差分格子ボルツマン法による流れ方向に斜めに配置された 2 次元
フィン列を過ぎる流れから生じる空力音の直接計算國嶋 雄一^{*1}, 蔦原 道久^{*2}, 橋爪 祥光^{*3}, 熊野 宜弘^{*3}, 前田 裕樹^{*3}Direct simulation of aerodynamic sound about a diagonally arranged two-dimensional fin
array by the finite-difference lattice Boltzmann methodYuichi KUNISHIMA^{*1}, Michihisa TSUTAHARA^{*2}, Yoshimitsu HASHIZUME^{*3},
Takahiro KUMANO^{*3} and Yuki MAEDA^{*3}^{*1}Department of Mechanical Engineering, Osaka University
2-1 Yamadaoka, Suita-shi, Osaka 565-0871, Japan^{*2}Kobe University
1-1 Rokkodaicho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo 657-0001, Japan^{*3}Suzuki Motor Corporation
300 Takatsuka-cho, Minami-ku, Hamamatsu-shi, Shizuoka 432-8611, Japan

Received 17 September 2014

Abstract

We studied sound generated by a diagonally arranged fin in a uniform flow. We set 2-dimensional computational model which neglected spanwise effect of the fins, and performed direct simulation of aerodynamic sound for two types of fins whose difference is the width of the back section with the finite-difference lattice Boltzmann method. Conditions of numerical results in which strong resonance occurred consisted with experimental results and Parker type resonance appeared. When the resonance occurred, the frequency of Kármán vortex shedding from the trailing edges of the fins agreed with the natural frequency of air columns which correspond the space between neighbouring fins. The phase differences between the neighbouring columns were completely “anti-phase” and the same was true for the vortex shedding. We also show the temporal and spacial variations in far sound field which are caused by the asymmetric arrangement of the fins. We also noted that the radiations of sounds of two different frequency existed for high speed flow range.

Key words : Aerodynamic noise, Computational fluid dynamics, Direct simulation, Finite-difference lattice Boltzmann method, Resonance, Sound and acoustics

1. 緒 言

車, 高速鉄道, 旅客機では, 移動する乗り物と周囲流体との干渉により生じる空力騒音の低減が課題である. 空力騒音の低減により, 生活環境の改善のみならず高速化をはじめとする利便性の向上が期待される. これらの騒音は, 風切り音に代表される広帯域騒音と, 笛吹き音に代表される狭帯域騒音とに大別することができる (炭谷他, 2004). 人間の可聴域にピークを持つ狭帯域騒音は, 人間にとって特に耳ざわりに感じられるため, 製品の設計段階における抑制が求められており, 騒音発生機構を解明した上での原理的な対策が重要となっている.

騒音発生機構の解明にあたり, 計算流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) は, 場の時々刻々にわたる変

No. 14-00467 [DOI: 10.1299/transjsme.14-00467], J-STAGE Advance Publication date : 31 March, 2015

^{*1} 正員, 大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻 (〒 565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1)

^{*2} 正員, フェロー, 神戸大学名誉教授 (〒 657-0001 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1)

^{*3} スズキ (株) (〒 432-8611 静岡県浜松市南区高塚町 300)

E-mail of corresponding author: kunishima@fluid.mech.eng.osaka-u.ac.jp

Fig. 1 Arrangement of fin array.

Fig. 2 Fin shapes: (a) Type A, (b) Type B. The difference in each type is thickness of the rear section of the fin.

化を可視化できる, 解析結果が再現性を有する, 物性値や物体形状といった解析条件の変更が容易であるという利点を持つ. 一般に, CFD による空力音の解析は計算空力音響学 (computational aero-acoustics, CAA) と呼ばれ, そこで用いられる手法は直接解法と分離解法とに大別される. 本研究では流れ・音の相互作用が存在する現象を扱うため, これを捉えることができる直接解法を採用した. 本論文では, 流れ中に配置されたフィン列から生じる狭帯域騒音に注目した. このような形状は, エアコンのルーバ, パソコンの空冷フィンなど幅広い工業製品において見られる. Parker により行われた一様流中に流れに垂直方向に等間隔に配置された平板列に対する実験では, 平板間気柱における共鳴により強い音が生じていることが確認され, この共鳴のエネルギー源として平板後縁から生じる渦の影響が示唆されている (1966). 横山らによる数値解析では, 共鳴条件下の平板後縁から生じる隣接する平板の位相が逆位相となる特徴的な渦が見られ, この渦が平板間気柱における共鳴を引き起こすメカニズムが明らかにされている (2013).

