

# 多孔質固体内伝熱解析への 画像データの特徴抽出の適用

西岡 浩樹\*・村山 武昭\*<sup>2</sup>・小野 陽一\*<sup>2</sup>

Analysis of Heat Transfer in Porous Solid Using Image Data Characterization

Kouki NISHIOKA, Takeaki MURAYAMA and Yoichi ONO

**Synopsis** : Much time was required to estimate the effective thermal diffusivity by the calculation with use of the image data. The reduction method of calculation time for the estimation of effective thermal diffusivity has been developed. The thinning method and the characterization of image data are used for the reduction. The calculation time is reduced to 1/230. The effective thermal diffusivity measured using the LASER flash method agrees well with that calculated.

**Key words** : pore structure ; porous solid ; effective thermal diffusivity ; characterization ; image processing ; heat transfer analysis.

## 1. 緒言

多孔質固体の有効熱拡散率は、高温環境下における材料の熱移動現象を検討するうえで、重要な基礎的物性値である。多孔質固体の有効熱拡散率には、気孔率、気孔径、気孔形状などで特徴付けられる細孔構造が大きな影響を及ぼす。多孔質固体の有効熱拡散率の推算式が数多く報告されているが、気孔分布及び気孔形状の両者を考慮に入れた推算式は報告されていない。

筆者らは前報<sup>1)</sup>で、細孔構造の画像データを利用して多孔質固体の伝熱シミュレーションを行い、得られた温度分布から有効熱拡散率を推定する方法の開発を行った。この方法により複雑な細孔構造に対応した温度分布および有効熱拡散率が得られたが、比較的高速なワークステーション (SONY NEWS-5000) を用いた場合でも、画像データ1枚の処理に約150ksという膨大な計算時間を必要とした。そこで本研究では、画像処理法による細孔構造の特徴抽出結果を利用して、画像データの縮小を行い、計算時間の大幅な短縮を可能にすることを目的とした。

また、多孔質試料の有効熱拡散率をレーザーフラッシュ法により測定し、シミュレーションによる推定値と比較検討した。

## 2. 試料

シミュレーションおよび有効熱拡散率の測定に用いる試料は、前報<sup>1)</sup>と同一の方法で作成した。まず、-200mesh、純

度99+%の試薬鉄粉末を、圧力250MPaで直径10mm、厚さ3mmのブリケットに加圧成型した。これを水素雰囲気中で3.6ks焼結した。熱拡散率の測定を373K~1273Kの温度範囲で行ったので、焼結温度は1423Kとした。その後空冷してこれを試料とした。真密度とかさ密度から求めた試料の気孔率は30.5%であった。

## 3. シミュレーションの原理

### 3・1 原理

まず2次元の熱伝導を考える。位置 $x, y$ 、時間 $t$ における温度 $u(x, y, t)$ は、熱拡散率を $\alpha$ とすると、(1)式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \dots\dots\dots (1)$$

レーザーフラッシュ法による有効熱拡散率の測定の際の試料の温度上昇はわずか数Kであるので、 $\alpha$ は定数として差し支えない。(1)式をADIスキーム (Alternative Direction Implicit Scheme) により差分化すると、(2)式が得られる<sup>2)</sup>。

$$\left[ 1 - \frac{\lambda_x \delta_x^2}{2} \right] u_{i,j,k+1/2} = \left[ 1 + \frac{\lambda_y \delta_y^2}{2} \right] u_{i,j,k} \dots\dots\dots (2)$$

$$\left[ 1 - \frac{\lambda_y \delta_y^2}{2} \right] u_{i,j,k+1} = \left[ 1 + \frac{\lambda_x \delta_x^2}{2} \right] u_{i,j,k+1/2}$$

ここで、 $\lambda_x$ と $\lambda_y$ は(3)式に示すように、熱拡散率 $\alpha$ 、時間刻み $\Delta t$ 、格子幅 $\Delta x$ 、 $\Delta y$ で定義されるパラメータである。

平成7年12月11日受付 平成8年3月4日受理 (Received on Dec. 11, 1995; Accepted on Mar. 4, 1996)

