# Non-Fourier 열전달에 대한 소고

김 우 승
한양대학교 기계공학과 교수

●1957년생
●열전달을 전공하였으며, 임구영역에서의 열전달, non-Fourier 열전도, 상변화 및 열응력 분야에 관심을 가지고 있다.

## 1. 머 리 말

Fourier 열전도법칙에서 열유속과 온도구배 사이의 관계식은 다음과 같다.

$$q(\vec{r}, t) = -k\Delta T \tag{1}$$

여기서 $q(\vec{r}, t)$는 열유속 벡터를 나타내며, $k$는 열전도 계수이고 $T$는 온도를 나타낸다.

이것으로부터 유도된 열전도 방정식은 다음과 같은 모순을 갖고 있다. 무한물체에 온도구배가 주어졌다고 할 경우, 순간적으로 그 물체의 모든 부분에서 그 주어진 온도구배의 영향을 느낄 수 있다고 하는 모순된 가정하에서 열전도의 확산 방정식은 유도된다. 이는 온도 임펄스(impulse)가 무한 속도로 그 물체를 통해 전해진다는 것을 의미한다. 그러나 열교란(thermal distrubance)이 전파되는 속도는 유한하므로 위의 사실은 적합하지 못하다. 이러한 물리적인 결함에도 불구하고 대부분의 열전도 문제에서 열원으로부터의 거리와 함께 온도장이 급속하게 소멸되어 측정되는 물리적인 양들이 유한영역에서 고려되며, 나머지영역은 고려되지 않는다고 가정하므로, Fourier 모델의 위에서 언급된 물리적인 모순은 정량적인 측면에서 큰 오차를 야기시키지는 않는다.[1]

그러나 온도구배가 상당히 크거나 절대온도 영 근처에서의 온도장을 Fourier 모델로는 알맞게 구할 수 없으며 이러한 경우에 열은 유한한 전파 속도를 갖고 파(wave)의 형태로 전달됨이 관찰되었다.

그러므로 이 글에서는 Fourier 모델이 적합하지 못한 경우들에 대해서 non-Fourier 모델을 적용하여 non-Fourier 모델이 갖는 열전달 특성에 관해 언급하고자 한다.

## 2. Non-Fourier 모델

Fourier 모델이 갖는 모순점을 수정하기 위해 Vernotte[2]는 다음과 같은 수정된 방정식을 제안 하였다.

$$\tau\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \vec{q} = -k\Delta T \tag{2}$$

여기서 $\tau$는 이완시간을 나타내며, $\tau=0$인 경우는 무한전파속도를 의미하고 이 때 방정식 (2)는 일반적인 Fourier의 열전도 법칙 방정식 (1)과 동일하게 되며, 이 식은 Maxwell이 유도한 일반적인 관계식으로부터 얻은 단순화된 방정식이다. 방정식 (2)가 뜻하는 바는 매체에 온도구배가 주어졌을 경우 곧바로 열흐름이 생기는 것이 아니라 유한시간(finite time)이 경과한 후에 열유속은 이완시간 $\tau$와 함께 증가함을 나타낸다. 이완시간 $\tau$는 매체의 열관성

에 대한 척도이며 순수물질(homogeneous substances)인 경우 가스들은 $10^{-8}\sim10^{-10}$sec 그리고 액체와 dielectric 고체들은 $10^{-10}\sim10^{-12}$sec의 값들을 갖는다.[3]

한편 방정식 (2)를 압력과 밀도 효과가 무시된 에너지 방정식에 도입하면 아래와 같은 열전도 방정식을 얻는다.

$$\nabla^2 T+\frac{1}{k}\left[g+\frac{a}{c^2}\cdot\frac{\partial g}{\partial t}\right]=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 T}{\partial t^2}+\frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \quad (3)$$

이때 물성치들은 상수들이라고 가정하고, $a$는 열확산 계수이며, $k$는 열전도 계수, $g$는 열생성항(heat source term)이며 $c=\sqrt{a/\tau}$는 열파면(thermal wave front)의 속력을 가리킨다. 방정식 (3)의 좌변의 두번째항에 나타나 있는 열원(heat source)의 1계 시간도함수를 갖는 겉보기 열원(apparent heat source) 항의 존재는 열파모델이 갖는 특징 중의 하나이며 이는 유한전파속도에 기인하는 결과인 것이다.

통상적인 열전도 방정식은 수학적으로 구분할 때 parabolic 형태를 갖고 있으며, non-Fourier 열전도 법칙으로부터 유도되는 열전도 방정식은 hyperbolic 형태를 가진다. 따라서 이 글에서는 fourier 열전도법칙에 근거된 사항들을 parabolic 모델이라 정의하고, non-Fourier 열전도 법칙에 근거된 사항들을 hyperbolic 모델이라 정의한다.

방정식 (3)은 hyperbolic equation이며, 에너지 전파속력 $c$가 무한대가 될 경우 그 방정식은 parabolic 열전도 방정식이 됨을 알 수 있다.

