

쓰로틀 밸브의 빠른 열림 동작에 의한 내부공력소음

Internal Aerodynamic Noise from Quick Opening Throttle Valve

정철웅* · 김성태** · 김재현*** · 이수갑†

Cheolung Cheong, Sungtae Kim, Jaeheon Kim and Soogab Lee

(2004년 1월 5일 접수 : 2004년 3월 4일 심사완료)

Key Words : Valve Noise(밸브소음), Internal Aerodynamic Noise(내부공력소음), Intake Noise(흡기소음), General Green Function (일반그린함수), Acoustic Analogy(음향상사법), Dipole Sources(이중극소음)

ABSTRACT

For many industrial problems originating from aerodynamic noise, noise prediction techniques, reliable and easy to apply, would be of great value to engineers and manufacturers. General algorithm is presented for the prediction of internal flow-induced noise from quick opening throttle valve in an automotive engine. This algorithm is based on the integral formula derived by using the General Green Function, Lighthill's acoustic analogy and Curle's extension of Lighthill's. Novel approach of this algorithm is that the integral formula is so arranged as to predict frequency-domain acoustic signal at any location in a duct by using unsteady flow data in space and time, which can be provided by the Computational Fluid Dynamics Techniques. This semi-analytic model is applied to the prediction of internal aerodynamic noise from a throttle valve in an automotive engine. The predicted noise levels from the throttle valve show good agreement with actual measurements. The results show that the dipole noise is dominant in this phenomena and the origin of noise sources is attributed to the anti-vortex lines formed in the down-stream from a throttle valve. This illustrative computation shows that the current method permits generalized predictions of flow noise generated by bluff bodies and turbulence in flow ducts.

1. 서론

엔진 부품들의 모듈화(modularization)가 급속히 발전하면서 공기흡입시스템에 플라스틱 부품이 각광을 받고 있다. 특히 플라스틱 매니폴드(manifold)는

기존의 알루미늄 매니폴드에 비해 중량, 비용, 흡입 공기 온도 등의 면에서 좀 더 나은 성질을 보인다. 하지만 플라스틱 매니폴드는 알루미늄 매니폴드에 비해 면밀도가 작아서 차음 성능이 떨어진다. 즉, 보통 넓은 주파수 영역 대에서의 전달 손실(transmission loss)은 벽체의 면밀도에 비례하게 되는데, 플라스틱이 알루미늄보다 면밀도가 작기 때문에 벽면을 통한 내부 소음의 방사가 문제시 된다. 이런 차음 성능의 부족에 의해 문제시되는 대표적인 소음원이 엔진 흡기계의 기류음이다. 기류음이란 엔진 속도가 올라감에 따라 엔진이 필요로 하는 공기가 고속으로 들어가면서 흡기 통로 중 쓰로트(throat)를 통과할 때 발생하는 난류 소음 및 흡기구에서 발생하는 소음으로 주

† 책임저자 : 정희원, 서울대학교 기계항공공학부
E-mail : solee@plaza.snu.ac.kr
TEL : (02) 880-7384, Fax : (02) 887-2662

* 정희원, 서울대학교 기계항공공학부

** 서울대학교 기계항공공학부

*** 정희원, 현대기아자동차 기술연구소

파수 대역은 500Hz 이상의 고주파 성분을 포함하는 백색잡음(white noise)으로 알려져 있으나 아직 구체적인 발생 요인에 대한 명확한 해석은 없는 실정이다. 또한, 내부 유동에서 공력 소음의 발생과 전파는 외부 유동과는 다른 성질을 가지고 있다. 이는 소음의 발생과 전파를 물리적 관점에서 보았을 때 외부 유동에서는 소음원으로부터 전파해가는 음향파가 고체 벽면에 의한 간섭을 받지 않고 오직 소음원 자신들간의 간섭효과만의 영향을 받는데 비해 내부 유동에서는 고체 벽면에 의한 영향을 고려하여야 하므로 소음원들간의 간섭 외에 벽면에 의한 간섭효과도 나타나기 때문이다. 내부 유동장에서는 덕트 벽면에 의한 간섭효과가 내부 소음장의 모드별 해의 합으로 나타나게 되고 이로 인한 내부 유동장 공력 소음의 복잡성 때문에 아직까지 일반적으로 적용할 수 있는 공력 소음 예측 알고리즘을 이용한 적용 예가 드물다.

따라서 본 논문에서는 내부 유동에 의한 공력소음 예측모델을 이용하여 엔진 흡기계 기류 소음을 예측하였다. 공력소음 예측 모델은 일반그린함수(general green fuction), Lighthill의 음향상사법, Curle의 이중극 소음 이론에 기반하고 있다. 전산유체역학(computational fluid dynamics)을 이용하여 계산한 비정상 유동자료와 쉽게 연관을 시킬 수 있도록 알고리즘을 정립하였다. 공력소음 예측 모델을 상업용 유동해석 프로그램인 Star-CD와 연계하여 자동차 흡기구 쓰로틀 밸브의 빠른 동작에 의한 공력소음을 예측하였으며 그 결과를 실험값과 비교 검증하였다.

논문에서는 먼저 2장에서 내부 유동에 의한 공력소음 예측식을 유도하였으며 3장에서는 유동해석과 소음해석에 관한 결과를 기술하였고 4장에서 결론을 내렸다.

