

【土木学会論文集 第 345 号／II-1 1984 年 5 月】

研究展望

原子力水理研究の現状と展望

PRESENT STATUS AND FUTURE APPROACH OF
THE NUCLEAR HYDRAULICS RESEARCH

和田 明*

By Akira WADA

はしがき

原子力水理研究の課題は、発電炉内熱流動、放射性廃棄物処分対策など多分野にわたる学際的領域にあり、土木技術分野にとって新しい研究開発の事項でもある。本文では、石油代替エネルギーとして目されている原子力発電、特にウランの有効利用が可能な高速増殖炉(FBR)に焦点をあて、高速増殖炉発電にかかる諸問題を紹介し、水力学的侧面から水理モデルと数学モデルの研究の現状と今後の展望についてふれたものである。

1. エネルギー源としての原子力

昨年来、石油価格の値下がりや需給の緩和で、エネルギー情勢にはやや緊迫感が薄れている。しかし、わが国のエネルギー供給構造がぜい弱だという点では基本的には何も変わっていないと考えられる。これから考えられるエネルギー危機は、かつてあったように需給がひっ迫してというより、供給力が減ってという方が現実的な可能性があろう。そういうことが起らぬないように、歯止めをかけるため、石油に代わるエネルギー技術の研究開発を積極的に進める必要がある。このような事情から、わが国ではエネルギーの多様化政策とともに、原子力を中心とするエネルギー開発に力点がおかれてきている。

原子力発電の優れている点は、少量のウランやプルトニウムの原子から多量のエネルギーを取り出すことができる点にある。しかし、現在実用化されている軽水炉を中心とした発電炉では、ウラン 235 を主な燃料にしている。しかし、ウラン 235 は天然のなかに 0.7% しか含ま

れず、残りの 99.3% は燃えないウラン 238 である。このため、既往の軽水炉だけでは原子力発電の利点を十分に生かすことができず、世界のウラン埋蔵量に限度があることを考えると、将来の電力需要に応じるためにウラン資源のより有効な利用が必要である。そこで、天然のウランをさらに効果的に使うことができるように考えられた原子炉が、いま注目されている高速増殖炉 (Fast Breeder Reactor, 以下 FBR と略す) である。現在、世界における原子力発電は軽水炉型より高速増殖炉型の方式に移行する過渡的段階にあり、各国において多くの研究開発が推進されつつある。

原子力発電に限らないが、外国から技術を導入しその改善に努めるというわが国の従来路線は、海外に拒否反応を起こしている。導入の対価を支払ったとしても、技術立国としての責任を果たしたとはいえないであろう。わが国における FBR の開発は、動力炉核燃料事業団を中心となってわが国自らの技術による自主開発によって進められ、特にループ型炉について昭和 52 年の実験炉「常陽」(10 万 kW_e) の臨界達成、さらに数年後の完成を目指す原型炉「もんじゅ」(30 万 kW_e)、また将来の実用炉の完成を目指す実証炉の設計、研究を通じて進展しつつある。これは新しいエネルギー開発が海外での開発を待ち、その技術に頼りしかもその国の事情に左右されるといった取り組み方は許されないこと、また、たとえ故障が生じても容易に対処でき安全性の点でも、はるかに有利であるからである。

電力中央研究所においても、55 年以来タンク型 FBR の研究をとりあげ、各分野の専門家を自己の分野から踏み出させて大型プロジェクト研究を進めてきている。また、このプロジェクトに主要な原子炉メーカーが参加

* 正会員 工博 (財)電力中央研究所土木研究所環境部長
(〒270-11 我孫子市我孫子 1646)

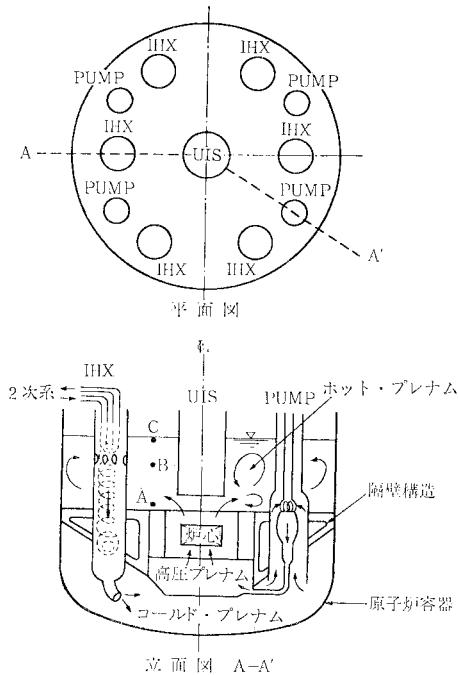


図-1 タンク型 FBR の原子炉概念図

し、FBR 開発に関しては“競合より協力を”という考え方のもとに、各メーカーの研究分担、協調化が計られて研究開発が進められている。

2. FBR の基本形式と水理問題^{1), 2)}

FBR にはループ型とタンク型がある。ループ型は炉心、ポンプそれに中間熱交換器 (IHX) の 3 種の主要機器をそれぞれ独立して容器に収納しその間を長い配管でループ状に結び、大型構造物を避けた炉である。一次系配管系が薄肉大口径となり、高温のナトリウムに起因する熱応力を避けるために配管の曲がりを多くとるなど柔な構造が要求されるので、それらの流力振動対策、耐震設計が重要となる。一方、タンク型炉とは FBR の特徴である無圧力のナトリウムを使うことに着目し、大きなタンクのなかに機器を収納してできるだけナトリウムを 1 か所に集め、かつ配管を少なくした炉であって、両者にはそれぞれの特徴がある。

特にタンク型炉にあっては、図-1 に示すように、炉心での核分裂により生じた発熱量は冷却材により取り出され、高温となった冷却材は十分に混合させるため炉心上部構造物 (UIS) を介してホット・プレナム内へ噴出される。その後、中間熱交換器内に流入し、そこで二次循環系へ熱が伝達される。さらにこの中間熱交換器を通して低温となった冷却材はコールド・プレナム内へ噴出され、十分に混合された後、ポンプによって再び炉心へ送られる。この繰り返しにより、炉心で生じた熱は二

