

음장측정치를 사용한 경계요소법에 의한 진동체 방사음장 예측

Prediction of Radiated Sound Field by Using Boundary Element Method Based on the Pressure Measurements

김 봉 기*, 김 진 연*, 이 정 권*

(Bong-Ki Kim*, Jin-Yeon Kim*, Jeong-Guon Ih*)

요 약

임의의 형상을 갖는 진동체에 의한 방사 음장해석은 경계요소법에 의하여 이미 많은 해석이 시도되었다. 그러나, 진동체의 형상이 매우 복잡한 경우에는 지표면의 요소수가 크게 증가할뿐만 아니라 각 요소에서의 경계조건을 모두 알아내어야 하므로, 저주파에 국한된 해석일지라도 엄청난 시간과 노력이 필요하게 된다. 이러한 어려움을 극복하기 위하여 경계요소법을 사용하되, 복잡한 형상의 진동체를 둘러싸는 가상적인 표면을 매우 간단하게 설정한 후 이 표면상의 경계조건인 음압을 측정한다. 임의의 형상에 대한 파수 영역에서의 감쇠파의 여파작업을 위하여 특이값 분리를 사용하였다. 특이값 분리에 의하여 음압분포를 측정위치에서 설정된 일반 좌표계에서의 고유모드로 분해한다. 각 고유모드의 원거리 음장의 기여도에 해당하는 각 특이벡터에 대한 특이값의 크기를 비교하여, 유한개의 고유모드만을 포함시킴으로써 원거리 음장을 예측한다. 몇개의 예제를 통하여 해석적 방법 및 기존의 경계요소법에 의한 결과를 본 연구 방법의 결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였다.

ABSTRACT

A lot of analysis works have been carried out by using the boundary element method for the prediction of acoustic field radiated from arbitrarily shaped vibrating structures. However, tremendous calculation time and effort are needed for vibrators with very complicated geometries, due to the increased number of discretization and to a variety of boundary conditions distributed over the domain. In this study, a modified BEM using the measured near-field pressures instead of boundary values is suggested to overcome these difficulties in practical applications. This method is conceptually based on the Huygens' principle stating the equivalence of the field from the imaginary surface enclosing the source and that from the source boundary surface. The proposed method is superior to the conventional techniques in the aspect that the latter should use the imaginary surface defined in separable coordinates while the former uses the surface encompassing the boundary. The singular value decomposition(SVD) is utilized to investigate the modal behavior of sound propagation. The far-field can be predicted by estimating only a finite number of radiated modes based on the relative magnitude of normalized singular values. Numerical tests are performed for two examples to compare with the results of analytical and conventional BEM methods, and they agree very well.

*한국과학기술원 기계공학과
접수일자: 1993년 2월 1일

I. 서 론

Kirchhoff-Helmholtz 적분방정식으로부터 출발한 음향계요소법은 임의 형상의 소음원이나 산란체 등을 포함하는 음장을 해석할 수 있는 일반적인 수치해석적 방법이다. 유한요소법과는 달리 관심있는 3차원 공간을 구성하는 경계표면만을 수치적분하면 되고, 무한대에서의 경계조건을 정확히 적용할 수 있는 장점 등으로 인해 최근에 널리 사용되고 있다.^[1] 그러나, 경계표면의 형상이 복잡하고 기하학적 특이성(geometric singularity)이 존재하게 되면 경계요소의 수가 증가함은 물론 수치적분이 매우 까다롭게 되며, 경계조건이 임피던스와 같이 측정하기 어려운 값으로 주어질 수밖에 없는 경우는 음장해석을 정확히 할 수 없다. 특히 관심 주파수가 저주파수대역인 경우, 복잡한 경계표면의 형상으로 인해 경계요소의 크기가 불필요하게 나뉘어진다면 비효율적인 계산을 하게 된다.

근래에 이르러 음장해석을 위하여 필요한 소음원 표면의 경계조건 대신, 측정된 음장 내의 음압 또는 인텐시티 정보로부터 3차원 공간상의 음장을 계산, 재현해내는 방법이 연구된 바 있다. Horton^[2]은 단순한 경계표면을 갖는 임의형상의 소음원에 의해서 방사되는 음장을 해석하기 위하여, 음원을 둘러싼 근접 표면 위의 음압정보로부터 근사화된 Kirchhoff-Helmholtz 적분방정식의 해를 구하였다. 이러한 개념은 1980년대 Maynard^[3,4]등에 의하여 음향 홀로그래피(holography)로서 체계적으로 발전하였으며, 분리좌표계 내에서 측정된 표면의 음압이나 인텐시티 정보로부터 전·후방 음장의 예측과 해석이 가능하게 되었다. 그러나, 이 방법은 근본적으로 분리좌표계 내에서만 가능하고, 공간 푸리에변환을 이용함으로써 에일리어징(aliasing)이나, 랩어라운드(wrap-around)오차 등을 유발할 수 있는 단점이 있다. 최근에는 이러한 단점을 극복하기 위한 한 방법으로서 경계요소법을 이용한 음향 홀로그래피 방법이 연구되고 있다.^[6]

Huygens원리^[7]에 의하면, 전파하는 파면(wave front)을 구성하는 점음원들은 그 이후의 파면을 형성하는 2차음원으로 생각할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 음원표면의 경계조건 대신 근접한 가상표면을 설정하고, 그 표면위의 경계조건인 음압을 측정하여 경계요소해석을 하는 효율적인 방법을 제시하고자 한다.

