

JAERI-M

6739

濃縮ウラン黒鉛減速炉心における
臨界質量の測定と解析

1976年10月

秋濃藤義・金子義彦・北館憲二
黒川良右・安田秀志・竹内素充

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

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

濃縮ウラン黒鉛減速炉心における臨界質量の測定と解析

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部
秋濃藤義・金子義彦・北館憲二・黒川良右
安田秀志・竹内素充

(1976年9月17日受理)

黒鉛減速20%濃縮ウラン半均質臨界集合体(SHE)の7コの炉心について、臨界質量の測定が行なわれた。炉心部分の燃料濃度は $C^{235}U$ 原子比について2226から6628にわたっており、炉心領域にトリウムが装荷された炉心および側面反射体と内部反射体をもつ炉心が各々含まれている。中性子輸送計算の観点からは、炉心の半均質特性は無視できるほど小さく、均質な炉心と見做しうるとする仮定の下に、臨界質量の計算には次元34群中性子拡散理論によるTUDコードがもっぱら使用された。

熱中性子群に対する核定数は、黒鉛の中性子散乱についてはYoung-Koppelの散乱則(ENDF/A)を用い、かつ、中性子熱化の空間依存性を考慮しPIXSE-TUDコードで作成された。なお、 ^{235}U 、 ^{238}U およびCの吸収および核分裂断面積はENDF/B-IIIファイルから引用された。一方、熱外中性子群に対する群定数は、0.683 eVから10 MeVのエネルギー範囲を33群にわけ、GAM-IファイルからFAXSEコードで作成された。ここで、 ^{235}U および ^{238}U の共鳴吸収および共鳴核分裂積分はRICMコードで計算された。

臨界質量の測定値と計算値との相違は、平均で2.6%、最大で4.4%の不一致しか認められなかった。したがって、SHE-5からSHE-9炉心のような半均質体系である20%濃縮ウラン黒鉛減速炉心に対する臨界質量の計算方法の妥当性が実証されたと言える。

Measurement and Calculation of the Critical Masses of
Graphite Moderated, 20%-Enriched Uranium Loaded Cores

Fujiyoshi AKINO, Yoshihiko KANEKO, Kenji KITADATE,
Ryosuke KUROKAWA, Hideshi YASUDA and Motoyoshi TAKEUCHI

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received September 17, 1976)

Critical masses of the 20%-enriched graphite moderated SHE assembly were measured in seven cores of different core configurations. The C/²³⁵U atomic ratio in the core region is from 2226 to 6628 in changing combination of fuel and graphite disks. The seven cores are cylindrical, surrounded with a radial graphite reflector, with the exceptions of one also loaded with slight thorium oxide and another with an annular core having inner and outer radial graphite reflectors.

Calculation of the critical masses was made with 34-group one-dimensional diffusion computer code TUD, assuming that the core region is homogeneous for neutron transport calculation, disregarding the semi-homogeneous as it is. The group constants for thermal neutrons were determined by an ordinary procedure considering the spatial dependence of neutron thermalization in use of Young and Koppel's scattering kernel (ENDF/A) for graphite, with computer codes PIXSE and TUD. The absorption and fission cross sections of ²³⁵U, ²³⁸U and C are from ENDF/B-III file.

The epithermal energy region from 10 MeV to 0.683 eV is in 33 groups. Epithermal group constants were calculated with FAXSE code from GAM-I file. The resonance absorption and fission integrals of ²³⁵U and ²³⁸U were calculated with RICM code. Agreement in the critical masses between measurement and calculation is good, the discrepancies being 2.6% on average and 4.4% in maximum.

In conclusion, the calculational technique used is adequate for predicting critical masses of the graphite moderated cores, loaded with 20%-enriched uranium, such as the present semi-homogeneous cores of SHE-5 ~ SHE-9.

目 次

1. 序 言	1
2. 実験体系	1
3. 臨界質量の測定	5
4. 臨界質量の計算	9
4.1 炉心の均質性	9
4.2 S H E 群定数	9
4.3 中性子拡散計算	18
4.4 炉心の非均質性の効果	24
5. 結 論	24
6. 謝 辞	27
文 献	27

1. 序 言

半均質臨界実験装置 (SHE) においては、黒鉛減速炉心の中性子の集団挙動を把握するために、多年にわたり種々の炉心が構成され、炉物理実験がすすめられてきた。黒鉛減速形の炉心の特徴としては、黒鉛中では中性子の減速距離が長いことから、中性子の減速時における漏洩が起り易く、また一方、散乱あたりのエネルギーの減少は小さいことに原因して、 ^{238}U などによる共鳴吸収を蒙り易いことがあげられる。濃縮ウランを使用すれば、無限増倍率が大きくなるので、以上のべた二つの反応度を減少させる要因があるにもかかわらず、反射体をつけることにより比較的小さな炉心で臨界になる。SHEにおいて、これまで構成された炉心は、ちょうどこの比較的小型の炉心といえる。そのようなわけで、逆に、臨界質量についての実験・理論の比較をすすめることにより、二つの反応度を減少させる要因についてかなりはっきりした理解を手中にすることが可能であるという見通しのもとに今回の仕事がなされたわけである。減速熱化時の中性子漏洩の評価には、多群による中性子拡散の記述と、物理的に熱中性子スペクトルが正確に記述できる中性子散乱則 $S(\alpha, \beta)$ の使用が必須の条件となる。また共鳴吸収については、非均質性に乏しい炉心なので、均質炉心として計算することが正しくなり、レベルパラメータ等基本的な核データの評価も可能である。

今回の仕事のもう一つのねらいとして、原研で計画している高温ガス冷却炉の炉心設計に対して、核データ、計算手法に関して実験的裏付けをもたらすことを期待した。現在のところ実験炉の炉心は、 $\text{C}/^{235}\text{U}$ が平均約 10000、濃縮度平均 5% のもので、 ^{238}U の共鳴吸収がより強く働くことが主な原因となって炉心が大きくなるが、さきのべた、核データ、計算手法の精度が評価されることにより、炉心設計の信頼度の評価に役立つものと考えている。

2. 臨界集合体

1961年のSHE-1炉心の初回臨界の報告書にも述べられている様に、SHE臨界集合体は2分割型で、一辺120 cmの横型の六角柱状をなしており、全炉心長は240 cmで、移動側と固定側に2分割された両 $\frac{1}{2}$ 集合体を接近させて臨界に到達させる構造になっている。この $\frac{1}{2}$ 集合体の中心部は397本の黒鉛のマトリックス管からなりその外側は990本の黒鉛棒から形成されている。この中心領域の黒鉛のマトリックス管に燃料棒が挿入できる。またカドミウムを中性子吸収材とした2本の制御棒と6本の安全棒がとりつけられている。このSHE集合体の図を写真1および図1に示した。

SHE集合体の燃料は、20%濃縮ウランで UO_2 と黒鉛を C/UO_2 の重量比で10に均質に混ぜた4.5 cm直径、1 cm厚さの燃料ディスク(Uディスク)、 ThO_2 と黒鉛を均質に混ぜた厚さ1 cmのトリウムディスク(Thディスク)、および10 mm厚さおよび5 mm厚さの黒鉛ディスク(1ディスクおよび5ディスク)から形成することが出来る。このUディスクと黒鉛ディスクの組合せパターンを変えることにより、種々の燃料濃度の炉心を構成することが出来る。集合体を構成する形状寸法を表1および表2に示した。

1. 序 言

半均質臨界実験装置 (SHE) においては、黒鉛減速炉心の中性子の集団挙動を把握するために、多年にわたり種々の炉心が構成され、炉物理実験がすすめられてきた。黒鉛減速形の炉心の特徴としては、黒鉛中では中性子の減速距離が長いことから、中性子の減速時における漏洩が起り易く、また一方、散乱あたりのエネルギーの減少は小さいことに原因して、 ^{238}U などによる共鳴吸収を蒙り易いことがあげられる。濃縮ウランを使用すれば、無限増倍率が大きくなるので、以上のべた二つの反応度を減少させる要因があるにもかかわらず、反射体をつけることにより比較的小さな炉心で臨界になる。SHEにおいて、これまで構成された炉心は、ちょうどこの比較的小型の炉心といえる。そのようなわけで、逆に、臨界質量についての実験・理論の比較をすすめることにより、二つの反応度を減少させる要因についてかなりはつきりした理解を手中にすることが可能であるという見通しのもとに今回の仕事がなされたわけである。減速熱化時の中性子漏洩の評価には、多群による中性子拡散の記述と、物理的に熱中性子スペクトルが正確に記述できる中性子散乱則 $S(\alpha, \beta)$ の使用が必須の条件となる。また共鳴吸収については、非均質性に乏しい炉心なので、均質炉心として計算することが正しくなり、レベルパラメータ等基本的な核データの評価も可能である。

今回の仕事のもう一つのねらいとして、原研で計画している高温ガス冷却炉の炉心設計に対して、核データ、計算手法に関して実験的裏付けをもたらすことを期待した。現在のところ実験炉の炉心は、 $\text{C}/^{235}\text{U}$ が平均約 10000、濃縮度平均 5% のもので、 ^{238}U の共鳴吸収がより強く働くことが主な原因となって炉心が大きくなるが、さきのべた、核データ、計算手法の精度が評価されることにより、炉心設計の信頼度の評価に役立つものと考えている。

2. 臨界集合体

1961年のSHE-1炉心の初回臨界の報告書にも述べられている様に、SHE臨界集合体は2分割型で、一辺120cmの横型の六角柱状をなしており、全炉心長は240cmで、移動側と固定側に2分割された両 $\frac{1}{2}$ 集合体を接近させて臨界に到達させる構造になっている。この $\frac{1}{2}$ 集合体の中心部は397本の黒鉛のマトリックス管がらなりその外側は990本の黒鉛棒から形成されている。この中心領域の黒鉛のマトリックス管に燃料棒が挿入できる。またカドミウムを中性子吸収材とした2本の制御棒と6本の安全棒がとりつけられている。このSHE集合体の図を写真1および図1に示した。

SHE集合体の燃料は、20%濃縮ウランで UO_2 と黒鉛を C/UO_2 の重量比で10に均質に混ぜた4.5cm直径、1cm厚さの燃料ディスク(Uディスク)、 ThO_2 と黒鉛を均質に混ぜた厚さ1cmのトリウムディスク(Thディスク)、および10mm厚さおよび5mm厚さの黒鉛ディスク(1ディスクおよび5ディスク)から形成することが出来る。このUディスクと黒鉛ディスクの組合せパターンを変えることにより、種々の燃料濃度の炉心を構成することが出来る。

集合体を構成する形状寸法を表1および表2に示した。

表1 集合体要素の形状寸法と純度

マトリックス管;外 径	6 5.0 mm
内 径	5 5.2 mm
全 長	1 2 0 0.0 mm
燃 料 鞘;外 径	5 4.7 mm
内 径	4 5.2 mm
長さ (A鞘)	6 4 5.0 mm
” (B鞘)	5 3 5.0 mm
燃 料 デ ィ ス ク ; 直 径	4 4.5 mm
厚 さ	1 0.0 mm
重 量	3 2.4 g
²³⁵ U	0.5 1 5 g
²³⁸ U	2.0 8 g
C	2 9.4 g
密 度	2.1 g/cm ³
C/UO ₂ 重量比	1 0
コーティング	ポリフロン (C ₂ F ₄) _n 厚さ 0.02 mm
黒 鉛 デ ィ ス ク ; 直 径	4 4.5 mm
厚 さ { 1 デ ィ ス ク	1 0.0 mm
{ 5 デ ィ ス ク	5.0 mm
重 量 { 1 デ ィ ス ク	2 6.1 6 g
{ 5 デ ィ ス ク	1 3.0 4 g
密度 (マトリックス管, 燃料鞘同じ)	1.7 ± 0.0 3 g/cm ³
黒 鉛 純 度 ; B	0.1 ppm
灰 分	< 2 0 ppm
ト リ ウ ム デ ィ ス ク ; 直 径	4 4.5 mm
厚 厚	1 0.0 mm
重 量	3 2.7 g
²³² Th 重量	2.6 1 g
密 度	2.1 0 g/cm ³

表 2 酸化ウランの組成

濃 縮 度			19.85%
O/U 比			2.03
不 純 物 : (単位 ppm)			
Ag	< 0.2	F	< 100
Cd	< 0.2	Ni	10
In	< 2	Ca	< 50
Ti	< 15	Co	< 5
Fe	30	Mn	< 10
Al	15	Mg	< 10
Cr	< 10	Zn	< 15
Mo	20	Sn	< 2
W	< 50	Cu	< 6
Si	< 50	Pb	2
B	< 0.5	V	< 1

