

第1回中性子断面積研究会報告

1969年1月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所は、研究成果、調査結果などを JAERI レポートとして、つぎの 4 種に分けそれぞれの通し番号を付し、不定期に刊行しております。

- | | | |
|---------|--------------------------------|-------------|
| 1. 研究報告 | まとまった研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告 | JAERI 1001- |
| 2. 調査報告 | 総説・展望調査の結果などをまとめたもの | JAERI 4001- |
| 3. 年 報 | 研究・開発その他の活動状況などの報告 | JAERI 5001- |
| 4. 資 料 | 施設の概要や手引きなど | JAERI 6001- |

このうち既刊分については「JAERI レポート一覧」にタイトル・要旨をまとめて掲載し、また新刊レポートは「研究成果要旨集」(月刊)で逐次紹介しています。これらの研究報告書に関する頒布・複写・翻訳等についてのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部(茨城県那珂郡東海村)に申しこんでください。

Japan Atomic Energy Research Institute publishes the nonperiodical reports with the following classification numbers:

1. JAERI 1001- Research reports
2. JAERI 4001- Survey reports and reviews
3. JAERI 5001- Annual reports
4. JAERI 6001- Manuals etc.

Requests for the above publications, and reproduction and translation should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan

JAERI 1171 正誤表

ペー ジ	行 な ど	誤	正
CONTENTS	16	IIJIMA	S. IIJIMA
"	17	fission	fission
3	左下から 7 行	$\nu \sum f_j(r)$	$\nu \sum f_j(r)$
19	Fig. 2	Cunningham	Cunningham
"	右下から 5 行	Cunningham	Cunningham
38	左下から 16 行	2) 2.0 MeV	3) 2.0 MeV
76	左上から 9 行	S. G. W. CAMERON	A. G. W. CAMERON
77	右上から 3 行	$l < 0$	$l > 0$
83	(4) 式の分子	$\phi(E)dE$	$\phi(E)dE$
85	右下から 2 行	f_{sr0}	\bar{f}_{sr0}

第1回中性子断面積研究会報告

要 旨

シグマ研究委員会主催の第1回中性子断面積研究会が昭和43年2月15日～17日に日本原子力研究所東海研究所においておこなわれた。

研究会は、核物理、炉物理の関係者約80名が参加し、核データの評価をめぐって、ENEA, EANDCなどの国際的活動、データ評価の一般論、具体的な核データ評価の報告、炉物理計算から要望される評価すみ核データの精度などについて発表がおこなわれた。最終日には核データの評価を中心とした自由討論会がおこなわれた。

本報告は、これらの講演と討論の概要をまとめたものである。

1968年8月

日本原子力研究所
シグマ研究委員会

Proceedings of the 1st Seminar on Neutron Cross Sections

Summary

The 1st Seminar on Neutron Cross Sections was held at the Tokai Research Establishment of the Japan Atomic Energy Research Institute on 15-17 February, 1968.

About 80 scientists in the fields of nuclear physics and reactor physics participated in the Seminar. The Seminar was devoted to discuss about the evaluation of nuclear data. Reviews on evaluation of nuclear data, several evaluation works, and critical works on evaluated data were reported.

August 1968

Japanese Nuclear Data Committee
Japan Atomic Energy Research Institute

本研究会の開催にあたっては、日本原子力研究所動力炉開発管理室から支援を受けた。ここにあつ
く謝意を表する。

目 次

1. 一般講演

座長 原研 塚田甲子男

1.1 核データの評価について	原研 百田 光雄… 1
1.2 核断面積の反応度へ与える効果	原研 能沢 正雄・吉田 弘幸… 3
1.3 炉定数の作成と評価	原研 坂田 肇… 9

座長 東工大 山室 信弘

1.4 核物理の立場からみた評価の問題	法政大 中島 龍三…13
1.5 U.K. における ^{239}Pu の evaluation	原研 桂木 学…18
1.6 各種積分測定による群常数の修正	原研 黒井 英雄…25

2. 核データの評価

座長 九大 園田 正明

2.1 14 MeV 中性子の反応断面積の評価	東工大 神田 幸則・法政大 中島 龍三…29
2.2 Carbon の全断面積の評価	原研 西村 和明…38
2.3 原子核のレベル密度	原研 塚田甲子男…43

3. 炉物理、炉工学における核データの問題

座長 日本原子力事業 飯島 俊吾

3.1 分裂幅のスピン依存性	東大 菊池 康之…53
3.2 共鳴パラメータの誤差の実効断面積に与える影響	原研 三谷 浩…60
3.3 Pu-240 の共鳴パラメータ・セットの比較	日立中研 松岡 謙一…64
3.4 ^{238}U の実効共鳴積分	日本原子力事業 水田 宏…67

座長 日本原子力事業 深井 佑造

3.5 非分離領域における共鳴パラメータ	原研 溝尾 宣辰…70
3.6 Total radiation widths について	原研 中島 豊…75
3.7 Fission products の共鳴積分	三菱原子力工業 小林 隆俊…77
3.8 軽い核の大きな共鳴付近における実効弾性除去断面積について	原研 東稔 達三…82
3.9 モンテカルロ計算における中性子散乱の取扱い	富士電機 川島 協…88

4. 自由討論会

座長 原研 更田豊治郎…91

CONTENTS

1. General	K. TSUKADA (JAERI) Presiding
1.1 Evaluation of nuclear data	T. MOMOTA (JAERI)... 1
1.2 Effects of nuclear data to the reactivity	M. NOZAWA, H. YOSHIDA (JAERI)... 3
1.3 Production and evaluation of reactor constants	H. SAKATA (JAERI)... 9
 N. YAMAMURO (Tokyo Inst. of Tech.) Presiding	
1.4 Some remarks on evaluations from the standpoint of nuclear physics	R. NAKASIMA (Hosei Univ.)...13
1.5 Evaluations of ^{239}Pu in the U.K.	S. KATSURAGI (JAERI)...18
1.6 Corrections of group constants by integral experiments	H. KUROI (JAERI)...25
2. Evaluation of nuclear data	M. SONODA (Kyushu Univ.) Presiding
2.1 Evaluation of reaction cross section for the 14-MeV neutrons	Y. KANDA (Tokyo Inst. of Tech.), R. NAKASIMA (Hosei Univ.)...29
2.2 Evaluation of total neutron cross section of carbon	K. NISHIMURA (JAERI)...38
2.3 Nuclear level density	K. TSUKADA (JAERI)...43
3. Nuclear data for reactor physics and reactor technology	IIJIMA (NAIG) Presiding
3.1 Spin-dependence of fission widths.....	Y. KIKUCHI (Univ. of Tokyo)...53
3.2 Effects of the deviations of resonance-parameters to effective cross sections	H. MITANI (JAERI)...60
3.3 A comparison of different constant-sets for the resonance-parameters of ^{240}Pu	K. MATSUOKA (Central Lab., Hitachi Ltd.)...64
3.4 Effective resonance-integral for ^{233}U	H. MIZUTA (NAIG)...67
 Y. FUKAI (NAIG) Presiding	
3.5 On the resonance parameters in unresolved regions	N. MIZOO (JAERI)...70
3.6 On the total radiation widths	Y. NAKAJIMA (JAERI)...75
3.7 Resonance integrals for the fission products.....	T. KOBAYASHI (MAPI)...77
3.8 On the effective elastic-removal cross sections near large resonances of the light nuclei	T. TONE (JAERI)...82
3.9 A Monte-Carlo treatment of neutron scattering in reactor calculations	K. KAWASHIMA (Fuji Elec. Co., Ltd.)...88
4. Free discussion	T. FUKETA (JAERI) Presiding...91

1. 一般 講 演

座長 原 研 塚田甲子男

・・・・・

東工大 山室 信弘

1.1 核データの評価について

原研百田光雄

1. 原子力開発における核データの重要性

核データという言葉は、本来は原子核に関するあらゆるデータを包含するものであるが、この研究会ではそれらのうちで最も原子力開発に必要な核データ、具体的には、15 MeV 以下の中性子に対する各種の反応断面積、分裂性核の α （中性子吸収断面積と核分裂断面積の比）、核分裂の際に放出される中性子数、共鳴パラメタ、核の励起準位密度などが討議の対象になるであろう。

原子力の開発に核データが必要であることは言をまたない。動力炉の経済性を高めるためには、炉の大型化、燃料の燃焼率の高度化が必要であり、それらにともなって安全性の条件は厳しくなってくる。このような情勢の下で開発を進展させるために必要とされる核データの範囲はますます広汎に、精度はますます高くなってきている。他方、大型高速の電子計算機の発達と、炉物理、炉計算法の進歩は、所要の核データが揃えば開発に必要な精度の計算をおこなうことを可能としている。

2. 核データの評価とは

原子核物理学の現状は、第一原理から出発して原子核の性質、行動を定量的に説明しうる状態からははるかに遠く離れている。したがって、核データは原子核物理の測定によって求められなければならない。測定された核データが原子炉物理、原子炉工学に使用されるまでの道程は、まずデータの収集に始まる。収集されたデータを検討してみると、そこには測定値の不一致があり、また測定値のないばあいがあらわれる。不一致の原因を調べ、データの信頼度を検討してもっとも確からしい値を定め、さらにデータが欠けている部分については原子核物理の理論により補間、外挿、あるいは推定をする。この一連の手続きが核データの評価である。

3. 核データライブラリーの整備

原子炉物理、原子炉工学に必要なすべての核データを評価して揃えること、別の言葉でいえば核データライブラリーの整備が核データの評価の目標である。

核データの評価は、さきに記したように測定法上からの検討、原子核理論による推定を主な手段とするが、このほかに炉物理実験から求められる積分値との対比、あるいは炉物理実験結果と核データからの計算結果との対比も評価の有力な方法である。

原子炉計算をおこなうためには計算に用いるデータに空白があることは許されない。しかし、現実にはデータがまだ測定されていないばあい、精度が不十分なばあいが多いので、核データライブラリー用のデータの評価については、いかにして現時点で最良の「推定」をおこなうかということが、ひじょうにしばしば研究の眼目となる。

核データの評価は、繰り返し反覆することを必要とする。新しい測定の結果が出れば、それを用いて再評価をおこない、原子核物理の理論の進歩をとり入れた新しい評価の方法を採用することにより、よりよい核データライブラリーが作られる。

4. 標準核断面積の評価

核データの評価には、その対象とするところにより、核データライブラリーの整備の外に、標準核断面積の評価という重要な使命がある。これは核データの測定に際し、しばしば比較の対象として用いられる反応断面積などの値を検討して標準値として確立することである。この場合は多くの測定値を比較し、測定法上の問題を検討して、現時点における最も信頼度の高いと考えられる値を導き出すことが要求される。

EANDC ならびに IAEA ではそのような標準量として、 ^1H , ^2H , C, Pb の全断面積、 $^3\text{He}(\text{n}, \text{p})$, $^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)$,

$^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)$, $\text{Au}(\text{n}, \gamma)$, $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$, $^{239}\text{Pu}(\text{n}, \text{f})$, $^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)$, $\text{S}(\text{n}, \text{p})$, の反応断面積（エネルギー範囲は省略した） ^{252}Cf の ν をあげて、それらの評価と、さらにその前提となるよい測定のおこなわれる機運を高めることに努力している。WESTCOTT らは、U-235, Pu-239, U-233, Pu-241 の 2200m/sec の中性子に対する断面積等の評価をおこなった (Atomic Energy Review, 3 (1965), 3)。これは応用に直接につながる重要なものであるが、標準量の評価としても典型的なものである。

5. む す び

核データの評価は、1966 年の IAEA 主催の "Nuclear Data for Reactors" の会議の前後から、原子核物理と原子炉工学の間に位置する一つの新しい分野としてその重要性が広く認識されるようになってきた。すでに四半世紀の歴史を持つ原子力科学において、最も基礎的な量で

ある核データがこのような状態にあることは、一見奇異な感じがするが、これはすでに最初に記したように、(1)近年の高速炉の開発の進展に応じて大量のしかも高精度のデータが必要になってきたこと、(2)電子計算機の進歩により大量のデータを駆使して計算がおこなえるようになったことに加えて、(3)ENEA ならびに IAEA の努力により、国際協力によって世界的規模で核データを収集する組織が確立され、評価の必要条件が整備されたことから、評価に対する要求が高まってきたためと考えられる。

核データライブラリーの整備も、標準断面積の評価とともに一国の科学者だけで完成させることができる性質のものではない。評価についても ENEA 関係国との間で協力がすでにおこなわれている。われわれは、これに相応の貢献をするとともに、借り物ではなく、真にわれわれ自身の理解がすみずみまで浸透した核データライブラリーを作ることにより、わが国の原子力利用の自主的開発に貢献しなければならないと考える。

1.2 核断面積の反応度へ与える効果

原 研 能 沢 正 雄, 吉 田 弘 幸

1. まえがき

高速炉の核特性の解析は大抵の場合、多群拡散理論に基づくものである。高速炉で問題とするエネルギー範囲は 10MeV～100eV という広範囲にわたり、このエネルギー範囲の核断面積はエネルギーの簡単な関数で表示できないので、適当なエネルギー区間で平均された群定数セットまたは核断面積セットと呼ばれるものを用いるのが常である。この群定数セットによる高速炉の種々の核特性を OKRENT D.¹⁾が調査し、群定数セットによる差異がかなり大きいことを報告している。この差異は拡散方程式の数値解法の差異を考えなければ、大きくわけて、(1) 断面積のデータの差異、(2) 前に述べた群定数セットを作成するための平均の方法の差異によって生ずるものと考えられる。

拡散方程式の数値解法の差異とは、一般に空間的に差分方程式に直して拡散方程式を解くために起る空間点の取り方によるものである。したがってこの報告では、高速炉の核特性に核断面積および空間点（メッシュ・ポイント）の取り方がどの程度効くものであるかを反応度変化の形で検討してみることにする。

2. 群定数セット

原子炉系の中性子の振舞いを拡散方程式であらわせるとすると、多群拡散方程式は固有値方程式の型で

$$\begin{aligned} -\nabla D_i(r)\nabla \phi_i(r) + \Sigma_{t,i}(r)\phi_i(r) - \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{j\rightarrow i}(r)\phi_j(r) \\ = \frac{\chi_i}{k} \sum_{j=1}^N \nu \Sigma f_j(r)\phi_j(r) \quad i=1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (1)$$

と書ける。 i, j はエネルギー群をあらわし、 Σ_x, ϕ は通常使われているのと同じ表示である。また高速炉系では transfer cross section はすべて down scattering である。 k は固有値で、一種の増倍係数をあらわし、系が reactive であるか、non-reactive であるかの measure とも考えら

れるので、この報告書では k を反応度と呼ぶことにする。

(1) 式の Σ, ϕ をエネルギーの連続関数として考えると、それぞれの項は反応過程の反応率と考えることができる。したがって、群定数を作成するための平均は反応率が保存されるようにおこなわれることになる。 x 過程の i 群の群定数は

$$\sigma_{x_i}(r) = \frac{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \sigma_x(E)\phi(E, r)dE}{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \phi(E, r)dE} \quad (2)$$

となり、一般的に群定数は重み関数が場所依存であることから場所依存の量となる。このように、point-wise 断面積データから群定数を作成する計算コードを群定数作成コードと呼び MC²⁾, ELMOE³⁾, ESELEM⁴⁾ 等がある。MC² を例にとると、重み関数の中性子スペクトルは共鳴領域を除いてエネルギー的に smooth な関数であることを考慮し、重み関数の選び方で断面積の平均が左右されない程度にエネルギー幅を小さくとった群定数を求めこの群定数で中性子スペクトルを求め、再び求められた中性子スペクトルを重み関数として通常の群定数セットを作成するという手順をふんでいる。我々は初めて得られた群定数を ultra-fine group constant と呼び、1000～2000 群程度のものである。通常、核特性解析に用いられている群定数セットは 16～30 群で broad group constant と呼ばれている。場合によっては、ultra-fine group と broad group の中間に MUFT 型の fine group constant を定義することもある。以上の手順をエネルギー的にも空間的にも (2) にしたがって取扱うことができれば、point-wise 断面積から群定数セットへの移項はほとんど近似がないものと考えてよい。しかし、現在の電子計算機の容量ではこれらの計算は不可能であり、裸体系の取扱い* が通常である。したがって炉心周辺およびブランケット等のスペクトルに変動の大きな場所では問題がある。この問題に対して MENEGHETTI P.⁵⁾ は群定数セットによる多領域計算と、ultra-fine group constant による裸体系計算を iteration させ、スペクトル変動を buckling の型で考慮し、スペクトルの空間依存性を裸体系に取入れることを試みている。

このようにして作成された群定数セットは体系固有のものとなり、一つ一つの体系にこの平均過程を持ちこむ

* 裸体系では、空間的には一つの buckling ですませることができ、このため ultra-fine group の計算が可能となる。

ことは時間的な面からも不便であり、特定の現象を詳細に調べるために用いられる。計算機の容量、速度が向上すればすべてこの形式をとるかもしれない。したがって、通常の計算は固定した重み関数で平均された、群定数セットを用いておこなわれている。まず、前述の代表的な群定数セットである ABN-set, YOM-set, H & R-set がどのような方法で作られたかを比較してみよう。

2.1 重み関数

3-set の高エネルギー領域は、ともに核分裂スペクトルを重み関数として選んでいるが、下のエネルギー領域で、YOM-set は EBR-II (50L-炉心) のスペクトル、H&R-set, ABN-set は衝突密度一定、すなわち共鳴領域では $1/E \Sigma_T(E)$ 、その他の領域では $1/E$ のスペクトルを重み関数として選んでいる。

2.2 群幅の決め方

ABN-set は群幅を断面積データの誤差と関連して考慮している。すなわち個々の群幅で異なったスペクトル分布で平均された実効断面積の平均値の分散が断面積データの誤差を越えない、すなわち重み関数による群定数の精度を常に断面積データの精度以内におさめ、複雑な平均過程をへる必要がないように群幅を決めている。群はYOM-set 16, H&R-set 16, 18, ABN-set 26 である。

2.3 共鳴領域の取扱い

YOM-set はスペクトルの硬い小型炉を対象として作られた群定数セットであるから、共鳴断面積の温度および non resonant part の依存性を考慮していないが、ABN-set は温度および non resonant part の依存性を自己遮蔽因子という補正因子で考慮している。それぞれの依存性は断面積に対応する J 関数の中の ψ -関数および β の変数となっている。

3. 群定数セットと反応度

前述のように群定数セットは point-wise 断面積をもとに重み関数であるスペクトルによって平均され作成される。

MOORHEAD P.⁶⁾ は各核種の群定数を変化させ、反応度および核特性へどのようにきくかを計算している。KÜSTERS H. らは重み関数への依存性の強い弾性散乱断面積が、種々の群定数セットで使用されたスペクトルによって、群定数がどのように変わり、臨界量、ドップラー係数、ナトリウム・ボイド係数への影響を検討している。また HWANG H.⁸⁾ は共鳴領域の取扱いにおける重み関数が反応率へどのように影響するかを議論している。

拡散方程式を見てもわかるように、明らかな消滅項である拡散項、吸収項はその断面積である Σ_{tr} が小さく、したがって D が大きく、また Σ_a が大きくなればその反応度は当然減少する。また明らかな生成項である中性子源項の ν 、 Σ_f が増加すれば、その反応度は増加することもわかる。散乱項は $\Sigma_{ri} = \Sigma_{ai} + \Sigma_{si}$ とおくと (1) 式の左辺第2項の Σ_{si} と第3項の競合となり、群の反応度への重要度（我々は importance と呼んでいる）によって反応度は増加または減少する。ただし、この定性的な話は Σ_{tr} と他断面積が独立であると仮定しているので、実際は断面積変化は拡散項にも影響する。

ここではまず重み関数の異なる群定数セットが、代表的な高速炉の核特性である反応度、臨界量、増殖比、ドップラー係数、ナトリウム・ボイド係数にどのように影響を与えるかをみる。まず、²³⁹Pu の σ_f の群定数が種々の重み関数でどのようになるかを計算した結果を Fig. 1 に図示する。

この結果、resolved resonance を除いては、群定数はほとんど重み関数によって影響をうけないことがわかる。この性質は、小数の resolved resonance しかない群で重み関数の効果があらわれることを意味しているので、当

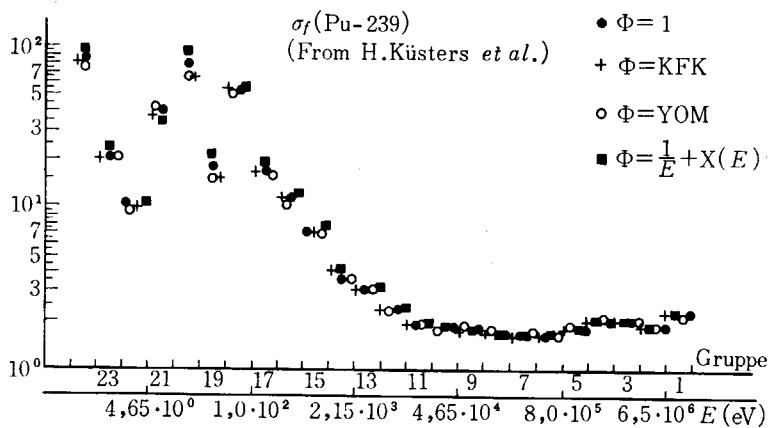
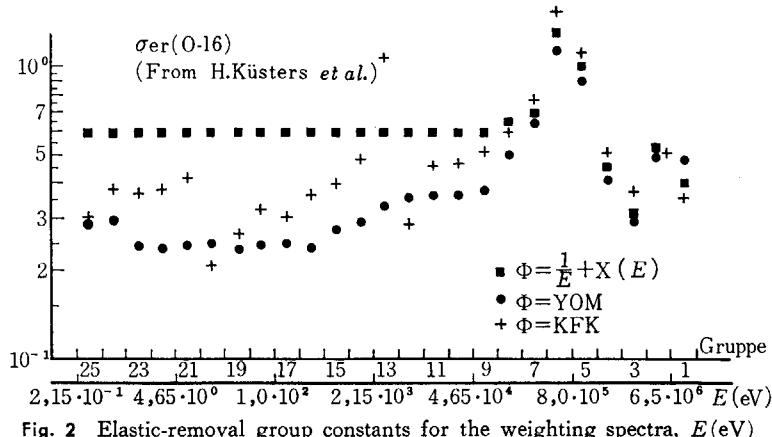


Fig. 1 σ_f for Pu^{239} in ABN group boundaries for different weighting spectra, E (eV)

Fig. 2 Elastic-removal group constants for the weighting spectra, E (eV)TABLE 1 The results for a 7850 L core of a plutonium oxide breeder with different group sets

Group set*	Critical mass kg Pu ²³⁹	Δk (%) for $M=2242\text{kg}$	Δk (%) for 40% sodium loss	Doppler coefficient($\times 10^5$)	Lifetime ($\times 10^7$ sec)	Internal breed- ing ratio	Breeding ratio
ABN	2242	0	0.52	-1.88	6.37	1.04	1.43
KFK	2420	-4.5	1.1	-1.45	5.80	1.06	1.45
K1	2340	-2.15	0.83	-1.56	5.95	1.06	1.44
K2	2296	-1.48	1.17	-0.81	4.82	1.10	1.52

* K1: σ_{er} with $1/E$ -weighting (KFK-data). K2: σ_{er} with YOM-weighting flux. KFK 26-10: 1,000-MWe spectrum; all group constants are KFK data (From KÜSTERS H. et al.)

然、大きな、広い scattering resonance では影響をうけることが推定される。KÜSTERS H. は elastic scattering のみを種々の重み関数で変化させて核特性の計算をおこなっている。その結果 $\sigma_{er}(^{16}\text{O})$ について Fig. 2 に、核特性について TABLE 1 に示した。

KFK, K1, K2-set については elastic scattering 以外

は同じ群定数であるから、elastic scattering の重み関数の影響をみることができる。この結果、重み関数であるスペクトルは YOM, KFK, $1/E$ スペクトルの順に軟化し、そのスペクトルの結果、反応度は $\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$ の順となり、ドップラー係数、および増殖比は共鳴領域の中性子存在比の増加、すなわちスペクトル軟化の順に絶対値は増加

TABLE 2 Changes in k_{eff} produced by changes in total macroscopic cross-sections*

Group	D	k_{eff}	Σ_0	k_{eff}	Σ_t	k_{eff}	ν	k_{eff}	Group transfers $R \leftarrow S$	$\Sigma R \leftarrow S$	k_{eff}
Core cross-section changes											
1	-9.09%	+0.002 60	-20%	+0.001 27	+~ 5%	+0.007 04	+ 5%	+0.011 03	2<-1	- 10%	+0.008 03
2	-9.09%	+0.004 82	-10%	+0.005 26	+~ 5%	+0.009 07	+ 5%	+0.012 80	3<-1	- 20%	+0.003 05
3	-9.09%	+0.002 84	-10%	+0.008 38	+~ 5%	+0.008 38	+ 5%	+0.011 57	3<-2	- 10%	+0.003 64
4	-9.09%	+0.001 30	-10%	+0.010 63	+~ 5%	+0.006 42	+ 5%	+0.008 64	4<-2	-100%	+0.002 05
5	-9.09%	+0.000 45	-10%	+0.006 63	+~ 5%	+0.003 54	+ 5%	+0.004 86	4<-3	- 10%	+0.002 80
1			-10%	+0.000 63	+~ 5%	+0.006 28	+2½%	+0.005 45	5<-4	+ 20%	+0.000 61
									3<-1	- 10%	+0.001 53
									5<-4	- 10%	-0.000 35
2	+9.09%	-0.004 50	+10%	-0.005 20	-	-	-	-	2<-1	+ 10%	-0.007 08

Blanket cross-section changes

1	-9.09%	+0.000 73	-20%	+0.000 11	+~ 5%	+0.000 43	+ 5%	+0.000 76	2<-1	- 10%	+0.000 80
2	-9.09%	+0.002 02	-10%	+0.000 92	+~ 20%	+0.000 20	+ 20%	+0.000 32	3<-1	- 20%	+0.000 36
3	-9.09%	+0.001 16	-10%	+0.001 35	+~ 20%	+0.000 38	+ 20%	+0.000 52	3<-2	- 10%	+0.000 75
4	-9.09%	+0.000 42	-10%	+0.001 25	+~ 20%	+0.000 40	+ 20%	+0.000 49	4<-2	-100%	+0.000 21
5	-9.09%	+0.000 10	-10%	+0.000 40	+~ 20%	+0.000 18	+ 20%	+0.000 22	4<-3	- 10%	+0.000 51
1	-	-	-10%	+0.000 05	-	-	+10%	+0.001 54	5<-4	+ 20%	-0.000 07
2	+9.09%	-0.001 91	-	-	-	-	-	-	3<-1	- 10%	+0.000 22
									5<-4	- 10%	+0.000 03

(From MOORHEAD T. P.)

TABLE 3 Percentage changes in microscopic cross-sections throughout core and blanket to produce change in k_{eff}

Isotope	Group	σ_{fr} (%)	σ_e (%)	σ_f (%)	ν (%)	Group transfer $R \leftarrow S$	$\sigma_{R \leftarrow S}$ (%)
^{239}Pu	1	+ 75	- 120	+ 2.1	+ 1.3	2↔1	- 48
	2	+ 41	- 19	+ 0.61	+ 0.44	3↔1	- 230
	3	+ 69	- 7.0	+ 0.62	+ 0.45	3↔2	- 87
	4	+ 140	- 5.7	+ 0.83	+ 0.66	4↔2	- 390
	5	+ 420	- 6.7	+ 1.5	+ 1.1	4↔3	- 430
^{240}Pu	1	+ 300	- 560	+ 14	+ 8.2	2↔1	- 140
	2	+ 160	- 52	+ 9	+ 5.7	3↔1	- 530
	3	+ 280	- 34	+ 510	+ 320	3↔2	- 410
	4	+ 550	- 24	-	-	4↔2	-
	5	+ 1700	- 38	-	-	4↔3	- 850
^{238}U	1	+ 6.0	- 20	+ 1.2	+ 0.69	2↔1	- 2.3
	2	+ 2.8	- 2.0	+ 220	+ 140	3↔1	- 8.7
	3	+ 4.7	- 1.3	-	-	3↔2	- 7.2
	4	+ 11	- 1.1	-	-	4↔2	-
	5	+ 41	- 2.0	-	-	4↔3	12
^{235}U (0.7% of nat. U)	1	+ 870	- 1200	+ 62	+ 37	2↔1	- 420
	2	+ 430	- 240	+ 16	+ 10	3↔1	- 1700
	3	+ 680	- 110	+ 12	+ 7.9	3↔2	- 570
	4	+ 1600	- 85	+ 11	+ 8.4	4↔2	- 2400
	5	+ 5800	- 91	+ 17	+ 12	4↔3	- 2400
Fe	1	+ 11	- 110	-	-	2↔1	- 4.3
	2	6.0	- 34	-	-	3↔1	- 22
	3	9.0	- 25	-	-	3↔2	- 13
	4	21	- 17	-	-	4↔2	- 130
	5	56	- 71	-	-	4↔3	- 15
Na	1	+ 23	- 4700	-	-	2↔1	- 15
	2	+ 11	- 620	-	-	3↔1	- 220
	3	+ 26	- 420	-	-	3↔2	- 13
	4	+ 55	- 360	-	-	4↔2	- 83
	5	+ 100	- 460	-	-	4↔3	- 24
C	1	+ 23	-	-	-	2↔1	- 15
	2	+ 9.5	-	-	-	3↔1	-
	3	+ 17	-	-	-	3↔2	- 7.4
	4	+ 46	-	-	-	4↔2	-
	5	+ 170	-	-	-	4↔3	- 7.5
						5↔4	+ 62

Notes: 1. Refer to text under Sections 7, 8, 9.

2. A minus sign indicates that change of cross-section and change of reactivity are opposite in sign.
(From MOORHEAD T. P.)

する。ナトリウム・ボイド係数は、Na の共鳴散乱断面積が Fig. 2 と同傾向にあると考えられ、この順で大小関係があらわれてくる。このように elastic scattering の重み関数による効果は、計算される中性子スペクトルに影響し、高速炉の安全性で特に重要なドップラー係数

数、ナトリウム・ボイド係数にかなり大きな変化を与えることがわかる。

次に、(1) 式の各項の断面積がどの程度反応度にいかに影響するかを MOORHEAD T. P. の計算をもとに考えてみる。MOORHEAD T. P. は 5 群の拡散方程式を 1500l 体系

TABLE 4 Percentage changes in microscopic cross-sections throughout core and blanket to produce 0.001 change in breeding ratio

Isotope	Group	σ_{ir} (%)	σ_e (%)	σ_f (%)	ν (%)	Group transfers $R \leftarrow S$	$\sigma_{R \leftarrow S}$ (%)
^{239}Pu	1	+ 40	- 30	+ 2.8	+ 0.7	2↔1	- 30
	2	+ 18	- 4	+ 0.8	+ 0.2	3↔1	- 200
	3	+ 30	- 1.2	+ 0.9	+ 0.2	3↔2	+ 600
	4	+ 60	- 0.9	+ 1.3	+ 0.3	4↔2	+ 1,100
	5	+ 200	- 1.1	+ 2.5	+ 0.5	4↔3 5↔4	+ 700 - 4,000
^{240}Pu	1	+ 160	- 250	+ 8	+ 4	2↔1	- 80
	2	+ 70	- 25	+ 4	+ 3.0	3↔1	- 500
	3	+ 130	- 16	+ 200	+ 130	3↔2	+ 3,000
	4	+ 200	- 9	-	-	4↔2	-
	5	+ 700	- 15	-	-	4↔3 5↔4	+ 1,400 - 12,000
^{238}U	1	+ 3.0	+ 50	+ 0.6	+ 0.35	2↔1	- 1.3
	2	+ 1.3	+ 2.5	+ 100	+ 70	3↔1	- 8.0
	3	+ 2.0	+ 1.6	-	-	3↔2	- 20
	4	+ 4.5	+ 1.0	-	-	4↔2	-
	5	+ 20	+ 2.0	-	-	4↔3 5↔4	- 140 - 130
^{235}U (0.7% of nat U)	1	+ 500	- 600	+ 30	+ 18	2↔1	- 250
	2	+ 200	- 120	+ 8	+ 5	3↔1	- 2,000
	3	+ 300	- 50	+ 6	+ 3.5	3↔2	- 1,500
	4	+ 600	- 16	+ 8	+ 4	4↔2	- 20,000
	5	+ 3000	- 30	+ 10	+ 6	4↔3 5↔4	- 30,000 - 35,000
Fe	1	+ 6	- 50	-	-	2↔1	- 2.5
	2	+ 3.0	- 16	-	-	3↔1	- 20
	3	+ 4	- 11	-	-	3↔2	- 150
	4	+ 8	- 7	-	-	4↔2	+ 600
	5	+ 25	- 30	-	-	4↔3 5↔4	+ 60 - 130
Na	1	+ 13	- 200	-	-	2↔1	- 9
	2	+ 5	- 300	-	-	3↔1	- 200
	3	+ 12	- 180	-	-	3↔2	- 500
	4	+ 20	- 140	-	-	4↔2	+ 400
	5	+ 50	- 180	-	-	4↔3 5↔4	+ 60 - 120
C	1	+ 12	-	-	-	2↔1	- 9
	2	+ 4	-	-	-	3↔1	-
	3	+ 8	-	-	-	3↔2	+ 50
	4	+ 20	-	-	-	4↔2	-
	5	+ 80	-	-	-	4↔3 5↔4	+ 12 - 60

Notes: 1. See text under Sections 10, 11, 12. Reactivity adjustment is included, Section 10.2.

2. A minus sign indicates that the change of cross-section and change of breeding ratio are opposite in sign.
(From MOORHEAD T. P.)

に適用してそれぞれの断面積を変化させて k_{eff} の差を見ている。当然、基準となる巨視的断面積をどうとるか、すなわち体系の種々の原子核の存在比をどうとするかによって、重要なエネルギー群が変化する。したが

って、この論文だけですべてを推測するのは無理であるが、定性的な話は普遍的であると考える。彼の計算結果を TABLE 2, TABLE 3 に示した。この計算をもとにして、彼は各エネルギー範囲の断面積の平均値のばらつきが、

反応度を1%，増殖比を2~5%で推測できるための断面積の精度を推定し、TABLE 4のように要求している。ただし、 σ_{tr} については大型高速炉についていえることで、中性子漏洩の大きな小型高速炉では、その精度はきびしくなると考えなければならない。

4. 数値計算法上の問題点

反応度を計算する時には、空間について拡散近似の差分方程式を解く必要があり、そのために、空間的に配置される空間点（メッシュポイント）の間隔をどうとるかによって拡散項に影響し、したがって反応度にきいてくる。この事情を小型炉として高速実験炉、大型炉として1000MWe高速炉について計算した例をTABLE 5に示す。メッシュポイントの影響については種々の体系について解析されているが⁹⁾、一般的に中性子流の急激な場所、境界近辺においてその影響が大きく、特に中性子漏洩の大きい小型炉で注意しなければならない。しかし、適当なメッシュ間隔を選ぶことによって解決されることはTABLE 5をみれば明らかである。

5. まとめ

核断面積セットが反応度に与える効果は、point-wise

TABLE 5(a) Effects of mesh interval to reactivity
(100MWe JFER)

Prob. No.	Core mesh width	Blanket mesh width	k_{eff}	Δk_{eff}
1	1.0 cm	1.0 cm	1.00000	0
2	1.0	2.0	0.99911	-0.00089
3	1.0	5.0	0.99286	-0.00714
4	1.0	10.0	0.97000	-0.03000
5	2.0	1.0	1.00020	0.00020
6	3.0	1.0	1.00053	0.00053
7	6.0	1.0	1.00230	0.00230

TABLE 5(b) Effects of mesh interval to reactivity
(1000MWe FBR)

Prob. No.	Core mesh-width	Blanket mesh-width	k_{eff}	Δk_{eff}
1	2.0 cm	2.0 cm	1.00000	0
2	2.0	1.0	1.00000	~0
3	2.0	4.0	0.99985	-0.00015
4	2.0	10.0	0.99881	-0.00119
5	3.0	2.0	1.00002	0.00002
6	4.0	2.0	1.00005	0.00005
7	5.0	2.0	1.00009	0.00009
8	10.0	2.0	1.00040	0.00040

断面積と平均のための重み関数の選択によって決まることに基づいて、その精度を論じてきた。炉物理的に問題となる点は重み関数の選択であるが、既存の群定数セットを用いているかぎり、確かに重み関数が問題であるが、反応率を保存する群定数作成コードの手順をふめば、充分の精度で point-wise 断面積を群定数セットに転換させることができあり、point-wise 断面積の測定精度内で核特性を解析することが可能であることを示してきた。ただし、共鳴領域の取扱いは BREIT-WIGNER の一準位公式と narrow resonance の近似を用いていることに問題がある。

謝 辞

この報告を作成するにあたり種々の検討をしてくださった東稔達三氏に感謝致します。

文 献

- 1) OKRENT D.: Summary of Intercomparison Calculations Performed in Conjunction with Conference on Safety, Fuels, and Core-Design in Large Fast Power Reactors, ANL-7120 (Oct. 1965)
- 2) TOPPEL B. T. et al.: MC², A Code to Calculate Multigroup Cross Section, ANL-7318 (June 1967)
- 3) HUMMEL H. H. et al.: ELMOE, An IBM-704 Program Treating Elastic Scattering Resonances in Fast Reactors, ANL-6805 (Jan. 1964)
- 4) KATURAGI S. et al.: Group Constants for a Fast Reactor and Sodium Void Effects, JAERI 1109 (July 1966)
- 5) MENEGHETTI D.: Effects of Leakage upon Evaluation of Fast-Reactor Multigroup Cross Sections for Reflector, ANL 7170 (Feb. 1966)
- 6) MOORHEAD P.: The Effects of Errors in Cross Section Data on Calculation for a Large Dilute Fast Reactor, Vienna Conference (1963)
- 7) KÜSTERS H. et al.: The Influence of Some Important Group Constants on Integral Fast Reactor Quantities, ANL-7120 (1965)
- 8) HWANG H.: Effect of the Fluctuations in Collision Density on Fast-reactor Doppler Effect Calculation, ANL-7120 (1965)
- 9) NAKANO F.: JAERI-memo 2663 (1967)

1.3 炉定数の作成と評価

原研 坂田 肇

1. まえがき

核分裂で生成された高エネルギーの中性子は原子炉の構成物質と衝突（散乱）を繰返しながらそのエネルギーを失っていくが、その間に吸収や核分裂反応を起している。したがって、原子炉の核的特性を解析するには各エネルギーにおける中性子の消滅、生成を考慮に入れた釣合いを表式化した計算方法が用いられている。その際大別して高速中性子（ $10\text{ MeV} \sim \text{約 } 0.5\text{ eV}$ ）と、熱中性子（ $\text{約 } 1\text{ eV} \sim 0\text{ eV}$ ）の2つのエネルギー領域に分けて、この計算がおこなわれる。これはそれぞれの領域で中性子が起す散乱現象が異なるため、前者では散乱によるエネルギーの減少のみを取扱えばよいが、後者ではエネルギーの増加も考慮せねばならぬ。

計算には当然種々の核反応における中性子断面積や核分裂で生成する中性子数等の核データが必要であり、しかも高エネルギーから低エネルギーまでの全範囲にわたる値を用意せねばならぬ。しかし、実際には計算機の容量に制限があるため、核物理の実験や理論から得られる値をそのまま用いることは難しく、このため一般には全エネルギーを幾つかの区間に分け、その区間で実効的値を求めて核計算に用いている。この実効的な核データを炉定数*と呼んでいる。

炉定数は核データから核物理および炉物理の観点からの必要なプロセスを経て作られたものであるが、核計算の精度に直接影響を及ぼすのでその信頼度が高いことが要求される。そのため必要なこととしては以下のものがある。

- (1) 全エネルギー範囲をカバーした高い精度の核データ（核データ・ファイル）の作成
 - (2) 核データを炉定数に変換するプロセスでの理論的取扱いの厳密化
 - (3) 作成された炉定数の精度の炉物理実験のデータなどとの比較による評価。
- 以上の3つの事柄が有機的に密接につながることによって精度の高い炉定数を得ることができる。

(1)の項目が“核データの評価”であり、測定データに実験条件や実験装置など多くの因子を考慮した核物理的角度からの検討をおこなって決めた実験値や、核理論を用いてそれらの内外挿から求めた値を基礎にして作られるもので、この代表的なものが U.K. (A/W) File¹, ENDF/A², ENDF/B³, RBU⁴, KFK-120⁵ 等である。(2)はプロセスコードの作成に関することで、委員会炉定数グループでもすでに PROF GRÖUCH などが開発されているが、核計算の方法と関連させて核物理および炉物理の理論にもとづき作成される。(3)の項目が“炉定数の評価”である。すなわち炉物理の実験から得られた積分値や中性子スペクトル等の情報をもとに作成された炉定数の精度を確認し、その結果から核データや作成のプロセスに対して必要な情報を与え、炉定数の信頼度を向上させる。

ここでは、まず核データを炉定数に変換するプロセスについて述べたのち、二、三の炉定数の評価の結果について述べる。

2. 炉定数作成のプロセス

炉定数の種類、形式は炉物理の計算方法と結びついて決められるから、それに応じて作成する方法も異なってくる。その結果として炉定数は一般には library とよばれて、それぞれの計算コードに特有のものとして内蔵されている。現在広く用いられているものは体系の中性子スペクトルを求める計算コードの library で、全エネルギー範囲を多数の区間に分け、その各々での実効断面積を収録したものである。その代表的なものが熱中性子領域での THERMOS、高速中性子領域の MUFT、GAM であるが、プロセスが複雑なのは高速中性子領域のものである。

高速中性子領域では中性子の生成、消滅の釣合いを中性子輸送方程式で記述し、表式中の各因子を Legendre 展開した1次項までを用いて解いている。この場合弾性散乱による中性子の減速の表式化で MUFT、GAM の2つの形式がある。前者では減速密度の概念を用いて減速方程式を作り計算するが、後者では輸送方程式中のエネルギー遷移断面積の P_0, P_1 成分をマトリックス表示にして計算する。したがって、両形式の炉定数は定義に

Production and evaluation of reactor constants: H. SAKATA, JAERI

* 群定数、組定数ともいう。

多少の違いがあっても、物理的には同じものであるから、ここでは MUFT 形式について核データから炉定数を作成するための基本式を以下に示す。

(1) 等方散乱断面積:

$$\langle \sigma_s \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int du \int \sigma_s(u, \mu) \phi(u) d\mu$$

(2) 滑らかな捕獲断面積:

$$\langle \sigma_c \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int \sigma_c(u) \phi(u) d\mu$$

(3) 滑らかな分裂断面積:

$$\langle \sigma_s \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int \sigma_s(u) \phi(u) d\mu$$

(4) 非弾性散乱断面積:

$$\langle \sigma_{in} \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int \sigma_{in}(u) \phi(u) d\mu$$

(5) 非等方散乱断面積:

$$\langle \mu \sigma_s \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int du \int \mu(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu$$

(6) 減速パラメータ (Greuling-Goertzel 近似)

$$\langle \xi \sigma_s \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int du \int U(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu$$

(減速断面積)

$$\langle \eta \sigma_s \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int du \int U(\mu_0) \mu(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu$$

$$\langle \lambda_0 \rangle_g = \frac{\int du \int U^2(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu}{2 \int du \int U(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu}$$

$$\langle \lambda_1 \rangle_g = \frac{\int du \int U^2(\mu_0) \mu(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu}{2 \int du \int U(\mu_0) \mu(\mu_0) \sigma_s(u, \mu_0) \phi(u) d\mu}$$

(7) 核分裂スペクトル: $\langle \chi \rangle_g = \int \chi(u) du$

(8) 核分裂による発生中性子:

$$\langle \nu \rangle_g = \frac{1}{\phi_g} \int \nu(u) \phi(u) du$$

(9) 非弾性散乱マトリックス:

$$\langle \sigma_{in} \rangle_{g-g'} = \frac{1}{\phi_g} \int du' \int \sigma_{in}(u \rightarrow u') \phi(u) du (g \neq g')$$

$$\text{ここで } \phi_g = \int \phi(u) du \quad U(\mu_0) = \log \frac{(1+A^2)}{1+2A\mu_0+A^2}$$

$$\mu(\mu_0) = \frac{1+A\mu_0}{(1+2A\mu_0+A^2)^{\frac{1}{2}}}$$

であり、 $U(\mu_0)$ は弾性散乱によるレサージの増加、 $\mu(\mu_0)$ は実験室系での散乱角の余弦を表わす。レサージ u と重心系での散乱角の余弦 μ_0 に対する積分範囲はそれぞれ $u_{g-1} \sim u_g$ および $-1 \sim +1$ である。

中性子スペクトル $\phi(u)$ には約 1 MeV 以上では核分裂スペクトルを用いる。これ以下のエネルギー範囲では一般にエネルギー幅を小さく取って多くの小区間に分けていて、各区間でのスペクトルを近似的に $\sim 1/E$ として計算している。しかし実際には体系のスペクトルが必要であり、もし減速に大きく寄与する核種がこのエネルギー領域で共鳴をもつと $\sim 1/E$ からずれてくるので厳密にはこれを考慮したスペクトルを用いる。

高速中性子領域の library には上記の計算から求めた

もののほか、U や Pu など特定の重要な核種の共鳴パラメータも収められている。これは共鳴積分を計算する際に体系の幾何学的条件や温度依存を正確に取扱うためである。共鳴パラメータとしては実験で得られたものをそのまま用いているが、これらパラメータと各種断面積の値との間に consistency が保持されていなければならぬ。実際には若干の誤りがあるため、微分断面積 $\sigma(E)$ および共鳴パラメータとから計算された実効断面積の差を滑らかな断面積と呼んで library に収録している。

実際のプロセスでは核データ・ファイルの貯蔵の形式、核反応の角度分布やエネルギー分布の処理、作成する炉定数の構成、さらには計算機の容量などで多くの問題がある。炉定数グループは既に上述の MUFT 形式のプロセスコードを開発し、炉定数 (JNDC) を作成⁶⁾した。また高速炉用炉定数を作成するためのプロセスコード (GAM 形式) も近々のうちに原研で完成するが、さらに改良した炉定数を目標にしたプロセスの開発も進められている。

3. 炉定数の評価

ある炉定数が原子炉の計算で信頼され、広く使用されるには、予めその精度を十分評価しておかねばならぬ。すなわち炉物理実験のデータを解析し、実験値と計算値との比較検討をおこない、この結果を核データや炉定数作成のプロセスの精度の向上に役立てるほか、この炉定数を使用する場合の制限事項を明らかにすることが必要である。

さて、炉物理の計算で常に問題になるのは、解析に用いられる炉物理のモデル、計算方法（計算コード）および炉定数のいずれが原因して計算値と実験値に不一致を生じたかである。しかし、計算機の進歩に伴い計算精度は非常に向上しているので、物理的に理想化（単純化）されている体系に関しては理論モデルや計算方法による不確定さはかなり軽減されていると思われる。したがって、直接測定された炉物理量と炉定数とを結びつけ、その精度を云々することは可能である。以下この観点から炉定数に対する評価をおこなった二三の結果について述べる。

3.1 軽水中のフェルミ年令

²³⁵U の核分裂中性子が ¹¹⁵In の共鳴レベル (1.456eV) まで減速する間のフェルミ年令の最新の実験値は 26.24 ± 0.33 cm² である。一方炉定数グループが作成した炉定数 (JNDC) を用いて軽水中で ²³⁵U の核分裂スペクトルをもつ中性子のフェルミ年令を UGMG で計算した値は 25.81 cm² であり、実験誤差を考慮しても若干小さい

値を示している。なお UGMG の古い library を用いた計算値は 27.62cm^2 と大きくなり、新しい炉定数の精度は向上している。

3.2 無限希釈共鳴積分値

無限希釈共鳴積分値 $\langle RI \rangle_\infty$ は高速中性子が熱エネルギーになるまでに起す核反応（分裂と吸収）の積分量で、次式で示される。

$$\langle RI \rangle_\infty = \int_{E_c}^{\infty} \sigma(E) \cdot 1/E \, dE$$

ここで E_c は切断エネルギーで通常 0.5eV をとっている。 $1/E$ は減速体系のエネルギースペクトルである。各核種の無限希釈共鳴積分値の実験値と炉解析の計算コードの library からの計算値とを TABLE 1 の 3, 4 行に示したが、 ^{235}U の吸収と ^{241}Pu の核分裂反応を除いてそれらの一一致はかなり良い。比較のために U.K. File の $\sigma(E)$ を直接数値積分した結果を第 5 行に示したが、これでは ^{238}U の (n, γ) 反応が小さくなっている。

TABLE 1 Infinite dilution resonance integral

Nuclei	Reaction	Exp. value	Calc. value	
			JNDC Library	U.K. File ('67)
^{235}U	(n, γ)	144 ± 5	barn	barn
	(n, f)	274 ± 10	169.6	148.6
^{238}U	(n, γ)	280 ± 12	271.9	253.6
^{239}Pu	(n, f)	333 ± 15	313.4	317.3
^{241}Pu	(n, f)	537 ± 27	636.1	572.4

Library からの計算値では分離領域の共鳴積分値を BREIT-WIGNER の一準位公式を用いて求めているが、共鳴パラメータと断面積 $\sigma(E)$ との consistency が保たれていないことに原因している。炉定数作成で滑かな断面積を定義することでこのことは考慮されてはいるが、 ^{235}U ではさらに吸収と核分裂の $\sigma(E)$ の間でも consistency がないため、重要な核分裂共鳴積分値をフィットすることを優先したために吸収共鳴積分値で実験値との違いが大きくなるものと考えられる。U.K. File の $\sigma(E)$ を数値積分して求めた ^{238}U の値が実験値より小さいことは注目すべきことで、同じ U.K. File の 1964 年度版のデータを用いると 237.4 barn でさらに実験値から離れる。最近 ^{238}U の核データで非分離領域の共鳴のパラメータが検討されているので改善されるであろう。

^{238}U の炉定数から求めた $\langle RI \rangle_\infty$ は実験値より小さいが、1 本の燃料棒の実効共鳴積分 $\langle RI \rangle_{\text{eff}}$ を計算すると 18.6 barn となる。しかしこの値を HELLSTRAND の実験式から求めると 17.9 barn で、計算値の方が大きい。同じ library を用いても $\langle RI \rangle_\infty$ と $\langle RI \rangle_{\text{eff}}$ では逆の結果を示すが、後者では分離領域の炉定数に用いている滑らかな断面積 (smooth part) が大きいためと考え

られる。なぜなら $\langle RI \rangle_{\text{eff}}$ の計算ではこの断面積に対して燃料棒の自己遮蔽効果が考慮されないためである。このことは $\langle RI \rangle_\infty$ の計算値をさらに小さくすることになるが、非分離領域のパラメータの再検討から、実験値に近づくことが期待される。

3.3 補獲断面積と分裂断面積との比 (α)

高速炉では ^{239}Pu の α はその増殖率を左右する重要な炉物理量であるため、高速炉系のスペクトラムをもつ体系での反応率の積分測定がおこなわれている。それらの結果から、現在広く用いられている値よりも小さいことが予想されている。たとえば、スペクトルが keV 領域に幅の広いピークを持つように作られた $\text{PuO}_2\text{-UO}_2\text{-C}$ の体系で C と U の比 (C/U) をパラメータとして、 ^{238}U の吸収と ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu および Pu の核分裂の放射化法による測定データから求めた ^{239}Pu の α の実験値の一例⁴⁹では、C/U=2.0 と 6.6 のそれぞれに対し $\alpha^{49}=0.345 \pm 0.057$ および 0.413 ± 0.052 が得られている。これらの結果は現在用いている断面積によって計算した値と比較すると、それぞれ約 47% および 40% 小さい値であり、実験誤差以上の違いを示していて、 ^{239}Pu の $\alpha(E)$ のデータを再評価する必要があると思われる。

3.4 臨界実験データ

多くの臨界や未臨界の実験装置から中性子束分布、中性子スペクトル、反応度反応率、実効増倍係数等多くの炉物理量の実験データが得られている。これらのデータを解析し、炉定数の評価をおこなうことは、その過程で解析モデル、解析方法、実験条件の複雑さ等のためその処理がきわめて難しい。この解決として、解析方法の厳密さを多少犠牲にした近似をおこなうが、この場合その計算方法を決めて実験データに合うような炉定数を定める方法もとられる。この際留意すべきことは、それぞれの炉定数の誤差が計算結果に及ぼす影響を十分に確めておくことである。

上述の考え方での評価で、軽水減速低濃縮ウラン格子系の実効増倍係数の実験値 1.0113 を 1.0275 に対し従来使用されていた library を用いた計算値は 1.0313 および 1.0505 であるが、全く同じ計算方法で library に炉定数グループが作成したものを用いた計算値は、それぞれ 1.0138 と 1.0335 となり炉定数の精度は高まっている。Pu を含む燃料を用いた熱中性子炉系では Pu 同位体の断面積の不確さに基いて、U 燃料系で 1% 以内の精度で実効増倍係数を実験値に合わせることができるが、同じ計算方法で Pu 燃料系を解析すると 3% 程度の差があり、燃料が Pu のみになるとさらにその差は大きくなることもあって、熱領域における非 $1/v$ 断面積をもつ ^{239}Pu , ^{241}Pu や ^{240}Pu の 1eV 近傍の共鳴パラメータなど Pu の核データの評価が必要である。

4. あとがき

我国でこれまで使用してきた炉定数の多くは、海外から入手したものであるため、その内容まで立入った評価をおこなうことはきわめて難しい問題であった。しかし最近評価された核データの情報の入手が容易になったことにより、Σ委員会炉定数グループを中心として、炉定数作成のシステムの確立と内容が明らかな炉定数作成の活動が進展し成果をあげつつある。一方原子炉の核設計が炉物理の多くの研究成果と計算機の進歩によってその精度が向上しつつあり、これに伴って炉定数の重要性も増大している。本稿では信頼度の高い炉定数を得るために炉定数の作成とその評価のプロセスがいかなるものであるかの概要を記したが、これらのプロセス自身もなお多くの問題があり、今後の研究活動が必要である。たとえば炉定数の作成に関してはPu, 特にPuの高同位体のデータの不確さ、核分裂生成物核種の核データの不十分なことやその炉定数の形式、高エネルギー領域の(n, n')や($n, 2n$)反応の核データの不足や炉解析でのその取扱い方法、原子炉の体系依存性を考慮した炉定数の形式等があるし、また評価に関連しては、炉解析の方法の厳密化と計算機による計算精度の向上はもちろんである

が、炉定数を評価するための炉物理実験データの集積も重要である。特に増倍系(臨界および未臨界装置)や非増倍系におけるこれまでの多くの炉物理の実験データは間接的には炉定数の評価に役立っているが、Puの炉定数の精度を議論する際はその取扱いに十分な配慮をせねばならず、したがって、直接に炉定数の評価を目的とした実験データを得ることも必要であり、その研究がなされつつある。

最後に炉定数の精度がいかなる値でなければならないかは、それを使用する原子炉の体系によって異なってくることは当然である。したがって、それぞれの体系において、炉定数の誤差の影響を評価し、適合した炉定数を作成し使用することも大切である。

文 献

- 1) PARKER K.: AWRE 0-70/63 ('63)
- 2) HONECK H. C.: BNL-8381 ('65)
- 3) HONECK H. C.: BNL-50066 ('66)
- 4) LIIKALA R. C.: HW-75716 ('63)
- 5) SCHMIDT J. J.: KFK-120 ('62)
- 6) シグマ委炉定数グループ: To be published (JAERI Report)
- 7) シグマ委炉定数グループ(坂田): 日本原子力学会誌
9 386 ('67)
- 9) LANNING D. D. et al.: BNWL-774 ('68)

1.4 核物理の立場からみた評価の問題

法政大 中 島 龍 三

1. はじめに

原子力開発計画における核データの意義、およびその評価の必要性については、今までいろいろな文献や報告の中で何度も指摘されているし¹⁾、また今回の研究会でもすでに述べられているので、ここではあえて繰返さない。しかし広い意味での核データの評価ということは、単に原子力研究のためにだけ必要なのではなくて、実は、核物理の研究それ自身にとっても非常に大切なことなのである。そこでまず、核物理の分野における事情を簡単にふりかえってみることにする。

核実験の分野でいうならば、たとえば、測定器の性能を検査するためにいつもエネルギーなどの calibration をおこなったり、あるいは、flux や断面積の値をきめるためにある種の standards を利用する。したがってここに、最も正確であると信すべき 1 つの値が要求されるわけである。これら standards の値を定めるために評価ということがおこなわれる所以であるが、多くの場合に、特別評価ということをやかましくいわないのには 2 つの主な理由が考えられる。第 1 の理由は、長い歴史をもった分野なので簡単に“既知の値……を基準にして”というひとことで、多くの場合にはまかり通ってしまうということ、第 2 には、しかしながら必ずしもみんながみんな横着をしているわけではない、評価活動を着実に続けている少数の研究者がいて、その人々のたゆまざる収集、評価のお蔭を大部分の人達がこうむっているということである。加うるに、やや同情的な見方をすれば、実際に測定にたずさわっている人が、自分が用いようとする standard の値を自分自身で評価し直すということは時間的に不可能なことである。彼は standards 以外にも、広い意味で評価しなければならない測定上の事柄を山ほどかかえこんでいるのである。

他方、核理論の分野ではどうだろうか、ここでは、たとえば全体的傾向を論ずるような仕事をする場合には、データの収集ということがかなりおこなわれていると考えられるが、実験値が喰違っているようなときには、それを評価してデータの信頼性を調べるべきなのに、実情ではそれはあまりおこなわれていないようである。その理由として、2 つの主なものを挙げることができる。そ

の第 1 は、理論には通常いろいろな仮定や近似が含まれているので、実験値と完全に合うようなことはありえないのだという諦めの気持があること、したがって、喰違っているままの実験データなどあまり気にならない。第 2 には、実験データに対する信頼の念が理論家には非常に強いということである。悪くいえば、理論家には実験データを見る能力がない、ともいえるかもしれない。

このような事情なので、核物理の立場からいえば評価活動は大切なことであるにもかかわらず、大部分の今の世代の核物理研究者にとって評価は目新しい問題なのである。したがって今後、実験のことにも正しい知識をもった理論家を養成するか、あるいは、実験家と理論家とのより密接な協力による評価活動をおこなうかすることが強く要望される。

2. 評価の方法——データの収集とその処理

炉物理、炉工学の人々は、たとえば断面積のエネルギー変化を、たとえ凹凸があってもいいから信頼のできる 1 本の曲線にしてほしいと要求する。この要求は至極もつともなものであって、本来ならば核理論の分野の人からもその要求がでてきてもよいのかもしれない。しかし、1 本の線を引くということについては実はいろいろな議論もあるのだが、ここでは一応その要求に沿うように努力するという立場をとって、二、三の附隨する問題を考えてみよう。

当然のことながら、核データ評価の第 1 段階は測定データの収集である。たとえば、ある一種類の元素の断面積の測定値だけを評価しようという場合でも、測定の方法によっては数種類の他の関連データが微妙に関係してくれる場合がしばしばなので、評価を目的とする場合には沢山のいろいろな核データをまず収集しなければならない。さらにまた、評価につながる収集の場合には単に数值を集めただけでなく、測定装置とか測定条件とかに関する必要事項をも直ちに知ることができるように工夫して整理・格納しなければならない。最近、電子計算機が非常に普及しているとはいっても、この問題に対する万能のシステムはまだ確立されていないようだ。CINDA と SCISRS とを有機的につなぎ合わせたとしても、まだまだ十分とはいえないのではないか。万能システムとはいえないかもしれないが、米国でも HOWERTON らがこの線に沿った努力を続けているようだし、原研では田中

Some remarks on evaluations from the standpoint of nuclear physics: R. NAKASIMA, Hosei Univ.

