技術論文 J. of The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences 43(9), 838-844(2015)
DOI:http://dx.doi.org/10.5139/JKSAS.2015.43.9.838
ISSN 1225-1348(print), 2287-6871(online)

고체 입자와 유동방향 변환에 의한 로켓 모터 내 음향 감쇠에 대한 고찰

김태진*, 성홍계**, 서성현*

Study on Acoustic Attenuation due to Particles and Flow Turning in Rocket Motors

Taejin Kim*, Hong-Gye Sung** and Seonghyeon Seo*
Department of Mechanical Engineering, Hanbat National University*,
School of Aerospace and Mechanical Engineering, Korea Aerospace University**

ABSTRACT

This paper includes summarization and analysis of previous research results on acoustic attenuation due to particles and flow turning in rocket motors among various damping parameters. Particle damping is the most effective mechanism in suppressing high-frequency combustion instabilities occurring in rocket combustion chambers, which is dependent on the size and the mass fraction of particles. Relatively weak attenuation by flow turning compared to particle damping depends on the geometry of propellant and a combustion chamber. Pumping driving effects need to be taken into account when realizing vorticity generation on the propellant surface. However, its driving effects become cancelled out by flow turning loss when the propellant geometry is cylindrical.

초 록

본 논문은 고체 로켓 모터 연소실 내의 연소과정 중 발생하는 연소 불안정 현상을 억제하는 여러 요소들 중 입자에 의한 감쇠와 유동방향 변환 감쇠에 대한 선행연구의 연구결과를 정리 분석하였다. 입자에 의한 감쇠는 연소실 내에서 발생하는 고주파 연소불안정을 억제하는데 있어 가장 효과적이며 입자의 직경과 질량 분율에 영향을 받는다. 한편 입자에 의한 감쇠에 비해 적은 감쇠량을 갖는 유동방향 변환 감쇠는 추진제의 구조에 따라 변하며, 추진제 표면에서 생성된 와도를 고려한다면 펌핑에 의한 증폭을 고려해야한다. 그러나 추진제의 형상이 원통형일 경우 유동방향 변환 감쇠와 펌핑에 의한 증폭의 크기는 같아지고 상쇄가 일어나 연소 안정성을 보다 쉽게 평가할 수 있다.

Key Words : Combustion Instability(연소 불안정), Linear Stability(선형 안정성), Particle Damping(입자 감쇠), Flow Turning Loss(유동방향 변환 감쇠), Pumping Driving(펌핑 증폭)

† Received : April 8, 2015 Revised : August 21, 2015 Accepted : August 25, 2015
* Corresponding author, E-mail : shseo@hanbat.ac.kr

Ⅰ. 서 론

고체 로켓 모터에서 발생하는 연소 불안정 현상은 연소과정에서 발생하는 급격한 열방출과 압력교란(disturbance)으로 표현된다. 연소실 내부에서 발생한 압력교란은 연소실 고유의 음향모드와 결합하면서 연소실 내의 압력을 상승시켜 시스템의 변형에서 극한 경우에는 파괴에까지 이르게한다. 연소 불안정 현상을 억제하는 요인을 안정성 요소라 하며 대표적인 요소로는 압력결합에 의한 증폭(pressure coupling), 노즐에 의한 감쇠(nozzle damping), 입자에 의한 감쇠(particle damping), 유동방향 변환 감쇠(flow turning loss), 점성에 의한 감쇠(viscous loss), 구조에 의한 감쇠(structural damping) 등이 있다[1]. 각각의 요소에 따른 고체 로켓의 연소 불안정 해결에 대한 다양한 연구가 진행되고 있다. Kim 등[2]은 주파수에 따라 최고의 감쇠값을 갖는 입자의 직경이 존재하며 고주파 환경에서는 입자에 의한 감쇠가 고체로켓의 안정성에 관한 감쇠 요소들 중 가장 큰 영향을 끼친다는 것이 보고하였다. 이처럼 입자에 의한 감쇠효과는 20세기부터 현재까지도 연구가 진행되고 있다.