Hyperbolic(non-Fourier) 모델과 parabolic (Fourier) 모델에 대한 상대적인 중요성을 결정하기 위해서, 방정식 (3)의 우변의 두 항을 비교할 필요가 있다. 열전도의 파 성질(wave nature)을 나타내는 재질에 대해서 다음과 같은 부등식이 성립되어야 한다.

$$\frac{1}{C^2}\frac{\partial^2 T}{\partial t^2}\gg\frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \quad (4)$$

온도변화율 $\frac{\partial T}{\partial t}$를 $\Psi$라고 할 때 부등식(4)는 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t}\gg(c^2/a)\,\Psi \quad (5)$$

그러므로 부등식(5)는 열전달과정에서 파성질의 중요성을 나타낸다.

예를 들면 $c$의 값이 작거나 또는 $a$ 값이 큰 경우 이거나 또는 $c$ 값이 크거나 $a$ 값이 작을 경우라도 매우 짧은 시간 구간에서의 온도 변화율이 높다고 할 경우에는 파 현상이 지배적임을 나타낸다. 이러한 예는 레이저에 관련된 기술에서 살펴볼 수 있다. 레이저로부터 고체에 공급되는 에너지의 강도가 높고 공급시간이 상당히 짧기 때문에 국소화된 열원(localized heat source) 근처에서 온도 증가율이 매우 높게 된다.

## 3. 열파에 관한 역사

열파(heat wave)를 취급한 많은 논문들 중 필자의 측면에서 살펴본 것들을 소개하면 아래와 같다.

열파를 찾아낸 초기의 실험들중 Peshkov[5]는 1944년에 절대온도 영 근처의 온도($1.4K$)에서 액체 헬륨을 사용한 실험을 통해서 액체 헬륨의 열 전파속도가 19m/s임을 알아냈는데, 관측된 열파와 음향파(acoustic wave) 사이의 유사성 때문에 열파현상을 "second sound" 라고 하였다. 그 이후로 이에 대한 많은 연구가 진행되어왔다.

Mauer과 Thompson[6]은 이완모델을 이용해 상당히 높은 열유속이 고체의 표면에 부과된 경우를 해석적으로 연구하여, 표면열 유속이 갑자기 부가되었을 때 고체 표면의 온도가 순간적으로 급상승함을 알아냈으며, $10^7$W/cm$^2$의 크기를 갖는 열유속이 내화-재보강 페놀혼합물, (refractory, reinforced phenolic char)에 부가되었을 때의 초기온도의 급상승 크기는

약 300℃, 그리고 표면에서 온도구배의 크기는 $10^8$℃/cm정도라고 하였다. 그러므로 높은 열유속이 부가되는 경우 Fourier모델과 non-Fourier모델 간의 예측정도의 차가 상당히 증가하게 되므로 Fourier 모델을 기초로 하여 설계된 것은 열충격(thermal shock)의 발생에 의해 결함을 유발하게 된다. 열충격은 급속히 움직이는 열원이나 고체에서의 전파되는 균열전단(propagating crack tip)주위에 선호된 방향(preferential direction)으로 열 에너지가 축적된 결과로 유발되는데 이는 열전도의 열파이론(thermal wave theory for heat conduction)에서의 열관성효과의 직접적인 결과인 것이다.

한편 Tzou[5]는 속도 $v$와 강도 $Q$를 갖고 움직이는 열원(moving heat source)에 의해서 유발되는 열충격파에 대한 연구에서 열파 모델에 대한 중요성을 강조하였는데 이를 요약하면 다음과 같다.

『열원(heat source)이 고체에서의 열전파속도와 같거나 빠르게 움직일 때 움직이는 열원 근처에 많은 열에너지가 축적되게 되고 이 축적된 에너지는 열원이 이동되어 움직이기 전에 주변 매체로 쉽게 전달되지 못하므로, 결과적으로 상당히 큰 온도 구배가 존재하게 되어 열확산 모델과 열파모델 간에 큰 차이를 나타나게 된다.

열마하수(thermal mach number) M을 아래와 같이 정의한다.

$$M=\frac{v}{c}=\frac{\text{움직이는 열원의 속력}}{\text{고체에서의 열 전파 속력}}$$

이때, heat affected zone에서의 온도는 열마하수에 크게 의존하며, 열마하수가 증가함에 따라 확산모델과 열파모델 간의 차이는 더욱 증가된다.

열마하수 $M$에 의해 온도장을 아음속($M<1$), 천음속($M=1$), 초음속($M>1$)으로 나누었는데, 아음속 또는 천음속에서 초음속으로 천이되는 과정에서 나타나는 특징중 열충격면(thermal shock surface)을 기준으로 좌·우측에서 물리량의 불연속적인 변화등은 확산모델로써는 예측될 수 없는 특징으로서, 열파모델에 의해서 설명되어질 수 있다.』

Baumeister and Hamill[7,8]은 온도를 종속변수로 하여 표시한 열파 방정식을 기초로 하여 경계면에서의 온도가 step change로 변할 때 반무한체에서의 열 유속 분포를 구하였다.