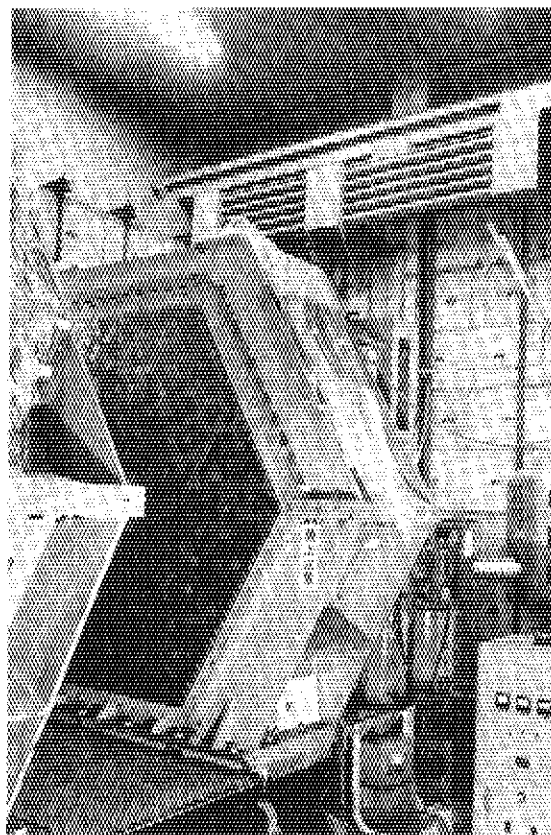
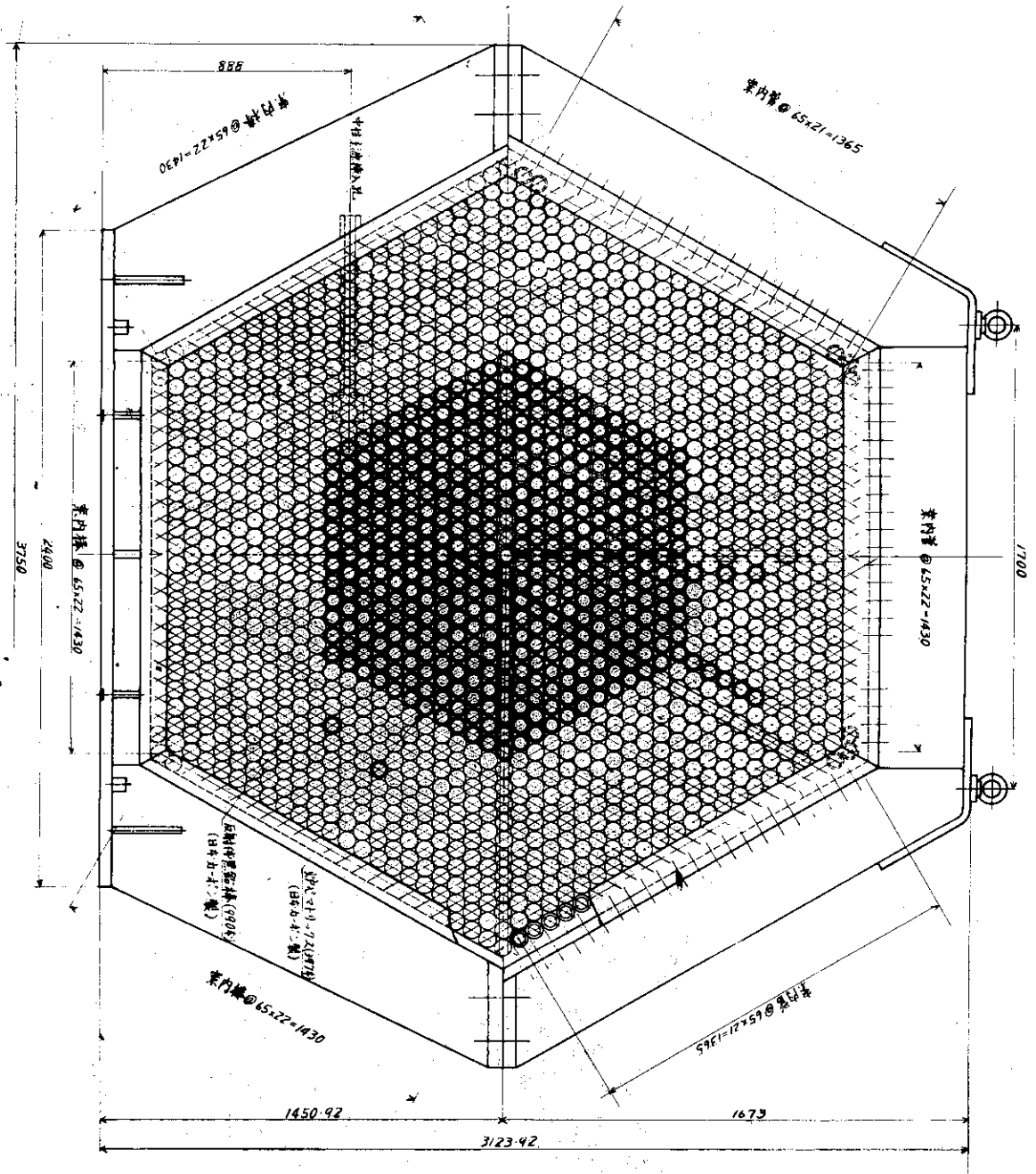


Photo. 1 SHE critical assembly

Fig. 1 Layout of SHE assembly



そこで、燃料棒がUディスクと黒鉛の1ディスクおよび5ディスクから、炉心の燃料濃度の $C/^{235}\text{U}$ 比が、5378, 4328, 3276 および 2226 と異なる SHE-5, -6, -7 および -8 炉心、また、より大きな炉心を組むために、Uディスクのみを装填した燃料棒1本に対し、黒鉛棒2本の割合で装荷した SHE-12 炉心、およびUディスクのみの燃料棒1本、黒鉛棒1本およびトリウム棒1本の割合で装荷した SHE-T-1 炉心の6種類の円柱炉心の臨界質量の測定を行なった。

ここでトリウム棒はThディスクと黒鉛の1ディスクを交互に装填して作成されている。

これらの炉心の燃料棒パターン、炉心の燃料濃度比および均質にした場合の各物質の原子個数密度を表3にまとめた。

3. 臨界質量の測定

臨界近接は標準的な方法で行なわれ、炉心マトリックスにあらかじめ黒鉛棒を装荷しておき、遂次中心から外部へ向けてこれらを燃料棒と交換し、燃料棒と黒鉛棒の黒鉛の量はほぼ同じであることから、この操作は UO_2 燃料のみを中心から外部へ向けて加えていった事に相当する。燃料追加の各回毎に炉心外に配置された BF_3 計数管で中性子増倍率を測定する方法で臨界点の測定が行なわれた。

この状態の炉心で臨界プロットから得られた臨界質量はいくつかの補正量を含んでいるので、理想状態の臨界質量を得るには以下の補正が必要である。すなわち、制御棒、安全棒の挿入孔および吸収棒を全部引抜いた時の残部、パルス中性子発生装置のエクステンションチューブの影響および超過反応度の評価が必要である。

そこで、まず制御棒および安全棒に対応する位置の黒鉛棒を取り除き、その状態での制御棒の臨界点を求め、あらかじめ測定された制御棒の校正曲線から反応度を求めた。一方、エクステンションチューブの効果は全く同じに作られた擬似エクステンションチューブを対応する位置に挿入し、臨界点を求め校正曲線から反応度を求めた。表4に制御棒、安全棒の残部と挿入孔およびエクステンションチューブの反応度効果の測定結果を示した。これらの反応度および臨界時の超過反応度の補正を行ない求められた理想状態の燃料棒本数と ^{235}U の臨界質量を表5に示す。また図2に ^{235}U の臨界質量と炉心の燃料濃度の関係を示した。

次に、燃料棒本数に対する等価半径の関係は、SHEの1個のマトリックス管に外接する正六角形の1つのセルの断面積は

$$6 \times \frac{\frac{2}{\sqrt{3}} r_0 \times r_0}{2} = 2\sqrt{3} r_0^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

であたえられる。ここで $r_0 = 3.25 \text{ cm}$ である。

中心を0層と考えると、p層までのセルの総数は

$$3p^2 + 3p + 1 \quad \dots \dots \dots (2)$$

であたえられ、p層までのセルの全断面積は(1)、(2)より求められ、等価な半径Rの面積と等しいとすると、

そこで、燃料棒がUディスクと黒鉛の1ディスクおよび5ディスクから、炉心の燃料濃度の $O/^{235}U$ 比が、5378, 4328, 3276 および 2226 と異なる SHE-5, -6, -7 および -8 炉心, また、より大きな炉心を組むために、Uディスクのみを装填した燃料棒1本に対し、黒鉛棒2本の割合で装荷した SHE-12 炉心, およびUディスクのみの燃料棒1本, 黒鉛棒1本およびトリウム棒1本の割合で装荷した SHE-T-1 炉心の6種類の円柱炉心の臨界質量の測定を行なった。

ここでトリウム棒はThディスクと黒鉛の1ディスクを交互に装填して作成されている。

これらの炉心の燃料棒パターン, 炉心の燃料濃度比および均質にした場合の各物質の原子個数密度を表3にまとめた。

3. 臨界質量の測定

臨界近接は標準的な方法で行なわれ、炉心マトリックスにあらかじめ黒鉛棒を装荷しておき、逐次中心から外部へ向けてこれらを燃料棒と交換し、燃料棒と黒鉛棒の黒鉛の量はほぼ同じであることから、この操作は UO_2 燃料のみを中心から外部へ向けて加えていった事に相当する。燃料追加の各回毎に炉心外に配置された BF_3 計数管で中性子増倍率を測定する方法で臨界点の測定が行なわれた。

この状態の炉心で臨界プロットから得られた臨界質量はいくつかの補正量を含んでいるので、理想状態の臨界質量を得るには以下の補正が必要である。すなわち、制御棒、安全棒の挿入孔および吸収棒を全部引抜いた時の残部、パルス中性子発生装置のエクステンションチューブの影響および超過反応度の評価が必要である。

そこで、まず制御棒および安全棒に対応する位置の黒鉛棒を取り除き、その状態での制御棒の臨界点を求め、あらかじめ測定された制御棒の校正曲線から反応度を求めた。一方、エクステンションチューブの効果は全く同じに作られた擬似エクステンションチューブを対応する位置に挿入し、臨界点を求め校正曲線から反応度を求めた。表4に制御棒、安全棒の残部と挿入孔およびエクステンションチューブの反応度効果の測定結果を示した。これらの反応度および臨界時の超過反応度の補正を行ない求められた理想状態の燃料棒本数と ^{235}U の臨界質量を表5に示す。また図2に ^{235}U の臨界質量と炉心の燃料濃度の関係を示した。

次に、燃料棒本数に対する等価半径の関係は、SHEの1個のマトリックス管に外接する正六角形の1つのセルの断面積は

$$6 \times \frac{\frac{2}{\sqrt{3}} r_0 \times r_0}{2} = 2\sqrt{3} r_0^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

であたえられる。ここで $r_0 = 3.25$ cmである。

中心を0層と考えると、p層までのセルの総数は

$$3p^2 + 3p + 1 \quad \dots \dots \dots (2)$$

であたえられ、p層までのセルの全断面積は(1)、(2)より求められ、等価な半径Rの面積と等しいとすると、

Table 3 Compositions of the core in various patterns

(unit: $\times 10^{24}$ atom/cm³)

Configuration	Pattern of fuel rod	Core							Reflector		
		²³⁵ U	²³⁸ U	C	H	O	Th	C	H	O	
SHE-5	U15	0.1439 $\times 10^{-4}$	0.5739 $\times 10^{-4}$	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.1953 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-6	U1	0.1799 $\times 10^{-4}$	0.7173 $\times 10^{-4}$	0.07788	0.1038 $\times 10^{-3}$	0.2335 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-7	U5	0.2399 $\times 10^{-4}$	0.9565 $\times 10^{-4}$	0.07859	0.1048 $\times 10^{-3}$	0.2909 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-8	U	0.3599 $\times 10^{-4}$	0.1435 $\times 10^{-4}$	0.08012	0.1068 $\times 10^{-3}$	0.4106 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-12	U	0.1172 $\times 10^{-4}$	0.4673 $\times 10^{-4}$	0.07768	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.2111 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-T-1	U	0.1172 $\times 10^{-4}$	0.4673 $\times 10^{-4}$	0.07763	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.2718 $\times 10^{-3}$	0.3034 $\times 10^{-4}$	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	
SHE-9-A7	U15	0.1439 $\times 10^{-4}$	0.5739 $\times 10^{-4}$	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.1953 $\times 10^{-3}$	0	0.07741	0.1032 $\times 10^{-3}$	0.516 $\times 10^{-4}$	

表4 制御棒・安全棒の挿入孔，エクステンションチューブ
および燃料棒の反応度

Core	燃料棒反応度 (%)	制御棒，安全棒の 挿入孔 (%)	PNS延長管 (%)
SHE-5	+16.4	- 7.3 × 2 - 10.4 × 6	-38.4
SHE-6	+20.0 (17.2)	- 7.1 × 2 - 10.4 × 6	-35.4
SHE-7	+17.2	- 6.35 × 2 - 9.76 × 6	-33.6
SHE-8	+18.6	- 5.8 × 2 - 9.4 × 6	-29.0
SHE-12	+45.8	- 11.8 × 8	-39.2
SHE-T-1	+35.0	- 10.1 × 8	-39.5
SHE-9-A7	+10.13	- 6.58 × 8	-60.6

Table 5. Physical and nuclear properties of the different core configurations of SHE

Configura- -tion	C/ ²³⁵ U	Number of fuel rods at critical		Critical mass in ²³⁵ U (kg)		Inner reflector R ₁ (cm)	Core radius R ₂ (cm)		Core length H ₁ (cm)	Axial reflector thickness H ₂ (cm)
		exp.	cal.	exp.	cal.		exp.	cal.		
SHE-5	5.378	211.6	210.3	5.12	5.09	0	35.13	35.02	240	0
SHE-6	4.328	189.0	180.9	5.74	5.49	0	33.20	32.48	240	0
SHE-7	3.276	165.5	160.1	6.68	6.46	0	31.07	30.55	240	0
SHE-8	2.226	141.5	143.4	8.61	8.73	0	28.73	28.92	240	0
SHE-12	6.628	79.45	77.52	4.83	4.71	0	37.28	36.83	240	0
SHE-T-1	$\frac{6.624}{C/^{235}\text{U}} = 2558$	92.77	96.57	5.65	5.88	0	40.29	41.11	240	0
SHE-9-A7	5.378	286.4	279.7	6.93	6.77	46.55	61.95	61.63	240	0