次系から蒸気系へと伝達され、タービンにより発電されることになる。

炉容器内での高温ナトリウムの流动に伴って生じる問題は、冷却材の急激な温度変化による炉容器壁や内部機器への熱衝撃ならびにプラント制御に必要な炉容器からの冷却材の流出温度の変化を予測することであろう。すなわち、炉が何らかの原因で停止した場合、炉心から流出するナトリウム温度 (500°C くらい) は急激に低下し、それが高温ナトリウム中に流出することになる。そのため、炉容器内では成層化現象が発生し、その界面の変動により、炉容器内の各機器あるいは炉容器壁に急激な熱衝撃を与えることが考えられるとともに、炉容器からのナトリウム流出温度の変化はプラント全体の運転制御に影響を及ぼす。そのため、このような現象を正確に把握する必要がある。

3. 熱流動実験における相似則^{3)~6)}

(1) 現象の再現性

炉内の混合、対流現象は主として強制対流と、温度の変化による浮力あるいは重力による慣性効果との相互作用によって特徴づけられる。このような流れの研究に際しては、現象の相似性という面で多大な困難が伴い、実際の大型プロジェクト研究の際に諸現象を定量的に把握しようとするとき、わずかな方法しか存在しない。

数学モデルによる展開を考える場合には、Navier-Stokes 方程式と熱量保存式の連立解が必要となる。場合によれば、適切な乱流のモデル化と解析手法の開発が必要である。このとき、浮力あるいは重力効果は数学モデルの展開をより複雑にさせてしまうことになる。最近では計算機の発達につれて、数学的手法が物理的手法に比して早く使用され、熱流体問題について精度の高い解を得ることが可能となってきている。しかし、数学的手法を適用するには、対象形状が比較的単純な場合に限られており、形状が複雑な場合とか強い非線形的な性質を示す流れが生じている場合には、数学的手法と水理実験手法の両者を併用させた方法から問題を解決する場合がなされる。

水理実験による物理的手法は本質的に、数学モデルに比べ独特の魅力をもっている。というのは、物理モデルでは幾何学的な複雑さも容易に導入できるし、現象の非線形的な性質に煩わされることが比較的小ないからである。ただ、熱と流れとが相互に関連するような現象を模擬する場合には、実現象との対比のもとで行うべきである。そのため、前もって相似則を検討することと、その実用的な範囲での再現性を予備的に検討することが不可欠である。

熱流動実験における相似則を検討するために、温度が

変化する非圧縮性流れの質量、運動量ならびに熱量の保存則は、代表長さ L 、代表流速 U 、代表温度差 ΔT ならびに代表密度 ρ で無次元化すれば以下のようになる。

運動方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ = -\frac{1}{F_r^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right)_{i=1,2} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} - \frac{\delta_{3i}}{F_r^2} \end{aligned} \quad (2)$$

エネルギー方程式：

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{P_e} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} \dots \dots \dots \quad (3)$$

ただし、 u_i ：流速成分、 η ：水位、 T ：温度、 p ：静水圧
 p_0 と偏差圧 p とに分けるとき、運動方程式の x, y 成分の右辺には $(-1/F_r^2)(\partial \eta / \partial x_i)$ が加わる。

Boussinesq の近似の枠内 ($\delta\alpha/\rho \ll 1$) では模型と実機との熱・流れが相似となる条件を満たす無次元パラメーターは上式から次のものであることがわかる.

$$\text{レイノルズ数: } Re = \frac{U \cdot L}{\nu}$$

$$\text{内部フルード数: } F_i = \frac{U}{\sqrt{g \frac{4\rho}{\rho}} \cdot L}$$

ペクレ数: $P_e = \frac{U \cdot L}{\chi}$

$$\text{フルード数: } F_r = \frac{U}{\sqrt{g} \cdot L}$$

ここで、 ν : 流体の動粘性係数、 g : 重力加速度、 $\Delta\rho$: 流体中の対応点での密度差、 χ : 流体の熱拡散係数。

したがって、密度変化を伴う流れの場を取り扱う場合には、これらの無次元パラメーターをすべて一致させることができれば、実験によって実機での熱流動現象を相似に再現することが可能である。炉内における熱流動問題を検討するための水理モデルとして、3つのカテゴリに分けて考えることができる。

(2) 強制対流が場の流れを支配している場合

フルード数が十分に大きいため、流れを温度分布と無関係に検討することができる。定格出力運転時には、主容器内の流れのレイノルズ数は一般に大きい。この場合 R_e 数による影響が支配的とならない範囲が存在する。このような場合、物理モデルを用いて三次元的な幾何学的配置に基づく流況を忠実に表現できる。普通水による水理実験が行われている。これらの水理モデルのスケールは、全体縮小モデルの場合 1/15~1/10 くらいであり、部分モデルの場合 1/2~1 のことがある。この問題に対しては、気泡、羽毛や染料を用いた可視化観測やレーザードプラーラ流速計などを使って局所流の計測を行うのが一般的である。実験に際して、

$$\hat{R}_e = R_{em}/R_{ep} = 1$$

とすることはまれである。ここに、 m 、 p は模型、実機を意味する。 \wedge 印は実験と実機との値の比。レイノルズ数によるひずみの影響を検討した結果、 $\bar{R}_e = 1/100$ 以下になると模型の流況が影響されることが報告されている。

(3) 熱過渡時の場合

ここでは、急速な過渡現象が問題となる。数分間の急速な温度変化を検討する問題において、式(3)の左辺の移流項が温度変化を大きく支配することが起こりうる。このとき、右辺の値は非常に小さくなる。つまり、熱伝導度は過渡的な温度変化に大きな影響を及ぼさない。この場合の物理モデルとして、淡水・塩水を用いるモデルと冷水・温水を用いるモデルの2つの型が考えられる。実験においては、実機と同じ流体を使うものとし、無次元パラメーターのうち、 F_r 数を一致させる場合には $\hat{U} = \sqrt{\hat{L}}$ 、また、 R_e 数と P_e 数を両者とも一致させる場合には $\hat{U} = 1/\hat{L}$ 、さらに F_i 数を一致させる場合には $\hat{U} = \sqrt{\hat{\epsilon}}\hat{L}$ なる関係がそれぞれ成り立つ必要がある。なお、 $\hat{\epsilon} = 1$ とすれば $\hat{U} = \sqrt{\hat{L}}$ となり、 F_r 数と F_i 数とともに実機と一致させることができる。

