

# 三次元高速多重極境界要素法を用いた 移動音源に伴う音響場解析

## ANALYSIS OF SOUND PRESSURE FIELD WITH A MOVING SOURCE USING FAST MULTIPOLE BOUNDARY ELEMENT METHOD.

齋藤 隆泰<sup>1)</sup>, 廣瀬 壮一<sup>2)</sup>,

Takahiro SAITOH and Sohichi HIROSE

- 1) 東京工業大学大学院情報理工学研究科 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, E-mail:saito@qnde.mei.titech.ac.jp)  
2) 東京工業大学大学院情報理工学研究科教授 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, E-mail:shirose@cv.titech.ac.jp)

Noise caused by traffic is one of serious and typical environmental problems. Therefore, it is important to investigate the properties of sound pressure field around structures and noise barrier in developing efficient measures for noise reduction. In this paper, we present a numerical method for calculating the sound pressure field created by a moving source in frequency domain. The method is used to obtain the 3-D sound pressure field in frequency domain around a wall with a finite length. It can be efficiently performed with the Fast Multipole Boundary Element Method for the analysis of sound pressure field produced by a moving source.

**Key Words:** Fast Multipole Boundary Element Method, Moving Source, Noise Barrier, Sound Pressure.

### 1. はじめに

今日、我が国において、いわゆる典型七公害といわれる公害問題の中で、「騒音」は最も苦情、陳情件数が多いといわれている。特に、交通車両の走行が起因となる騒音低減対策は、数ある環境問題の中でも重要な課題の一つである。騒音低減対策法には、音源自体に関わる騒音低減対策や、観測点における防音対策、そして音源と観測点の間に設ける防音壁等による伝播経路対策手法などが知られている。しかし、音源、観測者自体の騒音対策だけでは、ある種の限界があると考えられることから、防音壁や、構造物の適切な配置計画の実行は、さらなる騒音低減対策手法として非常に重要である。音波は、回折や、地盤、構造物における反射、そして、指向特性といった様々な特徴を有することから、これらの特徴を考慮し、対策手法を講ずることは、非常に重要である。防音壁を用いた効率的な騒音低減対策のために、これまでも様々な研究がなされている。Hothersallら<sup>(1)</sup>、Kurzeら<sup>(2)</sup>、Duhamel<sup>(3)</sup>は断面が一定である防音壁周囲の音響場を、波動解析に対して有効である境界要素法を用いて解いている。しかし、いずれも断面方向に無限の長さを持った防音壁を仮定し、解析が行われているのみである。そこで、本研究では、移動音源が等速度で移動する場合の、断面方向に有

限の長さを持った防音壁に対する音響場を求め、防音壁の効果、音響場の特徴について考察することを目的とする。音源が移動音源であること、解析領域が三次元であり、大規模であること、そして防音壁の断面方向を有限な長さとして仮定して解析を行うことから、本研究は従来型の境界要素法では適用が難しい。そこで、近年急速に発展し続けている高速多重極境界要素法<sup>(4)</sup>を用いる。本研究では、まず、三次元半無限領域中を等速直線運動する移動音源による周波数域での入射波動場を求める。次に、有限な長さをもった壁が存在する場合の移動音源に伴う音響場を高速多重極境界要素法を使って解析し、周波数域における音波の特性について考察することを目的とする。

### 2. 三次元半無限領域における境界要素法

Fig.1 に示すように、移動音源から音が発せられたときの  $y > 0$  の半無限領域における音響場を考える。移動音源は、ある周期数  $\omega_0$  の周期的な音を出しながら等速度  $U$  で移動する点音源とし、半無限領域内には境界  $\Gamma$  を持つ有限な長さの防音壁が設置されているものとする。実際の騒音問題では、車両と空気の表面の摩擦や、車輪の摩擦等、様々な現象が起因となり音を発する。しかし、音響場は個々の現象により作

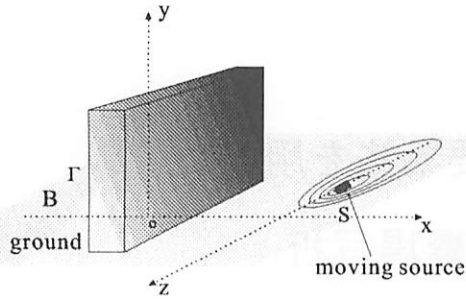


Fig. 1 A 3-D model of a half space subjected to a moving source.