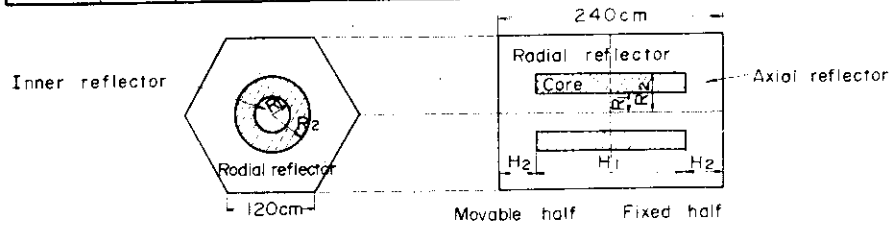
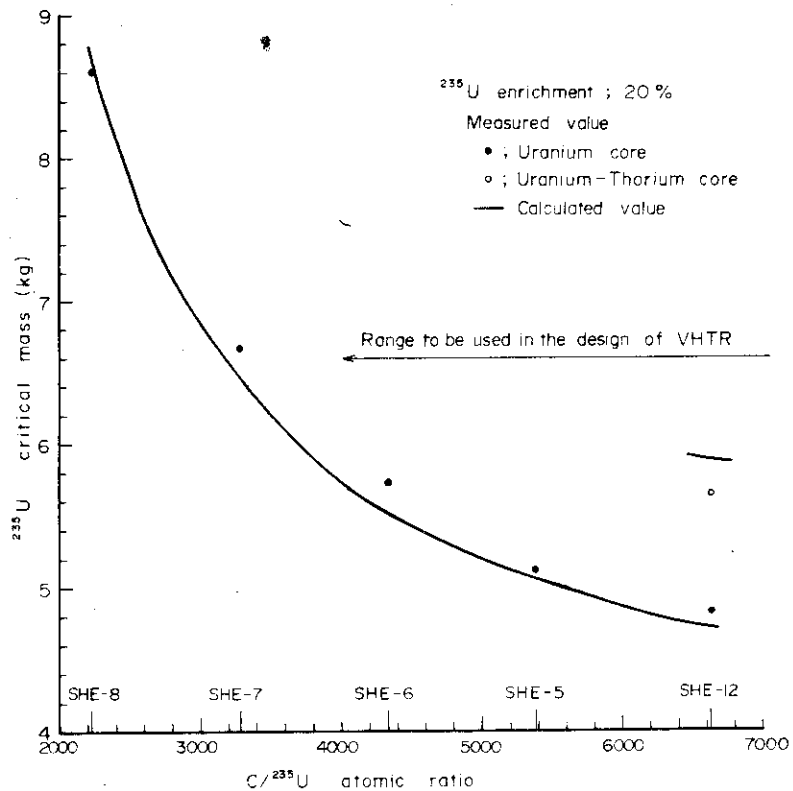


Fig 2 Critical masses of the various SHE cores



$2 \sqrt{3} r_0^2 (3p^2 + 3p + 1) = \pi R^2$ (3)
 となり、 $2(3p^2 + 3p + 1)$ は、SHEの移動側と固定側の燃料棒本数の総数、Nに相当するから

$$\pi R^2 = \sqrt{3} r_0^2 N$$

$$\therefore R = 2.413 \times \sqrt{N}$$
 (4)

となり、等価半径は、燃料棒本数の平方根に比例することがわかる。
 (4)より求められた理想状態における等価半径を表5に示した。

4. 臨界質量の計算

4.1 炉心の均質性

今回の報告で1) 炉心は均質であつて、一様に、酸化ウラン分子が黒鉛の中に混在している
 2) 炉心領域は円柱形をしていて、同一厚さの黒鉛反射体でかこまれている、という均質模型について計算した。炉心の構成を詳しくいうと、図1のように、中空の黒鉛マトリックス管を積み重ね、その中に燃料要素を挿入している。燃料要素は、燃料ディスクと黒鉛ディスクをきめられた組合せにしたがつて、黒鉛の燃料鞘に挿入してふたをしたものである。ほとんど全部の炉心については、黒鉛マトリックス管には必ず燃料要素を入れることにしたから図17中に示すように、燃料ディスク同志は近接している。しかし、例外的に、SHE-12及びSHE-T1炉心については、三角形をなす3本のマトリックス管に、酸化ウラン燃料棒要素1本、酸化トリウム入り燃料要素1本、黒鉛棒1本ずつ(SHE-12炉心では、酸化トリウム入り燃料要素の代りに黒鉛棒)を挿入したので図17に示すように、酸化ウラン燃料ディスクは、炉心半径方向についてややへだてて装荷されていることになる。しかしながら、燃料ディスク中といえども、C/²³⁸U原子比~5.57であつて、黒鉛原子が周辺黒鉛と同程度入っているので、直接点に非均質性が現れるとは考えにくいという理由から、均質模型について全面的に計算を進めた。

4.2 SHE群定数

1) 熱中性子群定数

まず熱中性子群定数の作成は0 eVから0.68257 eVまでを30群にわけることとし、各群³⁾について、SHEを構成する物質⁴⁾ ²³⁵U, ²³⁸U, C, O, Th, H等の原子の吸収断面積をDCCP⁵⁾ファイルあるいはENDF/B-III⁶⁾ファイルから多数エネルギー点について引出し平均操作によって求めた。つまりPI-2コードまたはTHERMOSECコードによりg=1から30について

$$\sigma_{MAT, g} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \sigma_{MAT}(E) \phi_m(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \phi_m(E) dE}$$
 (5)

$$2 \sqrt{3} r_0^2 (3p^2 + 3p + 1) = \pi R^2 \dots\dots\dots (3)$$

となり、 $2(3p^2 + 3p + 1)$ は、SHEの移動側と固定側の燃料棒本数の総数、 N に相当するから

$$\pi R^2 = \sqrt{3} r_0^2 N$$

$$\therefore R = 2413 \times \sqrt{N} \dots\dots\dots (4)$$

となり、等価半径は、燃料棒本数の平方根に比例することがわかる。

(4)より求められた理想状態における等価半径を表5に示した。

4. 臨界質量の計算

4.1 炉心の均質性

今回の報告で1) 炉心は均質であつて、一様に、酸化ウラン分子が黒鉛の中に混在している
 2) 炉心領域は円柱形をしていて、同一厚さの黒鉛反射体でかこまれている、という均質模型について計算した。炉心の構成を詳しくいうと、図1のように、中空の黒鉛マトリックス管を積み重ね、その中に燃料要素を挿入している。燃料要素は、燃料ディスクと黒鉛ディスクをきめられた組合せにしたがって、黒鉛の燃料鞘に挿入してふたをしたものである。ほとんど全部の炉心については、黒鉛マトリックス管には必ず燃料要素を入れることにしたから図17中に示すように、燃料ディスク同志は近接している。しかし、例外的に、SHE-12及びSHE-T1炉心については、三角形をなす3本のマトリックス管に、酸化ウラン燃料棒要素1本、酸化トリウム入り燃料要素1本、黒鉛棒1本ずつ(SHE-12炉心では、酸化トリウム入り燃料要素の代りに黒鉛棒)を挿入したので図17に示すように、酸化ウラン燃料ディスクは、炉心半径方向についてややへだてて装荷されていることになる。しかしながら、燃料ディスク中といえども、 $C/^{238}U$ 原子比 ~ 5.57 であつて、黒鉛原子が周辺黒鉛と同程度入っているので、直接点に非均質性が現れるとは考えにくいという理由から、均質模型について全面的に計算を進めた。

4.2 SHE群定数

1) 熱中性子群定数

まず熱中性子群定数の作成は0 eVから0.68257 eVまでを30群にわけることとし、各群³⁾について、SHEを構成する物質⁴⁾ ^{235}U , ^{238}U , C, O, Th, H等の原子の吸収断面積をDCCP⁵⁾ファイルあるいはENDF/B-III⁶⁾ファイルから多数エネルギー点について引出し平均操作によって求めた。つまりPI-2コード⁶⁾またはTHERMOSECコード⁵⁾により $g=1$ から30について

$$\sigma_{MAT,g} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \sigma_{MAT}(E) \phi_m(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \phi_m(E) dE} \dots\dots\dots (5)$$

ここに

$$\phi_m(E) = \frac{E}{T_0^2} \exp\left(-\frac{E}{T_0}\right) \quad T_0 = 0.025 \text{ eV} \quad \dots\dots\dots (6)$$

熱中性子30群のエネルギー区分は表6に示したとおりである。

エネルギー遷移散乱断面積はつぎのようにして求めた。黒鉛に対する熱中性子散乱モデルとして Young-Koppel の振動数分布より GASKET⁷⁾コードで散乱則 $S(\alpha, \beta)$ (ENDF/A⁸⁾ファイル, $T=296^\circ\text{K}$)⁹⁾を計算し, PIXSEコードでエネルギー遷移中性子散乱断面積を次のようにして求めた。

すなわち,

$$\sigma_n(E \rightarrow E') = \int_{-1}^1 \mu^n \sigma(E \rightarrow E', \theta) d\mu \quad \mu = \cos \theta \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\sigma(E \rightarrow E', \theta) = \frac{\sigma_b}{2KT} \sqrt{\frac{E'}{E}} e^{-\frac{\beta}{2}} S(\alpha, \beta) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで,

$$\sigma_b = \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \sigma_s$$

$$\beta = \frac{E' - E}{KT}$$

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\mu\sqrt{E'E}}{AKT}$$

E : 散乱前エネルギー

E' : 散乱後エネルギー

σ_s : 自由原子断面積

一方, ²³⁵U, ²³⁸U, O, H および Th に対する散乱モデルには自由ガスモデルを採用し, 同様の手順でエネルギー遷移中性子散乱断面積を求めた。

また, 自由ガスの散乱則は

$$S(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\alpha}} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\alpha}\right) \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。

このようにして, 得られた多点の散乱断面積を各群内で媒質温度の Maxwell 分布の中性子スペクトルを重率とする平均操作することにより, 群定数を求めることができる。つまり,

30群のエネルギー遷移中性子断面積は

$$\sigma_{gg'} = \frac{\int_{E_1'}^{E_2'} dE' \int_{E_1}^{E_2} dE \sigma(E \rightarrow E') \phi_m(E)}{\int_{E_1}^{E_2} \phi_m(E) dE} \quad \dots\dots\dots (10)$$

表 6 熱中性子領域の分割

グループ	上限エネルギー	レサジー巾
1	0.68257	0.23018
2	0.54223	"
3	0.43075	"
4	0.34218	0.11509
5	0.30499	"
6	0.27183	0.23018
7	0.21594	"
8	0.17154	"
9	0.13627	"
10	0.10826	"
11	0.085998	"
12	0.068317	"
13	0.054271	"
14	0.043113	"
15	0.034249	"
16	0.027207	"
17	0.021613	"
18	0.017170	"
19	0.013639	"
20	0.010835	"
21	0.0086074	"
22	0.0068377	"
23	0.0054319	"
24	0.0043151	"
25	0.0034279	"
26	0.0027231	"
27	0.0021632	"
28	0.0017184	"
29	0.0013651	"
30	0.00108446	∞

である。

ここで E_1 および E_2 は g グループの上限および下限エネルギーである。

また、熱中性子群への熱中性子源は、各空間点について 0.68257 eV 付近の中性子束を以下にのべる方法によって求め、これ以上を $1/E$ 分布と仮定し PIXSE コードで

$$S_g = \int_{E_1}^{E_2} dE \int_{E_m}^{\infty} \sigma(E' \rightarrow E) dE'/E' \dots\dots\dots (1)$$

として計算された。

以上の 30 群の吸収断面積、核分裂断面積、散乱断面積および熱中性子源分布に関する群定数を一次元拡散コード TUD¹⁰⁾ に入力し、円筒炉心体系について熱中性子スペクトルの空間分布を計算し、これ重率として 2 領域の熱中性子群定数の作成の準備を進めた。

TUD 拡散コードでは多群拡散方程式は次の様に、連立一次方程式に変換さ Successive Over-Relaxation 法によって数値的にとかれる。

$$-D^g \nabla^2 \phi^g(r) + \Sigma_f^g \phi^g(r) = Q^g(r) \dots\dots\dots (2)$$

$$Q^g(r) = \frac{1}{\lambda} \chi^g \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'} \phi^{g'}(r) + \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g \leftarrow g'} \phi^{g'}(r) + S^g(r) \dots\dots\dots (3)$$

ここで

$$\nabla^2 = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\rho}{r} \frac{d}{dr} \quad (\text{円筒体系: } \rho = 1)$$

で、他は通常使用される一般的な記号である。

炉心の中性子スペクトルの計算に、TUD コードを使用する場合は、(3)式において、右辺の第一項は、 $\chi^g = 0$ として無視し、仮定された中性子源分布 $S^g(r)$ について $\phi^g(r)$ を求めている。 $S^g(r)$ は、4.2 でのべる臨界計算により炉全体の中性子束分布が計算されると、そのつど改善値が得られるので、何回か新しい $S^g(r)$ について熱中性子群定数を求める必要がある。このようにして求められた中性子スペクトル $\phi^g(r)$ を重率として平均し、炉心および反射体の熱中性子群定数、 Σ_a 、 $\nu \Sigma_f$ 、 D および $\frac{1}{v}$ 吸収断面積を次の式；

$$\sigma_{MAT} = \frac{\int_v r dr \sum_g \sigma_{MAT}^g \phi^g(r)}{\int_v r dr \sum_g \phi^g(r)} \dots\dots\dots (14)$$

