おう壁上の乱流境界層に関する研究* (第3報, 乱流運動エネルギーの輸送)

志 沢 高 朗**, 本阿弥 眞 治**

Experiments on Turbulent Boundary Layers Over a Concave Surface (3rd Report, Transport of Turbulence Kinetic Energy)

by Takaaki SHIZAWA and Shinji HONAMI

Turbulent shear flows over a concave surface are subjected to streamline curvature. The objective of the present paper is to clarify experimentally the turbulence kinetic energy and shear stress balance in a boundary layer having a mild surface curvature without substantial pressure gradient. Each term in the transport equation for the turbulence kinetic energy and shear stress is deduced from the data. The extra rate of mean strain $2kU$ due to curvature makes a positive contribution to the production of $\bar{v}^2$. The effect of the concave curvature on the production of the Reynolds stress $-\overline{uv}$ is larger than the production of the turbulence kinetic energy. The structure of the turbulent boundary layer over a concave surface is prescribed by the energy balance.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Streamline Curvature, Concave Wall, Energy Balance, Shear Stress Balance

1. 緒 言

近年おう壁上の流れに関する研究で, Muck⁽¹⁾は曲率パラメータ δ/R が 0.01 と小さいが, 流路上流にうず発生装置を設け, 縦うずのスパン方向位置を人為的に設定した流路を用い, 曲率に伴う時間平均流および乱流場の影響を調べた。さらに, 曲率に伴う付加項を無視したレイノルズ応力輸送方程式から, 乱流運動エネルギー平衡に及ぼす壁面曲率の影響とスパン方向の相違を報告した。Jeans ら⁽²⁾は開水路を用い, おう壁上の流れの可視化による観察から, 流路スパン方向の不均一さ, すなわち縦うずはスパン方向に揺動するとの結論を得た。また, Simonich ら⁽³⁾は Jeans ら⁽²⁾と同一の流路で, 液晶を用いた熱伝達率の測定を実施し, さらに, Hoffmann ら⁽⁴⁾や Prabuh ら⁽⁵⁾のデータから, おう壁曲率に対する混合距離モデルを提案した。

著者らは, おう壁曲率に伴う乱流境界層の応答に関する一連の研究において, 第1報⁽⁶⁾でポテンシャル速度から流線曲率に対応する有効曲率を定義し, おう壁面摩擦係数および運動量厚さは流路曲率開始点上流に

おいて曲率の影響を受けることを報告した。さらに, レイノルズ応力輸送方程式の生産項において, レイノルズ応力生産に対する時間平均速度こう配および曲率に伴う付加項とレイノルズ応力の関係を明らかにした。第2報⁽⁷⁾では, 流線曲率に伴う乱流場の応答に関し, 有効曲率を用いた有効曲率パラメータ $k\delta$ が非常に小さい -0.01 においてもレイノルズ応力 $\bar{v}^2$ と $-\overline{uv}$ の増加がみられ, おう壁曲率に対するレイノルズ応力の応答が早いことを報告した。加えて, 3次のモーメント $\bar{v}^3$ の応答は他のモーメントと比較して早いことが判明した。

しかし, おう壁上の乱流境界層の流れ場の詳細な測定は数少ない。加えて, 乱流境界層に対するおう壁曲率の影響のみに着目した詳細な測定データは見当たらず, 曲率に伴う流れの様相を明らかにした研究は数少ない。さらに, 比較的大きな曲率を持つ流れ場の測定結果は見当たらない。

そこで本研究では, 流れが比較的大きなおう壁曲率の影響のみを受けるように, 流路入口助走区間から曲り部にわたるおう壁上の静圧分布が流れ方向に一定になるように注意深く設定した長方形断面を持つ流路を用い, 流路曲率開始部近傍の流れの詳細な測定結果に基づいて, 乱流場の構造を明らかにする。さらに, お

* 昭和61年3月14日 東海支部第35期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和60年2月28日。

