

# 방음벽의 원리

## 임 병 덕

(영남대학교 기계공학과)

### 1. 머리 말

육지에서 발생하는 소음은 음원과 수음점 사이의 시선을 차단하는 장애물을 설치하는 방법 이외에는 달리 방도가 없는 경우가 많다. 빛과 마찬가지로 소리도 시선이 차단되면 소리의 그늘이 지는데 빛의 경우보다는 상당히 강한 음장이 이 그늘에 존재한다. 그늘 영역에서의 음장은 소리의 회절현상에 기인하는 것으로서 회절음장은 곧 방음벽의 차음효과를 좌우한다. 방음벽의 차음효과는 잉여감쇠(excessive attenuation)로 표시되는데 잉여감쇠에 영향을 주는 인자는 방음벽의 기하학적 조건, 음향학적 성질, 설치지형, 주변지형, 풍속 및 온도 분포와 같은 기상조건, 음원의 특성 등 다양하지만 가장 기본적인 인자는 기하학적인 조건이다. 본고는 방음벽의 원리에 국한하여 살펴보기 위해 기술된 것이므로 주로 판 또는 썰기 형태의 물체에 의한 회절현상을 취급하였다.

### 2. 소리의 회절

균질한 매질 내에서 음파는 직진성을 갖고 있어서 보통 기하광학적 방법으로 진행, 반사, 산란 등이 설명될 수 있지만 장애물의 뒷

쪽, 즉 소리의 진행이 차단된 곳에도 어느 정도의 음압이 존재한다. 회절이란 광선 음향학으로 설명되지 않는 음파의 전달현상을 나타내는 말이다. 회절음장은 일반적으로 입사파나 반사파 등의 음장에 비해 매우 미약하므로 광선 음향학적으로 양지(즉 입사파, 반사파 등이 존재하는 부분)인 곳에서는 큰 영향을 미치지 않음에 비해 음지(즉 음파의 전달이 차단된 곳)에서는 유일한 음장이므로 중요한 의미를 갖는다.

회절음장의 해석은 복잡한 수식의 전개로 수반하므로 간단히 방음벽을 설계하거나 계획하려는 실무자에게는 별로 반갑지 않은 내용이

다. 본고에서는 가급적 복잡한 수식을 피하고자 하였으나 내용의 전개상 불가불 사용한 부분도 있다. 그러나 수식의 엄밀한 전개와 유도가 목적이 아니고 회절현상을 이해하는 데에 주된 목적이 있으므로 수식의 의미를 물리적으로 부연하고자 하였다.

회절의 뜻을 이해하기 위해 그림 1과 같은 각도  $2\pi - \beta$ 의 반 무한 썰기를 생각하자 이 썰기에  $(\alpha + \pi)$  방향에서 평면파가 입사될 때 썰기 주변의 음장은 기하음향학적인 방법으로 다음과 같이 세 부분으로 나눌 수 있다.

i) 직접음과 반사음이 있는 부분:  $2\beta - \alpha - 2\pi \leq \theta < \beta$

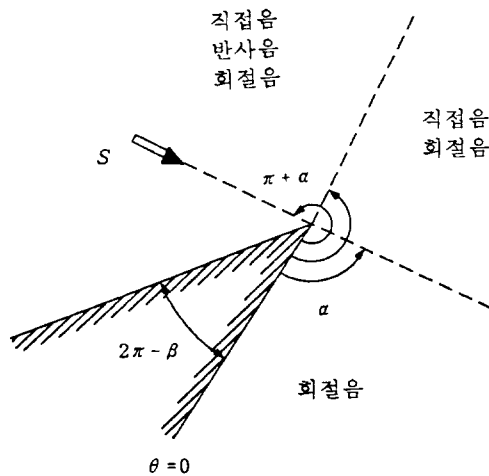


그림 1 무한한 길이의 썰기 주변의 음장

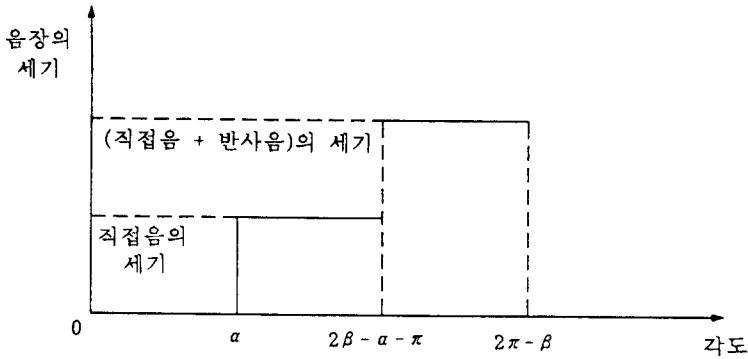


그림 2 썩기의 모서리로부터 일정한 반경에서의 원주를 따라 광선음향학적으로 계산한 음장의 세기

- ii) 직접음만 있는 부분 :  $\alpha < \theta < 2\beta - \alpha - 2\pi$
- iii) 그림자 부분 :  $0 \leq \theta < \alpha$

광선음향학적인 방법으로 각 영역에서의 음장의 세기를 개략적으로 나타내면 그림 2와 같다.

