はく離線の変化によるはく離・再付着流れの制御*

木谷 勝**, 宮越 勝 美***

Manipulation of Leading-Edge Separation Zone
through Spanwise Segmentation

Masaru KIYA and Katsumi MIYAKOSHI

Experimental studies have been made on a three-dimensional separation zone at the segmented leading of a long blunt plate with right-angled corners. The leading edge is periodically segmented into a isosceles triangle with the apex angle θ being changed from 180° to 60° with an interval of 30° . Surface flow patterns are presented and interpreted by nodes and saddles of the skin-friction vector field and by reattachment and separation lines. Distributions of time-mean and root-mean-square pressures on the surface are also discussed in terms of these singularities and the characteristic lines. The longitudinal extent of the separation zone defined as the distance between an apex and the most downstream reattachment saddle is less than that of the two-dimensional separation zone ($\theta=180^\circ$). The separation zone is dominated by spanwise large-scale vortices when θ is more than a critical value θ_c ($\approx 100^\circ$) and by longitudinal vortices when $\theta < \theta_c$. Finally, the frequency at which the large-scale vortices are shed from the separation zone is found to increase with decreasing apex angle.

Key Words: Fluid Mechanics, Separation Zone, Leading-Edge Separation, Turbulent Flow, Pressure Fluctuation, Vortex Shedding, Flow Visualization, Flow Manipulation

1. 緒 言

本論文は、厚板の前縁をのこ歯状に変形することによって、前縁に形成されるはく離・再付着流れがどのように変化するかを実験的に研究したものであって、その目的ははく離・再付着流れの工学的制御にある。

類似の研究には、翼の前縁にスパン方向に周期的な突起物(ボルテックスジェネレータ)をつけて、失速角の増加をはかったもの⁽¹⁾、後向きステップのはく離線を変形して縦渦を誘起し、熱伝達の促進をはかったもの⁽²⁾、そのときの表面流の油膜模様を調べたもの⁽³⁾、円形ノズルの出口を周方向に変形して、噴流騒音の低減をはかったもの⁽⁴⁾などがあげられる。

また、文献⁽⁵⁾においては、二次元厚板の前縁に形成されるはく離領域内の大規模渦の構造が研究されており、スパン方向に約 $0.6 x_R$ (x_R : 再付着長さ)の間隔でほぼ周期的に配列された大きな渦塊が存在することが明らかにされた。この渦塊ははく離領域の圧力変動や熱伝達・物質移動を支配するものであるが、その位置

はスパン方向に固定されていないために、その構造を実験的に調べるには困難が多い。したがって、この渦塊の本質を変えることなく、スパン方向の位置を固定することができれば、実験的研究には極めて便利である。

本論文では、このような応用を念願において、のこ歯状前縁の頂角を系統的に変化させたときの、はく離・再付着流れの変化を明らかにする。

2. 実験装置および方法

実験には、高さ0.4 m、幅0.4 m、長さ1.9 mの正

図1 供試厚板および主な記号の定義

* 昭和61年9月28日 北海道支部第28回講演会において講演, 原稿受付 昭和61年2月27日.

** 正員, 北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目).

*** 正員, 北見工業大学 (〒090 北見市公園町165).

方形断面の測定部をもつ吸込形風洞を用いた。実験における主流速度 U_∞ は 10 m/s で、この流速における主流乱れの強さは 0.3~0.4% である。

図 1 に供試厚板および主な記号の定義を示す。厚板は滑らかなアクリル樹脂で製作されており、厚さ ($2H$) 2.0 cm, 幅 40 cm, 長さ 55 cm である。したがって、風洞測定部の幾何学的拘束比は 5% である。厚板の前縁は二等辺三角形ののこ歯状に整形されている。以下の説明では、簡単のために、これをのこ歯とよぶことにする。のこ歯の波長 λ は、二次元厚板のはく離・再付着流れに現れる渦塊のスパン方向間隔 ($\approx 0.6 x_R, x_R \approx 10H$) と同程度の $5H$ とした。のこ歯の頂角 θ は、60°, 90°, 120°, 150°, 180° (二次元厚板) の 5 種類である。