すなわち、たとえ実験において実機と同じ流体を使うものとしても、4個の無次元パラメーターのうち F_r 数と F_i 数の2個を実機と一致させる（ただし、 $\hat{\gamma}=1$ とする）か、あるいは R_e 数と P_e 数の2個を実機と一致させるかのいずれしかできない。しかしながら、 F_r 数は運動方程式中の水面勾配に関係するパラメーターであり、水面勾配が大きく作用する現象を除けば、方程式中の他の項に比べて無視できる。炉内熱流動実験では液面変動を対象としなければ無視できるであろう。

電力中央研究所と三菱重工業(株)の共同研究で実施した1/10模型実験の際、検討した熱流動条件を表-1に示す。 R_e 数については、一般に $R_e \geq 10^4$ であれば流れに関する本質的な差異がないことが既往の研究で知られており、この条件を満足できる実験を行えるよう配慮がなされなければならない。表より P_e 数については、

表-1 実プラントと 1/10 模型実験の間での無次元数と流量の比較

項	目	実 ブ ラ ン ト	1/10 模型試験
定格運転時	流量 (Q) (m ³ /h)	6.55×10^4 (100%)	207.1
	F_r 数 (-)	0.383	0.383
	R_e 数 (-)	2.35×10^7	4.39×10^3
	P_c 数 (-)	1.08×10^6	1.33×10^6
	流速 (v) (m/s)	2.128	0.673
フルボランキン完成寸止時	流量 (Q) (m ³ /h)	5.99×10^3 (9.5%)	12
	R_i 数 (-)	30.33	30.33
	R_e 数 (-)	1.77×10^6	1.22×10^4
	P_c 数 (-)	9.03×10^3	8.7×10^4
	流速 (v) (m/s)	0.194	0.0389

模型の値が実機よりおよそ1桁大きい値となるが、両者とも十分大きい P_e 数の領域であるので、温度場には本質的な差異は生じないと考えられる³⁾。

以上のことから、過渡現象についての実験を行う場合には、成層化現象に注目して F_i 数を一致させ ($R_e > 10^4$) で行うことが必要である。

熱流動現象にかかわる水理実験を実施する際、高いレイノルズ数を保たせることが実機現象の再現に特に大切なことの一つである。表-1の場合、 $\hat{R}_e = 1/190$ 、スーパーフェニックスの1/15縮尺を使った実験では、 $\hat{R}_e = 1/200$ と定めている^{4), 5)}。この値よりかなり低い値を用いるとき、流れの再現が劣化してしまう危険性がある。

上記の相似性に関する知見は電力中央研究所で実施した成層化現象に及ぼすパラメーター研究によても確認されている⁶⁾。実験は炉心出口、炉心上部構造および中間熱交換器吸込み口をそれぞれ簡単化した円筒二次元形状のテストセクションを用いて定格運転時と熱過渡時(流量を一定とし、温度変化を2秒間に60°Cから10°Cに変化させた)について行った。実験条件としては、炉心出口からの噴流の R_i 数 ($= (1/F_i^2)$) をほぼ同一条件3.5~4.1に対して R_e 数を $(6 \sim 27) \times 10^3$ の範囲で変化させた場合、および十分大きな R_e 数 $(12 \sim 25) \times 10^3$ のもとで R_i 数を0.5~13.8に変化させた場合について

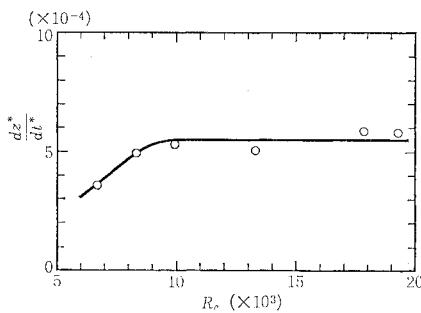


図-2 成層界面の無次元上昇速度と R_e 数との関係⁶⁾

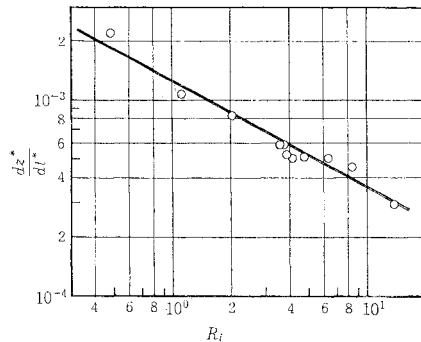


図-3 成層界面の無次元上昇速度と R_i 数との関係⁶⁾
 $(R_i = 4\rho \cdot g \cdot D / \rho v^2 : 炉心出口部での R_i 数, 4\rho : 热过渡時前後での高・低温時における炉心噴出流の密度差, D : 炉心出口部の直径, v : 噴流速度)$

図-3 成層界面の無次元上昇速度と R_i 数との関係⁶⁾

実施し、炉内熱流動に及ぼす R_e 数、 R_i 数の影響について検討を行った。

定格運転時においては、炉内流動パターンは実験で採った R_e 数の範囲でほとんど変化しないことが認められている。また熱過渡時の成層界面の上昇特性については、界面の上昇速度および温度勾配は $R_e > 10^4$ のとき一定となり、 R_e 数にほとんど影響されないこと、界面の上昇速度は R_i 数に強く依存しており、 R_i 数が大きくなるほど小さくなる傾向を示す(図-2および3参照)。この実験では P_e 数の影響までは検討していない。実際の原子炉では温度伝導度がよい液体ナトリウムが用いられることを考えると、実機炉の熱流動現象をより正確に把握するためには、水とナトリウムの物性の相違が現象に及ぼす影響を解明する必要があり、現在その比較研究を準備中の段階にある。

(4) 热伝導度が卓越する自然循環の場合

この場合、 P_e 数と F_i 数はともに小さい。これは流体が淀んでいる領域、レダン間などの流れは微弱でありしかもほとんど変化しないためである。水理実験に際しては、 P_e 数と F_i 数の2つの無次元パラメーターを一致させることが不可欠である。この問題を解決するためには、液体金属の使用が考えられるが、技術上の困難性のため未解決のままになっている。