\* 九州大学大学院生 (Graduate Student, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki Higashi-ku Fukuoka 812)

\* 2九州大学工学部 (Faculty of Engineering, Kyushu University)

$$\lambda_x = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2}, \quad \lambda_y = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta y^2} \dots \dots \dots (3)$$

$\delta^2_x$  および  $\delta^2_y$  は (4) 式で定義される演算子である。

$$\delta^2_x u_{i,j} = u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}, \quad \delta^2_y u_{i,j} = u_{i,j+1} - 2u_{i,j} + u_{i,j-1} \dots \dots (4)$$

3・2 境界条件

シミュレーションは全ての単位を無次元化して行った。シミュレーション時の境界条件および初期条件は次に示す通りである。

$$\begin{aligned} y^* = 0, y^* = 1 \text{ において;} & \quad \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = 0 \\ x^* = 1 \text{ において;} & \quad \frac{\partial u^*}{\partial x^*} = 0 \dots \dots (5) \\ t^* \geq 0, x^* = 0 \text{ において;} & \quad u^* = 1 \\ t^* = 0, 0 < x^* \leq 1 \text{ において;} & \quad u^* = 0 \end{aligned}$$

この境界条件を Fig. 1 に示す。すなわち初め初期温度に保持された試料の左端を、初期温度  $u^*_0$  よりわずかに高いある温度  $u^*_1$  に、常時加熱することに相当する。したがって、熱は紙面に対して左から右に流れることになる。

(1) 式において、 $x^*$  方向への 1 次元の熱の流れであることから  $\frac{\partial u^*}{\partial y^*} = 0$  を仮定し、(5) 式の境界条件のもとで解くと、(6) 式が得られる。

$$\frac{u^* - u^*_0}{u^*_1 - u^*_0} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{\alpha^*_e (2n+1)^2 \pi^2 t^*}{4L^2}\right\} \cos\frac{(2n+1)\pi x^*}{2L} \dots \dots (6)$$

ここで  $\alpha^*_e$  は有効熱拡散率である。

計算は無次元化して行ったので、 $u^*_0 = 0, u^*_1 = 1, L = 1$  である。したがって計算の結果得られた温度分布の  $x^* = 1$  の位置の温度の平均値  $\overline{u^*_{x^*=1}}$  を (7) 式に代入することにより、有効熱拡散率  $\alpha^*_e$  を求めることが出来る。

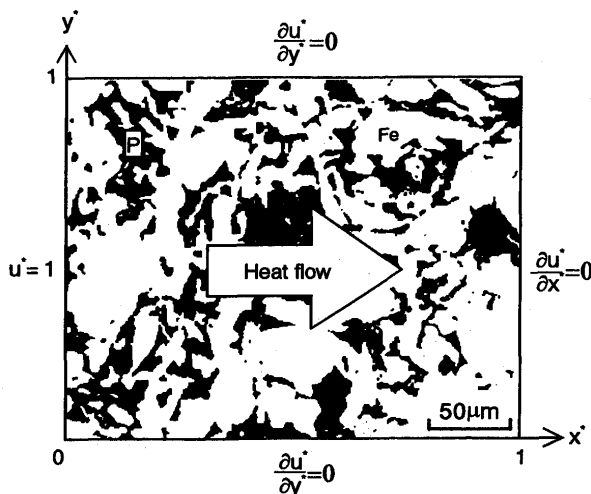


Fig. 1. Boundary conditions for the computation.

$$\overline{u^*_{x^*=1}} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{\alpha^*_e (2n+1)^2 \pi^2 t^*}{4}\right\} \cos\frac{(2n+1)\pi}{2} \dots \dots (7)$$

4. 計算時間の短縮

4・1 組織の特徴抽出 (高速化-1)

光学顕微鏡組織から作成した画像データは、 $368 \times 304$  画素で構成されている。著者らは前報りで、画像データの画素と計算格子点を 1対1 に対応させ、組織を正しく反映したシミュレーション結果を得ることに成功した。これは画像データの画素数がそのまま計算格子点数になるということの意味する。計算格子点の数が多ほど試料内部の温度分布を正確に見積もることが可能であるが、反面十分な温度分布を得るためには非常に多くの計算時間を必要とする。そこで画像データの縮小を組織の特徴抽出結果を利用して行い、計算格子数を減少させた。

