

JAERI-M

6 2 4 8

STAT:エネルギー平均共鳴断面積の
統計解析コード

1975年9月

菊池康之

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.

STAT : エネルギー平均共鳴断面積の統計解析コード

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

菊池 康之

(1975年9月4日受理)

共鳴領域におけるエネルギー平均断面積の統計的性質を調べるコードSTATを開発した。
本コードにおいては、共鳴レベルのエネルギーと共鳴パラメータを乱数により発生させ、エネルギー平均断面積を計算し、これを多数回繰り返して、期待値、分散、最大値、最小値を求めている。平均エネルギー区間が狭く、レベル数の変動を無視できないような場合には、本コードは特に有用である。

S T A T

A Code for Analysis of Statistical Properties
of Averaged Resonance Cross Sections

Yasuyuki KIKUCHI

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received September 4, 1975)

The code STAT has been developed for studying the statistical properties of energy-averaged cross sections in the resonance region. The resonance energies and parameters are generated by a random number method, and the expectations and the variances of the averaged cross sections are calculated from a number of histories. This code is especially powerful in cases where the cross sections are averaged over a narrow energy range and therefore the fluctuation in the number of levels is not negligible.

目 次

第I章 序 論	1
第II章 エネルギー平均断面積の統計的性質	1
II・1 一般論	1
II・2 平均断面積の期待値と分散	2
II・3 共鳴パラメータの統計的性質	3
第III章 エネルギー平均断面積の計算	4
III・1 共鳴断面積	4
III・2 断面積のエネルギー平均	6
第IV章 乱数の発生	7
IV・1 共鳴レベルの発生順序	7
IV・2 χ^2 -分布	8
IV・3 Wigner 分布	8
第V章 入力形式	8
V・1 カード入力	8
V・2 ジョブ制御	9
V・3 コードの制限	10
第VI章 出 力	10
参考文献	11
付録 計算例	12
A・1 入力例	12
A・2 A・1に対応する出力	12
A・3 A・1においてNWT=-1とした場合の、履歴毎の出力の一部	15

I. 序 論

共鳴領域において、あるエネルギー区間で平均された断面積は、そのエネルギー区間内にある共鳴レベル数や各レベルの共鳴パラメータの統計的変動により、複雑な統計性を持つ事が知られている。このエネルギー平均断面積の統計性を知る事は、種々の研究上必要である。例えば、断面積の中間構造（中性子チャンネルのdoor-way stateや、核分裂チャンネルにおけるdouble-humped potentialの影響）を調べる為には、統計的変動の限界を知らねばならない。一方、核データ評価において、高エネルギー領域の統計モデルによる計算値と、共鳴断面積を連結させる場合も、その点における不連続性が統計的に妥当かどうかの検定が必要である。

エネルギー平均断面積の統計量（期待値、分散etc.）は、平均エネルギー区間が十分広く、多数のレベルを含む場合には、解析的に計算できる。しかし、平均エネルギー区間が狭い場合には、含まれるレベル数の変動を無視できなくなり、解析的取り扱いが困難となる。そこで、レベルエネルギー及び共鳴パラメータを乱数から発生させて、断面積を計算し、これを多数回繰り返して、期待値、分散、標準偏差を計算するコードSTATを作成した。このレポートは、そのマニュアルである。

STATの当初の使用目的は、以上に述べた統計解析であるが、乱数によるレベル発生機能を、他の目的に使用する事は可能である。例えば、非分離領域の自己遮蔽効果を計算する為には、ある平均断面積を再現する共鳴レベルのセットを探す場合にも適用できる。その為、各履歴毎の出発点の乱数を制御できるようになっている。

なお、このレポート中で、単に平均断面積と述べた場合は、エネルギー平均された断面積（averaged cross section）であり、統計変動に対する平均値（mean value）ではない事を注意しておく。

II. エネルギー平均断面積の統計的性質

II・1 一般論

あるエネルギー区間で平均された断面積の統計性を検討する。この平均断面積は、このエネルギー区間外の共鳴の寄与も含み、次式で表わされる。

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{E_H - E_L} \sum_i \int_{E_L}^{E_H} \sigma_i(E) dE \quad (2.1)$$

ここで、 $\sigma_i(E)$ は*i*番目の共鳴による寄与で、*i*の和は全ての共鳴に渡る。 $\bar{\sigma}$ はエネルギー平均値である。しかし、共鳴の寄与は、そのピーク付近が大部分であるので、着目しているエネルギー区間内の共鳴の全エネルギー領域への寄与の和で近似する事が多い。すなわち

$$\sigma = \sum_i' \frac{1}{(E_H - E_L)} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE \quad (2.2)$$

ここで、*i*の和は着目しているエネルギー区間内の共鳴に限定される。

(2.2)式における $\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE$ は、共鳴パラメータの統計性に基いて変動する。したがって、エネルギー区間内の共鳴レベルの数を*N*とした時、(2.2)式の統計性は、 $\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE$ を個体とする母

I. 序 論

共鳴領域において、あるエネルギー区間で平均された断面積は、そのエネルギー区間内にある共鳴レベル数や各レベルの共鳴パラメータの統計的変動により、複雑な統計性を持つ事が知られている。このエネルギー平均断面積の統計性を知る事は、種々の研究上必要である。例えば、断面積の中間構造（中性子チャンネルのdoor-way stateや、核分裂チャンネルにおけるdouble-humped potentialの影響）を調べる為には、統計的変動の限界を知らねばならない。一方、核データ評価において、高エネルギー領域の統計モデルによる計算値と、共鳴断面積を連結させる場合も、その点における不連続性が統計的に妥当かどうかの検定が必要である。

エネルギー平均断面積の統計量（期待値、分散etc.）は、平均エネルギー区間が十分広く、多数のレベルを含む場合には、解析的に計算できる。しかし、平均エネルギー区間が狭い場合には、含まれるレベル数の変動を無視できなくなり、解析的取り扱いが困難となる。そこで、レベルエネルギー及び共鳴パラメータを乱数から発生させて、断面積を計算し、これを多数回繰り返して、期待値、分散、標準偏差を計算するコードSTATを作成した。このレポートは、そのマニュアルである。

STATの当初の使用目的は、以上に述べた統計解析であるが、乱数によるレベル発生機能を、他の目的に使用する事は可能である。例えば、非分離領域の自己遮蔽効果を計算する為には、ある平均断面積を再現する共鳴レベルのセットを探す場合にも適用できる。その為、各履歴毎の出発点の乱数を制御できるようになっている。

なお、このレポート中で、単に平均断面積と述べた場合は、エネルギー平均された断面積（averaged cross section）であり、統計変動に対する平均値（mean value）ではない事を注意しておく。

II. エネルギー平均断面積の統計的性質

II・1 一般論

あるエネルギー区間で平均された断面積の統計性を検討する。この平均断面積は、このエネルギー区間外の共鳴の寄与も含み、次式で表わされる。

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{E_H - E_L} \sum_i \int_{E_L}^{E_H} \sigma_i(E) dE \quad (2.1)$$

ここで、 $\sigma_i(E)$ はi番目の共鳴による寄与で、iの和は全ての共鳴に渡る。 $\bar{\sigma}$ はエネルギー平均値である。しかし、共鳴の寄与は、そのピーク付近が大部分であるので、着目しているエネルギー区間内の共鳴の全エネルギー領域への寄与の和で近似する事が多い。すなわち

$$\sigma = \sum_i' \frac{1}{(E_H - E_L)} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE \quad (2.2)$$

ここで、iの和は着目しているエネルギー区間内の共鳴に限定される。

(2.2)式における $\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE$ は、共鳴パラメータの統計性に基いて変動する。したがって、エネルギー区間内の共鳴レベルの数をNとした時、(2.2)式の統計性は、 $\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i(E) dE$ を個体とする母

集団より、N個の標本を抽出した場合の標本平均値と同等である。もしNが十分に大きければ、中心極限定理により、 $\bar{\sigma}$ は正規分布をなす。

しかし、(2.2)式においては、N(エネルギー区間内のレベル数)も統計的に変動する量であり、 $\bar{\sigma}$ の変動はさらに複雑になる。これは平均するエネルギー区間が狭くなり、Nが小さくなると特に顕著になる。その様な場合には、 $\bar{\sigma}$ の分散や標準偏差の意味も変化するので注意を要する。(例えば、標準偏差が66%の信頼幅と言えなくなる。)しかし、II・3節で後述する様に、共鳴レベルの間隔は比較的一定であり、エネルギー区間が広くなれば、Nの変動は無視できるようになり、 $\bar{\sigma}$ の分布も正規分布に近くなる。

II・2 平均断面積の期待値と分散

II・1節において、エネルギー平均された断面積の統計性について述べたが、この節では、その期待値及び分散の具体的な記述をする。今、エネルギー幅 ΔE 内の、J状態のレベル数を N_J とすると、平均断面積の期待値は次式で与えられる。^{*}

$$\begin{aligned} \langle \bar{\sigma}_x \rangle &\equiv \frac{2\pi^2 \lambda^2}{\Delta E} \sum_J g_J \left\langle \sum_i^{N_J} \left(\frac{\Gamma_{ni} \Gamma_{xi}}{\Gamma_i} \right) \right\rangle_J \\ &= \frac{2\pi^2 \lambda^2}{\Delta E} \sum_J g_J \langle N_J \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_J \rangle \\ &= \frac{2\pi^2 \lambda^2}{\Delta E} \sum_J g_J \langle N_J \rangle \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_J \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は統計平均による期待値を表わす。一方、この平均断面積の分散は¹⁾

$$\begin{aligned} \text{Var}(\bar{\sigma}_x) &\equiv \sum_J \left(\frac{2\pi^2 \lambda^2 g_J}{\Delta E} \right)^2 \left[\left\langle \left\{ \sum_i^{N_J} \left(\frac{\Gamma_{ni} \Gamma_{xi}}{\Gamma_i} \right) \right\}^2 \right\rangle \right. \\ &\quad \left. - \left\langle \sum_i \left(\frac{\Gamma_{ni} \Gamma_{xi}}{\Gamma_i} \right) \right\rangle^2 \right] \\ &= \sum_J \left(\frac{2\pi^2 \lambda^2 g_J}{\Delta E} \right)^2 \left[\langle N_J \rangle \text{Var} \left(\frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right)_J + \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_J^2 \text{Var}(N_J) \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

