

## 열확산도 측정을 위한 광열 신기루 기법 개발

최선락\* · 이주철\* · 김동식†

(2003 년 1 월 20 일 접수, 2003 년 7 월 9 일 심사완료)

### Development of Photothermal Mirage Technique for Measuring Thermal Diffusivity

Sun Rock Choi , Joochul Lee and Dongsik Kim

**Key Words :** Photothermal Mirage Technique(광열신기루법), Thermal Diffusivity(열확산도), Thermal Wave Coupling Method(열파결합법)

#### Abstract

The mirage technique is proved to be powerful in measuring the thermal diffusivity of materials. In particular, its contactless nature makes it suitable for delicate samples and microscale structures. In this study, thermal-wave-coupling method is developed in a general form for both thermally thin and thick samples. In the suggested measuring scheme, the probe beam can be positioned close to the pump beam and the absolute position need not be measured. Therefore the new scheme provides a relatively simple yet effective way to determine the thermal diffusivity of thermally thick samples. Thermal diffusivities of bulk samples like Ni and Al were measured and the characteristics of mirage signal for a thin film were observed by using the mirage experimental setup. The apparent thermal diffusivity was measured by varying such parameters as probe beam height, size of pump beam, power of pump beam, and surface condition of sample. From the practical standpoint, it is shown that the size of the pump beam is the most important factor for accurate thermal-diffusivity measurement. Experiments using thin-film samples show that the thermal diffusivity of a substrate covered with thin film can be measured by photothermal mirage signals.

기호설명	기호	설명
$a$		가열광의 반지름, m
$C$		탐사광의 위치에 따라 결정되는 수 정 계수
$d$		영점에서 탐사광의 y 방향 휨각 실 수부가 처음으로 0 이 두 지점 사이의 거리, m
$f$		가열광의 주파수, Hz
$\Delta f^{1/2}$		$f^{1/2}$ 의 증분, Hz <sup>1/2</sup>
$l$		계산 반복횟수
$i$		허수단위, $\sqrt{-1}$
	$\vec{j}$	$y$ 방향 단위 벡터
	$k, k_0$	시편, 공기의 열전도도, W/m K
	$L$	선형상관도
	$l_T, l_{or}$	시편과 주위 매질(공기)의 열확산 길이, m
	$m_0$	$y_0, z_0$ 에서 $Arg(\Phi) - f^{1/2}$ 그래프의 기울기, s <sup>1/2</sup>
	$\Delta m$	$y_0, y_0 + \Delta y_0$ 지점의 $Arg(\Phi) - f^{1/2}$ 그래프에서 기울기차, rad/ Hz <sup>1/2</sup>
	$N$	실험에서 얻은 데이터 개수
	$n$	굴절률
	$n_0$	주위온도에서 공기의 굴절률
	$P_0$	시편에 유입되는 가열광의 출력 시 편에 유입되는 가열광의 출력, W
	$T, T_0$	벌크 시편, 공기에서의 온도장, K
	$T_T$	$y=0, z=0$ 에서의 온도장의 크기, K

\* 포항공과대학교 기계공학과  
 † 책임저자, 회원, 포항공과대학교 기계공학과  
 E-mail: dskim87@postech.ac.kr  
 TEL: (054) 279-2179 FAX: (054) 279-3199

- $t$  : 시간, s
- $x, y, z$  : 가열광의 중심을 원점으로 한 좌표축, m
- $y_0$  : 가열광의 중심을 원점으로 한 좌표축에서 탐사광의  $y$  방향 절대위치, m
- $\Delta y_0$  : 측정하려는 두 지점 사이의 거리, m
- $z_0$  : 가열광의 중심을 원점으로 한 좌표축에서 탐사광의  $z$  방향 절대위치, m

그리스문자

- $\alpha, \alpha_0$  : 벌크 시편, 공기의 열확산도,  $m^2/s$
- $\alpha_c$  : 수정 계수에 의해 계산된 열확산도,  $m^2/s$
- $\beta, \beta_0$  :  $\beta = \sqrt{\delta^2 + (i\omega/\alpha)}$ ,  
 $\beta_0 = \sqrt{\delta^2 + (i\omega/\alpha_0)}$
- $\delta$  : 적분변수,  $m^{-1}$
- $\zeta$  : 기준신호에 상대적인 일정한 위상차, rad
- $\lambda$  : 레이저의 파장, m
- $\Phi$  : 탐사광의 휨각, rad
- $\Phi_y$  : 탐사광의  $y$  방향 휨각, rad
- $\Phi_0$  :  $y=0, z=0$  에서 벌크 시편에 의해 발생하는 탐사광의 휨각, rad
- $\chi$  : 광학적 흡수 계수,  $m^{-1}$
- $\omega$  : 각속도,  $s^{-1}$

1. 서론

박막의 열전도율, 열확산도, 접촉 열저항 등 열물성은 박막의 제조, 분석, 및 이용에 있어서 대단히 중요한 영향을 미치는 인자이다. 특히, 최근 마이크로 단위에서 수 나노미터 단위의 구조나 기능성 박막을 이용하는 MEMS, NEMS 기술의 산업적 적용이 가능해지면서 고밀도 미세 구조 내에서 발생하는 열 에너지의 소산이나 제어는 핵심적인 과제로 대두되었다. 일반 재료의 경우 순수물질의 열물성은 주어진 열역학적 상태만의 함수로 나타나지만 박막재료의 경우, 전자나 격자 진동의 경계 소산에 의한 크기 효과 때문에 그 물성이 박막의 두께, 제조 공정 등에 따라 달라진다. 또한 박막재료의 경우, 계면의 열저항과 표면 산화막의 물성 등을 무시할 수 없는 경우가 대단히 많다.

따라서 일반적인 재료와 달리 박막 재료의 열물성이 필요한 경우 반드시 독립적인 실험이 수행되지 않으면 안되고 효과적인 비파괴, 비접촉 계측법의 개발이 절실하다.

