

## 論文

## CFD/CAA Hybrid 기법을 이용한 뒷전에서 음향파의 산란모사

박용환\*, 빈중훈\*, 정철웅\*\*, 이수갑\*\*\*

## Simulation of Trailing Edge Scattering Using Linearized Euler Equations with Source terms

Yonghwan Park\*, Jonghoon Bin\*, Cheolung Cheong\*\* and Soogab Lee\*\*\*

## ABSTRACT

In this study, the main focus is the simulation of acoustic wave scattering in trailing edge and the analysis of the generation mechanism of instability wave by the interaction of trailing edge, shear flow and initial disturbance. The numerical algorithm is based on CFD/CAA hybrid method with high-order computational aeroacoustic method. It is found that steady mean flow gradient terms play a crucial role on the generation of instability wave through the comparison of simulations of Simple Linearized Euler Equation and Full Linearized Euler Equation. Through the comparison with the results of Full Navier-Stokes Equation, it is reasonable and efficient to use the Full Linearized Euler Equation in the initial generation mechanism of the instability wave near the trailing edge.

## 초 록

본 연구에서는 뒷전, 전단류와 초기교란의 상호작용에 의한 불안정파의 생성 기제의 분석과 뒷전 산란현상을 고차의 전산공력음향학을 이용하여 모사하였다. 수치적 알고리즘은 Hybrid 기법에 기초하였으며, Simple Linearized Euler Equation과 Full Linearized Euler Equation의 결과를 비교를 통해 정상류 구배항이 불안정파의 생성에 중요한 역할을 함을 볼 수 있었다. 또한 Full Navier-Stokes Equation을 이용한 결과와 비교함으로써, Full Linearized Euler Equation은 뒷전의 초기 근접장에서 불안정파를 해석하는데 있어서 Full Navier-Stokes Equation 보다 효율적임을 알 수 있다.

**Key Words** : Trailing edge scattering(뒷전 산란), Hybrid method(복합기법), Linearized Euler equation with source terms(음원항을 가지는 선형화된 오일러 방정식), Computational aeroacoustics(전산공력음향학), Instability wave(불안정파)

## 1. 서 론

음향 피드백(feedback)현상은 많은 비정상 유동

† 2004년 11월 12일 접수 ~ 2005년 2월 2일 심사완료

\* 정회원, 서울대학교 기계항공공학부 대학원

\*\* 정회원, 한국표준과학연구원 물리표준부 음향진동그룹

\*\*\* 정회원, 서울대학교 기계항공공학부

연락처, E-mail : solee@plaza.snu.ac.kr

서울시 관악구 신림9동 산 56-1

에서 관심의 대상이다. 이러한 유동현상은 전단층(shear layer), 산란면, 공력 소음원으로 구성되어 있는데 외부에서 입사하는 음향파가 물체표면에 의해 산란되고 감응(receptivity) 현상으로 알려진 과정을 통하여 전단층 불안정파(shear layer instability wave)를 발생시킨다. 발생된 불안정파는 하류로 전파하고, 하류에서 임의의 물체나 유동요소와 상호 작용하여 새로운 음향파를 발생시킨다. 다시 음향에너지는 상류로 전파하여 물체의

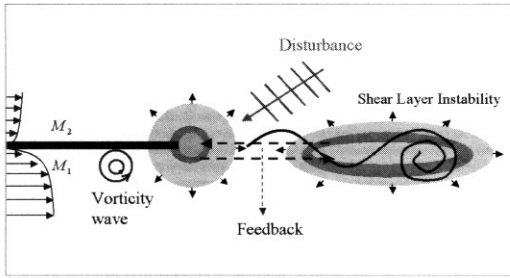


Fig. 1. The schematics of trailing edge scattering problem

표면에 의해 산란되어지고 피드백 현상을 발생시킨다. Fig. 1에서 뒷전 감응 현상에 대한 간단한 개략도를 나타내었다. 이런 음향피드백현상을 발생시키는 중요한 인자인 불안정파는 공동(cavity), 엔진 팁, 노즐 팁 등 전단층을 형성하는 물체에서 주로 발생하는데, 음향 피드백 현상으로 인한 음향공진으로 인하여 심하면 구조파괴를 발생시키기도 한다. 노즐의 모양이나 음원의 강도, 음원과 노즐면 사이의 거리에 따라서 산란하는 음향파의 강도, 불안정파의 크기가 다르기 때문에 노즐 디자인이나 엔진 디자인, 항공기 나셀 디자인에서 매우 중요한 요소이므로 지금까지 이런 현상에 대한 이론적, 실험적, 수치적 연구가 여러 연구자들에 의해 진행되어왔다[1]. 이론적 연구는 일반적 적용에 한계가 있으며 실험적 연구는 공동 내에 원치 않는 소음원으로 인하여 정확한 현상 파악에 어려움이 있다. 정확한 수치적 접근은 소음에 대한 좀더 손쉬운 제어를 통한 여러 가지 변수에 의한 감응 현상을 좀 더 구체적으로 관찰할 수 있게 하는 장점이 있다. 이런 이점을 이용하여 최근에는 Barone[2]에 의하여 주파수공간에서의 수치해석 연구가 이루어졌다.