Kazimi와 Erdman[9]은 산화우라늄과 나트륨의 접촉면 온도를 예측함에 있어 non-Fourier 효과가 중요한 시간 구간(time interval)에 대해 연구하였다.

Ozisik과 Vick은 반무한체[10]와 유한체[11]에서의 열 펄스의 성장과 소멸을 예측하였는데 유한속도로 전파되는 온도파(temperature pulse)는 유한한 높이와 너비를 가지고 있음을 나타내고 있으며, 이 결과는 Bertman과 Sandiford[12]가 실험을 통해 얻은것들과 정성적으로 유사하다. 한편 그들은 발열(heat generation)를 포함하는 hyperbolic 열전도방정식은 발열량의 시간도함수를 포함하는 부가적인 항을 갖고 있다는 것을 알아냈다.

Frankel[13] 등은 열유속경계조건을 갖는 물체에서는 열파모델에서 열 유속표현식으로 된 에너지 방정식을 사용하는 것이 온도표현식으로 된 것을 이용하는 것보다 훨씬 편리하다고 제안했다.

Gembarovic과 Majernik[14]는 표면 열유속경계조건을 갖는 절연된 유한평판에서의 1차원 hyperbolic 열전도문제를 laplace transform방법을 이용해, 초기 과도상태에서의 해석을 하는데 특히 유용하며 열응력에 대한 연구에서 중요한 역할을 하게 될 급수해를 얻었다.

Frankel[15] 등은 서로 다른 물질들의 접촉면에서 열파가 존재한다고 하는 현상에 대한 이론적인 측면을 제공하기 위해 복합재료에서의 열파에 대한 이론적인 연구를 통해 non-Fourier 모델에 대한 필요성을 강조하였다.

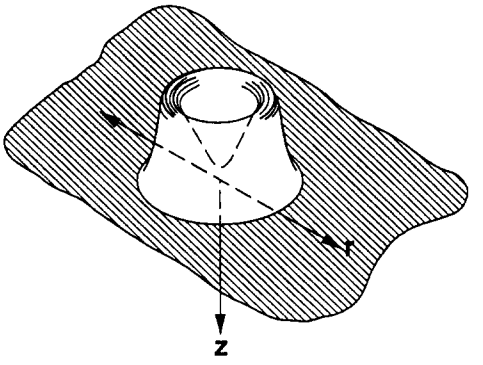
Glass[16] 등은 표면 열유속이 부가되고 열전도계수가 온도의 함수인 경우에 대한 hyperbolic (non-Fourier) stefan 문제를 수치적으로 연구

하였으며, 그 결과를 Fourier의 것과 비교하였다.

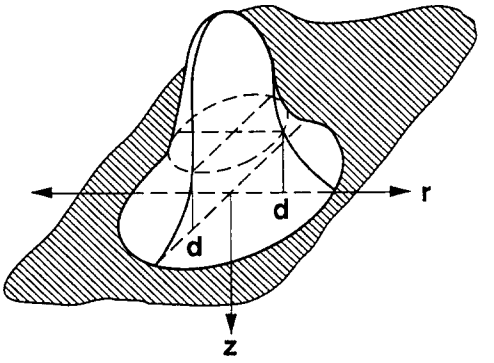
## 4. Non-Fourier 모델의 적용 예

많은 적용 예가 있지만 필자가 발표한 논문[17]과 Tzou[4]의 내용을 예로 들어 두 부분(1, 2)으로 나누어 설명하고자 한다.

(1) 축 대칭의 연속적인 또는 펄스의 표면열원에 의한 hyperbolic 열전도[17] : 대부분의 고체 레이저펄스 solid-state laser pulse는 $TEM_{00}$(transverse electric and magnetic mode) 또는 Gaussian 모드로서 알려진 최하위 공간모드에서 작동되며, 고출력 $CO_2$ 레이저는 일반적으로 두 개의 최하위 공간모드인 $TME_{00}$와 $TEM_{01}$*(도넛 모드)의 혼합으로 되어 있다. 그림 1은 도넛 모드와 Gaussian 모드에 대한 spatial profile을 나타낸다. Gaussian 열원은 형상(profile)의 중심에서 에너지가 최대값을 가지며, 반사가 잘되는 금속표면을 갖는 많은 산업상의 재료 공정 응용면에서 이용된다. 도넛 열원의 에너지의 최대치는 Gaussian source의 것보다 작지만 형상의 중심주위의 환(ring)에 에너지가 집중되어 있다. 도넛 열원은 Gaussian 열원보다 촛점을 맞추기가 어렵지만 갖가지 절단공정에서 보다 나은 끝단의 질(edge quality)이 요구되는 상황에서 유용하게 쓰인다.