試料の約 300 倍の光学顕微鏡組織から作成した原画像の一例を Fig. 2 に示す。まず組織の気孔部分に着目して、組織の特徴抽出を行った。画像処理を行い、各気孔の面積  $A$ 、絶対最大長  $l_m$ 、パターン幅  $l_w$ 、パターン方向  $\theta$ 、円相当径  $d_h$  の計測を行った。各気孔の円相当径  $d_h$  から平均細孔径  $d_p$  を求めた。各気孔を  $A, l_m, l_w, \theta$  の各値を利用し、 $l_m/l_w =$  長軸/短軸となり、かつ面積の等しい楕円形で近似した。これらの楕円形で近似した各気孔を、格子間隔を  $1/4 d_p$  に設定した格子と重ね合わせ、楕円の内側に存在する格子点を気孔とした。以上の処理を経て得られた画像を Fig. 3 に示す。

次に組織の固体部分に細線化処理をほどこし、固体部分の骨格成分を抽出した。細線化は注目した組織の中心線を求める処理である。原画像 (Fig. 2) に細線化処理を施し得られた画像を Fig. 4 に示す。細線化処理後に得られた画像は、熱の流れの中心を表している。

気孔部分に着目して特徴抽出を行った画像は Fig. 3 にも見られるように、気孔と気孔が重なって、本来の熱の流れを

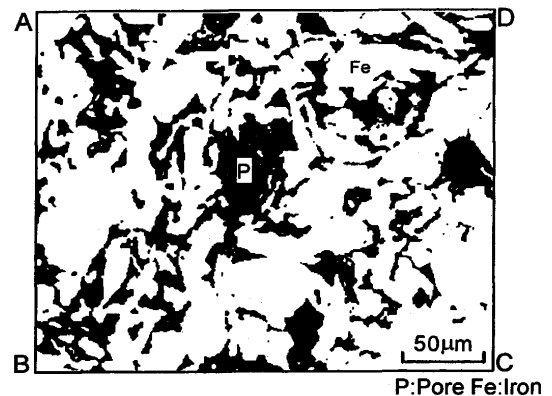


Fig. 2. Original image data of the sintered porous iron ( $368 \times 304$  pixels).

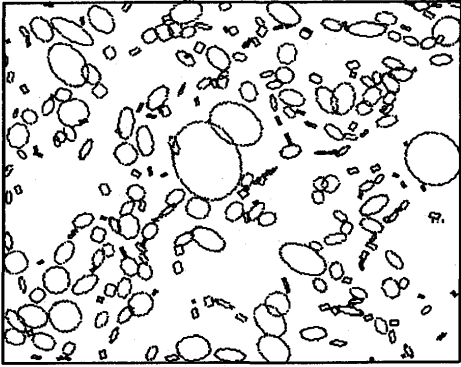


Fig. 3. Characterized pore structure of original image data.

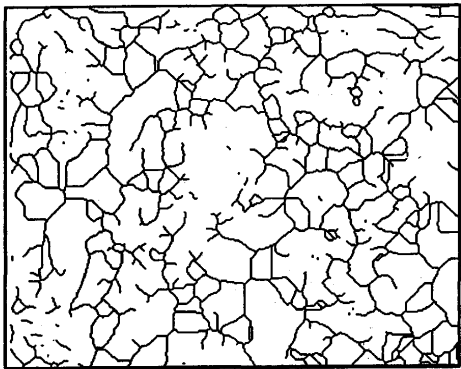


Fig. 4. Characterized matrix structure of original image data (Thinning method was applied).

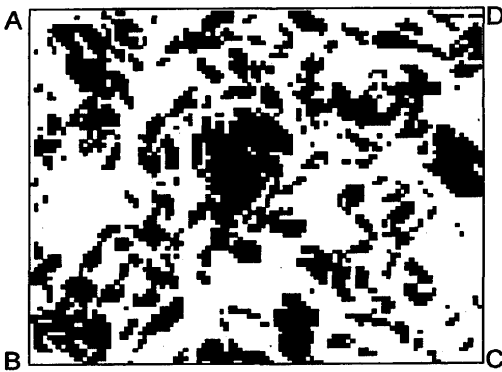


Fig. 5. Minimized image of original image data (101×84 pixels).

