乱流境界層における自己組織性と吸い込みによる制御^{*1}

Self Organization in Turbulent Boundary Layer and the Control by Suction

相原 康彦^{*2}・小山 久夫^{*2}

Yasuhiko AIHARA and Hisao KOYAMA

Key Words: Turbulent Boundary Layer, Turbulence Control, Thermodynamics of Irreversible Processes

Abstract

The turbulent boundary layer is regarded as a thermodynamically non-equilibrium flow field with dominant dissipative processes. From the thermodynamics of irreversible processes, the rate of entropy production should be minimized in the flow field. Fluidodynamically, some self-organizing mechanism must exist so as to control the energy dissipation respond to the demand of thermodynamics. The first part of the present paper is an extension of the previous one (Aihara, Y.: J. Fluid Mech., 214 (1990)), dealing in more detail with the experimental investigation of the establishment of self-organization in the turbulent boundary layer. The second part of the paper discusses the control of turbulence by means of suction. Suction is considered an effective means of reducing the induced negative normal pressure gradient by turbulence. The experimental results involving the change of the behaviour of turbulence give us a deeper insight into the flow field, especially through the change in Reynolds stress, and at the same time provide useful information for effective turbulence control by using a small amount of suction.

1. 序

次世代の航空機の開発のための空気力学の重要な課題の一つは乱流境界層の制御である。従来乱流境界層の特質に対応してLEBUやRibletなどいくつかの制御法が提案されているが、さらに有効な手段の開発には乱流境界層の理解とこれに基づく制御が必要と思われる。乱流境界層の構造に関して多くの研究が行われているが、その構造的な流れとランダムな乱れとの関連が流れの場の形成のうえで重要であることが明らかにされてきている¹⁾。ここで構造的な流れとは粘性底層に作られる streak とこれに基づくスケールの大き

い外層の渦運動であり、ランダムな乱れは構造的な流れの崩壊による不規則な変動流である。streak に関する詳細な実験によれば、その実体は粘性底層に発生する縦渦であることが示されている²⁾。

従来の研究で、構造的な流れからランダムな乱れの崩壊過程が、すなわちエントロピーの増加する過程が明らかにされてきているが、乱流境界層の粘性底層にどのようにして構造的な縦渦が継続して発生するかは、議論はされていたが、依然として明らかではなかった。著者の一人(相原)は、一般に流れの中での縦渦の発生が主流に垂直な(壁面に垂直な)方向の運動の動的不安定によるという共通した性質に着目し、平板上の乱流境界層の同方向の時間平均化された運動方程式

$$\frac{\partial \bar{v'^2}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu_0 \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \quad (1)$$

の動的釣合いを Klebanoff の実験値³⁾を用いて調べた⁴⁾。ここで、 v, ρ, p, ν_0, y , および $\bar{\cdot}, \bar{\cdot}'$ はそれぞれ、壁に垂直な速度成分、密度、静圧、動粘性係数、壁に垂直な座標および時間平均と変動を示している。その結果、粘性底層および近傍においては(1)は動的に不安定な釣合いを示していて、 $\bar{v'^2}$ の分布が縦渦発生の原因となり得ることがわかった。

ここで底層と縦渦の関係を調べてみよう。(1)の左辺は底層では十分に小さいと考えることができる。

(1)は一般に

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu_0 \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

となるので、連続の条件 $\partial \bar{u}/\partial x + \partial \bar{v}/\partial y + \partial \bar{w}/\partial z = 0$ (u, w はそれぞれ主流方向(x), スパン方向(z)の速度成分)を用いれば(2)は

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu_0 \left(\frac{\partial \bar{\omega}_z}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\omega}_x}{\partial z} \right) \quad (3)$$

となる。ここで ω_x, ω_z はそれぞれ x, z 方向の渦度成分である。発達した乱流境界層の底層では x 方向の

*1 平成4年3月5日原稿受理

*2 東京大学工学部航空学科

変化が微小量であるとすれば、(3)は、乱れによって $\partial \bar{p}/\partial y$ が誘起されることによりこれに釣り合う x 方向渦度の z 方向の変化が生じることを示している。すなわち、底層には元来縦渦の系が生じる素地があることがわかる。ここで(1)(2)(3)は、外層での $\bar{v}^2$ が大きいと底層の $\partial \bar{p}/\partial y$ が大となり、これにより底層の $\partial \omega_x/\partial z$ すなわち縦渦の空間的波数が増し、粘性による減衰が増し、縦渦の発達による外層の乱れへのエネルギー供給が減少し、 $\bar{v}^2$ が低下するという文献4)で議論された負のフィードバック機構を定性的に示している。さらに(3)はもし x 方向にも流れが変化する場合には ω_z の変化という形をとることが示されているので、Görtler 渦の増幅に伴う u の y 分布の発達等と類似の現象がここでも起こっても不思議ではない。

