706. 高温ガス炉の燃焼度に対する Pu-240 共鳴吸収の効果

深井 佑造*, 井上 登代一*, 長浜 文夫*

(1979年 11月9日 受理)

(1980年 5月15日 再受理)

Effect of Plutonium-240 Resonance Absorption on Burnup of High Temperature Reactor

By Yuzo FUKAI, Toyokazu INOUE and Fumio NAGAHAMA

In calculation of ^{240}Pu resonance absorption at 1.056 eV for a high temperature reactor, the double heterogeneity, Doppler effect and neutron up-scattering should be considered. This problem can be solved by adding neutron up-scattering correction to the well-known resonance calculation, although it has been generally difficult to develop the calculating method in which these three effects are incorporated. The correction consists of two terms; one from thermal neutron below thermal cut-off energy of 0.683 eV and the other from epithermal neutron between 1.056 and 0.683 eV with $1/E$ spectrum approximately.

Investigation of several effects caused by assuming the homogenized core and omission of Doppler and up-scattering phenomena in ^{240}Pu resonance calculations on the burnup of high temperature reactors is presented here. As the consequence of calculations, the following conclusions are derived:

- (1) Effect of neutron up-scattering is important.
- (2) Omission of Doppler effect affects the burnup more than assumption of homogeneity, and the combined effect of these causes is rather less important, because the two effects compensate each other.
- (3) In the fuel cycle system having rich content of Pu, it is significant to consider the double heterogeneity, Doppler effect and up-scattering, especially for the estimate of the build-up of ^{240}Pu and ^{241}Pu in the irradiated fuel.

KEYWORDS: double heterogeneity, Doppler effect, neutron up-scattering, computer calculations, burnup, $1/E$ spectrum, plutonium 240, HTR reactor, resonance absorption, eV range 1-10, corrections

1. 緒 言

高温ガス炉の核設計計算コードでは、従来熱カット・オフ・エネルギーを 1 eV 以上にとって来た。例えば、DELIGHT⁽¹⁾, MICROX⁽²⁾ では 2.38 eV, DRAKULA⁽³⁾ では 1.85 eV を採用している。したがって、燃焼度計算の際 ^{240}Pu の 1.056 eV での大きな共鳴吸収効果は熱組計算に含まれる。このため共鳴吸収効果計算に重要な意味を持つ 2 重非均質性**とドップラー効果は正確に考慮されていない。一般に計算は均質近似であり、 ^{240}Pu

の吸収断面積ライブラリーは常温の場合が用意されているに過ぎない。もちろん原理的には数種類の温度の異なったライブラリーを用意することによってドップラー効果を考慮することは可能である。Th サイクルの高温ガス炉の設計では問題はないが、U-Pu サイク

* 東京芝浦電気(株)原子力事業本部(Nucl. Energy Group, Toshiba Corp.)

** 高温ガス炉の場合は被覆燃料粒子とそれを含む燃料棒がそれぞれ格子系になっているので、2 重の非均質性を持つという。

ルの高温ガス炉では ^{240}Pu の上記効果が十分にとり入れられない計算コードでは問題であろう。

一方軽水炉の核設計計算コードでは、熱カット・オフ・エネルギーは1 eV 以下(例えば0.683 eV)にとるのが常識になっている。この点から軽水炉体系での共鳴計算では非均質性、ドップラー効果は十分に考慮されている。しかし軽水炉用計算コードを高温ガス炉用に用いる時に問題になるのは、軽水より効果が大きい黒鉛のアップ・スカッタ(上方散乱)の影響が ^{240}Pu の共鳴計算に考慮できない点である。次章に具体的にこの問題を論ずる。そこで上方散乱による補正を加えた中性子スペクトルを用いることにより、2重非均質性、ドップラー効果、上方散乱の3つの効果を考えた計算法を提案し、最後にこれらの効果が燃焼度にいかに影響するかを示す。以上の問題を一覧表にしてTable 1にまとめる。

Table 1 Items to be considered in calculation of resonance absorption of ^{240}Pu

Thermal cut-off energy†	Old methods		Present method
	>1 eV	<1 eV	
Considered items:			
Double heterogeneity	no	yes	yes
Doppler effect	no††	yes	yes
Neutron up-scattering	yes	no	yes (approximate)

† Thermal cut-off energy values in computer codes; DELIGHT, MICROX 2.38 eV, DRAKULA 1.85 eV, LWR codes and present method 0.683 eV.

