

희석된 수소-공기 확산 화염에서 음향과 응답과 NO 생성에 미치는 압력의 영향

손채훈* · 정석호**

Effect of Pressure on Acoustic Pressure Response and NO Formation in Diluted Hydrogen-Air Diffusion Flames

Chae Hoon Sohn and Suk Ho Chung

Key Words: Acoustic Response, NO Formation, Hydrogen-Air Diffusion Flames

Abstract

Acoustic pressure response and NO formation of hydrogen-air diffusion flames at various pressures are numerically studied by employing counterflow diffusion flame as a model flamelet in turbulent flames in combustion chambers. The numerical results show that extinction strain rate increases linearly with pressure and then decreases, and increases again at high pressures. Thus, flames are classified into three pressure regimes. Such non-monotonic behavior is caused by the change in chemical kinetic behavior as pressure rises. Acoustic pressure response in each regime is investigated based on the Rayleigh criterion. At low pressures, pressure-rise causes the increase in flame temperature and chain branching/recombination reaction rates, resulting in increased heat release. Therefore, amplification in pressure oscillation is predicted. Similar phenomena are predicted at high pressures. At moderate pressures, weak amplification is predicted. Emission index of NO shows similar behaviors as to the peak-temperature variation with pressure.

1. 서 론

초음속 연소 엔진 (supersonic combustion engine)에서는 연료-공기의 혼합과 화학 반응을 위한 체류 시간이

짧아 점화가 어렵고, 강한 고속 난류 유동장으로 인하여 소음이 발생하기 쉬운 연소 환경이 조성된다. 이러한 난점을 극복하기 위해 초음속 항공기의 추진 연료로서 수소에 대해 많은 연구가 진행되고 있다.⁽¹⁻³⁾ 또한 수소는, 배기 가스 규

* 한국항공우주연구소 우주추진기관연구그룹

** 서울대학교 기계항공공학부

제에 대처할 자동차 엔진 혹은 그의 연소기에서 사용될 미래의 청정 대체 연료 중의 하나로서 주목받고 있다. 수소 연료는 탄화수소 및 일산화탄소 등을 방출하지 않으나 화염 온도가 높아 질소 산화물이 다량 배출될 수 있다. 질소 산화물 배출을 줄이기 위해서는, 강한 난류 유동장을 형성시켜 연료-공기를 균질하게 혼합시킴으로써 연소실 전체에 걸쳐 희박 화염이 형성되도록 하는 것이 바람직하다. 따라서, 항공기나 자동차 엔진등의 연소실내에서 화염은 소염 조건 근처에서 형성될 수 있다.

연소실내의 난류 화염은 넓은 범위의 작동 압력하에서 형성되며 일반적으로 요동하는 압력장과 상호 작용을 하게 된다. 이에 따라 연소 불안정이 야기되어 압력과 증폭과 소음, 연소실 벽으로의 열전달이 과다해질 수 있다. 연소 불안정은 고체, 액체 추진 로켓 모터, 램제트, 터보 제트, 후연소기 (afterburner) 와 같은 항공기 엔진에서 뿐만 아니라, 보일러나 노 (furnace) 와 같은 가정용, 산업용 연소기에서도 발생한다고 보고되어 왔다.⁽⁴⁾ 연소 불안정 메카니즘은 매우 복잡하며, 주어진 조건에서 불안정 발생 여부를 판정하기 위해 활용할 수 있는 정보는 매우 적은 편이다. 최근에 액체 로켓 모터의 음향 불안정 현상에 대한 이해를 증진시키기 위해 화염소 (flamelet) 모델을 이용한 화염 응답 해석이 수행되었다.⁽⁵⁻⁹⁾ 이러한 해석의 결과로써, 소염 조건 근처 화염의 음향과 응답이 음향과 진폭에 큰 기여를 하는 것으로 밝혀졌다.

