

# JRR-3 臨界計算

1962年6月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所は、研究成果、調査結果の報告のため、つきの3種の刊行物を、それぞれの通しナンバーを付して、不定期に発行しております。

- |         |                                  |                 |
|---------|----------------------------------|-----------------|
| 1. 研究報告 | まとめた研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告    | JAERI 1001-3999 |
| 2. 調査報告 | 総説、展望、紹介などを含め、研究の成果、調査の結果をまとめたもの | JAERI 4001-5999 |
| 3. 資料   | 研究成果の普及、開発状況の紹介、施設共用利用の手引など      | JAERI 6001-6999 |

これらの刊行物に関する版権、複写のお問合せは、日本原子力研究所図書館あてお申し越しください。

なお、上記3種の報告は、日本原子力研究所生活協同組合（茨城県那珂郡東海村）で実費頒布をいたしております。

---

Japan Atomic Energy Research Institute publishes the non-periodical reports with the following classification number.

1. JAERI 1001-3999 Research Reports.
2. JAERI 4001-5999 Survey Reports.
3. JAERI 6001-6999 Information and Guiding Booklets.

Any inquiries concerning copyright and reprint of the above mentioned reports should be addressed to the TECHNICAL LIBRARY of the Institute. (Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan)

## JRR-3 臨界計算

## 要旨

JRR-3 は本年夏臨界になる予定であるが、その核計算は 1958 年以前のものが大部分である<sup>1)2)</sup>。最近臨界到達スケジュールが具体的になり、炉内に 176 本の燃料棒を挿入し、重水レベルを徐々に上げてゆく方法がとられることになった。ここではその際の臨界性につき、最新の核常数を使い、新しく筆者らが開発した 3 組理論<sup>3)</sup>にもとづいて一とおり考えた。

計算結果は従来のものと比較し、炉の有効増倍率にして 1~2% 以下の差で一致しており、また、1961 年 3 月に臨界に達した西独の FR-2<sup>4)</sup>についての実測値との比較も、1~2% 程度の誤差内で有効増倍率を求めることができることを示している。これらから計算誤差として、有効増倍率に一応  $\pm 1.5\%$  を見込むこととし、結局 JRR-3 の臨界は、重水レベルが管板上面から測って  $(2.0_{-0.2}^{+0.3})\text{m}$  のときに到達することが算出された。これは形状バックリングにすれば  $(4.8 \pm 0.5)\text{m}^{-2}$ 、炉心内の  $^{235}\text{U}$  の量では  $(21.5_{-2.5}^{+3})\text{kg}$  となる。

1962 年 1 月

日本原子力研究所 原子炉物理部

原子炉物理第 1 研究室 朝岡 駿児

# Criticality Calculation of the JRR-3

## Abstract

The JRR-3 is hoped to be critical in this summer but the criticality analysis has been scarcely performed since 1958<sup>1),2)</sup>. Recently, the procedure for the critical approach has been determined concretely, raising the heavy-water level gradually after inserting 176 fuel rods in the core.

The paper shows the criticality analysis which is performed by using the new 3-group method developed by us<sup>3)</sup> and new nuclear constants published in the latest literatures. Comparing the calculated results with the old ones<sup>1)</sup>, the values of the effective multiplication factor for the reactor coincide with each other except the difference less than 1~2%. Moreover, a comparison of the calculated value with the experimental one of the effective multiplication factor for the FR-2<sup>4)</sup> which has reached to be critical in the last March, shows that we can estimate the effective multiplication factor for the JRR-3 within an error less than 1~2%.

According to these considerations, allowing for an error of  $\pm 1.5\%$  on the value of the effective multiplication factor calculated, it is determined that the JRR-3 will reach to be critical when the heavy-water level will be raised by  $(2.0_{\pm}^{+0.3_{\pm}} - 0.2) \text{ m}$  from the upper surface of the grid plate. In other words, the critical geometric buckling is expected to be  $(4.8 \mp 0.5) \text{ m}^{-2}$  or the critical mass of  $^{235}\text{U}$  in the core to be  $(21_{\pm}^{+3} - 2_{\pm}^{+3}) \text{ kg}$ .

January, 1962

TAKUMI ASAOKA

Reactor Physics Laboratory I, Division of Reactor Physics Tokai  
Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

## JRR-3 臨界計算

## 目 次

1	序論	1
2	物質核常数	3
3	単位セル核常数	7
4	炉心, 反射体領域核常数	14
4.1	半径方向各領域の核常数	16
4.2	高さ方向各領域の核常数	25
5	有効増倍率	35
6	臨界重水レベル	41
7	結言	45
	参考文献	46

## CONTENTS

1	Introduction	1
2	Nuclear constants for materials	3
3	Nuclear constants for unit cell	7
4	Nuclear constants for core and reflector	14
4.1	Nuclear constants for each radial region	16
4.2	Nuclear constants for each axial region	25
5	Effective multiplication factor	35
6	Critical heavy-water level	41
7	Conclusion	45
	Reference	46

# 1 序論

熱出力 10 MW の天然ウラン重水非均質型実験用原子炉 JRR-3 は本年夏に臨界になる予定であるが、これの核計算は大部分 1958 年以前におこなわれたままである。これらの結果は原研の研究報告 No. 1<sup>1)</sup> および No. 2<sup>2)</sup> にまとめてあるが、その後原子炉構造なども若干変更があり、また、計算の基礎となる核断面積などもいくらか変ってきている。さらに当然のことながら原子炉理論も発展を示し、より正確な計算方式が確立されてきている。研究報告 No. 1 および No. 2 では全燃料棒 246 本が挿入されている炉心が計算の対象になっており、したがって No. 1 の TABLE XXVIII 中に書いてある臨界も、この 246 本炉心で重水レベルが途中までという状態を考えている。臨界にもってゆく方法としては、燃料棒本数をふやしてゆく方法と、重水レベルを上げてゆく方法の 2 つが一応考えられるが、この両者については昨年簡単に比較検討した。ここにその結果を一とおりのべておく。

原子炉構造などについては本報と大体同じだが、中央実験孔に重水充填のアルミ管が挿入されている点と、2 本の微調整棒が充满したときの重水レベル以下 45 cm から 175 cm の間に存在する点が異なる。なお、計算は IBM-650 用 PROD-II コード<sup>5)</sup>を使って 2 組近似でおこなったが、基礎となる核断面積としてはすべて BNL-325 の第 2 版<sup>6)</sup>の値を使った。これ以外は大体本報と同様におこない、以下の 3 つの場合を扱った。

- i) 重水を充满し燃料棒本数を増してゆく場合。
- ii) 燃料棒を 140 本挿入し、重水レベルを上げてゆく場合。
- iii) 燃料棒を 176 本挿入し、重水レベルを上げてゆく場合。

これらの際の有効増倍率の計算値を Fig. 1 に示しておく。なお、有効増倍率  $k_{\text{eff}}$  が 1 に近い臨界未満の系に中性子源を入れたときの定常的中性子計数率は、近似的に

$$C = \frac{\rho/\Sigma_a}{(1-k_{\text{eff}})(1+\tau B_g^2)(1+L^2 B_g^2)} \quad (1)$$

に比例すると考えられる<sup>7)</sup>。i) と ii) の場合については、燃料棒 140 本、重水充满の場合の  $k_{\text{eff}}$  を 1 に規格化し、iii) の場合については重水レベルが充满のときより 75 cm 下のときの  $k_{\text{eff}}$  を 1 に規格化し、それぞれの場合について求めた  $1/C$  の値も Fig. 2 に示しておいた。これらの比較検討は省略するが、最終的には JRR-3 を臨界にもってゆく方法として、iii) の燃料棒を 176 本挿入しておき、重水レベルを徐々に上げてゆく方法がとられることになった。ただし、中央実験孔はボイドのままにしておくなど、小さい点で iii) の場合とはいから異なってきている。

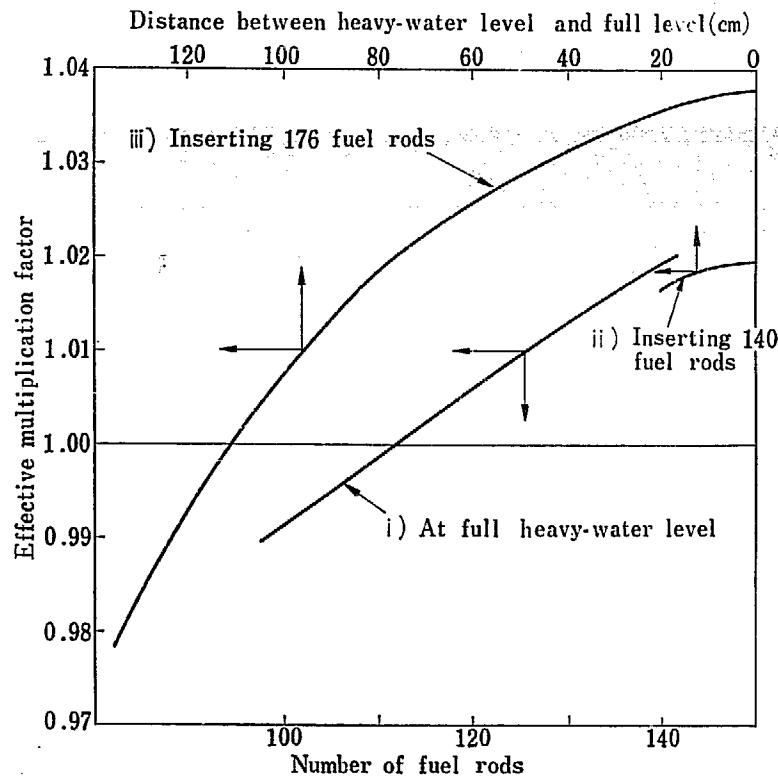


Fig. 1 Effective multiplication factor vs. heavy-water level or number of fuel rods

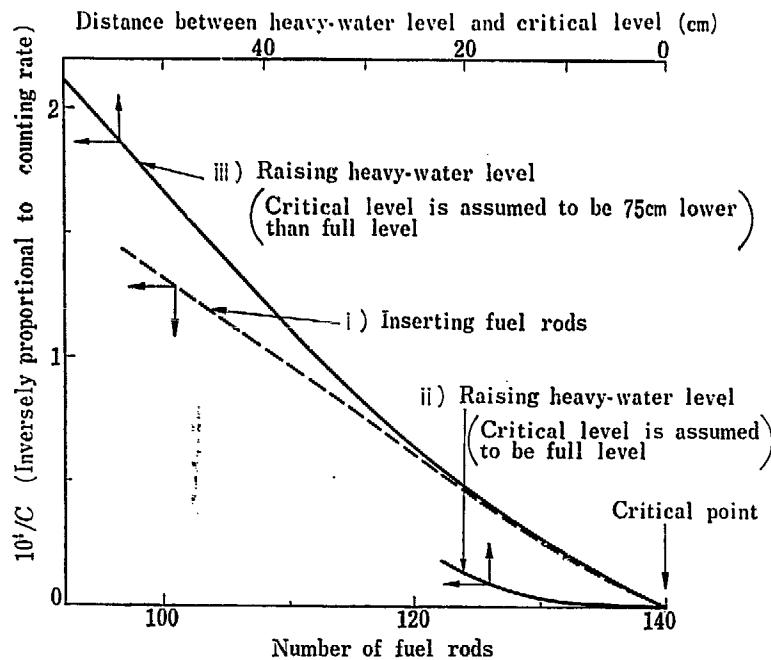


Fig. 2 Counting rate vs. heavy-water level or number of fuel rods

一方計算方法としては、研究報告 No. 1 および前述の臨界接近の解析など、すべて従来は古典的 4 因子公式と 2 組近似を使ってきた。この方法の主な欠陥としては研究報告 No. 1, および No. 2 の後記でものべたように、熱外中性子の取扱い方と、中性子の炉からのもれの扱い方があげられる。後者については数年来切断エネルギーが導入されり、これを熱領域の上限エネルギーとしてとする方法が一般的になってきている。したがって、前述の臨界接近の解析でも、この切断エネルギーで 2 分した 2 組近似を使い、一応もれの点は逃げてきた。しかし、前者の熱外中性子の取扱い方については、まだ簡単に一般の系に適用できる方式はみあたらない。そこで筆者らはこの 2 年間近く、3 組近似にもとづいて、熱外中性子の全反応を簡単に一般の系に対しても考慮に入れてゆけるように考えてきた<sup>3)</sup>。すなわち、古典的 4 因子公式 2 組近似の(2)式に代り、(3)式で有効増倍率を求めるわけである。

$$k_{\text{eff}} = \eta \epsilon p f P_t P_{th} \quad (2)$$

$$k_{\text{eff}} = \eta \epsilon p f P_1 P_2 P_3 + (1-p)(\eta f)_t P_1 P_2 \quad (3)$$

ここで  $P_i$  は  $i$  のエネルギー群での中性子のもれなし確率を示している。(3)式中の  $\eta$  は(2)式のとは異なり、<sup>238</sup>U によるものばかりでなく、熱外領域におけるすべての吸収に対して計算される。詳細についてはのちに発表される予定なので省略するが、本報ではこの新しい方法により、最終的に決定された JRR-3 の臨界接近を解析する。なお、基礎核常数も BNL-325 の第 2 版以後いくらか新しいデーターが発表されているので、これらも加味してゆく。

## 2 物質核常数

JRR-3 の核計算に関係する物質は天然ウラン、重水、アルミ、それと反射材である黒鉛、側御棒材料であるカドミウムの 5 種類である。これら物質の核常数をまず考えるわけだが、どんな核常数が必要かは当然それを使っておこなう計算の方式に依存する。ここでは「1. 序論」でのべたように(3)式により扱ってゆくわけである。すなわち、核分裂中性子のエネルギーから熱エネルギーまでを 3 分し、それぞれエネルギーの高い方から高速領域、熱外領域、熱領域と名付け、下付記号 1, 2, 3 で示すことにする。高速領域と熱外領域の境は便宜的に 180 keV をとる。また、熱外領域と熱領域の境は切断エネルギー  $E_c$  をとる。 $E_c$  は従来の式<sup>8), 9)</sup>に熱領域での中性子のもれも考慮した

$$\mu^2 e^{-\mu} = \Sigma_a / (P_3 \xi \Sigma_a), \quad \mu = E_c / (k T_n) \quad (4)$$

により求めることにする。ここでは、熱領域で中性子は有効熱中性子温度  $T_n$  のマックスウェル分布をしていると仮定しており、 $\Sigma_a$  はその熱中性子に対する炉の巨視的吸収断面積を示している。したがって、 $\Sigma_a$  は  $\Sigma_3$  とも書ける。なお、 $T_n$  は一般に使われている BROWN の式<sup>10)</sup>

$$T_n/T_m = 1 + A \Sigma_a (kT_m)/\Sigma_a \quad (5)$$

により求める。 $T_m$  は減速材温度で、本報では 20°C, すなわち 293°K,  $kT_m$  にすれば 0.0253 eV をずっと使ってゆく。(5) 式中の  $\Sigma_a$  は (4) 式中の  $\xi\Sigma_a$  と同様、熱外領域における値である。結局  $T_n, E_c$  をまず求めなければならないが、これは (5), (4) 式をみると分るように、全部の核計算が終ってからでなければ求められない。しかし、「1. 序論」でのべた今までの計算結果を使えば近似的に求められるので、この近似的  $T_n, E_c$  を使って計算を進め、あとでまた (5), (4) 式により算出してみて、その正確さを確かめることにする。以上のようにして求めた近似的  $T_n$  は 29°C, 0.026 eV となり、 $E_c$  は 0.20 eV となる。

以上のように結局 3 つのエネルギー領域の核常数が必要なわけである。(3) 式で  $k_{eff}$  を求めるわけであるが、これのもとになっているのは以下の 3 組拡散方程式である。

$$\left. \begin{aligned} -D_1 \Delta \phi_1 + \Sigma_1 \phi_1 &= (1-p)(\eta f) \cdot \Sigma_2 \phi_2 + \eta f \Sigma_3 \phi_3 \\ -D_2 \Delta \phi_2 + \Sigma_2 \phi_2 &= \varepsilon \Sigma_1 \phi_1 \\ -D_3 \Delta \phi_3 + \Sigma_3 \phi_3 &= p \Sigma_2 \phi_2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで  $\phi_i$  は  $i$  のエネルギー群についての積分中性子束であり、核分裂スペクトルは 180 keV 以上の 1 の群に全部入っているとしている。また、便宜的に高速中性子核分裂効果  $\varepsilon$  は 1 と 2 の群の間、共鳴吸収効果  $p$  は 2 と 3 の群の間にあるとしている。 $\varepsilon$  は 1 の群の中にあるとして入れることもできるが、 $\varepsilon$  という親しみのある量で扱う方がすっきりする。 $p$  の方は 2 の群のエネルギー範囲が 180 keV から 0.20 eV と広いのに対し、共鳴吸収はほとんどが数十 eV 以下なので、2 の群の中に入れるよりは (6) 式のように 2 と 3 の群の間に入れる方がよい。このように  $\varepsilon$  と  $p$  を入れているので  $\Sigma_1, \Sigma_2$  はいわゆる除去断面積となる。本報では (6) 式を PROD-II コード<sup>5)</sup> で解き、中性子束分布、したがって形状バックリング  $B_g^2$  を求め、これより (3) 式の  $P_i$  を

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= (1 + \tau_1 B_g^2)^{-1}, \quad P_2 = (1 + \tau_2 B_g^2)^{-1}, \quad P_3 = (1 + L^2 B_g^2)^{-1} \\ \tau_1 &= D_1/\Sigma_1, \quad \tau_2 = D_2/\Sigma_2, \quad L^2 = D_3/\Sigma_3 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で算出して  $k_{eff}$  を求める順序となる。したがって、1 の群に関して必要な核常数は  $D_1, \Sigma_1, \varepsilon, 2$  の群に関しては  $D_2, \Sigma_2$ 、それと  $p, (\eta f)_r$ 、さらに (4), (5) 式に出てくる  $\xi\Sigma_a, \Sigma_a$ 、最後の 3 の群に関しては  $D_3, \Sigma_3 \equiv \Sigma_a, \eta, f$ 、それと (5) 式の  $\Sigma_a (0.0253 \text{ eV})$  である。 $D_1, D_2, \Sigma_1, \Sigma_2$  は大部分後述の DEUTSCH の方式<sup>8)</sup> にしたがって算出できるが、要するに各群の  $\xi\Sigma_a, \Sigma_a$  に主として関係する量である。 $\varepsilon$  については「3. 単位セル核常数」でのべるので省略するが、 $p, (\eta f)_r$  を求めるためには、いわゆる巨視的有効共鳴積分  $I_a, I_f$  が必要である。もちろん  $I_a, I_f$  の積分範囲は本報では 2 の群のエネルギー範囲、0.20 eV から 180 keV までである。 $D_3$  は主として 3 の群の  $\Sigma_a$ 、あるいはさらに  $\Sigma_a, \Sigma_s$  によって求められる。 $\eta, f$  はよく知られているように  $\Sigma_a$  と  $\Sigma_s$  から求められる。

どんな核常数が必要かは分ったので、次に各物質について考える。まず、各物質の単位体積中に含まれる各元素の原子の数が必要である。これを求めるのに必要なデータを TABLE 1 に示す。天然ウラン、アルミ、黒鉛は大体実際の分析結果である。アルミは 2S-アルミをさしている。また、黒鉛の Mo 20 ppm というのは灰分を一応すべて Mo と考えただけでこれの詳細はわかっていない。Mo のほかに Ca, Na, H, Cl 等が考えられるが反射材なのでそれほど細かく考えることもないだろう。重

水については  $D_2O$  が 99.75 mol.% 以上ということで、その他不純物等は電気伝導度などで規定してあるので詳細はわからない。TABLE 1 では研究報告 No. 1 と同じにとてある。重水を炉心内に入れる際、まず軽水でテスト、あるいは洗浄するわけで、どうしてもある程度の軽水は残り、重水の純度が悪くなる。JRR-3 建設室の話ではこの残留軽水量は全部で 5l 程度以下を考えているということである。全重水量 25 m<sup>3</sup> から計算すれば、この 5l の軽水により軽水のモル % は 1 割程度増加することになる。これにより重水の  $\Sigma_s$  は 1 割近く大きくなるが、 $k_{eff}$  に対しては 0.1% 程度しかきかないので、この程度ならば問題はないと思われる。

TABLE 1 Density and composition of materials

Material	Natural uranium	Heavy-water	Aluminum	Graphite
Density (g/cm <sup>3</sup> )	18.80	1.105	2.71	1.75
	Impurities (ppm)		Weight%	Impurities (ppm)
	Al 20	$D_2O$ 99.75 mol%	Al 99.2	B 0.045
	B 0.2	$H_2O$ 0.24, mol%	Fe 0.37	Mo 20
	Cd 0.2	Fe 50 mg/l	Si 0.22	
	C 600		Cu 0.07	
	Cr 25		Mg 0.05	
	Co 25		Mn 0.05	
	Fe 150		Zn 0.02	
	Ni 80			
	N 100			
	Si 40			
	$SiO_2$ 30			

さて、あとは各元素の微視的核断面積がわかればよい。詳細に数値をあげることは省略するが、まず  $\Sigma_s$  (0.0253 eV) の値は BNL-325<sup>1)</sup> の  $\sigma_s$  (2200 m/sec) の値から容易に求められる。この際  $^{235}U$  の値については最新の 683 barns<sup>11)</sup> を使った。次に熱領域の値であるが  $\Sigma_{tr}$  は

$$\sigma_{tr} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{T_m}{T_n} g(T_n) \sigma_s(T_m) \quad (8)$$

から求められる。ここで  $T_n$ ,  $T_m$  は絶対温度を示しており、 $g$  の値は WESTCOTT<sup>12)</sup> により表になっている。 $\Sigma_{tr}$  は  $^{235}U$  の値 582 barns<sup>10)</sup> から (8) 式にしたがって同様に求められる。 $\Sigma_{tr}$  は  $H_2O$  の H 以外はエネルギーに依存しないとして BNL-325 の  $\sigma_s$  から求められるが、 $^{238}U$  の値は 15 barns<sup>11), 13)</sup>,  $^{234}U$  の値は 18 barns<sup>14)</sup> を使った。 $H_2O$  の H については、 $1/v$  法則に従うとして (8) 式にしたがって求めた。 $\Sigma_{tr}$  は  $D_2O$ ,  $H_2O$  以外は等方散乱として  $\sigma_s$  から求めた  $\sigma_{tr}$  から計算したが、 $D_2O$  については ANL-5800 でも使っている KASH, WOODS の実験による値 12 barns<sup>15)</sup>,  $H_2O$  については ANL-5800<sup>16)</sup> の H に対する値を  $1/v$  法則に従うとして扱い、O の方は等方散乱として処理した。以上により D<sub>3</sub> は重水、黒鉛については  $1/(3\Sigma_{tr})$ , アルミについては JAERI-1001<sup>17)</sup> の (117) 式、天然ウラン、カドミウムについては近似的に  $1/(3\Sigma_s)$  により算出される。

次に熱外領域については、まず  $\Sigma_s$  は O, U,  $D_2O$ ,  $H_2O$ , Mg, C, Mo 以外は熱領域と同じ  $\sigma_s$  の値を使い、U については  $^{235}U$  に対して 12 barns 程度の値が発表されているので<sup>13)</sup>,  $^{238}U$ ,  $^{234}U$  に対してもこの 12 barns を使う。これ以外のものの値は、BNL-325 のグラフから読み取って使った。 $\Sigma_{tr}$  はすべて等方散乱として  $\sigma_s$  から求めた  $\sigma_{tr}$  から計算する。 $\xi\Sigma_s$  も同様に等方散乱として計算さ

れる。 $D_2$  は  $\Sigma_{tr}$  がこの領域内で一定であれば  $1/(3\Sigma_{tr})$  で求められるわけだが、重水に対しては KELBER<sup>17)</sup> の示した値を使うことにする。この値は  $1/(3\Sigma_{tr})$  とほとんど差がない。天然ウラン、アルミ、黒鉛に対しては一応近似的に  $1/(3\Sigma_{tr})$  の値を使う。 $\Sigma_2$  は  $\xi\Sigma_s$  が一定ならば  $\xi\Sigma_s/U_2$  で算出される。 $U_2$  はこの群のレサージ幅 13.71 である。しかし、(7) 式に示したように  $\Sigma_2=D_2/\tau_2$  の関係があり、 $\tau_2$  の値の方がはっきり分っているならば、これから算出する方がよい。重水の  $\tau_2$  は JAERI-1019<sup>18)</sup> と同様に算出すると  $75.79 \text{ cm}^2$  となり、これから  $\Sigma_2$  は  $0.01636 \text{ cm}^{-1}$  と求められる。この値は  $\xi\Sigma_s/U_2$  より相当大きくなっている。他の物質については近似的に  $\xi\Sigma_s/U_2$  を使ってゆくがアルミに対しては、KELBER<sup>17)</sup> の重水に対する等価因子  $\alpha$  を使い、重水の  $\Sigma_2$  から算出した。次に本報の計算方法の特長となっている  $I_s$ ,  $I_f$  であるが、天然ウラン棒中の  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  に対しては、すでにそれぞれの有効共鳴積分 ( $RI$ ) が求められている<sup>9)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} {}^{235}\text{U} & (RI)_s = (497.6/F_2 + 305.1_s S/M) \text{ barns} \\ & (RI)_f = (364.2_s/F_2 + 179.8 S/M) \text{ barns} \\ {}^{238}\text{U} & (RI)_s = (9.170/F_2 + 32.14_s S/M) \text{ barns} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

もちろんこれらの値は  $0.20 \text{ eV}$  から  $180 \text{ keV}$  までの、いわゆる  $1/v$  部分の寄与もすべて含めている。 $^{238}\text{U}$  に対しては一般に使われている表式があるが<sup>19)</sup>、これに  $1/v$  の寄与も付加すると

$$(RI)_s = (9.926/F_2 + 27.5 S/M) \text{ barns} \quad (10)$$

となり、筆者らの算出した (9) 式と大体一致している。(9), (10) 式中の  $F_2$  はウラン棒中の熱外中性子束の減少を考慮したいわゆる不利因子である。他の元素に対しては、無限希釈の際の値

$$(RI)_s = \int \sigma_s(E) dE/E \quad (11)$$

を近似的に使ってゆく。したがって、共鳴をもたない  $1/v$  法則に従う吸収体に対しては  $2\sigma_n(0.0253 \text{ eV}) [v(0.0253 \text{ eV})/v(0.20 \text{ eV}) - v(0.0253 \text{ eV})/v(180 \text{ keV})]$  となる。しかし、共鳴があるときには算出が困難なので、WESTCOTT により  $s$ -因子が計算されているものに対しては<sup>12)</sup>

$$s_2 = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{T_n}{T_0} \frac{1}{\sigma_0} \int_{\mu_2 k T_n}^{\infty} \sigma_s dE/E - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{g(T_n)}{\sigma_0} \quad (12)$$

の関係式から、 $\mu_2 k T_n$  が  $0.20 \text{ eV}$  になる  $T_n$  の  $g$  と  $s_2$  の値から逆算した。WESTCOTT により計算されていない共鳴吸収体については、 $^{234}\text{U}$  以外は近似的に  $1/v$  法則にしたがうとしたときの値、あるいは類似のものの ( $RI$ ) の値から類推した。 $^{234}\text{U}$  については 725 barns<sup>14)</sup> を使った。天然ウラン以外の物質の  $I_s$  の値は、他の核常数と共に TABLE 2 にまとめて示してあるが、天然ウランについては

$$\left. \begin{aligned} I_s & = (0.6043_s/F_2 + 1.620 S/M) \text{ cm}^{-1} \\ I_f & = (0.12357/F_2 + 0.06100 S/M) \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

あるいは  $^{238}\text{U}$  に対して (10) 式を使えば

$$I_s = (0.6400/F_2 + 1.401 S/M) \text{ cm}^{-1} \quad (14)$$

となる。

最後に高速領域の核常数であるが、これには不確定さが多い。したがって、重水については KELBER<sup>17)</sup> の示した  $D_1$  の値、 $\Sigma_1$  は JAERI-1019<sup>18)</sup> の  $\tau_1=41 \text{ cm}^2$  から  $D_1/\tau_1$  で算出した。黒鉛については

まず軽水の値を  $D_1=1.653 \text{ cm}$ ,  $\tau_1=24 \text{ cm}^2$  から  $\Sigma_1=0.06887_s \text{ cm}^{-1}$  と求め<sup>8)</sup>, これから DEUTSCH<sup>8)</sup> の軽水に対する等価因子  $y_1$ ,  $x_1$  をそれぞれ黒鉛密度  $1.75 \text{ g/cm}^3$  に補正し, これから  $\Sigma_1$ ,  $D_1$  の値を求めた. これによると黒鉛の  $\tau_1$  は  $176.8_s \text{ cm}^2$  となり,  $\tau_2=180.4 \text{ cm}^2$  と加え  $\tau$  は  $357.2_s \text{ cm}^2$  となる. ANL-5800 に出ている  $\tau$  の値<sup>20)</sup> を密度  $1.75 \text{ g/cm}^3$ , 下限エネルギー  $0.20 \text{ eV}$  の値に近似的に補正すると  $290 \sim 320 \text{ cm}^2$  といくらか短く出るが, この程度ならよいだろう. なお,  $D_2$ ,  $\Sigma_2$  も軽水の  $D_2=0.6060 \text{ cm}$ ,  $\tau_2=7.768_s \text{ cm}^2$ <sup>8)</sup> を基礎にして求めるのも一法だが, このようにすると  $\tau$  は  $405.3_s \text{ cm}^2$  と相当長くなる. アルミについては近似的に  $D_1$  は  $D_2$  と等しくとり,  $\Sigma_1$  は  $\Sigma_2$  の際同様, 重水の  $\Sigma_1$  より求めた. カドミウムに対しては単に熱外領域の  $\xi\Sigma$  を高速領域のレサージ幅  $4.017_s$  で割った値を使う. 以上をまとめたのが TABLE 2 である. TABLE 2 の中で空欄になっているところは, その数値がはっきりとは求められず, かつ, あまり必要のないものである. なお天然ウランの  $\Sigma_a(0.0253 \text{ eV})=0.3605_s \text{ cm}^{-1}$  のうち, 不純物による寄与は  $0.000712_s \text{ cm}^{-1}$  である.

