

## 공명관식 열음향 냉동기의 최적설계를 위한 수치모사 및 설계인자 분석

### Numerical Simulation and Analysis for Optimum Design of a Thermoacoustic Refrigerator

김 동 혁\*  
D. H. Kim

**Key Words :** Thermoacoustic Refrigerator(열음향 냉동기), Heat Pump (열펌프), Resonator (공명관), Heat Flux (열유속), Acoustic Driver (음향 발생기)

#### Abstract

Basic refrigeration effect and efficiency of a thermoacoustic refrigerator is studied. The refrigerator model for numerical simulation is composed of half wavelength resonator and appropriate stack of plate. Theoretical model for thermoacoustic refrigeration suggested by Swift et. al is adapted for numerical calculation. The model contains arbitrary viscosity effect of the gas filled in the resonator. The wave equation is integrated by using 4-th order Runge-Kutta algorithm to give pressure distribution along the stack of plate. Heat flux and COP are also calculated based on the energy flux equation. By analyzing the numerical simulation results, optimum values of design parameters for thermoacoustic refrigerator are obtained.

#### 기호설명

a : 음속  
COP : 성적 계수  
 $c_p$  : 정압비열  
D : 열확산도  
 $I_m$  : 허수부  
K : 열전도율  
l : 박판두께의 1/2  
 $P, p$  : 압력  
 $Pr$  : Prandtl수  
Q : 열유속  
q : 단위면적당 열유속  
Re : 실수부

s : 비엔트로피  
T : 온도  
u : x방향 속도  
W : 흡수 음향파워  
x : 음파진행방향 좌표축  
y : x축과의 직교축  
 $y_0$  : 박판간격의 1/2

#### 그리스 문자

$\beta$  : 열팽창 계수  
 $\Gamma$  : 무차원화 온도구배  
 $\gamma$  : 비열의 비  
 $\Delta x$  : 박판 길이  
 $\delta$  : 침투 깊이

\* 정희원, 한국해양대학교 기계공학과

$\epsilon_s$  : 박판 열용량 비  
 $\lambda$  : 파장  
 $l$  : 둘레길이  
 $\rho$  : 밀도  
 $\omega$  : 각진동수

#### 상 첨 자

s : 정재파  
 $\delta$  : fluctuation

#### 하 첨 자

A : 진폭  
 C : Carnot or cold  
 H : hot  
 m : 평균  
 s : 고체(박판재질)  
 t : 열경계층  
 $\nu$  : 운동량경계층

## 1. 서 론

열음향 냉동기술은 비교적 최근에 개발된 기술로서 기존의 증기압축식 냉동기술이 당면하고 있는 환경과파의 문제점을 해결할 수 있는 대안으로서 급격히 부상하고 있다. 아직까지는 증기압축식 냉동기에 비해 효율이 떨어지는것은 사실이나 연구개발의 속도에 비추어 볼때 수년내로 증기압축식 냉동기의 효율을 넘어설 것으로 보이며 특히 초저온 냉동에 있어서는 월등한 성장을 보일 것으로 기대되고 있다. 공명관식 열음향 냉동기에 있어서는 스피커와 같은 음향발생장치를 기존의 압축기 대신 채택하고 있으므로 움직이는 부품을 제거하여 신뢰도를 향상시킬 수 있고 또한 소음 및 진동을 거의 소멸시킬 수 있어 차세대의 냉동기술로서 손색이 없는 기술이다.

열음향(thermoacoustics)에 대한 연구는 비교적 긴 역사를 가지고 있으나 많은 사람의 주목을 받지는 못했다. 1977년 히긴스(Higgins)<sup>1)</sup>가 긴 파이프의 한 쪽 끝에 토이치로 열을 가했을때 파이프의

반대편에서 음향이 발생하는 것을 최초로 발견한 이래 리이케(Rijke)<sup>2)</sup>, 존트하우스(Sondhauss)<sup>3)</sup>, (Taconis)<sup>4)</sup>, 등이 유사한 현상을 발견하고 원리를 규명하였다. 이들은 파이프 양 끝단 사이에 심한 온도 구배가 형성될 때 음향이 발생한다는 사실을 관찰했으나 이와 반대의 현상 즉 음향을 이용하여 파이프 양 끝단에 온도차를 생성해주는 다시 말해서 저온부로부터 고온부로 열을 이동시켜주는 현상은 1960년에 지포드(Gifford)와 롱스워스(Longsworth)<sup>5)</sup>에 의해 발견되었다. 이들은 가스로 충전된 튜브에 고진폭의 저주파를 사용하여 압력변화를 가함으로써 저온열원 온도가 고온열원 온도의 약 절반까지 떨어지게 만들었는데 이것이 일명 맥동관식 냉장고 (Pulse tube refrigerator)이다. 1982년에는 휘틀리(Wheatly)<sup>6,7)</sup> 등이 스피커를 사용한 공명관식 열음향 냉장고에 대한 연구를 시작한 이래로 활발한 연구가 진행되고 있으며 최근에는 대용량의 열음향 냉장고의 구현에도 많은 발전이 있었다.<sup>8)</sup>

본 연구에서는 스위프트(Swift)<sup>9)</sup> 등에 의한 열음향 냉동이론을 도입하여 소개하고 충전개스의 점도를 고려한 모델을 설정하여 근사계산 방법에 의한 열음향 냉동효과 및 효율을 수치모사에 의해 산정하였다. 이는 열음향 냉동장치를 설계함에 있어서 최대효율을 달성하기 위한 설계인자들의 최적값을 찾아낸다는 것에 의미를 두고 있다.

## 2. 열음향 냉동이론

유체속을 통과하는 음파는 단열과정(adiabatic process)을 이행한다. 이때 음파가 진행하는 방향으로 유체의 온도에 변화폭이 발생한다. 그러나 이 양은 너무 작아서 일상생활에서는 못느끼고 살아간다. 예로서 보통수준의 대화에 의해 발생하는 공기중의 온도변화폭은 0.0001°C 정도의 크기를 가지고 있다. 그러면 이러한 작은 온도변화폭을 이용하여 어떻게 열을 이동시키는 가에 대해 알아보기로 하자. 앞서 말한 바와 같이 음파의 단열 압축 및 팽창에 의한 유체의 온도변화는 미미하여 별다른 효과를 주지 못하나 음파의 진행방향으로 얇은판을 위치시키게 되면 유체와 판 사이의 열전달 효과로 인해서 유체의 온도에는 위상차가 유발되게 된다.