연소실내 화염은 고압하에서 형성되 기도하며 이러한 화염의 특성을 파악하기 위해서는 고압에서의 화염 구조와 소염 특성을 명확히 이해하는 것이 필요하

다. 수소의 폭발 한계 (explosion limit) 곡선에서 보듯이 수소 산화 과정의 압력에 대한 복잡한 (nonmonotonic) 거동은 소염 특성에도 유사한 영향을 미치며,⁽¹⁰⁾ 이로인해 소염 특성 연구에 있어 상세 화학 반응을 통한 화염 해석을 필요로 한다. 결과적으로 압력에 따른 복잡한 소염 거동은, 압력에 따라 화학 반응 특성과 화염의 음향과 응답 특성 및 질소산화물 생성 특성이 달라지리라는 것을 암시하고 있다.

축대칭 대향류 확산화염 모델을 채택한 기존의 연구 결과들은 소염 조건, 즉 소염 스트레인 율의 예측에 있어 정량적으로 약간씩 다른 실험 및 계산 결과를 보여주며, 특히 고압에서는 비교할 만한 실험 자료는 없으나 계산된 소염 스트레인 율의 정성적인 경향은 상당히 잘 일치하고 있다.⁽¹⁰⁾ 본 연구에서는 수소-공기의 대향류 확산화염 모델을 채택하여 압력에 따른 소염 한계와 화염의 음향과 응답 특성 및 질소산화물 생성 특성의 변화를 조사하였다.

2. 지배 방정식 및 수치 해법

축대칭 대향류 확산 화염에서, 축방향과 반경 방향의 좌표를 각각 y^* 와 r^* 로 나타내었다. 무차원화되지 않은 지배 방정식을 사용하여 수치해석을 수행하면,⁽¹¹⁾ 스트레인 율이 증가할수록 화염의 두께가 얇아져 계산 영역을 변화시켜 주어야 하나, 무차원화를 통하여 화염 위치와 두께가 스트레인율에 크게 의존하지 않는 결과를 얻을 수 있다. 특성 길이 $\sqrt{\mu_{-\infty}^*/\rho_{-\infty}^*a_{-\infty}^*}$, 반경 방향 특성속도 $a_{-\infty}^*r^*$, 특성유속 $\sqrt{\rho_{-\infty}^*a_{-\infty}^*\mu_{-\infty}^*}$

를 이용하여 무차원화하면

$$\eta = \sqrt{\frac{\rho_{-\infty}^* a_{\infty}^*}{\mu_{-\infty}^*}} y^*, \quad f = \frac{u^*}{a_{\infty}^* r^*},$$

$$V = \frac{V^*}{\sqrt{\rho_{-\infty}^* a_{\infty}^* \mu_{-\infty}^*}} \quad (1)$$

의 상사변수를 얻는다. 여기서 ρ 는 밀도, a 는 스트레인 율, μ 는 점도, u 는 반경 방향 속도, f 는 유동 함수, V 는 축방향 질량 유속, $-\infty$ 는 수소 경계측, ∞ 는 산소 경계측, 그리고 상첨자 * 는 차원 양을 나타낸다. 상기 식에서 스트레인 율은 산소측의 경계에서 정의된 스트레인 율 a_{∞} 를 사용하였다. 밀도, 온도 T , 정압 비열 c_p , 점도, 열전도도 λ , j -화합종의 물질 확산 계수 D_j , 화학 반응율 ω_j , 엔탈피 h_j , 확산 속도 U_j 는 각각 수소 경계측에서의 값으로 무차원화되었다.⁽⁹⁾

이러한 무차원 변수를 도입하면 질량, 운동량, 화학종 및 에너지 보존 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{dV}{d\eta} + 2\rho f = 0 \quad (2)$$

$$V \frac{df}{d\eta} - \frac{d}{d\eta} \left(\mu \frac{df}{d\eta} \right) - \rho_{\infty} + \rho f^2 = 0 \quad (3)$$

$$V \frac{dY_j}{d\eta} + \frac{d}{d\eta} (\rho Y_j U_j) - \omega_j = 0$$

$$j = 1, 2, \dots, J \quad (4)$$

$$c_p V \frac{dT}{d\eta} - \frac{d}{d\eta} \left(\lambda \frac{dT}{d\eta} \right) + \sum_{j=1}^J \rho Y_j U_j c_{pj} \frac{dT}{d\eta} + \sum_{j=1}^J \omega_j h_j = 0 \quad (5)$$

