

Investigation for insertion loss of noise barrier for sound source moving at high speed

緒方, 正剛

<https://doi.org/10.15017/458565>

出版情報 : Kyushu Institute of Design, 2003, 博士 (工学) , 課程博士
バージョン :
権利関係 :

第2章 防音壁の挿入損失の数値計算

本研究では、音源が高速で移動した場合に対する防音壁の回折減衰量を求めることを最終的な目的としている。音源が移動している場合、受信点で観測される音はドップラー効果により、周波数が変調することが知られている。Fig.2.1.に示すように、各音源の位置に対して、受信点への音波の伝搬経路を追うと、音源の位置により防音壁への入射角度が変化し、斜め方向から音波が入射するほど、回折角度が小さくなるのが分かる。さらにこの検討のように音源が移動することにより音源の周波数が変化する場合には、防音壁の回折減衰量は周波数に依存する量であるため、回折減衰量は音源の位置により変化するものと考えられる。

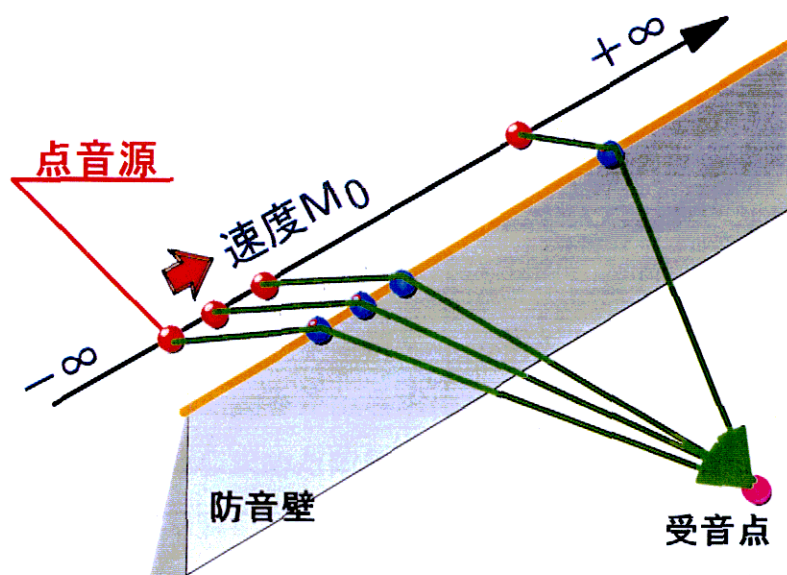


Fig.2.1. 各音源位置での受信点への音波の経路

道路交通騒音や鉄道騒音等の防止のために防音壁が用いられており、防音壁の回折減衰量の数値的予測には、一般的には境界要素法が多く用いられている。音源の特性が変わらず一定の場合は、2次元音場における境界要素法を用いて、各音源の位置と受信点を結ぶ平面で切断した断面を解析音場として解を求める

ことができる。しかし、今回の検討においては、移動している音源の特性が変化するため、いま問題としている音場を正確に解くためには、3次元音場の解析が必要となる。これまでに音源が移動し音源の特性が変化した場合における防音壁の回折場を3次元音場で直接に解析した例はない。過去における当該分野の研究として、任意のインピーダンスを持つ半無限障壁に対する回折場は、M.Möser によって解析的に導かれている[2-1]が、2次元音場に限られており、今問題としている音場を解析することはできない。また3次元音場にも境界要素法を適用すれば解析することは可能であるが、このような屋外における音場に適用するのは、計算容量の問題から現実的でない。3次元音場において境界要素法を用いて防音壁に関する解析を行った例もある[2-2]が、長さが短い有限長の障壁に限られている。また、高速多重極法を用いて3次元音場における解析の計算容量を抑える手法もある[2-3]が、無限長とみなせるほどの障壁を扱うような大規模な空間への適用はできない。

多くの防音壁に関する研究において、防音壁の長手方向には無限に同じ形状が連続するものとして、障壁に対して垂直なある断面の2次元音場で解析することが一般的に行われている。このような2次元音場を仮定する場合、音源も障壁の長さ方向に対して無限に同じものが続いていることになり、これは同位相で駆動する点音源の集まりとして、干渉性の線状音源とみなし、その結果を3次元音場における点音源に対する結果と同等とみなして評価することが多い。地面上にある障壁の有無による差から求めた障壁の効果や、剛な障壁と吸音性の障壁の挿入損失の差から求めた障壁を吸音性にするることによる効果、さらに薄い障壁と厚みのある障壁を比較したときの厚みを増すことによる効果などは2次元音場における干渉性線状音源に対する解析結果と3次元音場における点音源に対する実験結果がほぼ一致することが報告されている[2-4][2-5][2-6]。これらから、障壁の有無による差から求めた騒音低減効果は、2次元音場における解析結果をそのまま3次元音場における効果とみなし、評価する方法が用いられている。しかしこれらは、音源と受音点が障壁に対して垂直な平面上に位置するときのみ検証できることであり、障壁に対して斜めに入射する場合や音源の特性が変化しつつ移動する場合には、2次元音場における解析では対応できない。

一方、D.Duhamelによって示された理論によると、3次元音場を直接解くことなく、点音源に対する解を得ることができる[2-7][2-8]。これは、2次元円筒波音場におけるあらゆる周波数の解を Fourier 変換することで、3次元球面波音場における特定周波数の解を求めることができるという積分変換理論である。Duhamel は、この積分変換理論を地面上に設置された防音壁を対象とした3次元音場における解析に用いている。

この手法を応用して井上らは、点音源に対する吸音性円筒エッジを有する防音壁の円筒エッジの取り付け長さや騒音低減効果の関係についての検討を行った[2-9]。そこでは、2次元音場における干渉性線音源に対する回折場の解を用いて、3次元音場における点音源に対する解を求め、円筒波音場の解を球面波音場の解に拡張する手法を提案している。さらに、山中らは、鉄道騒音の放射特性予測に適用する場合に、音源は線路方向に一様であると仮定し、2次元空間での境界要素法における数値解を積分変換することで、3次元音場での騒音予測手法を提案している[2-10]。本論文では、この Duhamel が提案した手法を音源の移動により周波数が変調するなど音源の特性が変化する場合に拡張することを検討し、これに対応した積分変換式を新たに導き、本手法を用いて音源が移動する際の防音壁の挿入損失について検討を行った。

2.1. 数値計算上の仮定条件

2.1.1. 音源の設定

音源は、単振動をする無指向性の呼吸球と仮定して、その音源が防音壁エッジと平行に等速で直線上を移動するものとする。

音源の周波数は、Fig.1.1で示したように新幹線や超電導磁気浮上式鉄道が高速で走行する際に車両下部から発生する騒音の周波数のピークが1~2kHzの帯域であることから、本検討ではその中間的な周波数の1.5kHzを対象とした[2-11]。音源条件をまとめて次に示す。

音源:1500 Hzの正弦波(波長231mm(25°C))

音源の出力:0.6m 点で90.0 dB の音圧レベル

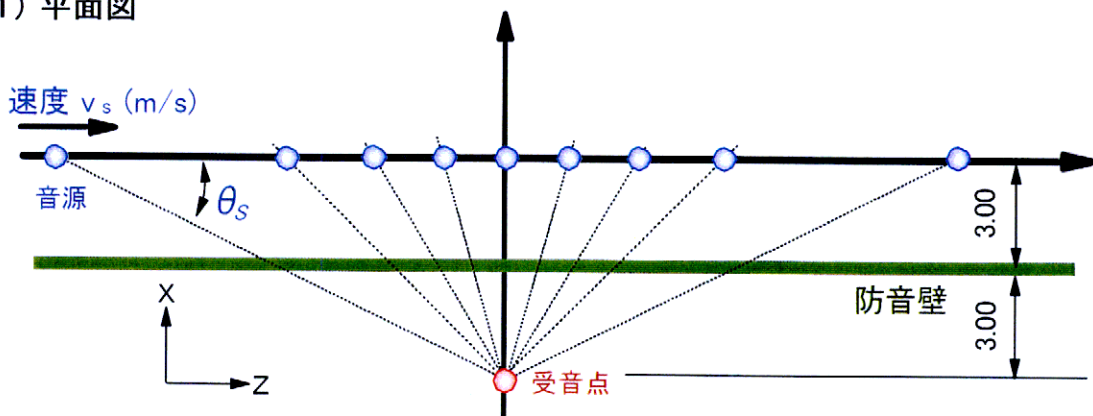
音源移動速度条件(等速) :

- 300km/h (83.3m/s, マッハ数0.24)
- 500km/h (139m/s, マッハ数0.40)
- 700km/h (194m/s, マッハ数0.56)

2.1.2. 音源と受音点の配置及び周波数変調

音源と受音点の配置図をFig.2.2.に示す。音源、受音点及び防音壁は自由空間内にあるものとし、防音壁は剛体のナイフエッジ半無限長障壁とした。受音点は、回折角度が30度(受音点1)、67.4度(受音点2)、90度(受音点3)の3条件とした。音源と防音壁の距離および防音壁と受音点の水平距離はそれぞれ3.0mとした。

