

초음속 제트의 스크리치 톤 주파수 특성에 관한 수치적 연구

김용석,¹ 유기완,² 황창전,³ 이덕주⁴

NUMERICAL STUDY ON THE FREQUENCY CHARACTERISTICS OF SCREECH TONE IN A SUPERSONIC JET

Yong Seok Kim,¹ Ki-Wahn Ryu,² Changjeon Hwang³ and Duck Joo Lee⁴

An axisymmetric supersonic screeching jet is numerically simulated to examine the length scales of screech frequency as well as screech tone generation mechanism. The axisymmetric Reynolds-averaged Navier-Stokes equations in conjunction with a modified Spalart-Allmaras turbulence model are employed. It is demonstrated that the axisymmetric jet screech tones can be simulated correctly and the numerical results are in good agreement with the experimental data. Instability waves, shock-cell structures and the phenomena of shock motion are investigated in detail to identify the screech tone generation mechanism. Shock spacings and standing wave length are analyzed to determine the dominant length scale crucial to the screech frequency formulation.

Key Words : 초음속제트(Supersonic Jet), 스크리치 주파수(Screech Frequency), 충격셀거리(Shock-cell Spacing), 정재파(Standing Wave), 고차정확도 ENO스킴(High-order ENO scheme)

1. 서 론

초음속 제트 소음 중 피드백 기구(feedback mechanism)에 의해 발생된다고 알려져 있는 스크리치 톤 소음은 불연속 주파수(discrete frequency)를 갖고 제트의 상류 방향(upstream)으로 전파되는 특징이 있으며, 피크 소음레벨이 커서 구조물의 파손 등의 큰 영향을 미칠 수 있으므로 50여년 전 Powell[1]이 처음 발견한 이후 주로 실험적 방법으로 연구가 수행되어 왔다. 스크리치 톤의 주파수는 Tam[2]이 제안한 경험식을 이용해 비교적 정확하게 예측할 수 있으나, 경험식을 유도하는 과정에 도입된 가정은 아직까지 명확히 설명되고 있지 않다.

주변 환경 변화에 민감하고 실험적 제약이 많은 초음속 제트, 특히 스크리치 톤의 유동 및 소음 발생 구조를 파악하기 위하여 최근에 수치 해석적 연구가 이루어 지고 있다. Shen[3]과 Li[4]등은 수정된 $k-\epsilon$ 난류모형과 연계한 비정상

RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes)방정식을 사용하여 원형 제트의 스크리치 톤 소음을 해석하였고, 충격셀의 유동 구조가 Ponton과 Seiner[5]의 실험결과와 잘 일치함을 보여주었다.

초음속 제트 소음원 및 원거리 음압을 정확하게 해석하기 위해서는 3차원 Navier-Stokes 방정식을 직접 수치적으로 모사하는 DNS(direct numerical simulation) 또는 subgridscale 모델을 사용하는 LES(large eddy simulation)가 필요하나, 아직까지는 광대한 계산 시간이 요구되므로 저 레이놀즈수유동에 제한적으로 해석이 이루어지고 있다. 본 연구에서는 그 대안으로 비정상 RANS방정식에 Spalart-Allmaras 난류모형[6]을 사용하여 해석하였고 실험치와 비교하였다.

Tam은 그가 제안한 스크리치 주파수 경험식에서 스크리치 주파수를 결정짓는 중요변수중의 하나로 불안전 팽창 초음속 제트의 평균 충격셀 거리(shock-cell spacing)를 이용하였고, 스크리치 주파수는 관측점과 제트유동 방향이 180° 를 이룰 때 발생하는 충격연합(shock-associate) 소음의 특별한 경우임을 수학모델을 사용하여 제시하였다. 한편 Panda[7]는 제트의 하류(downstream) 방향으로 전파되는 불안정파(instability wave)의 수력학적 섭동(hydrodynamic fluctuations)과 상류(upstream) 방향으로 전파되는 음향 섭동(acoustic fluctuations)사이에서 정재파(standing wave)가 형성되며, 이 정재파의 파장이 스크리치 주파수를 결정한다고 실험을 통하여 증명하였다. 본 논문

접수일: 2007년 1월 18일, 심사완료일: 2007년 3월 2일.

1 정희원, 순천대학교 기계우주항공공학부

2 정희원, 전북대학교 기계항공시스템공학부

3 정희원, 한국항공우주연구원

4 정희원, 한국과학기술원 항공우주공학전공

* Corresponding author, E-mail: yongskim@sunchon.ac.kr

에서는 Tam과 Panda가 각기 주장하는 충격셀의 거리 및 정체 파의 파장과의 관계를 파악하고, 어떤 변수가 스크리치 주파수에 지배적으로 영향을 미치는 지 비교 분석하고자 한다. 또한 수치해석 결과를 토대로 피드백 기구 및 단일 주파수 스크리치 톤의 생성 원리에 대해서도 고찰하였다.

