

研究論文

DOI: <http://dx.doi.org/10.6108/KSPE.2012.16.1.001>

시간지연 모델의 적용을 통한 수소/공기 확산화염의 음향과 응답 분석

손채훈* · 임준석**

A Numerical Analysis of Acoustic-Pressure Response of H₂-Air Diffusion Flames with Application of Time-Lag Model

Chae Hoon Sohn* · Junseok Lim**

ABSTRACT

Acoustic-pressure response of diluted hydrogen-air diffusion flames is investigated numerically by adopting a fully unsteady analysis of flame structures in low and high pressure regimes. As acoustic frequency increases, finite-rate chemistry is enhanced through a nonlinear accumulation of heat release rate for any pressure regime, leading to a high amplification index. Same numerical results are analyzed with application of a pressure-sensitive time lag model, and thereby, interaction index and time lag are calculated for each pressure regime. The interaction index has the largest value in each pressure regime at an acoustic frequency near 1000 Hz. In a high-pressure regime, flames are more unstable than in a low-pressure regime. The interaction index shows a good agreement with the amplification index.

초 록

희석된 수소-공기 확산화염의 음향 응답 특성을 저압과 고압 영역에서의 화염 구조 해석을 토대로 수치적으로 조사하였다. 음향 주파수가 증가함에 따라 어느 압력 영역에서든 열방출율의 비선형 축적 현상에 의해 유한 화학반응의 효과가 증진된다. 이는 결국 높은 음향 증폭으로 이어지게 된다. 동일한 계산 결과를 압력 감응 시간지연 모델에 의해 재해석하였다. 시간 지연 모델의 적절한 적용을 통해, 각 압력 영역에서 시간지연과 간섭지수 인자가 정량화되었다. 음향 증폭의 정도를 나타내는 간섭지수는 어느 압력 영역에서든 1000 Hz 근처에서 최고값을 나타내었고, 고압영역에서 화염이 더 불안정한 응답을 보였다. 음향 주파수에 따른 간섭지수의 변화 경향은 기존의 증폭지수 변화 경향과 잘 일치하였다.

Key Words: Acoustic-pressure Response(음향과 응답), Hydrogen/Air Diffusion Flame(수소/공기 확산화염), Time Lag Model(시간지연 모델), Interaction Index(간섭 지수)

접수일 2011. 5. 26, 수정완료일 2011. 9. 1, 게재확정일 2011. 9. 9

* 종신회원, 세종대학교 기계항공우주공학부

** 학생회원, 세종대학교 대학원 기계공학과

† 교신저자, E-mail: chsohn@sejong.ac.kr

1. 서 론

화염 스트레치(stretch)나 속도, 압력으로 표현

할 수 있는 외부 교란에 대한 소화염(flamelet)의 과도적인 응답 특성에 관한 연구는 난류화염을 이해하는 데 있어 매우 중요하다. 이러한 연구는 연소 불안정과 밀접한 관계가 있으며, 특히 압력 변동에 따른 화염의 응답특성은 다양한 연소기 기에서 발생하는 음향 불안정성(acoustic instability)과 연관이 있다. 음향 불안정성은, 연소실 내부에서 진동하는 광범위한 주파수의 음향파가 연소 시 발생하는 열방출율과 상호작용하여 그 진폭이 증가하는 현상이다. 이와 관련된 연구로서 난류 화염을 층류 소화염(laminar flamelet)의 집합체로 묘사하여 소화염의 외부 교란에 대한 선형 응답 해석이 이루어졌다[1-3].

특히 이전 연구로서 질소로 희석된 수소/공기 대향류 확산화염의 정상상태 화염 구조를 통해 압력과 진동에 대한 화염의 응답이 연구되었고 [4], 이를 발전시켜 완전한 비정상(unsteady) 해석을 통해 넓은 주파수 범위에서의 화염 응답 또한 연구된 바 있다[5].

