主流中の縦渦列と干渉した乱流境界層の平均速度場の変化*

大坂 英雄^{*1}, 福島 千晴^{*2}

Streamwise Variation of Mean Velocity Field for the Turbulent Boundary Layer interacting with Controlled Longitudinal Vortex Arrays

Hideo OSAKA and Chiharu FUKUSHIMA

Detailed mean flow measurements have been made in a planar turbulent boundary layer interacting with artificially generated trailing vortex arrays in a free stream. Two parameters, namely, spanwise periodicity of the longitudinal vortex arrays (L/S ; here L denotes the spanwise distance between neighboring airfoils, S airfoil span) and ratio of the longitudinal vortex scale b to boundary layer scale δ_0 , were independently varied for five cases. Within the boundary layer, there exists a spanwise transport of streamwise momentum due to pairs of counterrotating secondary flows. As a result, spanwise periodic variation corresponding to the spanwise spacing of airfoil elements arises in the mean flow properties, and is persistently maintained in the far downstream region. The value of L/S plays a dominant role under the distortion process in this flow field. In the case of $L/S \geq 1$, the spanwise periodic variations of mean flow profiles are significantly large, and these spanwise periodicities are persistently maintained in the streamwise direction. In the case of $L/S < 1$, although the spanwise variations are small in magnitude, the spanwise periodicities of mean flow profiles change in the streamwise direction, while the effect of b/δ_0 is caused as a local Reynolds number effect.

Key Words: Turbulence, Boundary Layer, Longitudinal Vortex Arrays, Mean Flow Field, Secondary Flow

1. 緒 言

本研究の目的は、主流中で生成される定常でスパン方向に周期的な縦渦列と干渉した二次元平板乱流境界層の発達を明らかにすることである。本報は第1段階として、平均速度場の変化を調べる。

一般に、縦渦は渦度が小さい場合においてさえも流れ場を三次元化し、主流方向に長い距離持続するという特徴をもつ。したがって、二次元平板乱流境界層内にスパン方向に周期的な縦渦列を導入した場合、層内の分布にスパン方向変動が生じ、下流方向にその変動が維持されることが予想される。このとき、導入する縦渦を空間増幅形のかく乱としてとらえると、縦渦列の強さと波長(スパン方向周期)を適切に選択すれば、スパン方向変動の振幅が流れ方向に増幅(したがって、乱流境界層の分布のスパン方向変化が増加)する場合があると考えられる。この種の流れ場の研究は、縦渦列がかく乱として導入された流れ場の応答に関する問題としてクラウザの立場からの基礎的研究⁽¹⁾として意味がある。また、二次元乱流境界層内のヘアピン渦

に代表される非定常不規則な縦渦⁽²⁾と定常縦渦との干渉という観点から、組織構造の解明にとっても興味深い。一方、工学的にも、上述の縦渦の特徴に起因してさまざまな問題が生じるため⁽³⁾⁽⁴⁾、この種の流れ場の解明は必要不可欠である。

これまで単一の縦渦、あるいは縦渦対と干渉した乱流境界層の構造に関する研究は、Bradshawらのグループ^{(5)~(7)}、Pauley-Eaton⁽⁸⁾⁽⁹⁾および松本⁽¹⁰⁾による研究がある。縦渦列に関する研究については、層流境界層に縦渦列を導入したTani-Komoda⁽¹¹⁾、Komoda⁽¹²⁾の研究、乱流境界層に縦渦列を導入した古屋らの一連の研究^{(13)~(16)}、中村ら⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾および高木ら⁽¹⁹⁾の研究がある。また、乱流境界層内に設置した渦発生器による縦渦列の実験⁽²⁰⁾も知られている。しかしながら、これまでの研究では特に縦渦列のスパン方向周期の影響に注目した系統的实验が不足している。

そこで本報では、主として乱流境界層の発達に与える縦渦列のスパン方向周期の影響を、平均流の分布から明らかにする。また、導入する縦渦と乱流境界層との尺度の比の影響も調べる。