방사체의 아주 가까운 표면에서는 정해진 좌표계 내에서 방사되지 않는 감쇠파(evanescent wave)가 존재한다. 이 감쇠파는 원거리 음장에 전혀 기여를 하지 못하는데, 임의의 형상에 대한 파수 영역에서 감쇠파의 여파(filtering) 작업을 수행하기 위하여 특이값 분리(singular value decomposition)기법을 사용한다. 특이값 분리에 의하여, 음압분포를 측정위치에서 설정된 일반좌표계에서의 고유모우드로 분해한다. 각 고유모우드의 원거리 음장의 기여도에 해당하는 각 특이벡터(singular vector)에 대한 특이값의 크기를 비교하여, 몇 개의 고유모우드만을 포함시킴으로써 원거리 음장을 충분히 예측할 수 있음을 보이고자 한다.

II. 변형된 경계요소 이론

외부로 방사하는 음원에 의해 형성된 음장의 해는 이미 잘 알려진 Kirchhoff-Helmholtz방정식으로부터 다음과 같이 표현할 수 있다. :

$$c(r)p(r) = \int_{s_0} [p(r_0) \frac{\partial G(r/r_0)}{\partial n} - G(r/r_0) \frac{\partial p(r_0)}{\partial n}] ds_0 \quad (1)$$

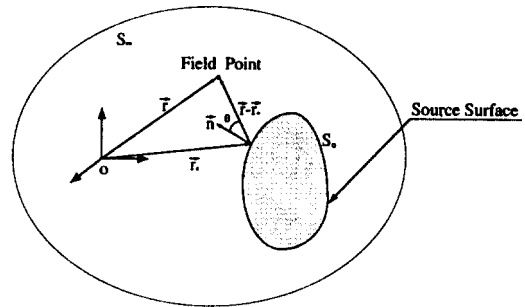


그림 1. 진동하는 음원표면에 의한 외부방사문제.
Fig. 1. Exterior radiation problem with a vibrating source surface.

여기서 r 및 r_0 는 Fig.1에서 보이는 바와 같이 각각 음장 내의 한점 및 음원표면 점에서의 좌표이며, S_0 는 음원의 표면, n 은 법선벡터를 뜻한다. 또, $c(r)$ 은 r 이 음원의 외부에 있으면 4π , 음원의 표면위에 있으면 2π , 음원 내부에 있으면 0 이다. 한편 Helmholtz방정식을 만족하는 자유음장 그린함수 $G(r/r_0)$ 는 조화

운동하는 음원인 경우 다음과 같다.^[8]:

$$G(r/r_0) = iH_0^{(2)}(kR) \quad ; 2차원계, \quad (2a)$$

$$G(r/r_0) = \exp(-ikR)/R; 3차원계. \quad (2b)$$

이때, $R=|r-r_0|$ 로서 음장내의 한 점과 표면상의 점 간의 거리이며, $H_0^{(2)}$ 는 영차의 제 2 종 Hankel 함수를 의미하고, k 는 파수를 의미한다. 식 (2a) 또는 (2b) 를 식 (1)에 대입한 후, 음원의 표면 S_0 를 N 개의 요소로 이산화 하고, 벡터 $\{p\}_s, \{v\}_s$ 를 각각 이산화된 음원 표면 위의 음압과 입자속도라 하면 다음과 같이 정리된 행렬 형태로 나타낼 수 있다.^[9]:

$$[D]_s \{p\}_s = [M]_s \{v\}_s \quad ; \text{표면상의 점.} \quad (3a)$$

$$\{p\}_I = [M]_I \{v\}_s + [D]_I \{p\}_s; \text{외부음장 내의 점.} \quad (3b)$$

여기서, 행렬 $[D]_I$ 및 $[M]_I$ 의 각 요소는 다음과 같은 의미를 갖는다.:

$$D_{jk} = \frac{ik}{4} \int_{S_k} H_0^{(2)}(kR_{jk}) \cos \theta_{jk} dS_k, \quad (4a)$$

$$M_{jk} = \frac{i\omega\rho}{4} \int_{S_k} H_0^{(2)}(kR_{jk}) dS_k; 2차원계,$$

$$D_{jk} = \frac{1}{4\pi} \int_{S_k} \left(\frac{1}{R_{jk}} + ik \right) \cos \frac{\exp(-ikR_{jk})}{R_{jk}} \theta_{jk} dS_k,$$

$$M_{jk} = \frac{i\omega\rho}{4\pi} \int_{S_k} \left(\frac{\exp(-ikR_{jk})}{R_{jk}} \right) dS_k; 3차원계. \quad (4b)$$

이 때, 하첨자 jk 는 k 번째 경계요소와 j 번째 계산점을 나타내고, 행렬의 하첨자가 s 이면 계산점을 음원 표면으로 하였을 때, I 이면 측정점이 음원 외부에 있을 때를 뜻한다.

식(3a)와 (3b)로부터 음원표면의 음압분포 또는 속도분포만으로 음장 내의 음압을 나타내면

$$\{p\}_I = ([D]_I + [M]_I)[M]_s^{-1}[D]_s \{p\}_s \quad (5a)$$

또는:

$$\{p\}_I = ([M]_I + [D]_I)[D]_s^{-1}[M]_s \{v\}_s \quad (5b)$$

와 같이 표현 할 수 있다.

