

矩形周辺流れから発生する空力音および物体表面上の音源特性に関する数値流体解析

Numerical Simulation of Aerodynamic Sound and Sound Sources on the Body Surface of Rectangular Cross-Sections

比江島慎二*, 松尾綾子**, 谷口健男***

Shinji HIEJIMA, Ayako MATSUO and Takeo TANIGUCHI

*正会員 工博 岡山大学講師 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)

**非会員 NRI システムズ関西(株) (〒559-0034 大阪市住之江区南港北 1-1-23)

***正会員 工博 岡山大学教授 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)

Numerical simulations of the flows around rectangular cross-sections are carried out to examine the aerodynamic sound generated by the flows and its sources on the body surface. The flows are simulated by solving the unsteady two-dimensional incompressible Navier-Stokes equations. The aerodynamic sound is evaluated by using the Curle's solution of the Lighthill aeroacoustic analogy. It is found that the intensity of the aerodynamic sound sources are strong near the reattachment points of the separated shear flows on the body surface, and the reattachment to the body surface closer to the trailing edge generates stronger aerodynamic sound. Furthermore, it is shown that some sound sources have the effect of reducing the aerodynamic sound.

Key Words : *aeroacoustic analogy, aerodynamic sound, rectangular cross-section, sound source*

1. はじめに

風の強い日の電線、鉄塔、住宅のベランダの手すり、橋梁高欄の平板列、あるいは高速走行する鉄道車両のパンタグラフなどから、騒音が発生することが知られている^{1)~8)}。これらは空力音と呼ばれ、その発生に部材振動などの固体振動は関与せず、物体周辺の剥離流れの非定常性やそこから放出される周期渦などの圧力変動に起因して発生する。空力音は騒音レベルにして 100dB を越えるような大音響を発生することもあり、しばしば周辺環境に騒音問題を引き起こす。また、近年の構造物の高層化や長大化あるいは交通機関の高速化などにより、空力音の発生源となるような構造部材が強風下にさらされる機会が増えており、空力音は我々の身近な生活環境の中でますます多くの悪影響を及ぼしつつある。

空力音の予測には風洞実験が用いられることもあるが、音場全体の詳細な情報や空力音発生の原因となる流れ場の詳細な特性を把握するためには数値解析が有効である。数値解析では、圧縮性 Navier-Stokes 方程式の解析により、流れ場と音場を同時に把握することが可能であるが、流れ場の変動量に比べて数オーダーも低い音場の変動量を扱うには、非常に高い精度が要求される。また、遠方音圧場を得るために広い計算領域を必要とすることなどから、計算の規模がかなり大きくなる傾向がある。そのため一般には、発生音が流れ場に与える影響を無視し、Lighthill⁹⁾による音響学的類推にもとづいて、非圧縮

性の流れ解析から得られる物体表面あるいは流体中の音源成分を、波動方程式の近似解に用いることにより遠方場音圧を算定する Curle^{10)~15)}や Howe¹⁶⁾¹⁷⁾の手法が多く用いられる。

さらに、空力音の発生メカニズム解明や効率的な制御法の開発のためには、物体表面や流体中の音源の基本特性を十分に把握しておく必要がある。Tsujiimoto^{18)~20)}は、時間による 2 階微分流体圧力が空力音の音源の指標となり得ることを数値解析により示している。著者らは Tsujiimoto らの音源指標を用いた矩形断面周辺流れの数値流体解析により、空力音の音源の分布特性や周波数特性を明らかにしている²¹⁾。しかしながら、遠方場観測点での音圧は物体周辺の個々の音源から発生する音波の重ね合わせであり、音源から観測点に伝播したときの音波の位相の違いによって、音源として強く作用する場合もあれば、逆に音圧を低下させる場合もあり、各観測点での音圧に対する実質的な音源としての寄与度は異なる。Tsujiimoto らの音源指標では、このような観測点に対する音源の寄与度を考慮した音源特性を把握することはできない。観測点に対する実質的な音源としての寄与度は、観測点の音圧と物体表面上の音源との時間相関である相当音源強度¹³⁾¹⁴⁾を用いることにより把握できる。本研究では、さまざまな辺長比(矩形幅と矩形厚の比 b/d)の矩形断面周辺の 2 次元非圧縮粘性流れについて有限要素解析を行い、Lighthill の空力音方程式⁹⁾の近似解である Curle の式¹⁰⁾を用いて、矩形断面周辺流れから発生する空力音

の基本特性を明らかにする。さらに、矩形表面上の相当音源強度等の解析によって、遠方場観測点での音圧に対する実質的な音源としての寄与度を考慮した音源特性について検討する。なお、空力音源と矩形周辺の剥離流れとの相対的な因果関係、あるいは空力音や音源の基本特性などを定性的に把握することを主な目的とするため、複雑な3次元流れの影響が小さく、周期渦の特性も把握しやすい比較的低レイノルズ数 $Re = 400$ の流れを解析対象とする。

2. 解析方法

2.1 空力音および音源解析

物体周辺流れから発生する空力音の遠方場音圧は、Lighthill の空力音方程式⁹⁾の近似解である Curle の式¹⁰⁾により求められる。Curle の式は、高レイノルズ数、低マッハ数の仮定により4重極音源項が無視され、さらに観測点が波長に対して十分遠方にあること、および物体寸法が波長に比べて十分小さいという仮定の下で空間微分が時間微分に置換され以下のように簡略化される。

$$p_a(y, \tau) = \frac{1}{4\pi a} \int_S q(y, x, \tau - r/a) dS(x) \quad (1)$$

$$q(y, x, \tau - r/a) = n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial P(x, \tau - r/a)}{\partial t} = \frac{\cos \phi}{r} \frac{\partial P(x, \tau - r/a)}{\partial t} \quad (2)$$

ここで、 p_a は観測点 $y = (y_1, y_2)$ で時刻 τ における空力音の音圧、 P は非圧縮粘性流体解析から得られる物体表面上の点 $x = (x_1, x_2)$ における流体圧力、 a は音速、 n_i は物体表面 S 上で流体中に向かう単位法線ベクトル $\mathbf{n}$ の成分、 $r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$ は観測点と物体表面上の積分点の距離、 ϕ は $\mathbf{n}$ と $\mathbf{r}$ のなす角度である。本解析では、空力音の音圧を求める観測点として、矩形断面図心を中心とする半径 $100d$ (d は矩形厚) の円周上に、上流方向からの角度 $\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$ の 10° ごとと 135° を加えた20点を選んだ。なお、 $Re = 400$ の流れを解析対象とするため、必ずしも式(1)(2)における高レイノルズ数の仮定を満たさないが、空力音や音源の基本特性などを定性的に把握する範囲においては式(1)(2)を適用可能と思われる。

