

博士論文

乱流境界層における壁面せん断応力直接測定と
リブレットによる抵抗低減に関する実験的研究
(Experimental study on the direct measurement of wall shear stress
and drag reduction over riblets in turbulent boundary layers)

2025 年 3 月

野々宮 巧人

山口大学大学院創成科学研究科

目次

1. 緒論	1
1.1 従来の研究の概観	1
1.1.1 リブレット	1
1.1.2 滑面乱流境界層	2
1.1.3 壁面せん断応力計測	2
1.2 従来の研究の問題点	2
1.3 本研究の目的	5
1.4 本論文の構成	5
1.5 主要記号	6
2. 壁面せん断応力直接測定装置の開発	11
2.1 緒言	11
2.2 実験装置	12
2.2.1 宇宙航空研究開発機構調布航空宇宙センター LWT3 風洞	12
2.2.2 速度分布計測	13
2.2.3 壁面せん断応力直接測定装置	13
2.2.4 浮動片要素	14
2.2.5 フォースセンサ	14
2.2.6 ミスアライメント寸法 h 及び隙間 G の測定	15
2.2.7 温度, 湿度, 大気圧の測定	15
2.3 実験結果及び考察	15
2.3.1 フォースセンサの固有振動数	15
2.3.2 フォースセンサの線形性	15
2.3.3 フォースセンサのせん断力以外の力に対する影響	16
2.3.4 温度変化によるフォースセンサへの影響	16
2.3.5 壁面せん断応力 τ_w と平均速度分布の関係	18
2.3.6 半経験式	19
2.3.7 局所摩擦抵抗係数 C_f	20
2.3.8 ギャップ寸法 G の影響	20
2.3.9 ミスアライメント寸法 h の影響	21
2.3.10 円形測定面と正方形測定面	22
2.3.11 不確かさ解析	22

2.4 結言	24
3. 零圧力勾配下の滑面乱流境界層	45
3.1 緒言	45
3.2 実験装置	45
3.2.1 山口大学風洞	45
3.2.2 JAXA 風洞	47
3.2.3 速度分布計測	47
3.2.4 壁面せん断応力計測	48
3.3 実験結果及び考察	48
3.3.1 主流速度及び壁面静圧変化	48
3.3.2 局所摩擦抵抗係数 C_f	49
3.3.3 平均速度分布	49
3.3.4 速度欠損則	51
3.3.5 対数法則及び速度欠損則の係数 κ , C_{log} , D_{defect} , Π のそれぞれの関係	51
3.3.6 壁面せん断応力の陽的表現	52
3.4 結言	54
4. 零圧力勾配下の乱流境界層における リブレットによる抵抗低減	68
4.1 緒言	68
4.2 実験装置	70
4.2.1 風洞	70
4.2.2 速度分布計測	70
4.2.3 壁面せん断応力直接測定装置	70
4.2.4 リブレット	70
4.3 実験結果及び考察	70
4.3.1 壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$	70
4.3.2 リブレット面の局所摩擦抵抗係数 C_f	71
4.3.3 リブレット面の平均速度分布及び速度分布の仮想原点 h_{pl}	72
4.3.4 リブレット面の乱れ強さ分布及び横流れの仮想原点 h_{pc}	74
4.4 結言	76

5. 逆圧力勾配下の乱流境界層における リブレットによる抵抗低減	83
5.1 緒言	83
5.2 実験装置	85
5.2.1 風洞	85
5.2.2 速度分布計測	85
5.2.3 壁面せん断応力直接測定装置	85
5.2.4 リブレット	86
5.3 実験結果及び考察	86
5.3.1 逆圧力勾配下における滑面の局所摩擦抵抗係数 C_f	86
5.3.2 逆圧力勾配下における壁面せん断応力直接測定値の補正	87
5.3.3 逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率	89
5.3.4 逆圧力勾配下における平均速度分布	90
5.3.5 逆圧力勾配下における乱れ強さ分布	91
5.3.6 粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$	92
5.4 結言	93
6. 結論	108
付録 1 Fernholz-Finley の式の導出	112
付録 2 壁面せん断応力の計測精度が対数法則に与える影響	114
謝辞	116
文献	117

1. 結論

1.1 従来の研究の概観

1.1.1 リブレット

2015 年に国際連合が持続可能な開発目標として SDGs を掲げた。その目標の一つに「気候変動に具体的な対策を」がある。これを受け、世界中でCO₂排出量削減が求められている。自動車、船舶、航空機などの運送手段は我々の生活において欠かせないが、その運用にはCO₂の排出を伴う。航空機は特にCO₂排出量が多く、その対策に追われている。例えば JAL は 2030 年までに現在の排出量から約 50 万トン/年（約 6%/年）のCO₂排出削減、2050 年までに約 200 万トン/年（約 20%/年）のCO₂排出削減を目標に掲げている(JAL, 2021)。この問題に対して流体力学的なアプローチは流体抵抗を減らすことにある。物体の流体抵抗は圧力抵抗と摩擦抵抗に分けられ、用途や性能維持のため大きく形状変更が不可能な場合は圧力抵抗の低減が困難で、摩擦抵抗を低減させることに注目される。航空機は揚力維持やペイロード確保のため、形状変更による圧力抗力低減ではなく摩擦抵抗低減が求められる。

リブレットは流れ方向に沿って設けた微細な溝構造であり、壁面せん断応力を低減させる境界層制御の一手法として、Walsh の研究を皮切りに様々な研究が行われており (Walsh, 1982; Peet et al., 2008; García-Mayoral and Jiménez, 2011; Choi, 2013)、滑面に比べて数%の摩擦抵抗低減が知られている。リブレットを航空機の除氷システムや窓、エンジン周辺を除いた全体の約 70%に施工した場合、およそ 3%の燃費向上が達成できると報告されている(Hage et al., 2001)。このような背景から、リブレットは環境問題解決の一助となる境界層制御による摩擦抵抗低減手法として注目され、メカニズム解明とそれに基づく改良が続けられている。リブレットの抵抗低減メカニズムとしては、リブレット面上での乱れの低下(Choi et al., 1993)、渦位置の変化(Modesti et al., 2021)、粘性底層厚さの増加(Choi, 1989; Bechert et al., 2000)、壁近傍のバースト現象における強度や頻度の減少(Schwarz-van Manen et al., 1990)及びスパン方向成分の運動量輸送の抑制(Suzuki and Kasagi, 1994)などが提案されている。これらの研究を元に複雑形状や 3 次元形状のリブレットも提案されている(Grüneberger et al., 2012; Cafiero et al., 2024; Lee et al., 2024)。また近年では実用化を目指した動きが盛んになっており (Szofruch, 1991; Kurita et al., 2020; JAL, 2023; ANA and Lufthansa Technik, 2024)、風洞試験のみならず、航空機実機にリブレットを施工し、飛行試験を行うことなども積極的に行われている。

1.1.2 滑面乱流境界層

零圧力勾配下の滑面乱流境界層は標準的な流れ場である．そのためリブレットなどの非滑面の流れ場や、圧力勾配下の流れ場の比較対象となる．滑面乱流境界層においては、壁面せん断応力と速度分布との間に壁法則と呼ばれる局所相似性の成立が知られており (Marusic et al., 2010), 乱流境界層の理解や流れの予測, 制御, 抵抗法則の算出などに広く用いられている．

1.1.3 壁面せん断応力計測

局所壁面せん断応力 τ_w は乱流境界層における最も重要な物理量であり、滑面乱流境界層の対数法則におけるカルマン定数 κ の決定は乱流境界層の研究において重要な問題である (Österlund, 1999)．また近年ではリブレットなどの非滑面を用いた境界層制御による摩擦抵抗低減が注目されている．このように、滑面のみにとどまらず、非滑面の壁面せん断応力をも高精度にすることが求められているが、壁面せん断応力は物理的に非常に小さい値になることが多く、直接的な計測が課題であった．そのため様々な仮定や工夫をもって計測されてきた．

壁面せん断応力の計測には、主に間接測定法と直接測定法の 2 つのアプローチが存在する (Löfdahl and Gad-el-Hak, 1999)．間接測定法では、速度分布の相似性を仮定して壁面せん断応力を推定する方法が一般的である．その代表例として、対数法則の成立を前提とするクラウザー線図法 (Clauser, 1956), 壁面せん断応力が静圧勾配から算出できるチャンネル流や円管など順圧力勾配の平行流で較正された結果を境界層内の相似性を仮定して用いるプレストン管法 (Preston, 1954), 熱膜センサ法 (Alfredsson et al., 1988), サブレイヤーフェンス法 (Vagt and Fernholz, 1973) 及びサブレイヤープレート法 (Hua et al., 2017), 直線速度分布を仮定したオイルフィルム法 (Naughton and Sheplak, 2002), 運動量理論から運動量積分方程式を用いた方法 (Wei and Li, 2024) が挙げられる．内部流であれば、流れ場の平衡状態から静圧勾配を用いて壁面せん断応力を算出できる．直接測定法は浮動片要素 (Allen, 1980; Kameda et al., 2008; Ferreira et al., 2024) や MEMS 技術 (Sheplak et al., 2004; Ding et al., 2018; Mills et al., 2021) を用いた方法があり、その名の通り壁面せん断応力を直接計測するため、流れ場の条件を必要とせず、客観性の高いデータを取得できる．

1.2 従来の研究の問題点

リブレットの研究は様々行われているが、リブレット面上の流れを壁法則と関連付けた議論は十分ではない．リブレット面においても壁法則の成立が明らかとなれば、速度分布から壁面せん断応力の推定が可能となり、流れの正確な予測のためのシミュレーション技術の向上やメカニズムの更なる理解に繋がる．

リブレットの抵抗低減メカニズムの理解や、リブレット形状の最適化を図るには、壁法則と関連付けた議論が必須である。リブレット面上の流れにおいて、壁法則と関連付けた議論が不十分な要因として壁面せん断応力の計測値の絶対値の信頼性、比較対象である滑面乱流境界層の厳密な定義、リブレットと滑面上の統計量分布を比較するための原点の決定が挙げられる。

リブレット面の壁面せん断応力計測には、クラウザー線図法(Butt and Egbers, 2018)、オイルフィルム法(Husen et al., 2020)などの間接測定法が用いられてきたが、計測原理が壁法則などの相似則成立を前提としているため、壁法則成立のコンセンサスが得られていないリブレット面や粗面などの非滑面で用いることには疑問が残る。また十分に発達したチャンネル流や円管流などの内部流の静圧勾配を用いる方法(Sasamori et al., 2014; Gatti et al., 2020; Inasawa et al., 2024)も用いられてきたが、リブレットを用いる環境は外部流の乱流境界層であり、実環境とは異なる。運動量積分方程式(Iijima et al., 2019)においても、リブレットによる数%の抵抗低減を運動厚さ θ の流れ方向微分値から正確に算出するには、流れ場の二次元性の確保と $1/100000$ mm オーダを持つ微分値の算出が要求され、抵抗低減率の算出は極めて困難である。そのため、流れ場の条件を必要としない壁面せん断応力の直接測定には大きな期待が寄せられる。

リブレットによる影響を受けた流れ場の比較対象が滑面乱流境界層であることを考慮すると、基準としての流れ場の特性を厳密に定義する必要がある。滑面乱流境界層の流れ場はこれまで様々な研究者によって壁面せん断応力及び乱流量のデータが取得されてきた。一方、それらのデータは主に運動量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\theta > 10000$ の高レイノルズ数で実施され、流れ場は円管流(Zagarola and Smits, 1998; McKeon, 2003)やチャンネル流(Zanoun, 2003)といった内部流、平板乱流境界層などの外部流(Österlund, 1999; Nagib et al., 2004)、実験方法はDNSなどの数値解析や風洞実験、流体は空気、水、オイルといったように様々であり、計測結果は必ずしも整合性が取れているとは言えない。例えば、低レイノルズ数においてカルマン定数 κ と切片 C の依存性が、研究者によって異なっている(Erm and Joubert, 1991; Ching et al., 1995; Fernholz and Finley, 1996)。また、高レイノルズ数であっても外部流と内部流ではカルマン定数 κ の値は異なり、圧力勾配や流れの形状にも依存するといった結論(Nagib and Chauhan, 2008)などもある。このように、カルマン定数は普遍的な値ではなく、レイノルズ数、流れの形状、圧力勾配など様々な要因を受ける事が考えられる。これらのことを考慮すると、滑面乱流境界層であっても、壁法則の調査を行う際に、計測原理が壁法則の成立を前提とした間接測定法を用いることには疑問が残る。そのため、非滑面の壁面せん断応力の計測、壁法則の議論の際には、速度分布と独立した計測手法である直接測定法を用いることが、客観性の高いデータの取得につながると言

える．またリブレットの効果を確認する比較対照として行う実験の観点からも、同じ計測手法で計測された壁面せん断応力を用いること、すなわち、滑面とリブレット面を同じ計測手法で壁面せん断応力を計測することが変化を厳密に評価するために重要となる．リブレット面に間接測定法を適用できないことを考慮すると、滑面とリブレット面の壁面せん断応力を直接測定法によって計測するとの結論に至る．

直接測定法は相似性成立などの前提条件を必要としないため、非滑面の壁面せん断応力も計測することができ、最も客観性の高い壁面せん断応力を計測可能である．しかし、壁面せん断応力による摩擦力は抗力に比べ値が非常に小さいため、これまでの研究では、オイルチャネルや水など高粘度の流体を採用し、測定面積を広くすることで計測対象となる摩擦力を増加させる手法(Bechert et al., 1992; Ozkan et al., 2021)が用いられてきた．これらはリブレットを用いる実環境と大きく異なり、レイノルズ数の影響などを受ける可能性がある．乱流境界層は一般的に慣性項の影響を無視できない発達流であり、壁面せん断応力は下流に向けて変化するため、局所相似性の議論において直接測定の摩擦面はリブレットの効果を確認できる範囲で、できる限り小さくすべきである．近年では MEMS を用いた壁面せん断応力計測装置が開発されているが、温度変化の影響を受けやすく、測定面が小さく非滑面を施工できないなどの問題がある．測定面を小さくすることは局所相似性の議論において重要である．一方で、境界層制御による抵抗低減手法を調査するには、非滑面によって内部境界層が生成されるため、壁面の効果が層内に浸透する下流方向位置まで、すなわち内部境界層が十分な厚さに発達する測定面長さが必要である．また、測定面として周囲とは独立した浮動片要素を持ち、厚み t とその周囲にギャップ G とミスアライメント h を有し、不確かさ要因となる(Allen, 1977; Allen, 1980, Ferreira et al., 2024)．しかし、粘性底層オーダーでの位置決めやせん断応力オーダーでの較正はノウハウとして扱われ、測定精度は使用者に依存していた．壁面せん断応力の計測値に信頼性を持たせるには、これらを定量的に評価し、不確かさ解析を行う必要がある．

仮想原点は滑面乱流境界層とリブレットや粗面のような非滑面上における統計量分布を比較する際に必須となる．リブレット面上の相似則について、滑面と比較するには仮想原点の適切な決定及びその位置での測定、比較が重要となる(Saitou et al., 1995)．直接測定は周囲の板から切り取られた摩擦面を使用するため、相似性の議論において必須となる仮想原点を考慮すれば、摩擦面の位置設定には注意が必要である．Cafiero ら(Cafiero and Iuso, 2022) の測定では、リブレット頂点を滑面と同じ高さに設定しているが、リブレット溝部が壁面に埋没するため、周囲板との不連続の影響を確認する必要がある．また、内部流の静圧勾配を用いる方法においても、位置決めにより流路幅が変化し、静圧勾配が変化する．

このように、壁面せん断応力計測においても、仮想原点に合わせた計測が重要となるが、速度分布(Bechert and Bartenwerfer, 1989)や横流れ(Luchini et al., 1991)の仮想原点の議論はなされているが、壁面せん断応力の仮想原点について考察はなされていない。また速度分布や横流れの仮想原点の議論においても、詳細な位置決めや、粘性底層内の速度分布取得などが求められるため、粘性理論などを用いた数値計算によって求められているが、実験による検証も必要である。直接測定を用いた場合、壁面せん断応力の計測に用いる浮動片要素高さを調節することで、せん断応力が作用する面を決定できる可能性がある。

1.3 本研究の目的

そこで本研究では、滑面とリブレット面の壁面せん断応力を流れ場の仮定なしに測定できる壁面せん断応力直接測定装置を開発し、不確かさ解析をすることで、客観性かつ信頼性の高い壁面せん断応力を計測できることを取得できるようにする。その壁面せん断応力を用いて、滑面乱流境界層を定義し、リブレット面の流れ場を適切な仮想原点を用いて評価することでリブレットの抵抗低減メカニズムについて、壁法則と関連付けて解明することを目的とする。また、航空機において多く見られる逆圧力勾配下の境界層において、リブレットによる摩擦抵抗低減の有効性を実験により確認する。

1.4 本論文の構成

第 2 章においては、壁面せん断応力直接測定装置を開発し、不確かさ要因について調査を行い、壁面せん断応力直接測定装置の不確かさを算出した。

第 3 章においては、リブレット面上の流れ場の比較対象となる滑面乱流境界層を熱線流速計と壁面せん断応力直接測定装置を用いて定義した。

第 4 章においては、零圧力勾配領域のリブレットの仮想原点と抵抗低減について調査を行った。

第 5 章においては、航空機上の境界層の約 50%を占める逆圧力勾配下の壁面せん断応力直接測定とリブレットの抵抗低減について調査を行った。

第 6 章においては、第 2 章から第 5 章までに得られた結果を総括して、結論とした。

1.5 主要記号

アルファベット

a	: リップ部圧力勾配	
A	: Van Driest の減衰定数	
b	: リップ圧力一定部深さ	[mm]
c_i	: 感度係数	
C	: フォースセンサの静電容量	[F]
C_{d_m}	: 原点補正量に対する切片	
C_f	: 局所摩擦抵抗係数 ($\equiv 2\tau_w/\rho U_0^2$)	
$C_{f,F-F}$	: Fernholz-Finley の式から算出される局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,K-S}$	: Kármán-Schöenherr の式から算出される局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,L-T}$	: Ludwig-Tillmann の式から算出される局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,O-M-K}$	: 大坂-望月-亀田の式から算出される局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,rib}$	: リブレット面の局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,smooth}$	: 滑面の局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,S-G}$	: Schultz-Grunow の式から算出される局所摩擦抵抗係数	
$C_f _t$	: $h = 0 \mu\text{m}$, $G = 0.05 \text{ mm}$ で計測した局所摩擦抵抗係数	
$C_{f,t=0}$	: 浮動辺要素の厚みが $t = 0$ の局所摩擦抵抗係数	
C_F	: 全表面摩擦抵抗係数	
C_{k_s}	: 表面粗度に対する切片	
C_{log}	: 対数法則の切片	
C_p	: 壁面静圧係数 ($\equiv 2(P_{wall} - P_0)/\rho U_0^2$)	
C_{rib}	: リブレット面における対数法則の切片	
C_{smooth}	: 滑面における対数法則の切片	
d	: ピトー管直径	[mm]

$d_{hot-wire}$	: 熱線流速計のセンサ直径	[μm]
d_m	: 原点補正量	[mm]
d_{sensor}	: フォースセンサの変位量	[μm]
d_t	: トリッピングワイヤ直径	[mm]
D_{defect}	: 速度欠損則の切片	
E	: 出力電圧	[V]
E_{F-F}	: Fernholz-Finley の式において R_{δ^*} を用いた際の定数	
f	: 固有振動数	[Hz]
F	: せん断力	[N]
F_{F-F}	: Fernholz-Finley の式において R_{θ} を用いた際の定数	
G	: ギャップ寸法	[mm]
h	: ミスアライメント寸法	[μm]
h_{pc}	: 横流れの仮想原点	[mm]
h_{pl}	: 速度分布の仮想原点	[mm]
$h_{p\tau_w}$	: 壁面せん断応力の仮想原点	[mm]
h_{rib}	: リブレット高さ	[μm]
H	: 形状係数 ($\equiv \delta^*/\theta$)	
k	: ばね定数	[N/m]
k_s	: 表面粗度	[mm]
l	: 浮動片要素の 1 辺の長さ	[mm]
$l_{hot-wire}$	: 熱線流速計のセンサ長さ	[mm]
l_t	: 混合距離	[mm]
$L_{hot-wire}$	: 熱線流速計のセンサ間隔	[mm]
m	: 浮動辺要素の質量	[g]
P	: 計測位置での圧力	[Pa]
P_0	: 大気圧	[Pa]

P_{down}	: 浮動辺要素下流側の圧力	[Pa]
P_{in}	: 直接測定装置容器内圧力	[Pa]
P_s	: 飽和蒸気圧	[Pa]
P_{up}	: 浮動辺要素上流側の圧力	[Pa]
P_{wall}	: 壁面静圧	[Pa]
PF_{moment}	: モーメントによる擬似的なせん断力	[N]
PF_{span}	: スパン方向力による擬似的なせん断力	[N]
PF_T	: 温度変化による擬似的なせん断力	[N]
PF_ε	: 誘電率変化による擬似的なせん断力	[N]
Q_{gap}	: 隙間内の流量	[m ³ /s]
Q_{in}	: 風洞内の流量	[m ³ /s]
R_c	: I 型熱線プローブの冷抵抗値	[Ω]
R_H	: I 型熱線プローブの動作時抵抗値	[Ω]
R_x	: 平板からの距離に基づくレイノルズ数 ($\equiv U_0 x / \nu$)	
R_{δ^*}	: 排除厚さに基づくレイノルズ数 ($\equiv U_0 \delta^* / \nu$)	
R_θ	: 運動量厚さに基づくレイノルズ数 ($\equiv U_0 \theta / \nu$)	
RH	: 相対湿度	[%]
s	: リブレット間隔	[μ m]
S_{sensor}	: 静電容量式センサ電極面積面積	[mm]
$S(u)$	: 変動速度 u のスキューネス	
t	: 浮動辺要素の厚み	[mm]
t_y	: 浮動辺要素上面から下方への距離	[mm]
T	: 流体温度	[$^{\circ}$ C]
T_w	: 熱線流速計の動作温度	[$^{\circ}$ C]
u	: 流れ方向瞬時速度	[m/s]
$u(x_i)$	: 標準不確かさ	

$u_C(x_i)$	: 合成標準不確かさ	
$u_{rms, \text{riblet}}$	: リブレット面の乱れ強さ	
$u_{rms, \text{smooth}}$	: 滑面の乱れ強さ	
$u_R(x_i)$	: 相対標準不確かさ	
u_τ	: 摩擦速度	[m/s]
$u_{\tau, \text{rib}}$	: リブレット面の摩擦速度	[m/s]
$u_{\tau, \text{smooth}}$	: 滑面の摩擦速度	[m/s]
U	: 流れ方向平均速度	[m/s]
U_0	: 主流速度	[m/s]
V	: 熱線流速計の温度補償後電圧	[V]
V_0	: 熱線流速計の温度補償前電圧	[V]
W	: 錘によって加えられた力	[N]
$W(y/\delta)$	: 後流関数	
x	: 平板前縁から流れ方向の距離	[mm]
x_i	: 不確かさ要因	
y	: 壁面から垂直方向の距離	[mm]
z	: 平板中心からスパン方向の距離	[mm]
z_0	: 粗さパラメータ	

ギリシャ文字

α	: タングステン線の平均温度係数	[1/°C]
β	: 圧力勾配パラメータ $(\equiv (\delta^*/\tau_w) dP/dx)$	
δ	: 境界層厚さ	[mm]
δ_{in}	: 内部境界層厚さ	[mm]
$\delta_{viscous}$	: 粘性底層厚さ	[mm]
δ^*	: 排除厚さ	[mm]

$\Delta_{clausner}$	: Rotta-Clauser 境界層厚さ ($\equiv U_0 \delta^* / u_\tau$)	[mm]
$\Delta U / u_\tau$	: 粗さ関数	
$\Delta U_0 / u_\tau$	: 後流強さ	
$\Delta \tau_w$	: 抵抗低減率	[%]
ε	: 空気誘電率	
ε_0	: 補償前誘電率	
θ	: 運動量厚さ	[mm]
κ	: カルマン定数	
κ_{riblet}	: リブレット面のカルマン定数	
κ_{smooth}	: 滑面のカルマン定数	
λ	: 熱伝導率	[W/(m·K)]
μ	: 粘性係数	[Pa·s]
ν	: 動粘度	[m ² /s]
$\mathcal{E}(y^+)$	: 非微分による指標関数	
Π	: 後流パラメータ ($\equiv (\kappa/2) \Delta U_0 / u_\tau$)	
ρ	: 流体の密度	[kg/m ³]
τ_w	: 壁面せん断応力	[Pa]
$\tau_{w, riblet}$	: リブレット面の壁面せん断応力	[Pa]
$\tau_{w, smooth}$	: 滑面の壁面せん断応力	[Pa]
$\Psi(y^+)$	: 微分による指標関数	

添字

+	: 内部尺度（粘性長さ ν / u_τ , 摩擦速度 u_τ ）で無次元化
l_{max}	: 最大値
$true$	: 理論値
Δ	: 差分

2. 壁面せん断応力直接測定装置の開発

2.1 緒言

本章では、壁面せん断応力を流れ場の相似性を仮定せず計測できる壁面せん断応力直接測定装置の開発に関する成果を報告する。

局所壁面せん断応力 τ_w は乱流境界層における最も重要な物理量であり、滑面乱流境界層の対数法則におけるカルマン定数 κ の決定は乱流境界層の研究において重要な問題である(Österlund, 1999)。また近年ではリブレットなどの非滑面を用いた境界層制御による摩擦抵抗低減が注目されている。このように、滑面のみにとどまらず、非滑面の壁面せん断応力をも高精度にすることが求められているが、壁面せん断応力は物理的に非常に小さい値になることが多く、直接的な計測は今案である。

壁面せん断応力の計測には、主に間接測定法と直接測定法の 2 つのアプローチが存在する(Löfdahl and Gad-el-Hak, 1999)。間接測定法では、速度分布の相似性を仮定して壁面せん断応力を推定する方法が一般的である。その代表例として、対数法則の成立を前提とするクラウザー線図法(Clauser, 1956)、壁面せん断応力を静圧勾配から算出できるチャンネル流や円管など順圧力勾配の完全に発達した平行流で較正された結果を境界層との相似性を仮定して用いるプレストン管法(Preston, 1954)、サブレイヤーフェンス法(Vagt and Fernholz, 1973)及びサブレイヤープレート法(Hua et al., 2017)、直線速度分布を仮定したオイルフィルム法(Naughton and Sheplak, 2002)が挙げられる。これらの手法は、相似則成立を前提としないリブレット面や粗面などの非滑面で用いることはできない。また、壁法則の調査を行う際に、計測原理が壁法則の成立を前提とした手法を用いることには疑問が残る。そのため、非滑面における壁面せん断応力の計測と壁法則の議論に対して、速度分布と独立した計測手法である直接測定法を用いることが客観性の観点から必要である。また比較実験の観点からも、流れ場を比較する際には同じ計測手法で計測された壁面せん断応力を用いることが異なる条件の影響を明らかにする上で重要となる。

直接測定法は相似性成立などの前提条件を必要としないため、非滑面の壁面せん断応力も計測することができ、最も客観性の高い壁面せん断応力を計測可能である。一方、測定面として周囲とは独立した浮動片要素を持ち、厚み t とその周囲にギャップ G とミスアライメント h を有し、不確かさ要因となる(Allen, 1977; Allen, 1980, Ferreira et al., 2024)。しかし、粘性底層厚さオーダーでの位置決めやせん断応力オーダーでの較正はノウハウとして扱われ、測定精度は使用者に依存していた。壁面せん断応力の計測値に信頼性を持たせるには、これらの影響を

定量的に評価し、不確かさ解析を行う必要がある。

近年では MEMS を用いた壁面せん断応力計測装置(Sheplak et al., 2004; Ding et al., 2018; Mills et al., 2021)が開発されているが、温度変化の影響を受けやすく、測定面が小さく非滑面を施工できないなどの問題がある。測定面を小さくすることは局所相似性の議論において寄与するが、境界層制御による抵抗低減手法の調査においては、非滑面上に発達する内部境界層の厚さが議論の対象とする層の厚さまで発達する測定面長さが必要である。

そこで本研究では、流れ場の相似性を仮定せず、リブレットによる抵抗低減効果を確認するための壁面せん断応力直接測定装置を開発する。その際、リブレットのような数%の抵抗低減を計測するため、ばね定数が低いことにより測定面が振動してしまうことを抑制するための減衰装置や、コイルによる電磁力により隙間を小さくできる零変位方式(Acharya et al., 1985, Kameda et al., 2008; Ferreira et al., 2024)を採用しない。また、装置の構成要素をシンプルにし、熱膨張係数の小さい材質でフォースセンサを製作することで零点ドリフトを低減することにより、不確かさの低減を試みる。平均速度分布にリブレット効果が表れ、かつ局所相似性の議論ができるよう、測定面は境界層厚さ δ の5倍程度とし、非滑面効果が均一になるよう測定面は正方形形状とした。製作した直接測定装置の不確かさ要因を調査し、不確かさ評価を行い、壁面せん断応力の計測値に信頼性をもたせることを目的とする。

2.2 実験装置

2.2.1 宇宙航空研究開発機構調布航空宇宙センター LWT3 風洞

本研究では宇宙航空研究開発機構調布航空センターのゲッチンゲン型の小型低乱風洞 LWT3 (JAXA 風洞) を用いた。図 2-1 に JAXA 風洞の全体図を示す。この風洞は第 1~4 拡散胴、第 1~4 屈曲部、縮流胴、電動機、送風機、整流格子、整流金網、測定胴より較正される、8250 mm×4600 mm のゲッチンゲン型小型低乱風洞である。電動機は全閉他力通風型電動機であり、軸馬力 55 kW である。送風機は直径 1300 mm で動翼が 12 枚、後置静翼が 13 枚の軸流ファンである。縮流胴の縮流比は 9 である。整流格子は厚さ 0.1 mm、1 辺が 26 mm の六角形の SUS 製ハニカムで流れ方向に 200mm である。整流金網は 5 枚用いており、素線径 0.28 mm の継ぎ目なしステンレス製金網である。

図 2-2 に JAXA 風洞の測定部を示す。測定部寸法は長さ 1300 mm、幅 550 mm、高さ 650 mm である。 $x = 20$ mm に施工したディスクラフネス (CAD-CUT 社) で境界層を乱流に遷移させている。ディスクラフネスは高さ 0.298 mm、直径 1 mm、間隔 2.54 mm である。測定部は零圧力勾配に設定されている。流れ場が零圧力勾配領域である妥当性の検証は、運動量積分方程式を用いて行った。

$$\frac{d\theta}{dx} + \frac{\theta}{U_0} \frac{dU_0}{dx} (H + 2) = \frac{\tau_w}{\rho U_0^2} \quad (2-1)$$

運動量積分方程式の圧力勾配項が壁面せん断応力項の 5×10^{-3} 倍と十分小さいことを確認した。乱流境界層が十分に発達した $x = 800 \text{ mm}$ において壁面せん断応力測定を行った。表 2-1 に境界層内の主なスケールを示す。

2.2.2 速度分布計測

主流速度 U_0 や運動量厚さ θ の測定にはピトーレイクを用いた。図 2-3 に本研究で用いたピトーレイクを示す。ピトーレイクは 16 個の動圧管と 1 つの静圧管の合計 31 本のステンレス管で構成されている。それぞれの管の外径は $d = \phi 0.5 \text{ mm}$ ，内径は $\phi 0.3 \text{ mm}$ ，長さは 30 mm である。Pressure system 社の圧力スキヤナ 9016 を用いて，10 Hz で計測できる。

ピトーレイクの測定結果は上下の管の淀み圧の差によって，流線が下向きになることを考慮して， $y/d < 2$ のとき，式 (2-2) で示される MacMillan の補正を行った (MacMillan, 1957; Bailey et al., 2013)。

$$\frac{\Delta U}{U} = 0.015 \exp \left\{ -3.5 \left(\frac{y}{d} - 0.5 \right) \right\} \quad (2-2)$$

2.2.3 壁面せん断応力直接測定装置

図 2-4～2-6 に正方形測定面の壁面せん断応力直接測定装置の概要を示す。図 2-4 が分解図，図 2-5 が正面図，図 2-6 がアイソメトリック図である。不確かさを減らすシンプルで高剛性な装置を設計コンセプトとして開発された。壁面せん断応力直接測定装置は，風洞に設置するための底面である①要素周囲板，測定面である②浮動片要素，浮動片要素とフォースセンサを固定する③固定下板，要素周囲板と密閉側壁を固定する④アダプター，力を計測する⑤フォースセンサ，浮動片要素の流れ方向 x 及びスパン方向 z の位置決めを行う⑥ xz 軸ステージ，浮動片要素の傾きを調整する⑦ $\alpha\beta$ 軸ステージ，浮動片要素の高さ方向 y の位置決めを行う⑧ y 軸ステージ，ステージを固定する⑨底板，及び浮動片要素周辺の圧力を風洞内圧力と同等に保つ⑩密閉側壁から構成されている。図 2-7 に浮動片要素周辺の模式図を示す。壁面せん断応力直接測定装置はその構造上，リップの厚み t ，隙間 G ，ミスアライメント h が存在し，誤差要因となる (Allen, 1977; Allen, 1980, Ferreira et al., 2024)。

2.2.4 浮動片要素

図 2-4 の②浮動片要素は測定面である．本研究では正方形測定面と円形測定面の 2 つを採用した．図 2-8 に浮動片要素の形状と摩擦面長さを示す．装置はフライス盤やレーザー加工機を用いて製作される．そのため， 90° の内角を切削することは難しく，図 2-8 (b) で示される円形測定面が多く採用される．しかし，円形測定面は流れ方向の摩擦面長さが変化するため，位置によって非滑面効果に差が生じる．非滑面の壁面せん断応力を計測するには図 2-8 (a) のような，正方形測定面が最適である．本研究では測定面を 4 分割で製作し，それらを④アダプターを介してボルト固定した後，もう一度表面を削ることで，平面度を確保しつつ，内角が 90° の正方形測定面を採用した．

浮動片要素の固定方法を図 2-9 に示す．⑤フォースセンサに対して③固定下板がM3×4の極低頭ネジで固定される．②浮動片要素には測定面表面に貫通しないよう，裏面からネジ穴が設けられており，③固定下板を介して，M2×4の極低頭ネジで固定される．この構造を採用することで，浮動片要素表面にネジ穴を設けず，浮動片要素を確実に固定できる．

2.2.5 フォースセンサ

図 2-4 の⑤フォースセンサは壁面せん断応力直接測定装置において最も重要な構成要素である．THK プレシジョン株式会社によって特注で製作され，型番は B21-135 である．計測原理はせん断力による微小変位を静電容量式センサで計測する．静電容量式変位センサの出力は岩崎通信機株式会社 VOAC7602 を用いて，サンプリング周波数 1 kHz で 20 s 間計測した．フォースセンサは図 2-10 のように，稼働プレートが取り外すことができ，内部構造が確認できる．図 2-11 にフォースセンサの内部構造を示す．稼働プレートはノックピンとM3×8のキャップボルトを用いて，荷重検知部に固定されている．浮動片要素にせん断力が加わると，稼働プレートを介して，荷重検知部が変位する．その変位はてこ式拡大機構によって拡大され，センサ検知面が拡大変位する．その変位による静電容量の変化を静電容量式センサが計測する仕組みである．

図 2-12 に従来のフォースセンサの内部構造の模式図を示す．従来のフォースセンサは浮動片要素をピボットや板ばねによって支持していた．ピボット式はピボット部で摩擦やガタが生じ，パラレル式は変位を大きくするためにばね定数を低くする必要があり，剛性上げることが難しかった．しかし，弾性ヒンジ機構とすることで一体構造であるため，摩擦やガタが生じず，てこ式変位拡大機構により微小変位を拡大することができるため，高剛性にすることができ，零変位法(Smith and Walker, 1959; Acharya et al., 1985; Kameda et al., 2008)を用いなくとも，誤差要因となる隙間 G を小さくすることができる．

2.2.6 ミスアライメント寸法 h 及び隙間 G の測定

図 2-13 に示す白色干渉 3D 変位計 keyence WI-004 を用いてミスアライメント寸法 h 及び隙間 G を測定した．このカメラは半導体製品の検査用に開発されたもので，浮動片要素と要素周囲板の隙間 G を $15\text{ }\mu\text{m}$ の分解能で，ミスアライメント寸法 h を $0.1\text{ }\mu\text{m}$ の分解能で検出することができる．図 2-14 に実際にミスアライメント寸法 h を計測している様子を示す．Area1 と Area2 の平均高さの差を計測することができ，ステージを用いて h を任意の値に調整することができる．

2.2.7 温度，湿度，大気圧の測定

図 2-15 に示す Sensirion SHT85 で温度と相対湿度を，Bosch BME280 で気圧を計測した．それぞれの計測精度は温度測定で $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，相対湿度で 1.5% ，気圧で 1 hPa である．それぞれのセンサは I²C 通信でデータを出力でき，Raspberry Pi を用いて 1 s 毎にデータを取得した．

2.3 実験結果及び考察

2.3.1 フォースセンサの固有振動数

弾性ヒンジ機構を採用することで高い剛性となり，誤差要因となる隙間 G を小さくすることができる．検出面に 1 N の壁面せん断力が作用した場合，検出面は $2.53\text{ }\mu\text{m}$ しか変位しない．従来の壁面せん断応力直接測定装置は変位を大きくすることにより，壁面せん断応力を検出していたため， 1 N で 10 mm の変位がある (Osaka et al., 1998)．浮動片要素の質量は $m = 20\text{ g}$ ，ばね定数は $k = 4.0 \times 10^5\text{ N/m}$ であるので，このセンサの固有振動数 $f\text{ [Hz]}$ は

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = 712\text{ Hz} \quad (2-3)$$

と比較的高いため，不確かさ要因となる減衰機構を必要としない．ただし，フォースセンサアンプには 300 Hz のローパスフィルタが入っているため，平均値計測用である．

2.3.2 フォースセンサの線形性

フォースセンサはせん断力 F を電圧 E で出力する装置であり，較正が必要である．せん断方向の力を加えるのは技術的難易度が非常に高く，使用に熟練が必要である (Kameda et al., 2008; Ferreira et al., 2024)．そのため，図 2-16 に示すようにフォースセンサの検知方向を重力方向とし，錘を加えることで較正を行った．較

正に使用した錘は、フォースセンサにかかるせん断力に相当する 0.015 g～6.15 g (0.15 mN～60 mN) とした。図 2-17 に示すように出力電圧 E は加えられた力に対して良好な線形関係を示した。この関係は $E = 1.7547W$ で示される。錘は軽いものから計測する方法と、重いものから計測する方法の 2 種類で試験を行ったが、ヒステリシスが生じていないことが分かる。

2.3.3 フォースセンサのせん断力以外の力に対する影響

フォースセンサがせん断応力以外の力を検出することは不確かさ要因となる。せん断応力以外の力はスパン方向の力とモーメントが挙げられる。

弾性ヒンジ機構はスパン方向の力に対して敏感である。図 2-16 のフォースセンサの検知方向を重力方向と 90°回転させて、スパン方向の力に対する影響を調査した。図 2-18 はスパン方向の 2 方向に力を加えた場合の結果である。それぞれのスパン方向に対する影響は $PF_{span} = 0.0083W$, $-0.0087W$ である。せん断力に対する影響 $E = 1.7547W$ よりも十分小さく、スパン方向によって生じる擬似的なせん断力 PF_{span} は無視できる。

過去の壁面せん断応力直接測定装置に採用されているピボット式支持(Fowke, 1969; Allen, 1977; Krogstad et al., 1992)は、摩擦面の圧力分布が不均一になるとモーメントが発生し、不確かさ要因となる。本装置は弾性ヒンジ機構であるため、モーメントの影響は無視できるほど小さいと考えられる。そこで、直径 60 mm と直径 90 mm の円周に沿っておもりを置き、モーメントの影響を調査した。図 2-19 にモーメントが出力電圧に及ぼす影響を示す。縦軸は各おもりによって生じたモーメントによる擬似的なせん断力 PF_{moment} を平均し、配置したおもりで割った $\Delta PF_{moment} [\%] = 100 \times PF_{moment} / W$ を表している。モーメントを生じさせるために用いたおもりは、0.010, 0.034, 0.055 及び 0.176 N である。モーメントに対する擬似的なせん断応力は最大でせん断応力の 0.74% であり、十分に小さいと判断される。

2.3.4 温度変化によるフォースセンサへの影響

静電容量式変位センサは、高精度に変位を検出するためのセンサの一つである。図 2-20 に静電容量式センサ周辺の模式図を示す。加えられたせん断力により、センサ検知面と静電容量式センサの距離 d_{sensor} が、てこ式拡大機構によって拡大変位することで変化する静電容量を静電容量式センサが計測する。静電容量式変位センサの関係は式 (2-4) で定義される。

$$C = \epsilon \frac{S_{sensor}}{d_{sensor}} \quad (2-4)$$

一般に誘電率 ε と静電容量式センサ電極面積 S_{sensor} は一定の値であると考えられる．そのため，距離 d_{sensor} が浮動片要素の変位のみであると，せん断力を計測できるが，風洞内は温度が一定ではないため，フォースセンサは温度変化の影響を受け，熱膨張する．熱膨張により浮動片要素以外の変位も加わることで，擬似的なせん断力変化が生じる．そこで，空気温度を調整できる恒温槽で，せん断力の測定値に対する誘電率の影響を調査した．図 2-21 は温度変化による擬似的なせん断力 $\Delta PF_T (\equiv PF_T - PF_T|_{t=0})$ [N]の時間変化を示す． PF_T は温度変化による擬似的なせん断力変化であり，基準値 $PF_T|_{t=0}$ は試験開始時とした．温度範囲は $10^\circ\text{C} \sim 30^\circ\text{C}$ とし，3 時間一定温度にし，2 時間で $\pm 10^\circ\text{C}$ 変化させ，計 23 時間試験を行った．センサの材質は標準的なステンレス材を用いたセンサと，熱膨張係数の小さいスーパーインバー材を用いたセンサの 2 つで行った．温度変化 20°C でステンレス材を用いたセンサの擬似的なせん断力は $\Delta PF_T = 0.35 \text{ N}$ である．スーパーインバー材を用いたセンサの擬似的なせん断応力 ΔPF_T は，ステンレス材を用いたセンサの 1/10 倍である．スーパーインバー材を用いたフォースセンサは，熱膨張の影響を除去することができる．温度や湿度が一定でない環境下で静電容量式センサを用いて壁面せん断応力を計測するにはセンサ材質として熱膨張係数の小さい材料を用いる必要がある．

また誘電率 ε はセンサを使用する環境の温度 T ，相対湿度 RH ，気圧 P に依存することが知られている．誘電率は経験的に式 (2-5) で表される(Zarnik and Belavic, 2012)．

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{211}{T} \cdot \left(P + \frac{48 \cdot P_s}{T} \cdot RH \right) \cdot 10^{-6} \right] \quad (2-5)$$

ここで， ε_0 は変化前の誘電率， P_s は飽和蒸気圧である．飽和蒸気圧 P_s は

$$P_s = 6.1078 \times 10^{\frac{7.5T}{T+237.3}} \quad (2-6)$$

で算出できる(Tetens, 1930)．図 2-22 に誘電率変化による擬似的なせん断力 $\Delta PF_\varepsilon (\equiv PF_\varepsilon - PF_\varepsilon|_{t=0})$ [N]の時間変化を示す． PF_ε は誘電率変化による擬似的なせん断力変化であり，基準値 $PF_\varepsilon|_{t=0}$ は試験開始時とした．図 2-22 は図 2-21 の温度変化を，式 (2-5) を用いて誘電率変化に書き換えたものである．スーパーインバー材を用いたことで，熱膨張の影響を除去することができたため，残っている擬似的なせん断力は誘電率変化によるものと見なせる．温度変化 10°C で誘電率変化は $\Delta \varepsilon = 4 \times 10^{-5} \text{ F/m}$ 程度であり，その際，スーパーインバー材を用いたフ

オースセンサの誘電率変化による擬似的なせん断応力は $\Delta PF_\varepsilon = -0.018 \text{ N}$ である。この ΔPF_ε は不確かさに影響を及ぼす。不確かさを低減するには、測定中の温度変化をできる限り小さくすることも重要である。

2.3.5 壁面せん断応力 τ_w と平均速度分布の関係

滑面乱流境界層において速度分布と壁面せん断応力との間には壁法則と呼ばれる普遍的な関係が知られている。そのため、平均速度 U と壁面からの高さ y を、内部尺度である摩擦速度 u_τ 及び粘性長さ ν/u_τ で無次元化した $U^+(\equiv U/u_\tau)$ と $y^+(\equiv yu_\tau/\nu)$ には以下のような関係がある。粘性応力が支配的な領域では、速度分布が直線になる。

$$U^+ = y^+ \quad (2-7)$$

またレイノルズせん断応力が支配する領域では、プラントルの混合距離理論(Prandtl, 1925)から内層の速度分布として対数法則(Millikan, 1938)が提案されている。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_{log} \quad (2-8)$$

また Kármán は外層に着目し、主流速度からの速度欠損として速度欠損則を提案している(Kármán, 1930)。

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) + D_{defect} \quad (2-9)$$

Rotta は排除厚さ δ^* 及び Rotta-Clauser 境界層厚さ $\Delta_{clouser}(\equiv U_0\delta^*/u_\tau)$ を用いて速度欠損則を

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{yu_\tau}{\delta^*U_0}\right) + D_{defect} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\Delta_{clouser}}\right) + D_{defect} \quad (2-10)$$

と表記している(Rotta, 1962)。これらの式から、無次元化の尺度に摩擦速度 u_τ 及び粘性長さ ν/u_τ が用いられており、壁面せん断応力は壁領域における重要因子であることがわかる。またクラウザー線図法は式(2-8)を

$$\frac{U}{U_0} \sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_0 y}{\nu} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right) + C_{log} \quad (2-11)$$

として、局所摩擦抵抗係数 C_f ($\equiv 2\tau_w/\rho U_0^2$)をパラメータとして線図に示したもので、速度分布から C_f を求めることができる。したがって、クラウザー線図法は対数法則の成立を前提として導かれる。

2.3.6 半経験式

壁面せん断応力 τ_w (局所摩擦抵抗係数 C_f) の計測はその値の小ささから、技術的に困難であり、半経験的な式が広く用いられてきた。Kármán-Schöenherr の式 (K-S 式) は曳航水槽における平板の摩擦抵抗の計測値に基づき全表面摩擦抵抗係数 C_F から導かれている (Mori et al., 2009)。

$$\frac{1}{C_{f,K-S}} = 17.08(\log_{10} R_\theta)^2 + 25.11(\log_{10} R_\theta) + 6.012 \quad (2-12)$$

K-S 式は広範囲のレイノルズ数において、実験結果とよく一致するとして認められているが、導出過程には近似が多く使われている。また、式 (2-13) のような $R_\theta (\equiv U_0 \theta / \nu) < 5000$ の低レイノルズ数に着目し、壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測した局所摩擦抵抗係数 C_f から最小二乗法を用いて K-S 式と同様の形で表現した大坂-望月-亀田の式 (O-M-K 式) など壁面せん断応力直接測定に基づく半経験式がある (Osaka et al., 1998)。

$$\frac{1}{C_{f,O-M-K}} = 20.03(\log_{10} R_\theta)^2 + 17.24(\log_{10} R_\theta) + 3.71 \quad (2-13)$$

式 (2-14) で示される Fernholz-Finley の式 (F-F 式) は対数法則と速度欠損則が成立するとして算出される (Fernholz and Finley, 1996)。

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_{\delta^*}) + E_{F-F} \right]^{-2} \quad (2-14)$$

