

〈논 문〉

관출구로부터 방출하는 펄스파 특성에 관한 연구

A Study on the Characteristics of the Impulse Wave Discharged from the Exit of a Pipe

이 동 훈[†] · 김 희 동* · 이 명 호** · 박 중 호***

D. H. Lee, H. D. Kim, M. H. Lee and J. H. Park

(2001년 9월 24일 접수 : 2001년 11월 24일 심사완료)

Key Words : Aeroacoustics(공력음향), Compression Wave(압축파), Impulse Noise(충격성 소음), Impulse Wave(펄스파), Shock Tube(충격파관), Shock Wave(충격파)

ABSTRACT

A computational work of the impulse wave which is discharged from the open end of a pipe is compared to the Lighthill's aeroacoustics theory. The second-order total variation diminishing(TVD) scheme is employed to solve the axisymmetric, compressible, unsteady Euler equations. The relationship between the initial compressure wave form and the resulting impulse wave is characterized in terms of the peak pressure. The overpressure, pressure gradient and wavelength of the initial compression wave are changed to investigate the influence of the initial compressure wave form on the peak pressure of impulse wave. The results obtained show that for the initial compression wave of a large wavelength and small pressure gradient the peak pressure of the impulse wave depends upon the wavelength and pressure gradient of compression wave, but for the initial compression wave of a short wavelength and large pressure gradient the peak pressure of the impulse wave is almost constant regardless of the wavelength and pressure gradient of compression wave. The peak pressure of the impulse wave is increased with an increase in the overpressure of the initial compression wave. The results from the numerical analysis are well compared to the results from the aeroacoutics theory with a good agreement.

1. 서 론

관내를 전파하는 압축파나 충격파가 대기로 방출하는 경우 펄스형태의 강한 압력파를 발생시키게 되는데 이를 펄스파라고 한다. 이와 같은 펄스파 현상의

대표적인 예로는 자동차의 배기관, 대포나 총기류, 차량의 공압제동장치, 각종 고압플랜트의 blow-off 라인 및 고속열차/터널시스템 등을 들 수 있다.⁽¹⁾

펄스파는 지속시간이 짧더라도 피크압력이 매우 높기 때문에 충격적인 외력으로 작용하여 주변 구조물과 시스템 등을 진동파괴시키는 원인이 된다.⁽²⁾ 더욱이 펄스파는 강력한 충격성 소음을 동반하게 되므로 서 수음자가 펄스파에 노출되면 일시에 청각기능을 상실할 수도 있다.⁽³⁾ 이 때문에 오래전부터 대포나 총기류⁽⁴⁾를 대상으로 하여 펄스파 제어를 위한 일련의 연구가 진행되어 왔으며 현재에도 연구가 계속되고 있다. 또한 고속열차/터널시스템의 터널출구로부터

† 책임저자, 정회원, 서울산업대학교 기계공학과
E-mail : ldh@duck.snut.ac.kr
Tel : (02) 970-6331, Fax : (02) 949-1458

* 안동대학교 기계공학과

** 서울산업대학교 기계공학과

*** 충남대학교 기계공학과

방출되는 펄스파에 의해 야기된 충격성 소음문제는 김⁽⁵⁾과 Setoguchi⁽⁶⁾ 등의 연구를 통해 상당수준의 저감기술이 정립되었다고 할 수 있다.

그러나 자동차의 배기관, 차량의 공압제동장치 및 각종 고압플랜트의 blow-off 라인 등과 같은 배관계로부터 방출되는 펄스파에 의한 충격성 소음에 대해서는 아직까지도 적절한 저감장치의 개발이나 저감기법이 제시되지 못하고 있다. 배관계로부터 전파하는 충격성 소음에 대한 효과적인 저감대책을 수립하기 위해서는 저감대책의 수립에 앞서 펄스파의 전파과정 에 대한 물리적인 이해와 전파특성 규명을 필요로 한다. 이를 위해서는 관출구로 방출되는 펄스파의 전파 과정과 전파특성을 관내에서 발생한 압축파나 충격파 와 상관지어 규명하는 것이 대단히 중요하다.⁽⁷⁾

한편 김 등⁽⁸⁾이 발표한 연구문헌에 의하면 「고속철도 터널출구에서 발생하는 충격성 소음의 크기는 식 (1)에 나타낸 바와 같이 터널내를 전파하여 터널출구에 도달하는 압축파면의 압력에 대한 시간미분(이하에서는 압력구배라 한다.)에 비례한다고 보고하였다.

$$\Delta p_{max} \propto \frac{1}{r} \left(\frac{\partial p_{comp}}{\partial t} \right)_{max} \quad (1)$$

식 (1)에서 Δp_{max} 은 관출구로부터 방출되는 펄스파의 피크압력, Δp_{comp} 는 초기압축파의 압력, r 은 관출구로부터의 전파거리 그리고 $(\partial \Delta p_{comp} / \partial t)_{max}$ 는 관출구면에서 형성되는 압축파면의 압력에 대한 시간미분의 최대값을 의미한다. 또한 이들은 위와 같은 실험적인 사실이 관단으로부터 임의의 질량유속이 주위공간으로 방출되는 경우에 발생하는 펄스파에 관한 선형음향 이론과도 잘 일치한다고 보고한 바 있다.⁽⁸⁾