2. 実験装置および方法

2・1 風洞および測定平板 風洞は、幅1m、高さ

* 平成2年3月31日 第67期通常総会講演会において講演、原稿受付 平成3年10月29日。

*¹ 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台2557)。

*² 准員、山口大学大学院。

0.5 m の絞り部出口形状をもつ吹出し形境界層用風洞である。測定平板は、幅 1 m、長さ 4 m の寸法をもつベークライト製滑面平板で、絞り部で発生する境界層を除去するために、絞り部出口床面より 45 mm 上方に水平に設置されている。平板上の圧力こう配の調整は可とう式の屋根により行われた。また、境界層の遷移を促進するために、平板前縁から 100 mm 下流の位置に $\phi 1$ のトリップワイヤが取り付けられている。流れ場の概要を図 1 に示しておく。

2・2 翼素列の配置および実験条件 翼幅 $S=30$ mm, 翼弦長 $C=20$ mm, 翼厚 0.3 mm の寸法をもつステンレス製く形平板が翼素として使用された。各翼素は、図 1 に示されているように、流れ方向に 20 mm 間隔で張られた $\phi 0.3$ のピアノ線に固定された。翼素列の迎え角は、張力調整治具を設置した回転式の分度器により任意の角度に調整できる。

本実験で望まれる後ひき渦列の条件は、翼表面上ではく離がなく、後流中の速度欠損が小さく、一方誘導速度は大きいことである。このため、予備実験より迎え角 α は 8° とした。また、主流中で生成した後ひき渦列を十分に発達した平板上の乱流境界層と干渉させるために、翼素列は平板前縁から 60 mm 上流で、平板から 35 mm と 45 mm 上方の 2 条件の位置に設置された。翼素列の配置条件は表 1 に示す 5 種類である。Case 1 から Case 3 では、スパン方向周期の影響を調べるために、翼素間隔 L と翼幅 S との比 L/S を 3 種類に変化させた。Case 1 と Case 4 および Case 3 と Case 5 では、翼素列の設置高さを変化させることにより、後ひき渦列と乱流境界層との干渉開始位置（翼素の後流の半値幅か、縦渦の渦心半径が乱流境界層と接し始める位置）での流れ場の尺度（境界層厚さ δ_0 で代表する）と縦渦の尺度（翼素の後流の半値幅 b で代表する）との比 b/δ_0 の影響を調べた。実験は主流速度 $U_1=7$ m/s 一定（単位 Re 数は 5×10^5 m $^{-1}$ 、平板翼の投影高さに基づく Re 数は 1400）、零圧力こう配の下で行

われた。このとき主流乱れは約 0.27% である。

2・3 実験方法 壁面せん断応力 τ_w ($\tau_w = \rho u_\tau^2$, ρ は空気密度, u_τ は摩擦速度) は、外径 1 mm (内外径比 0.8) のプレストン管および傾斜マノメータを用いて測定し、Patel の式⁽²¹⁾により算出された。この種の流れ場における本方法の妥当性については、流れの偏角が小さい場合、古屋ら⁽¹⁴⁾により確認されている。流れ方向の平均速度 U の測定には、受感部長さ 1.25 mm, 直径 4 μ m の市販 X 形プローブおよび定温度熱線流速計が使用された。これは、流れ場が弱いながらも三次元流れ場であること、および乱れ成分を同時に測定するためである。測定断面は、スパン方向の変化を調べる場合、壁面せん断応力については $z=-300 \sim 300$ mm の範囲で、平均速度については図 2 に示すように、翼中央、翼端および翼間中央スライス面を含むスパン方向に一周期の範囲である。流れ方向については $x=500 \sim 3500$ mm の範囲である。各条件間で、あるいは他の実験結果との比較のために、流れ方向距離は干渉開始位置 x_0 からの距離 x' を x_0 位置の境界層厚さ δ_0 で無次元化した x'/δ_0 を用いた。したがって、

表 1 翼素列の配置条件

	α	λ	L	L/S	h	δ_0	b/δ_0	x_0
Case 1	8°	45	15	0.5	35	13	1.8	530
Case 2	8°	62	32	1.07	35	13	1.8	530
Case 3	8°	150	120	4	35	13	1.8	530
Case 4	8°	45	15	0.5	45	17.5	1.6	775
Case 5	8°	150	120	4	45	17.5	1.6	775

表 2 比較する流れ方向の断面

Case 1, 2, 3		Case 4, 5	
x'/δ_0	x (mm)	x'/δ_0	x (mm)
36	1000	41	1500
75	1500	70	2000
113	2000	99	2500
152	2500	156	3500