이런 음향현상을 해석하는 수치적 기법에는 DNS(direct numerical simulation) 기법과 Hybrid 기법이 있다[3]. 공력음향학에서 DNS기법은 고차의 차분을 이용하여 유동장과 음향장의 해를 동시에 구하는 기법인데 수치적 효율성, 수렴성과 경계조건의 부여가 까다롭다. 이에 반해 Hybrid 기법은 기존의 CFD 기법으로 구해진 유동성질들을 이용하여 음향현상을 해석하기 위해 CAA기법 또는 음향상사법(acoustic analogy)과 복합하는 기법이다. 이중 음원항을 가지는 선형화된 Euler 기법(linearized Euler equation with source terms)은 음향파의 전파는 비점성적인 성질을 가지며 음향 섭동값은 정상류(steady mean flow)의 유동 대안 영향이 무시할 정도로 작은 값을 가진다는 가정에 기초로 한다. 따라서 유동성분과 음향성분

을 분리하여 음향현상을 모사함으로써 유동성질이 음향해에 미치는 물리적인 영향을 쉽게 이해하고 포착할 수 있으며, 즉 어떤 음향현상에 원인이 되는 유동성분을 알 수 있으므로 물리적/비물리적 음향현상에 대한 원인규명을 할 수 있다. 그리고 유동과 음향 해석에 각각에 최적화된 수치 알고리즘을 사용할 수 있다는 장점이 있으며 기존의 CFD로 구한 유동해를 이용하여 부과적으로 음향현상을 예측하고 해석할 수 있다.

따라서 본 연구에서는 음원항을 가지는 선형화된 Euler 기법을 사용하여 유한한 두께의 얇은 판에 의하여 유도된 전단류와 초기 교란에 의한 불안정파의 생성 기제를 연구하였다. 그리고 두 가지 종류의 음향지배방정식을 이용하여 초기 근접장 불안정파의 생성과 수치적인 실험을 통하여 불안정파 생성에 중요한 유동 요소를 분석하였다. 본 논문의 구성은 먼저 지배방정식, 수치기법, 경계조건, 접침격자기법을 차례로 기술하였으며 마지막으로 정상류해석 결과 및 음향파의 해석 결과를 비교, 분석하였다.

## II. 본 론

본 연구에서는 Hybrid 기법을 사용한다. 따라서 뒷전에서 음향파의 산란현상의 해석 절차는 두 단계로 나눌 수 있다. 먼저 2차원 압축성 Laminar Navier-Stokes 방정식으로 정상류의 값을 구한 후 구해진 정상류에 초기교란(initial disturbance)을 가해서 선형 Euler 방정식으로 음향파의 산란모사를 수행한다.

### 2.1 정상류 지배방정식

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} + \frac{\partial F_0}{\partial x} + \frac{\partial G_0}{\partial y} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \quad (1)$$

$$U_0 = \begin{pmatrix} \rho_0 \\ \rho_0 u_0 \\ \rho_0 v_0 \\ \rho_0 E_0 \end{pmatrix}, F_0 = \begin{pmatrix} \rho_0 u_0 \\ \rho_0 u_0^2 + p_0 \\ \rho_0 u_0 v_0 \\ u_0(p_0 + \rho_0 E_0) \end{pmatrix}, G_0 = \begin{pmatrix} \rho_0 v_0 \\ \rho_0 u_0 v_0 \\ \rho_0 v_0^2 + p_0 \\ v_0(p_0 + \rho_0 E_0) \end{pmatrix}$$

$$V_x = \frac{M_1}{Re_{\sigma_1}} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ w_{xx} + v_{xy} - \frac{q_x}{Pr} \end{pmatrix}, V_y = \frac{M_1}{Re_{\sigma_1}} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ w_{xy} + v_{yy} - \frac{q_y}{Pr} \end{pmatrix}$$

$$p_0 = \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho_0 T_0, q_x = -\kappa \frac{\partial T_0}{\partial x}, q_y = -\kappa \frac{\partial T_0}{\partial y}$$

$$\tau_{xx} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u_0}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_0}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v_0}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_0}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} \right), \quad E_0 = \frac{1}{\gamma} T_0 + \frac{1}{2} (u_0^2 + v_0^2)$$

Fig. 1에서 평판 아래의 속도는  $M_1 = 0.6$ , 평판 위의 속도는  $M_2 = 0.1$ 이다. 그리고 평판의 상류 시작부분에서 아래위의 운동량의 두께는  $\theta_1^* = \theta_2^*$ 이고 평판의 두께는  $2\theta_1^*$ 이며 평판의 길이는  $50\theta_1^*$ 이다. 정상류 조건은 평판 아래/위에서  $T_1^* = T_2^*$ ,  $\rho_1^* = \rho_2^*$ 이고 벽면경계조건은 착벽조건(no slip condition)을 사용하고 등온조건을 사용한다. 무차원은 각각 평판의 두께  $\theta_1^*$ , 음속  $c^* = \sqrt{(\gamma-1)C_p T^*}$ , 시간  $\theta_1^*/c_1^*$ , 밀도  $\rho_1^*$ , 압력  $\rho_1^* c_1^{*2}$ , 온도  $(\gamma-1)T_1^*$ , 점성계수  $\mu_1^*$ 로 무차원화하였다.