†† Generally this effect is not considered, but can be basically done by making temperature dependent library data.

ここに示す計算法により、軽水炉で経験があり、かつ実証されている断面積ライブラリー、計算コードを用いて高温ガス炉の核計算が可能になった。

II. 問題点の提起

前章で示した問題を具体的に計算する。Table 2に ^{240}Pu を含む高温ガス炉の計算のための炉心の仕様を示す。この炉心で、GGC-4⁴⁾を用いて熱組と高速組の組定数を求め、熱カット・オフ・エネルギーを変化させて k_{∞} の値を計算する。この計算では熱・高速組ともに均質化炉心として取り扱う。したがって ^{240}Pu の非均質性はここでは問題になっていない。また用いられた ^{240}Pu の吸収断面積をFig. 1に示す。GGC-4に用いられた ^{240}Pu の熱組の断面積ライブラリーの値は、同じコードの高速組に用いられている共鳴パラメータからBreit-Wignerの公式により計算された値(温度を273 K

Table 2 Homogenized core of high temperature reactor to be calculated here

Burnup value	30,000 MWd/MT
^{235}U enrichment	5 %
Packing fraction of coated particle fuels in volume	30%
Radius of fuel particle	0.025 cm
Carbon to metal atom ratio	310
Temperature	Moderator 300 K
	Fuel 300 K
	^{240}Pu 273 K

Nuclear properties of this core is calculated by using GGC-4 code with cross section of ^{240}Pu shown in Fig. 1.

Solid line is from the thermal cross section library and dash line is calculated value by using Breit-Wigner formula with resonance parameters in the fast group library. Both libraries are in GGC-4.

Fig. 1 Absorption cross section value of ^{240}Pu in range of 0.5~1.5 eV

とした)とはほとんど一致している。したがって、 ^{240}Pu の吸収量が熱組で計算されるにせよ、高速組で計算されるにせよ、計算法の相違はあっても用いられた断面積はほとんど相違はない。

Table 3に計算された k_{∞} の値を示す。上部の減速材が軽水の場合は、Table 2の仕様のうち減速材黒鉛を水素で置換した計算であり、第1行目は黒鉛の全散乱断面積と等価になるように水素の原子数密度 N_H を決定した場合である。第2行目は第1行目の大きすぎる N_H の代わりにBWR相当の N_H を用いた結果で

Table 3 Values of k_{∞} vs thermal cut-off energy

Moderator	Condition	Thermal cut-off energy (eV)				
		1.445	1.125	0.876	0.683	0.550
H ₂ O	$N_H=0.229 N_C^{\dagger}$		0.8361	0.8371		
	N_H ; same as BWR		1.0445	1.0472		
Graphite	Initial core	1.3472	1.3470		1.3466	
	30,000 MWd/MT	1.1528	1.1539	1.1629	1.1633	1.1635
	30,000 MWd/MT (this method)	↓	↓	1.1553	1.1552	1.1551

N_H, N_C : Atomic number density of hydrogen and carbon.
 $\dagger N_H = \frac{\sigma_a^C}{\sigma_a^H} N_C = \frac{4.7 \text{ b}}{20.5 \text{ b}} N_C$
 σ_a : Microscopic scattering cross section

ある。本来なら熱カット・オフ・エネルギーの値を変化させても k_{∞} の値は不変であるべきである。黒鉛減速材で初期炉心では k_{∞} の値はほとんど変化はない。一方軽水減速材の場合は 1 eV を境にして値が変化する。そして N_H の大きいほど、すなわち減速が十分なほど k_{∞} の変化は小さい。これに反し、黒鉛減速材で燃焼の進んだ炉心では明らかに 1 eV で値が変化する。これは ^{240}Pu への黒鉛の上方散乱による共鳴吸収量の相違である。すなわち、熱カット・オフ・エネルギーを 1 eV 以下にとった k_{∞} の計算では ^{240}Pu の吸収計算が上方散乱を考えない通常の共鳴計算法によるため、その吸収量を低く見積ったためである。軽水炉の場合も同様であるが、軽水の場合は上方散乱の効果は小さいので、それほど問題ではない。