1938년 Laidler와 Richardson[3]가 대기중에 분포된 고체 입자에 따른 음향 감쇠를 측정함으로써 입자에 의한 음향 감쇠 효과는 확인되었다. 이후 음향 감쇠 이론은 Epstein과 Carhart[4]에 의해 부유하고 있는 액적상태의 입자 표면에서의 점성으로 인해 음향 감쇠가 발생함이 밝혀졌다. 1958년에는 Zink[5]는 직경이 5~15㎛의 Al_2O_3입자와 공기, 산소, 헬륨, 아르곤 기체에서의 음향 감쇠를 실험연구 하였으며, 입자간의 거리가 100㎛보다 멀어야만 감쇠 이론을 적용 가능함을 강조했다. 더불어 실험 결과와 이론값을 비교함에 있어 점성과 열전도에 관한 효과를 실험값과 이론값이 거의 일치함을 증명하였다. 가스와 고체 입자의 질량 농도비에 따른 감쇠를 연구한 Temkin과 Dobbins[6]는 에어로졸(aerosol)을 이용하여 입자감쇠의 최대값을 갖는 입자 직경은 주파수와 반비례하며, 입자의 질량 농도에 비례한다고 밝혔다. 하지만 연소 압력에는 크게 영향을 받지 않는다는 것을 밝혔다. 한편 Perry[7]는 기존의 비연소 실험이 아닌 로켓 모터의 연소 모사 실험이 가능한 장치인 T-burner를 사용함으로써 주파수의 감쇠시간과 압력 섭동의 감쇠시간을 비교함으로써 입자에 의한 감쇠를 확인하였으며, 추진제에 포함된 고체 입자의 조성에 따른 감쇠량의 차이를 비교하였다.

최근 Blomshield[8,9]는 로켓 모터 개발을 위해 고체 추진제에 포함된 입자의 종류와 함량비에 따른 주파수별 감쇠와 고운(fine) 알루미늄 입자와 거친(coarse) 입자의 비율과 압력에 따른 감쇠 크기를 비교했다.

반면 로켓 모터의 연소 불안정 현상을 억제하는 요소 중 유동방향 변환에 대한 감쇠효과는 Culick[10]에 의해 제시되었다. 유동방향 변환 효과는 추진제 표면과 수직인 방향으로 발생한 유동과 연소실 내의 축방향 진동의 상호작용에 의해 발생하는 감쇠효과이다[11]. 이후 Culick의 이론은 cold-flow 실험, 군사목적의 로켓 모터, 연구 목적의 소형 연소기와 실제 로켓 모터까지 넓은 영역에 걸쳐 연소 불안정 현상을 분석하고 해결하는데 적용됐다[12].

하지만 1995년 Flandro[12,13]는 Culick의 1차원 선형 안정성 이론은 추진제 표면 근방에서 발생하는 가스는 no-slip 조건이 결여되었기 때문에 비회전(irrotation)이라는 가정으로 인해 연소실 표면 부근의 유동에서 와도(vorticity)의 생성과 이동이 설명되지 않고 이로 인해 발생하는 압력 섭동에 대한 이론적 보완의 필요성을 제시했다. 이 효과를 펌핑에 의한 증폭이라고 표현하였다. 하지만 추진제의 형상이 full-length의 원통형(cylindrical)일 경우에는 펌핑에 의한 증폭과 유동방향 변환 감쇠가 상쇄가 일어남을 제시했다. 따라서, 안정성 평가를 함에 있어 유동방향 변환을 고려하지 않아도 되므로 보다 쉽고 정확한 연소 안정성 평가가 이루어질 수 있을 것이라고 언급했다. 한편, 유동방향 변환 감쇠는 10차 이상의 고차 축방향 모드에서는 다른 인자들에 비해 감쇠량이 작아지기 때문에 고려하지 않을 수 있다고 보고하였다[13].

본 논문에서는 단일 직경을 갖는 입자에 의한 감쇠와 유동방향 변환 감쇠를 Culick의 1차원 선형 안정성 이론을 바탕으로 작성하였으며, 추후 고체 입자의 종류와 직경, 질량 분율 등의 특성 변화에 따른 감쇠와 유동방향 변환 감쇠를 추진제를 연소시키지 않고 선형 안정성 요소의 효과를 확인할 수 있는 비연소 실험 장치를 제작 및 연소 실험과의 오차를 확인하기에 앞서 선행연구에 대한 내용을 정리하였다.