$\partial \bar{p}/\partial y$ を誘起する原因となる $\partial \bar{v}^2/\partial y$ の効果を具体的に評価するために、Görtler 渦において重要な $\bar{u}^2/r$ (r : 壁の凹曲率半径) との比を求めてみよう。 u , v , y をそれぞれ主流の速度 U , 粘性底層の端での乱れ、粘性底層の厚さ δ_{sub} で代表させると、比は

$$\frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} = \left(\frac{\bar{v}^2}{U^2} \right)_{\text{sub}} \cdot \frac{r}{\delta} \cdot \frac{\delta}{\delta_{\text{sub}}} \quad (4)$$

と表せる。ここで δ は境界層の厚さである。通常の Görtler 渦の実験では $r/\delta > 10^2$ 、また乱流境界層では $\delta/\delta_{\text{sub}}$ は 10^2 の程度であるから、もし $(\sqrt{\bar{v}^2}/U)_{\text{sub}}$ が 1% 程度になると(4)は 1 の程度となる。すなわち、通常凹面上で観測される Görtler 渦に匹敵する強さの縦渦が、1% 程度の $(\sqrt{\bar{v}^2}/U)_{\text{sub}}$ の状態の粘性底層に発生する可能性が示唆されている。

ここで重要なことは構造的な縦渦がランダムな乱れから作られるという過程である。この過程は、熱力学的には系のエントロピー増加を抑制することを、流体力学的には流れの場の中に組織的な運動と乱れを連結するフィードバック制御機能の存在を、示すものである。すなわち、乱流境界層を非可逆過程の熱力学⁵⁾における一つの散逸過程の力学場であるとしてとらえることができる。先の論文ではこの過程を主として実験的に研究した。

本論文では実験的に、(1)縦渦と乱れとの関連についてさらに検討をすため、(2)フィードバック機構の重要な部分である $\partial \bar{p}/\partial y$ を壁面からの吸い込みで人為的に制御して乱れの制御を行う、ことを目的としている。

第1図 実験用平板

2. 装置と方法

東京大学工学部航空学科の、500 mm × 500 mm の測定部を持つ吸出し式の低速風洞を用いて実験を行った。主流乱れは 0.08% 以下である。測定に用いた平板は長さ 1000 mm、厚さが 10 mm のアクリル樹脂製であり、前縁は 30° の 2 次元くさび状である (第1図)。幅は 498 mm で、測定部両側壁と 1 mm の間隔を設けてある。前縁から 100~154 mm の位置に JIS 規格 36 番の紙やすり用の粒子 (直径は 400 μm 以下) が一様に吹き付けられている。その上流に設けた幅 0.5 mm の 2 次元スリットから流れの観察用のケロシン蒸気が流出する。実験は、流れの観察、熱線による速度測定について行われた。方法は文献4)と同じである。乱れの相関の空間、時間分布については 2 チャンネルの熱線風速計を用い、文献4), 6)と同様に測定を行っている。原則として、サンプリングの周波数は 1 kHz、サンプリング時間は 5 秒としている。データ処理は計算機で行われ、速度の平均値、乱れの統計値等が算出され、表示されるようになっている。

3. 結果と討論

3.1 縦渦と乱れとの関連 主流流速 $U=4, 5, 6$ m/s に対し、粒子による粗さレイノルズ数はそれぞれ 1.07, 1.34, 1.61×10^2 となるので、Schlichting⁷⁾による粗さによる境界層遷移の基準では、 $U=5$ m/s 以上では粗さからのランダムな乱れによる境界層遷移の条件を満たすことになる。文献4)と同様に、 $\sqrt{\bar{u}^2}/U$, $\sqrt{\bar{v}^2}/U$, $\bar{u}'\bar{v}'/U^2$ の分布、ならびに文献4), 8)と同様に縦渦による 3 次元的な定常速度場のうち $\bar{u}$, $\bar{v}$ (一定の y で z 方向に周期的に変化する u, v の振幅) の y 分布を測定した。3 次元的な定常速度場の位相関係は Görtler 渦同様交番縦渦の発生を示している。これらの y 分布の最大値が x 方向に変化する様子を第2図に示す。 $U=4$ m/s では、乱れも縦渦も下流方向に減衰し、粗さにより形成された乱れと縦渦の関係は持続しないことを示している。 $U=5$ m/s で