ここで、 $R_{\delta^*} (\equiv U_0 \delta^* / \nu)$ は排除厚さに基づくレイノルズ数である。K-S 式や O-M-K 式との比較や運動量積分方程式の解放を考慮すると、運動量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\theta (\equiv U_0 \theta / \nu)$ での表記が便利である。Fernholz らは $\ln(R_{\delta^*}) = \ln(R_\theta) +$

0.3と，実験データから R_{δ^*} と R_{θ} の関係性を導き出している．図 2-23 に本研究での実験データと $\ln(R_{\delta^*}) = \ln(R_{\theta}) + 0.3$ との比較を示す．本結果は Fernholz らの提案式に従っており，これを用いると式 (2-14) は

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_{\theta}) + F_{F-F} \right]^{-2} \quad (2-15)$$

となる．ここで， $F_{F-F} \cong (0.3/\kappa) + E_{F-F}$ ， $E_{F-F} = C_{log} + D_{defect}$ である．Fernholz らは高レイノルズ数における式 (2-15) の定数として $\kappa = 0.40$ ， $F_{F-F} = 5.1$ を提案している．

2.3.7 局所摩擦抵抗係数 C_f

図 2-24 に正方形測定面の壁面せん断応力直接測定装置で計測した局所摩擦抵抗係数 C_f を示す．測定誤差を小さくするため，ミスアライメント寸法は $h = 0 \mu\text{m}$ に，ギャップ寸法は $G = 0.05 \text{ mm}$ に設定して計測を行った．エラーバーは各レイノルズ数における 15 回の測定データのばらつきを示す．レイノルズ数は主流速度 U_0 を調整することによって変化させた．比較のため，3 つの半経験式を示している．計測された局所摩擦抵抗係数 C_f は 3 つの半経験式の不確かさ内で良好に一致している．以降，壁面せん断応力は壁面せん断応力直接測定装置で計測した値を用いる．また添字 $^+$ は内部尺度である摩擦速度 u_{τ} 及び粘性長さ ν/u_{τ} による無次元量を意味する．

2.3.8 ギャップ寸法 G の影響

ギャップ寸法 G は壁面せん断応力直接計測値に 2 つの影響を与えると考えられる．1 つは流れがギャップを横切ることにより，浮動片要素の前縁から内部境界層が発達する．これは浮動片要素にかかる壁面せん断応力が，発達した流れによる壁面せん断応力と異なることを意味する(Gaudet and Winter, 1973)．もう 1 つはせん断流が隙間に運動量を輸送し，浮動片要素に付加的な力を加えることである(Allen, 1977)．超音速での実験的研究では， $G^+ (\equiv Gu_{\tau}/\nu) < 10$ で隙間の影響を受けないと報告されている．

図 2-25 に $R_{\theta} = 4505$ において，ギャップ寸法 G を変化させて，計測した局所摩擦抵抗係数 C_f を示す．縦軸は本計測で最小のミスアライメント寸法 $h = 0 \mu\text{m}$ ($h^+ (\equiv hu_{\tau}/\nu) = 0$)，ギャップ寸法 $G = 0.05 \text{ mm}$ ($G^+ = 4.8$) で計測した $C_f|_t$ で無次元化した． $C_f|_t$ は 2.3.7 項からも分かる通り信頼できる値である． $h^+ = 0$ において， $G^+ = 4.8$ と $G^+ = 6.3$ では同等の値を示すが， $G^+ > 6.3$ では G^+ に対して直線的に増加している．この増加を最小二乗近似で近似すると，

$$\frac{C_f}{C_f|_t} = 1.54 \times 10^{-3}(G^+) + 0.9904 \quad (2-16)$$

であり、 $G^+ < 6.3$ 、 $h^+ = 0$ で隙間の影響を無視することができる。また、 $G^+ < 10$ 、 $h^+ = 0$ でギャップによる影響は1.5%以下である。 $h^+ = +1.44$ や $h^+ = -2.88$ の比較的大きなミスアライメントの場合、図 2-27 に示すように、ミスアライメントの影響がギャップの影響に比べて支配的である。また $h^+ = -1.44$ の場合、 G^+ が計測結果に与える影響は小さい。図 2-26 に浮動片要素周辺の模式図を示す。 $h^+ \neq 0$ のとき、浮動片要素は周囲壁と不連続となり、渦が生じる。この渦がギャップ内に運動量が輸送されることを防ぐことにより、 $h^+ = 0$ のようなギャップの影響を受けなくなると考えられる。

2.3.9 ミスアライメント寸法 h の影響

図 2-26 に示した浮動片要素周辺の流れの模式図から、ミスアライメント寸法 h が深刻な測定誤差を引き起こすことが分かる。 $h > 0$ の場合、浮動片要素が突出することにより抗力が働き、 $h < 0$ の場合、浮動片要素が埋没することにより壁面せん断応力が低減する(Molton et al., 2015)。このように、 $h \neq 0$ の場合、周囲板との不連続の影響を受ける。Gaudet ら(Gaudet and Winter, 1973)の実施した実験では、 $-3 < h^+ < 0$ で周囲板との不連続の影響による内部境界層は生じないことが示されている。

図 2-27 に h^+ に対する局所摩擦抵抗係数の変化を示す。 $h^+ = 0$ のとき生じるギャップ寸法 G の影響は式 (2-16) を用いて補正した。 h^+ に対する影響は2本の直線で表すことができるが、正と負で異なる。 $h > 0$ の場合式 (2-17) で、 $h < 0$ の場合式 (2-18) である。

$$\frac{C_f}{C_f|_t} = 0.0251(h^+) + 1.0001 \quad \text{if } h^+ > 0 \quad (2-17)$$

$$\frac{C_f}{C_f|_t} = 0.0067(h^+) + 1.0008 \quad \text{if } h^+ < 0 \quad (2-18)$$

$h^+ > 0$ の係数は、 $h^+ < 0$ の係数の 3.7 倍であり、突出することによって生じる抗力が計測値に与える影響は、埋没することによる壁面せん断応力の低下に比べて大きい。

この現象について考えてみる。測定面が正方形であるため、流れ方向の影響は小さく、 C_f を変化させる主要因は浮動片要素の上流側と下流側の段差であると

考えられる．浮動片要素が突出することによる生じる抗力は圧力抗力である．この圧力抗力を推定する．サブレイヤープレート法(Hua et al., 2017)は粘性底層内にプレートを設置し，その前後の圧力差から壁面せん断応力を求める間接測定法である．圧力差に対する壁面せん断応力の較正曲線は壁面せん断応力が既知であるチャネル流での実験で求められ，式 (2-19) である．

$$Y^* = 0.771X^* - 0.615 \quad (2-19)$$

ここで， $X^* = \log\left(\frac{\tau_w h^2}{\rho v^2}\right)$ ， $Y^* = \log\left(\frac{\Delta P h^2}{\rho v^2}\right)$ である．サブレイヤープレートの感度曲線(Hua et al., 2017)から，圧力差と壁面せん断応力の差 $\Delta P/\tau_w$ は， $h^+ = 1$ のとき $\Delta P/\tau_w \cong 1$ になる．本研究では浮動片要素の摩擦面は1辺が $l = 95 \text{ mm}$ の正方形のため l^2 であり，突出することによる圧力抗力を受けるリップ面積は厚さ $t = 1 \text{ mm}$ であるので lt となり，摩擦面に作用するせん断力 $\tau_w l^2$ と圧力抗力によるリップに作用する力 $\Delta P lt$ の比 $(\Delta P \times h)/(\tau_w \times l)$ はおよそ 0.01 になることが予想される．図 2-27 において， $h^+ = 1$ のとき $C_f/C_{f|t} = 1.02$ は，突出することによって生じる圧力差 ΔP は浮動辺要素に約半分の付加力を与えていることが分かる．残り半分の付加力は突出することにより生じる流れの剥離と再付着によって内部境界層が更新され，局所壁面せん断応力が変化したことによるものであると考えられる．

2.3.10 円形測定面と正方形測定面

本研究ではリブレットの壁面せん断応力を計測するため，流れ方向に摩擦面長さが一定であり，非滑面効果の均一化となるため，正方形浮動片要素の壁面せん断応力直接測定装置を開発した．円形浮動片要素と正方形浮動片要素とでは，ギャップ内の運動量輸送と突出することによる抗力の影響に，ミスアライメント寸法 h やギャップ寸法 G の影響に違いがある可能性がある．図 2-28 に直径 100 mm の円形測定面による，ミスアライメント寸法の影響について測定した結果を示す．参考として式 (2-17) と式 (2-18) を破線と一点鎖線で示している．円形測定面のギャップ寸法は $G^+ = 5.4$ であり，ギャップの影響を無視できると考えられる．2種類の測定面で大きな違いは確認されない．式 (2-17) と式 (2-18) は測定面の形状を問わず，壁面せん断応力直接測定におけるミスアライメント h の影響をよく表している．

2.3.11 不確かさ解析

2.3.6 項で述べた通り，壁面せん断応力の半経験式は様々提案されているが，外部流における壁面せん断応力の真の値は明らかではない．そのため，不確かさ

をもって計測値を評価するのが妥当である．不確かさの評価は GUM (Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement) に沿って行った．フォースセンサで計測するのは，壁面せん断力 F であり，壁面せん断応力 τ_w や局所摩擦抵抗係数 C_f は測定面の大きさ，流れ場によって左右されるため，以下の不確かさ分析では壁面せん断力 F の不確かさを求める．不確かさ要因は，測定のばらつき，フォースセンサの線形性，温度変化による零点ドリフト，スパン方向力による擬似的なせん断力，モーメントによる擬似的なせん断応力，ミスアライメント寸法及びギャップ寸法であると考えられる．

標準不確かさ $u(x_i)$ は感度係数 c_i ，除数 $dicisor$ ，不確かさ要因（ばらつき） x_i を用いて

$$u(x_i) = \frac{x_i}{dicisor} \times c_i \quad (2-20)$$

と表される．

せん断力測定は各レイノルズ数において 15 回行った．本計測では $R_\theta = 6781$ で計測したせん断応力が最もばらつきが大きい．せん断力のばらつきはそのまま不確かさに反映されるため， $c_i(F) = 1$ であり，このばらつきは正規分布が期待されるため $dicisor(F) = 1$ となり， $R_\theta = 6781$ におけるせん断力のばらつきによる標準不確かさは $u(F) = 0.34 \text{ mN}$ である．

フォースセンサの線形性は図 2-17 より， $E [\text{V}] = 1.7546W [\text{N}]$ であった．よって，せん断力 F は $\gamma = 1.7546$ とすると，

$$F = \frac{E}{\gamma} \quad (2-21)$$

と求められる．フォースセンサの線形性による感度係数 c_i は

$$c_i = \frac{\partial F}{\partial \gamma} = \frac{E}{\gamma^2} \quad (2-22)$$

である．ここで E も不確かさを持つが，この不確かさは $u(F)$ と等しい．そのため，線形性による不確かさの感度係数は $c_i(F_{\text{liniality}}) = 1/\gamma^2 = 0.325$ となる．また線形性のばらつきは正規分布が期待されるため $dicisor(F_{\text{liniality}}) = 1$ であり，フォースセンサの線形性による不確かさは $u(F_{\text{liniality}}) = 0.0133 \text{ mN}$ である．

温度測定は 2.2.7 項で述べた SHT-85 を用いた．この温度計の測定分解能は

0.1℃であり、式(2-5)より誘電率の変動は $3.84 \times 10^{-7} \text{ F/m}$ と見積もられる。

図2-22よりスーパーインバー材を用いたフォースセンサの誘電率変化に対する、擬似的なせん断応力変化は $PF_\varepsilon = -449.1\Delta\varepsilon$ と算出できるので、感度係数は $c_i(PF_\varepsilon) = 449.1$ であり、不確かさは $u(PF_\varepsilon) = 0.0096 \text{ mN}$ である。

2次元性が確保された風洞において、スパン方向力とモーメントはせん断力に比べ非常に小さい。ここでは、せん断力の1/10倍以下の力が加わると見積もった。図2-18と図2-19から、スパン方向力とモーメントの感度係数はそれぞれ $c_i(PF_{span}) = 0.0087$ 、 $c_i(PF_{moment}) = 0.735$ であり、不確かさは $u(PF_{span}) = 0.00113 \text{ mN}$ と $u(PF_{moment}) = 0.00134 \text{ mN}$ である。

ギャップ寸法 G 及びミスアライメント寸法 h は2.2.6項で述べた白色干渉3D変位計を用いた。この変位計の測定分解能は $0.5\mu\text{m}$ であり、これは $R_\theta = 6781$ において粘性長さの0.078倍である。 G 及び h の感度係数は図2-25と図2-27から $c_i(G) = 0.0015$ 、 $c_i(h) = 0.0067$ である。

以上の推定から、合成標準不確かさは $u_c(F) = 0.387 \text{ mN}$ である。 $R_\theta = 6781$ のとき、壁面せん断力 F は $F = 0.059 \text{ N}$ であるので、相対標準不確かさは $u_R(F) = 0.65\%$ である。山口大学で過去に製作された壁面せん断応力直接測定装置の相対標準不確かさは $u_R(F) = 1.8\%$ であると報告されており(Ota, 2006)、不確かさを大幅に低減することに成功した。表2-2にバジェットシートを示す。バジェットシートにより、ミスアライメント寸法が不確かさに最も寄与し、次点に温度変化による誘電率変化である。このことにより、ミスアライメント寸法は $h^+ = 0$ に正確に合わせる必要があり、また測定環境においてできる限り温度変化をさせないことが、より正確な壁面せん断応力を測定することにつながる。

2.4 結言

リブレットの抵抗低減率の確認が可能な壁面せん断応力直接測定装置を開発した。以下に得られた知見を述べる。

フォースセンサに弾性ヒンジ機構とてこ式拡大機構を採用することで高い剛性を確保し、せん断応力に対する変位は $2.53 \mu\text{m/N}$ と微小であった。そのため、零変位法を用いなくともギャップ寸法 G を設定可能となった。また正方形測定面を採用することで、リブレットなどの非滑面の壁面せん断応力を流れ方向に均一に計測することができる。ばね定数を十分に大きく設定し、浮動片要素の質量を小さくすることでフォースセンサの固有振動数が向上したため、減衰装置が不要となり、不確かさ要因を排除した。また、フォースセンサの材質にスーパーインバー材を採用することで、ステンレス材のフォースセンサに比べ、温度変化の影響を1/10倍に抑えた。 $G^+ < 6.3$ かつ $h^+ = 0$ でギャップ寸法 G とミスアライメント寸法 h の影響は無視できる。 $h^+ > 0$ の壁面せん断応力計測値に与える影響は、

$h^+ < 0$ に比べて 3.7 倍大きい．不確かさ解析を行うと，ミスアライメント寸法 h と温度変化による誘電率変化が不確かさに占める割合が大きい．本装置の相対標準不確かさは $u_R(F) = 0.65\%$ であると見積もった．

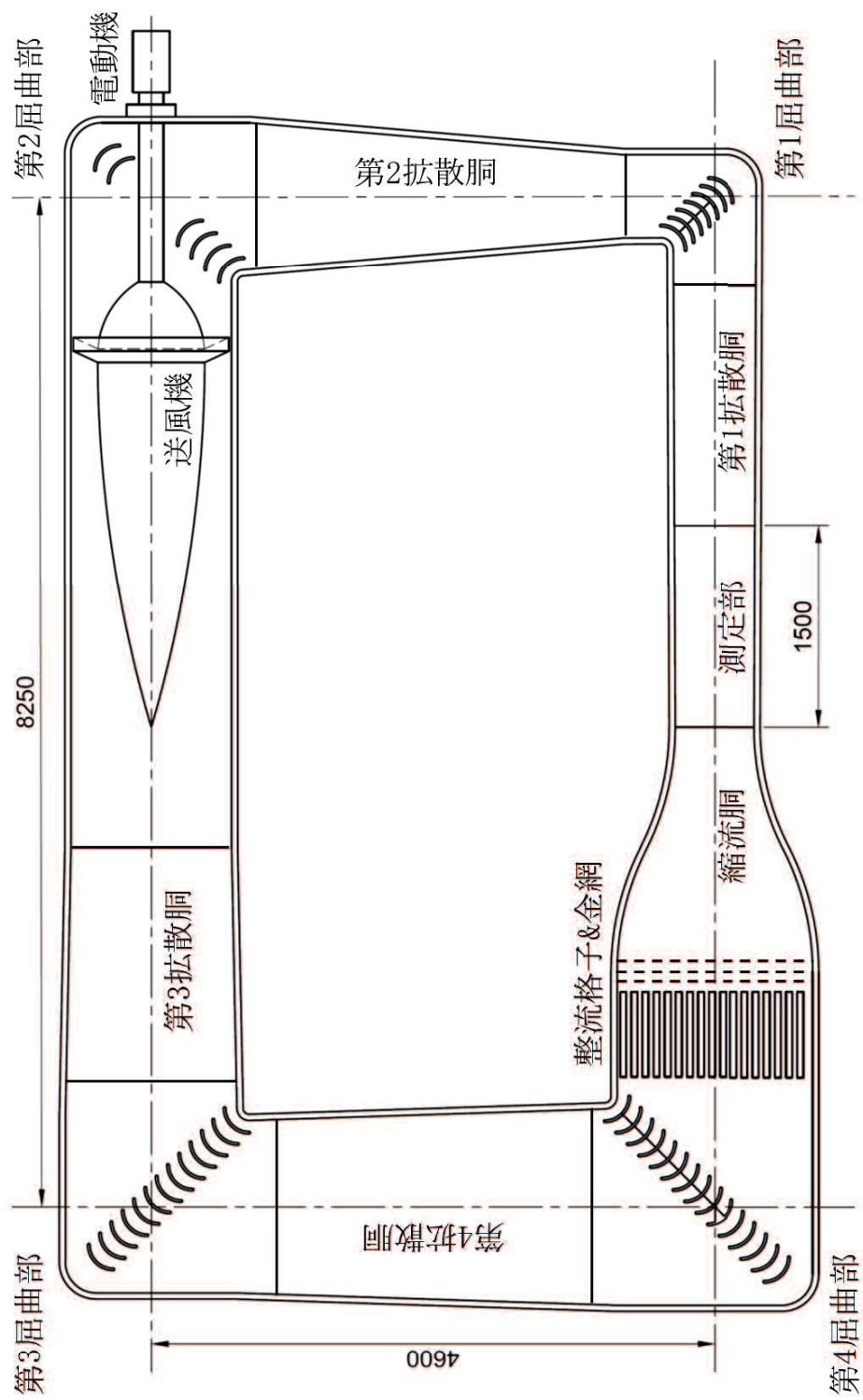


図 2-1 JAXA 風洞全体図

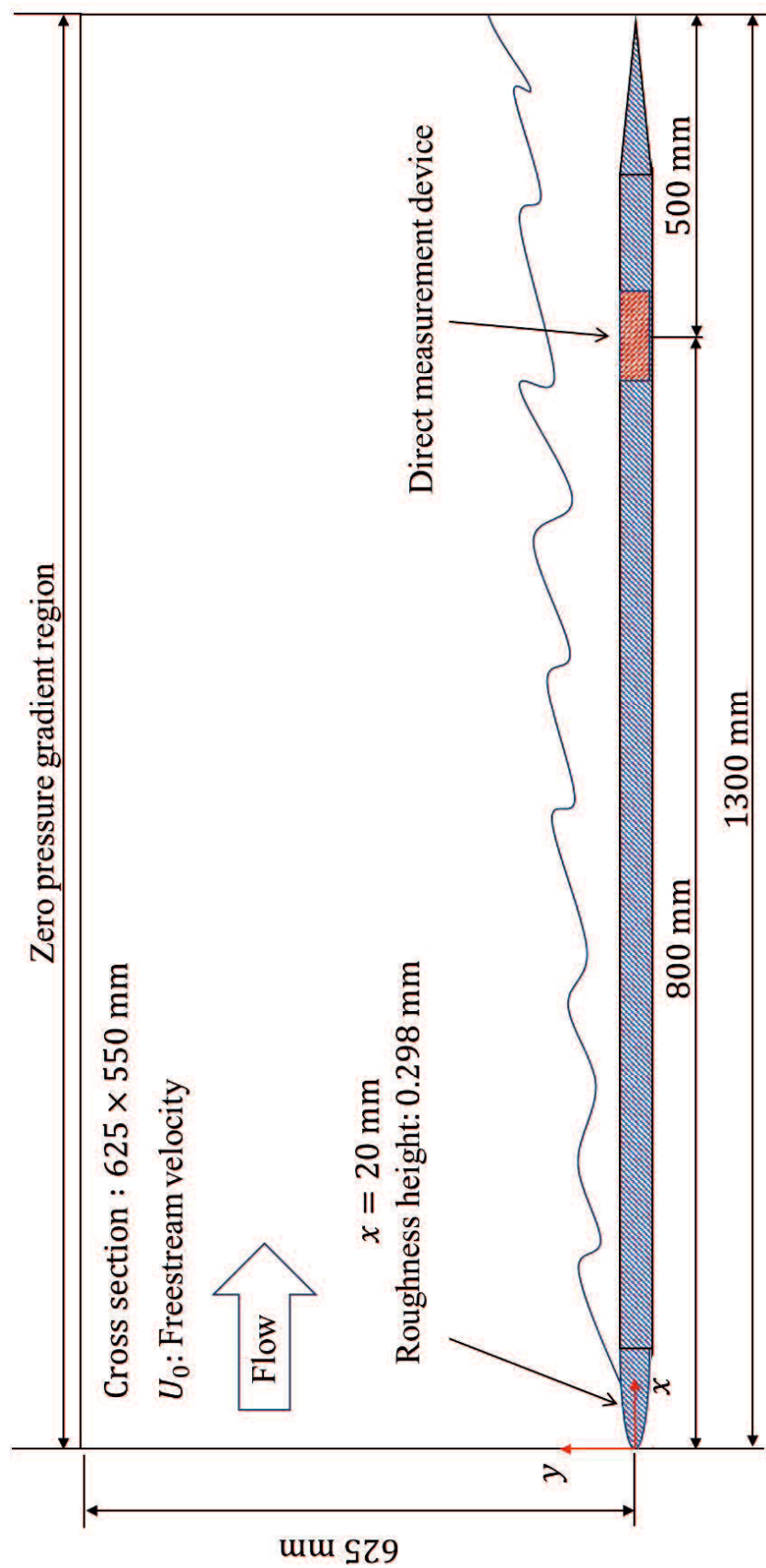


図 2-2 JAXA 風洞測定部

表 2-1 境界層内の主なパラメータ

U_0 [m/s]	δ [mm]	R_θ	H	u_τ [m/s]
40	15.2	4505	1.32	1.55
52	14.8	5300	1.31	1.97
64	13.1	6824	1.30	2.34
78	13.0	7588	1.30	2.84

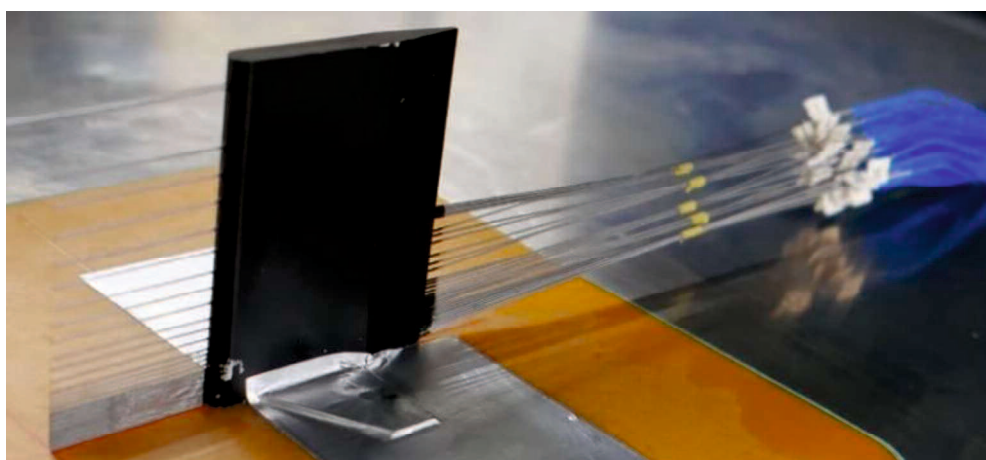
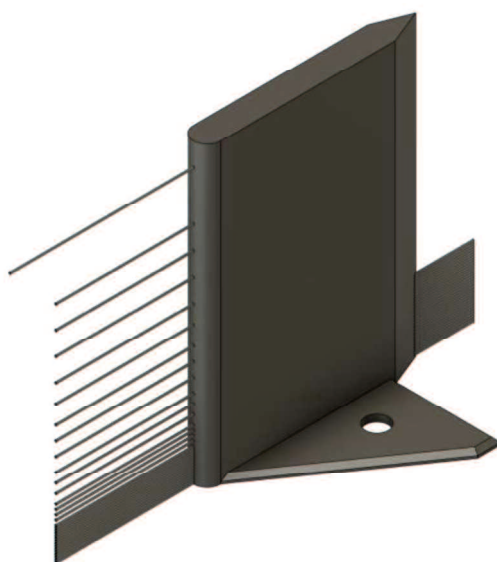
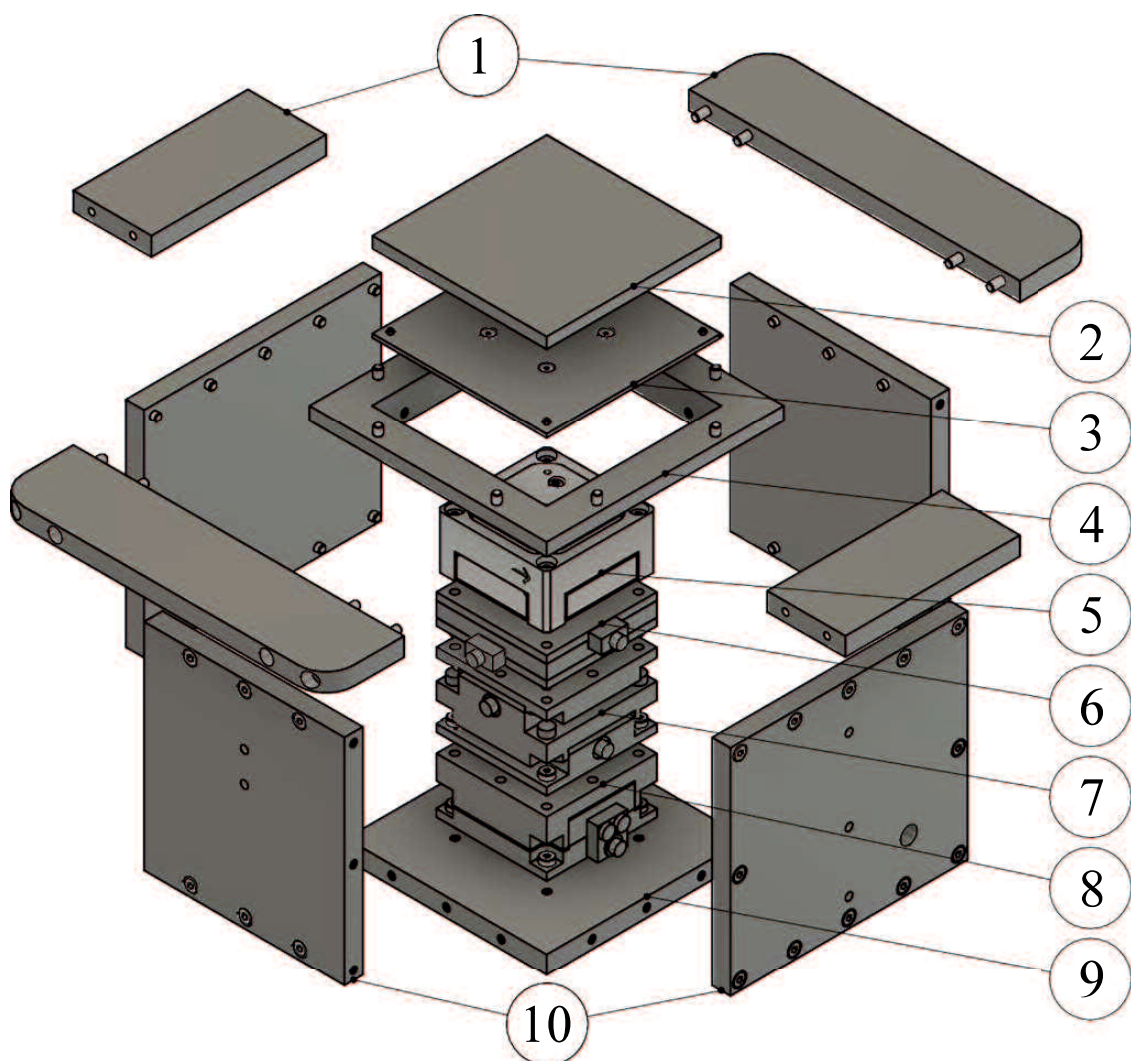


図 2-3 ピトーレイクの概要



- | | |
|----------|-----------------------|
| ①要素周囲板 | ⑥ xz 軸ステージ |
| ②浮動片要素 | ⑦ $\alpha\beta$ 軸ステージ |
| ③固定下板 | ⑧ y 軸ステージ |
| ④アダプター | ⑨底板 |
| ⑤フォースセンサ | ⑩密閉側壁 |

図 2-4 壁面せん断応力直接測定装置分解図

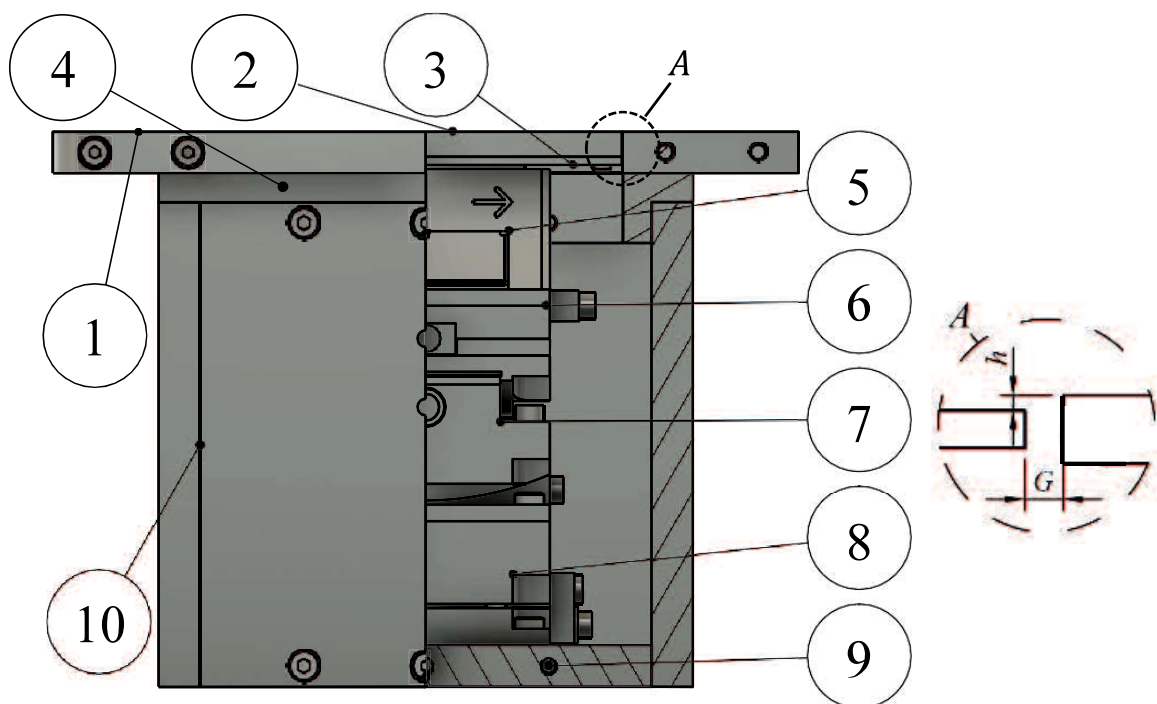


図 2-5 壁面せん断応力直接測定装置正面図

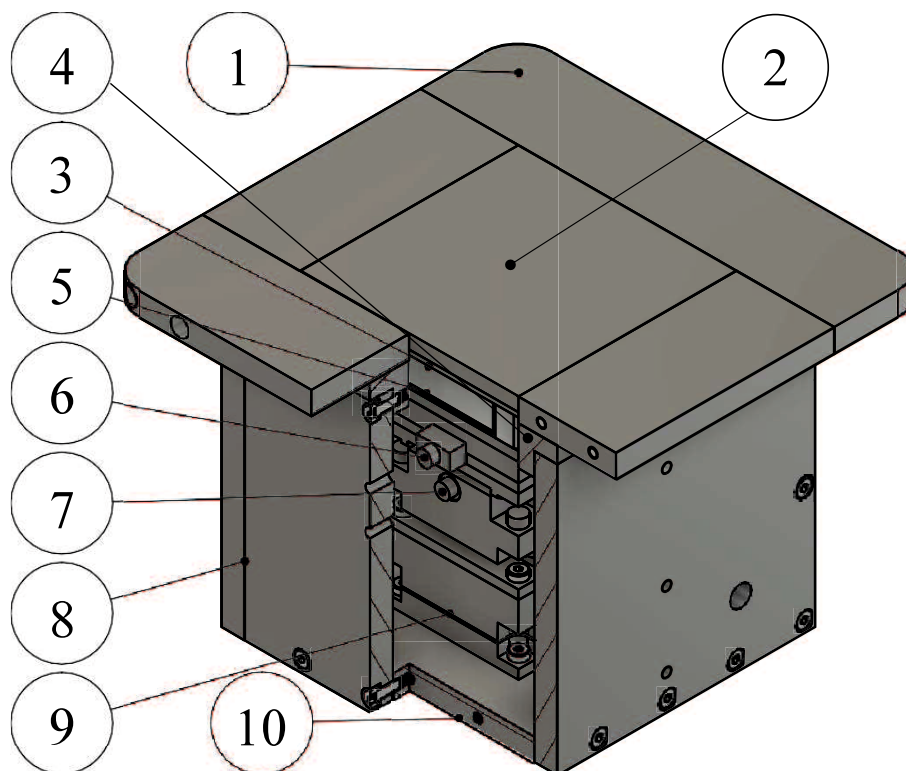
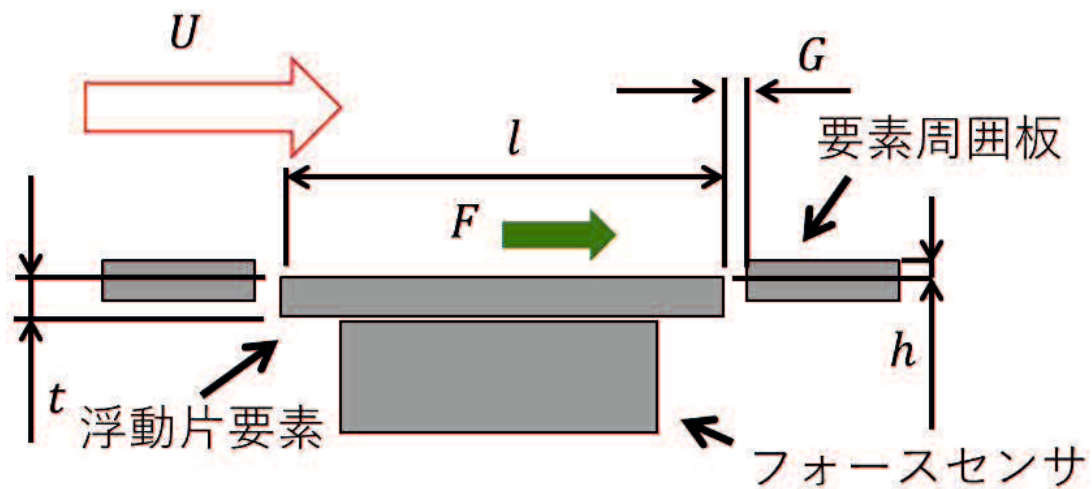