축방향 확산 속도 U_j 의 계산을 위해서, Soret 효과를 포함하고 Fick's law 와 확산 속도 보정 방법을 사용하였으며 이는

$$U_j = - \frac{W_j^*}{W^*} \frac{D_j}{Y_j} \frac{dX_j}{d\eta}$$

$$+ \frac{W_j^*}{W^*} \frac{D_j}{Y_j} \frac{\theta_j}{T} \frac{dT}{d\eta}$$

$$+ \sum_{i=1}^J \left\{ \frac{W_i^*}{W^*} D_i \frac{dX_i}{d\eta} - \frac{W_i^*}{W^*} D_i \frac{\theta_i}{T} \frac{dT}{d\eta} \right\} \quad (6)$$

로 무차원화되는데, 여기서 W_j 는 j -화합종의 분자량, \bar{W} 는 평균 분자량, θ 는 열확산 비, Y 는 질량 분율, X 는 몰 분율, J 는 고려된 화합종의 갯수이다.

본 계산에서 설정한 압력 범위에서는, 고압하에서 실제 기체의 효과가 나타날 수 있으나 경계 온도가 300 K 로 비교적 높기 때문에 이상 기체식으로 평가된 밀도와 Soave-Redlich-Kwong 상태식⁽¹²⁾ 으로 평가된 밀도가 거의 동일하다. 따라서 이상 기체 상태 방정식을 사용하였다.

위의 지배 방정식에 대한 경계 조건은 다음과 같다.

$$\eta \rightarrow -\infty; \quad f = 1,$$

$$Y_j = Y_{j-\infty}, \quad j=1, 2, \dots, J,$$

$$T = 1,$$

$$\eta \rightarrow \infty; \quad f = 1/\sqrt{\rho_{\infty}}, \quad (7)$$

$$Y_j = Y_{j\infty}, \quad j=1, 2, \dots, J,$$

$$T = T_{\infty},$$

$$\eta = 0; \quad V = 0.$$

지배방정식에 대한 수치 기법은 참고 문헌⁽¹¹⁾에 상세히 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

19-단계의 상세 화학 반응 메카니즘⁽¹³⁾을 모델로 채택하였으며 고려된 화학종은 H_2 , O_2 , H_2O , H , O , OH , HO_2 와 H_2O_2 의 8개이다. 열역학적 물성치와 화학 반응항 및 전달 물성치의 평가를 위하여 각각 CHEMKIN-II⁽¹⁴⁾와 TRANSPORT PACKAGE⁽¹⁵⁾를 사용하였다.

소염점의 예측에서 기존의 수치 해석 코드 및 수치 해법으로는 소염점 근처에서 수렴된 해를 얻기 어려우므로 수치 코드/기법의 보완 및 수정이 필요하다. 따라서 소염점 근처에서는 최대 온도의 함수로서 화염 구조와 스트레인을 계산하는 역 수치해법 (inverse numerical method)을 사용하였다.⁽⁹⁾ 이를 적용하면 소염점을 정확하게 예측할 수 있을 뿐만 아니라 소염점 이후의 해도 안정적으로 구할 수 있다.

3. 결과 및 검토

질소로 희석된 수소 ($X_{H_2}:X_{N_2} = 0.12:0.88$)와 공기에 대해 0.1~50 atm의 압력 범위에 대하여 스트레인을 변화시키며 화염 구조를 계산하였다.

3.1. 소염 특성

일정 압력에서 스트레인이 증가하면 화염 온도가 감소하고 화염을 통한 반응물의 누출이 증대하여 결국 소염된다. Figure 1에 전형적인 S-형태의 점화/소염 곡선의 윗부분과 중간 부분을 나타내었다. 소염점은 이 곡선에서의 전환점 (turning point)에 해당하며, 그 점의 스

트레인을 소염 스트레인으로 정의한다.