정상상태 화염 응답에 대한 선행 연구[4]에서는 소염 특성에 따라 압력 영역을 세 가지 영역으로 나누었고, 저압과 고압영역(영역 I 과 III)에서 소염 스트레인을과 최대화염온도가 압력에 따라 증가함을 보였다. 중간압력 영역(영역 II)에서는 압력에 따라 그 값들이 감소하였다. 그리고 이러한 특이한 거동을 각 영역에서 연쇄분지 반응, 재결합 반응 그리고 재연쇄분지 반응간의 경쟁관계에 의해 설명하였다. 결과적으로 음향과 응답에 관해서 압력 영역 I, III에서는 큰 음향 증폭이 예측되었고, 영역 II에서는 재결합반응의 우세함 때문에 약한 증폭이 예측되었다.

본 논문에서는 이전 연구의 연장선으로, 연소 불안정성을 표준화된 방법으로 정량화하기 위해 비정상 해석 결과를 시간지연(time lag) 모델[6] 관점에서 재해석하였다. 시간지연 모델에 따른 정량화 결과와 기존의 정량화 인자인 증폭지수를 비교, 검토하고자 한다.

2. 지배방정식과 경계조건

2.1 지배방정식

본 연구에서 채택한 소화염 모델은 이전의 여러 연구에서 흔히 채택되어온 대향류 확산화염이다. 이를 지배하는 방정식은 본래 2차원 형태이지만, 기존에 알려진 경계층에서의 상사함수를 이용하여 1차원 형태로 근사화시킬 수 있다[4]. 또한 혼합층(mixing layer)의 두께가 상대적으로 얇아 부력의 효과가 미미하므로 자연대류 현상을 무시할 수 있고, Dufour 효과를 무시하였다. 혼합층에서의 마하수가 매우 작으므로 점성 소산도 무시될 수 있다. 수소 화염에서 무시할 수 없는 Soret 효과는 고려하였다. 이러한 가정을 통하여 유도된 지배방정식은 다음과 같다[7].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial y} + 2a\rho F' = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial F'}{\partial t} + V \frac{\partial F'}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial F'}{\partial y} \right) - a\rho O + a\rho F'^2 = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial Y_j}{\partial t} + V \frac{\partial Y_j}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho Y_j U_j) = \omega_j M_j \quad (3)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + c_p V \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \sum_{j=1}^{n_s} \rho Y_j U_j c_{p_j} \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{j=1}^{n_s} \omega_j M_j h_j = \frac{dp_s(t)}{dt} \quad (4)$$

$$p_s = \bar{\rho} R T \sum_{j=1}^{n_s} (Y_j / M_j) \quad (5)$$

여기서 t 는 시간, V 는 $V = \rho v$ 으로 표현되는 축 방향 질량유속이며, v 와 y 는 각각 축방향 속도와 좌표이다. F' 은 유동함수 F 의 y 에 대한 전미분, T 는 온도, ρ 는 밀도, Y_j , M_j , ω_j 와 h_j 는 각각 j -화종의 질량분율, 분자량, 반응열과 엔탈피이다. c_p 는 혼합물의 정압비열, a 는 산화제측 스트레인을(strain rate)이며, n_s 는 고려된 화학종의 개수, p_s 는 정체점에서의 압력, U_j 는 j -화학종의 확산속도, \bar{R} 은 기체상수이다.

일반적으로 연소실의 크기는 화염의 두께에 비해 상당히 크기 때문에, 연소실내에 존재하는

음향파에 의한 압력 교란의 공간적 변화는 무시 가능하다. 따라서, 화염에 가해지는 외부 압력 교란을 정체점 압력의 섭동으로 표현할 수 있으며 이를 시간의 함수로서 다음과 같이 정현파 형태로 모사하였다.

$$p_s(t)/p_{s,m} = 1 + A \sin(2\pi ft) \quad (6)$$

여기서 하첨자 m 은 평균값, f 는 가진 주파수를 나타낸다. 위 식으로 표현되는 압축/팽창 과정은 등엔트로피 과정으로서, 이에 따라 연료와 산화제 경계에서의 자유유동의 온도인 T_F 와 T_O 는 시간에 따라 변하게 되며, 정체점에서의 압력인 $p_s(t)$ 의 함수로 표현된다. 위의 지배방정식에 대한 경계조건으로 경계온도와 압력이 시간에 대해 아래와 같은 함수형태로 표현된다.

$$\rho_F c_{pF} \frac{dT_F}{dt} = \rho_O c_{pO} \frac{dT_O}{dt} = \frac{dp_s(t)}{dt} \quad (7)$$

그 외 나머지 변수에 대한 경계조건은 기존의 정상상태 지배방정식에 대한 것과 동일하다[3].