2. 수치적 방법

2.1 지배방정식

초음속 제트 스크리치 톤의 확대칭 모드만 고려하기 위하여 비정상 확대칭 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 방정식을 사용하였고, 초음속 제트유동과 이로 인하여 발생하는 소음을 계산하기 위하여 Spalart-Allmaras 난류모형을 적용하였다. 이것은 점성모형 그룹에 속하고, 와점도(eddy viscosity)는 편미분 방정식을 통해서 계산된다. 특히 와점도, ν_T 는 중간변수, $\bar{\nu}$ 에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\nu_T = \bar{\nu} f_{\nu_1}(\chi), \quad \chi = \frac{\bar{\nu}}{\nu} \quad (1)$$

여기서 f_{ν_1} 은 감쇄(damping) 함수이다. 중간변수, $\bar{\nu}$ 는 다음과 같은 미분방정식을 풀어서 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{\nu}}{Dt} = & \frac{1}{\sigma} [\nabla(\nu + \bar{\nu}) \nabla \bar{\nu} + c_{b_2} (\nabla \nu)^2 \\ & + c_{b_1} \bar{S} \bar{\nu} (1 - f_{t_2})] - \left[c_{w_1} f_w - \frac{c_{b_1}}{\kappa^2} f_{t_2} \right] \left(\frac{\bar{\nu}}{d} \right)^2 \\ & + f_{t_1} (\Delta q)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 다양한 함수들, $f_{t_1}, f_{t_2}, \bar{S}$ 에 대해서는 참고문헌[8]에 자세히 기술되어 있으며 미분방정식에 사용된 상수들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \sigma = & 2/3, \quad c_{b_1} = 0.1355, \quad c_{b_2} = 0.622 \\ c_{w_1} = & \frac{c_{b_1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b_2}}{\sigma}, \quad c_{w_2} = 0.3, \quad c_{w_3} = 2 \\ \kappa = & 0.41, \quad c_{\nu_1} = 7.1, \quad c_{t_1} = 1.0, \quad c_{t_2} = 2.0 \\ c_{t_3} = & 1.1, \quad c_{t_4} = 2.0 \end{aligned} \quad (3)$$

공력음향학(aeroacoustics) 문제를 정확히 계산하기 위해서는 적절한 고차정확도의 수치기법과 경계조건이 매우 중요하며, 특히 본 연구에서 다루는 초음속 제트의 스크리치 소음해

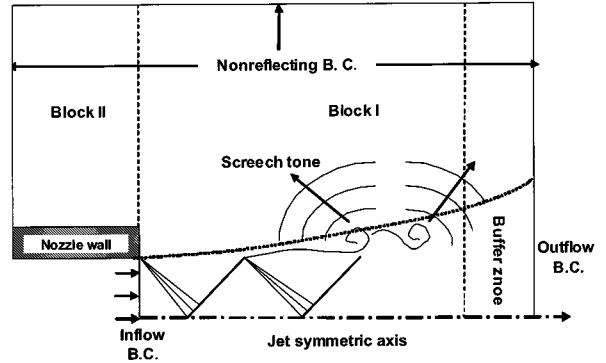


Fig. 1 Schematic diagram and boundary conditions for screech jet simulation

석은 음파(sound wave), 충격셀 및 불안정파들의 스케일 변화가 매우 크기 때문에 더욱 주의가 요구된다.

스크리치 사이클에 해당하는 정상상태의 주기적인 해를 정확히 구하기 위하여 일반화된 좌표계에서의 특성 경계조건(characteristic boundary condition)과 연계한 시간과 공간에 대해서 4차 정확도를 갖는 유한체적 MFA ENO(Modified-Flux Approach Essentially-Nonoscillatory) 기법[9-10]과 함께 외재적 시간적분 방법이 적용되었다. 여기서 고려된 ENO 기법은 불연속이 매우 큰 충격파와 거대 와류(large-scale vorticity) 뿐만 아니라 음파의 작은 크기까지 잘 포착할 수 있다.