## 2.2 음향파 지배방정식 및 수치기법

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial x} + \frac{\partial F_i}{\partial y} + H_i = 0 \quad (2)$$

$$U_i = \begin{pmatrix} \rho' \\ \rho_0 u' \\ \rho_0 v' \\ p' \end{pmatrix}, \quad E_i = \begin{pmatrix} \rho' u_0 + \rho_0 u' \\ u_0 \rho_0 u' + p' \\ u_0 \rho_0 v' \\ u_0 p' + \gamma p_0 v' \end{pmatrix}, \quad F_i = \begin{pmatrix} \rho' v_0 + \rho_0 v' \\ u_0 \rho_0 u' \\ u_0 \rho_0 v' + p' \\ u_0 p' + \gamma p_0 v' \end{pmatrix}$$

$$H_i = \begin{pmatrix} 0 \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial u_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial u_0}{\partial y} \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial v_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial v_0}{\partial y} \\ (\gamma-1) (p' \nabla \cdot \mathbf{u}_0 - u' \frac{\partial p_0}{\partial x} - v' \frac{\partial p_0}{\partial y}) \end{pmatrix}$$

음향파의 전파문제에 있어서 점성항은 감쇄적인 성질을 가지고 전파하지 않으며 섭동값들로 곱해진 비선형항들은 일반적으로 크기가 작기 때문에 점성항과 비선형항은 무시할 수 있다. 또한 음향 섭동값의 유동에 대한 영향을 무시하면 음향파의 전파문제는 선형화된 Euler방정식(Linearized Euler Equation, 이하 LEE)으로 지배된다. 여기서,  $U_i$ 은 구하고자 하는 미지의 벡터이고,  $E_i$ 와  $F_i$ 은 선형플럭스 벡터이다.  $H_i$ 은 정상류 구배항(mean flow gradient)으로 구성되어 있으며 만일 정상류가 균일(uniform)하다면 0이 된다. 아래첨자 "0"는 정상류 뜻하고 위첨자 "' "는 섭동량을 뜻한다. 위 방정식에서  $H_i$ 항을 무시

하면 아래와 같이 기술할 수 있고 편의를 위하여 SLEE (Simple LEE)로 기술하도록 하고 본래 오일러 방정식은 FLEE (Full LEE)로 기술하도록 한다[4].

$$\text{Simple LEE: } \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial x} + \frac{\partial F_i}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$\text{Full LEE: } \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial x} + \frac{\partial F_i}{\partial y} + H_i = 0 \quad (4)$$

음향파의 해석 문제에 있어서 소산(Dispersion)과 감쇄(Dissipation)를 최소로 하기 위해서 고차의 공간차분법이 요구된다[5]. 따라서 본 연구에서는 정확한 수치적 해를 구하기 위해서 고차의 정확도를 가지는 수치기법을 적용하였다. 지금까지 많은 수치기법들이 개발되어 왔으나 정확성과 알고리즘의 간편성이 뛰어난 Tam의 소산관계보존(Dispersion-Relation-Preserving, 이하 DRP)[6] 수치기법이 보편적으로 사용되고 있으나 직교 격자계에만 적용할 수 있다는 한계를 가지고 있다. 본 연구에서는 DRP 수치기법을 기본으로 그 한계를 넓힌 GODRP (Grid-Optimized DRP)[7] 수치기법을 적용하였다. GODRP 수치기법은 DRP 수치기법이 균일한 직교 격자계에서만 사용된다라는 단점을 보완하여 일반 곡선 격자에서도 DRP 성질을 보존할 수 있도록 개발된 수치기법이며 공간차분은 4차 정확도를 가지며 시간적분법으로는 3차 정확도를 가지는 Adams-Bashforth 방법을 기본으로 최적화된 4단계 외재적(explicit)적분법을 사용하였으며 수치적 안정성을 위해 인공감쇄항(Artificial dissipation term)[6]을 첨가하였다.

## 2.3 경계조건

수치계산에 있어서 현실적으로 계산영역을 무한한 곳까지 확장할 수 없으며 비효율적이다. 내부해의 정확성을 위해서 원방에서는 외부로부터 유입되는 특성파가 없어야 하며 계산영역에서 전파해나가는 파(wave)가 경계에서 반사 없이 잘 빠져 나가게 해 주어야 한다. 선형화된 Euler 방정식은 음향파(acoustic wave), 와류파(vorticity wave), 엔트로피파(entropy wave)의 세 가지 파가 존재한다. 와류파는 속도만의 변화를 수반한 것이고 엔트로피파는 밀도만의 변화를 수반한 것이며 이 두 가지 파는 정상류를 따라 전파한다. 그리고 음향파는 정상류와 음속의 벡터합으로 전파해나간다. 원방 경계조건을 구하는 방식은 원방에서 선형화된 Euler 방정식을 만족시키는 이 세 가지 파의 점근해를 구하여, 이 점근해가 만족시키는 편미분 방정식을 각각

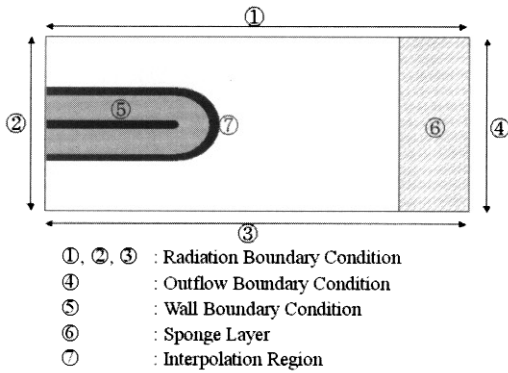


Fig. 2. Computational region and applied boundary conditions

다시 구하여 원방에서의 경계조건식으로 사용한다 [8]. 그리고 벽면에서 허구 파(spurious wave)의 발생을 막기 위해 정확한 경계조건이 요구되는데 본 연구에서는 가상점을 이용한 벽면경계조건[9]을 사용한다.