本研究では, 自動車のフロントグリルの断面を模した流れ方向に斜めに配置された 2 次元フィン列から生じる空力音に注目し, 差分格子ボルツマン法 (Tsutahara, et al., 2008) による直接解析を行った. 図 1, 2 に, フィン列の配置及びフィン列を構成するフィンの形状を示す. フィン列は等間隔に並べられた 5 枚のフィンにより構成され, 下にいくにつれて下流側に配置されている. 図 1 の d, δ はフィン列の間隔及び流れ方向段差を表し, それぞれ $d = 12 \text{ mm}$, $\delta = 3 \text{ mm}$ と定められている. 図 2 の Type A, Type B はフィン後部の幅のみが異なり, それぞれのフィンのみで構成されたフィン列は, 以前行った実験において異なる特定の流速において強い狭帯域騒音を生じることが確認されている. 実験はスパン長が 75 mm のフィンを水平に設置した平板上に垂直に立てて行われ, フィン上端は開放されておりフィン端における流れの 3 次元性を抑制するための端板などは特に設けられていない. このとき, スパン長のフィン長に対するアスペクト比は下端の平板の鏡像効果を考えると 5 である.

まず, 本フィン列における騒音発生条件, 及び騒音発生機構を調べたところ, 先行研究に類似する気柱共鳴が確認された. Type A, Type B の比較によりフィン後部幅が気柱共鳴を生じさせる流速に与える影響を明らかにした. 次に, 放射音を直接可視化できるという直接解法の特長を活かし, フィン列が流れに対し斜めに配置されていることによる放射音への影響を調べた. また, 共鳴条件よりも速い流速域において, 指向性が時間的に変化する特徴的な放射音が見られたため, その性質について報告する.

2. 計算手法及び計算条件

2.1 差分格子ボルツマン法

2.1.1 概要

本計算で用いた差分格子ボルツマン法の説明を行う. 差分格子ボルツマン法 (Cao, et al., 1997) はそのベースである格子ボルツマン法 (Succi, 2001) と比較し, 境界適合格子上的での計算が可能, 高レイノルズ数流れにおいて安

Table 1 Particle velocities of D2Q9 model. The particle of $i = 1$ is at rest. The others move at the speed of the same order of sound speed.

$i =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
c_x	0	1	0	-1	0	1	-1	-1	1
c_y	0	0	1	0	-1	1	1	-1	-1

定という利点を有する。格子ボルツマン法の沿革は文献(葛原他, 1999)に詳しい。

2.1.2 支配方程式

式(1)に、差分格子ボルツマン法の基礎式である離散化 BGK 方程式を示す。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_{i\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \left(1 - \frac{A}{\tau} \right) f_i + \frac{A}{\tau} f_i^{\text{eq}} \right\} = \frac{f_i^{\text{eq}} - f_i}{\tau} \quad (1)$$

t は時刻, x_α ($\alpha = 1, 2$) は 2 次元デカルト座標, i ($i = 1, \dots$) は粒子の種類を示す。 $c_{i\alpha}$ は i 番目の粒子の速度で定数, f_i は分布関数で粒子の数密度を表している。 f_i^{eq} は局所平衡分布関数と呼ばれ密度及び流速の関数, τ は単一緩和係数で粘度に関するパラメタである。

また, A は $O(\tau)$ 程度の正定数で負の粘性を表す。この項により高レイノルズ数流れを効率良く計算することができる(葛原他, 2002)。

2.1.3 粒子モデル

本計算では、格子ボルツマン法で広く用いられている 2 次元 9 速度 (D2Q9) 粒子モデルを用いた。

D2Q9 モデルでは質量、運動量保存が考慮される。式(2), (3)に密度 ρ 及び運動量 ρu_α の定義を示す。

$$\sum_i f_i = \rho \quad (2)$$

$$\sum_i f_i c_{i\alpha} = \rho u_\alpha \quad (3)$$

表 1 に D2Q9 モデルの粒子速度, 式(4)に局所平衡分布関数 f_i^{eq} の形を示す。

$$f_i^{\text{eq}} = \rho [X_i + Y_i c_{i\alpha} u_\alpha + Z_i c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + W_i u_\alpha^2] \quad (4)$$