4. 热流動解析手法

近年、電子計算機の急速な発展に伴って層流や乱流の数値計算が数多く行われている。数値計算は主に、渦度・流れ関数、または通常用いられる変数を用いて定常流、非定常流問題に適用されている。乱流の取り扱いには、多くのモデルが考案されており、単純なモデルから最近多く用いられている2方程式乱流モデルなどがある。

最初の段階における乱れのモデルはレイノルズ方程式を用いることであった。たとえば、二次元定常平均流に対するレイノルズ方程式は渦動活性モデル $-\rho \overline{u_1' u_2'} = \nu \nu_T \cdot (\partial u_1 / \partial x_2)$ を用いて

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\nu + \nu_T) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}$$

と書かれる。混合距離モデルでは、長さスケール l が規定されなければならない。渦粘性 ν_T ($\nu_e = \nu + \nu_T$) と渦拡散率 K_T ($K_e = K + K_T$) は次のように記述される。

$$\nu_T = l^2 \left(\left| \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right| + \left| \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right| \right) \cdot f(R_i) \quad \dots \dots \dots \quad (4)$$

同様に K_T についても式が得られる。ここに $f(R_i)$ は強い安定成層流において乱れが抑制するように経験的に決められる関数である。

このモデル(ゼロ方程式)は普遍性に欠けているが、これを改良するために数多くの計算法が開発され、いく

つかの満足すべき結果が得られている。レイノルズ方程式に1個の補助式を加えた1方程式モデル、さらに1個の補助式を加えた2方程式モデルが提案されている。前者の場合には、流れの構造によって l を変える必要があるが、後者では定数を実験と比較して調節することにより、一般的に用いることができる。しかし、このモデルは乱流粘性の概念に依存していて、流れの急激な変化に対して十分な保証はない。

したがってモデル化の新しい方向としては、乱流粘性の仮定を捨てて $\bar{u}_i' \bar{u}_j'$ や $\bar{u}_i' \bar{T}'$ などの輸送方程式を直接解くことが乱流計算の今後の主要課題になるものと思われる。このモデルを実際問題へ応用する場合には、あまりにもやっかいで手間がかかる。そのため、現時点としては、 $k-\epsilon$ 、 $k-\sigma$ モデルの選択が妥当であると思われる。

a) $k-\epsilon$ モデル

このモデルでは2つの乱流量のうち1つは乱流運動エネルギー k を用いるが、他の1つとしてエネルギー逸散率 ϵ を採っている。

渦粘性係数、渦拡散係数は次元解析により、以下の Prandtl-Kolmogorov 式により与えられる。

$$\sigma_T K_T = \nu_T = c_\mu (k^2 / \epsilon) \quad \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 σ_T （乱流プラントル数）と c_μ は経験定数、 $k = \frac{1}{2} \bar{u}_i' \bar{u}_i'$ 、 $\epsilon = \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \right)$ 。

k 方程式のモデル形は次式で与えられる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \mathbf{P} + \mathbf{G} - \epsilon \dots (6)$$

ここに、

$$\mathbf{P} = \nu_T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \mathbf{G} = -K_T \beta g \frac{\partial T}{\partial z}$$

ここで、 β は体積膨張率。

ϵ 式のモデルは浮力効果の表現法により異なる。Esposito & Hauguel によれば、温度変化項を含む項を次式のように式化している⁷⁾。

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + (\epsilon/k) (c_{\epsilon 1} \cdot \mathbf{P} - c_{\epsilon 2} \cdot \epsilon + c_{\epsilon 3} \mathbf{G}) \dots (7)$$

表-2

c_μ	$c_\mu T$	σ_k	σ_ϵ	$c_{\epsilon 1}$	$c_{\epsilon 2}$	$c_{\epsilon 3}$
0.09	0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	$\frac{\partial T}{\partial z} < 0$ のとき 1, $\frac{\partial T}{\partial z} > 0$ のとき 0

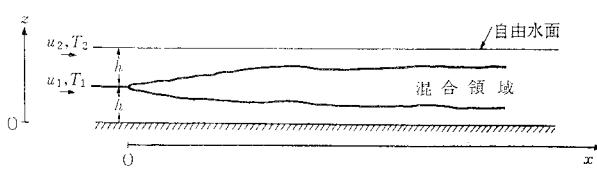


図-4 成層流の概念図⁸⁾

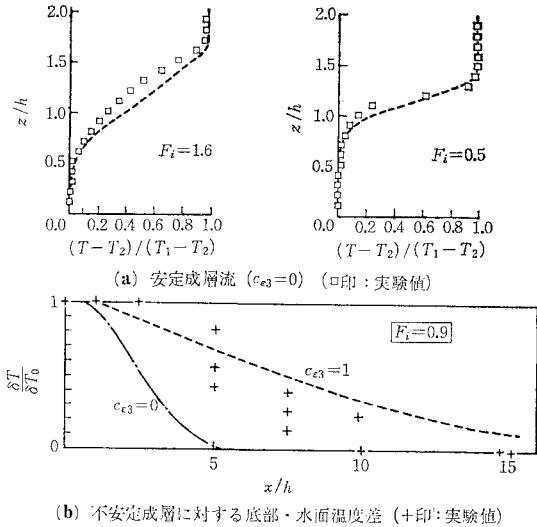


図-5 解析結果と実験結果との比較⁸⁾

定数は表-2 に示す値の組合せによって用いられている。

壁面での切線速度 u_t に対する境界条件として
 $v_e \cdot (\partial u_t / \partial n) = u_*^2$

と設定する。 n は壁面と垂直方向を表わす。 u_* は壁に近い格子内で対数速度分布を仮定して計算される。

表-2 に示す $c_{\epsilon 3}$ 値の妥当性については、Viollet による研究がある⁹⁾。図-4 は検討の対象とした水平成層流のモデルである。安定成層流 ($T_2 > T_1$) のときは、 $c_{\epsilon 3}=0$ とおくとき、解析結果は実験結果とよい一致を示す(図-5 参照)。一方、不安定成層流 ($T_2 < T_1$) のときは、 $c_{\epsilon 3}=1$ の場合は $c_{\epsilon 3}=0$ の場合より実験結果に近い傾向を示す。

b) $k-\sigma$ モデル

式系は k の式と乱流粘性係数 σ を用いている。 $k-\sigma$ モデルで用いられる基礎式を以下に示す(連続式は式(1)と同形)。

運動方程式:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\sigma + \nu) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \delta_{ij} \cdot g_j \dots (8)$$