遮断する。そこで気孔に着目して特徴抽出を行った画像 (Fig. 3) と固体部分に着目して特徴抽出を行った画像 (Fig. 4) を重ね合わせ、縮小後の画像を得た。この縮小後の画像を Fig. 5 に示す。原画像である Fig. 2 と縮小後の画像 Fig. 5 とを比較すると、組織の特徴を維持したまま、画像の縮小が行われているということがわかる。気孔部分の特徴抽出の際に、 $1/4d_p$  を基準として画像の縮小を行うという理由から、試料の平均細孔径  $d_p$  が大きいほど、縮小後の画像は小さく

なる。

この処理を原画像に対して施すことにより、原画像の特徴を維持したまま画素数のみを  $1/10 \sim 1/100$  程度にまで減少させることが可能である。従ってシミュレーションに要する計算時間も  $1/10 \sim 1/100$  程度に短縮される。

4・2 計算に使用する有効熱拡散率の値 (高速化-2)

1次元の熱伝導を考えると、(8)式が得られる。

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = \alpha^* \frac{\partial^2 u^*}{\partial (x^*)^2} \dots\dots\dots (8)$$

$\beta^* = \alpha^* t^*$  と置くと (8) 式は、(9) 式へと書き直すことが出来る。

$$\frac{\partial u^*}{\partial \beta^*} = \frac{\partial^2 u^*}{\partial (x^*)^2} \dots\dots\dots (9)$$

この  $\beta^*$  は一般にフーリエ数と呼ばれるものである。また (7) 式において  $\beta^*_e = \alpha^*_e t^*$  と置くと (7) 式は、(10) 式へと書き直すことが出来る。

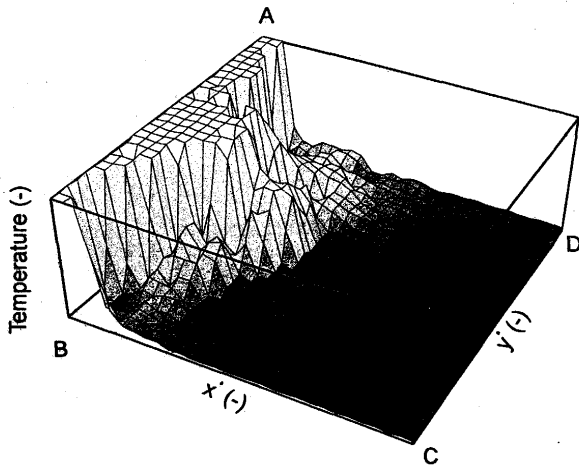
$$\overline{u^*}_{x^*=1} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{4} \beta^*_e\right\} \cos \frac{(2n+1)\pi}{2} \dots\dots (10)$$

結局 (7)、(8) 式は  $\beta^* = \alpha^* t^*$ 、 $\beta^*_e = \alpha^*_e t^*$  と置くことで、 $\beta^*$ 、 $\beta^*_e$  を変数とする式に書き直すことが出来る。組織が同一である場合、 $\alpha^*_s$  は温度に依存するが、対流および輻射の影響が無視できれば、 $\alpha^*_s$  の変化は  $\alpha^*_e$  の変化に対応し、 $\alpha^*_e / \alpha^*_s$  は常に一定値になる<sup>1)</sup>。従ってシミュレーションは任意の 1 温度を想定して行い、有効熱拡散率と固体部分の熱拡散率の比すなわち  $\alpha^*_e / \alpha^*_s$  を求めれば良いことがわかる。この  $\alpha^*_e / \alpha^*_s$  という値は組織に固有な値であり  $\alpha^*_s$  には依存せず、組織が複雑であればあるほど小さな値をとり、気孔を全く含まない組織では 1 になる。よって、いずれかの温度で求めた  $\alpha^*_e / \alpha^*_s$  に各温度での固体部分の熱拡散率の測定値を乗じることにより、各温度の有効熱拡散率の値を推定することが出来る。

