

# 二酸化ウラン・黒鉛減速臨界未満実験 (II)

川崎工場設計部原子力課 菊池 豊彦  
研究部原子力研究課 窪田 龍史

## Uranium-oxide Graphite-moderated Subcritical Experiments (II)

Toyohiko Kikuchi  
(Atomic Energy Sect., Design Dep't., Kawasaki Works)  
Ryūshi Kubota  
(Atomic Research Sect., Research Dep't.)

### Synopsis

This is a continuation of the previous paper [I] wherein the facilities of the subcritical experiments, measurements of streaming factors, Cd ratios etc. were described and discussed. In this present paper, experimental results of material bucklings and extrapolation distances for the various lattices and fuel arrangements are reported. The results obtained are compared with the theoretical values calculated by simple but more realistic models. Using those experimental results of material bucklings, the number of neutrons per absorption in fuel  $\eta$ , and the effective resonance integral are reduced.

7号で非増倍系における種々の実験およびカドミ比についてのべたが、本号においては、VI.で材料バックリングおよび外そう距離、VII.で実験結果を用いた核定数の検討について述べる。

### VI. 材料バックリングおよび外そう距離

増倍系における実験として材料バックリングおよび外そう距離、格子ピッチおよび格子形状を変えて測定するとともに、燃料要素を構成している二酸化ウランペレットと黒鉛ペレットの比を変えて測定した。また材料バックリングの実験結果に対しては、比較的簡単なモデルによる理論値との比較を行なった。

以下、増倍系の理論および材料バックリングの理論値、中性子束分布解析法、実験法、実験結果について述べる。

#### 1. 増倍系の理論および材料バックリングの理論値

拡散理論によると、増倍系における一般的な拡散方程式は定常状態においてつぎのようになる。

$$D\nabla^2\phi(r) - \Sigma_a\phi(r) + \frac{k_\infty}{\rho}\Sigma_a\int\phi(r_0)P(r,r_0,E_{th})dr_0 + \int S(r_0)K(r,r_0,E_{th})dr_0 = 0 \quad (18)$$

ここで

$\phi(r)$  : 熱中性子束

$D$  : 熱中性子の拡散係数

$\Sigma_a$  : 熱中性子の巨視的吸収断面積

$P(r_0,r,E_{th})$  : 核分裂中性子の減速積分核で、点  $r_0$  で発生した中性子が点  $r$  で熱中性子になる確率

$K(r_0,r,E_{th})$  : 外部中性子源に対する減速積分核

$k_\infty$  : 無限増倍係数

$\rho$  : 共鳴を逃がれる確率

カドミ比一定の領域、したがって中性子源や境界から遠い所では、熱中性子束はつぎの波動方程式を満足する。

$$\nabla^2\phi(r) + B_M^2\phi(r) = 0 \quad (19)$$

ここで、 $B_M^2$  は次式の最小の根で材料バックリングと呼ばれる。

$$k_\infty P_\infty(B^2) = \bar{P}(1 + L^2 B^2) \quad (20)$$

ただし、 $\bar{P}_\infty(B^2)$  は減速積分核  $P(r,r_0,E_{th})$  を鏡像原理により  $|r_0 - r|$  の関数である無限積分核  $P_\infty(|r_0 - r|, E_{th})$  に変換し、これにフーリエ変換をほどこすことにより得られる。(7) フェルミ年令核を用い、材料バックリングが充分小さいときには材料バックリングは次式であらわされる。

$$B_M^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} \quad (21)$$

ただし、 $M^2 = L^2 + L_s^2$  である。

直方体の系において式 (19) の解は式 (9) と同様でつぎの

よくなる。

$$\phi(x, y, z) = \sum A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \sinh \gamma_{mn}(c-z) \quad (22)$$

各記号は式(9)における説明と同様である。ただし式(10)はつぎのように変わる。

$$B_M^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \gamma_{mn}^2 \quad (23)$$

つぎに式(21)を用いて  $B_M^2$  の理論値を求める。そのために第10図に示したような二酸化ウランと黒鉛との配置の単位を考え、これを対象として四因子の計算を行なう。第10図は  $UO_2/C$  ペレット比 1:3 の場合であるが、他の場合についても同様な考え方をする。このようなペレット比の場合であるが、このようなペレット状の燃料要素に対する無限増倍係数の厳密な計算はかなり困難なので、ここでは比較的簡単なモデルによる計算を行なう。