2. 내부공력소음해석모델

2.1 내부공력소음해석모델의 유도

파이프와 같은 내부 유동에서 음향장을 지배하는 방정식은 연속방정식과 운동량 방정식으로부터 유도한 Lighthill(1)의 방정식이다.

$$\left\{ \nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} p(\mathbf{X}_k, t) = \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) [f_i(\mathbf{X}_k, t)] - \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \right] \quad (1)$$

(1) 여기서 p 는 압력, c_0 는 교란되지 않은 유체의 음속이며, $f_i(\mathbf{x}_k, t)$ 는 유체의 단위 부피에 작용하는 힘으로 정의되고, T_{ij} 는 응력 텐서로서 점성 응력을 무시하면 $(p - c^2 \rho)\delta_{ij} + \rho u_i u_j$ 로 표현된다. 따라서, 오른쪽 첫 번째 항은 고체 벽면의 이중극 소음원을 나타내며, 두 번째 항은 사중극 소음원인 난류 응력 텐서를 나타낸다. 움직이는 유체 내에서 등엔트로피를 가정하면 난류 응력 텐서는 $\rho u_i u_j$ 로 근사화 할 수 있으며, 방정식 (1)의 오른쪽에 존재하는 소음원들은 제한된 영역 내에 분포한다고 가정한다. 또한 위의 가정들과 더불어 방정식 (1)의 해는 모든 파동들이 덕트 축을 따라 무한대로 전파해가고 벽면에서 수직 방향의 속도 성분은 사라진다는 경계조건을 만족시켜야 한다. 따라서, 방정식 (1)은 아래 방정식의 해로 정의되는 그린함수(Green's function) $G(\mathbf{X}, t | \mathbf{y}, \tau)$ 를 이용해서 풀 수 있으며,

$$\nabla^2 G - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})\delta(t - \tau) \quad (2)$$

그린함수 $G(\mathbf{X}, t | \mathbf{y}, \tau)$ 는 경계조건을 만족시키기 위하여 경계면에서는 $\partial G / \partial n = 0$ 이 되어야 한다.

시간에 대한 함수 G 의 푸리에 변환(Fourier transform)인 $g(\mathbf{x}, \mathbf{y} | \omega)$ 는 방정식 (2)로부터 다음 방정식을 만족시킨다.

$$\nabla^2 g - k_0^2 g = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad (3)$$

그리고 함수 G 와는 다음과 같은 역변환 관계를 가진다.

$$G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{x}, \mathbf{y} | \omega) \exp\{-i\omega(t - \tau)\} d\omega \quad (4)$$

식 (3)을 만족하는 그린함수는 경계 조건을 만족하는 모드들의 합으로 표현할 수 있다. 우선, 다음과 같은 이차원 Helmholtz 방정식과 경계 조건을 만족하는 모드함수(eigenfunction) Ψ_{mn} 를 고려하자.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} \right) \Psi_{mn} + \kappa_{mn}^2 \Psi_{mn} = 0 \quad (5)$$

위 방정식의 해는 다음과 같은 직교성(orthogonality condition)을 만족한다.

$$\int_A \Psi_{mn} \Psi_{m'n'}^* dy_2 dy_3 = \begin{cases} 0 & \text{if } m \neq m' \text{ or } n \neq n' \\ \Gamma_{mn} & m = m' \text{ and } n = n' \end{cases} \quad (6)$$

여기서, $\Gamma_{mn} = \int_A |\Psi_{mn}|^2 dy_2 dy_3$ 로 정의된다. 이때 A 는 덕트 축에 수직인 단면을 나타내고, 그러면 식 (3)의 해를 모드 함수와 축 방향 공간변수 y_1 (여기서 y_1 이 덕트 축 방향과 평행한 좌표를 나타낸다)의 함수의 곱의 합으로 가정하면 다음과 같은 형태의 해를 생각할 수 있다.

$$g_\omega = \sum_{m,n=0}^{\infty} f_{mn}(y_1) \Psi_{mn}(y_2, y_3)$$

그러면 벽면 경계조건은 식 (5)에 의해 자동적으로 만족하게 되며, 위 식을 식 (3)에 대입하고 식(5)를 이용하면 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\sum_{m,n=0}^{\infty} \left(\frac{d^2}{dy_1^2} + k_0^2 - \kappa_{mn}^2 \right) f_{mn} \Psi_{mn} = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

위 식의 양변에 (m,n) 모드 고유함수 (eigenfunction)의 쥘레 (complex conjugate)를 곱하여 덕트 축에 수직인 단면에 대해서 적분하여 식 (6)의 직교성을 이용하면 다음과 같이 f 에 대한 상미분 방정식으로 정리할 수 있다.

$$\left(\frac{d^2}{dy_1^2} + k_0^2 - \kappa_{mn}^2 \right) f_{mn} = -\frac{\Psi_{mn}^*(x_2, x_3)}{\Gamma_{mn}} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

위 상미분 방정식의 해 중에서 무한대로 전파해가 는 해는 아래와 같이 표현할 수 있으며,

$$f_{mn} = \frac{i\Psi_{mn}^*(x_2, x_3)}{2k_{mn}\Gamma_{mn}} \exp\{ik_{mn}|x_1 - y_1|\} \quad (7)$$

여기서 $k_{mn} = \sqrt{k_0^2 - \kappa_{mn}^2}$ 이다.

마지막으로 식 (4)를 이용하여 시간 영역 그린함수는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) = \frac{i}{4\pi} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{mn}(y_2, y_3) \Psi_{mn}^*(x_2, x_3)}{\Gamma_{mn}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\{ik_{mn}|x_1 - y_1|\}}{k_{mn}} \times \exp\{-i\omega(t - \tau)\} d\omega \quad (8)$$

식 (8)의 그린함수를 이용해서 식 (3)으로 표현할 수 있는 내부유동에 의한 음압을 시간영역에서 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$p(\mathbf{x}, t) = c^2 \rho(\mathbf{x}, t) = \int_V \int G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) \left\{ \frac{\partial f_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i} - \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \right\} d\mathbf{y} d\tau$$

여기서 부피적분은 모든 공간을 나타내고 시간적분은 $-\infty$ 에서 ∞ 까지의 적분을 나타낸다. 정확한 green's function 과 경계조건을 사용하면 면적적분이 없는 다음과 같은 식으로 해를 계산할 수 있다.