ここで, X_i, Y_i, Z_i, W_i は以下に示す定数である。

$$X_1 = \frac{4}{9}, \quad X_{2\sim 5} = \frac{1}{9}, \quad X_{6\sim 9} = \frac{1}{36}, \quad Y_{2\sim 5} = \frac{1}{3}, \quad Y_{6\sim 9} = \frac{1}{12}, \quad Z_{2\sim 5} = \frac{1}{2}, \quad Z_{6\sim 9} = \frac{1}{8},$$

$$W_1 = -\frac{2}{3}, \quad W_{2\sim 5} = -\frac{1}{6}, \quad W_{6\sim 9} = -\frac{1}{24}$$

本モデルでは流体の音速 C_s は $1/\sqrt{3}$ と定数で表され、音波は等温過程とみなされている。実現象における音波は等エントロピー過程であるが、流れのマッハ数が低いときは音圧など流れの諸量における両者の差はマッハ数の 2 乗のオーダーに比例する。今回対象とする流れのマッハ数は 0.2 以下であり、この範囲における影響は 1% 以下であることが示されている(田村, 2008)。

また、流体の動粘性係数 ν は τ, A により以下のように定まる。

$$\nu = \frac{\tau - A}{3} \quad (5)$$

式(5)は自由度を残している。本計算では、時間刻み Δt を用い $\tau = \Delta t$ と定めた。このとき修正項係数は次式により定まる。

$$A = \Delta t - 3\nu \quad (6)$$

2.1.4 流体力学方程式系

前項に示した粒子モデルは、以下に示す擬似圧縮性を有する Navier-Stokes 方程式系を $O(\tau^2)$ で近似している。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho u_\beta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \{ \rho u_\beta u_\alpha + P_{\beta\alpha} \} = 0 \quad (8)$$

ここで、 $P_{\beta\alpha}$ は次式に定義される応力テンソルを表す。

$$P_{\beta\alpha} = p\delta_{\beta\alpha} - \rho\nu \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \quad (9)$$

式 (9) の p は圧力を表し、以下の状態方程式により定まる。

$$p = Cs^2\rho \quad (10)$$

2.1.5 離散化手法

本計算で用いた離散化手法を示す。差分格子ボルツマン法では、各粒子に対する支配方程式 (式 (1)) を有限差分法により離散化する。

時間積分は以下に示す修正 Euler 法により行った。

$$f^{n+\frac{1}{2}} = f^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)^n \quad (11)$$

$$f^{n+1} = f^n + \Delta t \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)^{n+\frac{1}{2}} \quad (12)$$

空間差分は 4 次精度中心差分に 4 階微分項を数値粘性として加えた以下の形を用いた。

$$\left(c_x \frac{\partial f}{\partial x} \right)_j = c_x \frac{f_{j-2} - 8f_{j-1} + 8f_{j+1} - f_{j+2}}{12\Delta x} + B|c_x|(\Delta x)^3 \frac{f_{j-2} - 4f_{j-1} + 6f_j - 4f_{j+1} + f_{j+2}}{12(\Delta x)^4} \quad (13)$$

ここで B は数値粘性の割合を決める定数を表す。式 (13) は、 $B=0$ のとき 4 次中心差分、 $B=1$ のとき 3 次風上差分 (UTOPIA) スキームに一致する。 B の値を 0 に近づけると計算は不安定となる一方、過大な数値粘性は流れを歪める (水谷, 薦原, 2006)。本解析では、安定な計算を行うことができる最小の値を調べ、 $B=0.58$ と定めた。

