

自動車のドアミラーから発生する空力音の計算*

加藤 由博*¹, Igor MEN'SHOV*², 中村 佳朗*³

Aeroacoustic Simulation around Automobile Rear-view Mirror

Yoshihiro KATO*⁴, Igor MEN'SHOV and Yoshiaki NAKAMURA*⁴ Toyota Central Research & Development Labs., Inc.,
Nagakute-cho, Aichi-gun, Aichi, 480-1192 Japan

A method for performing aeroacoustic simulation, where the acoustic field is split from the flow field, is applied to the flow around an automobile rear-view mirror placed on a large solid plane. The flow can be obtained by performing large eddy simulation for the incompressible flow equations on colocated grids, while the acoustic equations are defined by the difference between the compressible and the incompressible flow equations, and solved by the finite volume method with the fourth order WENO scheme. The non-reflecting boundary conditions with a perfectly matched layer are applied to the outer boundary. Calculated results show clear sound emissions, where acoustic streamlines as propagation path are depicted based on acoustic intensity vectors. In this paper, two kinds of mirror shape, i.e., the cases with and without a strong vortex at the tip of a rear-view mirror are compared. Calculated results show some differences between them in the acoustic field. The sound pressure related with the pressure frequency of the generated vortex is increased in all directions, though the propagation path does not show a large difference except near part of the body surface.

Key Words: Wave, Vortex, Aerodynamic Noise, Computational Fluid Dynamics, Numerical Simulation, Noise, Separation

1. 結 言

自動車のドアミラーの形状は突出しているため、風切り音と呼ばれる流体渦による空力音が発生しやすい。近年、この風切り音を評価して対策を講じる手段として数値計算が注目されている。

このような風切り音の数値予測には、流れと音を分離して計算する手法がしばしば用いられる。音は流れ場の変動に比べて非常に小さいため、流れと音を同時に計算するよりも、分離した方がそれぞれのオーダーに合わせて計算でき、計算精度上有利である。また、それぞれの特性の違いから、別々の計算方法を選ぶことができる利点もある。この分離手法は、音が流れに影響を与えないという非物理的な仮定が前提となるが、自動車まわりの風切り音の場合には、この仮定があっ

ても有効な予測ができるものと考えられている。

流れと音を分離して計算する方法には、Lighthill 方程式⁽¹⁾の理論解を用いる方法がある。理論解を得るには、一般的には、固体面が波長よりも十分に小さいことと、観測位置が遠方であるという仮定を用いる。また、固体面が小さくない場合には、Lighthill 方程式を伝播方程式とみなしたり、線形オイラー方程式によって遠方場を計算する方法が考えられる。

しかし、自動車のドアミラーから発生する風切り音の場合には、ドアミラーの大きさは波長より十分に小さいと限らず、さらに、車体面という大きい物体面も存在する。また、乗員への音の伝達を考えた場合、ドアミラー付近の車体面に加わる音圧を予測する必要がある、必ずしも遠方のみで音を評価するわけではない。

本研究では、Slimon ら⁽²⁾のマッハ数展開を用いた分離方法により、流れ場の支配方程式を非圧縮性流れ方程式と定義し、この流れ方程式と圧縮性流れ方程式の差を音場の支配方程式と定義する方法を用いる。この

* 原稿受付 2006年5月11日。

*¹ 正員、(株)豊田中央研究所(☎480-1192 愛知県愛知郡長久手町)。*² 名古屋大学工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。*³ 正員、名古屋大学工学研究科。

E-mail: kato@cf.d.tytlabs.co.jp

分離方法による音場方程式は、分離可能であるという仮定が必要ではあるが、物体近傍でも成立する。

著者らは、以前、この方法を用いて、円柱のエオルス音を対象に音場の計算方法を検証した⁽³⁾。その結果、安定性が高く、高次精度の空間補間法である WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) スキームを用いた有限体積法により音場を精度よく予測できることを示した。

さらに、著者らは、これを地面板上に設置した有限長さの角柱の計算に適用した⁽⁴⁾。流れ場には、稲垣ら⁽⁵⁾の混合時間スケール SGS モデルによる LES を用い、音場には、文献(3)の計算方法を適用した。実験結果と比較して計算精度を検証した結果、計測結果よりも音を大きく予測するが、ケーススタディで得られた騒音増加の傾向は一致し、音の発生の様子を正しく再現しているものと判断できた。