2.2 초기조건 및 경계조건

Fig. 1은 스크리치 제트 소음 해석을 위한 개략도인데, 해석영역은 크게 두개의 블록으로 이루어져 있고, 음파의 반사를 막기 위하여 모든 외부 경계에는 비반사 특성 경계조건을 부여하였다. 특히, 유출류(outflow) 경계에서 평균 마하수 $M \geq 0.001$ 인 지역은 유동의 영향을 고려하여 유출류 경계조건을 사용하였다. 또한 초음속 제트유동의 속도를 감쇠시켜 유출류 경계에서 수치 오차를 감소시키기 위해 완충영역(buffer zone)을 사용하였다.

본 수치해석에 사용된 노즐립의 두께는 $0.4D$ (여기서 D 는 노즐 직경)이고 계산영역은 $0 \leq x \leq 60D, 0 \leq y \leq 40D$ 이며 제트 코어(jet core) 주변은 $\Delta x = \Delta y = D/100, x \leq 20D$ 까지는 $\Delta x = \Delta y = D/25$ 의 격자계를 이용하였고, $x \geq 20D$ 이후부터 완충영역이 사용되었다.

초음속 제트의 경우에 노즐출구에서의 유동변수는 고정되고 속도분포는 균일하고, 노즐출구에서의 난류점성은 0으로 가정하였는데, 이는 노즐출구 바로 직후는 제트의 혼합층(mixing layer)이 매우 얇기 때문이다. 노즐출구에서의 모든 무차원 변수들은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 P_e &= \frac{\gamma(\gamma+1)P_r}{2T_r} \\
 P_e &= \frac{2}{\gamma} \left[\frac{2+(\gamma-1)M_j^2}{\gamma+1} \right]^{\frac{2}{\gamma+1}} \\
 u_e &= \left[\frac{2T_r}{\gamma+1} \right]^{1/2}, \quad v_e = 0
 \end{aligned} \tag{4}$$

여기서 $\gamma = 1.4$, T_r 은 용기(reservoir) 온도를, M_j 는 완전 팽창 마하수(fully expanded Mach number)를 나타낸다. 상온 제트(cold jet)의 가정으로 T_r 은 무차원화되어 1이 된다.

3. 계산결과 및 토의

3.1 정재파에 근거한 스크리치 주파수 공식

Panda는 불안정파의 수력학적 섭동과 음향 섭동사이에서 정재파(standing wave)가 형성이 되며, 이 정재파의 파장이 스크리치 주파수를 결정하는 중요 인자임을 다음 식을 통해 유도 하였다. 만일 동일 주파수, ω , 다른 파수들(wave numbers) k_s, k_h 와 A, B의 각기 다른 크기(amplitude)를 갖고 서로 반대방향으로 진행하는 음파들을 고려하면, 이 두 음파들에 의한 합산(resultant) 압력 섭동은 다음과 같이 표현된다.

$$R = A \sin(k_s x + \omega t) + B \sin(k_h x - \omega t) \tag{5}$$

위 압력섭동 결과식에 평균제곱을 계산하면,

$$\overline{R^2} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} R^2 dt = \frac{A^2}{2} + \frac{B^2}{2} - AB \cos(k_s + k_h)x \tag{6}$$

윗 식은 합산 파수가 $k_{sw} = k_s + k_h$ 인 정재파 패턴을 보여 준다. 여기서 k_h 는 파장이 $\lambda_h (k_h = 2\pi/\lambda_h)$ 인 수력학적 섭동 파수를, k_s 는 파장이 λ_s 인 음향 섭동 파수를, 그리고 k_{sw} 는 파장이 L_{sw} 인 정재파의 파수를 나타낸다. 즉, 수력학적 섭동의 시작점인 노즐 출구와 스크리치 톤의 발생 지점 사이에 정재파가 생성되어 이들의 파장 관계식을 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{L_{sw}} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_h} \tag{7}$$

한편 파장 $\lambda_s = c/f_s$ 와 $\lambda_h = u_c/f_s$ (여기서 c 는 음파의

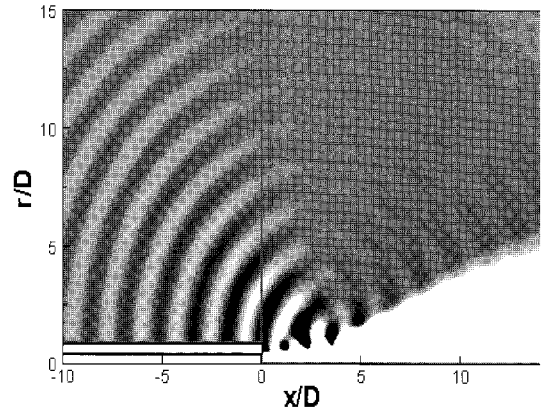


Fig. 2 Instantaneous density field from the numerical simulation showing the generation of screech tone ($M_j = 1.19$)