氏や更田氏らが特定の核データの収集、整理格納、それらの引き出しのプログラムを作成している。

さて、いよいよ1本の線を引くという段階に入る所以あるが、多数の測定値がある場合にはしばしば、実験誤差を重みとして荷重平均とか最小自乗法とかを用いる。それで問題が解決するかどうか、極端な例だが、Fig. 1 で検討してみよう。Fig. 1 (a) はやや古い時代の実験なので、実験誤差が非常に大きいが2つの測定は誤差の範囲でまあまあ一致している、といつてもよさそうな場合である。荷重平均法によって1本の線が引かれている。ところがその後、測定装置が大きく改良されて誤差は±10%になったが、断面積の測定が同じエネルギーのところでおこなわれていない場合が Fig. 1 (b) に示されて

いる。この場合のそれぞれの測定値は、(a)の場合のそれぞれの実験値とほとんど矛盾していないと考えられるのに、評価して1本の線を求めてみるとおよそ以前とはかけ離れた形をしている。さらに測定技術が進歩して、誤差は±5%でしかもエネルギーも増えた場合が Fig. 1 (c) である。この最新のデータを評価して1本の線を引くにはどうしたらよいだろうか？単純な最小自乗法で曲線を求めてみると、おそらく両方の測定値の誤差棒にもひっかかる中間を通るものになるであろう。実際には誰も測定したといっていないこの評価された値が一体どんな意味をもっているだろうか、非常に疑問である。

場合場合に応じて具体的な評価の仕方は異なるであろうということは、あとで、西村氏および神田氏の実際問題の説明のときに明らかにされると思われる所以、ここでは一般的な事柄を述べるに止めておく。

まず、それぞれの実験装置、方法、実験のさいの諸条件を詳細に検討する必要がある。その際には、同一実験者による別の測定結果をも調べてみる必要が生ずることもある。そうすることによって、その実験のもつてゐる系統的な誤差が発見できる場合もありえよう。あるいは、たとえば (n, γ) 断面積はエネルギーが高くなるにつれて小さくなる傾向が一般的にあるはずだ、というような、明らかな核理論的知識をも考慮することによって測定値の信頼度を評価することもありうる。このようにして、幸運にもある測定値に対する信頼性がはっきり評価できればよいが、多くの場合にはなかなか困難である。したがって、測定者との直接的交信や討論が必要になってくる。この結果、まだ要求される信頼度で1本の線が引けない場合には、実情を明確に示して実験者に問題点を指摘することが、評価者にとって大切な1つの仕事ともなるわけである。

次に、ある領域で測定点がないけれども1本の線を引くことを要求される場合がしばしばある。そのときには当然、内挿または外挿によるわけであるが、穴のあいている領域がかなり広い場合には、核理論によって計算することができればそれによることはないと考えられる。新しいデータではないが、Fig. 2 には s 波、 ρ 波および d 波の強度函数を示してある²⁾。質量数を目盛った横軸上にある点は、実験値が小さくてかつその上限だけが示されているものに対応している。ここでたとえば、 ρ 波強度函数は光学ポテンシャルを使った計算によると、 $A=210 \sim 230$ 附近でむしろ大きくなると予測される。この図が作られた時点では、目のこで実験値を内挿してしまった方がもっともらしく思われるという例にはなるまい。

しかしながら、核理論については前にも触れたように、いろいろな仮定や近似を含んでるので、無条件にその結果を信用してしまうことはよくないけれども、評価作業をおこなうにあたって1つの重要な指針を与えて

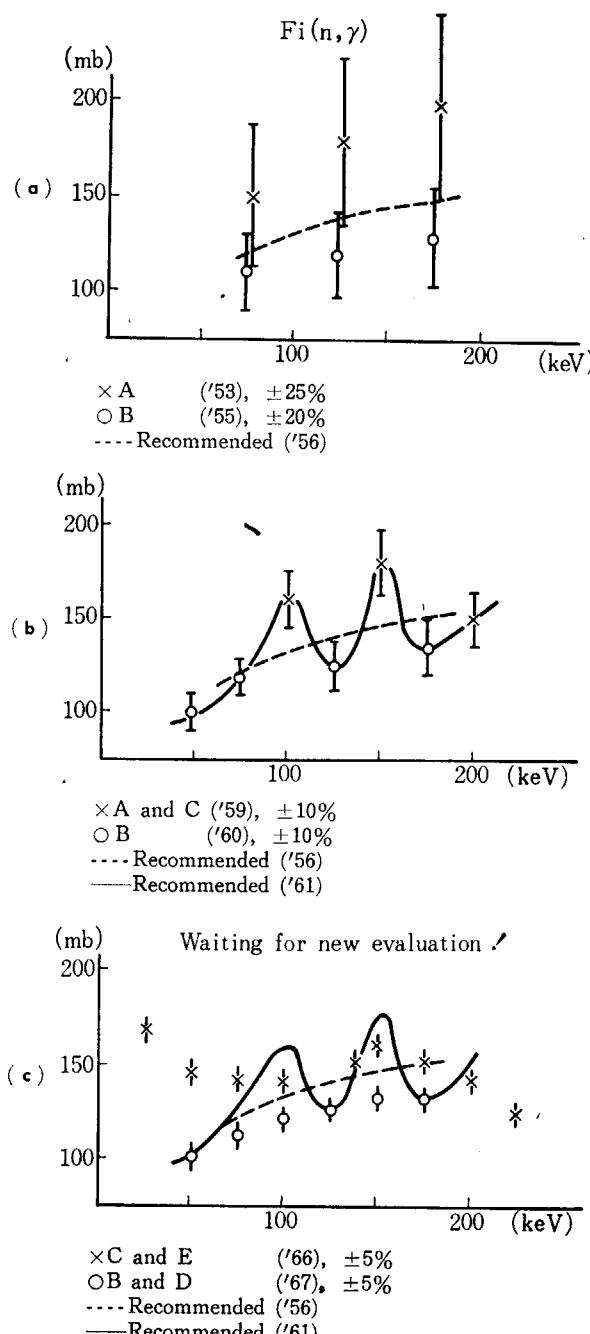


Fig. 1

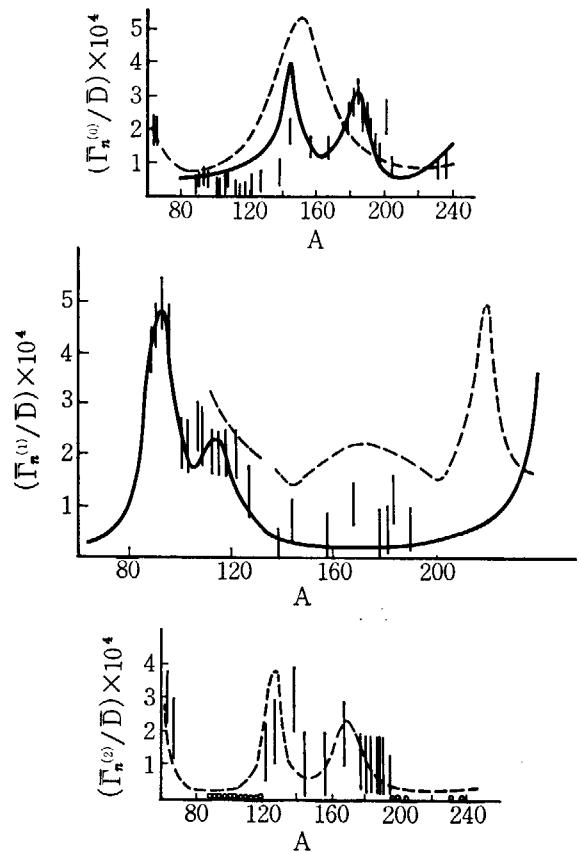


Fig. 2

くれるものであることはたしかである。評価をおこなう者は、理論の適用限界をつねに正しく把握しながら、大いに活用できるように心掛けなければならない。

3. 評価の方法——核理論の適用

実験点がない場合とは逆に、非常に沢山の実験点が、しかもかなりちらばってある場合にも、理論計算によって曲線を引かなければならぬないいくつかの例を挙げることもできる。弾性散乱角分布を光学ポテンシャル模型で合わせたり、沢山の共鳴がみられる励起函数を多準位共鳴解析法で解釈する場合などがそれである。一般に、理論の中にはいくつかのパラメーターが含まれている。したがって原理的には、パラメーター数が多くは多いほど、かなり不規則にちらばった測定点があったとしても、これを理論曲線で相当よく合わせることは可能である。しかし実際には、理論適用の妥当性、使用するパラメーターの大きさの妥当性などを判定条件にして理論曲線を引かなければならぬ。

Fig. 3 は Yugoslavia グループによって報告された 14 MeV 附近での反応断面積である³⁾。断面積は、ある適当な値を基準にしてそれの 1.1 倍とか 1.2 倍とかで表わされており、しかも縦軸の尺度を大きくとつてるので事情はかなり誇張されているとみるべきである。この図

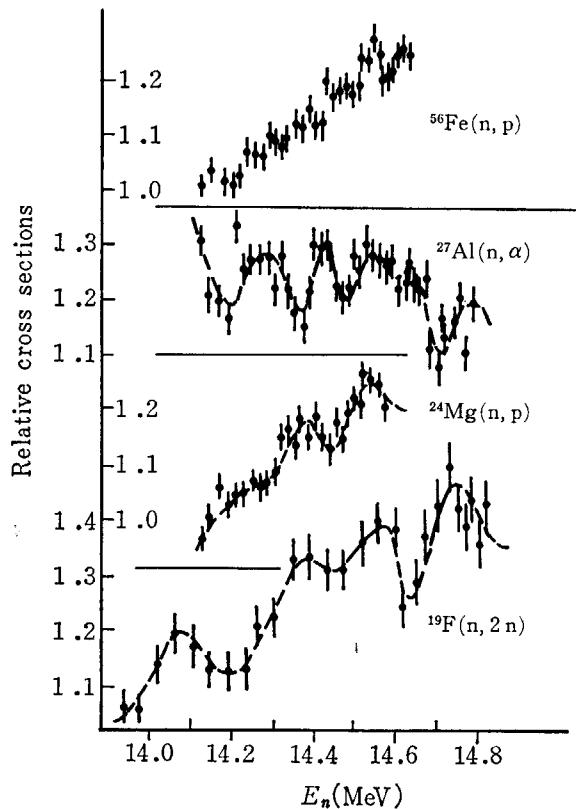


Fig. 3

でもそういえるかもしれないが、もし縦軸に断面積の絶対値を目盛ったとするとまずまずスムーズな励起函数がえられた、といつてもよさそうである。しかしこの図では、波打った 1 本の曲線が引かれており、しかもその曲線を引いてみるとそれがいかにもよく実験値を再現しているように見える。実はこの曲線は、ERICSON の fluctuation の理論で計算したものだそうである。Fluctuation については、これに関した仕事をされたことのある塚田氏に今後いろいろご指導願いたいと思っているのであるが、こういう凹凸は keV 領域でも観測されること、その様相はビームの広がりや、測定をおこなうエネルギー点のとり方などに依存しているようだ、ということが問題である。1 本の曲線を引くことを要求された評価者としては、このことをどの程度考慮したらよいのだろうか？

次に、今までに述べたいろいろなことに関連した問題を誇張して表わしたのが Fig. 4 である。Fig. 4 (a) は、SIKKELAND によって示された漫画であるが⁴⁾、3,000 個のパラメーターを含んだ optical illusion model によって実験値を合わせたものだ、といってみんなを笑わせたものである。理論がいくら精巧であったとしても、この図のような測定点に対して果して、これが要求された 1 本の線だといえるだろうか。これほどまでには誇張されないとしても、我々が理論を適用して 1 本の線を求める際に、これに類した徒労を繰返したり誤謬を犯したりしてはいないだろうか、反省してみる必要があると思われる。次に Fig. 4 (b), (c), (d) は全く同じ 1 つの実験デ

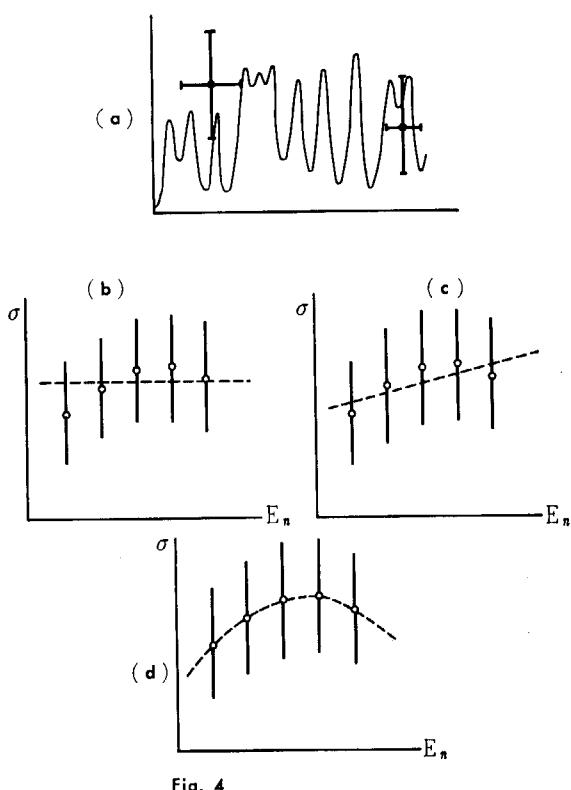


Fig. 4

ータに対して、 $\sigma = \text{const.}$, $\sigma = a + bE_n$ および $\sigma = a + bE_n + cE_n^2$ という 3 種類の理論式を適用したものであるが、どれも非常によく実験値を説明している。それぞれの理論の本質的基盤には優劣がなくて、単にパラメーターの個数だけで (b), (c), (d) というちがいが出てきたのだとしたら、評価者はどれをもって要求された 1 本の線が引けたというべきであろうか。

前にも述べたように、パラメーターの値の妥当性を理論適用の際の 1 つの判定条件として考慮しなければならない。そして、パラメーターの値の妥当性を調べる際の 1 つの方法として、パラメーターの値の系統的性質調べることが考えられる。光学ポテンシャル模型についてはすでに五十嵐氏らの仕事があるが、Fig. 5 には HODGSON の纏めたものを示す⁵⁾。データがあまり新しくないので例としてはよくないことをおことわりしておく。この図に示した WILMORE and HODGSON(1964) は、非局所的なものと等価な局所的ポテンシャルを使うのであるが、核半径パラメーターは 10^{-3} までとあってあってしかもその程度の質量数依存性までも加えられている。実際の核データ評価の際にこれがどれくらい有効なのか、よくわからないのでおしえていただきたいものだと思っている。

次の Fig. 6 は ROSEN ら⁶⁾による計算である。パラメーターは、ポテンシャルの実部にだけエネルギー依存性をもたせてしかもかなりよい一致を得ていることがわかる。ここには全断面積と反応断面積とだけを示してあるが、彼らは角分布や polarization の実験結果をも同じパラメーターでよく合わしている。

ここで指摘しておきたいことは、数値解法などのわず

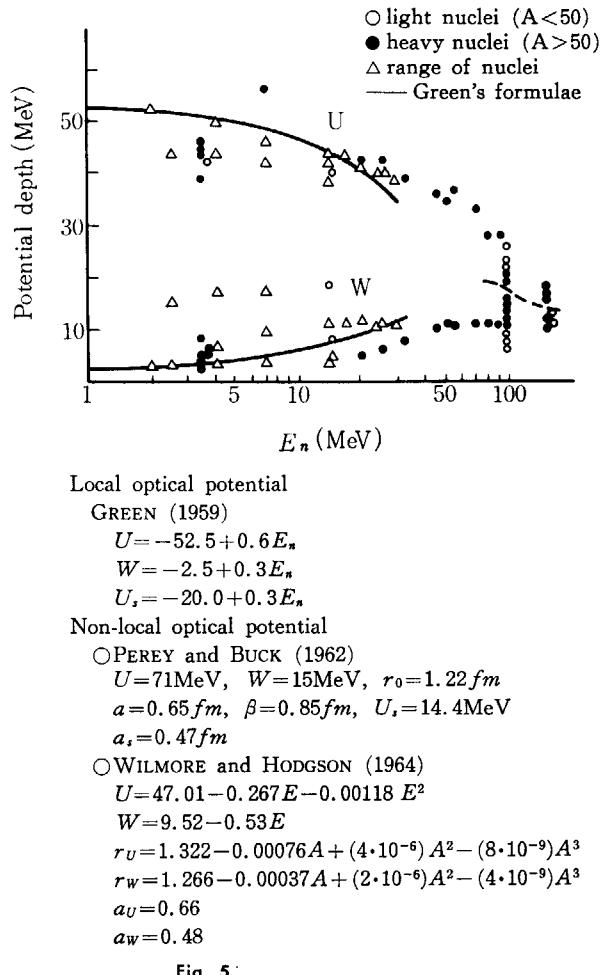


Fig. 5

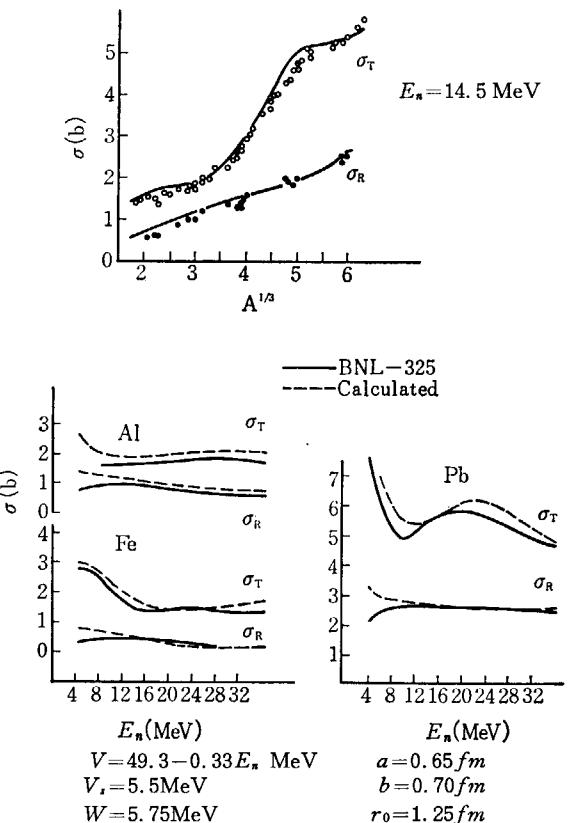


Fig. 6

かな相異のためにこのようなパラメーターの系統性が、どの計算コードについても成立つというような普遍性をもっていないのではないか、と思われることである。したがってたとえば、ELIESE を使った場合にはまたいくらか異なったパラメーターの系統性が得られるであろう。その意味で、我々が利用しうる計算コードについて、パラメーターの系統的性質とその信頼度といったようなものとなるべく早く見つけ出してほしいものである。そういう仕事自身が、実は炉物理分野の人から要求される1本の線を引くということと同等である、つまり核物理的にみた評価作業の1つである、ということができるよう。

4. むすび

以上、核物理的にみた評価の問題点について概観したつもりであるが、あまりまとまりがよくないので、ここで結論じみたことがらを述べておこう。

グラフ用紙の上に与えられた測定点をもとにして1本の線を引くということは評価の仕事ではない。グラフ用紙には表わされていない諸条件の検討が評価の出発点である。ここから出発して、最終的ゴールであると考えられる1本の線を引くまでの接近過程というものが、評価をおこなう者に課せられた当面最大の研究課題であるといえるであろう。

評価をおこなうにあたっては実験条件の綿密な検討とともに、可能な、ありとあらゆる理論的知識を駆使して実験値と対決すべきであろう。そうして得られるものは場合によっては、1本の線ではなくて1本の帶であることも起りうるし、またその帶の幅は一定していないこともしばしばであろう。この帶の幅は、新しい実験によって、あるいはまれには新しい理論の出現によって年々歳々細められていくべきものであるが、評価をする者としては、それが細くなっていく過程に対しても常に関心を寄せ、また当然責任をもたなければならぬと考える。

したがって、核データの評価をおこなうためには、実験と理論の両分野の人々が密接に協力しなければ不可能なことである。もっとも FERMI のような、一流の実験家でもありかつ最先端を行く理論家でもある、というような人が現われたならば別であるが……。

文 献

- 1) たとえば
Proceedings of USAEC-ENEA Seminar on Evaluation of Neutron Cross-Section (1965)
- 2) Progress in Fast Neutron Physics (1963)
- 3) Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire, II (1964)
- 4) Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei (1963)
- 5) HODGSON P. E.: "The Optical Model of Elastic Scattering" (1963)
- 6) ROSEN L., BEERY J. G., GOLDHABER A. S. and AUERBACH E. H.: *Ann. Phys.* (N. Y.), **34** (1965), 96

1.5 U.K. における ^{239}Pu の Evaluation

原 研 桂 木 学

1. まえがき

^{239}Pu の核データは、高速炉の安全性と経済性を予言する上で重要な因子である。その精度はこの数年間に非常に改善されてきている。その進歩のあとは、たとえば SCHMIDT J.J. の報告にくわしく報告されている。たまたま筆者が英国 ウィンフリス研究所に派遣される前に ^{239}Pu のこれまでのデータが、まだ不正確であるということが見いだされ滞在中に ^{239}Pu の断面積の評価がおこなわれ、そのプロセス、考え方について見聞したので、以下にごく簡単にその概要を報告する。

2. Zebra 炉心 6 による α の測定

不正確とはどういうことかというと、炉心中心部に入れた ^{239}Pu 試料による反応度と ^{10}B による反応度の比は、摂動計算にしたがうと、次のようになる。

$$\frac{\rho_{239}}{\rho_B} = \frac{\sum_j \phi_j * \chi_j \sum_i (\nu \sigma_f)_{239i} \phi_i - \sum_i (\sigma_c + \sigma_f)_{239i} \phi_i * \phi_i}{\sum_i \sigma_{cB} \phi_i * \phi_i}$$

簡単のため弾性、非弾性散乱の項は無視した。また、流れ密度は炉心中心部ではほとんど 0 として差支えない。この式を変形して炉心中心部附近の平均の α を出すことになると（正確な意味では $\phi_i * \phi_i$ を重みとした）,

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\sum_i \sigma_{ci} \phi_i \phi_i *}{\sum_i \sigma_{sf} \phi_i \phi_i *} = \frac{[\sum_i \phi_i * \chi_j \sum_i (\nu \sigma_f)_i \phi_i - \sum_i \sigma_{sf} \phi_i \phi_i *]}{\sum_i \sigma_{sf} \phi_i \phi_i *} \\ &\quad - \sum_i \phi_i * \chi_j \sum_i (\nu \sigma_f)_i \phi_i + \sum_i (\sigma_c + \sigma_f)_i \phi_i \phi_i */ \sum_i \sigma_{sf} \phi_i \phi_i * \\ &= \frac{\sum_i \phi_i * \chi_j \sum_i (\nu \sigma_f)_i \phi_i}{\sum_i \sigma_{sf} \phi_i \phi_i *} - 1 - \frac{\rho_{239}}{\rho_B} \frac{1}{F} \\ F &= \frac{\sum_i (\sigma_f)_i \phi_i * \phi_i}{\sum_i \sigma_{cB} \phi_i * \phi_i} \end{aligned}$$

α の測定では $\left(\frac{\rho_{239}}{\rho_B}\right)$ を測定から、また F を reaction

rate の測定から求めている。散乱による補正は 0.5%，また、reaction rate の測定で得られる F の値は ϕ_i で重みをとったものであるので、 ϕ 平均と $\phi^* \phi$ 平均の補正を計算で求めて測定値を補正した。

α の第 1 項は計算から求められるが、ほとんどに等しい。かつその誤差は 1% 程度と推定される。 $\phi_i *$ に対する補正を入れて、

$$\alpha = 0.36 \pm 0.9 \text{ が得られた}^1.$$

一方計算から求められた α は FD 2 セットを用いて 0.23 で、誤差範囲をはずれてしまう。この傾向は研究された他の炉心に対しても同様で、一様に大きく測定されるということであった。一方実効増倍率の測定から、 σ_c 大、 σ_f 小。

これとほぼ同じ頃 SOWERBY と PATRIC²⁾ は、UTTELEY が測定した全断面積と JAMES の測定した分裂断面積から、compound elastic scattering は平均的にエネルギーに関してスムースにかわるという仮定の下で scattering cross section を理論から求めてあまり error がないであろうとして、cap.=total-fission-scattering で capture cross section を求めた。その結果 α としてかなり大きな値を得た。

HART は上の α と BNL-325 の全断面積、JAMES の測定にもとづいて新しくファイルを作り、これを DFN 329 としたので使ってみてほしいという要求を出していた。

1966 年秋、GEEBLER は新しく ^{239}Pu のデータを作成し、これから作った data による計算と、ZPR-III による測定とを比較した³⁾。この時採用された共鳴パラメータはほとんどが SCHMIDT の evaluation によるもので、unresolved region のパラメータも、SHMIDT の evaluation によっている。 α は問題の keV 領域では 0.6 くらいになり、SOWERBY や PATRIC の導出したものとはかなり違がある。

α の問題はドップラー効果、実効増倍率のみならず、高速炉としてもっとも重要な増殖比に直接関係する。とくに増殖比が低いスチーム冷却炉では、 α の値によっては増殖比が 10% くらい減少し、倍増時間が 2 倍くらいにふえるということになってくる。

U.K. の ^{239}Pu の evaluation はこのような事情を背景におこなわれた。

Evaluation の際の目標としては、いくつかの事実のうちから互いに矛盾のないものをえらび出して、40 keV 以下での α カーブと分裂断面積の両方を説明したいとい

うことであった。

以下その手続きについて簡単に紹介しよう。まずコードの整備状況については、

1. Unresolved region の断面積（平均）

d -wave process までを resonance formula で勘定するプログラムで非弾性散乱は 2 level まで入れられるようになっている。したがって、重い核で 40 keV くらいまで使うことができる。

2. Resonance パラメータが与えられた後断面積を作成するプログラム（15 万点）、

3. 断面積の積分と平均値を求めるプログラム、

4. Resonance パラメータをテープに作るプログラム（統計分布則にしたがって発生させるプログラム），が整備開発されていた。

Unresolved region の α については 1 つは HOPKINS らによる測定にみられる 15 keV 附近から上での α の急激な減少と、10 keV 以下の α の急激な上昇とが説明されねばならない。また、測定値のバラツキに対しても説明がつかなくてはならないというわけで、15 keV 以上の α の急激な減少はどうして生じるかという点が検討された。この附近では $(n, f)(n, \gamma)$ に対しては p -wave process が優勢であるということで GREEBLER のパラメータをもとにして計算がおこなわれたが、1 つの案は非弾性散乱との競争過程で α がかわるというものであるが、非弾性散乱との競争過程があれば同時に核分裂断面積も減少するというわけで、分裂断面積の変化が実験事実からみて許容される程度でなければならない。しかしながら σ_f の減少は PETREL の bomb data⁴⁾ などと比べても大きすぎるということである。かつ Γ_{in} の増加を支持する物

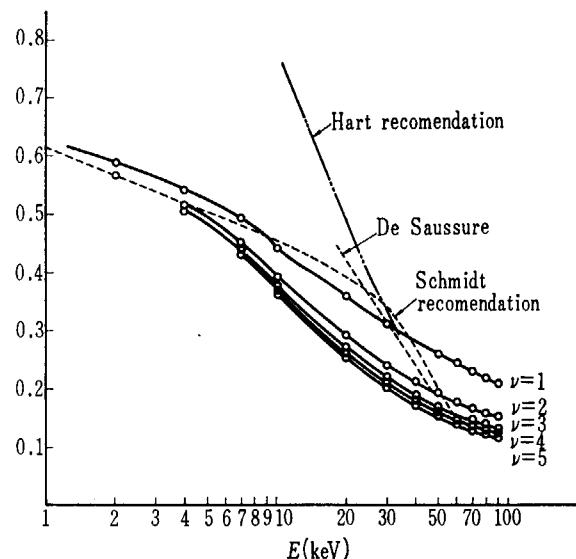


Fig. 1 α value using Cunningham's parameter

理的な理由がないということである。また α の値は小さくはなるが、急激な勾配を説明することはできない。

つぎに考えられたのは p -wave 核分裂過程のチャネル数が、GREEBLER が仮定したように本当に 2 であろうかという点であった。もし p -wave process が多くのチャネルを通しておこるならば当然 α は減少すると考えられる。自由度 $\nu_f = 4$ とした結果は α がかなり減少するとの結論が得られている。

これらの事実によって、CUNNINGHAM, LYNN らが核分裂での asymmetric と symmetric の ratio を説明するのに用いたデータ⁵⁾ が使えるだろうとの想定の下に、そのデータを用いて分裂幅を求め、得られたものがここに示されている。(Fig. 1)

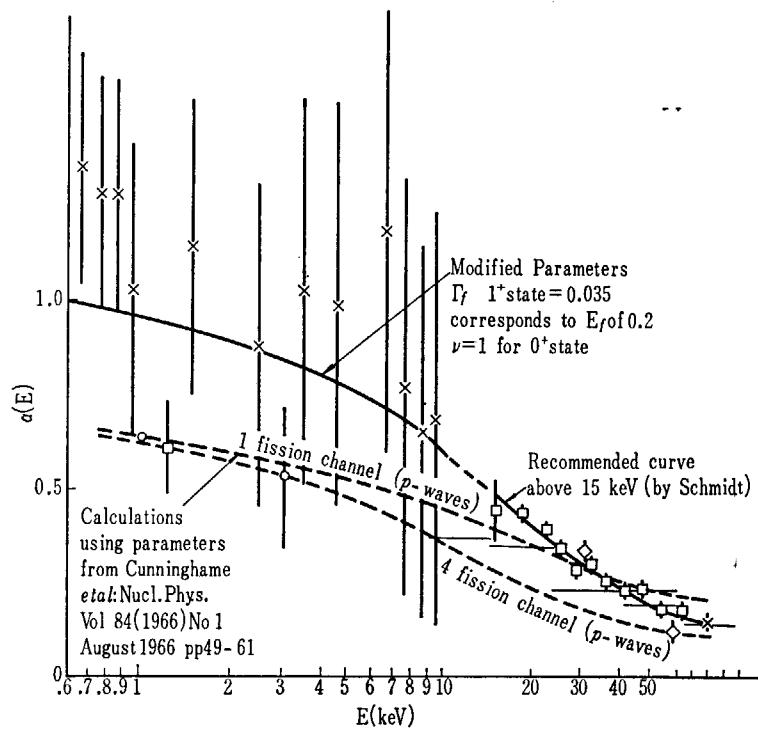


Fig. 2 α value for ^{239}Pu

しかしながら、10keV 以下での α の大きい値は説明できない。 α の値を説明するために、LYNN のパラメータをかえたらどうなるかということがしらべられた。よく知られているように、 s -wave 核分裂は $J=0$ と $J=1$ の 2 つの entrance チャネルを通しておこるが、 $J=1$ のチャネルの方がレベル spacing が三分の一である。したがって、 $J=1$ の過程の寄与がかなり大きいと考えられる。事実 $J=1$ s -wave state の Γ_f をかえると相当大きく α がかわることがみとめられた。LYNN のパラメータは $\Gamma_f = 61 \text{ meV}$ を基礎に導出されたということであるが、その後、Winfirth に届いた Harwell での ASGHAR (インド人) の報告によると、スピン状態が従来 SCHMIDT の evaluation に採用されているものとかなり異なっており、その結果を用いると $\Gamma_{+J=1} = 37 \text{ meV}$ となることが明らかになった。これは $J=1$ s -wave に対するしきいエネルギーを少し上にあげることで得られ、しきいエネルギーの誤差からこの程度の修正は許容されるとの LYNN のコメントが得られた。 $\Gamma_n = 35 \text{ meV}$ が得られた。35 meV が low energy の resonance data と矛盾しない最低といわれており、これ以上 Γ_f を小さくすることはできない。

さらに都合のよいことに、GREENBLER によるドップラーの計算³⁾によると、 $J=1$ s -wave の Γ_f を増加するとドップラー効果が増加することになり、事実はもっと減少させなくてはならないので、 Γ_f の減少はこの点からもよい方向を示していると考えられる。 K_{eff} に対する効果も同様であり、ここでの Γ_n の減少はよい方向を示していると考えられた。その結果が Fig. 2 に示されている。また分裂断面積が Fig. 3 に示されている。

ついで α の値のバラツキに対して共鳴パラメータを random に発生させた結果が、測定値との一致は別として、 α のバラツキの程度を説明できるかどうかということが最後の問題となった。ここでは s -wave $J=0, J=1$, p -wave に対してそれぞれパラメータを発生させ、非弾

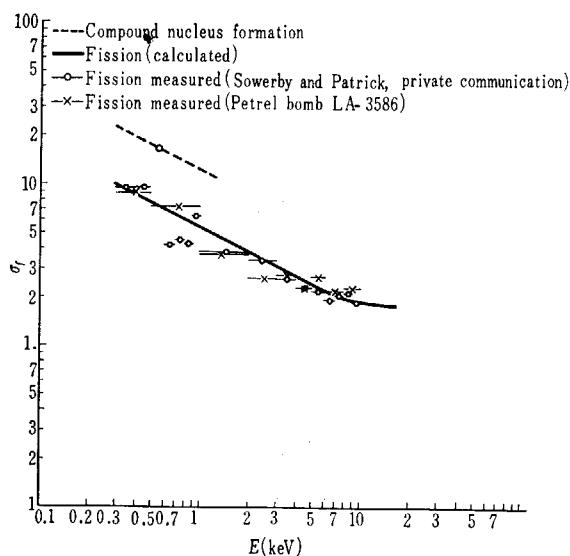
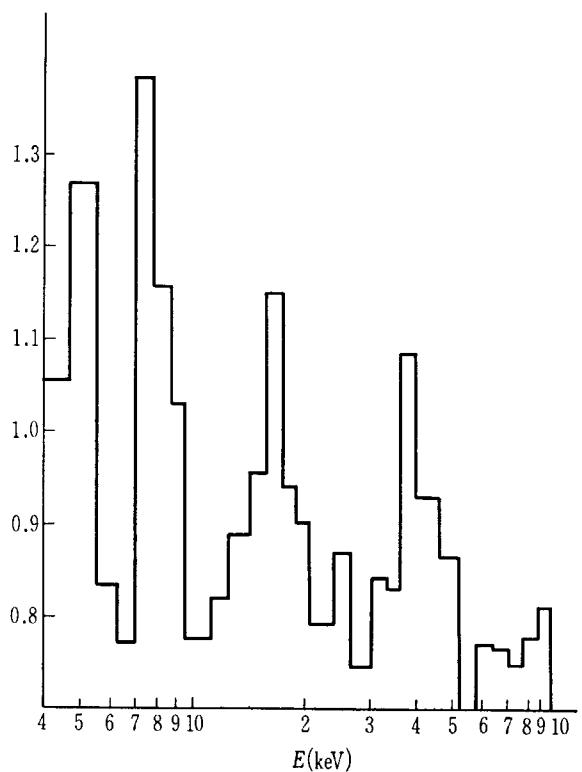


Fig. 3 Fission cross sections

Fig. 4 $\bar{\alpha}$ value from Genex tape

性散乱も考慮に入れて、断面積の平均値が適当なエネルギー区間で求められた。その結果は Fig. 4 に示されている。Max. 1.4 でかなりよくバラツキを説明することがみとめられた。

また分裂断面積が比較されなくてはならない。PETREL の bomb data および Harwell での測定結果と比較するとほぼ一致することがみとめられる。

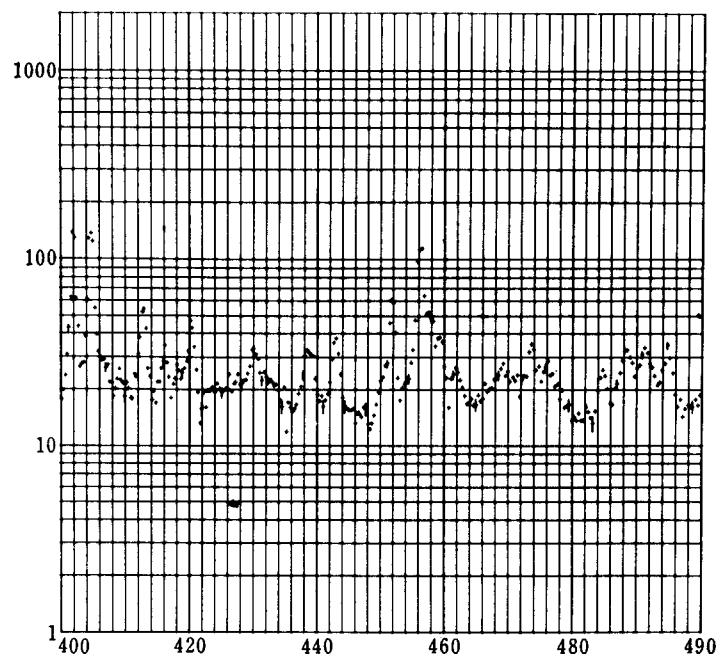
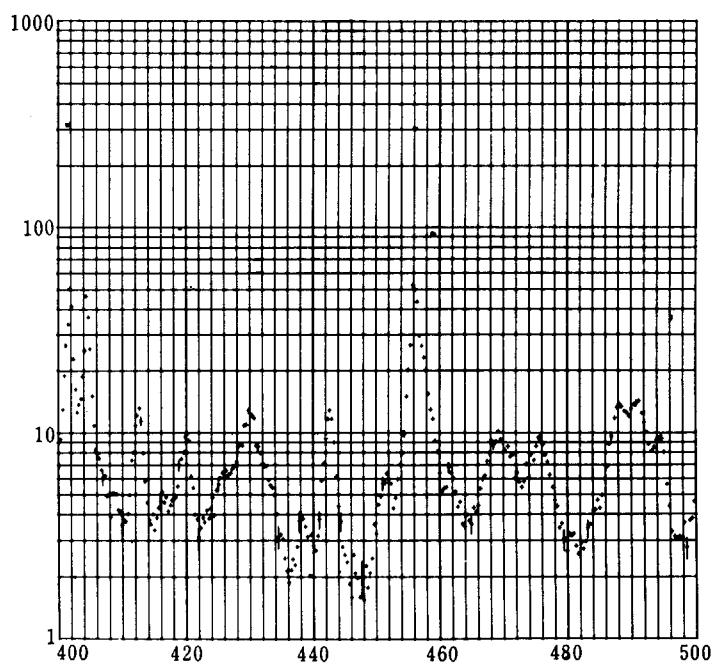
この領域で残る問題が 1 つ考えられる。それは 500 eV~580 eV 附近での σ_f の突然の上昇である。 σ_f はほとんどかわらない。このため α がこの附近で突然減少する。この領域は分離レベルとしてパラメータを求めるこことによって解決されるとされている。

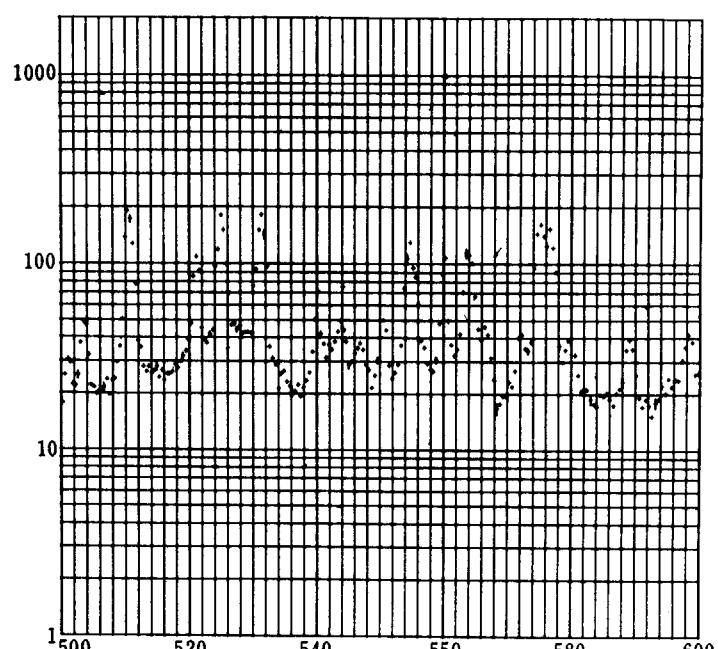
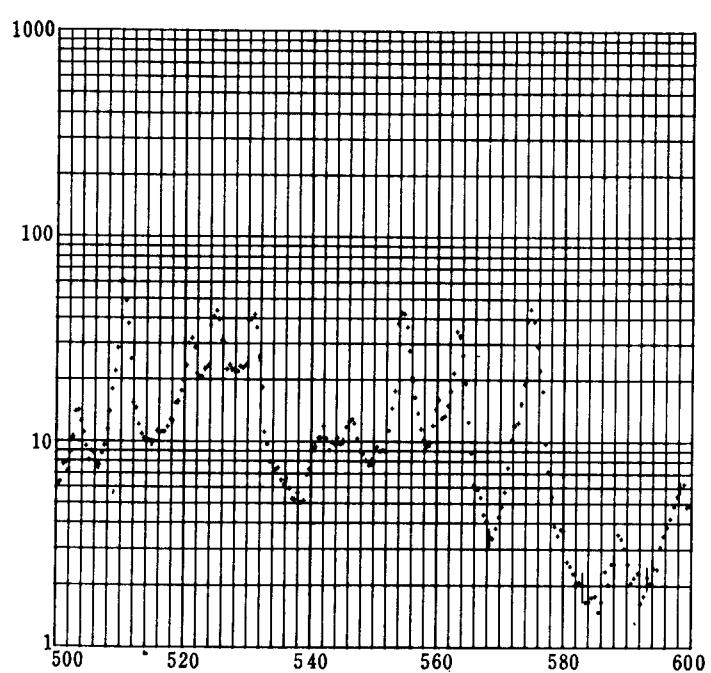
分離域の断面積は 0~300 eV までは SCHMIDT のパラメータから出発し、これに ASGHAR のスピン assignment を考慮して Γ_n をとりかえ、その結果を BNL-325 の σ_T と比較した。BNL-325 の σ_T は Harwell での測定と比べてもよく一致している。Peak が低い所では Γ_n をかえて peak の値が近い値になるようにされている。

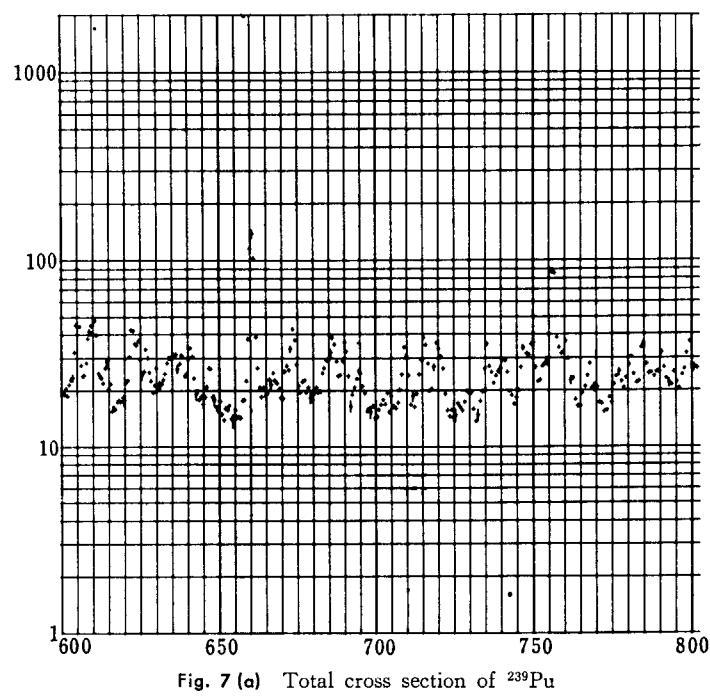
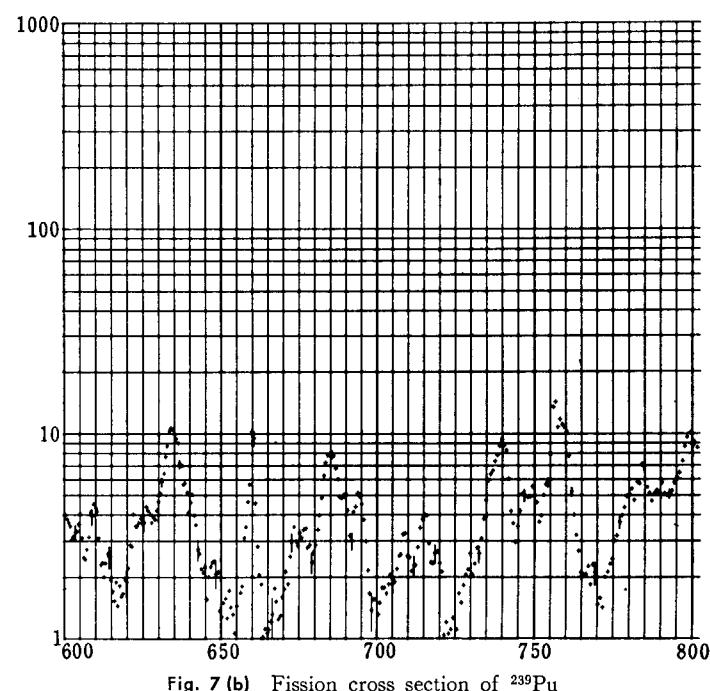
その結果は再び比較され σ_T が一致するようにされた。また、 σ_f も PETREL bomb のカーブや BNL-325 と比較されたがよく一致したということである。

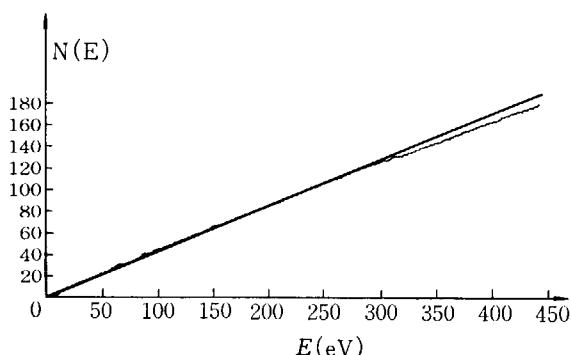
300 eV~450 eV についても同様に evaluation がおこなわれたということである。

Resolved resonance region に関して、1 つ不満足な点はレベル density のプロットからわかるように、みつかっていないレベルがまだかなりあるという点である。この様子は σ_f や σ_T の測定値とこの evaluation で得られた値を比べればわかるが、resonance の谷で σ_T, σ_f とも

Fig. 5 (a) Total cross section of ^{239}Pu Fig. 5 (b) Fission cross section of ^{239}Pu

Fig. 6 (a) Total cross section of ^{239}Pu Fig. 6 (b) Fission cross section of ^{239}Pu

Fig. 7 (a) Total cross section of ^{239}Pu Fig. 7 (b) Fission cross section of ^{239}Pu

Fig. 8 Number of levels of ^{239}Pu

に計算値の値が小さい領域がある。しかもその大きさがほぼ等しい。ということは σ_f が小さく出ていることを意味し、しかもその幅からみておそらく分裂幅の広いレベルがみつかっていないのであろうと想像される。この点を back ground cross section で補えば、この evaluation は使用にたえるものと考えられている。

U.K. ではこの他に ^{240}Pu , ^{235}U の evaluation もやっているということであった。 ^{235}U に関しては capture resonance integral が前の evaluation では 10~60eV で RI_f が小さすぎ RI_γ が幾分大きすぎるということである。また ^{240}Pu に関しては Harwell での測定結果から新しいパラメータがわかっており、数個のレベルを除いて信頼できる値であるといわれている。

最後に、この種 evaluation のチームワークの仕方について述べておく。

高速炉定数関係のワーキンググループは 2 つある。1 つは FRIDWG, もう 1 つは NDFWG でメンバーはハーベ

ウェル、オルダーマストン、ワインフリスから約 30 人くらい、前者では炉物理屋と少数の核物理、後者では核物理と炉物理が半々で、FRIDWG は主に炉物理の積分測定結果を討論し今後の方向づけをおこなう。これに対し後者はデータファイル作成に伴う問題を取りあつかっている。分担は NDFWG は主に核物理側の研究者への呼びかけと成果の収集評価をおこない、ファイルすることを目標としている。これに対し FRIDWG では、もっぱらその資料をもとに、一連のデータを作る所に目的があるようと思われる。その理由の 1 つは NDFWG の activity はその性質上テンポがおそらく現実の要求に間に合わないということである。この group の考え方は、かなり現実的な立場に立っており、断面積の大略の傾向を特に integral な意味で再現できればよいという思想に立っている。

文 献

- 1) ADAMSON J. et al.: Zebra 6, A dilute plutonium-fuelled assembly, ANL-7320, 216 (1966)
- 2) SOWERBY M. G. and PATRICK B. H.: AERE report to be published
- 3) GREEBLER P. et al.: Implication of recent fast critical experiments on basic fast reactor design data and calculation method, ANL-7320, 66 (1966)
- 4) LA-3586 (1966): Fission cross section from Petrel
- 5) CUNNINGHAM J. G. et al.: Nuclear Phys. **84** 49 (1966)
- 6) ASGHAR M.: EANDC (UK) 'S' (1967) (revised)
- 7) DERRIEN H. et al.: Sections efficaces totale et de fission du ^{239}Pu , Conference Proc. PARIS 1966, Vol. 2, 195 (1966)

1.6 各種積分測定による群常数の修正

原 研 黒 井 英 雄

1. まえがき

原子炉の核設計は通常多群近似理論によって各種群常数を用い、いろいろの積分量、すなわち臨界量、出力分布、各種出力係数を計算することによっておこなわれる。しかし、大型高速炉に関してはまだこれらの設計に必要な諸量を計算によって求めるに充分な精度をもつ群常数は完備していない。充分な精度とは、時代によって異なるが、現在では、大きな経済的ペナルティーを課せられることを避けるに充分ではないという意味で解釈してよい。さらに具体的な例を上げて述べれば、大型炉においては非常に多くの燃料インヴェントリー、長い炉心寿命が要求される上に、燃料費およびその加工費が非常に高く、炉心のフレキシビリティが小さいのが通常である。このような条件において、もし設計時に K_{eff} を大きく評価しすぎれば、臨界にするため燃料インヴェントリーを追加せねばならず、これがさらに出力分布のピーキングに影響し、炉心寿命を減少させる。したがって、 K_{eff} の誤差が非常に大きな経済的ペナルティーを課すことになる。

上記のごとき核設計の誤差は当然計算式自身の近似によるものも考えねばならぬが、最近の計算機の発達により、計算式、方法による誤差は、使用される群常数の不確定さに比して非常に小さいとされている。したがって、上記の理由により、群定数の整備、評価が特に重点的に各国でおこなわれている現状である。

群常数の整備、評価にはいろいろの方法があるが、最も通常におこなわれている方法は各種核データから群定数プロセスコードによって群常数を作成する方法で、各種核データの評価、整備に重点がおかれている。さらに別の方法として、群常数を用いて計算されるであろうところの各種積分量（臨界量、出力分布、各種反応度効果等）をそれらの実験値と比較することにより群定数を修正してゆく方法である。この第2の方法では一応、各種核データー、プロセスコードはブラックボックスとしてよく、最初に述べた正統的な方法と全く独立におこなうことができるが、これらの異なった2つの方法を適当に

組合せることによって最も効果的に群常数の評価整備をおこなうことができるものと考えられる。

ここで述べる積分測定データによる群定数の修正はこの第2の方法に相当するものであるが、この方法は最近の各種積分測定精度の向上およびデータ量の増加とともに大型計算機の出現によって可能となった方法である。

2. 臨界性による群常数の修正

まず、最も身近な積分量である系の臨界性の実験データを用いた群常数の修正について述べる。この方法の1つは BAKER によって提案されたもので他は PENDLEBURY らによって提案されている。

まず、実験的に求められたある系 l の反応度とある基準になる群常数で計算された系 l の反応度の差 ΔK_l は次式によって与えられる。

$$\Delta K_l = \sum_{m,g,j} \alpha_{emgj} X_{mgj} + b_l \quad (1)$$

ただし X_{mgj} : 核種 m , 反応の種類 j , エネルギーグループ g における群常数の誤差 (%)

α_{lmgj} : 系 l において核種 m , 反応の種類 j , エネルギーグループ g の群常数に 1% の誤差が生じた場合の系 l に与える反応度の変化

b_l : 系 l においておこなわれた反応度決定の誤差

式(1)を解いて X_{mgj} を求めるためには、最小自乗法によらねばならない。したがって以下の量 S を最少にするような X_{mgj} を求める。

$$S = \sum_{m,g,j} \frac{x^2_{mgj}}{\xi^2_{mgj}} + \sum_l \frac{b_l^2}{\eta_l^2} \quad (2)$$