(1) 平面図



(2) 断面図

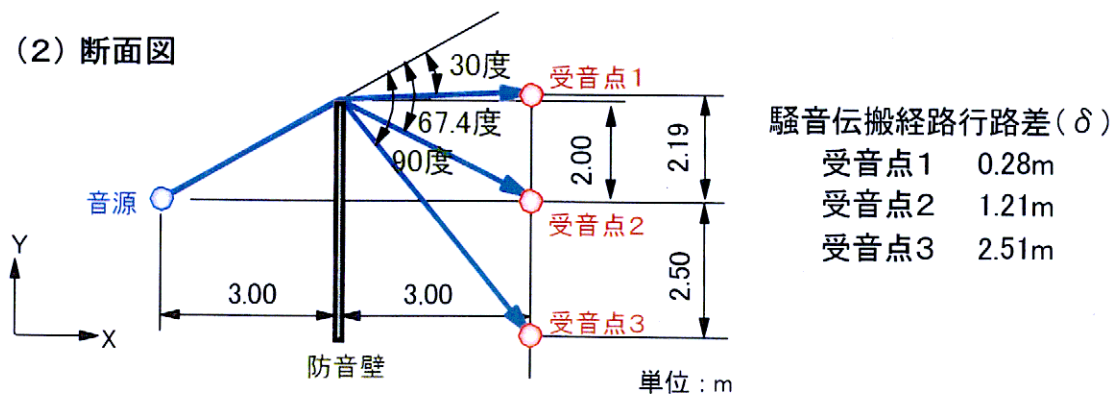


Fig.2.2. 音源と受音点の配置図

周波数 ν の音を発生する音源が ν_s で移動している時、音源移動方向と θ_s をなす角にある静止した受信点で観測される音の周波数 ν_i は次式で表わせる。

$$\nu_i = \nu \frac{c}{c - \nu_s \cos \theta_s} \quad (2.1)$$

ここで、 c は音速(m/sec)である。

Fig.2.2.の配置での防音壁がない条件において、各移動速度の音源が通過する際に受信点2で観測される音の周波数変化をFig.2.3.に示す。

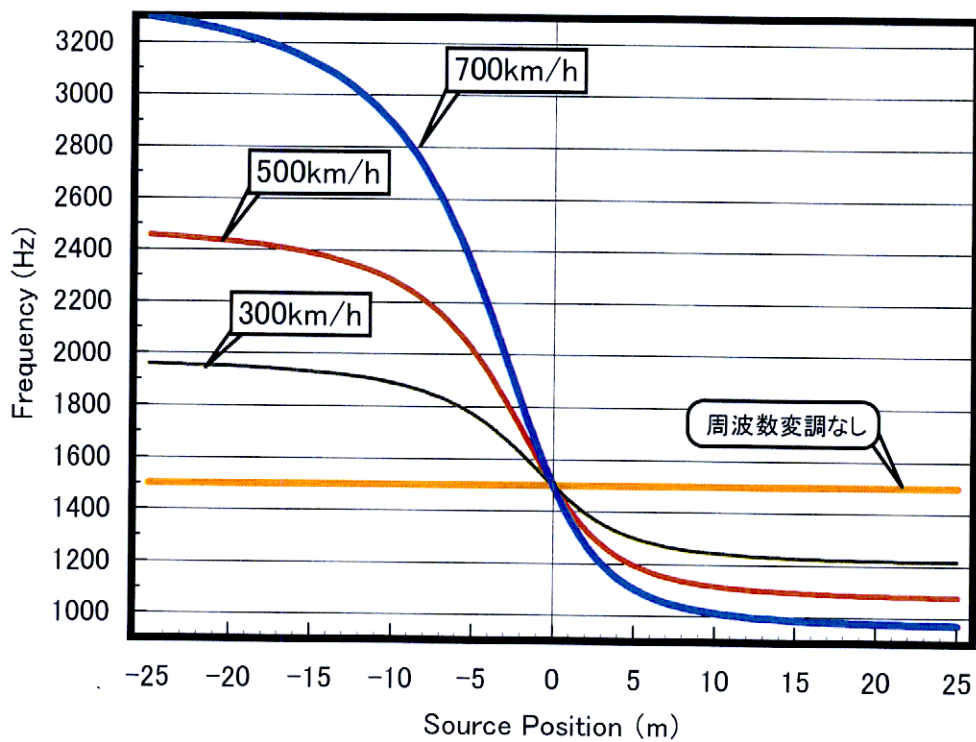


Fig.2.3. 受信点における周波数変調 (受信点2)

Fig.2.3.より、受信点2で観測される音の周波数は、受信点正面を境に10mを

前後して、急激に変化する。700km/hでは、周波数はおよそ3000Hzから1000Hzまで変化する。本論文中では、音源の移動方向に対して受音点の正面より負の位置を「手前」と呼び、正の位置を「後方」と呼ぶことにする。

また、防音壁の挿入損失(IL)は、音源がある位置における防音壁がない条件での受音点での音圧(SPL_{DIRECT})から防音壁がある条件での受音点での音圧(SPL_{BARRIER})を差し引いた値と定義した。イメージ図をFig.2.4.に示す。

$$IL = SPL_{DIRECT} - SPL_{BARRIER}$$

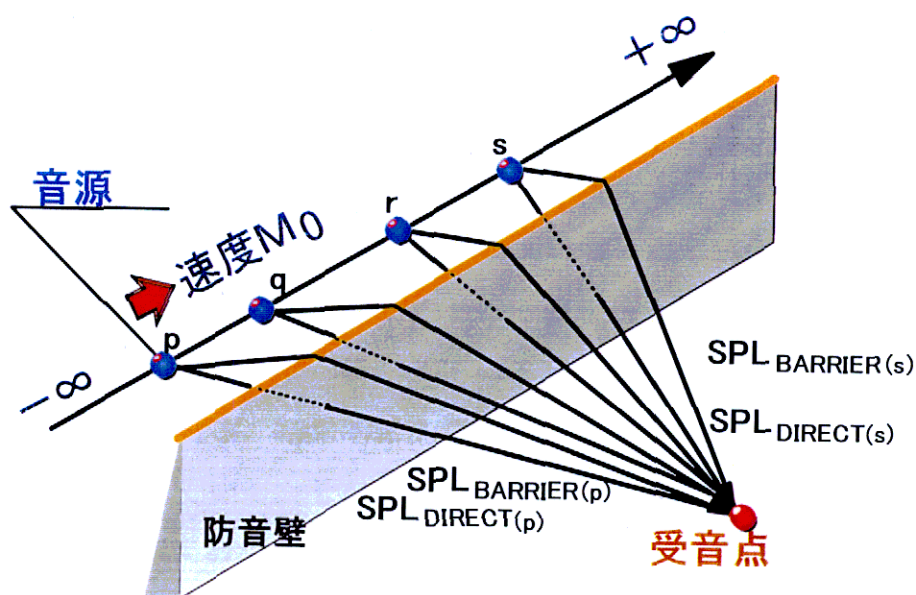


Fig.2.4. 防音壁の挿入損失の定義

2.2. 基本積分変換式

D.Duhamel によれば、2次元円筒波音場の解を用いて3次元球面波音場の解を求めることが可能である[2-7]。これは、(2.3)式に示すように3次元自由音場における点音源からの放射音である球面波は、2次元自由音場における干渉性線音源からの放射音である円筒波を用いて表すことができる関係に基づいてい

る。

$$\frac{e^{iK\sqrt{r^2+z^2}}}{4\pi\sqrt{r^2+z^2}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i}{4} H_0^{(1)}(r\sqrt{K^2-\alpha^2}) e^{i\alpha z} d\alpha \quad (2.3)$$

ただし、

$$\begin{cases} 0 \leq \arg(\sqrt{K^2-\alpha^2}) < \pi \\ r = \sqrt{x^2+y^2} > 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

座標軸は、干渉性線音源に沿った水平方向を z 軸、線状音源に垂直な水平方向を x 軸、防音壁の高さ方向を y 軸としている。また K は 3次元球面波音場における波数、 $\sqrt{K^2-\alpha^2}$ は 2次元円筒波音場における波数、 α は波数に関する積分変数を示す。波動方程式から Helmholtz 方程式を導く時に時間項は、 $e^{-i\omega t}$ とした。これにより 2次元円筒波音場における波数は 3次元球面波音場における波数に積分変数 α による補正が掛かっている。積分変数の変化に従い 2次元音場における波数も変化し、結果的にあらゆる周波数における 2次元音場解が必要であることを示している。それらを積分することにより 3次元音場で一つの波数に対する解が求まるが、空間軸の z 軸方向に広がりを持つことになる。また(2.3)式は Fourier 変換の形をしており、円筒波 $H_0^{(1)}(r\sqrt{K^2-\alpha^2})$ を波数 α 軸に対して Fourier 変換したものが球面波になることを示している。あるいは、右辺の $e^{i\alpha z}$ は z 軸方向に進行する平面波と考え、あらゆる波数における xy 平面内に伝搬する円筒波と z 軸方向に向かい伝搬する平面波をそれぞれ掛け合わせて和をとることで 3次元空間に広がる球面波を表すと考えられる。ところで、Fourier 変換は(2.5)式に示すように時間軸と周波数軸の変換に用いられる。(2.6)式に(2.3)式を(2.5)式と同様な形にしたものを示す。これより ωt は、時間的な位相であり、 kr は空間的な位相である。

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.5)$$

$$P(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p(k) e^{ikr} dk \quad (2.6)$$

(2.3)式の関係から、Duhamel は2次元円筒波音場における解に対して波数軸に関する Fourier 変換を施すことによって、3次元球面波音場の空間軸へ拡張できると考え、円筒波音場における解を $q(x, y, k)$ 、球面波音場における解を $p(x, y, z, K)$ として次式のような変換式を導いている。

$$\begin{aligned} p(x, y, z, K) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} q(x, y, \sqrt{K^2 - \alpha^2}) e^{i\alpha z} d\alpha \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} q(x, y, k) e^{i\alpha z} d\alpha \end{aligned} \quad (2.7)$$

ただし、

$$k = \sqrt{K^2 - \alpha^2}$$

とする。これより2次元円筒波音場の (x, y) の位置におけるあらゆる波数 k の解 q が得られれば、3次元球面波音場の (x, y, z) の位置における波数 K の解 p が求まる。ただし、これらは z 軸方向に対して無限に一定の音場を持つという条件のもとで成り立つ。(2.7)式は、さらに以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} p(x, y, z, K) &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{-\infty}^0 q(x, y, \sqrt{K^2 - \alpha^2}) e^{i\alpha z} d\alpha + \int_0^{\infty} q(x, y, \sqrt{K^2 - \alpha^2}) e^{i\alpha z} d\alpha \right\} \\ &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{+\infty}^0 q(x, y, \sqrt{K^2 - (-\alpha)^2}) e^{-i\alpha z} d\alpha + \int_0^{\infty} q(x, y, \sqrt{K^2 - \alpha^2}) e^{i\alpha z} d\alpha \right\} \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} q(x, y, \sqrt{K^2 - \alpha^2}) \cos(\alpha z) d\alpha \end{aligned} \quad (2.8)$$

積分変数 α が0のときには2次元音場の波数 $k=K$ となり、 α の増加に伴い k は減少していき、 $\alpha=K$ のときに $k=0$ となる。そして $\alpha>K$ になると k は虚数になる。よって3次元音場で求めたい周波数が f_{3D} [Hz]であれば、2次元音場において $f_{3D} \sim 0 \sim i\infty$ [Hz]の解が必要となる。このように虚周波数領域における解析が含まれるのがこの理論の特徴である。

2.3. 2次元境界要素法の適用

音源、受音点、防音壁の位置関係は、Fig.2.2の通りである。原点を防音壁の頂点から下方10.0mの点にとると、各点の座標[m]は、

- ・ 音源 (x, -3.0, 8.0)
- ・ 受音点1 (回折角度30度) (0, 3.0, 10.19)
- ・ 受音点2 (回折角度67度) (0, 3.0, 8.0)
- ・ 受音点3 (回折角度90度) (0, 3.0, 5.5)

