音源重畳法による音場解析 *

鈴木 健彦** 平田 東彦***

ACOUSTIC FIELD ANALYSIS BY SUPERPOSED SOUND SOURCES

TAKEHIKO SUZUKI and HARUHIKO HIRATA

The authors developed a practical computer program to calculate the stationary sound pressure level by using wall or machine surface vibration modes and frequencies. This approach is named the method of superposed sound sources. In this paper, we first describe the theoretical background of this method, and next show that the numerical obtained results by this method agree with the experimental or analytical results. We can predict the sound level by using this approach.

Key words; Sound, Superposed Sound Sources, Vibration, Surface Sound Pressure, Software, Predict

1. 初めに

最近特に機器の騒音低減に対する要望が強まってきている。それに対応し、設計段階で振動予測と共に騒音予測を行う試みとして、有限要素法^{1)~4)}や境界要素法⁵⁾⁶⁾を用いた騒音予測がおこなわれている。境界要素法は、有限要素法と比較して、音波の伝播特性を表わすグリーン関数を用いた解析手法が使われているので、数値計算上の取り扱いが容易になっている。これに対し、我々は、さらに積極的に解析手法を取り入れた方法を提案していた。^{7)~9)}その方法がまとまったので、ここに音源重畳法として、理論的背景と結果を示す。

2. 音源重畳法

良く知られているように、音波は、定常状態で散逸がない媒質の時、次のヘルムホルツの波動方程式に従う。

$$(\omega^2 + C^2 \Delta) \varphi(r, \omega) = 0 \quad (1)$$

ここで各記号は

C : 音速 $\varphi(r, \omega)$: 速度ポテンシャル
 r : 任意位置ベクトル ω : 角振動数

である。(1)式で時間軸は $e^{-i\omega t}$ と分離してある。さらに音圧 P と粒子速度 V は、この速度ポテンシャル φ を用いて

$$\begin{aligned} V(r, \omega) &= -\text{grad} \varphi(r, \omega) \\ P(r, \omega) &= -i\omega \rho_0 \varphi(r, \omega) \end{aligned} \quad (2)$$

と表わせる。ここで ρ_0 は熱平衡状態での気体密度である。今次の方程式に従うグリーン関数 G を考えて

$$(\omega^2 + C^2 \Delta) G(r-r') = -C^2 \delta(r-r') \quad (3)$$

$\delta(r-r')$: ディラックの δ 関数

この G を(1)式に掛けて部分積分をおこなうと

* 昭和60年7月16日 第931回講演会において講演、原稿受付 昭和60年1月31日。 ** 正員、東芝総合研究所(〒210 川崎市川崎区浮島町4-1)。
*** 正員、(株)東芝総合研究所。

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \int d\mathbf{S}' \cdot \left[\mathbf{V}(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \frac{P(\mathbf{r}', \omega)}{i\omega\rho_0} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right] \quad (4)$$

となる。ここで $\mathbf{S}'$ は境界面上の面積ベクトルで、 $\mathbf{r}'$ は境界面上を動く位置ベクトルである。又 $\mathbf{r}$ は観測点を示す位置ベクトルである。(4)式をみてすぐわかるように、境界面上の粒子速度 $\mathbf{V}$ と、境界面上の音圧値 P が与えられれば、任意位置 $\mathbf{r}$ での速度ポテンシャル $\varphi(\mathbf{r}, \omega)$ は、求めることができる。しかし境界面上において音圧と粒子速度を同時に独立に与えることはできない。そこで従来の境界要素法では、(4)式で $\mathbf{r}$ を境界面上に動かして、境界面間の積分方程式とし、境界条件から積分方程式を解いて、境界面上の音圧値と粒子速度を定めていた。

しかし、積分方程式(4)式の解は、もし境界面上に境界条件として、境界面上の速度分布 $\mathbf{U}_0(\mathbf{r}, \omega)$ が与えられるか、又は音圧分布 $P_0(\mathbf{r}, \omega)$ が与えられている時、良く知られているように、Neumannの問題や、Dirichletの問題の解として、次のように求められている。