이 그림에서 보이듯이 광선음향학적으로는 각도  $\alpha$ (직접음영역과 음영부분의 경계) 및  $2\beta - \alpha - 2\pi$ (직접음+반사음영역과 직접음영역의 경계)에서 음장의 크기가 급격히 변하는 것을 알 수 있다(각도  $\alpha$ 의 면을 입사경계, 각도  $2\beta - \alpha - 2\pi$ 의 면을 반사경계라고 부른다). 그러나 실제 자연현상은 이와 같이 급격한 변화를 보이지 않는다. 예를 들어 직접음 부분으로부터 각도가 감소하여 입사 경계에 가까워질수록 음장의 크기가 커졌다 작아졌다 하는 진동양상을 보이며 이 변동폭은 경계면 근처에서 최대가 된 후 정확히 경계면 상에서는 입사음장의 절반이 된다. 입사 경계를 지나 음영영역에 들어서면 음장은 더욱 빠르게 감소하여 경계면으로부터 멀리 떨어지면 거의 0에 가까워진다. 이러한 현상은 반사영역에서 입사영역으로 이동하여도 마찬가지이다. 다만 이 경우에는 반사음장에 의해 회절음장이 형성된다는 점이 다르다.

물체에 의해 음장이 산란될 때 음파의 파장에 비해 상당히 큰 물체에 의한 산란을 회절이라 한다고 기술하는 저자<sup>(1)</sup>도 있을 만큼 회절현상과 음파의 산란현상은 매우 밀접한 관계가 있다. 따라서 우리는 음장내의 물체에 의한 음파의 산란을 간략히 살펴보기로 하자.

### 3. 자유공간내의 점음원으로부터 방사되는 음장

자유공간내의  $x_s$ 위치에 놓여 있는 주파수  $\omega$ 인 점음원으로부터 방사되는 음장은 다음과 같은 식을 만족하는 Green함수  $G(x|x_s)$ 로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)G(x|x_s) &= -4\pi\delta(x-x_s) \end{aligned} \quad (1)$$

여기서  $k = \omega/c$ 는 파수 (wave-number),  $\delta(x)$ 는 Dirac의 델타함수이다. 이 방정식의 해는

$$G(x|x_s) = \frac{e^{ikR}}{R} \quad (2)$$

여기서  $R = |x - x_s|$ , 즉 음원으로부터 수음점까지의 거리이다. 이것은 우리가 쉽게 예상할 수 있는 대로 구면파의 식이며 거리가 2배

가 됨에 따라 음파의 에너지는 1/4로 감소하는 경향을 나타낸다.

- 진동하는 물체로부터 방사되는 음장

이제 자유공간에 놓인 진동체로부터 방사되는 음장을 생각해본다. 진동체표면의 모든 점들이 주파수  $\omega$ 로 진동하고 있다고 하자. 이 진동체로부터 방사되는 음장을  $\bar{p}$ 이라 하면 진동체 표면  $S$  밖의 모든 공간  $V$ 는 다른 음원을 갖고 있지 않으므로  $\bar{p}$ 은 공간  $V$ 내에서 헬름홀츠 방정식을 만족한다. 즉

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{p} = 0 \quad (3)$$

앞서 언급한 Green함수와  $\bar{p}$ 에 대한 방정식에 각각  $\bar{p}$ 와  $G(x|x_s)$ 를 교차하여 곱하고 두 식의 차이를 구하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} G(\nabla^2 + k^2)\bar{p} - \bar{p}(\nabla^2 + k^2)G &= 4\pi\bar{p}\delta(x-x_s) \end{aligned} \quad (4)$$

한편 위 식의 왼쪽 부분은 그린의 정리에 의해 다음 식과 같이 바꿔 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} G(\nabla^2 + k^2)\bar{p} - \bar{p}(\nabla^2 + k^2)G &= \nabla \cdot (G\nabla\bar{p} - \bar{p}\nabla G) \end{aligned} \quad (5)$$

이 식들을 공간  $V$ 에 대해 적분하면 가우스 정리에 의해

$$\begin{aligned} & - \iiint_V \bar{p}(\nabla^2 + k^2)G dV \\ &= - \iint_S (G\nabla\bar{p} - \bar{p}\nabla G) \cdot n_s dS + I_R \end{aligned} \quad (6)$$