2.1.6 境界条件

本計算に用いた境界条件を示す。固体壁を表す non-slip 条件は、渡利, 薦原により提案された外挿方式 (2002) を用いた。この外挿方式では、壁面における分布関数 f_b は平衡成分 f_b^{eq} と非平衡成分 f_b^{neq} とに分け計算される。 f_b^{eq} は、粘着条件 $u_b = v_b = 0$ 及び式 (14) に示す外挿により得た密度 ρ_b から導出する。ただし、添字 j は壁面から j 点目の格子点における値を表す。

$$\rho_b = 3(\rho_1 - \rho_2) + \rho_3 \quad (14)$$

f_b^{neq} は、近傍の格子点における非平衡成分の外挿により求める。

$$f_b^{neq} = 3(f_1^{neq} - f_2^{neq}) + f_3^{neq} \quad (15)$$

また、外部境界に用いる一様流境界条件は、非平衡成分を 0 と仮定し、一様流の密度・流速から決まる局所平衡分布を与える。ただし、一様流の密度 ρ_0 は定数としており、本解析では $\rho_0 = 1$ と定めた。

2.2 2次元計算モデル

2.2.1 計算領域

図 3 に本解析における計算領域及び境界条件を示す。フィン表面はすべりなしとし、外部境界は下流側を含め全て一様流条件を与えた。ただし、外部境界における音波の反射を防ぐために、外部境界のまわりに音波を減衰させるスポンジ領域を設けた。

Fig. 3 Computational domain and boundary conditions.

Fig. 4 Computational grid around the fin array for Type A. The grid points were concentrated around each fin for the thin boundary layers.

原点はフィン列の下から1枚目のフィン左下部とした。スポンジ領域を除いた計算領域は、 x 方向について $-392 \sim 418$ mm, y 方向について $-390 \sim 420$ mm である。また、圧力の時間履歴を測定するサンプリングポイントの座標は $(0, -370)$ mm で、実験におけるマイクロホン位置に対応している。

2.2.2 計算格子

本解析では総格子点数が約60万点の構造格子を用いた。図4にフィン近傍の格子を示す。次項で示す計算条件下におけるフィン側方に形成される境界層の厚さは、Blasiusの境界層理論を用いると $O(10^{-1})$ mm と見積もられる。これを数点で捉えることに加えフィン側方にある0.2 mmの段差を解像することを目的として、第1層格子幅を $\Delta x_{min} = 2 \times 10^{-3}$ mm とした。

スポンジ領域を除いた領域では、人間の可聴域の上限に対応する波長34 mmの音波を10点で捉えられるように、格子幅を3.4 mm以下に定めた。

また、スポンジ領域では、外部境界に垂直方向の格子点幅を公比1.1の等比数列とし、35点進んだ点を外部境界とした。最外周における外部境界に垂直方向の格子幅は96 mmである。

2.2.3 計算パラメタ

本論文では、計算結果は有次元量により整理した。計算パラメタは、一様流流速 U_0 m/s 及びフィン後部の幅 T mm である。

本解析で扱った一様流流速の範囲は $U_0 = 30 \sim 70$ m/s である。また、図2(a), (b)よりType A, Type Bのフィンの後部幅はそれぞれ $T = 2.0, 2.8$ mm である。

計算における時間刻み Δt は、第1層格子幅 Δx_{min} と基準粒子速度に対するCFL条件から決定した。有次元量では $\Delta t = 1.83 \times 10^{-9}$ s となっている。

解析の初期条件として領域全体で一様流の値を与え、その影響がなくなるまでの十分時間として $t \simeq 1 \times 10^{-2}$ s まで (6×10^6 ステップ) の計算を行った。このとき、圧力の時間履歴はデータ数が膨大なものとならないよう100ステップ毎に取得した。

Fig. 5 Peak frequency at sampling point vs. flow velocity for Type A and Type B. The numerical ones qualitatively agreed with the experimental one. It is thought that the under estimation of the numerical results was caused by ignoring of spanwise variation in the 2-dimensional modeling.

Fig. 6 SPL at sampling point vs. flow velocity for Type A and Type B. Around $U_0 = 42$ m/s for Type A and $U_0 = 46 \sim 54$ m/s for Type B, the ranges of large SPL accorded.

