

## 架橋ポリエチレン粒子充填潜熱蓄熱槽の非定常放熱特性\*

稲葉英男<sup>\*1</sup>, 李中民<sup>\*2</sup>  
堀部明彦<sup>\*1</sup>, 尾崎公一<sup>\*1</sup>

## Transient Heat Release Characteristics of a Latent Heat Storage Vessel Packed with Polyethylene Pellets

Hideo INABA, Zhongmin LI,  
Akihiko HORIBE and Koichi OZAKI

Transient heat release characteristics of a latent heat storage vessel packed with surface cross-linked form-stabilized high-density polyethylene pellets as a phase change material (PCM) have been investigated numerically and experimentally. The obtained results revealed the effects of the inlet velocity, the inlet temperature of ethylene glycol/water solution as a heat transfer medium, and the amount of the PCM on the heat release characteristics. As a result, the nondimensional correlation equation of the completion time of the heat release process was derived as a function of some nondimensional parameters.

**Key Words:** Latent Heat Release, Polyethylene Pellets, Surface Cross-Link, Numerical Analysis, Forced Convection Heat Transfer

## 1. 緒言

エネルギーの効率的変換及び熱エネルギーの有効利用の立場から、著者らは脱カプセル型の表面架橋を施した形状安定化潜熱蓄熱材の開発とその蓄熱槽内での蓄放熱特性に関する研究を行ってきた<sup>(1)~(4)</sup>。特に、温泉熱源水の昇温を目的とした形状安定化パラフィン系潜熱蓄熱材を充填した蓄熱槽そして形状安定化粒状潜熱蓄熱材を用いた流動層型潜熱槽内での蓄放熱特性をそれぞれ実験及び数値計算により解明し、その優れた蓄放熱特性を明かにした。さらに、前報<sup>(5)</sup>では、中温度水準(130~150℃)の潜熱蓄熱材として表面架橋処理を施した形状安定化ポリエチレンペレット(以下粒状蓄熱材と呼ぶ)に着目し、粒状蓄熱材と熱媒体としてのエチレングリコール水溶液(以下熱媒体と呼ぶ)を充填した新たな潜熱蓄熱槽を提案した。すなわち、その蓄熱槽下部に設けた電気ヒーターの加熱により、蓄熱槽内の熱媒体の沸騰そしてその凝縮現象に伴う大きな凝縮熱により、粒状蓄熱材を急速に融解蓄熱した場合の蓄熱特性を諸因子のもとで解明した。本報告は、前報の粒状蓄熱材を融解蓄熱した蓄熱槽からの熱抽出、すなわち融解した粒状蓄熱材の凝固に伴う放熱特性を実験及び数値計算により解明し、この種の新しいタイプの潜熱蓄熱システムの特徴を明かにするものである。まず、放熱実験結果に基づいた数値計算モデルを提案し、その放熱特性に影響を及ぼす熱媒体の入口流速、熱媒体の入口温度及び粒状蓄熱材の充填高さ等の効果を実験と数値計算により総合的に検討するものである。特に、得られた結果をもとに、この種の潜熱蓄熱槽の放熱完了時間に関する無次元整理式の誘導も試みてある。

## 2. 主な記号

$a$ : 粒状蓄熱材の温度伝導率,  $C$ : 比熱,  $C_p$ : 粒状蓄熱材の潜熱を含む見掛けの比熱,  $D_e$ : 粒状蓄熱材の平均相当直径,  $H$ : 粒状蓄熱材と熱媒体の総充填層高さ,  $H_p$ : 粒状蓄熱材充填高さ,  $K$ : 粒状蓄熱材充填層の浸透係数,  $L$ : 粒状蓄熱材の融解潜熱,  $M_f$ : 熱媒体充填質量,  $M_p$ : 粒状蓄熱材充填質量,  $P$ : 圧力,  $q_f$ : 単位時間当たりの熱媒体の放熱量,  $q_p$ : 単位時間当たりの粒状蓄熱材の放熱量,  $Q_{st}$ : 粒状蓄熱材と熱媒体の総積算放熱量,  $r$ : 粒状蓄熱材当量球の半径方向,  $Ste^*$ : 修正ステファン数,  $t^*$ : 無次元放熱完了時間,  $t_f$ : 放熱完了時間,  $T_f$ : 熱媒体温度,  $T_{in}$ : 蓄熱槽入口温度,  $T_o$ : 蓄熱槽内初期温度,  $T_{out}$ : 蓄熱槽出口温度,  $T_p$ : 粒状蓄熱材温度,  $T_{pw}$ : 粒状蓄熱材表面温度,  $U_k$ : 空塔熱媒体流速,  $x$ : 円筒型蓄熱槽の軸方向,  $y$ : 円筒型蓄熱槽の半径方向。

ギリシャ文字  $\alpha$ : 熱伝達率,  $\beta$ : 体膨張係数,  $\lambda$ : 熱伝導率,  $\nu$ : 動粘性係数,  $\rho$ : 密度。

添字 0: 初期条件,  $f$ : 熱媒体,  $in$ : 蓄熱槽入口,  $out$ : 蓄熱槽出口,  $p$ : 粒状蓄熱材,  $r$ : 半径方向。

## 3. 架橋粒状蓄熱材の特性と数値計算

**3.1 供試粒状蓄熱材** 本研究で用いた粒状蓄熱材は、図1に示すように、融解温度が107~138℃に分散する潜熱分散型の潜熱蓄熱材(総潜熱量 $L = 155\text{kJ/kg}$ )である。同粒子の形状は平均長径 $d_0 = 3.05\text{mm}$ 、短径 $d_1 = 2.14\text{mm}$ 、長さ $d_2 = 3.06\text{mm}$ のペレット状で、その粒子の平均相当直径は $D_e = 3.13\text{mm}$ となる。その粒子1個の平均質量は0.015gである。粒子1個の表面積、すなわち伝熱面積は $3.536 \times 10^{-5} \text{m}^2$ である。供試粒状蓄熱材に関する他の代表的物性値20℃(固相)と160℃(液相)を表1に示す。図1は本実験で用いた潜熱分散型粒状蓄熱材の潜熱量を含む見掛けの比熱を示したものである。

