



HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|------------------|---|
| Title | 固体飛跡検出器の高速炉物理実験への応用（第2報）：「弥生炉」の炉物理パラメータの決定 |
| Author(s) | 成田, 正邦; Narita, Masakuni; 今, 秀記 他 |
| Citation | 北海道大學工学部研究報告, 107, 73-82 |
| Issue Date | 1982-01-30 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/41711 |
| Type | departmental bulletin paper |
| File Information | 107_73-82.pdf |



固体飛跡検出器の高速炉物理実験への応用(第2報)

——「弥生炉」の炉物理パラメータの決定——

成田正邦 今秀記* 秋山雅胤**

(昭和56年9月30日受理)

Some Applications of Solid State Nuclear Track Detectors to Fast Reactor Experiments [II]

——Reactor Parameter Determinations in “YAYOI” core——

Masakuni NARITA, Hideki KON, Masatsugu AKIYAMA

(Received September 30, 1981)

Abstract

In our previous paper we discussed the characteristics of solid state nuclear track detectors for fast neutron reactor physics experiments. In the present paper the energy group neutron flux distribution in the fast reactor “YAYOI” was determined from etched track densities. The material buckling, the inverse diffusion length and the reflector saving were evaluated by the one- or two-group diffusion theory. Fission track detectors are also suitable for the calibration of a low power in reactors.

1. ま え が き

固体飛跡検出器(SSNTD=Solid State Nuclear Track Detector)として、ポリカーボネイトと硝酸セルローズを高速炉物理実験に利用するための種々の特性(使用法, エッチング特性, 感度のエネルギー特性)と核分裂率の測定について, 第1報で述べた¹⁾

本論文では, 東京大学原子力工学研究施設の高速中性子源炉「弥生」の炉心測定の結果よりの高速中性子束の解析法と, それを用いたいくつかの炉心パラメータの決定について述べる。弥生炉は炉心とブランケットで中性子スペクトルが変化している点を考慮して, SSNTDの測定値より高速中性子束の決定には, Hughesの方法を改良して使用した。その高速中性子束分布より, 材料バックリング, 反射体節約, 多群理論のための拡散パラメータ, 原子炉出力などを求めた。

測定により決定されたパラメータは, 放射化箔による値や各種の核データより計算した値と相互比較し, 固体飛跡検出器が高速炉物理実験で, 他の測定法より優れた点が多いことを示す。

2. 実験方法と測定結果のまとめ

実験方法の詳細は, 第1報に報告したので, ここでは本解析に必要な程度にまとめる。

基礎原子核工学講座

* 現在日本原子力事業株式会社

** 東京大学工学部原子力工学研究施設

本実験に使用した固体飛跡検出器は、ポリカーボネイト(テイジンタキロンPC-1600, 厚さ 500 μm) および硝酸セルローズ(コダック LR-115, 厚さ 13 μm) である。ポリカーボネイトをターゲットの核分裂フォイルと密着させた核分裂片飛跡検出器 (FTD=Fission Track Detector) と硝酸セルローズとポリカーボネイトの成分原子の反跳イオンによる飛跡検出器 (RTD=Recoil Track Detector) の二通りの方法で測定した。本報ではポリカーボネイトについて述べる。

弥生炉心へは、円柱炉心の径方向中央に貫通しているグローリーホール(直径 20 mm) 中へ、アルミホルダーに 20 mm ごとに位置を正確に保持して固定し、炉心頂部より挿入した。炉内照射は 1976 年, 1977 年, 1978 年の 3 回実施した。第 3 回(1978 年)の測定配置は第 1 報に載せたので、ここでは第 2 回(1977 年)の検出器配置および運転出力と時間を図 2-1 に示す。照射条件は、約 1 W で数分であり、核分裂フォイルの放射化測定で測る場合の 1/10~1/100 の積分出力で十分である。照射後、ポリカーボネイトは KOH (30% 溶液), 硝酸セルローズは NaOH (10% 溶液) でエッチングした。トラックの計数は自動計数システム Luzex-450 (日本レギュレタ製) で核分裂飛跡を計数し、反跳飛跡は顕微鏡によって目で計数した。ポリカーボネイトの測定結果の相対値を図 2-2 に示す。

