

JAERI-M

5832

炉雑音解析炉出力絶対測定法の補正

1974年9月

寺田 博海・武田 勝彦・中田 宏勝

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

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

炉雑音解析炉出力絶対測定法の補正

日本原子力研究所大洗研究所材料試験炉部

寺田 博海・武田 勝彦・中田 宏勝

(1974年8月9日受理)

JMTRで実施している炉雑音解析による炉出力絶対測定法は放射化箔による中性子束積分法、熱量的方法よりも系統的に過少評価となるため、適当な補正係数を掛けて炉出力を求めている。この補正係数は上記の二方法との比較実験から求められる。実験結果は中性子束積分法との比較から  $1.16 \pm 0.02$ 、熱量的方法との比較から  $1.14 \pm 0.10$  である。理論的な検討としては原子炉炉心の幾何学的構造因子の計算を行った、結果はこれらの比の値と良く一致した。

Correction of the Absolute Reactor Power Measured by Reactor Noise Analysis

Hiromi Terada , Katsuhiko Takeda and Hirokatsu Nakata

Division of JMTR Project Oarai Reserch Establishment JAERI

( Received August 9 , 1974 )

The absolute value of reactor power ,  $P_n$  , obtained by reactor noise analysis , which is used routinely in the JMTRC has been compared with those by neutron flux integration method ,  $P_f$  - and thermohydraulic mesurement ,  $P_t$  . The results are  $P_f / P_n = 1.16 \pm 0.02$  and  $P_t / P_n = 1.14 \pm 0.10$  . The values are approximately in agreement with the geometrical factor calculated for the core of the JMTR . The reactor power by reactor noise analysis is thus multiplied by this coefficient to give the most probable value of reactor power .

## 目 次

1	はじめに	1
2	測定装置の検討	3
2.1	炉雑音解析器の特性	3
2.2	直線性および再現性の確認	6
2.3	炉雑音法の測定精度	6
3	炉雑音法に対する補正	10
3.1	熱量的方法との比較実験	10
3.2	Foil 法との比較実験	12
3.3	補正係数の検討	12
4	補正係数の理論的考察	17
4.1	数式的導出	17
4.2	数値計算	18
5	まとめ、謝辞	20

# 1 はじめに

原子炉の出力計が正確に較正されていることは原子炉プラント、照射設備などの安全性を検討するうえで不可欠の前提条件であり、炉出力の絶対測定は中性子束の測定と同様に重要な技術である。現在、一般的に用いられている方法には熱量的方法、箔放射化積分法 (Foil法)、炉雑音法などがある。その他JMTR本体およびJMTRCにおいて用いられている種々の炉出力モニタをFig. 1に示す。

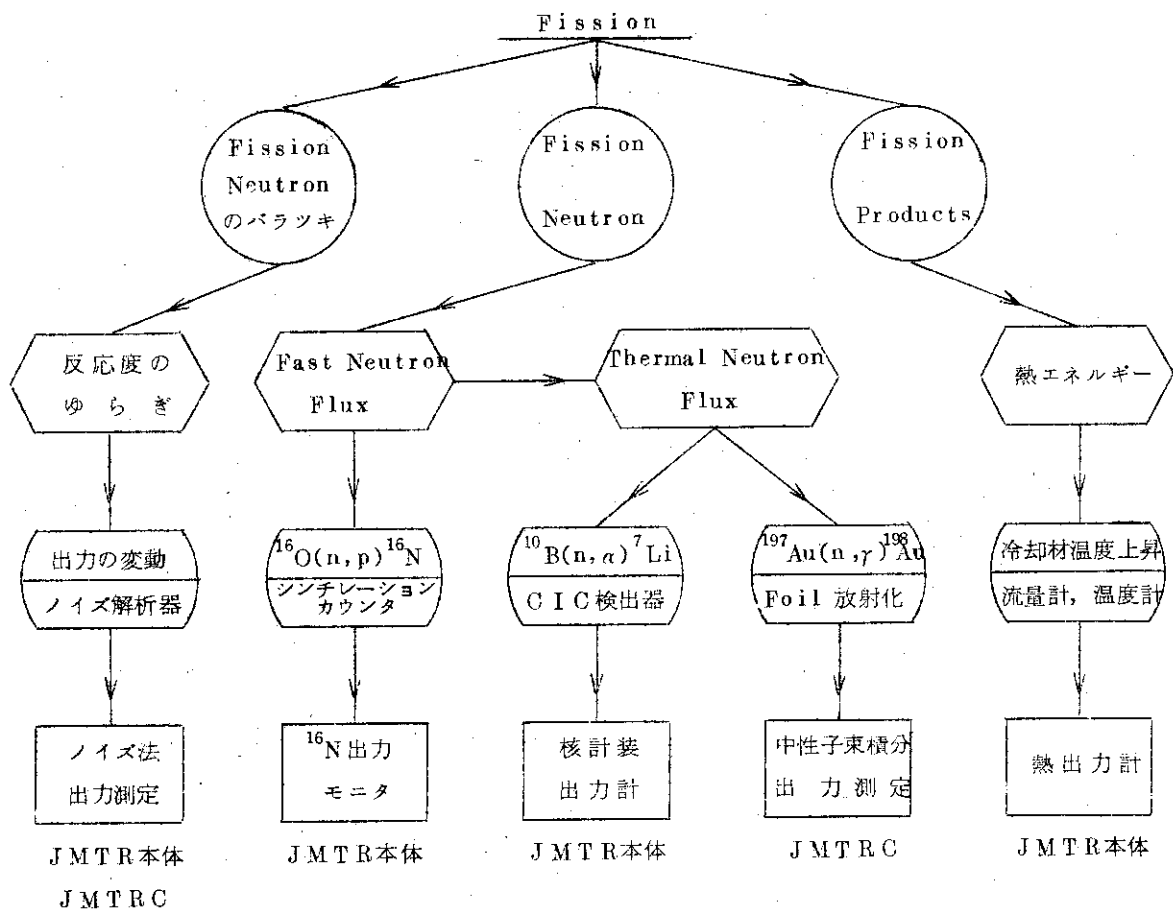


Fig. 1 JMTRにおける炉出力測定系

炉雑音法は原子炉の低出力状態 (数百ワット以下) で比較的簡単に、且つ体系を乱さずに炉出力の測定が出来ることが利点である。JMTR本体においては核出力計の較正に、JMTRCにおいてはJMTR本体の運転サイクルに先立つ模擬炉心実験の炉出力測定に頻りに炉雑音法が実施されている。これらの結果については中田によって既に報告されている。<sup>1)</sup> その後の詳細な実験および検討の結果次のことが明らかになって来た。それは、炉雑音法による炉出力値

は熱量的方法、Foil法から求めた炉出力値よりも系統的に15%程度小さ目である。このことはJMTRCにおける実験からJMTR本体の50MW状態での中性子束、燃料試料の発熱量などを推定する際に適当な補正係数が必要となることを意味する。現在用いている補正係数は1.27という値である。この数値は後に述べる補正係数測定実験の結果のうちから、中性子束あるいは試料発熱の計算値などと矛盾しないと思われる値を選択しているものである。したがってきちんとした理論的裏付けが出来る値ではなく、また、いかなる炉心にも適用できる補正係数であるのかどうか明らかになっていない。JMTRの照射精度をさらに向上させて行くためにはこの補正係数をより正しく評価しておく必要がある。本報告書はこの補正係数の検討結果を示すことおよび今までにJAERI-M5410、原子力学会47年秋分科会予稿D-14などに断片的に述べた内容をまとめることなどを意図したものである。以下第2章には炉雑音解析器の諸特性について、第3章には今までに行った補正係数測定実験について述べる。第4章は理論的検討として1点近似原子炉に対する幾何学的構造因子の数値計算を行った結果を示す。