Fig. 2는 계산영역과 적용한 경계조건들을 나타낸다. 정상류가 계산영역의 원방경계를 빠져나가지 않는 영역에서는 세가지 파중 음향파만이 통과하게 된다. 이런 영역에서는 음향파에 대한 접근해를 이용하여 이 접근해가 만족시키는 편미분방정식을 구하여 원방경계조건식(Fig. 2 ①,②,③)으로 사용한다. 음향파, 엔트로피파, 와류파가 다 같이 전파되어 나가는 경계, 즉 정상류가 빠져나가는 원방경계에서는 이 세 개의 파를 전부 반사없이 통과하게 할 수 있는 경계조건을 필요로 한다. 방사경계조건과 마찬가지로 세 개의 파에 대한 접근해를 이용하여 편미분방정식을 구하여 유출류 경계조건(Fig. 2 ④)으로 사용한다.

또한, 유출류경계에서 강한 와류파가 빠져나갈 때 유출류경계면에서 계산영역내부로 허구의 음향파가 반사하게 되어 계산영역의 해를 오염시키게 된다. 따라서 와류파가 유출류경계를 지나기 전에 강도를 부드럽게 줄여주는 것이 필요하다.

본 연구에서는 Baily et al.[10]가 제안한 sponge layer (Fig. 2 ⑥)방법을 사용하였다.

벽면경계조건은 벽면에서 수직인 방향으로 압력구배가  $\partial p / \partial \eta = 0$ 임을 이용하여 구해진다. 벽면경계조건으로 많은 방법이 있지만 최근의 공력 음향학에서는 Tam & Dong[7]에 의해 구해진 가상점을 이용한 방법이 사용되어지고 있다. 다음식은 운동량 방정식으로부터 벽면에 수직인 방향으로 속도  $V_{normal} = 0$ 을 이용하여 다음과 같이 유도되어진다.

$$\frac{\partial p'}{\partial \eta} = -\frac{1}{(\eta_x^2 + \eta_y^2)} [(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y) \frac{\partial p'}{\partial \xi} + \eta_x^2 \frac{\partial}{\partial \eta} (u_0 \rho_0 u') + \eta_y^2 \frac{\partial}{\partial \eta} (v_0 \rho_0 v') + \eta_x \eta_y (\frac{\partial}{\partial \eta} (v_0 \rho_0 u') + \frac{\partial}{\partial \eta} (u_0 \rho_0 v'))]$$

### 2.4 겹침격자 기법

하나의 격자계로 복잡한 형상의 물체를 모사할 때는 격자의 비틀림(distortion)이 있고 격자의 성질도 떨어진다. 그리고 격자가 불규칙적(irregular)이고 비틀림이 있을 때 유한차분법(finite difference method)에서 수치적 해의 질도 떨어지게 된다. 이러한 어려움들은 겹침격자기법(overset grid technique)의 사용으로 해결될 수 있으며 본 연구에 사용되어진 격자계는 Fig. 3과 같고, 격자수는  $351 \times 601$ 이다. 그러나 겹침격자의 사용으로 두 격자간 정보전달을 위해 부과적으로 고차의 내삽(interpolation)과정이 필요한데 본 연구에서는 4차 정확도의 내삽[11]을 사용하였다.

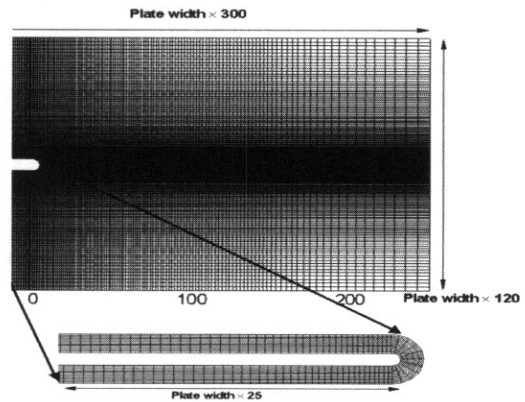


Fig. 3. The grid structure for CAA problem

## III. 수치해석결과

### 3.1 정상류 해석 결과

공간차분법으로 Roe's FDS[12]를 이용하였고, 시간차분법으로는 국소시간전진기법(local time stepping)을 사용하였다.

