

가열빔의 파형에 따른 광열변위법에 대한 이론적 연구

전필수 · 이은호 · 이광재 · 유재석* · 김기현* · 목재균** · 황석렬***

아주대학교 기계공학과 대학원, *아주대학교 기계 및 산업공학부

철도기술연구원, *경문대학 기계과

A Theoretical Study on the Photothermal Displacement Method for Wave Shape of Pump Beam

Pilsoo Jeon, Eunho Lee, Kwangjai Lee, Jaisuk Yoo*, Ki-hyun Kim*,
Jaikyun Mok** and Sukyul Hwang***

*Department of Mechanical Engineering, Ajou University

†Division of Mechanical & Industrial Engineering, Ajou University

**Korea Railroad Research Institute

***Department of Mechanical Engineering, Kyungmun College

요 약

고체재료의 열확산계수나 열전도계수와 같은 열물성을 비접촉식 방법으로 측정하기 위하여 광열변위법에 대한 이론적인 해석을 수행하였다. 가열빔의 파형을 코사인파, 삼각파 그리고 사각파로 가정하여 2차원 열전도 방정식과 열탄성 방정식의 엄밀해를 구하였고, 이를 가열빔으로부터 직접 구한 실제파의 결과와 비교하였다. 코사인파의 결과가 다른 파형에 비하여 실제파와 가장 유사한 것으로 보아 비교적 해석이 복잡한 실제파를 코사인파로 가정하여도 무방하다.

Abstract — A complete theoretical treatment of the photothermal displacement technique has been performed for thermal properties measurement such as thermal diffusivity and conductivity. Using assumed wave shapes of heat source such as cosine wave, triangular wave, and square wave, the rigorous solutions of two-dimensional thermal conduction and thermoelastic equations were obtained. And we made a comparison between assumed wave and real wave shapes of heat source. The result using cosine wave was the closest to that of real wave. Therefore, it has no objection to assume the relative complex real wave as cosine wave.

1. 서 론

열물성 측정 기술은 철강 산업, 열처리 산업, 에너지 산업, 전자 산업, 원자력 산업, 항공 우주산업 등 기초 산업에서 첨단산업에 이르기까지 광범위하게 응용되고 있는 중요 기술 분야로서 산업 기술의 혁신을 위해서는 열물성 계측 기술의 개발이 필수적으로 요청된다. 최근에는 첨단산업의 발달과 함께 파인 세라믹스, 탄소 복합 재료, 금속 복합 재료 등 열특성이 우수한 신소재 개발과 질화알루미늄, 다이아몬드 박막 등 특수 기능 재료의 개발이 활발하게 진행됨에 따라 기존 계측 기술의 고도화와 신개발 재료에 대한 보다 정확한 계측 기술의

확립이 요구되고 있다.

현재 세계적으로 열물성 측정에 이용되고 있는 주요 측정법으로는 직류 통전가열법, 펄스 통류가열법과 같은 접촉식과 레이저 선평법 및 초음파 부상 레이저 가열법 등과 같은 비접촉식 방법이 있다. 이러한 방법들은 측정에 있어서 많은 제약이 따르기 때문에 비접촉 방식이 먼저 손쉽게 열물성을 측정할 수 있는 방법의 확립이 요구되고 있다.

광열효과를 이용한 열물성 계측방법은 초음파 부상 레이저 가열법이나 레이저 선평법 같은 다른 비접촉식 방법보다 높은 정밀도와 넓은 측정범위를 가지고 있기 때문에 광열효과에 대한 관심이 고조되고 있다. 광열효과

를 이용한 열물성 계측방법에는 크게 광열변위법^[1], photothermal radiometry^[2], photothermal refraction^[3] 그리고 photothermal deflection^[4] 등이 있다. 본 연구에서 고려한 광열변위법은 재료에 단속된 광에너지를 조사하였을 때 나타나는 재료 표면의 변형으로 인한 표면의 기울기나 위상각을 검사빔을 이용하여 측정하여 재료의 물성을 구하는 방법이다.

광열변위법에 대한 기존의 연구동향은 다음과 같다. Olmstead 등^[1]은 2차원 변형구배식을 유도하였고, 이에 대한 실험과의 맞춤곡선을 시도하였지만 그 결과는 명확하지 못하였다. Li 등^[5]은 가열빔의 파형을 사각파로 가정하고 변형구배식을 유도하여 재료의 두께, 특성 주파수, 그리고 열원의 반경에 가중치를 적용하고 이로부터 열확산계수와와의 관계식을 제시하였다. 이들은 제시한 관계식에 나타나는 가중치를 명확히 제시하지 못하여 열확산계수를 직접 구할 수는 없었다. Balageas 등^[6]은 2차원 열탄성 방정식을 유도하고 이를 이용하여 두 가지 재료의 변형구배가 일정할 때 각각의 변조주파수의 비는 두 재료의 열확산계수의 비와 유사함을 발견하였다. 그러나 이 방법은 열확산계수를 정확히 알고있는 기준 재료를 필요로 하며, 또한 이론적으로 가열빔의 변조주파수를 증가시킬수록 실험결과가 제시한 관계식에 접근하기 때문에 주파수의 기준이 없다는 단점을 갖고 있다.