$$p(\mathbf{x}, t) = c^2 \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{i}{4\pi} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{mn}^*(x_2, x_3)}{\Gamma_{mn}} \times \int_V d\mathbf{y} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \Psi_{mn}(y_2, y_3) \times \frac{\exp\{ik_{mn}|x_1 - y_1|\} - i\omega(t - \tau)}{k_{mn}} \times \left\{ \frac{\partial f_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i} - \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \right\} \quad (9)$$

매우 큰 x_1 에 대해서 지수함수는 $\exp\{ik_{mn}(x_1 - y_1) - i\omega(t - \tau)\}$ 과 같이 되고 식 (7)에서 정의된 k_{mn} 은 덕트 축 방향의 파동수(wave number)를 나타낸다. 감쇄 없이 전파해가는 파동에 대해서는 이 값이 실수가 되어야 하고, 그러면 $k_0^2 - \kappa_{mn}^2 > 0$ 의 부등식을 만족하여야 한다. 따라서 $\omega_{mn}^2 = (c_0 k_{mn})^2$ 으로 정의되는 절단 (cut-off) 주파수보다 작은 주파수에 대해서는 소음원으로부터 거리에 따라 지수함수에 비례하여 감쇄하게 된다. 위와 비슷한 유도과정은 기존연구자⁽³⁻⁵⁾들에 의해서도 시도되었다.

2.2 유동해석자료와의 연관을 위한 알고리즘의 개발

본 절에서는 앞 절에서 유도된 식을 바탕으로 전산 유체역학을 이용하여 얻을 수 있는 유동해석결과를 입력값으로하여 주파수 공간에서 덕트 내의 임의의 위치에서 음압을 예측할 수 있는 식으로 변환하도록 하겠다.

식 (9)에서 위치 \mathbf{x} , 시간 t 에서 각주파수 ω 에 대한 역푸리에 변환으로 생각하면 위치 \mathbf{x} 에서 p 의 ω 에 대한 성분을 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$p(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i}{2} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{mn}^*(x_2, x_3)}{\Gamma_{mn}} \times \int_V d\mathbf{y} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \Psi_{mn}(y_2, y_3) \times \frac{\exp\{ik_{mn}|x_1 - y_1| + i\omega\tau\}}{k_{mn}} \times \left\{ \frac{\partial f_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i} - \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \right\} \quad (10)$$

위 식을 유동해석 결과와 연관시키기 위하여 공간에 대한 적분을 선행한 다음에 t 에 대한 적분을 하고, 또 이중극 소음원과 사중극 소음원으로 구별하여 다시 기술하면,

$$p(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i}{2} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{mn}^*(x_2, x_3) \exp\{ik_{mn}x_1\}}{\Gamma_{mn}} \times \{ \mathbf{D}_{mn}(\omega) + \mathbf{Q}_{mn}(\omega) \}$$

where

$$\mathbf{D}_{mn}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \Psi_{mn}(y_2, y_3) \frac{\exp\{-ik_{mn}y_1 + i\omega\tau\}}{k_{mn}} \times \left\{ \frac{\partial f_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i} \right\} d\mathbf{v} d\tau$$

$$\mathbf{Q}_{mn}(\omega) = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \Psi_{mn}(y_2, y_3) \frac{\exp\{-ik_{mn}y_1 + i\omega\tau\}}{k_{mn}} \times \left\{ \frac{\partial f_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \right\} d\mathbf{v} d\tau \quad (11)$$

여기서 \mathbf{D}_{mn} 은 이중극에 의한 ω 의 소음원 성분을 \mathbf{Q}_{mn} 은 사중극에 의한 ω 의 소음원 성분을 나타낸다. 위 식을 소음원을 충분히 포함하면서 적분 표면에서 소음원 성분이 사라지는 적분공간을 취한 후 발산정리(divergence theory)를 이용하면 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\mathbf{D}_{mn}(\omega) = - \frac{\rho_0}{k_{mn}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V f_i(\mathbf{y}, \tau) \times \frac{\partial}{\partial y_i} \{ \Psi_{mn}(y_2, y_3) \} \exp\{-ik_{mn}y_1 + i\omega\tau\} d\mathbf{v} d\tau$$

$$\mathbf{Q}_{mn}(\omega) = - \frac{1}{k_{mn}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V T_{ij}(\mathbf{y}, \tau) \times \frac{\partial}{\partial y_i \partial y_j} \{ \Psi_{mn}(y_2, y_3) \} \exp\{-ik_{mn}y_1 + i\omega\tau\} d\mathbf{v} d\tau \quad (12)$$

여기서 f_i 와 T_{ij} 는 전산유체역학을 이용하여 계산할 수 있다. "Unsteady RANS + Turbulence Model"을 이용하면 f_i 는 비정상 해석자료의 밸브 표면에서의 압력, 밀도, 셀(cell) 면적을 이용해서, $\rho u_i u_j$ 는 밀도와 비정상 속도 성분을 이용하여 시간

과 공간에 대해서 계산할 있다. 사중극 소음원의 경우 속도성분을 시간에 따른 정상속도성분(u_0)과 비정상속도성분(u_t)으로 나누면 전단소음원(shear noise source, $\rho u_{0i} u_{0j}$ 와 $\rho u_{ti} u_{tj}$)과 자가소음원(self noise source, $\rho u_{ti} u_{ij}$)로 분리할 수 있다. 위와 같은 분리는 사중극 소음원이 지배적인 내부공력소음문제 의 소음원 분석에 유용하다. 소음원 성분의 계산을 위해서 반드시 비정상 해석이 필요하다. 하지만 사중극 소음원의 경우 정상해석을 통하여 계산한 K 와 ϵ 값을 통계학적으로 처리하여 비정상 자료를 생성한 다음 모델의 입력값으로 사용할 수 있다. 본 논문에서는 비정상해석자료를 사용함으로 그에 대한 자세한 기술은 생략한다.