られる音響場の重ね合わせであるから、本研究では、解析の対象を点音源とした。移動音源で生じた音は、防音壁面  $\Gamma$ 、および  $y=0$  の地表面  $B$  において、反射ならびに散乱する。したがって、移動音源によって発せられる音の音圧を  $P_{in}$  とし、防音壁および地表面による反射・散乱による音響場の圧力を  $P_{sc}$  とすると、それぞれ次式を満足する。

$$\nabla^2 P_{in} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_{in}}{\partial t^2} = -e^{-i\omega t} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0 - \mathbf{U}t) \quad (1)$$

$$\nabla^2 P_{sc} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_{sc}}{\partial t^2} = 0 \quad (2)$$

ここに、 $c$  は音速を表わし、 $\mathbf{x}_0$  は  $t=0$  での移動音源の位置を表わす。当然ながら全音圧  $P(\mathbf{x}, t)$  は

$$P(\mathbf{x}, t) = P_{in}(\mathbf{x}, t) + P_{sc}(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

で表される。今、音圧場を時間についてフーリエ変換したとすると、各音圧場は場所  $\mathbf{x}$  と周波数  $\omega$  の関数となる。入射音響場  $p_{in}(\mathbf{x}, \omega)$  については後に詳しく述べることにして、ここでは、散乱音響場  $p_{sc}(\mathbf{x}, \omega)$  に関する積分表現を導く。なお、簡単のために、引数  $\omega$  は省略し、 $p_{sc}(\mathbf{x})$  などと書く。音響場  $p_{sc}(\mathbf{x})$  は次の Helmholtz 方程式を満たす。

$$\nabla^2 p_{sc} + k^2 p_{sc} = 0 \quad (4)$$

ここで、 $k$  は  $k = \omega/c$  なる波数である。よって、三次元 Helmholtz 方程式の基本解  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  を用いると、半無限領域における散乱音響場の音圧  $p_{sc}(\mathbf{x})$  は、次のような積分方程式を満足する。

$$c(\mathbf{x})p_{sc}(\mathbf{x}) = \int_{\Gamma+B} G(\mathbf{x}, \mathbf{y})q_{sc}(\mathbf{y})d\Gamma(\mathbf{y}) - \int_{\Gamma+B} H(\mathbf{x}, \mathbf{y})p_{sc}(\mathbf{y})d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (5)$$

ここに、 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  は三次元 Helmholtz 方程式の基本解であり、

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \quad (6)$$

と表される。ここで、 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  である。また、 $H(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  は  $H(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \partial G(\mathbf{x}, \mathbf{y})/\partial n_y$  で定義される第二基本解であり、 $q_{sc} = \partial p_{sc}/\partial n_y$  である。ここで、 $\partial/\partial n$  は、外向き法線方向微分を表す。さて、解くべき問題は、 $y > 0$  の半無限領域における音響場である。今、 $y=0$  の平面においていずれの音圧成分もノイマン条件を満足するものとする。すなわち、

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p_{in}}{\partial n} = \frac{\partial p_{sc}}{\partial n} = 0 \quad \text{for } y=0 \quad (7)$$

基本解  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  は上記の境界条件を満足しないので、式 (5) における左辺第二項目の  $B$  上の積分  $\int_B H(\mathbf{x}, \mathbf{y})p_{sc}(\mathbf{y})d\Gamma(\mathbf{y})$  は消えない。一方、Helmholtz 方程式に対しては、鏡像の関係を用いれば、 $y=0$  でのノイマン条件を満足する Green 関数を容易に導くことが出来る。すなわち、点  $\mathbf{y}'$  を平面  $y=0$  に関する点  $\mathbf{y}$  の鏡像点であるとして、

$$\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + G(\mathbf{x}, \mathbf{y}') \quad (8)$$

なる関数  $\bar{G}$  を考えると、

$$\bar{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{\partial \bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial n_y} \quad (9)$$

で定義される  $\bar{H}$  は  $y=0$  において常にゼロとなる。この性質と  $y=0$  で  $q_{sc} = \partial p_{sc}/\partial n = 0$  であることを考慮すれば、次式を得る。

$$c(\mathbf{x})p_{sc}(\mathbf{x}) = \int_{\Gamma} [\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y})q_{sc}(\mathbf{y}) - \bar{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y})p_{sc}(\mathbf{y})]d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (10)$$

また、境界  $\Gamma$  で囲まれた防音壁内部の領域における入射音圧  $p_{in}$  を考えると、 $p_{in}$  も  $y=0$  において  $\partial p_{in}/\partial n = 0$  を満足するから、

$$c'(\mathbf{x})p_{in}(\mathbf{x}) = - \int_{\Gamma} [\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y})q_{in}(\mathbf{y}) - \bar{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y})p_{in}(\mathbf{y})]d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (11)$$