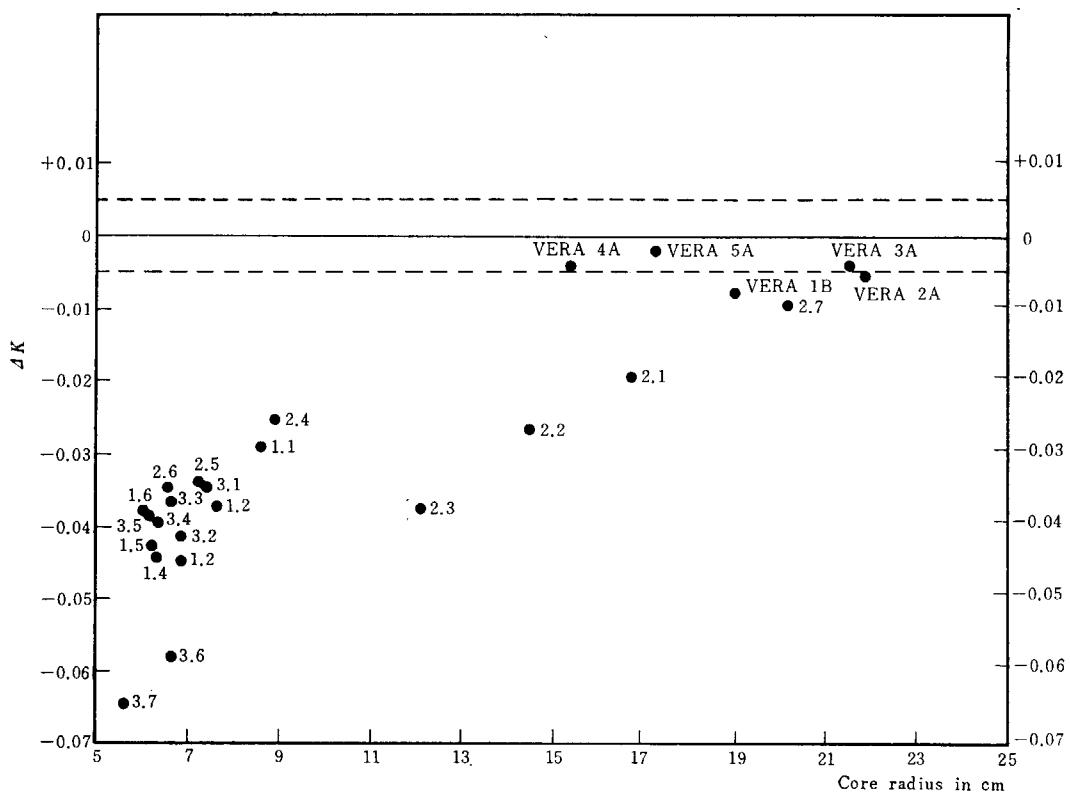
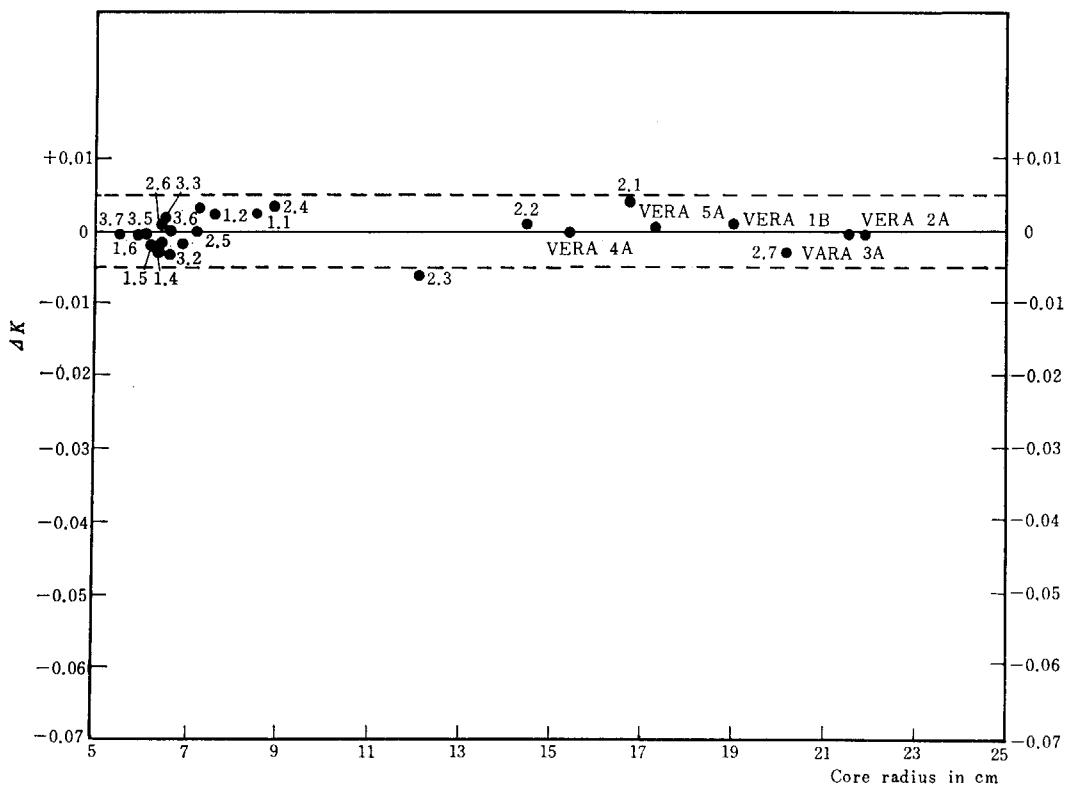
ただし ξ^2_{mgj} : 核種 m , 反応の種類 j , エネルギーグループ g の群常数の標準偏差

η_l : 系 l の反応度決定の標準偏差

したがって X_{mgj} は次の式を解くことによって求めることができる

$$\frac{X_{mgj}}{\xi^2_{mgj}} + \sum_l \frac{b_l \alpha_{lmgj}}{\eta_l^2} = 0 \quad (3)$$

PENDLEBURY らは上記の方法により、25 の臨界実験の結果を用い群常数の修正をおこなっている。Fig. 1 に修正をおこなう前の群常数を用いておこなった反応度の計

Fig. 1 ΔK as a function of core radius by using unadjusted dataFig. 2 ΔK as a function of core radius by using adjusted data

算値と実験値の差 ΔK を上記の各系について示している。Fig. 2 は上記の方法により修正をおこなった群常数を用いて計算した計算値と実験値の差を示しているが、臨界性の一致においてはかなりの成功を収めている。なおこのためにおこなわれた群常数修正の一例を TABLE 1 に示す。

BAKER の提案している方法は、PENDLEBURY らの方法が各エネルギーグループに分けて群常数を修正する立場を取っているのに対し、BAKER の方法はより実際的な考え方で、群常数はブラックボックスとし、要するに反応度のみ一致すればよいという考え方である。すなわち、今計算された系 l の反応度 K^l を以下のとく表わし

$$K^l = 1 + \sum_m A_m C_m^l \quad (4)$$

$$S = \sum_l (K_{\text{ex}}^l - K^l)^2 \quad (5)$$

第 5 式を最少にするような A_l を求め、この A_l を用い反応度計算値を修正する方法である。BAKER はこの方

TABLE 1 An example of group constant modification (^{235}U)

Nuclide		Cross section	Group	Percent- age S.D.	Percentage change of group const.
155 (U^{235})	1001	Total C.S.	1	3	+ 1.1
			2	3	+ 2.9
			3	2	+ 1.5
			4	4	+ 7.1
			5	4	+ 4.8
			6	3.5	+ 3.25
			7	3.5	+ 2.0
			8	3.5	+ 1.6
			*	25	+ 0.12
			*	10	+ 0.32
1005		Cross sections for excitation of single levels	*	25	+ 0.75
1006			*	60	+ 1.7
1007			*	60	+ 1.6
1008			*	65	+ 4.4
1009			*	60	+ 1.7
1010			*	20	+ 15
1015			1	20	+ 1.2
			2	20	+ 2.2
			3	20	+ 2.9
			4	20	+ 1.2
1016		(n, 2n) C.S.	*	15	- 0.13
1018			1	6	- 7.8
			2	6	- 7.6
			3	7.5	- 5.3
			4	10	- 3.4
			5	5	- 0.22
			6	6	- 4.0
			7	10	+ 1.1
			8	10	+ 5.1
1102			2	10	+ 0.58
		(n, γ) C.S.	3	10	+ 2.3
			4	10	+ 2.2
			5	10	- 0.83
			6	15	- 13.7
			7	15	- 18.4
			8	15	- 11.9

法を ZPR-III の 24 の炉心に応用し、種々の群常数の評価をおこないこれを修正している。

TABLE 2 に未修正の反応度計算値と実験値の差、TABLE

TABLE 2 Discrepancies, $K_{\text{exp}} - K^l (\times 10^4)$ calculated by using various cross section set before adjusting

Assembly	HRB	YOMD	FD1	FD2
ZPR-III 2A		- 50	- 210	- 230
5		- 50	- 250	- 250
6F		- 30	- 190	- 210
9A		20	- 140	- 110
10	150	10	- 80	- 50
11	170	60	- 60	90
12	10	20	- 110	- 30
14	- 160	50	- 60	- 140
16	50	10	- 120	10
17	- 70	20	- 110	- 90
20	110	80		
23		- 40	- 260	- 230
24	10	50	- 70	190
25	190	90	- 60	230
29	- 10	- 30	- 240	- 140
30	- 40	- 90	- 300	- 210
31	50	- 60	- 260	- 180
32	180	- 150	- 330	- 320
33	120	- 140	- 320	- 330
34	70	30	- 180	- 70
35		60	- 130	- 270
36	180	60	- 60	10
41		- 20	- 20	60

TABLE 3 Discrepancies, $K_{\text{exp}} - K^l (\times 10^4)$ calculated by using various cross section set after adjusting (cited from ANL-7320)

Group const. Assembly	HRB	YOMD	FD1	FD2
ZPR-III 2A		- 21	- 34	- 41
5		8	44	40
6F		- 11	- 15	- 1
9A		- 35	- 26	4
10	- 27	- 24	- 66	- 3
11	- 12	- 23	- 18	2
12	- 9	15	23	- 1
14	5	- 16	- 35	- 10
16	18	24	36	9
17	4	14	20	8
20	exact	exact		
23	- 14	8	43	6
24	8	19	35	13
25	21	- 10	40	11
29	- 26	- 13	- 20	- 13
30	63	39	54	31
31	27	11	28	15
32	- 21	- 21	- 21	- 14
33	29	48	56	21
34	- 29	- 30	- 2	6
35		- 9	- 10	0
36	- 29	- 7	- 13	- 22
41		33	- 120	- 62

3に修正後の差を示している。これらの結果により各種積分測定量による群常数の修正はかなりの成功を収めていることがわかる。

3. 積分測定の将来性

前節において積分量の一例として臨界性を用いた修正方法について述べたが、この方法には以下のとき利点を有する。

- 1) 必要な積分量が一番よく合うように群常数を修正することができる。
- 2) 測定誤差の大きい測定値は修正に大きな効果を与えない。
- 3) 各種の群常数の各エネルギーグループ間の相関性を容易に取入れることができる。

しかし以上の利点に対し問題点としては、上記のごとき最小自乗法は一般的にいって誤差を等分化する傾向をもつ点である。たとえば、あるエネルギーグループのある断面積が大きな誤差を有する場合、その修正のしわよ

せを他のエネルギーグループの他の断面積にある程度分担させてしまう点である。この傾向は特に与えられた情報に対して求めるべき変数が多すぎるために強調されている場合が多く、したがって、まず情報の量および種類を増加させる必要がある。このために系の臨界性のみではなく、いろいろの元素の反応率および反応度効果等の積分測定量も修正の操作に取入れる努力が原研においてなされている。

一般的にいって、積分測定は非常に精度よくこれを実施することができる。たとえば、臨界性に関しては $\Delta K=0.01\%$ 、各種反応度効果は $\Delta K=1 \times 10^{-7}$ 、反応率は 0.2~0.5% の誤差で測定が可能である。

これに対して、各種断面積の微分測定は非常に精度が悪く、しかも近い将来においてこれらの測定方法が劇的に改良されることも期待できない。したがって、群常数を修正する目的に最も適したいろいろの炉心を計画し、この系において各種積分測定をおこない、これらの測定量から群常数を修正し、この修正の大きな核種のそのエネルギー範囲の断面積の微分測定をくり返すことにより、実験的に信頼性を裏づけられた群常数を作成してゆく方法が最も現実的であると考えられる。

2. 核データの評価

座長 九大 園田 正明

2. 1 14MeV 中性子の反応断面積の評価

東工大 神田幸則*
法政大 中島龍三

1. はじめに

この報告はシグマ委員会核データ・グループの評価作業の1つとして始められ、筆者らが中心になって作業を進めた。その間、各委員から核データ調査作業中に気づいた関連データの指摘および評価方法について議論がなされた。

14MeV 中性子を中心に高速中性子による核反応の断面積は、今までに多くの核種について測定がなされ、データの数は非常に多い。しかし、得られた値のばらつきが非常に大きいので、核理論との比較や中性子束測定または他の核反応断面積の標準として使用するためには、存在するデータから最も確かと思われる値を決定する必要がある。ここでは TABLE 1 に示す4つの反応をとりあげる。これらの試料は、いずれもありふれた金属で高純度の任意の形状で得やすく取扱いも容易である、断面積が比較的大きな値である、データの数が多い、および生成核が測定しやすい半減期をもち特徴ある崩壊をして検出しやすい、などの理由から、高速中性子断面積測定の標準として使用される頻度が高く、また threshold detector としても使用される。エネルギー範囲は threshold energy から 20MeV までを選んだ。20MeV 以上のデータはほとんどない。

TABLE 1 評価した反応

Reaction	Q-value(MeV)	生成核の半減期
$^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$	- 3.14	15 時間
$^{56}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{56}\text{Mn}$	- 2.26	5.6 時間
$^{63}\text{Cu}(\text{n}, 2\text{n})^{62}\text{Cu}$	-10.8	9.9 分
$^{65}\text{Cu}(\text{n}, 2\text{n})^{64}\text{Cu}$	- 9.91	13 時間

2. データの収集†

Evaluation of reaction cross section for the 14MeV neutrons: Y. KANDA, Tokyo Inst. of Tech. and R. NAKASIMA, Hosei Univ.

* 現在 九大工, Present Kyushu Univ.

† 以後、収集の対象になった文献は通し番号でなしに、50 Fo のごとく書き、巻末参考文献も分けておく。

2.1 収集の方法

CINDA 66¹⁾を中心 News Letter No. 4²⁾, JESSEN et al.³⁾, LISKIEN et al.⁴⁾および NAGEL⁵⁾の収集を参考にして文献を選び、さらに最近発表されたデータも加えてある。データは全部 original report で確めた。ここでは励起曲線の微細構造は考慮しない。したがって、微細構造のみを測定対象にしたデータは除いた。全データ・セットを分類して TABLE 2 に示す(分類法については後で述べる)。データの大部分は activation 法によって測定しているが、一部角度分布測定から積分して断面積を求めているデータもある。

2.2 測定法と精度

収集した文献から測定法およびそれに伴う誤差をまとめてみる。ただし、誤差の値は各方法についてそのまま比較されるべきではなく、測定者によって変わりうるもので、大体の目安にすぎない。また、測定精度が与えられた例がないために、よく用いられる検出器に対して数値が示されない場合もある。

(1) 中性子束の測定と精度

a) α 粒子測定

$T(d, n)^4\text{He}$ を中性子源に利用する場合は反跳 α 粒子を計数して、中性子発生の絶対値が求められる。

Proportional counter	2 % (62Fo)
CsI(Tl) scintillation counter	
Solid state detector	1~4% (62Ce, 67Pa)
Al 箔で捕獲して He ガスとして定量	
	1.5% (66He)

b) Proton recoil counter

$H(n, n)$ の微分断面積を必要とする。	
Counter telescope	4 % (65Li)
Stilbene scintillation counter	4 % (65Se)
Plastic scintillation counter	

c) Activation 法

標準に用いた反応断面積が必要である	
測定対象の反応自身を標準にする	
ほかの反応を標準にする	
$^{32}\text{S}(\text{n}, \text{p})^{32}\text{P}$ を標準	6 % (63Bu)

d) Li(Eu) scintillation counter

${}^6\text{Li}(n, \alpha) T$ の断面積が必要である

断面積の誤差と統計誤差を含んで

6~7% (59Ke, 60Fe)

e) その他

Fission counter ${}^{235}\text{U}(n, f)$ 5~7% (67Me)

Long counter

(2) Activity の測定

β^\pm : G-M counter, proportional counter, gas flow counter

γ : NaI(Tl) scintillation counter (well-type, coincidence 法)

生成核の絶対量を求めるために、標準線源で、使用する検出器の効率を較正する必要がある。標準線源は精度を約1%で用意することが可能であり、 ${}^{65}\text{Li}$ では $4\pi\beta^-$ counter, 4π counter および liquid scintillation counter で同一線源を測定して、 $\pm 0.1\%$ 以内で一致している。検出器の効率の精度は 1.5~9% (59Ke, 60Fo, 63Bu, ${}^{65}\text{Li}$) で得られている。

(3) そのほかの誤差源

統計誤差 数%

Sample 数の取り付けによる幾何学的誤差

1.5~3% (58Gr, 59Ke, 60Fe, 62Ce, ${}^{66}\text{Li}$)

中性子源の中性子の角度分布の誤差からくる誤差があり、これは利用する反応や、加速粒子のエネルギーによって異なる。

d-T 反応 1~4% (58Gr, 60Fe, 63Bu, 63Ra, ${}^{65}\text{Li}$)

d-D 反応 0.2~6.5% (63Bu)

Sample weight, purity および abundance ratio

からの和 < 1% (62Ce, ${}^{65}\text{Li}$)

中性子発生量の時間変化；生成核の半減期によつて異なる。

Sample の大きさによっては、sample 内での中性子の減衰、放射線の減衰に対する補正に伴う誤差も考慮しなければならない。

測定方法を分類して断面積の値を比較したが、方法によって値の偏りはなかった。同じ測定者が試みた例を次に示す。

${}^{63}\text{Cu}(n, 2n)$ 14.8MeV (65Gr)

β^+ を plastic scintillator で測定: $548 \pm 10\text{mb}$

β^+ の annihilation γ を coincidence 法で測定:

$568 \pm 16\text{mb}$

2.3 データ取扱い上の問題点

報告者が示している断面積の誤差および中性子エネルギーの拡がりの意味内容は一様性を欠いているが、それを文献に記されている実験方法、条件から、定まった基

準に従って計算し直すことは不可能なので、文献に記載された値をそのまま使う。また、一部の文献にエネルギーの拡がりが示されていないが、実験条件から算出可能な場合は計算し、不可能な場合は $\pm 0.5\text{ MeV}$ とする。 0.5 MeV の値はほかの文献に示されたエネルギーの拡がりを検討して決めた。ほかのデータに比べて、断面積の値に著しく差のあるものおよび誤差の表示が著しく小さいものは、特に詳しく original report について検討し、補正法に疑問のあるデータおよび測定法が明らかでないものは除いた。ただし、ほかのデータに比べて値が大きく離れているという理由のみで除外したデータはない。後述のデータの分類のために必要な情報がないデータは全部除いた。以上の条件で選ばれたデータをすべてプロットしたのが Fig. 7, 8, 9, 10 である。

3. 評価の方法

3.1 方針

データを次の3種類に分類する。

(A) 絶対測定

中性子束および生成核の数を絶対測定して、断面積算出に他の断面積の値を使用していないデータ。この分類に入るデータは全部中性子源は d-T 反応で α 粒子を計数して中性子束を求めている。この測定法に附随する問題もあるが、方法としては直接測定であるから、このように取扱う。

(B) 励起曲線測定

絶対または相対測定にかかわらず、励起曲線を測定しているデータを含める。(A)と重複しているデータもある。

(C) 相対測定

単一エネルギーで相対値を求めているデータ。実際に存在するこれらのデータは、14MeV 附近に限られている。

以上の分類に属する文献とその数を TABLE 2 に示す。

評価の手順は、(B) のデータを使って、次に述べる方法で相対励起曲線を求め、(A) のデータをその曲線に沿って 14.5MeV における値に換算して加重平均をとる。この値に前に決めた相対励起曲線を規格化して、絶対値の励起曲線を求める。(B) および (C) でここに取りあげた4つの反応を標準に使っているデータは、ここで決められる結果に基づいて計算し直し、結果の検討をおこなう。

3.2 相対励起曲線の決定

分類 (B) のデータを使って、相対励起曲線の推定曲線を求める。その過程を流れ図として示したのが Fig. 1 で、

TABLE 2 データの分類—文献数と文献名

Reaction	(A) Absolute	(B) Excitation function	(C) Relative
$^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$	12 52Fo, 53Pa, 57Ya, 58Ku, 59Ke, 61Ba, 62Ga, 63Cs, 64Ar, 64Bo, 65Se, 66He	13 58Gr, 59Ke, 60Ma, 61Ba, 61Bo, 61Sc, 62Ga, 63Bu, 63Je, 65Pa, 66He, 66Li, 67Me	5 59Kh, 59Po, 60De, 62St, 67Wo
$^{56}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{56}\text{Mn}$	8 52Fo, 53Pa, 55Mc, 57Ya, 59Ke, 62Ga, 64Bo, 66He	6 58Te, 62Bo, 64Sa, 65Li, 66Li, 66He	6 58Ma, 60St, 60De, 61Al, 61Ch, 61Po
$^{63}\text{Cu}(\text{n}, 2\text{n})^{62}\text{Cu}$	9 52Fo, 53Pa, 57Ya, 61Sa, 62Ce, 62Gl, 65Gr, 66Ch, 67Pa	8 50Fo, 52Br, 56Co, 60Fe, 62Bo, 62Gl, 63Ra, 65Li	1 61Po
$^{65}\text{Cu}(\text{n}, 2\text{n})^{64}\text{Cu}$	5 52Fo, 53Pa, 61Pr, 62Gl, 64Bo	5 61Pr, 62Gl, 63Bo, 65Pa, 66Sa	6 59Po, 60De, 60We, 61Po, 61Ra, 65Na

(A) と (B) に重複している文献は絶対値を含んで励起曲線を測定しているもの

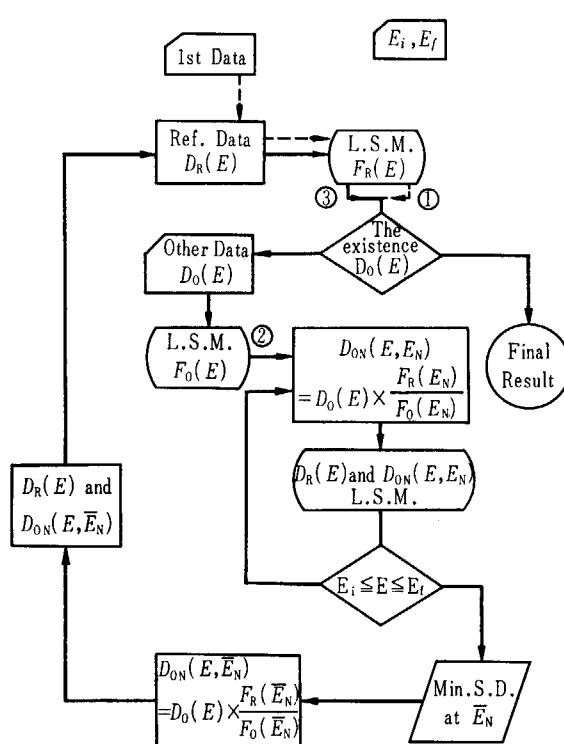


Fig. 1 Flow-chart for determining the shape of the excitation curve (See text for explanation)

$^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)$ を例として計算の途中経過を示したのが Fig. 2 である(以下説明は図中の記号を用いておこなう)。データ全体をみて、全エネルギー領域を分割し、その範囲を $E_i \sim E_f$ とする。隣り合った領域は互いに重り合うように決める。 $E_i \sim E_f$ に 5 点以上のデータ点を持ったデータ・セットのみを採用する。最初、任意に 1st data (Fig. 2: 黒丸) を選び $D_R(E)$ として、2 次曲線による最小自乗法をおこない、その結果が $F_R(E)$, ①である。最小自乗法は断面積の誤差と中性子エネルギーの拡がりの両者を重みとして計算する。Other data $D_0(E)$ (Fig. 2: 白三角) に同様の操作をほどこして $F_0(E)$, ②を得る。

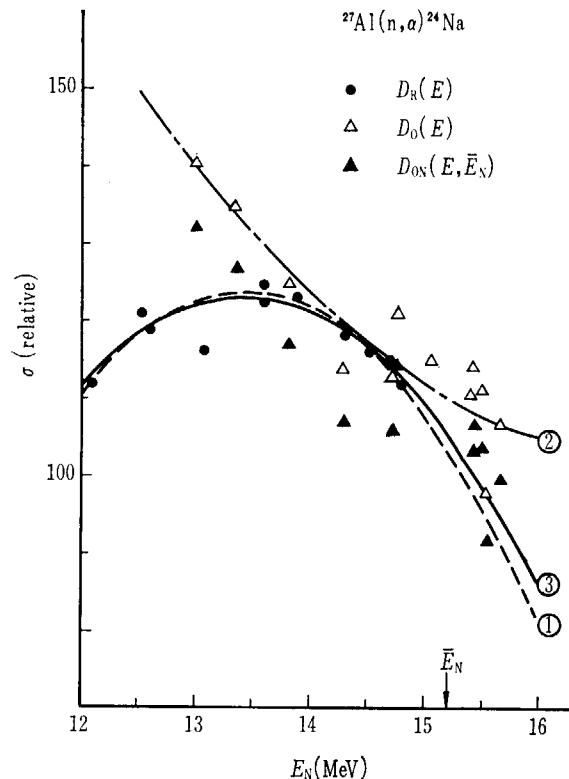


Fig. 2 Typical example showing the process of determination of the shape of the excitation curve. The symbols correspond to those in Fig. 1 (See text)

E_N における値 ($E_i \leq E_N \leq E_f$), $F_R(E_N)$, $F_0(E_N)$ を用いて $D_0(E)$ を $D_R(E)$ に規格化して $D_{ON}(E, E_N)$ をつくり、 $D_R(E)$ と $D_{ON}(E, E_N)$ に最小自乗法を適用して、その標準偏差を求める。 E_N を 0.5 MeV 間隔でかえて、この操作を繰り返し、最小の標準偏差を与える \bar{E}_N を求める。以上の過程で得られた $D_{ON}(E, \bar{E}_N)$ (Fig. 2: 黒三角) と最初の $D_R(E)$ を一組みとして新たに $D_R(E)$ とし、最小自乗法をおこなった結果③が最初の $D_R(E)$ と $D_0(E)$ の二組みのデータ・セットから求められた相対励起曲線の推定曲線である。ほかにデータ・セットがあれば、 $D_R(E)$ として $D_{ON}(E, \bar{E}_N)$ と最初の $D_R(E)$ を

用いて、新しい $D_0(E)$ とから上と同様の手続きを繰りかえして最終的曲線を求める。このようにして求まった曲線をつなぎ合わせて、全エネルギー領域の相対励起曲線が求められる。

3.3 絶対値の決定

絶対測定は 14~15 MeV に集中しているので、断面積の絶対値を決めるエネルギーとして 14.5 MeV を選んだ。分類(A)にのみ属して、14.5 MeV 以外のデータは前節で求めた励起曲線に沿って、14.5 MeV における値に換算する。分類(B)にも属する絶対値測定のデータは、それ自身の曲線の形に沿って同様な操作をおこなう。このようにして求まった 14.5 MeV における、各々の値を加重平均して、断面積の絶対値を求める。ここで用いられた各反応のデータを Fig. 3, 4, 5, 6 に示す。

3.2 で求められた励起曲線を 14.5 MeV における絶対値に規格化して最終的結果を得る。結果を TABLE 3、および実験データとの比較を Fig. 7, 8, 9, 10 に示す。

TABLE 3 に与えた $\Delta\sigma$ は収集されたデータを用い、上の過程に従って推定された励起曲線に対する、 t -分布の

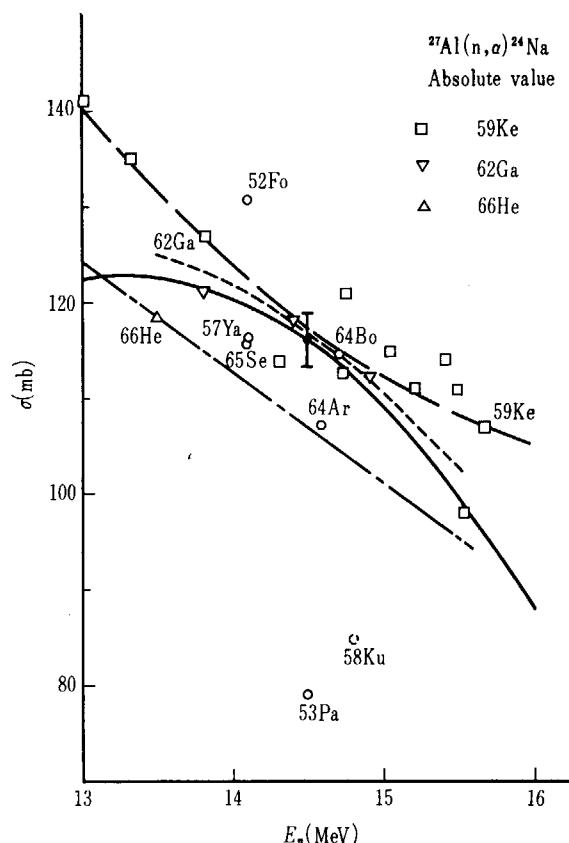


Fig. 3 Determination of absolute cross section value of $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ reaction.

Closed circle represents the absolute value of the cross section obtained by weighted mean, with the error of $\Delta\sigma$. Full curve is the excitation curve normalized to the closed circle. Other curves are excitation curves reported in original literatures. Broken circles are not used in determining the absolute excitation curve.

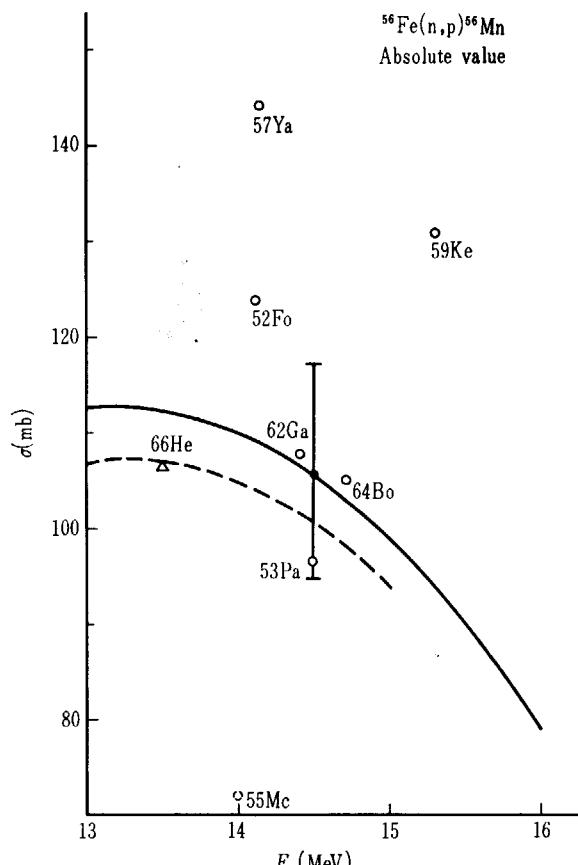


Fig. 4 Determination of absolute cross section value of $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ reaction. (Explanation is same as that for Fig. 3)

信頼係数 95% に対応する信頼区間の幅を示す。

3.4 相対測定の再計算

分類(C)に属するデータで、その反応自身を標準にしたものおよびここで扱った4反応のいずれかを標準にしているものは結果に基づいて計算し直すことができる。その結果を Fig. 11 に示す。再計算の結果は全体に評価曲線に合う方向にある。今までの過程では同一反応内のデータからの評価であったが、ほかの反応を標準として使ったデータの再計算結果が一方に偏る傾向がないことは、評価の結果がほかの反応断面積との関連においても矛盾しないことを示していると思われる。

4. 結果の検討と結論

Fig. 3, 4 で点線の白丸は、14.5 MeV における加重平均から除外したデータである。 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ の 58Ku は原子核乾板による実験で、 $(n, n\alpha)$ の補正として約 10% 引いているが、補正内容が詳しく述べられていないこと、および同様の実験で、この補正がきわめて小さいと述べている報告もあるため、議論の余地ありと考え絶対

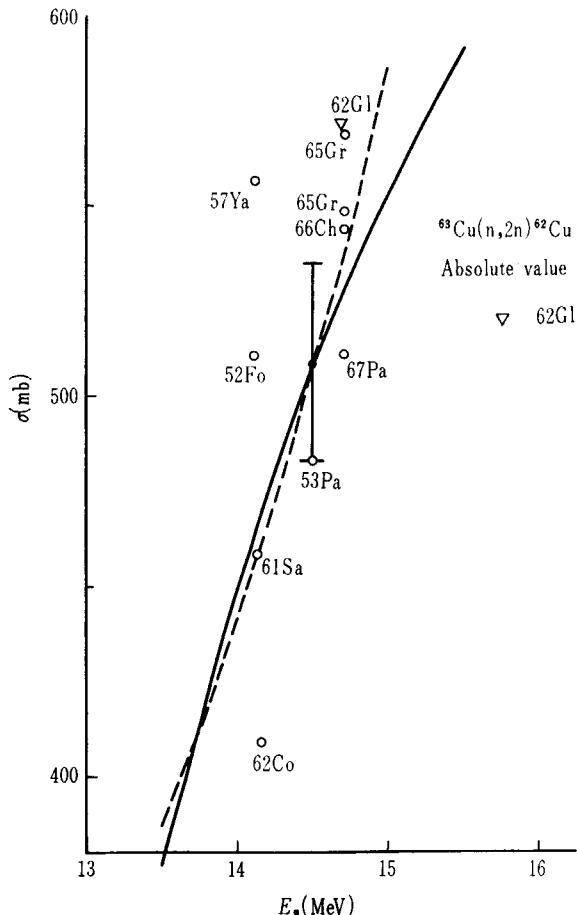


Fig. 5 Determination of absolute cross section value of $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ reaction (Explanation is same as that for Fig. 3)

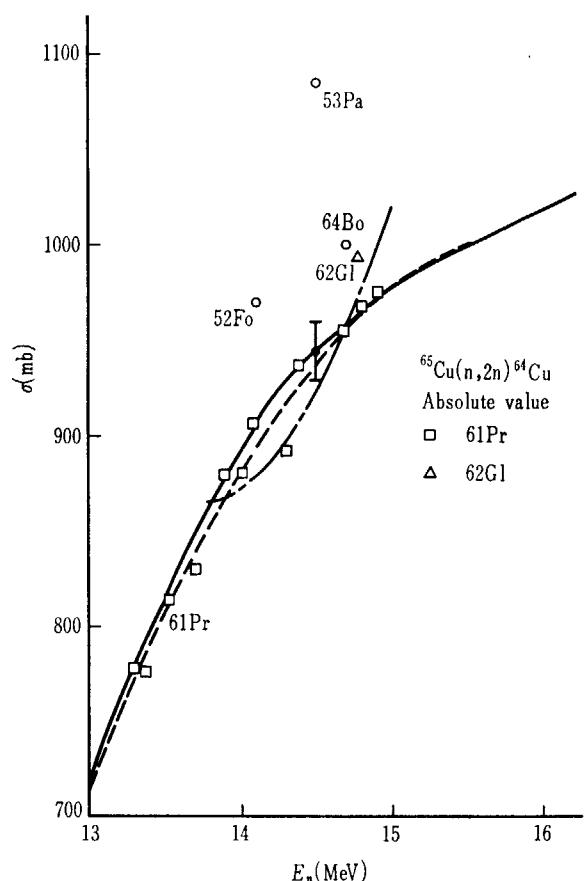


Fig. 6 Determination of absolute cross section value of $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$ reaction (Explanation is same as that for Fig. 3)

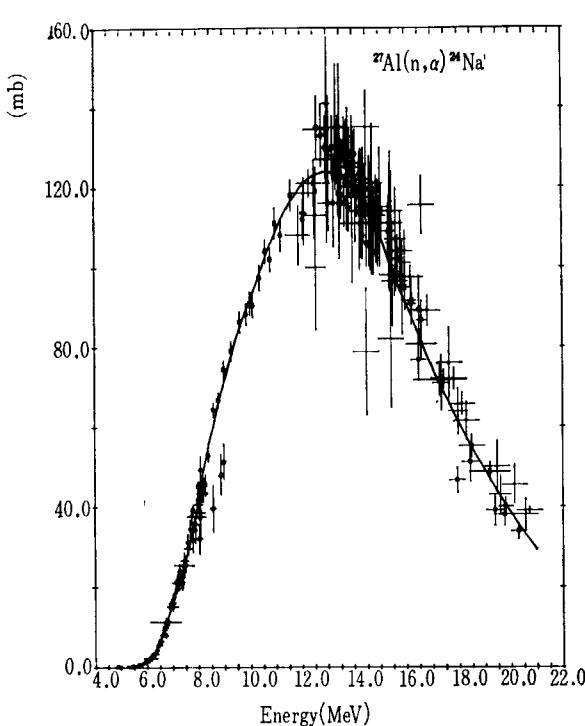


Fig. 7 Experimental values and the evaluated curve (full curve) of $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ reaction.

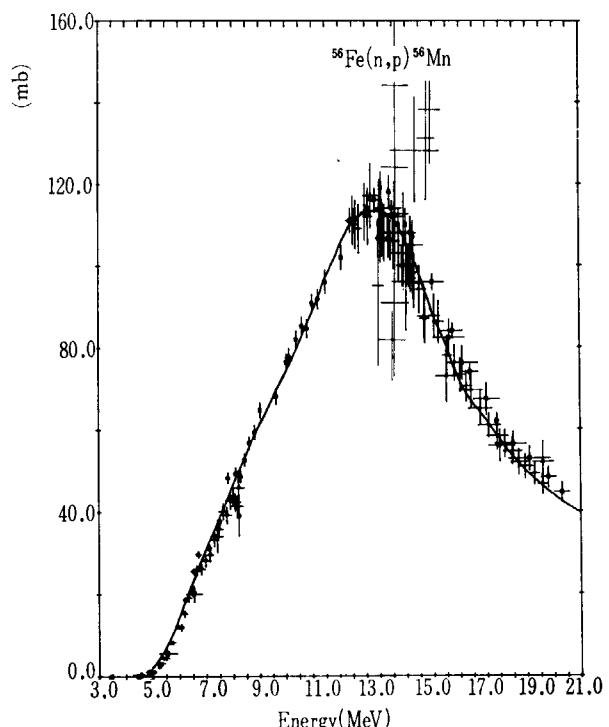


Fig. 8 Experimental values and the evaluated curve (full curve) of $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ reaction.

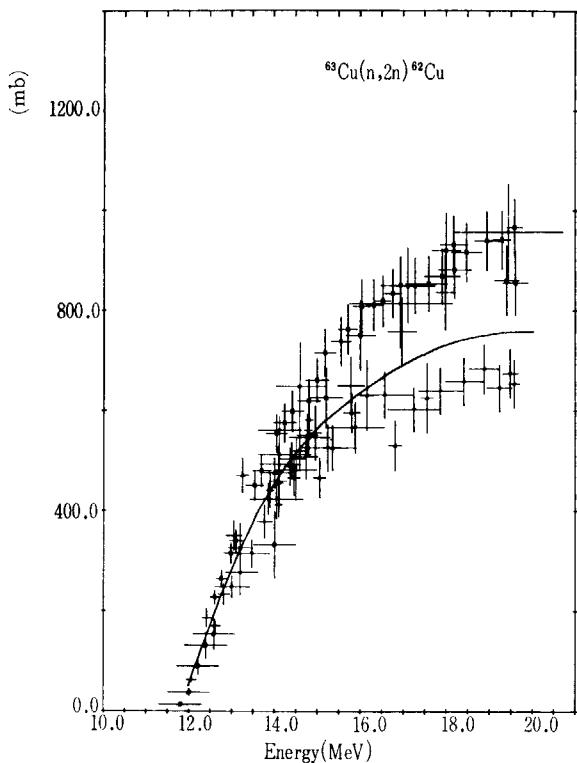


Fig. 9 Experimental values and the evaluated curve (full curve) of $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ reaction.

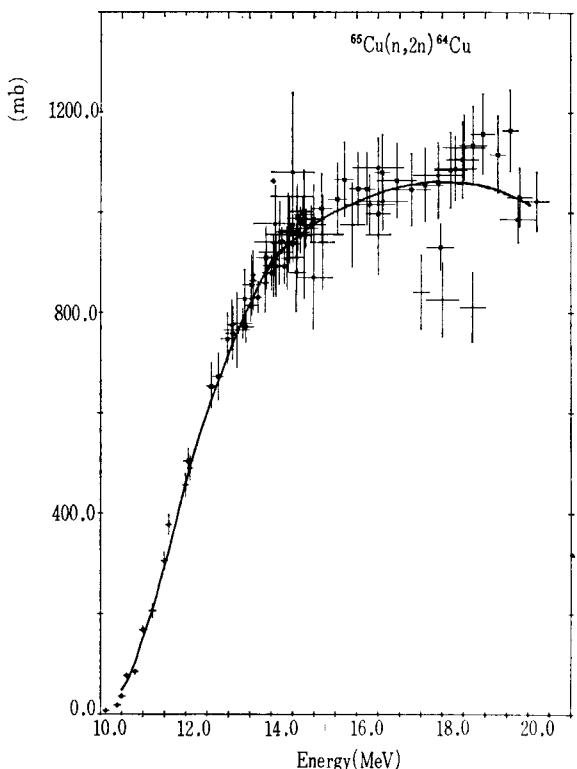


Fig. 10 Experimental values and the evaluated curve (full curve) of $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$ reaction.

TABLE 3 Recommended cross section

E (Mev)	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$
	σ (mb)	$\Delta\sigma^*$ (mb)	σ (mb)	$\Delta\sigma^*$ (mb)
5.0	0.1	0.6	2.5	0.4
5.5	0.8	0.6	7.3	1.1
6.0	1.7	0.5	14.4	2.2
6.5	6.9	0.5	22.5	2.4
7.0	15.0	0.6	30.4	3.4
7.5	26.2	1.1	38.1	4.2
8.0	40.2	1.6	45.6	5.0
8.5	57.3	2.5	52.8	5.9
9.0	70.4	2.8	59.8	6.6
9.5	81.7	3.3	66.6	7.4
10.0	91.4	3.7	73.2	8.1
10.5	99.3	4.0	80.4	8.9
11.0	108	4	88.2	9.8
11.5	115	4	96.0	10.6
12.0	120	4	104	12
12.5	123	4	109	12
13.0	124	4	113	13
13.5	123	4	113	13
14.0	121	4	112	12
14.5	116	4	106	12
15.0	109	4	99.1	10.5
15.5	100	4	88.1	9.7
16.0	91.6	3.7	81.0	9.0
16.5	83.7	3.4	73.4	8.1
17.0	76.1	3.0	67.9	7.5
17.5	68.9	2.8	62.8	6.9
18.0	62.0	2.8	58.2	6.4
18.5	55.6	2.8	54.0	6.0
19.0	49.6	2.8	50.3	5.0
19.5	44.0	2.7	47.0	5.1
20.0	38.7	2.7	44.2	4.9
20.5	33.9	3.4	41.8	4.6
21.0	29.4	4.5	39.8	3.4

* 信頼係数 95% に対応する信頼区間の幅

値決定には用いなかった。 $^{56}\text{Fe}(n,p)$ の 55Mc は実験方法に不明の点があるので除いた。これらのデータを用いても、最終結果に与える影響は 1 % 以下である。

得られた結果と BNL-325⁶⁾, NAGEL⁵⁾ の結果および $(n,2n)$ の場合は PEARLSTEIN⁷⁾ の計算結果との比較を Fig. 12, 13, 14, 15 に示す。次に個々の反応について、評価の結果と実験データおよび他の評価について検討する。

$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ (Fig. 7, 12)

BNL-325 で、13MeV 附近における曲線が高くなっているのは、評価方法の違いによると考えられる。NAGEL の結果は 13MeV 以下で強く下りかけているが、これは 12MeV 以下のデータを考慮していないためと考えられる。そのほかのエネルギーではよい一致をしている。

$^{66}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (Fig. 8, 13)

BNL-325 で、6~8MeV 附近に段がある。筆者らは先に述べたように、この種の構造は考慮に入れていない。

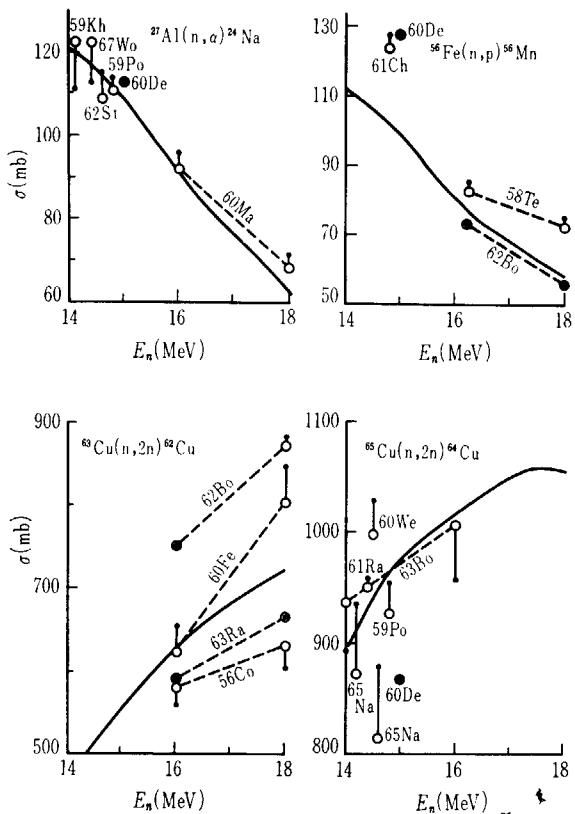


Fig. 11 Comparison of the evaluated curves with the values recalculated from relative measurement data. Full curves are the evaluated curves. Solid circles are values reported in literatures and closed circles are recalculated values; corresponding values are connected with full lines. Closed circles connected with broken lines represent values recalculated with evaluated curves and excitation curve determined using data of a relative excitation function by means of least squares method.

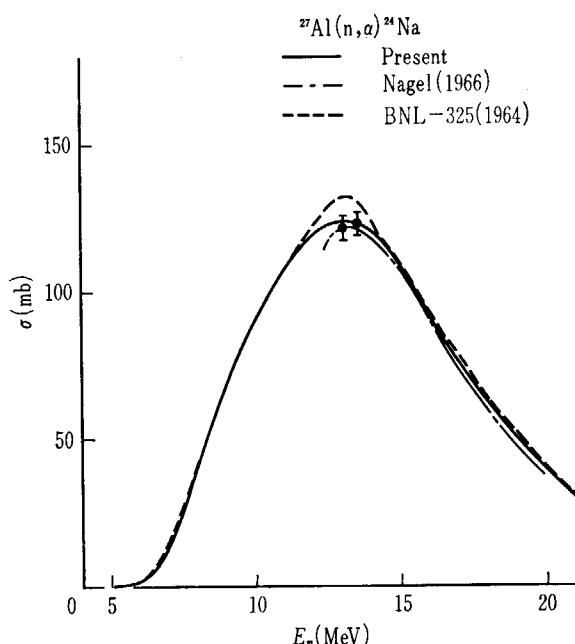


Fig. 12 Comparison of the evaluated curves with the other evaluation of $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ reaction.

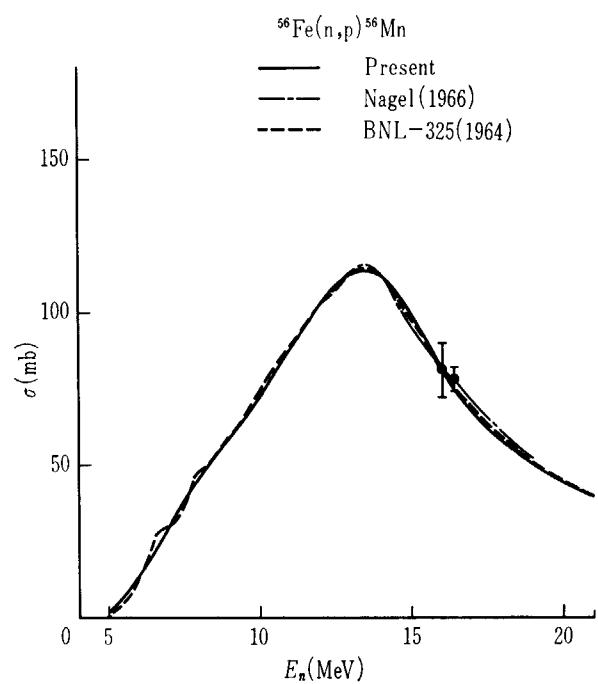


Fig. 13 Comparison of the evaluated curves with the other evaluation of $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Mn}$ reaction.

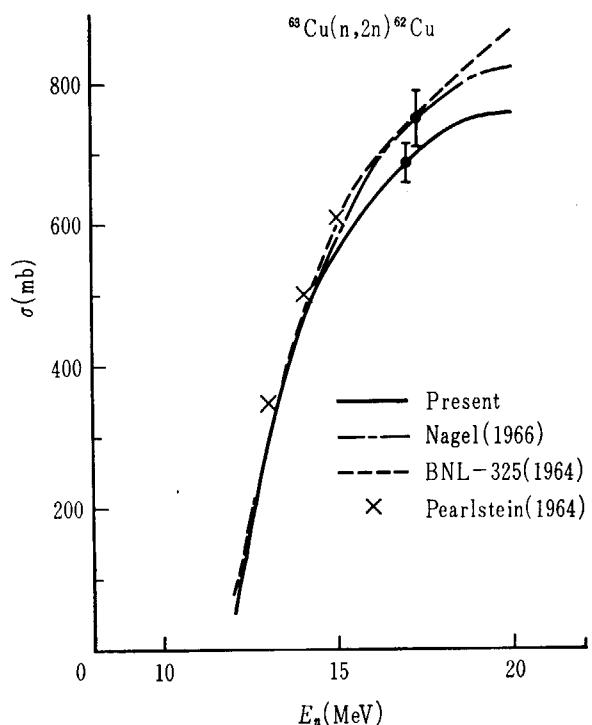


Fig. 14 Comparison of the evaluated curve with the other evaluation of $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ reaction.

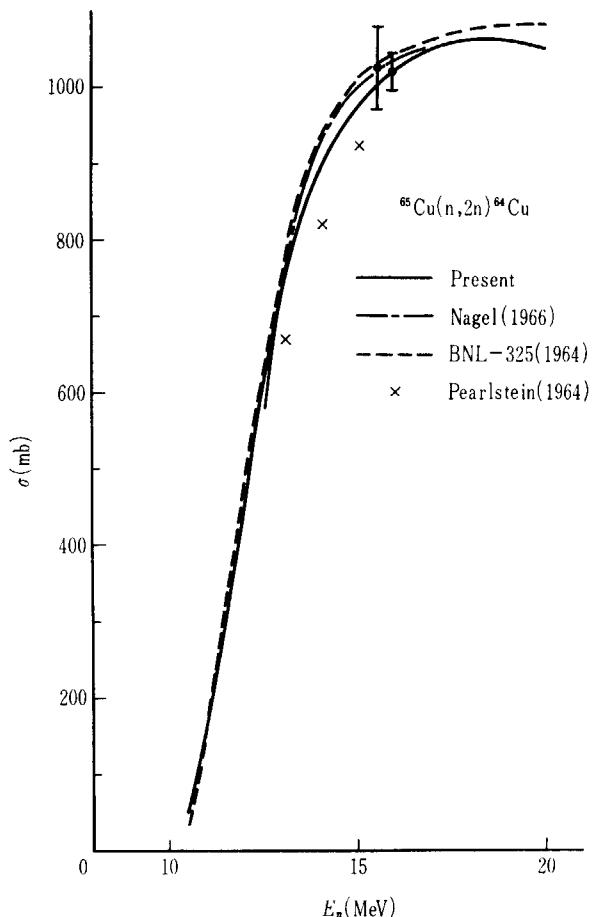


Fig. 15 Comparison of the evaluated curves with other evaluation of $^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$ reaction.