a) 도넛모드




b) Gaussian 모드

**그림 1** 레이저 열원에 대한 형상

일반적으로 이들 모드들의 공간 분포는 축대칭으로 가정될 수 있다. 한편 열전도 해석에서 표면 열원(surface source)이 작용된다고 한 것은 금속 표면에 부가된 레이저 열원(laser source)은 일반적으로 두께가 수백 angstrom인 얇은 층에서 흡수되기 때문에 입사된 열원을 표면열원으로 고려할 수 있는 것이며, 이러한 경우는 광학 감쇠계수(ptical attenuation coefficient)가 큰 재료일 때 적용된다. 일반적으로 금속들의 광학 감쇠계수는 $10^5 \sim 10^6 cm^{-1}$ 정도이다. 예를 들어 반무한체에 축대칭인 표면열원이 연속적으로 또는 매우 짧은 시간 동안 작동되는 단일 펄스가 부가되었을 경우에 대한 온도 반응을 살펴보면 다음과 같다. 그림 2는 Gaussian 열원이 연속적으로 가해질 때의 표면 온도분포를 무차원화된 시간에 따라 표시한 것이다.

온도분포는 중심 ($\rho=0$)에서 최대 온도를 가지며 끝단 부분에서 낮은 온도를 갖는 Gaussian 분포를 나타낸다. 한편 parabolic(Fourier) 결과는 hyperbolic (non-Fourier) 결과와 비교해 볼 때 낮게 나타남을 볼 수 있으며, 중심에 가깝고 시간이 짧을수록 그 현상은 더욱 크게 나타난다. 그림 3은 도넛 열원이 연속적으로 가해질 때의 표면 온도분포를 무차원화된 시간 ($\xi$)에 따라 표시한 것이며, 에너지가 최소인

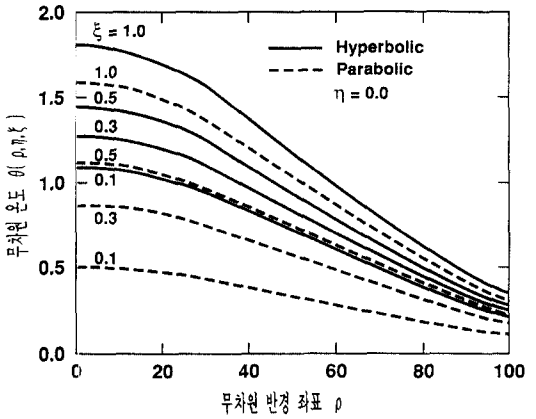



그림 2 Gaussian 형태의 연속적인 표면 열유속에 대한 반경 방향 ($\rho$)으로의 표면($\eta=0$) 온도 분포

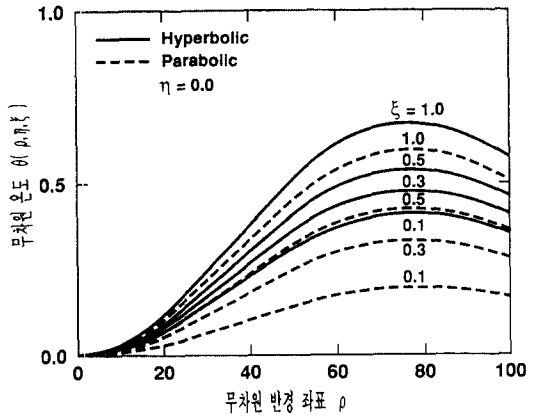



그림 3 도넛 형태의 연속적인 표면 열유속에 대한 반경방향($\rho$)으로의 표면 ($\eta=0$) 온도 분포

중심 주위의 환(ring)에 에너지가 집중되어 있는 관계로 온도분포 역시 도넛형태로 나타남을 볼 수 있다. 이 경우에도 hyperbolic 모델이 parabolic 모델보다 높은 온도분포를 예측한다. 한편 Gaussian 열원에 의한 최대치 온도가 도넛 열원에 의한 것보다 높음을 그림 2와 그림 3으로부터 알 수 있다.

그림 4는 Gaussian 열원이 연속적으로 가해

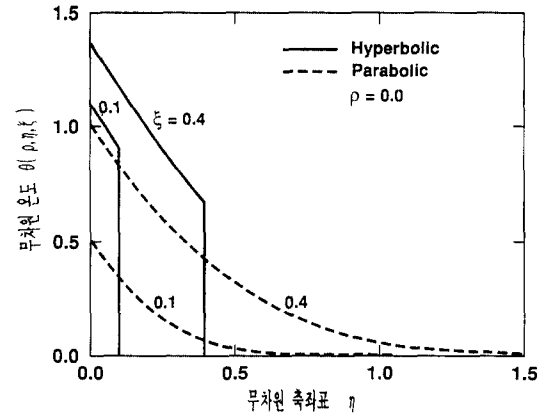



그림 4 Gaussian 형태의 연속적인 표면 열유속에 대한 축방향거리($\eta$)에 따른 중심($\rho=0$) 온도의 변화

질 때 무차원화된 시간($\xi=0.1, 0.4$)에서의 축방향거리 ($\eta$)에 따른 중심($\rho=0$) 온도의 변화를 Fourier(paraboric)와 non-Fourier(hyperbolic)의 경우에 대해 비교하였다.

