

解 説

静磁場中非接触AC カロリメトリーによる溶融シリコンの 熱容量, 放射率, 熱伝導率同時測定法の開発

福山博之, 小嶋秀和, 塚田隆夫, 淡路 智

(受取日: 2006年8月30日, 受理日: 2006年9月14日)

Newly Developed Noncontact AC Calorimetry of Molten Silicon in a Static Magnetic Field

Hiroyuki Fukuyama, Hidekazu Kobatake, Takao Tsukada, and Satoshi Awaji

(Received August 30, 2006; Accepted September 14, 2006)

For the purpose of developing a new method to measure the thermophysical properties such as heat capacity, thermal conductivity and emissivity of high-temperature metallic melts, the experimental principle of the noncontact laser AC calorimetry has been established. An electromagnetic levitator incorporating a static magnetic field was used for the AC calorimetry. The convection in the silicon droplet is effectively suppressed by the Lorentz force caused by the interaction between the silicon melt and static magnetic field, which makes it possible to measure the true thermal conductivity of the melt. The convection in the levitated liquid silicon becomes negligible above 2 T.

1. はじめに

半導体の単結晶製造プロセスやジェットエンジン・タービンプレードなどに用いられる超耐熱合金のナノ組織制御を要する精密鑄造, あるいは, スピードと信頼性を要求される溶接分野など高温融体が関連する高付加価値製造プロセスにとって数値シミュレーションは, 必要不可欠なツールであり, その精度を左右する熱物性値の整備が求められている。^{1,2)} 欧州では, 2004年11月からIMPRESS (Intermetallic Materials Processing in Relation to Earth and Space Solidification) プロジェクトが始動しており, 次世代の航空機エンジン用タービンプレードとしてTi-Al合金の開発や燃料電池用触媒としてNi-Al合金の開発が進められている。³⁾ 合金開発における数値モデリングの重要性から, 熱物性測定はプロジェクト内で中心的な役割を占め,

融点近傍の固体や液体の熱物性測定が精力的に行われている。

国際競争力の高いものづくりを支援するために熱物性データの高精度測定法の開発は我国でも緊急の課題である。Wunderlichら⁴⁾は, 電磁浮遊した高温融体にACカロリメトリーを行い, 熱容量と放射率を測定する方法を提案した。彼らの方法によると, 原理的には試料の熱伝導率も測定できるが, 通常は, 電磁流体力学的な流動に加え, 液滴試料に密度差による自然対流および表面張力差によるマランゴニ対流が存在するため, 測定される熱伝導率はそれらの影響を受けた見掛けの値となる。すなわち, 高温融体の真の熱伝導率は未だに測定できないままであった。一方, Yasudaら⁵⁾は, 電磁浮遊液滴に静磁場を重畳すると, ローレンツ力により液滴の振動や表面の対流が抑制されることを報告した。著者らは, 静磁場中で液滴の対流が抑制され

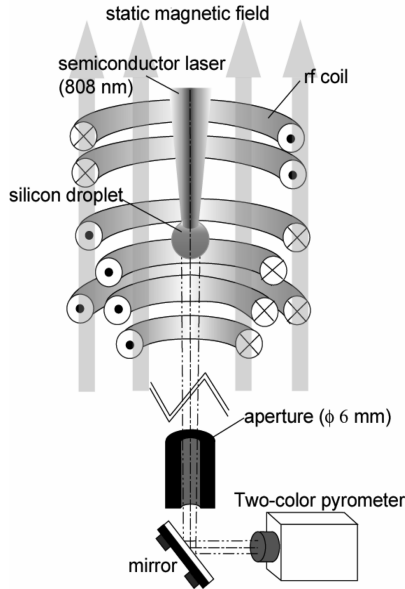


Fig.1 Schematic illustration of the noncontact laser AC calorimetry apparatus in a static magnetic field.

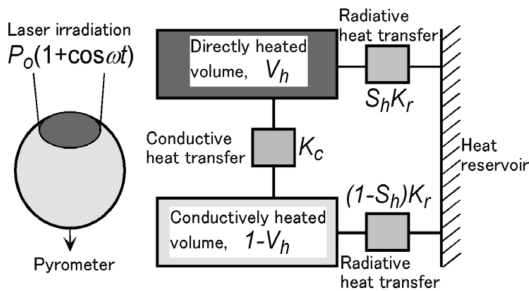


Fig.2 Heat flow model for the noncontact laser AC calorimetry.

