

し はじめに

物体の内部に温度差がある場合、温度の高い部分から低 い部分へと熱エネルギーが移動し、最後には同じ温度にな り、熱平衡状態に至る。この現象を伝熱(heat transfer)と いう。伝熱には大きく分けて伝導、対流、放射の3つの様式 がある。伝導(conduction)では、物質中にある格子振動や 自由電子が熱を伝える。対流(convection)は温度の異なる 原子や分子の相対運動(物質移動)によって熱を伝え、放射 (radiation)は空間を隔てた物体間を電磁放射線によって熱 を伝える様式である。本稿では、これら3つの伝熱様式のう ち熱伝導について取り上げる。まず、熱伝導の機構および熱 伝導度測定法について概説した後、溶融金属と溶融スラグの 熱伝導度に関する最近の研究の中から、特に著者らの研究を 軸にして、熱伝導度測定の最近の研究を紹介する。

2 熱伝導度とは

2.1 フーリエの法則

Fig.1に示すように、面積Aの広い2つの平板が間隔Xで 平行に置かれており、その間に静止流体または固体が充た されている。平板の温度がそれぞれ T_1 、 T_2 に保たれ($T_1 > T_2$)、平板間の任意の位置xにおける温度Tが時間に対して 変化しない状態、すなわち定常状態にあるとき、静止流体ま たは固体を通って単位時間あたりに平板内を流れる熱エネル ギーQは次式で表される。

すなわち、平板内の熱流束(単位時間に単位面積を通過する熱エネルギー)は平板間の温度勾配に比例する。比例係数kは熱伝導度(thermal conductivity)であり、 $Wm^{-1}K^{-1}$ の

単位を持つ。実際には、(1) 式を微分形式で記述する方が便 利である。 $X \rightarrow 0$ の極限における+x方向への熱流束 (heat flux) q_x は、

$$q_x = -k \frac{dT}{dx}$$
(2)

この式はフーリエの法則 (Fourier's law) と呼ばれ、伝導 による熱流束は温度勾配に比例することを示している。(2) 式右辺の一符号は、熱エネルギーが温度の高い部分から低い 部分へと流れることを意味する。

(1) 式あるいは (2) 式から分かるように、板の厚さやその 両側の温度差が同じであっても、板の熱伝導度が異なれば熱 流束も異なる。このため、様々なプロセスやシステムの熱設 計において、熱伝導度のデータは不可欠となる。

ところで、(2)式は、密度 ρ と単位質量あたりの定圧比熱 C_p を用いて次式のように書き換えられる。



Fig.1 Schematic illustration of heat flow between two large parallel plates

この式は、物質拡散の式であるフィックの第1法則((4) 式)(Fick's first law)に対応する式である。

$$J_x = -D \frac{dC}{dx}$$
(4)

ここで、 J_x は物質流束 (単位時間に単位面積を通過する物 質量)、Dは拡散係数、Cは濃度である。(3) 式右辺の $\rho C_b T$ はJm⁻³の単位をもち、(4) 式のCに対応しており「エネルギー 濃度」とみなすことができる。一方、(3) 式の $k/\rho C_b$ は(4) 式のDに対応し、Dと同じm²s⁻¹の単位を持つ。 $k/\rho C_b$ は通 常 α と置かれ熱拡散率 (thermal diffusivity) と呼ぶ。エネ ルギー収支式より、

であるから (ただし、tは時間)、非定常状態における熱伝導 を取り扱う場合には熱拡散率 α が必要となる。後述のよう に、熱伝導度測定には、熱伝導度を直接求める方法の他に、 熱拡散率を求め $k = \rho C_{p\alpha}$ の関係を用いて熱伝導度に変換す る方法がある。

2.2 熱伝導度の考え方

物質は熱エネルギーを原子の振動(格子振動 lattice vibration)という形で吸収する。単純調和振動子として考えた場合、格子振動のエネルギーは、

$$e = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega$$
 (6)

