エッジトーン現象によって噴流中に形成された組織構造の特徴*

(第4報, エッジトーン現象のパッシブ制御が

平均速度場や乱れ場におよぼす影響)

河合勇太^{*1}, 辻 義之^{*2}Characteristics of Coherent Structures
in a Jet Indicating Edgetone Oscillations(4th Report, Influence of the Passive Control of Edgetone System
on Mean Velocity Field and Turbulent Flow Field)Yuta KAWAI^{*3} and Yoshiyuki TSUJI^{*3} Development Sect. II, Research & Development Department, Aisan Industry Co., Ltd.,
1-1-1 Kyowa-cho, Obu-shi, Aichi, 474-8588 Japan

Present study revealed that the mean and the turbulent characteristics of the flow fields where edge tone phenomenon is suppressed by the interaction of square bars approach two dimensional jet. It was also revealed that the suppression of production terms is the main cause of the phenomenon that out of the turbulent characteristics, streamwise turbulent intensity u_1^2 and Reynolds stress $-u_1 u_2$ decrease and approach to the value of the two dimensional jet. On the other hand, the results of non-isotropy tensor of velocity b_{12} and the production term of u_2^2 component imply that the decrease in vertical turbulent intensity u_2^2 is caused by the suppression of redistribution term, more specifically, the energy transfer from u_1^2 to u_2^2 . Besides, the comparison result of the phase-averaged non-isotropy tensor of velocity $\langle b_{12} \rangle$ and the vortical structures induced by edge tone phenomenon implies that the energy transfer from u_1^2 to u_2^2 is generated at the positive pressure regions, and the control of the vortical structures suppresses the energy transfer from u_1^2 to u_2^2 .

Key Words: Edge Tone, Impinging Jet, Coherent Structure, Vortex, Swirling Flow, Aerodynamic Sound

1. 緒論

エッジトーン現象に代表される自励振動現象は大きな騒音を伴い、機器の損傷や破壊を引き起こす⁽¹⁾。エッジトーン現象はノズル出口後縁で生じた渦度変動がエッジに衝突、もしくはエッジ近傍を通過すると音波や擬似音波が発生し、それが上流へとフィードバックして再びノズル出口後縁に渦度変動を誘起することで維持される⁽²⁾。辻河内ら、藤沢らや Ziada らは音波、もしくは擬似音波のフィードバックに介入することでエッジトーンを制御した^{(3), (4), (5)}。また、池田らはノズル出口後縁に突起物を設置し、渦度変動の一様性を壊すことでエッジトーンを抑制している⁽⁶⁾。著者らもエッジトーンの音源を既報で定義した渦構造(低圧領域と位相平均速度勾配テンソルの不変量の集中領域が一致する領域)と定め、その通過位置に角柱を設置することでエッジトーンの抑制に成功した⁽⁷⁾。⁽⁸⁾。しかしながらこれらの研究はいずれも減音を目的とした研究であり、エッジトーンの抑制に伴う流れ場の変化については詳しく議論されていない。すなわち、エッジトーン現象の抑制には減音の他、自励振動現象によってもたらされる機器の損傷・破壊を防ぐ工学的な目的がある。本論文では既報

の制御実験がこの目的に即した効果を示すか検証し、そのメカニズムをレイノルズ応力方程式を介して明らかにする⁽⁸⁾。

2. 主な記号

 b_e : ノズル出口の幅 (=10mm) x_1, x_2 : 直交座標系 x_1', x_2' : 平板先端中心および壁面を原点とする主流、鉛直方向座標 u_1, u_2 : 変動速度の x_1, x_2 方向成分 u_1', u_2' : u_1, u_2 の rms 値 U_e : 噴流ノズル出口の x_1 方向平均速度(図1参照) U_c : 中心軸上 ($x_2=0.0$) の x_1 方向平均速度 U_m : 壁面上 x_2' 断面における x_1' 方向平均速度の最大値 $y_{0.5}, y_{0.5}'$: 平板に近づく噴流と壁面噴流の半値幅 p : 変動圧力 ρ, ν : 流体の密度と動粘性係数 f_e, T_e : エッジトーン周波数と周期 L_x : 制御角柱のノズル出口 ($x_1=0.0$) からの x_1 方向距離(図1参照) L_y : 制御角柱の中心軸 ($x_2=0.0$) からの x_2 方向距離(図1参照)-, $\langle \rangle$: 時間平均と位相平均

