2 \quad (18)$$

ここで、

$$\langle \delta_a \rangle = \int_0^\infty \phi_{nl_l j_t}(r)^* \left(-\frac{1}{V} \frac{dV(r)}{dr} \right) \phi_{l_t j_t}(r) r^2 dr$$

第一項は direct capture の部分であり、第二項は collective capture の部分である。さらに、Lushnikov らの semi-direct capture 模型によれば放射性捕獲断面積は、

$$\sigma_L(n_l l_t j_t) = \frac{(E_0^2 - E_\gamma^2)^2 + \Gamma_0^2 E_0^2}{(E_\gamma^2 - E_\gamma^2)^2 + \Gamma^2 E_R^2} \sigma_D(n_l l_t j_t) \quad (19)$$

一方、中性子の束縛状態が純粋の単一粒子準位でない場合には、この準位に対するスペクトロスコピック因子 $S(n_l l_t j_t)$ および(12), (13), (18), (19)式から得られた断面積を用いて放射性捕獲断面積は、

$$\sigma = S(n_l l_t j_t) \sigma(n_l l_t j_t) \quad (20)$$

2.2 統計模型

入射中性子のエネルギーが増大すると、中性子放出の許容チャンネル数が増す。したがって、複合核を経由して起る放射性捕獲に対する反応断面積は次式で表われる¹⁰⁾。

$$\sigma_{ST}(n, \gamma) = \sigma_c(E_0) \frac{\int_{E_0}^{E_0 + B_n} k_\gamma^2 \sigma_\gamma(E_\gamma) \rho_0(U_\gamma) dE_\gamma}{\int_{E_0}^{E_0} k_n^2 \sigma_n(E_n) \rho_0(U_n) dE_n} \quad (21)$$

ここで、

$$\rho_0(U) \propto \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{aU})}{A^{5/2}(U+t)}$$

k_γ, k_n はおのの放出光子および中性子の波数、 $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ はエネルギー E_γ の光子の原子核による吸収断面積、 $\sigma_n(E_n)$ はエネルギー E_n の中性子に対する複合核形成断面積、 $\sigma_c(E_0)$ はエネルギー E_0 の入射中性子に対する複合核形成断面積、 $\rho_0(U)$ は励起エネルギー U にある残留核の準位密度、 a は準位密度パラメータ、 t は熱力学的核温度、 B_n は中性子結合エネルギーである。分母では、中性子放出幅に対し輻射幅および荷電粒子放出幅を無視してある。とくに軽い核を除いて、この近似は正しいであろう。光子吸収断面積は、E 1 輻射のみを考慮すれば、

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{2\pi^2 \hbar e^2 NZ (1 + 0.8x)}{McA} E_\gamma f(E_\gamma) \quad (22)$$

ここで、

$$f(E_\gamma) = \begin{cases} \frac{\Gamma/2\pi E_R}{(E_\gamma - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \exp\{0.3(E_\gamma - E_R)\}; & E_\gamma \leq E_R \\ \frac{\Gamma/2\pi E_R}{(E_\gamma - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}; & E_R < E_\gamma \leq 2E_R \\ 0; & E_\gamma > 2E_R \end{cases}$$

3. 捕獲ガンマ線スペクトルの計算

3.1 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ 反応

捕獲ガンマ線スペクトルを計算するためには、入射中性子の初期状態および終状態の波動関数の動径部分を計算しなければならない。初期状態の波動関数は、つきの微分方程式を数値的に解くことによって得られた¹⁶⁾。

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} + V_{\text{opt}}(r) - E_{l_i j_i} \right) \times r \psi_{l_i j_i}(r) = 0 \quad (23)$$

ここで $E_{l_i j_i}$ は入射中性子のエネルギーである。 $\psi_{l_i j_i}(r)$ はつきの漸近形をもっている。

$$\begin{aligned} \psi_{l_i j_i}(r) \sim & -\frac{1}{2ikr} \left[\exp\left\{-i\left(kr - \frac{1}{2}l_i\pi\right)\right\} \right. \\ & \left. - S_{l_i j_i, l_i j_i} \exp\left\{i\left(kr - \frac{1}{2}l_i\pi\right)\right\} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$S_{l_i j_i, l_i j_i}$ は散乱行列要素である。光学ポテンシャルとして、トーマス型のスピン-軌道相互作用および微分型の表面吸収ポテンシャルを含む Wood-Saxon ポテンシャルを用いた。

$$V_{\text{opt}}(r) = -V f(r) - iW g(r) - V_{\text{so}} h(r) (\mathbf{l}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}) \quad (25)$$

ここで、

$$\begin{aligned} f(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \\ g(r) &= -4b \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{b}\right) \right]^{-1} \\ h(r) &= -\tilde{\lambda}_\pi^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \\ R &= r_0 A^{1/3} \end{aligned}$$

ポテンシャル・パラメータは Losen ら¹⁷⁾の研究からとられた。TABLE 1 に計算に用いたポテンシャル・パラメータを示す。束縛状態の波動関数は、つきの微分方程式を数値的に解くことによって得られた¹⁸⁾。

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} + V(r) - E_{nl_l j_l} \right) \times r \psi_{nl_l j_l}(r) = 0 \quad (26)$$

TABLE 1 Optical potential parameters for neutrons of the energy E .

$V = 49.3 - 0.33 E$ (MeV)	$r_0 = 1.25$ (fm)
$W = 5.75$ (MeV)	$a = 0.65$ (fm)
$V_{\text{so}} = 5.5$ (MeV)	$a = 0.70$ (fm)

TABLE 2 Characteristics of the neutron single particle levels in ^{209}Pb .

Neutron single particle level	(*) Excitation energy E_{exc} (MeV)	(*) Spectroscopic factor $S(n_l l_l j_l)$
$2g_{9/2}$	0	0.78 ± 0.1
$1i_{11/2}$	0.778	0.96 ± 0.2
$1j_{15/2}$	1.422	0.53 ± 0.2
$3d_{5/2}$	1.565	0.88 ± 0.1
$4s_{1/2}$	2.031	0.88 ± 0.1
$2g_{7/2}$	2.492	0.78 ± 0.1
$3d_{3/2}$	2.537	0.88 ± 0.1

(*) C. ELLEGAAD *et al.*¹⁹⁾ N. P. A 129, 113 (1969)¹⁹⁾

ここで、 $-E_{nl_l j_l}$ は ^{209}Pb の中性子単一粒子準位 ($n_l l_l j_l$) に対する中性子結合エネルギーである。中性子単一粒子準位の性質を TABLE 2 に示す。これは Ellegaard ら¹⁹⁾の ^{208}Pb の (d, p) 反応の研究からとられた。また、中性子束縛状態に対するポテンシャルとして Wood-Saxon ポテンシャルを用いた。

$$V(r) = -V_{nl_l j_l} f(r) - V_{\text{so}} h(r) (\mathbf{l}_l \cdot \boldsymbol{\sigma}) \quad (27)$$

ここで、 V_{so} は、 $2g_{9/2}$ と $2g_{7/2}$ 準位のエネルギー間隔および $3d_{5/2}$ と $3d_{3/2}$ 準位のエネルギー間隔から独立にきめ、両方の平均をとることによって得られた。その結果、 $V_{\text{so}} = 5.9$ MeV。 $V_{nl_l j_l}$ は単一粒子準位に対する中性子結合エネルギーを与えるようにきめ、ポテンシャル・パラメータは前述のものと同じものを用いた。(12), (13), (18), (19), (21) 式を用いて、14.7 MeV 中性子による $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ 反応に対するガンマ線スペクトルの計算を行なった。結果は TABLE 3 に示されている。

ここで、粒子-振動結合の強さ v_1 として Lane²⁰⁾ によって与えられた 160 MeV を用い、交換力の割合を表わす因子 x として 0.5 を用いた。また、 ^{208}Pb の巨大共鳴エネルギーは 13.5 MeV、共鳴幅は約 3.5 MeV、 ΔE は約 7 MeV である。フェルミ・エネルギーおよび Weizsäcker's rigidity β は Lushnikov ら¹⁴⁾によって与えられており、おのおの 40 MeV, 23 MeV である。

TABLE 3 から明らかなように、放射化法による実験値は、いずれの模型に基づく計算値よりもかなり大きい。また、14 MeV 中性子による (n, γ) 反応に対しては複合核過程の寄与は無視してもよいと考えられる。個々の模型についてみると、Brown および Clement らの模型に基づく計算値は、direct に対するものと比較して約 10 倍ぐらい大きいが、Lushnikov らの模型によると、semi-direct process は direct に対しあまり enhance されない、このことは異なる巨大共鳴パラメータを用いても大

TABLE 3 Experimental and calculated cross sections for the radiative capture of 14.7 MeV neutrons by ^{208}Pb .
 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ $E_n = 14.7 \text{ MeV}$

Neutron single particle level	σ_D (μb)	σ_B (μb)	σ_C (μb)	σ_L (μb)		
$2g_{9/2}$	4.91	25.01	46.56	9.84		
$1i_{11/2}$	2.27	13.56	37.27	5.01		
$1j_{15/2}$	8.01	55.79	74.26	19.46		
$3d_{5/2}$	5.36	38.73	57.69	13.31		
$4s_{1/2}$	1.79	14.71	21.34	4.81		
$2g_{7/2}$	5.54	52.71	84.99	16.34		
$3d_{3/2}$	3.86	37.23	49.81	11.47		
Total cross sections						
σ_D (μb)	31.74	σ_B (μb)	σ_C (μb)	σ_L (μb)	σ_{ST} (μb)	σ_{act} (mb)
	237.74		371.92	80.24	1.35	1.0 ± 0.2

きくは変わらないであろう。Lushnikov らの模型が実験結果をうまく説明することができない理由は明らかではないが、恐らく、入射粒子による巨大共鳴状態の励起の過程がこの形式の中に取り入れられていないからであろう。また、Brown の模型では、schematic 模型による近似計算が不適当であるために入射粒子と巨大共鳴状態の結合が弱すぎる。その結果、実験値と比較して direct に対する semi-direct process の enhance が小さいのである。一方、collective capture 模型による計算値は実験値の $1/3$ であるが、この値は、巨大共鳴パラメータおよび正確にきめることができ難い粒子-振動結合の強さに大きく依存する。また、この模型には、入射粒子と巨大共鳴状態の結合が、物理的に明確な描像で取り入れられている。

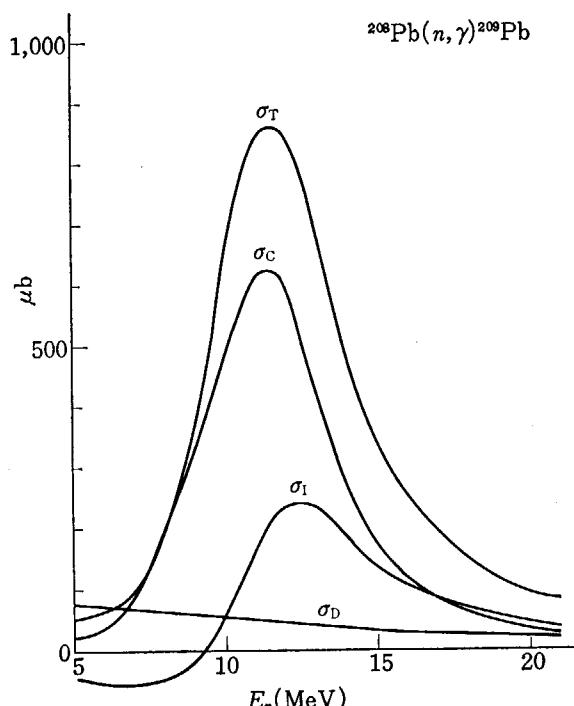


Fig. 1 Excitation curves for the $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ reaction.

したがって、この模型についてもう少し調べてみよう。

Fig. 1 にこの反応に対する励起曲線を示す。Direct capture に対する断面積は、入射中性子のエネルギーと共にゆっくりと減少するのに対し、collective capture は入射エネルギーと共に大きく変化し、約 12 MeV の所に幅の広い共鳴ピークを示す。また、二つの過程の間の干渉 σ_1 は 10 MeV 以上で constructive になり、断面積に大きく寄与する。Fig. 2 は巨大共鳴パラメータを変えた時の励起曲線の変化を示す。これから明らかなように、巨大共鳴パラメータによって断面積の計算値は大き

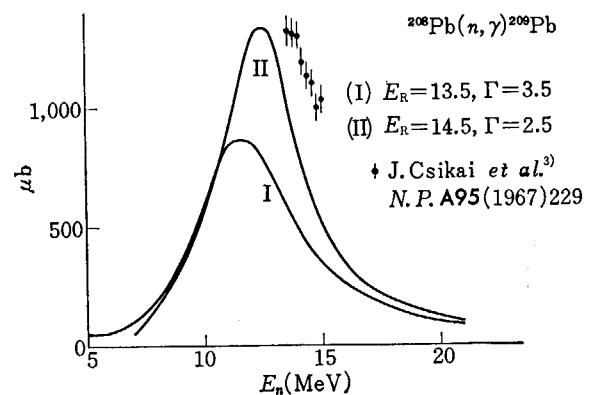


Fig. 2 Excitation curves for the $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ reaction calculated with the different sets of giant dipole resonance parameters. The experimental points are taken from the work of J. Csikai et al.³⁾

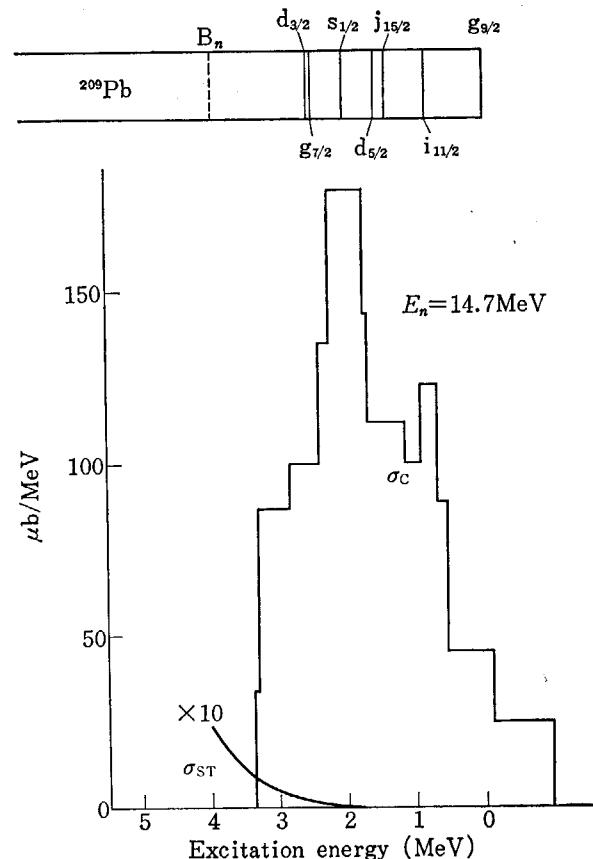


Fig. 3 Calculated γ -ray spectrum from the radiative capture of 14.7 MeV neutrons by ^{208}Pb .

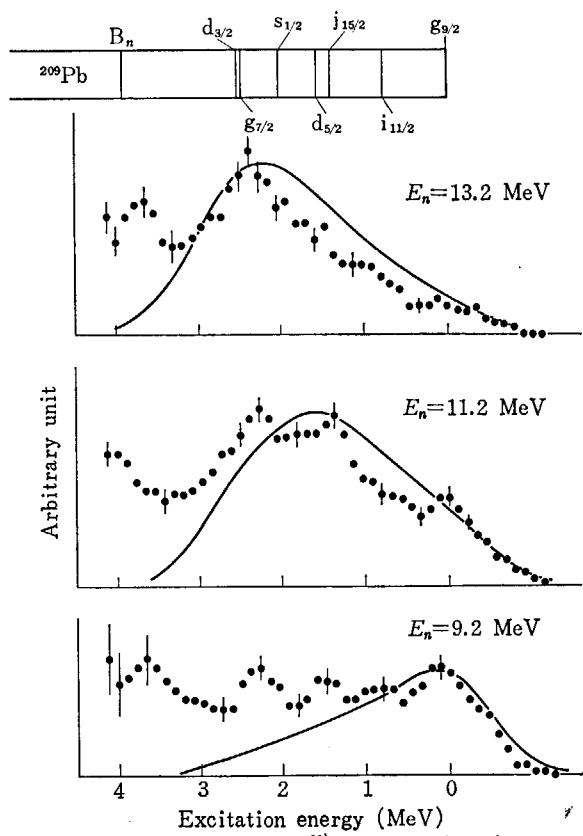
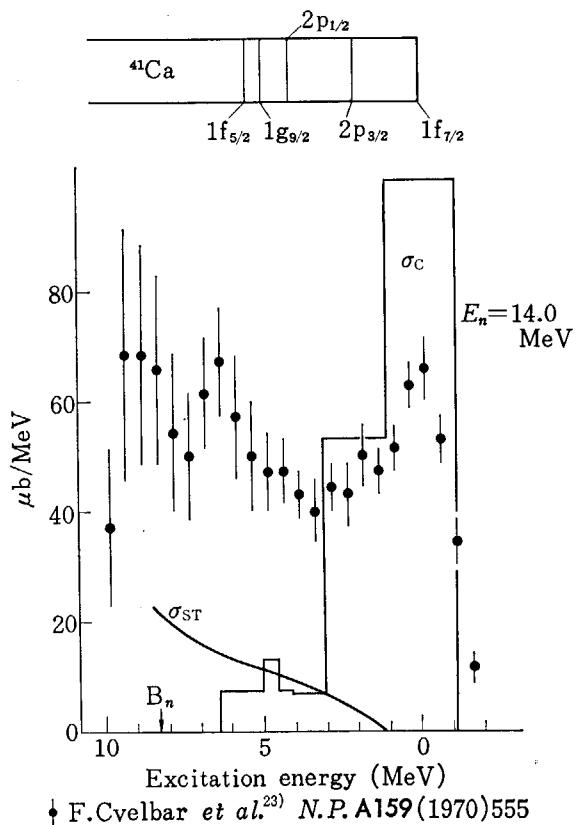


Fig. 4 Experimental and calculated neutron capture γ -ray spectra for ^{208}Pb . The experimental points are taken from the work of I. Bergqvist et al.²²⁾

く変化するので、理論計算の際は、このパラメータの選択には十分注意を払う必要があろう。実験値は放射化法によるものである。Longo ら²¹⁾はこの反応に対する励起曲線を求め実験結果とよく一致すると報告している。しかし、彼らの計算では、実験値とかけ離れた図の(II)に示されたパラメータを用い、スペクトロスコピック因子をすべて 1 とし、さらに中性子單一粒子準位間のエネルギー差を考慮しないで V_{so} をきめている。これらのこととは計算結果にかなり影響を与える。これらをすべて考慮し、実験値に近い巨大共鳴パラメータを用いると、計算値はそれぞれのエネルギーに対し実験値の約 1/3 である。

Fig. 3 はガンマ線のスペクトルを示す。複合核過程からの寄与は、高い励起状態へ遷移する場合のガンマ線の中に僅かに存在する。Fig. 4 は理論および実験から得られたガンマ線のスペクトルを示す。理論曲線は、10% の FWHM をもつガウス分布によって計算値を広げたものである。低い励起状態への遷移に対するガンマ線スペクトルの形は collective capture 模型によってかなりよく説明されるが、高い励起状態に対するものはこの模型によって説明することはできない。とくに、入射中性子のエネルギーが 10 MeV 以下では実験と理論のくい違いが大きくなることがわかる。このことは、ガン



◆ F.Cvelbar et al.²³⁾ N.P.A159(1970)555

Fig. 5 Experimental and calculated γ -ray spectra from the radiative capture of 14 MeV neutrons by ^{40}Ca . The experimental points are taken from the work of F. Cvelbar et al.²³⁾ and the theoretical curves calculated with the statistical and collective capture models.

TABLE 4 Characteristics of the neutron single particle levels in ^{41}Ca .
 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$

Neutron single particle level	$E_{\text{exc}}^{(i)}$ (MeV)	$(*) S^{(i)}$	E_{exc} (MeV)	$\sum_i S^{(i)}$
$1 f_{1/2}$	0.00	1.00	0.00	1.00
$2 p_{3/2}$	1.95	0.77	2.07	1.00
		2.47	0.23	
$2 p_{1/2}$	3.62	0.09	4.13	1.00
	3.95	0.62		
	4.20	0.01		
	4.62	0.09		
	4.77	0.18		
$1 g_{9/2}$	4.98	0.07	4.98	0.07
$1 f_{5/2}$	4.89	0.12	5.50	0.48
	5.66	0.25		
	5.81	0.11		

(*) T. A. Belote et al.²⁴⁾, Phys. Rev. 139, B 80 (1965)

マ線検出器のもつレスポンス関数を用いて計算値を広げたとしても変わらないであろう。

3.2 $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$ 反応

Fig. 5 はこの反応によって得られるガンマ線のスペ

クトルである。実線は統計模型および collective capture 模型に基づく理論曲線である。 v_1 として 130 MeV を用い、巨大共鳴パラメータとして $E_R = 20$ MeV, $\Gamma = 4.5$ MeV を用いた。低い励起状態におけるガンマ線のスペクトルの形は、collective capture 模型によってよく説明できると思われる。複合核過程の寄与はかなり大きいが、高い励起状態に対するガンマ線スペクトルを説明するまでには至っていない。TABLE 4 に ^{41}Ca に対する中性子単一粒子準位の性質を示す。

4. まとめ

14 MeV 中性子による $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ 反応および $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$ 反応の断面積、捕獲ガンマ線スペクトルの計算を通じてつぎのことが明らかになった。すなわち、collective capture 模型によって、低い励起状態への遷移に対するガンマ線スペクトルの形はよく説明されるが、高い励起状態に対しては、複合核過程のほかに他の過程を考える必要があろう。また、捕獲断面積の値に関しては、collective capture 模型に基づく計算が最も実験値に近い値を与える。しかし、Longo²⁵⁾ らの結論と異なり、 ^{208}Pb のように二重閉核に対しても放射化法による実験値は計算値よりかなり大きい。この原因として、いくつかの論文で述べられているように、低エネルギー中性子の寄与による実験値の誤りも考えられるが、collective capture 模型における粒子-振動結合ハミルトニアンの欠点によるものではないだろうか。すなわち、この模型では、標的核の表面の核子だけが強く入射粒子と結合し、巨大共鳴状態が励起される。核内核子との結合を考慮に入れた粒子-振動結合ハミルトニアンが必要であろう。

最後に注意すべきことは、理論計算をする場合、粒子-振動結合の強さ、巨大共鳴パラメータおよび中性子単一粒子準位の知識が結果に大きな影響を与えるということである。これらの点を考慮して、さらに多くの核種について解析を試みようと考えている。最近、これまでの放射化法による 14 MeV 中性子の放射性捕獲断面積に対する測定値は、ほとんど誤りであるという報告²⁶⁾が出たのをつけ加えておく。

References

- 1) PERKIN J. L., O'CONNOR L. P. and COLEMAN R. F.: *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 505 (1958)
- 2) MENLOVE H. O., COOP K. L., GRENCH H. A. and SHER R.: *Phys. Rev.*, **163**, 1299 (1967)
- 3) CSIKAI J., PETÖ G., BUCZKÓ M., MILIGY Z. and EISSA N. A.: *Nuclear Phys.*, **A 95**, 229 (1967)
- 4) RIGAUD F., ROTURIER J., IRIGARAY J. L., PETIT G. Y., LONGO G. and SAPORETTI F.: *Nuclear Phys.*, **A 154**, 243 (1970)
- 5) RIGAUD F., IRIGARAY J. L., PETIT G. Y., LONGO G. and SAPORETTI F.: *Nuclear Phys.*, **A 173**, 551 (1971)
- 6) RIGAUD F., IRIGARAY J. L., PETIT G. Y., LONGO G. and SAPORETTI F.: *Nuclear Phys.*, **A 176**, 545 (1971)
- 7) CVELBAR F., HUDOKLIN A., MIHALIOVIC M. V., NAJŽER M. and PETRIŠIĆ M.: *Nuclear Phys.*, **A 130**, 413 (1969)
- 8) CVELBAR F. and HUDOKLIN A.: *Nuclear Phys.*, **A 159**, 555 (1970)
- 9) STAMATELATOS M., LIDOFSKY L. J. and LAWERGREN B.: Proc. 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Conf.-710301 Vol. 1, p. 267 (1971)
- 10) LANE A. M. and LYNN J. E.: *Nuclear Phys.*, **11**, 646 (1959)
- 11) DALY P. J., ROOK J. R and HODGSON P. E.: *Nuclear Phys.*, **56**, 331 (1964)
- 12) BROWN G. E.: *Nuclear Phys.*, **57**, 339 (1964)
- 13) CLEMENT C. F., LANE A. M. and ROOK J. R.: *Nuclear Phys.*, **66**, 273 (1965)
- 14) LUSHNIKOV A. A. and ZARETSKY D. F.: *Nuclear Phys.*, **66**, 35 (1965)
- 15) DRAKE D., BERGQVIST I. and McDANIELS D. K.: *Phys. Lett.*, **36B**, 557 (1971)
- 16) IGARASHI M.: INS-PT-26 (MANUAL-8)
- 17) ROSEN L., BEERY J. G., GOLDHABER A. S. and AUERBACH E. M.: *Ann. of Phys.*, **34**, 96 (1965)
- 18) IGARASHI M.: private communication
- 19) ELLEGAARD C., KANTELE J. and VEDELSBY P.: *Nuclear Phys.*, **A 129**, 113 (1969)
- 20) LANE A. M.: *Nuclear Phys.*, **35**, 676 (1962)
- 21) LONGO G. and SAPORETTI F.: *Nuovo Cimento*, **56B**, 264 (1968)
- 22) BERGQVIST I., DRAKE D. and McDANIELS D. K.: *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 269 (1971)
- 23) CVELBAR F. and HUDOKLIN A.: *Nuclear Phys.*, **A 159**, 555 (1970)
- 24) BELOTE T. A., SPERDUTO A. and BUECHNER W. W.: *Phys. Rev.*, **139**, B 80 (1965)
- 25) LONGO G. and SAPORETTI F.: *Nuclear Phys.*, **A 127**, 503 (1969)
- 26) KANTELE J. and VALKONEN M.: *Phys. Lett.*, **39B**, 625 (1972)

3.8 14 MeV 中性子の散乱

的 場 優†

14 MeV 中性子による散乱断面積の測定および解析の現状が議論されている。議論された問題のいくつかを研究するために、九州大学に新しく実験装置が作られた。この測定系のエネルギー分解能は、現在まで報告された 14 MeV 中性子の飛行時間法スペクトロメーターの中では最も良い($\Delta E \leq 300$ keV)ものである。

Scattering of 14 MeV Neutrons

Masaru MATOBA†

The current stage of the measurement and the analysis for 14 MeV neutron scattering cross-section is discussed. For studying some of the problem discussed, a new experimental facility was installed in Kyushu University. The energy resolution of the system is the best (≤ 300 keV) in the 14 MeV neutron Time-of-Flight spectrometers being reported up to now.