式(1)において、被積分項 q は観測点 y に対する物体表面上 x における音源と見なすことができる。しかしながら、観測点の音圧はそれぞれの音源から発生する音波の重ね合わせであり、音源どうしの位相関係によっては互いに打ち消し合い、実質的には音源として寄与しないばかりか、むしろ観測点での音圧を低減させる作用をすることも考えられる。観測点音圧に対する実質的な音源としての寄与度は、観測点音圧と音源との時間相関で定義される以下の相当音源強度 $\bar{F}$ ¹³⁾¹⁴⁾により把握することができる。 $\bar{F}$ は負の値をとることもあり、その場合は観測点音圧を時間平均的に低減させる効果を有する負の音源と

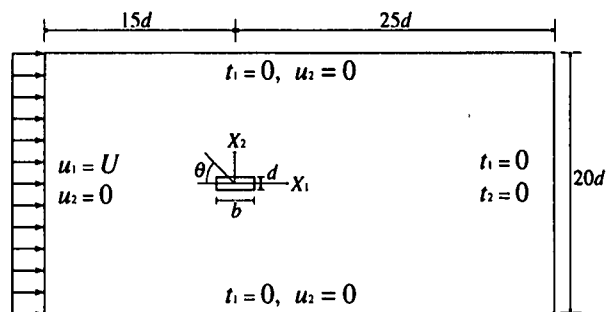
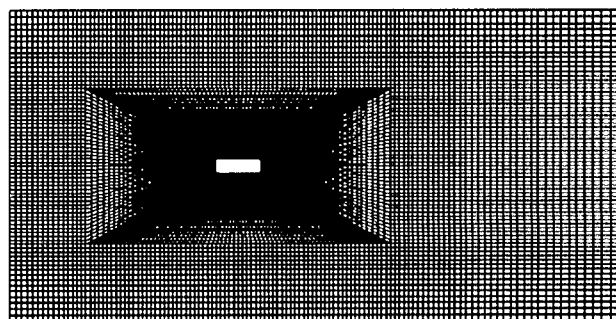
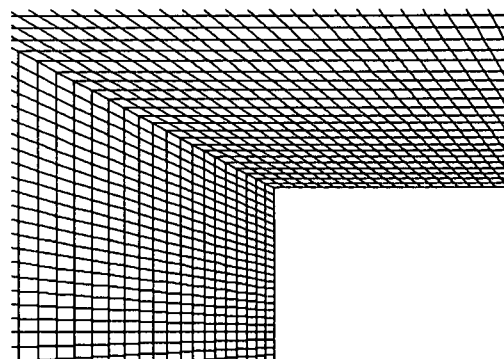


図-1 境界条件および解析領域の各諸元



(a) 全体図



(b) 前縁付近のメッシュ分割

図-2 有限要素メッシュ ($b/d = 3$)

して作用することになる。

$$\bar{F}(y, x) = 4\pi a \cdot \overline{p_a(y, \tau) \cdot q(y, x, \tau - r/a)} = \int_S q(y, x', \tau - r'/a) \cdot q(y, x, \tau - r/a) dS(x') \quad (3)$$

通常、音の強さは観測点音圧の二乗平均値を用いた騒音レベルで評価されるが、 $\bar{F}$ を用いれば二乗平均音圧を以下のように表現できる。

$$\begin{aligned} \overline{p_a^2}(y) &= \frac{1}{(4\pi a)^2} \int_S n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial p(x, \tau - r/a)}{\partial t} \cdot \int_S n'_j \frac{y_j - x'_j}{r'^2} \frac{\partial p(x', \tau - r'/a)}{\partial t} dS(x') dS(x) \\ &= \frac{1}{(4\pi a)^2} \int_S q(y, x, \tau - r/a) \cdot 4\pi a p_a(y, \tau) dS(x) \\ &= \frac{1}{(4\pi a)^2} \int_S \bar{F}(y, x) dS(x) \end{aligned} \quad (4)$$

2.2 流れの有限要素解析

Curle の式により空力音解析をする際に必要な物体表面流体圧力を得るため、矩形断面まわりの非定常流れについて、2次元非圧縮粘性の Navier-Stokes 方程式および連続条件式を基礎式として有限要素法による数値シミュレーションを行う。Navier-Stokes 方程式と連続条件式は、流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて SUPG (Streamline Upwind/Petrov-Galerkin) 法²²⁾ により離散化する。得られた有限要素方程式は予測子・修正子 (Predictor-Corrector) 法²³⁾ により時間積分を行った。なお、時間積分の刻み幅は無次元時間間隔にして、辺長比 $b/d = 3$ のとき 0.00125, $b/d = 4 \sim 6$ のとき 0.0025, $b/d = 7 \sim 9$ のとき 0.0050 である。また、矩形表面の圧力変動を解析する時間ステップ数はいずれの辺長比も 20,000 ステップとした。

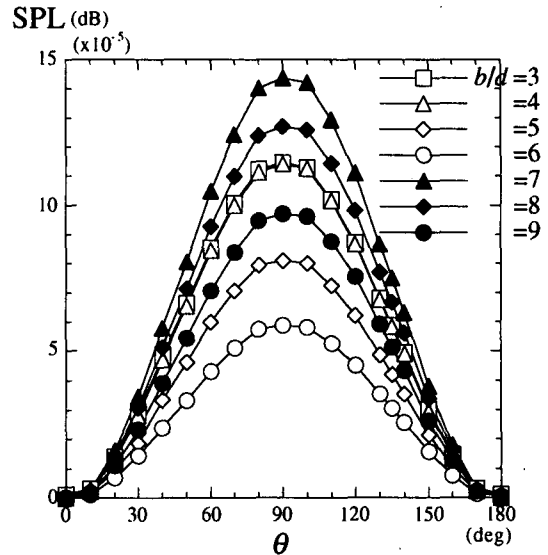
図-1には境界条件および解析領域の各諸元を示す。流入流速 U は一様とし、矩形厚 d を代表長とするレイノルズ数 $Re = 400$ である。側方境界はスリップ境界、下流境界はトラクション・フリー、物体表面はすべりなし条件とした。矩形断面の辺長比 $b/d = 3 \sim 9$ について解析を行うが、図-2には例として $b/d = 3$ の場合の解析メッシュを示している。物体表面上のメッシュ厚さは $0.03d$ とし、全要素数はいずれの辺長比の場合も 20,000 程度である。なお、解析領域の大きさはいずれの辺長比の場合も同じであるため、辺長比が大きいほど上下流境界の影響を受ける可能性がある。しかしながら、空力音音源と剥離流れとの相対的因果関係、あるいは空力音や音源の基本特性を定性的に把握する限りにおいては、この程度の解析領域をとれば十分であると判断し、すべての辺長比に対して図-1の解析領域を適用した。また、矩形表面近傍において比較的粗いメッシュ分割を用いているが、同様の理由により、この程度のメッシュ粗さでも十分と判断した。