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega) = 2 \int d\mathbf{S}' \cdot \mathbf{U}_0(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (5)$$

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \frac{-2}{i\omega\rho_0} \int d\mathbf{S}' \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right) P_0(\mathbf{r}'; \omega) \quad (6)$$

ここで(3)式で定められるグリーン関数 $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ は

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (7)$$

k ; 波数 ($k = \omega/c$)

で与えられる。 e の肩の波数 k は、正号を選んでいるが、それは境界面から放射される音圧にだけ着目したからである。 $(\exp[-i\omega t + ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|])$ は $\mathbf{r}'$ を原点とした進行波とみなせる)その結果(5)式(6)式は、壁面速度 $\mathbf{U}_0(\mathbf{r}', \omega)$ 又は境界面音圧 $P_0(\mathbf{r}', \omega)$ で定まる音源振幅を持った、 $\mathbf{r}'$ の点から放射される点音源の重ね合せと理解できる。

一般の系においては、多数の音源境界面や反射面を持った問題を扱う。そのような任意の系では、音圧値は個々の音源や、反射面から定まる音圧値の線型結合和として表わせるであろう。そこで、(5)式や(6)式も、数値計算に便利なように、境界面 $\mathbf{S}'$ を、境界面上の速

度分布 $\mathbf{U}_0$ や圧力分布 P_0 が一定値とみなせる程度の小面積に分割して、任意位置の速度ポテンシャルを次のように表示しよう。

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{\ell=1}^{L_0} \varphi_{\ell}(\mathbf{r}, \omega) + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(\mathbf{r}, \omega) + \sum_{s=1}^{S_0} \varphi_{R,s}(\mathbf{r}, \omega) \quad (8)$$

ここで φ_{ℓ} と φ_n は、速度を与えた境界面と音圧を与えた境界面から放射される音圧の速度ポテンシャルで個々の境界速度、境界音圧が一定となるような小面積に分割したから、(5)式(6)式に対応して

$$\varphi_{\ell}(\mathbf{r}, \omega) = 2 \mathbf{V}_{\ell} \cdot \int d\mathbf{S}'_{\ell} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_{\ell})$$

$$\varphi_n(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{2P_n}{i\omega\rho_0} \int d\mathbf{S}'_n \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'_n} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_n) \quad (9)$$

と表わせる。 φ_{ℓ} は正確なピストン音源の表示であることに注意する。 $\varphi_{R,s}$ は、インピーダンスを与えられた境界面に、音源から入射波があった時、その面で反射してきた音圧の速度ポテンシャルで、その反射面を音源とした(音源振幅値は、入射波の強さで定まるが)その面からの放射波とみなすことができる。反射波 $\varphi_{R,s}$ の具体的表示は、場合によって異なるので後に示すが、(8)式で示したように、音源重畳法では、個々の境界面を音源とみなし、任意位置の速度ポテンシャルを、この音源から放射される速度ポテンシャルの和である、としたことが境界要素法と異なる。(8)式は、境界面上の $\mathbf{V}_{\ell}$ 、 P_n が与えられれば任意位置の速度ポテンシャル φ を決定する。しかし $\mathbf{V}_{\ell}$ と P_n を直接境界条件から与えるわけにはいかない。今この系で壁面速度 $\mathbf{U}_0$ が観測されたとする。この境界面以外に他に境界面がなければ、この境界面から放射される放射波の粒子速度 $\mathbf{V}$ は、 $\mathbf{U}_0$ と一致する。しかし他に音源や反射面があると、壁面速度 $\mathbf{U}_0$ は、放射波の粒子速度 $\mathbf{V}$ のほか他に他の境界面から、その放射面に到達した、音圧からの粒子速度成分も含んでいる。そこで(8)式の P_n 、 $\mathbf{V}_{\ell}$ を定めるための境界条件について考えよう。A) 境界面 m で、壁面垂直速度 $U_{0,m}$ が与えられている時、 $\mathbf{n}_m$ をその境界面の単位法線ベクトル、 $\mathbf{z}$ 、 $\mathbf{z}_m$ ($\mathbf{z} = \mathbf{n}_m \cdot \mathbf{r}$ 、 $\mathbf{z}_m = \mathbf{n}_m \cdot \mathbf{r}_m$)を、その法線ベクトルに平行な座標軸成分とし、 $\mathbf{v}_m$ を与えられた境界面から放射される放射波の粒子速度成分とすると、($\mathbf{v}_m = \mathbf{n}_m \cdot \mathbf{V}_m$)この時の境界値方程式は、次のようになる。

