

< 논문 >

재료의 열확산계수 결정을 위한 광열복사법의 이론적 연구

육형규* · 이광재† · 유재석** · 김현정**

(2004년 6월 4일 접수, 2004년 11월 1일 심사완료)

A Theoretical Study of Photothermal Pulsed Radiometry Method for the Thermal Diffusivity Measurement

Hyungkyu Yook, Kwangai Lee, Jaisuk Yoo and Hyunjung Kim

Key Words : Thermal Diffusivity(열확산계수), Thermal Property(열물성), Radiometry Method(복사 에너지 법), Radial Heat Flow(반경방향 열유동), Finite Pulsed Heating Effect(유한 펄스 효과)

Abstract

We analyze in detail axially symmetric theoretical study for the photothermal pulsed radiometry of a cylindrical model. The theoretical solutions describe the transient infrared radiation from the sample heated by short-duration pulsed heating. In the conventional transmission radiometry technique, the excitation source and the detector are on opposite sides of the sample, otherwise in the new single ended radiometry technique, the excitation source and the detector are on same sides of the sample. The analytical solution described for photothermal radiometry in this study would not need to cut or polish samples to measure the thermal diffusivity. Therefore the radial area and axial thickness of samples are not limited. The effects of excitation pulse duration and the area of heat source are discussed.

기호설명

α : 열확산계수 (m^2/s)
 k : 열전도계수 ($W/m \cdot K$)
 Q : 단위 면적당 가열원 에너지 (J/m^2)
 ρ : 밀도 (kg/m^3)
 c : 정압 비열 ($J/kg \cdot K$)
 t : 열확산 시간 (sec)
 T : 재료 온도 (K)
 q_1, q_2 : 가열원의 수직, 반경 성분 (W/m^2)
 τ : 가열원의 지속시간 (sec)

a, b : 재료의 반경, 두께 (m)
 g : 가열원의 흡수깊이 (m)
 s : 가열원의 반지름 (m)
 z, r : 축 방향, 반경 방향 좌표 (m)
 r' : 재료에서 가열원의 위치 (m)
 ϵ : 방사율
 h : 복사열손실 계수 (W/m^2K)
 J_0, J_1 : 0 차, 1 차 Bessel 함수
 t_b : 시상수 (sec)

1. 서론

열전도계수 및 열확산 계수와 같은 열물성의 측정은 기초산업에서부터 첨단산업에 이르기까지 광범위하게 응용되고 있는 중요 기술 분야이다. 특히 에너지 산업에 있어서 시스템의 열전달 특성을 예측하거나 개선하기 위해서는 간편하고

* 회원, 아주대학교 대학원 기계공학부
† 책임저자, 회원, 아주대학교 대학원 기계공학부
E-mail : lkj1126@ajou.ac.kr
TEL : (031)219-2350 FAX : (031)213-7108
** 회원, 아주대학교 기계공학부

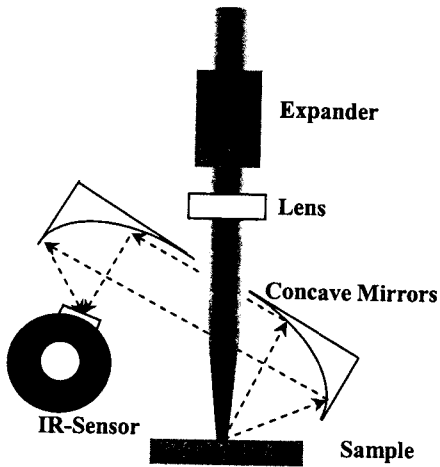


Fig. 1 Experimental setup of photothermal radiometry

정확한 열물성 측정 기술의 확립이 중요하다고 할 수 있다. 이러한 열물성을 측정하는데 있어서 기존의 접촉식 측정방법보다 비교적 정확하고 제약이 적은 비접촉식 방법이 최근에 많이 연구되고 있다. 특히 비접촉식 열물성 측정방법들 중에 높은 정밀도와 넓은 측정 범위를 가지는 광열효과를 이용한 열물성 측정방법에 대한 연구가 활발하게 이루어지고 있다.