厚板は風洞測定部の中央に設置し、すべての頂角について、のこ歯の谷の位置は測定部入口より 60 cm 下流とした。また、測定部側壁上の境界層の影響を除去するために、厚板の両側に二枚の端板(側壁との間隔 5 cm)をつけた。したがって、端板の間には 6 波長ののこ歯がある。さらに、厚板のまわりの流れを上下対称とするために、角度の調節が可能な後縁フラップをつけた。これにより、平板上下面の対応点における圧力差を、主流動圧の 2% 以内におさえた。

本実験においては、油膜法による表面流の可視化観測および表面圧力(時間平均および変動成分)の測定を行った。平均圧力は、直径 0.7 mm の測定孔(109~115 個)を用いベッツ形マノメータによって、変動圧力は半導体拡散形圧力変換器(Endevco 社製 8507)によって測定した。圧力変換器は、文献⁽⁶⁾と同様に、測圧孔(直径 0.8 mm)のすぐ近くに取付けた。このゲインファクタは 520 Hz 以下の周波数において 1 ± 0.05 、位相遅れはほとんど零であった。

実験におけるレイノルズ数 $Re = 2HU_\infty/\nu$ (ν : 動粘性

係数) は 1.3×10^4 である。なお、図 1 に示すように、 xyz -座標の原点をのこ歯の谷にとり、主流方向を x 軸、板の側面と垂直な方向を y 軸、スパン方向を z 軸とする。 $z=0$ はスパン中央、 $y=0$ は厚板前面の中心に対応する。

3. 実験結果および考察

3.1 表面流のパターン 図 2 に表面流の可視化写真およびその解釈を示す。図中の A. L., a. l. は再付着線を、S. L., s. l. ははく離線を意味する。二次元厚板($\theta=180^\circ$)の主要な再付着線 A. L. は $x/H \approx 9.5$ の位置にあるが、これは主流乱れが同程度の文献⁽⁷⁾の結果($x/H \approx 9.3$)に近い。この再付着線の前方($3 \leq x/H \leq 9.5$)には強い逆流があり、押し流された油剤は $x/H = 1.5 \sim 3$ の範囲にたまっている。また、前縁の近くから $x/H \approx 0.6$ までの範囲には弱い順流がみられた。あとの二つの中間領域($0.6 \leq x/H \leq 1.5$)では油剤の移動が観測されなかったが、文献⁽⁷⁾によれば、ここには弱い逆流がある。さらに本実験のレイノルズ数では、最初のはく離は前縁で生ずるから、前縁のすぐ下流には再付着線がなければならない。以上を総合すれば、 $\theta=180^\circ$ に対する表面流の解釈は図 2 (a) の下側の図のようになる。ただし、図中の矢印は表面せん断応力の方向を示す。頂角が 150° 以下のものについては、表面流のパターンを、節点および鞍部点を用いて解釈するのが便利である。表面流はせん断応力のベクトル場によって形成されることおよび厚板表面をトラスの一部分とみなせることから、その表面ではベクトル場の節点の総数 $\sum N$ と鞍部点の総数 $\sum S$ とが等しくなければならない⁽⁸⁾。すなわち、のこ歯の 1 周期について

$$\sum N - \sum S = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

である。またのこ歯の山および谷を通る対称面内の流線パターンについては、半節点および半鞍部点の総数

図 2 表面の油膜パターンとその解釈 ($\lambda/H=5$, $Re=1.3 \times 10^4$) (その 1)

(b) $\theta=150^\circ$ (c) $\theta=120^\circ$ (d) $\theta=90^\circ$ (e) $\theta=60^\circ$ 図 2 表面の油膜パターンとその解釈 ($\lambda/H=5$, $Re=1.3 \times 10^4$) (その 2)

