

관형 연소기의 열-음향 진동에 의한 소음 특성 예측

Prediction of Thermo-acoustic Oscillation Characteristics in a Ducted Combustor

김재현*, 이정환**, 이수갑**, 정인석**

(Jae Heon Kim*, Jeong Han Lee**, Soo Gab Lee**, In Seuck Jeung**)

* 본 연구는 과학재단의 목적기초 연구과제(과제번호: 95-0200-07-03-3) 지원에 의해 수행되었습니다.

요약

일반 내연기관이나 산업용로, 로켓 엔진 등의 기본적인 형상이라고 할 수 있는 관형 연소기에서 발생하는 연소 소음은 열-음향 되먹임 현상에 의해 야기되는 형태가 지배적이며, 심할 경우 시스템의 파괴를 야기할 수도 있는 중요한 문제이다. 본 연구에서는 열-음향 진동중에서도 열-기인 음향 진동으로 분류될 수 있는 현상에 초점을 맞추어 유동장, 음향장 및 연소 반응을 수치적으로 해석하여 여러 주어진 조건에 따른 정상적인 해석 뿐만 아니라 음압 수준이나 기본주파수 예측과 같은 정량적인 결과 도출을 효과적으로 수행할 수 있는 수치적 기법의 개발을 목적으로 하였다. 다양한 당량비를 가진 혼합기에 대해 수치 해석을 수행한 결과, 실험 측정치의 경향과 잘 일치할 뿐만 아니라 정량적인 면에서도 상당히 정확한 예측을 할 수 있음을 확인하였다.

ABSTRACT

Thermoacoustic oscillation is a significant problem in cylindrical-type combustors such as common internal combustion engines, industrial furnaces, gas turbine, etc. This kind of low frequency oscillation can lead to serious consequences such as destruction of the combustor and production of strong noise. The accurate numerical simulation of thermoacoustic phenomena is a complex and challenging problem, especially when considering the chemical reaction of mixtures. As with other simulations of aerodynamics and aeroacoustics, the direct computation of thermoacoustic phenomena requires that Navier-Stokes equations be solved using accurate numerical differentiation and time-marching schemes, with non-reflecting boundary conditions. The numerical approach used here aims at qualitative analysis and efficient prediction of those problems, not at the development of an accurate scheme. The numerical prediction developed in this work is shown to be reasonably matched with experimental result.

Nomenclature

English

c : Constant used in k - ϵ turbulence model
 D : Diffusion coefficient
 g : Acceleration due to gravity
 h_m : Specific enthalpy for species m

I, E : Specific internal energy, exclusive of chemical energy

\bar{I} : Unit dyadic

\vec{J} : Heat flux vector

k : Turbulent kinetic energy

K : Thermal conductivity

m : Mass

p : Fluid pressure

Pr : Prandtl number

*현대자동차 선형연구소
 *서울대학교 기계항공공학부
 접수일자:

- q_z : Heat conduction in the z-direction
- \dot{Q} : Rate of heat addition per unit volume of fluid
- \dot{Q}^c : Rate of chemical heat release
- R : Gas constant
- Sc : Schmidt number
- T : Temperature
- t : Time
- \vec{u} : Fluid velocity vector
- u, v, w : Velocity components

Greeks

- ϵ : Dissipation rate
- λ : Second viscosity coefficient
- μ : First viscosity coefficient
- ρ : Total mass density
- ρ_m : Mass density for species m
- ρ_m^c : Chemical source term
- $\bar{\sigma}$: Viscous stress tensor

Superscripts

- c : Chemistry or corrected

Subscripts

- a : Acoustic mode
- avg : Averaged
- i : Each spatial point
- k : Associated with the turbulent kinetic energy
- m : Chemical species
- s : Entropy mode
- ϵ : Associated with the dissipation rate

I. 서 론

일반 내연기관이나 산업용로, 가스터빈 등의 기본적인 형상이라고 할 수 있는 실린더형 연소기에서의 연소에 의한 소음은 크게 열음향학의 영역에 포함시켜 생각할 수 있는데, 열음향학 분야는 최근 그 중요성과 유용성이 여러 응용분야에서 부각됨에 따라 많은 관심을 끌고 있다. 열음향학이라고 하면, 열과 음향의 상호작용을 다루는 영역이라고 볼 수 있으며, 열에 의해서 소음이 발생할 수도 있고 그 반대로 음향에 의해 가열 또는 냉각 효과가 발생할 수도 있다. 본 연구에서 다루고자 하는 부분은 전자의 경우로, 열음향학적 진동중에서도 열-기인 음향 진동으로 분류될 수 있는 현상이다.

위에 언급한 현상의 가장 기본적인 형태는 Rijke tube에서 확인할 수 있는데, 1859년 Rijke가 개발된 관 내부에 가열된 망이 위치할 때 자발적으로 강한 소리가 발생하는 것을 관찰한 이후, Neuringer & Hudson[1], Carrier[2], Merk[3], Kwon & Lee[4] 및 Nicoli[5] 등에 의해 연구되어 왔으며 가열 열원 형태가 아닌 연소기에 대해서는 Bailey[6], McIntosh[7], Raun & Beckstead[8] 등에 의해 연구되어 왔다. 그러나 이들 연구는 간단한 실험과 이론적인 연구에 그 초점이 맞추어져 왔으며 특히 이론 연구의 경우, 섭동 주파수 예측과 음향모드의 안정성 계산에만 치중되어 왔다. 또한 수학적 복잡성을 줄이기 위해 여러 가지 가정들이 사용될 수밖에 없었다. 예를들어 열원을 지나면서의 갑작스런 변화와 각각의 관내 구역에서의 모든 성질들(압력, 온도, 속도 등)은 상수로 처리하고, 유체의 유동은 일차원으로 보고 벽면에서의 점성은 무시하였다. 이와 같은 가정들 하에서 각 연구들은 열원에서 섭동하는 열전달을 처리하는 방법에 있어서는 차이를 보이기는 하지만, 주로 음향학에 중점을 두고 열원-음향 간섭 현상에 대한 해석은 미미한 경우가 많다.