기존의 과도 열유동(transient heat flow)을 이용한 열확산 계수 측정 방법에는 섬광법(flash method)이 있다. 1961년 W. J. Parker 등⁽¹⁾에 의해 소개된 이후로 많은 연구와 실험이 행해졌으며 초기에는 크제는 램프(xenon lamp)를 이용하여 전면을 가열하고 측정 재료의 후면에서 열전대를 접촉시켜 온도의 시간에 따른 변화를 측정하였다. 국내에서는 Lee 등⁽²⁾이 이온 질화강에 대해서 비접촉식 섬광법을 이용하여 측정하였다. 최초의 비접촉식 섬광법은 1962년 Deem and Wood⁽³⁾에 의해 Parker가 제안한 방법을 변경하여 측정되었다. Watt⁽⁴⁾는 기존의 1차원 열유동을 가정한 섬광법을 축 대칭으로 해석하였다.

레이저 섬광법(laser flash method)은 센서를 측정 재료에 직접적으로 접촉할 필요가 없으며 원격 검측(remote sensing)이 가능 하고 따라서 사용되는 레이저와 센서에 따라서 재료의 손상 없이도 측정이 가능하다는 장점이 있다. 국내에서도 압연된 저탄소강 판재의 열확산계수를 레이저 섬광법으로 Bae 등⁽⁵⁾이 수행하였으며 고체표면에 도포한 도료 박막의 열확산계수에 대해서 Kim⁽⁶⁾등이 수행하였

다. 그러나 위의 방법은 복사에너지를 측정 재료의 전면에 가열을 하여 후면에서 적외선 센서로 복사에너지를 받는 후면 섬광법(double-ended flash method)이다. 이 방법은 후면에서의 온도 상승이 극히 약하고 시편의 두께 방향에 대한 제약이 있어서 반무한 형태의 재료는 측정을 하지 못하는 단점이 있다. 따라서 측정을 위해 재료의 별도의 가공이 필요하다.

1984년 W.P. Leung와 A.C. Tam⁽⁷⁾은 재료의 전면에서 가열을 하여 전면에서의 복사 에너지를 측정하는 전면 복사법(single-ended radiometry method)을 제안 하였다. 이 방법은 기존의 섬광법에 비해 재료의 두께 방향으로의 제약이 없으며 적외선 센서의 감지도(detectivity)를 높일 수 있어 양호한 S/N 비를 가진 복사 에너지를 얻을 수 있다. 그러나 위의 전면 복사법은 재료에서의 열 유동이 가열원의 방향으로만 이루어지는 일 차원의 가정을 하였기 때문에 이차원적인 열 유동을 고려하지 못하였다. 즉, 측정 재료의 전면에 가열이 균일하게 이루어져야 하며 재료 측면 방향으로의 열 유동을 고려하지 못하므로 재료의 두께가 클 경우 측정의 오차가 커진다.

본 연구에서는 축 대칭 원통형 모델을 이용하여 재료의 중앙에 순간 가열을 하여 전면에서의 시간에 따른 온도이력을 이용하는 광열 복사법(photothermal pulsed radiometry method)의 이론적 온도 해석과 측정 방안을 제시하였다. 이 방법은 재료의 반경 방향 열 유동을 고려함으로써 오차율을 줄일 수 있고 1차원 단면 복사법에 비해 재료의 두께의 가공이 필요 없는 장점이 있다.

2. 측정 원리

Fig. 1은 가열빔이 불투명 시편의 중앙에 수직으로 주사되었을 때 나오는 복사에너지를 측정하는 광열 복사법을 개략적으로 나타낸 것이다. 측정 방법은 원적외선 센서가 반응하지 않는 파장(wave length)을 가지는 가열원을 렌즈를 이용하여 시편보다 작게 집중(focusing)하여 순간적으로 주사시킨다. 이때 나오는 복사에너지를 광학 거울을 이용하여 원적외선 센서의 감지면(active area)에 집중시킨다. 시편의 반경방향 면적은 가열원의 면적에 비해 상대적으로 크며 가열 주사 면적 내에서는 균일한 열원을 갖는다. 열확산계수의 결정은 가열원의 지속시간 이후 발생하는 복사에너지에 대한 이론값과 실험값의 비교를 통해 얻어진다.

온도의 이론값을 구하기 위해 반경과 두께를 고려한 축대칭 모델을 이용한다. 온도의 이론해석

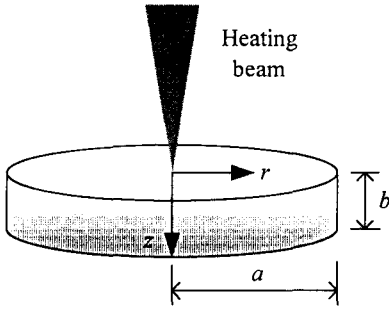


Fig. 2 Schematic diagram of cylindrical model

방법은 다음 3절과 4절에서 상세히 기술하였다.

