

<論 文>

반경방향 열흐름 섬광법에서 열손실의 영향

이 흥 주* · 김 순 규**

(1988년 10월 17일 접수)

The Effect of Heat Loss on the Radial Heat Flow
in the Flash Method

Hung Joo Lee and Soon Kyu Kim

Key Words : Flash Method(섬광법), Heat Loss(열손실), Heat Source(열원), Heating Area(가열면적), Function of Heat Source(열원함수)

Abstract

For the extension of the flash method the heat diffusion equation with heat loss and with an arbitrary heat pulse is mathematically analyzed. In the analysis the heat loss includes the axial and radial directions on the front, rear and peripheral surfaces. The heat pulse is irradiated from the source to the front surface of the sample and the heat receiving area on the front surface is controlled by the apertures of an optical system. From this analysis the thermal diffusivity of the samples can be determined more precisely than before by the data reduction method using various percent time. The data can be obtained by the extended radial flash technique adjusted correctly the heating area on the central part of the front surface with a proper aperture or the conventional axial flash technique heated uniformly all parts of the front surface.

기 호 설 명

a : 시편의 반경 (m)
 b : 열유속의 반경 (m)
 c : 정압비열 (J/kg · K)
 c_x : Parker식에 의한 열확산 계수의 산출용 계수
 d : 섬광에너지의 침투깊이 (m)
 g : 열원 (W/m³)
 h_r : 복사열전달계수 (W/m² · K)
 h_1 : 시편 전면에서의 복사열전달계수 (W/m² · K)
 h_2 : 시편 후면에서의 복사열전달계수 (W/m² · K)
 h_3 : 시편 원주면에서의 복사열전달계수 (W/m² · K)
 k : 열전도계수 (W/m · K)

L : 시편의 두께 (m)
 N_m : Norm(r, β_m)
 N_n : Norm(z, η_n)
 Q : 열유속 (W/m)
 r : 반경방향의 좌표계
 t : 시간 (s)
 $t_{1/2}$: Half time (s)
 t_{max} : 최고온도까지 상승하는데 소요되는 시간 (s)
 t_p : 지수형 열원에서 최고온도까지 도달하는데 소요되는 시간 (s)
 T : r, z, t 에서 주위보다 상승된 온도 (K)
 u : 단위함수 (step function)
 V : 시편후면에서의 무차원온도
 z : 축방향 좌표계
 α : 열확산계수 (m²/s)
 β_m : 고유치 (r)

*정회원, 육군사관학교 병기공학과

**기아산업주식회사

- δ : Dirac delta 함수
 ϵ : 표면방사율
 η_m : 고유치(z)
 θ : r, z, t 에서의 절대온도(K)
 θ_∞ : 주위온도(K)
 ρ : 시편의 밀도(kg/m^3)
 σ : Stefan-Boltzman 상수($5.669 \times 10^{-8} \text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$)
 ϕ : 열유속함수
 ψ : 고유함수(eigen function)

1. 서 론

섬광법은 1961년 Parker에 의하여 처음으로 시도되었다. 그는 균일재료로 된 작고 얇은 원형판 시편 전면에 순간적으로 강렬한 열을 가한 후 시편 후면의 온도상승을 기록한 온도-시간 곡선으로부터 데이터 소거법으로 열확산계수, 열전도계수, 비열 등의 열물성치를 측정하였다. 그러나 Parker 등은 시편의 전·후면과 원주면에서 일어나는 복사열손실을 무시하였다. 시편에서 열확산이 일어나는 시간이 매우 짧은 경우에는 측정시간 동안 시편의 전·후면과 원주면에서 복사열손실이 없다고 가정하여도 무방할 수도 있을 수 있지만, 열확산이 잘 안되어 오랜시간이 소요되거나 고온이기 때문에 복사열손실이 클 때에는 이것을 무시하면 큰 오차를 유발하게 된다^(1,2).