TABLE 2 Nuclear constants for materials

Material		Natural uranium	Heavy-water	Aluminum	Graphite	Cadmium
Fast region	$D_1 (\text{cm})$ $\Sigma_1 (\text{cm}^{-1})$		1.27 0.03097 <sub>s</sub>	3.985 <sub>s</sub> 0.001792	1.532 <sub>s</sub> 0.008664 <sub>s</sub>	0.001428
Epithermal region	$\Sigma_s (\text{cm}^{-1})$	0.5745 <sub>s</sub>	0.3516	0.08573	0.4124 <sub>s</sub>	0.3244
	$\Sigma_{tr} (\text{cm}^{-1})$	0.5727	0.2705 <sub>s</sub>	0.08364	0.3893 <sub>s</sub>	0.3224 <sub>s</sub>
	$\xi\Sigma_s (\text{cm}^{-1})$	0.005350 <sub>s</sub>	0.1794	0.006151	0.06507	0.005737 <sub>s</sub>
	$D_2 (\text{cm})$	0.5820 <sub>s</sub>	1.24	3.985 <sub>s</sub>	0.8561	
	$\Sigma_2 (\text{cm}^{-1})$	0.0003902	0.01636	0.0003486 <sub>s</sub>	0.004746	0.0004185
	$I_a (\text{cm}^{-1})$	See the text	0.00006294	0.01034	0.0002149 <sub>s</sub>	76.47
	$I_f (\text{cm}^{-1})$	—	—	—	—	—
Thermal region	$\Sigma_a (\text{cm}^{-1})$	0.3101 <sub>s</sub>	0.00007733 <sub>s</sub>	0.01255	0.0002639 <sub>s</sub>	133.85
	$\Sigma_f (\text{cm}^{-1})$	0.16788	—	—	—	—
	$\Sigma_s (\text{cm}^{-1})$	0.4010	0.4816 <sub>s</sub>	0.08573 <sub>s</sub>	0.4212 <sub>s</sub>	0.3244
	$\Sigma_{tr} (\text{cm}^{-1})$	0.3997	0.4033 <sub>s</sub>	0.08364	0.3976 <sub>s</sub>	0.3224 <sub>s</sub>
	$D_s (\text{cm})$	0.4687	0.8264	3.858	0.8382 <sub>s</sub>	0.007453
$\Sigma_a (0.0253 \text{ eV}) (\text{cm}^{-1})$		0.3605 <sub>s</sub>	0.00008856 <sub>s</sub>	0.01437	0.0003023	113.54 <sub>s</sub>

### 3 単位セル核常数

JRR-3 の構造については, いろいろ報告も出ているし, JAERI-1001, 1002 でも大体説明したので省略するが, 燃料棒は Fig. 3 に示したように直径  $2.5 \text{ cm}$ , 長さ  $88.3 \text{ cm}$  のウラン棒が 3 本, ア

ルミ中にウランのねじでさしこまれて連結されている。なお、JAERI-1001 では考慮しなかったが、アルミ被覆に 3 枚のアルミのひれがウラン棒部分には付いている。まずここでこのウラン棒部分に関する単位セルを扱っていこう。単位セルの寸法は TABLE 3 に示す。アルミのひれはアルミ被覆に合せたので、アルミ被覆の厚さは 0.37<sub>5</sub> mm 増している。

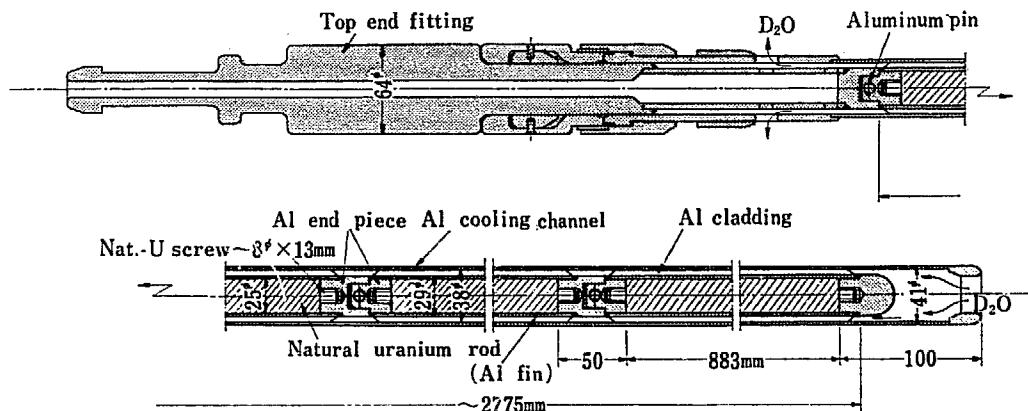


Fig. 3 Fuel rod

TABLE 3 Dimensions of unit cell containing uranium rod

Medium	Outer radius
Natural uranium rod	$r_U = 1.25 \text{ cm}$
Aluminum cladding	$r_{Al} = 1.487_5 \text{ cm}$
Heavy-water coolant	$r_D = 1.90 \text{ cm}$
Aluminum cooling channel	$r_A = 2.05 \text{ cm}$
Heavy-water moderator	$r_M = 7.875_5 \text{ cm}$

さて「2. 物質核常数」で求めた各物質の核常数を使い、この単位セルに関する核常数、あるいは(3)式に出てくる各因子の値を求める。まずりは、ここでも天然ウランに対して定義し、

$$\eta = \Sigma_t / \Sigma_a = 1.3153 \quad (15)$$

となる。 $\eta$  の値は最新の 2.43<sup>11)</sup> を使っており、すべて BNL-325 の第 2 版の値を使って算出した 1.329 より 1% 程度小さくなっている。JAERI-1001 のは 1.318<sub>5</sub> だが、有効熱中性子温度が高く、BNL-325 の第 1 版<sup>21)</sup>の値により算出している。

$\epsilon$  は最近よく使われている SPINRAD<sup>22)</sup> の方法による。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon - 1 &= \left\{ \nu_t - 1 - \frac{\sigma_e}{\sigma_t} - y \left[ (1 - f_A) \nu_t + \frac{\sigma_i}{\sigma_t} \right] \frac{\nu_t - 1}{\nu_t - 1 - \sigma_e/\sigma_t} \frac{R}{\nu} - (1 - f_A) y \right\} \\ R &= f_A \nu \frac{(\nu_t - 1) \sigma_t / \sigma_t - \sigma_e / \sigma_t}{\nu_t - 1} \frac{P(\Sigma, r_U)}{1 - \frac{\sigma_e + f_A \nu_t \sigma_t}{\sigma_t} P(\Sigma, r_U)} \\ y &= \frac{\sigma_{2e}}{\sigma_{2t}} \frac{P(\Sigma_2, r_U)}{1 - (1 - \sigma_{2e} / \sigma_{2t}) P(\Sigma_2, r_U)} \end{aligned} \right\} \quad (16)^{23)}$$

すなわち、この方法では  $y$  により、<sup>238</sup>U の核分裂閾値以下のエネルギーの中性子がウランに捕獲される影響も考慮しているのが特長である。しかし JAERI-1001 のように最隣接のウラン棒の影響は

TABLE 4 Nuclear constants for  $\epsilon$ -calculation

$\nu_t$	2.51	$f_A$	0.561
$\sigma_e$	4.62 barns	$\sigma_i$	2.10 barns
$\sigma_t$	0.532 barns	$\sigma_t$	7.30 barns
$\sigma_{2e}$	0.14 barns	$\sigma_{2t}$	7.95 barns

考慮していないが、JAERI-1001 でのべたようにこの影響は 0.3% たらず  $\epsilon$  を上げる程度で大したことはない。(16) 式で計算する際の核常数は JAERI-4010<sup>24)</sup> にもまとめた  $P/336^{23)}$  に示されている値であるが念のため TABLE 4 に書いておく。なお、衝突

確率  $P$  は CASE らが表にしている<sup>25)</sup>。この結果  $\epsilon=1.0233$  と求められる。 $y$  を 0 にすれば  $1.0293_5$  と 0.6% 大きくなる。JAERI-1001 では TABLE VI に示しているように  $1.0303$  となっており、使用した核常数も異なるので  $1.0293_5$  の 0.1% しか大きくなっていない。

次に  $\phi$  であるが、まず天然ウラン棒に対する巨視的有効共鳴積分  $I_a$ ,  $I_f$  を (13), (14) 式で求めなければならない。 $S/M$  は  $0.08510_5 \text{ cm}^2/\text{g}$  である。不利因子  $F_2$  は AMOUYAL ら<sup>26)</sup>による積分輸送理論による結果

$$F_2 = 1 + \frac{\Sigma_a'}{\Sigma_t'} A \left[ 1 + \alpha \frac{\Sigma_t'}{\Sigma_t} + \beta \left( \frac{\Sigma_t'}{\Sigma_t} \right)^2 \right] \quad (17)$$

で求めるが、このため  $\Sigma_a'$ ,  $\Sigma_t'$ ,  $\Sigma_t' = \Sigma_a' + \Sigma_r'$  が必要である。これらは

$$\Sigma_a' = [\xi \Sigma_a + I_a(\text{vol.})]/U_r, \quad \Sigma_r' = \Sigma_r - \xi \Sigma_a/U_r. \quad (18)$$

で求めることにする。 $I_a(\text{vol.})$  は  $I_a$  のうちの体積吸収積分、すなわち (13) 式では  $0.6043_5 \text{ cm}^{-1}$  をさしている。問題はいわゆる共鳴領域のレサージ幅  $U_r$  の値である。(2) 式の  $\phi$  の計算の際には古くは 5.6<sup>19)</sup>、最近は 2.6 が一般に使われている<sup>27)</sup>。今の場合、いくらか大きい値になるとは思われるが、やはり  $^{238}\text{U}$  の寄与が大半を占めているので、2.6 を一応そのまま使うことにする。これから  $F_2$  は (13) 式の際には 1.142, (14) 式の際には 1.151<sub>5</sub> と求められ、結局 JRR-3 の天然ウラン棒に対する  $I_a$  はそれぞれ  $0.6670_5$ ,  $0.6749_5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_f$  は  $0.1134$ ,  $0.1125 \text{ cm}^{-1}$  と算出される。 $^{238}\text{U}$  の  $(RI)_a$  の差は 1% 程度の差しかもたらしていない。以上により、天然ウラン棒の表面の共鳴中性子束に対する巨視的有効共鳴積分の値が求められたので、次には単位セル中での共鳴中性子束分布を算出する。このための TABLE 3 に示した各媒質の核常数は (18) 式と同様

$$\Sigma_a^r = (\xi \Sigma_a + I_a)/U_r, \quad \Sigma_r^r = \Sigma_r - \xi \Sigma_a/U_r, \quad \Sigma_t^r = \Sigma_a^r + \Sigma_r^r \quad (19)$$

で求める。ただし、天然ウラン棒に対しては  $I_a$  が表面の中性子束に対する値となっているので、不利因子を  $F$  とするとき、実際の  $\Sigma_t^r$  は大体 (19) 式によるものの  $F$  倍になるわけである。この点だけを考慮して、後は熱中性子束分布の算出によく使われている方法をそのまま適用すればよい<sup>28)</sup>。以下  $\bar{\phi}_A$  で天然ウラン棒表面の共鳴中性子束を 1 にしたときの、 $j$  媒質中の平均共鳴中性子束の値を示すことになると、まずアルミ被覆について

$$F\bar{\phi}_{Al} \cong F + r_U (F\Sigma_{aU}^r) (1 - r_U/r_{Al})/2 \quad (20)$$

で求められる。アルミは  $\Sigma_a^r$ ,  $\Sigma_r^r$  両者とも小さい値をもつので拡散近似による

$$F + \frac{1}{2} (\kappa_{Al}^r t_{Al})^2 \frac{(F\Sigma_{aU}^r) V_U}{\Sigma_{aAl}^r V_{Al}}, \quad \kappa_r^2 = \Sigma_r^r / D_r \quad (21)$$

で求めるより、むしろボイドとした (20) 式の方がよい。なお (21) 式中の  $t$  は媒質の厚さ、 $V$  は体積を示している。次の重水冷却材については、この部分にも共鳴中性子源が存在するが、これの影響は無視し、

$$F\bar{\phi}_D \cong F + r_U (F\Sigma_{aU}^r) (1 - r_U/r_{Al}) + \frac{1}{2} (\kappa_D^r t_D)^2 (F\Sigma_{aU}^r V_U + F\bar{\phi}_{Al} \Sigma_{aAl}^r V_{Al}) / (\Sigma_{aD}^r V_D) \quad (22)$$

で求め、さらに次のアルミの冷却用管に対しては (20) 式と同様、(22) 式で右辺第 3 項が 2 倍になったものに

$$\frac{1}{2} r_D (1 - r_D/r_A) \sum_j^D F \bar{\phi}_j \Sigma_{aj} V_j / \left( \sum_j^D V_j \right)$$

を加えたものが  $F \bar{\phi}_A$  を近似的に与えるわけである。なお、Jについての和は重水冷却材までとするものとする。最後の減速材に対しては

$$F \bar{\phi}_M \cong F + r_U (F \Sigma_{au}) (1 - r_U/r_A) + (\kappa_D t_D)^2 (F \Sigma_{au} V_u + F \bar{\phi}_A \Sigma_{au} V_A) / (\Sigma_{au} V_D) \\ + r_D (1 - r_D/r_A) \sum_j^D F \bar{\phi}_j \Sigma_{aj} V_j / \left( \sum_j^D V_j \right) + r_A \left[ \frac{r_A X}{\Sigma_{au} (\tau_M^2 - r_A^2)} + \frac{3}{2} \lambda - 1 \right] \sum_j^A F \bar{\phi}_j \Sigma_{aj} V_j / \left( \sum_j^A V_j \right) \quad (23)$$

を使う。 $\frac{3}{2} \lambda - 1$  は拡散近似に対する補正項として入っており、 $\lambda$  の値は  $r_A/3D_M$  の関数としてグラフで与えられている<sup>26)28)</sup>。なお、X は GLASSTONE らの教科書の E-1 である<sup>29)</sup>。以上による結果を TABLE 5 に示す。カッコ中の値は  $^{238}\text{U}$  の  $(RI)_a$  として (9) 式の代りに (10) 式を使った場合である。これから

$$\begin{aligned} p &= \exp(-\bar{I}_a/\bar{\xi} \bar{\Sigma}_a) \\ \bar{I}_a &= \sum_j I_{aj} V_j \bar{\phi}_j / \left( \sum_j V_j \bar{\phi}_j \right) \\ \bar{\xi} \bar{\Sigma}_a &= \sum_j (\xi \Sigma_a) V_j \bar{\phi}_j / \left( \sum_j V_j \bar{\phi}_j \right) \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (24)$$

により  $p$  は  $0.9298_5$  ( $0.9292_5$ ) と求められる。 $^{238}\text{U}$  の  $(RI)_a$  の差は  $p$  には  $0.065\%$  しかきいていない。なおアルミ中を拡散近似 (21) 式で扱うと  $\alpha$  は  $0.32\%$  減少する。 $(\eta f)_a$  は

$$(\eta f)_a = \nu \bar{I}_a / \bar{I}_a \quad (25)$$

で求められ  $0.4058$  ( $0.3979$ ) となる。 $\nu$  の値としては熱領域の 2.43 をそのまま使っている。 $^{238}\text{U}$  の  $(RI)_a$  の差により  $2\%$  程度の差が出てきており、アルミ中を拡散近似で扱った際には  $0.035\%$  大きくなるにすぎない。

次の  $f$  は TABLE 2 の熱領域の核常数を使って、天然ウラン棒中の平均熱中性子束の値を 1 にしたときの、各媒質中の平均熱中性子束の値  $\bar{\phi}_j$  を (17), (20), (22), (23) 式のようにしてそれぞれ求

TABLE 6 Thermal neutron flux distribution in unit cell containing uranium rod

Medium	$\bar{\phi}_j$
Natural uranium rod	1
Aluminum cladding	1.206
Heavy-water coolant	1.273 <sub>s</sub>
Aluminum cooling channel	1.319 <sub>s</sub>
Heavy-water moderator	1.673 <sub>s</sub>

めればよい。もちろん (20)～(23) 式中で  $F \Sigma_{au}$  は  $\Sigma_{au}$  に、 $F \bar{\phi}_j$  は  $\bar{\phi}_j$  におきかえられる。これらによる  $\bar{\phi}_j$  の値を TABLE 6 に示す。これから  $f$  は

$$f = \Sigma_{au} \bar{\phi}_u V_u / \left( \sum_j \Sigma_{aj} \bar{\phi}_j V_j \right) \quad (26)$$

により  $0.9467$  と決定される。なお、アルミ中を (21) 式のように拡散近似で扱うと  $f$  は  $0.18\%$  大きくなる。JAERI-1001 では P-3 近似を使ったが、TABLE

XIV に TABLE XVI を考慮して  $0.953_3$  となる。これはアルミのひれを考慮しておらず、基礎核常数も異なっているが、同じセルを同じ方法で扱ったが、ただ基礎核常数がすべて BNL-325 の第 2 版によっている点だけの異なる Fig. 1 の際には  $0.9472$  と  $0.05\%$  大きくなる。

$L^2$  は (7) 式に示したように  $D/\Sigma_a$  であり、 $\Sigma_a$  は TABLE 6 の値を使い

$$\Sigma_a = \sum_j \Sigma_{aj} \bar{\phi}_j V_j / \left( \sum_j \bar{\phi}_j V_j \right) \quad (27)$$

で  $0.005034_5 \text{ cm}^{-1}$  と求められる。 $D$  は本来炉心全体に関する量である。

$$-\int_S D(\text{grad } \phi \cdot n) dS = -\int_V \text{div}(D \text{ grad } \phi) dV$$

が、炉心からもれ出る中性子の全数を与えるわけで、 $D$  もこの量を正しく与えるように定めなくてはならない。したがってもし  $D$  の空間依存があまりなければ

$$D \cong \int D dV / \int dV \quad (28)$$

で求められる。そしてさらに近似的に  $d\phi$  が  $\phi$  に比例すると仮定すると  $D$  も (27) 式と同様な平均により算出されることになる。**TABLE 2** をみるとわかるようにアルミの  $D$  は相当大きい。 $D$  が大きいと  $\text{grad } \phi$  は 0 に近くなるので、アルミについては平均操作からはずし、単にボイドとして全体の密度低下としてのみ考慮する。これから  $D$  は

$$D \cong \frac{\sum_j V_j}{V_u + V_b + V_m} \frac{D_u \bar{\phi}_u V_u + D_b \bar{\phi}_b V_b + D_m \bar{\phi}_m V_m}{\bar{\phi}_u V_u + \bar{\phi}_b V_b + \bar{\phi}_m V_m} \quad (29)$$

により **TABLE 6** の値を使い  $0.8376 \text{ cm}^3$  と近似的に求められる。以上より  $L^2$  は  $166.37 \text{ cm}^2$  と算出される。なお (27), (29) 式で **TABLE 6** の代りに、アルミ中を拡散近似で扱った際の  $\bar{\phi}_j$  を使うと  $L^2$  は 3.7% 短くなる。もちろん (29) 式の  $D$  の平均操作には相当の不確定さを含んでいる。しかし  $\Sigma_a$  の小さいとき  $D \cong 1/3 \Sigma_a$  であることより  $\Sigma_a$  を (27) 式と同様の平均で求めても、 $L^2$  は 0.1% 短くなるだけで問題にならない。物理的意味は (29) 式の方がはっきりしていると思う。JAERI-1001 では  $159.1 \text{ cm}^3$ , Fig. 1 の際には  $159.0_5 \text{ cm}^3$  となっており、この  $166.37 \text{ cm}^2$  より 4.4% 短くなっている。

最後の  $\tau$  は「2. 物質核常数」でのべた重水の  $\tau_1 = 41 \text{ cm}^2$ ,  $\tau_2 = 75.79 \text{ cm}^2$  にもとづいて算出していく。まず天然ウラン棒による非弾性散乱の影響であるが、ここでは  $^{238}\text{U}$  の核分裂閾値以上のエネルギーで非弾性散乱した中性子は  $180 \text{ keV}$  以下に下ってしまうとして扱う。また、共鳴吸収の影響は  $P/151^{30)}$  により、共鳴吸収を受ける中性子は  $\tau$  が  $3.6 \text{ cm}^2$  短いとして扱う。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \tau_1' &\cong 41(1-P_i), \quad \tau_2' \cong 75.79 + 3.6 \ln p \\ P_i &= (1-y) \frac{f_A \frac{\sigma_1}{\sigma_t} P(\Sigma, r_u)}{1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_t} P(\Sigma, r_u)} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

となり、 $P_i$  が有効な非弾性散乱をする確率を示しており、これは (16) 式の際と同様にして算出される。この (30) 式の値に後は  $\xi \Sigma_a$  と  $D$  が重水のと異なってくることによる影響を付加すればよく、これは便宜的に KELBER の等価因子<sup>17)</sup>を使って DEUTSCH の方法<sup>8)</sup>で扱えばよい。しかし天然ウランに対する等価因子は見あたらないので、ここでは減速能の等価因子は 0、輸送断面積のは 1 として近似的に扱った。この結果は  $\tau_1 = 40.00_5 \text{ cm}^2$ ,  $\tau_2 = 80.40_5 \text{ cm}^2$  となる。もちろん **TABLE 2** をみると分るように熱外領域の天然ウランの  $\xi \Sigma_a$  はアルミのと大体同じなので、減速能の等価因子としてアルミの値を使ってもよいが、この際には  $\tau_1 = 39.94_5 \text{ cm}^2$ ,  $\tau_2 = 80.36 \text{ cm}^2$  と僅かばかり短くなるにすぎない。JAERI-1001 では COHEN の扱い方を採用したので  $E_c$  が相当高くなり、 $\tau = 102.3_5 \text{ cm}^2$  と、

ここでの  $120.4 \text{ cm}^2$  より 15% も短くなっている。なお  $D_1, D_2$  も重水の値をもとにして、KELBER の  $\Sigma_{tr}$  の等価因子を使えば同様にして求められる。 $D_1=1.283_s \text{ cm}, D_2=1.261 \text{ cm}$  と算出された。これらから  $\Sigma_1, \Sigma_2$  は(7)式中の関係から、それぞれ  $0.03208 \text{ cm}^{-1}, 0.01568 \text{ cm}^{-1}$  と求められる。

以上の結果を TABLE 7 にまとめておく。 $V\bar{\phi}_1$  の比は TABLE 5, 6 の結果を物質ごとにまとめたもの

TABLE 7 Nuclear constants for unit cell containing uranium rod

Material	V-ratio	$V\bar{\phi}_1$ -ratio	
		Resonance	Thermal
Natural uranium	0.02519	0.01858	0.01536,
Aluminum	0.02003 <sub>s</sub>	0.01566 <sub>s</sub>	0.01540
Heavy-water	0.9548	0.9657 <sub>s</sub>	0.9692 <sub>s</sub>

Energy-group	$D(\text{cm})$	$\Sigma(\text{cm}^{-1})$	$\tau$ or $L^2$ ( $\text{cm}^2$ )		$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{tr}(\text{cm}^{-1})$
Fast	1.283 <sub>s</sub>	0.03208	40.00 <sub>s</sub>	$\varepsilon$ 1.0233		
Epithermal	1.261	0.01568	80.40 <sub>s</sub>			
Thermal	0.8376	0.005034 <sub>s</sub>	166.37	$\eta f$ 1.3452 $\Sigma_a(0.0253 \text{ eV}) 0.00585 \text{ cm}^{-1}$	0.4743	0.3983 <sub>s</sub>
Resonance	$I_a$ 0.01261 <sub>s</sub> $\text{cm}^{-1}$	$\xi \Sigma_a$ 0.1734 <sub>s</sub> $\text{cm}^{-1}$	$p$ 0.9298 <sub>s</sub>	$(\eta f)_r$ 0.4058	0.3515 <sub>s</sub>	0.2732 <sub>s</sub>

である。 $\Sigma_a(0.0253 \text{ eV})$  の値は近似的に熱中性子に対する、すなわち、0.026 eV のマックスウェル分布をしている中性子に対する  $V\bar{\phi}_1$  の比を使って求めたものである。

なお、今まで各因子について JAERI-1001、および Fig. 1 の際の結果をあげ比較してきたが、それらも一応 TABLE 8 にまとめておく。本報での 3 組近似での  $k_\infty$  は

$$k_\infty = k_\infty^{(r)} + k_\infty^{(th)}, \quad k_\infty^{(r)} = \varepsilon(1-p)(\eta f)_r, \quad k_\infty^{(th)} = \eta \varepsilon p f \quad (31)$$

を指している。JAERI-1001 の単位セルはすでに説明したようにアルミのひれを考慮していないので、アルミが少なく重水が多くなっている。したがって、TABLE 8 に示した数値をそのまま比較できないが、 $B_g^2=7 \text{ m}^{-2}$  の際の  $k_{eff}$  は、このままでも本報の方が 0.8% 大きく出ている。JAERI-1001 で計算結果を NAA およびスエーデンの指數炉実験結果と比較したが、その結果は計算値の臨界パックリングの方が 8% 大きくなっていた。これは計算値の  $k_{eff}$  の方が 1% あまり大きく出していることを意味しており本報の結果はこの差をさらに増大させる傾向に出たわけである。この原因を現段階で解明することは困難だが、1 つの原因として NAA およびスエーデンの実験が実際に  $\Sigma_a=1.05 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  と本報のより 4 割近くも大きい純度の悪い重水を使ったことが考えられる。しかしこれによる  $k_{eff}$  の減少は 0.5% 程度で、差の一部しか説明できない。もちろん JAERI-1001 の TABLE X に示し