각 시간의 물체에 부가된 총 에너지양은 두 모델에 대해 같지만 에너지 분포가 상당히 다름을 볼 수 있다. Parabolic 모델은 순간적인 에너지 전파를 나타내므로 파의 성질을 갖지 못하기 때문에 축을 따른 모든 점에서의 온도는 표면 열 유속에 의해 영향을 받아 변하도록 예측된다. 반면에 hyperbolic 모델은 표면으로부터 물체를 따라 전파되는 열파면의 존재를 명확히 나타내고 있다. 열파면 왼편 영역에 있는 곳에서의 온도는 표면 열유속에 의해 영향을 받아 변한 반면에 오른편 영역에서는 열파면이 아직 다다르지 못했기 때문에 온도 변화가 없음을 볼 수 있다. 그림 5는 시간적 정방단일 Gaussion 펄스가 표면에 부가된 경우 축을 따른 시간 $\zeta=0.7$과 1.2에서의 중심($\rho=0$) 온도 변화를 나타내고 있으며, 이때 펄스가 작용된 기간은 $\Delta\xi=0.2$이다.

이 경우에도 parabolic 모델은 축의 모든 점에서 표면 열유속의 영향을 느끼며, 온도가 완

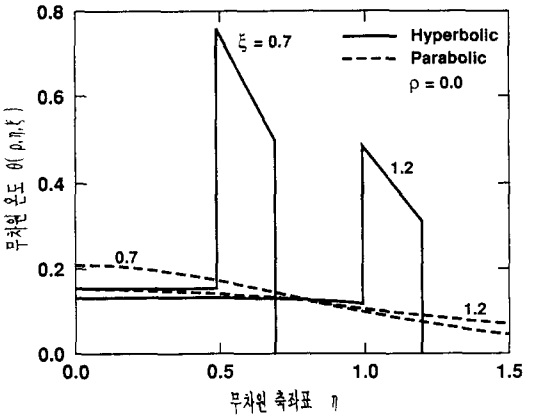



그림 5 Gaussian 형태의 single pulse에 대한 축방향거리($\eta$)에 따른 중심($\rho=0$) 온도의 변화

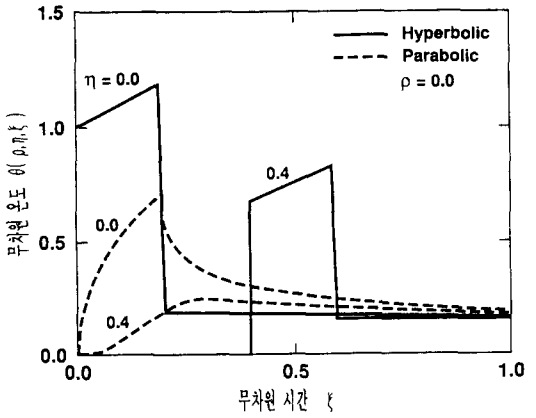



그림 6 Gaussian 형태의 single pulse에 대한 시간($\xi$) 변화에 따른 중심($\rho=0$) 온도의 변화

만하게 변함을 볼 수 있다. 한편 hyperbolic 모델은 표면에서부터 그 물체의 내부로 유한 속도를 갖고 전파되는 열파를 예측한다.

그림 6의 경우는 그림 5에서 언급된 펄스가 작용했을 때 축을 따른 두 곳($\eta=0.0$, 과 $\eta=0.4$)에서의 중심 온도를 시간에 따라 도시한 것이다.

Parabolic의 경우 온도 분포는 표면 ($\eta=0.0$)에서 초기에 무한구배를 갖고, pulse가 부가되는 동안($\xi=0.2$까지)에는 완만한 증가를 보이다가 그 후로는 급속하게 그러나 완만하게 온도가 감소한다. Hyperbolic 모델의 경우는 펄스가 부가되는 동안 표면에서 높은 초기온도가 유지되고 그 후에는 온도가 급속하게 떨어진다.

$\eta=0.4$의 위치에서는 parabolic의 경우 미소한 온도변화를 예측하는 반면에 hyperbolic의 경우에는 펄스가 부가되는 동안 ($\Delta\xi=0.2$) 상당히 큰 온도 변화를 나타내며 시간이 증가됨에 따라 두 모델의 해는 차이가 작아짐을 볼 수 있다.