속도, f_s 는 스크리치 주파수이다)와의 관계를 이용하여 식 (7)을 스크리치 주파수에 대하여 표현하면,

$$f_s = \frac{u_c}{L_{sw}(1+u_c/c)} \tag{8}$$

식 (8)은 어떠한 가정도 도입하지 않고 음파의 거동 방정식으로부터 유도된 정확한 표현식이다. 만일 정재파의 파장, L_{sw} 대신에 Tam이 사용한 충격셀의 거리(L)로 근사하면,

$$f_s = \frac{u_c}{L(1+M_c)} \tag{9}$$

여기서 M_c 는 대류 마하수를 나타낸다. 본 연구에서는 수치 해석 결과를 토대로 정재파의 파장, 충격셀의 거리 및 스크리치 주파수를 구한 후 스크리치 주파수를 결정짓는 특성 길이를 조사하였다.

3.2 계산 결과

스크리치 톤은 저마하수 초음속 영역($M_j = 1.01-1.2$)에서 발생하는 축대칭 모드와 그 이상의 마하수에서 발생하는 플레핑(flapping), 나선(helical)모드로 구성된다. 본 연구에서는 저마하수 영역의 축대칭 모드에 국한하여 해석을 수행하였으며, 그 결과를 다른 연구자의 실험결과와 비교하였다.

Fig. 2는 완전팽창 마하수가 1.19인 경우를 해석한 결과이며, 초기의 비물리적인 천이(transient)파가 계산영역으로 빠져나간 후의 임의의 순간에서 밀도장(density contour)을 보여준다. 주기적인 스크리치 톤이 주로 상류 방향으로 전파되는 특

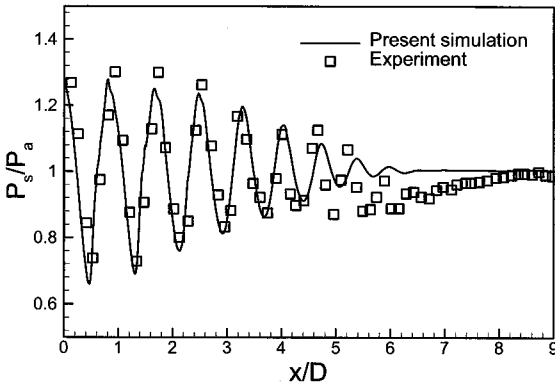


Fig. 3 Centerline pressure comparison between the calculated result and the experimental data by Norum & Brown[11] of a $M_j = 1.2$ cold jet.

성을 명확히 확인할 수 있다.

Fig. 3은 제트 마하수가 1.2인 제트의 중심선을 따라 시간 평균된 압력분포를 보여주고 있다. y축은 평균 정압(static pressure)을 대기압(ambient pressure)으로 무차원화 것이다. 이 그림을 통해서 스크리치 톤의 중요한 요소 중의 하나인 충격셀 구조를 파악할 수 있다. 스크리치 톤의 주파수와 크기의 정확성을 보장하기 위해서는 충격셀의 거리와 크기가 정확히 계산되어야 한다. 수치 해석 결과를 Norum과 Brown[11]의 실험결과와 비교하였고, 노즐 출구로부터 5번째 충격셀까지는 실험결과와 매우 잘 일치함을 확인할 수 있다. 따라서 본 연구에서 사용된 특성 경계조건과 고차정확도의 수치 계산 기법이 적절히 적용되었다고 판단된다.

Fig. 4는 초음속 제트($M_j = 1.2$) 유동 내의 마하수 변화율 $r/D=0, 0.25$ 그리고 0.5 인 위치에서 스크리치 사이클(screech cycle)의 한 주기 동안 나타낸 것이다. 충격셀의 비정상 거동을 좀 더 자세히 보기 위하여 $t = t_1(Ma), t = t_1 + T/6(Ma - 0.2), t = t_1 \dots$ 와 같이 마하수를 0.2 씩 감소시키면서 플롯 하였다. 충격셀의 유동구조가 스크리치 한 주기 동안 변화하고 있음을 분명히 확인할 수 있다. 이러한 주기적인 유동 구조의 변화로써 스크리치 톤 소음 발생 원리를 설명할 수 있다. 선 I~VII은 노즐 출구로부터 제트 하류 방향으로 충격셀의 위치를 보여주고 있다. 이것은 Fig. 3의 시간 평균된 충격셀의 위치와 일치하고 있지만, 여기서 주목할 점은 스크리치 사이클 한 주기 동안 충격셀이 좌우로 움직이는 비정상 운동(unsteady motion)을 하고 있다는 것이다. 특히 Fig. 4a, 4b에서 볼 수 있듯이, 네 번째와 다섯 번째 충격셀(IV와 V)이 시간 $t = t_1$ 에서 $t_1 + 3T/6$ 사이에서는 압축(compression)이 되고 시간 $t = t_1 + 4T/6$ 에서 $t_1 + T$ 사이에서는 팽창(expansion)되는