1. はしがき

14 MeV 中性子の散乱断面積の測定は、このエネルギー領域が高速炉計算に高エネルギー側の 1 点として、限られてはいるが役割を果しているのみでなく、最近では、遮蔽計算のため 20 MeV 付近までの測定が求められる場合もあり、核融合炉の可能性とともに、以前より重要度を増しているようである。physical に (n, n') 反応はクーロン相互作用が関与しないことから、数 MeV 以下の低エネルギーから高エネルギー、軽核から重核といった広い範囲の反応機構の解明に適している。ただし、高精度の荷電粒子による散乱が多数測定されるに及んで、14 MeV 中性子の散乱のみから得られる情報は乏しくなりつつある。とにかく、practical にも、physical にも、反応機構の解明、光学模型パラメーター、準位密度パラメーターなどの決定のための役割はまだ持っており、様々な解析法の現実化(CODE 化)によって、次章に述べるように、データの精密化が望まれる。

この報告では、第 2 章で問題点の整理を行ない、第 3 章でその問題点のいくつかについての解決を目標とした九大の新しい測定系について述べよう。具体的なデータとして、九大グループが測定した 14 MeV 中性子の ^{209}Bi

(n, n') 反応、Fe (n, n') 反応および東大核研の FM サイクロトロンからの 55 MeV 陽子の Te (p, p') 反応の結果を参照しながら、話を進めたい。

2. 問題点の整理

2.1 放出中性子スペクトル

原子核に 14 MeV 中性子を衝突させた場合、放出される中性子のエネルギースペクトルはどのような構造をしているのであろうか。Fig. 1, Fig. 2 に九大で測定した ^{209}Bi (n, n') 反応の中性子スペクトルを示す^{1), 2)}。Fig. 1 は飛行距離が短かい(80 cm) 場合のスペクトルで、エネルギー分解能は悪いが、このスペクトルから次のようにいくつかの特徴を読み取ることが出来る。目につくのは強い弾性散乱のピークと複合核状態からの蒸発中性子と考えられる連続スペクトルである。さらにスペクトルから上記の 2 種のスペクトルをそぞろ外挿して引き去ると高エネルギー側に数本のピークが残る(その他に、直接反応によると思われるレベル群があると思われるがここでは議論しない)。これらはよく知られた集団励起状態である。Fig. 2 は飛行距離を 3 m として測定したス

† 九州大学工学部, Kyushu University

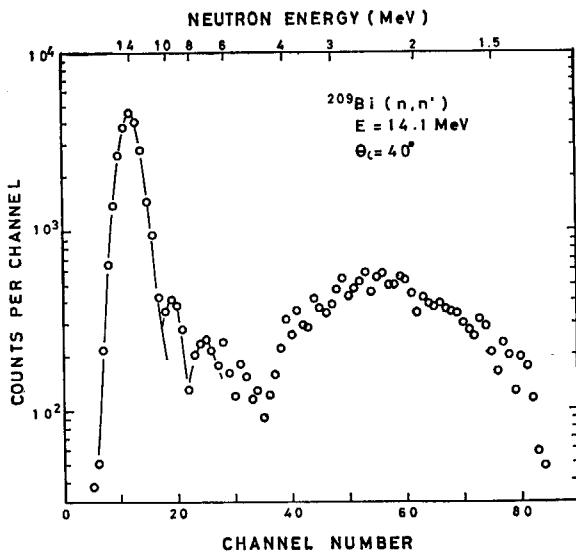


Fig. 1 Neutron spectrum of $\text{Bi}(n, n')$ reaction. Flight path = 0.8 m.

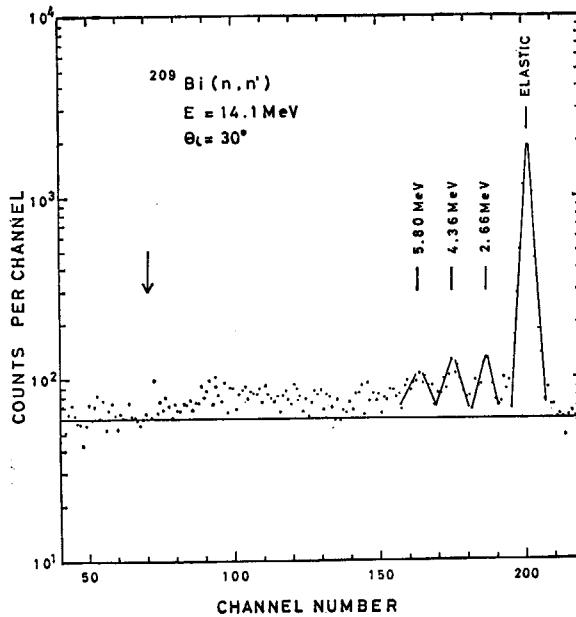


Fig. 2 Neutron spectrum of $\text{Bi}(n, n')$ reaction. Flight path = 3 m.

ペクトルである。高エネルギー側の数本の集団励起状態のグループが分離されている。これらの状態は、1本の励起状態から成っている訳でなく、 ^{209}Bi の 2.66 MeV 状態の例をとると、 ^{208}Pb 核の芯に $1\text{h}9/2$ の陽子が 1 個結合したと考えられる少なくとも 7 本の状態が関与していると思われる (Fig. 3)。さらに、それらの角度分布は Fig. 4 のように前方ピークである。

以上に述べた 3 種のスペクトルについて簡単に考察し、特に筆者が興味をもっている集団励起状態の解析について検討してみよう。

2.2 弹性散乱

14 MeV 付近のエネルギーでは、弹性散乱はほとんど

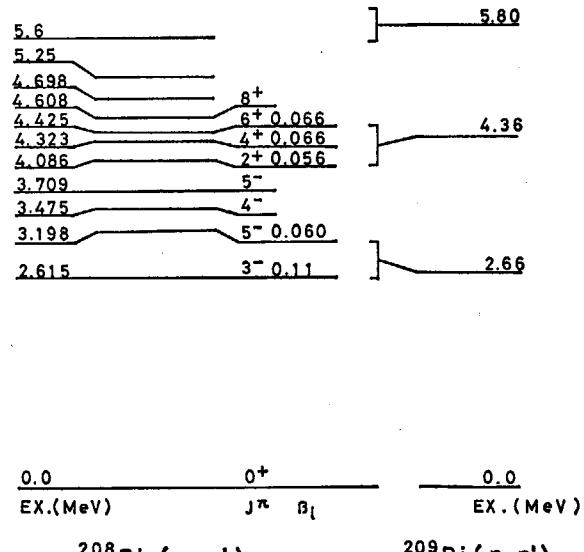


Fig. 3 Energy levels of ^{208}Pb which can contribute to the inelastically scattered neutron groups observed in ^{209}Bi . Values of deformation parameters are also shown for levels strongly excited by proton scattering.

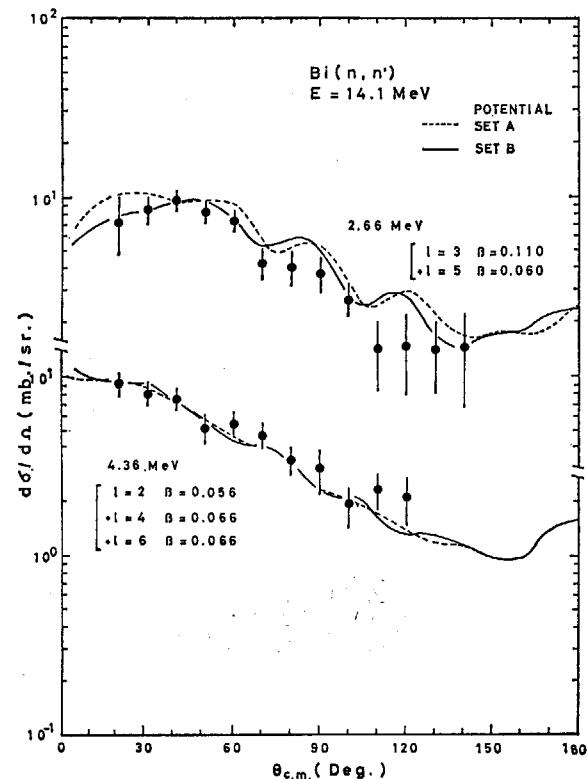


Fig. 4 Angular distributions for the inelastic scattering of 14.1 MeV neutrons from ^{209}Bi ($Q = -2.66$ MeV and -4.36 MeV). Dashed and solid curves show the results of DWBA analysis using the best fit potential and the average potential, respectively.

の安定な核で測定されている。光学模型による解析から平均化されたパラメーターがいくつか提案されており³⁾細かい問題を除いて、それらのパラメーターによる断面積、角度分布の再現は概して良いと思われる。問題があ

とすれば、弾性散乱の古いデータが低い励起状態への非弾性散乱を分離していない場合が多く、これらのデータを使用して得たパラメーターは一考を要することであろう。後半に報告される Fe (n, n') 反応に例をとると、現在まで測定されているデータは第1励起状態 (0.847 MeV) が十分に分離されていないため、当然、これらのデータを使った解析結果には問題が残る。我々の今回の測定によると、弾性散乱の断面積が第1励起状態の断面積と同程度になる角度があることを指摘しておこう。チャネル結合法による解析は非常に興味があるが、この解析が効力を發揮すると思われる変形核では非弾性散乱を分離することが困難であること、球形核の 2-phonon 状態についても、同様に測定が不可能に近いことなどから十分な議論が期待されない。

2.3 蒸発中性子スペクトル

Fig. 1 から明らかなようにこのスペクトルは幅のひろい連続スペクトルになるため、測定系のエネルギー分解能はあまり良くする必要がない。そのため今まで多数のデータが測定され、解析されており、核温度や準位密度パラメーターなどが決定されている。このスペクトルは古くから複合核模型で説明⁵⁾がなされている。しかし準位密度パラメーターの表現式、稀土類など変形核での準位密度、($n, 2n$)、($n, 3n$) 反応などのスペクトルの評価の問題はいまだ実験的にも理論的にも興味がある。

実験上の問題点は次の3点にあると考えられる。(1) 数 MeV 以下の中性子エネルギーに対して、中性子- γ 線弁別が完全であること。(2) 閾値付近での中性子検出器の効率の評価が精密になされていること。(3) 連続スペクトルに対する多重散乱の補正が正しく行なわれていること。現在報告されているデータは上述の条件を十分満たしているものは少ないようであり、これらを解決した上で連続スペクトルの低エネルギー側の部分の精密測定は興味がある。

2.4 集団励起状態

偶々核の第1励起状態の散乱断面積は本日の田中氏の報告にもあるように、入射エネルギー数 MeV 付近から直接反応模型を導入しなければ説明出来ない⁶⁾。入射エネルギーが 14 MeV 付近になると、直接反応がほとんどとなる⁷⁾。まず球形の偶々核を考える(前述のように変形核については余程画期的な測定法が開発されない限り、良いデータを得ることは困難である)。中重核では、4重極振動状態(2^+)と考えられる第1励起状態が強く励起される。核によっては 2^l -極振動状態と考えられる集団励起状態のうち、上記 $l=2$ の他に、 $l=3, 4, 5$ 位まで考慮する必要がある場合がある。その例として 50 MeV 陽子による ^{130}Te (p, p') 反応の陽子スペクトル⁸⁾

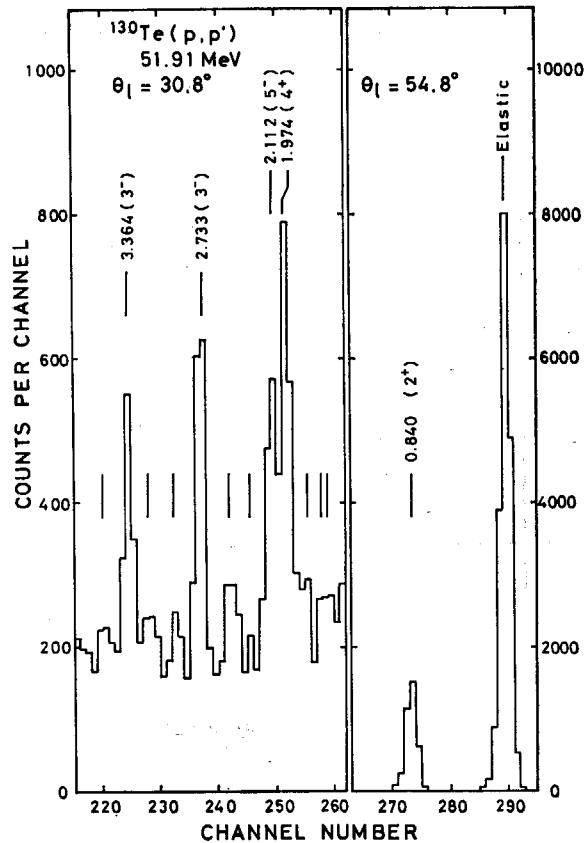


Fig. 5 Proton spectrum of ^{130}Te (p, p') reaction at 52 MeV.

を Fig. 5 に示す。 2^+ の他に、 3^- (2本に分離している)、 4^+ 、 5^- 状態が強く励起されている。一般に2重閉殻付近の核でこの傾向が著しい。 $l \geq 6$ 状態が enhance されている例は ^{208}Pb 以外に見当らない。

偶奇核については、軽核を除いて、荷電粒子による散乱でも分離された状態として測定されていない場合が多い。一般には質量数が ± 1 の偶々核の強く励起される集団励起状態に1粒子 (または1ホール) を結合させた芯励起模型で解析される。芯励起模型が考えられている軽核の ^{11}B と重核の ^{209}Bi のレベル構造を芯である ^{12}C および ^{208}Pb の集団励起状態との関連の上で比較してみると、 ^{11}B では ^{12}C の 4.43 MeV 2^+ 状態に 1 ホールが結合した状態が 2.12 MeV から 6.74 MeV の間に分布しているのに対して、 ^{209}Bi では ^{208}Pb の 2.615 MeV 3^- 状態に 1 粒子が結合した状態が 2.493 MeV から 2.741 MeV の間に集中していることは特徴的である。実験データは質量数が増加するに従って、このエネルギー間隔が小さくなっていることを示している。

九大で測定した ^{209}Bi (n, n') 反応のデータを上記の弱結合模型で解析した結果が Fig. 3, Fig. 4 に示されている。Fig. 3 に示されているように、入射中性子は ^{209}Bi の最後の $1\ h\ 9/2$ 陽子の存在を無視してふるまつとして、 ^{208}Pb (p, p') 反応から得られた変形パラメーターを使って、 ^{209}Bi の 2.66 MeV, 4.36 MeV 状態の断面積の絶対値を計算したものである。これらの状態に対して、

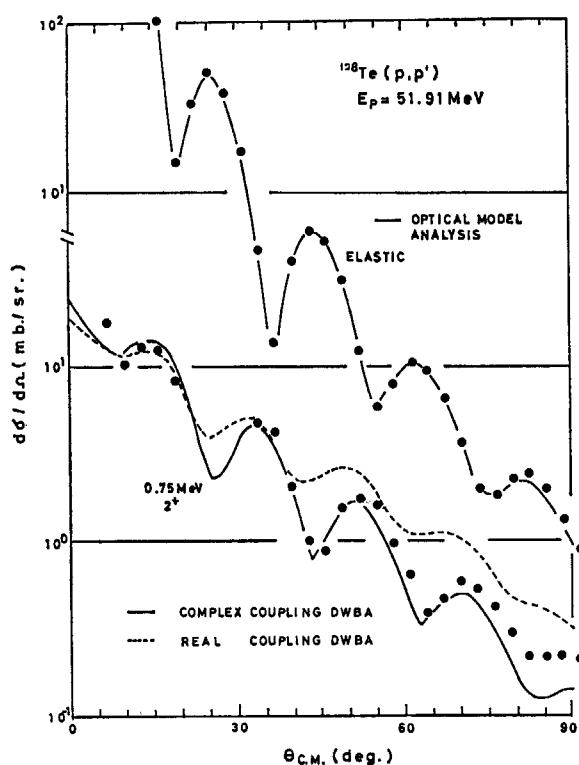


Fig. 6 Angular distributions of ^{128}Te (p, p') reaction at 52 MeV. Solid curve for elastic scattering shows optical model fit. Dashed and solid curves for 0.75 MeV 2^+ state show the results of complex coupling and real coupling DWBA analysis, respectively.

従来, Stelson *et al.*⁹⁾, Kuijper *et al.*¹⁰⁾によって, 不確かな1個の遷移軌道角運動量のみで比較され, 無理やり大きな変形パラメーターが与えられていた。

ただし, この取り扱いは, 核が軽くなるにつれて, 弱結合と考えられなくなるので注意しなければならない。

2.5 集団励起状態の解析

集団励起状態の一般的傾向は歪曲波ボルン近似(DWBA)解析を行なうことによって十分説明されよう。DWBA解析で初期には実ポテンシャルのみ歪ませる実結合のForm Factorがもっぱら使われた。55 MeV陽子の非弾性散乱の解析を見ると, Form Factorは複素結合形のものを使う必要がある(Fig. 6)。今までの14 MeV中性子の散乱のデータはこの辺を十分に議論するには誤差が大きすぎたことに注意すべきである。データが球形核に対するものが多いので, 結合チャネル理論による比較も ^{12}C の非弾性散乱¹¹⁾を除いていまだ十分に議論されていない。

2.6 変形パラメーターの入射粒子依存性

DWBA理論などによれば, 集団励起状態への散乱断面積は, 変形パラメーター(β_l)を与えることによって再

現出来る。ところがこの β_l が入射粒子のアイソスピンによって大きく違う可能性が指摘されている¹²⁾。さらに中性子と陽子では得られる β_l が等しいのか違うのかという問題にも, まだ十分に答えられていない。

これらの問題を調べるには中重核で強く励起される 2^+ または 3^- 状態の精密な断面積を測定し, 他の粒子に対する解析と等価な解析を行なって比較する必要があるが今まで報告されている14 MeV中性子の散乱の測定系は, エネルギー分解能が500 keVよりも悪く, 特に中重核の1 MeV付近の 2^+ 状態の断面積の精密測定は無理と思われる。

3. 九大の新しい(n, n')反応測定系

第2章で述べた現状を踏まえ, 我々は九大の(n, n')反応測定系(関連アルファ粒子法)の分解能および収量対バックグラウンド比(S-N比)を良くするべく, いくつかの試みを行なってきた¹³⁾。本年10月より飛行距離を約8mに延ばし, 以下に述べるように様々な改良を加えて, S-N比の改善を行ない, 直接に同時計数する14 MeV中性子に対して, 約250 keV fwhmのエネルギー分解能を持つ系を完成し, 現在Fe(n, n')反応の測定を行なっている。飛行距離を延ばせばエネルギー分解能が良くなるのは当然であるが, 収量が距離の2乗に反比例するため, S-N比を考慮して一般には2~4m程度の飛行距離での測定が多い^{14), 15)}。

まず, 長飛行距離の角度分布測定を容易にするため, 中性子源付近を回転可能にした。アルファ粒子検出器系および散乱体を固定したパイプを回転フランジを使用して回転可能にし, 真空を破らずに, 中性子放出Coneの角度を変えられるようにしたため, 角度分布測定のため中性子検出器を動かす必要はない(Fig. 7)。

中性子検出器はコッククロフト室の外にプレハブの小屋を建てて設定する。多量のシールドを使用することが出来, これがバックグラウンドの減少に大きな効果をもたらした。

中性子検出器からのパルス出力は中性子ガンマ線弁別

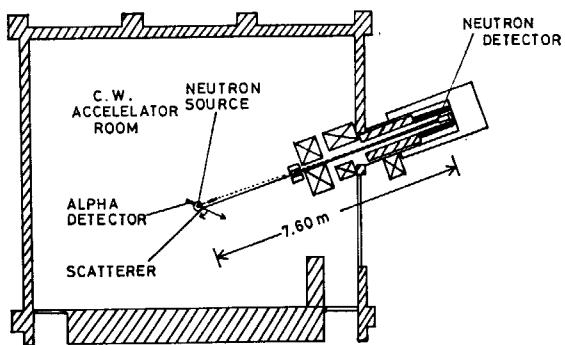


Fig. 7 A new 14 MeV T-O-F spectrometer of Kyushu University.

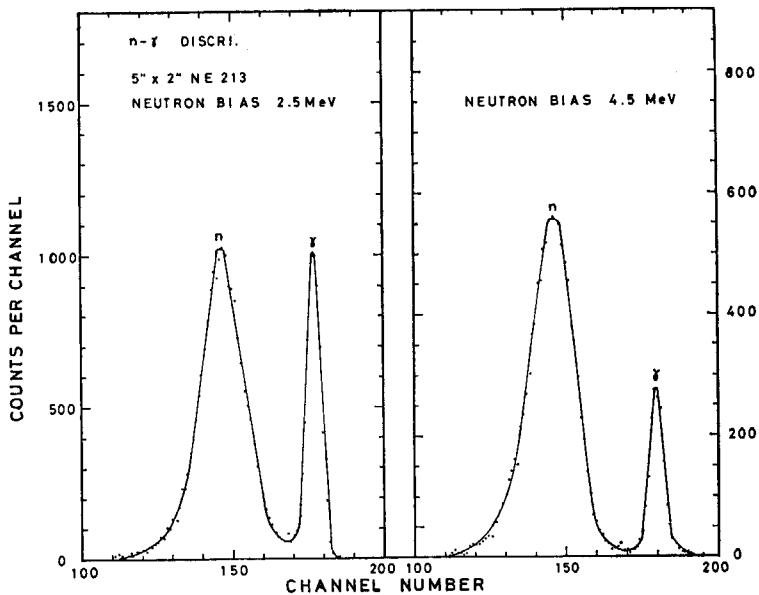


Fig. 8 Neutron and γ -rays spectra obtained from constant fraction discrimination.

回路で中性子パルスのみが選択される。我々は中性子検出器として $5''\phi \times 2''$ の液体シンチレーターを使用しているが、この程度の容量のシンチレーターは中性子 - ガンマ線弁別特性は従来十分とは言えなかった¹⁶⁾。

そこで定比率弁別器による中性子 - ガンマ線弁別方式を採用することにより、大幅に性能を向上させることができた(Fig. 8)。これは再び、バックグラウンドの減少につながる。

一部は報告済であるが、時間分解能の向上¹³⁾、T-O-F系でのバックグラウンドの評価¹⁷⁾、シールドの問題¹³⁾、コリメーターの効果の評価¹⁸⁾などの成果を加えて、Fig. 9 に示されているような Ni (n, n') 反応の中性子スペクトルを得ることが出来た。中性子束は、関連アルファ粒子法としては、最も強いと思われる 2×10^5 n/sec, cone 程度(従来、九大では $4 \sim 5 \times 10^4$ n/sec, cone)で測定を行なったが分解能の劣化などは問題にならなかった。Fig. 10 に比較のために、ORNL⁹⁾(パルス化ビーム法)、Chalk River¹⁵⁾(関連アルファ粒子法)で以前得られたスペクトルを示す。ORNL の (n, n') 反応測定系は 1965 年以来、14 MeV 中性子に対しては世界で最も良い分解能を持った系としてよく知られている。Fig. 11 は現在九大で測定している Fe (n, n') 反応のスペクトルを示す。鉄の中に ^{56}Fe は 91.5% 程度含まれており、次に含有率の大きな ^{54}Fe の第 1 励起状態は 1.45 MeV にあるため、第 1 励起状態は ^{56}Fe の 0.847 MeV 2^+ 状態である。Fig. 10 からわかるように ORNL の測定系でも、Fe の第 1 励起状態を分離して測定することは不可能である。

結果として現在のところ、14 MeV 中性子の散乱の測定系としては世界で最も良い分解能での測定が可能になった。この系は関連アルファ粒子法なので多数の核について大量のデータを得ることは出来ないが、基本的ない

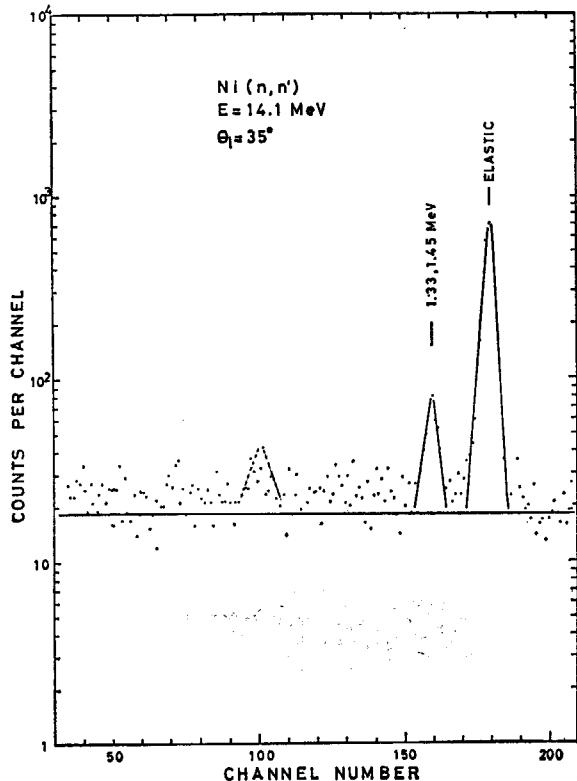


Fig. 9 Neutron spectrum of Ni (n, n') reaction. Flight path ≈ 7.5 m.

くつかの核について精密なデータを測定し、現在可能な解析は全て行なってみたいと考えている。

最後に、散乱体として ORNL のプールから enriched isotope が借用出来るかどうかが、この測定系を生かすかどうかの鍵を握っていると考えられるので、シグマ委員会の皆様の御協力を切にお願い致します。

この報告を行なうにあたって、未発表のデータの使用を許可して下さり、様々な助言を下さった片瀬彬先生に

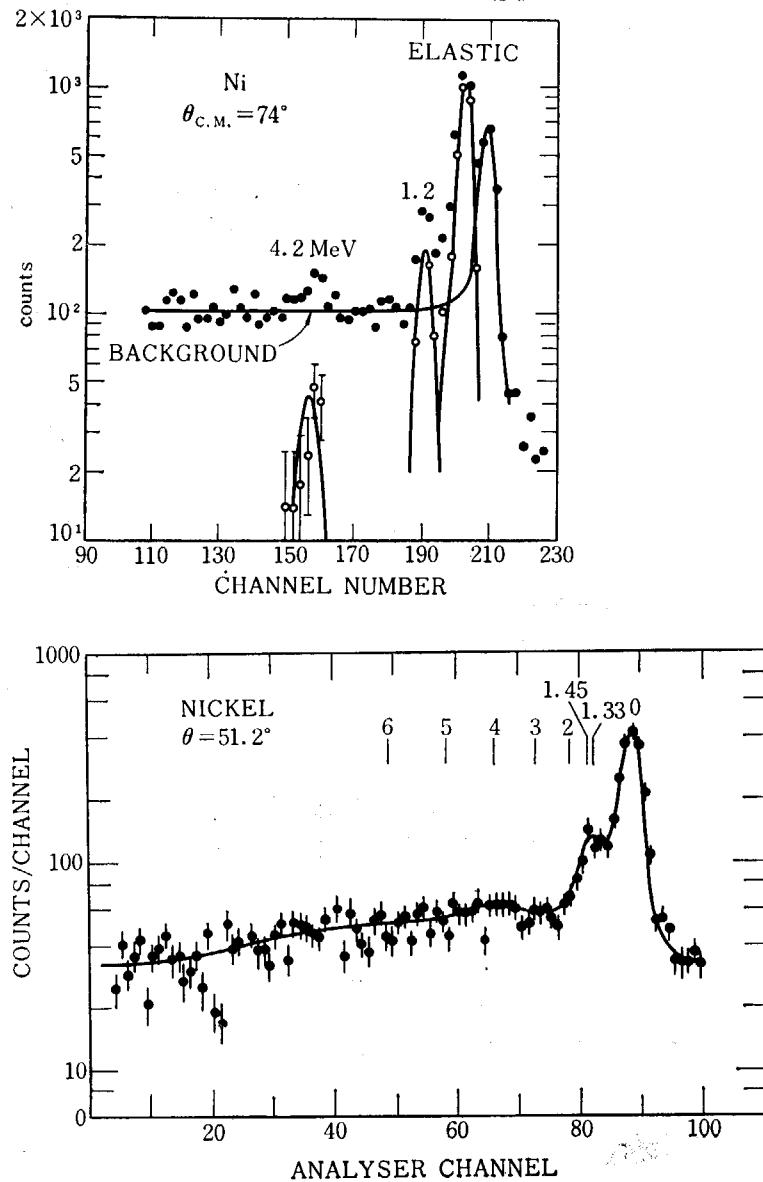


Fig. 10 Neutron spectra of $\text{Ni}(n, n')$ reaction obtained at (a) ORNL and (b) Chalk River.

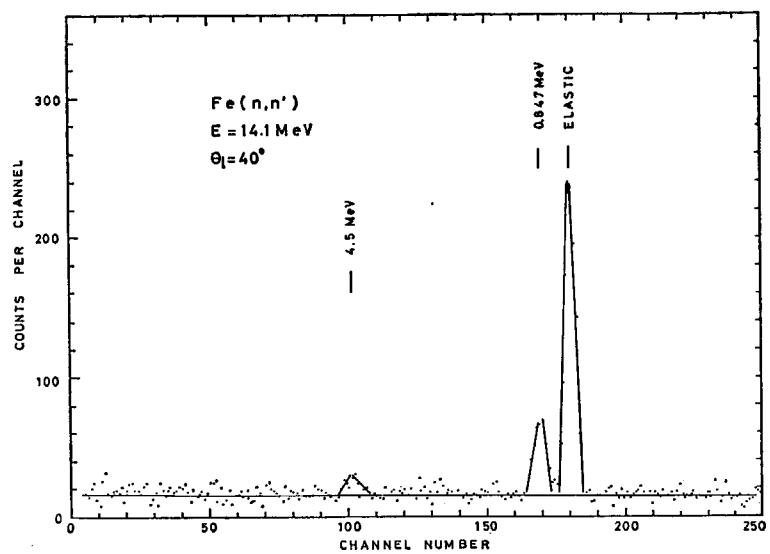


Fig. 11 Neutron spectrum of $\text{Fe}(n, n')$ reaction. Flight path $\approx 7.5\text{m}$.

