発熱性流体の水平管内非定常自然対流熱伝達*

(第2報, 流体の熱発生率が消滅する場合)

三田地 紘史^{*1}, 寺野 哲浩^{*2}
亀谷 博^{*3}, 五十嵐 睦典^{*2}

Unsteady Natural Convection of Heat Generating Fluid in a Horizontal Cylinder

(2nd Report, Characteristics of Decaying Natural Convection)

Kohshi MITACHI, Tetsuhiro TERANO,
Hiroshi KAMEGAYA, and Mutsunori IGARASHI

An experimental and analytical study was performed to investigate decaying natural convection after sudden stop of heat generation in a fluid. Experiments were carried out with a dilute electrolyte which could be heated by passing an alternating current through it. The temperature profiles and the heat transfer coefficients were determined with an interferometer. The governing differential equations were solved numerically to simulate the velocity and temperature distributions. From these results, the transient aspects for the decaying natural convection of heat generating fluid were clarified in detail

Key Words: Natural Convection, Unsteady Heat Transfer, Heat Generating Fluid, Horizontal Cylinder, Experiment, Numerical Analysis

1. 序 言

溶融塩原子炉に付設されるダンプタンクでは, 崩壊熱によりタンク内の燃料塩に自然対流が誘起される。この自然対流はタンクの温度分布や壁面熱負荷分布に大きな影響を及ぼすことから, タンクの安全設計や除熱対策に関連して, その特性解明は重要である⁽¹⁾。このような系の自然対流に関連して, 著者らは前報⁽²⁾で, 円管内の静止流体に熱発生率を時間的にステップ関数状に印加する場合を取り上げ検討した。しかし崩壊熱が関係する場合には流体の熱発生率は時間とともに減少するので, この場合の対流場および温度場の非定常特性を前報の結果と直接に関係づけることはできない。本研究ではこのような体系で基本的と考えられる条件, すなわち, 水平円管内で, 始め定常自然対流状態にある発熱性流体において, 熱発生率を消滅させる場合の温度場や流れ場の時間的変化を, 実験および数値解析により調べ, 自然対流の減衰に及ぼす各因子の影響を検討する。

2. 実 験

試験部は前報⁽²⁾と同じでありその構造と主要寸法は図1および表1に示すとおりである。試験部は銅製の円管①の両端部分に光学ガラス②を取付けた円筒容器であり, 円管①の内壁には厚さ0.1 mmのビニール膜を内張りし電気絶縁している。この試験部に質量モル濃度0.05 mol/kgのNaCl水溶液を入れて試験流体とし, 電極④より交流電流を流して試験流体を内部的に発熱させ得るようにしている。円管①の外周には多量の冷却水を流して除熱する。円管外表面には16本のφ0.1 mmのC-A熱電対を取付けてあり, また円管内には中心軸上に2本の絶縁された熱電対を取付けている。この試験部をマッハ・ツェンダー干渉計の台上に水平に設置し, 温度場を可視化測定する。このために, 電極④は光学ガラス②に平行な面内にφ0.1 mmのステンレス線を張った構造としている。測定にはHe-Neレーザ光(波長6328 Å)を使用した。マッハ・ツェンダー干渉計のレンズ, 凹面鏡などの有効直径はφ100 mmである。実験条件を表1に示す。

実験では, 2~3 hにわたって, 試験部両端の電極④に, 定電圧装置から一定電圧を印加し続け, 同時に試験部に冷却水を流し続け, 円管内の自然対流が十分に

* 昭和62年5月28日 第24回伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和63年3月12日。

*¹ 正員, 豊橋技術科学大学(〒440 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘)。

*² 学生員, 豊橋技術科学大学大学院。

*³ 正員, 玉川大学(〒194 町田市玉川学園6-1-1)。

定常状態となっていることを確認したうえで、瞬時に供給電流を遮断し、その後、自然対流場が消滅するまでの変化過程を観察した。

実験結果の整理に際しては、試験流体が希薄な水溶液であるので水とみなし、密度、比熱、熱伝導率、粘性係数などの物性値は文献(3)の値を、また屈折率は文献(4)の値を使用した。電気絶縁のために試験部に内張りしたビニル膜の密度、比熱および熱伝導率は前報の値⁽²⁾を使用した。