図 2-6 壁面せん断応力直接測定装置アイソメトリック図



F : せん断力
 t : リップの厚み
 h : ミスアライメント寸法
 G : ギャップ寸法
 l : 浮動片要素の一辺の長さ

図 2-7 浮動片要素周辺の寸法

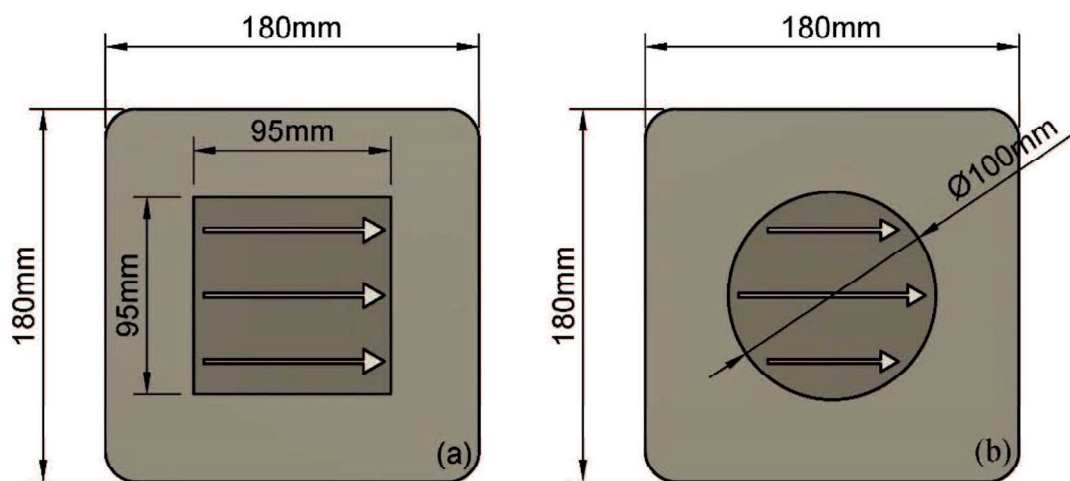


図 2-8 正方形測定面と円形測定面

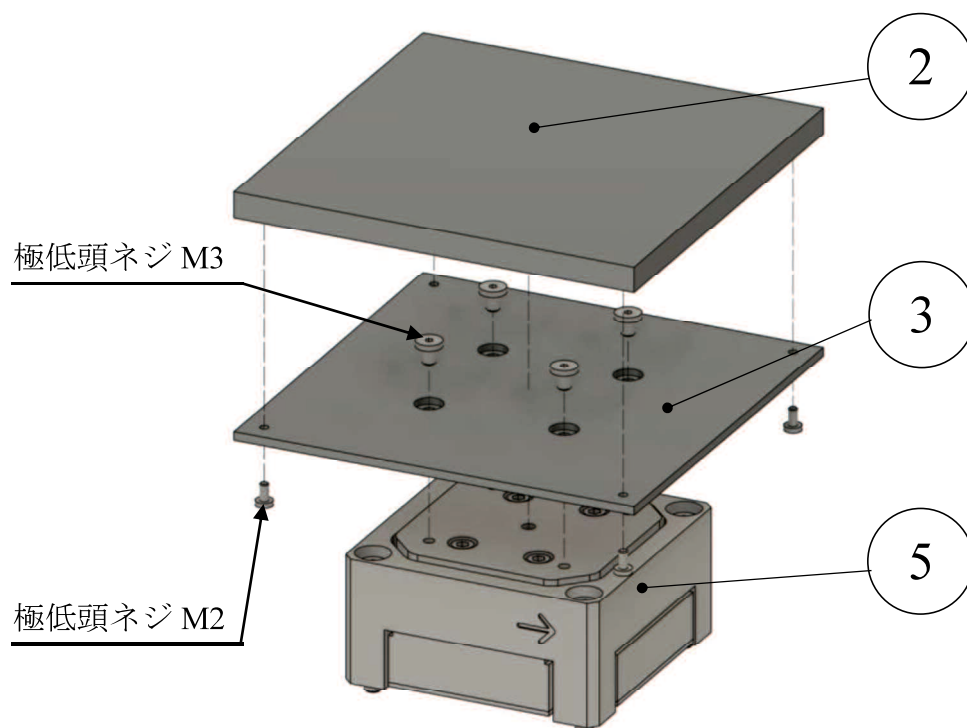


図 2-9 浮動片要素の固定方法

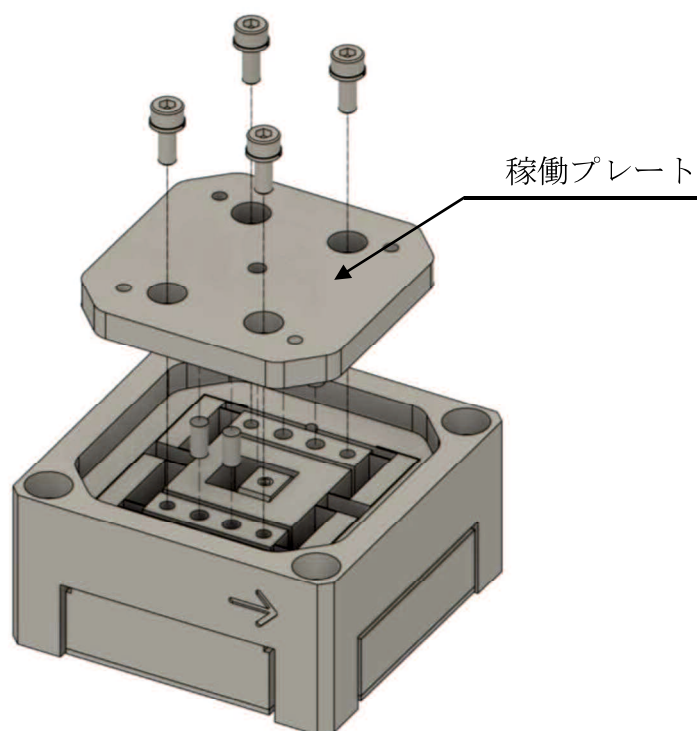


図 2-10 フォースセンサ稼働部分解図

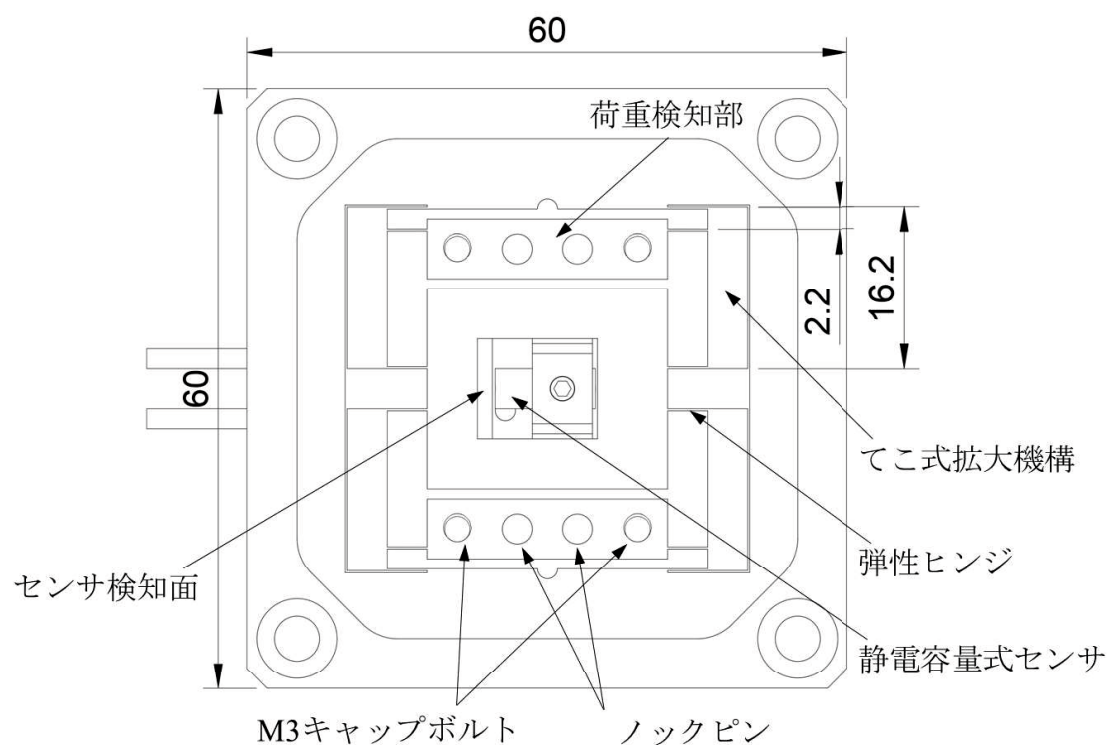


図 2-11 フォースセンサの内部構造

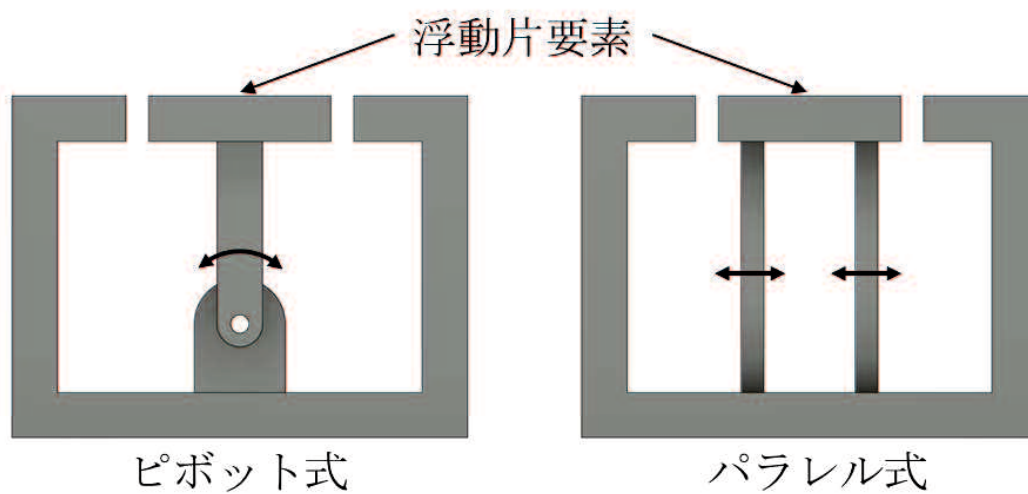


図 2-12 従来と提案の計測機構の違い

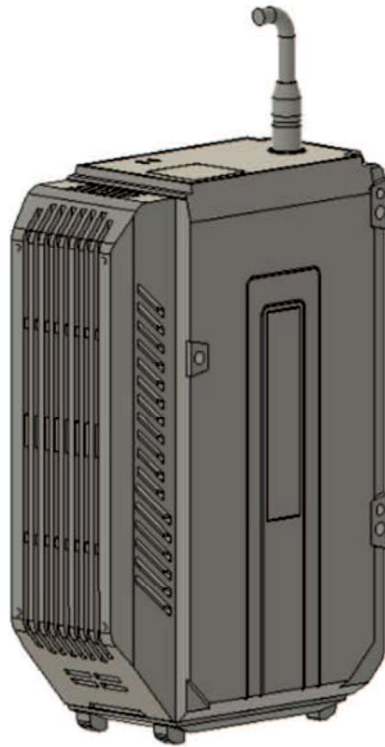


図 2-13 keyence WI-004 の概要

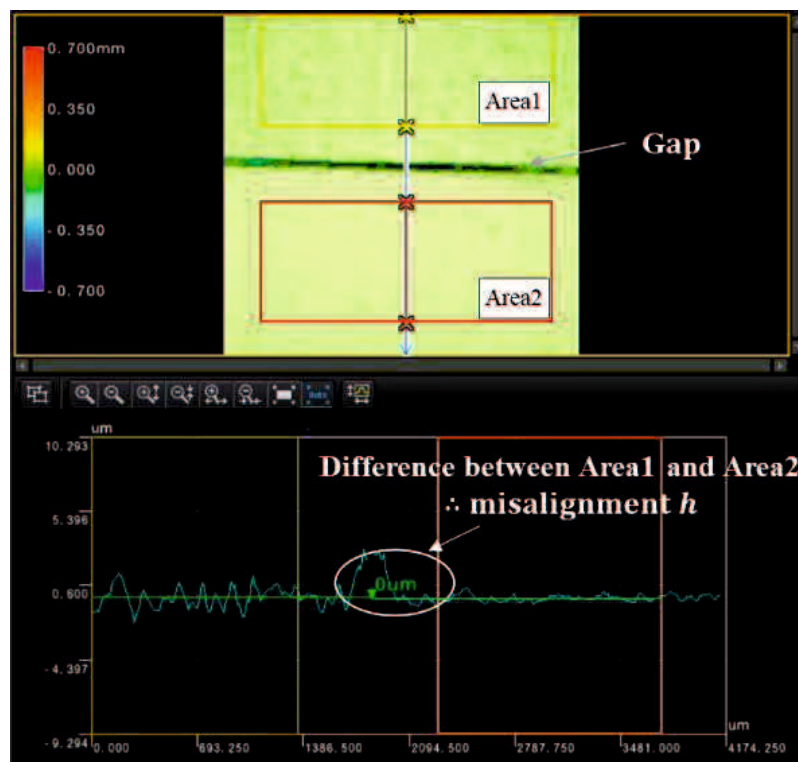


図 2-14 ミスアライメント寸法 h の計測



図 2-15 SHT-85（左）と BME280（右）の概要

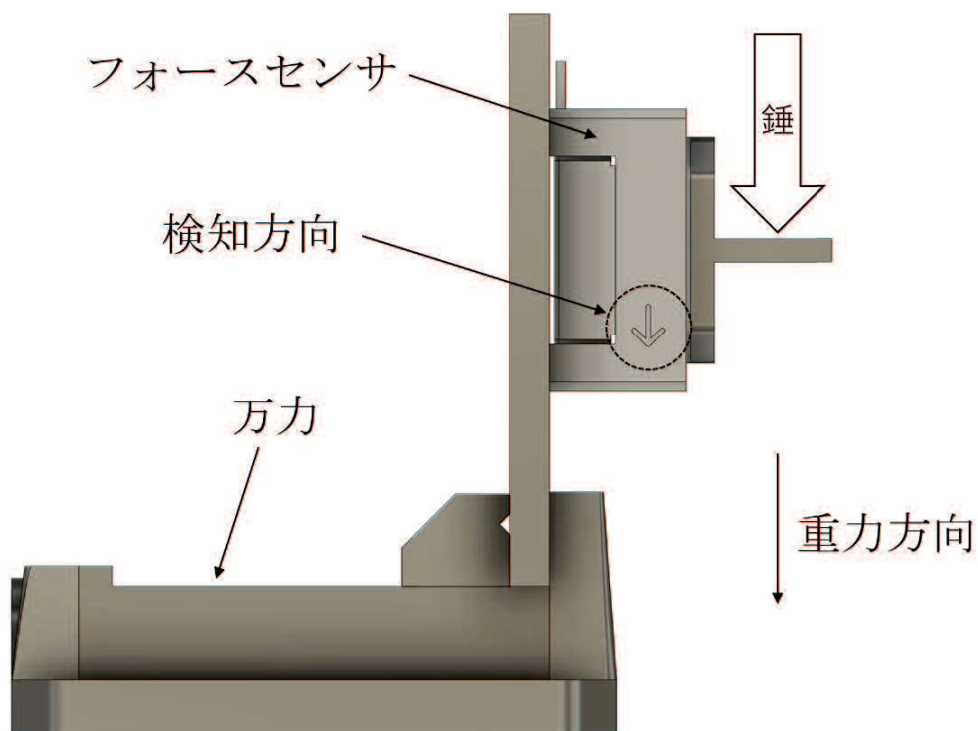


図 2-16 フォースセンサの較正方法

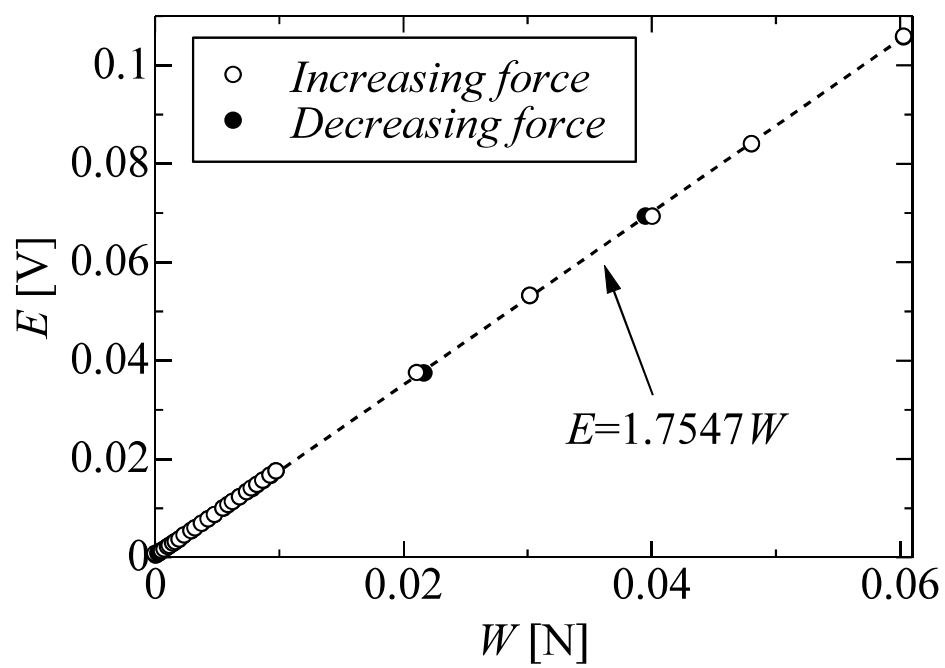
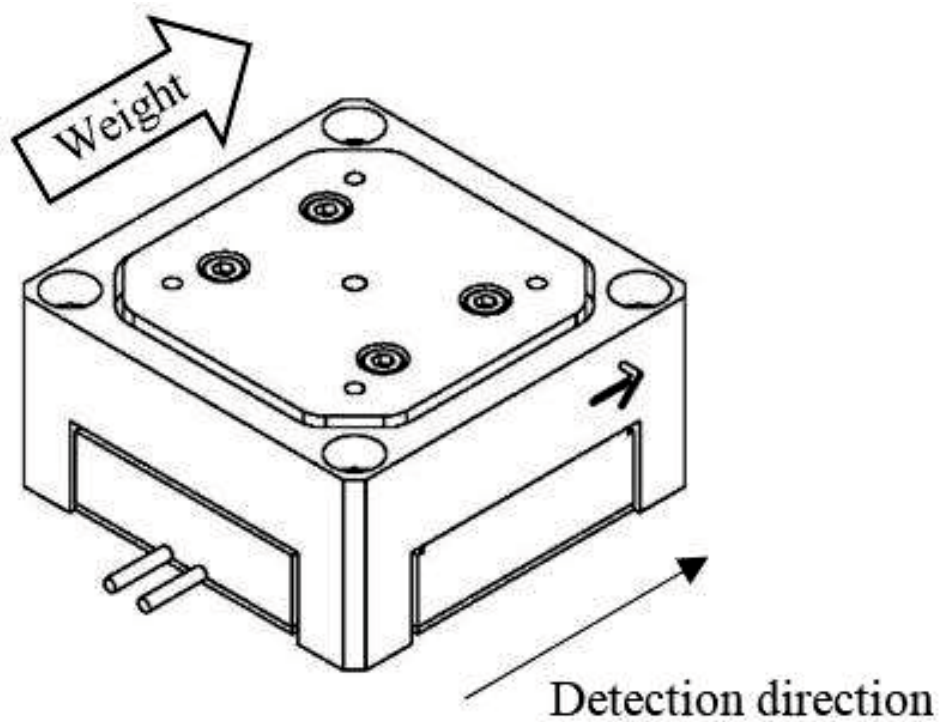


図 2-17 フォースセンサの線形性

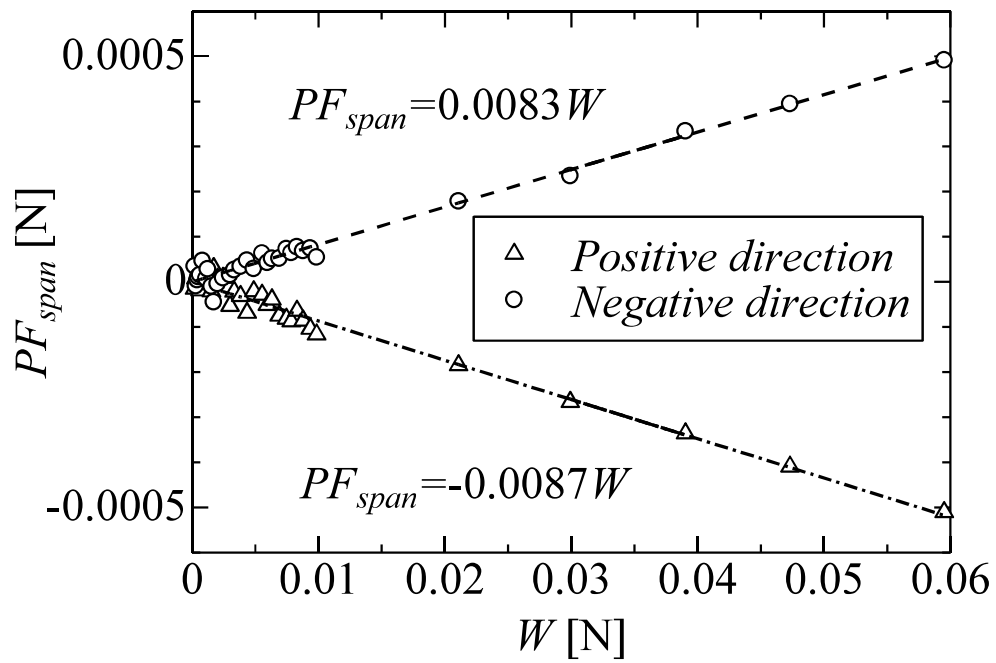
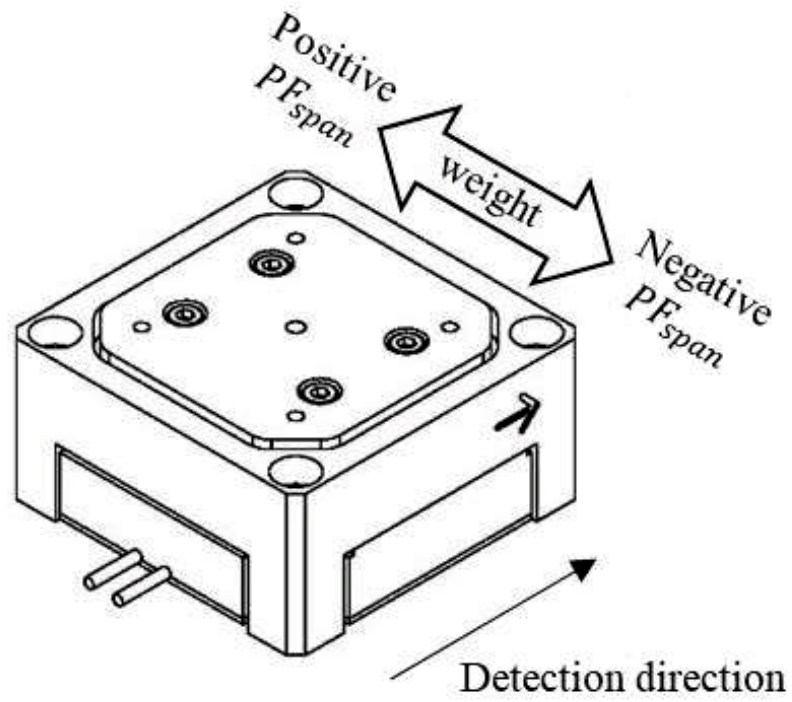


図 2-18 スパン方向の力による擬似的なせん断力 PF_{span}

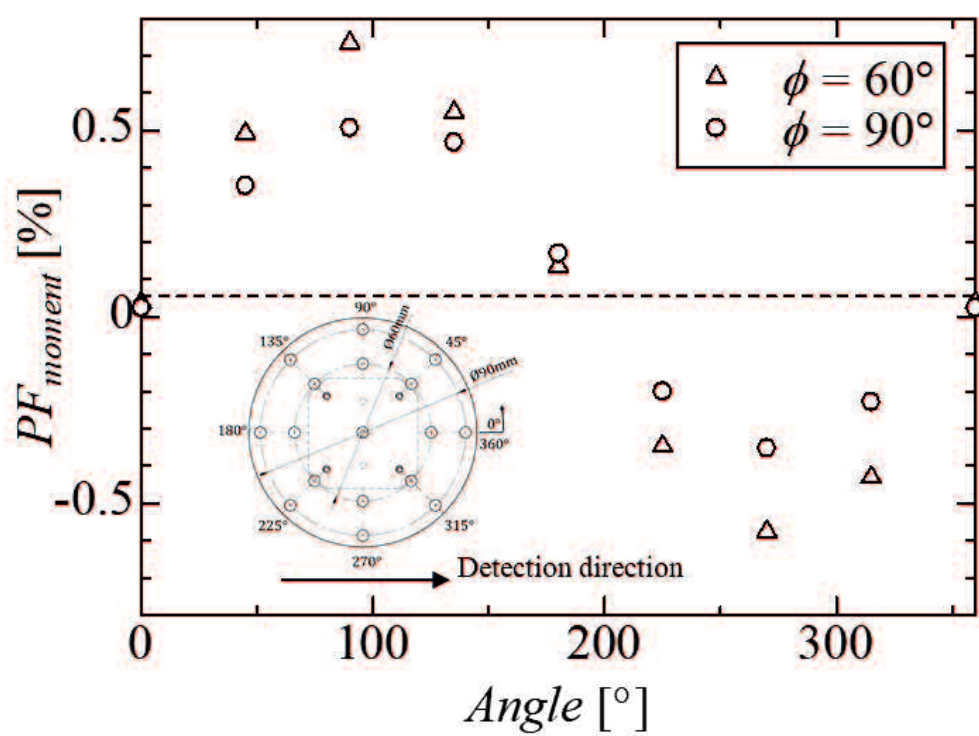
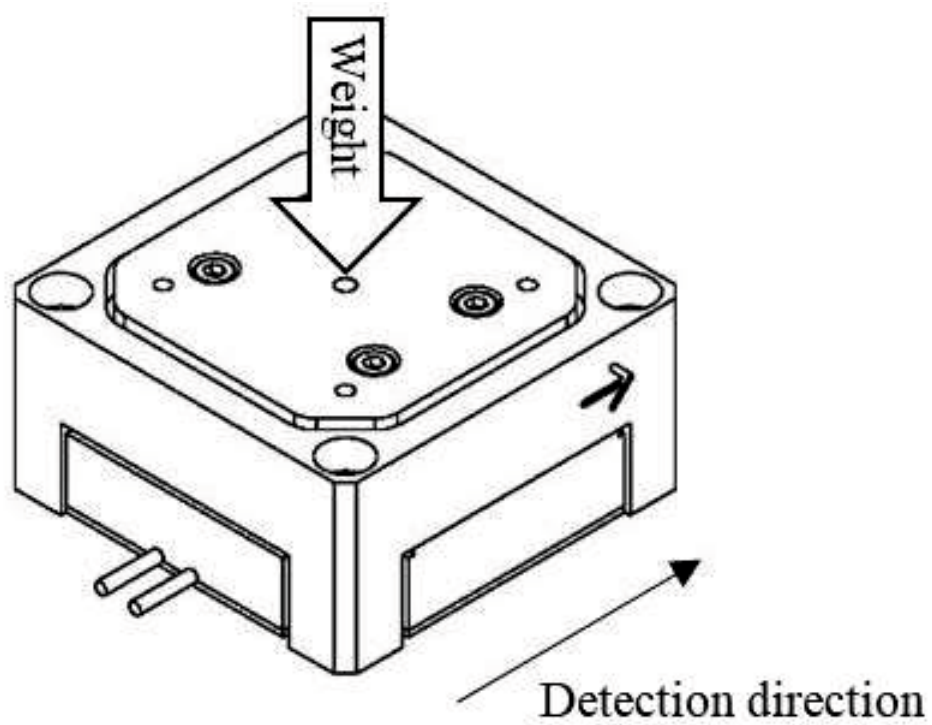


図 2-19 モーメントによる擬似的なせん断力 PF_{moment}

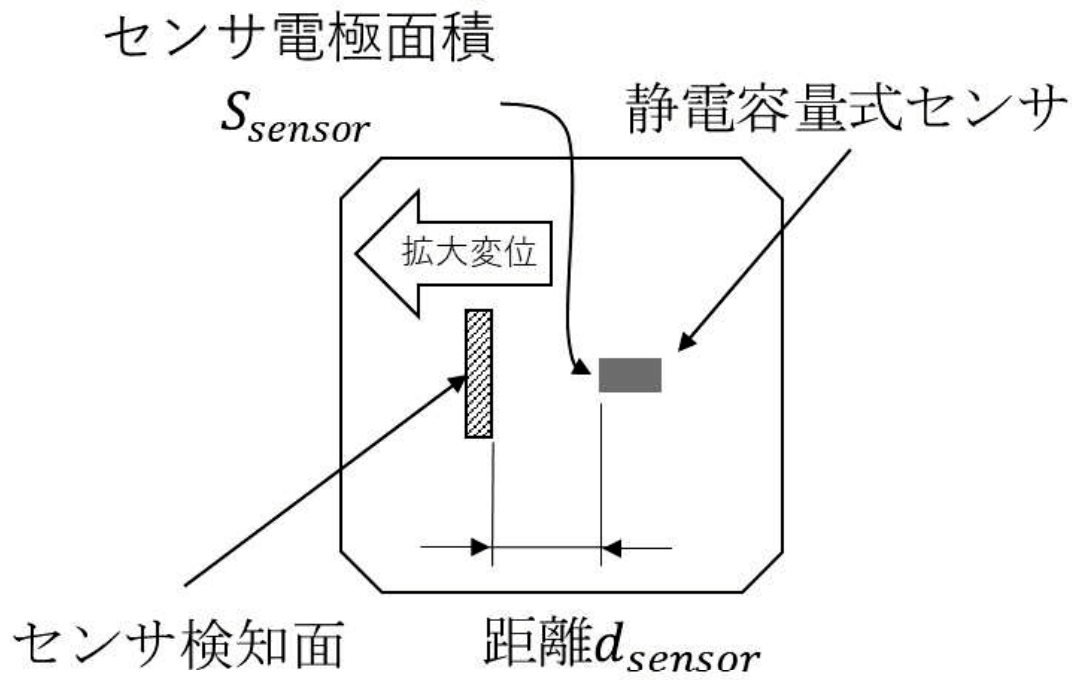


図 2-20 静電容量式センサ周辺の模式図

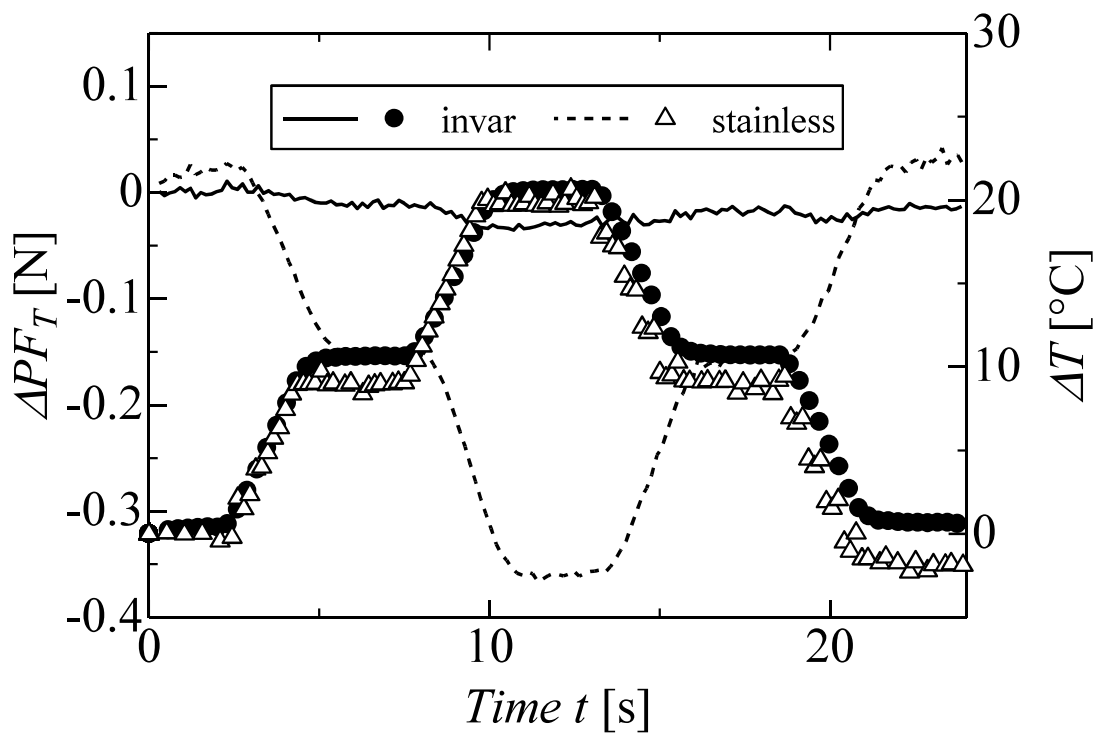


図 2-21 温度変化による擬似的なせん断力 ΔPF_{ε}

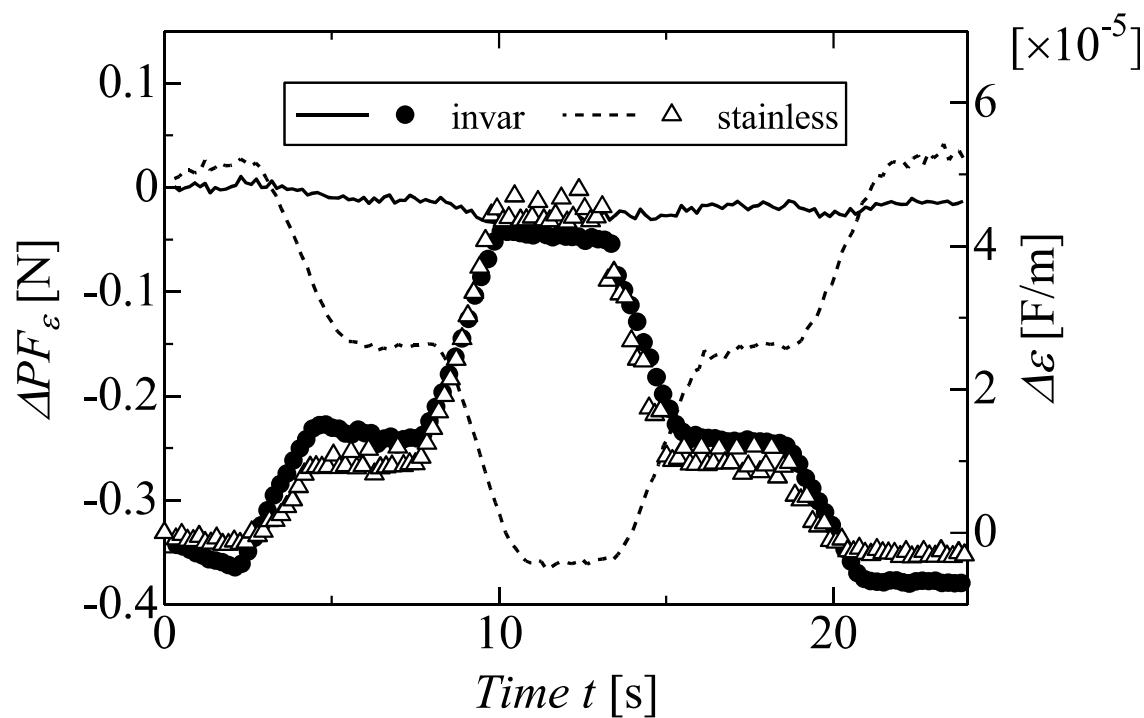


図 2-22 誘電率変化による擬似的なせん断力 ΔPF_ε

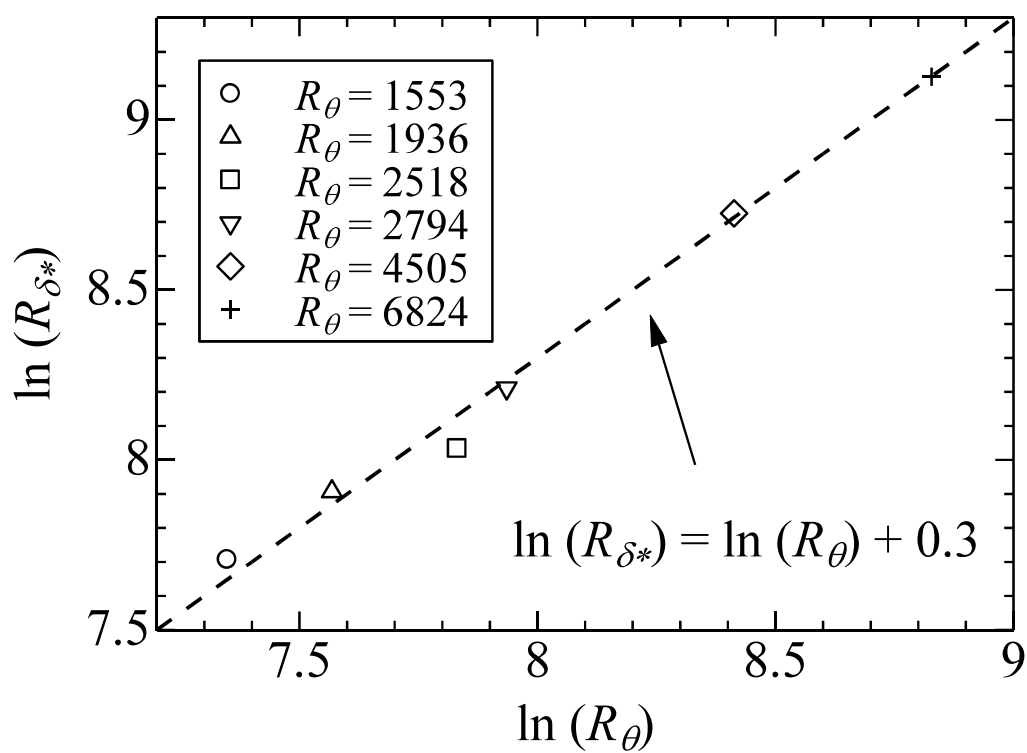


図 2-23 R_{δ^*} と R_θ の関係

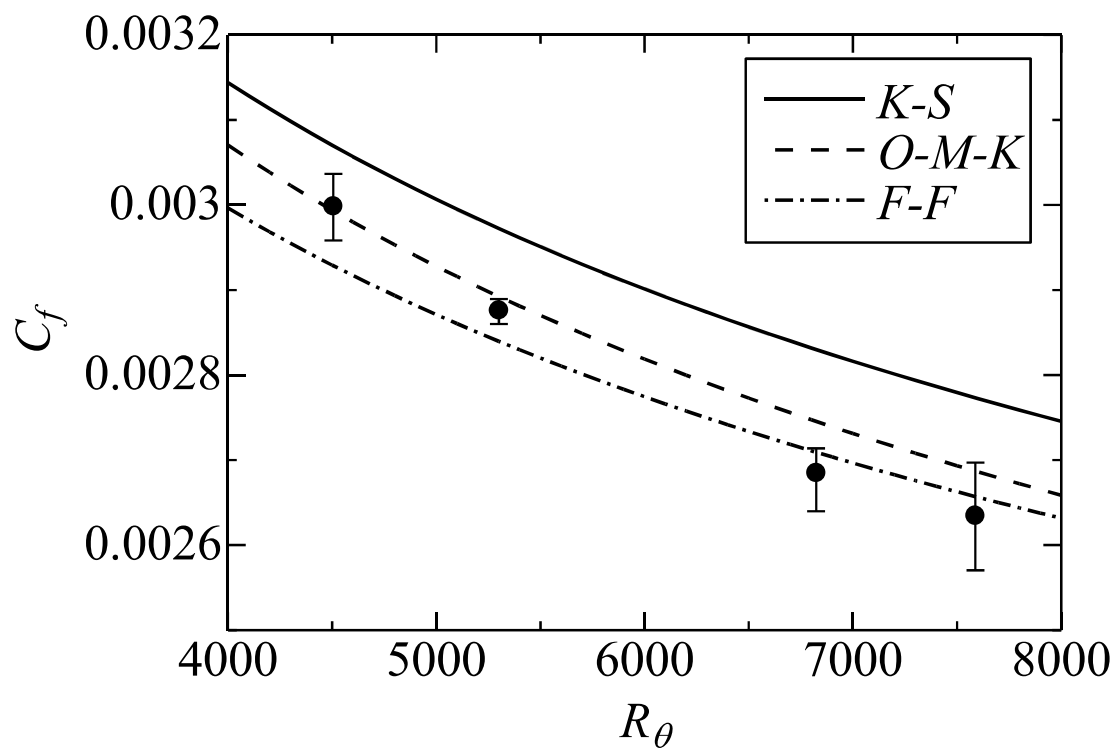


図 2-24 局所摩擦抵抗係数 C_f

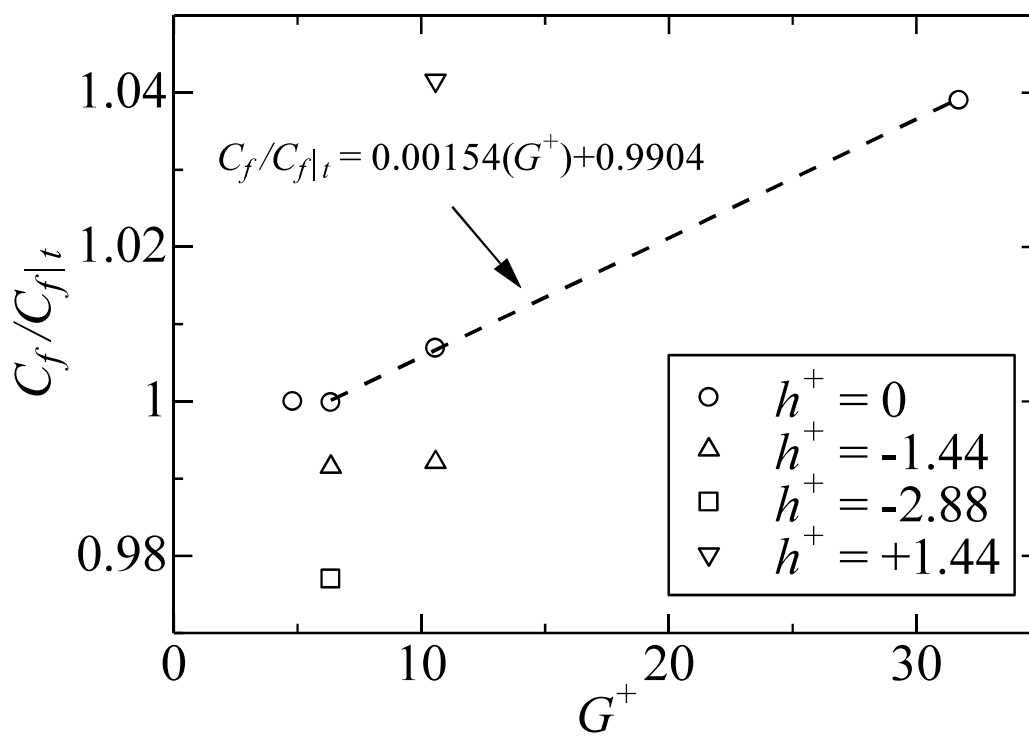


図 2-25 ギャップ寸法 G の局所摩擦抵抗係数 C_f への影響

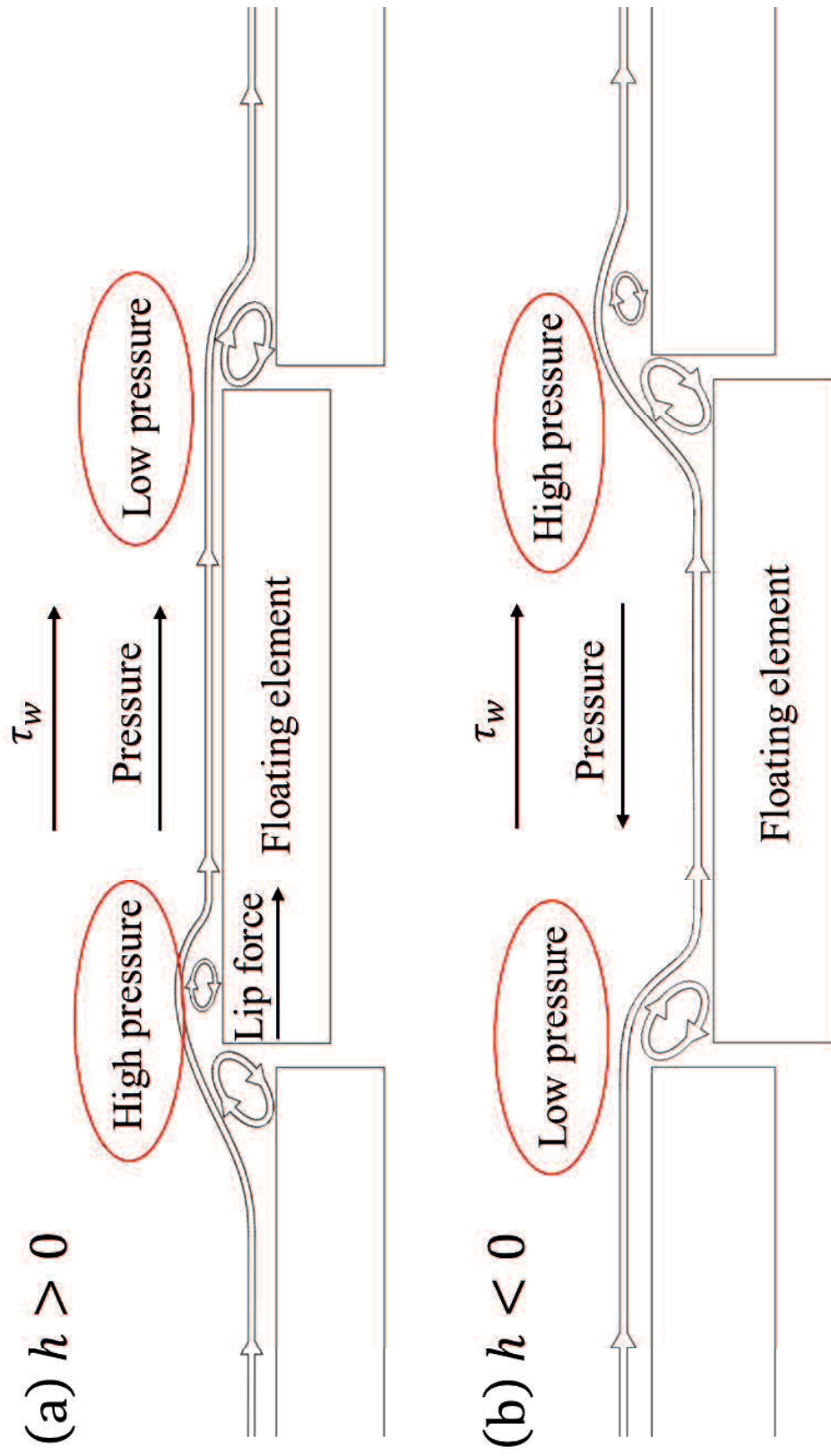


図 2-26 浮動辺要素周辺の流れの予想

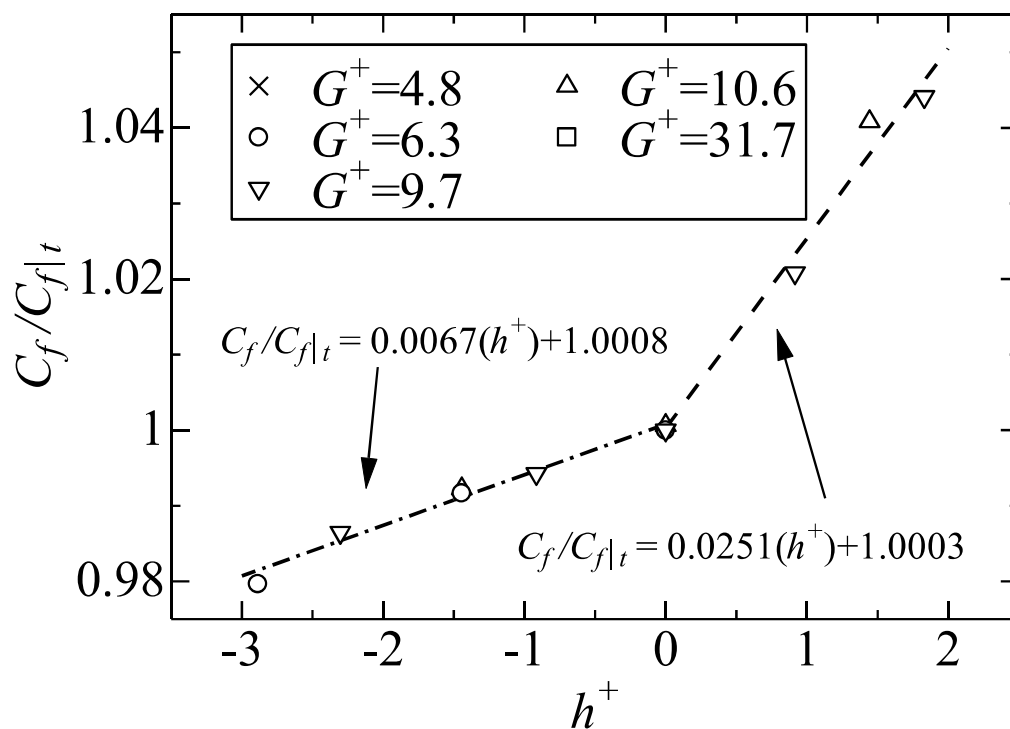


図 2-27 ミスアライメント寸法 h の局所摩擦抵抗係数 C_f への影響

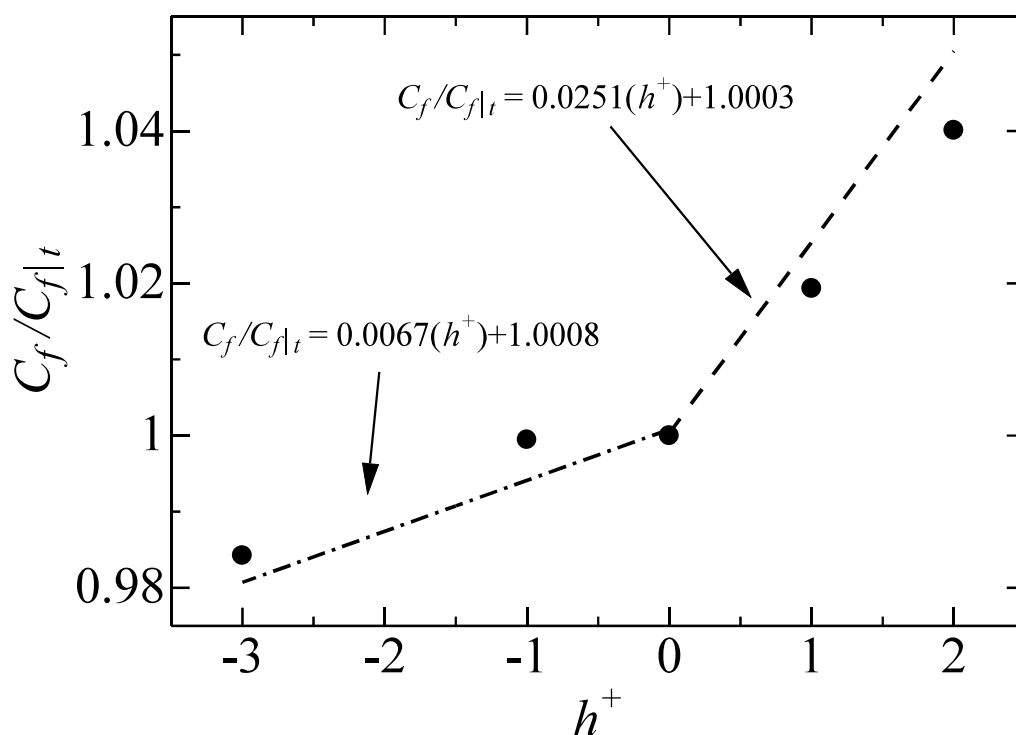


図 2-28 円形測定面のミスアライメント寸法 h の局所摩擦抵抗係数 C_f への影響

表 2-2 不確かさ解析におけるバジェットシート

	symbol	Source of Uncertainty	value x_i	units	Probability Distribution	Divisor	Sensitivity Coefficient c_i	standard uncertainty $u(x_i)$	Ratio to total [%]
shear stress F [N]	$F_{variation}$	variation	3.42E-04	N	normal	1	1	3.42E-04	78.39
	$F_{limitality}$	liniality	4.08E-05	V/N	normal	1	0.325	1.33E-05	0.12
	h	misagliment	0.5	μm	Rectangular	$\sqrt{3}$	0.0067	1.33E-04	11.88
	G	gap size	0.5	μm	Rectangular	$\sqrt{3}$	0.0015	5.42E-05	1.96
	PF_{span}	span force	5.91E-03	N	Rectangular	$\sqrt{3}$	0.735	2.51E-05	0.42
	PF_{moment}	moment force	5.91E-03	N	Rectangular	$\sqrt{3}$	0.0087	2.97E-05	0.59
	PF_{ε}	permittivity	3.84E-07	F/m	Rectangular	$\sqrt{3}$	449.1	9.96E-05	6.64
Combined Standard Uncertainty $u_c(F)$ [N]									100.00
Relative Standard Uncertainty $u_R(F)$ [%]									0.65

3. 零圧力勾配下の滑面乱流境界層

3.1 緒言

本章では、リブレット面における壁面せん断応力や速度分布などの比較対象となる零圧力勾配下の滑面乱流境界層を、第 2 章で開発した壁面せん断応力直接測定装置と熱線流速計を用いて計測した結果を報告する。

零圧力勾配下の滑面乱流境界層は標準的な流れ場である。そのためリブレットなどの非滑面の流れ場や、圧力勾配下の流れ場の比較対象となる。滑面乱流境界層の流れ場はこれまで様々な研究者によって壁面せん断応力及び乱流量のデータが取得されてきた。一方、それらのデータは主に $R_\theta > 10000$ の高レイノルズ数で実施され、円管流(Zagarola and Smits, 1998; McKeon, 2003)やチャネル流(Zanoun, 2003)といった内部流、平板乱流境界層などの外部流(Österlund, 1999; Nagib et al., 2004), 実験方法は DNS などの数値解析や風洞実験、流体は空気、水、オイルといったように様々であり、計測結果は必ずしも整合性が取れているとは言えない。この原因に、境界層における複雑なレイノルズ数依存性、壁面せん断応力計測方法などが考えられる。

滑面乱流境界層においては、壁面せん断応力と速度分布との間に壁法則と呼ばれる局所相似性の成立が知られており(Marusic et al., 2010)が、低レイノルズ数 ($R_\theta < 5000$) では粘性力の影響が顕著になり、相似則や粘性底層に影響を与えることが知られている(Erm and Joubert, 1991; Ching et al., 1995; Fernholz and Finley, 1996)。そのため、低レイノルズ数において、間接測定法を用いることはできない。また高レイノルズ数であっても、相似性を用いて壁面せん断応力を計測する間接測定法を、相似性の可否が目的となる議論に用いることには疑問が残る。そのため、壁面せん断応力を速度分布とは独立して計測し、速度分布を粘性底層まで計測して、零圧力勾配下の滑面乱流境界層を定義することが重要である。

そこで本研究では $1553 < R_\theta < 6823$ の流れ場において、第 2 章で開発した壁面せん断応力直接測定装置を用いて、壁面せん断応力を相似性の成立を仮定せず計測する。また速度分布を高い空間分解能を有する熱線流速計を用いて速度分布を計測し、壁法則などの相似則のレイノルズ数依存性について調査を行う。高精度なデータ計測と詳細な議論により、リブレット面上の流れの比較対象となる零圧力勾配下の滑面乱流境界層を厳密に定義する。

3.2 実験装置

3.2.1 山口大学風洞

低レイノルズ数の流れ場として、山口大学の吹き出し式エッフェル型低速境

界層用風洞（YU 風洞）を用いた。図 3-1 に YU 風洞の全体図を示す。この風洞は電動機部、送風機部、拡大部、整流部、絞り部、測定部より構成される、全長 12.84 m の吹き出し式エッフェル型低速境界層用風洞である。電動機部は㈱東芝製 EC モーター ECM-DBK である。送風機はシロッコ式ファンを用いており、㈱二幸送風機シロッコ式ファン SC-5 であり、回転数 575 rpm、温度 20 °C のとき風量 530 m³/min、静圧 40 mmAq、軸馬力 11 kW である。シロッコ式ファンの入り口には流入空気清浄化のためのダストカバーが取り付けつけられている。また、送風機出口直後に防振ゴムを挟み、長さ 300 mm の平行部を設け、その内部に翼型に整形した案内羽根を格子状に取り付けることにより、送風機からの偏流が抑制されている。拡大部は入り口断面 760×610 mm、出口断面 915×1275 mm で、流れ方向に対して高さ方向に 12°、幅方向に 7°の拡がり角を持たせてあり、内部には翼型に整形した案内羽根を 3 枚縦方向に設置している。拡大部及び整流部、絞り部の各接合部には、主流の非一様性の除去及び主流乱れの減衰のために開口比 0.58 の整流金網を合計 8 枚設置している。整流部は内部の断面全体にコアの対角線長さが 13 mm のハニカムコアを設置している。絞り部は入り口断面 1600×915 mm、出口断面 400×915 mm で絞り比 4:1 の二次元絞りである。平板前縁の剥離防止と一様性の確保のため、絞り部出口には長さ 200 mm の平行部及び 5 枚に分割されたフラップを取り付けている。予備実験によりフラップの角度は下流に向かって右から 40°、38°、38°、38°、31°に設定した。

図 3-2 に YU 風洞の測定部を示す。測定平板は 6000 mm で、2000 × 910 × 10 mm のベークライト板 3 枚から構成される。ベークライトを用いた理由は熱伝導率が $\lambda = 0.21 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ とアルミニウム ($\lambda = 204 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$) 等と比較すると低いため熱線流速計による流速測定に影響を与えにくく、アクリルなどに比べ耐熱性があるからである。平板間の接合部は、流れに影響を及ぼさないように油粘土を用いてなめらかに仕上げた。また平板は風洞部床面で発生した境界層及び絞り部で発生する可能性のあるゲルトラー渦を除去するために、風土出口部より 50 mm 高い位置に設置している。平板表面には壁面静圧を得るための静圧孔が測定平板の中心軸を対称 ($z = \pm 250 \text{ mm}$ の直線上) に測定平板前縁から $x = 100 \text{ mm}$ 及び $215n + 450 \text{ mm} (n = 1, 2, \dots, 25)$ の計 54 箇所開けている。