た状態ならば, “熱伝導率測定が可能となる”, と考え, 電磁浮遊液滴に静磁場を重畳し, 熱容量, 放射率, 熱伝導率を同時に測定する手法を開発した^{6,7)}。本稿では, 本測定法の原理と具体的な測定例として溶融シリコンの結果について紹介する。

2. AC カロリメトリー法の原理 —熱容量

一般的な AC カロリメトリーに関する解説は, Kraftmakher の成書等^{8,9)}を参照されたい。本研究における AC カロリメトリーの概略図を Fig.1 に, 熱の流れを Fig.2 に示す。真空中で試料を浮遊溶融させ, 試料上部から, 角周波数 ω [rad s⁻¹] で変調したレーザー, $P_o(1 + \cos \omega t)$

[W m⁻²], を照射して周期加熱を行う。試料下部の温度応答は放射温度計を用いて測定する。レーザー加熱部の体積分率を V_h , その表面積分率を S_h とするとレーザーで直接加熱される部分及び熱伝導によって熱が伝わる部分の熱収支はそれぞれ次式のように表される。

レーザー加熱部:

$$V_h C_p \frac{dT_h}{dt} = Q_h + S_h A P_o (1 + \cos \omega t) - S_h A \varepsilon \sigma (T_h^4 - T_\infty^4) - K_c (T_h - T_l) \quad (1)$$

レーザー非加熱部:

$$(1 - V_h) C_p \frac{dT_l}{dt} = Q_l - (1 - S_h) A \varepsilon \sigma (T_l^4 - T_\infty^4) + K_c (T_h - T_l) \quad (2)$$

ここで, C_p [JK⁻¹] は熱容量, T [K] は温度, Q [W] はコイルからの入熱量, A [m²] は液滴の表面積, K_c [WK⁻¹] はレーザー加熱部から非加熱部への熱伝導のコンダクタンス, ε は半球全放射率, σ [W m⁻² K⁻⁴] は Stefan-Boltzmann 定数である。また, 添え字, h と l はそれぞれ, レーザー加熱部と非加熱部を表す。温度を, 初期温度 T_o , レーザー加熱による平均温度上昇 (直流成分) ΔT_{DC} 及び交流成分, $\Delta T_{AC^{md}}$ (温度振幅 ΔT_{AC}) で表すと,

$$T = T_o + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC^{md}} \quad (3)$$

$$\Delta T_{AC^{md}} = \Delta T_{AC} \cos(\omega t - \phi) \quad (4)$$

となる。ここで, ϕ [rad] はレーザーの周期と温度応答間の位相差を表す。 $T_o \gg \Delta T_{DC}, \Delta T_{AC^{md}}$ の条件下では, 式(1)および(2)のふく射熱損失の項について次式のような線形化をすることができる。

$$\begin{aligned} T^4 &= (T_o + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC^{md}})^4 = T_o^4 \left(1 + \frac{\Delta T_{DC}}{T_o} + \frac{\Delta T_{AC^{md}}}{T_o} \right)^4 \\ &\cong T_o^4 \left[1 + 4 \frac{\Delta T_{DC}}{T_o} + 4 \frac{\Delta T_{AC^{md}}}{T_o} \right] \\ &= T_o^4 + 4 T_o^3 \Delta T_{DC} + 4 T_o^3 \Delta T_{AC^{md}} \quad (5) \end{aligned}$$