1) 熱中性子利用率,  $f$

次式を用いる。

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_1 N_1 \sigma_1^a \bar{\phi}_1}{V_0 N_0 \sigma_0^a \bar{\phi}_0} \quad (24)$$

ここに

$V_1/V_0$ : 黒鉛(燃料要素における黒鉛を含む)/ $UO_2$  体積比

$N_1$ : 黒鉛 1 cc 中の炭素原子数

$N_0$ :  $UO_2$  1 cc 中の  $UO_2$  分子数

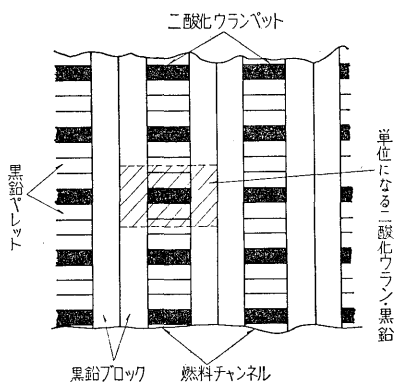
$\sigma_{1a}$ : 炭素の微視的吸収断面積,  $3.4 \times 10^{-3}$  barns<sup>(8)</sup>

$\sigma_0^a$ :  $UO_2$  の微視的吸収断面積, 7.68 barns<sup>(8)</sup>

$\bar{\phi}_1/\bar{\phi}_0$ : 熱中性子に対する損失因子, 実験的に求めた値 1.10 を用いる。

2) 共鳴を逃がれる確率,  $p$

次式を用いる。



第10図 単位になる二酸化ウランと黒鉛

Fig. 10. Unit of  $UO_2$  and graphite arrangement

$$p = \exp \left[ - \frac{V_0 N_0}{\xi V_1 N_1 (\bar{\phi}_1)_{epi}} \frac{(\bar{\phi}_0)_{epi}}{(\bar{\phi}_1)_{epi}} g \right] \quad (25)$$

ただし

$\xi$ : 黒鉛に対する中性子の衝突あたりのエネルギー変化の対数の平均, 0.158<sup>(8)</sup>

$\sigma_1^s$ : 黒鉛の微視的散乱断面積, 4.8 barns

$\frac{(\bar{\phi}_1)_{epi}}{(\bar{\phi}_0)_{epi}}$ : 共鳴中性子に対する損失因子で

$\frac{(\bar{\phi}_1)_{epi}}{(\bar{\phi}_0)_{epi}} \approx 1$  とする。

$g$ : 実効共鳴積分

$UO_2$  に対する実効共鳴積分としては次の実験式を用いる。<sup>(9)</sup>

$$g = 4.15 + 26.6 \left( \frac{A_F}{M_F} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

ただし,  $A_F, M_F$  は  $UO_2$  の中性子の照射を受ける表面積とその体積で、したがってペレット1個に対する値を用いる。

3) 速中性子効果,  $\epsilon$

均質モデルと考えた場合は 1.00 で、ペレットと同半径の天然ウラン棒の場合は 1.03 で 3% 大きくなる。われわれの系ではこの間にあるが、均質モデルの方がよりよい近似を与えると考えられるので 1.00 を用いる。

4) 実効中性子発生率,  $\eta$

次式を用いる。

$$\eta = \frac{\nu N_{25} \sigma_{25}^f}{N_{UO_2} \sigma_{UO_2}^a} \quad (27)$$

ただし,

$\nu$ : 核分裂1個あたり発生する速中性子数

$N_{25}$ :  $UO_2$  1 cc あたりの  $U^{235}$  の原子数

$\sigma_{25}^f$ :  $U^{235}$  の微視的核分裂断面積

酸素の吸収はUにくらべて無視できるので式(27)は

$$\eta = \frac{\nu N_{25} \sigma_{25}^f}{N_U \sigma_U^a} \quad (28)$$

となり,  $\frac{N_{25}}{N_U}$  はわれわれの場合天然ウランと同じ比であるから, 天然ウランに対する値 1.309<sup>(9)</sup> を用いることができる。

5) 拡散面積,  $L^2$

次式を用いる。

$$L^2 = L_0^2 (1-f) \quad (29)$$

ただし,  $L_0$  黒鉛のみに対する拡散距離で,  $\rho = 1.6g/cm^3$ <sup>(10)</sup> のとき 54.4 cm に対して密度補正を行なったものを用いる。

6) 減速面積,  $L^2_s$

第3表  $k_{\infty}$  および  $B^2_M$  の計算値  
Table 3. Calculated values of  $k_{\infty}$  and  $B^2_M$