図 3-3 はトリッピングワイヤ及び測定平板前縁形状を示す。前縁部には、先端部における剥離防止のために長楕円形状に加工された $30 \times 10 \text{ mm}$ のアルミニウム性 L 字アングルを用いている。十分に発達した境界層を得るために、トリッピングワイヤを設けている。トリッピングワイヤは直径 $d_t = \phi 1.2 \text{ mm}$ のステンレス管を平板前縁からの距離 $x = 150 \text{ mm}$ に設置した。なお、トリッピングワイヤ直径 d_t に基づくレイノルズ数はトリッピングワイヤ取り付け位置における主流速度 $U_0 \text{ [m/s]}$ 、空気の動粘度 $\nu \text{ [Pa}\cdot\text{s]}$ を用いて $U_0 d_t / \nu = 960$ となっている。

側壁板は透明アクリル樹脂板で開閉可能である。

測定部の屋根には、測定機器を流れ方向に移動させるため、スパン方向中心位置に 20 mm の隙間を保ちつつ、左右に計 34 枚の厚さ 5 mm のアクリル樹脂板を流れ方向に設置してある。測定時には中央の隙間はゴム板によって塞いでいる。これらの屋根の高さは支持しているネジ棒により高さ方向に調節可能で、測定洞全域にわたり零圧力勾配を達成している。壁面せん断応力直接測定装置設置部は乱流境界層が十分発達した $x = 1350$ mm に設け、風洞の負荷に余裕があり、乱流境界層に十分遷移する $U_0 = 8 \sim 12$ m/s で実験を行った。表 3-1 に YU 風洞の $x = 1350$ mm における境界層内の主なスケールを示す。

3.2.2 JAXA 風洞

高レイノルズ数の流れ場として、2.2.1 項で述べた宇宙航空研究開発機構調布航空宇宙センターのゲッチング型ゲッチングの小型低乱風洞 (JAXA) を用いた。乱流境界層が十分に発達した $x = 800$ mm において壁面せん断応力測定を行った。表 3-2 に JAXA 風洞の $x = 800$ mm における境界層内の主なスケールを示す。

3.2.3 速度分布計測

速度分布計測には 2.2.2 項で述べたピトーレイクと、定温度型熱線流速計を用いた。図 3-4 に本研究で用いた定温度型熱線流速計の I 型熱線プローブを示す。I 型熱線プローブは 0.13 mm のステンレス製サポート部を持ち、直径 $d_{hot-wire} = 3.1 \mu\text{m}$ のタングステン線にメッキ処理を施し、サポート部に溶接している。センサ間隔 $L_{hot-wire} = 1$ mm、センサ長 $l_{hot-wire} = 0.5$ mm である。アスペクト比 $l_{hot-wire}/d_{hot-wire} = 161$ であり、空間分解能を確保しつつ、周波数応答性を高めている (Ligrani and Bradshaw, 1987)。定温度型熱線流速計は (株) 日本カノマックス Model 1010 を用いた。較正は速度計測の範囲の 5~7 点の流速で 3 次近似を用いた。熱線流速計からの出力は (株) 岩崎通信機 VOAC7602 を用いて、サンプリング周波数 250 kHz で 20 s 間計測した。速度計測における分解能は 7.1×10^{-5} m/s である。主流温度の計測は 2.2.7 項で述べた Sensirion SHT85 を用いて計測し、精度 ± 0.1 °C であった。本研究で用いた風洞はゲッチング型風洞であるが、ラジエターはなく、運転時間とともに気流温度が変化する。熱線流速計の測定原理は加熱されたセンサが流れによって冷却された熱量を計測する。そのため、較正時から気流温度が変化するすると、熱線流速計は擬似的な速度変化をもたらす。そのため、温度補正に式 (3-1) を用いた (van Dijk and Nieuwstadt, 2004)。

$$V = \sqrt{\frac{T_w - T_a}{T_w - T}} V_0 \quad (3-1)$$

ここで、 T_w [°C]は熱線の動作温度、 T_a [°C]は較正時の気流温度、 T [°C]は計測時の気流温度、 V_0 [V]は補償前電圧、 V [V]は補償後電圧である．ここで熱線の動作温度の決定を行う．理科年表 2021 及び、物理学辞典三訂版の金属の電気抵抗値から 27 °C, 300 °C間のセンサに用いたタングステン線の平均温度係数 α は $\alpha = 0.004$ である．I 型熱線プローブの動作時の抵抗値 R_H と冷抵抗値 R_c との関係は、金属の電気抵抗と温度の関係性の式で表され、

$$R_H = R_c \{1 + \alpha(T_w - T_a)\} \quad (3-2)$$

である．本計測では加熱比 $R_H/R_c = 1.5$ に設定したので、熱線の動作温度 T_w は

$$T_w = T_a + \frac{0.5}{\alpha} \quad (3-3)$$

で決定することができる．本研究における熱線流速計測の不確かさは、式 (3-1) による温度補正を考慮すると、0.85%である．

3.2.4 壁面せん断応力計測

壁面せん断応力直接測定装置は第 2 章で開発したものをを用いた．隙間の影響を無視できるようにギャップ寸法 G は $G = 0.06 \sim 0.11$ mm (粘性長さの 6.3 倍以下) とした．滑面ではミスアライメント寸法 h は $h = 0$ μ mに調整した．

3.3 実験結果及び考察

3.3.1 主流速度及び壁面静圧変化

図 3-5 に YU 風洞における、 $x = 1350$ mmにおいて $U_0 = 12$ m/sにおける壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化を示す．壁面静圧係数 C_p は $500 < x$ [mm] < 4000において一定となっている． x [mm] > 4000においては風洞出口が大気開放であり、ディフューザ部の影響で C_p は低下している．直接測定装置測定部においては $C_p = 0.36$ の零圧力勾配領域である．

図 3-6 に YU 風洞における、 $x = 1350$ mmにおいて $U_0 = 12$ m/sにおける主流速度の流れ方向変化を示す．縦軸は各点における主流速度 U_0 [m/s]を、 $x = 1350$ mmの主流速度 $U_{0, x=1350}$ で無次元化している． $0 < x$ [mm] < 3500において、

主流速度のばらつきは0.5%以下である。

図 3-7 に JAXA における，壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化を示す．壁面静圧係数 C_p は $400 < x [\text{mm}] < 1000$ において一定となっている．直接測定設置部において， $C_p = -0.045$ の零圧力勾配領域である．

図 3-8 に JAXA における，主流速度の流れ方向変化を示す．縦軸は各点における主流速度 U_0 を， $x = 800 \text{ mm}$ の主流速度 $U_{0, x=800}$ で無次元化している． $300 < x < 1000$ において，主流速度のばらつきは0.3%以下である．

3.3.2 局所摩擦抵抗係数 C_f

図 3-9 にそれぞれの流れ場において，壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測した局所摩擦抵抗係数 C_f を示す．参考のため 2.3.6 項で述べた半経験式である K-S 式，O-M-K 式，F-F 式を実線，破線，一点鎖線で示している．エラーバーは壁面せん断応力測定を 15 回行った際のばらつきを示している．滑面においては $R_\theta > 5500$ で F-F 式に， $R_\theta < 5500$ で O-M-K 式に漸近している．K-S 式は計測値に対して，壁面せん断応力が大きく見積もられている．これはレイノルズ数の影響を受けていると考えられる．よって，次項以降，YU 風洞と JAXA 風洞の $1553 < R_\theta < 6823$ の流れ場を用いて，レイノルズ数の差による影響を調査する．

3.3.3 平均速度分布

図 3-10 に熱線流速計を用いて計測した平均速度分布を示す．無次元化のために必要な壁面せん断応力は壁面せん断応力直接測定装置で計測した値を用いた．図中実線は粘性底層における速度法則 $U^+ = y^+$ と式 (2-8) で示される対数法則である．対数法則におけるカルマン定数 κ は長年 $\kappa = 0.41$ が用いられてきた．しかし熱線流速計の小型化，オイルフィルム法など高精度な壁面せん断応力の計測により，十分に発達した($R_\theta > 10000$)零圧力勾配領域の滑面乱流境界層では $\kappa = 0.384$ ， $C_{log} = 4.1$ であると報告されており，図中実線は $\kappa = 0.384$ を用いた(Nagib and Chauhan, 2008; Österlund, 1999)．

カルマン定数 κ を定めるには，平均速度分布から対数領域を定める必要がある．対数領域を定めるための指標関数は式 (3-4) を用いて，微分値が一定である領域を対数領域と定める方法と，式 (3-5) を用いて， κ を変化させて，対数法則の切片 C_{log} が一定値を取る領域を対数領域と定める方法 (Österlund et al., 2000) がある．

$$\Psi(y^+) = y^+ \frac{dU^+}{dy^+} \quad (3-4)$$

$$\varepsilon(y^+) = U^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) \quad (3-5)$$

式 (3-4) を用いることによる実験値のばらつきが離散値の微分誤差に影響することを避けるため、本研究では式 (3-5) を用いる方法を採用した。式 (3-5) を用いる方法においては結果が一定とみなせるばらつき範囲の検討が課題となる。壁面せん断応力直接測定装置の不確かさは0.65%, 熱線流速計による平均速度分布の計測の不確かさは、適切な較正及び温度補正をすると2%以下であると報告されている(Yavuzkurt, 1984)。以上より、包含係数を $k = 2$ として求めた拡張不確かさで、約95%の信頼の水準を持つと推定される $\pm 2.1\%$ の領域を対数領域とした。図 3-11 に指標関数 $\varepsilon(y^+)$ を用いて定めた対数領域を示す。また図 3-12 に対数領域周辺の平均速度分布を示す。対数法則部におけるカルマン定数 κ と切片 C_{log} は表 3-3 に示す。 R_θ が小さくなるほど、 κ は大きくなり、 C_{log} も増加する傾向にあることが分かる。

続いて対数法則の各係数について考察を行う。外層における速度分布は後流パラメータ Π を用いて、対数法則から外層を後流関数 $W(y/\delta)$ で表現されると仮定し、式 (3-6) が提案されている(Coles, 1956)。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_{log} + \frac{\Pi}{\kappa} W\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (3-6)$$

そのため、後流関数 $W(y/\delta)$ は式 (3-7) のように求めることができる。

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{\kappa}{\Pi} \left\{ U^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) - C_{log} \right\} \quad (3-7)$$

図 3-13 に後流関数 $W(y/\delta)$ を示す。図中実線は Coles が多くの滑面乱流境界層の結果を整理して得た分布であり、式 (3-8) で表される。

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = 1 - \cos\left(\frac{\pi y}{\delta}\right) \quad (3-8)$$

図 3-13 から後流関数が R_θ に対して依存性があることが示されている。特に対数法則部と後流部の接続部近傍である $y/\delta < 0.5$ で R_θ が小さいほど分布が下方にシフトしていることが確認できる。これは粘性による効果が強く現れたためであると考えられる。

次に粘性底層厚さ $\delta_{viscous}$ について考える．粘性底層厚さを古典的な方法に基づき，線形速度分布（式（2-7））と対数法則（式（2-8））の交点として定義する．それぞれの粘性底層厚さ $\delta_{viscous}$ を求めると表 3-3 となる．レイノルズ数が小さくなるほど粘性底層が厚く傾向にあることが分かる．

後流関数 $W(y/\delta)$ と粘性底層厚さ $\delta_{viscous}$ の評価から，低レイノルズ数では，慣性力と比較して粘性力の支配が相対的に大きく，外層に粘性応力の影響が残っており，対数法則と後流部の接続部が低下し，粘性底層厚さが増加することが分かる．これにより低レイノルズ数では，対数法則の傾きが緩やかになるため，カルマン定数 κ は増加し，切片 C_{log} も増加していると考えられる．

式（3-6）中の Π は後流パラメータと呼ばれ，後流速度成分の最大値と対数法則との最大の差を示す後流強さ $\Delta U_0/u_\tau$ との間に式（3-9）に示す関係があり，乱流境界層の発達程度や圧力勾配を示すパラメータである．

$$\Pi = \frac{\kappa \Delta U_0}{2 u_\tau} \quad (3-9)$$

図 3-14 に後流パラメータ Π を示す．図中実線は Coles の式であり，高レイノルズ数で Π は 0.62 に漸近することを示している(Coles, 1987)．

$$\Pi = 0.62 - 1.21 \exp\left(\frac{-\delta^+}{290}\right) \quad (3-10)$$

本計測結果は，Coles の式と概ね一致している．

3.3.4 速度欠損則

図 3-15 に外層に関するパラメータで無次元化した平均速度分布，すなわち速度欠損則を示す．また図 3-16 に対数領域周辺の速度欠損則を示す．対数法則より求めたカルマン定数 κ を用いて切片 D_{defect} を算出した．切片 D_{defect} を表 3-3 に示す．図 3-16 より，対数法則の終わり位置で R_θ が小さくなるほど，下方にシフトしていることが分かる．これは速度欠損量が増加したことを意味し，外層にも粘性応力の影響が残っていることが分かる．

3.3.5 対数法則及び速度欠損則の係数 κ ， C_{log} ， D_{defect} ， Π のそれぞれの関係

辻ら(Tsuiji et al., 2021)は 3.3.3 項，3.3.4 項で述べた平均速度分布及び速度欠損則の係数であるカルマン定数 κ ，対数法則の切片 C_{log} ，速度欠損則の切片 D_{defect} ，後流パラメータ Π には相関があり，平均速度分布の普遍性を調べる上で有意な情

報であるとしている． κ と C_{log} の関係は

$$C_{log} = -6.9 \left(\frac{1}{\kappa} \right) + 22.15 \quad (3-11)$$

であり， κD と Π の関係は

$$D_{defect} = \frac{2\Pi}{\kappa} - \frac{\ln(4.0)}{\kappa} + 0.01U_0^+ \cong \frac{2\Pi}{\kappa} - \frac{\ln(4.0)}{\kappa} \quad (3-12)$$

$$\therefore \kappa D_{defect} \cong 2\Pi - \ln(4.0) \quad (3-13)$$

であると実験データから導き出している．図 3-17 に κ と C_{log} の関係を，図 3-18 に κD_{defect} と Π の関係を示す．図 3-17 より本研究では， κ に対して， C_{log} が小さく見積もられている．図 3-18 より，式 (3-13) とは傾きが異なる．式 (3-13) は κD_{defect} が Π にのみ依存することを示しているが，亀田ら(Kameda et al., 2008)は

$$D_{defect} \cong \frac{2\Pi}{\kappa} - \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{1 + \Pi}{\kappa} \right) \quad (3-14)$$

$$\therefore \kappa D_{defect} \cong 2\Pi - \ln \left(\frac{1 + \Pi}{\kappa} \right) \quad (3-15)$$

と κD_{defect} が Π と κ に依存する式を提案している．図 3-18 には低レイノルズ数として $R_\theta = 1533$ の $\kappa = 0.411$ ，高レイノルズ数として $R_\theta = 6824$ の $\kappa = 0.384$ を用いて式 (3-15) を描写しているが， κ が小さくなるにつれ，下方にシフトし，本結果を良好に表せる．したがって， κD_{defect} は Π だけでなく， κ にも影響を受けることに留意すべきである．このように，低レイノルズ数では，各種パラメータが粘性の影響を受けるが，それぞれが相互に関連していることが分かる．

3.3.6 壁面せん断応力の陽的表現

2.3.6 項より，式 (2-15) で示される Fernholz-Finley の式 (F-F 式) は対数法則と速度欠損則が成立するとして算出され (Fernholz and Finley, 1996)，その定数 F_{F-F} は $F_{F-F} \cong (0.3/\kappa) + C_{log} + D_{defect}$ と対数法則と速度欠損則の定数を用いて表されることが分かった．

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + F_{F-F} \right]^{-2} \quad (\text{再 2-15})$$

そして, Fernholz らは対数法則も速度欠損則もレイノルズ数依存性がないことを前提とし, $\kappa = 0.40$, $F_{F-F} = 5.1$ を提案している.

しかしながら, 3.3.3 項と 3.3.4 項, 3.3.5 項より, F-F 式に関連する κ , C , D_{defect} にはレイノルズ数依存性があることがわかった. F-F 式で κ が増加すると, $C_{f,F-F}$ は増加傾向に, C_{log} 及び D_{defect} が増加すると, $C_{f,F-F}$ は減少傾向にある. そこで $C_{f,F-F}$ に対する κ , C_{log} , D_{defect} の感度を調査する. κ に対する感度は式 (2-15) を κ で偏微分することで,

$$\frac{\partial C_{f,F-F}}{\partial \kappa} = -4 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + \frac{0.3}{\kappa} + C_{log} + D_{defect} \right]^{-3} \cdot \left(-\frac{\ln(R_\theta)}{\kappa^2} - \frac{0.3}{\kappa^2} \right) \quad (3-16)$$

となる. C に対する感度は式 (2-15) を C_{log} で偏微分することで,

$$\frac{\partial C_{f,F-F}}{\partial C_{log}} = -4 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + \frac{0.3}{\kappa} + C_{log} + D_{defect} \right]^{-3} \quad (3-17)$$

となる. D_{defect} に対する感度は式 (2-15) を D_{defect} で偏微分することで,

$$\frac{\partial C_{f,F-F}}{\partial D_{defect}} = -4 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + \frac{0.3}{\kappa} + C_{log} + D_{defect} \right]^{-3} \quad (3-18)$$

となる. $1553 < R_\theta < 6823$ であり, κ の変化オーダは $0.384 \sim 0.41$ の $O(10^{-3})$, C_{log} の変化オーダは $3.8 \sim 5.0$ の $O(10^0)$, D_{defect} の変化オーダは $-0.75 \sim -0.51$ の $O(10^{-1})$ を考慮しても, F-F 式における感度は $\kappa > C_{log} > D_{defect}$ である. 低レイノルズ数として $R_\theta = 1533$ の $\kappa = 0.411$, 高レイノルズ数として $R_\theta = 6824$ の $\kappa = 0.384$ を用いて, レイノルズ数依存性を考慮して F-F 式を図 3-19 に描写した. 低レイノルズ数で κ の増加の影響を受け, $C_{f,F-F}$ が増加傾向することは, 壁面せん断応力直接測定装置で計測した局所摩擦抵抗係数 C_f と同様であり, $R_\theta < 6000$ では O-M-K 式に漸近する. O-M-K 式は $R_\theta < 6000$ の低レイノルズ数領域において, 壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測された実測値に基づいて提案されており, この傾向は納得できる.

3.4 結言

$1553 < R_\theta < 6823$ の零圧力勾配下の滑面乱流境界層において、壁面せん断応力を直接計測し、平均速度分布、速度欠損則に関するパラメータについて調査を行った。以下に得られた知見を述べる。

低レイノルズ数では、慣性力と比較して粘性力の支配が相対的に大きく、外層にも粘性応力の影響が存在し、後流関数 $W(y/\delta)$ と対数法則部の接続が低下していること、粘性底層が厚くなっていることにより、平均速度分布において、 R_θ が小さくなるほど、カルマン定数 κ は大きくなり、対数法則の切片 C_{log} も増加する傾向にあった。これは速度欠損則からも明らかであり、 R_θ が小さくなるほど、対数法則成立の上端位置で速度欠損量が大きい。平均速度分布及び速度欠損則の係数であるカルマン定数 κ 、対数法則の切片 C_{log} 、速度欠損則の切片 D_{defect} 、後流パラメータ Π は低レイノルズ数で粘性の影響を受けるが、それぞれが相互に関連している。壁面せん断応力直接測定装置で計測した局所摩擦抵抗係数 C_f はカルマン定数 κ の変化を大きく受け、低レイノルズ数で O-M-K 式に、高レイノルズ数で Fernholz らの提案する定数の F-F 式に漸近した。

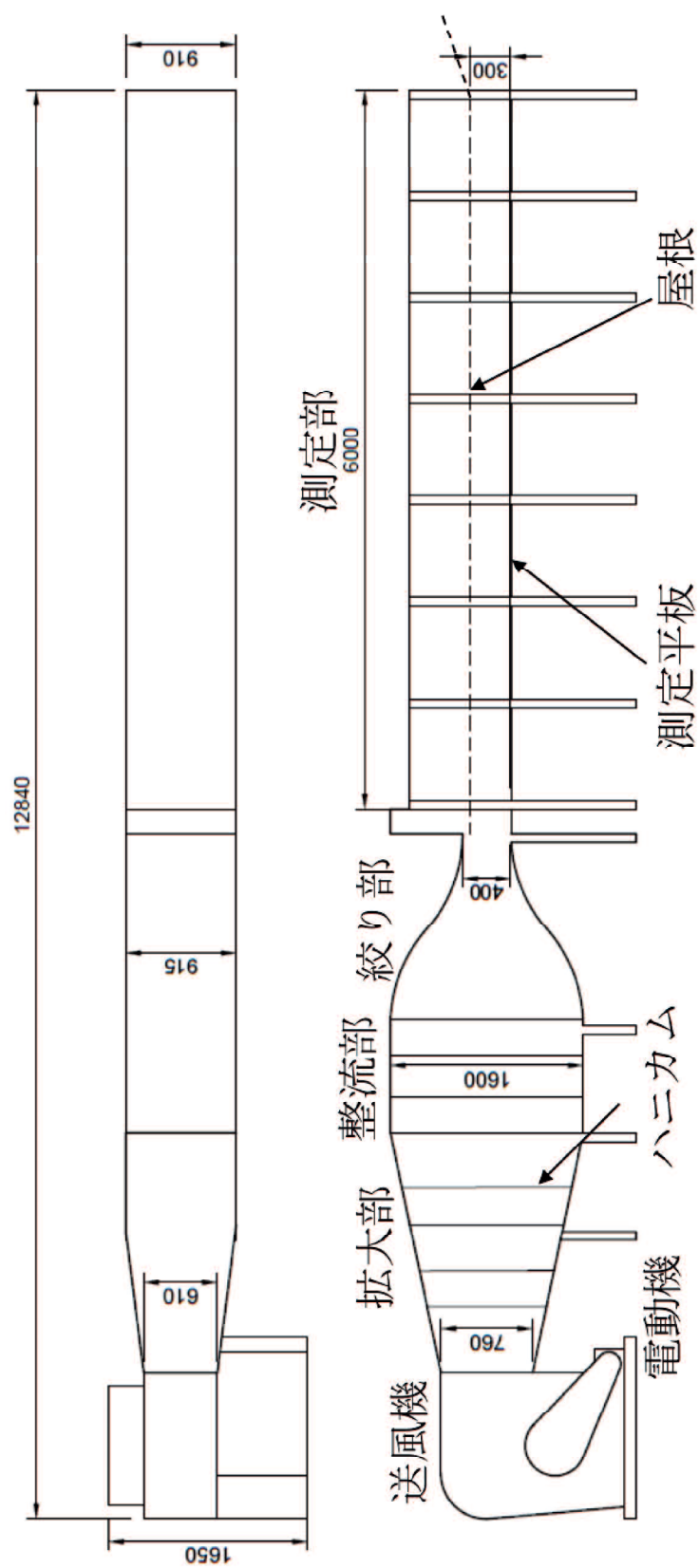


図 3-1 YU 風洞全体図

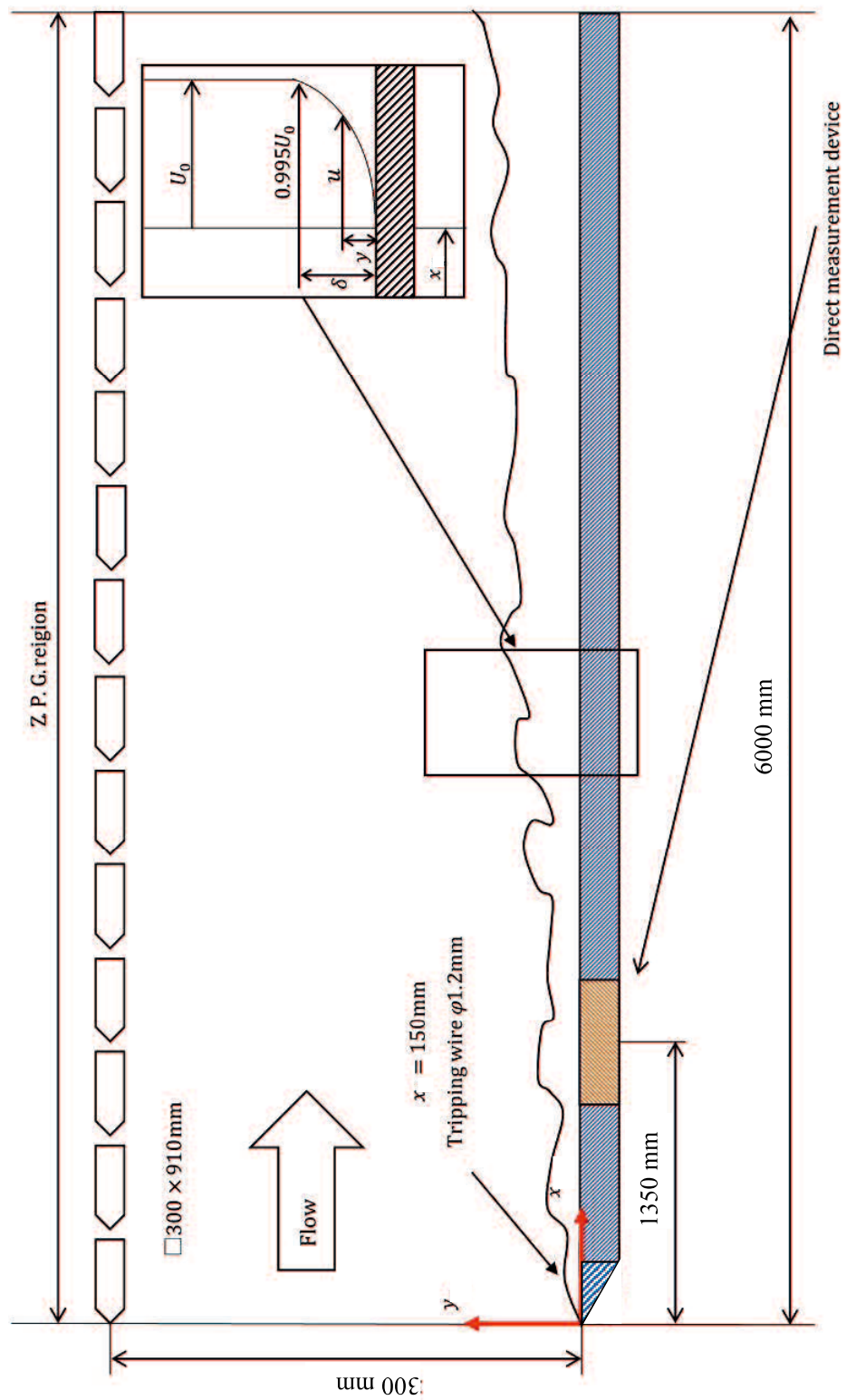
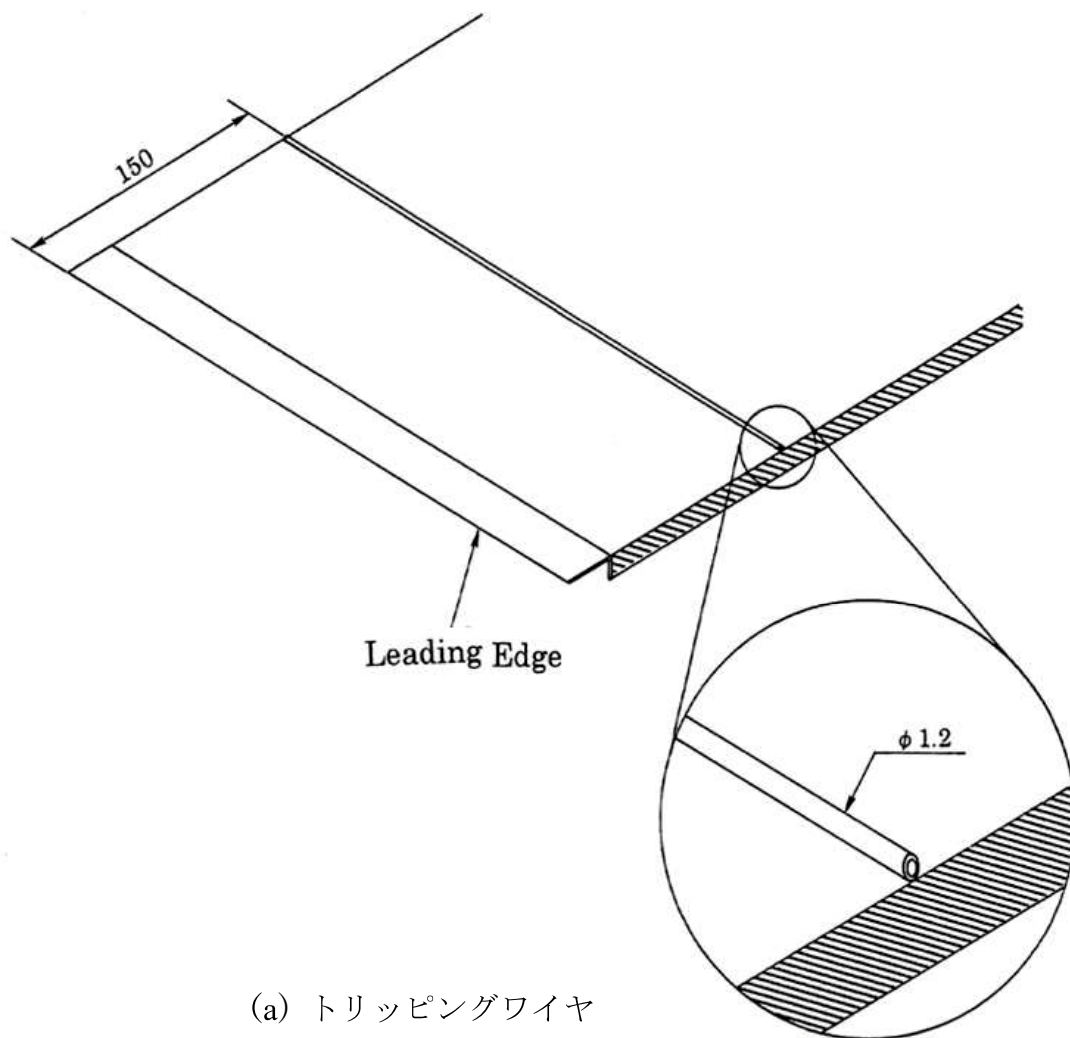
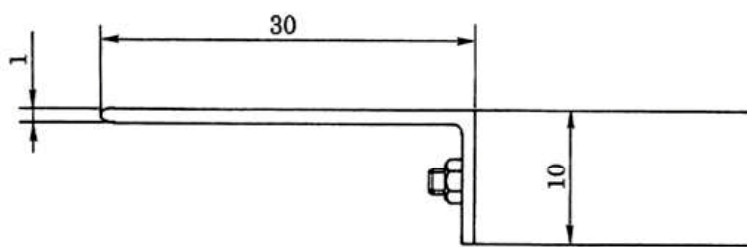


図 3-2 YU 風洞測定部



(a) トリップングワイヤ



(b) 前縁形状

図 3-3 トリップングワイヤ及び測定平板前縁形状

表 3-1 YU 風洞における境界層内の主なパラメータ

U_0 [m/s]	δ [mm]	R_θ	H	u_τ [m/s]
8	25.2	1533	1.40	0.35
10	24.2	1936	1.40	0.43
12	24.1	2518	1.22	0.50
14	24.1	2794	1.32	0.57

表 3-2 JAXA 風洞における境界層内の主なパラメータ

U_0 [m/s]	δ [mm]	R_θ	H	u_τ [m/s]
40	15.2	4505	1.32	1.55
64	13.1	6824	1.30	2.34

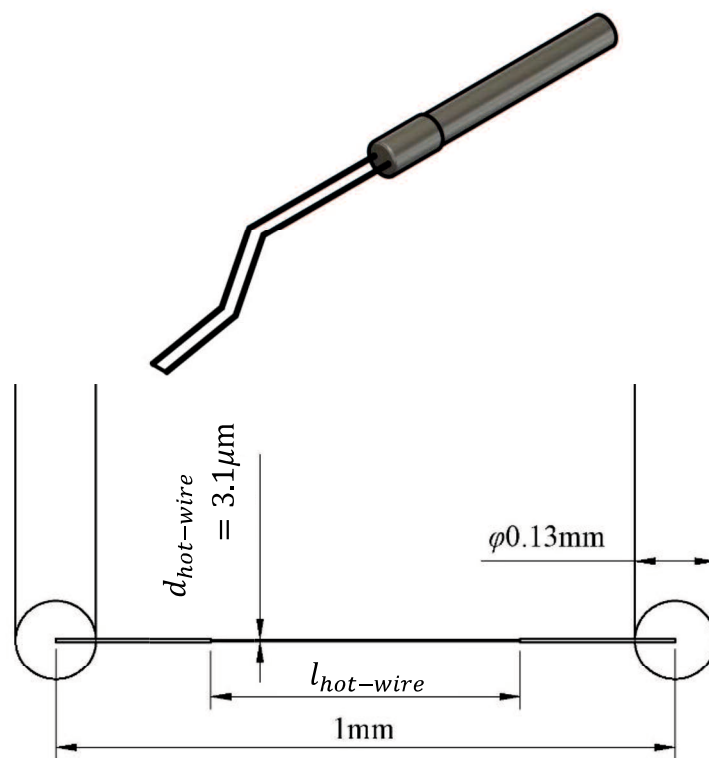


図 3-4 I 型熱線プローブとそのセンサ部

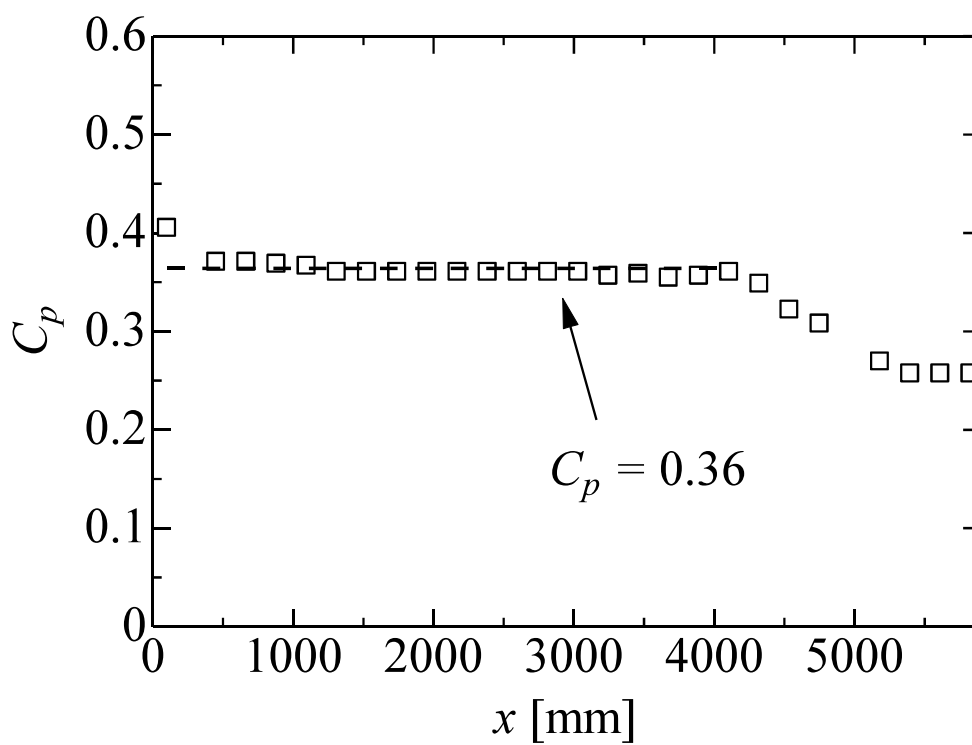


図 3-5 YU 風洞における壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化

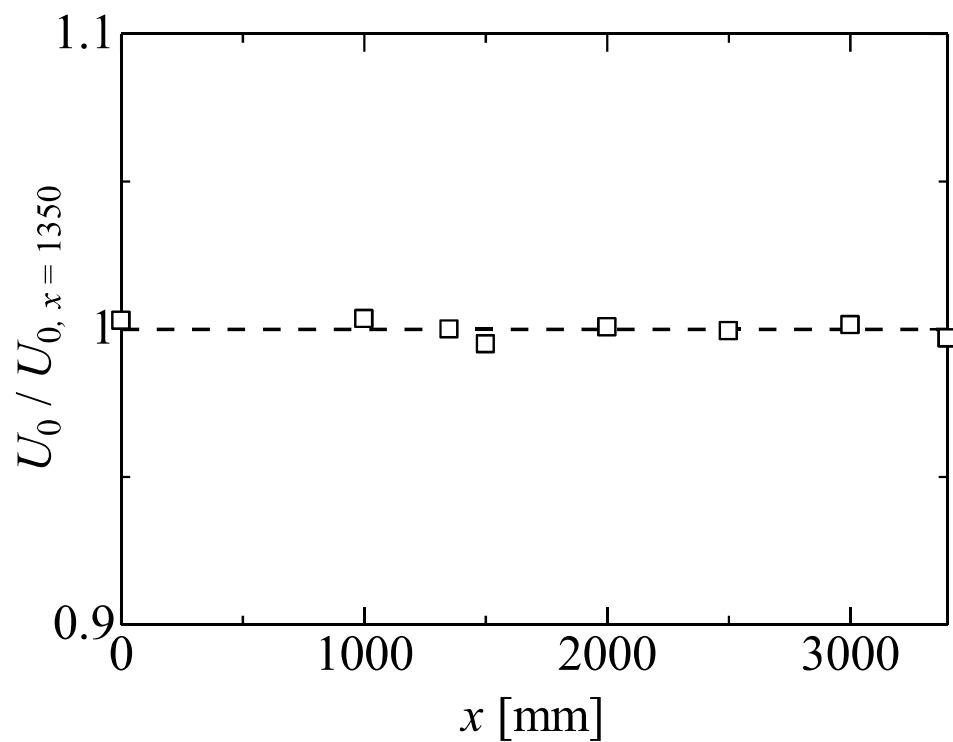


図 3-6 YU 風洞における主流速度の流れ方向変化

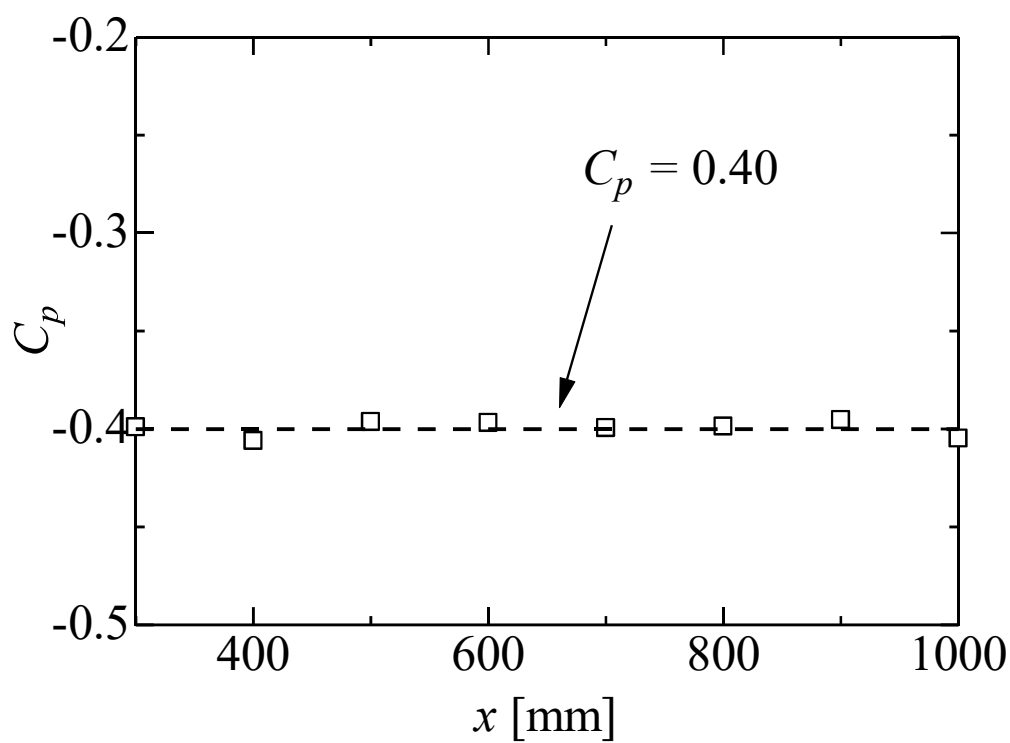


図 3-7 JAXA 風洞における壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化

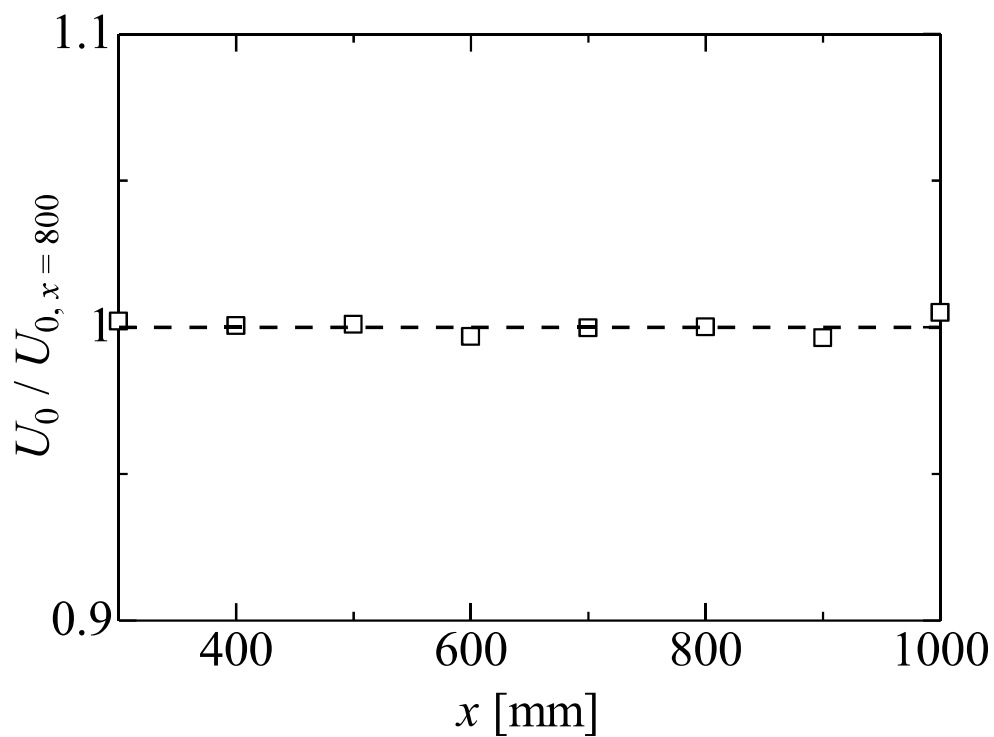


図 3-8 JAXA 風洞における主流速度の流れ方向変化

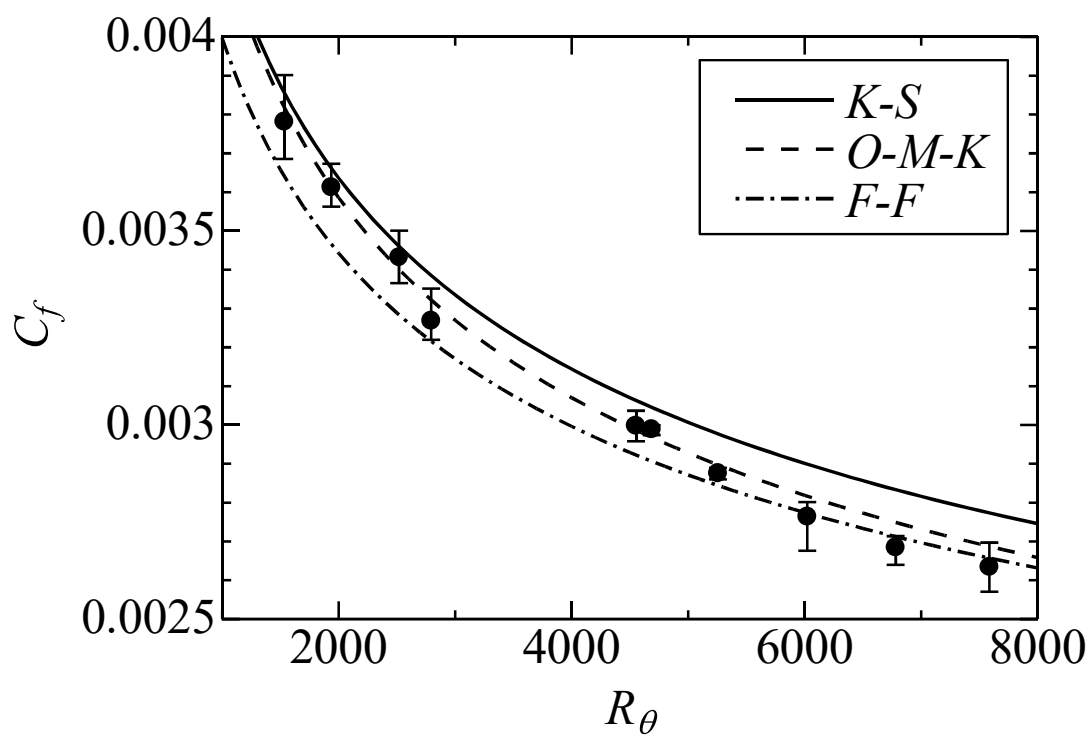


図 3-9 局所摩擦抵抗係数 C_f

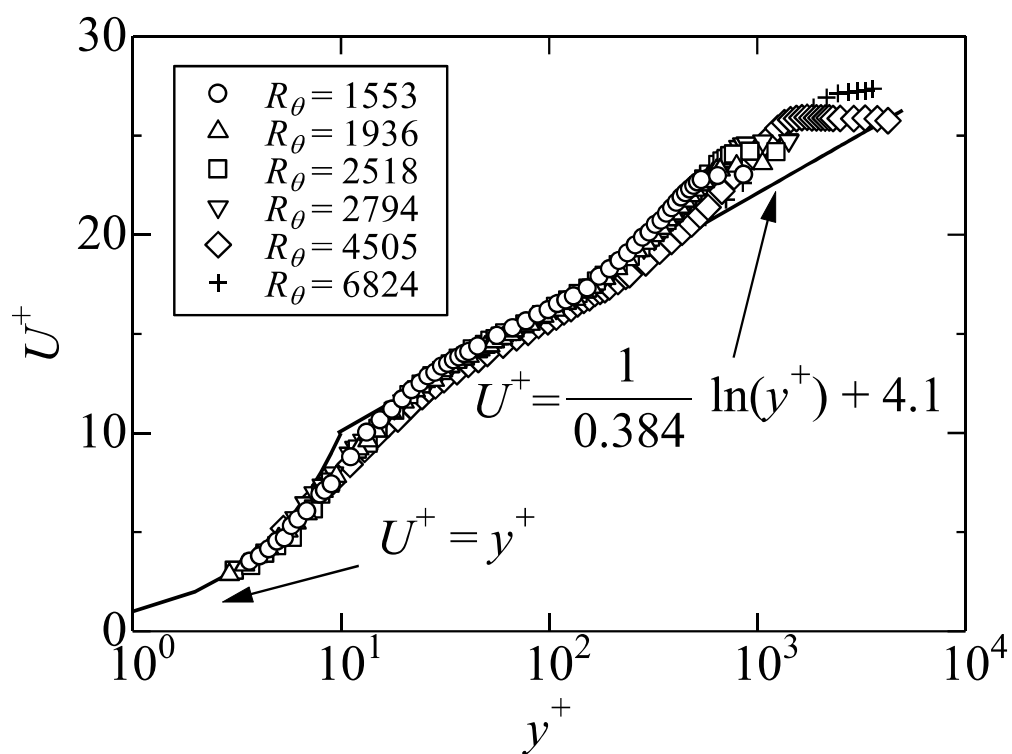


图 3-10 平均速度分布

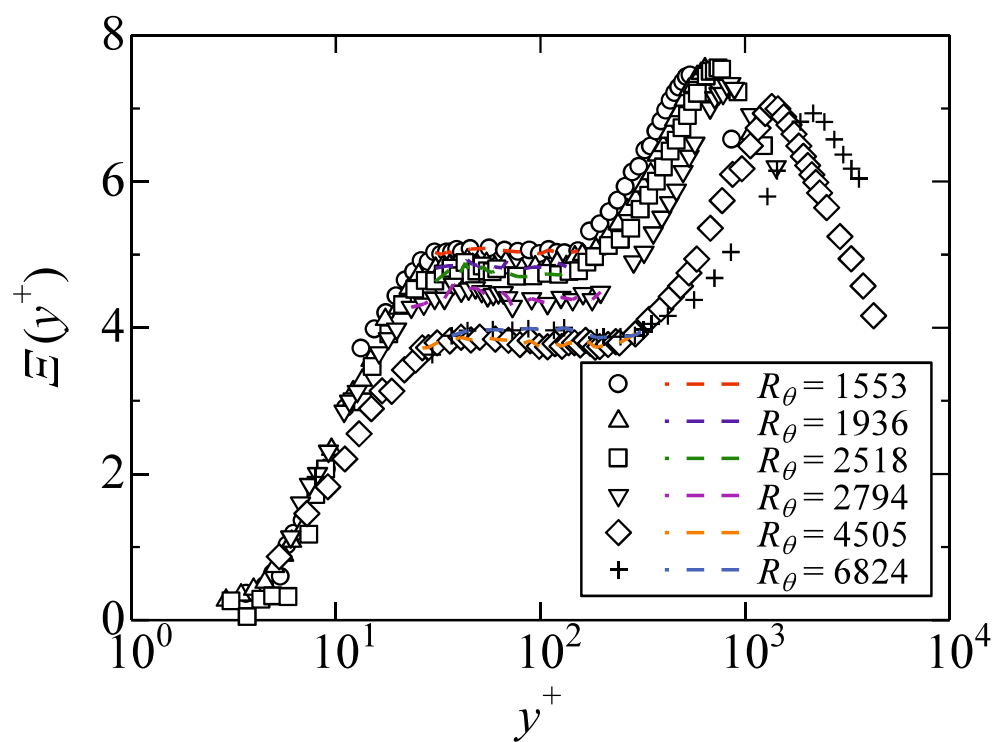


图 3-11 指標関数 $E(y^+)$

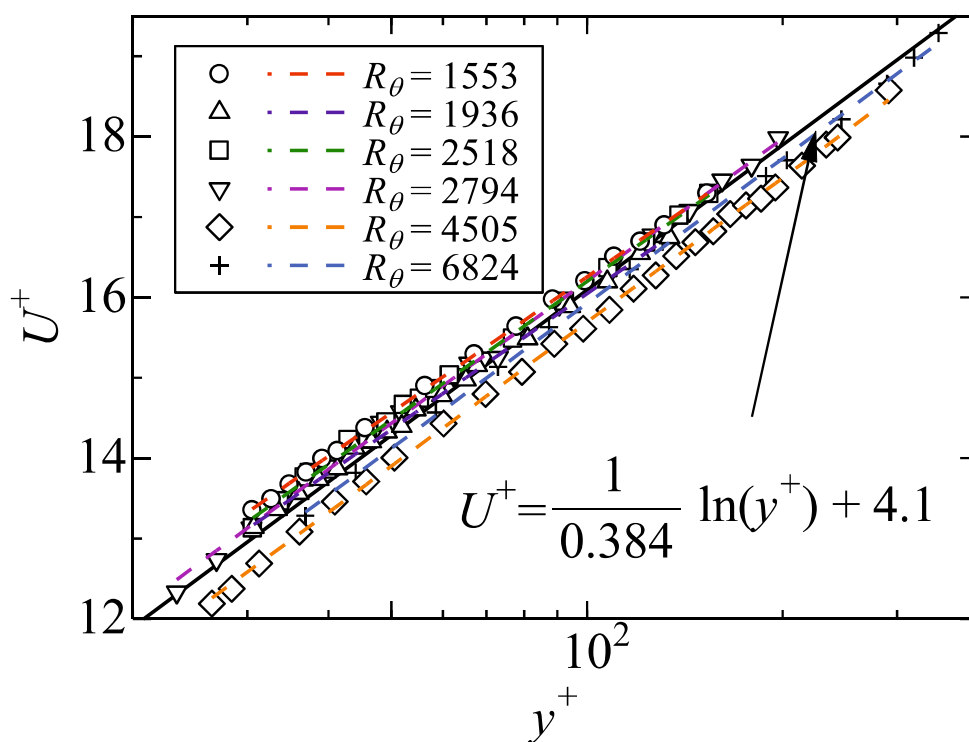


図 3-12 平均速度分布における対数法則部

表 3-3 対数法則と速度欠損則の各パラメータ

R_θ	κ	C_{log}	D_{defect}	Π	$\delta_{viscous}$
1533	0.411	5.05	-0.757	0.495	10.84
1936	0.411	4.85	-0.547	0.555	10.58
2518	0.403	4.76	-0.574	0.560	10.62
2794	0.391	4.44	-0.678	0.565	10.42
4505	0.387	3.79	-0.515	0.625	9.65
6824	0.384	3.94	-0.562	0.575	9.91