** 正員, 東京理科大学工学部(〒162 東京都新宿区神楽坂1-3)。

う壁曲率に伴う乱流運動エネルギー輸送のメカニズムを解明し、おう壁上の流れを理解することが本研究の目的である。これらは、乱流数値計算モデルを作製する上でも有益な情報を提供する。

まず、おう壁上の縦うずの影響を検討し、おう壁曲率に対する乱流値の寄与を明らかにする。曲壁上の乱流運動エネルギーおよびせん断応力輸送方程式を導き、運動エネルギー平衡を求め、各項を検討することにより、おう壁曲率に伴う乱流運動エネルギー輸送の様相を実験的に解明する。

測定は、おう壁上の縦うずによるスパン方向の流れの不均一の影響が小さい流路曲率開始部近傍に限定した。ここで、代表長さを運動量厚さにとったレイノルズ数は2900で、有効曲率パラメータは流路曲率開始点で-0.023と比較的大きい。

2. 記号

- a_1 : せん断応力パラメータ $= -\overline{uv}/\overline{q^2}$
 C_{pw} : 壁面静圧係数 $= (P_s - P_{sr}) / \{(1/2)\rho U^2\}$
 K : 加速度パラメータ $= -\nu / (2U_r) \cdot dC_{pw}/dx$
 k : 有効曲率 (おう壁を負とする)
 P_s : 壁面静圧
 p : 変動圧力
 $\overline{q^2}/2$: 乱流運動エネルギー $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$
 R : 曲率半径
 U, V, W : x, y, z 方向の時間平均速度
 u, v, w : x, y, z 方向の変動速度
 U_{pw} : 壁面ポテンシャル速度
 u_r : 壁面摩擦速度
 x, y, z : 座標系 (図1)
 δ : 境界層厚さ
 κ : カルマン定数 $= 0.41$
 ν_q : 乱流拡散率 $= \{(1/2)\overline{vq^2}\} / [\partial\{(1/2)\overline{q^2}\}/\partial y]$
 添字
 r : 基準点 (Stn. 3)

3. 実験装置および実験方法

図1に示す本研究に用いた実験装置は前報⁽⁶⁾⁽⁷⁾と同一で、流路曲率開始部上流に1500 mmでアスペクト比5.5の長方形断面の助走流路を持つ。曲り流路おう壁曲率半径 R は600 mmで、とつ壁を流路高さ方向 (y 方向) に調節し、流路中央測定断面における壁面静圧係数 C_{pw} の流れ方向 (x 方向) 変化は最大0.01から-0.015にわたり、加速度パラメータ K の最大値は 2.6×10^{-7} と十分小さく、おう壁上の流れに及ぼす圧力こう配の影響は無視できる。

おう壁上の乱れの測定は、第2報⁽⁷⁾と同様に、プローブの先端5 mmのブロング径は50 μm で、ブロングに起因する乱れの影響が少ない改良X形熱線プローブと定温度熱線流速計を用いる。測定は図1のStn. 3からStn. 10で示す流路曲率開始部近傍の上下流方向にそれぞれ10 δ の範囲で、熱線プローブをとつ壁側から挿入し、 x - y 断面に設定することによりレイノルズ応力 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ および $-\overline{uv}$ と、3次のモーメント $\overline{u^3}$, $\overline{u^2v}$, $\overline{uv^2}$ と $\overline{v^3}$ を得る。また、同一プローブを x - z 断面に設定し、 $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$, $-\overline{uw}$ および $\overline{u^3}$, $\overline{u^2w}$, $\overline{uw^2}$ と $\overline{w^3}$ を得る。X形熱線出力はデジタル処理を施した。基準点 (Stn. 3) における二つの熱線プローブの設定法による出力の相違は、 $\overline{u^2}$ で3%、また、 $\overline{u^3}$ で5%と両者はよい一致を示し、測定精度は高い。

4. 実験結果および考察

4.1 縦うずの影響 おう壁上の乱流境界層では境界層厚さ δ のオーダを持つ縦うずの存在が知られている。この縦うずにより流路スパン方向 (z 方向) に流れの不均一が生じ、おう壁上の流れは複雑な三次元流となるため、縦うずの挙動に十分注意する必要がある。

