総説

〔9〕 増 殖 の 物 理

高速炉を中心として

能 沢 正 雄*, 野 本 昭 二*, 石 川 寛*

Physics of Breeding in Fast Reactors

By Masao NOZAWA, Shoji NOMOTO and Hiroshi ISHIKAWA

Compared with thermal reactors, fast reactors have inherent advantages in the breeding properties, since the fast reactor is designed to minimize the moderating materials in its core so as to keep the neutron spectrum hard. Design and calculations of the reactor at high neutron energy necessitate to use the informations for nuclear cross sections in the wide range of neutron energy.

In Chap. I and II, energy resources for future and meanings of breeding are discussed. In Chap. III, nuclear constants required in the calculation of fast reactors are reviewed in connection with current nuclear experiments and theories. In Chap. IV and V, parametric studies of a number of types of fuel elements and reactor configurations are surveyed. Different types of fast reactors are described with their advantages in several points. In this survey, the emphasis are put upon the physical pictures of breeding in fast reactor, but not on the calculational techniques.

I. ま え が き

増殖することなしには、U および Th 資源は有効にその大部分を利用し得ない。このことはよく知られている。しかしいくら原子炉内で燃料の増殖が生じていようとも、そこでできた燃料がまたつぎに原子炉へ再投入され、増殖が循環的に行なわれてゆくことが実証されなければ全資源の有効化は望めない。このことはたんに原子炉内で増殖が確保されるのみでなく、この循環に必要な化学的、冶金学的再処理法が完成され全体として増殖比が1以上を確保されねばならないことを意味している。もちろん燃料再処理過程の効率の点からみても原子炉で生ずる増殖が高く、またしたがって燃料倍増期間の短くなるほどよいことも事実である。この観点からみて、原子炉内で増殖をいかに有利に生ぜしめるか、またその目標がそれを達成せしめる工学的視野からみて可能かどうかを広く論議することは大切なことといえよう。

著者らはアメリカ ANL において行なわれた増殖の物理に関するシンポジウムの報告⁽¹⁾ およびそれ以後に

発表されている諸報告をもとにして、展望を試みた。まず増殖という言葉のもつ意味を考察し、つぎにこれらの基礎となる物理量について述べたのち、種々の場合の高速炉の計算結果を紹介し、最後に各代表的な炉型式についての特徴を簡単に説明し、列挙した。

II. 増 殖 の 意 味

1. エネルギー資源

将来の人類に対して、われわれの世代のものがどの程度の責任を、現在考え得られる科学技術的背景でとるべきかはむずかしい問題である。しかしわれわれが現在おかれている環境の中で、将来に必要なエネルギー量とその資源を考えて行動することは、道徳的な意味ではおそらく誰も異存をはさまないところであろう。

Brown⁽²⁾によれば、 7×10^9 という人口が地球上で生存する人類の終達の**な適当量であろうと推定され

* 日本原子力研究所 原子炉物理部(Reactor Phys. Div., Japan Atomic Energy Res. Inst.)

** asymptotic という言葉はこう訳するのが適当だと考えられる。

ている。化石燃料資源はこの10年間推定埋蔵量が増加する一方で、また宇宙開発も進歩の途次にあるので、早計な結論はひかえるべきであろう。後者に関しては、他の星で化石燃料に相当するものがみつかるかどうかは疑問であり、また発見されたとしても、どう利用するか点からみればほとんどわれわれの考えの外にあるといえよう。とすると、地球上だけで考えなければならない。現在のエネルギー消費量の約18倍を終達状態で使おうとすれば、1954年の推定では、化石燃料は35年分ということであった。そのあとは太陽からの輻射、水力、木材による供給もあるが、主力は核エネルギーに頼ることになるであろう。

核エネルギー資源は、大きく分けると海および地殻が供給源となる。WeinbergのいうSea-burningとRock-burningである。第1表にその供給源と含有エネルギーを示した。

第1表†, †† 地球上の重水素, ${}^6\text{Li}$, U およびThの量

原料物質	供給源	含有率 (ppm)	全質量 (10^{13} t.)	含有エネルギー 10^{20} MWd(熱)
重水素	海	33	6	2.4
${}^6\text{Li}$	地殻	5	21	8
U	地殻	4	16	1.5
Th	地殻	12	50	4.5

† B. MASON: "Principle of Geochemistry", (1952), John Wiley, New York.

†† 熱量は重水素については反応(1), ${}^6\text{Li}$ については反応(3)を仮定してある。

表の中、上2段は融合反応により取り出さねばならないものである。D-D, D-TおよびD- ${}^3\text{He}$ 反応が全部うまくゆくとすると、そのバランスシートは、

もし、D-D, D-T反応のみがうまくゆくなら

また、もしD-T反応のみが使えるならば、 ${}^6\text{Li}$ もやはり原料となって

これらの反応の中で、中性子、 ${}^3\text{He}$ および ${}^3\text{T}$ は途中に介在する反応で作られそして使用されることにな

る。すなわち炭素サイクルの場合の炭素のような役割を果たす。

分裂エネルギー利用の場合は

たしかに、重水素はもっとも安いコストで採れるであろう。しかし ${}^6\text{Li}$ を反応(3)で燃やし得るかどうかは疑問であって、クローン場のことを考慮すると、D-T反応のみが実用化できるのかもしれない。このとき ${}^6\text{Li}$ はブランケットとして用いられることとなり資本費を上げる方向になる。

融合反応実用化の目的がつかない現在、UおよびThを燃やす時の問題点は何であろうか。より経済的にという立場の他に、 ${}^{235}\text{U}$ を現在のやり方で燃やしてしまってもよいか？答は否である。増殖比が1であれば原理的にはすべてのUおよびThを燃やし得るはずである。しかし、すべての原子炉が増殖型でなければならぬとはいえない。つまりそれぞれの利点に応じた非増殖型の炉、たとえば小型の可動型炉が定常的な状態、すなわち終達状態においては大きい必要となってくるであろう。これらの要求に応ずるためには、一方で増殖比が1を相当上まわるものが必ず存在しなければならない。これも増殖炉を必要とする大きな理由の1つである。

さて増殖炉の原料としてはUとThのいずれかに頼るわけであるが、Thはその埋蔵量がUの3倍ある点で好ましいけれども、地球化学的にみればUは3~4倍も採りやすさの点でまさっている。したがって、より近い将来の問題としては、Uの方が望しいといえよう。

2. 増殖とは何か

(1) 初期転換比(ICR)

しばしばこのICRが増殖の意味に用いられている。もちろんこの量は反応度変化の計算のときに必要なパラメータではある。しかし $\text{ICR} > 1$ の場合に、往々にして増殖と混同をされることがある。すなわち、増殖比をBRとして、

$$\text{BR(ICR)} = \left[\frac{\text{新しく造られた燃料}}{\text{元からあって、燃えた燃料}} \right]_{\text{臨界}, t=0}$$

添字は臨界性および炉の初期に近い時点に対する値であることを示す。

これが増殖と間違われるべきでないことは、つぎの

簡単な例を考えればわかる。すなわち大型の ^{235}U 燃料で働く高温重水炉を考えてみよう。原理的には、この炉は ^{235}U を親物質として $\text{ICR} > 1$ なるように速中性子分裂効果を利用することができよう。これはあたかも増殖であるかのようにみえるが、①造られる燃料 ^{239}Pu は燃えた燃料 ^{235}U とは違うものであり再投入はできない。②これも①のことからでることだが、もしすべての分裂生成物を取り除き、さらに臨界に必要なところの ^{239}Pu のすべてをとって貯えていっても、炉は結局停止することになってしまう*。

逆の例をとれば、上述と同じような炉で親物質として ^{232}Th を採用すれば、 ICR としては 0.95 であり、はじめの中こそ新しい ^{235}U を供給せねばならぬにしても、結局のところ ^{232}Th を供給するだけで、余分の ^{233}U を作りだすことができるであろう。これは増殖にはかならない。

これらの例からつぎの2つのことをまず増殖のための最小必要条件として認めるべきである。

- (1) 作りだされる分裂性物質がこわれた分裂性物質と全く同じものであること。
- (2) 増殖とは定常状態での燃料サイクルに対してのみ定義できる過程である。

この増殖を評価するための定常状態というのは、長い期間にわたる平均を意味している。こうしておけば、大低の非均質型炉がそうであるように、燃料の投入および取出しが断続的である型の炉についても同様に扱えることとなる。

(2) 正しい定義

親物質が燃料から分離して存在する場合、増えた分裂性物質を取り出しそのみを生成物として扱うことはできるかもしれない。しかし、より多くの中性子数をもつもの、例えば ^{239}Pu に対する ^{241}Pu , ^{233}U に対する ^{235}U は、この扱い方では含まれないこととなる。定常的な状態では、当然 $^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{240}\text{Pu}$ は中性子の浪費で、 $^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Pu}$ は燃料の再生産と考えられるべきである。これを考えると、定常状態での増殖炉の燃料の化学的、同位元素の構成は炉内で増殖して後抽出される材料と同じであるべきである、ということができる。だから

$$BR = \left[\frac{\text{創り出された新しい分裂性物質の原子数}}{\text{こわれた分裂性物質の原子数}} \right]_{\text{定常, 臨界}}$$