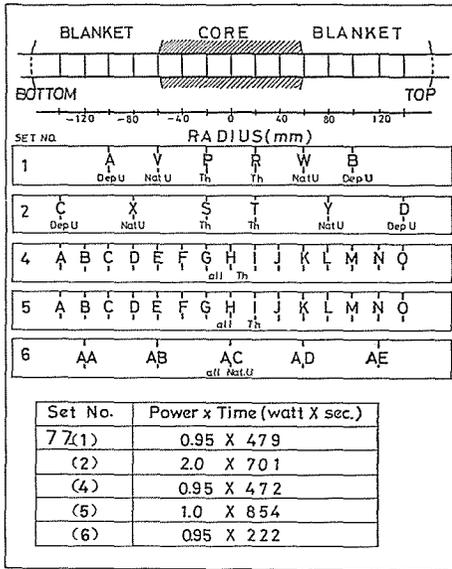


図 2-1 核分裂率測定用検出器位置と原子炉出力
〔実験セット番号 77-(1)~(6)〕

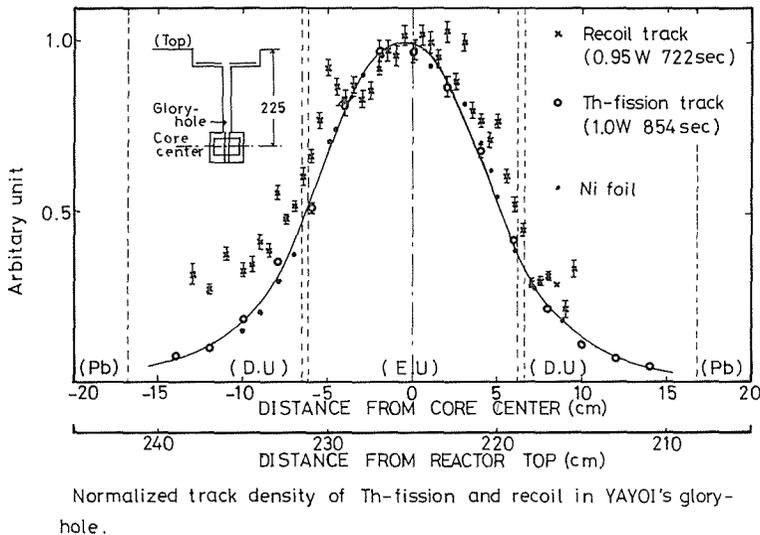


図 2-2 弥生炉のグローリーホール中の核分裂トラックと反跳核トラックの比較(中央で規格, 中心高速中性子束レベル $7.5 \times 10^{17} \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$)

3. 高速中性子束分布の決定

3.1 Hughesの方法による積分中性子束の解析

エネルギー E_1 以上の積分中性子束は、エネルギー依存中性子束 $\phi(\mathbf{r}, E)$ から、

$$\Phi_1(\mathbf{r}) = \int_{E_1}^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E) dE \quad (3-1)$$

と定義する。一方、飛跡形成の対象となる i 種の反応率 $R_i(\mathbf{r})$ ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) は

$$R_i(\mathbf{r}) = \frac{N_A \rho}{M} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \phi(\mathbf{r}, E) dE \quad (3-2)$$

である。ここで N_A はアボガドロ数、 ρ は i 反応を起こす物質の密度、 M はその原子量、 $\sigma_i(E)$ は、 i 反応のエネルギー依存断面積である。エッチピット(飛跡をエッチングした結果の跡)密度 P (トラック/ cm^2) と $R_i(\mathbf{r})$ は、 i 種の反応のみでエッチピットが生成されるとすると、

$$P(\mathbf{r}) = \frac{R_f^*}{2} \cdot T \cdot R_i(\mathbf{r}) \quad (3-3)$$

となる¹⁾。 R_f^* はトラック形成粒子の実効飛程であり、 T は観測時間である。 i 反応がしきい反応であると、しきいエネルギー E_{th} 以上で反応が起こるから(3-2)式の積分下限は E_{th} となる。積分中性子束 Φ_1 と R_i の関係を

$$R_i(\mathbf{r}) = \frac{N_A \rho}{M} \bar{\sigma}_i \Phi_1(\mathbf{r}) \equiv N \bar{\sigma}_i \Phi_1(\mathbf{r}) \quad (3-4)$$

とおくと、 $\bar{\sigma}_i$ は、次の中の項で表される。最後の項は、下限 $E_1 \cong E_{th}$ とおけるときの近似である。

$$\bar{\sigma}_i = \frac{R_i}{N \Phi_1} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE}{\int_{E_1}^{\infty} \phi(E) dE} \cong \frac{\int_{E_1 \cong E_{th}}^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE}{\int_{E_1 \cong E_{th}}^{\infty} \phi(E) dE} \quad (3-5)$$