NAGEL と比較して、断面積の精度 $\Delta\sigma$ が悪いのは、彼が与えている $\Delta\sigma$ の意味と筆者らの $\Delta\sigma$ の意味が違うためであろう。Fig. 4 でみると、14.5 MeV の値を決定する分類 (A) に属するデータの数がほかの反応に比べて少なく、ばらつきも大きいために $\Delta\sigma$ が大きくなる。NAGEL の方法では、加重平均したときの標準偏差のみから $\Delta\sigma$ を求めているために、データ数の多い少ないは直接 $\Delta\sigma$ の計算に入ってこない。筆者らの場合は信頼区間の計算はデータの数に依存する t -分布の係数を標準偏差に掛けて $\Delta\sigma$ を出しているために、使用するデータ数の多少が直接きいてきて、数の少ない場合は大きな $\Delta\sigma$ を与える。しかし、ほかの反応では、むしろ筆者らの方が $\Delta\sigma$ が小さくなっている。

$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ (Fig. 9, 14)

15 MeV 以上でデータが 2 つのグループに分かれているため、これらの扱い方で評価曲線が違ってくる。筆者らの方法では、両方のグループは分類 (B) に属しているので、相対励起曲線を決める際にのみ使用した。このグループの中で、可能なデータは評価結果に基づいて再計算して Fig. 11 に示した。値の高いグループに属し、データ点が多い ^{65}Li は $H(n, n)$ を標準にして中性子束を出しているので、ここでの評価を基にしては再計算できない。この著者達はほかの 3 反応についても測定している

が、15 MeV 以上で $^{56}\text{Fe}(n, p)$ 以外いずれもほかの人達に比べて、大きな値を出している。原因は不明である。

$^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$ (Fig. 10, 15)

$^{63}\text{Cu}(n, 2n)$ の場合に比べると、データの点の拡がりは少ないので、同様に 15 MeV 以上でばらついていて、各評価結果は値のみでなしに、曲線の傾向にも差が出ている。 $^{65}\text{Cu}(n, 3n)^{63}\text{Cu}$ の Q -値は -17.83 MeV で Fig. 10 からわかるように、断面積はそのエネルギー附近で小さくなりかけるが、さらに高いエネルギーで大きくなる。一般的にいって、競争過程が入ってくるエネルギー附近で、このような構造が出ることには疑問がある。

以上の検討から、今後の問題として、次のような提案をする。

4 つの反応について、8 MeV (Cu の場合は threshold energy) から 12 MeV までの測定をすること。現在のところ、この範囲には Chalk River の tandem による実験があるのみ。 $^{63}, ^{65}\text{Cu}(n, 2n)$ では 15 MeV 以上で、断面積の絶対値を確認すると同時に、特に $^{65}\text{Cu}(n, 2n)$ では励起曲線の形をきめるための測定も必要である。

Activation 法では、生成核の崩壊比が直接、測定値にきいてくるので、その精度よい決定が必要であるが、特に ^{64}Cu の精度が悪いので、測定の必要がある。

中性子束測定の標準としては、精度の点から $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ が最も適当である、ただし、断面積が小さいので、中性子束が小さい場合は Cu を使用した方がよい。断面積のばらつきから考えれば、 $^{65}\text{Cu}(n, 2n)$ の方がよいが、崩壊比に問題がある。

今後、ほかの核種についても同様の作業を進め、理論的計算との比較をおこなう計画である。

文 献

- 1) ENEA Neutron Data Compilation Centre (1966, 1967)
- 2) ENEA Neutron Data Compilation Centre, Newsletter No. 4 (1966)
- 3) JESSEN P. et al.: Nucl. Data, 1A 103 (1965)
- 4) LISKIEN H. and PAULSEN A.: EUR-119.e, EURATOM (1965)
- 5) NAGEL W.: Thesis, University of Amsterdam (1966)
- 6) BNL-325 Supplement No. 2 (1964, 1966)
- 7) PEARLSTEIN S.: BNL-897 (1964) and Nucl. Data, 3A 327 (1967)
- 50Fo FOWLER J. L. and SLYE J. M. Jr.: Phys. Rev. 77 (1950) 787
- 52Br BROLLEY J. E., FOWLER J. L. and SCHLACKS L. K.: Phys. Rev. 88 (1952) 618
- 52Fo FORBES S. G.: Phys. Rev. 88 (1952) 1309
- 53Pa PAUL E. B. and CLARKE R. L.: Can. J. Phys. 31 (1953) 267
- 55Mc MCCLURE G. and KENT D. W.: J. Franklin Inst. 260 (1955) 238
- 56Co COHEN A. V. and WHITE P. H.: Nuclear Phys. 1 (1956) 73
- 57Ya YASUMI Sh.: J. Phys. Soc. Japan 12 (1957) 443

- 58Gr GRUNDL J. A., HENKEL R. L. and PORKINS B. L.: *Phys. Rev.* **109** (1958) 425
- 58Ku KUMABE I.: *J. Phys. Soc. Japan* **13** (1958) 325
- 58Ma MARCH P. V. and MORTON W. T.: *Phil. Mag.* **3** (1958) 143
- 58Te TERRELL T. and HOLM D. M.: *Phys. Rev.* **109** (1958) 2031
- 59Ke KERN B. D., THOMPSON W. E. and FERGUSON J. M.: *Nuclear Phys.* **10** (1959) 226
- 59Kh KHURANA C. S. and HANS H. S.: *Nuclear Phys.* **13** (1959) 88
- 59Po POULARIKAS A. and FINK R. W.: *Phys. Rev.* **115** (1959) 989
- 60De DEPRAZ M. J., LEGROS M. G. and SALIN M. R.: *J. Phys. Radium* **21** (1960) 377
- 60Fe FERGUSON J. M. and THOMPSON W. E.: *Phys. Rev.* **118** (1960) 228
- 60Ma MANI G. S., MCCALLAM G. J. and FERGUSON A. T. G.: *Nuclear Phys.* **19** (1960) 535
- 60St STOREY R. S., JACK W. and WARD A.: *Proc. Phys. Soc. (London)* **75** (1960) 526
- 60We WEIGOLD E.: *Austral. J.* **13** (1960) 186
- 61Al ALLAN D. L.: *Nuclear Phys.* **24** (1961) 274
- 61Ba BAYHURST B. P. and PRESTWOOD R. J.: *J. Inorg. Nucl. Chem.* **23** (1961) 173
- 61Bo BORMANN M., CIERJACKS S., LANGKAU R., NEUERT H. and POLLEHN H.: *J. Phys.* **22** (1961) 602
- 61Ch CHITTENDEN D. M., II, GARDNER D. G. and FINK R. W.: *Phys. Rev.* **122** (1961) 860
- 61Po POLLEHEN H. and NEUERT H.: *Z. Naturf.* **16a** (1961) 227
- 61Pr PRESTWOOD R. J. and BAYHURST B. P.: *Phys. Rev.* **121** (1961) 1438
- 61Ra RAYBURN L. A.: *Phys. Rev.* **122** (1961) 168
- 61Sa SAKISAKA N., SAEKI B. and TOMITA M.: *J. Phys. Soc. Japan* **16** (1961) 1869
- 61Sc SCHMITT H. W. and HALPERIN J.: *Phys. Rev.* **121** (1961) 827
- 62Bo BORMANN M., CIERJACKS S., LANGKAU R. and NEUERT H.: *Z. Phys.* **166** (1962) 477
- 62Ce CEVOLANI M. and PETRALIA S.: *Nuovo Cim.* **26** (1962) 1328
- 62Gr GABBARD F. and KERN B. D.: *Phys. Rev.* **128** (1962) 1276
- 62G1 GLOVER R. N. and WEIGOLD E.: *Nuclear Phys.* **29** (1962) 309
- 62St STROHAL P., CINDRO N. and EMAN B.: *Nuclear Phys.* **30** (1962) 49
- 63Bo BORMANN M., CIERJACKS S., FRETWURST E., and GIESECKE K. J.: *Z. Phys.* **174** (1963) 1
- 63Bu BUTLER J. P. and SANTRY D. C.: *Canad. J. Phys.* **41** (1963) 372
- 63Cs CSIKAI J., YARMATI B. and HUNYADI I.: *Nuclear Phys.* **46** (1963) 141
- 63Je JERONYMO J. M. F., MANI G. S., OLKOWSKY J., SADEGHY A. and WILLIAMSON C. F.: *Nuclear Phys.* **47** (1963) 157
- 63Ra RAYBURN L. A.: *Phys. Rev.* **130** (1963) 731
- 64Ar ARON P. M. et al.: *Atomnaya Energia* **16** (1964) 370
- 64Bo BONAZZOLA G. C.: *Nuclear Phys.* **51** (1964) 337
- 64Sa SANTRY D. C. and BUTLER J. P.: *Can. J. Phys.* **42** (1964) 1030
- 65Gr GRIMELAND B., KJELLOBY E. and VINES J.: *Phys. Rev.* **137** (1965) B 878
- 65Li LISKIEN H. and PAULSEN A.: *J. Nucl. Energy A/B* **19** (1965) 73
- 65Pa PAULSEN A. and LISKIEN H.: *Nukleonik* **7** (1965) 117
- 65Pa PAULSON A. and LISKIEN H.: *J. Nucl. Energy A/B* **19** (1965) 907
- 65Se SEEBECK U. and BORMANN M.: *Nuclear Phys.* **68** (1965) 378
- 66Ch CHATTERJEE A., MITRA B. and GHOSE A. M.: A. E. E. T. -267 (India) (1966)
- 66He HEMINGWAY J. D., JAMES R. H., MARTIN E. B. M. and MARTIN G. R.: *Proc. Roy. Soc. (London)* **A292** (1966) 180
- 66Li LISKIEN H. and PAULSEN A.: *Nukleonik* **8** (1966) 315
- 66Sa SANTRY D. C. and BUTLER J. P.: *Canad. J. Phys.* **44** (1966) 1183
- 67Me MENLOVE H. O., COOP K. L. and GRENCH H. A.: *Phys. Rev.* **163** (1967) 1308
- 67Pa PASQUARELLI A.: *Nuclear Phys.* **A93** (1967) 218
- 67Wo WOOD R. E., COOK W. S., GOODGAME J. R. and FINK R. W.: *Phys. Rev.* **154** (1967) 1108

2.2 Carbon の全断面積の評価

原研西村和明

1. はじめに

1965年5月に“核エネルギーの標準に関するデータの収集と評価”という国際的計画が EANDC で採り上げられ、そのとき $H(n, n)$, $^3He(n, p)$, $C(\text{total})$, $^6Li(n, \alpha)$, $^{10}B(n, \alpha)$, $Au(n, \gamma)$, $Pb(\text{total})$, $^{235}U(n, f)$, $^{239}Pu(n, f)$, ^{252}Cf の γ が標準断面積の対象としてあげられた¹⁾。その後 1967 年 5 月にプラッセルでこの分野のパネルが開かれ、これらの核的標準に関する活動上の問題と、進歩の状況が検討された²⁾。ここでいう核エネルギーの標準とは、中性子束の絶対測定にとって基本となる核反応である。これらの標準となる核断面積が精度よく測れれば、原子炉の設計とか、中性子ドシメトリーに必要な、構造的あるいは燃料的物質の核断面積の値も、その測定の精度が上ることになる。

これらの核断面積のうち、carbon の全断面積は ~ 1.5 MeV 以下のエネルギー領域で散乱断面積として有用な標準断面積である。なぜなら、1) 散乱断面積に対する競争過程は無視できるほど小さい断面積をもつ $C(n, \gamma)$ 反応だけであり、2) 約 1.5 MeV 以下では散乱の角度分布 $\sigma_{nn}(\theta)$ は等方的であり、2) 2.0 MeV 以下で全断面積は共鳴構造のない単調な形をしている。

しかし、carbon の断面積の評価の現状をみると、たとえば KFK120³⁾によれば、1.4 MeV 以下の recommended σ_{nT} の値は $\pm 5\sim 10\%$ の精度でしか与えられていない。この意味では、散乱断面積の標準として carbon の全断面積を使うのはまだ不確定さが大きく、充分信頼できる σ_{nT} の値とはいえない。逆にいえば精度のよい実験が一層望まれることになる。

我々は、1) 国際協力の一環として、要請のあった carbon の全断面積の評価をおこない、現段階で精度のよい recommended σ_{nT} を求める。2) 評価作業を通じて得られる問題点を経験し、解決して、この分野での potential を高めることを目的として、昨年始めから評価活動をおこなっている。ここでは、現在までおこなってきている評価の具体的な内容について述べたい。

2. 全断面積データの収集

核データの評価は、まず核データの収集から始まる。今までに発表された carbon の全断面積に関する文献は、CINDA (Computer Index of Neutron Data) や SCISRS (Sigma Center Information Storage and Retrieval System) に収録されているはずである。われわれは 2 回にわたり、SCISRS から文献リストおよび数値データを送ってもらった。これによると 1967 年 12 月現在で、sigma total という “quantity” に収められている文献の数は、全中性子エネルギーにわたって 59 件ある。われわれの調査した SCISRS 以外の文献数は 18 件あり、上記のものと合計すると 77 件に及ぶ。

一方、最近の CINDA (1967 年 10 月) によれば、全断面積の文献数は 115 件もある。これには NDG (no data given) やリポート類、B. A. P. S. なども含まれているので、実際に数値データとして利用できるものは、そう多くない。したがって CINDA は、SCISRS に含まれる文献名のチェックとして用いられ、その結果大事な文献は落ちていないことが確認された。

上記の合計 77 件の文献の数を年代順に並べ、3 年ごとにまとめてみてみると Fig. 1 のようなヒストグラムになる。縦軸は文献の数、横軸は年代である。1945 年から

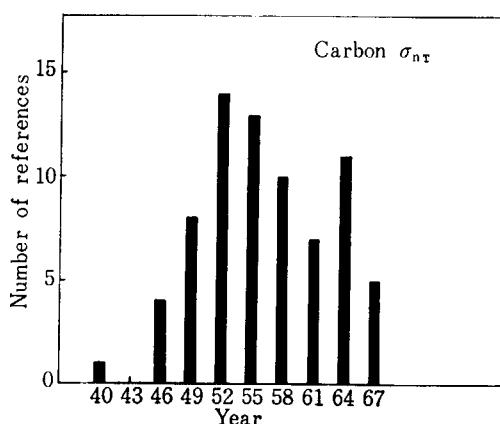


Fig. 1 Number of references concerned with the total neutron cross section of carbon are shown as the function of every 3 years. The total number of the references is 77. Most of them are taken from SCISRS and others are surveyed by ourselves.

1952 年くらいまで文献の数は直線的に増加し、その後少しづつ減っていることが解る。1964年前後に少し増えているのは、加速器と time of flight 法を組合せた測定が寄与しているためと思われる。また戦後から今まで平均して、年間約 3.3 件程度の測定、発表がおこなわれたことになる。

これらの収集されたデータのうち、国際協力の要請のあった熱エネルギーから 2 MeV までの領域に入る文献数は SCISRS について 19 件^{4)~24)}、我々が調査した SCISRS 以外の文献で 12 件ある^{25)~36)}。これらの文献は、それぞれエネルギーの低い方から高い方へ順番に整理され、巻末の文献の項目に列挙されている。

3. データの表示

核データを評価する場合、収集、調査された数値データをグラフにプロットした形で表わすと便利である。SCISRS からテープの形で送られてきた数値データは、必要なエネルギー領域だけでも 5,500 点近くになる。これらは Calcomp Plotter を使ってプロットされ、いくつかのエネルギー領域に分けて、Fig. 2~Fig. 10 に示される。

最近の実験では time of flight 法による測定が増加し、それにともなって測定点の数が非常に多くなってきている。たとえば、リニアックによる R.P.I. での測定は 931 点、Harwell での測定は 687 点である。もっともパンデグラフによる point-wise の測定でも、Duke 大学の 683 点、Wisconsin 大学の 122 点、ANL の Hibdon による 109 点、Whalen による 546 点等がある。したがって、これら数千点にのぼる情報を処理するため Calcomp Plotter が必要であった。

Fig. 2 に示すデータは、すべて time of flight 法による測定である。 $E_n = 4.9 \text{ eV}$ から 1 MeV までのデータが示されていて、0.6 keV および 200 keV 附近での数値のばらつきが目立っている。Fig. 2 の文献およびその内容についての簡単なメモを述べると、○：BRUGGER *et al.*⁹⁾、13.4 eV~8.6 keV(74 点)、MTR にクリスタル・ス

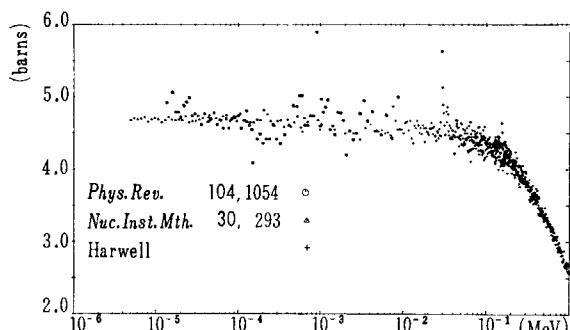


Fig. 2 Total neutron cross section of carbon from 4.9 eV to 1 MeV. Those data of Δ^8 , ○⁹, and +¹¹ are taken with the time-of-flight method.

ペクトロメータとファースト・チョッパを組合せた装置による測定。△：SIMPSON *et al.*⁸⁾、4.9 eV~1.08 keV(56 点)、MTR とファースト・チョッパを組合せた装置で、装置のバックグラウンドの推定が正しいかどうかを検討する目的で carbon の σ_{nt} を測定した。+：UTTLEY¹¹⁾、0.6 keV~68 MeV(687 点)、リニアックによる測定で、飛行距離 306m、分解能は不明である。

Fig. 3 は、D.C. ビームによる測定データ①、△と、パルス・ビームによる測定データ+を示す。①：HIBDON¹⁰⁾、170 eV~160 keV(109 点)、ANL の V.d.G. による測定。△：SETH *et al.*¹²⁾、3 keV~660 keV(683 点)、Duke 大学の V.d.G. による絶対誤差~2% の測定。分解能は 0.3~1.0 keV(160° 方向)、0.8~0.5 keV(20° 方向)、0.25 keV step で、統計誤差 ± 0.12 b、+：CABE *et al.*²¹⁾、640 keV~1 MeV(76 点)、time of flight 法による測定で、分解能は $\Delta E_n \approx 8 \text{ keV}$ 、誤差 $\Delta \sigma_T$ は 3% である。

Fig. 4 は、Fig. 3 の 500 keV~660 keV 領域を拡大して、直線スケールの E_n でプロットしたものである。これは SETH *et al.*¹²⁾ のもので、1 keV 厚の Li ターゲット、分解能 $\approx 0.6 \text{ keV}$ 、こまかい step で測った。この結果 $E_n = 610 \text{ keV}$ には ^{13}C の $f_{5/2}$ レベルがあったとしてもそれは $\Gamma_n > 10 \text{ eV}$ の幅をもたないと結論している。

また Fig. 3 の 640 keV~1 MeV 領域を拡大して、 E_n

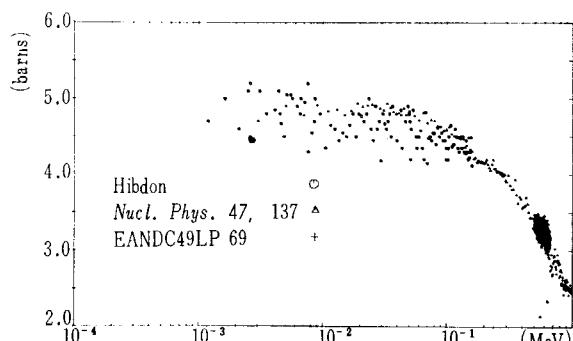


Fig. 3 Total neutron cross section of carbon from 3 keV to 1 MeV. The data of ○¹⁰⁾ and △¹²⁾ are taken with the direct-current-beam method, and those of +²¹⁾ with the time-of-flight method.

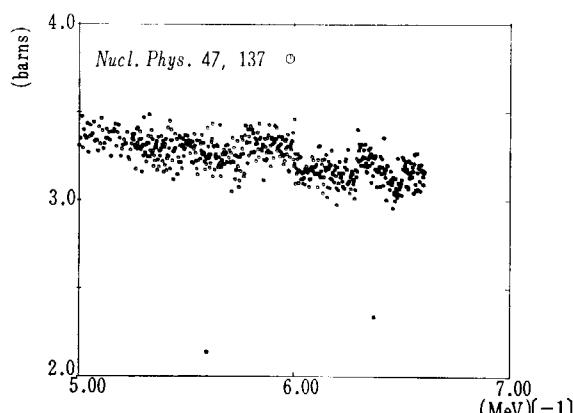


Fig. 4 Total neutron cross section of carbon. The data of △¹²⁾ shown in Fig. 3 in the energy region 500 keV~660 keV are plotted with an enlarged linear scale.

を直線スケールでプロットしたのが Fig. 5 である。このデータは CABE *et al.*²¹⁾ のものである。

Fig. 6 には、すべて D.C. ビームによる実験データが示されている。○: MILLER¹³⁾, 20 keV (1点), 13~20 keV の分解能。△: ALLEN *et al.*¹⁶⁾, 60 keV~550 keV (5点), 分解能 1~3%。+: BRETSCHER *et al.*¹⁹⁾, 220 keV~4.05 MeV (12点), 測定誤差の記述がない。×: EANDC(E)57"U"(1965)²⁰⁾, (9点)。◊: WHALEN¹⁷⁾:

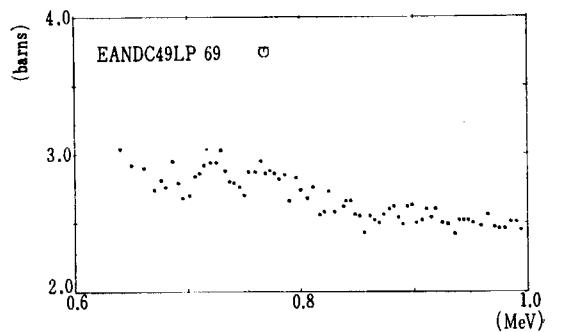


Fig. 5 Total neutron cross section of carbon. The data of CABE *et al.*²¹⁾ shown in Fig. 3 in the energy region of 640 keV~1 MeV are plotted with an enlarged linear scale.

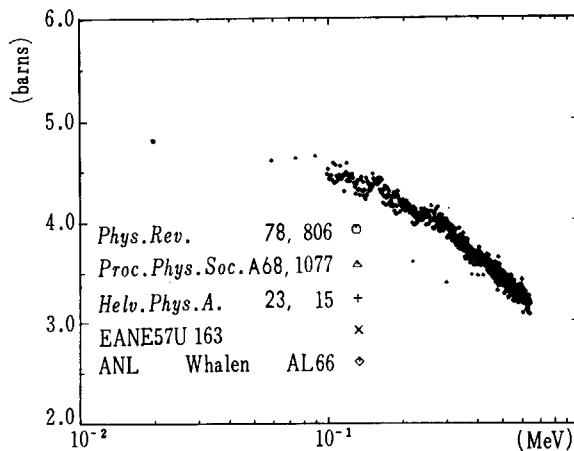


Fig. 6 Total neutron cross section of carbon from 20 keV to 650 keV. Those data of ○¹³⁾, △¹⁶⁾, ◊¹⁷⁾, +¹⁹⁾, and ×²⁰⁾ are shown.

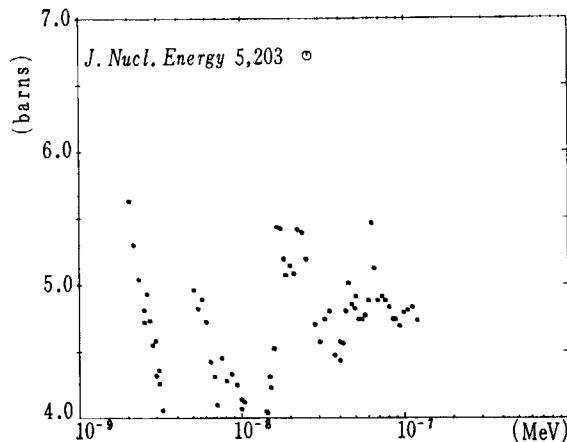


Fig. 7 Total neutron cross section of carbon from 0.129×10^{-2} eV to 0.12 eV. These data⁴⁾ are taken with the time-of-flight method.

100 keV~650 keV (546点), 2~3 keV の分解能, 1 keV step 統計誤差 1~3%, computer controlled experiment である。このデータでも、600 keV 附近で 3.15~3.40 barn (約 4%) の散らばりがある。

次に低い中性子エネルギー領域でのデータを Fig. 7 と Fig. 8 に示す。中性子エネルギーが約 0.02 eV 以下になると Fig. 7 に見られるように、断面積の値はエネルギーについて一定ではなくなり、グラファイト中の結晶結合の影響が重要になってくる。Fig. 8 には EGELSTAFF⁷⁾ と HIBDON¹⁰⁾ のデータを示す。

さらにより高いエネルギー領域、1 MeV~4 MeV でのデータが、Fig. 9 に示される。これには D.C. ビームとパルス・ビームの両方による実験データがのっている。

前にも述べたように、SCISRS に収められたデータ以外に、われわれが調査した文献で利用できる数値データがある。しかしこれらのデータは、現段階でまだ計算機に input される形になっていないので、ここに表示されない。

4. 実験式による表示

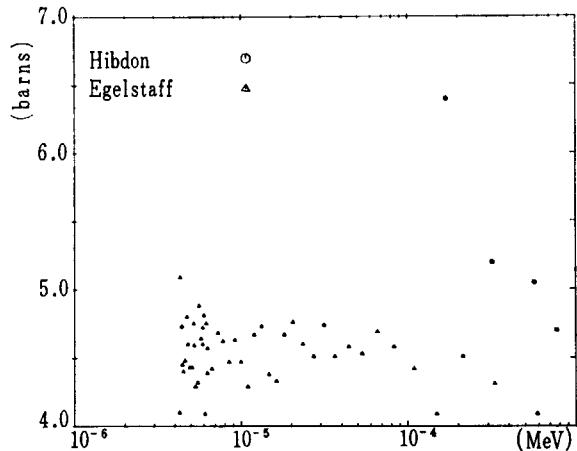


Fig. 8 Total neutron cross section of carbon. The data ○⁷⁾ from 4.27 eV to 590 eV and a part of the data △¹⁰⁾ from 170 eV to 160 KeV are shown.

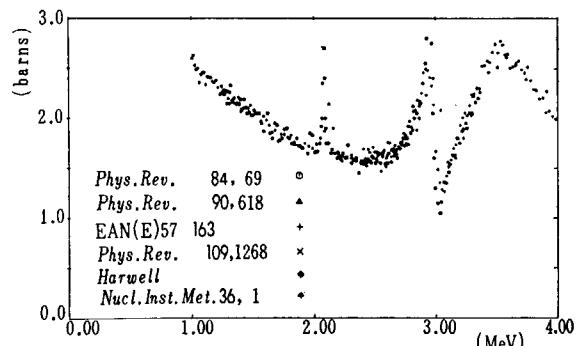


Fig. 9 Total neutron cross section of carbon from 1 MeV to 4 MeV. Those data of ○⁴³⁾, △⁴⁴⁾, +²⁰⁾, ◆¹¹⁾ and ♦⁴⁵⁾ are shown.

Carbon の全断面積を測定し、2 MeV 以下の連続領域について、最小自乗法で最もよく測定結果に fit する実験式を求めた解析がいくつかある。それらは全断面積 σ_{nT} をエネルギーの多項式で表わしている。すなわち、

- (1) $\sigma_{nT} = 4.710 - 3.415E + 1.649E^2 - 0.2606E^4$: HUDDLESTON *et al.*³⁰⁾
- (2) $\sigma_{nT} = 4.95 - 4.24E + 2.23E^2$: SETH *et al.*¹²⁾
- (3) $\sigma_{nT} = 4.71 - 3.41E + 1.36E^2 - 0.11E^4$: UTTLEY *et al.*¹¹⁾
- (4) $\sigma_{nT} = 4.744 - 3.707E + 2.389E^2 - 1.114E^3 + 0.242E^4$: DIMENT *et al.*³⁷⁾

ここで E は MeV 単位、 σ は barns で表わされる。参考までに Fig. 10 にこれらの実験式が示されている。

Fig. 10 で実線——が(1)式、点線……が(2)式である。

これらの実験式によれば、熱エネルギーで 4.95 barn と 4.71 barn の 2 つの値がある。しかしこれらの値は、keV 領域での測定結果を低いエネルギーにまで外挿して得られた値であることに注意すべきである。

一方、低いエネルギーで独立に測定された値として、次のいくつかがある。すなわち、

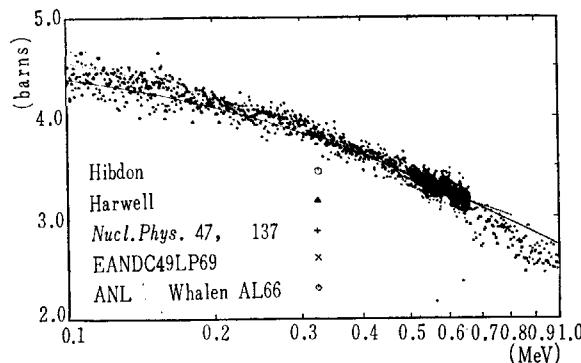


Fig. 10 Total neutron cross section of carbon from 100 keV to 1 MeV. Those data of ○¹⁰⁾, ▲¹¹⁾, +¹²⁾, ×²¹⁾, and ◇¹⁷⁾ are shown. The solid and dotted curves are obtained using the formulas of HUDDLESTON *et al.*³⁰⁾ and SETH *et al.*¹²⁾ respectively.

- (1) $4.84^b \pm (\text{不明}), E_n = 1.44\text{eV}$: MARSHALL³⁸⁾
- (2) $4.89^b \pm (\text{不明}), E_n = 115\text{eV}$
- (3) $4.72^b \pm (\text{不明}), E_n = 300\text{eV}$
- (4) $4.66^b \pm 0.03$ (グラファイト)
- (5) $4.74^b \pm 0.06$ (ダイヤモンド屑)
- (6) $E_n = 1.44\text{eV}$: RAYBURN *et al.*⁵⁾
- (7) $4.77^b \pm 0.05, E_n = 0.025\text{eV}$: WALTON *et al.*⁴⁰⁾
- (8) $4.743^b \pm 0.002, E_n = 33.9\text{eV}$
- (9) $4.7264^b \pm 0.0024, E_n = 61.1\text{eV}$
- (10) TRIFTSHANSER *et al.*⁴¹⁾
- (11) $4.7534^b \pm 0.0045, E_n = 0.3\text{eV} \sim 400\text{eV}$: HOUK *et al.*⁴²⁾

したがって低いエネルギーでの best value はこれらのデータから決められるべきであろう。

5. 評価の方法

熱エネルギーから 2 MeV までの領域で、以上述べたような多数のデータをもとに、どういう方法で 1 本の recommended curve を引くかが評価の問題となる。従来の方法をみると、あるエネルギー領域で、特定の測定の結果の weight を 1 にし、その他の測定の結果の weight は 0 にするとか；1 つの実験式を求め、それが $\pm 5 \sim 10\%$ の範囲内で他のデータとも合うとかいう評価の仕方をしてきている。われわれは現時点でのすべてのデータを考慮して、次のような方法をとって評価をおこなうこととした。

評価の基準をはっきりさせるため、multi channel のデータは全断面積の全体の形をよりよく表わし、point wise のデータは絶対値をよりよく表わすと考える。この考え方にもとづき、利用できる全数値データを対象として以下の手順で処理する。

- 1) 全データを multi channel データ (A, B, C, \dots) と point wise データ (a, b, c, \dots) とに分類する。
- 2) multi channel データ (A, B, C, \dots) による全断面積の形を、エネルギーの 4 次多項式で表わす。このため最小自乗法による fit をおこない、得られた多項式を X とする。
- 3) A, B, C, \dots それぞれについて最小自乗法による fit をおこない、多項式 X_A, X_B, X_C, \dots を求める。
- 4) X_A, X_B, X_C, \dots それぞれの曲線の $\frac{1}{2}(E_{\min} + E_{\max})$ の点で、それに対応する曲線 X の値に規準化する。

すなわち、 $\alpha_A = X_A/X, \alpha_B = X_B/X, \dots$ を求める。A の各点に α_A, B の各点に α_B, \dots を掛けて、新しく全 multi channel データを作る。これについて最小自乗法による多項式 fit をおこなって、曲線 X' を得る。

この曲線 X' の形を最終的な形とし、

$$X' = k + a_1 E + a_2 E^2 + \dots$$

で表わす。ここで a_1, a_2, \dots は定数で、 k は調節可能なパラメータとして残される。

- 6) point-wise のデータ a, b, c, \dots 全部を対象とし、最小自乗法による fit をおこない、これを曲線 Y とする。すなわち、

$$Y = m + b_1 E + b_2 E^2 + \dots$$

- 7) 多項式 X' と多項式 Y との間に 1 本の recommended curve または weighted average curve を引く。

全断面積の値に誤差表示のないデータは、誤差 $\pm 10\%$ を含むものとして扱い、最小自乗法による fit をおこなう。

最も議論の余地のあるところは、最終段階の 7) の過程であろう。科学研究の経験ある者達が集って討論の結

果導かれた weighted average curve ならば、大勢においてそうはずれたところに行くはずないと期待している。

評価の計算は以上述べた手順に従って進行中であり、結果はまだ全部出ていない。近い将来、まとめて報告できると思う。

この評価作業はシグマ委員会の仕事の一つとして採り上げられ、主査の百田光雄委員長をはじめ、塙田甲子男、中島龍三の各委員が参加され、文献調査、問題点の検討、議論がおこなわれてきた。また現在まで五十嵐信一、田中茂也、更田豊治郎の各委員の協力のもとにこの作業がおこなわれている。

文 献

- 1) 中島龍三: JNDC ニュース No. 4 (1967) p. 20
- 2) IAEA Report: Report of the panel on Nuclear Standards needed for Neutron Cross Section Measurements, Brussels, May (1967)
- 3) SCHMITT J.J.: KFK-120, EANDC-E-35 "U" (1966)
- 4) EGELSTAFF P.A.: *J. Nucl. Energy* 5 203 (1957)
- 5) RAYBURN L.A. and WOLLAN E.O.: *Nucl. Phys.* 61 381 (1965)
- 6) RAYBURN L.A. and WOLLAN E.O.: *Phys. Rev.* 87 174 (1952)
- 7) EGELSTAFF P.A.: SCISRS, Harwell (1952), 4.27eV ~590eV (49点)
- 8) SIMPSON O.D., FLUHARTY R.G., MOORE M.S., MARSHALL N.H., SIMPSON F.B., STOKES G.E., WATANABE T. and YOUNG T.E.: *Nucl. Inst. Meth.* 30 293 (1964)
- 9) BRUGGER R.M., EVANS J.E., JOKI E.G. and SHANKLAND R.S.: *Phys. Rev.* 104 1054 (1956)
- 10) HIBDON C.T.: SCISRS, ANL (1954), 170eV~160 KeV (109点)
- 11) UTTELEY C.A. and DIMENT K.M.: EANDC (UK) 63 (1966). p. 2
- 12) SETH K.K., BILPUCH E.G. and NEWSON H.W.: *Nucl. Phys.* 47 137 (1963)
- 13) MILLER D.W.: *Phys. Rev.* 78 806 (1950)
- 14) FRISCH D.H.: *Phys. Rev.* 70 589 (1946)
- 15) LANGSDORF A. JR., LANE R.O. and MONAHAN J. E.: ANL-5567 (1956)
- 16) ALLEN W.D. and FERGUSON A.T. G.: *Proc. Phys. Soc. (London)* A68 1077 (1955)
- 17) WHALEN J.F.: Private communication (1967)
- 18) COHN H.O., BAIR J.K. and WILLARD H.B.: *Phys. Rev.* 122 534 (1961)
- 19) BRETSCHER E. and MARTIN E.B.: *Helv. Phys. Acta* 23 15 (1950)
- 20) EANDC (E) 57 "U" (1965) p. 163
- 21) CABE J., LAURAT M. and YVON P.: Private communication, EANDC (E) 49 "L" p. 69 (1963)
- 22) YERGIN P.F., MARTIN R.C., WINHOLD E.J., MEDICUS H.A., MOYER W.R., AUGUSTSON R.H., KAUSHAL N.N. and FULLWOOD R.R.: Proc. Conf. on Neutron Cross Section Technology, A.E.C. Conf-660303 Book 2, p. 690 (1966)
- 23) BOCKELMAN C.K., MILLER D.W., ADAIR R.K. and BARSHALL H.H.: *Phys. Rev.* 84 69 (1951)
- 24) WILLS J.E. JR., BAIR J.K., COHN H.O. and WILLARD H.B.: *Phys. Rev.* 109 891 (1958)
- 25) HIBDON C.T. and LANGSDORF A. JR.: *Phys. Rev.* 98 223-224A (1955)
- 26) MOORING F.P., MONAHAN J.E. and HUDDLESTONE C.M.: *Nucl. Phys.* 82 16 (1966)
- 27) FIELDS R., RUSSELL B., SACKS D. and WATTENBERG A.: *Phys. Rev.* 71 508 (1947)
- 28) WILENZICK R.M., MITCHELL G.E., SETH K.K. and LEWIS H.W.: *Phys. Rev.* 121 1150 (1961)
- 29) BAILEY C.L., BENNETT W.E., BERGSTRAHL T., NUCKOLLS R.G., RICHARDS H.T. and WILLIAMS J.H.: *Phys. Rev.* 70 583 (1946)
- 30) HUDDLESTON C.H., LANE R.O., LEE L.L. JR and MOORING F.P.: *Phys. Rev.* 117 1055 (1960)
- 31) KORZH I.A., KOPYTIN N.S., PASECHNIK M.V., PRAVDIVYI N.M., SKLYAR N.T. and TOTSKU: *Atomnaya Energia* 16 260 (1964)
- 32) FREIER G.D., FULK M., LAMPI E.E. and WILLIAMS J.H.: *Phys. Rev.* 78 508 (1950)
- 33) LAMPI E.E., FREIER G.D. and WILLIAMS J.H.: *Phys. Rev.* 80 853 (1950)
- 34) LAMPI E.E., FREIER G.D. and WILLIAMS J.H.: *Phys. Rev.* 76 188A (1949)
- 35) STORRS C.L. and FRISCH D.H.: *Phys. Rev.* 95 1252 (1954)
- 36) RICAMO R. and ZÜNTI W.: *Helv. Phys. Acta* 24 419 (1951)
- 37) DIMENT K.M. and UTTLEY C.A.: EANDC (UK) 94 AL
- 38) MARSHALL J.: *Phys. Rev.* 70 107 (1946)
- 39) HIBDON C.T. and MUEHLAUSE C.O.: *Phys. Rev.* 76 100 (1949)
- 40) WALTON R.B., WIKNER N.F., WOOD J.L. and BEYSTER J.R.: *Bull. Am. Phys. Soc.* 5 288 (1960)
- 41) TRIFTSCHANSER W. and FEHSENFIELD P.: EANDC (E) 57 "U" 1965, p. 21
- 42) HOUK T.L. and WILSON R.: *Rev. Mod. Phys.* 39 546 (1967)
- 43) BOCKELMAN C.K., MILLER D.W., ADAIR R.K. and BARSHALL H.H.: *Phys. Rev.* 84 69 (1956)
- 44) DVORAK H.R. and LITTLE R.N. JR.: *Phys. Rev.* 90 618 (1953)
- 45) FOSTER D.G. JR. and GLASGOW D.W.: *Nucl. Inst. Meth.* 36 1 (1965)

2.3 原子核のレベル密度

原研 塚田甲子男

I. 緒 言

原子核のレベル密度が炉工学において重要な核データの1つである理由は、中性子非弾性散乱、中性子捕獲や核分裂の断面積などの計算に利用できるからである。原子炉の設計の際に、これらの断面積の測定値がない場合には計算値が使用される。また、測定値を評価検討する場合にもしばしば計算値が利用される。

核物理の分野では、レベル密度は上記のような反応断面積の解析にもしばしば使用されるほか、高く励起された原子核の統計的性質を調べるのにとくに重要な手がかりとなる。すなわち、レベル密度のエネルギーおよび質量依存性、スピン分布の研究から shell 効果、collective 振動、核子の pairing、核の慣性能率などについて豊富な情報が得られる。

レベル密度についての従来の研究は2つに分けられる。すなわち、(1) 特定のモデルに強く依存しない指数型のエネルギー函数を中心に、odd-even 効果や shell 効果などを比較的定性的な態度でとり入れてゆく方法、(2) 特定のエネルギー範囲で実際の state の数を数え上げ、詳細なモデルで記述する方法。実験的には、(1) では蒸発スペクトルの解析が中心となり、レベル密度の函数型が constant temperature 型 $\exp U/T$ (U : 励起エネルギー、 T : 核温度) か、フェルミ・ガス・モデル型 $\exp 2\sqrt{a}U$

(a : レベル密度パラメータ) かというようなことが最近まで主な争点の1つであった。(2) では低速中性子分光学のデータに基づく中性子結合エネルギー附近のレベル密度と、個々のレベルの数え上げが可能な基準状態附近的レベルの研究である。最近(1)の研究も、とくに中性子結合エネルギー以下のエネルギー範囲では、比較的定量的な測定が多くなり、低エネルギー・レベルのデータの急速な増加と結びついて、かなりはっきりしたことが言えるようになってきた。

ベーテがフェルミ・ガス・モデルの原型を提案してからすでに30年になるが、Fig. 1 に見られるように、精緻な議論がおこなわれるようになったのは1950年以降であり、とくにこの10年間の発展は著しい。しかし、いわゆる“核データ”としてはこれらの成果が充分とり入れられているであろうか？

2. 理論的考察

2.1 Equidistant spacing モデル

レベル密度の理論的考察は equidistant spacing モデルが幹となって発展し、このモデルに理論的に、あるいは半経験的な補正がおこなわれてきた(Fig. 1)。

中性子および陽子の single Fermion level の間隔 $\{d_n\}$

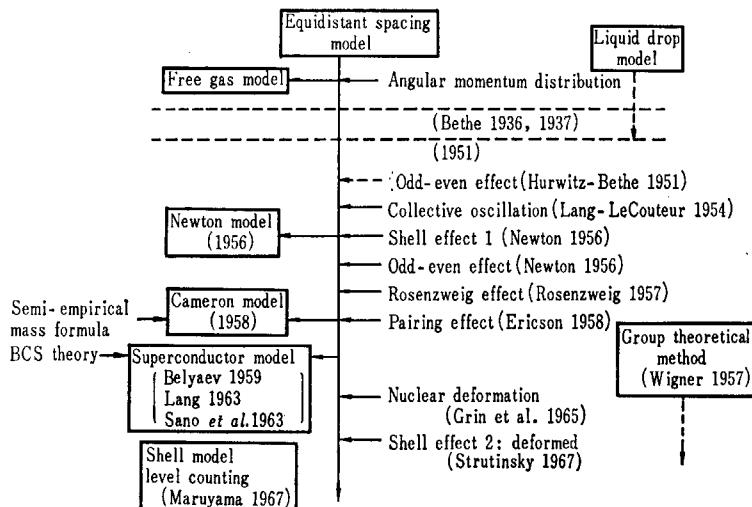


Fig. 1 Theoretical study on the nuclear level density.

($=g_n^{-1}$) および $d_p (=g_p^{-1})$ がそれぞれ等間隔とすると、レベル密度 $\rho_0(U)$ (total state density) は次のようになる {文献(1)(3.15)式}.

$$\rho_0(U) = g_0 \left(\frac{g_0}{4g_n g_p} \right)^{1/2} \frac{6^{1/4}}{12} e^{2\left(\frac{\pi^2}{6} g_0 U\right)^{1/2}} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、

$$g_0 = g_n + g_p$$

励起エネルギー U は熱力学的温度 t と次の状態方程式によって結ばれる(注1).

$$U = at^2 \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} g_0 \text{ (レベル密度パラメータ).}$$

2.2 スピンおよびパリティ分布

(1)式にスピンの考慮を入れると、スピン j のレベル密度 $\rho(U, j)$ は {文献(1)(3.26)式}.

$$\rho(U, j) = \frac{(2j+1)\rho_0(U)}{2(2\pi)^{1/2}\sigma^3} e^{-\frac{j(j+1)}{2\sigma^2}} \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、

$$\sigma = \sqrt{It/\hbar} \text{ (スピン・カットオフ・パラメータ)} \dots \dots \dots (4)$$

I は核の慣性能率で、核が剛体の場合、

$$I_{\text{rigid body}} = \frac{2}{5} MAR^2 \quad \dots \dots \dots (5)$$

普通使われている核温度 T は熱力学的温度 t とは区別されるべきものである。 T の定義にはいろいろあり、測定の対象によって異なる。すなわち、すべてのスピンのレベルが観測可能な場合には {注2} 参照}.

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dU} \ln \rho(U) \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$\rho(U) = \sum_j \rho(U, j) \quad \dots \dots \dots (7)$$

$g_n \approx g_p$ であるから、(1)および(3)式より、

$$\rho(U, j) = \frac{1}{24\sqrt{2}} (2j+1) \frac{1}{\alpha^{1/4} \sigma^3 U^{5/4}} e^{\left\{ 2\sqrt{\alpha U} - \frac{j(j+1)}{2\sigma^2} \right\}} \quad \dots \dots \dots (3A)$$

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\alpha^{1/4} \sigma U^{5/4}} e^{2\sqrt{\alpha U}} \quad \dots \dots \dots (7A)$$

ここで、 $\rho(U)$ は total level density であり、(1)式で与えられた $\rho_0(U)$ (total state density) とは異なる。

(6)および(7A)式より {文献(4), (14)式} {注2}，

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{\alpha}{U}} - \frac{3}{2U} \quad \dots \dots \dots (8)$$

(3)式は近似式であり、 $j/2\sigma^2 \ll 1$ 、したがって j のあまり大きくない値に対して成立する。

(注1) LANG et al. の論文²⁾では

$$U = at^2 - t \quad \dots \dots \dots (2A)$$

Newton の論文³⁾では

$$U = at^2 - \frac{3}{2}t \quad \dots \dots \dots (2B)$$

簡単な考察によって¹⁾、odd と even parity のレベルが等しい確率で存在することがわかる。

2.3 自由ガス・モデル

原子核を容積 $V \left(= \frac{4\pi}{3} R^3 \right)$ に封じ込められた中性子と陽子の自由フェルミ・ガスと考え、single particle level density g_0 をフェルミ・レベルにおける値に等しいとすると、

$$g_0 = \frac{3}{2} \frac{A}{\varepsilon_0} \quad \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 ε_0 はフェルミ・エネルギーで、

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{9}{4} \frac{\hbar^2}{2M r_0^2} \quad (r_0: \text{核子の半径})$$

したがって³⁾、

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{4}{\pi^2} \frac{A}{\varepsilon_0} \\ &\simeq \frac{1}{11} A \text{ (MeV)} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (10)$$

2.4 集団振動効果

LANG and LECOUTEUR²⁾ は状態方程式として(2)式の代りに、

$$U = at^2 - t + \frac{1}{8} A^{2/3} t^{7/3} \quad \dots \dots \dots (11)$$

とした。右辺第3項は核表面振動に基づく項で、係数は経験的な核表面張力より計算された (第2項については注1参照)。この結果、(1), (3)式などの因子 $\exp 2\sqrt{\alpha U}$ は $\exp \left\{ 2\sqrt{\alpha U} + \frac{3}{32}(11U)^{2/3} \right\}$ となる。実験的にはこの項の存在は確められていない。ERICSON¹⁾ は核の回転運動が存在する場合の intrinsic state のレベル密度について議論している。

(注2) ERICSON {文献 1), (3.47) 式} では、観測可能なスピンの値が制限されているものとして、(6)式の代りに

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dU} \ln \rho(U, j) \quad \dots \dots \dots (6A)$$

を使用している。したがって、

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{\alpha}{U}} - \frac{2}{U} \quad \dots \dots \dots (8A)$$

(1)式で与えられた total state density $\rho_0(U)$ を用いると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} &= \frac{d}{dU} \ln \rho_0(U) \\ &= \sqrt{\frac{\alpha}{U}} - \frac{5}{4U} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (8B)$$

LANG et al.²⁾ では状態方程式として(2A)式を使用したため、

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{3}{4U} \quad \dots \dots \dots (8C)$$

(注3) LANG によると⁵⁾、 $\alpha \simeq \frac{1}{8} A$ (MeV) $\dots \dots \dots (10A)$

2.5 Shell 効果

Shell 効果は single particle level density ρ を通して考慮される。NEWTON³⁾ は、 $\alpha A^{2/3}$ なる形の軌道密度の質量依存性、およびその軌道の縮退度 $2(j_N + j_z + 1)$ から、 ρ_0 の平均として次式を使用した。

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_0 &= 2\alpha A^{2/3} (\bar{j}_N + \bar{j}_z + 1) \\ \text{または} \quad \alpha &= \frac{\pi^2}{3} \alpha A^{2/3} (\bar{j}_N + \bar{j}_z + 1) \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots \quad (12)$$

ここで、 \bar{j}_N および \bar{j}_z はそれぞれ中性子と陽子の shell-model state のスピンの平均である。レベル密度は (3A) および (12) 式から求められる(注4)。定数 α は実験との比較によって決められる。LANG⁵⁾ によると $\alpha = 0.228$, NEWTON³⁾ ではこの値より約 20% 小さい。

Cameron モデル⁶⁾ では $\bar{\rho}$ の代りに single particle level spacing の平均 \bar{d} を求め、さらに、(12) 式の α に相当する量を Cameron の半経験質量公式から決めた。両モデルともに核の慣性能率 $I = \beta A^{5/3}$ とし、 β をレベル密度の実験値（低速中性子分光学による中性子共鳴の数え上げ）との比較から求めた。TABLE 1 に両モデルによる計算値と実験値の比較を示す。

TABLE 1

	Mean square deviation factor $\rho_{\text{exp}}/\rho_{\text{cal}}$	Reduction factor for the moment of inertia $I_{\text{cal}}/I_{\text{rigid body}}$
Newton model	3	0.13
Cameron model	1.7	($r_0 = 1.2 \text{ fm}$) 0.03

STRUTINSKY⁷⁾ は shell モデルで原子核の変形が single particle level density ρ におよぼす影響を調べた。すなわち変形が増大すると、レベル密度の質量依存性における shell 効果による変動の振幅は減少する。

実験データ、あるいは shell モデルによる計算によって組立てられた single particle level scheme を使って、核のレベルを数え上げる試みが丸山ら⁸⁾ によってなされ、観測されたレベル密度のエネルギー依存性をかなりよく説明できた (Fig. 2)。

2.6 Rosenzweig 効果

Shell が半分満されている場合には、その shell にただ 1 個の核子がある場合よりも、より多くの rearrangement の可能性があることが ROSENZWEIG⁹⁾ によって指摘された。しかし、この現象が観測にかかるかどうかは疑問である¹⁰⁾。

2.7 Pairing 効果 (odd-even 効果)

(注 4) Shell 効果が j_N および j_z を通して考慮されている結果、Fig. 9 に見られるように、Newton モデルのレベル密度の質量依存性としては、密度の極小が closed shell の少し手前で起る。

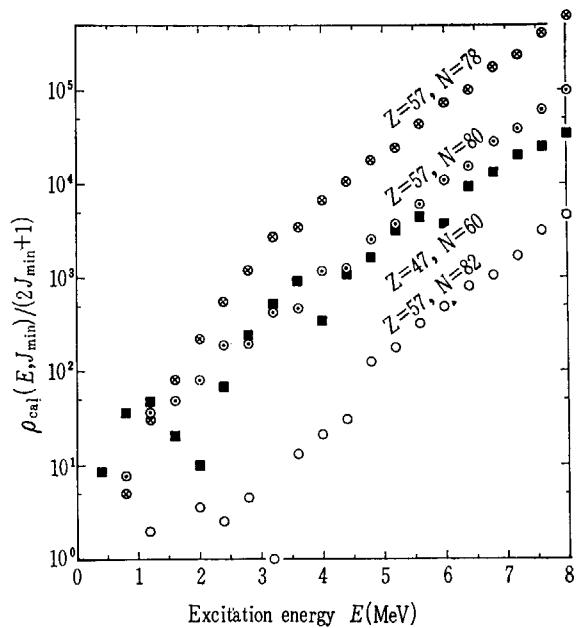


Fig. 2 Energy dependence of the nuclear level density obtained by counting number of the shell-model states. (ref. 8)

Fig. 3 の例に見られるように、類似の質量の核でも、even 核 odd-mass 核、odd 核のレベル密度の間には、かなり著しい差が存在する。

NEWTON³⁾ および CAMERON⁶⁾ は半経験的質量公式における odd-even shift と同程度のエネルギーだけ基準状態のエネルギーを下げるこことによって、レベル密度の odd-even 効果を説明した。shifted Fermi gas model)

LANG¹⁰⁾ は同種の核子間の pairing を考慮した。ただし、pair 同志は互いに独立なものと考える。彼は充分高い励起エネルギー ($t > \frac{1}{3} A$) での状態方程式として次式を与えた。 (independent pairing model)

$$U = at^2 - t - \frac{1}{12} q A^2 - \frac{1}{2} \epsilon A \quad \cdots \cdots \cdots \quad (13)$$

ここで

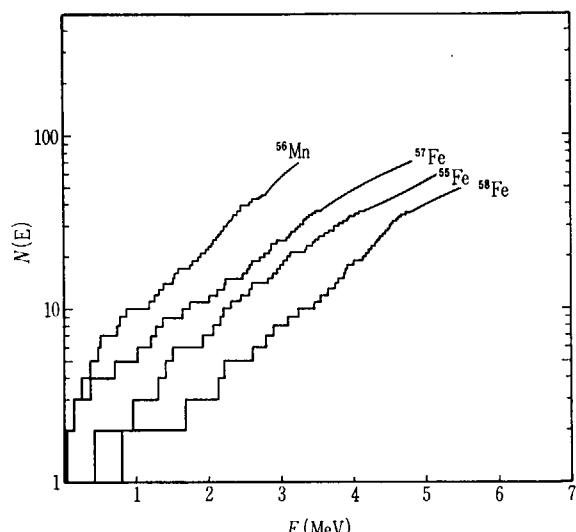


Fig. 3 The total number of states up to excitation energy E for ^{56}Mn , ^{57}Fe , ^{55}Fe and ^{58}Fe . (ref. 1)

$$\varepsilon = \begin{cases} 0: \text{even 核} \\ 1: \text{odd-mass 核} \\ 2: \text{odd 核} \\ 4: \text{pairing energy} \\ 4 \approx 3.36 - 0.0084A (\text{MeV}) \end{cases} \quad (14)$$

したがって、励起エネルギーとして U の代りに次式で与えられる U_s を使用すれば、 $\exp\left(-\frac{1}{2}g\Delta\right)$ なる因子を除いてレベル密度は(3A)式と同型となる。

$$U_s = U + \frac{1}{12}g\Delta^2 + \frac{1}{2}\varepsilon\Delta \quad (15)$$

慣性能率 I は低い励起エネルギーで $I_{\text{rigid body}}$ より小さく、中性子結合エネルギー辺では $\frac{1}{2}I_{\text{rigid body}}$ となる。エネルギーが高くなるに従い $I_{\text{r.b.}}$ に近づく。すなわち、

$$I = (I')^{1/3} \left(\frac{1}{2}I_{\text{r.b.}} + \frac{1}{2}I' \right)^{2/3} \quad (16)$$

ここで、

$$I' = I_{\text{r.b.}} \exp\left(-0.44 \frac{\Delta}{t}\right) + \varepsilon \frac{\langle m^2 \rangle}{t} \times \left[1 - \exp\left(-0.44 \frac{\Delta}{t}\right) \right]$$

$\langle m^2 \rangle$: フェルミ・レベル辺での磁気量子数の2乗平均。

2.8 超電導体モデル

BARDEEN, COOPER and SCHRIEFFER¹¹⁾ により発展された金属の超電導に関する理論は、BOHR *et al.*¹²⁾, BELYAEV¹³⁾によって原子核にも適用されうることが示された。超電導状態から正常な状態への相転位の温度およびエネルギーをそれぞれ t_c および U_c とすると、¹⁰⁾

$$U_c = \frac{3}{2}at_c^2 \approx 0.12a\Delta^2 \quad (17)$$

この相転位点では $\partial U / \partial(1/t)$ が不連続 $\left[\left(\frac{\partial U}{\partial(1/t)}\right) < t_c\right] \left[\left(\frac{\partial U}{\partial(1/t)}\right) > t_c\right] \approx 2.8$ となり、したがってレベル密度も不連続となる。相転位点より上では状態方程式は、

$$U = at^2 - t + \frac{1}{16}g\Delta^2 - \frac{1}{2}\varepsilon\Delta \quad (18)$$

$$\varepsilon = \begin{cases} 0: \text{even 核} \\ 1: \text{odd-mass 核} \\ 2: \text{odd 核} \end{cases}$$

したがって、 U の代りに次式で与えられる U_s を使用すると、レベル密度は(3A)式と同型となる。

$$U_s = U - \frac{1}{16}g\Delta^2 + \frac{1}{2}\varepsilon\Delta \quad (19)$$

(19)式は右辺第2項を除いて pairing 効果を考慮した(15)式と一致する。Fig. 4 に佐野ら¹⁴⁾による計算例を示す。核の慣性能率は次式で与えられる¹⁰⁾。

$$I = I_{\text{r.b.}} \frac{2(1+2\theta/t)^{1/2} + \varepsilon \frac{\langle m^2 \rangle}{t} \left(1 - e^{-\theta/t} \right)}{1+e^{\theta/t}} \quad (t \leq t_c) \\ I = I_{\text{r.b.}} \quad (t \geq t_c) \quad (20)$$

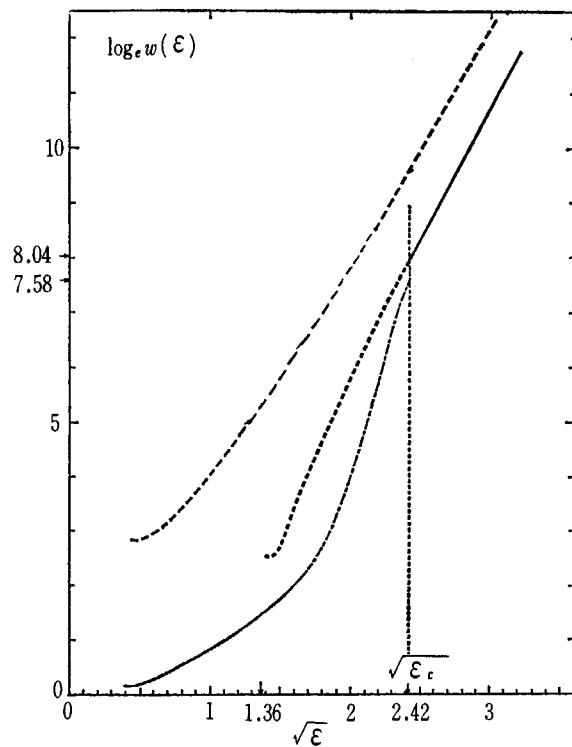


Fig. 4 Logarithmic level density plotted against the square root of the excitation energy. (ref. 14)
Parameter: $A=60$, $a=A/10$, $P=3.36(1-A/400)$,Fermi gas model,Fermi gas model, where only the ground state is lowered by the pairing correlation, and — Superconductor model.

