로켓 음향 환경의 특성에 대한 연구

박순홍*, 이영무**

A Study on the Characteristics of Acoustic Environment of Rockets

Soon-Hong Park*, Yeong Moo Yi**

Abstract

Jet noise of propulsion systems is major source of acoustic loads of launch vehicles and sounding rockets. The investigation of characteristics of jet noise is inevitable for successful missions. In this paper, the mechanism of generation of acoustic loads due to jet noise was investigated. The major parameters that change the characteristics of acoustic loads were also suggested so that effects of the parameters could be investigated. The temporal and spatial characteristics of acoustic loads of KSR-III was demonstrated. The results show that the maximum value of the acoustic loads is found in the octave bands whose center frequencies are 250 Hz and 500 Hz. Finally, the methods and the facilities for the further investigation of acoustic loads were proposed.

초 록

우주 발사체 및 과학관측로켓에 유발되는 음향 하중의 주 원인은 추진기관의 제트 소음에 의한 것이다. 따라서 성공적인 임무 수행을 위한 음향 하중의 저감을 위해서는 반드시 추진 기관의 제트 소음(초음속)의 특성을 파악하는 것이 필요하다. 이를 위해 먼저 제트 유동에 의한 음향 하중의 발생 메카니즘을 살펴보았다. 그리고, 음향 하중에 영향을 주는 인자를 도출하고, 도출된 인자에 따른 음향 하중의 특성 변화를 살펴보았다. 3단형 과학관측 로켓(KSR-III)의 음향 하중의 시공간적인 특성을 엔진 연소 시험시 측정된 소음 신호를 이용하여 분석하였다. KSR-III의 음향 하중의 최대값은 250 Hz, 500 Hz의 옥타브 밴드에 집중되어 있으며, 공간적으로 랜덤함을 알 수 있었다. 또한 추후 음향 하중의 특성 파악을 위한 자체적인 연구 방향을 제안하였다.

키워드 : 음향 하중(acoustic loads), 초음속(supersonic), 제트 소음(jet noise), KSR-III

1. 서 론

1.1 연구 목적

본 연구에서는 효과적인 로켓 음향 하중 저감 방법의 개발을 위한 초기 연구로서 로켓 음향

* 로켓구조/ 재료연구그룹/ shpark@kari.re.kr
** 로켓구조/ 재료연구그룹/ ymy@kari.re.kr

하중의 특성을 파악하고자 한다. 특히 로켓 음향 하중의 주원인으로 알려져 있는 제트 소음의 특성에 중점을 두고 연구하였다.

1.2 연구 배경

우주 발사체 및 과학관측로켓에 가해지는 음향 하중(acoustic loads)의 주원인은 추진기관에서 방사되는 제트 유동에 의한 소음임이 잘 알려져 있다. 이미 1950년대 발사체 개발 초기 단계부터 현재까지 이에 대한 많은 연구가 이루어져 왔다. 이와 같은 연구의 기초는 1952년에 Sir James Lighthill에 의해 확립되었다. Lighthill은 제트 유동과 방사 소음과의 관계를 규명하는 Lighthill's equation[1]을 유도하였는데, 그 후 이 식을 기초로 하여 제트 소음에 관한 이론적인 연구가 진행되었으며 이에 대한 정리가 Goldstein에 의해 수행된 바 있다[2]. 특히 관심의 대상이 된 분야는 제트 유동의 특성에 관련된 인자가 제트 소음에 어떻게 기여하는지를 규명하는 것이었는데, 이를 위해 많은 실험이 수행되었으며, 이론과의 접목을 위한 연구가 중심이 되어 진행되었다[3-15]. 이러한 연구 결과중 하나로서, 실험적으로 음향 하중에 기여하는 인자를 규명하고, 음향 하중을 예측할 수 있는 실험식이 NASA에서 제안된 바 있다.[16]

1.3 문제의 정의 및 접근 방법

음향 하중의 주 원인인 제트 소음은 유동에 의해 소음이 발생하므로 먼저 제트 유동의 구조 및 특성, 특히 난류 특성을 명확히 파악하여야 한다. 이를 바탕으로 Lighthill's equation을 고찰하여 제트 유동에 의한 음향 하중의 특성을 파악하는 절차가 필요하다. 그리고, 초음속의 경우는 아음속 제트와는 물리적으로 상당히 다르며, 이론적인 접근도 어려운 것이 사실이다. 따라서 실험적 방법에 의한 특성 파악이 필요하다. 이를 고려하여 다음과 같이 연구를 진행하였다(현재 자체적인 관련 실험 시설 및 축적된 정보가 없으므로 주로 기존 문헌의 조사를 통하여 연구를 수행하였다).

1) 음향 하중의 발생 메카니즘 연구
   -제트 유동의 특성 파악
   -난류와 제트 소음과의 관계 파악
   (Lighthill's equation의 고찰)
   -로켓 소음에 영향을 주는 인자 파악
2) 음향 하중의 특성에 대한 연구
   - 난류의 특성에 따른 변화
   - 초음속 제트와 아음속 제트에 의한 음향 하중의 차이점
   - 음향 하중 저감 방법
   - KSR-III의 음향 하중 측정 시험
3) 향후 연구 방향의 제안
   - 관련 실험 장비 및 시설

2. 음향 하중의 발생 메카니즘

2.1 제트 유동의 구조 및 특성

로켓 음향 하중 (로켓 소음)의 발생 메카니즘을 이해하기 위해서 우선 제트 유동의 구조를 살펴보는 것이 필요하다. 아음속의 제트 유동은 그림 1과 같은 구조를 가진다.

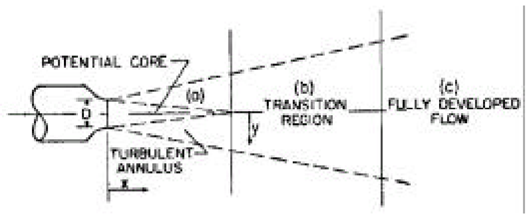


그림 1. 아음속 제트 유동의 구조

아음속 제트 유동의 구조는 그 유동 특성에 따라 크게 포텐셜 코어(potential core), 믹싱 레이어(mixing layer, turbulent annulus), 천이 영역(transition region), fully developed region으로 나누어 볼 수 있다. 여기서 포텐셜 코어는 층류(larminar flow)가 지배적인 곳이며 노즐의 끝단에서 멀어질수록 영역이 감소한다. 일반적으로 노즐

출구에서 노즐 직경의 4배까지의 영역에 형성된다 (x<4D). 한편 난류(turbulent flow)가 노즐의 끝단으로부터 포텐셜 코어를 감싸는 형상(turbulent annulus)으로 동시에 발생한다. 이는 층류(larminar flow)와 섞이면서 노즐로부터 멀어질수록 영역이 확대되는데 이를 믹싱 레이어라 (mixing layer)한다. 믹싱 레이어의 끝부분에서는 층류와 난류의 구분이 없어지고 완전히 섞이게 되는데 이러한 천이 영역(4D<x<8D)을 거쳐 완전한 난류 유동을 보이는 fully developed region(x>8D)으로 들어서게 된다. 여기서 믹싱 레이어의 경계층 두께는 제트 축(x)를 따라 약 0.2x~0.25x로 증가하며, fully developed region의 경계층 두께는 x에 비례하여 증가하나 그 증가율은 믹싱 레이어 경계층 두께의 증가율과는 다름이 알려져 있다.