ただし、

$$\text{Var} \left(\frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right) \equiv \left\langle \frac{\Gamma_n^2 \Gamma_x^2}{\Gamma^2} \right\rangle - \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle^2$$

* 弾性散乱に対しては、ポテンシャル散乱との干渉の為、複雑になるが、議論の本質は同じである。

$$\text{Var} (N_J) \equiv \langle N_J^2 \rangle - \langle N_J \rangle^2 \quad (2.5)$$

一般に N_J が十分大きい時には、 $\langle N_J \rangle / \Delta E$ を $1 / \bar{D}_J$ で表示し (\bar{D} は平均レベル間隔)、その分散は考えない場合が多い。その場合には、(2.4) 式は、

$$\text{Var} (\bar{\sigma}_x) = \sum_J \frac{(2\pi^2 \kappa^2 g_J)^2}{\Delta E D_J} \text{Var} (\frac{\Gamma_n \Gamma_x}{\Gamma}) \quad (2.6)$$

と近似され、この式は解析的に計算可能である。

しかし、平均するエネルギー幅が小さくなると、 N_J の変動が無視できなくなる。その場合に (2.4) 式を解析的に求める事は困難となる。そこで、このコードにおいては、乱数を用いてレベルを発生させ、これを多数回繰り返して、その履歴から分散を計算している。

II・1 で述べたように、平均するエネルギー幅が、平均レベル間隔と同程度又は以下になった場合、 $\bar{\sigma}_x$ の分布は正規分布でなくなり、したがって、分散や標準偏差の意味も変化するので注意を要する。しかし、この様な場合でも、分布のヒストグラムや、最小値、最大値等を知る事は有益である。そこで、STAT においては、期待値や分散のみでなく、各履歴毎の値、最大値、最小値等も出力するようになっている。

II・3 共鳴パラメータの統計的性質

共鳴レベル間隔の統計的性質は、

$$P_W(D) dD = \frac{\pi D}{2 \bar{D}^2} \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{D^2}{\bar{D}^2}\right) dD \quad (2.7)$$

の分布則に従う事が知られている。²⁾ これは Wigner により核のハミルトニアン²⁾ の統計的性質より導かれ、実験との一致も良好である。

一方、中性子幅は Porter-Thomas³⁾ の研究により、その出口チャンネルの数を自由度とする χ^2 -分布をする事が知られている。すなわち、 ν を出口チャンネル数として

$$P_\nu(\Gamma_n) d\Gamma_n = \frac{\nu}{\Gamma(\nu/2)} \left[\frac{\nu \Gamma_n}{2 \Gamma_n} \right]^{\nu/2 - 1} \exp\left(-\frac{\nu \Gamma_n}{2 \Gamma_n}\right) \frac{d\Gamma_n}{\Gamma_n} \quad (2.8)$$

に従う。

核分裂幅も、核分裂の出口チャンネル数 (通常 1~3) を自由度とする χ^2 -分布に従う。核分裂の出口チャンネル数は、チャンネル理論により計算されている。^{4,5)}

放射幅は、出口チャンネルが多数ある為、変動は小さい。実験値の詳細な解析によると、自由度 30~50 程度の χ^2 -分布をしていると言われているが、実際的には、自由度無限大の χ^2 -分布、すなわち変動なしとして差支えない。

Ⅲ. エネルギー-平均断面積の計算

Ⅲ・1 共鳴断面積

共鳴領域の断面積は、衝突マトリックスから計算される。(n, x) 反応の衝突マトリックスは、複合核の J 状態に対して、次式で与えられる：

$$U_{n,x}^{J,\ell} = e^{-2i\phi_\ell} \left[\delta_{n,x} + i \sum_{\lambda^J} \frac{\Gamma_{\lambda_n}^{1/2} \Gamma_{\lambda_x}^{1/2}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda} \right] \quad (3.1)$$

ここで、J は複合核の spin・パリティ、 ℓ は入射中性子の軌道角運動量、 ϕ_ℓ は ℓ 中性子に対する phase shift、 λ^J は J 状態の共鳴を表わす。

核分裂及び捕獲反応に対しては、 $\Gamma_{\lambda_n}^{1/2}$ 、 $\Gamma_{\lambda_x}^{1/2}$ の random phase を仮定して、次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \sigma_{n,x} &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell,J} g_J |U_{n,x}^J|^2 \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell,J} g_J \sum_{\lambda^J} \frac{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda_x}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

但し、k は中性子の波数、 g_J は $\frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)}$ で表わされる因子で、

S, I は、中性子及び標的核の spin である。

一方、弾性散乱断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma_{nn}(E) &= \frac{\pi}{k^2} \sum g_J |1 - U_{nn}^J|^2 \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} \left\{ 4(2\ell+1) \sin^2 \phi_\ell \right. \\ &\quad \left. + \sum g_J \left[(F_1^J)^2 + \frac{1}{4} (F_2^J)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2 \sin 2\phi_\ell \cdot F_1^J - (1 - \cos 2\phi_\ell) F_2^J \right] \right\} \quad (3.3) \end{aligned}$$

ここで、

$$F_1^J = \sum_{\lambda^J} \frac{\Gamma_{\lambda_n} (E - E_\lambda)}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} \quad (3.4)$$

$$F_2^J = \sum_{\lambda^J} \frac{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_\lambda}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2}$$

今考えている、低エネルギー領域においては、

$$\phi_0 = kR \ll 1$$

$$\phi_\ell \doteq 0 \quad \ell = 1, 2, \dots$$

が成立するので、(3.3)式は以下で近似できる。

$$\begin{aligned} \sigma_{nn}(E) = & 4\pi R^2 + \frac{4\pi R}{k} \sum_{J(\ell=0)} g_J \sum_{\lambda} \frac{(E-E_\lambda) \Gamma_{\lambda n}}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} \\ & + \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} g_J \left[\sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}^2}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} \right. \\ & \left. + \sum_{\lambda \neq \mu} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\mu n} \{ (E-E_\lambda)(E-E_\mu) + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda \Gamma_\mu \}}{\{ (E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2 \} \{ (E_\mu - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\mu^2 \}} \right] \quad (3.5) \end{aligned}$$

ここで、第1項はポテンシャル散乱、第2項は共鳴散乱とポテンシャル散乱の干渉、括弧内第1項は共鳴散乱、第2項は共鳴レベル間の干渉を表わす。括弧内第2項のレベル間の干渉を無視するなら、通常用いられている“単準位 Breit-Wigner 公式の和”の形となる。

しかし、単準位 Breit-Wigner 公式の和を用いると、しばしば弾性散乱断面積が負になる事が指摘されている。この不合理を防ぐ為には、レベル間の干渉を考慮しなくてはならない。この際に、P波以上 ($\ell \geq 1$) においては Γ は十分小さいので、この干渉は無視して差支えないと思われる。結局、今回は以下の計算式を使用した。

$$\begin{aligned} \sigma_{nn}(E) = & 4\pi R^2 + \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}^2}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} \\ & + \sum_{J(\ell=0)} g_J \left[\frac{4\pi R}{k} \cdot \sum_{\lambda} \frac{(E-E_\lambda) \Gamma_{\lambda n}}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} \right. \\ & \left. + \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu \neq \lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\mu n} \{ (E-E_\lambda)(E-E_\mu) + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda \Gamma_\mu \}}{\{ (E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2 \} \{ (E_\mu - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\mu^2 \}} \right] \quad (3.6) \end{aligned}$$

(3.6) 式の括弧内第2項のレベル間の干渉項は、部分分数分解により、他の項と同等な式になる。すなわち、

$$\begin{aligned} & \frac{(E-E_\lambda)(E-E_\mu) + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda \Gamma_\mu}{\{ (E_\lambda - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2 \} \{ (E_\mu - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\mu^2 \}} \\ & = A_{\lambda\mu} \left\{ \frac{\frac{1}{4} \Gamma_\lambda (\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu) + (E_\lambda - E_\mu)(E-E_\lambda)}{(E-E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} + \frac{\frac{1}{4} \Gamma_\mu (\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu) - (E_\lambda - E_\mu)(E-E_\mu)}{(E-E_\mu)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\mu^2} \right\} \quad (3.7) \end{aligned}$$

但し、

$$A_{\lambda\mu} = \frac{1}{(E_\lambda - E_\mu)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu)^2}$$

(3.6)式を採用しても、断面積が負になる事がある。それは、 $\phi_0 \ll 1$ としての展開の誤差や、III・2節で述べる Γ_n や k のエネルギー依存性の近似による。しかし、負の断面積を生じるのは、平均エネルギー区間に、レベルが全く無い場合のみであり、しかも、その負の値は十分小さいので、本コードの目的には影響はない。

III・2 断面積のエネルギー平均

断面積をエネルギー平均する際には、 Γ 及び Γ_n のエネルギー依存性を考慮しなくてはならない。 Γ_n のエネルギー依存性は次式で与えられる。

$$\Gamma_n^{(0)} = \Gamma_n^{(0)} \sqrt{E} V_\ell(E) \quad (3.8)$$

ここで、 $\Gamma_n^{(0)}$ は reduced neutron width でエネルギーに依らない、 $V_\ell(E)$ は中性子透過率で、S波中性子に対しては1、P波以上の中性子にはエネルギーの単調増加函数となる。なお、 Γ_f, Γ_g はエネルギーに依らないとする。