와 같이 되고 여기서  $n_s$ 는 공간  $V$ 에서 밖으로 향하는 법선 벡터이다.  $I_R$ 은 공간  $V$ 의 바깥 쪽을 둘러싸는 구면에 대한 적분으로서  $R$ 이 무한대로 커지면 줄머펄트의 방사조건으로부터 이 적분값을 0이 된다.

$$I_R = R^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left( G \frac{\partial \bar{p}}{\partial R} - \bar{p} \frac{\partial G}{\partial R} \right) \sin\theta d\theta d\phi \quad (7)$$

한편 우변의 적분 가운데

$$G(\nabla^2 + k^2)\bar{p}$$

의 항은 식 (3)으로부터 0이 되므로 식 (6)에는 포함시키지 않았다. 식 (6)의 우변을 식 (4)의 좌변과 같으므로 이것을 공간  $V$ 에 대해 적분하면 다음의 등식을 얻는다.

$$\bar{p}(x) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{n_s dS} (G \nabla \bar{p} - \bar{p} \nabla G) \cdot \quad (8)$$

이 식을 Kirchhoff-Helmholtz 적분이라 한다.  $K-H$  적분은 진동체 표면에서  $\bar{p}$ 와  $\nabla \bar{p}$ , 즉 표면속도를 모두 알 수 있다면 그 진동체 외부의 어떤 점에서의 음장도 그린 함수를 써서 예측할 수 있음을 보여준다.

#### 4. Kirchhoff-Fresnel 회절이론

이제 무한 평판의 한 가운데에 그림 3처럼  $A$ 부분이 구멍 뚫려 있을 때 평판의 한쪽으로부터 음파가 입사되는 경우를 생각하자. 평판이  $z=0$  평판이라 하고 음파는  $z<0$  으로부터  $+z$  방향으로 평판과 각도를 이루며 입사하는 평면파라 하자.  $z>0$ 인 영역에서 식 (8)과 같이 음장을 예측하기 위해서는 평판 전체와 구멍  $A$ 에서  $\nabla \bar{p}$ 와  $\bar{p}$ 의 정확한 정보가 있어야 한다. 이것은 식 (8)을 적분방정식으로 해석해야 한다는 어려움이 따르게 된다. 고전적인 키르히호프의 가정은 평판 상에서의  $\bar{p}$ 와  $\nabla \bar{p}$ 는 모두 영이고 구멍  $A$ 에서의 값들은 각각 입사파의  $\bar{p}$ 와  $z$ 방향 입사속도  $\hat{v}_c \cdot e_z$ 로 대체할 수 있다는 것이다. 식 (8)의 그린함수로서 자유공간의 점음

원에 대한 식 (2)를 사용하고 정리하면

$$\bar{p}(x) = \frac{-i\omega\rho}{2\pi} \iint_A \left[ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{e_R \cdot e_z}{m_i \cdot e_z} \right) \right] \frac{\bar{p}_i(x_s, y_s)}{pc} \cdot (m_i \cdot e_z) R^{-1} e^{ikR} dx_s dy_s \quad (9)$$

- 여기서  $R = |x - x_s|$ ,
- $x_s = (x_s, y_s, 0)$
- $e_R = (x - x_s)/R$
- $m_i$ : 평면파의 입사방향 벡터
- $p$ : 공기의 밀도
- $c$ : 공기의 음속
- $e_z$ :  $+z$  방향의 단위 벡터

이며  $A$ 는 구멍에 대한 면적적분을 의미한다.

이 식은 평면상의 구멍면  $A$ 상의 각 점들이 입사파의 압력과  $z$ 방향 입사속도를 크기로 갖는 점음원과 같이 작용한다는 것을 의미하므로 키르히호프의 가정은 호이겐스원리와 유사함을 알 수 있다.