김 등⁽⁸⁾은 위와 같은 연구결과를 토대로 하여 터널 내부에 설치된 다공벽이 압축파의 특성에 미치는 영향,⁽⁹⁾ 두 연속터널을 전파하는 압축파의 특성연구,⁽⁹⁾ 터널 내에 설치된 수직갱이 압축파의 특성에 미치는 영향⁽¹⁰⁾ 등을 비롯한 압축파 전파특성과 관련된 다수의 연구결과를 제시한 바 있다.^(11, 12) 그러나 이들 연구의 주된 관심사는 충격성 소음의 저감이었으므로 압축파의 압력완화에 연구의 주안점을 두었다. 즉, 본 연구에서와 같이 관내를 전파하는 초기압축파의 압력구배, 파장 및 과잉압력 변화에 따른 펄스파의 전파 특성이나 전파과정에 대한 상세한 고찰과 함께 이들 결과를 공력음향 이론으로 구한 결과와 비교 검토한

연구결과는 현재까지 발표된 바 없다.

따라서 본 연구에서는 펄스파의 전파과정과 전파 특성을 보다 상세히 이해하고 규명할 목적으로 TVD 유한차분법과 공력음향 이론을 이용하여 초기 압축파의 압력구배, 파장 그리고 과잉압력을 변화시키면서 관출구로 방출되는 펄스파의 압력분포와 피크압력을 계산하여 비교 고찰하였다. 수치해석은 Harten-Yee의 TVD유한차분법⁽¹³⁾을 이용하여 비정상 축대칭 압축성 Euler방정식을 계산하였으며, 공력음향 해석은 Lighthill의 파동방정식으로부터 도출된 이론 계산식^(14, 15)을 이용하였다.

2. 수치해석

본 연구에서는 비정상 축대칭 압축성 유동방정식에 Harten-Yee의 TVD법⁽¹³⁾을 적용하여 Fig. 1에 도시된 유동장을 수치계산하였으며 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + W = 0 \quad (2)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad W = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix} \quad (3)$$

식 (2)와 식 (3)에서 ρ 는 기체의 밀도, t 는 시간, u 와 v 는 각각 x 방향과 y 방향의 속도성분 그리고 p 는 압력을 나타낸다. 또 e 는 단위 체적당 전에너지로서 기체의 비열비 γ 를 사용하여 표현하면 다음식과 같다.

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (4)$$

또한 관내를 전파하는 압축파 전방의 정지기체의 상태량(하첨자 1)으로 각 상태량들을 무차원화하면 다음과 같다.

$$t' = \frac{t}{D/a_1\sqrt{\gamma}}, \quad p' = \frac{p}{p_1}, \quad \rho' = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad e' = \frac{e}{p_1}, \\ x' = \frac{x}{D}, \quad y' = \frac{y}{D}, \quad u' = \frac{u}{a_1\sqrt{\gamma}}, \quad v' = \frac{v}{a_1\sqrt{\gamma}} \quad (5)$$

식 (5)에서 D 는 관지름, a 는 음속 그리고 하첨자 1은 대기상태를 의미한다. 또 식 (5)의 무차원화된 상태량들을 사용하여 식 (2)를 변형하면, 식 (3)의 각 물리량에 첨자를 붙인 식 (2)와 같은 형태의 보존식이 얻어진다.

Fig. 1은 수치계산에 이용된 계산영역, 경계조건 그리고 좌표를 나타낸 것이다. 지름 $D=66$ mm인 충격파관의 출구에는 무한히 큰 배플판이 부착되어 있다. 도시된 유동장에서 관출구면을 기준으로 $x/D=-15$ 인 위치를 수치계산의 상류경계로 그리고 $x/D=10$ 을 하류경계로 설정하였다. 또한 상류경계에서는 유입유동 조건, 하류경계는 유출유동 조건 그리고 모든 고체벽면에는 slip-wall 조건을 적용하였으며, 대칭성을 고려하여 중심축을 기준으로 하여 상반부만을 계산영역으로 취하였다. 계산격자는 정방형 격자로 $\Delta x=\Delta y=1.32$ mm의 크기로 하였다.

한편 압축파의 초기조건은 식 (6)과 같이 정의된 초기압축파가 상류지점 $x/D=-2$ 위치에서 관출구를 향해 전파하는 것으로 가정하였다.⁽¹⁶⁾

$$\frac{\Delta p_{comp}}{p_1} = \frac{\Delta p^*}{p_1} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left\{ \frac{\pi D}{L} \left(\frac{x}{D} + \frac{10}{3} \right) \right\} \right] \quad (6)$$

식 (6)에서 L/D , Δp_{comp} , 그리고 Δp^* 는 초기압축파의 특성을 결정짓는 인자로서 Fig. 2에 정의된 바와 같이 Δp_{comp} 는 압축파의 압력, L/D 는 관지름 D 로 무차원화된 압축파의 파장 그리고 Δp^* 는 압축파의 과잉압력을 뜻한다.