본 연구에서처럼 단면의 형상이 원형인 덕트가 고려대상이면 원통형 좌표계를 도입하는 것이 편리하다. 원통형 좌표계를 도입하면, 식 (5)의 모드함수(eigenfunction)는 다음과 같이 표현되며,

$$\Psi_{mn} = J_m(\kappa_{mn}r) e^{-im\theta}$$

여기서, $r = \sqrt{y_2^2 + y_3^2}$, $\theta = \tan^{-1}(y_2/y_3)$ 이다. 또한, κ_{mn} 은 다음과 같은 식을 만족한다.

$$J_m(\kappa_{mn}r_d) \equiv \left. \frac{dJ_m(x)}{dx} \right|_{x = \kappa_{mn}r_d}$$

이를 이용하여 식 (12)를 정리하면 다음과 같다.

$$\mathbf{D}_{mn}(\omega) = - \frac{\rho_0}{k_{mn}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V f_i(\mathbf{y}, \tau) \times \frac{\partial}{\partial y_i} \{ J_m(\kappa_{mn}r) e^{-i(k_{mn}y_1 + m\theta)} \} \exp\{i\omega\tau\} d\mathbf{v} d\tau$$

$$\mathbf{Q}_{mn}(\omega) = - \frac{1}{k_{mn}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V T_{ij}(\mathbf{y}, \tau) \times \frac{\partial}{\partial y_i \partial y_j} \{ J_m(\kappa_{mn}r) e^{-i(k_{mn}y_1 + m\theta)} \} \exp\{i\omega\tau\} d\mathbf{v} d\tau \quad (13)$$

3. 엔진 흡기계의 쓰로틀 밸브소음 예측

앞 절에서 기술한 내부공력소음해석모델을 이용하여 자동차용 엔진의 흡기계 쓰로틀 밸브소음을 예측하였다. Fig. 1에서 실제 자동차용 엔진에서 측정된 쓰로틀 밸브의 빠른 열림 동작시 쓰로틀 밸브의 각도 변화와 이에 따른 소음을 시간에 따라 나타내었다. 이 실험에서 외부공기는 쓰로틀 밸브 쪽으로 빨려들

이 실험에서 외부공기는 쓰로틀 밸브 쪽으로 빨려들어가 매니폴드 입구를 통해 빠져나가며 이 때의 체적 유량은 2000 cc 엔진이 1500 rpm의 작동조건으로 운행할 경우에 맞추었다. 또한 닫혀 있던 밸브는 0.227 초 동안에 완전히 열리는 동작을 한다.

3.1 유동 해석

(1) 계산 조건

유동장에 대한 정보를 얻기 위하여 상용 프로그램인 Star-CD를 이용하여 비정상 수치모사를 수행하였다. 내부 전산유체역학 코드 대신에 상용프로그램을 사용한 이유는 두 가지로서 첫번째는 실제 산업계의 설계과정에서 주로 사용하는 해석도구를 이용하여 본 연구를 수행함으로써 개발한 모델의 범용성을 보여주고 두 번째는 유동해석결과의 유효성의 증명에 투자

되는 시간을 절약하기 위한 목적이다. 쓰로틀 밸브가 빠른 열림(quick opening) 동작을 할 때의 3차원 유동장을 계산하기 위해서는 먼저 실물에 대한 3차원 모델링 즉 쓰로틀 밸브와 덕트 내부의 유체를 모델링하는 계산 격자가 필요하다. 쓰로틀 밸브가 빠른 열림 동작을 할 때에는 밸브가 시간에 따라 회전을 하게 되므로 유동장의 격자도 시간에 따라 변하게 된다. 그러므로 쓰로틀 밸브가 닫힌 상태에서 완전히 열릴 때까지 유동을 분석하기 위해서는 쓰로틀 밸브의 열림 각도(open angle)에 따라 각각 그 모양에 대응하는 격자가 필요하다. 따라서 계산 격자를 두 부분으로 나누어 쓰로틀 밸브의 회전을 모사하기 위해 시간에 따라 회전하는 구형 격자와 시간에 따라 변하지 않은 덕트 유로용 격자를 구성하였다. Fig. 2에서 사용한 격자와 적용한 경계조건을 나타내었다. 유동은 압축성 점성 유동으로 가정하였으며, 유체는 상온공기로 가정하였다. 덕트 입출구의 경계조건을 위하여 실험에서 측정된 압력의 시간에 따른 변화값을 덕트의 출구면에서의 경계 조건으로 사용하였으며, 덕트 입구의 압력은 대기압으로 일정하게 유지하였다. 공간차분기법으로는 QUICK 기법을, 시간적분기법으로는 완전 내재적기법을 적용하였다. PISO 알고리즘을 이용하여 비정상 계산을 수행하였으며 사중극 소음원을 계산하기 위하여 $k-\epsilon$ 난류 모델을 사용하였다.