III. 근접음장 측정으로 부터 경계요소법에 의한 전방음장 예측

음원을 N 개의 요소로 이산화하고, 측정평면에서의 측정점을 N 개라 한다. Fig.2와 같이 음원을 둘러싼 가상의 근접표면 S_1 과 예측면 S_2 를 설정한 후, 음원을 N 개의 요소로 이산화 하고, 예측면에서의 예측점을

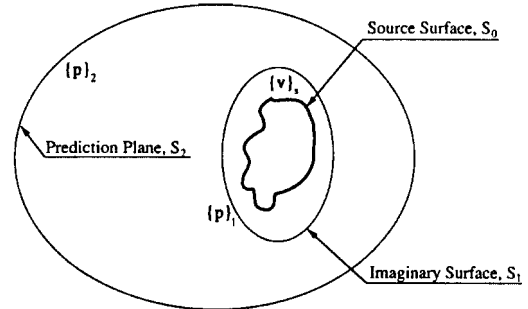


그림 2. 가상표면과 예측면의 설정.
Fig. 2. Definition of imaginary surface and prediction plane.

N 개라 한다. 음원표면의 속도분포 $\{v\}_s$ 를 알 때 각 표면의 음압 $\{p_{s1}\}_I, \{p_{s2}\}_I$ 는 식 (5b)로부터 다음과 같이 나타낼 수 있다:

$$\{p_{s1}\}_I = [G]_I \{v\}_s, \text{ 여기서 } [G]_I = [M]_I + [D]_I [D]_s^{-1} [M]_s \quad (6a)$$

$$\{p_{s2}\}_I = [G]_2 \{v\}_s, \text{ 여기서 } [G]_2 = [M]_2 + [D]_2 [D]_s^{-1} [M]_s \quad (6b)$$

식 (6a) 및 식 (6b)에서 음원의 속도분포와 음장 내의 예측음압과의 관계를 나타내는 전달행렬 $[G]_I, [G]_2$ 는 $N \times N$ 의 정방행렬이다.

식 (6a)와 (6b)로부터 음원표면의 속도벡터 $\{v\}_s$ 를 소거하면 음원에 근접한 가상표면 위의 음압벡터 $\{p_{s1}\}_I$ 와 예측면의 음압벡터 $\{p_{s2}\}_I$ 와의 관계는 구할 수 있다. 즉,

$$\{p_{s2}\}_I = [G]_2 [G]_I^{-1} \{p_{s1}\}_I = [G] \{p_{s1}\}_I \quad (7)$$

이 되고, 이때 $[G]_I^{-1}$ 가 존재하여야 의미가 있다. 결과적으로 음원의 근접표면에서 측정된 음압정보로부터 전방음장의 예측이 가능하며, 이것은 Huygens 위리의 한 표현법이라고도 할 수 있다.

식 (7)을 다시 말하면, 복잡한 기하학적 형상을 갖거나 또는 다양한 경계조건을 갖는 음원에서 방사된

음장을 구하기 위하여, 음원을 둘러싸는 간단한 형상의 표면을 설정하고, 그 표면에서 측정된 음압 데이터를 이용해 경계요소해석을 수행하는 것을 의미한다. 음원을 둘러싸는 가상표면은 가능한한 경계요소의 숫자를 최소화 하여야 하며, 음원 표면에 가까울수록 방사모우드에 관한 정보를 더욱 많이 갖게된다.

IV. 예제에 의한 적용성 검토

(1) 무한 원통 일부분에 놓인 피스톤 음원

제한된 경계요소법의 적용 예로서 Fig.3과 같이 무한원통 일부분에 붙어 있는 강체 피스톤의 가진에 의해 형성된 2차원 음향방사분체를 고려하였다. 피스톤이 원통 물체의 길이보다 충분히 작다면, 다음과 같이 원통 표면의 속도분포를 나타낼 수 있다:

$$u(\theta) = \begin{cases} u_0 & ; \theta_0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ 0 & ; \text{이 외의 각도.} \end{cases} \quad (8)$$

여기서, u_0 는 일정한 속도를 나타내고, θ_0 는 Fig.3에 보이는 바와 같이 피스톤이 차지하는 각도를 의미한다. 이 때, 피스톤이 조화운동을 한다고 하면, Helmholtz방정식으로부터 방사음장의 이론해는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$p(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta) \quad (9)$$

식 (8)의 속도경계조건으로부터 식 (9)에 있는 계수 A_n 을 구하면

$$A_0 = -i\rho_0 c \frac{u_0}{\pi} \frac{\theta_0}{H_0^{(2)}(ka)} \quad (10a)$$

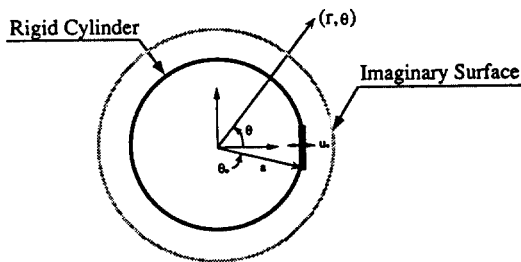


그림 3. 무한 원통 일부분에 놓인 피스톤 음원 (z방향으로는 무한대).