Fig. 3은 초기압축파의 과잉압력 $\Delta p^*=2$ kPa인 상태에서 식 (6)을 이용하여 파장 L/D 를 변화시키면

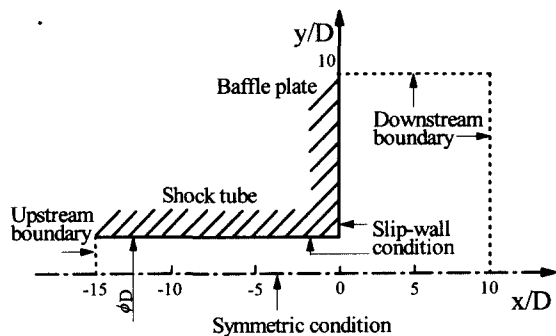


Fig. 1 Computational domain and boundary conditions

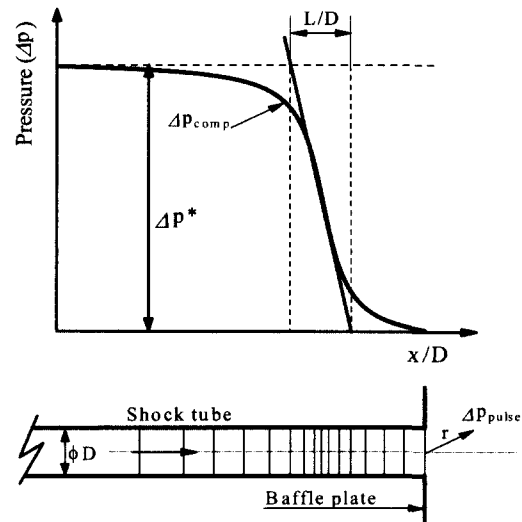


Fig. 2 Specifications of initial compression wave

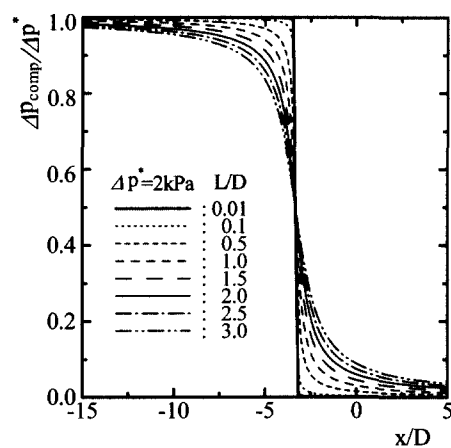


Fig. 3 Initial compression wave forms

서 계산한 초기압축파의 파형결과이다. 결과에서 보듯이 압축파의 파장이 길어질수록 압력구배는 점차 완만하게 되는 반면에, 압축파의 파장이 짧아질수록 압력구배는 급격하게 되어 충격파형에 가까워지는 것을 알 수 있다.

본 연구에서는 초기압축파의 파장 $L/D=0.01\sim 3.0$ 그리고 초기압축파의 과잉압력 $\Delta p^*=2.0\sim 3.5$ kPa 범위의 값을 변화시키면서 관출구로 방출되는 펄스파의 압력분포와 피크압력을 계산하였다.

3. 공력음향 해석

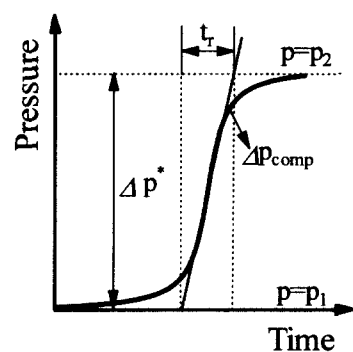
지름 D 인 관의 출구로부터 거리 r 만큼 떨어진 지점에서의 펄스파 압력 $\Delta p(r, t)$ 는 Lighthill의 파동방정식을 이용하여 다음식으로 표현할 수 있다.^(14, 15)

$$\Delta p(r, t) = -\frac{D^2}{8ra_1} \left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right) \quad (7)$$

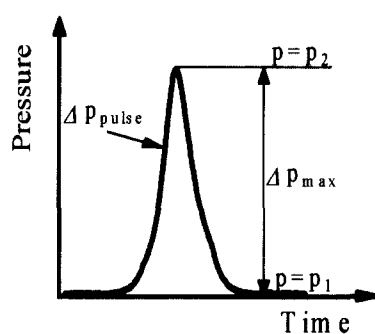
또한 본 연구에서와 같이 무한히 큰 배플판이 관출구에 부착된 경우의 외부공간은 반무한 음장공간이 되므로 식 (7)은 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$\Delta p(r, t) = -\frac{D^2}{4ra_1} \left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right) \quad (8)$$

식 (8)에서 알 수 있듯이 펄스파의 압력은 전파거리 r 에 반비례하고 압력상승의 시간적 변화인 압축파의 압력구배 $(\partial \Delta p_{comp} / \partial t)$ 에 비례하는 것을 알 수 있다.



(a) Compression wave



(b) Impulse wave

Fig. 4 Comparison of the impulse and compression waves in a time domain

또한 Fig. 4의 그림 (a)와 같이 (여기서 t_r 은 압축파의 상승시간) 시간영역에서 정의된 초기압축파의 파형 Δp_{comp} 를 시간으로 미분하면, 그림 (b)와 같은 펄스파의 파형 Δp_{pulse} 가 얻어진다. 따라서 무한히 큰 배플판이 관출구에 부착된 경우에 펄스파의 피크압력 Δp_{max} 은 다음에 제시되는 식 (9)에서 보는 바와 같이 초기압축파의 최대 압력구배에 비례함을 알 수 있다.

$$\Delta p_{max}(r) = \frac{D^2}{4ra_1} \left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right)_{max} \quad (9)$$