**3.2 基礎方程式及び数値計算法** 本研究は表面架橋した粒状蓄熱材を円筒型蓄熱槽内に熱媒体としてのエチレ

\* 原稿受付 1998年4月17日。

<sup>\*1</sup> 正員, 岡山大学工学部(☎700-0082 岡山市津島中3-1-1)。<sup>\*2</sup> 岡山大学大学院。

E-mail: inaba@mech.okayama-u.ac.jp

Table 1 Thermophysical properties of PCM

Temperature T [°C]	Density ρ <sub>p</sub> [kg/m <sup>3</sup> ]	Thermal conductivity λ <sub>p</sub> [W/(m · K)]	Thermal diffusivity a [m <sup>2</sup> /s]
20	931	0.46	2.7 × 10 <sup>-7</sup>
160	810	0.35	1.5 × 10 <sup>-7</sup>

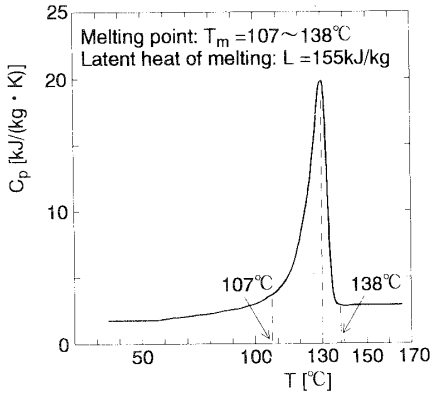


Fig. 1 Variation of specific heat C<sub>p</sub> with T

ングリコール水溶液と共に充填した場合の蓄熱槽の非定常放熱特性を主に数値計算により解明するものである。本解析で対象とした円筒型蓄熱槽は、後述の図4に示すように、粒状蓄熱材の蓄熱過程における融解膨張に伴う電気ヒーターへの接触回避等に設けた高さ  $H_d$  の熱媒体のみの流体層と粒状蓄熱材充填層  $H_p$  を計算対象とした。図2は、本計算対象としての球形を有する粒状蓄熱材が均一に充填した場合の円筒型蓄熱槽を一次元物理モデルとして示したものである。計算開始前の初期状態においては、蓄熱槽内の粒状蓄熱材及び熱媒体は一樣な初期温度  $T_0$  に保たれている。時刻  $t = 0$  より、一定温度  $T_{in}$  の熱媒体を一定空塔流速  $U_{kin}$  で蓄熱槽の下方から流入させ、粒状蓄熱材と熱媒体との熱交換により放熱を開始する。後述の放熱実験により得られた潜熱蓄熱槽の放熱挙動を基礎として、数値計算モデルの誘導を次のように行った。放熱実験結果により、蓄熱槽容器への蓄熱量  $Q_{ch}$  及び蓄熱槽から周囲環境への熱損失量  $Q_{loss}$  の全放熱量  $Q$  に対する割合はそれぞれ最大4.0%、2.0%以内であった。また、放熱実験過程での粒状蓄熱材の凝固収縮に伴う、粒状蓄熱材充填層と蓄熱槽容器壁での隙間形成による流入熱媒体の偏流防止に偏流防止用円環リングを蓄熱槽容器壁に設けることにより、蓄熱槽内壁近傍のチャネリング効果を回避してある。さらに、蓄熱槽内入口近傍に設けた流入熱媒体用整流板の効果により、粒状蓄熱材充填層内部の熱媒体の流れの均一及び一次元性を可視化実験により確認できた。これらの実験結果より、本解析においては、以下の仮定を採用した。(1)熱媒体の速度場及び温度場は図2に示すように、円筒型蓄熱槽の軸方向である  $x$  方向に一次元的である。(2)粒状蓄熱材を相当直径を有する球とモデル化し、その内部の熱移動は球形蓄熱体の半径方向 ( $r$  方向) に一次元的である。(3)蓄熱

槽内で空隙率は実測値としての  $\varepsilon = 0.46$  一定とした。これらの主要な仮定を用いて、各物理量に関する主要な基礎式、初期条件及び境界条件は以下のように表される。

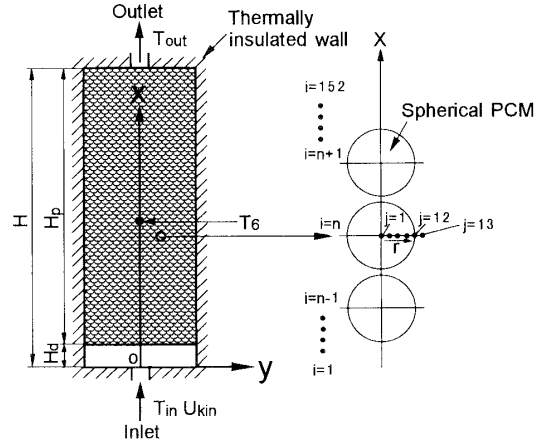


Fig. 2 Numerical calculation model and coordinates

・熱媒体に関する運動量の式：

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial U_k}{\partial t} + \frac{U_k}{\varepsilon^2} \frac{\partial U_k}{\partial x} + \frac{\nu_f U_k}{K} + \frac{C_1}{\sqrt{K}} U_k^2 = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial x} - g\beta_f(T_f - T_0) \quad (1)$$

ここで、浸透係数  $K$  及び Forchheimer 係数  $C_1$  は一般的に次のように表される。

$$K = \frac{D_e^2 \varepsilon^3}{A(1-\varepsilon)^2} \quad (2)$$

$$C_1 = \frac{B}{\sqrt{A} \varepsilon^3} \quad (3)$$

上式(2)、(3)中の定数  $A$ 、 $B$  は、充填層内が均一な流れとなる場合には  $A = 150$ 、 $B = 1.75$  を採用した<sup>(6)</sup>。

・熱媒体に関するエネルギー保存の式：

$$\varepsilon \rho_f C_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f C_f \frac{\partial (U_k T_f)}{\partial x} - \varepsilon \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} = \frac{6(1-\varepsilon)\alpha(T_f - T_{pw})}{D_e} \quad (4)$$

ここで、 $T_{pw}$  は粒状蓄熱材表面の温度、 $\alpha$  は粒状蓄熱材表面における熱伝達率である。放熱過程において、熱媒体の入口空塔流速は一般的に遅く、低流速域 ( $PrRe < 10$ ) では、粒子と流体の熱伝達率に関する文献<sup>(7)</sup>による次式を用いた。

$$Nu = \frac{\alpha D_e}{\lambda_f} = \frac{PrRe}{6(1-\varepsilon)\eta} \quad (5)$$