本研究では、文献(4)における計算方法を実際のドアミラー形状に応用し、ドアミラーから発生する風切り音の様子を観察する。さらに、風切り音が増大する現象を解明するために、敢えて強い渦が発生する場合の計算を実施し、この渦が騒音場にどのような影響を与えるかを調べる。

2. おもな記号

c	: 音速
M	: マッハ数
p	: 圧力
Re	: レイノルズ数
t	: 時間
u_i	: 速度
U_∞	: 無限遠方での速度
$x_i, (x, y, z)$: 座標
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ
γ	: 比熱比
ρ	: 密度
$(\bar{\quad})$: 有次元量
$(\overline{\quad})$: 時間平均量
$(\quad)_\infty$: 無限遠方量
$(\quad)_{rms}$: 2乗平均量

3. 計算方法

3-1 基礎方程式 流れと音を分離する場合、分離方法により、流れと音に対する様々な定義が考えられる。本研究では、文献(3)と同様に、マッハ数展開した際の主要項を流れ場の方程式とする。連続の式

と運動量保存式から得られる方程式は、非圧縮性流れ方程式と一致する。また、エネルギー保存式からは密度方程式が得られる。これは、非圧縮性流れ方程式から得られた速度場と圧力場が圧縮性流れで生じたとした場合の密度場を与える。以上のように、流れの密度は変量であるが、非圧縮性流れ方程式から得られた流れ場に対応した密度場であるため、便宜上、密度場も含めて非圧縮性流れ場と呼ぶ。

圧縮性流れ場 (u_i, p, ρ) が以下のように非圧縮性流れ場 (u_i, p_*, ρ_*) と音場 (u'_i, p', ρ') の和として表されているものとする。

$$u_i = u_{i*} + u'_i, \quad p = p_* + p', \quad \rho = \rho_* + \rho'. \quad (1)$$

ここで、 \tilde{u}_i などの各次元量は以下のように無次元化されている。

$$u_i = \frac{\tilde{u}_i}{\tilde{U}_\infty}, \quad p = \frac{\tilde{p} - \tilde{p}_\infty}{\tilde{\rho}_* \tilde{U}_\infty^2}, \quad \rho = \frac{\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_\infty}{\tilde{\rho}_*}. \quad (2)$$

(u_i, p_*, ρ_*) は非圧縮性流れ方程式と流れ場の密度方程式を満たすものとする。音場 (u'_i, p', ρ') の方程式は、以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial f_j}{\partial x_j} = -\frac{D_* \rho_*}{Dt}, \quad (3)$$

$$f_j = (1 + \rho_* + \rho') u'_j + \rho' u_{j*},$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial h_j}{\partial x_j} = -\frac{D_* \rho_* u_{i*}}{Dt}, \quad (4)$$

$$h_j = f_i (u_{i*} + u'_i) + (1 + \rho_*) u_{i*} u'_j + \rho' \delta_{ij}.$$

ここでは、音場における粘性項の影響は小さいとして無視する。 D_* / Dt は、 u_{i*} による実質微分である。また、音場は等エントロピー変化とし、 p_* と ρ_* に基づく音速 c_* による以下の関係式

$$p' = c_*^2 \rho', \quad (5)$$

を用いる。音速 c_* は \tilde{U}_∞ で無次元化されており、無次元化の定義式(2)から、

$$c_*^2 = \gamma \frac{1}{1 + \rho_*} \left(p_* + \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \right), \quad (6)$$

となる。

前述のように、流れ場の密度 ρ_* の方程式は、マッハ数展開したエネルギー保存式から得られる。しかし、ここでは、簡略化して以下の式を用いる⁽³⁾。

$$\rho_* = M_\infty^2 p_* \quad (7)$$

以上の音場に関する支配方程式に、非圧縮性流れ場の計算結果を代入し、音場を時間発展で計算する。

3・2 数値解法 流れ場、音場ともに基礎方程式を一般座標系に変換して計算する。式(3)、(4)は流れ場の時間勾配量を必要とするため、流れ場の変動量の計算精度が音場の計算精度に影響する。本研究では、流れ場の計算に、稲垣ら⁽⁶⁾の混合時間スケールSGSモデルによるLESを、離散化方法に、コロケーション格子による有限体積法⁽⁶⁾を用いる。空間微分には2次精度中心差分を、時間積分には陰解法であるCrank-Nicolson法を適用する。また、圧力場はSMAC法で計算する。流れ場の計算方法は応用問題においても適用例があり、計算精度の信頼性が確認されている⁽⁷⁾。