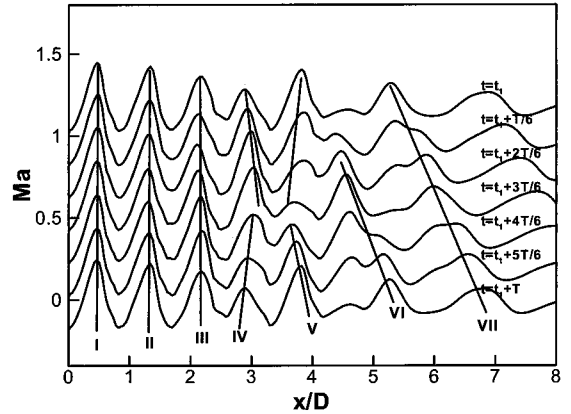


Fig. 4a Mach number variation in the jet plume of a $M_j = 1.2$ screeching jet with a screech cycle. ($r/D=0$)

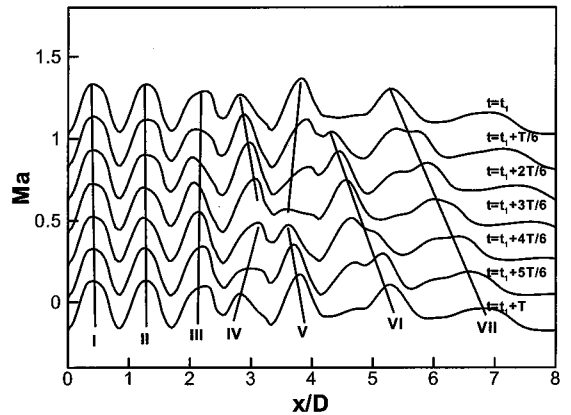


Fig. 4b Mach number variation in the jet plume of a $M_j = 1.2$ screeching jet with a screech cycle. ($r/D=0.25$)

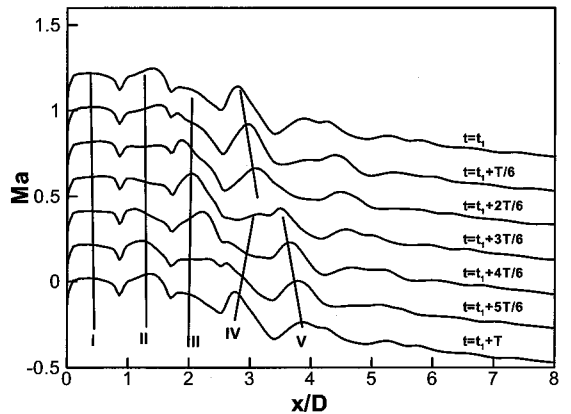


Fig. 4c Mach number variation in the jet plume of a $M_j = 1.2$ screeching jet with a screech cycle. ($r/D=0.5$)

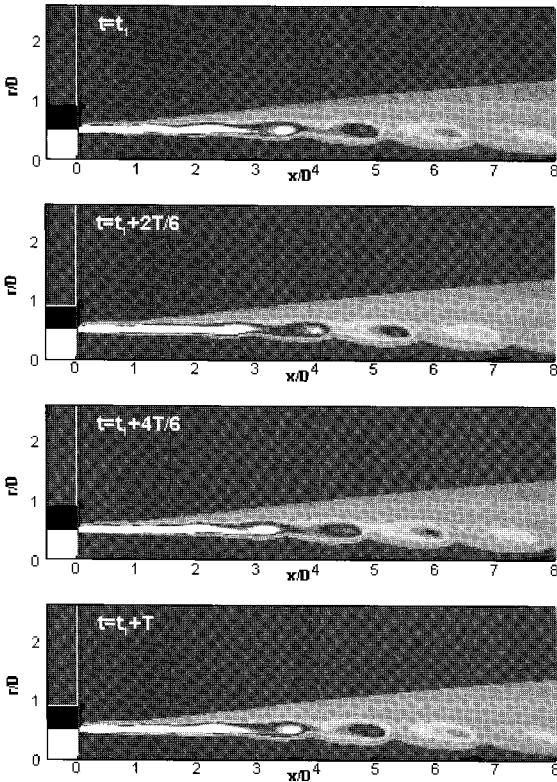


Fig. 5 Vorticity contours showing the convection of large-scale vortices in the shear layer.