このようにして熱カット・オフ・エネルギーを 1 eV 以下にとる計算では、 ^{240}Pu の 1.056 eV の共鳴吸収計算には黒鉛の上方散乱による補正を加える必要がある。Table 3 の最下列には次章で述べる補正法を加えた k_{∞} の結果を示す。この値は本報で提案した方法が妥当なものであることを示している。

III. 補正法

補正された 1.056 eV での ^{240}Pu の共鳴積分値 I^{10} は

$$I^{10} = c I_0^{40} = (I/I_0) I_0^{40} \quad (1)$$

ここで、 I_0^{40} : 上方散乱なしの従来の方法による共鳴積分値 (2 重非均質性とドップラー効果は考えられている)

c : 補正因子

I : 上方散乱を含む共鳴積分の近似値

I_0 : 同じように上方散乱を含まない近似値

エネルギー E での被覆燃料粒子の平均中性子束

$\bar{\phi}_0(E)$ は

$$\bar{\phi}_0(E) = \frac{P_{00}}{\Sigma_0(E)} \int_E^{E_0} \Sigma_{s0}(E') \bar{\phi}_0(E') \cdot \frac{dE'}{(1-\alpha_0)E'} + \frac{1-P_{00}}{\Sigma_1} F_m(E) \quad (2)$$

$$F_m(E) = \int_E^{E_0} \Sigma_{s1}(E') \bar{\phi}_1(E') \frac{dE'}{(1-\alpha_1)E'} + \int_E^{E_0} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \bar{\phi}_1(E') dE' \quad (3)$$

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E) = N_1 \sigma_s^{1h}(E' \rightarrow E) \quad (4)$$

$\sigma_s^{1h}(E' \rightarrow E)$ は黒鉛の散乱核で

$$\sigma_s^{1h}(E' \rightarrow E) = \int_{-1}^1 d\mu \frac{d\sigma(E' \rightarrow E, \mu)}{d\Omega dE}, \quad (\text{b/eV}) \quad (5)$$

この値は THRUSH コードで得られる¹⁰⁾。

ここで、 E_0 : 熱中性子エネルギーの下限値

P_{00} : 燃料衝突確率

$\Sigma_1 = N_1 \sigma_{sm}$ (N_1 : 黒鉛の原子数密度)

σ_{sm} : 散乱断面積

$\Sigma(E)$: 全断面積, $\Sigma_s(E)$: 散乱断面積

$\alpha = (A-1)/(A+1)^2$ (A : 原子核の質量数)

添字: 0 は燃料, 1 は黒鉛を示す。

(3) 式の第 2 項が上方散乱による項で、黒鉛領域における中性子源になっている。式中の $\bar{\phi}_1(E)$ は

$$\bar{\phi}_1(E) = \begin{cases} \bar{\phi}_1^{1h}(E) & \text{熱中性子束; } E < E_c \\ \bar{\phi}_1(E) & \text{熱外中性子束; } E > E_c \end{cases} \quad (6)$$

E_c : 熱カット・オフ・エネルギー

ここで、次のように考える。まず基準を熱外中性子にとり、スペクトル分布を $1/E$ と近似する (より正確には E_c から 2 eV 付近は $1/E$ からずれていると思われる)。減速材での減速は NR 近似とする。すなわち、(3) 式の右辺第 1 項の被積分項を次のように仮定する。