## 2 測定装置に対する検討

### 2.1 炉雑音解析器の特性験

従来使用して来た炉雑音解析器は昭和43年頃に試作したもので、JMTRCにおける先行試験の第10サイクルまでの炉出力測定に用いられた。その後現在に至るまでの測定は上記試作品の使用経験を生かし、さらに性能および信頼性の向上をはかるため昭和46年に新しく製作されたものである。(NF回路設計ブロック社製、Fig. 2 参照)

その他の測定系は従来と全く変わるところはない。(Fig. 3 参照)

炉雑音解析器はバンドパスフィルタ回路(BPF)と2乗平均回路とから構成されている。バンドパスフィルタは雑音源から或る周波数成分のみ取り出すために用いられるもので特定周波数に鋭く〔選択度 $Q=10$ 、減衰傾度 $60\text{dB/oct}$ 〕同調する。中心周波数は1, 1.5, 2.0, 4.0, 7.0, 10, 15, 20, 40, 70, 100, 200Hz の12種類装備されている。通常は炉雑音の周波数特性から考えて中心周波数4.0Hzのものを使用している。<sup>1)</sup> このバンドパスフィルタのブロック図をFig. 4に示す。これを通過して来た成分を2乗回路で2乗した後、平滑回路を通して、炉雑音4.0Hz成分の2乗平均値が求まる。これが炉雑音解析器の出力である。以下にこの炉雑音解析器の特性を試験した結果について概略して述べる。

#### [1] ドリフト試験

解析器入力として正弦波(4.0Hz,  $2V_{p-p}$ )を加え、解析器出力の変化を24時間記録測定した。その間、電源に対する外乱になると思われる機器の接、断操作を繰返し行ったが解析器出力記録に変化が見られなかった。またドリフトの幅も $\pm 0.5\%$ 以内にとどまり良好な特性を示した。

#### [2] 再現性試験

炉雑音をデータレコーダを用いて録音したテープを入力として解析器に加え、解析器出力を記録測定する。この入力を繰返し与えた場合、得られた出力記録は全く同一である。即ち入力が同一であれば必ず同じ結果を得る再現性は良好である。

#### [3] バンドパスフィルタの周波数特性 $G_f$

フィルタの伝達関数 $A$ は

$$A = \int_0^{\infty} |G_f|^2 df \quad f: \text{周波数}$$

$$G_f = \frac{\text{フィルタ出力電圧}}{\text{フィルタ入力電圧}}$$

で表わせる。中心周波数4.0Hzのフィルタの周波数特性 $G_f$ をFig. 5に示す。この測定は入力として正弦波を用いてフィルタ出力電圧を各周波数について求めた結果である。その他の中心周波数7, 10, 15, 20, 40, 70Hzについて $G_f$ を測定して上記の $A$ を求めた結果、フィルタ特性の相似性から次の実験式を得た。

$$A = 0.116 \cdot f_0 \cdot G_{f_0}^2$$



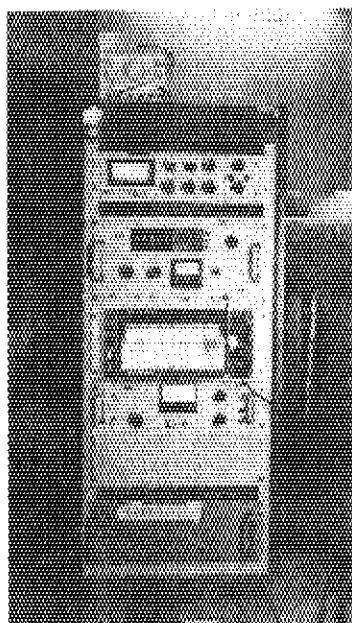


Fig. 2 Reactor Noise Analyzer

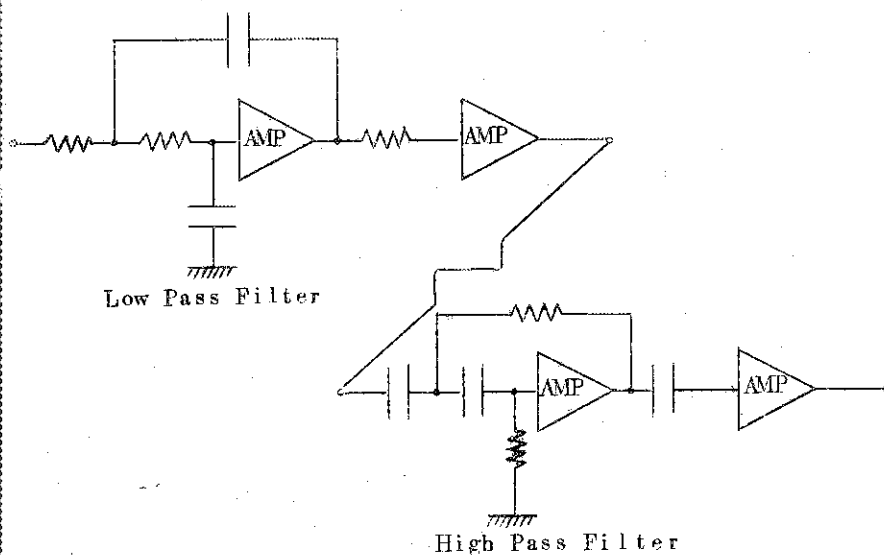
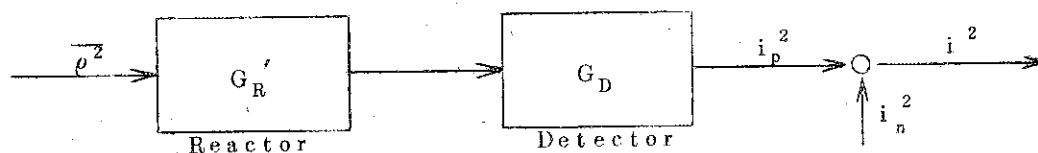


Fig. 4 Band Pass Filter の構成



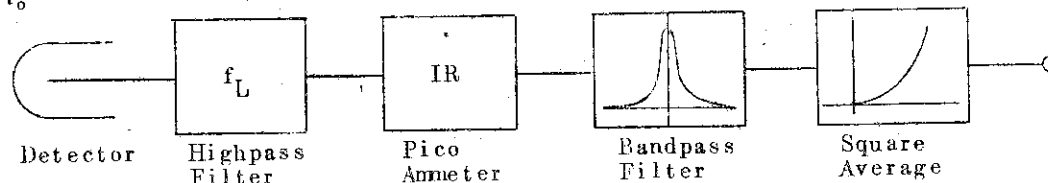
$$\rho^2 = \frac{2}{3.10 \times 10^{10} P} \cdot \frac{\nu^2 - \bar{\nu}}{\nu^2}$$

$$\bar{i}^2 = \bar{i}_p^2 + \bar{i}_n^2$$

$$= \rho^2 |G_R'|^2 |G_D|^2 + \bar{i}_n^2$$

$$= i_o^2 |G_R|^2 \cdot \frac{2}{3.1 \times 10^{10}} \cdot \frac{\nu^2 - \bar{\nu}}{\nu^2} + 2q_o i_o$$