3. 온도 해석

3.1 순간 점열원에 의한 열유동 방정식

Fig. 2에 나타난 축 대칭 모델을 해석하기 위하여 본 연구에서는 식 (1)처럼 축대칭 원통 좌표계 열전도 방정식을 지배 방정식으로 이용하였다. 또한 재료의 반경방향이 유한하며 가열원 면적이 없는 점열원 (spot heat source)이라고 가정하였다.

좌변의 세 번째 항은 광원이 수직 축에 대해 대칭이기 때문에 생략이 가능하며, 온도는 재료의 반경, 두께, 시간의 함수 이므로 해석을 간편하게 하기 위해서 시간과 무관한 정상상태와 시간의 함수가 포함된 비정상상태의 항으로 분류하여 식 (2)처럼 표현할 수 있다. 이 때 열원은 재료의 전면에 순간적으로 일어난다고 가정한다.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{q(z, r, \phi) \delta(t)}{k} = 0 \quad (1)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial n} + 4\epsilon\sigma T^3 \delta T = 0$$

$$T = 0 \quad \text{at } t = 0$$

$$T = u(z, r) + w(z, r, t) \quad (2)$$

$$\delta(t) = \begin{cases} 1 & \text{at } t = 0 \\ 0 & \text{at } t \neq 0 \end{cases} \quad (3)$$

여기서 u 는 정상상태의 항을 나타내고 w 는 비정상상태의 항을 나타낸다. 따라서 정상상태와 비정상상태의 지배방정식을 식 (4)과 (5)로 나타낸

다. $\partial/\partial n$ 은 경계 면에 대한 외향 수직 방향으로 취한 도함수이며 T_n 은 재료의 초기 온도이다. 식 (4)에 나타난 정상상태의 온도는 열확산계수의 결정에 아무런 영향을 미치지 않기 때문에 향후 전개에서 생략하였다.

식 (4)에서 복사에너지는 온도차가 작기 때문에 $\epsilon\sigma u^4 - \epsilon\sigma T_n^4 \equiv 4\epsilon\sigma T_n^3 \cdot \delta T = 4\epsilon\sigma T_n^3 (u - T_n)$ 로 단순화 되며, 식 (5)에서도 동일하게 적용된다.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

$$k \frac{\partial u}{\partial n} + 4\epsilon\sigma T_n^3 (u - T_n) = 0$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{q(x, r, t)}{k} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

$$k \frac{\partial w}{\partial n} + 4\epsilon\sigma T_n^3 \cdot w = 0, \quad h = 4\epsilon\sigma T_n^3$$

열확산계수는 식 (5)에 나타난 과도 열전도 상태에 의해 결정이 되므로 변수 분리법을 이용하여 축방향과 반경방향으로 나누어 식 (6)과 (7)처럼 표현하였고 각각의 방향성분에 해당하는 경계조건도 같이 나타내었다.

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \frac{q_1(z)}{k} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial Z}{\partial t} = 0$$

$$h_1 Z - k \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = 0$$

$$h_2 Z + k \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = b \quad (6)$$

$$q_1(z) \delta(t) \quad \text{at } t = 0, z = 0$$

$$Z = 0 \quad \text{at } t = 0$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{q_2(r)}{k} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial R}{\partial t} = 0$$

$$h_r R - k \frac{\partial R}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = a \quad (7)$$

$$q_2(r) \delta(t) \quad \text{at } t = 0$$

$$R = 0 \quad \text{at } t = 0$$

w 는 $t > 0, 0 < z < b$, 그리고 $0 < r < a$ 에서

의 해석이며 q_1, q_2 는 t 가 0일 때 두께 방향과 반경 방향의 열원 성분을 나타낸다. h_1 과 h_2 는 재료의 앞 뒷면의 복사열손실계수이며, h_r 는 반경외주면에서의 복사열손실계수이다.

3.2 축 방향과 반경방향의 온도 해석

일반적으로 상온에서 측정 재료의 열전도계수가 공기의 열전도 계수 보다 상대적으로 매우 크기 때문에 순간적인 가열 이후 공기와의 접촉면에서는 단열 조건을 가정할 수 있다.