このエネルギー依存性を考慮するなら、エネルギー平均断面積は、 (n, x) 反応に対しては

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{nx} &= \frac{1}{E_H - E_L} \sum_l \sum_J g_J \int_{E_L}^{E_H} \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{\Gamma_n(E) \Gamma_{\lambda x}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda(E)} \cdot dE \\ &= \frac{C_1}{\Delta E} \sum_l \sum_J g_J \int_{\Delta E} \frac{1}{\sqrt{E}} \cdot \frac{V_\ell(E) \Gamma_n^{(0)} \Gamma_{\lambda x}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_f + \Gamma_g + \Gamma_n(E))^2} \cdot dE \end{aligned}$$

但し $C_1 = \frac{\pi}{k^2} \cdot E$, $\Delta E = E_H - E_L$ (3.9)

(3.9)式は、複雑なエネルギー積分であり、解析的な表示は困難である。一方、 $\Gamma_n(E)$ 及び $\frac{1}{k^2}$ のエネルギー依存性は緩やかであるので、平均区間中のあるエネルギーで代表させる近似が行なわれている。具体的には、共鳴のピークがこの区間中にある場合には共鳴エネルギーで、その他の場合には区間の中点エネルギーで代表させる。この近似により、(3.9)式は

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{nx} &= \frac{C_1}{\Delta E} \sum_l \sum_J g_J \sum_\lambda \frac{1}{\sqrt{E_{M\lambda}}} \int \frac{V_\ell(E_{M\lambda}) \Gamma_n^{(0)} \Gamma_{\lambda x}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda(E_{M\lambda})} \cdot dE \\ &= \frac{C_1}{\Delta E} \sum_l \sum_J g_J \sum_\lambda \frac{V_\ell(E_{M\lambda}) \Gamma_n^{(0)} \Gamma_{\lambda x}}{\sqrt{E_{M\lambda}}} \cdot \frac{2}{\Gamma_\lambda(E_{M\lambda})} \times \\ &\quad \left[\tan^{-1} \frac{2(E - E_\lambda)}{\Gamma_\lambda(E_{M\lambda})} \right]_{E_L}^{E_H} \quad (3.10) \end{aligned}$$

ここで、 $E_{M\lambda}$ は代表エネルギーである。以後 $\Gamma_\lambda(E_{M\lambda})$ 及び $V_\ell(E_{M\lambda})$ を単に Γ_λ, V_ℓ と表記する。弾性散乱断面積も、同様な近似によって、

$$\bar{\sigma}_{nn} = 4\pi R^2 + \frac{C_1}{\Delta E} \sum_l \sum_J g_J \sum_\lambda (V_\ell \Gamma_n^{(0)})^2 \frac{2}{\Gamma_\lambda} \left[\tan^{-1} \frac{2(E - E_\lambda)}{\Gamma_\lambda} \right]_{E_L}^{E_H}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{C_2 \cdot R}{\Delta E} \sum_{J(l=0)} g_J \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n}^{(0)} \cdot \frac{1}{2} \left[\log \left\{ (E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \right]_{E_L}^{E_H} \\
 & + \frac{C_1}{\Delta E} \sum_{J(l=0)} g_J \sum_{\lambda} \sum_{\mu \neq \lambda} \Gamma_{\lambda n}^{(0)} \Gamma_{\mu n}^{(0)} \int_{E_L}^{E_H} \frac{(E - E_{\lambda})(E - E_{\mu}) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\mu}}{\left\{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \left\{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\mu}^2 \right\}} \cdot dE
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

但し $C_2 = \frac{4\pi}{k} \sqrt{E}$

(3.11) 式第 4 項の積分は、(3.7) 式を利用すると、同様に、 \tan^{-1} 及び \log 関数で表わされる。
すなわち、

$$\begin{aligned}
 & \int_{E_L}^{E_H} \frac{(E - E_{\lambda})(E - E_{\mu}) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\mu}}{\left\{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \left\{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\mu}^2 \right\}} \cdot dE \\
 & = A_{\lambda\mu} \left\{ \frac{(\Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\mu})}{2} \left[\tan^{-1} \frac{\Gamma_{\lambda} (E - E_{\lambda})}{2} + \tan^{-1} \frac{\Gamma_{\mu} (E - E_{\mu})}{2} \right]_{E_L}^{E_H} \right. \\
 & \quad \left. + (E_{\lambda} - E_{\mu}) \left[\log \left\{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4} \right\} - \log \left\{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{\Gamma_{\mu}^2}{4} \right\} \right]_{E_L}^{E_H} \right\} \tag{3.12}
 \end{aligned}$$

C_1 及び C_2 は、エネルギー及び準位幅を eV、核半径を fm、断面積を barn で表わすなら、

$$C_1 = \frac{\pi}{k^2} E \text{ (eV)} = 26038 \times 10^6 \times \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$$

$$C_2 = \frac{4\pi}{k} \sqrt{E \text{ (eV)}} = 572.027 \left(\frac{A+1}{A} \right)$$

で与えられる。

IV. 乱数の発生

IV・1 共鳴レベルの発生順序

共鳴レベルの発生に際しては、その出発点の取扱いによってバイアスがかかってはならない。STAT においては、最高エネルギー群の上限から下へ、0~D内の一様乱数を発生させて出発点を決めている。この出発点からは、順次低エネルギー側へWigner 分布でレベルを発生させている。高エネルギー側より発生させた理由は、最高エネルギー群を十分高くとる事により、着目しているエネルギー群において、出発点のバイアスを無視できる程小さくしうる事による。

この様に、まずエネルギー順位を決定してから、各レベル毎に、換算中性子幅 (reduced neutron width, $\Gamma_n^{(0)}$)、及び核分裂幅が計算される。乱数の発生法は、BABEL⁶⁾と同じであるので、以

$$\begin{aligned}
 & + \frac{C_2 \cdot R}{\Delta E} \sum_{J(L=0)} g_J \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n}^{(0)} \cdot \frac{1}{2} \left[\log \{ (E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \} \right]_{E_L}^{E_H} \\
 & + \frac{C_1}{\Delta E} \sum_{J(L=0)} g_J \sum_{\lambda} \sum_{\mu \neq \lambda} \Gamma_{\lambda n}^{(0)} \Gamma_{\mu n}^{(0)} \int_{E_L}^{E_H} \frac{(E - E_{\lambda})(E - E_{\mu}) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\mu}}{\{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \} \{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\mu}^2 \}} \cdot dE
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

但し $C_2 = \frac{4\pi}{k} \sqrt{E}$

(3.11) 式第 4 項の積分は、(3.7) 式を利用すると、同様に、 \tan^{-1} 及び \log 関数で表わされる。
すなわち、

$$\begin{aligned}
 & \int_{E_L}^{E_H} \frac{(E - E_{\lambda})(E - E_{\mu}) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\mu}}{\{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \} \{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\mu}^2 \}} \cdot dE \\
 & = A_{\lambda\mu} \left\{ \frac{(\Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\mu})}{2} \left[\tan^{-1} \frac{\Gamma_{\lambda} (E - E_{\lambda})}{2} + \tan^{-1} \frac{\Gamma_{\mu} (E - E_{\mu})}{2} \right]_{E_L}^{E_H} \right. \\
 & \quad \left. + (E_{\lambda} - E_{\mu}) \left[\log \{ (E - E_{\lambda})^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4} \} - \log \{ (E - E_{\mu})^2 + \frac{\Gamma_{\mu}^2}{4} \} \right]_{E_L}^{E_H} \right\} \tag{3.12}
 \end{aligned}$$

C_1 及び C_2 は、エネルギー及び準位幅を eV、核半径を fm、断面積を barn で表わすなら、

$$C_1 = \frac{\pi}{k^2} E \text{ (eV)} = 26038 \times 10^6 \times \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$$

$$C_2 = \frac{4\pi}{k} \sqrt{E \text{ (eV)}} = 572.027 \left(\frac{A+1}{A} \right)$$

で与えられる。

IV. 乱数の発生

IV・1 共鳴レベルの発生順序

共鳴レベルの発生に際しては、その出発点の取扱いによってバイアスがかかってはならない。STAT においては、最高エネルギー群の上限から下へ、 $0 \sim D$ 内の一様乱数を発生させて出発点を決めている。この出発点からは、順次低エネルギー側へ Wigner 分布でレベルを発生させている。高エネルギー側より発生させた理由は、最高エネルギー群を十分高くとる事により、着目しているエネルギー群において、出発点のバイアスを無視できる程小さくしうる事による。

この様に、まずエネルギー順位を決定してから、各レベル毎に、換算中性子幅 (reduced neutron width, $\Gamma_n^{(0)}$)、及び核分裂幅が計算される。乱数の発生法は、BABEL⁶⁾と同じであるので、以

下に略述する。

IV・2 χ^2 -分布

自由度 n の χ^2 -分布は、正規分布に従う n コの標本 $X_1 \cdots X_n$ より

$$\begin{aligned} X^2 &= X_1^2 + \cdots + X_n^2 \\ P(X_i) dX_i &= \frac{1}{2\pi} \exp(-X_i^2/2) dX_i \quad i=1 \cdots n \end{aligned} \quad (4.1)$$

の関係で求められる。

正規分布の乱数 X_i は、以下の方法で発生させる。すなわち、 ξ_1, ξ_2 を 0 と 1 の間の一様分布をする独立標本とする時、次の二変数 X_1, X_2 は正規分布に従う：

$$\begin{aligned} X_1 &= (-2 \ln \xi_1)^{1/2} \sin 2\pi \xi_2 \\ X_2 &= (-2 \ln \xi_1)^{1/2} \cos 2\pi \xi_2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