그간 제안된 열전도율 또는 열확산도를 계측하는 많은 방법들이 있으나 넓은 영역에서 열물성을 정확히 계측하는 기법이나 상용화된 장비는 개발되지 못한 실정이다.<sup>(1-22)</sup> 3 $\omega$ 법은 시편에 온도에 따른 저항값이 알려진 저항을 삽입하고 주기적인 전류를 가하여 측정된 저항과 온도의 관계로부터 열전도도를 구하는 방법이다. 이 방법은 시편의 종류와 상관없이 열전도도를 구할 수 있지만 접촉식 방법으로 측정을 위해 시편을 준비하는 시간이 많이 필요하고 정확한 전압 측정과 측정된 전압과 온도와의 관계 해석이 어렵다는 단점이 있다. 표면 반사율을 이용하는 기법은 매우 단순하고 효율적인 방법임에도 불구하고 측정 대상 재료가 광학적으로 매끄러워야 하고 온도에 따른 굴절률의 변화가 작은 물질에는 적용될 수 없다는 단점이 있다. 열복사 측정법은 펄스 레이저로 시편을 가열한 후 적외선 온도계 등으로 표면의 비정상 온도를 계측하면 표면의 형태에 관계없이 열물성을 측정하는 것이 가능하지만 일반적인 시험 온도 범위에서 복사광의 강도가 약하고 방사율을 넓은 온도, 파장 영역에서 따로 측정하지 않으면 측정값의 편차가 매우 커지게 된다. 광열탄성파에 의한 표면의 변위를 레이저 반사광의 굴절을 이용해 측정하는 방법의 경우도 단순하고 효율적인 방법이지만 방사율 측정법의 경우와 마찬가지로 표면의 거칠기에 의한 제약이 있고 열탄성 거동을 동시에 고려해야 하므로 다층 박막 시스템의 경우 주어진 실험 결과로부터 물성값을 추산하는 것이 매우 복잡해진다. 마지막으로, 열파에 의한 계측광의 굴절을 박막 위 공기 중에서 측정하는 광열 신기루 방식은 표면의 형태, 기계, 광학적 성질 등에 관계없이 열물성을 추산할 수 있는 효과적인 기법이다. 하지만 이 방법은 측정 대상재료의 열확산도가 큰 경우 계측정밀도가 떨어지는 결정적인 단점을 가지고 있다. 따라서 본 연구는 광열 신기루법중에 하나인 열파결합법을 신기루 신호가 강하게 나오는 가열광 근처에서 분석하여 측정 가능한 재료의 범위와 종류를 확대하였다.

열확산도를 측정하기 위해 신기루 신호를 분석하는 다양한 방법이 제시되어 왔다. 그 중에서 가

장 전형적인 방법은 영점 교차법(zero-crossing method)이다.<sup>(21,22)</sup> 영점 교차법은 가열광(pump beam)과 탐사광(probe beam)사이의 거리를 바꿔가면서 위상차에 의해 신기루 신호가 최소가 되는 지점을 찾아서 열확산도를 측정하는 방법이다. 영점 교차법은 Salazar 등에 의하여 분류된 벌크 재료의  $d \sim 1/\sqrt{f}$  관계가 선형적인 구간에서만 성립하는 한계점이 있어 실험시 시편의 크기에 따라 주파수 영역대의 선정이 중요하다.<sup>(14,15)</sup> 또한 이 방법은 굴절률 구배장(refractive index gradient field) 매질의 열확산도(공기의 열확산도  $0.19 \text{ cm}^2/\text{s}$ )보다 큰 열확산도를 갖는 시편에만 적용 가능한 것으로 알려져 있다.<sup>(21)</sup> 굴절률 구배장 매질의 열확산도보다 낮은 물질의 경우에 대해서는 복잡한 시뮬레이션 기술이 사용되어야 하지만 얇은 박막 측정에 대해서는 아직 개발되지 않고 있는 실정이다. Rantala 등은 신기루 신호를 분석하는 다인자 조정법(multiparameter fitting method)을 개발하여 폴리머의 열확산도 측정에 광열 신기루법을 적용할 수 있게 되었으나 단지  $100 \mu\text{m}$  이상의 시편에서만 신뢰성이 있다는 한계가 있었다.<sup>(16)</sup> Wong 등은 열파결합법(thermal-wave-coupling method)을 개발하여 이방성 물질인  $60 \text{ nm}$  두께 YBCO 박막의 열확산도를 측정하고  $60 \text{ nm}$  보다 얇은 두께에도 이 방법을 적용할 수 있다고 주장하였을 뿐만 아니라  $100 \mu\text{m}$  보다 얇은 두께의 폴리머 박막도 측정하였다.<sup>(18,20)</sup> 열파결합법에서 기층의 영향은 고려되지만 기층의 열적 특성에 관한 정확한 지식이 박막의 열확산도 계산에 있어서 필요하지 않기 때문에 얇은 박막의 열확산도 측정에 있어서 유용하지만, 벌크 재료에 적용시 재료의 두께, 측정 위치의 선정에 따라 열확산도 측정값이 달라지는 단점이 있다.

본 연구에서는 박막 측정에 유용한 기존의 열파결합법을 확대 적용하여 시편의 두께와 탐사광의 위치에 관계없이 열확산도를 측정하는 일반적인 기법을 개발하였다. 위 방법을 이용하여 열확산도 값이 이미 잘 알려진 벌크 시편의 열확산도를 측정하여 실험장치의 신뢰성을 확인하였고, 또한 도포된 재료 및 알루미늄 박막의 신기루 신호를 계측함으로써 박막 재료 측정의 기반을 마련하였다.

