

두 연속 덕트를 전파하는 압축파의 수치해석적 연구

김 희 동* · 허 남 건**

(1997년 10월 1일 접수)

Numerical Study of Compression Waves Passing Through Two-Continuous Ducts

Heuy-Dong Kim and Nahmkeon Hur

Key Words : Compressible Flow(압축성유동), Compression Wave(압축파), High-Speed Railway(고속철도), Impulse Noise(충격성소음), Shock Tube(충격파관), Railway Tunnel(철도터널), Shock Wave(충격파), Unsteady flow(비정상유동)

Abstract

In order to investigate the impulsive noise at the exit of high-speed railway tunnel and the pressure transients inside the tunnel, numerical calculations using a Total Variation Diminishing difference scheme were applied to axisymmetric unsteady compressible flow field. Some compression wave forms were assumed to model the compression wave produced in real high-speed railway tunnel. The numerical data were extensively explored to analyze the peak over-pressure and maximum pressure gradient in the pressure wavefront. The effects of the distance and cross-sectional area ratio between two-continuous ducts on the characteristics of the pressure waves were investigated. The peak over-pressure inside the second duct decreases for the distance and cross-sectional area ratio between two tunnels to increase. The peak over-pressure and maximum pressure gradient of the pressure wavefront inside the second duct increase as the maximum pressure gradient of initial compression wave increases. The present results were qualitatively well agreed with the results of the previous shock tube experiment.

1. 서 론

고속열차가 터널을 주행하는 경우에 터널내부에서 매우 복잡한 압력파 현상이 발생하여, 개활지를 주행하는 경우에 비해 큰 압력변동 및 공기저항이 발생하게 된다.^(1,2) 따라서 차체의 설계나 터널, 역사(station) 및 선로 주변의 구조물의 설계를 위해서는 터널주행에서 발생하는 풍압, 풍속 등에 관한

정보가 필요하다. 현재 우리나라 고속철도 건설에는 상당수의 터널과 지하역사 등이 계획되어 있어 터널을 주행하는 고속열차의 공기역학^(3~7)에 대한 연구가 필요하다.

열차가 고속으로 터널에 돌입하는 경우 열차전방에는 압축파가 발생하여 터널내를 전파한다. 이 압축파가 터널출구에 도달하여 외부로 방출될 때 돌연 발파음에 가까운 충격성 소음(impulse noise)이 발생한다.^(8,9) 이러한 충격성 소음은 종래에 인식되어 온 열차의 전동 및 주행 소음과는 성질이 전혀 다른 것으로, 터널내를 전파하는 압축파와 관련되는 것으로 알려져 있다.

*회원, 안동대학교 기계공학부

**회원, 서강대학교 기계공학부

한편 열차의 돌입에 의해서 형성된 압축파가 터널내를 전파하여 일부는 터널의 출구면에서 팽창파로서 터널내로 반사하게 된다. 이 경우 진행되는 열차와 복잡한 간섭을 일으켜 차체에 큰 압력변동이 발생함은 물론 격심한 공기저항의 변동까지 발생하게 된다.^(1,2) 이와 같이 터널 출구에서 발생하는 충격성 소음이나 터널내의 압력과 현상들은 터널내를 전파하는 비정상 압축파의 특성에 의존하게 되므로, 이에 관한 연구는 철도의 고속화에 앞서 선행되어야 할 연구과제이다.

현재 건설중인 우리 나라의 경부고속철도는 전노선의 30% 이상이 터널로 계획되어 있다. 더욱이 상당수의 역사가 지하로 계획되어 있어, 터널에서 발생하는 압력과 현상의 해명은 우리 나라의 고속철도에 필수적인 문제로 사료된다. 우리 나라에서와 고속열차가 산악이 많은 지대를 통과하는 경우에 연속한 터널이 존재할 수 있다. 더욱이 고속철도가 대도심을 지하로 통과하는 경우에 역사건설이나 기타 부대시설이 필요하게 되므로, 터널과 터널 사이를 연결하는 공간이 만들어지게 된다. 이러한 공간은 지하역사의 경우, 큰 공동구역이 될 수 있으며, 공동이 대기에 개방되어 있는 경우에는 두 연속한 터널의 형태가 된다. 이와 같이 지하공간에서 발생하는 풍압 및 풍속 등을 산출하는 것은 역사건설 뿐만 아니라 터널내 공조시설 및 기타 구조물의 설계에 있어서 매우 중요하다.

이와 같이 두 연속 터널시스템을 전파하는 압력과 현상은 고속철도 터널 뿐만 아니라, 최근 엔진

의 고출력화에 수반하여 내연기관의 배기 머플러에서 발생하는 압력과 현상⁽¹⁰⁾의 이해는 엔진의 저소음화를 위해서 대단히 중요하다. 그러나 이러한 형태의 터널에서 발생하는 파동현상에 관한 연구는 현재까지 전무한 실정이다.

본 연구에서는 두 연속 터널을 전파하는 압력과 현상을 조사하기 위하여, 이전에 수행된 충격파관을 이용한 모사실험^(11,12)에 이어, 비정상 축대칭 압축성 유동에 대하여 수치해석법을 적용하였다. 본 연구의 결과는 두 가지 측면 즉 고속철도 터널 출구에서 발생하는 충격성 소음에 대한 저감법으로 활용될 수 있으며, 지하역사와 같은 공동구역을 전파하는 압력과 파동현상을 이해하는데 유용하다.