また, 試料液滴が初期温度 T_o に保たれているとき, 高周波コイルからの入熱とふく射の熱損失は釣り合っているので, 以下の式(6)~(8)が成り立つ。

$$Q_h = S_h A \varepsilon \sigma (T_o^4 - T_\infty^4) \quad (6)$$

$$Q_l = (1 - S_h) A \varepsilon \sigma (T_o^4 - T_\infty^4) \quad (7)$$

$$Q = Q_h + Q_l = A \varepsilon \sigma (T_o^4 - T_\infty^4) \quad (8)$$

式(3), (5)~(8)を式(1)および(2)に代入すると, 交流成分は, レーザー加熱部と非加熱部について, それぞれ以下のように表される。

レーザー加熱部:

$$V_h C_p \frac{d\Delta T_{AC,h}^{md}}{dt} = S_h A P_o \cos \omega t - 4 S_h A \varepsilon \sigma T_o^3 \Delta T_{AC,h}^{md} - K_c (\Delta T_{AC,h}^{md} - \Delta T_{AC,l}^{md}) \quad (9)$$

レーザー非加熱部:

$$(1 - V_h) C_p \frac{d\Delta T_{AC,l}^{md}}{dt} = -4(1 - S_h) A \varepsilon \sigma T_o^3 \Delta T_{AC,l}^{md} + K_c (\Delta T_{AC,h}^{md} - \Delta T_{AC,l}^{md}) \quad (10)$$

式(9)と(10)を連立させて解くと, レーザー非加熱部の温度振幅 $\Delta T_{AC,l}$ と位相差 ϕ_1 は, それぞれ次式で与えられる。

$$\Delta T_{AC,l} = \frac{S_h A P_o}{\omega C_p} \left[1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_r^2} + \omega^2 \tau_c^2 + \left\{ \frac{S_h(1 - S_h)}{\omega^2 \tau_r^2} + V_h^2(1 - S_h)^2 + (1 - V_h)^2 S_h^2 \right\} \left(\frac{K_r}{K_c} \right)^2 + \left\{ 2 \frac{S_h(1 - S_h)}{\omega^2 \tau_r^2} + 2(1 - V_h)^2 S_h + 2(V_h)^2(1 - S_h) \right\} \left(\frac{K_r}{K_c} \right) \right]^{-1/2} \quad (11)$$

$$\cos \phi_1 = \left[\frac{1}{\omega \tau_r} - \omega \tau_c + \frac{S_h(1 - S_h) K_r}{\omega \tau_r K_c} \right] \left\{ 1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_r^2} + \omega^2 \tau_c^2 \right\}^{-1/2} \quad (12)$$

ここで, ふく射のコンダクタンス $K_r[\text{WK}^{-1}]$ は次式で与えられる。

$$K_r = 4 A \varepsilon \sigma T_o^3 \quad (13)$$

$K_r/K_c \ll 1$ の条件では, 上記の式(11)および(12)は以下のように簡略化される。

$$\Delta T_{AC,l} = \frac{S_h A P_o}{\omega C_p} \left\{ 1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_r^2} + \omega^2 \tau_c^2 \right\}^{-1/2} \quad (14)$$

$$\cos \phi_1 = \frac{\tau_c}{\omega} \left\{ \frac{1}{\tau_c \tau_r} - \omega^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_r^2} + \omega^2 \tau_c^2 \right\}^{-1/2} \quad (15)$$

ここで, $\tau_r[\text{s}]$ は試料外部へのふく射による熱緩和時間, $\tau_c[\text{s}]$ は試料内部の熱伝導による熱緩和時間で, 次式のように表される。

$$\tau_r = \frac{C_p}{K_r} = \frac{C_p}{4 A \varepsilon \sigma T_o^3} \quad (16)$$

$$\tau_c = \frac{C_p}{K_c} V_h (1 - V_h) \quad (17)$$

式(14)および(15)の右辺のカッコの項は, 補正係数 f と呼ばれる。

$$f = \left\{ 1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_r^2} + \omega^2 \tau_c^2 \right\}^{-1/2} \quad (18)$$

$\omega^2 \tau_r^2 \gg 1 \gg \omega^2 \tau_c^2$ の条件, すなわち, $f \cong 1$ を満足するような角周波数 ω を選択すると, 温度振幅から定圧熱容量 C_p を求めることができる。このような条件は, f が ω に対して最大値をとる条件, すなわち, $\omega \Delta T_{AC,l}$ が ω に対して最大値となる角周波数 ω である。このような ω は, 位相差 $\phi_1 = -\pi/2$ の近傍で満足される。このことは, f が極値を持つ条件, $\partial f / \partial \omega = 0$, から導かれる結果と同じである。次に ϕ_1 の周波数依存性から, 熱伝導率および半球全放射率を求める方法について説明する。