또한 복사 열손실은 고온에서 측정 할 때 온도의 4 제곱에 비례하므로 매우 중요하지만, 상온 영역에서는 일반적으로 무시할 수 있다.⁽⁸⁾ 따라서, 재료 표면에서의 열손실이 없으므로 복사열손실계수들 h_1, h_2, h_r 은 0 이 되고, 반경방향과 수직방향으로의 열전도만을 고려한다.

식 (6)에 의한 깊이 방향으로의 온도해석은 식 (8)과 같이 기존의 전면 복사법에서의 온도해석과 동일하다.

$$Z(z, t) = \frac{Q}{\rho cb} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi z}{b}\right) e^{-n^2 \pi^2 a t / b^2} \times \frac{\sin(n\pi g / b)}{n\pi g / b} \right] \quad (8)$$

가열원의 흡수깊이(g)가 시편의 두께에 비해 매우 작기 때문에, $\sin(n\pi g / b) \approx n\pi g / b$ 가 될 수 있다.

가열빔에 의해 순간적으로 가열될 경우 시편의 전면($z=0$)에 대한 표현식은 식 (9)와 같으며, 후면($z=b$)에서의 온도 이력은 식 (10)처럼 표현될 수 있다.

$$Z(0, t) = \frac{Q}{\rho cb} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 a t / b^2} \right] \quad (9)$$

$$Z(b, t) = \frac{Q}{\rho cb} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-n^2 \pi^2 a t / b^2} \right] \quad (10)$$

반경방향의 성분에 관한 온도분포는 Caslaw and Jaeger⁽⁸⁾에 의해 해석된 결과를 인용하였다. 식 (11)에서 r' 는 점 열원의 좌표를 나타내며 이 때 열원은 반경을 가지고 있지 않는다.

$$R(r, t) = \frac{Q}{\rho ca^2 \pi} \left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(r \xi_i) J_0(r' \xi_i)}{J_0^2(a \xi_i) + J_1^2(a \xi_i)} e^{-\alpha \xi_i^2 t} \right] \quad (11)$$

여기서 ξ_i 은 $J_1(a \xi) = 0$ 의 양의 근이다. 식 (9) 와 (11)을 이용한 점 열원을 가정한 상태에서 전면에서의 온도분포는 식 (12)처럼 나타낼 수 있다.

$$w(0, r, t) = \frac{Q}{\rho c b a^2 \pi} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 a t / b^2} \right] \times \left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(r \xi_i) J_0(r' \xi_i)}{J_0^2(a \xi_i) + J_1^2(a \xi_i)} e^{-\alpha \xi_i^2 t} \right] \quad (12)$$

4. 가열원의 특성 고려

4.1 가열원의 유한 면적 고려

식 (12)는 가열원의 면적이 없는 점열원 상태이다. 그러나 실제 가열원은 유한한 면적을 가지고 있으므로 가열빔의 반경을 고려할 필요가 있다. 가열원의 반경을 고려한 반경방향의 온도분포(\tilde{R})는 식 (13)에서 나타낸 것처럼 가열빔의 반경 s 까지의 면적적분을 통하여 구할 수 있다.

$$\tilde{R}(r, t) = \int_0^s 2\pi r' g(r') R(r, t) dr' \quad (13)$$

여기서 s 는 가열원의 반지름이고 $g(r')$ 는 열원의 분포를 나타내는 것으로 1로 나타내면 가열원 면적 내에서는 균일한 강도를 가지고 있다고 할 수 있다. 식 (14)는 식 (13)의 적분결과로써 가열원의 면적을 고려한 반경 방향의 온도식이다.

$$\tilde{R}(r, t) = \frac{Q}{\rho ca^2 \pi} \times \left[\int_0^s 2\pi r' g(r') dr' + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(r \xi_i)}{J_0^2(a \xi_i) + J_1^2(a \xi_i)} \times e^{-\alpha \xi_i^2 t} \int_0^s 2\pi r' g(r') J_0(\xi_i r') dr' \right] \quad (14)$$

$$= \frac{2Q}{\rho ca^2} \left[\frac{s^2}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(r \xi_i)}{J_0^2(a \xi_i) + J_1^2(a \xi_i)} \times e^{-\alpha \xi_i^2 t} \cdot \frac{s}{\xi_i} J_1(s \xi_i) \right]$$

식 (9)와 (14)를 이용하여 재료 전면, 중앙에서 최대칭인 일정 면적의 가열원을 고려한 온도 분포

식은 식 (15)와 같다.