$$\Sigma_{s1}(E) \bar{\phi}_1(E) = \Sigma_1/E \quad (7)$$

$M(E)$ を熱中性子スペクトル分布とすると、(6) 式は

$$\bar{\phi}_1^{1h}(E) = \Phi_{1h} M(E), \quad \bar{\phi}_1 = 1/E \quad (8)$$

ここで、 Φ_{1h} : 熱中性子束規格因子

と与えられる。

熱外中性子組での共鳴吸収は E_c のところに集中していると仮定し、黒鉛以外では減速がなく、かつ共鳴吸収以外の吸収が無視できると考えられるので、 E_c を通過して熱組へ減速する中性子はすべて熱組で吸収される。したがって、中性子数のバランスは

$$\int_{E_0}^{E_c} \Sigma_a^{1h}(E') \bar{\phi}_1^{1h}(E') dE' = p \int_{E_c}^{E_1} \Sigma_{sd}(E') \bar{\phi}_1(E') dE' \quad (9)$$

ここで, $\bar{\phi}^{th}(E)$: 全体系の熱中性子束
 p : 共振を逃れる確率
 $\Sigma_{sd}(E')$: E' から E_c 以下に減速する減速断面積
 E_1 : 熱外中性子組の上限エネルギーの値

で示せる。

次に, 平均断面積を次のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Sigma}_{a^{th}} &= \frac{\int_{E_0}^{E_c} \Sigma_{a^{th}}(E') \bar{\phi}^{th}(E') dE'}{\int_{E_0}^{E_c} \bar{\phi}^{th}(E') dE'} \\ \bar{\Sigma}_{sd} &= \frac{\int_{E_c}^{E_1} \Sigma_{sd}(E') \bar{\phi}_1(E') dE'}{\int_{E_c}^{E_1} \bar{\phi}_1(E') dE'} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

高温ガス炉の炉心は黒鉛の体積が燃料よりもかなり多いので, $\bar{\phi}^{th}(E)$ は近似的に $\bar{\phi}_1^{th}(E)$ と仮定できる。そこで(8), (9)式より ϕ_{th} は

$$\phi_{th} = \frac{p \bar{\Sigma}_{sd} \ln E_1/E_c}{\bar{\Sigma}_{a^{th}} \int_{E_0}^{E_c} M(E) dE} = \text{定数} \quad (11)$$

となる。

ゆえに, (3)式は次式で与えられる。

$$F_m(E) = \Sigma_1 \left[\frac{1}{E} + \frac{\phi_{th}}{\sigma_{sm}} f_0(E) + \frac{1}{\sigma_{sm}} f_1(E) \right] \quad (12)$$

$$f_0(E) = \int_{E_0}^{E_c} \Sigma_{a^{th}}(E' \rightarrow E) M(E') dE' \quad (13)$$

$$f_1(E) = \int_{E_c}^E \Sigma_{a^{th}}(E' \rightarrow E) \frac{dE'}{E'} \quad (14)$$

そこで(2), (12)式より $\bar{\phi}_0(E)$ を求めれば, I は

$$I = \int \sigma_a(E') \bar{\phi}_0(E') dE' \quad (15)$$

より求められる。ここで(12)式の第1項のみを考慮した場合が I_0 になる。

実際の計算は次のように行う。

(1) 燃料による減速は NR または WR 近似とし,

$$I \text{ (または } I_0) = \varepsilon R I_{NR} + (1 - \varepsilon) R I_{WR} \quad (16)$$

ここで, ε : 両近似の寄与の割合を示すパラメータ

(2) P_{00} には Wigner の有理近似を用い, σ_{eff} として

$$\left. \begin{aligned} \text{均質炉: } \frac{1}{\sigma_{eff}} &= \frac{N_0 \gamma}{N_1 \sigma_m (1 - \gamma)} \\ \text{非均質炉: } \frac{1}{\sigma_{eff}} &= N_0 \bar{l}_1 \left(\frac{9}{16} + \frac{1 - G_m}{G_m} \right)^{(6)} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ここで, N_0 : 燃料粒子中の ^{240}Pu の原子数密度

γ : 燃料粒子の全体系に対する充填率

$\bar{l}_1$: 燃料粒子の mean chord length =

$4V_0/S_0$ (V_0 : 燃料粒子の体積,

S_0 : 燃料粒子の表面積)

