

流体共鳴音解析技術の開発 - ウィンドスロップ解析への適用 -

稲垣昌英, 村田収, 近藤継男, 堀之内成明

A New Numerical Method for Predicting Fluid-Resonant Oscillation
- Application to Wind-Throb Analysis -

Masahide Inagaki, Osamu Murata, Tsuguo Kondoh, Nariaki Horinouchi

要 旨

低マッハ数流れにおける流体共鳴音を数値計算によって予測する場合、通常の圧縮性流れ解析手法では計算精度・収束性の点で問題が生じる。本研究では、非圧縮性流れの計算手法に弱い圧縮性の効果を組み込むことにより、このような予測が可能な数値解析手法を開発した。本手法を用いれば、解くべき方程式を増やすことなく、かつこれまで非圧縮性流れ解析で蓄積されてきた精度の良い計算スキーム（コロケーション格子法）を有効に利用して、流体共鳴音の予測が可能となる。本稿では、開発した手法の導出および計算スキームについて具体的に

示すとともに、これを流体共鳴音の代表例である3次元オープンキャビティにおいて発生するウィンドスロップ音の予測に適用し、対応する実験も併せて実施することによって、本手法の有効性を確認する。さらに、乗用車がサンルーフを開けて走行した場合に発生するウィンドスロップ音の抑制に用いられる、デフレクタと呼ばれる空力デバイスの騒音抑制効果の定量評価に対する本手法の有効性を調べるため、3次元オープンキャビティにおいて検証した結果についても併せて報告する。

キーワード

流体共鳴音, 空力騒音, 非定常流れ, ヘルムホルツ共鳴, コロケーション格子, ウィンドスロップ, サンルーフ, デフレクタ

Abstract

We have constructed a method (governing equation set and numerical procedure) that is suited for the numerical simulation of the Fluid-Resonant Oscillation at low Mach number. By using the new equation set, which was derived under the assumption that the compressibility effect is weak, we do not have to worry about the stiffness problem from which we suffer when using the usual compressible flow equations. In addition, because the derived equations are essentially the same as the incompressible Navier-Stokes equations except for an additional term, we can apply almost the same numerical procedure as developed for the

incompressible flow equations. In order to verify the present method, we applied it to the flow over a three-dimensional open cavity, where a kind of Fluid-Resonant Oscillation called wind-throb occurs. By comparing the computational results with the experimental data, it is confirmed that the present method has the capability of predicting the Fluid-Resonant Oscillation in low-Mach-number flows. Furthermore, the validity of the present method is also examined for the simulation of the noise-reduction effect of the deflector, which is usually used for the suppression of wind-throb in the cabin of vehicles running with the sunroof or window open.

Keywords

Fluid-Resonant Oscillation, Aerodynamic sound, Unsteady flow, Helmholtz resonance, Collocated grids, Wind-throb, Sunroof, Wind-deflector

1. はじめに

乗用車がサンルーフやサイドウィンドを開けて走行した場合に、ある特定の車速域でウインドスロップと呼ばれる低周波数（10～50Hz程度）で耳を圧迫するような空力騒音が発生し、しばしば問題となる。これは、サンルーフなどの開口部で生じる周期的な渦放出と、車室が共鳴箱として作用するヘルムホルツ共鳴とが連成して発生する流体共鳴音（Fig. 1）と考えられ、Rockwell¹⁾の定義に従えばFluid-Resonant Oscillationに分類される。このような現象は、流体機械をはじめとする工学のさまざまな分野でしばしば見られる現象であり、誘起された共鳴現象の影響で非常に大きな騒音となる。また、流体が空気ではなく水などの液体の場合には、音としてではなく振動として観測されることも多い。

流体共鳴音を Computational Fluid Dynamics (CFD) により予測する場合、非圧縮性流れ解析の手法を用いれば周期的な渦放出は捉えることができるが、ヘルムホルツ共鳴は微弱ながらも密度変動を伴う現象であるため捉えることができず、両者が連成した流体共鳴音を捉えることは原理的に不可能である。この点が、Lighthill-Curle²⁾などを用いて、非圧縮性流れ解析の結果から遠距離音場を予測することが可能な風切り音などの一般的な空力騒音と、本質的に異なる。