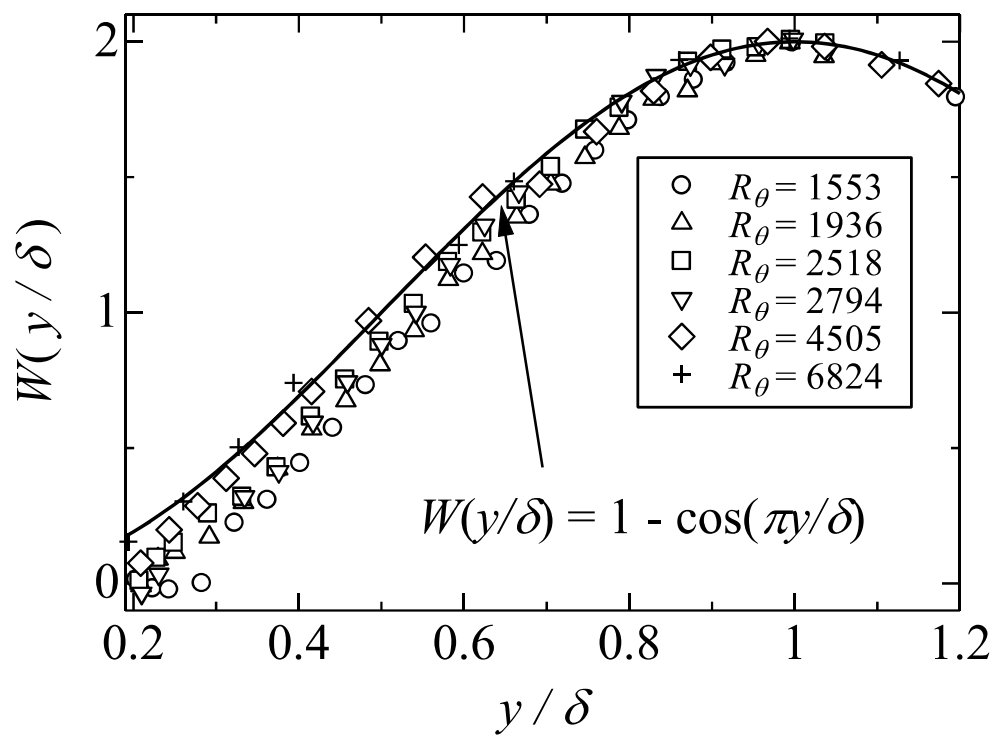


図 3-13 後流関数 $W(y/\delta)$

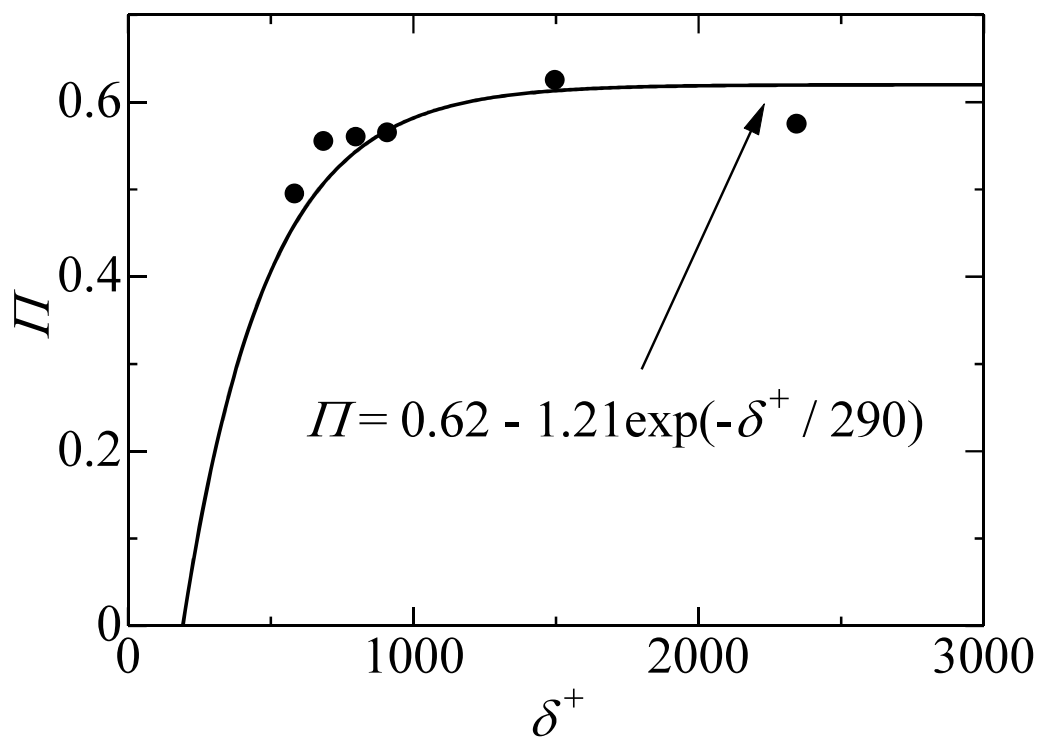


図 3-14 後流パラメータ Π

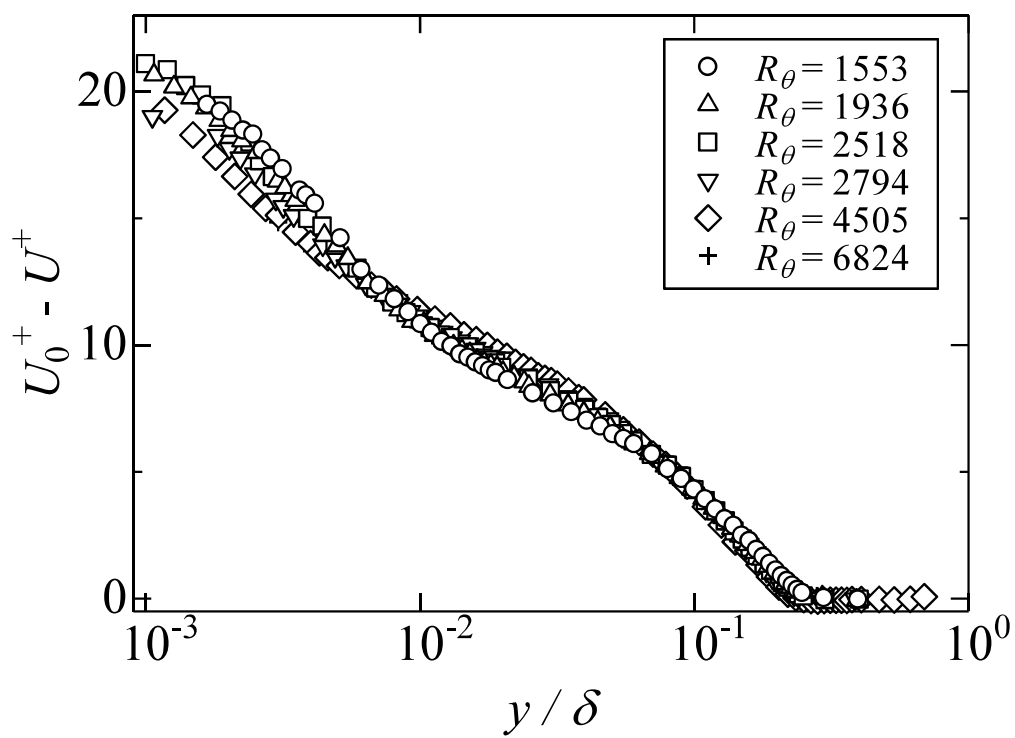


図 3-15 速度欠損則

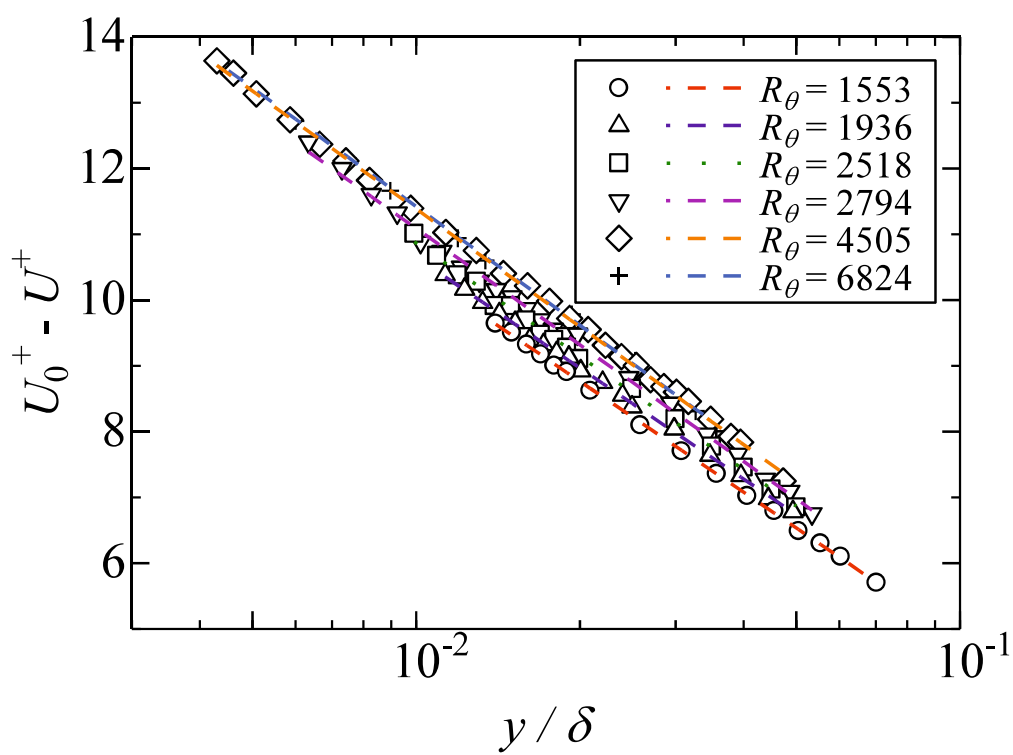


図 3-16 速度欠損則における対数法則部

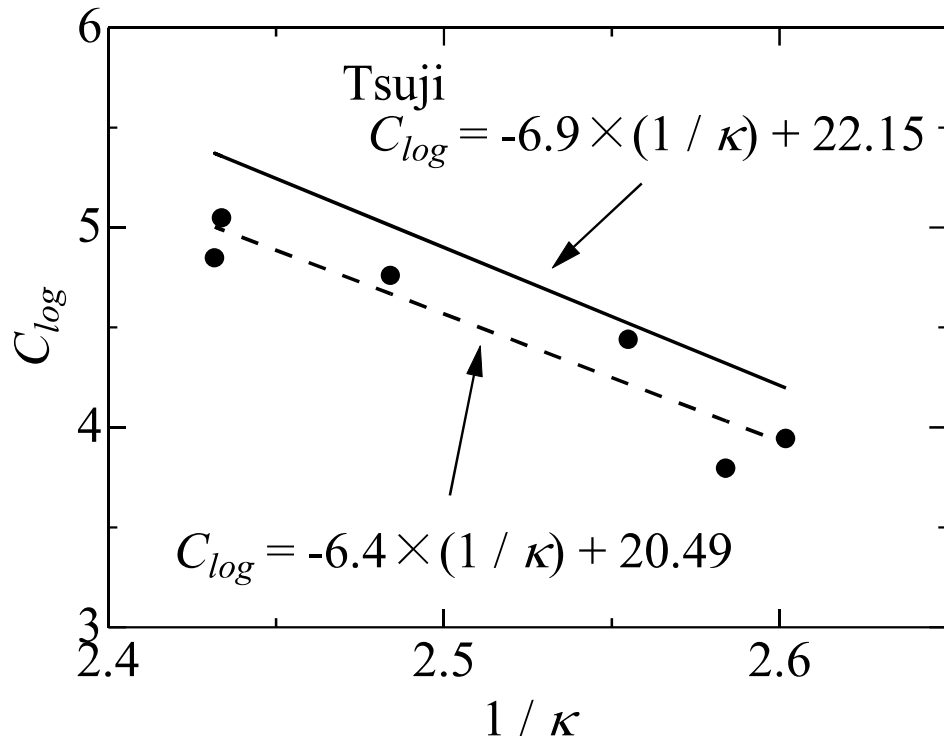


図 3-17 カルマン定数 κ と対数法則の切片 C_{log} の関係

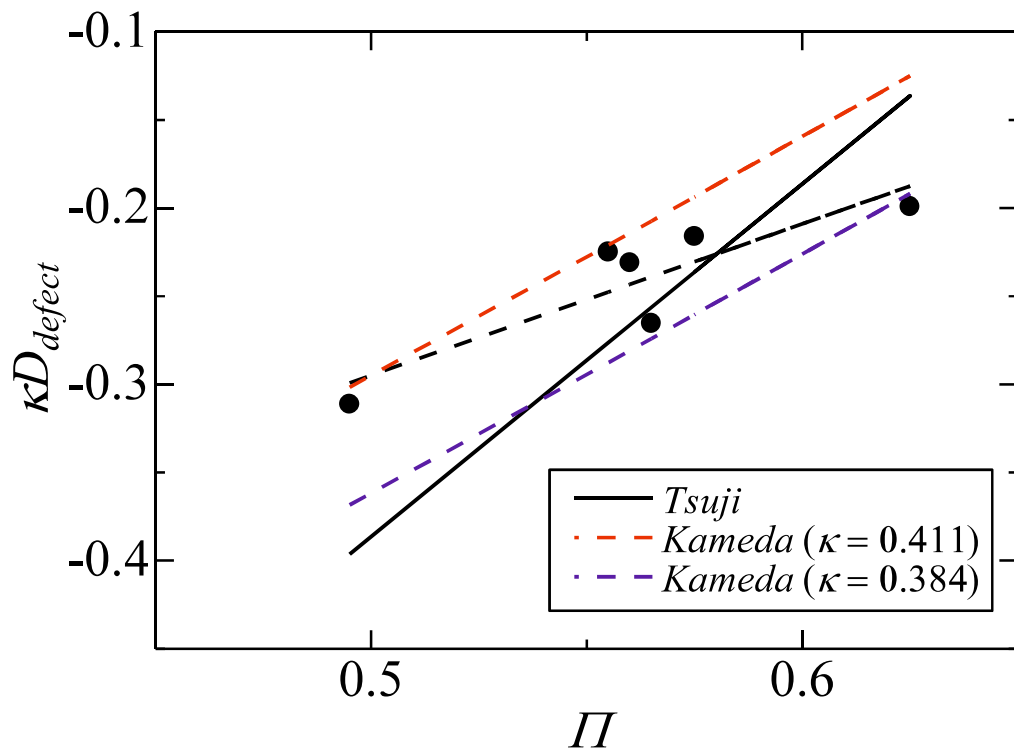


図 3-18 カルマン定数 κ と対数法則の切片 D_{defect} , 後流パラメータ Π の関係

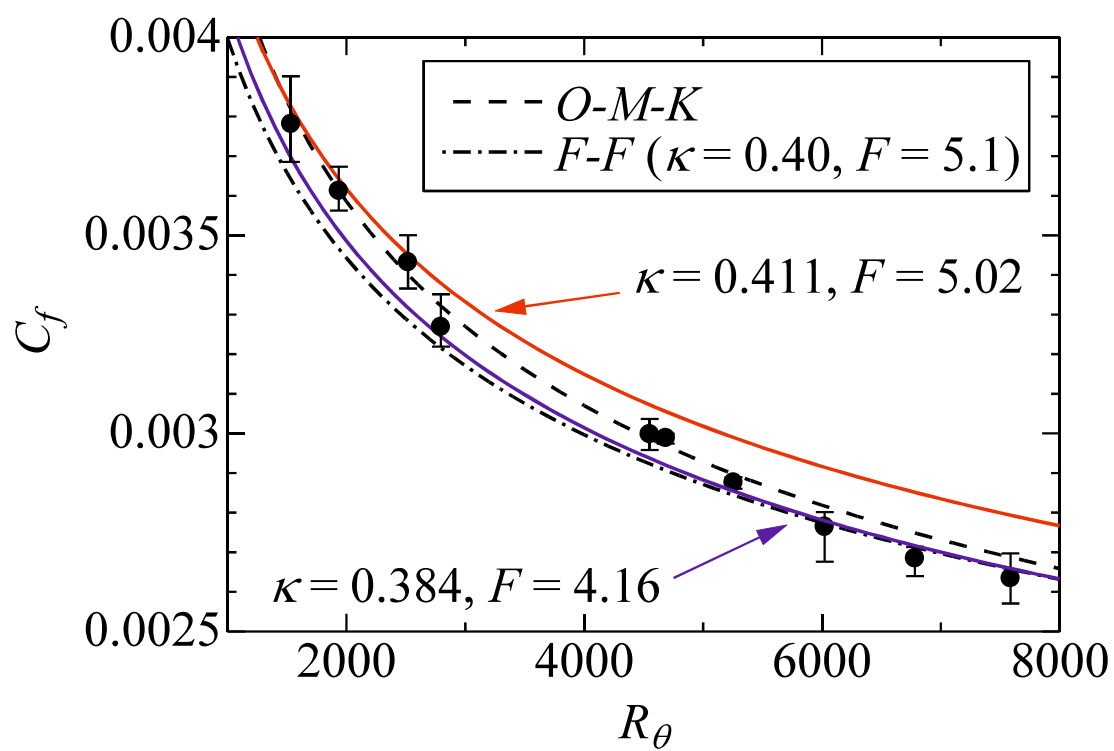


図 3-19 レイノルズ数依存性を考慮した F-F 式

4. 零圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットによる抵抗低減

4.1 緒言

本章では、零圧力勾配下の乱流境界層に施工されたリブレットの壁面せん断応力を、第2章で開発した壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測し、第3章で定義した滑面乱流境界層と比較することで、リブレットの抵抗低減効果を検証した結果について報告する。

近年、環境問題の深刻化に伴い、航空機の燃費向上やCO₂排出量削減が極めて重要視されている。航空機においては、摩擦抵抗は全抵抗の48%を占め、性能維持の観点から大幅な形状変更が難しい場合、摩擦抵抗の低減が必須である。リブレットは鮫肌から着想を得た非滑面であり、滑面に比べて数%の抵抗低減が知られている(Walsh, 1982; Peet et al., 2008; García-Mayoral and Jiménez, 2011; Choi, 2013)。これにより3%の燃費向上が達成できると報告されている(Hage et al., 2001)。このような背景から、リブレットは環境問題解決の一助となる境界層制御による摩擦抵抗低減手法として注目され、メカニズム解明とそれに基づく改良が続けられている。リブレットの抵抗低減メカニズムとしては、リブレット面上での乱れの低下(Choi et al., 1993)、渦位置の変化(Modesti et al., 2021)、粘性底層の増加(Choi, 1989; Bechert et al., 2000)、壁近傍のバースト現象の弱体化(Schwarz-van Manen et al., 1990)及びスパン方向成分の運動量輸送の抑制(Suzuki and Kasagi, 1994)などが提案されている。これらは抵抗低減が壁近傍における現象であり、摩擦抵抗発生機構及び抵抗低減機構をモデル化する必要性を示している。また発達流である乱流境界層においてリブレットによる抵抗低減を議論するには、滑面流における実験データあるいは抵抗法則と比較することになる。2.3.5 項と2.3.6 項で述べたように抵抗法則が速度分布の相似性から導かれることを考慮すれば、リブレットの相似性に対する影響を明らかにする必要があることを意味する。それらを滑面流との比較において議論するためのリブレット面上の壁面せん断応力や平均速度、乱流量に関するデータは十分とは言えない。結論に至るプロセスの最大の障害は比較対象である滑面流の十分な検討と壁面せん断応力計測、滑面と比較するリブレットの位置決めである。

比較対象である滑面乱流境界層は第3章でレイノルズ依存性と各種パラメータについて、細心の注意を払った速度分布計測と相似則とは独立した壁面せん断応力計測とにより定義した。同じ流れ場、同じ計測点においてリブレットを施工し、同一条件下において実験を行い、比較検討を行う。

リブレット面の壁面せん断応力計測にはクラウザー線図法(Butt and Egbers, 2018)、オイルフィルム法(Husen et al., 2020)、運動量積分方程式(Iijima et al., 2019)、

十分に発達したチャネル流や円管流などの内部流の静圧勾配を用いる方法 (Sasamori et al., 2014; Gatti et al., 2020; Inasawa et al., 2024) などの間接測定法が用いられているが、2.1 節で述べたように、リブレット面で間接測定法を用いることには疑問が残る。一方、直接測定法は相似性成立などの前提条件を必要としないため、リブレット面の壁面せん断応力を計測できる。しかし、壁面せん断応力による摩擦力は抗力に比べ非常に小さいため、これまでの研究では、オイルチャネルや水など高粘度の流体を採用し、測定面積を広くすることで計測対象となる摩擦力を増加させる手法 (Bechert et al., 1992; Ozkan et al., 2021) が用いられてきた。これらはリブレットを用いる実環境と大きく異なり、第 3 章で述べたようにレイノルズ数の影響などを受ける可能性がある。乱流境界層は一般的に慣性項の影響を無視できない発達流であり、壁面せん断応力は下流に向けて変化するため、局所相似性の議論において直接測定の摩擦面はリブレットの効果を確認できる範囲で、できる限り小さくすべきである。

また、直接測定は周囲の板から切り取られた摩擦面を使用するため、相似性の議論において必須となる仮想原点を考慮すれば、摩擦面の位置設定には注意が必要である (Saitou et al., 1995)。Cafiero ら (Cafiero and Iuso, 2022) の測定では、リブレット頂点を滑面と同じ高さに設定しているが、リブレット溝部が壁面に埋没するため、周囲板との不連続の影響を確認する必要がある。また、内部流の静圧勾配を用いる方法においても、位置決めにより流路幅が変化し、静圧勾配が変化する。このように、壁面せん断応力計測においても、仮想原点に合わせた計測が重要となるが、速度分布 (Bechert and Bartenwerfer, 1989) や横流れ (Luchini et al., 1991) の仮想原点の議論はなされているが、壁面せん断応力の仮想原点について考察はなされていない。

以上のように、外部流の乱流境界層にて局所に施工されたリブレット面上の壁法則を議論するには、流れ場が発達流であり、レイノルズ数依存性があること、間接測定法は用いることができないため直接測定法を用いること、仮想原点を考慮した位置決めの検討が必須となる。

本研究では、リブレットを用いる実環境に近い乱流境界層において第 2 章で開発した壁面せん断応力直接測定装置を用い、航空機用リブレットによる抵抗低減に関する実験的研究を行う。I 型熱線プローブを用いたリブレット面上の平均速度及び乱れ強さ分布の計測に加え、摩擦面高さの変更による壁面せん断応力直接計測による仮想原点の決定を試みる。それらに基づき、第 3 章で定義した滑面乱流境界層と比較を行い、リブレット上の壁法則の成立及び抵抗低減に伴う影響について検討を行う。

4.2 実験装置

4.2.1 風洞

風洞は 2.2.1 項で述べた JAXA 風洞を用いた。乱流境界層が十分に発達した $x = 800 \text{ mm}$ において壁面せん断応力測定、平均速度分布測定、乱れ強さ分布測定を行った。表 3-1 に JAXA 風洞の $x = 800 \text{ mm}$ における境界層内の主なパラメータを示す。

4.2.2 速度分布計測

速度分布計測には 3.2.3 項で定温度型熱線流速計を用いた。

4.2.3 壁面せん断応力直接測定装置

壁面せん断応力直接測定装置は第 2 章で開発したものを用いた。隙間の影響を無視できるようにギャップ寸法 G は $G = 0.05 \sim 0.11 \text{ mm}$ (粘性長さの 6.3 倍以下) とした。滑面ではミスアライメント寸法 h は $h = 0 \text{ }\mu\text{m}$ に調整した。リブレット面では 4.3.1 項で述べる、壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$ に調整し、測定を行った。

4.2.4 リブレット

図 4-1 に本研究で用いたリブレットの概略を示す。オーウエル株式会社が製作した台形溝を有するリブレットで、航空機用塗料の塗膜に水溶性の型を用いて塗膜に凹凸を形成している。リブレット間隔 $s = 100 \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$ 、高さ $h_{rib} = 50 \pm 15 \text{ }\mu\text{m}$ 、先端角 $\alpha = 45 \pm 25^\circ$ の仕様のもと製作された。レーザー顕微鏡による寸法計測の結果、いずれのパラメータも仕様の公差を満たすこと、及び鋭角なものを目指した結果、先端角 α は $\alpha = 30^\circ$ 程度であることを確認した。 $x = 800 \text{ mm}$ において、 $95 \text{ mm} \times 95 \text{ mm}$ の範囲に施工した。4.3 節で述べる各仮想原点までの距離 h_p については、いずれもリブレット要素の頂点からの谷底方向の寸法として定義した。リブレットの寸法はリブレット間隔 s に対するレイノルズ数 $s^+ (\equiv su_\tau/\nu)$ で決定され、本研究において $s = 100 \text{ }\mu\text{m}$ は固定であるため、主流速度 U_0 を調整し、摩擦速度 u_τ を変化させることで、 s^+ を変化させている。

4.3 実験結果及び考察

4.3.1 壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$

本研究ではリブレットの施工範囲は $95 \text{ mm} \times 95 \text{ mm}$ である。リブレットを局所に施工した場合、滑面との不連続の影響を考慮する必要がある。また、内部流れの場合、流路幅をリブレットの頂点で定義するのか、もしくはリブレットの谷底で定義するのかによって静圧の釣り合いが変化する。このように、リブレット

と滑面の壁面せん断応力を比較する際、仮想原点を考慮した位置決めが必須となる。

リブレットの谷底を滑面と一致する $y = 0$ とした場合、リブレット頂点が突出するため、リブレット要素に抗力が働き、壁面せん断応力直接測定装置で計測する壁面せん断応力の値が増加する。リブレット頂点を $y = 0$ とした場合、リブレットが沈み込んだ形になり、後方ステップ流れが形成され、壁面せん断応力の計測値が低下する(Molton et al., 2015)。そのため、リブレット頂点と谷底との間に、リブレット要素が突出することによる抗力が無視でき、図 2-4 の①要素周囲板と測定面であるリブレットが施工された②浮動片要素との段差による流れの変化が無視できる、壁面せん断応力が一様に作用すると想定される仮想平面があると推測できる。リブレット頂点からその面までの距離を壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$ として定義する。図 4-2 に $R_\theta = 4505$ において、直接測定装置の y 軸ステージを用いてリブレットの位置を変更して壁面せん断応力を測定した結果を示す。 $h_{p\tau_w}/s < 0.2$ では抵抗低減率が一定である。 $h_{p\tau_w}/s = 0$ ではリブレット要素は壁面に完全に沈み込んでいるため、抗力は働かない。 $0 < h_{p\tau_w}/s < 0.2$ ではリブレット要素の一部が突出して抗力が働くが、 $h_{p\tau_w}/s = 0$ と同様の抵抗低減率であるため、リブレットの効果によるものと考えることができる。これより、壁面せん断応力が作用する平面までの距離 $h_{p\tau_w}$ は $0 < h_{p\tau_w}/s < 0.2$ にあることが推測される。この計測を行った $R_\theta = 4505$ において、壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$ に合わせた際のリブレットの突出量 $0.2s$ は粘性厚さの 2.1 倍であり、リブレット要素が直線速度領域内に埋没しており、リブレット要素に生じる抗力の影響が無視できると解釈される。またリブレット要素全てが滑面から完全に突出している $h_{p\tau_w}/s = 0.5$ において、リブレット要素に抗力がかかっているにも関わらず、壁面せん断応力は滑面とほぼ同じ値である。これはリブレット要素のかかる抗力分抵抗低減していると考えられる。

4.3.2 リブレット面の局所摩擦抵抗係数 C_f

図 4-3 に壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測したリブレット面の局所摩擦抵抗係数 $C_{f,rib}$ を示す。壁面せん断応力の仮想原点は $h_{p\tau_w}/s = 0.2$ に調整して計測を行った。参考として、式 (2-12)、式 (2-13) 及び式 (2-15) で表される半経験式を実線、破線、一点鎖線で示している。エラーバーは壁面せん断応力測定を 15 回行った際のばらつきを示している。また第 3 章で計測した、滑面の局所摩擦抵抗係数 $C_{f,smooth}$ も示してある。リブレットは滑面に比べて局所摩擦抵抗係数が低くなっていることが分かる。リブレットの抵抗低減率はリブレット間隔 s を用いて表現される。図 4-4 に粘性長さで無次元化したリブレット間隔 s に対する抵抗低減率を示す。抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ [%]は式 (4-1) で定義され、滑面の壁面せ

ん断応力からの抵抗低減割合（例えば−4.3%であれば，滑面より τ_w が4.3%低下していることを意味する）である．

$$\Delta\tau_w = \frac{\tau_{w, \text{riblet}} - \tau_{w, \text{smooth}}}{\tau_{w, \text{smooth}}} \times 100 \quad (4-1)$$

なお，本研究ではリブレット間隔 s は一定であり，主流速度 U_0 の変化により図 4-4 における横軸 $s^+ (\equiv su_\tau/\nu)$ が変化する．Bechert らのベルリンオイルチャネルでの結果も併記する(Bechert and Bartenwerfer, 1989)．本研究でも $s^+ = 16$ 付近で抵抗低減率がピーク値を取り，Bechert らと同様の傾向を示している．また， $s^+ < 10$ の粘性領域では $\Delta\tau_w$ が s^+ に比例することが知られている(García-Mayoral and Jiménez, 2011)．そこで本研究で計測した粘性領域の 2 点で線形近似を行うと， $s^+ = 0$ で $\Delta\tau_w = 0.38$ となっており，本研究の壁面せん断応力計測結果は妥当であることがわかる．以降，滑面及びリブレット面における壁面せん断応力は壁面せん断応力直接測定装置で計測した値を用いる．また添字 $+$ は内部尺度である摩擦速度 u_τ 及び粘性長さ ν/u_τ による無次元量を意味する．

4.3.3 リブレット面の平均速度分布及び速度分布の仮想原点 h_{pl}

リブレットなどの非滑面上の流れと滑面上の流れを比較する際，適切な仮想原点位置を用いて比較することが重要となる．図 4-5 に速度分布の仮想原点 h_{pl} を示す．Bechert らはリブレット内を粘性流であると仮定して，数値計算をした結果から，リブレットの面における平均流速が $U = 0$ となる点を virtual origin of longitudinal flow として，速度分布の原点と定義している．

速度分布の仮想原点の決定にはクラウザー線図法を用いる方法，粘性底層内の線形速度分布を用いる方法(Hooshmand et al., 1983)，内層の速度欠損則を用いる方法(Choi, 1989)，リブレット角から等角マッピングを用いて数値解析より算出する方法(Luchini et al., 1991)の 4 つがよく用いられる．クラウザー線図法，速度欠損則を用いる方法ではリブレット面上で対数領域の存在に基づいており，壁面せん断応力が変化するリブレット面上と滑面上での比較において使用は適さない．リブレット間隔は $s^+ = 5 \sim 20$ と粘性底層のオーダーであり，熱線流速計でリブレットの谷内の速度分布を計測することができないため，等角マッピングを用いる方法も使用できない．滑面乱流境界層において粘性底層の存在は広く知られており，粘性底層においては壁面せん断応力に速度分布は依存しない．乱流境界層において，リブレット面上で DNS を用いて研究した結果では，壁面せん断応力を $\tau_w = \mu(\nabla u + (\nabla u)^T)$ と求めている(Okabayashi, 2017)．また Bechert らは，リブレットによって粘性底層が増加したと考察している(Bechert et al., 2000)．

これらの研究成果から、リブレット面上の壁面せん断応力の生成に粘性応力が支配的な層が存在すると仮定し、本研究では粘性底層内の線形速度分布を用いる方法を採用した。

図 4-6 に熱線流速計とリブレットの設置状況を示す。今回使用した熱線流速計はセンサ長さ $l_{hot-wire} = 0.5 \text{ mm}$ 、リブレット間隔 $s = 100 \text{ }\mu\text{m}$ より、リブレット要素 5 個分を平均した流速を計測していることになる。またリブレットの谷内に熱線流速計は入り込めないため、リブレット頂点より上方の速度のみを計測している。

図 4-7 に $R_\theta = 4505$ において熱線流速計を用いて計測したリブレット面の平均速度分布を示す。図中実線は粘性底層における速度法則 $U^+ = y^+$ と式 (2-8) で示される対数法則である。比較のため、滑面の平均速度分布を示す。仮想原点の補正をしていない破線で示される速度分布において、リブレット内に流れが生じることを想定すればリブレット頂点を $y = 0$ とした平均速度分布の壁近傍における速度増加は納得できる。この補正を行う。粘性底層について、その厚さは線形速度分布 $U^+ = y^+$ と対数法則との交点として定義される。考察の対象とした滑面流では、 $R_\theta = 4505$ で $\kappa = 0.387$ 、 $C = 3.79$ であるので、粘性底層は $y^+ < 9.65$ となる。そこで $y^+ < 9.65$ の領域において、滑面とリブレット面が一致するように最小二乗法を適用し、仮想原点はリブレットの頂点から 0.02 mm 下方の点、すなわち $h_{pl} = 0.02 \text{ mm}$ にあると決定された。これは Bechert らがリブレット内を粘性流であると仮定して数値計算を行った結果 $h_{pl}/s = 0.2$ と一致する。また、これは 4.3.1 項で述べた壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w}$ と一致する。壁面せん断応力が一様に作用すると考えられる平面までの距離 $h_{p\tau_w}$ が速度分布の原点までの距離 h_{pl} に一致することは興味深い。これはリブレット面上においても滑面と同様に粘性底層が存在し、壁面せん断応力を $\tau_w = \mu |\partial U / \partial y|_{y=0}$ として表現できること、リブレットの谷底から仮想原点 h_{pl} だけ遠ざかることで、速度勾配が緩やかになるため、壁面せん断応力が低減し、かつ谷底に流れが無いとみなせることから濡れ面積が小さくなることを意味する。

図 4-7 に仮想原点による補正を行った平均速度分布を示す。図中赤破線が滑面の、青破線がリブレット面の対数法則部である。対数領域の算出には 3.3.3 項と同様、指標関数 $E(y^+)$ を用いた。図 4-8 にリブレット面と滑面の指標関数 $E(y^+)$ を示す。図 4-7 に示す補正後の平均速度分布より、リブレット面の対数法則における切片の上昇が確認できる。3.3.3 項で述べた方法と同様にして、リブレット面のカルマン定数と切片を求めると、 $\kappa_{riblet} = 0.387$ 、 $C_{rib} = 4.27$ である。滑面のカルマン定数と切片は $\kappa_{smooth} = 0.387$ 、 $C_{smooth} = 3.79$ であるため、切片の増加は $\Delta C_{log} = 0.48$ である。滑面とリブレット面でカルマン定数 κ が変化しないことは、プラントルが気体分子運動の平均自由行程の考え方から類推した、混合距離

$l_t = \kappa y$ が変化しないことを意味し、リブレット面は対数領域の構造を変化させないと考えることができる。そして、切片の増加により、対数層より壁近傍の粘性応力が支配的である、粘性底層～バッファ層の構造が変化したと考えることができる。

粘性底層～バッファ層の構造がどのように変化したか考察を行う。壁から十分に離れた $y^+ \geq 60$ の対数層では、混合距離 l_t が $l_t = \kappa y$ と壁面からの距離に比例することが知られており、レイノルズせん断応力が支配的である。逆に $y^+ \leq 5$ の粘性底層では、 $U^+ = y^+$ と速度分布が直線となることが知られており、粘性応力が支配的である。Van Driest(Van Driest, 1956)は対数領域から粘性底層にかけて、混合距離 l_t は減衰するとして式 (4-2) を定義し、バッファ層としている。

$$l_t = \kappa y \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{y}{A} \right) \right\} \quad (4-2)$$

ここで、 A は減衰定数である。式 (4-2) からバッファ層の速度分布は式 (4-3) で表すことができる。

$$U^+ = \frac{2dy}{1 + \sqrt{1 + 4\kappa^2 y^{+2} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{y^+}{A^+} \right) \right\}^2}} \quad (4-3)$$

$R_\theta = 4505$ における、リブレット面と滑面のバッファ層における速度分布を図 4-9 に示す。図中赤破線が滑面の、青破線がリブレット面の対数法則であり、赤実線が滑面の、青実線がリブレット面の式 (4-3) で示される Van Driest の減衰関数である。Van Driest の減衰定数 A^+ はリブレット面で $A^+ = 22.0$ 、滑面で $A^+ = 19.8$ と、リブレット面で A^+ が大きい。すなわちリブレット面では減衰が小さく、混合距離 l_t の増加が滑面に比べ抑えられていることを意味する。よって粘性底層から対数層への移行が遅くなり、粘性応力が支配的な層が増加したと解釈できる。

4.3.4 リブレット面の乱れ強さ分布及び横流れの仮想原点 h_{pc}

図 4-10 に横流れの仮想原点 h_{pc} を示す。リブレットの議論における横流れの原点 h_{pc} はリブレット列に直角、つまりスパン方向の流れを与えた場合に、流体がリブレット溝内部に入り込める深さとして定義される。Bechert ら(Bechert et al., 1997)はリブレット内を粘性流であると仮定して数値計算をした結果から、横流れの仮想原点は速度分布の仮想原点と比較して壁遠方にあり、その差 Δh_p によつ

て粘性底層の厚みが増加するとして評価している。

図 4-11, 図 4-12 に $R_\theta = 4505$ において熱線流速計を用いて計測したリブレット面の主流方向乱れ強さ分布を示す。図 4-11 は滑面もリブレット面も滑面の摩擦速度 $u_{\tau, smooth}$ で, 図 4-12 はそれぞれの摩擦速度 u_τ で無次元化している。赤矢印は滑面の, 青矢印はリブレット面の乱れ強さの最大値を示している。また仮想原点は h_{pl} に設定した。

リブレットと滑面における有意な差は $y^+ < 20$ の壁近傍での乱れ強さの最大値の低下と, 乱れ強さの最大値となる位置の変化である。図 4-11 より, リブレット面と滑面を滑面の摩擦速度 $u_{\tau, smooth}$ で無次元化した場合, リブレット面において $y^+ < 100$ で乱れ強さの低下が確認できる。リブレット面の主流乱れ強さの最大値 $u_{rms, riblet}|_{max}$ は, 滑面の主流乱れ強さの最大値 $u_{rms, smooth}|_{max}$ に比べて 4.2% 低下しており, リブレットは乱れ強さを低下させる。これは 4.3.3 項で述べた, バッファ層の構造が変化したとする考察を支持する。また図 4-12 より, リブレット面と滑面をそれぞれの摩擦速度 u_τ で無次元化した場合, リブレット面と滑面で主流乱れ強さの最大値はほぼ等しくなっている。これは乱れ強さの最大値が局所の壁面せん断応力を用いて整理できることを示唆している。

図 4-12 より, リブレット面において乱れ強さの最大値を取る位置が, 滑面に比べて壁遠方にあることが分かる。境界層の発達過程において, ヘアピン渦や quasi-streamwise vortices と呼ばれる準縦渦などの縦渦が生じる (Schlatter et al., 2008)。これらの縦渦は横流れを誘起させ, レイノルズせん断応力の発生要因となる。スパン方向乱れ強さ w_{rms} は縦渦によって生じる主流方向乱れ強さ u_{rms} の再分配により生じ, 2 つの相関は強いことが四象限解析などから知られている (Lu and Willmarth, 1973)。また, 乱れ強さの最大値は変動速度 u のスキューネス $S(u)$ が $S(u) = 0$ となる高さで生じる (Mochizuki and Nieuwstadt, 1996)。この高さよりも壁面側で $S(u) > 0$, この高さよりも上方で $S(u) < 0$ となることから, 間欠的な上昇流と下降流が発生していることを示唆している。これらの流れが壁近くの縦渦に起因していると考ええると u_{rms} のピーク位置は縦渦の中心高さで解釈することができる。よって, 乱れ強さが最大値となる位置の変化は, 横流れの発生要因である縦渦が壁遠方に移動したと解釈することができ, これを横流れの仮想原点 h_{pc} と考える。 $u_{rms, smooth}|_{max}$ となる壁面からの距離は $y^+_{smooth}|_{max} = 13.0$ であり, $u_{rms, rib}|_{max}$ となる壁面からの距離は $y^+_{rib}|_{max} = 16.2$ と, 乱れ強さが最大値を取る位置の変化は $\Delta y^+|_{max} = y^+_{rib}|_{max} - y^+_{smooth}|_{max} = 3.2$ であり, 縦渦がリブレット面で滑面よりも壁遠方に存在する。速度分布の仮想原点と横流れの仮想原点との差は $\Delta h_p = (h_{pl} - h_{pc})/s = 0.35$ であり, リブレット溝内に流体が入り込めず, 縦渦が若干壁面から上方に持ち上がっている。この現象は乱れ強さを最大にする複雑な流れであるバッファ層の渦, すなわちレイノルズセ

ん断応力の発生要因である縦渦が壁遠方に移動し、壁近傍の低速ストリークとの干渉を抑えていると考えられる。

4.4 結言

零圧力勾配下でのリブレットの効果の検証のため、滑面とリブレット面の局所壁面せん断応力を壁面せん断応力直接測定装置で、速度分布及び乱れ強さ分布をI型熱線プローブと定温度型熱線流速計で計測した。仮想原点を壁面せん断応力計測と速度分布計測から定め、第3章で定義した滑面乱流境界層と比較することで、リブレットが壁法則に与える影響について調査を行った。以下に得られた知見を述べる。

壁面せん断応力直接測定により、零圧力勾配下において $s^+ = 9.8 \sim 15.6$ の台形溝を有するリブレットの壁面せん断応力の低減率は $\Delta\tau_w = -4.4 \sim -7.2\%$ であった。滑面上とリブレット面上の流れを厳密に比較するため、リブレット面上の平均速度分布より速度分布の仮想原点 h_{pl} を、乱れ強さ分布より横流れの仮想原点 h_{pc} を決定し、壁面せん断応力直接測定装置によりリブレット頂点の位置を変更することで壁面せん断応力が一様に作用するとする仮想壁面までの深さ $h_{p\tau_w}$ を新たに定義した。 h_{pl} と $h_{p\tau_w}$ は同じ位置となり、リブレットにおける速度分布の原点は、一様な壁面せん断応力が作用する面と一致すると考えることができる。一方、 h_{pc} は h_{pl} に比べ壁遠方に存在する。リブレット面と滑面でカルマン定数 κ は変化せず、対数法則の切片 C_{log} が増加するが、 h_{pc} が h_{pl} より壁遠方にあることにより、粘性底層～バッファ層の速度分布が変化したため、 C_{log} が増加したと解釈される。乱れ強さ分布において滑面とリブレット面を滑面の摩擦速度 $u_{\tau, smooth}$ で無次元化することで、リブレット面において乱れ強さが低下していることが確認できた。摩擦速度 u_{τ} で無次元化した壁近傍における乱れ強さの最大値は滑面とリブレット面とでほぼ等しくなった。