(2) 움직이는 열원에 의해서 유발되는 열충격파[4,18] : Tzou는 그림 7에 도시된 바와 같이 2차원 무한체에서 $x_1$방향으로 일정한 속도 $v$로 움직이는 점열원(point heat rowrce)을 고려하여 열 충격현상에 대하여 연구하였다. 유한전파속도 때문에 열 영향구역(heat affected zone)은 반경이 ct인 원형의 thermal wave front에 의해 국한된다. 이 문제의 경우 유도된 에너지 방정식은 열마하수 $M$의 값에 따라 방정식 특성이 elliptic($M<1$), parabolic($M=1$), hyper-

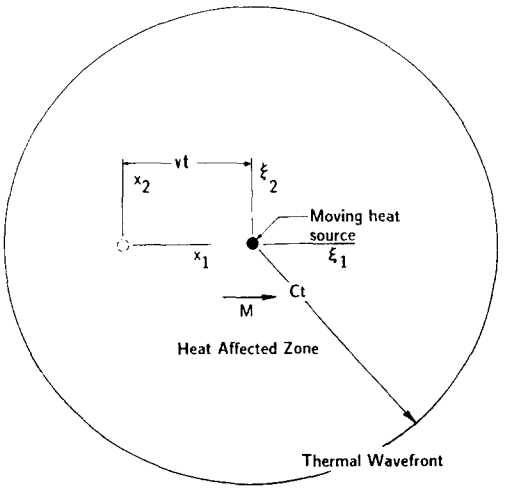



그림 7 움직이는 열원으로부터 발생되는 열파와 좌표계

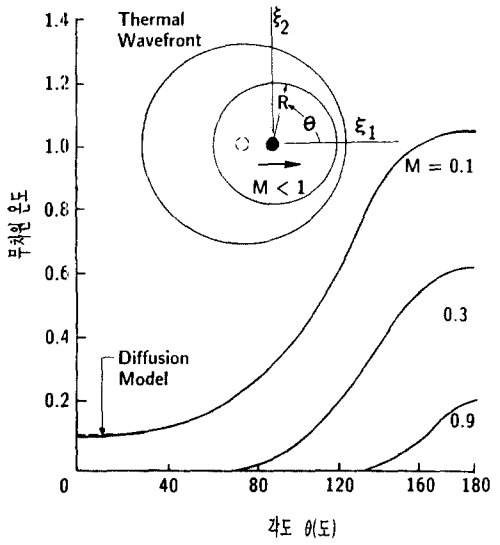



그림 8 열원을 중심으로 한 원의 원주방향을 따른 온도분포($M<1$)

bolic($M>1$)으로 된다. 그러므로 움직이는 열원 주위의 열적영역을 열마하수의 각 영역에 따라 고려하였으며, 재질은 알루미늄으로 선택하여 아래와 같은 해석을 행하였다.

i) $M<1$(아음속)

이 경우는 움직이는 열원의 속력 $v$가 열전파 속력 $c$보다 느리다.

그림 8은 열원을 중심으로 한 원의 원주에서의 온도분포를 나타낸다. $M$의 값이 증가함에 따라 온도는 감소함을 볼 수 있는데, 이는 움직이는 열원의 속력이 높거나 열전파 속력이 낮을 경우에 열원근처의 영역은 열원이 앞으로 이동하기 전에 적정 온도에 도달시키기 위한 충분한 시간을 갖지 못함을 의미한다.

또한 M값이 증가할수록 확산이론의 결과와의 차이가 더욱 증가됨을 볼 수 있으며, 파의 속력 $c$가 무한대값으로 접근할 때 $M$의 값은 0에 접근하게 되며 이 경우는 앞에서 언급된 바와 같이 Fourier 결과로 귀결되므로 $M=0.1$ 일 때 확산결과와 별 차이가 없음은 이를 잘 설명해주고 있다. 그러므로 열원의 속력이 낮거나 열의 전파속력이 큰 경우에 Fourier모델도 만족스런 결과를 나타낼 수 있음을 알 수 있다.

고정된 $M$값의 경우, $\theta$값이 작을 때 온도는 완만하게 증가하지만 열원의 후단(trailing edge)쪽으로 갈수록 상당히 높은 증가율을 갖고 온도는 증가함을 볼 수 있으며, 고려된 세 경우 모두 $\theta=180°$에서 온도가 최대치를 가짐을 볼 수 있다. 한편 $M$값이 1(천음속)에 근접할수록 열적으로 교란받지 않는 영역이 점차 형성됨을 볼 수 있으며, 온도증가가 상당히 작은 $\theta$영역의 존재($M=0.3, 0.9$)를 통해서 알 수 있다.

ii) $M=1$(천음속)

열원이 열전파의 속력과 같은 속력으로 움직이는 경우에 해당되며, normal shock는 온도가 무한대값으로 접근되는 $\theta=90°$에서 나타나며, 영역 $0<\theta<90°$에서의 온도 장은 열원이 앞으로 움직임에 따라 교란되지 않은 상태로 있는데 이에 대한 것이 그림 9에 나타나 있다.