そこで、縦うずの影響について〔付録〕に詳述する。本研究の測定断面は時間平均流の測定からいづれも縦うずの中央断面であり、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が極値をとると考えられる。そこで、平板上のStn. 3、曲率の影響が現れるStn. 5と曲率の影響を十分受けるStn. 9における $-\overline{uw}$ 分布を、平板上における $-\overline{uv}$ 分布と比較して図2に示す。 $-\overline{uw}$ 分布は下流方向にほぼ平板と同じ値を示し、大きな変化はみられない。したがって、〔付録〕に述べた考察も併せて、本研究の測定範囲におけるスパン方向の不均一性、すなわち縦うずの影響は小さいと考えられる。ゆえに、流路中央

図1 実験装置概略図および測定断面

断面の値を流れの代表値とする。

4.2 レイノルズ応力生産のメカニズム 図3に $\overline{w^2}/\overline{u^2}$ 分布を示す。 $\overline{w^2}/\overline{u^2}$ 分布は境界層全域にわたり平板の値と大きな相違はみられない。また、下流方向に平板と比べ1.6倍も増加する $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ 分布⁽⁷⁾と対照的に、 $\overline{w^2}/\overline{u^2}$ 分布の下流方向変化は小さく、 $\overline{w^2}$ 分布は曲率によらず $\overline{u^2}$ 分布に従う。 $\overline{w^2}$ に関するレイノルズ応力輸送方程式の生産項⁽⁸⁾において、支配的な時間平均速度こう配ならびに曲率に伴う付加項が存在しないことから、曲率の影響は $\overline{u^2}$ と同様、直接 $\overline{w^2}$ の生産に寄与しない。

図4に Stn. 5 と Stn. 9 におけるレイノルズ垂直応力 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ 分布を比較して示す。有効曲率パラメータ $k\delta$ はそれぞれ-0.013 と -0.058 である。 Stn. 5 においていずれの応力も単調減少するが、 $\overline{w^2}$ 分布は平板における予測値 $(\overline{u^2} + \overline{v^2})/2$ より小さく、 $\overline{v^2}$ 分布に近い値となる。また、 Stn. 9 においては平板と異なる様相を示し、特に、おう壁曲率の $\overline{v^2}$ に及ぼす影響

は顕著で、境界層全域にわたって $\overline{w^2}$ と同程度に大きくなる。すなわち、おう壁曲率のレイノルズ垂直応力に対する影響は、時間平均速度こう配を通して $\overline{v^2}$ の生産に大きく現れる。

図4 レイノルズ垂直応力の比較

図2 $-\overline{uw}$ 分布

図5 乱流運動エネルギー分布

図3 $\overline{w^2}/\overline{u^2}$ 分布

図6 せん断応力パラメータ

図5に乱流運動エネルギー $\overline{q^2}/2$ 分布を示す。乱流運動エネルギー分布は単調減少を示し、おう壁曲率の影響は Stn. 5 の下流に現れ、境界層全域にわたり増加する。また、有効曲率が流路曲率に一致する Stn. 9 より下流における増加は顕著である。

せん断応力パラメータ a_1 分布を図6に示す。おう壁曲率の影響は流路曲率開始点上流の Stn. 5 に現れ、Stn. 9 より下流におけるせん断応力パラメータの増加は顕著である。すなわち、おう壁曲率の $-\overline{uv}$ に対する影響は乱流運動エネルギーに対する影響より大きい。これは、レイノルズ応力輸送方程式の生産項⁽⁶⁾において、時間平均速度こう配の曲率に伴う付加項 $2kU$ の寄与が境界層全域で大きく、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ が増加した結果である。

4.3 乱流運動エネルギーおよびせん断応力平衡 粘性項を除いた乱流運動エネルギー輸送方程式およびせん断応力 $(-\overline{uv})$ 輸送方程式を式(1)と(2)に示す。