TABLE 8 Comparison of calculated results for unit cell containing uranium rod

	JAERI-1001	Fig. 1	This paper
$\eta$	1.318 <sub>s</sub>	1.329	1.3153
$\varepsilon$	1.0303	1.023 <sub>s</sub>	1.0233
$p$	0.917 <sub>s</sub>	0.9440	0.9298 <sub>s</sub>
$f$	0.953 <sub>s</sub>	0.9472	0.9467
$L^2 (\text{cm}^2)$	159.1	159.0 <sub>s</sub>	166.3 <sub>s</sub>
$\tau (\text{cm}^2)$	102.3 <sub>s</sub>	120.6 <sub>s</sub>	120.4
$k_\infty$	1.188	1.2162 <sub>s</sub>	1.2139 <sub>s</sub>
$k_{eff}$ at $B_g^2=7 \text{ m}^{-2}$	0.997 <sub>s</sub>	1.009	1.005 <sub>s</sub>

たようにその他の物質核常数もいくらか差異があり、Fig. VI の計算も近似的にしかおこなっておらず、実験の詳細にも不明の点があるので、完全に一致することは期待できない。しかし、 $k_{eff}$  の差は 1~2% におさまっている。逆にいえば  $k_{eff}$  に 1~2% の誤差は考えていかなくてはならないということである。なお、Fig. I の際の結果と本報のとは基礎核常数が異なるので、これらの比較から、熱外中性子の全反応を考慮した影響をみることはできないが、これにより  $k_{eff}$  が 0.5% 程度上昇することはすでに評価してある<sup>3)</sup>。また、JAERI-1001 の  $\phi$  は、共鳴領域のレサージ幅を 5.6 ととり、拡散近似による中性子束分布を使っているので、Fig. I の際の 3% も小さくなっている。

今までではウラン棒部分に関する単位セルを扱ってきたが、Fig. 3 で示したようにこれらの間および両端にアルミ構造の連結部がある。したがって、この部分の存在による影響を何らかの形で取扱わなくてはならない。JAERI-1001 では最後に摂動の形で考慮したが、これではこの部分で熱中性子束が上昇することなどの影響は入らないし、すっきりとした取扱いもできない。一つの方法として、まずこの部分の核常数を求めておき、次に燃料棒の長さ方向についての中性子束分布を考慮して全体の燃料棒単位セルの核常数を算出する方法が考えられる。この際問題はこの 5 cm しかない部分の核常数の算出法で、実際には TABLE 7 を求めてきたような無限長としての扱いはできない。しかしここでは次善の方法として、ウランのねじの部分とアルミだけの部分をそれぞれ無限長の単位セルとして扱って、各部の核常数を求める。計算方法は TABLE 7 の際と同様なので、結果だけを TABLE 9 にまとめておく。ウランねじ部における (13) 式中の  $F_2$  は 1.031 となり、 $I_s = 0.7239_s$ ,  $I_t = 0.1250_s \text{ cm}^{-1}$  となっている。なお中間アルミ部の共鳴中性子束分布は拡散近似によっているが、カッコは中央の半径

TABLE 9 Dimensions and nuclear constants for unit cell containing end piece of uranium rod

Medium	Nat-U screw region ( $\sim 1.3 \text{ cm}$ )				Middle Al region ( $\sim 2.4 \text{ cm}$ )				
	Outer radius (cm)	$\bar{\phi}_j$			Outer radius (cm)	$\bar{\phi}_j$			
		Resonance	Thermal	Resonance		Resonance	Thermal	Resonance	
Natural uranium screw	~0.40	1 at surface	1						
Aluminum region	1.45	1.040 <sub>s</sub>	1.085		1.45	1		1	
Heavy-water coolant	1.90	1.084	1.136 <sub>s</sub>		1.90	1.001(1.003 <sub>s</sub> )	1.007 <sub>s</sub>		
Aluminum cooling channel	2.05	1.090	1.144		2.05	1.004(1.006 <sub>s</sub> )	1.010 <sub>s</sub>		
Heavy-water moderator	7.875 <sub>s</sub>	1.185 <sub>s</sub>	1.203 <sub>s</sub>		7.875 <sub>s</sub>	1.070(1.072 <sub>s</sub> )	1.034		
Material	V-ratio	$V\bar{\phi}_j$ -ratio			V-ratio	$V\bar{\phi}_j$ -ratio			
		Resonance	Thermal	Resonance		Resonance	Thermal	Resonance	
Natural uranium	~0.00258	0.00219	0.00215 <sub>s</sub>						
Aluminum	0.04087 <sub>s</sub>	0.03654	0.03752 <sub>s</sub>		0.04345 <sub>s</sub>	0.04082 <sub>s</sub> (0.04075)	0.04219 <sub>s</sub>		
Heavy-water	0.9565 <sub>s</sub>	0.9612 <sub>s</sub>	0.9603 <sub>s</sub>		0.9565 <sub>s</sub>	0.9592(0.9592 <sub>s</sub> )	0.9578		
Energy-group	$D(\text{cm})$	$\Sigma(\text{cm}^{-1})$	—	—	$D(\text{cm})$	$\Sigma(\text{cm}^{-1})$	—	—	
Fast	1.297 <sub>s</sub>	0.03053 <sub>s</sub>	$\epsilon$	1.0084	1.299 <sub>s</sub>	0.03054			
Epithermal	1.283 <sub>s</sub>	0.01567 <sub>s</sub>	—	—	1.286 <sub>s</sub>	0.01566 <sub>s</sub>			
Thermal	0.8607 <sub>s</sub>	0.001213 <sub>s</sub>	$f$	0.5507 <sub>s</sub>	0.8639 <sub>s</sub>	0.0006036 <sub>s</sub>			
Energy-group	$\Sigma_s(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{tr}(\text{cm}^{-1})$	—	—	$\Sigma_s(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{tr}(\text{cm}^{-1})$	—	—	
Resonance	0.3423 <sub>s</sub>	0.2643 <sub>s</sub>	$\xi \Sigma_s$	0.1726 <sub>s</sub> $\text{cm}^{-1}$	0.3407 <sub>s</sub>	0.2629 <sub>s</sub>	$\xi \Sigma_s$	0.1723 <sub>s</sub> $\text{cm}^{-1}$	
Thermal	0.4666 <sub>s</sub>	0.3913 <sub>s</sub>	$\Sigma_a$	(0.0253)0.001401 <sub>s</sub>	0.4649 <sub>s</sub>	0.3898 <sub>s</sub>	$\Sigma_a$	(0.0253)0.000691 <sub>s</sub>	
Resonance	$I_s$	0.002025 $\text{cm}^{-1}$	$\rho$	0.9883 <sub>s</sub> ( $\eta f$ )	0.3288	$I_s$	0.0004825 <sub>s</sub> (0.0004818) $\text{cm}^{-1}$	$\rho$	0.9972

1.45 cm のアルミ棒の部分のみに積分輸送理論を使った場合の結果を示している。これによる  $\kappa$  の値への影響は無視できる。TABLE 7, 9 の結果より、全体の燃料棒単位セルの核常数の算出は「4. 炉心、反射体領域核常数」でおこなう。

## 4 炉心、反射体領域核常数

「3. 単位セル核常数」までで一応計算の基礎になる核常数が求められたので、ここでは JAERI-1002 の Fig. 25, 26 でも示した炉心、反射体の核常数を求める。炉心の高さとしては、重水レベルが途中までのときは別として、天然ウランの部分がすべて重水中に入っているときには、Fig. 3 にも示したように上下端のウランねじ部も含めた 277.5 cm をとる。JAERI-1001 ではウランねじは全然考慮してなく、炉心高さは 2.75 m と考えている。また、Fig. 1 の際には、上下端のウランねじ部は反射体に含め、ウランの存在の影響は近似的にその領域の  $\Sigma$  の減少として考慮したので、炉心高さは 274.9 cm となっている。JRR-3 の実験孔、制御棒用孔については JAERI-1001 の TABLE IV, JAERI-1002 の TABLE 18 にまとめてあるが、その後若干寸法も変っているので、炉心内のものだけ TABLE 10 にまとめておく。これらの管は臨界時にはすべてボイドのままになっている。しかし制御棒である両面に 1.6 mm のアルミ被覆をした内半径 2.70 cm、厚さ 1 mm のカドミウム中空棒は、最も引抜いた状態でも微調整棒 R-1, 2 は前述の完全な炉心上端より 66.2 cm 下まで、粗調整安全棒 S-1~12 は 31.2 cm 下まで挿入されている。JAERI-1001 ではこれについて全然考慮しなかったが、Fig. 1 の際には S-1~12 は前述のとおりとしたが、R-1, 2 は本報の完全炉心上端 26.2 cm 下から 156.2 cm 下までにカドミウム棒が存在するとして扱っている。

TABLE 10 のように実験孔などが入っているので、炉心構造は不均一となり、実験孔の部分の熱中性子束は燃料棒部分より高くなるなどの現象が出てくる。また、カドミウム棒が一部挿入されているため、その部分の熱中性子束は下ってくる。このような不均一性を考慮するため、炉心構造にしたがって TABLE 11 のように炉心を半径方向には 7 領域、高さ方向には完全炉心の際に 14 領域に分割して扱う。もちろんこのような操作は、最後に PROD-II コードにより IBM-650 で計算するためである。すなわち、IBM-650 の容量から、計算は一次元の問題に限られる。もし三次元の問題が扱えるならば、極言すれば単位セル核常数も不要で、物質核常数だけあればあとは電子計算機で処理できるわけである。実際上そこまでは無理だが、せめて単位セル核常数を基礎とした二次元計算ができるならば、 $(r, z)$  空間で処理して炉心の不均一性も相当程度忠実に考慮に入れられるとと思う。ここでは TABLE 11 の各領域の核常数を求めて、これをデータとして入れて計算をおこなうわけで、この核

TABLE 10 Experimental tubes and control rod's tubes in core

	Sign	Aluminum tubes Inner radius $\times$ Thickness (cm)	Number	Total number of occupied lattice points	Position $r$ (cm)
Vertical tubes	Central experimental hole	VC-1 $9.2 \times 0.5$ and $10.0 \times 0.7$	1	4	Center
	Vertical experimental holes	VC-2~4 $5.96 \times 0.29$ and $6.68 \times 0.32$	3	9	39, 41, 46
	Vertical irradiation holes	VR-1~3 $1.55 \times 0.20$ , $1.90 \times 0.20$ and $2.40 \times 0.20$	3	3	86, 104, 107
	Regulating rod's holes	R-1, 2 $3.15 \times 0.35$	2	2	68, 68
	Shim-safety rod's holes	S-1~12 $3.15 \times 0.35$	12	12	59, 59, 60, 60, 66, 67, 88, 88, 90, 90, 92, 93
Horizontal tubes	Pneumatic tubes	HP-1, 2 $1.60 \times 0.20$ and $2.10 \times 0.30$	2	0	$r=32.5, 45.5$ from core axis $z=20, -20$ from core center plane

TABLE 11 Radial and axial regions dividing JRR-3

	Region number	Outer radius (cm)	Number of lattice points	Number of fuel rods	Note
Radial regions	Core regions	1	10.7	4	VC-1 { Void and Al tubes
		2	15.7, } 4	0	heavy-water
		3	29.4,	10	
		4	56.8	38	VC-2~4 and a part of PH-1, 2
		5	70.4,	28	S-1~6, R-1, 2 and a part of PH-1, 2
		6	95.8	68	S-7~12, VR-3 and a part of PH-1, 2
		7	113.0,	56	VR-1, 2 and a part of PH-1, 2
Radial regions	Reflector regions	8	140.0	Heavy-water reflector	70 dummy fuels, D <sub>2</sub> O overflow tube and a part of PH-1, 2
		9	141.2	Aluminum heavy-water tank	Penetrated by PH-1, 2
		10	224.2	Graphite reflector	PH-1, 2, VG-1~27, HR-1, 2, H-1, 9 and HI-1, 3, 6
	Region number	Height from core center plane (cm)			Note
Axial regions	Core regions	1	157.5~138.7,	Heavy-water reflector	
		2	138.7~137.4,	Nat-U screw region	containing Cd-rods of R-1, 2 and S-1~12
		3	137.4~107.5,		
		4	107.5~72.5,	Nat-U rod region	containing Cd-rods of R-1, 2 only
		5	72.5~49.1,		
		6	49.1~47.8,	Nat-U screw region	
		7	47.8~45.4,	Middle Al region	
		8	45.4~44.1,	Nat-U screw region	
		9	44.1~44.1,	Nat-U rod region with PH-1, 2	
		10	-44.1~45.4,	Nat-U screw region	
		11	-45.4~47.8,	Middle Al region	
		12	-47.8~49.1,	Nat-U screw region	
		13	-49.1~137.4,	Nat-U rod region	
		14	-137.4~138.7,	Nat-U screw region	
Axial regions	Reflector regions	15	-138.7~-147.4,	Heavy-water reflector	
		16	-147.4~152.4,	Aluminum grid plate	
		17	-152.4~183.4,	Heavy-water plenum chamber	
		18	-183.4~185.4,	Aluminum heavy-water tank	
		19	-185.4~221.8	Graphite reflector	

常数算出の平均操作にも不確定さが入ってくる。

#### 4.1 半径方向各領域の核常数

ここでは TABLE 11 に示した半径方向の 10 の各領域の核常数を求めてゆく。この際の問題は実験孔あるいは制御棒用孔の扱い方である。特に後者について熱中性子に対して強い吸収物質であるカドミウム棒を一部含んでいるので問題が複雑になる。一般にはそれらの管あるいは棒の表面における直線外挿距離  $\lambda$  という量を使って扱われる。すなわち、熱中性子に対するカドミウム棒のように、円筒形の完全吸収体に関する  $\lambda$  はすでに DAVISON らによって計算されグラフになっている<sup>28)</sup>。一方、実験孔のように管壁の吸収が少なく、その半径が大体周囲媒質の平均自由行路  $l=3D$  と同程度のときには、JAERI-1001 でものべたように PERSHAGEN<sup>31)</sup> が DAVISON にしたがい以下の式を導出している。

$$\lambda/l = \left\{ \frac{a'+l}{a'} (B_s a')^2 + 3\Sigma t - \frac{3\pi}{8} (B_s a')^3 \right\}^{-1} \quad (32)$$

この式は垂直孔に対するもので、 $a'$  が管壁の内半径、 $t$  はその厚さ、 $\Sigma$  はそれの吸収あるいは除去断面積、 $B_s a^2$  が高さ方向の形状パックリングになっている。このようにして求められた  $\lambda$  を、拡散近似の PROD-II コードに何らかの形で取入れなくてはならない。今、この管壁も含めた半径  $a=a'+t$  の円筒形孔の仮想的核常数を  $D'$ 、 $\kappa'$ 、 $\Sigma'=D'\kappa'^2$  でそれぞれ示すと、その表面における外挿距離は拡散近似ならば

$$\lambda = \frac{D}{D'} \frac{I_0(\kappa' a)}{\kappa' I_1(\kappa' a)} \quad (33)$$

で求められる。これより  $\kappa' a \ll 1$  の仮定のもとで  $\lambda/l$  は  $2/(3\Sigma' a)$  で近似できることがわかるので

$$\Sigma' \approx \frac{2}{3a} / (\lambda/l) \quad (34)$$

と近似的に、この孔部分の有効吸収あるいは除去の断面積が決定できる。完全吸収体の際には (34) 式で求められた  $\Sigma'$  が  $1 \text{ cm}^{-1}$  より相当小さく  $\kappa' a \ll 1$  の仮定が成立するか調べなければならない。一方中空孔に対しては  $\kappa' a \ll 1$  について留意する必要は一般にないが、(32) 式からわかるように (34) 式により求められた  $\Sigma'$  にはこの孔をとおって高さ方向に中性子が流れ出る影響も入っている。実際  $B_s=0$  とおいてみると

$$\Sigma' \approx \frac{2t}{a'+t} \Sigma \quad (35)$$

となり、これは管壁の  $\Sigma$  の体積平均になっている。したがって、(32)、(34) 式による  $\Sigma'$  は (35) 式の  $\Sigma'$  を使って  $\Sigma' + D_s' B_s^2$  と表される。

$$D_s' \approx \frac{2a'^2}{3(a'+t)} \left( \frac{a'+l}{a'} - \frac{3\pi}{8} B_s a' \right) \quad (36)$$

以上により完全吸収体に対しては MT-214<sup>28)</sup> の  $\lambda$  を使って (34) 式で算出した  $\Sigma'$  でその部分を置きかえていけばよい。一方中空孔に対しては (35) 式で  $\Sigma'$ 、(36) 式で  $D_s'$  を求めて置きかえてゆけばよいことが分った。すなわち、このような核常数をもった物質により充填されているとして拡散近似で解くと、その部分での中性子の損失を正しく評価していることになるというわけである。

VC-1~4, R, S の中空部には (35), (36) 式を適用していったが、VC-1~4 は二重管の構造にな

っているので、内管は外管へ合せて近似的に一重管として扱った。これ以外の VR-1~3, PH-1, 2 については、管の半径も小さいので、中空部は単にボイドとして密度低下の影響のみ考慮していく。したがって、VC, R, S の軸方向、すなわち高さ方向には、それによる中性子の流れがあるが、半径方向にはこのようなものが出てこない。このため当然高さ方向の  $D$  の値  $D_s$  と半径方向の  $D_r$  とは異なってくる。このような異方性がある場合、(6), (7)式もそれにしたがって修正される。すなわち、半径方向の中性子束分布は (6) 式の左辺をそれぞれ

$$-D_r A_r \phi + (D_s B_s^2 + \Sigma) \phi$$

とした式で求められ、(7) 式の  $P_i$  も

$$P_i = (1 + \tau_{ir} B_s^2 + \tau_{is} B_s^2)^{-1}, \quad \tau_{ir} = D_{ir}/\Sigma_i, \quad \tau_{is} = D_{is}/\Sigma_i \quad (37)$$

となる。ここで  $\tau_3$  は  $L^2$  を指している。 $D_s$  は (36) 式で求められたが、 $D_r$  はまだである。これは TABLE 11 に示した各領域のうち、VC-1 の孔部分で 1 つの領域となっている領域 1 以外では、単にボイドとして密度低下のみ考慮してやれば一応よい。領域 1 についても同様の考え方で、管壁のアルミの  $D$  をその体積比で割って出すことも考えられるが、あいまいな点も多いのでここでは  $D_s$  と等しいとしておく。もちろん、ある程度大きい値を採用すれば実際上問題にならない事柄である。

また、一方完全吸収体とした (34) 式は、カドミウム棒の共鳴領域、熱領域の  $\Sigma$  を求めるのに使用した。その値はそれぞれ  $0.243 \text{ cm}^{-1}$ ,  $0.258 \text{ cm}^{-1}$  となり、 $\kappa' a \approx \Sigma' a \ll 1$  を完全ではないが一応みたしている。なお、 $\Sigma_1$ ,  $\Sigma_2$  については (35) 式と同様、単に体積平均を使う。これらは半径 2.80 cm 内のカドミウム棒部分についてのことであるが、中空制御棒用孔の際と同様に、外側のアルミ管も含めた半径 3.50 cm 内の部分について核常数を求めておく方が便利である。 $\Sigma_1$ ,  $\Sigma_2$  については単純体積平均なので問題はないが、 $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_{s'}$  についてはこの部分内での中性子束分布を求める必要がある。これはカドミウム棒部分の  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_{s'}$  として (34) 式で求めた前述の値を使い、TABLE 6 などの際と同様に計算すればよい。しかし、(34) 式は拡散近似 (33) 式によっているので、カドミウム棒部分の不利因子は積分輸送理論による (17) 式でなく拡散近似

$$F = \frac{\kappa a}{2} \frac{I_0(\kappa a)}{I_1(\kappa a)}$$

によって算出すべきである。この値は (33), (34) 式を使うと当然 1 となる。以上のようにして求められた中性子束の相対値を TABLE 12 にまとめた。ここで必要なのは外半径 3.50 cm 内の分布であるが、あとで必要となるので 1 本の制御棒に属する単位セル内について計算しておいた。もちろん、この単位セルの寸法として、実際の外半径 7.875 cm をとらなくてはならないという根拠はないが、カドミウム棒は一部分しか炉心内に挿入されていないので、便宜的にこのようにとった。なお、この単位セルの外境界における中性子束の相対値  $\phi(r_M)$  は JAERI-1019 に示した近似式<sup>32)</sup>

$$\left. \begin{aligned} \frac{\phi(r_M)}{\bar{\phi}_M} &\approx \frac{\sum_{i=1}^A \Sigma_{iM} V_{iM} \phi(r_A) / (\sum_j \Sigma_{jM} \bar{\phi}_j V_j / \bar{\phi}) + (1+X) Y}{\sum_{i=1}^A \Sigma_{iM} V_{iM} \phi(r_A) / (\sum_j \Sigma_{jM} \bar{\phi}_j V_j / \bar{\phi}) + X} \\ \bar{\phi} &= \sum_j \bar{\phi}_j V_j / \sum_j V_j \\ Y &= 1 - \frac{K_1(\kappa_M r_M) I_0(\kappa_M r_M) + I_1(\kappa_M r_M) K_0(\kappa_M r_M)}{K_1(\kappa_M r_M) I_0(\kappa_M r_A) + I_1(\kappa_M r_M) K_0(\kappa_M r_A)} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

によっている。 $\kappa_{MRA}$ ,  $\kappa_{MRM} \ll 1$  のときには  $Y$  の表式は JAERI-1019 の (20) 式となる。TABLE 12 の結果を使い、アルミ外管の外表面の中性子束  $\phi(r_A)$  に対する  $\Sigma$  は

$$\Sigma = \sum_j^A \Sigma_j V_j \bar{\rho}_j / \left[ \phi(r_A) \sum_j^A V_j \right] \quad (39)$$

で求められる。なお、この部分の  $D_s$  であるが、熱領域の値は本来カドミウム棒部分とアルミ外管との間の円環状ボイドを考慮して算出すべきだが、近似的に (36) 式をすべての場合に適用した。この際カドミウム中空棒などもアルミ外管に合せて一重管として扱っている。

TABLE 12 Relative neutron flux in unit cell containing control rod

Medium	Outer radius (cm)	Relative neutron flux		
		Resonance	Thermal	Note
Cd-rod region	2.80	1	1	
Outer Al cladding	2.96	1.02	1.02	
Void layer	3.15	1.05	1.06	
Al outer tube	3.50	{ 1.10, 1.14 }	{ 1.11, 1.14 }	at outer boundary
Heavy-water moderator	7.875 <sub>s</sub>	{ 1.65 1.65 × 1.05 } <sub>s</sub>	{ 1.74, 1.74 × 1.15 } <sub>s</sub>	Average at outer boundary

以上のようにして求められた実験孔、あるいは制御棒用孔の核常数、および「2. 物質核常数」「3. 単位セル核常数」で求めた各物質の核常数、単位セルの核常数を使い、あとは各領域の核常数を平均操作で算出すればよい。 $\Sigma$  については (27) 式のような平均で求められるが、この際実験孔などに付随する単位セル中の平均中性子束の値は当然普通の燃料棒セル中の値とは異なってくる。ここでは TABLE 12 の場合は除き、一応共鳴中性子束、熱中性子束については (38) 式で求めた燃料棒セルに対する  $\phi(r_M)$  の値を使った。 $\phi(r_M)/\bar{\rho}_M$  の値は TABLE 5 の場合は 1.023、TABLE 6 の際には 1.036<sub>s</sub> となる。熱外領域中性子束については、共鳴領域の値 1.023 を使うこととし、高速領域については平坦と考えた。カドミウム棒のある制御棒セルについては、TABLE 12 の  $\phi(r_M)$  が燃料棒セルの  $\phi(r_M)$  と等しくなるとして扱っていった。なお TABLE 11 の半径方向各領域は高さ方向にも不均一であるので、高さ方向の中性子束分布も考慮していくかなくてはならない。特に重水レベルの高さをいろいろと変えて計算するので、その高さ、すなわち高さ方向の形狀パックリング  $B_s$  に応じて、高さ方向の中性子束分布も相当変わってくる。これについては Fig. 1 の際に算出した 2 組近似の中性子束分布を近似的に使う。 $D$  の平均操作についてはすでに述べたように (29) 式と同様にして  $D_s$ ,  $D_t$  をそれぞれ求める。 $\varepsilon$ ,  $p$ ,  $f$ ,  $(\eta f)_s$  はそれぞれ (6) 式にのっとり

$$\varepsilon = \sum_j \varepsilon_j \Sigma_1 \bar{\rho}_{1j} V_j / (\sum_j \Sigma_1 \bar{\rho}_{1j} V_j) \quad (40)$$

$$p = \sum_j p_j \Sigma_2 \bar{\rho}_{2j} V_j / (\sum_j \Sigma_2 \bar{\rho}_{2j} V_j) \quad (41)$$

$$f = \sum_j f_j \Sigma_3 \bar{\rho}_{3j} V_j / (\sum_j \Sigma_3 \bar{\rho}_{3j} V_j) \quad (42)$$

$$(\eta f)_s = \sum_j (\eta f)_s j \Sigma_{4s} \bar{\rho}_{4sj} V_j / (\sum_j \Sigma_{4s} \bar{\rho}_{4sj} V_j) \quad (43)$$

で求められる。なお、 $p$  は  $I_s = \sum_k I_{sk} U_k$  と  $\xi \Sigma_s$  を  $\Sigma$  と同様の (24) 式の平均操作で求めて、(24) の最初の式で算出してもよい。本報告ではこの後的方法を使った。

詳細に数値をあげることは省略するが、まず計算の基礎となった各領域の体積比  $V_j$  を TABLE 13 に示す。第 1 領域は VC-1 孔、第 2 領域はそれに付随する重水のみの領域なので省略した。 $B_z$  の値として 4 点をとったが、それらの値は小さい方から順に重水充満の場合、充満のときから 60 cm, 105 cm, 135 cm 下に重水レベルがある場合にそれぞれ対応しているとして扱っている。第 3 領域は燃料棒セルばかりの領域なので、ここで TABLE 7, 9 の結果から連結部も含めた全体の燃料棒単位セルの核常数を求め、第 4~第 7 領域ではこの核常数を使っていった。VC-2~4 の下に重水の出口構造があるとか、カドミウム棒の下端にアルミ板のようなものが付いており、R, S 孔の下端にはアルミの衝撃吸収構造があることなども一応考慮している。なお、領域 8 の重水反射体中に挿入されているダミー燃料棒は、Fig. 3 の燃料棒からアルミ被覆の天然ウラン棒を除いたアルミの冷却用管をさしている。領域 10 の黒鉛反射体中には TABLE 11 に示した実験孔などのほかに炭酸ガス冷却用の通路がた