본 연구에서는 열음향학적 진동에 의해 발생하는 소음을 위주로 그 특성을 파악하고 예측할 수 있는 수치적인 해석 기법에 대한 검증과 적용이 이루어진다. 일반적으로 열음향학적 현상을 정확히 수치모사하는 데는 많은 어려움이 따르며 특히 연소 과정을 포함하는 경우는 더욱 그러하다. 따라서 연구 전체에 걸쳐 그 목적을 공력음향학적 측면에서의 정확한 수치기법의 개발이 아닌 정성적인 분석과 일부 정량적 결과의 효율적인 예측에 두었다. 특히 단순화된 선행연구[9]를 통해 본 문제의 기본적 물리 현상을 이해하고 이를 토대로 3차원 수치기법을 개발하였다. 수치적인 완충 등으로 인한 음향파 전달의 소산을 극복하기 위해 가진 기법(triggering method)을 도입하였고 교란 계수 및 가진 주파수에 대한 적절한 값의 설정이 매우 중요하다. 본 연구에서는 실험 측정치와의 비교를 통해 얻어진 적절한 경험값을 적용함으로써 만족할 만한 예측 결과를 얻을 수 있었다.

II. 지배 방정식 및 수치기법

2.1 지배방정식

단일확산계수 D 를 사용하는 Fick의 법칙을 따르는 질량확산으로 가정하면, 화학종 m 에 대한 연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{u}) = \nabla \cdot \left[\rho D \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \rho_m^c$$

윗식을 각 종에 대해 모두 합하고, 화학반응을 전후하여 질량변화가 없다고 가정하면 다음과 같은 전체유체밀도방정식을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla p - \nabla \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \cdot \bar{\sigma} + \rho g \quad (2)$$

여기서, 점성응력텐서 $\bar{\sigma} = \mu[\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T] + \lambda \nabla \cdot \bar{u} \bar{I}$ 이다.

에너지 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u} I) = -\rho \nabla \cdot \bar{u} - \nabla \cdot \bar{J} + \rho \epsilon + \dot{Q} \quad (3)$$

I 는 화학적 에너지를 포함하지 않은 내부에너지이다. 열 유량 벡터는 열 전도와 엔탈피 확산으로 인한 효과의 합으로 구해진다.

난류의 영향을 고려하기 위하여 난류 운동에너지 k 와 난류 운동에너지의 소산율 ϵ 에 대한 두 개의 방정식을 사용하는 $k-\epsilon$ 난류 모델을 사용하였다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u} k) &= -\frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \bar{u} + \bar{\sigma} : \bar{u} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu}{Pr_k} \right) \nabla k \right] - \rho \epsilon \quad (4) \\ \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u} \epsilon) &= -\left(\frac{2}{3} c_{\epsilon_1} - c_{\epsilon_2} \right) \rho \epsilon \nabla \cdot \bar{u} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu}{Pr_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] \\ &\quad + \frac{\epsilon}{k} [c_{\epsilon_3} \bar{\sigma} : \nabla \bar{u} - c_{\epsilon_4} \rho \epsilon] \end{aligned} \quad (5)$$

일반적인 $k-\epsilon$ 난류 모델[10]과 동일하다. 여기서, 계수 $c_{\epsilon_1}, c_{\epsilon_2}, c_{\epsilon_3}, Pr_k, Pr_\epsilon$ 등은 실험과 이론적 고려를 통해 결정되는 경험값으로 주어지는 것이 일반적이다. 자주 사용하는 표준적인 값은 $c_{\epsilon_1} = 1.44, c_{\epsilon_2} = 1.93, c_{\epsilon_3} = -1.0, Pr_k = 1.0$ 그리고 $Pr_\epsilon = 1.3$ 으로 본 연구에서도 같은 값을 사용하였다.

이상적인 혼합기(ideal gas mixture)라고 가정하고 다음과 같은 상태관계식들을 사용한다.

$$p = R_0 T \sum_m \left(\frac{\rho_m}{W_m} \right) \quad (6)$$

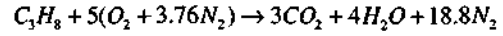
$$I(T) = \sum_m \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) I_m(T) \quad (7)$$

$$c_p(T) = \sum_m \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) c_{p,m}(T) \quad (8)$$

$$h_m(T) = I_m(T) + \frac{R_0 T}{W_m} \quad (9)$$

여기서 $I_m(T)$ 의 값은 JANAF table[11]의 값을 이용하였다. 따라서, 각 온도에서의 $I_m(T)$ 값은 간단한 선형 보간(linear interpolation)을 통해 구한다. 그리고, 화학종 m 에 대한 비열값 $c_{p,m}(T)$ 은 $I_m(T)$ 값을 근간으로 하여 구해진다.

연료로 사용한 프로판의 총괄산화반응식은 다음과 같다.



식(3)의 열해리항 \dot{Q} 에 포함되는 반응열은 화학반응을 프로판-공기의 총괄산화반응식만으로 고려하였으므로 다음과 같이 주어진다.

$$\dot{\omega}_r = AT^\zeta \exp(-E/T) [C_3H_8]^k [O_2]^k \quad (10)$$

여기서 사용된 반응차수, 활성화 에너지 등의 값은 $A = 8.6 \times 10^{11}$ mole cm³ sec, $\zeta = 0.0$, $E = 1509.8$ kJ/mole, $k = 0.1$, $k = 1.65$ 가 사용되었다.

열전도도는 Prandtl수의 정의로부터 다음과 같이 구한다. Prandtl 수 Pr 은 초기에 일정한 값으로 설정해 준다.

$$K = \frac{\mu c_p}{Pr} \quad (11)$$

확산계수는 Schmidt수의 정의로부터 다음과 같이 구하며 Schmidt 수 Sc 는 초기에 일정한 값으로 설정해 준다.

$$D = \frac{\mu}{\rho Sc} \quad (12)$$

2.2 수치기법

공간차분은 ALE(Arbitrary Lagrangian Eulerian) 방법이라 불리는 유한체적법을 기초로 하고 있다. ALE 기법은 격자셀의 정점에는 속도 성분을 분포시켜 직접적인 정점의 변위를 제공하며 다른 변수들은 셀의 중심에 분포시키는 일종의 중첩격자를 사용한다. 또, 기본적으로 시간분할개념(time splitting concept)을 사용하여 Lagrangian phase와 Rezone phase의 2단계로 구성된다. Lagrangian phase에는 ICE(Implicit Continuous-Fluid Eulerian) 기법의 경우와 유사한 내삽 단계(implicit phase)가 존재한다. 이하 Phase B로 불리게 될 이 단계에서는, 운동량 방정식의 압력 구배와 연속 및 에너지 방정식의 속도 팽창항과 같은 음향 모드의 항을 계산한다. 또 난류 방정식에서의 잔류 생성항에 대한 계산도 여기서 이루어진다. Phase C, 즉 Rezone phase에서는 유동장이 고정된 상태에서, 유동장에 대해 상대적으로 움직이는 격자의 경계로 물질을 대류시킴으로써 이동

된 격자점 위치로 유동장을 재배치시킨다. 연소반응 등에 의한 에너지나 질량 생성 등은 Phase A에서 계산되어진다.