一方で、圧縮性流れ解析の手法によれば、理論的にはこのような共鳴を含んだ現象を捉えることが可能なはずであるが、乗用車の走行状態のような低マッハ数の条件においては問題がstiffとなり、計算精度・収束性が悪化するという問題が生じる。

そこで本研究では、低マッハ数流れにおいて発生する流体共鳴音を精度良く捉えることを目的として、非圧縮性流れ解析の計算スキームを基本としながら弱い圧縮性を考慮することのできる数値解析手法を開発した。以下では、この手法の導出および計算スキームについて示す

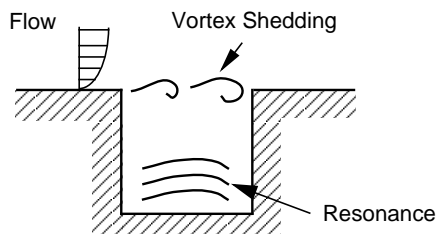


Fig. 1 Fluid-Resonant Oscillation.

とともに、本手法を用いて3次元オープンキャビティにおいて発生するウインドスロップ音の予測を行い、実験結果と比較することによって予測精度を検証する。

2. 流体共鳴音解析技術

2.1 弱圧縮性流体モデルの提案

低マッハ数の条件で弱い圧縮性を考慮した流体運動の基礎方程式の導出を以下に示す。まず、一般的に用いられる圧縮性流れの連続の式およびNavier-Stokes方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial \tilde{x}_j} \quad (2)$$

$$\tilde{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} - \frac{3}{2} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial \tilde{x}_m} \right) \quad (3)$$

ここで u_i は i 方向の速度成分、 ρ は密度、 p は圧力、 μ は粘性係数を表し、上付き \sim は有次元量を意味する。次に、無次元化を下記のように行う。

$$\rho' = \frac{\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_0}{\tilde{\rho}_0}, p = \frac{\tilde{p} - \tilde{p}_0}{\tilde{\rho}_0 U_0^2}, u = \frac{\tilde{u}}{U_0} \\ x = \frac{\tilde{x}}{L}, t = \frac{\tilde{t} U_0}{L} \quad (4)$$

$U_0, L, \tilde{\rho}_0, \tilde{p}_0$ はそれぞれ速度、長さ、密度、圧力の基準値である。

次に、以下の[A]～[C]に記す近似を行う。

[A] 低マッハ数であるため基準密度に比べて密度変化が十分に小さい($\rho' \ll 1$)と仮定し、次のような省略を行う。

$$\frac{1}{1 + \rho'} \approx 1 \quad (5)$$

[B] 密度変化 ρ' に関して等エントロピー変化を仮定することにより、以下のモデル化を行う。

$$\frac{D\rho'}{Dt} = M^2 \frac{Dp}{Dt} \quad (6)$$

$$M: \text{マッハ数} \left(\frac{U_0}{c}, c^2 = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{\rho}} \Big|_s \right)$$

s : エントロピー

[C] 式(3) (粘性項) 中における $\tilde{u}_m / \tilde{x}_m$ の影響は小さいと考えられるため、この項を無視する。

以上の近似を施すことにより、最終的に以下に示す、低マッハ数流れにおいて弱い圧縮性を考慮した基礎方程式 (以下、弱圧縮性流体モデル) が得られる。ここで、 Re はレイノルズ数である。

$$M^2 \left\{ \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right\} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (8)$$

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} \quad (9)$$

2.2 弱圧縮性流体モデルの特徴

式(8), (9)は, 対流項を勾配型で表示した場合には, 非圧縮性流れのNavier-Stokes方程式と特に違いはない。また式(7)は, 左辺第一項を除くと非圧縮性流れの連続の式に一致する。したがって, 本手法で考慮した圧縮性の効果は式(7)の左辺第一項で表現されており, この項が与える非圧縮性流れにおける連続条件からのずれが非圧縮性流れ解析との違いを生じ得る唯一の要因である。

また, 本手法における圧力 p は絶対圧力 \tilde{p} と基準圧力 \tilde{p}_0 の差を扱っているため, マッハ数が低いという条件の下でその大きさを有次元で考えると,

$$|\tilde{p} - \tilde{p}_0| \approx \alpha(\tilde{p}_0 U_0^2) \approx \alpha(M^2 \tilde{p}_0) \approx \alpha(M^2 \tilde{p}) \quad (10)$$

