

대향분출류가 있는 맥동연소기의 비정상 점화현상

이 창 진 (건국대학교 항공우주공학과)

Unsteady Ignition in the Pulse Combustor with Counter Jet Flows

Changjin Lee (Konkuk University)

ABSTRACT

An analytical study has been performed to investigate the unsteady ignition characteristics of pulse combustion. In many combustion applications, strain rate of the flow can significantly affect the combustion features; ignition, extinction, and reignition. In the pulse combustion, two jets (hot combustion gases and fresh mixtures) coming from the opposite side of the combustor will collide in the combustor forming a stagnation region where the chemical reaction is suppressed by the strain rate until this becomes below the critical value. In this research, the method of large activation energy asymptotic is adopted with one step irreversible kinetics to examine the ignition response to the periodic variation of the strain rate of flow. The results show the variation of the maximum value of strain rate can determine whether the ignition or extinction occur.

초 록

맥동연소의 비정상 점화현상을 연구하기 위하여 이론적인 해석을 수행하였다. 맥동연소에서는 연소기의 양쪽에서 유입되는 고온의 연소가스와 미연 혼합가스가 연소실 내부에서 충돌하여 정체면을 형성하며 유동변형율이 임계 값 이하가 될 때까지 점화가 억제된다. 본 연구에서는 유동의 유동변형율의 변화에 대한 점화현상의 반응을 연구하기 위하여 활성화 에너지 점근법과 비가역 1단계 화학반응을 이용하였다. 또한 유동에 의한 유동변형율은 두 가지 요인에 의하여 발생하는 것으로 모델링하였는데, 비정상 유동에 의한 평균 유동변형율과 난류에 의하여 유도되는 유동변형율이 그것이다. 해석 결과에 의하면, 맥동연소에서는 잘 정의된 점화지연이 존재하며, 점화 또는 소멸의 발생 여부는 Damkohler 수에 의하여 거의 결정된다.

기호 설명		E_a	Activation Energy
C_p	Specific Heat Constant	Q	Heat Release per unit mass
D	Diffusion Coefficient	R_u	Universal Gas Constant
		T	Temperature

t	Time
T_a	Activation Temperature
T_b	Adiabatic Flame Temperature
Y	Mass Fraction
λ	Heat Conductivity
ρ	Density
θ	Non-dimensional Activation Energy
() _r	Reference Value
()	Dimensional Quantities

1. 서 론

제2차 세계대전 중에 독일에 의해 개발되어 V-1 로켓의 추진에 이용되었던 맥동연소에 대한 연구가 최근에 선진국들을 중심으로 활발하게 진행되고 있다. 맥동연소는 기존의 다른 연소방식에 비하여 많은 장점들을 갖고 있는데, 첫째는 별다른 장치의 도움 없이 자발적인 흡배기와 점화가 가능할 뿐만 아니라(self-aspiring and self-ignition), 연소 강도를 증가시켜서 열효율을 높게 하며, 난연성 연료를 비롯한 다양한 연료를 사용할 수 있으며 동시에 NO_x와 CO등의 배출물을 상당한 수준으로 낮출 수 있다. 이러한 장점 때문에 맥동연소는 새로운 연소형태로 선진국들에서 크게 주목받고 있으며 산업용 건조로, 시멘트 kiln, 순환온수기 그리고 난연성 쓰레기의 소각로등에 응용되고 있다.^[1]

Keller^[7-9] 등은 실험적 연구를 통하여 맥동연소 점화특성에 대하여 연구하였다. 그의 실험 결과에 의하면, 맥동연소에서 발생하는 점화는 지난 싸이클에서 생성되어 연소실에 남아있던 잔류 화염소(flamelets)에 의하여 이루어지는 점화가 아니라 연소실로 역류하는 배기가스와 새로운 혼합기에 의하여 유체역학적인 현상 때문에 발생하는 유동변형을(strain rate)이 영향을 주는 점화현상이라고 주장하였다. 즉, 연소실로 유입되는 제트에 의한 유동변형에 의하여 화염발생이 억제(또는 점화 지연)되며 이 기간동안에 크기가 작고 균일한 난류(turbulence)에 의하여 배기가스와 혼합기의 혼합이 이루어진다고 설명하였다. 그리고 유동변형율이 어떤 값 이하로 작아지면 비로소 점화가 발생하며 이 때의

연소형태는 이상 혼합반응(well-stirred reaction) 또는 분산반응(distributed reaction)에 의한 연소 형태라고 주장하였다. 이런 연소형태의 특징은 일반적으로 관찰되는 화염면전파(flame propagation)에 의한 연소형태와는 달리 연소장(combustion field) 전체가 비교적 균일한 온도분포를 보이며 고온 영역에서 연료 혼합기가 머무는 잔류시간(residence time)이 작으므로 NO_x의 생성을 줄일 수 있으며 높은 열효율을 보여주는 것으로 알려져 있다.

