

JAERI-M

6372

JAERI-Fast Setの重い核の群定数修正

コード: ARCFIT-1, -2と-3

1976年1月

高野秀機・小川真一\*

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

この報告書は、日本原子力研究所が **JAERI-M** レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

JAERI-Fast Set の重い核の群定数修正コード：ARCFIT-1,-2と-3

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

高野秀機・小川真一\*

( 1975 年 12 月 25 日 受 理 )

JAERI-Fast Set の重い核の群定数を修正するためにARCFIT-1, -2 と-3 の3つのコードを作成した。

微分断面積の測定においては絶対測定値よりも相対測定値の方が良いことが知られている。この点に着目し、ARCFIT-1 は微分断面積の比の保存を考慮して実効増倍係数を最小自乗フィットし、各群での断面積の修正を実行する。ARCFIT-2 コードは非分離共鳴領域において修正断面積をフィッティングし、平均共鳴パラメータをサーチする。このコードは平均共鳴パラメータの評価に有用である。ARCFIT-3 コードはランダム・サンプリング法を用いて、個々の共鳴レベルと共鳴パラメータを発生させ、修正断面積を再現する共鳴列のサーチを行う。これら3コードの使用法を計算例を示しながら説明した。

---

\* 富士通株式会社原子カシステム開発部

ARCFIT-1, -2 and -3: Codes for Revision of Group Constants  
for Heavy Nuclei of JAERI-Fast Set

Hideki TAKANO, Shinichi OGAWA\*

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

( Received December 25, 1975 )

The codes ARCFIT-1, -2 and -3 have been developed for adjustment of group constants for heavy nuclei of JAERI-Fast Set.

In the measurements of differential cross sections, it is well-known that relative measurement of cross section has better accuracy than absolute measurement. On the basis of this fact, conserving the ratio of the differential cross section, the code ARCFIT-1 performs the adjustment of group cross sections by the least squares fit of the effective multiplication factors. The code ARCFIT-2 searches for the average resonance parameters by fitting of the adjusted group cross sections in the unresolved resonance region. This code is especially powerful for evaluation of the average resonance parameters. The code ARCFIT-3 can generate the resonance levels and parameters using random sampling method, and searches for a ladder of resonance parameters which reproduces the adjusted group cross sections. User guides for these codes are described together with some examples.

---

\* Division of Atomic Energy System Development, Tokyo, FACOM

# 目次なし

## 1. 序 論

高速炉用群定数セットは各国各機関毎に数多く存在し、微分データや積分データの測定技術の向上及び解析方法の進歩に合せて、これらの炉定数セットの整備改良が行われているが、未だ核特性解析と核設計の使用に十分に耐える満足なセットはない。JAERI - Fast Set<sup>(1)(2)</sup>も作成以来ベンチ・マーク・テストや核データの評価から、改良がなされてきた。しかし臨界量や中心反応率比の比較的解析しやすい核特性に対しても、十分に満足な群定数セットまでに改良することは容易ではない。そこで核データ評価やベンチ・マーク・テストの他に最小自乗法による群定数の修正法<sup>(4)(5)(6)</sup>が併用された<sup>(7)</sup>。これは群定数をフィッティング・パラメータとして積分データをフィッティングする方法であり、微分測定データ間にかんがりの不確かさがある現状では、非常に有力な群定数の修正法であると考えられている。この方法を用いて、JAERI - Fast Setは $k_{\text{eff}}$ を積分データとして、充分微分測定点があり、しかも主要な $^{235}\sigma_f$ 、 $^{239}\sigma_f$ 、 $^{238}\sigma_c$ の3つの核断面積に対して改訂された<sup>(8)</sup>。使われた最小自乗法の式は、微分断面積の相対測定値が絶対測定値よりも誤差が小さいことに着目して、断面積の比 $(^{238}\sigma_c / ^{235}\sigma_f, ^{239}\sigma_f / ^{235}\sigma_f)$ を保存して積分データを再現するように考慮された。このような計算目的のために作成されたコードARCFIT-1においては、任意の評価データが修正され、修正値に対する変動幅が計算できる。ここでは先ずこのコードARCFIT-1の使用法について述べる。

一方修正エネルギー群が非分離共鳴領域である場合には、共鳴しゃへい因子の計算に必要な平均共鳴パラメータの評価及び修正値を再現する共鳴列を発生させることが必要である。非分離領域は $^{238}\text{U}$ に対しては4 KeV~100 KeV、 $^{235}\text{U}$ に対しては143 eV~21.5 KeV、そして $^{239}\text{Pu}$ に対しては658 eV~21.5 KeVと考えられる。これらのエネルギー領域は高速炉スペクトル計算には重要であり、特にドップラー効果の解析には重要である。従ってARCFIT-1で修正した断面積と矛盾のない平均共鳴パラメータを評価することが要求される。良く知られているように、この非分離領域では、分離域から得られた平均共鳴パラメータとそれらの統計分布函数を用いて平均断面積は計算できる。従って実験値や評価値とその統計平均による計算値の比較<sup>(2)</sup>から平均パラメータの評価を行うことができる。このような計算は従来JAERI - Fast Setの開発のために、桂木と石黒によって作成されたMOLDER<sup>(9)</sup>コードを用いてなされてきた。しかし例えばある測定断面積を再現できる平均共鳴パラメータを見出すには、経験によって何度も平均パラメータをかえて計算しなければならなかった。ここではこの不便さを取り除くために、最小自乗法を用いて測定断面積あるいは評価値をフィッティングし、平均共鳴パラメータのサーチが出来るようにMOLDERコードを改良した。そしてこの目的のため作成された断面積フィッティングコードARCFIT-2においては、強度関数だけ、捕獲巾と強度関数の2つ、あるいはレベル巾、捕獲巾と強度関数の3つのパラメータを個々あるいは同時にサーチでき、それらフィッティングの結果を他の実験値等と比較評価のため一緒にプロットすることもできる。このコードの使用法及び計算例についても述べる。

更に、群定数作成のためには実効断面積の計算が要求される。上記のARCFIT-2コードで得た平均共鳴パラメータから解析的に実効断面積の計算はできるが、共鳴のself-interferenceやmutual interferenceの効果も厳密に取り入れるためには、個々の共鳴構造を詳

細に考慮しなければならない。そのためには平均共鳴パラメータとその統計分布関数を用いて、ランダム・サンプリング法でもって個々の共鳴レベルと共鳴パラメータを発生させる方法が用いられる。これらは石黒と桂木によって作成されたBABEL<sup>(10)</sup>コードを用いて行うことができる。しかし群定数の評価修正によって得られた各群での断面積や $\alpha (= \sigma_c / \sigma_f)$ を再現する一つの共鳴列をサーチするためにはBABELコードの改良が必要であった。それは、BABELにおいてはS-波共鳴列のみが再現でき、一般にP-波共鳴からの寄与はS-波共鳴に対して小さいとして扱われていた。それ故いくつかの群を連続させる場合はP-波共鳴が再現されないため、特にU-238のようにP-波共鳴からの寄与が重要な場合には正確に各群で断面積は再現できないためである。更にもう一つはBABELにおいては共鳴列サーチのエネルギー群巾が決められており任意の連続したエネルギー群はサーチできなかった。ARCFIT-3においてはこれらの点が改良され、各群で各( $\ell, j$ )毎に出発エネルギーとランダム・ナンバー出発値をサーチし、入力できるように改良された。

## 2. 群定数修正コードARCFIT-1

積分データ(臨界量:  $k_\ell^e$ )を群定数の関数として、次の観測方程式を考える。

$$k_\ell^e + \Delta k_\ell^e = f_\ell(\sigma_{11}^i, \dots, \sigma_{jm}^i) \quad (1)$$

ここで、 $\Delta k_\ell^e$ は臨界集合体 $\ell$ における $k_{eff}$ の実験誤差、 $\sigma_{jm}^i$ はj核種m群における真の断面積である。この $\sigma_{jm}^i$ が求める断面積であり、オリジナルの群定数セットの断面積 $\sigma_{jm}^r$ と誤差 $\Delta\sigma_{jm}$ を用いて次の関係にある。

$$\sigma_{jm}^i = \sigma_{jm}^r + \Delta\sigma_{jm} \quad (2)$$

今、 $k_\ell^r$ を $\sigma_{jm}^r$ を用いて拡散計算で得られた臨界量とすると(1)式は次のように表わすことができる。

$$y_\ell = \sum_{jm} S_{\ell jm} (\sigma_{jm}^i - \sigma_{jm}^r) / \sigma_{jm}^r \quad (3)$$

ここで $y_\ell$ は実験値( $k_\ell^e + \Delta k_\ell^e$ )と計算値( $k_\ell^r + \Delta k_\ell^r$ )との差であり、 $S_{\ell jm}$ は感度係数である。感度係数 $S_{\ell jm}$ は $\sigma_{jm}^r$ が1%変動したとき $k_\ell^r$ に変化を与える割合で次式で定義する。<sup>(7)</sup>分裂断面積に対しては、

$$S_{\ell jm, f} = \frac{\frac{1}{k_\ell^r} \nu_{jm} \sigma_{jmf}^r \phi_{m\ell} \sum_i \chi_i \phi_{i\ell}^* - \sigma_{jmf}^r \phi_{m\ell} \phi_{m\ell}^*}{\frac{1}{k_\ell^r} \sum_m \nu_{jm} \sigma_{jmf}^r \phi_{m\ell} \sum_i \chi_i \phi_{i\ell}^* - \sum_m \sigma_{jmf}^r \phi_{m\ell} \phi_{m\ell}^*} \cdot \delta k_{eff} \quad (4)$$

捕獲断面積に対しては、

$$S_{\ell jm, c} = - \frac{\sigma_{jmc}^r \phi_{m\ell} \phi_{m\ell}^*}{\sum_m \sigma_{jmc}^r \phi_{m\ell} \phi_{m\ell}^*} \cdot \delta k_{\ell c} \quad (5)$$

ここで  $\delta k_{ef}$  と  $\delta k_{ec}$  は考慮しているエネルギー範囲で分裂又は捕獲断面積を一様に 10% 変動させたときの  $k_{\ell}^r$  の変化量の  $1/10$  の値である。 $\nu_{jm}$  は即発中性子数、 $\chi_{jm}$  は分裂スペクトラム、 $\phi_{m\ell}$  と  $\phi_{m\ell}^*$  は  $\ell$  集合体の炉心中心における中性子束と随伴中性子束である。

この感度係数に対しては、Davey と Hess<sup>(1)</sup> によって与えられた 10 ケのベンチ・マーク炉心の中の 8 ケの集合体 (VERA-11A, VERA-1B, ZPR-3-6F, ZPR-3-12, ZRR-3-48, ZEBRA-2, ZPR-3-11 と ZEBRA-3) に関して  $^{235}\sigma_f$ ,  $^{235}\sigma_c$ ,  $^{238}\sigma_c$ ,  $^{238}\sigma_f$ ,  $^{239}\sigma_c$  等の断面積に対し長谷川によって計算されている。<sup>(7)</sup> 一方この感度係数を用いることによる  $\Delta k_{\ell}^r$  への計算誤差は、断面積の 10% 以下の変動に対しては小さく 0.1% 以下である。<sup>(7)</sup>

今、 $y_{\ell}$  と  $f_{\ell}(\sigma_{11}^t - \sigma_{11}^r, \dots, \sigma_{jm}^t - \sigma_{jm}^r)$  との差の平方和が最小になる推定値  $\sigma_{jm}^t$  を求める問題を考える。

$$Q_1 = \sum_{\ell=1}^L W_{\ell} (y_{\ell} - \sum_{jm} \bar{S}_{\ell jm} (\sigma_{jm}^t - \sigma_{jm}^r))^2 \quad (6)$$

一般に(6)式においては、積分データ数  $L$  は推定値の数  $j \cdot m$  より小さいため、この式を変分して得られる連立方程式は解けない。従ってもう一つの補助方程式

$$Q_2 = \sum_{jm} W_{jm} (\sigma_{jm}^t - \sigma_{jm}^r - \Delta \sigma_{jm})^2$$

を導入し(6)と(7)式の和が最小となるような推定値を求める問題を考えると次の連立方程式を得る。

$$\begin{aligned} W_{jm}^{-1} X_{jm} + \sum_{\ell=1}^L \bar{S}_{\ell jm} W_{\ell} W_{jm}^{-1} \sum_{j'm'} \bar{S}_{\ell j'm'} W_{j'm'}^{-1} X_{j'm'} \\ = \sum_{\ell=1}^L \bar{S}_{\ell jm} W_{\ell} W_{jm}^{-1} y_{\ell} + \Delta \sigma_{jm} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、

$$X_{jm} = W_{jm} (\sigma_{jm}^t - \sigma_{jm}^r) \quad (8)$$

$$\bar{S}_{\ell jm} = S_{\ell jm} / \sigma_{jm}^r \quad (9)$$

(7)式を解いて求める推定値  $\sigma_{jm}^t$  を得ることができ、微分断面積の測定においては絶対測定よりも相対測定の方が精度が良いことが知られており、従って微分断面積の比を保存するような推定値を求める方が望ましいと考えられる。今、反応  $i$  と  $j$  の断面積の比を  $R_{ijm}$  として

$$Q_3 = \sum_{jm} W_{ijm} (R_{ijm}^t - R_{ijm}^e)^2 \quad (10)$$

そのとき、 $Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$  を最小にする値は変分によって次の連立方程式を解いて求められる。

$$\begin{aligned} (1 + C_{ijm} (1 - X_{im})) X_{jm} + \sum_{\ell=1}^L W_{\ell} \bar{S}_{\ell jm} \sum_{j'm'} \bar{S}_{\ell j'm'} X_{j'm'} W_{j'm'}^{-1} \\ = \sum_{\ell=1}^L W_{\ell} \bar{S}_{\ell jm} y_{\ell} + W_{jm} \Delta \sigma_{jm} + C_{ijm} W_{jm} \sigma_{jm}^r X_{im} + C_{ijm} W_{jm} \sigma_{jm}^r \Delta R_{ijm} \end{aligned} \quad (11)$$

$$C_{ijm} = W_{ijm} W_{jm}^{-1} (1 - X_{im}) (\sigma_{jm}^r)^{-2}$$

計算は  $Q$  の値が収束するまでくり返えされる。今までの各式において現われた  $W_{\ell}$ ,  $W_{jm}$ ,  $W_{ijm}$  は各々、各観測値に関係づけられる重みであり、観測値の分散の逆数が用いられる。これは分



散の小さなところがfittingに大きな影響を与えることを意味する。従ってこの重みの与え方は非常に重要で、その推定も又難しい問題である。以下に我々がJAERI-Fast Setの改訂<sup>(8)</sup>において用いた各重みの値を参考に与えておく。

DaveyとHessによって与えられた上述の8ヶの集合体における実験誤差 $\Delta k_{\ell}^e$ は0.3~0.4%であるが、臨界計算は70群の拡散計算を用いたため、 $S_n$ 計算に対する補正としてBaker<sup>(12)</sup>の値が考慮され、更に非均質効果の補正や修正断面積 $^{235}\sigma_f$ 、 $^{238}\sigma_c$ 、 $^{239}\sigma_f$ 以外の他の断面積のもつ誤差の影響を等も考えて、どの炉心の臨界量に対しても1.5%の誤差を設けた。又群定数に対してはNEUDADA fileに収集されている微分測定データも用いて、長谷川らによってなされた統計解析の結果<sup>(13)</sup>を参考にしてTable 1に示す標準偏差が考えられた。相対測定値の測定誤差は $^{239}\sigma_f/^{235}\sigma_f$ に対して3%、 $^{238}\sigma_c/^{235}\sigma_f$ に対して6%が各群で考えられた。