3. 位相差の解析 一熱伝導率と放射率

浮遊する熔融液滴に対して, その上部をレーザーにより周期加熱を行った際の液滴内温度場の応答から熱伝導率と放射率を求める方法を示す。① ΔT_{DC} 及び ΔT_{AC} が T_o に比べ十分小さい, ② 温度場は交流定常状態にあるという仮定に基づき, **Fig.3**に示すような球座標系(原点は液滴の重心)における軸対称非定常熱伝導方程式は以下のように与えられる。

$$\rho c_{p,\text{mass}} \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \right] + Q(r, \theta) \quad (19)$$

ここで, $\rho[\text{kgm}^{-3}]$ は密度, $c_{p,\text{mass}}[\text{Jkg}^{-1} \text{K}^{-1}]$ は定圧質量熱容量(比熱), $\kappa[\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}]$ は熱伝導率, $Q(r, \theta)[\text{Wm}^{-3}]$ は単位体積当たりのコイルからの入熱, $r[\text{m}]$ 及び $\theta[\text{rad}]$ は球座標である。上式を ΔT_{AC} のin-phase ($\Delta T_{AC}^{\text{in}} = \Delta T_{AC} \cos \phi_1$)及びout-of-phase成分($\Delta T_{AC}^{\text{out}} = \Delta T_{AC} \sin \phi_1$)に関する微分方程式に変形すると, 以下の式になる。

$$\kappa \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{\text{in}})}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{\text{in}})}{\partial \theta} \right) \right] - \rho c_{p,\text{mass}} \omega \Delta T_{AC}^{\text{out}} = 0 \quad (20)$$

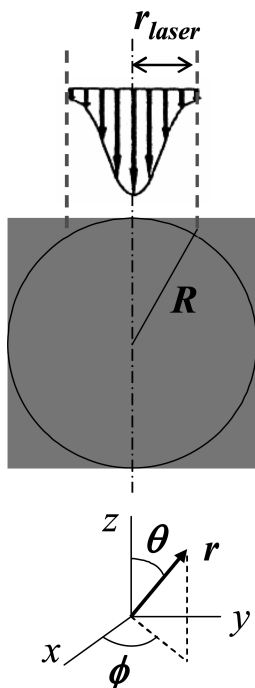


Fig.3 Schematic diagram of the noncontact laser AC calorimetry in spherical coordinates.

$$\kappa \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{out})}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{out})}{\partial \theta} \right) \right] + \rho c_{p, mass} \omega \Delta T_{AC}^{in} = 0 \quad (21)$$

液滴表面での境界条件

レーザー加熱部:

$$-\kappa \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{in})}{\partial n} = 4\sigma \epsilon T_0^3 T_{AC}^{in} - \frac{2\alpha P_0}{\pi r_{laser}^2} \exp \left[-\frac{2R^2 \sin^2 \theta}{r_{laser}^2} \right] (-n \cdot e_{laser}) \quad (22)$$

$$-\kappa \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{out})}{\partial n} = 4\sigma \epsilon T_0^3 T_{AC}^{out} \quad (23)$$

レーザー非加熱部:

$$-\kappa \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{in})}{\partial n} = 4\sigma \epsilon T_0^3 T_{AC}^{in} \quad (24)$$

$$-\kappa \frac{\partial (\Delta T_{AC}^{out})}{\partial n} = 4\sigma \epsilon T_0^3 T_{AC}^{out} \quad (25)$$

ここで, α は吸収係数, R [m]は液滴半径, r_{laser} [m]はレーザービーム半径, n は液滴表面の法線方向単位ベクトル, e_{laser} はレーザーの入射方向を示す単位ベクトルである。式(20),(21)を境界条件(22)~(25)の下で解いて ΔT_{AC}^{in} 及び ΔT_{AC}^{out} の空間分布を求めると, 位相差 ϕ_1 は次式

$$\phi_1 = \tan^{-1} \left(\frac{\Delta T_{AC}^{out}}{\Delta T_{AC}^{in}} \right) \quad (26)$$