により作成した。

SHE 集合体の各炉心の熱中性子断面積を表 7 にまとめた。また、各炉心の炉心軸 $r = 0$ cm、炉心と反射体の境界点および反射体の中心における熱中性子スペクトルを図 3 ~ 8 に示した。

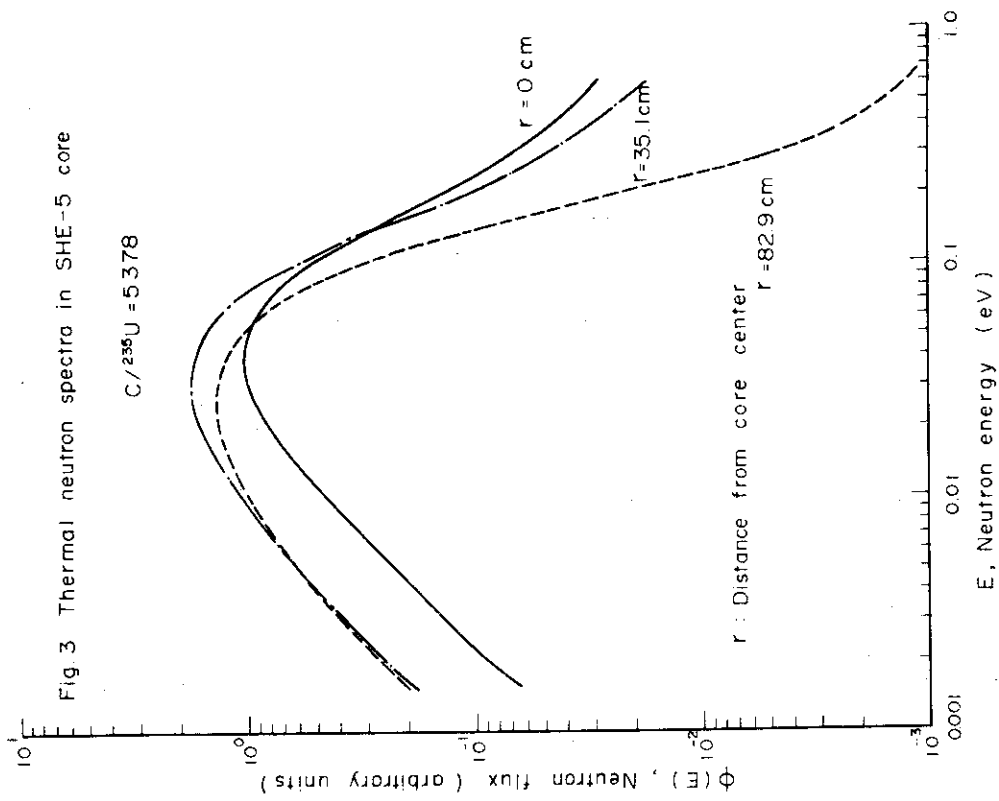
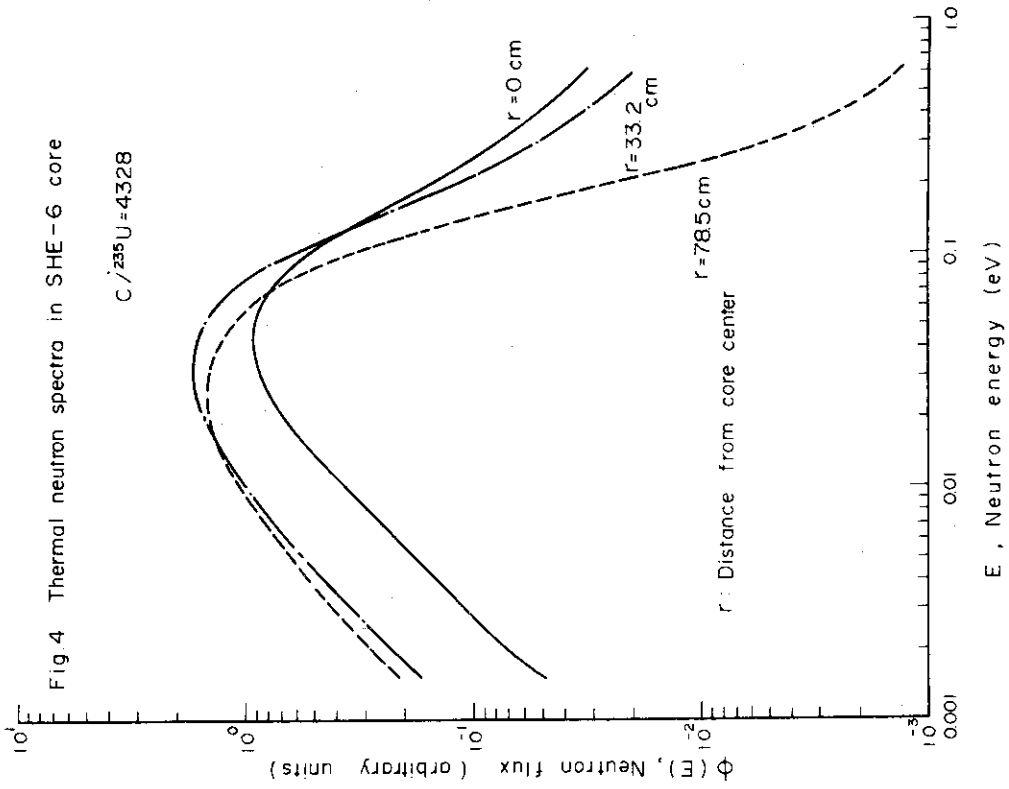
2) 速中性子群定数

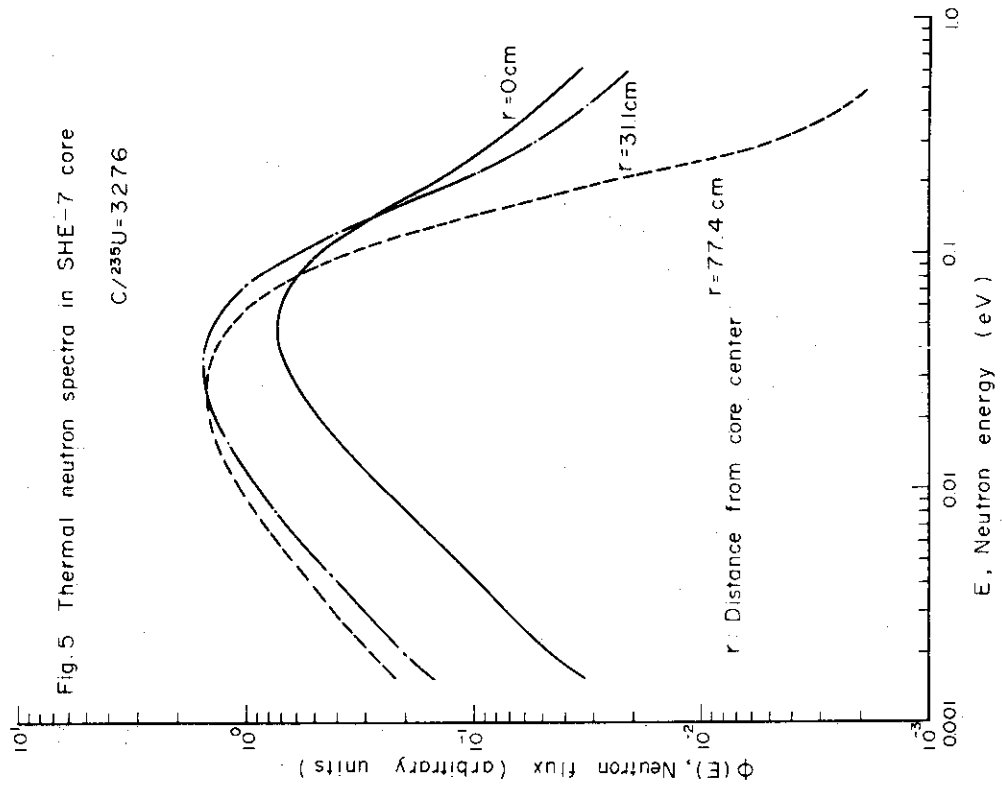
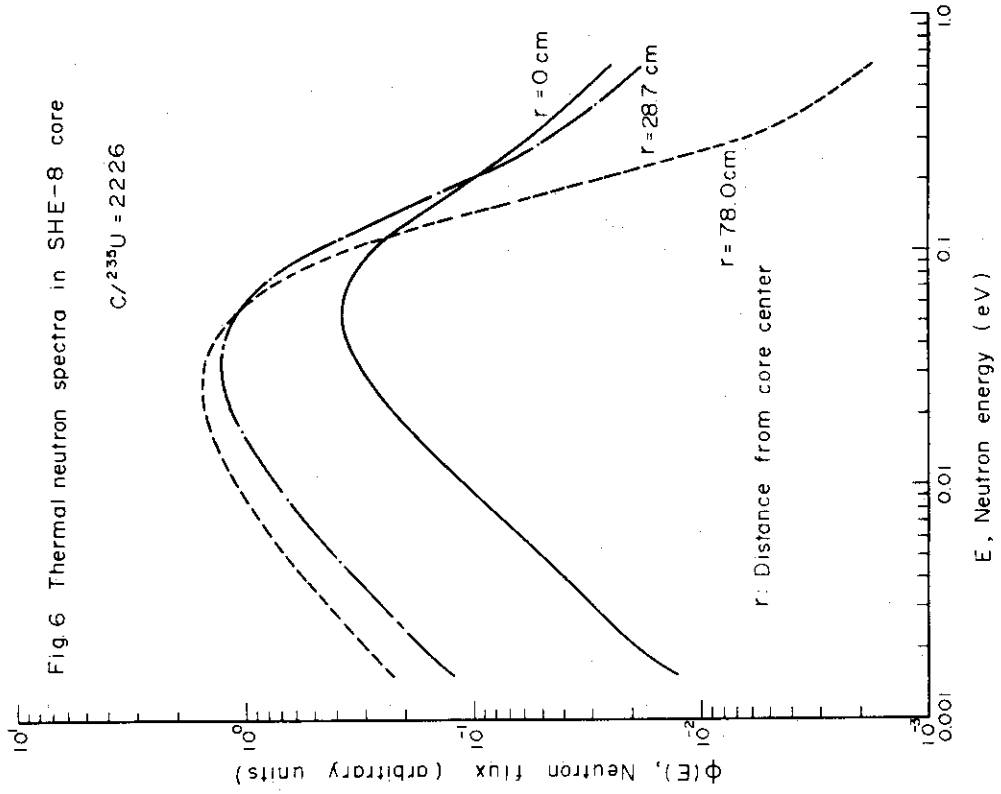
一方、速中性子群定数については、まず各核種について 66 群のエネルギーにわけられた (表 8 参照) GAM-1¹¹⁾ タイプのマイクロ断面積のライブラリーから 2 群ずつ平均し各核種について加え合せ、レーザー巾 0.5 で 0.68257 eV 以上 10 MeV まで速中性子群 33 群の群定数を FAXSE¹²⁾ コードで作成した。つまり

Table 7 2 group constants

	SHE-5	SHE-6	SHE-7	SHE-8	SHE-12	SHE-T-1
D_1	1.2412	1.2395	1.2320	1.2106	1.2331	1.2284
$\nu \Sigma_{f1}$	0.41107×10^{-3}	0.50142×10^{-3}	0.65119×10^{-3}	0.93667×10^{-3}	0.34055×10^{-3}	0.34057×10^{-3}
Σ_{a1}	0.71829×10^{-3}	0.83372×10^{-3}	0.10125×10^{-2}	0.13876×10^{-2}	0.62253×10^{-3}	0.76247×10^{-3}
Σ_r	0.22827×10^{-2}	0.22798×10^{-2}	0.21685×10^{-2}	0.20053×10^{-2}	0.23817×10^{-2}	0.23648×10^{-2}
D_2	0.86939	0.86414	0.85484	0.83057	0.86654	0.86522
$\nu \Sigma_{f2}$	0.12936×10^{-1}	0.15582×10^{-1}	0.19882×10^{-1}	0.28884×10^{-1}	0.10796×10^{-1}	0.10802×10^{-1}
Σ_{a2}	0.65799×10^{-2}	0.78828×10^{-2}	0.10003×10^{-1}	0.14450×10^{-1}	0.55286×10^{-2}	0.56846×10^{-2}
$\frac{1}{v_2}$	0.30632×10^{-5}	0.29644×10^{-5}	0.28511×10^{-5}	0.27719×10^{-5}	0.31300×10^{-5}	0.31318×10^{-5}
D_1	1.1264	1.1300	1.1319	1.1349	1.1249	1.1247
Σ_{a1}	0.37432×10^{-7}	0.85692×10^{-6}	0.84729×10^{-6}	0.83192×10^{-6}	0.37020×10^{-7}	0.36963×10^{-7}
Σ_r	0.42688×10^{-2}	0.43370×10^{-2}	0.42722×10^{-2}	0.41699×10^{-2}	0.43164×10^{-2}	0.42993×10^{-2}
D_2	0.86149	0.86151	0.86169	0.86231	0.86112	0.86118
Σ_{a2}	0.25095×10^{-3}	0.25091×10^{-3}	0.25061×10^{-3}	0.24956×10^{-3}	0.25185×10^{-3}	0.25173×10^{-3}
$\frac{1}{v_2}$	0.38287×10^{-5}	0.38281×10^{-5}	0.38236×10^{-5}	0.38074×10^{-5}	0.38356×10^{-5}	0.38338×10^{-5}