이호근^[2]은 대향 부 연소실을 갖고 있는 연소실에서 부연소실의 체적과 부연소실의 오리피스(orifice)직경을 변화하면서 주연소실에서 발생하는 연소형태를 연구하였으며 각 경우에 대한 NO_x발생량을 실험적으로 측정하였다. 연구결과에 의하면, 대향 부 연소실 오리피스 직경이 감소함에 따라서 주 연소 기간은 짧아지며 최고압력은 증가하였으나 NO_x의 생성량은 감소하며, 주 연소실 내의 총 난류 에너지가 증가하므로 NO_x의 생성을 촉진시키는 고온부의 영역이 감소함을 발견하였다. 따라서, 유동장에서의 유동변형율의 변화는 연소실에서의 점화특성에 커다란 영향을 미치며 또한 발생하는 주 연소형태의 변화를 일으킬 수 있음을 밝혔다. 그림 1은 [2]에서 인용된 대향 부 연소실의 오리피스 직경에 따른 연소형태의 변화를 나타낸 그림이다.

부연소실의 오리피스의 직경이 작아질 수록 대향

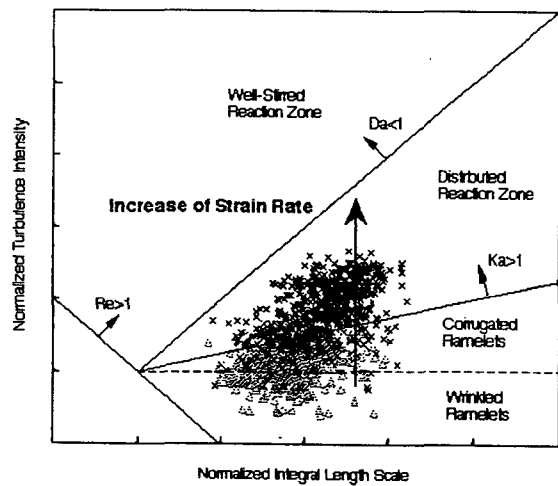


그림 1. 대향 부 연소실 오리피스 직경 변화에 따른 연소 형태의 변화

분출류의 분출 속도는 증가하고 정체면 부근에서의 유동변형율이 커지게 되므로 부 연소실로부터 나온 유동에서 발생하는 연소는 유동변형율이 어느 값 이하로 작아질 때까지 억제되며, 이 기간동안 난류에 의하여 연료의 혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 즉, 오리피스스의 직경이 작아질수록 주로 발생하는 연소 형태는 주름상 화염소(wrinkled-flamelet)로부터 분산 반응 영역(distributed reaction zone)으로 이동함을 알 수 있다. 또한 고온부에 연료가 잔류하는 시간은 줄어들고 NO_x 발생을 촉진하는 고온부 영역 넓이도 작아지므로 NO_x가 낮게 생성됨을 알 수 있다. 이같은 실험 결과로부터 대향 분출 제트에 의한 유동변형율이 주 연소실에서의 점화를 일정 기간동안 지연시켜 주며, 동시에 주 연소실에서 발생하는 연소 형태의 변화를 일으킨다는 것을 알 수 있다.

본 논문에서는 대향 분출류에 의하여 발생하는 맥동연소기의 비 정상 점화현상을 이론적으로 해석하여 점화지연의 발생을 확인하고 정체면에서 발생하는 난류에 의한 유동변형율의 진동이 점화에 미치는 영향을 살펴보고자 한다.

2. 지배방정식

대향 분출 제트가 있는 연소실에서 발생하는 점화특성을 이론적으로 연구하기 위하여 다음과 같은 가정을 한다.

- 연소전후의 기체 밀도는 변화하지 않는다.
- 연소장에서 온도와 혼합기의 질량분율(mass fraction)은 공간좌표 x 와 시간 좌표 t 만의 함수이다.
- 사용되는 전달 계수들은 온도와 무관하게 일정한 값을 갖는다.
- 화학반응은 1단계 비가역 과정이며 $Y \rightarrow$ 생성물 화학반응을 한다.

정체면 부근에서 발생하는 화학반응은 y 축 방향으로만 존재하기 때문에 질량분율 Y 는 x 와 t 만의 함수로 표시할 수 있게 된다. 이와 같은 가정을 사용하면 다음과 같은 지배방정식을 얻게 된다.