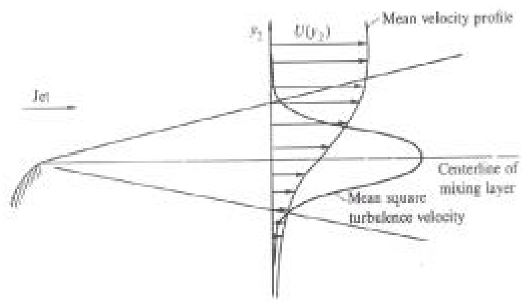
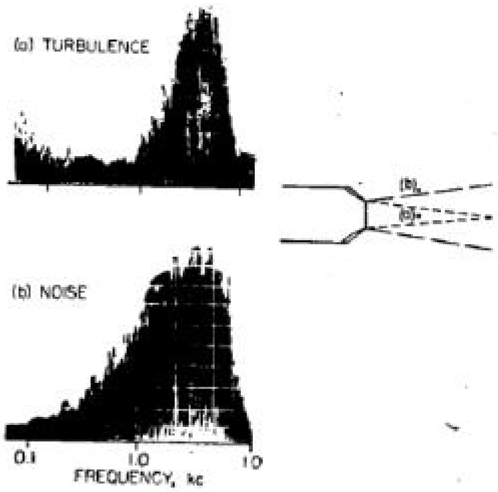


그림 2. 믹싱 레이어에서의 평균 속도 및 난류 속도의 분포

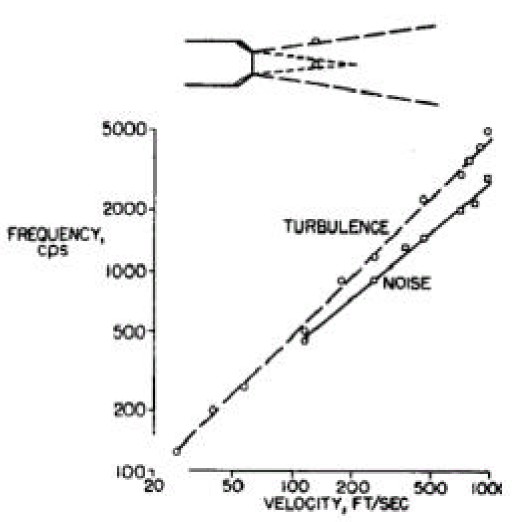
한편 믹싱 레이어에서의 평균 속도 분포(mean velocity profile) 및 평균 제곱 난류 속도 분포(mean square turbulent velocity profile)는 그림 2와 같이 개략적으로 표현할 수 있다. 난류 속도의 최대값은 믹싱 레이어의 가운데 부분에서 나타나는데, 천이 영역까지는 노즐 출구 속도의 약 0.16배가 되며, fully developed region에서는 x^{-2} 에 비례하여 감소한다.

2.2. 난류와 제트 소음과의 관계

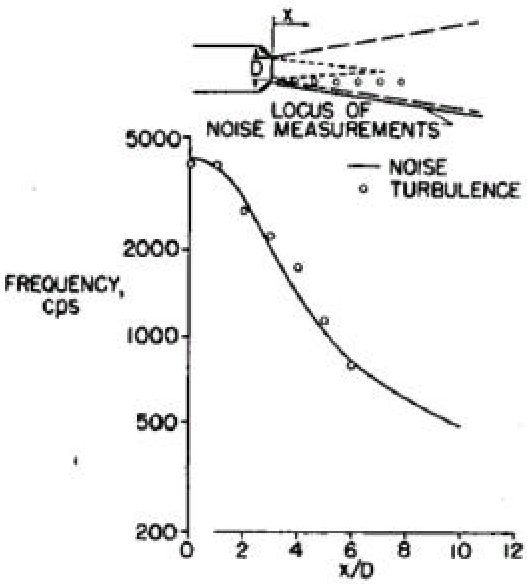
그림 3은 난류와 제트 소음과의 관계를 알아보기 위한 실험 중의 하나로서, 난류 속도와 방사 소음을 hot-wire와 마이크로폰을 이용하여 측정하고, 각각의 스펙트럼, 평균 출구 속도에 따른 피크 주파수 및 노즐로부터 거리에 따른 피크 주파수를 측정한 결과이다[3].



(a)



(b)



(c)

그림 3. 난류 속도와 제트 소음의 관계 (a) 스펙트럼 (b) 출구 속도에 따른 피크 주파수 변화 (c) 노즐로부터의 거리에 따른 피크 주파수의 변화

그림 3(a)는 측정 스펙트럼을 나타내는데, 난류 속도의 스펙트럼과 방사 소음의 스펙트럼이 매우 유사한 형상을 가지고 있음을 보여준다. 그림 3(b)는 출구 속도에 따른 피크 주파수의 변화이다. 난류 속도 스펙트럼의 피크 주파수와 제트 소음의 피크 주파수 모두 출구 속도가 증가함에 따라 증가함을 보여준다. 그림 3(c)는 hot-wire와 마이크로폰을 이동하면서 노즐로부터 여러 측정점에서 측정한 신호의 피크 주파수를 나타낸 것인데, 난류 속도와 제트 소음의 피크 주파수가 상당히 유사하며, 노즐로부터 멀어질수록 피크 주파수도 감소함을 보여준다. 이로부터 난류와 제트 소음이 매우 밀접한 관계를 가지고 있음을 유추할 수 있다.

사실 난류 속도의 시공간적인 fluctuation의 변화가 제트 소음을 유발하는 원인이 됨은 1952년에 Lighthill에 의해 밝혀진 바 있다. 물리적인 관점에서 보면 난류내의 압력 섭동이 매질에 의해 외부로 전파되는 과정이라 할 수 있는데, 거리가 멀어지면서 난류내의 압력 섭동의 크기가 감소하여 원거리에 위치한 관측자에게 음압으로 인지된다.

이러한 과정은 수학적으로 보면 유동을 지배하는 방정식이 음향을 지배하는 방정식으로 표현될 수 있음을 의미하는데, Lighthill은 유체 거동을 표현하는 연속 방정식(continuity equation)과 모멘텀 방정식(momentum equation)을 이용하여 파동 방정식으로 유도할 수 있음을 밝혀내었다.