3. 数 値 計 算

図2のように円柱座標を定め、通常の数値解析で行われるように、(1)層流、(2)二次元、(3)浮力項の密度以外の物性値は一定とすれば、エネルギー式、渦度輸送式および流れ関数に対するポアソン式は次のように与えられる。

$$\frac{DT}{D\tau} = \nabla^2 T \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{D\Omega}{d\tau} = Pr\nabla^2\Omega + \frac{PrRa}{8} \left[\sin\phi \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{\cos\phi}{R} \frac{\partial T}{\partial \phi} \right] \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\nabla^2\psi + \Omega = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

表 1 試験部の主要寸法

	Cell 1	Cell 2
inner diameter of cylinder d (mm)	14.7	52.6
distance between probes for voltage measurement l (mm)	50.0	105.0
outer diameter of cylinder D (mm)	20.0	60.0
length of fluid layer L (mm)	132.8	215.7
thickness of insulation film (mm)	0.15	0.20
temperature of cooling water t (°C)	21.7	24.8
heat generation rate per unit volume q (W/m³)	4.8×10⁴	3.3×10³
Rayleigh number Ra	5.2×10⁴	2.5×10⁶

図 1 試験部

ただし

$$\frac{D}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \frac{\partial}{\partial R} - \frac{1}{R^2} \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで式(1)～(3)の無次元化は下記により行った。

$$\left. \begin{aligned} Pr &= \frac{\nu}{\alpha}, \quad R = \frac{r}{r_w}, \quad Ra = \frac{g\beta t_0 d^3}{\nu\alpha} \\ T &= \frac{t - t_w}{t_0}, \quad t_0 = \frac{qr_w^2}{4\lambda}, \quad \tau = \frac{\alpha t}{r_w^2} \\ \psi &= \frac{\Psi'}{\alpha}, \quad \Omega = \frac{\omega r_w^2}{\alpha} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、

α : 熱拡散率

d : 円管の直径

q : 初期の流体の熱発生率

r_w : 円管の半径

t_w : 円管内壁面温度

β : 体膨張率

λ : 熱伝導率

ν : 動粘性係数

Ψ' : 流れ関数

ω : 渦度

境界条件は次のようになる。

$\phi=0, \pi$ にて

$$\frac{\partial T}{\partial \phi} = 0, \quad \Psi = 0, \quad \Omega = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$R=1$ にて

$$\Psi = 0, \quad \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

壁温の条件として次の2ケースを採用した。

(壁温条件 a) 通常仮定されるように、円管壁温度を一定とするもの。この場合には次のようになる。

$R=1$ にて $T=0$

(壁温条件 b) 実験に合せて試験部円管の外表面温度を一定にするもの。この場合には図1においてビニル膜と銅円管部分に対する熱伝導方程式も上記の基礎

図 2 座標系

図3 温度場の渦渡変化 ($Ra=5.2 \times 10^4$)

図4 最高温度

図6 最大流れ関数 (解析)

図5 最高温度 (解析)

方程式に組合せ解を求める。

初期条件としては、おのおのの初期レイリー数の定常自然対流に対する温度分布、流れ関数および渦度の分布を与えた。

式(1)～(3)を差分近似し数値計算するに当たり、拡散項には中心差分を対流項にはハイブリット法を用い、また時間に対しては陰解法となるように差分化した。これらの式にSOR法を適用し、各時間ステップごとに収束計算させた。

4. 結果および考察

(1) 温度場の減衰 図3に流体の内部熱発生率

を遮断した後の、温度場の典型的な減衰パターンを示す。図3中の右半分はマッハ・ツェンダー干渉計による温度分布の測定結果、左半円が初期レイリー数を実験と一致させ、壁温条件bの下に求めた数値解析結果である。始めは対流のために図3(a)に示すように等温線は管壁近傍で密に分布し、また管中央部分では水平に近い分布となるが、時間経過に従って図3(d)のように減衰し、一様温度に漸近する。