이러한 위상차이는 판의 아주 근접된 부분의 유체에서만 발생하게 되는데 대개 유체의 열침투깊이 (thermal penetration depth),  $\delta_t$ , 에 해당하는 경계층에서 존재한다. 여기에서 열침투깊이는  $1/\omega$ 의 시간동안 열이 유체에 확산되는 거리를 말하며  $\omega$ 는 음파의 각속도이다. 열침투깊이는  $\delta_t = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$ 이며 공기중에서 500Hz의 음파는 약 0.1mm의 열침투깊이를 가진다. 작동유체의 온도 fluctuation  $T'$ 는 일반적인 에너지 방정식으로부터 유도된다. 이 방정식은 다음과 같다.

$$\rho T \left( \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s \right) = \nabla \cdot (K \nabla T) \quad (1)$$

여기서  $s$ 는 엔트로피,  $\vec{v}$ 는 유체의 속도벡터,  $T$ 는 유체의 온도,  $K$ 는 유체의 열전도율이다. 유체 온도는  $T = T_m + T'e^{i\omega t}$ 로 표현되고 엔트로피  $s$ 는 열역학적 관계식으로부터  $p$ 와  $T$ 로 표현될 수 있으므로 이를 뒷식에 대입하면  $T'$ 에 대한 다음과 같은 해를 얻을 수 있다.

$$T' = \left( \frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p - \frac{\nabla T_m}{\omega} u \right) \left( 1 - e^{-(1+i)y/\delta_t} \right) \quad (2)$$

여기서  $T_m$ 은 유체의 평균온도,  $\beta$ 는  $-(\partial \rho / \partial T)_p / \rho_m$ ,  $\rho_m$ 은 유체의 평균밀도,  $c_p$ 는 유체의 정압비열,  $u$ 는 유체의 입자속도,  $y$ 는 판표면으로부터의 거리를 나타낸다. 여기서 알 수 있듯이 온도의 fluctuation  $T'$ 은 판으로부터의 거리  $y$ 에 의해 크기 및 위상 모두가 달라지는데 이는 Fig.1에 잘 나타나 있다.

식 (2)에서  $y$ -dependent인 부분, 즉  $e^{-(1+i)y/\delta_t}$ 를 살펴보면 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다. 즉, 이 부분은 복소수이며 Fig.1과 같이  $y/\delta_t$ 의 값에 따라 실수부와 허수부가 존재한다. 이 값은  $y \gg \delta_t$  일때 1로 근접하며  $y \ll \delta_t$  일때 0으로 수렴한다. 이 중에서 중요한 부분은  $y = \delta_t$  일때로서 위의 값의 절대값은 역시 1정도이나 상당량의 허수부를 포함하고 있다는 것이다. 이는 물리적인 의미로 볼 때 정재파(standing wave)에 의한 유체의 온도

fluctuation에 위상변화가 존재한다는 것을 말하는데 이는 판을 따라  $x$ 방향으로 열유속(heat flux)이 형성되는 것을 암시해 주고 있다. 이에 대한 이론은 다음과 같다.  $x$ 방향으로의 열전달은 유체를 통해 엔트로피가 전달되는 것으로 간주될 수 있는데 유체의 속도 fluctuation을  $u$ , 엔트로피 fluctuation을  $s$ 라 할 때 전달되는 시간평균 열유속  $q$ 는

$$q = T_m \rho_m \overline{su} \quad (3)$$

으로 표시되는데 여기서  $\overline{su}$ 는 시간평균을 나타낸다.  $s$ 를  $T'$ 와  $p$ 로 표시하면

$$s = (c_p / T_m) T' - (\beta / \rho_m) p \quad (4)$$

이며  $s$ 와  $u$ 의 곱의 시간평균값  $\overline{su}$ 는

$$\overline{su} = \frac{1}{2} \text{Re} [s\tilde{u}] \quad (5)$$

로 표시되므로 시간평균 열유속  $q$ 는 식(6)과 같이 된다. 여기서  $\sim$ 는 공액복소수를 나타낸다.

$$q = \frac{1}{2} \rho_m c_p \text{Re} [Tu] - \frac{1}{2} T_m \beta \text{Re} [p\tilde{u}] \quad (6)$$

여기서  $p$ 와  $u$ 는 위상이 반대이므로 두번째 항이

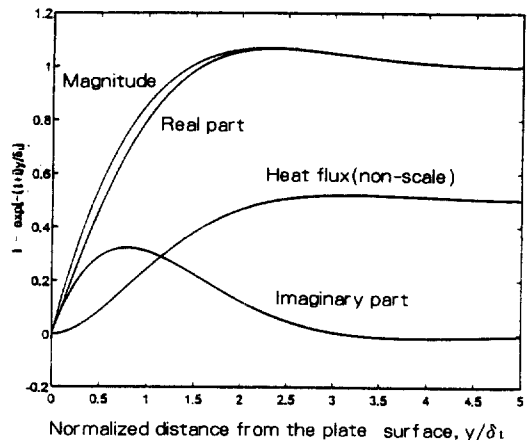


Fig.1 The real and imaginary parts, and magnitude of  $T(y)$ .

0이되고  $u$ 는 순수한 허수부로 이루어지므로 열유속의 형성에 기여하는 부분은  $T$ 의 허수부가 된다. 이렇게 하여 판의 길이 방향으로 열유속  $q$ 가 존재하게 되는데 다음의 식으로 표시된다.

$$q = -\frac{1}{2} \rho_m c_p \text{Im}[T] u^s \quad (7)$$

판을 따라  $x$ 방향으로 흐르는 전체 열유속  $Q$ 는 위의 식의  $q$ 를  $y-z$ 평면상에서 적분함으로써 다음과 같이 구해질 수 있다.

$$Q = -\frac{1}{4} \Pi \delta_t T_m \beta p^s u^s (\Gamma - 1) \quad (8)$$

여기에서  $\Gamma$ 는  $\Delta T_m / \Delta T_{crit}$ 를 나타내는데 stack 길이방향으로의 한계온도구배에 대한 실제온도구배의 비를 의미하고 있으며  $\Pi$ 는 헬름홀츠 접하는 stack의 총면적을 나타낸다. 또한 stack 길이 방향으로의 열흐름이 일어나지 않는 한계온도구배는

$$\Delta T_{crit} = \frac{T_m \beta \omega p^s}{\rho_m c_p u^s} \quad (9)$$

이며 식(2)로부터 명백하다.