본 연구에서는 광열변위법을 이용하여 열물성을 측정하기 위한 이론적인 모델을 제시하기 위하여 가열빔의 파형을 코사인파, 사각파 그리고 삼각파로 설정하였을 때 광열효과에 의한 재료내의 2차원 온도분포와 변형구배를 해석적으로 유도하였고 이 결과들을 실제 변조된 가열빔 파형의 결과와 비교하여 각각의 파형이 결과에 미치는 영향을 알아보았다.

2. 이 론

Fig. 1은 광열변위법을 개략적으로 나타낸 것이다. 일정한 주파수로 변조된 가열빔이 시편의 표면에 조사되면 가열빔의 일부는 시편내부로 흡수되어 온도변화를 야기시킨다. 이러한 온도변화는 시편 표면에 변형을 유발시킨다. 이러한 열탄성 변형은 재료의 열전도계수나 열확산계수와 같은 열적 성질과 광흡수계수와 같은 광학적 성질에 따라 다르게 나타난다. 시편 표면 위의 공기에 의한 굴절을 무시하면, 검사빔의 입사각과 반사각의 차이는 표면 변형구배와 비례한다.

$$\Phi = 2 \frac{du}{dr} \Big|_{z=0} \quad (1)$$

여기서 Φ 는 변형이 일어나지 않았을 때의 반사각과 변

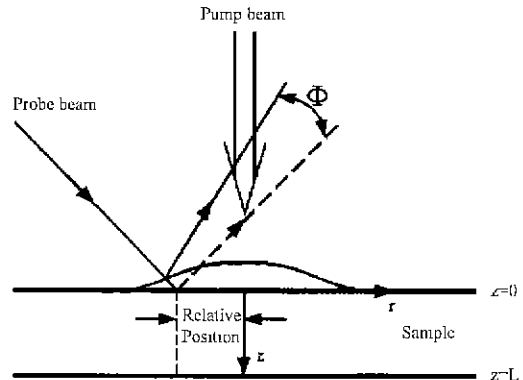


Fig. 1. Principal of measurement and theoretical model.

형이 일어났을 때의 반사각의 차이이며, du/dr 은 변형구배이다.

2-1. 온도 해석

본 연구에서는 시편내의 온도분포^{[7][8]}를 구하기 위하여 Fig 1과 같이 r방향으로는 무한하고 z방향으로는 유한한 길이를 가지는 불투명 고체를 모델로 선정하였다. 시편내의 열은 조사된 가열빔으로부터 광에너지의 흡수에 의해 발생되고 열전도에 의해 매질 내로 확산되며, 이에 따른 고체의 열물성은 가열빔에 의한 시편의 온도 상승이 작기 때문에 온도에 무관하고 고체의 전체에 걸쳐 일정하다고 가정하였다.

시편에 조사되는 가열빔은 Fig. 2에 나타낸 바와 같은 가열빔이 시간에 대하여 코사인파, 삼각파, 사각파 그리고 실제파의 형태로 변하는 경우에 대하여 해석을 수행하였다.

일반적으로 가열빔은 레이저를 사용하기 때문에 열원이 θ 방향에 대하여 일정한 분포를 가지므로 지배방정식은 식(2)와 같은 2차원 원통형 열전도 방정식을 사용하였다.

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

여기서 $T(r, z, t)$ 는 시편의 온도, k 는 시편의 열전도계수, 그리고 α 는 열확산계수를 나타낸다. 적용되는 경계조건은 식(3)에 나타낸 것처럼 주위 공기보다 금속의 열전도계수가 매우 높기 때문에 경계면에서의 열손실은 무시하였다. 그리고 가열빔에 의한 시편의 온도상승이 작기 때문에 대류나 복사에 의한 열전달 효과는 고려하지 않았다.

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0, L} = 0 \quad (3)$$

열원 $Q(r, z, t)$ 는 가열빔에 의해 시편에 전달되는 단위 부피 당 에너지로 공간에 대하여 Gaussian 분포를 가지는 레이저빔으로 주파수는 $t(=\omega/2\pi)$ 로 단속되고, 최대 강도의 $1/e$ 이 되는 지점까지를 빔의 반지름, a , 으로 고려하였고, 광흡수계수, λ 는 광에너지가 시편에 흡수되는 깊이를 나타낸다. 일정한 주기를 갖는 코사인파의 파형은 식(5)에 나타냈다.

$$Q(r, z, t) = \frac{\lambda P(t)}{2\pi a^2} \exp(-r^2/a^2 - \lambda z) \quad (4)$$

$$P(t) = \frac{1}{2} P_0 [1 + \cos(\omega t)] \quad (5)$$

여기서 P_0 는 시편내부로 흡수된 에너지를 의미한다. 식(4)와 (5)에 나타낸 것처럼 열원은 시간에 독립적인 부분과 시간에 종속적인 부분의 합으로 나타낼 수 있다. 시간에 독립적인 부분은 광열변위법의 신호에 영향을 미치지 않기 때문에 본 연구에서는 시간에 종속적인 부분만을 고려하였다.