音場は、WENOスキーム⁽⁸⁾を用いた有限体積法で計算する。本研究では、文献(4)と同様に、4次精度のWENOスキームでセル界面両側での解ベクトルを求め、これを使って近似リーマン解法の一つであるHLLC法⁽⁹⁾でセル界面での数値流束を計算する。時間積分には、2段階ルンゲ・クッタ法を適用する。

4. 計算条件

4・1 解析対象と計算領域 自動車のドアミラー形状は様々であるが、ここでは、図1のように本体を短いアームで支持したものを計算対象とする。また、実際のドアミラーには、鏡面部分の凹みや、可動して格納するための隙間を持つが、図1に示すようにこれらを簡略化したモデル(ケース1)を用いる。

本研究では、このドアミラー形状において、強い渦が発生する剥離流れが生じたときに空力音がどのように増大するかを調べる。このため、剥離が起こるように、ドアミラーの先端形状を変化させたモデル(ケー

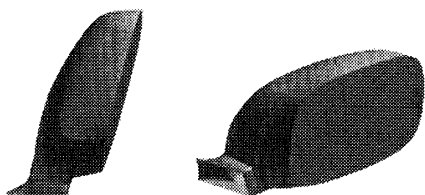


Fig. 1 Model (Case 1).

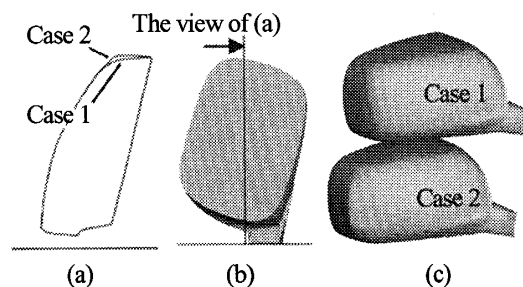


Fig. 2 Geometrical differences between Case 1 and Case 2.

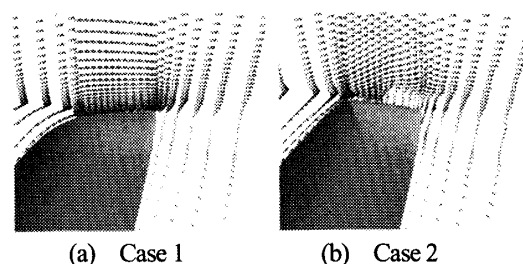


Fig. 3 Velocity vectors.

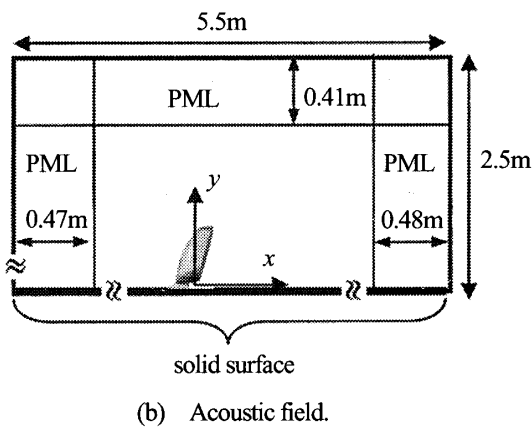
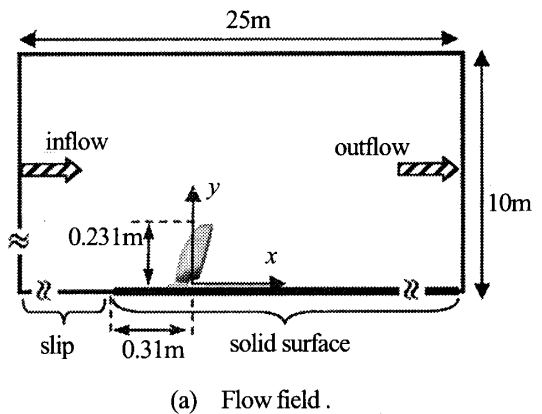
ス2)も作製した(図2)。図2(a)のように断面形状を盛り上げ、図2(c)のように幅方向の端は元の形状と滑らかに接続するようにした。

それぞれのドアミラーを平板上に設置し、一様流中における流れ場と音場の計算を実施する。流れ場の計算結果から得られたミラー先端付近での速度ベクトルの様子を図3に示す。図の速度ベクトルは、ある瞬間の様子であり、間引いた格子点を始点とする。図3(b)に示されているように、ケース2では、確かに先端の角部で流れが剥離し、強い渦を放出している様子が見られる。

4・2 流れ場の計算 計算領域を図4(a)に示す。計算格子は、全体で単一の構造格子となるようなマルチブロックタイプの格子を用いる。壁面から1点目までの格子間隔を0.4mmとし、格子点数は、x, y, z方向に沿った格子線上に309×143×159点とした。

著者らが行った3次元角柱まわりの解析⁽⁴⁾では、流れ場の計算で、実際よりも渦が強く発生してしまうために、実験よりも音圧が大きく予測されるという結果が得られている。この原因は、剥離せん断流れの空間分解能が不足しているためであると判断された。

今回の計算では、物体付近には文献(4)と同様かそれ以上の空間解像度を設定しているが、空間解像度の不足による誤差を低減するために、人工的な壁面境界条

Fig 4 Computational regions (x - y plane).