에너지식

$$\tilde{\rho} C_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{u} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \right) - Q \dot{\rho}_Y$$

화학종 보존식

$$\tilde{\rho} \left(\frac{\partial Y}{\partial t} + \tilde{u} \frac{\partial Y}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial Y}{\partial x} \right) + \dot{\rho}_Y \quad (1)$$

화학반응율은 $\dot{\rho}_Y = -B \tilde{\rho}^n \tilde{T}^\alpha Y e^{-E_a/R_u \tilde{T}}$ 이며,

지배방정식의 초기 조건은

$$\begin{aligned} \tilde{T}(0, -\infty) &= \tilde{T}_f, \quad \tilde{T}(0, \infty) = \tilde{T}_b \\ \tilde{Y}(0, -\infty) &= \tilde{Y}_f, \quad \tilde{Y}(0, \infty) = 0 \end{aligned}$$

이며, 경계조건은 \tilde{T}, \tilde{Y} 는 $x=0$ 에서 계단 함수(step function)의 형태이다.

지배 방정식을 무차원화 하기 위하여 아래와 같은 관계식을 사용하자.

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{\lambda}{\tilde{\rho} u_0 C_p} x, \quad \tilde{t} = \frac{\lambda \tilde{\rho}}{(\tilde{\rho} u_0)^2 C_p} t, \quad \tilde{u} = \frac{M_r}{\tilde{\rho}} u, \\ M_r &= \tilde{\rho} \tilde{u}_0, \quad \theta = \frac{E_a C_p}{R_u Q}, \quad T = \frac{C_p}{Q} (\tilde{T} - \tilde{T}_b), \quad (2) \\ \tilde{T}_a &= \frac{E_a}{R_u}, \quad \Delta = \frac{B \rho^n T^a}{C_p M_r^2} \lambda \end{aligned}$$

화학반응을 단순화 하기 위하여 $n=a=0$ 으로 가정하자. 이러한 가정은 실제로 발생하는 화학반응을 너무 단순화시킨 단점이 있으나, 유동변형율이 점화특성에 미치는 영향을 정성적으로(qualitatively) 해석할 수 있다. Arrhenius항을 간단하게 하기 위하여 새로운 온도 관계식과 Zeldovich 변수 Z , 그리고 정체면을 형성하는 포텐셜 유동장에서의 속도 벡터를 아래와 같이 설정하자.

$$\begin{aligned} \hat{T}_b &= \frac{C_p}{Q} \tilde{T}_b, \quad Z = \frac{T + Y}{\tilde{T}_f + \tilde{Y}_f}, \quad (3) \\ \vec{V} &= (u, v) = \varepsilon(-x, y) \end{aligned}$$

여기서 ε 은 유동변형율(strain rate)을 의미한다. 이상의 관계식들로부터 지배방정식을 무차원화 하면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \Delta Y e^{-\left(\frac{\theta}{T + T_i}\right)} \quad (4) \\ \frac{\partial Y}{\partial t} + u \frac{\partial Y}{\partial x} &= \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - \Delta Y e^{-\left(\frac{\theta}{T + T_i}\right)} \end{aligned}$$

위의 식에서 Le 는 다음과 같이 정의되는 Lewis

수이며 연료의 종류에 따라서 각각 다른 값을 갖는다.

$$Le = \frac{\lambda}{\rho DC_p}$$

Lewis 수 변화에 의한 맥동연소 점화특성을 살펴보기 위하여 다음과 같은 변수를 정의하자.

$$\gamma = \frac{1}{Le} - 1 \tag{5}$$

Le = 1이면 $\gamma=0$ 이며, Le = ∞ 이면 $\gamma=-1$ 이다. Zeldovich 변수 Z와 온도 T에 대한 무차원 지배방정식을 정리하면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial t} + u \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} &= \gamma \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \Delta Y e^{-\left(\frac{\theta}{T+T_s}\right)} \end{aligned} \tag{6}$$

3. 접근법 해석

맥동 연소기에서 발생하는 점화는 다음과 같이 설명할 수 있다. 즉, 대향 분출 제트의 강도가 매우 큰 초기 상태에서는 유동변형율이 함께 큰 값을 갖게 되므로 화학반응이 억제되고 연소실 내부의 온도는 비교적 낮은 상태로 유지되며, 화학반응율도 작게 된다. 그러나 연소실 내부의 압력 증가로 분출제트의 강도가 점점 감소하면 억제되었던 화학반응율이 서서히 증가하여 온도가 상승하게 된다. 높아진 온도는 또한 반대로 화학반응율을 촉진시켜서 점화에 이르게 된다. 접근법 해석을 용이하게 하기 위하여 다음과 같은 좌표 변환을 하자.

$$(x, t) \rightarrow (\xi, \tau)$$

$$\xi = x\sqrt{\varepsilon_m} \tag{7}$$

$$\tau = \Omega t$$

여기서 $\Omega = \frac{1}{t} \int_0^t \varepsilon(v) dv$ 이며, ε_m 은 유동변형율 $\varepsilon(\tau)$ 의 최대값을 나타내는 양수이다($\varepsilon_m > 0$). 또한, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon/\varepsilon_m$ 를 정의하여 지배방정식을 정리