## 2.1 入力形式

### ① (1515)

- NR 反応断面積の数 $\leq 3$
- IA 積分データ( $k_{\ell}^e$ )の数 $\leq 10$
- IC =0 群定数の誤差 $\Delta\sigma_{jm}$ を各群毎に与える。  
=1 各群で一定の $\Delta\sigma_{jm}$ を与える。
- IT フィッティングのくり返し数
- IPR =0 連立方程式の係数行列を出力する。  
=1  $\sigma_{jm}^1$ をくり返す毎に出力する。  
=2 最終結果のみを出力する。
- INGL =0 のときはINGL番目の積分データをフィッティングから取り除いて計算する。
- KDEL =0 JAERI-Fast Setで計算された感度係数 $S_{\ell jm}$ を使う。そのときのファイルは\$DISKTO FO1, J2031. SENSE 700である。  
=1  $S_{\ell jm}$ を⑩で入力する。
- NDS  $^{235}\sigma_f$ に対する評価データの数で、⑮でその値は入力される。⑮で入力した $^{235}\sigma_f$ の値と⑫で入力する断面積の比 $R_{ijm}^e$ から $^{238}\sigma_c$ と $^{239}\sigma_f$ が各群で計算され、⑨で入力されるオリジナルデータと感度係数 $S_{\ell jm}$ を用いて $k_{\ell}^r$ が新しく計算される。即ちここで $^{235}\sigma_f$ の評価データを何組か与えることはいくつかの異なった群定数を用いて群定数の修正を行うことに近似的(感度係数 $S_{\ell jm}$ は余り変化しないと仮定)に対応する。入力データと修正結果に対しての平均値と分散及び変異係数が計算される。
- NDR <0でNDS>1の場合、fittingは行わずに何組かの入力定数に対する統計平均量のみを計算する。
- IDR =0 各群毎に $\Delta R_{ijm}$ を入力する。  
=1  $\Delta R_{ijm}$ は各群共通とする。
- IR 95 =0  $Q=Q_1+Q_2$ を最小にする。即ち連立方程式(7)が解かれる。  
=1  $Q=Q_1+Q_2+Q_3$ を最小にする。即ち連立方程式(10)が解かれる。
- NR 95 =0  $R_{ijm}^e$ として $\sigma_f^{r/235}\sigma_f^r$ を用いる。

$=0$   $R_{ijm}^e$  は入力した値を用いる。

NTXS 通常は0で,  $\neq 0$  のときは⑮で入力した  $^{235}\sigma_f$  を iteration 毎に新しく求めた推定値  $^{235}\sigma_f$  で置きかえる。

② (6E12.5)

EPS 1  $|Q^{(k)} - Q^{(k+1)}| / Q^{(k+1)} \leq \epsilon$  なる収束条件で, ⑦と両方で判定される。

③ (20A4) KDEL=1 のとき必要, KDEL=0 のときは8ケの集合体が用意されている。

(ASS (I), I=1, IA) 臨界集合体の名称

④ (6E12.5)

(ME (I), I=1, IA)  $k_{\ell}^e$  (実験値)

⑤ (6E12.5)

(RMC (I), I=1, IA)  $k_{\ell}^r$  (オリジナル・セットによる計算値)

⑥ (6E12.5)

(DME (I), I=1, IA)  $\Delta k_{\ell}^e$ : 実験誤差

⑦ (6E12.5)

(EPS 2 (I), I=1, IA)  $\epsilon_{\ell}: |k_{\ell}^e - k_{\ell}^r| < \epsilon_{\ell} + \Delta k_{\ell}^e$  になったら Iteration を打切る。

D $\bar{O}$  ⑨ I=1, NR

⑧ (15I5)

JG (I) fitting を行う断面積の群数, 各Iについて同じものを与える。

JGU (I) } builtin した  $S_{\ell jm}$  を使う時, JAERI-Fast Set の70群構造で1~32群

JGL (I) } まで(10.5MeV~3.6KeV)の上限と下限である。JG=JGU-JGL+1

NONR (I) builtin の感度係数  $S_{\ell jm}$  に対する reaction no で  $^{235}\sigma_f = 1, ^{235}\sigma_c = 2, ^{238}\sigma_f = 3, ^{238}\sigma_c = 4, ^{239}\sigma_f = 5, ^{239}\sigma_c = 6$  となっている。

⑨ (6E12.5)

(RSI (I, J), J=1, JG(I)) オリジナル断面積

D $\bar{O}$  ⑩ I=1, NR

⑩ (6E12.5)

(DS (I, J), J=1, JG)  $\Delta \sigma_{jm}^r$  (%) で IC=1 のとき反応毎に1つの値を入力すればよい

D $\bar{O}$  ⑫ I=2, NR

⑫ (6E12.5) IR95=0 のとき⑫~⑮は不用

(RJKMT (I, J), J=1, JG)  $R_{\ell jm}^e$

D $\bar{O}$  ⑬ I=2, NR

⑬ (6E12.5)

(DRJKM (I, J), J=1, JG)  $\Delta R_{\ell jm}^e$  (%) で IDR=1 のときは各反応毎に1つの値を入力するばよい。

⑭ (3A4)

(XNAME (NDS, I), I=1,3) NDS 番目の評価断面積に対する identification

⑮ (6E12.4)

(XKD (NDS, J), J=1, JG) NDS 番目の評価断面積  $^{235}\sigma_f$  を入力する。

⑭と⑮は NDS 組連続して入力する。

⑯ (6E12.5)

$\left\{ \begin{array}{l} \text{D}\bar{O} \text{ I}=1, \text{NR} \\ \text{D}\bar{O} \text{ J}=1, \text{JG}(\text{I}) \\ (\text{SENS}(\text{I}, \text{J}, \text{L}), \text{L}=1, \text{IA}) \end{array} \right. S_{\ell jm}$  を入力する。

## 2.2 出力形式

- ① 入力データが同じ形式で出力される。
- ② NDS 番目の  $^{235}\sigma_f$  による  $k_{\ell}^r$  の変化が各集合体に対して各反応毎に出力される。
- ③ 連立方程式の係数行列が  $\text{IPR}=0$  のとき出力される。
- ④  $\text{IPR}=1$  のとき各 iteration 毎に  $\sigma_{jm}^i$ ,  $\sigma_{jm}^r$ ,  $\chi_{jm}$ ,  $R_{ijm}^i$  が出力される。
- ⑤  $k_{\ell}^i$ ,  $k_{\ell}^{r'}$ ,  $k_{\ell}^r$ ,  $\Delta k_{\ell}^i$  が出力される。
- ⑥  $\Delta k_{\ell}^i$  の各反応と各群からの寄与が出力される。
- ⑦ iteration 毎に  $Q^{(k)}$ ,  $Q^{(k+1)}$ ,  $Q_1^{(k)}$ ,  $Q_1^{(k+1)}$ ,  $Q_2^{(k)}$ ,  $Q_2^{(k+1)}$  が出力される。
- ⑧ 最終結果  $\sigma_{jm}^i$ ,  $\sigma_{jm}^r$ ,  $\sigma_{jm}^{r'}$ ,  $(\sigma_{jm}^i - \sigma_{jm}^{r'}) / \sigma_{jm}^{r'}$ ,  $R_{ijm}^i$ ,  $R_{ijm}^r$ ,  $R_{ijm}^e$ ,  $(R_{ijm}^i - R_{ijm}^e) / R_{ijm}^e$  が出力される。
- ⑨  $\text{NDS} > 1$  のとき  $\bar{\sigma}_{jm} = \frac{1}{\text{NDS}} \sum_{k=1}^{\text{NDS}} \sigma_{jmk}^{r'}$ ,  $\sigma_{jm}^2 = \sqrt{\frac{\text{NDS}}{\sum_{k=1}^{\text{NDS}} (\sigma_{jmk}^{r'} - \bar{\sigma}_{jm})^2}}$  と  $\sigma_{jm}^2 / \bar{\sigma}_{jm}$
- ⑩ ⑨と同様の統計量が求められた推定値  $\sigma_{jm}^i$  に対しても出力される。
- ⑪  $R_{ijm}^i$  に対しても⑨, ⑩と同様の統計量が出力される。
- ⑫ 臨界量  $k_{\ell}^i$  に対しても⑨, ⑩と同様の統計量が出力される。

## 2.3 計算例

ここでは実際に JAERI-Fast Set の修正を行った場合の例を示す。その場合の ARCFIT-1 に対する入力データ及び出力データの形式は附録 3 に示されている。ここでは  $^{235}\sigma_f$ ,  $^{238}\sigma_c$  と  $^{239}\sigma_f$  の 1.4MeV から 3.6KeV の 24 群に対しての修正が考えられた。 $^{238}\sigma_c / ^{235}\sigma_f$  と  $^{239}\sigma_f / ^{235}\sigma_f$  の断面積の比には Davey<sup>(20)</sup> の評価値と Pfleetschinger et al<sup>(21)</sup> の測定値が各々考えられた。 $^{235}\sigma_f$  の reference data としては Konshin<sup>(22)</sup> の値が一部を変えてえられた。これは多くの微分データの平均値に最も近いもので、又表 1 に推薦した各群での標準偏差もこの平均値からの統計量であると考えられる。Figure 1 には断面積の比を一定 (Davey と Pfleetschinger et al) にして  $^{235}\sigma_f$  の値を変えたときの、 $k_{\text{eff}}$  の変動が J. F. S のオリジナルに対する値と比較されている。 $k_{\text{eff}}$  の計算値は濃度比 ( $^{238}\text{N} / ^{235}\text{N}$  or  $^{239}\text{N}$ ) に対してかなりの勾配を持っている。ここで採用した Konshin の値も同様に急な勾配を示す。ARCFIT-1 でフィッティングされた結果は Fig. 1 に黒丸で示されている。右下りの勾配はかなり解消されていることが分る。

Figure 2 は式(7)と式(10)を用いて計算したときの  $^{239}\sigma_f / ^{235}\sigma_f$  の計算結果への影響を示す。これは附録 3 の例とは違って ZPR-3-6F 集合体も計算に含んでフィッティングを行った場合である。Figure 2 で Method (A) として示されているのが式(7)を用いた場合の  $R_{ijm}^e$  (Pfleetschinger et al)

shinger et al) からの変化であり、Method (B) が式(10)を用いてフィッティングを行った場合の  $R_{ijm}^e$  からの変化である。これから分るように断面積の比も考慮して即ち式(10)を用いて断面積の修正を行った方が断面積の評価の点から特に良いと考えられる。Fig. 2 から分るように高いエネルギー領域で実験値からの誤差が大きくなっているが、ZPR-3-6F を除いた附録3の結果を見れば分るように、この傾向はZPR-3-6F を除くことによって大変良く解消されている。

### 3. 平均共鳴パラメータ評価コード：ARCFIT-2

非分離共鳴領域は、特に高速炉核特性の中でドップラー効果の解析に重要なエネルギー領域であり、ここでの精度よい平均共鳴パラメータの評価が必要である。従ってARCFIT-1で修正した断面積と矛盾のない平均共鳴パラメータを評価することが要求される。この非分離領域における平均断面積は、分離域から得られた平均共鳴パラメータとそれらの統計分布関数を知れば、附録1に示されるように計算できる。この平均断面積の計算は石黒と桂木によって作成されたMOLDER<sup>(9)</sup>コードを用いて行うことができる。従ってMOLDERコードによる計算値と実験値を比較することによって平均パラメータの評価を行うことが可能である。しかし、低エネルギーの分離領域で求められた平均共鳴パラメータを用いて非分離領域に外挿した場合、これはsmall samplingからの外挿と考えられ、この領域での測定断面積を良く再現することは一般に困難である。さらに、低エネルギー域における解析では、非分離領域では無視できない  $\ell \geq 1$  の中性子断面積に対する平均パラメータは殆んど知られていないためである。従ってMOLDERでは経験によって何度か入力パラメータをかえて計算しなければならなかった。

ここではこの不便を取り除くために測定値  $\sigma_{xi}^{exp}$  と平均パラメータから計算できる平均断面積  $\langle \sigma_x \rangle$  との差の自乗和を最小にするように平均パラメータを決めることを考える。そのとき附録1の(1-2)、(1-3)、(1-4)式をみてわかるように断面積は強度関数  $S_\ell$  と  $\Gamma_x/\Gamma$  の積に比例して与えられる。このことは例えば  $^{235}\text{U}$  や  $^{239}\text{Pu}$  のように  $\Gamma_f \gg \Gamma_n$ ,  $\Gamma_f$  の場合には、これらの核種の断面積は殆んど  $S_\ell$  に比例して変化すると考えることができる。従ってこのようなときには、 $\Gamma_f$  や  $\Gamma_f$  を実験値やチャンネル理論から決定し、 $S_\ell$  のみを断面積フィッティングから求めて平均パラメータの評価を行った方が、評価の面から妥当であろう。しかしFig. 3に示す  $^{238}\text{U}$  の場合は、 $\Gamma_n$  と  $\Gamma_f$  の大小関係は  $\ell$  の値によって異なり、更にエネルギー範囲によっても異なっている。こういう場合は単に強度関数だけによるフィッティングは困難である。 $\ell=0$  に対しては  $\Gamma_n \gg \Gamma_f$  (100KeV ~ 4KeV) であり  $\Gamma_n$  を少し位変動させても断面積は  $\langle \Gamma_f \rangle / \langle D \rangle$  で殆んど依存しており、変化はない。一方P-波に対しては20KeV附近を中心に  $\Gamma_n$  と  $\Gamma_f$  の大小関係が分れており、 $\Gamma_n$  と  $\Gamma_f$  の変化は微妙に断面積に変化を与えるであろう。したがって  $\ell \geq 1$  の寄与の少ない低エネルギー領域において  $S_0$  と  $\langle \Gamma_f \rangle$  と  $\langle D \rangle$  をもとめて、高いエネルギー領域の断面積のフィッティングから  $S_\ell$  を求める方法が考えられる。以上のような考察から、次のQを最小にする  $a_\ell$  をもとめることにする。

$$Q = \sum_x \left( \sum_i W_{x,i} (\sigma_{x,i}^{\text{exp}} - \sum_l a_l \sigma_{l,x,i})^2 \right)$$

ここで  $\sigma_{l,x,i} = \sum_{J \in J} \sigma_{l,J,x,i}$ ,  $x$  は反応,  $i$  は測定エネルギー点,  $W_{x,i}$  は重みを表わす。この式は簡単な線型問題であり, 軌道角運動量  $l$  ごとにパラメータ  $a_l$  をたやすく求めることができる。もとめた  $a_l$  を各平均パラメータに置きかえて, 繰り返し各  $a_l$  が 1.0 に収束するまでサーチするようにこのコードではなっている。このコードでは  $a_l$  を平均パラメータに置きかえるには次の幾つかの option を考えている。