Fig. 4는 각각 세 점(x=5, 40, 75)에서 정상류의 흐름방향 속도 형상을 보여준다. 하류방향으로 갈수록 섞임층(mixing layer)이 발달하여 속도형상이 부드럽게 꺾임을 볼 수 있는데 요곡이 심한 정도는 속도

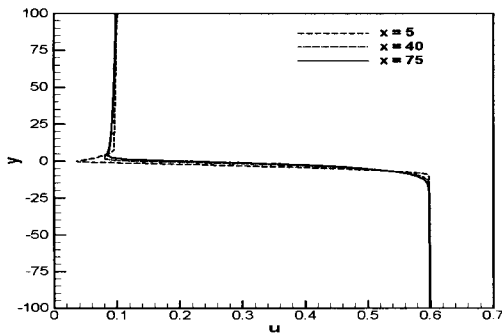


Fig. 4. Streamwise velocity profiles for base mean flow

구배항과 관련되는데 SLEE와 FLEE 해석 시 중요한 역할을 한다.

### 3.2 음향파 해석 결과

#### 3.2.1 초기조건

㉠ The initial value problem to pressure pulse

$$\begin{pmatrix} \rho \\ u \\ v \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_0 \\ u_0 \\ v_0 \\ p_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0.05 \cdot \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\left(\frac{x+20}{4}\right)^2 + \left(\frac{y+20}{4}\right)^2\right)\right) \end{pmatrix}$$

㉡ The initial value problem to vortical pulse

$$\begin{pmatrix} \rho \\ u \\ v \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_0 \\ u_0 \\ v_0 \\ p_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_v^2 \exp\left(1 - \left(\frac{\gamma}{\sigma}\right)^2\right)\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} - 1 \\ -M_v(y-y_0) \exp\left(\left(1 - \left(\frac{\gamma}{\sigma}\right)^2\right)/2\right) \\ M_v(x-x_0) \exp\left(\left(1 - \left(\frac{\gamma}{\sigma}\right)^2\right)/2\right) \\ \left(\left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_v^2 \exp\left(1 - \left(\frac{\gamma}{\sigma}\right)^2\right)\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} - 1\right) / \gamma \end{pmatrix}$$

여기서,  $x_0 = -35, y_0 = -8, M_v = 0.1, \sigma = 1$

$$r = \sqrt{(x+x_0)^2 + (y+y_0)^2}, \gamma = 1.4$$

본 연구에서 초기치 문제 및 주어진 조건은 4th CAA bench mark 문제이다[13]. Fig. 5와 Fig. 7은 각각 음원 ㉠, ㉡의 초기값을 나타낸다. 주어진 초기값들은 가우시안 펄스(gaussian pulse) 형태로 주어졌는데, 이는 전단류에서 음향파 해석시 특정 주파수에서 불안정파가 발생되는데, 가우시안 펄스는 넓은 주파수 성분을 제공하기 때문이다.

#### 3.2.2 음향파 해석결과

Fig. 6, 8은 FLEE를 이용하여 음원 ㉠와 ㉡가 각각 주어졌을 때 시간 t=90에서 압력 분포를 보여준다. 그림에서 보이듯이 초기파의 전파, 반사된 파, 회절된 파 등이 각각 Fig. 6, 8에서 잘 묘사되어지고 있다. 그리고 Fig. 8에서 정상류에 vortical pulse ㉡가 주어

졌을 때 와류와 뒷전의 상호작용으로 추가적인 음향파가 생성됨을 볼 수 있다. 이런 현상은 압력음원 ㉠가 가해졌을 때(Fig. 6)는 나타나지 않는다. 뒷전의 형상에 따라서 새롭게 생기는 음향파의 강도와 산란이 달라지기 때문에 이런 현상은 항공기 엔진 디자인이나 노즐디자인에서 중요한 문제로 되어왔으며 현재도 많은 연구가 진행 중이다. Fig. 9, 10은 음원 ㉠에 대해 SLEE와 FLEE을 이용한 결과를 압력분포에