ここでの目的は、測定値 R_i から積分中性子束 Φ_1 を勝手に選んだ下限エネルギー E_1 に対して決定することである。この目的には、 i 種の平均マイクロ断面積 $\bar{\sigma}_i$ が必要であり、これにはエネルギー依存中性子束 $\phi(E)$ の情報が必要である。これが知れると当然 Φ_1 は計算できる。ここでは循環的論理になる。もう一つの問題は、吸熱反応は明確なしきい値 E_{th} をもつので、下限エネルギー $E_1 = E_{th}$ とおくとしきい値以上の中性子束が求められる。ところが発熱反応で、反応の障壁(核反応ではクーロン障壁)があるときは、本来しきい値はないのにみかけ上しきい値があるように見え、この実効しきい値は明確でない。多くの重要な反応、 ^{238}U や ^{232}Th の核分裂断面積がそうであり、この場合、実効しきい値 E_{eff} を求め、これを積分中性子束の下限エネルギーとするのがよく行われる。

ここでは、Th の核分裂断面積と反跳イオンの断面積の平均値を求めるのに、この実効しきい値を積分中性子束の下限エネルギー $E_1 \cong E_{eff}$ として利用する Hughes の方法を述べる。この方法は、勝手な下限エネルギー E_1 の場合にも拡張できる。

さて、(3-5)式の最後の項で、勝手な $\phi(E)$ に対して、積分下限 E_1 を変化させて $\bar{\sigma}_i$ を計算する。弥生炉の場合、中性子スペクトルの式として

$$\phi(E) = A \phi_i(E) + B \chi(E)$$

ただし、 $\phi_i(E) = 11.782 E^{0.8182} \exp(-37.378 E)$

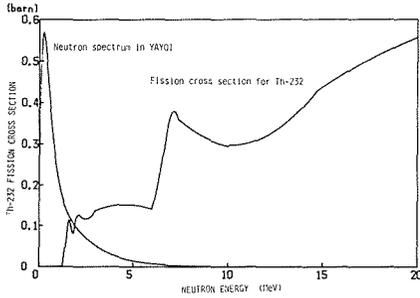


図 3-1 トリウムの核分裂断面積と弥生炉の中心部スペクトル

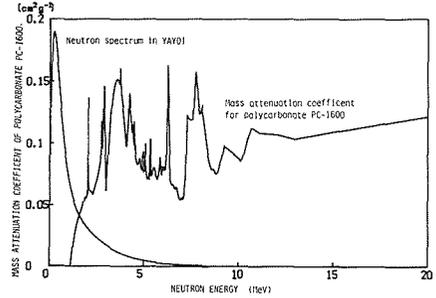
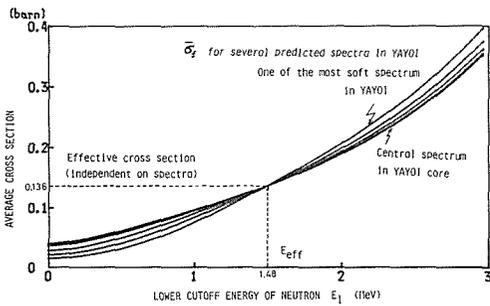
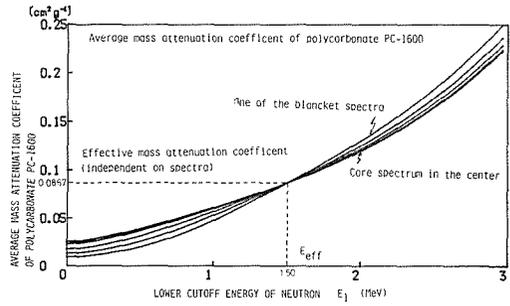


図 3-2 ポリカーボネイト反跳核(C及びα)を生じさせる中性子のマクロ断面積(質量当たりの質量減衰係数の次元で示す)



(a) トリウムの核分裂



(b) ポリカーボネイトの反跳核

図 3-3 弥生炉の中性子スペクトルをパラメータとして、積分の下限エネルギー E_1 を変えたときの平均断面積。エネルギースペクトルに依存しない実効しきいエネルギー E_{eff} と実効断面積 $\bar{\sigma}_{eff}$ が求まる。