というのが正しい定義といえよう。

増殖というのは、閉じたサイクルをつくる定常的な過程のことである。そしてはじめに系に入っていたと

同じものが増殖されてでてきて再投入できる場合に限り、その系を増殖系といえる。したがって、定常的な増殖サイクルでは、その系に投入する燃料はなく(親物質のみ供給すればよい)、しかもその系から燃料がとれるのである。だから増殖炉稼動にとっての最小の仕様書は、(1)親物質供給率、(2)分裂率または出力、(3)燃料取出し率の3つを指定すればよいこととなる。

また、この燃料としてはいろいろな定義の方法がある。(a)化学的な元素として、(b)1個の中性子捕獲によって親物質から生ずる分裂性物質として、(c)指定された比をもつ元素の混合物または同位元素の混合物およびその両方の混合物として、定義され得る。

もし、燃料サイクルが閉じていれば、増殖比の第3番目の定義として、つぎのようなものとなる。

$$BR = \frac{\text{抽出された燃料の原子数}}{\text{挿入された親物質の原子数}}$$

$$\text{分裂率} = \frac{\text{分裂数}}{\text{挿入された燃料の原子数}}$$

Ⅲ. 速い中性子に対する核データ

速い大容量の計算機および核計算に使用する多組の輸送理論や拡散理論によるコードの開発が進むにつれて通常の静的な特性を計算することはそう困難なことではなくなってきた。それにともない使用する核データの信頼度はますます重要な問題となりつつある。最近出版された、S. Yiftah, D. Okrent および P. A. Moldauer による16組の核定数の編集(以下単に YOM と称する)⁽³⁾ は単なる実験データの寄せ集めではなく、核理論を用いた実験値の補間を行なっている点、およびその仮定をはっきり明記している点で、注目すべき仕事である。しかし実験法の進歩により、その後も核データは豊かつ正確になりつつある⁽⁴⁾。また必要性の方からいえば、大型炉の燃料濃度の希薄な場合ほど低いエネルギーのデータを求めてきている。ここでは分裂性核および親物質に関する分裂あたりの平均中性子放出数 $\bar{\nu}$ 、捕獲断面積 $\sigma_{a,p}$ 、分裂断面積 $\sigma_{a,f}$ についての最近の実験方法および得られている実験値ならびに構造材などを含めた核種についての非弾性散乱断面積 $\sigma_{n,n'}$ 、弾性散乱断面積 $\sigma_{n,n}$ 等について核データを展望する。最近の測定値に関する話は、A. B. Smith⁽⁵⁾ に詳しい。

* ^{239}Pu と Pu の他の同位元素だけでは連鎖反応を維持することができないから絶えず ^{235}U の燃料を feed する必要がある。

1. $\bar{\nu}$, $\sigma_{n,\gamma}$ および $\sigma_{n,f}$

$\bar{\nu}(E_n)$ の値は、核設計上もっとも重要な因子の1つといえよう。熱中性子に対する $\bar{\nu}_{\text{thermal}}$ は BNL-325 第2版 (1958年) において 2.47 ± 0.03 (World Consistent) とされており、これによった計算が最近まで行われていた*。 $\bar{\nu}(E_n)$ の中性子エネルギー E_n (MeV) への依存性もいろいろな値がそれぞれの分裂性核について発表されている。

測定技術の発達で注目されるのは、Los Alamos 研究所で当初ニュートリノの検出(間接的に)に用いられた大きな(直径 76cm, 長さ 100cm)のタンクを使用)液体シンチレータの中性子検出への転用である(6)~(9)。

このことによって、中性子の検出効率は分裂中性子に対して 95~100% にも達し、このことと同時計数法との採用により、 $\bar{\nu}(E_n)$ の値は (E_n の広い範囲にわたって) 1% の精度で決められることになった。この方法は液体シンチレータ中に Cd の化合物を溶かし、シンチレータ・タンク中央に置かれた試料から放出された中性子が、まずシンチレータで熱化され、そして Cd に捕えられた時にだす捕獲 γ 線を効率よく検出するという方法である。LA** にしろ A.W.R.E.** にしろ、シンチレータのまわりに並べられた大口径の光電子増倍管はそれぞれ 28 本および 12 本の多数に達している。

多くの測定は、 ^{235}U の $\bar{\nu}$ を標準として他の分裂核の $\bar{\nu}$ を測っていた。しかし最近では、標準として ^{235}U の $\bar{\nu}$ が 3.77(9) と大きいので、これをアメリカ、イギリスともに用いている。 ^{235}U の $\bar{\nu}$ の値が変れば、これを標準としていた他の分裂性核の $\bar{\nu}$ 値はそれに従

第 2 表 代表的な分裂性核の $\bar{\nu}$ 値

核 種	$\bar{\nu}_{\text{thermal}}$		$d\bar{\nu}/dE$		備 考
	(A)	(B)	(A)	(B)	
^{235}U	2.42	2.43† (2.406)††	0.14	0.115 (0.138)	† $E_n: 0 - 1.5\text{MeV}$ †† $E_n: 1.5 - 15\text{MeV}$
^{233}U	2.5	2.50	0.123	0.115	
^{239}Pu	2.9	2.87	0.11	0.1106	
^{241}Pu	2.98	2.99	0.11	0.141	
^{238}U	E_n (MeV) $\bar{\nu}$ 1.5 2.65	2.409†	0.14	0.1306	† 仮想値
^{240}Pu	1.67 3.3	—	0.14	—	
^{242}Pu	1.67 3.3	—	0.14	—	
^{232}Th	1.4 2.35	1.946††	0.14	0.162	†† 仮想値

(A) 参考文献(3)による。

(B) 参考文献(4)による。

って変えられなくてはならない。

現在得られている $\bar{\nu}(E)$ について、 $\bar{\nu}_{\text{thermal}}$ の値とともに第 2 表に示した。ただし ^{235}U を除いては、

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_{\text{thermal}} + \frac{d\bar{\nu}}{dE} E_n \quad (E_n \text{ は MeV で表わす})$$

という式に従うとした。現在のところ残念ながら核分裂に関する理論が完全でないで、実験値をにらんでこのような実験式を作る以外によい方法はない。

$\sigma_{n,\gamma}$ および $\sigma_{n,f}$ も上述と同様な方法で正確に測り得るようになってきている(7)(9)(10)。 $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ 反応を利用して、パルス化した中性子をよくシールドされたシンチレータ内の試料に入射せしめ、発生した捕獲 γ 線および分裂 γ 線を検出する。この時分裂現象が生じていれば、それに引きつづいて先に述べたようなシンチレータ内で熱化された中性子の捕獲 γ 線が引きつづいて検出されることになる。したがって、パルス化中性子の発生時間を原点としてそれに引きつづいて検出される捕獲 γ 線の信号を時間分析器でみていけばよいわけである。もし、この引き続く分裂中性子の信号がみつからなければ、それは捕獲過程とみなすことができる**。

第 1 図 入射中性子エネルギー (E_n) に対する ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu の α の値

* しかし 1960 年にでた BNL-325 第 2 版への追補では、 $\bar{\nu}_{\text{thermal}}$ は 2.43 ± 0.02 となっている。

** Los Alamos

** Atomic Weapons Research Establishment

** 厳密には、試料として分裂計数管を用いて効率を校正しておく。

この方法で得られた初期の ^{235}U と ^{239}Pu に関する $\sigma_{n,\gamma}$ の実験値⁽⁷⁾は、EBR-I での ^{235}U および ^{239}Pu 照射実験の $\alpha(=\sigma_{n,\gamma}/\sigma_f)$ 値をよく説明し得なかった⁽⁹⁾。

第2図 入射中性子エネルギー(E_n)に対する ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の分裂断面積(σ_f)

第3図 ^{232}Th , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu の分裂断面積

第4図 ^{237}Np , ^{241}Am , ^{244}Am の分裂断面積

それで YOM では EBR-I のデータを参考にして、 ^{235}U および ^{239}Pu の $\sigma_{n,\gamma}$ を推定している。Hopkins と Diven⁽⁸⁾により、 $E_n=30\text{keV}$ から 1000keV まで、 ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu についての α の測定値が新たに得られた。これを第1図に示す。これと別に得られている $\sigma_{n,f}$ と照し合わせて出した $\sigma_{n,\gamma}$ は、YOM においてなされた EBR-I のデータによった推定値とよく一致している。第2～4図に主要なものについての $\sigma_{n,f}$ を示した。D. K. Butler と K. K. Sioblom (*P. R.*, **124**, 1129(1961))は、 ^{241}Pu および ^{243}Am についての $\sigma_{n,f}$ (E_n) を報告している。YOM の ^{241}Pu の $\sigma_{n,f}$ 推定とは、低いエネルギーで少し違っている。