と見積もられ, 絶対圧力 \tilde{p} の M^2 倍程度の大きさとなる。本手法においては圧力 p に関係付けられている密度 ρ も同様に, その有次元量の大きさは絶対密度 $\tilde{\rho}$ の M^2 倍程度となる。したがって, 本手法は絶対密度 $\tilde{\rho}$ および絶対圧力 \tilde{p} を基本変数とする通常の圧縮性流れ解析と比べて M^2 倍程度小さな物理量を基本変数としていることになり, その分だけ計算精度の上で有利といえる。例えば, 乗用車の高速走行状態を仮定するとマッハ数はせいぜい0.1程度であり, $M^2 = 1/100$ 程度通常よりも小さな値を直接に扱うことができる。

2.3 連続条件を高度に満たす数値解法

前項で述べたように, 式(7)~(9)は非圧縮性流れの基礎方程式に付加項を加えた形に簡単化されており, 数値解法には非圧縮性流れ解析の手法を一部拡張して用いることができる。ただし, 圧縮性の効果は式(7)において非圧縮性流れにおける連続条件からの微小なずれとして考慮

されるため, 連続条件の満足度が高い数値解法が必要である。

本稿では, 非圧縮性流れ解析において連続条件を十分に満たすことが確かめられており, また一般座標系への拡張も容易なコロケーション格子³⁻⁴⁾による方法を用いる。ただし, 以下の説明では, 簡単のためデカルト座標系を仮定する (Fig. 2)。コロケーション格子では, 速度成分 U_i および圧力 p をセル中心に定義するとともに, セル界面においても速度成分 U_i を与える。Navier-Stokes方程式は U_i に対して解かれるが, 連続の式はセル中心において U_i を用いて評価される。これによって, 数値上の圧力の振動を防ぎながら連続条件を十分に満たすことができる。

空間の離散化には二次精度の中心差分, 対流項 (式(8)左辺第2項)にはQUICKスキームを用いる。時間積分にはCrank-Nicolson法を用い, SMAC法に準じた手続きを適用することにより, 式(7), (8)をカップリングさせる。一般座標系への拡張は, 文献⁵⁾と同様な方法によって可能となる。具体的な計算手順は, 文献⁶⁾を参照されたい。

3. ウインドスロップ解析

3.1 解析対象 (基礎形状)

本手法の計算精度検証のため, 3次元オープンキャビティ (Fig. 3)において発生するウインドスロップ音を対象として, 実験との比較を行った。実験は, 吹出口400mm×400mm, 長さ1000mmの開放式の測定部を持つ小型風洞で実施した。流速 U_0 を6m/s~54m/sの範囲で変え, それに伴うウインドスロップ音の変化について, キャビティ底面中央部での圧力変動を圧力計で計測して調べた。

計算条件としては, 流れ場のレイノルズ数依存性は小さいと考えられるので, レイノルズ数 Re を200,000 (基準長はキャビティ開口長さ l_c , 基準速度は30m/sに相当)に固定し, マッハ数 M のみを実験流速に対応して変化させた。ここで, 音速は $c = 343\text{m/s}$ と与えている。このよ

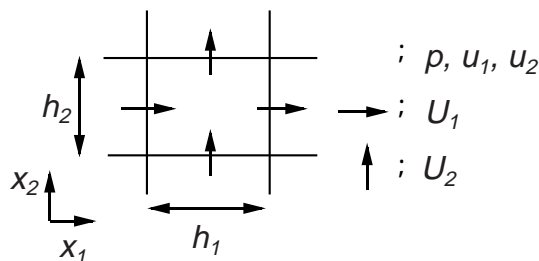


Fig. 2 Collocated grid in x_1 - x_2 plane.

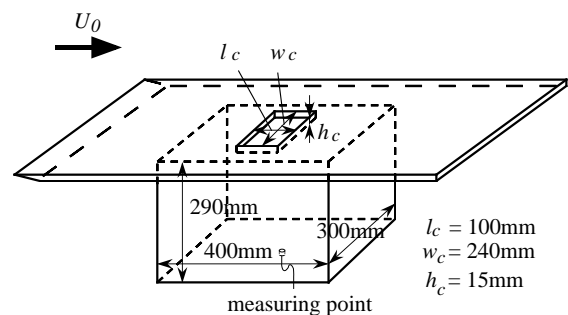


Fig. 3 Three-dimensional open cavity.