ここで、nは定数、hはプランク定数、ωは角振動数であ る。このように格子振動のエネルギーは不連続で量子化さ れている。(6)式は、格子振動のエネルギーが等間隔になっ ていることを示しており、格子振動のエネルギーが量子数 n の状態へ励起されたことは、hωのエネルギー状態に n 個励 起したことと同じであると考えても良い。この励起あるいは 量子をフォノン (phonon)と呼ぶ。フォノンは運動量 hk (k は波数ベクトル)を持っているため粒子とみなすことができ る。フォノンを「フォノン気体」と考え、気体運動論からフォ ノンによる熱伝導度 h は次式のようになる。

$$k_1 = \frac{1}{3} Cvl$$
(7)

ここで、Cは単位体積あたりの熱容量、vはフォノンの速度(音速)、lはフォノンの平均自由行程(phonon mean free path)を表す。フォノンの平均自由行程lは主として次の2つの過程、①幾何学的な散乱過程(結晶粒界や格子欠陥による

散乱)、②他のフォノンによる散乱、から定められる。②の過 程は高温で支配的であり、このとき1はT⁻¹に比例する。こ れは、高温ではフォノンの数がTに比例し、フォノンの衝突 回数は衝突可能なフォノンの数に比例するからである。低温 では①の過程が支配的となる。

自由電子を持つ金属や合金の場合には、フォノンと同様自 由電子もまた熱エネルギーの輸送担体となる。自由電子によ る熱伝導度 ke も (7) 式と同様の式で記述できる。

ここで、 C_e は単位体積あたりの電子熱容量、 v_F はフェルミ 速度、 l_e は電子の平均自由行程である。電子の平均自由行程 l_e は、高温ではフォノンとの散乱に支配され、低温では不純 物原子や格子欠陥などによる散乱に支配される。測定される 金属(合金)の熱伝導度kは $k = k_1 + k_e$ であるが、純粋な金 属においては通常 $k \approx k_e$ である。金属の熱伝導度kと電気伝 導度 σ の比は温度Tに比例し、その比例定数Lは個々の金属 によらない。すなわち、

$$\frac{k}{\sigma} = LT$$
(9)

である。これをヴィーデマンーフランツの法則 (Wiedemann-Franz law、以下 W-F 則と呼ぶ。) という。比例定数 Lはロー レンツ数 (Lorenz number) と呼び、自由電子が完全に自由 であると仮定した場合 (ドルーデの自由電子理論)、Lは2.45 ×10⁻⁸W Ω K⁻²となる。しかしながら、現実の金属中の電子は 完全に自由ではない。また、測定される熱伝導度にはフォノ ンによる熱伝導度の寄与もあり、このため金属の熱伝導度お よび電気伝導度の測定値から算出された Lの値は正確に2.45 ×10⁻⁸W Ω K⁻²という値にはならない。Lの値は金属によって 異なるし、また温度にも依存する。ただし、Au、Ag、Cu な ど、自由電子の近似が比較的成り立つ金属においては、その 高温域ではLは2.45×10⁻⁸W Ω K⁻²に近い値となっている。

3 熱伝導度測定法

熱伝導度の測定法は、大きく、定常法と非定常法に分 類できる。定常法には、保護熱板法 (guarded hot plate method)、保護熱流計法 (guarded heat flow meter method) などがある。融体の熱伝導度測定に関する最近の研究では、 非定常法がよく用いられている。これは、非定常法は定常法 に比べ測定時間が短く、熱伝導度の測定値が対流の影響を 受けにくいという利点があるためである。そこで本稿では、 非定常法のうち熱線法 (hot wire method)、レーザーフラッ シュ法 (laser flash method) および非接触レーザー周期加熱 カロリメトリー (noncontact modulated laser calorimetry) について紹介する。

3.1 熱線法 1-3)