集 合 体	格子形状	格子ピッチ (mm)	燃料要素比 ベレット比 UO <sub>2</sub> :C	全系の 原子数比 C/U	$\eta$	$\epsilon$	$f$	$p$	$L^2$ (cm <sup>2</sup> )	$L_s^2$ (cm <sup>2</sup> )	$k_{\infty}$	$B^2_M$ (m <sup>-2</sup> )
C 1	四 角	65.0	1 : 3	59.3	1.309	1.00	0.9562	0.7622	121.9	309.4	0.9540	-1.068
C 2	四 角	75.0	1 : 3	79.6	1.309	1.00	0.9420	0.8170	161.5	309.4	1.0074	0.158
C 3	四 角	86.6	1 : 3	106.9	1.309	1.00	0.9236	0.8603	212.6	309.4	1.0401	0.767
C 4a	四 角	100.0	1 : 3 (6.71)	143.3	1.309	1.00	0.9003	0.8938	277.6	309.4	1.1318	0.907
C 5	三 角	75.0	1 : 3	68.7	1.309	1.00	0.9495	0.7912	140.4	309.4	0.9834	-0.369
C 4b	四 角	100.0	1 : 1 (2.24)	70.5	1.309	1.00	0.9483	0.7960	144.0	309.4	0.9880	-0.264
C 4c	四 角	100.0	1 : 5 (11.19)	216.1	1.309	1.00	0.8568	0.9282	398.4	309.4	1.0411	0.580

( ) 内は燃料要素における原子数比 C/U

格子形状の相異による変化はわずかなので無視し、黒鉛に対する値、 $\rho=1.6 \text{ g/cm}^3$  のとき  $L_s^2=329\text{cm}^2$  に対して密度補正を行なったものを用いる。

以上のべたような近似的なモデルおよび核定数による  $B^2_M$  および  $k_{\infty}$  の計算結果を第3表に示す。

### 2. 中性子束分布解析法

外そう距離を求めるための横方向の中性子束分布解析法は、III.2 で述べた方法と全く同様である。

材料バックリングを求めるための軸方向中性子束分布の解析方法は、非増倍系においては中性子束分布の三次モードまでとった近似式を用いたのに対して、増倍系においてはつぎの理由により普通行なわれる基本モードのみの近似式を用いた。

- (1) カドミ比一定の範囲がせまく、したがって測定点の数が少ないため三次モードまでとったのではデータ解析にともなう誤差が大きくなる。
- (2) 中性子束分布の様子からカドミ比一定の範囲内において基本モードが支配的であることがうかがえる。このようにすると曲線近似式はつぎのようになる。

$$\phi = A \frac{\sinh \gamma_{11}(c-z)}{\sinh \gamma_{11} c} \dots\dots\dots(30)$$

ただし、 $A_{11}$  としては式(17)から、 $A_{11}A/\sinh \gamma_{11} c$  とおいたが本質的な問題ではなく、 $A$  に  $\gamma_{11}$  を含まないようにするためである。

$z_i$  における  $\phi$  の測定値を  $\Phi_i$ 、 $\Phi_i$  を得るための測定時間を  $t_i$  とすると、与えられた  $(z_i, t_i, \Phi_i)$  に対して次式を最小にするような  $A, \gamma_{11}, c$  を求めればよい。

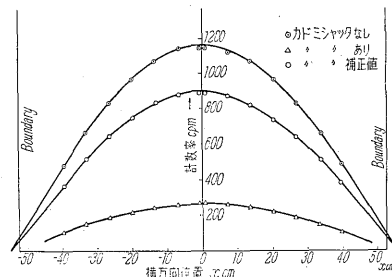
$$\chi = \sum_i \left( \Phi_i - A \frac{\sinh \gamma_{11}(c-z_i)}{\sinh \gamma_{11} c} \right)^2 / \delta_i^2 \dots\dots\dots(31)$$

ここに  $\delta_i = \sqrt{\frac{\Phi_i}{t_i}}$  で、 $\Phi_i$  の統計誤差である。

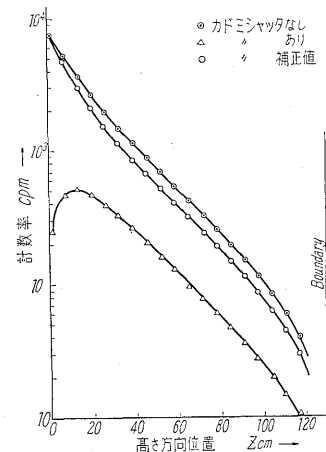
このようにして  $\gamma_{11}$  が求まると式(23)から材料バックリングが求められる。