構造材等に関する $\sigma_{n,\gamma}$ は上述のシンチレータによる測定結果の出現にもかかわらず、LA と ORNL のデータが約 20% も違ってきていて⁽³⁾⁽⁷⁾ その原因がはつきりしないといったことが、現状では種々の核においてみられる*。とくに 100 keV 以下においてこのような傾向がいちじるしい。しかし高速炉に用いられる核種については YOM に一応使えるデータがのせられている。1 MeV 以上に関しては $1/E$ の近似がよく、数 keV から数 100 keV 領域では、p 波、d 波が効いてくるのでこれを考慮する必要がある。

2. $\sigma_{n,n'}$ および $\sigma_{n,n}$

これらの値は核反応機構を理解するためにも大切であるので、基礎的な問題として古くから多くの実験がなされてきた。この分野でも最近の新しい測定法による値が、以前からのものにとってかわりつつある。すなわち Time-of-Flight 法による測定値がそれである。

その方法は速中性子の速さを測定することにより、そのエネルギーを弁別する。大体数 m の飛行距離をとり、中性子はその距離を通過するに要する時間を、プラスチックシンチレータと高分解の時間分析器(電気的な)とで測るわけである。この測定法の発達とともに、中性子源の方も非常に短い時間幅のしかも強度の強いものが得られるようになった。1例をあげれば、1 ns (10^{-9}sec) 幅でピークの電流値が 1 mA 以上、かつ繰返し平均パルス値が 1% のものが実現されている⁽⁹⁾。この加速された陽子流を ^7Li ターゲットにあてることにより、 $^7\text{Li}(p,n)^6\text{He}$ 反応で単一エネルギーの中性子が得られる。この中性子が試料で散乱されたものについて、前述の方法でエネルギーを弁別しながら検出すれば断面積が得られる。検出器での時間ゆらぎや試

* 例えば、BNL-325 の ^{198}Au の $\sigma_{n,\gamma}$ をみられるとよくわかる。もちろん比較的良好なデータもある。

料の大きさを考慮すると実用的なパルス幅は2～3 nsであって、飛行距離を1 mにとった場合、入射エネルギー500 keV の中性子に対し、約4%の分解能が得られている。このエネルギー分解能は飛行距離に比例し、入射エネルギーの平方根で悪くなることはすぐわかる。この方法で、100 keV から1 MeV までの中性子の散乱は、非常にエネルギー準位の混んでいる核でない限り、ほとんどすべてについてよい結果を期待し得よう。

さて高速炉では、中性子エネルギーの損失は主として非弾性散乱過程によって生ずる。核の性質のみの見地からすれば、エネルギーの高いほど ν 値等から推察できるように有利であるから、できるならば非弾性散乱断面積の小さいものを使用すべきであろうが、しかし、熱的、機械的性質および全体としての増殖比等から必ずしもこれはかなえられない。したがって多くの領域にわたっての核データが必要とされる。

非弾性散乱過程を多組理論で扱うために大切なことは、あるエネルギーの組 j にあったものがこの過程による散乱を受けたのち、 $j+k$ にゆく確率を知ることであり、この量を $P_{j \rightarrow j+k}$ で表わしている⁽⁹⁾。したがって、 $\sigma_{in,j}$ は $P_{j \rightarrow j+k}$ の k についての和として与えられるようにしておくと便利である。核実験で得られた他の値、例えば全断面積 σ_t 、弾性散乱の微分断面積 $\sigma_{n,n}(\theta)$ も、輸送断面積 σ_{tr} および σ_{tr} (弾性散乱による減速の断面積)として炉計算に用いられる。

(1) ^{238}U および ^{232}Th

これらの核は偶偶核のいわゆる回転核領域に属するもので、低い単位については核構造的に比較的理論的な説明の成り立つものである。 ^{232}Th について知られている(第5図)弾性散乱の断面積 $\sigma_{n,n}(\theta)$ ⁽¹¹⁾は定性的には光学模型と合っている。 ^{238}U についての $\sigma_{el}(\theta)$ ⁽¹²⁾は残念ながら低い単位からの非弾性散乱の影響がまじっている。

得られている実験値の間の補間(エネルギーに関する)および補外は光学模型⁽¹³⁾によって行なうことができる。表面でばかした井戸型のSaxon-Woodsポテンシャルを用いた計算があり、YOMに他の高速炉に必要な核種を含めてのグラフが掲載されている。

非弾性散乱に関する2 MeV以上のデータは励起される準位の数が多いために個々の準位からのものとして識別できない。また一般に分裂を伴うので、それからの中性子との判別が困難である。したがってこの領域では、いわゆるWeisskopfの統計理論⁽¹⁴⁾がその推定に用いられる。パラメータは核温度であって入射中性子エネルギーとその核の質量数に依存する。

第5図 入射中性子エネルギー(E_n)の関数としての ^{232}Th の微分弾性散乱断面積 $\sigma_{n,n}(\theta)$

^{238}U について求められた核温度の入射エネルギーに対する曲線は、この領域の核すなわち核燃料物質については質量数がそれほど変化しないから共通して用いて差支えない。一般に核燃料核についての2 MeV以上の核データはこのような方法で推定されている。

2 MeV以下の非弾性散乱 $\sigma_{n,n'}$ に関しては、 ^{238}U 、 ^{232}Th ともTime-of-Flight法による測定があり、最近の測定⁽⁹⁾もYOMの組常数の値に対してそう大きな変更はない。これらの $\sigma_{n,n'}(E_n)$ に関する補間は独立単位に対する式として、Hauser-Feshbach⁽¹⁵⁾の方法が用いられている⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。面白いことに、クーロン場励起等の実験で多くの準位が見出されているにもかかわらず、 ^{232}Th については50, 170, 800および1100 keV(—記号は2個以上の準位の平均を意味する。実験的には分解できず、また実用的には差支えない)の準位のみがほとんどすべてをきめ、 ^{238}U については45, 146, 700, 950および1050 keVの準位のみが非弾性散乱の断面積に貢献する。弾性散乱のときと違って、その角度分布は90°対称*であり、一般に非等方性はそれ

* このことからHauser-Feshbachの方法が近似よく使えるのである。

第 3 表⁽³⁾ 非弾性散乱行列 $P_{j \rightarrow j+k}$ (^{238}U)

j	$E_L(\text{MeV})$	k							
		0	1	2	3	4	5	6	
1	3.668	.004	.047	.170	.256	.240	.152	.131	統計理論 (液滴蒸発模型)による。
2	2.225	.012	.091	.216	.266	.208	.118	.089	
3	1.35	.194	.305	.371	.090	.012	.028		
4	0.825	.523	.286	.141	.046	.004			
5	0.5	.702	.298	.0	.0				独立準位の 非弾性散乱 断面積から の計算による。
6	0.3	.644	.356	.0	.0				
7	0.18	.498	.502	.0	.0				
8	0.11	.365	.350	.285	.0				
9	0.067	.0	.729	.161	.110				
10	0.0407	.0	.0	.720	.280				

ほど大きくはない。したがって、ある角度について得られた断面積 $\sigma_{n,n'}(\theta)$ からそう大きな誤差なしに、全角度のものへひきなおすことが可能である。

第 3 表に 1 例として ^{238}U についての $P_{j \rightarrow j+k}$ を示す。

(2) ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu および ^{241}Pu

これらの奇数個核子の核は低い励起エネルギーでも比較的高い準位密度をもっている。このことはこれらの核に対して、複合核の概念による統計理論の適用をやりやすくしている。しかし測定立場からみると、準位が混んでいることの他に、あるものは非常に α 放射能が強く、またこれらの核が全断面積 σ_t の約 20% を占める $\sigma_{n,f}$ をもっているので大きな困難がある。

^{233}U および ^{239}Pu に関する測定値が中性子エネルギー 0.55, 1 (または 0.98) および 2 MeV について報告⁽¹⁸⁾ されていて、理論値はこれらのエネルギーで実験値に合うようにチェックされている⁽⁹⁾。この補間を行なう方法は前節で述べたのとほぼ同様な方法である。弾性散乱断面積 $\sigma_{n,n}$ の推定にはやはり光学模型が大きなたすけとなる。しかしながら全体としてみると、これらの推定値はより多くの確実な実験データで裏付けされる必要がある。

(3) 構造材からの散乱

Bi, Pb, Ta, Mo, Nb, Zr, Ni, Fe, Cr, V, Ti, K, Al, Na, O, C, B の 17 種類、高速炉にとって現在のところ重要と思われる核種について、上述とはほぼ同様の理論的な補間を行なったものが作られている⁽⁹⁾。

3. 核断面積の推定法

(1) 重い核

分裂性核および Ta, W 付近の原子核は回転核とよばれるよく似た性質をもっている。最近の W についての非弾性散乱の実験によると、光学模型で表面をばか

したポテンシャルを用いた計算でもよく実験に合うとはいえず、さらにこれらの核が球状から大きくずれた変形をしていることを考えに入れた方がよいことがわかった。実験値の補外、補間に今後このことを注意する必要がある。