III. 계산조건

3.1 초기 조건

계산의 초기에는 다양한 당량비(equivalence ratio)에 따라 구성된 프로판-공기 혼합기가 미리 되어 있는 상태이다. 예혼합기(premixed gas)는 1 기압 및 300K 상태로 충전되며, 입구로부터 유입되는 혼합기도 같은 조건에 같은 구성을 갖는다고 본다. 사용된 각 혼합기의 등가비는 0.84에서 1.35에 이르기까지 다양하게 변화한다.

3.2 경계 조건

연소기 내부의 벽면 경계는 고체 벽면으로 가정하고 이에 대한 속도 경계 조건은 다음과 같은 벽법칙을 적용한다.

$$\text{Laminar sublayer인 경우 } \left(\frac{yu}{v_l} \right) R_c$$

$$\frac{u}{u^*} = \left(\frac{yu}{v_l} \right)^{1/2} \quad (13)$$

$$\text{Logarithmic region인 경우 } \left(\frac{yu}{v_l} \right) R_c$$

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[c_{iw} \left(\frac{yu}{v_l} \right)^{7/8} \right] + B \quad (14)$$

전단속도 u^* 는 벽면 전단력의 접선 성분과 관련된 값으로 $u^* = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$ 로 정의된다. Karman 상수와 임계 레이놀즈 수는, $k-\epsilon$ 난류 모델에서 사용한 상수값들과 일반적으로 채택되는 $B=5.5$ 와 $c_w=0.15$ 로부터 얻어진다.[12][13] 즉, $\kappa=0.4327$, $R_c=114$.

한편, 화염 안정기에 해당되는 셀을 제외한 연소기 벽면 온도 조건은 T_w 를 일정하게 고정하는 등온 벽면 조건을 사용하였다. 이 경우 벽면 열 유량은 각 영역 별로 다음과 같이 주어진다.

$$\text{Laminar sublayer인 경우}$$

$$\frac{J_w}{\rho u^* c_p (T - T_w)} = \frac{1}{Pr_l (u/u^*)} \quad (15)$$

$$\text{Logarithmic region인 경우}$$

$$\frac{J_w}{\rho u^* c_p (T - T_w)} = \frac{1}{Pr_l \left[\frac{u}{u^*} + \left(\frac{Pr_l - 1}{Pr_l} \right) R_c^{1/2} \right]} \quad (16)$$

본 연구에서와 같이 음향장의 공간 전개를 제대로 추적해야 하는 수치 해석 기법이 갖추어야 할 조건 중 하나로 무반사 출구 경계를 유지하는 것을 들 수 있다. 출구 경계가 제대로 처리되지 않으면 음향파가 반사되어 상방류의 해석에 영향을 미치게 된다. 이의 처리를 위해 완충 영역 기법을 사용하였다. 완충 영역 내에 물리적 영역으로부터 바깥쪽으로 향하는 인공적인 속도장을 분포시키게 되는데 이 속도장은 물리적 영역의 끝에서는 0이고 완충 영역의 끝에서는 수직성분이 물리적 영역의 최고 속도값의 1.3배의 값을 가지도록 설정하였다. 이 값은 수치적인 반복 실험에 의해 결정되는 임의적인 값인데 다른 연구 결과들에서 이미 검증된 값으로 취하였다.[14] 일단 완충 영역 내의 인공적인 속도장이 결정되면 인공적인 속도장을 계산되어질 각 변수에 첨가하는 지배방정식의 변환이 이루어져야 한다. 물론 물리적 영역 내에서는 인공적인 속도장이 0이 되므로 방정식의 변화는 없다.

3.3 계산 격자 및 점화 기법

실제 실험에서 사용된 연소기는 그림 1에서 보이는 바와 같이 입구 쪽에 분리기와 관 내에 화염 안정을 위한 하니콤 화염안정기가 내장되어 있지만, 본 연구에서는 연소기 관 내부의 유동장과 음향장을 모사하는 데 무리가 없도록 단순화된 화염 안정기를 가진 축대칭 관형 연소기로 간략화하여 해석을 수행하였다. 음향장을 다루어야 하므로 일반 유동장 계산보다는 조밀한 격자구조가 요구되며, 관의 기하학적인 특성상 관 내경에 비해 길이가 훨씬 더 크므로 상당히 많은 격자점이 필요하게 된다. 그림 2에는 이를 토대로 한 연소기의 계산 격자제의 구성이 나타나 있는데, 축방향으로 800개 및 반지름 방향으로 54개의 격자로 구성되었다.

연소기 내에 화염을 형성하기 위해서는 점화를 시켜야 하는데, 이는 점화 셀로 지정된 일정 영역의 셀에 에너지를 강제적으로 가하여 자발적인 점화가 일어날 수 있는 온도까지 증가시키는 방법을 통해 모사하였다. 에너지 공급량은 다음 식으로 주어진다.

$$I_{ign} = I_{ign} \left[1 + f_{ign} \cdot (5 \times 10^3) \cdot \Delta t \right] \quad (17)$$

과도한 에너지 공급으로 인한 수치적인 진동 및 오차 발생을 방지하기 위하여 f_{ign} 의 값을 다음과 같이 온도에 따라 변화시킨다.

$$f_{ign} = \begin{cases} 0.0 & T_{ign} > 1200K \\ 0.1 & 1000K \leq T_{ign} \leq 1200K \\ 1.0 & T_{ign} < 1000K \end{cases} \quad (18)$$

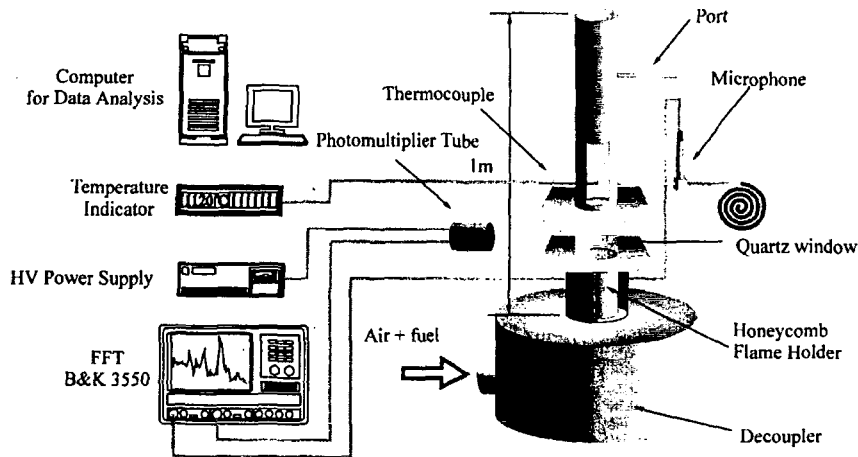


그림 1. 실험에 사용된 연소기 및 부가 장치도.
Fig. 1. Experimental apparatus and the combustor.