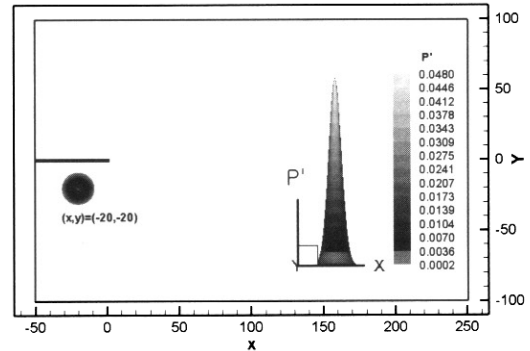


Fig. 5. Initial value with initial condition ㉠ at t=0

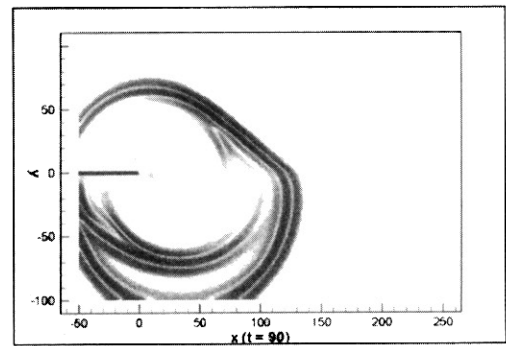


Fig. 6. The pressure distribution with initial condition ㉠ at t=90

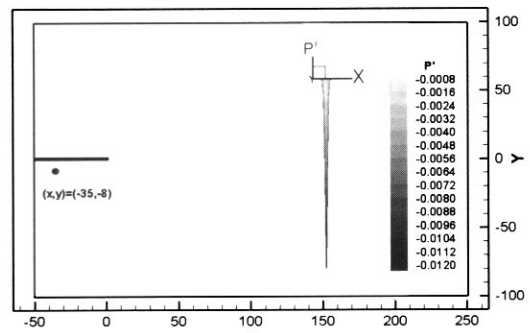


Fig. 7. Initial value with initial condition ㉡ at t=0

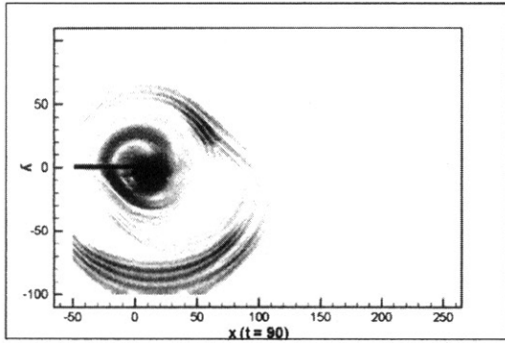


Fig. 8. The pressure distribution to vortical pulse ① at t=90

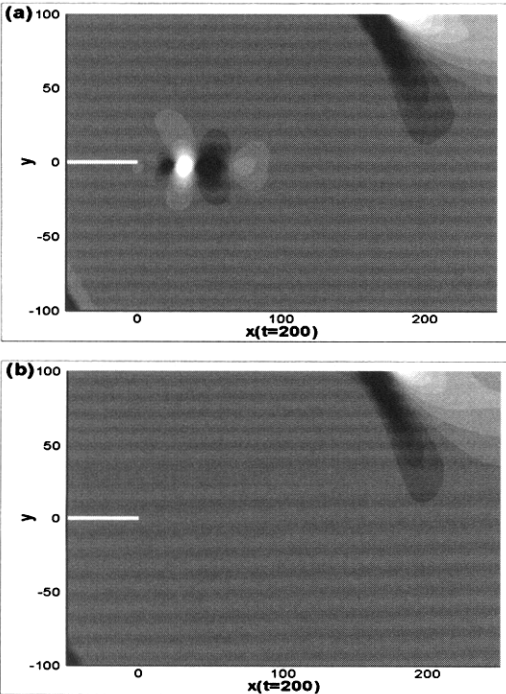


Fig. 9. Comparison of full LEE and simple LEE to pressure pulse at t=200

(a) Pressure distribution to full LEE, 15 levels from -0.001(black) to 0.0015(white)

(b) Pressure distribution to simple LEE, 15 levels from -0.001(black) to 0.0015(white)

대해 비교한 결과이다. 그림에서 보이듯이 SLEE 에 대해서는 불안정파가 발생하지 않음을 볼 수 있으며, 이는 음원 ①에 대해서도 발생하지 않았다. SLEE는 FLEE에 포함되어진 정상류 구배항이 없으므로 불안정파의 생성은 정상류 구배항으로부터 기인한다는 것을 유추할 수 있다. 특히, Fig. 11에서 보이듯이 수

치실험을 통하여 FLEE의 정상류 구배항에서  $\partial u_0/\partial y$ 만포함하는 식과  $\partial u_0/\partial y$ 를 제외한  $\partial u_0/\partial x$ ,  $\partial v_0/\partial x$ ,  $\partial v_0/\partial y$ ,  $\partial p_0/\partial x$ ,  $\partial p_0/\partial y$ 항만을 포함하는 식을 같은 조건에서 해석했을 때는 불

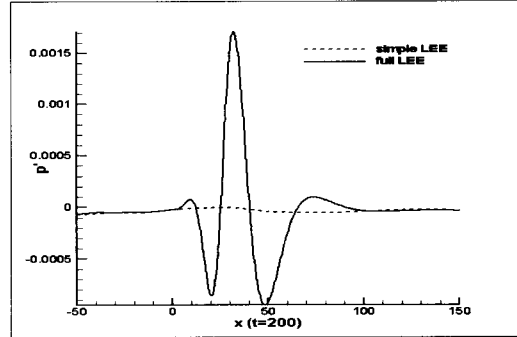


Fig. 10. Instantaneous pressure distribution along y=-3 for full and simple LEE with initial condition ①

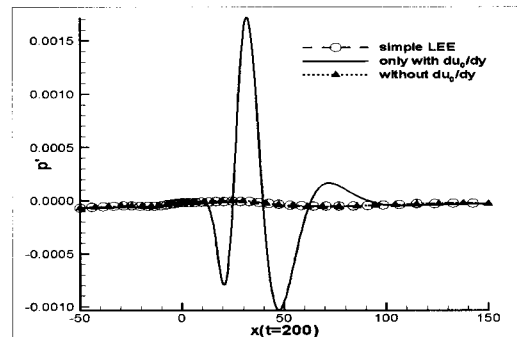


Fig. 11. Instantaneous pressure distribution along y=-3 with the consideration of each term with initial condition ①