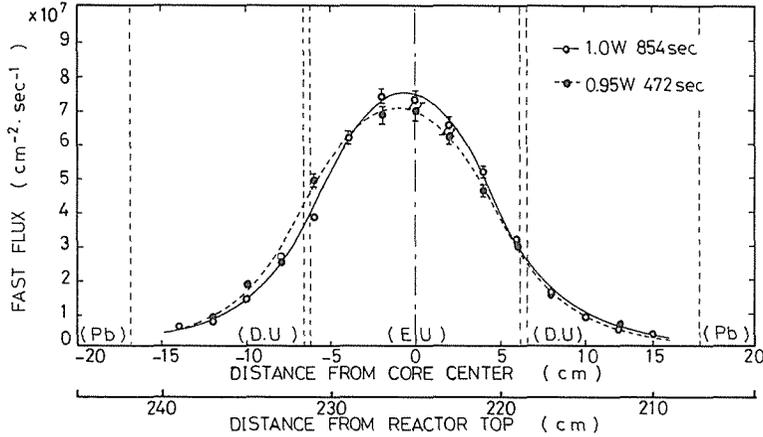
$$\chi(E) = 0.770 E^{0.6} \exp(-0.776 E)$$

なる中沢らのスペクトルを用いた。 A, B を弥生炉で生じそうな適当な値に変化させて、 $\phi(E)$ を求め、Th に対して図 3-1、反跳核の断面積として図 3-2 を用いて、 E_1 に対して $\bar{\sigma}_i$ を求めると図 3-3 (a)、図 3-3 (b) が得られる。反跳核の断面積の計算については別に発表する⁵⁾。3-3 (a)、(b) によると、スペクトルの変化にもかかわらず一定とみなせる平均断面積 $\bar{\sigma}_{eff}$ と実効しきい断面積 E_{eff} が求められる。この値は Th に対して $E_{eff} = 1.48 \text{ MeV}$ で $\bar{\sigma}_{eff} = 0.136 \text{ (b)}$ 、ポリカーボネイトの反跳核に対しては、 $E_{eff} = 1.5 \text{ MeV}$ で $\bar{\sigma}_{eff} = 0.0867 \text{ (b)}$ となった。ここでは、この値を積分中性子束 ϕ_1 の下限エネルギーとして、平均断面積もこれを使うことにする。

この Hughes の方法は、位置によってエネルギー分布が変化する場合などに、(3-6) 式のような実験式のパラメータ A, B を反復法で決めたり、任意の下限エネルギー E_1 の場合の $\bar{\sigma}_{E_1}$ の決定に拡張することもできる。

3. 2 高速 1 群中性子束の決定

弥生炉炉心の径方向分布について、(3-1) 式で下限エネルギー $E_1 \cong E_{eff} = 1.48 \text{ MeV}$ として Th 箔についての測定結果を、高速中性子束分布になおすと図 3-4 になる。この中性子束は、どちらの実験も出力 1 W で測定しているの、1 W 当たりの 1.48 MeV 以上の高速中性子束を示している。ポリカーボネイトによると反跳トラックも実効しきいエネルギー $E_{eff} = 1.5 \text{ MeV}$ であるから、同様にして高速中性子束を求めた。実際のデータからも、図のように ^{232}Th 箔と反跳法と炉心中央で規格化して比較すると反跳核法のデータがブランケット部で大きな値になっていること



Fast flux in YAVOI's glory-hole measured by means of Th-FTD.

図 3-4 Th の核分裂トラックによる高速中性子束 Φ の測定結果

がわかる。これは多分ブランケット部のスペクトルの軟化によるものと推定される。そこで、一応反跳を起こす反応の断面積を実効しきい値 E_{eff} が 1.5 MeV よりも低く 1.16 MeV まで下げてブランケット部の中性子束を決定してみたが、測定に表れたほどの大きな差は認められなかった。これによって反跳法による中性子束は、核分裂法によるものに比べて未だ不明の点があることがわかった。これらについてはもう少し改良する必要がある。

4. いくつかの炉物理パラメータの決定

4.1 高速 1 群理論の炉物理パラメータの決定

中沢の実験式 [(3-6) 式の A , B に空間分布を入れたもの] は、弥生炉の炉心スペクトルが、空間位置に依存していることを示している⁹⁾。しかし、原子炉理論の多くはエネルギー多群理論であり、中沢の実験式では理論と実験との直接の比較は困難である。ここでは少数群理論へ実験値を適用するための解析と炉物理パラメータの決定を行う。前節の理由により、ここでは主に核分裂飛跡検出器のデータを用いる。

まずエネルギー 1 群理論のパラメータを求める。1 群理論は高速炉物理の近似としては、かなり無理があるが、主に動特性解析などで使われる。

1 群理論の中性子 $\Phi(\mathbf{r})$ は、エネルギー依存中性子束 $\phi(\mathbf{r}, E)$ をエネルギー積分した

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E) dE \quad (4-1)$$

である。もし、 $\phi(\mathbf{r}, E) = \psi(E)\varphi(\mathbf{r})$ と変数分離できるならば (中沢の式ではできない)、

$$\Phi(\mathbf{r}) = C \int_{E_1}^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E) dE = C\Phi_1(\mathbf{r}) \quad (4-2)$$