* 原稿受付 2008年10月21日。

^{*1} 正員, 愛三工業(株)研究開発部第2開発室(☎474-8588 大府市共和町1-1-1)。^{*2} 正員, 名古屋大学大学院工学部エネルギー理工学専攻。
E-mail: yuta_kawai@aisan-ind.co.jp

3. 実験装置の概要

測定部の概略図を図1に示す。二次元自由噴流が平板に衝突する事によりエッジトーン現象が発生する。実験条件はこれまでと同一の Re 数 ($Re \equiv U_e b_e / \nu = 22000$, $U_e \sim 32$ m/s) である^{(7), (8)}。平板は二次元自由噴流の自己保存領域 ($x_1/b_e = 20$) の流れに対して平行に設置した。平板長さは735mm, 幅200mm, 厚さ6mmである。平板の前縁形状は Narashimha 提唱の楕円形状とした⁽⁹⁾。より詳細な実験装置の説明は既報を参照していただきたい⁽¹⁰⁾。瞬時速度の測定は X 型プローブと KANOMAX 定温型熱線風速計 (Model: SYSTEM 7000) を用いておこなった。また, 条件付き抽出法をおこなうための参照信号は $x_1/b_e = 20$, $x_2/b_e = 30$ に固定したマイクロフォンの圧力信号とした⁽¹¹⁾。エッジトーン現象の制御方法は一辺6mmの正方形角柱を2個, 中心軸 ($x_2 = 0.0$) 対称に設置するパッシブ制御である。流れの対称性や二次元性を保つため, それらはスパン方向に平行とした。角柱は流れに接する面が主流に対して 45° の角度を持つように調整してある。角柱の設置位置は $(L_x/b_e, L_y/b_e) = (5.0, \pm 1.0)$ とした。既報の結果より, この設置位置で最もエッジトーンが抑制 (減音) されることがわかっている⁽⁸⁾。本論文では以下の4つの定義を便宜上用いる。

- ① 噴流が平板に衝突する前方の領域 $x_1/b_e \leq 20$ を「衝突噴流領域」、また、衝突後の平板上の流れ場を「壁面噴流領域」
- ② 平板がない場合での結果を「二次元自由噴流」
- ③ 他の研究者によってなされた典型的な二次元壁面噴流の結果を「通常の二次元壁面噴流」
- ④ $(L_x/b_e, L_y/b_e) = (5.0, \pm 1.0)$ に角柱を設置したときの実験結果を「制御時」、角柱を設置していない結果を「無制御時」

4. レイノルズ応力方程式と Rotta のモデル

本論文ではレイノルズ応力方程式の生成項と再分配項 (圧力歪み相関項) について議論する。レイノルズ応力方程式は,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = & -\overline{u_k u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_k u_i} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \\ & + \frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} + \frac{1}{\rho} (\delta_{jk} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \overline{p} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

である。ここで, δ_{ij} はクロネッカのデルタを示す。

本論文は実験条件より二次元流の仮定の基に議論

を進める。各方向の変動エネルギー $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ に対する生成項 $\overline{P_1}$, $\overline{P_2}$, $\overline{P_{12}}$ は,

$$\overline{P_1} = - \left[2\overline{u_1^2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_1} + 2\overline{u_1 u_2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_2} \right] \quad (2)$$

$$\overline{P_2} = - \left[2\overline{u_1 u_2} \frac{\partial \overline{u_2}}{\partial x_1} - 2\overline{u_2^2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_1} \right] \quad (3)$$

$$\overline{P_{12}} = \left[\overline{u_1^2} \frac{\partial \overline{u_2}}{\partial x_1} + \overline{u_2^2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_2} \right] \quad (4)$$