지배방정식은 유한체적법(FVM)을 사용하여 이산화하였다. 이산화된 연립방정식의 풀이를 위해 수정된 Newton iteration 방법을 적용하였다[8]. 열역학적 물성치와 화학반응항은 CHEMKin-II를, 전달물성치는 TRANSPORT PACKAGE를 사용하여 계산하였다[9, 10]. 또한, 8개의 화학종과 19단계의 기본반응을 포함한 상세 화학반응 메커니즘을 사용하였다[11].

수치해석은 두 단계로 수행되었다. 먼저, 주어진 유동 조건에서 과도항(transient term)이 없는 정상상태 해를 구하였다. 다음으로 Eq. 6의 압력 가진에 따른 과도적인 화염해를 시간의 함수로 구하였다. 시간 적분 시 Crank-Nicolson 방법을 채택하였고, 가진 주파수에 따라 시간 증분을 조정하여 수치적 안정과 충분한 정확도를 유지하도록 하였다.

선행 연구[5]에서 화염의 응답특성을 정량화하기 위해 Rayleigh 기준[12]에 근거하여, 한 사이클에 대한 열방출율, Q 의 변동폭을 다음의 식으

로 표준화하였고 이를 증폭지수, H 라고 명하였다.

$$H = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{Q - Q_m}{Q_m} \sin(2\pi ft) dt \quad (8)$$

여기서 Q 는 반응지역, 즉 화염으로부터의 열방출율, τ 는 음향진동 주기를 나타낸다. 증폭지수, H 의 부호에 따라 양이면 음향파 증폭, 음이면 감쇠라고 판정할 수 있으며, 양의 부호를 가지면서 절대값이 클수록 큰 증폭경향을 나타낸다.

2.2 시간지연 모델

연소 시스템에서의 연소불안정 해석에 있어 가장 널리 사용되는 방법의 하나로, 응답 인자간 간섭지수(interaction index), n_p 와 시간지연(time lag), τ_p 를 정의하여 외부 교란(속도 및 압력 섭동)에 대한 화염의 응답을 정량화하는 이른바 응답 시간지연 모델(time lag model)이 있다[6]. 시간지연 모델은 속도 감응 시간지연 모델(velocity-sensitive model)과 압력 감응 시간지연 모델(pressure-sensitive model)로 구분된다. 액체 로켓엔진의 연소불안정을 평가할 때에는 주로 압력 감응 시간지연 모델이 채택되며 다음의 계산식으로 표현된다.

$$\frac{q_1(x,t)}{q_0} = n_p(x) \frac{p_1(x,t) - p_1(x,t - \tau_p(x))}{p_0} \quad (9)$$

여기서 $q_1(x,t)$ 와 $p_1(x,t)$ 은 각각 연소실내 특정 위치와 시각에서의 열방출율과 압력을 나타내고, q_0 와 p_0 는 각각 표준화(무차원화)를 위해 사용되는 대표(기준) 열방출율과 압력을 나타낸다. 위 식의 물리적 의미는 다음과 같다. 화염면 내부의 한 지점에서 발생한 압력섭동은 τ_p 만큼의 시간이 지난 후에 동일 지점에서 열방출률의 변동을 야기하며, 이때 화염은 음향 섭동에 대해 간섭지수, n_p 만큼의 민감도로 응답한다. 시간지연, τ_p 는 열방출이 일어날 때까지의 여러 개별 과정인 추진제의 혼합, 증발 및 화학반응 등에 소요되는 시간에 의해 결정된다. 본 논문에서 채택한 모델