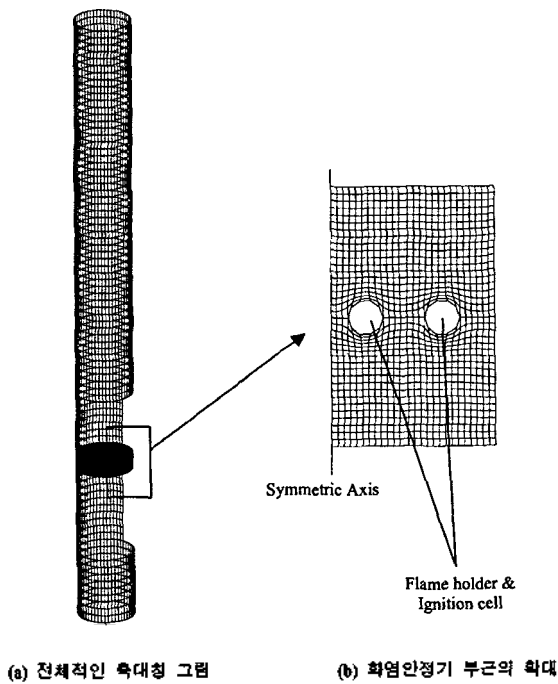


그림 2. 계산 격자계
Fig. 2. Grid system with flame holder.

연소기의 입구에서 상온의 혼합기가 지속적으로 공급 되기 때문에 점화 셀 부근은 계속 냉각되므로 점화에너지가 간헐적으로 공급 및 차단을 반복하게 될 경우 원하지 않는 수치적 오차를 유발할 소지가 있다. 따라서 온도가 어느 정도 증가한 이후, 즉 1000 K 이후부터는 가하는 점화에너지의 크기를 10% 수준으로 줄여 점화로 인한 수치

오차의 발생을 억제하였다. 점화 셀의 온도 이외에도 전체적인 화염의 원활한 형성을 판단할 수 있는 기준이 점화 지속 시간을 조절하는 조건으로 필요한데 이는 연소기 입구로부터 75% 지점의 기연가스의 온도가 1500 K에 도달하느냐에 따라 점화 지속 여부를 결정하게 된다.

본 연구에서처럼 비정상 예혼합 화염을 다루는 경우, 화염면의 두께가 유동장의 특성길이에 비해 매우 작기 때문에 수치해석이 물리적인 의미를 가질 수 있도록 화염면 안에 적어도 2~3개의 수치격자를 분포시켜야 한다. 그러나 이러한 격자를 이용한 수치해석은 엄청난 양의 메모리와 계산 시간이 필요하므로 인공 화염면 확장 기법 (artificial flame enlarging method)을 이용하였다.[15][16]

그런데 통상 층류화염과 난류화염을 모사하는데 있어 층류화염 전과과정 해석에서는 각 전달계수들을 β 배 크게 하고 화학반응률을 β 배 나눠줌으로써 화염면에서의 발생열량을 동등하게 해주는 확장기법을 사용하고, 난류 화염 해석에서는 난류강도에 따라 전달계수들 증가시키므로 화염면만 확장시키고 화학반응률은 보존하는 기법을 사용한다. 그러므로 난류강도에 의해 확장된 화염 두께가 여전히 격자 간격에 비해 훨씬 작다면 수치해석상 타당한 물리적 의미를 줄 수 없게 된다. 이러한 문제를 해결하기 위해 난류 모델에 의해 확장된 화염면의 두께를 새로운 화염면 두께로 보고 이것을 미리 설정한 계산격자 개수에 필적할 수 있는 Reduced β 변환 개념을 도입하였다.[17] 이는 기존의 화염면 확장 변환과 동일한 개념이며 다만 β 값을 결정하는 방법을 새로 도입함으로써 층류와 난류가 동시에 존재하는 비정상화염도 물리적 및 수치적 개념에 맞게 계산이 가능하게 한다.

즉,

$$\beta = \text{Max}\left(\frac{\beta_0 \mu_1}{\mu_1 + \mu_2}, 1\right) \quad (19)$$

$$\beta_0 = \text{Max}\left(1, \frac{c \Delta x^2 |\nabla T|}{\delta \Delta T}\right) \quad (20)$$

로 주어지는데, 여기서 c 는 화염면이 펼쳐지는 셀의 개수로 4로 설정하였고, 실제 화염면 두께인 $\delta=0.01\text{cm}$, 그리고 ΔT 는 화염면을 전후한 온도의 점프로 2000 K로 설정하였다. Δx 는 셀의 특성길이를 나타낸다.

IV. 가진기법 및 결과처리

음향진동이 발생하는 현상은 비정상 상태이지만, 주어진 비정상 지배방정식에 수치해석기법을 적용할 경우 어느 정도 시간이 경과하게 되면 정상상태와 같은 음향장으로 수렴하게 된다. 이것은 수치기법의 사용시 적용되는 가정들과 수치기법 자체의 수치적 완충등의 영향 때문인데, 일반적인 유동해석에 사용되는 대부분의 수치기법에서 발생하는 문제이다. 이의 해결을 위해서 음향장의 비정상 거동을 충분히 모사할 수 있도록 수치기법을 개선할 수도 있지만 이러한 접근은 많은 계산시간을 요구할 뿐만 아니라 본 연구에서와 같은 실험 크기의 모델에 적용하기 이는 엄청난 격자수를 요구함으로써 어려움이 따르게 된다. 이의 해결을 위해 가진 기법(triggering method)을 적용하였다.

$$p = p_0(1 + d \cdot \sin \omega x) \quad (21)$$

그런데 위의 가진 함수에서 교란 계수(disturbance coefficient) d 와 가진 주파수 ω 는 임의로 설정되어지는 값으로 수치적인 반복실험을 통해서 적절한 값을 결정해야 한다. 이를 위해서 측정된 실험값과의 비교 검증도 수반된다.

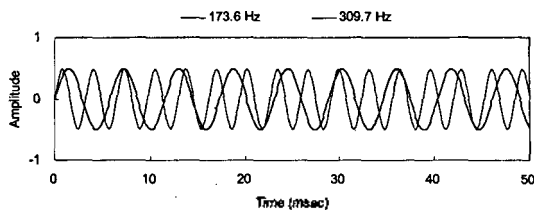


그림 3. 가진 함수의 시간변화(교란 계수=0.5)
Fig. 3. Time variation of the triggering function(disturbance coefficient=0.5).