한편 관내를 전파하는 초기압축파가 개구단에 도달하면 개구단을 통한 질량의 유출입때문에 개구단면에서의 압축파의 압력은 일정치 않게 되므로 관출구로 방출된 펄스파의 피크압력을 정확히 예측할 수 없게 된다. 따라서 펄스파의 피크압력을 정확히 예측하고 평가하기 위해서는 개구단 압력이 일정상태인 것으로 가정할 수 있는 개구단 보정길이 Δl 을 식 (9)에 반영시켜 펄스파의 피크압력을 구하여야 한다. 이를 위해 $x = a_1 t$ 관계를 이용하여 $t + \Delta l / a_1$ 및 $t - \Delta l / a_1$ 시간영역에서의 압축파의 압력을 식 (6)으로부터 얻은 후, 압축파의 최대 압력구배를 구하면 다음과 같이 된다.⁽¹⁷⁾

$$\left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right)_{max} = \frac{\Delta p^* a_1}{\pi \Delta l} \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{\pi \Delta l}{L} \right) \right\} \quad (10)$$

식 (10)은 개구보정된 압축파의 최대 압력구배를 구하는 식이며, 식 (10)을 식 (9)에 대입하면 관출구로부터 거리 r 지점에서의 펄스파의 피크압력 $\Delta p_{max}(r)$ 를 계산할 수가 있다.

$$\Delta p_{max}(r) = \frac{\Delta p^* D^2}{4\pi r \Delta l} \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{\pi \Delta l}{L} \right) \right\} \quad (11)$$

식 (11)에서 펄스파의 피크압력 $\Delta p_{max}(r)$ 은 전파거리 r , 초기압축파의 과잉압력 Δp^* 그리고 초기압축파의 파장 L/D 와 밀접한 관련이 있음을 알 수 있다. 또 식 (11)의 계산에서 개구단 보정길이 $\Delta l = 0.425D$ 를 이용하였다.⁽¹⁸⁾

4. 결과 및 고찰

Fig. 5는 파장 $L/D=1.5$ 와 $L/D=2.5$ 인 초기압축파가 관출구로 방출될 때 발생한 펄스파의 전파과정

을 무차원시간 t' 별로 수치계산하여 비교한 결과이다. 결과에 도시된 무차원시간 t' 는 식 (5)에 정의되어 있으며, 관내부에서 발생한 초기압축파가 관출구를 향해 전파하는 순간부터의 시간을 의미한다. 또 도시

된 결과의 종축은 펄스파의 절대압력을 대기압으로 무차원화한 펄스파의 압력진폭으로서 $x-y$ 평면상에 나타내었다.

결과에서 보듯이 시간이 경과함에 따라 펄스파의 압력은 점차 감소하면서 구면파와 같이 모든 방향으로 균일하게 전파해가는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 펄스파의 전파거동은 압축파의 파장 L/D 를 일정하게 유지시킨 상태에서 압축파의 과잉압력만을 변화시키면서 수치계산한 Fig. 6의 결과에서도 거의 유사한 전파과정을 확인할 수 있다. 특히 Fig. 5와 Fig. 6의 결과에서 압축파의 파장과 과잉압력 변화에 따른 펄스파의 압력분포 차이는 초기전파단계에서는 분명히 볼 수 있으나, 시간이 경과하게 되면 큰 차이없이 유사한 형태로 전파하는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 초기압축파의 L/D 값이 펄스파의 피크압력과 파형에 어떠한 영향을 미치는지를 수치계산한 결과이다. 계산위치는 관출구로부터 $x/D=1$ 만큼 떨어진 지점이다. 또 종축은 펄스파 압력 Δp_{pulse} 를 초기압축파의 과잉압력 Δp^* 로 무차원화한 것이며, 횡축은 무차원시간 t' 를 가리킨다.

도시된 결과로부터 L/D 값이 작아질수록 펄스파의 피크압력은 커지면서 정점에 이르는 상승시간은 상당히 짧아지게 되는 반면에, L/D 값이 커질수록 펄스파의 피크압력은 감소하면서 정점에 이르는 상승시간은 길어지게 된다. 이와 같이 초기압축파의 파장 L/D 에 좌우되어 관출구로부터 전파되는 펄스파의 크기와 파형의 형태가 서로 다르게 되는 것은 Fig. 3의 결과에서도 보았듯이 관내에서 발생한 초기압축파의 압력구

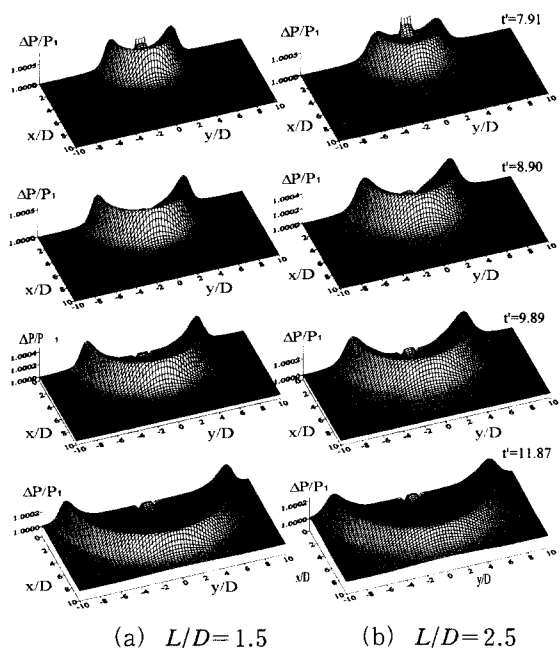


Fig. 5 Impulse wave contours ($\Delta p^* = 2$ kPa)