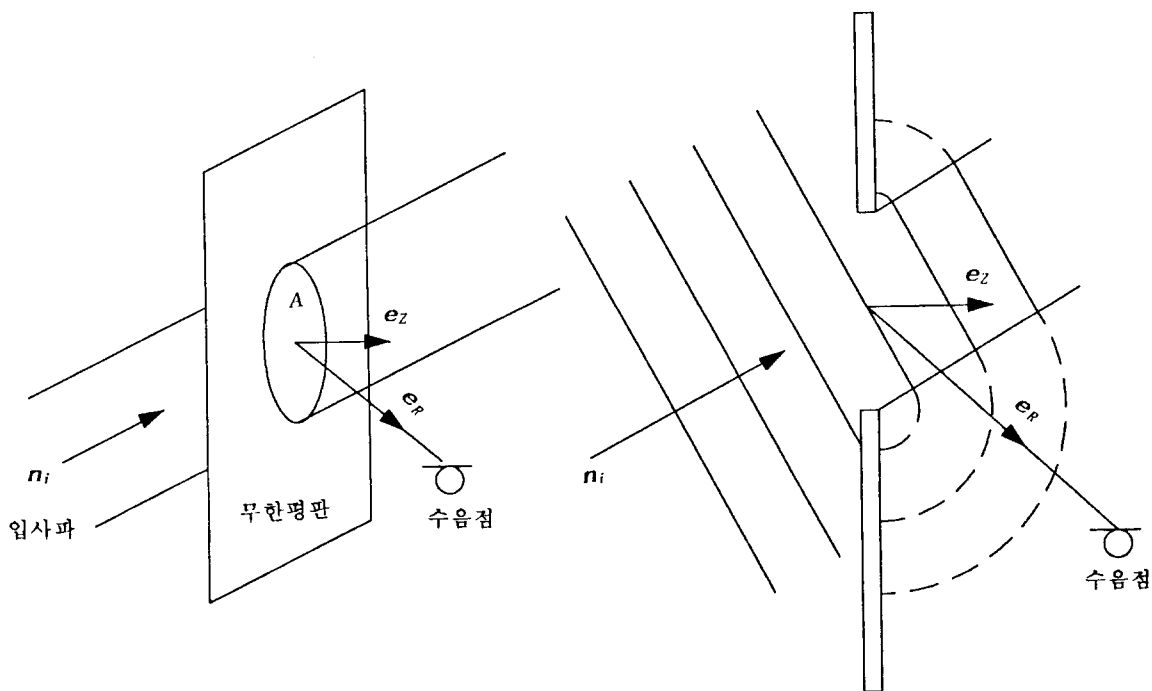


그림 3 가운데 구멍이 뚫린 무한 평판과 입사음, 회절음 및 수음점의 위치.  $e_z$ 는 평판에 대한 법선 방향 벡터,  $e_R$ 은 개구부의 기준위치로부터 수음점에 이르는 방향의 단위 벡터,  $n_i$ 는 입사음의 방향벡터이다.

### 5. 반무한 평판에 대한 키르히호프-프레넬의 회절 근사식

우리의 원래 관심은 방음벽의 후면에서 회절음장을 계산하기 위해 방음벽을 반무한 평면으로 가정하고 앞에서 언급한 키르히호프-프레넬의 근사방법을 사용하면 결과로서 프레넬 적분과 같은 복잡한 함수로 회절음장을 표현할 수 있다.

반무한 평판에 의한 회절음장은 앞절에서 개구부 A가 평판의 모서리 윗부분인 가상적인 반 무한 평판이 된다. 식 (9)의 적분영역은  $-\infty > x_s > \infty, 0 \leq y_s > \infty$ 이 되지만  $|x_s|, y_s$ 가 매우 큰 영역으로부터의 기여는 작으므로 최경사 방법(method of steepest descent)으로 점근해를 구하면 평판의 모서리 부근에 입사된 음파만 평판 뒤의 회절음장에 기여함을 알 수 있다. 따라서 평판의 뒤에 있는 수음점에서는 마치 평판의 모서리가 선음원같이 음파를 방사하는 것처럼 보인다. 이 가상적인 선음원의 세기는 모서리에 입사된 음장의 세기에 비례하며 모서리의 각 점과 음원, 수음점의 위치관계에 따라서 그 크기가 변화된다. 수음점에서 바라볼 때 음원으로부터 모서리를 거쳐 수음점에 도달하는 최단 경로가 모서리를 통과하는 점 근처에서 가상음원의 세기가 가장 크다. 음원으로부터 평판의 모서리까지 거리가 가까우면 음원의 세기가 큰 부분이 짧으므로 마치 점음원처럼 보일 것이며 그 거리가 충분히 멀고 수음점이 가까우면 모서리를 따라 상당히 긴 거리에 걸쳐 선음원과 같은 역할을 하게 될 것이다.

방음벽 모서리로부터 음원, 수음점까지의 거리가 파장에 비해 그다지 멀지 않다면 위와 같은 논리에 의해 음원으로부터 방음벽 모서리

를 거쳐 수음점에 도달하는 최단 경로 부근의 입사음장과 모서리 가상음원의 방사음장계산으로써 회절음장의 크기를 근사적으로 계산할 수 있다. 이것이 실용적으로 널리 받아들여지고 있는 방음벽 설계공식의 논리적 근거가 된다. 회절음장의 세기는 방음벽 모서리를 지나 는 경로의 함수이며, 삼입손실 또는 잉여감쇠는 방음벽이 없을 때의 직접음과 회절음장의 비율로부터 계산되므로 결과적으로는 직접경로와 회절경로의 차이의 함수로 나타낼 수 있다. 이상 언급한 바와 같이 일반적으로 그림 4와 같은 방음벽에서 입사각  $\phi$ 가 작으며 방음벽으로부터 음원과 수음점의 거리도 파장에 비해 그다지 크지 않을 때에는 식 (9)와 같이 애써 계산한 결과가 실제와 차이를 나타내므로 이를 보다 과감히 근사화 한 것이 Redfearn<sup>(2)</sup>과 Maekawa<sup>(3)</sup>의 근사식이다.