3. 解析結果および考察

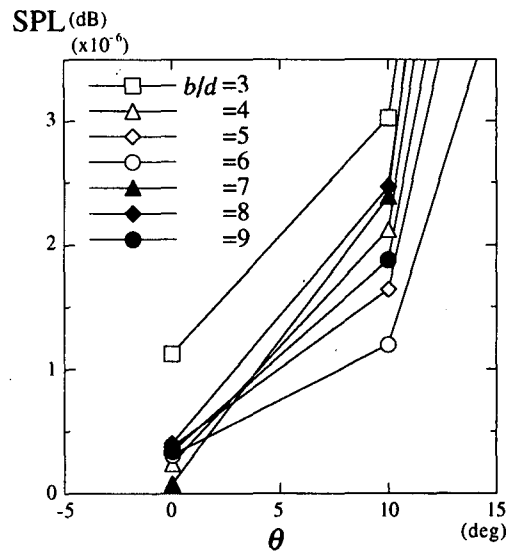
3.1 観測点における空力音特性

各辺長比の矩形断面まわりの2次元非圧縮粘性流れの数値解析から得られた矩形表面上の時間微分流体圧力を式(1)(2)の Curle の式に適用する。それにより、前述の20点の各観測点 ($\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$) における空力音の音圧を求めた結果を図-3に示す。空力音の強さは SPL (Sound Pressure Level) で示してある。

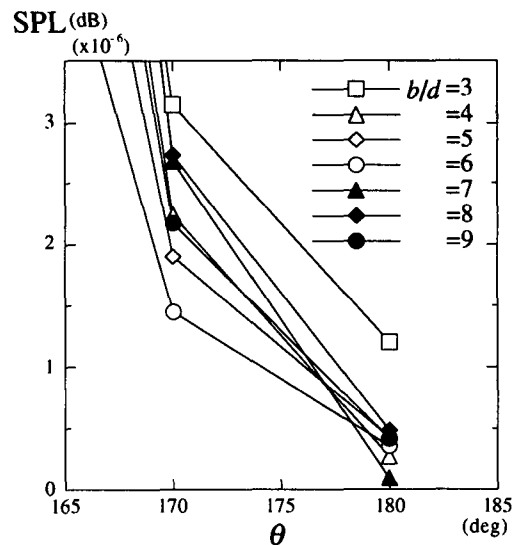
図-3 (a)に示すように、空力音は $\theta = 90^\circ$ 方向 (主流直角方向) に強い指向性を有する双極子の音圧分布となっている。式(2)によれば、音圧は物体表面法線方向 ($\phi = 0^\circ$) に最も強く、接線方向 ($\phi = 90^\circ$) ではゼロとなることから、法線方向が $\theta = 90^\circ$ 方向に一致する矩形側面部が空力音の主な発生源になっていると考えられる。また、辺長比で比較すると、 b/d



(a) 全観測点



(b) $\theta = 0^\circ$ 方向付近の観測点



(c) $\theta = 180^\circ$ 方向付近の観測点

図-3 各観測点における空力音

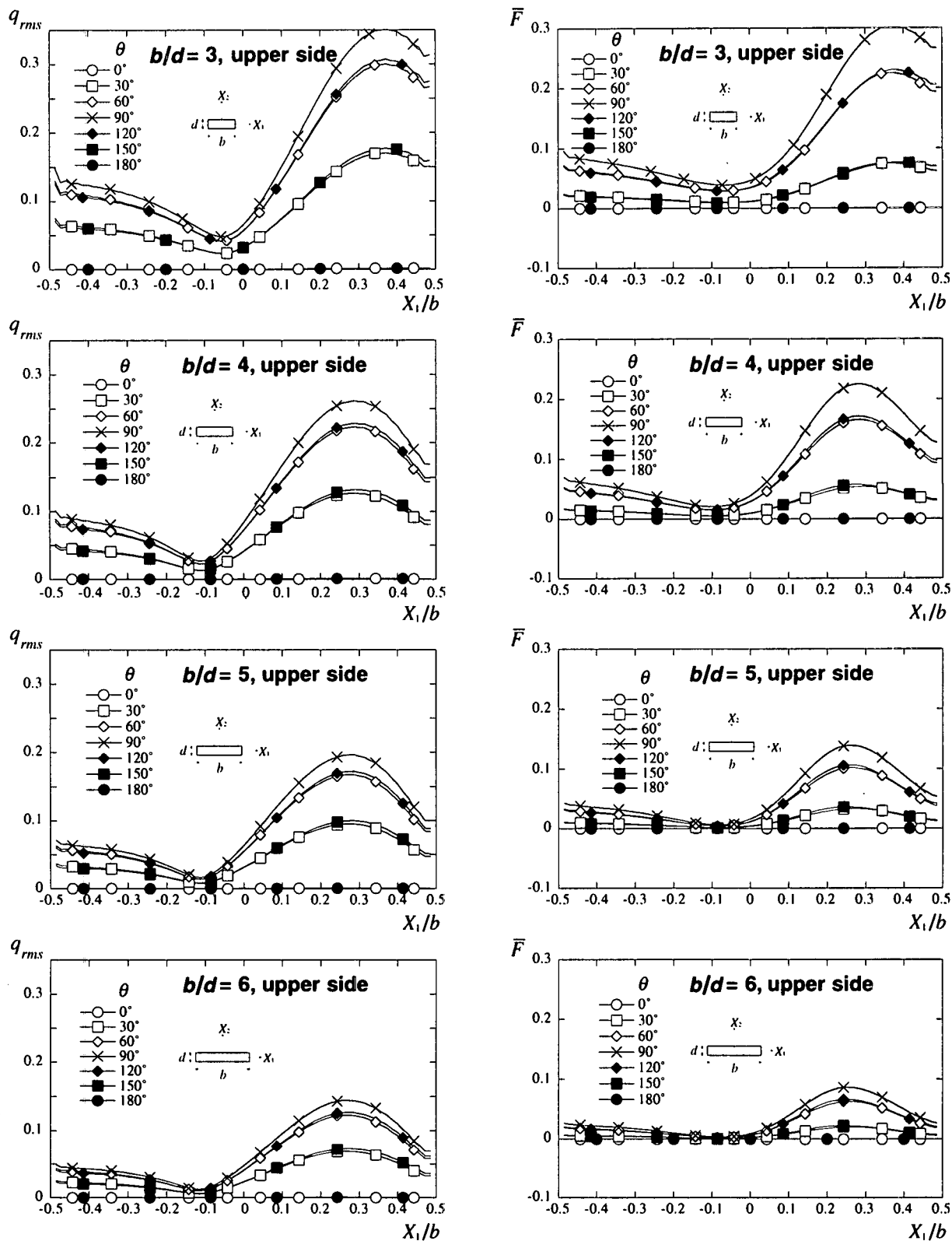


図-4 矩形側面部での音源 rms 値，相当音源強度の分布特性

= 3, 4, 5, 6 と辺長比が大きくなるに従って全体的な空力音の強さは弱まる。 $b/d = 7$ ではいったん空力音は強まるが、やはり $b/d = 7, 8, 9$ と辺長比の増加とともに弱まる傾向を示す。このような辺長比による空力音強さの変化は、後述するように、前縁からの剥離流れが矩形側面上に再付着する位置と密接に関