하면 아래와 같은 형태가 된다

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial \tau} - \tilde{\varepsilon} \frac{\partial Z}{\partial \xi} - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} &= \frac{\gamma}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2} \\ \frac{\partial T}{\partial \tau} - \tilde{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial \xi} - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} &= \frac{\Delta}{\varepsilon_m \tilde{\varepsilon}} [(T_f + Y_f)Z - T] e^{-\left(\frac{\theta}{T+T_s}\right)} \end{aligned} \tag{8}$$

점화가 발생하기 전까지 연소실의 온도를 다음과 같이 점근법을 사용하여 나타낼 수 있다.

$$T = T_0 + \frac{T_b^2}{\theta} \phi \tag{9}$$

T_0 는 연소실의 최고차항(leading order term)이며 ϕ 는 교란 온도이다. 위의 관계식을 사용하여 T와 Z 방정식을 교란시켜 차수(order) 크기에 따라서 정리하면 $\theta \rightarrow \infty$ 의 극한에서 다음과 같은 형태로 변환된다.

$$\begin{aligned} \alpha(1) : \frac{\partial T_0}{\partial \tau} - \tilde{\varepsilon} \frac{\partial T_0}{\partial \xi} - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 T_0}{\partial \xi^2} &= 0 \\ \alpha\left(\frac{1}{\theta}\right) : \frac{\partial \phi}{\partial \tau} - \tilde{\varepsilon} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} &= \frac{\Delta}{\varepsilon_m \tilde{\varepsilon}} \frac{\theta}{T_b^2} \cdot \\ & \quad [(T_f + Y_f)Z - T_0] e^{-\left(\frac{\theta}{T_0+T_s}\right)} e^{\left(\frac{T_s}{T_0+T_s}\right)\phi} \\ \frac{\partial Z}{\partial \tau} - \tilde{\varepsilon} \frac{\partial Z}{\partial \xi} - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} &= \\ \frac{\gamma}{\varepsilon_m \tilde{\varepsilon}} (T_f + Y_f) \frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} - \frac{\gamma}{\varepsilon_m \tilde{\varepsilon}} \frac{\partial^2 T_0}{\partial \xi^2} & \end{aligned} \tag{10-a,b,c}$$

T_0 와 ϕ 그리고 Z에 대한 초기조건은 $\tau=0$ 일 때 $\xi=0$ 에서 $T_0=T_f$ 로부터 $T_0=0$ 로 점프(jump)하며 경계조건은

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow -\infty & \quad T_0 = T_f \\ \xi \rightarrow \infty & \quad T_0 = 0 \end{aligned}$$

ϕ 에 대한 초기조건은 $\tau=0$ 일 때 모든 ξ 에서 $\phi=0$ 이며, 경계조건은

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow -\infty & \quad \phi = 0 \\ \xi \rightarrow \infty & \quad \phi = 0 \end{aligned}$$

Z방정식 초기조건은 $\tau=0$ 일 때 $\xi=0$ 에서 $Z=1$ 로부터 $Z=0$ 으로 점프하며, 경계조건은

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow -\infty & \quad Z = 1 \\ \xi \rightarrow \infty & \quad Z = 0 \quad \text{이다.} \end{aligned}$$

위 방정식을 해석하기 위해서는 T_0 관계식을 먼저 계산하여 $T_0(\tau, \xi)$ 분포를 구한 후, 이 값을 사용하여 ϕ, Z 방정식을 순차적으로 풀어야 한다. 점근법 해석 방법은 T, Z 방정식이 서로 관련(coupled)되어 있는 상태를 변환하여 독립된 3개의 방정식으로 변환시켰다.

4. $Le=1$ 인 경우 점화현상 해석

일반적으로 사용되는 연료에 따라서 그 값이 달라지는 Le 는 연료의 물질 특성을 나타내는 중요한 인자이다. 이론적 해석을 간단히 하기 위하여 $Le=1$ 로 하자.

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial \tau} - \xi \frac{\partial Z}{\partial \xi} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial \tau} - \xi \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} &= \end{aligned} \quad (11)$$

$$Da \frac{\theta}{\varepsilon T_b^2} Y_f Z e^{-\left(\frac{\theta}{T_f Z + T_s}\right)} e^{\left(\frac{T_s}{T_f Z + T_s}\right)^2} \phi$$

여기서 $Da = \frac{A}{\varepsilon_m}$ 이며, 이것은 변형된 Damkohler 수이다.

지배방정식을 수치적으로 계산하기 위하여 Crank-Nicholson방법을 사용하였는데 이 방법은 무조건적으로(unconditionally) 수렴하며, 공간적으로 2차의 정확도를 갖고 있다.