열전도 방정식의 해는 적분변환법을 이용하여 구하였다. 식(2)의 일반적인 해는 식(6)과 (7)에 나타낸 특수해와 일반해의 합으로 나타낼 수 있다.

$$T_p = \int_0^\infty \delta d \delta J_0(\delta r) e^{i\omega t} F(\delta) e^{-\lambda z} \quad (6)$$

$$T_{II} = \int_0^\infty \delta d \delta J_0(\delta r) e^{i\omega t} [A(\delta) \sinh(\xi_m z) + B(\delta) \cosh(\xi_m z)] \quad (7)$$

여기서

$$\xi_m = (\delta^2 + i\omega_m/\alpha)^{1/2} \quad (8)$$

이고 $J_0(\delta r)$ 은 영차 Bessel 함수이다. $F(\delta)$ 는 식(6)를 식(2)에 대입하여 구할 수 있고, 계수 $A(\delta)$ 와 $B(\delta)$ 는 경계 조건을 적용하여 구할 수 있다. 이러한 방법으로 시편내의 시간에 종속적인 부분의 온도분포에 대한 식을 구하면 다음과 같다.

$$T_c = \frac{P_0 \lambda}{8\pi k} e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{\delta d \delta J_0(\delta r)}{\lambda^2 - \xi_m^2} e^{-\alpha^2 \delta^2 t / \alpha} \times \left[e^{-\lambda z} + \frac{\lambda \cosh(\xi_m z)}{\xi_m \sinh(\xi_m L)} \left\{ \frac{\sinh(\xi_m L)}{\cosh(\xi_m z)} - \cosh(\xi_m L) + e^{-\lambda L} \right\} \right] \quad (9)$$

식(10)과 (11)은 가열빔의 파형이 삼각파인 경우에 열원의 파형 및 온도분포를 나타낸 것으로 코사인파와 동일한 방법으로 온도분포를 구하였다. 열원의 파형은 Fig. 2에 나타낸 삼각파를 Fourier series로 전개하여 구하였다.

$$P(t) = \frac{1}{2} P_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{n^2 \pi^2} \cos\left(\frac{n\pi t}{2}\right) \right]$$

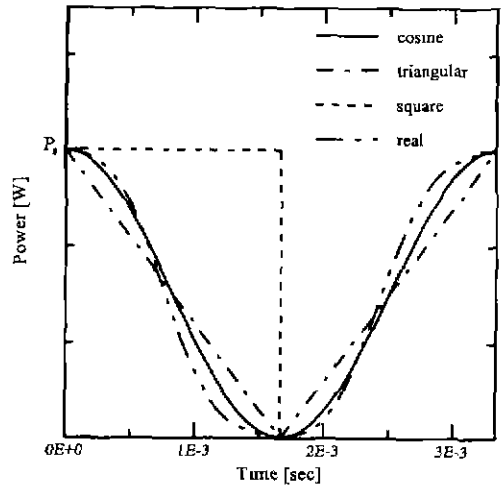


Fig. 2. Four wave-shape of heat source.

$$\times \left[1 - 2\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + \cos(n\pi) \right] \quad (10)$$

$$T_T = \frac{4P\lambda}{\pi^3 k} \int_0^\infty \delta d \delta J_0(\delta r) \left(e^{-\alpha^2 \delta^2 t / \alpha} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\exp(i\omega_m t)}{(4m-2)^2 (\lambda^2 - \xi_m^2)} \right) \times \left[e^{-\lambda z} + \frac{\lambda \cosh(\xi_m z)}{\xi_m \sinh(\xi_m L)} \right] \times \left[\frac{\sinh(\xi_m L)}{\cosh(\xi_m z)} - \cosh(\xi_m L) + e^{-\lambda L} \right] \quad (11)$$

여기서

$$\omega_m = (4m-2)\pi f$$

$$\xi_m = (\delta^2 + i\omega_m/\alpha)^{1/2}$$

식(12)와 (13)은 가열빔의 파형이 사각파인 경우에 열원의 파형 및 온도분포를 나타낸 것으로 해석과정은 코사인파의 경우와 동일하다. 열원의 파형은 앞서 전개한 삼각파와 마찬가지로 Fig. 2에 나타낸 사각파를 Fourier series로 전개하여 구하였다.

$$P(t) = \frac{1}{2} P_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi t}{2}\right) \left[1 - 2\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + \cos(n\pi) \right] \right] \quad (12)$$

$$T_s = \frac{P\lambda}{\pi^2 k} \int_0^\infty \delta d \delta J_0(\delta r) e^{-\alpha^2 \delta^2 t / \alpha} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\exp(i\omega_m t + \pi/2)}{(4m-2)(\lambda^2 - \xi_m^2)} \times \left[e^{-\lambda z} + \frac{\lambda \cosh(\xi_m z)}{\xi_m \sinh(\xi_m L)} \right] \times \left[\frac{\sinh(\xi_m L)}{\cosh(\xi_m z)} - \cosh(\xi_m L) + e^{-\lambda L} \right] \quad (13)$$

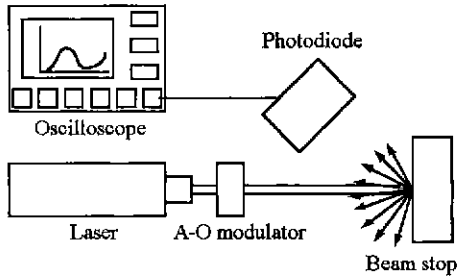


Fig. 3. Measurement of real wave shape.