note ; 1 = fast neutron group 2 = thermal neutron group





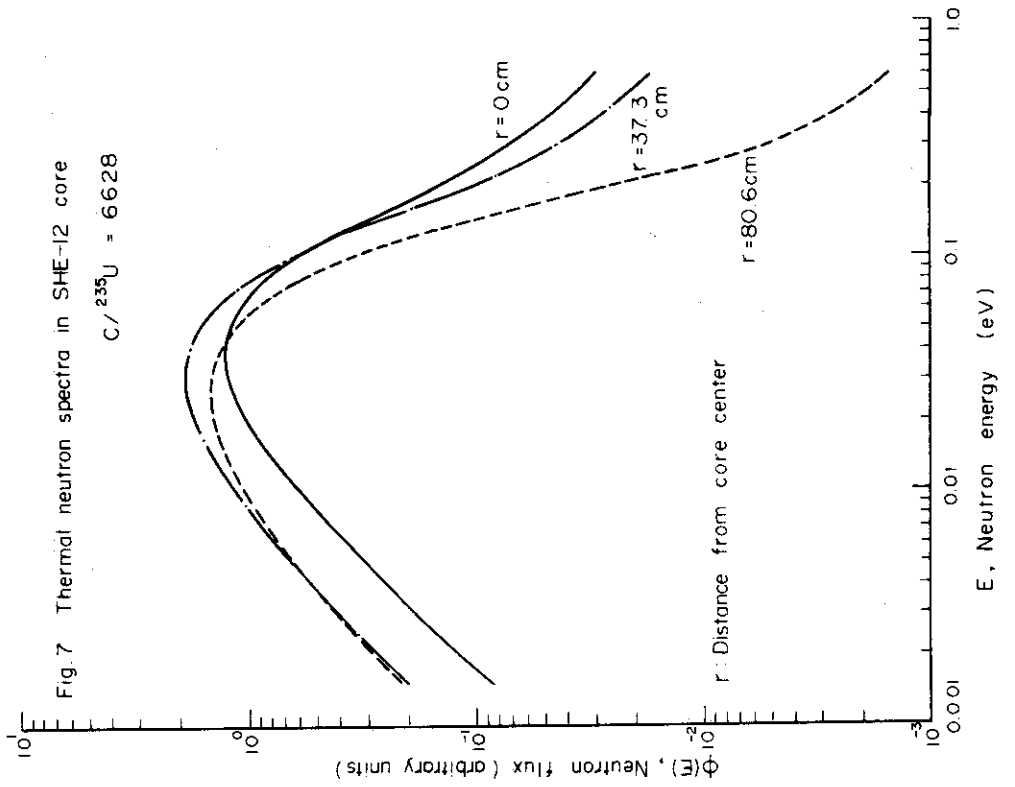
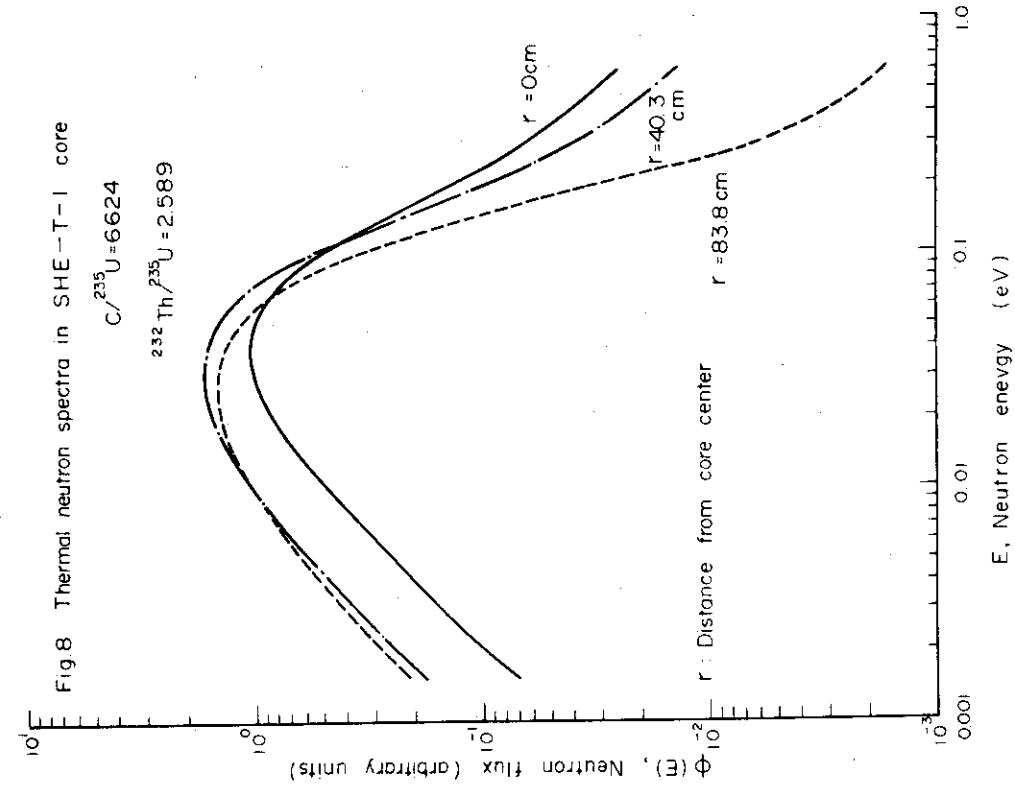


表8 高速中性子領域の分割

グループ 番号	上 限 レサジー	上 限 エネルギー	グループ 番号	上 限 レサジー	上 限 エネルギー
	(u)	(eV)	35	8.50	2.0347×10^3
1	0.	10^7	36	8.75	1.5846×10^3
2	0.25	7.788×10^6	37	9.0	1.2341×10^3
3	0.50	6.0653×10^6	38	9.25	961.12
4	0.75	4.7237×10^6	39	9.50	748.51
5	1.0	3.6788×10^6	40	9.75	582.95
6	1.25	2.8650×10^6	41	10.0	454.0
7	1.50	2.2313×10^6	42	10.25	353.58
8	1.75	1.7377×10^6	43	10.50	275.36
9	2.0	1.3533×10^6	44	10.75	214.45
10	2.25	1.0540×10^6	45	11.0	167.02
11	2.50	820.8×10^3	46	11.25	130.08
12	2.75	639.3×10^3	47	11.50	101.30
13	3.0	497.87×10^3	48	11.75	78.895
14	3.25	387.74×10^3	49	12.0	61.442
15	3.50	301.97×10^3	50	12.25	47.851
16	3.75	235.18×10^3	51	12.50	37.266
17	4.0	183.16×10^3	52	12.75	29.023
18	4.25	142.64×10^3	53	13.0	22.603
19	4.50	111.09×10^3	54	13.25	17.603
20	4.75	86.517×10^3	55	13.50	13.709
21	5.0	67.379×10^3	56	13.75	10.677
22	5.25	52.475×10^3	57	14.0	8.3153
23	5.50	40.867×10^3	58	14.25	6.476
24	5.75	31.828×10^3	59	14.50	5.0435
25	6.0	24.788×10^3	60	14.75	3.9279
26	6.25	19.305×10^3	61	15.0	3.059
27	6.50	15.035×10^3	62	15.25	2.3824
28	6.75	11.709×10^3	63	15.50	1.8554
29	7.0	9.1188×10^3	64	15.75	1.445
30	7.25	7.1017×10^3	65	16.0	1.1254
31	7.50	5.5308×10^3	66	16.25	0.87643
32	7.75	4.3074×10^3	サーマル	16.5	0.68256
33	8.0	3.3546×10^3			
34	8.25	2.6126×10^3			

吸収断面積

$$\Sigma_a^g = \sum_{\mu} N_{\mu} \sigma_{a\mu}^g \dots\dots\dots (15)$$

遷移断面積

$$\Sigma^{g \leftarrow g'} = \sum_{\mu} N_{\mu} \left(\sigma_{el\mu}^{0g \leftarrow g'} + \sigma_{nn\mu}^{g \leftarrow g'} + 2 \cdot \sigma_{n2n\mu}^{g \leftarrow g'} - \frac{1}{3} \delta_{gg} \sum_{g=g'}^{67} \sigma_{el\mu}^{1g \leftarrow g'} \right) \dots\dots\dots (16)$$

全断面積

$$\Sigma^g = \sum_{\mu} N_{\mu} \left[\sigma_{a\mu}^g + \sum_{g=g'}^{67} \left(\sigma_{el\mu}^{0g \leftarrow g} - \frac{1}{3} \sigma_{el\mu}^{1g \leftarrow g} + \sigma_{nn\mu}^{g \leftarrow g} + 2 \cdot \sigma_{n2n\mu}^{g \leftarrow g} \right) \right] \dots\dots (17)$$

核分裂断面積

$$\nu \Sigma_f^g = \sum_{\mu} N_{\mu} \nu_{\mu}^g \sigma_{f\mu}^g \dots\dots\dots (18)$$

核分裂スペクトル

$$X^g = \sum_{\mu} \chi_{\mu}^g N_{\mu} \sum_{g'=1}^{NG} \nu_{\mu}^{g'} \sigma_{f\mu}^{g'} \phi^{g'} / \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} \dots\dots\dots (19)$$

除去断面積

$$\Sigma_d^g = \sum_{\mu} N_{\mu} \sum_{g'=NG+1}^{13} \left(\sigma_{el\mu}^{0g \leftarrow g} + \sigma_{nn\mu}^{g \leftarrow g} + 2 \cdot \sigma_{n2n\mu}^{g \leftarrow g} \right) \dots\dots\dots (20)$$

但し、²³²ThについてはENDF/B-IIIファイルから、SUPERTOG-III¹³⁾コードをつかい66群のGAM-1形式のマイクロ断面積を作成した。また²³⁵U、²³⁸Uおよび²³²Thの核種のresolved regionにおける各群の共鳴積分はENDF/B-IIおよびENDF/B-III¹⁴⁾ファイルから、共鳴レベルパラメータ、スムーズパートの断面積について引用して、LTE-RICM¹⁴⁾コードで均質体系とし計算した。

一方、非分離領域の共鳴積分はGAM-1にファイルされている無限希釈に対する値をそのまま用いた。

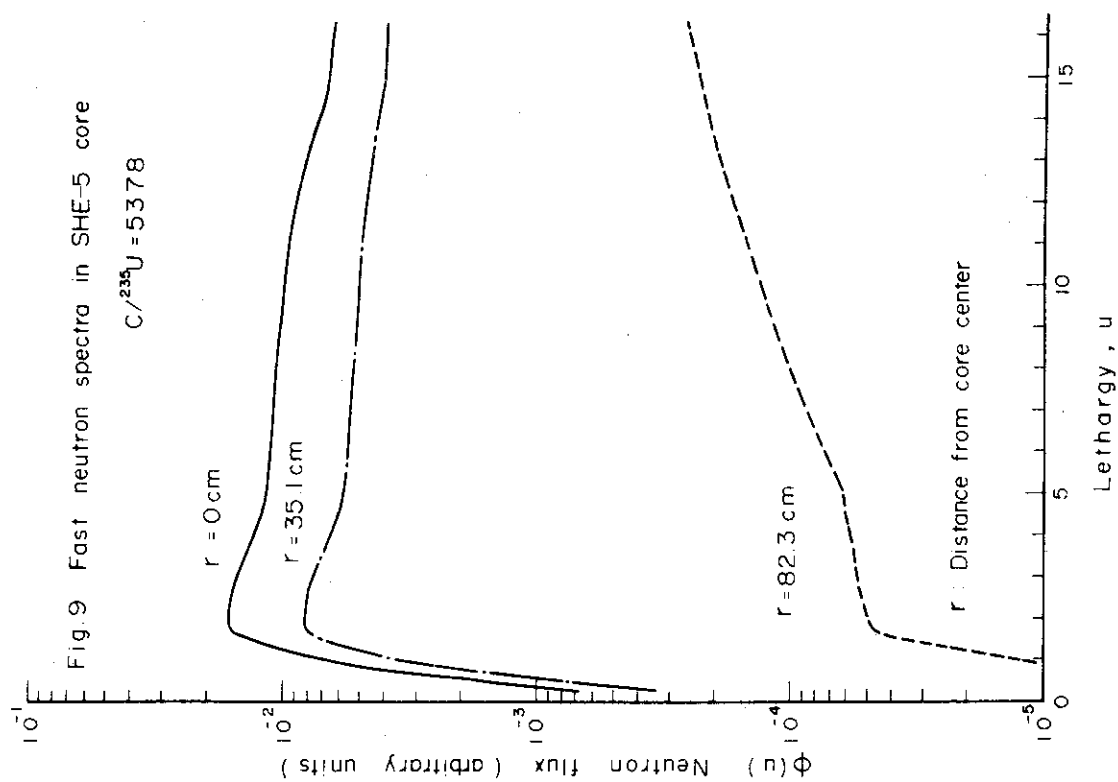
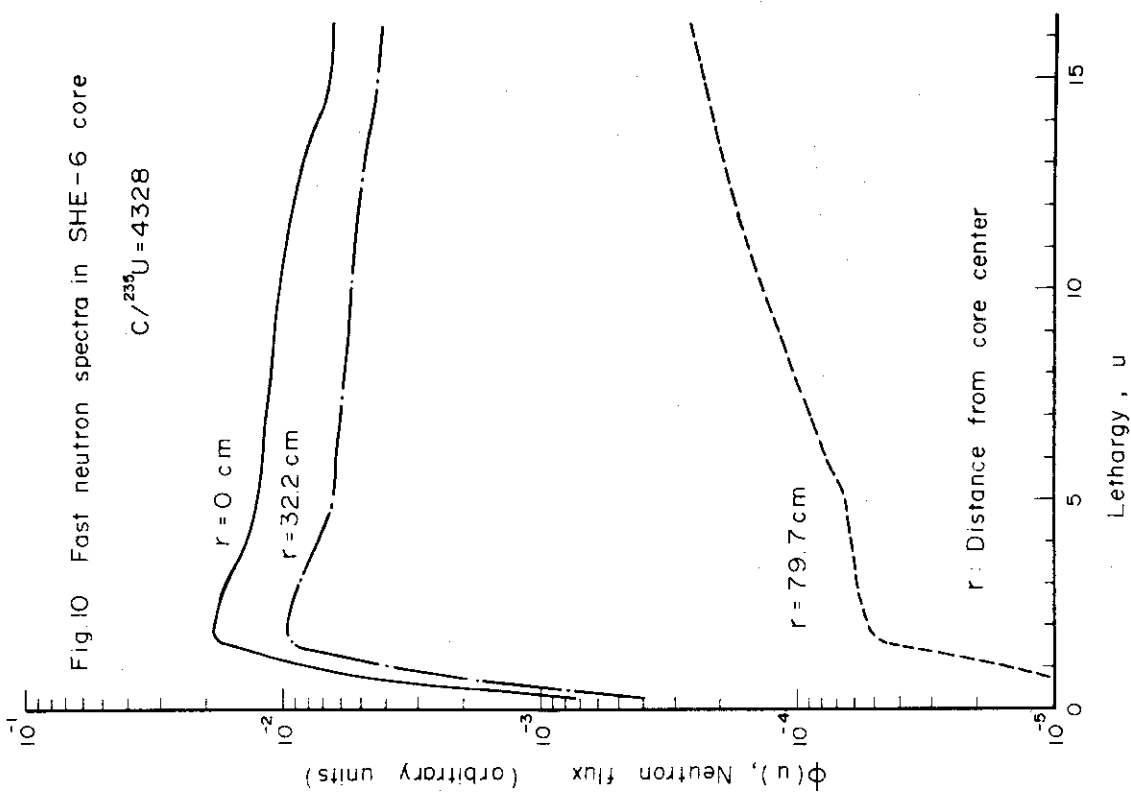
臨界計算のさい求められた速中性子スペクトルを図9~1.4に、また0.68257eV以上を1群にまとめた速中性子群定数を表7に示した。