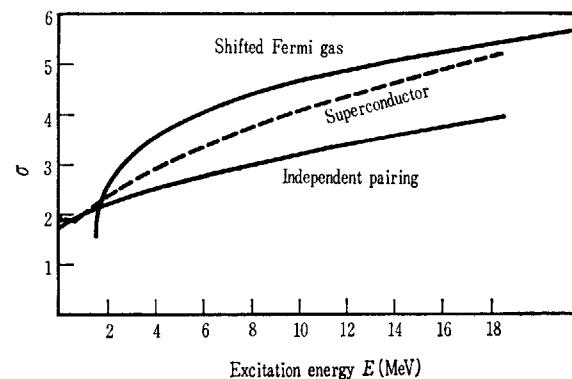


Fig. 5 Dependence of the spin-cut-off parameter σ on excitation energy as given by the various nuclear models with $a=A/8$. These curves are for odd mass number ^{87}Y and the abscissa is the excitation energy as measured from the ground state. (ref. 31)

したがって、even 核では $t \rightarrow 0$ で $I \rightarrow 0$ となる。また相転位点以上では $I_{\text{r.b.}}$ の値と一致する。Fig. 5 に慣性能率と(4)式によって結ばれているスピン・カットオフ・パラメータ σ と励起エネルギーとの関係を前記の 3 通りの場合について示す。

2.9 コメント

(1) Pairing モデルでも超電導体モデルでもレベル密度のエネルギー変化は励起エネルギーが充分高い場合には

フェルミ・ガス・モデルと一致する。また、低エネルギーでは constant temperature 型 $\exp U/T$ に近くなるが、特に超電導モデルではこの傾向が強い。実験によれば、特に closed shell の附近で著しい constant temperature 型のエネルギー変化が報告されている⁸⁾¹⁵⁾。しかし、この現象は上記のモデルを使用しなくても、丸山らが試みたような簡単な shell-model state の数え上げでも説明できる⁸⁾。

(2) TABLE 1 に見られるように Newton モデルでも Cameron モデルでもレベル密度を実験値と合せると慣性能率は核を剛体と考えた場合より非常に小さくなつた。これは慣性能率を調整用パラメータの 1 つとしたからである。しかし、pairing モデルでも超電導モデルでも低エネルギーではこの比 ($I/I_{\text{rigid body}}$) は 1 より小さくなる。すなわち、前者では中性子結合エネルギー附近で $1/2$ 、後者でも相転位点 ($U=5 \sim 15 \text{ MeV}$) より下では多少 1 より小さい (Fig. 5 参照)。実験的にもこのような傾向を示す幾つかの例が報告されている (3.4 参照)。

3. 実験データ

3.1 一般的考察

レベル密度に関するデータは、Fig. 6 に示すようにいろいろな実験から得られるが、最も多くのデータが得られているのは、放出粒子の蒸発スペクトルの解析と、低速中性子分光学における共鳴解析である。最近では、核反応の励起函数に現われる fluctuation の解析からも有用なデータが得られている。蒸発スペクトルからは次のような Weisskopf-Ewing の式¹⁶⁾によってレベル密度のエネルギー変化が求められる。

$$N(E_n) = \text{const. } E_n \sigma(E_n, U) \rho(U) \quad \dots \dots \dots \quad (21)$$

ここで、

$N(E_n)$: 放出粒子のエネルギー・スペクトル

E_n : 放出粒子のエネルギー

$\sigma(E_n, U)$: 励起エネルギー U の残留核にエネルギー

E_n の粒子が入射して複合核を形成する逆過程の断面積

しかし、このような解析には次のような不確かさがある。

(1) (21)式は複合核過程を前提としている。

(2) 現在では $\sigma(E_n, U)$ を計算するのに充分な知識が得られないため、 $\sigma(E_n, 0)$ で代用する。両者の差は無視できないかもしれない¹⁷⁾²⁹⁾。

(3) 粒子のカスケード放出の場合には、放出の各段階における核温度の違い、 γ 線と粒子放出の競争¹⁸⁾などを充分に考慮して解析することは困難である。

したがって、解析によって得られたパラメータ a あるいは T にはかなり大きなばらつきがある。

最近、低速中性子分光学における共鳴データの蓄積によって、多くの核種について中性子結合エネルギー附近のレベル密度が知られている。しかし、共鳴解析に伴う困難としては、

(1) 入射中性子のエネルギーが充分低い場合には、 s 波共鳴だけが観測されるが、エネルギーとともに ν 波共鳴が現われ、両者を分離するのはかなり難しい。

(2) 小さな共鳴の数え落し (Porter-Thomas 分布¹⁹⁾)。

(3) 励起エネルギー ($U \sim 8 \text{ MeV}$) に比べて非常に狭い範囲 ($\Delta U \lesssim 100 \text{ KeV}$) の共鳴解析だけが可能。したがって、前記の蒸発スペクトルのデータに対応させてレベル密度パラメータ a を求めるためには、核の慣性能率を仮定する必要がある (たとえば剛体値)。

中性子全断面積のエネルギー変化に現われる fluctuation の解析より複合核のレベル密度を求める試みがおこなわれている²⁰⁾²¹⁾²²⁾。塚田ら²⁰⁾によると、

$$\rho = \frac{3}{4E} \frac{\langle \sigma_c \rangle^2}{\langle \Delta \sigma_t^2 \rangle} \frac{\langle (\sum_l \cos 2 \Omega_l)^2 \rangle}{\langle \sum_l \cos 2 \Omega_l \rangle^2} \quad \dots \dots \dots \quad (22)$$

ここで、

σ_c : 複合核形成断面積 ($\langle \sigma_c \rangle \sim \frac{1}{2} \langle \sigma_t \rangle$)

$\langle \Delta \sigma_t^2 \rangle$: 全断面積の平均 2 乗偏倚

ΔE : 全断面積測定のエネルギーの拡り

Ω_l : hard sphere potential scattering phase shift

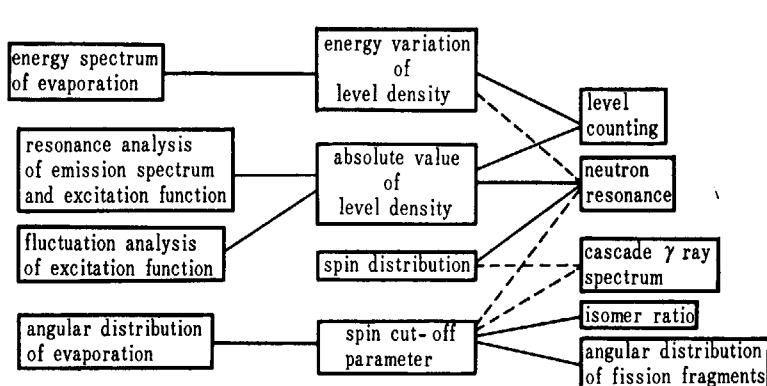


Fig. 6 Experimental study on the nuclear level density.

$$\left(\frac{\langle (\sum_i \cos 2\Omega_i)^2 \rangle}{\langle \sum_i \cos 2\Omega_i \rangle^2} \sim 1 \right)$$

この方法によると、中性子結合エネルギーより多少高い励起エネルギーまでレベル密度をもとめることができる。

3.2 中性子結合エネルギー以下の領域におけるレベル密度のエネルギー変化

レベル密度のエネルギー変化について、中性子結合エネルギーより高い励起エネルギーでは、あまり厳密な実験と解析がおこなわれていない。これより低いエネルギーでは、最近比較的注意深い測定がおこなわれた^{8) 15) 40)}。すなわち、Fig. 7 および TABLE 2 の例にもあるように closed shell では constant temperature 型、shell の中間ではフェルミ・ガス・モデル型、closed shell 近傍では複雑な型になることが示された。

中性子の共鳴解析より得られた結合エネルギー附近のレベル密度の値と、基準状態附近のレベルの数え上げによって得られた値との比較・内挿によって GILBERT *et al.*^{4) 23)} は、このエネルギー領域で constant temperature 型のエネルギー変化を主張している (Fig. 8)。

3.3 レベル密度パラメータ

蒸発スペクトルの解析には、論文によって（同じフェルミ・ガス・モデルでも）異なる型のレベル密度の式が使用されていること（注1、2参照）、またスピン・カットオフ項 $e^{-j(j+1)/2\sigma^2}$ が無視される場合のあること等に

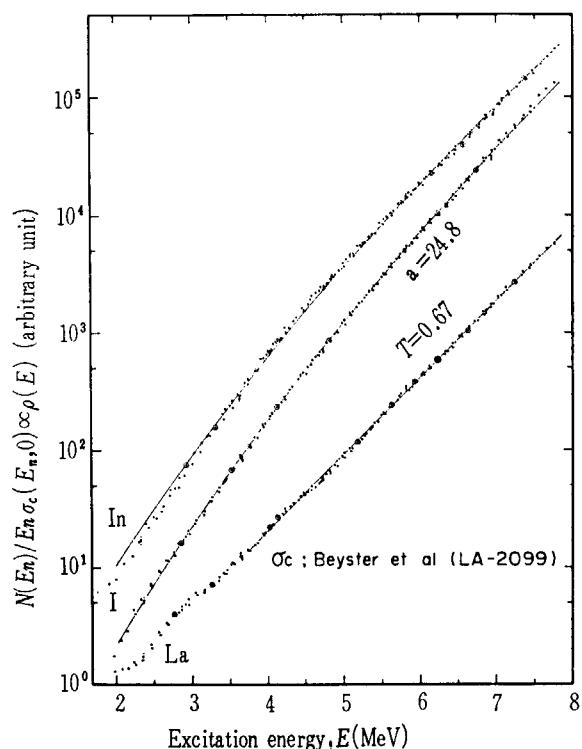


Fig. 7 Some examples of energy variation of the nuclear level density (ref. 8 and 15)

La: constant temperature form ($Z=57, N=82$)

I: Fermi gas form ($Z=53, N=74$)

In: complex form ($Z=49, N=66$)

より、各論文で得られているパラメータの値の間に違いを生ずる。共鳴解析からパラメータを求める際にも 3.1 にも述べたように核の慣性能率の値について仮定が必要

TABLE 2 中性子非弾性散乱による蒸発スペクトルの解析 (ref. 8)

Element	Number of		Functional form	T (MeV)	α (MeV $^{-1}$)	χ^2
	proton	neutron				
$P=28 \rightarrow$	Co	27	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		12.3-13.9	0.96
	Cu	29	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		14.1-15.4	1.77
	As	33	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		17.2-19.2	0.83
	Br	35	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		17.0-20.2	0.99
$N=50 \rightarrow$	Nb	41	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		(14.6-22.7)	0.67
	Ag	47	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$ or $\exp[E/T]$	(0.60-0.78)	0.98	0.71
	In	49	$E^{-2}[2(\alpha E)^{1/2}]$		19.3-23.7	1.44
	Sb	51	complex		1.79	1.79
$P=50 \rightarrow$	I	53	$E^2\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		22.2-24.8	0.87
	Cs	55	complex		2.05	2.05
	Ba	56	$\exp[E/T]$	0.52-0.58		1.08
	La	57	$\exp[E/T]$	0.64-0.73		0.88
$N=82 \rightarrow$	Ce	58	$\exp[E/T]$	0.47-0.53		0.58
	Pr	59	$\exp[E/T]$	0.45-0.51		1.00
	Ta	73	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		21.5-26.7	0.92
	Au	79	$E^{-2}\exp[2(\alpha E)^{1/2}]$		19.7-26.1	1.03

Functional form: レベル密度のエネルギー変化の函数型

T, α : 核温度およびレベル密度パラメータ。逆過程の複合核形成断面積として BEYSTER *et al.*, EMMERICH あるいは AUERBACH and PEREY の表を使って計算した場合、あるいは定数値を使用して計算した場合によって T および α の値にそれぞれ差が生ずる。表中の T および α の値の括りはこの結果である。

χ^2 : 測定値に対する functional form の fitting の程度を示すパラメータ。

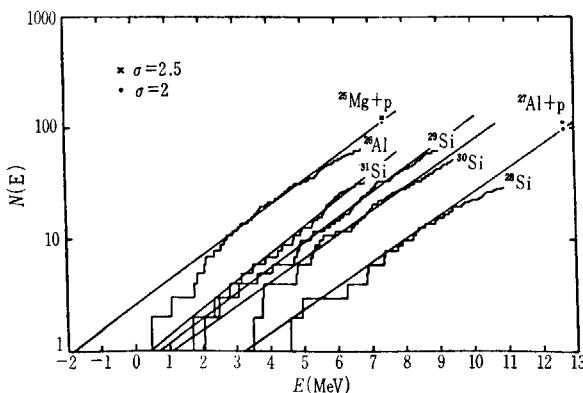


Fig. 8 Number of levels with excitation energies up to E for the indicated nuclei. The points from proton resonance densities are calculated as explained in the reference.(ref. 23)

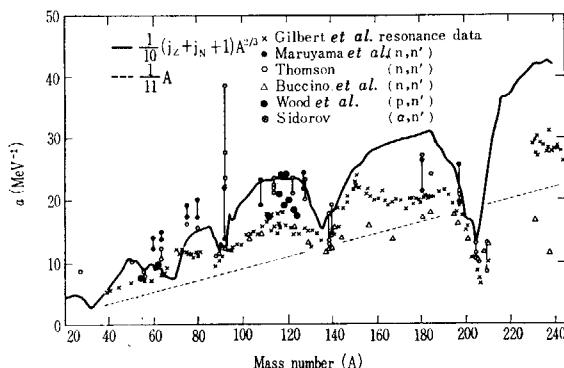


Fig. 9 The level density parameter α plotted vs. mass number. The solid curve is a plot of eq. (12), where Newton's values³³ of j_z and j_N are used. Value of α is about 1.7 times as much as Newton's. The broken line is a plot of free gas model ($r_0=1.2\text{ fm}$).
 × ref. (4), ● refs.(8) and(15), ○ ref. (24),
 △ ref. (26), ◎ ref. (27) and ⊗ ref.(25)

である。Fig. 9 に最近のパラメータ α の値を質量数の函数として示す。蒸発スペクトルの解析には、いずれも (2), (4) および (3A) あるいは (7A) 式より得られるような

$$\rho \propto U^{-2} e^{2\sqrt{\alpha}U} \quad \dots \dots \dots (23)$$

なる函数が使用されている。同図には NEWTON の α 値³³ も示されている。ただし図では約 1.7 倍されている。レベル密度の計算にはしばしば NEWTON³³ あるいは CAMERON⁶ の式が使用されるが、当比較に用いられた実験データに比べて最近のデータでは共鳴の観測数がより多くなっているため、パラメータの値に若干の変化がある。

WEISSKOPF-EWING の(21)式を使用する際に、 $\sigma(E_n, U)$ の代りに使用される $\sigma(E_n, 0)$ の値として定数、あるいは光学模型から計算された種々の値が用いられるが、この選択によってパラメータ α の値に 10~20% の差を生ずる (TABLE 2 参照)。

3.4 スピン・カットオフ・パラメータ

スピン分布の直接測定は低速中性子分光学のデータによるものであるが、観測されるのはせいぜい s 波と p 波共鳴までである。この範囲では $(2j+1)$ 則に従う。

スピン・カットオフ・パラメータ σ 、あるいは核の慣性能率 I は Fig. 6 にも示したように、次のような測定から求められる。

(1) 蒸発スペクトルの角度分布¹²⁸⁾²⁹⁾³⁰⁾: 角運動量の保存則を考慮すると角分布は次のようになる。

$$W(\theta) \propto 1 + \frac{\mu R^2 E_{\text{rot}}}{I} \frac{\cos^2 \theta}{2T} \quad \dots \dots \dots (24)$$

(2) isomer ratio³¹⁾³²⁾

(3) 核分裂片の角分布³³⁾

このようにして得られた慣性能率 I は多くの場合 $I_{\text{rigid body}}$ より小さい。Fig. 10 に(1)の方法で求められた例を示す³⁴⁾。(2)の方法では、入射粒子のエネルギーが数~十数 MeV の場合、 $Y^{87,87m}$ pair より³¹⁾ $I/I_{\text{r.b.}} \approx 0.65$, $Hg^{197,197m}$ pair より³²⁾ $I/I_{\text{r.b.}} \approx 0.5$ であった。

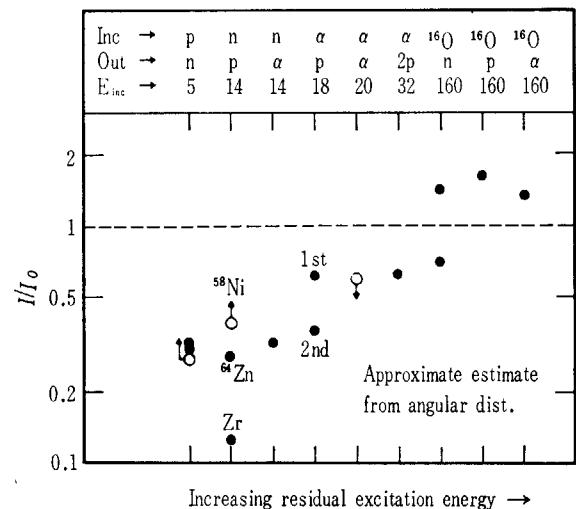


Fig. 10 Ratios of nuclear moment of inertia to its rigid body value. Obtained from angular distribution of evaporation spectrum. Type of the nuclear reaction used is shown in an upper part of this figure.(ref. 34)

4. 炉工学における核データとしての レベル密度

4.1 非弾性散乱断面積

複合核過程を経る核反応断面積の計算をする場合、残留核のエネルギー準位がわかっていないと厳密な計算ができる。しかし、核分裂片などの場合のように、必要な情報が得られないときでも、エネルギー準位が充分に多く励起されれば、レベル密度を使って近似計算ができる。たとえば、HAUSER-FESHBACH の式は次のように変形される³⁵⁾。

$$\begin{aligned} \sigma(Ej; E'j') &= \frac{\pi\chi^2}{2(j+1)} \sum_i T_i(E) \sum_j \\ &\quad \frac{\varepsilon_{si}^j (2J+1) \sum_{s'i'} \varepsilon_{s'i'}^j T_{i'}(E')}{\sum_{s'i'E'} \varepsilon_{s'i'}^j T_{i''}(E'')} \\ &\quad (\text{HAUSER-FESHBACH の式}) \\ &\Leftrightarrow \frac{\pi\chi^2}{2(j+1)} \frac{\sum_i [T_i(E) \sum_j \{\varepsilon_{si}^j \sum_{s'i'} \varepsilon_{s'i'}^j T_{i'}(E')\}]}{\int_0^E \rho_0(E-E'') \sum_{i'} (2l''+1) T_{i''}(E'') dE''} \dots \dots \dots (25) \end{aligned}$$

ここで、

$$\rho(U, j) = (2j+1)\rho_0(U)$$

$T_i(E)$: 透過係数

j, j' : ターゲットおよび残留核スピン

s, s' : チャンネル・スピニ

l, l' : 軌道角運動量

J : 複合核スピン

$$\varepsilon_{si}^j = \begin{cases} 2 & \text{if both } s \text{ and } s' \\ 1 & \text{if either } s \text{ or } s' \\ 0 & \text{if neither } s \text{ nor } s' \end{cases}$$

satisfy $|J-l| \leq s_{(\text{and/or } s')} \leq J+l$

4.2 中性子捕獲断面積

複合核過程をへる中性子捕獲断面積の計算は³⁶⁾、 Weisskopf-Ewing の(21)式で逆過程の断面積 $\sigma(E_n, U)$ として、次式を使用すればよい。

$$\sigma_\gamma = \frac{\pi}{k_\gamma^2} \sum_L \frac{1}{2} (2L+1) T_c \dots \dots \dots (26)$$

ここで、

L : multipolarity

T_c : チャンネル c における透過係数。

中性子捕獲の場合、かなり低エネルギーでも直接過程の寄与が無視できないから注意を要する。

4.3 核分裂断面積

核分裂断面積 $\sigma(n, f)$ は、

$$\sigma(n, f) \approx \pi^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \dots \dots \dots (27)$$

ここで、

Γ_n : 中性子幅

Γ_f : 核分裂幅

ERICSON の統計モデルによる解析では¹³⁷⁾、複合核と 2 個の分裂片の間の detailed balance 原理から、

$$\begin{aligned} \Gamma_f(U, j) &= \sum_{A_1 Z_1, A_2 Z_2}^2 \frac{1}{(2\pi)^{5/2}} \rho(U, j) \\ &\times \int_0^{Q_{12}} T(\varepsilon) \int_0^{Q_{12}-\varepsilon} \rho_{01}(U_1) \rho_{02}(U_2) \frac{1}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2}} dU d\varepsilon \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

ここで、

U, j : 複合核の励起エネルギーとスピニ

$A_{1(2)}, Z_{1(2)}$: 分裂片 1 (2) の質量数と電荷数

$\rho_{01(2)}(U_{1(2)})$: 分裂片 1(2) の励起エネルギー $U_{1(2)}$ での total state density ((1)式参照)

$\sigma_{1(2)}$: 分裂片 1 (2) のスピニ・カットオフ・パラメータ

Q_{12} : 核分裂の際発生するエネルギー

$T(\varepsilon)$: 全運動エネルギー ε の 2 個の分裂片の間の transparency factor

4.4 核分裂からの即発中性子

(i) 核分裂の際の即発中性子の大部分は分裂片からの蒸発によって放出されるものと考えられている。したがって、そのエネルギー・スペクトル $N(E)$ は分裂片からのカスケード放出の各段階 i における蒸発中性子スペクトル (核温度 T_i) の重ね合せとなろう。観測された中性子のスペクトルは、マックスウェル分布となっている³⁸⁾。

$$N(E) = (2/\pi^{1/2} T_M^{3/2}) E^{1/2} e^{-E/T_M} \dots \dots \dots (29)$$

中性子の平均エネルギーは、

$$\bar{E} = \frac{3}{2} T_M \dots \dots \dots (30)$$

これはまた、分裂片の核子当りの運動エネルギーを E_f ($= 0.78 \text{ MeV}$) とすると³⁸⁾、

$$\bar{E} = \bar{E}_f + 2\bar{T}_i \dots \dots \dots (31)$$

(ii) 平均放出中性子数 \bar{n} と T_M の関係

各分裂片の最初の平均励起エネルギー \bar{E}_e は、中性子の結合エネルギーを E_b とすると

$$\bar{E}_e = (\bar{n}+1) E_b / 2 \dots \dots \dots (32)$$

これはまた、

$$E_e = a T_i^2 \dots \dots \dots (33)$$

(30)～(33)式より、

$$T_M = 0.52 + \frac{8}{9} [(\bar{n}+1) E_b / 2a]^{1/2} (\text{MeV}) \dots \dots \dots (34)$$

Fig. 11 に(34)式と測定データの比較を示す³⁹⁾.

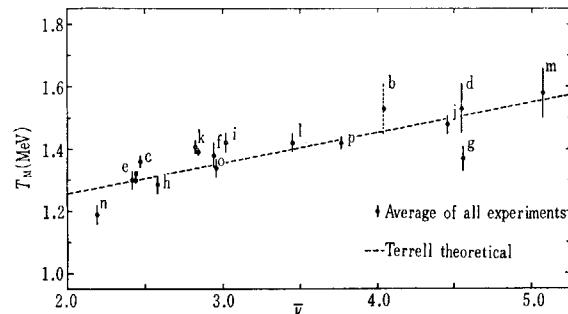


Fig. 11 Variation of the averaged experimental values of the energy parameter T_M with the average number of neutrons per fission \bar{n} . (ref. 39)
b: ^{232}Th , $E_n = 14 \text{ MeV}$, c: ^{235}U thermal, d: ^{233}U , 14 MeV, e: ^{235}U thermal, f: ^{236}U , 3.9 MeV, g: ^{235}U , 14.1 MeV, h: ^{238}U , 2.09 MeV, i: ^{238}U , 4.91 MeV, j: ^{236}U , 14.1 MeV, k: ^{239}Pu thermal, l: ^{239}Pu , 3.9 MeV, m: ^{239}Pu , 14.0 MeV, n: ^{240}Pu spontaneous, o: ^{241}Pu thermal, p: ^{252}Cf spontaneous, and solid curve: eq. (34).

5. おわりに

前章の例でもわかるように、レベル密度は核データの計算、評価にしばしば用いられるが、現在得られている知識は実験的にも理論的にも、かなりあいまいな点が多い。その精密化は最近その緒についたばかりといえよう。

レベル密度を手がかりとする高い励起核の研究は核内核子の residual interaction についての多くの知識を与えてくれる。また、重イオン反応による high angular momentum effect の研究は核構造の研究に新しい面を切り開いている。

レベル密度に関する研究は、すべて核の統計モデルの上に立っており、現実には、これは極限としてのみ認められるものである。これがこの研究の限界となろう。

本稿を書くに当って貴重な御意見をよせられた丸山倫夫氏に謝意を表します。

文 献

- 1) ERICSON T.: *Adv. Phys.* **9** (1960) 425
- 2) LANG J. M. and LE Couteur K. J.: *Proc. Phys. Soc. Lond.* **A 67** (1954) 585
- 3) NEWTON T. D.: *Cand. J. Phys.* **34** (1956) 804, Errata **35** (1957) 1400
- 4) GILBERT A. and CAMERON A. G. W.: *Canad. J. Phys.* **43** (1965) 1446
- 5) LANG D. W.: *Nucl. Phys.* **26** (1961) 434
- 6) CAMERON A. G. W.: *Canad. J. Phys.* **36** (1958) 1040
- 7) STRUTINSKY V. M.: *Nucl. Phys.* **A95** (1967) 420
- 8) MARUYAMA M., TSUKADA K., TANAKA S. and TOMITA Y.: Proceeding of International Conference on Nuclear Structure (Tokyo 1967)
- 9) ROSENZWEIG N.: *Phys. Rev.* **108** (1957) 817
- 10) LANG D. W.: *Nucl. Phys.* **42** (1963) 353
- 11) BARDEEN J., COOPER L. N. and SCHRIEFFER J. R.: *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175
- 12) BOHR, MOTTELSON and PINES: *Phys. Rev.* **108** (1957) 353
- 13) BELYAEV S. T.: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **31** (1959) No. 11
- 14) SANO M. and YAMASAKI S.: *Prog. Theor. Phys.* **29** (1963) 397
- 15) TSUKADA K., TANAKA S., MARUYAMA M. and TOMITA Y.: *Nucl. Phys.* **78** (1966) 369
- 16) WEISSKOPF V. F. and EWING D. H.: *Phys. Rev.* **57** (1940) 472
- 17) NÉMETH J.: *Nucl. Phys.* **16** (1960) 331; ZHMAILO V. A.: *Soviet Phys. J.E.T.P.* **16** (1963) 339
- 18) GROVER J. R.: *Phys. Rev.* **127** (1962) 2142
- 19) PORTER C. E. and THOMAS R. G.: *Phys. Rev.* **104** (1956) 483
- 20) TSUKADA K. and TANAKA O.: *J. Phys. Soc. Japan* **18** (1963) 610
- 21) AGODI A. and PAPPALARDO G.: *Nucl. Phys.* **47** (1963) 129
- 22) CARLSON A. D. and BARSCHALL H. H.: *Phys. Rev.* **158** (1967) 1142
- 23) GILBERT A., CHEN F. S. and CAMERON A. G. W.: *Canad. J. Phys.* **43** (1965) 1248
- 24) THOMSON D. B.: *Phys. Rev.* **129** (1963) 1649
- 25) SIDOROV V. A.: *Nucl. Phys.* **35** (1962) 253
- 26) BUCCINO S. G. et al.: *Nucl. Phys.* **60** (1964) 17
- 27) WOOD R. M., BORCHERS R. R. and BARSCHALL H. H.: *Nucl. Phys.* **71** (1965) 529
- 28) ERICSON T. and STRUTINSKI V.: *Nucl. Phys.* **8** (1958) 284
- 29) ERICSON T.: *Nucl. Phys.* **17** (1960) 250
- 30) BODANSKY D.: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **12** (1962) 79
- 31) VANDENBOSCH R. and HUIZENGA J. R.: *Phys. Rev.* **120** (1960) 1313
- 32) VANDENBOSCH R., HASKIN L. H. and NORMAN J. C.: *Phys. Rev.* **137** (1965) B1134
- 33) GRIN Yu. T. and LARKIN A. I.: *Phys. Lett.* **17** (1965) 315
- 34) BODANSKY D.: Direct Interaction and Nuclear Reaction Mechanism (Padua 1962) 230
- 35) TSUKADA K., TANAKA S. and MARUYAMA M.: *J. Phys. Soc. Japan* **16** (1961) 166
- 36) LANE A. M.: *Nucl. Phys.* **11** (1959) 625
- 37) ERBA E. et al.: *Energia Nucleare* **12** (1965) 26
- 38) TERRELL J.: *Phys. Rev.* **113** (1959) 527
- 39) BARNARD E. et al.: *Nucl. Phys.* **71** (1965) 228
- 40) OWENS R. O. and TOWLE J. H.: *Nucl. Phys.* **A 112** (1968) 337

3. 炉物理、炉工学における核データの問題

座長　日本原子力事業　飯島　俊吾

・・・・・

日本原子力事業　深井　佑造

3.1 分裂幅のスピン依存性

東大菊池康之

1. 緒言

最近の高速炉においては、炉心の大型化に伴うスペクトラムの軟化により、Naボイド効果やドップラー効果におけるkeV領域の寄与が大となり、その領域の共鳴パラメータの正確な値が必要となってきた。keV領域の共鳴パラメータを求めるのに、現在では以下の2つの方法が採用されている。

1) 100eV以下の分離領域で観測された共鳴パラメータの値から、エネルギー依存性やスピン依存性を考慮して、keV領域まで外挿する方法。

2) keV領域の平均断面積の値から推定する方法。

一般には、第1の方法により、レベル間隙(D)、radiation width(Γ_γ)、 s -wave strength functionを求め、第2の方法により、 s -および p -wave strength functionを求めている。

しかし、分裂性核種のfission width(Γ_f)の場合には、第1の方法は以下の2つの困難を伴う。

1) Γ_f は非常に大であるため(eV領域においてもレベル間隙と同等)、共鳴間の干渉効果が強く、BREIT WIGNER流のsingle level analysisの近似が悪く、multi-level multi-channel analysisを必要とするが、この方法はまだ確立されていない。

2) Γ_f のエネルギーおよびスピン依存性が不明であり、高いエネルギー領域への外挿が困難である。

したがって、一般には第2の方法を採用し、 $\alpha(\sigma_c/\sigma_f)$ と σ_f の値から、 p -wave strength functionと Γ_f と同時に求めている。しかしこの場合においても、 Γ_f のスピン依存性は不明であるので、現在までは Γ_f のスピン依存性を無視して計算がおこなわれてきた。しかし、 Γ_f のスピン依存性を無視すると、 ^{239}Pu の場合等では、 p -wave strength functionが負になる場合が生じるという難点がある¹⁾。

以上の理由により、 Γ_f におけるスピン依存性とエネルギー依存性の核物理的な推定が要求されていた。今回の研究は、その一つの方法を提示するものである²⁾。第2章で、核分裂のチャンネル理論を概説し、第3章では、その ^{235}U と ^{239}Pu への応用を記している。

2. 核分裂のチャンネル理論

核分裂現象については、BOHR N. と WHEELER J. A.によって、液滴模型の立場から説明がなされて、かなりの成功を収めた³⁾。チャンネル理論は、これを発展させたものである。

核がadiabaticに変形するとき、potential energyの変化は、クーロン力と表面張力による。変形の小さい場合は、表面張力の寄与がクーロン力に勝り、potential energyは増加するが、ある程度変形が進むとクーロン力が支配的となり、potential energyは極大値をとったあと減少していく。したがって、核の変形が進み、この極大点を通過すると、変形はより大となって、最終的には核分裂をおこす。すなわち、この極大点はpoint of no returnである。

さらに、核の全自由度の中には、分裂する方向以外の変形の自由度も存在する。これらの方向の変形に対しては、potentialは単調増加である。したがって、極大点はpotentialの等高線図中でsaddle pointになっている。すなわち、potentialは、核分裂方向への変形に対してのみ上に凸で、他の方向の変形に対しては下に凸である。

Fig. 1に、核の変形とpotential energyの等高線図との関係を示す。

Fig. 1 からもわかるように、saddle pointにおける分

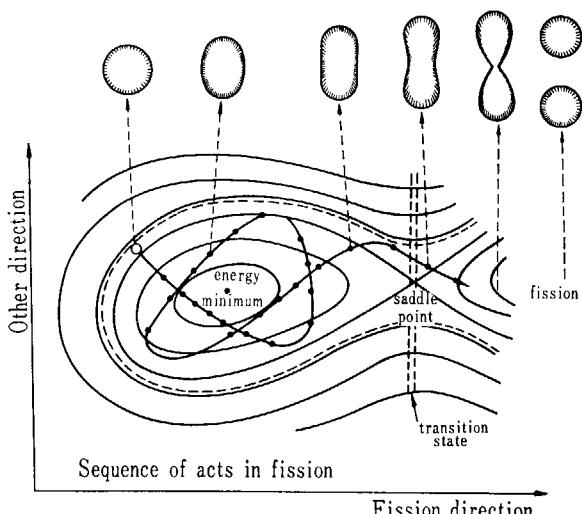


Fig. 1 Relation between the nuclear deformation and the potential map

裂方向以外の運動は、potential well の中の安定な振動となり、さらにこの振動に回転が結合して saddle point における励起状態を構成する。この各励起状態を transition state と呼ぶ。簡単のため、各振動は互いに独立であると仮定するなら、saddle point におけるエネルギーは、以下の3成分に分離できる。

$$E = T_f + E_i + V \quad (1)$$

E : 複合核の励起エネルギー

T_f : 分裂方向への運動の kinetic energy

V : 分裂方向への変形による potential energy

E_i : transition state の励起エネルギー

この関係を Fig. 2 に示す。

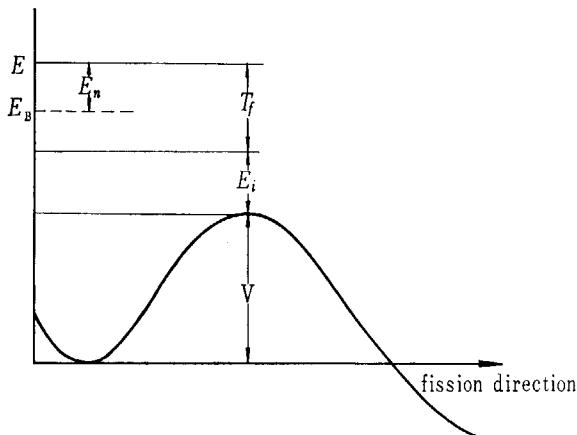


Fig. 2 Energy relation at the saddle point, where E_B is the neutron binding energy and E_n the neutron energy.

今、 i 番目の transition state を通って核分裂をおこすときに、この potential barrier の透過度を P_i とする。Barrier の形を harmonic oscillator (固有振動: $\hbar\omega$) の逆形とすると、W. K. B. 近似により⁴⁾ P_i は、

$$P_i(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{2\pi(V+E_i-E)}{\hbar\omega}\right)} \quad (2)$$

の形で表わされる。 $P_i(E)$ は $E=E_i+V$ の近傍で急速に $0 \rightarrow 1$ の変化をする。(2) 式から明らかなように、実効的には、potential barrier が transition state のエネルギーだけ高くなうことになる。

Fission width は、saddle point に到達する確率と bar-

rier penetration とから(3)式の形で与えられる。

$$\Gamma_f = \frac{D}{2\pi} \sum_i P_i \quad (3)$$

核の励起エネルギーが増大するに伴い、より高い transition state を経過した fission が可能となり、fission width は階段的に増加する。その様子を Fig. 3 に示す。この経過する各 transition state が各々一つの出口チャンネルに対応している。

Saddle point における potential barrier の高さ (V) は、分裂性核種においては、neutron binding energy 以下 $1 \sim 2$ MeV であり、親物質においては、neutron binding energy より高い。このため親物質においては、(n, f) threshold が存在する。この差は、複合核が偶-偶(分裂性核種)と偶-奇(親物質)であることによる差である。

以上のことから、低エネルギー中性子による核分裂においては、transition state としてたかだか 2 MeV くらいまでの励起状態を考えればよいことになる。換言すれば、saddle point においては、複合核の励起エネルギーの大部分は変形の potential energy に費やされて、核は非常に冷たい状態になっている。

BOHR A. らは、この transition state を安定変形核の励起状態と対応させて考えた⁵⁾⁶⁾。分裂性核種に中性子が吸収された複合核は偶一偶核であるから、その低い励起状態は collective mode と考えられる。GRIFFIN J. J. の計算によると⁷⁾⁸⁾、2 quasi-particle excitation のエネルギーは、saddle point 付近の変形においては、安定変形核より大きく、約 2.5 MeV となる。したがって、500 keV 以下の中性子による核分裂では、transition state として、collective mode のみを考えればよい。考えうる collective mode を TABLE I に示す。各 mode のエネルギーは、液滴模型の計算、(d, pf) (r, f) による threshold、安定変形核の励起エネルギー等から推定した。各振動は harmonic oscillator で、かつ独立と仮定したので、2-phonon 状態のエネルギーは 1-phonon 状態のエネルギーの和とした。 β -vibration は fission 方向の運動であるので、saddle point は不安定平衡点となり、したがって transition state としては存在しない。簡単のため各 mode の symbol を以後の議論では使用する。

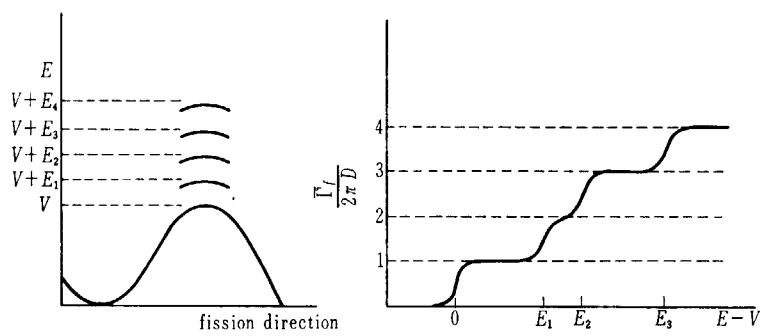


Fig. 3 Relation between Γ_f and transition states

TABLE 1 Expected transition states at the saddle point

Expected transition state	Excitation energy (keV)	K	I	Symbol	Reference
Ground state	0	0	0+, 2+, 4+,	G.S.	
Mass-asymmetry vibration	500~ 700	0	1-, 3-, 5-,	M.A.	7, 9
Gamma vibration	600~ 800	2	2+, 3+, 4+,	G.	7, 8, 9
Bending vibration	1000~1300	1	1-, 2-, 3-,	B.	9
2-phonon mass-asymmetry vibration	1000~1400	0	0+, 2+, 4+,	2M.A.	
Mass-asymmetry vibration + Gamma vibration	1100~1500	2	2-, 3-, 4-,	M.A.+G.	9
Mass-asymmetry vibration + Bending vibration	1400~2000	1	1+, 2+, 3+,	M.A.+B.	7, 9
2-phonon gamma vibration	1300~1700	0 4	0+, 2+, 4+, 4+, 5+, 6+,	2G.	8
Gamma vibration + Bending vibration	1700~2100	1 3	1-, 2-, 3-, 3-, 4-, 5-,	B.+G.	
4th normal mode vibration	1500~2500	0	0+, 2+, 4+,	N4	10
2 quasi-particle excitation	2500~				

TABLE 2 Resonance parameters used in the calculation

Nuclide	^{235}U						^{239}Pu					
	$\frac{7}{2}^-$						$\frac{1}{2}^+$					
J^*	s-wave		p-wave				s-wave		p-wave			
	3-	4-	2+	3+	4+	5+	0+	1+	0-	1-	2-	
$\bar{D}^{(J)}$ (eV)	1.06	1.06	1.23	1.06	1.06	1.18	8.78	3.12	8.78	3.12	2.12	
$\bar{\Gamma}_n^{(J)}$ (meV)	0.097	0.097	0.246	0.424	0.424	0.236	0.939	0.334	2.195	1.560	0.530	
$\bar{\Gamma}_\gamma$ (meV)	43*						38.7					
$\hbar\omega$ (keV)	300						300					

* In KFK-120, $\bar{\Gamma}_\gamma$ for ^{235}U is recommended as 47.9 meV. However, it seems too large to give the best fit.

TABLE 3 $\bar{\Gamma}_f$ and η for low energy neutrons ($E_n < 1\text{keV}$)

	J^*	$\bar{\Gamma}_f$ (meV)		η	
		Calculated	KFK-120	Calculated	KFK-120
^{235}U	s	3-	370~ 400	65.1	2.5 ~2.7
		4-	135~ 160	65.1	1.8 ~1.9
	p	2+	395~ 400		2.0 ~2.1
		3+	172~ 175		1.0 ~1.1
		4+	345~ 350		2.1 ~2.2
		5+	190~ 195		1.0 ~1.1
	s	A*	0+	1640~2800	1.99~2.02
			1+	40~ 60	1.0
		B*	0+	1640~2800	1.99~2.02
			1+	20~ 30	1.0
^{239}Pu	s	C*	0+	3100~4200	2.2 ~3.0
			1+	20~ 25	1.0
	p	0-	0		2
		1-	990±10		1
		2-	670±10		2.0

* Case A: corresponding to old (small) α

Case B: corresponding to new (large) α

Case C: considering 2 M. A. mode

3. ^{235}U と ^{239}Pu における適用

TABLE 1 から、特定の spin-parity を持つ複合核の transition state spectrum を求めれば、(2)(3) 式から、fission width のエネルギー依存性とスピン依存性が決まる。実際には、transition state の正確なエネルギーはわからないので、このエネルギーをパラメータとして、 σ_f と α の実験値を最もよく再現するような transition state spectrum を探した。この場合に、各振動は harmonic oscillator と仮定してあるので、独立なパラメータとしては、M. A. mode, G mode, B mode, N4 mode の 4 つの energy と barrier の逆 harmonic oscillator の $\hbar\omega$ の合計 5 つである。Saddle point での大きな変形においては、核の慣性能率は十分大きいと考えられるので、回転によるバンドは縮退しているものと仮定した。

平均断面積の計算は以下の式によった¹¹⁾。

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2\pi^2\lambda^2 \sum_{Jl} \frac{g_J}{D^{(Jl)}} \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_{Jl} \\ &= 2\pi^2\lambda^2 \sum_{Jl} \frac{g_J}{D^{(Jl)}} \times \frac{\Gamma_n^{(J,l)} \Gamma_x^{(J,l)}}{\Gamma_n^{(J,l)} + \Gamma_{in}^{(J,l)} + \Gamma_f^{(J,l)} + \Gamma_\gamma} \\ &\quad \times S_x(u, v, \mu, \eta) \end{aligned}$$

Γ_n : elastic neutron width

Γ_{in} : inelastic neutron width

Γ_γ : radiation width

$$u = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma + \Gamma_{in}} \quad v = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_{in}}$$

μ : neutron channel の数

η : fission channel の数

S_x : fluctuation function

炉物理において重要な 300 keV 以下の領域では、 s -

波と p -波のみを考えれば十分である。今回の計算において使用した共鳴パラメータは主として KFK-120¹³⁾ によった。その値を TABLE 2 に示す。

Potential barrier と neutron binding energy との差について、 (d, pf) threshold の実験値から、以下の推定をした。

- 1) ^{235}U : (d, pf) threshold が neutron binding energy 以下 600 keV にただ一つ観測された¹²⁾。もしこれが G. S. mode に対応すると考えると、 Γ_f が非常に小となり ($\Gamma_f^{(3-)} \leq \frac{D}{2\pi}$, $\Gamma_f^{(4-)} = 0$)、 σ_f の値を説明できない。そこで、この threshold を M. A. mode に対応すると仮定する。
- 2) ^{239}Pu : (d, pf) threshold は、neutron threshold 以下 750 keV と 1600 keV に観測された¹²⁾。この -1600 keV threshold を、G. S. mode に対応すると仮定する。-750 keV の第 2 の threshold については第 4 章で検討する。

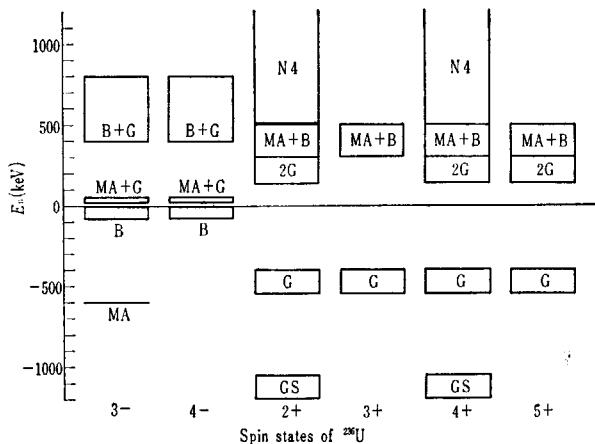


Fig. 4 The transition state spectrum of ^{236}U affording the best interpretation of experimental data. (The width in energy for each mode represents the range of uncertainty.)

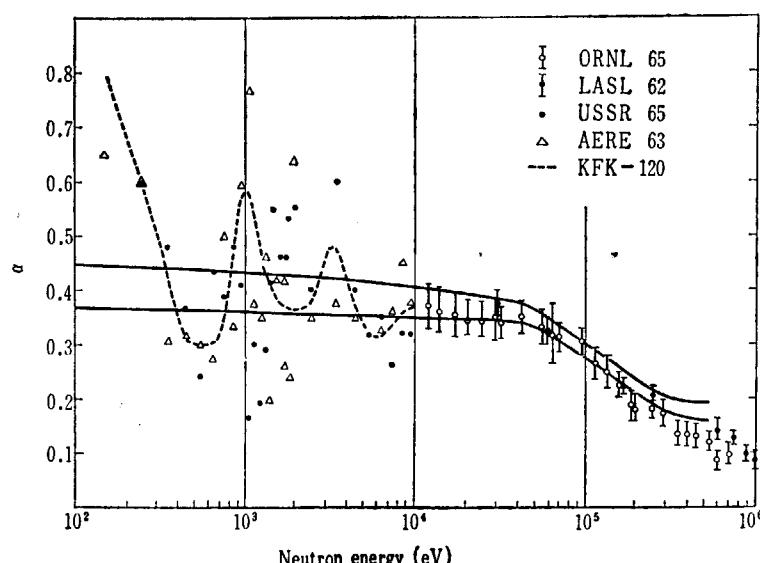


Fig. 5 Calculated curves and measured plots of α for ^{235}U . (The value corresponding to Fig. 4 lies between the two curves.)

この仮定に基づいて計算した結果、以下の結論を得た。ただし、今回の計算においては、2 M. A. mode を考慮しなかった。この点についても、第4章で検討する。

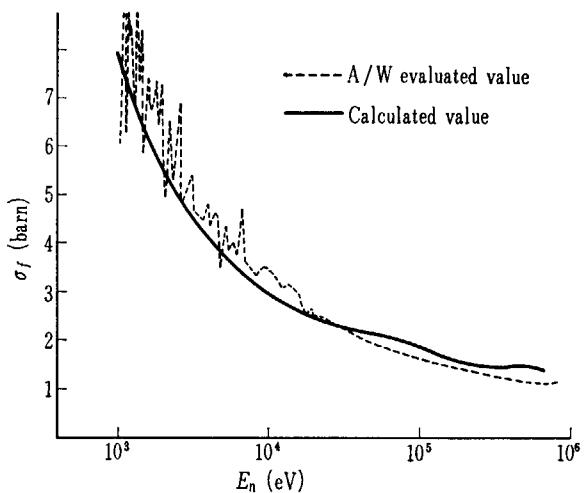


Fig. 6 Calculated curve of fission cross section for ^{235}U .

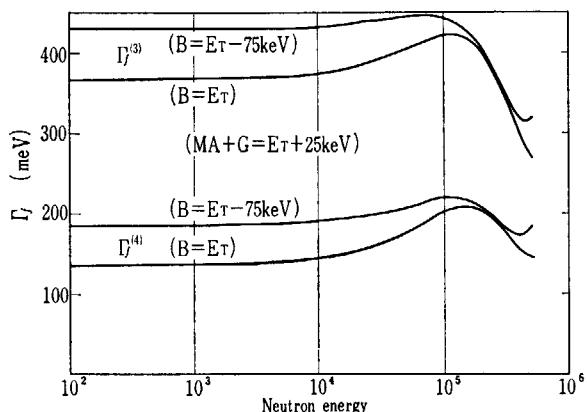


Fig. 7 Curves of $\Gamma_f^{(J)}$ for ^{235}U by s -wave neutron absorption. (The value corresponding to Fig. 4 lies between the two curves.)

^{235}U : α と σ_f を最もよく再現する transition state spectrum を Fig. 4 に示す。特に重要な点は、 s -wave state (3-, 4-)において、neutron binding energy をはさんで両側 100 keV 以内に、2つの channel (B. mode と M. A.+G. mode) が存在することである。他の channel の位置はかなり不確定である。この spectrum で計算した α と σ_f の値を Fig. 5, Fig. 6 に示してある。実験値との一致はかなり良好である。 s -wave state (3-, 4-) の Γ_f のエネルギー依存性を Fig. 7 に示す。低いエネルギーでの $\Gamma_f^{(3)} / \Gamma_f^{(4)}$ の値は 2.3~3.0 である。

^{239}Pu : 最もよい transition state spectrum を Fig. 8 に示す。 ^{239}Pu の場合には、実験の数も少なく、精度も悪いので、不確定さが大きい。特に α については、1967 年の Karlsruhe Symposium で従来より 50% 以上も大なる値が報告された。今回は、この新しい値にも合わせてみた。 α と σ_f の計算値を Fig. 9 と Fig. 10 に

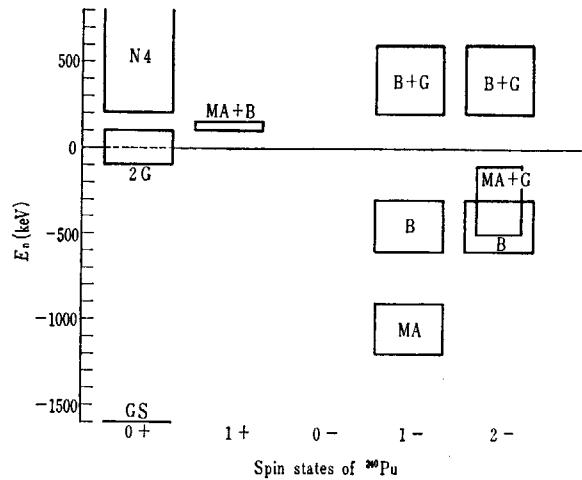


Fig. 8 The transition state spectrum of ^{240}Pu affording the best fit with experimental data. (The widths in energy represent the range of uncertainty.)

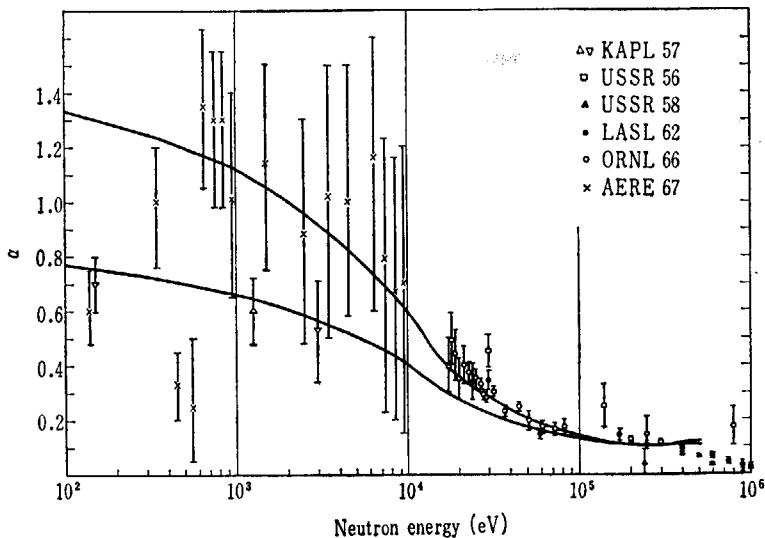


Fig. 9 Calculated curves and measured plots of α for ^{239}Pu . The higher curve corresponds to the new α value

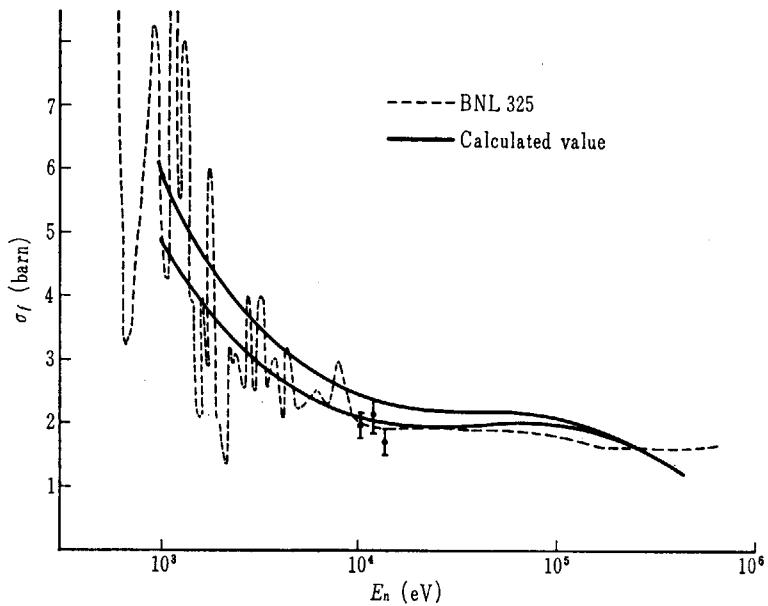


Fig. 10 Calculated curves of fission cross section for ^{239}Pu . (The lower curve corresponds to the new (higher) α value.)

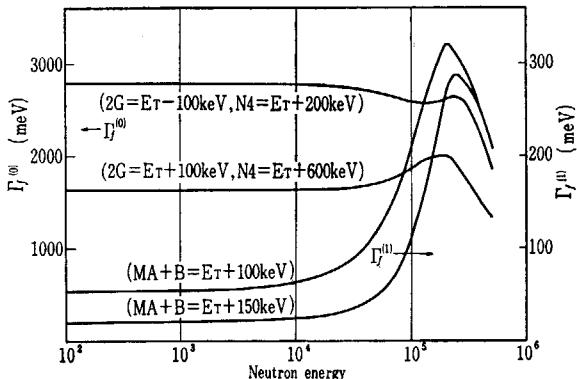


Fig. 11 Curves of $\Gamma_f^{(J)}$ for ^{239}Pu by *s*-wave neutron absorption. (The lower $\Gamma_f^{(1)}$ corresponds to the new (higher) α value.)