わっており、後縁エッジに近い位置に再付着する辺長比ほど強い空力音が発生する傾向がある。

一方、図-3 (b)(c)に示すように、 $\theta = 0^\circ$ 方向や $\theta = 180^\circ$ 方向では、辺長比による空力音強さの変化が図-3 (a)の $\theta = 90^\circ$ 方向を中心とした全体的な空力音強さの変化の傾向とは異なっている。 $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ 方向で

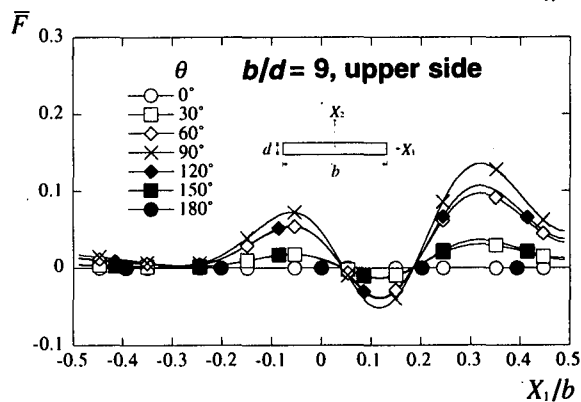
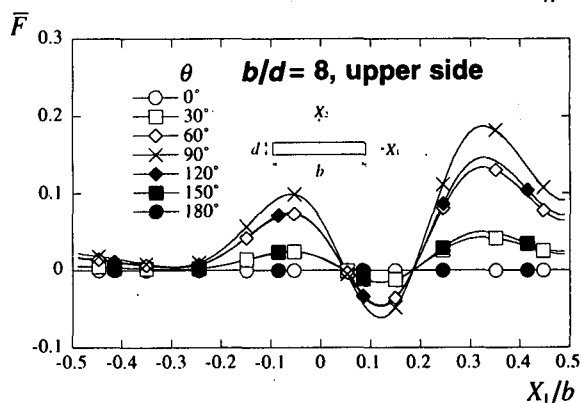
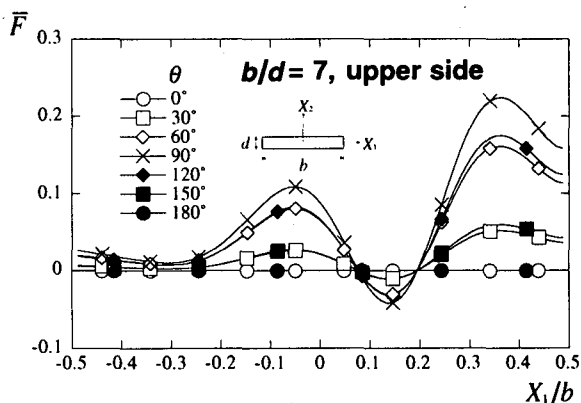
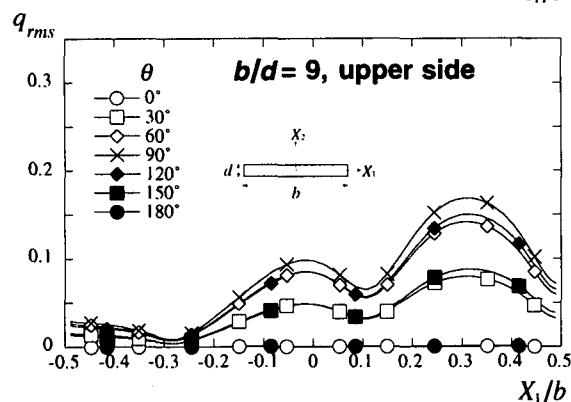
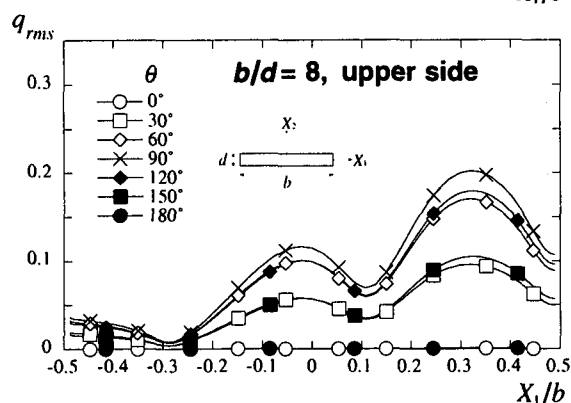
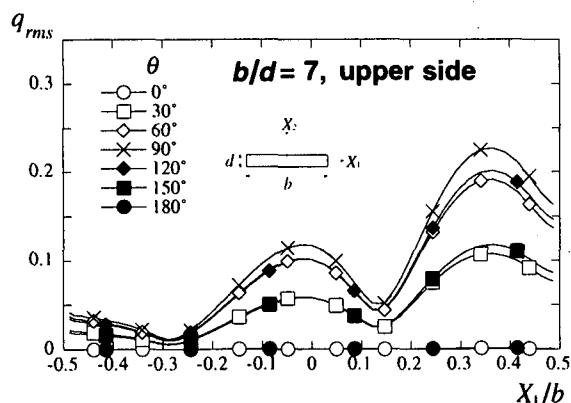


図-4 矩形側面部での音源 rms 値, 相当音源強度の分布特性 (続き)

は, 面の法線方向がこの方向に一致する矩形上流面および下流面の音源の影響が強いため, 矩形側面の音源の影響が強い $\theta = 90^\circ$ 方向とは異なる傾向を示すものと思われる。また, このことは矩形の側面部の音源と上・下流面の音源がかなり異なる特性を有することを示唆する。