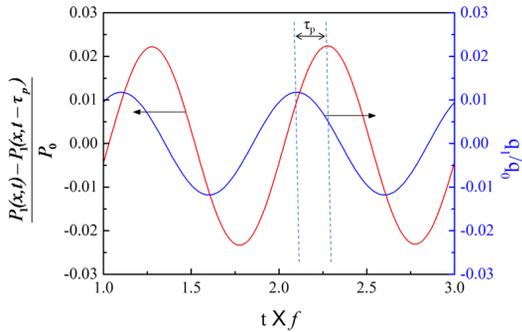


Fig. 1 Conceptual demonstration of time lag and interaction index based on pressure-sensitive model

화염인 대향류 확산화염은 연료와 산화제가 모두 기체이기 때문에 혼합과 화학반응이 τ_p 를 결정하는 주요한 과정이라고 예상할 수 있다.

화염 응답 계산 결과를 토대로 압력 감응 시간 지연 모델식으로부터 n_p 와 τ_p 를 구하는 방법은 다음과 같다. 외부 압력 교란의 차이, 즉 $\{p_1(x,t) - p_1(x,t - \tau_p(x))\}/p_0$ 와 열방출율 섭동이 동일한 위상을 갖도록 시간지연 τ_p 를 구한다. 이로부터 Eq. 9의 우변에 있는 항과 좌변 항의 값을 계산한다. 이와 같은 계산 예를 이해하기 쉽도록 Fig. 1에 나타내었다. 그림에서 압력 섭동 차이와 열방출율 섭동의 배(anti-node)의 위치를 일치시키는 τ_p 가 시간지연 값이며, 각 진폭의 비가 간섭지수, n_p 에 해당한다.

3. 결과 및 토의

수치계산은 두 가지 조건으로 (1) $p_{s,m} = 1$ atm, $a = 70$ s⁻¹과 (2) $p_{s,m} = 10$ atm, $a = 2$ s⁻¹인 조건에서 수행되었다. 이 조건을 각각 압력 영역 I, II로 부르겠다. 영역 III은 영역 I과 유사한 경향으로 보이므로 생략하였다. 두 조건 모두 각 압력 영역에서 소염조건 근처 화염이 형성되는 조건에 해당한다. 공기와 연료는 각각 21% O₂/79% N₂, 12% H₂/88% N₂로 구성된다. 12% H₂/88% N₂로 구성된 연료는 실제 연소기에서는 관찰되기 어렵고, 2 s⁻¹의 스트레인을 실제 운

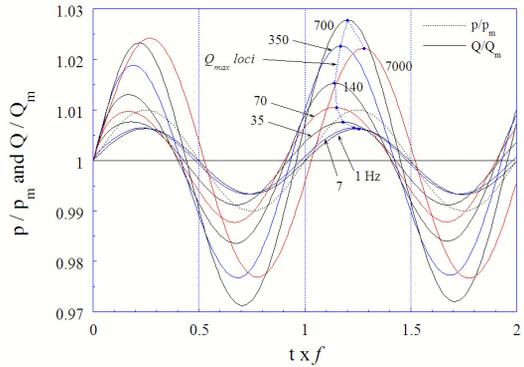


Fig. 2 Pressure oscillation and heat-release-rate fluctuation for various acoustic frequencies in pressure regime I [5]

전되는 범위에 비하면 극히 낮은 값이지만, 이러한 조건의 화염은 영역 II에서의 화염의 응답을 뚜렷이 대표하므로 채택하였다. 수소의 희석정도가 낮은 화염의 경우에는 영역 II가 나타나는 압력이 고압으로 이동한다. 연료와 산화제측 경계온도는 300 K이며, 섭동하는 정체점 압력의 상대진폭 A 는 0.01로 설정되었다. \hat{f} 는 무차원화된 주파수로서 $\hat{f}a$ 로 정의된다.