가진을 위해 사용되는 격자 셀은 10열의 셀 군에 대해 총 540개가 사용되며 이는 전체 격자수의 1.25%에 해당되는 개수이다. 초기 유동장으로부터 계산을 시작하여 50 msec 동안 가진을 실시하며 이후에는 가진을 중단한다. 그림 3은 교란 계수가 일정할 때 가진 주파수 변화에 따른 가진 물성치의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 이 그림에서 알 수 있듯이 본 연구에서 가진에 사용된 주파수들에 있어서는 가진 시간 동안 최소한 10번 이상의 주기 반복을 하게 된다. 가진 셀의 위치는 입구로부터 3% 지점부터 분포되었다.

가진을 중단한 이후 100 msec가 경과한 후부터 300 msec 동안의 압력 데이터를 취한 후 이를 이산 푸리에 변환(discrete Fourier transform)[18]을 거쳐 파워 스펙트럼을 구한다. 압력 데이터의 샘플링 간격은 0.1 msec로 총 3000개의 데이터를 사용하게 된다. 기본적인 푸리에 변환은 다음과 같은 연속 함수에 대한 변환으로 주어지는데

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp(-j2\pi kt) dt \quad (22)$$

본 해석과 같이 처리되어야 할 결과가 이산화된 값을 가지는 경우, 이산 푸리에 변환의 방식을 사용하는 것이 일반적이다. 즉,

$$G(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} g(n) \exp\left(-j \frac{2\pi kn}{N}\right) \quad (23)$$

파워스펙트럼은 위의 변환을 거친 값으로부터 각 주파수 성분에 대한 RMS 값을 취하여 얻어지게 되는데, RMS 값은

$$p_{rms}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T |g(n)|^2 dt \quad (24)$$

로 정의되는데 이를 이산화된 형태로 보면,

$$p^2(f_k) = \frac{1}{N^2} |G(k)|^2 \quad (25)$$

와 같이 표현될 수 있다. 이렇게 구해진 값으로부터 다음과 같이 정의되는 음압 수준(sound pressure level)을 구할 수 있다.

$$SPL(dB) = 10 \log \frac{p^2}{p_{ref}^2} \quad (26)$$

여기서 $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$ 이다.

V. 결과 및 검토

교란 계수가 0.1%, 0.5%, 1.0%, 및 2.0%로 변할 때, 당량비가 다른 두 혼합기(0.84와 1.09)에 대해 음향 스펙트럼 결과가 그림 4와 그림 5에 나타나 있다. 이 때 가진 주파수는 연소기 내의 온도가 300K일 때의 음속을 기준으로 하여 결정된 값 1090.76 rad/s (173.6 Hz)로 모든 경우에 대해 고정하였다. 입구 유속도 모든 경우에 $Re=6000$ 으로 일정하다. 당량비가 0.84인 경우를 보면 교란 계수가 0.1%일 때는 기본주파수는 나타나지만 하모닉 성분들은 보이지 않는다. 반면, 0.5%일 때는 제대로 된 형태의 하모닉 성분들이 형성됨을 보여주고 각 모드들에서의 음압 수준의 값도 실험 측정치에 근사하다. 1.0% 이상일 때는 하모닉 성분들이 보이기는 하지만, 기본주파수에서의 음압 수준이 지나치게 높든가 낮게 나타나 실제 현상을 제대로 묘사하지 못하는 것으로 보인다. 당량비가 1.09인 경우도 경향은 마찬가지로여서 0.5%일 때 측정치와 가장 근사한 스펙트럼을 보여준다. 이 경우는 교란 계수가 1.0% 이상을 넘어서면 하모닉 성분들이 거의 나타나지 않고, 0.1%일 때는 하모닉 성분들이 보이기는 하지만 전체적으로 음압 수준이

측정치에 비해 낮게 나타나므로 이 역시 정확한 묘사를 하지 못하고 있는 것을 알 수 있다.

이상의 결과로부터 알 수 있듯이 특정값의 교란 계수를 사용하는 경우에만 실제 현상에 근사한 묘사를 할 수 있는데, 이를 좀더 구체적으로 살펴보기 위해 전체 음압 수준을 지배하는 기본주파수에서의 음압 수준을 비교 도시한 것이 그림 6이다. 다른 물성치를 기준으로 한 측정값과의 비교도 가능하지만, 관심을 가지고 예측을 하고자 하는 영역이 소음이므로 기본주파수에서의 음압 수준을 기준으로 하는 것이 타당하다고 판단된다. 실제 실험 측정치와 비교해 볼 때 당량비가 다른 두 경우 모두 0.5%의 교란 계수값을 사용하였을 때 가장 근사치를 보여줌을 알 수 있다. 혼합비가 달라도 실제 현상을 잘 묘사하는 교란 계수값은 0.5%로 동일한 수치이므로 이 값을 본 연구에서 사용하는 가진 기법의 적절한 교란 계수로 취하였다.

· 가진 주파수 결정에 대한 검토가 필요한데, 이미 임의로 지정하였던 가진 주파수가 현상 예측에는 무리가 없었던 것으로 보이기는 하지만 적절한 검증이 필요하다고 보아진다. 앞서 사용하였던 가진 주파수는 연소기