Redfearn의 근사식은 음원으로부터 방음벽 상단을 거쳐 수음점에 이르는 회절경로와 음원-수음점을 잇는 직선경로의 경로차(그림 4에서 회절경로는  $r_s+r$ , 직선경로는  $l$ 로 표시된다)  $\delta$ 와 반파장의 비인 프레넬수만을 사용한다. 즉 프레넬 수  $N$ 은

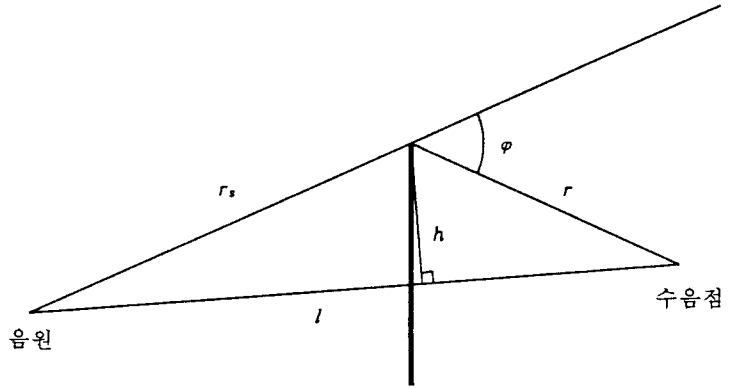


그림 4 반무한 평판으로 가정된 방음벽과 음원, 수음점의 위치관계

$$N = \frac{2\delta}{\lambda} \quad (\lambda \text{는 파장})$$

와 같이 정의된다.  $N$ 이 1보다 큰 범위에서 방음벽에 의한 잉여감쇠는 대략

$$EA = 20 \log \frac{\sqrt{2\pi N}}{\tanh \sqrt{2\pi N}} + 5 \text{dB}$$

이며  $\sqrt{2\pi N}$ 이 충분히 커지면  $\tanh \sqrt{2\pi N} \rightarrow 1$ 이므로

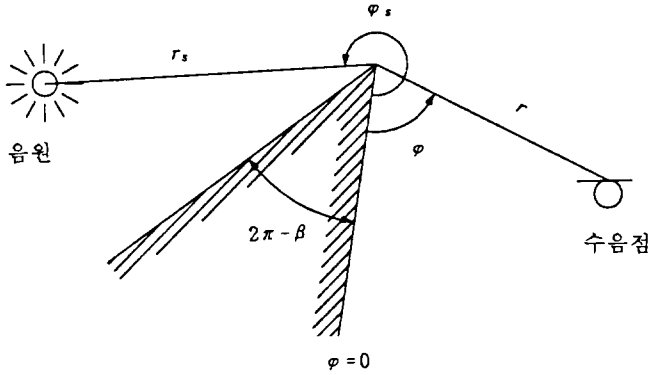
$$EA = 10 \log (2\sqrt{10\pi N}) = 10 \log (20N)$$

으로 더욱 간략화 할 수 있다. 실용적으로 Redfearn은 프레넬수를 약산하여  $\frac{h\phi}{\lambda}$ 를 사용하였으며

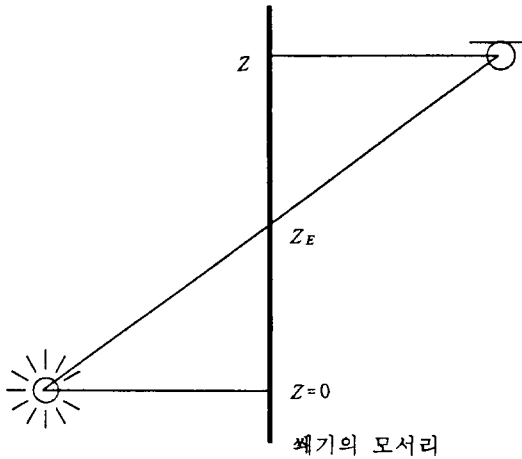
Maekawa는  $\frac{h^2}{(r_s+r)\lambda}$ 을 사용하였다.