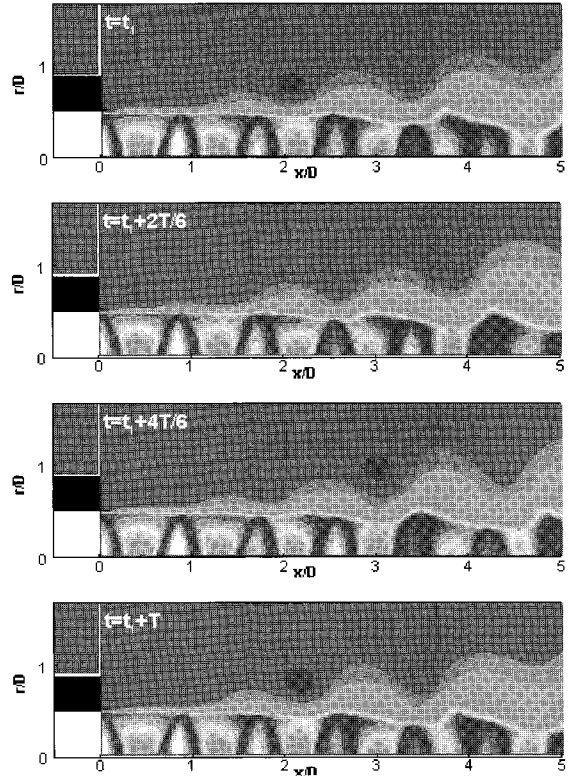


Fig. 6 Density contours showing the shock-cell structures and shock motions in the supersonic jet core region.

과정을 반복한다.

공기의 주기적인 압축과 팽창은 필연적으로 음향파(acoustic wave)를 발생시키게 되는데 이것이 스크리치 톤 소음을 일으키게 된다. 또한 충격셀 유동 구조의 주기성은 스크리치 주파수와 관련이 있고, 무차원 변수를 이용하여 충격셀의 비정상 운동의 주기성이 스크리치 주파수와 일치함을 확인할 수 있었다($T^* = 1.67 = \lambda^*/D$). 스크리치 주파수와 파장에 대한 해석 결과는 Fig. 8에서 다시 언급할 것이다.

충격셀의 압축과 팽창은 제트 전단층 내의 거대 와류들(large-scale vortices)의 운동과 밀접한 관계가 있다. Fig. 5는 스크리치 사이클 동안의 와도장(vorticity contour)을 보여 주고 있고, Fig. 6은 충격셀의 구조와 운동(motion)을 보여 주는 밀도장이다. 노즐 출구 근처에서 생성된 작은 크기의 불안정파가 제트의 하류방향으로 흘러 가면서 전단층 내의 에너지를 흡수하여 발달됨을 알 수 있다. Fig. 3에서 보듯이 세 번째 충격셀(III)까지는 충격셀의 구조가 시간에 따라 변화하지 않음을 볼 수 있는데, 이것은 불안정파가 충격셀을 변화시킬 정도의 크기로 발달되지 않았음을 의미한다.

네 번째와 다섯 번째 충격셀(IV, V)의 위치, 즉 $x/D=3-4$,

에서는 와류의 강한 롤업(roll-up) 현상이 발생하여 불안정파의 크기가 증가하고, 충격셀과 상호작용으로 압축과 팽창을 유도하여 스크리치 톤 소음이 발생하는 것이다. Fig. 6의 밀도장 그림에서도 세 번째 충격셀까지는 거의 변화가 없이 일정하나 네 번째 와 다섯 번째 충격셀은 거대 와류의 영향을 받아 시간에 따라 변화하고 있음을 알 수 있다.

와류(vortex)가 주기적으로 떨어져 나가는 주파수를 계산하기 위하여 Fig. 7에 제트 전단층 내의 세 곳에서 수력학적 압력 섭동을 시간에 대해 모니터링 하였다. 여기서 흥미로운 사실은 와류가 떨어지는 주파수, 충격셀 유동구조의 주기성 및 스크리치 톤의 시간에 대한 주파수가 모두 $T^* = 1.67$ 로 동일하다는 것이다. 그리고 와류 흘림(vortex shedding)을 스트라울 수(Strouhal number= fD/U)로 정의하면 대략 0.58로 계산된다. 압력 섭동의 크기가 가장 큰 곳은 $x/D=3$ 인 지역임을 알 수 있는데 이곳에서 와류의 강한 롤업 현상이 발생함을 Fig. 5의 와도장을 통해서 확인할 수 있었다.