$$\begin{aligned}
 U_{0,m} &= -\frac{\partial}{\partial z} \varphi(r, \omega) \Big|_{z=z_m} \\
 &= v_m - \frac{\partial}{\partial z} \left[\sum_{\ell=1}^{\ell_0} \varphi_{\ell}(r, \omega) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(r, \omega) + \sum_{s=1}^{S_0} \varphi_{R,s}(r, \omega) \right]_{r=r_m}
 \end{aligned} \quad (10)$$

(10) 式の右辺第一項が、放射波の粒子速度成分 v_m で、残りの項が他の境界面から、境界面 m に到達した速度ポテンシャルによる、粒子速度成分を与えている

(10) 式、第一項 v_m の導出には

$$2 \frac{\partial}{\partial z} G(r-r_m) \Big|_{z=z_m} = -\delta(r-r_m) \quad (11)$$

の関係を用いた。

B) 境界面 m で、観測された音圧値 $P_{0,m}$ が与えられている時

$$\begin{aligned}
 P_{0,m} &= -i\omega\rho_0 \varphi(r_m, \omega) \\
 &= P_m - i\omega\rho_0 \left[\sum_{\ell=1}^{\ell_0} \varphi_{\ell}(r_m, \omega) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(r_m, \omega) + \sum_{s=1}^{S_0} \varphi_{R,s}(r_m, \omega) \right]
 \end{aligned} \quad (12)$$

となる。

C) 簡単なインピーダンスの例として、完全反射の条件を考えよう。そこで観測される壁面速度は、零とならなければいけないから、境界面を m とした時、速度ポテンシャル φ を

$$\varphi_{R,m}(r, \omega) = 2 v_m \int dS'_m G(r-r'_m) \quad (13)$$

として、 v_m は、(10) 式の $U_{0,m}$ を零とした。

$$\begin{aligned}
 v_m &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\sum_{\ell=1}^{\ell_0} \varphi_{\ell}(r, \omega) + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(r, \omega) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{s=1}^{S_0} \varphi_{R,s}(r, \omega) \right]_{r=r_m}
 \end{aligned} \quad (14)$$

(14) 式から定められる。このように速度境界条件の一つとして、完全反射の条件は与えられる。

より一般的にインピーダンスを与えられた境界面は、連成系を構成するから、連成系のモデルが定まらなないと確定しないが、2, 3の簡単なモデルの場合について示しておこう。

D) 吸音材のような、局所的なインピーダンスを持つ有限壁面が与えられている時を考えよう。この時こ

の境界面を S_0 個に分割する。その内の一つの境界面を m とした時、その境界面 m での反射波 $\varphi_{R,m}$ は、その反射面に入射してくる、入射波 φ_I との間で、次の境界値方程式を満足しなければならない

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial}{\partial z} (\varphi_{R,m}(r, \omega) + \varphi_I(r, \omega)) \Big|_{z=z_m} \\
 &= -ik\beta(\omega) (\varphi_{R,m}(r, \omega) + \varphi_I(r, \omega)) \Big|_{z=z_m}
 \end{aligned} \quad (15)$$