$$\begin{aligned} \bar{w}(0, r, t) = & \\ \frac{Q}{\rho c} & \left[\frac{1}{b} + \frac{2}{b} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 \alpha t / b^2} \right] \times \\ & \left[\frac{s^2}{a^2} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2J_0(r\xi_i) e^{-\alpha \xi_i^2 t}}{J_0^2(a\xi_i) + J_1^2(a\xi_i)} \frac{s J_1(s\xi_i)}{\xi_i a^2} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

4.2 가열원의 유한 면적과 유한 펄스 고려

식 (14)에서 열원이 $t=t'$ 에서 일어난다고 가정하고 t 대신에 $t-t'$ 로 대체하여 열원이 주어진 시간을 원점으로 $-t'$ 만큼 이동시킨다. 또한 순간 열원이 t_1 과 t_2 사이에서 연속적으로 존재한다고 가정한다. 열원이 시간에 따라서 $\psi(t')$ 에 비례한다면 다음과 같이 시간항을 t_1 과 t_2 사이에서 적분하여 가열 후의 ($\tau > 0$) 유한 펄스 효과를 보정한다. 이 때 열원을 $t_1=0$ 과 $t_2=\tau$ 사이의 사각파형이라고 가정하면 $\psi(t')=1$ 이 된다. 식 (16)은 가열원의 면적을 고려하여 유한 펄스 효과를 고려한 재료 표면의 비정상 상태의 온도식이다.

$$\begin{aligned} \bar{w}(0, r, t) = & \\ \frac{Q}{\rho c} & \int_0^\tau \left[\frac{1}{b} + \frac{2}{b} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha}{b^2} (t-t')} \right] \times \\ & \left[\frac{s^2}{a^2} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2J_0(r\xi_i) e^{-\alpha \xi_i^2 (t-t')}}{J_0^2(a\xi_i) + J_1^2(a\xi_i)} \frac{s J_1(s\xi_i)}{\xi_i a^2} \right] \psi(t') dt' \end{aligned} \quad (16)$$

식 (16)에서 가열원의 반지름 s 를 재료의 반지름인 a 로 대체시키면 재료 전면에서 균일한 열원이 가해지는 일차원 전면 복사법의 온도식이 되며 식 (17)과 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} \bar{w}(0, t) = & \frac{Q\tau}{\rho cb} \times \\ & \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{b^2}} \left(\frac{n^2 \pi^2 \alpha \tau}{b^2} \right)^{-1} \left(e^{\frac{n^2 \pi^2 \alpha \tau}{b^2}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

식 (16)의 적분을 시행하고 재료 표면 중앙에서의 온도식을 구하면 식 (18)과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{w}(0, 0, t) = & \frac{2Q}{\rho c b a^2} \times \\ & \left[\frac{s^2 \tau}{2} + s^2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{b^2}} \left(\frac{n^2 \pi^2 \alpha}{b^2} \right)^{-1} \left(e^{\frac{n^2 \pi^2 \alpha \tau}{b^2}} - 1 \right) \right] + \\ & \sum_{i=1}^{\infty} e^{-\alpha \xi_i^2 t} \left(\frac{J_1(s\xi_i) (e^{\alpha \xi_i^2 \tau} - 1)}{\{J_0^2(a\xi_i) + J_1^2(a\xi_i)\} (\alpha \xi_i^2)} \frac{s}{\xi_i} \right) + \\ & \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{J_1(s\xi_i) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{b^2} + \alpha \xi_i^2 t\right)} \left(e^{\frac{n^2 \pi^2 \alpha \tau}{b^2} + \alpha \xi_i^2 \tau} - 1 \right)}{\{J_0^2(a\xi_i) + J_1^2(a\xi_i)\} (n^2 \pi \alpha / b^2 + \alpha \xi_i^2)} \frac{s}{\xi_i} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

5. 결과 및 고찰

해석한 온도식으로부터 전면 복사법과 후면 복사법의 비교, 재료 두께의 영향, 유한 펄스 효과, 재료의 면적에 대한 가열원의 상대적인 영향을 파악하여 이러한 결과를 바탕으로 열확산계수를 정확하게 알아낼 수 있는 시간 구간에 대하여 다음과 같이 분석하였다.