$|G_R|$  : 原子炉の伝達関数  
 $i_o$  : 検出器 (CIC) 電流値  
 $q_o$  : 検出器の Charge/Detection



CIC  
 WL-6377  
 +600V  
 補償なし

KEITHLEY  
 TYPE-417

Reactor Noise Analyzer  
 NF Circuit Design Block

Fig. 3 炉雑音法出力測定の概要

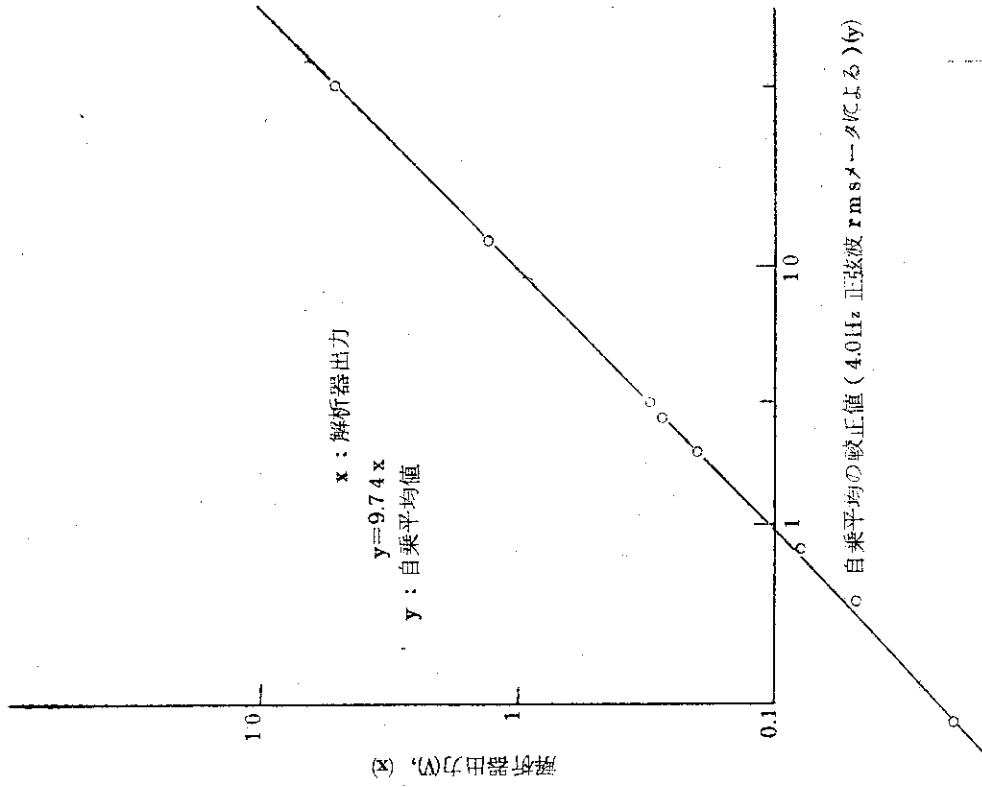
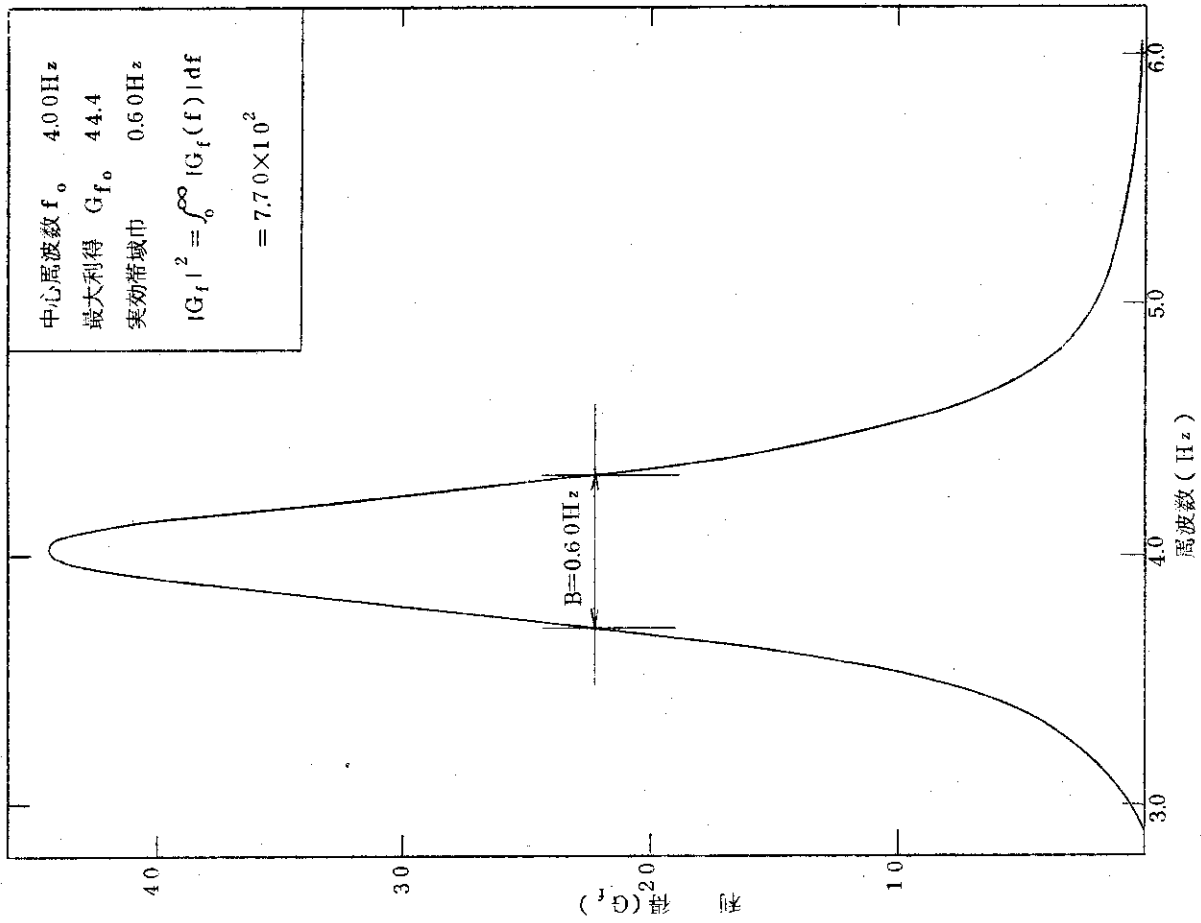


Fig. 6 自乗平均出力の較正

Fig. 5 バンドパスフィルタの特性

ここで、 $f_0$  : バンドパスフィルタの中心周波数  
 $G_{f_0}$  : 中心周波数  $f_0$  における最大利得  
 従って例えば  $f_0 = 4.0 \text{ Hz}$  のフィルタの  $A$  は

$$A = 0.116 \cdot 4.0 \cdot (4.07)^2$$

$$(G_{f_0=4.0} = 4.07)$$

である。この実験式はフィルタ特性の変化をチェックする際に便利である。

#### [4] 自乗平均特性

発振器から正弦波を2乗回路に加えてその振幅を変化させ、解析器の出力値と標準計器 (rmsメータ) との比較法によって自乗平均特性の較正を行った。その結果を Fig. 6 に示す。解析器出力値と自乗平均値の関係は次式で得られる。

$$y = 9.74 \cdot x$$

$y$  : 自乗平均値

$x$  : 解析器出力値

## 2.2 直線性および再現性の確認実験

JMTRCにおける第10, 11サイクル先行試験炉心は、燃料要素の配置および照射キャプセルの配置などにあまり変化がなく同一の炉心と見なすことができる。これらの炉心における炉雑音法を数回行った結果から直線性および再現性の確認を行った。結果は Fig. 7 に示すように  $\pm 5\%$  の範囲内で炉雑音法の直線性および再現性は良好である。

さらに何種類か傾向の異なる炉心について同様の測定を行った結果を Fig. 8 に示す。図中(1)と(2)の直線の勾配が異なる原因は燃料領域の外側の  $A \& B$  反射体位置に配置した検出器の位置が異なることに対応している。検出器位置が同一であれば、大きな炉心変更がない限り Fig. 7 の結果と同様に同一勾配の直線のまわりに測定値はバラツキをもって分布する。