### 3. Short Stack에서의 근사 계산법

앞 절에서는 정재파(standing wave)가 형성된 곳에 단일 평판이 놓였을 때 생겨날 수 있는 열유속(heat flux)에 대한 것을 다루었다. 이는 가장 간단한 열음향 이론으로서 매질의 점도 및 축방향 열전도를 무시하고 있다. 본 절에서는 매질의 점도 뿐만 아니라 평판 및 매질을 따르는 전도열전달, 그리고 평판의 열용량 등을 모두 고려하기로 한다. Stack 전체를 따르는 열유속, 흡수일량등을 구하려면 압력 및 온도 분포등이 필요하며 이들은 서로 couple되어 있다. Swift 등은 유체의 지배방정식 및 적절한 경계조건 그리고 열역학적 관계식을 동원하여 파동방정식과 에너지 유속 방정식을 유도하였는데 여기에 몇몇 가정을 첨가하기로 하자. 우

선 short stack이라는 가정이다. stack의 길이는 유한하여 각 지점에서의 속도, 압력, 온도 등의 분포가 다르지만 열유속 및 흡수일량등을 계산할 때에는 어느 한 지점, 예를 들어 stack의 중간부를 기준으로 계산값을 취한다는 가정이다. 이는 stack의 길이가 음파의 파장에 비해 충분히 작을 때 적용될 수 있다.

또 다른 가정은 경계층에 대한 것인데 충전가스의 열침투깊이 ( $\delta_t$ )와 박판의 열침투깊이( $\delta_s$ )가 두 평판 사이의 간격에 비해 충분히 작다는 것이다. 이 가정은 두평판 사이의 간격을  $\delta_t$ 의 4배 정도로 취할때 볼과 수 %이내의 오차를 수반하므로 타당성있는 가정이라고 볼 수 있다. 이러한 가정을 바탕으로 하여 Swift 등에 의해 유도된 파동방정식과 에너지 유속 방정식은 다음과 같다.

$$p + \frac{\rho_m a^2}{\omega^2} \frac{d}{dx} \left( \frac{1-f_\nu}{\rho_m} \frac{dp}{dx} \right) - \frac{(\gamma-1)\delta_t p}{(1+i)(1+\epsilon_s)y_0} \times \left( \frac{\Gamma}{(1+\sqrt{\text{Pr}})(1+f_\nu)} - 1 \right) = 0 \quad (10)$$

$$Q = -\frac{1}{4} \Pi \Delta x^t \times \frac{T_m \beta p^s \langle u^s \rangle}{(1+\epsilon_s)(1+\text{Pr}) \left( 1 - \frac{\delta_\nu}{y_0} + \frac{\delta_\nu^2}{2y_0^2} \right)} \times \left[ \Gamma \frac{1+\sqrt{\text{Pr}}+\text{Pr}+\epsilon_s \text{Pr}}{1+\sqrt{\text{Pr}}} - (1+\sqrt{\text{Pr}} - \frac{\delta_\nu}{y_0}) \right] - \Pi (y_0 K + l K_s) \frac{dT_m}{dx} \quad (11)$$

$$W = \frac{1}{4} \Pi \Delta x \left[ \delta_t \frac{(\gamma-1)\omega(p^s)^2}{\rho_m a^2 (1+\epsilon_s)} \times \left( \frac{\Gamma}{(1+\sqrt{\text{Pr}})(1 - \frac{\delta_\nu}{y_0} + \frac{\delta_\nu^2}{2y_0^2})} - 1 \right) \right]$$

$$-\delta_\nu \frac{\omega \rho_m \langle u^2 \rangle^2}{\delta_\nu + \frac{\delta_\nu^2}{y_0 + \frac{\delta_\nu^2}{2y_0}}} \quad (12)$$

여기서  $\langle u \rangle$ 는 평판 사이에서의 평균유속을 나타내며 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\langle u \rangle = \frac{1}{y_0} \int_0^{y_0} u dy = i \langle u^* \rangle \quad (13)$$

또한  $f_\nu$  및  $\epsilon_s$ 는 각각 다음과 같다.

$$f_\nu = \frac{1}{(1+i) \frac{y_0}{\delta_\nu}} \quad (14)$$

$$\epsilon_s = \frac{\rho_m c_p \delta_t}{\rho_s c_s \delta_s}$$

윗 식에서 하첨자  $\nu$ 는 충전가스의 운동량 경계 층에 대한 것,  $s$ 는 박판에 대한 것을 각각 나타낸다.

stack이 놓여진 곳은 유동 단면적이 줄어들어 유속이 빨라지게 된다. Fig.2는 평판간의 기하학적 형상을 보여주는데 이를 기초로 하여 stack경계면에서 stack쪽의 정제파 유속  $u^*$ 는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$u^* = (1 + \frac{l}{y_0}) (\frac{P_A}{\rho \pi R}) \cos(\frac{2\pi x}{\lambda}) \quad (15)$$

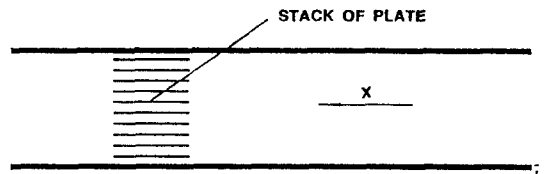
stack 양 끝단에서의 온도는 각각 열교환기의 온도  $T_H$ ,  $T_C$ 를 택하며 매질의 온도 구배  $dT_m/dx$ 는  $(T_H - T_C)/\Delta x$ 로 가정한다. 또한 매질의 밀도는 온도의 함수이므로 함축적으로  $x$ 의 함수로 볼 수 있다. 이들을 모두 고려하여 파동방정식을 적분하면 압력분포 및 열유속, 흡수일량등을 구할 수 있고 이를 이용하여 냉동효과 및 효율(성능계수)등을 구하게 된다.