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} \right) &\equiv U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} \right) + (1+ky) V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} \right) + (1+ky) W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \overline{q^2} \right) && : \text{Advection} \\ &= \overline{u^2} \left(-\frac{\partial U}{\partial x} - kV \right) - (1+ky) \overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} - (1+ky) \overline{w^2} \frac{\partial W}{\partial z} \\ &\quad - (1+ky) \overline{uv} \left\{ \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{kU}{1+ky} + \frac{1}{1+ky} \frac{\partial V}{\partial x} \right\} - (1+ky) \overline{uw} \left\{ \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{1+ky} \frac{\partial W}{\partial x} \right\} \\ &\quad - (1+ky) \overline{vw} \left\{ \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right\} && : \text{Production} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{up}}{\rho} \right) - (1+ky) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{vp}}{\rho} \right) - (1+ky) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{wp}}{\rho} \right) && : \text{Pressure Diffusion} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \overline{uq^2} \right) - (1+ky) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} \overline{vq^2} \right) - (1+ky) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \overline{wq^2} \right) && : \text{Turbulent Diffusion} \\ &\quad - \epsilon && : \text{Dissipation} \\ &&& \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (-\overline{uv}) &\equiv U \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{uv}) + (1+ky) V \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{uv}) \\ &\quad + (1+ky) W \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{uv}) && : \text{Advection} \\ &= \overline{u^2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - 2kU \right) + \overline{v^2} \left\{ (1+ky) \frac{\partial U}{\partial y} + kU \right\} + (1+ky) \left\{ -\overline{uv} \frac{\partial W}{\partial z} \right. \\ &\quad \left. + \overline{uw} \frac{\partial V}{\partial z} + \overline{vw} \frac{\partial U}{\partial z} \right\} && : \text{Production} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{vp}}{\rho} \right) + (1+ky) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{up}}{\rho} \right) && : \text{Pressure Diffusion} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2v}) + (1+ky) \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uvw}) + \frac{k(2\overline{uv^2} - \overline{u^3})}{\partial z} && : \text{Turbulent Diffusion} \\ &\quad - \frac{p}{\rho} \left\{ \frac{\partial v}{\partial x} + (1+ky) \frac{\partial u}{\partial y} \right\} && : \text{Pressure Strain + Destruction} \\ &&& \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここで、乱流運動エネルギーおよびせん断応力平衡において測定結果より得た項にアンダラインを施す。また、測定が困難なため変動圧力 p に関する項は除き、乱流運動エネルギー輸送方程式における散逸項は、測定値を用いた対流、生産および拡散の各項を求めた後、輸送方程式の系を閉じることにより得る。このため、散逸項には変動圧力による拡散項と各項の測定誤差が含まれる。また、第2報⁽⁷⁾のレイノルズ垂直応力輸送方程式の拡散項で、曲率に伴う付加項

- ① $-3/2 \cdot k \overline{u^2v}$: $\overline{u^2}/2$ の拡散項
- ② $k(\overline{u^2v} - \overline{v^3}/2)$: $\overline{v^2}/2$ の拡散項および $-k\overline{vw^2}/2$: $\overline{w^2}/2$ の拡散項

は和として、乱流運動エネルギー輸送方程式の拡散項

$$(1+ky) \frac{\partial}{\partial y} (\overline{vq^2}/2) \quad : \overline{q^2}/2 \text{ の拡散項}$$

に陰に含まれる。一方、レイノルズせん断応力 $(-\overline{uv})$ 輸送方程式の拡散項で、曲率に伴う付加項は

- ③ $k(2\overline{uv^2} - \overline{u^3})$: $-\overline{uv}$ の拡散項

で、拡散項全体に及ぼす寄与は Stn. 9 の $y/\delta=0.3$ で 2.5%, $y/\delta=0.8$ で -1.2% にすぎない。よって、レイノルズせん断応力 $(-\overline{uv})$ 拡散に及ぼす曲率に伴う付