3.1 음향 응답 특성

먼저 영역 I에서 압력과의 섭동 p_s 와 이에 대한 응답으로서 계산된, 화염으로부터의 열방출율 섭동, $Q(t)$ 의 두 싸이클을 무차원 시간의 함수로 Fig. 2에 나타내었다. 음향 불안정성 해석에 사용되는 압력과 진폭의 증폭/감쇠 판정 기준으로 Rayleigh 기준을 채택할 수 있다. 위상 차이를 무차원 시간 좌표축 $t \times f$ 로 변환하여 나타내면 $\Delta(t \times f)$ 가 -0.25~0.25 사이에 있는 경우 음향 증폭이 나타남을 의미한다. 즉, 이러한 범위내의 값을 가질 때 평균적으로 두 섭동은 같은 위상을 가지며, 증폭지수 H 의 부호가 양이 된다.

Figure 2에서 보듯이 영역 I에서는 음향 주파수에 무관하게 음향 증폭이 예측되었으며, 이는 정상상태 해석을 통해 얻은 기존의 결과[4]에 부합한다. 비정상 해석 결과로서 1.0~1.5의 $t \times f$ 범위의 데이터를 토대로 분석을 하였다.

저주파 압력 진동에서는 p_s 와 Q 사이의 위상

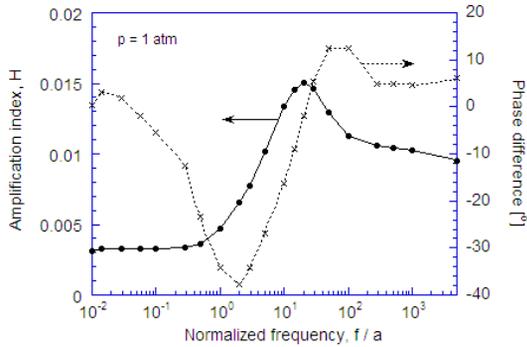


Fig. 3 Amplification index and phase difference between pressure oscillation and heat-release-rate fluctuation as a function of normalized frequency in pressure regime I [5]

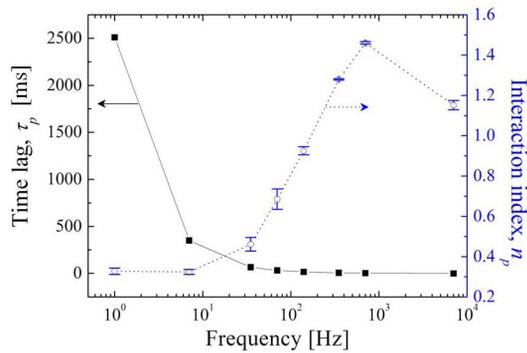


Fig. 4 Time lag and interaction index for various acoustic frequencies in pressure regime I

지연이 거의 없으며, 주파수 증가에 따라 약간의 Q의 위상 진전이 있다가 주파수가 계속하여 증가하면 다시 위상 지연이 발생한다. Q의 진폭은 증가하다가 아주 높은 고주파 영역에서 감소하였다. 이를 토대로 계산된 증폭지수와 위상차를 무차원화된 가진 주파수의 함수로서 Fig. 3에 나타내었다. $\hat{f} = 0.3$ 이하의 저주파수에 대해서는 증폭지수가 거의 일정한 값을 유지하였고, 그 이상의 주파수 증가에 따라서 증폭지수가 급격히 증가하다가 $\hat{f} = 20$ 이상의 주파수 값에서는 감소하였다. 저주파 영역에서의 응답특성은 반응지역에서의 유한화학반응(finite-rate chemistry)이 전체 응답에서 주요한 역할을 갖게 된다. 압력 상승에 따라 연쇄 분지반응과 재결합 반응이 모

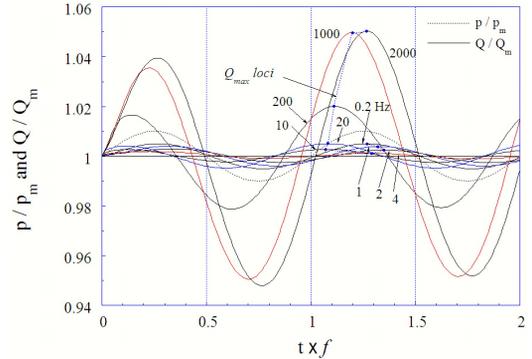


Fig. 5 Pressure oscillation and heat-release-rate fluctuation for various acoustic frequencies in pressure regime II [5]