5.1 전면 복사법과 후면 복사법의 비교

전면 복사법의 경우 시편 전면의 축방향 온도결과 $Z(0, t)$ 는 식 (9)를 이용하면 Fig. 3과 같이 나타난다. 무한급수 전개 시 전면에서의 온도가 우변의 첫 번째 항으로 정상상태로 가면서 수렴을 하며 감소한다. 시편 후면에서의 온도결과는 식 (10)을 이용하여 Fig. 4와 같이 나타낼 수 있다. 전면과는 다르게 온도가 시간에 따라 증가하면서 첫 번째 항의 값으로 수렴하는 현상을 보인다. 따라서 실제 측정에서 전면 복사법이 후면 복사법에 비하여 센서에서 감지되는 복사에너지가 크기 때문에 높은 S/N 비를 얻을 수 있다. 이러한 차이점은 재료가 두꺼워 질수록 더 커진다.

5.2 재료 두께의 영향

재료의 두께, 열확산계수, 시간의 함수로 이루어지는 시상수(characteristic diffusion time constant)는 식 (19)로 표현되며, 이는 열원이 재료의 뒷면까지 전달될 때 소요되는 열확산 시간을 나타낸다.

$$t_b = \frac{b^2}{\pi^2 \alpha} \quad (19)$$

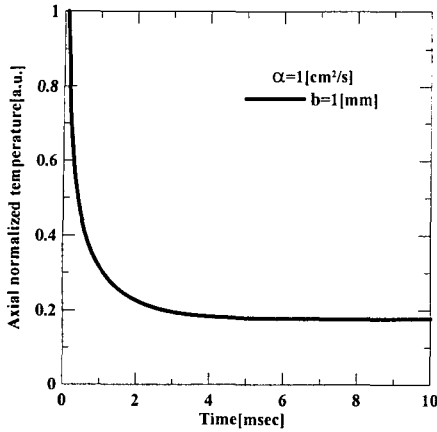


Fig. 3 Axial temperature profile of single ended radiometry at the front surface

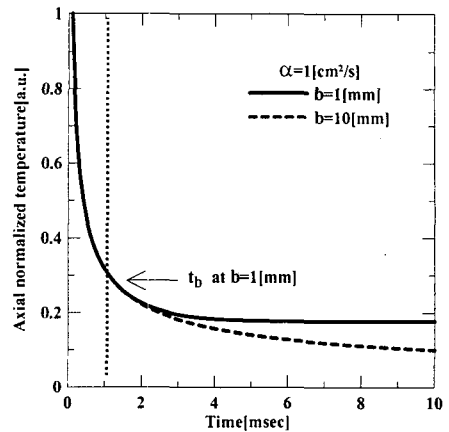


Fig. 5 The effect of sample thickness at axial temperature profile

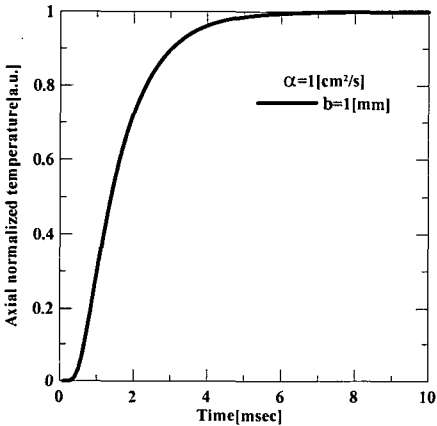


Fig. 4 Axial temperature profile of double ended flash radiometry at the rear surface

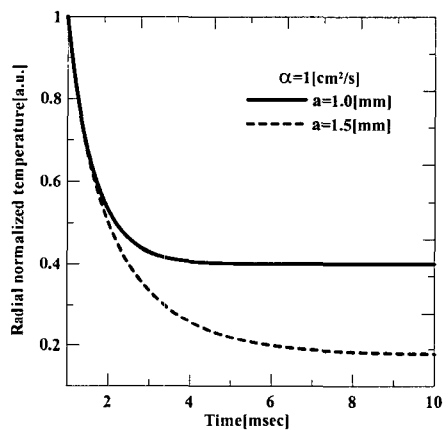


Fig. 6 The effect of sample radius at radial temperature profile with spot source

전면 복사법에 적용되는 식 (9)에서 $t < t_b$ 일 경우는 열이 아직 재료의 후면까지 확산이 되지 않은 상태이다. 따라서 두께의 영향을 받지 않는 상태이므로 측정재료가 서로 다른 유한한 두께를 가지고 있더라도 반무한 고체와 같다.

Fig. 5는 식 (9)에서 동일 열확산계수 일 때 두께를 변경하여 계산한 온도값으로 t_b 이전의 온도는 재료 두께의 영향을 받지 않으며 t_b 이후의 재료 후면까지 열확산이 되어 차이를 보임을 알 수 있다.