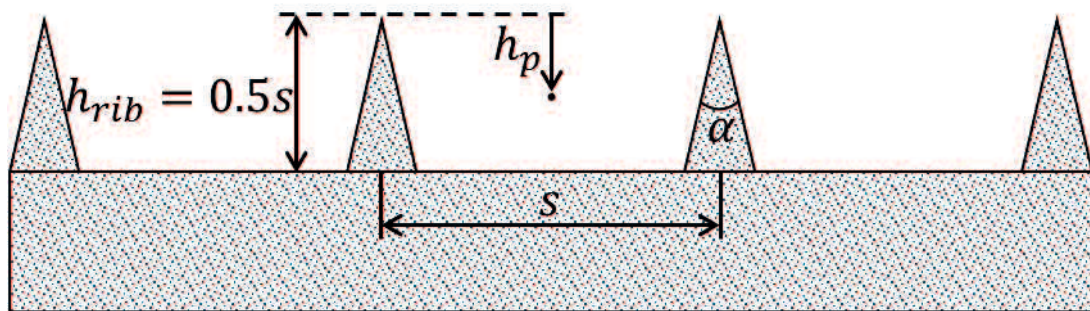


図 4-1 台形溝リブレットの詳細

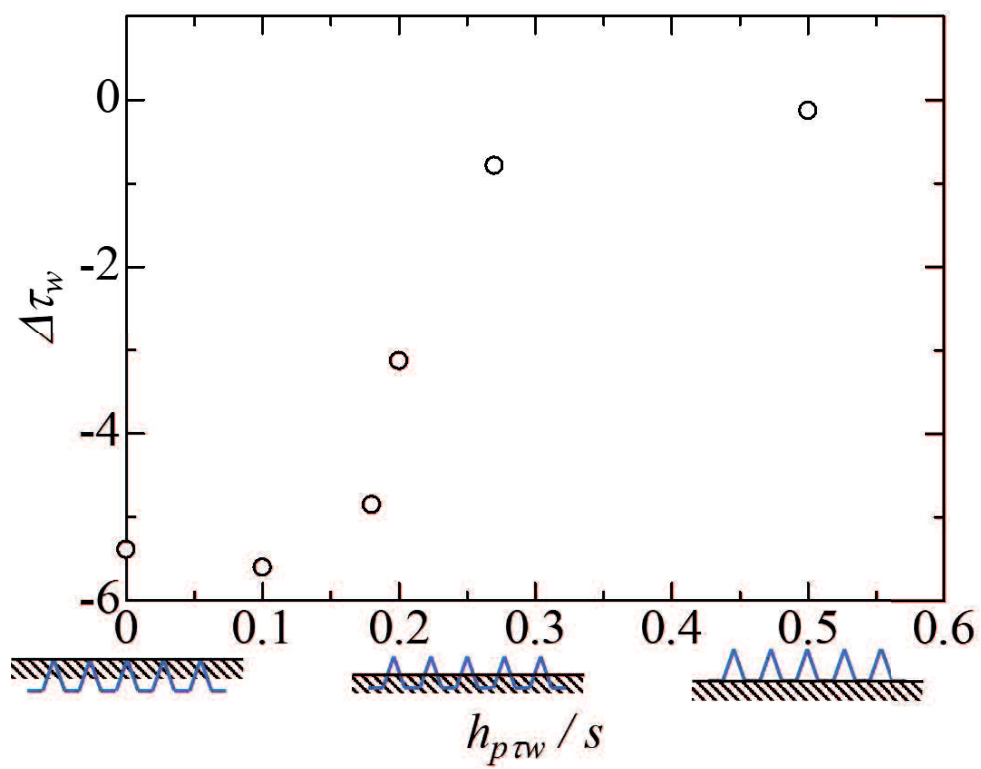


図 4-2 壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau w}$

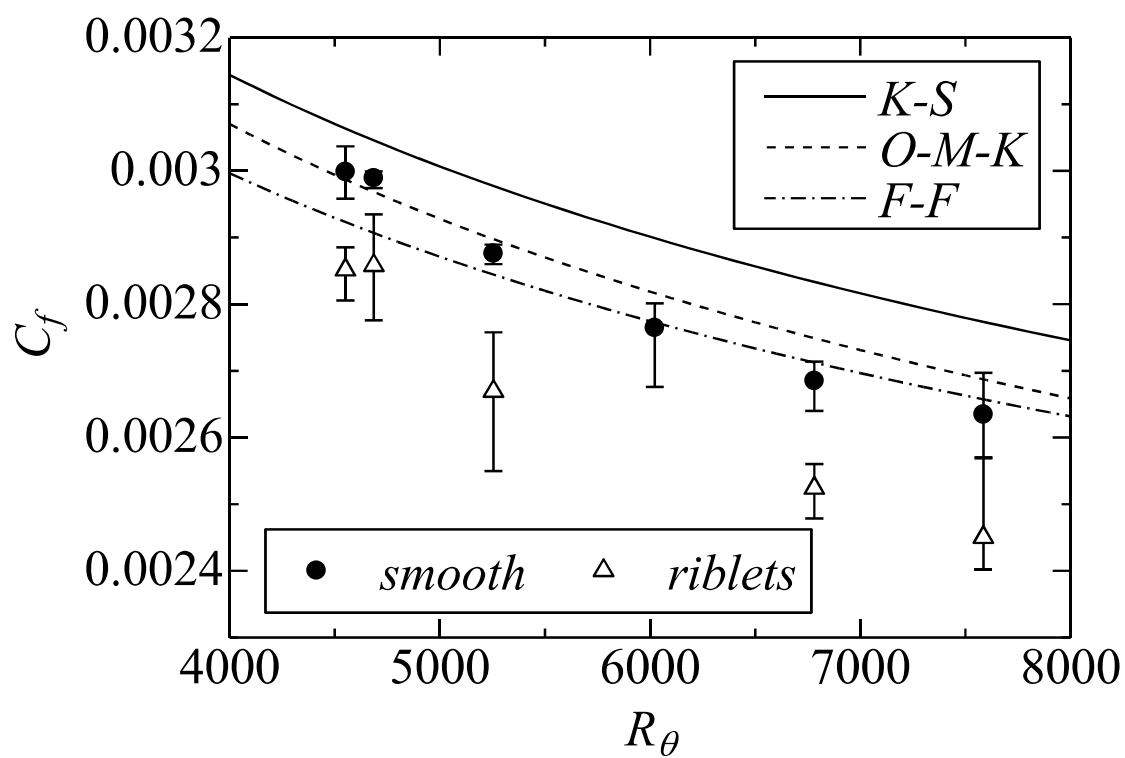


図 4-3 リブレット面の局所摩擦抵抗係数 C_f

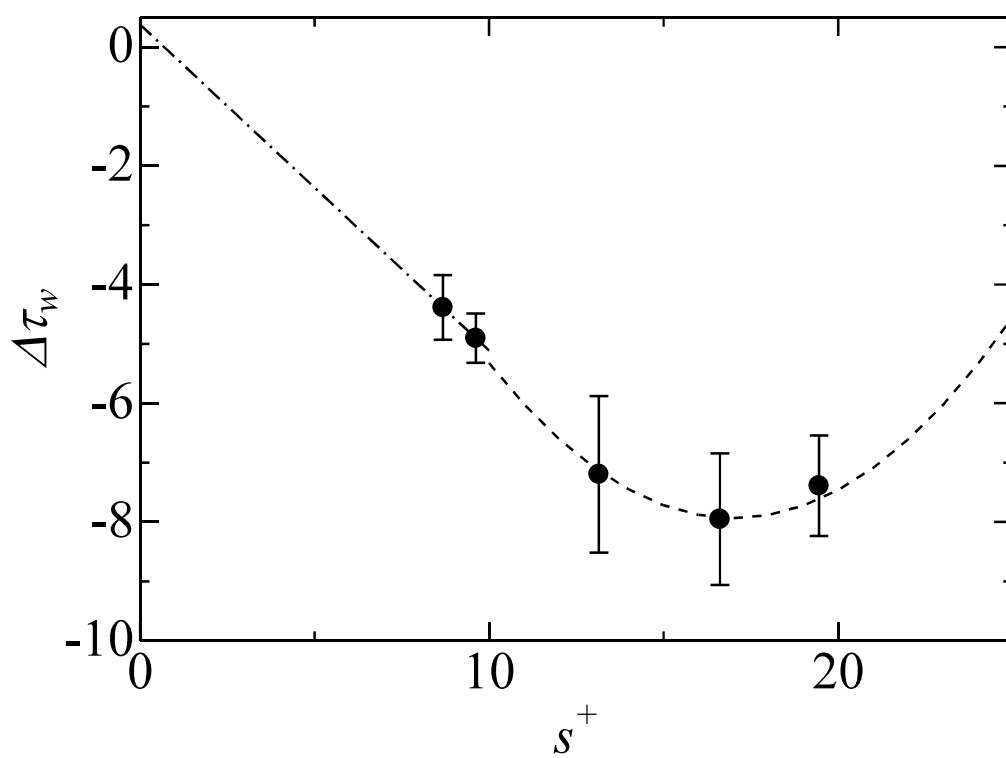


図 4-4 抵抗低減率 $\Delta\tau_w$

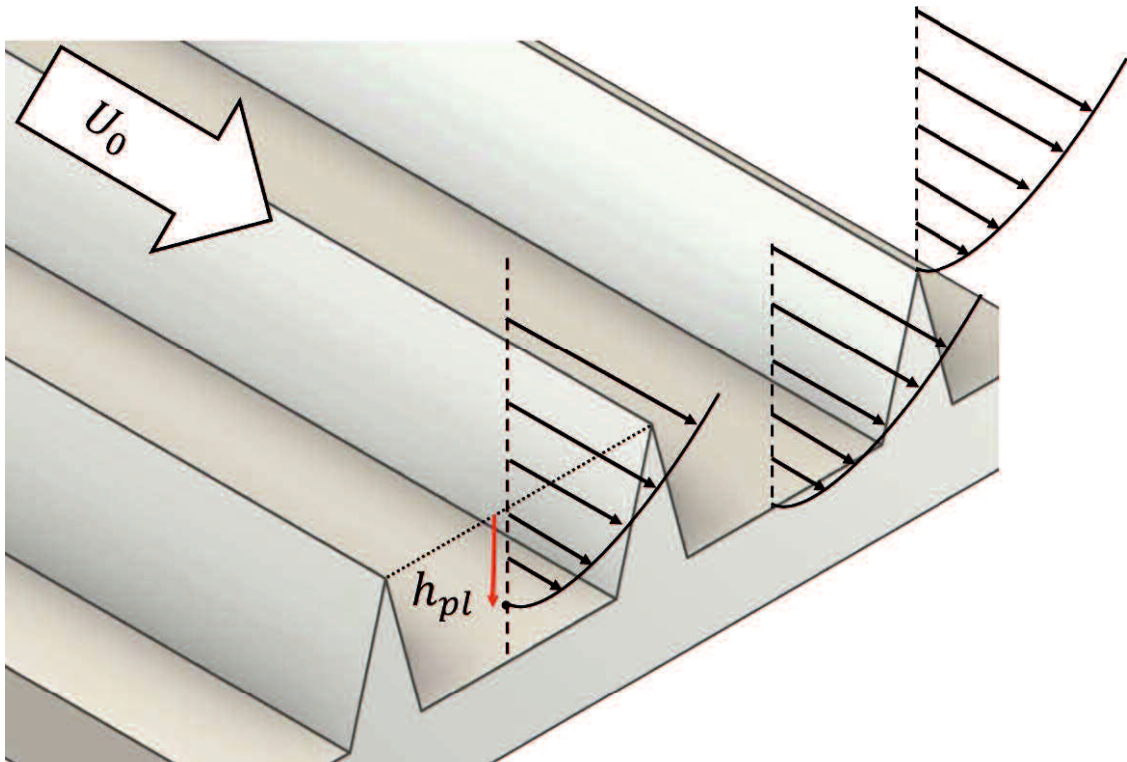


図 4-5 速度分布の仮想原点 h_{pl}

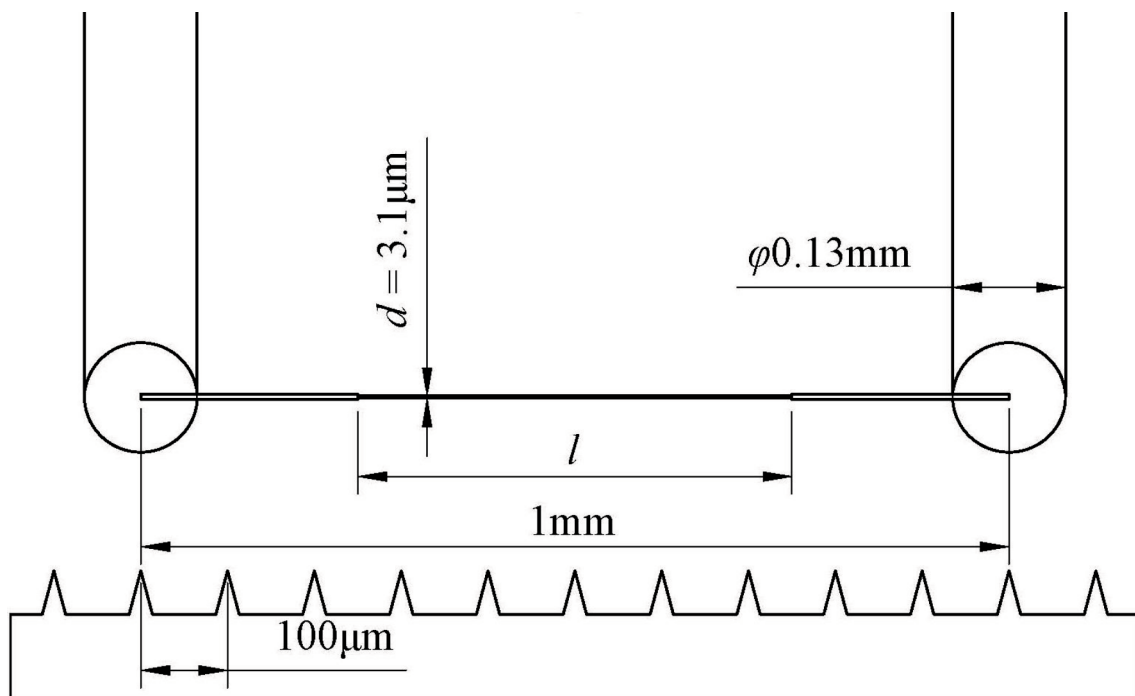


図 4-6 I 型熱線プローブとリブレットとの位置関係

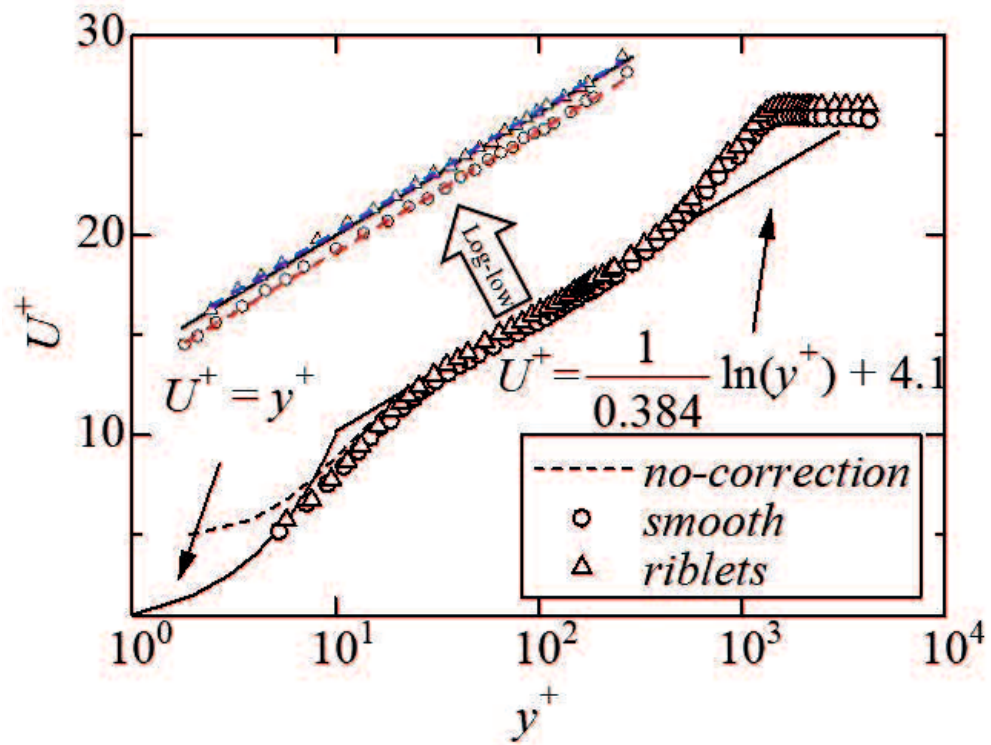


図 4-7 リブレット面の平均速度分布

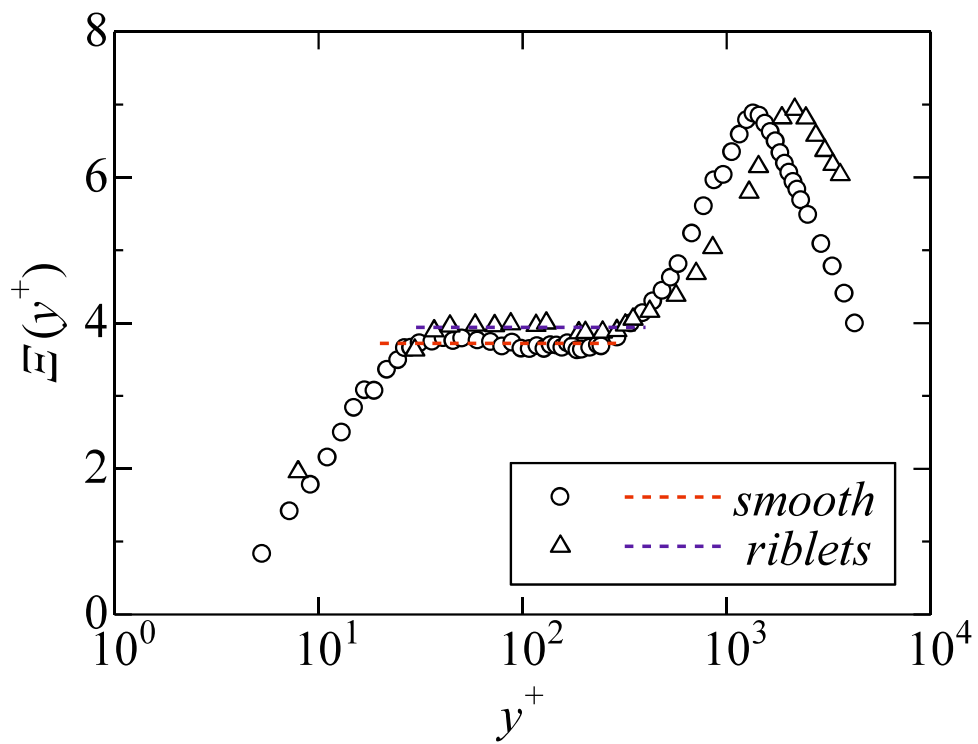


図 4-8 リブレット面の指標関数 $E(y^+)$

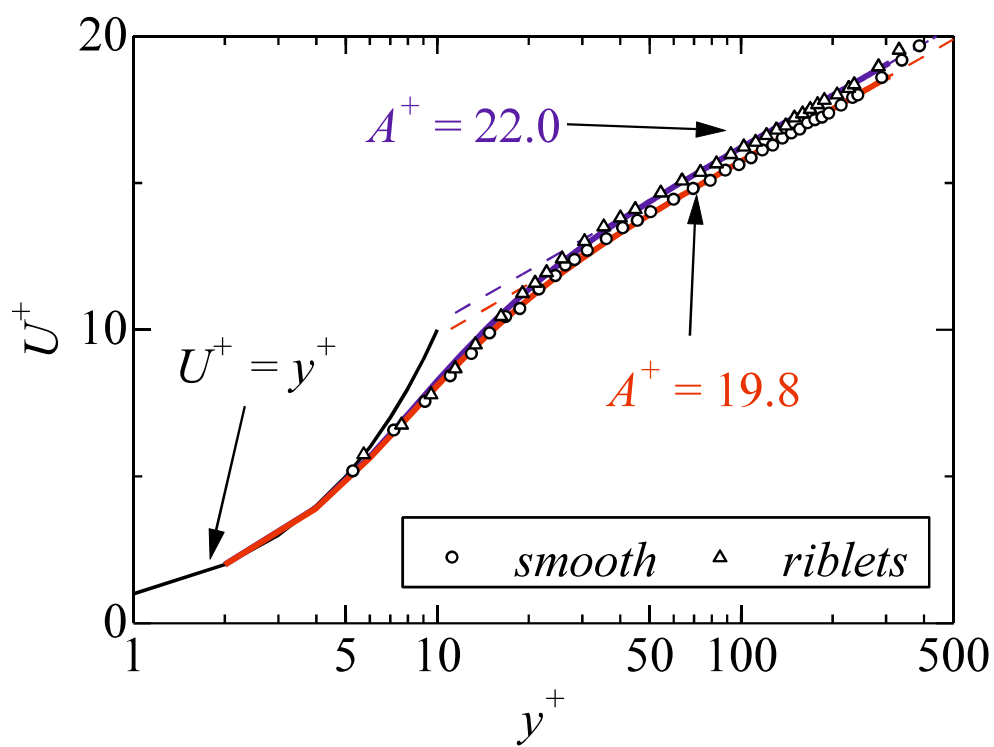


図 4-9 リブレット面の Van Driest 減衰関数

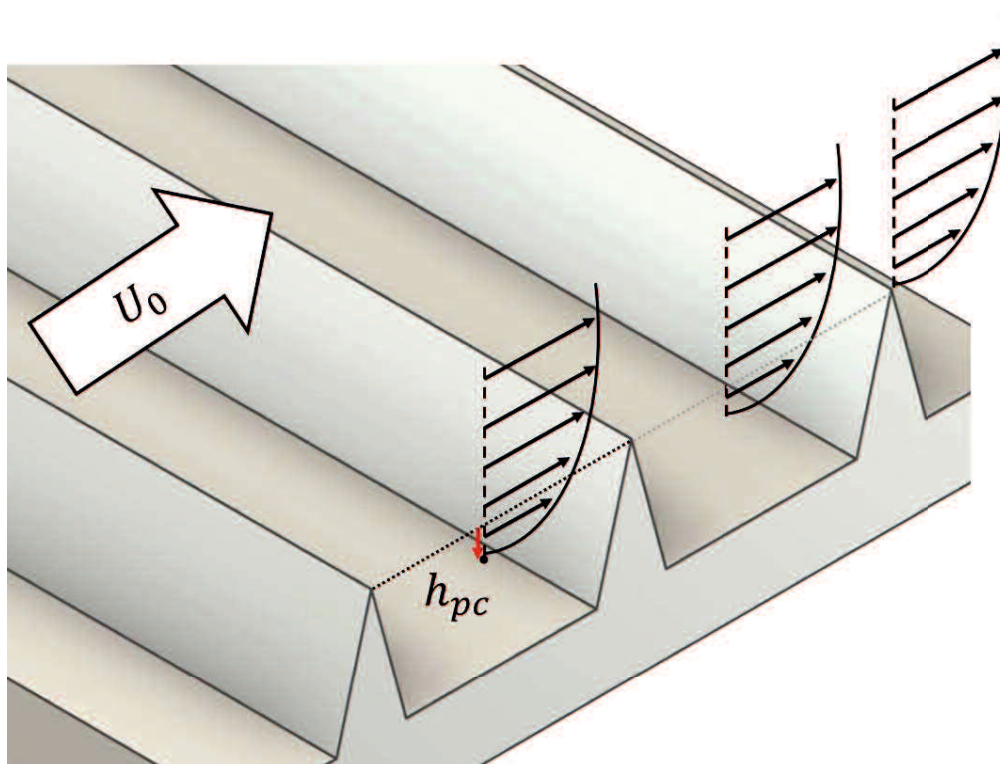


図 4-10 横流れの仮想原点 h_{pc}

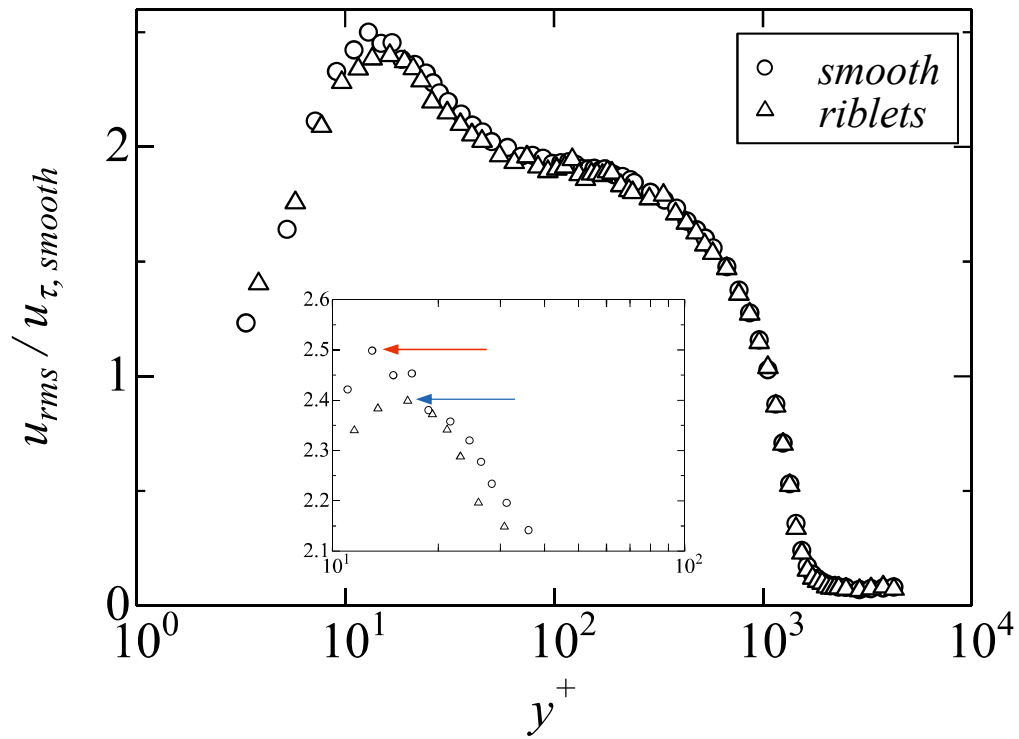


図 4-11 滑面の壁面せん断応力で無次元化した乱れ強さ分布

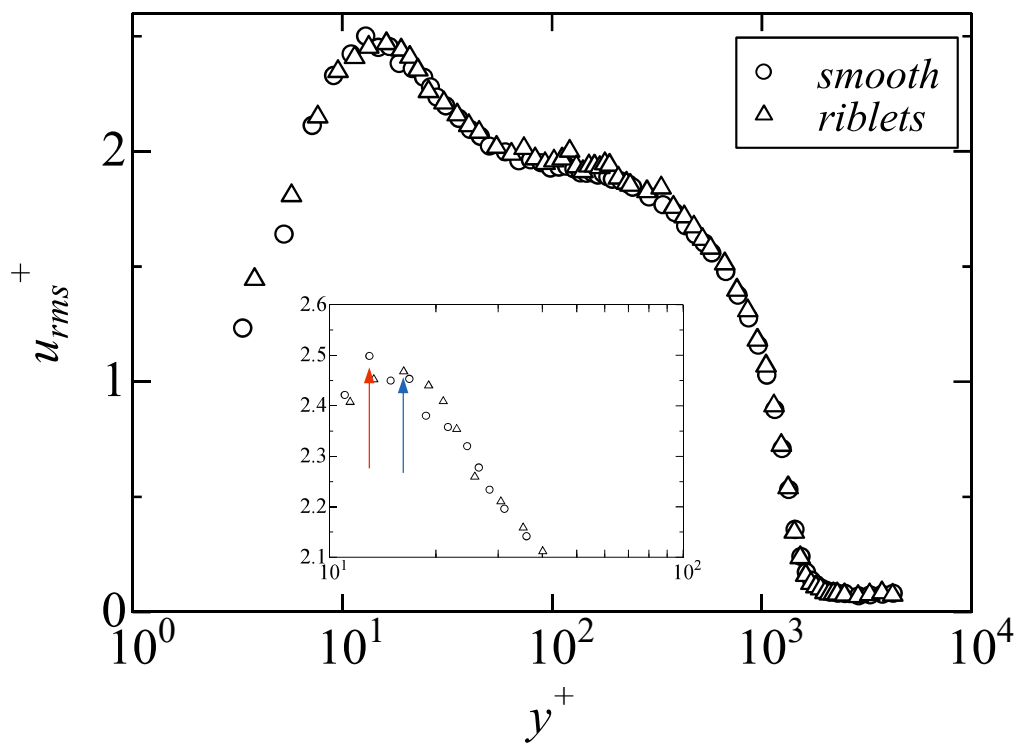


図 4-12 それぞれの壁面せん断応力で無次元化した乱れ強さ分布

5. 逆圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットによる抵抗低減

5.1 緒言

本章では、逆圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットの抵抗低減効果について調査した結果について報告する。

第4章では、零圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットの効果について調査を行い、5~7%の壁面せん断応力低減効果がある事がわかった。リブレットを航空機に用いることで、航空機の二酸化炭素排出量削減につながり、地球温暖化防止の一助になることが期待される。近年では、リブレットの実用化を目指した動きが盛んになっており、航空機実機にリブレットを施工したフライトテストが行われている(Szofruch, 1991; Kurita et al., 2020; JAL, 2023; ANA and Lufthansa Technik, 2024)。そのため、航空機と同様の環境におけるリブレット効果をより正確に検証することが求められている。航空機機体表面の境界層の約50%は外部流の逆圧力勾配領域である(Sasamori et al., 2022)。そのため、外部流の逆圧力勾配下においてリブレットの摩擦抵抗低減効果を検証することは、リブレットの実用化に対して必須である。

逆圧力勾配下のリブレットの効果に関する研究は様々行われており、零圧力勾配下と比較した抵抗低減率の大小が着目されている。風洞を用いた実験的研究では、熱線流速計を用いた計測により、運動量積分方程式の圧力勾配項と壁面せん断応力項の割合を示す Clauser 圧力勾配パラメータ $\beta (\equiv (\delta^*/\tau_w) dP/dx) < 0.5$ では抵抗低減率が悪化するとの報告(Truong and Pulvin, 1989)、壁面せん断応力の直接測定装置を用いた計測から $\beta > 1$ では抵抗低減率が好転するという報告(Nieuwstadt et al., 1993)などがある。一方で、Sasamori ら(Sasamori et al., 2022)は、ピトーレイクを用いて境界層内速度分布を計測し、滑面とリブレット面上における対数速度分布の差異をもとに圧力勾配がリブレットの抵抗低減率に与える影響を推定し、全機レベルでのリブレット効果に圧力勾配が与える影響は小さいと報告し、Choi(Choi, 1990)もホットフィルムを用いた計測により零圧力勾配と同等の低減率であるとの報告をしている。数値計算(LES)による研究においても、 $\beta = 0.5$ において零圧力勾配と同等の抵抗低減率である(Boomsma and Sotiropoulos, 2015)、あるいは圧力勾配パラメータ $\beta = 0.25$ において零圧力勾配と比べ抵抗低減率が2倍に好転する(Klump et al. 2010)との相反する報告がされている。以上のように、圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率については結論が一致していない。

逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減効果に対する結論に不一致がある最大の要因の一つに壁面せん断応力の計測の困難さが挙げられる。発達流で

ある乱流境界層においてリブレットによる抵抗低減を議論するには、滑面流において計測した壁面せん断応力と比較することになる。間接測定法を用いた壁面せん断応力計測は、計測の原理が壁法則などの相似則成立を前提としているため、相似則成立のコンセンサスが得られていないリブレット面や圧力勾配下で用いることには疑問が残る。また、運動量積分方程式を用いた壁面せん断応力計測においては流れ場の二次元性の確保と $1/100000$ mm オーダを持つ微分値の算出が要求され、高精度な抵抗低減率の検証には適していない。一方で、流れ場の条件を必要としないことから、壁面せん断応力の直接測定には期待ができる。壁面せん断応力直接測定の課題としては、数%の抵抗低減率の大小を議論するために、不確かさ要因を限りなく小さくする点にある。壁面せん断応力直接測定装置は、測定面の浮動片要素はリップ厚み t とその周囲に隙間 G を有し、それらはリップ力の作用を通じて不確かさ要因となる。圧力勾配下においては、浮動片要素の上流側と下流側との圧力差による力がリップに働き、直接測定により計測される壁面せん断応力に誤差を生じる(Allen, 1977)が、Frei ら(Frei and Thomann, 1980)は隙間にオイルを充填することで、リップ力の影響を取り除くことに成功した。この際、壁面せん断応力が作用する摩擦面がその周囲長に対して十分に大きく、オイルによる界面張力の影響が無視できるとしている(Hirt et al., 1986)。しかしながら、下流に向けて流れが発達する境界層において、リブレットによる壁面せん断応力の低減と速度分布の相似性に対する影響を明らかにするには、摩擦面の流れ方向長さは境界層厚さ程度に制限する必要がある。オイルによる界面張力が無視できるかは不明である。そのため、オイルを用いず、圧力勾配の影響を除去することが求められる。また、壁面せん断応力計測ができない場合や数値シミュレーションモデルを用いた数値計算では、壁面せん断応力の算出に抵抗法則が用いられる。2.3.5～2.3.6 項で述べたように、クラウザー線図法(Clauser, 1956)や Fernholz-Finley の半経験式(Fernholz and Finley, 1996)などの抵抗法則が速度分布の相似性から導かれることを考慮すれば、リブレットの抵抗低減効果が速度分布の相似性に与える影響を明らかにする必要があることを意味する。

そこで、本研究では逆圧力勾配下における壁面せん断応力直接測定装置の使用に対して、壁面静圧を用いて圧力勾配下における計測誤差を取り除く方法を提案する。そして、提案手法により逆圧力勾配下でのリブレットの抵抗低減効果を実験により検証し、得られた壁面せん断応力の値を用いて壁法則などの相似則を表し、逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率及び相似則に対する影響を明らかにすることを本研究の目的とする。

5.2 実験装置

5.2.1 風洞

2.2.1 項で述べた JAXA 風洞は、測定部上壁面が 6 枚の可動式屋根となっており、高さを調整することで逆圧力勾配領域に設定した。図 5-1 に測定部の概要を示す。測定部寸法は長さ 1300 mm、幅 550 mm、測定部入口高さ 335 mm、測定部出口高さ 431 mm である。 $x = 20$ mm に施工したディスクラフネス (CAD-CUT 社) で境界層を乱流に遷移させる。ディスクラフネスは高さ 0.298 mm、直径 1 mm、間隔 2.54 mm である。乱流境界層が十分に発達した $x = 800$ mm において壁面せん断応力測定、乱流量測定を行った。図 5-2 に壁面静圧係数 C_p 、図 5-3 に主流速度の流れ方向変化を示す。図 5-3 の縦軸は $x = 800$ mm の主流速度 U_0 , $x=800$ で無次元化している。下流に向けて、壁面静圧 C_p は増加し、主流速度 U_0 は低下していき逆圧力勾配領域であることがわかる。 $x = 800$ mm において、運動量積分方程式の圧力勾配項と壁面せん断応力項の割合を示す Clauser 圧力勾配パラメータ $\beta (\equiv (\delta^*/\tau_w) dP/dx)$ と境界層内の代表寸法である粘性長さ ν/u_τ で無次元化した無次元圧力勾配パラメータ $P^+ (\equiv (\nu/\rho u_\tau^3) dP/dx)$ は、 $R_\theta = 5622$ で $\beta = 0.40$, $P^+ = 1.37 \times 10^{-3}$, $R_\theta = 6549$ で $\beta = 0.43$, $P^+ = 1.31 \times 10^{-3}$ である。表 5-1 に逆圧力勾配に設定した JAXA 風洞の $x = 800$ mm における境界層の各種寸法、レイノルズ数及び圧力勾配パラメータを示す。

5.2.2 速度分布計測

速度分布計測には 3.2.3 項で述べた定温度型熱線流速計を用いた。

5.2.3 壁面せん断応力直接測定装置

壁面せん断応力直接測定装置は第 2 章で開発したものに、直径 0.5 mm の静圧孔を 16 個設けたものである。図 5-4 に静圧孔を設けた壁面せん断応力直接測定装置を示す。静圧孔は浮動片要素に働くリップ力を見積もるためであり、周囲板の浮動片要素が設置される縁から 3.5 mm の位置に施工されている。また、静圧項のバリが流れ場に影響を与えないよう、要素周囲板の材料には真鍮を用いた。浮動片要素の摩擦面はリブレット用に 95 mm×95 mm の正方形とし、零圧力勾配下の乱流境界層における不確かさは 0.65% である。壁面せん断応力直接測定装置はその構造上、浮動片要素はリップ部に厚み t を、測定面の周囲に隙間（ギャップ寸法 G ）と段差（ミスアライメント寸法 h ）がある。隙間の影響を無視できるようにギャップ寸法 G は $G = 0.05$ mm（粘性長さの 6.3 倍以下）としたまた、滑面の壁面せん断応力計測時にはミスアライメント寸法 h は $h = 0$ μ m に調整した。壁面せん断応力測定は岩崎通信株式会社のデジタルマルチメータ VOAC7602 を用いて、サンプリング周波数 1 kHz、計測時間 20 s で計測し、平均

処理を行った。静圧測定は Pressure Systems 社の圧力スキャナ 9116 を用いてサンプリング周波数 10 Hz, 計測時間 20 s で壁面せん断応力測定と同時に計測し、平均処理を行った。

5.2.4 リブレット

4.2.4 項で述べた台形溝リブレットを用いた。リブレットの抵抗低減率を評価する際、乱流量や壁面せん断応力は滑面と比較され、仮想原点の位置が重要である。仮想原点 h_p はリブレットの山の頂点から谷底方向の距離とし、壁面せん断応力計測時には壁面せん断応力の仮想原点 $h_{p\tau_w} = 0.2s$ に、速度分布及び乱れ強さ分布計測時には速度分布の仮想原点 $h_{pl} = 0.2s$ に設定した。

5.3 実験結果及び考察

5.3.1 逆圧力勾配下における滑面の局所摩擦抵抗係数 C_f

逆圧力勾配下の滑面乱流境界層において、壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測した局所摩擦抵抗係数 C_f を図 5-5 に示す。横軸には浮動片要素の厚み t [mm]を用いており、無次元化のための適当な寸法がないため有次元としている。エラーバーは壁面せん断応力測定を 15 回行った際のばらつきを示している。Ludwig ら(Ludwig and Tillman, 1950)は、逆圧力勾配下での局所摩擦抵抗係数 C_f の算出に、式 (5-1) で示される Schultz-Grunow の式(Schultz-Grunow, 1941)など、平板からの距離に基づくレイノルズ数 $R_x(\equiv U_0 x/\nu)$ のみに依存するとする半経験式を用いると、局所摩擦抵抗係数 C_f が上昇することに異議を唱え、圧力勾配下では形状係数 H と運動量厚さに基づくレイノルズ数 R_θ に依存する式 (5-2) を実験データから見出した。そこで、計測結果の妥当性検証には、圧力勾配下において信頼できる半経験則として広く用いられる Ludwig-Tillmann の式 (L-T 式) を用いて算出した局所摩擦抵抗係数 $C_{f,L-T}$ を採用した。式 (5-2) を用いて算出した $C_{f,L-T}$ を、図 5-5 中に一点鎖線と二点鎖線で示している。

$$C_{f,S-G} = \frac{0.0334}{(\log R_x)^{1.838}} \quad (5-1)$$

$$C_{f,L-T} = 0.246 \times 10^{-0.678H} R_\theta^{-0.268} \quad (5-2)$$

$R_\theta = 5622$ では浮動片要素の厚み $t = 5, 7, 8$ mmの 3 条件で、 $R_\theta = 6549$ では浮動片要素の厚み $t = 7, 8$ mmの 2 条件で計測を行った。今回の計測結果は式 (5-2) と比較して大きな差がある。しかし、厚み t が小さくなるほど、計測結果が増加しており、 $R_\theta = 5622$ の計測点 3 点で最小 2 乗近似をすると $t = 0$ で $C_{f,t=0} =$

0.00254と推定され、その推定値はL-T式で算出した $C_{f,L-T} = 0.00251$ とほぼ一致する。壁面せん断応力直接測定装置は独立した浮動片要素を持ち、周囲に隙間 G 及び段差 h 、浮動片要素にはリップ厚み t を持つ。零圧力勾配下において、2.3.8項よりギャップ寸法が $G^+ < 6.3$ の場合、浮動片要素の上面の流れに隙間による影響を与えず、無視できることが明らかとなった。また、2.3.9項より $h^+ = 0$ の場合、段差によるリップ力は生じないことが明らかとなった。本計測ではこの条件を満たしており、リップ力が生じる要因は浮動片要素前後の圧力差のみであると考えられる。圧力勾配下での壁面せん断応力測定は、流れ方向に圧力勾配が変化することにより上流側と下流側の隙間 G に圧力差が生じ、リップ厚み t に圧力勾配による力が加わると考えられる。このことから、 $t = 0$ でL-T式と一致するのは妥当であり、浮動片要素の厚さ t に応じた補正が必要であると判断される。

5.3.2 逆圧力勾配下における壁面せん断応力直接測定値の補正

圧力勾配による力の影響を補正する方法を考える。図5-6に浮動片要素周辺の圧力分布の概略を示す。壁面せん断応力直接測定装置は独立した浮動片要素を持ち、周囲に隙間 G 及び浮動片要素にはリップ厚み t を持つ。本研究の流れ場は逆圧力勾配であるため、浮動片要素の上流側 P_{up} は下流側 P_{down} に比べて低い。そのため、圧力勾配によって浮動片要素が壁面せん断応力 τ_w の方向とは反対側に押し戻される形となり、図5-5のように t が大きくなるほど、計測値の低下を招いていると考えられる。

浮動片要素に働く圧力勾配による力の除去のため、リップ部の圧力分布を推定してみる。図5-6に示すように、浮動片要素の下側は密閉側壁に覆われており、浮動片要素上面の上流側圧力 P_{up} は低く、下流側圧力 P_{down} はそれよりも高い。容器内流れは静止状態とすれば、容器内圧力 P_{in} は P_{up} と P_{down} の中間の圧力と推定され、測定面から下方への距離 t_y の増加により P_{up} と P_{down} は P_{in} に一致するように変化すると考えられる。上端付近の隙間内の流体は境界層流と粘性により壁面と平行に運動する領域が生じると推測され、粘性の影響を受ける深さ b までは静圧一定と考えられる。2.3.8項より零圧力勾配下において、 $G^+ < 6.3$ の条件では隙間があることによるリップ力の影響は受けないことから(Gaudet and Winter, 1973)、隙間内には流れが直接流入しないことが期待される。本計測では $G^+ < 5.2$ と非常に小さく、隙間の流れは層流と仮定する。それにより隙間内の圧力分布は線形、すなわち流れは二次元ポアズイユ流れ(Sutera and Skalak, 1993)により近似できると考えられる。したがって、隙間内圧力は t_y 方向に線形分布を持ち、壁面静圧により決定されることになる。また、壁近傍の現象であることから、代表長さは粘性長さ ν/u_τ とした。以上のことから、線形圧力分布に圧力一定部を加味すると、

$$P = \begin{cases} P_{down,up} & \text{if } t_y^+ < b \\ \pm |a|(t_y^+ - b) + P_{down,up} & \text{if } t_y^+ \geq b \text{ and } |P| \geq |P_{in}| \\ P_{in} & \text{if } |P| < |P_{in}| \end{cases} \quad (5-3)$$

と表現できる．この表現には，1) $t_y^+ = 0$ における圧力は壁面静圧に等しい，2) 隙間内圧力は t_y^+ の増加により P_{in} に一致する，3) 隙間内の t_y^+ 方向圧力勾配 $|a|$ は上流側と下流側で等しい，4) 圧力一定部が $0 < t_y^+ < b$ で存在する，という4つの条件が設定されている． P_{up} 及び P_{down} は壁面せん断応力直接測定装置に設けた静圧孔より計測， P_{in} は流れ方向の圧力勾配から算出した $x = 800$ の静圧を用いた．実験データを加えることで， $R_\theta = 5622$ におけるリップ部の圧力分布を推定すると，図 5-7 のようになる．縦軸は P_{in} からの比率 $\Delta P (\equiv P - P_{in}/|P_{in}|)$ を示している．横軸 t_y^+ の無次元化に必要な C_f は3点の近似から， $h = 0$ のときの値 $C_{f,t=0}$ を用いた．静圧一定の範囲を定める深さ b は，粘性の影響を受ける深さまでであることを考慮して，粘性底層の厚さ($b^+ = 5$)まで静圧一定とすると， $|a| = |dP/dt_y^+| = 1.9 \times 10^{-5}$ であった．推定したリップ部静圧分布から，上流側の低い圧力と下流側の高い圧力の圧力差が浮動片要素を押し戻す力になるため，浮動片要素に加わるリップ力は $t_y = 0 \sim t$ の範囲で積分することにより，補正量 ΔC_f が算出され，図 5-8 に補正量 ΔC_f と局所摩擦抵抗係数 C_f を示す．横軸はリップ厚み t を $C_{f,t=0}$ から算出した粘性長さ ν/u_τ で無次元化した t^+ を用いた．図中実線と破線はそれぞれ $R_\theta = 5622$ と $R_\theta = 6549$ の $C_{f,t=0}$ から ΔC_f を引いた補正曲線であり， t^+ における補正量を示し，一点鎖線と二点鎖線は式 (5-2) を用いて算出した $C_{f,L-T}$ を示している．補正された局所摩擦抵抗係数 C_f と L-T 式との差は最大 2.5% であり良好に一致することから，本補正法の妥当性が確認できる．本計測では P_{up} と P_{in} の比率は $R_\theta = 5622$ で $P_{up} - P_{in}/|P_{in}| = 0.030$ ， $R_\theta = 6549$ で $P_{up} - P_{in}/|P_{in}| = 0.031$ と等しいため， $|a|$ は同じであり，風洞内圧力の浸透は粘性長さの5倍として $C_{f,t=0}$ を推定すると，圧力分布は図 5-9 となり，積分すると図 5-8 で示すように $C_{f,t=0} = 0.00243$ となり L-T 式で算出した $C_{f,L-T} = 0.00242$ とほぼ等しい．逆圧力勾配下の直接測定装置において， $G^+ < 6.3$ におけるリップ部の圧力分布は粘性長さの約5倍の圧力一定部と，一定勾配の線形圧力分布で構成されていると考えられる．本計測において，圧力勾配の補正による不確かさは計測のばらつきと補正曲線との差から1.7%であり，圧力勾配下での壁面せん断応力直接測定値の不確かさは，1.82%であると見積もられる．以降，滑面及びリブレット面における壁面せん断応力は壁面せん断応力直接測定装置で計測し，圧力勾配の影響の補正した値を用いる．