G_m : 2重非均質性を考慮した Dancoff

係数(隣り合った燃料粒子と燃料棒の格子系によって中性子が遮蔽される割合)

(3) ^{240}Pu の $1/\nu$ 吸収効果を含める。

(4) $M(E)$ については Maxwell 分布 ($= \sqrt{E} e^{-E/kT}$)

ここで, k : Boltzmann 定数, T : 黒鉛の温度

また, (5)式の散乱核を用いて得られた体系の熱中性子スペクトルが用いられる。

(5) p には(1)式の最終結果の I^{40} を含んでいるので,

$$p = \frac{\bar{\Sigma}_{sd}}{\bar{\Sigma}_{sd} + \Sigma_{a^{th}}(^{240}\text{Pu} \text{ を含む共振吸収})} \quad (18)$$

とついて計算を行う。

(6) ドップラー効果を含める。

そこで c の値は

$$c = 1 + \frac{\phi_{th}}{\sigma_{sm}} \cdot \frac{\Delta I^{(1)}}{I_0} + \frac{1}{\sigma_{sm}} \cdot \frac{\Delta I^{(2)}}{I_0} \quad (19)$$

となる。第2項は熱中性子からの寄与, 第3項は熱外中性子 ($1/E$ と仮定) からの寄与を示す。一般に軽水は黒鉛より σ_{sm} が大きいので, 補正は小さいということが上式から理解できる。これは Table 3 の結果を裏付けるものである。

燃料減速に対する近似では, NR と WR の両近似法にほとんど差がないことが Table 4 の結果から明らかである。また, $M(E)$ についても Table 5 に示すように(19)式の最終項が第2項よりも大きいので, この $M(E)$ の値は最終結果にほとんど影響がない。したがって, 以後の計算には $M(E)$ には Maxwell 分布を使用する。ここで Table 5 の Graphite の欄の値は GGC-4 を用い, 300と1,200 K を入力として黒鉛のみの体系を計算して得られたスペクトル分布を $M(E)$ に用いて計

Table 4 Effect of resonance approximations (NR and WR) on resonance integral of ^{240}Pu and correction factor

Atomic number density of ^{240}Pu (10^{24}n/cc)	3.31(-7)		3.31(-6)		1.655(-5)	
	ε	$I^{40}(\text{b})$	c	$I^{40}(\text{b})$	c	$I^{40}(\text{b})$
WR	0	6,819	1.241	3,599	1.245	1,334
	0.2	6,816	1.240	3,596	1.244	1,333
	0.4	6,812	1.239	3,596	1.243	1,332
	0.6	6,809	1.239	3,594	1.243	1,332
ε	0.8	6,806	1.238	3,593	1.242	1,331
	NR	1.0	6,803	1.238	3,591	1,330
$I_0^{40}(\text{b})$		5,497		2,892		1,064

Table 5 Effect of thermal flux spectrum $M(E)$ on correction factor

Moderator temperature	$M(E)$			
	Maxwell	Graphite† (300K)	Graphite† (1,200K)	
20°C	$I^{40}(b)$	6,594	6,595	6,596
	Φ_{th}	1.965(3)	8.110(-3)	4.428(-3)
	$\Delta I^{(1)}$	3.587(-13)	3.352(2)	2.242(3)
	$\Delta I^{(2)}$	8.502(3)	8.502(3)	8.502(3)
	$\frac{\Phi_{th} \cdot \Delta I^{(1)}}{\sigma_{sm} \cdot I_0}$	1.898(-14)	7.319(-5)	2.674(-4)
	$\frac{1}{\sigma_{sm}} \cdot \frac{\Delta I^{(2)}}{I_0}$	2.289(-1)	2.289(-1)	2.289(-1)
1,050°C	$I^{40}(b)$	6,893	6,848	6,920
	Φ_{th}	2.050(2)	8.099(-3)	4.420(-3)
	$\Delta I^{(1)}$	1.967(0)	1.102(4)	1.323(5)
	$\Delta I^{(2)}$	1.016(4)	1.017(4)	1.017(4)
	$\frac{\Phi_{th} \cdot \Delta I^{(1)}}{\sigma_{sm} \cdot I_0}$	1.086(-2)	2.403(-3)	1.574(-2)
	$\frac{1}{\sigma_{sm}} \cdot \frac{\Delta I^{(2)}}{I_0}$	2.738(-1)	2.738(-1)	2.738(-1)

† These flux spectra are ones of the graphite system without any other nuclei, and calculated by GGC-4.