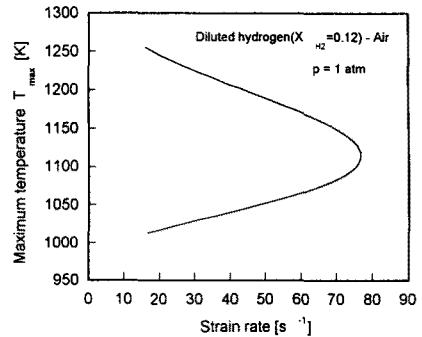


Fig. 1 Typical upper and middle branches of S-curve parameterized by the peak temperature T_{max} and strain rate (extinction curves).

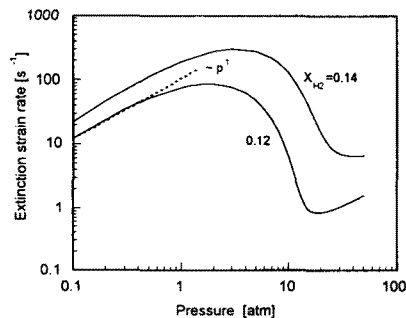


Fig. 2 Variation of extinction strain rate as a function of pressure adopting detailed chemistry with/without the fall-off reactions.

0.1~50 atm의 압력 범위에서 공기층의 소염 스트레인을 $a_{\infty E}^*$ 를 Fig. 2에 나타내었다. 12%- H_2 화염의 경우, 소염 스트레인은 약 1.5 atm까지는 압력에 따라 거의 선형적으로 증가하고, 그 이상의 압력에서는 감소하다가, 20 atm 이상의 고압 영역에서는 다시 완만하게 증가한다. Figure 2에서 보듯이 수소가 덜 희석된 경우 (14%- H_2) 소염

스트레인율의 극대점과 극소점이 고압쪽으로 옮겨지지만 전체적으로 압력에 대한 의존성은 유지되었다.

압력에 따라 소염 스트레인율이 증가하다가 약 1.5 atm 부터 감소하는 현상은 연쇄 분지 반응율과 재결합 반응율의 크기를 비교함으로써 설명할 수 있다. 저압에서는 three-body 반응들에 비해 two-body 반응들의 반응율이 더 크므로 전체 화학 반응은 two-body 반응에 의해 지배된다. 압력이 상승할 수록 two-body 반응들의 반응율이 증가하여 결과적으로 연쇄 분지 반응율이 상승하므로, 소염이 발생하려면 스트레인율이 더 증가하여야 한다.

주어진 연료/산화제 조합에 대한 총체 반응 차수를 n 이라 하면, $a_{\infty E}^* \sim p^{*n-1}$ 의 관계를 얻을 수 있다. 계산 결과로부터 약 1.5 atm 까지는 압력에 따라 선형 관계를 유지하므로 기존의 결과⁽¹⁶⁾와 마찬가지로 저압에서 $n \approx 2$ 임을 알 수 있다.

Three-body 반응들은 압력 상승에 따라 two-body 반응에 비하여 반응율의 증가가 빠르므로 압력이 어느 이상 증가하면 재결합 반응이 전체 화학 반응 특성을 지배하게 된다. 따라서 $a_{\infty E}^*$ 의 압력에 대한 의존성이 변한다. Figure 3에 압력에 따른 소염점에서의 최대 온도 T_{max} 와 교차 온도(crossover temperature) T_c 를 나타내었다. T_c 는 대표적인 연쇄 분지 반응인 $H + O_2 \rightarrow OH + O$ 와 대표적인 재결합 반응인 $H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$ 의 반응율이 서로 같아지는 온도로 정의되었다. 압력이 증가할수록 T_{max} 와 T_c 가 상승하나 차이가 점점 줄어들다가 12%-H₂ 화염의 경우에는 약 1.3 atm 이상에서, 14%-H₂

화염의 경우에는 약 3 atm 에서 T_c 가 T_{max} 보다 더 커지게 된다. 이러한 사실은 어느 이상의 압력에서는 전 반응 지역에 걸쳐 재결합 반응이 우세해짐을 의미한다. 따라서 생성된 H-라디칼이 급속히 소모되어 소염점에서의 H 농도는 압력 상승에 따라 낮아지며, 반대로 HO₂와 H₂O₂ 농도는 증가한다. 이러한 화학 반응 특성의 변화로 어느 압력 이상에서는 $a_{\infty E}^*$ 가 압력에 반비례하는 의존성을 보인다.