- (a)  $S_l^{(k+1)} = a_l^{(k)} S_l^{(k)}$  ( $l=0, 1, 2, 3$ ) : 他の平均パラメータは固定
- (b)  $\langle \Gamma_\gamma \rangle^{(k+1)} = a_0^{(k)} \langle \Gamma_\gamma \rangle^{(k)}$ ,  $S_l^{(k+1)} = a_l^{(k)} S_l^{(k)}$  ( $l \geq 1$ ), 他は固定
- (c)  $\langle D_0 \rangle^{(k+1)} = a_0^{(k)} \langle D_0 \rangle^{(k)}$ ,  $S_l^{(k+1)} = a_l^{(k)} S_l^{(k)}$  ( $l \geq 1$ ), 他は固定
- (d)  $\langle \Gamma_\gamma \rangle^{(k+1)} = \sqrt{a_0^{(k)}} \langle \Gamma_\gamma \rangle^{(k)}$ ,  $\langle D_0 \rangle^{(k+1)} = \langle D_0 \rangle^{(k)} / \sqrt{a_0^{(k)}}$ ,  
 $S_l^{(k+1)} = a_l^{(k)} S_l^{(k)}$  ( $l \geq 1$ ), 他は固定
- (e) (d)の他に  $S_0^{(k+1)} = a_0^{(k)} S_0^{(k)}$

以上の各共鳴パラメータのサーチにおいて各平均共鳴パラメータは与えられた誤差 ( $\epsilon_\gamma, \epsilon_D, \epsilon_S$ ) 内でのみ変動させられ, 誤差範囲を越えて推定された場合は誤差の上限あるいは下限で固定させる。上の各 option においての (k) は繰り返しの数を示す。

### 3.1 入力形式

#### ① (2013)

- ICAP = 1  $\sigma_{c,i}^{\text{exp.}}$  を入力, =0 なし
- IFIS = 1  $\sigma_{f,i}^{\text{exp.}}$  を入力, =0 なし
- ITOT = 1  $\sigma_{t,i}^{\text{exp.}}$  を入力, =0 なし
- ILFIT = -1 パラメータ・サーチは行わずに初期入力パラメータで断面積を計算し, 実験値との比較のみを行う。  
 =0 OPTION (a)の平均パラメータ・サーチ  
 =1 " (b) " "  
 =2 " (c) " "  
 =3 " (d) " "  
 =4 " (e) " "
- IOUT = 1 各 J ごとの  $\sigma_{x,J}^{\text{cal.}}$  と  $\Gamma_{f,J}$  を出力する。  
 =0 出力なし
- IPLO = 1 計算結果と実験値をプロットする。  
 スクラッチとして \$DISK F15 を使う。  
 =0 プロットしない
- IWW = 0 equal weight :  $W_i = 1.0$   
 =1 重みとして  $4\sigma_{x,i}$  (barn) を入力

=2 重みとして  $\Delta\sigma_{x,i}$  (%) を入力

ISTEP 平均パラメータ・サーチのくり返し打ち切り数

② (2013)

NOE 実験値又は計算するエネルギー数 (i) ( $\leq 100$ )

NOJ 複合核の全角運動量 J の数

NOL 軌道角運動量  $l$  の数

NLI 非弾性散乱励起レベルの数

NOLL 非弾性散乱の出口チャンネル数

③ (6E12.5)

XI total spin I

A atomic mass

R atomic radius ( $10^{-13}$  cm)

S  $D_0$  (eV)

EPSD  $D_0$  に対して設ける誤差  $\pm \epsilon_D$ 。パラメータ・サーチでは  $D_0 \pm \epsilon_D$  を越えて変化させない。

GAMAC  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  (eV)

EPSG  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  に対して設ける誤差  $\pm \epsilon_\gamma$ 。パラメータ・サーチでは  $\langle \Gamma_\gamma \rangle \pm \epsilon_\gamma$  を越えて変化させない。

SPCUT spin cut off parameter  $\sigma$

BIND binding energy (MeV), 0.0 を入力するとコード内で 6.2 MeV の値がとられる。

④ (6E12.5)

(EIN(K), K=1, NLI) 非弾性散乱励起エネルギー

⑤ (6E12.5)

(EN(K), K=1, NOE)  $\langle \sigma_x \rangle$  を計算するエネルギー点

⑥ (6E12.5)

(STR(K), EPSS(K), K=1, NOL) 強度関数とその誤差  $\pm \epsilon_s$  で、パラメータ・サーチにおいては  $S_l \pm \epsilon_{s,l}$  を越えては変化させない。

⑦ (F10.2, I5)

(XJJ(K), IL(K), K=1, NOJ) 複合核の全角運動量 J と軌道角運動量  $l$  の値

⑧ (6E12.5) IFIS=1 のとき入力

HW  $\hbar\omega$  (MeV): 複合核の分裂方向への固有振動エネルギー, 通常 0.5 MeV がとられる。

DO ⑫ J=1, NOJ

⑨ (6E12.5)

(GAMIN(J, K), K=1, NLI)  $\Gamma_{in}$ : 非弾性中性子散乱巾

DO ⑩ I=1, NLI

⑩ (2013)

(LIN(J, I, K), K=1, NOLL) 非弾性散乱の出口チャンネル数

⑪ (20I3)

NIN(J), NF(J)  $\Gamma_{nJ}$  と  $\Gamma_{fJ}$  に対する自由度

⑫ (6E12.5) NF(J) > 0 のときのみ

(EFF(J, K), K=1, NF(J))  $E_{\alpha}$  : 分裂励起エネルギー

以下⑬, ⑭, ⑮はILFIT ≥ 0 のとき必要

DO ⑭ I=1, NX : NX=ICAP+IFIS+ITOT

x はc, f, t の順で反応がない場合は前へつめる。

⑬ (6E12.5)

(XSE(I, K), K=1, NOE)  $\sigma_{x,i}^{exp.}$  : フィッティングする断面積

⑭ (6E12.5) IWW=0 のとき, 即ちequal weight のときは不用

(W(I, K), K=1, NOE) Weight :  $W_{x,i}$

⑮ (6E12.5)

(EPS(K), K=1, NOL) 収束条件 :  $\epsilon_L$

以下はIPLO=1 のとき必要 : 上でフィッティングに用いた実験値以外の測定データや評価データを入力しフィッティングの結果と比較し, 断面積の評価ができる。

⑯ (10I5)

(NEXP(I), I=1, NX)各反応に対する評価又は測定数 (≤9)

DO ⑰ I=1, NX

⑰ (10I5)

(NNP(I, K), K=1, EXP(I)) ... symbol plot

0 ...なし, 1 ...○, 2 ...△, 3 ...+, 4 ...×, 5 ... , 6 ... , 7 ... , 8 ...Z,

9 ...Y, 10 ... , 11 ...\*

⑱ (10I5)

(NPP(I, K), K=1, NEXP(I)) 反応I, 測定Kのときのデータ数 (≤100)

⑲ (10I5)

(IP21(I, K), K=1, NEXP(I))

0 ...line plot なし

1~20 ...straight line plot

負整数 ...dashed line plot ( $\frac{IP}{2}$  mm)

21~49 ...dashed line step plot ( $\frac{IP-50}{2}$  mm)

注 NNP=0 とするとY軸に平行なプロットなし

DO ⑳ K=1, NEXP(I)

⑳ (6E12.5)

(EE(I, K, J), J=1, NDPP) エネルギー点で高い方から入力, NDPP=NDP(I, K)

但し NNP(I)=0 のときはNDPP=NDP(I, K)+1 とする。

㉑ (6E12.5)

(YS(I, K, J), J=NDPP)  $\sigma_x^{exp.}$

## ② (8F10.5)

WX           プロット座標X軸の長さ(mm)

WY           "       Y軸   "   (mm) ≤ 250mm

RATIOX } xとy座標に対するlinear又はlog scaleの指定で、各データのMAX

RATIOY } imin/miminがこの値より小ならlinear、大ならlog scaleがとられる。

②, ④, ⑤ (15A4) このカードはグラフのX軸、Y軸の単位とcaptionでプロットするグラフの数だけ3枚組にして入力する。

## 3.2 出力形式

- ① 入力データが入力形式と同じく出力される。
- ② 各エネルギー点毎に  $\sigma_p$ ,  $\sigma_\gamma$ ,  $\sigma_n$ ,  $\alpha (= \sigma_\gamma / \sigma_f)$ ,  $\sigma_{in}$  と  $\sigma_f$  の各断面積が出力される。
- ③ フィッティング、パラメータ  $a_l$
- ④  $E_i$ ,  $\sigma_i^{\text{exp}}$ ,  $\sigma_i^{\text{cal}}$ ,  $\sigma_i^{\text{fit}}$ , 及び  $\sigma_i^{\text{cal}}$  と  $\sigma_i^{\text{fit}}$  については  $l=0, 1, 2$  毎の寄与が表として出力される。但し  $\sigma_i^{\text{cal}}$  は入力パラメータから計算された値,  $\sigma_{i,l}^{\text{fit}} = a_l \sigma_{i,l}^{\text{cal}}$  である。
- ⑤ 実験値  $\sigma_i^{\text{exp}}$  と  $\sigma_i^{\text{cal}}$  及び  $\sigma_i^{\text{fit}}$  の相対誤差が出力される。

以上の他に出力option IOUT=1のときは各エネルギー点毎の  $\Gamma_{i,l}$  が出力される。更に以上の出力は平均パラメータ・サーチの各ステップ毎に出力される。

- ⑥ IPLOT=1のときは実験値と計算値の比較が各ステップ毎にプロットされる。

## 3.3 計算例

附録3で示したARCFIT-1の結果の100KeV以下の非分離領域におけるARCFIT-2による計算結果をFig. 4, 5, 6とTable 2に示す。修正断面積に対して各エネルギー群の midpoint が代表点としてえられた。Figure 4には  $^{238}\text{U}$  をフィッティングした結果が示されている。この  $^{238}\text{U}$  の平均パラメータ・サーチにおいてはoptionサーチ(a)と(b)を併用した。Fig. 4の計算値に対する平均パラメータはTable 1に与えられている。又Fig. 5と6は  $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  に対する100KeV以下のフィッティング結果を示す。このパラメータ・サーチにおいてはoption(a)が用いられた。その結果えられた平均共鳴パラメータはTable 1に示されている。附録4にはFig. 4に示されているde Sausserの測定値をフィッティングした例の入力データの形式が示されている。



#### 4. 共鳴列サーチ・コード：ARCFIT-3

非分離共鳴領域において、ドップラー効果や非均質効果をより正確に考慮するためには、中性子減速方程式を超詳細群で厳密に解いて実効断面積を計算しなければならない。このことは分離領域のように個々の共鳴レベルと共鳴パラメータが知られていれば可能である。そのために平均共鳴パラメータとその統計分布関数から、ランダム・サンプリング法によって個々のレベルとパラメータを発生させることが考えられた。附録2に乱数発生法が簡単に示されている。そのとき発生させられた共鳴列はそのエネルギー区間での実験値の代表となるようにえらばれる。JAERI-Fast Set<sup>(2)</sup>作成時に石黒らによって開発されたBABELコード<sup>(10)</sup>はこのような手法に基づいている。しかしARCFIT-1で修正された断面積は各群で少なくとも1%以下の精度で再現されることが望ましい。そのためにはBABELコードを改良しなければならない。BABELコードは実際はBABEL-1に於いて先ず適当なエネルギー区間 $\Delta E$ (例えば500eV)で共鳴列を多数回発生させそれらの平均断面積からの偏差と各列におけるランダム・ナンバーの出発値 $L$ をもとめ、実験値の平均断面積からの変動をにらんで $\Delta E$ 毎に $L$ (断面積のエネルギー依存は小さいとして無視される)を与えて、BABEL-IIコードで共鳴列を各群で連結する方法がとられている。これは乱数発生回数を減らすのに大変効率のよい方法であるが、精度の高い再現性が要求される場合には考えている各エネルギー群巾は $\Delta E$ の整数倍である必要がある。更にBABELにおいては、S-波中性子断面積のみが正確に再現でき、P-波からの寄与はS-波に比べて小さいとして、適当な出発値から発生させられる。これは例えば<sup>238</sup>Uのように10KeV以上になるとP-波の寄与がS-波よりも大きい場合には、特に精度よい再現性は補償されない。ARCFIT-3は、これらの点を改良するために各 $(\ell, J)$ 状態に対して、各群(任意のエネルギー巾)でランダム・ナンバー出発値と出発エネルギーを計算し、入力できるように改良された。又このようにすることによって $\Delta E$ 毎に強制的に各 $(\ell, J)$ の共鳴列の出発エネルギーを重ねることなく共鳴列を連結できる。

ARCFIT-3コードでは微視及び実効断面積計算コードMCROSS-2<sup>(10)</sup>で使用される共鳴レベル間の干渉効果を考慮したパラメータ $(u_\lambda^x, v_\lambda^x)$

$$u_\lambda^x = \frac{\sum_{\lambda' \neq \lambda} \sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} (\sum_{c'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c'} \Gamma_{\lambda' c'}} (\Gamma_\lambda - \Gamma_{\lambda'}) / |Z_\lambda - Z_{\lambda'}|^2}$$

$$v_\lambda^x = \frac{\sum_{\lambda' \neq \lambda} \sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} (\sum_{c'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c'} \Gamma_{\lambda' c'}} (E_\lambda - E_{\lambda'}) / |Z_\lambda - Z_{\lambda'}|^2}$$

$$Z_\lambda = E_\lambda - E - i \frac{\Gamma_\lambda}{2}$$

を計算することができる。

##### 4.1 入力形式

###### ① (1215)

NTYPES 軌道角運動量の数  $\leq 2$  ( $\ell \leq 1$ )

NGRO 考慮すべきエネルギー群数

## ② (12I5)

- NNOPT =10 共鳴エネルギーを出力,  $\approx 10$  出力しない。  
 NOPTF =0 各分裂チャンネル毎に自由度1の $\chi^2$ -分布  
 $\approx 0$  実効的自由度を用いて計算する。  
 NOPT1 =0 レベル間隔 $D_j$ のエネルギー依存を考えない。  
 $\approx 0 D_j(E) = D(0)e^{-E/u_6}$  (E in MeV unit)  
 NOPT2  $\approx 0$  共鳴列に対応する断面積の平均値と偏差を計算する。  
 =0 計算しない。  
 ICFT =0 任意の共鳴列を作成する。共鳴列サーチは行わない。  
 =1 各群で後で入力する捕獲断面積 $\sigma_c$ を再現する共鳴列を作成する。  
 =2 各群で後のcard⑤で入力する $\sigma_f$ と $\alpha (= \sigma_c/\sigma_f)$ の両方を再現する共鳴列  
 を作成する。但し $\alpha=0.0$ のときは $\alpha$ のサーチは行わない。  
 ISTART 計算を始める群番号 (NGRO  $\geq$  ISTART  $\geq$  1)  
 IXOPT =0 1群 (ISTART=1) から共鳴列のサーチを行う。  
 =1 card ⑩, ⑪の出発エネルギー $E_s$ とRANDAN Number  $L_s$ を入力して,  
 $E_s$ の群より共鳴列を作成する。既に各群でサーチされた共鳴列を再現し連  
 結する。  
 =10 ISTARTで指定した群より共鳴列のサーチを行う。card ⑩, ⑪を入力す  
 る。  
 LOPT =0 共鳴列のサーチを行う場合。各群毎に共鳴列をサーチし $E_s$ と $L_s$ が出力される。  
 =1 各群で $E_s$ と $L_s$ を入力し共鳴列を連結する場合。IXOPT=1  
 IROPT =0 分離共鳴パラメータを入力しない。  
 =1 入力する。発生させた共鳴列と連結する。  
 IFOPT =0 かつLOPT=1のとき、共鳴列がF21 ( $\ell=0$ )とF22 ( $\ell=1$ )に出力され  
 る。出力形式は後述。  
 =10 かつLOPT=0のときF31 ( $\ell=0$ ), F32 ( $\ell=1$ )に各群毎に共鳴列を  
 まとめて出力される。出力形式は後述。  
 IPOPT =1  $\ell=0$ に対して( $u_\lambda, v_\lambda$ )マルチ・レベル、パラメータを含んだ共鳴列をF  
 23に作成する。但し、LOPT $\approx 0$ のときのみできる。出力形式は後述。  
 =0 行わない。