### 3. 実 験 法

第3表に示された各種集合体について横方向および軸方向の中性子束分布を測定した。測定法 III. はストリーミングファクタの項で述べたものと同様である。



第 11 図 増倍系における横方向熱中性子束分布  
Fig. 11. Horizontal thermal flux distributions in multiplying system



第 12 図 増倍系における垂直方向熱中性子束分布  
Fig. 12. Vertical thermal flux distributions in multiplying system

#### 4. 実験結果および検討

増倍系における横方向および軸方向の中性子束分布の一例として、集合体 C1 におけるものを、第11図および第12図に示す。

各集合体の外そう距離の実験結果を第4表に示す。いずれも燃料チャンネルに直角方向の外そう距離である。

第4表 外そう距離実験結果

Table 4. Experimental results of extrapolation distances

集合体	$z$ (cm)	外そう距離 (cm)
C 1	39.5	$2.6 \pm 0.3$
	72.0	$1.8 \pm 0.2$
C 2	38.0	$3.1 \pm 0.2$
	68.0	$2.3 \pm 0.2$
C 3	78.4	$2.2 \pm 0.2$
C 4a	70.5	$3.5 \pm 0.2$
	100.5	$3.9 \pm 0.4$
C 5	33.0	$1.6 \pm 0.3$
C 4b	100.5	$3.2 \pm 0.2$
C 4c	40.5	$2.4 \pm 0.2$
	70.5	$3.2 \pm 0.2$
	100.5	$2.2 \pm 0.2$
平均		2.7

第5表 外そう距離<sup>(11)</sup>

Table 5. Extrapolation distances

	Hanford	AERE パイ ル A, B, C	AERE パイ ル E	AERE パイ ル F	BICEP- I
外そう距離 (cm)	2.9	2.5	2.9	3.2	2.7
黒鉛密度 (g/cm <sup>3</sup> )	1.65	1.62	1.69	1.69	1.74

第6表 材料バックリング実験結果

Table 6. Experimental results of material bucklings

集合体	材料バックリング (m <sup>-2</sup> )
C 1	$-0.62_6$
C 2	$0.25_6$
C 3	$0.55_2$
C 4a	$0.74_6$
C 5	$0.04_4$
C 4b	$0.21_1$
C 4c	$0.48_9$

外そう距離の格子の種類による系統的な変化はみられない。 $z_0$ による変化は実験誤差と思われる。ただし表に示した誤差は、統計誤差のみを考慮して計算されたものである。外そう距離には表に示したようなばらつきがあるが、材料バックリング導出の際用いる外そう距離としては、これらを別々に用いないで、全体の平均値2.7cmをすべての集合体について用いた。参考として英国のデータを第5表に示す。

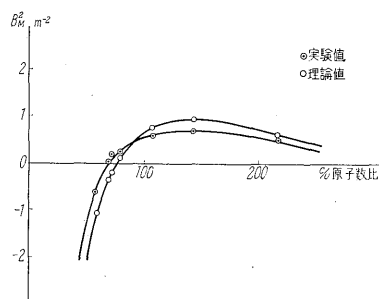
われわれの得た結果もこれらとよく一致している。一群の拡散理論によると、外そう距離は、 $0.71 \lambda t - 1.98 \text{cm}$  ( $\lambda t$  は黒鉛の輸送平均自由行路)となるが、実験値は全体的にこれより大きいことが注目される。

材料バックリングの実験結果は第6表に示すとおりである。集合体の組成は第3表と同様である。

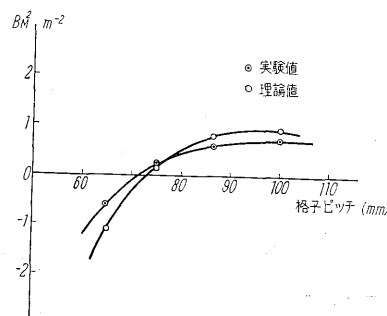
各集合体の全系の C/U 原子数比に対する材料バックリングの変化を、実験値と理論値とを比較して第13図に示す。なお理論値は IV. 1 で計算したものである。