Cowan⁽³⁾은 계단함수로 나타낼 수 있는 사각형의 열원을 이용하여 시편의 전·후면에서 열손실이 있을 때의 열확산 방정식을 풀어서 고온에서도 섬광법을 사용하여 열확산계수를 측정할 수 있도록 하였다. 그러나 그는 원주면을 따라 형성되는 측면에서의 열손실은 고려하지 않았다. Cape와 Lehman⁽⁴⁾은 원통형의 얇은 시편을 사용하여 열확산계수를 측정할 때 시편의 전·후면은 물론 원주방향의 열손실에 의한 축 및 반경방향의 열흐름을 고려한 방정식을 풀었다. 이 때 열원은 시편의 전면을 전체로 가열하는 것으로 가정하였으며 열원의 가열시간에 대한 영향도 고려하여 시편의 최적 두께를 결정할 수 있는 토대를 마련하였다. 그러나 이 경우에도 주어진 여건상 두께를 더 이상 줄일 수 없거나, 열확산이 빠른 속도로 진행되는 재료로 얇게 만들어진 시편인 경우에는, 절반최고온도 상승시간(half time) 자체가 매우 작기 때문에 절반최고온도 상승시간 측정시 조그만 오차도 열확산계수의

결정에 큰 영향을 미치게 된다. Watt⁽⁵⁾는 원통형 시편에 축대칭의 순간적인 열을 가할 때의 온도분포를 열원의 위치와 시간을 별도의 함수로 취급하여 일반해를 구하였다. 그러나 그는 열확산계수 측정시 실험에서 사용할 수 있도록 구체화시키지는 않았다. 그 후 Beedham과 Dalrymale⁽⁶⁾은 섬광법을 이용하는 경우 경계 및 초기조건으로부터 발생할 수 있는 오차에 대한 연구를 실시하였다. 경계 조건에서는 열손실을 고려하였고 초기조건으로는 열원의 불균일성을 다루었다.

섬광법으로 열확산시간이 빠른 시편을 측정할 때 시편의 두께가 얇은 경우 시편후면에서의 온도상승 시간이 매우 짧으므로 시간측정의 상대적 오차가 커지게 되고, 온도 상승시간을 비교적 크게 하기 위하여 시편을 두껍게 하면 시편후면의 온도상승 폭이 작아지므로 매우 강렬한 열원을 필요로 한다. 그러나 이 경우에도 열충격(thermal shock)은 방지되어야 하므로 무한히 크게 할 수도 없다.

본 논문에서는 높은 열확산의 재료까지도 수용할 수 있도록 시편의 전면 전체를 가열하는 기존의 방법으로부터, 가열하는 시편 전면의 면적을 그 중심으로부터 임의로 조절하여 축 및 반경방향의 열흐름을 강화시켜, 반경방향의 온도를 측정할 후 이를 이용하여 열확산계수를 구할 수 있는 방정식을 제시하였다. 방정식에서는 시편의 전·후면은 물론 원주면에서의 열손실까지도 고려되었으며 아울러 열원의 방사시간도 함께 다루었다.

2. 이론해석

본 해석에서는 원형단면 시편의 열확산방정식을 섬광법에 이용할 수 있도록 풀기 위하여 다음과 같이 가정하였다.

- (1) 시편의 재질은 균일하다.
- (2) 전면에 가하여진 순간적인 열유속은 시간의 함수이다.
- (3) 열의 흐름은 축과 반경방향의 2차원이다.
- (4) 시편의 전·후면 및 원주면에서 복사열전달이 존재한다.

이 때 시편과 주위와의 온도차는 대단히 작다. 이 경우 복사열전달은 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\sigma\epsilon(\theta^4 - \theta_\infty^4) \approx h_r(\theta - \theta_\infty) \quad (1)$$

여기서 h_r 은 복사열전달계수로서 다음과 같다.

$$h_r = 4\sigma\epsilon\theta_\infty^3 \quad (2)$$

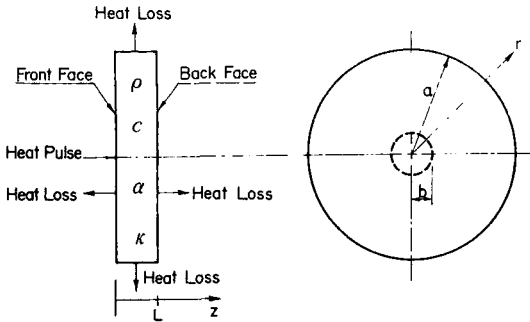


Fig. 1 Mathematical Model

위와 같은 가정에서 Fig. 1과 같은 얇은 두께의 원통형 시편에 대한 열확산방정식과 경계조건 및 초기조건은 다음과 같다.

