おう壁上の乱流境界層に関する研究*

(第1報, 曲率開始近傍の流れ)

志 沢 高 朗**, 本 阿 弥 真 治**

Experiments on Turbulent Boundary Layers Over a Concave Surface (1st Report, Effects of Introduction of Curvature)

by Takaaki SHIZAWA and Shinji HONAMI

Turbulent shear flows over a concave surface are subjected to complicating influences by extra rates of strain like streamwise curvature. In addition to these effects, turbulent boundary layers become strongly three-dimensional in the mean flow because of the formation of the counter rotating longitudinal vortices. The objective of the present paper is to clarify experimentally the effects of streamwise concave curvature on the turbulent boundary layer flows without substantial pressure gradient. Much attention is paid to the flow behaviors in response to the introduction of curvature. Momentum thickness Reynolds number is 2 900 and the ratio of the boundary layer thickness to radius of curvature, δ/R , is 0.046 at the start of curvature.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Streamline Curvature, Concave Wall, Flow Visualization, Turbulence Production

1. 緒 言

おう(凹)壁面上の乱流境界層において, おう壁面曲率に基づく流線曲率の影響のほかに, 曲率開始部分における急激な圧力上昇ならびに互いに対をなし逆回転する縦うずの存在が確認されているので, これらの影響を受けて, 流れは複雑な三次元乱流境界層となっている。

壁面曲率, 流れ方向圧力こう配および縦うずが, おう壁上の乱流境界層流れに及ぼす影響をそれぞれ区別して知ることは, 流れを理解し, 数値計算モデルを作製する上で必要であり, 更に, 工業上各種流体機械の効率向上および最適設計をする上で重要である。

おう壁面曲率が乱流境界層に及ぼす影響に関する研究^{(1)~(7)}の中で, So ら⁽³⁾は比較的ゆるやかな曲率で, 曲り部における圧力こう配の影響を取り除いた流路を用い, 乱れの詳細な測定を行い, レイノルズ応力はおう壁面曲率により増加することを示した。また, Jeans ら⁽⁷⁾は, 流路曲率開始部における圧力こう配の影響を取り除いた開水路を用い, 流れの可視化により, おう

壁上の縦うずが, 流路スパン方向(z 方向)にゆらぐと報告している。

平板からおう壁面へと幾何学的曲率のステップ状変化を加えた場合, 流れはおう壁面曲率および流れ方向の圧力こう配の上昇と両者の影響を受けるが, この両者の影響を区別して論じたものは非常に少ない。特に, 曲率開始部における圧力こう配の影響を除去し, おう壁面曲率のみが流れに及ぼす影響を定量的に測定した研究は皆無に等しい。また, おう壁面曲率が大きい場合の測定データがきわめて不足しているとの報告⁽⁸⁾もある。

そこで本研究は, 比較的大きなおう壁面曲率で, 入口直線部から曲り部にかけてのおう壁面上の圧力こう配が零, すなわち, 静圧分布が一定の曲り流路を用い, 流れの可視化, 時間平均速度分布およびレイノルズ応力分布を測定し, おう壁上の平均流および乱流に及ぼすおう壁面曲率の応答を明らかにした。ここで, 代表長さを運動量厚さにとったレイノルズ数は 2 900 で, 境界層厚さとおう壁面曲率半径の比 δ/R は, 曲率開始点 ($x=0$ mm) で 0.046 である。

2. 実験装置および実験方法

本研究に用いた実験装置概略図を図 1 に示す。

* 昭和 58 年 9 月 2 日 第 921 回講演会において講演, 原稿受付 昭和 58 年 2 月 14 日。

** 正員, 東京理科大学工学部 (〒162 東京都新宿区神楽坂 1-3)。

ハニカムと金網から成る整流部と、二次元で10:1の縮流比をもつノズルを介し、流れはノズル出口で16.5 m/sにまで加速される。ノズルに続く流路入口直線部は、流路高さ130 mm、流路幅720 mmの長方形断面をもち、基準点($x = -240$ mm)で平衡境界層が得られるように、流路長さは1500 mmである。曲り部は、流れを可視化するため透明アクリル製で、おう壁面曲率半径は600 mmと一定である。曲率パラメータは $\delta/R = 0.046$ と比較的大きく、曲率の流れに及ぼす影響は大きい。曲り部に続き2000 mmの回復流路が設けられている。