隙間内の流れが層流であることの妥当性について考える．風洞の断面積は，

$x = 800 \text{ mm}$ において $420 \times 550 \text{ mm}$ であり、 $R_\theta = 5622$ のとき、 $U_0 = 40 \text{ m/s}$ であるので、風洞内の流量 Q_{in} は、 $Q_{in} = 9.2 \text{ m}^3/\text{s}$ である。隙間内の流量 Q_{gap} は、2次元ポアズイユ流れの速度分布

$$u(G_x) = -\frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dt_y} G_x (G_x - G) \quad (5-4)$$

を断面にわたって積分することにより、

$$Q_{gap} = -\frac{G^3}{12\mu} \frac{dP}{dt_y} \cong 1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s} \quad (5-5)$$

である。隙間内の流量 Q_{in} は風洞内の流量 Q_{gap} に比べて十分に小さいことから、隙間内の流れを二次元ポアズイユ流れと仮定することは妥当であると考えられる。

5.3.3 逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率

図 5-10 に逆圧力勾配下で壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測したリブレットの抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ [%]を示す。5.3.2 項で提案した方法を用い、壁面せん断応力に対する圧力勾配の影響の補正が行われている。参考として零圧力勾配下での直接測定結果と Bechert ら(Bechert and Bartenwerfer, 1989)のオイルチャンネルでの結果と García-mayoral ら(García-Mayoral and Jiménez, 2011)の $s^+ < 10$ の粘性領域では $\Delta\tau_w$ が s^+ に比例する結果を併記する。抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ [%]は式 (4-1) で定義され、滑面の壁面せん断応力からの抵抗低減割合である。零圧力勾配下と比較して、逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率はほぼ一致している。一方で、Nieuwstadt ら(Nieuwstadt et al., 1993) は壁面せん断応力直接測定において、隙間にオイルを充填し圧力勾配の影響を補正することで(Frei and Thomann, 1980), $\beta > 1$ では抵抗低減率が零圧力勾配下より好転するという本結果とは異なる結論を導いている。差異の要因として、本研究とは圧力勾配パラメータ β が異なること、圧力勾配の程度によってオイルの界面張力と圧力勾配による力が釣り合わない可能性があることなどが考えられる。零圧力勾配下と逆圧力勾配下でリブレットの効果に差が現れなかった事実は、本実験の $\beta \cong 0.4$ 下ではリブレットの作用があると考えられる粘性底層内～バッファ層の流れに逆圧力勾配が影響を及ぼさないことを示唆する。

$$\Delta\tau_w = \frac{\tau_{w,riblet} - \tau_{w,smooth}}{\tau_{w,smooth}} \times 100 \quad (\text{再 4-1})$$

5.3.4 逆圧力勾配下における平均速度分布

図 5-11 に $R_\theta = 5622$ の、図 5-12 に $R_\theta = 6549$ の熱線流速計を用いて計測した平均速度分布を示す．図中実線は粘性底層 $U^+ = y^+$ と対数法則である．対数法則のカルマン定数 κ は、十分に発達した ($R_\theta > 10000$) 零圧力勾配下の滑面乱流境界層での $\kappa = 0.384$ ， $C = 4.1$ を用いた (Nagib and Chauhan, 2008; Österlund, 1999)．図中赤破線は滑面の対数領域，青破線はリブレット面の対数領域を示している．無次元化には直接測定装置で計測した値を 5.3.2 項で提案した方法で補正した壁面せん断応力を用いた．また仮想原点は 4.3.3 項より， $h_{pl} = 0.2s$ に設定した．

逆圧力勾配下での滑面上の対数法則の議論は様々行われており，対数法則の各種パラメータは計測の不確かさの範囲で κ が低下するとする報告 (Knopp et al., 2021)， β の増加に伴い κ が増加するとする結果 (Skåre and Krogstad, 1994)，零圧力勾配領域と比較して壁面せん断応力とともに κ は低下， C_{log} が増加するとする結論 (Chauhan et al., 2007)， κ は変化せず， P^+ の増加に伴い C_{log} が減少するとする結論 (Nagano et al., 1991)， P^+ を用いて対数法則を修正できるとする結論 (Nakamura et al., 2011) 等がある．このように κ 及び C_{log} に差が生じる理由は，壁面せん断応力の決定に様々な方法，議論があることに加え，圧力勾配の大きさが 2 つのパラメータ β と P^+ で表され，圧力勾配とレイノルズ数の組み合わせによる影響があることなどが考えられる．今回の計測では，図 5-11 と図 5-12 より粘性底層部，対数領域部，後流部の成立が確認でき，図 5-13 に示す式 (5-6) の指標関数 $\mathcal{E}(y^+)$ が一定である領域が十分存在することから，逆圧力勾配下でも対数領域は成立すると判断した (Österlund et al., 2000)．

$$\mathcal{E}(y^+) = U^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) \quad (5-6)$$

カルマン定数 κ と切片 C_{log} を定めると $R_\theta = 5622$ の滑面で $\kappa_{smooth} = 0.382$ ， $C_{smooth} = 4.14$ ，リブレット面で $\kappa_{rib} = 0.381$ ， $C_{rib} = 4.51$ であり， $R_\theta = 6549$ の滑面で $\kappa_{smooth} = 0.384$ ， $C_{smooth} = 4.17$ ，リブレット面で $\kappa_{rib} = 0.383$ ， $C_{rib} = 4.59$ である．リブレット面ではカルマン定数 κ は変化せず，切片 C_{log} が増加する．抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ と切片の増加量 $\Delta C_{log} (\equiv C_{rib} - C_{smooth})$ は $R_\theta = 5622$ で $\Delta\tau_w = -5.4$ ， $\Delta C_{log} = 0.37$ ， $R_\theta = 6549$ で $\Delta\tau_w = -6.2$ ， $\Delta C_{log} = 0.42$ であり，リブレットによる抵抗低減効果が大きくなるにつれて，切片の増加量も増加している．この現象は零圧力勾配下のリブレットと同様であり (Gatti et al., 2020)， $\beta \cong 0.4$ の逆圧力勾配

下では零圧力勾配下と同様、粘性底層～バッファ層の速度分布が変化することで粘性応力が支配的な層が増加していると推察される。

5.3.5 逆圧力勾配下における乱れ強さ分布

図 5-14～図 5-17 に熱線流速計で計測した主流方向乱れ強さ分布を示す。図 5-14, 図 5-15 は $R_\theta = 5622$ の, 図 5-16, 図 5-17 は $R_\theta = 6549$ の結果を示している。図 5-14, 図 5-16 は滑面もリブレット面も滑面の摩擦速度 $u_{\tau, smooth}$ で無次元化, 図 5-15, 図 5-17 はそれぞれの摩擦速度 u_τ で無次元化した。図中赤矢印は滑面における乱れ強さの最大値を, 青矢印はリブレット面における乱れ強さの最大値を示している。また仮想原点は $h_{pl} = 0.2s$ に設定した。図 5-14, 図 5-16 における乱れ強さの最大値はリブレット面上で低下している。これは乱れの生成が抑制されたことにより, 壁面せん断応力が低下したと解釈される。

それぞれの摩擦速度を用いた図 5-15, 図 5-17 において, 乱れ強さの最大値は滑面とリブレット面上ではほぼ一致している。しかし, $y^+ > 100$ の領域についてみると, 図 5-14, 図 5-16 において乱れ強さ分布はほぼ一致しているが, 図 5-15, 図 5-17 においてはリブレット面上における乱れ強さが大きい。リブレットは $x = 800 \text{ mm}$ において, $95 \text{ mm} \times 95 \text{ mm}$ と部分的に施工されており, リブレット開始点から内部境界層が発達していると考えられる。滑面と粗面の不連続面における内部境界層厚さ δ_{in} は粗さパラメータ z_0 を用いて, 式 (5-7) で予測できる (Wood, 1982)。ここで, 粗さパラメータ z_0 は粘性長さ ν/u_τ , カルマン定数 κ , 対数法則の切片 C_{log} を用いて式 (5-8) で定義される。

$$\frac{\delta_{in}}{z_0} = 0.28 \left(\frac{x}{z_0} \right)^{0.8} \quad (5-7)$$

$$z_0 = \frac{\nu}{u_\tau} \exp(-\kappa C_{log}) \quad (5-8)$$

本研究のリブレット面上の内部境界層厚さ δ_{in} を式 (5-7) に基づき推測すると, リブレット面の中心において, $R_\theta = 5622$ で, $\delta_{in} \approx 1.78 \text{ mm}$, $R_\theta = 6549$ で, $\delta_{in} \approx 1.71 \text{ mm}$ である。これは粘性長さの 150～180 倍に該当する。そのためリブレット開始点から発達する内部境界層は $y^+ \cong 100$ に達していると推定される。したがって, 平均速度及び乱れ強さ分布をリブレット面上の摩擦速度で整理できる範囲は内部境界層内 ($y^+ \leq 100$) とすべきで, $y^+ > 100$ の領域については上流における滑面境界層の摩擦速度が適切であると理解される。実験結果は $y^+ \leq 100$ における滑面及びリブレット上の摩擦速度で無次元化した乱れ強さのピー

ク値はほぼ等しく、乱れ強さの最大値が局所の壁面せん断応力を用いて整理できることを表している。

また、図 5-15、図 5-17 において乱れ強さが最大値となる y^+ はリブレット上で若干高い。同様の結果は零圧力勾配下においても確認されており、壁法則を表す際の仮想原点の上昇と関係することが考えられる。Luchini ら(Luchini et al., 1991) と Bechert ら(Bechert et al., 2000) は壁法則における原点の決定には壁近傍の横流れ運動が関係し、リブレットはその運動の原点を壁から遠ざけるとの説明を行っている。その説明に従えば、逆圧力勾配下においてもリブレットが対数法則の仮想原点を上方に移動させたと解釈される。

5.3.4 項と 5.3.5 項で滑面とリブレット面を比較し、評価した。それにより、カルマン定数 κ が滑面とリブレット面で変化しない、リブレットの抵抗低減により対数法則 C の切片が上昇する、リブレット面の乱れ強さの最大値は滑面に比べ低下する、それぞれの壁面せん断応力を用いると乱れ強さの最大値を説明できる、乱れ強さの最大値となる位置がリブレット面で若干壁遠方になる事がわかった。これらは第 4 章で述べた零圧力勾配領域に施工されたリブレットにおいても確認できる。すなわち、 $\beta \cong 0.4$ の逆圧力勾配下では、リブレットの作用があると考えられる粘性底層内～バッファ層の流れに逆圧力勾配が影響を及ぼさないことにより、零圧力勾配下と同様の現象が生じたと考えられる。

5.3.6 粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$

粗面の影響は粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ を用いて対数法則の切片が変化すると評価される。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C - \frac{\Delta U}{u_\tau} \quad (5-9)$$

表面粗度 k_s の影響を受け、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は

$$\frac{\Delta U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{k_s u_\tau}{\nu}\right) + C_{k_s} \quad (5-10)$$

と表される(Perry et al., 1969)。また、粗さの頂点から流体が入り込む距離として原点補正量 d_m を定義すると、

$$\frac{\Delta U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{d_m u_\tau}{\nu}\right) + C_{d_m} \quad (5-11)$$

として整理できる．ここで C_{k_s} 、 C_{d_m} は粗面の形状に依存する定数である．

リブレットは $0 < s^+ < 10$ の粘性域で抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ が s^+ に比例し、 $s^+ \cong 15$ で最も抵抗低減が最大となり、 $15 < s^+ < 30$ で抵抗低減効果は $s^+ \cong 15$ と比べ低下傾向にはなるが、抵抗低減効果がある．リブレットにおいて、粗面の表面粗度 k_s に相当するのはリブレット高さ h_{rib} である． $h_{rib} = 0.5s$ であり、 $0 < s^+ < 10$ の粘性域では表面粗度 k_s は粘性底層に埋もれており、速度分布に影響を与えない． $15 < s^+$ では表面粗度 k_s は速度分布に影響を与え始めるが、リブレットの抵抗低減効果がある $s^+ < 30$ では粘性に対して完全に独立にはならず、遷移域である．すなわちリブレットは粘性依存の抵抗低減から、粗面的な圧力抗力による抵抗増加に遷移する(Gatti et al., 2020)．そのため、リブレット面において、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ を、粗面のように表面粗度 k_s や原点補正量 d_m で一律に表すことができない．切片 C_{log} が増加する現象が抵抗低減によって生じる現象であることを考慮すると、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は抵抗低減率で表示するのが適切であると考ええる．図 5-18 に零圧力勾配下と逆圧力勾配下で計測した粗さ関数を示す．横軸は抵抗低減率 $\Delta\tau_w$ とした．本研究ではリブレットによる抵抗低減が目的であり、抵抗低減効果が向上する $s^+ \lesssim 15$ に注目した．図 5-18 より、 $9.5 < s^+ < 13.1$ では $\Delta\tau_w$ に対して線形的に $\Delta U/u_\tau$ が増加していることが分かる． $s^+ = 8.6$ では $\Delta U/u_\tau$ が大きく、 $s^+ = 16.6$ では $\Delta U/u_\tau$ が小さく見積もられている．これにより、リブレット面における粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は抵抗低減率が線形的に向上する $s^+ < 10$ ($h_{rib}^+ < 10$)の粘性域、粘性域から抵抗低減率が最大となる $10 < s^+ \lesssim 15$ ($5 < h_{rib}^+ \lesssim 7.5$)、リブレットが粗面的な振る舞いをし始める $s^+ \gtrsim 15$ ($h_{rib}^+ \gtrsim 7.5$)の3つに分けて考える必要があると考えられる．

5.4 結言

逆圧力勾配下でのリブレットの効果の検証のため、滑面とリブレット面の局所壁面せん断応力を壁面せん断応力直接測定装置で、速度分布及び乱れ強さ分布をI型熱線プローブと定温度型熱線流速計で計測した．以下に得られた知見を述べる．

逆圧力勾配下での壁面せん断応力直接測定装置による壁面せん断応力の計測値は、圧力勾配による力の影響を受け低下した．そこで壁面せん断応力直接測定装置に静圧孔を設け、浮動片要素のリップ部の圧力分布を推定し、逆圧力勾配下での壁面せん断応力直接測定値を補正した．零圧力勾配下で隙間の影響を受けない $G^+ < 6.3$ の場合、圧力勾配によりリップ部に粘性長さの約5倍の静圧一定部と、一定勾配の線形圧力分布で構成されていることが仮定され、補正を行うとLudwig-Tillmannの式とほぼ同じ値となり、仮定は妥当であると判断した．この

仮定に基づく補正により，滑面とリブレット面の壁面せん断応力を速度分布とは独立して計測し，抵抗低減率，平均速度分布及び乱れ強さ分布を評価した． $9.5 < s^+ < 11.6$ の台形溝リブレットでは， $\beta \cong 0.4$ の逆圧力勾配下と零圧力勾配下とでリブレットの抵抗低減率はほぼ等しい．対数法則では，リブレットの抵抗低減により，カルマン定数 κ は変化せず，切片 C_{log} が増加した．滑面及びリブレットにおける摩擦速度を用いて表した流れ方向乱れ強さ分布において，乱れ強さの最大値はほぼ等しいが，乱れ強さが最大値となる y^+ の位置はリブレット上において若干壁遠方に移動した．これらの現象は零圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットと同様である．



図 5-1 逆圧力勾配設定時の JAXA 風洞測定部

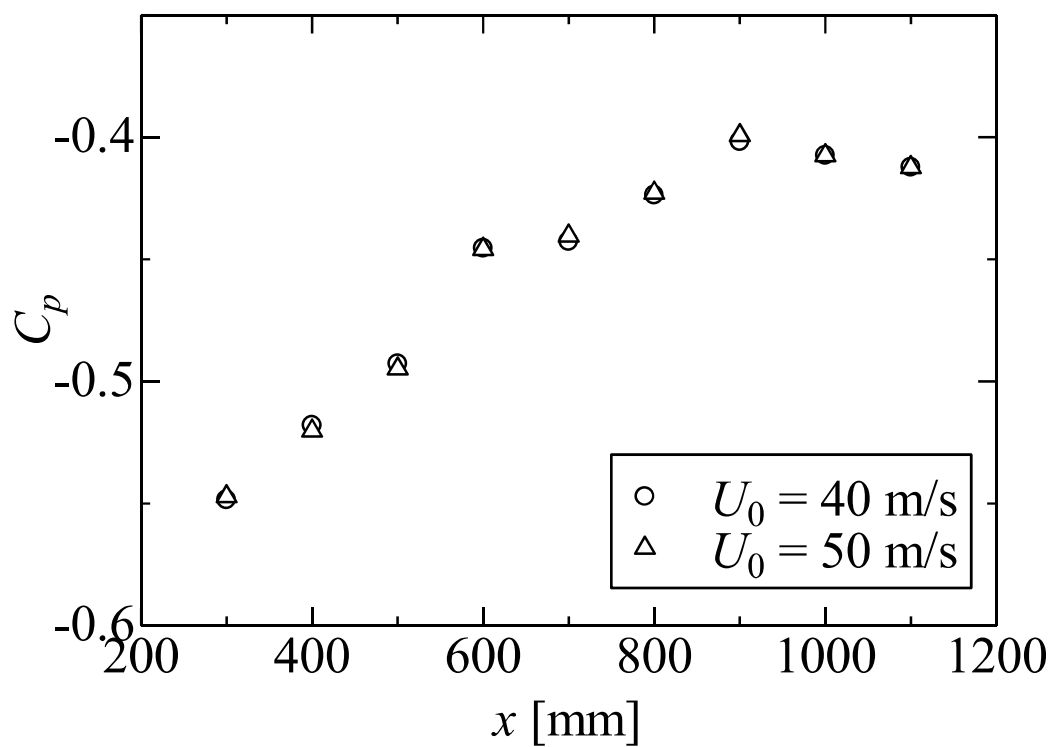


図 5-2 壁面静圧係数 C_p の流れ方向変化

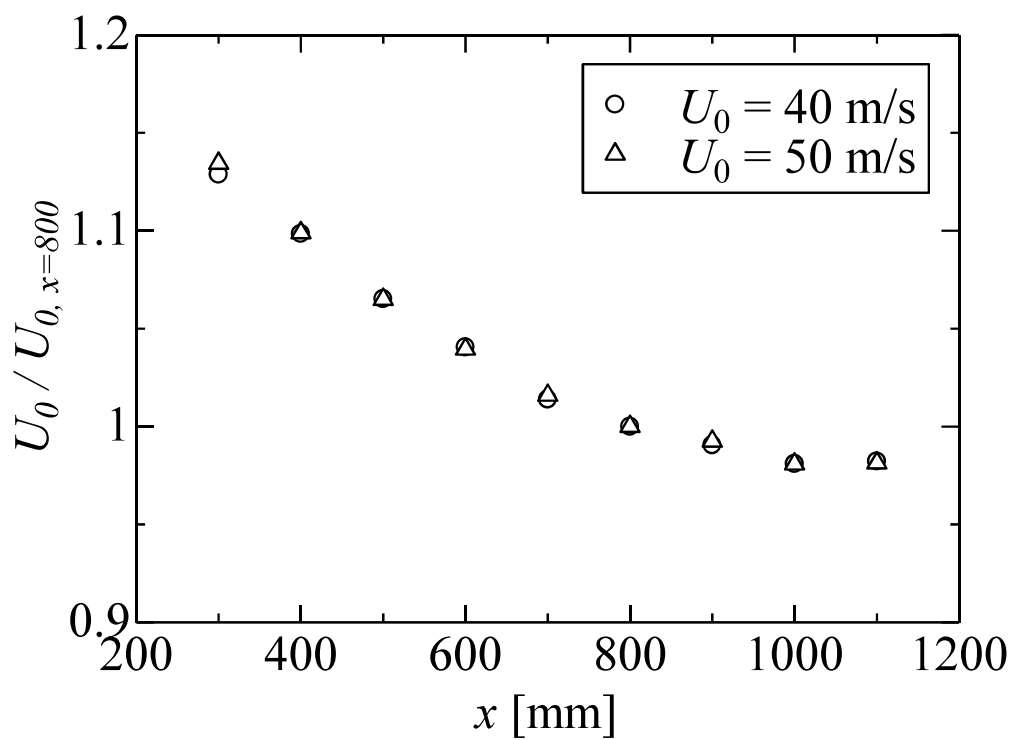


図 5-3 主流速度の流れ方向変化

表 5-1 逆圧力勾配下の乱流境界層における主なパラメータ

U_0 [m/s]	δ [mm]	δ^* [mm]	θ [mm]	R_θ	H	β	$P^+ \times 10^3$	$C_{f,L-T}$
40	17.0	3.22	2.22	5622	1.45	0.40	1.37	0.00252
50	16.9	3.19	2.20	6549	1.45	0.43	1.31	0.00242