ここで、 $Pr = \nu_f / \alpha_f$ 、 $Re = U_k D_e / \nu_f$ 。

ここでの熱伝達率  $\alpha$  は、微細粒子充填層内の局所的不均質充填状態を想定し、熱媒体の流路係数が粒子直径  $D_e$  の  $\eta$  倍であるとの仮定に基づいて定義したものである。球状蓄熱材粒子の均一な充填を仮定した本計算モデルでは、 $\eta = 1$  とした。一方、高流速域 ( $PrRe > 10$ ) では、粒子と流体の熱伝達率に関する文献<sup>(7)</sup>による次式を用いた。

$$Nu = \frac{\alpha D_e}{\lambda_f} = 2.0 + 1.8 Pr^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{1}{2}} \dots (6)$$

本計算において扱う相当直径 $D_e$ の球形状を有する粒状蓄熱材内部の伝熱挙動には、球座標系における一次元非定常熱伝導方程式を適用した。

・粒状蓄熱材に関するエネルギー保存の式：

$$\rho_p C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r})}{\partial r} \dots (7)$$

ここで、 $r$  は図2に示す粒状蓄熱材中心からの半径方向距離である。

・初期条件：

$$T_p = T_f = T_0 \dots (8)$$

・境界条件：

境界条件としては、相当直径 $D_e$ の球中心及び熱媒体出口において温度勾配が零となること、また粒状蓄熱材表面における熱バランスより、次の境界条件式を用いた。

$$\begin{cases} r = 0 & : \quad \frac{\partial T_p}{\partial r} = 0 \\ r = \frac{D_e}{2} & : \quad -\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} = \alpha (T_{pw} - T_f) \end{cases} \dots (9)$$

$$\begin{cases} x = 0 \sim H_d & : \quad U_k = U_{kin} \\ x = 0 & : \quad T_f = T_{in} \\ x = H & : \quad \frac{\partial T_f}{\partial x} = 0 \end{cases} \dots (10)$$

熱媒体及び粒状蓄熱材に関しても、密度 $\rho$ 、熱伝導率 $\lambda$ 及び比熱 $C$ の値は温度の依存性を考慮した<sup>(5)</sup>。特に、粒状蓄熱材比熱の温度依存性に関しては、計算的扱いが容易なよう、示差型熱量計(DSC)による潜熱を含む見掛けの比熱 $C_p$ の測定結果に基づき、図1に示される曲線にて近似した<sup>(5)</sup>。

以上の基礎方程式及び境界条件式を空間についてはコントロールボリューム法、時間は後退差分法により離散化した。また、圧力場に関してはSIMPLEアルゴリズムを用いた。

数値計算は、熱媒体に関しては、流れ方向(x方向)の $x = H_d \sim H$ の蓄熱層に対して、一次元で150分割(格子点数152)し、その各格子点において蓄熱球粒子があるとし、その蓄熱球粒子の温度分布の算出に関しては、半径方向に10分割(格子点数12)し、総格子点数は $152 \times (12+1) = 1976$ 点について数値計算を行った。

離散化された基礎方程式の計算にはSOR法を用い、連続する計算ステップにおける各値の相対誤差の最大値が $10^{-5}$ 以下となった時点をもって解が収束したものと判断した。また、時間刻みは $\Delta t = 1$ 秒とし、放熱量は理論放熱量(蓄熱槽内の粒状蓄熱材が流入熱媒体温度に等しくなった場合の放熱量)の99.9%に達した時点で計算を終了した。尚、放熱完了時間 $t_f$ は、後述の放熱実験と同様に、計算による粒状蓄熱材の理論放熱量の99.5%に達するまでに要した時間として定義した。

4. 放熱実験装置及び実験方法

ここでは、計算モデルの妥当性を検討するうで行った実験装置及び実験方法の説明を行う。図3は実験装置全体の概略を示したものである。実験装置は、外周直径95mmの螺旋状シース電気ヒーターから成る加熱部、中温水準粒状蓄熱材としての架橋ポリエチレン粒子そして熱媒体としてのエチレングリコール水溶液(96%質量濃度)が充填されたステンレス製円筒型蓄熱槽、恒温槽、ポンプ、定流量弁、蓄熱槽から流出する熱媒体の計量部及びこれらを結ぶ管路系から構成されている。

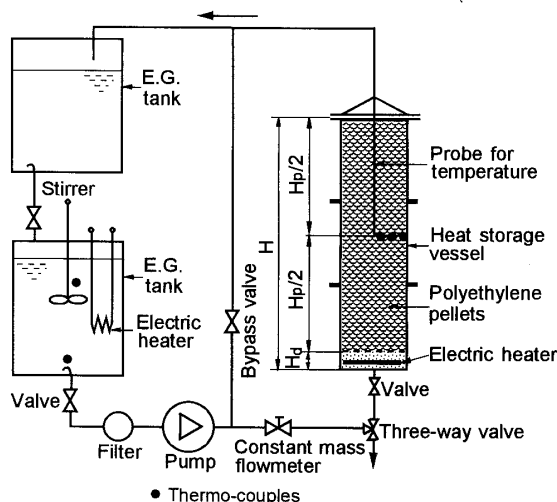


Fig. 3 Schematic diagram of experimental apparatus

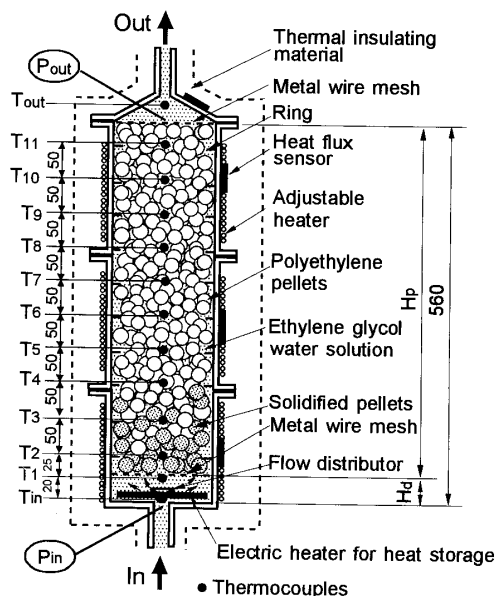


Fig. 4 Detail of heat storage vessel

図4は試験蓄熱槽内部の詳細を示したものであり、基本的に円筒型蓄熱槽は前報<sup>(5)</sup>の蓄熱実験装置と同一のものである。蓄熱槽は内径99.6mm、高さ560mmおよび厚さ0.8mmのステンレス製の円筒容器内部に粒状蓄熱材