Lighthill의 방정식은

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \qquad (1)$$

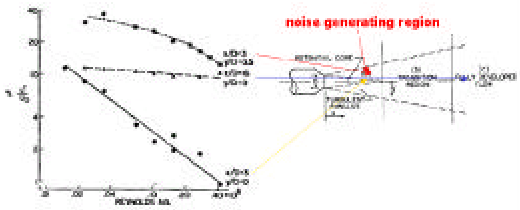
으로 표현할 수 있다. 여기서 ρ'은 밀도의 섭동량이며, c_0는 음파의 속도, 그리고 T_{ij} 는 Lighthill의 stress tensor이다. 실제로는 T_{ij}도 ρ'의 함수이므로 엄밀히 source 항이라고는 할 수 없으나 아음속 난류 제트 유동(subsonic turbulent jet flow)의 경우

$$T_{ij} = \rho_0 v_i v_j \qquad (2)$$

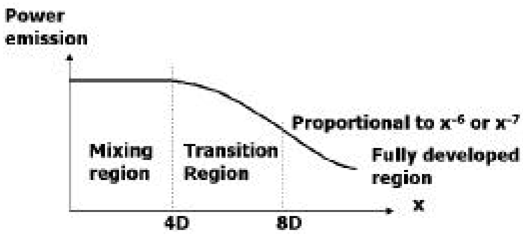
와 같이 난류의 모멘텀 플럭스(momentum flux)로 근사할 수 있다. 식(2)는 임의의 단위 부피에 작용하는 모멘텀 플럭스의 시공간적인 변화가 제트 소음을 유발함을 의미한다. 따라서, 난류의 섭동 속도 벡터(v_i)만 측정할 수 있으면 제트 유동에 의한 음압을

$$p' = c_0^2 \rho' \qquad (3)$$

을 이용하여 예측할 수 있다. 식(1)에서 주목할 만한 사실은 제트 유동의 음원은 사극음원(quadrupole)의 형태이며, 음원을 단순하게 단극음원(monopole)등으로 모델할 경우에는 상대적으로 큰 방사 효율에 의해 예측치에 오차(과도 예측)가 생길 수 있다는 사실이다. 또한 식(2)의 음원항에서 알 수 있듯이 난류 속도가 큰 지점일수록 로켓 소음의 주요 발생 지점이 됨을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 4. (a) 제트 유동의 각 영역에서의 난류 속도(u', rms value). 여기서 U0는 평균 출구 속도이다. (b) 제트 유동의 축을 따라 살펴본 음향 파워의 분포

그림 4(a)는 hot wire를 이용하여 제트 유동의 각 부분의 난류 속도를 측정한 것인데 믹싱 레이어에서의 난류 속도가 가장 큼을 알 수 있다. 또한 그림 4(b)는 제트 유동 축을 따라 방사되는 음향 파워를 개략적으로 표현한 것이다. 믹싱 레이어에서 가장 큰 음향 파워가 방사되며, fully developed region에서는 거리(x)의 -6승 혹은 -7승의 형태로 음향 파워가 감소됨을 보여준다. 즉 식(2)에서 유추할 수 있듯이 난류 속도가 가장 큰 믹싱 레이어가 로켓 소음의 주요 발생 지점이 됨을 보여준다.

2.3. 음향 하중을 결정하는 인자들

로켓 음향 하중의 주원인은 제트 유동에 의해 발생하는 소음이기 때문에 제트 유동의 구조를 변화시키는 인자들이 로켓 소음을 결정하는 인자라고 할 수 있다. 크게 기하학적인 요소, 유동 특성에 관한 요소, 그리고 발사대 등의 외부 환경 요소로 구분할 수 있다.

먼저 기하학적인 요소로는 엔진 노즐의 직경과 관측점의 위치를 들 수 있다. 엔진 노즐의 직경이 커질수록 방사 소음의 스펙트럼형상이 저주파수 쪽으로 이동하며, 관측점의 위치가 멀어질수록 음향 하중은 감소한다.

유동 특성에 관한 요소로는 유체의 밀도, 출구 속도와 음속(마하수), 난류의 속도 분포, 난류 에디의 크기(turbulent eddy size) 등이다. 유체의 밀도와 관련되는 이유는 서로 다른 밀도를 가진 추진재의 종류에 따라 유동 특성이 변화하기 때문이며, 출구 속도와 음속은 마하수를 결정한다. 특히 마하수가 1 이하인 아음속 제트 유동의 경우에 비해 마하수가 1 이상인 초음속 제트 유동은 충격파가 발생하므로 음향 하중에 미치는 영향이 크게 달라진다. 난류의 속도 분포는 식(2)에서도 볼 수 있듯이 제트 소음의 음원으로 작용하기 때문에 로켓 소음을 결정하는 인자로 볼 수 있다. 또한 노즐에 가까운 부분에서는 고주파수의 소음이 발생하고, 멀어질수록 저주파수의 소음이 발생하는 것을 볼 수 있는데, 이는 난류 속도가 서로 상관관계를 가지고 거동하는 영역의 크기(turbulent eddy size, correlation length)가 노즐에서 멀어질수록 커지기 때문이다.

마지막으로 발사대 등의 외부 환경 요소는 제트 유동이 deflector등에 입사하여 유동 방향이 변화하는 경우에 유동의 특성을 변화시킬 뿐만 아니라 새로운 소음원으로 작용하기 때문에 로켓 소음을 결정하는 주요한 인자 중 하나라고 볼 수 있다.

3. 로켓 음향 하중의 특성

3.1. 기하학적인 요소에 따른 음향 하중 특성

엔진 노즐의 직경의 변화에 따른 로켓 소음은 유동의 조건을 같이 하고 노즐의 직경만 달리하여 측정한 음압 스펙트럼(그림 5)으로부터 알 수 있다. 그림 5에서 볼 수 있듯이 직경이 커질수록 스펙트럼이 저주파쪽으로 이동하는 것을 알 수 있는데, 주파수와 노즐 직경의 곱, 즉 fD가 상수를 만족할 수 있도록 스펙트럼의 주파수가 전체적으로

이동한다. 즉, 노즐의 직경에 반비례하여 주파수 스펙트럼의 피크가 이동하게 된다.

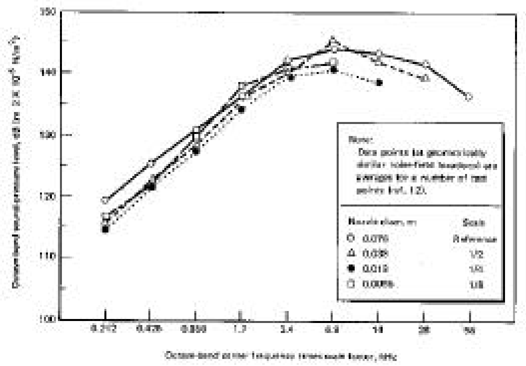


그림 5. 동일한 유동 조건하에서 직경만 달리한 4개의 노즐에서 방사하는 음향 하중[16]

한편 관측자의 위치의 변화에 따른 로켓 소음은 식(1)의 해로부터 살펴볼 수 있다. 식(1)의 해는

$$\rho'(\vec{x},t)=\frac{1}{4\pi c_0^2}\frac{x_i x_j}{x^3}\int\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}\left(\vec{y},t-\frac{R}{c_0}\right)d\vec{y} \quad (4)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 $\vec{x}$ 는 관측자의 위치를 나타내는 위치 벡터이며, $\vec{y}$ 는 난류 속도가 측정되는 위치를 나타내는 위치 벡터이고, $R=|\vec{x}-\vec{y}|$는 두 지점 사이의 거리를 나타낸다. 여기서 좌표계의 원점은 제트 소음이 발생하는 영역의 원점에 있다고 가정하였다. 이 식으로부터 로켓 소음은 관측자의 거리에 반비례하여 감소하며 $x_i x_j$ 항에 의하여 방사 소음에 방향성이 생김을 알 수 있다.