示す。 σ_f をよりよく再現する transition state spectrum は、 α の新しい値に対応している。*s*-wave state (0^+ , 1^+) の Γ_f の値を Fig. 11 に示す。

^{239}Pu は、 ^{235}U と比較した場合、実験データの不足以外に以下に述べるような困難さがあり、 $\Gamma_f^{(J)}$ を正確に決定するのは非常に困難である。

- 1) 0^+ state の 2 G. mode が neutron binding energy の近傍にあって、しかも正確な値がわからない¹³⁾。したがって、 $\Gamma_f^{(0+)}$ に 1400 meV の不確定さが生じる。
 - 2) 1^+ state は第 1 channel (M. A.+B. mode) が neutron threshold より上にあるため、 $\Gamma_f^{(1+)}$ は $\hbar\omega$ の値に大きく依存する。 $\hbar\omega$ を変えれば、M. A.+B. を大きく変えないと実験値とずれてくる。
 - 3) 今回は考慮しなかった 2 M. A. modeを入れると、 $\Gamma_f^{(0+)}$ はさらに 1400 meV も増加する。
- 以上により、 $\Gamma_f^{(0+)} = 1600 \sim 4200 \text{ meV}$, $\Gamma_f^{(1+)} = 20 \sim 50 \text{ meV}$ という大きな不確定さを生じる。

最後に、得られた結果を TABLE 3 にまとめておく。

4. 問題点

4.1 2-phonon mass-asymmetry mode

今回の計算において、2 M. A. mode を考慮から除いたのは、以下の 2 つの理由による。

- 1) 安定変形核で、2-phonon octupole vibration が発見されていない。
- 2) 今回と同様な計算をした他の例においても、2 M. A. mode は考慮されていない。

しかし、potential が harmonic oscillator という近似が良いものなら、2 M. A. mode は M. A. mode の約 2 倍のエネルギーを持って存在するはずである。さらに、 ^{239}Pu における -750 keV の第 2 の threshold (第 1 threshold より 850 keV 高い) を解釈するのにあたり、この threshold を 2 M. A. mode に対応すると仮定すると、エネルギー的には説明が可能である。もし 2 M. A. mode が存在しないと仮定するなら、この threshold の説明は困難である。SCHMIDT J. J. は、この第 2 の threshold を ^{240}Pu の 885 keV の 0^+ state に、対応すると考えているが¹³⁾、この 0^+ state は β -vibration と思われる所以、transition state と対応することはできないはずである。以上の点から考えて、2 M. A. mode は考慮した方がいいように思われる。現在この計算を実行中である。

4.2 分離領域の Γ_f との比較

以上の方で求めた Γ_f は、eV 領域の resolved resonance を single level analysis して求めたよりかなり大きな値となった。これについては、以下の 2 つの解釈が可能である。

- 1) 観測された resonance は、レベル間の干渉によって生じた quasi-resonance であるから、single level analysis をして求めた Γ_f は意味がない。
- 2) 假に真の resonance であっても、自由度 1~3 の χ^2 分布をしている母集団から、少數（50 個以内）の標本を抽出して得た平均値は、多数（数千個）の平均に比べて大きな偏差を生じる可能性がある。
この点については、さらに検討が必要であると思われる。

References

- (1) KUROI H., MITANI H., ISHIGURO Y., MIZOO N., TAKANO H., and HIROTA J.: EACRP-L, "Parametric Survey of Uncertainty in the Group Con-

- stant for the Resonance Energy Region for ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu ", (1967).
- (2) KIKUCHI Y. and AN S.: *J. Nucl. Sci. Technol.* (Tokyo) **5** 86 (1968).
 - (3) BOHR N. and WHEELER J. A.: *Phys. Rev.* **56** 426 (1939).
 - (4) HILL D. L. and WHEELER J. A.: *Phys. Rev.* **89** 1102 (1953).
 - (5) BOHR A.: "Proc. Intern. Conf. PUAE, Geneva, 1955" Vol 2, 220 (1956), U.N., New York.
 - (6) WHEELER J. A.: "Fast Neutron Physics", Vol 2, 2051, eds. Fowler J. L. and Marion J. B. (1963), Interscience, New York.
 - (7) GRIFFIN J. J.: "Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 1965", Vol. 1, 23 (1965), IAEA, Vienna.
 - (8) BRITT H. C., STOKES R. H., GIBBS W. R. and GRIFFIN J. J.: *Phys. Rev. Letters* **11** 343 (1963).
 - (9) LYNN J. E.: "Proc. Intern. Conf. Study Nucl. Structure with Neutrons, Antwerp, 1965", 125 (1966), North-Holland Pub., Amsterdam.
 - (10) NIX J. R.: *Ann. Phys.* **41** 52 (1967).
 - (11) NICHOLSON R. B.: APDA-139 (1960).
 - (12) NORTHRUP J. A., STOKES R. H. and BOYER K.: *Phys. Rev.* **115** 1277 (1959).
 - (13) SCHMIDT J. J.: KFK-120 (1966).

3.2 共鳴パラメータの誤差の実効断面積に与える影響

原 研 三 谷 浩*

1. 実効断面積と共鳴パラメータ

共鳴パラメータの誤差が実効断面積にどのような影響を与えるかを調べるために、実効断面積の中に共鳴パラメータがどのようななかたちで入ってきているかをできるだけ明らかにするために、実効断面積を定式化し、定性的に若干の検討をおこなった。

実効断面積は通常 NR 近似を用いると次のようにあらわされる¹⁾。

$$\bar{\sigma}_x(\sigma_0) = \frac{\left\langle \frac{\sigma_x}{\sigma_0 + \sigma_T} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_0 + \sigma_T} \right\rangle} \quad (1)$$

ここで x は reaction の type を示し、 σ_0 は体系の濃度に関係したパラメータである。すなわち、核種 i 当りの他のすべての核種 i' の total cross section の和である。

$$\sigma_0 = \frac{1}{N_{i' \neq i}} \sum \bar{\sigma}_{T,i'} \quad (2)$$

(1) 式はまた次のように書き換えることができる。

$$\bar{\sigma}_x(\sigma_0) = \langle \sigma_x \rangle \cdot f_x(\sigma_0, T) \quad (3)$$

$$f_x(\sigma_0, T) = \frac{\left\langle \frac{\sigma_x}{\sigma_0 + \sigma_T} \right\rangle}{\langle \sigma_x \rangle \cdot \left\langle \frac{1}{\sigma_0 + \sigma_T} \right\rangle} \quad (4)$$

$$\langle \sigma_x \rangle = \bar{\sigma}_x(\infty) \quad (5)$$

$f_x(\sigma_0, T)$ は共鳴の自己遮蔽因子と呼ばれる量であり、体系の濃度、温度に強く依存している。一方 $\langle \sigma_x \rangle$ は無限希釈の共鳴積分と呼ばれる量であり、体系の gross なスペクトラムの変化がゆるやかなときには、microscopic cross section を平均したものになる。したがって、この量は共鳴パラメータの誤差の影響を直接うける部分である。

$f_x(\sigma_0, T)$ は非分離領域では次のように表わすことができる。

$$f_x(\sigma_0, T) = \frac{\sum_s \langle \sigma_x \rangle_s \cdot f_{xs}(\sigma_0, T)}{\sum_s \langle \sigma_x \rangle_s} \quad (6)$$

Effect of the deviation of error resonance-parameters to effective cross section: H. MITANI, JAERI

* この報告の 2 の部分は黒井英雄、石黒幸雄、溝尾宣辰、高野秀機の諸氏との共同研究の一部である。

すなわち、 $f_x(\sigma_0, T)$ は各々の sequence S での自己遮蔽因子 $f_{xs}(\sigma_0, T)$ を着目している reaction type x の平均の断面積 $\langle \sigma_x \rangle_s$ で平均したものになる。ここで sequence というのはある核種について、orbital angular momentum l の neutron によって作られた、ある total angular momentum J と parity に属するすべての level を示す。

次に非分離領域でエネルギーの高い、共鳴の重なり合いの強いところでの $f_{xs}(\sigma_0, T)$ を具体的に示すと次のようになる²⁾。

$$f_{xs}(\sigma_0, T) = 1 - \frac{\langle \sigma_{Tr} \rangle_s}{\langle \sigma_T \rangle} \cdot \frac{\langle S_s \rangle}{\sqrt{2\pi}\Delta} [E_{xs} - e_s] \quad (7)$$

$$E_{xs} = \frac{\left\langle \frac{\Gamma_n^2 \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_s}{\langle \Gamma_n \rangle_s \cdot \left\langle \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_s} \quad (8)$$

$$e_s = \frac{\sqrt{2\pi}\Delta}{\langle S \rangle_s} e^{\frac{8\Delta^2}{\langle S \rangle_s}} \operatorname{erfc} \left(\frac{2\sqrt{2}\Delta}{\langle S \rangle_s} \right) \quad (9)$$

$$\langle \sigma_t \rangle = \sigma_0 + \sigma_p + \sum_s \langle \sigma_{Tr} \rangle_s \quad (10)$$

ここで $\langle S \rangle_s$ は平均の level spacing, Δ はドップラー幅をあらわす。 E_{xs} は fluctuation term, e_s は space correction term と呼ばれている。(7) 式の方法は “Method A” と呼ばれている。この領域では $\langle S \rangle_s / \Delta$ の factor と $\langle \sigma_{Tr} \rangle_s$ に含まれる $\langle \Gamma_n^0 \rangle / \langle S \rangle$: strength function が重要であることが解る。しかし分母に $\langle \sigma_T \rangle$ が含まれているので、 σ_0 が小さいとき、すなわち濃度が大きいときに問題であろう。

一方非分離領域でもエネルギーの低い、共鳴の重なりがないと近似してよいところでは $f_{xs}(\sigma_0, T)$ は次のようになる²⁾。(これは “Method B” と呼ばれている。)

$$f_{xs}(\sigma_0, T) = \frac{\left\langle \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_x}{\Gamma} \int \frac{\phi(x, \theta)}{1 + \beta \phi(x, \theta)} dx \right\rangle}{\left\langle \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle \cdot \pi \cdot f_{corr}} \quad (11)$$

$$\beta = \sigma_{Tr}/(\sigma_0 + \sigma_p) = 4\pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} / (\sigma_0 + \sigma_p) \quad (12)$$

$$f_{corr} = 1 - \frac{1}{\sigma_0 + \sigma_p} \sum_s \frac{\langle \sigma_{Tr} \rangle_s}{\pi} \left\langle \int \frac{\phi(x, \theta)}{1 + \beta \phi(x, \theta)} dx \right\rangle \quad (13)$$

ここで f_{corr} は averaged flux に対する correction factor で、通常これは 1 に近い値になる。また (11) 式では $\langle \Gamma_n \cdot \Gamma_x / \Gamma \rangle$ の項は分子、分母で cancel out するようになっている。結局共鳴パラメータに関係するのは β に含まれる Γ_n / Γ を通してであるが、この項も (12) 式より明らかなように σ_0 が小さいとき、すなわち濃度の大きいときに重要になる。

次に個々の共鳴パラメータが測定されている分離領域では、(6)式の平均は個々の level についての平均になる。また $f_{xs}(\sigma_0, T)$ は(11)式で χ^2 -分布による平均をはずしたものになる。したがって、共鳴パラメータとの関係は上に述べたことと全く同じになる。

以上のことより実効断面積には2つの面がある。1つは共鳴パラメータの影響を直接うける無限希釈の共鳴積分の項であり、もう1つは主として体系の炉物理的な量、すなわち燃料の濃度、あるいは系の温度等に sensitive な自己遮蔽因子の項である。この後者は濃度が大きいときに共鳴パラメータの誤差の影響が大きい。次に数値的にこれを検討してみる。

2. 共鳴パラメータ等の誤差の自己遮蔽因子に及ぼす影響および A. B. N set との比較

前節で共鳴パラメータと実効断面積の定性的な関係を調べたが、ここでは自己遮蔽因子におよぼすパラメータの誤差の影響を定量的に計算した。そのためには、共鳴パラメータが1%変化したときに、自己遮蔽因子がどれだけ変わるかを系統的に計算するのが普通の方法であるが、共鳴パラメータ相互の関係が複雑であるために非常に多くの計算を必要とする。しかし source data としては、基本的には low energy で測定される共鳴パラメータおよび fission cross section と capture cross section の実験値 $\langle\sigma_i\rangle_{exp}$, $\langle\sigma_c\rangle_{exp}$ が重要な量となる。

ここでは KFK-120³³ の Previously recommended value (1963) と Presently recommended value (1966) の2つの値を source data として用い相互に比較した。Source data は必ずしも一様に推移してゆくものではないが、このようにある2つの時点での data を比較することにより、source data の違いによる影響を重点的に把握することが可能になる。その他の source data として BNL-325

Suppl. No. 2 に recommend されている resonance parameter を用いた。

計算にはコード KMIT-I-R⁴ が用いられた。エネルギー一群、濃度パラメータ σ_0 等は A. B. N set¹¹ と同じとした。

Fig. 1 に ^{235}U の fission cross section に対する自己遮蔽因子の比較を示した。Prob. 251 と 252 の違いは level spacing がそれぞれ 0.53 eV と 0.623 eV であり、s-wave strength function が 0.914×10^{-4} と 0.80×10^{-4} である。一方 Prob. 251 と 2510 との違いは、平均の断面積が前者の方が大きいがその他の点ではそれほど大きい違いはない。エネルギーの高い領域では 1~2% 程度の違いしかないが、group 16 で σ_0 が小さいときには 10% の違いがある。しかし通常の高速炉では ^{235}U の σ_0 は 100 より大きく、この領域では source data の違いによる影響はほとんどないと考えてよい。

TABLE 1 Self-shielding factor for ^{235}U obtained by using the various ν_f and $\langle\Gamma_\gamma\rangle$

Group	σ_0 (barns) Prob.No.				
		0	10	10^2	10^3
12 (6.8keV)	251	0.938	0.962	0.991	0.999
	253	0.942	0.964	0.992	0.999
	254	0.937	0.961	0.991	0.999
	255	0.941	0.964	0.992	0.999
14 (1.46keV)	251	0.768	0.839	0.957	0.995
	253	0.778	0.846	0.959	0.995
	254	0.767	0.839	0.957	0.995
	255	0.776	0.845	0.959	0.995
16 (316eV)	251	0.673	0.704	0.883	0.982
	253	0.685	0.712	0.888	0.982
	254	0.650	0.680	0.868	0.980
	255	0.625	0.661	0.862	0.980

Prob. No. 251 $\nu_f=4.0$ $\langle\Gamma_\gamma\rangle=47.9$ meV
 253 4.0 33
 254 2.3 47.9
 255 2.3 33

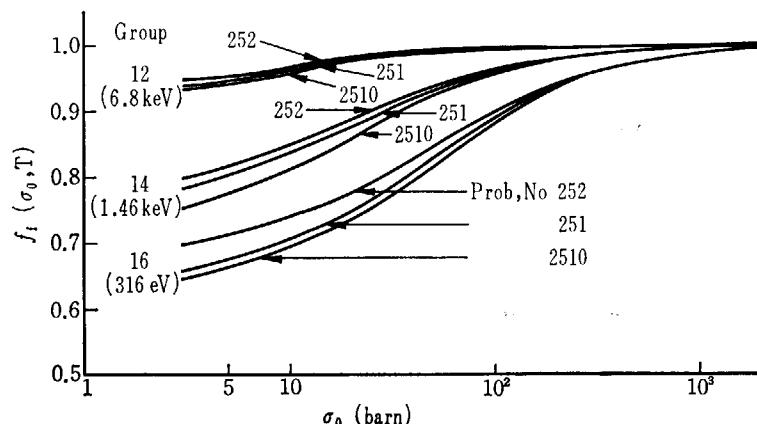


Fig. 1 Comparison of self-shielding factor for ^{235}U -fission cross section.
 Prob. No. 251 All KFK-120 presently recommended. (standard)
 2510 Previously recommended.
 252 KFK presently recommended and BNL-325 Suppl. No. 1, 2 resonance parameter.

次に、 ^{235}U の共鳴パラメータでここ数年間に大きく変化したものとして、 $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ と fission width の χ^2 -分布の自由度 ν_f がある。 $\langle\Gamma_\gamma\rangle=33\text{ meV}$, $\nu_f=2.3$ が従来用いられていたが、最近では $\langle\Gamma_\gamma\rangle=47.9\text{ meV}$, $\nu_f=4.0$ が用いられている³⁾。この違いの影響を調べるために、 $\langle\Gamma_\gamma\rangle$, ν_f の 4 個の組み合わせについて計算をおこなった。TABLE 1 にその結果を示してある。自己遮蔽因子はほとんど変化しない。これは ^{235}U では $\langle\Gamma_n\rangle$ は $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ や $\langle\Gamma_\nu\rangle$ に較べて非常に小さいので、 χ^2 -分布での平均をおこなうときには ν_f だけが問題になり、 ν_f , $\langle\Gamma_\gamma\rangle$, $\langle\Gamma_\nu\rangle$ の値にはほとんどよらないためと考えられる。

現在のところ、高速炉の計算で A.B.N set が広く用いられている。我々は source data として KFK-120 を

TABLE 2 f_r at 300°K for ^{235}U in the present and A.B.N set.

Group	σ_0	0	10	10^2	10^3
11	Present	0.975	0.985	0.997	1.00
	A.B.N	0.97	0.98	1.00	1.00
12	Present	0.938	0.962	0.991	0.999
	A.B.N	0.94	0.96	0.99	1.00
13	Present	0.875	0.919	0.981	0.998
	A.B.N	0.89	0.93	0.99	1.00
14	Present	0.768	0.839	0.957	0.995
	A.B.N	0.82	0.88	0.94	1.00

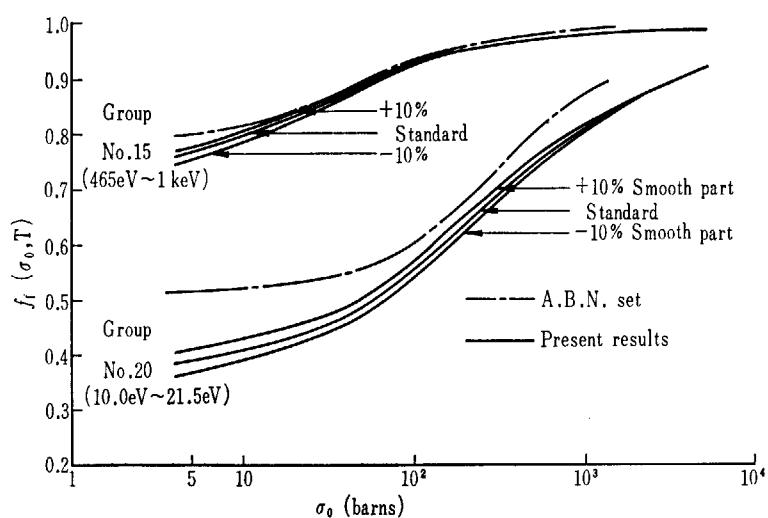


Fig. 2 Comparison with the A.B.N set and the effect of the smooth part.
Problem. No. 251 Temperature 300°K

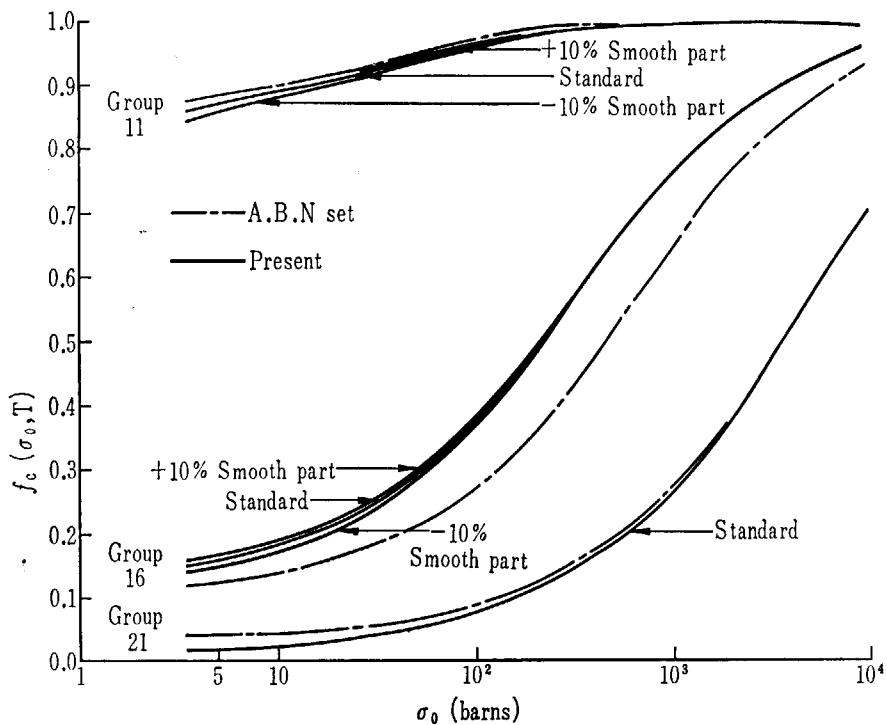


Fig. 3 Comparison of self-shielding factor for ^{238}U capture cross section. Temperature 300°K

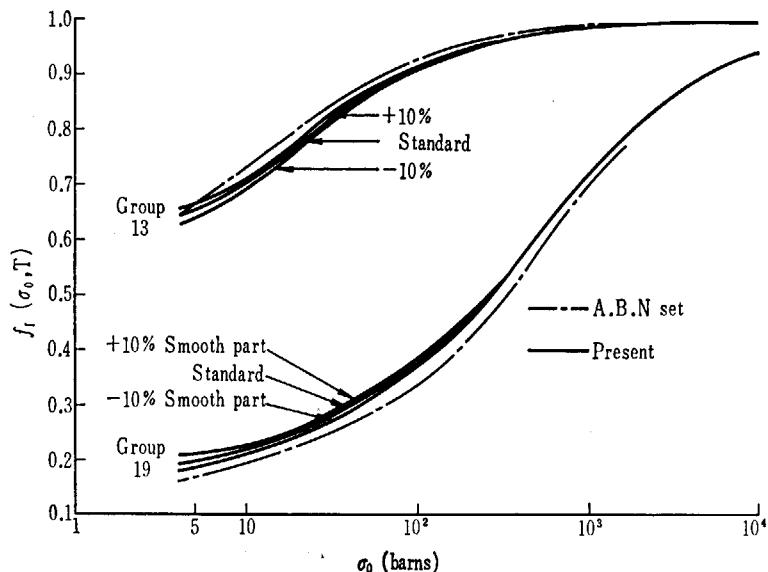


Fig. 4 Comparison of the self-shielding factor for ^{239}Pu fission cross section.
Temperature 300°K

用いて、A. B. N set と同じものを ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu について作製し、相互に比較した。 ^{235}U のエネルギーの高い領域での比較を TABLE 2 に示す。この領域では計算方法は同じで、source data だけが異なるが、前にも述べたように自己遮蔽因子はこの領域では共鳴パラメータの誤差の影響をほとんど受けないため両者の値は全く等しい。Fig. 2 に Group 15 と 20 の比較を示した。Smooth part を $\pm 10\%$ 変化させたときの比較も同時に併せておこなった。Group 15 の値はほとんど等しいが、Group 20 では両者の値は大きく異なり、 σ_0 の値には関係しない。これは source data の違いによる影響もあるが、主として計算方法の違いによるものと考えられる。Group 20 は 10.0 eV~21.5 eV で分離領域であり、われわれの計算では IR 近似を用いている。一方、A. B. N set では N. R 近似が用いられていると思われる。同じことは ^{238}U の Group 16, ^{239}Pu の Group 19 でもみられる。

以上により自己遮蔽因子にたいする共鳴パラメータの誤差の影響を定量的に調べた。その結果 σ_0 が 10^2 より大きいときにはほとんど問題にならないが、エネルギー

が低い領域で、 σ_0 が小さいときには $\sim 10\%$ 程度の影響があることが解った。ここでは自己遮蔽因子の温度係数に対する影響については全然ふれなかった。これについては文献(5)を参照されたい。

文 献

- 1) ABAGJAN L. P., BAZAZYANTS N. O., BONDARENKO I. I. and NIKOLAEV M. N.: Gruppen Konstanten schneller und intermedierer Neutronen fur die Berechnung von Kernreaktor, KFK-tr-144
- 2) NICHOLSON R. B.: The Doppler effect in fast neutron reactors, APDA-139 (1960)
- 3) SCHMIDT J. J.: Neutron cross section for reactor fast materials, Part I, KFK-120 (1966)
- 4) KUROI H., MITANI H., ISHIGURO Y., MIZOO N. and TAKANO H.: KMIT-I-R (Group Constant Compiler for the Resonance Energy Region), JAERI-memo 2805 (1967)
- 5) KUROI H., MITANI H., ISHIGURO Y., MIZOO N., TAKANO H. and HIROTO J.: Parametric Survey of Uncertainty in the Group Constant for the Resonance Energy Region for ^{235}U , ^{238}U and ^{239}PU , EACRP-L (1967)

3.3 Pu-240 の共鳴パラメータ・セットの比較

日立中研 松 岡 謙 一

1. 緒 言

熱中性子炉においては、通常その運転初期にウラニウム燃料を使用するのが通例となっているが、炉の燃焼特性、運転計画などを把握するために、核設計の初期の段階から、プルトニウム同位元素の核データが必要になる。しかし、日本では熱中性子動力炉の運転経験が乏しく、また比較的最近まではプルトニウムを用いた炉物理実験ができなかったこともあって、プルトニウム同位元素の核データの精度に対する関心は相対的に低いままであった。ようやく最近になって、

- (1) 热中性子炉によるプルトニウム生産が具体化したこと。
- (2) 日本でもプルトニウムを用いた炉物理実験が開始されたこと。
- (3) 軽水炉へのプルトニウム・リサイクルの問題が取上げられつつあること。
- (4) プルトニウムの使用が本質的な高速炉の開発計画が発足したこと。

などの理由から、炉物理や核設計の立場からも、プルトニウムの核データを評価し、その精度を把握するとともに、より精度の高い1つのデータ・セットを作り上げることの必要性が高まってきたといえよう。

このためには、核データの収集、核物理的評価、炉物理実験の解析による精度の検討、核物理実験へのフィードバックなどの一連の息の長い研究の積み重ねが必要であるが、ここではそのごく一部として、Pu-240 の分離共鳴パラメータを取上げ、手近かに入手しうる3組の共鳴パラメータ・セットを用いた場合、共鳴積分とその温度依存性にどの程度の相違を生じるか、またその相違は、共鳴積分の炉物理的計算法の相違に比べてどの程度のものであるか、について検討した結果を報告する。Pu-240 を取上げた理由は、軽水炉における Pu-240 による Doppler 効果にとくに関心があったからである。同じ理由から、ここでは分離共鳴だけに議論を限ってある。

2. 共鳴パラメータ・セット

対象として取上げた共鳴パラメータ・セットは、つきの3組である。

- (1) BNL-325, Supplement No. 2, Vol. III 記載のもの（以下では BNL-325 と略記する）。
 - (2) HRG コード(Hanford Revised GAM)の初期のライブラーにはいっているもの(HRG)。
 - (3) 上記ライブラーの1967年改訂版(New HRG)。
- これら3組の共鳴パラメータの値を TABLE 1, 2, 3 に示す。

TABLE 1 Resonance parameters of ^{240}Pu

(1) BNL-325

$E_0(\text{eV})$	$\Gamma_n(\text{mV})$	$\Gamma_\gamma(\text{mV})$
1.056 \pm 0.002	2.30 \pm 0.15	31 \pm 3
20.4 \pm 0.1	2.3 \pm 0.2	
38.1 \pm 0.2	15 \pm 2	
41.6 \pm 0.2	1.9 \pm 0.5	
66.3 \pm 0.3	45 \pm 20	
72.4 \pm 0.3	29 \pm 12	
90.0 \pm 0.5	17 \pm 6	
104.3 \pm 0.5	60 \pm 30	
120 \pm 1	50 \pm 30	

TABLE 2 Resonance parameters of ^{240}Pu

(2) HRG

$E_0(\text{eV})$	$\Gamma_n(\text{mV})$	$\Gamma_\gamma(\text{mV})$
1.056	2.45	30.5052
20.4	2.35	34.2
38.2	15.2	34
41.7	1.9	
66	45	
72	29	
90	17	
92	4	
104	60	
116	40	
119	50	

TABLE 3 Resonance parameters of ^{240}Pu
(3) New HRG

E_0 (eV)	Γ_n (mV)	Γ_γ (mV)
1.0575	2.468	30.0052
20.4	2.3487	30.20
28.2	15.204	39.14
41.7	1.8727	30.14
66	48.744	
72	28.85	
90	17.076	
92	9.5917	
104	61.188	
116	21.541	
119	43.635	

3. 共鳴積分計算法の概要

UO_2 燃料を用いる典型的な軽水炉格子を対象として、この燃料棒中に Pu-240 が個数密度にして、 $1.28 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ 、および $1.28 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ 存在する場合の共鳴積分の計算を、 298.8°C および 1298.8°C の 2 通りについておこなった。

計算はすべて PAC-I コードを使用した。このコードは ZUT コードを多領域に拡張したもので、円柱状格子系およびクラスター格子系について、分離共鳴領域の共鳴積分を元素別、レベル別に数値積分によって正確に計算することができる他、NR、IA 近似も適宜用いることができる。

ここでの計算は、燃料領域を 3 領域、被覆材領域と減速材領域とをそれぞれ 1 領域に取り、燃料領域中に存在する Pu-240 、U および O の 3 元素については、(1) 正確な計算、(2) NR 近似、(3) IA 近似を適当に組合せて用いた。

4. 共鳴パラメータ・セットの違いによる計算結果

Pu-240 と U については IA 近似、O については正確な計算に固定して、共鳴パラメータ・セットの違いによる共鳴積分の値のばらつきを TABLE 4 に示す。この表の共鳴積分の値は、すべてのレベルについての和を、燃料領域で体積平均したものである。TABLE 5 には、 298.8°C から 1298.8°C までの平均的な Doppler 効果の尺度 $\frac{1}{T} \frac{\Delta I}{\Delta T}$ を示す。

これらの表からわかるように、共鳴積分に対しては、セットによって 2~3% の差を与える程度であり、Doppler 係数に対しても、実際上問題になるほどの差は

TABLE 4 Comparisons among resonance integrals calculated by using the different sets of resonance parameters.
(^{240}Pu U:IA, O:exact)

Density of ^{240}Pu (cm^{-3})	Temp. ($^\circ\text{C}$)	Resonance integral (barn)		
		BNL-325	HRG	New HRG
1.28×10^{-4}	298.8	1869.5	1920.1	1908.1
	1298.8	2025.6	2077.2	2066.5
1.28×10^{-3}	298.8	535.3	550.4	547.1
	1298.8	554.7	570.2	566.9

TABLE 5 Comparisons among resonance integrals calculated by using the different sets of resonance parameters
(^{240}Pu U:IA, O:exact)

Density of ^{240}Pu (cm^{-3})	Temp. range ($^\circ\text{C}$)	$\Delta I / \Delta T / I$		
		BNL-325	HRG	New HRG
1.28×10^{-4}	298.8~ 1298.8	8.34×10^{-5}	8.18×10^{-5}	8.30×10^{-5}
	298.8~ 1298.8	3.62×10^{-5}	3.47×10^{-5}	3.62×10^{-5}

生じない。特に New HRG の共鳴パラメータを用いて計算される Doppler 係数は BNL-325 の結果ときわめて良い一致を示すことがわかる。

5. 計算法の違いによる計算結果

今度は New HRG の共鳴パラメータ・セットを用いて、減速の取扱い方の違いが、どの程度結果に影響を与えるかを調べた。計算はつきの 3 つの場合についておこなった。

- (1) $\text{Pu-240}, \text{U}, \text{O}$ のすべてについて正確な取扱いをした場合。
- (2) O についてだけ正確な取扱いをし、 Pu-240 と U については IA 近似をおこなった場合。
- (3) O については NR 近似、 Pu-240 と U については IA 近似をおこなった場合。

共鳴積分の計算結果を TABLE 6 に、 298.8°C から 1298°C までの平均的な “Doppler 係数” $\frac{1}{T} \frac{\Delta I}{\Delta T}$ を TABLE 7 に示す。

TABLE 6 Comparisons among resonance integrals calculated by using the different methods of calculations
(New HRG)

Density of ^{240}Pu (cm^{-3})	Temp. ($^\circ\text{C}$)	Resonance integral (barn)		
		$^{240}\text{Pu}, \text{U}, \text{O}$: exact	$^{240}\text{Pu}, \text{U}: \text{IA}$ O:exact	$^{240}\text{Pu}, \text{U}: \text{IA}$ O:NR
1.28×10^{-4}	298.8	1806.2	1908.1	1992.8
	1298.8	1963.4	2066.5	—
1.28×10^{-3}	298.8	519.5	547.1	589.1
	1298.8	539.7	566.9	—

TABLE 7 Comparisons among resonance integrals calculated by using the different methods of calculations (New HRG)

Density of ^{240}Pu (cm $^{-3}$)	Temp. range (°C)	$\Delta I / \Delta T / I$	
		$^{240}\text{Pu}, \text{U}, \text{O}:$ exact	$^{240}\text{Pu}, \text{U}: \text{IA}$ ○:exact
1.28×10^{-4}	298.8~1298.8	8.70×10^{-5}	8.30×10^{-5}
1.28×10^{-3}	298.8~1298.8	3.89×10^{-5}	3.62×10^{-5}

す。

熱中性子炉の共鳴吸収の計算によく用いられる MUFT や GAM コードでは、通常 IA 近似か NA 近似のいずれかを用いる他ないので、Pu-240 の共鳴吸収に対しては、上記(3)の方法を採るのが普通であろう。このとき、正確な計算に比べて共鳴積分で 10% ないしそれ以上の誤差を生じることがわかる。○による減速を正確に取扱っても、その誤差は半分程度に減少するだけである。この後者の場合で、Doppler 係数に対する誤差は 4 ~ 7 % に達する。

支配的な役割を演じるが、ここでのレベルパラメータの測定精度が良いために、100 eV 付近のレベルパラメータに大きな測定誤差があっても、全体の共鳴積分には影響を与えず、現存の共鳴パラメータ・セットでも共鳴積分に対して数%程度の差を生じるだけである。Pu-240についても、むしろ計算法の方が重大で、現在の一般的な近似計算では 10% 以上の誤差は避けられない。

このような定量的結論が Pu-239 や Pu-241 などの核分裂性物質に対してはそのまま適用できないことは言うまでもなく、これらの物質については核データの不確かさがより大きな影響を持ってくるであろう。また Pu-240 についても高速炉の場合については事情は全く異なることも明らかである。いずれの場合にも、核データの精度と計算法の精度との両方を念頭に置きながら評価作業を深めてゆくことが必要である。

6. 結 言

ここで対象としたような熱中性子炉においては、Pu-240 の 1 eV における共鳴レベルが、共鳴吸収に対して

3.4 ^{238}U の実効共鳴積分

日本原子力事業 水 田 宏

U , UO_2 , UC の孤立燃料棒ならびに UO_2 , UC のクラスターの実効共鳴積分のかなり詳細な計算をおこない、実験値と比較することにより、用いられたレベルパラメータの妥当性を検討した。

1. レベルパラメータ

6.67~1,782.3 eV 95 分離レベル BNL 325(1965)
 1.79~30 keV 6(代表)非分離レベル
 $D = 18.8 \text{ eV}$, $\Gamma_{n0} = 1.8 \times 10^{-3}(\text{eV})^{1/2}$, $\Gamma_\gamma = 0.025 \text{ eV}$
 $(\text{s.f.})_s = 0.957 \times 10^{-4}(\text{eV})^{-1/2}$
 strength function (s -wave)

2. 実効共鳴積分, RI

* 30 keV 以下の s -wave による吸収 ($1/v$ -部分を含まず)
 RICM コードによる計算
 * 30 keV 以下の p -wave による吸収
 $0.83 \text{ b} \dots (\text{s.f.})_p = (\text{s.f.})_s (1.35 \text{ b} \dots (\text{s.f.})_p = 2 \times (\text{s.f.})_s)$
 実験との差をこの部分に押込めるような考え方をするが、ここでは、一応 0.83 の値を用いて実験との比較をおこなう。
 * 高エネルギーでの吸収, 30 keV~2 MeV
 0.83 b BNL 325 (1965) の $\sigma_{n\gamma}$ のグラフを $1/E$ スペクトルで積分
 * $1/v$ 部分, 0.55 eV 以上
 $\delta = 1.176$ 0.0253 eV で $\sigma_c = 2.736$ を用いる。
 比較する RI は、 $1/v$ 吸収部分を含む。0.55 eV~2 MeV¹³ での値とし、燃料の種類、形状のいかんを問わず、RICM の結果に定数 2.83 b ($0.83 + 0.83 + 1.17$) を加えた。

3. RICM による計算

ここでは RICM コードの主な点についての注意を簡単に記す。

詳細については、JAERI 1134 を参照のこと。

- * 断面積には BREIT-WIGNER の 1 レベル公式を用いる。
- * 共鳴散乱とポテンシャル散乱との干渉効果を考慮する。
- * Doppler 効果は $\psi(\xi, \chi)$, $\chi(\xi, \chi)$ の精度の良い計算式で表わす。
- * 非分離領域では Γ_{n0} の Porter-Thomas 分布を考慮する。
- * 減速方程式は 1 レベルずつ別々に解く。
- * 燃料領域内のすべての核種による減速は、数値的（正確）に扱う。（減速の近似はおこなわない。）
- * 吸収断面積には、 $\sqrt{E_r/E}$ 因子 (E_r は共鳴エネルギー) を入れるが、それを 0.0253 eV まで延長した値に対応する $1/v$ 吸収部分は、各レベルの RI より引き去っておく。
- * 非分離領域では各々の代表レベルの付近に、代表レベルと同じ RI を持つレベルが、レベル間隔 DeV でならんでいるとして、RI の計算をおこなう。
- * 孤立燃料棒の計算では、燃料領域を 1 領域、減速材中スペクトルを $1/E$ としたが、このことによる RI の誤差は、計算した一番太い燃料棒 ($r=2.0 \text{ cm}$) に対しても 0.15 b であり、かなり小さい。
- * クラスターの計算では被覆材を減速材に入れ、減速材中スペクトルを $1/E$ としているが、Dancoff 係数を用いて被覆材の影響を補正し、円環状体系の計算により、クラスター間減速材中の中性子束低下をも近似的に考慮している。
- * 27 本クラスターでは、減速計算はおこなわず、孤立燃料棒の RI と 27 本クラスターの Dancoff 係数より、その RI を求めている。

4. 実験値との比較

ここで比較に用いた実験値は HELLSTRAND¹³ によってまとめられたもの、AMYOT *et al.*²², HELLSTRAND³³, PERSHAGEN³⁴ らによるものである。ただし、較正に用いられた Au の RI を新しい値 1.565 b とし、再較正してある。

4.1 Single Rod (孤立燃料棒) の RI

計算値および実験値間の比較は、絶対誤差の形で Fig.

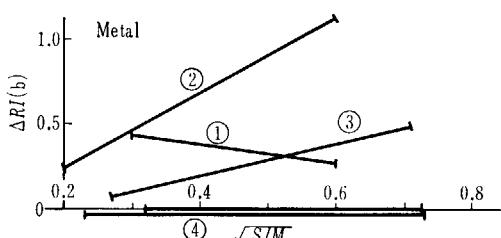


Fig. 1 Difference of effective resonance integrals from HELLSTRAND'S vs. $\sqrt{S/M}$

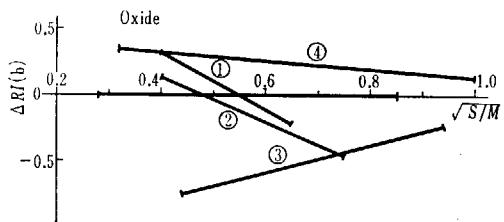


Fig. 2 Difference of effective resonance integrals from HELLSTRAND'S vs. $\sqrt{S/M}$

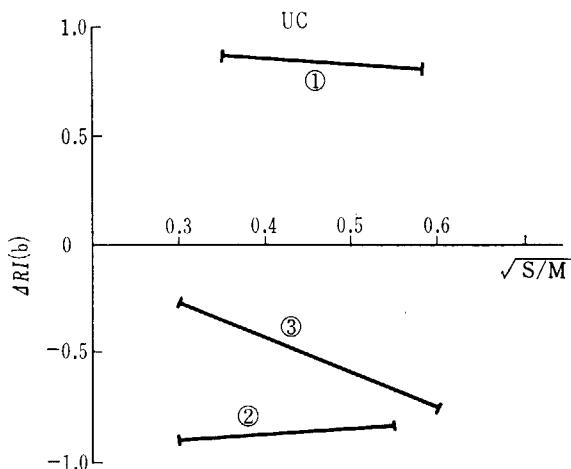


Fig. 3 Difference of effective resonance integrals from HELLSTRAND'S vs. $\sqrt{S/M}$

1, 2, 3 に示す。U, UO₂ に対しては便宜的に HELLSTRAND の値を基準とし、実験値の少ない UC では BAUMANN *et al.* と AMYOT *et al.* の値の平均値を基準としている。RI を $x (\equiv \sqrt{S/M})$ の 1 次式で表わしたものを作成しておこう。

Metal ($\rho=18.9$)

	RI	x の範囲
① BAUMANN <i>et al.</i>	$4.79 + 25.59x$	0.3 ~ 0.6
② HARDY <i>et al.</i>	$3.99 + 28.34x$	0.2 ~ 0.6
③ PETTUS <i>et al.</i>	$4.0 + 27.1x$	0.27 ~ 0.71
④ RICM	$4.17 + 26.13x$	0.23 ~ 0.73
HELLSTRAND	$4.20 + 26.13x$	0.27 ~ 0.73

Oxide ($\rho=10.0$)

	RI	x の範囲
① BAUMANN <i>et al.</i>	$6.58 + 24.83x$	0.4 ~ 0.65
② HARDY <i>et al.</i>	$6.21 + 25.28x$	0.4 ~ 0.75
③ PETTUS <i>et al.</i>	$4.2 + 28.0x$	0.44 ~ 0.94

④ RICM	$5.86 + 26.64x$	0.32 ~ 1.0
HELLSTRAND	$5.42 + 26.94x$	0.28 ~ 0.85
UC ($\rho=13.6$)		
RI	x の範囲	
① BAUMANN <i>et al.</i>	$6.37 + 26.71x$	0.35 ~ 0.58
② AMYOT <i>et al.</i>	$4.40 + 27.30x$	0.30 ~ 0.55
③ RICM	$5.60 + 25.4x$	0.30 ~ 0.60
①と②の平均	$5.39 + 27.0x$	0.30 ~ 0.58

4.2 Cluster の RI

実験値との比較を Fig. 4 に示す。体系の複雑さにもかかわらず一致はかなり良い。

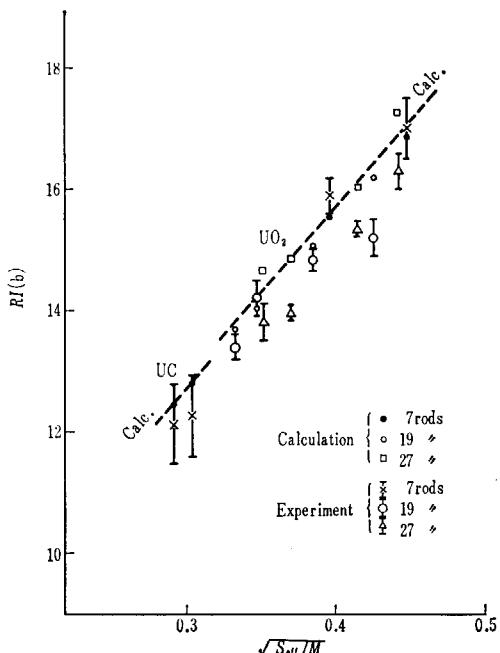


Fig. 4 Effective resonance integrals for clusters

4.3 RI の温度変化

U, UO₂ に対しては RI の温度依存性が測定され、結果が次のような形にまとめられている。

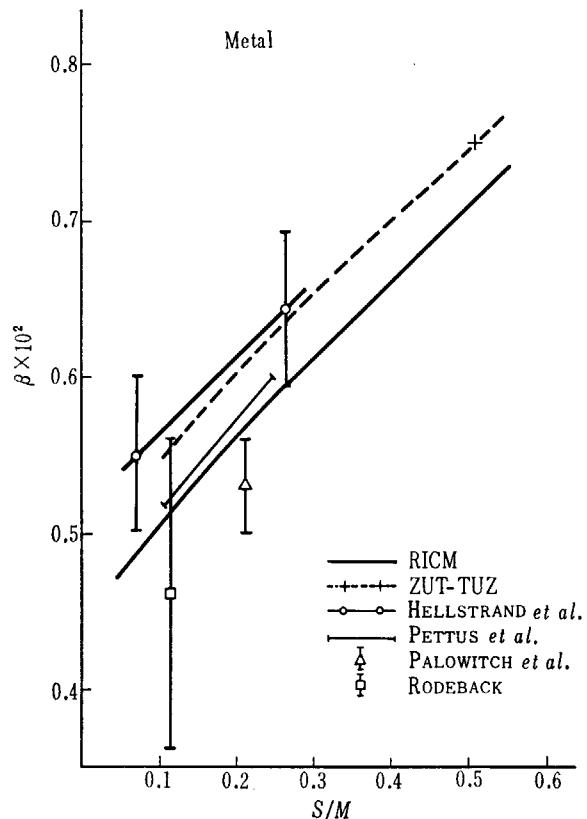
$$RI(T) - \delta = \{RI(T_0) - \delta\} \{1 + \beta(\sqrt{T} - \sqrt{T_0})\}$$

ここで $\delta = 1.176$ は $1/v$ 吸収部分であり、 $T_0 = 293^\circ\text{K}$ を用いる。 β はほぼ S/M の 1 次式で表される。

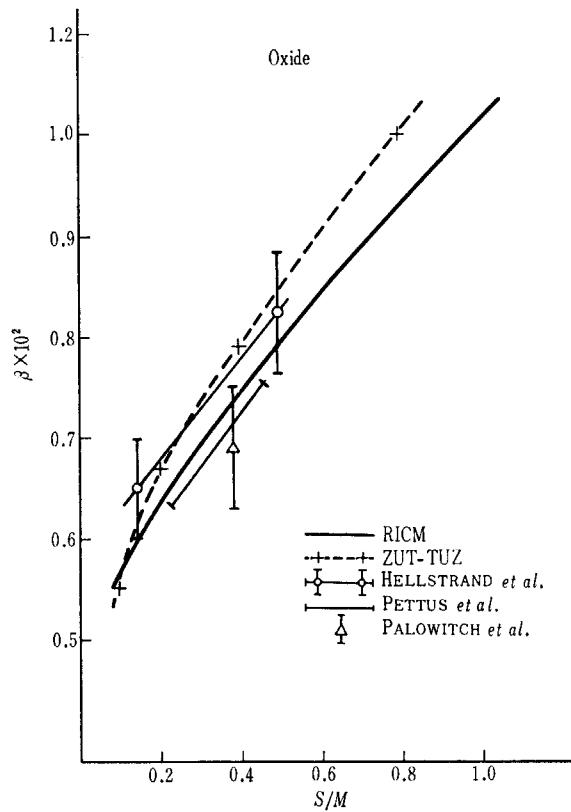
結果を Fig. 5, 6 に示す。この β の一致もかなり満足すべきものである。

5. まとめ

RICM による ²³⁸U の実効共鳴積分の計算結果は、U, UC の single rod では、実験値より少し小さめ、UO₂ の single rod および cluster では、実験値より少し大

Fig. 5 β for uranium metal vs. S/M

きめであるとはいえる、 $\sqrt{S/M}$ の大部分の所で実験値と 3% 以内の誤差での一致を示し、1, 2 に記したレベルパラメータおよび諸数値と実効共鳴積分の実験値との間に大きな矛盾がないことが確かめられた。

Fig. 6 β for uranium dioxide

文 献

- 1) HELLSTRAND E.: Proc. ANS National Topical Meeting Vol. II, 151 (1966)
- 2) AMYOT L. et al.: ibid., 421 (1966)
- 3) HELLSTRAND E.: J. Appl. Phys. 28 1493 (1957)
- 4) PERSHAGAN B.: IAEA Tech. Rep. 4, 20, 279 (1963)

3.5 非分離領域における共鳴パラメータ

原 研 溝 尾 宣 辰

1. 序

炉物理計算においては、実効断面積を使用することが必要であり、そのために自己遮蔽係数の計算方法および、それらの表がいくつかできている。一方炉物理実験によってこれらの実効断面積をたしかめてゆくにあたって、計算方法と同時に共鳴パラメータが問題になってくる。

分離領域における共鳴パラメータは、多くの実験データがあるが、非分離領域における共鳴パラメータを用いて、測定された断面積に合うように計算によって求めることになる。ここでは、ブライト-ヴィグナーの一準位公式にしたがってこれらのパラメータを求め、さらに使用する断面積および、分離領域における共鳴パラメータを変えて、非分離領域における共鳴パラメータの動きを調べてみた。

数値計算に使用した分離領域における共鳴パラメータとしては、KFK-120 SCHMIDT の recommended value および BNL-325 の分離した共鳴のパラメータより計算して求められたものを用い、非分離領域における断面積としては、KFK-120 の中の Presently recommended value および Previously recommended value あるいは他の最近の測定値を使用した。

計算は ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu の核種についておこない、炉物理上問題になる $10\text{keV} \sim 30\text{keV}$ 以下について、何点か取り、比較のために、ABN set の群の中間点を取った。

2. 計算方法

反応 X に関する平均断面積は、BREIT-WIGNER の一準位公式、および媒質が MAXWELL 分布していることを仮定すると、

$$\langle\sigma_{xi}\rangle_J = 2\pi\lambda^2 \cdot g_J \cdot \frac{1}{\langle S \rangle_J} \cdot \left\langle \frac{\Gamma_{ni}\Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_J \quad (1)$$

となる。ここに、 $\langle S \rangle_J$, g_J 等は、準位間隔、統計的係数等、通常の意味をもつ。(1) より、この中性子に関する

複合核を形成する断面積 $\langle\sigma_{ci}\rangle_J$ は、

$$\langle\sigma_{ci}\rangle_J = 2\pi\lambda^2 \cdot g_J \cdot \frac{1}{\langle S \rangle_J} \cdot \left\langle \sum_j \Gamma_{nj}\right\rangle_J, \quad \Gamma_{ni} = \sum_j \Gamma_{nj} \quad (2)$$

(1) および (2) 式より、この中性子に対する分裂および吸収断面積はそれぞれ、次のように表わされる。

$$\langle\sigma_{fi}\rangle_J = \langle\sigma_{ci}\rangle_J \cdot \left\langle \frac{\sum_j \Gamma_{nj} \cdot \Gamma_J}{\Gamma} \right\rangle_J / \left\langle \sum_j \Gamma_{nj} \right\rangle_J \quad (3)$$

$$\langle\sigma_{\gamma i}\rangle_J = \langle\sigma_{ci}\rangle_J \cdot \left\langle \frac{\sum_j \Gamma_{nj} \cdot \Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \right\rangle_J / \left\langle \sum_j \Gamma_{nj} \right\rangle_J \quad (4)$$

したがって、分裂および吸収の断面積は

$$\langle\sigma_f\rangle = \sum_{l,J} \langle\sigma_{fl}\rangle_J, \quad \langle\sigma_{\gamma}\rangle = \sum_{l,J} \langle\sigma_{\gamma l}\rangle_J \quad (5)$$

のようになる。

計算にあたって導入した仮定は次のようなものである。準位間隔 $\langle S \rangle_J$ は、(1) J に関して, $(2J+1)^{-1}$ に比例し、(2) エネルギー E に対する依存は

$$\langle S \rangle(E) = \langle S \rangle(\varepsilon) \exp[-(E-\varepsilon)/\theta] \quad (6)$$

ここに、 ε は分離領域のエネルギー、 θ は 600keV を使用した。Neutron width $\langle\Gamma_{nj}\rangle_J$ については、(1) j に依存しない、(2) s -wave strength function はエネルギーおよび J に依存しない、(3) p -wave neutron width は、 $(2J+1)^{-1}$ に比例すると仮定した。また Γ_{γ} および Γ_f については、 l および J に依存せず、特に Γ_f はエネルギーにも依存せず定数と仮定した。また、これら共鳴パラメータは統計的には、PORTER-THOMAS の分布にしたがうものとして計算し、 l については 0 および 1 までを考慮した。上に述べた多くの仮定の中でとくに問題となるのは、 Γ_f の J 依存性を無視したことにあるが、他の仮定は、目下のところ、それほど問題を含まない。

以上の仮定によって、分離領域における $\langle S \rangle_J$, s -wave strength function, $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle$ を用いることによって $\langle S \rangle_J(E)$, $\langle\Gamma_{ni}\rangle_J$ は求められ、(5)式の左辺に実験により求められた $\langle\sigma_f\rangle$ および $\langle\sigma_{\gamma}\rangle$ を用いれば、未知量は Γ_{ni} および Γ_f の 2 つになり、(5)式の独立と思われる 2 つの式を解くことにより、これらの未知量を求めることができる。 ^{238}U の場合には、 Γ_f , $\langle\sigma_f\rangle$ は存在せず、(5)式の第 2 式によって Γ_{ni} を求ることになる。

3. 計算結果および吟味

前節で述べたように、 Γ_f および Γ_{ni} を求めるにあた

って、source data としては、断面積および分離領域における共鳴パラメータに大別できる。Standard としては、KEK-120 に recommend された値を使用し、さらに source data を変化させて計算し、 Γ_f および Γ_{n1} に対する影響を調べた。計算例およびその source data はまとめて TABLE 1 に示してある。

^{238}U に関する計算結果を TABLE 2 から TABLE 5 までに示してある。TABLE 5 より、Previously recommended value の断面積を使用した。Prob-2810 および Prob-2820 では、 p -wave strength function ξ_1 が大きく変動していることがわかる。KFK-120 (Prob-281) では、 p -wave 共鳴の混在を考慮して、準位間隔を、多くの測定者が 16 eV 前後としているのに対して 20.8 eV を使用した。Prob-

282 では BNL-325 に示されている中で l -wave 共鳴の寄与のないと思われる 0~500 eV 間の 29 個の共鳴を整理して得た $\langle\Gamma_{n1}^{(0)}\rangle$ および $\langle S \rangle$ を用いた。4 keV から 31.6 keV 間の ξ_1 の平均値は、Prob-281 および Prob-282 でそれぞれ、 2.8×10^{-4} および $2.2 + 10^{-4}$ となっている。

^{235}U に関する計算結果は TABLE 6 から TABLE 16 の間に示されている。TABLE 7 には、 p -wave を無視した、SCHMIDT J. J. の計算値と合せて、 $\langle\Gamma_f\rangle$ を示してある。 ^{235}U の場合には、 $\langle\Gamma_{n1}\rangle_J$ が $\langle\Gamma_f\rangle$ および $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ に比して、非常に小さいために、 $\langle\Gamma_f\rangle$ は σ_f および σ_j の絶対値にはあまり影響されず、 α に多く依存する。 $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ をいま定数と仮定していることによって、 $\langle\Gamma_f\rangle$ は α^{-1} に

TABLE 1 Problem number and input data

Problem No.	Nuclide	Cross section (in KFK-120)	Resonance parameters in low-energy region
281 (standard)	U^{238}	Presently recommended	All KFK-120 recommended data
2810	"	Previously recommended	"
282	"	Presently recommended	Values calculated from 29 resonances recommended by BNL-325 between 0 and 500 eV
2820	"	Previously recommended	"
251 (standard)	U^{235}	Presently recommended	All KFK-120 recommended data
2510	"	WANG, observed values (<1 keV) and previously recommended	"
252	"	Presently recommended	Values calculated from 79 resonances recommended by BNL-325 between 0 and 50 eV
253	"	"	All KFK-120 recommended data excepting $\langle\Gamma_\gamma\rangle \cdot \langle\Gamma_\gamma\rangle = 33 \text{ meV}$
254	"	"	All KFK-120 recommended data excepting $\nu_f \cdot \nu_f = 2.3$
255	"	"	All KFK-120 recommended data excepting $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ and $\nu_f \cdot \nu_f = 33 \text{ meV}$, $\nu_f = 2.3$
491 (standard)	Pu^{239}	"	All KFK-120 recommended data excepting $\xi_0 \cdot \xi_0 = 0.94 \times 10^{-4}$
492	"	"	All KFK-120 recommended data

TABLE 2 Energy dependence of resonance parameters ($\text{U}-238$)

Energy (keV)	$\langle\Gamma_{n1}\rangle_J \text{ meV}$			$\langle S \rangle_J \text{ eV}$	
	$l=0, J=1/2$	$l=1, J=1/2$	$l=1, J=3/2$	$J=1/2$	$J=3/2$
4.0	118	5.8	2.9	20.7	10.3
5.0	131	8.2	4.1	20.6	10.3
6.0	144	10.2	5.1	20.6	10.3
7.0	155	12.2	6.1	20.6	10.3
8.0	165	15	7.3	20.5	10.3
9.0	175	17	8.5	20.5	10.3
10	184	20	10.1	20.5	10.3
14.6	221	34	17	20.3	10.2
21.5	265	55	28	20.1	10.1
31.6	316	83	42	19.7	9.9
46.5	374	118	59	19.2	9.6
68.0	436	189	95	18.6	9.3
100	501	354	177	17.6	8.8
142	557	640	320	64.4	8.2
200	600	1090	545	14.9	7.5

TABLE 3 Experimental σ_γ and calculated $\langle\Gamma_{n1}\rangle_J=1/2$ and $\langle\sigma_{\gamma 1}\rangle$ (effect of $\langle\sigma_\gamma\rangle$ exp on $\langle\Gamma_{n1}\rangle_J-\text{U}238$)

Energy (keV)	Prob.-281			Prob.-2810		
	σ_γ	(barns) (meV)		σ_γ	(barns) (meV)	
		$\langle\Gamma_{n1}\rangle_{J=1/2}$	$\langle\sigma_{\gamma 1}\rangle_{J=1/2}$		$\langle\Gamma_{n1}\rangle_{J=1/2}$	$\langle\sigma_{\gamma 1}\rangle_{J=1/2}$
4	1.3	5.75	0.595	0.88	1.38	0.175
5	1.2	8.16	0.62	0.74	1.59	0.16
6	1.1	10.2	0.606	0.68	2.3	0.186
7	1.02	12.2	0.588	0.66	3.49	0.228
8	0.96	14.5	0.576	0.64	4.72	0.256
9	0.91	17	0.564	0.63	6.24	0.284
10	0.88	20.26	0.565	0.62	7.88	0.305
14.6	0.74	34.1	0.515	0.60	18.9	0.375
21.5	0.60	55.4	0.44	0.55	42	0.39
31.6	0.47	83.1	0.356	0.49	97.3	0.376
46.5	0.36	117.5	0.278	0.43	276	0.348
68	0.285	189	0.226	0.355	734	0.296
100	0.23	354	0.186	0.285	1562	0.241
142	0.19	640	0.157	0.23	2170	0.197
200	0.16	1090	0.134	0.175	1887	0.149

Prob.-281; Presently recommended by KFK-120.