である。

Fig.2.5.に示すように、Sommerfeld の有界放射条件を満たす外部問題において、防音壁（表面： F ）と音源 s 、受音点 p を自由空間中に考える。Kirchhoffの積分定理によれば、領域 Ω 内の任意の点 p での速度ポテンシャル $U(p)$ は式(2.9)のように表せる[2-12]。

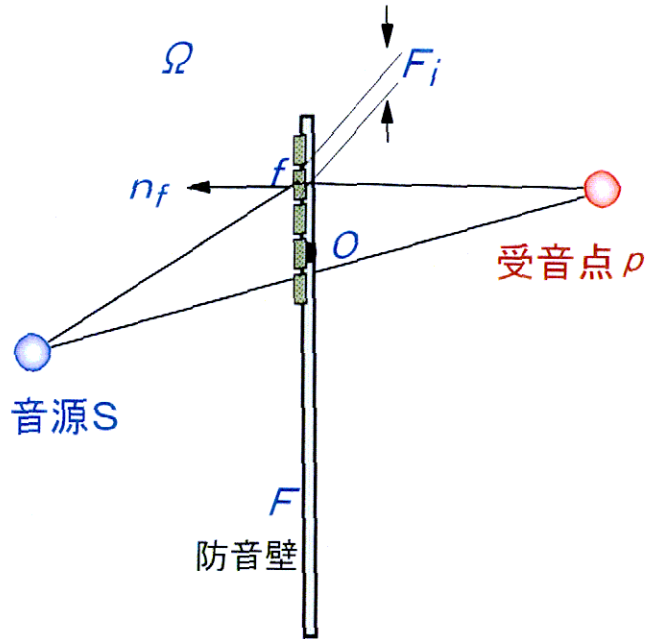


Fig.2.5. 境界要素法による数値解析

$$C(p)U(p) = \int_F \left\{ U(f) \frac{\partial G(p;f)}{\partial n_f} - \frac{\partial U(f)}{\partial n_f} G(p;f) \right\} dS + U_0(p;s) \quad (2.9)$$

ここで、 $C(p)$ は滑らかな表面上では $1/2$ その他の空間中の点では 1 となる係数である。 $G(p;f)$ は、境界 F 上の点 f から p への伝搬を表す自由空間での Green 関数、 n_f は f における内向き法線、 $U_0(p;s)$ は直接波成分である。2次元問題での $G(p;f)$ (基本解)は、次式で与えられる。

$$G(p;f) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kR_{pf}) \quad (2.10)$$

$H_0^{(1)}$ は、0次の第1種 Hankel 関数である。 R_{pf} は p から f までの距離である。式(2.9)の積分は、防音壁上の F を分割した要素 F_i 上で数値積分することにより求めた。防音壁表面 F は剛とし、数値計算における要素 F_i の長さは波長の $1/5$ 以下とした。また、防音壁の厚さは、波長に比べて非常に薄い剛な物体として考えた。その場合の散乱音場を考える時には、法線微分型積分方程式[2-12]を用

いて、計算することができ、境界上では、 $\frac{\partial U_0(p)}{\partial n_p}$ は、空間の点 p を面上の点に法線 n_p に沿って収束させた極限で、1重層ポテンシャル[2-13]の導関数に跳びが生じることを考慮して、

$$\frac{\partial U_0(p,s)}{\partial n_p} + \int_F \left\{ U(f) \frac{\partial^2 G(p,f)}{\partial n_p \partial n_f} - \frac{\partial U(f)}{\partial n_f} \frac{\partial G(p,f)}{\partial n_p} \right\} dS = \frac{1}{2} \frac{\partial U(p)}{\partial n_p}, p \in F \quad (2.11)$$

が成立する。

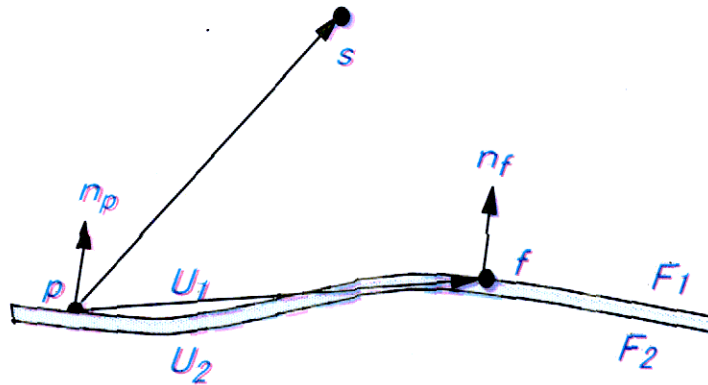


Fig.2.6. 厚さ 0 の剛な物体の場合

この式(2.11)は、滑らかな境界上のみで成立する。Fig.2.6 のように非常に薄い剛な物体が自由空間中に置かれた場合を考える。物体の表面を F_1 、 F_2 とし、 F_2 側の法線を逆向きを取れば、式(2.9)は F_2 上の積分の符号が逆になり、また表面で粒子速度が 0 となることを考慮して、

$$U_0(p,s) + \int_{F_1} |U_1(f) - U_2(f)| \frac{\partial G(p,f)}{\partial n_f} dS = U(p) \quad , \quad p \in \Omega \quad (2.12)$$

が得られる。従って、薄い剛な板の散乱音場は両面のポテンシャルをそれぞれ

個別に求める必要はなく、ポテンシャルの差が分かればよい。一方、式(2.11)より、

$$\frac{\partial U_0(p, s)}{\partial n_p} + \int_{F_1} |U_1(f) - U_2(f)| \frac{\partial^2 G(p, f)}{\partial n_p \partial n_f} dS = 0 \quad , \quad p \in F_1 = F_2 \quad (2.13)$$

が得られる。式(2.13)を解いて $U_1 - U_2$ を求め、式(2.12)に代入することにより、剛な薄板の散乱音場の計算ができる。これにより、従来法に比べると要素分割数が少なくなる利点がある。

数値計算条件としては、気温は 25[°C]、音速は 346.75[m/s] である。2次元解を得るための断面方向の周波数範囲は、実周波数 0~48000Hz, 虚周波数 0~10000iHz とした。周波数の刻みは 5Hz とし 0Hz 付近では積分変換を考慮して細かく刻むこととした。

2.4. 音源が移動する場合への積分計算適用

音場における音圧 p および粒子速度 \mathbf{v} [m/s] は、時間 t [sec]、密度 ρ [kg/m³]、速度ポテンシャル $\phi(x, y, z, t)$ を用いて式(2.14)により、関連づけられる。

$$p = \rho \frac{\partial \phi(x, y, z, t)}{\partial t} \quad , \quad \mathbf{v} = -\nabla \phi(x, y, z, t) \quad (2.14)$$

また、移動する点音源による音場の速度ポテンシャル $\phi(x, y, z, t)$ は、波動方程式より式(2.15)の解として得ることができる。

$$\nabla^2 \phi(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi(x, y, z, t)}{\partial t^2} = -s(t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t)) \quad (2.15)$$

ここで、 $s(t)$ は、体積速度を単位とする音源波形であり、 \mathbf{x} は受音点の位置[m]、 $\mathbf{x}_0(t)$ は音源の位置[m]である。音源は、 z 軸に平行に移動する次式とする。

$$\mathbf{x}_0(t) = (x_0, y_0, z_0(t)) \quad (2.16)$$

また Φ は、 $\phi(x, y, z, t)$ を t と z で Fourier 変換した関数を以下に定義する。

$$\Phi(x, y, k_z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, z, t) e^{-ik_z z} e^{i\omega t} dz dt \quad (2.17)$$

これは、 z 方向の波数 k_z [rad/m] と周波数 ω [rad/s] の関数である。また、 $S(k_z, \omega)$ を音源波形の移動の影響を含めて t で Fourier 変換した関数

$$S(k_z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-ik_z z_0(t)} e^{i\omega t} dt \quad (2.18)$$

とおく。 $k (= \omega / c)$ は波数[rad/m] (c は音速[m/sec]) であるから、式(2.15)を t で Fourier 変換することにより、式(2.15)は、以下の式に変換される。

$$\nabla^2 \tilde{\Phi}(x, y, z, \omega) - \frac{1}{c^2} (i\omega)^2 \tilde{\Phi}(x, y, z, \omega) \quad (2.19)$$

さらに式(2.19)を z で Fourier 変換することにより、以下の式に変換される。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(x, y, k_z, \omega) + (ik_z)^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) - \frac{(-i\omega)^2}{c^2} \Phi(x, y, k_z, \omega) \\ & = \nabla_{x,y}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) + (-k_z^2) \Phi(x, y, k_z, \omega) - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) \end{aligned} \quad (2.20)$$

式(2.15)右辺 を t でFourier変換した式は、

$$\begin{aligned}
 & \int_{-\infty}^{\infty} -S(t)\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_0(t))e^{i\omega t} dt \\
 &= -\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-z_0(t))e^{i\omega t} dt \\
 &= -\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\delta(z-z_0(t))e^{i\omega t} dt \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

さらに、 z についてFourier変換して k_z の変数にする。

$$\int_{-\infty}^{\infty} -\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\delta(z-z_0(t))e^{i\omega t} dt e^{-ik_z z} dz$$

z を含まない関数だけを積分の外に出す。

$$= -\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\delta(z-z_0(t))e^{i\omega t} dt e^{-ik_z z} dz$$

t を含まない関数を t の積分内に入れると、

$$= -\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} S(t)\delta(z-z_0(t)) e^{i(\omega t - k_z z)} dz dt$$

となる。 z_0 は t の関数であり、デルタ関数の引数として $z-z_0$ であるから、 $z-z_0=0$ の時のみ積分の値を持つので、

$$= -\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\int_{-\infty}^{\infty} S(t) e^{i(-k_z z_0(t) + \omega t)} dt$$

式(2.18)より、

$$= -S(k_z, \omega)\delta(x-x_0)\delta(y-y_0) \quad (2.22)$$

以上から、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 \nabla_{x,y}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) - k_z^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) + k^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) \\
 = -S(k_z, \omega)\delta(x-x_0)\delta(y-y_0) \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

ところで式(2.23)は、 k_z と ω を定数と考えて

$$k_{xy} = \sqrt{k^2 - k_z^2}, \quad S_{xy} = S(k_z, \omega) \quad (2.24)$$

と置けば、

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) + k_{xy}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) = -S_{xy} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (2.25)$$