乱流運動エネルギーの式:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \sigma \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \sigma \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \alpha \frac{(2k)^2}{\sigma} \dots (9)$$

乱流粘性係数の式:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + U_j \frac{\partial \sigma}{\partial x_j} = \frac{\sigma^2}{4k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{\sigma}{k} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \sigma \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{\sigma^3}{k^2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \Gamma \kappa \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\sigma} \right) \right\}$$

$$-4\alpha_1 k \dots \quad (10)$$

ここに, U_i : 時間平均流速, $P: -(p/\rho) - (2/3)k$ であり, p は流体圧。

k, σ を用いると, レイノルズ応力は次のようになる。

$$-\bar{u_i}u_j = \sigma \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}(k) \dots \quad (11)$$

各定数は実験結果との比較により, 以下のように与えられている。

$$\Gamma=1.5, \quad \Gamma_t=0.75, \quad \alpha=0.045, \quad \alpha_1=(1/4)\alpha$$

$k-\sigma$ モデルは実験より定められる定数が 3 個と他のモデル ($k-\epsilon$ モデルでは 5 個) より少ないことが一つの特徴である。

このモデルの適合性については, 二次元スリット水槽内に底部壁面噴流による循環流の乱流計測結果 (レーザードップラー流速計による) と解析結果との比較から検討が行われている (図-6 参照)⁹⁾。

解析における壁面境界条件としては, 接線方向の流速の滑りを認めるフリースリップ条件とし, 境界層とそこからの乱れの発生は無視している。また, 流出口での流速分布および k と σ の分布は実験より得られた結果をもとに定めた。その結果, 平均流速分布は図-7 に示すように, 流速勾配の強いせん断流部や循環流の戻り

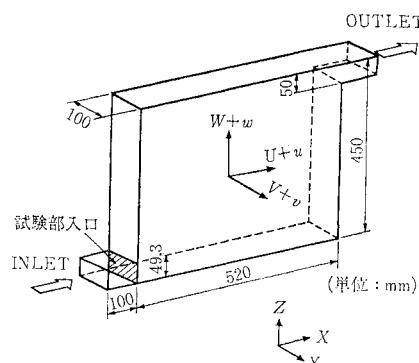


図-6 実験水槽の概略図⁹⁾

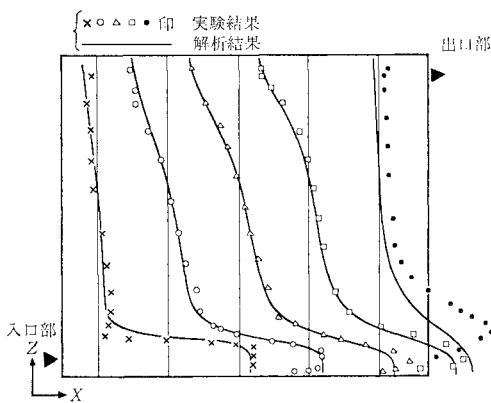


図-7 平均流速分布の比較⁹⁾

流れ部分においても実験結果とよい一致を示している。ただしプレナム底面近傍においては, 実験では壁面粗度の影響を受けて境界層の形成が認められるが, 数学モデルでは上述の条件設定のため両者に差異がある。乱流量については, 最大値は実験値とよく一致したが, その分布については若干差異はみられるものの, 定性的な一致がみられた。

5. 水理・数学モデルの FBR 水理現象への応用

本章では熱流動問題に対する水理モデル, 数学モデルの応用例を紹介し, それら手法の実機現象への適用性ならびに問題点について述べることにする。

(1) プレナム内熱流動問題

プレナム内の流れが乱流であることから, 分子拡散係数に渦動粘性・拡散係数 ν_T, K_T を加えた形の式系による解析結果とプレナムの縮小模型を用いた熱過渡時の実験結果を比較検討し, 渦動粘性・渦動拡散モデルの妥当性を検討した報告がある¹⁰⁾。

実験は原型炉の 1/15 縮尺模型により, 水を用いて行われた。実験条件は図-8 に示すように熱過渡時には流入体の温度が約 31°C 急激に低下し, 流入量も初期流量の 10% に減少するように設定している。数学モデルは二次元円筒座標を用いている。したがって, 3 つの出口ノズルはプレナム壁面に設置された円筒スリットとして模擬されている。運動量式, エネルギー式において, 粘性項, 拡散項をそれぞれ $\nu + \nu_T, K + K_T$ とおき, 基礎式を無次元化し渦度, 流れ関数の変数を導入している。すなわち, V_0 を初期のプレナム入口流速, R をプレナム半径とすると, 無次元時間 $\tau = tV_0/R$, 無次元温度 $\theta = (T - T_i)/(T_f - T_i)$ が定義される。ここで, T_i, T_f はそれぞれ初期でのプレナム入口温度, スクラム時最終プレナム入口温度である。

このとき, 渦度方程式にレイノルズ数 $R_e^* = V_0 R / (\nu + \nu_T)$, エネルギー式にペクレ数 $P_e^* = V_0 R / (K + K_T)$ が含まれる。 R_e^*, P_e^* はそれぞれ運動量および熱の渦拡散係数の関数になっており, 実験データより決定されるパラメーターである。通常プレナム内では, 分子粘性

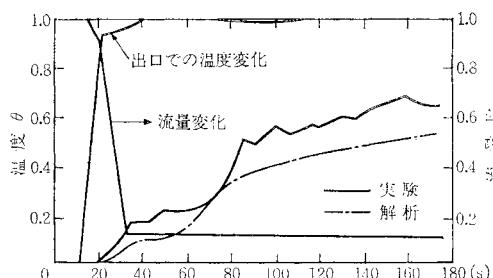


図-8 热過渡時の出口ノズルでの温度変化の比較¹⁰⁾

係数に基づくレイノルズ数は $R_e = V_0 R / \nu > 10^5$ であり、十分に乱流状態となっている。したがって、 R_{e*} , P_{e*} の値は分子粘性係数に基づく値よりも小さくなる。また、 R_{e*} , P_{e*} を一定とし、その値を 2 オーダーほど動かしてもプレナム内の流动に大きな差異がないことが報告されている。この場合、それぞれの値を $200 \sim 10^4$ に変化させても、実験結果と計算結果にはほとんど差がないことが確認された。したがって、 R_{e*} , P_{e*} は物理的意味を考慮して決定されるというよりは、むしろ単にパラメータとして考え、 $R_{e*} = P_{e*} = 10^3$ の値を用いている。図-8 は出口ノズルの温度過渡状態を示している。流況、温度とも計算結果と水理実験の間によい一致が認められる。この結果から、上記の簡単化したモデルをすべての境界形状や乱れの現象に対して適用できるとは断言できないが、プレナムの水理設計の一手段として使用できることを示している。