おう壁面上の流れ方向静圧分布が一定となるように、とつ壁側を流路高さ方向(y 方向)に調節した。また、曲り部におけるアスペクト比は6で、側壁上のねじれ境界層により生ずる二次流れの影響は、流路中央部 $z = \pm 200$ mmの範囲において無視できる。また、閉流路とすることにより、流路内の流体温度を一定にし、測定中流体のよごれによる熱線出力低下の影響を極力さけることが可能である。

おう壁上の縦うずの位置を確認するため、スモーク

単位 mm, ○, □: 測定場所

図1 実験装置概略図

ワイヤ法を用い流れを可視化した。特に、おう壁曲率が流れに及ぼす影響を明らかにするため、入口直線部から曲り部にかけて、 yz 断面内諸量の流れ方向変化に重点をおいて実験を行った。

おう壁上境界層の時間平均流速および乱れの測定には定温度形熱線流速計を用いた。熱線プローブはコブラ形で、プローブ長さは20 mmとし、プローブ後流が熱線に及ぼす影響を除去している。 $\phi 5 \mu\text{m}$ タングステン熱線出力は、リニアライザを介して積分電圧計で時間平均した。特に、乱流値の測定は32秒の積分時間を用いた。熱線出力電圧の流速に対する校正は、実験開始および終了時に行い、両校正時の相違は最大0.6%以内であった。また、実験中の流体温度変化は、 0.4°C で、更に熱線出力は温度補償されている。

乱流レイノルズ応力の測定は定温度形熱線流速計を用い、1本の熱線を回転させ、レイノルズ応力の3成分を得るFujitaら⁽⁹⁾の方法を用いた。熱線プローブをとつ壁側からそう入し、流れに垂直な xy 断面内で熱線を回転させ、レイノルズ応力の3成分 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ および $-\overline{uv}$ の yz 断面内変化を測定する。

測定位置は、流路中央($z = 0$ mm)で、図1に示す流れ方向12箇所である。また、測定場所Stn.3, Stn.9とStn.11においては、流路スパン方向(z 方向)へのトラバースが可能である。

3. 実験結果および考察

3.1 静圧分布 図2におう壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化を示す。静圧係数は最大0.01から-0.015にわたって変化し、加速度パラメータ($=\nu/U_{pw}^2 \cdot dU_{pw}/dx$)は最大 1.4×10^{-7} と十分小さい。流路 z 方向 ± 300 mmの範囲にわたる静圧係数の変化は、入口直線部および曲り部でそれぞれ0.006および0.005である。この壁面静圧係数分布により、おう壁上の境界層流れは入口直線部から曲り部にわたって、流れに及ぼす圧力こう配の影響を考慮する必要はな

図2 おう壁面静圧係数の流れ方向変化

い、

3.2 流れの可視化 流れの可視化の結果を図3に示す。特に、入口直線部から曲り部にかけて、流れがおう壁面曲率の影響を受けた場合のおう壁上境界層の流れ方向変化を示し、 yz 断面内におう壁と平行に張ったスモークワイヤからおう壁までの距離はいずれの場合も $y/\delta = 0.8$ である。図中に Stn. 9 における速度 U のスパン方向分布を可視化写真と比較して示す。著者ら⁽⁶⁾の研究と同様、速度分布の波状分布は縦うずの存在を示し、1波長の間に1対の縦うずが存在する。速度分布の高速領域を crest, 低速領域を trough と呼ぶ。縦うずの trough に相当する位置(図中○印)にスモークワイヤの白煙は、おう壁から離れてスパン方向に分離して存在する。上流直線部における白煙は、スパン方向に一樣に存在する。流れが流路曲率開始点

に近づくにつれ白煙はスパン方向に非一様性を示し、曲り部に入ると白煙のおうとつは明確になる。

流れの可視化と速度 U のスパン方向分布より、流路中央測定断面 ($z=0$ mm) は、いずれも縦うずの trough と crest の中間に位置する。

3.3 時間平均流 図4に時間平均速度分布の流れ方向変化と境界層厚さを示す。ポテンシャル速度 U_p は

$$U_p = U_{pw} / (1 + ky) \quad \dots\dots\dots (1)$$

で表し、有効曲率 k と壁面ポテンシャル速度 U_{pw} は、主流領域における速度データの最小二乗法により得た。主流領域はおう壁曲率の影響を受け加速するが、曲率の影響は、流路の幾何学的曲率開始点 (Stn. 6) より上流の Stn. 4 から現れる。