유동장에서 유동변형율(strain rate)은 다음과 같이 정의된다.

$$\varepsilon(x) = \frac{\Delta v}{w(x)} \quad (12)$$

$w(x)$ 는 x 점에서 서로 다른 두 유선 사이에 형성되는 혼합영역 두께이며, Δv 는 두 유선 사이의 속도차를 의미한다. 따라서 정체면(stagnation plane)에서의 유동변형율은 정체면 부근의 x 방향 속도

구배에 비례함을 알 수 있으며, 속도 구배는 제트의 분출속도에 비례한다. 맥동연소기 연소실 안에서 발생하는 유동변형율은 다음의 두 가지 요인에 의하여 발생한다. 즉,

- ① 연소실로 유입되는 대향 분출 제트에 의하여 정체면 부근의 x 축 방향 속도 구배에 의하여 발생하는 유동 변형율 (ε_s) 와
- ② 정체면 부근에서 발생하는 난류에 의하여 발생하는 유동변형율(ε_t)

의 두 가지로 나누어서 생각할 수 있다. Keller^[7-9] 등은 정체면 부근에서 발생하는 작고 균일한 크기의 난류 때문에 배기 가스와 연소 혼합가스의 혼합이 보다 더 촉진된다고 하였다.

유동 변형율의 시간에 대한 함수관계를 알아보기 위하여, 일정한 부피의 공간으로 파이프를 통하여 유동이 들어오는 경우를 생각하여 보자. 유동의 밀도: ρ , 파이프 단면적: A , 유동 속도: u , 초기질량 유동: \dot{m}_0 라 하면, 일정한 부피의 공간으로 들어오는 질량 유동 \dot{m} 은 $\dot{m} = \dot{m}_0 e^{-at}$ 이며 a 는 임의의 상수이다. 이때 비 압축성 유동이면 $\rho A = \text{const}$ 이므로 유입속도는 $u = u_0 e^{-at}$ 이며, u_0 는 초기의 유동속도이다. 유동변형율 ε 은 유입속도에 비례하며 $\varepsilon \sim u$ 의 관계를 가지므로 유동 변형율은 다음과 같이 표현된다.

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_m e^{-at}$$

이때, ε_m 은 최대 유동 변형율을 의미한다. 또한, 연소실의 압력에 대하여 $p = \hat{p}_c \cos \omega t$ 로 가정하면 연소실로 유입되는 대향 분출 제트는 연소실 내의 압력이 (-)일 때만 존재하며 그 시간은 π/ω 이다. 따라서 유동변형율과 제트 분출 속도는 비례하고 분출 속도는 질량 유동에 비례하므로 전체 질량 유동의 99%가 연소실로 유입될 때까지 걸리는 시간을 Δt 로 하며 대향분출 제트가 존재하는 시간과 비교하면 $\Delta t \sim \frac{1}{a}$ 이며, 임의의 상수 a 는 연소기 작동 주파수 ω 와

$$a \sim \omega$$

임을 알 수 있다. 즉 대향분출제트에 의하여 유입되는 유동에 의한 유동변형율 ε_s 는 아래와 같은 식으로 표현된다.

$$\epsilon_s = \epsilon_m e^{-\omega\tau} \quad (13)$$

또한, 정체면 부근에서 발생하는 난류에 의하여 유동변형율이 진동하는데, 이것은 삼각함수로 단 순화할 수 있다. 즉,

$$\epsilon_f = \sin(\omega_f\tau)$$

이며, ω_f 는 난류에 의한 유동변형율의 변동주파수 이다. 그러므로 정체면에서 발생하는 유동변형율 의 시간에 대한 총 변화는 다음과 같다.

$$\epsilon(\tau) = \epsilon_m (e^{-\omega\tau} + \sin(\omega_f\tau)) \quad (14)$$

5. $Le=1$ 결과와 논의

지배방정식(11)의 수치 계산을 위하여 다음의 값들을 사용하였다.^[3]

$$\tilde{T}_f = 300 \text{ }^\circ\text{K}, \quad Y_f = 0.25,$$

$$T_a/T_f = 10, \quad \theta = 1.0,$$

$$T_b/T_f = 6$$

그림 2는 난류에 의한 유동변형율을 고려하지 않고 계산한 것이다.

그림 2는 유동변형율 $\tilde{\epsilon} = e^{-\omega\tau}$ 로 변화할 때 의 점화특성을 나타낸 그림이다. 이 때 $\omega = \pi/2$ 로 하였다. 유동변형율은 시간이 지남에 따라서 감소 하게 된다. 연소기 안에서는 고온 가스와 혼합기가