Fig. 3. Rigid piston set in an infinite cylinder (infinite in the z-direction).

$$A_n = -i\rho_0 c \frac{2u_0}{n\pi} \frac{\sin(n\theta_0)}{H_n^{(2)}(ka)} \quad (n>0) \quad (10a)$$

이다. 여기서 a 는 원통의 반경을 뜻한다.

이 문제를 제안된 경계요소법으로 풀기 위하여, 반경이 0.05m인 원통 표면에 근접한 반경 0.06m인 가상표면을 설정하고 균일한 간격으로 18개의 경계요소로써 이산화 하였다. 이 때 해석하고자 하는 음장은 반경 0.2m인 원에 놓인 36개 점을 선택하였다. Fig.4는 각각 $ka=1.3, 5$ 일 때 경계요소 수치해와 이론해와의 비교를 방향성으로서 나타내고 있다. $ka=1.3$ 일 때는 제안된 경계요소법과 이론해가 정확히 일치하는 것을 확인할 수 있으나, $ka=5$ 인 경우 오차가 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 해석 주파수의 파장보다 충분히 작게 경계요소를 나누지 않았기 때문이다. 따라서 음원을 둘러싸는 가상표면을 너무 크게 설정하면, 정확한 음장해석을 위해서 경계요소의 수를 증가시켜야 하는 단점이 있다. 결국, 측정을 위한 가상표면은 원이나 사각형과 같은 단순한 기하형태를 가지며, 되도록 음원표면에 밀착되도록 하여야 효율적이다.

가상표면과 측정점들 사이의 전달행렬을 특이값분리 하면 설정된 일반좌표계에서의 음향 모우드들로 재구성 할 수 있으며^[10,11], 특히 경계요소의 크기가 충분히 작지 않을 때 발생하는 수치오차를 구체적으로 나타낼 수 있다. 특이값분리 이론에 의하면 식 (7)의 일반적인 $M \times N$ 의 복소행렬 $[G]$ 는 다음과 같이 재구성될 수 있다^[12]:

$$[G] = [U][A][V]^H. \quad (11)$$

여기서 $[A]$ 는 양의 특이값을 가진 대각행렬이며, $[U]$ 와 $[V]$ 는 유니타리(unitary) 행렬이다. $[U]$ 와 $[V]$ 의 각 열(column)들은 설정된 평면에서 확장한 일반적인 음향모우드를 나타내며, 특히 입력의 음향모우드와 출력의 음향모우드들은 서로 독립적으로 특이값에 의해 관계됨을 알 수 있다.^[13] Fig.5에 예제의 전달행렬을 특이값분리 한후 가장 큰 특이값에 의해 정규화된 특이값을 나타냈다. 이 때 특이값은 저차모우드부터 재배열하였다. Fig.6은 특이값분리로부터 구한 좌측특이벡터와 우측특이벡터이며, 측정된 평면내의 독립적인 음향모우드를 나타낸다. 여기서, 각 특이벡터에 대한 특이값의 크기는 그 모우드의 원거리 음장 기여도에 해당한다고 볼 수 있다. 그림으로부터 저차모우드의

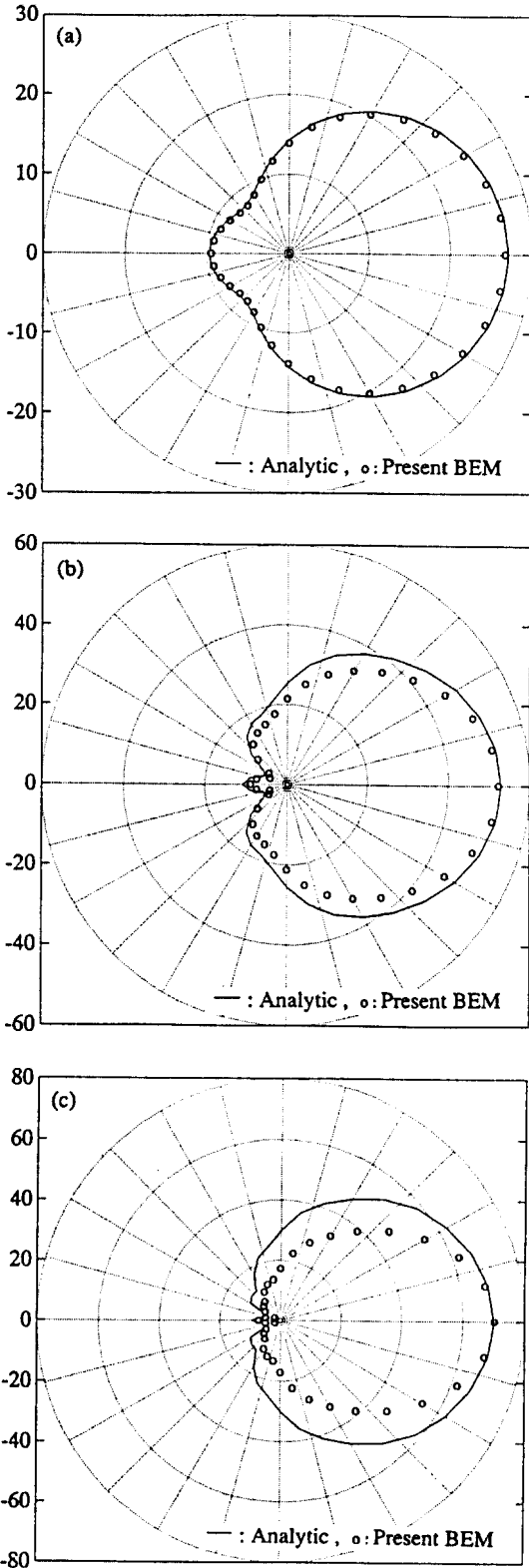


그림 4. 가상표면의 18개 요소를 이용해 계산된 음압의 극

좌표 그림.