## 2.3 炉雑音法の測定精度

炉雑音法で用いる原子炉出力  $P$  の算出式は

$$P = \frac{K \cdot |G_R|^2 \cdot i_0^2}{\overline{i_p^2}} \quad (2-1)$$

$$\overline{i_p^2} = \overline{i^2} - \overline{i_n^2}$$

$$i_0 = V_0 / R_1$$

$$\overline{i^2} = \overline{v^2} / (R_2)^2 \int_0^\infty |G_f|^2 df$$

$$\overline{i_n^2} = 2q_0 \cdot i_0$$

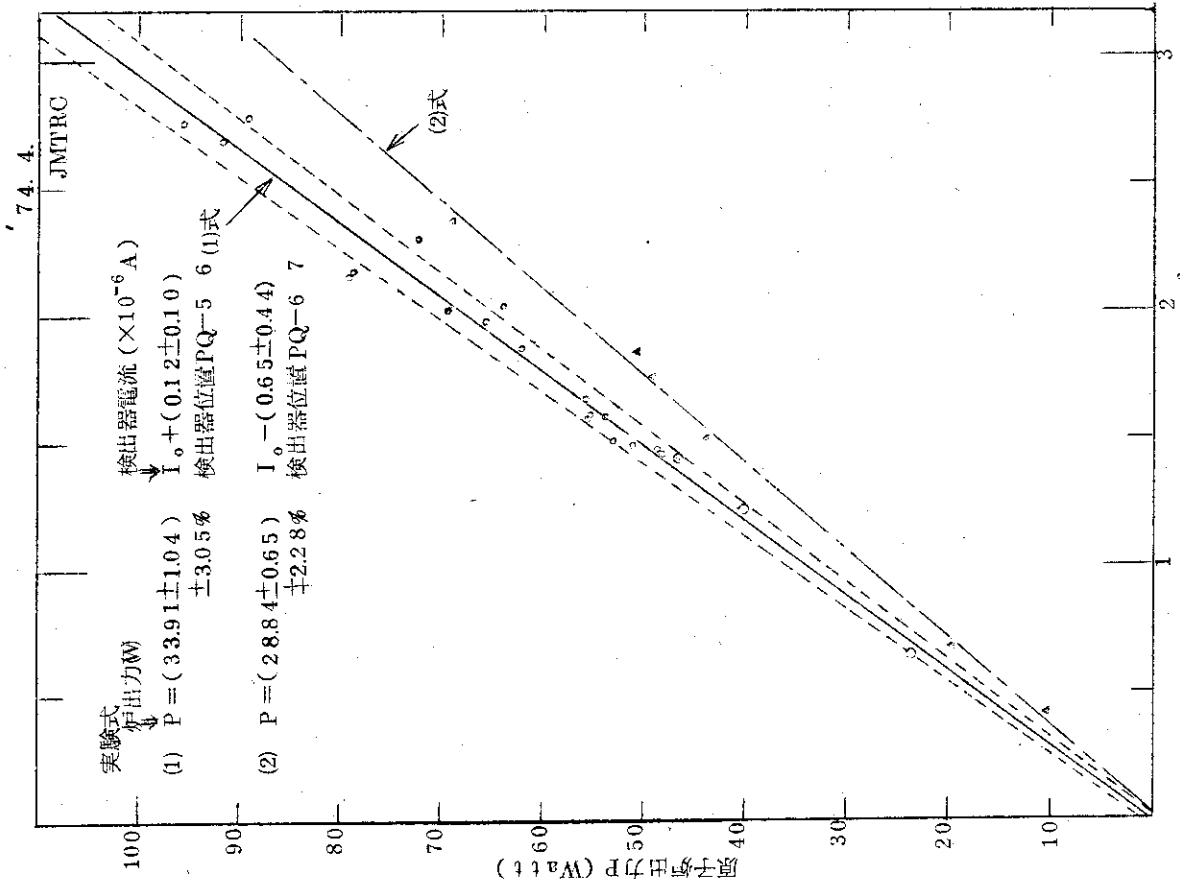
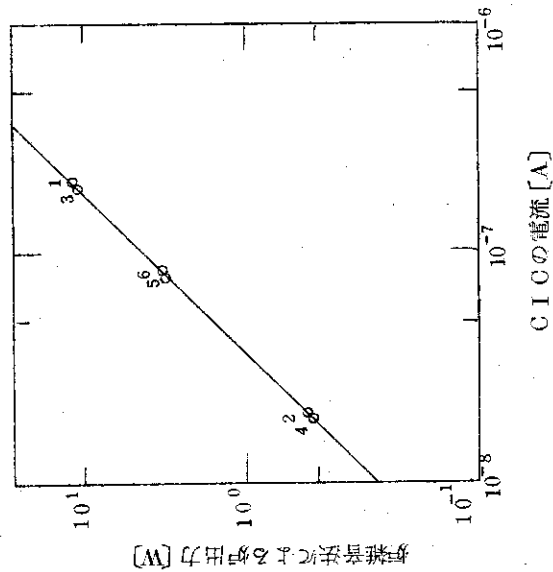


Fig. 8 検出器CICの電流感度



- 測定年月日
1. 46. 5. 13
  2. " 5. 19
  3. " 6. 22
  4. " 6. 30
  5. " 7. 2
  6. " 7. 2
- 検出器位置  
PQ-78

Fig. 7 雑音法実出力測定直線の直線性, 再現性

$$K = 2 \cdot E_f \cdot \frac{\overline{v^2} - v}{v^2}$$

である。ここで、

- $\overline{i_p^2}$  : 検出器電流の雑音成分
- $\overline{i_n^2}$  : 検出器電流の検出器雑音成分
- $\overline{i^2}$  : 検出器電流の全雑音成分 ( $\overline{i^2} = \overline{i_p^2} + \overline{i_n^2}$ )
- $i_0$  : 検出器電流の直流成分
- $q_0$  : 検出器定数
- $V_0$  :  $i_0$  値に対応するピコアンメータの電圧
- $R_1$  : ピコアンメータの利得 ( $i_0$  測定時の)
- $R_2$  : ピコアンメータの利得 (雑音測定時の)
- $\overline{v^2}$  : 雑音中心周波数  $f_0$  の自乗平均値
- $\int_0^\infty |G_f|^2 df$  : バンドパスフィルタの利得
- $|G_R|^2$  : 原子炉の伝達関数
- $E_f$  :  $^{235}\text{U}$  の核分裂当りの放出エネルギー
- $\nu$  :  $^{235}\text{U}$  の核分裂当りの中性子発生数

雑音法実施の際に実測する量はこのうち、 $\overline{v^2}$  および  $V_0$  である。原子炉出力  $P$  の誤差は通常の測定状態 ( $\overline{i_p^2} / \overline{i_n^2} = 6 \sim 7$  の場合) では

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta P}{P} \right| = & 2.2 \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| + \left| \frac{\Delta \overline{v^2}}{\overline{v^2}} \right| + 2.2 \left| \frac{\Delta R_1}{R_1} \right| + 2 \left| \frac{\Delta R_2}{R_2} \right| + \left| \frac{\Delta \left( \int_0^\infty G_f^2 df \right)}{\int_0^\infty G_f^2 df} \right| \\ & + \left| \frac{\Delta K}{K} \right| + \left| \frac{\Delta G_R^2}{G_R^2} \right| + \frac{1}{7} \left| \frac{\Delta q_0}{q_0} \right| \end{aligned} \quad (2-2)$$

で表わせる。右辺のうち第1項、第2項が原子炉出力値のバラツキ要因である。その他の項は定常的な偏り要因である。第1項の大きさは、通常の測定所用時間 20~40分間における臨界出力レベルの変動幅を  $\pm 2\%$  に抑えたとすれば

$$\text{第1項} = 2.2 \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| = 4.4\%$$