をそれぞれ Σ_N', Σ_S' とすれば

$$\left(\Sigma_N + \frac{1}{2}\Sigma_N'\right) - \left(\Sigma_S + \frac{1}{2}\Sigma_S'\right) = -1 \dots \dots (2)$$

である。式(1), (2)を適用するときには、厚板の後縁は十分下流にあるものとする。図2の(b)以下の表面流および図4の対称面内の流れは式(1)および式(2)の条件を考慮して決定したものである。 $\theta=150^\circ, 120^\circ$ のときには、山のすぐ下流に、この歯の1周期あたり一対の節点(渦の痕跡)がある。 $\theta=90^\circ$ のときには、これらの節点(谷の方向に移動している)のほかに、さらに下流($x/H \approx 2.7$)にもう一対の節点が見れる。 $\theta=60^\circ$ においては、谷の近くに片側だけで一対の節点がある。

$\theta=150^\circ, 120^\circ$ のときの主要な再付着線 A. L. は、前縁形状に対応する周期的な連続曲線になっており、その振幅はこの歯の振幅よりも大きい。あとの二つの頂角 $\theta=90^\circ, 60^\circ$ においては、主要な再付着線は単独で下流にのびており、隣接する二つの A. L. は連結されていない。また、これらの頂角においては、山のすぐ下流から谷へ向かうはく離線 S. L. が現れているが、これは三角翼の翼端近くにみられる縦渦によるものと同じである。これらは図3に示すように⁽⁹⁾、はく離せん断層の巻き上がりによって生ずる大規模渦が、頂角 θ の減少とともに、近似的にスパン方向の軸をもつ横渦($\theta=180^\circ, 150^\circ, 120^\circ$)から、主流方向の軸をもつ縦渦($\theta=90^\circ, 60^\circ$)に変化するためである。なお、図3と図2とでは R_e に約25倍のちがいがあがあるが、大規模渦の基本的構造は R_e の影響をあまり受けないと考えられるので、両者を比較することにとくに問題はない。

なお、 θ が 90° および 60° のときは、主要な再付着線 A. L. は図2の可視化模様では明りように現れていない。このことは、上述の横渦から縦渦への変化に原因がある。すなわち、縦渦の中に主流方向の速度成分があるときには、これによる再付着線上のせん断応力は主流方向の成分をもつので、再付着線上の油剤が移動してしまうのである。図2(d), (e)に示した再付着線 A. L. は、表面に小さな点状の油剤を分布させてその移動方向を観察して決定したものである。

この歯状のはく離線の下流では、閉じたはく離領域が形成されていない可能性があるため、その大きさを厳密に定義することは困難である。しかし、ここでははく離領域の範囲を比較する一つの目安として、対称面 ($z/\lambda=0.5$) において、前縁からはく離れた流れが表面に再付着するまでの距離 x_{RP} (山, $z/\lambda=0.5$), x_{RV} (谷, $z/\lambda=0$) を用いる。図4に、これらの対称面内の流れパターンを示してある。最も下流側の半鞍部点が

上の定義による再付着点であり、図2の $z/\lambda=0, 0.5$ における最も下流側の節点あるいは鞍部点に対応している。図4の流れの形は正確ではないが、表面上の半鞍部点の位置は図2から求めたものである。

図5に x_{RP}, x_{RV} と頂角との関係を示す。 x_{RP} は θ の減少とともに直線的に減少するようにみえるので、これを外挿すれば、 $x_{RP}=0$ となる頂角 $\theta_c (\approx 100^\circ)$ が定まる。このことから $\theta > \theta_c$ でははく離領域の流れに対する横渦の影響が強く、 $\theta < \theta_c$ では縦渦の影響が強いと考えることができる。図5にはこの歯の山から測った谷の再付着長さ $(x_{RV} + (\lambda/2) \cot(\theta/2))/H$ も示してあるが、これは二次元厚板よりも小さい。すなわち、この歯状の前縁とすることによってはく離領域の長さを減少させることができる。この減少量は、 $\theta=60^\circ$ のとき40%以上になる。