算した結果である。なお Tables 4, 5 も計算は Table 2 に示した体系による。

IV. ^{240}Pu 共鳴計算法の燃焼度への影響

以上の補正法によって、非均質性、ドップラー効果、上方散乱の3つの効果を考慮した ^{240}Pu の共鳴吸収値が得られた。そこで、これらの効果が個々に無視された場合に高温ガス炉の燃焼度にいかに影響するかを調査する。調査の case は Table 6 に示す case とし、すべての効果を考慮した場合を基準値とし、その値からの誤差を求める。計算体系については Table 7 に示すとおりで、いずれもペブルベッド炉で、2 case の U-Pu サイクル、1 case の Pu-Th サイクルの燃焼度計算を行う。計算結果を Table 8 に示す。

Table 6 Case items to be calculated here

Case	(i) Heterogeneity	(ii) Doppler effect	(iii) Up-scattering
Standard	double	yes	yes
I. No Doppler	double	no	yes
II. Single heterogeneity	single	yes	yes
III. Homogeneous	homo.	yes	yes
IV. No Doppler and homogeneous	homo.	no	yes
V. No up-scattering	double	yes	no

Table 7 High temperature reactor cores to be calculated here

3,000 MWth pebble bed reactor	
Core height:	600 cm
Radius:	564 cm
Fuel ball radius:	3 cm
Total number of fuel and graphite ball:	320,000
Temperature:	Core inlet 250°C, Outlet 985°C, Moderator 600°C, Fuel 1,000°C
Case A	U-Pu fuel cycle, high burnup
	^{235}U enrichment: 8%
	Carbon to metal atom ratio: 611
Case B	U-Pu fuel cycle, low burnup
	^{235}U enrichment: 6%
	Carbon to metal atom ratio: 765
Case C	Pu-Th fuel cycle
	Fissile to heavy metal: 8%
	Carbon to metal atom ratio: 607
	Pu content: ^{239}Pu 54.8%, ^{240}Pu 26.7%
	^{241}Pu 11.1%, ^{242}Pu 5.0%
	^{238}Pu 1.3%, ^{241}Am 1.3%

Table 8 Calculated results, deviation from standard values (unit: %)

Fuel cycle standard value of burnup (MWd/MT)	Case No.†	Burnup deviation (%)	Atomic number density of irradiated fuel	
			^{240}Pu	^{241}Pu
(A) U-Pu 92,090	I	0.4	2.9	-1.6
	II	-0.02	-0.1	0.1
	III	-0.2	0.0	0.0
	IV	0.05	2.2	-1.2
	V	8.6	2.0	1.7
(B) U-Pu 68,660	I	0.3	1.6	-1.0
	II	-0.01	-0.1	0.0
	III	-0.16	-0.6	0.5
	IV	0.03	0.5	-0.1
	V	4.5	1.1	2.2
(C) Pu-Th 116,700	I	-3.1	42.8	25.6
	II	0.0	2.5	5.0
	III	1.5	-31.9	-24.7
	IV	-0.2	-4.6	-1.6
	V	8.4	-43.1	-48.7

† See Table 6

Table 8 より次の点がわかった。

(1) 上方散乱効果無視の影響は大きい。

(2) ドップラー効果無視の影響は非均質性無視の影響より大きい。この2つの効果は相殺の関係にあるので Case IV に示すように、同時に効果を与えると影響は小さくなる。

- (3) 被覆燃料粒子を燃料棒に均質化した一重の非均質(均質燃料棒の格子系計算に相当する)効果の影響は小さい。
- (4) U-Pu サイクルでは Pu の生成量は少ないので、燃焼度への影響は小さい。しかし、 ^{240}Pu と ^{241}Pu 等の核種生成量への影響はある。
- (5) Pu-Th サイクルでは初期から ^{240}Pu の量が多いので、燃焼度、特に取出し燃料内での ^{240}Pu と ^{241}Pu の生成量への影響は大きい。