3.2. 유동 특성에 따른 음향 하중 특성

■ 유체의 밀도 변화에 따른 특성 변화

유체의 밀도 변화에 따라 공기 밀도에 대한 제트 유동 경계층 내부의 상대 밀도가 변화하게 되는데, 이는 발생한 음파의 회절(refraction)특성에 영향을 준다. 따라서 유체 밀도, 즉 사용하는 추진재에 따라서 로켓 소음의 방사 특성이 변화한다. 그림 6은 네 가지 종류의 제트 유동에 대한 음향 하중의 공간적인 방사 특성인데 밀도 변화에 따라 제트 소음의 방향성이 크게 변화함을 잘 보여 준다. 특히 공기(cold-air)의 경우에는 제트 유동의 축으로부터 약 20도의 각도에서 가장 큰 소음이 방사됨을 알 수 있으며, 화학 로켓(chemical rocket)의 경우는 약 50도 각도에서 가장 큰 소음이 방사된다.

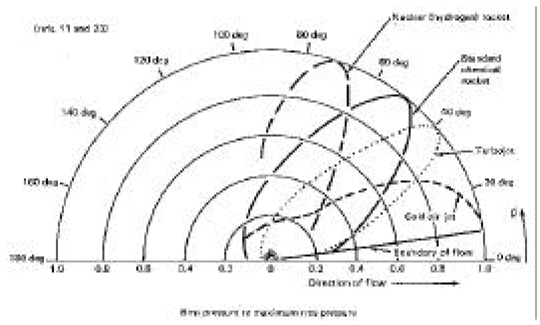


그림 6. 제트 유동의 밀도 변화에 따른 소음의 방향성(directivity)의 변화[16]

■ 로켓 소음의 방향성 및 파워 스펙트럼

한편 제트 유동에 의한 방사 소음이 방향성 및 파워 스펙트럼의 이론해는 식(4)로부터 자세히 살펴볼 수 있다. 스펙트럼은 자기 상관함수(autocorrelation function)의 푸리에 변환을 이용하여 얻을 수 있으므로 다음과 같이 자기 상관함수를 정의하자.

$$\Gamma(\vec{x},t)=E\left[\frac{p'(\vec{x},t+\tau)p'(\vec{x},t)}{\rho_0 c_0}\right] \quad (5)$$

여기서 음압은 식(3)에 식(4)를 대입하여 얻는 값이므로 식(5)를

$$\Gamma(\vec{x},t)=\frac{1}{16\pi^2 c_0^5\rho_0}\frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6}\int\int E\left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}(\vec{y'},\tau')\frac{\partial^2 T_{kl}}{\partial t^2}(\vec{y''},\tau'')\right]d\vec{y'}d\vec{y''} \quad (6)$$

과 같이 쓸 수 있다. 여기서, $\tau'=t-|\vec{x}-\vec{y'}|/c_0$, $\tau''=t+\tau-|\vec{x}-\vec{y''}|/c_0$ 이며, $\vec{y}'$과 $\vec{y}''$은 난류 속도를 측정하는 임의의 두 위치를 표현하는 위치

벡터이다. 이 식은 난류내에서 공간 지연 및 시간 지연에 대한 자기 상관 텐서(two point time delayed fourth-order correlation tensor) X_{ijkl} 을 도입하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Gamma(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0 x_i x_j x_k x_l}{16\pi^2 c_0^5 \rho_0 x^6} \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \int\int X_{ijkl}\left(\vec{y}', \vec{\eta}, \tau + \frac{\vec{x}}{x} \cdot \frac{\vec{\eta}}{c_0}\right) d\vec{y}' d\vec{\eta} \qquad (7)$$

제트 소음의 스펙트럼은 자기 상관 함수와

$$\Gamma(\vec{x}, t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} I(\vec{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \qquad (8)$$

의 관계가 있다. 따라서 식(7)과 식(8)을 이용하면

$$I(\vec{x}, \omega) = \frac{\omega^4 \rho_0}{32\pi^3 c_0^5} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6} \int_{-\infty}^{\infty} \int\int e^{i\omega[\tau - (\vec{x}/x) \cdot \vec{\eta}/c_0]} X_{ijkl}(\vec{y}', \vec{\eta}, \tau) d\vec{y}' d\vec{\eta} d\tau \qquad (9)$$

와 같이 스펙트럼을 얻을 수 있다. 여기서 turbulent eddy(correlation volume)의 감쇄 시간 (τ_η , 식(9)의 시간 적분의 유효 구간)이 음파가 turbulent eddy(correlation volume)를 통과하는데 걸리는 시간에 비해 매우 크다고 가정하고,

$$X_{ijkl}\left(\vec{y}', \vec{\eta}, \tau + \frac{\vec{x}}{x} \cdot \frac{\vec{\eta}}{c_0}\right) \simeq X_{ijkl}(\vec{y}', \vec{\eta}, \tau) \qquad (10)$$

와 같은 근사를 이용하였다. 여기서 자기 상관 텐서 X_{ijkl}가 0이 아닌 값을 가지는 범위를 η 와 τ 에 대하여 그려보면 그림 7과 같고, 식(9)에서 $\vec{y}'$ 이 고정된 경우 유효 적분 구간이 된다.

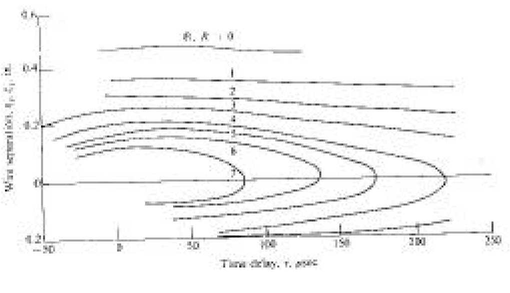


그림 7. X_{ijkl} 의 contour plot[2]

특히 공간 지연 η 방향으로 자기 상관 텐서가 값을 가지는 최소 길이를 turbulent correlation length (l)로 정의할 수 있는데, 제트 소음을 발생하는 하나의 단위 음원인 turbulent eddy의 크기로 볼 수 있다.

일반적으로 제트 유동은 평균 유동이 있는 경우이므로, 난류 속도는 제트 유동 축방향의 평균 유동 속도와 섭동하는 속도로

$$v_i = \delta_{1i} U + u_i \qquad (11)$$

과 같이 볼 수 있다. 평균 유동이 있는 경우의 자기 상관 텐서의 값은 그림 8과 같이 평균 유동 속도를 기울기로 하는 직선을 따라 분포하게 되며, 결국 식(9)의 적분구간을 줄어들게 한다. 즉, 측정치에 존재하는 오차가 유동이 없는 경우에 비해서 상대적으로 크게 예측치에 영향을 주게 된다. 이를 보완하기 위해

$$\vec{\xi} = \vec{\eta} - \vec{i} c_0 M_c \tau \qquad (U = c_0 M_c) \qquad (12)$$

와 같은 좌표변환을 이용하여 이동축 자기 상관 텐서(χ_{ijkl} , moving axis correlation tensor)를 정의한다.

$$\chi_{ijkl}(\vec{y}', \vec{\xi}, \tau) = X_{ijkl}(\vec{y}', \vec{\eta}, \tau) \qquad (13)$$