図 1 測定平板、翼素列、使用記号および座標系

図 2 測定断面のスパン方向位置と名称

本報では各条件の比較は x'/δ_0 がほぼ等しい位置 (表 2 に対応する比較した断面を示す) で行う。

本報中の測定値の不確かさは、壁面せん断応力については、壁面近傍における平均速度の W 成分の値を実験結果に基づき評価した場合 (U 成分の 5%) 6.9% である。 U 成分平均速度の不確かさは、平均速度の V , W 成分を考慮した応答方程式を二次の微小項まで評価した場合 1.9% である。この値に基づいて評価された運動量厚さの不確かさは 13.4% である。

3. 実験結果および考察

3.1 壁面摩擦応力係数の変化 図 3 は壁面摩擦応力係数 C_f [$C_f = \tau_w / (1/2)\rho U^2$] のスパン方向分布を示す。ここでは $x'/\delta_0 \approx 70$ の位置の各条件の結果を代表例として示す。図 3 中の長方形は各条件の場合の翼素の相対的な位置を示す。すべての条件において、 C_f

の分布は翼中央後方で峰、翼間後方で谷となる翼素に対応したスパン方向の周期的変化を示す。したがって x 一定断面内で運動量のスパン方向輸送が生じていると考えられる。ただ、 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、分布のスパン方向変動の振幅が小さく、逆に、 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、その振幅が大きい。 b/δ_0 の影響を調べるために、Case 1 と 4 ($L/S=0.5$ で $h=35$ mm と 45 mm) および Case 3 と 5 ($L/S=4$ で $h=35$ mm と 45 mm) を比較すると、 $L/S=0.5$ の場合、両者の分布はほぼ一致するが、 $L/S=4$ の場合、両者の分布のスパン方向平均値に差異が見られる。これについては後述する。以上から、翼素列のスパン方向周期 L/S の影響は、 C_f 分布のスパン方向変動の振幅の変化として生じ、 L/S 値の増加に伴い振幅が増大することがわかる。また、分布がスパン方向の周期的変化を示す $L/S=4$ の場合、縦渦と境界層との尺度の比 b/δ_0 の影

図 3 壁面摩擦応力係数 C_f のスパン方向分布 ($x'/\delta_0 \approx 70$)

図 4 壁面摩擦応力係数 C_f のスパン方向分布の流れ方向変化 ($L/S=0.5$, Case 1)

図 5 壁面摩擦応力係数 C_f のスパン方向分布の流れ方向変化 ($L/S=4$, Case 3)

響はスパン方向平均値の差異として生じることがわかる。

C_f のスパン方向変動の振幅が大きい場合と小さい場合について、それぞれ $L/S=0.5$ (Case 1) と $L/S=4$ (Case 3) の場合を代表例として、 C_f のスパン方向分布の流れ方向変化を図 4 と図 5 に示す。 $L/S=0.5$ の場合、 $x'/\delta_0=-2.3$ の位置で分布にすでにスパン方向変化が生じている。翼素の配置とほぼ対応した分布のスパン方向変化は $x'/\delta_0=75$ の位置で最も著しい。この上流域で見られた C_f のスパン方向周期は、 $x'/\delta_0=113$ の位置まで維持される。 $x'/\delta_0=113\sim 152$ の間で C_f のスパン方向周期に変化が生じ始め、 $x'/\delta_0=152$ の位置から下流では変動の振幅が再び増加する。ただ、その分布は翼素の配置と対応したものではない。一方、 $L/S=4$ の場合、 $x'/\delta_0=-2.3$ の位置で分布に明白なスパン方向変化が生じている。 C_f 分布の変動の振幅は $x'/\delta_0=75$ の位置まで増加していくが、これより下流では減少する。ただ、 C_f 分布の傾向は $x'/\delta_0=228$ の位置でも翼素の配置に対応したスパン方向の周期的変化が著しい。これより、 $L/S<1$ の場合、 C_f 分布のスパン方向変動の振幅は小さいが、その波長は流れ方向に変化する。一方、 $L/S\geq 1$ の場合、変動の振幅は著しく

大きい、分布の波長は測定最下流位置まで維持される。

3・2 平均速度場の下流方向変化 図 6 (a) ~ (e) は U 成分平均速度の x - 一定面内の等値線 (値の間隔差は 0.03) 分布を示す。図 6 には代表断面として $x'/\delta_0=40, 70$ および 150 の位置の結果を示す。図 6 中の分布は各条件のスパン方向一周分の結果を示しており、スパン方向の寸法に注意する必要がある。図 6 中の長方形は翼素の相対的な位置を示している。 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $x'/\delta_0=40$ と 70 の位置で