여기서

$$\omega_m = (4m-2)\pi f$$

$$\xi_m = (\delta^2 + i\omega_m/\alpha)^{1/2}$$

식(14)와 (15)는 가열법의 파형을 실제로 측정하여 Fourier series로 전개하여 구한 열원의 파형 및 온도분포를 구한 결과를 나타낸 것으로 해석 과정은 코사인파의 경우와 동일하다. 열원의 실제파형은 Fig. 3에 나타낸 바와 같이 레이저에서 출사되는 빔을 A-O(Acousto-optic) 변조기를 이용하여 원하는 주파수로 변조시킨 후 차단막에 의하여 산란되는 레이저 빔을 광 검출기를 이용하여 측정하였다. 여기서 사용한 검출기는 응답시간이 5 ns 이며 oscilloscope로 초당 10⁸개의 결과를 취득하여 파형을 분석하였다.

가열법의 실제 파형은 변조주파수에 따라 약간 다르게 나타나지만 광열변위법에서 주로 사용하는 주파수 대역은 대략 10 Hz~5 kHz 정도이며 가장 많이 사용하는 변조주파수가 약 300 Hz 정도이기 때문에 본 연구에서는 300 Hz일 때의 결과를 사용하였다. 식(14)에서 A_n과 B_n의 값은 Fig. 2의 실제파를 Fourier series로 전개하여 구한 계수이다.

$$P(t) = \frac{1}{2}P_0 \left[1 + \sum_{n=1}^5 \left\{ A_n \cos\left(\frac{n\pi t}{L}\right) + B_n \sin\left(\frac{n\pi t}{L}\right) \right\} \right] \quad (14)$$

$$T_R = \frac{P\lambda}{8\pi k} \int_0^{\infty} \delta d \delta J_0(\delta r) e^{-\alpha^2 \delta^2 t} \sum_{m=1}^5 \frac{(A_m - B_m e^{-\pi^2}) \exp(i\omega_m t)}{m^2 (\lambda^2 - \xi_m^2)} \times \left[\sum_{m=1}^5 \frac{(A_m - B_m e^{-\pi^2}) \exp(i\omega_m t)}{m^2 (\lambda^2 - \xi_m^2)} \times \left\{ \frac{\sinh(\xi_m L)}{\cosh(\xi_m z)} - \cosh(\xi_m L) + e^{-2L} \right\} \right] \quad (15)$$

여기서

$$\omega_m = m\pi f$$

$$\xi_m = (\delta^2 + i\omega_m/\alpha)^{1/2}$$

2-2. 열탄성 해석

온도해석을 통하여 구한 시편내의 온도분포를 이용하여 재료의 열탄성 변형을 구하였다. 이 때 사용되는 열탄성 방정식^[6]은 식(16)과 같고, 경계조건은 시편 주위에 작용하는 외력이 없다는 가정하에 식(17)처럼 나타낼 수 있다.

$$\nabla^2 \vec{u} + \frac{\nabla(\nabla \cdot \vec{u})}{1+2\nu} = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \alpha_{th} \nabla T \quad (16)$$

$$\sigma_{rz}|_{z=0,L} = 0, \sigma_{zz}|_{z=0,L} = 0 \quad (17)$$

여기서 ν 는 포아송비, α_{th} 는 열팽창계수, 그리고 σ 는 응력을 나타낸다.

열탄성 방정식의 해는 식(18)에 나타낸 바와 같이 변위 벡터 \vec{u} 를 특수해 \vec{u}_p 와 일반해 \vec{u}_h 의 합으로 나타낼 수 있다. 또한 \vec{u}_p 는 다시 열탄성 포텐셜함수 $\nabla\phi$ 로 정의할 수 있다.

$$\vec{u} = \vec{u}_p + \vec{u}_h = \nabla\phi + \vec{u}_h \quad (18)$$

식(18)을 식(16)에 대입하여 정리하면, 식(19) 그리고 (20)과 같이 표현할 수 있다. 또한 식(20)은 Love 함수 ψ 를 적용하여 정리하면 식(21)과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla^2 \phi = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha_{th} T \quad (19)$$

$$(1-2\nu)\nabla^2 \vec{u}_h + \nabla(\nabla \cdot \vec{u}_h) = 0 \quad (20)$$

$$\nabla^4 \psi = 0 \quad (21)$$

식(19)의 해는 2차원 원통좌표계에 대한 Green 함수^{[10][11]}를 사용하여 식(22)과 같이 구할 수 있다.