Ⅱ. 본 론

2.1 선형 안정성 이론

선형 안정성 이론은 비선형 파동방정식에서

선형만을 분석한 형태로 연소실 내부 섭동의 성장 초기부분과 감소부분의 최종부분에만 적용가능하다. 선형 안정성 이론은 연소실 내부의 섭동이 증가할 것인지 감소할 것인지를 파악할 수 있다. 연소과정의 실제 섭동에 대한 구체적 해석을 위해서는 추가적으로 비선형 요소를 고려해야한다[14]. 선형 파동 방정식은 식 (1)과 같은 형태로 나타낼 수 있다[10].

$$p_n{}' = p_0 e^{\alpha_m t}\psi_n(\vec{r}) \tag{1}$$

여기서 $p_n{}'$은 n차 모드일 때의 압력섭동이며, p_0는 평균압력, $\psi_n(\vec{r})$는 n차 모드에서의 파동의 형상함수, α_m은 로켓 모터 연소실 내의 연소과정에서 발생하는 음향에너지에 대해 감쇠 혹은 증폭에 관여하는 요인들인 안정성 요소의 합으로써 식 (2)와 같이 나타낼 수 있다. $\alpha_m > 0$일 경우 진폭이 커짐으로써 압력섭동이 커지고 시스템이 불안정한 상태가 된다. 반면에 $\alpha_m < 0$일 경우에는 진폭이 점점 작아짐으로써 압력섭동이 작아지면서 시스템은 안정해진다. 안정성 요소는 Eq. 2에 나타낸 것처럼 크게 압력결합에 의한 증폭(α_{pc}), 노즐에 의한 감쇠(α_N), 고체 입자에 의한 감쇠(α_p), 유동방향 변환 감쇠(α_{ft}), 점성에 의한 감쇠(α_v)와 추가적으로 Flandro가 Culick의 선형 안정성 이론에 대한 기존의 감쇠 요소에 대한 수정의 필요로써 제시한 증폭요소인 펌핑에 의한 증폭(α_{pu})이 있다.

$$\alpha_m = \alpha_{pc} + \alpha_N + \alpha_p + \alpha_{ft} + \alpha_v + \alpha_{pu} + \cdots \tag{2}$$

2.2 입자에 의한 감쇠

고주파 연소불안정 해결에 탁월한 효과를 갖는 입자에 의한 감쇠는 챔버 내에 부유해 있을 때 음파(sound wave)는 평면파(plane wave)로 축방향 진동을 하며 이동한다. 저주파일 경우에 입자는 음파의 유동에 휩쓸려 함께 이동하는 반면 고주파일 경우에는 가스에 비해 밀도가 큰 분말이 음파의 섭동에 따라가지 못하게 되고 그로인해 음향에너지가 소산된다[15]. Culick의 1차원 선형 안정성 이론에 따르면 입자에 의한 감쇠에 영향을 끼치는 요소는 고체 입자의 종류, 입자의 직경, 연소 가스의 질량에 대한 입자의 질량 분율과 주파수 영역으로 나타난다. 하지만 연소가스 온도와 연소 압력에 대해서는 큰 영향을 받지 않는 것을 Blomshield[9]의 연구를 통해 알 수 있다. 단일 직경의 입자에 의한 감쇠 α_p는 식 (3)과 같이 정의된다[16]. C_m은 연소 가스의 질량에 대한 입자의 질량 분율이며, ω_n은 n차 모드에서의 각주파수, ρ_s는 고체 입자의 밀도, μ는 가스의 점성, k_p는 추진제의 열확산 계수, γ는 고체 입자와 가스 혼합가스의 비열비, C는 고체 입자의 비열, C_p는 가스의 비열, σ는 고체 입자의 직경으로 정의된다. 동적 이완시간(dynamic relaxation time)을 나타내는 τ_d는 추진제에 포함된 고체 입자들이 연소과정을 통해 고온에서 액적형태가 됨으로써 입자의 표면에서는 점성이 커지고 음파가 지나가면서 에너지 소산이 발생하게 되고 입자가 안정화되는 시간이다. τ_t는 열적 이완시간(thermal relaxation time)으로써 연소가스와 입자간의 열전도에 따른 시간을 나타낸다. k_n은 파수(wave number), L은 연소실의 길이이다.