3.2 矩形表面上における音源特性

空力音の原因究明や効率的な制御のためには, 物体周辺における空力音の音源特性を明らかにすることが重要である。そこで矩形表面上での音源の rms 値 q_{rms} および相当音源強度 $\bar{F}$ を解析した結果を図-4 および図-5に示す。なお, 下側側面のこれらの音源に関する指標の分布は上側側面の分布とほとんど一致するため, 側面部については上側側面の結果のみ示している。

図-4に示すように, 矩形側面では側面の法線方向

である $\theta = 90^\circ$ 方向に近い観測点ほど q_{rms} や $\bar{F}$ の分布が側面全体にわたって最も大きな値を示しており, 図-3の空力音の傾向と一致する。辺長比 $b/d = 3 \sim 6$ あるいは $b/d = 7 \sim 9$ において, 辺長比が大きくなるほど q_{rms} や $\bar{F}$ の分布が全体的に低下する点についても, 図-3の空力音の傾向と一致する。また, 矩形側面のほぼ接線方向に相当する $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ の観測点に対しては, 矩形側面はほとんど音源として作用しないことが分かる。

矩形側面における q_{rms} あるいは $\bar{F}$ の分布形状は, $b/d = 3 \sim 6$ の場合と $b/d = 7 \sim 9$ の場合で大きく異なっており, $b/d = 3 \sim 6$ の場合は $X_1/b = 0.3$ 付近に q_{rms} や $\bar{F}$ の大きい領域が存在するのに対し, $b/d = 7 \sim 9$ では $X_1/b = 0.3$ 付近以外に側面中央の $X_1/b = 0.0$ 付近にも強い音源となる領域が存在する。これらの強い音源の領域は, 時々刻々の瞬時の流れ場の様子など

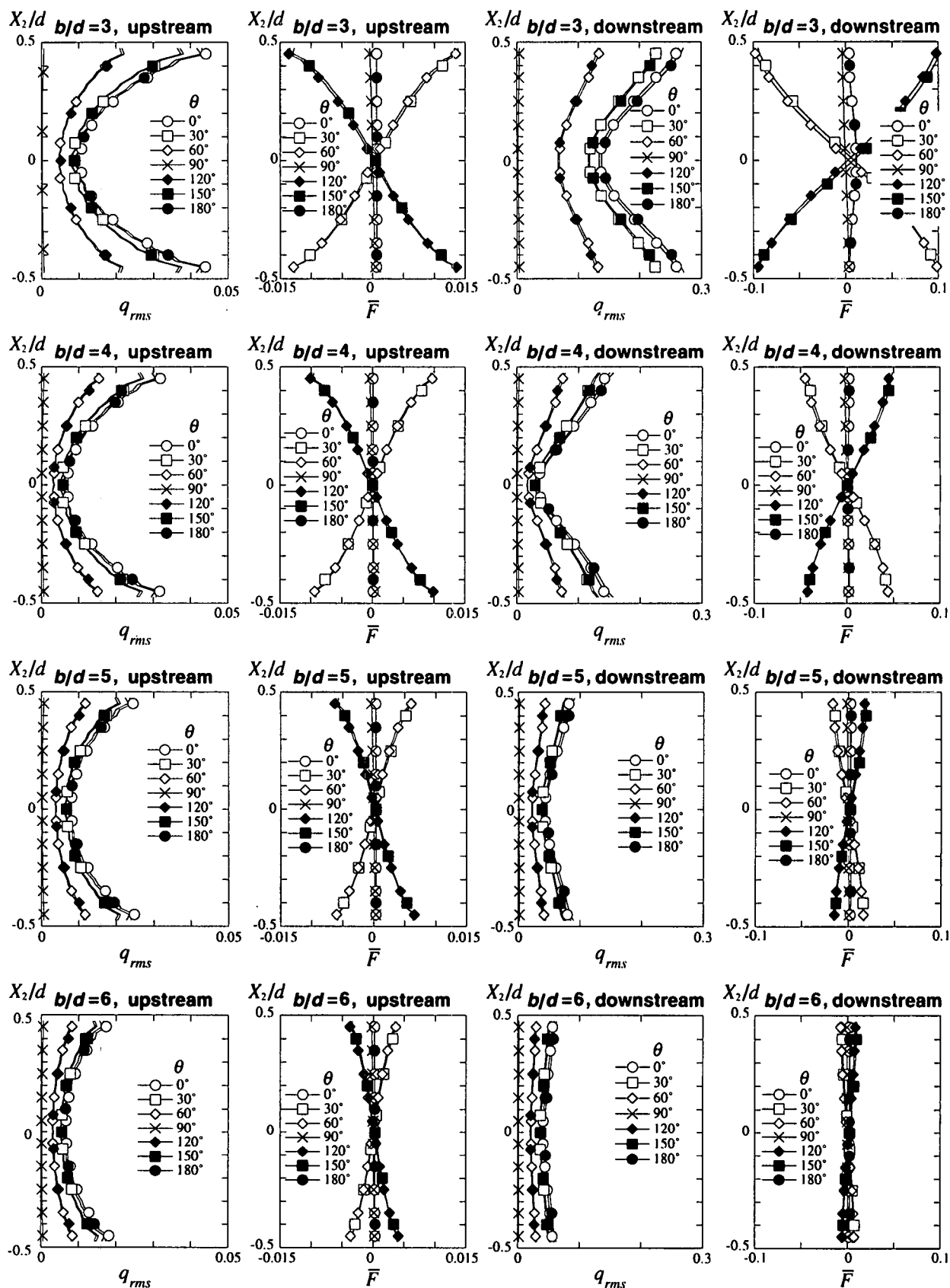


図-5 矩形上流面および下流面での音源 rms 値，相当音源強度の分布特性

から判断して剥離流れの再付着点付近に相当すると考えられ，Tsumimoto の音源指標を用いた解析²¹⁾において同様の結果が得られている．また， $b/d = 7 \sim 9$ の場合の特徴として，2つの強い音源領域の間の

$X_1/b = 0.1$ 付近に $\bar{F}$ が負の値を示す負の音源領域が存在しており，この領域の音源は時間平均的に観測点の音圧を低減させる効果を有する．すなわち，矩形側面上の音源すべてが必ずしも空力音の実質的な