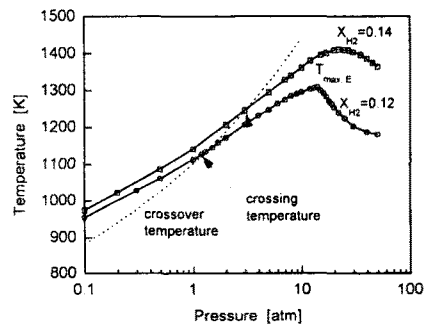


Fig. 3 Variations of T_{max} and the crossover temperature T_c as a function of pressure with detailed chemistry.

HO₂와 H₂O₂가 관련되는 반응 중 15, 16번의 반응율을 살펴보면, 저압에서는 이러한 반응들의 정반응율이 역반응율보다 커서 각각 HO₂와 H₂O₂를 형성시키는 역할을 하지만, 12%-H₂ 화염의 경우에 약 20~30 atm 이상의 고압에서는 역반응율이 우세하여 OH와 H가 이 반응들을 통해 형성된다. 라디칼 형성에서 뿐만 아니라 HO₂, H₂O₂의 형성/소멸에 관계되는 반응들은 압력이 상승할수록 열방출에 점점 큰 영향을 미치므로 고압에서의 화학 반응 특성은 또다시 변화하게 된다. 소염점에서의 H-라디칼 생성율의 최대값은, Fig. 2에 나타낸 소

염 스트레인을의 압력에 대한 의존성과 비슷한 의존성을 보인다.

위에서 언급하였듯이 1.5 atm 이하와 20 atm 이상의 압력 범위에서 화학 반응 특성 및 화염에 미치는 압력의 영향은 비슷하나, Fig. 3 에서 보듯이 20 atm 이상의 압력 범위에서는 $T_{max,E}$ 가 압력이 증가할수록 감소한다. 이 영역에서는 폭발 한계 (explosion limit) 곡선의 세 번째 한계 (third limit) 에서와 같은 경향성을 보인다. 이 영역에서는 재연쇄 분지 반응이 지배적이므로 화염이 더 높은 스트레인을까지 유지되므로 압력 증가에 따라 $T_{max,E}$ 가 감소하게 된다.

위와 같은 분석을 바탕으로 압력을 인자로 하여 저압에서부터 압력 증가시 소염 스트레인이 증가하는 압력 범위를 영역 I, 소염 스트레인이 감소하는 경향성이 유지되는 압력 범위를 영역 II, 압력에 따라 소염 스트레인이 다시 증가하는 압력 범위를 영역 III 으로 분류하였다. 압력에 대한 소염 스트레인의 의존성은, 수소 화염에서는 어느 조건에서나 Fig. 2 에서와 같이 나타나므로 위와 같은 화염의 분류는 일반적인 것이며 희석 정도나 경계 온도에 따라 영역을 구분짓는 압력만이 달라진다.

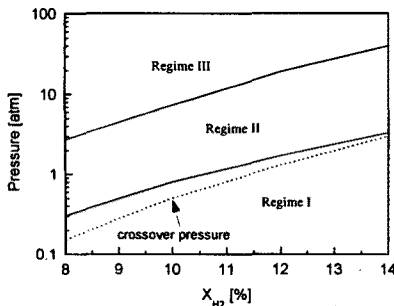


Fig. 4 Pressures delimiting each region and crossing pressures as a function of hydrogen concentration.

Figure 4에 여러 수소 농도에 대하여 각 영역을 구분짓는 압력 및 T_c 가 T_{max} 보다 더 커지는 압력 (crossing pressure) 을 나타내었다. 수소 농도가 높아질수록 화염 온도가 높아져, 연쇄 분지 반응이 지배적인 압력 범위가 더 고압까지 확대되기 때문에, 영역을 구분짓는 압력이 증가한다.