두 활발해지게 되며, 음향 증폭이 예측된다. 계속하여 \hat{f} 이 증가함에 따라 대류-확산 지역에서의 응답 지연이 나타나서 비정상 응답 특성이 나타나기 시작하며, 결국 음향 감쇠효과가 나타나게 된다. 그러나, 압력 진동에 대한 비선형 열방출율 응답의 축적 효과에 의해 유한화학반응이 더욱 증진되고 대류-확산 지역에서 나타나는 음향 감쇠 효과를 상쇄하면서 결과적으로 큰 음향 증폭 효과가 나타난다. 그러나 \hat{f} 이 추가적으로 증가하게 되면 반응 지역의 응답이 약화되고, 대류-확산 지역에서의 강한 감쇠 효과에 의해 증폭효과가 상당히 상쇄되어 H가 감소하기 시작한다.

이러한 기존의 결과를, 압력 감응 시간지연 모델 관점에서 재해석하여 압력 영역 I의 주파수 변화에 따른 n_p 와 τ_p 를 구해 Fig. 4에 나타내었다. 간섭지수 n_p 는 동일한 위치에서 화염의 열방출률 섭동의 압력섭동에 대한 민감한 정도를 나타내는 것으로 n_p 의 값이 클수록 더욱 민감한 것을 의미하며 이는 화염이 불안정해질 수 있음을 의미한다. 주파수가 증가함에 따라 n_p 가 증가하다가 700 Hz에서 1.46으로 가장 큰 값을 갖고 다시 감소하는 경향을 보였다. 즉, 영역 I에서는 700 Hz의 외부 압력 교란이 가해졌을 때 화염이 가장 불안정한 응답을 보일 것으로 예측된다. 이러한 응답 경향은 Fig. 3에 나타낸 결과와 정량적으로 부합한다고 판단된다. 증폭지수와 간섭지수간의 상관성은 뒤에서 자세히 논하겠다.

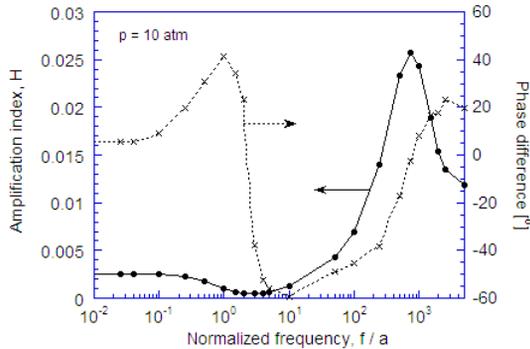


Fig. 6 Amplification index and phase difference between pressure oscillation and heat-release-rate fluctuation as a function of normalized frequency in pressure regime II [5]

Figure 5에는 압력 영역 II에서의 음향 응답을 나타내었다. 영역 I에서와 달리 낮은 주파수 범위에서도 열방출율의 응답 지연이 나타났으며, 주파수 증가에 따라 응답 진전이 있다가 다시 응답 지연이 나타남을 알 수 있다. 열방출율의 진폭은, 주파수에 따라 감소하다가 급격히 증가한 후, 증가폭이 둔화되는 양상을 보였다. 이러한 결과를 가진 주파수의 함수로서 Fig. 6에 나타내었다. 이로부터 가진 주파수에 따른 위상 지연/진전, 증폭지수의 변화 경향을 명확히 파악할 수 있다. $\hat{f} < 0.1$ 에서는 증폭지수가 거의 일정하며 작은 양의 값을 가지고 있다. 영역 II에서는 영역 I과 달리 재결합 반응이 우세하며, 연쇄 분지반응의 약화로 증폭이 둔화되어 작은 H 값을 갖게 된다. 즉, 열방출에 기여하는 재결합 반응이 우세하더라도 그 근원이 되는 연쇄 분지반응이 미약하기 때문에 열방출을 섭동의 진폭이 작게 되는 것이다.