うな条件下では、流速による計算結果の違いは式(7)の付加項である第1項の効果だけから生じる。

弱圧縮性流れの基礎方程式には、非圧縮性流れの基礎方程式にはない圧力の時間微分項が含まれるため、流入境界において $p = 0$ を課している。また、流入境界での速度分布は一様流とした。計算格子には重合格子法⁷⁾を用い、総格子点数は約43万点である。最小格子間隔は $1 \times 10^{-3}lc$ 、時間刻みは $1 \times 10^{-3}lc/U_0$ とした。

3.2 流速に対する騒音の変化

Fig. 4に流速に対するキャピティ下面中央部での圧力変動の大きさの変化を、音圧レベル (SPL値) に換算して示す。図中、一点鎖線は従来の非圧縮性流れ解析の結果を示す。この図から、特定の流速で音圧レベルが極大

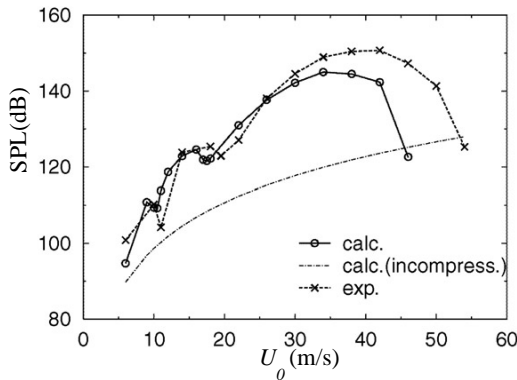


Fig. 4 Sound pressure levels.

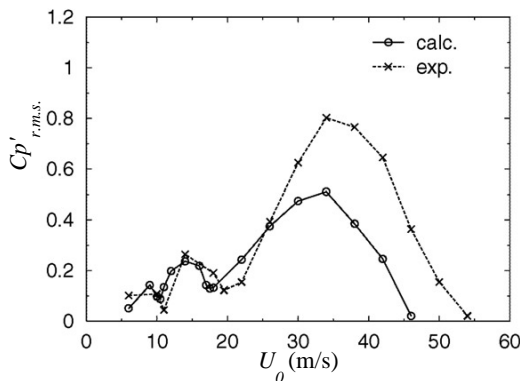


Fig. 5 Root mean square of non-dimensional pressure fluctuations.

値をとるといったウインドスロップ特有の現象が捉えられていることがわかる。これはFig. 5に示す動圧で無次元化した圧力変動の実効値 $Cp'_{r.m.s.}$ としてみた場合に一層明確となり、流速が9, 14, 34m/sの3箇所で極大値をとっている。この極大値をとる流速は実験結果とも非常に良く一致している。また、流速に対する圧力変動量の変化も定性的には非常に良く一致している。定量的にみた場合、流速20m/s以下ではおおよそ実験結果と一致しているが、それ以上の流速では実験とのずれが大きくなり、流速34m/sでは約35%強の違いがみられる。Fig. 4に示される音圧レベルとしてみた場合は、その最大値について約5dB強の違いとなる。これらの違いの原因としては、計算精度の問題だけでなく、キャピティ開口部前縁での境界層が実験では厚さ10mm程度の乱流境界層であるのに対して、計算では厚さ3mm程度の層流境界層であるといった条件の違いなども考えられ、今後の詳細な検討が必要といえる。一方で非圧縮性流れ解析の結果をみると、流速34m/sにおける弱圧縮性流れ解析の結果の20分の1程度の圧力変動量となっており、本手法はヘルムホルツ共鳴との連成に起因した現象の変化を十分に反映した結果を与えているといえる。