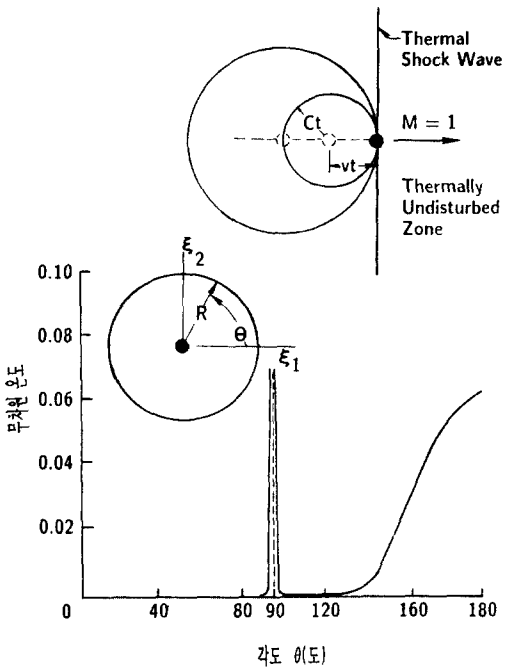



그림 9 온도분포와 충격파 형성($M=1$)

충격면(shock surface)에서 존재하는 온도의 특이점에 대한 영향은 뒤에서 언급될 초음속영역에서의 영향과 비교할 때 그리 크지 못하며, 열 영향구역에서의 온도는 아음속 때와 같이 움직이는 열원의 후단($\theta=180°$)에서 최대치를 갖는다.

iii) $M>1$(초음속)

열원이 움직이는 속력이 열전파 속력보다 빠른 경우에 해당되며, 열 영향 구역은 열원의 후단으로부터 측정된 $\theta=\pm\sin^{-1}(1/M)$로 결정되는 두 개의 직선에 의해서 구분되어지며, 열 영향 영역 이외의 영역에서는 열원의 존재를 느끼지 못한다. 이에 대한 것이 그림 10에 나타나 있다.

$\theta=\pm\sin^{-1}(1/M)$에서 온도가 상당히 큰 값을 갖는다는 것은 많은 양의 열 에너지가 축적되었다는 것을 의미하며, 초음속 영역에서 움직이는 열원 주위에서의 열에너지 축적에 대한 방향을 나타낸다.

열 충격면에서의 온도는 무한값으로 접근하고, 충격면 좌우에서의 온도장은 불연속적으로 변하며, 열원 뒤에 존재하는 열 영향 영역인 $2\cdot\sin^{-1}(1/M)$ M값이 증가할수록 더욱더 좁게 된다. M값이 2, 5, 8, 인 경우 각각의 열충격파는 $\phi=30°$, 11.54°, 7.18°에서 형성되며 열 영향영역은 60°, 23.07°, 14.36°로 감소되고, 온도는 열충격면에서 무한대값을 갖고 열원의 후단에서 최소값을 가진다. $M$값이 증가할수록 열원 주위의 heat affected zone에서의 온도 level은 증가하는데 이는 아음속 영역에서의 경우와 반대되는 현상이다. 그 이유는 앞에서 언급된 바와 같이 $M$값이 증가하면 열 영향 영역이 감소하여 그 영역은 열충격면에서 존재하는 온도 특이점에 보다 접근하여, 충격면에서의 온도 특이점이 열 영향 영역에서의 온도 level에 보다 큰 영향을 미치기 때문이다. 그림 10에서 살펴볼 수 있듯이 $M$값이 증가함에 따라 열 영향 영역은 감소하는 반면에 온도 level은 점진적으로 증가됨을 알 수 있다.

아음속 영역($M<1$)에서는 $M$이 증가할 때

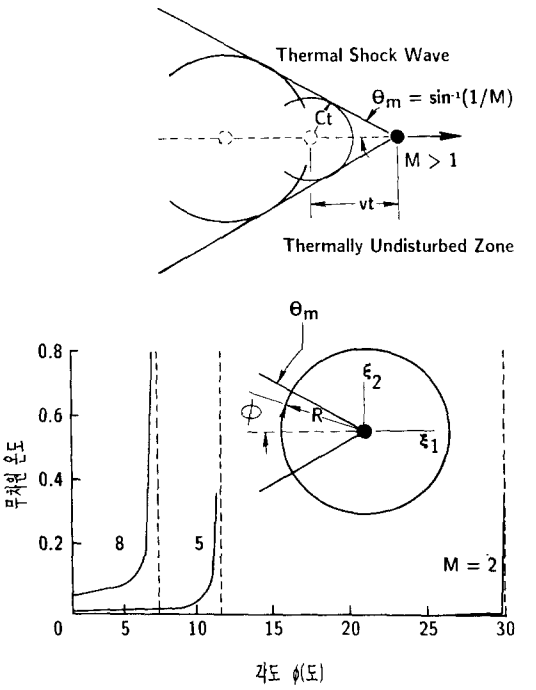



**그림 10** heat affected 영역에서의 온도 분포와 열충격파 형성($M>1$)

열 영향 영역에서의 온도 level이 감소하다가 초음속 영역($M>1$)으로 된 경우에는 온도 level이 $M$값과 함께 증가한다는 사실은 열전도의 열파 모델이 갖는 또다른 특징 중의 하나인 것이다.

## 4. 맺음말

앞에서 언급된 바와 같이 확산모델과 파모델의 결과에 있어 큰 차이가 일어나는 경우를 요약하면 다음과 같다. ① 과도기간이 짧다. ② 작동온도가 아주 낮다. ③ 온도구배가 상당히 크다. 이 때 ③의 경우는 서로 다른 물질들이 접촉된 경우 또는 높은 열유속이 있는 경우 또는 얇은 표면층 등을 갖는 문제들의 공통적인 특징이다.