件を用いる。この境界条件には、Wernerら⁽¹⁰⁾の2層壁面条件を改良した3層壁面条件⁽¹¹⁾を用いた。これにより、剥離せん断流れの計算精度が向上するものと考えられる。以上のことから、流れ場に関しては、少なくとも、文献(4)以上の計算精度を得ることができると判断される。

図4(a)のように、 x と z 方向は物体外形の中心を、また、 y 方向は地面上を原点とする。物体付近で境界層が発達し過ぎないように、地面は $x > -0.31\text{m}$ の領域のみ壁面境界条件を与えた。

外部境界は、流入境界で一様流、流出境界では速度の空間勾配を0とする。圧力に関しては、流出境界で $p_a = 0$ と固定し、その他はノイマン条件とする。外部境界が物体に近いと、これらの境界条件が不適切になり、計算精度に悪影響を及ぼす。特に、本研究のように流れ場諸量の時間勾配が必要な場合には影響が大きい。このため、図4(a)に示したように、計算領域を、主流方向(x 方向)、平板に垂直方向(y 方向)、ス

パン方向(z 方向)に $25\text{m} \times 10\text{m} \times 20\text{m}$ とし、非常に広い流れ場領域で計算する。

主流速度は $U_\infty = 38.9\text{m/s}$ で、基準長さ 0.1m とすると主流速度 U_∞ に基づくレイノルズ数は $Re = 253,000$ である。また、音場の計算に用いるマッハ数は $M_\infty = 0.113$ とした。

4・3 音場の計算 一般的に、流れ場の計算では、境界層の空間解像度を上げるために、壁面近傍で細かい格子を用いる。一方、音場の計算では、粘性の影響を無視していることから、壁面近傍の解像度を上げる必要はない。

本研究における音場の時間積分計算には、陽解法であるルンゲ・クッタ法を用いている。音場の計算では、時間刻みは音速で規定されるため、流れ場と等しい最小格子間隔で計算した場合、時間刻みが非常に小さくなり、計算時間が増大する。

そこで、文献(4)と同様、流れ場と音場で異なる計算格子を用い、それぞれに適した格子解像度で計算する。音場の計算格子では、壁面から1点目までの格子の距離を 1mm とした。

また、物体から離れた位置では、波長を解像する必要がある。音場格子の間隔は、大きくとも 26mm 以下にしている。本計算方法では、1波長当たり15格子点あれば、音の波形を精度よく計算できることをすでに確認しており⁽³⁾、3次元角柱の計算⁽⁴⁾では、1波長あたり10格子点程度でも有意な結果が得られることが示されている。全領域の格子間隔が 26mm であったとしても、 1.3kHz までは有意な結果が得られる。

境界条件とともに音場の計算領域を図4(b)に示す。格子点数を、 x , y , z 方向に $283 \times 150 \times 164$ とし、一般座標系で計算する。流れ場と音場で異なる計算格子を用いるため、文献(4)と同様に、流れ場の計算結果を音場格子に3次元線形補間で再分布させる。

音場計算での境界条件は、物体表面と地面全面を全反射壁面とする。また、遠方では、音が反射しないように、無反射境界条件としてPML (Perfectly Matched Layer)⁽¹²⁾を適用する。これは、各変数を計算座標方向に分割した方程式を用い、PML領域で減衰関数を用いる方法である。本研究では、PML領域の内側境界からの距離の2乗に比例して減衰する関数⁽³⁾を用いる。PML領域は、 x 方向の両端(流入部と流出部)で20セル、 y 方向の領域上端と z 方向の両端で15セルとした。領域幅は、流入部で 47cm 、流出部で 48cm 、上部は 41cm 、横方向両端でそれぞれ 30cm である。