#### 4. 수치해석 결과에 대한 분석 및 검토

앞 절에서 도입한 방정식을 실수부 및 허수부로 나누어 Runge-Kutta 적분을 수행하여 압력, 열유속, 효율등을 구하였다. 열유속과 효율등을 산정하는데에는 매질(충전가스)의 충전압력, 공명관내에서의 stack의 위치, 최대음압, 냉각온도의 폭, 주파수 등이 변수로 작용하게 되며 이들 각각에 대한 효율에의 기여도등을 살펴보았다. Fig.3은 공명관식 열음향 냉동기를 간략화한 그림으로서 파장의 1/2길이를 공명관의 길이로 한 것이다. 본 논문에서는 200Hz, 500Hz 및 1KHz 등 세 종류의 구동 주파수를 각각 고정시키고 충전압력, stack위치, 최대음압, 냉각온도 폭 등을 변화시켜가면서 효율을 산정하였다.

특히, 최대음압은 Hofler<sup>10)</sup>가 사용했던 0.3bar를 기준으로 하였다.

a) Stack of plate in the resonator



b) Detailed drawing of the stack.

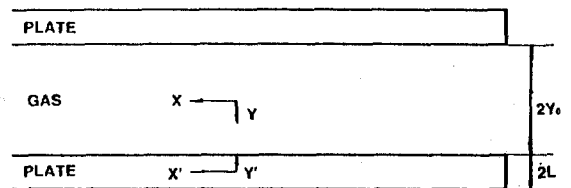


Fig.2 Geometrical dimensions of stack-plates.

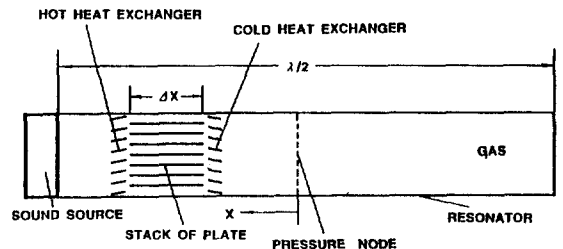


Fig.3 Schematic drawing of the thermoacoustic refrigerator used in this calculation.

공명관의 내부는 He가스로 충전되었으며 이 속에서의 음속은 940m/s이다. stack을 구성하는 박판의 재질은 캡톤(Kapton)으로서 이에 대한 열역학적 물성은 Table 1에 주어지 있다.

과동방정식을 Runge-Kutta법으로 적분할 때 반드시 주어져야 하는 것이 압력 및 압력구배의 초기값이다. 여기서는 시간에 대한 적분이 아니고 공간 즉 x방향에 대한 적분이므로 공명관내의 적절한 지점을 선정하여 그 지점부터 과동방정식을 적분해 나가면 된다. 공명관내의 적절한 지점으로서 압력 node가 가장 선호되는데 이는 이 지점에서 압력 및 압력구배를 실수만으로 표현 할 수 있기 때문이다. 이를 기초로하여 stack의 저온부 바로 바깥 압력과 속도를 구할 수 있으며 실제 적분은 이곳부터 해나가게 된다. 즉 압력 node  $x=0$ 부터 stack의 저온부 사이는 일반음향 이론으로 쉽게 표현할 수 있기 때문에 별도의 Runge-Kutta 적분이 불필요한 것이다. stack의 위치는 압력 node로 부터의 거리  $x$ 로 나타내며 이때 stack의 저온부 바깥에서의 압력 및 속도는 다음과 같이 계산된다.

$$p = P_A \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) = p^*$$

$$u = i\left(\frac{P_A}{\rho_m a}\right) \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) = iu^* \quad (16)$$

stack 저온부 안쪽에서의 속도는 식(15)로 표시된다.

공명관식 열음향 냉동기를 설계함에 있어 중요한

Table 1 Properties used in short-stack approximation

Gas(He)	Plate(Kapton)
$\gamma = 1.67$	$\rho_s = 1,400 \text{ kg/m}^3$
$a = 940 \text{ m/s}$	$c_s = 1,100 \text{ J/kg} \cdot \text{k}$
$\rho_m = 1.9 \text{ kg/m}^3$	$K_s = 0.16 \text{ W/m} \cdot \text{k}$
$c_p = 5,200 \text{ J/kg} \cdot \text{k}$	
$K = 0.13 \text{ W/m} \cdot \text{k}$	
$Pr = 0.7$	

사항이 최적설계인데 여기서 최적설계라 함은 주로 냉동기의 효율에 관한 것이다. 공명관식 열음향 냉동기의 효율을 지배하는 인자로서 충전가스의 종류 및 충전압력, 공명관내에서의 stack의 위치 및 길이, 구동음원의 최대음압, 냉각온도 폭 등을 들 수 있는데 이들 각각에 의한 효율의 변화를 살펴 보기로 한다.

#### 4.1 충전가스의 충전압력에 의한 영향

공명관내 충전가스로는 비열의 비  $\gamma$ 가 크고 밀도가 작은 것이 좋는데 이중 Hofler<sup>(10)</sup>가 사용한 헬륨을 본 모델에 사용하기로 한다. 충전가스에는 적당한 압력을 주게되는데 이는 공명관내의 높은 음압에 의해 입자의 속도가 매우 빨라지게 되는 것을 억제하기 위한 것이다. 일반적으로 음압이 높아지면 입자속도가 빨라져서 경계층내의 마찰손실이 중대하므로 효율을 향상시키기 위해서는 충전압력을 높여 입자속도를 작게하는 것이 필요하다. 하지만 충전압력을 높이면 stack을 따라 흐르는 열유속의 크기도 작아지므로 마찰손실 즉 흡수일량의 감소분과 비교하여 최적의 효율을 달성할 수 있는 충전압력을 찾으려 해야 할 것이다. 충전가스의 압력은 대기압보다 충분히 높아야 하는데 본 연구에서는 5bar로 부터 압력을 점차 증가시켜 30bar 까지 계산을 수행하였다. 모든 계산값은 short stack 근사 계산법을 통해 stack 중간부에서 계산되었다. Fig.4, Fig.7은 음원의 구동주파수가 500Hz 일때 충전압력( $P_m$ )의 변화에 따른 열유속 및 효율등을 도시한 것이다. Fig.4를 보면 충전압력의 증가가 열유속의 감소를 유발하고 있음을 알 수 있다. 열유속의 크기는 저온측 온도가 각각 210K, 250K, 270K 일때 다른 값을 가지는데 고온측 온도가 300K인 것을 감안하면 냉각온도폭이 작아질수록 열유속의 크기가 급격히 증가함을 보여주고 있다. 여기서 계산에 사용된 최대음압은 0.3bar로서 약 183dB의 크기를 가지고 있다. Fig.5는 저온부 온도 210K, 250K 및 270K에 있어서 충전가스압력에 따르는 성적계수 즉 효율의 크기를 보여주고 있는데 최대 효율에 해당하는 충전가스 압력은 저온부 온도에 따라 변화함을 알 수 있다.