一方、電力中央研究所と三菱重工業（株）が共同で実施しているタンク型 FBR フィージビリティ研究においても、全体縮小模型（1/10 縮尺）と数学モデルを取り上げ、熱流动現象把握のための水理実験、三次元数学モデルの手法研究を展開している³⁾。熱流动解析モデルは、平均値を対象とした式系を用い、粘性係数と拡散係数に

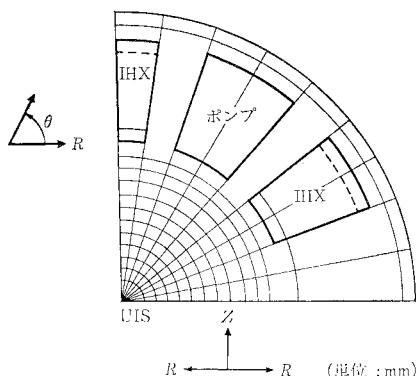


図-9 数学モデル・メッシュ系

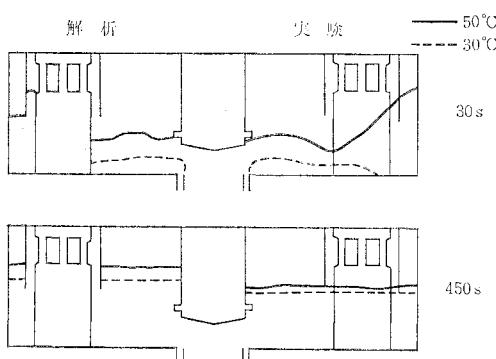


図-10 過渡時のプレナム内温度分布

については、分子粘性および分子熱伝導度のみを考慮した。計算座標系は図-9 に示すように炉心中心軸を基準とする $R-\theta-z$ 系であり、対象性を考慮した 1/4 セクターモデルを用いている。境界条件としては、プレナム内での流れが乱流域であるためスリップ条件とした。自由液面境界も構造壁面境界と同様とした。

定格運転時での流況の計算結果は水理実験結果と比較してよい一致をみている。ただ、メッシュ系において IHX およびポンプを扇形にモデル化したために、両機器の間での流速に多少の差があり、また、数値粘性のため炉心からの噴流の広がりが実験より大きくなっている。

熱過渡条件として流入流量が初期 100% から 10% まで 17.5 秒で低下以後一定とし、流入温度は初期 50°C から 17.3°C まで 7.5 秒で低下、以後一定としている。図-10 は実験と解析による温度分布の比較を示す。

実験結果が解析結果よりも成層化現象が厳しく生じているものの、両者は比較的よく一致している。この差異を少なくするためには、数値粘性誤差を除去する観点からメッシュ分割を十分細かくとの必要がある。現状ではシャープな温度変化あるいは温度分布を実現することは難しい。しかしながら、乱流粘性モデルによる成層化現象の模擬は可能であり、過渡現象全般の傾向は十分に再現できている。

次に、フランスのスーパーフェニックス 2 の炉内熱流动研究においては 1/8 縮尺水理模型と乱流モデルを適用して、それぞれの手法の特性を検討している¹¹⁾。

水理実験は淡塩水を用い、内部フルード数則を適用して定格運転時ならびに熱過渡時の熱流动現象を検討している。数学モデルとして、三次元ならびに二次元コードが用いられている。三次元計算ではポンプ半分と 1 個の IHX をもつ 1/8 プレナム部分を対象として、 $k-\epsilon$ モデルを探っている。一方、二次元計算では円筒座標系を用いて、IHX 入口部への流入については連続方程式の sink 項によって評価している。

図-11 は熱過渡時における炉心出口、IHX 入口部、炉内の点 A, B, C (図-1 参照) での温度の時間変化を示したもので、三者の一致が認められる。

以上の結果から、解析技術が向上するまでは、水理モデルの活用が高いものと考えられる。というのは、水理モデルは複雑な形状の熱流动問題については依然として有用と考えられるためである。また、熱・流力設計に際しては、二次元モデルが十分活用できることを示している。精度をより高くるためには、三次元モデルの適用を考えられるが、このためには乱れモデル化について一層の精度向上をはかるとともに、壁面でのより適切な境界条件の設定法を検討すること、細かい格子が組み込まれる計算機能力の向上が必要となる。

(2) 二次系ループにおける熱過渡の問題⁸⁾

タンク型炉の二次系ナトリウムループにおいて、熱過渡時で流量減少とともに急激な温度変化が生じた場合、

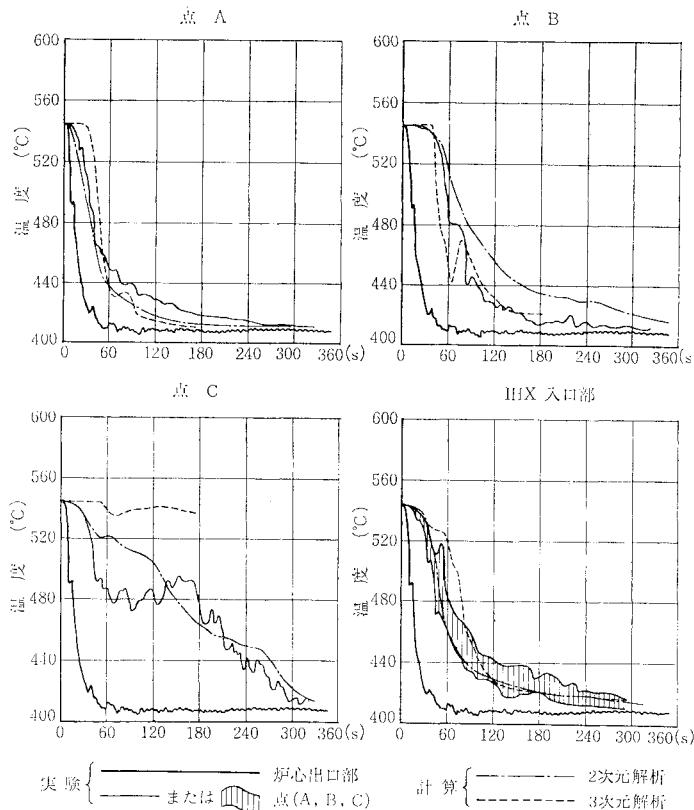


図-11 热過渡時の炉内温度変化¹¹⁾ (点の配置は図-1 参照)