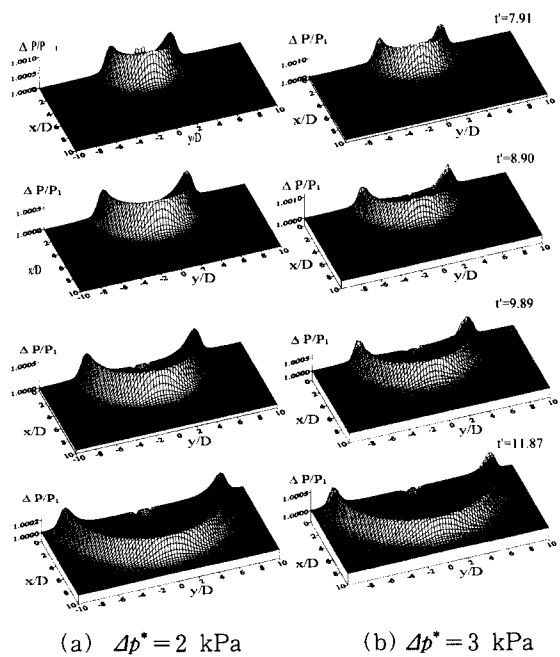


Fig. 6 Impulse wave contours ($L/D = 1$)

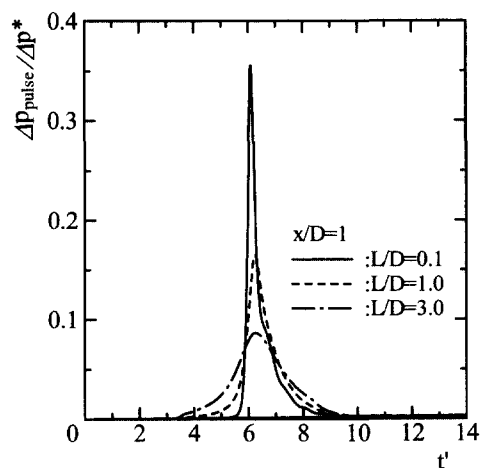


Fig. 7 Pressure variation of impulse waves

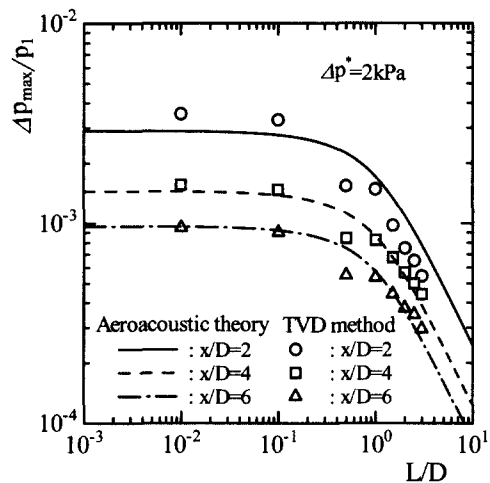


Fig. 8 Relationship between $\Delta p_{max}/p_1$ and L/D

배가 파장 L/D 에 의존하기 때문이다.

Fig. 8은 초기압축파의 과잉압력 $\Delta p^* = 2$ kPa인 상태에서 압축파의 파장변화에 따른 펄스파의 피크압력을 수치계산하여 공력음향 이론값과 비교한 결과이다. 종축은 펄스파의 피크압력을 대기압으로 무차원화한 것이며, 횡축은 초기압축파의 파장을 뜻한다.

결과에서 보듯이 펄스파의 피크압력은 초기압축파의 파장에 의존하는 경우와 의존하지 않는 경우로 구분된다. 즉 $L/D = 0.5$ 를 경계로 하여 파장이 길어질수록 펄스파의 피크압력이 대수비례하여 감소하는 경우와 파장이 짧아질수록 펄스파의 피크압력이 거의 일정하게 되는 경우가 이에 해당된다. 펄스파의 피크압력이 초기압축파의 파장에 의존하며 대수비례하여 감소하는 경우는 관내를 전파하는 파가 압축파이기 때문이다. 그러나 $L/D = 0.5$ 이하에서는 파장을 변화시켜도 펄스파의 피크압력이 거의 일정하게 되는 것은 관내를 압축파가 전파하기 보다는 충격파가 전파하는 것으로 해석할 수 있다. 이것은 Fig. 3의 결과에서도 확인하였듯이 초기압축파의 파장이 짧아질수록 관내의 압축파형은 점차 충격파형에 가까워지기 때문이다. 한편 충격파는 충격파자체의 비선형성으로 인하여 공력음향 이론을 적용할 수 없음에도 불구하고 Fig. 8에서 보듯이 이론계산과 수치계산한 결과가 비교적 잘 일치하는 것은 관내에서 발생한 충격파는 전파마하수가 매우 낮은 약한 충격파이므로 충격파의 비선형 효과가 크지 않기 때문이다. 이상과 같은 결과추세는 전파거리 $x/D = 2$ 지점에서 계산한 펄스파의

결과를 제외하고는 대체로 서로 유사하다는 것을 알 수 있다. $x/D = 2$ 지점에서 구한 수치계산값과 공력음향 이론값이 차이를 갖는 것은 본 연구의 공력음향 계산에서 근거리장의 영향을 포함시키지 않았기 때문이다.