非定常法の多くは熱拡散率を決定することになるが、熱線 法は熱伝導度を直接決定できるという特徴がある。Fig.2に 熱線法の測定プローブの概略を示す。金属細線がヒーターと して試料の中心部に設置されている。このヒーターに一定電 流を流し、ヒーターの温度変化を連続的に計測する。この温 度上昇は、Fig.2のように四端子法で測定されることが多い。

ヒーターの温度上昇∆*T*は試料の熱伝導度に依存し、以下のような式で表せる。

$$\Delta T = \frac{q}{4\pi k} \left(\ln t + c \right) \tag{10}$$

ここで、*q*はヒーターの単位長さあたりの発熱速度 [Wm⁻¹]、*t*は電流を流してからの時間、*c*は定数である。(10) 式はさらに次のように変形できる。

$$k = \frac{q}{4\pi} \swarrow \frac{d\Delta T}{d\ln t}$$
(11)

熱伝導度は、(11) 式を用いて、Δ*T*を ln*t* に対してプロットした時に得られる直線の傾きから求める。なお、この方法は、(1) 流体の測定において対流が発生した場合、Δ*T*の ln*t* に対するプロットが直線からはずれるので、その部分を無視すれば対流の影響を除去できる、(2) ヒーターの表面積が小さいので、放射伝熱の影響を抑えることができる、などの特徴がある。

3.2 レーザーフラッシュ法^{4,5)}

この方法では、試料の表面にレーザー光をパルス的に照射



Fig.2 Schematic diagram of the hot wire method

して、表面を瞬間的に加熱する。そして、熱が伝導すること による裏面の温度上昇を熱電対や放射温度計で測定し、その 応答曲線から熱拡散率を求める。

Fig.3 (a) にレーザーフラッシュ法の概念図を示す。試料 は、通常、直径約10mm、厚さ1-2mmの円板状のものが用 いられる。透明試料の場合、レーザー光が電磁放射線として 直接裏面に到達しないように、試料表面を金属やカーボンな どでコーティングする。試料裏面の温度応答をFig.3 (b) に 模式的に示す。裏面温度は、時間の経過とともに上昇し、最 大値 (ΔT_{max})を示した後低下する。熱拡散率 α は、温度が 0.5 ΔT_{max} となる時間 $t_{0.5}$ から、次式により求められる。

ここで、dは試料の厚さである。この方法で透明な物質を 放射伝熱が無視できないほどの高温で測定した場合、測定値 には放射の影響が含まれるため、数値解析によって補正が行 われている。

3.3 非接触レーザー周期加熱カロリメトリー 6,7)

Fig.4 (a) に非接触レーザー周期加熱カロリメトリーの装置概念図を示す。球状の金属試料を高周波コイル内に設置し電磁浮遊させ、出力 p_0 のCWレーザーを $p(t) = p_0(1 + \sin\omega t)$ のように変調して、試料上部から照射して加熱する。





Fig.3 Schematic illustrations of laser flash method (a) the specimen assembly and (b) the temperature transient

試料下部から2色放射温度計で温度応答を測定する。レー ザーを照射すると試料の平均温度は徐々に上昇し、定常状態 に達する。定常時では、Fig.4 (b) に示すように、ある温度を 中心にして位相差 φ、角振動数ω [s⁻¹] で周期変動する。真 空中に浮遊している試料では放射以外に系外との熱的結合は 考慮する必要がなく、(13)式の条件を満足する場合、(14)お よび(15)式が成立する。

$$K_{\rm r} / K_{\rm c} << 0.01$$
(13)

$$K_{\rm r} = 4A \,\sigma \varepsilon \, T^3 = C_p \,/\, \tau_1 \,\cdots \, (14)$$

$$K_{\rm c} = \frac{4}{3} \pi^3 R k = C_p / \tau_2$$
 (15)