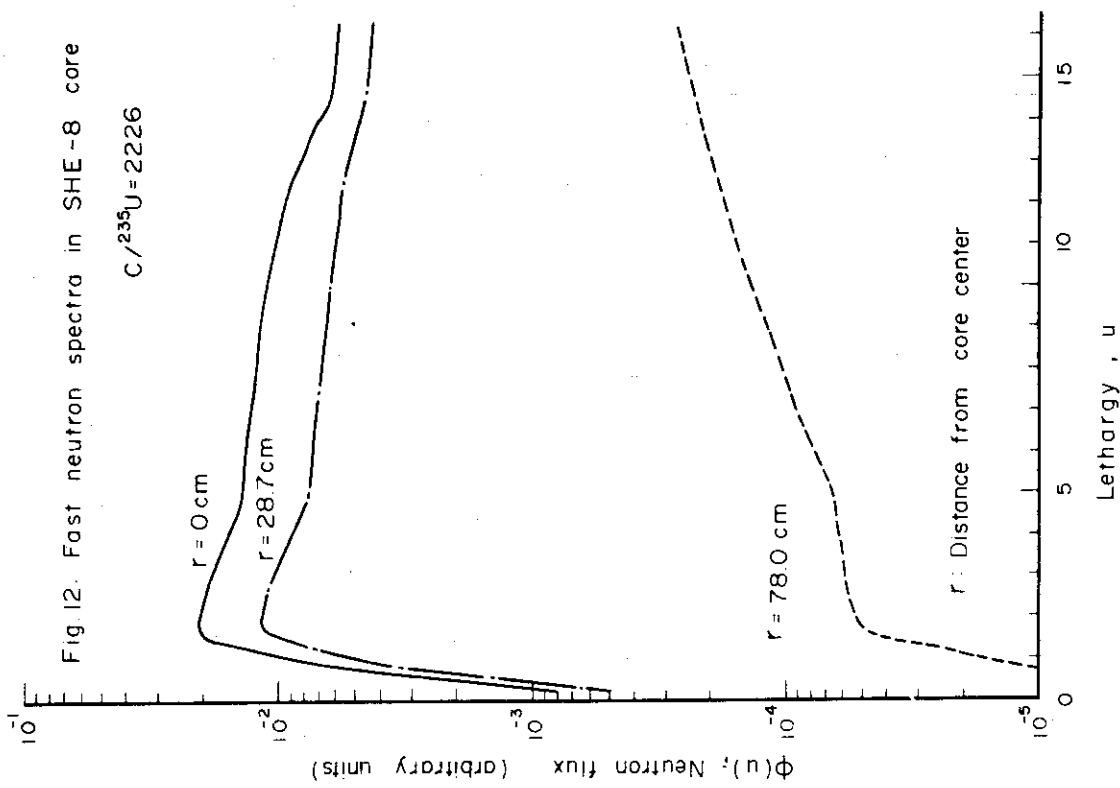
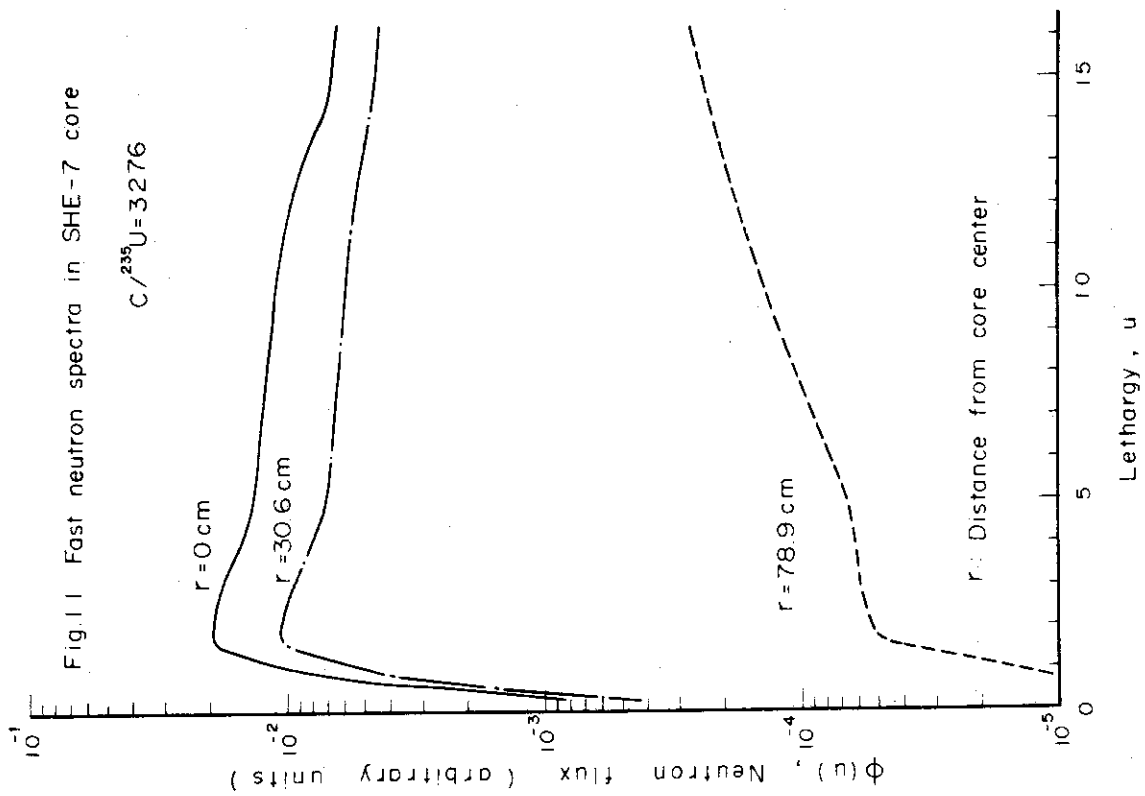
4.3 中性子拡散計算

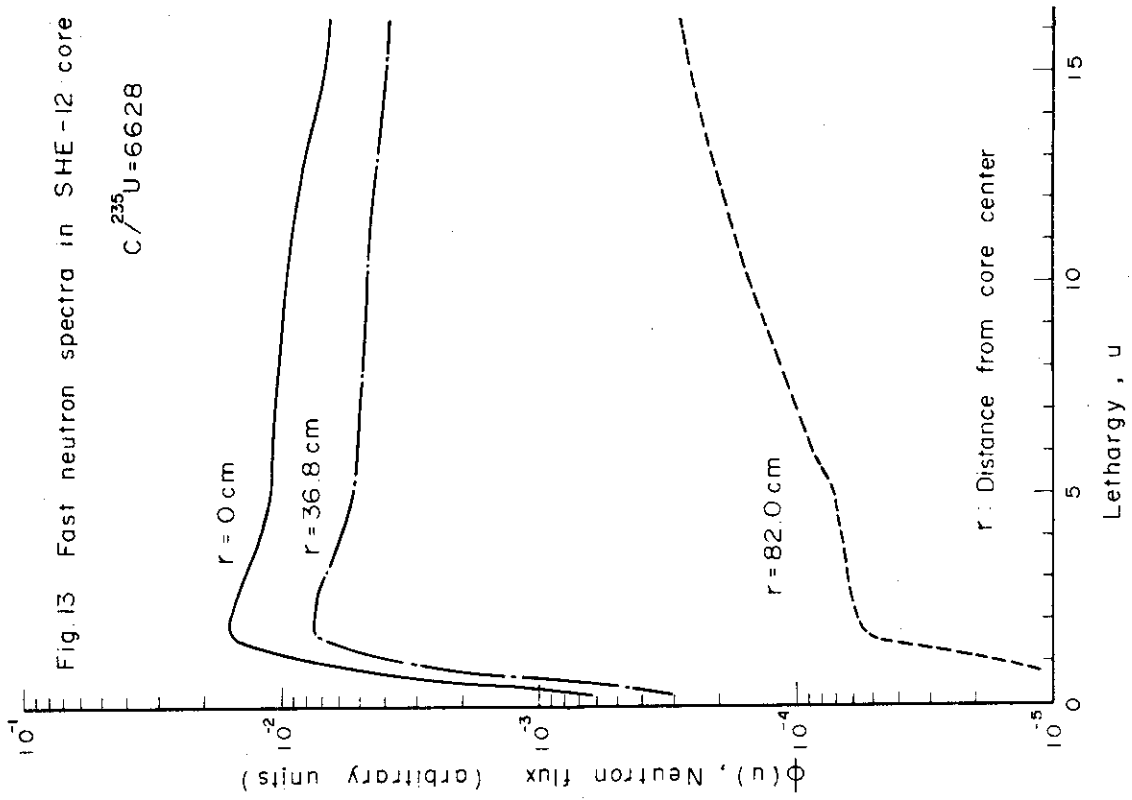
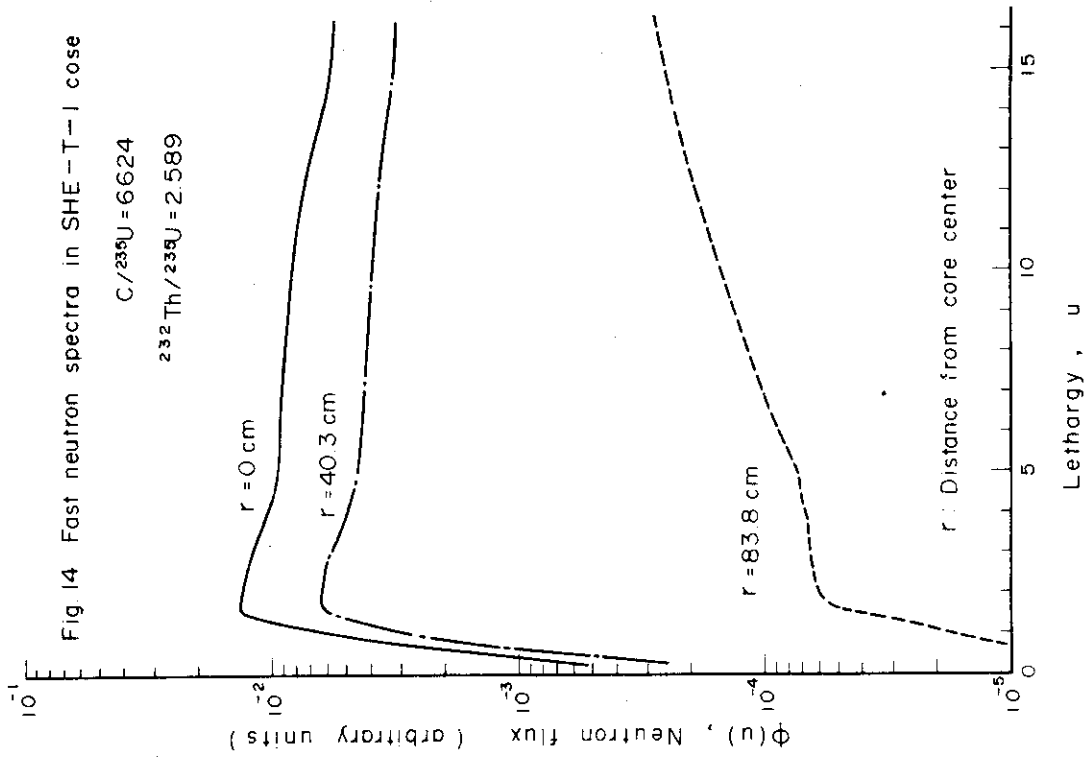
4.2で求められた熱中性子群1群および速中性子群33群の核定数を組合せ34群とし、炉心・反射体各1領域の2領域で円筒体系とし一次元拡散コードTUDで臨界計算を行なった。原子炉の大きさは外挿距離をふくめ半径129.2cmとし、軸方向の中性子の洩れは、軸方向のバックリング $B_z^2 = 0.0001658$ (cm²)により $D(E)B_z^2$ で与えられる仮想吸収項をとり入れ評価した。