$$\phi(r, z) = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\alpha_{th}}{L} \int_0^{\infty} r' dr' \int_0^L dz' \times \int_0^{\infty} \delta d \delta J_0(\delta r) J_0(\delta r') T(r', z') \times \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin(\eta_p z') \sin(\eta_p z)}{\delta^2 + \eta_p^2} \quad (22)$$

여기서 $\eta_p = p\pi/L$ 이고 식(21)의 일반적인 형태의 해는 식(23)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\psi(r, z) = \int_0^{\infty} J_0(\delta r) (A + B\delta z) \sinh(\delta z) + (C + D\delta z) \cosh(\delta z) \delta d\delta \quad (23)$$

경계조건은 식(24)와 ϕ 와 ψ 의 함수로 (25)처럼 나타낼 수 있다.

$$\sigma_{rz}|_{z=0,L} = \sigma_{rzp}|_{z=0,L} + \sigma_{rz}|_{z=0,L}$$

$$\sigma_{zz}|_{z=0,L} = \sigma_{zz}|_{z=0,L} + \sigma_{zz}|_{z=0,L} \quad (24)$$

$$\sigma_{rzp} = 2G \frac{\partial^2 \phi}{\partial r \partial z}$$

$$\sigma_{zzp} = 2G \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \nabla^2 \phi \right)$$

$$\sigma_{zzH} = \frac{2G}{1-2\nu} \left[(1-\nu) \frac{\partial \nabla^2 \Psi}{\partial r} - \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r \partial z^2} \right]$$

$$\sigma_{zzH} = \frac{2G}{1-2\nu} \left[(2-\nu) \frac{\partial \nabla^2 \Psi}{\partial z} - \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} \right] \quad (25)$$

식(23)의 계수 A, B, C 그리고 D는 식(24)와 (25)에 나타난 경계조건을 적용하여 구할 수 있다. 이러한 결과들을 이용하여 변형구배는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \Big|_{z=0} = \frac{4\alpha_{th}(1+\nu)}{L} \int_0^\infty \delta^2 d\delta \int_0^\infty r' dr' \times \int_0^L dz' J_0(\delta r') J_0(\delta r) T(r', z') \sum_{p=1}^\infty \frac{\eta_p \sin(\eta_p z')}{\delta^2 + \eta_p^2} H(\delta) \quad (26)$$

$$H(\delta) = \frac{\sinh^2(\delta L) + \delta L \sinh(\delta L) \cos(p\pi)}{\delta^2 L^2 - \sinh^2(\delta L)} \quad (27)$$

여기서 $J_0(\delta r)$ 은 일차 Bessel 함수이다.

식(26)에 온도해석 과정에서 구한 코사인파, 삼각파, 사각파, 그리고 실제파의 온도결과를 대입하고 정리하면 각각의 파형에 대한 최종적인 변형구배를 구할 수 있으며, 이를 식(28), (29), (30) 그리고 (31)에 나타냈다.

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \Big|_{z=0} = \frac{(1+\nu)\alpha_{th}P\lambda^2}{2\pi kL} \int_0^\infty \frac{\delta^2 d\delta J_1(\delta r)}{\lambda^2 - \xi^2} \times \sum_{p=1}^\infty \frac{\eta_p^2 H(\delta) e^{-\delta^2 z'/4} [(-1)^p - \cosh(\xi L)]}{\xi(\delta^2 + \eta_p^2)(\xi^2 + \eta_p^2) \sinh(\xi L)} \quad (28)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \Big|_{z=0} = \frac{16(1+\nu)\alpha_{th}P\lambda^2}{\pi^3 kL} \int_0^\infty \delta^2 d\delta J_1(\delta r) \sum_{p=1}^\infty \frac{\eta_p^2 H(\delta) e^{-\delta^2 z'/4}}{(\delta^2 + \eta_p^2)} \times \sum_{m=1}^\infty \frac{[(-1)^p - \cosh(\xi_m L)] (\xi_m^2 + \eta_p^2)^{-1}}{(4m-2)^2 (\lambda^2 - \xi_m^2) \xi_m \sinh(\xi_m L)} \quad (29)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \Big|_{z=0} = \frac{4(1+\nu)\alpha_{th}P\lambda^2 e^{\nu/2}}{\pi^3 kL} \int_0^\infty \delta^2 d\delta J_1(\delta r) \sum_{p=1}^\infty \frac{\eta_p^2 H(\delta) e^{-\delta^2 z'/4}}{(\delta^2 + \eta_p^2)} \times \sum_{n=1}^\infty \frac{[(-1)^p - \cosh(\xi_n L)] (\xi_n^2 + \eta_p^2)^{-1}}{(4n-2)(\lambda^2 - \xi_n^2) \xi_n \sinh(\xi_n L)} \quad (30)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \Big|_{z=0} = \frac{(1+\nu)\alpha_{th}P\lambda^2}{2\pi kL} \int_0^\infty \delta^2 d\delta J_1(\delta r) \sum_{p=1}^\infty \frac{\eta_p^2 H(\delta) e^{-\delta^2 z'/4}}{(\delta^2 + \eta_p^2)} \times \sum_{m=1}^3 \frac{(A_m - B_m e^{-\nu/2})}{m^2 (\lambda^2 - \xi_m^2) \xi_m \sinh(\xi_m L)} \times [(-1)^p - \cosh(\xi_m L)] (\xi_m^2 + \eta_p^2)^{-1} \quad (31)$$