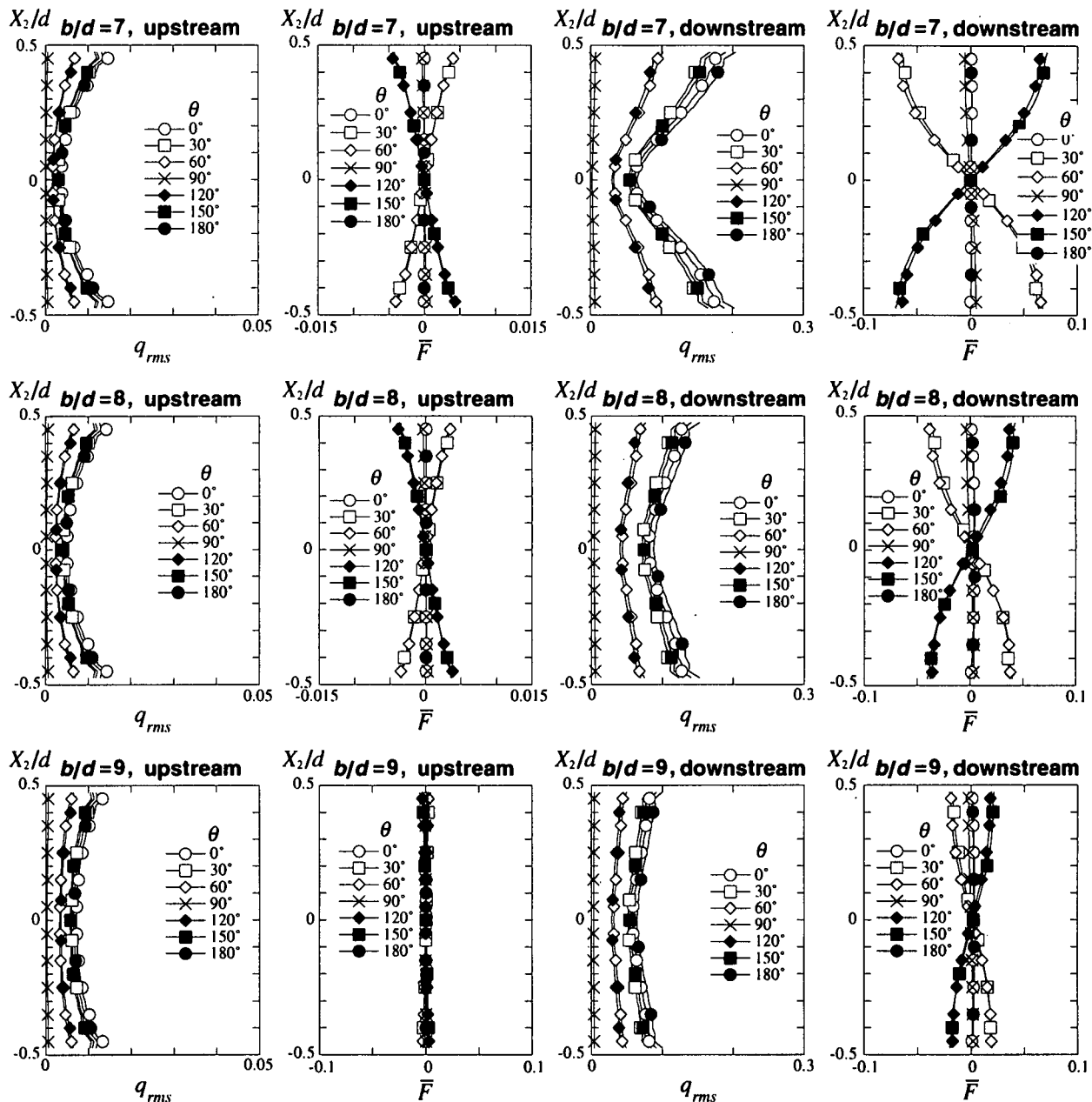


図-5 矩形上流面および下流面での音源 rms 値，相当音源強度の分布特性（続き）

発生源となっていないことを示している。式(3)に示したように、 $\bar{F}$ は音源どうしの時間相関の和としても表現されることから、 $\bar{F}$ が負の領域の音源変動は他の音源に対して平均的に逆位相となっていると解釈できる。 $b/d = 7 \sim 9$ の場合には、矩形前縁から放出される周期渦が側面上に1つか2つ存在するような流れのパターンになるため、 $X_1/b = 0.1$ 付近とその上下流の領域とでは、どちらか一方に渦が存在すれば他方には存在しないという常に逆位相の関係になるのが原因と考えられる。なお、音源から観測点への伝播時間 r/a の差が音源どうしの位相差の原因となる可能性もあるが、本解析における伝播時間の差はいずれも無視できるほど小さいため、その可能性は低い。

次に、図-5の矩形の上流および下流面の音源特性について見てみると、前縁エッジあるいは後縁エッ

ジからの周期渦放出による圧力変動に起因して、 $X_2/d = \pm 0.5$ 付近に近づくほど q_{rms} は大きな値を示す。また、周期渦放出による圧力変動が強い下流面の q_{rms} は、上流面の5～10倍程度の値となっている。矩形側面の場合とは逆に、上・下流面の法線方向に相当する $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ の観測点に対する q_{rms} 分布が最も大きく、接線方向に相当する $\theta = 90^\circ$ に近づくほど低下する。なお、辺長比 $b/d = 3 \sim 6$ あるいは $b/d = 7 \sim 9$ において、辺長比が大きくなるほど q_{rms} の全体的な値が低下する傾向は矩形側面の場合と同じである。一方、 $\bar{F}$ の場合は、 $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ 以外は $X_2/d = 0.0$ を境に X_2/d の正負の部分で $\bar{F}$ の正負が相殺するような分布となっており、矩形の上流および下流面は音源として実質的にはほとんど寄与しないことが分かる。また、 $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ 方向の観測点に対しても、矩形側面の $\theta = 90^\circ$ 方向などと比較すると $\bar{F}$ の値はかな