ここで、Kr は放射伝熱係数 [WK⁻¹]、Kc は伝導伝熱係数 [WK⁻¹]、Aは試料の表面積[m²]、σはステファンーボルツ マン定数 (5.67×10⁻⁸Wm⁻²K⁻⁴)、εは半球全放射率、Tは絶 対温度 [K]、C_pは定圧比熱 [JK⁻¹]、Rは試料半径 [m]、 τ1 は放射による試料外部への熱緩和時間 [s]、_{て2}は熱伝導に よる熱緩和時間 [s] である。交流定常状態における温度振幅 ΔT_{amp} は、 C_b 、 ω に加えて、 $\tau_1 \geq \tau_2$ の項からなる次式で表 される。





Schematic illustrations of laser modulation calorimetry Fig.4 (a) experimental setup and (b) temperature response to laser power imput

ここで、右辺の括弧内を補正係数 f とすると、

$$f = (1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_1^2} + \omega^2 \tau_2^2)^{-1/2} \dots (17)$$

となる。 $\omega^2 \tau_1^2 >> 1 >> \omega^2 \tau_2^2$ の条件を満足するような ω で 変調すると、f≈1を満足し、C_bを求めることができる。この ような条件は、fがωに対して最大値を取る条件、すなわち ø $=\pi/2$ の近傍で満足される。 $\phi = \pi/2$ において、次式が成り 立つ。

$$\frac{1}{\tau_1 \, \tau_2} = \, \omega^2 \, \dots \, (19)$$

あらかじめτ1を求めておくと、(19) 式よりτ2、すなわち、 熱伝導度 k を求めることができる。

この方法は、試料が溶融金属の場合、電磁浮遊液滴に静 磁場を重畳することにより、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、対流の影響を受けない熱伝導度 測定法が可能である。また、熱伝導度の他に、定圧熱容量、 半球全放射率も同時に測定可能であるという特徴がある。

最近の研究

4.1 溶融スラグの熱伝導度 1,8-18)

4.1.1 温度依存性

Fig.5は、Fig.2に示したプローブを用いて測定した Na₂O-CaO-SiO2系の熱伝導度を温度の関数として示したものであ る¹⁾。TLはそれぞれの試料の液相線温度であり、これ以上



Fig.5 Thermal conductivities of Na₂O-CaO-50mol%SiO₂ as a function of temperature¹

(b)

の温度で試料は融体となる。また、これより少し低い温度で は過冷却液体となり、さらに低い温度では固体のガラスとな る。Na2O-CaO-SiO2の熱伝導度は、いずれの試料において も温度上昇とともに大きくなり、ガラス転移点付近で最大値 を示した後に低下している1)。この温度依存性は、熱線法を 用いて測定した場合、この系に限らず他のシリケート系につ いても観測されている。一方、Na2O-SiO2系の熱伝導度の温 度依存性 (Fig.6) に示すように、レーザーフラッシュ法を用 いて測定した Ohta らのデータは、液相線温度以上において も正の温度依存性を示している⁹⁾。この温度依存性の不一致 は、CaO-Al₂O₃-SiO₂系の熱伝導度においても報告されてお り、NagataとGoto¹⁰⁾が負の温度依存性を持つことを示した のに対し、ErikssonとSeetharaman¹³⁾は正の温度依存性と なることを報告している。前者は熱線法を用いており、後者 はレーザーフラッシュ法を用いている。前述のように、レー ザーフラッシュ法においては、熱伝導度の測定値に及ぼす放 射の影響を数値解析によって補正しているが、温度依存性の 不一致が補正の不正確さによるものであるかどうかは、現在 までのところ明らかにされていない。

