

速中性子スペクトルと組定数計算法

Computing Methods for Fast Neutron Spectrum and Few Group Constants

五十嵐 信 一* 寺 沢 昌 一*

Shin'ichi Igarashi

Shōichi Terazawa

新 井 公 雄** 内 ケ 崎 儀 一 郎***

Kimio Arai

Giichirō Uchigasaki

内 容 梗 概

原子炉中性子の速中性子スペクトルの理論を、P-1 および B-1 近似の範囲で検討する。特に中性子の減速、共鳴吸収の両過程に重点をおき、詳細な吟味を行なう。具体例として Dresden BWR のボイド 0% の場合について数値的検討を行ない、そこで得られた定量的な結果について理論のもつ近似についての吟味を行なう。この研究を通じて、P-L 近似にまで近似を高める以前に明らかにしておかなければならないいくつかの問題点を指摘する。

1. 緒 言

原子炉の臨界量、中性子束分布などの計算に多組拡散方程式を解く方法が非常に広く使われているが、この計算結果の良否は組定数の選び方によってほとんど決定される。この組定数は中性子エネルギーと共に連続的に変化する各種断面積を、問題にしている原子炉の中性子エネルギー・スペクトルで平均することによって求められる。すなわち本来はエネルギーの関数であるものを各組ごとに平均量の定数でおきかえるわけであるから、そのおきかえ方が適切でなければならない。そのためにはまず中性子のエネルギー・スペクトルを正確に知る必要がある。

原子炉で問題になる中性子のエネルギーは、ほぼ 10 MeV から 0 MeV までの広い範囲にわたっている。このうち核分裂に最も大きく寄与するものは、通常の熱中性子炉では 0.1 eV 以下の熱中性子である。しかし核分裂で生まれ出て来た中性子は大部分が 10 keV 以上のエネルギーを持っていて、それが原子炉内で種々の原子核と衝突してエネルギーを失ったり、吸収されたり、原子炉の外へ出てしまったりして、炉内で熱中性子になるまでには種々の競争過程を通らなければならない。これらの影響が中性子のエネルギー・スペクトルに大きく効いてくるので、これらの諸過程をできるだけ正確に取り入れて中性子のエネルギー・スペクトルを求めなければならない。熱中性子スペクトルについては、すでに 4 年前本誌上にわれわれのグループの研究の一部が報告されており⁽¹⁾、その後も研究が続けられているが、ここでは核分裂で生まれた高速中性子が熱中性子になるまでの過程をおもに考え、このエネルギー範囲の中性子のエネルギー・スペクトルを求め、それによって平均した組定数について考えてみることにする。

速中性子のエネルギー・スペクトルを求める方法は種々あると思われるが、ここでは多群フーリエ変換法⁽²⁾ (Multigroup Fourier Transform Calculation) について述べる。この方法は、原子炉内の物質分布を均質なものとして扱い、その中で中性子は輸送方程式に従って行動するものとする。そして中性子分布の空間依存性はフーリエ変換で落とし、さらに中性子の運動方向について Legendre 展開をし、 P_1 の成分まで求めるものである。この方法で求めた P_0 の成分が中性子のエネルギー・スペクトルになる。さきにも述べたように、この計算の中には中性子が受ける種々の影響をできるだけ正確にとり入れなければならない。エネルギーを 1 keV 以上の高速領域と、それ以下の中速領域に分けてみると、それぞれの領域で特に

注意しなければならないことは、前者では弾性散乱による減速と炉外への漏れ、後者については大きな共鳴吸収による中性子の損失があげられる。前者については散乱断面積の角度依存性と炉心の大きさについて十分注意する必要がある、後者については共鳴積分の取り扱いと、それに必要な共鳴パラメータの正確な値が必要になってくる。これらの諸問題に関して、われわれが行なった研究結果を紹介し、かつ今後の問題点にもふれてみたいと思う。

次章では輸送方程式に始まって、P-1 または B-1 近似を導き、中性子の減速過程がどのように取り入れられるかを示す。ここで示す方法は、単に P-1 または B-1 近似にのみ通用するのではなくて、一般の P-L 近似にも適用するものである。したがって近似を高めようとすれば容易にいくらかでも高めることができるけれども、現状では基礎データの不足や計算機の問題ともからみ合って、まだあまり実用的でないのでここには含めない。しかしわれわれはすでにある程度 P-L 近似の研究を進めており、将来必要があればもっと強力に推進できる態勢にある。この論文の一つの目的は、このような P-L 近似を進める際に、何が問題であり、どう言う点に注意をすればよいかを調べることである。それにはこれまでの研究から得られたデータをもとにして、P-1 または B-1 近似の範囲内で何が重要な役割をしているかを見、近似を進めた時にどのような影響が現れるかを予想してみる必要がある。第 4 章はこれに費されている。ここでは Dresden BWR 炉心を例にとり、P-1 または B-1 近似の範囲で生じうるすべての近似について検討する。そこで得られた結果は特定の炉に対するものであることはもちろんであるが、具体例を通して、炉内で起こっている物理現象を数値的にとらえることにより、われわれの理解を深めることができよう。しかしこの一例だけから他の形の炉について推論することは危険であるから、さらに小さい炉心についての計算例をもあげておいた。

第 3 章では数値計算を行なう際に起こる種々の問題および近似法について述べる。P-1 および B-1 近似の範囲でも、なお問題にしなければならない点は第 4 章と照らし合わせて検討する。それによって、改善しなければならない点や近似法の改良の問題を明らかにする。同時に今後の問題研究のあり方の方向をも示すつもりである。

2. 減速拡散方程式

中性子の減速拡散をあらわす最も一般的な方程式は次の輸送方程式である。ただし媒質は均質であると仮定する。

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \cdot \Delta \phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(u) \phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) \\ &= S(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \int \int d\vec{r}' d\vec{\Omega}' \Sigma_{el}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \\ & \phi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') + \int \int d\vec{r}' d\vec{\Omega}' \Sigma_{in}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \end{aligned}$$

* 日立製作所中央研究所 理博

** 日立製作所中央研究所

*** 日立製作所日立工場

$$\phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) \dots\dots\dots (1)$$

ここで

$\phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$: 位置 $\vec{r}$ で $\vec{\Omega}$ 方向に運動しているレサジ u のベクトル中性子束

$S(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$: 位置 $\vec{r}$ で, $\vec{\Omega}$ 方向に運動するレサジ u の中性子の源

$\Sigma_t(u)$: レサジ u の中性子に対する距視的全断面積

$\Sigma_{el}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: 弾性散乱によって, レサジ u' で $\vec{\Omega}'$ 方向に運動していた中性子がレサジ u で $\vec{\Omega}$ 方向に運動する中性子になる割合

$\Sigma_{in}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: 非弾性散乱によって, レサジ u' で $\vec{\Omega}'$ 方向に運動していた中性子が, レサジ u で $\vec{\Omega}$ 方向に運動する中性子になる割合

なお $\Sigma_t(u)$, $\Sigma_{el}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$, $\Sigma_{in}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ の諸量は原子炉の炉心を構成している各種原子核のミクロ断面積と炉心単位体積当たりのその核の個数との積を各種原子核について加えることによって作られる。今原子核 J の炉心単位体積当たりの個数を N^J とすると

$$\begin{aligned} \Sigma_{el}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = & \sum_J \frac{\pi(A^J+1)^2}{A^J} N^J \sigma_{el}^J(u', \mu_C^J) \\ & \times e^{u'-u} \sum_{l,m} P_l(\mu_L^J) Y_{lm}^*(\vec{\Omega}') Y_{lm}(\vec{\Omega}) \\ & \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