## 2. 이론

주기적으로 변조된 레이저가 시편 표면에 조사될 때, 가열광과 같은 주파수를 가지는 열파(thermal wave)가 시편 내부에 발생된다. 시편 표면을 따라 전파되는 열파로 인해 시편 표면 위의 매질(공기) 근처에 굴절률 구배장이 생성되며, 이때 시편 표면에 평행하게 지나가는 탐사광은 신기루 효과(mirage effect)로 인해  $y, z$  방향으로 휘게 된다. 이러한 탐사광의 신기루 신호는 시편의 열확산도와 관련되어 있고, 이로부터 시편의 열확산도를 구할 수 있다.

Fig. 1 과 같은 기하학적 시스템에서  $y$  방향으로 반 무한(semi-infinite) 벌크 시편을 고려하자. 사인파로 변조된 가열광이 시편 표면에 수직으로 입사될 때 공기중의 온도분포는 다음과 같다.

$$T(x, y_0, z_0, t) = T_r \exp\left[-\frac{y_0}{l_r} - \frac{z_0}{l_{or}}\right] \times \cos\left[\alpha x - \frac{y_0}{l_r} - \frac{z_0}{l_{or}}\right] \quad (1)$$

식 (1)에서  $\frac{z_0}{l_{or}}$  은 공기중의 열파로 인해 생성된 항이다. 휨각이 상대적으로 작으면 식(1)에 의해 유발되는 휨각은 이론적으로 다음과 같다.<sup>(18)</sup>

$$\Phi(x, y_0, z_0, t) = \Phi_0 \exp\left[-\frac{y_0}{l_r} - \frac{z_0}{l_{or}}\right] \times \cos\left[\alpha x - \frac{y_0}{l_r} - \frac{z_0}{l_{or}} + \zeta\right] \quad (2)$$

따라서 휨각의 가열광에 상대적인 위상은 다음과 같게 된다.

$$\text{Arg}(\Phi) = \left[-\frac{y_0}{\alpha^{1/2}} - \frac{z_0}{\alpha_0^{1/2}}\right] (\pi f)^{1/2} + \zeta \quad (3)$$

여기서  $\alpha_0, y_0, z_0$  를 알면  $\alpha$  는  $m_0$  로부터 구할 수 있다. 그러나  $y_0$  와  $z_0$  를 직접 측정하는 것은 어렵지만  $\Delta y_0$  는 상대적으로 쉽게 측정할 수 있으므로  $z_0$  를 고정 시키고  $y_0, y_0 + \Delta y_0$  를 각각 측정하여 다음  $\Delta m$  을 계산하여 아래의 식으로부터 열확산도를 구할 수 있다.

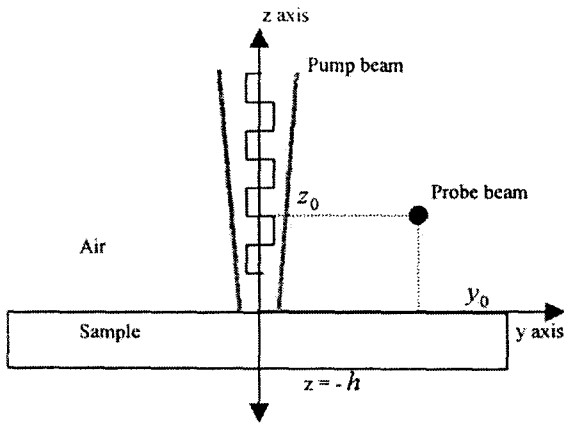


Fig. 1 Geometry of the mirage experiments

$$\alpha = \frac{\Delta y_0^2}{\Delta m^2} \pi \quad (4)$$

위 방법은 Wong 등이 벌크 재료의 열확산도를 구하기 위해 제안한 방법이다.<sup>(18,20)</sup> 그러나 위 식은 가열광의 크기, 탐사광의 위치, 시편의 두께 및 열적 광학적 특성에 대한 고려가 없으므로 실제 실험조건과 다르므로 위 방법의 적용범위가 제한되어있다.

실제 시편에서의 온도장은 아래의 3 차원 열전도식의 해이다.

$$\nabla^2 T_0 - \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial T_0}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 T - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{k} \left( \frac{P_0 \chi}{\pi a^2} \right) \exp(\chi z) \\ & \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{1/2} \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (6)$$

여기서 식 (5)는 공기 중에서 열전도식이고, 식 (6)은 시편에서의 열전도식이다.

위 식에 다음의 경계조건을 주어진다면 공기 중에서의 온도장을 구할 수 있다.

$$T_0(z=0) = T(z=0) \quad (7)$$

$$k_0 \frac{\partial T_0}{\partial z} \Big|_{z=0} = k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (8)$$

위 열전도식에서 구하여진 온도장의 아래의 식에 대입하면 공기 중에서 신기루 신호를 구할

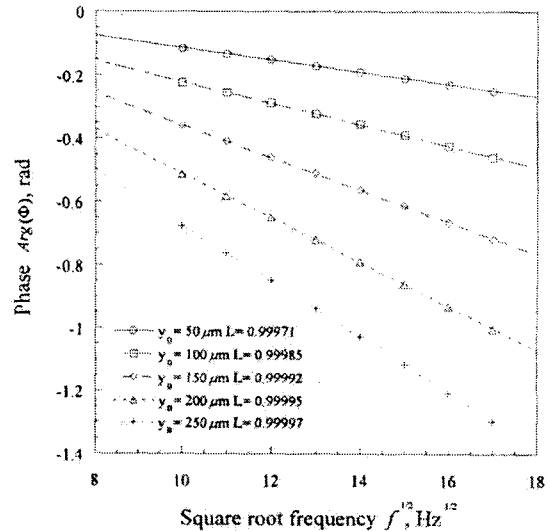


Fig. 2  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curve of bulk Ni sample calculated by the theoretical formula

수 있다.

$$\Phi_y = -\frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} \int \frac{\partial T_0}{\partial y} dx \hat{j} \quad (9)$$

위 식의 해는 Salazar 등<sup>(14)</sup>에 의하여 구하여졌고, 광학적으로 불투명한 시편에 대해 아래와 같은 해를 가진다.