3. 計算結果及び考察

3.1 観測点における圧力変動

観測点における圧力の時間履歴について、離散フーリエ変換を行い、ピーク周波数 Hz 及びピーク周波数における音圧レベル (sound pressure level, SPL) dB を調べた。図 5, 6 に、Type A, Type B の一様流流速 U_0 m/s の変化に対する結果を示す。ただし、比較のため実験結果を併記している。

数値解析結果では、Type A では $U_0 = 42$ m/s 付近に、Type B では $U_0 = 46 \sim 54$ m/s に SPL が大きい流速域が存在した。これらの傾向は実験と一致しており、本解析は U_0 m/s 及び T mm がフィン列から生じる空力騒音に与える影響を定性的に再現している。解析結果はピーク周波数を過小に、SPL を過大に評価しているが、これらは 2 次元計算において流れの 3 次元性や実験におけるスパン長が有限であることによる放射音の減衰を無視した結果であると考えられる。

3.2 共鳴時のフィン列近傍圧力場

図 7, 8 に、2 種類のフィンそれぞれで高い SPL 値を示した条件について、フィン列近傍における瞬時の圧力場を、以下の式により定義される変動圧力 p_f により示す。ただし、 p_0 は一様流の圧力を表す。本解析では式 (10) より $p_0 = 1/3$ で、この値が大気圧に相当する。

$$p_f = (p - p_0) / p_0 \quad (16)$$

ともにフィン列間において気柱長さが半波長で隣接気柱における位相が逆位相となる強い共鳴が生じており、流れに垂直方向に強く、上下の位相は逆位相となる音が放射されている。これらの点は流れに垂直に配置された平板列における現象と同様であり、フィン後縁幅 T mm に依らない。

図 9 に、Type A の共鳴条件である $U_0 = 42$ m/s の場合について、フィン列の両端を除いた 3 本のフィン後縁近傍における圧力場及び渦度場を時間の経過に沿って示す。圧力場では正圧を赤、負圧を青で、渦度場では反時計回り成分を赤、時計回り成分を青で表している。

図 9 の渦度場において、全てのフィンの後縁から上下交互に生じる渦構造が見られ、隣接フィンにおける渦放出は一つの気柱に対する両側から同時に生じている。対応する圧力場では、渦対に挟まれた側の気柱が負圧、隣接気柱は正圧という「逆位相」の構造が見られる。共鳴条件下では、流れ場における特徴的な渦構造が「逆位相」の気柱共鳴を引き起こしており、これらの知見は文献 (横山他, 2013) における段差の存在しないフィン列の解析と

Fig. 7 Instantaneous pressure fluctuation field for Type A at $U_0 = 42$ m/s. The air column resonance was seen at the fin array. The radiated sound had a directivity in the directions orthogonal to the flow.

Fig. 8 Instantaneous pressure fluctuation field for Type B at $U_0 = 54$ m/s. The type of air column resonance and the directivity of radiated sound were same as that in Fig. 7.

Fig. 9 Successive pressure fluctuation (above) and vorticity fields (below) for Type A at $U_0 = 42$ m/s. The figures are from (a) at $t \simeq 2.22 \times 10^{-3}$ s to (f) in every 2.33×10^{-5} s. The vortices from the trailing edge of the fins were synchronized, and each of two adjacent vortices showed antiphase. The phases of the air column resonance coincided with the phase of vortex shedding which was same in a non-diagonally arranged fin array.

同様である。

一方、図9の圧力場より、気柱内部の流れは、フィン表面にごく薄い境界層がありそれ以外の領域に乱れは存在しない。渦の位相の同期、すなわち気柱を介した面から同時に渦が放出される原因としては、共鳴による圧力変動がフィン表面の境界層に対し何らかの擾乱を与えその成長が渦の放出を促すというフィードバック機構の存在が考えられる。

3.3 共鳴発生条件

図6, 7より、Type Aにより構成されるフィン列では $U_0 = 42$ m/s において SPL 値が最大となり、フィン間気柱において気柱共鳴が生じた。Type B の場合は $U_0 = 54$ m/s のときに同様の現象が見られた (図6, 8)。

Table 2 Uniform velocity vs. vortex frequency for a fin: (a) Type A, (b) Type B.