2. 비정상 축대칭 압축성 유동의 수치계산

2.1 지배방정식

두 연속 터널을 전파하는 압축파의 전파현상을 수치해석적으로 조사하기 위하여, 본 연구에서는 유동장을 비정상 축대칭 압축성 유동으로 가정하였다. Fig. 1에는 본 연구의 유동장을 개략적으로 나타내었으며, 또 그림에는 첫 번째 터널의 측정점 ①에서 발생하는 압축파(과잉압력: Δp^* , 그리고 압축파의 무차원 파장: W/D_1)를 도식적으로 나타내었다. 그림에서 열차가 고속으로 터널에 돌입함으로써 열차 전방에 형성되는 압축파는 첫 번째 터널을 전파하여 출구에서 방출된다. 이 압력파의 일

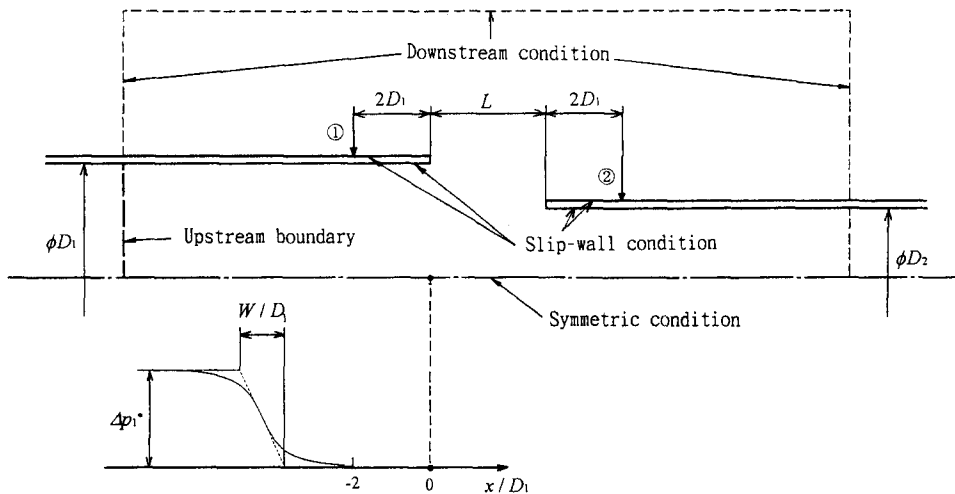


Fig. 1 Axisymmetric flow model of two-continuous tunnels.

부는 두 번째 터널로 전파하며, 나머지 일부는 두 터널 사이의 공간으로 방사된다. 본 계산에서는 첫 번째 터널의 D_1 을 실제 고속철도 터널의 등가적경과 유사하게 $D_1=9$ m로 가정하였다.

그림에서 유동은 관축에 대하여 대칭이며, 원관의 축방향 즉 압축파가 관내를 전파하는 방향을 x 축, 관의 중심축을 원점으로 하는 반경방향을 r 축으로 하는 x - r 좌표계를 적용하였다. 본 계산에 적용된 압축파의 과잉압력의 범위에 대하여, 압축파가 관내를 전파하는 경우에 발생하는 기체의 점성 효과는 주로 관내에서 압축파에 의하여 유기되는 유동에 제한되므로, ⁽¹³⁾ 수치계산에서는 공기를 완전기체라고 가정하였다. 이 경우 질량, 운동량(x 방향과 r 방향) 및 에너지 보존의 법칙은 다음으로 주어진다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + H = 0 \quad (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, H = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \quad (2)$$

여기에서 t 는 시간, ρ 는 기체의 밀도, u 와 v 는 각각 축방향(x) 및 반경방향(r)의 속도성분, p 는 압력이다. 또 e 는 단위체적당 전에너지이며, 공기의 비열비 γ 를 사용하여 다음 식으로 주어진다.

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (3)$$

한편 관내를 전파하는 압축파 전방의 정지기체의 상태(첨자 1)량으로 각 상태량들을 무차원하면 다음 식으로 쓰여진다.

$$x' = \frac{x}{D}, \quad r' = \frac{r}{D}, \quad t' = \frac{t}{\sqrt{\gamma} D / a_1}, \quad p' = \frac{p}{p_1}$$

$$\rho' = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad e' = \frac{e}{p_1}, \quad u' = \frac{u}{a_1 / \sqrt{\gamma}}, \quad v' = \frac{v}{a_1 \sqrt{\gamma}}$$

여기에서 a_1 는 기체의 음속이며, 위의 식들을 사용하여 식 (1)을 변형하면, 식 (2)의 각 물리량에 첨자 '를 붙인 식과 같은 형태의 보존식이 얻어진다.