지배방정식

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{g(r, z, t)}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3)$$

여기서

$$T = \theta(r, z, t) - \theta_\infty$$

$$0 \leq r \leq a$$

$$t > 0$$

식 (1)에서 $g(r, z, t)$ 는 시편전면에 순간적으로 가하여진 열유속이 시편전면의 얇은 두께안에 축적되어 존재하는 열원으로 취급한 것이고 이것은

$$g(r, z, t) = Q[u(r) - u(r-b)][u(z) - u(z-d)]\phi(t) \quad (4)$$

으로 나타낼 수 있다.

경계조건

$$z=0 \text{ 일 때 } -k \frac{\partial T}{\partial z} + h_1 T = 0 \quad (5)$$

$$z=L \text{ 일 때 } k \frac{\partial T}{\partial z} + h_2 T = 0 \quad (6)$$

$$r=a \text{ 일 때 } k \frac{\partial T}{\partial r} + h_3 T = 0 \quad (7)$$

$$r=0 \text{ 일 때 } T = \text{유한} \quad (8)$$

초기조건

$$t=0 \text{ 일 때 } T = 0 \quad (9)$$

본 해석의 지배방정식에서는 $g(r, z, t)$ 의 항이 포함되어 있으므로 비제차문제가 된다. 그러므로 Green 함수를 도입하여 고유치 문제를 풀어서, 시편 후면의 온도를 최대치를 기준하여 무차원화한 본 연구의 해석결과를 요약하면 다음과 같다.

$$V = \frac{T(r, L, t)}{T(r, L, t_{\max})} =$$

$$\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Z(\eta_n L)}{N_n(\eta_n)} \frac{R(\beta_m r)}{N_m(\beta_m)} A_n B_m S(\lambda_{n,m}, t)}{\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Z(\eta_n L)}{N_n(\eta_n)} \frac{R(\beta_m r)}{N_m(\beta_m)} A_n B_m S(\lambda_{n,m}, t_{\max})} \quad (10)$$

여기서

$$Z(\eta_n z) = \eta_n \cos(\eta_n z) + H_1 \sin(\eta_n z) \quad (11)$$

$$R(\beta_m r) = J_0(\beta_m r) \quad (12)$$

$$N_n(\eta_n) = \frac{1}{2} \left\{ (\eta_n^2 + \beta_m^2) \left(L + \frac{H_2}{\eta_n^2 + H_2^2} \right) + H_1 \right\} \quad (13)$$

$$N_m(\beta_m) = \frac{J_0^2(\beta_m a)}{2} \frac{a^2 (H_3 + \beta_m^2)}{\beta_m^2} \quad (14)$$

$$A_n = \eta_n \quad (15)$$

$$B_m = \frac{J_1(\beta_m b)}{\beta_m} \quad (16)$$

$$S(\lambda_{n,m}, t) = \int_{t'=0}^t e^{-\alpha \lambda_{n,m}^2 (t-t')} \phi(t') dt' \quad (17)$$

$$\lambda_{n,m}^2 = \eta_n^2 + \beta_m^2 \quad (18)$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (19)$$

고유치 η_n 과 β_m 을 구하기 위한 고유조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \cos(\eta_n L) [\eta_n (H_1 + H_2)] \\ - \sin(\eta_n L) [\eta_n^2 - H_1 H_2] = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

$$-\beta_m J_1(\beta_m a) + H_3 J_0(\beta_m a) = 0 \quad (21)$$

여기서

$$H_i = \frac{h_i}{k}, \quad (i=1, 2, 3) \quad (22)$$

방정식 (10)에서 t 는 실험에서 측정되는 시간으로서 섭광이 투과된 때로부터 시편 후면의 선택된 위치에서 온도가 상승하는데 소요된 시간이고, t_{\max} 는 그 위치에서 온도가 최대에 상승하는데 걸린 시간이다.

섭광법에서 자주 사용되는 세 가지의 전형적인 열원의 함수를 Fig. 2에 나타내었다. 각 열원의 함수에 대하여 $S(\lambda_{n,m}, t)$ 를 구하면 다음과 같다.