TABLE 13 Volume composition of each radial region

Region number	$B_z$ (cm <sup>-1</sup> )	0.0100	0.0125	0.0150	0.0175
3	Nat-U rod cell	0.9546	0.9513 <sub>s</sub>	0.9406 <sub>s</sub>	0.9609
	Nat-U screw cell	0.02810	0.02797	0.03412	0.02421
	Middle Al cell	0.01729	0.02065 <sub>s</sub>	0.02519 <sub>s</sub>	0.01490
4	No. 3 region cell		0.7633 <sub>s</sub>		
	VC-2~4 hole	0.05821	0.05740 <sub>s</sub>	0.05633	0.05523 <sub>s</sub>
	Heavy-water	0.1740 <sub>s</sub>	0.1740	0.1739 <sub>s</sub>	0.1739
	Aluminum	0.00284 <sub>s</sub>	0.00339 <sub>s</sub>	0.00414 <sub>s</sub>	0.00490
	Void	0.00152 <sub>s</sub>	0.00182 <sub>s</sub>	0.00222 <sub>s</sub>	0.00263
5	No. 3 region cell		0.7143		
	R,S-hole with Cd-rod	0.00812	0.00127 <sub>s</sub>	—	—
	R-1, 2, S-1~6 hole	0.04445	0.05109	0.05169 <sub>s</sub>	0.05082 <sub>s</sub>
	Heavy-water	0.2284 <sub>s</sub>	0.2282 <sub>s</sub>	0.2280 <sub>s</sub>	0.2278
	Aluminum	0.00280 <sub>s</sub>	0.00285 <sub>s</sub>	0.00328	0.00388
	Void	0.00191 <sub>s</sub>	0.00224	0.00271	0.00320 <sub>s</sub>
6	No. 3 region cell		0.8970 <sub>s</sub>		
	S-hole with Cd-rod	0.00196	—	—	—
	S-7~12 hole	0.01427 <sub>s</sub>	0.01623	0.01596 <sub>s</sub>	0.01569 <sub>s</sub>
	Heavy-water	0.08334 <sub>s</sub>	0.08323 <sub>s</sub>	0.08309	0.08293
	Aluminum	0.00155 <sub>s</sub>	0.00154	0.00175	0.00196 <sub>s</sub>
	Void	0.00180 <sub>s</sub>	0.00194	0.00214	0.00234 <sub>s</sub>
7	No. 3 region cell		0.9655		
	Heavy-water	0.03022 <sub>s</sub>	0.03012 <sub>s</sub>	0.02999 <sub>s</sub>	0.02986
	Aluminum	0.00154 <sub>s</sub>	0.00158	0.00162 <sub>s</sub>	0.00167
	Void	0.00271 <sub>s</sub>	0.00278	0.00286 <sub>s</sub>	0.00295
8	Heavy-water	0.9933 <sub>s</sub>	0.9933	0.9932	0.9931
	Aluminum	0.00644	0.00646 <sub>s</sub>	0.00649 <sub>s</sub>	0.00652 <sub>s</sub>
	Void	0.000215	0.000257	0.000313 <sub>s</sub>	0.000370 <sub>s</sub>
9	Aluminum	0.9998	0.9997 <sub>s</sub>	0.9997	0.9996 <sub>s</sub>
	Void	0.000191 <sub>s</sub>	0.000228 <sub>s</sub>	0.000278 <sub>s</sub>	0.000329 <sub>s</sub>
10	Graphite	0.9231	0.9157	0.9026 <sub>s</sub>	0.8907
	Aluminum	0.00336 <sub>s</sub>	0.00389 <sub>s</sub>	0.00475	0.00538 <sub>s</sub>
	Void	0.07350 <sub>s</sub>	0.08039 <sub>s</sub>	0.09260	0.1039 <sub>s</sub>

くさんあけられている。もちろんこれらの反射体領域については、巨視的な半径方向中性子束分布も Fig. 1 の際の結果を使って考慮していった。以上により算出された各領域の核常数を TABLE 14 にまとめておく。領域 2 は重水のみなので、TABLE 2 のがそのまま使えるわけである。重水の  $\rho$  の値は 0.9996<sub>s</sub> となる。なおカドミウム棒が一部挿入されている  $B_z = 0.0100 \text{ cm}^{-1}$  の際の領域 5, 6,  $B_z = 0.0125 \text{ cm}^{-1}$  の際の領域 5 については、このカドミウム棒が全然ない場合の核常数も合せ示している。

本報のカドミウム棒の取扱い方法も近似的で不確な点を残しているので、この核常数を使った計算も

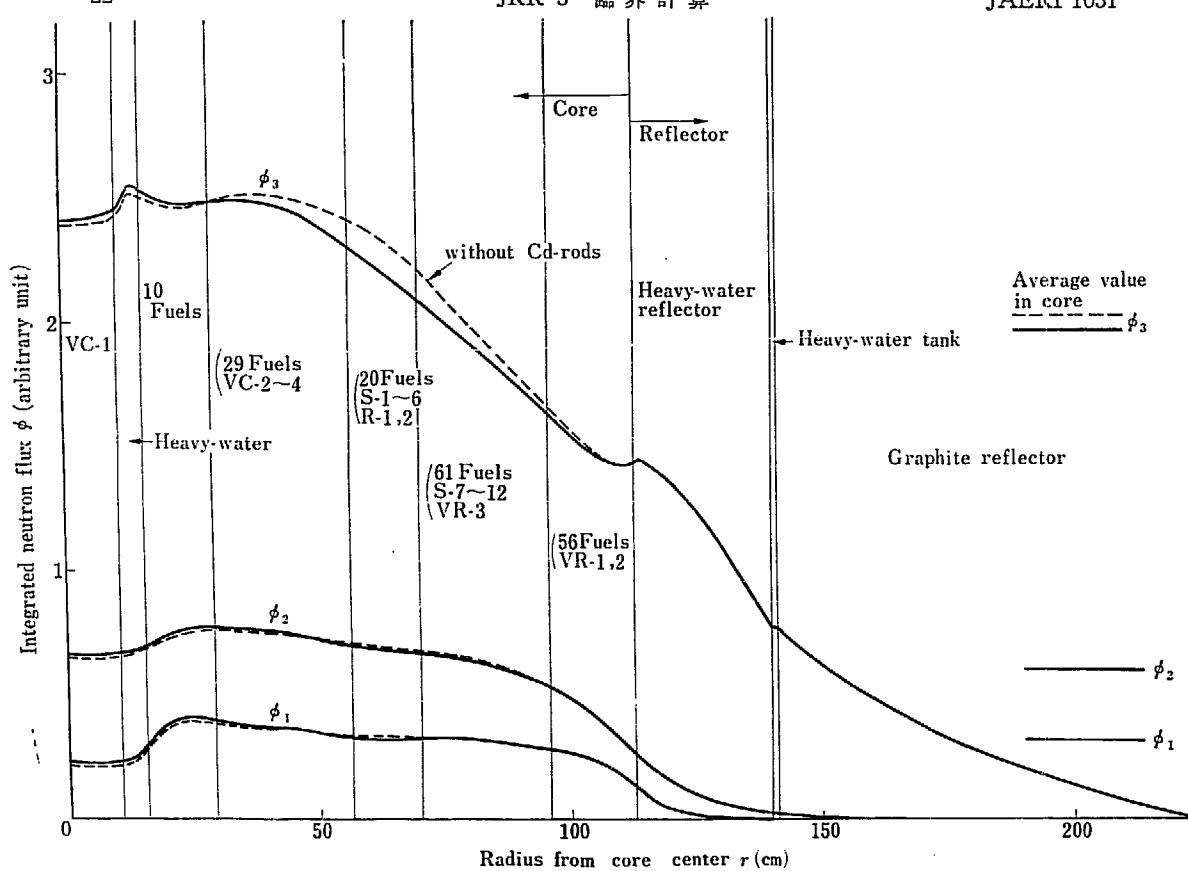
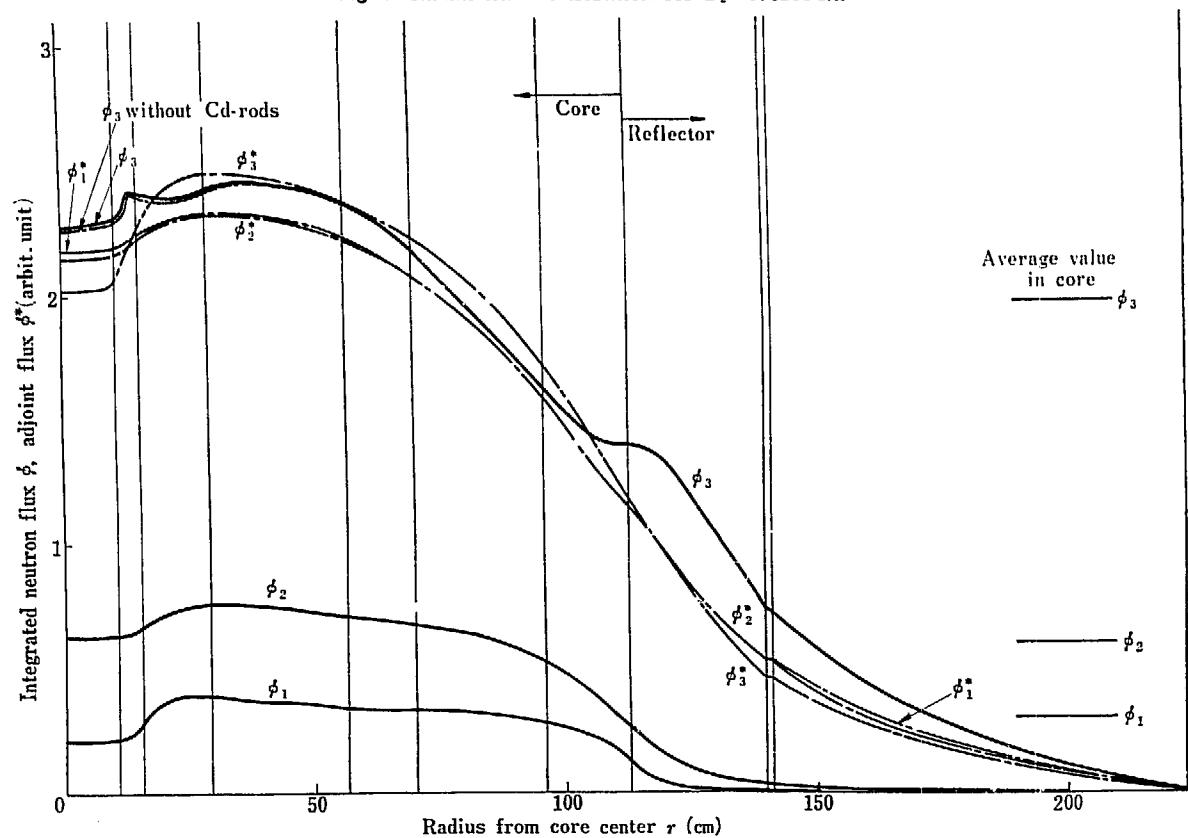
TABLE 14 Nuclear constants

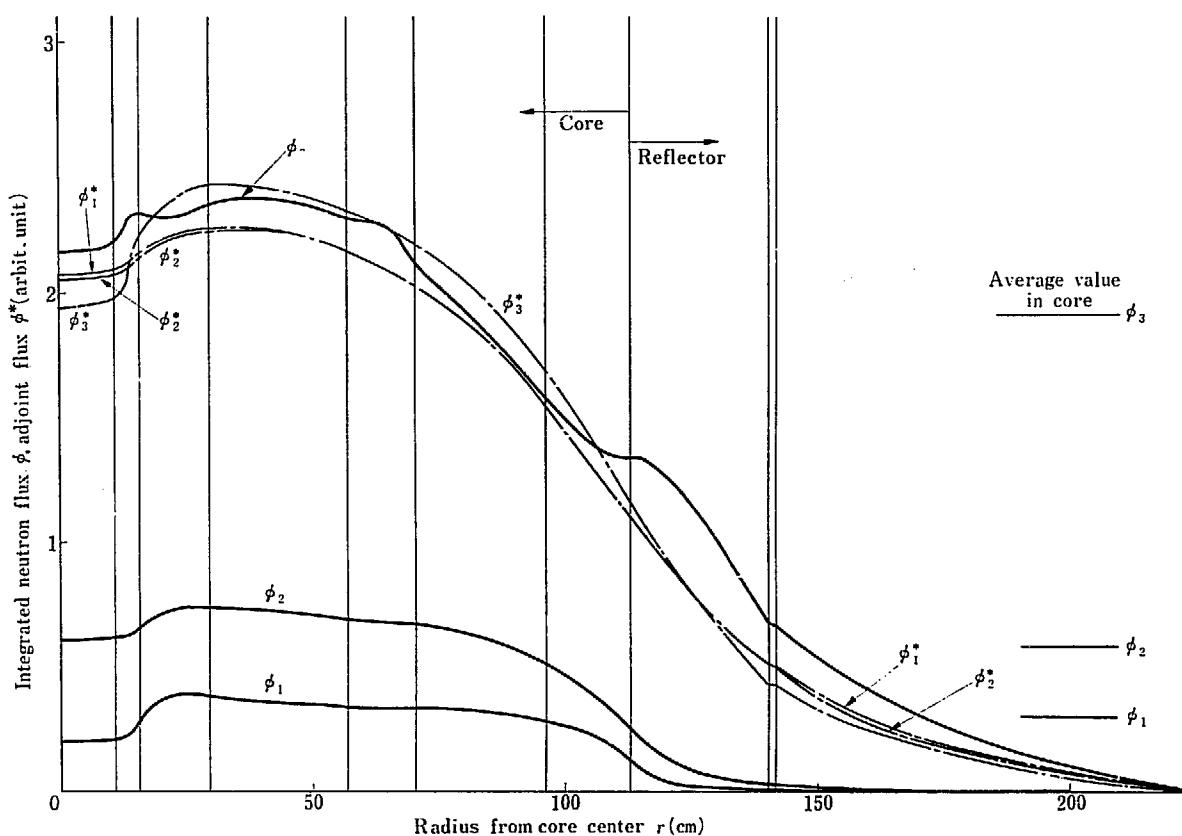
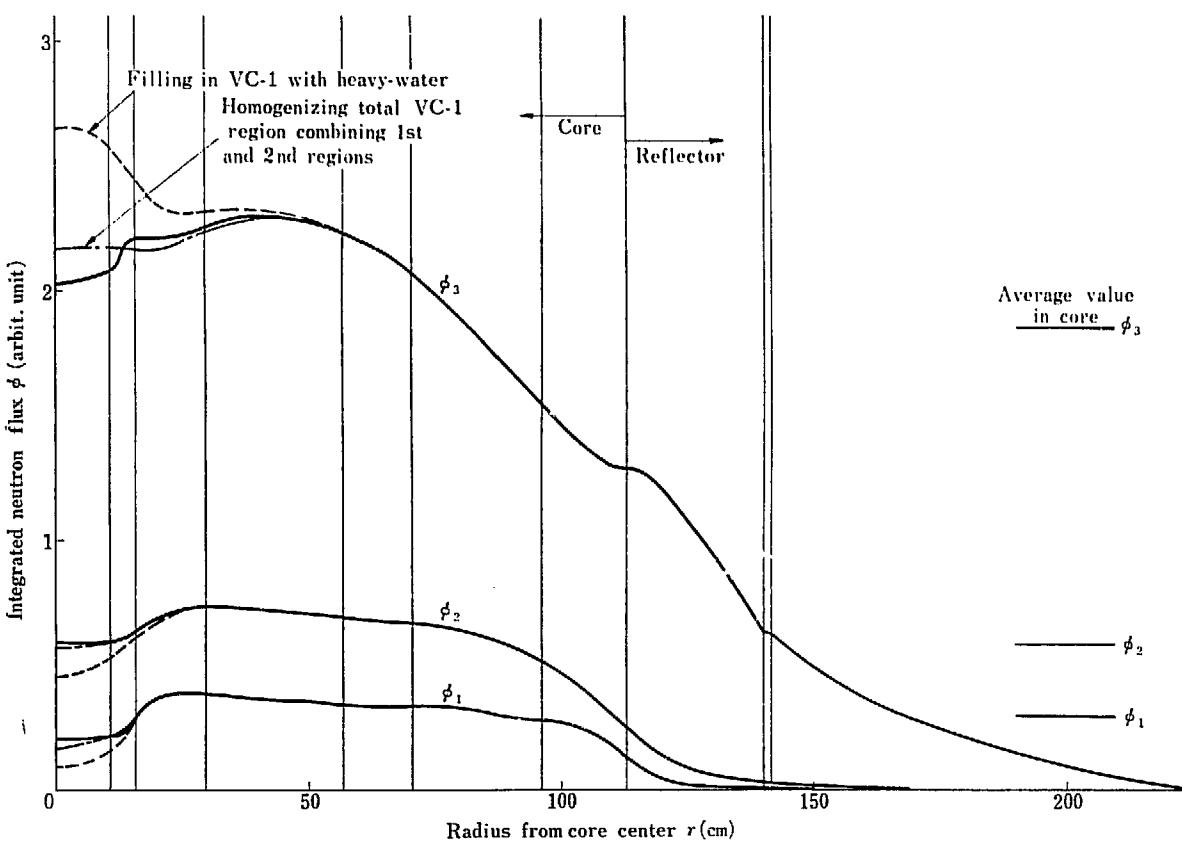
Region number	$B_z$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_1$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_2$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_3$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$D_{1z}$ (cm)	$D_{2z}$ (cm)
1	0.0100				7.16 <sub>s</sub>	7.11 <sub>s</sub>
	0.0125	0.0003628	0.00006517	0.002815	6.98 <sub>s</sub>	6.93 <sub>s</sub>
	0.0150				6.81	6.75 <sub>s</sub>
	0.0175				6.63	6.58
3	0.0100	0.03200 <sub>s</sub>	0.01568	0.004839		
	0.0125	0.03200	0.01568	0.004823	1.284	1.262
	0.0150	0.03200 <sub>s</sub>	0.01568 <sub>s</sub>	0.004836 <sub>s</sub>		
	0.0175	0.03200	0.01568	0.004834 <sub>s</sub>		
4	0.0100	0.03028 <sub>s</sub>	0.01481 <sub>s</sub>	0.003822	1.565	1.539 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03028	0.01481 <sub>s</sub>	0.003815	1.558	1.532 <sub>s</sub>
	0.0150	0.03029 <sub>s</sub>	0.01482	0.003831 <sub>s</sub>	1.550	1.524 <sub>s</sub>
	0.0175	0.03032	0.01483 <sub>s</sub>	0.003834	1.541 <sub>s</sub>	1.516
5	0.0100	0.03053	0.01493	0.004083 <sub>s</sub>	1.440 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03052 <sub>s</sub>	0.01493	0.003647 <sub>s</sub>	1.442	1.417
	0.0150	0.03052	0.01493	0.003624	1.441 <sub>s</sub>	1.376 <sub>s</sub>
	0.0175	0.03053 <sub>s</sub>	0.01493 <sub>s</sub>	0.003624	1.439 <sub>s</sub>	1.375 <sub>s</sub>
5 without Cd-rods	0.0100			0.003637	1.444 <sub>s</sub>	1.419 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03052 <sub>s</sub>	0.01493	0.003619	1.442 <sub>s</sub>	1.417 <sub>s</sub>
6	0.0100	0.03151	0.01543	0.004529	1.334 <sub>s</sub>	1.311 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03149 <sub>s</sub>	0.01542	0.004406 <sub>s</sub>	1.335 <sub>s</sub>	1.312 <sub>s</sub>
	0.0150	0.03150	0.01542 <sub>s</sub>	0.004420	1.335	1.312
	0.0175	0.03150 <sub>s</sub>	0.01542 <sub>s</sub>	0.004420 <sub>s</sub>	1.334 <sub>s</sub>	1.311 <sub>s</sub>
6 without Cd-rods	0.0100	0.03151	0.01543	0.004434 <sub>s</sub>	1.335	1.312
7	0.0100	0.03191	0.01563	0.004686	1.289	1.266 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03190	0.01562 <sub>s</sub>	0.004671	1.289	1.267
	0.0150	0.03190 <sub>s</sub>	0.01563	0.004684	1.289 <sub>s</sub>	1.267
	0.0175	0.03191	0.01563 <sub>s</sub>	0.004681	1.289 <sub>s</sub>	1.267
8	0.0100	0.03328	0.01622 <sub>s</sub>	0.0001658 <sub>s</sub>	1.289 <sub>s</sub>	1.259 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03328	0.01622	0.0001662	1.289 <sub>s</sub>	1.259 <sub>s</sub>
	0.0150	0.03328	0.01622	0.0001661 <sub>s</sub>	1.290	1.259 <sub>s</sub>
	0.0175	0.03328 <sub>s</sub>	0.01622 <sub>s</sub>	0.0001653 <sub>s</sub>	1.289 <sub>s</sub>	1.259 <sub>s</sub>
9	—	0.001940 <sub>s</sub>	0.0003486	0.01254 <sub>s</sub>	3.986 <sub>s</sub>	3.986 <sub>s</sub>
10	0.0100	0.007278	0.003982 <sub>s</sub>	0.0002951 <sub>s</sub>	1.660	0.9274
	0.0125	0.007208 <sub>s</sub>	0.003944	0.0002986 <sub>s</sub>	1.673 <sub>s</sub>	0.9349
	0.0150	0.007128 <sub>s</sub>	0.003900 <sub>s</sub>	0.0002909 <sub>s</sub>	1.697 <sub>s</sub>	0.9484
	0.0175	0.007067	0.003868	0.0002669	1.720 <sub>s</sub>	0.9611 <sub>s</sub>

して、あとで炉の有効増倍率への制御棒の影響を通常の方法で評価して、比較してみるためである。また、当然実験孔の取扱い方に対する不安もあるので、一番影響の大きい VC-1 については、領域 1 と 2 を合せて 1 つの領域とした場合も扱ってみる。すなわち、この際には  $D_r$  を  $D_z$  と等しくとする便法を使う必要がなく、VC-1 中のボイドはボイドとして扱って  $D_r$  を求めることができる。しかしこの際には当然 1 と 2 の領域を均質化したことによる誤差が入ってくる。しかしながらこの両方法の結果を比較すれば、取扱い方法による誤差の程度も評価できるわけである。なお、VC-1 中に重水が入っ

for each radial region

$D_{ss}$ (cm)	$D_{tr}$ (cm)	$D_{rz}$ (cm)	$D_{sr}$ (cm)	$\epsilon$	$p$	$f$	$(\eta f)$
6.37 <sub>s</sub>							
6.20		$D_r = D_z$		1	0.1862		
6.02							
5.84 <sub>s</sub>							
0.8388					0.9327	0.9415 <sub>s</sub>	0.4051
0.8388		$D_r = D_z$		1.0232 <sub>s</sub>	0.9329 <sub>s</sub>	0.9411 <sub>s</sub>	0.4050 <sub>s</sub>
0.8388					0.9327 <sub>s</sub>	0.9415	0.4051
0.8387					0.9328	0.9414 <sub>s</sub>	0.4051
1.0984 <sub>s</sub>		1.341 <sub>s</sub>	0.8922		0.9448 <sub>s</sub>	0.9004	0.3995
1.0911 <sub>s</sub>	1.367	1.342	0.8923	1.0187 <sub>s</sub>	0.9450	0.8988 <sub>s</sub>	0.3992 <sub>s</sub>
1.0829 <sub>s</sub>		1.342	0.8923 <sub>s</sub>		0.9448 <sub>s</sub>	0.8976 <sub>s</sub>	0.3991 <sub>s</sub>
1.0745 <sub>s</sub>		1.342	0.8923		0.9449	0.8966 <sub>s</sub>	0.3989
0.9706	1.358 <sub>s</sub>	1.333	0.8866		0.9410 <sub>s</sub>	0.7990	0.3495
0.9751 <sub>s</sub>	1.358 <sub>s</sub>	1.333	0.8867 <sub>s</sub>	1.0174	0.9479 <sub>s</sub>	0.8886 <sub>s</sub>	0.3951
0.9744	1.359	1.333 <sub>s</sub>	0.8869		0.9483 <sub>s</sub>	0.8946	0.3984 <sub>s</sub>
0.9721 <sub>s</sub>	1.359	1.333 <sub>s</sub>	0.8870 <sub>s</sub>		0.9484	0.8937	0.3983 <sub>s</sub>
0.9775	1.358 <sub>s</sub>	1.333	0.8866	1.0174	0.9481 <sub>s</sub>	0.8961	0.3987
0.9756	1.358 <sub>s</sub>		0.8867 <sub>s</sub>		0.9484	0.8954	0.3986
0.8777 <sub>s</sub>	1.308 <sub>s</sub>	1.285 <sub>s</sub>	0.8545 <sub>s</sub>		0.9367 <sub>s</sub>	0.9098	0.3939
0.8803	1.308 <sub>s</sub>	1.285 <sub>s</sub>	0.8546	1.0212	0.9384 <sub>s</sub>	0.9278 <sub>s</sub>	0.4031
0.8797	1.309	1.285 <sub>s</sub>	0.8547 <sub>s</sub>		0.9382 <sub>s</sub>	0.9280	0.4031
0.8790 <sub>s</sub>	1.309	1.285 <sub>s</sub>	0.8547 <sub>s</sub>		0.9383	0.9269 <sub>s</sub>	0.4031
0.8790 <sub>s</sub>	1.308 <sub>s</sub>	1.285 <sub>s</sub>	0.8545 <sub>s</sub>	1.0212	0.9381 <sub>s</sub>	0.9288 <sub>s</sub>	0.4032
0.8419 <sub>s</sub>					0.9347 <sub>s</sub>	0.9368	0.4044 <sub>s</sub>
0.8420 <sub>s</sub>		$D_r = D_z$		1.0225	0.9349 <sub>s</sub>	0.9362 <sub>s</sub>	0.4043 <sub>s</sub>
0.8421 <sub>s</sub>					0.9348 <sub>s</sub>	0.9366 <sub>s</sub>	0.4044
0.8422					0.9348	0.9368 <sub>s</sub>	0.4044 <sub>s</sub>
0.8381 <sub>s</sub>							
0.8382 <sub>s</sub>		$D_r = D_z$		1	0.9991 <sub>s</sub>		
0.8383 <sub>s</sub>							
0.8382 <sub>s</sub>							
3.859		$D_r = D_z$		1	0.1862		
0.9081					0.9956 <sub>s</sub>		
0.9154		$D_r = D_z$		1	0.9955		
0.9286 <sub>s</sub>					0.9956		
0.9411					0.9959 <sub>s</sub>		

Fig. 4 Radial flux distribution for  $B_z = 0.0100 \text{ cm}^{-1}$ Fig. 5 Radial flux and adjoint flux distribution for  $B_z = 0.0125 \text{ cm}^{-1}$

Fig. 6 Radial flux and adjoint flux distribution for  $B_z=0.0150 \text{ cm}^{-1}$ Fig. 7 Radial flux distribution for  $B_z=0.0175 \text{ cm}^{-1}$

ている場合もついでに扱ったがこれらの核常数を示すことは省略する。領域9の  $D$  はアルミをボイドのように扱うわけにはゆかないので TABLE 2 のアルミの  $D$  の値を使って近似的に算出している。

TABLE 14 の核常数を使い、PROD-II コードにより IBM-650 で求めた中性子束分布を Fig. 4~7 に、有効増倍率  $k_{\text{eff}}$  の値を TABLE 15 に示す。なお、この際摂動計算などで必要となる共役中性子束分布もついでに求めたので、Fig. 5, 6 には合せて示している。半径方向の共役中性子束分布は次式により求められるわけである。

$$\left. \begin{aligned} -D_{3r}\Delta_r\phi_3^* + (D_3B_z^2 + \Sigma_3)\phi_3^* &= \eta f \Sigma_3 \phi_1^* \\ -D_{2r}\Delta_r\phi_2^* + (D_2B_z^2 + \Sigma_2)\phi_2^* &= (1-p)(\eta f)_r \Sigma_2 \phi_1^* + p \Sigma_2 \phi_3^* \\ -D_{1r}\Delta_r\phi_1^* + (D_1B_z^2 + \Sigma_1)\phi_1^* &= \varepsilon \Sigma_1 \phi_2^* \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

中性子束分布は Fig. 4 から 7 へと  $B_z$  の値が増加するにつれて、VC-1 をとおしての高さ方向への中性子のものが増大するので、VC-1 部分近傍での中性子束の下りがひどくなっている。このため TABLE 15 からもわかるように VC-1 に重水を入れた場合の反応度増加は  $B_z=0.0100 \text{ cm}^{-1}$  では 0.16 % しかないが、 $B_z=0.0175 \text{ cm}^{-1}$  では 0.44% となっている。共役中性子束分布は  $\phi_3^*$ ,  $\phi_2^*$ ,  $\phi_1^*$  いずれも大体同じ値、同じ分布となっているが、VC-1 中および反射体中では  $\phi_3^*$  が一番低く、 $\phi_2^*$ ,  $\phi_1^*$  の順に大きくなっている。これに対し、燃料部分では  $\phi_3^*$  が逆に一番高くなっている。 $\phi_1^*$  と  $\phi_2^*$  は全く同じ値になっている。各図の右端には一応近似的に求めた、炉心内の平均中性子束の値を示しておいた。炉心とは各図に示しているように 1 から 7 までの領域、すなわち半径 113.05 cm 以内の部分をさしている。PROD-II の計算では

$$k_{\text{eff}} = \int dV [\eta f \Sigma_3 \phi_3 + (1-p)(\eta f)_r \Sigma_2 \phi_2] / V \quad (45)$$