2.2 경계조건 및 해석방법

본 연구에서는 위의 식 (1)의 해를 수치해석적으로 구하기 위하여 Sod⁽¹⁴⁾에 의해 제안된 연산자 분할법을 이용하여, 식 (1)을 다음의 1차원식들로 변환하였다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + H = 0 \quad (4)$$

위의 연산자 분할법은 다차원 방정식을 근사적으로 1차원 방정식으로 분할하여, 각각에 대하여 차분법을 적용하여 구해진 해를 중첩시킴으로써 원래 방정식의 해를 구하는 것이다. 위의 식에 대응하는 1차원 scheme을 각각 L_x , L_y , L_w 로 가정하는 경우, 식 (4)의 첫 번째 식의 해 U_i^{n+1} 는 다음과 같이 쓰여진다.

$$U_i^{n+1} = L_x(\Delta t) \cdot U_i^n \quad (5)$$

여기에서 각 연산자는 2차정도를 가지지만, 일반적으로 연산자들을 조합하게 되면 1차정도로 된다. 따라서 다음과 같은 방법으로 2차정도를 유지할 수 있다. ⁽¹⁴⁾

$$U_{i,j}^{n+1} = L_w L_x L_r L_r L_x L_w U_{i,j}^n \quad (6)$$

계산에서는 연산자 L_x 와 L_y 에 대하여 양적 TVD (Explicit Total Variation Diminishing) 법⁽¹⁵⁾을, 또 L_w 에 관해서는 다음과 같이 U_{ij} 을 시간에 대해 2차까지 전개하여 적분을 수행하였다.

$$U_{ij}^{n+1} = U_{ij}^n - \Delta t \cdot H + 0.5(\Delta t)^2 \cdot (-H_t) \quad (7)$$

일반적으로 TVD법은 압축파면에서 발생하는 불합리한 입력진동을 수반하지 않으며, 매우 작은 압력변동의 계산까지 가능하므로, 관내를 전파하는 압축파나 펄스파의 계산에 적당한 계산방법의 하나로 널리 알려져 있다.

Fig. 1에는 본 계산 영역을 함께 나타내었으며, 계산은 관축을 중심으로 위쪽의 반에 대하여 수행하였다. 계산의 경계조건은 관의 출구, 두 터널 사이에서 형성되는 공간 및 관으로부터 충분히 먼거리에서 유출조건을 적용하였다. 또 벽면에서는 slip조건을 적용하였으며, 계산에서는 두 터널 사이의 거리 L 및 두 번째 터널의 직경 D_2 를 변화시켰다.

한편 본 연구에서는 유동장을 간단히 하기 위하

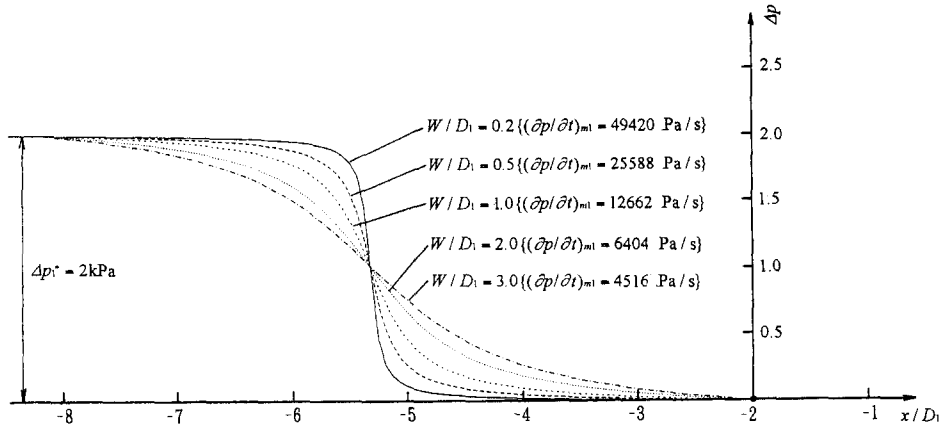


Fig. 2 Typical compression waves used in TVD numerical calculation.

여, 수치계산에서 초기조건 즉 $t=0$ 에서 압축파형을 다음 식으로 가정하였다.

$$\frac{\Delta p}{p_a} = \frac{\Delta p_1^*}{p_a} \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left[\frac{\pi}{W/D_1} \left(\frac{x}{D_1} - \frac{4}{3} \right) \right] \right\} \quad (8)$$

여기에서 Δp_1^* 는 초기압축파의 과잉압(over pressure), W 는 압축파의 파장(wave length), p_a 는 대기압이다. 위의 식으로 표현되는 압축파형들에 대하여, $\Delta p_1^* = 2 \text{ kPa}$ 로 고정하고 W/D_1 의 값을 변화시킨 경우의 압축파형들을 Fig. 2에 나타내었다. 그림에 나타낸 각각의 압축파형에는 파면의 최대압력구배 $(\partial p / \partial t)_{m1}$ 를 함께 나타내었다. 본 계산에서는 이러한 압축파형들이 $x/D_1 \leq -2$ 의 위치에서 주어지는 것으로 가정하였다. 또 대기중의 공기의 음속 a_1 를 350 m/s, 온도 T 를 305.15 K, 밀도 ρ 를 1.143 kg/m³, 대기압 p_a 를 $100.125 \times 10^3 \text{ Pa}$, 공기의 비열비 γ 를 1.4로 가정하였다.