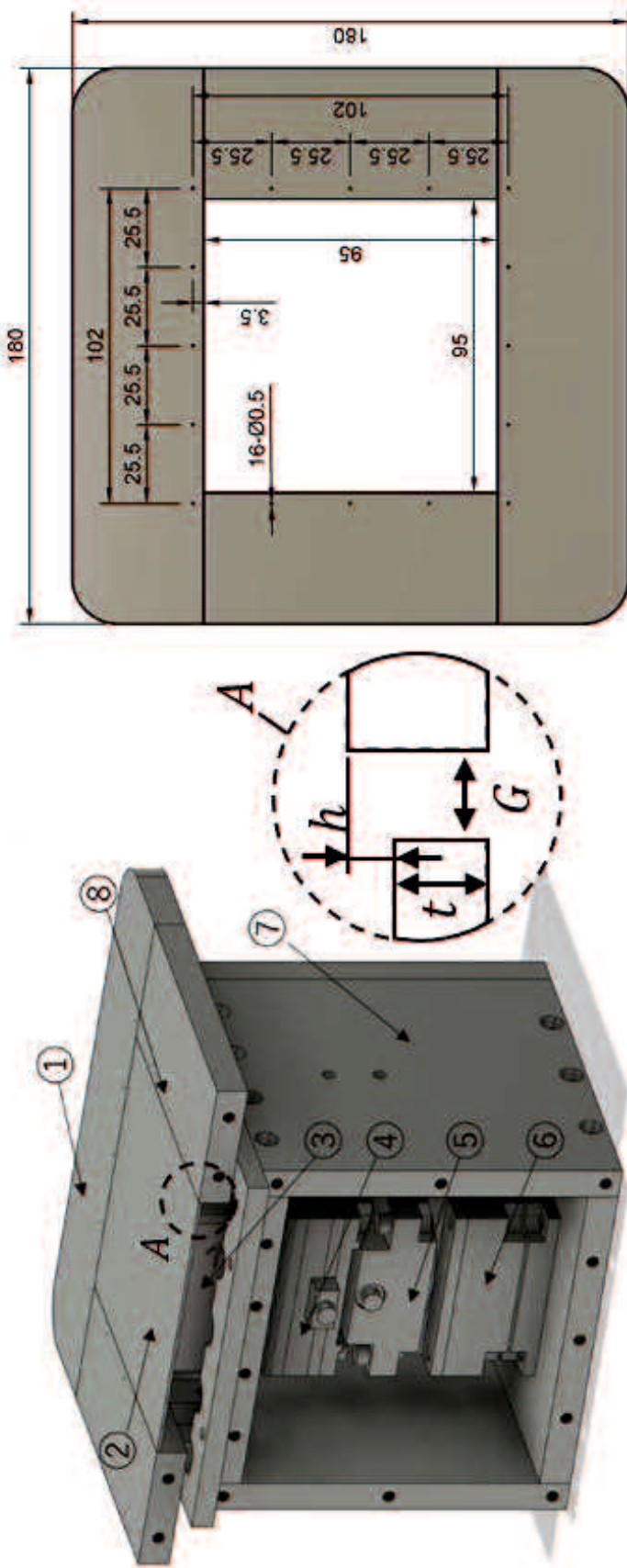


図 5-4 静圧孔を設けた壁面せん断応力直接測定装置

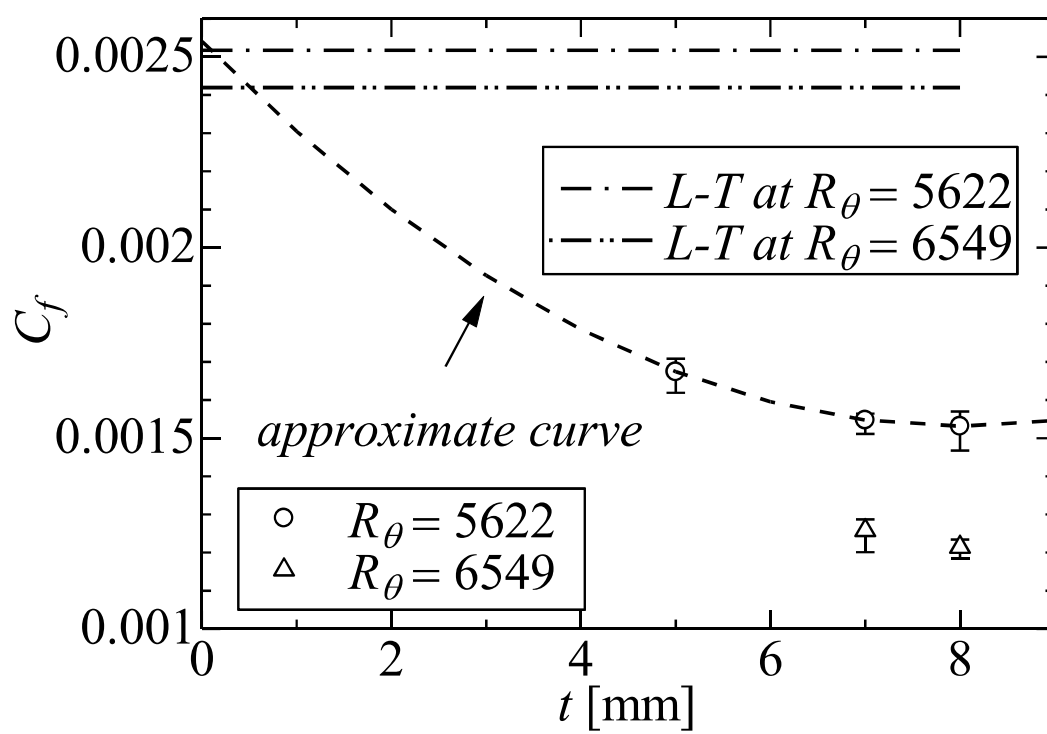


图 5-5 局所摩擦抵抗係数 C_f

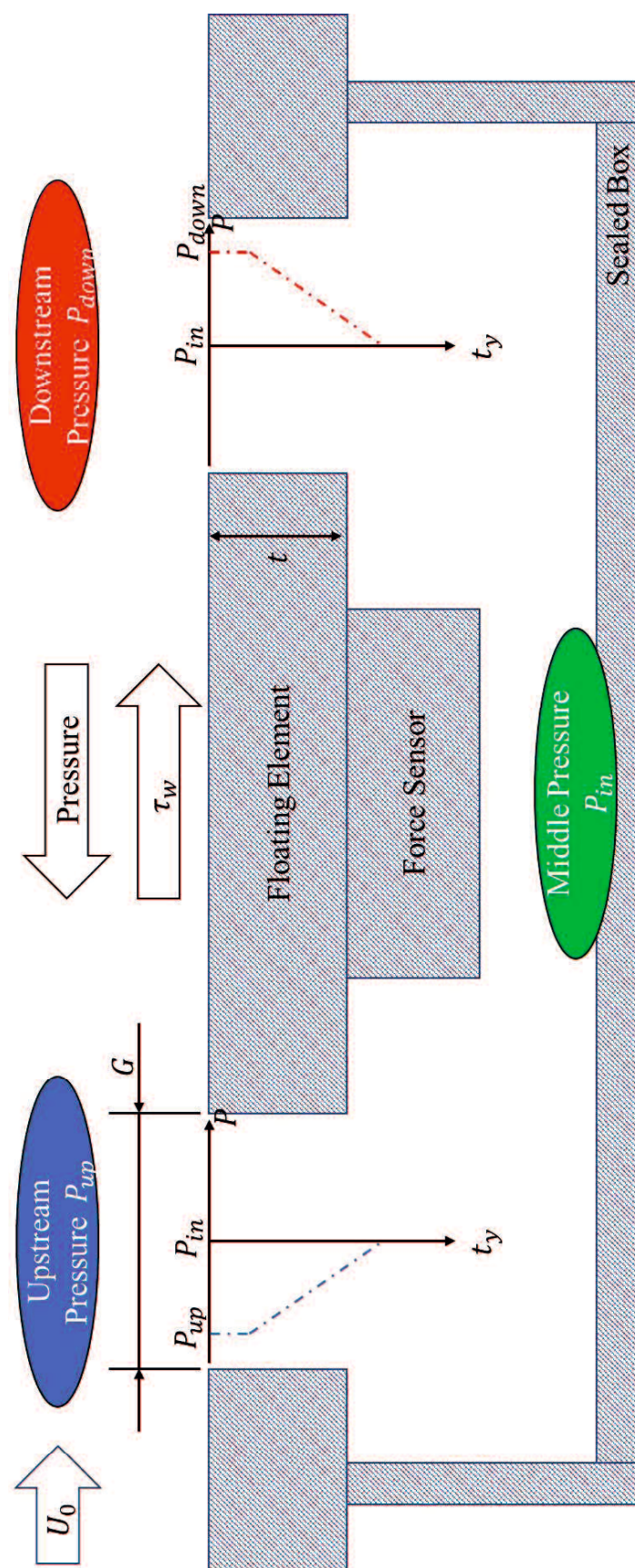


図 5-6 浮動片要素周辺の圧力分布

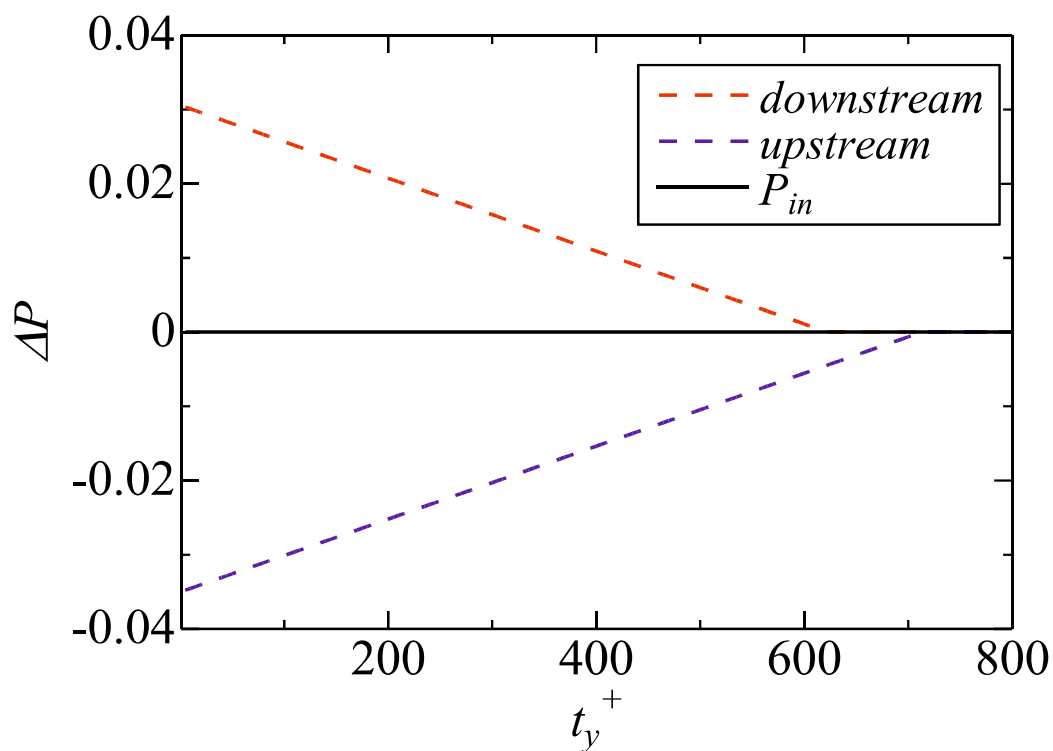


図 5-7 $R_\theta = 5622$ における浮動片要素リップ部の圧力分布

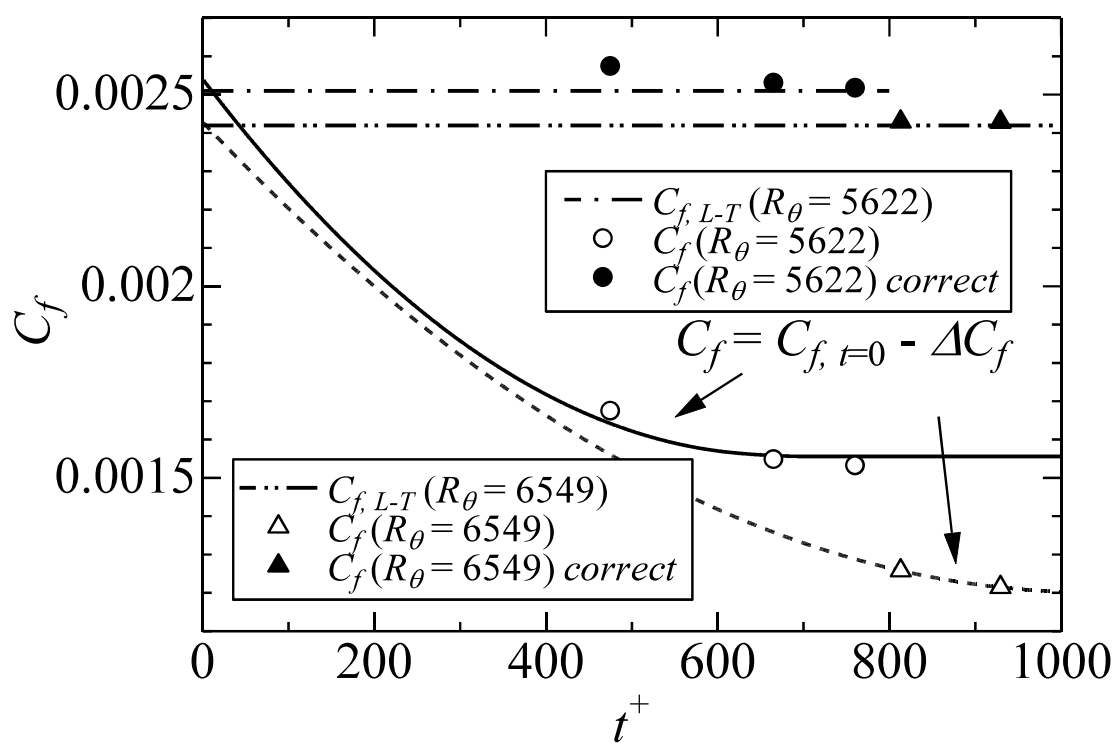


図 5-8 浮動片要素リップ部の圧力分布を用いた局所摩擦抵抗係数 C_f の補正

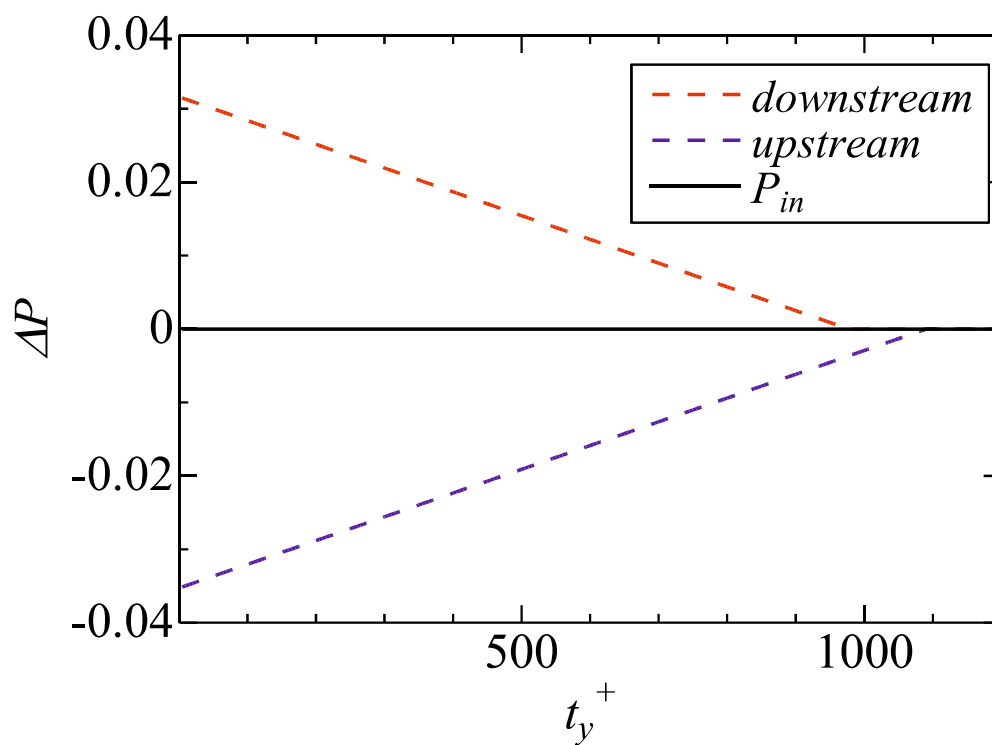


図 5-9 $R_\theta = 6549$ における浮動片要素リップ部の圧力分布

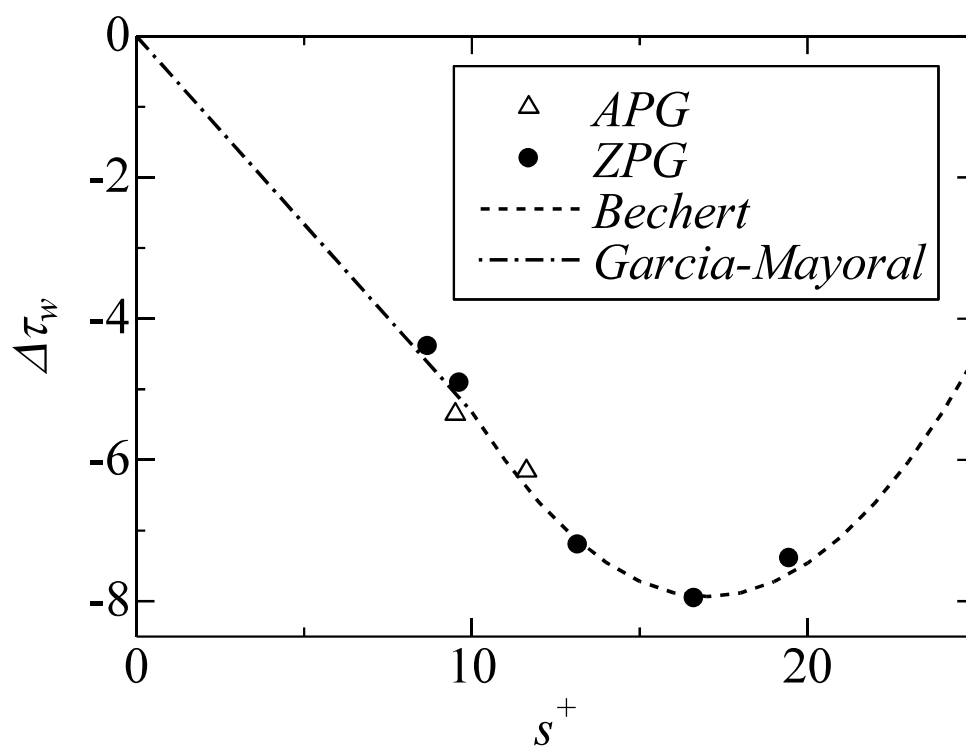


図 5-10 逆圧力勾配下に施工されたリブレットの抵抗低減率 $\Delta\tau_w$

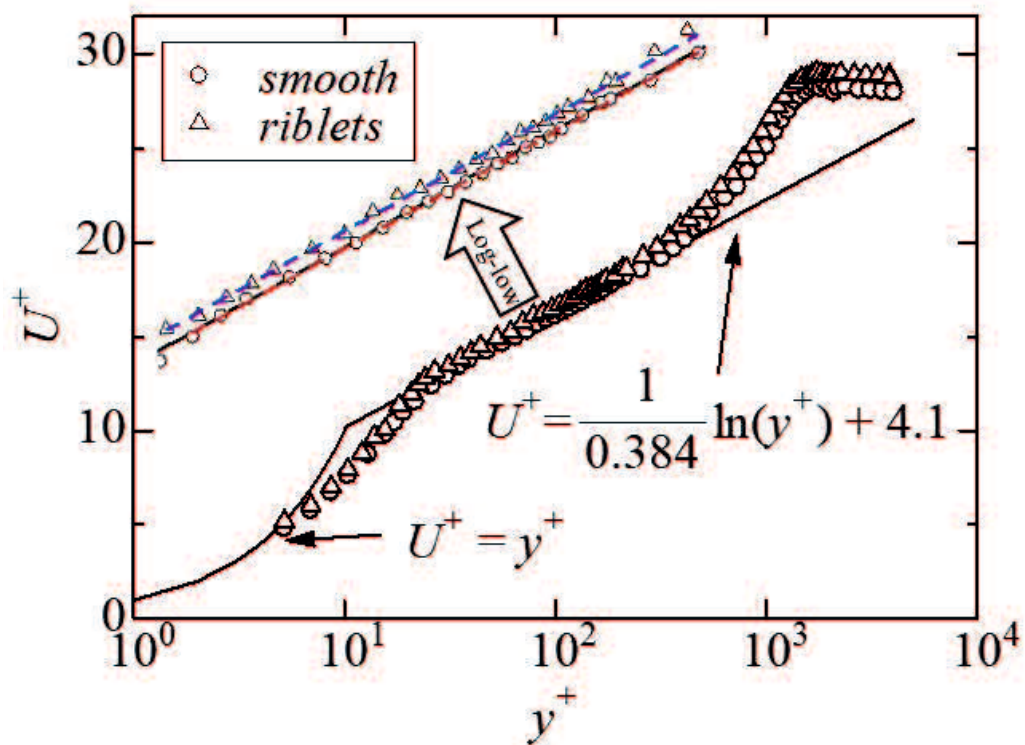


図 5-11 $R_\theta = 5622$ における対数速度分布

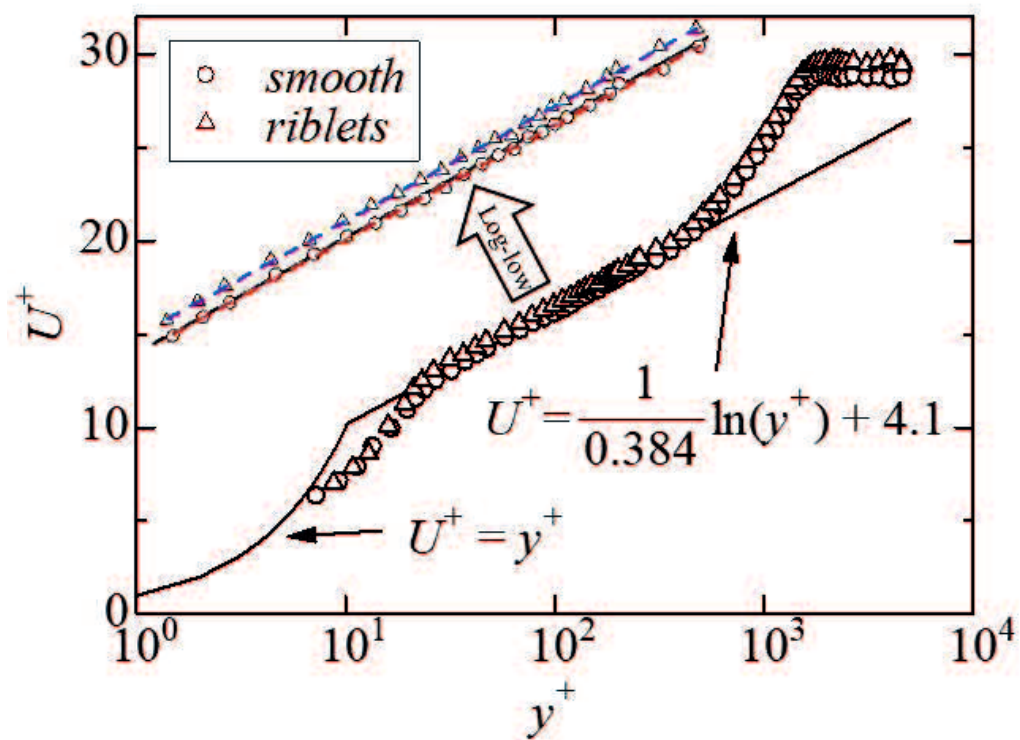


図 5-12 $R_\theta = 6549$ における対数速度分布

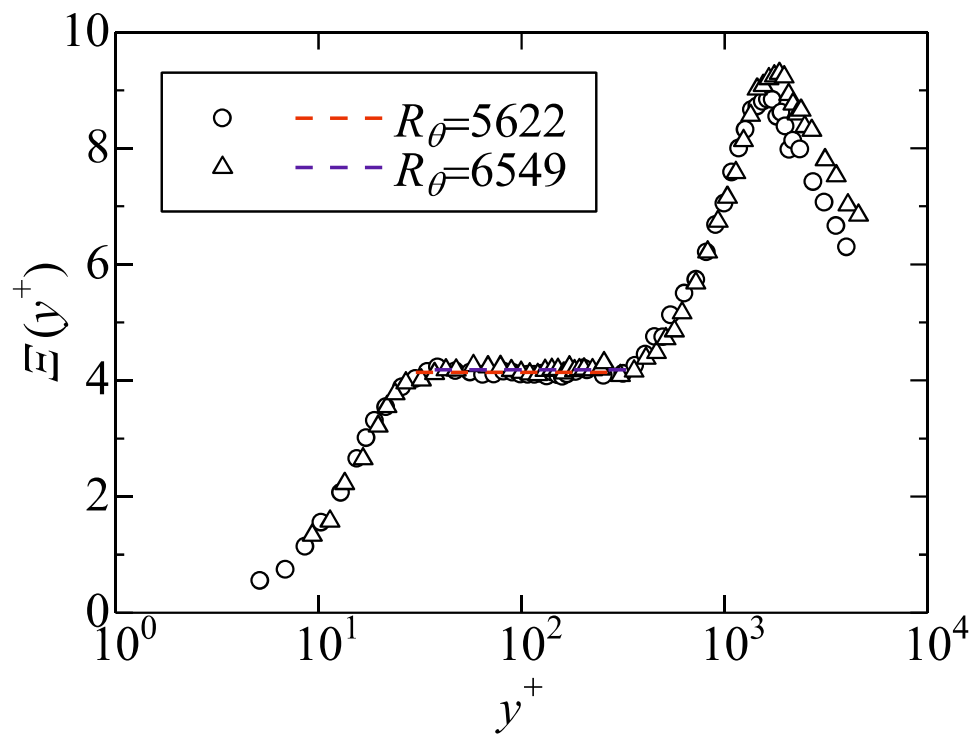


図 5-13 指標関数 $E(y^+)$

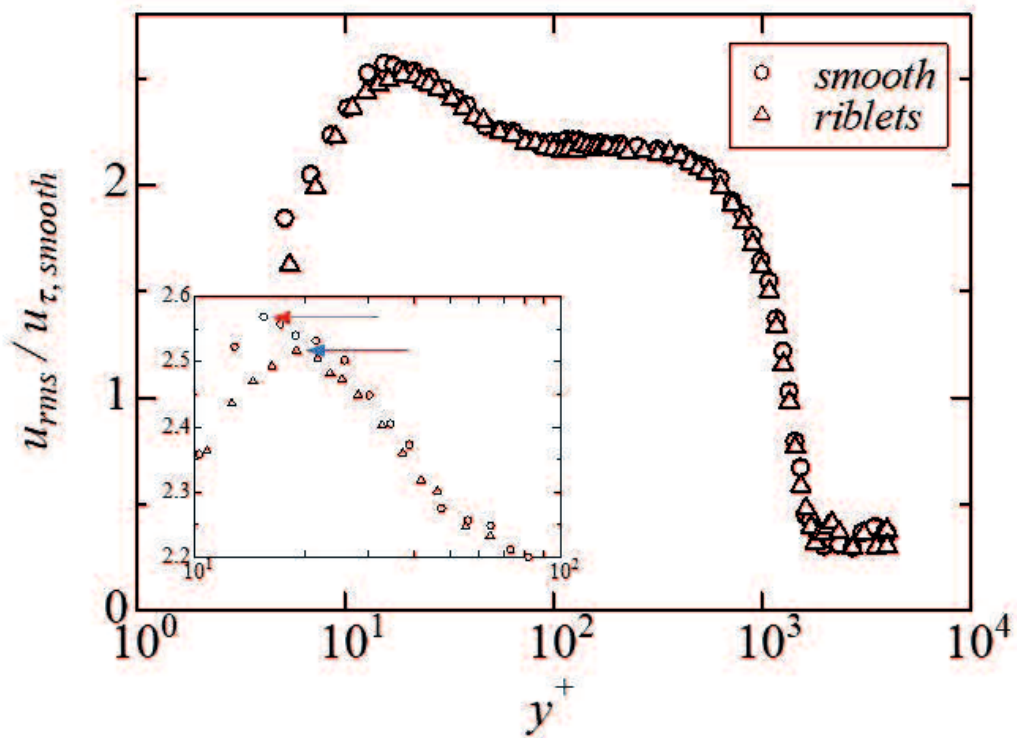


図 5-14 滑面の摩擦速度で無次元化した $R_\theta = 5622$ の乱れ強さ分布

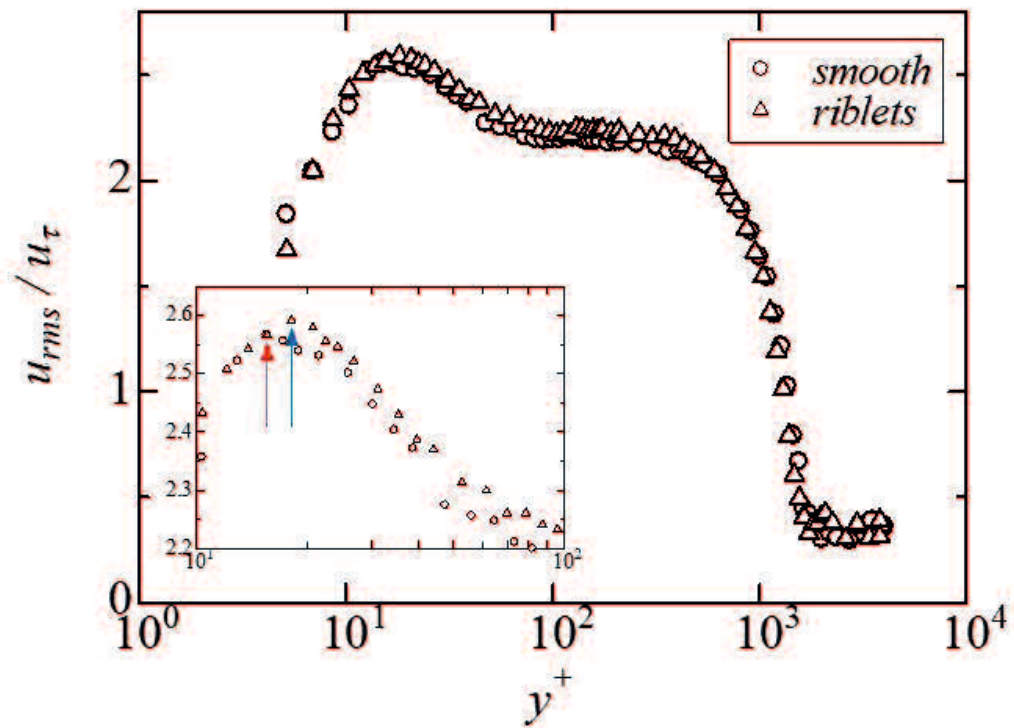


図 5-15 それぞれの摩擦速度で無次元化した $R_\theta = 5622$ の乱れ強さ分布

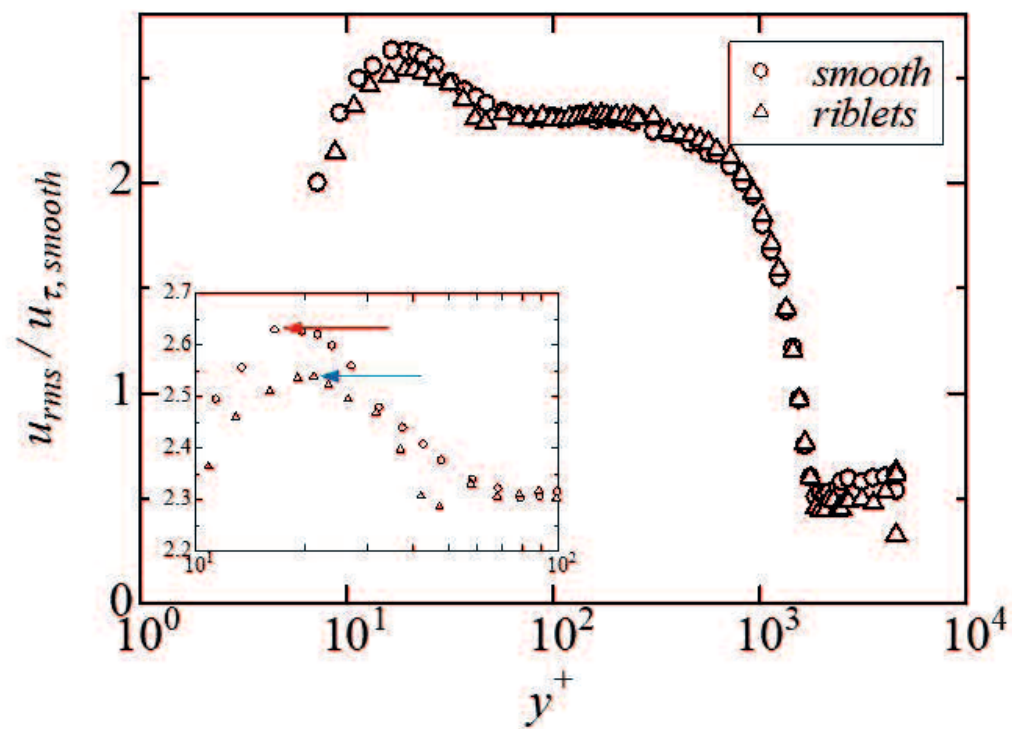


図 5-16 滑面の摩擦速度で無次元化した $R_\theta = 6549$ の乱れ強さ分布

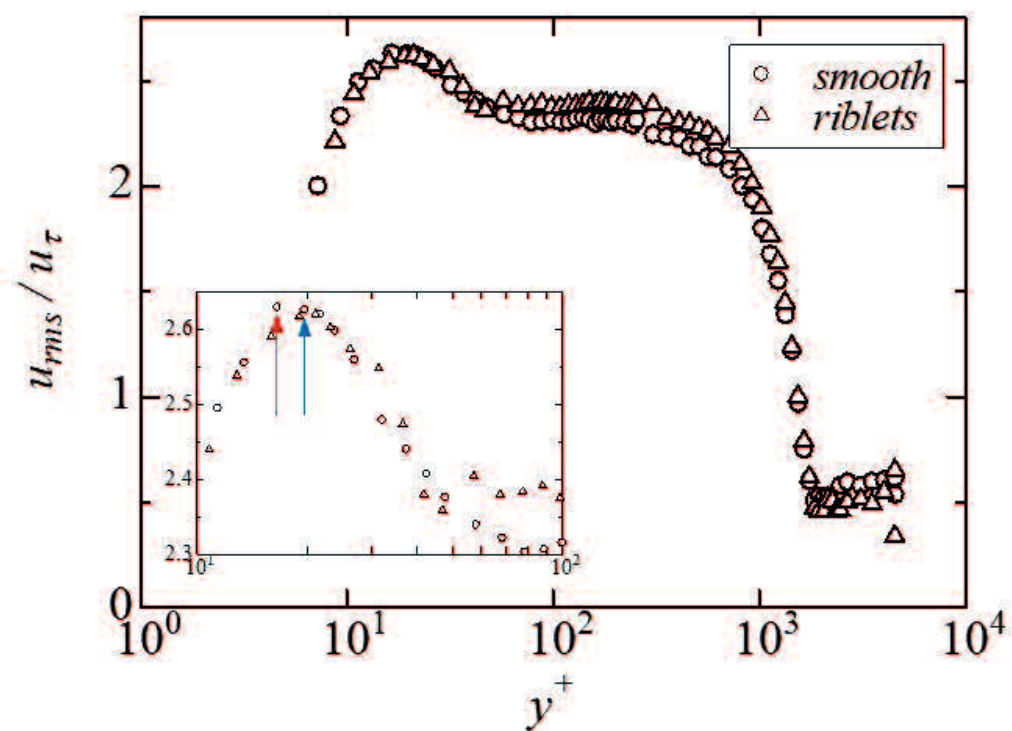


図 5-17 それぞれの摩擦速度で無次元化した $R_\theta = 6549$ の乱れ強さ分布

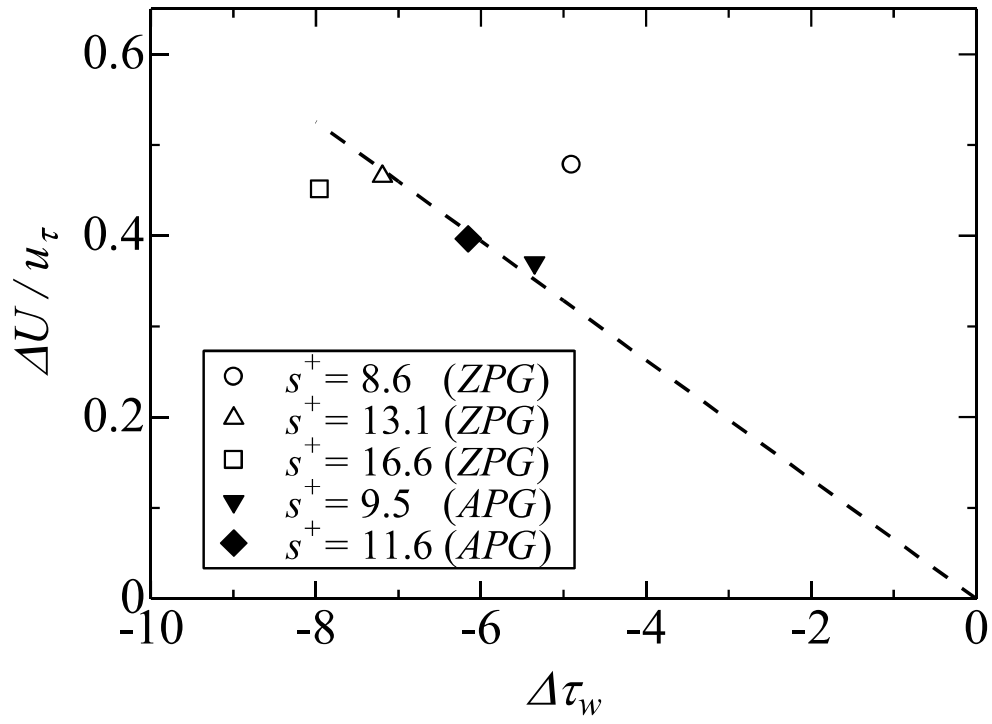


図 5-18 リブレット面の粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$

6. 結論

本研究は、壁面せん断応力の計測精度を向上とリブレットによる抵抗低減効果のメカニズム解明を目的に行われた。従来の研究では、リブレットの流れ場に関する壁法則の成立や、摩擦抵抗低減メカニズムについては十分な解明がされていないことが指摘されてきた。また、壁面せん断応力の計測に間接測定法が用いられることが一般的であったが、非滑面ではその精度と信頼性に課題があるため、本研究では直接測定法を用いて精度向上を目指した。以下に、本研究で得られた主要な成果を各章に沿って総括し、結論とする。

第2章 壁面せん断応力直接測定装置の開発

第2章では開発した壁面せん断応力直接測定装置は、流れ場の相似性に依存せずにせん断応力を計測できる点で、従来の手法に比べて大きな利点がある。その設計と機能についての知見を以下に述べる。

高剛性の確保

フォースセンサには弾性ヒンジ機構として式拡大機構を採用し、高い剛性を実現した。この設計により、せん断応力による変位は $2.53 \mu\text{m}/\text{N}$ にとどまるため、零変位法を用いなくとも壁面せん断応力の計測が可能となった。そのため、ギャップ寸法 G を小さくすることができ、減衰装置が不要となり、不確かさの要因を低減することに成功した。

正方形測定面

測定面を従来の円形測定面から、正方形測定面に変更することで、リブレットなどの非滑面の壁面せん断応力を流れ方向に均一に計測することが可能となった。

温度変化の影響の低減

フォースセンサの材質にスーパーインバー材を用いることで、従来のステンレス材に比べて温度変化の影響を1/10倍にした。これにより、温度依存性の影響を排除し、安定した計測性能を実現した。

ギャップ寸法及びミスアライメントの影響

ギャップ寸法が $G^+ < 6.3$ 、かつミスアライメント寸法が $h^+ = 0$ であれば、ギャップ寸法 G とミスアライメント寸法 h の影響を無視できることが確認された。一

方、 $h^+ > 0$ の場合、壁面せん断応力計測値への影響は、 $h^+ < 0$ に比べて約 3.7 倍大きいことが明らかとなった。

不確かさ解析

不確かさ解析を行った結果、ミスアライメント寸法 h と温度変化に伴う誘電率変化が、不確かさの主な要因であることが分かった。本装置の相対標準不確かさは $u_R(F) = 0.65\%$ と見積もられた。

第 3 章 零圧力勾配下の滑面乱流境界層

第 3 章では、零圧力勾配下の滑面乱流境界層における $1553 < R_\theta < 6823$ で壁面せん断応力を直接計測し、平均速度分布や速度欠損則のパラメータについて調査を行い、以下のような知見を得た。

低レイノルズ数における粘性力の影響

低レイノルズ数では、慣性力に対する粘性力の支配が相対的に大きく、外層にまで粘性応力の影響が及ぶことが確認された。これにより、後流関数 $W(y/\delta)$ と対数法則部の接続が低下し、粘性底層厚さが増加している。これに伴い、対数法則において R_θ が小さくなると、カルマン定数 κ は増加し、対数法則の切片 C_{log} も同様に増加する傾向にあった。また速度欠損則において、 R_θ の減少により、対数法則成立の上端位置における速度欠損量が大きいことが確認された。

パラメータ間の相互関係

対数法則及び速度欠損則の主要パラメータであるカルマン定数 κ 、対数法則の切片 C_{log} 、速度欠損則の切片 D_{defect} 及び後流パラメータ Π は、低レイノルズ数において粘性の影響を受けるが、これらのパラメータは相互に関連していることが確認された。

局所摩擦抵抗係数 C_f の陽的表現

壁面せん断応力直接測定装置を用いて計測した局所摩擦抵抗係数 C_f は、カルマン定数 κ の変化に敏感であり、低レイノルズ数では O-M-K 式に、高レイノルズ数では Fernholz らの提案する定数の F-F 式に漸近する挙動を示した。

第 4 章 零圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットによる抵抗低減

第 4 章では、零圧力勾配下でのリブレットの効果を明らかにするため、壁面

せん断応力直接測定装置を用いて滑面とリブレット面上の壁面せん断応力を計測し、さらに I 型熱線プローブ及び定温度型熱線流速計により速度分布と乱れ強さ分布を計測した。仮想原点を壁面せん断応力計測と速度分布計測から定め、第 3 章で定義した滑面乱流境界層と比較することで、リブレットが壁法則に与える影響について調査を行った。その結果、以下のような知見が得られた。

壁面せん断応力の低減効果

壁面せん断応力直接測定により、零圧力勾配下におけるリブレットが滑面と比較して、壁面せん断応力を低減する効果が確認された。 $9.8 < s^+ < 15.6$ の台形溝リブレットの壁面せん断応力低減率は、 $\Delta\tau_w = -4.4 \sim -7.2\%$ であった。

仮想原点

リブレット面上の流れを滑面と比較するため、平均速度分布から速度分布の仮想原点 h_{pl} 、乱れ強さ分布から横流れの仮想原点 h_{pc} を設定した。また、壁面せん断応力が一様に作用するとみなせる仮想壁面までの深さ $h_{p\tau_w}$ を新たに定義し、リブレット頂点位置を調整することで測定した。この結果、 h_{pl} と $h_{p\tau_w}$ は一致し、リブレットにおける速度分布の原点は一様な壁面せん断応力が作用する面と一致する。一方で、横流れの仮想原点 h_{pc} は h_{pl} より壁遠方にあった。仮想原点で滑面と比較することで、リブレットの抵抗低減により、対数法則のカルマン定数 κ は変化せず、切片 C_{log} が増加することが分かった。

乱れ強さ分布に対する影響

流れ方向乱れ強さ分布を滑面の摩擦速度 $u_{\tau, smooth}$ で無次元化すると、リブレット面において乱れ強さが低下していることが確認できた。それぞれの摩擦速度 u_{τ} で無次元化した際の壁近傍の乱れ強さの最大値はほぼ等しくなり、乱れ強さの最大値は局所壁面せん断応力で整理できる。

第 5 章 逆圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレットによる抵抗低減

第 5 章では、航空機機体表面の境界層の約 50%を占める逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減効果を検証するため、壁面せん断応力を壁面せん断応力直接測定装置で計測し、I 型熱線プローブと定温度型熱線流速計を用いて速度分布及び乱れ強さ分布を調査した。その結果、以下の知見が得られた。

逆圧力勾配下における壁面せん断応力直接測定値の補正

逆圧力勾配下における壁面せん断応力は圧力勾配による力の影響で低下する

ことが確認された．そこで，壁面せん断応力直接測定装置に静圧孔を設置し，浮動片要素のリップ部の圧力分布を推定して補正を行った．零圧力勾配条件下でギャップの影響が排除できる範囲 ($G^+ < 6.3$) であれば，リップ部の圧力分布は，粘性長さの約 5 倍の範囲で静圧が一定であり，さらに一定勾配で線形に圧力が変化すると仮定した．この補正により，逆圧力勾配下の滑面乱流境界層において Ludwig-Tillmann の式とほぼ一致する壁面せん断応力の計測値が得られたため，この仮定は妥当であると判断された．

逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減率

補正した壁面せん断応力の計測値に基づき，滑面及びリブレット面の抵抗低減率を評価した． $9.5 < s^+ < 11.6$ の範囲での台形溝リブレットについて， $\beta \cong 0.4$ の逆圧力勾配下と零圧力勾配下で抵抗低減率はほぼ同じであることが確認された．

平均速度分布と乱れ強さ分布への影響

$\beta \cong 0.4$ の逆圧力勾配下におけるリブレットの抵抗低減により，対数法則のカルマン定数 κ は変化せず，切片 C_{log} が増加することが分かった．また，流れ方向乱れ強さ分布では，滑面及びリブレット面においてそれぞれの摩擦速度で無次元化すると，乱れ強さの最大値はほぼ等しかったが，乱れ強さのピーク位置はリブレット上でわずかに壁遠方に移動した．これらの現象は，零圧力勾配下の乱流境界層におけるリブレット効果と同様である．

付録 1. Fernholz-Finley の式の導出

本付録では、式 (2-15) の Fernholz-Finley の式を対数法則と速度欠損則から導出する過程を示す。

対数法則は式 (A1-1) で示される。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_{log} \quad (A1-1)$$

速度欠損則は排除厚さ δ^* 及び Rotta-Clauser 境界層厚さ $\Delta (= U_0 \delta^* / u_\tau)$ を用いて式 (A1-2) で示される。

$$U^+ = \frac{U_0}{u_\tau} + \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{yu_\tau}{\delta^* U_0}\right) - D_{defect} = \frac{U_0}{u_\tau} + \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\Delta}\right) - D_{defect} \quad (A1-2)$$

Fernholz らは、対数法則と速度欠損則が成立する領域は重なるとして、抵抗法則を算出した(Fernholz and Finley, 1996)。そのため、式 (A1-1) と式 (A1-2) を連立することで、

$$\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_{log} = \frac{U_0}{u_\tau} + \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\Delta}\right) - D_{defect} \quad (A1-3)$$

整理すると、

$$\frac{U_0}{u_\tau} + \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\Delta}\right) - \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) - C_{log} - D_{defect} = 0 \quad (A1-4)$$

ここで、 $C_f = 2\tau_w / \rho U_0^2$ のため、 $u_\tau / U_0 = \sqrt{C_f / 2}$ であるので、

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} + \frac{1}{\kappa} \{\ln(y) - \ln(\Delta) - \ln(y^+)\} - C_{log} - D_{defect} = 0 \quad (A1-5)$$

$y^+ = yu_\tau / \nu$ であり、 $E_{F-F} = C_{log} + D_{defect}$ とすると、

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} + \frac{1}{\kappa} \{\ln(y) - \ln(\Delta) - (\ln(y) + \ln(u_\tau) - \ln(v))\} - E_{F-F} = 0 \quad (\text{A1-6})$$

整理して,

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} + \frac{1}{\kappa} \{\ln(v) + \ln(u_\tau) - \ln(\Delta)\} - E_{F-F} = 0 \quad (\text{A1-7})$$

移項すると,

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{v}{u_\tau \Delta}\right) + E_{F-F} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{u_\tau \Delta}{v}\right) + E_{F-F} \quad (\text{A1-8})$$

左辺 >0 , 右辺 >0 であるので, 両辺を2乗して, 整理すると

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_{\delta^*}) + E_{F-F} \right]^{-2} \quad (\text{A1-9})$$

と式 (2-14) を導出することができる.

ここで, 図 2-23 から, $\ln(R_{\delta^*}) = \ln(R_\theta) + 0.3$ の関係を式 (A1-9) に代入すると,

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \{\ln(R_\theta) + 0.3\} + E_{F-F} \right]^{-2} \quad (\text{A1-10})$$

であり,

$$C_{f,F-F} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + \frac{0.3}{\kappa} + E_{F-F} \right]^{-2} = 2 \left[\frac{1}{\kappa} \ln(R_\theta) + F_{F-F} \right]^{-2} \quad (\text{A1-11})$$

となり, 式 (2-15) が導出できる. ここで $F_{F-F} = (0.3/\kappa) + C_{\log} + D_{\text{defect}}$ である.

付録 2. 壁面せん断応力の計測精度が対数法則に与える影響

本付録では、壁面せん断応力の測定精度が対数法則のパラメータ、カルマン定数 κ と対数法則の切片 C_{log} に与える影響を調査する。

プラントルによって乱流混合の活発さを表す指標として、混合距離 l_t が導入され、対数法則部では $l_t = \kappa y$ となるとして広く用いられる。対数法則の理論式は式 (A2-1) で示される。

$$U^+_{true} = \frac{1}{\kappa_{true}} \ln(y^+_{true}) + C_{log, true} \quad (A2-1)$$

ここで、 U^+_{true} と y^+_{true} は摩擦速度 u_τ で無次元化されているため、壁面せん断応力計測の影響を受ける。壁面せん断応力の計測誤差、すなわち真の値からの差を

$$\Delta\tau_w = \frac{\tau_{w, error} - \tau_{w, true}}{\tau_{w, true}} \quad (A2-2)$$

とすると、計測誤差を含んだ摩擦速度は $u_{\tau, error} = \sqrt{\Delta\tau_w} u_{\tau, true}$ となるので、抵抗低減による平均速度分布の変化は

$$U^+_{error} = U^+_{true} / \sqrt{\Delta\tau_w}, \quad y^+_{error} = \sqrt{\Delta\tau_w} y^+_{true} \quad (A2-3)$$

である。式 (A2-3) を式 (A2-1) に代入して整理すると、

$$U^+_{error} = \frac{1}{\kappa_{true}} \frac{1}{\sqrt{\Delta\tau_w}} \ln(y^+_{error}) + \frac{C_{log, true} - \frac{1}{\kappa_{true}} \ln(\sqrt{\Delta\tau_w})}{\sqrt{\Delta\tau_w}} \quad (A2-4)$$

となる。よって、速度分布の形状は変化せず、壁面せん断応力のみ誤差を含んでいる場合の、リブレット面のカルマン定数と切片の理論値 κ_{error} と $C_{log, error}$ は

$$\kappa_{error} = \sqrt{\Delta\tau_w} \kappa_{true}, \quad C_{log, error} = \frac{C_{log, true} - \frac{1}{\kappa_{true}} \ln(\sqrt{\Delta\tau_w})}{\sqrt{\Delta\tau_w}} \quad (A2-5)$$

となり、カルマン定数 κ に壁面せん断応力の計測誤差は平方根で影響を及ぼすことがわかる。

対数法則におけるカルマン定数 κ は長年 $\kappa = 0.41$ が用いられてきた。しかし熱線流速計の小型化、オイルフィルム法など高精度な壁面せん断応力の計測により、近年では十分に発達した($R_\theta > 10000$)零圧力勾配領域の滑面乱流境界層では $\kappa = 0.384$, $C = 4.1$ であると報告されている。ここで $\kappa = 0.41$ か $\kappa = 0.384$ なのかを判断するには、式(A2-5)より少なくとも壁面せん断応力を6.3%以下の誤差で計測する必要がある。

謝辞

本研究は、山口大学大学院創成科学研究科流体工学研究室において、山口大学の望月信介教授のご指導のもとで行われました。本論文は、山口大学と宇宙航空研究開発機構の共同研究「ナノギャップ壁面せん断応力直接測定装置によるリブレット面の普遍的壁法則への挑戦」に端を発し、継続的に実施されてきた実験的研究の成果を、日本機械学会学術誌などに公表した研究論文を中心にまとめたものです。

学位論文の審査において、予備審査、本審査、公聴会で主査を引き受けてくださった山口大学の望月信介教授、副査を引き受けいただいた小河原加久治教授、田之上健一郎教授、三上真人教授、蔣飛准教授に、心よりお礼申し上げます。

望月信介教授には、本研究の遂行にあたり、終始懇篤なご指導とご鞭撻を賜りました。風洞実験の技術と楽しさ、ならびに乱流境界層に関する深い知識を惜しみなくご教示いただきました。ここに心より感謝の意を表します。

また、宇宙航空研究開発機構の笹森萌奈美氏及び廣谷智成氏をはじめ、同機構の皆様には、風洞実験の遂行に際し、適切なご指導と多大なるご支援を賜りました。限られた試験期間内においても、リブレットに関する実験データを効率的かつ円滑に取得することができました。ここに深く感謝の意を表します。

さらに、山口大学機械工作工房の寺田達二氏、前川昇司氏をはじめ、同工房の皆様には、壁面せん断応力直接測定装置をはじめとする実験装置の製作に際し、多大なるご助言とご支援を賜りました。特に、設計や材料選定に関する助言、正方形測定面及び 16 個の静圧孔の加工といった高度な加工技術をご提供により、高精度な壁面せん断応力直接測定装置を完成させることができました。ここに深く感謝の意を表します。

本研究は、JSPS 科研費 JP20H02069 の助成及び JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2111 の支援を賜りました。ここに深く感謝の意を示します。

本研究を遂行するにあたりご協力いただいた山口大学流体工学研究室の大学院生ならびに学部生の皆様及び本論文をまとめるにあたりご支援いただいたすべての皆様に厚くお礼申し上げます。

最後に、7 年間の大学生活を支えてくれた父・野々宮英一郎、母・野々宮直美、妹・野々宮菜優に心より感謝いたします。

文献

- Acharya, M., Bornstein, J., Escudier, M.P. and Vokurka, V., Development of a floating element for the measurement of surface shear stress, *AIAA Journal*, Vol.23, No.3 (1985), DOI:10.2514/3.8928.
- Alfredsson, P. H., Johansson, A. V., Haritonidis, J. H. and Eckelmann, H., The fluctuating wall-shear stress and the velocity field in the viscous sublayer, *Physics of Fluids*, Vol.31, No.5 (1988), DOI:10.1063/1.866783.
- Allen, J. M., Experimental study of error sources in skin-friction balance measurements, *Journal of Fluids Engineering*, Vol.99, No.1 (1977), pp197-204.
- Allen, J. M., Improved sensing element for skin-friction balance measurements, *AIAA Journal*, Vol.18, No.11 (1980), DOI:10.2514/3.50889.
- ANA and Lufthansa Technik, 燃料削減効果をもたらすリブレット技術の実装機が初めて就航します, ANA Lufthansa Technik 共同リリース, (2024).
- Bailey, S. C. C., Hultmark, M., Monty, J. P., Alfredsson, P. H., Chong, M. S., Duncan, R. D., Fransson, J. H. M., Hutchins, N., Marusic, I., McKeon, B. J., Nagib, H. M., Örlü, R., Segalini, A., Smits, A. J. and Vinuesa, R., Obtaining accurate mean velocity measurements in high Reynolds number turbulent boundary layers using Pitot tubes, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.715, (2013), pp.642-670.
- Bechert, D. W. and Bartenwerfer, M., The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.206, (1989), pp.105-129.
- Bechert, D. W., Hoppe, G., van der Hoeven, J. G. T. and Makris, R., The Berlin oil channel for drag reduction research, *Experiments in Fluids*, Vol.12, (1992), pp.251-260.
- Bechert, D. W., Bruse, M. and Hage, W., Experiments with three-dimensional riblets as an idealized model of shark skin, *Experiments in Fluids*, Vol.28, (2000), pp.403-412.
- Bechert, D. W., Bruse, M., Hage, W., Van der Hoeven, J. G. T. and Hoppe, G., Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.338, No.10 (1997), pp.59-87.
- Boomsma, A and Sotiropoulos, F., Riblet drag reduction in mild adverse pressure gradients: A numerical investigation, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.56, (2015), pp.251-260.
- Butt, U. and Egbers, C., Skin friction measurements on structured surfaces using Clauser-chart method and oil film interferometry, *Thermophysics and Aeromechanics*, Vol.25, (2018), pp.367-377.
- Cafiero, G. and Iuso, G., Drag reduction in a turbulent boundary layer with sinusoidal riblets, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.139, (2022), DOI:10.1016/j.expthermflusci.2022.110723.
- Chauhan, K. A., Nagib, H. M. and Monkewitz, P. A., Evidence on non-universality of Kármán constant, *Springer Proceedings in Physics*, Vol.109, (2007), pp.159-163.
- Ching, C. Y., Djenidi, L. and Antonia, R. A., Low-Reynolds-number effects in a turbulent boundary layer, *Experiments in Fluids*, Vol.19, (1995), pp.61-68.
- Choi, H., Moin, P. and Kim, J., Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.255, (1993), pp.503-539.
- Choi, K. S., Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.208, (1989), pp.417-458.

- Choi, K. S., Effects of longitudinal pressure gradients on turbulent drag reduction with riblets, *Fluid Mechanics and Its Applications*, Vol.4, (1990), pp.109-121.
- Choi, K. S., Smart flow control with riblets, *Advanced Materials Research*, Vol.745, (2013), pp.27-40.
- Clauser, F. H., The turbulent boundary layer, *Advances in Applied Mechanics*, Vol.4, (1956), pp.1-51.
- Coles, D., The law of the wake in the turbulent boundary layer, Vol.1, No.2 (1956), pp.191-226.
- Coles, D., Coherent Structures in Turbulent Boundary Layers, *Perspectives in Turbulence Studies*, (1987), pp.93-114.
- Ding, G. H., Ma, B. H., Deng, J. J., Yuan, W. Z. and Liu, K., Accurate Measurements of Wall Shear Stress on a Plate with Elliptic Leading Edge, *Sensors*, No.18, Vol.8 (2018), DOI:10.3390/s18082682.
- Erm, L. P. and Joubert, P. N., Low-Reynolds-number turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.230, (1991), pp.1-44.
- Fernholz, H. H. and Finley P. J., The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer: An assessment of the data, *Progress in Aerospace Sciences*, Vol.32, No.4 (1996), pp.245-311.
- Ferreira, M. A., Costa, P. and Ganapathisubramani, B., Wall shear stress measurement using a zero-displacement floating-element balance, *Experiments in Fluids*, Vol.65, No.56 (2024), DOI:10.1007/s00348-024-03785-1.
- Fowke, J. G., Development of a skin-friction balance to investigate sources of error in direct skin- friction measurements, *NASA-TM-X-61905*, (1969).
- Frei, D. and Thomann, H., Direct measurements of skin friction in a turbulent boundary layer with a strong adverse pressure gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.101, No.1 (1980), pp.79-95.
- Gatti, D., von Dwyer, L., Foroughi, P. and Frohnäpfel, B., Do riblets exhibit fully rough behaviour?, *Experiments in Fluids*, Vol.61, No.81 (2020), DOI:10.1007/s00348-020-2921-0.
- García-Mayoral, R. and Jiménez, J., Hydrodynamic stability and breakdown of the viscous regime over riblets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.678, (2011), pp.317-347.
- García-Mayoral, R. and Jiménez, J., Drag reduction by riblets, *Philosophical Transactions A*, Vol.369, (2011), pp.1412-1427.
- Gaudet, L. and Winter, K.G., Measurements of the drag of some characteristic aircraft excrescences immersed in turbulent boundary layers, *AGARD Conference Proceedings*, Vol.124, No.4 (1973).
- Grüneberger, R., Kramer, F., Wassen, E., Hage, W., Meyer, R. and Thiele, F., Influence of Wave-Like Riblets on Turbulent Friction Drag, *Nature-Inspired Fluid Mechanics*, Vol.119, (2012), pp.311-329.
- Hage, W., Bechert, D. W. and Bruse, M., Yaw angle effects on optimized Riblets, *Aerodynamic Drag Reduction Technologies*, Vol.76, (2001), pp.278-285.
- Hirt, F., Zurluh, U. and Thomann, H., Skin friction balances for large pressure gradients, *Experiments in Fluids*, Vol.4, (1986), pp.296-300.
- Hooshmand, A., Youngs, R. A., Wallace, J. M. and Balint, J. -L., An experimental study of changes in the structure of a turbulent boundary layer due to surface geometry changes, *AIAA meeting paper*, (1983), DOI:10.2514/6.1983-230.

- Hua, D., Suzuki, H. and Mochizuki, S., Local wall shear stress measurements with a thin plate submerged in the sublayer in wall turbulent flows, *Experiments in Fluids*, Vol.58, No.124 (2017), DOI:10.1007/s00348-017-2406-y.
- Husen, N. M., Naughton, J. W. and Dale, G. A., Viscous drag on smooth and riblet surfaces, AIAA meeting paper, (2020), DOI:10.2514/6.2020-0309.
- Iijima, H., Takahashi, H., Koga, S., Sasamori, M., Iijima, Y., Abe, H., Nishizawa, A. and Kurita, M., Skin friction drag reduction in turbulent boundary layer conditions over riblet surfaces, AIAA Scitech 2019 Forum, (2019), DOI:10.2514/6.2019-1621.
- JAL, 2021-2025 年度 JAL グループ中期経営計画を策定, JAL GROUP NEWS, Vol.21012, (2021).
- JAL, リブレット形状を航空機に大面積施工し, 燃費改善効果を計る飛行実証実験を開始します, JAL GROUP NEWS, Vol.23075, (2023).
- Kameda, T., Mochizuki, S., Osaka, H. and Higaki, K., Realization of the turbulent boundary layer over the rough wall satisfied the conditions of complete similarity and its mean flow quantities, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.3, No.1 (2008), pp.31-42.
- Kármán, T. v., Mechanische Aenlichkeit und Turbulenz, *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, (1930), pp.58-76.
- Klumpp, S., Guldner, T., Meinke, M. and Schröder, W., Riblets in a turbulent adverse-pressure gradient boundary layer, AIAA meeting paper, (2010), DOI:10.2514/6.2010-4706.
- Knopp, T., Reuther, N., Novara, M., Schanz, D., Schüle, E., Schröder, A. and Kähler, C. J., Experimental analysis of the log law at adverse pressure gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.918, (2021), DOI:10.1017/jfm.2021.331.
- Kurita, M., Iijima, H., Koga, S., Nishizawa, A., Kwak, D., Iijima, Y., Takahashi, H. and Abe, H., Flight Test for Paint-Riblet, AIAA Scitech 2020 Forum, (2020), DOI:10.2514/6.2020-0560.
- Krogstad, P. -Å., Antonia, R. A. and Browne, L. W. B., Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.245, (1992), pp.599-617.
- Lee, S., Sheikh, H. M., Lim, D. D., Gu, G. X., Marcus P. S., Bayesian-optimized riblet surface design for turbulent drag reduction via design-by-morphing with Large eddy simulation, *Journal of Mechanical Design*, Vol.146, No.8 (2024), DOI:10.1115/1.4064413.
- Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., Subminiature hot-wire sensors: development and use, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol.20, No.3 (1987a), pp.323-332.
- Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., Spatial resolution and measurement of turbulence in the viscous sublayer using subminiature hot-wire probes, *Experiments in Fluids*, Vol.5, (1987b), pp.407-417.
- Löfdahl, L. and Gad-el-Hak, M., MEMS-based pressure and shear stress sensors for turbulent flows, *Measurement Science and Technology*, Vol.10, No.8 (1999), pp.665-686.
- Luchini, P., Manzi, F. and Pozzi, A., Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.228, (1991), pp.87-109.
- Ludwig, H. and Tillmann, W., Investigations of the wall-shearing stress in turbulent boundary layers, *NACA Technical Memorandums*, (1950).

- Lu, S. S. and Willmarth, W. W., Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.60, No.3 (1973), pp.481-511.
- Macmillan, F. A., Viscous Effects on Pitot Tubes at Low Speeds, *The Aeronautical Journal*, Vol.58, No.524 (1954), pp.570-572.
- Marusic, I., McKeon, B. J., Monkewitz, P. A., Nagib, H. M., Smits, A. J. and Sreenivasan, K. R., Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues, *Physics of Fluids*, Vol.22, No.6 (2010), DOI:10.1063/1.3453711.
- McKeon, B., High Reynolds number turbulent pipe flows, Princeton University, Ph.D. thesis, (2003).
- Millikan, C. B., A critical discussion of turbulent flows in channels and circular tubes, In: *Proceedings 5th international congress on applied mechanics*, (1938), pp.386–392.
- Mills, D. A., Patterson, W., Freidkes, B. and Sheplak, M., Temperature sensitivity eeduction of a capacitive wall shear stress sensor system for low-speed wind Tunnels, *AIAA meeting paper*, (2021), DOI:10.2514/6.2021-0022.
- Mochizuki, S. and Nieuwstadt, F. T. M., Reynolds-number-dependence of the maximum in the streamwise velocity fluctuations in wall turbulence, *Experiments in Fluids*, Vol.21, (1996), pp.218-226.
- Modesti, D., Endrikat, S., Hutchins, N. and Chung, D., Dispersive stresses in turbulent flow over riblets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.917, (2021), DOI:10.1017/jfm.2021.310.
- Molton, P., Hue, D. and Bur, R., Drag induced by flat-plate imperfections in compressible turbulent flow regimes, *Journal of Aircraft*, Vol.52, No.2 (2015), DOI:10.2514/1.C032911.
- Mori, K., Imanishi, H., Tsuji, Y., Hattori, T., Matsubara, M., Mochizuki, S., Inada, M. and Kasiwagi, T., Direct total skin-friction measurement of a flat plate in zero-pressure-gradient boundary layers, *Fluid Dynamics Research*, Vol.41, No.2 (2009), DOI:10.1088/0169-5983/41/2/021406.
- Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T., Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8*, (1991), pp.7-21.
- Nagib, H. M., Christophorou, C., Ruedi, J. D., Monkewitz, P., Österlund, J., Gravante, S., Chauhan, K. and Pelivan, I., Can We Ever Rely on Results from Wall-Bounded Turbulent Flows Without Direct Measurements of Wall Shear Stress?, *AIAA meeting paper*, (2004), DOI:10.2514/6.2004-2392.
- Nagib, H. M. and Chauhan, K. A., Variations of von Kármán coefficient in canonical flows, *Physics of Fluids*, Vol.20, No.10 (2008), DOI:10.1063/1.3006423.
- Nakamura, T., Kameda, T. and Mochizuki, S., Effect of an Adverse Pressure Gradient on the Local Similarity for a Turbulent Boundary Layer, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.77, No.775 (2011), pp.370-379
- Naughton, J. W. and Sheplak, M., Modern developments in shear-stress measurement, *Progress in Aerospace Sciences*, Vol.38, No.6 (2002), pp.515-570.
- Nieuwstadt, F. T. M., Wolthers, W., Leijdens, H., Prasad, K. K. and Schwarz-van Manen, A., The reduction of skin friction by riblets under the influence of an adverse pressure gradient, *Experiments in Fluids*, Vol.15, (1993), pp.17-26.
- Okabayashi, K., Direct numerical simulation for investigation on yaw angle effects on riblets, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.12, No.1 (2017),

DOI:10.1299/jfst.2017jfst0008.

- 太田圭亮, 逆圧力勾配下に発達する乱流境界層の平均量特性に関する実験的研究, 山口大学, 平成 17 年度修士論文, (2006).
- Osaka, H., Kameda, T. and Mochizuki, S., Re-examination of the Reynolds-Number-Effect on the Mean Flow Quantities in a Smooth Wall Turbulent Boundary Layer, JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, Vol.41, No.1 (1998), pp.123-129.
- Österlund, J. M., Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow, Ph. D. Thesis, Stockholm: Royal Institute of Technology (1999).
- Österlund, J. M., Johansson A. V., Nagib, H. M. and Hites, M. H., A note on the overlap region in turbulent boundary layers, Physics of Fluids, Vol.12, No.1 (2000), DOI:10.1063/1.870250.
- Ozkan, G. M., Elsinga, G. E., Breugem, W. -P., Stübing, D., Reynolds, K. J. and Westerweel, J., Stereoscopic PIV measurements of flow over a riblet surface at high Reynolds number, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol.120, (2021), DOI:10.1016/j.expthermflusci.2020.110246
- Peet, Y., Sagaut, P. and Charron, Y., Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section, AIAA meeting paper, (2008), DOI:10.2514/6.2008-3745.
- Perry, A. E., Schofield, W. H. and Joubert, P. N., Rough wall turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol.37, No.2 (1969), pp.383-413.
- Prandtl, L., Bericht u"ber Untersuchungen zur ausgebildetenTurbulenz, ZAMM, (1925), pp.136-139.
- Preston, J. H., The determination of turbulent skin friction by means of pitot tubes, The Aeronautical Journal, Vol.58, No.518 (1954), DOI:10.1017/S0368393100097704.
- Rotta, J. C., Turbulent boundary layers in incompressible flow, Progress in Aeronautical Sciences, Vol.2, No.1 (1962), pp.1-95.
- Saitou, T., Akashi, N., Maeda, K. and Kawamoto, M., The virtual origin of riblets in an open channel flow, Applied Scientific Research, Vol.55, (1995), pp.327-341.
- Sasamori, M., Mamori, H., Iwamoto, K. and Murata, A., Experimental study on drag-reduction effect due to sinusoidal riblets in turbulent channel flow, Experiments in Fluids, Vol.55, (2014), DOI:10.1007/s00348-014-1828-z.
- Sasamori, M., Koga, S. and Kurita, M., Pressure gradient effects on the performance of riblets installed on aircraft surfaces, Journal of Aircraft, Vol.59, No.2 (2022), DOI:10.2514/1.C036409.
- Schlattter, P., Brandt, L., De Lange, H. C. and Henningson, D. S., On streak breakdown in bypass transition, Physics of Fluids, Vol.20, No.10 (2008), DOI:10.1063/1.3005836.
- Schultz-Grunow, F., New frictional resistance law for smooth plates, NACA Technical Memorandums, NACA-TM-986, (1941).
- Schwarz-van Manen, A. D., Thijssen, J. H. H., Nieuwvelt, C., Krishna Prasad, K. and Nieuwstadt, F. T. M., The Bursting Process over Drag Reducing Grooved Surfaces, Structure of Turbulence and Drag Reduction, (1990), pp.561-568.
- Sheplak, M., Cattafesta, L., Nishida, T. and McGinley, C., MEMS Shear Stress Sensors: Promise and Progress, AIAA meeting paper, (2004), DOI:10.2514/6.2004-2606.
- Skåre, P. E. and Krogstad, P. -Å., A turbulent equilibrium boundary layer near separation, Journal of Fluid Mechanics, Vol.272, (1994), pp.319-348.
- Smith, D.W. and Walker, J. H., Skin-friction measurements in incompressible flow,

- NASA technical report, (1959), DOI:10.1016/0043-1648(60)90308-2.
- Sutera, S. P. and Skalak, R., The history of poiseuille's law, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.25, (1993), pp.1-20.
- Suzuki, Y. and Kasagi, N., Turbulent drag reduction mechanism above a riblet surface, *AIAA Journal*, Vol.32, No.9 (1994), DOI:10.2514/3.12174.
- Szodruch, J., Viscous drag reduction on transport aircraft, *AIAA meeting paper*, (1991), DOI: 10.2514/6.1991-685.
- Tetens, O., Über einige meteorologische begriffe, *Z. Geophys*, Vol.6, (1930), pp.297-309.
- Truong, T. V. and Pulvin, P., Influence of wall riblets on diffuser flow, *Applied Scientific Research*, Vol.46, (1989), pp.217-227.
- 辻義之, 井門敦志, 西岡通男, 高レイノルズ数乱流境界層における平均速度分布の普遍性に関する実験的研究, *日本機械学会論文集*, Vol.87, No.904 (2021), DOI:10.1299/transjsme.21-00280.
- Vagt, J. D. and Fernholz, H., Use of Surface Fences to Measure Wall Shear Stress in Three-dimensional Boundary Layers, *Aeronautical Quarterly*, Vol.24, No.2 (1973), pp.87-91.
- van Dijk, A. and Nieuwstadt, F.T.M., The calibration of (multi-) hot-wire probes. 1. Temperature calibration, *Experiments in Fluids*, Vol.36, (2004), pp.540-549.
- Van Driest, E. R., On Turbulent Flow Near a Wall, *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol.23, No.11 (1956), DOI:10.2514/8.3713.
- Walsh, M. J., Turbulent boundary layer drag reduction using riblets, *AIAA meeting paper*, (1982), DOI:10.2514/6.1982-169.
- Wei, T. and Li, Z., New momentum integral equation applicable to boundary layer flows under arbitrary pressure gradients, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.984, (2024), DOI:10.1017/jfm.2024.207.
- Wood, D. H., Internal boundary layer growth following a step change in surface roughness, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.22, (1982), pp.241-244.
- Yavuzkurt, S., A guide to uncertainty analysis of hot-wire data, *Journal of Fluids Engineering*, Vol.106, No.2 (1984), pp.181-186.
- Zagarola, M. V., SMITS, A. J., Mean-flow scaling of turbulent pipe flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.373, (1998), pp.33-79.
- Zanoun, E. S., Answers to open questions in wall-bounded laminar and turbulent shear flows, *Friedrich-Alexander University*, Ph.D. thesis, (2003).
- Zarnik, M. S. and Belavič, D., An Experimental and Numerical Study of the Humidity Effect on the Stability of a Capacitive Ceramic Pressure Sensor, *Radioengineering*, Vol.21, No.1, pp.201-206.