(1) Dirac delta heat pulse⁽¹⁾일 때

$$\phi(t) = \delta(t) \quad (23)$$

$$S(\lambda_{n,m}, t) = e^{-\alpha \lambda_{n,m}^2 t} \quad (24)$$

(2) Triangula heat pulse⁽²⁾일 때

$$\phi(t) = \begin{cases} \frac{2}{\tau} \left(\frac{t}{\beta \tau} \right) & , 0 < t < \beta \tau \\ \frac{2}{\tau} \left(\frac{\tau - t}{\tau - \beta \tau} \right) & , \beta \tau \leq t < \tau \\ 0 & , t \geq \tau \end{cases} \quad (25)$$

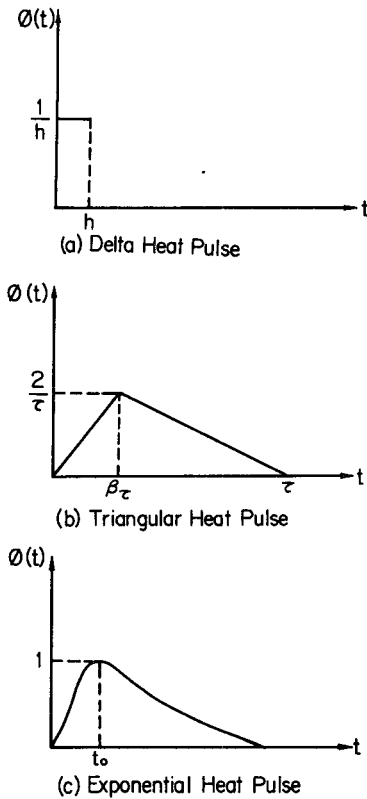


Fig. 2 Typical Heat Pulses of Flash Method

$$S(\lambda_{n,m}, t) = \frac{2e^{-\alpha\lambda_{n,m}^2 t}}{\lambda_{n,m}^2 \beta \tau (\tau - \beta\tau)} [\beta (e^{\lambda_{n,m}^2 \tau} - 1) + 1 - e^{\lambda_{n,m}^2 t}] \quad (26)$$

(3) Exponential heat pulse⁽⁸⁾일 때

$$\phi(t) = \frac{t}{t_p^2} e^{-\frac{t}{t_p}} \quad (27)$$

$$S(\lambda_{n,m}, t) = \frac{e^{-\alpha\lambda_{n,m}^2 t} [e^{(\alpha\lambda_{n,m}^2 - \frac{1}{t_p})t} \{ (\alpha\lambda_{n,m}^2 - \frac{1}{t_p})t - 1 \} + 1]}{t_p^2 (\alpha\lambda_{n,m}^2 - \frac{1}{t_p})^2} \quad (28)$$

3. 수치계산 및 고찰

섬광법에서는 열원으로 laser나 xenon flash tube 또는 electron beam을 사용하고 있으며 열원의 pulse는 보통 1~2ms 정도의 짧은 시간이다. 시편 주위의 온도는 냉각기나 가열기를 사용하여 저온으로부터 고온까지 임의로 조절할 수 있다.

시편의 표면에서 열손실이 없다고 가정하여 문

Parker의 해석에서는 절반최고온도 상승시간의 4 배 이상의 시간이 경과하면 시편후면의 온도는 거의 일정한 값을 나타내게 된다⁽¹⁾. 그러나 열손실이 존재하는 경우에는 시편후면의 온도가 최고점에 도달하였다가 점차 감소하면서 초기의 온도로 환원된다. 온도는 최고온도를 기준으로 무차원화하고 시간은 절반최고온도 상승시간을 기준으로 하여 무차원화 한다. 무차원화된 온도와 시간의 곡선에서 이들의 상호관계를 살펴보면 무차원 온도 40~60%에서 그에 대응하는 무차원시간을 비교적 쉽게 구할 수 있다. 왜냐하면 그 외의 영역에서는 조그만 무차원 온도의 변화에도 그에 대응하는 무차원 시간은 크게 달라지기 때문이다. 따라서 열손실이 없는 경우에는 절반최고온도 상승시간만이 중요한 인자가 되지만 열손실이 존재하는 경우에는 절반최고온도 상승시간과 최고온도 상승시간(maximum time)이 중요한 인자로 등장하게 된다.