(2) 軽い核

複合核を作った時、そこでの準位幅が準位間隔より広いとはいえないので、Hauser-Feshbach 流の推定はきかない。また入射中性子エネルギーについての角度分布も大きく変化する。

(3) 中くらい重い核

$A = 46 \sim 100$ についての非弾性散乱の計算が発表されている⁽¹⁹⁾。実験的にはあまりやられていないところであるが、各所で続々新しいデータが出されている。

これらの角度分布の実験値および推定値は 1960 年までのものが YOM に出ている。

以上で断面積の話をおわるが、Snell 実験に関しては深井⁽²⁰⁾が本誌で述べているので省いた。

IV. 高速炉の計算結果

1. 臨界質量、増殖比

燃料 (^{239}Pu , ^{235}U , ^{233}U)、親物質 (^{238}U , ^{232}Th)、構造材(ステンレス鋼(S.S)) および冷却材(Na)を使用した高速炉の計算が広い範囲にわたって Roach により行なわれている⁽²¹⁾。16 組多組定数* を使用して SNG コ

* YOM セットでは 0.5 keV 以下が第 16 組であり、それに対して、これは 0.55 keV が第 9 組の上限である。つまり、Roach[†] の用いたセットは低いエネルギーにわたっているので中速領域にも併用できる。しかしこの第 9 組以下はこの計算結果ではほとんど存在しない。

第4表 各種集合体の計算値と実験値

	等価球型炉心半径(cm)		$\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})/\bar{\sigma}_f(^{238}\text{U})$ 炉 中 心 値	
	実 験 値	計 算 値	実 験 値	計 算 値
^{235}U-^{238}U(非希釈系)				
Godiva(裸 Oy-94%)†	8.71	8.67	6.5	6.4
Topsy(Oy-94%)†	6.04	5.98	7.3	7.0
Jemima Oy-53-1/2%(裸, 円筒)	12.14	12.13	8.7	8.6
Jemima Oy-37-1/2%(裸, 円筒)	14.62	14.77	10.8	10.5
Jemima Oy-29%(裸, 円筒)	16.85	17.28	~13.	12.4
Oy-16% $3''$ U(円筒)中	20.4	20.64	18.2	18.3
^{235}U-^{238}U(希釈系)				
ZPR-Ⅲ, No. 6F(30 v/o Oy-46-1/2%)†	23.0	22.8	14.5	12.0
ZPR-Ⅲ, No. 9A(50 v/o Oy-23-1/2%)	25.4	25.4	19.6	17.1
ZPR-Ⅲ, No. 11(81 v/o Oy-11-1/2%, 円筒)	32.4	32.5	26.	24.3
^{239}Pu-^{238}U(非希釈系)				
Jezebel(Pu 裸体系)†	6.29	6.25	5.0	5.4
Popsy(U体系中 Pu 混合)†	4.44	4.43	5.7	6.2
Pu-U(劣化)				
7.5" 劣化U円筒系中 ^{239}Pu と劣化U板混入	29.85	31.06	-	12.6
^{239}Pu-^{232}Th				
4.5" 劣化U円筒系中 ^{239}Pu と ^{232}Th 板混入	21.85	22.02	-	9.2
7.5" 劣化U円筒系中 ^{239}Pu と ^{232}Th 板混入	29.08	29.50	-	9.3
^{233}U と ^{232}Th(臨界未満系)				
U中10kg ^{233}U 混合	5.04	5.00	-	5.3
Oy-93%中10kg ^{233}U 混合	5.04	5.02	-	5.2
U中7.5kg ^{233}U 混合	4.60	4.55	-	5.5
Oy-93%中7.5kg ^{233}U 混合	4.60	4.55	-	5.2
1.8" Th中Oy-94%混合	7.80	7.64	-	6.5

† 実験誤差の範囲内で S_n パラメータの調整に使用した。Oyは濃縮ウランを示す。

ードによる計算で S_n 近似により求めた。共鳴領域における燃料および親物質の核分裂と捕獲断面積については、全物質の散乱断面積の関数として求めて、これから得られる多組定数を用いて計算してある。断面積データと多組定数作製上の不明確さにより、高速中性子球型臨界集合体の半径の計算誤差は約5%に達する。臨界集合体の実験データと比較することにより、多組定数を調整して、臨界半径の計算値と実験値を2%以内で一致させる(第4表)。球型の原子炉、

- (1) ^{235}U - ^{238}U -Na-Fe 炉心, ^{238}U -Na-Fe ブランケット
- (2) ^{239}Pu - ^{238}U -Na-Fe 炉心, ^{238}U -Na-Fe ブランケット
- (3) ^{233}U - ^{232}Th -Na-Fe 炉心, ^{232}Th -Na-Fe ブランケット

について、炉心の組成を変化させて計算した広い範囲にわたる臨界半径、臨界体積、初期増殖(転換)比が第6図(a)~(f)に示めされている。増殖比の定義は

$$BR = \frac{\text{親物質の捕獲率}}{\text{燃料物質の吸収率}}$$

によった。その特徴としては、

- (1) Pu は ^{235}U より核分裂当りの中性子放出数が多いので、Pu-U 系の方がそれに相当する ^{235}U -U 系よりも高い増殖比を得る。
- (2) ^{238}U を親物質として使用する系は、 ^{232}Th を使用する系に比較して高い増殖比を得る。その理由は ^{232}Th に比べて ^{238}U の高速中性子核分裂が大きいことによる。
- (3) 非核分裂性物質により炉心燃料をうすめるほど増殖比は一般的に減少する。これは燃料以外の物質による寄生吸収が増加するため、および中性子スペクトルの軟化のために高速中性子による親物質の核分裂が減少するためである。
- (4) 増殖比を最大にするには、つぎの3つの方法がある。①親物質を含む非常に厚い反射体を使用し、系から中性子のもれを最小にする。②黒鉛の

50cm ブランケット付き ^{235}U - ^{238}U -Na-SS 球型高速炉心の臨界質量計算値(ブランケット組成:親物質 40v/o, Na 40v/o, SS 20v/o, 以下この組成比で 50cm 厚さのものを標準ブランケットと記す)。

第 6 図 (a)

^{235}U - ^{238}U 系の初期転換比の計算値

第 6 図 (d)

50cm ブランケット付き ^{239}Pu - ^{238}U -Na-SS 球型高速炉心の臨界質量計算値

第 6 図 (b)

^{239}Pu - ^{238}U 系の初期増殖比の計算値

第 6 図 (e)

50cm ブランケット付き ^{233}U - ^{232}Th -Na-SS 球型高速炉心の臨界質量計算値

第 6 図 (c)

^{233}U - ^{232}Th 系の初期増殖比の計算値

第 6 図 (f)

ような二次反射体を用いる。③炉心中の親物質の量を増加して、すべての増殖が実質的には炉心で行なわれるようにする*。

増殖比の計算値は、非核分裂性の希釈物質(Fe, Na 等)の捕獲断面積のもつ誤差によってあまり影響されない。燃料を最もすすめた系では、非核分裂性希釈物質の捕獲断面積を 50% 増加しても、増殖比の計算値の変化は 5% 以内にとどまる。Roach の Pu-U 系の計算

結果と ANL の Loewenstein と Okrent⁽²²⁾ の “low α Pu” の断面積による計算結果とはよく一致する。 ^{233}U -Th 系に関しては、ANL の方が高い増殖比と大きい臨界量を与える。これは Loewenstein と Okrent の多組定数が、高いエネルギー領域における Th の捕獲断面

* 炉心部増殖とブランケット部増殖の得失については、IV-3 参照。

積に対して大きい値を与えているからである。ソビエトの BR-1 の増殖比に対する測定値と計算値とは、それぞれ2.4～2.5および2.5である。Roach の計算によれば、これは2.4である。ソビエトの使用した多組定数においては、Pu の ρ が大きく、またUの捕獲がやや大きいので、これにより計算結果の差異を説明することができる。

2. 高速炉系の増殖比に対する核定数の誤差の影響⁽¹⁾

古典的な拡散理論により多組計算を行ない、各種構造材料の影響、異なった非弾性散乱断面積、 α の値、核分裂生成物の捕獲断面積の効果が調べられている。U, ^{239}Pu 、冷却材(Na)および構造材(Fe)を使用した簡単な球型炉について計算された。どの炉についても同じブランケットを使用し、その組成はU60%、Fe20%、Na 20%である。これは Fermi 炉あるいは EBR-II と同様なものである。50～55cm 程度の厚さにし、もれ出る中性子をできるだけ少なくした。炉心の大きさは1,500l程度で、6種の異なった炉心構成につき計算された。燃料には Pu の金属、酸化物、炭化物が選ばれている。また炉心が Pu と Fe の混合物で、炉心部増殖を全然行なわないような炉についても検討されている。増殖比は金属燃料系では1.6～1.7、酸化物系では1.3～1.45である。また炭化物系の増殖比は、酸化物系の値の中間程度となる。Pu と Fe の混合燃料の場合には、ブランケットを含めて考えた増殖比が1以下になる。金属燃料系は増殖比が大きいので最良と考えられるが、事故によって炉心中の冷却材の密度が減少した時、または炉心から冷却材がなくなった時、反応度が増加する点に問題がある。炉心構造材料を中性子吸収の異なる Fe, Mo および Ta とした時の臨界量、増殖比の変化を第5表に示す。Ta の使用は増殖比を決定的に減少させる。Mo の使用は好ましくはないが不