음향 증폭지수 H 는 $\hat{f} = 0.1$ 에서 감소하기 시작하는데 이는 대류-확산 지역에서의 응답 지연으로 인한 감쇠효과가 우세해지기 시작하기 때문이다. 이는 영역 I에서 관찰된 $\hat{f} = 0.3 \sim 20$ 에서 나타나는 거동에 상응한다. 증폭지수는 $\hat{f} = 750$ 에서 최대값인 0.026에 도달하고, 그 이상의 주파수에서는 감소한다. 이는 반응지역 응답의 포화(saturation) 현상이 나타나기 때문이다.

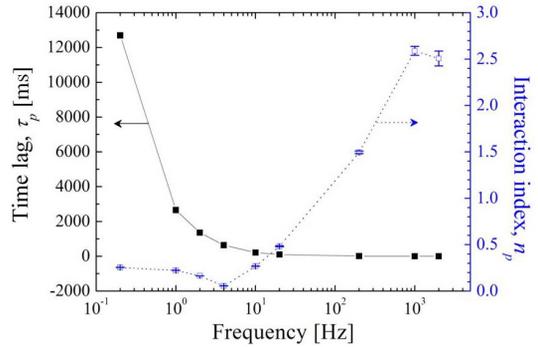
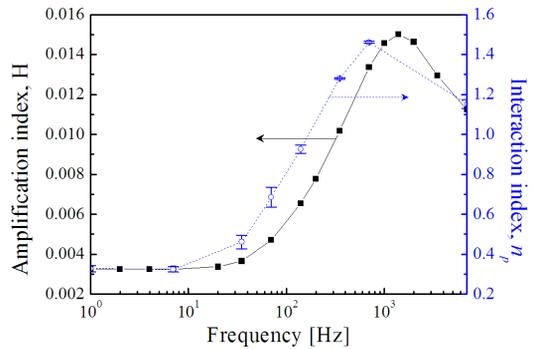
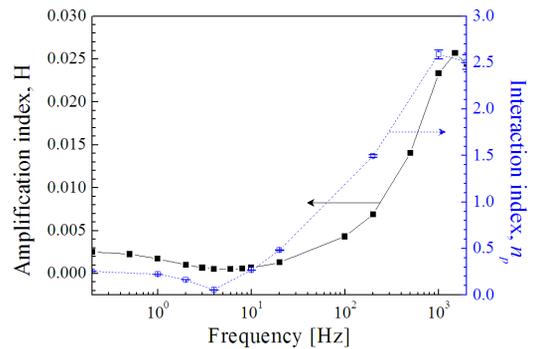


Fig. 7 Time lag and interaction index for various acoustic frequencies in pressure regime II



(a) pressure regime I



(b) pressure regime II

Fig. 8 Interaction and amplification indices for various acoustic frequencies in pressure regimes I and II

Figure 7에는 영역 II의 n_p 값과 τ_p 를 나타내었다. 영역 II에서 n_p 값은 0.2~4 Hz까지는 감소하는 경향을 보이다 4 Hz 이상부터 증가하여 1000 Hz에서 최고값인 2.59를 갖고 다시 감소하는 경

향을 보였다. Fig. 6에 나타난 증폭지수 H 의 변화 경향으로도 알 수 있듯이 영역 II에서는 영역 I에서보다 압력섭동에 대해 더욱 민감한 반응을 보여 화염이 불안정해질 것으로 예측되었다.

Figure 8에는 각 영역에서 증폭지수 H 와 본 연구에서 구한 간섭지수 n_p 를 서로 비교하여 나타내었다. 이 그림으로부터, 두 불안정 인자의 거동이 상당히 유사한 것을 알 수 있다. 이로부터 증폭지수와 간섭지수는 물리적으로 유사한 의미를 나타냄을 확인할 수 있다. 즉, 본 연구에서 시도한 시간지연과 간섭지수의 평가 방법은 물리적으로 타당함을 알 수 있다.

