

浸漬発熱体を用いた高周波誘導スカル融解法による ガラスの融解とその伝熱解析

高須 登実男*・佐々 健介*²・浅井 滋生*²

A Glass Melting by Use of a High Frequency Induction Skull Melting Method with
Submerged Heating Elements and Its Heat Conduction Analysis

Tomio TAKASU, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

Synopsis : A new method of melting and holding of a material with low thermal and electrical conductivities is proposed to overcome the problems of long heating period and localized overheat in a charge. In this method, a water cooled induction coil is directly used as a crucible, and the elements heated by a high frequency magnetic field are submerged into the charge. Experiments have been conducted on glass under various operating conditions, i.e. the coil current, the frequency and the radius of the heating elements. A mathematical model is developed to calculate the process variables such as the heat generation rates in the coil and the heating elements, and the temperature distribution in the charge. The calculated process variables are compared with the observed ones. The considerably good agreement between the theoretical and experimental results indicates the validity of the model. The heat generation rate in the heating elements is determined by the ratio of the radius of the heating element to the electromagnetic penetration depth and has the maximum value at the ratio of 1.8.

Key words : direct induction skull melting ; electromagnetic processing of materials ; heating ; induction heating ; skull melting ; modelling.

1. 緒言

ガラス、酸化物および塩のように熱伝導度の低い材料の融解・保持には外部加熱と内部加熱がある。放射性廃棄物のガラス固化処理¹⁾²⁾に適用する場合、前者の燃焼加熱法に代表される外部加熱では低い昇温速度と局所的な過熱による揮発性成分の散逸が問題となる¹⁾。一方、後者の内部加熱には通電加熱法、高周波誘導加熱法、マイクロ波誘導加熱法が挙げられる¹⁾³⁾⁴⁾。高温では電気伝導性を示すものの常温では絶縁性を示す被融解物に対して通電加熱法と高周波誘導加熱法を採用する際には初期の昇温の目的で外部加熱が必要となる。また、マイクロ波加熱法では、被融解物に金属廃棄物が含まれている場合には、金属がマイクロ波を反射すること、および、分解ガスが発生する場合には、放電が誘発されることが指摘されている⁴⁾。そこで、被融解物の初期昇温にマイクロ波加熱法を用い、所定の温度に昇温後は高周波加熱法に切り替えることも検討されている²⁾。高温においても電気伝導性が低い被融解物を直接高周波加熱するには高い周波数の電源が必要となる。一般に、周波数の増大にともなって製造可能な最大電源容量は小さくなり、高周波電力への変換効率は低下する。

ここでは、上記問題点を克服する一手法として、水冷高周波コイルを直接つぼとし、内部に挿入した発熱体の誘導発熱を利用する新たなガラス融解法を提案する。この融解法においては、コイルが磁場形成のインダクターとつぼの二役を果たすことは、直接誘導加熱スカル融解法⁵⁾と同様であるが、つぼ中に配置された導電性ブロック（本実験ではステンレス鋼円柱を用いた）が発熱体となる。発熱体は被融解物より電気伝導性が高いため被融解物を直接誘導加熱する融解法に比較してより低い周波数での操作が可能となる。被融解物は発熱体の昇温にともない融解するが、水冷コイル近傍においてはスカル層を形成し、コイルと溶湯との直接接触を防止する。したがって、放射性廃棄物を含む溶湯がコイルを汚染することがなくなる。放射性廃棄物により発熱体は汚染されるものの、発熱体の体積は炉体やるつぼの体積より小さいため、炉体やるつぼが汚染される場合より、二次廃棄物の発生量を減少させることができる。

ここに提案する融解法は放射性廃棄物処理のガラス融解に止まらず熱伝導度および電気伝導度の低い材料の新たな融解法として期待できる。本報では融解実験と理論解析を通じて本融解法の操作条件を明らかにすることを目的とし、

平成5年7月26日受付 平成5年11月12日受理 (Received on July 26, 1993; Accepted on Nov. 12, 1993)

* 名古屋大学大学院生 (Graduate Student, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-01)

* 2 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

発熱速度および装填されたガラスの定常温度分布に及ぼす、発熱体の径と本数、印加磁場の周波数の影響について検討する。

2. 実験方法

融解実験に用いた装置の模式図をFig. 1に、実験条件をTable 1に、模擬廃棄物を含んだ被融解物のホウケイ酸ガラス(粒径約3.6mm)の組成をTable 2に示す。ガラス固化処理では、酸化物や金属の廃棄物をガラスとともに融解しガラス化させるが、本実験では模擬廃棄物を含み既にガラス化している被融解物の再融解を行った。水冷高周波コイルからなるるつぼの底部はムライト質耐火レンガとし、このレンガにステンレス鋼(SUS316L)円柱を固定して発熱体とした。レンガの汚染をなくすという観点からは、底部を冷却構造体とする必要があるが、本実験では軸方向温度分布を小さくし1次元伝熱解析を可能とするために底部は耐火レンガとした。採用した電源の周波数は2kHzと600