Fig. 8은 노즐 림에서 모니터링 한 무차원 시간에 따른 음향 압력을 보여주는 그림이다. 이 그림에서 보여주는 압력 섭동은 시간에 대해 주기성을 갖고 상류방향으로 전파되는 스

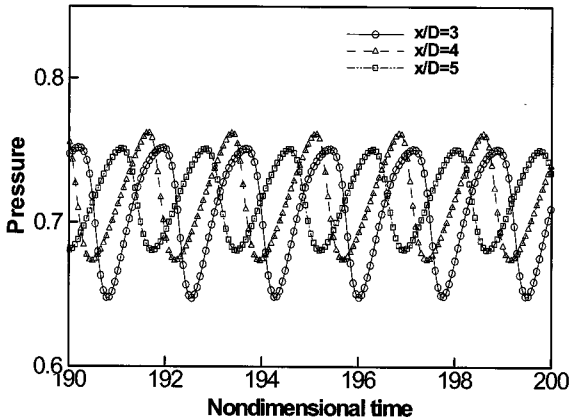


Fig. 7 Hydrodynamic pressure time history of a $M_j = 1.19$ jet in the shear layer($r/D=0.48$).

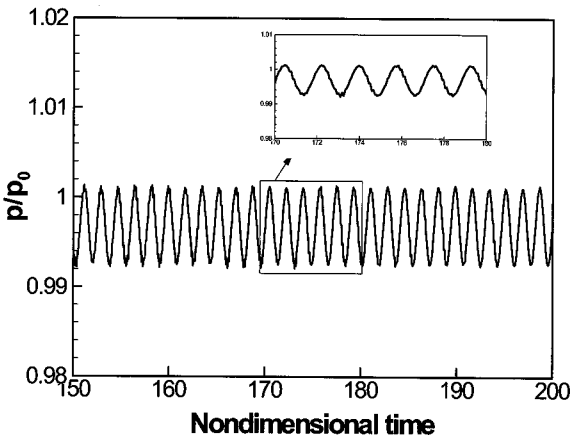


Fig. 8 Acoustic pressure time history of a $M_j = 1.19$ jet at the nozzle lip wall ($r/D=0.64$).

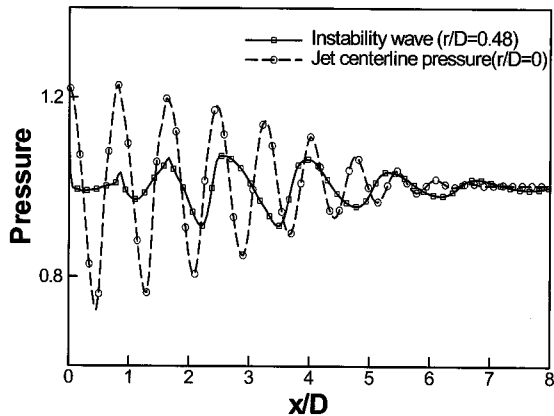


Fig. 9 Centerline pressure ($r/D=0$) distribution showing the shock-cell spacings and hydrodynamic pressure distribution in the jet shear layer($r/D=0.48$).

크리치 톤 소음이며 시간에 대한 무차원 변수를 이용하여 계산된 파장, λ_s/D 은 1.65이다.

Fig. 9는 전단층 내의 수력학적 섭동을 보여주는 압력과 충격셀의 거리를 나타내는 제트 중심에서의 압력 분포를 임의의 시간에서 보여주고 있다. 앞에서도 언급하였듯이, 네 번째와 다섯 번째 충격셀(IV, V)의 위치에서 와류의 강한 롤업(roll-up) 현상이 발생하여 불안정파의 크기가 증가함을 Fig. 9에서 명백히 확인할 수 있다. 노즐 출구 직후에서 두 번째 충격셀까지 불안정파의 크기는 매우 작은 값을 보여 주고 있다. 이 지역은 음향파와 같이 매우 작은 크기의 자극에도 불안정파가 가진될 수 있는 곳(receptivity zone)으로 피드백 기구(feedback mechanism)를 이해하고 스크리치 톤 소음 제어를 위해 향후 연구가 더 필요하다고 생각된다.

수치 계산 결과로부터 구한 평균 수력학적 섭동 파장, λ_h/D 은 1.2로 Panda의 실험결과인 1.15와 비교하여 거의 일치하고 있다.

음향 섭동 파장, 수력학적 섭동 파장 및 식 (7)을 이용하여 정재파의 파장을 계산하면 0.69이고, 이것은 Panda의 실험결과($\lambda_{sw}/D=0.66$)와 비교하여 매우 유사하다는 것을 확인할 수 있었다.