一方  $\beta^*_e = \alpha^*_e t^*$  であるため  $\alpha^*_e$  を大きくすると  $t^*$  が小さくなるだけで、 $\alpha^*_e$  が変化しても  $u^*$  と  $\beta^*_e$  の関係は変わらない。したがって  $\beta^*$ 、 $\beta^*_e$  の値が決まれば、温度  $\overline{u^*}$ 、 $\overline{u^*}_{x^*=1}$  が決まることになる。このことから熱拡散率  $\alpha^*$  を  $n$  倍して  $n\alpha^*$ 、熱拡散時間を  $t^*/n$  とすれば、熱拡散率を  $\alpha^*_s$ 、熱拡散時間を  $t^*$  とした場合と同一の温度分布が得られることがわかる。したがって  $\alpha^*_e$  の代わりに  $n\alpha^*_e$  を用いることにより、シミュレーションに要する計算時間は  $1/n$  に短縮される。ただし  $n$  の値は、解が発散しない程度に小さくする必要がある。通常  $n$  の値は  $5 \sim 10$  程度である。

5. 計算時間短縮後のシミュレーション結果

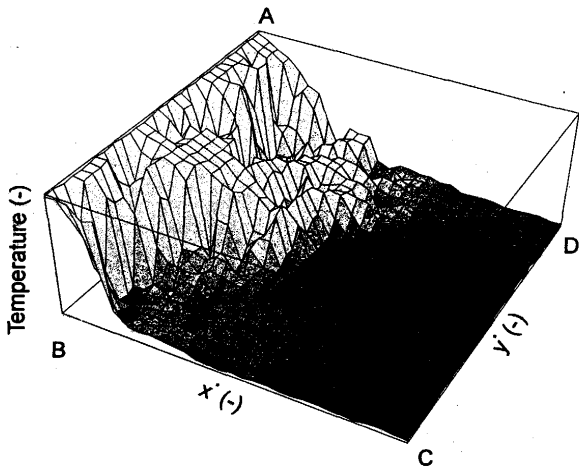
原画像 Fig. 2 を用いて求めた温度分布を Fig. 6 に示す。



$$\alpha_{\text{iron}} = 15.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time} = 5.0 \times 10^{-4} (\text{s})$$

$$\alpha_{\text{pore}} = 1.0 \times 10^{-12} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time step} = 1.0 \times 10^{-8} (\text{s})$$

Fig. 6. Temperature distribution of the sintered porous iron obtained using original image data. The calculation lattice consists of  $368 \times 304$  meshes. The calculation time was 150ks.

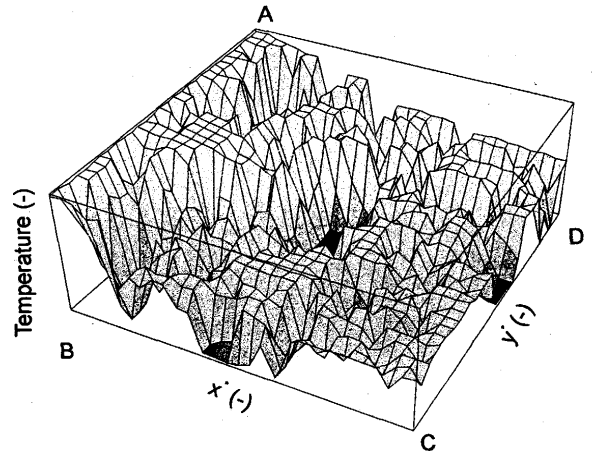


$$\alpha_{\text{iron}} = 15.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time} = 5.0 \times 10^{-4} (\text{s})$$

$$\alpha_{\text{pore}} = 1.0 \times 10^{-12} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time step} = 1.0 \times 10^{-7} (\text{s})$$

Fig. 7. Temperature distribution of the sintered porous iron obtained using minimized image data. The calculation lattice consists of  $101 \times 84$  meshes. The calculation time was 0.65ks.