図5に上記の方法により求めた有効曲率の流れ方向

図3 スモークワイヤ法によるおう壁上の流れの可視化と速度 U のスパン方向分布

図4 流路中央断面 ($z=0$ mm) における時間平均速度分布と境界層厚さの流れ方向変化

変化を示す。ここで、流路曲率は -1.667 m^{-1} である。入口直線部から曲り部にかけて有効曲率が変化する様子は明らかである。おう壁曲率の影響は曲率開始点上流 8δ において現れ、下流 8δ で流路曲率と一致する。また、Stn. 9 において最小値をとるのは、とつ壁の形状が複雑なための結果である。おう壁曲率の影響を受ける乱流境界層の流れを解析するに当たり、流れのモデルの改良に本結果は非常に有効である。

図6に境界層内の時間平均速度分布の流れ方向変化を示す。有効曲率が流路曲率に近づく Stn. 8 まで、速度分布の変化はわずかであり、直線部と同様の分布を示す。Stn. 8 より下流におけるおう壁曲率の影響は著しい。時間平均速度こう配 $\partial U / \partial y$ も Stn. 8 まで直線部と同様の分布を示し、Stn. 8 より下流でおう壁曲率の影響が顕著に現れる。

図7に対数速度則の流れ方向変化を示す。曲り部に

図5 有効曲率の流れ方向変化 流路曲率は -1.667 m^{-1}

図6 境界層内時間平均速度分布

においても対数速度則が成立する。境界層の伴流領域を特徴づける Coles の伴流パラメータ Π は、流れがおう壁曲率の影響を受けると減少する。有効曲率が流路曲率に達する Stn. 10 と Stn. 11 において Π は零もしくは負の値となる。

対数速度則から求めた壁面摩擦係数 $C_f/2$ の流れ方向変化を図8に示す。図中、Gillis ら⁽¹⁰⁾ によるとつ壁曲率の場合を比較のため示す。摩擦係数は入口直線部で減少する。おう壁曲率の影響は流路曲率開始点より上流から現れ、摩擦係数は流れ方向に次第に増加する。

図9に運動量厚さ δ_2 の流れ方向変化を示す。曲り部における排除厚さ δ_1 、運動量厚さ δ_2 はそれぞれ式(2)および式(3)から求めた。

運動量厚さは流路入口直線部で流れ方向にゆるやかに増加し、流れがおう壁曲率の影響を受けると増加の割合が小さくなる。おう壁曲率の影響は、境界層内速度分布と同様に、有効曲率が流路曲率に一致した後に現れる。また、運動量厚さは曲り部において、縦うずの trough においては増加を続け、crest においては減少する。

図7 対数速度則

図8 おう壁面摩擦係数の流れ方向変化

$$\int_0^{\delta_1} U_p dy = \int_0^{\delta} (U_p - U) dy \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\int_0^{\delta_2} U_p^2 dy = \int_0^{\delta} U (U_p - U) dy \quad \dots\dots\dots (3)$$

境界層パラメータの詳細なリストを表1に示す。

3・4 乱流値 図10に乱流値分布を示す。乱流値分布は流路入口直線部から曲り部のStn.7までほとんど変化は認められない。Stn.8より下流では $y/\delta \approx 0.05$ から 0.8 において乱流値は増加する。また、おう

表1 境界層パラメータ

x mm	δ mm	δ_2 mm	H ₁₂	Cf/2 10 ⁻³	Π
-700	195	2.11	1.36	1.84	0.383
-400	234	2.63	1.36	1.71	0.445
-240	254	2.74	1.35	1.70	0.406
-120	27.7	3.08	1.36	1.60	0.580
-70	28.1	3.07	1.35	1.66	0.493
0	27.6	3.04	1.33	1.71	0.418
25	28.3	3.14	1.33	1.71	0.425
100	28.9	3.23	1.30	1.73	0.478
210	31.6	3.33	1.27	1.88	0.305
275	35.6	3.67	1.24	1.89	0.199
690	50.9	3.49	1.14	2.39	-0.450