ここで $\beta(\omega)$ は、局所的なアドミタンスで、 z は前に述べたように境界面に垂直な座標軸成分である。(15) 式を入射波による反射波として解くと、近似的に

$$\begin{aligned}
 \varphi_{R,m}(r, \omega) &= \varphi_I(r_{I,m}, \omega) \int dS'_m \psi_0(r'_m) G(r-r'_m) \\
 \psi_0(r'_m) &= -2ik \cos \theta_R \frac{\cos \theta_I - \beta}{\cos \theta_R + \beta} e^{-ik \frac{r_{I,m} \cdot r'_m}{r_{I,m}}}
 \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ここで図1に示すように、反射面内点 r'_m 、反射面中心 $r_{m,c}$ 、音源 r' 、観測点 r と各々位置ベクトルで表わし、反射面中心から、音源、反射面内、観測点までの距離ベクトルを $r_{I,m}$, $r'_{I,m}$, r_R とした時、(16) 式では、音源、反射面間の距離が、反射面の大きさより大きいとして $|r'-r'_m| \div r_{I,m} - (r_{I,m} \cdot r'_{I,m})/r_{I,m}$ と近似した。又 θ_I , θ_R は入射角と反射角で、今と同じ近似で入射角 θ_I は $\cos \theta_I = (r_{I,m} \cdot r_{I,m})/r_{I,m}$ となる。同様の近似を r_R が大きくなると、反射面と観測点の間の距離にも適用でき、その結果 (16) 式は

$$\begin{aligned}
 \varphi_{R,m}(r, \omega) &= \varphi_I(r_{I,m}, \omega) \Psi(r_{I,m}, r_R) G(r-r'_{m,c}) \\
 \Psi(r_{I,m}, r_R) &= -2ik \cos \theta_R \frac{\cos \theta_I - \beta}{\cos \theta_R + \beta} \\
 &\quad \int dS'_m e^{-ik \left(\frac{r_{I,m}}{r_{I,m}} + \frac{r_R}{r_R} \right) \cdot r'_{I,m}}
 \end{aligned} \quad (17)$$

となる。ここで Ψ は反射率として知られている。

図1. x,y 平面に反射面がある時
音源点, 反射面, 観測点位置

(17) 式の表示を用いる時は、反射率として実験値を用いることもできる。行列要素は

$$\begin{aligned} \varphi_{R,m}(r_k, \omega) = & \sum_{\ell=1}^{\ell_0} \varphi_{\ell}(r_m, \omega) \Gamma_{\ell}(r_{I,m}, r_k) \\ & + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(r_m, \omega) \Gamma_n(r_{I,m}, r_k) \\ & + \sum_{\substack{S=1 \\ S \neq m}}^{S_0} \varphi_{R,S}(r_m, \omega) \Gamma_S(r_{I,m}, r_k) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。ここで r_k は、他の境界面の位置ベクトルである。又 $\Gamma_{\ell}(r_{I,m}, r_k)$ は、(16) 式から

$$\Gamma_{\ell}(r_{I,m}, r_k) = \int dS'_m \Psi_0(r'_m) G(r_k - r'_m) \quad (19)$$

であり、 θ は入射波の音源位置を示している。

E) より特殊な例として、無限に広々とみなせるような、局所的アドミタンス β を持った反射面がある時は (18) 式より簡単に、無限面を m として

$$\begin{aligned} \varphi_{R,m}(r, \omega) = & \sum_{\ell=1}^{\ell_0} \varphi_{\ell}(r', \omega) \Psi(\theta_{\ell}) \\ & + \sum_{n=1}^{n_0} \varphi_n(r', \omega) \Psi(\theta_n) \end{aligned} \quad (19)$$

となる。ここで、 r' は、音源の位置を反射面に対して鏡面対称点に置いた時の、その虚像音源点から観測点までの距離ベクトルで、 θ は、この距離ベクトルと、反射面法線ベクトルとのなす角である。(図2)

図2. 無限反射面が x, y 平面にある時

ここで、 $\Psi(\theta)$ は

$$\Psi(\theta) = \frac{\cos \theta - \beta}{\cos \theta + \beta} \quad (20)$$

で与えられる。¹⁰⁾ (20) 式で β を零とすると、無限に広い完全反射面の場合となることに注意する。

F) もう一つの特例では、無限に広々とみなせるような、充分に広ー様な板があって、横曲げ振動で音

が透過しているような、非局所的なアドミタンスの場合である。この時、反射波は、前と同じ (19), (20) 式で表わせるが、そのアドミタンス β は、

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \frac{ir}{\left[1 - \frac{D\omega^2}{C^2 H \rho_w} \sin^4 \theta\right]} \\ r = & \frac{2\rho_0 C}{H \rho_w \omega} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} H : \text{板厚} \\ D : \text{板剛性} \\ \rho_w : \text{板密度} \end{array} \quad (21)$$