なぜなら、この変数変換の Wronskian は

$$\frac{\partial(\xi_1, \xi_2)}{\partial(X_1, X_2)} = \frac{1}{2\pi} \exp[-(X_1^2 + X_2^2)/2] \quad (4.3)$$

となり、故に

$$d\xi_1 d\xi_2 = P(X_1) dX_1 P(X_2) dX_2 \quad (4.4)$$

となり、 ξ_1 と ξ_2 が一様分布をすれば、 X_1, X_2 は正規分布に従う事が示される。但し、この時 X_1 と X_2 は独立な標本ではないので、(4.1) 式において、両者を加える事は許されない。

IV・3 Wigner 分布

Wigner 分布は、自由度 2 の χ^2 -分布より、変数変換により求められる。X が自由度 2 の χ^2 -分布

$$P_2(X) dX = e^{-X} dX \quad (4.5)$$

に従うとすれば、

$$y = \sqrt{2X/\pi} \quad (4.6)$$

として、(4.5) を書き直すなら、

$$P_2(x) dx = \frac{\pi}{2} y \exp(-\pi y^2/4) dy \quad (4.7)$$

となり、 y が Wigner 分布に従う事が分る。

V. 入力形式

V・1 カード入力

以下の順序で入力する。数ケースを連続したい場合は #1 以下を繰り返す。

#0 (2 I 10) NSET, NSKIP

NSET (1~10) : 最初の乱数をセットする値。もし 0 なら、その時刻を秒で表わした数が自動的にセットされる。

NSKIP (11~20) : NSET でセットした乱数を、さらに空読みする回数。以前の計算の特定の履歴を再現したい場合に必要。通常は 0 で良い。

下に略述する。

IV・2 χ^2 -分布

自由度 n の χ^2 -分布は、正規分布に従う n コの標本 $X_1 \cdots X_n$ より

$$\begin{aligned} X^2 &= X_1^2 + \cdots + X_n^2 \\ P(X_i) dX_i &= \frac{1}{2\pi} \exp(-X_i^2/2) dX_i \quad i=1 \cdots n \end{aligned} \quad (4.1)$$

の関係で求められる。

正規分布の乱数 X_i は、以下の方法で発生させる。すなわち、 ξ_1, ξ_2 を 0 と 1 の間の一様分布をする独立標本とする時、次の二変数 X_1, X_2 は正規分布に従う：

$$\begin{aligned} X_1 &= (-2 \ln \xi_1)^{1/2} \sin 2\pi \xi_2 \\ X_2 &= (-2 \ln \xi_1)^{1/2} \cos 2\pi \xi_2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

なぜなら、この変数変換の Wronskian は

$$\frac{\partial(\xi_1, \xi_2)}{\partial(X_1, X_2)} = \frac{1}{2\pi} \exp[-(X_1^2 + X_2^2)/2] \quad (4.3)$$

となり、故に

$$d\xi_1 d\xi_2 = P(X_1) dX_1 P(X_2) dX_2 \quad (4.4)$$

となり、 ξ_1 と ξ_2 が一様分布をすれば、 X_1, X_2 は正規分布に従う事が示される。但し、この時 X_1 と X_2 は独立な標本ではないので、(4.1) 式において、両者を加える事は許されない。

IV・3 Wigner 分布

Wigner 分布は、自由度 2 の χ^2 -分布より、変数変換により求められる。X が自由度 2 の χ^2 -分布

$$P_2(X) dX = e^{-X} dX \quad (4.5)$$

に従うとすれば、

$$y = \sqrt{2X/\pi} \quad (4.6)$$

として、(4.5) を書き直すなら、

$$P_2(x) dx = \frac{\pi}{2} y \exp(-\pi y^2/4) dy \quad (4.7)$$

となり、 y が Wigner 分布に従う事が分る。

V. 入力形式

V・1 カード入力

以下の順序で入力する。数ケースを連続したい場合は # 1 以下を繰り返す。

0 (2 I 10) NSET, NSKIP

NSET (1~10) : 最初の乱数をセットする値。もし 0 なら、その時刻を秒で表わした数が自動的にセットされる。

NSKIP (11~20) : NSET でセットした乱数を、さらに空読みする回数。以前の計算の特定の履歴を再現したい場合に必要。通常は 0 で良い。

NSKIP は、計算中、一様乱数を発生させる毎に 1 加算される。

1 (20 A 4) TITL

このケースのタイトル。

2 (2 E 12.5, 2 I 6) AMASS, FI, NSS, NSP

AMASS (1~12): 標的核の質量 (a. m. u.)

FI (13~24): 標的核のスピン

NSS (25~30): S - 波により生じる複合核のスピン数

NSP (31~36): P - 波により生じる複合核のスピン数 (0 なら P - 波の効果を無視する)

3 (6 E 12.5) GGI, DOB, S0, S1, R

GGI (1~12): 補獲幅 (Γ_{γ}) (eV)

DOB (13~24): 観測された平均レベル間隔 (eV)

S0 (25~36): S - 波強度函数

S1 (37~48): P - 波 "

R (49~56): 核半径 (fm) (0 なら, $1.4 \cdot A^{1/3}$ がセットされる)

4 (2 E 12.5, 2 I 6) (FJ(I), GFM(I), MF(I), MN(I), I = 1, NSS + NSP)

複合核のスピン状態毎に, S - 波状態から先に入力する。

FJ (1~12): 複合核のスピン

GFM (13~24): 平均分裂幅 ($\bar{\Gamma}_f$) (eV)

MF (25~30): 核分裂チャンネルの自由度

MN (31~36): 中性子 "

5 (3 I 6) NERG, NC, NWT

NERG (1~6): 平均するエネルギー群の数 ≤ 20

NC (7~12): 履歴の数 ≤ 9999

NWT (13~18): 出力の制御

NWT = 2 履歴毎の出力無し

= 1 各履歴に要した時間を出力する。

= 0 各履歴毎の, エネルギー平均値を出力する。

< 0 発生した共鳴パラメータを出力する。この場合膨大な出力となるので注意を要する。

6 (6 E 12.5) EMAX, (EB(K), K = 1, NERG)

EMAX (1~12): 第 1 エネルギー群の上限エネルギー

EB (K) : K 群の下限エネルギー

V・2 ジョブ制御

STAT は, 57 KW のコアメモリ (FORTRAN D) が必要であり, メモリーを節約する為, Logical Unit No 20 のディスクを使用している。このディスク上には, 1 回 800 語程度を, 履歴の回数書くので, FACOM-230/75 では履歴回数 / 8トラックを必要とする。

V・3 コードの制限

STATの制限事項を列挙する。

- 平均エネルギー群 ≤ 20
- 履歴回数 ≤ 9999
- 中性子の軌道角運動量 $l \leq 1$ (S-及びP-波)
- 複合核のスピンの状態 ≤ 6
- 各スピン状態のレベル数 ≤ 2000

Dと全エネルギー区間との関係に注意する事。

VI. 出力

ケース毎に、以下の出力が得られる。

#0 入力データ

入力データ及び、それから計算された D , $\Gamma_n^{(0)}$, σ_p , 等が出力される。またこのケースを再現できる為に、NSET及びこのケースの出発点までに発生させた乱数の回数NSKIPも出力される。

#1 履歴毎の出力 (NWT ≤ 1 の場合のみ出力される)

#1-1 履歴毎のNSKIPの値 (NWT ≤ 0)

#1-2 発生されたレベルパラメータ (NWT = -1)

E_R , $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_n , Γ_f , Γ_T , Γ が、#4カードで入力されたスピンの順序に従って出力される。

#1-3 レベル数及びエネルギー平均値 (NWT ≤ 0)

各エネルギー区間毎のレベル数 (NO), $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の平均値, エネルギー平均断面積 (σ_c, σ_f , σ_e , $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$) がスピン毎に出力される。最後に、平均断面積のスピンの状態の和も出力される。

#1-4 履歴毎の計算時間 (NWT ≤ 1)

#2 統計量

各履歴の値を処理して、平均値, 最小値 (及び平均値との比), 最大値 (及び平均値との比), 分散, 標準偏差, 標準偏差と平均値の比を出力する。

#2-1 断面積

捕獲, 分裂, 弾性散乱断面積と, そのS-波中性子P-波中性子による寄与を出力する。

#2-2 レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f

各スピン状態毎の, レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の統計量を出力する。 $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の平均値と, 入力した平均パラメータの一致が悪い場合は, さらに履歴を増やさなければならない。

#3 ヒストグラム

#2の平均値に対して, 各履歴毎の分布を示す。その比が0~0.1内になった履歴の数を0.1の下に与えている。右端のOVERは, その比が3以上である事を示す。

#3-1 CROSS SECTIONS

#2-1で出力された諸量が, その順序で与えられる。

#3-2 レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f

各々が, スピン状態毎に与えられる。 $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の分布が, 正規分布より大きくずれている場合は, 履歴数を増やす必要がある。

V・3 コードの制限

STATの制限事項を列挙する。

- 平均エネルギー群 ≤ 20
- 履歴回数 ≤ 9999
- 中性子の軌道角運動量 $l \leq 1$ (S-及びP-波)
- 複合核のスピンの状態 ≤ 6
- 各スピン状態のレベル数 ≤ 2000

Dと全エネルギー区間との関係に注意する事。

VI. 出力

ケース毎に、以下の出力が得られる。

#0 入力データ

入力データ及び、それから計算された D , $\Gamma_n^{(0)}$, σ_p , 等が出力される。またこのケースを再現できる為に、NSET及びこのケースの出発点までに発生させた乱数の回数NSKIPも出力される。

#1 履歴毎の出力 (NWT ≤ 1 の場合のみ出力される)

#1-1 履歴毎のNSKIPの値 (NWT ≤ 0)

#1-2 発生されたレベルパラメータ (NWT = -1)