3. 결과 및 고찰

3.1 압력파형

Fig. 3에는 $\Delta p_1^* = 2 \text{ kPa}$, $W/D_1 = 1.0$ 이고, $D_2/D_1 = 1.0$ 인 경우, 측정점 ①과 ②에서 얻어진 압력파형을 각각 그림의 (a)와 (b)에 나타내었다. 그림 (a)는 $L/D_1 = 0.0$ 과 $L/D_1 = 0.3$ 의 두 경우에 대하여 측정점 ①에서 압력을 나타내었다. 그림에서 압력은 압축파의 파두(head of wave)가 측정점에 도달하면서 부터 급격히 증가하여, 어느 최대값에 도달한 후, 첫 번째 관의 출구로부터 반사 팽창파에 의하여 급격하게 감소하는 파형을 나타낸다.

이 압축파면의 최대압력구배는 $(\partial p / \partial t)_{m1} = 12662 \text{ Pa/s}$ 이다. $L/D_1 = 0.0$ 과 $L/D_1 = 0.3$ 에 따른 파형의 변화는 관 출구로부터 반사팽창파의 영향 때문이다. 즉 $L/D_1 = 0.0$ 인 경우 두 관은 연결된 상태이므로, 관출구로부터 반사 팽창파가 도달하는데 걸리는 시간이 길어지는데 기인한다. 한편 L/D_1 의 값을 변화시킨 경우, 측정점 ②에서 얻어진 압력파형(그림 b)은 모두 펄스 형태로 되며, 이러한 펄스파의 피크 압력 Δp_2^* 은 L/D_1 가 증가함에 따라 감소한다는 것을 알 수 있다.

3.2 압력파의 과잉압력

Fig. 4에는 $D_2/D_1 = 0.5$ 이고, $L/D_1 = 0.6$ 인 경우, 측정점 ①에서 형성되는 압축파의 과잉압력 $\Delta p_1^*/p_a$ 와 측정점 ②의 피크 압력 $\Delta p_2^*/p_a$ 과의 관계를 나타내었다. 여기에서 p_a 는 전파하는 압축파 전방의 압력 즉 대기압이다. 측정점 ①에서 압축파면의 최대압력구배가 $(\partial p / \partial t)_{m1} = 12461 \text{ Pa/s}$ 로 비교적 큰 경우에 대해서, $\Delta p_2^*/p_a$ 의 값은 $\Delta p_1^*/p_a < 0.02$ 의 범위에서는 Δp_1^* 가 증가함에 따라 급격히 증가하게 되지만, $\Delta p_1^*/p_a > 0.02$ 의 범위에서는 Δp_1^* 에 따른 Δp_2^* 의 증가율이 둔화된다는 것을 알 수 있다. 그러나 측정점 ①에서 압축파면의 최대압력구배가 $(\partial p / \partial t)_{m1} = 4513 \text{ Pa/s}$ 로 비교적 작은 경우에 대해서, $\Delta p_2^*/p_a$ 의 값은 $\Delta p_1^*/p_a > 0.01$ 의 범위에서는 일정하게 된다. 이것은 압축파면의 최대압력구배가 크지 않은 경우, 측정점 ② 또는 터널 출구에서 형성되는 펄스파의 피크 압력 값은 압축파의 과잉압력에 의존하지 않으며, 압축파면의 최대압력구배에 의존한다는 것을 의미한다.

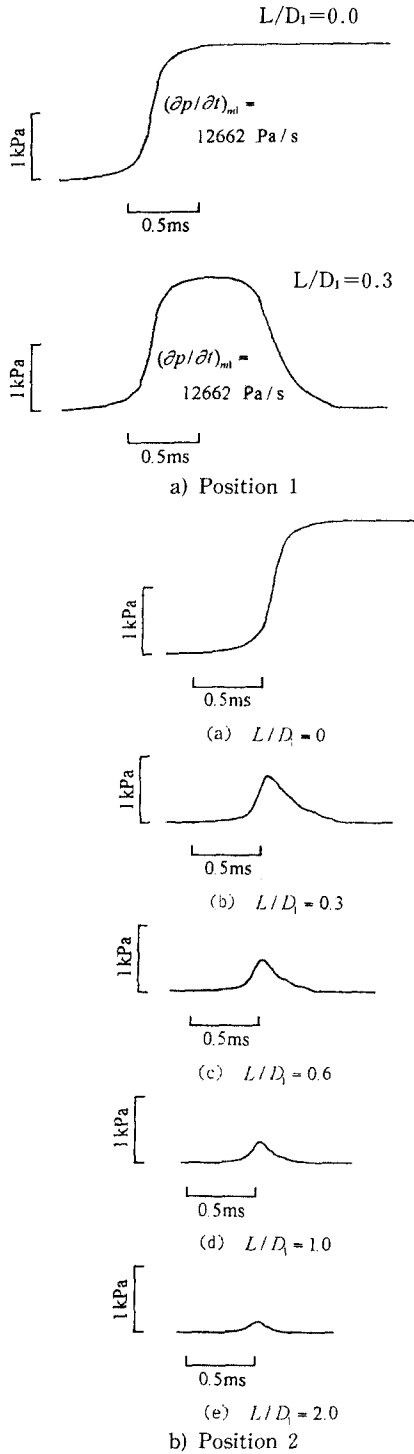


Fig. 3 Pressure wave forms at the positions of 1 and 2 ($\Delta p_1^* = 2 \text{ kPa}$, $D_2/D_1 = 1.0$, and $W/D_1 = 1.0$).