より得られる。上記の数値解析結果により得られる ϕ_1 を, 実験により得られる ϕ_1 の角周波数依存性を再現するように非線形最小二乗法に基づきフィッティングすることにより, 熱伝導率と放射率を求めることができる。ここで, 溶融シリコンの比熱と密度は予め与える必要がある。比熱には, 本実験で測定したモル熱容量から計算した値を採用した。また, 密度には, Higuchi ら¹⁰⁾が電磁浮遊法で測定した値を用いた。実際の解析にあたっては, 放射温度計の測定領域についても考慮されている。この部分の詳細な説明は, Tsukada ら¹¹⁾によってなされているので, 参照されたい。

4. 実験

試料には, 高純度シリコン (約0.8 g) を用いた。高周波コイル (15 kW, 200 kHz) 中に試料を保持し, チャンバー内を高純度Arガス (99.9999 %) で置換した後, $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Pa オーダーまで減圧した。静磁場 (0.5 ~ 4 T) を印加し, 半導体レーザー (140 W, 808 nm) を用いてシリコンを予熱してから, 浮遊溶融させた。試料を一定温度に保持した状態で, 試料垂直上方からレーザーを照射することにより周期加熱を行った。2色放射温度計を用いて, 試料下部の温度応答を測定した。試料温度は融点で補正した。なお, 試料への入熱量を見積もるために, レーザーの波長 (808 nm) における試料の垂直分光放射率の値¹²⁾を用いた。

5. 結果

5.1 静磁場中でのシリコンの挙動

Fig.4 に1 Tの静磁場中で浮遊しているシリコンメルトを上部から観察した様子を示す。この写真は0.024 s毎の連続した写真を重ね合わせたものである。白く見えるのは, 凝固時に核生成したシリコン結晶粒で, これが, シリコンメルトの流動の様子を表すトレーサーの役割をしている。結晶粒は同心円状に並んでおり, 矢印の方向に等角速度運動していることが分かる。このように, 静磁場中では, 縦方向の流れは抑制されており, 単に剛体球のような回転運動をしていることが分かる。

5.2 温度応答

交流定常状態における, $\omega \Delta T_{AC,i}$ および ϕ_1 の角周波数依

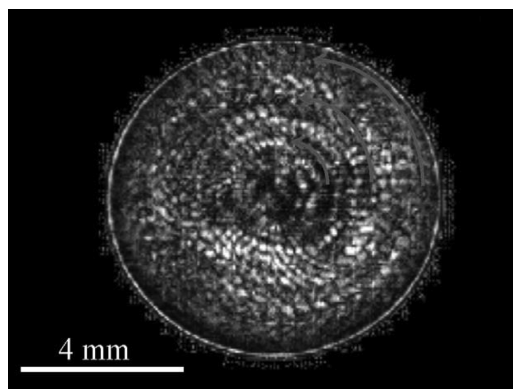


Fig.4 Top view of motion of the silicon grains floating on the surface of the levitated liquid silicon under a static magnetic field of 1 T. This picture was obtained by superimposing five consecutive images taken with a 0.024 s interval.

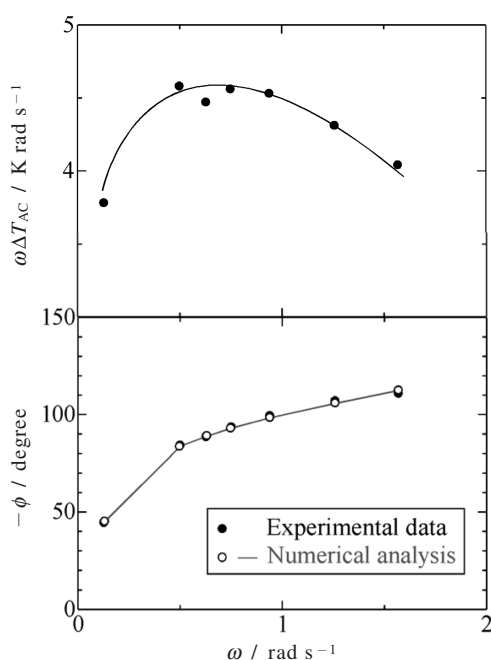


Fig.5 Top: Relation between $\omega\Delta T_{AC,1}$ and ω , Bottom: Relation between ϕ_1 and ω obtained from the AC calorimetry of molten silicon.