Fig. 9는 초기압축파의 과잉압력 $\Delta p^* = 2$ kPa인 상태에서 수치계산과 공력음향 이론을 이용하여 초기압축파의 최대압력구배와 펄스파의 피크압력간의 관계를 구한 결과이다. 공력음향 이론을 이용하여 초기압축파의 최대압력구배에 따른 펄스파의 피크압력을 구하기 위해서는 다음에 서술되는 몇가지 계산과정이 필요하다. 먼저, 식 (6)에 $x = a_1 t$ 를 대입하여 시간 t 로 미분하면 다음식과 같이 된다.

$$\left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right)_{max} = \frac{\Delta p^* a_1}{L} \quad (12)$$

다음은 식 (12)의 양변에 $1/\Delta p^*$ 를 곱한 후, 식 (5)의 무차원 시간 t' 를 시간 t 로 바꾸어 식 (12)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\left\{ \frac{\partial (\Delta p_{comp}/\Delta p^*)}{\partial t'} \right\}_{max} = \frac{DN\gamma}{L} \quad (13)$$

식 (13)을 L 에 대하여 정리하여 식 (11)에 대입하면 초기압축파의 최대압력구배에 따른 펄스파의 피크압력을 구할 수 있다. 따라서 종축은 Fig. 8과 같이 펄스파의 압력진폭을 나타내며, 횡축은 식 (13)의 우변항으로 정리된 초기압축파의 최대압력구배를 뜻한다. 이 결과에서도 펄스파의 피크압력 추세는 $\left\{ \frac{\partial (\Delta p_{comp}/\Delta p^*)}{\partial t'} \right\}_{max} = 13$ 을 경계로 하여 구분된다. 즉 압력구배를 작게 할수록 펄스파의 피크압력이 대수비례하여 감소하는 경우와 압력구배를 증가시키더라도 펄스파의 피크압력이 거의 일정하게 유지되는 경우로 나누어진다. Fig. 3의 결과에서도 확인하였듯이 압력구배는 파장과 반비례관계를 가지므로 결과곡선은 Fig. 8과는 정반대의 형태를 취한다. 따라서 초기압축파의 최대압력구배를 크게 증가시키게 되면 Fig. 8에서와 같이 관출구로 방출된 펄스파는 관내의 압축파에 의해서 발생되었다기 보다는 약한 충격파에 의해 발생된 것으로 간주할 수 있다. 또한 Fig. 9에서도 $x/D = 2$ 지점에서 계산한 펄스파의 피크압력 결과를 제외하면 수치계산 결과와 공력음향 이론으로 구한 결과는 잘 일치한다. $x/D = 2$ 지점에서의 수치계산

결과와 공력음향 이론으로 구한 계산결과가 잘 일치하지 않는 것은 Fig. 8의 결과도에서 언급하였듯이 공력음향 이론계산식에 근거리장을 고려하지 않았기 때문이다.

Fig. 10은 초기압축파의 과잉압력을 변화시키면서 펄스파의 피크압력을 수치계산하고, 이들 결과를 공력음향 이론으로 구한 결과와 비교한 것이다. 종축은 펄스파의 압력진폭을 나타내며, 횡축은 초기압축파의 과잉압력을 대기압으로 무차원화한 압력진폭을 나타낸다. 결과에서 과잉압력 증가에 따라 펄스파의 피크압력이 선형적으로 증가하는 것을 볼 수 있다. 이러한 결과추세는 다른 크기의 파장을 갖는 초기압축파

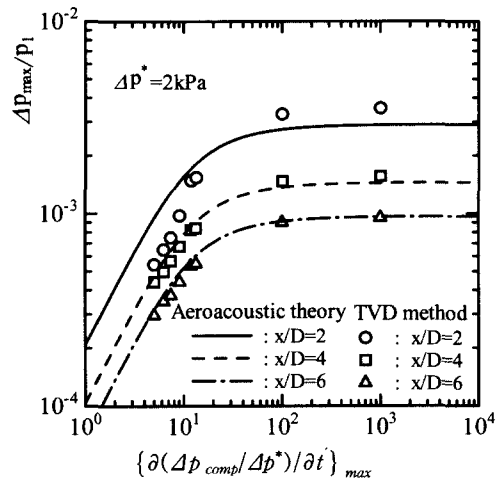


Fig. 9 Relationship between $\Delta p_{max}/p_1$ and $\{\partial(\Delta p_{cempl}/\Delta p^*)/\partial t\}_{max}$