(a)		(b)	
Uniform velocity [m/s]	Vortex frequency [Hz]	Uniform velocity [m/s]	Vortex frequency [Hz]
20	1759	20	1370
30	2736	30	2349
40	3908	40	3131
50	5081	50	4110
60	6058	60	5089
70	7230	70	6067

図 7, 8 に見られるフィン間気柱を半波長とする気柱共鳴の固有振動数 f_r Hz は、音速 C_s m/s 及び半波長 L mm を用い次式で表される。

$$f_r = (C_s/2L) \cdot 10^3 \quad (17)$$

式 (17) に $C_s = 343.7$ m/s 及び半波長としてフィン長さ $L = 30$ mm を代入すると $f_r = 5730$ Hz を得る。一方、図 5 より Type A, Type B とともに共鳴時のピーク周波数は 4800 Hz 程度であることが分かる。両者のオーダは一致しており、それらの差違はフィン列の斜め方向段差 δ やフィン列の間隔 d の影響によるものと考えられる。また、気柱共鳴時のピーク周波数はフィン後部幅に依らずピーク周波数はフィン後部幅に依存しない。

前節の考察より、共鳴条件下ではフィン後部からの渦放出の周波数及び騒音のピーク周波数は一致する。そこで、フィン後部から生じる渦放出周波数 f_v Hz を一様流流速 U_0 m/s、フィン後部幅 T mm の関係から見積もり、騒音発生条件を予測する。

表 2 に、1 枚のフィンに対する予備計算により得られた一様流流速 U_0 m/s と渦の放出周期 f_v Hz との関係を示す。渦放出周波数はそれぞれのフィン形状において一様流流速におおよそ比例している。また、それぞれのフィン形状におけるストローハル数は次式で定義される。

$$St = f_v T / U_0 \quad (18)$$

Type A では $St = 0.220$ 、Type B では $St = 0.261$ であった。 f_v , T はほぼ反比例すると考えられる。

以上より、フィン後部幅 T mm のフィン列において共鳴を生じる流速 U_0 m/s は以下の式により見積もることができる。

$$U_0 \simeq 20T \quad (19)$$

3.4 遠方場における放射音の性質

図 10 に、Type A のフィン列の共鳴条件である $U_0 = 42$ m/s における圧力場を示す。共鳴条件下におけるフィン列からの放射音は、流れに沿った方向に弱く、垂直方向に強いという二重極的な指向性を持っている。

畠山らは、ドップラー効果を加えた Curle の式の二重極近似表現が、一様中に置かれた円柱から生じる音波に対するよい近似となることを示している (2000)。この音源モデルではドップラー効果による指向性の変化が生じ、指向性の上流側への角度変化量 θ は一様流のマッハ数 Ma により以下のように表されている。

$$\theta = \arccos[Ma] \quad (20)$$

Fig. 10 における放射音の指向性は、フィン上部では上流側に 14° 、下部では下流側に 11° 傾いている。Fig. 10 の解析条件である $Ma = 0.122$ を式 (20) に代入すると $\theta = 7^\circ$ となり、フィン列が傾いていることによる指向性の変化はフィン列下方で顕著である。また、図 10 (a), (b) より、側方向への放射音の強さは時間的に変化していることが分かる。この放射音の強弱変化は周期的で、観測点における周波数はおよそ 330 Hz であった。

次に、図 11 に Type A を用いた計算に対し、 $U_0 = 60$ m/s における瞬時の圧力場を示す。全ての気柱内部は負圧であり、気柱共鳴は生じていない。図 11 (a) に注目すると、流れに沿った方向に対する放射音が弱い点は共鳴条件下の分布と共通だが、放射音が強い領域は 1, 5, 7, 11 時方向に存在し、その指向性は四重極的である。この傾向

Fig. 10 Time variation of pressure fluctuation field for Type A at $U_0 = 42$ m/s: (a) $t = 0.0056$ s, (b) $t = 0.0067$ s. The radiated sound in the far field had dipole directivity. These directions inclined 14 degrees upstream in the upper part, and 11 degrees downstream in the lower part from the direction orthogonal to the flow. The changes of the directivity by the diagonally arrangement are more remarkable in the lower part, when we consider Doppler effect of the flow which changes the directivity by 7 degrees upstream.

Fig. 11 Time variation of pressure fluctuation field for Type A at $U_0 = 60$ m/s: (a) $t = 0.0049$ s, (b) $t = 0.0067$ s. The radiated sound in the far field had quadrupole directivity, and it changed in time. The frequencies of the sounds propagating forward and backward were different to each other. These phenomena were observed in the range of velocity higher than the range of the resonance in Fig. 10, and indicate the existence of three wave resonance.