存性の一例を **Fig.5** に示す。 $\omega\Delta T_{AC,1}$ の値は、 $\phi_1 = -\pi/2$ 近傍で最大値を示す。低周波数側及び高周波数側での $\omega\Delta T_{AC,1}$ の減少は、試料外部への熱放射及び試料内部の熱伝導によって、準断熱状態を維持できないことが原因である。 ϕ_1 の

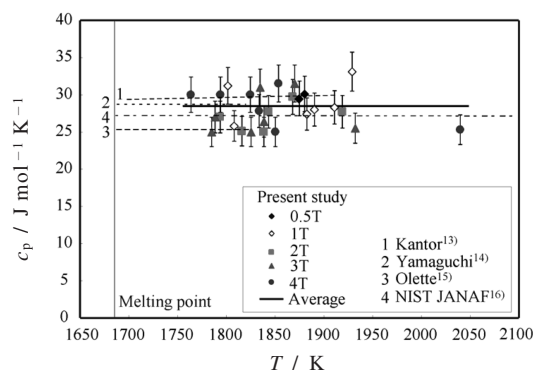


Fig.6 Temperature dependence of the molar heat capacity of molten silicon.

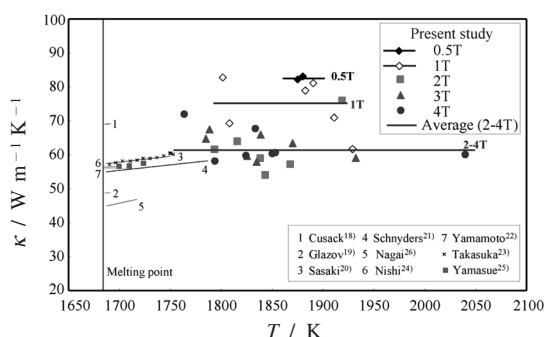


Fig.7 Temperature dependence of the thermal conductivity of molten silicon.

黒塗りの点は実験値、白抜きの点は第3節で説明した数値解析によるフィッティング結果である。このように、全周波数域にわたって実験結果を再現するように、放射率と熱伝導率が決定される。

5.3 定圧モル熱容量

溶融シリコンの定圧モル熱容量の温度依存性を **Fig.6** に示す。測定された温度範囲において、溶融シリコンの定圧モル熱容量には、ほとんど温度依存性が認められず、平均をとって次の値を得た。

$$c_p / \text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1} = 28.2 \pm 3.3 \quad [1750 \sim 2050 \text{ K}] \quad (27)$$

同図に落下型カロリメトリ¹³⁻¹⁶⁾の結果も合わせて示す。

5.4 熱伝導率

本研究で得られた溶融シリコンの熱伝導率の温度依存性を **Fig.7** に示す。磁場を大きくすると、見かけの熱伝導率の

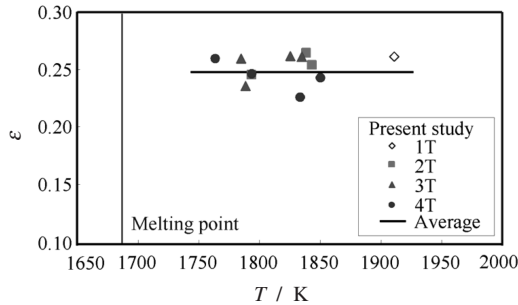


Fig.8 Temperature dependence of the hemispherical total emissivity of molten silicon.