시편의 열확산계수의 값이 큰 경우에는 섬광법으로 그것을 측정하기가 쉽지 않다. 왜냐하면 섬광시간(pulse time)과 절반최고온도 상승시간의 차이가 크지 않기 때문이다. 이러한 경우 시간측정의 상대적인 오차를 줄이기 위하여 시편을 두껍게 하면 열손실의 영향이 크고, 시편을 얇게 하면 유한섬광시간효과(finite pulse time effect)가 크게 나타난다. 또한 경우에 따라서는 주어진 여건 때문에 시편의 두께를 작게 할 수밖에 없는 특수한 제한이 있을 수 있다. 그 경우에는 시편 전면의 가열면적을 개구(aperture) 등을 사용하여 조절할 수 있는 본 연구의 pulse area 조절법을 사용하면 half time을 적절히 증가시켜 상대적인 시간측정 오차를 줄일 수 있다. 하나의 예로서 섬광시간이 1~2ms이고 Parker⁽¹⁾의 식으로 계산된 절반최고온도 상승시간이 3~4ms인 경우에는 조그만 섬광 및 절반최고온도 상승시간의 측정오차로 인하여도 열확산계수의 값은 크게 달라진다. 이를 Table 1에 나타낸 재료 중 등으로 25.4mm의 직경에 1.5mm의 두께를 갖는 원통형 시편을 만들었다고 가정한 후 본 연구에서 해석한 식 (10)을 가지고 절반최고온도 상승시간을 구하여 표로 나타내면 Table 2와 같다.

Table 2 시편의 전면에서 균일하게 가열하였을 때 Parker⁽¹⁾식 $t_{1/2} = 0.139L^2/\alpha$ 에 의하여 절반최고온도 상승시간을 구하면 3.46ms가 된다. 만약 절반최고온도 상승시간의 측정에 1ms의 오차를 유발하였다면 열확산계수의 값에 약 30%의 영향을 미치

Table 1 The properties of samples

Material	Copper*			Iron**		
	C^+ (J/kg K)	$\alpha^{\#}$ (m ² /s)	$\epsilon^{\#}$ (-)	C^+ (J/kg K)	$\alpha^{\#}$ (m ² /s)	$\epsilon^{\#}$ (-)
300	385	1.17	0.03	447	0.227	0.375
800	433	0.968	0.58	680	0.0818	0.550
1000	451	0.903	0.80	975	0.0425	0.60

* Density of iron=8933kg/m³(Ref. 10)

** Density of copper=7870kg/m³(Ref. 10)

+ From reference (10)

* From reference (11)

From reference (12)

게 된다. Parker⁽¹⁾의 식에서도 개략적으로 알 수 있는 바와 같이 열확산계수의 값은 절반최고온도 상승시간의 절대치와 그의 측정상의 상대적인 오차에 따라서 크게 달라진다. 그러므로 Table 2에서 볼 수 있는 바와 같이 열원의 크기를 적절히 조절하고 온도측정 위치를 잘 선정하여 절반최고온도 상승시간을 알맞게 늘려야 한다. 이 때에 주의할 것은 절반최고온도 상승시간의 증가에 따른 열손실의 문제가 심각하게 대두될 수 있으므로 열확산계수를 좀더 정확히 구하기 위해서는 식 (10)을 사용하여야 한다.

Table 2에서 가열면적란의 100~20%까지는 시편전면에 가열되는 면적을 전면의 전체면적에 대한 백분율로 표시한 것이고, 반경위치 0~75%까지는 시편후면의 온도를 측정할 때 온도측정위치를 반경을 기준으로 무차원화 한 것이다. 표시된 값들은

절반온도 상승시간을 Parker식으로 구한 값을 기준으로 무차원화 한 것이다. 이 때 기준으로 삼은 절반온도 상승시간은 3.46ms이었다. Table 2에서 알 수 있는 바와 같이 가열면적이 커질수록 Parker식에 가까운 1의 값에 접근하며 온도측정위치에 큰 영향을 받지 않는다. 그러나 가열면적이 작을수록 측정위치에 따라 크게 영향을 받으며 크게는 약 8.5배 증가함을 볼 수 있다.