と熱媒体を充填したものである。

粒状蓄熱材充填層の平均空隙率は  $\varepsilon = 0.46$  である。加熱部として、試験蓄熱槽内下部に螺旋状に巻かれたシース電気ヒーターが設置されている。熱媒体の流れの整流板として、螺旋状シースヒーター中央の上部に底部直径 20mm 及び錐角  $120^\circ$  のステンレス円錐が取り付けられている。なお、蓄熱槽底部から充填された粒状蓄熱材充填層下部までの熱媒体液層の高さ  $H_d$  は下部に設けた金網メッシュ(メッシュ隙間  $2.5 \times 2.5$ mm) で調節し、各実験において約 25mm ( $H_d = 25$ mm) 一定とした。この熱媒体高さをあまり小さくすると蓄熱過程において発生した蒸気泡の合体による蒸気層が形成され、沸騰が抑制される。その結果、同ヒーター温度の上昇となり、下部の架橋粒状蓄熱材の耐熱温度(約  $200^\circ\text{C}$ ) を超え、同粒子の表面架橋膜の破壊が起こることになる。また、熱媒体層高さが増大するに伴って、この部分での顕熱蓄熱量が大きくなり、本来の潜熱蓄熱量割合の減少となる。一方、放熱過程においては、流入熱媒体の整流のために、一定の空間が必要である。従って、この熱媒体に蓄えられる総蓄熱量に対して最大 5% 以下となるように、熱媒体高さを約 25mm 一定とした。蓄熱槽内部の温度均一化のために、蓄熱槽外部 3 箇所に温度調節用の電気ヒーターが設けてある。また、粒状蓄熱材の充填された蓄熱槽内壁近傍の充填不均一性に加えて、粒状蓄熱材の融解・凝固過程からの膨張収縮の繰り返しにより発生した粒状蓄熱材充填層の全体の収縮現象が蓄熱槽内壁近傍の隙間形成となる。この隙間を熱媒体がバイパスして流れるチャネリング効果を回避するために、蓄熱槽内壁の 10 箇所に等間隔 50mm にて幅 10mm 及び厚さ 0.1mm のステンレス製の円環状リングを半田付けにて取り付けられた。図 4 に示されるように円筒中心位置に 13 箇所 ( $T_{in}$ ,  $T_{out}$  および  $T_1 \sim T_{11}$  の記号) に設けたシース熱電対(直径 1mm, 測定精度  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ) によって、蓄熱槽出入口温度及び蓄熱槽内熱媒体温度を測定した。また、粒状蓄熱材充填層の半径方向の温度分布測定のために、熱電対を層高さの  $H_p/2$  の位置において、円筒型蓄熱槽の半径方向 ( $y$  方向) の 5mm, 25mm, 48mm の位置に温度測定点を設けた。測定結果として、半径方向の温度分布は殆どないことが判明し、熱の移動は主に流れ方向 ( $x$  方向) に一次的に扱えるものと判断される。粒状蓄熱材充填層の圧力損失  $\Delta P$  は蓄熱槽の出入口 ( $P_{in}$ ,  $P_{out}$  の記号) に取り付けられたブルドン管式連成圧力計(測定精度  $\pm 3$ kPa) の測定値から算出した。蓄熱槽からの熱損失は、蓄熱槽円筒外壁の 4ヶ所に取り付けられた熱流束センサ(測定精度  $\pm 2\%$ ) の測定値をもとに算出している。各熱電対の熱起電力及び電子天秤からの信号は、測定時間間隔  $t = 10$  秒毎にデータ収録システムを介してコンピュータにて自動収録され、実験終了後にデータの整理及び解析に供した。

実験方法の概要としては、放熱実験に先立って、まず、

蓄熱槽内部の電気ヒーター及び外側に設置された温度調節ヒーターで蓄熱槽内を粒状蓄熱材の最高融点  $138^\circ\text{C}$  より高い設定初期温度  $T_0$  まで昇温し、蓄熱操作を行う。その後粒状蓄熱材の凝固温度より低い熱媒体蓄熱槽入口温度  $T_{in}$  に保った恒温槽内の熱媒体をポンプ、定流量弁へ経て一定空塔流速  $U_{kin}$  で蓄熱槽下部から上方へ流入して放熱実験を開始する。実験は放熱特性に及ぼす因子として、熱媒体の入口空塔流速  $U_{kin}$ 、熱媒体の入口温度  $T_{in}$  及び粒状蓄熱材充填高さ  $H_p$  を取りあげ、それぞれ以下の範囲で実験を行った。

熱媒体の入口空塔流速:  $U_{kin} = 0.164 \sim 4.28$ mm/s,

熱媒体の入口温度:  $T_{in} = 21.0 \sim 82.0^\circ\text{C}$ ,

蓄熱材充填高さ:  $H_p = 135 \sim 535$ mm である。

放熱量の算出方法としては、蓄熱槽の積算放熱量  $Q$  は次式により算出する。

$$Q = Q_{st} + Q_{ch} - Q_{loss} = Q_{out} - Q_{in} \quad (11)$$

ただし、 $Q_{st}$ : 粒状蓄熱材と熱媒体の顕熱と潜熱の総放熱量、 $Q_{st} = \int_0^t q_{st} dt$ 、 $Q_{ch}$ : ステンレス鋼製蓄熱槽容器の顕熱放熱量、 $Q_{ch} = \int_0^t q_{ch} dt$ 、 $Q_{loss}$ : 熱損失、 $Q_{loss} = \int_0^t q_{loss} dt$ 、 $Q_{out}$ : 蓄熱槽からの流出熱媒体のエンタルピ、 $Q_{out} = \int_0^t q_{out} dt$ 、 $Q_{in}$ : 蓄熱槽への流入熱媒体のエンタルピ、 $Q_{in} = \int_0^t q_{in} dt$ 、また、 $Q_f$  ( $Q_f = \int_0^t q_f dt$ ) を熱媒体の顕熱積算放熱量とすると、粒状蓄熱材の積算放熱量  $Q_p$  は次の式のようになる。

$$Q_p = Q_{st} - Q_f \dots \dots \dots (12)$$

## 5. 計算結果及び考察

5-1 蓄熱槽内の温度分布と放熱量の経時変化 図 5(a), (b) は蓄熱層内の初期温度  $T_0 = 160^\circ\text{C}$ 、熱媒体入口温度  $T_{in} = 80.0^\circ\text{C}$ 、熱媒体空塔流速  $U_{kin} = 0.35$ mm/s、粒状蓄熱材充填層高さ  $H_p = 535$ mm の条件のもとで蓄熱槽内の充填層中央高さ  $T_6$  及び蓄熱槽出入口  $T_{out}$ ,  $T_{in}$  の熱媒体温度及び各種算熱量  $Q$  の経時変化に対する数値計算結果と実験結果との比較を示したものである。図に示すように、数値計算結果は実験結果の各傾向を比較的良く現しており、十分に本数値計算モデルの妥当性が裏付けられたものと思われる。次に図 5 における放熱特性を詳述する。