대략적으로 충전가스 압력은 10-15bar 가 적당함을 알 수 있으며 Fig.6은 저온부 온도  $T_c$ 가

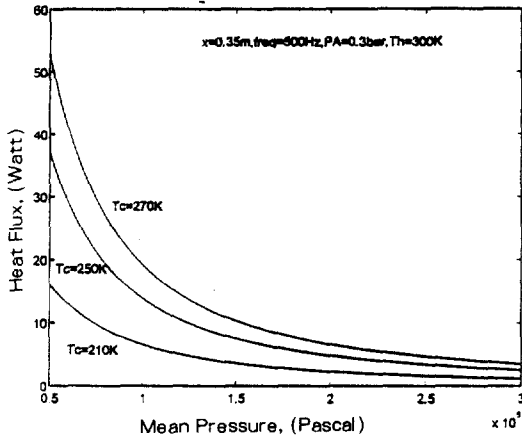


Fig.4 Heat flux change with mean pressure of Helium gas for cold part temperatures of 210K, 250K and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 500Hz.

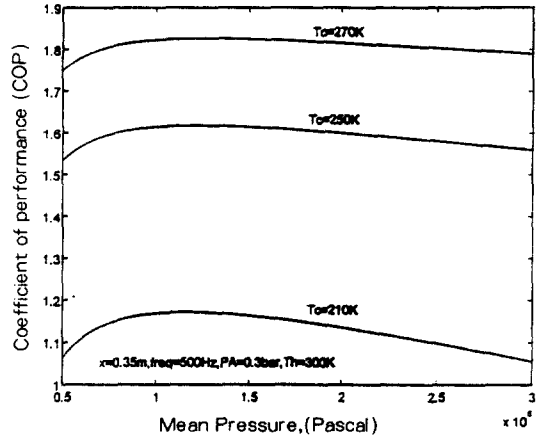


Fig.5 COP change with mean pressure of Helium gas for cold part temperatures of 210K, 250K, and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 500Hz.

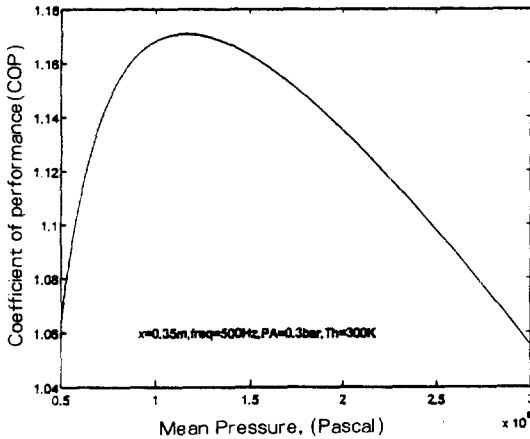


Fig.6 COP change with mean pressure of Helium gas for cold part temperatures of 210K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 500Hz.

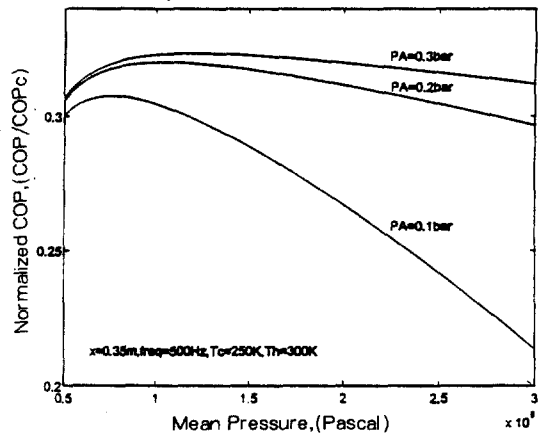


Fig.7 Normalized COP change with mean pressure of Helium gas for acoustic pressures of 0.1bar, 0.2bar and 0.3bar. Cold part temperature is 250K and the frequency is 500Hz.

210K 일때 COP를 도사한 것으로 극대점의 위치를 더욱 쉽게 판별할 수 있다. 하지만 Fig.5에서 보아 알 수 있듯이 저온부의 온도는 최적충전압력의 값에 크게 영향을 주지는 못한다. 그러나 공명관 내부 음압이 변화하면 이에 따른 최적 충전압력 값이 변화하게 되는데 저온부 온도를 250K로 고정시키고 음압 Pa를 0.1bar, 0.2bar, 0.3bar로 하여 카르노사이클 대비 효율을 구한 것이 Fig.7이

다. 음압이 0.1bar 일때는 충전압력 7bar 정도에서 최대 효율이 달성되나 음압이 0.2bar 일때는 충전압력 약 10bar, 음압이 0.3bar 일때는 충전압력이 약 13bar 에서 최대효율이 달성됨을 알 수 있다. 이상과 같은 경향은 음원의 구동주파수가 달라져도 비슷한 경향으로 나타나는데 Fig.8은 주파수가 1KHz 일때 충전압력에 따르는 성적계수를 저온부 온도 210K, 250K 및 270K 각각에 대해 도

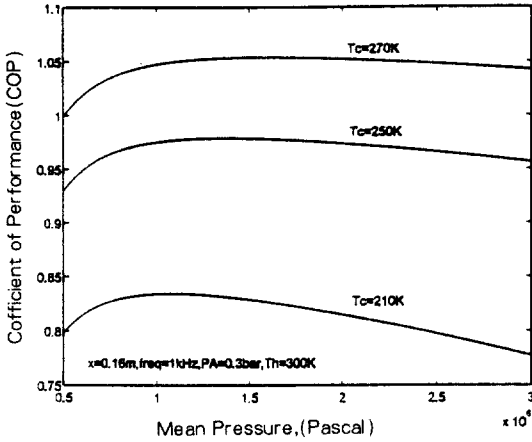


Fig.8 COP change with mean pressure of Helium gas for cold part temperatures of 210K, 250K and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 1KHz.