가열면적과 측정위치에 따른 온도상승효과를 Fig. 3과 4에 나타내었다. Fig. 3과 4에서는 가열면적을 중심부에 시편단면의 30%로 정하였다. 그림에서 R은 측정위치의 무차원 퍼센트 값이다. R의 값이 커질수록 완만하게 온도가 상승하며 절반온도 상승시간이 길어져 열손실효과를 필히 고려하여야 함을 알 수 있다.

열손실효과를 알아보기 위하여 Table 2의 재료

Table 2 The increment of half time at the radial percent location*

Heating area	Radial location		
	0	50%	75%
100%	1.081	1.081	1.081
50%	1.078	1.035	5.935
30%	1.044	4.846	8.024
20%	0.952	6.506	8.519

* (1) Base half time = $\frac{0.319L^2}{\alpha} = 3.46\text{ms}$

(2) Diameter=25.4mm

(3) Thickness=1.5mm

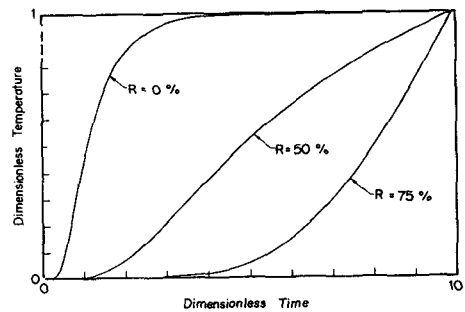


Fig. 3 Temperature History at Various Percent Radial Positions of Rear Surface for 30% Heating Radius ($b=0.3a, R=r/a$)

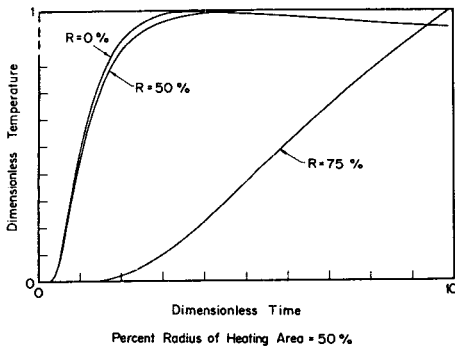


Fig. 4 Temperature History at Various Percent Radial Positions of Rear Surface for 50% Heating Radius ($b=0.5a$, $R=r/a$)

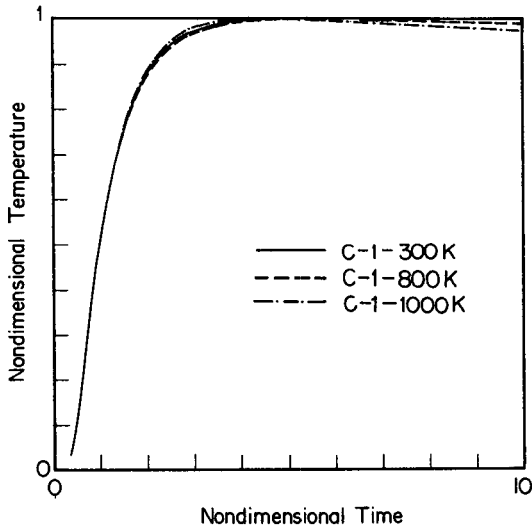


Fig. 5 Temperature History of Copper Samples Depending on the Initial Temperature