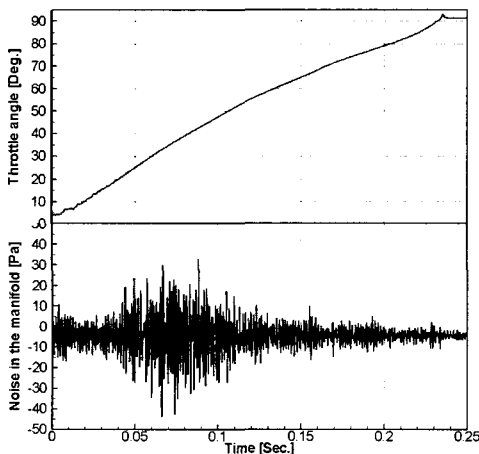
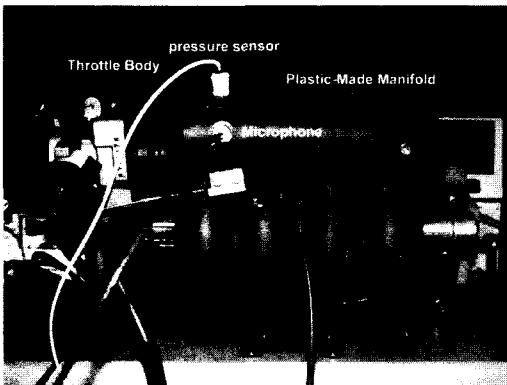


Fig. 1 Throttle body and manifold for actual measurement, and the time histories of the open angle of the throttle valve and of the acoustic pressure from the quick-opening throttle valve

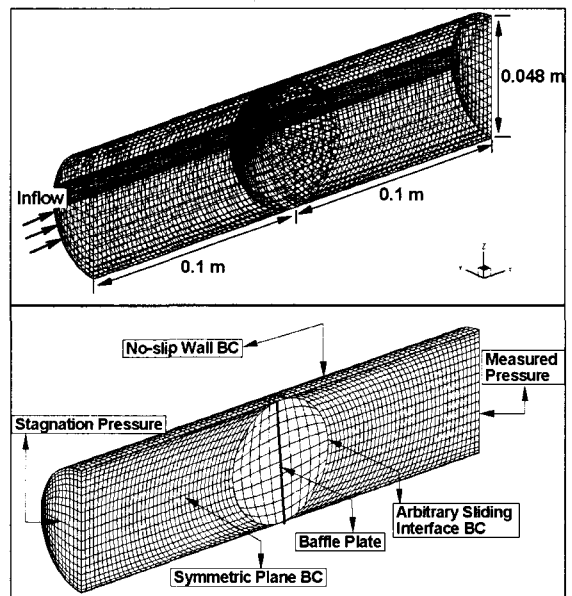


Fig. 2 The meshes and boundary conditions for the flow simulation

(2) 유동 해석 결과

다음에서는 비정상 해석 결과를 논의의 편의를 위하여 몇 개의 밸브 열림 각도에서 나누어 기술하도록 하겠다.

Fig. 3에서 쓰로틀 밸브의 열림 각도가 20도일 때의 속도 분포를 나타내었다. 제일 위쪽 그림에서 대칭면인 xz 평면에서의 속도 분포와 쓰로틀 밸브로부터 하류방향으로 30 mm, 60 mm 각각 떨어진 곳에서

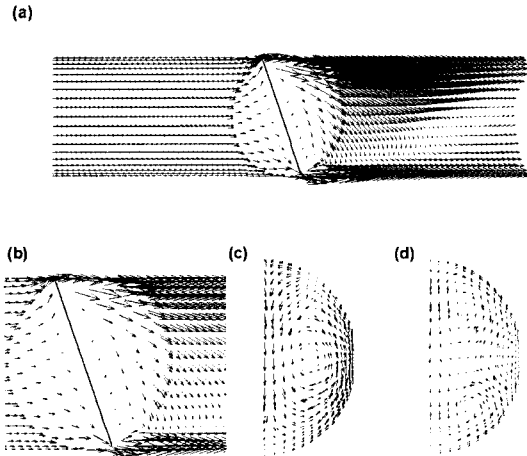


Fig. 3 Velocity distribution of airflow when the throttle valve is opened to 20 degree (Maximum Vel. = 141.3 m/s): (a) At the plane $y = 0$, (b) Zoomed plot, (c) At the plane $x = 0.03$ m and (d) At the plane $x = 0.06$ m

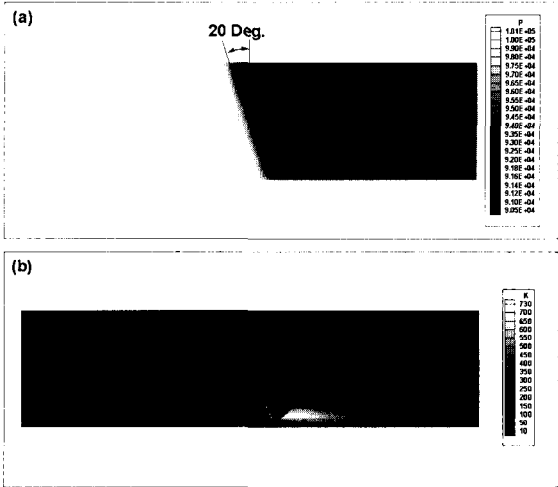


Fig. 4 Distributions of (a) pressure and (b) turbulence kinetic energy at the symmetric plane $y = 0$ at the open angle of 20 degree

덕트 축에 수직한 면에서 속도분포를 나타냈다. 대칭면의 속도분포를 살펴보면 쓰로틀 밸브의 위쪽에서 가장 빠른 속도가 나타나고 있고 위쪽으로 흘러 들어온 유동이 강하게 아래쪽방향으로 흘러 쓰로틀 Fig. 3에서 쓰로틀 밸브의 열림각도가 20도 일 때의 유동의 속도분포를 나타내었다. 제일 위쪽 그림에서 대칭