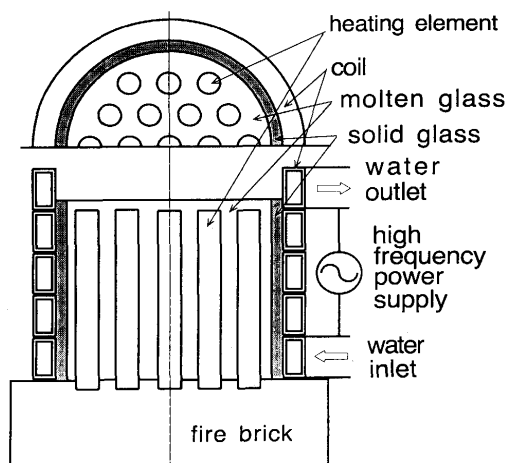


Fig. 1. Schematic view of the experimental apparatus.

Table 1. Experimental conditions.

Coil	Height	150mm	
	Inner diameter	100mm	
	Outer diameter	104mm	
	Turn number	5	
Heating elements	Material	Stainless steel (SUS316L)	
	Height	100mm	
	Diameter	10mm	19.5mm
	Number	19	5
Generator	Type	Thyristor	Vacuum-tube
	Frequency	2kHz	600kHz
	Max. power	30kW	15kW

Table 2. Composition (wt%) of a glass employed.

SiO ₂	B ₂ O ₃	Na ₂ O	Al ₂ O ₃	CeO ₂	CaO	ZnO	Li ₂ O	Fe ₂ O ₃	ZrO ₂	MoO ₃	Nd ₂ O ₃	other
46.6	14.2	10.0	5.0	3.3	3.0	3.0	3.0	2.0	1.5	1.5	1.4	5.5

kHzである。初めに、被融解物0.8kgをるつぼ中に装填し、その後、融解にともなう表面の降下を補うように、適宜、被融解物を追加し、最終的に約1.1kgを融解した。このガラスの軟化温度(昇温に際してガラスの粘度は連続的に変化し、ある温度域にわたって軟化現象を示す。4.5×10⁶Pa·sの粘度を示す温度をもって軟化温度と称している⁶⁾)は877Kである。本報では軟化温度以上ではガラスは融解し、この温度以下では粉体として存在しているものと仮定した。

発熱体の総体積は(1)式で表されるので、総体積一定のもとでその数を5本と19本とすると直径はそれぞれ19.5mm, 10mmとなる。

$$V_h = \pi a_h^2 L_h N \dots\dots\dots (1)$$

コイル電流は電源の出力電流に変流器の巻数比を掛けて求められる。2kHzの場合には電源(サイリスター式発振器)の出力電流 \tilde{I} を用いて、(2)式でコイル電流を推算した。

$$I = \tilde{I} \times (N_1/N_2) \dots\dots\dots (2)$$

一方、600kHzの場合には、電源(真空管式発振器)の真空管に印加される陽極電圧を用いて、出力電流を計算した。すなわちC級増幅時の平均プレート効率0.6⁷⁾(したがって $\epsilon_p = 0.6E_p$ と書ける)と並列共振の電流条件 ($\tilde{I} = \omega C \epsilon_p$) から出力電流が導出され、コイル電流は(3)式となる。

$$I = \omega C \times 0.6E_p \times (N_1/N_2) \times \eta \dots\dots\dots (3)$$

ただし、(3)式中の η は変流器の変換効率で、ここでは0.55とした。

発熱体中にK熱電対(0.25mmφ)を挿入して温度上昇速度と定常状態での炉内の温度分布を求めた。さらにコイルの冷却水の流量と冷却水の入口と出口の温度差からコイルおよび発熱体の発熱速度を計算した。ここでコイルの発熱速度は、コイル電流をステップ的に上昇させた直後にみられる冷却水温度のステップ的な変化から推算できる。定常状態の達成は温度の経時変化により判断した。達成に要する時間はほぼ2hであった。