と表わせる。 A^J は原子核 J と中性子との質量比, $\sigma_{el}^J(u', \mu_C^J)$ は重心系での核 J による中性子の弾性散乱の断面積で, μ_C^J がその散乱角である。また $P_l(\mu_L^J)$ は実験室系での散乱角 μ_L^J の関数としての Legendre 関数, $Y_{lm}(\vec{\Omega})$ は spherical harmonics である。非弾性散乱についても $\sigma_{in}^J(u', \mu_C^J)$ を $\sigma_{in}^J(u', u_Q, \mu_C^J)$ におきかえれば同様に表わせる。ただし, 弾性散乱と非弾性散乱の違いは, 中性子が衝突核の内部状態を変えるかどうかであり, それが μ_C^J とレサジ増加 $(u-u')$ との関係を, 弾性散乱では簡単にしているのに, 非弾性散乱では複雑なものにしている。

$$\mu_C^J = 1 - \frac{(A^J+1)^2}{2A^J} (1 - e^{u'-u}) \dots\dots\dots \text{弾性散乱}$$

$$\begin{aligned} \mu_C^J = & \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{A^J+1}{A^J} e^{u'-u_Q}}} \left\{ 1 - \frac{(A^J+1)^2}{2A^J} (1 - e^{u'-u} \right. \\ & \left. - \frac{A^J}{A^J+1} e^{u'-u_Q}) \right\} \dots\dots\dots \text{非弾性散乱} \end{aligned}$$

u_Q は核の内部エネルギーの変化をあらわすもので, ここではレサジになおしておいた。このような事情のために, 後で述べる中性子の減速密度の取り扱いでは非弾性散乱を弾性散乱の扱いとは別に行なっている。なお $\Sigma_t(u)$ は

$$\Sigma_t(u) = \Sigma_{el}(u) + \Sigma_{in}(u) + \Sigma_a(u) \dots\dots\dots (3)$$

であり, $\Sigma_{el}(u)$ および $\Sigma_{in}(u)$ は (2) を $\vec{\Omega}$ と u について積分することによって得られる。 $\Sigma_a(u)$ はレサジ u の中性子に対する吸収断面積である。

前章で述べた処法に従って

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = & (2\pi)^{-3/2} \int d\vec{B} e^{-i\vec{B} \cdot \vec{r}} \psi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) \\ & \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

とおき, 空間依存性を落すことにする。そうすると (1) 式は

$$\begin{aligned} -i\vec{\Omega} \cdot \vec{B} \psi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(u) \psi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) \\ = \chi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) + \iint du' d\vec{\Omega}' \Sigma_{el}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{B}, u', \vec{\Omega}') \end{aligned}$$

$$+ \iint du' d\vec{\Omega}' \Sigma_{in}(u' \rightarrow u, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{B}, u', \vec{\Omega}') \dots\dots\dots (5)$$

と変換される。ここに

$$\chi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) = (2\pi)^{-3/2} \int d\vec{r} e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} S(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$$

である。問題を簡単にするために, $\vec{B}$ 方向の一次元問題にすると, この方向の回りの中性子分布は一樣と考えてよいから

$$\psi(\vec{B}, u, \vec{\Omega}) = \sum_{l=0 \rightarrow \infty} a_l F_l(B, u) Y_{l,0}(\vec{\Omega})$$

とおける。 $\chi(\vec{B}, u, \vec{\Omega})$ も同様に展開しておき, 左側から $Y_{l,0}^*(\vec{\Omega})$ を掛けて $\vec{\Omega}$ について積分すると, $a_l = \sqrt{2l+1}$ とおいて

$$\begin{aligned} -iB \sum_l \left(\frac{2l+1}{2L+1} \right) (l100|L0)^2 F_l(B, u) + \Sigma_t(u) F_L(B, u) \\ = \chi_L(B, u) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + \sum_J 2\pi N^J \int_{-1}^1 d\mu_C^J P_L(\mu_L^J) \sigma_{el}^J(u - U(\mu_C^J), \mu_C^J) \\ \times F_L(B, u - U(\mu_C^J)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + \sum_J \iint du' du_Q \frac{\pi(2A^J+1)^2}{A^J \sqrt{1 - \frac{A^J+1}{A^J} e^{u'-u_Q}}} N^J \\ \times \sigma_{in}^J(u', u_Q, \mu_C^J) e^{u'-u} P_L(\mu_L^J) F_L(B, u') \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

L を 0 と 1 だけに限ると

$$-iBF_1(B, u) + \Sigma_t(u) F_0(B, u) = \chi_0(B, u)$$

$$+ \sum_J 2\pi N^J \int_{-1}^1 d\mu_C^J \sigma_{el}^J(u - U(\mu_C^J), \mu_C^J)$$

$$\times F_0(B, u - U(\mu_C^J)) + \sum_J \iint du' du_Q$$

$$\begin{aligned} \times \frac{\pi(2A^J+1)^2}{A^J \sqrt{1 - \frac{A^J+1}{A^J} e^{u'-u_Q}}} \sigma_{in}^J(u', u_Q, \mu_C^J) e^{u'-u} \\ \times F_0(B, u') \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$- \frac{i}{3} B F_0(B, u) + \frac{2}{3} i B F_2(B, u) + \Sigma_t(u) F_1(B, u) = \chi_1(B, u)$$

$$+ \sum_J 2\pi N^J \int_{-1}^1 d\mu_C^J \sigma_{el}^J(u - U(\mu_C^J), \mu_C^J) P_1(\mu_L^J)$$

$$\times F_0(B, u - U(\mu_C^J)) + \sum_J \iint du' du_Q$$

$$\begin{aligned} \times \frac{\pi(2A^J+1)^2}{A^J \sqrt{1 - \frac{A^J+1}{A^J} e^{u'-u_Q}}} N^J \sigma_{in}^J(u', u_Q, \mu_C^J) e^{u'-u} \\ \times P_1(\mu_L^J) F_1(B, u') \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

を得る。(9) 式の左辺に現われている $F_2(B, u)$ の項を落したものが普通 P-1 近似といわれているものである。(5) 式から (7) 式を導く際に, (5) 式の左辺をまとめてしまって, $(\Sigma_t(u) + i\vec{\Omega} \cdot \vec{B}) \psi(\vec{B}, u, \vec{\Omega})$ とし, 両辺をこの $(\Sigma_t(u) + i\vec{\Omega} \cdot \vec{B})$ で割ってから, $Y_{l,0}^*(\vec{\Omega})$ を掛けて $\vec{\Omega}$ について積分する方法も考えられる。この方法で $L=0, 1$ まで求めたものが B-1 近似といわれるものである。すなわち (8) 式と (9) 式の右辺をそれぞれ Z_0, Z_1 とおくと, B-1 近似で求めた F_0 と F_1 は次のようになる。

$$F_0(B, u) = \frac{\beta(u)}{\Sigma_t(u)} Z_0 + \frac{3i(1-\beta(u))}{\alpha(u)\Sigma_t(u)} Z_1$$

$$F_1(B, u) = \frac{i}{\alpha(u)\Sigma_t(u)} (1-\beta(u)) Z_0 + \frac{3(1-\beta(u))}{\alpha(u)^2 \Sigma_t(u)} Z_1$$

ただし $\alpha = B/\Sigma_t(u)$, $\beta = \tan^{-1} \alpha/\alpha$

第 2 式に $i\alpha(u)$ を掛けて第 1 式から引くと, (8) 式そのものが現われるが, 第 1 式に $i(1-\beta(u))/\alpha(u)$ を掛け, 第 2 式に $\beta(u)$ を掛けて引くと, (9) 式の左辺が

$$-\frac{i}{3}BF_0(B,u)+\gamma(u)\sum_l(u)\cdot F_1(B,u)$$

に変わる。 $\gamma(u)$ は $\alpha(u)$ と $\beta(u)$ とから

$$\gamma(u)=\beta(u)\alpha^2(u)/3(1-\beta(u)) \quad (10)$$

と与えられる。炉心が大きく、したがって B が小さい場合には α が小さくなるから、

$$\beta(u) \doteq 1 - \frac{1}{3} \alpha^2(u)$$

とおけて、これを(10)式に入れば、

$$\gamma(u)=1-0(\alpha^2)$$

となる。したがって炉心の大きさが十分大きければ、B-1 近似も P-1 近似も差がなくなる。このことから、B-1 近似は炉心が小さい場合には P-1 近似より正しい値を与えることがわかる。