と書ける。ここで定数 C は

$$C = \frac{\int_0^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E) dE}{\int_{E_1}^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E) dE} = \frac{\int_0^{\infty} \psi(E) dE}{\int_{E_1}^{\infty} \psi(E) dE} \quad (4-3)$$

である。 E_1 は、測定エネルギーの下限で、ここでは核分裂の実効しきい値 E_{eff} ととして実験値と比較する。1群理論では、(4-2)式によって定数 C を除くと $\Phi(r)$ の代わりに $\Phi_1(r)$ を利用できる。

高速中性子1群理論(拡散理論または積分型輸送理論でも)によれば、円柱体系の炉心およびブランケット内、径方向1群中性子束は、それぞれ

$$\text{(炉心)} \quad \Phi_c(r) = A J_0(\alpha r) \quad (4-4)$$

$$\text{(ブランケット)} \quad \Phi_b(r) = F \{ I_0(\kappa r) K_0(\kappa \tilde{R}_b) - K_0(\kappa r) I_0(\kappa \tilde{R}_b) \} \quad (4-5)$$

と求められている。ここで \tilde{R}_b はブランケット内での補外距離 d を含めた半径である。 α は有限円柱の場合、材料バックリング B_M^2 と

$$B_M^2 = \alpha^2 + \left(\frac{\pi}{\tilde{H}} \right)^2, \quad \text{ここで } \tilde{H} = H + 2\delta \quad (4-4)$$

の関係がある。 H は円柱炉心の軸方向長さ(弥生炉は横倒しの円柱であるが高さと呼ぶ)である。軸方向にもブランケットが存在するが、反射体節約 δ を補外距離の代わりに選んだ。また軸方向分布は余弦分布と仮定する。 κ はブランケットの拡散距離 L_b と次の関係がある。

$$\frac{1}{L_b^2} = \kappa^2 - \left(\frac{\pi}{\tilde{H}} \right)^2 \quad (4-5)$$

α および κ を、 $\Phi(r) = C\Phi_1(r)$ と考えて実験値に当てはめると表4-1が求められる。この表の反射体節約 δ は、径方向ブランケット内へ、炉心中性子束の補外距離として $\delta = \tilde{R} - R_0$ として推定した。 R_0 は実際の炉心半径で $R_0 = 6.2$ cm, \tilde{R} は補外半径で $\tilde{R} = 2.405/\alpha$ として求めた。炉心の中心は、炉頂からの測定位置と5~8 mmのずれが観測されたので、その補正をして表は作成された。

測定された物理量は、93%濃縮ウランについて過去に行われた結果より求めた実験式およびANL-5800にある数値から計算した結果と比較してある⁴⁾。表の測定誤差は統計誤差を示したもので、中心のずれなどの系統誤差を考慮すると、この結果は誤差範囲で一致していると見られる。

表4-1 1群理論にあてはめた場合の炉物理パラメータ

| 受験番号 | α (cm^{-1}) | Central Fast Neutron Flux A ($\times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} / \text{W}$) | Material Buckling B_M^2 (cm^{-2}) | Reflector Saving δ ($\tilde{R} - R_0$) (cm) |
|--------|----------------------------------|---|--|--|
| 77-(4) | 0.240 ± 0.0018 | 7.03 ± 0.037 | 0.0768 ± 0.0004 | 3.77 ± 0.073 |
| 77-(5) | 0.254 ± 0.0012 | 7.30 ± 0.026 | 0.0858 ± 0.0003 | 3.22 ± 0.070 |
| 平均値 | 0.249 ± 0.0010 | 7.21 ± 0.021 | 0.0828 ± 0.0003 | 3.40 ± 0.07 |
| 計算 | 0.261* | — | 0.0967** | — |

* 1群計算 (ANL-5800データ使用)

** 計算値は実験式(Jakeman)による⁷⁾

$$\Sigma_\beta - \Sigma_\alpha = 0.31 (\text{cm}^{-1})$$

$$\Sigma_\beta - \Sigma_\alpha = 0.0952R - 0.038 (\text{cm}^{-1})$$

$$\text{ここで } R = \frac{\text{U-235の原子数}}{^{238}\text{Uと}^{235}\text{Uの原子数}} = 0.935 \quad \Sigma_\beta = 0.395$$

4.2 高速2群拡散理論の炉物理パラメータの決定

高速中性子のエネルギー群を、Thの実効しきい値 $E_{eff} = 1.48$ MeV で2群に分ける。すなわち

$$\Phi_1(r) = \int_{E_{eff}=1.48 \text{ MeV}}^{\infty} \phi(r, E) dE, \quad \Phi_2(r) = \int_0^{1.48} \phi(r, E) dE \quad (4-6)$$