(a)ka=1, (b)ka=3, (c)ka=5.

Fig. 4. Polar plots of acoustic pressure calculated by using 18 elements on imaginary surface at (a)ka=1, (b)ka=3, (c) ka=5.

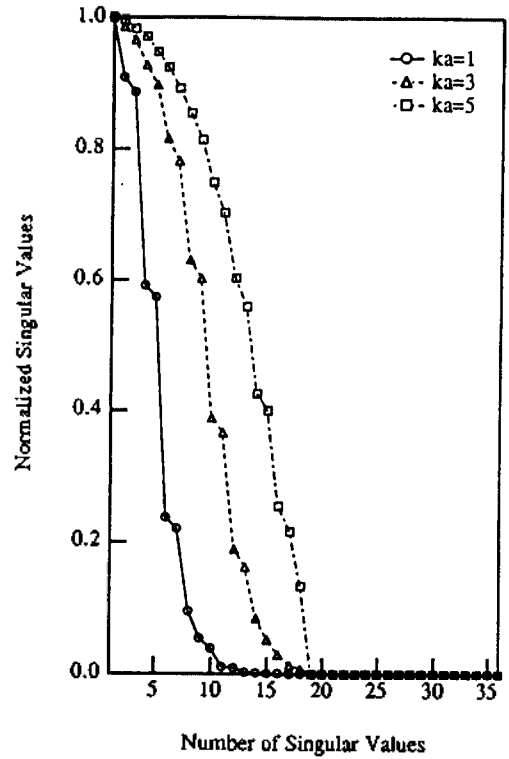


그림 5. ka=1,3,5일때 가장 큰 특이값에 의해 정규화된 특이값.

Fig. 5. Singularvalues normalized to the highest one when ka=1,1,1,3.

특이값이 큰것을 알 수 있고, 고주파 가진일 수록 고차 모우드의 특이값이 커지는 것을 알 수 있다. 따라서, 고주파 가진은 저주파 가진에 비하여 더 많은 고차모우드의 정보를 가지고 전파하며, 가상표면의 경계요소수가 충분히 많지 않으면, 고차모우드의 특이값이 0이 되어 오차의 원인이 된다고 할 수 있다. Fig.7은 가상표면의 경계요소수를 18개와 36개로 하였을때 구해진 특이값을 보여주고 있으며, 18개인 경우 식(11)로부터 19번째 이상의 특이값은 항상 0이므로 요소수가 36개인 경우에서 보여주듯이, 충분히 작지 않은 고차모우