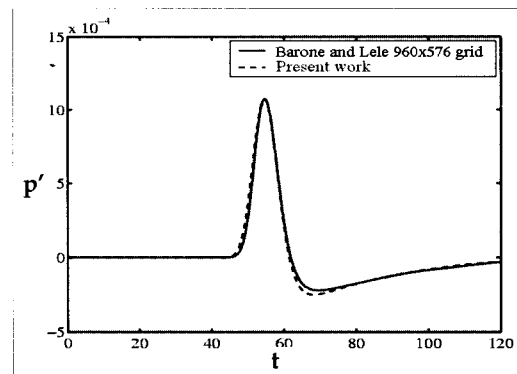


Fig. 12. The comparison of time history with Barone's results with initial condition ① at (x,y)=(-30,1)

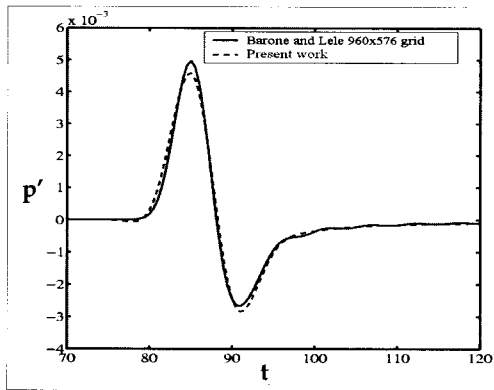


Fig. 13. The comparison of time history with Barone's results with initial condition (a) at  $(x,y)=(50,50)$

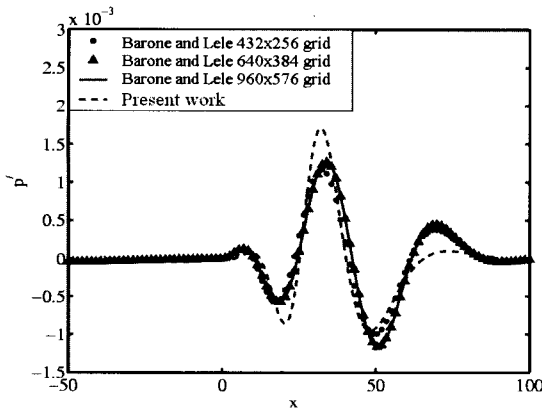


Fig. 14. Instantaneous us pressure distributions of instability wave with initial condition (a) at  $t=200$ , along  $y=-3$

안정파가 발생하지 않았다. 따라서  $\partial u_0 / \partial y$  항이 불안정파의 생성에 지배적인 역할을 함을 확인할 수 있었다. Fig. 12, 13에서 음원 (a)에 대해 각각  $(x,y)=(-30,1)$ ,  $(x,y)=(50,50)$ 에서 시간  $t=0\sim 120$  동안 압력의 변화에 대한 결과를 Full Navier-Stokes 방정식을 사용하여 같은 문제를 해석한 Barone[14]의 결과와 비교하였다. 이 시간동안 불안정파는 전파하지 않았고 초기교란에 의한 압력 변동값만이 각 측정점까지 전파하였다. Barone은 Full Navier-Stokes 방정식을 사용하여 직접 사하였다 것을 감안할 때 두 결과가 매우 일치함을 볼 수 있다. Fig. 14은 시간  $t=200$  일 때  $y=-3$ 을 따라 압력 분포를 나타낸다. 시간  $t=200$  일 때 초기 교란은 계산영역에서 빠져나가고 계산 영역에는 불안정파만이 생성되어 전파하게 된다. 마찬가지로 FLEE를 이용하였을 때 음원(a)에 대해서도 불

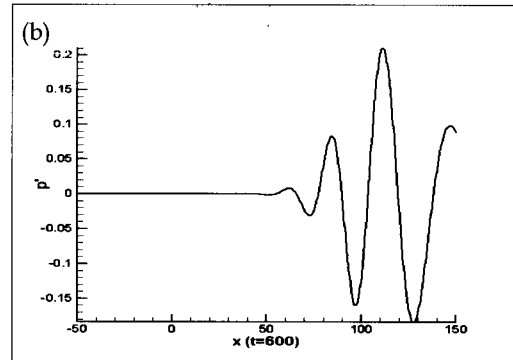
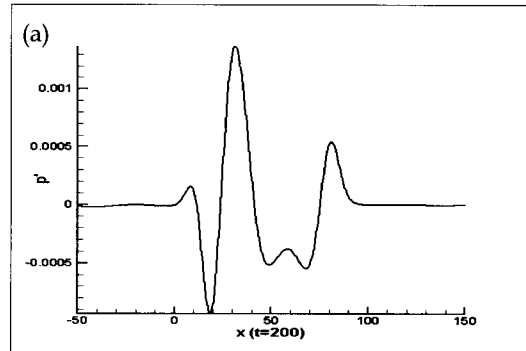


Fig. 15. Instantaneous pressure distributions of instability wave with initial condition (b) along  $y=-3$ , (a)  $t=200$ , at  $t=200$ , along  $y=-3$  (a)  $t=200$ , (b)  $t=600$