3. 理論解析

3.1 発熱体とコイルの発熱速度

本実験で用いたガラスの溶融状態における電気伝導度 σ_3 は小さく(1400Kにおいて24S/m)、周波数600kHzにおける電磁浸透厚さ $\delta_3 (= \sqrt{2/(\mu\sigma_3\omega)})$ は0.13mである。そのため、本実験で用いたコイル半径を代表長さとするシールド数 ($= 2(r_{co}/\delta_3)^2$) は0.3と小さく、ガラスの高周波誘導による発熱は小さいと予想される。ここではガラスの発熱を無視し、発熱体とコイルの発熱のみを考慮する。

一般に長さLの円柱導体を均一磁場中に置いた場合の発熱速度は(4)式で表される。

$$Q = 2\pi a L H_{z0}^2 / (2\delta\sigma) \cdot \psi(\alpha) \dots\dots\dots (4)^5)$$

ここで、 $\alpha \equiv \sqrt{2}a/\delta$, $\psi(\alpha) \equiv [ber_0(\alpha)\{ber_1(\alpha) + bei_1(\alpha)\} - bei_0(\alpha)\{ber_1(\alpha) - bei_1(\alpha)\}] / \{ber_0^2(\alpha) + bei_0^2(\alpha)\}$ で、 $ber_\nu(\alpha)$ と $bei_\nu(\alpha)$ は ν 次のKelvin関数を表す。なお、(4)式中の ψ は $\alpha \ll 1$ のときには $\psi = 2^{-7/2}\alpha^3$ で、 $\alpha \gg 1$ のときには $\psi = 1$ とかける⁵⁾。したがって ψ は導体半径が電磁浸透厚さに比較して十分に大きい場合を基準とした単位表面積当たりの発熱の効率を表す。

発熱体表面上では磁場はどこも等しいとすると、 N 本の発熱体の発熱速度は(1)式と(4)式を用いて(5)式となる。

$$Q_h = \{\sqrt{2} V_h H_{z0}^2 / (\delta h^2 \sigma_h)\} \cdot \{\psi(\alpha) / \alpha\} \dots\dots\dots (5)$$

(5)式中に現れる磁場の強さ H_{z0} とコイル電流 I の間には(6)式の関係がある。

$$H_{z0} = \sqrt{2} n I \gamma \dots\dots\dots (6)$$

ただし γ は無限長コイルの作る磁場に対する有限長コイルの作る磁場の比で、この値については改めて4・1節において検討する。コイルの発熱速度は、電磁浸透厚さ(2kHzにおいて1.5mm, 600kHzにおいて0.085mm)に比較してコイル肉厚が十分大きいとして、(4)式で $\psi = 1$ 、(6)式で $\gamma = 1$ とした式を用いると(7)式となる。

$$Q_{co} = 2 \pi r_{co} L_{co} n^2 \sqrt{\pi \mu / \sigma_{co}} \cdot I^2 \sqrt{f} \dots\dots\dots (7)$$

コイル冷却水による抜熱速度 Q_{wa} は、発熱体での発熱速度 Q_h とコイルでの発熱速度 Q_{co} の和に等しく(8)式となる。

$$Q_{wa} = Q_h + Q_{co} \dots\dots\dots (8)$$

3・2 融解炉内の半径方向温度分布

Fig. 2に示すように物理的状態が異なる多層が同心円筒状に積層する半径方向1次元の伝熱モデルにより、定常状態

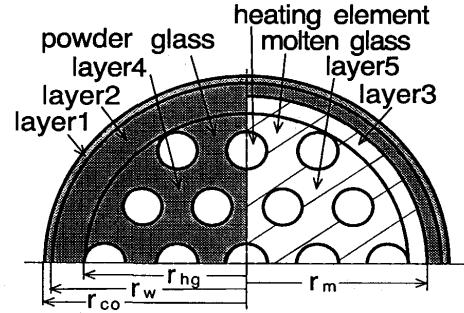


Fig. 2. Schematic view of a layered cylinder model. The glass is molten in the right-hand side, while remains as powder in the left-hand side.

における炉内温度分布を求める。本モデルでは次のように積層を設定する。粉体を装填した状態では同図の左4分円に示すようにコイルに近い順から、コイル壁近傍に存在する粗な粉体ガラス層(層1)、層1より緻密な粉体ガラス層(層2)、および発熱体と粉体ガラスの混合層(層4)から構成される。ここで、混合層は総ての発熱体を含む最小外半径 r_{hg} の内側の領域と定義し、その内、粉体ガラスの未融解部を層4、融解部を層5と呼ぶことにする。このときの層1の厚さはガラス粉の半径($D_p/2$)に等しいとすると、粉体装填時の層1の内半径 $r_w = r_{co} - D_p/2$ となる。

コイルに接触するガラスの温度を冷却水の温度に等しいと仮定する。層1と層2の粉体の有効熱伝導度 k_1 および k_2 は、八木-国井の式⁶⁾により求める。ただし、層1の空隙率は0.7⁶⁾、層2の空隙率は測定値より0.37とした。層4の有効熱伝導度 k_4 は、発熱体と粉体ガラスがそれぞれの体積比率に比例した長さで直列に配列すると想定して(9)式で推算する。

$$k_4 = 1 / \{\epsilon_h / k_h + (1 - \epsilon_h) / k_2\} \dots\dots\dots (9)$$

発熱速度が高い場合には、溶融部(軟化温度以上の領域

Table 3. Solutions of radial distribution of temperature in the melting furnace.