第2図 (a) $\sqrt{u'^2}/U$ の y 分布の最大値の, x 方向変化
 (b) $\sqrt{v'^2}/U$ の y 分布の最大値の, x 方向変化
 (c) $-\overline{u'v'}/U^2$ の y 分布の最大値の, x 方向変化
 (d) 縦渦による $\bar{u}/U$ の y 分布の最大値の, x 方向変化
 ($v_w/U = -0.0035$ の場合を除き, 他は $v_w = 0$)

は、上流で減衰傾向にあった乱れが $x=400$ mm 以後で強度を増しはじめ、縦渦も $x=400$ mm のやや下流から強度を増しはじめてほぼ一定値に達するようになる。 $U=6$ m/s でも乱れの発達は同様な傾向を示し、縦渦の強度は粗さの直後から緩やかな増加を示している。これらの実験結果から、本実験における粗さによる遷移は Schlichting の基準と矛盾がなく、遷移およびその下流においては乱れと縦渦が相互に関連して成長することが認められる。第3図は乱れが増加しはじめるやや上流 ($x=300$ mm) で得られる $u', v', u'v'$ の

第3図 $u', v', u'v'$ のスペクトル分布. $x=300$ mm, $y=1.5$ mm
 (a) $U=4$ m/s, (b) $U=5$ m/s, (c) $U=6$ m/s

スペクトル分布を示している。 $U=4$ m/s では粗さによるランダムな乱れが低周波領域にみられるが、 $U=5$ m/s の u', v' には 200 Hz を中心とする新しいスペクトルの広がりが生じていることがわかる。 $U=6$ m/s では低周波にいくつものピークが生じ、高周波側のスペクトル領域と合体した分布となる。第2, 3

第4図 $U=4$ m/s の場合の, u' の y - z 面内等相関分布.
 τ は相関の時間差
 (a) $x=300$ mm, (b) $x=500$ mm

第5図 $U=5$ m/s の場合の, u' の y - z 面内の等相関分布.
 τ は相関の時間差
 (a) $x=300$ mm, (b) $x=500$ mm

図から, $U=5$ および 6 m/s における乱れの増加と新しいスペクトルとの関係が注目される.

粗さによる乱れの y 方向の分布は y/θ (θ は境界層の運動量厚) がほぼ 0.1 の付近で最大となるが, 200 Hz 周辺のスペクトルの最大値は $y/\theta=10$ のやや壁寄りに位置する. 縦渦により z 方向に周期的に u の平均値が低くなる場所で, 高周波の強度の最大の位置に基準の熱線探子を設置し, これにより基準の乱れ u'_b を測定し, もう一本の熱線探子を同一の y - z 面内で移動させて 140 Hz 以上の u' の等相関線 $Ru'_b u'$ を調べた. $U=4$ m/s の場合には高周波成分は極めて微小 (第3図(a))であり, $Ru'_b u'$ の広がり比較的小さく, $x=300$ mm (第4図(a)) から $x=500$ mm (第4図(b)) に向い構造的な発達認められない. これに反し, $U=5$ m/s の場合 (第5図(a)(b)) は, 相関の広がり大となり中央とは符号の異なる領域が両側に生じることがわかる. この分布は Görtler 渦の2次不安定の結果生じる馬蹄形渦の相関と類似のものであり, u の不安定化による馬蹄形渦の発生と左右の縦渦の連成された変動が生じていると考えられている⁸⁾.

第5図(a)(b)でこのような構造的変動が下流に成長していく様子が認められる. また, 同様の相関分布がほぼ 5 ms の周期で繰り返していることから, 第3図の $U=5$ m/s におけるスペクトルに生じる 200 Hz を中心とする変動は第5図の相関分布に対応しているものと考えられる. すなわち, 縦渦と乱れが連成して乱流境界層へ発展継続するために, 縦渦から馬蹄形状の渦が放出されて乱れへのエネルギー供給が行われる過程が伴うことが認められる. この過程は従来から研究されているものであるが, 本実験では乱れから縦渦が, 縦渦から乱れが生じる状況がより明らかにとらえられている.