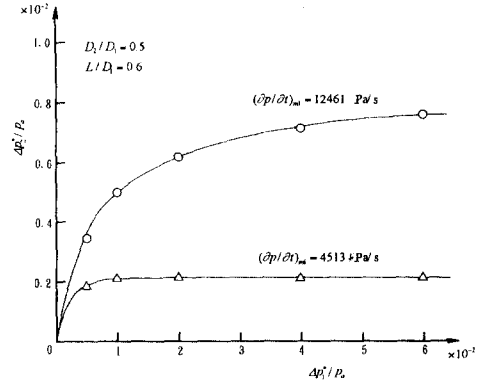


Fig. 4 Effect of the maximum pressure gradient on over-pressures of compression wave ($D_2/D_1 = 0.5$, and $L/D_1 = 0.6$).

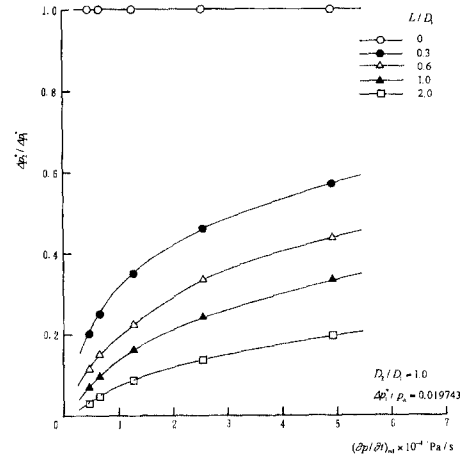


Fig. 5 Effect of L/D_1 on the ratio of over-pressures of compression waves in both tunnels ($\Delta p_1^* = 2 \text{ kPa}$, $D_2/D_1 = 1.0$, and $W/D_1 = 1.0$).

이것은 다음의 식으로 나타내는바와 같이 미소진폭파의 전파에 대한 선형음향이론의 결과와 일치한다.⁽¹⁶⁾

$$\Delta p_m \propto \frac{1}{r} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_m \quad (9)$$

그러나 충격파와 같이 압력구배가 매우 큰 압축파의 경우에 대해서는 펄스파의 피크 압력은 압축파의 과잉압력과 최대압력구배에 의존하게 되며, 이 경우 선형음향이론은 적용할 수 없다는 것을 알 수 있다.

$\Delta p_1^* = 2 \text{ kPa}$, $W/D_1 = 1.0$ 이고 $D_2/D_1 = 1.0$ 인 경우에 $(\partial p / \partial t)_m$ 와 $\Delta p_2^* / \Delta p_1^*$ 의 관계를 각각

Fig. 5에 나타내었다. 그림에서 L/D_1 의 값은 0.0에서 2.0까지 변화하였으며, $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 의 값은 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 가 증가할수록, 그리고 L/D_1 의 값이 감소할수록 크게 나타난다. $L/D_1=0$ 인 경우에 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 에 따른 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 의 변화는 관찰되지 않는다. 이것은 본 계산에서 비점성 유동을 가정한 때문이다. 그림으로부터 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 이 약 $2.6 \times 10^4 \text{ Pa/s}$ 인 경우, L/D_1 을 1.0으로 하게 되면 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 의 값은 약 0.24 정도로 된다. 이러한 값은 $L/D_1=0$ 에 대한 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 의 값의 24% 정도에 불과하는 값으로, 두 연속 터널시스템에서는 터널내의 압력변동 및 터널출구에서 발생하는 충격성 소음은 상당히 감소할 수 있다는 것을 의미한다.

3.3 압력파의 최대압력구배

Fig. 6에는 위의 Fig. 5와 동일한 조건에서 얻어진 압축파면의 최대압력구배의 변화를 나타내었다. 그림들의 중축에는 두 측정점에서 얻어진 압력파의 최대압력구배값의 비 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 를 나타내었으며, 변수로는 L/D_1 값을 변화시켰다. 그림에서 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 의 값은 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 가 증가

함에 따라 급격하게 증가하여 어느 최대값에 도달한 한 후, L/D_1 의 값에 따라 감소하거나 거의 일정하게 된다. 그림에서 구체적으로 $L/D_1 < 0.3$ 인 경우에 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 의 값은 어느 최대값을

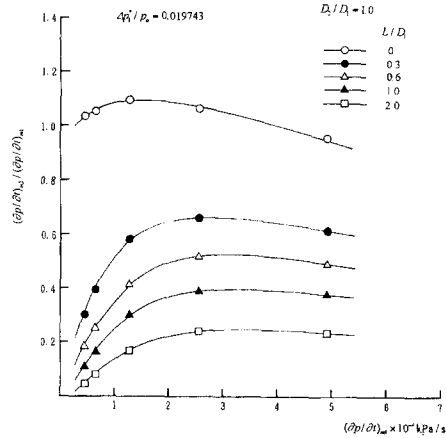


Fig. 6 Effect of L/D_1 on the ratio of maximum pressure gradients of compression waves in both tunnels ($\Delta p^*_1=2 \text{ kPa}$, $D_2/D_1=1.0$, and $W/D_1=1.0$).