$$\begin{aligned} \Phi_y = & -\frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{P_0}{2\pi k} \exp(i\omega t) \\ & \times \int_0^\infty \delta \sin(\delta y) \exp\left(-\frac{(\delta a)^2}{4}\right) \\ & \times \frac{1}{\beta} \left( \frac{1 + \exp(-2\beta h)}{1 - \exp(-2\beta h)} \right) \exp(-\beta_0 z) d\delta \hat{j} \end{aligned} \quad (10)$$

위의 이론해를 가열광 근처에서 Wong 등<sup>(18,20)</sup>이 제안한 열파결합법에 적용하였을 때 Fig. 2와 같이  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  관계가 선형적으로 나타남을 알 수가 있다. 따라서 일반적으로 가열광 근처에서 적용이 불가능한 열파결합법에 수정계수 C를 도입함으로써 신기루 신호가 커서 실험이 용이한 가열광 근처까지 열파결합법을 적용할 수 있게 된다.

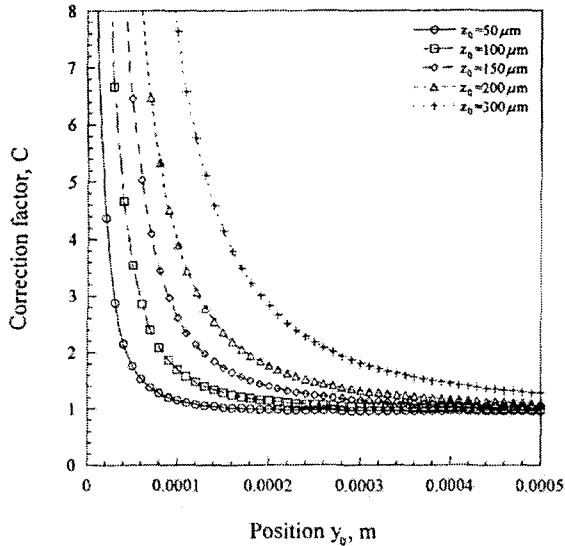


Fig. 3 C -  $y_0$  curve of bulk Ni sample

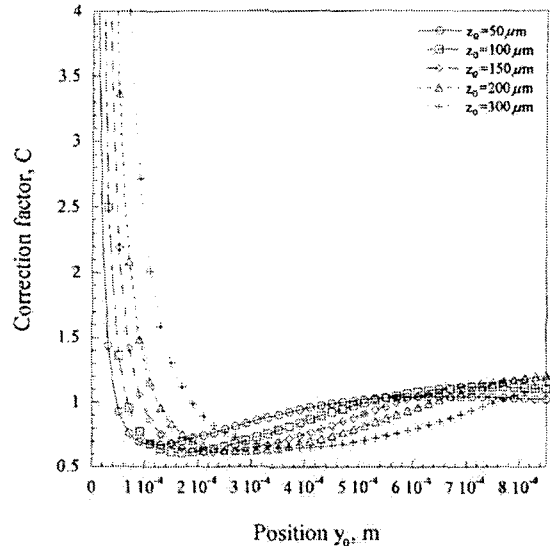


Fig. 4 C -  $y_0$  curve of bulk Al sample

$$m_0 = \left( -\frac{y_0}{\sqrt{\alpha}} - \frac{z_0}{\sqrt{\alpha_0}} \right) \sqrt{\frac{\pi}{C}} \quad (11)$$

식 (11)에서 열확산도를 구하는데 있어서  $C$ 의 영향을 알아보기 위해 문헌 값에 수록된 니켈, 알루미늄의 열확산도를 사용하여  $y_0$ ,  $z_0$ 에 대한  $C$ 의 이론적 관계를 각각 Fig. 3, 4에 나타내었다. 니켈 시편에서  $C$ 의 값은  $y_0$ 가 증가함에 따라 감소하다가 1로 수렴하고 알루미늄 시편은  $y_0$ 가 증가함에 따라 감소하다가 어느 지점 이후에는 다시 증가하여 1로 수렴해 가는 것을 볼 수 있다. 또한 같은  $y_0$ 에서도  $z_0$ 에 따라  $C$ 의 값이 달라지는 것을 확인할 수 있다. 즉, Wong 등이 제안한 식 (4)는 탐사광과 가열광 사이의 거리가 충분히 멀리 떨어진 영역 ( $C=1$ )에 위치할 때만 사용할 수 있고 탐사광과 가열광 사이의 거리가 가까워 질수록 수정계수  $C$ 가 필요함을 알 수 있다.

만약  $z_0$ 를 안다면  $m_0$ 는 실험으로 측정할 수 있으므로  $y_0$ 의 절대 위치와  $C$ 를 알면 식 (11)으로부터 열확산도를 구할 수 있다. 그러나 실제로  $y_0$ 와 시편의 열확산도는 모르는 값이므로  $y_0$ ,  $\alpha$ ,  $C$  구하기 위해 다음과 같은 반복계산을 실행하였다.

(1)  $N$ 개의  $y_0$ 에 대해 측정한  $m_0$ 로부터 식 (11)을 이용하여  $\alpha$ 를 계산한다. 이때  $C=1$ 로

가정하고  $m_0 - y_0$  그래프의 기울기를 이용하여  $\alpha$ 를 계산한다.

(2) 1에서 계산한  $\alpha$ 와  $N$ 개의  $m_0$ 를 이용하여  $y_0$ 의 절대 위치를 찾아낸다. 이때 각각의  $m_0$ 로부터  $y_0$ 의 절대 위치를 찾은 다음 평균한 값을  $y_0$ 의 절대 위치로 채택한다.

(3) 1에서 구한  $\alpha$ 를 이용하여 Fig. 3와 같은  $C - y_0$  그래프를 그리고 2에서 구한  $y_0$ 에 대한  $C$  값을 찾는다.