Ⅶ. 結 言

Pu の含有量の少ない高温ガス炉の炉心計算では ^{240}Pu の取扱いは厳密を必要としないが、高燃焼度炉心や Pu を用いた炉心では 2 重非均質性、ドブラー効果、上方散乱の 3 つの効果考えた ^{240}Pu の共鳴吸

収計算法が必要である。そこで本報に示したように軽水炉用の実証性のある計算手法を補正して高温ガス炉の炉心計算を行うことは、その核設計値の信頼性を高める上で重要な点である。

本研究について有益な助言を頂いた日本原子力事業(株) NAIG 総合研究所 亀井孝信氏に感謝いたします。

— 参 考 文 献 —

- (1) 新藤隆一, 平野光将, 南 多喜: *JAERI-M* 8097, (1979).
- (2) HTGR Fuel Technology, Presentation to the Japanese Nuclear Suppliers, GA, July (1977).
- (3) HOFFMANN, K.: *Jül-1251*, (1975).
- (4) 筒井恒夫, 伊勢歳治: *JAERI-M* 5991, (1975).
- (5) 角谷浩享: *JAERI-memo* 4211, (1970).
- (6) STAMATELATOS, M.G.: *Nucl. Sci. Eng.*, **61**, 543 (1976).

☆ ト リ ウ ム ・ サ イ ク ル ☆

— 研究開発の現状と発展の道 —

「トリウム・サイクル調査」研究専門委員会成果報告書

10月末発行 申込み受付中(限定出版)(ハガキか電話で10月末までに)

◇ B 5 判 タイプオフセット印刷, 約300ページ, 予価 5,000円(会員特価 3,500円)送料別◇

「トリウム・サイクル調査」研究専門委員会は1978年4月に設置され、以来12回の討議の結果をもとにしてまとめたものが本報告書である。

Th サイクルは U-Pu サイクルと同様に原子力開発の歴史の初期から開発が行われてきたが、U-Pu サイクルに比して関心が低かった。しかし、近年、核不拡散と Th 資源の利用から Th サイクルが再認識されるようになった。Th サイクルについての簡単な解説または専門的な報告は多数あるが、本書のように Th サイクル全般についての総合的な解説書はほとんど見当たらない。Th サイクルの再評価を迫られている昨今、広く本書を参考にしていただくことを期待するものである。

目 次 (概 要)

まえがき

第1章 要 約

第2章 トリウム・サイクル研究の経緯

国内外における Th サイクルの開発の歴史
とわが国における技術基盤

第3章 トリウム・サイクルに関連する核データ
と炉物理

^{232}Th , ^{233}U 等の核データ, AHCF, SHE, KUCA
による実験

第4章 トリウム・サイクルの材料学

Th, Paの化学, Th系燃料の物性および照射挙動

第5章 トリウム・サイクルの炉工学

軽水炉, 重水炉, 高温ガス炉, 高速炉, 溶融塩炉等

第6章 トリウム, 燃料サイクルの開発の現状
と課題

Th 資源, Th 製錬, 精製, 粒状燃料, ペレット
燃料再加工, 固体燃料および溶融フッ化物燃
料の再処理

第7章 トリウム・サイクルの安全性

^{232}U , ^{232}Th , ^{233}Th , ^{233}Pa 等の生成と放射線特性,
金属および硝酸塩の臨界パラメータ, Th, U
および Pu 同位体の放射線毒性, 燃料サイク
ル施設の安全性

第8章 長期核燃料サイクル戦略におけるトリウム
・サイクルの役割

Th サイクルの役割, U サイクルの補完系と
しての Th サイクル, 熱増殖炉システム, 共生
系としての Th サイクル

第9章 核不拡散問題とトリウム・サイクル

Pu と ^{233}U との比較, ^{233}U 生産炉, 変性ウラン・
トリウム系原子炉, 保障地区構想

あとがき