とする。高速2群拡散理論によると³⁾、有限円柱の各群径方向中性子束分布は、(添え字1, 2は1群, 2群を, c, b は炉心およびブラケットを示す)

$$\Phi_{1c} = A J_0(\bar{\mu}r) + C I_0(\bar{\lambda}r) \quad (4-7)$$

$$\Phi_{1b} = F Z(\bar{\kappa}r) \quad (4-8)$$

$$\Phi_{2c} = S_1 A J_0(\bar{\mu}r) + S_2 C I_0(\bar{\lambda}r) \quad (4-9)$$

$$\Phi_{2b} = G Z(\bar{\kappa}_2 r) + S_3 F Z(\bar{\kappa}_1 r) \quad (4-10)$$

と表される。ここで Z 関数は

$$Z(\bar{\kappa}r) \equiv I_0(\bar{\kappa}r) K_0(\bar{\kappa}\bar{R}) - K_0(\bar{\kappa}r) I_0(\bar{\kappa}\bar{R}) \quad (4-11)$$

である。 S_1, S_2, S_3 は結合係数であり, A, C, F, G のうち1つは炉出力によって決定され, 他は境界条件から求められる。また

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu}^2 &= \mu^2 - \left(\frac{\pi}{\bar{H}}\right)^2, & \bar{\lambda}^2 &= \lambda^2 + \left(\frac{\pi}{\bar{H}}\right)^2, \\ \bar{\kappa}_1^2 &= \kappa_1^2 + \left(\frac{\pi}{\bar{H}}\right)^2, & \bar{\kappa}_2^2 &= \kappa_2^2 + \left(\frac{\pi}{\bar{H}}\right)^2 \end{aligned} \right\} (4-12)$$

の関係で物質のみの定数 $\mu, \lambda, \kappa_1, \kappa_2$, と結びつけられている。

実験値よりこれらの炉物理パラメータを求めるために, エネルギー感度の異なる三種の検出器(トリウム Th, 天然ウラン NU, 減損ウラン DU)を実験に用いた。当初, 反跳飛跡検出器を本目的に使用するはずであったが3章でのべた理由で信頼性が悪く使用できなかった。

Th, NU, DUによる核分裂飛跡のエッチピット密度をそれぞれ P_{Th}, P_{NU}, P_{DU} と書くと, Φ_1, Φ_2 との間に次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} P_{Th}(r) &= k_{Th} \bar{\sigma}_f^{Th} \Phi_1(r) \\ P_{NU}(r) &= (k_c^{28} \bar{\sigma}_f^{28} + k_c^{25} \bar{\sigma}_f^{25}) \Phi_1(r) + k_c^{25} \bar{\sigma}_f^{25} \Phi_2(r) \end{aligned} \right\} (4-13)$$

P_{DU} は P_{NU} で, 素感度 k_c の濃度の記号 c の値のみが異なる。天然ウランでは $c=0.0071$, 減損ウランでは $c=0.00378$, 記号28, 25は²³⁸Uと²³⁵Uを示す。素感度 k は

$$k_c^{25} = \frac{\rho U}{2} N_A R_f^* \left(\frac{C}{235}\right), \quad k_c^{28} = \frac{\rho U}{2} N_A R_f^* \left(\frac{1-C}{238}\right) \quad (4-14)$$

で表せる。ここで $R_f^* = R_f^{28} \cong R_f^{25}$ は, ウラン中の核分裂片の実効飛程である。 ρU はウランの密度, N_A はアボガドロ数で, トリウムでも同様に定義される。(4-13)式から

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(r) &= P_{Th}(r) / k_{Th} \bar{\sigma}_f^{Th} \\ \Phi_2(r) &= \{P_{NU}(r) - (\delta_{Th}^{28} + \delta_{Th}^{25}) P_{Th}(r)\} / k_{NU}^{25} \bar{\sigma}_f^{25} \end{aligned} \right\} (4-15)$$

ここで $\delta_{Th}^{28} \equiv k_{NU}^{28} \bar{\sigma}_f^{28} / k_{Th} \bar{\sigma}_f^{Th}$, $\delta_{Th}^{25} \equiv k_{NU}^{25} \bar{\sigma}_f^{25} / k_{Th} \bar{\sigma}_f^{Th}$ はトリウムに対するウランの同位体の核分裂比である。 δ_{Th}^{28} はおよそ 6×10^{-2} であり, δ_{Th}^{25} は次式より実験で求められる。(4-15)式の第2式とDUに対する同じ式から Φ_2 を消去すると,

$$\delta_{Th}^{28} \cong \frac{k_{NU}^{25} P_{DU} - k_{DU}^{25} P_{NU}}{P_{Th} (k_{NU}^{25} - k_{DU}^{25})} \quad (4-16)$$