可能ではない。

^{238}U と ^{239}Pu の非弾性散乱断面積を第1組を除いて2倍にしても、増殖比の変化は約0.05にすぎない。しかし非弾性散乱の正確なデータは、上記の Na の効果を正確に計算するのに必要である。それは Na 効果がスペクトル変化による効果であるので、スペクトルを十分に理解する必要があるからである。また α の変化も増殖比には大きな影響を与えない。増殖比は原子炉の組成によって大きく変わるが、断面積の不正確さにはあまり影響されないようである。

原子炉が100～200日間稼動した後に炉内にある核分裂生成物の組成を、天然元素で代用することを試みる。その場合に、マジック同位元素の数はそのままとする。また捕獲断面積は原子核半径または原子番号とともに単調に増加すると仮定し、偶偶核はほぼその近くの偶偶核と同じ性質をもち、偶奇核はその近くの偶奇核または奇偶核とほぼ同じ性質をもっているとする。これらの前提のもとに、核分裂生成物と平均的に同じ捕獲断面積をもつ天然元素の混合物を作ることができる。またこの混合物は非弾性散乱についても同じ性質をもつであろう。この混合物として Physicum* I と II が考えられる。この2つの Physicum は EBR-II の中で同じような反応度効果を表わすことが実験でわかった**。炉心中の全 U と Pu の10%が燃焼した時、すなわち 200,000 MWd/t の燃焼率では、金属燃料系の炉に対して、増殖比が0.1～0.15程度減少する。その他の燃料系に対しては、この影響はさらに小さい。核分裂生成物による中性子捕獲断面積をさらに大きく仮定しても、増殖比の減少は0.2～0.25程度であり、あまり大きな効果を与えない。

3. 炉心部増殖か、ブランケット部増殖か⁽²⁾

炉心部増殖とブランケット部増殖の優劣は各増殖炉系自身について評価されるべき問題であり、物質組成、幾何学的形状、スペクトル変化、格子配列とその新燃料生産への影響、熱伝達などについて各原子炉ごとに検討されなければならない。

検討された原子炉は、溶融 Pu-Co-Ce 合金を Ta のさや中に入れ、Na 冷却したものである。炉心の組成は20%の Ta, 33%の Na, および47%の合金燃料である。ブランケットは60%U, 10%Fe, 30%Na からなる。Ta はその中性子吸収により高速炉の増殖比にと

第5表 1,500l炉心における構造材料の臨界量(M_c)、増殖比(BR)に対する影響

原子炉の型式	Fe		Mo		Ta	
	M_c	BR	M_c	BR	M_c	BR
30% U+Pu	839	1.62	889	1.48	1359	.92
45% U+Pu	998	1.73	1042	1.61	1485	1.07
30% 酸化物	587	1.32	672	1.16	1220	.65
55% 酸化物	671	1.47	721	1.35	1121	.86
30% 炭化物	668	1.35	746	1.20	1295	.68
30% Pu+Fe	403	.93	554	.80	1199	.50

* Physicum と fissium とは違うことに注意されたい。

** ZPR-II における実物大試験にて測られた。

って重大な悪影響を与えるけれども、溶融 Pu を格納できる数少ない物質の 1 つである。

(1) 炉心内の中性子吸収物質の影響

炉心内の原子数比 $N(\text{Ta})/N(\text{Pu})$ を増加すると、比出力は増加し得るが、Ta による吸収のため炉心からブランケットへもれ出る中性子が減少するので、増殖比は小さくなる。ブランケットの厚さは 45 cm としたが、さらに厚くすればブランケット部増殖比を増加し得る。また他の重要なパラメータである倍增時間は、増殖利得と比出力の積に逆比例するが、 $N(\text{Ta})/N(\text{Pu})$ の増加によって増殖利得は減少し比出力は増加するので、最小の倍增時間は $N(\text{Ta})/N(\text{Pu}) \approx 2$ により与えられる。 ^{239}Pu - ^{238}U サイクルにおいて、 ^{238}U の速中性子分裂は経済的に重要な意味をもつ。この核分裂は高価な核燃料費と燃料処理費を節約するからである。

(2) 炉心部増殖

炉心部増殖のために炉心内の ^{238}U を増加すると、ブランケット部へもれて行く中性子数が減少し、ブランケット部増殖の減少が炉心部増殖の増加を打ち消すように働き全体としての増殖性はあまり変わらない。また炉心部増殖のため ^{238}U を燃料合金に加えると、合金の融点が上昇する欠点がある。しかし炉心部燃料をうすめることは熱伝達と機械的観点から魅力がある。さらにそれが親物質によってうめられるならば、増殖の面においても損はない。

(3) 濃縮ブランケットの効果

ブランケット部に ^{239}Pu を加えた時の増殖比の増加が計算されている。ブランケット部の η_b は $N(^{239}\text{Pu})/N(^{238}\text{U}) > 0.045$ に対して 1 より大きくなる。しかし η_b は炉心から入射してくる中性子のスペクトルによって変化する。ブランケットに 3.5% の ^{239}Pu を加えると、炉心の燃料吸収当り 0.75 の中性子がブランケットに入射する時にも 1.5 の増殖比を得ることができる。

ブランケット部の η_b が 1 を超えて自己増倍系になるとブランケットの厚さが増殖比に大きく影響を与えるので、ブランケットを厚くする必要がある。低濃縮 Pu-U 系を増殖系として利用する方法は燃料装荷量が大きくなるので適当でない。適当な炉心と低濃縮ブランケットとの組合せによってはじめて比較的少量の臨界装荷量の増殖炉が可能となる。高速炉の炉心として高密度、低臨界量の炉心を使用するとすれば、上記の結果を得る。熱中性子炉を炉心とすれば同様に低臨界量を得るが、この炉心は大きな増殖比を得るほど十分な η を持っていない。非減速性、低濃縮ブランケットを熱中性子炉心と結合することにより、低装荷量、よ

い増殖利得が得られ、また低濃度の熱中性子炉燃料による熱伝達の利点をも利用できる可能性がある。

実際のブランケット設計では、薄いブランケットを有効に働かせるため、また材料必要量の減少および生成物濃縮のために、ブランケットの拡散距離を減少することが望ましい。しかしこのためにブランケット中に減速材を入れることは常に好ましいこととは限らない。その理由はブランケット中の増殖性を減少させ、増殖利得を低下させるからである。Pu により濃縮されていないブランケットの外側に減速性の反射体を置くことは有効である。ブランケット濃縮の方法は、炉心とブランケットを平均した全体系の比出力を低下させるので経済的観点からは問題である。また、倍增時間についても濃縮ブランケットを用いることが有利であるとは限らない。増殖利得の増加が比出力の減少に打ち勝つ時に限って、倍增時間が小さくなる。

V. 種々の炉における増殖性

1. $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ セラミック燃料の高速炉

電気出力 300 MW の Pu 燃料高速炉についてパラメトリック・スタディが行なわれている⁽¹⁾⁽²³⁾。

計算は一次元で 11 組核常数⁽²²⁾ を使った多組拡散近似法によってなされている。設計パラメータとしては燃料直径、酸化物燃料密度、燃料対被覆鋼材比、Na 冷却材の容積および U 酸化物ブランケットの配置方法がとられた。得られている代表的な結果を第 6 表に示す。ただし、燃焼度は 100,000 MWd/t が仮定され、(1) Na 冷却材の流速は平均 23 ft/sec で炉心入口温度 750 °F、出口温度 1,000 °F、(2) 燃料棒の最高温部とその外壁との温度差は 3,500 °F、炉心での出力密度は高い所と平均との比が 2.5 で、燃料の熱伝導率は 1.0 Btu/hr-ft-°F として、熱的条件を固定してある。

第 6 表から、以上の条件下では炉心寸法は主として燃料棒の太さでまることがわかる。細い燃料に対しては小さい炉心と高い出力密度および低い Pu 装荷量が、太い燃料棒に対しては大きい炉心と低い出力密度および高い増殖比が対応する。また小さい炉心の場合、燃料取替えまでの期間を一定とすれば、はじめに余剰反応度を多く加えねばならず、このことは好ましくない。燃料対被覆鋼材の比が 2:1 のとき、最小の燃料倍增時間は 15 年であって、中位の燃料棒および炉心に対して与えられる。鋼材の量をへらせば燃料経済は向上するが、燃料に対するその比が 1:4 というのは小さすぎるかもしれない。燃料コストが一番低い原子炉は、おそらく最小の燃料倍增時間を与えるものに比