Definition of cases	case 1 $r_m = 0$	case 2 $0 < r_m \leq r_{hg}$	case 3 $r_{hg} \leq r_m \leq r_w$	case 4 $r_w \leq r_m \leq r_{co}$
Conditions	$q_h \leq \Delta T / (R_1 + R_2 + R_4)$	$\Delta T / (R_1 + R_2 + R_4) \leq q_h \leq \Delta T / (R_1 + R_2)$	$\Delta T / (R_1 + R_2) \leq q_h \leq \Delta T / R_1$	$q_h \geq \Delta T / R_1$
r_m	—	$r_{hg} \sqrt{1 + (R_1 + R_2 - \Delta T / q_h) / R_4}$	$r_w \exp\{2\pi k_2 (R_1 - \Delta T / q_h)\}$	$r_{co} \exp\{-2\pi k_1 \Delta T / q_h\}$
Temp. in layer1	$r_w \leq r \leq r_{co}$ $q_h f_1 + T_{co}$	$r_w \leq r \leq r_{co}$ $q_h f_1 + T_{co}$	$r_w \leq r \leq r_{co}$ $q_h f_1 + T_{co}$	$r_m \leq r \leq r_{co}$ $q_h f_1 + T_{co}$
Temp. in layer2	$r_{hg} \leq r \leq r_w$ $q_h \{f_2 + R_1\} + T_{co}$	$r_{hg} \leq r \leq r_w$ $q_h \{f_2 + R_1\} + T_{co}$	$r_m \leq r \leq r_w$ $q_h \{f_2 + R_1\} + T_{co}$	—
Temp. in layer3	—	—	$r_{hg} \leq r \leq r_m$ $q_h \{k_2^* (f_2 + R_1)\} - k_2^* \Delta T + T_m$	$r_{hg} \leq r \leq r_m$ $q_h f_3 - k_1^* \Delta T + T_m$
Temp. in layer4	$0 \leq r \leq r_{hg}$ $q_h \{f_4 + R_1 + R_2\} + T_{co}$	$r_m \leq r \leq r_{hg}$ $q_h \{f_4 + R_1 + R_2\} + T_{co}$	—	—
Temp. in layer5	—	$0 \leq r \leq r_m$ $q_h \{f_5 + k_4^* (R_1 + R_2)\} - k_4^* \Delta T + T_m$	$0 \leq r \leq r_{hg}$ $q_h \{f_5 + k_2^* (R_1 + R_2)\} - k_2^* \Delta T + T_m$	$0 \leq r \leq r_{hg}$ $q_h \{f_5 + R_3\} - k_1^* \Delta T + T_m$

$f_1 = \ln(r_{co}/r) / (2\pi k_1)$, $f_2 = \ln(r_w/r) / (2\pi k_2)$, $f_3 = \ln(r_{co}/r) / (2\pi k_3)$, $f_4 = \{1 - (r/r_{hg})^2\} / (4\pi k_4)$, $f_5 = \{1 - (r/r_{hg})^2\} / (4\pi k_5)$,
 $R_1 = \ln(r_{co}/r_w) / (2\pi k_1)$, $R_2 = \ln(r_w/r_{hg}) / (2\pi k_2)$, $R_3 = \ln(r_{co}/r_{hg}) / (2\pi k_3)$, $R_4 = 1 / (4\pi k_4)$, $R_5 = 1 / (4\pi k_5)$,
 $k_1^* = k_1/k_3$, $k_2^* = k_2/k_3$, $k_4^* = k_4/k_5$, $q_h = Q_h/L_h$, $\Delta T = T_m - T_{co}$

と仮定した)が形成される。溶融部の外半径 r_m は、溶融部内の発熱速度が溶融部の外部への伝導伝熱速度に等しいことと、その半径において軟化温度を示すことから決定される。一例として溶融部が混合層の外側にある場合 ($r_m > r_{hg}$) を Fig. 2 の右側に示す。このときには発熱体と溶融ガラスの混合層 (層 5) と溶融ガラスのみの層 (層 3) が存在する。層 5 の有効熱伝導度 k_5 は (9) 式と同様にして求めた。