となる。なお, 二次元流における $\overline{u_3^2}$ の生成項は零となる。一般に再分配項は平均流の急激な変化に直接応答する急再分配項 Π_{ij}^R と平均流の変化に間接的に応答する緩再分配項 Π_{ij}^S に分けてモデル化がなされている。本論文では緩再分配項に関する Rotta のモデルを評価する⁽¹²⁾。

$$\frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = \Pi_{ij}^R + \Pi_{ij}^S \quad (5)$$

$$\Pi_{ij}^S = -2\varepsilon C b_{ij} \quad (6)$$

b_{ij} は速度非等方テンソルである。 $\varepsilon = \nu (\partial \overline{u_i} / \partial x_k)^2$ は散逸項, C は定数である。 ε と C は正の値を持つので b_{ij} の符号を調べれば各成分間のエネルギーの移動方向がわかる。すなわち, $b_{ij} > 0$ のときは他の成分へエネルギーが移動し, $b_{ij} < 0$ のときはその逆となる。 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ に対する b_{ij} はそれぞれ b_{11} , b_{22} , $-b_{12}$ となる。

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{\overline{u_k^2}} - \frac{1}{2} \delta_{ij} \quad (7)$$

$$b_{11} = -b_{22} = \frac{\overline{u_1^2}}{\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2}} - \frac{1}{2} \quad (8)$$

$$b_{12} = \frac{\overline{u_1 u_2}}{\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2}} \quad (9)$$

Fig.1 Schematic view of edgetone control system.

5. 実験結果と考察

5.1 平均流特性 エッジトーンを抑制した流れ場の平均流特性を二次元自由噴流や通常の二次元壁面噴流と比較する。図2に衝突噴流領域での噴流中心速度 U_c と半値幅 $y_{0.5}$ の下流方向変化を示す。制御時の結果を○, 無制御時の結果を●で載せてある, 実線は二次元自由噴流の結果である。いずれも Re 数 22000 の結果で, U_c は下流方向に減衰し, $y_{0.5}$ は増加する。実線で示した二次元自由噴流と比較すると, ○と●で示した制御時と無制御時の噴流中心速度 U_c の減衰は早い。無制御時は $x_1/b_e \sim 7.0$ から実線との差が大きく現れるのに対して制御時は $x_1/b_e \sim 17$ で現れる。同様に半値幅 $y_{0.5}$ も○と●は二次元自由噴流の結果 (実線) よりも早く下流方向へ増加し, U_c の結果とほぼ同じ位置から実線との差が現れる。Gutmark らは二次元噴流を x_2 方向に長い平板に衝突させたとき, U_c の減衰が二次元自由噴流に比べて大きくなる位置は Re 数や衝突距離 L にかかわらず $x_1/L \sim 0.8$ となるとした⁽¹⁵⁾。本実験では無制御時が $x_1/L \sim 0.35$, 制御時は $x_1/L \sim 0.85$ となり, 制御により U_c の減衰は抑えられて Gutmark らの結果に近づく。

図3(a)に壁面噴流領域における x_2' 断面最大平均速度 U_m の下流方向変化を示す。 U_m はノズル出口平均速度 U_e で無次元化し, その逆数の2乗 $(U_e/U_m)^2$ を縦軸に取った。図2と同様に制御時と無制御時の結果を○と●で示す。また, 比較のために小林・藤沢と Abrahamson らの通常の二次元壁面噴流の結果を一点鎖線と二点鎖線で載せてある^{(13), (14)}。いずれの分布も x_1'/b_e に比例して増加する領域が存在するが, その勾配は大きく異なる。○で示した制御時の勾配は 0.17 であり無制御時の 0.23 よりも小さくなるが, 小林・藤沢や Abrahamson らの結果, 0.067, 0.068 に比べると大きい。図3(b)には半値幅 $y'_{0.5}$ の結果を載せた。