深くお礼申し上げます。なお、ここで使用したデータは九大の中性子グループの共同研究で得られたもので、それらの使用を許可して下さった百武幹雄氏、他多くの方々に深くお礼致します。

References

- 1) KATASE A. *et al.*: Private communication.
- 2) MATOBA M. *et al.*: *Nucl. Phys.*, **A204** 129 (1973).
- 3) BJORKLUND F. J. and FERNBACH S.: *Phys. Rev.*, **109** 1295 (1958); PEREY R. and BUCK B.: *Nucl. Phys.*, **32** 353 (1962); MOLDAUER P. A.: *Nucl. Phys.*, **47** 65 (1963); WILMORE D. and HODGSON P. E.: *Nucl. Phys.*, **55** 673 (1964); ROSEN L. *et al.*: *Ann. of Phys.*, **34** 96 (1965).
- 4) TAMURA T.: *Rev. Mod. Phys.*, **37** 679 (1965).
- 5) ERICSON T.: *Advance in Phys.*, **9** 425 (1960).
- 6) TANAKA S.: this symposium.
- 7) CLARKE P. L. and CROSS W. G.: *Nucl. Phys.*, **53** 177 (1964).
- 8) MATOBA M. *et al.*: *Phys. Lett.*, **44B** 159 (1973).
- 9) STELSON P. H. *et al.*: *Nucl. Phys.*, **68** 97 (1965).
- 10) KUIJPER P. *et al.*: *Nucl. Phys.*, **A181** 545 (1972).
- 11) GRIN G. A. *et al.*: *Phys. Lett.*, **25** 387 (1967).
- 12) VEJE C. J.: *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd.*, **35** No. 1 (1966).
- 13) HYAKUTAKE M. *et al.*: *Jap. Jour. Appl. Phys.*, **10** 1090 (1971).
- 14) HÖHN J. *et al.*: *Nucl. Phys.*, **A134** 289 (1969).
- 15) CLARKE R. L. and CROSS W. G.: *Nucl. Phys.*, **A95** 320 (1967).
- 16) KALYNA J. and TAYLOR I. J.: *Nucl. Instr. and Meth.*, **88** 199 (1971).
- 17) MATOBA M. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, **94** 199 (1971).
- 18) TONAI T. *et al.*: to be published.

This is a blank page.

第 4 部

トピックスおよびリマーカス

(座長：塚田甲子男，弘田実彌)

Session 4

Topics and Remarks

(Chairman : Kineo TSUKADA, Jitsuya HIROTA)

4.1 Budapest 学会の報告

中嶋龍三†

1972年7月31日から8月5日まで、ブダペストで開かれた“中性子を使った核構造の研究”に関する学会で議論されたいくつかの話題を報告する。学会では、これら以外にもたくさんの問題について議論されたのだが、ここに報告するのは、そのうちで報告者自身の興味のある問題、および報告者が理解できたものの中から選んだものである。

Report on Budapest Conference

Ryuzo NAKASIMA†

This informs a few topics discussed during the Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons held at Budapest from July 31 to August 5, 1972. The topics are selected according to reporter's personal interest and his understanding, though many other subjects were presented at the Conference.

ブダ（丘陵地区）とペスト（平坦地区）とを分けて、ドナウは静かに波だちながら流れている。何百年も何千年前から、いやひょっとしたら何万年も昔から、今日と同じようにゆったりと流れていたのかも知れない。その間にいろいろな事がおこった、しかし静かなブダペストの街のたたずまい。そして、そのドナウの流れに面してブダペスト工科大学が古くさい煉瓦建ての威容を、部分的にではあるが今に残している。ところが新しい時代の新しい文明の荒波は、この静かなドナウの畔に近代的な大学の建物をつくらせた。1972年の夏そこで、おそらくは1960年代以前のブダペスト市民にとっては全く無縁なトピックス、“中性子をつかった原子核構造の研究”に関する国際学会が開かれたのである。

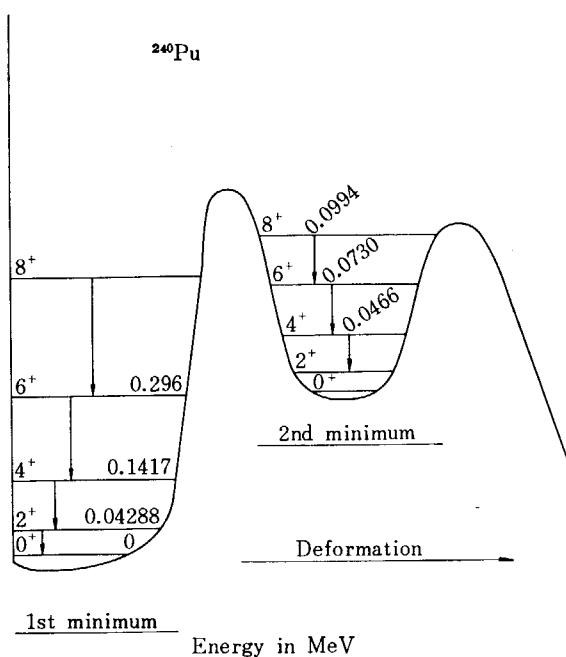
同じ表題の第1回国際学会は、1965年にベルギーの港街アントワープで開かれた。その時の提出論文集から察すると、核構造の研究とはいっても中性子による核反応の方にかなりの重みがかかっていたように記憶している。しかし今回のブダペスト学会では、文字通り核構造の研究、しかも中性子をつかって原子核の励起準位の性質を調べるという意味での核構造の研究に非常に大きな重みがかかっていた。10年以上も前にNuclear Data Sheetsの作成にたずさわっていた私としては、なんだかタイム・トラベルをして時代の流れに逆行しているのではないかという印象をまず受けたのだが、学会が終ってからよくよく考えてみるとさに非ずである。1960年のころ、スピンやパリティーの決定になんとかして使って

みようと考えた中性子を利用するいくつかの方法は、当時の私の知識ではそのほとんどが裏目に出てしまったものだが、それがなんと、最近の実験技術の向上によって今や大部分生き返っているのである。それは、むかし悪戦苦斗して結局は失敗に終ったというにがい経験をもつ者にとって、非常な驚きであると同時に、また大きな喜びでもあった。時間の流れは、やはり着実にそして正常だったのである。

1. 核 分 裂

今回は核分裂についての投稿論文は1編もなかったのだが、招待講演の中で、最近2,3年の間で最も顕著な成果として強調されていたのは、 ^{240}Pu のshape isomerに関する実験であった。タンデム加速器で加速されたアルファ粒子をつかって $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ 反応をおこさせて、生成核 ^{240}Pu の励起状態からのガンマ線の代りにその転換電子を測定する。 ^{240}Pu では従来、 0^+ から 6^+ までの基底状態の回転励起準位が知られていたが、この実験ではさらに 8^+ から 6^+ におちるE2遷移をみつけている。次に ^{240}Pu のshape isomerの半減期が4nsであることを利用し、転換電子と核分裂破片とのdelayed coincidenceを測定することによって、いわゆる2nd minimumの中における励起準位間の遷移を確認した。

† 法政大学, Hosei University



L_{II^-} , L_{III^-} , M_{II^-} , M_{III^-} , N-転換電子の測定によって、これらは shape isomer の 0^+ -回転励起準位のうちの $8^+ \rightarrow 6^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ E2 遷移に対応していることがわかる。 $2^+ \rightarrow 0^+$ に対応する電子は、background が大きいので綺麗にとり出すことができなかった。そしてこれらの結果を整理すると、

$$\frac{\hbar^2}{2J} = 7.16 \text{ keV for ground-state rotational band}$$

$$= 3.33 \text{ keV for isomer rotational band}$$

となる。この結果は、ある意味では非常に重要である。というのは、shape isomer が基底状態の変形よりも大きな変形をもっているということを、直接的に示しているからである。

2. 共鳴準位の磁気能率測定

偏極した標的核または偏極した入射中性子をつかって共鳴準位の測定をすると、外からかけた磁場とその準位の磁気能率との相互作用によって、共鳴エネルギーがわずかばかりずれる。このずれを測ってやれば共鳴準位の磁気能率がわかるというわけなのだが、このずれが 10^{-6} eV から 10^{-5} eV の程度なので実験はなかなか容易なことではない。今回 Dubna のグループが報告したのは、 ^{167}Er を偏極させてそれに中性子をぶつけ、0.460 eV と 0.584 eV にある 2 つの共鳴準位の磁気能率を測定したものである。温度を 0.02°K にすると標的核 ^{167}Er は 97% 偏極するし、また 0.5°K の場合には偏極度 f は

12% である。この両方の場合の共鳴準位のずれ ΔE を測って、

$$\Delta E = \Delta f \times H_{\text{eff}}(\mu_g - \mu_i), \quad \begin{cases} H_{\text{eff}} \text{ は外部実効磁場} \\ \mu_i \text{ は標的核の磁気能率} \end{cases}$$

をつかって共鳴準位の磁気能率 μ_g を求めると、

$$\mu_g(0.460 \text{ eV resonance}) = (0.9 \pm 0.4) \mu_N$$

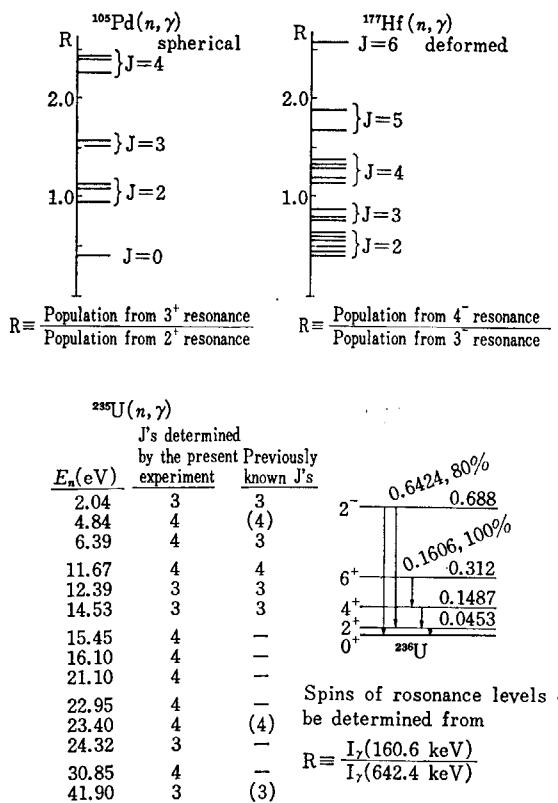
$$\mu_g(0.584 \text{ eV resonance}) = (1.8 \pm 0.9) \mu_N$$

という結果が得られた。これは、Beckurts と Brunhart とが 1970 年に報告した BNL における実験結果にくらべるとはるかに精度のよいものではあるが、Dubna のグループが主張するほどには originality がある実験とはいえないのではなかろうか。

3. 共鳴捕獲の際のガンマ線

たしか 1960 年だったと思うが、Yale 大学の Draper という人が、中性子エネルギーが eV 程度の領域での共鳴捕獲の際に平均何個ぐらいのガンマ線を放出するか、いいかえると何段階のカスケードが最もおこり易いかという、いわゆるガンマ線の multiplicity 測定の結果を報告した。当時私は、このデータを共鳴準位のスピンと複合核の基底状態スピンとの差、あるいは中性子分離エネルギーのちがいなどと結びつけようとして、あれやこれやと下手な考えをめぐらせたものだった。しかし、なにぶんにも共鳴捕獲ガンマ線の multiplicity に関するデータが極めて少なく、しかも精度が非常にわるいものだから、2, 3 の系統性らしいものはあるようだが決定的なことはなにもでてこなかった。1963年にたまたま Draper に会い、その後も測定しているかどうかなど質問したのだが、“実のならない果樹にあまりこやしをやるな”，といわれたので止めてしまったとのことだった。しかしあれから 10 年、彼のあの仕事は今や、スピン決定に対する low-lying level population method とか gamma-cascade method とか呼ばれる見事な実をならせた元祖になつたのだといっても過言ではあるまい。

スピン J_i の共鳴準位から、カスケードでおちてきて同じスピンの値 J_f をもった 2 つの状態をつくりだす割合を直接比較してみても、カスケードの各段階での分岐比がまちまちなので一般にはなんの結論も得られない。しかしながら、入射中性子のあるきまったく部分波でつくられたスピン J_i の共鳴準位からカスケードでスピン J_f の状態におちる割合と、スピン J_{i+1} の共鳴準位から前と同じ J_f の状態にカスケードでおちる割合との比は大体一定であるということが、実験データを整理してみるといえるのである。それは、中性子捕獲ガンマ線の multiplicity は共鳴準位のエネルギーのちがいによってそんなに大きな変化を示さないという昔の Draper の実験結果と、捕獲ガンマ線の multipolarity はほとんど dipole



だとしてよいという昔からの言い伝え的事実とを使えば、容易に勘定してたしかめることができる。またこのことを使って、逆に共鳴準位のスピンを決めることができる。スピン J_f と、これとはちがったスピン(なるべく差が大きい方がよい) J'_f とをもった 2 つの low-lying levels が 1 つの共鳴準位からカスケードでつくられる場合に、それらがつくられる割合の比から共鳴準位のスピン J_i が求まるというわけである。とくに、共鳴の形からそれだということがわかる s -波でつくられた共鳴準位のスピン決定に対して有効である。なお、この比にはパリティー依存性がないものだから、スピン J_i と同じだとしたら、それが s -波でつくられたのか α -波でつくられたのかなどということは判別できない。

新しい時代の新しい文明の発達は、大型電子計算機の使用は日常茶飯事だという風潮をかもしだしている。この計算機を使うと、multiplicity に関する Draper の昔の実験結果やガンマ線の multipolarity に関する昔からの言い伝え的事実にこだわる必要がなくなる。式の中でてくる準位密度のパラメータの他に、multiplicity とか quadrupole 遷移のまざり具合とかを付加的なパラメータとしてやって、low-lying levels の population ratio をもっともらしく計算することができる。しかし、そういう計算機コードを使った計算結果は、数値としての信頼度は大きいが本質的に目新しい結論をなに 1 つとしてつけ加えない。ともあれ、今回報告されたい

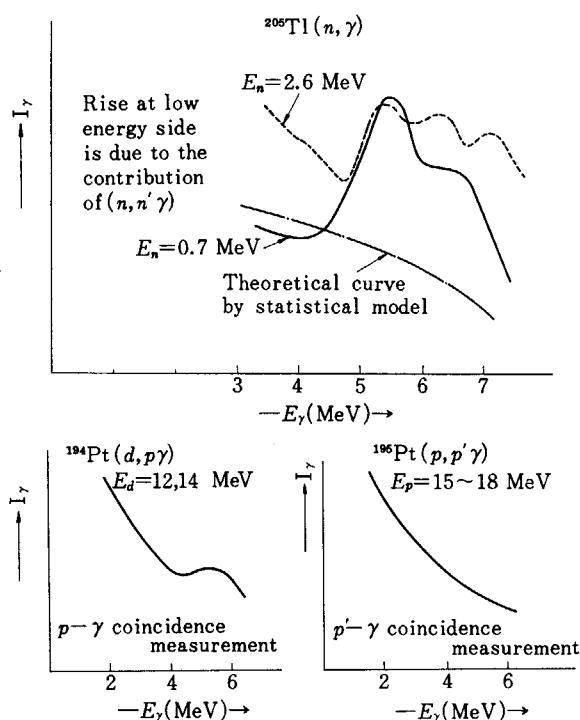
くつかのこの種の論文はすべて、この low-lying level population method がスピン決定のために非常に有効であることを示していた。

カスケードのガンマ線だけに着目しないで共鳴捕獲の際の全部のガンマ線スペクトルについて、ガンマ線のエネルギーとその強度とから E1 と M1 とをはっきり区別できるという実験報告があった。両方とも dipole だから、ガンマ線のエネルギーに対する依存性 E_γ^3 を除いてやればその強度から E1 と M1 とが分けられるということは昔からわかっていたことだし、事実捕獲ガンマ線のデータから準位の性質を評価する際にはいつもこの手法を用いていた。しかし、実験精度とくに強度に関する精度が十分でなかったために、単なる参考データとしてしか使えなかったものである。今回報告された精度のよい実験は、2 keV ぐらいまでの中性子を ^{239}Pu にぶつけて約400個ぐらいの共鳴について行なわれた。したがって、捕獲ガンマ線と核分裂ガンマ線とをわけてやる必要があることは当然である。その結果によれば、ガンマ線強度を E_γ^3 で割ってやると M1 はほとんど一定値となり、E1 はそれより数倍から 1 衍ちかく大きくてほんのわずかではあるが E_γ -依存性が残るようである。

4. 速い中性子の捕獲

速い中性子を捕獲したときのガンマ線のスペクトルには、いわゆる 5.5 MeV anomaly と呼ばれるものが現わることがある。これは、捕獲ガンマ線のエネルギーが大体 5.5 MeV ぐらいのところに山ができる現象であって、質量数が 182 と 206 の間で観測されていて、その山の大きさには質量数依存性があるようだが $\text{Ta}(n, \gamma)$ の場合には現われない。この山の出現に対する説明は、質量数が大きいので巨大共鳴の尻尾の方の影響が皆無とはいえないけれども、今では valency neutron model といわれるもので定性的には成功しているようである。この model についてはここで改まって述べたてる必要もないと思うが、要するに、完全につまつていない shell の中にいる中性子が励起されてより高い状態に E1-jump をするのだという考え方である。極めて簡単な single particle model であたってみれば、E1-jump をし得る準位は大体数 MeV ぐらい上のところにあるということがわかる。しかし、標的核の種類によって、あるいは入射中性子のエネルギーによって、この山の現われ具合がいろいろに変化するという事実を定量的に論じようすれば、モダンないい方をして 2 particle-1 hole interaction などというものをきちんともち込む必要があろう。そういう取扱いが、今度の学会でも若い人々によって試みられていたようである。

この 5.5 MeV anomaly と関連させて、 $(d, p\gamma)$ 反応



と $(p, p'\gamma)$ 反応とのガソマ線スペクトルを測った実験が報告された。その結果によると、 (d, p) 反応に伴なうガソマ線のスペクトルには大体 5.5 MeV のところに山が見られるのだが、 (p, p') 反応に伴なうガソマ線の場合にはそんなものは現われずになだらかな変化を示す。そこで、 (p, p') 反応が複合核経由だとすれば (d, p) 反応の場合とのちがいになんとか屁理屈がつけられるのではなかろうかと考えた報告者たちは、 (p, p') 反応の断面積を複合核模型で計算してみたところ、実験値はその 100 倍も大きかったのでこの場合の (p, p') 反応は大部分が (d, p) 反応と同じく直接過程でおこっていると結論した。 $(d, p\gamma)$ 反応で現われる山が valency neutron model で説明できそうだとしても、 $(p, p'\gamma)$ 反応で山が出ないということを説明するのはそう簡単なことではないような気がする。昔からよくいわれていたし、また今回もいくつか報告されていたことだが、結果的には中性子捕獲である (n, γ) 反応と (d, p) 反応との間にはある程度の相関がみられる。したがって、5.5 MeV anomaly は中性子捕獲の機構に関連したかなり本質的な問題かも知れない。いずれにしてもこの問題は、実験的にはもっと系統的に調べられるべきだし、理論的には particle-hole interaction のきちんとした計算をしてみる必要があることを示しているように思える。

14 MeV 中性子の捕獲反応の断面積を、いろいろな標的核について activation 法で測定すると大体 10 mb の程度で、しかも shell 効果が多少なりとも見られていた。ところが、14 MeV 中性子の捕獲に伴うガソマ線のスペクトルを積分して断面積にやき直しをみると、どんな核についても大体 1 mb 程度でしかも shell 効果は現われ

ないという報告があった。報告者たちは、ガソマ線スペクトルを理論計算で合わせてみると 15 MeV ぐらいから 22~23 MeV ぐらいまでのスペクトルを非常によく再現できるということと、以前に報告された activation 法による測定には曖昧な点があるという理由で、今回のガソマ線スペクトル積分法による断面積の値の方が信頼できるといっていた。しかしこの場合には巨大共鳴の影響をもろにひっかかる事になるので、スペクトルの理論的計算の面ではまだまだ今後に問題を残しているのではなかろうか。

5. 光学模型について

光学模型については、物理的にとくに目新しい発展はないけれども、かといって断面積の評価を行なうときには欠かすことのできない道具の一つであることはいうまでもない。今回も、たとえばスウェーデンの Holmqvist たちや原研の田中氏の論文のように、綺麗な系統的実験解析が報告された。Holmqvist たちは、1.5 MeV から 8 MeV までの中性子を Al から Bi までの多くの標的核にぶつけて弾性および非弾性散乱の角分布を測り、それを光学模型によって系統的に解析した。その結果、核半径パラメータにはゆるい質量数依存性をもたせるとよいといっている。

それは、

$$r_0 = (1.183 \pm 0.010) + (0.0003 \pm 0.0001)A, \text{ 実部}$$

$$r_0 = (1.183 \pm 0.022) + (0.0004 \pm 0.0002)A, \text{ 虚部}$$

またドイツの Newstead たちは、s-波強度函数の詳しい分析を行なって、実部だけではなく虚部にもいわゆる symmetry term を導入する必要があると強調していた。すなわち、ポテンシャルの深さを

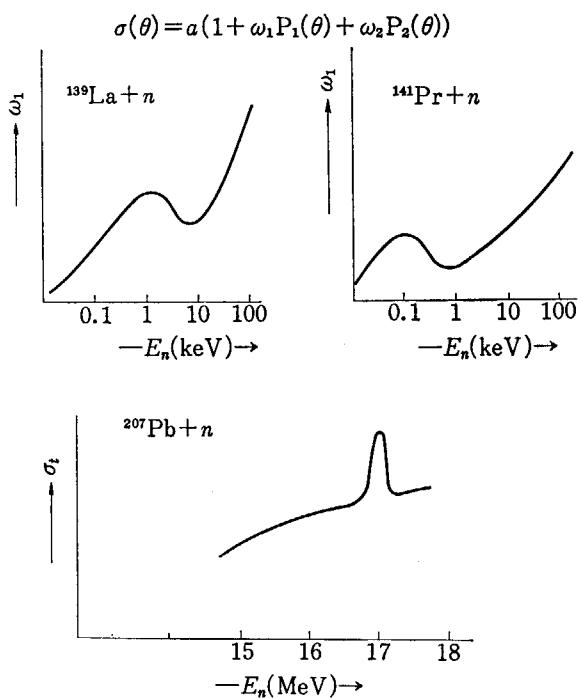
$$V = [52.8 - 30.0(N-Z)/A] \text{ MeV}, \text{ 実部}$$

$$W = \{W_0 - W_1(N-Z)/A\} \text{ MeV}, \text{ 虚部}$$

とすると、たとえば Sn の同位元素に対しては $W_0 = 9.3$, $W_1 = 44.9$; Te の同位元素に対しては $W_0 = 12.8$, $W_1 = 62.8$; Xe の同位元素に対しては $W_0 = 23.1$, $W_1 = 115.5$; Ba の同位元素に対しては $W_0 = 22.8$, $W_1 = 115.5$ といった具合に、 $W_1/W_0 = 5$ の程度にしてやると計算結果と実験値との一致が非常によいという。

6. そ の 他

エネルギーが eV から keV 領域の中性子の散乱角分布をルジャンドル展開の形で表わすと、 $P_1(\theta)$ の係数は一般に、入射エネルギーが大きくなるにしたがつてなだ



らかな立上りを示すのだろうが、 ^{139}La の場合には 1 keV 付近に、 ^{141}Pr の場合は 100 eV 付近に山ができる。この現象に対する解釈として報告者たちは、負の doorway state があると仮定すればよいといっている。しかも、この負の doorway state は ρ -状態だという。doorway state と彼等がいっている意味がよくわからないのだが、実在の束縛状態すなわち負の共鳴との干渉だと考えては何故いけないのだろうか。私にはよくわからない。

^{207}Pb に対する中性子全断面積を 20 MeV 近くまで測ってみると、17 MeV ぐらいのところに幅のせまいかなりはっきりした共鳴が現われる。この共鳴は、いわゆるアナログ状態よりも約 2 MeV ぐらい高いところに出ていている。それならば、なぜこのような共鳴がここに現われるのかということについて、Weidenmüller は数個の single particle levels が集まって寄与しているのではないかと述べていた。鉛ぐらい重い核になると、17 MeV といえば巨大共鳴の位置よりかなり高くなる。したがって、E1 以外のたとえば M1 共鳴などの可能性をあたってみれば、あるいはなにかものがいえるのかも知れない。

中性子共鳴準位の分布のしかたのなかにはある種の周

期性があるのではなかろうかということは、原研の井出野、大久保両氏がかねがね主張していた問題であるが、今度の学会出席者の中でかなり多くの人がこの問題に関心をもっていたようである。これに関連して数編の論文が投稿されていたが、それらは共鳴幅や準位間隔の分布に系統性があることを指摘していた。その分析の方法は、井出野、大久保のやり方と全く同じである。こういう考え方に対する賛否はともかくとして、少なくともここ数年間はある程度の話題になる問題ではなかろうかを感じた次第である。

研究会でのおしゃべりは、時間の都合でこれ以外の問題は全く触れられなかった。たとえ十分な時間が与えられたとしても、かなり広範囲にわたるトピックスについて議論された今度のような学会のすべてについて、1人の人間がそつなくしゃべるということはそもそも不可能に近いことであろう。午前中は 3 つの会場に分かれて討論が行なわれたブダペスト学会に、日本から少なくとも 3 人、できればそれ以上の人出席すべきではなかったのかというのが、いつわらぬ私の気持である。ここで述べたこと以外にも面白い問題がまだまだあったのではないか、私が忘れてしまった話題もあるのではないか、という疑いをもってこの報告を読んでいただきたい。

実際に、私は重大な忘れものをして来たことにあとから気がついたことだった。それは、あの E. Wigner を産みそして育くんだけがブダペストだということである。私の長男が生まれ、そして 2 才になるまでの間に Wigner は、ワシントンに来る度になにも判らない私の長男に顔をすりつけるようにしながら、“アメリカ国籍をとらなくてもいいんだよ。日本人として誇りをもって立派な日本人になるんだよ。私の場合にはいろいろな事情があったのだが、それでもアメリカ国籍をとつてから随分苦労したものだ。君はそんな苦労をしないでもいいんだ。日本は立派な国なんだから……”と、いつもいつも定まり文句のようにいっていた。誰が教えたのか、ひょっとしたら私が話したのかも知れないが、伊邪那岐命と伊邪那美命とが天浮橋にたって天沼矛で混沌をかきまわし、矛をひき上げたときに落ちたしづくが日本列島であるという古事記の伝説に、妙に関心をもっていた Wigner。その Wigner についてハンガリーの人々がどう語ってくれるかということを是非ききたいと思っていたのだが、ついにそれを果たせぬまま慌忙しくブダペストに別れを告げてしまった。

4.2 $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ における荷電分布幅 σ の質量数依存性

瑞慶覧 篤†

Garvey らの質量表を用いて最安定電荷 Z_A を求め、ECD (equal charge displacement) 仮定にもとづいて $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ の最確電荷 Z_p を計算した。得られた Z_p の質量数依存性は、荷電分布幅 $\sigma (= 0.55, 0.58, 0.62)$ を用いて収率割合の測定値から半経験的に求めた結果とよい一致を示さなかった。

Z_p の計算値を用いて収率割合の測定値にあうような σ を求め、その質量数 A 、中性子数 N および陽子数 Z への依存性をしらべた。その結果 N, Z への依存性にあきらかな系統性があり、 A への依存性はこれらの重ね合わせとして再現できることがわかった。

σ と Z_p が質量数のみに依存するならば、収率割合の測定値にあう Z_p と σ の相関をとってみると、すべての同重体が共有する点 (Z_p, σ) が存在するはずである。この仮定を満足する核種はきわめて少なかった。

結論として σ は中性子数、陽子数および質量数に依存し、中性子数および陽子数への依存性が本質的であるようにみえる。

Mass Number Dependence of Charge Dispersion σ in $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$

Atsushi ZUKERAN†

The most stable charge Z_A have been derived from Garvey's mass table, and the most probable charge Z_p in $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ have been estimated by ECD (equal charge displacement) hypothesis. Mass number dependence of the estimated Z_p does not fairly agree with the semi-empirical values obtained from the observed fractional yields using the values of charge dispersion $\sigma = 0.55, 0.58$ and 0.62 .