5.3 유한 펄스의 영향

$\tau < t_b$ 인 경우에 측정 시간이 가열원의 주사 시간 보다 충분히 크면 ($\tau \ll t$) 유한 펄스 효과는 무시할 수 있으나 그렇지 않은 경우는 식을 보정해야 한다.⁽⁷⁾ 반경 방향의 성분에도 같은 이론이 적용된다.

5.4 재료 반경의 영향

본 연구에서는 기존의 두께방향만을 고려하는 1차원 해석 결과를 발전시키기 위하여 반경방향을 추가하여 해석을 수행하였다. 특히, 시편과 열원의 반경을 모두 고려함으로써 실험값과의 오차를 최소화 하고자 한다. 식 (10)은 가열원을 점열원으로 고려하여 계산한 반경방향 온도성분으로 식 (8)과 동일한 방법으로 무한 급수를 전개하면 정상상태로 가면서 우변의 첫 항으로 수렴을 하게 된다.

Fig. 6은 재료 반지름의 영향을 알아보기 위한 이론값이다. 열확산이 외주 경계면으로 도달하기 전까지는 재료 반경의 영향이 없음을 알 수 있다.

Fig. 7은 식 (13)을 이용하여 가열원의 면적을 주었을 때 재료의 중심에서 $\tilde{R}(0, t)$ 의 온도성분을 계산한 결과이다. 가열원 면적의 영향이 큰 것을 알 수 있다. 따라서 가열원의 반지름을 파악하는 것이 매우 중요하다고 할 수 있다.

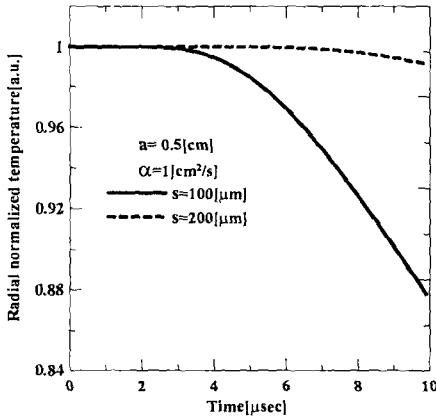


Fig. 7 The effect of heating radius at radial temperature profile with the same sample radius

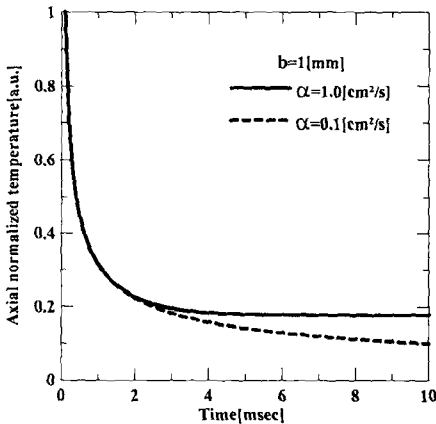


Fig. 8 Axial temperature profile with various thermal diffusivity

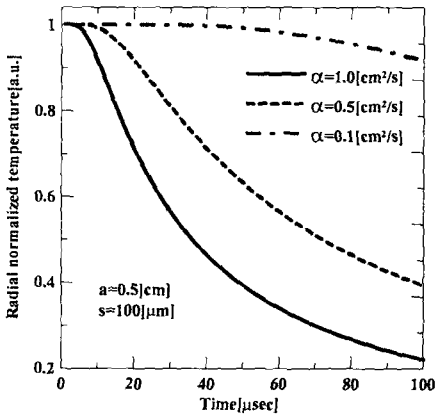


Fig. 9 The effect of heating radius at radial temperature profile with various thermal diffusivity

5.5 열확산계수의 결정

Fig. 8은 축방향 성분에 대해 동일한 두께에서 열확산계수를 변경하여 계산한 값이다. 전면에서 열

원의 흡수 분포가 무시되는 1 차원 광열 복사법에서는 열확산계수는 열확산이 재료 후면까지 도달하기 전에는 열확산계수가 다르더라도 그 차이가 미미하다. 따라서 열확산계수는 시상수값 이후부터의 값으로 얻어지며 이 때의 복사에너지는 상대적으로 작다. 그러므로 재료의 두께가 크거나 열용량 ρc 가 큰 경우는 재료 표면의 온도가 낮아 적외선 센서에서 감지되는 복사 에너지량이 작기 때문에 측정이 어렵다.