^{11), 12)} となる。

G) 又速度を与えた境界面がアドミタンス $\beta(\omega)$ を持っている時は、¹⁰⁾ (9) 式で

$$\begin{aligned} \varphi_{\ell}(r, \omega) = & 2 \int dS_{\ell} \cdot \nabla_{\ell} G(r - r_{\ell}) \\ & \frac{\cos \theta}{\cos \theta + \beta} \end{aligned} \quad (22)$$

と補正しなければいけない。ここで θ は、放射面から観測点 r までの距離ベクトルと、放射面の法線ベクトルとの間の角度である。

このように、任意位置での音圧値を、境界面が音源とみなせ、そこから放射される音圧値の和であるとする、計算の中で従来の解析結果を最大限取り込めるようになる。さらに (11) 式からわかるように、同一平面内の同一境界条件では、要素面が違っていても互いに結合しないから、解くべき行列を、それだけ小さくできる利点がある。

解くべき行列方程式は、(10) 式、(12) 式と例えば (18) 式から構成され、未知数は、 $v_m, P_m, \varphi_{R,m}(r_k, \omega)$ である。

波動伝播の特性を表わすグリーン関数の積分は、境界面の近傍では

$$\begin{aligned} F_m(r) = & 2 \int dS_m G(r - r_m) \\ = & \frac{1}{2\pi i k} \int d\theta e^{ik|r - r_m(\theta)|} \\ & - \frac{1}{ik} e^{ik|r_m \cdot (r - r_m(\theta))|} \end{aligned} \quad (23)$$

となる。ここで θ は要素面の周に沿っての線積分である。(23) 式の右辺第二項は、観測位置 r の境界面 m への正射影点 が面外にある時は零となる。次に境界面から充分離れた点を考えると、

$$\begin{aligned} F_m(r) = & \frac{1}{2\pi} \frac{1}{r_R} e^{ikr_R} \left[\int dS_m e^{-ik \frac{r_R}{r_R} \cdot r_{I,m}} \right. \\ & \left. + \dots \dots \dots \right] \end{aligned} \quad (24)$$

と展開される。要素面の長さが、波長より長いと同程度である時は、(24)式の展開がよく、もし波長より充分短い時は($kr_{1m} \ll 1$)指向性係数である面積分の項を面積 S_m で置き換えてもよい、このような場合は、展開せずにガウス積分で、積分を実行する。

このようにして構成された行列は、各項各々がヘルムホルツの微分方程式を満足し、しかも境界面で境界条件を満足しているから、一意的な正しい解を得たことになる。そこで次に解析的に解が求められる場合を考えて計算結果と比較しよう。

3. 解析結果との比較

球体の振動による、球体周囲の音場は、容易に解析的に求めることができる。今球体の速度分布を v として、ルジャンドル函数 $P_n^m(\cos \theta)$ を用いた、次の n, m

$$v(\theta, \varphi) = v_{n,m} P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi \quad (25)$$

モードについてのみ考えると、球体の中心に座標原点を置いた、球座標で放射波は

$$P(r, \theta, \varphi) = i\omega\rho_0 \varepsilon_m v_{n,m} \left(\frac{\partial}{\partial R} h_n^{(1)}(kR) \right)^{-1} h_n^{(1)}(kr) P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi \quad (26)$$

と表わせる。ここで $h_n^{(1)}$ は球ハンケル函数、 r は観測点、 R ：球体半径である。又 ε_m は $\varepsilon_0=1$ 、 $\varepsilon_m=2$ ($m \neq 0$)となる数係数で与えられる。