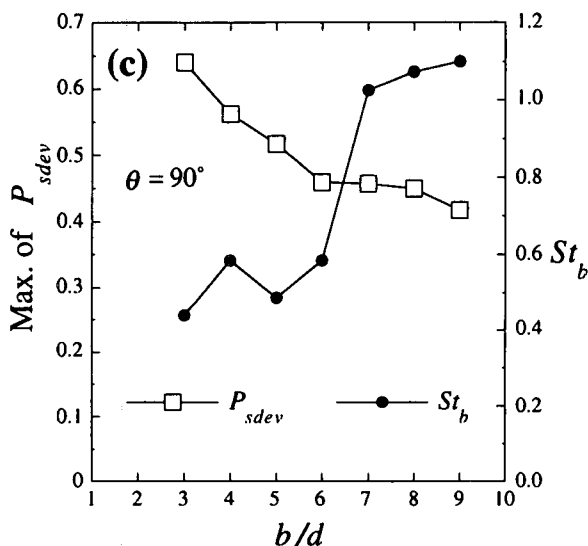
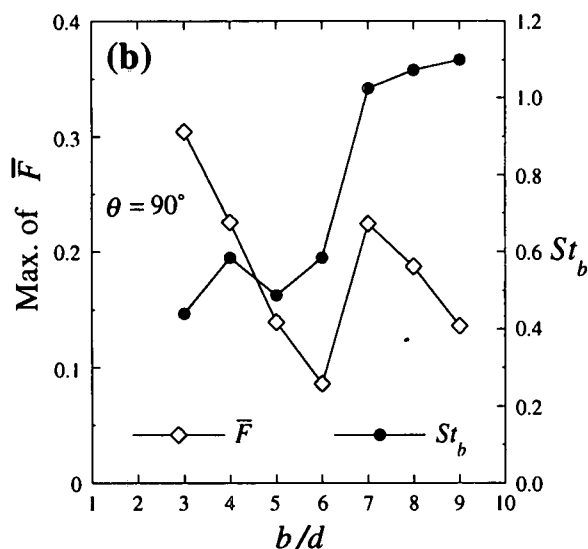
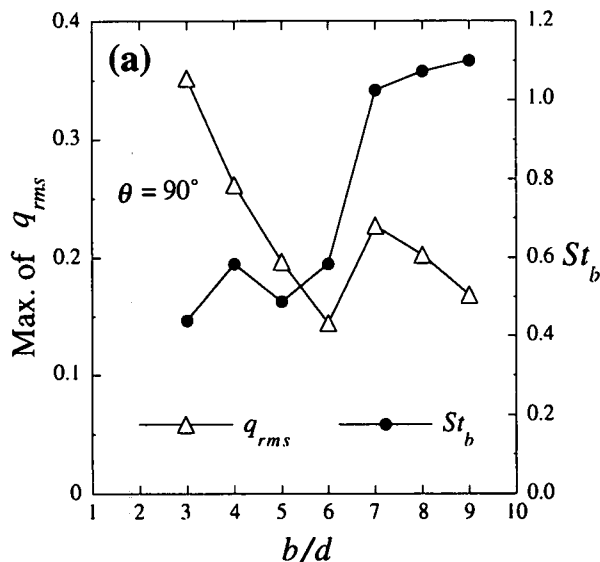


図-6 音源 rms 値，相当音源強度，流体圧力標準偏差値の最大値の変化 ($\theta = 90^\circ$)

り小さい。以上のことから，上流および下流面は周期渦放出に伴う音源としての強い変動成分が存在す

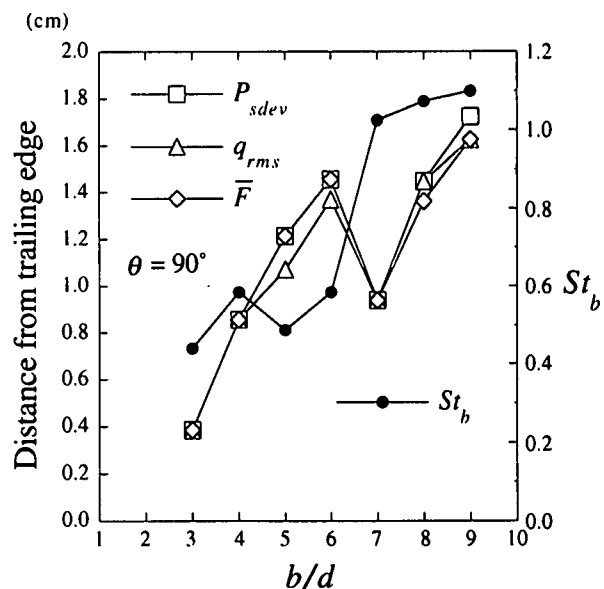


図-7 音源 rms 値，相当音源強度，流体圧力標準偏差値が最大となる側面上の位置の変化 ($\theta = 90^\circ$)

るものの，実質的な音源としての作用は側面部に比較して低いと言える。このことが，図-3で示したように，空力音が $\theta = 90^\circ$ 方向だけに強い指向性を有する原因となっている。

3.3 音源と周辺流れ特性との関係

図-4に示した矩形の側面での q_{rms} および $\bar{F}$ 分布について，その最大値を各辺長比 b/d ごとに調べた結果を図-6 (a)(b)に示す。なお，いずれも $\theta = 90^\circ$ の場合の q_{rms} および $\bar{F}$ の最大値であり，その位置は後縁エッジに近い $X_1/b = 0.3$ 付近の側面上となっている。図中には，矩形幅 b を代表長とする周期渦のストローハル数 St_b も示してあるが， $b/d = 3 \sim 6$ では $St_b = 0.6$ 程度， $b/d = 7 \sim 9$ ではそのほぼ2倍の $St_b = 1.1$ 程度となっており， $b/d = 3 \sim 6$ から $b/d = 7 \sim 9$ にかけて階段状に変化する²⁴⁾。 St_b に見られる階段状の変化は，瞬時に矩形側面上に存在する周期渦の数の変化に対応し， $b/d = 3 \sim 6$ では1個， $b/d = 7 \sim 9$ では2個の渦となる。図-6 (a)(b)の q_{rms} および $\bar{F}$ の最大値の変化は， St_b の変化とよく対応しており，同じ St_b の辺長比どうしでは辺長比が大きいほど矩形側面の音源強さが低下し， $b/d = 6 \sim 7$ 付近では St_b の大きな変化に応じて q_{rms} および $\bar{F}$ の最大値が上昇している。図-6 (c)には比較のため，矩形側面上の流体圧力の標準偏差値 P_{sdev} の最大値を示しているが， q_{rms} や $\bar{F}$ の場合と異なり $b/d = 6 \sim 7$ の大きな変化は見られず，辺長比の増加とともに P_{sdev} は単調に減少しており， St_b の変化との明確な対応は見られない。 $b/d = 6 \sim 7$ 付近でのこのような変化の違いは， $b/d = 6 \sim 7$ の周期渦の放出周波数の急激な上昇が，流体圧力の時間微分である音源や相当音源強度の変動値を大きく上昇させることに起因する。

次に、 q_{rms} 、 $\bar{F}$ および P_{sdev} の最大値の側面上での位置を後縁エッジからの絶対的な距離 (cm) で示したのが図-7である。 P_{sdev} の最大値の位置は剥離流れの再付着点付近に相当すると考えられるが、 q_{rms} および $\bar{F}$ の最大値の位置はいずれもこの位置に近い。さらに、これら最大値の位置と St_b との関係を見ると、同じ St_b の辺長比どうしでは辺長比が大きいほど最大値の位置が後縁エッジから上流側へ離れることが分かる。すなわち図-6 (a)(b)の結果を考慮すると、同じ St_b の辺長比どうしでは、再付着位置が後縁エッジに近いほど q_{rms} や $\bar{F}$ が大きくなっており、後縁エッジに近い部分への剥離流れの再付着あるいは渦の衝突が矩形側面の音源、さらにはそこから発生する空力音に強い影響を及ぼしていると考えられる。