図 5(a) の熱媒体出口温度  $T_{out}$  の実験値の変化に着目すると、放熱初期には初期温度である  $160^\circ\text{C}$  前後の熱媒体が約  $t_d + t_A = 1100$  秒間にわたって下部からの低温熱媒体の流入に伴ってピストン流的に押し出され、ほぼ  $T_{out} = 160^\circ\text{C}$  前後の熱媒体の蓄熱槽よりの流出がある。そして  $t = 1100$  秒後より潜熱放出温度帯領域  $t_B$  では、出口温度  $T_{out}$  が急激に減少した後、粒状蓄熱材の潜熱放出温度帯  $T = 107 \sim 138^\circ\text{C}$  の見掛け熱ピークの値である  $130^\circ\text{C}$  近傍では再び一定温度の熱抽出となる。粒状蓄熱材の凝

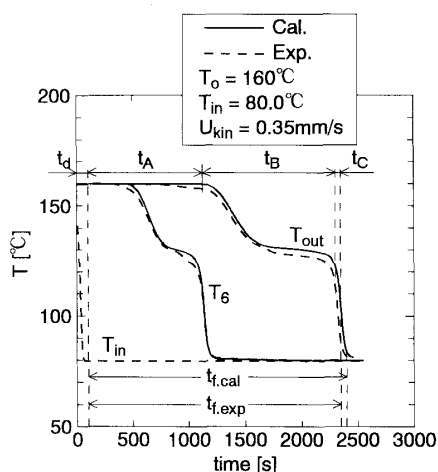


Fig. 5(a) Temperature histories of heat transfer medium

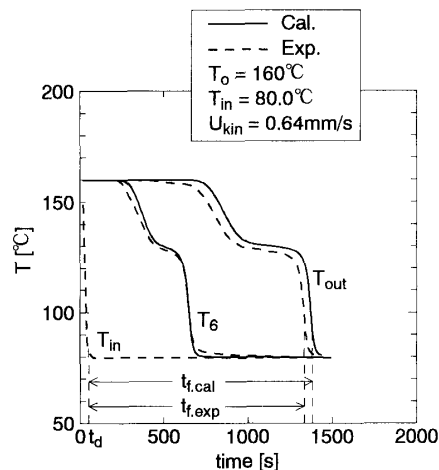


Fig. 6(a) Temperature histories of heat transfer medium

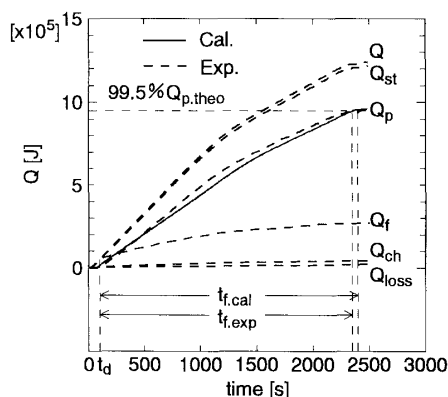


Fig. 5(b) Variation of integrated heat with time

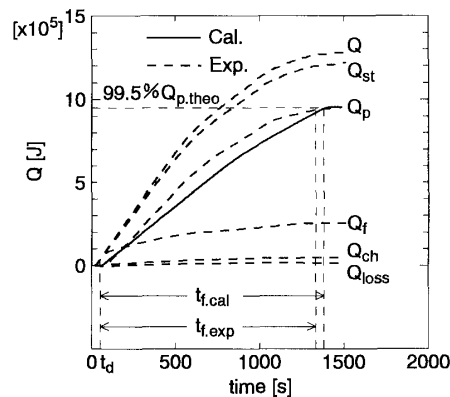


Fig. 6(b) Variation of integrated heat with time

固が完了する  $t_d + t_A + t_B = 2250$  秒より、熱媒体出口温度  $T_{out}$  の降下はさらに著しくなる。図に見られるように、計算値より実験値の各測定温度は全体的に少し低い値となっている。これは蓄熱材粒子の表面と熱媒体間の熱抵抗や測定した熱媒体温度の測定位置が計算モデルにより仮想した熱媒体位置と異なることに原因があるものと思われるが、この種の粒状蓄熱材充填層の温度分布予想としては、十分に満足できるものと判断される。図5(b)は前述の各種算放熱量  $Q$  の経時変化を示したものである。図に示すように、総積算放熱量  $Q_{st}$  と熱媒体からの積算放熱量  $Q_f$  は、放熱初期段階よりほぼ直線的に増大するが、潜熱放出が進むに従って、その増加割合も減少し、最終的に  $t = 2300$  秒で放熱完了となる。この場合計算による放熱完了時間は、実測よりも若干長くなるようである。粒状蓄熱材からの放熱量  $Q_p$  の時間に対する増加割合は、ほぼ一定で推移し、放熱完了に近づくに従ってこの増加割合も減少傾向にある。また、図中の時間  $t_d$  は、蓄熱槽下部にある熱媒体のみの層に存在する熱媒体がピストンのように押し出された場合に要した時間である。ステンレス製蓄熱容器の熱容量  $Q_{ch}$  及び熱損失  $Q_{loss}$  の全放熱量  $Q$  に対する割合はそれぞれ最大4.0%、2.0%と小さなものであることも、本図より理解できる。ここで、本

実験における放熱完了時間  $t_{f,exp}$  は、粒状蓄熱材の実測による放熱量  $Q_p$  が粒状蓄熱材放熱開始から計算にて理論的放熱量の99.5%に達した時間と定義してある。