E_R , $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_n , Γ_f , Γ_f , Γ が、#4カードで入力されたスピンの順序に従って出力される。

#1-3 レベル数及びエネルギー平均値 (NWT ≤ 0)

各エネルギー区間毎のレベル数 (NO), $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の平均値, エネルギー平均断面積 (σ_e, σ_f , $\alpha = \sigma_e / \sigma_f$) がスピン毎に出力される。最後に、平均断面積のスピンの状態の和も出力される。

#1-4 履歴毎の計算時間 (NWT ≤ 1)

#2 統計量

各履歴の値を処理して、平均値, 最小値 (及び平均値との比), 最大値 (及び平均値との比), 分散, 標準偏差, 標準偏差と平均値の比を出力する。

#2-1 断面積

捕獲, 分裂, 弾性散乱断面積と, そのS-波中性子P-波中性子による寄与を出力する。

#2-2 レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f

各スピン状態毎の, レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の統計量を出力する。 $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の平均値と, 入力した平均パラメータの一致が悪い場合は, さらに履歴を増やさなければならない。

#3 ヒストグラム

#2の平均値に対して, 各履歴毎の分布を示す。その比が0~0.1内になった履歴の数を0.1の下に与えている。右端のOVERは, その比が3以上である事を示す。

#3-1 CROSS SECTIONS

#2-1で出力された諸量が, その順序で与えられる。

#3-2 レベル数, $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f

各々が, スピン状態毎に与えられる。 $\Gamma_n^{(0)}$, Γ_f の分布が, 正規分布より大きくずれている場合は, 履歴数を増やす必要がある。

参考文献

- 1) DRAGT, J. B. : RCN-192 (1973)
- 2) WIGNER, E. P. : ORNL-2309 p. 59 (1956)
- 3) PORTER, C. E. and THOMAS, R. G. : Phys. Rev. 104 (1956) 483
- 4) BOHR, A : Proc. Geneva Conf, 1955 Vol. 2 p 220 (1956)
- 5) KIKUCHI, Y. and AN, S. : J. Nucl. Scie. Technol. 7 (1970) 157
- 6) 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, (1969)

付録 計算例

²³⁹Pu の断面積を 200eV-100 eV-50 eV で平均した場合の例を与える。

A・1：入力例

.....1.....*.....2.....*.....3.....*.....4.....*.....5.....*.....6.....*.....7.....*.....B

```
*DATA
      500      0
SAMPLE INPUT  PU-239
239, 0.5      2      3
0.04 2.3      1,3  E-04 2,3  E-04 0,
0,    2.6      2      1
1,    0.02     1      1
0,    0,       0      1
1,    1,       2-    2
2,    0.7      2      1
2      100     2
200,   100,   50,
```

A・2：A・1に対応する出力

```
SAMPLE INPUT  PU-239
NSEI =      500  NSKIP =      0

AMASS=239.0000  I= 0.5
GG= 0.40000E-01  DOB= 0.23000E+01  S0= 0.13000E-03  S1= 0.23000E-03
R= 0.0  SIG-P= 9.48528

  J      G      D      GAM-N=0  GAMMA-F  GAMMA  GAMMA  MU-F  MU-N
0.0  0.2500  0.92000E+01  0.11960E-02  0.26000E+01  0.40000E-01  2  1
1.0  0.7500  0.30667E+01  0.39867E-03  0.20000E-01  0.40000E-01  1  1
0.0  0.2500  0.92000E+01  0.21160E-02  0.0  0.40000E-01  0  1
1.0  0.7500  0.30667E+01  0.14107E-02  0.10000E+01  0.40000E-01  2  2
2.0  1.2500  0.18400E+01  0.42320E-03  0.70000E+00  0.40000E-01  2  1

ENERGY GROUP BOUNDARIES
0.20000E+03  0.10000E+03  0.50000E+02

TIME FOR PREPARATION  14 MSECS  TOTAL  15 MSECS
```

} #0

A 2 - 2

SAMPLE INPUT PU-239
EH = 0.20000E+03 EV EL = 0.10000E+03 EV

NO	SYMBOL	MEAN-VALUE	MINIMUM	MAXIMUM	VARIANCE	STAD-DEV	ST-DEV/MEAN
1	SIG-C(T)	0.21137E+02	0.11479E+02	0.5426	0.36166E+02	1.7094	0.22956E+02
2	SIG-C(S)	0.21131E+02	0.11449E+02	0.3418	0.36136E+02	1.7101	0.22960E+02
3	SIG-C(P)	0.26461E-01	0.15621E-01	0.5903	0.45650E-01	1.7251	0.33717E-04
4	SIG-F(T)	0.16909E+02	0.50018E+01	0.2958	0.27368E+02	1.6185	0.22043E+02
5	SIG-F(S)	0.16806E+02	0.49068E+01	0.2920	0.27282E+02	1.6233	0.22032E+02
6	SIG-F(P)	0.10322E+00	0.78545E-01	0.7610	0.15149E+00	1.4677	0.19008E-03
7	SIG-S(T)	0.17536E+02	0.12124E+02	0.6914	0.29202E+02	1.6653	0.11505E+02
8	SIG-S(S)	0.17536E+02	0.12124E+02	0.6914	0.29202E+02	1.6653	0.11505E+02
9	SIG-S(P)	0.17816E-04	0.85343E-05	0.2545	0.7316E-04	4.1714	0.15395E-09
10	ALPHA	0.13455E+01	0.61984E+00	0.4607	0.30638E+01	2.2772	0.20843E+00

2-1

1	LEVEL	0.10930E+02	0.80000E+01	0.7319	0.15000E+02	1.3724	0.26451E+01	0.16264E+01	0.1488
1	GAM-N-O	0.12386E-02	0.23842E-03	0.1925	0.29372E-02	2.3714	0.25661E-06	0.50657E-03	0.4090
1	GAM-F	0.26391E+01	0.11261E+01	0.4267	0.52575E+01	1.9921	0.67581E+00	0.82708E+00	0.3115
2	LEVEL	0.32420E+02	0.25000E+02	0.7711	0.43000E+02	1.3263	0.87636E+01	0.29603E+01	0.0913
2	GAM-N-O	0.40810E-03	0.20340E-03	0.4984	0.71935E-03	1.7627	0.10013E-07	0.10006E-03	0.2452
2	GAM-F	0.19725E-01	0.97848E-02	0.4961	0.33197E-01	1.6829	0.20016E-04	0.44739E-02	0.2268
3	LEVEL	0.11130E+02	0.70000E+01	0.6289	0.15000E+02	1.3477	0.29931E+01	0.17301E+01	0.1554
3	GAM-N-O	0.21578E-02	0.60154E-03	0.2788	0.47613E-02	2.2065	0.72070E-06	0.84894E-03	0.3934
3	GAM-F	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
4	LEVEL	0.32960E+02	0.26000E+02	0.7888	0.44000E+02	1.3350	0.97784E+01	0.31270E+01	0.0949
4	GAM-N-O	0.14545E-02	0.91789E-03	0.6311	0.20616E-02	1.4174	0.57060E-07	0.23867E-03	0.1642
4	GAM-F	0.10090E+01	0.61319E+00	0.6077	0.15876E+01	1.5734	0.34654E-01	0.18616E+00	0.1845
5	LEVEL	0.54810E+02	0.47000E+02	0.8575	0.63000E+02	1.1494	0.12874E+02	0.35880E+01	0.0655
5	GAM-N-O	0.43974E-03	0.27190E-03	0.6183	0.64511E-03	1.4670	0.57065E-08	0.75542E-04	0.1718
5	GAM-F	0.68575E+00	0.45798E+00	0.6678	0.86920E+00	1.2675	0.55833E-02	0.74721E-01	0.1090

2-2

HISTOGRAM
TYPE 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1.0 1.1 1.2 1.3 1.4 1.5 1.6 1.7 1.8 1.9 2.0 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7 2.8 2.9 3.0 OVER

CROSS SECTIONS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	OVER	
1	0	0	0	0	0	3	6	9	14	17	20	17	4	4	4	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2	0	0	0	0	0	3	6	9	15	16	20	17	4	4	4	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
3	0	0	0	0	0	1	8	9	13	19	19	16	6	5	1	2	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
4	0	0	1	1	3	3	8	5	16	14	13	13	8	8	3	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
5	0	0	1	1	3	3	8	5	16	14	13	13	8	8	3	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
6	0	0	0	0	0	0	0	0	4	20	35	16	4	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
7	0	0	0	0	0	0	1	14	19	22	18	13	5	4	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
8	0	0	0	0	0	0	1	14	19	22	18	13	5	4	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
9	0	0	1	5	7	16	11	9	8	10	7	6	2	1	3	2	0	2	3	0	0	0	0	1	2	0	0	0	0	0	1	3
10	0	0	0	0	2	8	10	6	16	11	11	10	9	5	4	2	1	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

3-1

NO OF LEVELS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	OVER	
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
GAM-N-O	1	0	1	2	0	8	6	11	2	14	8	12	11	6	4	3	5	2	1	0	1	0	2	0	1	0	0	0	0	0	0	
2	0	0	0	0	0	1	3	7	14	10	11	19	20	7	2	2	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
3	0	0	1	2	3	6	10	12	8	17	6	5	14	2	5	1	2	1	1	0	1	2	1	0	0	0	0	0	0	0	0	
4	0	0	0	0	0	0	0	3	9	15	24	25	13	6	4	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
5	0	0	0	0	0	0	0	3	8	18	21	23	17	3	6	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
GAM-F	1	0	0	0	0	2	6	9	12	10	18	12	7	6	6	4	5	2	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2	0	0	0	0	0	1	1	6	11	14	25	12	14	3	6	5	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
3	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
4	0	0	0	0	0	0	0	2	12	19	22	19	11	9	2	2	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
5	0	0	0	0	0	0	0	1	1	16	32	31	16	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	