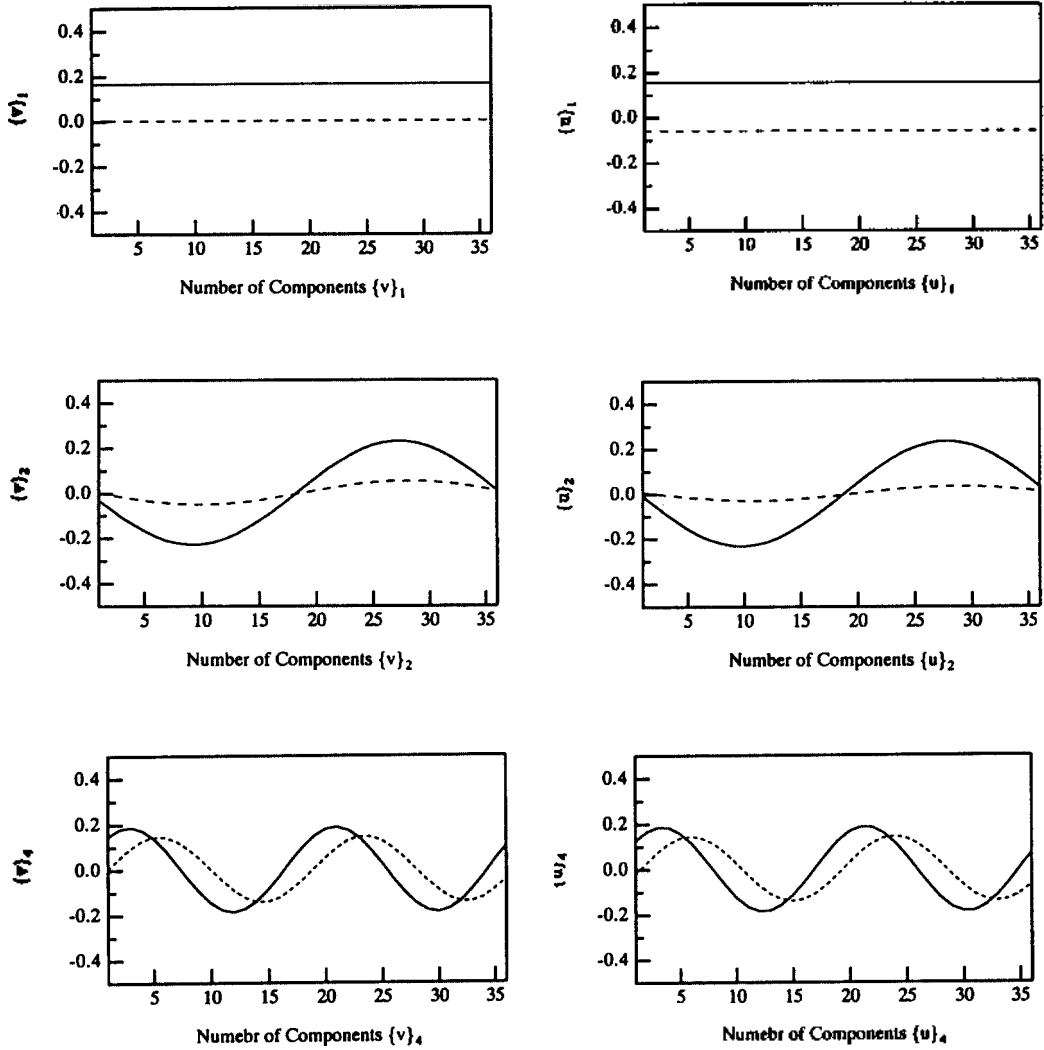


그림 6. 무한 원통 일부분에 놓인 피스톤 음원의 경우, $ka=1$ 일때 구한 좌측과 우측 특이벡터의 세 성분.
 (—), 실수부 ; (----), 허수부.

Fig. 6. The three components of left- and right-singular vectors at $ka=1$ in case of a rigid piston set in an infinite cylinder.
 (—), real part ; (----), imaginary part.

드의 특이값이 존재할 경우 오차가 발생 했다고 할 수 있다. Fig.8은 경계요소의 수가 36개일때 예측된 음압으로 이론해와 정확히 일치함을 알 수 있다.

일반적으로 복잡한 형상을 갖는 음원에 의한 방사음장을 해석하고자 할때, 음원을 둘러싸는 가상표면은 예측하고자 하는 주파수 범위에 관계된 고차모우

드로 전파되는 파동을 해석할 수 있도록 충분히 작게 나뉘어져야 한다. 그러므로, 해석의 신뢰도를 높이기 위해서는 전달행렬의 특이값분리를 통해 충분히 작지않은 특이값을 갖는 고차모우드들을 모두 포함하도록 가상표면의 경계요소수를 증가 시켜야 한다.

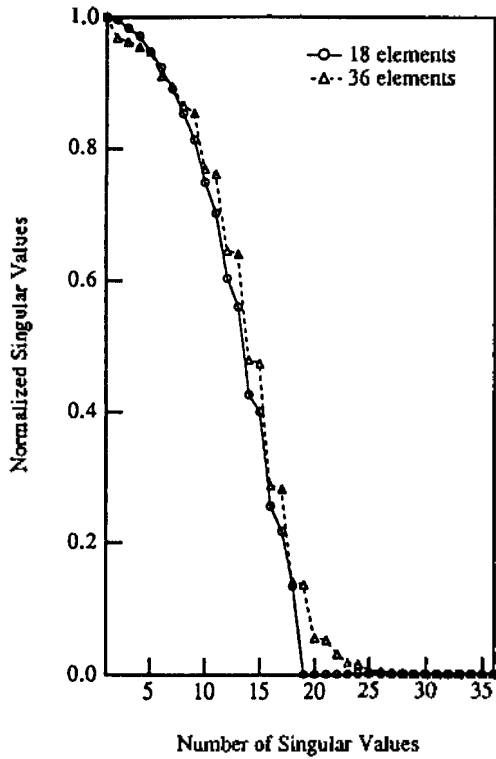


그림 7. $ka=5$ 일때 가장 큰 특이값에 의해 정규화된 특이값.
Fig. 7. Singular values normalized to the highest one at $ka=5$.

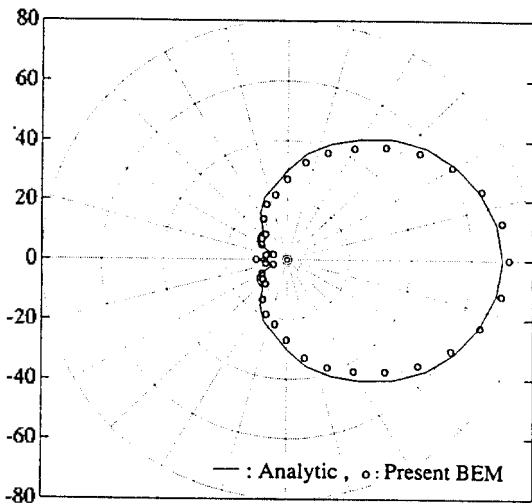


그림 8. $ka=5$ 일때 가상표면위에 36개 요소를 이용해 계산된 음압의 극좌표 그림.
Fig. 8. Polar plot of acoustic pressure calculated at $ka=5$ by using 36 elements on imaginary surface.