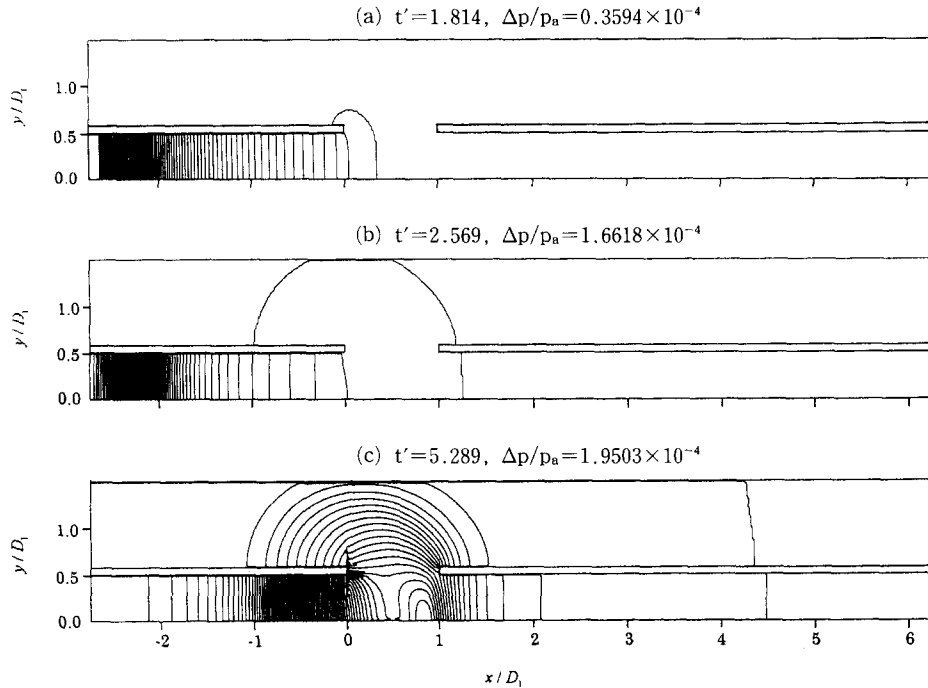


Fig. 7 Isobar contours showing the propagating compression wave (t' : nondimensionalized time, Δp : pressure difference of each isobar, $\Delta p^*_1=2 \text{ kPa}$, $D_2/D_1=1.0$, and $W/D_1=1.0$, $L/D_1=1.0$, and $(\partial p/\partial t)_{m1}=12662 \text{ Pa/s}$).

가진 후에 감소하는 경향을 보이고 있으나, $L/D_1 > 0.3$ 인 경우에는 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 에 대하여 거의 일정하게 된다.

즉 두 번째 터널에서 발생하는 압력파의 최대압력구배는 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 와 L/D_1 의 값에 따라 변화하는 것으로 판단되며, 초기압축파의 최대압력구배 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 가 어느 정도 증가하게 되면, 감소한다는 것을 알 수 있다. 따라서 이러한 경향은 두 연속 터널의 경우, 두 번째 터널에서 발생하는 압력파면의 압력구배를 최대로 하는 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 가 존재한다는 것을 의미한다. 또 이들 그림으로부터 각 $(\partial p/\partial t)_{m1}$ 에 대하여 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 의 값은 L/D_1 가 증가할수록 작아진다.

3.4 등압력선도

이상에서 압축파가 두 연속 터널을 전파하는 경우에 터널내에 위치한 측정점 ①과 ②에서 압축파의 특성을 비교하였다. 여기에서는 압축파가 두 연속 터널을 전파하는 경우에 발생하는 축대칭 유동장을 상세하게 고찰하기 위하여, Fig. 7에는 TVD 수치계산에서 얻어진 등압력 선도를 나타내었다. 각 등압선도에서 t' 는 무차원 시간이며, $\Delta p/p_0$ 는 각등압선의 압력차를 나타낸다. $\Delta p_1^* = 2$ kPa, $D_2/D_1 = 1.0$, $W/D_1 = 1.0$, $L/D_1 = 1.0$ 그리고 $(\partial p/\partial t)_{m1} = 12662$ Pa/s인 경우에 압축파가 관의 오른쪽 방향으로 전파하는 유동장을 나타낸다. 그림 (a)와 (b)는 초기 압축파가 첫 번째 터널로부터 방출되기 직전의 상태를 나타낸다. 그림 (c)에서 관 끝으로부터 방출된 압축파가 주위 공간으로 전파하

며, 관축방향으로의 전파 지향성을 관찰할 수 있다. 만일 첫 번째 터널의 하류의 유동장에서 축대칭상의 압력을 측정한다면, 펄스형태의 파형이 얻어지게 된다. 이들 그림으로부터 첫 번째 터널의 출구로부터 방출되는 압축파의 일부는 압력파의 회절(diffraction)현상으로 인하여 두 터널사이의 공간으로 전파하며, 나머지 일부는 펄스 형태로 두 번째 터널로 진입한다는 것을 관찰할 수 있다. 그리고 공간으로 전파하는 압력파는 두 번째 터널로 진입하는 압력파에 비하여 상대적으로 약하다. 이것은 압축파의 지향성과 관계되는 것으로 판단된다.