Fig. 6に、圧力変動量が最大となる流速34m/sのケースにおける圧力の時系列データを示す。実験結果から、圧

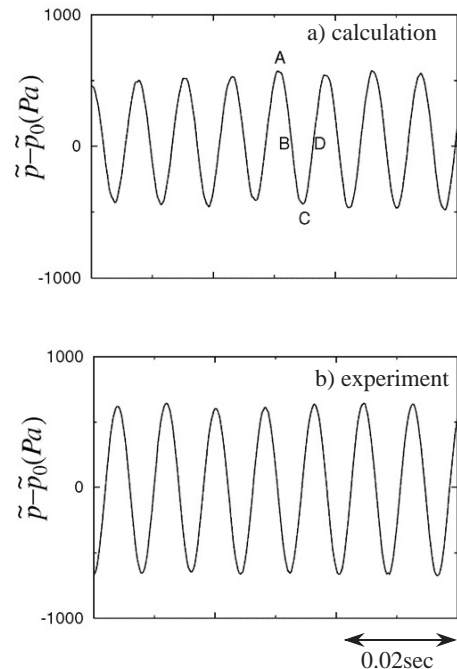


Fig. 6 Time history of pressure for $U_0 = 34\text{m/s}$.

力変動はほぼ正弦波状の周期性の強い変動であり、いわゆる狭帯域騒音に分類されるものであることが確認できる。計算結果は、この特徴を正しく捉えている。

Fig. 7に圧力変動における支配的な周波数の流速に対する変化を示す。本計算条件の場合、ヘルムホルツ共鳴の影響がなければ周波数は流速に比例するが、Fig. 7を

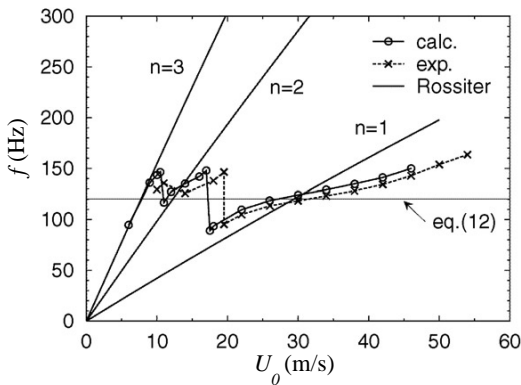


Fig. 7 Dominant frequencies of pressure fluctuations.

みると流速の増加に対して鋸歯状に変化しており、ヘルムホルツ共鳴の影響を受けた結果と解釈できる。図中、一点鎖線はRossiter⁸⁾による周期的な渦放出の周波数に対する実験式

$$f_c = \frac{n - 0.25}{M + 1.75} \frac{U_0}{lc} \tag{11}$$

を表しており、鋸歯状の変化はn = 3からn = 1までのモードの変化を示していることがわかる。実験で測定された周波数との違いは5%程度であり、非常に良く一致している。また、式(12)による共鳴周波数の予測値⁹⁾を図中に細い実線で示すが、これとも良く一致しており、ヘルムホルツ共鳴周波数にロックインされた現象であることがはっきりとわかる。

$$fa = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{(hc + 0.82\sqrt{A}) \cdot V}} \tag{12}$$

ここで、Aは開口部の面積、Vはキャビティの容積である。周波数の不連続的な変化が起きる流速には10%程度の違いがあるが、これは前述した境界層特性の違いの影響も考えられる。なお、不連続的な変化が起きるのは、圧力変動量が極小値をとる条件とほぼ一致している。