と書き換えることができる。式(2.25)は、2次元座標 (x_0, y_0) にある点音源 S_{xy} による波数を k_z とする音場での2次元の Helmholtz 方程式に相当する。この解は、 $S_{xy} = 1$ とする方程式

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) + k_{xy}^2 \Phi(x, y, k_z, \omega) = -\delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (2.26)$$

の解を $\Phi_{xy}(x, y, k_{xy})$ とすると、 $\Phi(x, y, k_z, \omega)$ は、

$$\Phi(x, y, k_z, \omega) = S_{xy} \Phi_{xy}(x, y, k_{xy}) = S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) \quad (2.27)$$

で計算できる。また、式(2.23)の逆変換は、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y, k_z, \omega) e^{ik_z z} e^{-i\omega t} dk_z d\omega \quad (2.28)$$

であるので、式(2.27)を用いて、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) e^{ik_z z} e^{-i\omega t} dk_z d\omega \quad (2.29)$$

となる。これは、2次元音場における解 $\Phi_{xy}(x, y, k_{xy})$ と移動を考慮した音源の周波数特性 $S(k_z, \omega)$ から、3次元音場における速度ポテンシャル ϕ が計算できることを表している。この場合は、波数が虚数になる範囲についても行う必要があり、式(2.29)について、波数 k_z について先に積分すると、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) e^{ik_z z} dk_z \right] e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.30)$$

となる。これは、音源が等速移動をしていない時でも適用できる式となっている。また、音源が等速度で移動し、音源の z 座標が、

$$z_0(t) = z_1 + Vt \quad (2.31)$$

として表現できる場合、 $S(k_z, \omega)$ は元の音源波形 $s(t)$ の周波数特性 $\hat{S}(\omega)$ を用いて、

$$S(k_z, \omega) = e^{-ik_z z_1} \hat{S}(\omega - k_z V) \quad (2.32)$$

となる。これを式(2.26)に代入して、 ω の積分を

$$\omega' = \omega - k_z V \quad (2.33)$$

による積分に変数変換すれば、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega') \hat{\Phi}(x, y, \omega', t) e^{-i\omega' t} d\omega' \quad (2.34)$$

$$\hat{\Phi}(x, y, \omega', t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{\left(\frac{\omega' + k_z V}{c}\right)^2 - k_z^2}) e^{ik_z(z - z_1 - Vt)} dk_z \quad (2.35)$$

となる。従って、等速移動音源の場合は音場の特性 $\hat{\Phi}(x, y, \omega', t)$ を計算しておけ

ば、音源特性 $\hat{S}(\omega)$ が変化した場合にも、周波数合成のみによって ϕ を得ることができる。音源が周波数 ω_s の正弦波

$$\hat{S}(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_s) \quad (2.36)$$

の場合は、式(2.36)を式(2.34)に代入して整理すれば、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} e^{-i\omega_s t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{\left(\frac{\omega_s + k_z V}{c}\right)^2 - k_z^2}) e^{ik_z(z - z_1 - Vt)} dk_z \quad (2.37)$$

となり、 ω に関する積分を含まない形で3次元音場における速度ポテンシャル ϕ を得ることができ、すなわち Duhamel が提案した手法を用いて音源の移動により周波数が変調する場合に適用できることを示している。

2.5. 3次元解への積分変換

計算には上記式(2.37)を用い、 k_z を離散化し有限の範囲で数値積分を実行した。実際の計算には、以下の式で定義される \bar{k}_z を用いた。

$$\bar{k}_z = \frac{k_z - C}{W} \quad (2.38)$$

$$W = \frac{\omega_s}{c(1 - M^2)} \quad (2.39)$$

$$C = MW \quad (2.40)$$

ただし、 M はマッハ数[1]、 c は音速[m/sec]、 ω_s は音源角周波数[rad/sec]である。 \bar{k}_z は k_z を音源の波数 $k_s = \omega_s / c$ と移動による補正(周波数シフトと周波数スケールの変化)を考えて定義した。 \bar{k}_z が ± 1 の時、式(2.37)の被積分関数が発散する。数値計算上は k_z が ± 1 付近では刻みを細かくし、 ± 1 は避けて数値積分を行った。速度ポテンシャルから音圧波形への変換は、周波数領域で $i\omega\rho$ を乗ずることによ

り算出した。数値計算の諸条件は次の通りである。

- 1) 分析時間：-0.1 ~ 0.1 sec
- 2) 波数 k_z の範囲：-1.15 ~ 1.15 (\bar{k}_z)
- 3) 刻み：
 - ・通常領域(-0.9 < \bar{k}_z < 0.9)では、等間隔に 12000 点 (実間隔 1.8/12000)
 - ・特異点周辺領域(0.9 < $|\bar{k}_z|$ < 1.15)では、
 $\bar{k}_{xy} = \sqrt{1 - \bar{k}_z^2}$ で等間隔に 3000 点、 \bar{k}_z では非等間隔
- 4) サンプリング周波数：96000 Hz

実際の数値計算結果は、2.7 章において示す。

2.6. 音源が移動する場合の音源指向特性の検討

この章では、音源が移動する場合の音源指向性の変化について検討することにする。

土肥[2-14]や鶴[2-15]の報告にあるように、点音源がマッハ数 M_0 で移動する場合の観測点での音圧 p は、次式となる。音源と受音点の位置関係をFig.2.7に示す。

$$p = \rho_0 \left[\frac{q'(t - R/c)}{4\pi R(1 - M_0 \cos\theta)^2} + \frac{(\cos\theta - M_0)V_0 q(t - R/c)}{4\pi R^2(1 - M_0 \cos\theta)^3} \right] \quad (2.41)$$

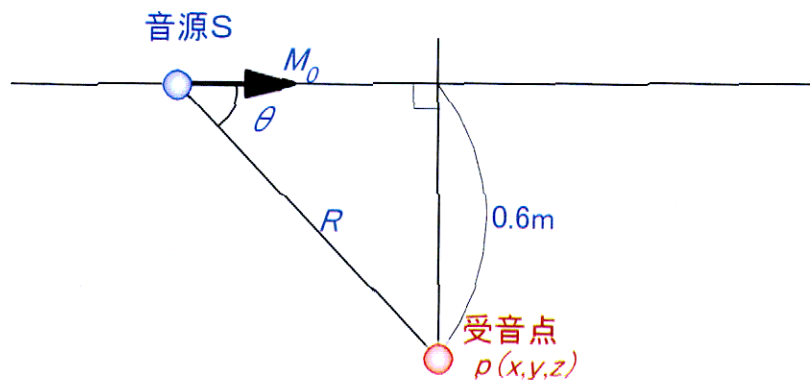


Fig.2.7 音源と受音点の位置関係

ここで、 R は音が放射された時点での音源と受音点との距離[m]、 θ は音源と受音点を結ぶ線と音源の速度ベクトルのなす角度、 c は音速[m/s]、 ρ_0 は密度、 q は体積速度[m³/s]、 q' は体積速度 q を時間で微分したもの [m³/s²]である。この式を用いて、速度が700km/h(194.4m/s,マッハ数 0.56)で周波数が1500Hzにおける音源の指向特性を計算した結果を Fig.2.8 に示す。角度は、音源の進行方向を0度としている。次に、速度を500km/h(138.9m/s,マッハ数 0.40)の条件にした場合の音源の指向特性を計算した結果を Fig.2.9 に示し、速度を300km/h(83.3m/s,マッハ数 0.24)の条件にした場合の音源の指向特性を計算した結果を Fig.2.10 に示す。また、周波数の違いによる影響を見るために速度が700km/hで周波数が200Hzにおける音源の指向特性を計算した結果を Fig.2.11 に示す。

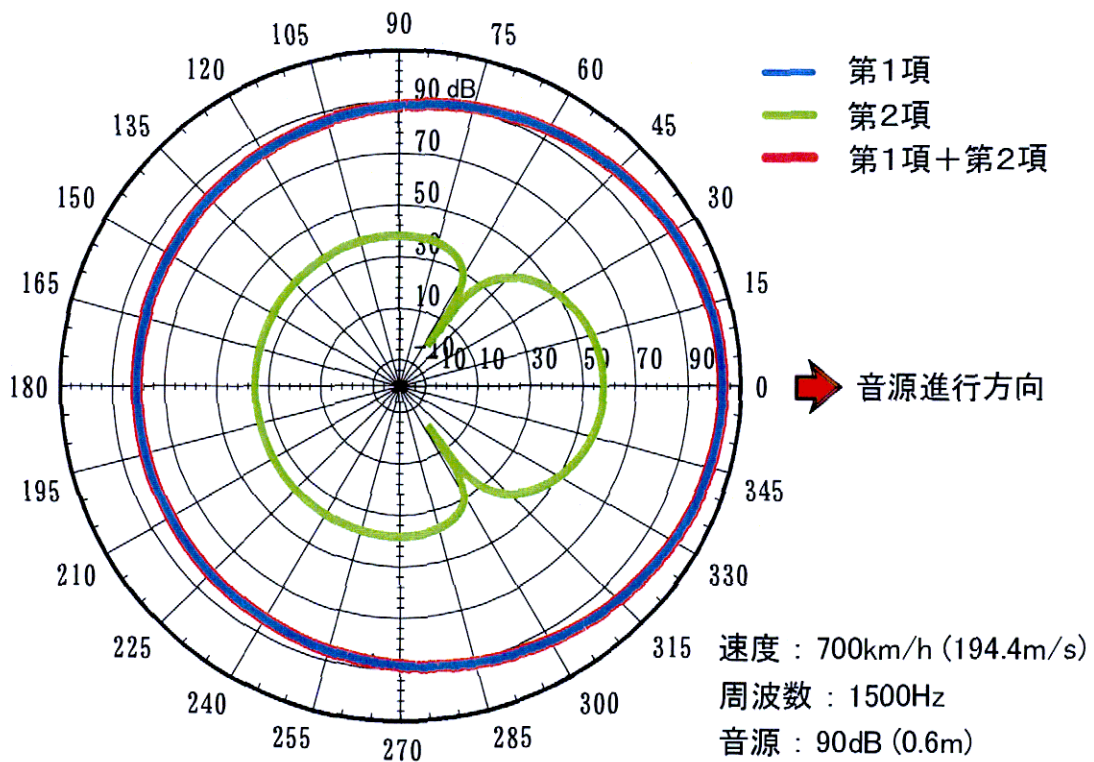


Fig.2.8 高速移動音源指向性 (700km/h, 音源周波数：1500Hz)