数値計算に用いたモデル図を、図3に示す。

図3. 球体分割図

図4には、一番簡単なモデル、 $n=0$ 、 $m=0$ の呼吸球として知られる振動モードによる、音圧分布を示す。この時は、等方的な音圧分布なので、分割図に示した天頂の Z 軸に沿って、球体半径(0.16m)の位置からの距離減衰の様子を示す。この時、音圧値は距離に反比例する。計算は、振動数200Hzでおこなった。

図4. 呼吸球の距離減衰

結果は、計算結果を、実線(絶対値)、破線(実部)一点破線(虚部)で示している。又解析解は、半黒丸●(絶対値)、黒丸●(実部)、白丸○(虚部)を用いて示してある。

次に $n=1$ 、 $m=0$ の、剛体球の振動として知られる振動モードによって生じる音圧分布を示す。この時、一番特徴的なことは、音圧分布のモードが、球体周囲で $\cos \theta$ に比例することである。実際に前と同じ条件で、速度分布だけ $n=1$ 、 $m=0$ を用いて計算すると図5に示すようになる。

図5. 剛体球周囲の音圧分布

このように、解析結果との良い一致をみたので実験結果との比較を試みた。

4. 実験結果との比較

実験は、コンクリート床面の半無響室に、上面円板だけが振動するようにした円筒容器を置いておこなった。図6に示すように、上面中心部に内側から取りつけた加振器に、白色雑音を入力し、その時得られた2次のモードシェイプ(234Hz)を図8に示す。図中の虚部が零となる点は、加速度ピックアップの参照点を、その位置にしたからである。この加速度分布を境界面の境界条件とし、円筒側面は速度零の剛体壁面、又コンクリート面は、無限に広い完全反射面とした。この時の計算モデル図を、図7に示す。

図 6. 実験装置

図 7. 計算モデル

図 8. 実測された 2 次のモードシェイプ (234 Hz)

図 9. 音圧絶対値の実測値と計算値

図 9 に、この 2 次のモードシェイプを、境界面の速度分布とした時の、絶対値音圧の計算結果を実線で、

実測値を黒点で示してある。図中の横軸は、一番上の図が、円筒の中心軸に沿って上方へ、二番目の図が円筒中心軸上 0.5m の位置から、円筒座標系で半径方向に、一番下の図は、円筒中心軸上 0.5 m の位置から振動円板の中心を原点にして、角度を変えて測定した。

比較すると両者は良く一致している。

5. 結 論

このように、境界面を個々の音源として、任意位置の音圧値は、その重ね合せで得られるとした、音源重畳法を用いることによって、物体表面から、物体周囲の音圧値を計算できることを示した。

この手法は、従来の境界要素法より以上に解析の手法を取り入れているので、従来おこなわれていた解析結果の取り込みが、比較的簡単にできる。そのことが結果のみとうしを良くし、さらに工夫次第で計算時間のより以上の短縮をはかれるという利点を持つ。

この結果、振動分布からの騒音予測が可能となった。

- 1) 加川；有限要素法による振動・音響工学
培風館 1981 年
- 2) T. Suzuki；ACOUSTIC FIELD ANALYSIS
BY FINITE ELEMENT METHOD
FINITE ELEMENT FLOW ANALYSIS
UNIVERSITY OF TOKYO PRESS
(1982) P469
- 3) 渥美・鈴木・大江；日音学講論(昭58.10) P563
- 4) 平田・鈴木；日音学講論(昭57.10) P567
- 5) 田中他；境界要素法の基礎；培風館(1984)
- 6) 田中他；境界要素法の基礎と応用；丸善(1982)
- 7) 鈴木；グリーン函数による室内音場分布計算法
日音学講論(昭57.3) P527
- 8) 鈴木・平田；境界要素法による音場予測
日音学講論(昭58.3) P563
- 9) 鈴木・平田；境界要素法による音場予測
日音学講論(昭59.3) P471
- 10) Morce And Ingard；THEORETICAL
ACOUSTIC；McGRAW-HILL(1968)
- 11) 鈴木；日音学講論(昭53.10) P583
- 12) T. Suzuki；Inter-Noise 79(1979) P207