図6は、熱媒体空塔流速  $U_{kin}$  を0.35mm/sから0.64mm/sへと増大し、他の粒状蓄熱材充填状態及び温度条件を図5と同一とした場合の熱媒体温度そして各積算熱量の経時変化を示したものである。図6(a)より、熱媒体空塔流速が  $U_{kin} = 0.35$ mm/sから0.64mm/sへと増大すると共に、放熱完了時間の短縮となる。この短縮は、熱媒体流量の増加に伴う熱媒体熱容量(熱輸送能)の増大の効果と熱伝達率の増加の効果が寄与しているものと思われる。また、数値計算による温度変化と実測値との差が、図5の低流速の場合に比較して少し広がる傾向にある。一方、図6(b)に示されるように熱媒体流速の増大に伴って、粒状蓄熱材からの積算放熱量  $Q_p$  の時間に対する増加割合も増大し、放熱完了時間  $t_f$  の短縮化が放熱挙動の結果からも明らかとなった。

図7は、粒状蓄熱材の充填状態及び熱媒体空塔流速条件を図5と同じとして、熱媒体入口温度を  $T_{in} = 21.0^\circ\text{C}$  と低くした場合の放熱特性を示したものである。図7(a)において、放熱初期の熱媒体のピストン流的に押し出される領域  $t_A$  での熱媒体温度の変化は、図5(a)の  $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

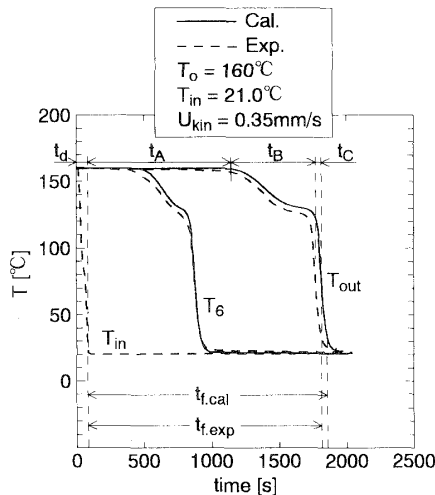


Fig. 7(a) Temperature histories of heat transfer medium

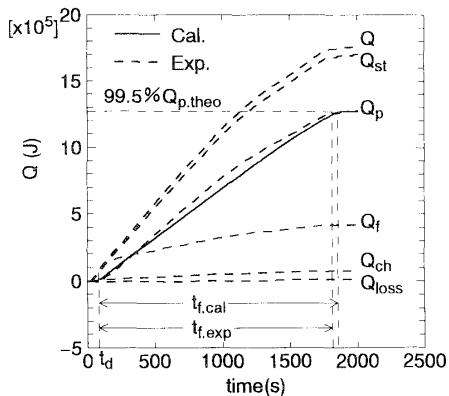


Fig. 7(b) Variation of integrated heat with time

の場合と同様の期間約  $t = 1100$  秒間で変化するが、潜熱放出温度帯領域  $t_B$  では、熱媒体温度が  $T_{in} = 21^\circ\text{C}$  と低いために、温度差による伝達熱量の増大により、潜熱放出による熱媒体温度の変化の少ない時間帯が1200秒から650秒まで短くなる。さらに、潜熱放出終了後の顕熱放出の温度領域の増大と共に顕熱量の増大割合を、粒状蓄熱材と熱媒体入口温度差の増大に基づく両者の交換熱量の増大割合が上回ることで、この領域の放熱時間帯  $t_C$  も50秒から45秒まで短くなり、結果的に、図5(a)の  $T_{in} = 80^\circ\text{C}$  の放熱完了時間に比較して、 $T_{in} = 21^\circ\text{C}$  の場合にはその放熱時間は短くなる。図7(b)の積算放熱量  $Q_p$  に注目すると、その熱媒体流速は  $U_{kin} = 0.35\text{mm/s}$  と図5の場合と同じで熱伝達率の差は少ないが、 $T_{in} = 21^\circ\text{C}$  と低いために粒状蓄熱材と熱媒体入口温度差の増加により、図7(b)の  $Q_p$  の増加割合は図5の場合よりも大きくなる。結果として  $Q_p$  の放熱完了時間は、 $T_{in}$  の低下に伴う総交換熱量の増大から、図5(b)に示す  $T_{in} = 80^\circ\text{C}$  の場合と比較して放熱完了時間は大幅に短くなる。

図8は蓄熱槽内の初期温度  $T_0 = 160^\circ\text{C}$ 、熱媒体空塔流速  $U_{kin} = 0.35\text{mm/s}$ 、粒状蓄熱材充填層高さ  $H_p = 535\text{mm}$  の条件のもとで熱媒体入口温度  $T_{in}$  を種々に変化された

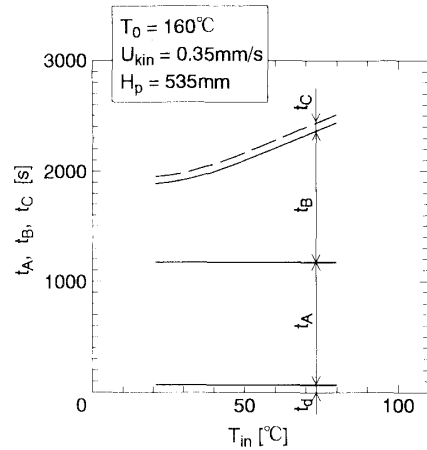


Fig. 8 Completion time of heat release versus inlet temperature  $T_{in}$

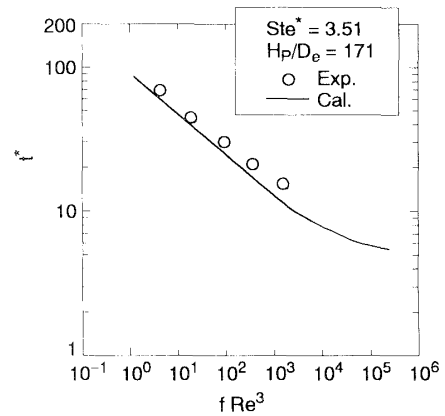


Fig. 9  $t^*$  versus  $fRe^3$

場合の各放熱時間帯の計算結果を示したものである。図8において、放熱初期の熱媒体のピストン流れ領域である高温顕熱放出時間帯  $t_A$  が熱媒体入口温度  $T_{in}$  の変化に依存せずに一定である。潜熱放出温度帯領域  $t_B$  は、熱媒体入口温度  $T_{in}$  の減少に伴い粒状蓄熱材と熱媒体入口温度差の増大に基づく両者の交換熱量の増大より、大幅に短くなる。さらに、潜熱放出終了後の顕熱放出の温度領域の放熱時間帯  $t_C$  も  $T_{in}$  の減少と共に若干短くなる。