3.3 本解析技術の妥当性評価

Fig. 8に流速34m/sのケースにおける中央断面での瞬時

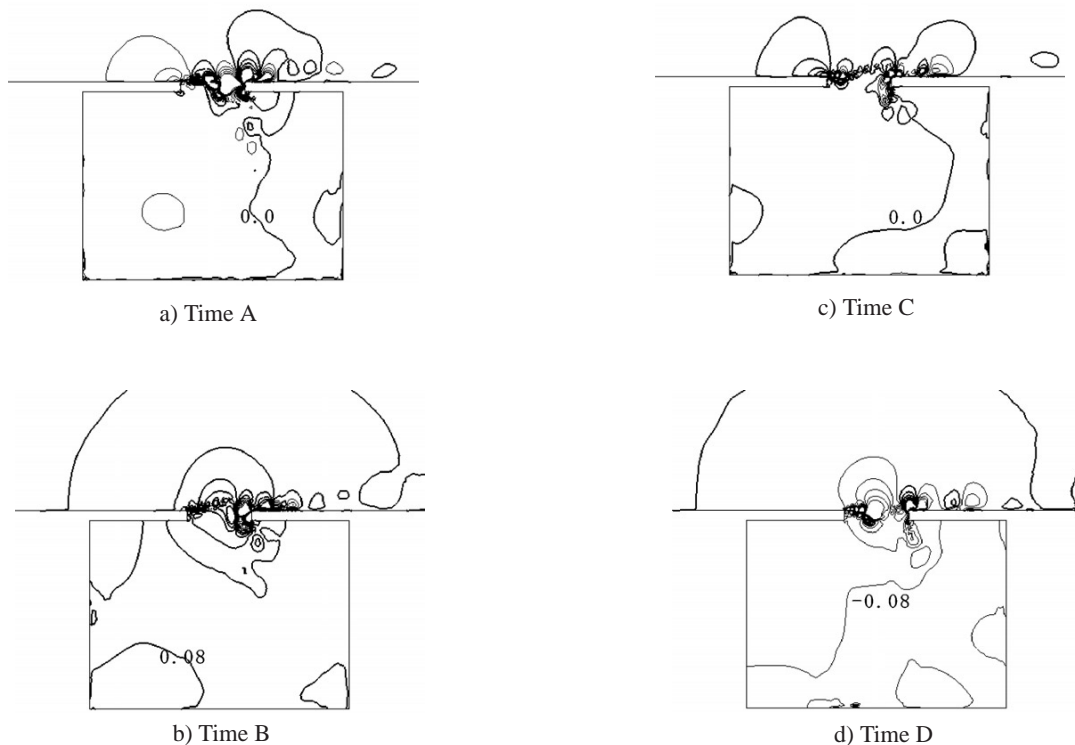


Fig. 8 Distributions of divergence of instantaneous velocity vectors. (bold line : positive value, thin line : negative value)

の速度場の発散 ($\nabla \cdot u$) の分布を示す。前述したように本計算では式(7)の左辺第一項によって速度場の発散が零とならず、これによって圧縮性の効果が考慮されているため、計算において速度場の発散が適切に見積もられているかどうかを調べることは、計算の妥当性を評価する上で意味がある。図中、細い線は負値、太い線は正値を表し、 -0.01 から 0.01 まで10等分した等値線が示されている。値が正の部分では密度の減少(膨張)、負の部分では密度の増加(収縮)が起こっている。時刻A~時刻Dは、Fig. 6に示したものに对应している。Fig. 8から、各時刻における速度場の発散は滑らかに分布していることがわかる。式(7)において、キャビティ内部では速度の大きさが小さいことを考慮すると、速度場の発散はおおよそ圧力の時間微分に比例する。ちょうど圧力が最大あるいは最小となる時刻Aおよび時刻Cでキャビティ内部における速度場の発散が零に近くなり、時刻Bでキャビティ内部における速度の発散が 0.08 程度の正値、時刻Dで -0.08 程度の負値となっており、この変化は圧力の時系

列データと整合している。また、本計算における式(7)に対する残差は、 $\nabla \cdot u$ のレベルで考えてキャビティ内部では最大でも 10^{-4} のオーダーであり、本計算で得られた速度場の発散は計算上の数値誤差の影響ではない。以上から、本計算結果は速度場の発散の値が適切に見積もられ、それが反映された結果といえる。

3.4 デフレクタによる騒音抑制効果の予測

乗用車において発生するウインドスロップ音を抑制する方法としては、サンルーフ前縁部にデフレクタと呼ばれるデバイスを設置する方法が一般的である。本計算手法を実用的なウインドスロップ解析ツールとして用いるためには、デフレクタによる騒音抑制効果を精度良く予測できることが要求される。そこでFig. 9に示すように、3次元オープンキャビティの開口部前方にデフレクタを模擬した平板を付加した実験も行い、計算精度の検証を行った。

Fig. 10に示す音圧レベルの結果から、デフレクタの高さが増加するにしたがって音圧レベルが減少する現象

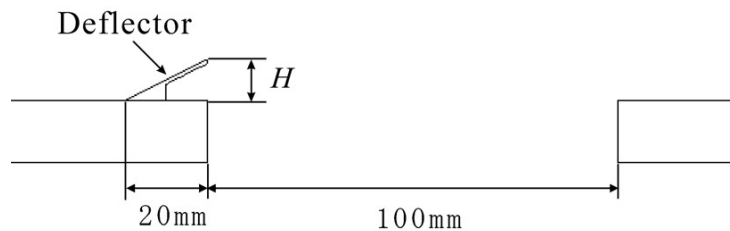


Fig. 9 Shape of wind-deflector.