3.2 表面圧力の時間平均および変動成分 すでに述べたように、風洞壁による幾何学的拘束比は5%であるが、このほかに端板上の境界層の排除厚さなどによる拘束効果がある。平均圧力 p については、この

(a) $\theta=120^\circ$

(b) $\theta=90^\circ$

(c) $\theta=60^\circ$

図3 はく離領域の渦構造⁽⁹⁾
(色素流脈法, $\lambda/H=5$, $R_e \approx 500$)

図4 対称面($z/\lambda=0$ および 0.5)における流線パターン (S' は半鞍部点)

効果を次式によって補正した。

$$C_p = (p - p_\infty) / \left(\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \right) \\ = (p^* - p_\infty) / \left(\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \right) + \left(\frac{U_e^*}{U_\infty^*} \right)^2 \left\{ \left(\frac{U_\infty^*}{U_e^*} \right)^2 - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、

C_p : 圧力係数

p^* : 拘束があるときの圧力

p_∞ : 主流の圧力

U_e^* : 拘束があるときのせん断層外縁の速度

U_∞^* : 拘束があるときのせん断層外部の一樣速度

ρ : 密度

である。ただし、式(3)を導くにあたって、 p, p^* はせん断層外縁の圧力に等しいことおよび $U_e/U_\infty = U_e^*/U_\infty^*$ (U_e : 拘束がないときのせん断層外縁の速度) が成立することを仮定している。なお、式(3)の補正項(右辺第2項)の x 方向の分布は、山および谷の対称面内ではほぼ同一であったので、両者の中間の領域についても、これと同一の補正を行った。ただし、変動成分 p' については、補正をしていない。

図6に C_p の分布を示す。 $\theta=150^\circ, 120^\circ$ のときは、いずれの z/λ においても最小圧力がほぼ一定で、二次元厚板の場合と大差ない。これは、はく離領域の流れが、主として横渦によって支配されていることの反映である。これに対して、 $\theta=90^\circ, 60^\circ$ においては、前縁のすぐ下流に圧力が急に低下する領域が現れる。これは、前縁に沿う強い縦渦によるものである。

I: 横渦が支配的な領域, II: 縦渦が支配的な領域

図5 対称面における再付着長さとの関係

○: $z/\lambda=0$, △: $z/\lambda=0.5$, □: 先端から測ったはく離領域の長さ

図7に、変動圧力係数 $C_p' [= \sqrt{p'^2} / \{(1/2)\rho U_\infty^2\}]$ の分布を示す。図7(a)には、二次元厚板に対する結果も含めてあるが、これは同程度のレイノルズ数に対する文献⁽⁶⁾⁽¹⁰⁾のものよりも、再付着点近くの極大値が(12~25)%ほど小さい。この差違は実験誤差によると思われるが、このことは、本実験結果を総合して、変動圧力に対する頂角 θ の影響を評価する上で妨げとはならない。図7(a)から、谷($z/\lambda=0$)において C_p' が極大値をとる位置は、 θ の減少とともに前縁に近づくこと、この値は $\theta=150^\circ$ のときに最大であること、 $\theta=60^\circ$ のときもこれと同程度の極大値が生ずること、などがわかる。とくに、 $\theta=60^\circ$ のときに、山($z/\lambda=0.5$)

および $z/\lambda=0.3$ の変動圧力が低く、谷 ($z/\lambda=0$) で大きくなるのは、図 3 (c) にみられるように、傾斜した前縁から発生する縦渦が安定であること、谷の部分で二つの縦渦が合体して強い渦塊を形成し (Crow⁽¹¹⁾ の不安定)、これが間欠的に下流に放出されること、によるものである。