値が徐々に小さくなっているのが分かる。これは、静磁場の流動抑制効果により、シリコン中の対流が抑制されたためと考えられる。静磁場強度が2 T以上で磁場強度の依存性が無くなるため、磁場強度2~4 Tの熱伝導率の値を平均して以下の値を得た。

$$\kappa / \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1} = 62 \pm 5 \quad [1750 \sim 2050 \text{ K}] \quad (28)$$

静磁場による液滴の流動抑制効果については、Tsukadaら¹⁷⁾のシミュレーション結果を参照されたい。**Fig.7**には、電気伝導率測定からWiedemann-Franz則によって求めた計算値¹⁸⁻²¹⁾ レーザーフラッシュ法²²⁻²⁴⁾ 非定常熱線法²⁵⁾及びHot-disk法²⁶⁾で測定された値も合わせて示した。

5.5 半球全放射率

熱伝導率と同時に得られた溶融シリコンの半球全放射率の温度依存性を**Fig.8**に示す。測定された温度範囲において、溶融シリコンの半球全放射率には、ほとんど温度依存性が認められず、平均をとって次の値を得た。

$$\varepsilon = 0.25 \pm 0.03 \quad [1750 \sim 1950 \text{ K}] \quad (29)$$

6. まとめ

電磁浮遊した液滴に静磁場を重畳して液滴内の対流を抑制した新しいACカロリメトリー法を開発した。本測定法によって、溶融シリコンの定圧モル熱容量、熱伝導率および半球全放射率を幅広い温度範囲にわたって測定することができた。今後、さらに本測定法を他の金属にも適用できるように装置の改良と実験精度に関する検証を行い、金属系高温流体の熱物性の標準的な測定法の一つとして認知されるようにしたい。ご批判をいただければ幸甚である。

謝 辞

本研究を行うにあたって、首都大学東京 日比谷孟俊教授、

学習院大学 渡辺匡人教授、ドイツUlm大学Rainer K. Wunderlich博士から有益な助言をいただきました。湊出氏(大学院生)には実験遂行に関して多大なご協力をいただきました。本研究は、(財)機械システム振興協会が日本自転車振興会の機械工業振興事業補助金の交付を受け、その財源により(財)宇宙環境利用推進センターが委託を受けて実施されたものです。また、本研究は、(独)日本学術振興会(科学研究費補助金(基盤B))、(社)日本鉄鋼協会(鉄鋼研究振興助成)および(財)JFE21世紀財団の資金援助を受け、東北大学金属材料研究所附属強磁場超伝導材料研究センターで行われました。記して謝意を表します。

文 献

- 1) 福山博之, 塚田隆夫, 渡邊匡人, 田中敏宏, 馬場哲也, 日比谷孟俊, 日本結晶成長学会誌 **30**[5], 364 (2003).
- 2) M. Mito, T. Tsukada, M. Hozawa, C. Yokoyama, Y.-R. Li, and N. Imaishi, *Meas. Sci. Technol.* **16**, 457 (2005).
- 3) I. Egry, R. Brooks, D. Holland-Moritz, R. Novakovic, T. Matsushita, E. Ricci, S. Seetharaman, R. Wunderlich, and D. Jarvis, Proc. 16th Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, CO, USA, Jul. 30 - Aug. 4, (2006) cited in CD-ROM.
- 4) R. K. Wunderlich and H. -J. Fecht, *Meas. Sci. Technol.* **16**, 402 (2005).
- 5) H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Ninomiya, R. Ishii, S. Fujita, and K. Kishio, *J. Crystal Growth* **260**, 475 (2004).
- 6) H. Fukuyama, H. Kobatake, I. Minato, T. Tsukada, and S. Awaji, Proc. 16th Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, CO, USA, Jul. 30 - Aug. 4, (2006) cited in CD-ROM.
- 7) H. Kobatake, H. Fukuyama, I. Minato, T. Tsukada and S. Awaji, Proc. 16th Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, CO, USA, Jul. 30 - Aug. 4, (2006) cited in CD-ROM.
- 8) Y. Kraftmakher, MODULATION CALORIMETRY, Springer-Verlag, Berlin, (2003).
- 9) P. F. Sullivan and G. Seidel, *Phys. Rev.* **173**[3], 679 (1968).
- 10) K. Higuchi, K. Kimura, A. Mizuno, M. Watanabe, Y. Katayama, and K. Kuribayashi, *Meas. Sci. Technol.* **16**, 381 (2005).
- 11) T. Tsukada, H. Fukuyama, and H. Kobatake, *Int. J. Heat Mass Transfer*, submitted.
- 12) H. Kawamura, H. Fukuyama, M. Watanabe, and T. Hibiya, *Meas. Sci. Technol.* **16**, 386 (2005).
- 13) P. B. Kantor, A. N. Kisel, and E. N. Fomichev, *Ukr.*