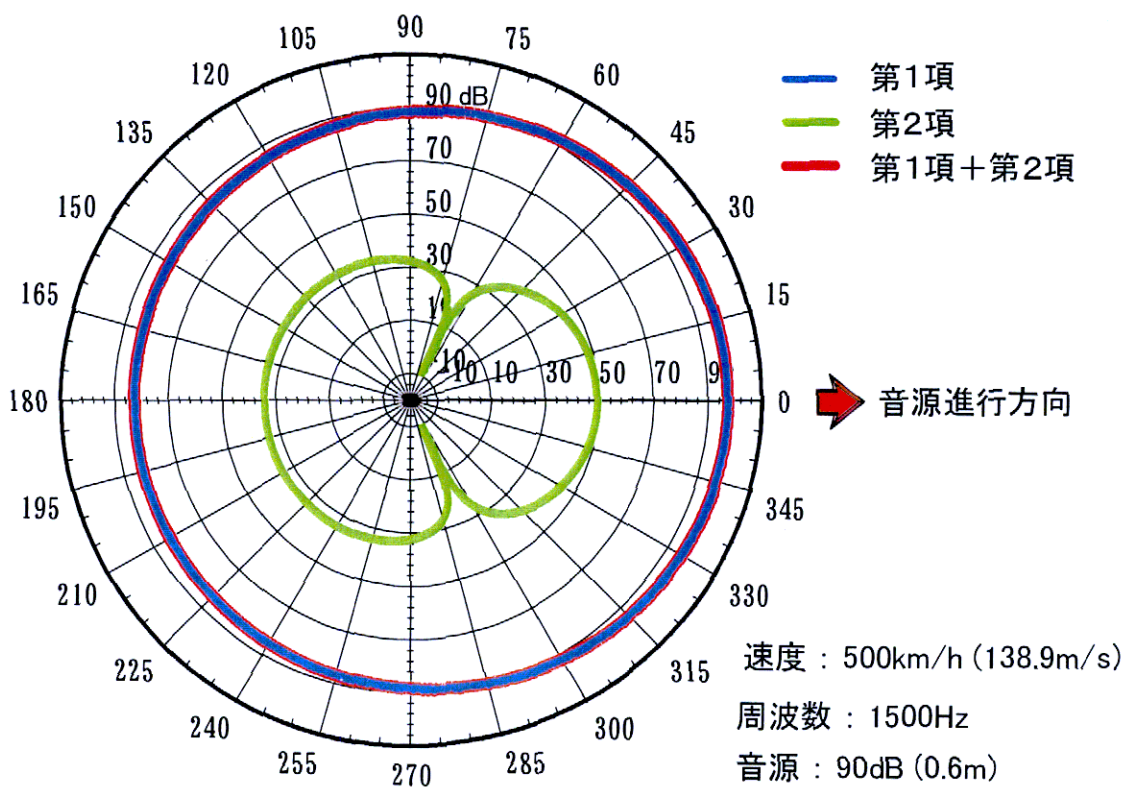


Fig.2.9 高速移動音源指向性 (500km/h, 音源周波数：1500Hz)

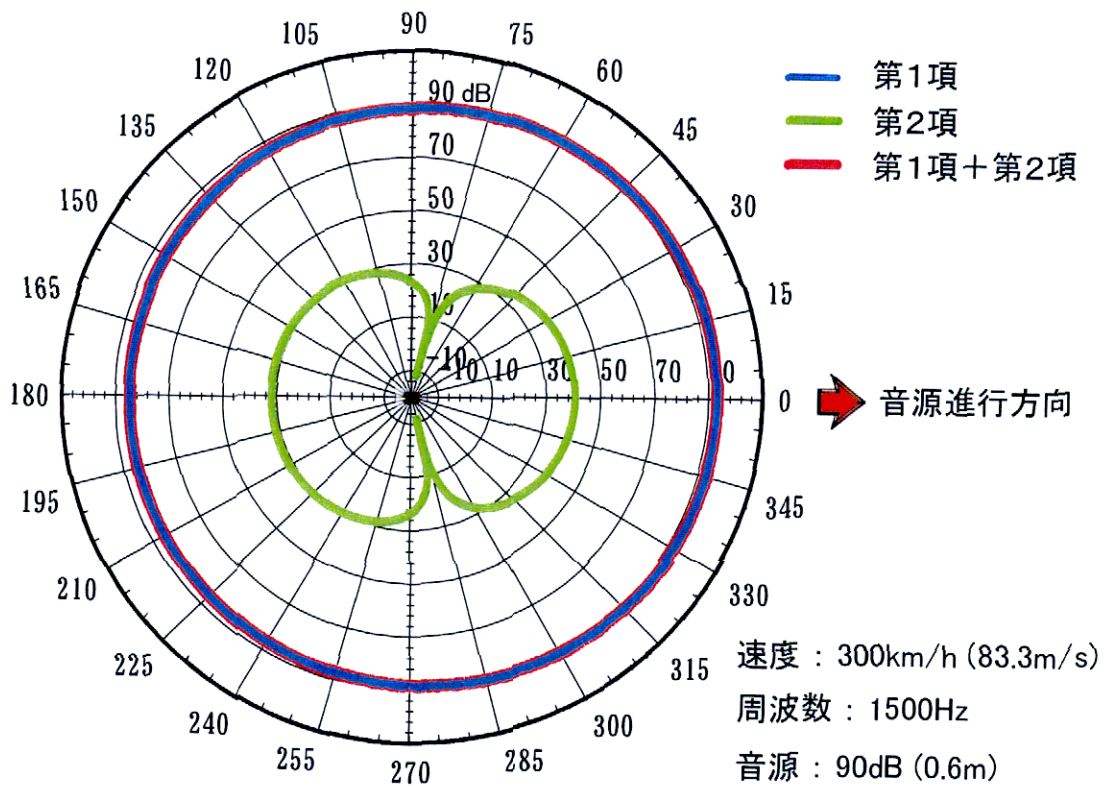


Fig.2.10 高速移動音源指向性 (300km/h, 音源周波数：1500Hz)

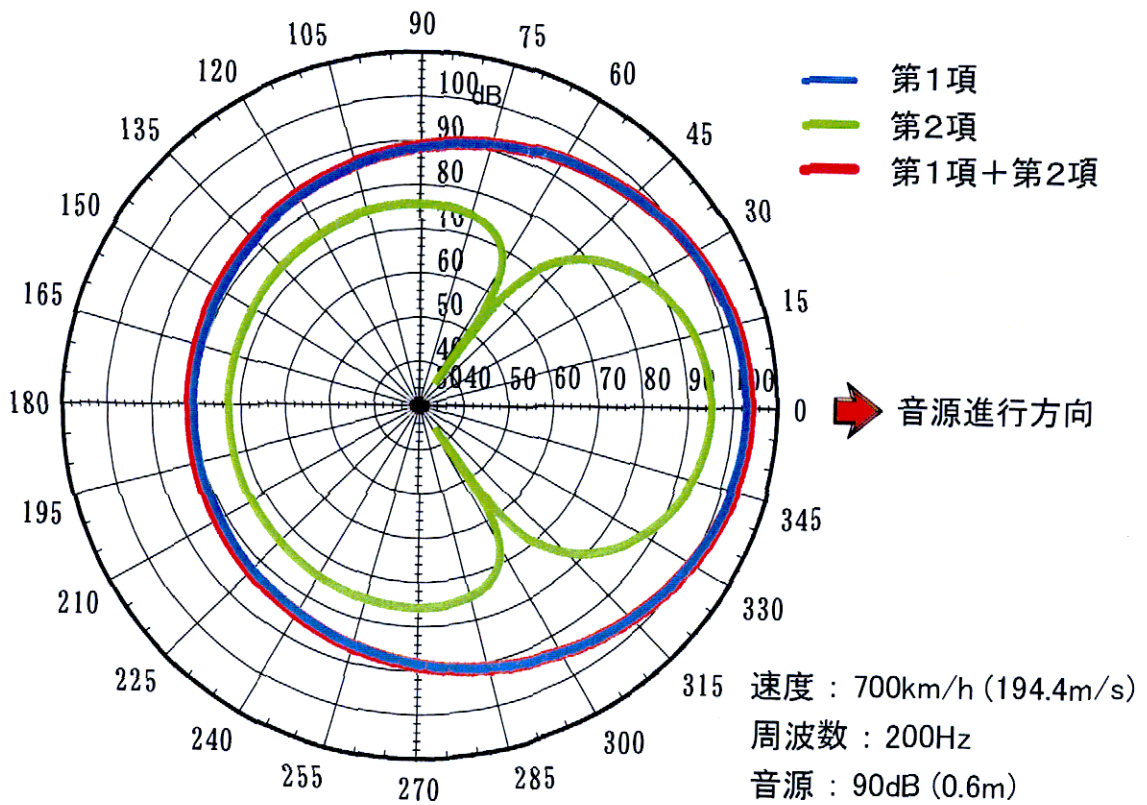


Fig.2.11 高速移動音源指向性 (700km/h, 音源周波数：200Hz)

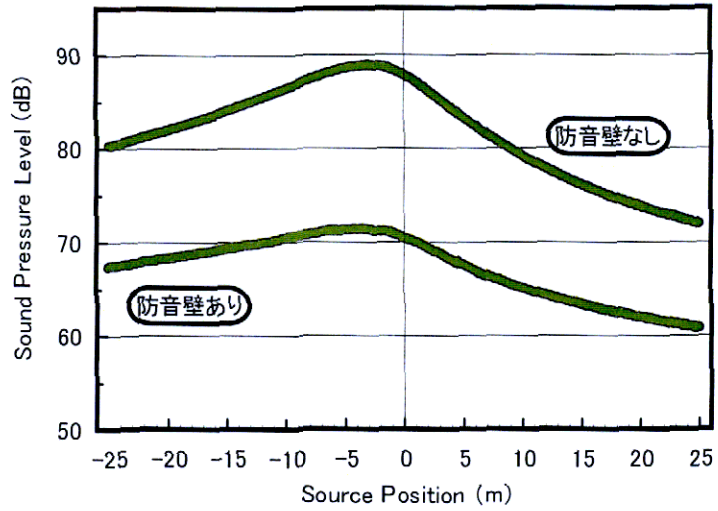
Fig.2.8より、音源が700km/hの速度で移動した場合の音源の音圧レベルは、進行方向に対して最大で最小値と比べて12.5dB大きくなり、音源の進行方向に強い指向性を持つことが分かる。Fig.2.8とFig.2.9及びFig.2.10を比較すると、音源の速度が速くなるに従い、音源の進行方向に強い指向性を持つ傾向が強まることが分かる。