충돌한 뒤 각각의 제트 분출류의 속도가 감소하게 된다. 어느 속도까지는 매우 완만하게 교란 온도 최대값 ϕ_{max} 가 증가하고 있음을 알 수 있다. 그러나 점화 지연 시간에 가까워질수록 ϕ_{max} 는 수직 에 가까운 상승을 하는데, 이 때를 점화라 하며, 그 때까지의 시간을 점화지연으로 정의할 수 있다. Keller^[7-9] 등에 의하면 점화 지연 동안 고온의 연소 가스와 혼합기는 서로 혼합을 하게 되며, 이 때의 연소특성은 분산 화학반응(distributed reaction) 혹은 이상 혼합반응(well-stirred reaction)형태의 연 소가 진행된다고 하였다. 이러한 연소의 특징은 아주 적은 양의 배출가스 특히 저 NO_x , CO_2 등을 생성하며, 화염면이 전파되는 일반적인 연소형태 와 비교할 때 매우 높은 열효율을 갖도록 하는 것 이다. 그림 2에서 볼 수 있듯이 맥동 연소에서는 잘 정의된 점화지연이 존재함을 알 수 있으며 맥 동연소기의 가장 중요한 특성 중의 하나인 저 공 해물질의 생성은 이러한 점화지연에 기인한다고 판단된다.

그림 3은 Damkohler 수(Da)의 변화에 따른 점 화지연 특성을 보여주고 있다. 점화지연은 Da의 변화에 매우 민감함을 알 수 있다. Da~유동의 특 성시간/화학반응 특성시간 이므로 상대적으로 변 화가 어려운 화학반응 특성시간의 변화에 대한 민 감성보다는 유동의 특성시간, 즉 유동변형율의 변 화에 의하여 Da가 쉽게 변화하며, 따라서 점화특 성도 매우 민감하게 변화한다. 그러나 유동의 속 도가 빠르면 점화지연은 커지게 되며, 어느 속도 이상의 유동장에서는 점화지연시간이 무한대로 발

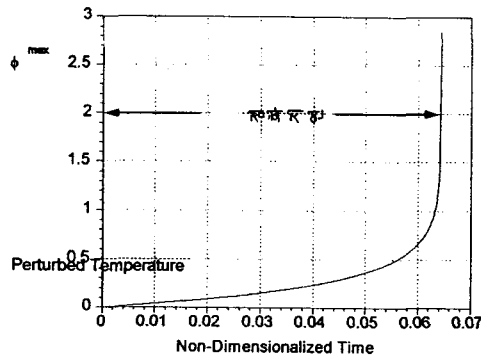


그림 2. 유동변형율의 변화에 따른 점화특성

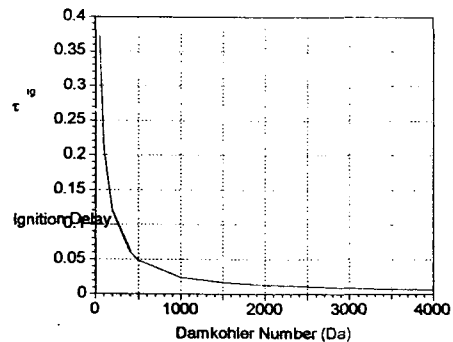


그림 3. 점화특성에 미치는 Damkohler수 영향

산함을 알 수 있다. 이것은 물리적으로 점화가 발생하지 못함을 의미한다.

맥동연소기의 주요 작동 매커니즘은 연소불안정의 그것과 매우 흡사하다. 열량방출의 변화율과 압력교란이 상호 간섭하여 연소가 계속적으로 진행되는 점에서는 일치하고 있다. 그러나 맥동연소기에서는 작동주파수가 클수록 점화지연은 짧아지고 작동주파수가 작아질수록 점화지연은 커진다. 따라서 사이클이 진행되면서 에너지의 축적에 의한 폭발적 연소불안정을 방지하고 있는 것으로 여겨진다.

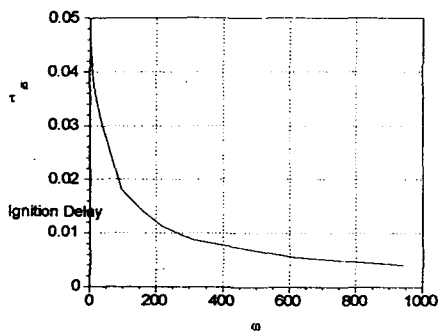


그림 4. 작동주파수 변화에 따른 점화특성

그림 4는 작동주파수 ω 의 변화에 따른 점화지연특성을 나타내고 있다. 만일 맥동연소기에서 작동주파수 ω 가 커질수록 점화지연이 커진다면, 점화가 시작되면 많은 양의 에너지가 방출될 것이며 이것은 폭발적인 연소로 전개될 것이다. 그러나 맥동연소기의 작동주파수는 거의 연소기의 기하학적 형상에 의하여 결정되므로 실제로 연소기의 점화특성 변화에는 큰 영향을 주지 못한다.