つぎに、燃料要素における  $\text{UO}_2/\text{C}$  ペレット比を1:3と一定にして、格子ピッチを変えた場合(C1, C2, C3, C4a)の材料バックリングの変化を第14図に示す。

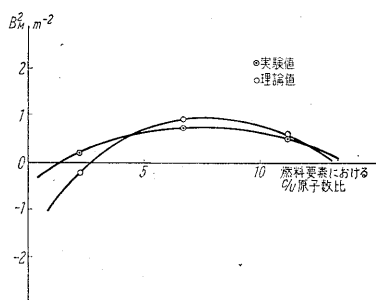
さらに、格子ピッチを100mmと一定にして、燃料要素における  $\text{UO}_2/\text{C}$  ペレット比を変えた場合(C4a, C4b, C4c)の材料バックリングを、燃料要素における C/U 原子数比に対して図示すると第15図のようになる。



第13図 C/U 原子数比による材料バックリングの変化  
Fig. 13. Material bucklings vs. C/U atomic ratios



第14図 格子ピッチによる材料バックリングの変化  
Fig. 14. Material bucklings vs. lattice pitches



第 15 図 燃料要素における C/U 原子数比による材料バックリングの変化

Fig. 15. Material bucklings vs. C/U atomic ratios of fuel element

材料バックリングの理論値と実験値の差異は、実験誤差、理論的なモデルのとり方および核定数の精度などによるものと思われるが、全体としての傾向は両者ともよく一致している。理論値の導出でとくに問題になるのは、実効共鳴積分(式(26))と $\eta$ の値でこれらについては VII. で検討する。

第 5 表, 第 13 図, 第 14 図および第 15 図から以下のことが結論される。

- (1) 材料バックリングの変化の傾向という点で, IV.1 で述べたモデルおよび核定数のとり方は妥当である。
- (2) 材料バックリングは, C/U 原子数比 100~150 において最大になる。
- (3) 燃料要素における  $UO_2/C$  ペレット比を 1:3 と一定にして格子ピッチを変えた場合, 格子ピッチがふえるにつれて材料バックリングはふえ, 格子ピッチ 100 mm あたりで最大になる。
- (4) 格子ピッチを 100mm と一定にして燃料要素における  $UO_2/C$  ペレット比を変えた場合, 燃料要素における C/U 原子数比 5~10 あたりで材料バックリングは最大になる。
- (5) 格子ピッチ 75 mm,  $UO_2/C$  ペレット比 1:3 で 4 角格子の場合 (C2), 材料バックリングは  $0.25 \text{ m}^{-2}$ , 三角格子の場合は  $0.04 \text{ m}^{-2}$  で 四角の場合が大きい。

なお本装置のような燃料要素でも材料バックリングは正になり得るという結果を得たが, これはあくまでも本装置のように, 被覆材や冷却材, 冷却路がない場合における結果である。

### VII. 実験結果を用いた核定数の検討

熱中性子炉の核設計計算は計算に必要な核データが充分な精度で測定できないために, 近似計算しかできないのが現状である。さらに計算方式そのものが, 多くの系

についてのパラメータサーベイを行なう必要上, 近似にすぎないことがよくある。

それゆえ, 指数実験を行ない, 与えられた系の臨界量を決定すると同時に, それらの実験データを用いて核定数を修正して核設計を行なうことが必要である。

この理論と実験をうまくかみあわせて核設計を行なうべく方式は, 特に原子炉の燃料として天然ウランを使用している場合に重要である。このような核設計方式は英国においてよく使われ, 大きな成果をあげていることは衆知の事実であろう。

そこで, 未臨界実験から得られた実験結果を用いて, 逆に核定数を求めてみることにより, 理論値とどのくらい異なっているかを検討してみた。とくに, 実効共鳴積分と中性子発生率を検討した。

ところで二群拡散理論による臨界方程式は, 次式で与えられる。

$$\eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f = (1 + B^2 L^2) (1 + B^2 L_s^2) \dots\dots\dots (32)$$

他方, 拡散面積  $L^2$ , 減速面積  $L_s^2$ , 熱中性子利用率  $f$  は理論的に求め得るパラメータとして既知とする。式(32)を変形すると次のようになる。

$$\eta \epsilon p = (1 + B^2 L^2) (1 + B^2 L_s^2) / f \dots\dots\dots (33)$$

ここで, 材料バックリング  $B^2$  は臨界未満実験より求められた値を用いる。また, 共鳴吸収を逃がれる確率  $p$  は, 式(25)を書きなおして

$$p = \exp\{-Ag\} \dots\dots\dots (34)$$

ただし,  $A = \frac{N_0 V_0}{\xi N_1 \sigma_1^s V_1}$  で, 共鳴中性子に対する損失因子は 1.0 とした。式(34)を式(33)に代入して対数をとるとつぎのようになる。

$$\ln(\eta \epsilon p) - Ag = \ln \left[ \frac{(1 + B^2 L^2) (1 + B^2 L_s^2)}{f} \right] \dots\dots\dots (35)$$