さて、混合層 (層 4 および層 5) では、発熱体での発熱は層内に均一に配分されるものとして取り扱う。定常状態での温度分布は r_m (溶融部の外半径の位置) によって Table 3 に示す 4 ケースに分けられる。ケース 1 は溶融部が存在しない場合、ケース 2 は溶融部が存在し、かつその外半径 r_m が r_{hg} (混合層の外表面の半径) 以下となる場合、ケース 3 は r_m が r_{hg} 以上となり、かつ r_w (粉体装填時の層 1 の内表面の半径) 以下となる場合、ケース 4 は r_m が r_w 以上となる場合である。同表には上記の伝熱モデルから解析的に導出される各ケースの発熱速度の条件、溶融部半径、各層の温度分布を与える理論式を示した。

4. 結果と考察

4.1 発熱体の初期の昇温速度に基づいた γ の推算

(6) 式中の γ は理論的には長岡係数⁹⁾に対応しているが実際にはコイルが粗に巻かれているため導線間で磁束の漏れを生じ、長岡係数より小さい値を示すと考えられる。そこで発熱体の初期の昇温速度の測定値を用いて次の方法で γ を求めた。加熱初期においては発熱体とその周囲との温度差が小さいため発熱体からの放熱を無視することができ、各発熱体内の温度が均一とすれば昇温速度と発熱速度の間には (10) 式の関係が成立する。

$$C_p \rho \pi a_n^2 L_n (dT/dt)_{t=0} = Q_n / N \dots \dots \dots (10)$$

(10) 式に (5) 式と (6) 式を代入すると (11) 式を得る。

$$\gamma = \sqrt{\frac{a_n^2 (dT/dt)_{t=0} \cdot C_p \rho \sigma_h}{I^2 \alpha \psi (\alpha)} \cdot \frac{1}{\sqrt{2n^2}}} \dots \dots \dots (11)$$

各発熱体の初期の昇温速度 $(dT/dt)_{t=0}$ を (11) 式に代入して求めた r の値と融解炉の中心軸から各発熱体中心までの半径方向距離の関係を Fig. 3 に示す。(11) 式より γ は各発熱体の昇温速度の平方根に比例し、各発熱体の昇温速度がその位置にほとんど依存していなかったことから、融解炉内の磁場の強さは均一であることがわかる。このことから炉の中心部に置かれた発熱体でも周辺部のものと同等の発熱が得られることがわかる。このことは本融解法が被融解物の周囲のみからの外部加熱法に比較して溶融時間を短縮する上で極めて有効であることを示している。またコイルの形状から求めた長岡係数の値は 0.77 であるのに対し、実験値から得られる γ の値は 0.5~0.6 となる。この値は前述した導線間での磁束漏れやコイル電流値と昇温速度の測定精度から判断して妥当であると考えられる。以下の計算では $\gamma = 0.6$ とする。

4.2 コイルと発熱体の発熱速度

Fig. 4 にコイルでの発熱速度の実験値と (7) 式により求めた発熱速度の比較を示す。理論値と実験値は比較的よい一致を示しており、(2)、(3) 式で推算されたコイル電流値は妥当であると判断できる。

電源条件 (コイル電流値と周波数) がコイル冷却水への抜熱速度に及ぼす効果を Fig. 5 に示す。横軸の変数は (7) 式中に表れるコイル電流値の 2 乗と周波数の 0.5 乗との積 ($I^2 f^{0.5}$) とした。このような変数を取るによりコイルの発熱速度は周波数に依らない線 (Fig. 5 で cal. Q_{co} の記号で示したもの) で表すことができる。他の線は (5)、(7) 式を (8) 式に代入して得られる冷却水への抜熱速度の理論値を示している。理論値と実験値とはかなり良い一致を示している。cal. Q_{co} の線と他の線との差が、炉内の温度を上げるのに有効な発熱体の発熱速度 Q_n に相当する。

Fig. 4 と Fig. 5 に示した周波数 (2 kHz と 600 kHz) と発

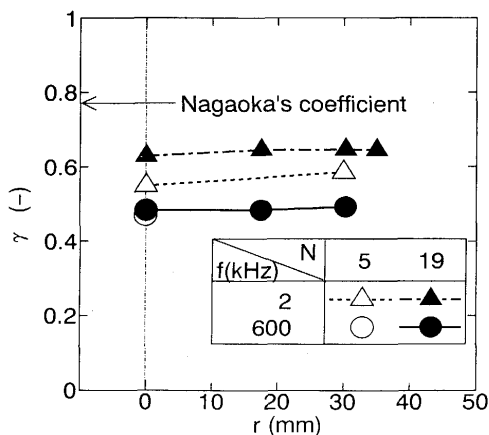


Fig. 3. Radial distribution of dimensionless magnetic intensity $\gamma (= H/(\sqrt{2nI}))$.