The charge dispersion σ have been also derived from the same observed fractional yields using the estimated Z_p values, and the resultant σ values have been investigated from the point of view of dependencies on mass number A , neutron number N and proton number Z , respectively. It is found that there is an obvious systematics of N and Z dependencies in σ value, and A dependence of σ can be expressed by superposing of N - and Z - terms.

While, if Z_p and σ depended only on the mass number A , there should be a point (Z_p, σ) common to all of isobar in the Z_p vs σ plane, where the common point (Z_p, σ) satisfies all of observed fractional yields for constant mass number A . However, study of the correlation between Z_p and σ indicates that such common points do scarcely exist.

In conclusion, the charge dispersion σ depends upon the neutron number N , proton number Z and thus mass number A ; especially the dependencies upon N and Z seem to be essential.

1. まえがき

の割合が基本的な量である。本研究報告は ^{235}U の熱中性子核分裂における収率の割合を計算するための最確電荷 (most probable charge) Z_p と荷電分布幅 (charge dispersion) σ に関するものである。

最確電荷 Z_p は収率割合の測定値から荷電分布幅 σ を仮定して半経験的に求めることができる。本報ではこう

† 日立原研, Hitachi Atomic Energy Research Lab., Hitachi Ltd.

して求めた値を Z_p の測定値と呼んでいる。また逆に Z_p を仮定して σ を求めるることもでき、いずれの場合も収率割合をあらわす半経験式が基礎になっている。

2. で Garvey¹⁾ らの質量表を用いて最安定電荷 (most stable charge) Z_A を計算した。Fiedler と Harrmann も König らの質量表を用いて Z_A を計算しており、著者の値と彼らのそれとは約 0.3 電荷単位の差で一致している。質量数 92 から 114 までの間で Fiedler と Harrmann²⁾ の計算値は直線的な質量数依存性を示しているが、著者の計算値には微細構造がみられる。

3.1 では最安定電荷 Z_A の計算値を用いて ECD (equal charge displacement) 仮定にもとづいて最確電荷 Z_p を計算した。質量数依存の最確電荷 Z_p の計算値をさきに述べた Z_p の測定値と比較した。測定値のはらつきの範囲で両者はよく一致しているが、閉殻あるいは閉殻に近い核種は一般に計算値と大きくはなれている。さらに Z_p^{UCD} からのずれ $Z_p - Z_p^{\text{UCD}}$ の質量数依存性は質量数 123 の近傍に谷がある。これは ^{117}Pd , ^{123}Sn , ^{125}Sn の測定値と矛盾しない結果であり、Wahl^{4,7)} やその他この種の報告にはみられなかったものである。

荷電分布幅 σ を仮定して収率割合の測定値から求められた最確電荷 Z_p の質量数依存性は Fig. 3 にみられるように大きくばらついている。3. の後半では荷電分布幅 σ をかえて Z_p の変化をしらべた。その結果質量数に依存しない σ を用いるかぎり、 Z_p のばらつきはあまり改善されないことがわかった。

3.2 では最確電荷 Z_p の計算を用いて収率割合の測定値から計算された荷電分布幅 σ の質量数依存性をしらべた。その結果 σ が質量数に依存すると言うより、基本的には陽子数と中性子数への依存性とみなすべきであることがわかった。質量数依存性は Crouch⁸⁾ によってすでに試みられているが、3.2(2) で検討しているように、質量数のみに依存すると仮定すると同重体の収率割合の測定値を満足する Z_p と σ に大きな差があることを説明できない。

陽子数依存の荷電分布幅と中性子数依存の荷電分布幅から質量数依存の荷電分布幅を合成したものは、Crouch が報告している σ の質量数依存性と類似の結果を与えていたが、両者の間の σ 値に大きな差がある。

本報では実験値の豊富な ^{235}U の熱中性子核分裂に焦点をあて、最確電荷 Z_p と荷電分布幅 σ を検討した。その結果を活用して他の核分裂反応に関する Z_p と σ を推定することが可能であろう。

2. 最 安 定 電 荷

Garvey¹⁾ らは原子質量に関する 1271 個の測定値と理論的な関係式を使って質量表 (mass table) を完成した。

この質量表を使って質量数 A をもつ核種のなかで β 崩壊に対して最も安定な電荷 Z_A を計算した。この Z_A を最安定電荷 (most stable charge) と呼んでいる。

Garvey¹⁾ らの質量表には全結合エネルギー $B(N, Z)$ が 3 つの関数 $g_1(N)$, $g_2(Z)$, $g_3(A)$ の凡関数として与えられている。すなわち

$$\begin{aligned} B(N, Z) &= B_0 + g_1(N) + g_2(Z) + g_3(A) \\ B_0 &= 110.7824 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.1)$$

N, Z, A はそれぞれ中性子数、陽子数、質量数をあらわし、その変域はつきのとおりである、

$$N \geq 10$$

$$Z \geq 6, N \geq Z$$

$$A \geq 16$$

質量数 A に着目すると $B(N, Z)$ は Z の 1 变数関数 $B(A-Z, Z)$ となり、最安定電荷 Z_p は方程式

$$\left(\frac{\partial M(A-Z, Z)}{\partial Z} \right)_A = (M_H - M_n) - \left(\frac{\partial B(A-Z, Z)}{\partial Z} \right)_A = 0 \quad (2.2)$$

$$M_H = 7.28899 \text{ MeV}$$

$$M_n = 8.0714 \text{ MeV}$$

の解として与えられる。 (2.2) 式の数値解 Z_p は多項式にフィッティングした $B(A-Z, Z)$ および $\partial B(A-Z, Z)/\partial Z$ を用いた。

(2.2) 式の解を求めるとき、質量数 A の同重体のなかに中性子数 $N (= A-Z)$ 、陽子数 Z のマジック数をもつものがある場合はその近傍で微分値 $\partial B/\partial Z$ が急激に変化する。そこで Z の広い範囲にわたって精度よく多項式をあてはめるには高い次数が要求される。ここではまず 4 次式、

$$M(A-Z, Z) = a \cdot Z^4 + b \cdot Z^3 + c \cdot Z^2 + d \cdot Z + e \quad (2.3)$$

をあてはめて近似解 Z_{A0} を求め、さらに Z_{A0} の近傍の 3 点における微分値 $\partial B/\partial Z$ に 2 次式をあてはめて、 (2.2) 式から解 Z_A を求めた。

最安定電荷 Z_A の計算値と観測されている安定元素の原子番号とを Segre Chart 上で比較したのが Fig. 1 である。Fig. 1 の Class 分けは Levy にしたがった。全般的に計算値と観測値はよく一致しており、計算値は偶核の 2 つ以上の安定核の原子番号のほぼ中間に位置している。殻 (shell) の境界において最安定核の位置が急激にかわる。この殻効果の質量数依存性は Fig. 2 で拡大してみることができる。

Fig. 2 はここで計算した最安定電荷 Z_A と Fiedler²⁾ と Harrmann が König の質量表から計算したものと比較したものである。両者は全質量数範囲にわたって約 0.3 電荷単位で一致しているが、著者の計算値は質量数 92 から 114 の間で微小な変動をしており、この間でゆるい階段状の変化を示している。これは Garvey¹⁾ らが原子質量の測定値から質量表を作成するときに用いた質量関係式 (mass relation) の性質があらわれているように思

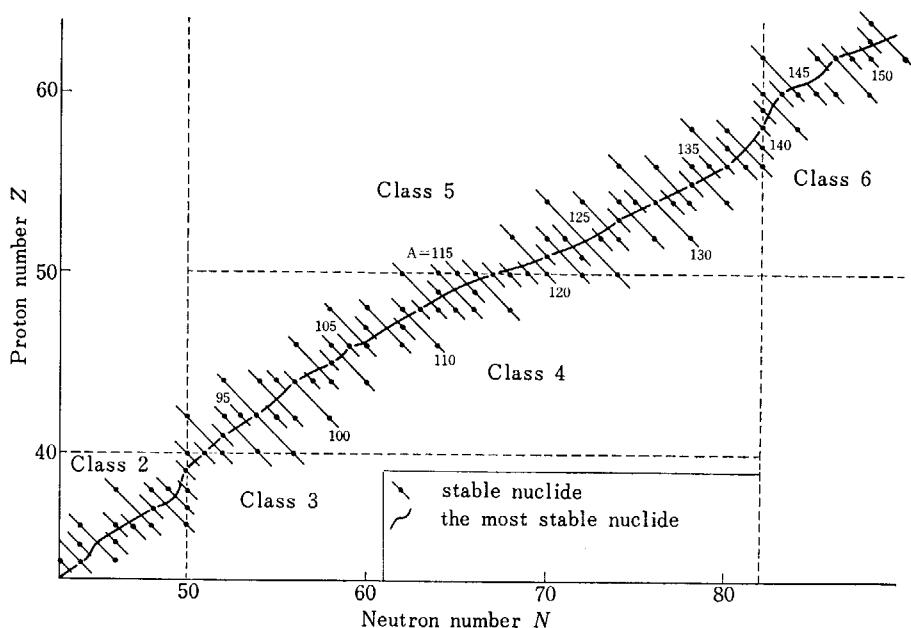


Fig. 1 Stable and the most stable nuclides in shell classes. The solid curve indicates the trace of most stable nuclides derived from the mass table compiled by Garvey *et al.*¹⁾ and the closed circles on the straight lines showing the constant mass number A indicate the observed stable nuclides. Regions divided by dotted lines correspond to Levy's shell classes^{5,6)}, where co-classes for complementary fragments are excluded.

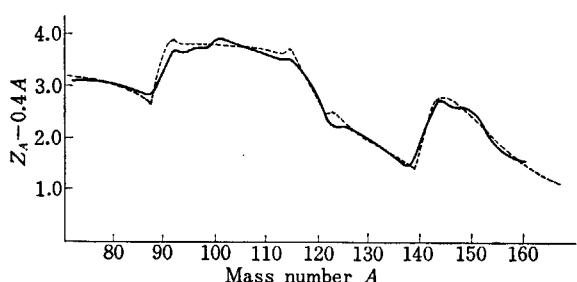


Fig. 2 The most stable charge Z_A as a function of mass number A . Two calculated curves are shown for comparison; the solid curve is ours derived from Garvey's mass table¹⁾, which is essentially the same as the result shown in Fig. 1, and the dotted curve Fiedler and Harrmann's²⁾ derived from Levy's mass table.

われる。同様の微小変動は質量数 143 以上にもみられるが、この辺は Fig. 1 における観測値と矛盾するものではない。さらに質量数 121 近傍の谷は Fiedler-Harrmann の計算値より深くなっている。

3. $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ の荷電分布

3.1 $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ の最確電荷 Z_p

着目している同重体 (isobar) に属する原子番号 Z の

同位体 (isotope) の核分裂生成収率の割合は、 β 崩壊のチェーン長 ($Z - Z_p$) と分布幅 σ の関数として、

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp\left[-\frac{(Z-Z_p)^2}{c}\right] \quad (3.1)$$

$$Y_c(Z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{Z+0.5} \exp\left[-\frac{(n-Z_p)^2}{2\sigma^2}\right] dn \quad (3.2)$$

$$C \approx 2\left(\sigma^2 + \frac{1}{12}\right)$$

であらわされる。ここで $P(Z)$ は原子番号 Z をもつ同位体の独立収率の割合 (fractional independent yield) をあらわし、 $Y_c(Z)$ はその累積収率の割合 (fractional cumulative yield) をあらわす。

ECD (equal charge displacement) 仮定によると最確電荷 Z_p は最安定電荷 Z_A を用いて、

$$(Z_A - Z_p)_h = (Z_A - Z_p)_l \quad (3.3a)$$

$$Z_{pl} + Z_{ph} = Z_F \quad (3.3b)$$

から計算できる。ここで添字 l, h はそれぞれ軽い核分裂片と重い核分裂片をあらわし、 Z_F は親核の原子番号である。核分裂において近似的に質量保存則が成り立つものと仮定すると、即発中性子放出後の最確電荷 Z_{pl} 、 Z_{ph} はそれぞれ

$$Z_{pl} = Z_{Al} - \frac{1}{2}(Z_{Al} + Z_{Af} - A_l - \nu_T - Z_F) \quad (3.4a)$$

$$Z_{ph} = Z_{Ah} - \frac{1}{2}(Z_{Ah} + Z_{Af} - A_h - \nu_T - Z_F) \quad (3.4b)$$

$$\nu_T = \nu_l + \nu_h \quad (3.4c)$$

$$A_l + A_h + \nu_T = A_F$$

で与えられる。 ν_T は核分裂あたりの即発中性子放出数を

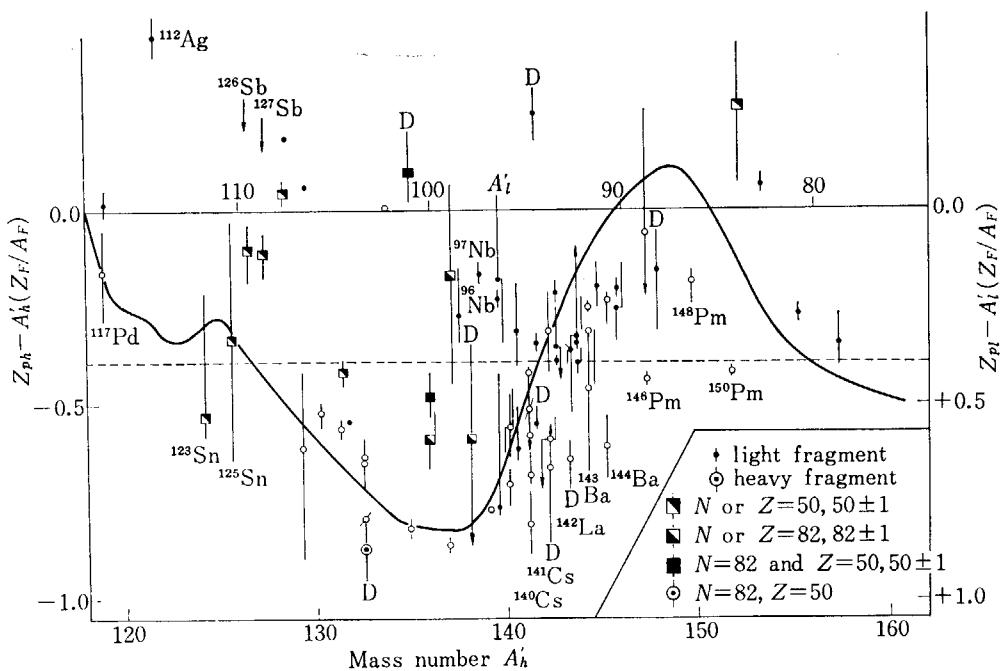


Fig. 3 Deviation of the most probable charge Z_p from unchanged charge distributions. A'_h and A'_l means the mass number for heavy and light fragments before emission of neutron, respectively. The solid line refers to the most probable charge Z_p calculated by using the most stable charge Z_A (Fig. 1, 2) and the recommended number of emitted neutron by Wahl⁷⁾. The empirical Z_p values were obtained from the compilation of observed fractional independent and cumulative yields by Wahl⁷⁾ and then charge dispersion σ were assumed to be 0.62 for equ. 3.1 and 3.2 (see text). Dotted line is for reference to show the average of empirical Z_p values for $\sigma=0.62$. Several nuclides near shell edges are distinguished by particular marks shown in the figure and some nuclides of delayed neutron precursor by the letter D .

示し、 v_l, v_h はそれぞれ軽い核分裂片、重い核分裂片からの即発中性子放出数をあらわす。 A_F は親核（複合核）の質量数である。

^{235}U の熱中性子核分裂における最確電荷 Z_p を、2章で述べた最安定電荷 Z_A と Wahl⁷⁾ による v_T, v_l, v_h の評価値を用いて、(3.4) 式で計算した。Fig. 3 は計算値と実験値を比較したものである。ここで実験値と呼んでいるのは、荷電分布幅 σ を 0.62 と仮定して生成収率割合の測定値を用いて (3.1) 式 ($P(Z)$)、(3.2) 式 ($Y_c(Z)$) で計算したものである。Fig. 3 の縦軸は、ここで計算した Z_p の Z_p^{UCD} ：

$$Z_p^{\text{UCD}} \equiv A' \left(\frac{Z_F}{A_F} \right),$$

からのずれで示してある。ここで UCD とは unchanged charge distribution である。

Fig. 3 の計算値と実験値はマジック数 82, 50 の近傍に位置する核種を除くと比較的よく一致している。これらの閉殻に近い核種は $^{123}\text{Sn}_{73}$ と $^{132}\text{Sn}_{82}$ をのぞくと一般的に Z_p^{UCD} からのずれは小さい。 ^{96}Nb と ^{97}Nb は核分裂における相補片 (complementary fragment) が陽子数 51 をもつて他の閉殻と同様に Z_p^{UCD} からのずれが小さくなっている。質量数が 140 以上の ^{140}Cs , ^{144}Ba , ^{146}Pm , ^{148}Pm , ^{150}Pm は閉殻から比較的大きくはなれて

いるのに Z_p^{UCD} からのずれが大きすぎる。Fig. 1 にみられるように質量数 140 から 147 までは最安定電荷 Z_A の計算値と観測値の一致がよくない。これが大きなずれを与えている原因の一つと考えられるが、 ^{140}Cs , ^{146}Pm , ^{148}Pm に関しては Wahl⁷⁾ も計算値が大きくずれることを指摘している。

Fig. 3 の重い核分裂片の質量数 136 以下に関して計算値は少数の実験データの平均的な位置をしめている。質量数 125 以下に谷がみられるが、これは ^{117}Pd , ^{123}Sn , ^{125}Sn のデータと矛盾しない。これは Fig. 2 に示した最確電荷の質量数依存性における 121 近傍の谷の影響である。

閉殻に近い核種の Z_p の Z_p^{UCD} からのずれが比較的小さいのはすでに指摘したが、Fig. 3 において D で示した遅発中性子の先行核に関しても大きなずれがみられる。これは Z_p を計算するときに遅発中性子の放出による質量数の変化を考慮しなかったことによるのである。

Fig. 3 における計算値と実験値の比較からあきらかのように、閉殻に近い核種の計算値との大きなずれを別にしても、質量数 149 以上（軽い核分裂片では 96 以下）では実験値は全般的に比較的大きなずれを示している。ここで比較に用いた実験値は荷電分布幅を $\sigma=0.62$ と

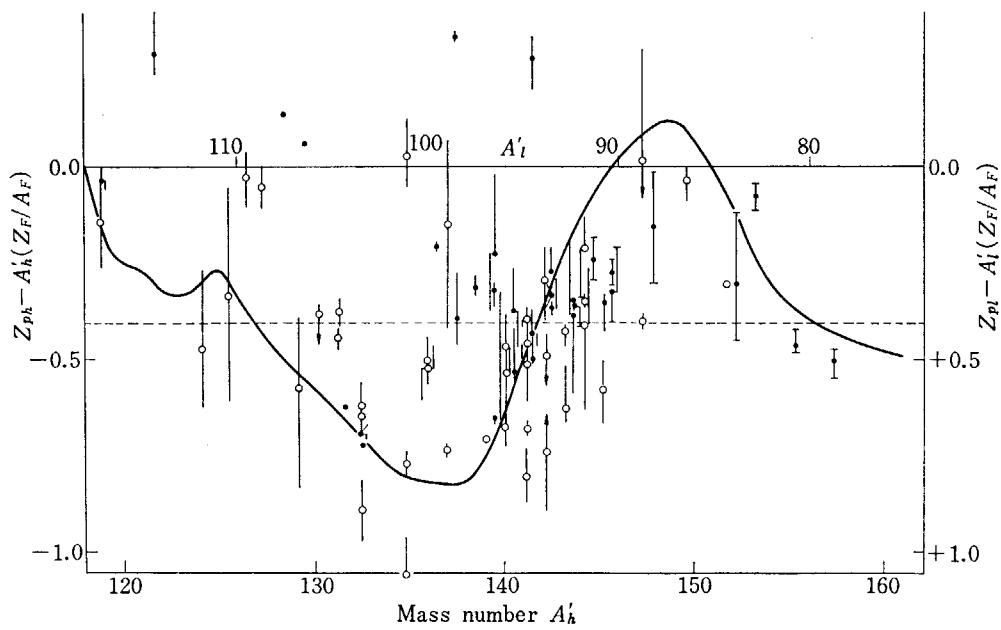


Fig. 4 Deviation of the most probable charge Z_p from unchanged charge distribution. Fig. 4 and 5 together with the preceding Fig. 3 are provided for studying the dependence of the empirical Z_p values on the charge dispersion σ . This is the same as Fig. 3, except the empirical Z_p values and their average shown by dotted line. The empirical Z_p values were obtained from the same observed yields as Fig. 3, but $\sigma=0.58$ were assumed in order to study the deviation of Z_p values depending on σ value. The solid line indicating the calculated Z_p values is for reference to show the movement of empirical Z_p values by changing the charge dispersion σ . Several particular marks for empirical Z_p values indicating the nuclides near shell edges, as shown in Fig. 3, are removed. Dependence of average Z_p values shown by dotted line on the charge dispersion σ used is summarized in TABLE 1.

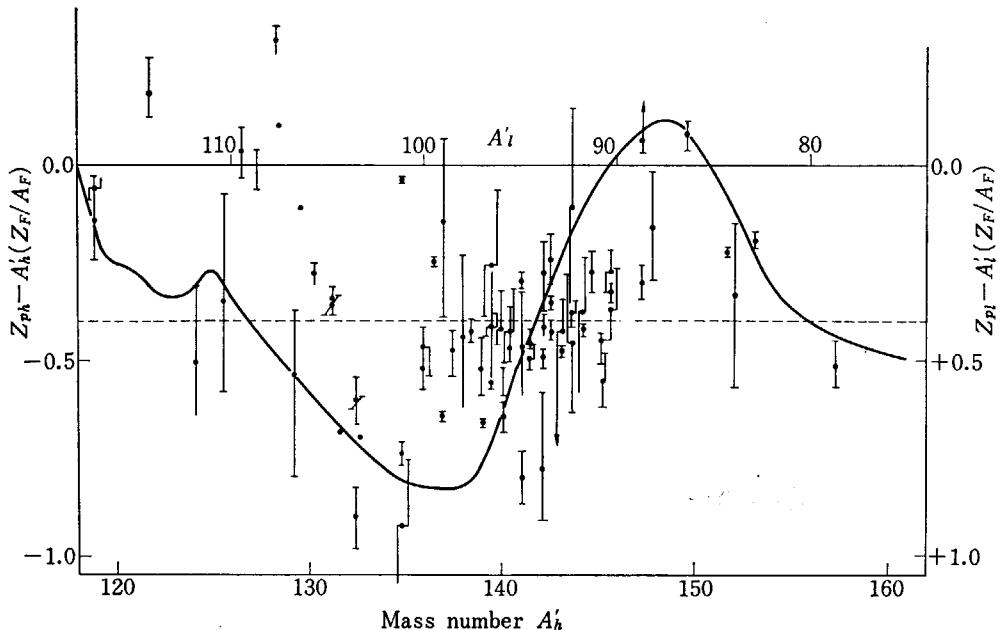


Fig. 5 Deviation of the most probable charge Z_p from unchanged charge distribution. This is provided for studying the dependence of empirical Z_p values on the charge dispersion σ together with the preceding two figures; Fig. 3 and 4. The charge dispersion $\sigma=0.55$ is used for derivation of empirical Z_p values from the same observed yields as Fig. 3. The other description is the same as Fig. 4.

TABLE I The average Z_p values as a function of σ .

	Charge dispersion σ			Average $Z_p^c)$
	0.55	0.58	0.62	
$\bar{Z}_{pl}(\sigma)^a)$	0.350	0.326	0.225	0.300
$\bar{Z}_{ph}(\sigma)$	0.425	0.469	0.521	0.438
$\bar{Z}_p(\sigma)^b)$	0.393	0.408	0.396	0.399
$\bar{Z}_{pl}(\sigma)/\bar{Z}_{pl}$ (0.55)	1.000	0.931	0.643	
$\bar{Z}_{ph}(\sigma)/\bar{Z}_{ph}$ (0.55)	1.000	1.105	1.227	
$\bar{Z}_p(\sigma)/\bar{Z}_p$ (0.55)	1.000	1.038	1.008	

- a) $\bar{Z}_{pl}(\sigma)$ means the average of empirical Z_p values for assumed charge dispersion σ , where suffix l refers to light fragment and absolute value of Z_p is used.
 b) $\bar{Z}_p(\sigma)$ is the average of light and heavy fragment's Z_p values, where $\bar{Z}_p(\sigma)$ is not the average of $\bar{Z}_{pl}(\sigma)$ and $\bar{Z}_{ph}(\sigma)$ since ansambles for light and heavy fragments not equal.
 c) it means the average of thee $\bar{Z}_p(\sigma)$ values.

仮定したときの収率割合の測定値にあわした Z_p である。したがって実験値の σ 依存性を確認しておく必要がある。Fig. 4, 5 は σ をそれぞれ 0.58, 0.55 にとった場合の Z_p の実験値を計算値と比較したものである。Fig. 3 から Fig. 5 までの σ 依存性の比較からあきらかのように荷電分布幅 σ を約 15% かえても実験値間のばらつきは小さくならない。特に ^{140}Cs , ^{144}Ba , ^{146}Pm , ^{148}Pm , ^{150}Pm などにおいて大幅な改善はみられない。 Z_p の実験値の σ 依存性の目安として Fig. 3 から Fig. 5 に Z_p の平均値を点線で示し、TABLE I には軽、重核分裂片の Z_p の平均値をまとめておいた。重い核分裂片の

Z_p の平均値 \bar{Z}_{ph} より軽い方の平均値 \bar{Z}_{pl} の方が σ 依存性が大きく、両者を $\sigma=0.55$ に規格してみると \bar{Z}_{pl} は減少し、 \bar{Z}_{ph} は増加していることがわかる。その結果として軽、重核分裂片の全体で平均した値 \bar{Z}_p は、ほぼ一定の値 0.4 にたもたれている。 \bar{Z}_{pl} の減少と \bar{Z}_{ph} の増加は Fig. 4 の点線の方向に実験データを移動させる。

上にのべた Z_p (実験値) の σ 依存性は核分裂片のすべてに対して一定の σ 値を用いた。その結果 σ の値をかえても実験値間のばらつきは小さくならなかった。そこで 3.2 では質量数依存の Z_p として計算値を用いて荷電分布幅 σ の質量数依存性をしらべてみる。

3.2 $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ の荷電分布幅 σ

(1) 荷電分布幅 σ のフィッティング

荷電分布幅 σ の質量数依存性は Crouch によってしらべたことがあるが、3.1 で述べたように収率割合の測定値から荷電分布幅 σ を求めるには最確電荷 Z_p を仮定しなければならない。したがって限られた測定値を満足するような σ と Z_p は一意的には決まらない。ここでは 3.1 で計算した最確電荷 Z_p を使って収率割合の測定値から荷電分布幅 σ を求めた。

Fig. 6 は 3.1 で求めた質量数依存の最確電荷 Z_p を使って荷電分布幅 σ の質量数依存性をしらべたものである。Fig. 6 からあきらかかのように σ は質量数によって大きく変化し、さらに質量数 $A=95$ と 132 の近傍では同じ質量数でも陽子数および中性子数のちがいにも依存し

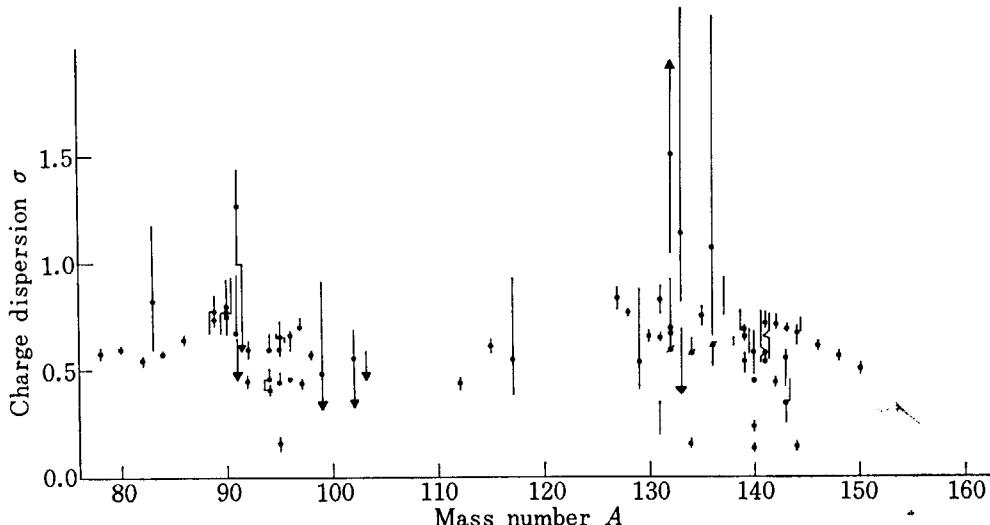


Fig. 6 Charge dispersion σ as a function of mass number A . Charge dispersions σ are derived from the observed fractional independent and cumulative yields compiled by Wahl¹⁷ using the estimated most probable charge Z_p , which is shown in Fig. 3 to 5 by solid line, and depends upon mass number A' before emission of neutron. These semi-empirical σ values are also plotted in Fig. 11 in comparison with Crouch's⁹.