- Fiz. Zh. **5**, 358 (1960).
- 14) K. Yamaguchi and K. Itagaki, *J. Therm. Anal. Cal.* **69**, 1059 (2002).
 - 15) M. Olette, *Compt. Rend.* **244**, 1033 (1957).
 - 16) M. W. Chase, Jr., ed., NIST-JANAF Thermochemical Tables, 4th Ed. "The American Chemical Society, Washington, DC and the American Institute of Physics, New York" (1998).
 - 17) T. Tsukada, K. Sugioka, H. Fukuyama, and H. Kobatake, *Int. J. Heat Mass Transfer*, submitted.
 - 18) N. E. Cusack, *Rep. Prog. Phys.* **26**, 361 (1963).
 - 19) V. M. Glazov, V. B. Koltsov, and V. A. Kurbatov, *Sov. Phys-Semicond.* **20**, 1351 (1986).
 - 20) H. Sasaki, A. Ikari, K. Terashima, and S. Kimura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 3426 (1995).
 - 21) H. S. Schnyders and J. B. V. Zytveld, *Phys. Condens. Matter* **8**, 10875 (1996).
 - 22) K. Yamamoto, T. Abe, and S. Takasu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 2423 (1991).
 - 23) E. Takasuka, E. Tokizaki, K. Terashima, and S. Kimura, Proc. 4th Asian Thermophys. Properties Conf., Tokyo, (1995), B1d4; The results are cited in the paper by S. Kimura and K. Terashima, *J. Crystal Growth* **180**, 323 (1997).
 - 24) T. Nishi, A. Ikari, H. Shibata, and H. Ohta, *Materials. Trans.* **44**, 2369 (2003).
 - 25) E. Yamasue, M. Susa, H. Fukuyama, and K. Nagata, *J. Crystal Growth*, **234**, 121 (2002).
 - 26) H. Nagai, Y. Nakata, T. Tsurue, H. Minagawa, K. Kamada, S. E. Gustafsson, and T. Okutani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 1405 (2000).

要 旨

金属系高温融体の熱容量、熱伝導率、放射率などの熱物性値を測定する新しい方法の開発を目指して、非接触ACカロリメトリーの実験原理を確立した。静磁場を重畳した電磁浮遊装置をその測定に用いた。シリコン液滴の対流は、シリコン融体と静磁場との相互作用によって生じるローレンツ力によって効果的に抑制される。静磁場中で対流が抑制された状態では、シリコン融体の真の熱伝導率を測定できる。シリコン液滴の対流は2 T以上の静磁場を重畳すると無視できるほど小さくなることが分かった。

福山博之 Hiroyuki Fukuyama

東北大学多元物質科学研究所, Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials (IMRAM), Tohoku Univ., TEL.&FAX. 022-217-5178, e-mail: fukuyama@tagen.tohoku.ac.jp

研究テーマ：金属・無機材料のプロセスに関する熱力学的研究と融体物性

趣味：野山の散策、釣り、読書、映画、最近は子供とキャッチボールや庭いじり

小畠秀和 Hidekazu Kobatake

東北大学多元物質科学研究所, Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials (IMRAM), Tohoku Univ., TEL.&FAX. 022-217-5178, e-mail: kobatake@tagen.tohoku.ac.jp

研究テーマ：結晶成長と熱物性

趣味：クラシックギター

塚田隆夫 Takao Tsukada

大阪府立大学大学院工学研究科, Dept. of Material Science and Engineering, Osaka Prefecture Univ., TEL. 072-254-9302, FAX. 072-254-9911, e-mail: tsukada@chemeng.osakafu-u.ac.jp

研究テーマ：材料プロセスにおける輸送現象

淡路 智 Satoshi Awaji

東北大学金属材料研究所, Institute for Materials Research (IMR), Tohoku Univ., TEL. 022-215-2151, FAX. 022-215-2149, e-mail: awaji@imr.tohoku.ac.jp

研究テーマ：超伝導材料の基礎物性、強磁場マグネットの開発、強磁場中の物質合成