図 6 U 成分平均速度のスパン方向分布

境界層外端付近に翼後流による速度欠損が生じているが、層内では等値線分布のスパン方向変化は極めて小さい。 $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置では層内および境界層外端とも等値線分布はスパン方向にほぼ一様となる。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5)の場合、等値線分布は流れ方向の全断面において翼中央後方で密、翼間後方で疎となるスパン方向の周期的変化を示す。したがって、境界層厚さが翼中央後方で薄く、一方翼間後方で厚くなることが予想される。これより、翼中央後方で吹下し、翼間後方で吹上げとなる二次流れが発生していることが明らかである。それゆえ、平面壁からの距離 y が一定の高さで比較すると、翼中央で U 成分は大きく、翼間で小さいことがわかる。ただ、 $L/S \approx 1$ (Case 2) と $L/S = 4$ (Case 3, 5) を比較した場合、翼端付近の外層における複雑な等値線の分布形状が異なる。したがって、翼端付近では条件により境界層の発達が異なることが予想される。これより U 成分分布の等値線の変形は、層内の二次流れと強く関連していることがわかる。以上の結果を運動量のスパン方向輸送から考えると、 x 一定断面内で翼端を中心とする一対の二次流れが層内で定常的に維持されていることは明らかである。この説明は、古屋ら⁽¹⁴⁾により提案されたモデルを支持する結果である。

図7は運動量厚さ θ のスパン方向分布の流れ方向変化を示す。ここでは $x'/\delta_0 \approx 40, 70$ および 150 の位置の結果を代表的に示す。図7には各条件のスパン方向の一周期分の結果を示している。 C_f 分布の結果と同様に、すべての条件において、分布は翼素の配置に対応したスパン方向の周期的変化を示す。すなわち、 θ

図7 運動量厚さ θ のスパン方向分布

の分布は翼中央、つまり U の大きくなる断面で小さく、翼間、つまり U の小さくなる断面で大きくなっている。スパン方向変動の振幅は、 L/S 値の増加とともに増加し、例えば $L/S \approx 1$ (Case 2) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40$ の位置で翼間の θ の値は翼中央の約3倍であり、 $L/S = 4$ (Case 3, 5) の場合、その値の比は約6倍である。これを高木ら⁽¹⁹⁾ ($L/S = 1, b/\delta_0 \approx 0.6$) の結果 ($x'/\delta_0 \approx 20$ の位置で翼中央と翼間の θ の値の比が約1対3) と比較すると、本流れ場は、境界層のスパン方向の変形の程度が著しく大きいことがわかる。また、Case 1, 4 および Case 3, 5 の分布の差は、干渉開始位置の境界層厚さが異なるための、見掛けの差異である。

3.3 代表スライス面の分布 図8(a)~(c)は、代表スライス面として翼中央、翼端および翼間中央スライス面をとり、 U 成分平均速度の流れ方向分布を示したものである。流れ方向には、 $x'/\delta_0 \approx 40, 70, 100$ および 150 の位置を代表断面として示す。横軸の平板からの垂直距離 y は、比較する各流れ方向位置における本流れ場の二次元流れの境界層厚さ δ_2 で無次元化した。これは、干渉した流れ場と非かく乱の流れ場の尺度の変化を明確にするためである。図8中の曲線は、本流れ場の二次元流れの分布を示す。翼中央スライス面について見ると、 $L/S = 0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40 \sim 100$ の位置において、分布は $y/\delta_2 \leq 1$ の範囲で若干増速しているが、 $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置では二次元分布とほぼ一致する。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40$ の位置において、分布は $y/\delta_2 \leq 0.8$ の範囲で増速している。ただ、Case 2 ($L/S \approx 1$) の場合、増速の程度は小さい。分布の増速の程度は $x'/\delta_0 \approx 70 \sim 100$ の位置で最も著しい。下流の $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置でも分布は $y/\delta_2 \leq 0.8$ の範囲で依然として増速を示す。次に翼端スライス面について見ると、 $L/S = 0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40 \sim 100$ の位置において、分布は $y/\delta_2 \leq 1$ の範囲で若干減速しているが、 $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置では二次元分布とほぼ一致する。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、分布は流れ方向の全断面で $y/\delta_2 \leq 0.7$ の範囲で増速、 $0.7 \leq y/\delta_2 \leq 1.6$ の範囲で減速する二つの変曲点をもつ特異な分布となる。ただ、Case 2 ($L/S \approx 1$) の場合、減速の程度は大きく、逆に増速の程度は小さい。翼間中央スライス面について見ると、 $L/S = 0.5$ (Case 1, 4) の場合、分布は $x'/\delta_0 \approx 40 \sim 100$ の位置において、 $y/\delta_2 \leq 1$ の範囲で若干減速しているが、 $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置では二次元分布とほぼ一致する。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、分布は翼中央スライス面の場合とは逆に $y/\delta_2 \leq 1.5 \sim 2$ の範囲で減速を示す。以上から、 δ_2 で無次元化した分布は、各スライス面ごとに特徴的な分布