Non-Fourier 열전도 문제를 이용해 온도 분포를 예측해야 하는 실제적인 몇 가지 예를 살

펴 보면 레이저 기술 또는 절대온도 영(zero)에 접근하는 온도에서의 액체 헬륨을 다루는 저온공학연구 또는 $1/10^6$Inch 정도의 표면조도가 관심사인 정밀공학 등을 들 수 있다. 또한 상당히 높은 강도의 열원이 작용될 때 고체에서의 크랙이나 보이드(void) 같은 국소 결함은 확산거동이 나타나기에 요구되는 시간보다 짧은 시간 구간에서 발생되어질 수 있으며, 크랙 발생의 방향과 같은 것들은 hyperbolic 모델에 의해 예측되어져야만 한다. 특히 움직이는 열원 또는 propagating crack tip을 갖는 경우에 그들 주위에서의 온도장을 규정짓는 가장 중요한 변수는 열마하수 $M$이며, 아음속에서 초음속 영역으로 천이될 때 물리적 양들의 변화에 있어서 일어나는 현상들은 열충격의 형성에 기인하는데 이러한 현상들은 확산 모델로서는 예측될 수 없는 특징들이다.

이상에서 살펴볼 때 non-Fourier 모델에 대해 관심을 기울일 필요가 있다고 사료된다.

## 참 고 문 헌


(1) Kaliski, S., 1965, "Wave Equation of Heat Conduction," Bull. Acad. Pol.Ser Sci.Tech., Vol.13,pp.211～219.

(2) Vernotte,P., 1958, "Paradoxes in the Continuous Theory of the Heat Equation," Compt.Rend., Vol.246, pp.3154～3155.

(3) Kaminski,W., 1990, "Hyperbolic Heat Conduction Equation for Materials with a Nonhomogeneous Inner Structure," J.Heat Transfer,Vol. 112, pp. 556～560.

(4) Tzou, D.Y., 1989, "On the Thermal Shock Wave Induced by a Moving Heat Source," J. Heat Transfer, Vol.111,pp.232～238.

(5) Peshkov. V., 1944, "Second Sound in Helium Ⅱ. "J.Phys.,USSR, Vol. Ⅷ,pp.381.

(6) Maurer,M.J. and Thomson, H.A., 1973, "Non-Fourier Effects at High Heat Flux," J. Heat Transfer, pp.284～286.

(7) Baumeister,K.J. and Hamill,T.D., 1969, "Hyperbolic Heat-Conduction Equation-A Solution for the Semi-Infinite Body Problem, " ASME J.Heat Transfer, Vol. 91, pp. 543～548.

(8) Baumeister,K.J. and Hamill,T.D., 1971, "On the Hyperbolic Heat Conduction Equations" ASME J.Heat Transfer,Vol.93,pp.126～127.

(9) Kazimi,M.S. and Erdman, C.A., 1975, "On the Interface Termperature of Two Suddenly Contacting Materials" ASME J.Heat Transfer, Vol. 97, pp.615～617.

(10) Vick, B. and Ozisik,M.N., 1983, "Growth and Decay of a Thermal Pulse Predicted by the Hyperbolic Heat Conduction Equation," ASME J. Heat Transfer, Vol.105, pp.902～907.

(11) Ozisk,M.N. and Vick,B., 1984, "Propagation and Reflection of Thermal Waves in a Finite Medium," Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.27, pp. 1845～1854.

(12) Bertman, B. and Sandiford,D.J., 1970, "Second Sound in Solid Helium," Scientific America,Vol.222, pp.92～101.

(13) Frankel,J.I.,Vick,B, and Ozisik,M.N., 1985 Flux Formulation of Hyperbolic Heat Conduction," J.Appl,Phys., Vol.58, pp. 3340～3345.

(14) Gembarovic,J. and Majernik, V., 1988, "Non-Fourier Propagation of Heat Pulses in Finite Medium," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.31, pp.1073～1080.

(15) Frankel,J.I., Vick,B. and Ozisik,M.N., 1987, "General Formulation and Analysis of Hyperbolic Heat Conduction in Composite Media," Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.30, pp.1293～1305.

(16) Glass,D.E.,Ozisik,M.N. and Kim.W.S., 1990, "Hyperbolic Stefan Problem with

Applied Surface Heat Flux and Temperature Dependent Thermal Conductivity," Num. Heat Transfer, Vol. 18, pp.503~516.

(17) Kim,W.S., Hector,Jr.,L.G. and Ozisik,M. N., 1990, "Hyperbolic Heat Conuction due to Axisymmetric Contrinuous or Pulsed Surface Heat Sources," J.Appl.Phys., Vol.68, pp. 5478~5485.

(18) Tzou, D.Y., 1989, Annual Review of Heat Transfer(Edited by C.L. Tien), Chap 3. Hemisphere, Washington, DC.(In press).