以上乱流場の制御のための予備実験を行い, 乱流境界層形成のための乱れと縦渦の相互の発達を調べた. 縦渦の成長と, 乱れへ寄与する崩壊過程が Görtler 渦のそれに類似していることが認められ, 文献4)で議論されたフィードバック機構の理解に進歩が得られた.

3.2 吸い込みによる乱れの制御 乱流境界層が底層の構造的な縦渦と外層の乱れの間に形成されるフィ

ードバックループを持つとすれば、人為的にその機能を制御する可能性がある。その一つとして、縦渦の発

第6図 吸い込み分布の一様化装置

生や成長を防ぐために、流れの動的不安定をもたらす $\partial \bar{p} / \partial y (< 0)$ を吸い込みで制御する実験を行った。壁面近傍の $\partial \bar{p} / \partial y$ は $\bar{v}^2$ により誘起されるので、これを制御するための吸い込み $v_w (< 0)$ は比較的小量でよいことが予想できる。第1図の平板の一部を $x=500$ mm から 800 mm の 300 mm に亘り、スパン方向に一樣な多孔壁の平板で置き換えて吸い込みを施した。多孔板は板厚 3 mm の青銅粒子の焼結板で、粒子の直径は 800 μm 、空隙率は 40%、吸い込み面は平面状にプレスされている。吸い込みの一樣性のために第6図で示されるような装置を多孔壁板の裏側にとりつけ、これを介してブロワーに繋いだ。一樣性は長さ 30 mm、内径 20 mm の端を鋭くした円管を多孔壁上に立てて、

第7図 吸い込みによる乱れの減衰。 $U=5$ m/s, $x=810$ mm
(a) $\sqrt{u'}/U$, (b) $\sqrt{v'}/U$, (c) $u'v'/U^2$,
(d) $\bar{u}/U$

第8図 吸い込みの有無によるレイノルズ応力 $u'v'$ の時間変化の違い. $U=5$ m/s, $x=810$ mm, y/θ は分布の最大の位置
(a) $v_w/U=0$, (b) $v_w/U=-0.01$

軸上で壁面から 5 mm の位置に熱線端子を置いて壁面各位置での分布を測定して調べた。その結果、 $-v_w < 20$ cm/s では一様性は極めて良好であることが認められた。第 2 図(d)に $U=5$ m/s, $v_w/U=-0.0035$ における縦渦の $(\bar{u})_{\max}$ の x 方向の変化が示されているが、 $v_w/U=0$ に比べて $(\bar{u})_{\max}$ の低下が認められ、 v_w の効果は上流 ($x \leq 500$ mm) にも及んでいることがわかる。これは文献 9) でも示されている縦渦を通しての上流への影響あるいは情報伝達機能を示すものと考えられる。上流への影響は $x^+ = x \{ (\partial \bar{u} / \partial y)_w / \nu_0 \}^{1/2} = 0(10^4)$ の範囲であり、これは十分に発達した乱流境界層での構造的な流れの x 方向のスケールである $x^+ = 0(10^3-4)$ を上回っているが、その理由は本実験での流れが十分に発達した乱流境界層ではないために、底層の縦渦がより構造的であるためと思われる。

第 7 図は、吸い込み部のすぐ下流 ($x=810$ mm) における乱れと縦渦の強さの y 分布が、 v_w と共に変化する状態を示している。比較的小量の v_w の範囲でも吸い込みの増加と共に分布の最大値及び境界層内の広がり急速に減少することが認められる。第 7 図で特に $-u'v'$ の減少が顕著であることがわかる。第 8 図では、 $u'v'$ の時間的変化を v_w の有無について比較している。 $v_w=0$ では $u'v'$ が統計的のみならず本質的に負の相関であることを示しているのに対し、 $v_w/U=-0.01$ ではその絶対値が減少すると同時に、正の相関の頻度が増加していることがわかる。この相関の瞬