で中性子束の値が規格化されている<sup>5)</sup>。ここで  $V$  は燃料の存在する領域、すなわち 3 から 7 までの領域しかさしていないが、この右辺の被積分関数の第 2 項は小さいので、炉心内の平均熱中性子束の値  $\bar{\phi}_3$  が近似的に  $k_{\text{eff}}$  に比例していることがわかる。なお共役中性子束に対しては (45) 式に対応して

$$k_{\text{eff}} = \int dV [\eta f \Sigma_3 + (1-p)(\eta f)_r \Sigma_2] \phi_1^* / V \quad (46)$$

となっている。

TABLE 15 には中性子束の計算から求められた  $k_{\text{eff}}$ 、すなわち (45) 式によるものと、共役中性子束、すなわち (46) 式による  $k_{\text{eff}}$  を書いておいたが、これらはいずれもよく一致しており、計算が一応収束するまでおこなわれたことを示している。領域の 1 と 2 を一緒にした際の (45) 式による  $k_{\text{eff}}$  は、 $B_z=0.0175 \text{ cm}^{-1}$  のときでも 0.9638 と 0.9644<sub>s</sub> より 0.07% 程度しか差がなく、VC-1 の取扱いによる誤差が無視できることを示している。なおついでに、VC-1 の異方性による  $k_{\text{eff}}$  への影響を

TABLE 15 Effective multiplication factor obtained by solving diffusion equation radially

$B_z$ (cm <sup>-1</sup> )	from flux calculation	from adjoint flux calculation	without control rods	Homogenizing total VC-1 region	
				Void	Filling with D <sub>2</sub> O
0.0100	1.0191 <sub>s</sub>	1.0190	1.0439	1.0190	1.0206
0.0125	1.0188	1.0185	1.0198	—	—
0.0150	0.9942	0.9939	—	—	—
0.0175	0.9644 <sub>s</sub>	0.9640 <sub>s</sub>	—	0.9638	0.9680

$B_z = 0.0100 \text{ cm}^{-1}$  の際について調べてみた。領域 1 と 2 を一緒にした領域の  $D_s$  を  $D_r$  と等しくとると  $k_{\text{eff}}$  は 1.0204<sub>s</sub> となり、1.0190 より 0.14% 大きくなる。なお一部炉心内に挿入されている制御棒の効果は、この TABLE 15 からはまだ求められない。すなわち、との結果からはっきりするが、TABLE 15 は  $B_z$  の値を決めて計算しているが、制御棒が炉心上側にのみ挿入されている場合には、全然ない場合と比較し、 $B_z$  が相当減少するので、この効果を考慮してやらなくてはならない。

以上により Fig. 4~7 の中性子束分布と TABLE 14 の核常数の値を使い、各領域の核常数を求めたときと同様の平均操作で、1 から 7 までの領域を 1 つにした炉心全体としての核常数が求められる。そしてこの値と TABLE 15 の  $k_{\text{eff}}$  の値から、臨界方程式 (3) にしたがって、それぞれの場合の形状バックリング  $B_g^2$  が求められる。すなわち、仮定した  $B_z$  の値に対して  $B_r$  の値が決定されるわけである。この結果を TABLE 16 にまとめておく。

TABLE 16  $B_r$  and nuclear constants for core obtained by assuming  $B_z$ 

$B_z$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_1$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_2$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_3$ (cm <sup>-1</sup> )	$D_{1z}$ (cm)	$D_{2z}$ (cm)	$D_{3z}$ (cm)	$D_{1r}$ (cm)	$D_{2r}$ (cm)
0.0100	0.03101	0.01512 <sub>s</sub>	0.004273	1.427 <sub>s</sub>	1.424	0.9929 <sub>s</sub>	1.335	1.312
0.0125	0.03101 <sub>s</sub>	0.01512 <sub>s</sub>	0.004162	1.424	1.419 <sub>s</sub>	0.9877	1.335 <sub>s</sub>	1.312 <sub>s</sub>
0.0150	0.03102 <sub>s</sub>	0.01513 <sub>s</sub>	0.004169 <sub>s</sub>	1.419 <sub>s</sub>	1.408	0.9825	1.335 <sub>s</sub>	1.312 <sub>s</sub>
0.0175	0.03103	0.01514	0.004173	1.416 <sub>s</sub>	1.403 <sub>s</sub>	0.9761 <sub>s</sub>	1.335 <sub>s</sub>	1.312 <sub>s</sub>
without Cd-rods	0.0100	0.03102	0.01513	0.004174 <sub>s</sub>	1.427	1.423	0.9919 <sub>s</sub>	1.335 <sub>s</sub>
	0.0125	0.03101 <sub>s</sub>	0.01512 <sub>s</sub>	0.004157 <sub>s</sub>	1.424	1.419 <sub>s</sub>	0.9873	1.335 <sub>s</sub>
$B_z$ (cm <sup>-1</sup> )	$D_{sr}$ (cm)	$\epsilon$	$p$	$f$	$(\eta f)_t$	$k_{\infty r}$	$k_{\infty t}$	$B_r$ (cm <sup>-1</sup> )
0.0100	0.8719	1.0203 <sub>s</sub>	0.9392 <sub>s</sub>	0.8934	0.3910	0.02423 <sub>s</sub>	1.1261 <sub>s</sub>	0.01658 <sub>s</sub>
0.0125	0.8722	1.0203	0.9409 <sub>s</sub>	0.9125 <sub>s</sub>	0.4008	0.02414 <sub>s</sub>	1.1523	0.01670 <sub>s</sub>
0.0150	0.8724	1.0203	0.9408 <sub>s</sub>	0.9134	0.4012 <sub>s</sub>	0.02421 <sub>s</sub>	1.1533	0.01692
0.0175	0.8723	1.0203	0.9409 <sub>s</sub>	0.9130 <sub>s</sub>	0.4012	0.02419	1.1529	0.01723 <sub>s</sub>
without Cd-rods	0.8720 <sub>s</sub>	1.0203 <sub>s</sub>	0.9407 <sub>s</sub>	0.9143 <sub>s</sub>	0.4014	0.02426 <sub>s</sub>	1.1543	0.01646
	0.8722	1.0203	0.9410 <sub>s</sub>	0.9135	0.4012 <sub>s</sub>	0.02414 <sub>s</sub>	1.1536	0.01671

#### 4.2 高さ方向各領域の核常数

TABLE 11 に示した高さ方向の各領域、すなわち重水レベルが完全に上っている際には合計 19 の領域のそれぞれの核常数を「4.1 半径方向各領域の核常数」の際と同様にして求めてゆく。この際にはすでに半径方向の中性子束分布が Fig. 4~7 のように求められているのでこれを使う。しかし、この分布は高さ方向については平均したものであり、また、半径方向の各領域は均質化しているので、中性子束の微細構造についてはやはり(38)式などを使って考慮しなければならない。また、各領域中でも高さ方向に不均一な領域については、Fig. 1 の際に求められた分布をここでも近似的に使う。

実験孔あるいは制御棒用孔は 4.1 の際と同様に扱うが、重水レベルが燃料棒の途中までしかきていない場合、重水レベル上の燃料棒部分をどう扱うかが問題である。1 つの方法は通常のように、重水レベル上はボイド、すなわち完全吸収体として、近似的にすべての中性子束が、その境界から  $0.71 \times 3D_{3z}$  上でゼロになるとする。しかし、これでは重水レベル上の燃料棒部分の影響を全然考慮して

いないので、もう1つの方法として、重水レベル上にも1つの領域を考え、これによる結果を前の方  
法によるものと比較して、取扱い方法による誤差の程度を評価していくことにする。

まず、各領域の体積組成を TABLE 17 に示す。TABLE 17 は重水レベルが完全に上っている場合のも  
のである。すなわち、この際には1~19の領域があるわけで、この際を以後 Case-I と呼ぶことにす  
る。重水レベルが途中までの場合は 4.1 の  $B_2 = 0.0125, 0.0150, 0.0175 \text{ cm}^{-1}$  にそれぞれ対応し、  
重水レベルが炉心中央面から 93.6, 51.7, 22.3 cm 上の場合を扱った。それぞれ領域 4, 5, 9 の途  
中に重水レベルがきているので体積組成も TABLE 17 とはこの領域のみ異なってくる。これを TABLE 18  
に示した。Case-II~IV はそれぞれ今のべた重水レベルの高い方から順に番号を付けている。なお、  
重水レベル上の燃料棒の影響を見るための付加領域としては、それぞれ 4, 5, 9 の領域の残りの部  
分をとった。すなわち、Case-II を例にとると領域 4 のうち 93.6 cm 以下が炉心領域となっており、  
残りの 93.6~107.5 cm の範囲が付加領域となっているわけである。これら付加領域の体積組成も

TABLE 17 Volume composition of each axial region

Region number	2	3	4	5	6~8, 10~12	9	13	14
Nat-U rod, screw or middle Al cell	0.8544			0.8543 <sub>s</sub>		0.8547	0.8543 <sub>s</sub>	
VC-1 hole				0.00896		0.00896 <sub>s</sub>	0.00891 <sub>s</sub>	
VC-2~4 hole				0.01150 <sub>s</sub>		0.00930 <sub>s</sub>	—	
R, S-hole with Cd-rod	0.01342 <sub>s</sub>		0.00191 <sub>s</sub>					
R, S-hole without Cd-rod	—		0.01052	0.01317 <sub>s</sub>	0.01342 <sub>s</sub>	0.01122 <sub>s</sub>	—	
Heavy-water	0.1055 <sub>s</sub>			0.1101 <sub>s</sub>		0.1079 <sub>s</sub>	0.1106 <sub>s</sub>	0.1162
Aluminum	0.00518	0.000577 <sub>s</sub>	0.00147	0.000800	0.000577 <sub>s</sub>	0.00135	0.00285 <sub>s</sub>	0.01709 <sub>s</sub>
Void	0.00101		0.00110 <sub>s</sub>	0.00103 <sub>s</sub>	0.00101	0.00243	0.00232 <sub>s</sub>	0.00335 <sub>s</sub>
Region number	1	15	16	17	18	19		
Heavy-water	0.8763 <sub>s</sub>	0.9282 <sub>s</sub>	0.0809 <sub>s</sub>	0.9951	0.0519 <sub>s</sub>	0.0476		
Graphite						0.8210		
Aluminum	0.08875 <sub>s</sub>	0.06852	0.9190 <sub>s</sub>	0.00490	0.9480 <sub>s</sub>	0.0286 <sub>s</sub>		
Void	0.00101	0.00323 <sub>s</sub>	—			0.1027		
VC-1 hole	0.00896	—						
VC-2~4 hole	0.01150	—						
R, S-hole with Cd-rod	0.01342	—						

TABLE 18 Volume composition of uppermost and additional regions

Uppermost region				Additional region			
Case	II	III	IV	Case	II	III	IV
Nat-U rod cell		0.8543 <sub>s</sub>		Nat-U rod		0.02151 <sub>s</sub>	
VC-1 hole		0.00896		Aluminum	0.02635 <sub>s</sub>	0.02422	0.02397
VC-2~4 hole		0.01150 <sub>s</sub>		Cd-rod	0.00122 <sub>s</sub>	—	
R, S-hole with Cd-rod	0.00191 <sub>s</sub>	—		Void	0.9509	0.9542 <sub>s</sub>	0.9545
R, S-hole without Cd-rod	0.01150 <sub>s</sub>		0.01342 <sub>s</sub>				
Heavy-water		0.1101 <sub>s</sub>					
Aluminum		0.000577 <sub>s</sub>					
Void	0.00101		0.00290				

一応 TABLE 18 に書いておいた。

TABLE 17 の領域 1 と 2 には, 燃料棒, VC, VR, R および S の周囲にスカートと呼ばれている 3 mm 厚のアルミニウム内管が付いている。したがって, 領域 2 のウラン棒ねじの単位セル核常数は TABLE 9 の値とは異なってくる。この核常数は TABLE 19 に示した。なお, 領域 13 では VR-1~3 のアルミニウムのエンド・キャップ, 領域 14 では VC-1, VR-1~3 の下部内管なども考慮している。領域 15 からの反射体の詳細については省略するが, 領域 18 の重水タンク底は本当は彎曲しているが, 近似的に平坦として扱っている。3 本の重水出口管は下方から領域 13 の下側まできており, 2 本の重水入口管は同じく下から領域 17 まで入っている。さらに, 重水の排水管が 1 本重水タンク底についており, 領域 19 には 2 本のアイソトープ・トレイン (HT-1, 2) が通っている。この HT-1, 2 の中もボイドとして扱っている。

TABLE 19 Dimensions and nuclear constants for unit cell containing uranium screw and aluminum skirt

Medium	Outer radius (cm)	$\bar{\phi}_j$		Material	V $\bar{\phi}_j$ -ratio	
		Resonance	Thermal		V-ratio	Resonance
Natural uranium screw	~0.40	1 at surface	1	Natural uranium	~0.00258	0.00202 <sub>s</sub> 0.00216
Aluminum region	1.45	1.040 <sub>s</sub>	1.085	Aluminum	0.07618 <sub>s</sub>	0.06514 <sub>s</sub> 0.07233 <sub>s</sub>
Heavy-water coolant	1.90	1.084	1.136 <sub>s</sub>	Heavy-water	0.9212 <sub>s</sub>	0.9328 0.9255 <sub>s</sub>
Aluminum cooling channel	2.05	1.090	1.144			
Heavy-water inner moderator	3.50	1.110	1.159			
Aluminum skirt	3.80	1.136	1.173			
Heavy-water moderator	7.875 <sub>s</sub>	1.329	1.208			
Energy-group	D (cm)	$\Sigma$ (cm <sup>-1</sup> )			$\Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_{tr}$ (cm <sup>-1</sup> )
Fast	1.326 <sub>s</sub>	0.02946 <sub>s</sub>	$\epsilon$ 1.0084			
Epithermal	1.325 <sub>s</sub>	0.01510 <sub>s</sub>				
Thermal	0.8936	0.001649 <sub>s</sub>	f 0.4063 $\Sigma_a$ (0.0253 eV) 0.001900 <sub>s</sub> cm <sup>-1</sup>		0.4528 <sub>s</sub>	0.3802 <sub>s</sub>
Resonance	$I_4$ 0.002196 cm <sup>-1</sup>	$\xi \Sigma_a$ 0.1677 <sub>s</sub> cm <sup>-1</sup>	p 0.9870 ( $\eta f$ ) <sub>s</sub> 0.2797 <sub>s</sub>		0.3347	0.2590

以上により求められた高さ方向の各領域の核常数を TABLE 20 に示す。カドミウム棒の入っているのは, 粗調整安全棒が領域 3 まで, 微調整棒が領域 4 までであるが, 領域 5 までの Case-I, II については, カドミウム棒による中性子束分布の乱れをも考慮して, カドミウム棒がない場合の核常数も別個に求めておいた。ただし反射体領域である 1 の領域についてはカドミウム棒がないとして扱ってあとでこの影響を入れていく方法は適当でないので, カドミウム棒が存在する場合しか扱っていない。すなわち, あとで制御棒の影響を算出するときには, 上端の外挿境界を固定してしまっており, この境界外の核的性質の差異は全然有効増倍率に影響しないようになっている。もちろん, 周囲に反射体をもっている原子炉系に対しても制御棒理論ができればそれが適用できるが, 現段階ではそこまでいっていない。上端の付加領域の核常数を求める際には TABLE 18 の体積組成にしたがい, 天然ウラン棒とカドミウム棒に対する核常数が必要である。天然ウラン棒については  $\Sigma_1$ ,  $D_1$  以外は TABLE 2 などすでに示している。 $\Sigma_1$  については, 非弾性散乱の影響は  $\epsilon$  の方に入っているので TABLE 4 の  $\sigma_a$  の値から  $\xi \Sigma_a$  を求め, 単にレサージ幅 4.017<sub>s</sub> で割った 0.000454<sub>s</sub> cm<sup>-1</sup> を使う。 $D_1$  は同様 TABLE 4 より  $1/3 \Sigma_1 = 0.9678<sub>s</sub> \text{ cm}$  となる。カドミウム棒については 4.1 で扱ったように (34)~(36)

TABLE 20 Nuclear constants for

Region number	Case	$\Sigma_1$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_2$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_3$ (cm <sup>-1</sup> )	$D_{1z}$ (cm)	$D_{2z}$ (cm)
1	I	0.02999	0.01451 <sub>s</sub>	0.002335	1.553 <sub>s</sub>	1.545
2	I {with Cd without Cd}	0.02875 <sub>s</sub>	0.01458	0.002712 <sub>s</sub>	1.459 <sub>s</sub>	1.476 <sub>s</sub>
3	I {with Cd without Cd}	0.03113	0.01514 <sub>s</sub>	0.005544	1.414 <sub>s</sub>	1.412 <sub>s</sub>
			0.01515	0.004334 <sub>s</sub>	1.423 <sub>s</sub>	1.421 <sub>s</sub>
4	I {with Cd without dC Additional II {Normal {with without}}	0.03113	0.01515	0.004522 <sub>s</sub>	1.422 <sub>s</sub>	1.420 <sub>s</sub>
		0.03113 <sub>s</sub>	0.01515 <sub>s</sub>	0.004342	1.422 <sub>s</sub>	
		0.0000609	0.00001781 <sub>s</sub>	0.005718	60.2	55.4 <sub>s</sub>
		0.03113	0.01515	0.004524 <sub>s</sub>	1.419 <sub>s</sub>	1.417
				0.004334 <sub>s</sub>	1.421	1.418 <sub>s</sub>
5	I {with Cd without Cd II {with Cd without Cd III {Additional Normal}}	0.03112 <sub>s</sub>	0.01514 <sub>s</sub>	0.004333 <sub>s</sub>	1.424 <sub>s</sub>	1.422 <sub>s</sub>
		0.03112 <sub>s</sub>	0.01515 <sub>s</sub>	0.004337 <sub>s</sub>	1.423 <sub>s</sub>	1.421 <sub>s</sub>
		0.03113 <sub>s</sub>	0.01514 <sub>s</sub>	0.004335	1.423 <sub>s</sub>	1.421 <sub>s</sub>
		0.0000562	0.00001699 <sub>s</sub>	0.005539	56.4 <sub>s</sub>	52.5
		0.03114 <sub>s</sub>	0.01515	0.004332 <sub>s</sub>	1.416 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>
6, 8	I	0.02981	0.01514 <sub>s</sub>	0.001131 <sub>s</sub>	1.436	1.439
10, 12	II	0.02982	0.01514 <sub>s</sub>	0.001130	1.433	1.436 <sub>s</sub>
	III	0.02983	0.01514 <sub>s</sub>	0.001129 <sub>s</sub>	1.428 <sub>s</sub>	1.433
7, 11	I	0.02981 <sub>s</sub>	0.01514	0.0006182 <sub>s</sub>	1.437 <sub>s</sub>	1.441 <sub>s</sub>
	II	0.02982 <sub>s</sub>	0.01514	0.0006177 <sub>s</sub>	1.434 <sub>s</sub>	1.439
	III	0.02983	0.01514	0.0006174 <sub>s</sub>	1.430 <sub>s</sub>	1.435
9	I	0.03105 <sub>s</sub>	0.01511	0.004329	1.427 <sub>s</sub>	1.425 <sub>s</sub>
	II	0.03106	0.01511	0.004328 <sub>s</sub>	1.424	1.422 <sub>s</sub>
	III	0.03106 <sub>s</sub>	0.01510 <sub>s</sub>	0.004327 <sub>s</sub>	1.420	1.419 <sub>s</sub>
	IV {Additional Normal}	0.0000560	0.00001692	0.005365	56.1	52.6
		0.03106 <sub>s</sub>	0.01511 <sub>s</sub>	0.004330 <sub>s</sub>	1.420 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>
10, 12	IV	0.02981 <sub>s</sub>	0.01515	0.001129 <sub>s</sub>	1.428	1.428
11	IV	0.02982 <sub>s</sub>	0.01514 <sub>s</sub>	0.0006169 <sub>s</sub>	1.429 <sub>s</sub>	1.430 <sub>s</sub>
13	I	0.03117	0.01516 <sub>s</sub>	0.004332 <sub>s</sub>	1.417 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>
	II	0.03115 <sub>s</sub>	0.01515 <sub>s</sub>	0.004331 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>	1.414
	III	0.03111 <sub>s</sub>	0.01513	0.004329 <sub>s</sub>	1.416 <sub>s</sub>	1.415
	IV	0.03112 <sub>s</sub>	0.01514 <sub>s</sub>	0.004333 <sub>s</sub>	1.413	1.408
14	I	0.03014 <sub>s</sub>	0.01529	0.001280	1.360 <sub>s</sub>	1.362
	II	0.03014 <sub>s</sub>	0.01529 <sub>s</sub>	0.001280	1.358	1.359 <sub>s</sub>
	III	0.03015	0.01529 <sub>s</sub>	0.001279	1.356 <sub>s</sub>	1.357
	IV	0.03015 <sub>s</sub>	0.01530 <sub>s</sub>	0.001277 <sub>s</sub>	1.355 <sub>s</sub>	1.354
15	I	0.03122 <sub>s</sub>	0.01511 <sub>s</sub>	0.0009881		
	II	0.03122 <sub>s</sub>	0.01511 <sub>s</sub>	0.0009942 <sub>s</sub>	1.368	1.336
	III	0.03123 <sub>s</sub>	0.01511 <sub>s</sub>	0.0009973		
	IV	0.03121 <sub>s</sub>	0.01512 <sub>s</sub>	0.0009944		
16	I~IV	0.004500	0.001645	0.01154	3.765 <sub>s</sub>	3.763 <sub>s</sub>
17	I~IV	0.03340	0.01628	0.0001384 <sub>s</sub>	1.276 <sub>s</sub>	1.246
18	I~IV	0.003583 <sub>s</sub>	0.001180 <sub>s</sub>	0.01190 <sub>s</sub>	3.844 <sub>s</sub>	3.843
19	I~IV	0.008581 <sub>s</sub>	0.004594 <sub>s</sub>	0.0004227 <sub>s</sub>	1.747 <sub>s</sub>	1.0098 <sub>s</sub>

each axial region

$D_{sz}$ (cm)	$D_{tr}$ (cm)	$D_{zx}$ (cm)	$D_{sr}$ (cm)	$\epsilon$	$p$	$f$	$(\eta f)_r$
1.075 <sub>s</sub>	1.449	1.415	0.9430	1	0.9730	—	—
1.030	1.375 <sub>s</sub>	1.369 <sub>s</sub>	0.9229	1.0073 <sub>s</sub>	0.9674	0.2103	0.0963
1.043	—	—	0.9225	—	0.9878	0.3616	0.2605 <sub>s</sub>
0.9787 <sub>s</sub>	1.328 <sub>s</sub>	1.304 <sub>s</sub>	0.8669 <sub>s</sub>	1.0204 <sub>s</sub>	0.9193	0.7283	0.3059
0.9920	—	—	0.8669	—	0.9380 <sub>s</sub>	0.9223 <sub>s</sub>	0.4025 <sub>s</sub>
0.9923 <sub>s</sub>	1.328 <sub>s</sub>	1.304 <sub>s</sub>	0.8669 <sub>s</sub>	1.0204 <sub>s</sub>	0.9352	0.8845	0.3842
0.9909	—	—	—	—	0.9380 <sub>s</sub>	0.9210	0.4024
52.3 <sub>s</sub>	$D_t = D_z$			1.0000 <sub>s</sub>	0	0.8859	0.3853
0.9940	—	—	—	—	0.9352 <sub>s</sub>	0.8847 <sub>s</sub>	0.3839
0.9960 <sub>s</sub>	1.329	1.304 <sub>s</sub>	0.8669 <sub>s</sub>	1.0204	0.9381 <sub>s</sub>	0.9223 <sub>s</sub>	0.4026
0.9957	—	—	—	—	—	0.9215 <sub>s</sub>	—
0.9916 <sub>s</sub>	1.328 <sub>s</sub>	1.304 <sub>s</sub>	0.8669 <sub>s</sub>	1.0204 <sub>s</sub>	0.9380 <sub>s</sub>	0.9218 <sub>s</sub>	0.4025
0.9924	—	—	—	—	—	0.9219 <sub>s</sub>	—
0.9918 <sub>s</sub>	1.329	1.304 <sub>s</sub>	0.8670	1.0204	0.9381 <sub>s</sub>	0.9219 <sub>s</sub>	0.4025 <sub>s</sub>
54.5	$D_t = D_z$			1.0000 <sub>s</sub>	0	0.9434	0.4059
0.9847	1.329	1.304 <sub>s</sub>	0.8669 <sub>s</sub>	1.0204 <sub>s</sub>	0.9381 <sub>s</sub>	0.9223 <sub>s</sub>	0.4026
1.0101 <sub>s</sub>	1.342	1.325	0.8980	1.0073	0.9893 <sub>s</sub>	0.4970 <sub>s</sub>	0.3134
1.0147 <sub>s</sub>	1.342	1.325	0.8879 <sub>s</sub>	1.0073	0.9893 <sub>s</sub>	0.4967	0.3133
1.0032 <sub>s</sub>	1.342	1.325	0.8879 <sub>s</sub>	1.0073 <sub>s</sub>	0.9893 <sub>s</sub>	0.4968	0.3133 <sub>s</sub>
1.0128 <sub>s</sub>	1.343 <sub>s</sub>	1.327 <sub>s</sub>	0.8909 <sub>s</sub>	1	0.9970 <sub>s</sub>	—	—
1.0174 <sub>s</sub>	1.343 <sub>s</sub>	1.327 <sub>s</sub>	0.8908 <sub>s</sub>	1	0.9970 <sub>s</sub>	—	—
1.0059 <sub>s</sub>	1.343 <sub>s</sub>	1.327 <sub>s</sub>	0.8908 <sub>s</sub>	1	0.9970 <sub>s</sub>	—	—
0.9970	1.332	1.307 <sub>s</sub>	0.8689	1.0205	0.9380	0.9198	0.4023
1.0001 <sub>s</sub>	1.332	1.307 <sub>s</sub>	0.8689	1.0205	0.9380 <sub>s</sub>	0.9197 <sub>s</sub>	0.4022 <sub>s</sub>
0.9886	1.332	1.307 <sub>s</sub>	0.8689	1.0205	0.9380 <sub>s</sub>	0.9197 <sub>s</sub>	0.4022 <sub>s</sub>
54.5	$D_t = D_z$			1.0000 <sub>s</sub>	0	0.9443 <sub>s</sub>	0.4059 <sub>s</sub>
0.9839 <sub>s</sub>	1.333	1.308 <sub>s</sub>	0.8695 <sub>s</sub>	1.0204 <sub>s</sub>	0.9380 <sub>s</sub>	0.9202 <sub>s</sub>	0.4023
0.9980	1.342	1.325	0.8880	1.0073	0.9893 <sub>s</sub>	0.4974 <sub>s</sub>	0.3135 <sub>s</sub>
1.0007	1.343 <sub>s</sub>	1.327 <sub>s</sub>	0.8909	1	0.9970 <sub>s</sub>	—	—
0.9863	—	—	—	—	0.9381 <sub>s</sub>	0.9197	0.4022 <sub>s</sub>
0.9917 <sub>s</sub>	1.327 <sub>s</sub>	1.303 <sub>s</sub>	0.8662	1.0204	0.9382	0.9188	0.4021
0.9843	—	—	—	—	0.9382 <sub>s</sub>	0.9178 <sub>s</sub>	0.4019 <sub>s</sub>
0.9769 <sub>s</sub>	—	—	—	—	0.9381 <sub>s</sub>	0.9187 <sub>s</sub>	0.4020
0.9346 <sub>s</sub>	—	—	—	—	—	0.4384 <sub>s</sub>	0.2926 <sub>s</sub>
0.9388	1.333 <sub>s</sub>	1.316 <sub>s</sub>	0.8821 <sub>s</sub>	1.0072 <sub>s</sub>	0.9887	0.4384 <sub>s</sub>	0.2927
0.9283	—	—	—	—	—	0.4383	0.2926 <sub>s</sub>
0.9249	—	—	—	—	—	0.4396	0.2930 <sub>s</sub>
0.8903	$D_t = D_z$			1	0.9950 <sub>s</sub>	—	—
3.612 <sub>s</sub>	$D_t = D_z$			1	0.6242 <sub>s</sub>	—	—
0.8304 <sub>s</sub>	$D_t = D_z$			1	0.9993 <sub>s</sub>	—	—
3.700 <sub>s</sub>	$D_t = D_z$			1	0.5235	—	—
0.9643	$D_t = D_z$			1	0.9943 <sub>s</sub>	—	—