は、文献 (Howe, 2001) において 1 枚の平板について解析された結果と定性的に一致している。また、図 11 (a), (b) の比較により、放射音が強い方向は時間的に変化していることが分かる。このような四重極的な放射及び指向性の時間的変化は、共鳴条件よりも速い流速域で顕著であった。

3.5 異なる周波数の音波の放射

図 11 (a) に示された Type A を用いた計算に対する $U_0 = 60 \text{ m/s}$ の場合の放射音の波長に注目すると, 1, 5 時方向の放射音の周波数はおよそ 6180 Hz であるのに対し, 7, 11 時方向の放射音の周波数はおよそ 6730 Hz であった. 前者は渦放出周波数に等しく, 一様流流速の増加により顕著となった渦音と考えられる一方, 後者はフィン列を構成する各フィン前縁のよどみ点近傍で生じている圧力変動の周波数に等しく, 気柱内の気体の振動が前方に放射されていると考えられる. これら異なる周波数の音波放出は継続的に生じているが, 気柱からの音のエネルギー源は, 先述の共鳴時と異なり後縁の渦から直接供給されることはなく, 何らかの中間の振動源を介して伝わると考えられる. 一般に三波共鳴と呼ばれる現象が生じていると考えられるが (Craig, 1986), これらの変動を生じさせる機構は明らかではない. 中間の振動源としては, 流れの大きな構造の中に両者の周波数の差である 550 Hz 程度の変動が存在すると考えられるが, 詳細は後の研究を待つこととし, ここではこのような特異な現象が見られたことを報告する. これらの現象は条件を変えた計算においても現れており, 実験においても生じているものと考えられる.

4. 結 言

流れ方向に段差を有し, フィン後部の幅が異なる 2 種類のフィン列 (Type A, Type B) について, 一様流の流速を変化させた一連の解析を行ったところ, それぞれ特定の流速域においてフィン列間の気柱における共鳴が生じ強い放射音が観測された.

これらの共鳴の機構は流れに垂直に配置されたフィン列と同様であり, 気柱長さをおよそ半波長とするモードの固有周波数とフィン後縁からの渦放出周波数とが一致することにより生じていた. これらの共鳴を予測するためには, フィン後縁からの渦放出周波数を見積もればよく, 渦放出周波数が流速及びフィン後部幅に比例することを利用して騒音発生条件を予測できることを示した.

次に, フィン列から生じる放射音の遠方場における性質を調べた. 共鳴発生条件下で生じる音波は二重極的な指向性を持ち, その強弱は時間的に変化した. フィン列が斜めに配置されたことにより, 音場における上下の非対称性が生じ, 特に下側に放射される音波の指向性は大きく下流側へ変化した.

共鳴条件よりも速い一様流流速のもとでは, 放射音は四重極的な指向性を持ち, その指向性は時間的な変化を伴った. 四重極的な放射では, フィン列から後方へ放射される音波の周波数は渦放出周波数と一致したが, フィン列前方への放射音の周波数は渦放出周波数と異なる周波数を示した. 2 種類の周波数の放射音が存在する理由として, 流れの大きな構造の中に両者の周波数の差を持つ何らかの振動源が存在することで, これとフィン後縁からの渦音との相互干渉が生じていることが考えられる.

文 献

- Cao, N., Chen, S., Jin, S. and Martínez, D., Physical symmetry and lattice symmetry in the lattice Boltzmann method, *Physical Review E*, Vol. 55 (1997), DOI: 10.1103/PhysRevE.55.R21.
- Craig, A., *Wave interactions and fluid flows* (1986), Cambridge University Press.
- 畠山望, 細谷浩之, 大沼盛, 井上督, 円柱まわりの流れにより発生する音の理論予測について, 第 14 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 A10-4 (2000), pp. 1–3.
- Howe, M., Edge-source acoustic Green's function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise, *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, Vol. 54, No. 1 (2001), pp. 139–155.
- 水谷聡, 葛原道久, 差分格子ボルツマン法における数値粘性の影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 72, No. 723 (2006), pp. 2660–2665.
- Parker, R., Resonance effects in wake shedding from parallel plates: some experimental observations, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 4, No. 1 (1966), pp. 62–72.
- Succi, S., *The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond* (2001), Clarendon Press.
- 炭谷圭二, 前田和宏, 一之瀬健一, 自動車と流体力学: 車体周り流れと空力特性, ながれ: 日本流体力学会誌, Vol. 23, No. 6 (2004), pp. 445–454.