を得る。ここに、 $c'(\mathbf{x})$  は防音壁内の  $p_{in}$  に対する自由項で、 $\Gamma$  上、ならびに半無限領域内の点  $\mathbf{x}$  に対しては、 $c'(\mathbf{x}) = 1 - c(\mathbf{x})$  なる関係を持つ。また、式 (11) において境界  $\Gamma$  における法線ベクトルは、半無限領域から防音壁内へ向くように定義している。よって、式 (10) と式 (11) の差をとると、全圧力場  $p(\mathbf{x})$  に対する境界積分方程式を次のように得ることが出来る。

$$c(\mathbf{x})p(\mathbf{x}) = p_{in}(\mathbf{x}) + \int_{\Gamma} [\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y})q(\mathbf{y}) - \bar{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y})p(\mathbf{y})]d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (12)$$

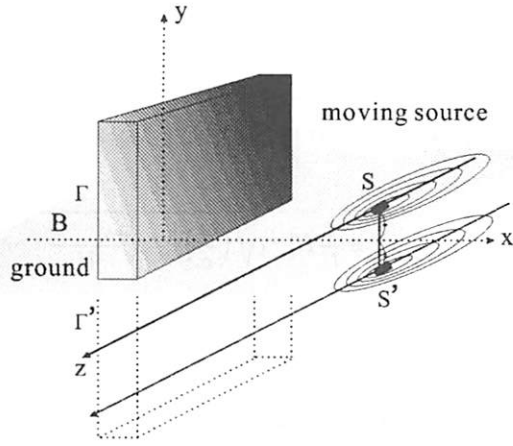


Fig. 2 A 3-D analysis model with image space.

$\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  は、式 (8) に示すように、 $\Gamma$  上の点  $\mathbf{y}$  を音源とする基本解  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  と鏡像点  $\mathbf{y}'$  を音源とする  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y}')$  から成る。すなわち、式 (12) は次のように書ける。

$$c(\mathbf{x})p(\mathbf{x}) = p_{in}(\mathbf{x}) + \int_{\Gamma} [G(\mathbf{x}, \mathbf{y})q(\mathbf{y}) - H(\mathbf{x}, \mathbf{y})p(\mathbf{y})]d\Gamma(\mathbf{y}) + \int_{\Gamma'} [G(\mathbf{x}, \mathbf{y}')q(\mathbf{y}') - H(\mathbf{x}, \mathbf{y}')p(\mathbf{y}')]d\Gamma(\mathbf{y}') \quad (13)$$

式 (13) は基本解を使って表した全空間における境界積分方程式に他ならない。よって、Fig.1 の半無限領域の問題は Fig.2 に示すような、平面  $y=0$  で鏡像関係にある防音壁  $\Gamma + \Gamma'$  を持つ無限領域の問題と等価なもので、無限領域での高速多重境界要素法と同様のアプローチにより、三次元半無限問題の周波数域における音響場  $p(\mathbf{x})$  を求めることが出来る。

### 3. 移動音源による入射波動場

前述のように、移動音源  $S$  が周波数  $\omega_0$  の音を放出しながら  $z$  軸に沿って正の方向に速度  $U = (0, 0, U)$  (ただし、 $U \neq 0$ ) で等速直線運動をする点音源であるとする。時刻  $t$  における音源の位置を  $\mathbf{X}(t) = \mathbf{x}_0 + Ut$  (ただし、 $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, 0)$ ) とし、その鏡像点を  $\mathbf{X}'$  とすれば、時刻  $t$  における観測点での音圧  $P_{in}(\mathbf{x}, t)$  は以下の式で与えられる<sup>(5)</sup>。

$$P_{in}(\mathbf{x}, t) = \frac{e^{-i\omega_0(t-|\mathbf{x}-\mathbf{X}|/c)}}{4\pi(|\mathbf{x}-\mathbf{X}| - (\mathbf{x}-\mathbf{X}) \cdot \mathbf{U}/c)} + \frac{e^{-i\omega_0(t-|\mathbf{x}-\mathbf{X}'|/c)}}{4\pi(|\mathbf{x}-\mathbf{X}'| - (\mathbf{x}-\mathbf{X}') \cdot \mathbf{U}/c)} \quad (14)$$

式 (14) は、観測者から見て、音源が近づくか、遠ざかるかに応じて  $P$  の振幅がそれぞれ増加、減少するいわゆるドップラー効果を表している。また、式 (14) は解析解であるが、以下のように波動方程式をフーリエ変換することから出発する数値解を求めることも出来る。