그러나 두께 방향과는 달리 반경 방향으로로는 Fig. 1과 같이 렌즈를 이용하면 열원의 흡수반경을 임의로 조정할 수 있다. 식 (13)을 이용하여 반경 방향 성분 온도분포를 이용하여 계산한 Fig. 9에서 보는 것과 같이 가열원의 반경을 적절히 크게 조정하면 재료의 외주 경계면으로 열확산이 항상되어 복사에너지가 큰 시간대에서 열확산계수를 결정할 수 있다. 그러므로 재료의 두께의 제약을 받지 않는 측정이 가능하다.

6. 결론

본 연구에서는 전면 광열 복사법을 이용하여 열확산 계수를 측정하기 위한 축 대칭 원통형 모델의 온도 해석을 수행하여 다음과 같은 결론을 도출하였다.

- (1) 가열 후 온도상승이 높은 전면 복사법의 실험값을 이용하는 것이 더 정확한 열확산계수를 구할 수 있음을 알 수 있다.
- (2) 재료 후면까지 열확산이 되는데 소요되는 열확산 시간인 시상수에 대해 알아보았으며, 가열 후 시상수값 이전에는 순간 열원에 의한 가열이므로 재료의 열확산계수를 측정할 수 없다. 따라서 열확산속도가 두께 1(cm), 열확산계수 1(cm²/s) 일 경우 재료의 전면에서 광원을 주사시킨 이후 시상수값 1.013(msec) 이후의 시간 영역에서 복사에너지를 측정을 해야 열확산계수의 결정이 가능하다는 것을 알았다.
- (3) 이론적으로 유한 펄스에 의한 효과를 보정한 축대칭 원통형 온도식을 제안하였다.
- (4) 반경방향의 열유동에 있어서도 축 방향과 동일하게 재료의 외주 경계면까지 열확산이 되기 전까지는 열확산계수를 결정할 수 없다. 따라서 재료 두께와 열확산계수의 값이 1(cm²/s)로 동일할 경우 가열원의 지름을 100(μm), 200(μm)으로 달리 하여 이론값을 계산한 결과 반경 방향의 열유동이 재료의 외주경계면 까지 확산되는 시간인 1.2(μsec) 이후의 시간영역에서 열확산계수의 측정이 가능하다는 것을 알았다.
- (5) 가열원의 면적을 조정하여 경계면까지의 열

확산을 조정함으로써 측정이 가능한 이론적 방안을 제시하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부 지원 국가지정연구실 사업(기계 열물성 측정에 관한 연구)에 의하여 지원되었습니다.

참고문헌

- (1) Parker, W. J., Jenkins, R. J., Butler, C. P. and Abbott, G. L., 1961, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity and Thermal Conductivity," *J. Appl. Phys*, Vol. 32, No. 9, pp. 1679~1684.
- (2) Lee, S. K., Lee, H. J. and Lee, C. H., 1979, "Measurement of Thermal Diffusivity of Ion-Nitrided Steel by Flash Method," *Transactions of the Korea Society of Mechanical Engineers*, Vol. 3, No. 4, pp. 143~159.
- (3) Leung, W. P. and Tam, A. C., 1984, "Techniques of Flash Radiometry," *J. Appl. Phys*, Vol. 56(1), pp. 153~161.
- (4) Watt, D. A., 1966, "Theory of Thermal Diffusivity by Pulse Technique," *BRIT. J. Phys*, Vol. 17, pp. 231~240.
- (5) Bae, S. C. and Lim, D. J., 1990, "Measurements of Thermal Diffusivity of Heavy Rolled Low Carbon Steel Plate with Laser Flash Technique," *Trans. of the KSME*, Vol. 14, No. 1, pp. 157~171.
- (6) Kim, E. Y., Park, S. C., Kim, B. M. and Lee, D. B., 1999, "The Measurement Method of Thermal Conductivity and Diffusivity of Thin Paint Layer Sprayed on Solid Surface," *Trans. of the KSME (B)*, Vol. 23, No. 3, pp. 311~319.
- (7) Tam, A. C., 1985, "Pulsed Photothermal Radiometry for Noncontact Spectroscopy, Material Testing and Inspection Measurements," *Infrared Phys*, Vol. 25, No. 1/2, pp. 305~313.
- (8) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., 1959, "Conduction of Heat in Solids 2th," Oxford University Press, p. 369.