図3(a)同様, いずれの分布も x_1'/b_e に比例して増加する領域が存在する。その勾配は, 制御時 0.090, 無制御時 0.122 であり, $(U_e/U_m)^2$ と同様に制御時の勾配は無制御に比べて小さく, 小林・藤沢や Abrahamson らの結果, 0.066, 0.075 より大きい。

以上をまとめると, 角柱設置によるエッジトーン現象の制御は噴流中心速度 U_c や最大速度 U_m の減衰と半値幅の発達を抑え, これらの分布を二次元自由噴流や通常の二次元壁面噴流に近づける。

5.2 乱流特性 続いて本制御による変動速度成分への影響を各方向の変動エネルギー $u_1'^2$, $u_2'^2$

Fig.2 Distribution of center-line mean velocity U_c and half-value width $y_{0.5}$, which are normalized by nozzle exit velocity U_e and width b_e respectively. ○ indicates the result under edge tone control system, ●, under no control system, and —, result of two dimensional jet.

Fig.3 Distribution indicating the general characteristics of wall jet region. (a) Decay of the maximum velocity U_m in nozzle exit scaling, (b) Development of the half-width $y'_{0.5}$ in nozzle exit scaling. ○ indicates the result under edge tone control system, ●, under no control system, —, Abrahamsson et al's experimental result, and ---, Kobayashi and Fujisawa's experimental result.

とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ により評価する。図 4(a)~(c)に衝突噴流領域 $x_1/b_e=15$ での $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ と $-\overline{u_1 u_2}$ の結果を示す。図中の記号の意味は図 2 と同様である。いずれの分布もノズル出口速度 U_e で無次元化した。図 4(a), (b)に示した $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ の分布はいずれも中心軸, $x_2/b_e=0$ 対称の分布形状を持ち, $\overline{u_1^2}$ は中心軸の外側, $\overline{u_2^2}$ は中心軸上で最大値を持つ。実線で示した二次元自由噴流の結果と比較すると, ●で示した無制御時の $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ の分布はともに二次元自由噴流に比べて大きな値を示す。これに対して○で示した制御時の分布は実線より若干大きな最大値を持つが, その差は比較的小さい。また図 4(c)に示したレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の分布は $x_2/b_e=0$ を中心とした点対称分布となり, $x_2/b_e<0$ で正の値を, $x_2/b_e>0$ で負の値を持つ。無制御時の分布(●)は二次元自由噴流(実線)に比べて $x_2/b_e<0$ で大きな正の値を, $x_2/b_e>0$ で大きな負の値を持つが, $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ の結果同様に制御時(○)と二次元自由噴流の差は比較的小さい。

次に各方向の変動エネルギー $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の x_1 方向への変化量を x_2 方向に積分することで評価した。結果を図 5(a)~(c)に示す。

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u_1^2} dx_2 / (U_e^2 b_e) \quad (10)$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u_2^2} dx_2 / (U_e^2 b_e) \quad (11)$$

$$I_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} (-\overline{u_1 u_2}) dx_2 / (U_e^2 b_e) \quad (12)$$

I_1 , I_2 , I_{12} の結果はいずれも●で示した無制御時の分布が実線で示した二次元自由噴流の分布に比べて大きな値を示している。これに対して制御時の分布(○)は平板先端付近でやや二次元自由噴流に比べて大きな値を示すが, 上流部 $x_1/b_e \leq 13$ では二次元自由噴流とほぼ等しい値を持つ。

5.3 生成項と再分配項 前節の結果から, 本制御は変動エネルギー $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の増加を抑制し, 二次元自由噴流の値に近づけることがわかった。本節では $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ と $-\overline{u_1 u_2}$ の生成項と再分配項を評価することでその抑制機構を理解する。

図 6(a)~(c)に変動エネルギー $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ に対する生成項 $\overline{P_1}$, $\overline{P_2}$, $\overline{P_{12}}$ の分布