(4) 2의 과정에서 각각의  $m_0$ 로부터 구한  $y_0$ 에 대한  $C$  값을 찾고  $m_0 - \sqrt{1/C}y_0$  그래프의 기울기를 이용하여 새로운  $\alpha$ 를 계산한다.

(5) 2의 과정과 마찬가지로 4에서 구한  $\alpha$ 와 3에서 구한  $C$  값을 이용하여 새로운  $y_0$ 를 구한다.

(6) 3, 4, 5의 과정을 수렴할 때까지 반복한다.

$z_0$ 를 알면 위의 확장된 기법으로 측정하기 어려운  $y_0$ 의 절대 위치를 측정하지 않고도 알 수 있을 뿐만 아니라 기존의 열파결합법을 사용할 수 없는 영역에서도 적용할 수 있게 되었다.

$z_0$ 는 펄스레이저에 의해 발생하는 광탄성파의 도달 속도를 측정하는 방식을 이용하면 정밀한 광학 이동 시스템의 구성 없이도 정확히 측정할 수 있다.

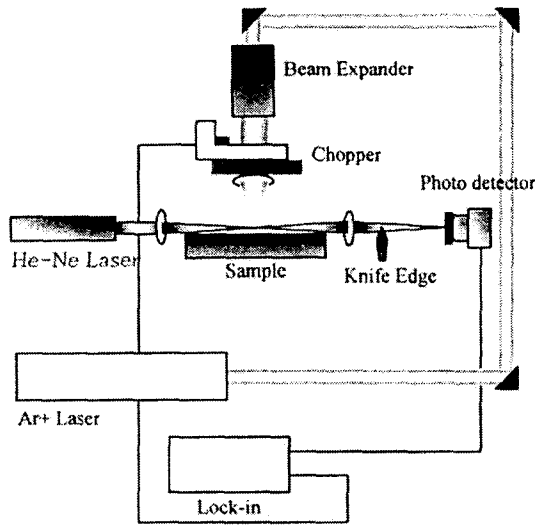


Fig. 5 Alignment of the mirage experiment

### 3. 실험

실험장치는 Fig. 5에 나타나있다. 가열광으로는 Ar+ 레이저(Spectra-Physics stabilite2017, 1.2 W,  $\lambda=488$  nm)를 사용하였고, 탐사광으로는 HeNe 레이저(Uniphase Model 1122, 5 mW,  $\lambda=632.8$  nm)를 사용하였다. 가열광은 시편 표면에서 가열광의 크기를 줄이기 위해 광확대기(beam expander 5X)로 확대 후 50 mm 렌즈로 집속하였고, 탐사광은 50 mm 렌즈로 집속시켰다. 주기적인 열유속을 발생시키기 위하여 광자르개(Optical chopper, Stanford Research Model SR540)를 사용하였다. 신기루 신호는 칼날을 이용하여 탐사광의 강도를 반으로 가린 뒤 광검출기(Photodetector, ThorLabs DET210)로 측정하였다. 락인앰프(Stanford Research Model SR810 DSP Lock-in Amplifier)을 이용하여 탐사광과 가열광 신호의 위상차를 측정하였다. 이 때 광자르개 신호를 기준신호로 하였으며, 광검출기의 신호는 프리앰프(Stanford Research Model SR552 Preamp)를 이용하여 100 배 증폭후 락인앰프에서 측정되었다. 시편은 3 축 마이크로 이송대(분해능 5  $\mu\text{m}$ )위에 부착되었다.

약한 신기루 신호를 잡기 위해 다음과 같은 방법을 따랐다. 이론적으로 신기루 신호가 가장 크게 나타나는 경우는 탐사광이 가열광 근처를 지날 때 이므로, 먼저 실험 장치를 두 레이저가 일치하게 꾸민다. 그리고 3 축 마이크로 이송대를 통해 미세 조정하여 락인앰프에서 신호가 최대인 지점을 찾는다.

Table 1 Thermal diffusivity obtained by numerical calculation according to probe beam height

$z_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$y_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$C$	$\alpha_c$ ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$I$
25	232	0.96	$2.20 \times 10^{-5}$	31
50	259	0.92	$2.87 \times 10^{-5}$	23
75	276	0.88	$3.40 \times 10^{-5}$	18
100	290	0.84	$3.94 \times 10^{-5}$	16

### 4. 결과 및 토의

#### 4.1 벌크 시편의 열확산도 측정

Fig. 6, 7는 벌크 시편에 대해 저 주파수 영역대에서 주파수를 바꿔가면서 기준신호와 신기루 신호의 위상차를 측정하는 것이다. 그림에서 알 수 있듯이  $\text{Arg}(\Phi) - f^{1/2}$  그래프에서  $f^{1/2}$ 가 증가함에 따라 상대적 위상은 선형적으로 감소한다. 이것은 벌크 재료의 특성을 반영하는 것이다. Figs. 6, 7은 모두 직선형태로 나타나지만 Fig. 6에 나타낸  $m_0$ 가 Fig. 7에 나타낸  $m_0$ 보다 더 가파른 것은 알루미늄의 열확산도가 니켈의 열확산도보다 크기 때문이다. 또한 공간적위치 변화에 따른 위상차가 발생하므로 같은 재료에 대해  $y_0$ 가 증가함에 따라  $m_0$ 는 더 커진다. Fig. 6, 7로부터 Wong 등의 열과열합법을 이용하여 구한 니켈과 알루미늄의 열확산도는 각각  $2.30 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $10.2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 이다. 이 값들은 문헌값의 니켈 열확산도  $2.24 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , 알루미늄 열확산도  $9.80 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 와 5% 이내의 오차로 일치한다.<sup>(23)</sup>