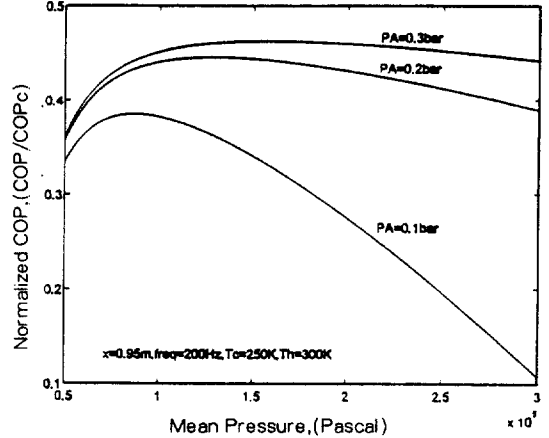


Fig.9 Normalized COP change with mean pressure of Helium gas for acoustic pressures of 0.1bar, 0.2bar and 0.3bar. Cold part temperature is 250K and the frequency is 200Hz.

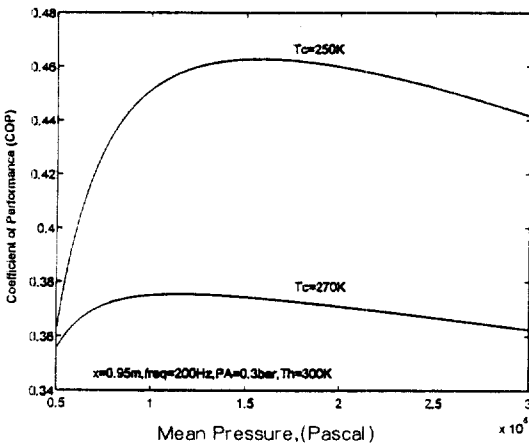


Fig.10 Normalized COP change with mean pressure of Helium gas for cold part temperatures of 210K, 250K and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 200Hz.

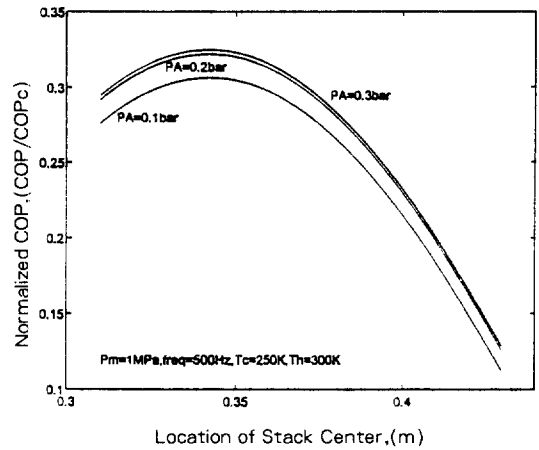


Fig.11 Normalized COP change with location of stack center for acoustic pressures of 0.1bar, 0.2bar and 0.3bar. Cold part temperature is 250K and the frequency is 500Hz.

시한 것이다. Fig.9는 주파수가 200Hz일때 충전압력에 따르는 카르노사이클 대비 효율을 음압 0.1bar, 0.2bar, 및 0.3bar에 대해 각각 보여주고 있다. 이 경우에도 역시 음압의 증가가 최적충전압력의 값을 증가시켜 줌을 알 수 있다.

Fig.10은 주파수가 200Hz일때 카르노사이클 대

비 효율을 저온부 온도 250K 및 270K에 대해 도시한 것으로서 500Hz의 경우와는 달리 저온부 온도가 최적충전압력의 크기에 상당한 영향을 미침을 알 수 있다. 이상의 결과는 구동주파수 200Hz, 500Hz 및 1KHz에 해당하는 공명관의 길이를 각각 2.35m, 0.94m 및 0.47m로 하여 최대효율을



달성할 수 있는 stack 위치를 사전 계산한 후에 선정하였으며 이 위치에서 모든 계산이 이루어졌다.

4.2 stack의 위치에 의한 영향

공명관내에서는 정재파가 형성되기 때문에 위치에 따라 최대음압 및 입자속도의 크기가 다르다. 최대음압과 입자속도는 열유속 및 흡수일량의 크기를 결정하는 최대 요인이 되기 때문에 stack의 위치가 어디인가에 따라 효율이 달라지게 된다. 본 연구에서는 short stack 을 가정하고 있으므로 stack 중심부의 위치에서 열유속과 흡수일량의 평균값을 계산한다. 구동주파수는 앞절에서와 마찬가지로 200Hz, 500Hz 및 1kHz로 각각 고정하고 음압과 저온부 온도 등을 변화시켜가면서 stack의 최적위치를 산정하였다.

Fig.11은 충전압력 1MPa, 주파수 500Hz, 저온부 온도 250K에 대해 음압을 0.1bar에서 0.3bar로 변화시켜 가면서 stack 중심부 위치에 따르는 카르노사이클 대비 효율을 구한것이다. 그림에서 알 수 있듯이 500Hz의 경우 최대효율은 음압크기에 관계없이 압력 node로 부터 34cm 떨어진 곳에 stack 중심부가 위치했을때 달성된다. 이는 구동주파수가 200Hz 및 1KHz일 경우에도 비슷한 경향을 보인다. 저온부 온도가 변하면 stack의 최적 위

치도 변하는데 음압을 0.3bar로 고정했을때 저온부 온도에 따르는 stack의 최적위치가 Fig.12에 도시되어 있다. 이에 의하며 저온부 온도가 낮아질수록 최적의 stack 위치는 압력 node로 부터 멀어짐을 알 수 있다. 이와 같은 경향은 구동주파수가 200Hz일때는 더욱 심화되고 구동주파수가 1KHz일때는 많이 감소되는데 이는 Fig.13과 Fig.14에 나타나 있다. 이상의 결과로 보아 저온부의 온도가

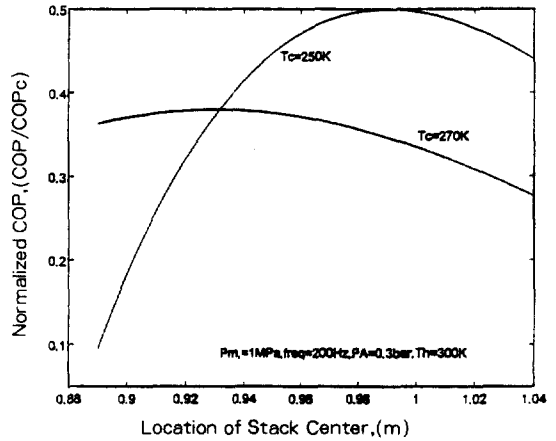


Fig.13 Normalized COP change with the location of stack center for cold part temperature of 250K and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 200Hz.