である。

第2項については、JMTRC起動用の中性子源 ( $A_m - B_0, 4C_1$ ) を定雑音源として用いた実験から次のように求めた。

$$\text{第2項} = \left| \frac{\overline{v^2}}{\overline{v^2}} \right| = 1.3\%$$

これらのことから原子炉出力測定値のバラツキは

$$\left| \frac{\Delta P}{P} \right| = 5.7\%$$

と考えられる。このバラツキ要因にその他の項の偏り要因が加ったものが測定誤差である。その他、定常的な偏り要因として、 $E_f$  の値に1核分裂当りの発生総エネルギー値 (200 MeV) を

用いるか、炉心に吸収される総エネルギー値（中性微子などの寄与を除く）を用いるかによって5%の差を与えるし、得られる炉出力の物理的意味も異なる。

### 3 炉雑音法に対する補正

#### 3.1 熱量的方法との比較実験<sup>2) 3)</sup>

JMTR本体の出力は中性子検出器に接続した核計装出力計（核出力計）とプロセス計装の熱出力計の両方からモニタされている。（Fig. 9 参照）

この核出力計と熱出力計との指示値は運転状態によって違いがある。この原因となるのは

- i) 中性子束分布の変化（制御棒位置の変化）
- ii) 冷却水温度の変化
- iii) Xe 濃度分布の変化
- iv) 燃料の燃焼
- v) 中性子検出器の感度変化

などが考えられる。炉雑音法と熱量的方法（熱出力計）との比較を行う場合、次のことが問題となり直接比較することが出来ない。炉雑音法は数百ワット以下でしか実施出来ない、また熱量的方法は低出力では感度を持たない。従って高出力で熱出力計と核出力計との関連を、低出力で炉雑音法と核出力との関連を求めておき、核出力計の直線性を媒介にして炉雑音法と熱出力計との比較を行う。以下1)～4)にその手順と結果を示す。

##### 1) 核出力と炉雑音法出力との比 ( $R_1$ )

JMTRを核出力200Wで臨界に保ち、この状態であらかじめ炉心内に設けた中性子検出器（Extra-CIC）によって炉雑音法測定を行う。これによって核出力と炉雑音法出力の比  $R_1$  が求められる。

$$R_1 = \frac{\text{核出力}}{\text{炉雑音法出力}} \quad (\text{炉心温度 } T, \text{ 制御棒位置 } X)$$

##### 2) 制御棒位置の補正 $R(X)$

一方高出力において熱出力と核出力との比を求める必要がある。これは炉心温度  $33^\circ\text{C}$  に規格化した値と制御棒位置  $X$  との関係で表わされる。（Fig. 11）

この関係から、炉雑音法を実施した時点での制御棒位置に対応する  $R(X)$  が求められる。

$$R(X) = \frac{\text{熱出力}}{\text{核出力}} \quad (\text{炉心温度 } 33^\circ\text{C}, \text{ 制御棒位置 } X)$$

##### 3) 炉心温度の補正

核出力一定で運転した場合の熱出力と炉心温度の関係が求められており次のように表すことができる。

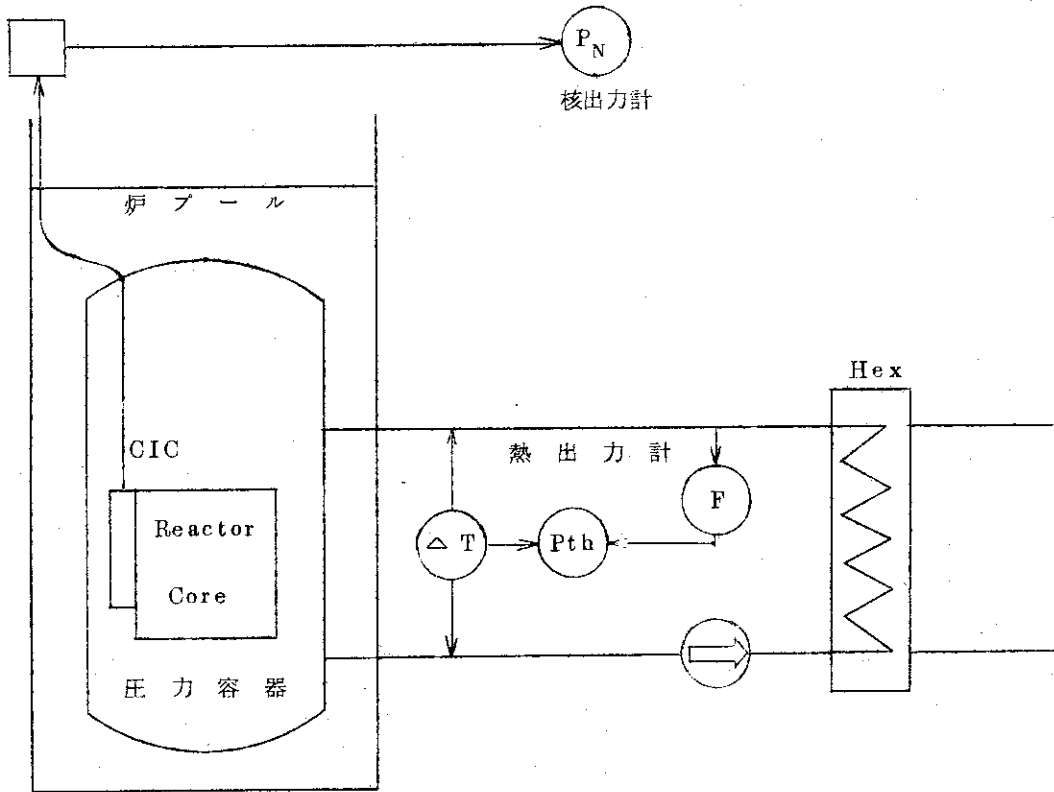
$$P(T) = P(T_0) \{1 - \alpha (T - T_0)\} \quad (3-1)$$

$\alpha$  : 温度係数  $0.83\% / ^\circ\text{C}$

$T, T_0$  : 炉心温度

$P(T)$  : 熱出力

この関係から



$$Q = C \cdot \rho \cdot F \cdot \Delta T + q$$

- C : 冷却材の比熱
- $\rho$  : 冷却材の密度
- F : 冷却材流量
- $\Delta T$  : 炉心温度差
- q : 炉心周辺へ失われる熱量

Fig. 9 熱量的出力測定の概要



$$[R(\infty)]_T = [R(\infty)]_{T_0} \{1 - \alpha (T - T_0)\} \quad (3-2)$$

が求まり炉心温度の補正ができる。

4) 以上の各種の補正を行って熱出力と炉雑音法の比は

$$\left[ \frac{\text{熱出力}}{\text{炉雑音法出力}} \right]_{TX} = R_1 [R(\infty)]_{T_0} \{1 - \alpha (T - T_0)\} \quad (3-3)$$

で求めることができる。

熱量的方法との比較によって求めた炉雑音法との比の値を Table-1 に示す。この結果はバラツキが大きく 1.03 ~ 1.27 となっている。

### 3.2 Foil 法との比較実験

Foil 法で用いる Foil は従来から Au, Dy, Cu などを用いている。炉雑音法と Foil 法との比較実験は JMTRC における先行試験で毎回行っており、結果を Table-2 に示す。従来の Foil 法とはほぼ同様な扱いで Fission Foil を用いた実験が進められている。\*

Fission Foil を用いた Foil 法では熱出力 P は

$$P = E_f \cdot \sum_i (RR)_i \cdot C_i \cdot \frac{1}{(F_{ZC})_i} W_i \quad (3-4)$$

で表わされる。ここで

$i$  : 燃料要素番号 ( $i=1 \sim 22$ , 燃料フォロー 4 本)

$E_f$  : 核分裂当りの放出エネルギー

$(RR)_i$  :  $^{235}\text{U}$  1 g 当りの核分裂率 [ $(RR)_i / \text{gr } (^{235}\text{U})$ ]