今、変数  $z, t$  に対応した変数  $\xi, \omega$  に関するフーリエ変換、

逆フーリエ変換をそれぞれ次のように定義する。

$$p(x, y, \xi, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x, y, z, t) e^{-i\xi z} e^{i\omega t} dz dt \quad (15)$$

$$P(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, y, \xi, \omega) e^{i\xi z} e^{-i\omega t} d\xi d\omega \quad (16)$$

移動音源  $S$  からの音圧は、波動方程式 (1) を満たす。式 (1) を式 (15) を用いて  $z$  と  $t$  に関してフーリエ変換すると、次式を得る。

$$p_{in}(x, y, \xi, \omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)g(x, y, \xi, \omega) \quad (17)$$

式 (17) において、 $g$  は、 $x-y$  面内、つまり、断面  $z=0$  における二次元問題の解を表しており、次式を満足する。

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)g + (k^2 - \xi^2)g = -\delta(x - x_0)\delta(y - y_0) \quad (18)$$

すなわち、

$$g(x, y, \xi, \omega) = H_0^{(1)}(\sqrt{k^2 - \xi^2}\bar{r}) \quad (19)$$

である。ここに、 $k = \omega_0/c$ 、 $\bar{r} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$  である。よって、式 (16) を用いて  $p(x, y, \xi, \omega)$  を逆フーリエ変換すれば、

$$P_{in}(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi\delta(\omega - \omega_0) \times H_0^{(1)}(\sqrt{k^2 - \xi^2}\bar{r}) e^{i\xi z} e^{-i\omega t} d\xi d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}\left(\sqrt{\left(\frac{\xi U + \omega_0}{c}\right)^2 - \xi^2}\bar{r}\right) e^{i\xi z} e^{-i(\omega_0 + \xi U)t} d\xi \quad (20)$$

を得ることが出来る。式 (20) は式 (14) の解に対する積分表現である。Fig.3 に、 $x-y$  平面上の入射音響場の音圧分布を示す。音源の位置は  $(x, y, Ut) = (2m, 0.5m, Ut)$  であり、速度  $U = 50m/s$ 、振動数  $f_0 = 300Hz$  で、時刻  $t = 0$  に  $z = 0$  を音源が通過するものとした。Fig.3 の (a), (b), (c) はそれぞれ時刻  $t = 0.0, 0.1, 0.2(s)$  の場合の結果である。 $t = 0.0$ 、すなわち、音源がちょうど  $z = 0$  を通過した場合、音圧は (a) のような放射パターンを示す。 $t = 0.1$  では音源から見て斜め方向に放射される音圧の影響は残るが、音源上方の音圧は小さい値を示している。 $t = 0.2$  以降徐々に音源による影響は消えて行くが、(a), (b), (c) それぞれに、音源から見て特定の方向に強い音圧分布を示すのを見ることが出来る。このことは、音が指向性を持つことを表しており、移動音源によって発生する音圧場の重要な特性の一つである。

### 4. 周波数域における移動音源による入射波動場

式(14),(20)は時空間での入射音圧場を表す式であった。しかしながら、式(12)、あるいは式(13)の境界積分方程式は周波数域での積分方程式であるから、周波数域における移動音源からの入射波を求める必要がある。

式(20)において、 $\zeta = \xi U + \omega_0$  において変形すると、

$$P_{in}(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{U} H_0^1 \left( \sqrt{\left(\frac{\zeta}{c}\right)^2 - \left(\frac{\zeta - \omega_0}{U}\right)^2} \cdot \bar{r} \right) \cdot e^{i\left(\frac{\zeta - \omega_0}{U}\right)z} e^{-i\zeta t} d\zeta \quad (21)$$

を得ることが出来る。式(21)は、変数 $\zeta$ を周波数 $\omega$ と考えれば、 $\omega$ に関する逆フーリエ変換の形をしているので、結局、周波数域における移動音源による入射場 $p_{in}(x, y, z, \omega)$ は、

$$p_{in}(x, y, z, \omega) = \frac{1}{U} H_0^{(1)} \left( \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_0 - \omega}{U}\right)^2} \cdot \bar{r} \right) e^{i\left(\frac{\omega - \omega_0}{U}\right)z} \quad (22)$$