Prob.-2810; Previously recommended by KFK-120.

TABLE 4 Effect of $\langle S \rangle$ and $\langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle$ on $\langle \Gamma_{n0} \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle$ (^{238}U)

Energy (keV)	Prob.-281		Prob.-282	
	$\langle \Gamma_{n0} \rangle$ (meV)	$\langle \Gamma_{n1} \rangle$ (meV)	$\langle \Gamma_{n0} \rangle$ (meV)	$\langle \Gamma_{n1} \rangle$ (meV)
	$J=\frac{1}{2}$	$J=\frac{1}{2}$	$J=\frac{2}{1}$	$J=\frac{1}{2}$
4	118	5.75	97.4	3.56
5	131	8.16	109	5.17
6	144	10.2	119	6.50
7	155	12.2	128	7.83
8	165	14.5	137	9.29
9	175	17	145	10.8
10	184	20.26	152	12.9
14.6	221	34.1	183	21
21.5	265	55.4	219	32.6
31.6	316	83.1	261	46.4
46.5	374	117.5	309	61.9
68	436	189	361	90.5
100	501	354	415	144
142	557	640	461	218
200	600	1090	497	323.3

Prob.-281; Presently recommended resonance parameters by KFK-120.

$$S=20.8\text{eV}, \langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle = 1.87 = 10^{-3}, \nu_n = 1, \xi_0 = 0.9 \times 10^{-4}$$

Prob.-282; Calculated resonance parameters from BNL -325,

$$S=16.5\text{eV}, \langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle = 1.55 \times 10^{-3}, \nu_n = 0.84, \xi_0 = 0.8 \times 10^{-4}$$

TABLE 5 p -wave strength function (^{238}U)

Energy	(281)	(2810)	(282)	(2820)
4keV	2.94×10^{-4}	0.715×10^{-4}	2.33×10^{-4}	0.316×10^{-4}
5	3.04	0.592	2.43	0.282
6	2.92	0.706	2.34	0.388
7	2.80	0.817	2.27	0.548
8	2.83	0.916	2.28	0.670
9	2.69	0.99	2.16	0.750
10	2.76	1.08	2.21	0.830
14.6	2.71	1.49	2.09	1.18
21.5	2.53	1.92	1.88	1.46
31.6	2.24	2.63	1.58	1.82
46.5	1.94	4.55	1.29	2.52
68	1.77	6.88	1.07	2.88
100	2.34	10.4	1.20	3.82
142	2.97	10.1	1.28	4.12
200	3.59	6.24	1.35	2.39

ほぼ比例している。 $\langle \Gamma_f \rangle$ の値は ξ_0 にあまり敏感ではないようである (TABLE 9)。

この数年間に ν_f および Γ_γ の測定値が大きく変化したのであるが、これによって Γ_f は Γ_γ と同じ割合で変化している (TABLE 12～TABLE 14)。これはやはり $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ が小さいためである。エネルギーの低い領域において ξ_1 が大きな値を示しているのは (TABLE 15), $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \sigma_\gamma \rangle$ と $\langle \sigma_{f0} \rangle$, $\langle \sigma_{g0} \rangle$ の差が小さいために大きな誤差を生ずること、および ξ_0 が適当でなく幾分小さ目であるらしい (TABLE 16) ことが原因となっている。

^{239}Pu に関しては、低いエネルギーの範囲では、 $\langle \sigma_f \rangle_{\text{exp}}$ が大きく変動しているために、数値計算に際しては、群

TABLE 6 U-235 experimental data of cross sections

Energy	Prob.-251		Prob.-2510	
	σ_f	σ_γ	σ_f	σ_γ
146 eV	20.37 b	10.40 b	20.60 b	19.1 b
316	14.37	7.04	12.7	6.1
680	11.73	5.56	11.3	4.86
1 keV	7.75	4.57	6.9	4.71
1.46	8.0	3.04	6.9	2.62
2.15	5.8	2.06	6.5	2.31
3.16	4.9	2.28	5.05	2.35
4.65	4.4	1.61	4.3	1.57
6.8	3.8	1.24	3.62	1.18
10.0	3.4	1.28	3.2	1.2
14.6	2.86	1.04	2.8	1.11

Prob.-251; Recommended by KFK-120.

Prob.-2510; WANG's observed values (146-680eV) and previously recommended data by KFK-120.

TABLE 7 Energy dependence of resonance parameters (U-235) (Prob.-251)

Energy	$\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ meV		$\langle \Gamma_f \rangle$ meV	$\langle \Gamma_g \rangle$ meV	$\langle S \rangle$ eV
	$J=0$	$J=1, J=2$			$J=3$
146 eV	1.34	0.024	131	78	1.21
316	1.97	0.066	136	130	1.21
680	2.89	0.38	141	183	1.21
1.46 keV	4.23	0.41	181	186	1.21
3.16	6.20	0.56	142	140	1.21
6.8	9.04	1.0	211	197	1.20
14.6	13.1	2.71	185		1.18

1) Values calculated by J. SCHMIDT

TABLE 8 Effect of $\langle \sigma_f \rangle$ exp and $\langle \sigma_\gamma \rangle$ exp on $\langle \Gamma_f \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ (U-235)

Energy	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle \Gamma_{n1} \rangle_{J=2}$ meV	
	Prob.-251	Prob.-2510	Prob.-251	Prob.-2510
146 eV	131	66.1	0.024	0.22
316	136	—	0.066	—
680	141	158	0.38	0.26
1.46 keV	181	180	0.41	0.098
3.16	142	142	0.56	0.66
6.8	211	211	1.0	0.76
14.6	185	—	2.71	—

Prob.-251; Recommended by KFK-120.

Prob.-2510; WANG's observed values (146-680eV) and previously recommended data by KFK-120.

間における平均値を使用した。またこの核においては、 $\langle \Gamma_f \rangle_{J=0}$ は $\langle \Gamma_f \rangle_{J=1}$ に比して非常に大きいこと、したがって、 σ_f の大部分は $J=0$ により、一方 σ_γ の場合には $J=1$ の方が大きい。したがって $\langle \Gamma_f \rangle$ が J に依存しないという、この計算での仮定は正しくなくなり、実際に $\langle \Gamma_f \rangle$ が求められない場合が生じた。

以上、 ξ_1 を目やすとして source data の妥当性についての吟味をおこなった。

TABLE 9 Effect of $\langle S \rangle_J$ and $\langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle$ on $\langle \Gamma_f \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ (U-235)

Energy	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle \Gamma_{n1} \rangle_{J=2}$ meV	
	Prob.-251	Prob.-252	Prob.-251	Prob.-252
146 eV	131	132	0.024	0.12
316	136	138	0.066	0.21
680	141	143	0.38	0.64
1.46 keV	181	183	0.41	0.77
3.16	142	150	0.56	1.06
6.8	211	214	1.0	1.76
14.6	185	187	2.71	4.06

Prob.-251; Recommended data by KFK-120.

$$\langle S \rangle = 0.53 \text{ eV}, \langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle = 0.485 \times 10^{-4}$$

Prob.-252; Calculated resonance parameters from BNL-325,

$$\langle S \rangle = 0.623 \text{ eV}, \langle \Gamma_{n0}^{(0)} \rangle = 0.499 \times 10^{-4}$$

and cross sections recommended by KFK-120.

TABLE 10 s-and p-wave fission cross section (U-235)

Energy	$\langle \sigma_f \rangle_{\text{exp}}$	Prob.-251		Prob.-252	
		$\langle \sigma_{f0} \rangle$	$\langle \sigma_{f1} \rangle$	$\langle \sigma_{f0} \rangle$	$\langle \sigma_{f1} \rangle$
146 eV	20.37b	19.6 b	0.77b	17.1 b	3.27b
316	14.37	13.4	0.97	11.7	3.67
680	11.73	9.1	2.63	7.96	3.77
1.46 keV	8.0	6.56	1.44	5.74	2.26
3.16	4.9	4.05	0.85	3.54	1.36
6.8	3.8	3.02	0.78	2.64	0.16
14.6	2.86	1.91	0.95	1.67	1.19

Prob.-251; Data recommended by KFK-120. $\xi_0 = 0.915 \times 10^{-4}$

Prob.-252; Calculated resonance parameters from BNL-325,

and cross sections recommended by KFK-120.

$$\xi_0 = 0.80 \times 10^{-4}$$

TABLE 11 s-and p-wave capture cross sections (U-235)

Energy	$\langle \sigma_\gamma \rangle_{\text{exp}}$	Prob.-251		Prob.-252	
		$\langle \sigma_{\gamma0} \rangle$	$\langle \sigma_{\gamma1} \rangle$	$\langle \sigma_{\gamma0} \rangle$	$\langle \sigma_{\gamma1} \rangle$
146 eV	10.4 b	10.0 b	0.40b	8.74b	1.66b
316	7.04	6.55	0.49	5.72	1.32
680	5.56	4.30	1.26	3.76	1.80
1.46 keV	3.04	2.49	0.55	2.17	0.80
3.16	2.28	1.88	0.40	1.64	0.64
6.8	1.24	0.98	0.26	0.85	0.39
14.6	1.04	0.69	0.35	0.60	0.44

Prob.-251; Data recommended by KFK-120. $\xi_0 = 0.915 \times 10^{-4}$ Prob.-252; Calculated resonance parameters from BML-325,
and cross sections recommended by KFK-120.TABLE 12 Effect of $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ on $\langle \Gamma_f \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ (U-235)

Energy	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle \Gamma_{n1} \rangle_{J=2}$ meV	
	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 47.9 \text{ meV}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 33 \text{ meV}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 47.9 \text{ meV}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 33 \text{ meV}$
146 eV	89.7	168	0.024	0.025
680	96.8	182	0.40	0.38
1.46 keV	124	238	0.46	0.41
6.80	144	280	1.0	1.0

TABLE 13 Effect of ν_f on $\langle \Gamma_f \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ (U-235)

Energy	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle \Gamma_{n1} \rangle_{J=2}$ meV	
	$\nu_f = 4$	$\nu_f = 2.3$	$\nu_f = 4$	$\nu_f = 2.3$
146 eV	131	168	0.024	0.025
680	141	182	0.38	0.38
1.46 keV	181	238	0.41	0.41
6.80	211	280	1.0	1.0

TABLE 14 Effect of $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ and ν_f on $\langle \Gamma_f \rangle$ and $\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ (U-235)

Energy	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle \Gamma_{n1} \rangle_{J=2}$ meV	
	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 47.9 \text{ meV}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 33 \text{ meV}$	$\nu_f = 4$	$\nu_f = 2.3$
146 eV	131	115	0.024	0.031
680	141	124	0.38	0.40
1.46 keV	181	162	0.41	0.46
6.80	211	189	1.0	1.15

TABLE 15 p-wave strength function (U-235)

Energy	(251)	(2510)	(252)	(253)	(254)	(255)
146 eV	25×10^{-4}	195×10^{-4}	91×10^{-4}	27×10^{-4}	22×10^{-4}	28×10^{-4}
316	19	—	50	—	—	—
680	34	24	48	36	34	36
1.46 keV	12	2.8	19	13	12	13
3.16	5.1	6.0	8.2	—	—	—
6.8	2.9	2.2	4.4	3.4	2.9	3.4
14.6	2.6	—	0.93	—	—	—

TABLE 16 Effect of ξ_0 on p-wave strength function (U-235)

$\xi_0 \times 10^4 =$ energy	0.80	0.915	0.93	0.95
146 eV	91×10^{-4}	25×10^{-4}	15×10^{-4}	2.3×10^{-4}
316	50	19	15	9.7
680	48	34	31	28.7
1.46 keV	19	12	10.9	9.9
3.16	8.2	5.1	4.7	4.3
6.8	4.4	2.9	2.8	2.5
14.6	0.93	2.6	2.6	2.5

TABLE 17 Energy dependence of resonance parameters (Pu-239)

Energy	$\langle \Gamma_{n1} \rangle_J$ meV		$\langle \Gamma_f \rangle$ meV		$\langle S \rangle_J$ eV
	$l=0, J=0$	$l=1, J=0$	$l=0$	$J=0$	
146 eV	11.9	1.1	90	10.60	
316	17.6	1.1	96	10.59	
680	25.7	0.4	101	10.59	
1.46 keV	37.7	—	—	10.57	
3.16	55.2	1.54	119	10.54	
6.8	80.6	6.6	135	10.48	
14.6	117	14	157	10.35	
31.6	167	47	184	10.06	

 $\xi_0 = 0.93 \times 10^{-4}$, recommended cross sections by KFK-120.

TABLE 18 p -wave strength function (Pu-239)

Energy	(491)	(492)
146 eV	150×10^{-4}	74×10^{-4}
316	44	14
680	4.9	—
1.46 keV	—	—
3.16	2.1	—
6.8	2.9	1.6
14.6	2.0	1.5
31.6	2.3	1.9

TABLE 19 Effect of ξ_0 on $\langle\Gamma_{n1}\rangle_J$ and $\langle\Gamma_f\rangle$ (Pu-239)

Energy	$\langle\Gamma_{n1}\rangle_{J=2}$ meV		$\langle\Gamma_f\rangle$ meV	
	(491)	(492)	(491)	(492)
146 eV	1.1	0.49	90	88.9
316	1.1	0.28	96	94.9
6.8 keV	6.6	3.4	135	132
14.6	14	8.9	157	155
31.6	47	34	184	185

(491); $\xi_0 = 0.93 \times 10^{-4}$, (492); $\xi_0 = 1.07 \times 10^{-4}$

3. 6 Total Radiation Widths について

原 研 中 島 豊

1. はじめに

中性子断面積の共鳴領域の測定はかなり長い間おこなわれており、データの蓄積量も増し、データの精度も上がってきている¹⁾。中性子幅(Γ_n)は、同じ共鳴についての異なる測定者による測定値の間で実験誤差の範囲内で一致しており、よく分離した共鳴準位の Γ_n の値を数パーセントの精度で求めることは、そうむずかしくはない。 Γ_n に関して最近問題になっていることは、共鳴準位の isotope や spin を決めて、特定の isotope、特定の spin の Γ_n の分布や strength function を求めて、systematics や spin dependence を調べることなどである。

Total radiation width (Γ_γ) の値は、全断面積と部分断面積の測定の組合せから求められており、最近データがふえつつある。複数の測定値の間には、まだかなりの不一致がある。その主な原因と考えられるのは、全断面積の測定から Γ, Γ_n を求め、 $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$ という関係から Γ_γ を求めるという間接的方法による誤差、あるいは中性子捕獲断面積の測定から Γ_γ を求める方法で必要な中性子スペクトラムの絶対値と γ 線検出器の効率の絶対値の決定における誤差などである。

Γ_γ の値を正確に求めることは、原子核のレベル分布などの gross structure や、中性子結合エネルギーにまで高く励起した原子核の性質を解明するのに役立つ。また原子炉設計や原子炉工学にとっても必要なデータである。

以上の理由から、 Γ_γ の測定方法、簡単な理論にもとづく計算、および計算値と実験値との比較について述べる。

2. Total radiation width の測定方法

ほかの共鳴パラメータと同様 area analysis による方法と shape analysis による方法がある。

2.1 Area Analysis

Area analysis によって全断面積から Γ_γ を求めるには、厚さの異なる複数の試料の transmission を測定し、その transmission の 1 つの共鳴の area analysis をおこなうと、Fig. 1 に示すように $g\Gamma_n = f(\Gamma, n)$ という曲線が試料の数だけ得られる。ただし、 g : statistical factor, Γ_n : neutron width, Γ : total width である。これらの曲線の交点がその共鳴レベルの $\Gamma, g\Gamma_n$ を与える。原理的にはこれらの曲線はある 1 点で交叉しなければならないが、誤差があるため交点は Fig. 1 に示すようにある範囲

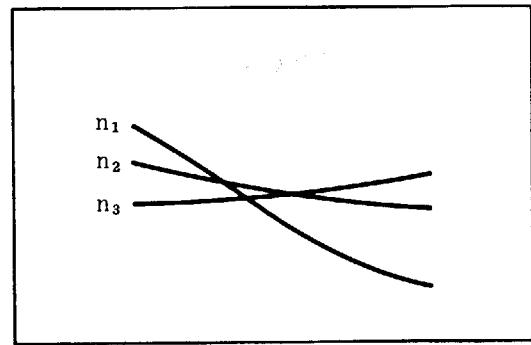


Fig. 1 Schematic dependence of $g\Gamma_n$ upon Γ of dips for the same resonance in transmissions of different sample thicknesses. n_1, n_2 and n_3 are sample thicknesses and $n_1 > n_2 > n_3$.

に散らばっている。この曲線群から $\Gamma, g\Gamma_n$ を求める方法はすでにいくつかある²⁾³⁾。筆者らは、これらの線からの距離の 2 乗の和が最小になる点が求める値であると考えて、計算 code を作成中である。求められた $\Gamma, g\Gamma_n$ から g の値(すなわち共鳴準位のスピンの値)がわかれば $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$ として Γ_γ が求められる。

捕獲断面積から上に述べたと同様な過程によって、今度は Γ の代りに Γ_γ が直接に得られる。しかし、捕獲断面積を測定する時に中性子スペクトラムの絶対値と検出器の効率を知る必要があり、全断面積に比してずっと精度が悪くなる。

2.2 Shape Analysis

1 つの共鳴の中性子透過率を測定し、BREIT-WIGNER の one-level formula を測定値に合わせるように shape analysis をすると $\Gamma, g\Gamma_n$ が得られる。これから g の値

がわかれれば、 $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$ として Γ_γ が得られる。Shape analysis をして、共鳴パラメータを求めるには、分解能のよい測定である必要がある。そのため、この方法で求められるのは数十 eV 以下のものに限られる。

3. 簡単な計算

Γ_γ の計算は、A. G. W. CAMERON による理論的なやり方と、A. STOLOVY と J. A. HARVEY による半実験的なやり方とがある。

3.1 S.G.W. CAMERON の計算⁴⁾

すべての γ 線が electric dipole transition をすると仮定すると、

$$\Gamma_\gamma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{R}{\hbar c} \right)^2 \frac{D(U)}{D_0} \int_0^U \frac{E^3}{D(U-E)} dE \quad (1)$$

U : the effective excitation energy of the radiating level in MeV

$D(U)$: the spacing of levels of the same spin and parity

$D(U-E)$: the spacing of levels of the same spin and parity which the radiation can occur

R : the radius of the nuclear charge distribution

Γ_γ : the level spacing of the single particle model

Level spacing としては、Newton の式を用いる。

$$D(U) = (2J+1)^{-1} A^{5/3} (2\bar{j}_N + 1)^{1/2} (2\bar{j}_z + 1)^{1/2} \times (U + bU^{1/2})^2 \exp [10.258 - 3U^{1/2}/b] \text{ eV} \quad (2)$$

$$b = 5.79 / (\bar{j}_N + \bar{j}_z + 1)^{1/2} A^{1/3}$$

J : the spin of the radiating level

\bar{j}_N, \bar{j}_z : the approximate averages of the total angular momenta of the single particle state lying near the Fermi level of the nucleon gas

励起エネルギーには odd-even 効果を入れる。

$$U = E_B - \delta$$

ここで δ は $A > 40$ の範囲で

$$\delta(A > 40) = \begin{cases} 0 & (\text{odd-odd}) \\ 1.68 - 0.0042A & (\text{odd-}A) \\ 3.36 - 0.0084A & (\text{even-even}) \end{cases}$$

(1) 式を (2) 式に代入すると次式が得られる。

$$\Gamma_\gamma \approx 5.2 A^{2/3} b^4 [1 + 2b/U^{1/2}] \left[U^2 - \frac{10}{3} b U^{2/3} + 5b^2 U - \frac{35}{9} b^3 U^{1/2} + \frac{35}{27} b^4 \right] \text{ (meV)} \quad (3)$$

ただし、 D_0 は 45 MeV と仮定し、 $U > 2 \text{ MeV}$ に対して成立つ。

3.2 A. STOLOVY と J. A. HARVEY の計算⁵⁾

(1) 式から出発して、実験データとの比較をおこない次式を得た。

$$\Gamma_\gamma = (5.3 \times 10^{-4}) A^{2/3} [D(U)]^{0.25} U^{4.3} \text{ (meV)} \quad (4)$$

ただし、 U は MeV で、 $D(U)$ は eV 単位で表わす。

4. 計算値と実験値の比較

^{138}La の 2.994 eV と ^{139}La の 72.3 eV の *s*-wave 共鳴レベルの total radiation width が測定され、また上に述べた方法により計算がおこなわれている。TABLE 1 にその結果を示す。2つの共鳴準位とも、factor 2 くらい計算値の方が大きく出ている。準位密度を変えれば、もう少しよく一致させることはできるかもしれないが、たくさんの核について合わせるとなると、現在の理論ではこの程度の estimate しかできないようである。また、total radiation width が共鳴準位ごとにどの程度変動するかということについては、理論的にはほとんど推定できず、POTER-THOMAS の理論によって、ground state 近辺に行く遷移が変動することにより説明がおこなわれているが⁶⁾、実験値も誤差が大きく、まだはっきりとたしかめられていない。

文 献

- 1) BNL-325
- 2) RAE E. R. et al.: *Nuclear Phys.* 5 89 (1958)
- 3) BHAT M. R. and CHRIEN R. E.: Int. Conf. on the Study of nuclear structure with neutrons, Antwerp (1965)
- 4) CAMERON A. G. W.: *Can. J. Phys.* 35 666 (1957)
- 5) STOLOVY A. and HARVEY J. A.: *Phys. Rev.* 108 353 (1957)
- 6) SHWE Hela et al.: *Phys. Rev.* 159 1050 (1967)

TABLE 1 The *s*-wave radiation width of lanthanum⁶⁾

E_0 (eV)	La isotope	Measured Γ_γ (meV)				Calculated Γ_γ (meV)	
		Hela SHWE et al.	HARVEY and SLAUGHTER	BIANCHI et al.	STOLOVY and HARVEY	CAMERON	STOLOVY and HARVEY
2.994	138	90 ± 8	99 ± 6			280	275
72.3	139	56.5 ± 1.7		105 ± 15	150 ± 30	107	84

3.7 Fission Products の共鳴積分

三菱原子力工業 小林 隆俊

1. はじめに

原子炉の設計が進歩するにつれて、より詳細な計算技術や、nuclear data に関する質的かつ量的な進歩が要求される。Reactivity life time の長い原子炉の設計にとって、fission products の cross section はとくに重要であり、fission products の濃度の時間的な変化を正確に記述する必要が生じてくる。現在シグマ委員会炉定数グループにおいて、fission products の時間依存の定数を作成する仕事がおこなわれている。この計算はその作業の一部であり、飯島、坂田、永山、大竹、亀井、小林の共同作業の結果である。

2. 計算対象および計算式

Fission products は mass number で 70 から 170 の間に分布しているが、このなかで共鳴パラメータが BNL-325 に記載されている 116 核種を選んだ。これにより、poisoning に有意な核種は全てカバーされていると考えられる。これらに対し共鳴積分、捕獲断面積の MUFT 54 群に対するレサージー平均を計算した。

計算式を次に示す。

$$RI = \int_{0.5 \text{ eV}}^{10 \text{ MeV}} \sigma_a(E) \frac{dE}{E} \quad (1)$$

Resolved resonance に対しては、次の BREIT-WIGNER の single level resonance formula を用い数値積分をおこなった。

$$\sigma_a(E) = \frac{2.61 \times 10^6}{E_0} g_J \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{\Gamma^2/4}{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2)$$

測定された最高エネルギーの共鳴以上のエネルギー領域に対しては、平均共鳴パラメータから統計的に推定した。PORTER-THOMAS によると $x = \Gamma_{nJ^0}/\bar{\Gamma}_{nJ^0}$ ($J=0$) の分布は

$$\Gamma(x) = \frac{e^{-x/2}}{\sqrt{2\pi x}} \quad (3)$$

によって与えられる。これは $J=0$ に対して spin J の複

Resonance integrals for the fission products: T. KOBAYASHI, MAPI

合核の level はただ 1 つの neutron channel により形成され、かつ decay することができるという事実に対応し自由度 1 の χ^2 -分布である。 $l < 0$ に対し、 Γ_{nJ^l} は exit channel が 1 個のとき自由度 1, 2 個の exit channel が存在するとき自由度 2 の χ^2 -分布に従うことが期待される。しかし、ここではすべての Γ_{nJ^l} は (3) の PORTER-THOMAS 分布に従うと仮定した。多くの共鳴を含むエネルギー区間で (2) を平均することにより次式が得られる。

$$\bar{\sigma}_a(E) = \sum_{l=0,1} \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_j^l \frac{g_J^2 \varepsilon_{JS_l^*} s_\gamma}{\varepsilon_{JS_l^*} + g_J s_\gamma} F\left(\frac{g_J s_\gamma}{\varepsilon_{JS_l^*}}\right) \quad (4)$$

ただし、 $s_l^* = \sqrt{E} v_l(E) s_l$

$$v_0 = 1 \quad v_1 = x^2/(1+x^2) \quad x = kR$$

$$s_l = \left\langle \frac{\Gamma_{nJ^l}}{D_{J^l}^{(0)}} \right\rangle$$

$$s_\gamma = \left\langle \frac{\Gamma_{nJ^0}}{D_{J^0}^{(0)}_{\text{obs}}} \right\rangle$$

ε_J は I の値によって次の 4 つの場合に分れる。

(i)	$I=0$	$\varepsilon_J = 1$	if $J=3/2$ or $1/2$
		= 0	otherwise
(ii)	$I=1/2$	$\varepsilon_J = 2$	if $J=1$
		= 1	if $J=2$ or 1
		= 0	otherwise
(iii)	$I=1$	$\varepsilon_J = 2$	if $J=I+1/2$ or $I-1/2$
		= 1	if $J=I+2/3$
		= 0	otherwise
(iv)	$I \geq 3/2$	$\varepsilon_J = 2$	if $J=I+1/2$ or $I-1/2$
		= 1	if $J=I+3/2$ or $I-3/2$
		= 0	otherwise

$F(x)$ は PORTER-THOMAS 分布による補正項で

$$F(y) = (1+y) \int_0^\infty \frac{x}{x+\frac{1}{2}y} \frac{1}{\sqrt{\pi x}} e^{-x} dx \quad (5)$$

$F(0) = F(\infty) = 1$ で中間で約 0.6 までの値を取る。

この計算においては $l=0, 1$ のみを取り、かつ inelastic scattering との競争を無視し、 s_l および s_γ は J およびエネルギーに独立であると仮定した。

3. Input parameter

Resolved resonance parameter はすべて BNL-325 より

り取り、average resonance parameter は次のようにして求めた。Average level spacing は GARRISON & Roos が even Z-even N, even Z-odd N, odd Z-even N の核種に対して level spacing の測定値からグラフを作っているので、それから読み取った値を用いた(Fig. 1, Fig. 2, Fig. 3)。 Γ_γ についても、GARRISON & Roos が測定値からグラフを作っているので、それから読み取った値を用いた(Fig. 4)。s-wave strength function は SETH の compilation を用い、SETH にない核種は A. P. JAIN による optical model の計算値を用いた(Fig. 5)。p-wave strength function は GARRISON & Roos の値を用い、それ以外の核種

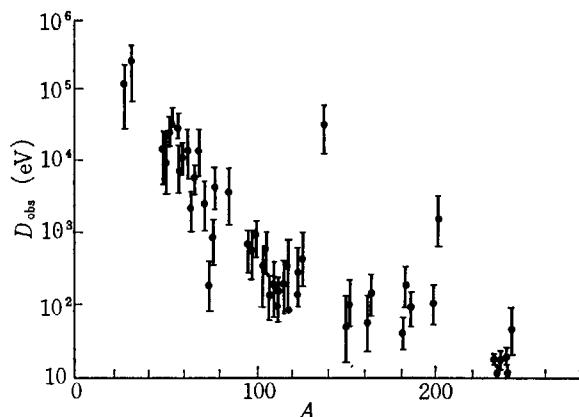


Fig. 1 The level spacings of evenZ-evenN nuclei
(from GARRISON & Roos)

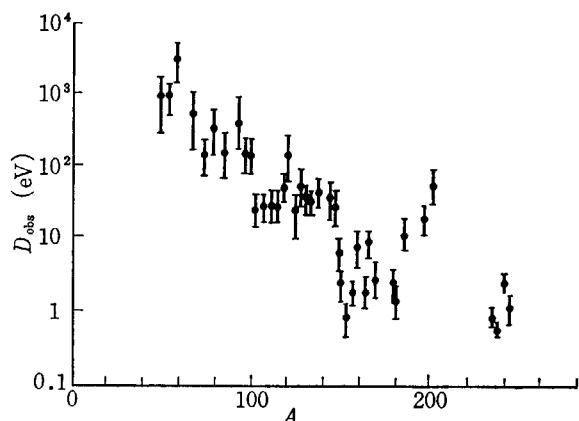


Fig. 2 The level spacings of evenZ-oddN nuclei
(from GARRISON & Roos)

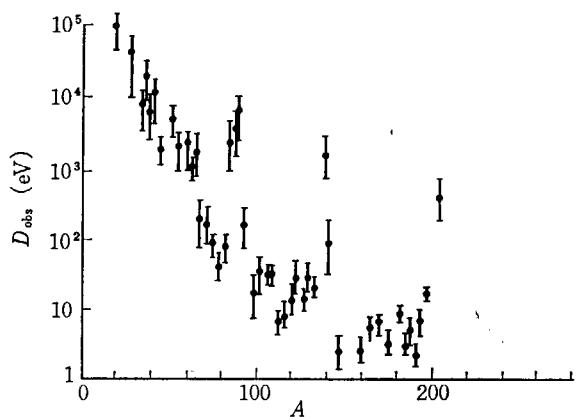


Fig. 3 The level spacings of oddZ-evenN nuclei
(from GARRISON & Roos)

は optical model による計算値を用いた(Fig. 6)。以上の parameter を用いて計算をおこなったが、平均捕獲断面積の実験データのある核種は、実験値と一致のよくない核種に対し、 D_{obs} と Γ_γ を BNL-325 から求め、p-wave strength function は、NEWSON のグラフ (Fig. 7) から推定した値を用いて再計算をおこなった。Rh-103 について、実験との一致を改良するために次のようにして p-wave strength function を求めた。Fig. 8 に示すように、BNL-325 のデータから、s-wave resonance と p-wave resonance の数をエネルギーに対してプロットすることにより level spacing を求めると、 $D_s = 40 \text{ eV}$, $D_p = 18 \text{ eV}$ となる。 $D_J \propto 1/(2J+1)$ を仮定すると $D_p = D_s (\sum g_J)_s / (\sum g_J)_p$, $D_s = 40 \text{ eV}$, $D_p = 18 \text{ eV}$ はこの関係を満足している。したがって、実験データは p-wave resonance を miss していないと考えてよい。これらの resonance に対する $\sum 2g\Gamma'_n$ をエネルギーに対してプロットすることにより p-wave strength function が求められる (Fig. 9)。

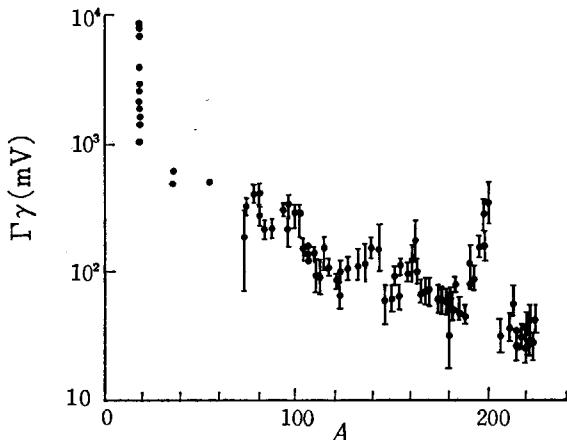


Fig. 4 Graph of the experimental radiation widths
(from GARRISON & Roos)

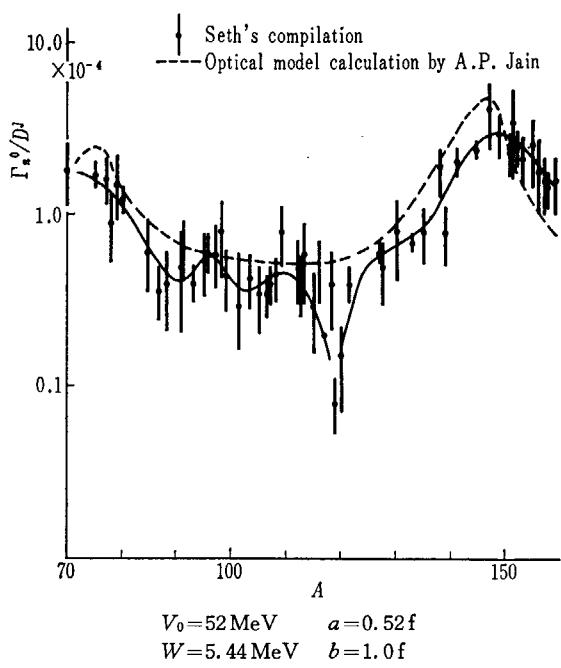
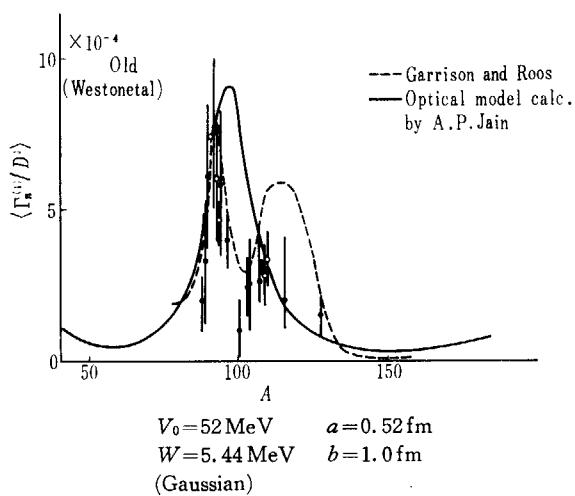
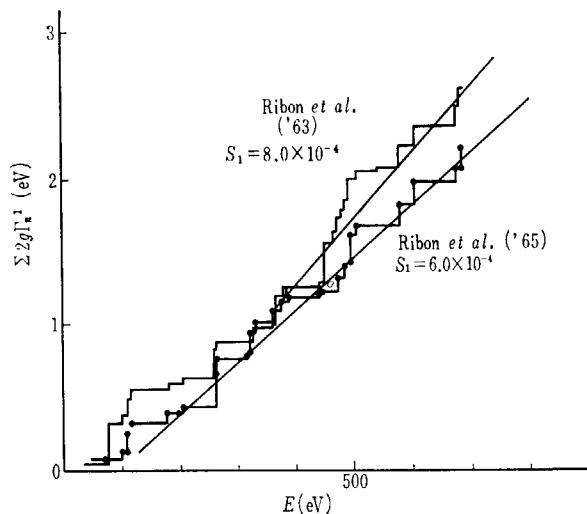
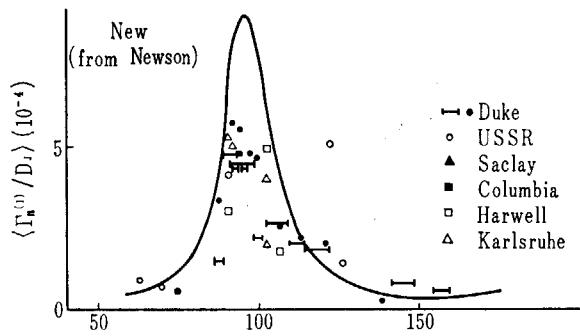
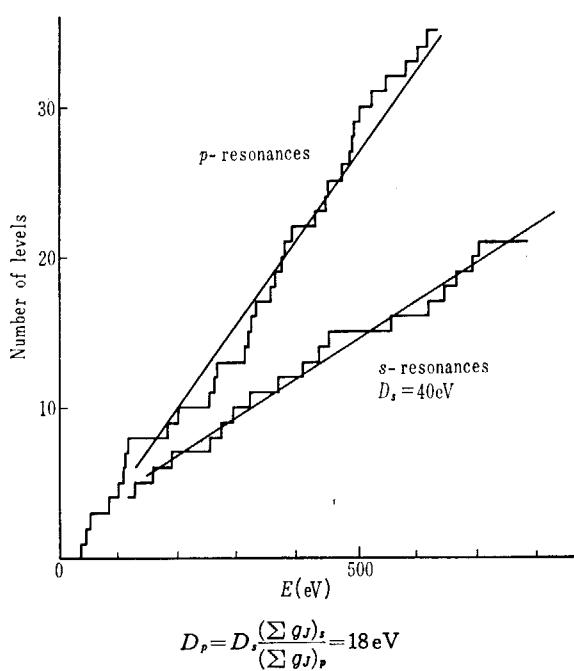


Fig. 5 s-wave strength function

Fig. 6 p -wave strength functionFig. 9 p -wave strength function of ^{103}Rh Fig. 7 p -wave strength functionFig. 8 Level spacing of ^{103}Rh

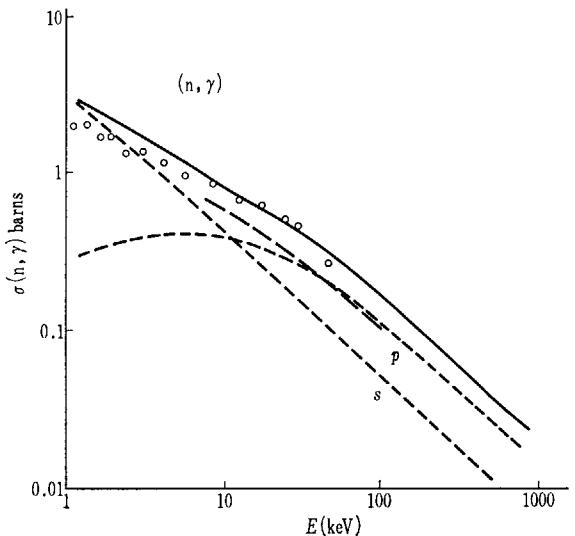
3. 計算結果

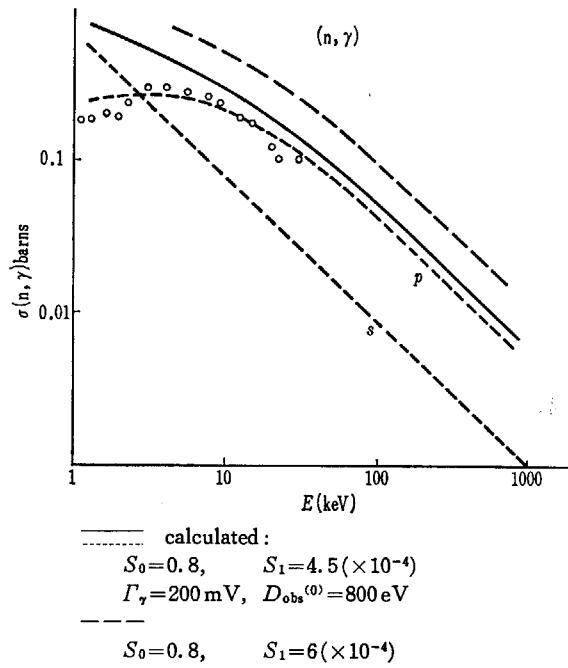
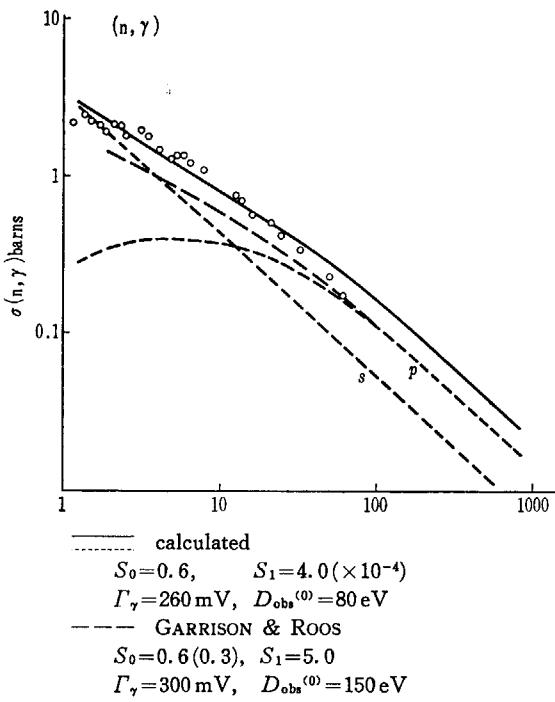
代表的な例として Mo および ^{103}Rh に対する計算値と実験値との比較を示す(Fig. 10~14)。

d -wave の大きさを見るために, ^{103}Rh に対して $S_2 = S_0$ を仮定して計算をおこなった。 Γ_γ/D^j のエネルギー依存性の影響を見るために dipole radiation と level spacing に対する Newton の式を仮定して次の計算をおこなった。

$$\frac{\Gamma_\gamma(E_B + E)}{D^j(E_B + E)} = \frac{1}{f_1(E)} \frac{\Gamma_\gamma(E_B)}{D^j(E_B)} \quad (6)$$

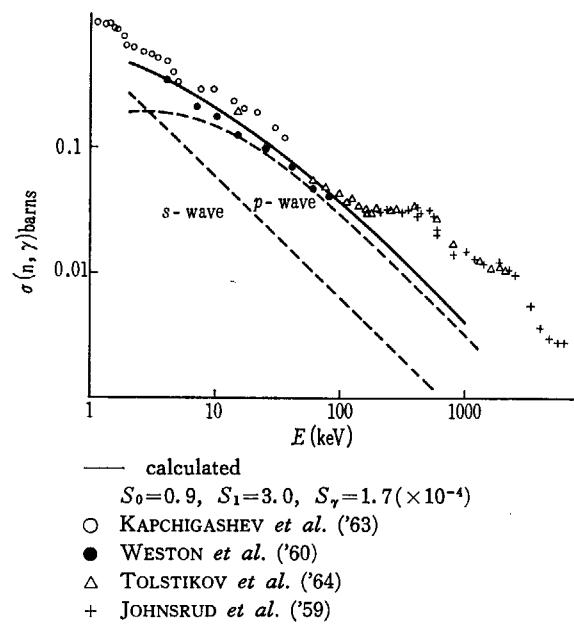
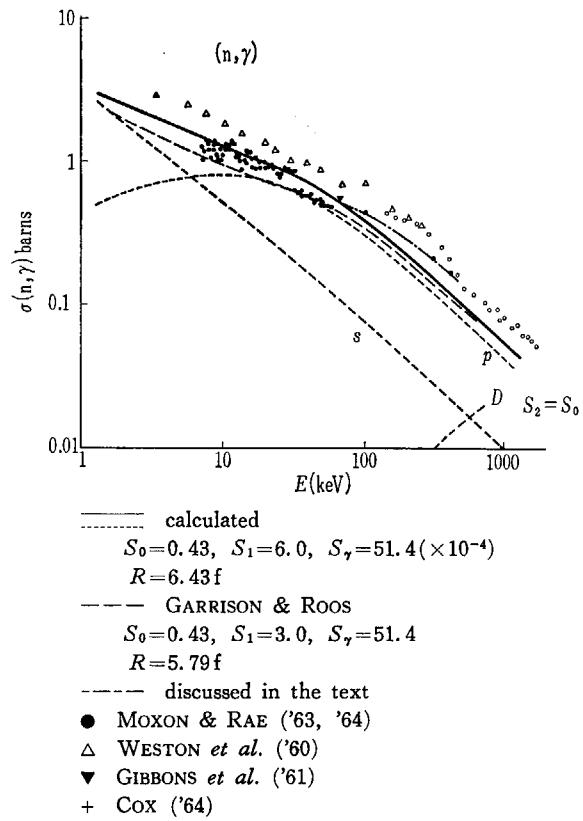
ただし, E_B は中性子の binding energy.

Fig. 10 Capture cross section of ^{95}Mo

Fig. 11 Capture cross section of ^{96}Mo Fig. 12 Capture cross section of ^{97}Mo

$E(\text{MeV})$	$1/f_1(E)$
0	1.0
0.1	1.13
0.2	1.23
0.3	1.43
0.5	1.80

これにより Γ_γ/D のエネルギー依存性を考慮した結果を Fig. 14 の鎖線で示す。熱中性子炉の共鳴積分に対して、

Fig. 13 Capture cross section of ^{100}Mo Fig. 14 Capture cross section of ^{103}Rh

このへんのエネルギーはあまり貢献しないので、この計算で用いた仮定で十分であると思われる。Resonance integral の計算値を他に比較できるデータのある核種について TABLE 1 に示す。

文 献

- 1) GARRISON J. D. and ROOS B. W.: N.S.E. 12 (1962)
115

- 2) DRAKE M. K.: *Nucleonics* **24** (1966) 108
 3) BILPUCH E. G., WESTON L. W. and WESTON H. W.: *Ann. Phys.* (N. Y.) **10** (1960) 455
 4) WESTON L. W., SETH K. K., BILPUCH E. G. and NEWSON H. W.: *Ann. Phys.* (N. Y.) **10** (1960) 477
 5) JAIN A. P.: *Nucl. Phys.* **50** (1964) 157
 6) SETH K. K.: *Nucl. Data. A* **2** (1966) 299
 7) PORTER C. E. and THOMAS R. G.: *Phys. Rev.* **104** (1956) 483
 8) NEWSON H. W.: Proc. Intern. Conf. Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp (1965) 195

TABLE I Comparison of the calculated and measured resonance integrals of fission product nuclei

	Z	A	J*	No. of levels (Max energy) (keV)	Present calculation		GARRISON	DRAKE'S compilation (barns)
					RI	unresolved RI		
Se	34	nat 82	0 ⁺	4(27)	3.97 0.072	0.035	1.4±1.4	9.6±1.2('57)
Br	35	nat			84.5			118±14('57)
Rb	37	nat			2.7			9.0±2.8('57)
Sr	38	nat			7.46			17.1('55) 10.0±2.6('57)
Sr		88	0 ⁺	20(210)	0.0533	0.0024	0.06±0.06	
Zr	40	nat			1.11			2.9('55) 3.7±0.5('57) 0.65±0.06('58) 1.08('64) 1.51
Mo	42	nat			23.6			13.4('55) 13.8±0.17('57) 14.9±2('58) 19.5±2.5('59) 26.2±1('63) 32.1±3.1('62) 23.1('64)
Mo		95	5/2 ⁺	16(7.4)	98.2	0.85	109±33	101±20('59)
Mo		97	5/2 ⁺	10(1.3)	13.5	2.22	16±4	
Ru	44	101	5/2 ⁺	1(0.46)	72.4	7.29	77±8	79.2±8('65)
Ru		102		1(0.2)	9.9	6.91	11±3.5	4.16±0.41('65)
Rh	45	103	1/2 ⁻	69(0.8)	1055	5	1030±31	592('55) 1200±100('64) 675('55) 1060
Ag	47	nat			693.8			>650('55) 466±70('57) 835±50('59) 698±20('64) 755
Ag		107	1/2 ⁻	14(0.6)	87.1	6.57		87.2('55)
Ag		109	1/2 ⁻		1300	10.8	1420±400	1890±200('59) 1240('55)
Cd	48	111	1/2 ⁺	8(0.23)	53.6	12.8	52±12	
Cd		112		2(0.23)	11.8	4.10	13±5	
Cd		114	0 ⁺	1(0.12)	15.8	6.11	15±5	
In	49	115	9/2 ⁺	12(0.1)	2965	20	3300±400	2640('55) 3440('12) 3280±100('63) 3520±120('63) 3550±100('60)
Sn	50	nat			6.68			4.56('55) 5.7±0.7('57) 3.74±0.4('58) 8.7±2('59)
Te	52	nat			57			37('55) 74.1('59) 50±6('57)
Te		126			11.3	2.53	12±3	
Ba	56	nat			8.14			7.4('55) 12.6±1.7('57)
La	57	nat			13.6			10.7('55) 5.5±2('56) 14.1±0.9('64)
La		139	7/2 ⁺	2(0.07)	13.3	3.57	11±3	
Sm	62	150	0 ⁺	1(0.02)	156.6	46.2	460±130	227±23('62)
Eu	63	151	5/2 ⁺	27(0.03)	2993	239		<3000('59)
Dy	66	163	5/2 ⁻	11(0.09)	1976	99.1		1960±180('64)

3.8 軽い核の大きな共鳴付近における 実効弾性除去断面積について

原 研 東 稔 達 三

1. 群定数セットについて

今まで数多くの高速炉用群定数セットが開発されている。通常、それらは 20 前後の群に分けられ、数十種類の核種のそれぞれの核反応に対して、群ごとの微視的実効断面積 (microscopic effective cross section) が表になって与えられている。群定数セットの便利な点は、それを library tape にしておけば、各核種の濃度を指定するだけで、与えた組成に対する群ごとの巨視的実効断面積 (macroscopic effective cross section) が簡単に求まり、いろいろの核計算が容易におこなえることである。したがって炉の核設計をおこなうにあたって、種々の核特性を広範囲に parametric survey をおこなう必要がある場合は非常に有用である。

しかしながら、より正確な群定数を得ようとすれば、対象としている体系に対してそれぞれ異なる微視的群定数、すなわち組成に正確に依存した microscopic effective cross section をその都度求めなければならない。いま、material m の i 群の reaction x (x は散乱、捕獲、分裂反応等を示す) に対する microscopic effective cross section を $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ としよう。そして material m の単位体積あたりの原子数を N^m とすると、 i 群の reaction x に対する microscopic effective cross section $\bar{\Sigma}_{i,x}$ は

$$\bar{\Sigma}_{i,x} = \sum_m N^m \bar{\sigma}_{i,x}^m$$

で与えられる。

群定数セットの中のあるものは、この $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ は組成に依存しないと仮定され、したがってどの体系の組成に対しても同じ $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ を用いるようになっている。代表的なものとして YOM セット¹⁾がそうである。しかしながら、近年開発されてきていく群定数セットは、できるだけ $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ に組成依存性を取り入れて、いろいろの体系の組成に対して $\bar{\Sigma}_{i,x}$ がより正確に再現できるように工夫されている。この種の代表的なものとしては ABN セット²⁾がある。 $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ に組成依存性を考慮した方が、考慮しないものより正確であることは事実であるが、体系によっ

On the effective elastic-removal cross sections near large resonances of the light nuclei: T. TONE, JAERI

ては $\sigma_{i,x}^m$ の組成依存性をとくに問題にしなくてよい場合もある。Critical assembly の場合がそうで、今までの critical assembly のかなりの実験結果が YOM セットによる計算値とかなりよく合っていることがそれを物語っている。しかし大型高速炉になると $\sigma_{i,x}^m$ の組成依存性が核計算に強く影響するので³⁾、できるだけ正確に $\bar{\Sigma}_{i,x}$ を再現するような $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ を作成することが望ましい。

$\bar{\sigma}_{i,x}^m$ は次式で与えられる。

$$\bar{\sigma}_{i,x}^m = \int_i \sigma_x^m(E) \phi(E) dE / \int_i \phi(E) dE \quad (2)$$

$\phi(E)$ は energy spectrum である。 $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ が組成に依存するのは $\phi(E)$ が組成によって変化するからであるが、また $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ は炉全体の spectrum に影響されず、考えていく群内の fine spectrum のみによって決まる。厳密にいえば ϕ は空間依存性を持っているので、 $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ は空間の各点によって異なるはずであるが、ここでは $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ の空間依存性についてはふれないことにする。

群定数セットを作成する際、 $\phi(E)$ に対していろいろの仮定がなされる。たとえば、YOM では組成に依存しない fixed spectrum が用いられ、ABN では fission spectrum より下の energy に対しては $1/(\sigma_t^m + \sigma_0^m)E$ の spectrum を用い、 σ_0^m によって spectrum の組成依存性を取り入れている。 σ_t^m は全断面積を示し、 σ_0^m は material m の原子 1 個当たりの他の material の全断面積の和で、material m に対して実質的に potential scattering の役割をする。 σ_0^m は次式で与えられる。

$$\sigma_0^m = \sum_{n \neq m} \sigma_t^n N^n / N^m \quad (3)$$

したがって、ABN では組成依存性を考慮しているといつても、自己遮蔽効果を考慮しているだけである。異なる核種間の干渉は取り入れられていない。とくに大きな共鳴断面積があると、それによって spectrum は大きく影響を受け、それ自身の核種の $\bar{\sigma}_{i,x}$ のみならず、他の核種の $\bar{\sigma}_{i,x}$ にも大きく影響をおよぼす。重い核種の共鳴の場合は level も沢山あり解析も複雑であるが、ここでは従来やられていない軽い核種の共鳴散乱の効果について述べてみる。ただここで目的としているのは、核データ $\sigma_x^m(E)$ が与えられた場合、それを処理して $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ を求める際、その処理方法によって $\bar{\sigma}_{i,x}^m$ がどれくらい異なるかを調べることであるので、それらの差異がもっとも大きく現われると思われる ~3 keV の Na の共鳴散乱の効果を取り上げる。他に Fe, O などの共鳴

散乱もあるが、その大きさと効果からいっても Na に較べ重要性が小さいと思われる。また Na 冷却大型高速炉においては Na-void 効果は安全性の上で非常に大きな問題であり、Na-void 効果におよぼす各種の寄与のうち、弾性散乱による除去断面積 $\bar{\sigma}_{sr}$ の効果は非常に大きいので³⁾、次節以降はとくに $\bar{\sigma}_{sr}$ について述べ、組成に依存しない方法と ABN 流の組成依存の方法を正確な方法で求めた $\bar{\sigma}_{sr}$ と比較検討する。

2. 弹性除去断面積について

弾性散乱によって中性子が slowing down していく場合、群幅を適当にとってやればすぐ下の群へのみ落ちて行くようにできる。通常の群数(20 前後)では、H, D, He, Li 等を除けばこれは十分可能である。いま i 群で弾性衝突した中性子が $i+1$ 群に落ちる実効除去断面積(effective elastic removal cross section)を $\bar{\sigma}_{i, sr}$ とすると

$$\bar{\sigma}_{i, sr} = \frac{\int_{i+1} dE' \int_i dE \sigma_s(E) P(E \rightarrow E') \phi(E) dE}{\int_i \phi(E) dE} \quad (4)$$

で表わされる。 $P(E \rightarrow E')$ は E で衝突した中性子が E' へ slowing down される確率を表わす。重心系において等方散乱を仮定すると

$$P(E \rightarrow E') dE = \frac{-dE'}{(1-\alpha)E}, \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (5)$$