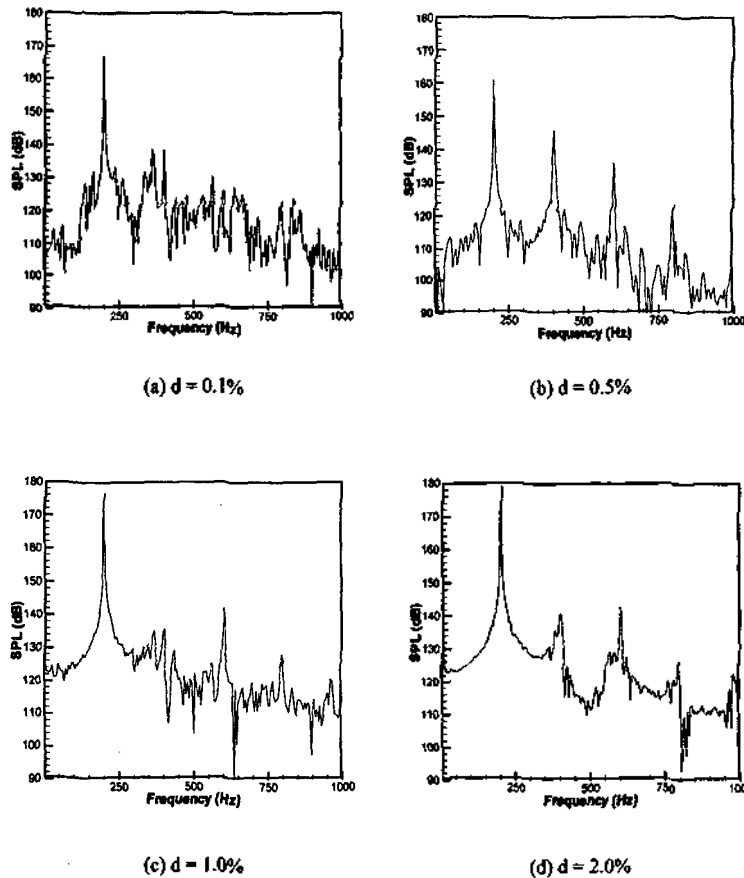


그림 4. 교란계수 d의 변화에 따른 스펙트럼 Equivalence ratio=0.84, $Re=6000$
 Fig. 4. Noise spectra for different disturbance coefficients.

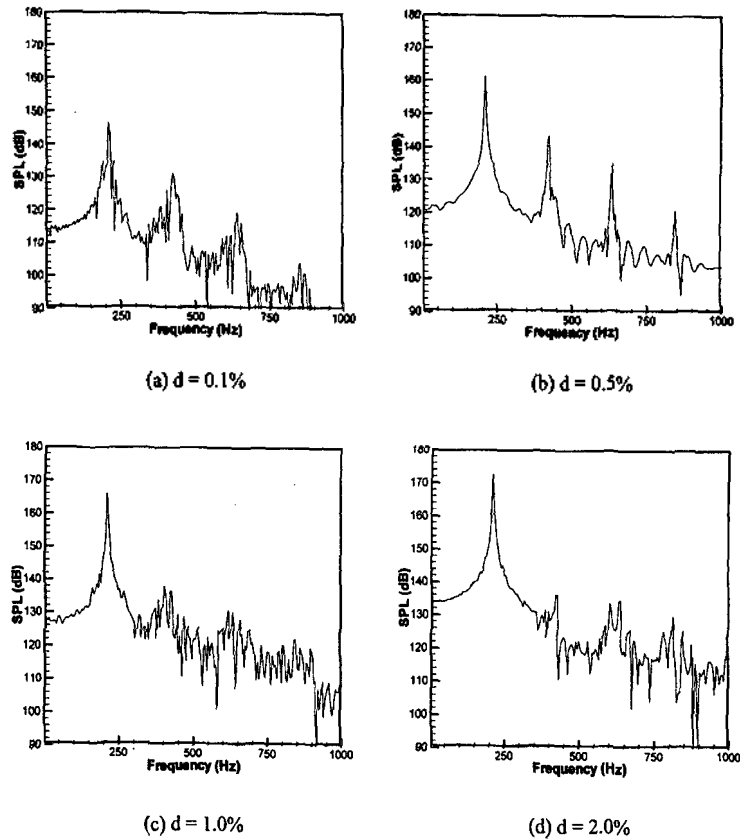


그림 5. 교란계수 d의 변화에 따른 스펙트럼 II Equivalence ratio=1.09, Re=6000
 Fig. 5. Noise spectra for different disturbance coefficients.

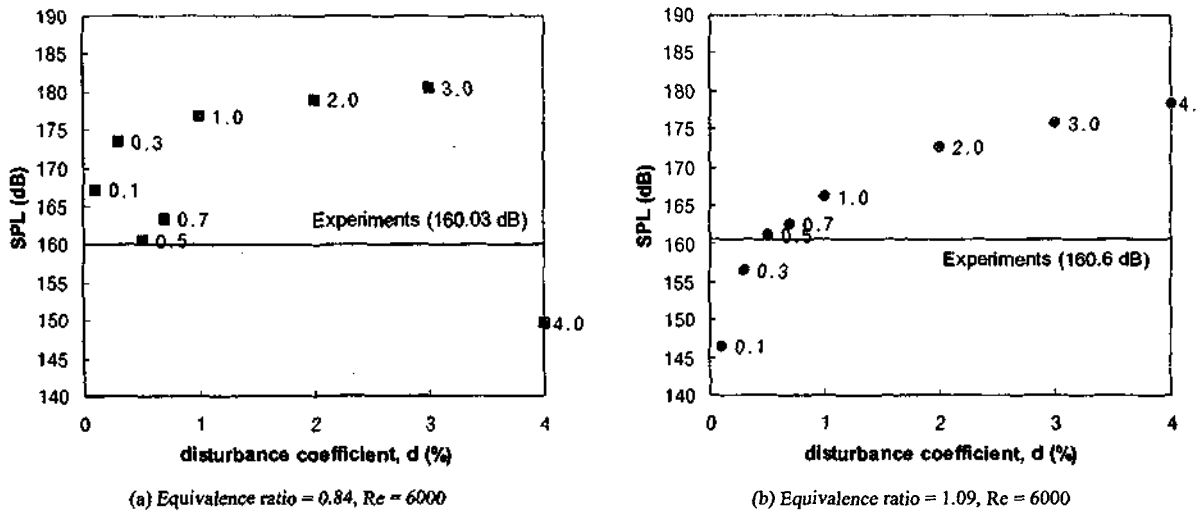


그림 6. 교란계수 크기에 따른 음압 변화
 Fig. 6. Sound pressure level vs. disturbance coefficient.

의 공진 주파수 값을 취하였다. 그런데 공진 주파수는 다 음 식에서도 보이듯이 음속에 따라 그 값이 달라진다.

$$f = \frac{nc}{2L} \quad (27)$$

연소기의 길이 L 은 일정하고, 음속은 곧 온도의 함수이므로 연소기 내의 온도에 따라 공진 주파수는 변화할 수 있다. 지금까지는 온도가 300 K라고 가정하여 구한 공진 주파수 값을 사용하였는데, 연소기 내에서는 훨씬 고온부도 형성되므로 다른 온도에서의 공진 주파수를 구하여 이를 적용해 보았다. 네 가지 다른 값에 대해 살펴보았는데, 온도가 300 K, 400 K, 500 K, 그리고 1000 K인 경우이며 각각에 대한 공진 주파수는 라디안 단위로 1090.76 rad/s (173.6 Hz), 1257.58 rad/s (200.2 Hz), 1401.46 rad/s (223.1 Hz) 및 1945.59 rad/s (309.7 Hz)이다. 그 결과가 그림 7에 각 경우에 대한 스펙트럼으로 도시되어 있다. 가진 주파수가 1090.76 rad/s 또는 1257.58 rad/s 는 거의 유사한 형태로 보아지고, 이보다 큰 값들에서는 가진 주파수에 대한 특정 음압이 두드러질 뿐 하모닉 성분들이 보이지 않는다. 이와 같이 가진 주파수에 따라 현상의 모사가 불가능한 경

우가 발생한다. 실험 측정치를 기준으로 하여 볼 때 기본 주파수 이하의 값들을 사용하는 경우에만 현상 모사가 가능한 것으로 보인다.