次に、中性子の減速を見るために(8)、(9)式を書きかえて

$$\begin{aligned} & -iB \cdot F_1(B,u) + (\sum_a(u) + \sum_{in}(u))F_0(B,u) \\ & = \chi_0(B,u) - \frac{\partial q_0(B,u)}{\partial u} + w_0(B,u) \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & -i \frac{1}{3} B \cdot F_0(B,u) + \gamma(u) \sum_l(u) F_1(B,u) \\ & = \chi_1(B,u) + \sum_{el,1}(u) F_1(B,u) - \frac{\partial q_1(B,u)}{\partial u} + w_1(B,u) \quad (12) \end{aligned}$$

とする。右辺の $q_0(B,u)$ 、 $q_1(B,u)$ は(8)、(9)式の右辺の弾性散乱の部分から、lethargy gain U を0にしたものを引いて、次のように定義する。

$$\begin{aligned} -\frac{\partial q_L(B,u)}{\partial u} &= 2\pi \cdot \text{Sum } N^J \left\{ \int_{-1}^1 d\mu_c^J \right. \\ & \quad \sigma_{el}^J(u - U(\mu_c^J), \mu_c^J) P_L(\mu_L^J) F_L(B, u - U(\mu_c^J)) \\ & \quad \left. - \int_{-1}^1 d\mu_c^J \sigma_{el}^J(u, \mu_c^J) P_L(\mu_L^J) F_L(B, u) \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

この $q_L(B,u)$ が L 次の減速密度といわれるもので、中性子の減速の大きさをあらわす量である。(12)式にあらわれた $\sum_{el,1}(u)$ は(13)式の右辺第2項と同じものである。中性子の減速は弾性散乱によるだけでなく、非弾性散乱によっても起こる。正確には(13)式の q_L の他に非弾性散乱による減速密度というようなものを定義すべきであるが、ここでは触れないことにする。 $w_0(B,u)$ 、 $w_1(B,u)$ は(8)、(9)式の右辺第3項で、今考えているエネルギーよりも高いエネルギーの所で起こった非弾性散乱によって、今考えているエネルギーの所に達した中性子の数をあらわすものである。

(13)式の意味は、今考えているレサジ $u \sim u + \Delta u$ の範囲にはいつてくる中性子と出てゆく中性子の差が、減速密度 $q_L(B,u)$ の減少になっているということである。右辺第1項を $U(\mu_c^J)$ の巾(べき)に展開すると

$$\begin{aligned} & \text{Sum } N^J \cdot \text{Sum}_{n=0 \rightarrow \infty} \frac{d^n}{du^n} F_L(B,u) G_{L,J}^n(u) \\ & G_{L,J}^n(u) \equiv \frac{2\pi}{n!} \int_{-1}^1 [-U(\mu_c^J)]^n \sigma_{el}^J(u, \mu_c^J) P_L(\mu_L^J) d\mu_c^J \quad (14) \end{aligned}$$

となるから、(13)式は

$$-\frac{\partial q_L(B,u)}{\partial u} = \text{Sum } N^J \cdot \text{Sum}_{n=1 \rightarrow \infty} \frac{d^n}{du^n} F_L(B,u) G_{L,J}^n(u) \quad (15)'$$

になり、 $q_L(B,u)$ は

$$q_L(B,u) = -\text{Sum } N^J \cdot \text{Sum}_{n=0 \rightarrow \infty} \frac{\partial^n}{\partial u^n} F_L(B,u) G_{L,J}^{n+1}(u)$$

$$\equiv -\text{Sum}_J N^J \cdot q_{L,J}(B,u) \quad (15)$$

とも表わせる。(15)と(15)'式と

$$\lambda_L^J(u) \equiv -G_{L,J}^2(u)/G_{L,J}^1(u) \quad (16)$$

とを使って、 $(A^J)^{-2}$ 以上の項を落すと

$$\lambda_L^J(u) \frac{\partial q_{L,J}(B,u)}{\partial u} = -q_{L,J}(B,u) - G_{L,J}^1(u) F_L(B,u) \quad (17)$$

を得る⁽³⁾。この関係は A^J の大きな原子核については有効な式である。BWRのように水が重要な役割をする原子炉では、水素のように軽い原子核がたいせつになってくる。しかも水素は、中性子の減速ではほかの原子核では比べものにならないくらい有効な働きをする。したがって、水素の減速密度はしばしばほかの原子核のそれと区別して扱われることが多い。(13)式にもどって水素について考える。原子炉内の中性子が持っているエネルギーは10 MeV 以下と考えてよいから、水素と中性子の衝突による散乱は重心系で等方としてよい。したがって(13)式のうち水素に関する部分は

$$\begin{aligned} -\frac{\partial q_{L,H}(B,u)}{\partial u} &= 2\pi \int_{-1}^1 d\mu_c \sigma_{el}^H(u - U(\mu_c)) P_L(\mu_L) \\ & \quad \times F_L(B, u - U(\mu_c)) \\ & \quad - 2\pi \int_{-1}^1 d\mu_c \sigma_{el}^H(u) P_L(\mu_L) F_L(B, u) \\ &= 4\pi \int_{-\infty}^u du' \sigma_{el}^H(u') P_L(\mu_L) F_L(B, u') e^{u'-u} \\ & \quad - 4\pi \int_{-\infty}^u du' \sigma_{el}^H(u) P_L(\mu_L) F_L(B, u) \\ & \quad \times e^{u'-u} \end{aligned}$$

となる。特に

$$\eta(B,u) \equiv q_{0,H}(B,u)$$

$$\rho(B,u) \equiv \frac{3}{2} q_{1,H}(B,u)$$

とすると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta(B,u)}{\partial u} &= -4\pi \int_{-\infty}^u du' \sigma_{el}^H(u') F_0(B, u') e^{u'-u} \\ & \quad + 4\pi \sigma_{el}^H(u) F_0(B, u) \quad (18)' \end{aligned}$$

ところが、レサジはエネルギー10 MeV を基準にしたものだから、負の側は考える必要がない。そこで右辺第1項は0から u までの積分になる。そうすると、

$$\eta(B,u) = 4\pi \int_0^u du' \sigma_{el}^H(u') F_0(B, u') e^{u'-u} \quad (18)$$

と表わせる。これが上の微分方程式を満足することは明らかである。同様にして、

$$\frac{\partial \rho(B,u)}{\partial u} = -\frac{3}{2} \rho(B,u) + 4\pi \sigma_{el}^H(u) F_1(B, u) \quad (19)'$$

$$\rho(B,u) = 4\pi \int_0^u du' \sigma_{el}^H(u') F_1(B, u') e^{\frac{3}{2}(u'-u)} \quad (19)$$

を得る。このようにして、中性子のエネルギー・スペクトルを求める基本的な関係式が(11)、(12)、(17)、(18)'、(19)'のように表わされたことになる。

3. 数値計算による解法

前章では中性子の減速拡散をあらわす一般論を述べたが、この章では具体的な解を求めるための方法について述べる。出発点になる関係式は(11)、(12)、(17)、(18)'、(19)'である。この後の3式はミクロな表現になっているが、以下ではすべてマクロな表現として扱う。また、基礎的なデータの不足から現在では考慮することに意味のない量も含まれている。たとえば(12)式の $\chi_1(B,u)$ と $w_1(B,u)$