$$\alpha_p = -\frac{1}{2}\frac{C_m}{1+C_m}\left[X_1\frac{1}{E_n^2}\iiint\left(\frac{\nabla\psi_n}{k_n}\right)^2 dV + (\gamma-1)\frac{C}{C_p}X_2\right] \tag{3}$$

where,
$$E_n^2 = \int \psi_n^2 dV$$

$$\psi_n = \cos k_n z = \cos(\pi n z/L)$$

$$\alpha_p = -\frac{1}{2}\frac{C_m}{1+C_m}\left[X_1 + (\gamma-1)\frac{C}{C_p}X_2\right] \tag{4}$$

$$X_1 = \frac{\omega_n\Omega_d}{1+\Omega_d^2}, \qquad X_2 = \frac{\omega_n\Omega_t}{1+\Omega_t^2}$$

$$\Omega_d = \omega_n\tau_d, \qquad \Omega_t = \omega_n\tau_t \tag{5}$$

$$\tau_d = \frac{\rho_s\sigma^2}{18\mu}, \qquad \tau_t = \left(\frac{3}{2}\frac{C\mu}{k_p}\right)\tau_d$$

일반적인 연소실의 직경에 비해 길이가 긴 원통형일 경우 축방향 섭동이 주로 발생한다. 또한, 연소실의 단면이 일정하다면 음파의 모드함수를 $\cos k_n z$인 주기함수로 나타낼 수 있다. 결과적으로 원통형 연소실 내에서의 단일 직경 입자에 의한 감쇠를 축방향 섭동만을 고려한 형태인 식 (4)와 같이 간단한 형태로 정의될 수 있다[16,17]. 각각의 함수는 식 (5)와 같이 표현되며[16] 입자에 의한 감쇠에서 가장 큰 영향을 미치는 요인은 입자의 직경(σ)이다. 식 (4)를 이용하여 직경에 따른 감쇠요소 α_p는 Fig. 1과 같이 특정 주파수에서 최대값을 갖는 입자의 직경이 존재한다. 작은 입자일수록 가스와 접하는 표면적이 증가하기 때문에 저주파 영역에서는 비교적 큰 입자가 효과적인 반면 1000Hz 이상의 고주파 영역에서는 비교

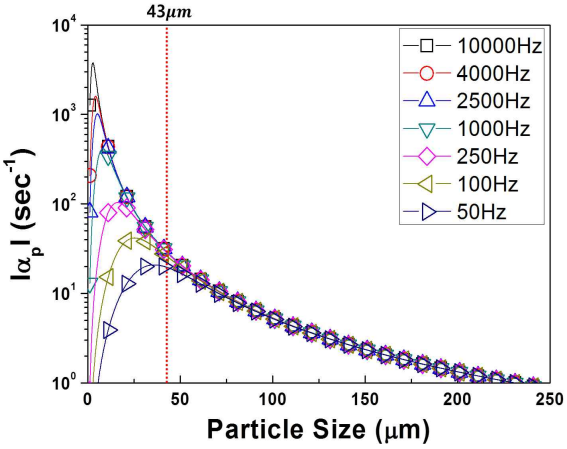

Fig. 1. Particle damping as a function of particle size for various frequencies

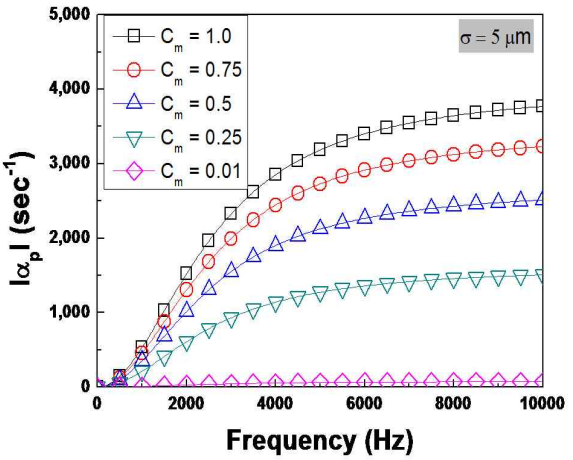

Fig. 2. Particle damping as a function of frequency for various particle mass fractions in gas