이동축 자기 상관 텐서는 평균 유동 속도로 움직이는 관측자가 본 자기 상관함수이므로 평균 유동의 영향이 제거되어 그 contour plot은 그림 7과 같은 형태가 된다. 이 경우 스펙트럼은 식(12), (13)을 식(9)에 대입하여 정리하여

$$I(\vec{x}, \omega) = \frac{\omega^4 \rho_0}{32\pi^3 c_0^5} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6} \int_{-\infty}^{\infty} \int\int e^{i\omega[(1 - M_c \cos\theta)\tau - (\vec{x}/x) \cdot \vec{\xi}/c_0]} \chi_{ijkl}(\vec{y}', \vec{\xi}, \tau) d\vec{y}' d\vec{\xi} d\tau \qquad (14)$$

와 같이 얻을 수 있고, 이를 역푸리에 변환하면

$$\Gamma(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0 x_i x_j x_k x_l}{16\pi^2 c_0^5 \rho_0 x^6} \int \frac{1}{(1 - M_c \cos\theta)^5} \times \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \int \left\langle \chi_{ijkl}\left(\vec{y}', \vec{\xi}, \tau + \frac{\vec{x}}{x} \cdot \frac{\vec{\xi}}{c_0(1 - M_c \cos\theta)}\right) \right\rangle d\vec{y}' d\vec{\eta} \qquad (15)$$

과 같이 자기 상관함수를 얻을 수 있다. 여기서 <

>는 $\tau = t/(1-M_c\cos\theta)$에서 계산된 값이다. 이제 제트 유동이 방사하는 총 방사 파워는

$$I(\vec{x})_{avg} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} I(\vec{x},\omega)\,d\omega = \Gamma(\vec{x},0) \qquad (16)$$

으로 구할 수 있다.

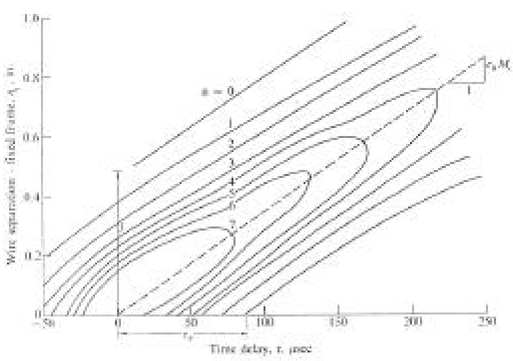


그림 8. 유동이 있는 경우의 X_{ijkl} contour plot[2]

식(15)와 (16)으로부터 제트 소음은 $(1-M_c\cos\theta)^{-5}$에 비례하는 방향성을 가지고 있음을 알 수 있다. 즉, 그림 6에서도 볼 수 있듯이 제트 유동의 진행 방향으로 대부분의 소음이 방사되며, 유체의 밀도(즉, 추진재의 종류)에 따라 방향성이 변화한다.

■ 평균 유동의 영향

앞절에서 유도된 식을 바탕으로하여 평균 유동 속도가 제트 소음에 미치는 영향을 살펴보기로 하자. 먼저 식(14)를 좀 더 간단히 살펴보기 위하여 4차원의 파워 스펙트럼 텐서를

$$H_{ijkl}(\vec{y}',\vec{k},\omega) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int_{-\infty}^{\infty}\int e^{i(\omega\tau-\vec{k}\cdot\vec{\xi})}\chi_{ijkl}(\vec{y}',\vec{\xi},\tau)\,d\vec{\xi}\,d\tau \qquad (17)$$

와 같이 정의한다. 이를 이용하면 식(14)는

$$I(\vec{x},\omega) = \frac{\pi\omega^4\rho_0}{2c_0^5}\frac{x_ix_jx_kx_l}{x^6}\int H_{ijkl}\left(\vec{y}',\frac{\omega}{c_0}\frac{\vec{x}}{x},\omega(1-M_c\cos\theta)\right)d\vec{y}' \qquad (18)$$

과 같이 쓸 수 있다. 즉 평균 유동 속도가 있는 경우 음파의 파수와 turbulence의 파수는 동일하지만 turbulence의 주파수(Ω)는 음파의 주파수(ω)와

$$\Omega = \omega(1-M_c\cos\theta) \qquad (19)$$

와 같은 관계를 가진다. 한편 유도된 식의 물리적 의미를 좀 더 잘 파악하기 위해서 Ribner의 가정[2]을 이용하여 turbulence의 단위 부피당 방사하는 음향 파워를 계산해 보면

$$P(\vec{y}) = \frac{K\rho_0u'^4l^3}{4\pi c_0^5\tau_\xi^4}\frac{1+M_c^2}{(1-M_c^2)^4} \qquad (20)$$

과 같다. 여기서 K는 상수이며, u'은 난류 속도(rms), l은 turbulence correlation length, 그리고 τ_ξ는 turbulent eddy 감쇄 시간이다. 주목할 만한 사실은 평균 유동이 있는 경우는 그렇지 않은 경우($M_c=0$)인 경우에 비해 방사되는 음향 파워가 더 커진다는 점이다.

■ 출구 속도의 영향

출구 속도(U_J)에 따라 방사되는 음향 파워의 증가를 알아보기 위해 식(20)에 믹싱 레이어의 단면적($\pi Dy_1/4$)을 곱하여 단위 길이당 방사하는 음향 파워를 계산해 보기로 한다. 믹싱 레이어에서는 $u'\sim0.16U_J$, $l\sim0.2U_J\tau_\xi$, $y_1\sim2U_J\tau_\xi$의 근사가 성립되므로 이를 이용하면

$$P'(\vec{y}) = 6.5\times10^{-7}K\frac{\rho_0U_J^8D}{c_0^5}\frac{1+M_c^2}{(1-M_c^2)^4} \qquad (21)$$

를 얻을 수 있다. 이 식으로부터 믹싱 레이어에서는 출구 속도의 8승에 비례하여 음향 파워가 증가함을 알 수 있다. 이를 Eight power law라 한다. 그림 9는 출구 속도를 다양하게 변화시키면서 음향 파워를 측정한 결과를 표현하고 있는데, 아음속의 경우에는 식(21)이 매우 잘 적용됨을 보여준다. 그러나, 출구 속도가 초음속인 경우는 마하 약 3까지는 출구 속도의 8승에 비례하여 음향 파워가 증가하지만 마하 3이상인 경우는 출구 속도의 3승에 비례하여 증가함이 실험을 통하여 증명되었다. (그림 10)

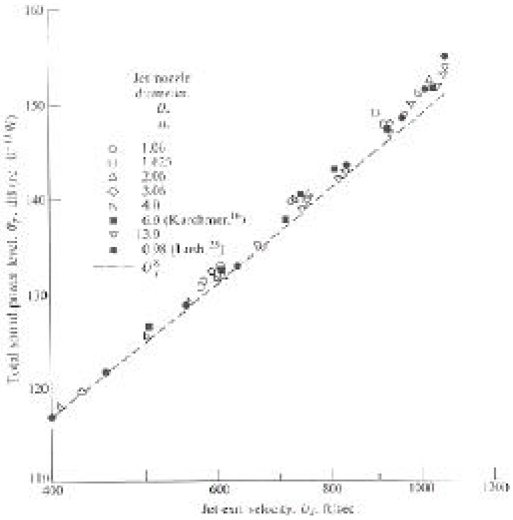


그림 9. 출구 속도에 따른 음향 파워 증가 (음속=1125 ft/sec, 아음속의 경우)[2]