第 6 表 812 MWth(300MWe)酸化物燃料型高速炉における燃料サイクル
にあたる設計パラメータの影響

燃料棒直径 (in.)	0.125	0.280	0.200	0.200	0.200
容積比: PuO ₂ -UO ₂ /鋼/Na	2/1/5.5	2/1/1.5	2/0.5/2.5	2/1/2.5	2/1/2.5
酸化物燃料密度 (g/cc)	9.8	9.8	9.8	9.8	7.0
炉心直径(高さ=直径)(ft.)	4.2	5.8	4.8	4.9	4.9
同位元素比 ^a : U/Pu/F. P.	67/27/6	80/14/6	78/16/6	77/17/6	73/21/6
炉心の Pu 装荷量(kg)	580	1530	890	940	850
増殖比: 炉心/全体 ^b	0.43/1.18	0.95/1.31	0.81/1.35	0.76/1.26	0.58/1.20
倍增時間 ^c (年)	17	20	10	15	19
(Pu クレジット) - (装荷費): ドル/kW _{th} ^d	0.14	0.11	0.30	0.18	0.10

a: Uは²³⁸Uのみ, Puは全部の合計で, その中の²⁴¹Puは(²³⁹+²⁴¹)Pu

b: ブランケットはUO₂で18in.の厚さ

c: 稼働率0.8, 倍增時間および増殖比は(²³⁹+²⁴¹)Puについてである。

炉外にある燃料量は2回分。1回分は4ヶ月間臨界を保つとする。

d: 年間の装荷量を4%と仮定し, 稼働率はやはり0.8で(²³⁹+²⁴¹)Puの値は12ドル/gとしてある。

べて, さらに大きめの燃料棒すなわち大きめの炉心の
炉のときであろう。それは増殖比とくに炉心部増殖の
大きいほど, 燃料加工費が少なくてすむからである。
以上は中心部が炉心で外側にブランケットをもつ円筒
状の場合についてのものである。中心部にブランケット
をもつ型についての考察によれば, 今のところあまり
利点はなさそうである。しかし将来もっと大型の高
速炉が必要となるならば, その効果は小さいものでは
あるが出力密度の平坦化, 燃焼度の進行に伴う中心部
ブランケットにおける反応度増加および実効遅発中性
子の増加等で有利となるであろう。

2. Pu 金属燃料体

Pu 金属燃料体を用いた大型高速炉(800t 炉心, 1
MW/l 程度)の増殖性を論じる場合には, 燃料サイ
クル中, 再処理過程での Pu 損失, 分裂生成物 (F. P.)
の量および高次核燃料物質の生成量の効果が問題とな
る。また純化過程での F. P. の混入量調節法等も問題
となる。

(1) F. P. の混入と影響

EBR-II 型の燃料サイクルを例にとると, リサイク
ル過程の関係は第7図のようになる。リサイクルされ
た主な F. P. は Mo, Ru, Pd, Ph, Tc 等で, おのおの
1.2, 2.0, 1.0, 0.4, w/o となり全体の 5%程度をし
める。このようにしてリサイクルされた燃料がいわゆ

第7図 EBR-II 燃料処理過程

る“fissium”である。これらの F. P. の混入量は純化過
程で定められる。

F. P. の増殖性に与える影響については, 0 w/o, 5
w/o, 10 w/o リサイクル F. P. について検討されてい
るが, 増殖比はそれぞれ1.67, 1.59, 1.47で $\sigma_{F.P.}$ が
効いてくる。また対応する倍增時間は再処理過程で
の Pu 損失を無視すれば5.5, 6.3, 7.8年程度と H.H.

Hummel が報告している。

(2) 高次生成核燃料物質の影響

大型高速炉においては F. P. と同様、高次生成核燃料物質の炉内蓄積も無視できない。 ^{240}Pu は燃料として ^{235}U とほぼ等価であり、その寄与は大きい。 ^{240}Pu と ^{239}Pu の比を 0 より 1 まで変えると増殖比は 1.61 より 1.71 に増加し、臨界質量は 468 kg より 421 kg に減少する。この原因は ^{240}Pu の高速分裂閾値が ^{235}U にくらべて低く、速分裂効果が大きいためである。しかし ^{240}Pu の量が増えると冶金的には困難をます方向となる。 ^{241}Pu の量は僅かで燃料としての寄与は小さい。

3. Pu および ^{233}U のサーメット燃料体

将来の高速炉は経済性に重きをおいて設計されるべきである。すなわち出力の増大、燃焼度の長期化等である。長期燃焼度を得るための改善研究は、出力密度の減少、燃料温度の低下、炉心燃料の希釈等を考慮した燃料形態の選択に負うところが大きい。

ここでは PuC-Mo-U, UC-Th サーメット燃料を用いた場合の高速炉の増殖性に及ぼす影響について述べる。

従来サーメット燃料は例えば SS に燃料物質を分散させたものが考えられていたが、SS の代わりに親物質をマトリックスとし、炭化燃料を分散させたものが最近考えられるようになってきた。このことは希釈材効果*としての炭化物と、希釈材効果を兼ねた速核分裂数の増加を狙った親物質(^{235}U や ^{232}Th)により炉心増殖比を改善しようとするもので、さらに燃焼特性を考慮して Mo15w/o が親物質に含まれている。

(1) PuC-Mo- ^{238}U サーメット燃料

PuC-U-15w/o Mo 系について、 ^{239}Pu だけの場合とリサイクルされた場合とについて臨界質量、中性子経済、増殖比等が Nimes によって計算されている。また高次の生成核燃料物質による影響も論じられている。これらの結果を第 7, 8 表に示す。これによると臨界質

第 7 表 PuC-U-15w/oMo と $^{233}\text{UC-Th}$ 系高速炉の核計算結果

燃 料	PuC-U-15w/oMo	PuC-U-15 w/oMo (リサイクル)	$^{233}\text{UC-Th}$ (リサイクル)
算 定 条 件	^{239}Pu だけの場合	平 衡 状 態 40/49=0.42 41/49=0.063 28/49=10.9	平 衡 状 態 24/23=0.27 25/23=0.04
臨 界 質 量	967 kg ^{239}Pu	952 kg $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Pu}$	1010 kg $^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$
中 性 子 経 済			
分 裂 ・ 吸 収 率	34.7%	34.9%	39.4%
燃 料 捕 獲 率 (除分裂)	5.7	5.5	3.4
親物質の捕獲率	51.1	48.9 (除 ^{240}Pu 捕獲)	50.3
そ の 他	8.5	10.7 (含 ^{240}Pu 捕獲)	6.9
増 殖 比			
炉 心	1.03	1.08	0.82
ブランケット	0.50	0.50	0.44
炉 増 殖 比	1.53	1.58	1.26
正味増殖比(含再処理)	1.48	1.53	1.21
α_{49}	0.205	0.208	0.088
^{235}U の分裂率	21%(全分裂に対する)	24% ($^{238}\text{U} + ^{240}\text{Pu}$)	7.3% ($^{232}\text{Th} + ^{234}\text{U}$)

原子炉組成

炉 心 体 積:	1750 l
制御系体積:	7%
炉心組成	(v/o)
燃 料	50
構造材と被覆材	18
クーラント	32
ブランケット厚さ(cm)	45
ブランケット組成	(v/o)
親 物 質	44
構造材と被覆材	20
クーラント	36

* 希釈材による効果はつぎのようなものが考えられる。

- (1) 炉心の大型化；洩れを少なくし、燃料の加工等に利点がある
- (2) 冶金学的に高温、長期燃焼に耐える燃料体が可能
- (3) エネルギー軟化による poison control 可能
- (4) 中性子出力分布の平坦化

第 8 表 高次核分裂物質生成の影響

PuC-U-15w/o Mo				UC-Th			
生成同位元素	炉 心	ブランケット	小 計	生成同位元素	炉 心	ブランケット	小 計
分裂 ^{239}Pu	0.2406	0.0066	0.2472	分裂 ^{233}U	0.3428	0.0113	0.3541
^{241}Pu	0.0152	—	0.0152	^{234}U	0.0143	—	0.0143
^{240}Pu	0.0181	—	0.0181	^{235}U	0.0110	—	0.0110
^{238}U	0.0564	0.0083	0.0647	Th	0.0130	0.0019	0.0149
^{235}U	—	0.0041	0.0041				
捕獲 ^{239}Pu	0.0502	0.0017	0.0519	捕獲 ^{233}U	0.0302	0.0011	0.0313
^{241}Pu	0.0032	—	0.0032	^{234}U	0.0136	—	0.0136
^{240}Pu	0.0192	—	0.0192	^{235}U	0.0025	—	0.0025
^{238}U	0.3287	0.1598	0.4885	Th	0.3148	0.1750	0.4898
^{235}U	—	0.0010	0.0010	Zr	0.0060	—	0.0060
F. P.	0.0044	0.0001	0.0045	SS	0.0077	0.0082	0.0159
Mo	0.0376	0.0028	0.0404	Na	0.0010	0.0009	0.0019
Zr	0.0072	—	0.0072	F. P.	0.0039	0.0001	0.0040
SS	0.0083	0.0061	0.0144				
Na	0.0011	0.0005	0.0016				
小 計	0.7902	0.1910	0.9182	小 計	0.7608	0.1985	0.9593
漏 洩			0.0178	漏 洩			0.0407
合 計			1.000	合 計			1.0000