(2) 最高温度および循環流の強さ 図4に流体の最高温度 $T_{\max}$ の変化を示す。図4中の○は初期レイリー数 $Ra=2.5 \times 10^6$ に、また●は $Ra=5.2 \times 10^4$ に対する実験結果であり、実線はおのおののレイリー数に対する計算結果(壁温条件b)である。実験では流体に接する壁面温度 t_w が ϕ 方向に 0.04°C 程度変化する。そこで干渉じまの写真撮影時間ごとに t_w の平均値 t_m を求め実験値の整理に用いた。次に流体に接する壁面温度 t_w を一定とする場合(壁温条件a)の計算結果を示す。図5は最高温度 $T_{\max}$ の変化、また図6は流れ関数の最大値 $\psi_{\max}$ の変化である。初期レイリー数 Ra が大きいほど対流が強いので、初期の $\psi_{\max}$ は大きくなり、初期の $T_{\max}$ は低くなる。また Ra が大きいほど、対流による熱移動が大きくなるために、 $T_{\max}$ は早く低下する。

(3) 熱伝達率 図7に円管中心軸上の流体温度

図7 平均ヌセルト数

図8 平均ヌセルト数 (解析)

t_c と平均壁面温度 t_m との差を代表温度とする平均ヌセルト数 Nu_e の変化を示す。○は初期レイリー数 $Ra=2.5 \times 10^6$ の、また●は $Ra=5.2 \times 10^4$ の実験結果を示しており、実線はおおのこの Ra に対応する計算結果(壁面条件b)を示している。このように熱伝達率についても実験値と計算結果はよい一致がみられた。図8は管内流体の混合平均温度 t_b と平均壁面温度 t_m との差を代表温度とした平均ヌセルト数 Nu_m の計算結果(壁面条件a)である。始め Nu_m は Ra に大きく依存しており、 Ra が大きいほど大きな値となっている。しかし時間経過とともに Nu_m は減衰し、 Ra の大小に無関係に $\tau=1.0$ 付近でほとんど熱伝導解に一致する。

(4) 対流の消滅時間 温度場および速度場が減衰するのに要する時間の目安として、 $T_{\max}$ および $\psi_{\max}$ がおおのこの初期値の5%に減衰するまでの時間 $\tau_{0.05}$ を求めた。図9はその結果であり、○は $T_{\max}$ の減衰を、また□は $\psi_{\max}$ の減衰を表している。一方、前報⁽²⁾では、本報と逆過程すなわち、始め静止して熱平衡状態にある管内流体に熱発生率を印加する場合の検討をしている。比較のためにその際の $T_{\max}$ および $\psi_{\max}$ が定常値の95%に達するまでの時間 $\tau_{0.95}$ を示すと、それぞれ図9中の●および■となる。 $T_{\max}$ についてみると、 $\tau_{0.05}$ は発熱印加の場合と同様に初期レイ

図9 自然対流の消滅時間

リー数 Ra が大きいほど小さくなるが常に $\tau_{0.95}$ より大きい。一方 $\psi_{\max}$ に対する $\tau_{0.05}$ は Ra によってほとんど変化しない。

(5) プラントル数の影響 プラントル数 Pr の影響をみるために $Pr=1, 5, 10, 100, 1000$ について数値解析を進めた。すでに前報⁽²⁾で明らかのように、非定常で発熱印加の場合、温度場にプラントル数の影響は見られないものの、速度場には影響が現れた。これに対して本報で取り上げた熱発生率が消滅する場合には、 $Pr \geq 5$ の範囲では、温度場にも速度場にもプラントル数の影響はほとんど現れない。

5. 結 言

水平円管に入れた発熱性流体において、熱発生率を消滅させる場合の自然対流場について、マッハ・ツェンダー干渉計による測定および差分法による数値解析を行い、非定常期間の温度場および速度場の特性を明らかにした。本報の条件に対してプラントル数 $Pr \geq 5$ の流体では、温度場および速度場に及ぼすプラントル数の影響は極めて小さく、得られた結果はそのまま他のプラントル数の流体にも当てはまる。本報の数値解析法はレイリー数 $Ra \leq 8 \times 10^7$ の範囲で適用可能であり、この範囲では温度分布および熱伝達率の実験値によく一致する。

本研究は昭和61年度文部省科学研究補助金一般研究C (No. 61550157)の援助の下に行った。

文 献

- (1) 武田, 日本原子力学会誌, 22-3 (昭55), 155.
- (2) 三田地・五十嵐, 機論, 53-485, (昭62), 169.
- (3) 平田・ほか61名, (日本機械学会編), 伝熱工学資料, (昭50), 298.
- (4) Hauf, W. and Grigull, U., *Advances in Heat and Mass Transfer* 6 (1975), 133 Academic Press.