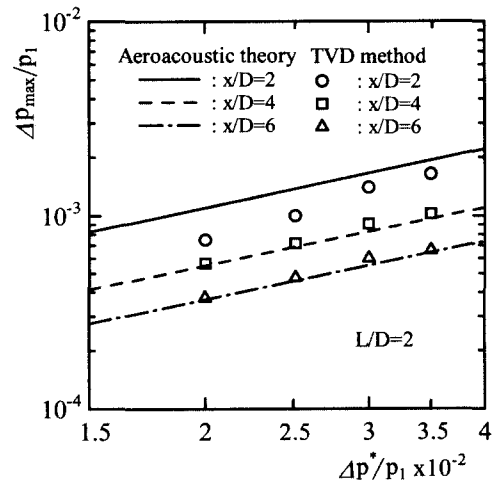


Fig. 10 Relationship between $\Delta p_{max}/p_1$ and $\Delta p^*/p_1$

의 경우에서도 거의 동일한 경향을 나타내었다.⁽¹⁶⁾ 또 Fig. 8과 Fig. 9에서와 같이 $x/D=2$ 의 결과를 제외하고는 공력음향으로 구한 결과와 수치계산 결과는 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 11은 각기 다른 크기의 파장을 갖는 초기압축파 조건하에서 전파거리에 따른 펄스파의 피크압력을 수치계산과 공력음향 이론으로 구하여 비교도시한 것이다. 결과에서 보듯이 수치계산값과 공력음향 이론계산값은 관출구로부터 일정거리 이상에서는 매우 잘 일치하는 것을 알 수 있으나, 관출구가까이에서는 수치계산값이 이론계산값으로부터 벗어나는 이탈점을 갖는다. 이 이탈점이 펄스파의 근거리장과 원거리장의 경계를 뜻한다. 결과에서 보듯이 원거리장과 근거리장의 경계는 초기압축파의 파장크기에 따라 달라지며, 초기압축파의 파장이 길어질수록 그 경계는 관출구로부터 더 멀어지게 된다. 이것은 초기압축파의 파장이 길수록 완전히 발달된 펄스파가 형성되기 위해서는 더 먼 전파거리를 필요로 하기 때문이다.⁽¹⁶⁾

Fig. 12는 파장 $L/D=1$, 과잉압력 2 kPa과 3 kPa인 초기압축파 조건하에서 관출구로 방출된 펄스파의 피크압력을 전파거리에 따라 수치계산하고 이론계산값과 비교한 결과이다. 결과에서 보듯이 초기압축파의 과잉압력이 클수록 원거리장과 근거리장의 경계는 관출구로부터 더 가까워지는 것을 알 수 있다. 또 Fig. 11과 Fig. 12의 결과로부터 전파거리가 두 배로 증가하게 되면 펄스파의 피크압력값이 반으로 감소하는 펄스파의 거리감쇠 특성도 찾아볼 수 있다.

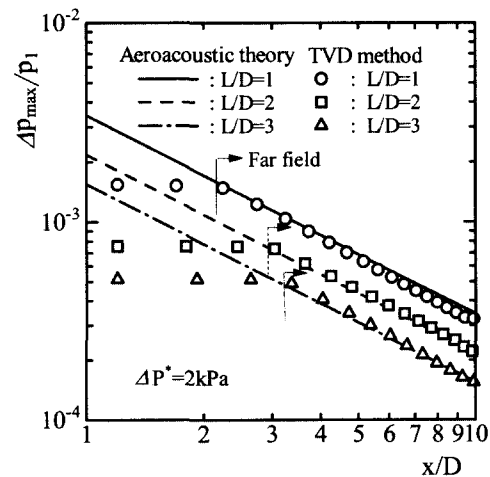


Fig. 11 Effect of the wavelength on the peak pressure of impulse wave with distance x/D

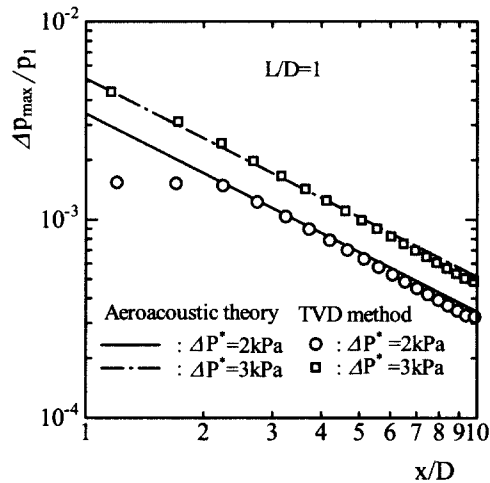


Fig. 12 Effect of the overpressure on the peak pressure of impulse wave with distance x/D

5. 결론

본 연구에서는 TVD 유한차분법과 Lighthill의 공력음향 이론을 이용하여 초기압축파의 압력구배, 파장 그리고 과잉압력을 변화시키면서 관출구로 방출되는 펄스파의 압력분포와 피크압력을 계산하여 비교고찰 하였으며, 연구결과를 요약정리하면 다음과 같다.

(1) 펄스파는 시간이 경과함에 따라 압력이 감소하면서 모든 방향으로 균일하게 전파해가는 구면파 형태의 압력분포를 갖는다. 이러한 구면파 형태로 전파하는 펄스파는 관내를 전파하는 압축파의 특성인자에 좌우되어 전파초기과정에서는 압력분포에 다소의 차이가 있으나, 시간이 경과하게 되면 대체로 유사한 형태로 전파하는 것을 3차원 수치계산 결과를 통하여 확인하였다. 또한 초기압축파의 압력구배, 파장, 과잉압력을 변화시키면서 펄스파의 피크압력을 수치계산한 결과는 공력음향 이론결과와도 잘 일치하였다.