の変形を示す。すなわち、速度分布の変形の程度は、 $L/S < 1$ の場合小さく、一方、 $L/S \geq 1$ の場合著しい。 $L/S \geq 1$ の場合について $L/S \approx 1$ と $L/S = 4$ を比較すれば、縦渦列の影響が及ぶ範囲、あるいはそれによる速度分布の変形の程度に差異が見られる。一方、各スライス面において Case 1, 4 および Case 3, 5 の分布を比較した場合、上述したようにそれぞれ両者の分布はほぼ一致し、速度分布の変形の程度に与える b/δ_0 の影響は、本実験の範囲では小さいことがわかる。以上の結果は、高木ら⁽¹⁹⁾ の場合の、スパン方向位置によら

ず平均速度分布が流れ方向にほぼ相似となる結果とは異なる。

二次流れの影響が顕著に現れる翼端スライス面について、他の平均流分布を調べてみる。図 9 は運動量厚さ θ の流れ方向変化を示す。横軸の流れ方向距離は、各条件の比較を容易にするために、平板前縁からの実寸法および前述の無次元表示 x'/δ_0 の両者で示す。図 9 中の太線 (2-D で表示) は二次元流れの分布を示す。 $L/S = 0.5$ (Case 1, 4) の場合、 θ の発達は二次元分布とほぼ一致するが、下流の測定範囲でその値は若干大きくなる。 $L/S \approx 1$ (Case 2) の場合、 θ の分布は $x \approx 1500$ mm ($x'/\delta_0 \approx 70$) より下流では二次元分布よりも大きく、すべての条件の中で値が最も大きい。一方、 $L/S = 4$ (Case 3, 5) の場合、 θ の分布は流れ方向のすべての位置で二次元分布よりも小さな値を示す。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合に生じる θ の分布の差異は、前述した平均速度分布の外層の速度欠損の程度の差異に起因する。ただ、本研究の場合、Case 3, 5 ($L/S = 4$) の場合、Pauley-Eaton⁽⁸⁾ によれば Common flow down の渦列に相当するため、この結果が縦渦列の経路に起因して生じた可能性もある。この点については次報で報告する予定である。また、Case 1, 4 ($L/S = 0.5$) および Case 3, 5 ($L/S = 4$) を比較した場合、それぞれ両者の分布はほぼ一致し、 b/δ_0 の影響は小さい。

図 10 は翼端スライス面における壁面摩擦応力係数 C_f の流れ方向変化を示す。図 10 中の曲線は Kármán-Schoenherr の式⁽²²⁾ を、横軸のレイノルズ数は $Re =$

(a) 翼中央

(b) 翼端

(c) 翼間中央

図 8 U 成分平均速度の流れ方向分布

$U_1\theta/\nu$ (θ は翼端スライス面の運動量厚さ) を示す。この分布と本風洞の二次元分布とは良好に一致した。 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $R_\theta \geq 1500$ の範囲で分布は二次元流れの結果とほぼ同様な分布傾向を示すが、その値には若干の差異が見られる。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、 C_f の分布は本実験の R_θ の範囲で二次元分布よりも著しく大きな値を示す。これは前述の平均速度分布の結果から推察できる。また、Case 1, 4 ($L/S=0.5$) および Case 3, 5 ($L/S=4$) を比較した場合、それぞれ両者の分布は R_θ 数の値が等しい位置ではほぼ一致しており、 b/δ_0 の影響は小さい。