となる。前報のデータを使って計算すると表4-2となる¹⁾。 δ_{Th}^{28} はスペクトルにあまり依存しないので $\delta_{Th}^{28} = 3.41$ を使用する。これによって天然ウランとトリウムデータから $\Phi_2(r)$ を計算した。その結果, 多くのデータで $P_{NU} - \delta_{Th}^{28} P_{Th} > 0$ なる条件が満たされず $\Phi_2(r)$ に負の値が生じた。これは弥生炉のスペクトルが極めて硬いため²³⁵Uによる第2群核分裂数が, 第1群による核分裂数に埋もれてしまい有意な解が得られないことによる。この解決には²³⁵Uの濃度が天然ウランより大

表 4-2 Th に対する ^{238}U の感度比 δ_{Th}^{28}

| 中心からの 距離 r (cm) | δ_{Th}^{28} |
|--------------------|---------------------------|
| -12.5 | 4.03 |
| - 8.5 | 3.38 |
| - 4.5 | 3.06 |
| - 0.5 | 3.65 |
| + 1.5 | 3.48 |
| + 3.5 | 3.51 |
| 平 均 | 3.41 (計算値3.80) |

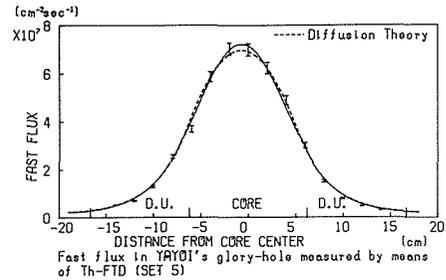


図 4-1 2群拡散理論による計算と実験値 (第1群) との比較

表 4-3 2群理論にあてはめた1群パラメータの実験値

| Exp.NO. | $\bar{\mu}(\text{cm}^{-1})$ | $\bar{\lambda}(\text{cm}^{-1})$ | $\bar{\kappa}_1(\text{cm}^{-1})$ | δ | $\gamma_0^2 \left[= \left(\frac{\pi}{H+2\delta} \right)^2 \right]$ |
|---------|-----------------------------|---------------------------------|----------------------------------|-----------------|--|
| 77-(4) | 0.236 ± 0.005 | 0.322 ± 0.012 | 0.235 ± 0.010 | 3.99 ± 0.11 | 0.0185 |
| 77-(5) | 0.260 ± 0.002 | 0.298 ± 0.005 | 0.214 ± 0.005 | 3.05 ± 0.07 | 0.0219 |
| 平均値 | 0.252 ± 0.002 | 0.306 ± 0.004 | 0.221 ± 0.004 | 3.33 ± 0.05 | 0.0208 |

$$A = 7.19 \times 10^7, \quad C = -0.47 \times 10^7, \quad F = 1.31 \times 10^7 (\text{fast neutrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} / \text{W})$$

表 4-4 2群理論にあてはめた1群バックリングと逆拡散距離

| Exp.NO. | Principal Buckling $\mu^2(\text{cm}^{-2})$ | Alternate Buckling $\lambda^2(\text{cm}^{-2})$ | Inverse Relaxation Length $\kappa_1(\text{cm}^{-1})$ |
|---------|---|---|--|
| 77-(4) | 0.0742 ± 0.0026 | 0.0887 ± 0.0010 | 0.192 ± 0.001 |
| 77-(5) | 0.0961 ± 0.0022 | 0.0668 ± 0.0006 | 0.126 ± 0.001 |
| 平均値 | 0.0845 ± 0.0020 | 0.0760 ± 0.0005 | 0.167 ± 0.001 |
| 理論値 | 0.0506 | 0.0767 | 0.244 |

きい箔を利用すればよい。どの程度に濃縮するかは上述の説明から知ることができる。図4-1に、第1群中性子束を最小二乗法で実験値にあてはめたものと、ANL-5800のデータを用いて拡散理論で計算したものと比較を載せた。かなり良く一致している。このあてはめにより決定した μ^2 , λ^2 , κ_1 を表4-3, 4-4に示す。理論値は上述のANL-5800⁴⁾のデータによる計算値である。