を (U_e^3/b_e) で無次元化して示す。図 4 と同じ位置, $x_1/b_e=15$ での結果である。図中の記号○, ●と実線はこれまでと同様に制御時, 無制御時, 二次元自由噴流の結果をあらわす。図 6(a)に示した $\overline{P_1}$ の分布はいずれも中心軸, $x_2/b_e=0$ より外側で最

Fig.4 Distribution indicating the general characteristics of the turbulent flow field under $x_1/b_e=15$. (a) streamwise turbulent intensity $\overline{u_1^2}$, (b) vertical turbulent intensity $\overline{u_2^2}$, and (c) Reynolds stress $-\overline{u_1 u_2}$. See Fig.2 for legend.

Fig.5 Streamwise variation of the total turbulent intensity and Reynolds stress at several x_2 section defined by equations (8), (9) and (10).

大値を持つ中心軸対称となる。 $\overline{P_1}$ の分布と図4(a)に示した $\overline{u_1^2}$ の分布と比較すると、 $\overline{P_1}$ の最大値はいずれも $\overline{u_1^2}$ よりも中心軸側に位置している。 $\overline{P_2}$ の分布も $\overline{P_1}$ と同様に $x_2/b_e=0$ より外側で最大値を持つ中心軸対称となるが(図6(b)参照)、その分布形状は図4(b)に示した $\overline{u_2^2}$ と大きく異なり、 $x_2/b_e=0$ で負の最小値を持つ。また、 $\overline{P_2}$ の大きさは他の生成項 $\overline{P_1}$ 、 $\overline{P_{12}}$ の1/10程度であり、生成項 $\overline{P_2}$ が変動エネルギー $\overline{u_2^2}$ の増加にあまり寄与していないことを示唆しているが、これについては後に議論する。図6(c)の $\overline{P_{12}}$ は図4(c)のレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の分布と類似する。すなわち、分布形状は $x_2/b_e=0$ を中心に点対称となり、 $x_2/b_e<0$ で正の値を、 $x_2/b_e>0$ で負の値を持つ。制御時、無制御時と二次元自由噴流の $\overline{P_{12}}$ が最大値と最小値を持つ位置は、それぞれのレイノルズ応力が最大値、最小値を持つ位置に比べて中心軸側に存在し、 $\overline{P_1}$ と $\overline{u_1^2}$ の関係と同様である。 $\overline{P_1}$ の最大値や $\overline{P_{12}}$ の最大値と最小値が $\overline{u_1^2}$ や $-\overline{u_1 u_2}$ に比べて中心軸側に位置する結果はHussainらによる軸対称噴流でも得られている⁽¹⁶⁾。次に実線で示した二次元自由噴流との比較に注目すると、図6(a)~(c)の●で示した無制御時の各生成項は二次元自由噴流の生成項に比べて大きな値を持つが、制御時の生成項(○)は比較的二次元自由噴流に近い値を持つ。エッジトーンの制御により分布が二次元自由噴流に近づくのは図4(a)~(c)に示した $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ と $-\overline{u_1 u_2}$ の結果とよく対応している。

続いて x_2 断面上で生成された $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ と $-\overline{u_1 u_2}$ の総量を評価するために $\overline{P_1}$ 、 $\overline{P_2}$ 、 $\overline{P_{12}}$ の x_2 方向積分をおこなった。図7(a)~(c)に結果を示す。

$$E_1 = \int_{-\infty}^0 \overline{P_1} dx_2 / U_e^3 \quad (13)$$

$$E_2 = \int_{-\infty}^0 \overline{P_2} dx_2 / U_e^3 \quad (14)$$

$$E_{12} = \int_{-\infty}^0 \overline{P_{12}} dx_2 / U_e^3 \quad (15)$$

実線で示した二次元自由噴流との差に注目すると、図7(a)、(c)に示した E_1 、 E_{12} はどちらも●が実線よりも大きな値を持つが、○は比較の実線に近い値を持つ。この関係は図5(a)、(c)に示した I_1 と I_{12} の結果と良く対応しており、生成項 $\overline{P_1}$ 、 $\overline{P_{12}}$ が $\overline{u_1^2}$ と $-\overline{u_1 u_2}$ の増加に大きく寄与していることが理解で