のようなものである。これらの量は0ではないにしても、それほど大きくはないであろう。しかしその吟味は現在のところできない。このような理由から、ここでは考慮しない。また表現を改めて次のような量を定義する。

$$\phi(u) \equiv F_0(B, u)$$

$$j(u) \equiv -iF_1(B, u)$$

$$q(u) \equiv q_0(B, u) \quad (\text{ただし水素を除く})$$

$$\eta(u) \equiv \eta(B, u) N^H$$

$$\rho(u) \equiv -i\rho(B, u) N^H$$

$$\chi(u) \equiv \chi_0(B, u)$$

$$w(u) \equiv w_0(B, u)$$

$$\lambda^J(u) \equiv \lambda^J_0(u)$$

$$q_J(u) \equiv q_{0,J}(B, u) \cdot N^J$$

これらを使って方程式を書きなおすと

$$(\sum_a(u) + \sum_{in}(u))\phi(u) + Bj(u) = \chi(u) - \frac{\partial q(u)}{\partial u} - \frac{\partial \eta(u)}{\partial u} + w(u) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$-\frac{1}{3}B\phi(u) + \gamma(u) \sum_{el}(u)j(u) = \sum_{el,1}(u)j(u) - \frac{2}{3} \frac{\partial \rho(u)}{\partial u} \cdot \delta \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\lambda^J(u) \frac{\partial q_J(u)}{\partial u} = -q_J(u) + \xi^J(u) \sum_{el}^J(u) \phi(u) \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$q(u) = \text{Sum}_{J(H \text{を除く})} q_J(u) \quad \frac{\partial \eta(u)}{\partial u} = -\eta(u) + \sum_{el}^H(u) \phi(u) \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\frac{\partial \rho(u)}{\partial u} = -\frac{3}{2} \rho(u) + \sum_{el}^H(u) j(u) \quad \dots\dots\dots (24)$$

これらのうち(22)式の中の $q_J(B, u)$ に相当するものは水素についてのみ考慮する。時によっては水素についても考慮しないことがあり、このときには Selengut-Goertzel 近似といわれる。(21)式の δ はこの選択を意味する。 $\delta=1$ の時には consistent 近似または Non Selengut-Goertzel 近似といわれる。(17)式と(22)式の関係は

$$\xi^J(u) \sum_{el}^J(u) \equiv -N^J G_{0,J}^I(u) \quad \dots\dots\dots (25)$$

とおくことによって示される。(22)式の左辺を無視して

$$q_J(u) = \xi^J(u) \sum_{el}^J(u) \phi(u)$$

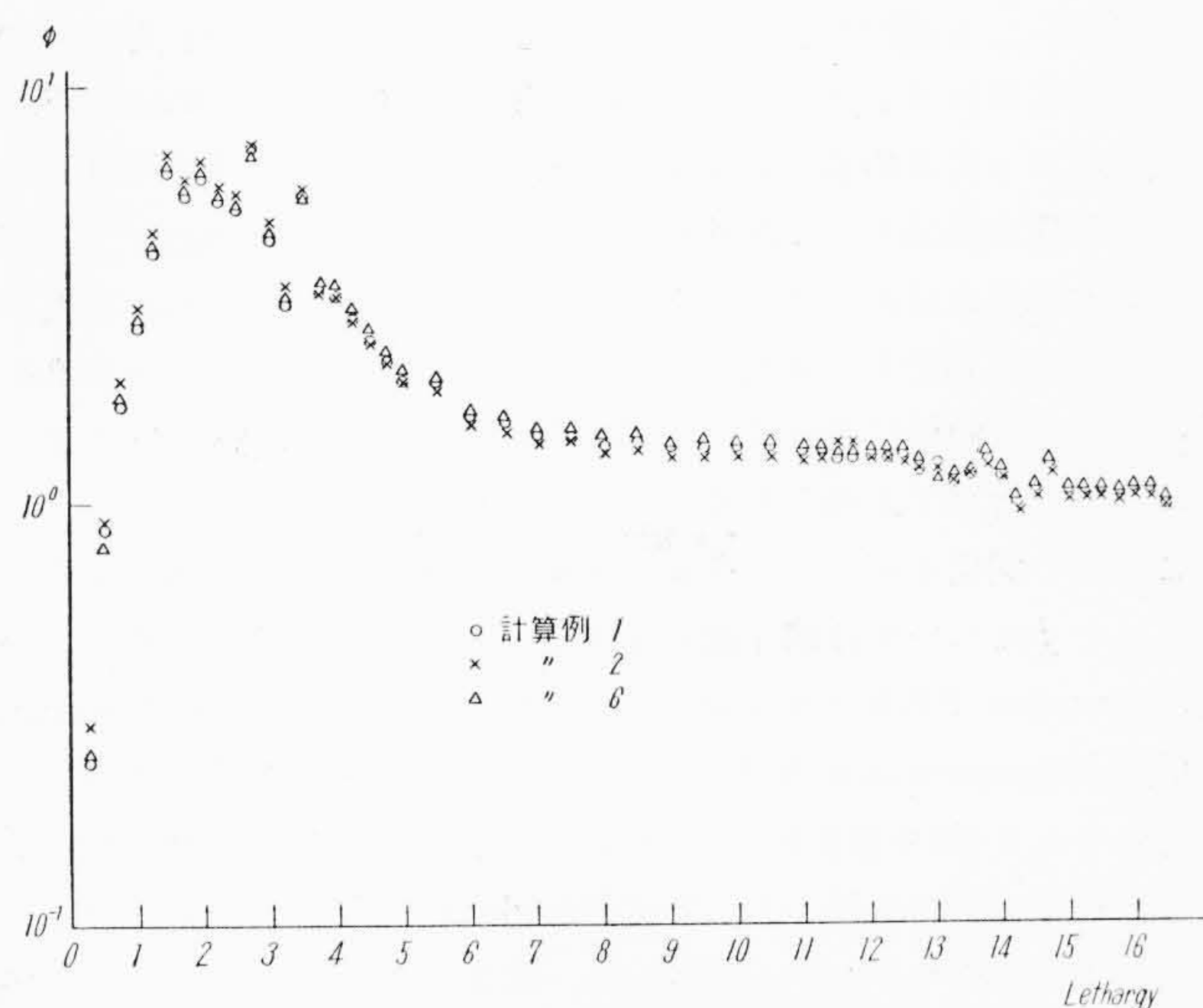
とする近似がある。これは $q_J(u)$ がレサジ(またはエネルギー)についての変化がゆるやかな時には良い近似になっている。これを conventional age 近似といい、(22)式を Grueling-Goertzel 近似といっている。

(20)式から(24)式を数値計算に便利にする際にもう一つ注意しなければならないことがある。それは $\sum_a(u)$ の取り扱いである。第1章でもちょっと触れたが、1 keV 以下のエネルギー領域には大きな共鳴吸収が存在する。いまこの領域を計算するとして、レサジ間隔を Δu ごとに切るとする。 Δu は計算に関係のある種々の量とにらみ合わせて適当に取られるが、普通は、共鳴準位間隔に比べてずっと大きな値になっている。したがって Δu の範囲内にある共鳴吸収の影響はそれらの積分としてあらわされる。ここではそれを次のように定義しよう⁽²⁾。