4.1.2 組成依存性

Mills^{19,20)}は、過去の研究から、Na₂O-SiO₂とCaO-Al₂O₃-SiO₂系の液相線における熱伝導度が、シリカネットワーク形成原子数に対する非架橋酸素数の割合 (NBO/T) が増すに従い減少することを明らかにした。(Fig.7 参照) これより、シリカネットワークの切断数が熱伝導度を支配していることが分かる。一方、著者ら¹¹⁾は、33 (mol%) M₂O-67SiO₂ (M = Li、Na、K) について、室温から1573K における熱伝導度を熱線法により測定し、NBO/T 比が等しいにもかかわらず、液相線における熱伝導度が、1.05Wm⁻¹K⁻¹ (Li)、0.73Wm⁻¹K⁻¹ (Na) および 0.55Wm⁻¹K⁻¹ (K) と大きく異なる



Fig.6 Thermal conductivities of the Na₂O-SiO₂ system as a function of temperature

ことを報告している。著者らは、この熱伝導度の違いは、金 属イオン(M) – 酸素イオン(O)間の結合性の違いによるも のと考えた。すなわち、O – M – O の結合が共有結合的で ある場合には、熱伝導度が大きくなり、イオン結合的である 場合には小さくなるものとした。この M – O 結合の結合エネ ルギーと、シリカネットワークの切断数の両方を考慮するパ ラメータとして、理論光学的塩基度がある²¹⁾。Fig.8に、著 者らの 33 (mol%) M₂O-67SiO₂ (M = Li、Na、K) および他 者らの Na₂O-SiO₂ と CaO-Al₂O₃-SiO₂ 系の液相線における熱 抵抗率(熱伝導度の逆数)と理論光学的塩基度との関係を示 す。熱抵抗率と理論光学的塩基度との間には良い直線関係が ある。

しかし、著者の1人^{1,17)}は、最近、R₂O-CaO-SiO₂ (R = Li、Na、K)の熱伝導度を熱線法で測定し、液相線における



Fig.7 Thermal conductivities at the liquidus temperatures as a function of NBO/T ratio $^{19,20)}$



Fig.8 Relation between the thermal resistivity and the theoretical optical basicity. Closed circles, squares and triangles denote data for the CaO-Al₂O₃-SiO₂ system and open circles and squares for the Na₂O-SiO₂ system.

熱伝導度がNBO/T比に強く依存しており、NBO/T比が等 しい場合には、シリカネットワーク修飾イオン (Li⁺、Na⁺、 K⁺、Ca²⁺)の別に関わらず、ほぼ同じ値になることを示し た。さらに、液相線における熱伝導度がNBO/T比に強く依 存していて、NBO/T比が等しい場合にはほぼ同じ値をとる ことは、液相線のみでなく、規格化温度 (*T*/*T*_L、ただし*T*_L は液相線)が0.9以上であるいずれの温度においても成り立 つことを示した。

以上のように、溶融スラグの熱伝導度は、主にシリカネッ トワークの切断数に依存しているとする説と、シリカネット ワークの切断数のみならず金属イオンと酸素イオン間の結合 エネルギーの大きさにも依存するとの説があり、今後、溶融 スラグの熱伝導度とスラグ構造との関係に関するさらなる研 究が期待される。

4.2 溶融金属の熱伝導度²²⁻²⁹⁾

溶融金属の熱伝導度測定値は、1970年にTouloukian ら²²⁾が、1996年にはMillsら²³⁾がレビューを行っている。 Millsらは、溶融金属の熱伝導度は主に自由電子の寄与によ るものであり、W-F則を用いて電気伝導度から算出した熱 伝導度は、実測値と±10%以内で一致するとしている。その 後、Nagataら²⁴⁾は熱線法を用いて、すなわち、Fig.2に示 したプローブの表面を、電気泳動法により厚さ約100µmの アルミナ皮膜で被覆し、プローブから試料への漏れ電流を防 ぐことにより、溶融Al、Si、Ni、Al-Si合金、Ni 基超合金の 熱伝導度を測定した。またこれらの一連の測定は、地下無重 力実験センター (JAMIC) の落下塔施設において、微小重力 下(10⁻⁵G)で行われ、熱対流の影響が取り除かれている。さ らにこの実験では、表面張力差によるマランゴニー対流を防 止するために、Fig.9に示すように、試料表面をアルミナ板 で覆い自由表面を減らして測定を行っている。このマランゴ ニー対流防止板は、マランゴニー対流を防ぐ役割以外にも、 試料表面からの放射伝熱による表面近傍の試料の冷却を防 ぎ、重力下で測定する場合においても、熱対流を生じにくく して測定精度を上げるという働きもある。この実験で得られ た熱伝導度は、ローレンツ数を2.45×10-8WΩK-2としてW-F 則から電気伝導度を用いて計算される値よりもかなり低い値 であった。(Fig.10参照)