적 작은 입자의 효과가 크다는 것을 알 수 있다. 또한, 43㎛ 이상의 입자는 모든 주파수 영역에서 비슷한 감쇠량을 갖으며, 감쇠량이 점차 감소하는 것을 Fig. 1을 통해 확인함으로써 입자에 의한 특정 주파수의 음향 감쇠를 통한 연소불안정 억제를 위해서는 43㎛ 이하의 입자가 효과적이라는 것을 확인할 수 있다[18].

입자에 의한 감쇠에 영향을 끼치는 또 다른 요소인 질량 분율에 따른 감쇠량은 Fig. 2를 통해 가스에 포함된 5㎛의 단일직경을 갖는 입자의 질량분율이 증가할수록 감쇠량도 증가한다는 것을 알 수 있다. 하지만 현재 로켓 모터의 추진제 조성에는 비추력을 증가시키기 위해 사용되는 알루미늄(aluminum, Al) 분말은 연소과정을 통해 액적상태의 알루미나(alumina, Al_2O_3)가 된다. 만약 추진제에 알루미늄 분말을 과도하게 조성한다면 연소과정 중 입자간의 응집현상으로 인해 알루미늄 입자는 모두 반응하지 못하고 노즐 삭마 혹은 노즐 변형의 결과를 초래할 수 있다[19].

Figure 1과 Fig. 2는 모두 참고문헌 [20]의 물성치를 사용하였으며 각각의 변수는 Table 1과 같다. 또한, 감쇠량은 식 (4)에 나타나 있듯이 음

Table 1. Values of the geometrical, combustion and physical properties[20].

Geometrical properties :	
grain length	$L = 0.5969m$
diameter of cylindrical port	$D_c = 0.0506m$
web thickness	$W_{th} = 0.01m$
Combustion properties :	
mean pressure	$\bar{p} = 1.06 \times 10^7 Pa$
linear burning rate	$\bar{r}_b = 0.01145m/s$
chamber temperature	$T_c = 3{,}539K$
mass particle/mass gas	$C_m = 0.36$
particle diameter	$\sigma = 5.0 \times 10^{-6}m$
Physical properties :	
thermal diffusivity of propellant	$k_p = 1.0 \times 10^{-7} m^2/s$
specific heat of gas	$C_p = 2{,}020\, J/kg \cdot K$
specific heat of condensed material	$C = 0.68 C_p$
viscosity	$\mu = 8.925 \times 10^{-5} kg/m \cdot s$
particle density	$\rho_s = 4 \times 10^3 kg/m^3$
propellant density	$\rho_p = 1{,}766 kg/m^3$
gas density	$\rho_g = 7.97 kg/m^3$
γ (gas only)	$\gamma = 1.23$
$\bar{\gamma}$ (mixtures)	$\bar{\gamma} = \frac{[\gamma(1 + C_m C/C_p)]}{(1 + C_m \gamma C/C_p)} = 1.18$
gas constant	$R = (\gamma - 1) C_p/\gamma = 377.72 J/kg \cdot K$
speed of sound in gas/particle mixture	$\bar{a} = \sqrt{(\bar{\gamma} R T_c)/(1 + C_m)} = 1{,}075 m/s$
speed of combustion products at the burning surface	$u_b = (\rho_p/\rho)\bar{r}_b = 1.86 m/s$

의 값(-)을 갖는다. 하지만 편의상 절대값을 씌워 줌으로써 감쇠량의 크기만을 확인하였다.