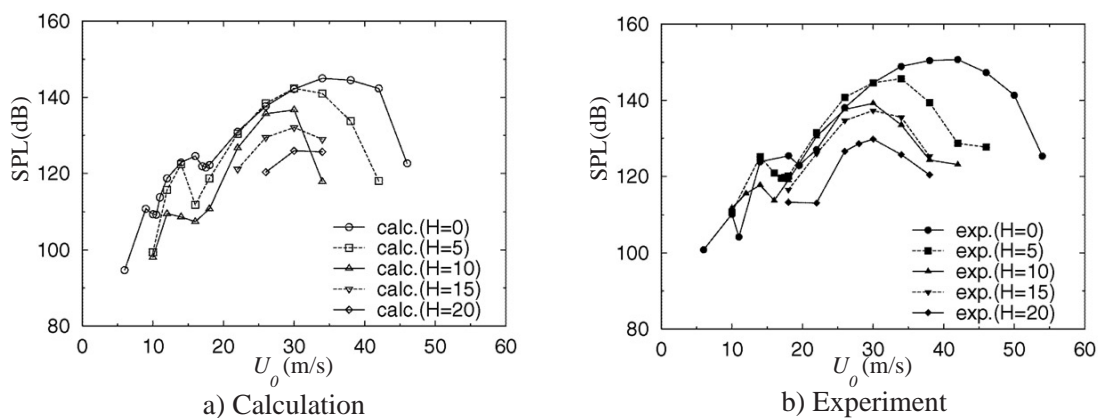


Fig. 10 Sound pressure levels for various heights of wind-deflector.

を、計算は定性的に正しく捉えていることがわかる。また、各デフレクタ高さにおいて音圧レベルが最大となる流速は、デフレクタの高さが増加すると低下する傾向も正しく捉えている。デフレクタ高さの変化に対する最大音圧レベルの変化をFig. 11に示す。各ケースの最大音圧レベルの大きさは実験結果と計算結果とで5dB程度の違いがあるものの、デフレクタによる騒音抑制効果は定量的にも十分な精度で予測できている。

Fig. 12に各デフレクタ高さにおいて音圧レベルが最大となる流速における、計算結果から得られた中央断面での圧力変動量の分布を示す。デフレクタが高くなるにつれてデフレクタ後端からの流れの飛び出し角度が変化して流れの剥離距離が長くなることにより、開口部後縁への流れの衝突が減少し、その結果キャビティ内部の共鳴現象があまり誘起されないといった変化が推察できる。

4. まとめ

低マッハ数流れにおいて発生する流体共鳴音を精度良く捉えることができる数値解析法を開発した。本モデルは非圧縮性流れの基礎方程式に付加項を加えた形式で表現されており、また解くべき基本変数も各速度成分と圧力のみであるため、従来の非圧縮性流れ解析で蓄積された高精度な離散化手法を、一部分拡張するだけでほぼそのまま適用することができる。3次元オープンキャビティにおいて発生するウインドスロップ音の解析結果から、本手法の妥当性や本計算の予測精度について、次のようにまとめることができる。

(1) 本手法は、特定の流速域で音圧レベルが増加し、またその周波数が共鳴箱のもつ共鳴周波数に一致するよ

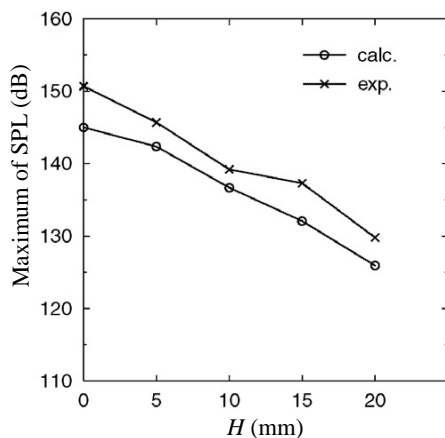


Fig. 11 Noise-reduction effect of wind-deflector.