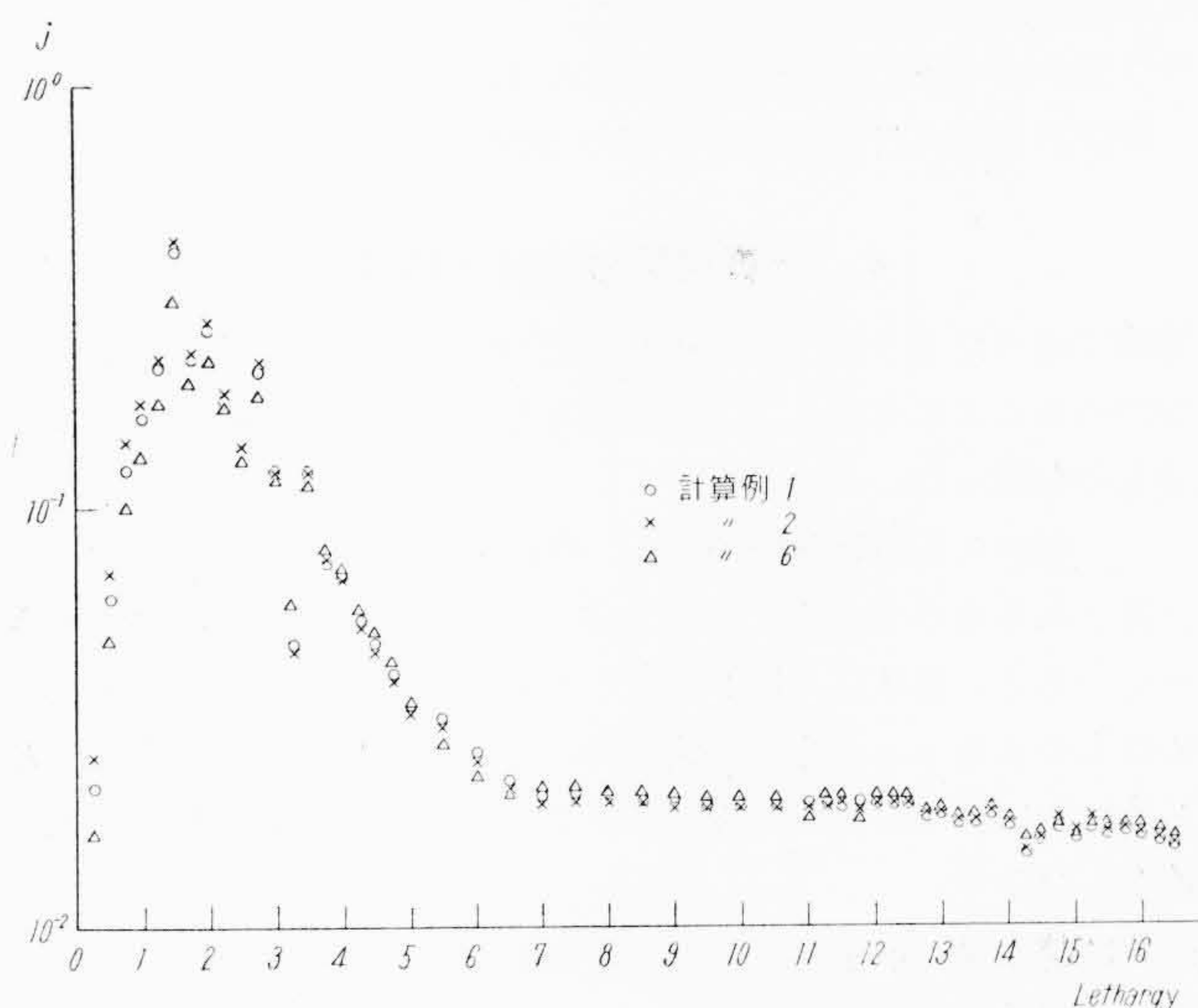
$$\int_u^{u+\Delta u} \sum_{a,r}(u') \phi(u') du' = (1 - p_a(u + \Delta u)) (q(u) + \eta(u)) \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここで吸収断面積をなめらかな部分と共鳴部分とに分けて

$$\sum_a(u) = \sum_{a,s}(u) + \sum_{a,r}(u)$$



第1図(a) 中性子スペクトル $\phi(u)$ の計算例



第1図(b) 中性子流 $j(u)$ の計算例

第1表 計算例でとった近似

計算例番号	近	似
1	P-1 Selengut-Goertzel (S-Gと書く)	Homogeneous N.R. χ は(28)式
2	P-1 S-G	Heterogeneous N.R. χ はMUFT-5のもの
3	B-1 S-G	Homogeneous N.R. χ は(28)式
4	B-1 S-G	Heterogeneous N.R. χ は(28)式
5	P-1 S-G	Heterogeneous N.R. χ は(28)式
6	P-1 Non S-G	Homogeneous N.R. χ は(28)式
7	P-1 Non S-G	Homogeneous N.R.I.A. χ は(28)式
8	P-1 Non S-G	Heterogeneous N.R. χ は(28)式
9	P-1 Non S-G	Heterogeneous N.R.I.A. χ は(28)式
10	P-1 Non S-G	Heterogeneous (もれを含む) N.R. χ は(28)式

とした。 $p_a(u)$ は共鳴吸収を逃れる確率といわれるもので、共鳴積分と次の関係で結ばれている。

$$p_a(u) = \exp \left[- \sum_{i \in \Delta u} \sum_J N^J (R.I.)_{a,i}^J \right] \quad \dots\dots\dots (27)$$

i は共鳴準位を示す。共鳴積分の具体的な式として、現在アメリカで通常使われている MUFT コード⁽²⁾では、均質の系に対する NRIA 近似の式が用いられているが、われわれの作成した JUPITER コード⁽⁴⁾では、共鳴幅の大きさによって N.R. 近似でも NRIA 近似

でもどちらでも選択できるし、また炉心の形によって均質、非均質のどちらでも取れるようにできる。MUFT流の方法でも self-shielding factor によって非均質の効果を入れることはできるが JUPITER コードでは燃料領域および減速材領域の mean chord length⁽⁵⁾ を用いてより簡単に計算できる。なお炉心からの中性子のもれが共鳴積分におよぼす効果も、選択によって入れることができる。分裂断面積についても同様にできて、そのときには p_a の代わりに p_f がまったく同様な計算で求められる。

これらの関係を用いて、 $\phi(u)$, $j(u)$, $q(u)$, $\eta(u)$, $\rho(u)$ を求めた。 ϕ と j については第1図に示すような curve が得られる。この図は Dresden BWR の炉心について、P-1 近似, Selengut-Goertzel 近似, Homogeneous, N. R. 近似などの種々の近似を用いて計算したものである(第1表参照)。これらを用いて、少数組定数の計算が行なわれるのであるが、ここでは Dresden 炉について、第1の組を 180 keV 以上のエネルギー領域とし、第2の組を 180 keV 以下の熱領域を含まない範囲として、各組の組定数を求めてみた。第4章ではこれについて、各近似がどのように効いてくるかを検討し、かつ種々の問題点を探ってみようと思う。なお以下の計算結果は、すべて日立製作所中央研究所で開発された JUPITER コードによるもので、使用計算機は日立工場事管部の IBM 7070 である。

4. 計算結果の検討と吟味

前節で述べたように、Dresden 炉について行なった計算結果を検討してみることにする。ここで行なった計算では、 $\lambda(u)$ として2種類のものを使った。一つは

$$\lambda(u) = 0.76987 \cdot E^{1.5} \cdot \exp(-0.775 \cdot E) \dots\dots\dots (28)$$

で計算されるものである。 E はエネルギーで、 u は E に対応するレサジである。第2は MUFT-5⁽²⁾ で使っているもので、(28)式で求めたものとちょっと違った値を持っている。しかしその差はほとんどないといって良いが、後で示すように、少数組組定数には大きな差をもたらす。