3-2

A・3 : A・1においてNWT=-1とした場合の、履歴毎の出力の一部

HISTORY NO	1	NSKIP	0	# 1-1	
ENRGY	GAMMA-N=0	GAMMA-N	GAMMA-F	GAMMA-GAM	GAMMA TCTAL
0.19354E+03	0.77508E-05	0.10783E-03	0.15859E+01	0.40000E-01	0.16260E+01
0.18990E+03	0.16131E-03	0.22229E-02	0.11404E+01	0.40000E-01	0.11826E+01
0.17768E+03	0.15949E-02	0.21259E-01	0.62725E+00	0.40000E-01	0.68831E+00
0.16527E+03	0.11850E-02	0.15234E-01	0.38422E+01	0.40000E-01	0.38975E+01
0.15732E+03	0.96526E-04	0.12107E-02	0.11704E+01	0.40000E-01	0.12116E+01
0.14232E+03	0.99237E-02	0.11839E+00	0.10761E+01	0.40000E-01	0.12345E+01
0.13667E+03	0.45448E-04	0.53131E-03	0.37817E+01	0.40000E-01	0.38223E+01
0.12736E+03	0.13399E-01	0.15121E+00	0.16688E+01	0.40000E-01	0.18600E+01
0.12197E+03	0.93226E-03	0.10296E-01	0.36570E+01	0.40000E-01	0.39072E+01
0.10238E+03	0.20264E-02	0.20504E-01	0.89610E+00	0.40000E-01	0.95660E+00
0.80971E+02	0.12600E-02	0.11338E-01	0.40676E-01	0.40000E-01	0.92014E-01
0.75530E+02	0.48361E-05	0.42029E-04	0.57193E+01	0.40000E-01	0.57593E+01
0.67158E+02	0.17348E-02	0.14217E-01	0.47457E+01	0.40000E-01	0.47999E+01
0.57722E+02	0.37227E-03	0.28283E-02	0.28695E+01	0.40000E-01	0.29124E+01
0.19724E+03	0.25414E-03	0.35692E-02	0.41933E-02	0.40000E-01	0.47763E-01
0.19341E+03	0.15278E-03	0.21248E-02	0.19910E-02	0.40000E-01	0.44116E-01
0.19292E+03	0.90471E-06	0.12566E-04	0.34132E-01	0.40000E-01	0.74144E-01
0.19181E+03	0.88143E-03	0.12208E-01	0.46183E-04	0.40000E-01	0.52254E-01
0.18436E+03	0.30437E-05	0.41326E-04	0.18834E-01	0.40000E-01	0.58875E-01
0.18038E+03	0.37551E-05	0.50432E-04	0.71282E-05	0.40000E-01	0.40058E-01
0.17392E+03	0.86990E-05	0.11477E-03	0.43443E-01	0.40000E-01	0.83558E-01
0.17228E+03	0.12381E-02	0.16251E-01	0.49397E-02	0.40000E-01	0.61191E-01
0.17008E+03	0.55591E-04	0.72498E-03	0.74786E-03	0.40000E-01	0.41473E-01
0.16900E+03	0.28962E-03	0.37650E-02	0.36829E-03	0.40000E-01	0.44133E-01
0.16403E+03	0.11183E-02	0.14323E-01	0.21553E-02	0.40000E-01	0.56478E-01
0.16156E+03	0.61749E-05	0.78487E-04	0.36307E-02	0.40000E-01	0.43709E-01
0.15932E+03	0.80739E-04	0.10191E-02	0.25992E-02	0.40000E-01	0.43618E-01
0.15849E+03	0.22968E-04	0.28915E-03	0.21914E-02	0.40000E-01	0.42481E-01
0.15775E+03	0.28907E-06	0.36306E-05	0.19343E-01	0.40000E-01	0.59346E-01
0.15492E+03	0.18311E-03	0.22791E-02	0.45500E-04	0.40000E-01	0.42325E-01
0.15138E+03	0.10323E-03	0.12701E-02	0.14171E-01	0.40000E-01	0.55442E-01
0.14762E+03	0.13305E-05	0.16165E-04	0.33013E-01	0.40000E-01	0.73029E-01
0.14475E+03	0.54778E-03	0.65904E-02	0.60562E-01	0.40000E-01	0.10715E+00
0.13989E+03	0.58503E-05	0.69193E-04	0.66601E-01	0.40000E-01	0.10667E+00
0.13893E+03	0.53463E-03	0.63016E-02	0.51218E-03	0.40000E-01	0.46814E-01
0.13486E+03	0.74794E-03	0.86857E-02	0.75305E-03	0.40000E-01	0.49439E-01
0.13441E+03	0.16986E-04	0.19694E-03	0.33786E-01	0.40000E-01	0.73982E-01
0.13094E+03	0.14895E-03	0.17044E-02	0.22717E-03	0.40000E-01	0.41932E-01
0.12751E+03	0.21144E-04	0.23876E-03	0.18150E-04	0.40000E-01	0.40257E-01
0.12208E+03	0.17146E-03	0.18944E-02	0.99218E-02	0.40000E-01	0.51816E-01
0.11790E+03	0.81194E-04	0.88162E-03	0.66733E-01	0.40000E-01	0.10761E+00
0.11350E+03	0.10986E-02	0.11704E-01	0.28108E-01	0.40000E-01	0.79811E-01
0.10893E+03	0.39855E-03	0.41596E-02	0.39170E-02	0.40000E-01	0.48077E-01
0.10422E+03	0.53877E-04	0.55001E-03	0.33835E-04	0.40000E-01	0.40584E-01
0.10243E+03	0.30905E-03	0.31278E-02	0.78686E-02	0.40000E-01	0.50996E-01
0.10140E+03	0.17670E-04	0.17793E-03	0.48782E-02	0.40000E-01	0.45056E-01
0.98409E+02	0.35136E-03	0.34855E-02	0.17454E-01	0.40000E-01	0.60939E-01
0.95779E+02	0.22563E-03	0.22082E-02	0.84219E-06	0.40000E-01	0.42209E-01
0.94921E+02	0.35563E-03	0.34648E-02	0.43154E-01	0.40000E-01	0.86619E-01
0.93366E+02	0.11632E-04	0.11239E-03	0.54761E-01	0.40000E-01	0.94873E-01
0.91115E+02	0.11753E-03	0.11219E-02	0.14250E-02	0.40000E-01	0.42547E-01
0.87020E+02	0.79135E-03	0.73820E-02	0.53752E-02	0.40000E-01	0.52757E-01
0.80847E+02	0.41240E-03	0.37081E-02	0.12063E-01	0.40000E-01	0.55771E-01
0.76431E+02	0.11395E-03	0.99620E-03	0.41273E-03	0.40000E-01	0.41409E-01
0.75376E+02	0.48016E-04	0.41687E-03	0.57413E-02	0.40000E-01	0.46158E-01
0.73242E+02	0.10324E-02	0.88357E-02	0.33629E-01	0.40000E-01	0.82464E-01
0.69407E+02	0.24787E-07	0.20650E-06	0.37560E-01	0.40000E-01	0.77561E-01
0.67084E+02	0.14967E-03	0.12258E-02	0.10772E-01	0.40000E-01	0.51998E-01
0.63937E+02	0.96214E-04	0.76934E-03	0.49685E-02	0.40000E-01	0.45738E-01
0.60608E+02	0.12642E-02	0.98419E-02	0.88614E-02	0.40000E-01	0.58703E-01
0.60386E+02	0.18755E-04	0.14574E-03	0.11912E-01	0.40000E-01	0.52057E-01
0.58834E+02	0.13365E-02	0.10251E-01	0.99354E-03	0.40000E-01	0.51245E-01
0.55681E+02	0.62692E-03	0.46781E-02	0.10731E-01	0.40000E-01	0.55409E-01
0.53155E+02	0.90341E-05	0.65865E-04	0.17231E-01	0.40000E-01	0.57297E-01
0.19508E+03	0.17390E-02	0.17103E-04	0.0	0.40000E-01	0.40017E-01
0.19207E+03	0.52701E-03	0.50638E-05	0.0	0.40000E-01	0.40005E-01
0.17745E+03	0.24491E-02	0.20899E-04	0.0	0.40000E-01	0.40021E-01
0.15953E+03	0.64120E-03	0.46641E-05	0.0	0.40000E-01	0.40005E-01
0.15354E+03	0.12629E-02	0.86739E-05	0.0	0.40000E-01	0.40009E-01
0.15116E+03	0.61139E-03	0.41022E-05	0.0	0.40000E-01	0.40004E-01
0.13850E+03	0.50637E-02	0.29799E-04	0.0	0.40000E-01	0.40030E-01
0.12714E+03	0.23012E-03	0.11911E-05	0.0	0.40000E-01	0.40001E-01
0.11422E+03	0.70289E-03	0.30987E-05	0.0	0.40000E-01	0.40003E-01
0.10737E+03	0.18349E-02	0.73715E-05	0.0	0.40000E-01	0.40007E-01
0.99258E+02	0.18141E-03	0.64775E-06	0.0	0.40000E-01	0.40001E-01
0.88175E+02	0.79511E-03	0.23772E-05	0.0	0.40000E-01	0.40002E-01
0.75309E+02	0.66867E-02	0.15781E-04	0.0	0.40000E-01	0.40016E-01
0.68172E+02	0.28970E-02	0.58886E-05	0.0	0.40000E-01	0.40006E-01
0.58479E+02	0.40458E-03	0.65339E-06	0.0	0.40000E-01	0.40001E-01