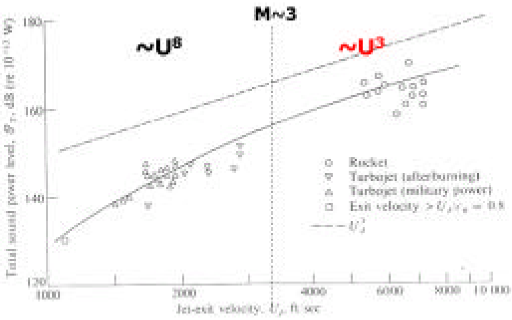


그림 10. 출구 속도에 따른 음향 파워 증가 (음속=1125 ft/sec, 초음속의 경우)[2]

또한 초음속 제트 유동의 경우는 마하파(Mach wave)와 충격파가 발생하여 아음속의 경우보다 더 큰 음향 하중을 발생시키게 된다. 마하파는 수학적으로 식(18)에서 $\theta = \cos^{-1}(1/M_c)$를 만족하는 경우인데, 이 경우에 주파수가 0인 turbulent eddy가 음파를 방사함을 알수있다. 물리적으로는 제트 유동에 의해 turbulent eddy가 섭동하지 않고 이동에 의하여 음파를 방사한다고 할 수 있다. 참고로 아음속의 경우에는 turbulent eddy가 섭동에 의해 0이 아닌 주파수를 방사한다. 그러나, 마하파의 주파수는 관심 주파수보다 매우 높은 영역이어서 초음속 제트 소음에 큰 영향을 주지는 않는다.

한편 충격파(그림 11)는 측정 음압을 크게 증가시키는데 물리적으로 turbulence가 충격파가 발생한 영역을 지날 때 충격파를 부분적으로 변형시키기 때문에 발생한다. 충격파에 의한 스펙트럼은 대역폭이 넓으며 강한 피크를 가진다. 그림 12는 마하수에 따른 제트 소음의 스펙트럼을 보여주고 있다.

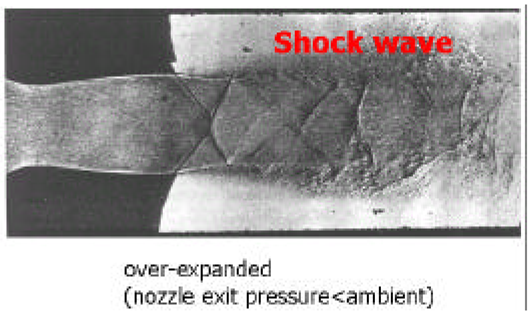


그림 11. 충격파[2]

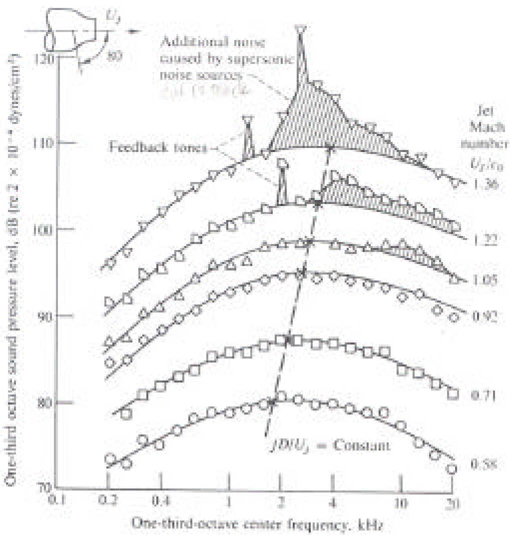
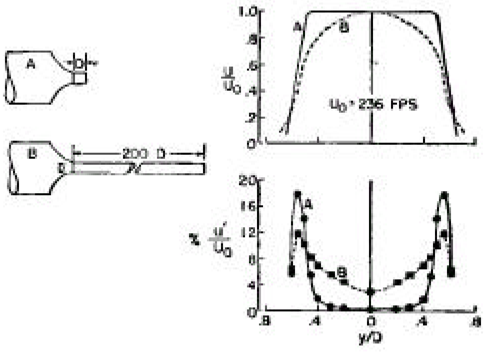


그림 12. 마하수에 따른 제트 소음의 스펙트럼 (빗금친 부분은 충격파에 의한 증가량)[2]

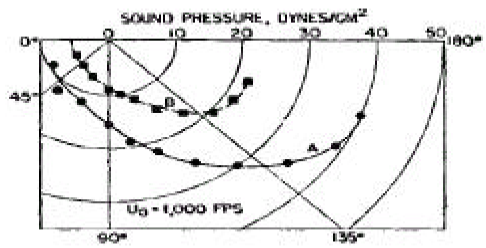
■ 난류 속도 분포 형상의 영향

그림 13은 2개의 다른 제트 노즐을 이용하여 유

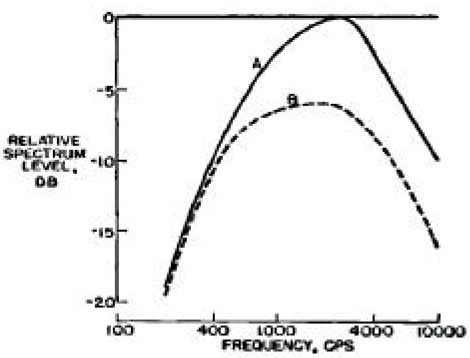
동의 반경 방향에서 평균 유동 속도 및 난류 속도를 다르게 하여 방사 특성 및 스펙트럼을 측정한 예이다. 이 실험의 결과에서 볼 수 있듯이 반경 방향의 난류 속도 분포가 급격하게 변화할수록 더 큰 제트 소음을 방사함을 알 수 있다.



(a)



(b)



(c)

그림 13. 난류 속도 분포가 로켓 소음에 미치는 영향[4] (a) 두 개의 서로 다른 제트 노즐에서 분출되는 제트 유동의 반경 방향에서의 평균 유동 속도(위) 및 난류 속도(아래) (b) 방사 특성 (c) 스펙트럼

■ 로켓 소음의 주파수별 발생 위치

개별 음원으로 작용하는 turbulent eddy의 크기는 노즐에 가까울수록 그 크기가 작다. 작은 turbulent eddy는 높은 파수의 음파를 발생시키므로 노즐에 가까울수록 고주파수의 제트 소음이 발생한다. 실험적으로는 규명된 많은 예들 중에서 1972년에 Lee 와 Ribner에 의해 제트 유동축을 따라 7지점에서 스펙트럼을 측정한 실험[9]을 통해 이와 같은 사실을 살펴보기로 한다.

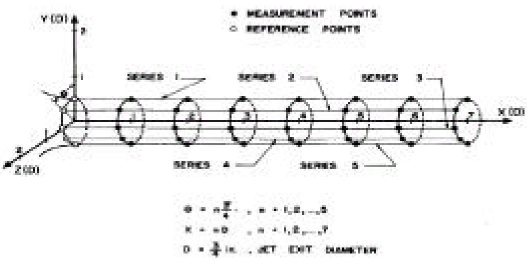


그림 14. 스펙트럼의 측정 위치[9]

그림 14는 스펙트럼의 측정 위치를 나타내고 있으며, 그림 15는 7점에서 측정된 스펙트럼을 나타내고 있다. 또한 피크 주파수를 제트 유동축을 따라 나타낸 것이 그림 16이다. 이들 결과로부터 노즐에 가까운 위치에서 고주파수의 소음이 발생하며 노즐로부터 멀어질수록 저주파수의 제트 소음이 발생함을 알 수 있다.