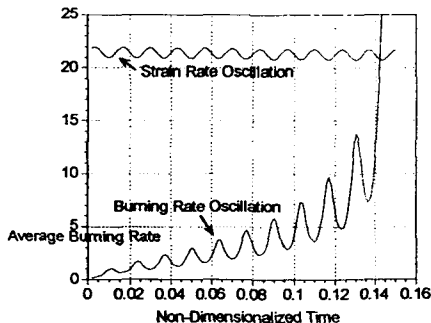


그림 5. 유동변형율의 진동에 의한 평균 반응율의 진동

그림 5는 난류에 의하여 유동변형율이 주기적인 변화를 함에 따라서 평균 연소반응율(Average Burning Rate)의 변화를 보여주고 있다. 난류에 의하여 발생하는 유동변형율의 진동을 고려하여 총 유동변형율은

$$\tilde{\epsilon} = \frac{3}{2} e^{-\omega\tau} + \frac{1}{2} \sin(300\omega\tau)$$

이며, $Da=100$ 에 대한 결과이다. 유동변형율의 교란 주파수는 맥동연소기 작동주파수의 300배되는 값으로 임의의 값이다. 화학반응율(reaction rate)은 교란은도 최대값 ϕ_{max} 의 변화와는 달리 유동변형율의 변화에 매우 민감한 반응을 보여주고 있다. 유동변형율이 주기적으로 변화하면 점차적으로 화학반응도 함께 진동하게 되나 시간이 지남에 따라서 진폭이 확대되어 점화에 이르게 된다. 반응율의 진동은 유동변형율 ϵ_t 의 진동과 $\pi/2$ 의 위상차를 가지며 진행되는 것을 확인할 수 있다. 반응율이 진동하는 것은 화염이 형성되었다가 소멸 그리고 재형성하는 것을 의미하며 이러한 현상은 난류에 의하여 발생된 유동변형율의 진동 때문에 발생한다. 그러나 난류에 의한 유동변형율의 진동 유무에 관계없이 대향 분출 제트에 의한 유동변형율의 크기가 난류에 의하여 발생하는 유동변형율의 크기보다 매우 크다면 ($\|\epsilon_s\| \gg \|\epsilon_t\|$) 점화지연 시간은 Da 수에만 의존한다

Keller^[7] 등은 맥동연소기의 NO_x 배출특성을 살펴보기 위하여 유동선회기(swirler)를 설치하여 난류강도를 증가시켜서 실험적으로 연구하였다. 유동선회기에 의한 난류강도의 증가는 배기 파이프 로터 역류하는 제트에 의하여 형성되는 유동변형율보다 그 크기가 매우 크지 못하므로 전체적인 Da 수는 난류에 의한 유동변형율의 유무와 관계없이 거의 일정한 값을 갖는다. 따라서 점화 지연 시간도 크게 변화 하지 않으므로 유동선회기가 설치되지 않은 맥동연소기에 비하여 전체적인 연소 특성의 변화는 적게되며 NO_x 의 배출량도 적은 변화만을 일으키는 동시에 단순히 연소반응율의 진동만을 발생시켰을 것으로 판단된다.

그림 6과 7은 정체면에서 발생하는 난류유동에 의한 유동변형율 진동폭이 변화함에 따라서 나타나는 평균 연소반응율의 동적거동을 나타내고 있

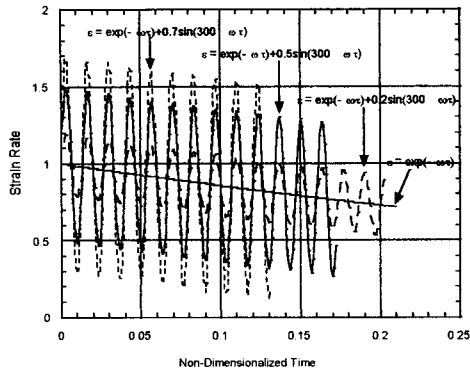


그림 6. 난류유동에 의한 유동변형율의 진동

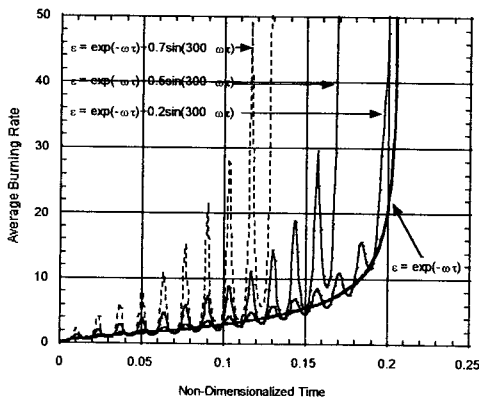


그림 7. 유동변형율 진폭변화에 따른 점화 특성

다. 유동변형율의 진동폭을 각각 그림6과 같이 변화하였다.