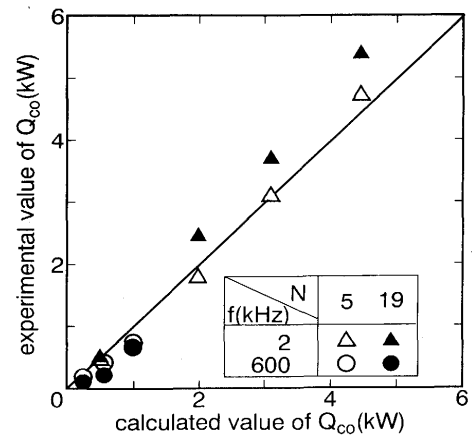


Fig. 4. Comparison between calculated heat generation rate in a coil and experimental one.

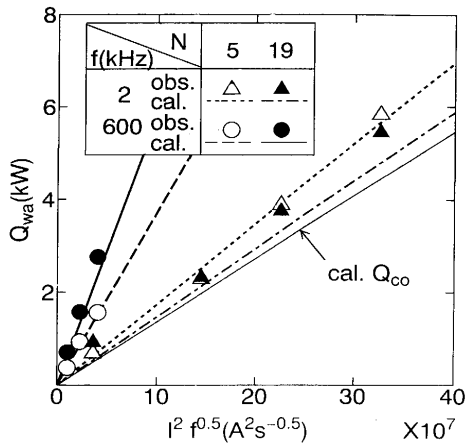


Fig. 5. A relation between the parameter, $I^2\sqrt{f}$ and the heat removal rate by cooling water.

Table 4. Balance sheet of heat generation rates in the melting furnace.

f(kHz)	N	Q _{co} (kW)		Q _{wa} (kW)		Q _h (kW)		Q _h /Q _{wa} × 100 (%)	
		obs.	cal.	obs.	cal.	obs.	cal.	obs.	cal.
2	5	4.8	4.5	5.8	5.7	1.0	1.2	17	21
	19	5.4	4.5	5.5	4.8	0.1	0.3	2	6
600	5	0.7	0.6	1.6	1.5	0.9	0.9	56	60
	19	0.7	0.6	2.8	2.4	2.1	1.8	75	75

熱体の数（5本と19本）の各々の組み合わせ毎に最大コイル電流時のコイルの発熱速度 Q_{co} と冷却水への抜熱速度 Q_{wa} およびそれらの差である発熱体の発熱速度 Q_h の値を Table 4 に示す。コイルの発熱速度 Q_{co} （電力損失）は 2 kHz の場合に比べて 600 kHz の場合の方が低いことが分かる。これは、(7) 式において周波数の増加による発熱速度の増加割合よりコイル電流の減少による発熱速度の減少割合が高いことを示している。

Table 4 の発熱体の発熱速度 Q_h を比較すると、600 kHz においては 19 本の場合が 5 本の場合を上まわっているが、2 kHz においては逆に 5 本の場合が 19 本の場合を上まわっている。この Q_h の半径依存性の説明を以下に行う。 $\alpha \gg 1$ のときには表面近傍のみで発熱が生じるため (4) 式で $\psi = 1$ と置くことができ、単位面積当たりの発熱速度は発熱体半径によらず一定となる。一方、発熱体の表面積 ($2\pi a_h L_h N$) は、(1) 式を用いて (12) 式となる。

$$2\pi a_h L_h N = 2 V_h / a_h \dots\dots\dots (12)$$

すなわち、発熱体の総体積 V_h が一定の場合には、表面積は半径 a_h に反比例する。したがって $\alpha \gg 1$ の範囲内では表面積を増加させるように、発熱体半径 a_h を小さくすることが発熱体全体の発熱量 Q_h を大きくするうえで得策となる。一方、 $\alpha \ll 1$ のときには発熱体中で電磁浸透が重なる。したがって単位面積当たりの発熱効率 ψ ($= 2^{-7/2} \alpha^3$) は α の増大に伴って上昇する。すなわち、 α を増大させるように a_h を大きくさせることが得策となる。

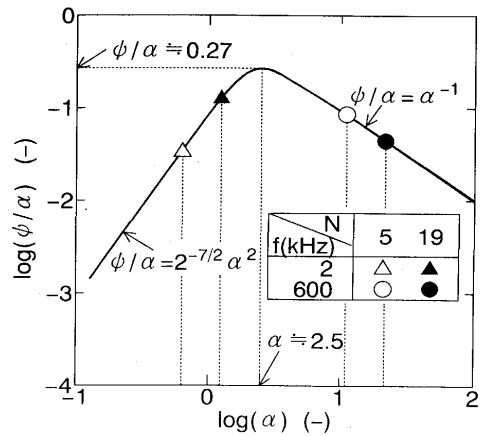


Fig. 6. The effect of dimensionless radius α ($= \sqrt{2} a_h / \delta_h$) on the dimensionless factor (ψ/α) relating to heat generation rate.