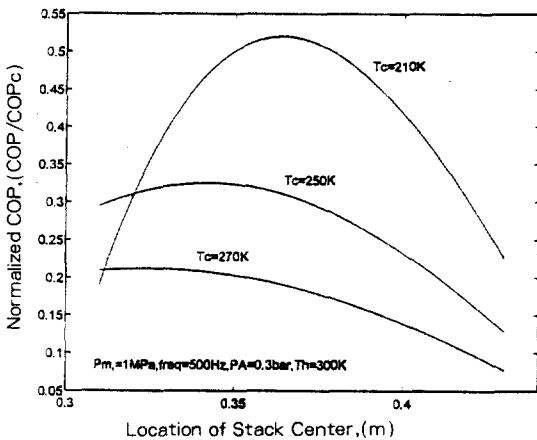


Fig.12 Normalized COP change with location of stack center for cold part temperatures of 210K, 250k and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 500Hz.

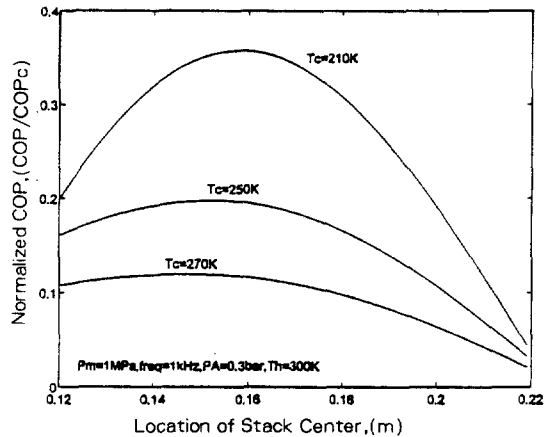


Fig.14 Normalized COP change with location of stack center for cold part temperatures of 210K, 250K and 270K. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 1KHz.

낮아질 수록 stack의 최적 위치가 압력 node로 부터 멀어지며 그 정도는 구동주파수가 작을 수록 심화됨을 알 수 있다.

4.3 stack의 길이에 의한 영향

stack은 정재파 음장(acoustic field)내에 놓여 서 열펌핑 메카니즘의 기본이 되는 열경계층을 형성해 주는 것이 주된 역할이다. 앞 장의 열음향 냉

동이론에서 설명했듯이 열펌핑효과는 유체내 열침 투깊이 정도까지만 현저하고 그 보다 떨어진 곳에서는 열펌핑 효과가 감소된다. 단위 단면적당 열유 속을 극대화 시키기 위해서는 stack 박판 사이의 간격을 좁게해주는 것이 필요한데 이에 따르는 마찰 손실이 증가하므로 통상 박판사이의 간격은 열 침투깊이의 4배정도로 하고 있다. 마찰에 의한 음향에너지의 흡수는 stack의 길이가 길어질수록 증

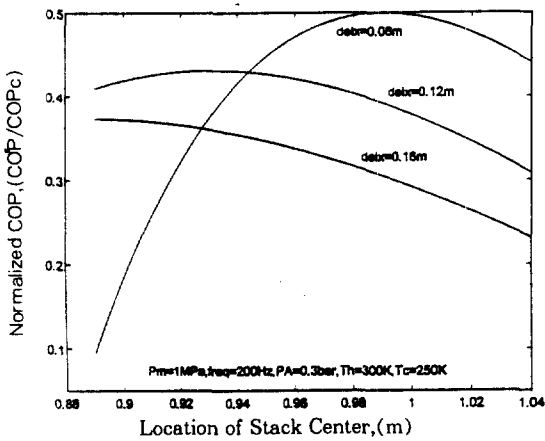


Fig.15 Normalized COP change with location of stack center for stack length of 8cm, 12 cm and 16cm. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 200Hz.

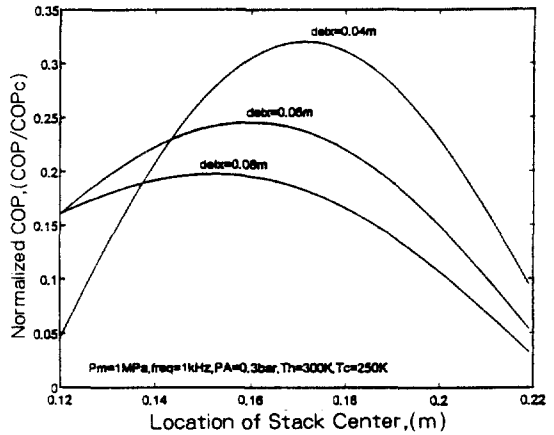


Fig.17 Normalized COP change with location of stack center for stack length of 4cm, 6cm, and 8cm. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 1KHz.

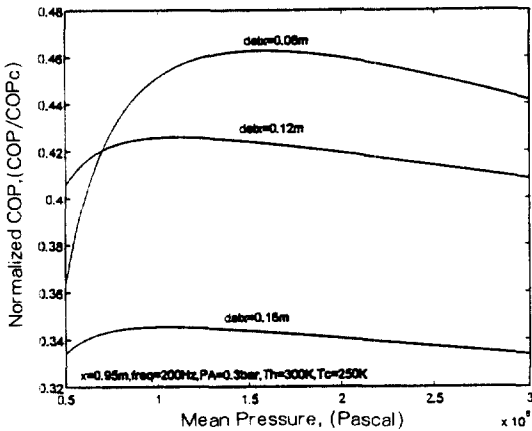


Fig.16 Normalized COP change with mean pressure of Helium gas for stack length of 8 cm, 12cm and 16cm. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 200Hz.