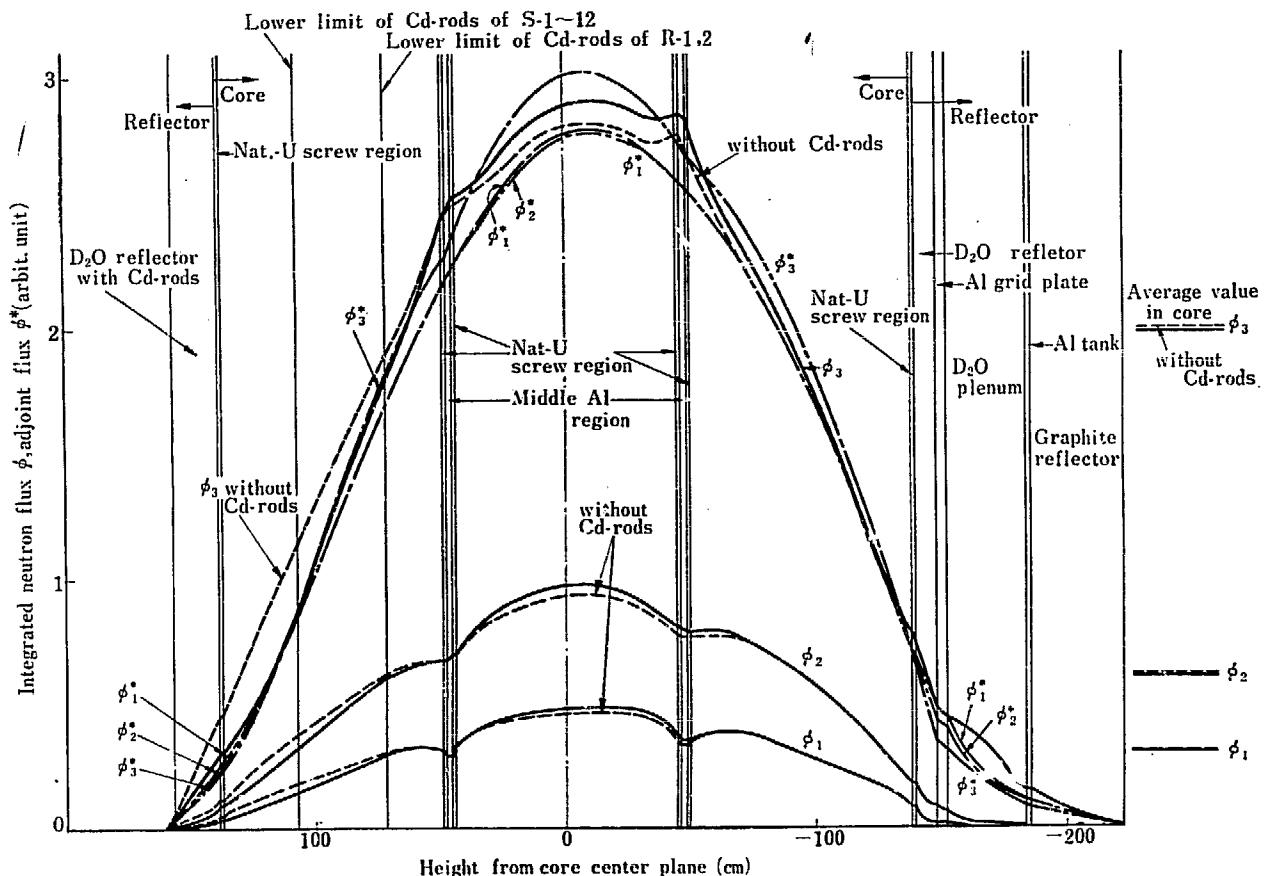


Fig. 8 Axial flux and adjoint flux distribution for Case-I

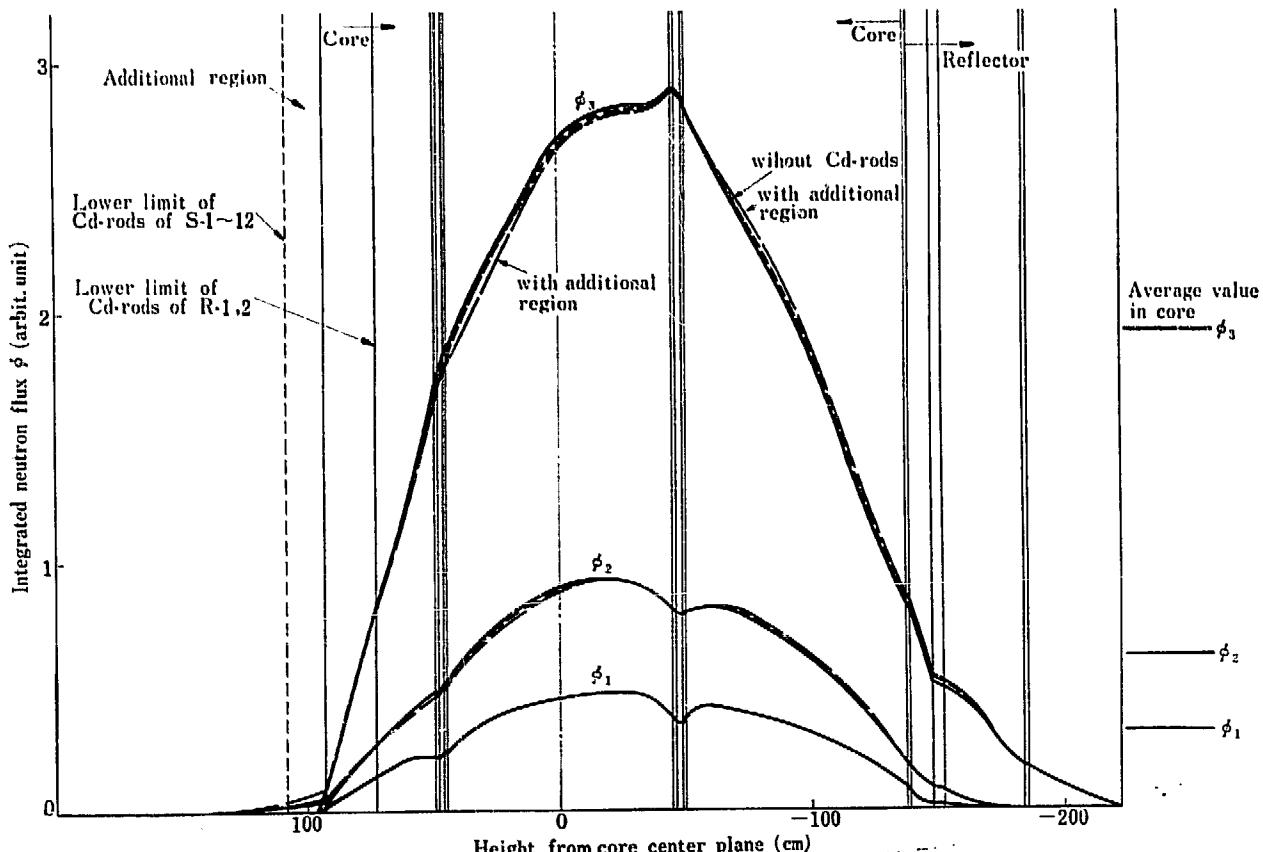


Fig. 9 Axial flux distribution for Case-II

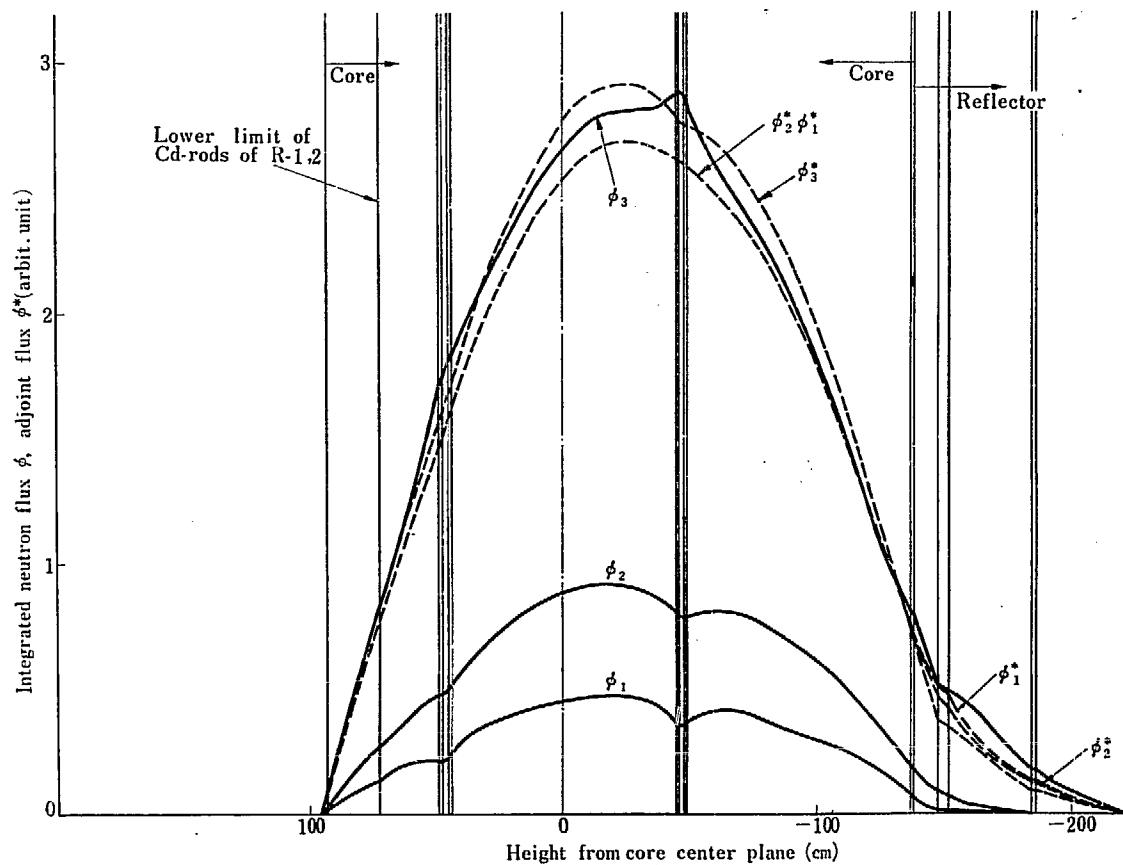


Fig. 10 Axial flux and adjoint flux distribution for Case-II

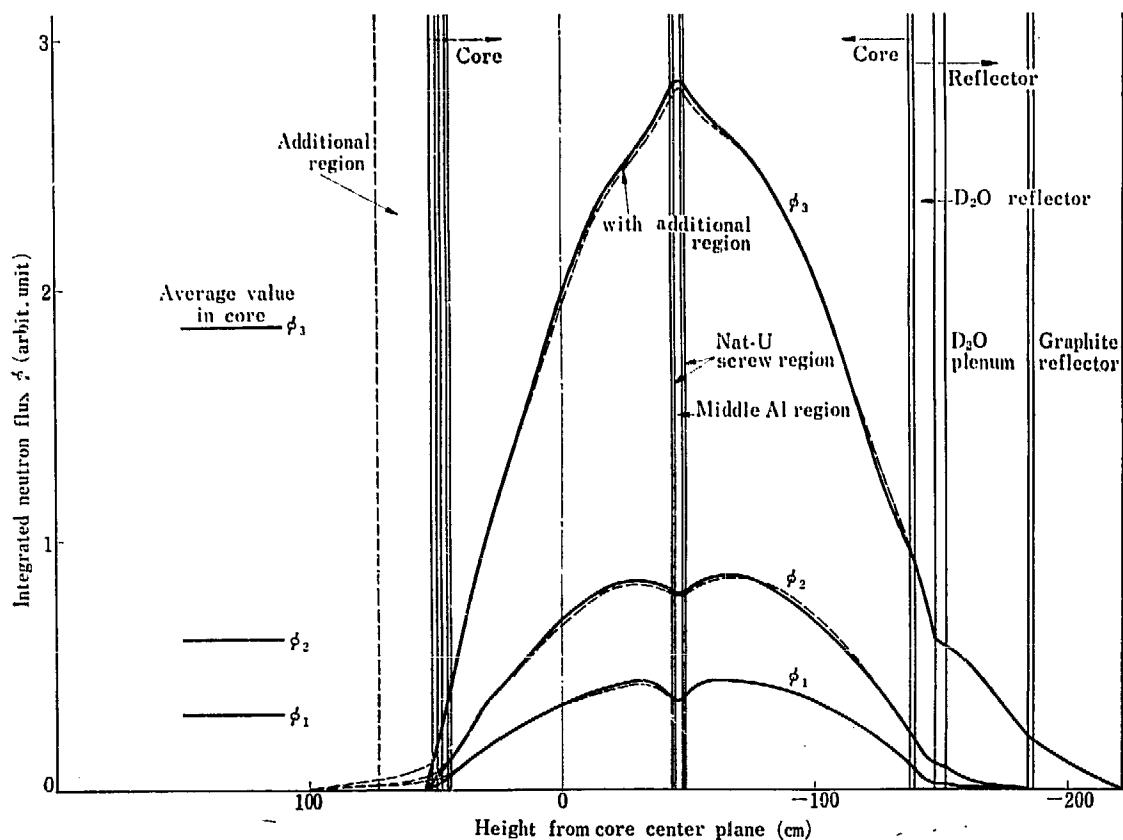


Fig. 11 Axial flux distribution for Case-III

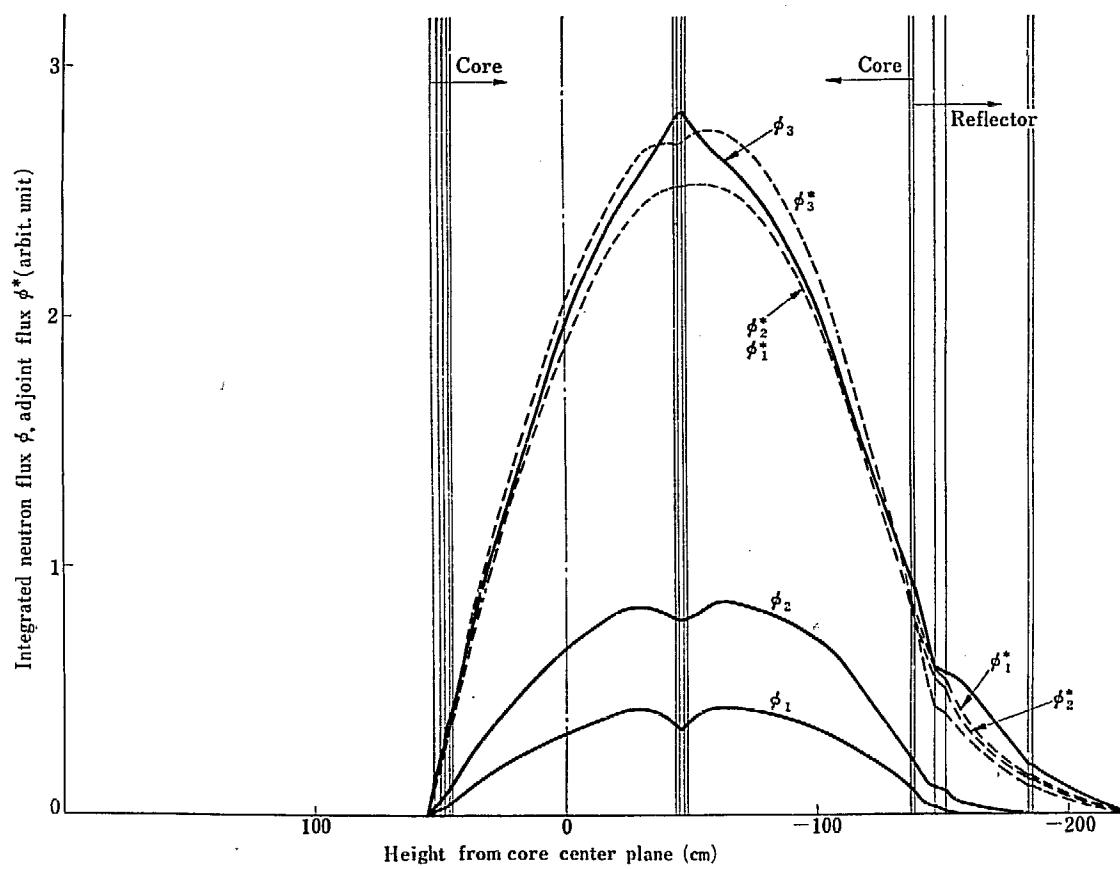


Fig. 12 Axial flux and adjoint flux distribution for Case-III

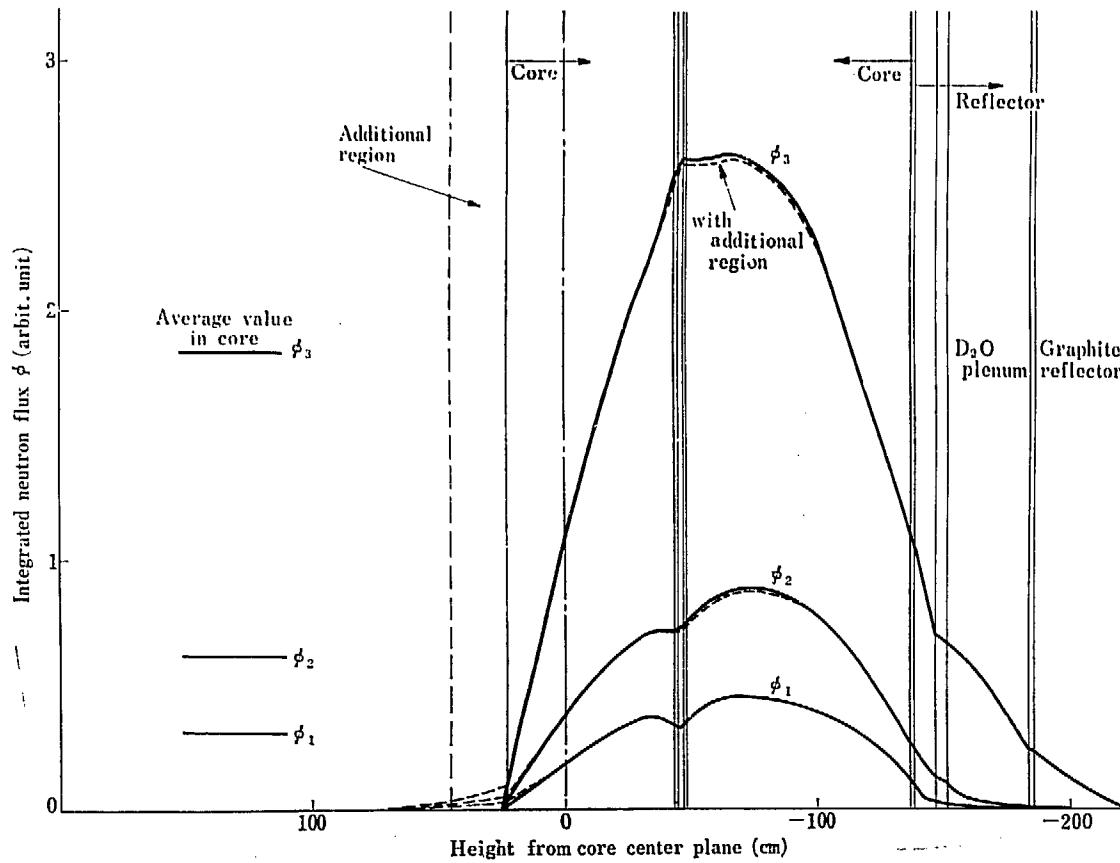


Fig. 13 Axial flux distribution for Case-IV

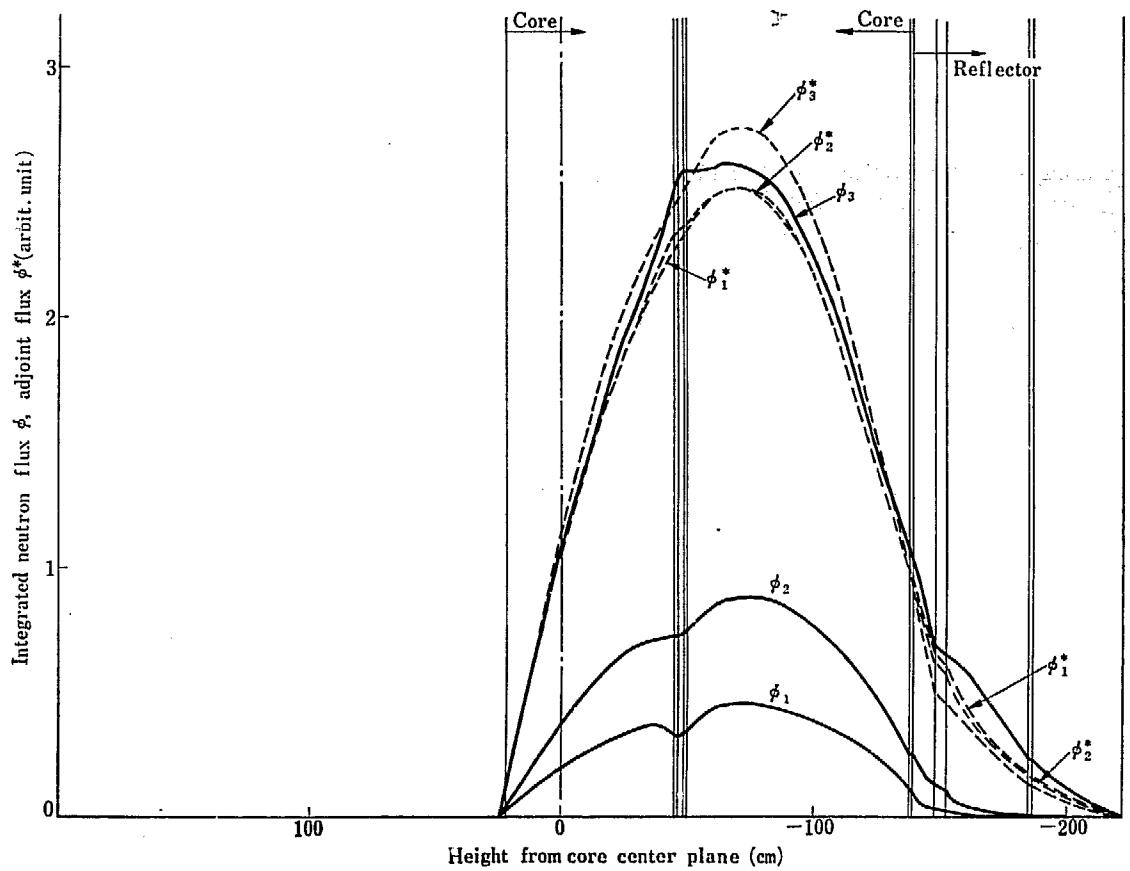


Fig. 14 Axial flux and adjoint flux distribution for Case-IV

式による値を使った。なお、領域 16 以下の反射体領域については、簡単のため半径方向の中性子束分布は平坦として扱っている。

TABLE 20 の核常数を使い、PROD-II コードにより求められた高さ方向の中性子束分布、共役中性子束分布を Fig. 8~14 に、有効増倍率  $k_{eff}$  の値を TABLE 21 に示した。Fig. 8~14 から中性子束分布の一般的な傾向として、 $\phi_1, \phi_2$  はウラン棒連結部で下っており、 $\phi_3$  はこの連結部がない場合より 6~8% 上っていることがわかる。もちろん、この上昇率は半径方向に平均した際の値なので実際の連結部内ではこれ以上になるわけである。TABLE 6 と 9 を比較し、重水減速材中の平均熱中性子束の値を等しいとすると、中間アルミ部中の平均熱中性子束の値はウラン棒中の 1.6 倍になる。実際にはこれほどは上らないが、数割の上昇は考えられる。共役中性子束の方は、この連結部でわずかに下る傾向がみられ、Fig. 4~7 のときと同様、反射体中では  $\phi_3^*$  より  $\phi_2^*$ ,  $\phi_2^*$  より  $\phi_1^*$  がいくらか大きくなっている。炉心内では  $\phi_3^*$  の方が逆に大きくなっているが、これらの分布はよく類似している。なお Fig. 8, 9, 11, 13 にはそれぞれの Case の炉心内の平均中性子束の値を書いておいた。

実際の計算は  $B_r$  の値として  $0.0165, 0.0170, 0.0175 \text{ cm}^{-1}$  の 3 点についておこなったが中性子束分布にはこの差はほとんど出ていない。Fig. 9, 11, 13 が  $B_r = 0.0165 \text{ cm}^{-1}$  の場合で、Fig. 10, 12, 14 が  $B_r = 0.0170 \text{ cm}^{-1}$  の場合である。なお、上端に 1 領域を附加した場合の中性子束分布も Fig. 9, 11, 13 に併記したが、炉心内の分布はこの付加領域によりほとんど影響を受けていない。

TABLE 21 の  $k_{eff}$  の値は (45), あるいは (46) 式で算出されているわけであるが、PROD-II では

分子の積分は燃料領域についてはそれの外挿距離も含めてなされている。すなわち、Case-II~IV では燃料領域が直接その上端で原子炉の外境界を作っている。したがって、中性子束分布は、その上端領域の  $D_{3z}$  の値を使って近似的に  $0.71 \times 3D_{3z}$  で求めた外挿境界でゼロになるように求めるわけだが、 $k_{\text{eff}}$  を求める (45), (46) 式の積分は実際の燃料領域にとどめるべきである。ここでは分母の  $V$  としては実際の燃料領域をとったので TABLE 21 の  $k_{\text{eff}}$  の値はわずかだけ過大評価されているわけである。上端に付加領域を付けた場合、分母の  $V$  としてこの付加領域の体積も加えると、その領域内の中性子束の値は炉心内より相当下っているので  $k_{\text{eff}}$  を相当過小評価するおそれがある。したがって、この際も付加領域のない場合の実際の燃料領域のみの  $V$  をとっている。このため、 $k_{\text{eff}}$  の値は当然付加領域がない場合より大きくなるが、TABLE 21 からわかるように 0.1% 程度以下で問題にならない。すなわち、重水レベルより上の燃料の影響は、中性子束分布にも  $k_{\text{eff}}$  の値にも無視できる程度しかないので、通常のように重水レベル上は完全吸収体として扱ってさしつかえないということになる。なお、TABLE 15 の際と同様、(45) 式による  $k_{\text{eff}}$  の値と (46) 式によるものとはよく一致しており、計算が収束していることは保証されている。

TABLE 21 Effective multiplication factor obtained by solving diffusion equation axially

Case	$B_r$ (cm $^{-1}$ )	from flux calculation	from adjoint flux calculation	without control rods	with additional region
I	0.0165	1.0352	1.0354	1.0427	—
	0.0170	1.0297 <sub>s</sub>	—	—	—
	0.0175	1.0242	1.0244	1.0316	—
II	0.0165	1.0218 <sub>s</sub>	—	1.0222	1.0224
	0.0170	1.0164 <sub>s</sub>	1.0166 <sub>s</sub>	—	—
	0.0175	1.0111	—	1.0113	—
III	0.0165	0.9995	—	—	1.0000
	0.0170	0.9943	0.9944	—	—
	0.0175	0.9889	—	—	—
IV	0.0165	0.9745 <sub>s</sub>	—	—	0.9755 <sub>s</sub>
	0.0170	0.9695	0.9695 <sub>s</sub>	—	—
	0.0175	0.9644	—	—	—