## ③ (6I11)

- NSTART 最初にNSTART回 random number が発生させられる。  
 IX random number 出発値で $1 \leq IX \leq 10^9$ なる奇数

## ④ (6E125)

(EN(J), J=1, NGRO+1) エネルギー点 (eV)

D0 ⑥ I=1, ICFT (ICFF=0のとき⑤, ⑥は不要)

## ⑤ (6E125)

(XSE(I, J), J=1, NGRO)  $\sigma_c$  又は  $\sigma_f, \alpha$  (barn)

⑥ (6E12.5)

(EPXS (I, J), J=1, NGRO)  $\Delta\sigma_x$ ,  $\Delta\alpha$  許容誤差 (barn)

⑦ (6E12.5)

QY 非弾性散乱の第1励起レベル (eV)

QZ " 第2 " (eV)

AM 共鳴核の質量 (AMU unit)

R 核半径 ( $\times 10^{13}$  cm)

⑧ (10I5)

MF1 分裂チャンネルに対して考慮した最大の自由度

MP1 非弾性散乱第1励起レベルを通る出口チャンネル数

MQ1 " 第2 " "

D $\bar{O}$  ⑮ I=1, NTYPS

⑨ (E12.5, 3I5)

EMAXX (I) 分離共鳴レベルの最大値 (eV)

NOCHA (I) 複合核の全角運動量 J の可能な数

LWAVE (I) 軌道角運動量  $\ell$  の値 (0, 1)

NOKK (I) 100 を入力する。

D $\bar{O}$  ⑮ J=1, NOCHA (I)

⑩ (3E12.5, I4)

EE (I, J) J 状態の共鳴列の出発値 (eV)

XGJ (I, J) 複合核の全角運動量 J の値

XI (J) 複合核のスピン I の値

NOCH (I, J) 平均共鳴パラメータのエネルギー変化を考慮するためのエネルギー分割数

D $\bar{O}$  ⑮ K=1, NOCH (I, J)

⑪ (6E12.5)

SBA (I, J, K)  $\langle D_{\ell J} \rangle$  (eV)

GAMBA (I, J, K)  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$  (eV)

FBA (I, J, K)  $\langle \Gamma_{f\ell J} \rangle$  (eV)

GNOB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{n\ell J}^0 \rangle$  (eV)<sup>1/2</sup>

GNPB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{in\ell J}^0 \rangle$  (第1励起レベル) (eV)<sup>1/2</sup>

GNQB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{in\ell J}^0 \rangle$  (第2 " ) (eV)<sup>1/2</sup>

⑫ (10I5)

(ISS1 (I, J, K, L), L=1, 3), (ISS2 (I, J, K, L), L=1, 3)

第1と第2の非弾性散乱レベルに対する出口チャンネルの数で L=1, 2, 3 は s, p, d-wave に対応する。

⑬ (E12.5)

ECHAN (I, J, K) 平均パラメータのエネルギー変化を考慮するときの群の下限 (eV)

⑭ (10I5) 分布函数及び自由度の指定で wigner 分布に対しては 0,  $\infty$  の自由度を与え

るときは-1とする。

- NUSPA (I, J, K)  $\langle D_{\ell J} \rangle$  に対するもので通常は 0
- NUGA (I, J, K)  $\langle \Gamma_f \rangle$  " " は -1
- NUFI (I, J, K)  $\langle \Gamma_{f\ell J} \rangle$  に対する  $\chi^2$ -分布の自由度
- NUNOB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{n\ell J}^0 \rangle$  " "
- NUNPB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{in\ell J}^0 \rangle$  " "
- NUNQB (I, J, K)  $\langle \Gamma_{in\ell J}^0 \rangle$  " "

⑮ (6E125) NOPTF=0 の場合で各分裂チャンネル毎の分裂巾を与える。

(FBAA (I, J, K, M), M=1, NUFI (I, J, K))  $\langle \Gamma_{f\ell Jc} \rangle$

次の⑯, ⑰はIXOPT=1 のとき入力する。

D $\bar{O}$  ⑰ N=1, NGRO

⑯ (2I12)

IXGL (N, 1) N 群の  $\ell=0$  に対する random number starter

IXGL (N, 2) "  $\ell=1$  " "

D $\bar{O}$  ⑰ L=1, 2

⑰ (2D25, 18)

(EGLJ (N, L, J), J=1, NOCHA (L)) N 群に対する共鳴列連結のための ( $\ell, J$ ) 毎の出発値 (N 群の最初の共鳴レベル  $E_{\lambda\ell J}$  である。この値は N 群の共鳴列サーチにおいて各群毎に出力され、計算時間切れの場合これらの値を再入力して再計算可能となる)

次の⑱と⑲はIXOPT=10 のとき入力する

⑱ (2I12)

IXGL (ISTART, 1), IXGL (ISTART, 2)

D $\bar{O}$  ⑲ L=1, NTYPES

⑲ (2D25, 18)

(EGLJ (ISTART, L, J), J=1, NOCHA (L))

#### 4.2 出力形式

- ① 入力データが ( $\ell, J$ ) 毎に出力される。
- ② 出発エネルギーと random number starter が出力される。
- ③ 各群での発生させられた共鳴レベルの数が  $\ell$  毎に出力される。
- ④ 各群で J 毎に  $\sigma_{cJ}$ ,  $\sigma_{fJ}$ ,  $\sigma_{nJ}$  及び  $\langle D_J \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{n\ell J}^0 \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{fJ} \rangle$ ,  $S_{\ell J}$  と J 毎のレベル数
- ⑤  $\sigma_c = \sum_J \sigma_{cJ}$ ,  $\sigma_f = \sum_J \sigma_{fJ}$ ,  $\sigma_n = \sum_J \sigma_{nJ}$  と  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$

⑥  $\left| \frac{\sigma_i - \sigma_i^g}{\sigma_i^g} \right|$  :  $\sigma_i$  は入力した実験値又は評価値,  $\sigma_i^g$  は発生させた共鳴列に対する断面積。

この値が  $\epsilon$  より小さくなるまで②~⑥の出力が各群でくりかえされる。満足な共鳴列がサーチできたときは次の群へ移る。

- ⑦ 最後に各群に対してレベル数, 出発エネルギー, 乱数の出発値, 共鳴パラメータの平均量等がまとめて出される。

⑧ 各群での共鳴列は連結されてテープ又はデスクに出力される。

共鳴パラメータの出力形式は次のようになっている。

⑨ IFOPT=0かつLOPT=1のとき全群にわたって連結された共鳴列が、 $\ell=0$  (S-波共鳴) に対しては、logical No. F21に

$$(E_{\lambda}, g_{J\lambda}, \Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda}, \Gamma_{f\lambda}, \Gamma_{in1\lambda}^0, \Gamma_{in2\lambda}^0, (\gamma_{\lambda c}, c=1, MF), \lambda=1, K)$$

ここでKはcard ⑨で入力されるNOKKケづつWRITEされ、最後は残りの  $K < \text{NOKK}$  が出力される。 $\ell=1$  (P-波共鳴) に対しては、logical No. F22に

$$(E_{\lambda}, g_{J\lambda}, \Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda}, \Gamma_{f\lambda}, \Gamma_{in1\lambda}^0, \Gamma_{in2\lambda}^0, \lambda=1, K)$$

NOKKケづつ出力される。

⑩ IFOPT=10かつLOPT=0のときは各群毎にF31とF32に各々 $\ell=0$ と $\ell=1$ の共鳴列が出力される。但しこの場合は各群の最初のRecordに、NO, NOKK, NLASの数が出力されている。 $(\text{NO}-1) * \text{NOKK} + \text{NLAS}$ が共鳴レベルの数を表わす。

⑪ IPOPT=1で $(u_{\lambda}, v_{\lambda})$ パラメータを出力するときは $\ell=1$ は⑨でのべたF22であり、 $\ell=0$ のF21がもう一度readされF23に次のよう出力される。

$$(E_{\lambda}, g_{J\lambda}, \Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda}, \Gamma_{f\lambda}, u_{f\lambda}, v_{f\lambda}, u_{t\lambda}, v_{t\lambda}, \lambda=1, K)$$

但し、スクラッチとしてF15のデスクを使う。

### 4.3 計算例

附録5に $^{238}\text{U}$ のARCFIT-1で評価された各群での捕獲断面積をARCFIT-2で計算された平均共鳴パラメータを用いて、46.5KeV以下において共鳴列を作成した場合を示す。

附録 1. 平均断面積の計算式と平均共鳴パラメータのエネルギー依存

ここではMOLDERコード<sup>(9)</sup>で用いられている式について概述する平均断面積を各反応xに対して次のように定義する。

$$\langle \sigma_x \rangle = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_x(E) dE \quad (1-1)$$

ここでエネルギー巾  $\Delta E$  を、重い核種の非分離領域に対して共鳴レベルが十分に含まれていて、しかも各共鳴レベルエネルギー  $E_{\lambda}$  を  $\Delta E$  の代表値で置きかえてもさほど誤差がない位の  $\Delta E$  の巾と仮定すると(1)式は次のように表わすことができる<sup>(2)</sup>。

$$\langle \sigma_t \rangle = \sigma_p + \sum_{\ell, J} \sigma_J^0 \frac{\langle \Gamma_{nJ} \rangle}{\langle D_J \rangle} \quad (1-2)$$

$$\langle \sigma_x \rangle = \sum_{\ell, J} \sigma_J^0 \left\langle \frac{\Gamma_{nJ} \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle / \langle D_J \rangle \quad (1-3)$$

$$\langle \sigma_n \rangle = \sigma_p + \sum_{\ell, J} \sigma_J^0 \left\langle \frac{\Gamma_{nJ}^2}{\Gamma} \right\rangle / \langle D_J \rangle \quad (1-4)$$

$$\sigma_J^0 = \frac{\pi}{2} \frac{2.6 \times 10^{-8}}{E} \frac{A}{A+1} g_J \quad (1-5)$$

ここで  $\langle \sigma_t \rangle$ ,  $\langle \sigma_n \rangle$  と  $\sigma_p$  はそれぞれエネルギー平均の全断面積, 弾性散乱及びポテンシャル散乱断面積,  $\langle \sigma_x \rangle$  は捕獲, 分裂又は非弾性散乱断面積を表わす。J は全角運動量,  $\ell$  は軌道角運動量そして  $g_J$  はスピン統計因子である。  $\langle D_J \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{nJ} \rangle$ ,  $\langle \Gamma_x \rangle$  はレベル・間隔, 共鳴の中性子巾, 共鳴の捕獲又は分裂巾の平均を表わす。A は核種の質量, E は  $\Delta E$  の代表値を表わす。上の各式で  $\langle \rangle$  は各平均共鳴パラメータに対して仮定された統計分布関数による統計平均を表わす。  $\Gamma_{\lambda n}$ ,  $\Gamma_{\lambda \gamma}$  及び  $\Gamma_{\lambda f}$  等の共鳴巾に関してはPorterとThomas<sup>(14)</sup>により, これらは自由度nの  $\chi^2$ -分布に従うことが知られている。即ち,

$$P_n(X) dX = \frac{n}{2\Gamma(n/2)} \left[ \frac{nX}{2\langle X \rangle} \right]^{\frac{n}{2}-1} \exp\left(-\frac{nX}{2\langle X \rangle}\right) \frac{dX}{\langle X \rangle} \quad (1-6)$$

ここで  $\langle X \rangle$  は変数Xの平均値,  $\Gamma(n/2)$  は通常の  $\Gamma$ -関数, 自由度nは出口チャンネル数に対応する。

吸収巾に対する実験結果はどのレベルに対してもほとんど変化がなく,  $\Gamma_\gamma$  は一定と考えられる。これは副射を供う吸収に関しては出口チャンネルが多いため  $\chi^2$ -分布は  $n \rightarrow \infty$  の分布

$$P_n(X) = \delta(X - \langle X \rangle) \quad (1-7)$$

となる。

分裂巾に対しては通常2か3の自由度が考えられる。しかし分裂チャンネル理論の発展により各J-状態ごとに自由度を定めることも可能になった。散乱巾は通常自由度1の  $\chi^2$ -分布に従うことが知られている。レベル間隔は次のWigner分布関数に従う。

$$P_0(X) dX = \left(\frac{\pi}{2}\right) \exp(-\pi X^2 / 4\langle X \rangle^2) \frac{XdX}{\langle X \rangle^2} \quad (1-8)$$

(1-2), (1-3) と (1-4) の各式における統計平均は次のようにして計算される。各反応巾の捕獲巾に対する比を

$$u = \Gamma_n / \langle \Gamma_f \rangle, \quad v = \Gamma_f / \langle \Gamma_f \rangle, \quad w = \Gamma_{in} / \langle \Gamma_f \rangle \quad (1-9)$$

とおくと(2), (3), (4)の各式は

$$\langle \sigma_i \rangle = \sigma_P + \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle, \quad (1-10)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle \frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle \Gamma_{n, J} \rangle} \left\langle \frac{u}{1+u+v+w} \right\rangle, \quad (1-11)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle \frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle \Gamma_{n, J} \rangle} \left\langle \frac{uv}{1+u+v+w} \right\rangle, \quad (1-12)$$

$$\langle \sigma_{in} \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle \frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle \Gamma_{n, J} \rangle} \left\langle \frac{uw}{1+u+v+w} \right\rangle, \quad (1-13)$$

$$\langle \sigma_n \rangle = \langle \sigma_i \rangle - \sum_x \langle \sigma_x \rangle \quad (1-14)$$

$$\langle \sigma_{\ell, J} \rangle = \frac{\pi}{2} \sigma_{o, J} \langle \Gamma_{n, J} \rangle / \langle D_J \rangle \quad (1-15)$$

と書き表わすことができる。(1-11), (1-12), (1-13)の最後の<>の統計平均は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{u}{1+u+v+w} \right\rangle &= a \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{u P_\nu(u) P_\eta(v) P_\zeta(w)}{1+au+bu+cw} du dv dw \\ &= a \int_0^\infty ds e^{-s} \int_0^\infty du u P_\nu(u) e^{-sau} \int_0^\infty dv P_\eta(v) e^{-sbv} \int_0^\infty dw P_\zeta(w) e^{-scw} \\ &= a \int_0^\infty ds e^{-s} \frac{1}{(1+\frac{2as}{\nu})^{\frac{\nu}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2bs}{\eta})^{\frac{\eta}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2cs}{\zeta})^{\frac{\zeta}{2}+1}} \end{aligned} \quad (1-16)$$