図9 運動量厚さの流れ方向変化

図10 乱流値分布

壁近傍における乱流値は下流に進むに従い増加する。おう壁曲率が乱流値に及ぼす影響は流路曲率開始部より下流に現れる。

図11にレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の流れ方向変化を、壁面摩擦係数と比較して示す。Stn.5より下流で、レイノルズ応力はおう壁から離れた位置で極大値を示す。特に有効曲率が流路曲率に一致するStn.8より下流で、レイノルズ応力の極大値は顕著となり、この極大値の位置はStn.11においては $y/\delta = 0.35$ に達する。おう壁曲率の影響により、レイノルズ応力は増加するが、有効曲率が流路曲率と一致するまで曲率の影響は小さい。

レイノルズ応力輸送方程式の中で、各々の生産項は式(4)～(9)で表される。ここで、第1項は平均流が二次元の場合、そして第2項は三次元の場合に対応する。図12にレイノルズ応力6成分の生産メカニズムを示す。図中、○印内の応力に矢印上の速度こう配を乗ずると、矢印の先の○印内のレイノルズ応力を生産することを示す。一般に、 $\overline{uv}$ は $-\overline{uv}$ と表すが、図12では特に $\overline{uv}$ と表す。

曲率による付加項を含む時間平均速度こう配は

図11 レイノルズ応力分布

図12 レイノルズ応力生産のメカニズム

$$\textcircled{1}: -\partial V/\partial x + 2kU$$

$$\textcircled{2}: h\zeta$$

$$\textcircled{3}: -\partial U/\partial x - kV$$

である。矢印①の項の中で、 $2kU$ はおう壁曲率の影響により、 $-\overline{uv}$ と $\overline{v^2}$ の生産に正の寄与をする。また、矢印②上の z 軸まわりのうず度 $h\zeta$ は $-\overline{uv}$ と $\overline{u^2}$ の生産に寄与する。そこで、①項の $2kU$ と②項の $h\zeta$ の大きさを比較した結果、有効曲率が流路曲率に近づく Stn.8 より下流において次第に①項の $2kU$ が②項のうず度より大きくなる (図 13)。おう壁曲率の影響は、流路曲率開始点より下流で、有効曲率が流路曲率に一致してから、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ および $\overline{v^2}$ の生産に寄与する。この結果は、図 11 に示した実験結果と一致する。

図 13 $2kU$ と $h\zeta$ の比較

$$1/2\overline{u^2} \text{ の生産項: } \left\{ \overline{u^2} \left(-\frac{\partial U}{\partial x} - kV \right) - \overline{uv} (1 + ky) \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{kU}{1 + ky} \right) \right\}, \left\{ -\overline{uv} (1 + ky) \frac{\partial U}{\partial z} \right\} \dots (4)$$

$$1/2\overline{v^2} \text{ の生産項: } \left\{ -\overline{v^2} (1 + ky) \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{uv} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - 2kU \right) \right\}, \left\{ -\overline{vw} (1 + ky) \frac{\partial V}{\partial z} \right\} \dots (5)$$

$$1/2\overline{w^2} \text{ の生産項: } 0, \left\{ -\overline{w^2} (1 + ky) \frac{\partial W}{\partial z} - \overline{uw} \frac{\partial W}{\partial x} - \overline{vw} (1 + ky) \frac{\partial W}{\partial y} \right\} \dots (6)$$

$$-\overline{uv} \text{ の生産項: } \left\{ \overline{u^2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - 2kU \right) + \overline{v^2} (1 + ky) \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{kU}{1 + ky} \right) \right\}, \\ \left\{ (1 + ky) \left(-\overline{uv} \frac{\partial W}{\partial z} + \overline{uw} \frac{\partial V}{\partial z} + \overline{vw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right\} \dots (7)$$

$$-\overline{uw} \text{ の生産項: } \left\{ -\overline{uw} (1 + ky) \frac{\partial V}{\partial y} + \overline{vw} (1 + ky) \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{kU}{1 + ky} \right) \right\}, \\ \left\{ \overline{u^2} \frac{\partial W}{\partial x} + \overline{w^2} (1 + ky) \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{uv} (1 + ky) \frac{\partial W}{\partial y} \right\} \dots (8)$$

$$-\overline{vw} \text{ の生産項: } \left\{ \overline{uw} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - 2kU \right) - \overline{vw} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + kV \right) \right\}, \left\{ \overline{v^2} (1 + ky) \frac{\partial W}{\partial y} + \overline{w^2} (1 + ky) \frac{\partial V}{\partial z} + \overline{uv} \frac{\partial W}{\partial x} \right\} \dots (9)$$