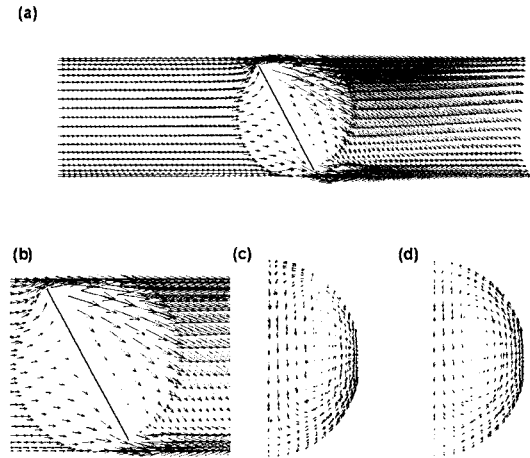


Fig. 5 Velocity distribution of airflow when the throttle valve is opened to 30 degree (Maximum Vel. = 142.5 m/s): (a) At the plane $y = 0$, (b) Zoomed plot, (c) At the plane $x = 0.03$ m and (d) At the plane $x = 0.06$ m

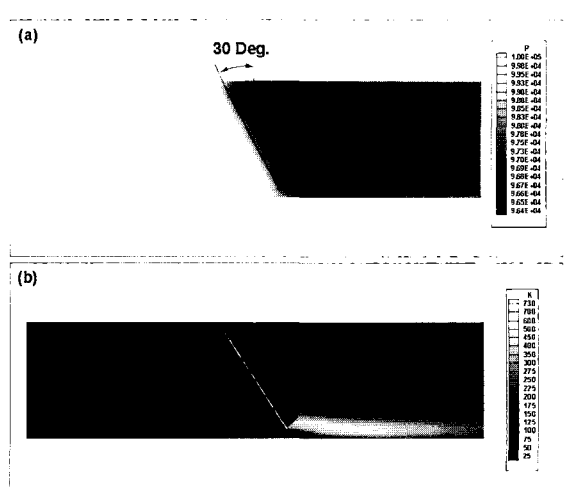


Fig. 6 Distributions of (a) pressure and (b) turbulence kinetic energy at the symmetric plane $y = 0$ at the open angle of 30 degree

면인 평면에서의 속도 분포와 쓰로틀 밸브로 밸브 밀 쪽에서 흘러 들어온 유동과 충돌함을 알 수 있다. 또한 Fig. 4에서 나타난 압력과 난류 에너지 분포를 보면, 이런 충돌로 인하여 난류의 운동 에너지가 그 충돌 위치에서 매우 큰 값을 나타내고 있다는 것을 알 수 있다. 또한 덕트 축에 수직한 단면의 속도 분포로

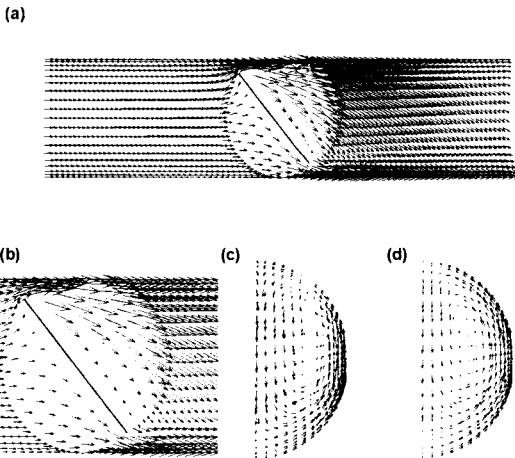


Fig. 7 Velocity distribution of airflow when the throttle valve is opened to 40 degree (Maximum Vel. = 112.9 m/s): (a) At the plane $y = 0$, (b) Zoomed plot, (c) At the plane $x = 0.03$ m and (d) At the plane $x = 0.06$ m

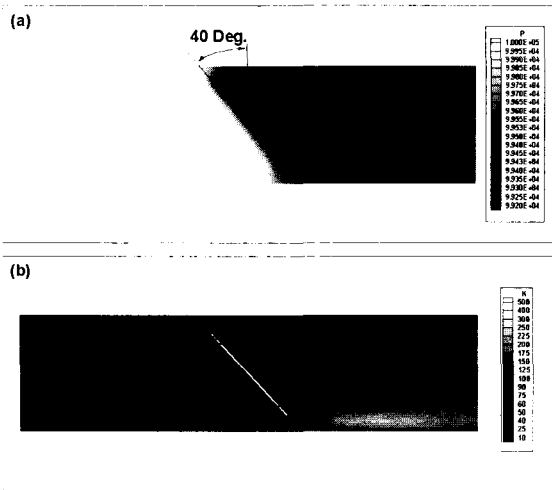


Fig. 8 Distributions of (a) pressure and (b) turbulence kinetic energy at the symmetric plane $y = 0$ at the open angle of 40 degree

부터 덕트 출구쪽에서 보았을 때 반시계 방향으로 강한 회전 유동이 발생한다는 것을 알 수 있다. 즉 대칭면에서 강한 하강기류가 대칭면을 따라 아래쪽으로 흘러 덕트 아래쪽을 지나 덕트 벽면을 따라서 위로 다시 올라가는 유동 형태를 보인다. $x = 60$ mm인 평면에서도 $x = 30$ mm 인 평면에서와 같이 회전유동은 그대로 유지되고 있다는 것을 알 수 있다. 이런 회전유동은 쓰로틀 밸브와 덕트의 안쪽 벽면이 이루는 열림 면적이 원주방향으로 불균일하기 때문에 발생하는 것으로 이런 큰 스케일의 회전 유동이 결국 난류에 에너지를 공급한다는 것을 알 수 있다.

Figs. 5, 6에서 쓰로틀 밸브의 열림 각도가 30도 일 때의 유동 해석 결과를 나타냈다. 속도 분포의 기본적 구조는 20도 일때와 별반 차이가 없지만 덕트 밀쪽에서 들어오는 유동속도가 빨라져 덕트 축에 수직한 단면에서 회전 유동의 속도 중 밀쪽에서 매우 큰 속도가 형성되고 있다는 것을 알 수 있다. 난류의 운동 에너지는 대칭면상에서 20도 일 때와 비슷하나 그 최대 영역은 더 증가하였다는 것을 알 수 있다.