ここで,  $a = \langle u \rangle$ ,  $b = \langle v \rangle$ ,  $c = \langle w \rangle$  であり,  $\nu, \eta, \zeta$  は各々  $\Gamma_n, \Gamma_f, \Gamma_{in}$  に対する自由度を表わす。

同様にして(1-11)と(1-12)式も

$$\left\langle \frac{uv}{1+u+v+w} \right\rangle = ab \int_0^\infty ds e^{-s} \frac{1}{(1+\frac{2as}{\nu})^{\frac{\nu}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2bs}{\eta})^{\frac{\eta}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2cs}{\zeta})^{\frac{\zeta}{2}+1}} \quad (1-17)$$

$$\left\langle \frac{uw}{1+u+v+w} \right\rangle = ac \int_0^\infty ds e^{-s} \frac{1}{(1+\frac{2as}{\nu})^{\frac{\nu}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2bs}{\eta})^{\frac{\eta}{2}+1}} \frac{1}{(1+\frac{2cs}{\zeta})^{\frac{\zeta}{2}+1}} \quad (1-18)$$

と表わされる。従って(1-16), (1-17), (1-18)の積分を  $I_\gamma, I_f, I_{in}$  で表わせれば(1-11), (1-12), (1-13)の各断面積は

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle I_{\gamma, \ell, J} \quad (1-19)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle \langle v_{\ell, J} \rangle I_{f, \ell, J} \quad (1-20)$$

$$\langle \sigma_{in} \rangle = \sum_{\ell, J} \langle \sigma_{\ell, J} \rangle \langle w_{\ell, J} \rangle I_{in, \ell, J} \quad (1-21)$$

と書ける。上記の一重積分は10点のGaussの積分公式を用いて計算される。

次に上の各式において用いられる平均共鳴パラメータのエネルギー依存性について概略する。レベル間隔は $(2J+1)^{-1}$ に比例すると仮定することによって各Jに対するレベル間隔を計算することができる。

$$\langle D_J \rangle = \langle D_0 \rangle / (2J+1) \quad (1-22)$$

ここで $D_0$ は低エネルギーの分離領域で得られるS-波中性子に対する平均のレベル間隔で $J=0$ の状態に対応する。 $J=0$ 状態がない核種の反応に対しては、適当に $J=0$ の値に置きかえた値を考える。

一方非分離共鳴領域の高いエネルギー領域に対してはレベル間隔のエネルギー依存性も考慮されなければならない。レベル間隔のエネルギー依存性はFermiの蒸発模型<sup>(15)</sup>に基づく次式を用いて計算される。

$$\langle D_J(E) \rangle = \langle D_J \rangle \exp(-E/\theta), \quad \theta = 0.6 \text{ MeV} \quad (1-23)$$

上式の $\langle D_J \rangle$ はspin cut-off factor<sup>(16)</sup>  $\sigma$ を用いて次の式を(23)式の右辺にかけることによって補正することもできる。

$$f = \exp(J(J+1)/2\sigma^2) \quad (1-24)$$

平均中性子巾 $\langle \Gamma_{nlJ} \rangle$ は強度関数 $S_\ell$ を用いて次の式で計算される。

$$\langle \Gamma_{nlJ} \rangle = S_\ell \langle D_J \rangle P_\ell(E) \sqrt{E} \quad (1-25)$$

ここで $P_\ell(E)$ は透過率で各 $\ell$ 状態に対して次のように表わされる。

$$P_\ell(E) \begin{cases} = 1 & \ell=0 \\ = \frac{X^2}{1+X^2} & \ell=1 \\ = \frac{X^2}{9+3X^2+X^4} & \ell=2 \end{cases} \quad (1-26)$$

$$X = (kR)^2 \cong 4.8196 \times 10^{-8} E \times R^2 \frac{\text{A}}{\text{A}+1}$$

但し、Rは核半径、kはwave numberである。

強度関数 $S_\ell$ は中性子換算巾 $\langle \Gamma_{nlJ}^0 \rangle$ とレベル間隔の比で与えられるパラメータで、エネルギー及び質量に対して比較的滑らかな関数である。

$$S_\ell = \langle \Gamma_{nlJ}^0 \rangle / \langle D_J \rangle \quad (1-27)$$

従って $S_\ell$ を知ることによって中性子巾を計算できる。しかし強度関数 $S_\ell$ はS-波中性子に対しては可成り信頼の高い精度で測定されているが、 $S_\ell > 1$ に対しては未だ未知のパラメータと考えられる。したがって、測定断面積を最小自乗法フィットするとき、フィッティング・パラメータとして $S_\ell$ を求めることによって全てのチャンネルの中性子巾を計算できるであろう。そのとき非弾性散乱への出口チャンネルに対する巾は次式で計算される。

$$\langle \Gamma_{inlJ} \rangle = \langle \Gamma_{nlJ} \rangle \frac{P_\ell(E_i) \sqrt{E_i}}{P_\ell(E) \sqrt{E}} \exp\left(-\frac{E_i - E}{\theta}\right) \quad (1-28)$$

$E_i$ は励起エネルギーである。



分裂チャンネル巾は Hill-wheeler<sup>(17)</sup> の理論より次式で計算される。

$$\langle \Gamma_{fLJ\alpha} \rangle = \frac{\langle D_J \rangle}{2\pi} P_\alpha^J \quad (1-29)$$

ここで  $P_\alpha^J$  はチャンネル  $\alpha$  に対する透過率で

$$P_\alpha^J = \frac{1}{1 + \exp(2\pi(E_\alpha - E)/\hbar\omega)} \quad (1-30)$$

で表わされる。 $\hbar\omega$  は複合核の分裂方向への固有振動エネルギー、 $E_\alpha$  はサドル点における分裂<sup>(18)</sup>の励起エネルギー単位である。これらの励起レベルに関しては核種ごとに評価検討され、Lynn<sup>(16)</sup>によって表にされている。

$\gamma$ -ray 副射に対する出口チャンネルは無限に多いので各 ( $L, J$ ) に関して一定の値を用いる。 $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  のエネルギー依存は、level density  $\rho(U)$  を用いて次のように表わされる。<sup>(15), (16)</sup>

$$\langle \Gamma_\gamma(E) \rangle = \langle \Gamma_\gamma \rangle \left\{ \int_0^U \frac{\rho(U-\epsilon)\epsilon^3}{\rho(U)} d\epsilon / \int_0^{U_0} \frac{\rho(U_0-\epsilon)\epsilon^3}{\rho(U_0)} d\epsilon \right\} \quad (1-31)$$

$$\rho(U) = 1/D_J(U)$$

従って  $D_J(U)$  として (1-23) 式を考えると、

$$\langle \Gamma_\gamma(E) \rangle = \langle \Gamma_\gamma \rangle \psi(U_0+E)/\psi(U_0) \quad (1-32)$$

$$\psi(U_0) = 6 - e^{-Y} (Y^3 + 3Y^2 + 6Y + 6) \quad (1-33)$$

$$Y = U_0/0.6 \text{ (in MeV unit)} \quad (1-34)$$

ここで  $U_0$  は Binding energy である。

## 附録 2. ランダム・サンプリング法

ここでは BABEL で使われているランダム・サンプリング法を概述する。式 (1-6) の自由度  $n$  の  $\chi^2$ -分布は、正規分布

$$P(X) dX = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-X^2/2) dX \quad (2-1)$$

に従う  $n$  個の標本の自乗和の統計量であることは周知である。今、 $\epsilon_1, \epsilon_2$  を 0 と 1 の間の一様分布の独立標本とすると、

$$X_1 = (-2 \ln \epsilon_1)^{1/2} \sin 2\pi \epsilon_2 \quad (2-2)$$

$$X_2 = (-2 \ln \epsilon_1)^{1/2} \cos 2\pi \epsilon_2 \quad (2-3)$$

で定義された  $X_1$  と  $X_2$  は正規分布に従うことがわかる。即ち上式の函数行列式 (Jacobian) は

$$\frac{\partial(\epsilon_1, \epsilon_2)}{\partial(X_1, X_2)} = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{X_1^2 + X_2^2}{2}\right) \quad (2-4)$$

故に

$$d\epsilon_1 d\epsilon_2 = P(X_1) dX_1 \cdot P(X_2) dX_2 \quad (2-5)$$

で、 $\epsilon_1$  と  $\epsilon_2$  が一様分布をすれば統計量 ( $X_1, X_2$ ) は正規分布に従うことがわかる。

一方 (1-8) 式の Wigner 分布は、自由度  $n=2$  の  $\chi^2$ -分布

$$P_2(X) + dX = e^{-X} dX \quad (2-6)$$

に対する変数変換

$$y = 2\sqrt{X/\pi} \quad (2-7)$$

から

$$P_2(X) dX = \frac{\pi}{2} y \exp(-\pi y^2/4) dy \quad (2-8)$$

となって、 $y$  は Wigner 分布に従うことがわかる。

以上の方法によって共鳴レベルと共鳴パラメータを順次高エネルギー側から発生させることができる。分裂核種に対しては各レベル毎の換算中性子巾及び核分裂巾の他に Vogt<sup>08</sup> マルチ・レベル・パラメータ

$$\eta_{\lambda c} = \sqrt{\Gamma_{\lambda c}} / (\Gamma_{\lambda f})^{1/2}, \quad \Gamma_{\lambda f} = \sum_c \Gamma_{\lambda c} \quad (2-9)$$

を発生させることができる。

#### 謝 辞

ARCFIT-2 と -3 コードの作成において MOLDER と BABEL コードを心良く提供していただいた原子炉工学部核設計研究室の石黒幸雄氏と桂木学氏に感謝の意を表します。又 JAERI -Fass Set に対する感度係数の計算値を提供していただいた長谷川明氏に感謝の意を表します。

## References

- (1) KATSURAGI, S., TONE, T and HASEGAWA, A. : JAERI-1195 (1970).
- (2) KATSURAGI, S., ISHIGURO, Y., TAKANO, H and NAKAGAWA, M. :  
JAERI-1199 (1970).
- (3) TAKANO, H., HASEGAWA, A and KATSURAGI, S. : JAERI-M 4215  
(1971).
- (4) ROWLANDS, J.L., MACDOUGALL, J.D. : BNES Conf., P1.16 (1969).
- (5) MITANI, H., KUROI, H. : J. Nucl. Sci. Technol., 9[7], 383, 9[11], 642  
(1972).
- (6) SALVATORES, M. : Nucl. Sci. Eng., 50, 345 (1973).
- (7) TAKANO, H., HASEGAWA, A., KATSURAGI, S. : Proc. AESJ 1973  
Topical Meeting on Fast Reactor Physics, A9 (1973).
- (8) TAKANO, H., HASEGAWA, A., KATSURAGI, S. : JAERI-M 5955 P4  
(1975).
- (9) 桂木学, 石黒幸雄 : 統計領域における平均断面積計算コード, MOLDER, private  
communication.
- (10) 石黒幸雄, 桂木学 : 非分離共鳴領域の共鳴レベルとパラメータ発生用コード, BABEL,  
private communication.
- (11) DAVEY, W.G., et al. : CSEWG Newsletter 18, (1969).
- (12) BAKER, A. R. : ANL-7320, P120 (1966).
- (13) HASEGAWA, A., KATSURAGI, S. : JAERI-M 5536 (1974).
- (14) PORTER, C. E., THOMAS, R. G. : Phys. Rev. 104, 483 (1956).
- (15) BLATT, J. M., WEISSKOPF, V. F. : "Theoretical Nuclear Physics"  
Jhon Wiley and Sons. New York (1960).
- (16) LYNN, J. E. : "The Theory of Neutron Resonance Reactions"  
Clarenton Press, Oxford (1968).
- (17) HILL, D. L., WHEELER, J. A. : Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
- (18) VOGT, E. : Phys. Rev., 118, 29 (1960).
- (19) TAKANO, H. : JAERI-M 4721 (1972).
- (20) DAVEY, W. G. : Nucl. Sci. Eng. : 32, 35 (1968).
- (21) PFLETSHINGER, E., et al. : Nucl. Sci. Eng. : 40, 375 (1970).
- (22) KONSHIN, INDC (ccp)-26 (1972).

Table 1. Standard deviation for differential cross sections  $^{235}\sigma_f$ ,  $^{238}\sigma_c$  and  $^{239}\sigma_f$

Group Energy	Standard Deviation (%)		
	$^{235}\sigma_f$	$^{238}\sigma_c$	$^{239}\sigma_f$
10.5 - 8.3 MeV	6.0		2.0
8.3 - 6.5 "	6.0		2.0
6.5 - 5.1 "	9.0	8.0	4.0
5.1 - 4.0 "	8.0	8.0	4.0
4.0 - 3.1 "	5.5	10.0	7.8
3.1 - 2.5 "	5.5	10.0	7.8
2.5 - 1.9 "	4.0	7.0	5.8
1.9 - 1.4 "	4.0	5.0	5.8
1.4 - 1.1 "	4.0	17.9	3.75
1.1 - 0.8 "	4.0	17.0	3.75
0.8 - 0.63 "	4.0	17.0	4.0
0.63- 0.5 "	4.0	17.0	4.0
0.5 - 0.4 "	4.0	17.0	4.0
0.4 - 0.31 "	4.0	11.0	5.68
0.31- 0.25 "	4.0	11.0	5.68
0.25- 0.20 "	4.0	11.0	5.68
0.20- 0.15 "	4.0	13.0	5.5
0.15- 0.12 "	4.0	13.0	5.5
0.12- 0.1 "	4.0	13.0	5.5
100 - 77.3 keV	6.0	15.0	9.1
77.3 - 59.8 "	6.1	15.0	9.1
59.8 - 46.5 "	6.1	15.0	9.1
46.5 - 36.0 "	8.0	16.0	12.0
36.0 - 27.8 "	10.3	16.0	16.0
27.8 - 21.5 "	10.3	16.0	16.0
21.5 - 16.6 "	11.1	16.0	25.0
16.6 - 12.9 "	11.1	16.0	25.0
12.9 - 10.0 "	11.1	16.0	25.0
10.0 - 7.73 :	13.0	16.0	30.0
7.73- 5.98 "	13.0	16.0	30.0
5.98- 4.65 "	13.0	16.0	30.0
4.65- 3.60 "	13.0	17.0	30.0

Table 2. Average resonance parameters searched by using the code ARCFIT-2, R is the atomic radius

	$D_0$ (meV)	$\langle \Gamma_r \rangle_{\text{mev}}$	$S_0 (\times 10^{-4})$	$S_1 (\times 10^{-4})$	$R (\times 10^{-13} \text{cm})$
$^{238}\text{Pu}$	41.6	23.0	0.928	1.4	8.8
$^{235}\text{Pu}$	8.0	47.9	1.05	2.48	8.3
$^{239}\text{Pu}$	8.8	41.6	0.95	3.04	8.28