式(2.41)における第1項と第2項の影響は、Fig.2.8における音源の移動速度のマッハ数が0.56(700km/h)とマッハ数が大きい場合においては第1項の影響が大きく、この場合は第2項は無視できるものである。この傾向は、Fig.2.9及びFig.2.10の周波数が1500Hzの場合でも同様である。Fig.2.11の比較的周波数の低い200Hzの場合では、Fig.2.8の1500Hzと比べて第2項の割合が大きくなっていることから、第1項と第2項の割合は、音源の速度と共に音源の周波数に依存し、周波数が低くなるに従い第2項の影響が現れてくる。また、200Hzのように周波数が低い場合には、1500Hzの周波数が高い場合と比べて、音源の進行方向に強い指向性を持つ傾向は強まり、音源前方の音圧のレベルが大きくなる。

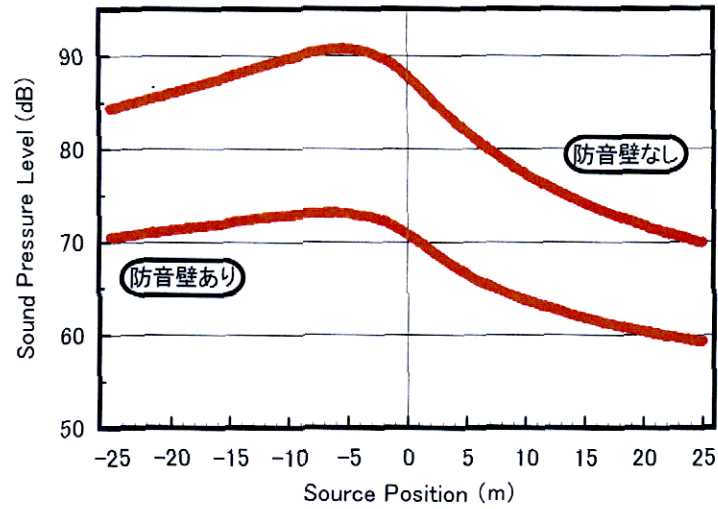
このことから、音源が高速で移動する場合には、音源の進行方向に強い指向性を持つことで速度の増加に伴い音源の進行方向では音圧レベルが高くなることが明らかとなった。従って、音源が高速で移動する場合には、受信点での音圧レベルが最大となる位置は音源が受信点正面にある時ではなく、手前側に移動すると共に、受信点での音圧レベルの最大値が大きくなることが考えられる。

2.7. 数値計算結果

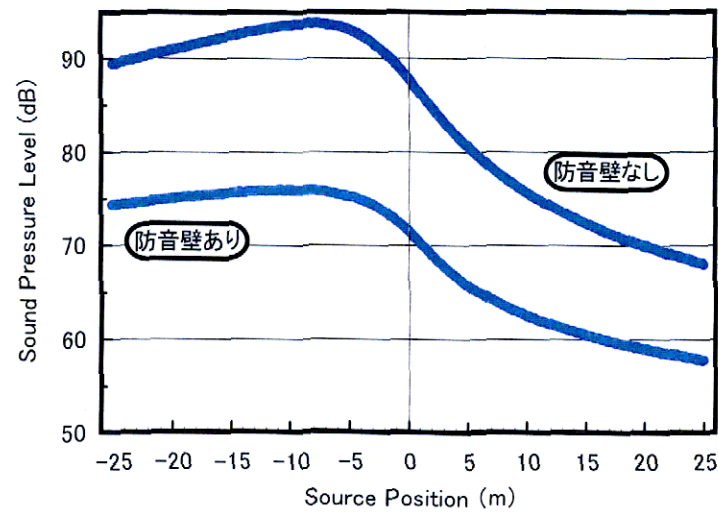
音源が300km/h, 500km/h, 700km/hの各速度で移動した場合において、2次元音場の解を積分変換することにより3次元の解を求める手法で求めた受信点での音圧レベル変化をFig.2.12(a)~(c)に示し、その中で音圧レベルが最大となる位置と最大値をTable 2.1に示す。なお、音圧レベルの算出にあたっては、今回対象としている周波数が比較的高いので、音圧の時間波形の2乗に短い時定数である5msecの指数窓をかけて平滑化して算出した。



(a-1) 300km/h

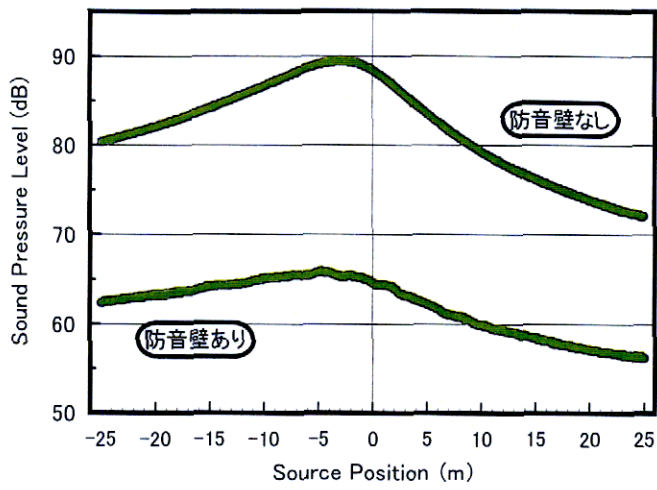


(a-2) 500km/h

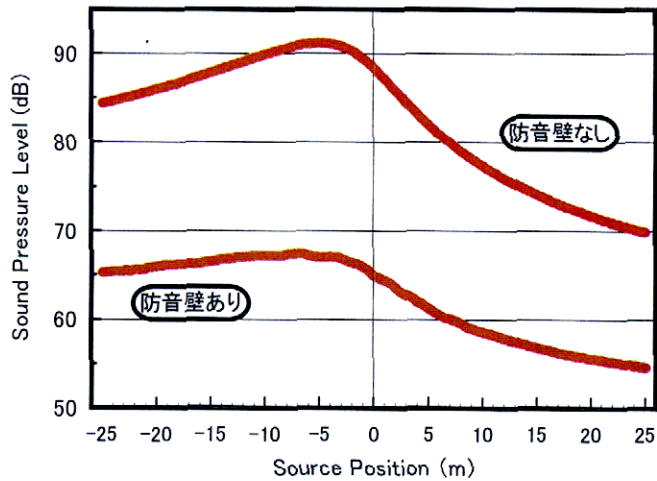


(a-3) 700km/h

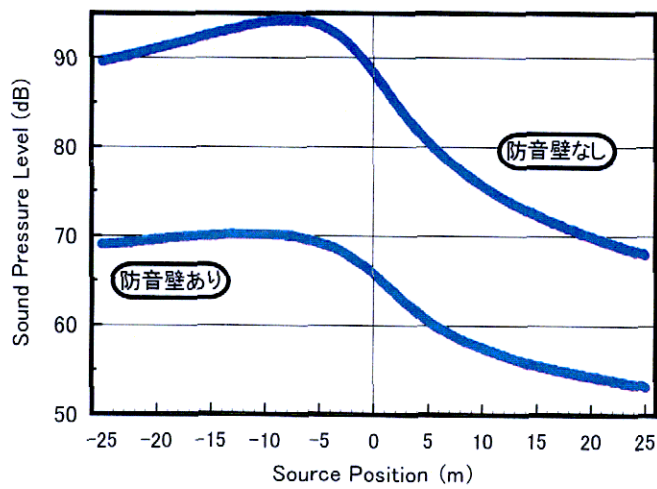
Fig.2.12(a) 3次元の数値積分による音圧レベルの変化
回折角度 30 度 (受音点 1)



(b-1) 300km/h

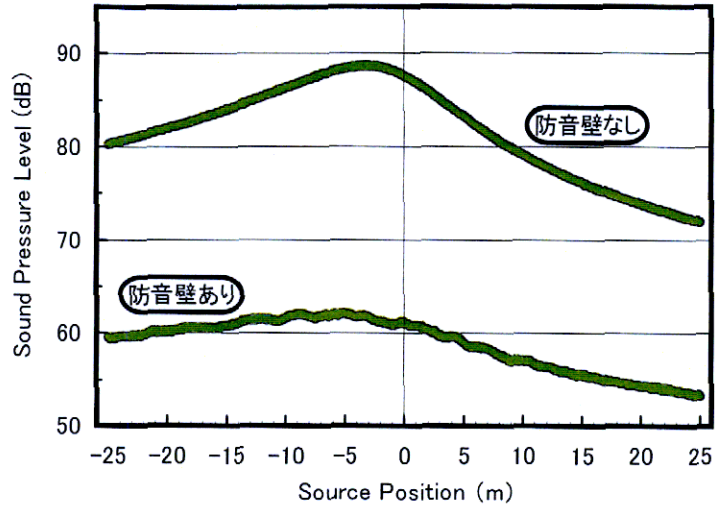


(b-2) 500km/h

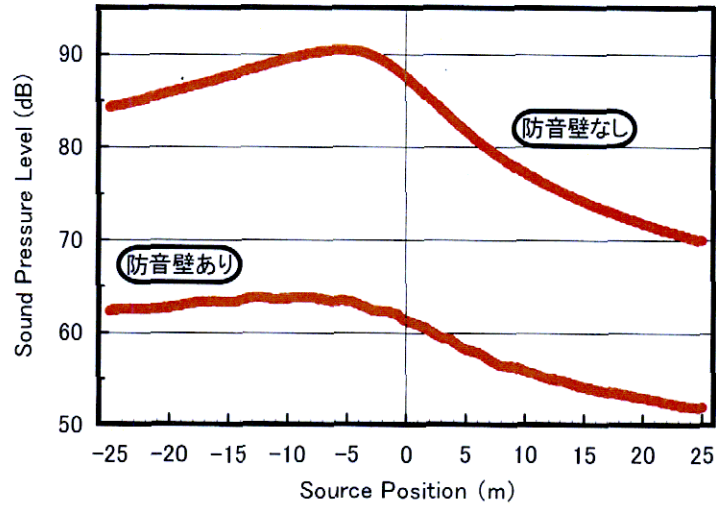


(b-3) 700km/h

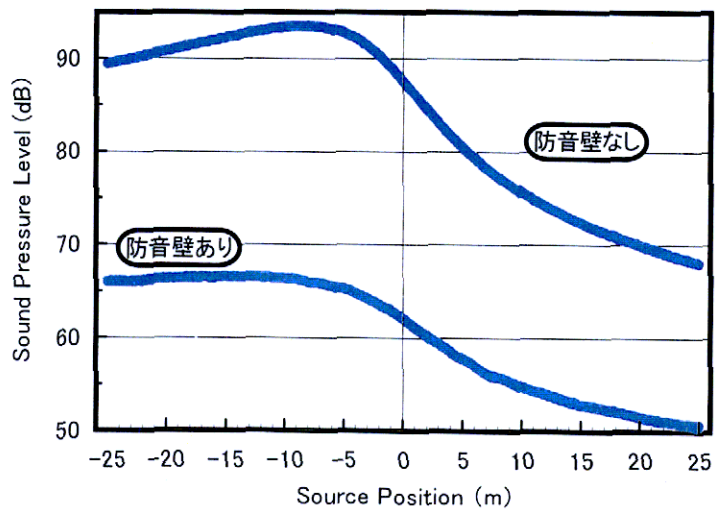
Fig.2.12(b) 3次元の数値積分による音圧レベルの変化
回折角度 67.4 度 (受音点 2)