시편의 표면에서 열탄성 변형이 발생하면 가열빔의 중심으로부터 거리가 멀어질수록 위상지연이 발생한다. 표면의 변형구배는 복소수로 구성되어 있기 때문에 위상차 Θ 는 적분항내의 값에만 의존하며 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Theta(r, f, a, \alpha) = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Imag}[du/dr]_{z=0}}{\text{Real}[du/dr]_{z=0}} \right] \quad (32)$$

여기서 r 은 가열빔과 검사빔의 상대적인 거리를 나타낸다. 실험적으로 열확산계수를 제외한 시편의 두께, 가열빔과 검사빔의 상대거리, 가열빔의 크기와 변조주파수는 측정이 가능하다. 그러므로 이 때 측정된 위상차와 이론적으로 계산된 위상차를 비교함으로써 열확산계수를 구할 수 있다.

열전도계수는 식(1)에 나타난 관계를 이용하여 변형이 발생하였을 때의 검사빔의 반사각과 변형이 없을 때의 반사각이 이루는 각도가 변형구배의 두배가 되기 때문에 식(32)을 이용하여 구한 열확산계수를 변형구배식에 대입하고 시편의 광학적 특성을 알 수 있다면 쉽게 결정할 수 있다. 또한 열확산계수와 열전도계수는 $\alpha = k/\rho c$ 와 같은 관계가 있기 때문에 시편의 온도변화에 따른 비열과 밀도의 변화를 무시할 수 있다면 열전도계수를 쉽게 결정할 수 있다.

3. 결과 및 검토

각각의 파형이 온도분포 및 변형구배 그리고 위상차에 미치는 영향을 알아보기 위하여 본 연구에서는 온도 해석 결과와 열탄성해석 결과를 수치적분하였다. 수치적분 과정에서 시편의 두께나 가열빔의 크기에 따라 적분 구간이 변하기 때문에 수치계산시 적절한 적분구간을 설정하는 것이 필요하다.

결과해석에서는 시편의 두께가 1 mm인 니켈에 대하여 가열빔의 반지름을 100 μm , 재료 내부로 흡수된 에너지를 0.33 W 그리고 변조주파수를 300 Hz로 설정하여 계산하였다.

시편이 주기적인 광에너지에 의하여 가열될 때 시간에 종속적인 부분의 온도를 각각의 파형에 대하여 Fig.

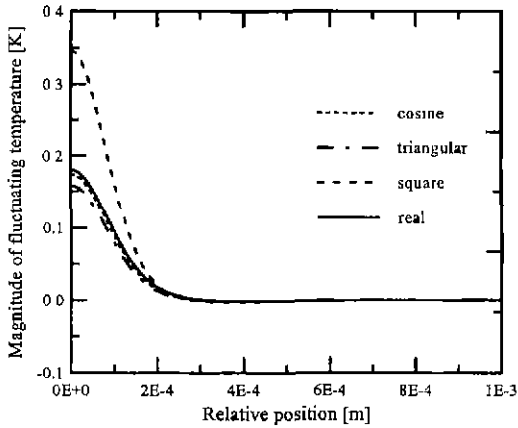


Fig. 4. Magnitude of fluctuating temperature versus relative position for the cosine, triangular, square, and real wave.

4에 나타냈다. Fig. 2에서 코사인파의 형태가 실제 파형과 가장 유사한 경향을 보였듯이 열원의 여러 가지 파형 중에서 코사인파의 결과가 실제파의 결과와 가장 유사하게 나타났다. 가열빔의 중심으로부터 상대거리가 증가함에 따라 온도차는 급격히 감소하다가 어느정도 거리가 되면 수렴한다. 각 파형에 따라 온도곡선이 다르게 나타나는 것은 Fig 2에 나타낸 바와 같이 가열빔의 최대강도가 지속되는 시간이 다르기 때문인 것으로 사료된다. 가열빔의 최대강도가 지속되는 시간이 가장 긴 사각파의 경우가 다른 파형에 비하여 상대적으로 높은 온도분포를 가지지만 가열빔의 반지름인 100 μm 가 되는 지점으로부터 일정한 주기로 시편을 가열할 때 열이 영향을 미치는 영역을 나타내는 열확산길이($\mu = \sqrt{\alpha / (\pi f)}$) 정도 떨어진 지점부터는 거의 동일한 경향을 나타낸다. 이러한 현상은 가열빔을 Gaussian 분포를 가진다고 가정하였으므로 온도가 급격히 감소하며 열확산길이 내에서는 점차 시편에 가해진 열에너지의 영향이 감소하기 때문에 온도차가 감소한다. 가열빔의 중심으로부터 가열빔의 반경과 열확산길이를 합친 거리 이상에서는 열에너지의 영향이 거의 없기 때문에 온도차가 거의 나타나지 않았다.