以上の格子設定において、流れ場と音場で同一の時

間刻みを用いると、音場の計算におけるクーラン数を0.25とした場合、流れ場のクーラン数は0.0625となる。異なる格子を用いることによって改善されたものの、流れ場では依然と必要以上に小さい時間刻みで計算しなければならない。ここで、クーラン数は、流れ場は一樣流、音場は一樣流と音速の和をそれぞれ基準速度としている。

この問題を解決するために、本研究では、流れ場を音場より大きい時間刻みで計算し、流れ場のデータを時間的に補間して音場方程式(3)(4)に与える。補間には、補間関数の端で勾配が連続になるように、4時刻分の流れ場データによる3次関数を用いる。

本研究では、流れ場1ステップ計算する間に音場を4ステップ計算する。このとき、流れ場の時間刻みは、 2.56×10^{-6} 秒、音場の時間刻みは、 0.64×10^{-6} 秒で、クーラン数は両方とも0.25である。

後の計算結果で示すが、本研究では1~2kHz程度の周波数の音を解析対象とする。本計算で用いる時間刻みは、2kHzの周期 5.0×10^{-4} 秒に比べて非常に小さいため、時間方向の補間による計算精度の悪化は起こらないものと考えられる。

5. 結果および考察

5・1 流れ場の変動との関連 図5にケース1の音場の計算結果を示す。図5(a)は、ドアミラー中央断面付近のx-y面の分布であり、図5(b)は地面板上の

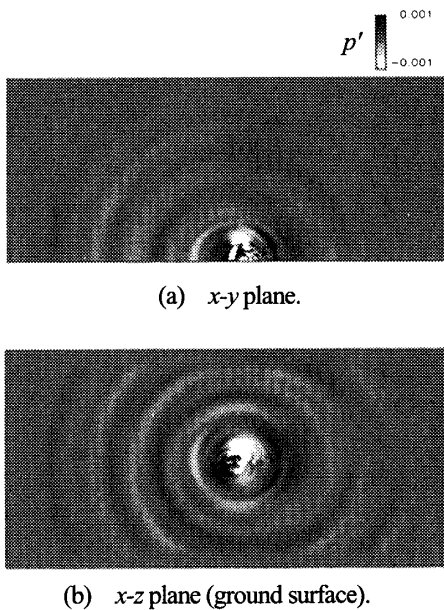


Fig.5 Acoustic field (Case 1).

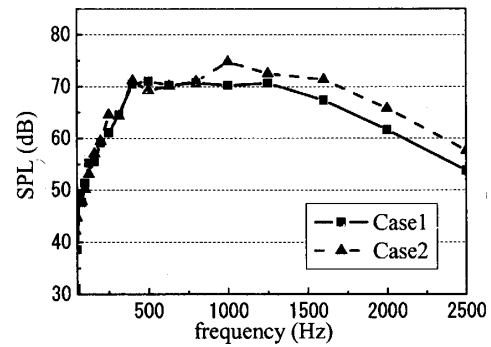
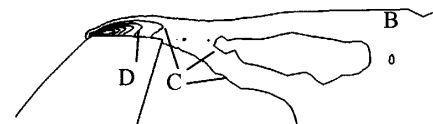


Fig.6 Sound pressure level.



(a) Case 1.



(b) Case 2 : in the tip region.



(c) Case 2 : in the tip region with a filter between 1kHz and 2kHz.

Fig.7 Pressure fluctuations contours in incompressible flow field : $(p')_{rms}$.

分布である。それぞれ、計算領域全体のある瞬時の様子である。これらの図から、遠方境界で音が反射するなどの非物理的な様子は見られず、計算が正しく実行されていることを確認できる。

計算から得られたある観測点での音圧レベルのスペクトルを図6に示す。観測点は、 $(x, y, z) = (0, 0.8, 0)$ の位置(地面板から上方0.8mの位置)である。この結果には、1/3オクターブバンドフィルタを用いている。

図3(b)のように先端部の途中で流れが剥離し、強い渦が発生すると、音が増大すると予測される。図6では、これと一致した結果が得られている。ただし、1.5kHz以上で全体的にレベルが減少している。この理由は、前述のように音場の空間解像度が不足すること