次に, 任意の格子ピッチにおける材料バックリングの測定値を用いて, 横軸に  $A$ , 縦軸に

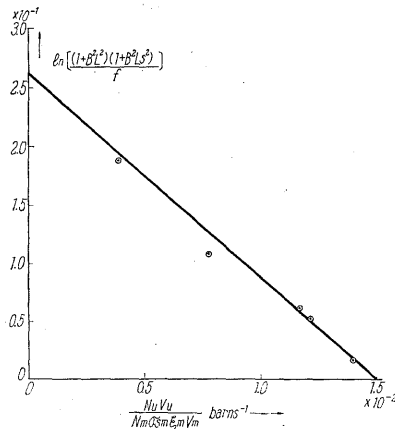
$$\ln \left[ \frac{(1 + B^2 L^2) (1 + B^2 L_s^2)}{f} \right]$$

をプロットすると, 第 16 図に示したような直線を得る。式(35)から明らかなように, この直線のこう配の絶対値が実効共鳴積分  $g$  であり, 縦軸との交点  $\ln(\eta B)$  を与える。

われわれが行なった実験結果を用いると

$$\ln(\eta E) = 0.262 \quad g = 17.6 \text{ barns}$$

を得る。本装置のような系では,  $\epsilon = 1.00$  とみなすことができるから,  $\eta = 1.30$  となる。ところで, 現在知られている天然ウランの  $\eta$  値は, 1.30~1.34 の間にあり,



第16図  $\eta \epsilon$  と実効共鳴積分の計算

Fig. 16. Deduction of  $\eta \epsilon$  and effective resonance integral

本実験結果より得られた 1.30 は妥当と考えられる。

他方実効共鳴積分については、IV.1 で述べたようにつぎの実験式がある。

$$g = 4.15 + 26.6 \sqrt{\frac{A_F}{M_F}} \quad \dots\dots\dots (36)$$

本装置のような燃料の系においては、 $\frac{A_F}{M_F}$  の値のとり方が問題になる。IV.1 で述べたように、 $A_F$ 、 $M_F$  としてペレット1個の表面積と質量をとると、 $g = 19.5 \text{ barns}$  になるのに対して、実験結果の解析により得られた値は、 $17.6 \text{ barns}$  になっている。このことから、本装置の燃料においては、ペレット1個に対応する  $\frac{A_F}{M_F}$  をとることは、実際より大きな実効共鳴積分を与えるものと考えられる。

実験によりこのように修正された核定数を用い、同一の燃料を用いた他の系の臨界計算は容易に行なわれ、かつ精度があげられるものと考えられる。

### VIII. あとがき

本実験は二酸化ウラン・黒鉛減速臨界未満実験装置による高温ガス冷却形原子炉核特性に関する試験研究として、昭和36年度原子力平和利用補助金を得て行なわれたものである。高温ガス冷却形原子炉の核特性を得るには、減速材の温度を高くすること、Th を燃料の中へ入れて転換比を高めること、そのために  $U^{235}$  の濃度をあげなければならないことなどの条件が考えられる。われわれの場合、実験は常温で行なわれたこと、天然の二酸化ウランを用いていることなどの理由で、基礎的な炉物理実験の段階を出ないが、本実験結果はこれら高温ガス冷却形原子炉としての諸条件を考慮した次の計画で充

分生かされるものと考えられる。

#### Appendix. "Subcritical experiments analysis code 4"

中性子束分布の解析コードのうち、三次モードまで使った近似式による軸方向の中性子束分布の解析コード (code 4) は、横方向 (code 3)、基本モードのみの場合 (code 5) に比較して複雑なので、ここではその詳細について述べる。