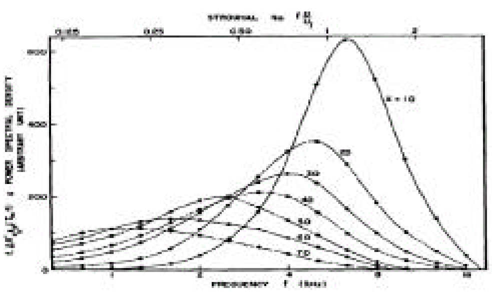


그림 15. 노즐로부터 거리에 따른 파워 스펙트럼[9]

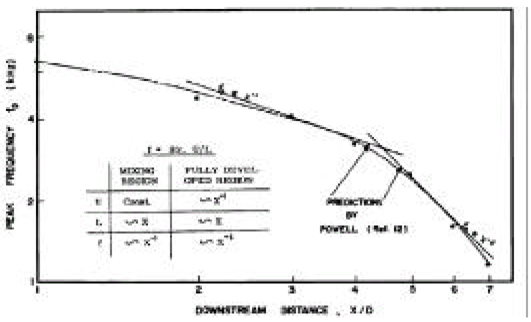


그림 16. 노즐로부터 거리에 따른 피크 주파수의 변화[9]

3.3. 외부 환경 요소에 따른 음향하중 특성

외부 환경 요소 중 가장 중요한 것은 발사대 및 화염 유도를 위한 deflector이다. 특히 deflector는 제트 유동이 부딪치면서 매우 강한 음원으로 작용하며 이에 관한 연구 자료는 매우 드문 실정이다.

그림 17은 deflector 형상에 따른 음향 하중 방사 효율[2]을 나타내고 있는데, 동일한 제트 유동에 대해서도 방사 효율이 크게 달라지고 있음을 알 수 있다. 즉 deflector를 잘 설계하는 것도 로켓의 음향 하중 저감을 위해 매우 중요함을 알 수 있다.

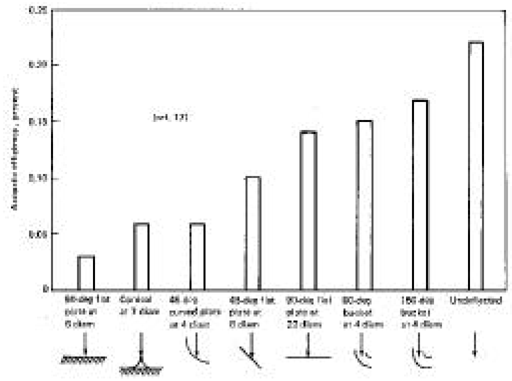


그림 17. Deflector 형상에 따른 음향 하중 방사 효율[2]

3.4. 로켓 음향 하중의 저감 방법

앞서 살펴본 바와 같이 로켓의 음향 하중을 저감하기 위해서는 제트 소음(특히 초음속 제트 소음)에 대한 이해가 필수적임을 알 수 있다. 즉 제트 소음을 발생하는 제트 유동을 컨트롤 할 수 있다면 음향 하중을 크게 저감할 수 있을 것이다. 이와 같은 시도의 예로서 난류 유동 구조를 변화시키는 방법을 들 수 있다. 그림 18은 노즐 하류에 난류 속도를 줄일 수 있는 구조물을 설치한 것으로 전주파수 대역에서 10 dB이상 음향하중의 저감이 가능함[10]이 보고된 바 있다.

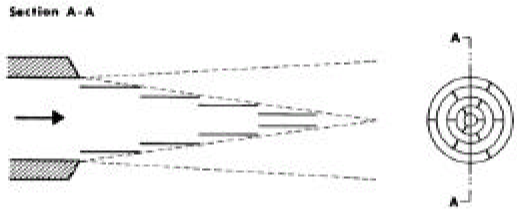


그림 18. 구조물에 의한 음향 하중 감소 방법[10]

4. KSR-III 엔진부 소음 측정 결과

4.1. 시험 방법

엔진 연소 시험시 측정된 소음 신호 데이터를 이용하여 KSR-III 음향 하중의 공간적,시간적 특성을 살펴보았다. 소음 신호 데이터는 EM#1 8.0초 설계점 연소 시험 데이터로서 그림 19와 같은 위치에서 측정한 신호이다.

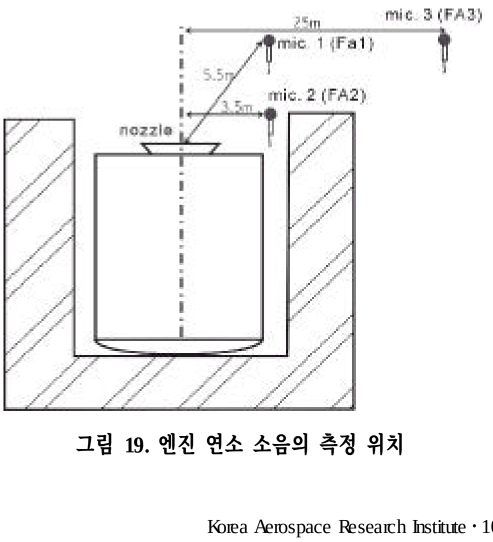


그림 19. 엔진 연소 소음의 측정 위치

4.2 시험 결과 분석

3개의 위치에서 측정한 소음 신호의 파워 스펙트럼은 그림 20과 같다. 대부분의 소음은 1000Hz 미만의 주파수 영역에 존재하며, 200-300 Hz 부근에서 가장 큰 소음이 존재한다. 그림 21은 FA1 위치의 소음 신호에 대해 FA2, FA3 위치의 소음 신호의 상관관계를 보여 주는데, 엔진 연소 소음은 공간적으로 랜덤함을 알 수 있다.

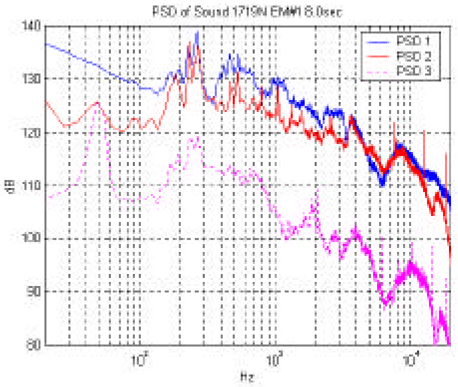
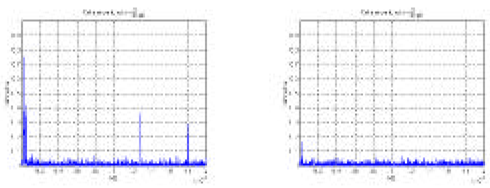


그림 20. 파워 스펙트럼



(a) (b)

그림 21. EM#1 8.0 초 설계점 연소 시험시 FA1에 대한 FA2, FA3 신호의 코히어런스 값 (a) FA1에 대한 FA2의 코히어런스 (b) FA1에 대한 FA3의 코히어런스.