以上により TABLE 16 の際と同様、Fig. 8, 9, 11, 13 の中性子束分布、TABLE 20 の核常数から、それら各図に示した全体としての炉心の核常数を求めたのが TABLE 22 である。また、TABLE 22 には、この核常数と TABLE 21 の  $k_{\text{eff}}$  の値から求められた  $B_s$  の値も併記しておいた。本当は仮定した  $B_r$  の 3 つの値に対応して  $B_s$  もわずかながら変動しているが、その差は一応無視できるので、各場合につ

TABLE 22  $B_s$  and nuclear constants forcore in case of  $B_r=0.0165 \sim 0.0175 \text{ cm}^{-1}$ 

Case	$\Sigma_1$ (cm $^{-1}$ )	$\Sigma_2$ (cm $^{-1}$ )	$\Sigma_3$ (cm $^{-1}$ )	$D_{1z}$ (cm)	$D_{3z}$ (cm)	$D_{4z}$ (cm)	$D_{1r}$ (cm)	$D_{3r}$ (cm)
I	0.03105 <sub>s</sub>	0.01513 <sub>s</sub>	0.004214 <sub>s</sub>	1.423 <sub>s</sub>	1.422	0.9935	1.330 <sub>s</sub>	1.306 <sub>s</sub>
II	0.03105	0.01513	0.004148 <sub>s</sub>	1.421	1.420	0.9970 <sub>s</sub>	1.330 <sub>s</sub>	1.306 <sub>s</sub>
III	0.03104 <sub>s</sub>	0.01512	0.004166	1.418 <sub>s</sub>	1.417 <sub>s</sub>	0.9869 <sub>s</sub>	1.330 <sub>s</sub>	1.306 <sub>s</sub>
IV	0.03105 <sub>s</sub>	0.01513 <sub>s</sub>	0.004167 <sub>s</sub>	1.415 <sub>s</sub>	1.411	0.9800	1.330	1.306
without Cd-rods I	0.03105 <sub>s</sub>	0.01513 <sub>s</sub>	0.004162 <sub>s</sub>	1.424	1.422 <sub>s</sub>	0.9933 <sub>s</sub>	1.330 <sub>s</sub>	1.306 <sub>s</sub>
Cd-rods II	0.03105	0.01513	0.004144 <sub>s</sub>	1.421	1.420	0.9970 <sub>s</sub>	1.330 <sub>s</sub>	1.306 <sub>s</sub>

き1つの値だけを記した。

## 5 有効増倍率

TABLE 16 では  $B_z$  の値を仮定したときの  $B_r$  の値が求められており、TABLE 22 では各 Case につき仮定した  $B_r$  の値が  $0.0165 \sim 0.0175 \text{ cm}^{-1}$  の間の際の  $B_z$  の値が求められている。この両者を合せてグラフにしたのが Fig. 15 である。この交点がそれぞれ Case-I~IV の真の  $B_r$ ,  $B_z$  の値を与えるわけである。このようにして求められた  $B_z$ ,  $B_r$  の値と、TABLE 22 の核常数を使い、(3) 式によりそれぞれの場合の  $k_{\text{eff}}$  が求められる。TABLE 16 の  $B_z$  の値は大体 Case-I~IV にそれぞれ対応しているので、この  $B_z$  の値が Fig. 15 で求められた  $B_z$  と大体一致しているときには TABLE 22 の代り

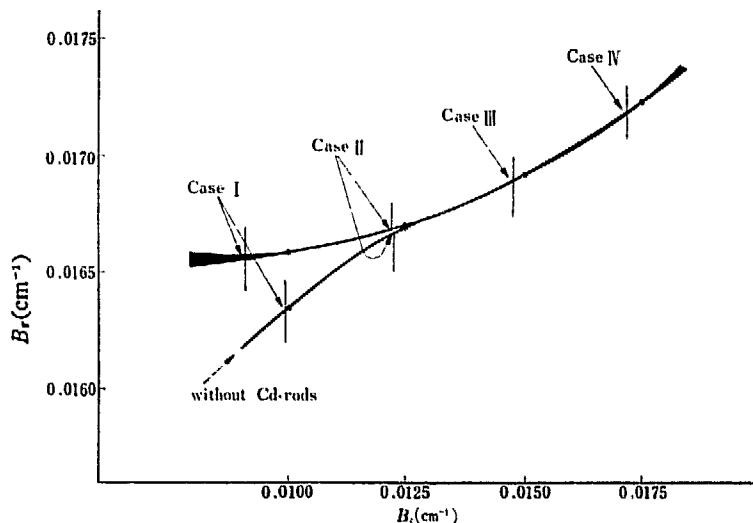


Fig. 15 Determination of geometric buckling

$D_{sr}$ (cm)	$\epsilon$	$p$	$f$	$(\eta f)_r$	$k_{\infty r}$	$k_{\infty}^{\text{th}}$	$B_z$ (cm $^{-1}$ )
0.8687 <sub>s</sub>	1.0198	0.9395	0.9020	0.3942 <sub>s</sub>	0.02432 <sub>s</sub>	1.1367	0.00911
0.8688	1.0198	0.9405 <sub>s</sub>	0.9118 <sub>s</sub>	0.4010	0.02431	1.1503 <sub>s</sub>	0.01221
0.8685	1.0199	0.9403	0.9127 <sub>s</sub>	0.4013 <sub>s</sub>	0.02443 <sub>s</sub>	1.1513 <sub>s</sub>	0.01478
0.8684	1.0198 <sub>s</sub>	0.9402 <sub>s</sub>	0.9131 <sub>s</sub>	0.4014	0.02444 <sub>s</sub>	1.1517 <sub>s</sub>	0.01719
0.8687	1.0198	0.9404	0.9138 <sub>s</sub>	0.4015 <sub>s</sub>	0.02441 <sub>s</sub>	1.1527	0.00994
0.8688	1.0198	0.9405 <sub>s</sub>	0.9127 <sub>s</sub>	0.4010	0.02431	1.1515	0.01228

TABLE 23 Effective multiplication

Case	Geometric buckling			Extrapolated dimension		Reflector savings		Infinite multiplication factor		
	$B_r$ (cm <sup>-1</sup> )	$B_z$ (cm <sup>-1</sup> )	$B_{z^2}$ (m <sup>-2</sup> )	Radius (cm)	Height (cm)	Radial (cm)	Axial (cm)	$k_{\infty}^r$	$k_{\infty}^{th}$	$\tau_{1r}$
I	0.01658	0.00911	3.579	145.0 <sub>s</sub>	344.8 <sub>s</sub>	32.00 <sub>s</sub>	67.35 <sub>s</sub>	0.02432 <sub>s</sub>	1.1367 <sub>s</sub>	42.84 <sub>s</sub>
II	0.01669	0.01221	4.276 <sub>s</sub>	144.1	257.3	31.05	24.94 <sub>s</sub>	0.02431 <sub>s</sub>	1.1503 <sub>s</sub>	42.85 <sub>s</sub>
III	0.01689 <sub>s</sub>	0.01477 <sub>s</sub>	5.037 <sub>s</sub>	142.3 <sub>s</sub>	212.6 <sub>s</sub>	29.30	22.18	0.02443 <sub>s</sub>	1.1513 <sub>s</sub>	42.84 <sub>s</sub>
IV	0.01718	0.01718	5.903	140.0	182.8 <sub>s</sub>	26.94	21.81 <sub>s</sub>	0.02444 <sub>s</sub>	1.1517 <sub>s</sub>	42.82 <sub>s</sub>
without Cd-rods	0.01646	0.00993 <sub>s</sub>	3.696 <sub>s</sub>	146.1	316.2	33.06	38.71 <sub>s</sub>	0.02441 <sub>s</sub>	1.1527 <sub>s</sub>	42.84 <sub>s</sub>
Cd-rods II	0.01668	0.01228	4.290	144.2	255.8 <sub>s</sub>	31.13 <sub>s</sub>	23.48	0.02431 <sub>s</sub>	1.1515 <sub>s</sub>	42.85 <sub>s</sub>

に TABLE 16 の核常数を使ってもよいわけである。TABLE 22 の核常数は  $B_r$  が  $0.0165 \sim 0.0175 \text{ cm}^{-1}$  ならば、 $B_r$  の値にほとんど依存しないことは Fig. 8~14 を求めた際確認しているので、TABLE 22 の核常数を実際の炉心核常数として採用したわけである。実際に  $k_{\infty}$  の値を TABLE 16 と 22 について比較してみると、仮定の  $B_z$  と Fig. 15 で求められた  $B_z$  の値が相当異なっている、制御棒の入っている Case-I を除き、すべて 0.2% 以下の差で一致している。以上のようにして求められた 4 つの重水レベルに対する  $k_{\infty}$  の値を TABLE 23 にまとめた。無限倍率、移動面積は TABLE 22 のものであるが、制御棒のない場合の Case-I~IV のこれらの値をみると  $k_{\infty}$  は 0.1% の差以内で一致しており、移動面積にもほとんど差がない。各場合の炉心の体積組成、それに熱中性子束分布を考慮して求めた  $V\bar{\phi}_3$  の比、さらに熱外中性子束分布を考慮した  $V\bar{\phi}_2$  の比を TABLE 24 にまとめておいた。これを見ると、体積比では Case ごとに割合差があるが、中性子束の重みをかけた  $V\bar{\phi}_3$ ,  $V\bar{\phi}_2$  の比にはあまり差がなくなっている。このような事情で制御棒の入っていない各場合の核常数にはほとんど差が出てこなかったわけである。制御棒が一部挿入されている実際の Case-I, II については、Case-I では制御棒により  $k_{\infty}$  は 1.36% 減少しており、Case-II では 0.10% 減少している。移動面積の方は、 $L^2$  には差がみられないが、 $L^2$  はわずかばかり短くなっている。

一方形状パックリングの方は TABLE 23 に示した制御棒のない場合の反射体節約の値をみるとわかるように、半径方向の節約は炉心高さが低いほど、すなわち Case-I から IV へ移るにつれて少なくなっている。また  $B_z$  の差が  $B_r$  に相当影響していることが分る。すなわち Fig. 4~7 の比較の際に述べた

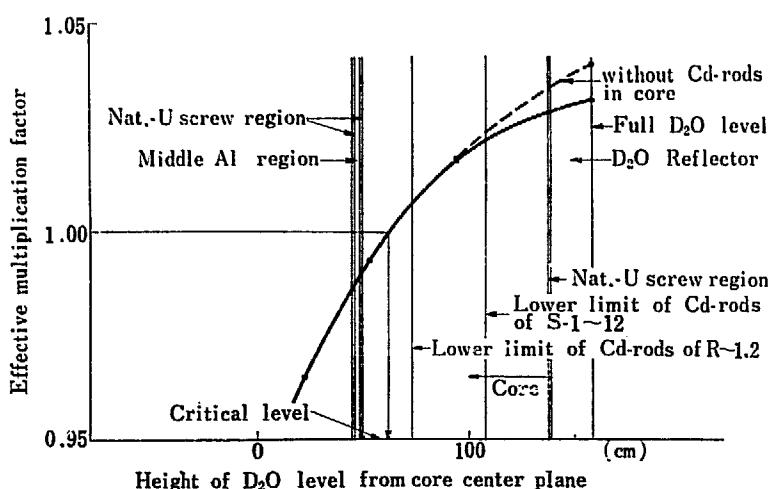


Fig. 16 Calculated result of effective multiplication factor vs. heavy-water level

factor in 4 cases

$\tau_{2r}$	$L_r^2$	Migration area ( $\text{cm}^2$ )			Nonleakage probability			Effective multiplication factor		
		$\tau_{1z}$	$\tau_{2z}$	$L_z^2$	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$k_r$	$k_{th}$	$k_{eff}$
86.32	206.1 <sub>s</sub>	45.85	93.95	235.7 <sub>s</sub>	0.9846 <sub>s</sub>	0.9694 <sub>s</sub>	0.9291 <sub>s</sub>	0.02321 <sub>s</sub>	1.0082	1.0314 <sub>s</sub>
86.36	209.4 <sub>s</sub>	45.76	93.84	240.3 <sub>s</sub>	0.9816	0.9633 <sub>s</sub>	0.9139 <sub>s</sub>	0.02299 <sub>s</sub>	0.9941 <sub>s</sub>	1.0171 <sub>s</sub>
86.36	208.4 <sub>s</sub>	45.68 <sub>s</sub>	93.75	236.9	0.9782 <sub>s</sub>	0.9568 <sub>s</sub>	0.8999 <sub>s</sub>	0.02287 <sub>s</sub>	0.9698 <sub>s</sub>	0.9927 <sub>s</sub>
86.27 <sub>s</sub>	208.3 <sub>s</sub>	45.58 <sub>s</sub>	93.22	235.1 <sub>s</sub>	0.9745 <sub>s</sub>	0.9497 <sub>s</sub>	0.8842 <sub>s</sub>	0.02262 <sub>s</sub>	0.9426 <sub>s</sub>	0.9652 <sub>s</sub>
86.31	203.7	45.85	93.95 <sub>s</sub>	238.6 <sub>s</sub>	0.9841 <sub>s</sub>	0.9683 <sub>s</sub>	0.9258 <sub>s</sub>	0.02326 <sub>s</sub>	1.0171	1.0404
86.36	209.6 <sub>s</sub>	45.76	93.84	240.6	0.9815 <sub>s</sub>	0.9632 <sub>s</sub>	0.9135 <sub>s</sub>	0.02298 <sub>s</sub>	0.9945 <sub>s</sub>	1.0175 <sub>s</sub>

ように、 $B_z$  が大きくなり VC-1 をとおしての中性子のものが増大するにつれ、半径方向の中性子束の弯曲がひどくなり、ものが増大するわけである。TABLE 23 の高さ方向の反射体節約の値には、上部反射体によるものと下部反射体によるものが一緒になっている。上面に反射体のない Case-II~IV で

TABLE 24 Volume composition and flux weight in core of 4 cases

			Case-I		Case-II		Case-III	Case-IV
			with Cd-rods	without Cd-rods	with Cd-rods	without Cd-rods		
V-ratio	Nat-U rod cell		0.8156 <sub>s</sub>		0.8129 <sub>s</sub>		0.8038 <sub>s</sub>	0.8211
	Nat-U {with skirt		0.00400		—		—	—
	screw cell {without skirt		0.02001		0.02390		0.02916	0.02069
	Middle Al cell		0.01477 <sub>s</sub>		0.01765		0.02155 <sub>s</sub>	0.01273
	VC-1 hole		0.00896 <sub>s</sub>		0.00896 <sub>s</sub>		0.00396 <sub>s</sub>	0.00896 <sub>s</sub>
	VC-2~4 hole		0.01075		0.01060 <sub>s</sub>		0.01040 <sub>s</sub>	0.01020 <sub>s</sub>
	R, S-hole {with Cd-rod		0.001751	—	0.000173 <sub>s</sub>	—	—	—
	{without Cd-rod		0.01076 <sub>s</sub>	0.01251 <sub>s</sub>	0.01231 <sub>s</sub>	0.01248 <sub>s</sub>	0.01231 <sub>s</sub>	0.01211
	Heavy-water		0.1096		0.1095 <sub>s</sub>		0.1094	0.1092 <sub>s</sub>
	Aluminum		0.00178		0.00185		0.00210 <sub>s</sub>	0.00238 <sub>s</sub>
$V\phi_z$ -ratio	Void		0.00190 <sub>s</sub>		0.00206 <sub>s</sub>		0.00229 <sub>s</sub>	0.00252 <sub>s</sub>
	Nat-U rod cell		0.7943 <sub>s</sub>	0.7949 <sub>s</sub>	0.7901 <sub>s</sub>		0.7947 <sub>s</sub>	0.7952 <sub>s</sub>
	Nat-U {with skirt		0.000573	0.000865	—		—	—
	screw cell {without skirt		0.02246 <sub>s</sub>	0.02194 <sub>s</sub>	0.02461 <sub>s</sub>		0.02209	0.02301
	Middle Al cell		0.01949 <sub>s</sub>	0.01900 <sub>s</sub>	0.02101 <sub>s</sub>		0.01782	0.01763 <sub>s</sub>
	VC-1 hole		0.01058 <sub>s</sub>	0.01042 <sub>s</sub>	0.01021		0.01004	0.00971 <sub>s</sub>
	VC-2~4 hole		0.01427 <sub>s</sub>	0.01424	0.01427		0.01431	0.01397
	R, S-hole {with Cd-rod		0.000373 <sub>s</sub>	—	0.0000283 <sub>s</sub>	—	—	—
	{without Cd-rod		0.01302	0.01368	0.01385 <sub>s</sub>	0.01390	0.01424	0.01373
	Heavy-water		0.1218 <sub>s</sub>	0.1219 <sub>s</sub>	0.1224 <sub>s</sub>		0.1230 <sub>s</sub>	0.1228 <sub>s</sub>
$V\phi_z$ -ratio	Aluminum		0.00134 <sub>s</sub>	0.00134 <sub>s</sub>	0.00153 <sub>s</sub>		0.00180 <sub>s</sub>	0.00197
	Void		0.00168	0.00165 <sub>s</sub>	0.00183 <sub>s</sub>		0.00195 <sub>s</sub>	0.00185 <sub>s</sub>
	Nat-U rod cell		0.8030 <sub>s</sub>	0.8036 <sub>s</sub>	0.7996 <sub>s</sub>		0.8036 <sub>s</sub>	0.8048 <sub>s</sub>
	Nat-U {with skirt		0.000575	0.000669 <sub>s</sub>	—		—	—
	screw cell {without skirt		0.01977 <sub>s</sub>	0.01946 <sub>s</sub>	0.02120 <sub>s</sub>		0.01879 <sub>s</sub>	0.01925
	Middle Al cell		0.01722 <sub>s</sub>	0.01693 <sub>s</sub>	0.01822		0.01532 <sub>s</sub>	0.01508
	VC-1 hole		0.00950 <sub>s</sub>	0.00945	0.00928 <sub>s</sub>		0.00919 <sub>s</sub>	0.00893 <sub>s</sub>
$V\phi_z$ -ratio	VC-2~4 hole		0.01382	0.01381	0.01384 <sub>s</sub>		0.01393 <sub>s</sub>	0.01365 <sub>s</sub>
	R, S-hole {with Cd-rod		0.000676 <sub>s</sub>	—	0.0000413	—	—	—
	{without Cd-rod		0.01312 <sub>s</sub>	0.01382 <sub>s</sub>	0.01403 <sub>s</sub>	0.01407 <sub>s</sub>	0.01432 <sub>s</sub>	0.01380
	Heavy-water		0.1192 <sub>s</sub>	0.1192 <sub>s</sub>	0.1203		0.1210 <sub>s</sub>	0.1207
	Aluminum		0.00131 <sub>s</sub>	0.00130 <sub>s</sub>	0.00150 <sub>s</sub>		0.00178 <sub>s</sub>	0.00194
	Void		0.00165	0.00163 <sub>s</sub>	0.00182 <sub>s</sub>		0.00192 <sub>s</sub>	0.00181

は、上面での外挿距離が大体上部反射体による節約に相当している。したがって、これを参考にして高さ方向の反射体節約を上部反射体によるもの  $(\Delta H)_u$  と下部反射体によるもの  $(\Delta H)_l$  に大体分けることができる。制御棒のない場合の Case-I~IV のこれらの値を TABLE 25 に示す。当然のことながら、高さ方向の節約は炉心高さの減少と共に少なくなっている。このように  $B_r$  も  $B_z$  も炉心高さの減少とともに増加し、結局この形状パッケーリングの差が、制御棒のない Case-I~IV の  $k_{eff}$  に差を生じさせる原因となっている。

次に制御棒が一部挿入されている Case-I, II の形状パッケーリングについて考える。制御棒のため半径方向の炉心外境界での中性子束勾配が増加するので、 $B_r$  の値はいくらか増している。これに対し  $B_z$  の方は、今の場合制御棒が炉心上側だけに入っているので、上端境界での中性子束勾配が減少し、 $B_z$  は相当減少している。この  $B_z$  の減少の方が  $B_r$  の増加の影響より大きくとき、 $k_{eff}$  の減少を

TABLE 25 Axial reflector savings in 4 cases without cadmium rods

Case	Core height (cm)	$(\Delta H)_u$ (cm)	$(\Delta H)_l$ (cm)
I	277.5	~15	~23,
II	232.3 <sub>s</sub>	2.1	21.4
III	190.4 <sub>s</sub>	2.1	20.1
IV	161.0 <sub>s</sub>	2.1	19.,

半分程度打消す結果となり、結局制御棒の  $k_{eff}$  への影響は Case-I で 0.86%、Case-II で 0.04% となっている。

TABLE 23 の  $k_{eff}$  の値を Fig. 16 にグラフにした。これより、臨界に到達する重水レベルは、炉心中央面から 61 cm 上、すなわち管板上面から測って 208 cm 上、あるいは重水を充満したときのレベルから

97 cm 下であることが求められる。

ここで「2. 物質核常数」の最初に述べたように、本報の計算に使ってきた有効熱中性子温度 29°C、切断エネルギー 0.20 eV をチェックしておこう。 $T_n$  は (5) 式、 $E_c$  は (4) 式で求めるわけで、この (4) 式に出てくる  $\Sigma_a$  は TABLE 22 の  $\Sigma_3$  であり、 $P_3$  の値は TABLE 23 に示してある。 $\xi \Sigma_a$  はこれらの TABLE には書かなかったが  $\mu$  の計算のためすでに求めてある。一方 (5) 式に出てくる  $\Sigma_a(kT_m)$  は近似的に TABLE 24 に示した  $V\bar{\phi}_3$  の比を使って TABLE 2, 7, 9, 19 などの  $\Sigma_a(0.0253 \text{ eV})$  の値から求められ、 $\Sigma_a$  は同じく TABLE 24 の  $V\bar{\phi}_2$  の比を使って算出できる。これらの核常数の値、および (4), (5) 式による結果を TABLE 26 にまとめた。これから中性子温度  $T_n$  は 27.5°C、エネルギーにすると 0.0259 eV となり、切断エネルギー  $E_c = \mu k T_n$  は 0.200~0.198 eV と求められる。これらの値は近似的に使ってきた 29°C, 0.026 eV、および 0.20 eV と一応よく一致している。

TABLE 23 の結果では、一部挿入されている制御棒の反応度効果は、Case-I では 0.86%，Case-II では 0.04% となっていた。ここではこの値を通常の 2 組近似の制御棒理論により求めてみよう。計

TABLE 26 Neutron temperature and cut-off energy in 4 cases

Case	$\Sigma_a(0.0253 \text{ eV})$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> )	$\xi \Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> )	$T_n/T_{n0}$	$\mu$
I	0.004827 <sub>s</sub>	0.3378	0.1672 <sub>s</sub>		7.7
II	0.004806	0.3376	0.1671 <sub>s</sub>	1.025	7.7
III	0.004831 <sub>s</sub>	0.3375	0.1670 <sub>s</sub>		7.6 <sub>s</sub>
IV	0.004835	0.3378 <sub>s</sub>	0.1672 <sub>s</sub>		7.6 <sub>s</sub>
without Cd-rods	I	0.004879	0.3378	0.1672 <sub>s</sub>	1.025 <sub>s</sub>
	II	0.004810	0.3376	0.1671 <sub>s</sub>	1.025

算式は半径  $R$  の裸の円筒形炉心に、半径  $a$  の制御棒が  $M$  本、半径  $d$  の円周上に配列されている場合のものを使う。<sup>33)</sup>

$$M \sum (Y_{Ms}(\mu R) / J_{Ms}(\mu R)) J_{Ms}^2(\mu d) - \sum_{m=2}^M Y_0(\mu r_{1m}) = 1/\phi_a \quad (47)$$

ここで  $r_{1m}$  は 1 番目の制御棒と  $m$  番目のものとの間の距離で、 $\phi_a$  は  $\mu a$ 、 $\mu a$  とか制御棒外境界での外挿距離  $\lambda$  などの関数である<sup>33)</sup>。なお、リは JAERI-1002<sup>2)</sup> にも示されているように

$$\nu^2 = \mu^2 + 2B_i^2 + \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \quad (48)$$

により  $\mu$  と結びつけられている。すなわち、(47) 式を満足する  $\mu$  の値を求めれば、 $\mu^2$  が制御棒が完全に炉心内に入っている場合の  $B_i^2$  の値を与えるので、最初の  $B_i^2$  の値  $(2.405/R)^2$  との差から反応度変化が求められる。もちろん、(47) 式を使うことに関してもいろいろ問題がある。まず裸炉心を考えている点であるが、MURRAY らの論文<sup>33)</sup>には側面に反射体のある場合の計算式も示されている。しかし Fig. 4 をみてもわかるように JRR-3 では炉心内の中性子束分布は反射体の存在によりほとんど影響を受けていない。したがって、ここでは簡単のため外挿された半径の裸炉心として扱ったわけである。もう一つの大きい問題としては、JRR-3 には TABLE 10 に示したように S-1~6 が  $d \approx 63$  cm に、S-7~12 が  $d \approx 90$  cm に、さらに R-1, 2 が  $d = 68$  cm にある。それゆえ、これら 3 つのグループ間の相互作用が問題になる。S-1~6 と S-7~12 の間の相互作用が無視できることはすでに分っている<sup>2)</sup>。したがって、R-1, 2 と S-7~12 の相互作用も無視できると考えられるが、 $d$  のほとんど等しいところにある R-1, 2 と S-1~6 の間には当然相互作用が考えられる。しかしこれらのグループは別々に操作され、また、現在考えている臨界時には挿入されている深さも異なるので別個に取扱わざるをえない。

取扱う系は Case-I, II であるが、TABLE 23 の際に述べたように、制御棒の入っていない Case-I~IV の炉心核常数にはほとんど差異がないので、これらの平均の核常数を使って、ついでに Case-I から IV までのすべての場合の制御棒効果を算出しておく。すなわち、核常数は平均を使うので、Case により具体的に異なる量は  $B_i^2$  だけである。TABLE 23 の核常数は 3 組近似のものであり、また、移動面積には異方性がある。それゆえ (47) 式で計算していくために、2 組近似の異方性のない核常数を求めなければならない。すなわち、この際には熱中性子群はそのままだが、高速中性子と熱外中性子は 1 組とし速中性子群として扱う。これに関する量を  $f$  の下付記号を付けて示し、熱中性子群の下付記号を 3 の代りに th とすると、 $k_{eff}$  は (3) 式の代りに

$$k_{eff} = \eta \epsilon p f P_t P_{th} + \epsilon (1-p) (\eta f)_t P_t \quad (49)$$

となる。この速中性子群の  $\tau$  は近似的に

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \quad (50)$$

で求めればよいが、除去断面積  $\Sigma_r$  は以下の関係式を使って求める。

$$\int_{U_t} \phi du / \bar{q}_t = (\bar{q}_1 / \bar{q}_t) \int_{U_1} \phi du / \bar{q}_1 + (\bar{q}_2 / \bar{q}_t) \int_{U_2} \phi du / \bar{q}_2 \quad (51)$$

すなわち、速中性子群のレサージ幅  $U_t$  が  $U_1 + U_2$  であることより、単に中性子束の積分を 2 分しただけである。ここで  $\bar{q}_i$  はそれぞれ、各エネルギー領域中の平均減速密度を示しているが、これらは近似的に次式で表わされる。

$$\bar{q}_t \approx q_0 \left( 1 - \frac{1-P_1}{2} - \frac{1-P_2}{2} \right), \quad \bar{q}_1 \approx q_0 \left( 1 - \frac{1-P_1}{2} \right), \quad \bar{q}_2 \approx q_0 P_1 \left( 1 - \frac{1-P_2}{2} \right) \quad (52)$$