スパン方向に周期的な変化を示す本流れ場については、スパン方向平均値の挙動が重要となる。図 11 は U 成分平均速度のスパン方向平均値 $\bar{U}$ の流れ方向分布を示す。 $\bar{U}$ はスパン方向の 1 周期分のデータから評価された。図 11 中の曲線は本風洞の二次元流れの分布を示す。 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40$ の位置において、分布は二次元分布と比較し若干の減速を示すが、これより下流では二次元分布と一致する。 $L/S \approx 1$ (Case 2) の場合、 $x'/\delta_0 \approx 40$ の位置において、分布は $y/\delta_2 \leq 0.6$ の範囲で若干の増速、 $0.6 \leq y/\delta_2 \leq 1.8$ の範囲で若干の減速を示す。分布の変形は $x'/\delta_0 \approx 70$ の位置で最も著しく、下流の $x'/\delta_0 \approx 150$ の位置でも明らかに見られる。 $L/S=4$ (Case 3, 5) の場合、 $\bar{U}/U_1$ の分布は $L/S \approx 1$ の場合と同様な傾向を示すが、主流側の減速

の程度は小さい。以上より、 $L/S < 1$ の場合、 $\bar{U}/U_1$ の分布の変形は代表スライス面の場合と同様小さい。一方、 $L/S \geq 1$ の場合、分布の変形は著しく、スパン方向平均的に見ても縦渦列による層内の二次流れの影響は、十分下流まで維持されていることがわかる。また、 b/δ_0 の影響は、代表スライス面で見られた結果と同様、 $\bar{U}/U_1$ の分布に対して小さい。

図 12 は運動量厚さ θ のスパン方向平均値 $\bar{\theta}$ の流れ方向変化を示す。 $\bar{\theta}$ はスパン方向の 1 周期分のデータから評価された。図 12 の横軸は図 9 の場合と同様で、図 12 中の太線 (2-D で表示) は二次元流れの分布を示す。 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、 $\bar{\theta}$ の分布は流れ方向の全断面で二次元分布よりも若干大きい。 $L/S \approx 1$ (Case 2) の場合、 $\bar{\theta}$ の分布は、翼端スライス面の結果と同様に、二次元分布よりも大きな値をとる。一方、 $L/S=4$ (Case 3, 5) の場合、 $\bar{\theta}$ の分布は二次元分

図 9 運動量厚さ θ の流れ方向変化 (翼端スライス面)

図 10 壁面摩擦応力係数 C_f の流れ方向変化 (翼端スライス面)

図 11 U 成分平均速度のスパン方向平均値 $\bar{U}$ の流れ方向分布

図 12 運動量厚さ θ のスパン方向平均値 $\bar{\theta}$ の流れ方向変化

図 13 壁面摩擦応力係数 C_f のスパン方向平均値 $\bar{C}_f$ の流れ方向変化

布よりも若干大きくなる。以上より、本流れ場の層内では二次流れによる変形が生じ、 θ の分布がスパン方向の周期的変化を示すにもかかわらず、スパン方向平均的に見て境界層の発達には二次流れにほぼ等しい場合 ($L/S=0.5$, $L/S=4$) と二次流れよりも大きくなる場合 ($L/S=1$) があることがわかる。これは、Schubauer-Spangenberg⁽²⁰⁾ の結果 (縦渦にはスパン方向平均的に見て θ の発達を抑制し、したがって逆圧力こう配の影響を弱める効果がある) とは異なる。また、 b/δ_0 の影響は、代表スライス面の場合と同様小さい。

図 13 は壁面摩擦応力係数 C_f のスパン方向平均値 $\bar{C}_f$ の流れ方向変化を示す。 $\bar{C}_f$ は、 $z=-300\sim 300$ mm の範囲について平均したものである。図 13 中の曲線は、Kármán-Schoenherr の式⁽²²⁾ を示す。 $L/S=0.5$ (Case 1, 4) の場合、 C_f の分布は $R\theta$ が小さい範囲、つまり上流域では二次元分布と比べ大きい。が、 $R\theta \geq 1500$ の範囲では二次元分布とほぼ一致する。 $L/S \geq 1$ (Case 2, 3, 5) の場合、 $\bar{C}_f$ の分布は流れ方向にいったん増加し極大値をとった後、二次元分布に緩やかに漸近する傾向を示す。このとき $\bar{C}_f$ の値は二次元流れの値と比較して流れ方向の全断面で大きい。これは、図 11 で示した平均速度のスパン方向平均値の結果から予想できる。また、Case 1, 4 ($L/S=0.5$) および Case 3, 5 ($L/S=4$) を比較した場合、それぞれ両者の分布は $R\theta$ 数の値が等しい位置ではほぼ一致している。したがって、前述した図 3 の C_f のスパン方向分布に見られた Case 3, 5 の場合のスパン方向平均値の差異は、局所の $R\theta$ 数の差によることがわかる。