### 6. 회절음장에 대한 점근해

60년대 초 Keller<sup>(4)</sup> 등에 의해 개발된 회절음장의 기하광학적 해석 방법은 70년대에 Pierce<sup>(5)</sup>에 의해 보다 정확한 회절음장계산식을 내놓았다. Pierce의 계산식은 그 유도과정이 매우 복잡하므로 여기서는 점근적인 회절음장의 형태만을 소개하기로 한다<sup>(6)</sup>.



(a) 단면 방향으로 본 썰기, 음원, 수음점의 위치



(b) 평면 방향에서 본 음원, 수음점 및 썰기의 모서리

그림 5 썰기에 의한 회절음장을 표현하기 위한 기하학적 변수들

그림 5와 같이 썰기형 방음벽의 한쪽에 음원의 세기가  $\hat{S}$ 인 점음원이 놓여 있고 반대편에 수음점이 있을 때의 회절음장을 고려하자. 썰기의 중심각은  $2\pi - \beta$ 라 하면 썰기 외부의 각도는  $\beta$ 가 된다. 썰기 지수  $\nu$ 를  $\nu = \pi/\beta$ 로 정의하면  $\beta$ 는  $2\pi$ 보다 작거나 같으므로  $\nu$ 는 항상  $1/2$ 보다 큰 값을 갖는다. 음원으로부터 썰기 모서리를 지나 수음점에 이르는 최단 경로의 길이를  $L$ 이라 하면  $L^2 = r_s^2 + r^2 + z^2$ 이다.

회절음장에 대한 Pierce의 식<sup>(6)</sup>은

$$\hat{p} = \frac{\hat{S}}{2\pi} \frac{e^{ikL}}{L}$$

$$\sum_{\pm} \frac{\sin \nu \pi}{[1 - \cos \nu \pi \cos \nu (\phi \pm \phi_s)]^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i(\pi/2)\Gamma^2 s^2} ds}{M_{\nu}(\phi \pm \phi_s) + i\epsilon}$$

로 표현되고 여기서  $\Gamma$ 는

$$\Gamma = \left( \frac{k r r_s}{\pi L} \right)^{1/2} = \left( \frac{2 r r_s}{\lambda L} \right)$$

이며  $\hat{S}$ 은 음원의 세기(source strength),  $M_{\nu}(\phi)$ 는

$$M_{\nu}(\phi) = \frac{\cos \nu \pi - \cos \nu \phi}{\nu (1 - \cos \nu \pi \cos \nu \phi)^{1/2}}$$

윗식의 적분을 하나의 함수로 나타내고 정리하면

$$\hat{P} = \hat{S} \frac{e^{ikL}}{L} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}}$$

$$\sum_{\pm} \frac{\sin \nu \pi}{[1 - \cos \nu \pi \cos \nu (\phi \pm \phi_s)]^{1/2}} A_{\nu}(\Gamma M_{\nu}(\phi \pm \phi_s))$$

이며 여기서  $A_{\nu}(X)$ 는

$$A_{\nu}(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2} du}{\sqrt{\pi/2} \times -e^{-i\pi/4} u} = \text{sign}(X) [f(|X|) - ig(|X|)]$$

$f(X)$ ,  $g(X)$ 는 보조 프레넬함수<sup>(7)</sup>이다.

$X$ 가 충분히 크면  $f(X)$ 와  $g(X)$ 는 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$f(X) \rightarrow \frac{1}{\pi X} - \frac{3}{\pi^3 X^5} + \dots$$

$$g(X) \rightarrow \frac{1}{\pi^2 X^3} - \frac{15}{\pi^4 X^7} + \dots$$

$f(X)$ 와  $g(X)$ 는 자주 쓰이지 않는 함수이지만 적분표 등에 성질이 나와 있으며 값도 수표로 작성되어 있으므로 위의 회절음장식을 계산할 수 있다.

윗식에서  $M_{\nu}(\phi \pm \phi_s)$ 가 그다지 작은 값을 취하지 않을 경우에는  $A_{\nu}(X)$ 를 근사적으로  $1/\pi X$ 로 쓸 수 있으므로 더욱 간단히 표현하면

$$\hat{P} = \frac{\hat{S}}{2\beta} \left( \frac{2\pi}{k L r r_s} \right)^{1/2} e^{i(kL + \pi/4)} D_{\nu}$$

$$(\phi, \phi_s),$$

$$D_{\nu}(\phi, \phi_s)$$

$$= \frac{\sin \nu \pi}{\cos \nu \pi - \cos \nu (\phi + \phi_s)}$$

$$+ \frac{\sin \nu \pi}{\cos \nu \pi - \cos \nu (\phi - \phi_s)}$$

이 식에서 회절음장의 특성에 관한 몇 가지 사실들을 알 수 있다.

첫째 회절음장은 주파수(또는 파수)의 제곱근에 반비례하므로 주파수 즉 짧은 파장의 소음에 대해서는 방음벽이 유용하지만 낮은 주파수의 소음에 대해서는 그다지 효과적이지 못함을 쉽게 예측할 수 있다.