各炉心における臨界質量の計算結果を表2および図5に実験値とともに示した。

この結果、円筒炉心体系については²³⁵Uの臨界質量で平均2.6%、最大4.4%の相異でSHE集合体の臨界質量を計算出来ることが明確になった。また実効増倍係数 k_{eff} では平均







0.61%, 最大1.05%の相異であった。(表9参照)

10年くらい前に、井上氏ら¹⁵⁾によってSHE集合体の円筒炉心や内部反射体付きの炉心の臨界計算が拡散近似34群で行なわれた。その報告書においても円筒炉心体系については臨界質量の理論・実験の一致はよく、 ^{235}U の臨界質量で、平均3.4%以内の相違にとどまっている。しかし、第7層まで内部反射体をもつSHE-9-A7 ($\text{C}/^{235}\text{U}=5378$)炉心体系の臨界質量は約30%も実験値と異なっていて、円筒炉心における理論・実験の一致は偶然であって誤差の相殺によるものと推定されていた。

この内部反射体の大きさを変化させると、一種類の燃料濃度に対し、ある大きさの内部反射体で臨界量が最小となる。この場合の臨界質量の変化の様子は燃料濃度によって著しく異なることが、井上氏らの測定結果¹⁶⁾からいえる。この測定結果を図15に示した。

図2の円柱炉心に対する $\text{C}/^{235}\text{U}$ 原子比と臨界質量の関係をみると、 $\text{C}/^{235}\text{U}$ が大きいほど臨界質量は小さくなるが、すでにいわば“鍋底”に達してさらに $\text{C}/^{235}\text{U}$ が増加するとやがて臨界質量は大きくなるものと推定してよいであろう。これは、もともと、 $\text{C}/^{235}\text{U}$ が増加すると ^{238}U の共鳴吸収を逃れる確率が増加して k_{∞} が大きくなる効果が、燃料利用率の低下により相殺されてしまうことに原因していると判断してよいであろう。このことは、裸の炉心については良く知られていることなのであるが、反射体がついても傾向が鈍化するが、同様の関係が $\text{C}/^{235}\text{U}$ と臨界質量の間に存在していることを示している。実は、いまのべたこととやはり事象が図15の内部反射体の大きさによる臨界量の変化にも表れている。黒鉛中の中性子減速距離は約50cmでもあって、内部反射体の直径と同程度である。したがって内部反射体を大きくすることは、 $\text{C}/^{235}\text{U}$ の大きい炉心では ^{238}U の共鳴吸収を逃れる確率を増加させるのに働くが、同時に内部反射体黒鉛による中性子吸収を助長させるので、内部反射体の拡大につれ臨界質量は減少していくが、やはりあまり内部反射体を増加させると、内部反射体中の中性子吸収が増加してしまうことを主として、側面反射体がうすくなることを従として臨界質量は再び増加の傾向を示すようになると解釈してよいであろう。したがってこのような内部反射体のある炉心では特に、中性子の減速・熱化の詳細な取扱いが肝要であると思われる。そこで、今回の解析にあたっては、熱中性子スペクトルの計算に改良を加えると共に、ENDF/B等の最新の核データを基礎としたうえ、内部反射体の等価半径の決定方法を変更した。つまり、従来は、面積が不変という条件によって六角形の内部反射体断面を円形にしたときの半径を決定していたのを、内径が不変という条件に変更して、臨界計算を行った。炉物理的考察によって中性子利用率という観点から最も重要なことは、いわば対岸の燃料棒まで黒鉛に吸収されることなく、減速、拡散しうるかどうかということである。対岸到達時の中性子スペクトルを適正に評価できているかが、問題であり、同時に、対岸までの距離が平均的によく等価円断面で見積られている必要がある。この観点から、内径が不変という条件の方が優れているように思われる。第7層まで内部反射体をもつSHE-9-A7 ($\text{C}/^{235}\text{U}=5378$)炉心の計算結果では、従来、計算値の方が、 k_{eff} で¹⁷⁾4.4%実験値をうまわっていたが、今回の計算では、 k_{eff} で0.6%、臨界質量で2.3%となり、実験・計算の一致は、かなり改善され、円筒炉心におけるものと同程度になった。

Table 9 Calculated values of the effective multiplication factor for the various SHE cores at critical

	critical core radius (cm)	k_{eff}
SHE-5	35.13	1.0016
SHE-6	33.20	1.0105
SHE-7	31.07	1.0075
SHE-8	28.73	0.99750
SHE-12	37.28	1.0062
SHE-T-1	40.29	0.99139
SHE-9-A7	61.95*	1.0055

(* Inner reflector radius : 46.55 cm)

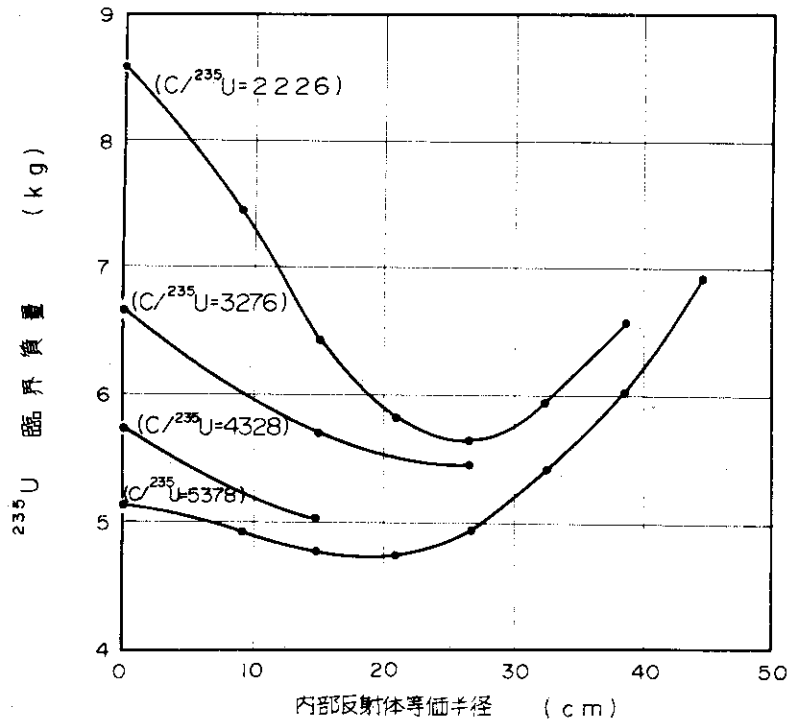


図15 内部反射体の変化による臨界量の変化

4.4 炉心の非均質性の効果

非均質性を無視したことによる計算の誤差は次のようにして見積ることができる。

まず、高速核分裂効果 ϵ については、高速核分裂を起すしきいエネルギー値 $\sim 2 \text{ MeV}$ 以上の中性子の炉心部における平均自由行程は、 $5 \sim 6 \text{ cm}$ 程度あるので、直径が 4.5 cm の燃料棒については、もともと非均質性は無視しうるほど小さい。 ϵ の値自身もほとんど 1.0 に近く大きく見積っても 1.01 以下であるので、問題にならない。つぎに、共鳴積分についてであるが、すでに燃料棒中に黒鉛が $\text{C}/^{238}\text{U}$ 原子比にして ~ 557 入っているの、いわば平均質とみてよい状況にあり、SHE-12, SHE-T1 炉心をのぞいて、SHE-5 から SHE-9 炉心では非均質性はそれほど強くはないと推定してよい。定量的にこの効果を見積るため RIOM を使い ^{238}U の共鳴積分を計算してみた。

SHE-8 炉心における均質および非均質模型の ^{238}U の共鳴積分はそれぞれ 129 バーンおよび 106 バーンで約 18% の相違があり、これは k_{eff} を 0.0158 増加させる影響がある。

SHE-12 および SHE-T1 炉心について、図 16 に示すような六角格子について ^{238}U の共鳴積分の計算を行った。燃料棒の周りの黒鉛の量は燃料棒の中のそれと同程度である。計算結果を表 10 にまとめたが、共鳴積分は ^{238}U について 108.3 バーンと均質の場合にくらべて 4.2% 小さくなっている。このことは、実効倍率 k_{eff} について約 3.1% 向上させるのに役立っていると推定される。また、一方非均質にすることによって、燃料利用率 f が低下する。この大きさは表 10 に示すように約 0.2% 程度と TUD を使った格子計算から推定される。これより SHE-12 炉心の非均質性による k_{eff} の増加は 2.9% と推定される。さらに、この推論をたしかめるために、図 16 の様な六角格子の非均質性を考慮し、衝突確率法を用い、LAMP-A コードシステムで、熱中性子群 1 群、速中性子群 3 3 群の群定数を作成し、炉心-反射体 2 領域で TUD コードで臨界計算を行なった。臨界炉心について k_{eff} は 1.0320 で、表 9 の均質模型の臨界計算結果、 $k_{\text{eff}} = 1.0062$ より約 2.6% 大きいことがわかり、 ^{238}U の共鳴積分に対する炉心の非均質性の効果が裏づけされた。

^{238}U の共鳴積分に対する炉心の非均質性を考慮して均質模型計算を補正すると k_{eff} について $1 \sim 3\%$ 実験とくいちがいが生ずる。しかしながら、この補正した計算値の方が均質模型による計算より優れているとは、1) 非均質性の効果は ^{238}U の共鳴吸収のみでなく、体系全体の中性子拡散に影響を与えていること、2) 実験値との相違が拡大されること、の二つの理由から結論することは出来ない。非均質の効果の検討は残された課題と考えるのが妥当であろう。

5. 結 論

SHE を用いて、 20% 濃縮ウラン装荷・黒鉛減速反射体つき炉心の臨界質量の測定を行い、最新の核データを使って解析した。炉心部の $\text{C}/^{235}\text{U}$ 原子比は、 2226 から 6628 の範囲であって 7 種類の原子比の円筒形炉心を主としており、その他一部トリウムを装荷炉心についても実験を行った。また、炉心の内側に内部反射体をもつ円環炉心についても解析を行った。臨界質量の計算にあたっては、信頼できるファイルから核データを引用することにつとめ、熱中性

4.4 炉心の非均質性の効果

非均質性を無視したことによる計算の誤差は次のようにして見積ることができる。

まず、高速核分裂効果 ϵ については、高速核分裂を起すしきいエネルギー値 $\sim 2\text{MeV}$ 以上の中性子の炉心部における平均自由行程は、 $5\sim 6\text{cm}$ 程度あるので、直径が 4.5cm の燃料棒については、もともと非均質性は無視しうるほど小さい。 ϵ の値自身もほとんど 1.0 に近く大きく見積っても 1.01 以下であるので、問題にならない。つぎに、共鳴積分についてであるが、すでに燃料棒中に黒鉛が $\text{C}/^{238}\text{U}$ 原子比にして ~ 557 入っているの、いわば平均質と見てよい状況にあり、SHE-12, SHE-T1 炉心をのぞいて、SHE-5 から SHE-9 炉心では非均質性はそれほど強くはないと推定してよい。定量的にこの効果を見積るため RIOM を使い ^{238}U の共鳴積分を計算してみた。

SHE-8 炉心における均質および非均質模型の ^{238}U の共鳴積分はそれぞれ 129 バーンおよび 106 バーンで約 18% の相違があり、これは k_{eff} を 0.0158 増加させる影響がある。

SHE-12 および SHE-T1 炉心について、図 16 に示すような六角格子について ^{238}U の共鳴積分の計算を行った。燃料棒の周りの黒鉛の量は燃料棒の中のそれと同程度である。計算結果を表 10 にまとめたが、共鳴積分は ^{238}U について 108.3 バーンと均質の場合にくらべて 42% 小さくなっている。このことは、実効倍率 k_{eff} について約 3.1% 向上させるのに役立っていると推定される。また、一方非均質にすることによって、燃料利用率 f が低下する。この大きさは表 10 に示すように約 0.2% 程度と TUD を使った格子計算から推定される。これより SHE-12 炉心の非均質性による k_{eff} の増加は 2.9% と推定される。さらに、この推論をたしかめるために、図 16 の様な六角格子の非均質性を考慮し、衝突確率法を用い、LAMP-A コードシステムで、熱中性子群 1 群、速中性子群 3 3 群の群定数を作成し、炉心-反射体 2 領域で TUD コードで臨界計算を行なった。臨界炉心について k_{eff} は 1.0320 で、表 9 の均質模型の臨界計算結果、 $k_{\text{eff}} = 1.0062$ より約 2.6% 大きいことがわかり、 ^{238}U の共鳴積分に対する炉心の非均質性の効果が裏づけされた。

^{238}U の共鳴積分に対する炉心の非均質性を考慮して均質模型計算を補正すると k_{eff} について $1\sim 3\%$ 実験とくいちがいが生ずる。しかしながら、この補正した計算値の方が均質模型による計算より優れているとは、1) 非均質性の効果は ^{238}U の共鳴吸収のみでなく、体系全体の中性子拡散に影響を与えていること、2) 実験値との相違が拡大されること、の二つの理由から結論することは出来ない。非均質の効果の検討は残された課題と考えるのが妥当であろう。