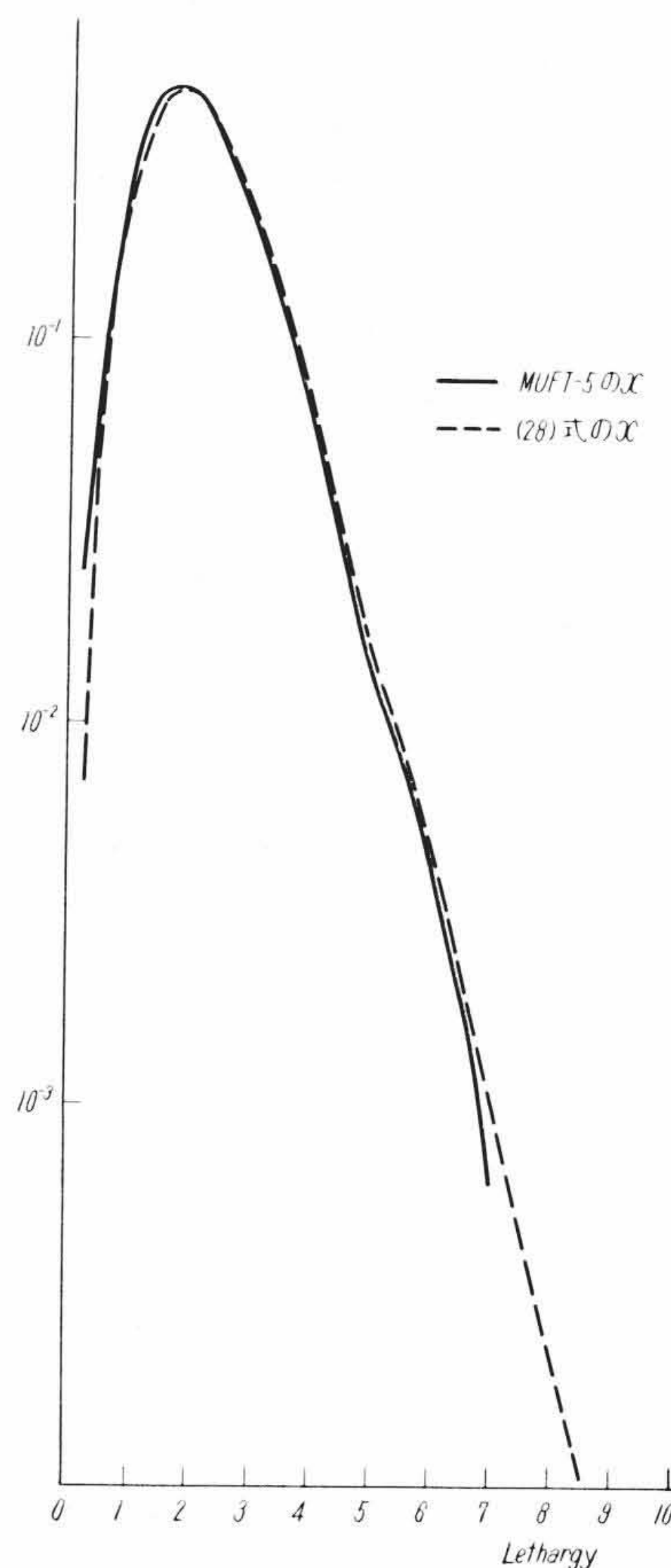
計算は第1表に示すような近似の選択で行なわれている。

(1) 弾性散乱断面積 Σ_{el}

どの近似についてもほとんど違いがない。その中でも目だつのは例2の group 1 の値である。例5と例2についてみると、約 1.2% ぐらいの違いがある。ほかは 0.04% 以下である。例2の group 1 が他と異なって小さい理由は λ の違いに由来する。例2の λ は MUFT 5 で使っているもので、(28)式のものに比べてエネルギーの大きい側で大きな値を持っている(第2図)。第2表の λ^1 と λ^2 をみると、ほかに比べてエネルギーの大きい側で大きな値になっていることが分かる。したがって中性子のエネルギー・スペクトル ϕ はほかの例に比べてエネルギーの大きい側で大きくなる。一方 σ_{el}^J はこの計算に使ったどの原子核でもエネルギーの大きい側で小さい。このために平均値の計算をする時の ϕ と σ_{el}^J との overlap integral はほかとあまり変わらないものとなるから、平均値自身は小さくなるわけである。P-1とB-1, S-GとNon S-Gの違いはほとんど現われてこない。これは炉が大きいことで、小さい炉ではその差が現われてくる(第3表参照)。group 2 での違いは均質と非均質の違いに現われる。しかしこれは 0.04% 以下である。これらの比較から大きい炉では、 Σ_{el} に対しては λ 以外はあまり大きな影響を及ぼさないといえる。小さい炉では P-1 と B-1 で 0.2%, S-G と Non S-G で 0.7% の違いがある。

(2) 吸収断面積 Σ_a

group 1 では、例2を除くと S-G と Non S-G の間の違いが目だつ。違いは 0.06% ぐらいである。ここで興味のあることは Σ_{el} の場合には S-G の方が Non S-G に比べて 0.02% 程度大きかった



第2図 分裂スペクトルの比較

ことであろう。 λ の違いは group 1 で 3.7% の差を生ずる。これが group 1 では一番大きい。

group 2 では当然のことながら均質と非均質の違いに一番大きな差が生ずる。その違いは約 9~7% である。ここでの Σ_a は group 1 のものよりも値が大きく、中性子の熱中性子化を妨げる作用をするから、炉の反応度にも微妙に響くことになる。これに比べると N. R. と NRIA の違いは 2.2% ぐらいで、前者に比べると 2 次の影響程度に止まる。

小さい炉では S-G と Non S-G で 3%, P-1 と B-1 で 1.3% の違いがある。このように炉が小さいほど、ここで取っている近似の問題が微妙になってくることがわかる。

(3) 非断性散乱断面積 Σ_{in}

group 1 では λ の違いが一番大きく、2.5% ぐらい、次が S-G と Non S-G の違いで 0.05% ぐらいである。group 2 では均質と非均質の違いが 0.6% ぐらいで一番大きく、次が N. R. と NRIA の違いの 0.03% である。この違いは Σ_{el} に比べて大きいように見えるが、絶対値が Σ_{el} に比べて三けたも違うからあまり問題にならない。 Σ_{in} の相対値になぜこのように大きな差が生じたかは次のように説明できる。それは、ここで考えているどの原子核でも σ_{in} は 5 keV 以下で 0 であり、 ϕ が大きく異なる共鳴領域からは σ_{in} と ϕ との overlap integral に何も入ってこない。したがって ϕ の違いそのものが Σ_{in}^2 の違いとして出てきているわけである。

(4) 除去断面積 Σ_R

λ の違いは group 1 で 2.3% の差を生ずるが、S-G と Non S-G の違いは 0.04% である。group 2 では均質と非均質の違いが 1.1~1.3% ぐらい、N. R. と NRIA が 0.12~0.4% ぐらいである。したがって大きい炉では λ の違いを除いてはあまり問題にならない。

小さい炉では P-1 と B-1 で 0.4%, S-G と Non S-G で 1.7% ぐ

のが、 Σ_a では逆に Non S-G の方が大きくなっている。これは Non S-G 近似が S-G 近似に比べて水素による前方散乱を少なく評価しているために、current j を押さえる結果になっていて、そのため中性子スペクトル ϕ の高エネルギー側が大きくなっていく。したがって Σ_{el} は、 λ の違いのときと同じ事情を反映して S-G 近似のものより小さくなる。これに反し、Zr や O のように高エネルギー側に大きな σ_a を持つ原子核があるために、 Σ_a は Non S-G 近似の方が大きくなるわけである。(3) で述べる Σ_{in} にもこの事情は現われている。このように各原子核のマイクロ断面積の微細構造が組定数に反映することは注目してよいこと

第2表 Few Group Constants の計算例 Dresden炉 (B=0.018228)