$C_i$  : 燃料要素  $i$  の要素積分係数

$(F_{ZC})_i$  : 燃料要素  $i$  の縦方向ピーキング係数

$W_i$  : 燃料要素  $i$  の  $^{235}\text{U}$  全重量

である。実験に用いた Fission Foil は 2.41 w/o の U-Al 合金でウランの濃縮度は 93.2 % である。Fission Foil を用いる利点は直接に炉内の核分裂率分布 [ $\int_0^\infty \phi(E) \sigma_f(E) dE$ ], および炉内の核分裂総数が求まることにある。Au, Dy, Cu などの Foil と比較した場合、熱中性子スペクトルおよび実効断面積などの不確かさが除かれる。炉雑音と Fission Foil を用いた Foil 法との比較結果を Table-3 に示す。

### 3.3 補正係数の検討

#### 3.3.1 熱量的方法から求めた補正係数

熱量的方法と炉雑音法との比較実験結果 (Table-1) から、熱出力計を真とすれば炉雑音法に対する補正係数は平均 1.15 である。しかしながら測定回数が少く、データのバラツキも大きいので測定精度が問題となる。現在用いている補正係数は JMTR 本体の第 12 サイクルに行った測定の結果得た 1.27 という値を採用している。JMTR の炉心は現在、第 II 期炉心で

\* 昭和 47 年炉物理炉工学分科会予稿集 D-15 瀬崎他

Table-1 炉雑音法と熱量的測定法との比較

測定	熱量的測定法	原子炉入口温度	制御棒位置	JMTR 炉心構成
	ノイズ法			
1	1.17	18.0(°C)	370(mm)	第1Cy
2	1.10	21.0	446	2
3	1.03	26.6	381	9
4	1.27	24.1	451	12

Table-2 炉雑音法と中性子束積分法との比較

測定	ノイズ法	中性子束積分法	中性子束積分法	JMTRC 炉心構成
			ノイズ法	
1	5.64 [W]	6.42 [W]	1.14	第10-1Cy
2	5.42	6.23	1.15	10-2
3	5.55	-	-	11
4	7.38	12.1	1.64	12
5	8.46	10.0	1.18	13
6	9.34	11.0	1.18	14
7	45.0	51.4	1.14	19

Table-3 炉雑音法とFission Foil 積分法との比較

測定	炉雑音法出力	Fission Foil 法出力	Fission Foil 法	JMTRC 炉心構成
			炉雑音法	
1	69.1 [W]	87.2 [W]	1.19	第21Cy
2	66.1	79.1	1.20	20

Table-4 JMTR第I期炉心, 第II期炉心の $|G_R|^2$ の比較

炉心	$\beta$	$\beta/l$	$ G_R ^2$	$f_0 = 4.0 \text{ Hz}$
第I期炉心	0.0073	80	$1.71 \times 10^4$	
第II期炉心	0.0076	105	$1.64 \times 10^4$	

運転されており、第Ⅰ期炉心に比べて燃料領域が拡張されている。この値は第Ⅱ期炉心における唯一の測定値である。また次式のような考え方が背景となって大き目の値を選んだことによる。それは

$$\text{補正係数 } 1.27 = \frac{\text{熱量的方法}}{\text{炉雑音法}} \cdot \frac{\text{JMTR本体}}{\text{JMTRC炉心}}$$

で表わされる。右辺第一次項が本報告書で問題としている補正係数であり、第二次項はJMTRCの模擬性因子である。熱量的方法から補正係数を求める際の誤差の要因と考えられる事柄を①～③)に以下述べる。

### ①) 温度係数 $\alpha$ の評価 ( $\alpha = -0.83\%/^{\circ}\text{C}$ )

JMTR本体は核出力計により定値自動制御する運転方式である。3.1の①)～④)に述べた理由によって熱出力値、核出力値は一致しない。①)の冷却水温度の寄与は次のような結果が得られている。<sup>4)</sup>(JMTR特性試験報告書分冊4, P13) 炉心入口温度が $10^{\circ}\text{C}$ 上昇すると熱出力値は8.3%減少する。ただし熱出力が40～50MWでは $10^{\circ}\text{C}$ について5.8%減少する。これから温度係数 $\alpha = 0.83\%/^{\circ}\text{C}$ を用いる。この温度係数の理論的検証として次のような計算結果がある。<sup>5)</sup>(JMTR特性試験(その2)報告書P97) 炉心の $\phi_{th}$ 一定で、炉心水温が $20^{\circ}\text{C}$ から $50^{\circ}\text{C}$ まで変化した場合、核計装検出器位置での $\phi_{th}$ 値を計算したものである。計算方法は、拡散コードFOG, EQP-3などを用いている。結果は $\phi_{th}(50^{\circ}\text{C})/\phi_{th}(20^{\circ}\text{C}) = 1.25$ である。これは $0.83\%/^{\circ}\text{C}$ と一致しており $|\alpha| = 0.83\%/^{\circ}\text{C}$ は妥当な値と考えられる。各サイクルによって炉心内の照射物の配置は異っており、炉心配置の違いがこの温度係数 $\alpha$ に与える影響が考えられる。しかしこれに起因する $\alpha$ の値の変動は今問題にしている補正係数のバラツキよりもはるかに小さいものと予想される。

### ②) 動特性パラメータ( $\ell, \beta$ )の寄与

炉雑音法で使う原子炉の伝達関数 $G_R$ は

$$|G_R|^2 = \frac{1}{\beta^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi f_c}{\alpha_0}\right)^2}$$

である。各サイクルの炉心配置の差によって動特性パラメータ( $\ell, \beta$ )が変動することが考えられる。顕著な例としてJMTRが第Ⅰ期炉心から第Ⅱ期炉心に変更された際の $|G_R|^2$ の値を比較した結果がTable-4である。これから $|G_R|^2$ の値の変化は5%程度であり、これに比較して各サイクル間での炉心変更は小規模であるから $|G_R|^2$ の変化も5%以下と考えられる。

### ③) 制御棒位置の補正[R(X)]によるバラツキ

$$R(X) = \frac{\text{熱出力}}{\text{核出力}} \quad (\text{炉心温度 } 33^{\circ}\text{C}, \text{ 制御棒位置 } X)$$

R(X)値の挙動は(図-10, 11)各サイクルで一様な形ではない。<sup>2)</sup>特に運転サイクル初期におけるX。飽和に伴って制御棒位置が激しく変ること、出力上昇に伴う熱的過渡現象による熱出力計の応答の遅れなどがあり、これらがR(X)値に与える影響が大きいため最終的な補正係数のバラツキが大きくなると考えられる。