둘째 음원과 수음점을 연결하는 최단거리  $L$ 의 관점에서 보면 회절

음장의 위상은 자유음장에서의 구면파와 마찬가지로  $e^{ikL}$ 이다.

그림 5에서 볼 수 있듯이 최단 회절 경로는 방음벽 모서리의  $z_E$  점을 통과하는 경로로서

$$z_E = \frac{r_s z}{(r + r_s)}$$

이므로 회절음의 전파 방향은  $r$  방향으로의 방향여현(direction cosine)은

$$\frac{r + r_s}{L}$$

이며  $z$ 방향으로는  $\frac{z}{L}$ 가 됨을 알 수 있다. 회절경로는 음원으로부터 방음벽 모서리를 지나 수음점에 도달하는 최단경로를 택한다는 것을 뜻한다.

셋째 회절음장의 거리 감쇠에 대한  $(Lrr_s)^{-1/2}$ 의 관계를 생각해 보자. 보통 평면파, 원통면파, 구면파 등의 파면에 대해서는 많이 알려져 있으므로 먼저 이들 파면의 곡률 반경을 고려하자.

평면파란 파면의 곡률반경이 무한대인 파동이며 따라서 구면파일찌라도 파장에 비해 충분히 먼 거리에서는 평면파로 간주될 수 있다. 구면파는 곡률반경이 유한한 파면이다. 원통면파의 파면은 두 개의 곡률반경을 갖는데 단면상으로는 유한한 곡률반경을 갖고 축단면상으로는 무한대의 곡률반경을 갖는다. 그렇다면 서로 다른 두 개의 유한한 곡률반경을 갖고 있는 파면은 어떠한 모양이 될 것인가? 그림 6은 이러한 파면의 개략적인 모습을 보여준다.

파면의 미소부분을 파동전달방향으로 계속 연결하면 하나의 입체를 형성하는데 이것을 음선관(ray-tube)이라 한다. 음선관상에서는 한 위치에서의 파면상의 에너지가 다른 위치의 파면 상에서도 보존이

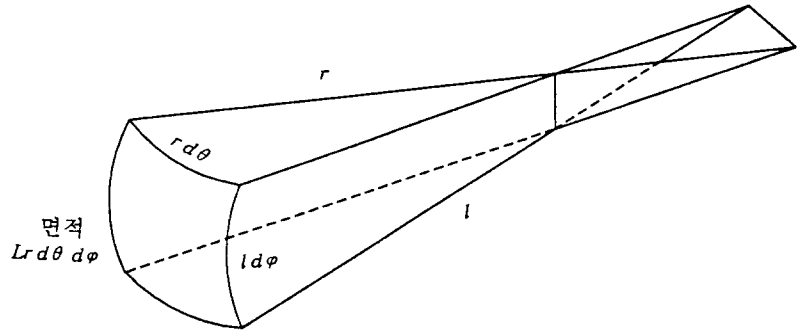


그림 6 곡률반경이 다른 음선관의 모습

되므로 음선관의 면적의 평방근은 음선관 내의 각 위치에서의 음압과 반비례한다. 구면파와 원통면파의 경우를 생각해 보면 간단하다. 따라서  $(Lr)^{1/2}$ 에 반비례하는 거리감쇠는 음선관의 면적이  $Lr$ 에 비례하고 또 회절 음장이 방음벽 모서리와 수음점이 포함되는 평면상에서는 곡률반경  $L$ 이고 모서리와 직교하는 평면 상에서는 곡률반경  $r$ 인 파면을 갖는다는 것을 의미한다. 즉 모서리와 직교하는 평면상에서는 마치 모서리가 원통면파의 음원처럼 보인다는 것이다.

또한  $\phi, \phi_s$ 는 이 평면상의 각도이므로  $D_\nu(\phi, \phi_s)$ 는 원통음원의 지향특성을 나타낸다고 볼 수 있다. Pierce의 기하음향학적 회절음장식은 썰기형태의 방음벽 뿐 아니라 두꺼운 방음벽(예를 들면 건물, 제방, 축대 따위)에도 적용가능하다. 판형 방음벽에 대해서는(즉  $\beta = 2\pi, \nu = 1/2$ )  $D_\nu(\phi, \phi_s)$ 가 비교적 간단한 모양이 된다.