4. 結 論

曲率の影響のみを受けるおう壁上の乱流境界層について、流れの可視化、時間平均速度分布およびレイノルズ応力を測定し、以下の結論を得た。

(1) 時間平均速度分布より求めた流れの有効曲率の変化の過程を明らかにし、有効曲率は、曲率開始点の上流から変化する。

(2) 境界層内の時間平均流に及ぼすおう壁曲率の影響は、流路曲率開始点の下流に現れる。

(3) 乱流値はおう壁曲率により増加するが、曲率の影響は流路曲率開始点の下流に現れる。

(4) レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は、おう壁曲率の影響により増加するが、流路曲率開始点の下流で顕著である。これは、おう壁曲率に伴う付加項 $2kU$ が $-\overline{uv}$ の生産に寄与するためである。

終わりに、本研究の実施にご協力いただいた、本学

卒研究生 清水静男、辻 洋、白川正樹ならび八名真一郎の各氏に感謝の意を表します。

文 献

- (1) Tani, I., *J. Geophys. Res.*, 67-8 (1962), 3070.
- (2) Patel, V.C., *Aero. Res. Council Rep.*, 30428 (1968), 1.
- (3) So, R.M.C. and Mellor, G.L., *Aeronaut. Q.*, 26 (1975), 35.
- (4) Smits, A.J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 94-2 (1978), 209.
- (5) Prabhu, A. and Rao, B.N.S., *AIAA Paper*, 81-1193 (1981).
- (6) 志沢・ほか 2 名, 機講論, No.824-4 (昭 57-3), 39.
- (7) Jeans, A.H., ほか 2 名, *Stanford Univ. Rep.*, MD-40 (1982).
- (8) Simon, T. and Honami, S., *Proc. 1980-81 AFOSR Stanford Conf. Complex Turbulent Flows*, 1 (1981), 94.
- (9) Fujita, H. and Kovaszny, L.S.G., *Rev. Sci. Instrum.*, 39-9 (1968), 1351.
- (10) Gillis, J.C., ほか 3 名, *Stanford Univ. Rep.*, HMT-31 (1980).
- (11) Klebanoff, P.S., *NACA Rep.*, 1247 (1955).

討 論

〔質問〕 大坂 英雄 (山口大学工学部)

(1) おう壁上に形成される縦うずは、図3の結果からみて x 方向位置が固定しているのか、文献(7)との相違はどこにあるとお考えか。

(2) 時間平均速度と乱流値とに対し、おう壁曲率の影響はそれぞれ曲率開始点の上流と下流とから現れるとある。このずれはどのように解釈すればいいのか。

(3) 図7に対数速度則の成立が示してあり、一方図8にそれから求めた c_f がプロットされている。この場合、摩擦速度はどのようにして求められたのか。

(4) 図9において、運動量厚さがtroughとcrestでは増加、減少の興味ある反対の傾向を示されている。さらに下流ではどのようになると考えればよいのか。

〔回答〕 (1) 時間平均速度 U の x 方向分布を異なる時間に測定しても、図3と同じ位置に極大および極小値をもつ波形を示すことより、縦渦の x 方向位置は時間平均的に固定していると考えられる。また文献(1), (3), (5)および(6)においても、縦渦の位置に関して同様の結果を示す。

開水路を用い、流れの可視化による観察より、縦渦

は変動すると結論している文献(7)は、縦渦の変動の定量的な測定は行われていない。また、文献(7)において、運動量厚さを代表長さにとったレイノルズ数は1300と小さく、更に、一方は壁面で他方は空気といった側壁の境界条件の相違が、縦渦の x 方向の挙動に影響を与えていると考えられる。

しかし、縦渦の挙動を解明することは、測定法の開発も含め、今後の研究課題と思われる。

(2) 流れに及ぼすおう壁曲率の影響は、時間平均速度、乱流値のいずれも図5に示す有効曲率の流れ方向変化に従う。そして、乱流値においては曲率開始点より下流でおう壁曲率の影響が顕著となる。

(3) 本研究において、図7に示すように曲り部においても対数速度則が成立するため、Clauserプロットと同様の方法で図8に示す壁面摩擦係数を算出した。

(4) 図9に示す運動量厚さが、縦渦のtroughで増加し、crestで減少する傾向を示すのは、速度こう配 aW/az の影響による⁽⁶⁾。そこで、縦渦が流路下流方向に成長し、平衡状態に達するまでこの傾向は続き、平衡状態に達した後はそれぞれ一定値をとると考えられる。