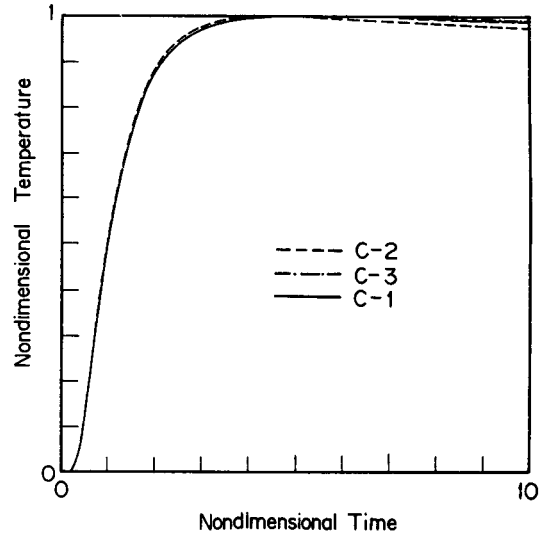


Fig. 6 Temperature History of Copper Samples Depending on the Thickness

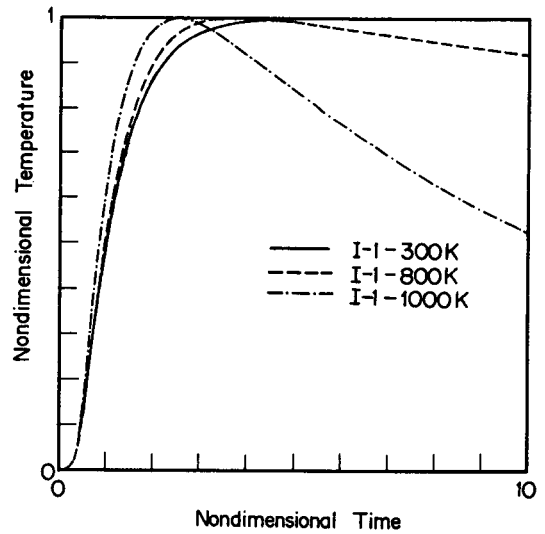


Fig. 7 Temperature History of Iron Samples Depending on the Initial Temperature

Table 3 The dimension of samples for calculation*

Material	Specimen designation	thickness(cm)
Iron	I-1	1.270
	I-2	0.634
	I-3	0.317
Copper	C-1	1.271
	C-2	0.698
	C-3	0.6375

* Data from reference (9)
Diameter=12.7mm

를 가지고 Taylor⁽⁹⁾가 사용한 Table 3의 시편에 대한 시편후면 중심부의 온도를 계산해서 Fig. 5~8에 나타내었다. Fig. 5와 6에서는 열확산계수의 값이 크고 최고온도 상승시간이 짧아 상호간에 큰 차이를 나타내지 않는다. 이것은 열확산시간이 짧으면 열손실효과가 크게 나타나지 않아서 Parker 식에 접근하고 있음을 나타낸다. 이와는 대조적으로 Fig. 6과 7에서는 열확산계수의 값이 작기 때문

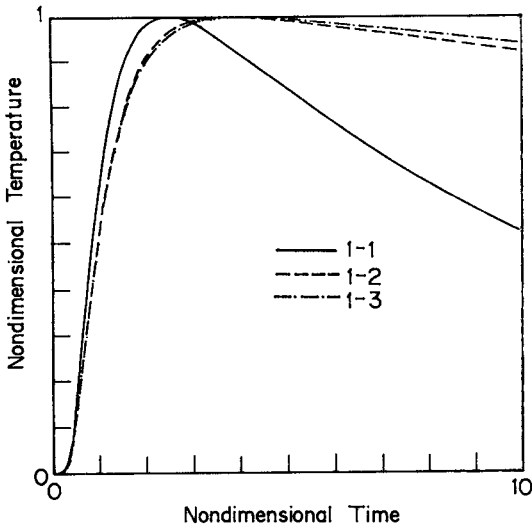


Fig. 8 Temperature History of Iron Samples Depending on the Thickness

에 시편의 두께에 민감하여 큰 차이를 나타내고 있으며 열손실효과를 반듯이 고려하여야 한다.

열손실이 존재하는 경우에도 열확산계수는 수정 계수 c_x 와 무차원상승시간 t_x 를 사용하여 Parker 식 $\alpha = c_x L^2 / t_x$ 로 구할 수 있다. 여기서 c_x 는 $x\%$ 의 무차원온도 상승에 따른 상수로서 열손실이 없는 경우에 적용되는 Parker식의 c_x 를 열손실이 있는 경우에 사용하려면 실험초기 평형온도에 따른 보정값을 구하여야 한다.

Table 4에는 Table 3의 시편에 대한 보정치 c_x 를 식 (10)으로 구한 것으로 이는 50% 무차원온도에서 Parker식으로 구한 열확산계수의 값과 실제

Table 4 The correction coefficient of c_x *

Material	Temperature(K) Specimen	300	800	1000
		Iron	I-1	0.997
	I-2	0.999	0.981	0.958
	I-3	1.000	0.993	0.969
Copper	C-1	1.000	0.992	0.982
	C-2	1.000	0.999	0.995
	C-3	1.000	1.000	0.996

* The value of c_x is determined with the samples without heat loss.