加項の影響は無視できる。

平板上の乱流境界層内層では、拡散項と対流項が小さく、散逸項と生産項がほぼつりあうと考えられる。また、生産項は壁面せん断応力により決まるため、散逸項は

$$\varepsilon \approx u^3/\kappa y \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表せる。そこで、曲率を考慮した生産項のうち、支配的な項と式(3)による散逸項の比

$$-(1+\kappa y) \overline{uv} \left\{ \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\kappa U}{1+\kappa y} \right\} / (u^3/\kappa y) \quad \dots\dots\dots (4)$$

を図7に示す。Stn. 3の $y/\delta < 0.5$ で生産項と散逸項の比はほぼ1であるが、おう壁曲率に対する応答は早く、Stn. 5より下流で1以上となる。すなわち、おう壁曲率により、運動エネルギーの散逸よりも生産が境界層の壁面側でうまわわっていると考えられる。

対流拡散のモデルとして Hanjalic ら⁽⁹⁾が提唱しているこう配拡散の仮定

図7 生産項と散逸項の比, 式(4)

図8 乱流拡散率

$$\overline{u_i u_j u_k} = C_s \frac{\overline{q^2}/2}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \quad \dots\dots\dots (5)$$

から、乱流拡散率 ν_q 分布を図8に示す。 ν_q は乱流運動エネルギー輸送方程式の拡散項のうち支配的な $\overline{vq^2}/2$ のみで他の項は含まない。おう壁曲率に対する ν_q 分布の影響は Stn. 5 より下流に現れ、境界層全域にわたって増加する。また、Stn. 8 までは $y/\delta \approx 0.5$ に極大値を持ち、主流側で減少する。一方、Stn. 9 より下流における ν_q 分布は大きな値を持ち、特に、壁面側では平板の値の6倍以上に達し、おう壁曲率の影響は大きい。

乱流運動エネルギー $\overline{q^2}/2$ こう配の流れ方向変化を図9に示す。乱流運動エネルギーこう配の Stn. 3 から Stn. 7 にかけての流れ方向変化は、壁面側ではほぼ一定値をとり、主流側で減少する。有効曲率が流路曲率と一致する Stn. 9 より下流における様相は特異で、主流側で大きな値をとるとともに極値を持ち、一方、壁面側で減少する。

図10から12に乱流運動エネルギー輸送方程式の生産項、拡散項および対流項の分布を示す。各項は境界層厚さと壁面ポテンシャル速度で無次元化した。生産項はおう壁曲率の影響により Stn. 5 から下流で増加する。特に、Stn. 9 より下流の壁面側の増加は顕著で、 $y/\delta \approx 0.3$ で絶対値が極大となる。また、拡散項分布は境界層全域にわたる変化がみられるが、主流側の変化が大きく、運動エネルギーの拡散はおう壁曲率により主流側で活発になると考えられる。対流項に及ぼすおう壁曲率の応答は非常に早く、Stn. 4 においても平板上の分布 (Stn. 3) と異なる様相を示す。すなわち、壁面側の運動エネルギーの対流はおう壁曲率に従い増加する。加えて、Stn. 8 より下流で極大値を持ち、極大値の位置は下流に進むに従いおう壁面から離れ、Stn. 9 で $y/\delta \approx 0.6$ に達する。

図9 乱流運動エネルギーのこう配

図13におう壁曲率の影響が現れる Stn. 5 と、有効曲率と流路曲率が一致する Stn. 9 における境界層の乱流運動エネルギー平衡を比較して示す。Stn. 5 において生産項と散逸項は境界層全域にわたりほぼつりあ

う。また、拡散項と対流項は壁面側では同符号であるが、主流側では異符号となり絶対値はほぼ等しい。一方、Stn. 9 における各項はおう壁曲率の影響に伴いそれぞれ増加する。さらに、主流側においては絶対値で比較すると対流項が拡散項をうわまわる。すなわち、おう壁上の境界層の主流側では、運動エネルギーの拡散に比べ、対流項による運動エネルギーの輸送が大きく、それだけ運動エネルギーの散逸が生産をうわまわる。