2.3 유동방향 변환에 의한 감쇠

유동방향 변환 감쇠는 로켓 모터 추진제의 표면과 수직인 방향으로 발생하는 가스의 유동과 축방향 섭동의 상호작용에 의한 감쇠효과로 축방향 진동만을 고려한 1차원 분석으로 표현하면 식 (6)과 같이 나타낼 수 있다[16].

$$\alpha_{ft} = -\frac{M_b \bar{a}}{2E_n^2} \iint \left(\frac{\nabla \psi_n}{k_n} \right)^2 dS_b \tag{6}$$

여기서 $\bar{a}$는 음속, M_b는 평균유동의 마하수(mach number)로써 음속에 대한 추진제 표면과 수직 방향의 가스 속도이며 단면이 일정한 원통형 연소실의 경우 식 (6)은 아래 식 (7)과 같이 간단한 형태로 나타난다.

$$\alpha_{ft} = -\frac{u_b}{2} \frac{\iint \psi_n^2 \, dS_b}{\iiint \psi_n^2 \, dV} \tag{7}$$

추진제는 연소됨에 따라 추진제의 두께는 얇아지고 추진제의 연소면적은 증가함과 동시에 연소실의 체적도 함께 증가한다. Fig. 3은 Table 1의 제원을 사용하여 추진제의 표면 면적과 연소실의 부피의 변화에 따른 α_p와 α_{ft}의 감쇠량을 표시하였다. α_p는 일정한 반면 α_{ft}는 감쇠량이 조금씩 증가한다. Table 1과 같은 제원의 연소실의 1차 축방향 모드의 고유주파수는 약 900Hz로 n차 모드의 고유주파수는 1차 축방향 모드의 n배수가 된다. Table 1의 연소실 형상일 경우의 1차 모드와 4차 모드만의 α_p와 α_{ft}를 비교해봤을 때 고차 모드로 갈수록 α_{ft}는 다른 안정성 요소들에 비해 상대적으로 작아진다. 따라서, 10차 모드 이상의 고차 음향 모드에서는 무시될 수 있다[13]. α_{ft}는 또한 Fig. 4에 표시된 추진제의 길이($\triangle z$)에 따라 감쇠량이 결정되기도 한다. 하지만 그 영향이 매우 작다는 것을 알 수 있다[12].

2.4 펌핑에 의한 증폭

펌핑에 의한 증폭은 진동하는 압력장과 유동의 회전에 의해 발생하는 증폭으로 Flandro에 의해 제시되었다. Culick의 안정성 이론에서 추진제 표면 근처의 유동은 no-slip 조건이 결여됐기 때문에 보완이 필요하다고 제시하며 실제 로켓 모터 내부에서 추진제 표면의 유동은 no-slip 상태이고 추진제 표면에서의 유동이 회전(rotation)을

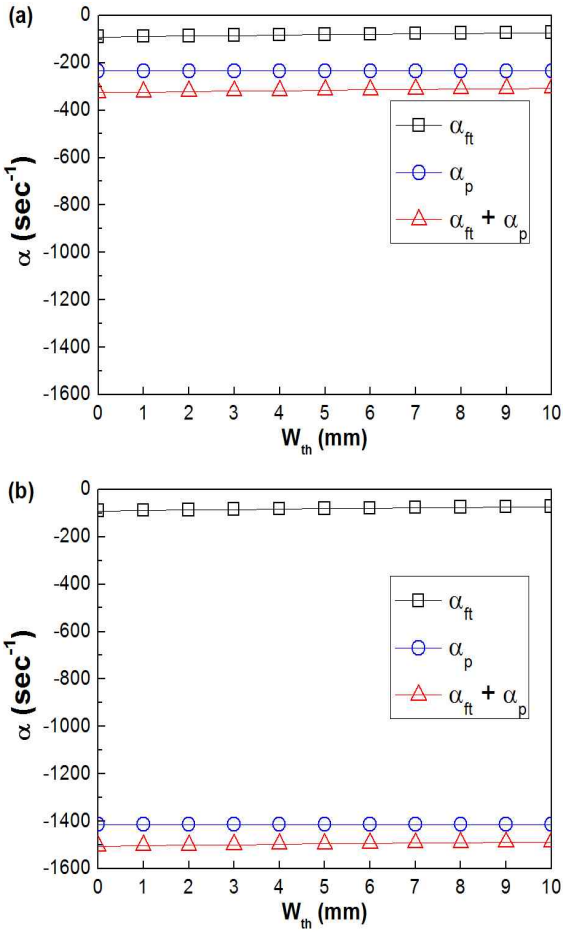

Fig. 3. Particle damping, flow turning loss, and their summation for (a) mode 1 [900Hz] and (b) mode 4 [3600Hz]