Fig. 2 の A, B, C, D が Fig. 6 の A, B, C, D にそれぞれ対応している。シミュレーションは 473K を想定して行った。Fig. 6 を得るために要する計算時間は 150ks であった。次に同一の条件の下で、縮小化後の画像 Fig. 5 を用いて求めた温度分布を Fig. 7 に示す。Fig. 5 の A, B, C, D が Fig. 7 の A, B, C, D にそれぞれ対応している。Fig. 7 を得るために要する計算時間は 0.65ks であった。Fig. 6 と Fig. 7 の温度分布は細部に関しては異なるが、良く一致している。したがって縮小後の画像を用いた場合でも、同一の熱拡散時間に対しては、縮小前の画像を用いた場合と同一の温度分布が得



$$\alpha_{\text{iron}} = 15.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time} = 0.005 (\text{s})$$

$$\alpha_{\text{pore}} = 1.0 \times 10^{-12} (\text{m}^2/\text{s}) \quad \text{Time step} = 1.0 \times 10^{-7} (\text{s})$$

Fig. 8. Temperature distribution of the sintered porous iron obtained using minimized image data. The calculation lattice consists of  $101 \times 84$  meshes. The calculation time was 6.5ks.

られるということがわかる。したがって計算時間短縮の手法を適用することで、計算時間は約 230 分の 1 に減少したことになる。

前報<sup>7)</sup>では計算時間を 150ks としても十分な温度分布が得られなかったため、 $x^* = 0.5$  の場所の平均温度から有効熱拡散率の推定を行った。計算時間短縮の手法を適用した場合は、短い計算時間で十分な温度分布を得ることが可能である。そこで熱拡散時間を 0.005s と設定した場合の温度分布から、試料の有効熱拡散率を求めることにした。Fig. 5 の画像を用いて求めた温度分布を Fig. 8 に示す。Fig. 8 の温度分布には、十分な温度上昇が見られるので、 $x^* = 1$  の場所の温度の平均値から (7) 式により有効熱拡散率の推定を行った。更に求めた有効熱拡散率と固体部分の熱拡散率との比  $\alpha^*/\alpha_s$  を求めた。

計算時間短縮の手法を適用して求めた有効熱拡散率の推定値と、レーザーフラッシュ法による測定値を Fig. 9 に示す。また緻密な鉄試料の文献値<sup>8)</sup>を実線で示す。Fig. 9 に示した推定値は、実線で示した各温度での熱拡散率の文献値に、 $\alpha^*/\alpha_s$  を乗じて求めたものである。Fig. 9 より有効熱拡散率の推定値と測定値が良く一致していることがわかる。比較のために前報<sup>7)</sup>で報告した有効熱拡散率の推定値を Fig. 10 に示す。Fig. 9 と Fig. 10 を比較すると、Fig. 9 の方がばらつきが小さく、測定値ともよく一致している。これは計算時間の短縮を行うことで、十分な温度分布が得られたためであると考えられる。以上の結果から有効熱拡散率の推定精度に影響を及ぼすことなく計算時間のみを短縮できることがわかった。特徴抽出時には、マイクロ気孔は消失するにもかかわらず、有効熱拡散率の推定値と測定値は非常に良く一致している。このことから、有効熱拡散率に与える影響

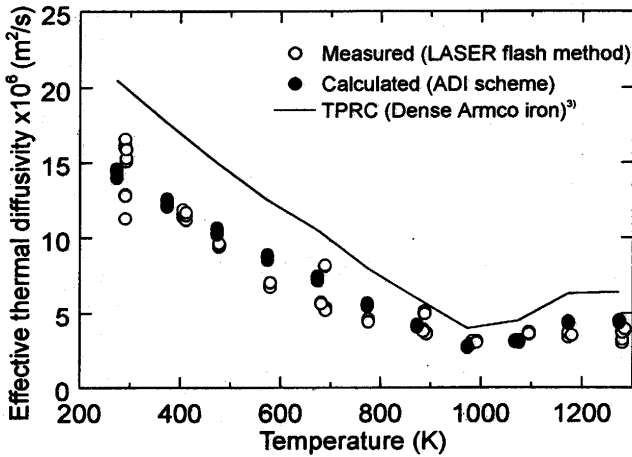


Fig. 9. Comparison of effective thermal diffusivity measured using the LASER flash method with that calculated using minimized image data.