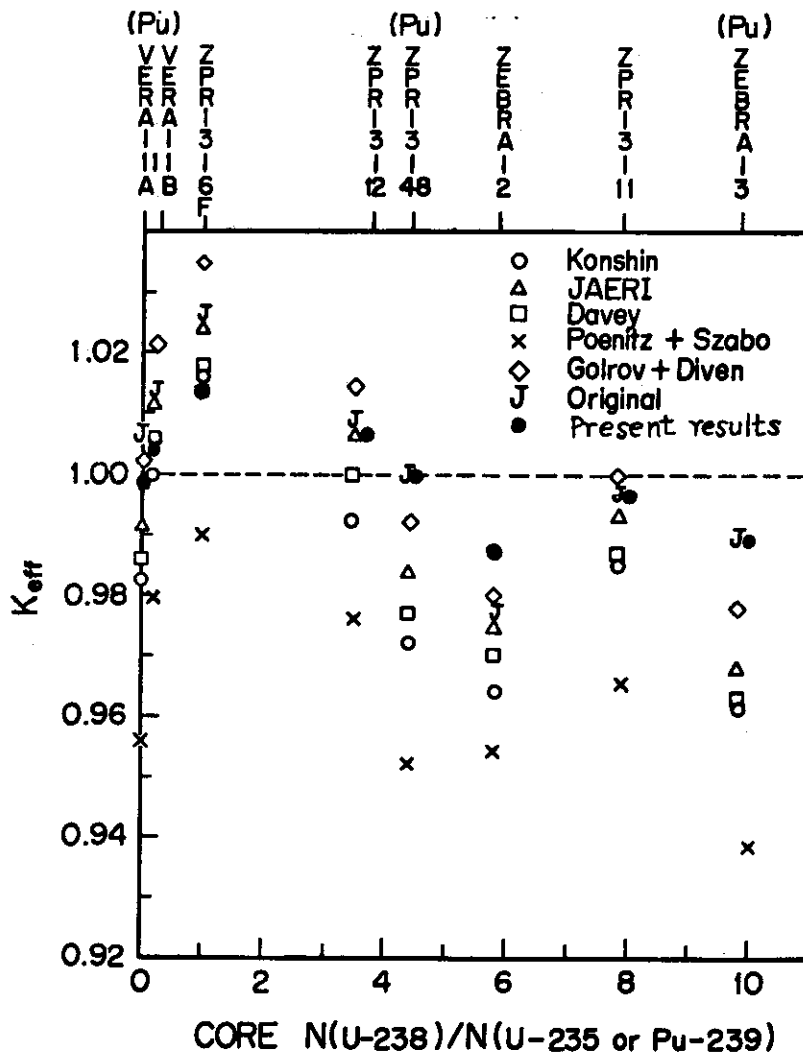


Fig. 1 Comparison of multiplication factors calculated by changing reference cross section  $^{235}\text{Pu} \sigma_f$

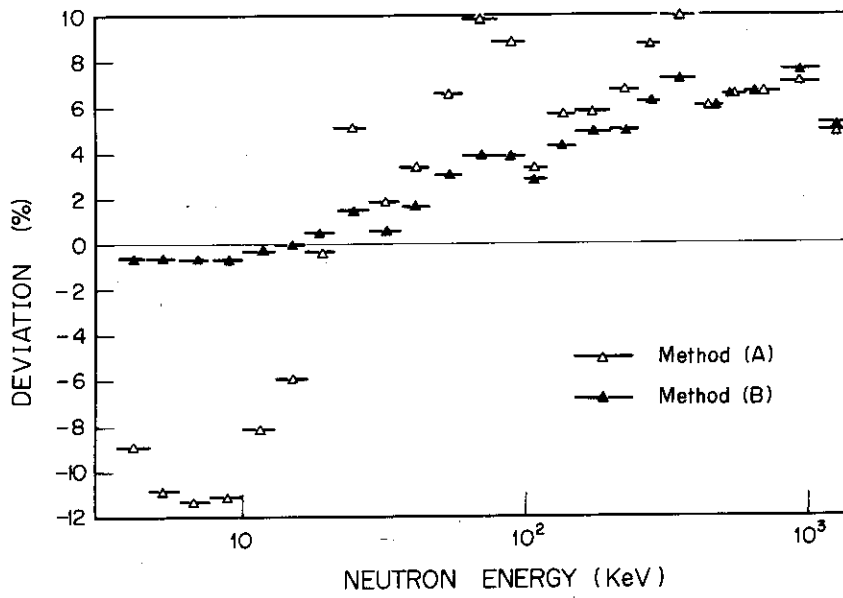


Fig. 2 Deviation of the ratios  $^{239}\sigma_f / ^{235}\sigma_f$  calculated by using Eq.(7) or Eq.(11) from the experimental values

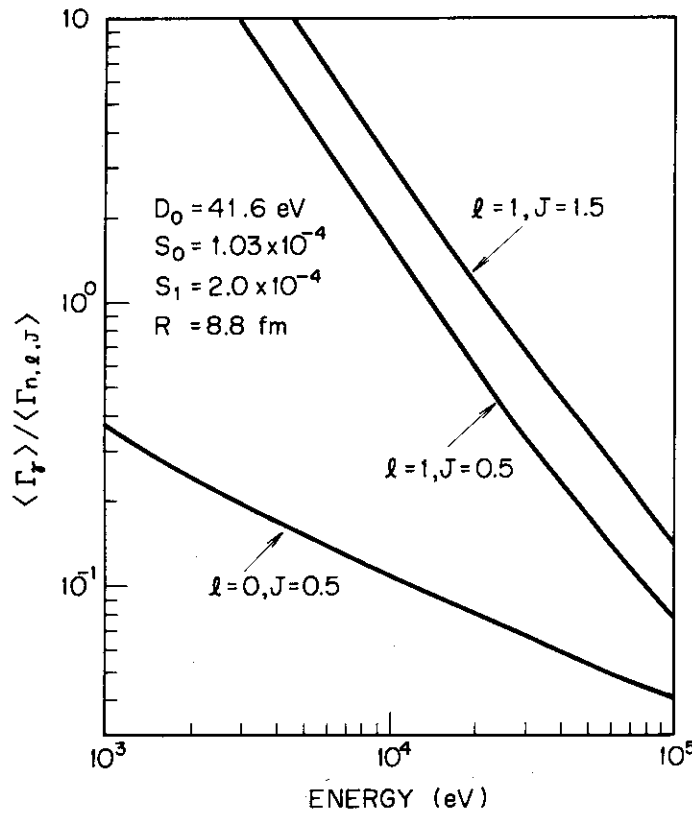


Fig. 3 Energy variation in the ratio of  $\langle \Gamma_r \rangle$  to  $\langle \Gamma_{n,l,j} \rangle$  for  $^{238}\text{U}$  resonance parameter