と、文献(4)と同様に流れ場においても空間解像度が十分でないためであると考えられる。

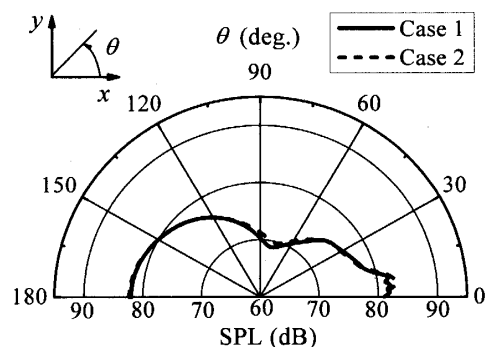
発生した渦が音の増大の原因であることを確認するために、図7に流れ場の圧力変動の2乗平均値(p_{rms})の等高線図を示す。ケース1(図7(a))では、付け根(ドアミラー本体と地面板との間)付近で変動が大きく、また、先端付近の下流でピークが見られる。一方、ケース2(図7(b))では、先端部の壁面付近で変動が非常に増大している。この変動の周波数帯を調べるために、各格子点での圧力 p の時間履歴より、周波数フィルタを用いて、1kHzから2kHzの変動量のみを抽出した(図7(c))。これによると、先端部の壁面付近では1kHzから2kHzの変動が主要であり、この先端部で発生する渦が図6の騒音増加の原因となっていると判断できる。

5・2 音の放射特性 音の放射の様子を観察するために、図5(a)の面上の原点(地面板上の形状中心位置)から距離が一定の線に沿う音圧レベルの分布を図8に示す。

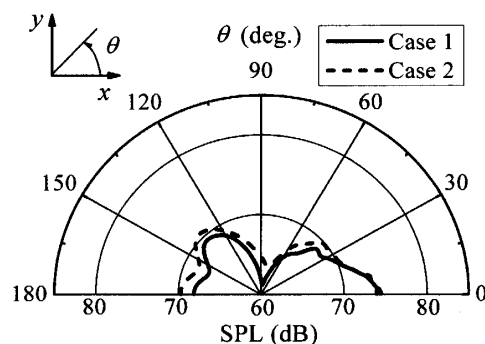
図8(a)は、距離 r が1.6mの位置での全周波数帯域の音圧レベルである。これによると、前方(x が負の方向)に伝わる音の大きい。後方(x が正の方向)へも大きい、 θ が小さい領域に限られており、これは後流の変動によるものである。また、ケース間の違いは、図8(a)にはほとんど見られない。ドアミラー後流では、ミラーの大きさと同じ程度の大きさの渦が発生する。このため、大きいエネルギーを持つ低い周波数の変動が起こる。つまり、この低い周波数の変動に埋もれて図8(a)では差が見られないものと考えられる。

ケース間の違いを調べるために、1~2kHzの周波数帯における音圧レベルを図8(b)に示す。後流の影響のある $\theta=0\sim 20^\circ$ を除いて、ケース間に明確な相違が見られる。ケース2の音圧は、ケース1に比べて各方向でまんべんなく増加している。剥離渦による流れ場の変化は局所的であるが、発生する音に関しては、広い範囲で放射強さが変化している。

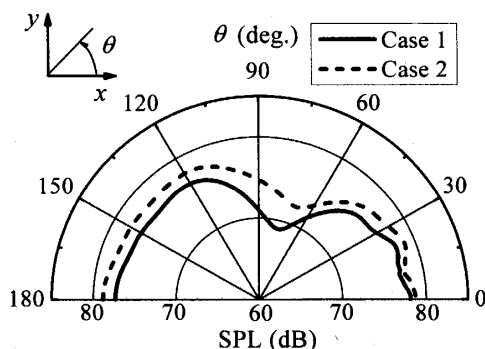
この理由を調べるために、ある瞬間における音圧分布を図9に示す。図は、周波数フィルタによる1~2kHz帯の音圧である。音圧(密度)が低い部分は明るく、高い部分は暗く表示されている。時間を追って観察すると、低密度部分は、図のaとbの位置に発生し、これらは渦の発生に伴い変動する。この変動が高密度部c,d,eの脈動を引き起こし、音が放射されている。これら高密度部は、流れが激しく部分に発生しており、eの上側はミラー付け根と先端からの流れが合流する地点



(a) SPL along a line of $r=1.6$ m.



(b) SPL along a line of $r=1.6$ m with a filter between 1kHz and 2kHz.



(c) SPL along a line of $r=0.8$ m with a filter between 1kHz and 2kHz.

Fig.8 Directivity of sound.