1-2
L=0
J=0

1-2
L=0
J=1

1-2
L=1
J=0

0.19931F+03 0.53769E-03 0.54611E-05 0.11861F+01 0.40000E-01 0.12261E+01
 0.19412F+03 0.97880E-04 0.95555E-06 0.68732E+00 0.40000E-01 0.72732E+00
 0.19194F+03 0.20948E-02 0.20107E-04 0.44471E+00 0.40000E-01 0.48473E+00
 0.18956F+03 0.34963E-03 0.32938E-05 0.23570F+01 0.40000E-01 0.23970E+01
 0.18920F+03 0.13034E-02 0.12244E-04 0.31947E+00 0.40000E-01 0.35948E+00
 0.18642F+03 0.83087E-02 0.76337E-04 0.11196F+00 0.40000E-01 0.15204E+00
 0.18530F+03 0.10785E-02 0.98202E-05 0.13089E+01 0.40000E-01 0.13490E+01
 0.18266F+03 0.42126E-02 0.37539E-04 0.67657E+00 0.40000E-01 0.71661E+00
 0.17634F+03 0.43335E-03 0.36631E-05 0.47089E+00 0.40000E-01 0.51089E+00
 0.17051F+03 0.85924E-03 0.69063E-05 0.11741E+01 0.40000E-01 0.12141E+01
 0.16670F+03 0.12067E-02 0.93759E-05 0.99601F+01 0.40000E-01 0.13961E+00
 0.16489F+03 0.81173E-03 0.62047E-05 0.63688E-01 0.40000E-01 0.10369E+00
 0.16455F+03 0.65185E-03 0.49672E-05 0.45257E-01 0.40000E-01 0.85262E-01
 0.16324F+03 0.15970E-02 0.12024E-04 0.13144E+01 0.40000E-01 0.13544E+01
 0.15852F+03 0.35555E-02 0.25618E-04 0.10999E+01 0.40000E-01 0.11400E+01
 0.15383F+03 0.17530E-02 0.12074E-04 0.12215E+01 0.40000E-01 0.12615E+01
 0.15118F+03 0.23945E-03 0.16069E-05 0.95220F+00 0.40000E-01 0.99220E+00
 0.14662F+03 0.72522E-03 0.46482E-05 0.12483E+01 0.40000E-01 0.12883E+01
 0.14388E+03 0.18868E-03 0.11754E-05 0.36304F+01 0.40000E-01 0.36704E+01
 0.14214F+03 0.17772E-02 0.10873E-04 0.90292F+00 0.40000E-01 0.94293E+00
 0.13641F+03 0.51221E-03 0.29461E-05 0.67703F+00 0.40000E-01 0.71703E+00
 0.13478F+03 0.43520E-02 0.24584E-04 0.12245E+00 0.40000E-01 0.16247E+00
 0.13176F+03 0.40529E-03 0.22132E-05 0.27607F+01 0.40000E-01 0.67610E-01
 0.12749F+03 0.69053E-03 0.35889E-05 0.91675F+00 0.40000E-01 0.95676E+00
 0.12534E+03 0.65264E-04 0.33067E-06 0.18546F+01 0.40000E-01 0.18946E+01
 0.11999F+03 0.27387E-03 0.12997E-05 0.58392E+00 0.40000E-01 0.62392E+00
 0.11883E+03 0.14753E-02 0.69001E-05 0.95755F+00 0.40000E-01 0.99756E+00
 0.11386F+03 0.53015E-03 0.23256E-05 0.18610E+01 0.40000E-01 0.19010E+01
 0.11073F+03 0.47555E-02 0.20006E-04 0.42792F+00 0.40000E-01 0.46794F+00
 0.10984F+03 0.97566E-04 0.40554E-06 0.29919F+01 0.40000E-01 0.30319E+01
 0.10698F+03 0.15929E-02 0.63638E-05 0.45572F+00 0.40000E-01 0.49573E+00
 0.10565F+03 0.28332E-03 0.11109E-05 0.22761F+01 0.40000E-01 0.23161E+01
 0.10214F+03 0.54555E-03 0.20334E-05 0.72660F+00 0.40000E-01 0.76660E+00
 0.95675F+02 0.17815E-02 0.60199E-05 0.13811F+00 0.40000E-01 0.17811E+00
 0.93202F+02 0.12882E-02 0.41855E-05 0.28641E+00 0.40000E-01 0.32641E+00
 0.88234E+02 0.28607E-02 0.85615E-05 0.91530E-01 0.40000E-01 0.13154E+00
 0.86831F+02 0.13016E-02 0.52636E-05 0.49572F+00 0.40000E-01 0.53572E+00
 0.83938F+02 0.30754E-02 0.85402E-05 0.88372E-01 0.40000E-01 0.12838E+00
 0.83783F+02 0.54412E-02 0.15068E-04 0.13025E+00 0.40000E-01 0.17027E+00
 0.81659F+02 0.42387E-02 0.11295E-04 0.26172F+00 0.40000E-01 0.30173E+00
 0.79133E+02 0.23241E-02 0.59078E-05 0.28167E+00 0.40000E-01 0.32167E+00
 0.76088F+02 0.43724E-02 0.10474E-04 0.10782F+01 0.40000E-01 0.11182E+01
 0.73413E+02 0.15911E-02 0.36141E-05 0.10943E+01 0.40000E-01 0.11343E+01
 0.65636F+02 0.32225E-03 0.61883E-06 0.16437F+01 0.40000E-01 0.16837E+01
 0.62327E+02 0.58580E-04 0.10410E-06 0.31665E+00 0.40000E-01 0.35665E+00
 0.59083E+02 0.22986E-03 0.37698E-06 0.54236E+00 0.40000E-01 0.58236E+00
 0.57780F+02 0.72238E-03 0.11458E-05 0.84558E+00 0.40000E-01 0.88558E+00
 0.56116F+02 0.57433E-03 0.87191E-06 0.74675E+00 0.40000E-01 0.78675E+00
 0.50430E+02 0.44808E-04 0.57953E-07 0.16200F+01 0.40000E-01 0.16600E+01

1-2
 l = 1
 J^n = 1-

0.19961F+03 0.23140E-02 0.23555E-04 0.20514E+00 0.40000E-01 0.24517E+00
 0.19557E+03 0.35116E-03 0.34666E-05 0.14618E+01 0.40000E-01 0.15018E+01
 0.19309E+03 0.48165E-03 0.46649E-05 0.69084F+00 0.40000E-01 0.73084E+00
 0.18945E+03 0.22130E-03 0.20831E-05 0.15560F+01 0.40000E-01 0.15960E+01
 0.18825F+03 0.10209E-02 0.95181E-05 0.65737E+00 0.40000E-01 0.69738E+00
 0.18616F+03 0.53469E-04 0.49022E-06 0.83297E+00 0.40000E-01 0.87297E+00
 0.18357F+03 0.44511E-03 0.39962E-05 0.29575E+00 0.40000E-01 0.33575E+00
 0.18234F+03 0.11513E-03 0.10233E-05 0.26890E+01 0.40000E-01 0.27290E+01
 0.18024F+03 0.63539E-04 0.55502E-06 0.15559E+00 0.40000E-01 0.19560E+00
 0.17842F+03 0.81240E-03 0.69890E-05 0.36152E+00 0.40000E-01 0.40152E+00
 0.17808F+03 0.15159E-04 0.13004E-06 0.42019F+00 0.40000E-01 0.46019E+00
 0.17554F+03 0.77255E-04 0.64862E-06 0.20015E+01 0.40000E-01 0.20415E+01
 0.17347E+03 0.64145E-03 0.52905E-05 0.25005E+00 0.40000E-01 0.29005E+00
 0.17017F+03 0.12546E-03 0.10054E-05 0.81014E+00 0.40000E-01 0.85014E+00
 0.16831F+03 0.16746E-03 0.13200E-05 0.14784E+01 0.40000E-01 0.15184E+01
 0.16620F+03 0.23852E-03 0.18448E-05 0.21030F+01 0.40000E-01 0.21430E+01
 0.16471F+03 0.62775E-05 0.47905E-07 0.42169E+00 0.40000E-01 0.46169E+00
 0.16261F+03 0.34071E-05 0.25503E-07 0.10348E+01 0.40000E-01 0.10748E+01
 0.16241F+03 0.17705E-03 0.13229E-05 0.22878E+00 0.40000E-01 0.26878E+00
 0.15982E+03 0.74471E-04 0.54320E-06 0.32617E+00 0.40000E-01 0.36617E+00
 0.15873F+03 0.12753E-05 0.92073E-08 0.83491F+01 0.40000E-01 0.12349E+00
 0.15819F+03 0.29548F+03 0.21224E-05 0.61630F+00 0.40000E-01 0.65630E+00
 0.15514F+03 0.27826E-05 0.19412E-07 0.34455E+00 0.40000E-01 0.38455E+00
 0.15451F+03 0.35806E-03 0.24827E-05 0.92784E-01 0.40000E-01 0.13279E+00
 0.15387F+03 0.39865E-03 0.27469E-05 0.35757E+00 0.40000E-01 0.39757E+00
 0.15252F+03 0.24415E-03 0.16603E-05 0.23274E+00 0.40000E-01 0.27275E+00
 0.14842E+03 0.58847E-03 0.38415E-05 0.10458E+01 0.40000E-01 0.10858E+01
 0.14584F+03 0.81332E-03 0.51715E-05 0.90660E+00 0.40000E-01 0.94660E+00
 0.14313E+03 0.11129E-05 0.68799E-08 0.14143F+01 0.40000E-01 0.54143E-01
 0.14189F+03 0.18268E-04 0.11147E-06 0.26570F+01 0.40000E-01 0.66570E-01
 0.14128F+03 0.14287E-03 0.86621F+06 0.13483E+00 0.40000E-01 0.17483E+00
 0.13960F+03 0.48081E-04 0.28632E-06 0.26579E+01 0.40000E-01 0.26979E+01
 0.13761F+03 0.26141E-02 0.15235E-04 0.19634E+00 0.40000E-01 0.23634E+00
 0.13555E+03 0.10072E-03 0.57387E-06 0.46959F+00 0.40000E-01 0.50959E+00
 0.13246F+03 0.52864E-04 0.29097E-06 0.56437E+00 0.40000E-01 0.60437E+00
 0.13057F+03 0.48734E-03 0.26252E-05 0.71843E+00 0.40000E-01 0.75843E+00
 0.12830F+03 0.35196E-04 0.18467E-06 0.30900E+00 0.40000E-01 0.34900E+00