Table 1에 제트 경계(jet boundary)를 따라 근접장(near-field)의 특성 길이들을 노즐 직경으로 무차원화하여 정리하였다. 완전팽창 마하수 1.19에 대해 Panda의 실험결과와 비교하였고, 여기서 주목할 점은 정재파 파장(λ_{sw})은 충격셀 거리(shock spacing)의 80%라는 것이다. 또한 충격셀 거리로 스크리치 주파수 경험식을 유도한 Tam도 실제 적용 시에는 충격셀 거리의 80%를 사용 하였다.

본 계산 결과로부터 스크리치 주파수에 지배적인 영향을 미치는 특성 길이는 불안정파의 수력학적 섭동과 음향 섭동 사이에서 형성된 정재파의 파장으로 여겨지고, 이는 Panda의 실험결과와 일치하고 있다. 다만 Panda의 실험결과는 축대칭 모드($M_j = 1.19$)와 3차원 모드($M_j = 1.42$)의 대표적인 경우에 국한되어 있어 향후 다양한 마하수에 대하여 실험 및 해석적 연구가 더 수행되어야 한다고 사료된다.

Table 1 Length scales relevant to the near-field pattern along the jet boundary(Length scales are non-dimensionalized by nozzle diameter)

	M_j	λ_s	λ_h	λ_{sw}	Shock spacing(L)
Exp. (Panda[7])	1.19	1.6	1.15	0.66	0.77
Present simulation	1.19	1.65	1.2	0.69	0.8

4. 결 론

본 논문에서는 초음속 제트 스크리치 톤에 대한 수치해석을 수행하였고, 단일 주파수 스크리치 톤의 생성 원리를 고찰하였으며 스크리치 주파수에 지배적으로 영향을 미치는 특성 길이를 실험결과와 비교 분석하였다. 제트 전단층 내의 거대 와류들과 충격셀과의 상호작용으로 충격셀의 공기가 압축과 팽창을 주기적으로 반복하며 스크리치 톤 소음을 발생시킴을 확인하였다. 스크리치 주파수를 결정짓는 중요 특성길이는 불안정파의 수력학적 섭동과 음향 섭동사이에서 형성된 정재파의 파장으로 판단되며, 이것은 충격셀 거리의 80%수준임을 알 수 있었다. 본 연구의 해석 결과가 Panda의 실험결과, 즉 정재파의 파장이 스크리치 주파수의 특성 길이라는 점을 뒷받침 해 주고 있기는 하지만 실험 데이터가 특정 마하수에 국한되어 있으므로 향후 다양한 마하수에 대하여 실험 및 해석적 연구가 보완되어야 할 것이다.

참고문헌

- [1] Powell, A., 1953, "On the Noise Emanating A Two-Dimensional Jet Above the Critical Pressure," *Aeronautical Quarterly*, Vol.4, pp.103-122.
- [2] Tam, C.K.W., 1995, "Supersonic Jet Noise," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.17-43.
- [3] Shen, H., and Tam, C.K.W., 1998, "Numerical Simulation of the Generation of Axisymmetric Mode Jet Screech Tones," *AIAA Journal*, Vol.36, No.10, pp.1801-1807.
- [4] Li, X.D., and Gao, J.H., 2004, "Numerical Simulation of Axisymmetric Supersonic Screech Tones," *AIAA Paper*, 2004-2951.
- [5] Ponton, M.K., and Seiner, J.M., 1992, "The Effects of Nozzle Exit Lip Thickness on Plume Resonance," *Journal of Sound and Vibration*, Vol.154, No.3, pp.531-549.
- [6] Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., 1992, "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *AIAA Paper*, 1992-0439.
- [7] Panda, J., 1999, "An Experimental Investigation of Screech Noise Generation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.378, pp.71-96.
- [8] Klaus, A. Hoffmann, 2000, "Computational Fluid Dynamics Volume III," 4th Edition, *EESbooks*.
- [9] Kim, Y.S. and Lee, D.J., 2002, "Computation of Shock-Sound Interaction Using Finite Volume Essentially Non-oscillatory Scheme," *AIAA Journal*, Vol.40, No.6, pp.1239-1240.
- [10] Kim, Y.S. and Nakamura, Y., 2007, "Characteristic Boundary Conditions with Finite-Volume ENO scheme for Aeroacoustic Simulations," *International Journal of CFD*, In press.
- [11] Norum, T.D., and Brown, M.C., 1993, "Simulated High-Speed Flight Effects on Supersonic Jet Noise," *AIAA Paper*, 1993-4388.