한편 주파수 대역별 음압 수준을 살펴보기 위해 수행한 옥타브 밴드 분석의 결과는 표 1 과 같다. FA1 위치의 소음은 500Hz의 중심 주파수를 가지는 옥타브 밴드에서 가장 큰 음압을 보여 주고 있으며, 전체적인 음압 레벨도 약 3dB 정도 감소하여 나타났다. 여기서 overall 값은 20-20000Hz의 전 주파수대역을 고려한 음압 레벨이다.

한편 FA1 위치에서 측정된 소음의 시간-주파수 분석 결과는 그림 22와 같다. 17초 부근에서 전주파수 대역이 가진되는 이벤트가 발생한다. 이는 시간 신호에서 볼 수 있듯이 17초 부근에 존재하는 임팩트에 의한 것이다.

표 1. 연소 시험 소음 데이터의 옥타브 밴드 분석

Octave band center frequency	FA1 (dB).	FA2 (dB)	FA3 (dB)
125	145.3	142.5	126.3
250	152.2	157.3	138.2
500	154.1	153.3	134.6
1000	153.4	151.3	131.8
2000	152.3	150.2	130.4
4000	151.6	150.2	130.2
8000	149.6	149.3	127.0
Overall	161.1	158.2	141.3

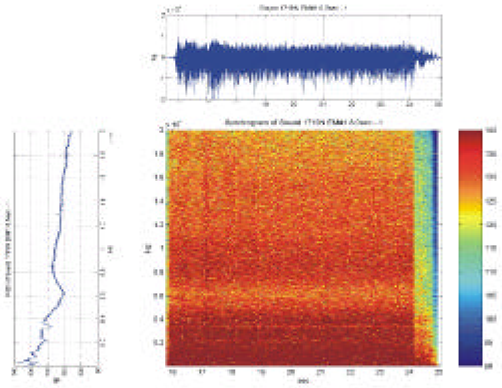


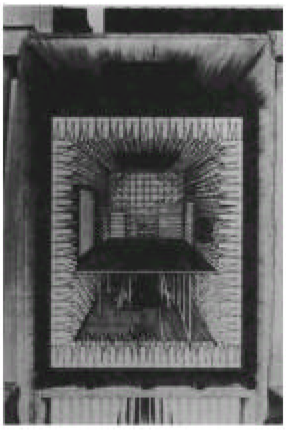
그림 22. FA1 위치에서 측정한 소음 데이터의 시간-주파수 분석

5. 결론 및 향후 연구 방향

우주 발사체 및 과학관측로켓에 유발되는 음향 하중의 주 원인은 추진기관의 제트 소음에 의한 것으로, 성공적인 임무 수행을 위한 음향 하중의 저감을 위해서는 반드시 추진 기관의 제트 소음의

특성을 파악하는 것이 필요하다. 이를 위해 제트 유동에 의한 소음의 발생 메카니즘을 살펴보고 로켓 소음(음향 하중)에 영향을 주는 인자를 정리하였다. 그리고, 로켓 소음의 특성을 지배하는 인자에 따른 발생 소음의 특성 변화를 살펴보았으며, KSR-III 엔진부 연소 시험시 측정된 소음 데이터를 이용하여 KSR-III 음향 하중의 특성을 살펴보았다.

한편, 음향 하중의 저감을 위한 연구 방향은 크게 소음원을 직접 제어하는 방법에 대한 연구와 음향 하중을 직접적으로 받는 구조물의 변경 및 차음 특성 등에 대한 연구로 나누어 생각해 볼 수 있다. 음향 하중의 원인인 제트 소음을 제어하기 위해서는 제트 유동 및 제트 소음에 대한 심도있는 연구가 이루어져야 할 것이다.



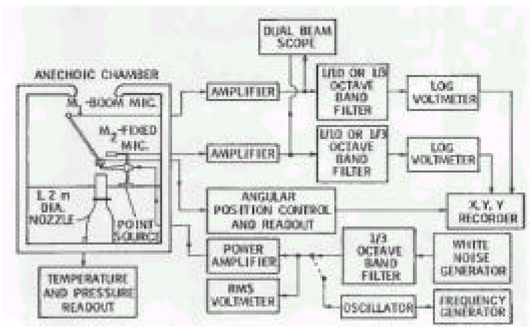


그림 23. NASA Langley Research Center의 1.22 m free jet anechoic facility[17]

참 고 문 헌

1. M. J. Lighthill, "On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory," Proc. Roy. Soc. (London), 211A, 1107, 564-587, 1952
2. M. E. Goldstein, Aeroacoustics, McGraw Hill (NewYork), 1976
3. H. H. Hubbard and L. W. Lassiter, "Experimental Studies of Jet Noise," J. Acoust. Soc. Am, 25(3), 381-384, 1953
4. L. W. Lassiter and H. H. Hubbard, "Some Results of Experiments Relating to the Generation of Noise in Jets," J. Acoust. Soc. Am, 27(3), 431-437, 1953
5. I. Dyer, "Distribution of Sound Sources in a Jet Stream," J. Acoust. Soc. Am, 31(7), 1016-1022, 1959
6. H. R. Mull, "Effect of Jet Structure on Noise Generation by Supersonic Nozzles," J. Acoust. Soc. Am, 31(2), 147-149, 1959
7. M. V. Lowson and J. B. Ollerhead, "Visualization of Noise from Cold Supersonic Jets,"J. Acoust. Soc. Am, 44(2), 624-630, 1968
8. J. C. Yu, D. S. Dosanjh, "Noise Field of a Supersonic Mach 1.5 Cold Jet," J. Acoust. Soc. Am, 51(5, pt1), 1400-1410, 1971
9. H. K. Lee and H. S. Ribner, "Direct Correlation of Noise and Flow of a Jet," J. Acoust. Soc. Am, 52(5, pt1), 1280-1290, 1972
10. T. D. Scharton and P. H. White, "Simple Pressure Source Model of Jet Noise," J. Acoust. Soc. Am, 52(1, pt2), 399-412, 1972
11. G. Krishnappa, "Effect of Temperature on the High-Frequency Component of the Jet Noise," J. Acoust. Soc. Am, 41(5), 1208-1211, 1966
12. P. M. Hurdle, W. C. Meecham, and B. K. Hodder, "Investigation of the aerodynamic noise generating region of a Jet engine by

means of the simple source fluid dilatation model," J. Acoust. Soc. Am, 56(6), 1708-1721, 1974
13. H. R. Mull and J. C. Erickson, Jr., "Survey of the Acoustic Near Field of Three Nozzles at a Pressure Ration of 30," NACA TN 3978, 1957
14. E. E. Callaghan and W. D. Coles, "Far Noise Field of Air Jets and Jet Engines," NACA Report 1329, 1957
15. W. L. Howes, E. E. Callaghan, W. D. Coles, and H. R. Mull, "Near Noise Field of a Jet-Engine Exhaust," NACA Report 1338, 1957
16. K. M. Eldread, "Acoustic Loads Generated by the Propulsion System," NASA SP-8072, 1971
17. A. Ozkul and J. C. Yu, "An Experimental Investigation of Acoustic Radiation form a Source inside a Large Turbulent Free Jet," J. Acoust. Soc. Am, 65(2), 336-344, 1979