Figure 8에서 볼 수 있듯이, 간섭지수의 크기 비교로부터 고주파 압력 진동에 대한 응답의 경우, 영역 I에서보다 영역 II에서 더 큰 음향 증폭이 가능함을 알 수 있다.

한편, 비정상 해석 결과를 토대로 간섭지수라는 정량화된 불안정 증폭 정도를 제시할 수 있었다. 간섭지수는 선행 연구[5]에서 제시한 정량화 인자인 증폭지수와 잘 부합하였다.

4. 결 론

확산 화염의 음향파 응답 특성을 압력 감응 시간지연 모델을 적용하여 재해석하였다. 채택한 시간지연 모델의 정량화 인자는 시간지연과 간섭지수이며, 이를 정량화하기 위해 선행 연구에서 얻은 비정상 수치해석 결과[5]를 활용하였다.

본 연구에서는 시간지연 모델의 원리에 입각하여 시간지연과 간섭지수를 정량화하는 방법을 제안하였다. 이를 이용하여 화염의 불안정성을 나타내기 위해 두 가지 압력 영역에 대해 시간지연과 간섭지수를 구하였다. 선행 연구에서 제시한 증폭지수와 본 연구에서 정량화하여 제시한 간섭지수를 비교하여 정량적으로 잘 부합함을 보였다. 압력 감응 시간지연 모델을 적용하여 두 가지 정량화 인자, 즉 시간지연과 간섭지수를 평가함에 있어 본 연구에서 제시한 평가 방법은 유효함을 알 수 있었다. 향후, 화염의 불안정성

을 정량적으로 평가하는 데 있어 본 방법이 유용하게 활용될 수 있을 것이다.

후 기

이 논문은 2011년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임(No. 2011-0002797).

참 고 문 헌

1. Culick, F. E. C. and Yang, V., Liquid Propellant Rocket Combustion Instability, AIAA, Washinton DC, 1995, p.3
2. Sohn, C. H., Chung, S. H., Kim, J. S., and Willams, F. A., "Acoustic Response of Droplet Flames to Pressrue Oscillations," AIAA Journal, Vol. 34, 1996, pp.1847-1854
3. Sohn, C. H., Chung, S. H., Lee, S. R., and Kim, J. S., "Structure and Acoustic-Pressure Response of Hydrogen-Oxygen Diffusion Flames at High Pressure," Combustion and Flame, Vol. 115, 1998, pp.299-312
4. Sohn, C. H., Chung, S. H., Kim, "Effect of Pressure on the Extinction, Acoustic Pressure Reponse, and NO Formation in Diluted Hydrogen-Air Diffusion Flames," Combustion and Flame, Vol. 121, 2000, pp.288-300
5. Sohn, C. H., "Unsteady Analysis of Acoustic Pressure Response in N2 Diluted Flames," Combustion and Flame, Vol. 128, 2002, pp.111-120
6. Pierringger, J., Sattelmayer, T., and Fassl. F., "Simulation of Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines with Acoustic Perturbation Equations," Journal of Propulsion and Power, Vol. 25, No. 5, 2009, pp.426-441

7. Liñán, A. and Williams, F. A., "Ignition in an Unsteady Mixing Layer Subject to Strain and Variable Pressure," *Combustion and Flame*, Vol. 95, 1993, pp.31-46
8. Smooke, M. D., 1982, "Solution of Burner Stabilized Premixed Laminar Flames by Boundary Value Method," *Journal of Computational Physics*, Vol. 48, pp.72-105
9. Kee, R. J., Rupley, F. M., and Miller, J. A., CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics, Sandia National Laboratories Report, 1989, SAND89-8009
10. Kee, R. J., Warnatz, J., and Miller, J. A., A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Viscosities, Conductivities, and Diffusion Coefficients, Sandia National Laboratories Report, 1983, SAND83-8209
11. Maas, U. and Warnatz, J., "Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures," *Combustion and Flame*, Vol. 74, 1988, pp.53-69
12. Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, Vol. II, Dover, 1945, p.226