3.2. 화염의 음향과 응답 특성 예측

음향 불안정 (acoustic instability) 은 압력 요동과 연소 과정과의 상호 작용으로 인하여 연소실의 압력 진폭이 증폭되는 현상^(4, 17) 으로서 Rayleigh 기준⁽¹⁸⁾을 이용하여 불안정성을 판정할 수 있다. 즉 압력파가 요동하는 동안 압력 요동과 동상(in-phase)으로 열이 방출된다면 압력 요동이 증폭되고, 반대로 이상(out-of-phase)으로 열이 방출되면 압력 요동이 감쇠된다. 즉 음향파가, 화염이 존재하는 유동장에 부가하는 압력 요동에 대한 화염의 응답을 조사함으로써 음향 연소 불안정을 예측할 수 있다. 기존의 연구 결과, 소염 근처 화염의 응답은 압력파를 증폭시키는 데 큰 기여를 하며 유한 화학 반응 효과가 전체 응답 특성을 지배한다는 것이 규명되었다.⁽⁵⁻⁷⁾ 소염 근처의 화염에서, 특성 화학 반응 시간(약 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ s)이 음향파의 특성 시간(약 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ s)보다 짧으므로 응답 지연이 나타나지 않아, 압력 변동의 어느 순간에서의 화염 구조는 그 순간의 압력에 해당하는 정상 상태 화염 구조와 거의 유사하다. 이처럼 소염 근처 화염이 음향과 증폭에서 큰 역할을 하며, 이 조건에서의 정상 상태 화염 구조는 음향파에 대한 화염의 응답 특성을 그대로 반영하므로⁽⁸⁾ 앞절에서 분석한 화염 구조 및 소염 특성을 바탕으로 하여 화염

의 응답 특성을 예측하는 것이 가능하다.

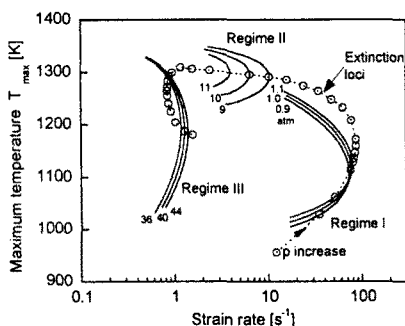


Fig. 5 Several upper branches of S-curves, dependences of extinction strain rates, and peak temperatures on pressure in regimes I, II, and III.

Figure 5에 각 압력 영역에서의 S-곡선들 및 소염 스트레인과 최고 온도의 관계를 나타내었다. 소염선을 따라가면서 소염 스트레인과 최고온도의 변화 특성을 살펴보면, 영역 I에서는 압력에 따라 둘다 증가하며, 영역 II에서는 소염 스트레인은 감소, 최고온도는 증가, 영역 III에서는 소염 스트레인은 증가, 최고온도는 감소하였다. 영역 I과 III에서는 고정된 스트레인에 대해서 압력이 증가함에 따라 열방출이 급격히 증가하여 최고온도가 상승하였다. 최고온도는 열방출을 나타내는 척도이므로 영역 I과 III에서는 압력 증가에 의해 열방출이 크게 증가하여 큰 음향과 증폭이 나타난다고 예측할 수 있다.

좀더 명확하게 화염의 압력 응답을 조사하기 위해 영역 I에서 주된 반응 단계에 의한 열방출과 전체 열방출을 조사하였다. 이로부터 영역 I에서는 압력 상승시 화염으로의 반응물 유입이 증가하고 연쇄 분지/재결합 반응율도 증대

되며 화염 온도가 상승하므로, 화염 강도가 크게 강화되어 열방출율이 크게 증가함을 알 수 있었다. 영역 III에서도 영역 I에서와 같은 경향을 보여 주는데, 이로부터 영역 I, III에서의 화염은, 압력 응답 결과 큰 음향과 증폭을 야기한다고 예측할 수 있다. 한편, 영역 II에서는 압력 상승으로 인하여 최대 온도가 감소하며 이는 압력 상승으로 인하여 연쇄 분지 반응율이 재결합 반응율에 비해 상대적으로 감소하고, H, O, OH 와 같은 라디칼의 생성율이 감소하여 화염 강도가 약화 — 화염으로 유입되는 반응물 중 반응을 종결하지 못한 채로 화염을 통하여 누출하는 반응물의 비율이 증가 — 되기 때문이다. 온도 변화에 민감하지 않은 반응 단계에 의한 열방출이 넓은 지역에 걸쳐 증가하기 때문에 전체 열방출율은 증가하였다. 하지만 영역 I에서와 같은 큰 열방출을 증대 현상은 나타나지 않았다.