(c-1) 300km/h



(c-2) 500km/h



(c-3) 700km/h

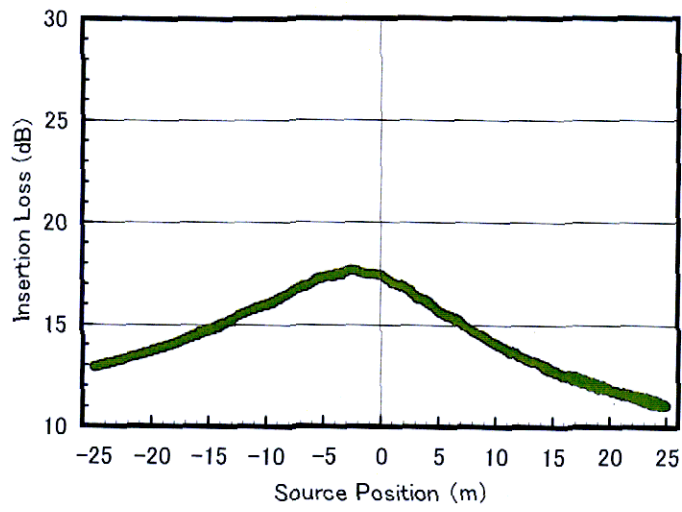
Fig.2.12(c) 3次元の数値積分による音圧レベルの変化
回折角度 90度 (受音点 3)

Table 2.1 音圧レベルが最大となる位置と最大値

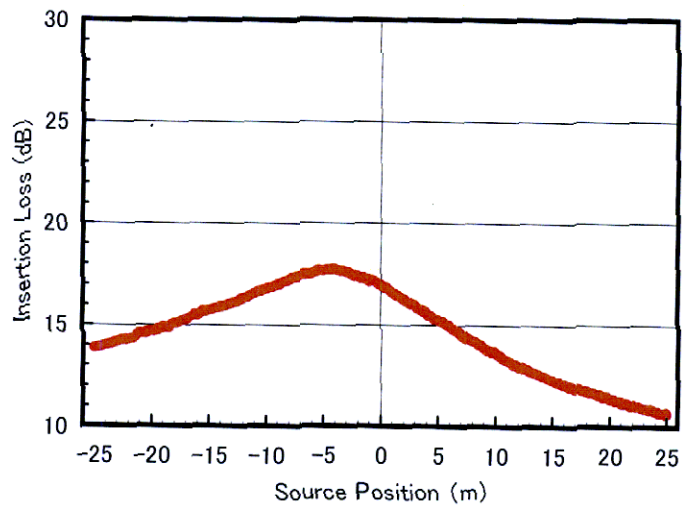
		防音壁なし		防音壁あり	
		位置 (m)	最大値 (dB)	位置 (m)	最大値 (dB)
受信点1 (回折角度30度)	300km/h	-3.1	89.0	-3.6	71.5
	500km/h	-5.4	90.8	-6.6	73.2
	700km/h	-8.3	93.8	-10.0	76.0
受信点2 (回折角度67.4度)	300km/h	-3.1	89.5	-4.7	65.9
	500km/h	-5.2	91.3	-7.4	67.6
	700km/h	-7.8	94.3	-13.1	70.3
受信点3 (回折角度90度)	300km/h	-3.2	88.7	-5.0	62.1
	500km/h	-5.5	90.5	-9.0	63.9
	700km/h	-8.0	93.6	-14.8	66.6

防音壁の挿入損失は、音源が300、500、700km/hの各速度で移動した場合において、数値計算により求めた受信点での音圧レベル変化のうち、防音壁がない条件から防音壁のある条件での音圧レベルを差し引くことにより、求めた。

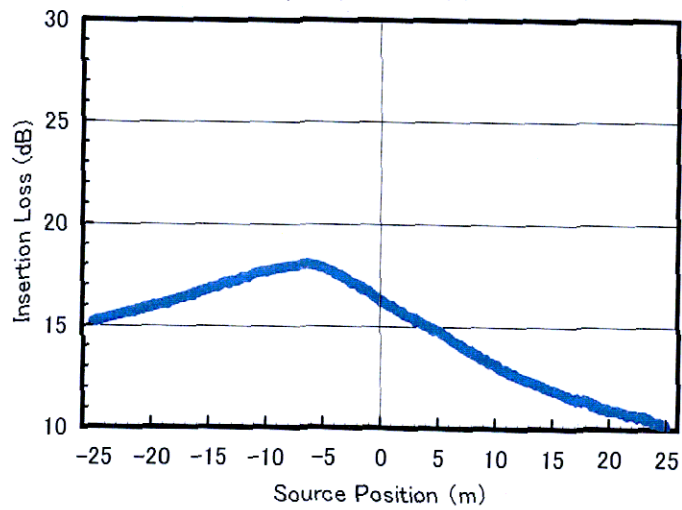
防音壁の挿入損失をFig.2.13(a)～(c)に示し、挿入損失が最大となる位置と最大値をTable 2.2に示す。



(a-1) 300km/h

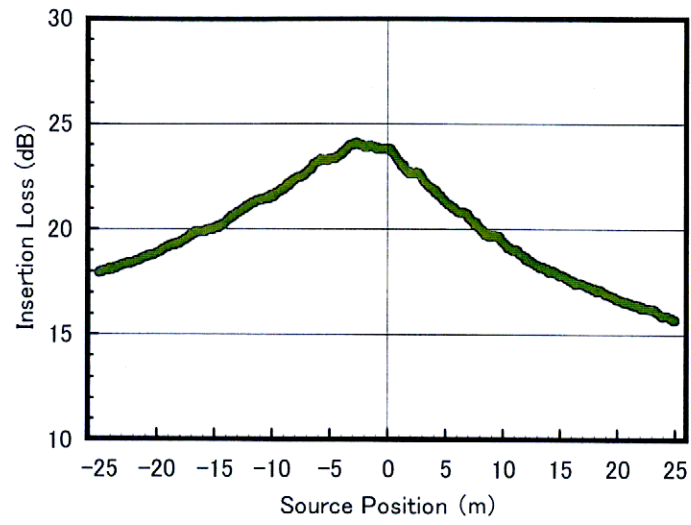


(a-2) 500km/h

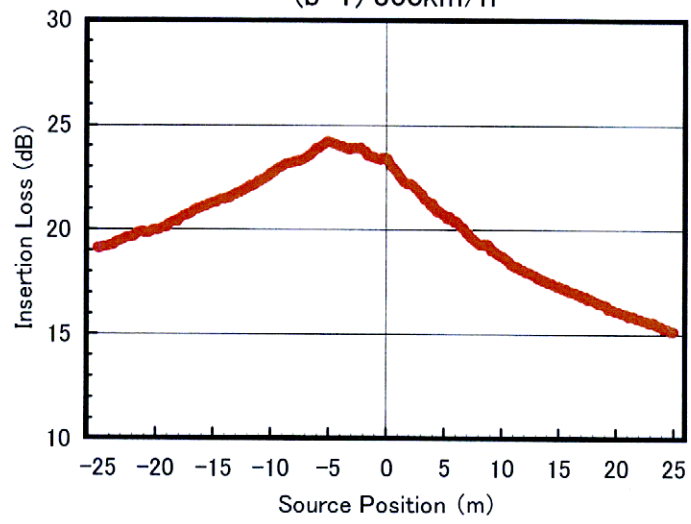


(a-3) 700km/h

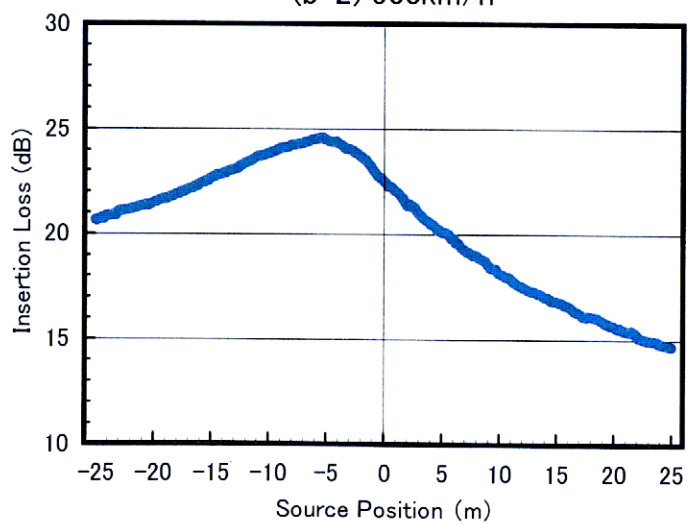
Fig.2.13(a) 3次元の数値積分により求めた挿入損失
回折角度30度 (受信点1)