量はリサイクルの方がよい。また増殖比は炉心で1を上回る興味ある結果となる。またリサイクルの場合の増殖比は ^{239}Pu だけの場合に比べて数%大きくなる。これは ^{240}Pu による寄与が案外効いて ^{238}U の $\frac{1}{2}$ に達する生成量となるからである。このようにして ^{238}U をマトリックスとするこの種の燃料形態を採用して将来の高速炉の可能性を検討することは充分意味あるものと思われる。

(2) UC- ^{232}Th 系サーメット燃料

Th系燃料に関しては、Puに比べるとTh金属は金属学的に伸長しやすいので燃焼特性は一般にあまりよくない。また ^{239}Pu に比べると $\nu(^{233}\text{U})$, $\sigma_f(^{232}\text{Th})$ やThの密度が小さいので、核的特性も必ずしも良好とはいえない。しかし $\alpha(^{233}\text{U})$, $\sigma_c(^{233}\text{U})$ が小さくPuの $\frac{1}{2}$ 程度であるので上記の不利を補償すると考えられる。親物質の捕獲断面積は ^{238}U のそれと変わらない。

炉内スペクトルをPuC-U-15w/o Mo系と、Enrico Fermi炉のエネルギー・スペクトルを比較した結果は目立った差はない。炉運転時間の関数としての増殖比の値はPu-U系では数日後に飽和値に達するのに反し、 ^{233}U -Th系では200日、最大値の90%になるまでに100日を要する。

4. Beの $(n, 2n)$ 反応による速中性子増倍効果

Beの $(n, 2n)$ 反応を利用することによって熱中性子増殖炉の増殖利得を改善しようとする試みは早くからなされていた。MillsとSmith⁽²⁴⁾はRa-BeとPo-Be中性子源を使って得られたBeの断面積から速中性子増倍率を10%と推定し、Dilenburg, Jacob, Detolodo⁽²⁵⁾は増倍係数 $\sim 8\%$ 程度になることを報告している。また、Krasinら⁽²⁶⁾はBeと10%の濃縮ウラン燃料を使用した臨界実験を行なってBeに増倍効果のあることを報告した。しかしこの方法は η , p , f 等の臨界パラメータが量的につかめないので直接的な効果を知ることにはできない。

最近になってBeの断面積に対する測定やより正確な補正が行なわれて第8図に示されているように断面積の値がHäfeleらによって整理されてきた。4.07 $\sim$ 7.0 MeVの値についてはFischer⁽³¹⁾やMarion⁽³²⁾の値をBeyster⁽³³⁾⁽³⁴⁾が補正したもの、7 $\sim$ 14 MeVはBall⁽³⁵⁾の値を基礎にしてHäfeleがSmooth curveを引いている。この結果14 MeVではFl'orovら⁽³⁶⁾の値より多少高くでる。また速中性子増倍効果に最も効くと考えられる2 $\sim$ 4 MeVの値に関してはさらに正確な情報を必要とするが、現状では2.9 MeV以下では

第8図 エネルギーの関数としての
Be(*n*, 2*n*)反応断面積

Fischer の値が Häfele より低く 2.9 MeV 以上では高く測定されている。Marion の値は $\sigma_{\text{non}} = \sigma_t - \sigma_{\text{er}}$ で表わされているが、Häfele は $\sigma(n, \alpha)$ の値を補正して $\sigma_{\text{in}} = \sigma_t - \sigma_{\text{er}} - \sigma(n, \alpha)$ として求めたものである。Häfele はこれらの値を使用して無限大体系での Be の増倍効果を計算した。計算は次式に従った。

$$\varepsilon = 1 + p_{2n} - p_{\alpha}$$

$$P_{2n} = \int_{E_0}^{\infty} S \frac{\sigma_{2n}}{\sigma_T} dE$$

$$P_{\alpha} = \int_{E_0}^{\infty} S \frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_T} dE$$

で、 S は無限大体系での中性子スペクトル $S = \sum_{m=0}^{\infty} S_m$ である。計算は断面積から考えられる最大値と最小値に分けて行なった。この計算の主要部は中性子スペクトルの計算であるが、非等方散乱則を入れて厳密に解き、BeO の場合には α の断面積角度分布を考慮した。結果を第9表に示す。Be 金属の場合は上限と下限の値(第9図)による違いは目立たないが酸化物の場合は大きく効いてくる。Chernik⁽³⁷⁾ の値は散乱を等方として独立に計算されたものであるが大きな違いは現わ

第9表 Be(*n*, 2*n*)反応による速中性子増倍率
の計算結果、表中の値は $\varepsilon - 1$ を示す(%)

		Häfele の計算値	Chernik	Benoist
Be	最大期待値	3.4†	7.6	6.1
	最小期待値	0.9	5.1	6.1
BeO	最大期待値	1.7	4.6	
	最小期待値	-0.2	2.7	

† ^6Li 毒作用効果を考慮した値。

第9図 Be(*n*, 2*n*)断面積の最大および
最小期待値と(*n*, α)断面積

れなかった。†印は ^9Be より二次的に生成される ^6Li の毒作用を考慮した場合である。 ^6Li の(*n*, α)の断面積は ^9Be のそれと同程度である。

5. 高速-熱中性子結合系の増殖性

高速-熱中性子結合型原子炉の増殖性を純高速系のそれと比較した場合、結合系の利点は中性子平均寿命が純高速系より長くなること、熱中性子部で制御できることなどで、安全性の面では高く評価される。したがって、この利点によって増殖性がどの程度損われるかということが問題の焦点となってくる。検討の対象として2つの結合系を原型原子炉程度の規模で考えてみる。1つは Na 冷却炉(第10図)で従来の高速系の周りに Be の減速材を置き、熱中性子系の狙いを含ませたものである。いま1つは水および蒸気冷却炉(第11図)で幾何学的には前者と似ているが、炉心では蒸気冷却と同時に蒸気の Super heat が行なわれる仕組みである。この型の原子炉は高速系および熱中性子系がおの

第10図 Na 冷却結合型高速炉の構成図

領域 1: 蒸気冷却 Pu 高速炉心
 領域 2: 蒸気冷却劣化 U ブランケット
 領域 3: SS 製タンク
 領域 4: 水冷却天然ウラン部
 領域 5: 水冷却劣化 U ブランケット

第11図 水蒸気加熱用高速炉の構成図

おの独立には5%程度の臨界未満の系で全体としては臨界になる状態におかれている。かくて制御特性は熱中性子原子炉と甚だにたものとなり、熱中性子系の反応度を調節して全体の制御を行なうことが可能となる。増殖比に関しては、1次元の取扱いは PDQ コードを、1次元には S_n コードを用いて計算を行なった。Na 冷却系の場合について計算すると4組2次元の場合の $BR \sim 1.59$ で、この結果は ANL の臨界集合体 ZPR-Ⅱ で実際に臨界実験をして確かめられた。同じ配置で Be を全部劣化 U に置きかえた場合の値は 1.71 で、これをもし EBR-Ⅱ に組み込んだとすると BR は 1.61 程度になるだろう。これらの計算は ^{239}Pu だけの Clean system を考えた場合であるが、2%の燃焼度を考えると、これは Pu の 15~20% 燃焼度に対応するので BR は数%低下する。また長期燃焼を考えると、熱中性子系で Xe の毒作用が効いてきてさらに1%程度低下するだろう。

つぎに蒸気冷却系の場合を考えてみる。この場合の第1の利点は高速炉心が Super Heater として働くことである。第2の利点としては熱中性子部の水を除外することによって反応度を調節できることで、また多くの人が水冷却の技術をもち経験を積んでいることも見逃せない利点である。この型の多くの問題は出力密度に関係したものである。計算では炉心 400l 当り 100 MW(t) 程度であるが、Na 冷却にくらべると1%程度になってしまう。熱水力学的に考えると期待される蒸気出口条件を得るために、炉心で Super Heat される割

合は20~25%にすぎないが、補助ボイラーをつけて80%程度にすれば BR も上がりこの型の期待は大きなものがある。

6. 改良型熱外中性子炉の概念

Atomics International 社では Southwest Atomic Energy 社と提携して熱外中性子領域で ^{233}U と Th を燃料とした原子炉の経済性を検討している。この原子炉は通称 AETR と呼ばれていて Na 冷却、黒鉛または Be 金属減速のものである。この炉の狙いは中性子経済の改善と小型化にあるが、現在計算と併行して高速-熱中性子結合型の多領域臨界実験を計画中である。(第12図参照)