3.3. NO 생성

스트레인을 30 s^{-1} 과 0.8 s^{-1} 에 대해서 일산화질소 생성에 미치는 압력의 효과를 조사하였다. 먼저 각 스트레인에 대해서 최고온도와 일산화질소의 최고 몰분율을 조사한 결과, 이러한 값들은 압력에 따라 증가하다가 감소한후 다시 증가하는 변화특성을 보였다. 이는 압력에 따른 소염스트레인의 변화 경향과 일치하는 것으로, 3.1절에서 언급하였듯이 압력에 따른 화학 반응 특성의 변화로 설명할 수 있다.

영역 I에서는 확장 Zel'dovich 기구에 의한 일산화질소 생성이 지배적인 반면, 영역 II에서는 $\text{NO}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{NO} + \text{HO}_2$ 와 $\text{NO}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{NO} + \text{OH}$ 반응이 지배적이고 온도가 낮고 H, O, OH 와 같은

라디칼들의 몰분율이 낮아서 확장 Zel'dovich 기구에 의한 NO 생성은 미미하다. 영역 III에서는 영역 II보다 상대적으로 온도가 높고 재연쇄 분지 반응이 확장 Zel'dovich 기구를 활성화시켜 NO 생성이 증가하게 된다.

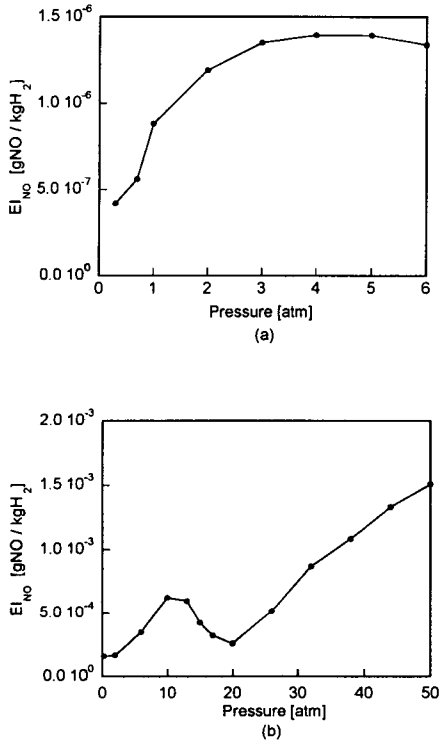


Fig. 6 Emission index of NO as a function of pressure at two strain rates, (a) $30 s^{-1}$ and (b) $0.8 s^{-1}$.

Figure 6에는 NO의 배출지수를 나타내었다. 위에 기술한 이유 때문에 영역 I, III에서는 압력에 따라 배출지수가 증가하며 영역 II에서는 감소하게 됨을 알 수 있었다.

4. 결론

상세 화학 반응 메커니즘을 이용하여

넓은 압력 범위에서 희석된 수소-공기 확산화염의 소염 특성을 연구하고 이에 관련된 기본 현상을 규명하였다. 또한 압력에 따라 화학 반응 특성이 변화하므로 압력에 따라 세 영역으로 화염을 분류한 후, 화학 반응 특성에 따른 소염 특성에 기초하여 각 영역에서의 소염 조건 근처 화염의 음향과 응답 특성과 NO 생성 특성을 예측하였다.

연쇄 분지 반응이 지배적인 저압 영역에서는 압력 증가에 따라 소염 스트레인이 증가하였으며, 일정 스트레인율에서의 압력 증가가 온도와 연쇄 분지/재결합 반응율을 모두 크게 상승시켜 열방출율이 크게 증가하므로써 큰 음향과 증폭이 예측되었다. 고압 영역에서는 재결합 반응이 다시 연쇄 분지 반응으로 이어지는 화학 반응 특성 때문에 영역 I과 유사한 현상이 예측되었다. 재결합 반응이 지배적인 중간 압력 범위에서는 압력 상승에 따라 소염 스트레인이 감소하였으며, 일정 스트레인율에서의 압력 증가는 온도를 감소시켜 연쇄 분지 반응을 억제하였으나 열방출율은 약간 증가하여 약한 음향과 증폭이 예측되었다. 압력에 따른 NO 생성 및 배출 특성도 위와 비슷한 특성을 보여 영역 I, III에서는 압력에 따라 배출지수가 증가하며 영역 II에서는 감소하였다.