(5) 式より、発熱体の発熱速度は無次元数 ψ/α に比例する。そこで、Fig. 6 に無次元半径 α ($= \sqrt{2} a_h / \delta_h$) と ψ/α との関係と実験条件を表す点を両対数グラフ上に曲線と記号で示す。 α が約 2.5 のときに ψ/α は 0.27 程度の最大値をとることから、発熱体の体積を一定とした本実験条件では電磁浸透厚さの 1.8 ($= 2.5/\sqrt{2}$) 倍程度の半径の発熱体を用いると発熱体全体での発熱速度が最も高くなるということが分かる。本実験においては周波数 600 kHz の条件は α が 2.5 より大きい条件に、周波数 2 kHz の条件は α が 2.5 より小さい条件に属している。

Table 4 の全体の発熱に占める発熱体の発熱の割合 $Q_h/Q_{wa} \times 100$ を比較すると、2 kHz より 600 kHz の方が大きい。したがって、周波数が高い 600 kHz の方が全体の投入電力に対するコイルでの損失の割合が低く、ガラスの昇温に有利となっている。

4・3 融解炉内の温度分布

Fig. 7 (a), (b), (c), (d) は、定常状態下で測定した半径方向の温度分布と Table 3 に示した理論式に基づく計算値を示している。(a) は周波数 600 kHz で発熱体の数 19 本の場合、(b) は 600 kHz で 5 本の場合、(c) は 2 kHz で 19 本の場合、(d) は 2 kHz で 5 本の場合を示している。Table 3 に示した理論式による温度分布の計算値と実測値はよい一致を示しており、温度は炉の中心側に高く、電源の陽極電圧または電源の出力電流が大きいほど高い値となっている。 T_m を越えるとガラス粉が完全に融解するという仮定のために、計算された温度の線が T_m において折れ曲がっている。実際にはガラス粉は連続的に軟化するために温度は滑らかに変化すべきものである。

Fig. 7 の (a) と (b) を比較すると、周波数 600 kHz の場合には、発熱体が 5 本のときより 19 本のときに温度が高い。一方、Fig. 7 の (c) と (d) を比べると、2 kHz の場合には、発熱体が 19 本のときより 5 本のときに温度が高い。すなわち 4・2 節で述べた発熱速度に及ばず発熱体の径の効果が温度分布

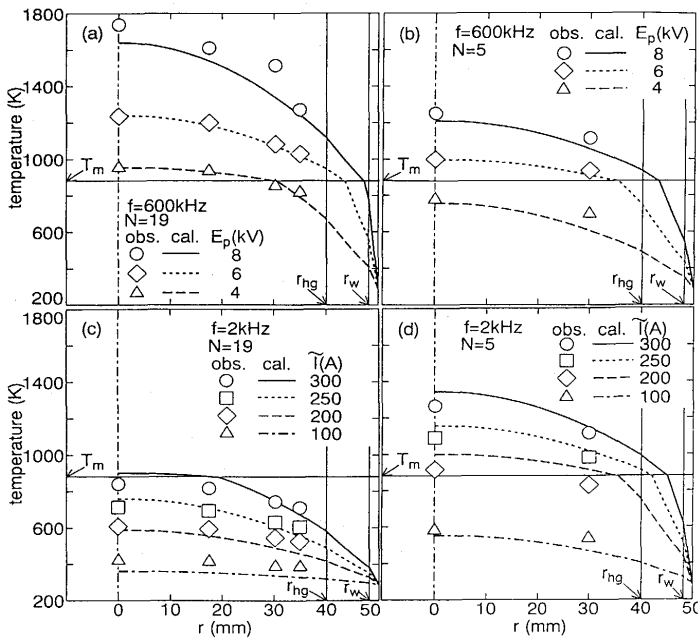


Fig. 7. Temperature distribution in the radial direction under the steady state condition.
 (a) the case of 600kHz and 19 heating elements
 (b) the case of 600kHz and 5 heating elements
 (c) the case of 2kHz and 19 heating elements
 (d) the case of 2kHz and 5 heating elements