と求めることが出来る。

## 5. 高速多重極境界要素法

Green関数を用いているので、半無限問題とはいえ、積分範囲は有限な防音壁の表面である。しかし、高周波域の計算では、要素数が増えるため、ここでは高速多重極境界要素法を用いて解析する。Helmholtz方程式に対する高速多重極境界要素法は、これまでも福井<sup>(6)</sup>ら、吉田<sup>(7)</sup>らによる解析例がある。高速多重極法を用いた境界要素法の高速解法は多くの文献<sup>(4)</sup>により参照出来ることから、ここでは概略を述べるに留める。今、式(6)における基本解の積分を、EptonとDembartら<sup>(9)</sup>に倣って、変数 $\mathbf{x}, \mathbf{y}$ に関する分離形となるように変形すれば、

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) q(\mathbf{y}) d\Gamma_{\mathbf{y}} &= \int_{\Gamma} \frac{e^{ikr}}{4\pi r} q(\mathbf{y}) d\Gamma(\mathbf{y}) \\ &= \frac{ik}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (2n+1) O_n^m(k, \mathbf{x} - \mathbf{o}) M_n^{mG}(\mathbf{o}) \end{aligned} \quad (23)$$

と展開することが出来る。ここで、 $M_n^{mG}(\mathbf{o})$ は、

$$M_n^{mG}(\mathbf{o}) = \int_{\Gamma} I_n^m(\mathbf{y} - \mathbf{o}) q(\mathbf{y}) d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (24)$$

で表される。ただし、点 $\mathbf{o}$ は $|\mathbf{x} - \mathbf{o}| > |\mathbf{y} - \mathbf{o}|$ の関係を満たす点であり、多重極点である。また $I_n^m, O_n^m$ は球Bessel関数 $j_n$ 、球Hankel関数 $h_n$ 、そして球面調和関数 $Y_n^m$ を用いて、次のように表される。

$$I_n^m = j_n(k|\mathbf{y} - \mathbf{o}|) \bar{Y}_n^m \left( \frac{\mathbf{y} - \mathbf{o}}{|\mathbf{y} - \mathbf{o}|} \right) \quad (25)$$

$$O_n^m = h_n(k|\mathbf{x} - \mathbf{o}|) Y_n^m \left( \frac{\mathbf{x} - \mathbf{o}}{|\mathbf{x} - \mathbf{o}|} \right) \quad (26)$$

さらに、球面調和関数は、次のように定義した。

$$Y_n^m \left( \frac{\mathbf{y} - \mathbf{o}}{|\mathbf{y} - \mathbf{o}|} \right) = \sqrt{\frac{n-m}{n+m}} P_n^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (27)$$

ここで $P_n^m$ はLegendre陪関数であり、 $\theta, \phi$ は、それぞれ $\mathbf{o}$ を基準としたベクトル $\mathbf{y} - \mathbf{o}$ の球座標系における $\theta, \phi$ 成分である。式(24)は $\mathbf{o}, \mathbf{y}$ に依存した係数であり、 $\mathbf{x}$ に依存しない多重極モーメントである。二重層核に関しても同様に、式