きる。これに対し、図7(b)に示した E_2 は全ての x_1 位置でおおよそ零の値を持つ。したがって、図5(b)の●で示した無制御時の I_2 が制御時や二次元自由噴流より大きくなるのは生成項 $\overline{P_2}$ に起因したものではなく、他の成分から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動に差が生じたことが原因として考えられる。そこで、次に変動エネルギー $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の再分配項をRottaのモデル(7)式により

Fig.6 Cross-sectional distribution of the production terms under $x_1/b_e = 15$. (a) $\overline{P_1}$, (b) $\overline{P_2}$, (c) $\overline{P_{12}}$. See Fig.2 for legend.

Fig.7 Streamwise variation of the turbulence and the Reynolds stress productions at each of the x_2 sections defined by equations (11), (12) and (13).

評価する. 本流れ場は平均速度勾配が大きいこと, 非等方性が強いことを考慮すると, Rotta の緩再分配項に対するモデルに基づく評価の妥当性は低い. しかしながら Shih と Lumley は一様せん断流での再分配項を DNS データで比較し, 急再分配項と緩再分配項の分布形状が定性的には等しくなることを示している. また, DNS データによる緩再分配項と Rotta のモデルとの比較においても分布形状は定性的に一致する⁽¹⁷⁾. つまり, ここでは以下の点を期待した定性的な評価をおこなう.

- (a) 急再分配項と緩再分配項の分布は定性的に等しい.
- (b) Rotta のモデルにより緩再分配項の大きさを定性的に評価できる.
- (c) 流れ場の強い二次元性から, (8), (9)式に基づく速度非等方テンソル b_{ij} は定性的な評価の誤差要因とはならない.

図 8(a), (b)に $b_{11} = -b_{22}$ と $-b_{12}$ の x_2 方向分布を示す. 図 4, 6 同様, $x_1/b_e = 15$ の結果である. b_{11} の分布は制御時, 無制御時と二次元自由噴流の結果とともに中心軸 $x_2/b_e = 0$ より外側で正の最大値を持つ中心軸対称となる. いずれの分布も x_2 断面でおおよそ正の値を保ち, $\overline{u_1^2}$ から他の成分へのエネルギーの再分配が行われていることを示唆している. 本研究では二次元流を仮定したため, $b_{11} = -b_{12}$ の関係があり, $\overline{u_1^2}$ から再分配されたエネルギーは全て $\overline{u_2^2}$ へと移動することになる. 実際の流れ場では $\overline{u_3^2}$ とのエネルギーの分配も行われるため, 定量的な評価は難しいが, $\overline{u_2^2}$ の生成項 $\overline{P_2}$ を x_2 方向に積分した E_2 が全ての x_1 位置でおおよそ零の値を持つことから (図 7(b)参照), 図 5(b)に示

した I_2 の x_1 方向への増減は $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動が大きく寄与していると考えられる. ●で示した無制御時の b_{11} は○や実線に比べて大きな値を持ち, 無制御時の $\overline{u_2^2}$ が制御時や二次元自由噴流に比べて大きな値を示す結果 (図 4(b)参照) をよく説明している. また, 図 8(b)に示した $-b_{12}$ の分布はいずれも $x_2/b_e = 0$ を中心に点対称分布となり, レイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の符号と対応している. b_{11} と同様に無制御時の分布は制御時や二次元自由噴流に比べて正の値は大きく, 負の値は小さくなる. この結果は無制御時の $-\overline{u_1 u_2}$ から他の成分への分配が制御時や二次元自由噴流に比べて大きいことを示唆している.