しかしながら、熱線法で液体金属の熱伝導度を測定する 場合、プローブから試料への漏れ電流を防ぐための絶縁皮膜 をプローブ表面に施さねばならず、その絶縁皮膜が熱伝導度 の測定値に及ぼす影響を考慮しなければならないという問題 点がある。MiyamuraとSusa²⁶⁾は、熱伝導度がアルミナ皮 膜により真の値より小さく見積もられること明らかにし、真 の値からのずれの大きさを解析的に求めている。また、相対 測定という、熱伝導度既知の物質を皮膜つきプローブで測定 し、それにより得られた結果が真の値に合うように (11) 式を 補正する手法を試み、液体 Ga の場合には、厚さ100μm以 下のシリカやアルミナ皮膜であれば、この補正が有効に働く ことを明らかにした。得られた液体 Ga の熱伝導度は、ロー レンツ数を 2.45×10⁻⁸WΩK⁻²として W-F 則から計算される 値よりは小さいものの、W-F 則からの予測と一致して、正の 温度依存性を示している。

一方、Kobatake ら²⁹⁾は、静磁場下における非接触レー ザー周期加熱カロリメトリー法により、Siの熱伝導度を測定 している。これは、液体金属に2T以上の強磁場をかけるこ とにより、熱対流を静止して、測定に及ぼす対流の影響を防 いだものである。実際に、試料への印加磁場が大きくなるに



Fig.9 Schematic diagram of the experimental apparatus for thermal conductivity measurements of molten metals



Fig.10 Thermal conductivities of molten Al and Al-Si alloys as a function of temperature

従い、測定値は小さくなり、2T以上で一定となる。得られた 値は、ローレンツ数を $2.45 \times 10^{-8} W\Omega K^{-2}$ として W-F 則から 計算される値と誤差内で一致した。

溶融金属・合金の熱伝導度が、W-F則を用いて電気伝導 度から算出する熱伝導度の値とどの程度一致するか、どの程 度のずれがあるかは、金属・合金種に依存するであろうが、 現在までのところ熱伝導度とW-F則との関係を系統立てて 研究した例は少ない。今後もさらに、液体金属および合金の 熱伝導度と電気伝導度との関係を調査していく必要がある。

5 おわりに

熱伝導度は、材料プロセスシミュレーションなどに必須の データであり、そのデータベースの充実が求められている。 しかしながら、特に高温物質に関しては、データ量は決して 豊富ではなく、今後の研究に期待するところが大きい。温度 依存性、組成依存性を含めて、精確な測定を系統的に行う必 要があると考えられる。