이상과 같이 구해진 경험적으로 검증된 교란 계수 0.5% 및 가진 주파수 173.6 Hz를 사용하여 해석된 결과를 실험 측정치와 비교해 보았다. 그림 8에 그 결과가 도시되어 있는데, 매우 근사하게 현상을 모사하고 있음을 알 수 있다. 주파수 측면에서 보면 약간 과소예측한 면과 음압 수준에서 전체적으로 과대예측한 면이 보이지만 이는 실제 실험에서 사용한 연소기보다 간략화된 형태를 이용하고 실제 발생할 수 있는 여러가지 에너지 손실들이 없다는 점을 감안하면 만족할 만한 예측 결과라고 할 수 있다. 기본 주파수 또는 그 하모닉 성분 외의 주파수 영역에서 실험 측정치보다 높은 음압 수준을 보이는 것은 초기 유동장 계산에서부터 내재된 수치적 오차 때문으로 판단된다.

측정치와의 또 다른 비교를 위해 좀더 다양한 당량비에 대해 계산을 수행하고 혼합기의 당량비 변화에 따른 최대 음압의 변화를 관찰해 보았다. 당량비는 0.84, 0.96, 1.09, 1.22, 1.35로 변화시키면서 계산을 수행하였다. 그림

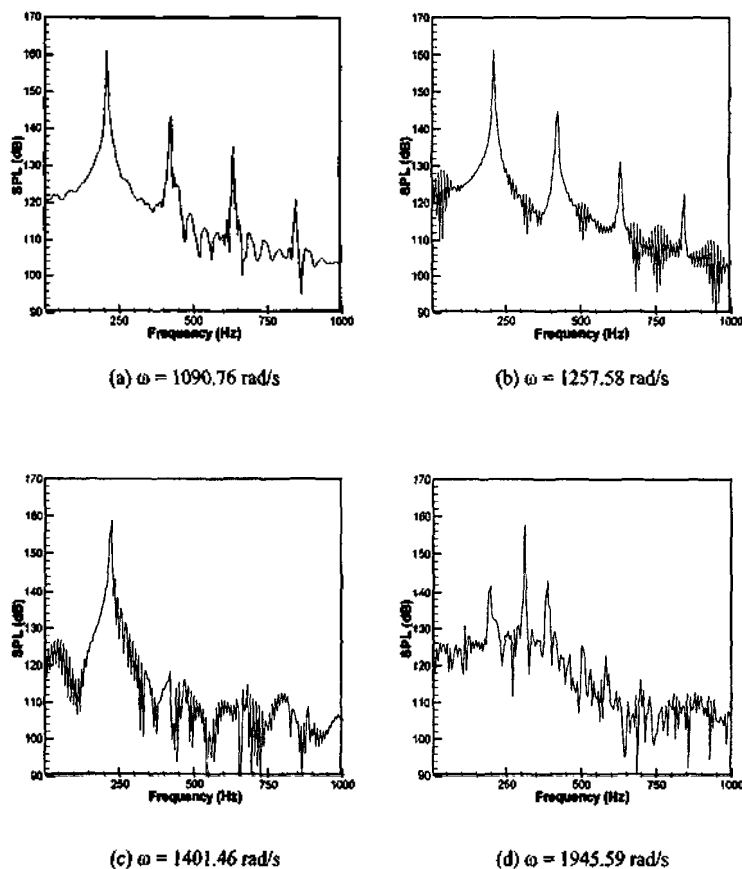


그림 7. 가진 주파수 변화에 따른 스펙트럼 Equivalence ratio=1.09, Re=6000, d=0.5%
Fig. 7. Noise spectra for different triggering frequency.

VI. 결론

본 연구에서는 열음향학적 진동에 의해 발생하는 소음의 특성을 파악하고 예측할 수 있는 수치적 기법을 통해 해석을 수행하였다. 적절한 가진 기법을 통한 대류 기인 열음향 진동 현상을 모사하여 실험 측정치와의 비교를 통해 기본주파수 및 그 때의 음압 수준에 대해서는 만족할 만한 예측 결과를 얻음으로써 가진 기법 적용의 가능성을 타진하였다. 프로판-공기 혼합기에 대한 산화반응식을 통해 연소 현상을 모사하는 연소 기인 열음향 진동에 대한 해석에서는 확대칭 관형 연소기로 간주하고 격자계를 구성하였다. 가진 기법의 적용시 채택해야 하는 상수인 가진 주파수와 교란 계수에 대해, 실험치와의 비교 검증 을 통해서 경험적인 값을 산출하였다. 이를 토대로 다양한 당량비에 대해 해석을 수행한 결과 실험 측정치가 보여주는 경향을 잘 모사할 수 있었으며 다음과 같은 결론 을 내릴 수 있었다.

확대칭 관형 연소기에서 연소 현상을 모사하는 프로판-공기 산화반응식을 포함하는 해석을 통해, 가진 기법에 필요한 교란 계수 및 가진 주파수의 경험값 채택이 가능하였다. 교란 계수의 값은 본 연구에 적용한 연소기의 경우 0.5%의 값이 가장 적절하였으며, 가진 주파수는 300 K를 기준으로 하여 구해진 연소기의 공명 주파수 173.6 Hz의 값이 적절하였다. 여러 당량비에 대한 해석을 수행한 결과 이론혼합비 또는 이보다 희박한 혼합비 영역에서 상대적으로 더 많은 소음이 발생하는 경향을 확인할 수 있었다. 이는 실험 측정치와도 잘 일치하는 경향이다.

이상과 같은 결과들로부터 본 연구에서 시도한 가진 기법의 사용은 연소기의 열음향 진동을 예측하는데 있어서 안정적인 경향뿐만 아니라 기본 주파수에서의 음압 수준과 같은 정량적 예측에서도 효과적인 해석 방법이라고 할 수 있다. 또한 격자계의 확장이나 수치 기법의 고차화 등과 같이 시간과 비용을 증가시키지 않고도 효율적인 해석을 수행할 수 있다는 점에서 그 의의가 크다고 사료된다.