안정파는 발생하였다. Fig. 14에서 보이듯이 불안정파의 생성은 Barone의 결과인 Full Navier-Stokes에서도 나타남을 알 수 있다. Fig. 15는 음원 (b)에 대해 각각 시간이 200(즉, 초기 교란이 계산영역을 빠져나갔을 때), 600 일 때  $y=-3$ 을 따라 압력 섭동값을 모사한 것이다. FLEE는 수치적인 불안정성을 포함하기 때문에 불안정파의 크기는 유동흐름방향(x축)과 시간에 대해서 지수적으로 증가함을 볼 수 있다. 이런 불안정파는 전단류와 상호작용하며 정상류와 같은 속도로 이동하면서 Hybrid 기법의 가정을 만족하지 못하게 된다. 따라서 발생초기 근접장에서 생성되는 불안정파만이 물리적 해가 되며, 시간이 지날수록 증가하여 이로 인해 Barone의 Full Navier-Stokes 방정식으로 해석한 결과와 차이가 나게 되며 비물리적인 해가 된다. 그러나 불안정파의 발생기제와 발생초기의 불안정파의 크기는 FLEE를 이용하여 충분히 모사할 수 있으며, 수치적 효율성 측면에서 본 연구에서 사용한 Hybrid 기법이 DNS 기법보다 우수하기 때문에 많은 수치실험을 요하는 실제 엔진 팁 설계 초기단계에서는 효율적으로 사용되어질 수 있을 것이라 판단된다.

#### IV. 결 론

뒷전에서 음향산란현상을 고차의 전산공력음향학 수치기법에 기반한 Hybrid 기법을 사용하여 해석하였다. 복잡한 형상을 모사하기 위해 고차의 내삽알고리즘에 기반한 겹침격자기법을 적용하였다. 본 수치기법에 기반한 해석결과와 Full Navier-Stokes 방정식을 이용한 해석결과와의 비교를 통하여 검증하였으며, 음향전파를 FLEE와 SLEE의 두개의 지배방정식을 이용하여 해석함으로써 정상류 구배항이 초기 근접장 불안정파의 생성에 중요한 역할을 한다는 것을 확인할 수 있었다. 또한 수치적 실험을 통해서 정상류 구배항 중  $\partial u_0 / \partial y$ 이 불안정파 생성에 지배적인 역할을 함을 확인할 수 있었다.

또한 불안정파의 발생기제와 발생초기의 불안정파의 크기는 본 연구에서 사용된 FLEE를 이용하여 충분히 모사할 수 있으며, 수치적 효율성 측면에서 본 연구에서 사용한 Hybrid 기법이 DNS 기법보다 우수하기 때문에 실제 엔진 팁 설계 초기 단계에서는 효율적으로 사용되어질 수 있을 것이라 판단된다.

#### 후 기

본 연구는 항공우주기술연구조합의 항공우주신기술 연구과제에 의해 수행된 결과입니다.

#### 참고문헌

1) Dziomba, B. and Fiedler, H. E., "Effect of initial conditions on two-dimensional free shear layers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 152, 1985, pp.419-442.  
 2) Barone, M. F. and Lele, S. K., "A numerical technique for trailing edge acoustic scattering problems", *Journal of AIAA*, 2002.  
 3) Tim Colonius and Lele, S. K., "Computational aeroacoustics: progress on nonlinear problems of sound generation", *Progress in Aerospace Science*, Vol. 40, 2004, pp. 345-416.  
 4) Christophe Bogey., Christophe Bailly. and Daniel Juve., "Computation of Flow Noise Using

Source Terms in Linearized Euler's Equations", *Journal of AIAA*, Vol. 40, No.2, 2002, pp. 235-243.

5) Tam, C.K.W., "Computational Aero-acoustics: Issues and Methods", *Journal of AIAA*, Vol. 33, 1995, pp. 1788-1796.

6) Tam, C.K.W. and Webb, J.C., "Dispersion-Relation-Preserving finite difference schemes for computational acoustics," *Journal of Computational Physics*, Vol. 107, 1993, pp. 262-281.

7) Cheong, C. and Lee, S., "Grid-optimized dispersion-relation-preserving schemes on general geometries for computational aeroacoustics", *Journal of Computational Physics*, Vol. 174, 2001, pp. 248-276.

8) Tam, C. K. W. and Dong, Z., "Radiation and Outflow Boundary Conditions for Direct Computation of Acoustic and Flow Disturbances in a Nonuniform Mean Flow", *Journal of Computational Acoustics*, Vol. 4, No. 11, 1996

9) Tam, C. K. W. and Dong, Z., "Wall boundary conditions for high order finite difference schemes in computational aeroacoustics", *Theoretical Computational Fluid Dynamics*, Vol. 6, 1994, pp.303-322.

10) Christophe Bogey. and Christophe Bailly., "Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations: far field formulation and validation test cases", *Acta acustica united with acustica*, vol. 88, 2002.

11) Bin, J. and Cheong, C. and Lee, S., "Optimized Boundary Treatment for Curved Walls for High-order Computational Aero-acoustics Schemes", *Journal of AIAA*, Vol. 42, No. 2, 2004, pp. 414-417.

12) Roe, P. L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes", *Journal of Computational Physics*, Vol. 43, 1981, pp. 357-372.

13) [http://www.math.fsu.edu/CAA4/pdfs/Cat\\_egory4-problem2.pdf](http://www.math.fsu.edu/CAA4/pdfs/Cat_egory4-problem2.pdf)

14) Baron, M.F., "Receptivity of Compressible Mixing Layers", *Ph. D Thesis, Stanford University*, 2003.