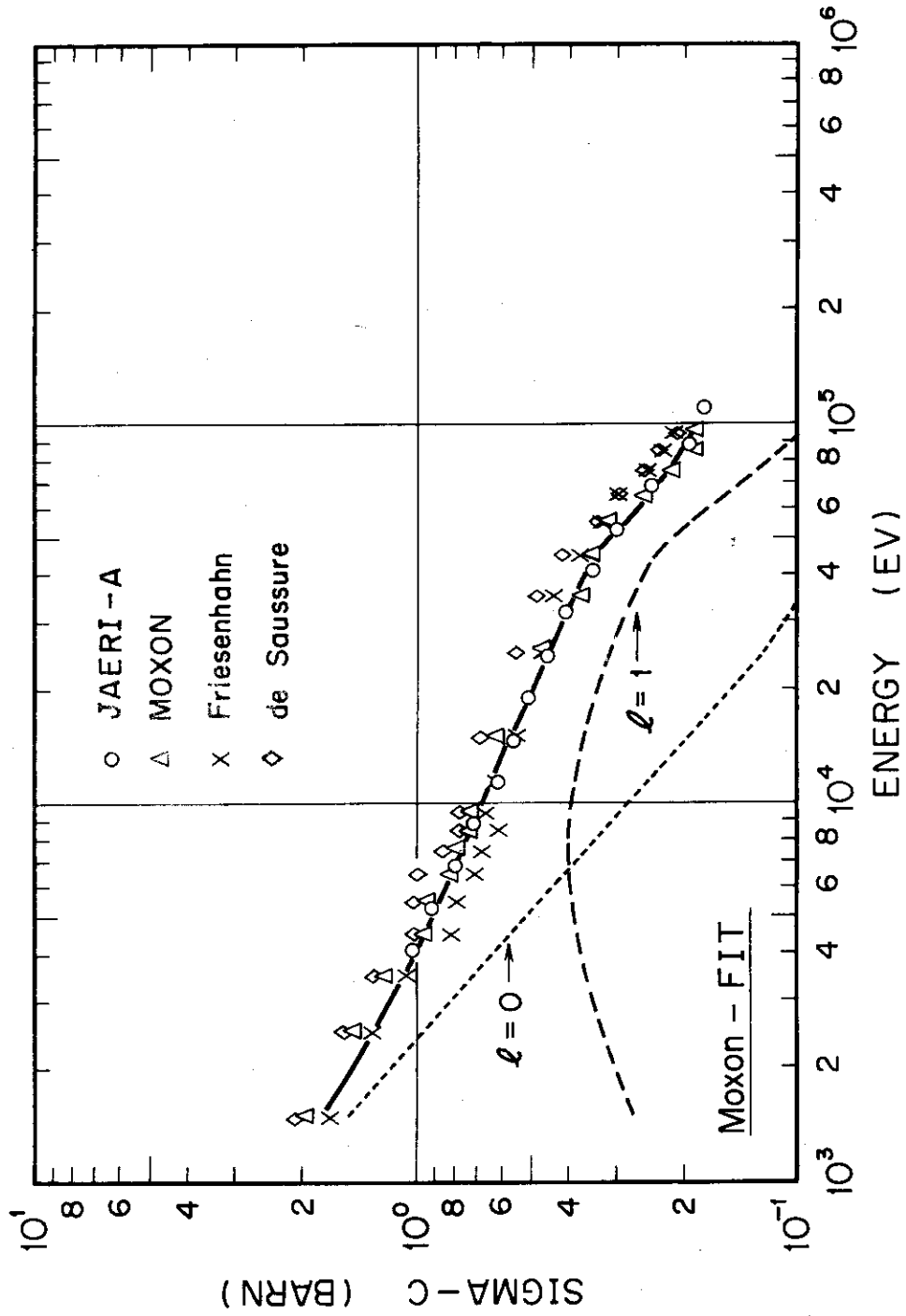


Fig. 4 Fitting curve of capture cross section of  $^{238}\text{U}$

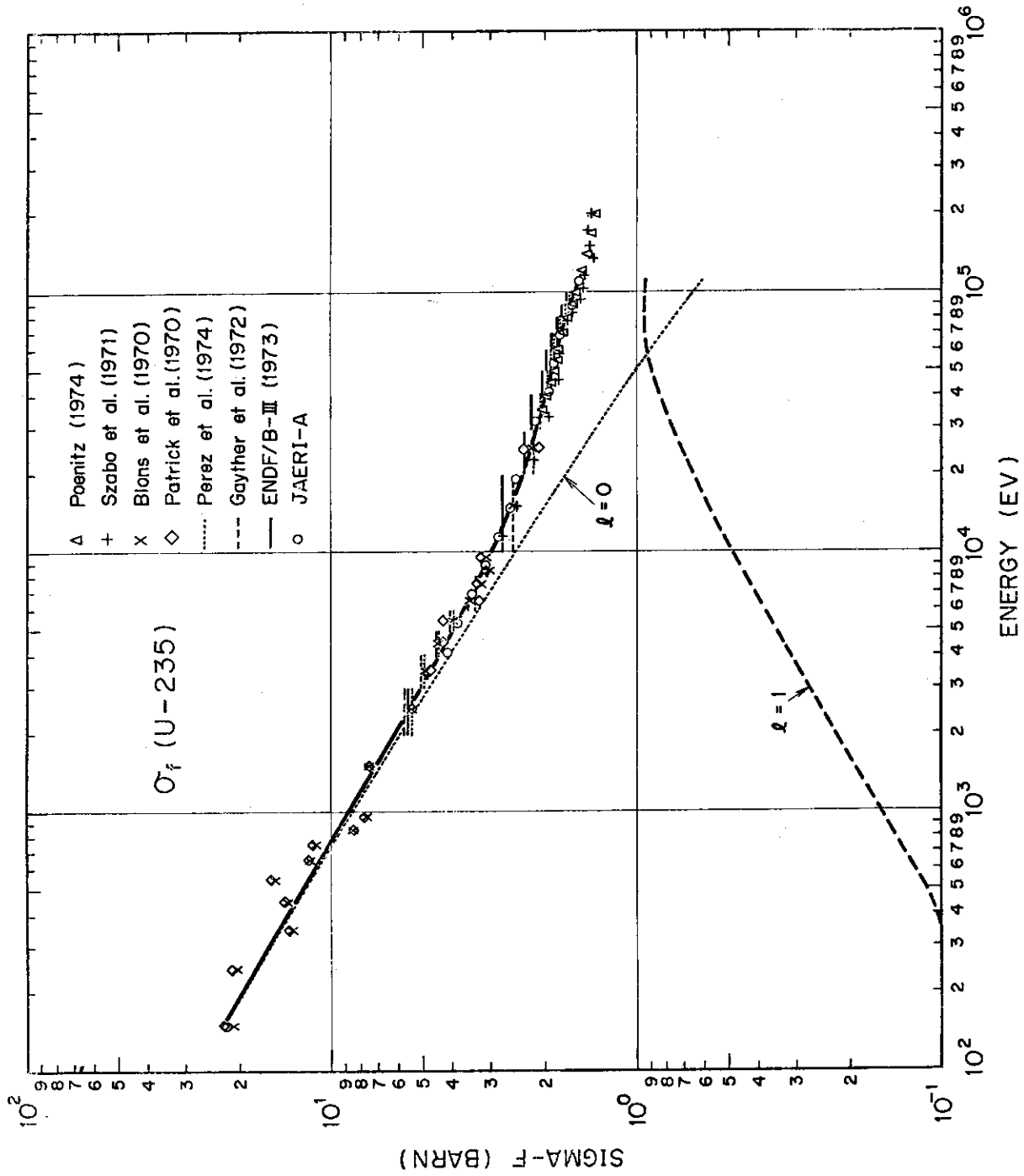


Fig. 5 Fitting curve of fission cross section of  $^{235}\text{U}$



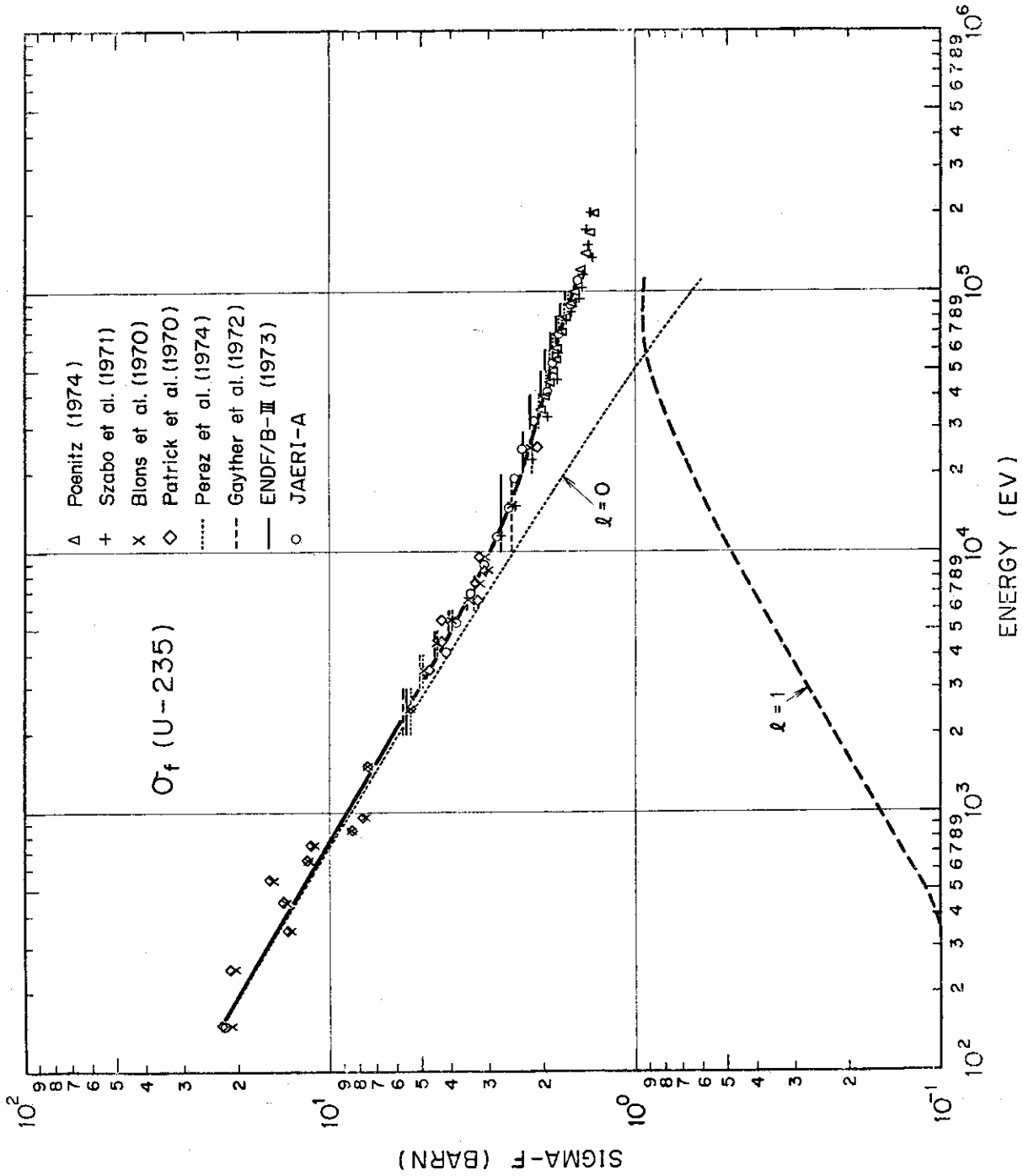


Fig. 6 Fitting curve of fission cross section of  $^{239}\text{Pu}$



全力子-9

KOMSHIN + JA	REF.K	COR.K	DELTA-K	REAC.DELTA-K***	235-238-239	
1	1.007000	0.982537	-0.024463	-0.000704	0.006309	-0.030067
2	1.000000	0.971766	-0.028234	-0.000486	0.015404	-0.043152
3	0.989700	0.961393	-0.028307	-0.001444	0.007323	-0.034187
4	1.013000	0.999905	-0.013095	-0.020641	0.007546	0.0
5	1.026000	1.016775	-0.009225	-0.014008	0.004784	0.0
6	0.997000	0.984618	-0.012382	-0.021319	0.008938	0.0
7	1.009000	0.994190	-0.014810	-0.028423	0.013613	0.0
8	0.977000	0.964442	-0.012558	-0.035141	0.022583	0.0
1	1	-0.10000E+01	0.22986E+02	0.0	0.10970E+01	0.12318E+02
1	1	0.16489E+00	0.19733E+02	0.22986E+02	0.10077E+01	0.99973E+01
1	1	0.17702E-01	0.19389E+02	0.19733E+02	0.52718E+00	0.12252E+02
1	1	-0.75682E-01	0.20977E+02	0.19389E+02	0.28004E+00	0.15367E+02
1	1	-0.10750E+00	0.23503E+02	0.20977E+02	0.15552E+00	0.18820E+02
1	1	-0.11108E+00	0.26441E+02	0.23503E+02	0.94392E-01	0.22342E+02
1	1	-0.10423E+00	0.29517E+02	0.26441E+02	0.65396E-01	0.25808E+02
1	1	-0.94600E-01	0.32601E+02	0.29517E+02	0.52243E-01	0.29168E+02
1	1	-0.85126E-01	0.35635E+02	0.32601E+02	0.46603E-01	0.32408E+02
1	1	-0.76740E-01	0.38596E+02	0.35635E+02	0.44308E-01	0.35534E+02
1	1	-0.69600E-01	0.41484E+02	0.38596E+02	0.43346E-01	0.38557E+02
1	1	-0.63595E-01	0.44301E+02	0.41484E+02	0.42788E-01	0.41492E+02
1	1	-0.58540E-01	0.47056E+02	0.44301E+02	0.42248E-01	0.44351E+02
1	1	-0.54252E-01	0.49755E+02	0.47056E+02	0.41589E-01	0.47144E+02
1	1	-0.50577E-01	0.52406E+02	0.49755E+02	0.40789E-01	0.49881E+02
1	1	-0.47390E-01	0.55013E+02	0.52406E+02	0.39871E-01	0.52567E+02









.....1.....\*.....2.....\*.....3.....\*.....4.....\*.....5.....\*.....6.....\*.....7.....\*.....8

0.212	0.227	0.250	0.296	0.327	0.374	FRIESEN
0.436	0.476	0.550	0.667	0.608	0.6844	FRIESEN
0.708	0.792	0.816	1.06	1.33	1.70	FRIESEN
95000.0	85000.0	75000.0	65000.0	55000.0	45000.0	
35000.0	25000.0	15000.0	9500.0	8500.0	7500.0	
6500.0	5500.0	4500.0	3500.0	2500.0	1500.0	
0.208	0.234	0.257	0.296	0.341	0.421	DE S1422
0.488	0.551	0.666	0.764	0.772	0.8621	DE SAUSS
1.0	1.02	1.02	1.31	1.56	2.1221	DE SLUSS
180.0	120.0	5.0	5.0			
ENERGY (EV)						
SIGMA-C (BARN)						
DE SAUSSER (U-238)						
ENERGY (EV)						
SIGMA-C (BARN)						
DE SAUSSER (U-238)						
ENERGY (EV)						
SIGMA-C (BARN)						
DE SAUSSER (U-238)						
ENERGY (EV)						
SIGMA-C (BARN)						
JAERI						
ENERGY (EV)						
SIGMA-C (BARN)						





FIXED PARAMETERS  
FIXED PARAMETERS

\*\*\* 0.23000E-01 0.23000E-01 0.0  
\*\*\* 0.41600E+02 0.41600E+02 0.0

SUMMARY OF RESULTS

ENERGY	SIGTF	SIGTG	SIGTN	ALPHA	SIGIN
95000.0	0.2247	0.2247	12.5483	1.0000	0.5164
65000.0	0.2397	0.2397	12.6061	1.0000	0.4438
75000.0	0.2599	0.2599	12.6757	1.0000	0.3590
65000.0	0.2889	0.2889	12.7618	1.0000	0.2571
55000.0	0.3332	0.3332	12.8668	1.0000	0.1324
45000.0	0.4058	0.4058	12.9795	1.0000	0.0
35000.0	0.4524	0.4524	13.0302	1.0000	0.0
25000.0	0.5276	0.5276	13.1541	1.0000	0.0
15000.0	0.6634	0.6634	13.5022	1.0000	0.0
9500.0	0.8018	0.8018	14.0202	1.0000	0.0
8500.0	0.8394	0.8394	14.1805	1.0000	0.0
7500.0	0.8815	0.8815	14.3779	1.0000	0.0
6500.0	0.9337	0.9337	14.6265	1.0000	0.0
5500.0	1.0001	1.0001	14.9485	1.0000	0.0
4500.0	1.0898	1.0898	15.3821	1.0000	0.0
3500.0	1.2234	1.2234	15.9994	1.0000	0.0
2500.0	1.4542	1.4542	16.9605	1.0000	0.0
1500.0	1.9753	1.9753	18.7316	1.0000	0.0
					20.7058

ESTIMATED FITTING PARAMETERS A

L=0                      L=1                      L=2  
 0.1104610E+01            0.997325E+00            0.100560E+01

ENERGY	EFP. XS	CAL. XS	FIT. XS	CAL.(L=0)	FIT.(L=0)	CAL.(L=1)	FIT.(L=1)	CAL.(L=2)	FIT.(L=2)
0.95000E+05	0.120800E+00	0.22467E+00	0.22672E+00	0.43177E-01	0.45168E-01	0.11499E+00	0.11468E+00	0.66498E-01	0.66870E-01
0.85000E+05	0.23400E+00	0.23968E+00	0.24181E+00	0.4749E-01	0.49679E-01	0.13032E+00	0.12998E+00	0.61668E-01	0.62215E-01
0.75000E+05	0.25700E+00	0.25988E+00	0.26223E+00	0.5288E-01	0.55280E-01	0.15086E+00	0.15045E+00	0.56181E-01	0.56496E-01
0.65000E+05	0.29600E+00	0.28386E+00	0.29141E+00	0.59707E-01	0.62460E-01	0.17965E+00	0.17917E+00	0.49503E-01	0.49780E-01
0.55000E+05	0.34100E+00	0.33321E+00	0.33603E+00	0.68337E-01	0.72063E-01	0.22213E+00	0.22159E+00	0.42142E-01	0.42378E-01
0.45000E+05	0.42100E+00	0.40377E+00	0.40904E+00	0.81902E-01	0.85677E-01	0.27988E+00	0.27913E+00	0.43981E-01	0.44227E-01
0.35000E+05	0.48800E+00	0.45239E+00	0.45641E+00	0.10199E+00	0.10669E+00	0.31858E+00	0.31773E+00	0.31820E-01	0.31998E-01
0.25000E+05	0.55100E+00	0.52764E+00	0.53098E+00	0.13728E+00	0.14361E+00	0.37032E+00	0.36935E+00	0.20041E-01	0.20194E-01
0.15000E+05	0.68800E+00	0.66334E+00	0.67224E+00	0.21641E+00	0.22639E+00	0.43736E+00	0.43619E+00	0.96028E-02	0.96566E-02
0.95000E+04	0.76400E+00	0.80182E+00	0.83554E+00	0.32542E+00	0.34042E+00	0.47120E+00	0.47024E+00	0.48980E-02	0.49254E-02
0.85000E+04	0.77200E+00	0.83841E+00	0.83372E+00	0.35935E+00	0.37592E+00	0.47890E+00	0.47363E+00	0.41529E-02	0.41762E-02
0.75000E+04	0.86210E+00	0.88146E+00	0.89872E+00	0.40174E+00	0.42026E+00	0.47627E+00	0.47500E+00	0.34480E-02	0.34674E-02
0.65000E+04	0.10000E+01	0.93375E+00	0.93351E+00	0.45626E+00	0.47729E+00	0.47468E+00	0.47341E+00	0.27866E-02	0.28022E-02
0.55000E+04	0.10200E+01	0.10001E+01	0.10237E+01	0.52915E+00	0.55355E+00	0.46873E+00	0.46748E+00	0.21723E-02	0.21845E-02
0.45000E+04	0.10200E+01	0.10395E+01	0.11177E+01	0.63193E+00	0.66104E+00	0.45627E+00	0.45505E+00	0.16101E-02	0.16191E-02
0.35000E+04	0.13100E+01	0.12234E+01	0.12584E+01	0.78843E+00	0.82479E+00	0.43382E+00	0.43265E+00	0.11090E-02	0.11122E-02
0.25000E+04	0.15600E+01	0.14349E+01	0.15020E+01	0.10587E+01	0.11070E+01	0.39537E+00	0.39432E+00	0.66857E-03	0.67231E-03
0.15000E+04	0.21221E+01	0.19753E+01	0.20502E+01	0.16458E+01	0.17217E+01	0.32915E+00	0.32827E+00	0.31113E-03	0.31287E-03

RELATIVE ERROR PERCENT

ENERGY	CAL. XS	FIT. XS	EXP. ERROR
0.95000E+05	0.80126E-01	0.90007E-01	0.98154E-01
0.85000E+05	0.24282E-01	0.33629E-01	0.83470E-01
0.75000E+05	0.11208E-01	0.20341E-01	0.77821E-01
0.65000E+05	-0.24122E-01	-0.1510E-01	0.67568E-01
0.55000E+05	-0.22647E-01	-0.14585E-01	0.58651E-01
0.45000E+05	-0.36187E-01	-0.28412E-01	0.47506E-01
0.35000E+05	-0.42392E-01	-0.32501E-01	0.40984E-01
0.25000E+05	-0.35790E-01	-0.22911E-01	0.3605E-01
0.15000E+05	0.49498E-01	0.67519E-01	0.52356E-01
0.95000E+04	0.86018E-01	0.10586E+00	0.51810E-01
0.85000E+04	0.22453E-01	0.42480E-01	0.46394E-01
0.75000E+04	-0.66273E-01	-0.46494E-01	0.50000E-01
0.65000E+04	-0.19547E-01	0.31517E-02	0.49020E-01
0.55000E+04	0.6840E-01	0.95813E-01	0.58824E-01
0.45000E+04	-0.66132E-01	-0.39267E-01	0.53435E-01
0.35000E+04	-0.6779E-01	-0.37200E-01	0.51282E-01
0.25000E+04	-0.69199E-01	-0.33860E-01	0.42411E-01
FIXED PARAMETERS	***	0.23000E-01	0.23000E-01
FIXED PARAMETERS	***	0.41600E+02	0.41600E+02

ESTIMATED NEW AVERAGE RESONANCE PARAMETERS (ITERATION NO. \*\*\* 2 )  
 SCALD= 0.41800E+02 GA=AC= 0.23000E-01 STR.L= 0.10E-61E-03 0.19947E-03 0.17095E-03

SUMMARY OF RESULTS

ENERGY	SIGTF	SIGTG	SIGTN	ALPHA	SIGIN
95000.0	0.2251	0.2251	12.6036	1.0000	0.5156
85000.0	0.2401	0.2401	12.6651	1.0000	0.4430
75000.0	0.2603	0.2603	12.7390	1.0000	0.3283
65000.0	0.2893	0.2893	12.8303	1.0000	0.2266
55000.0	0.3337	0.3337	12.9440	1.0000	0.1321
45000.0	0.4063	0.4063	13.0633	1.0000	0.0
35000.0	0.4529	0.4529	13.1265	1.0000	0.0
25000.0	0.5283	0.5283	13.2695	1.0000	0.0
15000.0	0.6645	0.6645	13.6529	1.0000	0.0
9500.0	0.8038	0.8038	14.2104	1.0000	0.0
8500.0	0.8407	0.8407	14.3816	1.0000	0.0
7500.0	0.8842	0.8842	14.5920	1.0000	0.0
6500.0	0.9371	0.9371	14.8564	1.0000	0.0
5500.0	1.0042	1.0042	15.1982	1.0000	0.0
4500.0	1.0952	1.0952	15.6577	1.0000	0.0
3500.0	1.2307	1.2307	16.3111	1.0000	0.0
2500.0	1.4653	1.4653	17.3274	1.0000	0.0
1500.0	1.8952	1.8952	19.2003	1.0000	0.0