참고 문헌

1. Neuringer, J. L. and Hudson, G. E., *Journal of Acoustical Society of America*, vol.24, p.667, 1952
2. Carrier, G. F., "The mechanics of the Rijke tube", *Quart. Appl. Math.*, vol.12, p.383, 1954
3. Merk, H. J., "Analysis of heat-driven oscillations of gas flows: I. General consideration", *Appl. Sci. Res.*, A6, p.317, 1957
4. Kwon, Y. -P. and Lee, B. -H., "Stability of the Rijke

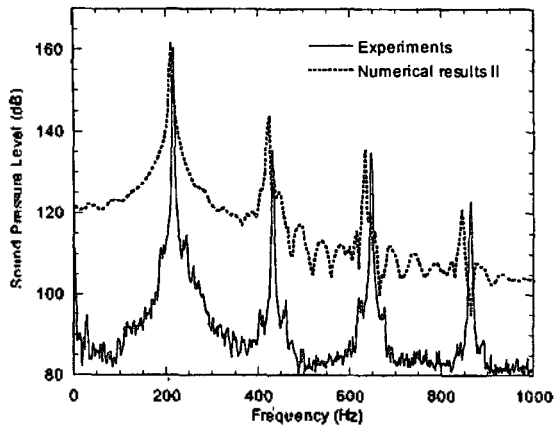


그림 8. 수치 계산결과와 실험 측정치의 비교 Equivalence ratio=1.09, Re=6000

Fig. 8. Comparison of present computation with experiment.

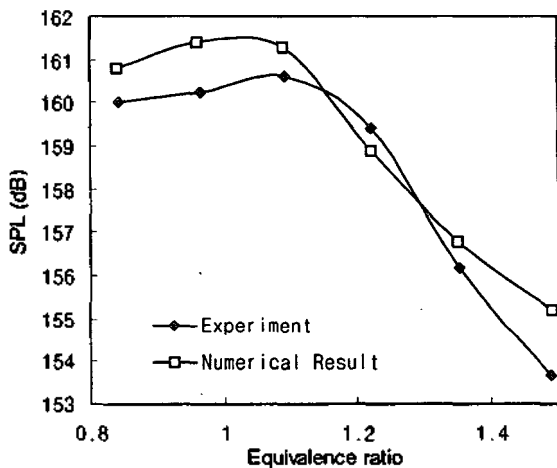


그림 9. 당량비 변화에 따른 최대 음압의 변화 Re=6000

Fig. 9. Maximum sound pressure level vs. equivalence ratio.

9에 그 결과가 도시되어 있는데 측정치가 보여주는 경향을 그대로 잘 예측하고 있다. 즉, 이론혼합비를 기준으로 하여 희박 연소 영역에서는 음압 수준이 높고 과농 혼합비일수록 낮은 음압 수준을 보여주고 있다. 연소기의 경제적이고 효율적인 운전조건으로 간주되는 영역에서 오히려 더 많은 소음이 발생하고 있다.

이상과 같은 결과를 볼 때, 적절한 계수값을 적용한 가진 기법을 통해 본 연구에서 채택한 수치기법으로 현상의 예측을 효과적으로 수행할 수 있다고 판단되며, 특히 기본 주파수에서의 음압 수준과 같이 실질적으로 관심있는 진폭값의 예측도 상당히 정확한 수준까지 가능함을 알 수 있다.

- thermoacoustic oscillation", JASA, vol.78, p.1414, 1985
5. Nicoli, C. and Pelce, P., "One-dimensional model for the Rijke tube", Journal of Fluid Mechanics, vol.202, p.83, 1989
 6. Bailey, J. J., Journal of Applied Mechanics, vol.24, p.333, 1957
 7. McIntosh, A. C., "Combustion-acoustic interaction of a flat flame burner system enclosed within an open tube", Combustion Science and Technology, vol. 54, p.217, 1987
 8. Raun, R. L. and Beckstead, M. W., "A numerical model for temperature-gradient and particle effects on Rijke burner oscillations", Combustion and Flame, vol.94, p.1, 1993
 9. 김재현, 이수갑, "Numerical Study on Characteristics of Low-Frequency Noise in a Cylindrical Combustor", 한국소음진동공학회, 1998년도 춘계학술대회 논문집
 10. Launder, B.E., and Spalding, D.B., Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, New York, 1972
 11. JANAF, Thermochemical Tables, 2nd Ed., U.S. Department of Commerce, 1971
 12. Schlichting, H., Boundary-Layer Theory, 6th Ed., McGraw Hill, New York, 1968
 13. Ortega, J. M., and Rheinboldt, W. C., Iterative Solution of Nonlinear Equations in Several Variables, Academic Press, New York, 1970
 14. Nark, D. M., "The use of staggered schemes and an absorbing buffer zone for computational aeroacoustics", ICASE/LARC Workshop on Benchmark Problems in Computational Aeroacoustics (CAA), NASA C.P.3300, p.233, 1995
 15. O'Rourke, P. J., and Bracco, F. V., "Two scaling transformations for the numerical computation of multidimensional unsteady laminar flames", Journal of Computation Physics, vol.33, p.185, 1979
 16. Burtler, T. D., Cloutman, L. D., Dukowicz, J. K., and Ramshaw, J. D., "Multidimensional numerical simulation of reactive flows in internal combustion engines", Progress in Energy and Combustion Science, vol.7, p.293, 1981
 17. Jeung, I. S., Cho, K. K., and Choi, S. W., "A numerical study on transition of laminar flames to a turbulent flame in a divided combustion chamber",

Proceedings of International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Reciprocating Engines, p.87, 1990

18. Thrane, N., "The discrete Fourier transform and FFT analyzers", Bruel & Kjaer Technical Review, No.1, 1979

▲김재현



1992년 : 서울대학교 항공우주공학과 (공학사)

1994년 : 서울대학교 대학원 항공우주공학과(공학석사)

1998년 : 서울대학교 대학원 항공우주공학과(공학박사)

1998년~현재 : 현대자동차 선형연구소 선임연구원

▲이정환

한국음향학회지 제16권 1E호 참조

▲이수갑

현재 : 서울대학교 항공우주공학과 조교수

한국음향학회지 제16권 1E호 참조

▲정인석



1975년 : 서울대학교 항공우주공학과 (공학사)

1977년 : 서울대학교 대학원 항공우주공학과(공학석사)

1982년 : 서울대학교 대학원 항공우주공학과(공학박사)

1982년~1984년 : 미국 미네소타 대학교(명예 연구원)

1984년~현재 : 서울대학교 항공우주공학과 교수