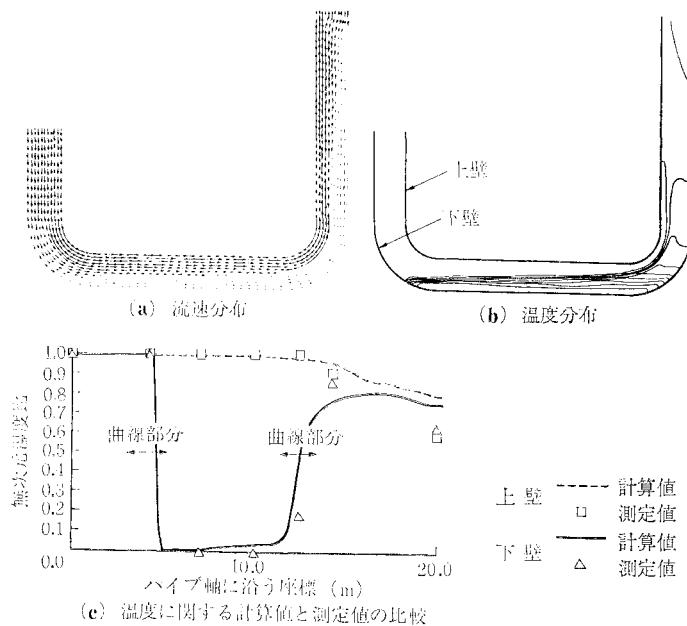


図-12 热過渡時の流速・温度場⁸⁾ ($T=150$ s)

管内で成層が生じることから、熱応力の評価が必要になってくる。図-12 は検討の対象となった U 字管で平均速度 0.15 m/s をもつ 1 m 径管で 170°C の温度変化が

生じたときの管内の熱流動現象を予測することが命題である。1/4 縮尺模型で得られた水理実験結果と解析結果との比較が図-12 に示してある。数学モデルは二次元曲線座標系を用いている。乱流計算においては、 c_μ , $c_{\mu T}$ を一定とした渦粘性 $k-\epsilon$ モデルを用い、定数 $c_{\epsilon 3}$ は以下のように設定した。

$$c_{\epsilon 3}=0 \quad (\mathbf{G} < 0), \quad c_{\epsilon 3}=1 \quad (\mathbf{G} > 0)$$

上流側の境界条件は一定速度 u_0 、温度は実験条件と同じく、 $k=3 \times 10^{-3} u_0^2$, $\epsilon=6.75 \times 10^{-4} (u_0^3/D)$ (D : 管径) としてある。図-12 は計算した速度、温度場ならびに壁面での温度の計算値と実験値を示す。両者はよく一致しているが、下流鉛直管内の混合については計算値は実験値より過小評価している。これは二次元モデルのため曲線部での三次元副次流を表現できないためである。この問題に対して乱流粘性モデルを用いるとき、ループの鉛直部分の混合過程について正確な表現が無理なことから、乱れのモデルが絶対必要とされる場合である。

6. 原子力水理研究の展望

(1) 国際水理学会の動向

a) ワーキンググループの設置

世界的な FBR 研究開発の機運の中にあって国際水理学会 (IAHR) では、7 年前「原子力水理委員会」を設立し、原子力水理に関する調査・研究などを始めた。委員会の運営に関する議論の中で、原子力発電の設計計画に際し、流体力学的な検討を十分に行う必要性があることが指摘され、原子力水理問題の適切な解決方法の研究開発を推進するために情報交換を定期的に行うことで意見の一一致をみている。このため以下の 2 つのワーキンググループを創設することが決定された。

WG 1 : FBR の熱流体問題

WG 2 : 原子力水理学における流れモデルの精度向上

昭和 54 年 9 月以来、委員会、WG の

会合が8回開催された。

b) FBR の熱流体問題

WG 1 の第1回専門家会議が昭和56年10月MITで開催された。同会議では、原子炉内の循環流や成層化の問題ならびに、燃料集合体内的熱流体問題に焦点をあてて検討された。炉内の熱流動特性を把握するための水理模型においては、ナトリウム、水、空気の流体を使用し、それぞれの特徴を生かした実験を効率的に行うとともに、温度、圧力および流速の測定向上と精密化に力が注がれている。また、計算コードの開発の現状と最近の成果について紹介された。今後、実プラントによる熱流動計算コードの検証が重要な検討事項となると考えられる。引き続き、59年7月には米国ワシントン州にて専門家会議を開催し、原子炉炉心、プレナム、パイプ内伝熱流動に関連した最近の成果を情報交換することになっている。

c) 流れモデルの精度向上

第2回の会議の内容から、各国における実情の差はあるが、原子力水理学にかかる諸問題を水理モデル、数学モデルなどにより鋭意解明すべく努めていることがうかがえた。特に注目した点は2つあり、その1つは従来の有限差分法、有限要素法に加えて、新しく有限解析法(Finite analytical method)が紹介されたこと、他の1つは流れのモデル精度向上化に流れのモデルの導入を図っていた点であった。

(2) 乱流モデルの実用化

これまで多数の乱流モデルが提案されているが、0, 1, 2-方程式乱流モデルの各モデルについて、どの問題にはどれを適用すればよいかに関する考え方の統一、判定基準がはっきりしていない現状にある。これらの乱流モデルには、多数の経験的な定数が含まれている。技術計算における理想は一組の定数で乱流現象を精度高く計算できることであるが、このためにはモデルが熱流動特性の本質を的確に表現することが前提となる。実際にはこれらのモデルを適用して満足できる結果も得られているが、計算結果の精度は必ずしもよくはなく、またモデル構築の際、多くの仮定が含まれることもあって、式中の定数が最適であるという保証もない。具体的な解析にあたって常に苦慮するのは、問題に適合した諸定数をどのように選定すべきかという問題である。