においても認められる。

また周波数2 kHzおよび600kHzのいずれの電源を用いても発熱体を用いない従来型の誘導加熱を行う場合には、3・1節で述べたようにガラスを加熱・融解することはできないが、発熱体を用いる本法では可能であることが確認された。すなわち本法を用いればより低い周波数帯で電気伝導度の低い物質の融解が可能ということになる。

5. 結言

熱伝導度および電気伝導度の低い材料の融解に、高周波誘導加熱を適用する新たな融解法を提案した。本融解法において、周波数および発熱体径を操作変数としてガラスの融解実験と理論解析を行い、次の知見を得た。

1) 発熱体の発熱速度はその位置によらない。したがって炉の中心部でも十分な発熱を得ることが可能である。

2) 発熱体の総体積を一定にした本実験条件下では、電磁浸透厚さが発熱体半径より小さいときには発熱体半径を小さくすることにより発熱体全体の発熱速度を高くすることができる。一方、電磁浸透厚さが発熱体半径より大きいときには発熱体半径を大きくすることにより発熱速度を高くできる。発熱速度を最高にする発熱体半径は電磁浸透厚さの約1.8倍である。

3) 全発熱に占める発熱体での発熱の割合は、2 kHzのときより比較的周波数の高い600kHzのときに高い。

4) 本融解法を用いることにより、従来型の誘導加熱法より低い周波数でのガラス融解が可能である。

以上、高周波誘導スカル融解法に関する新しいプロセスの提案を行い、発熱速度および炉内の温度場解析モデルを提出した。提案したプロセスを用いたガラス融解の実験を行い、解析モデルの妥当性を検証した。

最後に、本論文の作成に当たり、ご助言を賜りました名古屋大学工学部桑原守氏ならびに名古屋国際センター A. Radjai 氏に謝意を表します。なお、本研究は文部省科学研究費補助金（一般研究 (B) 03453065）と動力炉・核燃料開発事業団の支援により遂行されたものである。

記号

a : 半径 (m), C : 静電容量 (F), C_p : 比熱 (J/(kg·K)), D_p : ガラス粉の直径 (m), E_p : 陽極電圧 (V), f : 周波数 (Hz), H_{z0} : 導体表面における磁場の強さの振幅 (A/m), I : コイル電流の実効値 (A), \tilde{I} : 電源の出力電流の実効値 (A), k : 有効熱伝導度 (W/(m·K)), L : 軸方向の長さ (m), n : 単位高さ当たりのコイルの巻数 (m⁻¹), N : 発熱体の数 (—), N_i : 変流器の*i*次側巻数 (—), Q : 発熱速度または抜熱速度 (W), r : 半径方向の距離 (m), T : 温度 (K), V : 体積 (m³), α : 発熱体の無次元半径 (= $\sqrt{2}a/\delta$) (—), δ : 電磁浸透厚さ (m), ϵ : 体積率 (—), ϵ_p : 共振回路の電圧 (V), η : 変流器の変換効率 (—), μ : 透磁率 (H/m), ρ : 密度 (kg/m³), σ : 電気伝導度 (S/m), ω : 角速度 (s⁻¹)

添字

co : コイル, h : 発熱体, hg : 混合層の外表面, m : 軟化点, w : 粉体装填時のコイル壁近傍の粉体層の内表面, wa : 冷却水, 1: コイル壁近傍の粉体層, 2: 粉体層, 3: 熔融ガラス層, 4: 発熱体と粉体ガラスの混合層, 5: 発熱体と熔融ガラスの混合層

文献

- 1) 作花濟夫: ガラスの事典, (1985), p.208 [朝倉書店]
- 2) J. P. Moncouyoux, R. Boen, M. Puyou and A. Jouan: The 3rd Int. Conf. on Nuclear Fuel Reprocessing and Waste Management, (1991), p.307
- 3) 山田俊一, 玉井秀昭, 木佐貫郁朗: 日本無線技法, (1981)16, p.69
- 4) 柴田長吉朗: 工業用マイクロ波応用技術, (1986), p.183 [電気書院]
- 5) 高須登実男, 佐々健介, 浅井滋生: 鉄と鋼, 77 (1991), p.496
- 6) 化学大辞典(大木道則, 大沢利昭, 田中元治, 千原秀昭編), (1989), p.1659 [東京化学同人]
- 7) 二見一雄: 電子回路の基礎と実際, (1963), p.89 [共立出版]
- 8) 国井大蔵: 熱的単位操作 (上), (1976), p.138 [丸善]
- 9) 電磁気 (東京電機大学編), (1961), p.59 [東京電機大学]