5. 結 論

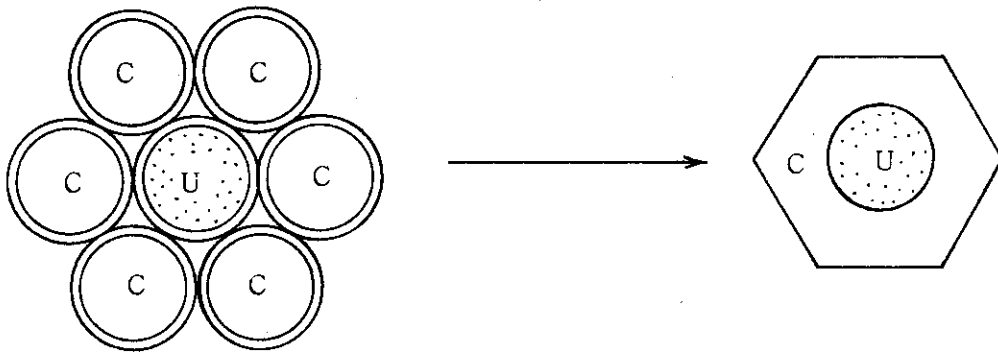
SHE を用いて、 20% 濃縮ウラン装荷・黒鉛減速反射体つき炉心の臨界質量の測定を行い、最新の核データを使って解析した。炉心部の $\text{C}/^{235}\text{U}$ 原子比は、 2226 から 6628 の範囲であって 7 種類の原子比の円筒形炉心を主としており、その他一部トリウムを装荷炉心についても実験を行った。また、炉心の内側に内部反射体をもつ円環炉心についても解析を行った。臨界質量の計算にあたっては、信頼できるファイルから核データを引用することにつとめ、熱中性

表 10 炉定数に対する非均質性の影響

炉 心	SHE-12
炉 定 数	
²³⁸ U実効共鳴積分(バーン)	
均 質	1 8 7.2
非 均 質	1 0 8.3
共鳴吸収をのがれる確率P	
均 質	0.8 5 7 3
非 均 質	0.8 8 4 0
熱中性子利用率 f	
均 質	0.9 6 8 2
非 均 質	0.9 6 6 7
p · f	
均 質	0.8 3 0 0
非 均 質	0.8 5 4 6
$\frac{p \cdot f (\text{均 質})}{p \cdot f (\text{非 均 質})}$	0.9 7 1 3

実際の格子 (SHE-12 炉心)

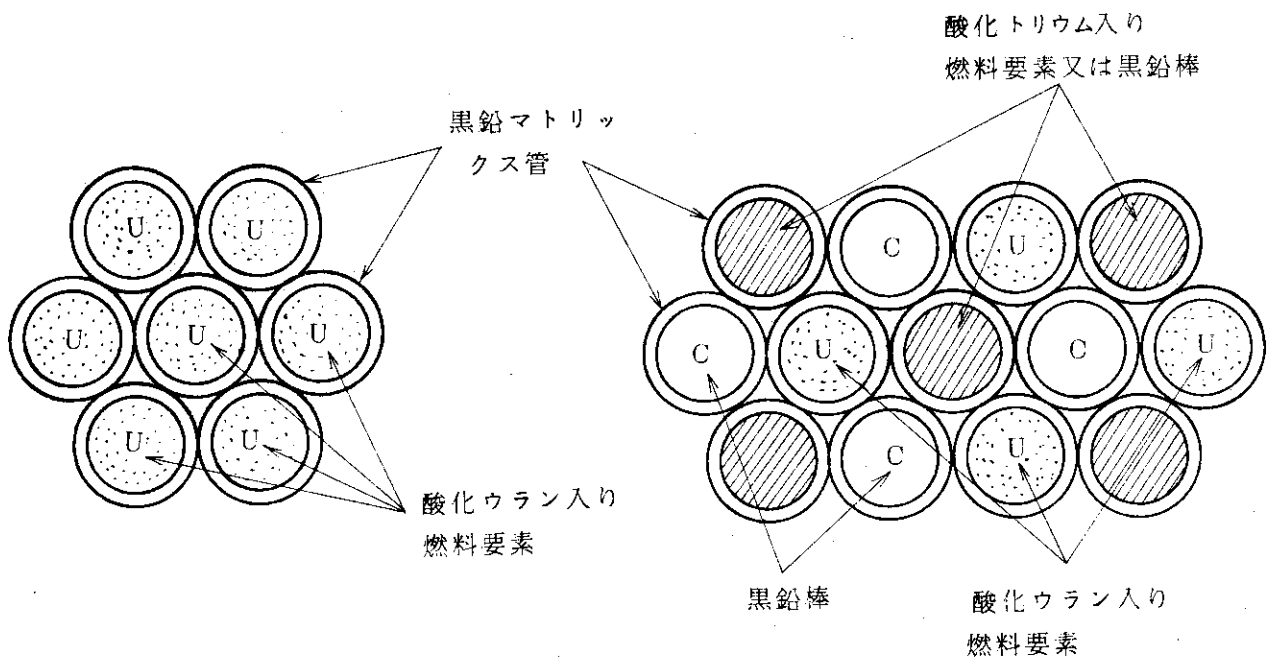
計算のための六角格子



U: ウラン入り黒鉛

C: 黒鉛

図16 SHE-12炉心の格子体系



SHE-5~SHE-8 炉心

SHE-12 炉心又はSHE-T1 炉心

図17 燃料要素の装荷体系

子散乱断面積を求める振動数分布関数には ENDF/A に収録されている Young-Koppel のモデルによるものを、その他の熱中性子断面積は ENDF/B からのものを、速中性子群定数は、GAM-I ライブラリーのものを採用した。空間依存減速熱化計算から炉心および反射体について熱中性子一群・速中性子領域 3 3 群の群定数を作成して、一次元拡散理論によって臨界量を計算した。その結果、円筒形炉心については、臨界質量で平均 2.6%、最大 4.4% の範囲で実験と計算は一致することが結論された。また、従来、内部反射体のある円環炉心の実効倍率 k_{eff} について計算値が 4~5% もうまわっていたのが、今回は 0.6% 以内で一致することがわかった。この改善の主たる理由は、核データの精度向上が第一にあげられるが、第 2 の理由として、内部反射体の実効的な直径の決定条件が、等面積という条件から、内のが等しいという条件に変更したことがあげられる。また、実験した炉心の範囲が、C/²³⁵U の原子比について 2226 から 6628 であることは、すでにのべたが、丁度これは、高温ガス炉の炉心の C/²³⁵U 原子比の大部分に一致しているので、均質性の高いこの炉の臨界量の予測精度の向上に役立つものと期待している。

6. 謝 辞

核計算において土橋敬一郎氏に援助をいただいたので、ここに深謝いたしたい。

文 献

- 1) Inoue, K. et al : JAERI-1032 (1962)
- 2) 井上和彦, 樋口幸次郎 : “濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量” (1964)
- 3) 土橋敬一郎 : JAERI-1200 (1971)
- 4) Honeck, H. C. : BNL-50066 (T-467) (1966)
- 5) 土橋敬一郎, 藤田嘉久 : “ENDF/B から熱中性子多群定数を作成するコードシリーズ” (1973)
- 6) Young, J. A. and Koppel, J. U. : J. Chem. Phys. Vol. 42, No 1 p 357 (1965)
- 7) Koppel, J. U. et al : GA-7417 (Rev.) (1967)
- 8) Honeck, H. C. : BNL-8381 (1965)
- 9) Macdougall D. J. : AEEW-M318 (1963)
- 10) 土橋敬一郎 : 私信
- 11) Joanou, G. D. and Dudek, J. S. : GA-1850 (1961)
- 12) 土橋敬一郎 : 私信
- 13) Wright, R. Q. et al : ORNL-TM-2679 (1969)
- 14) Mizuta, H. et al : JAERI-1134 (1967)
- 15) 井上和彦 他, : “高温核定数測定装置の平均質臨界集合体による基礎研究-I” (受託研究報告) (1963)
- 16) 井上和彦, 樋口幸次郎 : “濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量(追補)” (1964)
- 17) 土橋敬一郎, 森 信雄 : 私信

子散乱断面積を求める振動数分布関数には ENDF/A に収録されている Young-Koppel のモデルによるものを、その他の熱中性子断面積は ENDF/B からのものを、速中性子群定数は、GAM-I ライブラリーのものを採用した。空間依存減速熱化計算から炉心および反射体について熱中性子一群・速中性子領域 3 群の群定数を作成して、一次元拡散理論によって臨界量を計算した。その結果、円筒形炉心については、臨界質量で平均 2.6%、最大 4.4% の範囲で実験と計算は一致することが結論された。また、従来、内部反射体のある円環炉心の実効倍率 k_{eff} について計算値が 4~5% もうわまわっていたのが、今回は 0.6% 以内で一致することがわかった。この改善の主たる理由は、核データの精度向上が第一にあげられるが、第 2 の理由として、内部反射体の実効的な直径の決定条件が、等面積という条件から、内のが等しいという条件に変更したことがあげられる。また、実験した炉心の範囲が、C/²³⁵U の原子比について 2226 から 6628 であることは、すでにのべたが、丁度これは、高温ガス炉の炉心の C/²³⁵U 原子比の大部分に一致しているので、均質性の高いこの炉の臨界量の予測精度の向上に役立つものと期待している。

6. 謝 辞

核計算において土橋敬一郎氏に援助をいただいたので、ここに深謝いたしたい。

文 献

- 1) Inoue, K. et al : JAERI-1032 (1962)
- 2) 井上和彦, 樋口幸次郎 : "濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量" (1964)
- 3) 土橋敬一郎 : JAERI-1200 (1971)
- 4) Honeck, H. C. : BNL-50066 (T-467) (1966)
- 5) 土橋敬一郎, 藤田嘉久 : "ENDF/B から熱中性子多群定数を作成するコードシリーズ" (1973)
- 6) Young, J. A. and Koppel, J. U. : J. Che. Phys. Vol. 42, No 1 p 357 (1965)
- 7) Koppel, J. U. et al : GA-7417 (Rev.) (1967)
- 8) Honeck, H. C. : BNL-8381 (1965)
- 9) Macdougall D. J. : AEEW-M318 (1963)
- 10) 土橋敬一郎 : 私信
- 11) Joanou, G. D. and Dudek, J. S. : GA-1850 (1961)
- 12) 土橋敬一郎 : 私信
- 13) Wright, R. Q. et al : ORNL-TM-2679 (1969)
- 14) Mizuta, H. et al : JAERI-1134 (1967)
- 15) 井上和彦 他, : "高温核定数測定装置の平均質臨界集合体による基礎研究-I" (受託研究報告) (1963)
- 16) 井上和彦, 樋口幸次郎 : "濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量(追補)" (1964)
- 17) 土橋敬一郎, 森 信雄 : 私信

子散乱断面積を求める振動数分布関数には ENDF/A に収録されている Young-Koppel のモデルによるものを、その他の熱中性子断面積は ENDF/B からのものを、速中性子群定数は、GAM-I ライブラリーのものを採用した。空間依存減速熱化計算から炉心および反射体について熱中性子一群・速中性子領域 3 3 群の群定数を作成して、一次元拡散理論によって臨界量を計算した。その結果、円筒形炉心については、臨界質量で平均 2.6%、最大 4.4% の範囲で実験と計算は一致することが結論された。また、従来、内部反射体のある円環炉心の実効倍率 k_{eff} について計算値が 4~5% もうわまわっていたのが、今回は 0.6% 以内で一致することがわかった。この改善の主たる理由は、核データの精度向上が第一にあげられるが、第 2 の理由として、内部反射体の実効的な直径の決定条件が、等面積という条件から、内のりが等しいという条件に変更したことがあげられる。また、実験した炉心の範囲が、C/²³⁵U の原子比について 2226 から 6628 であることは、すでにのべたが、丁度これは、高温ガス炉の炉心の C/²³⁵U 原子比の大部分に一致しているので、均質性の高いこの炉の臨界量の予測精度の向上に役立つものと期待している。

6. 謝 辞

核計算において土橋敬一郎氏に援助をいただいたので、ここに深謝いたしたい。

文 献

- 1) Inoue, K. et al : JAERI-1032 (1962)
- 2) 井上和彦, 樋口幸次郎 : "濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量" (1964)
- 3) 土橋敬一郎 : JAERI-1200 (1971)
- 4) Honeck, H. C. : BNL-50066 (T-467) (1966)
- 5) 土橋敬一郎, 藤田嘉久 : "ENDF/B から熱中性子多群定数を作成するコードシリーズ" (1973)
- 6) Young, J. A. and Koppel, J. U. : J. Chem. Phys. Vol. 42, No 1 p 357 (1965)
- 7) Koppel, J. U. et al : GA-7417 (Rev.) (1967)
- 8) Honeck, H. C. : BNL-8381 (1965)
- 9) Macdougall D. J. : AEEW-M318 (1963)
- 10) 土橋敬一郎 : 私信
- 11) Joanou, G. D. and Dudek, J. S. : GA-1850 (1961)
- 12) 土橋敬一郎 : 私信
- 13) Wright, R. Q. et al : ORNL-TM-2679 (1969)
- 14) Mizuta, H. et al : JAERI-1134 (1967)
- 15) 井上和彦 他, : "高温核定数測定装置の平均質臨界集合体による基礎研究-I" (受託研究報告) (1963)
- 16) 井上和彦, 樋口幸次郎 : "濃縮ウラン黒鉛減速炉心の臨界量(追補)" (1964)
- 17) 土橋敬一郎, 森 信雄 : 私信