Kunishima, Tsutahara, Hashizume, Kumano and Maeda, Transactions of the JSME (in Japanese), Vol.81, No.825 (2015)

田村明紀, 差分格子ボルツマン法による空力音の数値解析に関する研究 (2008), PhD thesis, 神戸大学大学院自然科学研究科.

葛原道久, 高田尚樹, 片岡武, 格子気体法・格子ボルツマン法 (1999), コロナ社.

葛原道久, 栗田誠, 岩上武善, 差分格子ボルツマン法における新しいモデル (流体工学, 流体機械), 日本機械学会論文集B編, Vol. 68, No. 665 (2002), pp. 15–21.

Tsutahara, M., Kataoka, T., Shikata, K. and Takada, N., New model and scheme for compressible fluids of the finite difference lattice Boltzmann method and direct simulations of aerodynamic sound, Computers & Fluids, Vol. 37, No. 1 (2008), pp. 79–89.

渡利寛, 葛原道久, 差分格子ボルツマン法の境界条件, 日本機械学会論文集B編, Vol. 68, No. 676 (2002), pp. 3229–3236.

横山博史, 北宮克哉, 飯田明由, 一様流中におかれた平板列からの音響共鳴を伴う空力音の発生, 日本機械学会論文集B編, Vol. 79, No. 804 (2013), pp. 1419–1433.

References

Cao, N., Chen, S., Jin, S. and Martínez, D., Physical symmetry and lattice symmetry in the lattice Boltzmann method, Physical Review E, Vol. 55 (1997), DOI: 10.1103/PhysRevE.55.R21.

Craik, A., Wave interactions and fluid flows (1986), Cambridge University Press.

Hatakeyama, N., Hosoya, H., Onuma, S. and Inoue, O., On the theoretical prediction of sound generated by the flow around a circular cylinder, Proceedings of the 14th symposium on computational fluid dynamics, A10-4 (2000), pp. 1–3 (in Japanese).

Howe, M., Edge-source acoustic Green's function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise, The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 54, No. 1 (2001), pp. 139–155.

Mizutani, S. and Tsutahara, M., Numerical viscosity of finite difference lattice Boltzmann method, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 72, No. 723 (2006), pp. 2660–2665 (in Japanese).

Parker, R., Resonance effects in wake shedding from parallel plates: some experimental observations, Journal of Sound and Vibration, Vol. 4, No. 1 (1966), pp. 62–72.

Succi, S., The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond (2001), Clarendon Press.

Sumitani, K., Maeda, K. and Ichinose, K., Development of vehicle fluid dynamics: flow around the vehicle and aerodynamic characteristics, Journal of Japan Society of Fluid Mechanics, Vol. 23, No. 6 (2004), pp. 445–454 (in Japanese).

Tamura, A., Sabunkoushiborutumanhou ni yorukurikion' nosu uchikaise kinikansurukenyu (2008), PhD thesis, Graduate School of Science and Technology, Kobe University (in Japanese).

Tsutahara, M., Takada, N. and Kataoka, T., Koushikitaihou・koushiborutumanhou (1999), Corona Publishing (in Japanese).

Tsutahara, M., Kurita, M. and Iwagami, T., A study of new finite difference lattice Boltzmann model, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 68, No. 665 (2002), pp. 15–21 (in Japanese).

Tsutahara, M., Kataoka, T., Shikata, K. and Takada, N., New model and scheme for compressible fluids of the finite difference lattice Boltzmann method and direct simulations of aerodynamic sound, Computers & Fluids, Vol. 37, No. 1 (2008), pp. 79–89.

Watari, M. and Tsutahara, M., Boundary Conditions for Finite Difference Lattice Boltzmann Method, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 68, No. 676 (2002), pp. 3229–3236 (in Japanese).

Yokoyama, H., Kitmaiya, K. and Iida, A., Acoustic radiation with resonance around a cascade of flat plates in a uniform flow, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 79, No. 804 (2013), pp. 1419–1433 (in Japanese).