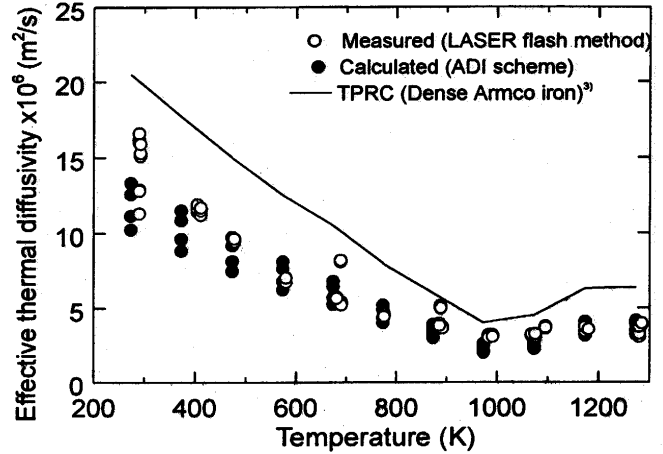


Fig. 10. Comparison of effective thermal diffusivity measured using the LASER flash method with that calculated using original image data.

は、マイクロ気孔よりもマクロ気孔の方が大きいといえる。

## 6. 結言

多孔質固体の有効熱拡散率の推定に必要な計算時間の短縮に関する検討を行い、以下に示す知見を得た。

多孔質固体の気孔部分の輻射の影響が無視できる場合には、まず気孔部分の特徴抽出を行った画像、固体部分の組織を細線化処理により特徴抽出を行った画像、合計2枚の画像を作成する。この2枚の画像の重ねあわせを行うことにより、計算時間を飛躍的に短縮することが可能である。

本報で開発した計算時間の短縮化の手法を、多孔質固体の有効熱拡散率の推定に適用した結果、シミュレーションに必要な計算時間は150ksから0.65ksへと約230分の1に短縮された。

### 記号

$A$  : 面積 [ $\mu\text{m}^2$ ]  
 $d_n$  : 円相当径 [ $\mu\text{m}$ ]  
 $d_p$  : 平均細孔径 [ $\mu\text{m}$ ]  
 $L$  : 参照長さ [-]

$l_m$  : 絶対最大長 [ $\mu\text{m}$ ]  
 $l_w$  : パターン幅 [ $\mu\text{m}$ ]  
 $t$  : 熱拡散時間 [s]  
 $t^*$  : 無次元化熱拡散時間 [-]  
 $u$  : 温度 [K]  
 $u_{x^*}$  :  $x^*$ における温度の平均値 [-]  
 $u^*$  : 無次元化温度 [-]  
 $u^*_0$  : 無次元化初期温度 [-]  
 $u^*_1$  : 無次元化加熱温度 [-]  
 $x, y$  : 座標 [ $\mu\text{m}$ ]  
 $x^*, y^*$  : 無次元化座標 [-]  
 $\alpha$  : 熱拡散率 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]  
 $\alpha^*$  : 無次元化した熱拡散率 [-]  
 $\alpha^*_s$  : 無次元化した固体部分の熱拡散率 [-]  
 $\alpha^*_e$  : 無次元化した有効熱拡散率 [-]  
 $\beta^*$  :  $\alpha^* \cdot t^*$  [-]  
 $\beta^*_e$  :  $\alpha^*_e \cdot t^*$  [-]  
 $\theta$  : パターン方向 [rad]  
 添え字  
 $i, j, k$  : xyt座標上のメッシュ点( $i, j, k$ )を表わす

### 文献

- 1) K.Nishioka, T.Murayama and Y.Ono: ISIJ Int., 36(1996), 150.
- 2) 大野豊, 磯田和男: 新版数値計算ハンドブック, オーム社, 東京, (1990), 338.
- 3) Y.S.Touloukian (ed.): Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Vol.1, Macmillan Co., New York, (1967), 587.