진동주파수는 일정한 값을 갖도록 하였으며, 난류에 의한 유동변형율의 진동폭을 각각 0.2, 0.5, 그리고 0.7로 변화하였다. 각각의 경우에 대한 평균 연소율은 그림 7에서 볼 수 있다. 난류 유동에 의한 유동변형율의 진동폭이 상대적으로 작을수록 점화 특성은 유동변형율의 진동이 존재하지 않는 경우와 비슷한 점화 지연 시간을 갖고 있음을 나타낸다. 그러나 유동변형율의 진폭이 증가할수록 점화 지연 시간은 짧아지며 진동폭도 매우 빠르게 증가함을 알 수 있다. 따라서 총 유동변형율에 대하여 난류에 의한 유동변형율 진동의 기여가 커질수록 점화특성은 점화와 소염 그리고 재점화 현상이 주로 발생하는 것으로 판단된다. 그러나 앞서

언급한 것 처럼 점화 지연시간에 가장 커다란 영향을 미치는 인자는 Da 이다.

이상의 결과를 살펴볼 때, 대향분출류가 있는 맥동연소기의 점화는 정체면에서의 유동변형율의 크기에 의하여 일정한 점화지연을 나타내며, 이 기간동안 난류에 의한 물질의 전달현상이 촉진되어 연소실의 전체공간으로 침투하는 것으로 판단된다. 그리고 정체면에서의 유동변형율이 임계값 이하로 작아지면 분산반응(distributed reaction)의 형태로 연소가 진행된다. 따라서 연소실의 공간적인 온도분포는 화염면 전파(flame propagation) 형태의 연소에 비하여 균일한 온도 분포를 보이게 되며 연료가 높은 온도 영역에 존재하는 시간(residence time)이 줄어들므로 배기가스 중에 NO_x 의 농도가 감소하게 된다. 그러나 점화 지연 시간이 매우 길어지면 본 연구에서는 고려하지 않은 연소실벽면을 통한 열전달 등과 같은 에너지의 손실로 인하여 점화가 발생하지 못하게 된다. 또한 난류에 의하여 발생하는 유동변형율의 진동은 국부적인 점화, 소염, 그리고 재점화 등의 비정상적인 거동을 보여주나, 난류에 의한 유동변형율의 크기가 대향 분출에 의한 유동변형율의 크기에 비하여 작다면 ($\|\epsilon_s\| \gg \|\epsilon_t\|$) 점화 지연 시간은 별로 커다란 변화를 나타내지 못하게 된다.

참 고 문 헌

1. S. M. Candel, Combustion Instabilities Coupled by Pressure Waves and Their Active Control, 24th Symp. on Comb., 1992, pp1277~1296.
2. 이호근, 대향분출염 연소방식에서 NO_x 생성 기구에 관한 실험적 연구, 1997, 서울대학교 박사학위 논문.
3. 이창진, 유동변형율이 맥동연소기의 비 정상 점화특성에 미치는 영향, 1997년도 춘계 기계학회 학술발표회, 1997, 전남대학교.
4. 이창진, Pulse연소기의 준-정상 연소특성, 향공우주학회지, 제24권 4호, 1996, pp59~65.
5. Changjin Lee, Unsteady Analysis of the

- Ignition Characteristics in the Pulse Combustor, appear in 1st ASPACC Conf., May, 1997, Osaka, Japan.
6. C. J. Lee, J. I. Jeung, and S. L. Kim, The Effect of Flame Stretch on the Combustion Characteristics of Helmholtz Pulse Combustor, 3rd KSME-JSME Conference, 1996 Kyungjoo, vol. 3.
 7. J. O. Keller, T. T. Bramlette, P. K. Barr, and J. R. Alvarez, NO_x and CO Emissions from a Pulse Combustor Operating in a Lean Premixed Mode, Combustion and Flame, vol. 99, 1994, pp460~466.
 8. J. O. Keller, P. K. Barr, and R. S. Gemmen, Premixed Combustion in a Periodic Flow Field. Part I: Experimental Investigation, Combustion and Flame, vol. 99, 1994, pp29~42.
 9. J. O. Keller, and P. K. Barr, Pulse Combustion: The Importance of Flame Extinction by Fluid Dynamic Strain, Int'l symp. on Pulsating Comb., Monterey, 1991.
 10. D. Thevenin, and S. Candel, Diffusion and Premixed Flame Ignition Dynamics in a Field of Variable Strain Rate, 25th Symposium (Int'l) on Combustion, 1994, pp1547~1554.
 11. C. A. Petrov and A. H. Ghoniem, The Transient Response of Strained Laminar-Premixed Flames, Combustion and Flame, vol. 102, 1995, pp401~417.
 12. A. F. Ghoniem, C. S. Marios, and O. M. Knio, Effect of Steady and Periodic Strain on Unsteady Flamelet Combustion, 24th Symposium (Int'l) on Combustion, 1992, pp413~421.
 13. J. D. Buckmaster, and G. S. S. Ludford, *Theory of Laminar Flames*, Cambridge University Press, New York, 1982.