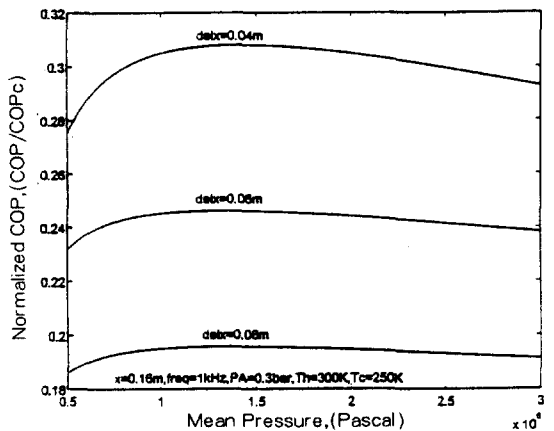


Fig.18 Normalized COP change with mean pressure of Helium gas for stack length of 4 cm, 6cm and 8cm. Acoustic pressure is 0.3bar and the frequency is 1KHz.

가하는데 열유속의 크기는 별 영향이 없다. 즉 stack의 길이가 짧을 수록 효율은 증가하지만 고온부와 저온부의 온도차가 클 경우에는 임계온도구배보다 실제의 온도구배가 더 커져서 열펌핑이 일어나지 않게 된다. 효율증대와 열펌핑 효과를 동시에 만족시키려면 적당한 stack의 길이 선정이 필수적이다. 앞 절에서와 마찬가지로 구동주파수를 200Hz, 1KHz로 하여 각각의 경우에 대해 stack 길이를 변화시켜가면서 효율에 미치는 영향을 분석하였다. Fig.15와 Fig.16은 주파수 200Hz, 저온부 온도 250K, 음압 0.3bar일 때 stack의 길이를 8cm, 12cm, 16cm로 변화시켜 가면서 카르노사이클 대비 효율을 구한 것이다.

Fig.15에서 stack의 길이가 길어질수록 효율은 낮아지고 최적 stack의 위치도 압력 node쪽으로 이동하는 것을 볼 수 있다. Fig.16을 살펴보면 stack의 길이가 길어질수록 최적 충전압력이 낮아져서 길이가 8cm인 경우 극대점은 16bar 근처인 반면 길이가 16cm로 늘어나면 극대점은 약 10bar가 된다. Fig.17 및 18은 구동주파수 1KHz에 대한 것으로 200Hz의 경우와 유사한 경향을 보여준다. 두 경우 모두 짧은 stack의 경우가 효율이 더 높다. 이상과 같이 stack의 길이는 열펌핑 효과가 있는 온도 구배 내에서라면 짧을 수록 효율이 좋지만 고·저양단의 온도차가 일정할 때 stack의 길이 감소는 온도구배의 증가를 유발시켜 열유속은 감소하게 되며 임계온도구배에 도달하면 열유속이 전혀 존재하지 않게 된다. 따라서 이러한 점들을 고려하여 최적의 stack 길이를 선정해야 한다.

## 5. 결론 및 제언

본 연구에서는 공명관식 열음향 냉동기의 설계인자들에 대한 해석을 수행하기 위하여 Swift등이 제안한 열음향이론을 도입하여 해를 구하였다. 주어진 지배방정식과 경계조건 그리고 적절한 설계조건들에 대해 파동방정식에 대한 4차 Runge-Kutta 적분을 행함으로써 설계에 필요한 설계변수들의 특성을 파악할 수 있었고 최대의 효율을 달성하기 위한 최적설계값들을 도출할 수 있었다. 본 연구에서 사용한 지배방정식에서는 전술한 바와 같이 여러가지 가정들이 사용되었고 이로 인해 정량

적으로 정확한 결과를 얻었다고 말할 수 없으나 정성적으로는 큰 오류가 없으리라 사료되며 추후 좀더 정확한 모델을 확립하여 정량적으로 보다 더 정확한 결과를 도출할 수 있는 연구가 수행되어야 할 것이다.

본 연구에서 얻은 결과를 요약하면 다음과 같다.

- 1) 최대효율을 얻을 수 있는 공명관 내 충전가스 압력은 공명관내 음압의 크기에 영향을 받으며 음압이 증가할수록 최적충전압력은 증가한다.
- 2) 최대효율을 얻을 수 있는 최적의 stack 위치는 저온부 온도가 낮아질수록 즉 stack 양단의 온도구배가 심화될수록 압력 node로 부터 멀어지며 이 경향은 구동주파수가 작을 수록 심화된다.
- 3) 최적 stack 위치는 공명관내 음압의 크기에는 별 영향을 받지 않는다.
- 4) stack의 길이가 짧을수록 효율은 증가하지만 이에 따른 온도구배의 증가로 인하여 열유속은 감소한다.

후 기

이 논문은 1993년도 학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었으며, 이에 재단 및 관계자 여러분에게 감사드립니다.

## 참 고 문 헌

1. Higgins, B., 1802, Nicholson's J., vol.1, pp. 130
2. Rijke, P.L., 1859, "Notiz über eine neue Art, die in einer an beiden Eden offenen Röhre enthaltene Luft in Schwingungen zu versetzen", Ann. Phys.(Leipzig). vol. 107, pp.339
3. Sondhauss, C., 1850, "Über die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glasröhren und in gedeckten Pfeifen von ungleicher Weite", Ann. Phys.(Leipzig), vol.79, pp.1
4. Taconis, K.W., 1949 "Vapor-liquid equilibrium of solutions of  $^3\text{He}$  in  $^4\text{He}$ ", Physica, vol. 15, pp.738
5. Gifford, W.E. and Longworth. R.C., 1966,

- “Surface heat pumping”, *Adv. Cryog. Eng.*, vol.11, pp.171
6. Wheatley, J.C., Hofler, T., Swift, G.W. and Migliori, A., 1983, “An intrinsically irreversible thermoacoustic heat engine”, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.74, pp.153
  7. Wheatley, J.C., Hofler, T., Swift, G.W. and Migliori, A., 1985, “Understanding some simple phenomena in thermoacoustics with applications to acoustical heat engines”, *Am. J. Phys.*, vol.53, pp.147
  8. Swift, G.W., 1988, “Thermoacoustic engines”, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.84, pp. 1145
  9. Swift, G.W., 1992, “Analysis and performance of a large thermoacoustic engine”, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.92, pp.1551
  10. Hofler, T., 1986, “Thermoacoustic refrigerator design and performance”, Ph.D.dissertation, Physics Department, University of California at San Diego
  11. Landau, L.D. and Lifshitz, E.M., 1982, Fluid Mechanics, Pergamom, Oxford
  12. Kinsler, L.E., Frey, A.R., Coppens, A.B. and Sanders, J.V., 1982, Fundamentals of Acoustics, Wiley, New York, 3rd ed.