3.5 압력파에 미치는 D_2/D_1 과 L/D_1 의 영향

Δp_1^* 가 2 kPa로 일정한 경우, Fig. 8의 (a)와 (b)에는 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 에 미치는 L/D_1 및 D_2/D_1 의 영향을 나타내었다. 그림 (a)는 $(\partial p/\partial t)_{m1} = 12662$ Pa/s이며, $W/D_1 = 1.0$ 이다. 그림에서 $L/D_1 = 0$ 의 데이터를 제외하고는 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 는 L/D_1 가 클수록, 그리고 D_2/D_1 가 클수록 작아진다. 그러나 $L/D_1 = 0$ 인 경우, $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 의 값은 $D_2/D_1 = 1.0$ 의 경우보다 $D_2/D_1 = 0.5$ 의 경우가 작다. 이것은 압축파가 단면 급변화부를 통과하는 경우에 발생하는 유동손실과 반사파의 영향^(17,18) 때문이다. 그러나 이러한 현상은 초기압축파의 파면이 $(\partial p/\partial t)_{m1} = 49420$ Pa/s로 더욱 급격하고, 파장이 $W/D_1 = 0.2$ 로 그림 (a)에 비하여 상대적으로 짧은 경우(그림 b)에는 뚜렷하게 나타나지 않는다. 즉 같은 D_2/D_1 및 L/D_1 의 값에 대하여, 파면의 압력구배가 더 크고, 파장이 짧은 그림 (b)의 경우에, $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$

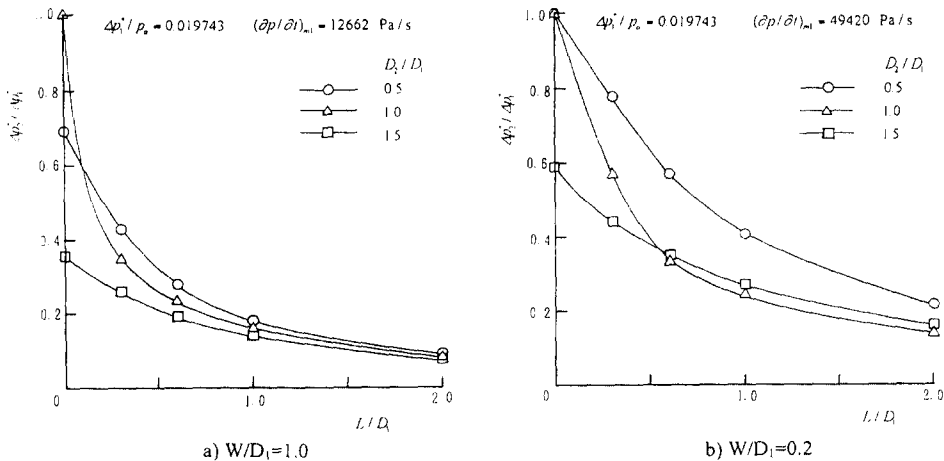


Fig. 8 Relationship of L/D_1 , and $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$.

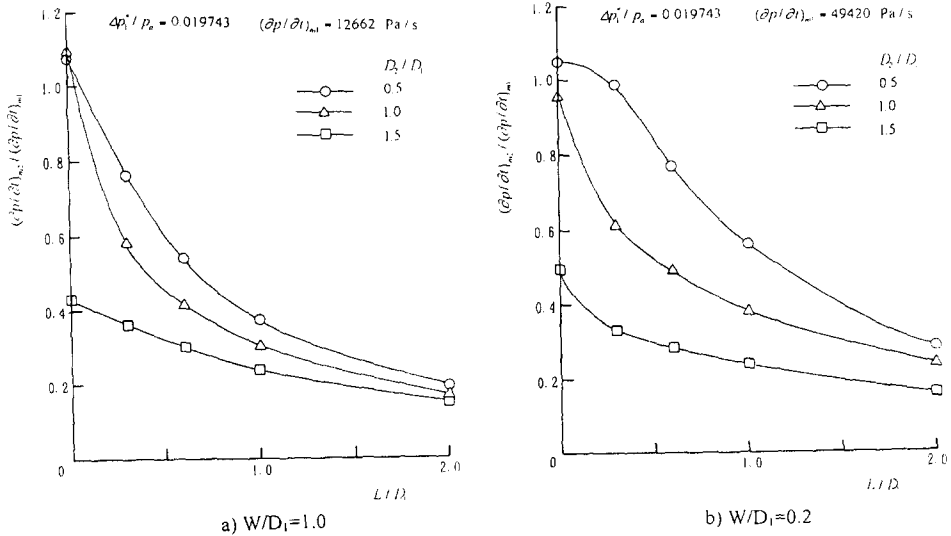


Fig. 9 Relationship of L/D_1 and $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$.