Figs. 7, 8 에서 쓰로틀 밸브의 열림 각도가 40도 일때의 쓰로틀 밸브 주위의 유동 특징을 나타내었다. 역시 전체적인 속도 분포는 그 전 각도들의 결과와 비슷하나 대칭면의 속도 분포에서 쓰로틀 밸브 위의 유동이 앞 두개의 열림 각도 때와는 달리 밸브 표면을 따라 평행하게 흘러가면서 덕트 밀 쪽에서 흘러 올라오는 역류가 없어졌다. 이는 쓰로틀 밸브가 좀 더 열림에 따라 유체가 통과할 수 있는 면적이 증가하여 최대 속도가 급격히 감소하면서 좀 더 부드러운 유로를 형성하며 쓰로틀 밸브 주위를 흘러 나가기 때문이다. 난류의 운동 에너지도 그에 따라 최대값이 20, 30도 일 때 보다 감소했다.

쓰로틀 밸브의 열림 각도가 50도 이상부터는 점차적으로 유동이 부드러워짐에 따라 같은 경향으로 난류 운동 에너지가 감소한다. 따라서 소음원이 강하게 형성되는 부분은 대부분 초기 열림 각도에서 발생한다.

3.2 소음 해석

유동해석 수치자료를 이용하여 덕트 내부에서 공력 소음을 예측한 결과에 대해서 기술하도록 하겠다. 본 절에서 사용하는 기본 예측식은 식 (11)과 식 (12), 그리고 원통형 좌표계로 전환한 식 (13)이다.

식 (12)를 물리적 관점에서 보면 공간과 시간에

대하여 분포해 있는 밸브 표면의 압력 변화로 인한 이중극 소음원과 난류 속도에 의한 사중극 소음원을

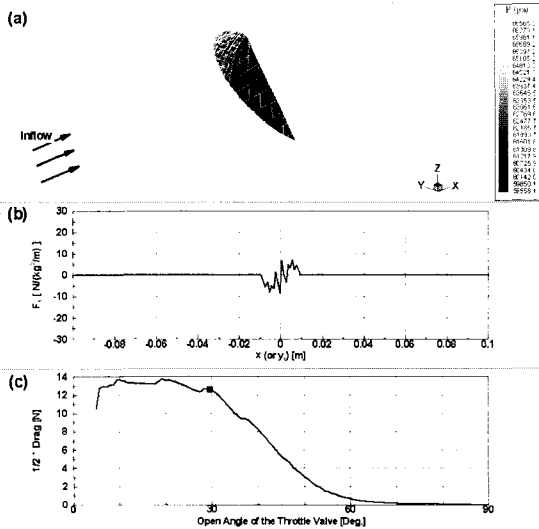


Fig. 9 The dipole sources of airflow when the throttle valve is opened to 30 degree: (a) Pressure distribution on the surface of the throttle valve, (b) Variation of F_1 along the direction of flow stream and (c) The drag of the throttle valve

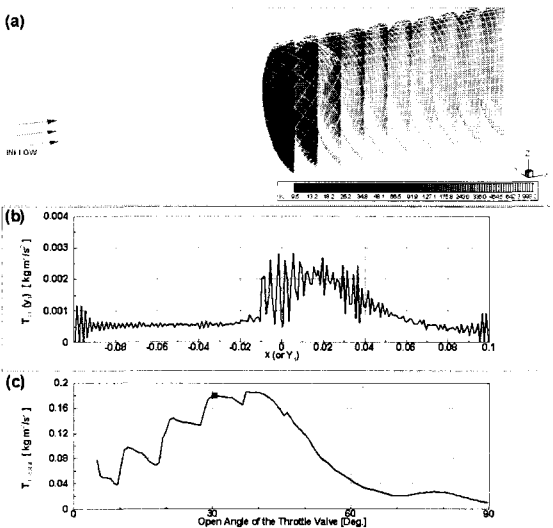


Fig. 10 The quadrupole sources of airflow when the throttle valve is opened to 30 degree: (a) The variation of turbulence kinetic energy over whole computation domain, (b) The distribution of T_1 along the flow-stream direction (c) Space-integrated values of T_{11} over whole computation domain

덕트 단면모양에 의하여 결정되는 그린 함수와 주어진 주파수로 주어지는 필터를 사용하여 시간과 공간에 대하여 적분하는 일종의 필터링으로 간주할 수 있다. Figs. 9와 10에서 쓰로틀 밸브의 열림 각도가 30도일 때 쓰로틀 밸브 위의 압력에 의한 축방향의 힘 성분과 유동내의 난류속도에 의한 축방향의 사중극 소음원 성분을 나타냈다. 또 열림 각도에 따른 쓰로틀 밸브의 항력성분과 난류속도성분의 변화량을 도시하였다. 축방향의 힘성분과 축방향의 난류속도성분은 식 (12) 에서 나타내듯이 각각 평면과 성분의 이중극과 사중극 소음원이 된다. 이렇게 구해진 이중극과 사중극 소음원을 내부공력소음예측 모델에 적용하여 시간과 공간 상에서 적분을 수행하면 내부공력소음을 예측할 수 있다.