5. 結 論

おう壁曲率の影響が支配的な曲り流路を用い、以下のことが判明した。

(1) レイノルズ応力 ($\overline{v^2}$) 輸送方程式の生産項で、曲率に伴う付加項 $2kU$ が正に寄与し、おう壁曲率に

図10 乱流運動エネルギー輸送方程式の生産項

図11 乱流運動エネルギー輸送方程式の拡散項

図12 乱流運動エネルギー輸送方程式の対流項

図13 乱流運動エネルギー平衡

図14 縦うずの模式図と誘起する時間平均速度こう配

対し $\overline{v^2}$ は顕著に増加する。一方、付加項が寄与しない $\overline{u^2}$ および $\overline{w^2}$ の影響は小さい。

(2) 乱流運動エネルギーはおう壁曲率の影響により増加する。しかし、おう壁曲率の影響は乱流運動エネルギーよりもレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ に対して大きい。

(3) 境界層の主流側では、曲率が大きくなると運動エネルギーの対流が拡散より大きく、運動エネルギーの散逸が生産をうまわまる。

〔付 録〕

図 14 に示すように、おう壁上に流れ方向に軸を持ち、互いに逆回転し対をなす規則的な縦うずを考える。縦うずが大きな影響を及ぼすレイノルズ応力として $\overline{w^2}$ 、 $-\overline{uw}$ および $-\overline{uw}$ が考えられる。一方、縦うずの影響を判断する尺度として、縦うずにより誘起される時間平均速度こう配 $\partial U/\partial z$ 、 $\partial W/\partial z$ および $\partial W/\partial y$ が考えられる⁽⁹⁾。そして、 $\partial U/\partial z$ がレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ と $-\overline{uw}$ の生産に寄与し、 $\partial W/\partial z$ の寄与が $\overline{w^2}$ と $-\overline{uw}$ の生産に現れる。一方、 $\partial W/\partial y$ は $\overline{w^2}$ と $-\overline{uw}$ の生産に寄与する。特に、 $\partial W/\partial z$ は縦うずの壁面側と主流側(図中の①と②)で、また、 $\partial W/\partial y$ は縦うずの中央断面のスパン方向位置(④と⑤)で符号が違うため、レイノルズ応力生産への寄与が異なる。

縦うずを評価するに際し、曲率に伴う付加項 $2kU$ の大きな寄与が存在する $-\overline{uw}$ を除き、 $\overline{w^2}$ と $-\overline{uw}$ を比較する。平板においても $\overline{w^2}$ は大きな値を持つものに対し、 $-\overline{uw}$ は非常に小さく、流れが三次元性を持つ時大きくなるレイノルズ応力である。時間平均速度こう配 $\partial U/\partial z$ と $\partial W/\partial y$ の寄与により、せん断応力 $-\overline{uw}$ は、trough 断面と crest 断面で極めて小さな値

となり、縦うずの中央断面で極大値をとる。また、縦うずの中央断面におけるせん断応力 $-\overline{uw}$ の極大値のスパン方向分布は、縦うずが互いに逆回転することから交互に正および負の値を持つと考えられる。おう壁上の縦うずを人為的に固定して、流れのスパン方向変化を調べた Muck⁽¹⁾は、縦うずの trough と crest で $-\overline{uw}$ は零となる結果を示した。さらに、縦うずの中央断面における $-\overline{uw}$ の極大値は u_τ^2 とほぼ同じオーダーになると報告している。ゆえに、 $-\overline{uw}$ 分布は縦うずの大きさ、その影響の度合を示し、縦うずを評価する際の一つの重要な指標と考えられる。しかし、縦うずの挙動に関しては、スパン方向に固定している場合⁽¹⁾と揺動する⁽²⁾との報告があり、測定法の開発も含め今後の重要な研究課題である。