$q_0$  は速中性子群の上限エネルギーにおける減速密度、すなわち、そのエネルギーをもって生れると仮定された全核分裂中性子の単位体積、単位時間あたりの数である。 (52) 式を使って (51) 式を変形すると

$$\frac{P_1+P_2}{\Sigma_t} \approx \frac{1+P_1}{\Sigma_1} + \frac{(1+P_2)P_1}{\Sigma_2} \quad (53)$$

が求められる。無限大の系に対しては  $P_1$  も  $P_2$  も 1 になるが、この際の (53) 式は KELBER<sup>17)</sup> が示している。結局 (53) 式により  $\Sigma_t$  が求められ、 $D_t$  は  $\tau \Sigma_t$  で算出できるわけである。次に異方性のない  $\tau$ 、あるいは  $L^2$  は、もれの確率が変わらないように

$$\tau = (\tau_r B_r^2 + \tau_z B_z^2) / B_{\text{eff}}^2 \quad (54)$$

で求めればよい。 $L^2$  についても同じである。なお、御制棒外境界での直線外挿距離は「4.1 半径方向各領域の核常数」でのべたように、 $\lambda_{th}$  は完全吸収体に対する値を、 $\lambda_t$  は (32) 式による値をそれぞれ使う。以上のようにして算出された制御棒計算に使う核常数、およびこれを使って求められた制御棒反応度を TABLE 27 にまとめた。 $B_t$  の値は Case-I, II, IV の 3 点について計算をおこなったが、反応度効果は炉心高さが低く  $B_t$  が大きいほど、いくらか小さくなる傾向がみられる。 $\lambda_t$  だけの値からはこれの逆の傾向が予想されるが、 $B_t$  は (48) 式の  $\lambda$  を通しても影響してきているのでこのような結果が出たわけである。細かいことを言えば、実際には炉心核常数も制御棒のあるなしで異なってくる。すなわち、制御棒のある場合には、この制御棒部分は炉心外の領域となっており、また、炉心内の中性子束分布も相当ひどく変化する。後者の影響は炉心構造の不均一性を考えて計算しなおしてみなければはっきりしたことは分らないが、 $B_t$  の値による依存性は少ないように思う。すなわち Fig. 4~7 で考えたように、VC-1 を通してのものが  $B_t$  依存の主な原因になっており、Fig. 4 より制御棒のある際にはこの部分の中性子束はいくらか上る。すなわち炉心の  $D_t$  が大きくなるわけで、 $B_t$  の大きい場合ほど  $k_{eff}$  の減少が大きくなるが、これは次に考える効果より小さいだろう。すなわち、制御棒に入るボイド領域が排除されるので当然炉心の  $D$  の値は減少する。また、制御棒周囲では熱中性子束がひどく下るので、制御棒とアルミ外管との間のボイドの影響も非常に少なくなり  $D_{th}$  はさらに小さくなる。これらの影響は  $B_t$  の大きい炉心ほど大きく、制御棒効果を打消す方向に働くわけである。あまり細かいことを言っても、もともと簡略化して計算しているのであまり意味もないが、とにかく炉心高さが低いほど制御棒効果が少なくなる傾向は確かなるようである。

TABLE 27 の値から、次には Case-I, II の炉心に一部挿入されている制御棒の反応度効果を求めなければならない。これも取扱いの困難な問題であるが、ここでは JAERI-1002 にも示されている

TABLE 27 Control rod worth

$B_t$ (cm <sup>-1</sup> )	Nuclear constants			Reactivity (%)		
	$\tau$	$133_s$ cm <sup>2</sup>	$\lambda_t$ (cm)	S-1~6	S-7~12	R-1, 2
0.00993 <sub>s</sub>	$L^2$	221 cm <sup>2</sup>	1852 <sub>s</sub>	8.30 <sub>s</sub>	3.54 <sub>s</sub>	2.16
0.01228	$D_t$	1.359 cm	1268	8.28 <sub>s</sub>	3.54 <sub>s</sub>	2.16
0.01718	$D_{th}$	0.920 cm	679	8.22	3.49 <sub>s</sub>	2.13 <sub>s</sub>
	$\lambda_{th}$	2.285 <sub>s</sub> cm				

ASCARI の論文<sup>34)</sup>中に引用されている実験結果をそのまま使う。すなわち、そこには制御棒の挿入されている炉心部の長さの関数として、制御棒の反応度効果が図示されている。TABLE 23 に示した制御棒のない場合の Case-I, II の  $k_{\text{eff}}$  は、制御棒が TABLE 25 に示した ( $\Delta H$ )<sub>a</sub> だけ挿入されているときの値である。したがって、制御棒が、この ( $\Delta H$ )<sub>a</sub> の位置から所定の位置まで挿入される間の反応度変化を、ASCARI 中の図を使って求めてやればよい。この結果 Case-I では S-1~12 により 0.403 %, R-1,2 により 0.237<sub>s</sub> %, 合計 0.640<sub>s</sub> % となり、Case-II では S-1~12 はもう全然挿入されていないので R-1,2 による 0.047<sub>s</sub> % のみとなる。この値は TABLE 23 による 0.86%, 0.04% と比較し、Case-I では 0.2% の差が出ているが、この程度ならば臨界性には一応問題にならない。

## 6 臨界重水レベル

今までのべてきた計算により、挿入燃料棒 176 本の JRR-3 の臨界重水レベルは、炉心中央面から 61 cm 上であることが求められた。しかし計算の途中で折にふれ考察してきたように、この計算値は種々の原因による誤差が入ってきている。TABLE 8 では参考のため、単位セル核常数を、JAERI-1001、および Fig. 1 の際の計算結果と比較したが、ここでも同様に炉心核常数をそれらの結果とまず比較してみよう。TABLE 28 にそれぞれの臨界状態での体積組成と核常数をまとめた。JAERI-1001 のはその報告の TABLE XXVIII に書いてある値で、挿入燃料棒本数が 246 本の際を対象にして計算されている。Fig. 1 の際の値は本報と同じく 176 本炉心に対するものであるが、VC-1 に重水が充填されている点が異なっている。TABLE 28 に書かれている不銹鋼は制御棒の衝撃吸収構造として考えていたが、これは主としてアルミであることがわかったので本報ではすべてアルミとして扱っている。なお TABLE 28 に示した本報の結果は、臨界に最も近い Case-III の値である。このようにそれぞれ取扱った対象の炉心構造がいくらか違っており、その上計算方式も違うので、当然 TABLE 28 の結果そのものを厳密に比較することはできない。4 因子の値などは TABLE 8 の際と大体同じ傾向にあるので、説明を繰返すことは省略するが、移動面積の方は、本報ではきちんと異方性を考慮しているので長くなっている。JAERI-1001 では一応異方性を無視して移動面積を求め、あとで  $B_g^2$  の変化という形で、この影響により  $k_{\text{eff}}$  が 1.1<sub>s</sub> % 減少することを求めている。TABLE 28 に示した  $B_g^2 = 5 \text{ m}^{-2}$  のときの  $k_{\text{eff}}$  の値にはすでにこの影響を考慮してあるが、この JAERI-1001 の 1.0076<sub>s</sub> という値は、体積組成を本報のに合せればさらに減少するはずである。すなわち、246 本炉心を対象にしているので、天然ウランの体積比は大きくなっている、実験孔などのは小さくなっている。その上 TABLE 8 のときにのべたように、ウラン棒に付いているアルミのひれも考慮していない。一方 Fig. 1 の際の値は、

VC-1 を TABLE 15 の結果を使ってボイドにしてみると、 $B_g^2 = 5 \text{ m}^{-2}$  のときの  $k_{\text{eff}}$  は 1.007 程度になる。この値もさらに他の実験孔、制御棒用孔をとおしての中性子の流れを考慮してやるといふらか下がるわけである。このように考えてみると、これら 3 つの結果は、使用核常数、計算方式は異なるが  $k_{\text{eff}}$  はとにかく 1% 程度の差では一致していることがわかる。

TABLE 28 Comparison of calculated results of core constants

		JAERI-1001	Fig. 1	This paper
Volume composition	Natural uranium	0.02159	0.02078	0.02032 <sub>s</sub>
	Aluminum	0.02056	0.02529	0.02623 <sub>s</sub>
	Heavy-water	0.9355 <sub>s</sub>	0.9318	0.9254
	Void	0.02227 <sub>s</sub>	0.02206 <sub>s</sub>	0.02808
	Stainless steel	—	0.0000557 <sub>s</sub>	—
Clean-cold nuclear constants	4-factors	$\eta$	1.318 <sub>s</sub>	1.329
		$\epsilon$	1.030 <sub>s</sub>	1.023
		$p$	0.925 <sub>s</sub>	0.9535 <sub>s</sub>
		$f$	0.936	0.9125 <sub>s</sub>
	Thermal constants	$\Sigma_a$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.0046	0.004140
		$D_{th}$ (cm)	0.82	0.8325
		$L^2$ ( $\text{cm}^2$ )	192	201.1
	Fast constants	$\Sigma_f$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.0107 <sub>s</sub>	0.01027 <sub>s</sub>
		$D_f$ (cm)	1.17	1.302 <sub>s</sub>
		$\tau$ ( $\text{cm}^2$ )	107	126.7 <sub>s</sub>
	$k_\infty$		1.177	1.1830 <sub>s</sub>
	$k_{\text{eff}}$ at $B_g^2 = 5 \text{ m}^{-2}$		1.0076 <sub>s</sub>	1.0109
				0.9948 <sub>s</sub>

計算誤差を評価するもう 1 つのデーターとして、西独の天然ウラン重水炉 FR-2<sup>4)</sup>についての検討結果をあげよう。この FR-2 は昨年の 3 月 7 日に天然ウラン燃料棒 53 本で臨界になっている。燃料棒は直徑 3.2 cm、長さ 216 cm と JRR-3 のより太いが、53 本という少ない本数で臨界になったことがわかったので Fig. 1 の計算と並行して検討をおこなった。したがって、計算は Fig. 1 のと同じ物質核常数、計算方法を用いている。もちろん FR-2 の構造の詳細には不明の点もあるので、この検討からは単に 1 つの計算誤差の目安がえられるだけである。実際の計算は 53 本炉心と、全燃料棒

158 本の入っている炉心についておこなった。後者については西独の計算結果も発表されているので、

TABLE 29 に筆者らの計算結果と合せて書いておいた。

158 本炉心についての計算結果は西独のと大体一致している。西独の計算は拡散近似によっているようだ。今は小さく  $f$  は大きくなっているが、 $pf$  では我々の値と 0.7% の差におさまっている。またこれも拡散近似のためと思われるが、 $L^2$  が短くなってしまっており  $P_{th}$  が 1% 程度大きく出ている。この  $P_{th}$  の差が  $pf$  の差を大体打消し、結局  $k_{\text{eff}}$  には  $\eta$  の 0.7% の差がそのまま出てきた形になっている。一

TABLE 29 Comparison of calculated results for FR-2

	158 fuel rods		53 fuel rods
	W. GERMANY <sup>4)</sup>	Ours	
$\eta$	1.32	1.329	1.329
$\epsilon$	1.035	1.028 <sub>s</sub>	1.028 <sub>s</sub>
$p$	0.924	0.9472 <sub>s</sub>	0.9486
$f$	0.969	0.9525	0.9496
$k_\infty$	1.22	1.233 <sub>s</sub>	1.231 <sub>s</sub>
$P_f$	0.943	0.9528 <sub>s</sub>	0.9313 <sub>s</sub>
$P_{th}$	0.943	0.9336	0.9011
$k_{\text{eff}}$	1.090 <sub>s</sub>	1.097	1.033 <sub>s</sub>

方, 53 本炉心の結果は  $k_{\text{eff}}$  が 1.033<sub>3</sub> となっており, 実際より 3% あまりも大きくなっている。しかしこの結果はすべて BNL-325 の第2版の核常数を基礎にしており, 本報のように最新の核常数を使うならば  $\kappa$  は 1.3153 と 1% 程度小さくなる。この際  $f$  とか  $L^2$  の値も変ってくるが TABLE 8 をみるとわかるように  $f$  もわずかだが小さくなっている。  $L^2$  は数 % 短くなるので  $k_{\text{eff}}$  を 0.数% 上昇さすが, とにかく基礎核常数により 1% 近く  $k_{\text{eff}}$  が減少する。さらに TABLE 29 の計算は Fig. 1 の際と同様にしたため, 実験孔などをとおしての中性子の流れを考慮していない。53 本炉心には内径 13 cm の交換可能貫通中央孔とか, 直径 5 cm のカドミウム棒の入る粗調整安全棒用孔, さらには内径 5.5 cm の水平実験孔などがすべて中空のまま存在しているようである。したがって, これらによる中性子の流れを本報と同様に考慮すれば,  $k_{\text{eff}}$  はさらに 1% 近く減少することが考えられる。その他構造の詳細が分らないので, どうしても計算を簡略化しておこない, 考慮すべき構造材などを落している可能性もある。たとえば, 燃料棒の挿入されていない 105 の格子点には何も挿入されていないとしたが, ダミー燃料棒が挿入されているかもしれない。また, 制御棒は上部重水反射体の上に引上げられているとして全然考慮していないが, これもある程度  $k_{\text{eff}}$  に影響しているかもしれない。以上のようなわけで  $k_{\text{eff}}=1.033_3$  という値は, 本報のようにきちんと計算していけば, 共鳴領域の全反応を考慮したことによる 0.5% 程度の上昇を考慮しても 2% 近く下がると思われる。すなわち, 本報の計算による  $k_{\text{eff}}$  の値は 1~2% の差で実験値と一致するはずであると結論できるであろう。

以上 TABLE 28, 29 では主として  $k_{\text{eff}}$  の値を直接比較検討し, その誤差を考えてきたが, ここで今までの計算過程を振り返り,  $k_{\text{eff}}$  の誤差の内容を考えておこう。TABLE 30 にまとめて示したが, 最初の重水中の軽水含有率の不確さについては TABLE 1 の際に述べた。単位セル核常数については「3. 炉心, 反射体領域核常数」で考えたが,  $\kappa$  は TABLE 8 のときのべたように, 共鳴領域のレサージ幅を 2.6 と小さくとったことと, 積分輸送理論でセル内の共鳴中性子束分布の微細構造を算出したことにより, 過大評価している可能性もあると考えたわけである。一応このような不確定さの主な原因是, TABLE 30 の最後の欄に書いておいた。 $k_{\text{eff}}^{th}$  の誤差は一応 4 因子の誤差の和であるが, アルミ中を(21)式のように拡散近似で扱うと  $\kappa$  は減少するが,  $f$  は増加するので, このような誤差の打消しを 0.1% として考慮している。 $k_{\text{eff}}^r$  の誤差はほとんど (1-p) の誤差であるが,  $\kappa$  が減少すれば  $k_{\text{eff}}^r$  は増加するわけで,  $k_{\text{eff}}$  の誤差としてはこの両者の誤差がある程度打消されて出てくる。また,  $L^2$  に寄因する  $P_{th}$  の誤差と  $\kappa$  の誤差との関係も, 前述の  $f$  と  $\kappa$  との関係と同様ある程度打消す。したがって,  $k_{\text{eff}}$  の誤差の総和を求める際, すなわち  $k_{\text{eff}}^{th}$  の誤差と,  $k_{\text{eff}}^r$  および  $P_{th}$  の誤差との打消しを 0.5% として差引いておいた。なお,  $\tau$  の誤差は, 切断エネルギーのとり方にまだあいまいさが残っていること, および重水自身の  $\tau$  の値に JAERI-1019<sup>18)</sup> でのべたような不正確さが残っていることに主として寄因している。これら単位セル核常数による  $k_{\text{eff}}$  の誤差は, 前述の考えにしたがって総和すると (+2.0%) (-1.6%) となる。TABLE 8 の際, 指数炉実験結果などと比較し  $k_{\text{eff}}$  には 1~2% の誤差を考慮すべきだと結論したが, この値と同程度の値となっている。

次の各領域核常数の誤差によるものは, TABLE 15 に示した領域 1 と 2 を一緒に扱った際の結果とか, TABLE 16 と 22 との比較などから評価している。最後の形状パッケーリングの決定に附隨して出てくる誤差は, 結局一次元計算のため Fig. 15 のような操作が入ってくるためである。このほか, TABLE 21 のときに吟味したように, 重水レベル上の燃料棒の影響とか, 細かい点ではたとえば燃料棒

温度も減速材温度と等しく 20°C としたこと、炉心領域と反射体領域での中性子スペクトルの差異を考慮していないことなどいろいろあるが、これらによる誤差は TABLE 30 に書いたものに比して無視できるだろう。なお、制御棒反応度の誤差は、臨界近傍の重水レベルでは炉心内に制御棒が入っていないので、今の場合には考慮しなくてよい。

以上のようにして  $k_{\text{eff}}$  の誤差の総計は  $(+2.3\%)$   $(-2.0\%)$  と求められる。この値は TABLE 28, 29 の吟味からの 1~2 % の誤差とも同程度になっている。もちろんこの  $(+2.3\%)$   $(-2.0\%)$  という値は、誤差をもたらす原因が一応全部重なった場合の誤差の上限を与えており、これをそのまま最終結果を出す際にも考慮すべきだということにはならない。大体半分程度を考えておけば大丈夫と思われるが、指數炉実験結果との比較、FR-2 についての検討結果なども参考し、 $k_{\text{eff}}$  の誤差として  $\pm 1.5\%$  を実際に考えることにする。

以上から臨界に到達する重水レベルの高さは、炉心中央面から  $(60 \pm 35)_{-20}^{+35}$  cm 上であることが、Fig. 16 により求められる。すなわち、管板上面から測れば、1.85 m から 2.4 m の間で臨界になるというわけである。これは炉心高さ 1.8 m から 2.3 m に対応しており、形状パックリングにすると  $B_r^2 = (2.83_{-0.05}^{+0.04}) \text{ m}^{-2}$ ,  $B_z^2 = (1.99_{-0.47}^{+0.44}) \text{ m}^{-2}$ , すなわち  $B_g^2 = (4.82_{-0.52}^{+0.49}) \text{ m}^{-2}$  となる。なお炉心内に存在する  $^{235}\text{U}$  の量では  $(21.6_{-2.3}^{+3.2}) \text{ kg}$  となり、FR-2 の臨界量 12.2 kg より相当多くなっている。これの主な原因是、JRR-3 では炉心中央に太い実験孔が 4 本もあり、FR-2 より燃料棒は細くアルミ被覆は厚くなっていることである。すなわち、このため  $f$  の値が TABLE 28 と 29 を比較すればわかるように 4% も小さくなっているのである。

TABLE 30 Error of calculated value of  $k_{\text{eff}}$ 

Item	Uncertainty (%)	Error of calculated $k_{\text{eff}}$ (%)		Cause of uncertainty
$\text{H}_2\text{O}$ impurity in heavy-water	+20 -10	-0.2 +0.1		Residual $\text{H}_2\text{O}$ in $\text{D}_2\text{O}$ circuit
Nuclear constants for unit cell	$\eta$ $\epsilon$ $b$ $f$ $(\eta f)_s$	$\pm 0.5$ $+0.3$ $-0.1$ $+0.1$ $-1$	$k_{\text{eff}}^{\text{th}}$ $+1.0$ $-1.6$ $+1.0$ $-1.6$	Nuclear data and $T_n$ Effect of neighboring fuels $U_r$ and flux distribution Flux distribution $(R/I)_s$ of $^{238}\text{U}$
	$\tau$	$+5$ $-10$	$P_t$ $-0.3$ $+0.6$	$E_c$ and $\tau$ for $\text{D}_2\text{O}$
	$L^*$	$+0.5$ $-5$	$P_{\text{th}}$ $-0.1$ $+0.5$	Flux distribution
Nuclear constant for each region			$\pm 0.1$	Averaging process
Determination of $B_r$ and $B_z$			$\pm 0.1$	Iteration process
Total			$+2.3$ $-2.0$	

## 7 結 言

本報では挿入燃料棒本数 176 本の JRR-3 の臨界性を、共鳴領域の全反応を考慮した 3 組理論で扱ってきた。この結果重水レベルが炉心中央面から 40~95 cm 上に上げられたときに、JRR-3 は臨界に到達することが分った。この臨界時の炉心核常数などは TABLE 31 にまとめた。

TABLE 31 Data of JRR-3 in critical state

Core data	All experimental holes and control rod's holes remaining empty, 176 fuel rods are inserted and the level of heavy-water moderator having a temperature of 20°C are raised by $(60^{+35}_{-20})$ cm from the core center plane.	
	Dimension (m)	Radius 1.13, Height $2.0^{+0.3}_{-0.2}$
	Volume composition	Natural uranium 0.0203, Heavy-water 0.9254 Aluminum 0.0261, Void 0.0281
	$^{235}\text{U}$ in core (kg)	$21.6^{+3.2}_{-2.3}$
	Thermal cross section	$\Sigma_t = 0.00416 \text{ cm}^{-1}$ , $D_{th} = 0.92 \text{ cm}$ and $\Sigma_a(0.0253 \text{ eV}) = 0.00482 \text{ cm}^{-1}$
	Fast cross section	$\Sigma_f = 0.0101 \text{ cm}^{-1}$ , $D_f = 1.36 \text{ cm}$ , $\Sigma_s = 0.337 \text{ cm}^{-1}$ and $\xi \Sigma_e = 0.167 \text{ cm}^{-1}$
	Effective neutron temperature	$0.026 \text{ eV}(27.^\circ\text{C})$ , Cut-off energy $0.20 \text{ eV}$
	Infinite multiplication factor	$\eta = 1.315$ , $f = 0.9127$ , $p(\text{all absorption}) = 0.9403$ , $(\eta f)_r = 0.4013$ , $\xi = 1.020$ and $k_{\omega}^{\text{th}} = \xi p \eta f = 1.1514$ , $k_{\omega}^r = \xi(1-p)(\eta f)_r = 0.0244$ , $k_{\infty} = k_{\omega}^{\text{th}} + k_{\omega}^r = 1.1758$
	Migration area ( $\text{cm}^2$ )	$\tau_r = \tau_{1r} + \tau_{sr} = 129.2$ , $\tau_s = \tau_{1s} + \tau_{ss} = 139.4$ , and $\tau = 133.5$ , $L_r^2 = 208.7$ , $L_s^2 = 237.7$ and $L^2 = 220$ .
	Geometric buckling	$B_r^2 = (2.83, -0.04) \text{ m}^{-2}$ or extrapolated radius $(1.43^{+0.01}_{-0.01}) \text{ m}$ , $B_s^2 = (1.99, -0.44) \text{ m}^{-2}$ or extrapolated height $(2.22, +0.30) \text{ m}$ , $B_g^2 = B_r^2 + B_s^2 = (4.82, -0.49) \text{ m}^{-2}$
Nuclear data	Nonleakage probability	$P_f = (1 + \tau_r B_r^2 + \tau_s B_s^2)^{-1} = 0.939 \pm 0.006$ , $P_{th} = (1 + L_r^2 B_r^2 + L_s^2 B_s^2)^{-1} = 0.903 \pm 0.009$
	Effective multiplication factor	$k_{th} = k_{\omega}^{\text{th}} P_f P_{th} = 0.977 \pm 0.015$ , $k_r = k_{\omega}^r P_f = 0.023$ , $k_{eff} = k_{th} + k_r = 1.000 \pm 0.015$

結局最終的には有効増倍率の誤差として  $\pm 1.5\%$  を見こまさるをえなかつたが、この誤差の程度を小さくするにはもはや理論だけでは無理であろう。TABLE 30 をみると、この誤差は主として  $\eta, \rho, \tau, L^2$  の不確定さに寄因している。 $\eta$  の不確定さは大部分、基礎断面積があいまいであるためであり、 $\rho$  は現在の一群エネルギー的モデルで取扱う限り何ともいたし方がない。もちろん、狭い意味での一群的モデルをぬけ出ることは容易だが、いくらエネルギー群の数をふやしても、やはりその中では一群モデルを使わざるをえないし、また、最後には基礎断面積のあいまいさにしばられてくると思う。そもそも、いわゆる共鳴領域の幅  $U_r$  は実験的に決められたものであるが、どんな形にせよ  $\eta$  も  $\rho$  も、これ以上誤差を縮めるためには、実験的に押えてゆかざるをえないだろう。第2回のジュネーブ原子力平和利用国際会議の論文にも、この  $\eta$ 、あるいは  $\rho$  を実験と合わせるパラメーターとして取扱っている論文が数多く見られる。

$\tau$  と  $L^2$  はいわゆる巨視的な量で、理論的には扱いにくい。しかしながら程度の理論的解明の余地は残されていると思うが、やはり最後には実験的に押えるべきであろう。特に  $\tau$  では、重水自身の  $\tau$  の不確定さと、便宜的に導入されている切断エネルギーのあいまいさが誤差の主因となっているので、どうしても実験的に解明しなくてはならない。

JRR-3 が臨界に到達したあかつてには、これらの問題も相当程度解明され、原子炉物理の分野へも重大な寄与をすることが期待される。

## 参考文献

- 1) 石川寛、朝岡卓見、笠倉浩: JAERI-1001 (1959)
- 2) 石川寛、朝岡卓見、笠倉浩: JAERI-1002 (1960)
- 3) 斎藤慶一、中原廣明、朝岡卓見: 投稿準備中
- 4) Die Atomwirtschaft, 11, No. 12, 391 (1957)
- 5) V. A. WALBRAN: KAPL-1531 (1956)
- 6) D. J. HUGHES, J. A. HARVEY: BNL-325 (1958)
- 7) S. GLASSTONE, M. C. EDLUND: The Elements of Nuclear Theory, 196 (1954)
- 8) R. W. DEUTSCH: Nucleonics, 15, No. 1, 47 (1957)
- 9) R. W. DEUTSCH: Reactor Sci. Tech., 14, No. 4, 168 (1961)
- 10) ANL: ANL-5800, 108 (1958)
- 11) D. J. HUGHES: Nucleonics, 17, No. 11, 132 (1959)
- 12) C. H. WESTCOTT: CRRP-960 (1960)
- 13) H. L. FOOTE, JR.: Phys. Rev., 109, No. 5, 1641 (1958)
- 14) R. W. STOUGHTON, J. HALPERIN: Nucl. Nucl. Engng., 6, 100 (1959)
- 15) S. W. KASH, D. C. WOODS: Phys. Rev., 90, 564 (1953)
- 16) ANL: ANL-5800, 119 (1958)
- 17) C. KELBER: Nucl. Sci. Engng., 3, 633 (1958)

- 18) 朝岡卓見, 駒田正興: JAERI-1016, 21 (1961)
- 19) A. M. WEINBERG, E. P. WIGNER: The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, 662 (1958)
- 20) ANL: ANL-5800, 153, 155, 160 (1958)
- 21) D. J. HUGHES, J. A. HARVEY: BNL-325 (1955)
- 22) B. I. SPINRAD: *Nucl. Sci. Engng.*, 1, 455 (1956)
- 23) Y. GIRARD, *et al.*: 2nd Geneva Conf., P/336 (1958)
- 24) JAERI-4010 (調査報告 No. 10), 43 (1960)
- 25) K. M. CASE, *et al.*: Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, Vol. 1, 34 (1953)
- 26) A. AMOUYAL, *et al.*: *J. Nuclear Energy*, 6, 79 (1957)
- 27) 19) と同じ, 668 (1958)
- 28) B. DAVISON, S. KUSHNERIK: MT-214 (NRC-1880) (1949)
- 29) 7) と同じ, 270 (1954)
- 30) B. PERSHAGEN, *et al.*: 2nd Geneva Conf., P/151 (1958)
- 31) E. HELLSTRAND, *et al.*: 1st Geneva Conf., P/791 (1955)
- 32) 18) と同じ, 22 (1961)
- 33) R. L. MURRAY, *et al.*: *Nucl. Sci. Engng.*, 8, 204 (1960)
- 34) A. ASCARI: *Energia Nuclear*, 2, No. 14, 272 (1955)