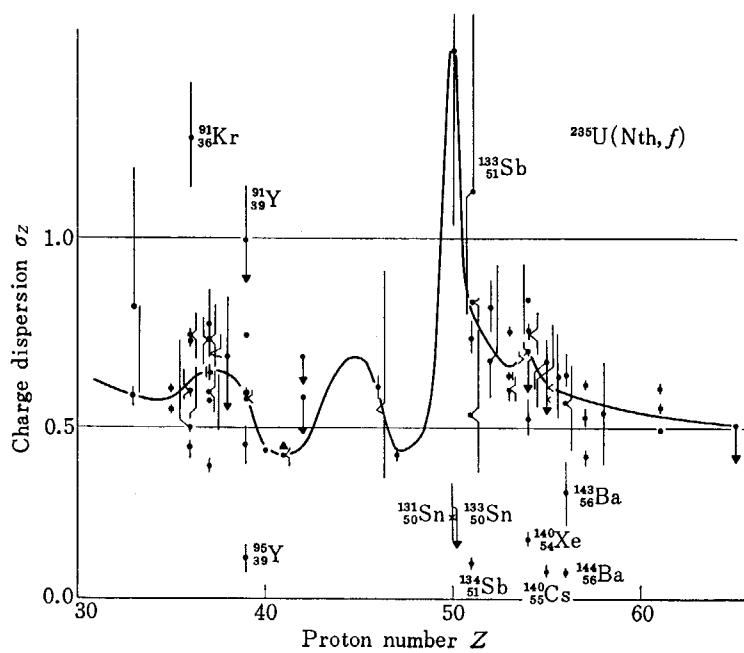


Fig. 7 Charge dispersion σ_z as a function of proton number Z . Semi-empirical charge dispersion as a function of mass number A' shown in Fig. 6 are plotted against the proton number Z . Solid line refers to the weighted mean of semi-empirical σ values excluding the scattered values specified by chemical symbol with mass and atomic numbers. Numerical charge dispersion σ_z is tabulated in TABLE 2, together with σ_N . The reproduced charge dispersion σ depending on mass number A as a combination of σ_N and σ_z is shown in Fig. 11.

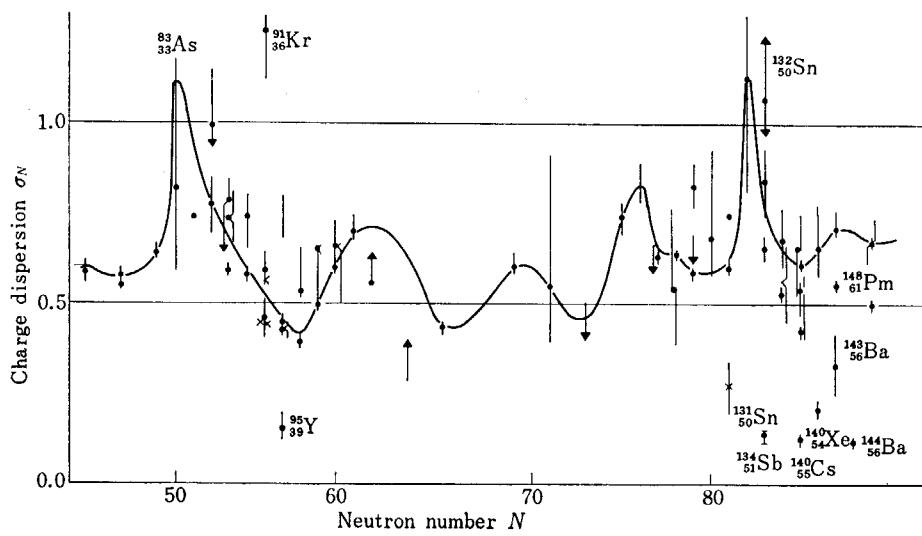


Fig. 8 Charge dispersion σ_N as a function of neutron number N . Semi-empirical charge dispersion as a function of mass number A' shown in Fig. 6 are plotted against the neutron number N . Solid line refers to the weighted mean of semi-empirical σ values excluding the scattered values specified by chemical symbol with mass and atomic numbers.

Numerical charge dispersion σ_N is tabulated in TABLE 2, together with σ_z obtained from Fig. 7. The reproduced charge dispersion σ depending on mass number A as a combination of σ_N and σ_z is shown in Fig. 9.

ていることがわかる。Fig. 6 のデータを用いて陽子数および中性子数に対して σ をプロットしてみるとそれぞれ Fig. 7, 8 のようになる。これらは Fig. 6 よりも σ のシステムティクスをはっきり示している。

Fig. 8 の ^{91}Kr , ^{95}Y , ^{134}Sb , ^{140}Cs , ^{140}Xe , ^{143}Ba , ^{144}Ba , ^{148}Pm の荷電分布 σ の値が他の核種の σ と大きくはなれている。これらの核種については、Fig. 3 でみられるように $\sigma=0.62$ として同じ測定値から求めた最確電荷 Z_p の値も他のものと大きくずれていた。 ^{131}Sn , ^{133}Sn の $(Z_p - Z_p^{\text{UCD}})$ の値は -1.83 以上にもなり Fig. 3 には示していない。これらの 9 核種を除いては σ の値は比較的そろっていて、一本のなめらかな曲線をあてはめることができると許される。Fig. 7 および Fig. 8 のなめらかな曲線は実験誤差の二乗を荷重として各点の平均値を出し、それらをなめらかにつないだものである。中性子数 $N=50$ のところの σ の値は前後の傾向から推定して $\sigma=1.1$ とし、 $N=82$ に関しては ^{132}Sn の値をとった。 $N=61$ から 75 までのいわゆる対称分裂領域に関しては $N=62$ と 82 の核種がほぼ核分裂の相補片(complementary fragment)であり、また $N=50$ 近傍と 72 の近傍が相補的である。これらの相補的な関係を考慮して実験データの少ない対称領域を内挿した。

Fig. 7 は荷電分布幅 σ への陽子数依存性である。中性子数依存性の場合と同様に ^{91}Kr , ^{91}Y , ^{95}Y , ^{131}Sn , ^{133}Sn , ^{134}Sb , ^{140}Xe , ^{140}Cs , ^{143}Ba , ^{144}Ba の 10 核種以外は比較的よくそろっている。

TABLE 2 には Fig. 7 および Fig. 8 から読み取った陽

子数依存の荷電分布 σ_Z と中性子数依存の荷電分布 σ_N をまとめておいた。質量数依存の荷電分布 σ_A は

$$\sigma_A = \frac{1}{2}(\sigma_Z + \sigma_N)$$

によって計算した。このようにして求めた質量数依存の荷電分布幅 σ_A は Crouch の値と比較して Fig. 9 に示してある。両者のえた結果は比較的よく似た分布形を示しているが、個々の質量数に着目するとかなり異なっているところがある。質量数 86 以下では Crouch の値より一様に小さく、同様の傾向は質量数 92 から 95 の範囲においてもみられる。質量数 96 以上では大小関係が逆になっている。質量数 133 では両者の値は両極端に位置している。

Fig. 7 および Fig. 8 にみられるようにマジック数のところで荷電分布幅 σ が急激に大きくなっている。ただし $^{131}\text{Sn}_{81}$, $^{133}\text{Sn}_{83}$ のように極度に小さくなっている例もある。独立収率の割合(fractional independent yield) $P(Z)$ は(3.1)式からあきらかに β 崩壊のチェーン長 $(Z - Z_p)$ のガウス型分布になっているが、チェーン長 $(Z - Z_p)$ を一定にした場合の独立収率割合の荷電分布幅 σ 依存性をしらべてみる。

(3.1) 式において β 崩壊のチェーン長を ξ とおくと独立収率の割合 $P(\xi, \sigma)$ は

$$P(\xi, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{\pi c(\sigma)}} \exp \left[-\frac{\xi^2}{c(\sigma)} \right] \quad (3.1)$$

$$\xi = Z - Z_p$$

$$c(\sigma) \approx 2(\sigma^2 + 1/12)$$

TABLE 2 Charge dispersions as a function of neutron and proton number.

$N^{\text{a)}$	$\sigma_N^{\text{b)}$	N	σ_N	$Z^{\text{a)}$	$\sigma_Z^{\text{b)}$	Z	σ_Z
45	.60	68	.54	30		53	.66
6	.58	9	.60	1		4	.70
7	.57	70	.60	2	.60	55	.62
8	.59	1	.54	3	.58	6	.58
9	.64	2	.47	4	.57	7	.57
50	1.10	3	.45	35	.58	8	.56
1	.94	4	.55	6	.62	9	.55
2	.77	75	.74	7	.65	60	.54
3	.67	6	.83	8	.64	1	.53
4	.60	7	.65	9	.58	2	.525
55	.53	8	.64	40	.45	3	.52
6	.46	9	.59	1	.43	4	.51
7	.41	80	.58	2	.45	65	.50
8	.50	1	.62	3	.56	6	
9	.61	2	1.12	4	.66	7	
60	.69	3	.76	45	.68	8	
1	.71	4	.65	6	.58	9	
2	.69	85	.60	7	.43	70	
3	.63	6	.64	8	.46		
4	.53	7	.70	9	.70		
65	.44	8	.70	50	1.40		
6	.44	9	.68	1	.80		
7	.48	90	.68	2	.71		

a) N and Z mean the neutron and the proton number, respectively.

b) σ_N and σ_Z mean the charge dispersion as a function of neutron number and the charge dispersion as a function of proton number, respectively.

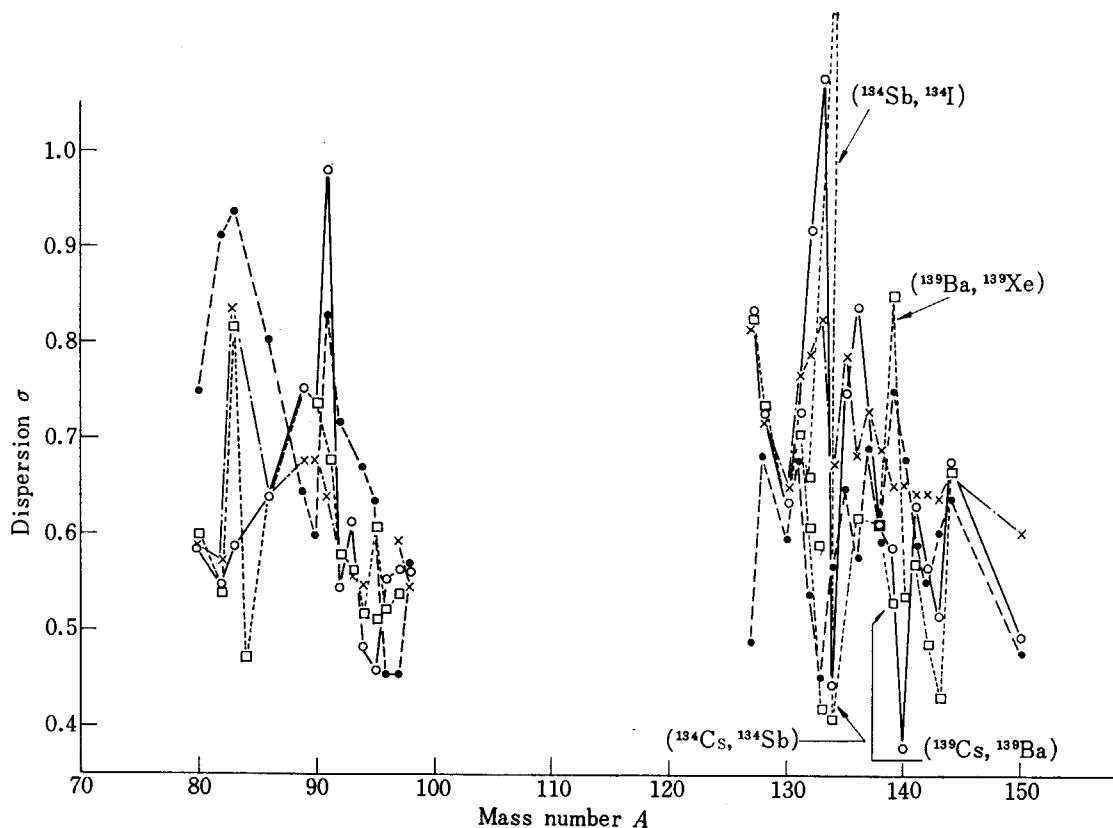


Fig. 9 Charge dispersion σ vs mass number A . Four charge dispersions obtained by different procedures are compared with each other; ○: by fitting charge dispersion σ to the observed fractional yields compiled by Wahl⁷.

The calculated Z_p values from Garvey's mass table (see Fig. 3, 6) are used, □: by fitting two variables σ and Z_p to the observed fractional yields (see Fig. 9, TABLE 3), ×: combination of charge dispersions as functions of proton and neutron numbers; $0.5 \times (\sigma_Z + \sigma_N)$ (see Fig. 7, 8), and ·: Crouch's charge dispersion⁸.

であらわされる。 σ の依存性をみるために (3.1) 式の微係数を計算すると、

$$\left(\frac{\partial P(\xi, \sigma)}{\partial \sigma} \right)_\xi = + \frac{2\sigma}{c(\sigma)} P(\xi, \sigma) \left[\frac{2\xi^2}{c(\sigma)} - 1 \right] \quad (3.2)$$

となり、 $P(\xi, \sigma)$ の極値を与える σ は

$$\sigma = 0$$

$$\sigma_0 = \left(\xi^2 - \frac{1}{12} \right)^{1/2}$$

となる。荷電分布幅 σ は実数であるからチェーン長 ξ によって $P(\xi, \sigma)$ のふるまいはつぎのように分けられる、

$|\xi| \leq 1/12$ なら $P(\sigma)$ は単調減少

$|\xi| > 1/12$ の場合、

$\sigma < \sigma_0$ なら $P(\sigma)$ は増加

$\sigma = \sigma_0$ で $P(\sigma)$ は極大

$\sigma > \sigma_0$ なら $P(\sigma)$ は減少

Fig. 10 はいくつかの $\xi (=Z - Z_p)$ に対して独立収率の割合 (fractional independent yield) $P(\sigma)$ をプロットしたものである。

Fig. 10 および上の議論からあきらかなように、独立収率の割合 $P(\xi, \sigma)$ の σ 依存性は単調ではない。したがって Fig. 7 および Fig. 8 に示したマジック数の近傍で極値をもつような σ を使っても独立収率の割合が単調に

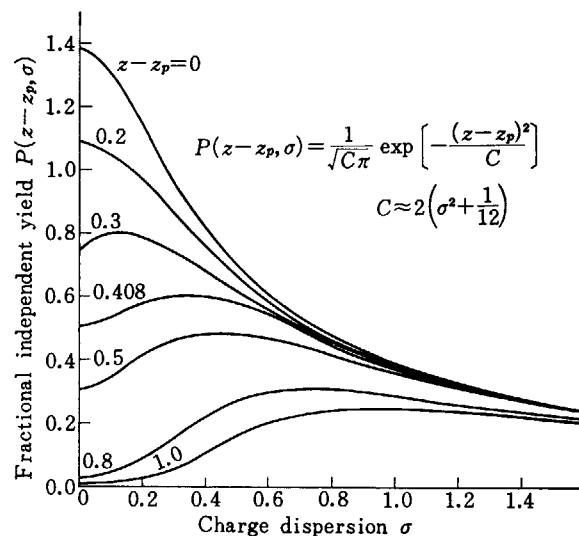


Fig. 10 Fractional independent yield $P(Z - Z_p, \sigma)$ as a function of charge dispersion σ . P vs σ curves monotonously decrease when the chain length $Z - Z_p$ is less than $1/12$, and the function P has the maximum value when $Z - Z_p > 1/12$.

減少するとはかぎらず、チェーン長 $\xi (=Z - Z_p)$ すなわち最確電荷 Z_p によって $P(\xi, \sigma)$ の増減が決まる。

(2) 最確電荷 Z_p と荷電分布幅 σ のフィッティング

(1) では $\sigma = 0.62, 0.58, 0.55$ とかえていって収率割合の測定値からそれぞれに対する最確電荷 Z_p を求め、その結果を質量表から計算した Z_p と比較した。さらにこの Z_p の計算値を用いて荷電分布幅 σ の質量数依存性を計算した。このどちらの場合においても Z_p, σ のどちらかの誤差が他方におこしめられている。この欠点をとりのぞくためにつぎの方法を試みた。

収率割合 $P(Z), Y_c(Z)$ は (3.1), (3.2) 式であらわされるものとし、 Z_p と σ は質量数 A のみに依存し、陽子数、中性子数には依存しないものと仮定する。もしこの仮定が正しければ質量数 A をもつすべての同重体(isobar)の収率割合の測定値を同時に満足する Z_p と σ が存在するはずである。

Fig. 11 は Z_p をかえた場合に収率割合の測定値にフ

ィットする σ の軌跡をえがいたものである。質量数 A をもつ複数個の軌跡が一点で交わる所が上の仮定を満足する (Z_p, σ) を与える。Fig. 11 において○印をつけてあるのは少なくとも 2 核種以上の軌跡が交叉する所である。

Fig. 11 の左上にある Z_p^{ref} は (3.1) 式で求めた最確電荷の計算値であり、収率割合の測定値を満足する Z_p と σ の相関をとる場合に標準値として用いた。すなわち、 Z_p を変化させるには $Z_p^{\text{ref}} \times 0.95, 1.00, \dots$ とファクターをかけて変化させた。

^{235}U の熱中性子核分裂における収率割合の測定値を用いて上に述べた方法で軌跡の交叉点 (Z_p, σ) をしらべてみると TABLE 3 のようになった。カッコでくくられた核種は交叉するものを示し、カッコ外の核種は他のどれとも交叉しないものである。これらは 2 核種以上が交叉す

TABLE 3 Comparison of empirical Z_p and σ values obtained by different procedures.

Mass No. A	Dispersion $\sigma^{(a)*}$ ($Z_p-\sigma$ fit)	Most Probable Charge					
		Z_p^{cal} §	$Z_p^{(a)*}$ ($Z_p-\sigma$ fit)	$Z_p^{(b)+}$ ($\sigma=0.62$)	$\frac{\Delta Z_p^{(a)}}{Z_p^{\text{cal}}} (\%)$	$\frac{\Delta Z_p^{(b)}}{Z_p^{\text{cal}}} (\%)$	
84	0.47	33.15	33.83	32.63	2.0	-1.7	(Rb, As)
89	0.76	35.22	35.25	35.44	0.9	0.6	(Kr, Rb)
90	0.74	35.70	35.80	35.81	0.3	0.3	(Rb, Y), Kr
91	2.0	36.21	34.10	36.73	-6.2	1.5	(Sr, Y), Kr, Rb
	0.68		36.90	36.71	2.1	1.5	Sr, (Y, Kr), Rb
92	0.58	36.72	36.75	36.72	0.8	0.0	(Y, Kr), Rb
93	0.56	37.26	37.30	37.28	0.2	0.1	(Y, Kr), Rb
94	0.52	37.79	37.60	37.69	-0.6	-0.3	(Y, Kr), Rb
95	0.51	38.33	38.0	38.13	-0.8	-0.5	(Zr, Kr), Rb, Y
	0.61		38.3	38.10	-0.1	-0.6	Zr, (Kr, Rb), Y
96	0.52	38.84	38.5	36.71	-0.9	-5.5	(Rb, Nb)
97	0.62	39.24	39.15	37.04	-0.2	-5.6	(Rb, Kr), Nb
	0.54		38.80	38.92	-1.1	-0.8	Rb, (Kr, Nb)
131	0.71	50.60	50.40	50.72	-0.4	-0.0	(I, Te), Sn
132	0.66	50.96	50.95	51.00	0.0	0.0	(Cs, Te), I
	0.61		50.85	50.92	-0.2	-0.1	Cs, (Te, I)
133	0.43	51.34	52.20	49.65	1.7	-3.3	(Xe, Sn), I
	1.08		53.30	49.91	-3.8	-2.8	Xe, (Sn, I)
134	0.41	51.77	52.59	51.98	1.6	0.4	(Cs, Sb), I
	1.35		53.92	52.21	4.2	0.9	Cs, (Sb, I)
	0.59		51.70	51.52	-0.1	-0.5	(I, Cs), Sb
139	0.53	54.02	54.55	54.08	1.0	0.0	(Cs, Ba), Xe
	0.85		54.35	54.01	-0.6	0.0	Cs, (Ba, Xe)
140	0.54	54.55	54.90	54.49	0.6	0.0	(Ba, La), Xe
141	0.58	55.09	54.85	54.88	-0.4	-0.4	(Xe, La, Cs), Ce, Ba
142	0.49	55.60	55.08	55.33	-0.9	-0.5	(La, Xe)
143	0.60	56.12	55.90	55.95	-0.4	-0.3	(Ce, Xe), Ba
	0.52		55.55	55.88	-1.0	-0.4	Ce, (Xe, Ba)
144	0.67	54.50	56.60	54.94	3.9	0.8	(Cs, Xe), Ba
					1.9	1.8	

*: charge dispersion derived from two variable; Z_p and σ , fitting. Fig. 11 was used to find the intersect points $(Z_p^{(a)}, \sigma^{(a)})$ where the observed fractional yields of isotopes shown in the parentheses of the 8th column were simultaneously reproduced.

§: the most probable charge derived from Garvey's mass table.

†: the most probable charge derived from the observed fractional yields assuming $\sigma=0.62$.

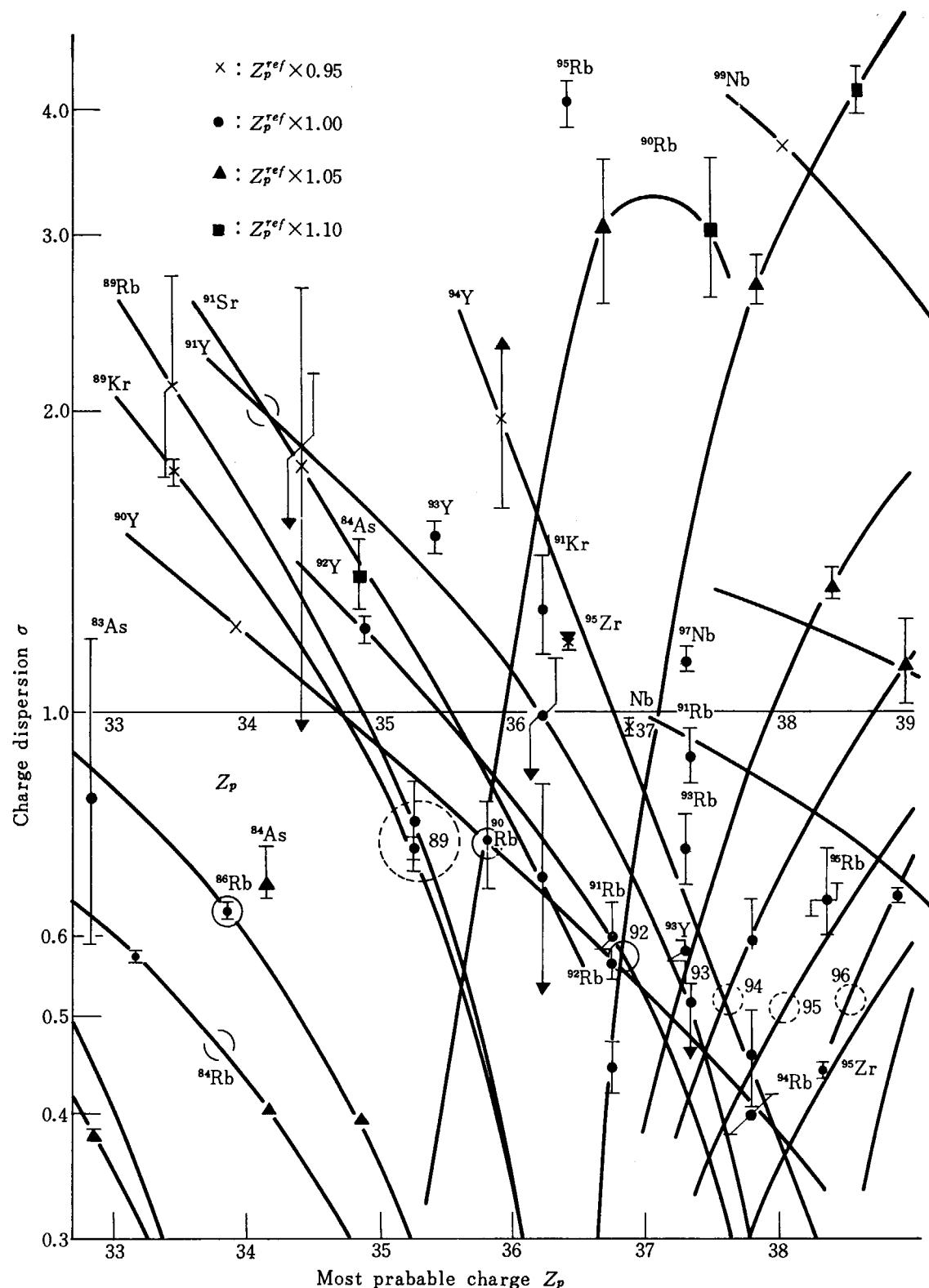


Fig. 11 Correlation between Z_p and σ . This is a part of $Z_p-\sigma$ correlation map. Z_p^{ref} shown in the upper corner means the calculated most probable charge, which is shown in Fig. 2 to 5 by the solid line; and four different values of Z_p^{ref} shown are used as reference values for studying the correlation. Solid lines mean the correlation curves on which the observed fractional independent or cumulative yields compiled by Wahl⁷⁾ are reproduced by using these Z_p and σ values for equ. (3.1) and (3.2).

Larger open circles refer to the locations of (Z_p, σ) points where more than two observed yields are simultaneously reproduced.