第12図 臨界実験装置の概念図

GNU-Ⅱ コード、SNG コードで計算してパラメトリックな研究が行なわれた。用いた核常数数は (1) ANL-5800, (2) ORNL の Perry のデータ, (3) BNL-325, MTR Chopper, ソビエトのデータ, Los Alamos のデータより作った GNU-Ⅱ (A. I) の3種の断面積セットを用いた。 $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ の値は AERE 報告では ~ 1.057 , Russian 報告では 1.114 である。熱外中性子領域では ^{233}U の α 値が ^{239}Pu より小さい。黒鉛減速の場合の計算結果は第10表に示す通りで、ORNL 断面積セット以外では増殖の可能性が充分にある。

第 10 表

断面積 セット	臨界質 量 (kg)	MFE† (keV)	増殖比	$\bar{\eta}$	$\bar{\nu}$	$\bar{\alpha}$
AI	1242	1.25	1.112	2.30	2.524	0.0956
ANL-5800	1067	0.98	1.061	2.241	2.518	0.1237
ORNL	1380	2.37	0.980	2.173	2.523	0.1610

† Median Fission Energy

なお AI, ANL, ORNL 断面積セットでエネルギー別の各 η の値が第11表にのせられている。

第 11 表 AI, ANL, ORNL の η 値

Group	E_L	AI $\eta(g)$	ANL-5800 $\eta(g)$	ORNL $\eta(g)$	Group	E_L	AI $\eta(g)$	ANL-5800 $\eta(g)$	ORNL $\eta(g)$
1	6.065 MeV	2.95	2.95	2.95	18	0.372	2.25	2.20	2.18
2	3.679	2.95	2.95	2.95	19	0.304	2.25	2.19	2.16
3	2.231	2.61	2.61	2.61	20	0.249	2.25	2.19	2.16
4	1.353	2.61	2.61	2.61	21	0.204	2.25	2.19	2.16
5	0.821	0.50	2.50	2.40	22	0.167	2.25	2.19	2.16
6	0.498	2.43	2.43	2.43	23	0.112	2.28	2.19	1.79
7	0.302	2.43	2.47	2.51	24	61.44 eV	2.28	2.20	1.79
8	0.183	2.37	2.47	2.48	25	33.72	2.28	2.20	1.85
9	0.111	2.37	2.25	2.19	26	22.6	2.28	2.12	1.85
10	67.38 keV	2.25	2.25	2.18	27	8.32	2.28	2.12	1.93
11	40.87	2.25	2.21	2.18	28	3.06	2.20	2.07	1.93
12	24.79	2.25	2.21	2.18	29	1.125	2.20	2.07	1.84
13	15.03	2.25	2.20	2.18	30	0.414	2.30	2.07	2.28
14	9.119	2.25	2.20	2.18	31	0.152	2.30	2.29	2.20
15	3.355	2.25	2.19	2.18	32	0.0252	2.30	2.30	2.28
16	1.234	2.25	2.19	2.18	Thermal	0	2.28	2.24	2.28
17	0.454	2.25	2.20	2.18					

Ⅶ. あとがき

現在各国で運転され、または建設されつつある高速炉は中型ともいうべきものであって試験的な要素が極めて強い。しかし、ここで展望された諸炉型式は大型のものであって、つぎの10年間に建設され実用化への第一歩となるべきものである。

最近、イギリスの L. R. Blake (*Nucl. Engng.*, 371 (Sep. 1961)) は多くの実験にもとづいて、“泡入り燃料”というものが高い燃焼度に耐えうるものであることを確かめた。ここに述べられた燃料形態のうちから、この概念と結びついた経済性のよい高速炉が実現するのも遠いことではないであろう。

(1962年 4月17日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) 'Proc. Physics of Breeding Conf.', ANL-6122, (1960).
- (2) H. BROWN: "The Challenge of Man's Future", (1954), The Viking Press, New York.
- (3) S. YIFTAH, D. OKRENT, P. A. MOLDAUER: "Fast Reactor Cross Sections", (1960), Pergamon Press, Oxford.
- (4) Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, IAEA Sponsored, (Aug. 1961).
- (5) A. B. SMITH: *ibid.*, SM/76, (Aug. 1961), Vienna.
- (6) F. REINES, C. L. COWAN, Jr., F. B. HARISON, D. S. CARTER: *Rev. Sci. Inst.*, **25**, 1061 (1954).
- (7) J. TERRELL: 'Phys. Breeding', ANL-6122, (1960).
- (8) B. C. DIVEN, J. C. HOPKINS: SM-18/56, (1961), Vienna.
- (9) A. MOAT, D. S. MATHER, P. S. FIELDHOUSE: SM-18/18, (1961), Vienna.
- (10) J. C. HOPKINS, B. C. DIVEN: SM-18/55, (1961), Vienna.
- (11) A. B. SMITH: *Bull. Am. Phys. Soc.*, Ser II, **5**, No. 1, 19 (1960).
- (12) L. GRANBERY: *Phys. Rev.*, **109**, 2063 (1958).
- (13) H. FESHACH, C. E. PORTER, V. F. WEISSKOPF: *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
- (14) J. M. BLATT, V. F. WEISSKOPF: "Theoretical Nuclear Physics", (1952), John Wiley, New York.
- (15) W. HAUSER, H. FESHACH: *Phys. Rev.*, **87**, 366 (1952).
- (16) 飯島俊吾: 私信
- (17) P. A. MOLDAUER: to be published.
- (18) L. CRANBERG: *LASL Rept. LA-2177*, (1959).
- (19) R. W. JAKIW, A. A. ROTHMAN, D. M. VAN PATTEN: AT(30-1)-1679, (Sep. 1961).
- (20) 深井佑造: 本誌, **4**, No. 1, 52 (1962).
- (21) W. H. ROACH: *Nucl. Sci. Engng.*, **8**, 621

- (1960).
- (22) W. B. LOWENSTEIN, D. OKRENT: *2nd Geneva Conf. Paper*, **12**, 16, P/637 (1958).
- (23) P. G. ALINE, P. GREEBLER, F. J. LEITZ (GE-APED): *Trans. ANS*, **3**, No. 1, 4-5, (June 1960).
- (24) C. B. MILLS, N. M. SMITH, Jr.: *AECD-3973*, (1951).
- (25) D. DILLENBURG, G. JACOB, P. S. DE TOLEDO: *Proc. 2nd U. N. Intl. Conf.*, **12**, 607 (1958) Geneva.
- (26) A. K. KRASIN, *et al.*; *ibid.*, **12**, 571 (1958).
- (31) G. J. FISCHER: *Phys. Rev.*, **108**, 99 (1957).
- (32) J. B. MARION, J. S. LEVIN, L. CRANBERG: *Univ. Maryland Phys. Dept., Tech. Rept. No.* 124, (1958).
- (33) J. R. BEYSTER, R. L. HENDEL, R. A. NOBLES, J. M. KISTER: *Phys. Rev.*, **98**, 1222 (1955).
- (34) F. R. BEYSTER, M. WALT, E. W. SALMI: *ibid.*, **104**, 1319 (1956).
- (35) W. P. BALL, M. MCGREGOR, R. BOOTH: *ibid.*, **110**, 1392 (1958).
- (36) N. N. FL'OROV, V. M. TALYZIN: *Atomnaya Energiya*, **5**, 657 (1958).
- (37) J. CHERNICK, S. O. MOOR: 'Breeding Potential of Thermal Reactors', Preprint, submitted for Publication to *Nucl. Sic. Engng.*, (Aug. 1959).

本誌投稿の手引

- 一般投稿は研究論文・資料を原則とし、会員の資格を要する。
- 内容はオリジナルものに限り、暫く刷上り8頁以内とし、和・欧文を問わない。ただし、欧文の場合は修文・添削に充分な考慮を要する。
- 掲載範囲は原子力研究に関連する凡ゆる部門を含め、特に限定しない。
- 執筆にあたっては、投稿規程に準じて所定の原稿用紙を使用する（欧文は適宜に厚手のタイプ用紙に2段送りで1枚約25行にタイプする）。
- 投稿希望者は、氏名・題目・枚数および投稿予定日を事務局あて連絡すれば、原稿用紙（30枚綴1部60円）と投稿規程が送付される。
- 和・欧文を問わず表題、抄録、所属機関名などは和・英両文で適確に書いて添付する。
- 別に締切り日は設けない。原稿受理次第受付通知を本人に送る。原稿は当該部門担当の編集

- 委員の査読に回わり、次回以後の編集委員会において採否を審議する。査読通過および掲載番号は決定次第通知される。
- 査読通過した論文は原則として査読通過順に掲載される。（掲載まで約2〜3カ月）
- 掲載論文1篇につき30部まで別刷が無料で送られる（30部以上希望のときは1部につき100部まで5頁以内35円、6〜10頁40円の実費は著者負担）。
- 査読・審議の結果、短縮・修正を要求されたり、或は掲載を遠慮いただくことがあるからご了承願いたい。特に欧文の修文・添削については著者の負担とする（和訳を要求される場合もある）。
- 返却原稿は6カ月以内に再提出なき場合は撤回とみなされる。
- 討論・寄書・談話室の各欄については、随時随意に気軽なご寄稿を歓迎する。
- 詳細については事務局へお問い合せ下さい。