5. 原子炉出力の決定

核分裂飛跡検出器では、燃料体そのもの、あるいはそれと同じ材料を用いると出力の絶対値を容易に測定できる。弥生炉の炉心は93%濃縮ウランを被覆して使用しているため燃料体自身は使用できない。また ^{235}U 93%の濃縮ウラン箔ではSSNTDの感度が極めて高く、炉の低出力運転時にさえも露出過剰になる。ここではトリウム箔の測定データより次式で炉出力を推定した。

$$P = 2\pi w_f P_a \left[\int_0^{R_0} \{c_e f^{25} \sum_f^{Th} \phi(r) + (1-c_e) f^{28} \sum_f^{Th} \phi(r)\} r dr \right. \\ \left. + \int_{R_0}^{R_b} \{c_b f^{25} \sum_f^{Th} \phi(r) + (1-c_b) f^{28} \sum_f^{28} \phi(r)\} r dr \right] \quad (5-1)$$

ここで w_f は核分裂当たりの有効解放エネルギー ($w_f = 3.2 \times 10^{-11} \text{ W/fission}$), c_c と c_b は中核燃料およびブランケットの ^{235}U 濃度 ($c_c = 0.93$, $c_b = 0.004$), $P\alpha$ は軸方向出力の分布の補正で1次元多群計算結果より求め $P\alpha = 14.3$ を使った。 f^{25} , f^{28} は Th の核分裂率の比とであり, 前報の測定値より $f^{28} = F^{28}/F^{25} = 7.07$, $f^{25} = F^{25}/F^{Th} = 81$ を求めた。これらを用いて数値積分すると表5-1の出力が得られた。運転データよりの出力計算は, 炉出力上昇および下降の補正も行っている。SSNTDの平均出力である。これらの点を考えると, この1W運転時の出力測定は妥当なものである。

表5-1 弥生炉のSSNTDによる出力校正
(公称1W運転時)

| 受験番号 | 運転データからの出力計算 | SSNTDからの出力計算 |
|--------|--------------|--------------|
| 77-(4) | 0.95W | 0.89W |
| 77-(5) | 1.0W | 0.88W |

6. ま と め

この第2報では, SSNTDだけの情報より高速炉物理で用いる積分中性子束を決定し, それにより炉物理パラメータを求めて見た。核分裂飛跡による測定結果は予想通り, 十分使用可能な結果となった。そして, 他の類似の検出体放射化法にくらべて, 補正の少なさ, 高感度など精細な空間分解能を必要とする最良のものであることが判明した。このためには, 筆者らの使用したような画像解析による自動計数装置が迅速化に不可欠であった。一方, 核分裂飛跡のみの使用では, 放射化箔にくらべて中性子エネルギーに対する情報がどうしても少なくなる。このために反跳核飛跡検出器を使用し, そのエネルギー応答関数を変化できるようにしたい。この目的で本実験でも反跳核の測定を実施したが, まだ信頼できる結果は得られなかった。ただ, 筆者らはこの検出器の応答関数を計算する方法を新しく考えだしたが, この結果は別に報告する⁹⁾

炉物理実験の立場からは, 弥生炉の解析を実施し測定データをあてはめて見た。弥生炉のような炉心スペクトルでは, 1群理論は変数分離の仮定が困難でありあまり適切ではないが, 2群理論と比べてみると, 高速群の結果と1群理論の結果には多くの類似性があり, バックリングなどはほとんど同じ値が得られている。第2群中性子束の決定には, ここで使用した天然ウランと減損ウランの組み合わせでは十分な精度が上がらなかった。

以上のようにエネルギー応答の異なる検出器を使用できるようになると, 固体飛跡検出器は炉物理実験に多く利用されるものと思われる。

最後に本実験を行うにあたりお世話になった東大工学部原子力工学施設の高橋晃前助教授(現在動燃事業団), 中沢正治助教授並びに炉の運転など技術的援助と与えて下さった東大炉の職員の方々に深く感謝致します。また実験を行った藤田文行助手, 出力校正などの計算を実施していただいた細田誠吾氏にも深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 成田正邦他; 北海道大学工学部研究報告 103 (1981) p. 27
- 2) HUGHES, D. J.: "Reactor Techniques" in Handbuch der Physik Band XLIV (1959) p. 403

- 3) MEEM, J. L: "Two Group Reactor Theory" Gordon and Breach (1964) p. 310
- 4) ANL-5800 "Reactor Physics Constants" USAEC (1963) p. 581
- 5) NARITA, M. et al.: 4th ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, (1982) to be published.
- 6) 中沢正治, 関口晃: UTNL-R-R 0037 東京大学原子力工学施設 (1971)
- 7) JAKEMAN, D.: "Physics of Nuclear Reactors" The English Univ. Press LTD (1966) p. 197