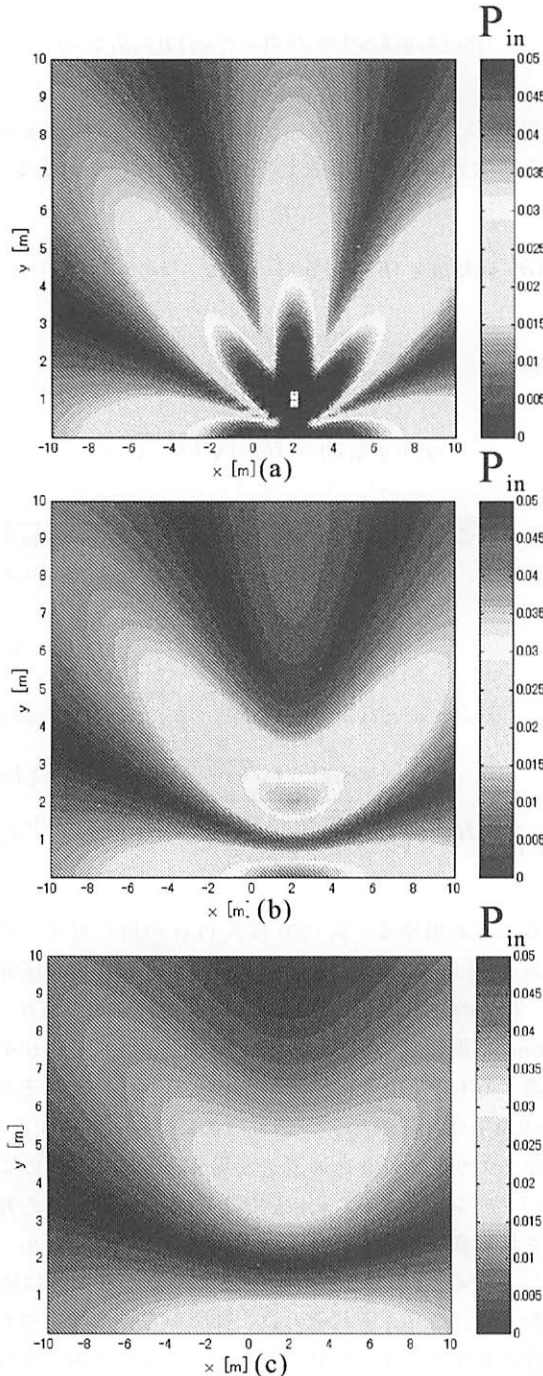


Fig.3 Distribution of absolute value of incident sound pressure on  $z = 0.0$  plane in the case of (a)  $t = 0$ , (b)  $t = 0.1$  and (c)  $t = 0.2$ .

(13) より、

$$\int_{\Gamma} H(\mathbf{x}, \mathbf{y}) p(\mathbf{y}) d\Gamma_{\mathbf{y}} = \int_{\Gamma} \frac{\partial}{\partial n_{\mathbf{y}}} \left( \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right) d\Gamma(\mathbf{y})$$

$$= \frac{ik}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (2n+1) O_n^m(k, |\mathbf{x} - \mathbf{o}|) M_n^{mH}(\mathbf{o}) \quad (28)$$

と展開でき、対応する多重極モーメント

$$M_n^{mH}(\mathbf{o}) = \int_{\Gamma} \frac{\partial}{\partial n_{\mathbf{y}}} I_n^m(k, |\mathbf{y} - \mathbf{o}|) p(\mathbf{y}) d\Gamma(\mathbf{y}) \quad (29)$$

を求めることが出来る。以上のように基本解の変数  $\mathbf{x}, \mathbf{y}$  に関して分離できれば、

1. 解析領域を、8分木構造に対応した立方体のセルによる階層構造にする。
2. 分離された点  $\mathbf{y}$  に関する部分 (多重極モーメント) をレベル2の階層まで、各セルの中心に移動させながら集める。
3. レベル2から順に多重極係数を局所展開係数に変換し、変換した局所展開係数を集めながら、8分木構造の葉のセルに含まれる全ての  $\mathbf{x}$  についての影響を計算し、これらの計算に寄与しない全ての  $\mathbf{y}$  からの影響を通常の境界要素法同様、直接計算して加える。

といったアルゴリズムを用いて計算を高速化することが可能である。

## 6. 音響場解析

4節で求めた移動音源による周波数域の音圧 (22) を入射波として使い、半無限領域中に有限な大きさの壁が存在する場合の周波数域における音響場を、高速多重極境界要素法を用いて求める。以下、全ての解析において、壁は  $0 < x < 0.4$ ,  $0 < y < 3$ ,  $-5 < z < 5$  (m) の領域を占めるとする。コンクリート壁や厚い板材料等では壁の反射率は極めて高い。従って、本研究ではそれらを想定し、壁面での境界条件を  $\partial p / \partial n = 0$  として与えた。なお、解析は四角形一定要素で離散化を行い、ガウスの数値積分により、多重極モーメント (24), (29) の評価を行った。各階層構造における多重極展開の展開項数は、Song<sup>(10)</sup> らに倣い決定している。反復解法には Bi-CGSTAB 法を用いた。要素分割は、全ての場合において  $x, y, z$  方向  $0.1\text{m}$  として計算を行った。この時、全要素数は、鏡像領域を含め 13280 である。

### 6.1. 静止点音源による音響場解析

まず、音源が移動せずに  $\mathbf{x}_0 = (2, 0.5, 0)$  で静止している場合の音響場について考える。Fig.4, 5 は、それぞれ  $f_0 = 50\text{Hz}$ ,  $f_0 = 100\text{Hz}$  の場合の断面  $z=0$  における、周波数  $\omega = 2\pi f_0$  の音圧の絶対値をプロットしたグラフである。ただし、壁中の音圧は全て0としてプロットしてある (以下 Fig.7~10 においても同様)。Fig.4, 5 より、音源付近を中心に最も大きな値

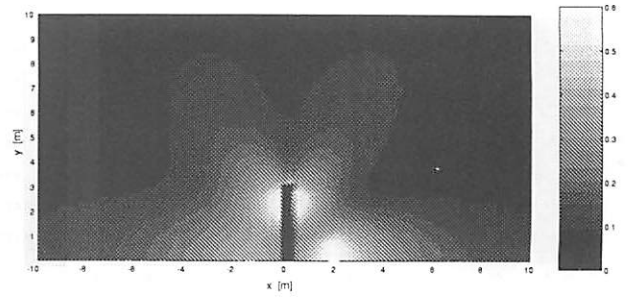


Fig. 4 Distribution of sound pressure on  $z = 0.0$  plane,  $f=50\text{Hz}$ .