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、小溝徹と高濱正幸の両氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Muck, K. C., *Imperial College PhD Thesis*, (1982).
- (2) Jeans, A. H., ほか2名, *Stanford Univ. Rep.*, MD40 (1982).
- (3) Simonich, J. C. and Moffat, R. J., *J. Eng. for Gas Turbines and Power*, 106 (1984), 619.
- (4) Hoffmann, P. H. and Bradshaw, P., *Imperial College Aero. Rep.*, 78-04 (1978).
- (5) Prabhu, A. and Rao, B. N. S., *AIAA Paper*, 81-1193 (1981).
- (6) 志沢・本阿弥, 機論, 49-448, B (昭58), 2915.
- (7) 志沢・本阿弥, 機論, No. 840-12 (昭59-10), 23.
- (8) Shizawa, T. and Honami, S., *Proc. 4th Symp. on Turbul. Shear Flows*, (1983), 6-38.
- (9) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 52-4 (1972), 609.

討 論

〔質問〕 大坂 英雄〔山口大学工学部〕

スパン方向の不均一性に関して、図2に示された $-\overline{uw}$ の値は Stn. 3 ですでに $-\overline{uw}$ の1/8の大きさを持っている。かなり大きい値と思われるが、下流の流れに影響を及ぼすことはないのか。また縦うずが存在する流れ場では空間平均分布による議論をしたほうがよいと考えられないか。

(2) 乱流運動エネルギー収支において、散逸項の算定は方程式の残余項から求められているが、なぜこのような方法をとられたのか。ご教示願いたい。

(3) 図11の拡散項は層内全域にわたる積分値は零となるべきものであるが、この図から計算するとか

なり異なる断面が見られる。誤差はどのような影響から生じたのか。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおり、平板上の Stn. 3 で $-\overline{uw}$ 分布は境界層全域で比較的高い値を持っている。ここで、Stn. 3 の $z = \pm 300$ mm の範囲での壁面静圧係数変化は0.006で、運動量厚さの相違は1.4%と小さい。この小さな不均一は上流の整流格子によるものと考えられ、縦うずのスパン方向位置を決める要因であるという報告^(付1)がある。一方、Muck⁽¹⁾や Hoffmann ら⁽⁴⁾の平板における $-\overline{uw}$ は、 $-\overline{uv}$ の1/10程度の値を持ち、本研究結果が特別大きいとは考えられない。また、平板の $-\overline{uw}$ が下流の流れにおよ

ぼす影響は、今後十分検討したいと思う。

ご指摘のとおりスパン方向に不均一が存在する流れ場では、空間平均分布による議論が必要と考える。しかし、縦うずの挙動に関し、規則的に定在する場合⁽¹⁾と揺動する結果⁽²⁾があり明確でないのが現状である。そしてこの縦うずの挙動を調べる方法として条件付サンプリングなどが考えられる。

(2) 乱流運動エネルギー収支において散逸項の算定は、等方性を仮定した Taylor の仮説またはスペクトル解析により散逸項を見積もる方法が考えられる。しかし、本研究の流れ場で、等方性乱流を仮定できるかどうかの確証が得られなかった。また、比較的大きな曲率の影響を受ける流れ場の乱流値に関するデータの提示が本研究の目的の一つである。これらのことより、乱流値の測定データを用いることに主眼をおいてこのような方法をとった。なお、本文中で述べたよう

に、本研究で求めた散逸項には変動圧力の拡散項と各項の測定誤差が含まれることを申し添える。

(3) ご指摘のとおり拡散項は、境界層内全域にわたる積分値が零となるべきものである。しかし、図 11 に示す拡散項の流れ方向変化のうち、おう壁側の拡散項が小さく算出される断面がみられる。

本研究で、拡散項を算出する際三次のスプライン関数を用いてデータ補間し数値微分した。特に、 x 方向の微分 $\partial(u_i u_i u_i)/\partial x$ を求める際、一度 y 方向にデータ補間を行った後で x 方向に数値微分する方法をとった。この x 方向の微分が誤差の原因と考えられるが、特に零になるように補間係数の最適化といった修正は施さなかった。

(付1) Smits, A. J., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 94-2(1979), 209.