(1) 1-group											
Case No.	Σ_{el}^1	Σ_{a1}^1	Σ_{in}^1	Σ_R^1	Σ_{tr}^1	Σ_f^1	$\nu\Sigma_f^1$	D^1	P^1	λ^1	τ^1
1	0.30611	0.0029236	0.010490	0.055525	0.19312	0.0015342	0.0041026	2.0770	0.94998	0.96131	34.161
2	0.30247	0.0030311	0.010755	0.054250	0.19094	0.0015895	0.0042630	2.1068	0.94708	0.96659	35.551
3	0.30611	0.0029237	0.010490	0.055525	0.19344	0.0015343	0.0041027	2.0706	0.94998	0.96131	34.055
4	0.30611	0.0029237	0.010490	0.055525	0.19344	0.0015343	0.0041027	2.0706	0.94998	0.96131	34.055
5	0.30611	0.0029236	0.010490	0.055525	0.19312	0.0015342	0.0041026	2.0770	0.94998	0.96131	34.161
6	0.30604	0.0029253	0.010495	0.055501	0.19307	0.0015353	0.0041055	1.8015	0.94993	0.96131	29.640
7	0.30604	0.0029253	0.010495	0.055501	0.19307	0.0015353	0.0041055	1.8015	0.94993	0.96131	29.640
8	0.30604	0.0029253	0.010495	0.055501	0.19307	0.0015353	0.0041055	1.8015	0.94993	0.96131	29.640
9	0.30604	0.0029253	0.010495	0.055501	0.19307	0.0015353	0.0041055	1.8015	0.94993	0.96131	29.640
10	0.30604	0.0029253	0.010495	0.055501	0.19307	0.0015353	0.0041055	1.8015	0.94993	0.96131	29.640
(2) 2-group											
	Σ_{el}^2	Σ_a^2	Σ_{in}^2	Σ_R^2	Σ_{tr}^2	Σ_f^2	$\nu\Sigma_f^2$	D^2	P^2	λ^2	τ^2
1	0.79666	0.010848	0.00051955	0.041724	0.40096	0.0015722	0.0038648	0.83595	0.79365	0.037370	50.041
2	0.79687	0.010157	0.00051721	0.042173	0.40100	0.0015443	0.0037963	0.83584	0.80591	0.033238	51.520
3	0.79666	0.010848	0.00051955	0.041724	0.40107	0.0015722	0.0038648	0.83570	0.79365	0.037370	49.931
4	0.79687	0.010157	0.00051720	0.042176	0.40111	0.0015444	0.0037965	0.83560	0.80591	0.037370	50.001
5	0.79687	0.010157	0.00051720	0.042176	0.40100	0.0015444	0.0037965	0.83584	0.80591	0.037370	50.112
6	0.79666	0.010848	0.00051959	0.041722	0.40096	0.0015722	0.0038647	0.87009	0.79364	0.037370	46.169
7	0.79665	0.010816	0.00051976	0.041771	0.40096	0.0015718	0.0038637	0.87008	0.79432	0.037370	46.163
8	0.79687	0.010157	0.00051724	0.042173	0.40100	0.0015444	0.0037964	0.86929	0.80591	0.037370	46.230
9	0.79692	0.0099411	0.00051673	0.042338	0.40101	0.0015452	0.0037983	0.86906	0.80984	0.037370	46.241
10	0.79687	0.010155	0.00051723	0.042174	0.40100	0.0015441	0.0037958	0.86929	0.80594	0.037370	46.230
(3) Spectrum Current および Resonance Escape Probability											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
ϕ^1	16.2551	16.6708	16.2558	16.2558	16.2551	16.2864	16.2864	16.2864	16.2864	16.2864	
J^1	0.615423	0.640195	0.613542	0.613542	0.615423	0.534796	0.534796	0.534796	0.534796	0.534796	
ϕ^2	17.7872	17.8250	17.7878	17.8687	17.8681	17.8098	17.8041	17.8908	17.9083	17.8910	
J^2	0.271035	0.271575	0.270966	0.272162	0.272232	0.282464	0.282368	0.283487	0.283689	0.283489	
p_u	0.862783	0.876113	0.862783	0.876113	0.876113	0.862783	0.863525	0.876113	0.880397	0.876145	
p_f	0.983065	0.983745	0.983065	0.983745	0.983745	0.983065	0.983047	0.983745	0.983729	0.983750	

第3表 小さい炉の計算例 (B=0.0934)

(1) 1-group											
計算例	Σ_{el}^1	Σ_a^1	Σ_{in}^1	Σ_R^1	Σ_{tr}^1	Σ_f^1	$\nu\Sigma_f^1$	D^1	P^1	λ^1	τ^1
① Non S-G, P-1, Hetero., Non Leak	0.24084	0.0011389	0.0069143	0.082687	0.13097	0.00012688	0.00035135	2.2023	0.98641	0.75165	19.748
② Non S-G, B-1, Hetero., Non Leak	0.24041	0.0011540	0.0069384	0.082382	0.14048	0.00012695	0.00035173	2.0433	0.98619	0.75165	18.385
③ Non S-G, P-1, Hetero., Leak	0.24084	0.0011389	0.0069143	0.082687	0.13097	0.00012688	0.00035135	2.2023	0.98641	0.75165	19.748
④ Non S-G, P-1, Homo., Non Leak	0.24084	0.0011389	0.0069143	0.082687	0.13097	0.00012688	0.00035135	2.2023	0.98641	0.75165	19.748
⑤ S-G, P-1, Hetero., Non Leak	0.24257	0.0011066	0.0068305	0.084064	0.13199	0.00012671	0.00035040	2.8568	0.98701	0.75165	25.212
(2) 2-group											
	Σ_{el}^2	Σ_a^2	Σ_{in}^2	Σ_R^2	Σ_{tr}^2	Σ_f^2	$\nu\Sigma_f^2$	D^2	P^2	λ^2	τ^2
①	0.67371	0.00028919	0.000091162	0.10078	0.32276	0.00017612	0.00043675	1.1563	0.99714	0.24818	31.186
②	0.67375	0.00028922	0.000091148	0.10081	0.32661	0.00017614	0.00043679	1.1306	0.99714	0.24818	29.556
③	0.67371	0.00028919	0.000091162	0.10078	0.32276	0.00017612	0.00043675	1.1563	0.99714	0.24818	31.186
④	0.67371	0.00028919	0.000091162	0.10078	0.32276	0.00017612	0.00043675	1.1563	0.99714	0.24818	31.186
⑤	0.67424	0.00028947	0.000091039	0.10101	0.32298	0.00017626	0.00043707	1.1017	0.99714	0.24818	36.085
(3) 2-group											
	Σ_{el}^3	Σ_a^3	Σ_{in}^3	Σ_R^3	Σ_{tr}^3	Σ_f^3	$\nu\Sigma_f^3$	D^3	P^3	λ^3	τ^3
①	1.0516	0.0054215	0.00000	0.098959	0.42400	0.0027758	0.0068228	0.80812	0.94806	0.00000	38.927
②	1.0516	0.0054217	0.00000	0.098978	0.42620	0.0027758	0.0068230	0.80331	0.94807	0.00000	37.259
③	1.0516	0.0054024	0.00000	0.098970	0.42400	0.0027658	0.0067984	0.80811	0.94824	0.00000	38.927
④	1.0516	0.0052953	0.00000	0.099028	0.42400	0.0027250	0.0066980	0.80802	0.94924	0.00000	38.930
⑤	1.0516	0.0054223	0.00000	0.099012	0.42400	0.0027761	0.0068236	0.78641	0.94808	0.00000	43.614

らの差になっている。

(5) 輸送断面積 Σ_{tr}

group 1 では P-1 と B-1 の差が 0.17% で S-G と Non S-G の 0.03% より大きいのが特徴である。 λ の違いは 1.1% ぐらいである。group 2 では NR と NR1A, 均質と非均質ともに 0.01% ぐらいである。小さい炉では P-1 と B-1 で 7%, S-G と Non S-G で 0.8% の違いがある。

(6) 核分裂断面積 Σ_f と $\nu\Sigma_f$

λ の違いは Σ_f に 3.6%, $\nu\Sigma_f$ に 3.9% の差を生ずる。S-G と Non S-G は 0.07% の差である。group 2 では均質と非均質の差が 1.8% で NR と NR1A の 0.05% よりずっと大きい。しかし Σ_a