가열광 근처에서 표면을 연마한 벌크 니켈 시편에 대해 실험한 결과가 Fig. 8에 나타나있다. 서로 다른 위치에서  $\text{Arg}(\Phi) - f^{1/2}$  그래프들이 선형이므로 식 (11)을 적용하여 열확산도를 구할 수 있다.  $z_0$ 를 25, 50, 75, 100  $\mu\text{m}$ 로 가정하여 전술한 1~6 과정을 거쳐서 구한  $y_0, C, \alpha_c$ 를 Table 1에 나타내었다.  $y_0, C, \alpha_c$ 가 수렴하는 것으로부터 제안한 방법이 실제실험에 적용할 수 있다는 것을 알 수 있고  $z_0$ 에 따라  $\alpha_c$ 가 많이 변하는 것은 탐사광의 높이가 열확산도 측정의 정확성에 영향을 미친다는 것을 보여준다. 위 방법을 이용하여 측정된 니켈은 열확산도는  $2.22 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 이고 이는 문헌값과 거의 일치한다.<sup>(23)</sup>

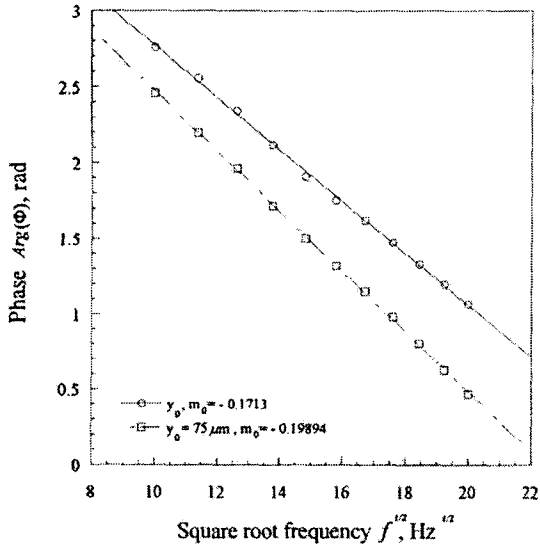


Fig. 6  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curves for a polished Ni bulk sample of 1mm thickness at  $y_0$  (upper curve),  $y_0 + \Delta y_0$  (lower curve) and  $z_0$

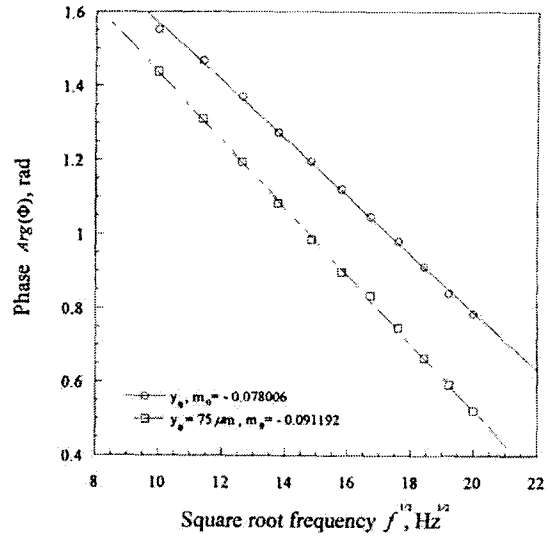


Fig. 7  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curves for a polished Al bulk sample of 1.8 mm thickness at  $y_0$  (upper curve),  $y_0 + \Delta y_0$  (lower curve) and  $z_0$

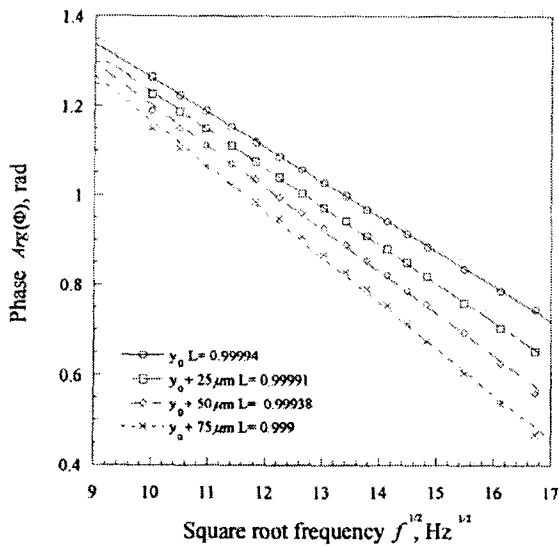


Fig. 8  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curves for a polished Ni bulk sample of 1mm thickness at  $y_0$ ,  $y_0 + 25\mu m$ ,  $y_0 + 50\mu m$ ,  $y_0 + 75\mu m$  and  $z_0$

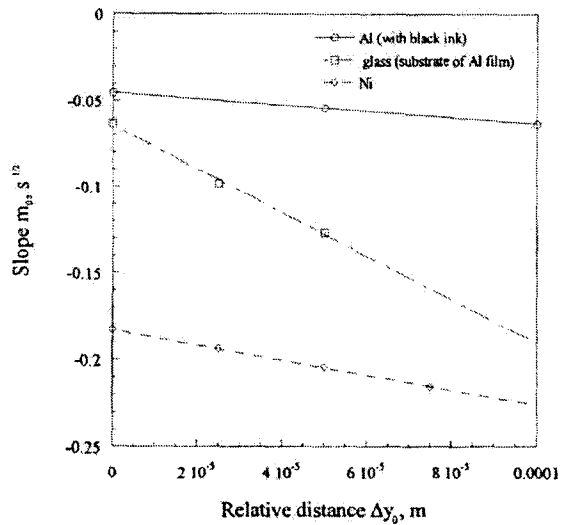


Fig. 9  $m_0 - \Delta y_0$  curves for an Al with black spray, a Ni with roughness and a glass substrate of Al film sample

4.2 박막/기층 구조물의 열확산도 측정

시편 표면에서 코팅층의 영향을 보기 위해 검은색 상용 잉크로 도포된 알루미늄의 열확산도를 측정하였다. Fig. 9로부터 구한 열확산도는

$9.96 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  이고 문헌값은  $9.75 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  이다.<sup>(23)</sup> 여기서 편차가 약 2%라는 이유는 다음과 같다.