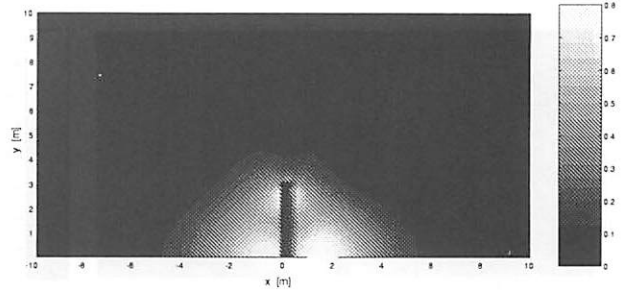


Fig. 5 Distribution of sound pressure on  $z = 0.0$  plane,  $f=100\text{Hz}$ .

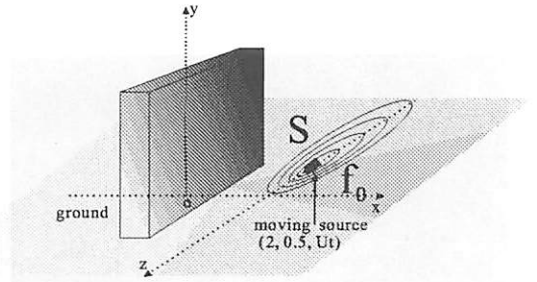


Fig.6 3-D Analysis model of sound pressure field subjected to moving source.

を示しているのがわかる。また、Fig.4 では、壁上端から二次的な散乱波として上方に放射状な分布をしているのがわかる。壁に対して、静止点音源の存在しない側は、全体的に音源側よりも小さな値を示していることがわかる。しかし、壁付近では、どちらの側でも音圧分布は高い値を示している。壁に対して波長  $\lambda$  が  $6.8\text{m}$  (Fig.4),  $3.4\text{m}$  (Fig.5) と長く、回折による影響がでていると思われる。

### 6.2. 移動音源による音響場解析

次に、移動音源に伴う音響場解析を行った。移動音源は Fig.6 のように振動数  $f_0$  で振動しながら壁に平行に、 $z$  軸の正の方向に進むものとした。時間  $t$  における音源の位置  $\mathbf{X}(t)$  は  $\mathbf{X}(t) = (2, 0.5, Ut)$  である。Fig.7, 8, 9, 10 は、それぞれ振動数が  $f_0 = 50, 100, 150, 200\text{Hz}$  であり、音源の速度を  $U = 35\text{m/s}$  とした場合の周波数  $\omega = 2\pi f_0$  における解析結果であり、入射音源と同じ振動数における  $z = 0$  面内の音

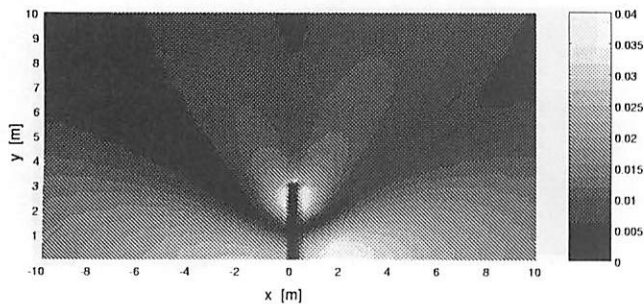


Fig. 7 Distribution of absolute value of sound pressure on  $z = 0$  plane.  $f_0=50\text{Hz}$ ,  $U=35\text{m/s}$ .

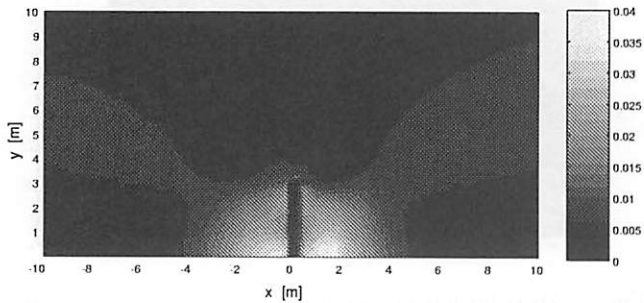


Fig. 8 Distribution of absolute value of sound pressure on  $z = 0$  plane.  $f_0=100\text{Hz}$ ,  $U=35\text{m/s}$ .