값과의 비율을 나타낼뿐만 아니라 절반최고온도 상승시간의 비율을 나타내기도 한다. Parker식으로 Table 3의 시편을 가지고 열손실이 있을 경우에 열확산 계수를 구하려면 앞의 c_x 값에 Table 4의 값을 곱한 값으로 Parker식의 c_x 를 대체하여 사용해야 한다.

4. 결 론

본 연구를 통하여 얻은 결론은 다음과 같다.

(1) 높은 열전도계수의 값을 갖는 시편에 대해서도 섬광법으로 열확산계수의 값을 구할 수 있도록 부분가열로부터 전면가열에 이르는 열확산방정식을 해석하였다.

(2) 현재 사용하고 있는 열원을 가지고도 개구를 써서 열의 흡수면적의 조절이 가능하도록 열원을 반경의 함수로 표시하였다.

(3) 방정식의 해석시 전·후면은 물론 원주면에서 일어나는 열손실도 고려하였으며, 열원을 시간의 함수로도 나타내어 유한섬광시간효과도 아울러 고려하였다.

(4) 열확산의 속도가 매우 빠른 시편에서는 전면가열보다는 부분가열을 실시하여 측정의 상대적인 오차를 줄일 수 있다.

후 기

본 논문은 한국과학재단의 852-0901-008-2 연구 지원에 의하여 수행된 결과의 일부입니다. 동재단의 관계자에게 감사드립니다. 또한 1987년 9월 내한하여 고전도재료의 열확산계수 측정 실험에서 부딪히는 어려운 문제에 대하여 많은 조언을 주신 R. E. Taylor 박사에게 아울러 감사드립니다.

참 고 문 헌

- (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. Applied Physics, Vol. 32, pp. 1679 ~1684.
- (2) Jenkins, R. J. and Parker, W. J., 1962, "A Flash Method for Determining Thermal Diffusivity over a Wide Temperature Range", U.S. Naval and Radiological Defense Laboratory, WADDT Techni-

- cal Report, pp. 61~95.
- (3) Cowan, R. D., 1963, "Pulse Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperature", *J. Applied Physics*, Vol. 34, pp. 926~927.
- (4) Cape, J. A. and Lehman, G. W., 1963, "Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity", *J. Applied Physics*, Vol. 34, pp. 1903~1913.
- (5) Watt, D. A., 1966, "Theory of Thermal Diffusivity by Pulse Technique", *British J. Applied Physics*, Vol. 17, pp. 231~241.
- (6) Beedham, K., and Dalrymple, I. P., 1970, "The Measurement of Thermal Diffusivity by the Flash Method, An Investigation into Errors Arising from the Boundary Conditions", *Rec. Int. Hautes Temper. et. Refract.*, Vol. 7, pp. 278~283.
- (7) Taylor, R. E. and Clark, L. M., 1974, "Finite Pulse-Time Effects in Flash Diffusivity Method", *High Temperature-High Pressure*, Vol. 6, pp. 65~72.
- (8) Larson, K. B. and Koyama, K., 1967, "Correction for Finite Pulse-Time Effects in Very Thin Sample Using the Flash Method of Measuring Thermal Diffusivity", *J. Applied Physics*, Vol. 32, pp. 465~474.
- (9) Taylor, R., 1965, "An Investigation of the Heat Pulse Method for Measuring Thermal Diffusivity", *British J. Applied Physics*, Vol. 16, pp. 509~515.
- (10) Incropera, F. P. and DeWitt, D. P., 1981, "Fundamental of Heat Transfer, John Willey & Sons, pp. 763~790.
- (11) Touloukian, Y. S., Powell, R. W., and Nicolaou, M. C., 1973, *Thermal Diffusivity, TPRC Data Series Vol. 10, IFI/RLENUM*, pp. 51~61, pp. 82~100.
- (12) Touloukian, Y. S. and DeWitt, D. P., 1970, *Thermal Radiative Properties, TPRC Data Series Vol. 7, IFI/PLENUM*, pp. 302~323.
- (13) Taylor, R., 1965, "An Investigation of the Heat Pulse Method for Measuring Thermal Diffusivity", *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 16, pp. 509~515.