時値の正負の変化は v_w による乱流構造の変化を意味し、同時に正の相関は乱れのエネルギーの平均流への移動を意味するので流れの場が層流化する傾向を示している。一方、縦渦の v_w による変化については、第 7 図(d)で明らかのように、吸い込みによって構造的な流れも同時に消滅する傾向にあることが示されている。これらの実験結果から、乱れと縦渦の関連が再び顕著に示され、その制御手段としての吸い込みの有効さが立証されたものと考えられる。第 9 図に $x=810$ mm, $U=5$ m/s における $y-z$ 面内の $Ru'u'$ 分布が示されている。 $v_w=0$ (第 9 図(a)) の場合には第 5 図の構造がさらに下流へ発達した様相を示しているが、 $v_w/U=-0.0035$ (第 9 図(b)) では第 4 図と同様に縦渦からの乱れのエネルギー供給が減衰した状態を示している。吸い込みによって減衰した乱流がどのように下流で回復するかは本実験の装置では明らかではない。

$v_w/U=-0.0035$ の場合には $x=950$ mm では乱れの強度はやや増すが急速に乱流境界層が成長するようには見えない。第 2 図での $U=4$ m/s と 5 m/s の違いが十分に下流まで有効な吸い込み量の決定の手掛かりを与えるように推測されるが、今後の一つの課題といえよう。

4. 結 論

粗さによるランダムな乱れの導入により構造的な縦

第9図 吸い込みによる u' の y - z 面内の等相関分布の変化. τ は相関の時間差. $U=5 \text{ m/s}$, $x=810 \text{ mm}$

渦を発生させ、両者の相互作用による乱流場の形成を実験的に調べた。序で述べたように粘性底層には壁面に垂直な運動量変化により縦渦を生成する性質が認められるが、その性質の活性化には、文献4)でも述べたように、多様な可能性がある。実際の乱流境界層では時間的、空間的に多様な原因が複合されて縦渦を発生させているものと考えられる。その中で本研究で注目しているのは外層の乱れと底層の構造的流れを一つの制御系として直接結ぶ過程であり、乱流境界層を混沌と秩序の物理学⁵⁾の一環としてとらえようとする試みである。

(1) 文献4)で議論された乱流境界層のフィードバック機能のうち、粘性底層の構造的な縦渦と乱れは相互に関連して発達すること、および前者から後者へのエネルギー供給の過程はGörtler渦の2次不安定の過程と類似していることが認められた。

(2) 乱流境界層の成立のための重要な要素は、乱れとこれに誘起される $\partial \bar{p} / \partial y$ が底層近傍で動的不安定を生じ、縦渦を形成させることであると考えられる。そこで $\partial \bar{p} / \partial y$ を外部から人為的に制御し動的不安定性の改善を試みるために、平板の一部を多孔壁板で置換して吸い込みを行ったところ、主流の1%以下の比較的小量の吸い込みでも乱れが急速に減少し、縦渦も弱まることが認められた。乱れの急速な減少には、乱流構造の変化に伴うレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の減衰が伴う。乱流構造の変化による層流化への効果が注目される。

(3) 文献4)および本研究で得られた結果は乱流境界層をフィードバックループの存在を示唆するものであるが、その制御系としての動特性を明らかにすることが今後の興味ある重要な課題の一つと考えられる。

参考文献

- 1) Cantwell, B. J.: Organized Motion in Turbulent Flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13** (1981), pp. 457-515.
- 2) Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H.: Streamwise Vortices Associated with the Bursting Phenomenon, *J. Fluid Mech.*, **94** (1979), pp. 577-594.
- 3) Klebanoff, P. S.: Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient, NACA Rep. 1247, 1955.
- 4) Aihara, Y.: Formation of Longitudinal Vortices in the Sublayer Due to Boundary-Layer Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **214** (1990), pp. 111-129.
- 5) Glansdorff, P. and Prigogine, L.: *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, Wiley-Interscience, 1971.
- 6) Blackwelder, R. F. and Kovasznay, L. S. G.: Time Scales and Correlations in a Turbulent Boundary Layer, *Phys. Fluids*, **15** (1972), pp. 1545-1554.
- 7) Schlichting, H.: *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, 1968.
- 8) Aihara, Y. and Koyama, H.: Secondary Instability of Görtler Vortices — Formation of Periodic Three-dimensional Coherent Structure, *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, **24** (1981), pp. 78-94.
- 9) Aihara, Y. and Sonoda, T.: Effects of Pressure Gradients on the Secondary Instability of Görtler Vortices, AIAA 19th Aerospace Sci. Meeting, AIAA-81-0197, 1981.