(2) 내부에 움직이는 피스톤이 있고 일부분이 개방된 상자

가상표면을 이용한 경계요소 해석의 유용성을 보여줄 수 있는 다른 한 예로 Fig.9와 같이 일부분이 열려져 있고, 내부에 움직이는 피스톤이 있는 상자를 고려하였다. 외부 방사분해를 해석하기 위해 일반적인 경계요소법을 적용할 경우에는, 상자의 내부와 외부를 모두 경계요소로 모델링 하거나, 또는 열려진 면의 경계조건을 정확히 측정하여 상자의 오무만 모델링하면 된다. 그러나, 전자의 경우는 유원이 복잡할수록 경계요소의 수가 매우 증가하여 비효율적인 계산을 하게 되고, 후자의 경우는 열려진 면의 경계조건 측정이 보시리의 존재로 인해 용이하지 않다. 본 논문에서는 제한된 경계요소법과의 비교를 위해 상자의 내·외부를 모두 모델링 하여 경계요소해석을 하였다. 경계요소해석을 위해 상자의 내·외부를 모두 72개의 요소로 이산화하고, 반경 0.5m의 평면 위에 36개의 예측점을 균일하게 설정하였다. 제한된 경계요소법을 적용하기 위해 Fig.9에 나타난 반경 0.2m인 원위에 36개의 점점을 갖는 경계요소 모델링을 하

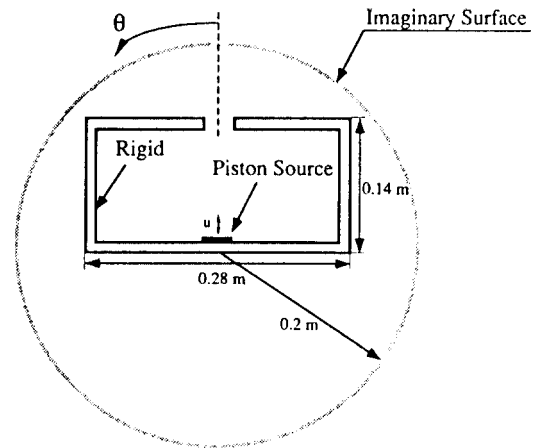


그림 9. 내부에 움직이는 피스톤이 있고 일부분이 개방된 상자.

Fig. 9. A box with a partial opening and containing a piston source.

였다. Fig.10에 100Hz와 1000Hz일때의 정규화된 특이값을 나타냈다. 이 그림으로부터 15번째 이상의 고차모우드는 전방음상에 거의 영향을 미치지 못하고 있으며, 따라서 단지 15개의 고유모우드만을 포함시켜도 원거리 음장을 충분히 예측할 수 있음을 알 수

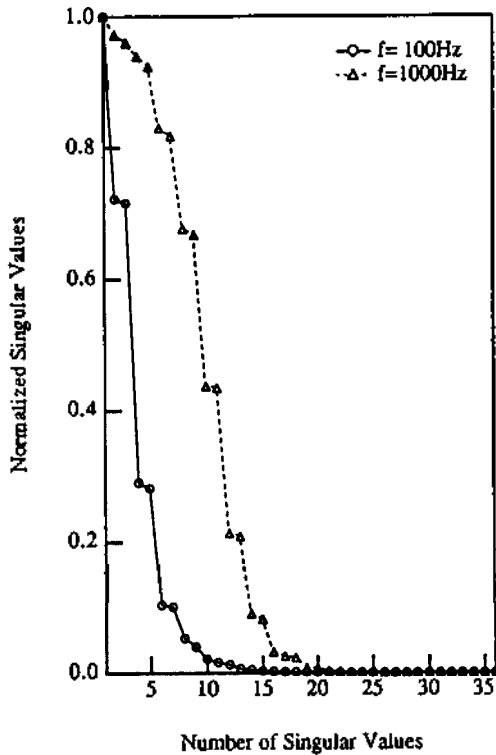


그림 10. $f=100\text{Hz}$ 및 1000Hz 일때 가장 큰 특이값에 의해 정규화된 특이값.

Fig. 10. Singular values normalized to the highest one at $f=100\text{Hz}$ and 1000Hz .

있다. Fig.11에 나타냈듯이 36개의 경계요소만으로도 음장해석을 정확히 할 수 있음을 알 수 있다. 즉, 72개의 경계요소모델은 복잡한 음원을 둘러싸는 근접 표면의 36개 경계요소모델에 비하여 비효율적인 계산을 하는 것과 같이, 음원의 구조가 복잡할수록 관심주파수에 비해 불필요하게 요소의 수를 증가시키는 결과를 초래한다. 따라서, 복잡한 음원을 둘러싸는 단순한 가상표면을 설정하고, 그 표면에서 측정된 음압을 근거로 경계요소법을 적용하면 계산의 효율성이 증대되고 경계조건을 정확히 적용할 수 있는 장점이 있다고 할 수 있다.