5.4 再分配項と渦構造 前節までの結果は, 本制御による変動エネルギー $\overline{u_1^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ の抑制が生成項の抑制に起因するのに対し, $\overline{u_2^2}$ の抑制は再分配項の抑制によってもたらされることを示唆する. 本節では, 再分配項と渦構造との関係を明らかにする. ここでの渦構造とは, 位相平均圧力 $\langle \bar{p} \rangle$ の局所低圧領域と位相平均速度勾配テンソルの不変量の集中領域が一致する領域を指す. 渦構造の詳細な説明については既報を参照していただきたいが, 制御時, 無制御時ともに渦構造の存在を確認している⁽⁷⁾. b_{11} の位相平均値 $\langle b_{11} \rangle$ と位相平均圧力 $\langle \bar{p} \rangle$ の分布を比較し, 渦構造が $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの輸送に果たす役割について議論する.

$$\langle b_{11} \rangle = -\langle b_{22} \rangle = \frac{\langle u_1^2 \rangle}{\langle u_1^2 \rangle + \langle u_2^2 \rangle} - \frac{1}{2} \quad (16)$$

図 9(a)~(c)に制御時, 図 10(a)~(c)に無制御時の $\langle b_{11} \rangle$ 等値図を示す. (a)~(c)はそれぞれ位相 $2T_e/8, 6T_e/8, 8T_e/8$ に対応する. 色が薄い程大きな値を示す. 図中の○印は流れ方向の位相平均速度 $\langle \tilde{u}_1 \rangle$ が各 x_2 断面上で最大となる位置であり, 噴流軸の周期的な振動に対応している. 渦構造と比較するために位相平均圧力 $\langle \bar{p} \rangle / \bar{\rho} (U_e/b_e)^2$ の等値線が載せてある. 正の値を実線, 負の値を破線により示した. 等値線が持つ位相平均圧力の値については既報を参照していただきたい⁽⁸⁾. 図 10 に示した無制御時の結果に注目すると, 図 10(a) の位相 $2T_e/8$ で $\langle b_{11} \rangle$ が正の値を持つ領域は $(x_1/b_e, x_2/b_e) \sim (15, 2.5)$ に最大値を持つ正圧領域と重なる. $\langle b_{11} \rangle$ の正領域と正圧領域は重なりながら移動し (図 10(a)~(c)参照), ランキン渦を千鳥状に配列したときに得られる結果と一致する. 図

Fig.8 Cross-sectional distribution of the non-isotropy tensor of velocity b_{ij} under $x_1/b_e = 15$. (a) $b_{11} = -b_{22}$, (b) $-b_{12}$. See Fig.2 for legend.

Fig.9 Contour plot of phase-averaged non-isotropy tensor of the velocity $\langle b_{11} \rangle$ under edgetone control system at fixed phase angles (a) $2T_e/8$, (b) $6T_e/8$, (c) $8T_e/8$. Phase averaged pressure $\langle \bar{p} \rangle$ lines are provided for comparison.

10(b)の位相 $6T_e/8$ の結果と図 10(a)を比較すると、 $\langle b_{11} \rangle$ が正の値を保持する領域は平板先端に近づくにつれて広くなることがわかる。平板先端を通過後 $\langle b_{11} \rangle$ は一様化して 0 の値を持つようになる (図 10(c)参照)。また、図 9(a)~(c)に示した制御時の分布は正圧領域で $\langle b_{11} \rangle$ が正の値を持つが、その領域は無制御時に比べて狭い。

以上より、 $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動は正圧領域でおこなわれており、渦構造の制御が $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動を抑制する結果を得た。渦構造の運動と関係付けたメカニズムの説明は今後の課題であるが、笠木らによる平行平板間流れの DNS データを用いた解析結果も同様に正圧領域で $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動がおこなわれており、その結果を壁面付近の渦構造の運動によるイジェクションと主流との干渉によって説明している⁽¹⁸⁾。

Fig.10 Contour plot of phase-averaged non-isotropy tensor of the velocity $\langle b_{11} \rangle$ under no edgetone control system at fixed phase angles (a) $2T_e/8$, (b) $6T_e/8$, (c) $8T_e/8$. Phase averaged pressure $\langle \bar{p} \rangle$ lines are provided for comparison.