참고문헌

- (1) Balakrishnan, G., Treviño, C., and Mauss, F., 1992, "The Asymptotic Structure of Hydrogen-Air Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, Vol. 91, pp. 246-256.
- (2) Ju, Y., and Niioka, T., 1995, "Ignition

- Simulation of Methane/Hydrogen Mixtures in a Supersonic Mixing Layer," *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 462-470.
- (3) Ju, Y., and Niioka, T., 1994, "Reduced Kinetic Mechanism of Ignition for Nonpremixed Hydrogen/Air in a Supersonic Mixing Layer," *Combustion and Flame*, Vol. 99, pp. 240-246.
- (4) McManus, K. R., Poinso, T., and Candel, S. M., 1993, "A Review of Active Control of Combustion Instabilities," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.19, pp. 1-29.
- (5) Kim, J. S., and Williams, F. A., 1994, "Contribution of Strained Diffusion Flames to Acoustic Pressure Response," *Combustion and Flame*, Vol. 98, pp. 279-299.
- (6) Im, H. G., Law, C. K., Kim, J. S., and Williams, F. A., 1995, "Response of Counterflow Diffusion Flames to Oscillating Strain Rates," *Combustion and Flame*, Vol. 100, pp. 21-30.
- (7) Sohn, C. H., Chung, S. H., Kim, J. S., and Williams, F. A., 1996, "Acoustic Response of Droplet Flames to Pressure Oscillations," *AIAA Journal*, Vol. 34, pp. 1847-1854.
- (8) Kim, H. J., Sohn, C. H., Chung, S. H., and Kim, J. S., 1998, "Nonlinear Acoustic-Pressure Response of Oxygen Droplet Flames Burning in Gaseous Hydrogen," *submitted*.
- (9) Sohn, C. H., Chung, S. H., Lee, S. R., and Kim, J. S., 1998, "Structure and Acoustic- Pressure Response of Hydrogen-Oxygen Diffusion Flames at High Pressure," *Combustion and Flame*, Vol. 115, pp. 299-312.
- (10) Papas, P., Glassman, I., and Law, C. K., 1994, "Effects of Pressure and Dilution on the Extinction of Counterflow Nonpremixed Hydrogen-Air Flames," *Twenty-fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1333-1339.
- (11) Smooke, M. D., Puri, I. K., and Seshadri, K., 1986, "A Comparison Between Numerical Calculations and Experimental Measurements of the Structure of a Counterflow Diffusion Flame Buring Diluted Methane in Diluted Air," *Twenty-first Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1783-1792.
- (12) Reid, R. C., Prausnitz, J. M., and Polig, B. E., 1987, *The Properties of Gases and Liquids*, 4th ed., McGraw-Hill, New York.
- (13) Maas, U., and Warnatz, J., 1988, "Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures," *Combustion and Flame*, Vol. 74, pp. 53-69.
- (14) Kee, R. J., Rupley, F. M., and Miller, J. A., 1989, "CHEMKIN-II:A Fortran Chemical Kinetics Package

- for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics," *Sandia National Laboratories Report, SAND89-8009*.
- (15) Kee, R. J., Warnatz, J., and Miller, J. A., 1983, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Viscosities, Conductivities, and Diffusion Coefficients," *Sandia National Laboratories Report, SAND83-8209*.
- (16) Egolfopoulos, F. N., and Law, C. K., 1990, "Chain Mechanisms in the Overall Reaction Orders in Laminar Flame Propagation," *Combustion and Flame*, Vol. 80, pp. 7-16.
- (17) Yang, V., and Anderson, W. E.(eds.), 1995, *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*, Vol. 169, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Washington DC.
- (18) Rayleigh, J. W. S., 1945, *The Theory of Sound*, Vol. 2, Dover, New York, pp. 226-235.