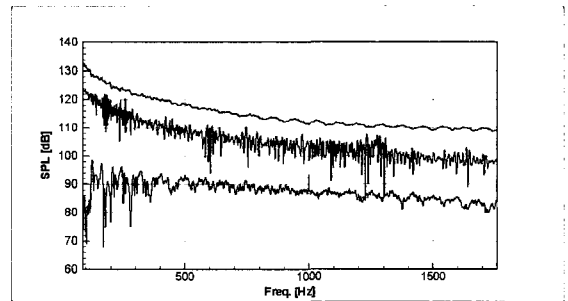


Fig. 11 Comparison of sound pressure levels: (Upper) Predicted results by using the dipole source, (middle) Measured Data, and (Lower) Predicted results by using the quadrupole source

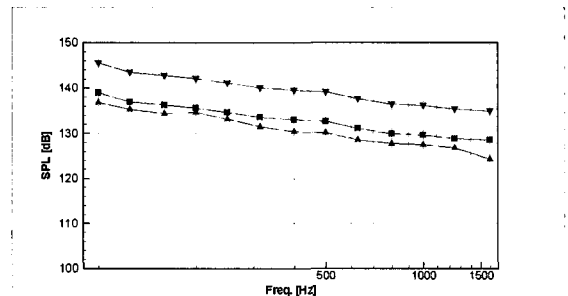


Fig. 12 Comparison of sound pressure levels at one-third octave band frequencies. (Prediction result: ▽, Corrected prediction result by using the transmission loss: ■, and measured data: ▲)

계산에 사용한 엔진흡기계 덕트의 지름은 0.048 m로서 첫번째 모드에 대하여 절단 주파수를 계산해보면 4150 Hz가 나온다. 따라서 4150 Hz 이하성분은 평면파 모드만이 전파해 간다. Star-CD에서 계산한 시간간격은 2×10^{-4} 으로서 Nyquist 주파수는 2500 Hz가 되고 수치적으로 의미있는 주파수는 약 2000 Hz 이하 성분이 된다. 실험은 쓰로틀 밸브의 위치로부터 후류방향으로 19 cm 떨어진 매니폴드 벽면에서 압력을 측정하였다.

Fig. 11에서 예측한 이중극 소음과 사중극소음원을 측정치와 함께 나타내었다. 예측값을 이용하여 이중극 음원에 의한 소음이 사중극 소음원에 의한 소음보다 우세하다는 것을 알 수 있고 따라서 쓰로틀 밸브의 빠른 열림 동작에 의한 주요 공력소음원은 이중극 소음원이 된다는 것을 알 수 있다. 또한 이중극 음원에 의한 소음예측과 측정값을 비교해보면 주파수에 따른 음압의 경향성이 매우 유사함을 알 수 있다. 하지만 경향성의 유사함에도 불구하고 각 주파수마다 예측값이 측정값보다 항상 높은 값을 가짐을 알 수 있다.

여기서 예측값과 측정값의 차이는 실제 측정은 엔진의 매니폴드에서 하였기 때문에 덕트 모양이 원형이라는 가정을 위반하고 쓰로틀을 싸고있는 덕트와 매니폴드의 연결 부위에서 면적이 달라지면서 생기는 전달손실에 의한 것으로 판단된다.

이러한 전달손실을 고려하기 위하여 음향이론을 이용하여 파이프에서 면적차이에 의한 평면파의 전달손실을 계산하면 다음과 같이 표현된다.

$$T = \frac{2A_1}{A_1 + A_2} I \quad (14)$$

여기서 A_1 은 입구쪽 덕트의 단면적이고 A_2 는 출구쪽 덕트의 단면적이다. 본 계산에 적용하기 위하여 입구쪽 덕트에 해당하는 쓰로틀 밸브를 싸고 있는 덕트와 매니폴드의 단면적을 계산하면 $A_1 = 0.0242(\text{m}^2)$ 이고 $A_2 = 0.0796 \times 0.0735 (\text{m}^2)$ 이 된다. 이 단면적을 식 (14)에 대입하여 계산하면 -6.5 dB의 전달 손실이 발생한다. 계산한 전달손실을 고려하여 예측한 이중극 소음과 측정값을 1/3 옥타브밴드에서 나타내면 Fig. 12와 같이 된다. 각 주파수에 따라 예측값과 측정값의 차이가 2 dB 이내로 됨을 알 수 있다.

4. 결론

쓰로틀 밸브의 빠른 열림동작에 의한 흡기계 기류 소음을 예측하기 위하여 전산유체역학과 연계할 수 있는 내부 공력소음 예측 알고리즘을 개발하였다. 개발된 알고리즘을 적용하여 예측된 값을 실제 실험값과 비교하여 그 유효성을 입증하였다. 흡기 기류음 예측을 위한 본 모델은 덕트의 모양에 대한 그린함수만 알고 있으면 적용할 수 있는 모델로서 일반적인 내부 공력소음 예측에 적용할 수 있을 뿐만 아니라 구체적인 공력소음원의 분석으로 저소음 디자인에도 활용할 수 있을 것으로 사료된다.

후 기

과학기술부의 국제공동연구와 한국과학재단 목적기초연구(R01-2001-000-00401-0), 교육부의 두뇌한국 21사업의 지원으로 이 연구를 수행하였습니다.

참 고 문 헌

- (1) Lighthill, M. J., 1952, "On Sound Generated Aerodynamically, 1. General Theory", Proc. Roy. Soc. A, Vol.211, pp. 564~587.
- (2) Bechara, W., Baily, C., Lafon P. and Candel, S. M. 1994, "Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flow", AIAA Journal, Vol.32, No.3, pp. 455~463.
- (3) Doak, P.E., 1973, "Excitation, Transmission and Radiation of Sound from Source Distributions in Hard-walled Ducts of Finite Length (I): the Effects of Duct Cross-section Geometry and Source Distribution Space-time Pattern", Journal of Sound and Vibration, Vol.31, No.1 pp. 1~72.
- (4) Davies, H. G. and Ffowcs J. E., Williams, 1968, "Aerodynamic Sound Generation in a Pipe", Journal of Fluid Mechanics, Vol.32, No.4, pp. 765~778.
- (5) Nelson P. A. and Morfey, C. L., 1981, "Aerodynamic Sound Production in Low Speed Flow Ducts", Journal of Sound and Vibration, Vol. 79, No.2, pp. 263~289.