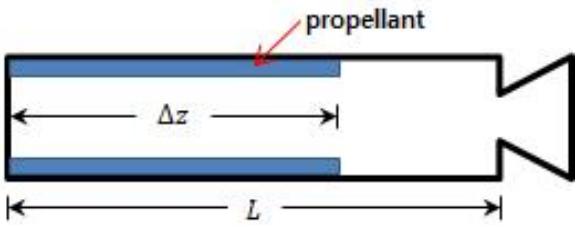

Fig. 4. Internal rocket motor grain geometry

하게 됨으로써 와도가 발생하고 증폭 효과가 나타난다는 것을 제시하였다. α_{pu}는 식 (8)과 같이 표현된다[13].

$$\alpha_{pu} = +\frac{\bar{a} M_b}{2E_n^2} \iint \psi_n^2 dS_b \tag{8}$$

펌핑 효과는 Fig. 4의 연소실 내의 $\triangle z$가 L과의 길이가 동일할 때(full-length cylindrical)는 식 (8)에 있는 적분항은 사라지게 된다. 또한, 추진제의 형상이 원통형 형상일 경우에는 유동방향

변환 감쇠와 펌핑에 의한 증폭의 크기가 같아짐으로써 상쇄가 일어나게 되므로 로켓 모터의 안정성 평가를 함에 있어 유동방향 변환에 대한 효과를 고려하지 않을 수 있다[12].

Ⅲ. 결 론

고체 로켓 모터 연소실 내부에서 이루어지는 연소과정 중 급격한 열방출과 압력 섭동이 발생하고 이는 연소불안정과 상호작용이 일어나 시스템이 불안정해지게 되며 심하게는 시스템의 파괴에까지 이르게된다. 이런 현상을 발생시키거나 억제하는 여러 요소들이 존재한다. 압력 결합에 의한 증폭, 고체 입자에 의한 감쇠, 노즐에 의한 감쇠, 유동방향 변환에 의한 감쇠와 추가적으로 펌핑에 의한 증폭이 있다. 감쇠 요소들 중 고주파 연소불안정 억제에 가장 큰 영향을 끼치는 요소는 입자에 의한 감쇠로써 입자의 직경과 질량 분율에 따라 감쇠량이 변하게 된다. 이 때 특정 주파수에서 가장 큰 감쇠량을 갖는 입자의 직경이 존재하며 고주파 영역으로 갈수록 직경이 작은 입자에 의한 감쇠가 효율적인 것을 알 수 있다. 또한, 같은 직경의 입자에서 입자의 질량 분율이 증가할수록 감쇠값도 증가한다는 것을 확인할 수 있었다.

안정성 요소 중 유동방향 변환 감쇠는 추진제와 수직인 방향으로의 유동과 축방향으로의 압력파의 상호작용으로 발생하는 감쇠요인으로 크게 와도를 고려할 때와 고려하지 않을 때로 구분할 수 있다. 와도를 고려한다면 펌핑에 의한 증폭효과를 고려해야 하며 이는 추진제의 형상이 원통형일 경우 유동방향 변환 감쇠의 크기와 같아지고 상호간에 상쇄가 일어나 그 값이 상쇄된다.

본 연구를 바탕으로 추후 입자의 질량분율에 따른 감쇠량과 유동방향 변환 감쇠량을 도출할 수 있는 비연소 실험장치를 구현하여 실험을 진행할 것이다.

후 기

본 연구는 방위사업청과 국방과학연구소의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다. (계약번호 UD140024GD)

Reference

1) Blomshield, F. S., “Lessons Learned In Solid Rocket Combustion Instability,” 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Jul. 2007, pp.1～19.