6. 結論

角柱干渉によってエッジトーン現象を抑制した流れ場の平均流特性や乱流特性を二次元自由噴流や通常の二次元壁面噴流と比較し、以下の結論を得た。

- (1) 角柱設置によるエッジトーン現象の制御は噴流中心速度 U_c や最大速度 U_m の減衰と半値幅 $y_{0.5}$, $y'_{0.5}$ の発達を抑え、二次元自由噴流や通常の二次元壁面噴流の分布に近づく。
- (2) エッジトーン現象を伴う流れ場の変動エネルギー $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ は本制御によって抑制されて二次元自由噴流の値に近づく。
- (3) 本制御によって変動エネルギー $\overline{u_1^2}$ とレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ が減少し、二次元自由噴流の値に近づくのは各生成項 $\overline{P_1}$, $\overline{P_{12}}$ の抑制が主な原因と考えられる。

- (4) 速度非等方テンソル b_{ij} と生成項 $\overline{P_2}$ の結果は、
本制御によって $\overline{u_2^2}$ が減少するのは再分配項、
すなわち $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギー輸送の抑制
が原因であることを示唆する。
- (5) 位相平均速度非等方テンソル $\langle b_{ij} \rangle$ とエッジ
トーン現象によって引き起こされた渦構造と
の比較は $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギーの移動が
正圧領域でおこなわれており、渦構造の制御が
 $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_2^2}$ へのエネルギー移動を抑制するこ
とを示唆する。

文献

- (1) Rockwell, D., *AIAA Journal*, Vol. 21, No. 5, May. 1983, pp. 645-664.
- (2) S. Yoshikawa, H. Wada, H. Sakao, H. Fujita, A. Iida, M. Nishimura, T. Kaburagi, *Aeroacoustics of Sound Sources* (in Japanese), (2007), Corona, pp. 34-36.
- (3) T. Shakouchi, T. Ito, Y. Suematsu, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 52-480(1986), pp. 2872-2880.
- (4) N. Fujisawa, T. Kouno, T. Takano, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 66-648(2000), pp. 2073-2078.
- (5) S. Ziada, *J. Fluids and Structures*, Vol. 9(1995), pp. 907-923.
- (6) T. Ikeda, Z. Tokunaga, Y. Tsuchiya, T. Nagasawa, T. Horikoshi, *Transaction of the Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 45-522(1997), pp. 404-410.
- (7) Y. Kawai, Y. Tsuji, Y. Kukita, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 72-724(2006), pp. 3058-3065.
- (8) Y. Kawai, Y. Tsuji, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 74-738(2008), pp. 354-361.
- (9) R. Narashimha, S. N. Prasad, *Exp. Fluids*, Vol. 17(1994), pp. 358-360.
- (10) Y. Kawai, Y. Tsuji, Y. Kukita, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 70-692(2004), pp. 935-942.
- (11) Y. Kawai, Y. Tsuji, Y. Kukita, *Transaction of the JSME, Series B*, Vol. 72-716(2006), pp. 915-923.
- (12) S. Kida, S. Yanase., *Turbulence Dynamics* (in Japanese), (1999), Asakura, pp. 346-377.
- (13) H. Abrahamsson, B. Johansson and L. Lofdahl, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, Vol. 13-5(1994), pp. 533-556.
- (14) R. Kobayashi, N. Fujisawa, Report No. 351 of the *Institute of High Speed Mechanics*, Vol. 45(1982), pp. 95-114.
- (15) E. Gutmark, M. Wolfshtein and I. Wygnaski, *J. Fluid Mech*, Vol. 88-4(1978), pp. 737-757.
- (16) J. Hussein, P. Capp and K. George, *J. Fluid Mech*, Vol. 258(1994), pp. 31-75.
- (17) H. Shih, L. Lumley, *AIAA Journal*, Vol. 31-4(1993), pp. 663-670.
- (18) N. Kasagi, Y. Sumitani, Y. Suzuki and O. Iida, *J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 16(1995), pp. 2-10.