に比べてその差の小さいことが目だつが、これは共鳴分裂を持つ原子核が U^{235} だけであり、しかもその準位数が少なく、比較的近似の差の少ない smooth fission cross section におおわれてしまうからである。 Σ_a の場合にはこれが逆で、共鳴吸収のほうが大きい値を持っている。

(7) 拡散係数 D

S-G と Non S-G の違いが group 1 で 15.3%, group 2 で 3.9% と大きい。これに反して λ の違いは 1.4% であまり大きくない。P-1 と B-1 の違いは group 1 で 0.3%, group 2 で 0.03% である。Homo と Hetero, NR と NR1A の差はともに 0.1% 以下である。

第4表 λ の 影 響

	Σ_{el}^1	Σ_a^1	Σ_{in}^1	Σ_R^1	Σ_{tr}^1	Σ_f^1	$\nu\Sigma_f^1$	D^1	P^1	χ^1	τ^1
① $\lambda=0$	0.29926	0.0015189	0.0099572	0.11813	0.15368	0.00013487	0.00037495	1.7581	0.98731	0.75165	11.045
② $\lambda \neq 0$	0.29916	0.0015451	0.0099719	0.11080	0.15371	0.00013497	0.00037538	1.7588	0.98625	0.75165	11.767

	Σ_{el}^2	Σ_a^2	Σ_{in}^2	Σ_R^2	Σ_{tr}^2	Σ_f^2	$\nu\Sigma_f^2$	D^2	P^2	χ^2	τ^2
① $\lambda=0$	0.96407	0.00025140	0.00020299	0.14996	0.45374	0.00018221	0.00045176	0.88848	0.99833	0.24818	16.959
② $\lambda \neq 0$	0.96557	0.00025173	0.00019584	0.15108	0.45740	0.00018241	0.00045224	0.88804	0.99834	0.24818	17.634

	Σ_{el}^3	Σ_a^3	Σ_{in}^3	Σ_R^3	Σ_{tr}^3	Σ_f^3	$\nu\Sigma_f^3$	D^3	P^3	χ^3	τ^3
① $\lambda=0$	1.6574	0.0077051	0.00000	0.14847	0.74422	0.0027965	0.0068787	0.45997	0.95066	0.00000	19.903
② $\lambda \neq 0$	1.6574	0.0077058	0.00000	0.14853	0.74422	0.0027989	0.0068797	0.45998	0.95070	0.00000	20.577

(8) 吸収を逃れる確率 P

均質と非均質の違いが一番大きく、1.5~2.0% くらいである。NR と NRIA の差が 0.5% で χ の差が 0.3% と小さい。group 1 では χ の違いを除いては近似の取り方に無関係といつてよい。

(9) Fermi age τ

group 1 では S-G と Non S-G の差が 15.3% で大きい、全体の τ にしてみると 8.4% と差が小さくなっている。これは group 2 ではほとんど差がなく、違いの大部分が group 1 にあることを意味している。たとえば均質と非均質の違いが group 1 で 0 であり、全体で 0.17% くらいであることからわかる。 χ の違いは group 1 で 4.1%、全体で 2.8%、P-1 と B-1 の違いは group 1 で 0.3%、全体で 0.2% となっている。

以上の結果からわかることは、 χ による違いの差を除けば group 1 では S-G と Non S-G の違いが最も目立ち、group 2 では均質と非均質の違いが大きい。後者については、炉の燃料形によってその選択が決めるものであるから別に問題はないが、前者については、もとの輸送方程式の取り扱いと関連して重要である。すなわち、Non S-G 近似は S-G 近似に比べてより良い近似になっている。したがってここでの結果はさらに近似を進める必要を暗示しているとも考えられる。特に D では 15% も差があり、これは無視できないであろう。ここでもう一つ注意しなければならないことは、実はデータ不足から λ は 0 となっていることである。これが正しい値を持てば近似がさらに進み、結果はもっと変わってくるかも知れない。第 4 表には重心系で等方的な散乱を仮定して求めた λ を使った結果と λ を 0 にしたときのとを比較してあげた。

P-1 近似と B-1 近似の差があまり現われなかったのは、対象にした炉が大きいためであることは小さい炉の結果と比べてみてもわかる。group 2 では NR と NRIA の差が 2% 程度であったが、これは U^{238} に関する Rothenstein の計算値⁽⁵⁾と同程度のものである。また共鳴積分の中に、中性子のもれの効果を入れたが、これを無視したときに比べ大きい炉ではほとんど差がなく、小さい炉では 0.4% くらいの差になっている。

5. 問題点とその検討

前章の計算例からみて、ここで扱った近似の範囲で何が問題かといえ、その第 1 は基礎データの不足である。2 では P-1 または B-1 近似の範囲内での基礎方程式を導いたが、3 ではさらに種々の操作をした。特に χ_1 を無視したことは、4 の結果から見て疑問が残る。分裂核が U^{235} であることと、この核が大ききひずみを持っていると思われることから、 χ_1 は無視できないのではないと思われる。このほかに λ の問題と水素以外の q_1 を無視したこと、非弾性散乱断面積の信頼性といった問題があげられるが、これらはすべて核物理の立場から調べなければならぬことである。

問題点の第 2 は、ここで扱った近似、すなわち P-1 または B-1 近似で十分かどうかということと、空間依存性の問題である。前節の結果からみて、 D と τ を除いては、この取り扱いでも良いようにみえる。特に大きい炉を全体として取り扱うときには十分良いと思われる。しかし、小さい炉やまた大きい炉でも各領域の局所的部分を取り扱うときには P-1 または B-1 近似の範囲でもなお問題がありそうである。それはエネルギー・スペクトルの空間依存性に関係して今後の問題であり、すでにわれわれはある程度まで研究を進めている⁽⁶⁾。具体的には (1) 式または (15) 式までもどって考えなければならないことである。これについては別の報告にする予定である。このような大がかりなことをせず、ここでの取り扱いを巧みに小形炉に適応させる近似法がある。それは炉内の各部分での組定数を B を変えながら求めて行くやり方である。この場合 B の求め方に問題があり、またまったく正しい方法ではないが一つの便法である。

6. 結 言

以上、速中性子組定数計算に関して、現在行なわれている計算方法をその問題点について検討してきたが、種々問題はあっても、さしあたりの炉心設計に間に合うデータは以上に述べた方法によって得られることがわかった。特に動力炉についてはアメリカにおいても有効な方法として広く用いられている。そういう意味では一応形を整えた計算方法といえるかも知れないが、設計精度の要求が高まり、また実験データが集積されるにつれて、設計方法の改良が進んでいくことは、アメリカの MUFT コードも年々改良が加えられ、すでに 5 回にわたり改訂されていることからもうかがわれる。われわれも JUPITER コードを改良してきたが、今後さらに計算結果の検討を進めることにより、空間依存スペクトルの問題や、共鳴領域の取り扱いの精密化をはかり、信頼できる原子炉設計計算方式を確立することが肝要と考える。

参 考 文 献

- (1) 長谷川, 川合, 北爪, 松岡, 内ヶ崎: 日立評論 40, 11, 15~22 (昭 33)
- (2) R. L. Hellens; WAPD-114 (1956)
R. L. Hellens, R. W. Long, B. H. Mount: WAPD-TM-4 (1956)
H. Bohl, Jr., A. P. Hemphill: WAPD-TM-218 (1961)
- (3) H. Amster: Journal of Applied Physics, 29, 623~627 (1958)
- (4) 五十嵐, 新井, 寺沢: 第 2 回原子力研究総合発表会要旨集 B-12
- (5) W. Rothenstein: N. S. E., 7, 162~171 (1960)
- (6) 新井, 野田, 五十嵐, 寺沢: 第 3 回原子力研究総合発表会要旨集 C-48