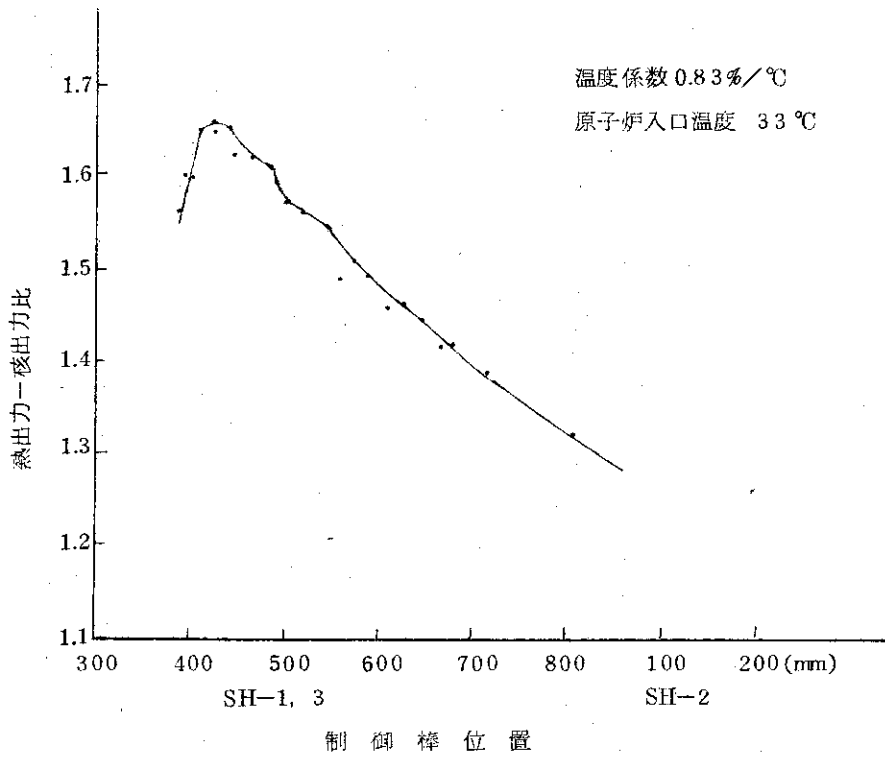


Fig. 10 #11 サイクル熱出力-核出力比

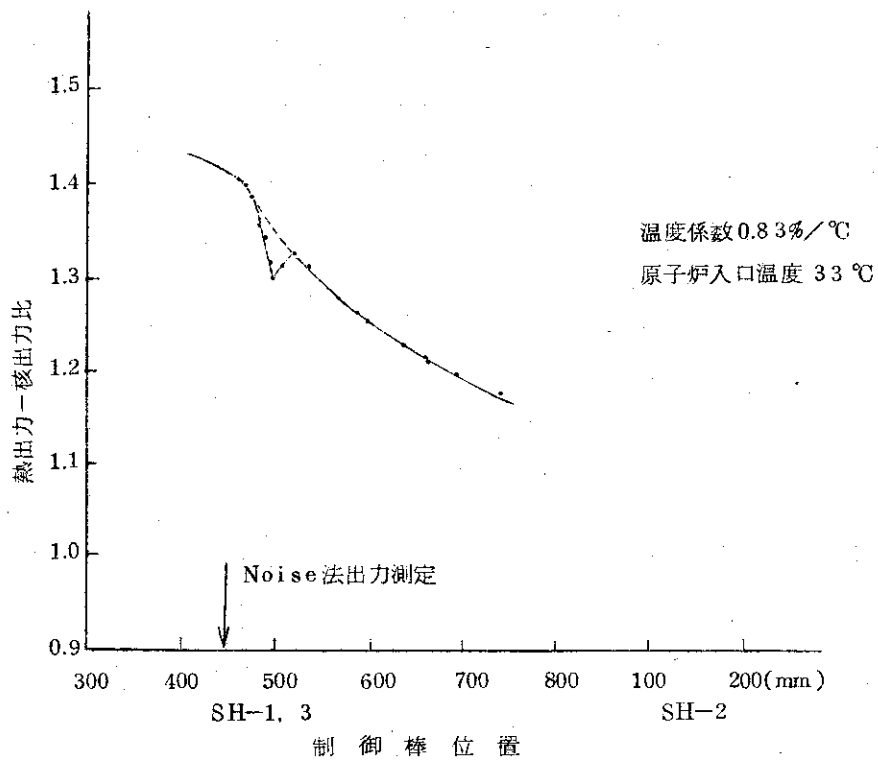


Fig. 11 #12 サイクル熱出力-核出力比

## 3.3.2 Foil 法から求めた補正係数

Fission Foil 法からは 1.20、従来の Au Foil 法からは平均 1.15 という補正係数が得られた。(Table 2. 3)

Foil 法における問題点は

- i) 測定点が 1 燃料要素あたり 1 点 (中央) であり、微細な出力分布の変化が十分考慮されない。
- ii) Foil の放射化断面積と燃料である  $^{235}\text{U}$  の核分裂断面積の値を 2200 m/s の熱中性子に対する値で処理しているの、比較的スペクトルの硬い燃料領域では実効的断面積を用いなければならない。

などがあり 5~10% の誤差を含むと考えられる。ii) についての検討を以下に述べる。簡単な炉心モデルで燃料領域の熱中性子スペクトルを求め (THERMOS コード)、 $^{235}\text{U}$  の核分裂断面積、 $^{197}\text{Au}$  の放射化断面積の実効断面積を求めて比をとると

$$\frac{\sigma_{\text{eff}}^{235\text{U}}}{\sigma_{\text{eff}}^{\text{Au}}} = \frac{\int_0^{E_t} \phi \sigma_f^{\text{U}} dE}{\int_0^{E_t} \phi dE} = 5.52$$

一方 2200 m/s の熱中性子に対する断面積の比は

$$\frac{\sigma_{2200}^{235\text{U}}}{\sigma_{2200}^{\text{Au}}} = 5.84$$

したがって、

$$\frac{\sigma_{2200}^{235\text{U}}}{\sigma_{2200}^{\text{Au}}} = 1.06 \times \frac{\sigma_{\text{eff}}^{235\text{U}}}{\sigma_{\text{eff}}^{\text{Au}}}$$

なる関係を得る。これから 2200 m/s の断面積を用いた Foil 法による炉出力値は 6% の過大評価となることがわかる。Fission Foil の値 (Table-2) と Au Foil の値 (Table-3) とを比較すると上記の傾向とはむしろ矛盾する傾向を示しており、Foil 法の精度を上げて Fission Foil, Au Foil の差を検討する必要がある。

4 補正係数の理論的考察<sup>6)</sup>

## 4.1 数式的導出

原子炉雑音の理論的研究のなかから有限な体系での雑音源の全体への寄与は一点モデルの結論に炉心の幾何学的構造因子として1より大きい係数を乗すべきであるとの指摘がなされている。<sup>7) 8)</sup> 即ち遅発中性子の効果を無視した一点モデルでの中性子密度の相対的ゆらぎの式

$$\langle |\rho^2| \rangle = \frac{1}{3.1 \times 10^{10} P} \cdot \frac{\bar{\nu}(\bar{\nu}-1)}{(\bar{\nu})^2} \cdot |G_R|^2 \quad (4-1)$$

において右辺に1より大きい係数が乗せられると、測定された中性子密度の相対的ゆらぎに対し出力Pがそれだけ大きくなることが期待される。したがってこの係数がここで問題にしている補正係数に該当することを予想して議論を進める。原子炉は裸の均質とし、一群モデルで扱う。

摂動論によれば原子炉内の点rに毎秒s個の中性子発生がある時の等価反応度は、中性子密度n(r)の変化が小さい時に

$$\rho = \frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} \Big|_r = \frac{s \phi^x(r)}{\sum_a k \int \phi \phi^x dr} \quad (4-2)$$

で表わされる。 $\phi^x$ は随伴中性子束である。ただし以下では中性子束 $\phi$ と等しいとして扱っている。

$$\frac{\bar{\nu} \sum_f}{\sum_a} = k \text{ および } \sum_f \phi = \frac{n}{\bar{\nu} l} \text{ なる関係を用いれば}$$

$$\sum_a k = \frac{n}{l \phi} \quad (4-3)$$

となり(4-2)式は

$$\rho = \frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} \Big|_r = \frac{l}{n} \frac{s \phi^2}{\int_c \phi^2 dr} = \frac{l}{n} \frac{s n^2}{\int_c n^2 dr} \quad (4-4)$$

となる。一方Cohnによれば、零出力臨界状態での原子炉雑音源は点rにおいて

$$\langle |s^2| \rangle \Big|_r = \frac{2 n(r)}{l} \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{\bar{\nu}} \quad (4-5)$$

で表わされる。この雑音源により原子炉は次式で表わされる反応度変化を受ける。

$$\begin{aligned} \langle |\rho^2| \rangle \Big|_r &= \left(\frac{l}{n}\right)^2 \frac{n^4}{\left[\int_c n^2 dr\right]} \langle |s^2| \rangle \Big|_r \cdot |G_R|^2 \\ &= l \frac{n^3}{\left[\int_c n^2 dr\right]} \frac{2(\bar{\nu}^2 - \bar{\nu})}{\bar{\nu}} \cdot |G_R|^2 \end{aligned} \quad (4-6)$$