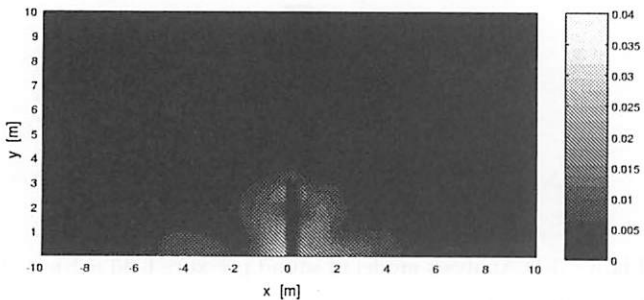


Fig. 9 Distribution of absolute value of sound pressure on  $z = 0$  plane.  $f_0=150\text{Hz}$ ,  $U=35\text{m/s}$ .

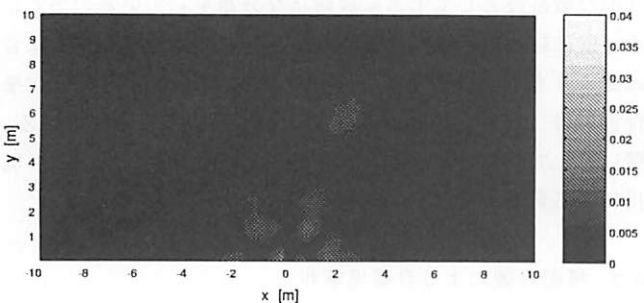


Fig. 10 Distribution of absolute value of sound pressure on  $z = 0$  plane.  $f_0=200\text{Hz}$ ,  $U=35\text{m/s}$ .

圧分布を示している。全ての図において地表面から斜め方向にはっきりと放射状の音圧分布が現れているのがわかる。また、 $f_0 = 50, 150\text{Hz}$  では、壁の上端付近で強い音圧分布を見る

ことが出来るが、 $f_0 = 200\text{Hz}$  では、逆に壁の上端付近で音圧分布は低い値を示していることがわかる。振動数  $f_0$  が増加するにつれて非常に複雑な音響場を示すことから、今後より定量的に音響場を評価する必要があると考えられる。

## 7. 結言

本研究では、音響場を満たす波動方程式から、移動音源による周波数域の入射波動場を導いた。得られた入射波により、三次元高速多重極境界要素法を用いて移動音源により生じる周波数域の音響場解析を行った。今後は、さらに壁の厚さが薄い場合の解析や、kHz 単位の高周波問題に対して、壁における吸音率などを考慮し解析を行う予定である。また、騒音問題のみならず、列車走行に伴う環境振動解析を、高速多重極境界要素法を用いて行う予定である。

## 参考文献

- (1) D. C. Hothersall, S. N. Chandler-Wilde and M. N. Hamjirzai : Efficiency of single noise barrier, *Journal of Sound and Vibration*, **43** (1991), pp. 303-322.
- (2) U. J. Kurze and G. S. Anderson : Sound attenuation by barriers, *Applied Acoustics*, **4** (1971), pp. 35-53.
- (3) D. Duhamel : Efficient calculation of the three-dimensional sound pressure field around a noise barrier, *Journal of Sound and Vibration*, **197** (1996), pp. 547-571.
- (4) N. Nishimura : Fast multipole accelerated boundary integral equation methods, *Applied Mechanics Rev*, **55**, (2002), pp. 299-324.
- (5) D. S. Jones : Acoustic and electromagnetic waves, *Oxford University Press (Science Publications)* (1989).
- (6) 福井卓雄, 勝本順三 : 2次元 Helmholtz 方程式のための高速多重極アルゴリズムと境界要素法への応用, 境界要素法論文集, **14** (1997), pp. 81-86.
- (7) 吉田研一, 西村直志, 小林昭一 : 多重極積分方程式法を用いたクラックによる三次元散乱問題の解析, 日本機械学会論文集 (A 編), **67** (2001), pp. 16-22.
- (8) M. A. Epton and B. Dembart : Multipole translation theory for the three-dimensional Laplace and Helmholtz equations, *SIAM J. Sci. COMPUT*, **16** (1995), pp. 865-897.
- (9) H. A. Van Der Vorst : Bi-CGSTAB : A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems, *SIAM J. Sci. STAT. COMPUT*, **Vol.13**, No2 (1992), pp. 631-644.
- (10) J. Song, C-C. Lu and W. C. Chew : Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **45** (1997), pp. 1488-1493.