4. まとめ

矩形断面周辺の剥離流れから発生する空力音およびその発生源の特性を検討するため、辺長比 $b/d = 3 \sim 9$ の矩形断面まわりの流れについて数値シミュレーションを行った。Curle の式を用いて遠方場観測点での空力音、さらに観測点音圧への寄与度を考慮した音源指標である相当音源強度などの解析の結果、以下の知見が得られた。

(1) 矩形断面の側面部が矩形上流面や下流面よりも強い空力音の音源となっており、主流直角方向に強い指向性を有する双極子的な音圧分布を示す。

(2) 矩形側面上の音源については、辺長比 $b/d = 3 \sim 6$ のときは後縁エッジに近い部分の1ヶ所、 $b/d = 7 \sim 9$ のときは後縁エッジに近い部分と側面中央付近の2ヶ所に強い音源領域が存在する。なお、これらの強い音源領域は矩形前縁からの剥離流れの再付着点付近に相当する。

(3) 辺長比 $b/d = 7 \sim 9$ の場合、相当音源強度が負となる領域、すなわち遠方場観測点での空力音を時間平均的に低減させる効果を有する負の音源領域が側面上に存在する。これらの音源領域では、音源変動の位相が他の領域の音源変動に対して平均的に逆位相となるため、負の音源を形成すると考えられる。なお、このような音源どうしの位相差は、側面上を流下する周期渦の配置パターンに起因する。

(4) 矩形の下流面には、周期渦放出に伴い、空力音の発生源となる強い変動成分が存在する。しかし、下流面の法線方向に位置する観測点を除いて、相当音源強度の正負が相殺するような分布となっており、実質的にはほとんど音源として作用しない。下流面の法線方向に位置する観測点に対しても、相当音源強度は比較的小さな値しか示さない。

(5) 矩形幅を代表長とするストローハル数 St_b が同じ辺長比どうしで比較すると、剥離流れの再付着位置が後縁エッジに近いほど矩形表面上の音源やそれらから発生する空力音が強まる。このことから、後縁エッジに近い部分への剥離流れの再付着あるいは

は渦の衝突が空力音発生において重要な役割をしていると考えられる。

謝辞：本研究の有限要素解析に関して、日本大学の野村卓史教授には貴重なご助言を頂きました。深く謝意を表します。また、本研究の一部は、(財)住友財団基礎科学研究助成および(財)ウエスコ学術振興財団学術研究費助成により行われたことを付記し、ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) 加来治郎，山下充康：アルミ高欄からの騒音発生，日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集，pp.129-132, 1982.
- 2) 柴田久，森日吉：橋梁高欄からの発生騒音に関する実験的考察，第17回日本道路会議論文集，pp.736-737, 1987.
- 3) 嶋田隆一，比江島慎二，木村吉郎，藤野陽三，野村卓史：風による平板列からの騒音発生に関する実験的研究，土木学会第48回年次学術講演会概要集，第1部，pp.796-797, 1993.
- 4) 比江島慎二，嶋田隆一，木村吉郎，藤野陽三，野村卓史：平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究，日本風工学会誌，第55号，pp.111-112, 1993.
- 5) 藤野陽三，木村吉郎，比江島慎二：平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究，日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集，平成8年度，pp.173-176, 1993.
- 6) 須田健一，吉岡清：超高層集合住宅における風騒音の特性，日本風工学会誌，No.63，pp.59-60, 1995.
- 7) 森藤良夫：鉄道車両の空力騒音とその制御，日本航空宇宙学会誌，Vol.43，No.493，pp.108-113, 1995.
- 8) 望月修，丸田芳幸：流体音工学入門 —ゆたかな音環境を求めて—，朝倉書店，1996.
- 9) Lighthill, M. J. : On sound generated aerodynamically I. General theory, Proc. Roy. Soc. London, A211, pp.564-587, 1951.
- 10) Curle, N. : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc. London, A231, pp.505-514, 1955.
- 11) 小林敏雄，佐竹正人：LESによる空力音の予測，第5回数値流体力学シンポジウム講演論文集，pp.191-194, 1991.
- 12) 加藤千幸，高野靖，飯田明由，池川昌弘：Large Eddy Simulationによる流体騒音解析，第5回数値流体力学シンポジウム講演論文集，pp.195-198, 1991.
- 13) 三宅裕，板東潔，堀順士：Large Eddy Simulationによる音源分布の解析，日本機械学会論文集(B編)，59巻567号，pp.173-179, 1993.
- 14) 丸田芳幸，小竹進：平板の剥離流れに伴う騒音(第1報，騒音特性および発生機構)，日本機械学会論文集(B編)，46巻406号，pp.1055-1064,

1980.

- 15) 加藤千幸, 高野靖, 飯田明由, 藤田肇, 池川昌弘: LES による流体音の予測 (第 1 報, 二次元円柱からの放射音), 日本機械学会論文集 (B 編), 60 巻 569 号, pp.126-132, 1994.
- 16) Howe, M. S. : Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute, J. Fluid Mech., Vol.71, pp.625-673, 1975.
- 17) 古池治孝, 石原国彦, 後藤知伸, 高野泰斉: 数値解析による流体音の音源分布の解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 62 巻 595 号, pp.160-166, 1996.
- 18) Tsujimoto, K., Hayashi, A. and Miyake, Y. : Identification of noise source in low mach number flow by DNS, Proc. 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Part2, pp.923-931, 1998.
- 19) 林篤史, 三宅裕, 辻本公一: 低マッハ数流れにおける空力音の数値シミュレーション, 第 29 回乱流シンポジウム講演論文集, pp.273-274, 1997.
- 20) 宮本善彰, 三宅裕, 辻本公一: 直接シミュレーションによる壁近傍からの空力騒音の研究, 第 13 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.48, 1999.
- 21) 比江島慎二, 近藤敏治, 谷口健男: 矩形断面まわりの流れにおける空力音の発生源の特性に関する数値流体解析, 応用力学論文集, Vol.2, pp.573-581, 1999.
- 22) Brooks, A. N. and Hughes, T. J. R.: Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations, Comput. Meths. Appl. Mech. Engrg., Vol.32, pp.199-259, 1982.
- 23) 野村卓史: ALE 有限要素法による流れ・構造連成解析への予測子・修正子法の適用と計算過程に関する技法, 土木学会論文集, No.455/I-21, pp.55-63, 1992.
- 24) Nakayama, R., Nakamura, Y., Ohya, Y. and Ozono, S. : A numerical study on the flow around flat plates at low Reynolds numbers, J. of Wind Engineering, No.52, pp.356-361, 1992.

(2000 年 4 月 21 日受付)