曲線近似式は

$$f(r_i) = \begin{cases} k_1(r_i) = A_{11} \sinh \gamma_{11} r_i + A_{13} \sinh \gamma_{13} r_i & (i=1, 2, \dots, j) \dots\dots\dots (1) \\ k_2(r_i) = A_{31} \sinh \gamma_{31} r_i + A_{33} \sinh \gamma_{33} r_i & (i=j+1, \dots, k) \dots\dots\dots (2) \\ \phi(r_i) = A_{11} \sinh \gamma_{11} r_i + A_{13} \sinh \gamma_{13} r_i & \\ \quad + A_{31} \sinh \gamma_{31} r_i + A_{33} \sinh \gamma_{33} r_i & (i=k+1, \dots, l) \dots\dots\dots (3) \end{cases}$$

ただし

$$\gamma_{mn} = \gamma_{11}^2 + \pi^2 \left( \frac{m^2 - 1}{a^2} + \frac{n^2 - 1}{b^2} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\gamma_i = c - z_i \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$a = a_0 + 2d \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$b = b_0 + 2d \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$c = c_0 + d \quad \dots\dots\dots (8)$$

$j, k, l$  は正または0の整数 (式(1)を使わない場合は  $j=0$ 、式(2)を使わない場合は  $k=0$  とする) である。

解析は次式を最小にするような  $A_{mn}$  および  $\gamma_{mn}$  を求める。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^l [f_i - F_i]^2 p_i$$

ただし、 $F_i$  は  $f_i$  の測定値で

$$F_i = \begin{cases} K_{1i} & (i=1, \dots, j) \\ K_{2i} & (i=j+1, \dots, k) \\ \phi_i & (i=k+1, \dots, l) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\sqrt{p_i} = \frac{1}{\delta_i} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\delta_i = \begin{cases} \Delta K_{1i} & (i=1, \dots, j) \\ \Delta K_{2i} & (i=j+1, \dots, k) \\ \sqrt{\frac{\phi_i}{t_i}} & (i=k+1, \dots, l) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (11)$$

インプットデータは次のとおりである。

$a_0$ : 装置の  $x$  方向の長さ

$b_0$ : 装置の  $y$  方向の長さ

$c_0$ : 装置の  $z$  方向の長さ

$d$ : チャンネルに直角方向の外そう距離で、本文 III.2 式(11)による横方向の中性子束分布の解析からでてる。

$z_i$  : 測定位置

$K_{1i}$  : } 横方向の中性子束分布  $\Delta K_{1i}$  :  $K_{1i}$  の誤差  
 $K_{2i}$  : } の解析からでてくる。  $\Delta K_{2i}$  :  $K_{2i}$  の誤差

$\Phi_i$  :  $\phi$  の  $z_i$  における測定値 cpm

$t_i$  :  $\Phi_i$  を得るために測定した時間 min

$\gamma_{11}^{(1)}$  :  $\gamma_{11}$  の第1近似値

以上のインプットデータを用いて,  $A_{mn}$  の第1近似値,  $A_{mn}^{(1)}$  を求める. そのために次のような表示を行なう。

$$\left. \begin{aligned} A_i &= \begin{cases} \sinh \gamma_{11}^{(1)} r_i & i=1, 2 \dots j \text{ および } k+1 \dots l \\ 0 & i=j+1 \dots k \end{cases} \\ B_i &= \begin{cases} \sinh \gamma_{13}^{(1)} r_i & i=1, 2 \dots j \text{ および } k+1 \dots l \\ 0 & i=j+1 \dots k \end{cases} \\ C_i &= \begin{cases} \sinh \gamma_{31}^{(1)} r_i & i=j+1 \dots k, k+1 \dots l \\ 0 & i=1, 2 \dots j \end{cases} \\ D_i &= \begin{cases} \sinh \gamma_{33}^{(1)} r_i & i=j+1 \dots k, k+1 \dots l \\ 0 & i=1, 2 \dots j \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

正規方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} [PAF] &= [PAA]A_{11} + [PAB]A_{13} \\ &\quad + [PAC]A_{31} + [PAD]A_{33} \\ [PBF] &= [PBA]A_{11} + [PBB]A_{13} \\ &\quad + [PBC]A_{31} + [PBD]A_{33} \\ [PCF] &= [PCA]A_{11} + [PCB]A_{13} \\ &\quad + [PCC]A_{31} + [PCD]A_{33} \\ [PDF] &= [PDA]A_{11} + [PDB]A_{13} \\ &\quad + [PDC]A_{31} + [PDD]A_{33} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