(4-6)式を炉心全体について積分すれば

$$\begin{aligned} \langle | \rho^2 | \rangle &= \int_c \langle | \rho^2 | \rangle_r d r \\ &= \ell \frac{1}{\int_c n^2 d r} \cdot \frac{2(\bar{\nu}^2 - \bar{\nu})}{\bar{\nu}} \int_c n^3 d r \cdot |G_R| \end{aligned} \quad (4-7)$$

となる。これが運転中に観測される反応度ゆらぎである。さらに原子炉出力  $P$  は

$$P = \frac{1}{3.1 \times 10^{10}} \cdot \frac{1}{\nu \ell} \int_c n d r \quad (4-8)$$

であるから、(4-7)式に代入すると

$$\langle | \rho^2 | \rangle = \frac{2}{3.1 \times 10^{10} P} \cdot \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{(\bar{\nu})^2} \cdot |G_R|^2 \cdot \frac{\int n d r \int n^3 d r}{\left\{ \int n^2 d r \right\}^2} \quad (4-9)$$

となる。

(4-1)式と(4-9)式から炉心の幾何学的構造因子  $G_F$  として

$$G_F = \frac{\int n d r \cdot \int n^3 d r}{\left\{ \int n^2 d r \right\}^2} \quad (4-10)$$

が導き出される。ただしこれは近似的な導出である。

裸で均質な直方体の原子炉の場合  $n = n_0 \cos \frac{\pi}{a} x \cdot \cos \frac{\pi}{b} y \cdot \cos \frac{\pi}{c} z$  で表わさる。このときの  $G_F$  の値は

$$G_F = \left( \frac{32}{3\pi^2} \right)^3 = 1.26$$

となる。同様にして無限平板の場合 1.08, 無限角柱の場合 1.16 となる。

## 4.2 数値計算

### (1) 中性子束分布測定値からの計算

JMTRCの燃料要素は板状燃料である。中性子束分布の測定は要素の中心位置の水ギャップに、アクリル板に放射化箔を取り付けたものを挿入して行う。垂直方向の位置はピーク出現位置を予想して取り付けてある。照射後放射化箔の計数を求め次のようにして  $G_F$  を求める。

$\eta_0^i$  は燃料要素  $i$  に取り付けた放射化箔の計数値。 $f(h)$  は垂直方向の分布関数で全ての燃料要素について同一の分布をすると仮定する。

$$\begin{aligned} N_{\text{element}}^i &= \int_0^H \eta_0^i f(h) a^2 d h = \eta_0^i a^2 \int_0^H f(h) d h \\ \int_c n d r &= \sum_{i=1}^{27} N_{\text{element}}^i = a^2 \int_0^H f(h) d h \times \left[ \sum_{i=1}^{27} \eta_0^i \right] \\ (N_{\text{element}}^2)_i &= \int_0^H \left( \eta_0^i f(h) \right)^2 a^2 d h = (\eta_0^i)^2 a^2 \int_0^H \{ f(h) \}^2 d h \\ \int_c n^2 d r &= \sum_{i=1}^{27} (N_{\text{element}}^2)_i = a^2 \int_0^H \{ f(h) \}^2 d h \times \left[ \sum_{i=1}^{27} (\eta_0^i)^2 \right] \\ (N_{\text{element}}^3)_i &= \int_0^H \left\{ \eta_0^i \cdot f(h) \right\}^3 a^2 d h = (\eta_0^i)^3 \cdot a^2 \int_0^H \{ f(h) \}^3 d h \\ \int_c n^3 d r &= \sum_{i=1}^{27} (N_{\text{element}}^3)_i = a^2 \int_0^H \{ f(h) \}^3 d h \times \left[ \sum_{i=1}^{27} (\eta_0^i)^3 \right] \end{aligned}$$

以上の各積分値を求め  $G_F$  を求める。

$$G_F = \frac{\int n dr \int n^3 dr}{[\int_c n^2 dr]^2} = \frac{A_1 \times A_3}{[A_2]^2} \cdot \frac{N_1 \times N_3}{[N_2]^2}$$

$$A_1 = \int_0^H f(h) dh, \quad A_2 = \int_0^H [f(h)]^2 dh, \quad A_3 = \int_0^H [f(h)]^3 dh$$

$$N_1 = \sum \eta_0^i, \quad N_2 = \sum (\eta_0^i)^2, \quad N_3 = \sum (\eta_0^i)^3$$

JMTRCの第20サイクル炉心の実験値から上式の $G_F$ を計算すると

$$G_F = 1.07 \times 1.03 = 1.10$$

となる。

(2) 中性子束分布核計算値からの計算

THERMOS, GAM-1などで求めた炉心の各要素の核定数を2群の拡算計算コードEQP-3に入力して得る水平方向の $\phi$ および $\phi^*$ から $G_F$ を求めた。垂直方向の分布にcosine分布を仮定すると

$$G_F = 1.08 \times 1.02 = 1.10$$

を得る。これはJMTR炉心、正確には第1期炉心第14サイクル炉心についての幾何学的構造因子である。



## 5 ま と め

現在行っている炉雑音法は熱量的方法、Foil 法などと比較すると系統的な差が存在すること、およびその補正係数の大きさが1.1~1.3の間にあることなどについて述べた。冒頭にも述べたように補正係数の値の精度が直接に J M T R の照射精度に影響することから、より正確に補正係数を決定する必要がある。今後の炉雑音法の課題としては、

(1) データ処理の高速化を進める。

炉の臨界状態は制御棒操作なしに長時間持続しない、このことから炉雑音法実施中に外乱が入る。現在20分/回程程度の測定時間を、mini-Computer を用いた Digital な手法により短縮できる。さらに炉雑音の解析をより理論的に行えるなどの利点が予想される。

(2) 詳細な比較実験を行う。

熱量的方法、Foil 法との比較実験を数多く重ねる必要がある。現在の補正係数は各方法ともデータが少くまた実験条件が若干異なるなど最終的な値を結論できない。

(3) 理論的検討項目

i) 高次モードの影響

ii) 動特性パラメータ  $\ell$ ,  $\beta$  の精度

iii) 中性子多群計算による  $G_p$  の計算

などがある。

## 謝 辞

本報告を終るにあたり、炉雑音法の測定値について常に妥当性を検討して下さった、計画課課長代理 瑞穂 満氏および核技術係長 作田 孝氏および Fission Foil を用いた実験を担当されデータを提供された瀬崎 勝二氏、伊藤 治彦氏に深く感謝致します。

また北海道大学助教授 斉藤 慶一氏から寄せられた補正係数の理論的裏付けとなる、G factor についてのコメントが本研究の大きな動機であったことを明記するとともに深く感謝致します。

## 参考文献

1. 中田 宏勝：炉雑音解析による炉出力の測定，JAERI-memo 4275 (1971)
2. 寺田 博海他：炉雑音解析による炉出力の絶対測定(Ⅲ) 日本原子力学会昭和47年炉物理  
炉工学分科会D-14
3. JMTRCによる燃料試料発熱量( $Q_{CF}$ ) 推定技術の分析 (#3~#14サイクル)  
JAERI-M5410 P22~P47 (1973)
4. JMTR特性試験報告書 分冊4 P13 JMTR資料-139
5. JMTR特性試験(その2)報告書 P97 JMTR資料
6. 中田 宏勝：JMTRに於ける各種炉心特性測定法の検討
7. 齊藤 慶一：炉雑音の理論，JAERI-1187
8. M. OTSUKA and T. IJIMA : Space-Dependent Formula for Rossi- $\alpha$   
Measurements Nukleonik, 7, 438 (1965)