5.2 粒状蓄熱材充填蓄熱槽内の流動抵抗 この種の粒状蓄熱材を充填した蓄熱槽においては、熱媒体の流動抵抗に伴うポンプ動力も放熱特性に係わる重要な因子となる。ここで、次式(13)で表される圧力損失係数  $f$  にレイノルズ数  $Re (= U_{kin} D_e / \nu_f)$  の3乗を掛けた無次元ポンプ動力係数  $fRe^3$  と放熱完了時間の無次元数である  $t^* (= a t_f / D_e^2)$  の関係を図9に示す。なお、図9は、熱媒体温度が  $80^\circ\text{C}$  で流入させ、粒状蓄熱材充填蓄熱槽の初期温度  $T_0 = 160^\circ\text{C}$  とした場合の例である。

$$f = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \frac{H_p}{D} \rho_f U_{kin}^2} \dots \dots \dots (13)$$

なお、図中の各無次元数は、後述の式(14)にて定義される。図9より、無次元ポンプ動力  $fRe^3$  の増大、すなわち圧

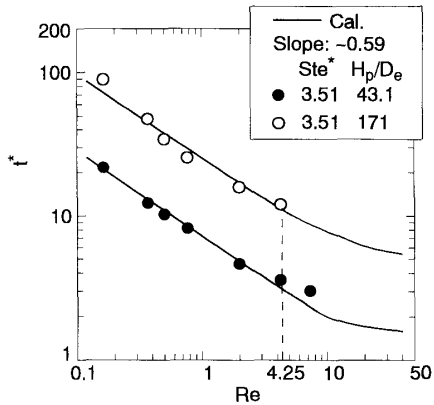


Fig. 10  $t^*$  versus Reynolds number  $Re$

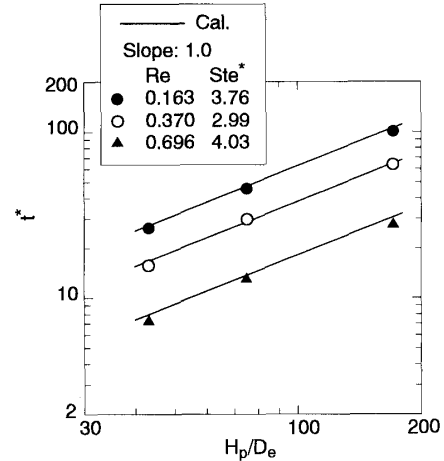


Fig. 12  $t^*$  versus  $H_p/D_e$

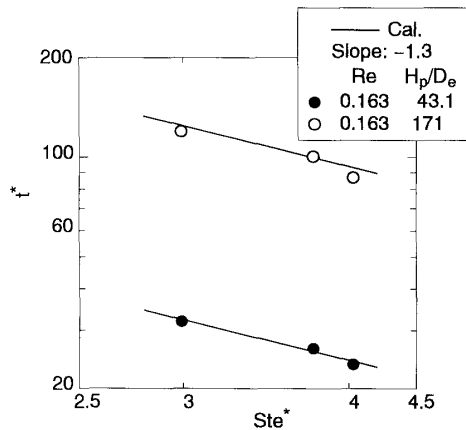


Fig. 11  $t^*$  versus the modified Stefan number  $Ste^*$

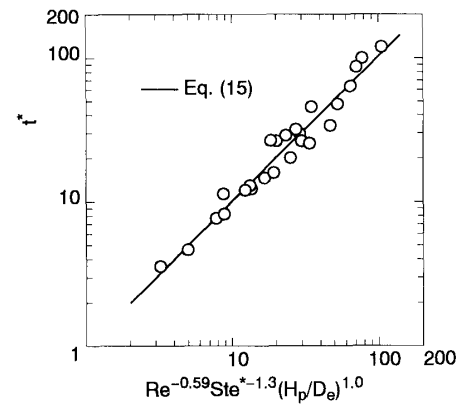


Fig. 13 Correlation of the nondimensional completion time for the heat release process

力損失係数  $f$  の増加及び  $Re$  数の増加と共に熱伝達の促進のために、放熱完了時間の短縮化、すなわち  $t^*$  の減少となることが分かる。この  $t^*$  の減少割合は、 $fRe^3$  の小さな領域では著しいが、大きな  $fRe^3$  の領域では、 $t^*$  の減少割合も小さくなる傾向にある。なお、実測値の  $t^*$  の値が計算値より大きくなるのは、実際の粒状蓄熱材の形状が前述したようにペレット状で、計算における球のモデルによるものよりも、流動抵抗が増大することによるものと思われる。

**5-3 放熱完了時間の無次元整理** ここでは、粒状蓄熱材充填層の特性として重要である無次元放熱完了時間  $t^*$  に影響を及ぼす無次元パラメーターとして蓄熱槽内の熱媒体の対流熱伝達に対してはレイノルズ数  $Re$ 、熱媒体 ( $H_d$  を除く) を含む蓄熱材の顕熱量と粒状蓄熱材の融解潜熱量の比としての修正ステファン数  $Ste^*$ 、そして充填蓄熱量に関連する粒状蓄熱材充填層高さ  $H_p$  に関しては、粒状蓄熱材の平均相当直径  $D_e$  の比を次元解析で次式(14)のように誘導した。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{無次元放熱完了時間: } t^* = \frac{at_f}{D_e^2} \\ \text{レイノルズ数: } Re = \frac{U_{km} D_e}{\nu_f} \\ \text{修正ステファン数: } Ste^* = \frac{\int_{T_{in}}^{T_0} C_p dT + \frac{M_f}{M_p} \int_{T_{in}}^{T_0} C_f dT}{L} \\ \text{無次元粒状蓄熱材充填層高さ: } \frac{H_p}{D_e} \end{array} \right. \quad (14)$$

ただし、 $a$  は粒状蓄熱材の温度伝導率であり、そして  $\nu_f$  は熱媒体の動粘性係数であり、いずれも熱媒体の入口温度と粒状蓄熱材充填蓄熱槽の初期温度の算術平均温度に相当する値を用いた。