るものをとり出してきたが、3核種が交叉するものは ^{141}Xe , ^{141}La , ^{141}Cs の場合だけであった。質量数 84, 91, 133, 134, 144 のように荷電分布幅 σ が極度に大きいもの、あるいは極度に小さいものは最確電荷 Z_p のずれ $\Delta Z_p^{(\text{a})}/\Delta Z_p^{\text{cal}}$ も大きいことがわかる。

TABLE 3 からあきらかに似たくある質量数の同重体のなかで 2核種以上が同時に満足する Z_p と σ をもつものは全体の約 15%, 3核種以上が同時に満足するものは全体の約 2% にすぎない。これらの交叉点の読み取りの誤差は最大約 0.2% 程度あるが、この割合を大きくかえるものではない。

Fig. 9 は ^{235}U の熱中性子核分裂における荷電分布幅 σ の質量数依存性を比較したものである。最確電荷 Z_p を仮定して収率割合の測定値から求めた荷電分布幅 σ ((1) 参照) を○印で、 Z_p と σ を変数として 2つ以上の同重体の収率割合の測定値を同時に満足する点 (Fig. 11 参照) から求めた σ を□印で、さらに (1) で述べたように陽子数および中性子依存の荷電分布幅から合成したものを×印で示してある。・印は Crouch による質量数依存の荷電分布幅である。

この節で計算した荷電分布幅 σ (○印) は Z_p を仮定して計算した σ と質量数 84, 134, 136, 139 で比較的大きくいちがっている。質量数 84 は Z_p も σ も平均的な値 $Z_p \approx 0.44$, $\sigma \approx 0.6$ から大きくずれている。この原因は Wahl¹⁷⁾ も指摘しているように ^{84}As の収率割合の測定値が小さいためであろう。ここで用いた Z_p を変化させた場合の σ の軌跡の交叉点を求める方法では交叉する二本の曲線に対応する核種のどちらか一方の誤差によっても大きく左右される。質量数 84 の場合は ^{84}As の影響であろう。質量数 134 の場合は 2核種の軌跡が交叉するのが 3組あり、荷電分布幅はそれぞれ 0.41, 0.59, 1.35 である。質量数 139 に対しても同様である。質量数 141 は同重体 ^{141}Xe , ^{141}La , ^{141}Cs の軌跡が同一点 $Z_p = 54.85$, $\sigma = 0.58$ で交叉する唯一の例である。

4. 結 論

Fig. 2 にみられるように、最安定電荷 Z_A の質量数依存性は Fielder と Harrmann のように直線的でなく、質量数 92 から 114 で微細構造をもっている。同様な微細構造は質量数 143 以上に対してもみられるが、Fig. 1 の Segre chart 上における Z_A と観測されている安定核の原子番号との比較からあきらかに似たくあるように両者の一致はよくない。

質量数 122 の近傍で比較的深い谷 (Fig. 2) がある。これは Fiedler と Harrmann の曲線とも矛盾しないが、著者のえた曲線では谷の深さが深くなっている。その結果 ^{235}U の熱中性子核分裂に関する最確電荷 Z_p の

Z_p^{UCD} からのずれ ($Z_p - Z_p^{\text{UCD}}$) が質量数 123 の近傍で谷になっている (Fig. 3)。この Z_p に関する谷は Wahl や Strom ら³⁾の評価曲線や Pappas と Strom の計算値にもみられない。Fig. 3 の質量数 123 近傍での谷は ^{117}Pd , ^{123}Sn , ^{125}Sn の収率割合の測定値から荷電分布幅 $\sigma = 0.62$ として計算した結果とよく一致しているが、 ^{112}Ag , ^{126}Sb , ^{127}Sb の値とはよくあわない。

$Z_p - Z_p^{\text{UCD}}$ 曲線 (Fig. 3) で ^{141}Cs , ^{142}La , ^{143}Ba , ^{144}Ba , ^{146}Pm , ^{148}Pm , ^{150}Pm は Z_p の測定値のなかで全般的に大きなずれ ($Z_p - Z_p^{\text{UCD}}$) を与えているが、これは Fig. 1 に示した最安定核 (Z_A をもつ核) が観測されている安定核の位置と大きくはなれていているためであろう。

荷電分布幅 σ を仮定して核分裂生成物収率の割合（独立収率、累積収率）から半経験的に求めた最確電荷（これを実験値と呼ぶ）の質量数依存性は、閉殻の近傍、すなわち中性子数 $N = 82$, 82 ± 1 , 陽子数 $Z = 50$, 50 ± 1 で急激に変化することはよく知られている。この傾向は荷電分布幅 σ を 0.55 から 0.62 までかえても大きな変化を示さない。着目している核種が遅発中性子先行核である場合も閉殻の場合と同様に大きなずれを示すが、これは遅発中性子の放出による質量数の変化を考慮しなかったことによるものであろう。

最確電荷 Z_p の実験値は荷電分布幅 σ を 0.55, 0.58, 0.62 とかえても Z_p の質量数依存性のばらつきは改善されない。TABLE 1 にみられるように重い核分裂片の最確電荷の平均値 $\bar{Z}_{p,h}$ より軽い核分裂片の平均値 $\bar{Z}_{p,l}$ の方が σ 依存性が大きく、軽・重核分裂片に関する $\sigma = 0.55$, 0.58, 0.62 の平均値は約 0.4 である。これは Wahl の値 0.44 とよく一致している。0.55 の σ に規格化した $\bar{Z}_{p,l}$ と $\bar{Z}_{p,h}$ の値をみると、 $\bar{Z}_{p,l}$ は σ の増加とともに減少し、 $\bar{Z}_{p,h}$ は増加し、Fig. 3 に点線で示した平均値の方向に移動する。 $\bar{Z}_{p,l}$ の減少と $\bar{Z}_{p,h}$ の増加が互に相殺して平均値 \bar{Z}_p はほぼ一定値 0.4 に保たれる。

以上の結果から質量数に依存しない荷電分布幅 σ を用いたガウス型分布関数で収率割合の測定値をフィットすることは困難である。そこで質量数依存の Z_p (計算値) を用いて σ の質量数依存性をみると Fig. 6 のようになる。これを核分裂生成物の陽子数と中性子数の依存性についてみると Fig. 7, 8 のようになる。荷電分布幅 σ の陽子数 Z , 中性子数 N 依存性はマジック数近傍における測定データにばらつきがあって曲線によるフィッティングが困難であるが、全般的にみると Fig. 7, 8 のなめらかな曲線を満足するものと思われる。マジック数の近傍での収率割合の急激な変化を再現するために、 σ が極大値をとるべきか、極小値をとるべきかは、(3.2) で述べたようにチェーン長 $Z_p - Z$ に依存する。

σ の Z , N 依存性をみると ^{91}Y , ^{95}Y , ^{131}Sn , ^{133}Sn , ^{134}Sb , ^{140}Xe , ^{140}Cs , ^{143}Ba , ^{144}Ba は極度に小さな荷電分布幅をもっていて、あきらかに他の核種と異なっている。

^{235}U の熱中性子による極分裂における荷電分布幅 σ は

Fig. 7, 8 になめらかな曲線で示した陽子数、中性子数依存の荷電分布幅の合成によってよく再現できる。しかし ^{235}U の熱中性子核分裂以外の場合にこの方法が一般的に適用できるかどうかはあきらかでない。

最確電荷 Z_p と荷電分布幅 σ がともに質量数 A のみに依存するならば A に属するすべての同重体の収率割合の測定値を同時に満足する Z_p と σ の一組の値が存在するはずである。この仮定の妥当性を確認するために Z_p を変化させた場合に収率割合を満足させる σ の軌跡を考えがき、 $Z_p-\sigma$ 平面上で A に属する同重体の軌跡が交叉する点をしらべた。3個以上の同重体が同時に満足する交叉点は ^{141}Xe , ^{141}Ce , ^{141}Cs だけであり、それ以外は2個の同重体が交叉する場合であった。 Z_p と σ の相関における測定誤差の取り扱いが十分ではないが、 Z_p と σ が質量数のみに依存すると言う仮定は妥当でないようみえる。

5. あとがき

核分裂生成収率の割合に関する測定データが豊富な

^{235}U の熱中性子核分裂に重点をおいて、最確電荷 Z_p と荷電分布幅 σ の質量数依存性を検討した。本報では測定データにおもきを置いて Z_p と σ のシステムатикスを取り出す方針を一貫して守ってきたが、ここで得られた結果を理論的に解釈しなおす必要がある。

References

- 1) GARVEY G. T., et al.: *Rev. Mod. Phys.*, **41**, p. 4, Part II (1969)
- 2) FIEDLER J. and HARRMANN G.: *Z. Naturforsch.*, **18 a**, p. 553 (1963)
- 3) STROM P. O., GRANT G. R. and PAPPAS A. C.: *Can. J. Chem.*, **43**, 2493 (1965)
- 4) WAHL A. C., FERGUSON R. L., NETHAWAY D. E. and WOLFSBERG K.: *Phys. Rev.* **126**, 1112 (1962)
- 5) LEVY H. B.: UCRL-4588 and UCRL-4713 (1955)
- 6) LEVY H. B.: *Phys. Rev.* **106**, 1265 (1957)
- 7) WAHL A. C., NARRIS A. E., ROUSE R. A. and WILLIAMS J. C.: Second IAEA symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969, IAEA-SM-122/116
- 8) CROUCH E. A. C.: AERE-R 6056 (1969)

4.3 常陽モックアップ実験の解析*

飯島俊吾†, 飯田正明†, 川合将義†
山本宗也†, 吉田正†, 佐野純一†

「常陽」核設計計算を評価するために、FCAによる「常陽」モックアップ実験値の解析を行なった。設計、解析ともにNAIG群定数セットNNS-5を使用し、主要核特性パラメタについて計算値/実験値の比と、その不確かさの範囲を決定した。解析の主要な結果は次のようなである。

- (1) 制御棒引抜時の初期常陽炉心の実効増倍率を、C/Eによる補正法と密度係数法の両方法で評価し、両方法の結果はよく一致した。したがって常陽の実効増倍率は良い精度で予測し得たと考える。
- (2) 計算はブランケット奥の反応率分布を10-30%過小評価する。(3) ガンマ線線量率分布は、中性子反応率分布の測定値を用いれば良い精度で予測できる。(4) 高濃縮B₄C制御棒反応度は、種々の制御棒配置に対して安定したC/E比を得た。(5) 物質反応度係数のC/E比を定めた。

Analysis of "JOYO" Mockup Experiments on FCA*

Shungo IIJIMA†, Masaaki IIDA†, Masayoshi KAWAI†,
Munenari YAMAMOTO†, Tadashi YOSHIDA† and Junichi SANOT†

JOYO mockup experiments at FCA were analyzed to assess the JOYO nuclear design calculations. A previously developed NAIG group constants NNS-5 were used for both the analysis and the design calculation, and the calculation/experiment ratios and their uncertainties for principal nuclear parameters were determined. Highlights of the present analysis are as follows.

- (1) The criticality factor of initial clean JOYO core with all control rods withdrawn was predicted by two methods: C/E method and the method of density coefficients. Both methods have yielded almost identical results, thus giving confidence in the prediction of JOYO criticality factor.
- (2) Reaction rate distributions deep in blanket were underpredicted by 10-30%.
- (3) Gamma-ray dose distribution was predicted satisfactorily, provided that the source distribution was corrected using measured reaction rate distributions and reaction rate ratios.
- (4) The C/E ratios for the worths of highly enriched B₄C rods were well constant for various patterns of configuration. Positive interference effect was found for two rods separated over a certain distance.
- (5) C/E ratios for material reactivity coefficients were determined.

1. まえがき

現在大洗で建設中の高速実験炉「常陽」について原研FCAで1970年2月から2年間にわたって、FCA第5炉心シリーズとして詳細な核特性模擬実験が行なわれた。

これと並行して、PNCからの委託で東芝がNAIG研究所で核設計および実験値解析を行ない、最終核設計値を定める作業を行なった。この報告では主として上記の解析作業について群定数作成から実験結果を設計へ反映するまでの流れに重点をおいて述べることとする。

本論に入る前に常陽炉心の概要を記しておく。常陽はナトリウム冷却、熱出力100MW、炉心部体積約250lであり、炉心燃料はPuO₂と23%濃縮UO₂の混合

* 本報告は動力炉・核燃料開発事業団の委託により、東京芝浦電気株式会社がNAIG研究所で行なった研究の成果報告書に基づいている。

† 日本原子力事業 KK, Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd.

燃料で、Pu 富化度 $Pu/(Pu+U)$ は約 18% である。炉心外側に約 30 cm 厚の depleted UO_2 の軸方向、径方向 ブランケットがあり、さらに steel-Na の反射体で囲まれている。制御、安全棒は 90% 濃縮の B_4C で、炉心部内に対称形に 6 本配置されている。設計では計算に使った核データ、物性定数の不確かさ、工作誤差等を考慮して、種々の核特性パラメタに安全性、核的、熱的な設計条件をみたし得るための「設計許容誤差」を設けている。それに加えてもう一つ、ここまででは設計予測精度を高めたいという「設計目標精度」が設定された。FCA によるモックアップ実験とその解析の目的は常陽のこれらの主要核特性パラメタが設計許容誤差の範囲内で予測されているかどうかを確認することであり、次にこれらの真値と不確かさを推定して、設計値修正のためのデータを設計側に提供することである。

解析の計算法は設計計算法と合せて、25 群定数 NNS-5 (NAIG Nuclear Set No. 5) による 2 次元 6 群拡散理論を基準計算法とした。この基準計算法を評価するため 16 群拡散計算や ABBN 群定数での計算を並行して行ない、また、拡散近似からのずれ、非均質効果等を S_4 計算、積分輸送理論等によって補正効果として扱った。中性子エネルギー 6 群の分割は、ABBN 群構造で 4/6/8/11/14/25 であり、各群の下限エネルギー 1.4 MeV, 400 keV, 100 keV, 10 keV, 1 keV, 0.215 eV に相当する。

解析の結果は、主な特性パラメタについて計算値と測定値の比 C/E とその不確かさの形でまとめ、設計ではこの比を使って補正する方法が採用された。ただし、モックアップ体系は最小の cell ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$) を単位として常陽炉心を模擬する方法を探っており、また、材料の制限もあるので、モックアップ体系組成と常陽設計炉心組成との差は必ずしも小さくなく、特に実効増倍率の予測についてはモックアップ体系から常陽への信頼できる外挿方法を考えることが必要であった。このために実効増倍率の外挿法として C/E による補正法と並行して、FCA の飯島達による物質密度反応度係数の測定値を用いる密度係数法を用いた。結論は、両者の方法による外挿値は非常によく一致し、常陽の実効増倍率の正しい予測値が得られたものと考える。以下、第 2 章では群定数の作成と積分実験値によるデータテストを述べ、第 3 章では主要核特性パラメタについて FCA 第 5 炉心シリーズでの測定値の解析を述べる。

2. 群定数作成と Data Testing

2.1 NNS-5 (NAIG Nuclear Set No. 5)

この群定数セットは 1970 年 3 月に NAIG で作成した

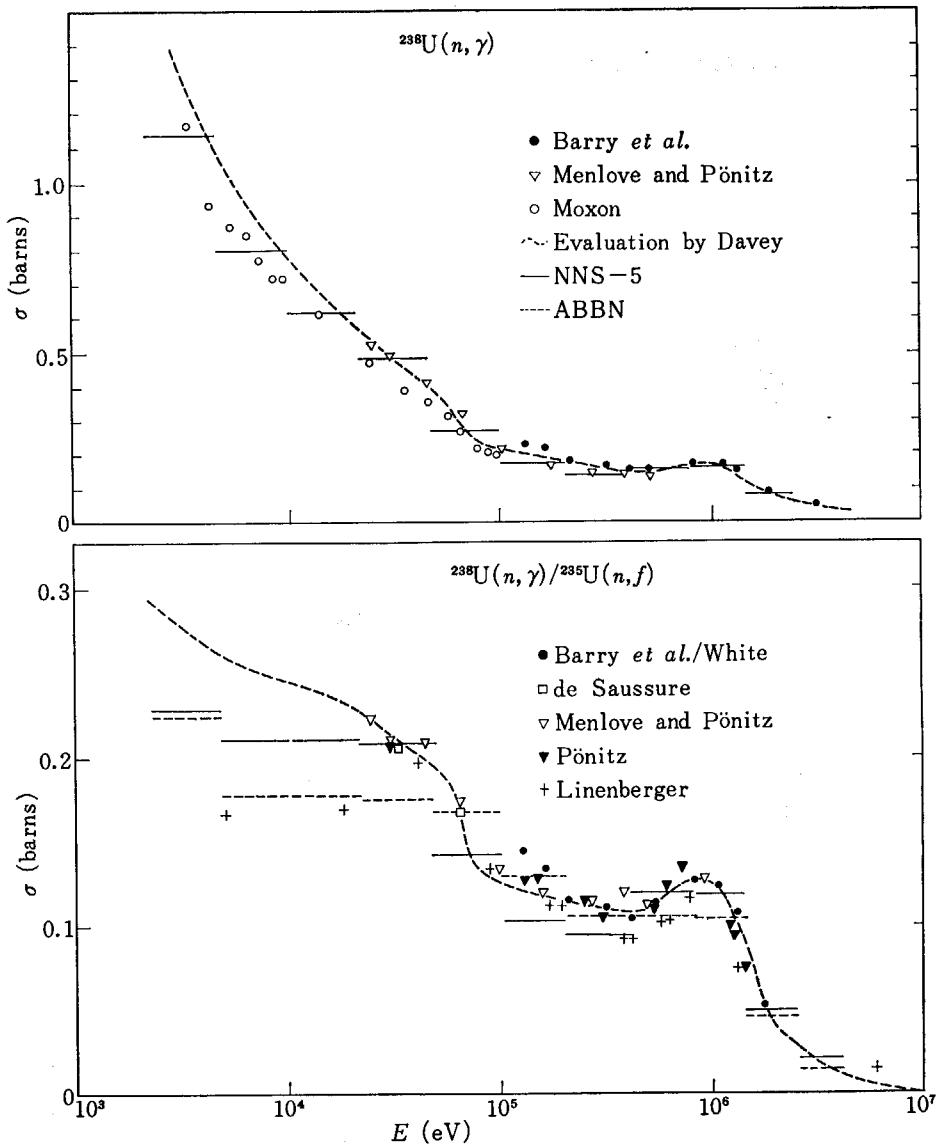
25 群構造のもので、1964 年版の ABBN 群定数セット¹³⁾の原則に基づいて作っている。作成の方針は次のようにある。

- (1) cross section の新しい測定値、評価値をとり入れる。
- (2) 重い核の fission ratio の consistency を重視する。このため、1 keV 以上では Davey²⁾ が評価した fission cross section を一貫して採用する。1 keV 以下では個々に評価する。
- (3) 重い核の capture cross section の評価に重点をおく。 ^{238}U については 2-500 keV では Menlove-Pönnitz³⁾ と Moxon⁴⁾ のデータの平均値を探る。statistical な計算ではこのデータは数 keV 以下では Glass ら⁵⁾ の Petrel 実験値に滑らかにつながる。500 keV 以上では Barry 達のデータを探る。 ^{239}Pu および ^{235}U の α 値は ORNL-RPI^{6,7)}, Dubna⁸⁾ 等での新しい測定値を用いる。 ^{240}Pu では Geel のデータ⁹⁾ と Pitterle-山本¹⁰⁾ の評価を採用する。
- (4) 重い核の共鳴の自己遮蔽因子は乱数によるレベル発生法を使い、眼による smoothing を行なう。
- (5) Cr, Mn, Fe, Ni, Mo, Ta, ^{10}B 等の absorption cross section の評価をできるだけ行なう。これらのデータはばらつきが大きい。
- (6) その他については測定データと比較しながら、Schmidt の評価、ENDF/B-1 を採用する。
- (7) Partial cross section 和と全断面積のずれは原則として弾性散乱断面積にしわ寄せする。

このようにして ABBN 群定数に改訂、追加を行なったのは 21 核種であり、その後、設計からの要求等で数核種を追加した。Fig. 1 に $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ および、 $^{238}\text{U}(n, \gamma)/^{235}\text{U}(n, f)$ 比の主な測定値と NNS-5 セット値を示す。Fig. 2 は $^{238}\text{U}(n, n')$ cross section で、ここでは Schmidt の評価を採用した。(次節で述べるように積分データによる data test の結果はむしろ五十嵐達の評価が優る。) Davey の fission cross section を一貫して用いたこと、および Fig. 1, 2 が NNS-5 の主特徴である。Fig. 3 は $\text{Mo}(n, \gamma)$ である。NNS-5 では 1-800 keV で Pönnitz の評価(新しい $\text{Au}(n, \gamma)$ に規格化されている)を取り、それ以下および以上では ABBN セット値を探った。ENDF/B-1 では Bloch-Slaughter のデータが用いられているが、積分テストでは明らかに値が大きすぎる。

2.2 Data Testing

Fig. 4 に多数の高速臨界集合体^{12,14)}についての実効増倍率計算を示す。測定値は 1.00 である。計算は Davey の方法¹¹⁾による等価均質球形モデルで行なったもので、輸送理論補正是 S_4 近似で我々が行なったもの、および Baker¹³⁾ による推奨値を用いている。Fig. 4 の臨界集合体はほとんどすべて金属ウランブランケットをもつ炉心

Fig. 1 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ cross section and $^{238}\text{U}(n, \gamma)/^{235}\text{U}(n, f)$ ratio.

であり、横軸は炉心中心での $N^{28} \sigma_f^{28} \phi / N^{fiss} \sigma_f^{fiss} \phi$ の測定値をとっている。計算の誤差は、体系の等価均質化から来るものと、輸送理論補正の誤差から来るものが主であろうが、 1% ΔK を越えるとは考えられない。Fig. 4 から判るように NNS-5 群定数は $^{238}\text{U}/\text{Fissile}$ 原子数比が増すにつれて実効倍率を過小評価する傾向があり、また、VERA-1B (U 炉心) と VERA-11A (Pu 炉心) のような “Mirror” core の予測にずれがある。Fig. 5 は NNS-5 の群定数を部分的に変更した結果で、 ^{238}U の非弾性散乱と capture cross section, ^{239}Pu の fission および capture cross section を微視的な測定データの許す範囲で変更したものである。その結果は実効倍率の計算と測定の一一致は著しく良くなっている。この主な理由は ^{238}U の 1.5 MeV 以上での非弾性散乱を Schmidt の評価¹⁵⁾の代りに、それよりも 10-15% 低い五十嵐達の評価¹⁶⁾を用いたことにより炉内高エネルギー中性子が増加し、 ^{238}U の核分裂が増大したことである。Schmidt の ^{238}U 非弾性散乱が大きすぎるのでは無いかという積分的な証拠は他にもある。大きな天然ウランブロックの中で

の漸近スペクトルの問題、すなわち Snell 型実験¹⁷⁾の解析例を TABLE 1 に示す。この TABLE で見るように測定値のちらばりも可成りあるが、 ^{238}U の非弾性散乱を Schmidt 評価値より 20% 程小さくとると計算と測定の一一致は全般的に著しく改善される。しかし、これらのこととは fission spectrum として現在の値よりもやや硬いスペクトルを探すことによっても同じ結果が得られるだろう。現在の測定核データでは fission spectrum を疑うのは少し無理のようであるが本当にそうかどうか検討する必要があろう。また、前述の mirror core におけるずれからみて、Davey の $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ 比は実効的に 2-3% 低い可能性がある。最近の $\sigma_f^{49}/\sigma_f^{25}$ の測定データを見た場合、Davey の評価値より 2-3% 大きくとっても無理ではない。NNS-5 セットでは上に述べたような積分的な考察で裏付けた変更は行なっていない。

Fig. 4 の systematics を常陽にあてはめると、常陽では横軸 $N^{28} \sigma_f^{28} \phi / N^{fiss} \sigma_f^{fiss} \phi$ が 0.1 近傍であるから実効倍率は NNS-5 で充分良く予測できることが予想される。また、一方、Fig. 4 の臨界集合体はほとんど金属ウ

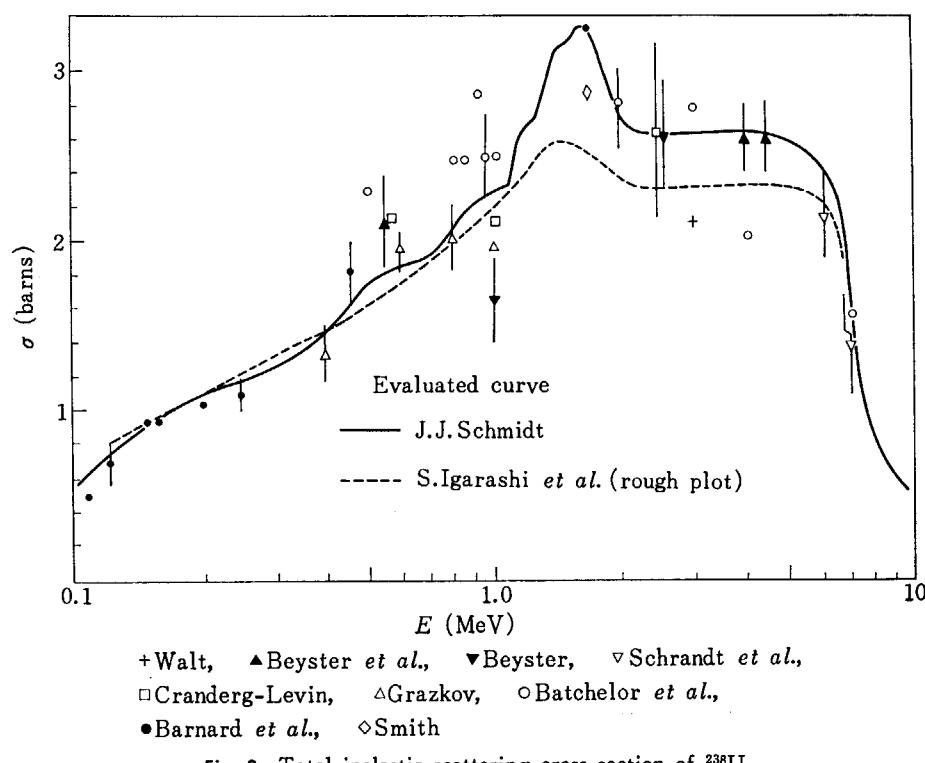
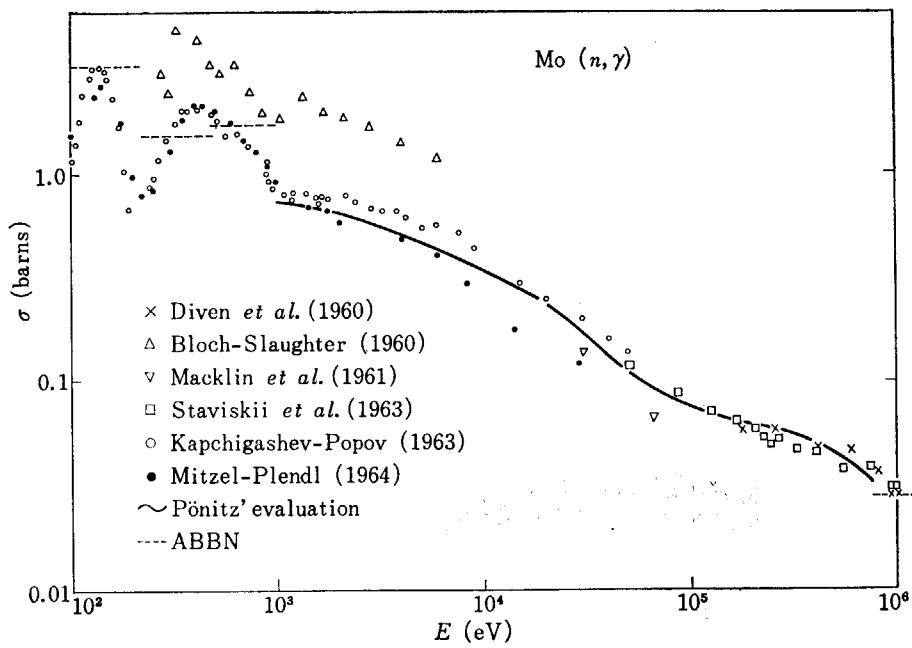
Fig. 2 Total inelastic scattering cross section of ^{238}U .

Fig. 3 Capture cross section of molybdenum.

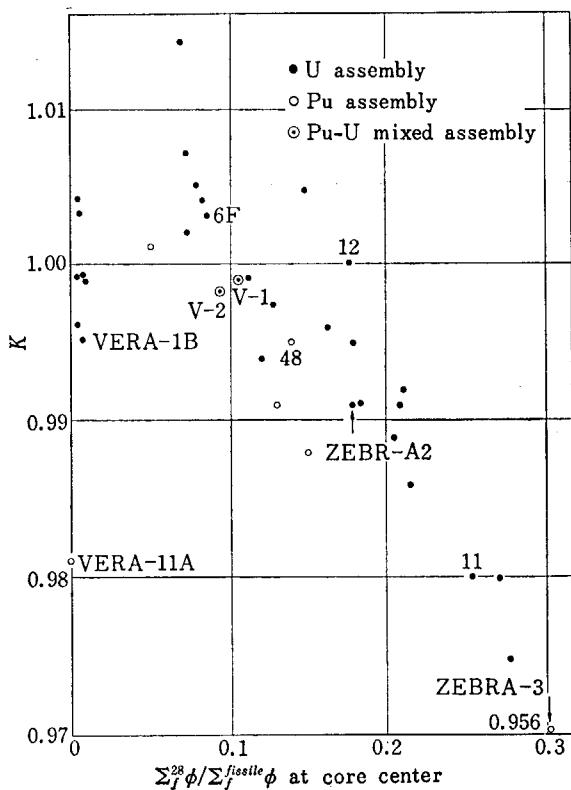


Fig. 4 Calculated criticality factors of fast critical assemblies (NNS-5, Sphere model).