1-2
 l = 1
 J = 2-

0.12525F+03	0.31798E-02	0.16094E-04	0.98641E+00	0.40000E-01	0.10264E+01
0.12376F+03	0.61602E-04	0.30622E-06	0.98222E+00	0.40000E-01	0.10222E+01
0.12324F+03	0.44108E-03	0.21747E-05	0.84443E-01	0.40000E-01	0.12495E+00
0.12232F+03	0.77195E-04	0.37705E-06	0.29037E+00	0.40000E-01	0.33037E+00
0.12138F+03	0.12124E-02	0.58537E-05	0.30596E+00	0.40000E-01	0.34596E+00
0.11894F+03	0.15443E-03	0.72325E-06	0.18348E+00	0.40000E-01	0.22348E+00
0.11719F+03	0.15287E-04	0.70022E-07	0.83094E+00	0.40000E-01	0.87094E+00
0.11605F+03	0.50466E-03	0.22781E-05	0.65934E-01	0.40000E-01	0.10594E+00
0.11291F+03	0.38039E-03	0.16478E-05	0.10180F+00	0.40000E-01	0.14180E+00
0.11128F+03	0.11231E-03	0.47605E-06	0.11081E+00	0.40000E-01	0.15081E+00
0.11051F+03	0.79561E-05	0.33371E-07	0.24354E+01	0.40000E-01	0.24754E+01
0.10980F+03	0.17622E-03	0.73207E-06	0.15212E+01	0.40000E-01	0.15612E+01
0.10900F+03	0.36600F-03	0.15034E-05	0.12082E+00	0.40000E-01	0.16082E+00
0.10770F+03	0.87248E-06	0.35209E-08	0.21285E+00	0.40000E-01	0.25285E+00
0.10742F+03	0.69369E-04	0.27888E-06	0.55779E+00	0.40000E-01	0.59779E+00
0.10652F+03	0.57739E-04	0.22920E-06	0.16555E+01	0.40000E-01	0.16955E+01
0.10490F+03	0.71003E-06	0.27545E-08	0.16698E+01	0.40000E-01	0.17098E+01
0.10212E+03	0.60785E-05	0.22651E-07	0.41728E+01	0.40000E-01	0.42128E+01
0.10119F+03	0.17326E-07	0.63683E-10	0.88622E+00	0.40000E-01	0.92622E+00
0.98750F+02	0.39636E-02	0.14044E-04	0.58027E+00	0.40000E-01	0.62028E+00
0.96283F+02	0.26552E-03	0.90580E-06	0.29129E+00	0.40000E-01	0.33130E+00
0.94059F+02	0.89387E-04	0.29867E-06	0.78167E+00	0.40000E-01	0.82167E+00
0.92770F+02	0.55069E-04	0.17768E-06	0.11475E+00	0.40000E-01	0.15475E+00
0.91714F+02	0.20590E-04	0.65302E-07	0.25886E-01	0.40000E-01	0.65886E-01
0.90136F+02	0.41701E-03	0.12886E-05	0.54367E+00	0.40000E-01	0.58367E+00
0.86953F+02	0.57126E-04	0.16726E-06	0.10757E+01	0.40000E-01	0.11157E+01
0.85535F+02	0.20116E-03	0.57462E-06	0.26846E+00	0.40000E-01	0.30846E+00
0.84903F+02	0.11287E-03	0.31885E-06	0.15415E+00	0.40000E-01	0.19415E+00
0.83874F+02	0.12236E-02	0.33941E-05	0.14135E-01	0.40000E-01	0.54139E-01
0.81676F+02	0.26303E-03	0.70111E-06	0.90493E+00	0.40000E-01	0.94493E+00
0.79183F+02	0.38060E-04	0.96840E-07	0.36887E+00	0.40000E-01	0.40887E+00
0.76997F+02	0.78922E-04	0.19255E-06	0.37252E+00	0.40000E-01	0.41252E+00
0.75925F+02	0.40590E-06	0.96969E-09	0.18324E+00	0.40000E-01	0.22324E+00
0.73874F+02	0.37686E-02	0.86410E-06	0.90024E-01	0.40000E-01	0.13003E+00
0.72974F+02	0.22286E-03	0.50168E-06	0.38248E+00	0.40000E-01	0.42248E+00
0.71815F+02	0.14872E-02	0.32684E-05	0.66636E+00	0.40000E-01	0.70637E+00
0.68793F+02	0.15867E-02	0.32694E-05	0.93982E+00	0.40000E-01	0.97982E+00
0.68093F+02	0.72293E-04	0.14669E-06	0.77046E-02	0.40000E-01	0.47710E-01
0.67616F+02	0.12481E-03	0.25059E-06	0.15002E+01	0.40000E-01	0.15402E+01
0.65787F+02	0.33077E-04	0.63738E-07	0.65696E+00	0.40000E-01	0.69696E+00
0.62772F+02	0.15001E-02	0.26943E-05	0.14231F+01	0.40000E-01	0.14631E+01
0.62253F+02	0.81831E-03	0.14515E-05	0.98202E+00	0.40000E-01	0.10220E+01
0.60204F+02	0.44639E-03	0.75305E-06	0.46243E+00	0.40000E-01	0.50243E+00
0.56806F+02	0.69313E-03	0.10717E-05	0.17160E+00	0.40000E-01	0.21160E+00
0.54725E+02	0.15144E-03	0.22142E-06	0.65741E+00	0.40000E-01	0.69741E+00
0.54209F+02	0.26817E-03	0.38655E-06	0.13773F+01	0.40000E-01	0.14173E+01
0.53346F+02	0.37854E-04	0.53266E-07	0.12346F+01	0.40000E-01	0.12746E+01
0.51826F+02	0.70885E-03	0.95512E-06	0.11204E-01	0.40000E-01	0.51205E-01

EH = 0.20000E+03		EL = 0.10000E+02					
1	NO	AVE GAM-N-G	AVE GAM-F	AVE SIG-C	AVE SIG-F	AVE SIG-S	ALPHA
1	10	0.29372E-02	0.14646E+01	0.71283E+00	0.23166E+02	0.22175E+01	0.30770E-01
2	32	0.26744E-03	0.14680E-01	0.15541E+02	0.29930E+01	0.38261E+01	0.51926E+01
3	10	0.15062E-02	0.0	0.68519E-02	0.0	0.30509E-05	0.0
4	33	0.14352E-02	0.10059E+01	0.87373E-02	0.56547E-01	0.84912E-05	0.15451E+00
5	56	0.36486E-03	0.78441E+00	0.54242E-02	0.41035E-01	0.12964E-05	0.13218E+00
TOTAL				0.16275E+02	0.26257E+02	0.15529E+02	0.61984E+00

1 - 3

EH = 0.10000E+03		EL = 0.50000E+02					
1	NO	AVE GAM-N-G	AVE GAM-F	AVE SIG-C	AVE SIG-F	AVE SIG-S	ALPHA
1	4	0.84297E-03	0.33438E+01	0.13208E+01	0.68355E+01	-0.34421E+00	0.19323E+00
2	18	0.38673E-03	0.15391E-01	0.35958E+02	0.91574E+01	0.58979E+01	0.39266E+01
3	5	0.21930E-02	0.0	0.70185E-02	0.0	0.20046E-05	0.0
4	16	0.19204E-02	0.60333E+00	0.10147E-01	0.51596E-01	0.24895E-05	0.19667E+00
5	29	0.52808E-03	0.56010E+00	0.78358E-02	0.40541E-01	0.68248E-06	0.19328E+00
TOTAL				0.37304E+02	0.16085E+02	0.15039E+02	0.23191E+01

1 - 4

HISTORY NO		2	NSkip		2073		
ENRGY		GAMMA-N		GAMMA-F		GAMMA-GAM	
0.19903F+03	0.83461E-03	0.11774E-01	0.34589E+01	0.40000E-01	0.35106E+01		
0.18610F+03	0.40684E-03	0.55500E-02	0.26457E+00	0.40000E-01	0.31012E+00		
0.17928F+03	0.28016E-03	0.37519E-02	0.16363E+01	0.40000E-01	0.16800E+01		
0.16057F+03	0.11013E-02	0.13955E-01	0.11645E+01	0.40000E-01	0.12184E+01		
0.15544F+03	0.27252E-03	0.33977E-02	0.54986E+01	0.40000E-01	0.55420E+01		
0.15207F+03	0.27008E-02	0.33305E-01	0.76701F+00	0.40000E-01	0.84032E+00		
0.14239F+03	0.20972E-04	0.25025E-03	0.28478E+00	0.40000E-01	0.32503E+00		
0.13255F+03	0.43324E-02	0.49878E-01	0.56805E+00	0.40000E-01	0.65793E+00		
0.12323E+03	0.13679E-02	0.15185E-01	0.91772E+00	0.40000E-01	0.97290E+00		
0.11697F+03	0.39097E-02	0.42285E-01	0.98724E+00	0.40000E-01	0.10695E+01		
0.10869F+03	0.13668E-02	0.14249E-01	0.57943E+01	0.40000E-01	0.58486E+01		
0.97362F+02	0.37245E-03	0.36750E-02	0.35110E+01	0.40000E-01	0.35546E+01		
0.92790F+02	0.70453F-03	0.67866E-02	0.14670E+01	0.40000E-01	0.15138E+01		