図10は無次元放熱完了時間  $t^*$  とレイノルズ数  $Re$  の関係を示したものである。同一の修正ステファン数  $Ste^*$  及び無次元充填層高さ  $H_p/D_e$  のもとでは、レイノルズ数の増加は、粒状蓄熱材と熱媒体間の熱伝達の増大をもたらし、無次元放熱完了時間の短縮となることが理解できる。また、レイノルズ数  $Re < 4.25$  の領域では、無次元放熱完了時間  $t^*$  とレイノルズ数  $Re$  の間には  $t^* \propto Re^{-0.59}$  の関係で  $t^*$  の減少が見られる。しかしながら、 $Re > 4.25$  の領域では、図10に示すように、 $Re$  数の増大に伴い蓄熱完了時間の減少割合は低下する傾向にある。この  $Re$  数領域では、前述の式(6)に示すように、熱伝達率  $\alpha$  は  $Re^{1/2}$  に比例するようになり、 $Re < 4.25$  の熱伝達率  $\alpha$  は  $Re$  に比例する場合よりも、 $\alpha$  の  $Re$  数に対する依存性が低下することに主な原因があるものと思われる。従って、高  $Re$  数領域では、図10で見られるように、ポンプ動力に多くのエネルギーを使う割には、放熱完了時間の短縮があまりなされないと言う結果となり、放熱完了時間とポンプ動力との間には適当な運転条件を考慮する必要があるこ

とがわかる。

図11は粒状蓄熱材と熱媒体の熱量を考慮した修正ステファン数  $Ste^*$  の無次元放熱完了時間  $t^*$  に及ぼす影響を示したものである。同一のレイノルズ数  $Re$  及び無次元充填層高さ  $H_p/D_e$  のもとでは、修正ステファン数の増加は無次元放熱完了時間の減少となる。これは、放熱初期温度  $T_0$  一定のもとで、入口温度  $T_{in}$  の低下に伴い、粒状蓄熱材と熱媒体の温度差の増大による両者間の熱量移動速度の増加によるものと思われる。 $t^*$  は、 $Ste^{*-1.3}$  に比例して変化することが明らかとなった。本研究においては、架橋ポリエチレン(融解温度範囲  $107^\circ\text{C}$  から  $138^\circ\text{C}$  の潜熱分散型蓄熱材)を蓄熱材として採用し、架橋膜の安定性及び蓄熱過程からの熱交換に伴う温度制限より、最大の初期蓄熱温度が  $160^\circ\text{C}$  程度とされ、このような条件下での実験整理式の提案となる。また、修正ステファン数の定義における顕熱量の算定にも初期蓄熱温度が  $140^\circ\text{C}$  程度から  $160^\circ\text{C}$  の範囲に制限を受けるものである。その結果、主に熱媒体入口温度の低下による蓄熱量すなわち放熱量の増大をもたらすことになる。従って、図8の熱抽出時間  $t_B$  は、熱媒体温度  $T_{in}$  の低下と共に、蓄熱材の融点近傍との温度差が大きくなり、放熱完了時間の減少となる。

図12は無次元放熱完了時間  $t^*$  と粒状蓄熱材充填割合を示す  $H_p/D_e$  の関係を示したものである。図12より、同一のレイノルズ数及び修正ステファン数のもとでは、無次元充填層高さ  $H_p/D_e$  の増加に伴い粒状蓄熱材の総蓄熱量が増加するために、 $t^*$  は  $H_p/D_e$  に対して直線的に増加する傾向となる。計算結果からは、 $t^*$  は  $(H_p/D_e)^{1.0}$  に比例して増大することになる。

以上述べたように無次元放熱完了時間  $t^*$  に影響を及ぼす諸因子の効果データを最小自乗法での整理式の誘導を試み、式(15)を算出した。

$$t^* = 0.98 Re^{-0.59} Ste^{*-1.3} (H_p/D_e)^{1.0} \dots\dots\dots (15)$$

図13は、上式(15)の無次元放熱完了時間  $t^*$  の整理式と実験値との関係を示したもので、標準偏差  $\pm 13\%$  以内で両者は一致することがわかる。上式の適用範囲は、 $Pr = 2.35 \sim 61.3$ ,  $Re = 0.163 \sim 4.25$ ,  $Ste^* = 2.99 \sim 4.03$  お

よび  $H_p/D_e = 43.1 \sim 171$  である。

## 6. 結 言

中温水準の高効率潜熱蓄熱システム開発を目的として、高密度表面架橋形状安定化ポリエチレン粒状潜熱蓄熱材と熱媒体としてのエチレングリコール水溶液を充填した円筒型蓄熱槽の非定常放熱特性に及ぼす各因子の効果を数値計算及び実験的に検討し、次のような結論を得た。

(1) 粒状蓄熱材充填蓄熱槽からの熱抽出に関する数値計算モデルを実測結果に基づいて提案し、比較的簡単な一次元モデルにて十分に放熱特性の現れることを明らかにした。

(2) 放熱完了時間に影響を及ぼす熱媒体の入口温度、熱媒体の入口流速、粒状蓄熱材充填層の高さ等の効果を蓄熱槽内温度分布や熱量の測定などから定性的かつ定量的に明らかにし、無次元放熱完了時間に関する諸因子の無次元整理式の誘導に成功した。

(3) 粒状蓄熱材からの放熱完了時間短縮には、あまりレイノルズ数を増大しても、それ程放熱完了時間の短縮とならず、逆に熱媒体流動化ポンプ動力の大幅な増大となることより、この種の放熱特性の高効率化には、最適な熱媒体流速の存在することを明らかにした。

## 参考文献

- (1) 稲葉・TU, 機論, 62-596, B(1996), 296.
- (2) 稲葉・TU, 機論, 62-599, B(1996), 250.
- (3) 稲葉・他3名, 機論, 63-605, B(1997), 282.
- (4) 稲葉・他3名, 機論, 63-616, B(1997), 207.
- (5) 稲葉・李, 機論, 63-614, B(1997), 182.
- (6) Ergun, S., Chem. Engng. Prog., 48(1952), 89.
- (7) 国井, 熱的単位操作(上), (1976), 135, 丸善.
- (8) 尾崎・他2名, 機論, 63-609, B(1997), 274.
- (9) 稲葉・他2名, 機論, 63-611, B(1997), 232.
- (10) 神本・他7名, 電子技術総合研究所研究報告, No.850(1984), 21.