したがって、今後は各モデルの有効性と限界、経験定数の設定、解析手法の展開を図り、目的に応じた乱流解析モデルを整備する必要がある。

IAHRの会合では乱流モデルの有効性、問題点について議論された。会合に提示された乱流モデルは既往のもとのほとんど同じであったが、境界条件の設定法、式系に含まれる定数の信頼性、壁付近の境界層流れに対する

考え方方に議論が集中していた。乱流モデルには、不完全さがあるとはいえるが、現在の時点では乱流方程式が小さいスケールの水理問題に対して適切な式系であることが結論された。熱流動解析へ乱流モデルを導入する問題についてはわが国は欧米各国より一步遅れており、また、高い安全性を要求される原子力機器の設計の際には、今後早急に検討すべき課題であることを痛感した。

(3) 非線形対流項の処理法

対流および運動量方程式の非線形移流項の処理法は、流体力学の数値解析に際して常につきまとつて未解明事項の1つであり、原子炉内の熱流動に関する解析を実施する際に悩まされる問題である。一般には、対流ならびに運動量方程式の解法には数多くあるが、今後、非線形項である移流項差分解析の精度評価、実現象への適用性、所要計算時間などに重点をおいて検討がなされなければならない。IAHR、WG 2 の会議に提示された移流項の差分表示法として、有限差分法に対して高次の風上差分法、特性曲線法、Lax-Wendroff 法など、有限要素法に対して Galerkin 法、特性曲線法の使用に中心がおかれていた。会議の中から二、三の話題を述べると以下のようである。非線形項の処理法については、どんな差分方法を用いても完全なスキームではなく、特に粗格子系を用いるときは疑似拡散や空間振動が発生する。一次の上流差分スキームによる結果は流れの非線形性が強いときや高い P_e 数のとき、正確な解析を期待できないであろう。一方、中央差分法や Galerkin 有限要素スキームは、格子分割が不十分なとき疑似振動を生じやすいが、格子を細分化するとき精度の高い結果を期待できる。しかしながら強い非線形問題については、これらの手法は必ずしも有効ではないようである。

特性曲線法や高次風上差分法は、比較的粗な格子系でも比較的よい結果を与えるが、低い P_e 数では精度が悪くなることが報告されている。格子変換法によって、格子線群と流線と一致させることによって、疑似拡散を減少させるという考え方もある。しかしながら、流線があらかじめ与えられないときや、循環流が存在するとき、この方法をどのように対処するのか、はっきりしていない。

(4) プロジェクト研究における数学モデルの展開

熱流動解析において水理モデルの重要性を認識するとともに、数学モデルの手法の精度化を図る必要があると考える。それは、成層化現象の検討の際、水理モデルに比べてナトリウムの熱伝導度を容易に導入できる点、また、パラメトリック研究が容易に実施でき、形状、境界条件の影響を検討するには便利であるためである。

最近、複雑な形状に対する数学モデルの精度向上が図られ、有限要素法、非直交曲線座標法、等角写像法など

の利用が可能となっている。上述の方法は、有限差分法と比べて処理が大変で費用が余計かかるという面があるが、形状をより正確に表現する場合や、局所的な流動を精度よく解析する場合には有効な手法と考えられる。

7. む す び

以上、タンク型 FBR に内在する熱流体力学上の問題を取り扱ううえで必要とする水理モデルと数学モデルの研究の現状と将来の展望についてふれてみた。本文から炉容器内などにおける熱流動現象は本来流体力学あるいは水理学の分野に属するもので、乱流、逆行あるいは密度成層現象と直接関連していること、ならびに、これまで土木技術の分野で培われた技術ポテンシャルを活用すれば十分対処できる課題であることに同意されることを考える。

ここに紹介した小文から原子水理学の内容および、これと土木工学との関連をご理解いただければ幸いと考える。

参 考 文 献

- 1) 和田 明：原子力水理と土木技術，土木学会誌，1982年3月号。
- 2) 田中伸和・和田 明：高速増殖炉における熱流動の研究に関する調査報告，電力中研報告 No. 380017，昭和 55 年 12 月。
- 3) 田中伸和，ほか：タンク型高速増殖炉主容器内熱流動に関する研究，電力中研報告 No. 382004，昭和 57 年 9 月。
- 4) Grand, D., et al. : Problèmes Posés par la Convection Mixte du Sodium dans les Reacteurs Rapides, Modélisations Physique et Numérique, La Houille Blanche, No. 213, 1979.
- 5) Huffenue, J.P. : Overall Scale-Model Simulation of Mixed-Convection Flow, La Houille Blanche, No. 213, 1979.
- 6) 守屋祥一，ほか：温度成層化現象に及ぼすレイノルズ数およびリチャードソン数の影響，電力中研報告 No. 383013，昭和 58 年 11 月。
- 7) Esposito, P. et Hauguel, A. : Calcul des Transitoires Thermohydrauliques dans la Cuve Chaude des Reacteurs à Neutrons Rapides, Proc. of the 20th Conference of I.A.H.R., Moscow, 1983.
- 8) Viollet, P.L. et Goussebaile, J. : On the Modelling of Turbulent Flows under Strong Buoyancy Effects in Cavities with Curved Boundaries, Symposium International sur la Modélisation Fine des Écoulement, Paris, 1982.
- 9) 田中伸和，ほか：2 次元プレナム内の乱流計測と 2 方程式乱流モデルによる解析，電力中研報告 No. 383012，昭和 58 年 11 月。
- 10) Lorenz, J.J. and Carlson, R.D. : An Investigation of Buoyancy-Induced Flow Stratification in a Cylindrical Plenum, Proc. of the 1976 Heat Transfer and Fluid Mechanics, 1976.
- 11) Esposito, P., et al. : Thermo hydraulic Study of Large Plena in Fast Breeder Reactors, Communication à la Conférence SMIRT 6, Paris, 1981.

(1984.2.20・受付)