Fig. 5는 각 파형에 대한 변형구배의 결과를 나타낸 것이다. 온도해석에서 온도차가 가장 큰 사각파의 변형구배가 가장 크게 나타났으며 열원의 여러 가지 파형 중에서 코사인파의 변형구배가 실제파의 변형구배와 가장 유사하게 나타난 것으로 보아 변형구배는 온도차에 비례한다는 것을 알 수 있다.

시편내의 온도차에 비례하는 변형구배는 가열빔 반지름의 0.7배 정도까지는 급격히 증가하다가 가열빔의 반

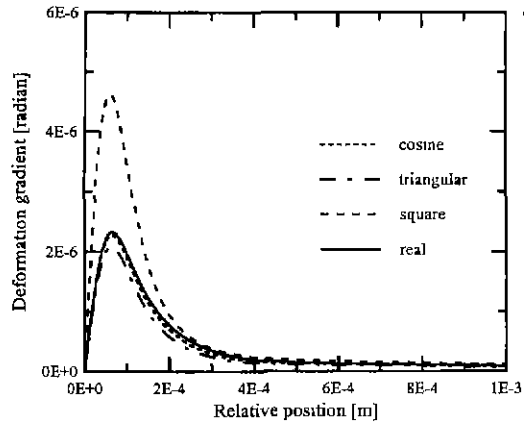


Fig. 5. Deformation angle versus relative position for the cosine, triangular, square, and real wave.

지름과 열확산길이를 더한 상대위치까지 감소한 후 서서히 수렴하는 것을 볼 수 있다. 이러한 현상은 온도차의 경우와 마찬가지로 열에너지의 영향을 받는 영역에서는 변형구배가 뚜렷하게 나타나지만 열에너지의 영향을 받는 영역을 벗어나면 거의 변형구배가 존재하지 않기 때문인 것으로 사료된다.

각 파형에 대한 위상각의 결과는 Fig. 6에 나타냈다. 위상각은 가열빔의 중심으로부터 상대거리가 멀어질수록 위상각이 급격히 감소하다가 증가하여 수렴한다. 그림에서 코사인파, 삼각파 그리고 실제파의 경우에는 거의 유사한 결과가 나타났지만 사각파는 온도차나 변형구배의 결과와 마찬가지로 약간의 차이를 보였다. 위상각의 결과 또한 온도나 변형구배의 결과와 마찬가지로 코사인파가 실제파와 가장 유사한 경향을 가지는 것으로

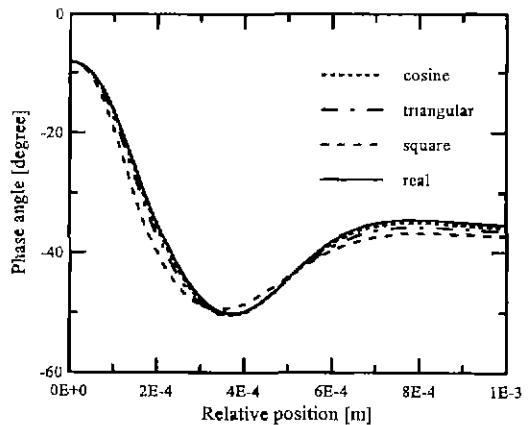


Fig. 6. Phase angle versus relative position for the cosine, triangular, square, and real wave.

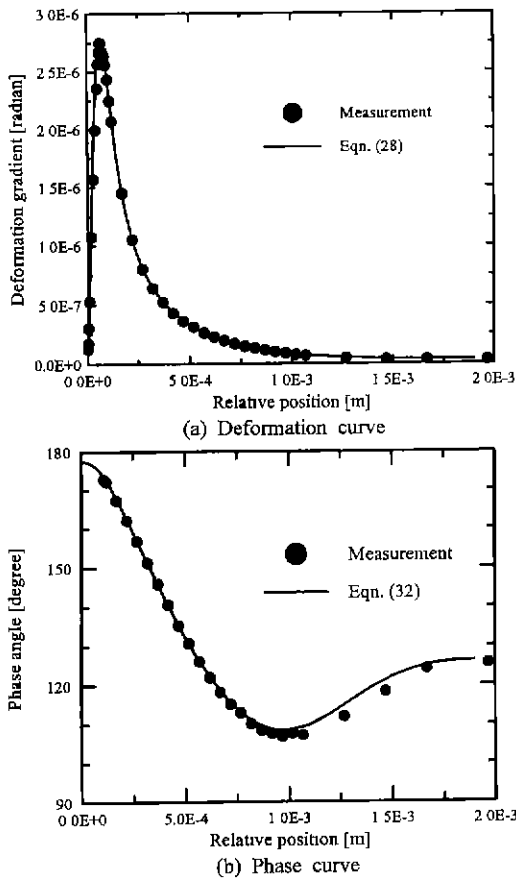


Fig. 7. The deformation curve and phase curve of copper in radial direction.