と一致している。ケース2では、渦の発生によりa部の変動が大きく、それに伴い他の箇所の変動も大きくなる。このとき、c,d,eの脈動は、それぞれほぼ一様に強くなり、いずれかが特に強くなる様子は見られない。このため、図8(b)のように、ケース間で音の大きさは異なるものの、放射パターンはほとんど変化しない。

また、図8(b)の指向性を見ると、両ケースともに、 $\theta=50^\circ, 130^\circ, 180^\circ$ 方向にピークを持つ特徴的なパターンを示している。詳細は次節で述べるが、 θ

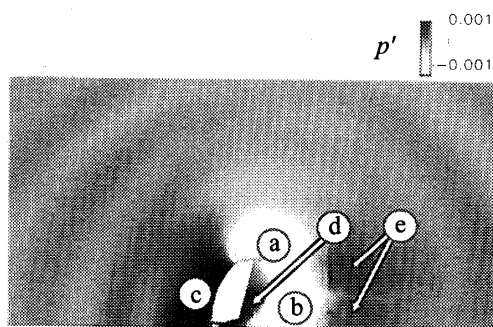


Fig.9 Acoustic field with a filter between 1kHz and 2kHz.

$\theta=130^\circ$ はミラー前面上部から、 $\theta=180^\circ$ に関してはミラーと地面との隙間から放射されており、音の放射箇所によって強さが異なっている。

次に、より近傍場における音の放射の様子を調べるために、距離 $r=0.8\text{m}$ の位置での音圧レベルの分布を図 8(c) に示す。図 8(c) も (b) と同様に周波数フィルタによる $1\sim 2\text{kHz}$ までの周波数帯の音圧レベルである。図 8(b) と比較すると、前方への放射パターンに違いが見られる。つまり、図 8(c) では、距離減衰の異なる性質の音⁽³⁾ が混在しており、この領域は十分に遠方場ではないことがわかる。このように、 0.8m 離れた位置においても、遠方場と相違があることから、自動車に搭載されたドアミラーを考えたとき、車体表面上に加わる音圧を予測する場合には、遠方までは伝わらない距離減衰の大きな音の影響も考慮する必要があると考えられる。

5-3 音の伝播経路 音場の計算で得られた p' と u'_i を用いて、音響インテンシティベクトルを次式で求めることができる⁽⁴⁾。

$$I_i = \overline{(p' - \bar{p}')(u'_i - \bar{u}'_i)} \quad (8)$$

この音響インテンシティベクトルによる流線(以下、音響流線と呼ぶ)を描くことで、音の伝播経路が観察できる。

図 10 に、図 5(a) と同一面上の音響流線を示す。本研究では、音場の基礎方程式を、圧縮性流れ方程式と非圧縮性流れ方程式との差と定義している。この場合、物体から十分遠方では、音は波のように観察されるが、物体近傍では、図 9 に見られるように、波としてではなく、対流の影響が支配的になる。

図 10 は、ケース 1 の全周波数帯の音場において比較的遠方までの図を示したものである。ここでは示して

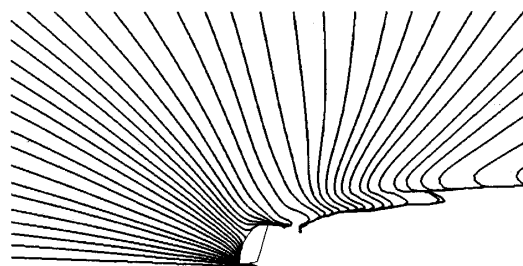
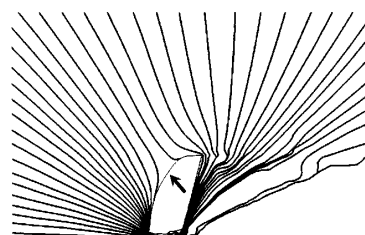
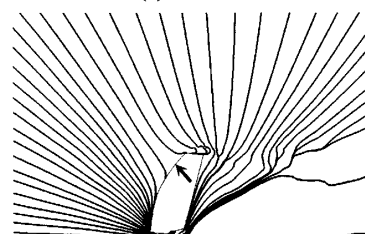


Fig.10 Acoustic streamlines (Case 1).



(a) Case 1.



(b) Case 2.

Fig.11 Acoustic streamlines with a filter between 1kHz and 2kHz.