ここで  $[PAF] = \sum_{i=1}^l P_i A_i F_i$  などである。

これから  $A_{mn}$  の第1近似値  $A_{mn}^{(1)}$  が次のように求まる。

$$A_{11}^{(1)} = \begin{Bmatrix} [PAF] & [PAB] & [PAC] & [PAD] \\ [PBF] & [PBB] & [PBC] & [PBD] \\ [PCF] & [PCB] & [PCC] & [PCD] \\ [PDF] & [PDB] & [PDC] & [PDD] \end{Bmatrix} \dots \dots \dots (14)$$

ここに  $A$  は式(13)の右辺の係数の作る行列式である。

つぎに  $A_{mn}^{(1)}$  を用いて  $\gamma_{11}$  の第2近似式  $\gamma_{11}^{(2)}$  を求める.  $\gamma_{11}^{(2)}$  をつぎのようにおく。

$$\gamma_{11}^{(2)} = \gamma_{11}^{(1)} + \varepsilon$$

正規方程式を求めするために, つぎのような表示を行なう。

$$L_{mn}(r_i) = \frac{A_{mn} \gamma_{11}^{(1)} r_i \cos h \left\{ \sqrt{\gamma_{11}^{(1)2} + \pi^2} \right.}{\sqrt{\gamma_{11}^{(1)2} + \pi^2} \left( \frac{m^2 - 1}{a^2} + \frac{n^2 - 1}{b^2} \right)} \left. \left( \frac{m^2 - 1}{a^2} + \frac{n^2 - 1}{b^2} \right) \cdot r_i \right\} \dots \dots \dots (15)$$

$$u_i = \begin{cases} L_{11}(r_i) + L_{13}(r_i) & i=1, 2 \dots j \\ L_{31}(r_i) + L_{33}(r_i) & i=j+1 \dots k \\ L_{11}(r_i) + L_{13}(r_i) + L_{31}(r_i) + L_{33}(r_i) & i=k+1 \dots l \end{cases} \dots \dots \dots (16)$$

$$w_i = F_i - f(r_i, \gamma_{11}^{(1)}, A_{mn}^{(1)}) \quad i=1, 2 \dots l \dots \dots (17)$$

このようにすると正規方程式はつぎのようになる。

$$[puu]\varepsilon = [puw] \dots \dots \dots (18)$$

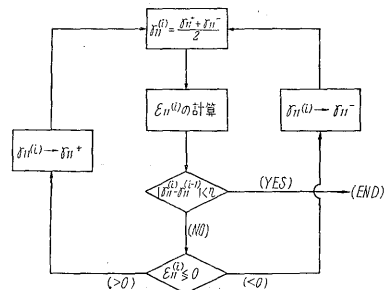
したがって

$$\varepsilon = \frac{[puw]}{[puu]} \dots \dots \dots (19)$$

したがって  $\gamma_{11}$  の第2近似式  $\gamma_{11}^{(2)}$  が求まる。

普通は以上のくりかえしにより  $\gamma_{11}$  の最適値を求めるが, 収れん速度が非常におそいので次のような方法を用いる。

まず最適値をはさむような二つの仮定値  $\gamma_{11}^+$ ,  $\gamma_{11}^-$ , ( $\gamma_{11}^+ < \gamma_{11}^-$ ) を与える. 仮定値が最適値から余りはなれていない時には, 上に述べた計算コードにより,  $\gamma_{11}^+$  は正の  $\varepsilon$  を与え,  $\gamma_{11}^-$  は負の  $\varepsilon$  を与える. 二つの仮定値に対してこのような確認を行ったのち, 第17図に示したフローチャートにより  $\gamma_{11}$  を収れんさせる. 実際用いた収れん条件は,  $|\gamma_{11}^{(i)} - \gamma_{11}^{(i-1)}| < 10^{-6}$  である。



第17図  $\gamma_{11}$  の計算のフローチャート  
 Fig. 17. Flow-chart of  $\gamma_{11}$  calculation

参考文献

(7) S. Glasstone & M.C. Edlund, "The element of nuclear reactor theory", chapt. XII (1954)  
 (8) D.J. Hughes & J.A. Harvey, "Neutron cross sections", BNL-325, (1958)  
 (9) A.M. Weinberg & E.P. Wigner, "The physical theory of neutron chain reactors", P. 662 (1958)  
 (10) "Reactor physics constants", ANL-5800 (1958)  
 (11) G. Brown et al. "Exponential experiments on natural uranium graphite-moderated systems", AERE R/R 2697 (1959)



\*本誌に記載されている会社名および製品名は、それぞれの会社が所有する  
商標または登録商標である場合があります。