ITERATION 2 0.30438E+01  
 PARAMETER CONVERGE\*\*\*\*\*EPS= 0.05000



.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8

1528756003 1552267939  
 0.59742353039062235D 04  
 0.597100606476925853D 04 0.596203794992197864D 04  
 491209603 1113878211  
 0.464603155268554042D 04  
 0.46388139276275825D 04 0.463012969038242894D 04  
 191  
 0.39539E 04 0.10000E 01 0.10900E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.39390E 04 0.10000E 01 0.13000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.39134E 04 0.10000E 01 0.90000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.39013E 04 0.10000E 01 0.27000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.38721E 04 0.10000E 01 0.17000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.38564E 04 0.10000E 01 0.49500E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.38303E 04 0.10000E 01 0.11000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.37808E 04 0.10000E 01 0.35000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.37636E 04 0.10000E 01 0.72000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.37372E 04 0.10000E 01 0.19500E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.37155E 04 0.10000E 01 0.80000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.36920E 04 0.10000E 01 0.32000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.36718E 04 0.10000E 01 0.79000E-02 0.23000E-01 0.0  
 0.36283E 04 0.10000E 01 0.42000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.36218E 04 0.10000E 01 0.20000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.35933E 04 0.10000E 01 0.40000E-01 0.23000E-01 0.0  
 0.35727E 04 0.10000E 01 0.33000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.35605E 04 0.10000E 01 0.22000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.35264E 04 0.10000E 01 0.50000E-02 0.23000E-01 0.0  
 0.34933E 04 0.10000E 01 0.94000E-02 0.23000E-01 0.0  
 0.34843E 04 0.10000E 01 0.10500E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.34563E 04 0.10000E 01 0.50000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.34353E 04 0.10000E 01 0.35000E 00 0.23000E-01 0.0  
 0.34177E 04 0.10000E 01 0.41000E-02 0.23000E-01 0.0

↓  
s-wave resonance  
parameters

.....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7.....8

0.66700E 01 0.10000E 01 0.13000E-02 0.23600E-01 0.0

-18.0 1.0 0.004794 0.025

U2380 0

109

↓ P-wave resonance parameter

0.12890E 04	0.10000E 01	0.57353E-01	0.23000E-01	0.0
0.12850E 04	0.10000E 01	0.76708E-01	0.23000E-01	0.0
0.12750E 04	0.10000E 01	0.23192E 00	0.23000E-01	0.0
0.12630E 04	0.10000E 01	0.58528E-01	0.23000E-01	0.0
0.12600E 04	0.10000E 01	0.39111E-01	0.23000E-01	0.0
0.12510E 04	0.10000E 01	0.17726E 00	0.23000E-01	0.0
0.12330E 04	0.10000E 01	0.11989E 00	0.23000E-01	0.0
0.12300E 04	0.10000E 01	0.10015E 00	0.23000E-01	0.0
0.12200E 04	0.10000E 01	0.12116E 00	0.23000E-01	0.0
0.12010E 04	0.10000E 01	0.92301E-01	0.23000E-01	0.0
0.11850E 04	0.10000E 01	0.41574E-01	0.23000E-01	0.0
0.11590E 04	0.10000E 01	0.17001E 00	0.23000E-01	0.0
0.11550E 04	0.10000E 01	0.17059E 00	0.23000E-01	0.0
0.11500E 04	0.10000E 01	0.49248E-01	0.23000E-01	0.0
0.11190E 04	0.10000E 01	0.15405E 00	0.23000E-01	0.0
0.11030E 04	0.10000E 01	0.42417E 00	0.23000E-01	0.0
0.10940E 04	0.10000E 01	0.29260E 00	0.23000E-01	0.0
0.10810E 04	0.10000E 01	0.2277E 00	0.23000E-01	0.0
0.10740E 04	0.10000E 01	0.16047E 00	0.23000E-01	0.0
0.10710E 04	0.10000E 01	0.45978E-01	0.23000E-01	0.0
0.10680E 04	0.10000E 01	0.23053E 00	0.23000E-01	0.0
0.10620E 04	0.10000E 01	0.20865E 00	0.23000E-01	0.0
0.10470E 04	0.10000E 01	0.11757E 00	0.23000E-01	0.0
0.10310E 04	0.10000E 01	0.19101E 00	0.23000E-01	0.0
0.10040E 04	0.10000E 01	0.51484E-01	0.23000E-01	0.0
0.98560E 03	0.10000E 01	0.74916E-01	0.23000E-01	0.0
0.97680E 03	0.10000E 01	0.20157E 00	0.23000E-01	0.0
0.96490E 03	0.10000E 01	0.12753E 00	0.23000E-01	0.0
0.96230E 03	0.10000E 01	0.51149E-01	0.23000E-01	0.0
0.94010E 03	0.10000E 01	0.13088E 00	0.23000E-01	0.0
0.93230E 03	0.10000E 01	0.52788E-01	0.23000E-01	0.0
0.90950E 03	0.10000E 01	0.32464E 00	0.23000E-01	0.0
0.89060E 03	0.10000E 01	0.20166E 00	0.23000E-01	0.0
0.87160E 03	0.10000E 01	0.28225E-01	0.23000E-01	0.0
0.86000E 03	0.10000E 01	0.42907E-01	0.23000E-01	0.0
0.84690E 03	0.10000E 01	0.23236E 00	0.23000E-01	0.0
0.83240E 03	0.10000E 01	0.47280E-01	0.23000E-01	0.0
0.82880E 03	0.10000E 01	0.89033E-01	0.23000E-01	0.0
0.80420E 03	0.10000E 01	0.12173E 00	0.23000E-01	0.0
0.78740E 03	0.10000E 01	0.11688E 00	0.23000E-01	0.0
0.75600E 03	0.10000E 01	0.14637E 00	0.23000E-01	0.0
0.74320E 03	0.10000E 01	0.99253E-01	0.23000E-01	0.0
0.73980E 03	0.10000E 01	0.33236E-01	0.23000E-01	0.0
0.73480E 03	0.10000E 01	0.50192E-01	0.23000E-01	0.0
0.72940E 03	0.10000E 01	0.33706E 00	0.23000E-01	0.0
0.71390E 03	0.10000E 01	0.86095E-01	0.23000E-01	0.0
0.71250E 03	0.10000E 01	0.20703E 00	0.23000E-01	0.0
0.69750E 03	0.10000E 01	0.84589E-01	0.23000E-01	0.0
0.68820E 03	0.10000E 01	0.32148E-01	0.23000E-01	0.0
0.68110E 03	0.10000E 01	0.21655E-01	0.23000E-01	0.0

出力形式

NTYPES 2 NGRO 10

OPTION LIST NOPT1 NOPT2 NOPT3  
 NNOPT 0 NOPT4 1 NOPT5 1 NOPT6 1  
 RANDOM NUMBER STARTER IX = 1306742163

ENERGY BOUNDARIS

	IXOPT	LOPT	IROPT	IFOPT	IPOPT
0.46500E+05	0.21500E+05	0	0	0	0
0.12900E+05	0.59800E+04	0	0	0	0
0.10000E+04					

CROSS SECTIONS

	ICFT	ISTART	IROPT	IFOPT	IPOPT
0.34750E+00	0.27800E+05	1	0	0	0
0.61910E+00	0.77300E+04	1	0	0	0

NUMBER OF WAVE TYPES  
 1 2  
 RANDOM NUMBER STARTER  
 1ST EXCITED STATE (E.V.) 0.45000E+05  
 2ND EXCITED STATE (E.V.) 0.10000E+07  
 ATOMIC MASS NUMBER (A.M.U.) 0.23800E+03  
 ATOMIC RADIUS (FERMIS) 0.88000E+01  
 MAX. NO. OF FISSION CHANNELS 0  
 MAX. NO. OF 1ST INELASTIC CHANNELS 1  
 MAX. NO. OF 2ND INELASTIC CHANNELS 0





STARTING ENERGY FOR RESOLVED LEVELS = 0.12891E+04  
 NUMBER OF J-STATES = 2  
 NEUTRON SPIN = 1  
 RECORD LENGTH = 100  
 STARTING ENERGY = 0.50000E+05  
 NUMBER OF GROUPS = 1  
 SPIN OF COMPOUND NUCLEUS = 0.50000E+00  
 SPIN OF NUCLEUS = 0.0

MEAN WIDTHS  
 LEVEL SPACING 0.20800E+02  
 RADIATIVE CAPTURE WIDTH 0.23000E-01  
 FISSION WIDTH 0.0  
 REDUCED NEUTRON WIDTH 0.29120E-02  
 1ST INELASTIC REDUCED NEUTRON WIDTH 0.29120E-02  
 2ND INELASTIC REDUCED NEUTRON WIDTH 0.0  
 LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP 0.10000E+04

NUMBER OF OPEN EXIT CHANNELS

1ST EXCITED STATE		2ND EXCITED STATE		LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP	
S-WAVE NEUTRONS	P-WAVE NEUTRONS	S-WAVE NEUTRONS	P-WAVE NEUTRONS	D-WAVE NEUTRONS	0.10000E+04
0	1	0	0	0	0.10000E+04

NUMBER OF DEGREES OF FREEDOM

-1=INFINITY 0=WIENER IN LEVEL SPACING

LEVEL SPACING	RADIATIVE CAPTURE	FISSION	REDUCED NEUTRON WIDTH	1ST INELASTIC LEVEL	2ND INELASTIC LEVEL	LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP
0	-1	1	1	1	1	0.10000E+04

GAMF-1 GAMF-2 FAMF-3 GAMF-4 GAMF-5

0.0

STRENGTH FUNCTION USED

GROUP ( 1 ) = 0.1400E-03  
 = 0.50000E+05  
 = 1  
 = 0.15000E+01  
 = 0.0

STARTING ENERGY  
 NUMBER OF GROUPS  
 SPIN OF COMPOUND NUCLEUS  
 SPIN OF NUCLEUS

		MEAN WIDTHS				
LEVEL SPACING	RADIATIVE CAPTURE WIDTH	FISSION WIDTH	REDUCED NEUTRON WIDTH	1ST INELASTIC REDUCED NEUTRON WIDTH	2ND INELASTIC REDUCED NEUTRON WIDTH	LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP
0.10400E+02	0.23000E-01	0.0	0.14560E-02	0.14560E-02	0.0	0.10000E+04

NUMBER OF OPEN EXIT CHANNELS

		1ST EXCITED STATE		2ND EXCITED STATE		
S-WAVE NEUTRONS	P-WAVE NEUTRONS	D-WAVE NEUTRONS	S-WAVE NEUTRONS	P-WAVE NEUTRONS	D-WAVE NEUTRONS	LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP
0	2	0	0	0	0	0.10000E+04

NUMBER OF DEGREES OF FREEDOM

-1=INFINITY +0=WIGNER IN LEVEL SPACING

LEVEL SPACING	RADIATIVE CAPTURE	FISSION	REDUCED NEUTRON WIDTH	1ST INELASTIC LEVEL	2ND INELASTIC LEVEL	LOWER ENERGY (E.V.) OF GROUP
0	-1	1	1	1	1	0.10000E+04

GAMF-1 GAMF-2 FAMF-3 GAMF-4 GAMF-5

0.0

STRENGTH FUNCTION USED

GROUP ( 1 ) = 0.1400E-03







GROUP NO.	L	J	SIGMA-C	SIGMA-F	SIGMA-N	D-BAR	GAMMA-NO.	GAMMA-FF	STR.F
1	0	0.50	0.08642	0.0	1.59847	19.77401	0.00164	0.0	0.82866E-04
	1	0.50	0.06476	0.0	0.32395	19.51673	0.00282	0.0	0.14426E-03
	1	1.50	0.19486	0.0	0.53977	9.83146	0.00134	0.0	0.13640E-03
	TOTAL		0.34604	0.0	12.19484				
2	0	0.50	0.11721	0.0	2.14588	19.33962	0.00190	0.0	0.98030E-04
	1	0.50	0.07419	0.0	0.29400	19.11422	0.00290	0.0	0.15182E-03
	1	1.50	0.21885	0.0	0.43999	9.96355	0.00135	0.0	0.13504E-03
	TOTAL		0.41026	0.0	12.61252				
3	0	0.50	0.13478	0.0	2.21158	20.58824	0.00184	0.0	0.89238E-04
	1	0.50	0.08148	0.0	0.22567	19.68750	0.00275	0.0	0.13945E-03
	1	1.50	0.24070	0.0	0.35790	9.89011	0.00135	0.0	0.13640E-03
	TOTAL		0.45695	0.0	12.52781				
4	0	0.50	0.17706	0.0	2.34124	19.67871	0.00165	0.0	0.83829E-04
	1	0.50	0.09664	0.0	0.19213	20.00000	0.00286	0.0	0.14308E-03
	1	1.50	0.24603	0.0	0.26415	10.14493	0.00132	0.0	0.12992E-03
	TOTAL		0.51273	0.0	12.53018				
5	0	0.50	0.19943	0.0	2.68752	21.51163	0.00183	0.0	0.85004E-04
	1	0.50	0.09997	0.0	0.13870	20.32967	0.00297	0.0	0.14620E-03
	1	1.50	0.25944	0.0	0.22006	9.68586	0.00132	0.0	0.13640E-03
	TOTAL		0.55885	0.0	12.79895				
6	0	0.50	0.24823	0.0	3.16166	21.16788	0.00187	0.0	0.88443E-04
	1	0.50	0.11068	0.0	0.10992	20.56738	0.00289	0.0	0.14029E-03
	1	1.50	0.25867	0.0	0.16002	10.39427	0.00138	0.0	0.13303E-03
	TOTAL		0.61559	0.0	13.16425				
7	0	0.50	0.31622	0.0	3.21098	21.21495	0.00171	0.0	0.80616E-04
	1	0.50	0.11726	0.0	0.08724	18.60856	0.00274	0.0	0.14720E-03
	1	1.50	0.27201	0.0	0.14231	10.65728	0.00139	0.0	0.14944E-03
	TOTAL		0.70549	0.0	13.17319				
8	0	0.50	0.39287	0.0	3.37899	20.58824	0.00154	0.0	0.74704E-04
	1	0.50	0.11963	0.0	0.07075	18.22917	0.00280	0.0	0.13358E-03
	1	1.50	0.28524	0.0	0.08735	10.23392	0.00154	0.0	0.13083E-03
	TOTAL		0.79774	0.0	13.26975				
9	0	0.50	0.52689	0.0	3.82249	19.55882	0.00151	0.0	0.77165E-04
	1	0.50	0.12751	0.0	0.05840	19.27536	0.00330	0.0	0.17120E-03
	1	1.50	0.27038	0.0	0.06105	9.63768	0.00146	0.0	0.15145E-03
	TOTAL		0.92478	0.0	13.67460				
10	0	0.50	1.05879	0.0	7.62294	20.65714	0.00224	0.0	0.10726E-03
	1	0.50	0.07644	0.0	0.01140	21.09827	0.00242	0.0	0.11448E-03
	1	1.50	0.20422	0.0	0.02170	10.25281	0.00147	0.0	0.14300E-03
	TOTAL		1.33945	0.0	17.38871				
POTENTIAL SCATTERING									
					9.73266				
					20.18634		0.00179	0.0	
					19.65443		0.00282	0.0	
					10.00000		0.00137	0.0	

\*\*\*\*\* AVERAGE \*\*\*\*\*