いないが、図 8(a) から判断されるように、全周波数帯の音場では、ケース 1 と 2 との差は小さく、ほぼ同様な音響流線となる。

図 8(b) で周波数フィルタを施すと差がより明確になったため、ここでも、 $1\sim 2\text{kHz}$ の周波数変動のみを抽出し、音響流線を可視化した。その結果を図 11 に示す。

ケース 1 (図 11(a)) とケース 2 (図 11(b)) を比較すると、ほぼ同様な放射パターンが見られる。ただし、ケース 2 では、先端部で渦が発生しているため、この付近とその下流位置での音響流線に違いが見られる。また、図の矢印で示した位置は音響インテンシティベクトルの減み点であり、ケース 2 では、この位置が若干上方へ移動しており、先端部の変動の影響が見られる。

また、図 10 と図 11 を比較すると、図 11 では、後流において、ドアミラーと地面板との間から斜め右上方向に放射される音響流線が見られる。このことから、

周波数が高くなるほど対流の影響が減少し、波動的性質が強くなることわかる。

図8(b)で示された音の指向性に関して、その伝播源を図11から調べると、地面板に沿った前方($\theta=180^\circ$ 方向)へは、ドアミラーと地面板との間から伝播している。また、斜め前方($\theta=130^\circ$ 方向)へは、矢印で示した澱み点付近から伝播している。

また、斜め後方への音は、ドアミラーと地面板との間から伝播し、先端部下流の剥離せん断流れを通過している。図9の時間変化からも、dとeの位置での両方の脈動により右上方に音波を放出している様子が観察できる。

6. 結 語

音場を圧縮性流れ場と非圧縮性流れ場の差と定義して、流れと音を分離して計算する方法を平板上に設置した代表的形状のドアミラーに適用し、発生する音を解析した。2種類のミラー形状を取り上げ、ミラー上部の途中で流れが剥離した場合に音場がどのように変化するかを調べた。得られた結果をまとめると、以下のようになる。

(1) 剥離が生じると、1kHz以上の周波数帯の音が増大し、流れ場の変動が増大する周波数帯と一致する。

(2) 渦により流れ場の変動が局所的に増大した場合、放射される音は、後流方向を除いて、各方向にまんべんなく増大する。この理由は、渦の発生は、音場の物体付近の各所の脈動を強めるが、疎密分布自体はあまり変化させないためである。

(3) 両ケースとも、ミラーの原点から距離1.6m離れた位置では、(i)地面板に沿った前方、(ii)斜め前方、(iii)斜め後方の各方向へ1kHz以上の周波数帯の音が強く放射される。(i)はドアミラーの付け根から、(ii)は音響インテンシティベクトルの澱み位置から、(iii)はドアミラーの付け根から先端部下流のせん断流れを經由して、それぞれ放射される。

(4) ミラーからの距離が0.8mと1.6mの位置での音の放射パターンに相違が見られる。0.8mの距離では、距離減衰の大きい遠方へは伝わらない音も含まれている。

文 献

- (1) Lighthill, M. J., On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory, *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol.211 (1952), pp.564-587.
- (2) Slimon, S. A. et al., Development of Computational Aeroacoustics Equations for Subsonic Flows Using a Mach Number Expansion Approach, *Journal of Computational Physics*, Vol.159 (2000), pp.377-406.
- (3) Kato, Y. et al., Aeroacoustic Simulation around a Circular Cylinder by the Equations Split for Incompressible Flow Field and Acoustic Field, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.711 (2005), pp.2694-2701.
- (4) Kato, Y. et al., Aeroacoustic Simulation around a Rectangular Cylinder on the Ground Surface, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.72, No.716 (2006), pp.956-963.
- (5) Inagaki, M. et al., A Mixed-time-scale SGS Model with Fixed Model-parameters for Practical LES, *Journal of Fluids Engineering*, Vol.127 (2005), pp.1-13.
- (6) Inagaki, M. and Abe, K., An Improvement of Prediction Accuracy of Large Eddy Simulation on Colocated Grids, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64, No.623 (1998), pp.1981-1988.
- (7) Inagaki, M. et al., Predictions of Wall-pressure Fluctuation in Separated Complex Flows with Improved LES and Quasi-DNS, *Proceedings of the Third International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Vol.III (2003), pp.941-946.
- (8) Liu, X.-D. et al., Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.115 (1994), pp.200-212.
- (9) Davis, S. F., Simplified Second-order Godunov-type Methods, *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, Vol.9, No.3 (1988), pp.445-473.
- (10) Werner, H. and Wengle, H., Large Eddy Simulation of Turbulent Flow over and around a Cube in a Plate Channel, *Proceedings of the 8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, (1991), pp.(19-4-1)-(19-4-6).
- (11) Inagaki, M. et al., Numerical Prediction of Fluid-resonant Oscillation at Low Mach Number, *AIAA Journal*, Vol.40, No.9 (2002), pp.1823-1829.
- (12) Hu, F. Q., On Perfectly Matched Layer As An Absorbing Boundary Condition, *Proceedings of the 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper No.96-1664 (1996).