표면 연마한 알루미늄의 가열광 흡수율은 8%이고 가열광의 세기가 480 mW 일때 시편 표면온도는 301~317 K 이다. 검은색 잉크의 흡수율이 거의

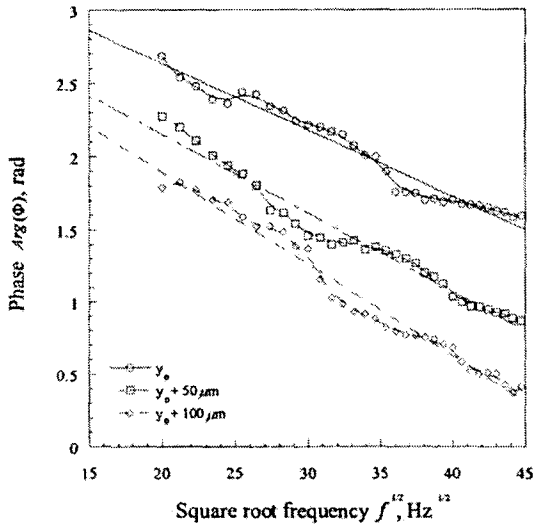


Fig. 10  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curves for a black sprayed Al of 1.8 mm thickness at  $y_0$  (upper curve),  $y_0 + \Delta y_0$  (middle curve),  $y_0 + 2\Delta y_0$  (lower curve) and  $z_0$

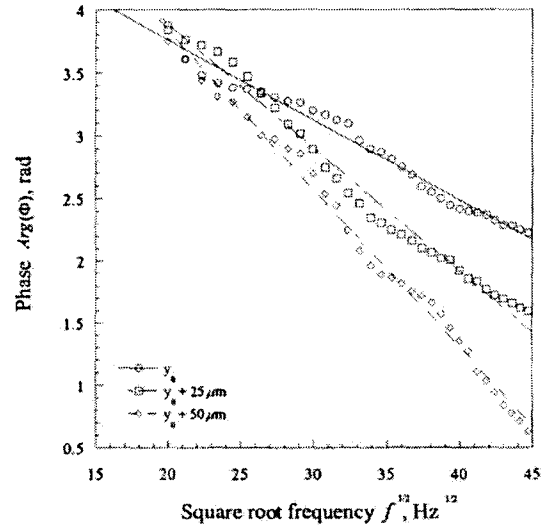


Fig. 11  $Arg(\Phi) - f^{1/2}$  curves for a 200 nm-thick Al film on glass at  $y_0$  (upper curve),  $y_0 + \Delta y_0$  (middle curve),  $y_0 + 2\Delta y_0$  (lower curve) and  $z_0$

100%이므로 알루미늄 시편 표면의 온도는 313~513 K 이 된다. 이는 시편 표면의 평균온도에 대한 문헌값의 열확산도  $9.90 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  와 거의 일치하는 것을 확인 할 수 있다.<sup>(23)</sup> 따라서 상용 잉크로 도포된 알루미늄 시편의 표면에서 상용 잉크의 가열광 흡수율이 알루미늄보다 높기 때문에 열유속 증가 효과로 인한 편차가 생기는 것이라 할 수 있다.

또한 검은색 상용 잉크로 도포된 알루미늄 시편은 Fig. 10 에서 보는 바와 같이 기층에 의해 발생하는 감소 기울기 선과 알루미늄 표면에 도포된 잉크의 주기적인 곡선의 합으로 이루어져 있다. 이것은 도포된 잉크가 충분히 열을 전달한다는 것을 의미한다.

유리기층에 대한  $m_0 - \Delta y_0$  그래프의 기울기는 Fig. 9 와 같이 선형적으로 나타나고 Fig. 9 로부터 기층의 열확산도를 구하면  $0.20 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  이다. 위의 사실은 광학적으로 투명한 재료는 레이저 빔의 흡수가 힘들므로 벌크 상태로 열확산도 측정이 불가능하지만 광학적으로 투명한 기층 위에 흡수력이 좋은 얇은 박막을 입히면 쉽게 측정할 수 있다는 것을 보여준다.

유리 기층 위의 알루미늄 박막은 Fig. 11 와 같이 선형적으로 감소하는 직선을 따라 주기적으로 변하는 신호의 형태를 나타낸다. 주기적으로 변하

는 신호의 크기가 작은 것은 박막의 두께가 얇아서 기층에 의한 특성이 지배적으로 나타나기 때문이다. 만약 박막의 두께가 두껍다면 주기적으로 변하는 곡선의 크기는 더 커질 것이다.

### 5. 결론

(1) 3 차원 열전도 이론으로부터 기존의 열파결합법 식을 확장한 형태로 광열 신기루법을 적용하였고, 이를 통해 탐사광의 높이를 아는 경우 탐사광의 절대위치를 측정하지 않고도 열적으로 두꺼운 시편의 열확산도를 측정할 수 있는 새로운 기법을 제안 하였다.

(2) 열파결합법을 이용하여 안정적으로 열확산도를 측정할 수 있는 장치를 구성하였다. 그리고 기초 실험을 통해 벌크 시편의 열확산도를 측정하여 실험장치의 신뢰성을 검증하였다.

(3) 알루미늄 박막 시편을 이용한 실험에서 박막에 의해 광열신호의 특성이 변화하는 것을 확인하였고 기층의 열확산도를 계속할 수 있었다. 따라서 본 연구는 복잡한 미세구조물의 열물성과 내부구조를 광학적으로 측정할 수 있는 가능성을 보여주었다. 또한 광학적으로 불투명한 물질의 경우 레이저 빔을 잘 흡수 할 수 있는 얇은 박막을 입혀 기층의 열확산도를 측정할 수 있음을 보였다.