2) Kim, H. C., Kim, J. S., Moon, H. J., Sung, H. G., Lee, H. K., Ohm, W. S., and Lee, D. H., “Linear Stability Analysis for Combustion Instability in Solid Propellant Rocket,” Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers, Vol. 17, no. 5, Oct. 2013, pp.27～36.

3) Laidler, T. J., and Richardson, E. G., “The Absorption of Supersonics in Smokes,” The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 9, no. 3, Jan. 1938, pp.217～223.

4) Epstein, P. S., and Carhart, R. R., "The Absorption of Sound in Suspensions and Emulsions. I. Water Fog in Air." The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 25, no. 3, Sep. 1953, pp.553~565.

5) Zink, J. W., and Delsasso, L., “Attenuation and Dispersion of Sound by Solid Particles Suspended in a Gas,” the Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 30, no. 8, Agu. 1958, pp.765～771.

6) Dobbins, R. A., and Temkin, S., “Measurements of Particulate Acoustic Attenuation,” AIAA Journal, Vol. 2, no. 6, Jun. 1964, pp.1106～1111.

7) Perry, E. H., “Investigations of the T-burner and its Role in Combustion Instability Studies,” Ph. D. Thesis, California Institute of Technology, 1970.

8) Blomshield, F. S., Stalnaker R. A., and Beckstead, M. W., “Combustion Instability Additive Investigation,” AIAA Joint Propulsion Meeting, no. 99‐2226, Jun. 1999.

9) Blomshield, F. S., Nguyen, S., Matheke, H., Atwood, A., and Bui, T., “Acoustic Particle Damping of Propellants Containing Ultra-Fine Aluminum,” AIAA Paper, 3722, Jul. 2004.

10) Culick, F. E. C., “Nonlinear Behavior of Acoustic Waves in Combustion Chambers,” Acta Astronautica, Vol. 3, no. 9, Apr. 1975, pp.715～734.

11) Culick, F. E. C., “The Stability of One-Dimensional Motions in a Rocket Motor,” Combustion Science and Technology, Vol. 7, no. 4, 1973, pp.165～175.

12) Flandro, G. A., “Effects of Vorticity on Rocket Combustion Stability,” Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, no. 4, Jul.

1995, pp.607~625.

13) Flandro, G. A., “On Flow Turning,” 1995.

14) Kim, K. M., Kang, K. T., and Yoon, J. K., “Linear Stability Analysis in a Solid Propellant Rocket Motor,” Transactions of the Korean Society of Mechanical Engineers, Vol. 19, no. 10, Oct. 1995, pp.2637~2646.

15) Yoon, M. W. and Kang, K. T., “A Study on the Suppression of the Combustion Instability of the Solid Rocket Motor Using the Acoustic Damping Effect of the Particles,” Journal of the Korean Society for Aeronautical and Space Science, Vol. 27, no. 1, Feb. 1999, pp. 106~112.

16) Culick, F. E. C., and Kuentzmann, P., “Unsteady Motions in Combustion Chambers for Propulsion Systems,” No. AC/323 (AVT-039) TP/103. NATO RESEARCH AND TECHNOLOGY ORGANIZATION NEUILLY -SUR-SEINE (FRANCE), Dec. 2006.

17) Culick, F. E. C., “Nonlinear Behavior of Acoustic Waves in Combustion Chambers-II,” Acta Astronautica, Vol. 3, no. 9-10, Oct. 1976, pp.735~757.

18) Kraeutle, K. J., “Particle Size Analysis in Solid Propellant Combustion Research,” Experimental Diagnostics in Combustion of Solids, New York, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1978, pp.76~108.

19) Ko, T. H., Lee, S. H., Kim, H. M., Yang, H. S., and Yoon, W. S., "Experimental Study on Aluminum Powder Combustion by Ignition of the Propellant," KSPE Fall Conference, Vol. 39, Nov. 2012, pp.555~561.

20) Culick, F. E. C., and Yang, V., “Prediction of the Stability of Unsteady Motions in Solid-Propellant Rocket Motors,” Chapter 18 in Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 143, 1992, pp.719～779.