이상의 회절음장에 대한 논의는 공식의 유도과정을 모른다 할찌라도 개략적인 회절음장의 예측을 가능하게 한다. 프레넬수  $N$ 이 2보다 큰 영역에서 Pierce<sup>(6)</sup>의 공식의 점근적인 표현을 이용하여 간략한 실용식을 도출하면 음영영(shadow zone)에서의 방음벽의 삽입손실은

$$IL \approx 16 + 10 \log N$$

으로 Maekawa 등의 식에 비해 약간 높게 예측하는 경향이 있다. 여기에서의 프레넬수  $N$ 도 앞서와 마찬가지로 썰기가 없다고 가정할 경우의 직접음 도달 경로  $R$ 과 썰기 모서리를 지나는 최단경로  $L$ 의 차이를 반파장으로 나눈 값이다.

## 7. 맺음 말

음원으로부터 수음점에 직접 음파가 전달되는 것을 막기 위하여 그 가운데에 설치하는 방음벽의 차음성능을 저하시키는 원인은 음파의 회절현상이다. 본고에서는 방음벽에 의한 잉여감쇠 예측이 기본 원리로서 판 및 썰기 형태 방음벽 주변에서의 회절현상과 회절음장 계산에 대해 살펴보았다.

고체 표면에 음파가 입사될 때 산란되는 음장을 예측하는 파동학적 방법의 한 가지인 키르히호프-헬름홀츠 적분으로부터 무한 평판 안에 있는 개구부에 의한 키르히호프-프레넬 적분을 끌어낼 수 있다. 키르히호프-프레넬 적분은 개구부 상의 각 점이 입사음장에 비례하는 음원의 세기를 갖는 점음원처럼 작용하여 평판뒤에 있는 수음점의 음장을 형성한다는 것을 의미한다. 개구부가 반 무한 평면이 되면(즉

반무한 평판의 방음벽에 대해서) 키르히호프-프레넬 적분의 주요한 기여는 방음벽 모서리 부근의 입사 음장으로부터 온다. 또한 방음벽의 모서리는 점음원의 연속-선음원처럼 작용하며 회절음장은 음원으로부터 모서리를 지나 수음점에 이르는 최단 경로 근처의 전달현상에 의해 지배되므로 회절음장과 직접 음의 비로부터 계산되는 잉여감쇠는 이 두 가지 경로의 차이의 함수로 근사화할 수 있다. 경로차를 반파장으로 나눈 프레넬 수는 이러한 원리에 의해 방음벽의 잉여감쇠계산에서 가장 중요한 매개변수가 된다.

회절의 기하광학적 해석으로부터 얻어진 썩기 형태의 방음벽에 의한 접근식을 살펴보았으며 이 식의 각 항에 대한 물리적 의미를 생각함으로써 회절음장의 성질에 대한 보다 자세한 이해를 얻을 수 있었다. 동일한 기하학적 조건하에서 회절음장의 크기는 파장의 제곱근에 비례하거나 주파수의 제곱근에 반비례한다. 회절음장은 두 개의 서로 다

른 곡률 반경을 갖는 파면을 형성하며 한 곡률 반경은 음원으로부터 모서리를 거쳐 수음점까지의 최단 경로이고 다른 하나는 방음벽 모서리로부터 수음점까지의 거리이다. 이로부터 방음벽의 모서리가 마치 가상 선음원처럼 보인다는 것을 알 수 있다.

본고에서는 여러가지 상황의 방음벽에 대한 실용적인 사항보다는 방음벽의 잉여감쇠 계산에서 기본 원리가 되는 회절음장의 이해에 중점을 두었다. 실제 응용을 위해서는 지면효과, 방음벽 표면의 흡음효과, 두꺼운 방음벽의 두께효과, 방음벽의 유한한 길이와 긴 음원의 길이 효과, 도로 양측과 같은 양면 방음벽의 효과 등이 고려되어야 하나 본고의 목적상 함께 다루지 아니하였음을 첨언하고자 한다.

### 참 고 문 헌

- (1) P.M. Morse and K. U. Ingard, 1968, "Theoretical Acoustics," McGraw-Hill, New York.
- (2) S.W. Redferan, 1940, "Some Acoustical Source-Observer Problems," Phil. Mag., ser. 7, Vol. 30, pp. 223~236.
- (3) Z. Maekawa, 1965, "Noise Reduction by Screens," Memoirs of Faculty of Eng., Kobe Univ., Japan, 11, pp. 29~53.
- (4) J.B. Keller, 1962, "Geometrical Theory of Diffraction," J. Opt. Soc. Am., Vol. 52, pp. 116~130.
- (5) A.D. Pierce, 1974, "Diffraction of Sound around Corners and over Wide Barriers," J. Acoust. Soc. Am., 55 (5), pp. 941~955.
- (6) A.D. Pierce, 1989, "Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications," Acoust. Soc. Am., New York.
- (7) M. Abramowitz and I.A. Stegun ed., 1964, "Handbook of Mathematical Functions," National Bureau of Standards, Washington D.C.