で表わされ、 A は target 核の質量数である。

前節で ABN セットでは自己遮蔽効果(self-shielding)が考慮されていると述べたが、これは考えているある共鳴のエネルギー付近でのスペクトルの歪みはその共鳴断面積によってのみ生じるとするもので、その効果を表わすために self-shielding factor f_x が用いられる。 f_x は無限稀釈の場合の $\bar{\sigma}_x(\infty)$ ($\sigma_0 = \infty$ のときの値) に対する $\bar{\sigma}_x(\sigma_0)$ の比として定義される。すなわち、ある material m に対し

$$f_x^m = \frac{\bar{\sigma}_x^m(\sigma_0^m)}{\bar{\sigma}_x^m(\infty)} \quad (6)$$

である。無限稀釈の場合 $1/E$ spectrum が実現されるので、 $\bar{\sigma}_x^m(\infty)$ は $\sigma_s(E)$ を $1/E$ の重みで平均したものである。

ABN セットでは elastic scattering に対する f_s を(6)式より求め、elastic removal に対するそれ、 f_{sr} は f_s に等しいと仮定されている。したがって、 $\bar{\sigma}_{sr}(\sigma_0)$ は無限稀釈の elastic removal cross section に f_s を掛けることによって求められる。しかもその elastic removal cross section として $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ を用いず、次式で与えられるものを採用している。

$$\bar{\sigma}_{i, sr} = \frac{\xi \bar{\sigma}_{i, s}}{\Delta u_i} \quad (7)$$

Δu_i は i 群のレサージ幅で、 ξ は 1 衝突あたりのエネル

ギー対数の平均減少である。重心系において等方散乱を仮定すれば、

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (8)$$

で表わされる。

(7)式は普通群定数セットの作成の際におこなわれる仮定であるが、 $\sigma_s(E)$ がエネルギーに依存しない場合のみ $\bar{\sigma}_{sr}(\infty) = \bar{\sigma}_{sr0}$ であるが、一般に $\bar{\sigma}_{sr}(\infty) \neq \bar{\sigma}_{sr0}$ である。とくに $\sigma_s(E)$ が共鳴をもつ場合は(7)式の近似は非常に悪い。

いま(2), (4)式の $\phi(E)$ に、正確に減速の方程式を解いて得られたスペクトルを用いた場合の $\bar{\sigma}_x^m$ を(6)式に用いると、 f^m はもはや self-shielding factor を意味しない。なぜなら $\phi(E)$ には material m 以外の cross sections による歪みが入っており、したがって $\bar{\sigma}_x^m$ には他の cross sections の効果が考慮されている。Self-shielding factor f は 1 より小さく、 σ_0 が大きくなると f も大きくなるが、正確な $\phi(E)$ を用いた場合、(6)式で定義される f はこの保証はない。とくに f_{sr} はこの法則からずれすることが顕著である。今後(6)式で定義される factor f_x を慣習上用いることにすると、self-shielding factor と呼ばずに、shielding factor あるいは単に factor f_x と呼ぶことにする。

次節においては、 f_s と f_{sr} との違い、両者と σ_0 との関係を調べ、また ABN 流の $f_s, \bar{\sigma}_{sr0}$ と $\bar{\sigma}_{sr}$ との違いをそれぞれ Na について述べる。そしていま考えているエネルギー領域では $\sigma_s(E)$ が一定(3.7 barns)である酸素の f_{sr} は、Na の共鳴による spectrum の歪みによってどのように影響され変化を受けるかを述べる。従来の群定数セットでは、 $\sigma_s(E)$ が一定であったり共鳴がなかったりすると、 $\bar{\sigma}_{sr}$ は組成に依存しないと仮定されていたが、それを検討する。以上の事柄をエネルギー領域を変えた場合にはどうなるかについても述べる。

3. 3 keV 付近の Na の共鳴散乱が $\bar{\sigma}_{sr}, \bar{\sigma}_s$ に及ぼす効果

3.1 Na の $\bar{\sigma}_{sr}, \bar{\sigma}_s$

Spectrum $\phi(E)$ は多群拡散模型によって求める。そのレサージ群幅 Δu はすべて等しく 0.01 にとる。前節までに述べた群定数セットの群は coarse group を意味し、coarse group 内の spectrum は、レサージ幅が 0.01 程度の fine group によって十分正しく表わしえよう。通常、1 coarse group 内に数十あるいは百前後の fine group が含まれる。もちろん、重い核種の共鳴を考慮すれば、fine group 内の spectrum が問題になるが、いまのように軽い核の実効断面積(ここでは coarse group 内

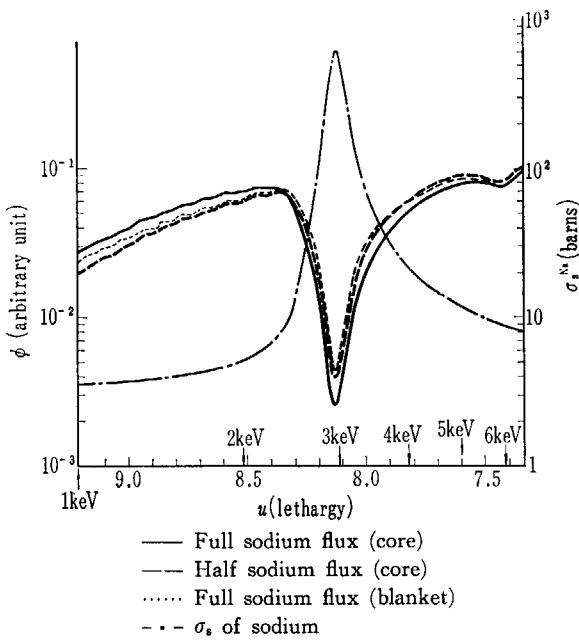


Fig. 1 Neutron spectra near 2.98 keV resonance of Na

の平均断面積を意味する)を問題にするときはそこまで考える必要はなかろう。いま考えているエネルギー領域では、 $\Delta u = 0.01$ は数十 eV に相当する。衝突によって Na の場合 18 群下まで、O の場合は 26 群下まで減速される。

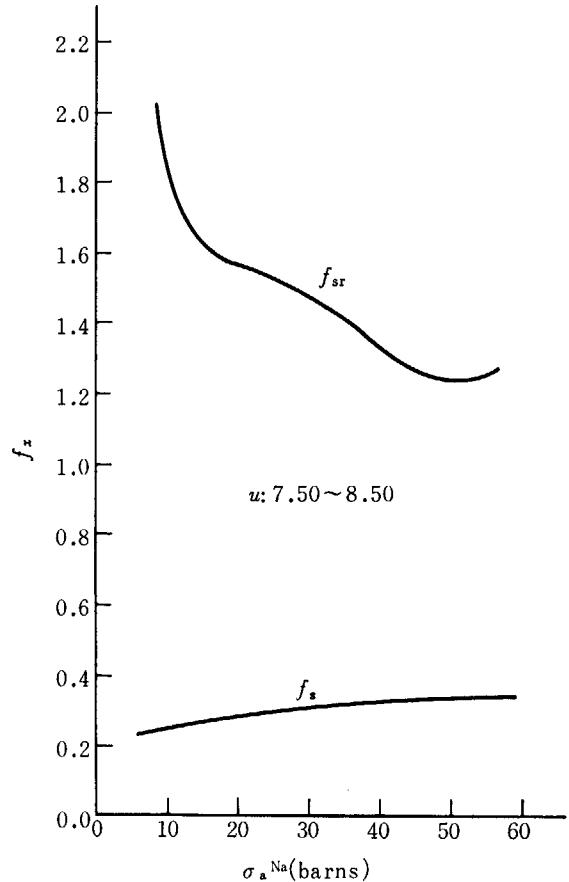
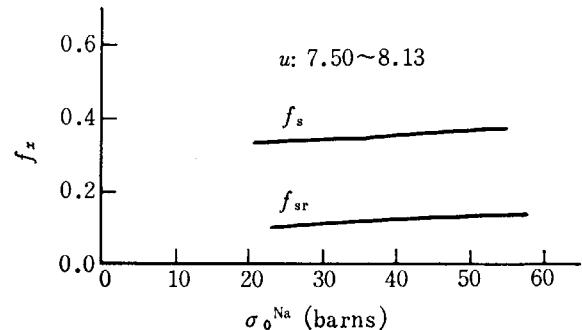
計算された spectra のうち代表的な 3 例と σ_0^{Na} のエネルギー分布を Fig. 1 に示す。用いた核データは全て SCHMIDT が compile したものからとった⁴⁾。組成は大型高速炉のものである。Na の共鳴散乱による spectrum の凹みは相当大きいことがわかる。さてこのスペクトルの歪みが Na, O の $\bar{\sigma}_s$, $\bar{\sigma}_{sr}$ にどのような影響をおよぼすか、そして群定数セットの方法による結果とどのように異なるかを次にみてみよう。

まず Na の共鳴を含む coarse group として、YOM の 15 群に倣って $u = 7.50 \sim 8.50$ (5.5~2.1 keV) に取ってみる。

Fig. 2 に f_s と f_{sr} を示す。 f_s は予想されるように σ_0^{Na} とともに単調に増大していく。しかし f_{sr} は単調な変化を示さず、 σ_0^{Na} のある値までは減少し、 σ_0 がそれ以上大きくなると増大の傾向を示している。しかも 1.0 以上の値を示している。

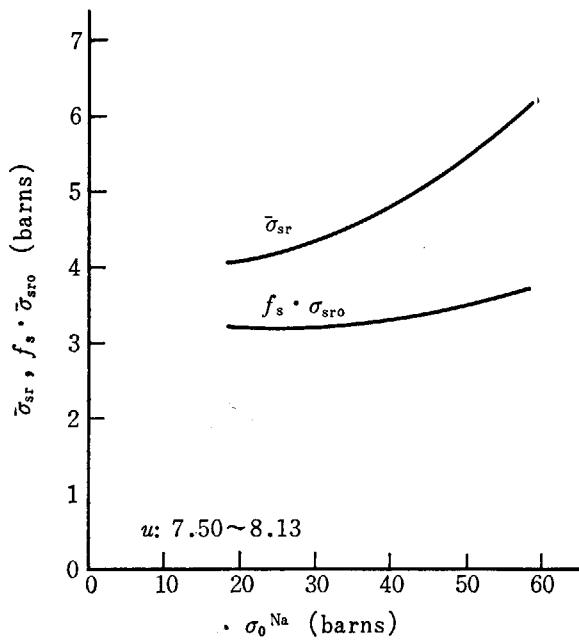
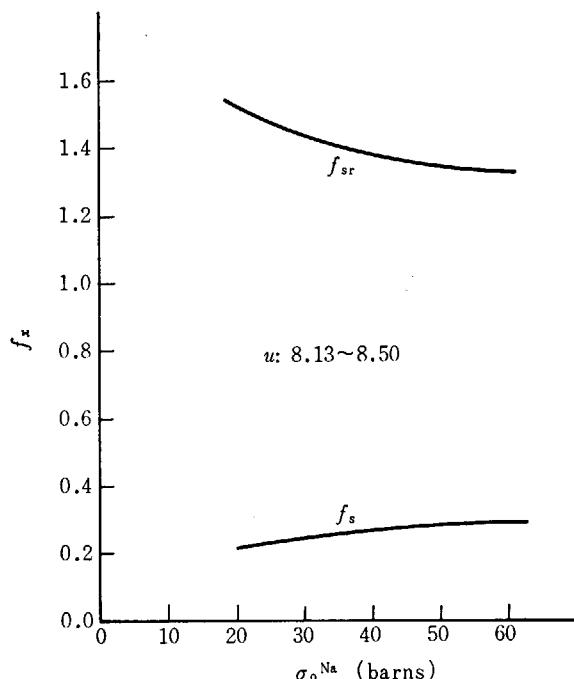
次に spectrum の bottom のエネルギー位置は組成の変化によって変わらないので、上記の 7.50~8.50 の群を bottom の位置 ($u = 8.13$) で 2 分割し、7.50~8.13 と 8.13~8.50 の 2 群について考えてみよう。

最初に 7.50~8.13 の群について考えてみよう。Na の濃度が相対的に低くなるにつれて(したがって σ_0^{Na} は大きくなる), bottom 付近の spectrum の凹みは上るので、弾性散乱によって除去される中性子がふえることが予想される。すなわち f_{sr} は σ_0^{Na} とともに増大する。この群の f_s と f_{sr} は Fig. 3 に示されるが、予想通り f_{sr} は f_s と同じ傾向を示している。しかし興味あるこ

Fig. 2 f_s , f_{sr} of NaFig. 3 f_s , f_{sr} of Na

とは、Fig. 2 に較べ f_s と f_{sr} の値の大きさが逆転していることである。これはこの群における $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ の値が、Na の共鳴の peak 付近の大きな断面積のために非常に大きくなるためである。

次に 8.13~8.50 の群について調べてみる。この群においては、群の半ばから下領域(エネルギーの低い方)にかけて、spectrum の最高値が生じる(この最高値の位置は組成によってかなり変る)。この最高値付近の spectrum は、共鳴の peak 付近($u = 8.13$ の付近)で弾性散乱によって吹き飛ばされた中性子の寄与が相当大きいと考えてよいだろう。いいかえれば peak 付近で吹き飛ばされる中性子が多ければ多いほど(つまり Na の濃度が相対的に高い場合、したがって σ_0^{Na} が小さい場合)、この群の effective elastic removal cross section に寄与する領域に中性子が貯まることが予想される。する



とこの群では f_{sr} の値は、 $7.50 \sim 8.13$ の群とは逆の傾向、すなわち f_{sr} は σ_0^{Na} の減少とともに増大するであろうことが予想される。Fig. 4 にこの群の f_s と f_{sr} を示す。予想されるように f_s と f_{sr} は σ_0^{Na} に対して逆の傾向を示している。そして f_s と f_{sr} の値は大きく異なり $f_s < f_{sr}$ となっている。

以上の事柄から f_s^{Na} と f_{sr}^{Na} の値は相当異なり、 σ_0^{Na} に対して同じ方向に必ずしも変化しないことがわかった。

次に ABN 流に $\bar{\sigma}_{sr0} = \xi \bar{\sigma}_s / \Delta u$ (Δu は coarse group のレサージ幅) に f_s を掛けて補正したものと、実際の $\bar{\sigma}_{sr}$ とがどの程度異なるかを調べてみる。Figs. 5, 6, 7 に上

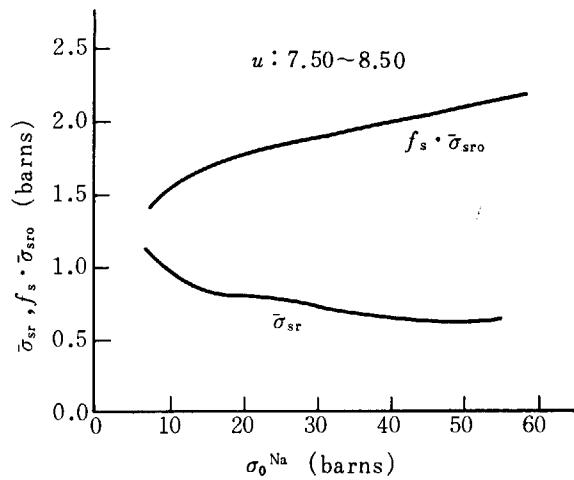


Fig. 5 Effective elastic removal cross section of Na

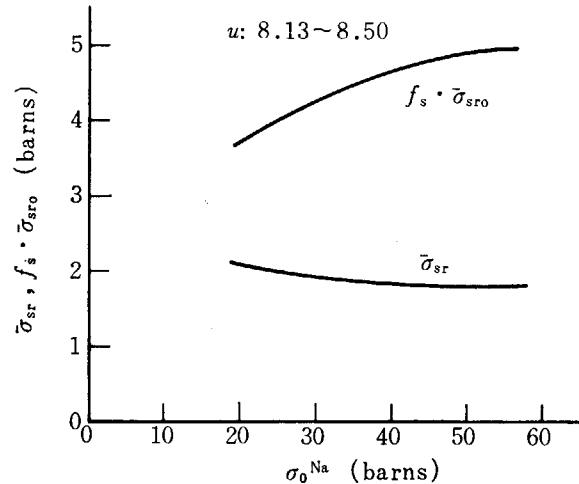


Fig. 7 Effective elastic removal cross section of Na

記の 3 群 ($u: 7.5 \sim 8.50, 7.50 \sim 8.13, 8.13 \sim 8.50$) における $\bar{\sigma}_{sr}$ と $f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0}$ を示す。 σ_0^{Na} に対する両者の変化の傾向は f_{sr} と f_s の傾向と当然のことながら同じであるが、 f_{sr} と f_s の値の大小関係が、 $\bar{\sigma}_{sr}$ と $f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0}$ では逆転している。すなわち $f_{sr} > f_s$ のとき $\bar{\sigma}_{sr} < f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0}$ となっており、 $f_{sr} < f_s$ のとき $\bar{\sigma}_{sr} > f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0}$ となっている。これは $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ と $\bar{\sigma}_{sr0}$ の大幅な違いから生じる。 $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ は考えている群の下限(エネルギーの低い側)付近の断面積のみによって決まるのに対し、 $\bar{\sigma}_{sr0}$ はその群の平均の $\bar{\sigma}_s$ が寄与する。 $f_s > f_{sr}$ のときその群の $\bar{\sigma}_{sr}$ に寄与する領域の spectrum の重みが小さい(凹んでいる)、いいかえればその領域の Na の $\sigma_s(E)$ は大きい。したがって $\bar{\sigma}_{sr}(\infty) > \bar{\sigma}_{sr0}$ となる。 $f_s < f_{sr}$ のとき全く同様の考察で $\bar{\sigma}_{sr}(\infty) < \bar{\sigma}_{sr0}$ となる。

一方、 $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ と $\bar{\sigma}_{sr0}$ は断面積の大きさのみが寄与するのに対し、 f_s と f_{sr} は断面積に $\phi(E)$ の重みがかかる。 $\phi(E)$ は Na と他の核種によって決まり、Na の断面積が 10 倍になっても $\phi(E)$ の凹みが 10 倍深くはならない。Na 以外の他の種々の核種によって $\phi(E)$ の凹みは Na のみが存在する場合よりも浅くなる。ゆえに f_s と f_{sr} の差よりも $\bar{\sigma}_{sr}(\infty)$ と $\bar{\sigma}_{sr0}$ の差の方が大きい。したがって、 $f_s < f_{sr}$ なら $f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0} < f_{sr} \cdot \bar{\sigma}_{sr}(\infty) = \bar{\sigma}_{sr}$

であり、 $f_s < f_{sr}$ なら $f_s \cdot \bar{\sigma}_{sr0} > \bar{\sigma}_{sr}$ となり、Figs. 2, 3, 4 と Figs. 5, 6, 7 の差異の説明がつく。

3.2 ○ の $\bar{\sigma}_{sr}$

前節においては、Na の共鳴によって歪んだ spectrum が Na の実効断面積にどのような影響をおよぼすかについて述べた。もちろん他の核種の断面積(Fe, ^{238}U , ^{239}Pu 等)も少しエネルギー依存性があるので、spectrum の歪みは Na だけによるものではないが、Na の共鳴付近では spectrum の歪みは Na の影響が顕著であるので、 f_{sr}^{Na} は Na の弾性散乱の self-shielding factor と考えてもほぼ間違はないであろう。

それでは次に自分自身の断面積は一定であるが、他の核種によって歪まされた spectrum によって、その実効除去断面積 $\bar{\sigma}_{sr}$ がどのように影響を受けるかを ○(酸素)を取り上げて述べてみる。この場合 $\sigma_0(E) = \text{const}$ であるので $\bar{\sigma}_{sr0}(\infty) = \bar{\sigma}_{sr0}$ であり、また常に $f_s = 1.0$ である。

TABLES 1, 2, 3 に上記 3 群における f_{sr}^{Na} と f_{sr0} を示す。従来の群定数セットでは $f_{sr0} = 1.0$ であるが、表をみてわかるように f_{sr0} は f_{sr}^{Na} と同じように組成(したがって spectrum)に大きく影響される。そして興味深いことは、TABLES 1, 2 では $f_{sr}^{\text{Na}} \approx f_{sr0}$ であることである。TABLE 3においては $f_{sr}^{\text{Na}} < f_{sr0}$ となっているが、これはすでに述べたようにこの群では $\sigma_{sr0}(\infty)$ が非常に大きくなるためである。しかし、 σ_0^{Na} に対する f_{sr0} の変化の割合は f_{sr}^{Na} のそれとあまり違わない。このことは、もし f_{sr}^{Na} の値が σ_0^{Na} によって近似的に整理されるならば、○の f_{sr0} も σ_0^{Na} によって整理されるべきであることを示唆している。実際 σ_0° は σ_0^{Na} とは無規則に変化するので、 σ_{sr0} が σ_0° によって整理されうるという意味付けは非常に困難である。Spectrum の歪みは Na によって生じ、他の核種はその歪みを弱める働きをしても、 σ_0^m ($m \neq \text{Na}$) が spectrum の歪みを決める指標にはなり難い。そして Na による spectrum の歪みを弱める指標として σ_0^{Na} が考えられ、他の核種の効果は σ_0^{Na} を通じて入っている。たとえば、 σ_0^{Na} が無限大になれば、いいかえれば Na の原子 1 個が、Na 以外の核種が無限個ある中に存在するとき、いかに Na の共鳴が大きくても、Na の共鳴による spectrum の歪みは現われない。この意味で Na 以外の核種は Na の共鳴による spectrum の歪みを弱める。

$\sigma_s^m(E)$ が酸素のように一定ではなく、少しエネルギーによって変化する material m の場合の f_{sr}^m と f_{sr}^{Na} の類似性は、 f_{sr0} と f_{sr}^{Na} の類似性ほどよくないかもしれないが、やはり成り立つであろう。たとえば Fe の f_{sr}^{Fe} をみてやると、このことがいえる。 $\sigma_s^m(E)$ ($m \neq \text{Na}$) にエネルギー依存性がある場合についてはここではこれ以上述べることを省略する。

TABLE 1 f_{sr} of Na and O
($u: 7.50 \sim 8.50$)

σ_0^{Na}	14.4	23.9	47.7	55.4
Na	1.63 ₀	1.53 ₃	1.24 ₁	1.27 ₂
O	1.59 ₂	1.49 ₈	1.23 ₆	1.27 ₀

TABLE 2 f_{sr} of Na and O
($u: 8.13 \sim 8.50$)

σ_0^{Na}	24.1	48.3	55.9
Na	1.50 ₅	1.36 ₅	1.34 ₅
O	1.47 ₀	1.36 ₀	1.34 ₃

TABLE 3 f_{sr} of Na and O
($u: 7.50 \sim 8.13$)

σ_0^{Na}	23.8	47.5	55.1
Na	0.10 ₁	0.12 ₇	0.14 ₃
O	0.24 ₆	0.29 ₂	0.31 ₉

4. おわりに

核データが与えられた場合にそれを処理して群定数を作成する際、従来妥当であると思われていた近似、仮定が正確な処理をした場合といかに異なるかを、大型高速炉の正の Na-void 効果に大きな寄与をもたらす軽い核による弾性散乱の除去断面積について述べてみた。ここで述べたのは、その中でも spectrum がもっとも大きな影響をうける Na の ~3 keV の共鳴散乱付近を取り上げたが、他のエネルギー領域では前節で述べた特徴的な事柄はかなり薄れるであろう。

前節までに得られた事柄を簡単にまとめてみると、Na のような大きな共鳴がある領域では、
(i) $\bar{\sigma}_{sr0}(\infty)$ と $\bar{\sigma}_{sr0}^{\text{Na}}$ ((7) 式) は相当異なる。
(ii) f_s と f_{sr} は相当異なる。
(iii) f_{sr} は必ずしも σ_0^{Na} と同一方向には変化しない。
(iv) Na の共鳴によって他の核種の f_{sr} は大きく影響を受ける。その場合 f_{sr}^{Na} との類似性はかなりよい。
(v) (i), (ii) と関連して $f_s^{\text{Na}} > f_{sr}^{\text{Na}}$ なら、 $f_s^{\text{Na}} \bar{\sigma}_{sr0}^{\text{Na}} < \bar{\sigma}_{sr}^{\text{Na}} (= f_{sr}^{\text{Na}} \cdot \bar{\sigma}_{sr0}^{\text{Na}}(\infty))$ であり、 $f_s^{\text{Na}} < f_{sr}^{\text{Na}}$ なら、 $f_s^{\text{Na}} \bar{\sigma}_{sr0}^{\text{Na}} > \bar{\sigma}_{sr}^{\text{Na}}$ である。ここに $f_s^{\text{Na}} \bar{\sigma}_{sr0}^{\text{Na}}$ は ABN セットで用いられている方法である。

これらのことは、spectrum が組成によって大きく変動する群の群定数を作成する際は、従来妥当だと思って用いられている近似的な手法の精度を、よく確かめることが大切であることを示している。

文 献

- 1) YIFTAH S. et al.: "Fast Neutron Cross Sections", Pergamon Press, London (1960)
- 2) ABAGJAN L. P. et al.: KFK-tr-144 (1964)
- 3) ABAGJAN L. P. et al.: "Group Constants for Nuclear Reactor Calculations", Consultants Bureau, New York (1964)
- 4) TONE T. and KATSURAGI S.: *J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo)* 5 (No. 5) (1968)
- 5) SCHMIDT J. J.: KFK-120 (1962)

3.9 モンテカルロ計算における中性子散乱の取扱い

富士電機 川 島 協

1. まえがき

モンテカルロ法は統計的手法によって物理現象をかなり忠実に再現しながら計算をおこなうものであり、場合によっては計算機による実験とさえいわれるものであるが、統計的な手法によるという性格上計算時間が非常に長くかかり、また計算機の記憶容量も大きなものが要求されたりする。そこで実際の計算においては、単に物理現象を忠実に追うということはせず、統計的あるいは確率的にみて正当化される範囲内での多くの変形あるいは近似を用いることによって、計算時間の短縮および要求される記憶容量の削減をはかっている。ここでは話を中性子の散乱と減速の問題に限定し、その取扱い法の二、三の代表的な例について述べる。

ここで取りあげるのは、GEM および O5R コード、1967 年の ANS meeting で発表された G. E. WHITESIDES らの方法、およびバイアスを用いた（強制）散乱法などである。

2. 具体例

2.1 GEM コード¹⁾

GEM コードは元来核燃料物質の貯蔵および取扱い施設の臨界安全性の研究のために開発されたものであるが、その内容はきわめて広い範囲の計算がおこなえるようになっており、最近では原子炉の臨界計算などにも用いられるようになった。

このコードでは通常おこなわれている等方散乱に関する散乱角の求め方、すなわち、 $\mu = 2z - 1$ 、ここで μ は散乱角の余弦、 z は一様乱数、というようなものその他に、非等方散乱については次の 2 種類のような方法も与えられている。

その一つは、散乱角をその中へ散乱される確率が等しいような 32 の角度に特別のサブルーチンを用いてあら

A Monte-Carlo treatment of neutron scattering in reactor calculations: K. KAWASHIMA, Fuji Elec. Co., Ltd.

かじめわけてしまう方法であり、他の一つは散乱角について

$$\cos \theta = a + bz + cz^2 + dz^3$$

というように、散乱角 θ の余弦を確率 z で多項式展開した形であらわし、その係数 a, b, c, d をやはり特別のサブルーチンで求めておくというものである。

一方、散乱角とエネルギーとの関係について、(n, n') 反応で励起されるエネルギーレベルの Q 値が与えられている場合には

$$\frac{E'}{E} = \frac{1 + 2B \cos \theta + B^2}{(1 + A)^2}$$

$$\cos \varphi = \frac{1 + B \cos \theta}{\sqrt{1 + 2B \cos \theta + B^2}}$$

$$B^2 = A^2 + \frac{QA(A+1)}{E}; B \gg 0$$

A : 標的核の質量の中性子質量に対する比

E, E' : 衝突前と後の中性子エネルギー

θ, φ : それぞれ重心系と実験室系の散乱角

という関係を用いることもできるようになっている。

その他散乱角から散乱後のエネルギーを計算することができないような場合には、ある特定のエネルギーで発生させるとか、ある特定の分布を持たせるとかいう何種類かの方法から適当に選択することもできるようになっている。

2.2 O5R コード²⁾

O5R も GEM 同様一般的なコードであり等方散乱などの散乱を取扱えるようになっているのはいうまでもないが、それらのうちとくに面白いのは COVEYOU の方法である。

この方法は散乱角の余弦 μ を用いてルジャンドル級数で展開した形で与えられる非等方散乱の角度分布を、統計的にそれと等価な結果を与えるような階段関数の形を持った分布関数に置きかえることによって、計算を簡略化しようというものである。すなわち、いまルジャンドル展開された散乱角が

$$F(\mu) = \sum_{l=0}^n \frac{2l+1}{2} f_l P_l(\mu) + \sum_{l=n+1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} f_l P_l(\mu)$$

$$f_l = \int_{-1}^1 F(\mu) P_l(\mu) d\mu$$

という形で与えられ、そのうち実際には最初の和の部分だけがわかっているとする。そのとき

$$G(\mu) = \sum_{k=0}^n \phi_k \delta(\mu - \theta_k)$$

という分布関数を導入し、

$$\phi_j = \frac{\sum_{l=0}^{2l+1} f_l P_l(\theta_j)}{\sum_{l=0}^n [P_l(\theta_j)]^2},$$

$$P_{n+1}(\theta_k) = 0$$

というように ϕ_k と θ_k を決めてやると、ある乱数 R に対して

$$\sum_{k=0}^{j-1} \phi_k < R \leq \sum_{k=0}^j \phi_k \text{ ならば } \mu = \theta_j$$

という関係から μ を決めれば、統計的にみて $F(\mu)$ から求めたものと等価な結果を得ることができるというものである。

2.3 WHITESIDES et al. の方法³⁾

これは核燃料物質の貯蔵および取扱いの臨界安全性を多組定数を用いてモンテカルロ法で検討する際の水素散乱の取扱いに関するものであり、2種の方法がある。

その一つは、 i, j をエネルギー組番号としたとき、散乱角の余弦 μ について

$$\int_{-1}^{\bar{\mu}_{i \rightarrow i+j}} \sigma_{i \rightarrow i+j}(\mu) d\mu = \int_{\bar{\mu}_{i \rightarrow i+j}}^1 \sigma_{i \rightarrow i+j}(\mu) d\mu$$

という関係からあらかじめ $\bar{\mu}_{i \rightarrow i+j}$ を求めておき、 $\sigma_{i \rightarrow i+j}$ の散乱はすべて $\bar{\mu}_{i \rightarrow i+j}$ であらわされる角度変化をするものとするというので、水素核で散乱された中性子はエネルギー変化についての確率分布から衝突後のエネルギー組が決まり、次に上の関係から散乱角が決まる。

他の一つは、非等方性の影響の大きい高エネルギー部分を前者よりやや厳密に取扱うもので、それぞれのエネルギー組内に対して適当な中性子スペクトルを仮定して（たとえば 1.4 MeV 以上は核分裂スペクトル、1.4 MeV から 1 eV までは $E^{-3/2}$ スペクトル），そのスペクトルに従ってその中性子の属するグループ内でのサンプリングにより中性子にエネルギー組ではなく特定のエネルギーを与える、そのエネルギーにおける散乱法則から散乱後の

エネルギーと散乱角を決めるというものである。

後者は前者にくらべてより厳密な取扱いをしているのではあるが、いくつかの計算例を比較してみると得られる結果の精度にそれほどの差はなく、実用上は前者の方が簡単でよいとされている。

2.4 バイアス法⁴⁾

以上の他に、すでに述べたもののうちには部分的にはこれに相当するものも含まれてはいるが、散乱角やエネルギーにある種のバイアスをかけて人為的に決めたある特定の分布からサンプリングするとか、あるいは特定の値になるようあらかじめ決めてしまうとかして、そのことに対する統計および確率的な補正を解析的におこなうという方法がある。これは現在われわれのところで用いている方法であるが、計算条件によってはかなり効果的なものである。

3. む　す　び

以上にモンテカルロ法における中性子の散乱と減速の取扱いのいくつかの例を示したが、これらはそれぞれ長所、短所を持つものであり、実際の計算に当っては解こうとする物理現象、必要計算精度、許容計算時間などを慎重に検討してから用いる方法を決めなければならない。

文　献

- 1) HEMMINGS P. J.: AHSB (S) R 105 (1967)
- 2) IRVING D. C. et al.: ORNL-3622 (1965)
- 3) WHITESIDES G. E. et al.: ANS Transac. Vol. 1, No 1, 239 (1967)
- 4) 川島、大竹、中村、太田：日本原子力学会年会要旨集、昭和 42 年、B. 30, 31, 32 (1967)

4. 自由討論会

座長 原研 更田豊治郎

4. 自由討論会

核データの評価をめぐって参加者の自由討論会が開かれた。当日は多くの人々の御意見をいただき、活発な会であったが、最初ご出席いただかはずの東工大河合光路氏、東大教養寺沢徳雄氏がご都合で出席できなくなったのは残念であった。しかしお二人ともそれぞれ有意義なご意見を寄せられ、大いに参考になった。お二人には厚く御礼申し上げます。世話人の相談の結果、お二人のご意見をこの報告にのせることにし、河合氏のご意見は概要の中に入れ、寺沢氏のご意見はそのまま全文をのせることにした。

(編集係)

核反応の統計理論の1つのトピック

東大教養 寺 沢 徳 雄

- 核反応理論によると、一般に反応断面積 $\sigma(\theta)$ は S -matrix $S_{cc'}$ を用いて、

$$\sigma(\theta) = \pi \lambda^2 \sum C_{c_1 c_1', c_2 c_2'}(\theta) S_{c_1 c_1}, S_{c_2 c_2}, *$$

で与えられ、 S -matrix は

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{cc'} = e^{i(\phi_c + \phi_{c'})} \left[\underbrace{W^0_{cc'}} - i \sum_{\mu} \frac{g_{\mu c} g_{\mu c'}}{\mu E - \varepsilon_{\mu} + i \Gamma_{\mu}/2} \right] \\ \quad \uparrow \quad \quad \quad \uparrow \\ \text{直接反応} \quad \text{複合核反応(共鳴項)} \\ \Gamma_{\mu} = \sum_c \Gamma_{\mu c}, \quad \Gamma_{\mu c} = |g_{\mu c}|^2 / N_{\mu} \end{array} \right.$$

のごとく表わされる。

- 遅い中性子反応では $\langle \Gamma_{\mu} \rangle \ll D$ (ε_{μ} の平均間隔) の条件が成り立つので、個々の共鳴準位が観測され、部分幅 $\Gamma_{\mu c}$ の分布や、共鳴エネルギー ε_{μ} の分布が実験的にもよく調べられている。そして、その結果は、統計的仮定から理論的に予想される $\Gamma_{\mu c}$ の分布—Porter-Thomas 分布や、 ε_{μ} の分布—Wigner-Dyson 分布とい一致を示している。

- しかし、入射エネルギーが大きくなってくると、 $\langle \Gamma_{\mu} \rangle \geq D$ となるので、個々の共鳴は観測できず、 $\Gamma_{\mu c}$ 、 ε_{μ} の分布を実験的に求めることもできない。一方、理論的にも、これらの分布を求めるることは非常にむずかしくなる。そこで、普通、たとえば Ericson の fluctuation の議論等では、 $\langle \Gamma_{\mu} \rangle \ll D$ の時と同様な統計的性質を $\Gamma_{\mu c}$ 、 ε_{μ} 等に仮定している。このような仮定の下では、transmission coefficient T_c (c-channel での) は

$$T_c = 2\pi \langle \Gamma_{\mu c} \rangle / D \quad (1)$$

で与えられる。ところで、 T_c の意味から当然 $T_c \leq 1$ でなければならない。したがって、(1) 式は $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle$ があまり大きくなりえないことを示している。

- さて、最近 MOLDAUER により、この点に関する一連の興味ある研究がなされているので、以下に少し紹介しよう。

前述のごとく、 $\langle \Gamma_{\mu} \rangle \geq D$ の場合に $\Gamma_{\mu c}$ 、 ε_{μ} の性質を調べることは一般に困難であるが、簡単な模型の場合や、reasonable な仮定の下に数値計算をおこなう場合には、その性質を調べることが可能である。このような場合、(1) 式は正しくなく、

$$T_c = 1 - \exp(-2\pi \langle \Gamma_{\mu c} \rangle / D) \quad (2)$$

が成り立つことがわかった。(もちろん、 $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle \ll D$ ならば(1)式にもどる。)

(1) 式の場合と異なり、(2) 式の場合には、 $T_c \leq 1$ の条件により $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle$ の大きさが制限されることはない。

それゆえ、従来の理論よりもずっと大きい $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle$ 、 $\langle \Gamma_{\mu} \rangle$ が期待される。

具体的計算によると、 T_c の大きい(すなわち、strong absorption の) channel での $\Gamma_{\mu c}$ の分布は従来考えら

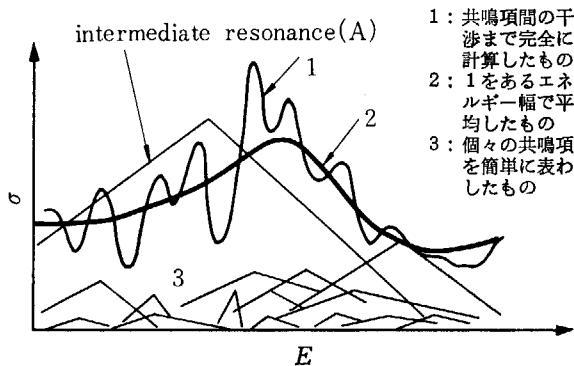


Fig. 1

れていた分布よりずっと broad で、平均値も大きい。さらに、重要なことは、かなり大きい $\Gamma_{\mu c}$, Γ_μ をもった共鳴準位（一種の intermediate resonance）の現われる確率が大きいことである。

MOLDAUER の計算例を Fig. 1 に示す。

- このように、intermediate resonance が、従来考えられていたような doorway states 以外の原因で現われるということは興味深い。

自由討論会の概要

原研更田 豊治郎

研究会の最終日に約 60 名の参加者のもとで午前 9 時半から午後 1 時近くまで、とくにテーマを定めない自由討論会がもたれた。討論会の報告について世話人が相談の結果、筆者が討論会の司会をした関係もあって、この報告を引受けことになった。以下は田中姚子さんの速記、および西村和明氏と五十嵐信一氏のメモにもとづいて諸氏の発言内容を要約したものであるが、諸氏の発言の真意を伝えていない点や重要な発言をもらしているところがあれば筆者の責任であり、また、前後関係やまとまりについて特別の注意を払ったものでないこともあらかじめ断わっておきたい。

討論会は佐治淑夫教授（東大）のコメントで始まり、園田正明教授（九大）のコメントをむすびとして終った。佐治氏によれば、研究会の印象の一つとして、原子炉の側から例えはある断面積の絶対値が 1% の誤差で必要であるといった要請が出されているが、断面積値の絶対精度 1% という条件は今日の測定技術では至難のことと思われる。サイクロotron を作った経験からいえば、磁場、高周波、イオン源など多くの要素のそれぞれについて細かいデータがすべてそろっていないなくても、総合的な調整でビームを出すことができる。核データと原子炉の関係にもそういう面があると思われる。個々のデータの精度の必要性のみに固執せず、個々のデータの精度の不足を補う実験や設計上の考慮が重要である。一般に絶対値よりも相対値の方がはるかに精度よく求められるから、適当な標準を決めてそれとの相対値によって処理することが有用である。また、集合体についての実験から直接必要な核データをパラメータとして出すことも実際的な方法であろう。その上でなお原子炉の経済性などから、どうしても精度の高い核データが必要となれば、それだけの研究投資が必要であろう。建築の設計料 10%, 弁護料 10%, 印税 10% などの類推から原子炉の設計料も 10% とすれば、原子炉 10 基分を 3 千億円として 3 百億円が設計費になり、そのうちの何%かが核データのための研究費であると考えるのは経営上の社会通念であろう。

次に田中茂也氏（原研）からシグマ委員会の核データ・グループがおこなっている核データ収集作業について、データ・シートと computer index の説明を含む紹介が

あった。この収集作業では、グループ・メンバーがそれぞれ担当の雑誌から所定の範囲で論文を選び、それを入射粒子別に色わけされたデータ・シートに書込み、それらを年に 4 回集めて整理しファイルしている。現在の所約 2 万枚のシートが集っている。さらに、これらのシートを利用しやすくするために computer index をつくって、どんな文献が収集されているかすぐにわかるようにしている。このような仕事は中性子についてはすでに CINDA があるので、CINDA にない特徴を出すことが必要で、われわれは中性子以外のデータも集めている。また各種の key words その他のコメントも入れるようにしている。しかし、世界中の文献をすべて入れるというのは現在の少数グループの活動としては無理で、どうしてももれるものが出てくるのは止むを得ぬことである。一方で CINDA や SCISRS があるのに、不完全なものを少数グループでやることには疑問もあるが、自分自身でこういうことをやることによってポテンシャルを高めるという点、また、手元にあって利用しやすい点がメリットではないかと思われる。

園田氏よりこれらのデータ・シートの利用度について質問に関しては、これまでのところ個人的に数件の利用があり、また今回の研究会講演にあった炭素の全断面積および $(n, 2n)$ 反応の評価作業に利用されたが、まだあまり利用されていないといった方が正しいようである。しかし、今後は computer index がつくことになって、利用しやすくなる方向には向っているといえる。園田氏によれば、データ・シートが利用されていない原因として、この activity の情報が充分に流れていないことがあげられる。また、データ・シートなどに関して何か調べてほしいなどとシグマ委員会にリクエストしたくても、受入れ体制ができていないので原研の人の負担を考え、遠慮しているということもあるであろう。このようなことはシグマ・センターの人員などに関係する問題である。

シグマ委員会の熱化グループでも低エネルギーのデータについて同様にデータ・シートを作成していることが関谷全氏（阪大）によって紹介された。このシートの key words には分子の状態なども入っている。現在 2 年

間のデータ・シート収集の蓄積があり、近く JAERI Report になる予定である。

データ・シートに関しては、このほか大野善久氏（原研）より、具体的に評価などの仕事を始めるときにこの様なデータ・シートが有用であること、また、われわれのデータ・シートは CINDA の小型といったものではなく、さらに CINDA のリストが年1回の改訂配布なので、その間の時間的な遅れも埋める役割が果せるようなものでなければ意味がないといった発言があった。

飯島俊吾氏 (NAIG) は核分裂生成核の共鳴積分の計算の経験から、unresolved region における統計的なデータの不足を例にとり、strength function についていくつかの compilation があるけれどもそれらはまだ不充分なものであって、compiled data と測定とが合わない場合も多いが、compiled data の original data が不明な場合などはどうしようもない、このような場合、original data に詳しい人の存在が貴重であると述べている。

新井栄一氏（東工大）は KFK における VDG による鉄の分離同位元素試料を用いた全断面積測定などの経験から、現実の実験で試料自体の条件や background などについて体験を通して知ることの重要性を強調している。ある測定についてのあらゆる資料がしっかりとしなければ系統誤差が減る方向にはゆかない。核データについて良い評価作業ができるためには、もとの核データを測定する実験のポテンシャルも重要である。

山本寿氏（日立）はナトリウム冷却炉や水蒸気冷却炉などの高速炉について、現在の核定数セットを使用して計算した k_{eff} , Δk_{eff} などの核特性にあらわれるバラツキ、核定数セットの誤差が核特性におよぼす影響、各種のミクロの断面積および核定数の精度に対する user からの要望などについてスライドでデータを示して論じた。高速炉では群定数が異なると $\Delta k(\text{loss})\%$ の符号さえも異なる場合がある例が示された。 ^{235}U の σ_t は標準として高い精度が要求されているほか、現在必要とされているデータの精度の例を挙げれば（山本氏の挙げたものすべてではないが） ^{239}Pu , ^{238}U の σ_t , ^{238}U の σ_c などについて 100 keV まで $\pm 3\%$, ^{239}Pu の α は 0.1 eV~10 keV について $\pm 5\%$, ^{239}Pu の α (10~100 keV) および全核種の σ_s (0.1 eV~10 keV) などは $\pm 10\%$, ^{241}Pu の α , ^{242}Pu の σ_c などは 0.1 eV~100 keV について $\pm 20\%$ などである。ミクロ断面積の精度が不充分である限り、臨界実験等による積分データから多群定数を修正してゆくほかはないが、高速炉ではほとんどデータがないので、このようにして修正をしても大型炉に適用することは無理であろう。また一方、群定数を作るときスペクトルを仮定して平均をとるうえで炉心の非均質効果など炉の構造も考慮に入れる必要があり、たとえミクロ断面積が正しくても群定数を作る過程で誤差が入るといった問題もある。

飯島氏は現在必要なデータの例として次のようなもの

を挙げている。meV ないし eV 領域での散乱断面積、核分裂生成核の strength function とくに p -wave strength function, Γ_γ/D , transmission coefficient T_l の値の編集、 σ_t と σ_c の直接測定によるデータ、 α の精度（とくに ^{235}U と ^{239}Pu 以外のデータの不足）、 ^{238}U の Γ_γ の平均値（これまで 25 meV とされていたが最近では 18 meV とされている）、非弾性散乱断面積 $\sigma_{nn'}(E \rightarrow E')$ などである。

石黒幸雄氏（原研）は evaluated data の user としての立場から、次のような要望と意見を述べている。部分断面積、全断面積、共鳴パラメータなどの間に consistency がない場合が少くない。このような場合、user としては何を信頼してよいか迷うことがあるので、consistency のあるセットを与えるように整理・評価されたデータがほしい。現実には共鳴パラメータなどの個々別々のデータは使いにくく、必要なエネルギーを通じての全データがほしい。また evaluated data が炉物理の計算方法と一致するように整理されていることが望ましい。これはたとえば、共鳴領域では反応断面積が共鳴パラメータで表わされる断面積に、少々のなめらかな断面積を加えたもので表わせると便利であるといったことである。幅をもったものでもよいから、ともかく 1 本の線がほしいという清水彰直氏 (NAIG) の発言は、user が evaluated data を必要とする気持を端的に表現したものであろう。

大野氏は、実験者の立場からすると、端的に言えば、evaluation とはそつのないカーブを引くということになると述べ、このような意味で evaluation は science というよりもむしろ technology の分野の仕事であるとしている。たとえば、C. H. WESTCOTT の 2,200 m/sec 値の評価のやり方は万事そつのない方法ではあるが、それがどこまで正しいかといった問題は残っている。

五十嵐信一氏（原研）は炭素の全断面積の評価作業の際、 σ_t をエネルギーの多項式で適合する問題について具体的データを示して説明したなかで、この多項式の選定の問題などは炭素の構造にまで立入った物理的考察が必要であることを例にとって、evaluation に technological でない面もあることを強調している。

菊池康之氏（東大）は、何年も前からリクエストされているながら断面積データがなかなか埋まらないことを考えると、理学だ工学だといったレッテルを貼ることをはなれて、断面積値の精度を上げるといった実験を炉工学畠の人がおこなう時期に来ているのではないかと述べている。また、基礎研究に金をかけないで、断面積値の精度を上げるといった、いわばどろくさい仕事は外国に期待するということでは、自主的な進歩が得られないといった意見が述べられた。

核データ測定に対するリクエストについて、核種・量・エネルギー範囲・必要精度・必要とする理由などを具体的に表にし編集したものがあると、実験をする側にとっ

て有用である、という鹿取謙二氏(東大)の意見に対して、EANDC で正にその通りのものを出していると百田光雄氏(原研)より次のような説明があった。

EANDC(ヨーロッパ・アメリカ核データ委員会)では毎年 Request List を出していて、その最新のものは EANDC 61 "U", Jan. (1968) である。これは各国から EANDC に出されたリクエスト・リストをもとに EANDC が編集したもので、日本に 20~30 部が送られており、できるだけ多くの人に見てもらえるように考え実質的に核データ関係の仕事をしている代表的なところへ配布している。リクエスト・リストを出すことは、外国ではかなり前からおこなわれていたが、日本は少し遅れて 1966 年に初めてリクエストを集めて外に出し、以後継続している。卒直にいって、リクエスト精度の吟味は充分に検討されてはいない“目の子”の数字である場合も多い。第 1 日目の百田氏の講演のなかで、 ^{235}U , ^{239}Pu について 40 keV~1 MeV の範囲で 0.5% の核分裂断面積が要求されているとあったのは英国の考え方で、breeding ratio を ± 0.03 の標準偏差で計算するにはそれだけの精度が必要であるとしている。このイギリスのリクエストの根拠には、炉計算の近似からくる不確定さよりも核データの不確定さからくるものの方が大きいという仮定がある。

この最後の点について炉側の人はどう考えるかという百田氏の質問に対し、桂木学氏(原研)は次のように答えている。特定の炉について考えると、 k_{eff} の値は計算法によって違ってくる。しかし計算法を固定して反応度効果のような相対値をみると、その違いは使用定数に依存する。たとえば Doppler 効果についての例でも $\Delta k / \Delta T$ は使用定数によって大きくかわる。もちろん炉の計算法に問題がないというのは言いすぎで、絶対値の点からはまだ不充分な点が多い。

鹿取氏は核物理側と炉物理側との興味の違いおよび核データの精度の問題を話題にしたなかで、たとえば炭素の全断面積についての原研の測定など立派なものもあると、自分の国の中性子データについての認識を喚起している。また、あるきまった統計精度で個々の測定点を測定するという条件で考えれば、エネルギー分解能を高めればそれだけ測定時間を長くする必要があり、統計誤差を半分にしようと思えば 4 倍の測定時間が必要だということは初步的な話ではあるけれども、データの精度を高めるためには系統誤差の問題とともに最も基本的なことである。これは装置の性能、とくに中性子ビーム強度と密接に関連している問題である。

異なる分野間の関係や交流について、加藤敏郎氏(名大)は理学部から工学部に移った立場から次のように述べている。両者では用語も違うし価値判断の基準にも違ひがあるように思われる。核物理の nuclear spectroscopy では、 β 線や γ 線を測っただけではだめで、核の準位とか模型だとかが議論になるのだが、工学部では良い

Ge ダイオードを作ったとか、精度のよいスペクトロメータができたということが重要である。またたとえば α を測ることは工学では重要だが、理学ではそうでもない。しかし、要は立場さえはっきりさせれば価値はわかるのであって、もっと理学部と工学部との間の交流が必要であり、両者の言葉を知っている人が必要である。

田中氏は、われわれが測定をする時はリクエストに応ずるというよりは、物理としての興味から測定するのであって、興味のないものは実験をしても熱が入らないが、しかし一方、物理学の進歩を振り返ってみると、蒸気機関から熱力学が生れてきたという事情もあり、その辺に矛盾を感じていると述べている。

百田氏も、“興味”的な点について田中氏の意見に同感であると述べている。核物理の人は核物理的に興味がないものには仕事に熱が入らないのはものの道理であって、またそうでなくては科学の進歩はない。“興味”をもった実験を精力的におこなってゆくことで測定法の進歩も促進され、それが核データの精度を上げるのに役立ち、要求にこたえうるようになるというのが進歩の道程である。

山室信弘氏(東工大)は炉に必要な核データ測定専用の加速器を考えはどうかと次のように述べている。加速器はこれまで核物理を中心に導入され使われてきており、核データの収集と精度を上げることを主目的としてはほとんど使われていない。精度を上げて測定することに対する努力には義務感はともなっても使命感にまでは到っていなかったといえはしないだろうか。プルトニウムの断面積の測定などを使命感をもった若い人達がおこなう、そういう場を作つてゆくようにならうとしている。

近い将来設立を予想されている核データ・センター(仮称)への要望に関して、当日欠席の河合光路氏(東工大)が司会者に託した大要次のような意味のメモが紹介された。核データ決定の仕事は、必要とするデータのリクエスト、データの測定、収集、および評価からなると考えられる。この作業は“科学と技術の接点”的一つで、理想的におこなわれば、科学→技術の面では、正確なデータ→精密な設計→コスト・ダウン、新技術の開発などを生み、他方、技術→科学の面では、核物理への問題の提起や、評価における新しい数学的テクニックを生む可能性など、相互に良い刺激となるであろう。データ・センターがイメージ・理想を明確にしてスタートし、その目的を理想的に遂行する中心となることが望まれる。そのためには、(1) “より多く、より精密に”をモットーとし、(2) 炉物理側からは無理難題をふっかけることによって核物理にたえず刺激を与え、(3) 核物理はそれをチャレンジと考えて真剣に取り組み、最新の科学的知識を総動員し、また解決のための新測定法・新理論を開発する努力が必要で、(4) このためにはセンターが常に最高の科学的水準にあることが必要である。(5) 核物理・炉物理相互の連絡がスムーズであることが

絶対不可欠で、そのためにはおそらく両者に通じていて通訳の役割を果す人が存在することと、絶えず相互に教育することが不可欠であろう。さらに、(6) 研究者が imaginative で ambitious な仕事に専心できるための第二線の職員を充実すべきである。

炉側からのリクエストにある 1% の必要精度について、なぜ 1% が必要か、2% ではいかに不満足か、必要度・緊急度の説明、測定上 1% の精度を得るのにどのような問題があるか、など、河合氏の指摘通り相互の教育と communication が肝要であろう。

討論会のむすびとしての園田氏の発言によれば、核データの分野に関して今回の討論会では意見が 2 つにわかれられるようである。その 1 は、evaluation は science ではなく、これは technology の分野の人が自分でやればよいという意見であり、その 2 は、河合氏の意見のように相互教育でやれというものである。1 はもっとも考え方でもあるが、炉に必要な核データの測定は炉側でやるというのは、装置を作ることと測定技術を身につけることから始めなければならないことを考えれば、現状では無理であろう。一方、核物理の方にリクエストするとしても、測定側は佐治氏のような考え方方が大方の意見であろう。また、興味がなければ熱は入らないというのも事実である。こんな現状では、やはり炉側からのリクエストについての PR を充分にすることが打開策であろう。相互教育がないとなかなか腰が上らない。また、今回の研究会でも相変らず核物理側の講演には炉物理側の聴衆が少なく、他方炉物理側の講演には核物理側の聴衆が少ないという問題もあるようである。内部的には折にふれてこういう研究会などの機会が必要であろうし、たとえば物理学会で核データについて綜合講演をするのもよいであろう。外部への協力としては、データ・センターを充実し、そこで組織してゆくのが一つの方法であろう。

以上のほか、佐治氏より学術会議に国際情報機関 (CODATA) の日本支部があることが紹介された。物理・

化学・結晶・地質・生物など科学全般についての情報を集めるため、阪大の小谷氏を委員長とし 15 人からなる委員会があり、物理関係では佐治氏と物性の飯田氏が委員となっている。まだそれほど組織的な活動をしてはいないが、データの評価なども話題になっている。新井氏より数枚のスライドを用いて、Karlsruhe で氏がおこなった捕獲断面積の測定についてかなり詳しい話があった。また、近藤道也氏（阪大）より阪大 AVF サイクロトロン計画の紹介があった。これは核物理研準備小委員会で推進されているもので、陽子で 70~80 MeV、重陽子で 60 MeV のスケールのもので、Karlsruhe のものに類似している。中性子の実験も考慮しているので、そういう方面でも今後意見を聞かせてほしいと思っているとのことであった。

今回の研究会の企画では、はじめは研究会の最終日にパネル討論会をおこなうことになっていたが、パネルの都合や主題の選定などがうまく行かず、結局ぎりぎりになって「自由討論会」を持つことになった。研究会のテーマがまだその専門家といえる人がほとんどいないといってよい新しい分野に関するものであり、また、たとえば研究会の主題の一つである核データの“評価” (evaluation) ということについて考えてみても、研究会参加者一人一人の解釈・理解の程度・関心度・興味の角度などが正に多様で広く分散しているだろうと予想されたので、その研究会の最後におこなう討論会がどういうものになればよいかという議論もまとまらず、討論会の成り行きの見当も全くつかなかったと言ってよい。企画側は、それだからこそ「自由討論会」をおこなってみる意義があると考えたのだと言ってもよい。結果的には、発言が少なくて困るのではないかと心配していた司会者の予想は全くはずれて、逆に時間の足らないことに苦労するほどであった。この次には、もっと問題をしづらってこういう討論会をもつとよいだろうというのが筆者の感想である。