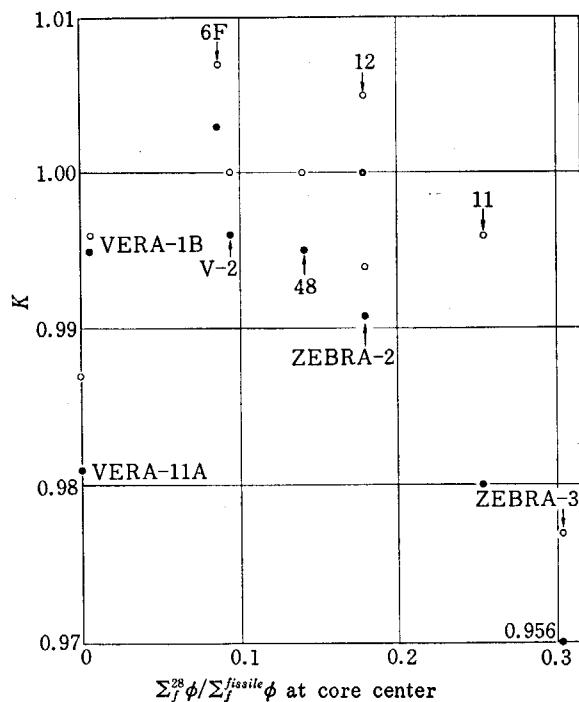


Fig. 5 Effect of cross section modification on the prediction of criticality factor.

● NNS-5 ○ Modified NNS-5 (not in use)

Modification:

σ_t^{49} : +(2-3)% above 10 keV; σ_e^{49} : -(10-15)% for 1-10 keV; σ_{inel}^{28} : -(10-15)% above 1.5 MeV; σ_e^{28} : -8% for 200-800 keV, +10% for 1-10 keV

TABLE I Testing of NNS-5 by Snell experiment. Fission ratios in equilibrium spectrum in large natural uranium block.

	$\sigma_t^{25}/\sigma_t^{28}$	$\sigma_t^{37}/\sigma_t^{28}$	$\sigma_t^{49}/\sigma_t^{28}$
Diffusion Calc. (NNS-5)	328	23.9	295
S_4 Calc. (NNS-5)	317	24.4	290
Diffusion Calc. ($\sigma_{inel} \times 0.8$)	227	19.3	207
Experiment*:			
Snell <i>et al.</i> , 1943	200		
Brolley <i>et al.</i> ,	336		
ANL, exponential	363 ± 40		
Leipunski <i>et al.</i> , 1958	249 ± 20		230
Saclay	221 ± 11		
PAJARITO, indoors	200 ± 10	15.9 ± 0.8	228 ± 12
Chezem, 1960	240 ± 12	15 ± 2	250 ± 16

* From ANL-5800, 2nd edition

ランプランケットなので、 UO_2-Na ブランケットにそのまま適用できるとは限らない。

Data testing は実効増倍率の他に、中心反応率比、中心物質反応度、delayed critical での time constant β/l 、中心サンプルドップラー反応度についても行なった。他に少数例だが、 B_4C 制御棒反応度、反応率分布についてのテストも行なった。これらのテストは、測定と計算の一致の程度を知ることと共に、使用群定数の全般的な特性素性を把握しておく意味が大きい。

3. モックアップ実験の概要と解析結果^{18, 19)}

TABLE 2 に FCA 第 5 炉心シリーズで測定された項目を掲げる。Assembly V-1 と V-2 は B_4C 制御棒チャネルを含まない物理的模擬で、Pu 富化度は V-1 では 11%，V-2 では 14% である。V-3 集合体は 6 本の制御棒チャネルを含む工学的模擬で主に制御棒反応度の測定が行なわれた。V-1 から V-3 までの集合体は材料の関係で天然ウラン金属のブランケットが用いられていたが、V-3 集合体のブランケットを変更した一連の V-3-

TABLE 2 Measurements made on FCA assembly V series.

Assembly name	V-1 Physics mockup	V-2 Physics mockup	V-3 Eng. mockup	V-3-B 1 Alumina blanket	V-3-B 2 Dual blanket	V-3-B 3 Thin sector	V-3-B 4 Thick sector	V-3-B 5 Fuel rack mockup
Criticality	×	×	×	×	×	×	×	×
Reactivity coefficients:								
Sample reactivity	×	×						
Sample Doppler	×	×		×	×			
Fuel/Na substitution	×			×	×			
Sodium void	×		×					
Core density coefficients		×						
B ₄ C Rod worth	×	×	×	×				
Power distribution:								
Central spectrum and spectral index	×	×						
Reaction rate distribution	×	×	×	×		×	×	×
γ-dose distribution				×			×	
$\alpha_c = \beta/l$	×	×						

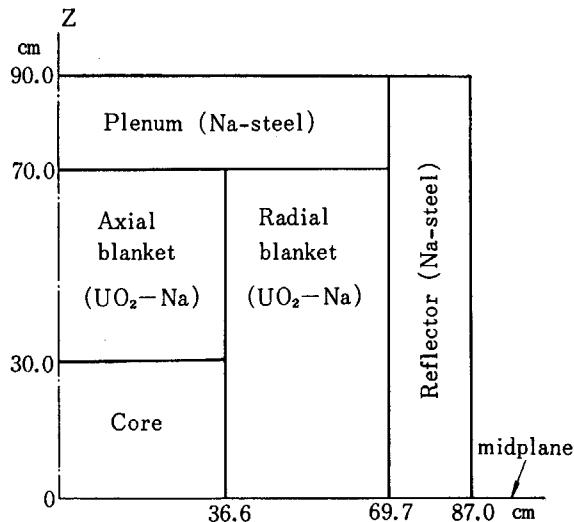
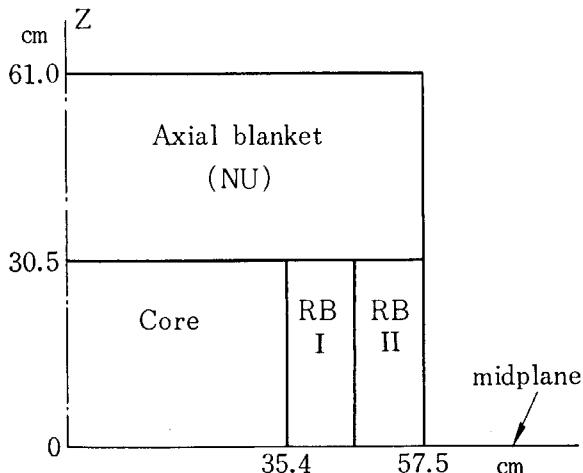


Fig. 6(a) Cylinder view of JOYO (control channel omitted).

Fig. 6(b) Cylinder view of FCA assembly V-3-B 2. B₄C channel is omitted for simplicity. RB-I and RB-II are UO₂-Na and UO₂-Al₂O₃-Al blankets, respectively.

B集合体が組まれ、主に反応率分布が測定された。Fig. 6に常陽設計体系とV-3-B 2体系のR-Z体系図を示す。

TABLE 3 (a) Approximate compositions for cores of JOYO and FCA assemblies V-2, V-3 and its versions.

	JOYO	Assembly V-2, V-3
Material (g/cc):		
U-235	0.67	0.59
Pu-239	0.47	0.425
Sodium (Aluminum)	0.35	0.31 (0.40)
Stainless steel	1.63	1.56
Fuel composition (a/o):		
U-235/U	23%	20%
Pu-240/Pu	25%	8%
Pu/(Pu+U)	18%	14%
Oxygen/metal	2.0	1.55

TABLE 3 (a), (b) に常陽とモックアップ体系の組成の概要の比較を掲げる。

3.1 実効増倍率

TABLE 4 にモックアップ集合体の実効増倍率計算値を示す。計算は clean な均質体系についての拡散近似計算から出発して理論的、実験的な補正を加えて as-built な体系の実効増倍率へもって行ったもので、対応する測定値は 1.000 である。測定上の誤差は非均質効果を含めても 0.2% 以上ということはないであろう。この結果から常陽の初期炉心、制御棒引抜時の実効増倍率を予測するさい、TABLE 3 (a), (b) に示した成分のちがい、幾何的なちがい、および TABLE 4 で判るように計算値実効増倍率のばらつきを考慮することが必要である。ここでは次の二つの方法を探った。

(1) C/E の方法

UO₂-Na ブランケットのモックアップ炉心 (V-3-B 2 集合体) と常陽との間には理論的な外挿上の困難はないものと仮定する。V-3-B 2 集合体は軸方向ブランケット

TABLE 3 (b) Approximate compositions for blankets of JOYO and FCA assembly V series.

JOYO	FCA blanket type		
	NU metal	UO ₂ -Na	UO ₂ -Al ₂ O ₃
Materials (g/cc):			
U	4.4	16	3.7
Sodium (Aluminum)	0.28	0(0)	0(0.54)
Stainless steel	1.45	0.9	1.55
Fuel compositions (a/o):			
U-235/U	0.3%	0.7	0.2
Oxygen/metal	2.0	0	2.0
			3.5

TABLE 4 Summary of calculated criticality factors for FCA assembly V.

Assemblies	Model	NNS-5 <i>K</i>	ABBN <i>K</i>	Transport Correction, %Δ <i>K</i>
Average of V-1, 2, 3	RZ	0.999±0.1%	1.032±0.1%	1.2
	XY	0.998±0.2%	1.029	1.2
V-3-B 1	RZ	1.008	1.044	1.5
	XY	1.005	1.029	1.5
V-3-B 2	RZ	1.007	1.042	1.9
	XY	1.002		1.9
Adopted C/E for JOYO	XY	1.006±1.1%	1.037±1.1%	

が金属天然ウランなので、これを UO₂-Na ブランケットでおきかえた仮想体系を考え、この“実験的”な実効増倍率を推定し、C/E を定める。この C/E 値を使って、

$$K(\text{常陽真値}) = K(\text{常陽計算値}) \times E/C$$

とする。複数の群定数セットを使って同一の結果が得られればこの方法の妥当性が検証されたものと見て良いであろう。さて、V-3 集合体から V-3-B 2 集合体への移行、すなわち径方向ブランケットの金属天然ウランから UO₂-Na への置換に伴う反応度変化の測定値は -0.74% Δ*K*、計算値は -0.18% Δ*K* である(ただしこの計算値は NNS-5 と ABBN の群定数セットには余り依存しないが、1 次元計算と 2 次元計算とでは可成り大きな差があった)。したがって、軸方向まで含めた全ブランケット置換反応度の“測定値”はおよそ -1.1% Δ*K*、計算値は -0.3% になり、0.8% Δ*K*だけのずれを生ずるものと予想される。一方、金属天然ウランブランケットの炉心 V-1, V-2, V-3 集合体の実効増倍率の C/E は TABLE 4 から 0.998 (NNS-5) および 1.029 (ABBN) だから、結局、仮想体系に対する C/E として TABLE 4 の最下段に示すように 1.006 (NNS-5) および 1.037 (ABBN) を得る。この C/E 値の不確かさとして 1.1% Δ*K* を見込む。誤差の原因は (i) V-1, 2, 3 集合体での C/E のばらつき: ±0.3% Δ*K*, (ii) 輸送理論補正の不確かさ: ±0.4% Δ*K*, (iii) 常陽体系への外挿の不確かさ: ±0.4% Δ*K*, (iv) ブランケット置換反応度評価の誤差: ±0.9% Δ*K* を考え、各々を独立として統計処理する。この 1.1% Δ*K* の不確かさはモックアップ実験解析の結果としては

非常に大きいが、上の項目(iv)の不確かさが最大の原因である。ブランケット置換反応度の予測が悪いことの理由として、エネルギー群数の不足、ブランケット外端の境界条件が妥当かどうか、ブランケットの非均質性、群定数の妥当性等が問題となる。しかし、NNS-5, ABBN の両セットともブランケット効果については同じような結果を与えてるので簡単に群定数の問題とは見なせない。JAERI-FAST, RCBN セット等による評価をぜひ望みたい。

(2) 密度係数法

TABLE 3 (a) で判るようにモックアップ炉心と常陽炉心の組成は可成り異なっており、fissile element で約 10% の濃度差があり、また、Pu 同位元素比が異なる。FCA の飯島ら²¹⁾の開発した手法により、V-2 炉心からスタートして常陽の実効増倍率を次の段階に分けて推定する。始めに、V-2 炉心において、サイズは不变のまま常陽炉心組成に変える。そのさいの反応度変化を、V-2 集合体で測定された構成元素ごとの密度反応度係数から exact perturbation theory の助けを借りて曲線的に外挿して求める。次の段階として、炉心サイズを拡げ、制御棒チャネルを設置し、ブランケットを金属天然ウランから常陽ブランケットに変更して常陽体系に移す。この移行に伴う反応度変化の推定は計算を主体とするが制御棒チャネル設置、ブランケット変更のさいの反応度変化の推定は測定値を使って補正する。V-3-B 1 集合体 (UO₂-Al₂O₃ ブランケット) でブランケット内の密度係数が測定されているが、金属天然ウランと常陽ブランケットの組成の

TABLE 5 Prediction of criticality factor for initial JOYO core (17.5 w/o Pu enrichment) with all control rods withdrawn²⁰⁾.

	Eigenvalue, As-calculated	Corrected eigenvalue		Eigenvalue, Adopted
		C/E Method	D. C. Method ^{a)}	
NNS-5	1.034	1.028	1.029 ^{b)}	1.028
ABBN	1.065	1.028	—	1.028

a) Method of density coefficients.

b) Based on Keppin's beta data. It varies 0.2-0.3% if other reactivity scale is adopted.

差、特に拡散係数の差が著しいので曲線外挿の誤差が大きく、ブランケット変化に対して密度係数法を適用することは断念した。

以上の二つの方法を 17.5 w/o Pu 富化度の常陽初期炉心（制御棒は全引抜き）に適用して、TABLE 5 の結果を得た²⁰⁾。これより判るようにいずれの方法でも補正後の実効増倍率は極めて良く一致している。同様のことを Pu 富化度 18 w/o についても行ない、その結果、常陽の最終的な富化度設計値が決定された。二つの方法での確認により、常陽実効増倍率の予測誤差は多分 $\pm 0.5\%$ 以内、保守的に見積っても $\pm 1\%$ 以内であろう。保守的に見積る理由は、ブランケット置換および制御棒チャネル設置に伴う反応度変化の推定の不確かさである。密度係数法を用いたさい特に後者の反応度変化は炉心物質密度変化に伴う反応度変化を大きく打ち消している。したがって、モックアップ炉心から常陽への移行の各段階にお

ける反応度変化の推定の誤差が、net result に対してある程度利いて来ることを考慮しておくのが良いと思う。

3.2 反応度係数

Fig. 7, 8 は V-2 集合体での密度係数の炉心内 radial traverse の測定値と計算値の比較を示す。測定値は unit cell を構成する材料プレートの、ボイドに relative な反応度であり、全炉心長について (12 unit cells) 置換が行なわれている。計算は拡散近似である。Fig. 7, 8 から判るように計算は径方向分布形を良く再現しており、fissile element については絶対値も可成り良く一致している。また、炉心端近くでは反応度への寄与は中性子の洩れの変化が主となるが、そこでは計算と測定の一一致は全体的に良い。このことは炉心物質の transport cross section に著しい誤りがないことを示している（逆に、この cross section に大きな誤差があれば臨界量の予測にも可成りのずれを生ずると考えて良いだろう）。天然ウランの計算値と測定値のずれは非均質効果によって共鳴自己遮蔽が強くなることを考慮すれば説明できそうである。

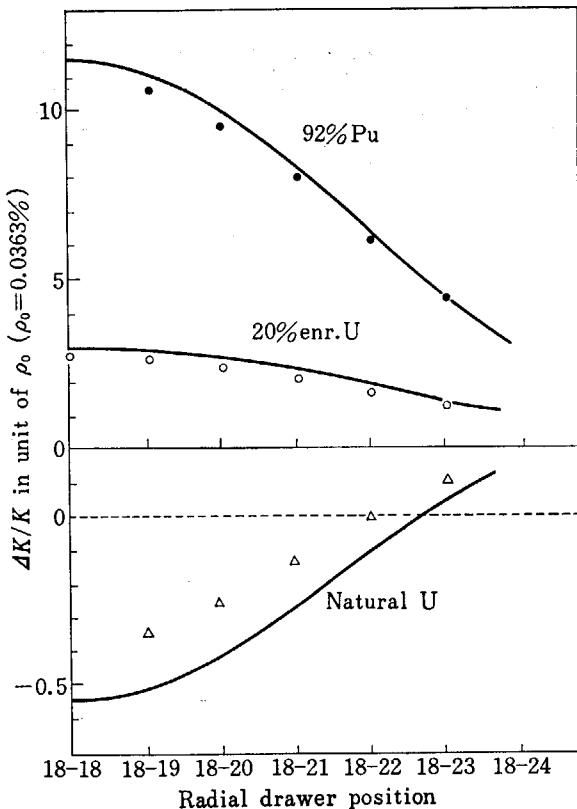


Fig. 7 Radial distribution of density coefficients in assembly V-2. Comparison of diffusion theory calculation with experiment. Reactivity is for 12 material plates of $2 \times 2 \times 1/8$ in. size replacing void in a drawer through both halves of the assembly.

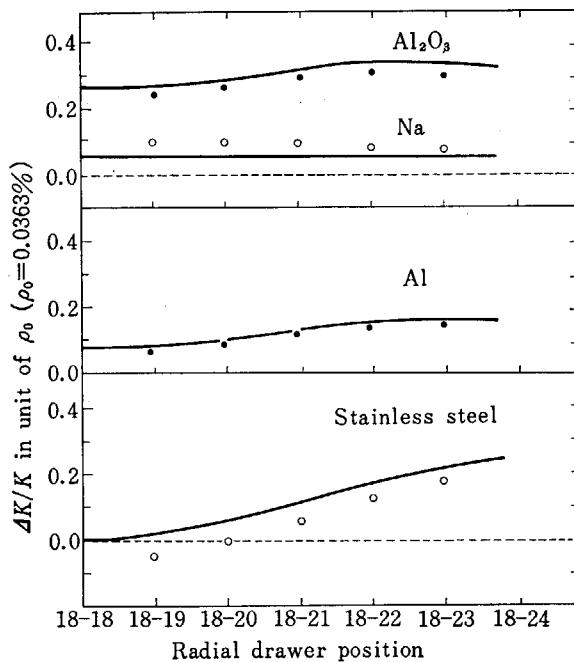


Fig. 8 Radial distribution of density coefficients in assembly V-2. Comparison of diffusion theory calculation with experiment. Reactivity is for 12 material plates of $2 \times 2 \times 1/8$ in. size replacing void in a drawer through both halves of the assembly.

TABLE 6 Whole core density coefficients for assembly V-2. Comparison of calculation with experiment.

Material	Measured Worth ^{a)}	Calc./Exp.			
		NNS-5	ABBN	J-F-II ^{b)}	RCBN ^{c)}
Pu-239	231.7±2	1.04	1.03	1.05	1.02
Pu-240	53.9±5	1.24	0.76	1.08	1.12
Pu-241	290.4±15	1.12	1.02	1.30	1.10
U-235	146.8±1.8	1.13	1.06	1.10	1.12
U-238	-1.21±0.15	2.53	2.45	2.38	2.19
O	2.58±0.08	1.13	1.06	0.95	1.06
Na	3.84±0.10	0.74	0.71	0.59	0.72
Al	1.80±0.07	1.10	1.05	0.92	1.00
SUS	1.15±0.05	1.36	1.26	0.92	1.10

a) unit: $\Delta K/K/10^{24}$ atoms/cm³ for whole core.b) JAERI-FAST/II. Calculated by T. Iijima *et al.* at FCA²¹⁾.

c) Based on ENDF/B-1. Same as (b).

ナトリウムと SUS の場合は非均質効果、輸送理論効果とともに群定数の問題もありそうだが検討を終えていない。ナトリウムの密度係数の C/E 値はナトリウムボイド反応度の C/E 値とほぼ等しく、群定数、特にナトリウムと燃料物質の群定数に誤差があると考えられる。この誤差は相当にデリケートなものであり、簡単には修正できないのではないかと思う。

TABLE 6 は全炉心密度係数の測定と計算の比較を示す。計算値として FCA の飯島ら²¹⁾の JAERI-FAST-2 および RCBN セット (ENDF/B-1 を群定数化したもの、原研平田らが作成した) による計算もあわせて掲げてある。Pu-239, U-235 の反応度は、従来の炉心中心で空洞を設けたサンプルによる測定では $C/E=1.2 \pm 0.1$ となるいわゆる “central reactivity discrepancy” の現象があったが、密度係数的な測定では、TABLE 6 から判るように計算と測定の一一致は可成り改善されている。ただし非均質効果を含めると計算値はもう少し大きくなり、測定とのずれも拡がるであろう。U-238 についてはいずれの計算値も測定値と大幅にずれているが、Fig. 7 から判るようにこれは空間積分のさいの打消し合いのためである。

密度係数は炉心中心 36 パック (約 5.6 l) においても測定されている。常陽に適用すべき燃料、ナトリウム、構造材の反応度係数の C/E 値は上述のこれらのデータに基づいて決定した。

3.3 反応率分布

炉出力を定める中性子反応率分布とガンマ線線量率分布が FCA で測定された。測定は 20 mm ϕ の径方向の実験孔内で、fission counter, foil および TLD 700 foil (^7LiF) で行なわれた。中性子反応率分布の計算は拡散近似で行ない、ガンマ線線量はガンマ線源(capture, fission, inelastic gamma) を拡散近似で求め、ガンマ線輸送は Build-up factor method で計算した。ただしガンマ線源分布は拡散近似計算そのものではなく、中性子反応率分布についての C/E 比を使って正しい分布を得ることが重

要である。また、測定と比較するさい、不純物の補正、実験孔での中性子、ガンマ線ストリーミングの補正が必要だが、この後者の補正にさいして可成りの誤差が生れる。

ガンマ線スペクトルは統計理論に基づいてカスケードを含めた計算と、Nuclear Data に編集されている線スペクトルデータを組合せて評価した。そのさい、エネルギーを正しく保存することが最も重要である。カスケードの計算は E1 transition を仮定し、Gilbert-Cameron の constant temperature formula を用いた。ガンマ線放出レベルの励起エネルギーは原子炉内では主として数 MeV 以下であるから constant temperature の近似で充分である。またこの仮定の下に、one photon emission で出る photon の平均エネルギーは 4 T であり、T~500 keV だから 3 カスケードまで含めればほぼ充分である。当然ながら多重カスケードで放出される photon は主に低エネルギーに集中する。統計理論では selection rule にしたがって放出される高エネルギー成分を再現できないが、多くの場合、この成分は線スペクトルとして測定データがある。非弾性散乱後のガンマ線スペクトルは、残留核励起エネルギーが特に低くない限り統計理論で算出した。

Fig. 9, 10 は V-3-B4 集合体における中性子反応率および TLD 700 によるガンマ線線量率径方向分布の測定値と計算値の比較を示す。Fig. 10 にはガンマ線源分布も示してある。これらから判ることは、

- (i) 計算はブランケット奥での中性子反応率を 20-30 % 過小評価している。
- (ii) ガンマ線量率分布の計算値は測定値と可成り良く一致している。これは主に、ガンマ線源分布を(i) の C/E を使って補正したためであろう。
- (iii) ガンマ線量率分布形とガンマ線源分布形が炉心・ブランケット境界以外ではほぼ一致している。粗っぽい話としてはブランケット内のガンマ線の平均自由行程は数 cm であり、ガンマ線源の減衰距離 (~15 cm) に比べて小さいので漸近的にはガンマ線分布は線源分布に比例する。もし本当にそうならば

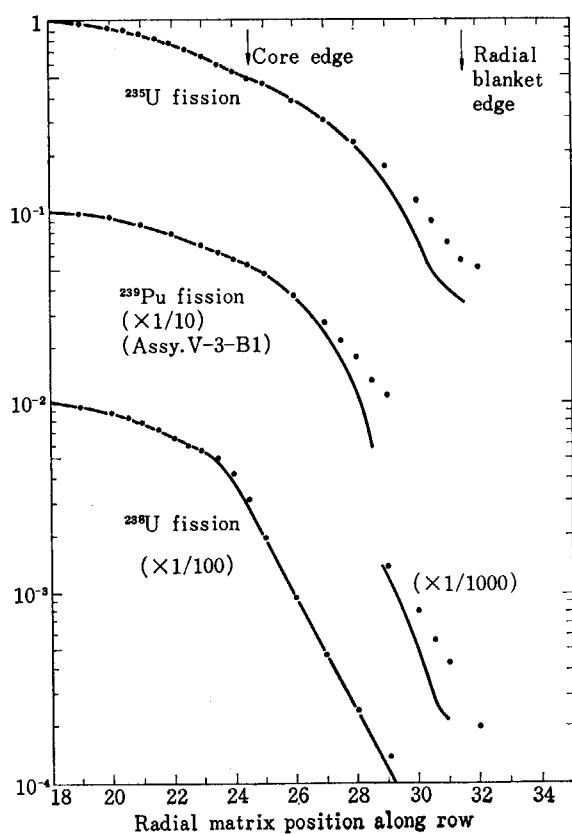


Fig. 9 Radial fission distributions in FCA assembly V-3-B 4. Comparison of calculation with experiment.

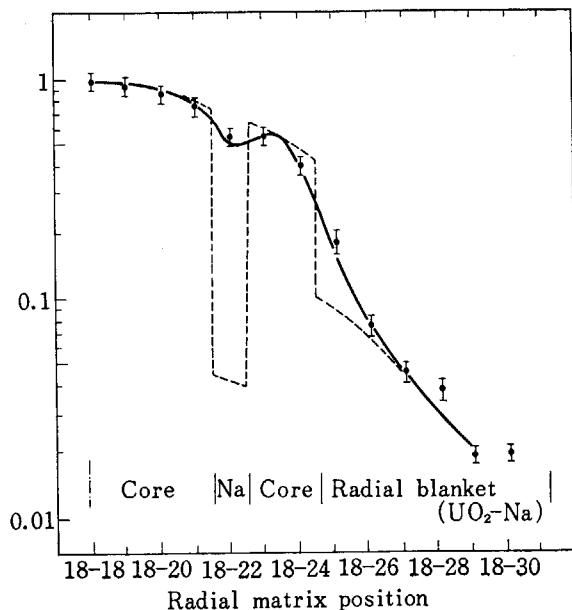


Fig. 10 Radial gamma-ray dose distribution by TLD-700 detector in FCA assembly V-3-B 4.

Measured; — Calculated; ... Source distribution.
The source distribution was calculated by using the measured reaction rate distributions and central reaction rate ratios. The gamma-ray dose distribution was calculated by build-up factor method, and has been corrected for the effect of streaming through experimental hole of 20 mm diameter.