4. 結 言

主流中で生成された定常でスパン方向に周期的な縦渦列を二次元平板乱流境界層の外端部から導入し、平均速度場の変化から乱流境界層の発達を調べ、以下のことを明らかにした。

翼素列から生じたスパン方向に周期的な縦渦列によ

り、乱流境界層は変形を受け、その変形は測定最下流位置まで明白に維持される。この乱流境界層の変形の程度に対し、 L/S は極めて重要な役割を果たす。すなわち、 $L/S < 1$ の場合、各平均流分布はスパン方向の周期的変化を示すが、その変形の程度は小さく、局所の乱流境界層の発達も二次元流れにほぼ等しい。この条件の場合、スパン方向の分布の変動の波長は流れ方向に変化する。一方、 $L/S \geq 1$ の場合、各平均流分布に生じる翼素の配置に対応した周期的変化の変動の振幅は大きく、スパン方向の波長も流れ方向に変化しない。これに伴い、局所の乱流境界層の発達も、スパン方向位置に依存して変化する。乱流境界層の発達はスパン方向平均的に見て、 $L/S < 1$ の場合、二次元分布にほぼ等しく、一方 $L/S \geq 1$ の場合発達が大きい。一方、 b/δ_0 の影響は、分布のスパン方向変化が大きい場合 ($L/S=4$) 著しく、局所の $R\theta$ 数の効果として生じる。以上の乱流境界層内の平均流分布の変動の機構を、運動量のスパン方向輸送から説明した。

本研究を進めるにあたり、名古屋大学 中村育雄教授から適切な助言を得た。記して謝意を表する。また本研究の一部は科研費総合研究(A)の援助を受けている。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Clauser, F. H., *Adv. Appl. Mech.*, 4th. ed., (1956), 1.
- (2) Kline, S. J., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, **30** (1967), 741.
- (3) 例えば, Lugt, H. J. (大橋・山口訳), 渦-自然の渦と工学における渦, (1988), 40, 朝倉書店.
- (4) 鈴木・ほか 2 名, 関西造船協会誌, **162** (1976), 79.
- (5) Shabaka, I. M. M. A., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **155** (1985), 37.
- (6) Mehta, R. D., ほか 3 名, *AIAA Paper*, AIAA-83-0378 (1983).
- (7) Mehta, R. D. and Bradshaw, P., *J. Fluid Mech.*, **188** (1988), 529.
- (8) Pauley, W. R. and Eaton, J. K., *AIAA J.*, **26** (1988), 816.
- (9) Pauley, W. R. and Eaton, J. K., *Proc. 2nd Int. Symp. Transport Phenomena Turbulent Flows*, Tokyo, (1987), 269.
- (10) 松本, 日本航空宇宙学会誌, **34-386** (1986), 31.
- (11) Tani, I. and Komoda, H., *J. Aerosp. Sci.*, **29-5** (1962), 440.
- (12) Komoda, H., *Phys. Fluids*, **10** (1967), 84.
- (13) 古屋・ほか 3 名, 機論, **40-339** (1974), 3045.
- (14) 古屋・ほか 3 名, 機論, **40-339** (1974), 3054.
- (15) 古屋・ほか 3 名, 機論, **41-352** (1975), 3497.
- (16) 大坂・ほか 3 名, 機論, **42-359** (1976), 2081.
- (17) 古屋・ほか 3 名, 機論, **45-393** (1979), 618.
- (18) 中村・ほか 3 名, 機論, **53-492**, (1987), 2340.
- (19) 高木・佐藤, ながれ, **2-3** (1983), 288.
- (20) Schubauer, G. B. and Spangenberg, W. G., *J. Fluid Mech.*, **8** (1960) 10.
- (21) Patel, V. C., *J. Fluid Mech.*, **23** (1965), 185.
- (22) 例えば, 中村・大坂, 工科系流体力学, (1985), 169, 共立出版.