(b-1) 300km/h

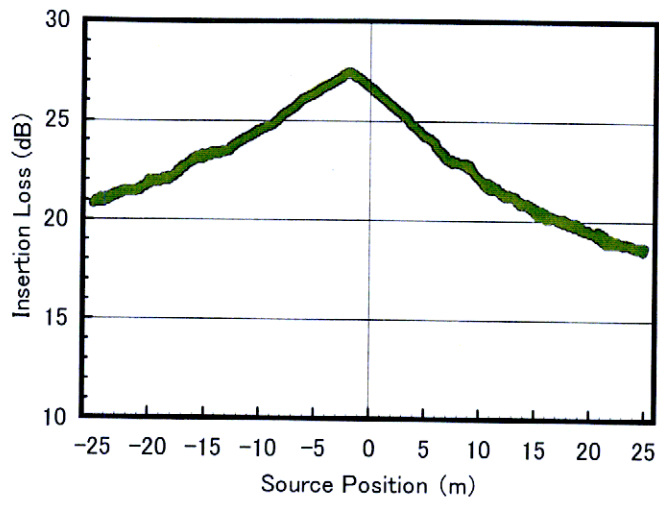


(b-2) 500km/h

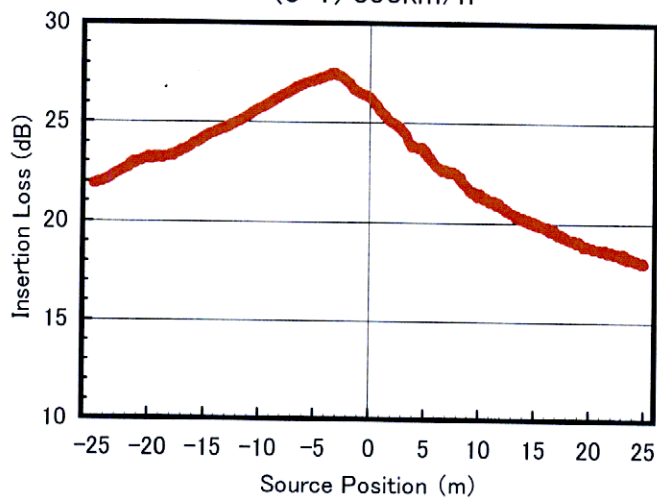


(b-3) 700km/h

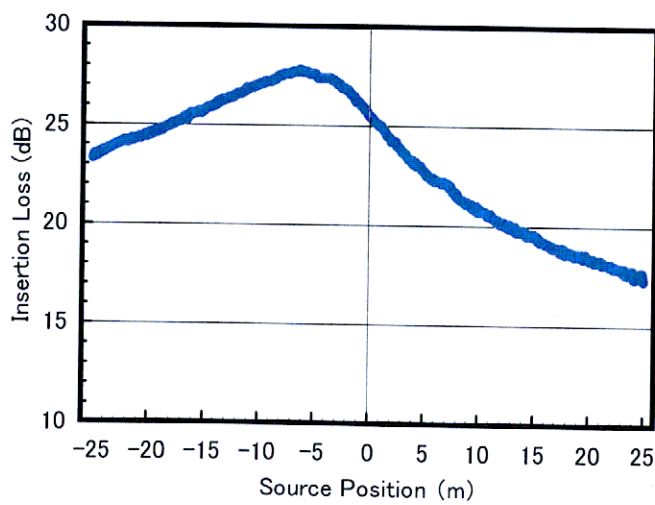
Fig.2.13(b) 3次元の数値積分により求めた挿入損失
回折角度67.4度 (受信点2)



(c-1) 300km/h



(c-2) 500km/h



(c-3) 700km/h

Fig.2.13(c) 3次元の数値積分により求めた挿入損失
回折角度90度 (受音点3)

Table 2.2 挿入損失が最大となる位置と最大値

		位置 (m)	最大値 (dB)
受音点1 (回折角度30度)	0km/h	0	16.8
	300km/h	-2.5	17.7
	500km/h	-4.1	17.8
	700km/h	-6.6	18.1
受音点2 (回折角度67.4度)	0km/h	0	23.2
	300km/h	-2.7	24.1
	500km/h	-5.1	24.2
	700km/h	-5.4	24.6
受音点3 (回折角度90度)	0km/h	0	26.0
	300km/h	-2.0	27.4
	500km/h	-3.3	27.5
	700km/h	-6.3	27.8

Fig.2.12(a)~(c)及び Table 2.1 より、2次元音場の解を積分変換することにより3次元の解を求める手法で求めた受音点での音圧レベルの最大値は、いずれの受音点においても速度が速くなるに従い大きくなり、その位置は中心より手前に移る傾向がある。例えば、Fig.2.12(a)の受音点1の回折角度が30度の場合における防音壁なしの条件では、音圧レベルの最大値の位置は、300km/hで-3.1m、500km/hで-5.4m、700km/hでは-8.3m手前であり、速度の増加に伴い手前に移動している。この傾向は、受音点2も受音点3でも同様の傾向がある。受音点1における音圧レベルの最大値は、300km/hで89.0dB、500km/hで90.8dB、700km/hでは93.8dBと、速度の増加に応じて大きくなる。

次に、Fig.2.12(a)の防音壁がある条件では、防音壁がない条件に比べて最大値の位置がさらに手前であり、この傾向は、Fig.2.12(b)とFig.2.12(c)のように回折角度が大きくなるに従い手前側になる傾向が強まる。井上ら[2-16]の報告では、音源から受音点の音の伝達経路上にある剛壁に対して、音源と受音点を障壁と平行にお互い反対の向きに極限的に離していった場合（以降「かすめ入射」と

いう)には、その入射角度に応じて防音壁の挿入損失が減少すると述べている。従って、このように音源がある速度をもって移動し、音源が進行方向に強い指向性を持つ場合には、音圧レベルが最大となる時の位置が手前になることで、音波は防音壁エッジに対して斜めに入射することから、更に防音壁に対してかすめて入射することによる挿入損失の減少の影響が加わることになり、最大となる位置はより手前になるものと考えられる。従って、音源が高速で移動する場合の受音点の騒音を予測するには、音源の指向性の変化及びかすめ入射による挿入損失の変化を考慮する必要があると考えられる。

Fig.2.13(a)~(c)及びTable 2.2より、2次元音場の解を積分変換することにより3次元の解を求める手法を用いて数値計算で求めた挿入損失の最大値は、回折角度が30度(受音点1)では、音源が静止した場合が16.8dBであり、700km/hの場合は18.1dBであることから、最大値の差は1.3dBである。回折角度が大きい90度(受音点3)では、音源が静止した場合が26.0dBであり、700km/hでは27.8dBであり、1.8dBの差である。回折角度が大きい場合の方が音源の速度が速くなった時に挿入損失が大きくなる割合が大きい。挿入損失が最大となる位置は、どの回折角度においても音源の移動速度が速くなるに従い、正面よりも手前側に移動している。その移動量は、受音点3における速度が700km/hの場合で、6.3mにもなる。

Fig.2.14に防音壁の挿入損失と音源と受音点間の騒音伝搬行路差との関係を示す。

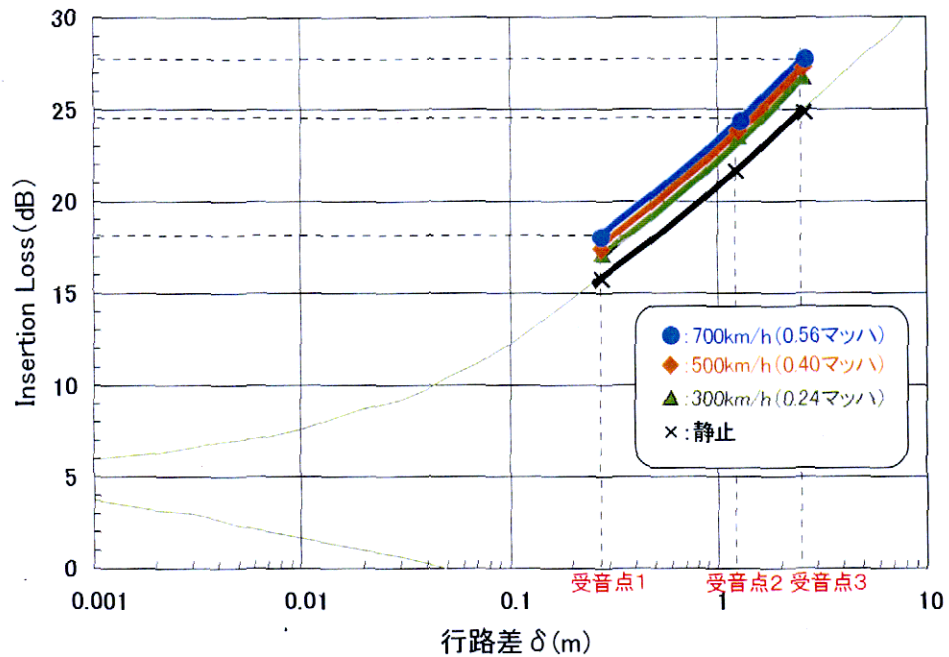


Fig.2.14 防音壁の挿入損失と音源と受音点間の騒音伝搬行路差との関係

Fig.2.14により、音源の速度が速くなるに従い挿入損失は大きくなり、音源が静止している時と700km/hを比較すると、700km/hが約2 dB大きくなっている。

音源が移動する場合に防音壁の有無についての検討に際して2次元空間での境界要素法で求めた数値解を防音壁エッジ方向に積分変換することで3次元音場の解を求める手法を用いて計算を行った。その結果から、音源が移動する際に起こる周波数の変調や音源の指向性の変化及び防音壁にかすめて入射することによる挿入損失の変動が相互に影響することにより、これらを考慮した場合の受音点での音圧レベル変化及び防音壁の挿入損失は、これまで音源が静止しているものとして算出された値（後述のFig.3.1(a)~(c)）とは大きく異なるものであることが分かった。

2.8. まとめ

音源が高速で移動する場合の防音壁の挿入損失を求めるにあたり、Duhamelが提案した2次元空間での境界要素法で求めた数値解を直交する方向に積分変換することにより3次元音場の数値解を求める手法に対して、本論文では、新たに音源が高速で移動することにより音源の周波数が変化する場合に拡大して適用することを試みて式を導き出した。その手法を用いた数値計算結果から、音源が高速で移動する場合には、音源が移動することで音源の指向性が進行方向に強くなることから、受音点における音圧が最大となる時の音源の位置は手前側に移動する。また、防音壁がある場合には、入射角度の違いにより、最大値となる位置はさらに手前側に移動し、その移動量は、速度が速くなるに従い大きくなる。

防音壁の挿入損失が最大となる時の音源の位置は、音源の速度が速くなるに従い手前側に移動し、防音壁の挿入損失の最大値は、速度が速くなるに従い大きくなる傾向がある。例えば、受音点3の回折角度90度における速度が700km/hの場合では、音源が静止している場合と比べて最大となる点は6.3m手前側に移動し、最大値は、静止している場合と比べて1.8dB大きくなることが分かった。

しかし、ここで行った境界要素法を用いて数値解析により求める手法は、音源が移動する場合の防音壁の挿入損失を厳密に求めることができる反面、膨大な計算量が必要となる。そこで次の章では、交通騒音に対する騒音予測手法の中で一般的に用いられている前川の実験式を用いた簡易手法により、音源が移動する場合の挿入損失を算出する方法について考えることにした。