V. 결 론

원거리 전방음장 예측을 위해 음원을 둘러싸는 가상 표면을 설정하고, 그 표면에서 측정된 음압 데이터를 이용해 경계요소해석을 수행하였다. 예제를 통해 이론해의 결과 및 일반 경계요소해석 결과와 잘 일치함

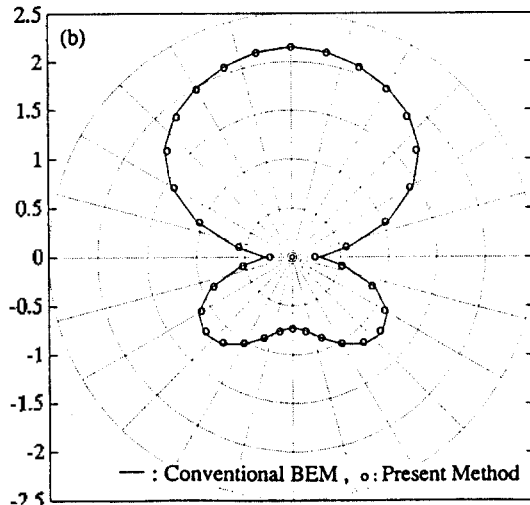
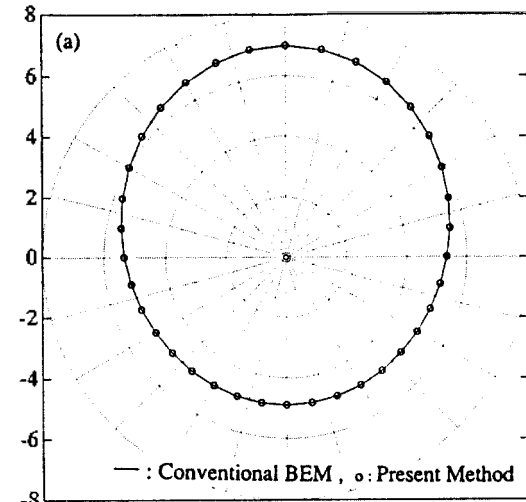


그림 11. 내부에 움직이는 피스톤이 있고 일부가 개방된 상자의 경우 계산된 음압의 극좌표 그림.

(a) $f=100\text{Hz}$, (b) $f=1000\text{Hz}$.

Fig. 11. Polar plots of acoustic pressure in case of the partially opened box containing a piston source operating at (a) $f=100\text{Hz}$, (b) $f=1000\text{Hz}$.

을 보이고, 특히 음원의 경계표면이 복잡할 경우 음원을 둘러싸는 단순한 가상표면에서의 제안된 경계요소법이 효율적임을 보였다. 또한, 전달행렬을 특이값 분리 함으로서 측정위치에서 설정된 일반좌표계에서의 고유벡터로 분해하고, 각 고유벡터의 원거리 음장의 기여도에 해당하는 각 고유벡터에 대한 특이값의 크기를 비교하여, 유한 개의 고유벡터만을 포함시켜도 원거리 음장을 충분히 예측할 수 있음을 보였다.

참 고 문 헌

1. H.A.Schenck, "Improved integral formulation for acoustic radiation problems," *J. Acoust. Soc. Am.*, 44(1), 41-58(1968).
2. A.F.Seybert, B.Soenarko, F.J.Rizzo, and D.J. Shippy, "An advanced Computational method for radiation and scattering of acoustic waves in three dimension," *J. Acoust. Soc. Am.*, 77(2), 362-368(1985).
3. C.W.Horton and G.S.Innis, Jr., "The computation of far field radiation patterns from measurements made near the source," *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(7), 877-880(1961).
4. J.D.Maynard, E.G.Wilhams, and Y.Lee, "Nearfield acoustic holography : I. Theory of generalized holography and development of NAH," *J. Acoust. Soc. Am.*, 78(1), 1395-1413(1985).
5. W.A.Veronesi and J.D.Maynard, "Nearfield acoustic holography(NAH) : II, Holographic reconstruction algorithms and computer implementation," *J. Acoust. Soc. Am.*, 81(5), 1307-1322(1987).
6. M.R.Bai, "Application of BEM-based acoustic holography to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped geometries," *J. Acoust. Soc. Am.*, 92(1), 533-549(1992).
7. B.B.Baker, and E.T.Copson, *The Mathematical Theory of Huygen's Principle*. Clarendon Press, Oxford, 1950.
8. P.M.Morse and K.U.Ingard, *Theoretical Acoustics*, p.311, p.366, McGraw-Hill, New York, 1968.
9. W.A.Veronesi and J.D.Maynard, "Digital holographic reconstruction of sources with arbitrarily shaped surfaces," *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(2), 588-598(1989).
10. D.M. Photiadis, "The relationship of singular value decomposition to wave-vector filtering in sound radiation problems," *J. Acoust. Soc. Am.*, 88(1), 199-209 (1990).
11. G. V. Borgiotti, "Conformal generalized near-field acoustic holography for axisymmetric geometries," *J. Acoust. Soc. Am.*, 88(1), 199-209 (1990).
12. V. C. Klema and A. J. Laub, "The singular value decomposition : Its computation and some applications," *IEEE Trans. Automatic Control*, 25(2), 164-176(1980).
13. G. V. Borgiotti, "The power radiated by a vibrating body in an acoustic fluid and its determination from boundary measurements," *J. Acoust. Soc. Am.*, 88(4), 1884-1893(1990).

▲김 봉 기

1990년 : 한국과학기술대학 기계공학과(학사)

1992년 : KAIST 기계공학과(석사)

1992년 ~ 현재 : KAIST 기계공학과 박사과정

▲김 진 연

현재 : KAIST 기계공학과 박사과정(11권 4호 참고)

▲이 정 권

현재 : KAIST 기계공학과 부교수(11권 4호 참고)