参考文献

- S.Ozawa and M.Susa: Ironmaking Steelmaking, 32 (2005), 487.
- 2) 永田和宏, 須佐匡裕, 後藤和弘: 鉄と鋼, 69 (1983), 51.
- E.F.M.Van Der Held and F.G.Van Drunen : Physica XV, 10 (1949), 865.
- 4) T.Nishi, H.Shibata, H.Ohta, Y.Waseda : Thermophysical Properties, 23 (2002), 223.
- 5) W.J.Parker, R.J.Jenkins, C.P.Butter and G.L.Abbott: J.Appl. Phys., 32 (1961), 1679.
- 6) H.Fukuyama, H.Kobatake, I.Minato, T.Nakamura and S.Awaji : Thermophysical Properties, 26 (2005), 457.
- 7) H.Kobatake, H.Fukuyama, I.Minato, T.Nakamura and S.Awaji : Thermophysical Properties, 26 (2005), 460.
- 8) M.Kishimoto, M.Maeda, K.Mori and Y.Kawai : Proc. 2nd Inter. Symp. on Metallurgical Slags and Fluxes, Lake Tahoe, Nevada, The Metallurgical Society of AIME, (1984), 891.
- 9) H.Ohta, Y.Waseda and Y.Shiraishi : Proc. 2nd Inter. Symp. on Metallurgical Slags and Fluxes, Lake Tahoe, Nevada, The Metallurgical Society of AIME, (1984), 863.
- 10) K.Nagata and K.S.Goto: Proc. 2nd Inter. Symp. on Metallurgical Slags and Fluxes, Lake Tahoe, Nevada,

The Metallurgical Society of AIME, (1984), 875.

- 11) M.Hayashi, H.Ishii, M.Susa, H.Fukuyama and K.Nagata : Phys. Chem. Glasses, 42 (2001), 6.
- 12) M.Susa, S.Kubota, M.Hayashi and K.C.Mills: Ironmaking Steelmaking, 28 (2001), 390.
- 13) R.Eriksson and S.Seetharaman : Metell. Mat. Trans. B, 35B (2004) , 461.
- 14) S.Ozawa, M.Susa, T.Goto, R.Endo and K.C.Mills : ISIJ Int., 46 (2006) , 413.
- 15) Y.Kang and K.Morita : ISIJ Int., 46 (2006) , 420.
- 16) K.Nishioka, T.Maeda and M.Shimizu ISIJ Int., 46 (2006), 427.
- 17) 小澤純仁, 遠藤理恵, 須佐匡裕: 鉄と鋼, 93 (2007), 8.
- 18) 須佐匡裕, 土田尚彦, 遠藤理恵, 小林能直: 鉄と鋼, 95 (2009), 103.
- 19) K.C.Mills : Proc. 3rd Inter. Conf. on Metall. Slags and Fluxes, Glasgow, The Institute of Metals, (1988) , 229.
- 20) Slag Atlas, 2nd Ed., Verein Deutscher Eisenhüttenleute (VDEh), Verlag Stahleisen GmbH, (1995), 594.
- 21) J.A.Duffy and M.D.Ingram J.Inorg. Nucl. Chem., 37 (1975), 1203.
- 22) Y.S.Touloukian, R.W.Powell, C.Y.Ho and P.G.Klemens : Thermophysical properties of matter, vol.1, Thermal conductivity of metallic elements and alloys, New York, IFI/Plenum Press, (1970)
- 23) K.C.Mills, B.J.Monaghan and B.J.Keene : International Materials Review, 41 (1996) , 209.
- 24) K.Nagata, H.Fukuyama, K.Taguchi, H.Ishii and M.Hayashi : High Temp. Mater. Processes, 22 (2003), 267.
- 25) E.Yamasue, M.Susa, H.Fukuyama and K.Nagata : Metall. Mater. Trans. A, 30A (1999) , 1971.
- 26) A.Miyamura and M.Susa : High Temperatures-High Pressures, 34 (2002) , 607.
- 27) 宮村会実佳,志摩真也,小原共平,須佐匡裕:日本金属学会誌, 69 (2005), 332.
- 28) E.Yamasue, M.Susa, H.Fukuyama and K.Nagata : Int. J.Thermophysics, 24 (2003), 713.
- 29) H.Kobatake, H.Fukuyama, I.Minato, T.Tsukada and S.Awaji : Appl. Phys. Let., 90 (2007)

(2009年10月5日受付)