ρ_1^* 의 값은 그림 (a)에 비하여 더 크게 나타난다. 이것은 압축파의 압력구배가 클수록 또 파장이 짧을수록 축방향으로의 파의 지향성이 강해지기 때문이다.⁽¹⁹⁾

한편 L/D_1 및 D_2/D_1 가 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 에 미치는 영향은 Fig. 9의 (a)와 (b)에서 관찰할 수 있다. 그림에서 L/D_1 및 D_2/D_1 가 $\Delta p_2^*/\Delta p_1^*$ 에 미치는 영향과 정성적으로 유사한 경향을 알 수 있다. 그러나 $L/D_1=0$ 의 경우, 그림 (a)에서 $D_2/D_1=0.5$ 와 1.0에 대해서, 그리고 그림 (b)에서 $D_2/D_1=0.5$ 에 대해서 $(\partial p/\partial t)_{m2}/(\partial p/\partial t)_{m1}$ 의 값은 1보다 더욱 크다. 이것은 주로 압축파의 비선형 효과에 기인한다고 볼 수 있다. 이들 그림에서 압축파가 두 연속 터널을 전파하는 경우에, 과잉압력 및 최대압력구배가 L/D_1 및 D_2/D_1 에 따라 어느 정도 변화하는지를 파악할 수 있다. 이 결과들은 학술적으로 매우 흥미로운 뿐만 아니라, 고속철도 터널, 내연기관의 배기 머플러, 각종 화기류의 소음기 등에도 활용될 수 있다.

4. 결 론

고속철도 터널출구에서 발생하는 충격성 소음의 저감과 터널내부를 전파하는 압력파 현상을 조사하기 위하여, 비정상 축대칭 압축성 유동에 대한 수치계산을 수행하여, 두 연속 터널을 전파하는 압축파의 특성을 조사하였다. 수치계산에서는 압축파의

특성에 미치는 두 터널 사이의 거리, 터널의 단면적 등의 영향을 상세하게 조사하였다. 그 결과 두 번째 터널에서 형성되는 압력파의 피크압력은 두 터널 사이의 거리가 클수록, 두 터널의 단면적비가 클수록 낮아졌다. 또 초기압축파면의 압력구배가 클수록 두 번째 터널에서 형성되는 압력파의 피크압력 및 파면의 압력구배는 증가하였으며, 초기 압축파의 압력구배가 작은 경우에 두 번째 터널에서 형성되는 압축파의 과잉압력은 초기압축파의 과잉압력에 의존하지 않는다는 것을 알았다. 이러한 결과는 저자들에 의하여 이전에 수행된 충격파관의 실험결과와 정성적으로 일치하였다. 본 연구의 결과로부터 두 연속 터널시스템은 터널내부에서 발생하는 압력변동, 터널 출구에서 발생하는 충격성 소음의 완화에 도움이 된다는 것을 알았다.

참 고 문 헌

- (1) 김희동, 1997, "터널內를 走行하는 列車의 空氣力學的 解析 I (1列車의 空氣力學)," 大韓機械學會 論文集, 第21卷, 第8號.
- (2) 김희동, 1997, "터널內를 走行하는 列車의 空氣力學的 解析 II (2列車의 空氣力學)," 大韓機械學會 論文集, 第21卷, 第8號.
- (3) 김희동, 1996, "高速鐵道の 空氣力學 I," 大韓機械學會誌 第36卷, 第1號.
- (4) 김희동, 1996, "高速鐵道の 空氣力學 II," 大

- 韓機械學會誌 第36卷, 第3號.
- (5) 김희동, 1996, “高速鐵道の 空氣力學III,” 大韓機械學會誌 第36卷, 第5號.
- (6) 김희동, 1996, “高速鐵道の 空氣力學IV,” 大韓機械學會誌 第36卷, 第12號.
- (7) 김희동, 1997, “高速鐵道の 空氣力學V,” 大韓機械學會誌 第37卷, 第1號.
- (8) 김희동, 1994, “高速鐵道 터널에서 發生하는 流體力學的 波動現象,” 大韓機械學會誌 第34卷, 第10號.
- (9) Kim, H. D., et al. 1998, “Impulse Noise and Its Control,” *Prog. Aerospace Sci.* (in press).
- (10) Sekine, N., et. al., 1988, “Initiation and Propagation of Shock Waves in the Exhaust Pipe of an Internal Combustion Engine,” *Transactions of JSME*, Vol. 54, No. 498 (In Japanese).
- (11) 김희동, 1997, “두 連續터널을 전파하는 壓縮波의 實驗的 研究,” 大韓機械學會 論文集, 第21卷, 第10號.
- (12) Kim, H. D., et al. 1997, “Characteristics of Compression Waves Propagating Through Two-Continuous Tunnels,” *The 7th Asian Congress of Fluid Mechanics*, Madras, India, pp. 469~472.
- (13) 金義東, 1996, “直管内를 傳播하는 壓縮波의 減衰와 變形에 關한 數值解析의 研究,” 大韓機械學會論文集, 第20卷, 第7號.
- (14) Sod, G. A., 1977, “A Numerical Study of a Converging Cylindrical Shock,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 83, No. 4, pp. 785~794.
- (15) Yee, H. C., 1987, “Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes,” NASA TM- 9464.
- (16) Blake, W. K., 1986, “Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration,” Vol. 1, Academic Press, pp. 204.
- (17) 김희동, 1996, “急縮小管을 傳播하는 壓縮波에 대한 理論的 研究,” 大韓機械學會 論文集, 第20卷, 第12號.
- (18) 김희동, 1997, “急縮小管을 傳播하는 壓縮波에 대한 實驗的 研究,” 大韓機械學會 論文集, 第21卷, 第9號.
- (19) 김희동, 1998, “管端으로부터 微小壓力波의 反射에 關한 基礎的 研究,” 大韓機械學會 論文集, 출판예정.