表面上の圧力分布の全体像は、図 8 に示す C_p, C_p' の等高線の分布によって把握できる。この図には代表的な二つの頂角の場合を示してある。 $\theta=150^\circ$ における C_p の極大値は、図 2 (b) の渦巻き節点の位置に、 C_p' の極大値は主要な再付着線 A. L. のやや上流側に現れている。縦渦の影響が支配的になる $\theta=90^\circ$ のときには、圧力こう配の大きな (C_p の等高線の密な) 狭い領域があり、その位置は図 2 (d) の再付着線 A. L. とはく離線 S. L. の中間にあたる。クロスハッチングの領域には、縦渦による低圧部が発生していることが推定されるが、この領域に圧力孔を設けることが困難であったために、負圧の大きさは求められていない。また、 C_p' の等高線の稜線は再付着線 A. L. の近くにあるようにみえる。

谷の再付着点 ($x=x_{rv}$) の近くにおける圧力変動のパワースペクトルには、大きな渦塊の通過に起因するピークが現れていた。このピークの周波数 f を頂角 θ の関数として示すと図 9 のようになる。 $\theta=60^\circ$ でこの

周波数が大きな値をとることは、図 3 (a) および (c) の可視化写真にみられる渦塊の間隔を比較することによって理解できる。

図 10 に、厚板前面の中央 ($y/H=0$) における、スパン方向の圧力分布を示す。この圧力については、式 (3) の拘束効果の補正はしていない。これから、頂角の小さいほど山から谷に向かうより強い横流れがあること、横流れは山のすぐ下流で強く加速され、そのあと谷に向かって徐々に減速されていること、などがわかる。

4. 結 論

本論文では、この歯状の前縁をもつ厚板のはく離・再付着流れについて実験的に調べた。その結果を要約すれば次のとおりである。

- (1) はく離領域の表面流のパターン、表面圧力の時間平均値、変動成分の r. m. s. 値の分布およびこれらの関連を 5 種類の頂角について明らかにした。
- (2) この歯の波長が板厚の 2.5 倍のときには、はく離領域の長さは、二次元厚板の場合よりも減少する。
- (3) 頂角 θ には臨界値 $\theta_c (\approx 100^\circ)$ があり、はく離領域の流れは主として $\theta > \theta_c$ では横渦、 $\theta < \theta_c$ では縦渦によって支配される。

図 6 表面の時間平均圧力の分布
($\parallel$ はエッジの位置、破線の部分は推測)

図 7 変動圧力の分布

(a) $\theta = 150^\circ$ (b) $\theta = 90^\circ$

図 8 平均圧力および変動圧力の等高線。○印は圧力孔の位置を示す。
等高線の間隔は、 C_p については 0.1, C_p' については 0.02

図 9 谷の再付着線近くにおける渦塊の通過周波数
($z/\lambda = 0$)

図 10 前面の中央線上 ($y/H = 0$) の圧力分布

(4) 谷の再付着点近くにおける渦塊の通過周波数は、頂角 θ の減少とともに増加する。

本研究を実施するにあたり、有益な助言を受けた望月修、田村尚敬、鈴木雅宏の各氏ならびに実験装置の製作に援助を受けた山崎輝夫、山保敏幸の両氏に謝意

を表す。

なお、本研究には文部省科学研究費〔一般研究(A), 研究番号 60420026〕の援助を受けたことを付記する。

文 献

- (1) Hoerner, S. F. and Borst, H. V., *Fluid-Dynamic Lift*, (1975), 6, Hoerner Fluid Dynamics.
- (2) 伊藤・ほか3名, 第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭58-6), 1.
- (3) Gai, S. L. and Sharma, S. D., *Phys. Fluids*, 27-3 (1984-3), 544.
- (4) Karadogan, H. and Rockwell, D., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 105-3 (1983), 335.
- (5) 佐々木・木谷, 機論, 51-461, B(昭60), 308.
- (6) Kiya, M. and Sasaki, K., *J. Fluid Mech.*, 137(1983), 83.
- (7) Kiya, M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 120(1982), 219.
- (8) Hunt, J. C. R., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 86(1985), 179.
- (9) 篠田, 北海道大学工学部卒業論文, (昭60-2), 49.
- (10) Hillier, R. and Cherry, N. J., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 8(1981), 49.
- (11) Crow, S. C., *AIAA J.*, 8-12(1970), 2172.
- (12) 佐々木・木谷, 機論, 49-447, B(昭58), 2610.