うに周波数モードが変化するという、流体共鳴音独特の現象を捉えることができる。なお、このような流速に対する変化は、非圧縮性流れの連続条件からのずれを与える付加項のみの影響から生じており、この項を正しく考慮できる計算手法を用いることが流体共鳴音の解析において重要である。

(2) 本計算では、高次精度を有する差分法は特に使用せず、二次精度差分に基づく計算手法を用いたが、その場合においても本手法によって、動圧で無次元化した圧力変動が極大値をとる流速、および圧力変動の周波数は誤差5%程度で予測できた。また、最大音圧レベルは約5dB強の誤差を伴うものの、流速に対する音圧レベルの変化もおおむね正しく捉えることができた。

(3) 本手法を用いれば、デフレクタによるウインドスロップ音抑制効果の定量的な予測が可能である。

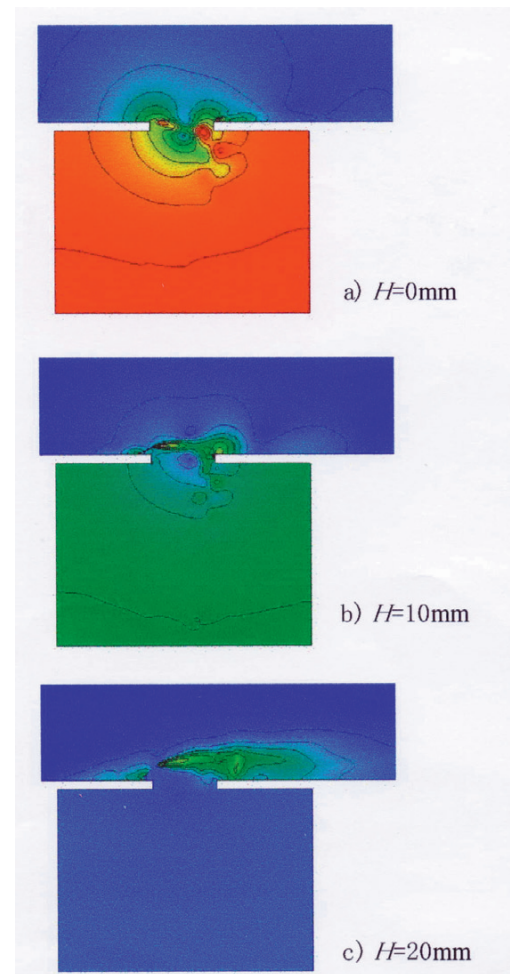


Fig. 12 Distributions of root mean square of non-dimensional pressure fluctuations.
($Cp'_{rms.} = 0$ [blue] ~ 0.5 [red])

参考文献

- 1) Rockwell, D. and Naudascher, E. : J. Fluids Eng., 100(1978), 152 ~ 165
- 2) Lighthill, M. J. : Proc. R. Soc. London, A211(1952), 564 ~ 587
- 3) 稲垣昌英, 堀之内成明 : 第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (1996), 410 ~ 411
- 4) 稲垣昌英, 安倍賢一 : 日本機械学会論文集, 64-623B(1998), 1981 ~ 1988
- 5) Rhie, C. M. and Chow, W. L. : AIAA J., 21(1983), 1525 ~ 1532
- 6) Inagaki, M., Murata, O., Abe, K. and Kondoh, T. : AIAA Paper No. 2000-1911, (2000)
- 7) Horinouchi, N., Kato, Y., Shinano, S., Kondoh, T. and Tagayashi, U. : SAE Tech. Pap. Ser., No. 950628, (1995)
- 8) Rossiter, J. E. : Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, No.3438, (1966)
- 9) 望月, 丸田 : 流体音工学入門, (1996), 朝倉書店
(2001年1月9日原稿受付)

著者紹介



稲垣昌英 Masahide Inagaki

生年：1967年。

所属：応用数理研究室。

分野：流体騒音解析および数値計算による高精度非定常乱流解析に関する研究。

学会等：日本機械学会会員。



村田 收 Osamu Murata

生年：1967年。

所属：流体・伝熱研究室。

分野：空力，空力騒音に関する実験的研究。



近藤継男 Tsuguo Kondoh

生年：1953年。

所属：システム1部。

分野：熱流体解析。

学会等：日本機械学会，日本航空宇宙学会，日本応用数理学会，日本数値流体力学会，自動車技術会会員。
工学博士。

堀之内成明 Nariaki Horinouchi

生年：1961年。

所属：応用数理研究室。

分野：自動車の空力騒音解析および流体解析全般に関わる数値計算手法の研究。

学会等：SIAM，日本応用数理学会，情報処理学会，自動車技術会会員。