로 나타났다.

온도차, 변형구배 그리고 위상각에 대하여 열원의 파형을 코사인파, 삼각파, 사각파 그리고 실제파에 대하여 알아보았을 때, Fig. 2에서 알 수 있듯이 파형의 형태가 실제파형과 비교적 유사한 코사인파의 결과가 실제파의 결과와 가장 잘 맞는다는 것을 알 수 있었다. 실제파를 이용하여 온도를 해석하거나 열탄성변형을 해석하는 것은 사각파, 삼각파 그리고 코사인파에 비하여 매우 복잡하며 많은 시간을 필요로 한다. 따라서 A-O 변조기를 이용하여 가열빔을 변조시켰을 때 실제파형에 가장 근접한 결과를 나타내는 코사인파로 열원의 파형을 가정하는 것이 가장 타당한 것으로 사료된다.

Fig. 7은 참고문헌[12]에서 제시한 구리의 실험결과와 본 연구에서 가열빔의 파형을 코사인으로 가정하여 해석한 결과를 비교하여 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 시험결과와 이론에 의한 결과가 비교적 잘 일치하는 것으로 보아 본 연구에서 해석한 결과가 타당함을

알 수 있었다. 이론에 의한 결과는 실험조건과 동일하게 시편의 두께 0.95 mm, 가열빔의 반경 100 μm , 가열빔의 출력 0.7 W 그리고 변조주파수를 300 Hz로 설정하여 계산한 것이다. 그림에 나타낸 실험결과는 측정오차가 약 2% 미만으로 주로 시편의 두께 측정에서 대부분의 오차가 발생한다.

4. 결 론

본 연구에서는 광열변위법을 이용하여 열물성을 측정하기 위한 이론적인 모델을 제시하기 위하여 가열빔의 파형을 코사인파, 사각파 그리고 삼각파로 설정하였을 때 재료내의 2차원 온도분포와 변형구배를 해석적으로 유도하였고 이 결과들을 실제 변조된 가열빔 파형의 결과와 비교하여 각각의 파형이 결과에 미치는 영향을 알아보았으며 이러한 결과로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 가열빔의 최대강도가 지속되는 시간이 상대적으로 긴 사각파의 경우에 온도차와 변형구배 그리고 위상각은 실제파와 많은 차이를 나타냈지만 삼각파와 코사인파의 경우에는 비교적 유사한 경향이 나타난다.

(2) 열원의 파형을 코사인파, 삼각파 그리고 사각파로 설정하여 해석한 온도차, 변형구배 그리고 위상각의 결과에서 파형의 형태가 실제파형과 유사한 코사인파의 결과가 실제파의 결과와 가장 유사하게 나타났다.

(3) 실제파를 이용하여 온도를 해석하거나 열탄성변형을 해석하는 것은 사각파, 삼각파 그리고 코사인파에 비하여 매우 복잡하며 많은 시간을 필요로 하기 때문에 실제파형에 가장 근접한 결과를 나타내는 코사인파로 열원의 파형을 가정하여도 결과에는 거의 영향을 주지 않는다.

후 기

본 연구는 이주대학교의 연구비 지원과 서울대학교 터보동력기계 연구센터를 통한 한국과학재단 우수연구센터 지원금에 의한 것입니다.

참고문헌

- Olmstead, M.A., Amer, N. M. and Kohn, S.: Appl. Phys. A, 32, 141 (1983).
- Chen, Z. and Mandelis, A.: Phys. Rev. Vol. B46 (1992).
- Fournier, D., Boccara, A.C., Skumanich, A. and Amer, N.M.: J. Appl. Phys. Vol. 59 (1986).
- Bertolotti, M., Liakhou, G., Voti, R.L., Sibilia, C.

- and Sparvieri, N.: Rev. Sci. Instrum. Vol. 66, No. 12 (1995).
5. Li, B., Zhen, Z. and He, S.: Appl. Phys. D, 24, 2196 (1986).
 6. Balageas, D.L., Boscher, D.M., Deon, A.A. and Enguehard, F.: ETPC Proceedings, 23, 517 (1991).
 7. Özisik, N.M.: "Heat conduction". 2nd ed., Wiley Interscience (1983).
 8. Warren Jackson and Nabil M. Amer: J. Appl. Phys, 51, 3343 (1980).
 9. Nowacki, W.: "Thermoelasticity", 2nd ed, Pergamon Press (1986).
 10. Yu. A. Melnikov: "Green's functions in Applied Mechanics", Computational mechanics publications (1995).
 11. Jackson, J.D.: "Classical Electrodynamics", Wiley New York (1998).
 12. 이은호, 이광재, 유재석: 대한기계학회 열공학부문 추계학술대회 논문집 (1999).