## 후 기

이 논문은 2001년도 한국학술진흥재단의 지원에 의해 연구되었음. (KRF-2001-003-E004)

## 참고문헌

- (1) Cahill, D.G., 1990, "Thermal Conductivity Measurement from 30 to 750 K: the 3 Omega Method," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 61, pp. 802~808.
- (2) Lee, S.M. and Cahill, D.G., 1997, "Heat Transport in Thin Dielectric films," *Journal of Applied Physics*, Vol. 81, pp. 2590~2595.
- (3) Park, H.K., Grigoropoulos, C.P. and Tam, A.C., 1995, "Optical Measurements of Thermal Diffusivity of a Material," *International Journal of Thermophysics*, Vol. 16, pp. 973~995.
- (4) Kading, O., Skurk, H. and Goodson, K.E., 1994, "Thermal Conduction in Metallized Silicon-Dioxide Layers on Silicon," *Applied Physics Letters*, Vol. 65, pp. 1629~1631.
- (5) Bincheng, Li., Pottier, L., Roger, J.P., Fournier, D. and Welsch, E., 2000, "Thermal Characterization of Film-on-Substrate Systems with Modulated Thermoreflectance Microscopy," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 71, pp. 2154~2160.
- (6) Bhusari, D.M., Teng, C.W., Chen, K.H., Wei, S.L. and Chen, L.C., 1997, "Traveling Wave Method for Measurement of Thermal Conductivity of Thin Films," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 68, pp. 4180~4183.
- (7) Dezhong, Zhu., Dongming, He., Mingqing, Zheng. and Yuqin, Gu., 1999, Measurement of the Thermal Diffusivity of Thin Materials Using an Infrared Thermal Wave Imaging Technique, *Heat Transfer-Asian Research*, Vol. 28, pp. 89~94.
- (8) Cheng, J.C., Wu, L. and Zhang, S.Y., 1994, "Thermoelastic Response of Pulsed Photothermal Deformation of Thin Plates," *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, pp. 716~722.
- (9) Bennis, G.L., Vyas, R., Gupta, R., Ang, S. and Brown, W.D., 1998, Thermal Diffusivity Measurement of Solid Materials by the Pulsed Photothermal Displacement Technique," *Journal of Applied Physics*, Vol. 84, pp. 3602~3610.
- (10) Olmstead, M.A., Amer, N.M., Kohn, S., Fournier, D. and Boccara, A.C., 1983, "Photothermal Displacement Spectroscopy: An Optical Probe for Solids and Surfaces," *Applied Physics A-Solids & Surfaces*, Vol. A32, pp. 141~154.
- (11) Li, B.C., 1990, "Three-Dimensional Theory of Pulsed Photothermal Deformation," *Journal of Applied Physics*, Vol. 68, pp. 482~487.
- (12) Ogawa, E.T., Chuan, H.U. and Ho, P.S., 1999, "Thermal Diffusivity Measurement of Polymeric Thin Films Using the Photothermal Displacement Technique. I. Free-Standing Film Case," *Journal of Applied Physics*, Vol. 86, pp. 6018~6027.
- (13) Chuan, H.U., Ogawa, E.T. and Ho, P.S., 1999, "Thermal Diffusivity Measurement of Polymeric Thin Films Using the Photothermal Displacement Technique. II. On-Wafer Measurement," *Journal of Applied Physics*, Vol. 86, pp. 6028~6038.
- (14) Salazar, A., Sanchez-Lavega, A. and Fernandez, J., 1989, "Theory of Thermal Diffusivity Determination by the Mirage Technique in Solids," *Journal of Applied Physics*, Vol. 65, pp. 4150~4156.
- (15) Salazar, A., Sanchez-Lavega, A. and Fernandez, J., 1991, "Thermal Diffusivity Measurements in Solids by the Mirage Technique: Experimental Results," *Journal of Applied Physics*, Vol. 69, pp. 1216~1223.
- (16) Rantala, J., Jaarinen, J. and P.K. Kuo, P.K., 1992, *Photoacoustic and Photothermal Phenomena III*, Springer, Berlin, p. 189.
- (17) Rantala, J., Wei, L., Kuo, P.K., Jaarinen, J. Luukkala, M. and Thomas, R.L., 1993, "Determination of Thermal Diffusivity of Low-Diffusivity Materials Using the Mirage Method with Multiparameter Fitting," *Journal of Applied Physics*, Vol. 73, pp. 2714~2733.
- (18) Wong, P.K., Fung, P.C.W., Tam, H.L. and Gao, J., 1995, "Thermal Diffusivity Measurements of an Oriented Superconducting-Film-Substrate Composite Using the Mirage Technique," *Physical Review B*, Vol. 51, pp. 523~533.
- (19) Sanchez-Lavega, A., Salazar, A., Ocariz, A., Pottier, L., Gomez, E., Villar, L.M. and Macho, E., 1997, "Thermal Diffusivity Measurements in Porous Ceramics by Photothermal Methods," *Applied Physics a (Materials Science Processing)*, Vol. A65, pp. 15~22.
- (20) Wong, P.K., Fung, P.C.W. and Tam, H.L., 1998, "Low Thermal Diffusivity Measurements of Thin Films Using Mirage Technique," *Journal of Applied Physics*, Vol. 84, pp. 6623~6627.
- (21) Suber, G., Bertolotti, M., Sibilia, C., Ferrari, A. and Ricciardiello, F.G., 1987, "Transverse Photothermal Deflection Spectroscopy Applied to Thermal Diffusivity Measurements," *Journal of Thermal Analysis*, Vol. 32, pp. 1039~1041.
- (22) Suber, G., Bertolotti, M., Sibilia, C. and Ferrari, A., 1988, "Test Measurements of the Photothermal Deflection Method to Determine the Thermal Diffusivity of Solids," *Applied Optics*, Vol. 27, pp. 1807~1810.
- (23) Incropera, F.P. and DeWitt, D.P., 1996, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Fourth Ed, John Wiley and Sons, Inc., Appendix A.