(2) 펄스파의 피크압력은 초기압축파의 과잉압력 증가에 따라 단순히 선형증가 하는 관계를 갖지만, 초기압축파의 파장 및 최대 압력구배의 증가에 대해서는 그러한 관계를 갖지 않는다. 즉 초기압축파의 파장 $L/D=0.5$ 이상 그리고 최대 압력구배 $\{\partial(\Delta p_{comp}/\Delta p^*)/\partial t\}_{max}=13$ 이하의 범위에서는 파장과 압력구배의 변화에 따라 펄스파의 피크압력은 대수비례하여 감소하는 반면에, $L/D=0.5$ 이하 및

$\{\partial(\Delta p_{comp}/\Delta p^*)/\partial t\}_{max}=13$ 이상의 범위에서는 파장과 압력구배를 변화시키더라도 펄스파의 피크압력은 거의 일정하게 된다. 이것은 초기압축파의 파장 $L/D=0.5$ 이하 그리고 최대압력구배 $\{\partial(\Delta p_{comp}/\Delta p^*)/\partial t\}_{max}=13$ 이상이 되면 실제로 관내부를 전파하는 파는 압축파가 아니라 약한 충격파이기 때문이다.

(3) 펄스파의 피크압력은 전파거리에 따라 근거리장과 원거리장으로 경계가 구분되며, 이 경계는 초기압축파의 파장과 과잉압력에 따라 다르다. 즉 초기압축파의 파장이 길어질수록 그리고 과잉압력이 작아질수록 펄스파의 근거리장과 원거리장의 경계는 관출구로부터 점차 더 멀어진다. 이것은 완전히 발달된 펄스파를 형성하기 위해서는 더 먼 전파거리가 필요하기 때문이다. 또 원거리장에서는 전파거리를 2배로 증가시키면 펄스파의 피크압력이 반으로 감소되는 펄스파의 거리감쇠 특성을 확인할 수 있었다.

참고 문헌

- (1) 이동훈, 김희동, 2001, "관출구로부터 방출하는 펄스파의 개구단 보정에 관한 연구," 한국소음진동공학회는문집, 제11권, 제 7 호, pp. 239~246.
- (2) 이동훈, 김희동, 강성황, 2000, "관출구로부터 방출하는 약한 충격파의 평판충돌에 관한 연구," 한국소음진동공학회지, 제10권, 제 6 호, pp. 1035~1040.
- (3) Rice, C. G., 1996, "Human Response Effects of Impulse Noise," Journal of Sound and Vib., Vol. 190, No. 3, pp. 525~543.
- (4) Stollery, J. L., Phan, K. C. and Garry, K. P., 1981, "Simulation of Blast Fields by Hydraulic Analogy," Proceedings of 13th International Symposium on Shock Tubes and Waves, pp. 781~789.
- (5) 김희동, Setoguchi, T., 1996, "고속철도 터널출구에서 발생하는 충격성 소음의 저감을 위한 실험적 연구," 대한기계학회 논문집(B), 제20권, 제 7 호, pp. 2375~2385.
- (6) Setoguchi, T., et al., 1996, "A Study of a Negative Impulsive Wave Generator," Journal of Sound and Vib., Vol. 197, No. 5, pp. 573~587.
- (7) Kim, H. D. and Setoguchi, T., 1999, "Study

of the Discharge of Weak Shocks from an Open End of a Duct," *Journal of Sound and Vib.*, Vol. 226, No. 5, pp. 1011~1028.

(8) 김회동, Setoguchi, T., 1996, "다공벽을 전파하는 압축파의 실험적 연구," *대한기계학회 논문집(B)*, 제20권, 제12호, pp. 4036~4043.

(9) 김회동, 허남건, Setoguchi, T., 1997, "두 연속 터널을 전파하는 압축파의 실험적 연구," *대한기계학회 논문집(B)*, 제21권, 제10호, pp. 1294~1302.

(10) 김회동, Setoguchi, T., 1997, "수직갱을 이용한 터널내 비정상 압축파의 피동제어," *대한기계학회 논문집(B)*, 제21권, 제 9 호, pp. 1095~1104.

(11) 김회동, 1996, "직관내를 전파하는 압축파의 감쇠와 변형에 관한 수치해석적 연구," *대한기계학회 논문집(B)*, 제20권, 제 7 호, pp. 2315~2325.

(12) 김회동, Setoguchi, T., 1997, "비정상 압축파와 비정상 팽창파의 간섭에 관한 수치해석적 연구," *대한기계학회 논문집(B)*, 제21권, 제11호, pp. 1413~1421.

(13) Yee, H. C., 1987, "Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes," NASA TM-89464.

(14) 김회동, 1994, "고속철도 터널에서 발생하는 유체역학적 파동현상," *대한기계학회지*, 제34권, 제10호, pp. 796~807.

(15) Raghunathan, S., Kim, H. D. and Setoguchi, T., 1998, "Impulse Noise and Its Control," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 34 (1), pp. 1~44.

(16) 김회동, 김현섭, 권용훈, 이동훈, 2001, "관출구로 방출되는 펄스파의 수치해석적 연구," *대한기계학회 춘계학술대회 논문집*, E권, pp. 355~360.

(17) Matsuo, K., et al., 1992, "Emission of a Propagating Compression Wave from an Open End of a Tube," *Transactions of JSME*, Vol. 58, No. 546, pp. 35~41(in Japanese).

(18) Blackstock, D. T., 2000, *Fundamentals of Physical Acoustics*, Chap. 4, John Wiley & Sons, Inc.