討 論

〔質問〕 太田 照和 (東北大学工学部)

(1) 図2の油膜パターンからは二次元厚板とのこ歯状厚板とでは流れの様相が大きく異なり, 緒言で述べておられるはく離渦を固定することの便利さと構造解明の関連について多少矛盾を感じるが, ご見解を伺いたい。

(2) 91ページ左欄で再付着線の振幅がのこ歯の振幅より大きいとあるが, 完全に周期的(スパン方向に)な流れとはなっていないことを意味するのか。もしそうならどのような原因が考えられるのか。

(3) 92ページ右欄で変動圧力係数の極大値の既存値との差違を実験誤差によるとされているが, 具体的にはどのようなことを想定しておられるのか。それが頂角の影響を評価するうえで妨げとはならないとしているが, 定性的な評価のうえでということなのか, ご見解を伺いたい。

〔回答〕 (1) 本文中にものべたように, 本論文の主要な目的ははく離泡の制御にあるので, のこ歯の角度 θ を広い範囲に変化させている。図2から判断すると, 二次元厚板のはく離領域における三次元渦構造を固定するには, θ を 150° より大きくする必要がある。したがって, 渦構造のスパン方向の固定を考えるときは, $\theta > 150^\circ$ の範囲のいくつかの θ についてさらに流れの観察をする必要がある。

(2) この振幅は再付着線の主流方向(x 軸方向)の変化の幅を意味しており, スパン方向の振幅ではない。再付着線のスパン方向の周期は前縁のそれに一致している。

(3) 変動圧力の測定誤差には, 風洞内の低周波(約20 Hz)の気柱振動, 風洞壁の拘束効果, 主流乱れなどの影響, 圧力変換器の特性の差違, 主流速度(約10 m/s)が比較的小さいために変動圧力の絶対値が小

さく相対誤差が増加すること, などが考えられる。また, 「頂角 θ の影響を評価するうえでまたげとはならない」という記述は「 θ による変動圧力の大小関係を定性的に把握するうえでまたげとはならない」ことを意味している。

〔質問〕 本阿弥 真治 (東京理科大学工学部)

(1) 結論(2)で「はく離領域の長さは減少する」とあるが, $\theta \approx 100^\circ$ を境にはく離渦の方向が異なる場合, はく離領域の長さを領域I, IIで区別して考える必要はないのか。

(2) 緒言で「…大規模渦の本質を変えることなくスパン方向の位置を固定することを念頭において」とある。この観点に立つと, 渦塊の性質は θ を 100° 以下にすると, 多いに異なると思われる。

以上ご意見をお聞かせ願いたい。

〔回答〕 (1) ご指摘のように, 領域IIにおいては縦渦の影響が支配的となるので, はく離領域の長さの定義を領域Iの場合とは別個のものとするのが適当と思われる。しかし, 本文中にも述べてあるように, 領域IIにおいてははく離領域が閉じていない可能性がある。ここでは一つの目安として, 領域IおよびIIで共通に定義できる対称面内の再付着長さを, はく離領域の長さとしている。

(2) はく離領域内の流れは $\theta < 100^\circ$ になると縦渦の強い影響を受けるようになり, ご指摘のように, 二次元厚板の横渦の構造とは大幅に異なってくる。したがって, 図2から判断すると二次元厚板のはく離領域における三次元渦構造を調べる立場からすれば, θ を 150° よりも大きくする必要がある。本論文の主要な目的ははく離泡の制御にあるので, θ としてはもっと小さい範囲まで実験に含めているわけである。