プランケット奥のガンマ発熱を求める問題は線源分布とガンマ線エネルギー総量を正しく評価することにつきる訳で、ガンマ線スペクトルの知識および輸送計算は不要である。これは第一近似としては正しいと思う。しかし、やや詳細にエネルギー毎のガンマ線輸送を見ると事情はそれ程簡単ではなく、はっきりした描像を得るためにもっと研究が必要である。

なお、Fig. 9 でプランケット奥で計算が過小評価となる原因として、プレート非均質効果を計算で含めていないこと、実験孔内の中性子ストリーミング効果の評価が充分でないこと、およびプランケット外側の薄い FCA matrix tube (SUS) および構造物からの反射を計算で考慮していないこと等があげられる。他の集合体での計算の経験ではこれらの効果は無視できないことがある。拡散近似と輸送理論とは、diagonal transport 近似の場合 $D=1/3 \Sigma_{tr}$ と定義すれば差はほとんど問題にならなかった。

3.4 B_4C 制御棒反応度

制御棒実験は V-1 集合体から V-3-B 2 集合体まで広範囲な測定が行なわれ、内容的には、(i) 径方向反応度分布、(ii) 濃縮度効果、(iii) 常陽制御棒位置での反応度、(iv) 引抜特性、と大きく分けることができる。ここでは主に(iii)の解析結果について述べる。TABLE 7 に、V-3 集合体での 7 本クラスター型 90% 濃縮 B_4C 制御棒反応度の典型的な測定値と NAIG 計算値および原研の猪川、西村(秀)、平田の計算値²²⁾との比較を掲げる。計算手法は NAIG、原研とも群数、体系等は一致させており、拡散計算をベースとして輸送理論効果、非均質効果の補正は独立に行なった。TABLE 7 から判るようにいずれの計算も C/E 比は極めて良好安定している。常陽の制御棒反応度についても同様に計算を平行して行ない、TABLE 7 の C/E 比を使って常陽計算値を補正した結果、NAIG、原研ともほとんど等しい値を得た。したがって常陽制御棒反応度は充分な精度で予測し得たものと考える。

計算上の問題について幾つかコメントしておく。

- (1) 基準的な拡散計算値に対する諸補正効果はいずれも計算値反応度を減少させる方向に働き、累積して大きな補正となる(モックアップ炉心で 14-18%、常陽ではもっと大きい。)。
- (2) 7 本ピンのクラスターでの非均質効果は、クラスター外周円を考えた 2 領域制御棒チャネルモデルで良く近似できる。すなわち、この場合非均質効果は言葉の通りの非均質性によるのではなく、 B_4C mass の lumping effect と考える方が真実に近い。
- (3) XY 計算の時、制御棒の吸収が強いため制御棒チャネル内の軸方向バックリング値のとり方はほとん

- ど問題にならない。むしろ、制御棒を挿入することにより制御棒周辺の炉心部の軸方向中性子束分布が歪み、洩れを少なくする効果（制御棒反応度を小さくする）がある。
- (4) 輸送理論補正は上述の(2)の効果とは一応別の、独立な補正として良い。しかし、制御棒が大きい場合にも独立な補正かどうかは判らない。また、補正効果の合計の大きさから見て、基準計算法自身を改める方向も考えられる。

- (5) 2本の制御棒間の干渉効果は、TABLE 7 から判るように、測定、計算とも、互いに近い時は負、遠ざかって行くと正の干渉効果を生ずる（ただし干渉効果の測定値は誤差が大きい）。この、電磁気でのレンツの法則に反するような正の干渉効果は、摂動

論的には次のように解釈できよう。制御棒を入れると中性子は吸収されまいとして逃げ、遠方で集まる。そこに二番目の制御棒を入れると効率よく中性子を吸収できる。しかし、この解釈は同時にやや疑わしくもある。干渉効果の大きさは反応度の加算性に関連して反応度の定義の仕方にも幾らか依存する。正の干渉効果は大型炉ではもっと著しくなり、また、熱中性子炉でも議論されたことがある。

- (6) 制御棒の引抜特性は良い精度で予測できる。B₄C の濃縮度変化に対する反応度変化の予測は不充分であった。燃料から天然 B₄C 制御棒への置換反応度の計算は測定と良く一致したが、燃料からナトリウムへの置換の予測が充分良くなく、その結果低濃縮 B₄C 制御棒反応度を低く見積ることになった。

TABLE 7 Reactivity worths of 7-pin type 90% enriched B₄C rods relative to sodium in FCA assembly V-3. Comparison of calculation with experiment.

Drawer Position ^{b)}	Measured, % ΔK/K	NNS-5 (C/E)	J-F-II ^{a)} (C/E)	ABBN (C/E)	
				NAIG	JAERI ^{a)}
Center	2.312	1.07	0.95	0.91	0.86
#1	1.283	1.06	0.94	0.90	0.88
#2	1.107	1.03	0.91	0.85	0.84
#1+#2	2.301	1.03	0.94	0.87	0.87
#1+#4	2.632	1.05	0.96	0.89	0.89
#(2+3+5+6)	4.386	1.06	0.98	0.88	0.89
#1 pair	2.040	1.03	0.93	0.88	0.88
#1 pair+#2 pair	4.335	1.06	0.92	0.86	0.86

a) Calculated by K. Ikawa *et al.*²²⁾

b) Drawer position No. 1 is 18-21 and No. 2 is 22-20 matrix positions. Nos. 1 through 6 are positioned in clockwise manner to form hexagonal arrangement. Thus, No. 4 is located opposite to No. 1 drawer with respect to the central drawer (18-18).

Note: The calculated worth is defined as ΔK/K, not ΔK/KK'.

TABLE 8 Summary of Calc./Exp. ratios and their uncertainties for principal neutronics parameters measured in JOYO mockup experiments.

Items	Calc./Exp. (Numbers in parentheses are for ABBN set.)		
Criticality factor	1.006	(1.037)	Error: <1%
B ₄ C (90% enr.) rod worth	1.05±0.08	(0.87±0.07)	
Reactivity coefficients:			
Doppler, 300 K-1100 K	1.07±0.2	(0.66±0.05)	
Fuel	1.11±0.1	(1.06)	
Stainless steel	1.35±0.2	(1.26)	
Sodium (central zone)	0.55±0.1	(0.45±0.1)	
Sodium (whole core)	0.74 ^{+0.3} _{-0.1}	(0.71)	
Central reaction rate ratio:			
F ⁴⁹ /F ²⁵	0.92	(0.96)	
F ²⁸ /F ²⁵	1.00	(1.06)	
C ²⁸ /F ²⁵	0.90	(0.89)	
Reaction rate distribution:			
F ⁴⁹ , F ²⁵ , C ²⁸	1.00±0.03 in core 0.76±0.05 in blanket, 30 cm deep		
F ²⁸	1.00±0.03 in core 0.78±0.07 in blanket, 30 cm deep		
Gamma ray dose distribution	1.00±0.1*		
Power in fuel storage zone	F ²⁵ : 0.94±0.06, F ⁴⁹ : 0.79±0.06		
Kinetics parameter, β/l	1.00±0.1		

* The calculation has used the "measured" source distribution of gamma rays.

4. 結 び

TABLE 8 に主要核特性パラメータの C/E 比とその不確かさの一覧を示す。不確かさの根拠は主に C/E 値のちばりり、補正計算（たとえば反応率分布での実験孔中のストリーミング効果の補正）の誤差などに基づいており、 3σ 程度の目安のものである。比較のため ABBN セットによる値もあわせ掲げた。

以上、群定数の作成から積分データを通じて実験結果を常陽核設計へ反映させるまでの仕事について、設計値への補正係数の決定に主点をおいて述べた。炉物理的にはなお未解決の点も多く、群定数的にも問題は残っているが、モックアップ実験と設計との（不確かさも含めての）対応付けという目的は達し得たものと思う。また、この対応付けの手法、知識は常陽に固有なものではなく、原型炉および大型炉の設計にも基本的には活かし得る一つの方法論を形作るものと考える。

謝 辞

この仕事を行なうにあたって多くの方々の援助や討論を頂いている。PNC の井上晃次、小林節雄、白井信行氏（現原子燃料工業）には FCA データの提供、設計のフィードバックの点でコンスタントに援助を頂いた。原研 FCA の弘田実弥、野本昭二（現 PNC）、飯島勉、平川直弘（現東北大）、溝尾宣辰、松野義明（現 NAIG）の諸氏とは、測定データおよび解析についてひんぱんに卒直な討論を交した。また、NAIG 研究所高速炉研究室の清水彰直、小松一郎、鈴木聖雄、川島正俊の諸氏とは核設計の立場から、解析と設計との対応付けの基本的な考え方と実際の適用について情報を繁く交換した。また、ここで名前をあげることのできなかった多くの方々の協力があった。これらの方々に厚く感謝の意を述べさせて頂く。

References

- 1) "Group Constants for Nuclear Reactor", ed. by BONDARENKO I. I., Constants Bureau, N. Y., 1964 (Translation from Russian)
- 2) DAVEY W. G.: *Nucl. Sci. Eng.* **26**, 149 (1966), **32**, 35 (1968)
- 3) MENLOVE H. O. and POENITZ W. P.: *Nucl. Sci. Eng.* **33**, 24 (1968)
- 4) MOXON M. C.: AERE-R 6074 (1969)
- 5) GLASS N. W. et al.: "Proc. of Conf. on Neutron Cross Sections and Technology", Washington, Vol 1, p. 573 (1968)
- 6) GWIN R. et al.: *Nucl. Sci. Eng.* **40**, 306 (1970)
- 7) de SAUSSURE G. et al.: "Proc. of IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors", Paris, Vol 2, p. 233 (1966)
- 8) RYABOV Yu. V. et al.: *Atomnaya Energiya* **24**, 351 (1968)
- 9) KOLAR W. and BÖCKHOFF K. H.: *J. Nucl. Energy* **22**, 299 (1967); WEIGMANN H. and SCHMIDT H.: *ibid.* **22**, 317 (1967)
- 10) PITTERLE T. A. and YAMAMOTO M.: APDA-218/ENDF 122 (1968)
- 11) POENITZ W. P.: "Proc. of IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors", Paris, Vol 1, p. 277 (1966)
- 12) DAVEY W. G.: "K-calculations for 22 ZPR-III Fast Reactor Assemblies using ANL Cross-Section Set 635", ANL-6570 (1962)
- 13) BAKER A.R.: "Comparative Studies of the Criticality of Fast Critical Assemblies", ANL-7320, pp. 116-129 (1966)
- 14) DAVEY W. G. and HESS A. L.: "Additional Fast Reactor Benchmarks for Phase II Data Testing of ENDF/B", CSEWG Document (1969) (PNC 専門委員会資料, FR-29-1)
- 15) SCHMIDT J. J.: KFK-120, Vol I
- 16) IGARASI S. et al.: "Proc. of IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors", Helsinki, CN-26/27 (1970)
- 17) CHEZEM C. G.: *Nucl. Sci. Eng.* **8**, 652 (1960)
- 18) FCA からの JAERI-memo および Report を参照
- 19) 東京芝浦電気 K. K.: PNC 報告書「常陽」核設計法の評価, (I), (II), (III) (1971-1972)
- 20) 鈴木聖雄、川島正次 (NAIG): 私信 (1972)
- 21) 飯島勉、他: 昭和 46 年炉物理・炉工学分科会予稿集, B-7, pp. 116-117
- 22) 猪川浩次、西村秀夫、平田実穂: 昭和 46 年炉物理・炉工学分科会予稿集, B-13, pp. 128-129

4.4 JAERI Fast Set を用いた FCA-V-2 実験解析

桂 木 学†

常陽の核設計値を検討するために行なった解析結果は、実験値とよく一致し、核設計に用いられた手法が一般には妥当であることを示した。ここでは2~3の例外を、計算法の限界、核データの不正確さに関する概念を与えるものとして提示した。将来の活動の方向についても考察した。

Analyses of FCA-V-2 Experiments Using the JAERI Fast Set

Satoru KATSURAGI†

The results of an analysis made to confirm nuclear design features of the "JOYO" showed reasonable agreements with experiments and adequacies of design calculation methods, in general. In this comment, a few exceptional examples are presented in order to give an idea concerning on limitations of calculation methods and inaccuracies of nuclear data. Directions for future activities of JAERI's data and methods group are also given.

1. まえがき

原研では JAERI-Fast Set を用いて、FCA-V (常陽モックアップ) 実験の解析を行ない、この結果から常陽設計値の妥当性を検討した。解析した項目は、制御棒効果、臨界質量 (または実効増倍率)、ナトリウムボイド効果、ドップラー効果、核分裂率分布、中心反応度価値、密度係数等である。

総体的には JAERI-Fast Set と原研の計算コードシステムを用いた結果は NAIG 飯島氏のグループによってなされた解析結果と同一傾向を示しており、常陽設計値の妥当性は充分確認されたといってよいであろう。

ただし核データという観点からは、まだ問題がないというわけでなく、JAERI-Fast Set の結果を例として、問題点を以下に示すことにする。

2. JAERI-Fast Set について

ここでは、解析に用いられた JAERI-Fast Set について簡単に紹介しておく。JAERI-Fast Set は 1969 年 10

月にでき上り、その後 ^{235}U , ^{238}U の断面積の修正を経て 1970 年 6 月に現在使用されているセットができ上った。JAERI-Fast Set をベンチマーク臨界実験に適用した結果は、Fig. 1 に示されている。Fig. 1 は実効増倍率 (正しくは 1 になるべきものとされている) を燃料組成 (核分裂物質濃度対親物質濃度) を横軸として示しており、Ⓐ, Ⓑ, Ⓒ の記号によって JAERI-Fast Set の改訂の状況をあらわしている。Ⓐで示したものが現在 (すなわち 1972 年 6 月以来) 使われているセットを用いた場合の実効増倍率である。図中に ZPR-3-48 のように記

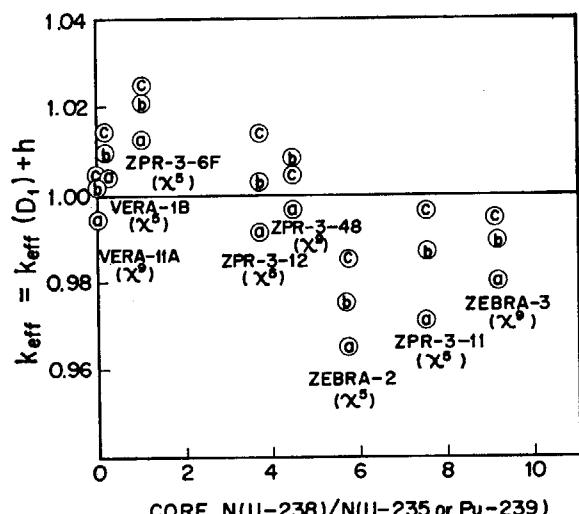


Fig. 1 Comparison on multiplication factors.

† 原研, Japan Atomic Energy Research Institute

号で示したのは対応するベンチマーク実験の呼称である。

④で示される傾向は ENDF/B-3 によって得られる傾向と略同一であるが、勿論核データの点からは多少の違いがある。 ^{239}Pu の系に対しては JAERI-Fast Set は比較的よい一致を示すが ^{235}U の系に対してはあまりよい一致が得られていない（図中 $^9\chi$, $^5\chi$ で ^{239}Pu , ^{235}U の系であることを示した。）。

⑤で示されるセットと⑥で示されるセットの違いは ^{38}U の σ_γ が⑥では 46.5 keV~200 keV で少し小さくなっていること、また⑥と④と違いは ^{235}U の σ_f と σ_c が 10~200 keV で小さくなっている点である。

3. 現セットと解析方法の問題点

ドッpler効果の解析結果が TABLE 1 に示されている。表中 C/E として示されている値は約 0.6 であり、実験との不一致が大きいことを示している。現在高速炉用炉定数セットは ABBN 方式を採用しており、重い核の自己遮蔽因子は 21.5 keV 以下で用意されている。しかし Fig. 2 からわかるように 21.5 keV 以上からもかなりの寄与があるものと考えられる。Fig. 2 に -●- 印で大略の見積りを示してあるが、この寄与を含めると C/E の値は TABLE 1 でかっこ内に示すような値になる。これは現セットの欠点の 1つである。

一方核データの点からは $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ の値に疑問がある。

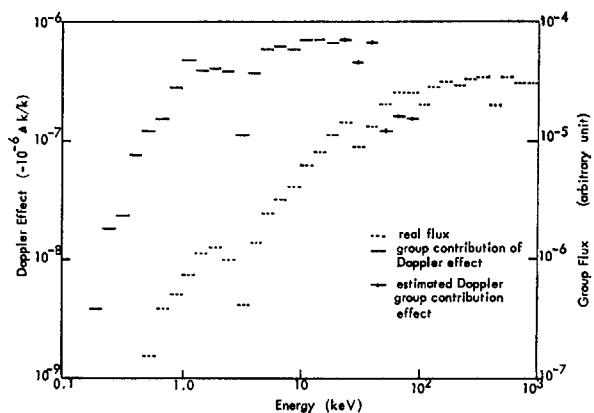


Fig. 2 Doppler group contribution effects and real flux calculated by one dimensional diffusion code EXPANDA-70 D.

JAERI-Fast Set では 19.1 meV が採用されているが、測定値からは大きい値が報告されている場合が多い。この値は直接ドッpler効果に利いてくるものと考えられるが、現在の解析結果から $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ の値を云々することは困難である。

TABLE 2 には密度係数、TABLE 3 には中心反応度価値を示した。密度係数の内 ^{241}Pu に関しては ^{241}Pu の分裂断面積が正しくないと考えられる。他にもこの結論を支持する結果が得られている。Na に関しては不一致の原因がはっきりしない。また ^{238}U に関してもこの不一致を取り除くために σ_c 、分裂スペクトル、領域境界付近での中性子スペクトルの変動等を考慮したが C/E で 1.7 程度までしか改善されない。中心反応度価値に関しては

TABLE 1 Comparison of experimental and calculated Doppler coefficients.

Sample No.	Calculating method	Group structure	Sample worth ($10^{-6} \Delta K/K$)	C/E	Doppler effect ($10^{-6} \Delta K/K$)			
					a=0.0	C/E	a=1.0	C/E
A-2	1. D. P (Sphere)	70	-114.2	1.11	-6.64(-9.05)	0.62(0.85)	-5.61	0.53
		25	-117.1	1.14	-6.78(-9.79)	0.64(0.92)	-5.89	0.55
	2. D (R. Z)	6					-5.82	0.55
A-7	1. D. P (Sphere)	70	2199.8	1.18	1.72	0.75	0.80	0.35
		25			1.61	0.70		

TABLE 2 Density coefficient.

Material	Experiment	Calculated	C/E	$E = \frac{\delta \text{Exp}}{\text{Exp}}$	Calculated
^{239}Pu	231 ± 2	248.5	1.064	0.009	246.0
^{235}U	146.8 ± 1.8	161.60	1.101	0.012	161.69
^{238}U	-1.21 ± 0.15	-2.488	2.051	0.124	-2.870
^{240}Pu	53.9 ± 5	60.16	1.108	0.093	60.09
^{241}Pu	290.4 ± 15	377.29	1.30	0.052	377.28
Na	3.84 ± 0.10	2.466	0.642	0.026	2.505
O	2.58 ± 0.08	2.453	0.949	0.031	2.469
Al	1.80 ± 0.07	1.728	0.959	0.039	1.753
SUS	1.15 ± 0.05	1.096	0.955	0.044	1.178

Unit ($\Delta K/K/10^{24} \text{ atoms/cm}^3$)

TABLE 3 Sample worth at core center.

Material	Experiment	Calculated	C_n	C_n/E_{xp}
EUO ₂ ^(b)	20.04	24.886	20.04	1.000
EU ^(c)	4.144	4.9674	4.0001	0.9660
NU	-1.178	-1.3025	1.0489	0.8904
DUO ₂ ^(d)	-0.984	-1.131	0.9108	0.9256
PUO ₂ ^(e)	35.91±0.49	42.621	34.321	0.9558
Pu ^(f)	39.19	46.031	37.070	0.9459
Pu ^(g)	34.49	41.545	33.445	0.9697
B ₄ C ^(h)	-435.1	-390.55	-314.50	0.7228
Na	2.284±0.047	0.9385	0.7557	0.3309
Al	-0.332±0.025	-0.4038	-0.3252	0.9795
Al ₂ O ₃	0.811±0.020	+0.4384	0.3530	0.4353
C	5.016±0.044	3.6506	2.9397	0.5861
SUS	-1.095	-0.9464	-0.7621	0.6960

Unit $\rho f/g = (0.1543 \pm 0.0033) \times 10^{-6} \Delta K/K/g$

(b) ^{235}U : 89.83 a/o

(c) ^{235}U : 19.91 a/o

(d) ^{235}U : 0.219 a/o

(e) Pu-239/240/241: 97.87/2.08/0.05

(f) Pu-238/239/240/241/242: 0.033/90.468/8.358/1.065/0.076

(g) Pu-238/239/240/241/242: 0.086/72.344/22.330/4.255/0.985

(h) B-10: 90.71 a/o

B/B₄C: 67.72±0.29 w/o

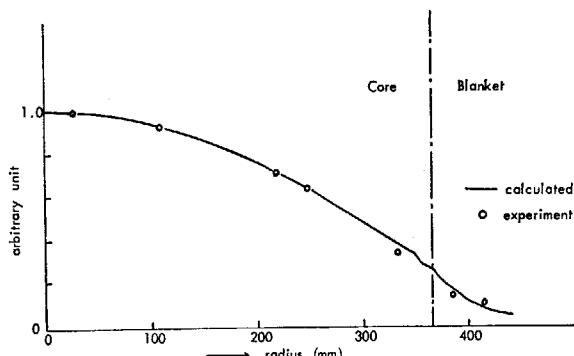


Fig. 3 Fission distribution of ^{238}U .

Na を含む軽い核で実験との一致がよくない。この原因としては現在のセットでの弾性除去断面積の取扱いに欠点があると考えられており、この取扱い方法の改良について成果が得られている。この方法は、東工大山室氏により指摘された Fe の弾性除去断面積の欠陥の是正にも使用可能と思われる。以上その他に核データに関する問題もあるかも知れないが、この結果から結論をひき出すのは早計と思われる。

Fig. 3 には核分裂分布を示した。ここでは群構造として 70 群構造を用いているが、25 群構造を用いると外套部での核分裂率分布の実験との一致はわるくなる。

以上 FCA-V 実験との対比で得られた主な問題点について述べたが、 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U に対する断面積の不確さは依然として解消されているわけではない。

4. む す び

われわれは、高速炉特性予測と核データの関係について、やっと 1 ラウンドを終了したにすぎない。今後の課題として重要なものをあげると以下のものがある。

- 1) 重要核種の核データを正しいものとすること、ただし正しいものは何であるかを明らかにしていくことが重要で、核データのあやまりの方がまだ多いと考えられる現段階で間違いを指摘することは改善の方向が指示されない限り無意味であろう。
- 2) 炉定数の概念を改善し、適用範囲をひろげること、この内には弾性除去断面積の扱いや、非均質系への適用も含まれねばならない。
- 3) 解析用コードの標準化、たとえば S_N 法の精度、適用限界を明らかにして、正しい解が得られる条件を知ること。

第3回中性子断面積研究会をかえりみて

百 田 光 雄[†]

シグマ委員会主催の中性子断面積研究会が昭和47年11月9, 10, 11の3日にわたり原研の東海研究所で行**なされた。この名前の研究会がシグマ委員会の主催に移ってから、昭和43年と44年の第1回*, 第2回を経て、今回が第3回目であるが、今回の研究会を了えて特に強く感することは、今回はじめて、核データの提供側の人達と使用側の人達とが共通の関心と興味とを持って、お互の話を聞き、討論をすることができたということである。原研の桂木氏等が作った炉定数セット JAERI FAST が核データの使用者の中に定着するとともに、その改善への期待がよりよい核データライブラリへの期待となって核データの重要性の認識の上に反映された。一方これに対し、これまで行なわれてきた核データの評価のための地味な作業の積み上げの成果は、やがてこの期待が応えられるであろうとの見通しを参会者に印象づけたように思われる。

第1日にはシグマ委員会で行なってきたウラン、プルトニウムの核データの評価活動が報告されたが、その中で九州大学の神田氏は、核データの測定者の一人として評価の仕事をしてみると、煎じつめた最後のところで、幾つかの事柄についてどうしてもう一度実験を行なって、その結果によって判断を下したいという願望が残るといわれ、また世界の主な研究所ではそれぞれ重要核種について測定の成果を既に発表しており、日本は唯一つの例外であることを指摘された。第2の点に対してはいろいろと弁解もあり得ようが、しかし今まで自主開発という考えがわれわれ自身の中に十分でなかったことは否定できないことであると深く反省される。

しかし目を将来に転ずれば、第2日の午後の講演にあったように、原研とKURの電子ライナック、原研バンデグラフ TOF 装置、九大と東工大のコッククロフトワルトン装置等がそれぞれ整備充実され、今後の活躍が期待されるということは大いに頼もしいことである。これらの施設によって核データの最終決定版ともいべきものが産み出されることを期待してやまない。

FPの核データは今日最も広範囲にわたって不完全な状態で残されている分野である。シグマ委員会では、その評価と炉定数作成が重点項目の一つとして組織的にとりあげられており、その経過と成果が報告された。FP核データが不完全な状態にあるのは測定値の不足が根本の原因であり、そのような核データの現状の中から最も信頼できると考えられる数値を選び出すということが当面の急務であるが、しかしながら、やや長期的な観点からすれば、よりよい測定データが揃えられることが事態の根本解決の途であることはいうまでもない。どういう測定データが欠けているかということは評価の過程で自から明らかになることがあるので、それを「測定への要請 Requests for measurements」として残すことは評価という仕事の重要な成果の一つであると考えるべきである。この小文のはじめに言及した神田氏の指摘された願望もこのことの別な表現であろう。

積分量に関する測定は核データの検討の上に重要なことであり、今回の研究会では京大工西原氏等のトリウム体系中の中性子スペクトルの解析と、NAIG飯島氏等の常陽モックアップ実験の解析の結果が報告された。これらは核データの測定、評価にたずさわる側の人達にとって、核データがどのように使われているかを知ることができたという点で意義深いものであった。原研の飯島氏が指摘されたように、積分測定では核データは二つの面で使われている。一つは中性子スペクトルの測定であり、他の一つはスペクトルの計算である。炉物理側の議論では、しばしば測定に使われた核反応断面積の不正確さによるスペクトルの測定結果の不確かさが忘れられ勝ちで、不確かさを多く含んだスペクトルの測定値に計算されたスペクトルをどのようにして一致させるかという議論が行なわれていることがあるということを同氏は指摘されたものと思われる。原子炉スペクトルの測定方法に必要な核データは核データの測定のためにもまた極めて重要である。

[†] 東北大学工学部: Teruo MOMOTA, Faculty of Engineering, Tohoku University

* 第1回中性子断面積研究会報告 JAERI 1171 (1969)

** 第2回中性子断面積研究会報告 JAERI-memo 3697 (公開) (1969)

標準断面積についてはわが国ではこれまで二つの貢献がなされた。一つは炭素の全断面積の評価（西村、更田、五十嵐、田中 JAERI 1218 (1971) と、もう一つは立教大の白土氏の n-p 散乱断面積の測定である。第2日午後の白土氏の報告はこの散乱断面積の測定に関する周到緻密な研究の成果であった。同氏は中性子断面積そのものを研究の対象とすることは泥沼に入ることを覚悟しなければならないといわれたが、しかし原子力の利用という応用の面では、必要とされるものは断面積の絶対的な値そのものである。物理の研究ではしばしば 10% 程度の精度の数字、あるいは相対的な数値で議論が進められるが、応用の分野ではそのようなわけにはゆかず、ほとんどの場合絶対的な数値、しかも正確度の高い数値が要求される。しかもそれが測定の手段として使われる標準量の場合は一層高い正確度が要求されるのであって、白土氏の n-p 散乱断面積測定の業績は敬服に値するものと考えられる。

炉定数の adjustment に関する原研黒井氏の講演は大いに議論をわかせた。炉定数を経験的なパラメータと考えて、これを多数の積分実験の結果に合うように修正することについて、それが工学的な方法の一つであるということに異議のある人は少いと思われる。黒井氏の計画はその結果をさらに核データの修正にまでさかのぼらせようというものである。すなわち、核データに与えられた confidence band を考慮に入れ、積分量の測定値と計算値との一致を最良にするような修正を核物理的に容認し得る範囲内で行なうというものである。核データは測定によって求められるべきものであり、積分実験も核データをチェックするための重要な測定の一つであることはいうまでもないが、その実験結果と、核データから計算によって導いた値との不一致の原因の全部を計算に使用した核データの不正確さにかぶせることについては様々な見解があり得るものと思われる。

最後に、この研究会では報告されなかったが、シグマ委員会では炉定数のセットの作成に用いられる評価済データのライブラリを整備することを重要な仕事の1つとしようとしている。それは JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) と命名され、JAERI-FAST SET を作るのに用いられたデータを出発点 (JENDL-0) とし、これに改良を加えて行なうというものであり、ENDFB と同じ形式を採用することとしている。原研の西村氏が指摘されたように ENDF/B では核データの評価にあたって炉物理的な積分実験の結果の解析の結果を考慮に入れているようであるが、JENDL ではこの点をどのように取扱うかについてこれから議論を重ねなければならないと考えている。また黒井氏の指摘された核データの confidence band の問題も重要な問題であり、これをライブラリの中にどのように扱うか今後解決しなければならないことであると考えられる。