

3D13 抵抗低減時の台形溝リブレット上の壁乱流構造に関する 実験的研究

○黒原亮太，稲澤歩，浅井雅人（東京都立大学），笹森萌奈美，栗田充（JAXA）

Experimental study on turbulence structures on drag reducing trapezoidal riblets
Ryouta Kurohara, Ayumu Inasawa, Masahito Asai (Tokyo Metropolitan University)
Monami Sasamori, Mitsuru Kurita (JAXA)

Key Words : Trapezoidal riblets, Drag reduction, Wall turbulence, Flow visualization

Abstract

Turbulence structures developing on drag reducing trapezoidal riblets with ridge angle of 30° and height-to-width ratio of $1/2$ were examined experimentally through smoke-wire flow visualizations and hot-wire measurements in the turbulent wind channel. The results showed that flow inside grooves was kept laminar in the viscous regime of $s^+ \leq 10$. In the optimal drag reducing regime of $10 \leq s^+ \leq 18$, on the other hand, velocity fluctuations with $f^+ = 0.03 - 0.08$ appeared intermittently whose frequency increased with s^+ but the flow near the bottom of grooves still remained laminar up to optimal riblet spacing of $s^+ = 18$. For $s^+ \geq 18$, turbulent fluctuations occurred in the whole region inside grooves, which reduced the drag reducing effect of riblets.

1. はじめに

壁面の微小縦溝構造（リブレット）は乱流摩擦抵抗の低減へと導く代表的な受動制御手法として知られており^[1]，これまで抵抗低減量^[2]やリブ近傍の流れについて実験^{[3][4]}および数値計算^{[5][6]}の両面から調べられてきた．リブレットによる乱流抵抗の低減率は溝の断面形状に依存する^[2]ものの，リブ間隔に対する抵抗低減率が変化する様子はほぼ同様である^[7]．図1に示す頂角 30° の直線台形溝リブレットの場合^[4]を例に説明すると次のようである．まず，リブのスパン間隔 s^+ （壁単位）が $s^+ \leq 10$ では抵抗低減量は溝間隔に比例して増加する（粘性域）． s^+ が粘性域を超えると抵抗低減率の増加は徐々に緩やかになり（粘性ブレイクダウン）， $s^+ \approx 18$ で抵抗低減率最大になる（最適域）．さらに溝間隔が大きくなると抵抗低減率は減少し，やがてリブレットは“粗さ”として作用して乱流抵抗は滑面の場合を上回る（粗度域）．一方，抵抗低減率とリブ近傍の流れに関する先行研究は，主に最適域または粗度域を対象にしたものがほとんど^{[8][9][10]}で，粘性域から粗度域へと s^+ が増加する際に，溝内部の流れがどのように変化するかを調べた研究は極めて少なく，特に実験観察は見当たらない．

本研究では，図1で示した頂角 30° の台形溝（直線）を有するリブレットを対象に，抵抗低減効果とリブ近傍の乱流構造の関係について乱流チャンネル風洞を用いて実験的に調べている．

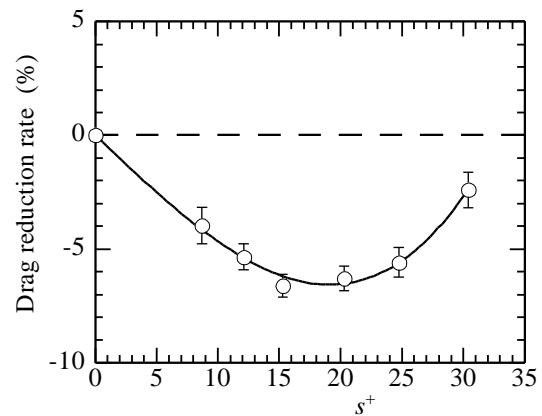


図1 本研究で用いる頂角 30° 台形溝リブレットによる乱流抵抗の低減率^[4]

2. 実験装置および方法

乱流チャンネル風洞は，断面高さ $2H=100$ mm，幅 $S=900$ mm，全長 $L=10,000$ mmである．実験装置の概略を図2に示す．チャンネル流路断面はアスペクト比9の矩形であり，代表長は流路の半分高さ（ $H=50$ mm）にとる．チャンネル壁は厚さ5 mmのガラス製であり，側壁はアルミニウム製である．座標系は，チャンネル入口断面中央を原点として，流れ方向に x ，高さ方向に y ，スパン方向に z である．流れは，チャンネル入り口近く（ $x=200$ mm）の両壁に取り付けたラフネスによりトリップされる．ラフネスは，直径4 mm，高さ5 mmの円柱を

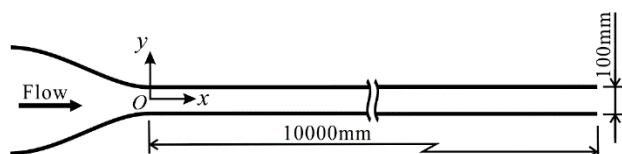


図2 乱流チャネル風洞

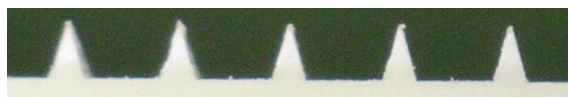


図3 リブレットモデル
($\alpha = 30^\circ$, $s = 2\text{mm}$, $h/s = 0.5$)

流れ方向に10mm、スパン方向に10mm間隔でスタガード状に2列並べてられている。

図3は本実験で用いた台形溝リブレットである。リブレットはABS樹脂製で、スパン間隔 $s = 2\text{mm}$ 、高さ $h = 1\text{mm}$ ($h/s = 0.5$)、頂角 $\alpha = 30^\circ$ の断面形状（溝は台形）を有する。リブレットは、チャネル最下流 $x = 9.1\text{--}10\text{m}$ のチャネル片側に設置した。面積は、 $0.9 \times 0.3\text{m}^2$ である。

流れ場は熱線風速計と可視化により調べられた。チャネル下流端から挿入される熱線プローブは3次元トラバース装置に取り付けられ、受感部は直径 $d = 2.5\text{ }\mu\text{m}$ 、長さ $l = 0.5\text{mm}$ のタングステン線である。また、プローブは溝内に挿入できるよう形状を工夫した。リブ底面を基準とした熱線センサ位置(y)は、精密トラバース装置に取り付けられたデジタル顕微鏡の焦点位置から光学的に決定した。位置決定の繰り返し精度は $20\text{ }\mu\text{m}$ 以下である。熱線の較正はピストン型風洞および低速吹き出し風洞を用いて $0.1 \sim 4.2\text{m/s}$ の範囲で行われた。較正式には4次式を用いた。熱線風速計からのアナログ信号は、16ビットでデジタル信号に変換された後、PCに収録される。サンプリング周波数は 10kHz 、サンプリング時間は 30sec とした。

流れの可視化は、スモークワイヤー法により行われた。ワイヤーは三つ編みにされた直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ のニクロム線であり、リブ頂点位置で z 方向に配置した。ワイヤーから300壁単位下流の $y\text{--}z$ 断面をレーザーシートで照射して観察する。可視化の様子は、ハイスピードカメラで撮影される。撮影速度は 2000fps である。

本実験の乱流レイノルズ数（滑面における摩擦速度と H に基づく）は $Re_\tau = 280 \sim 690$ であり、これは、 $s^+ = 10 \sim 28$ に対応する。

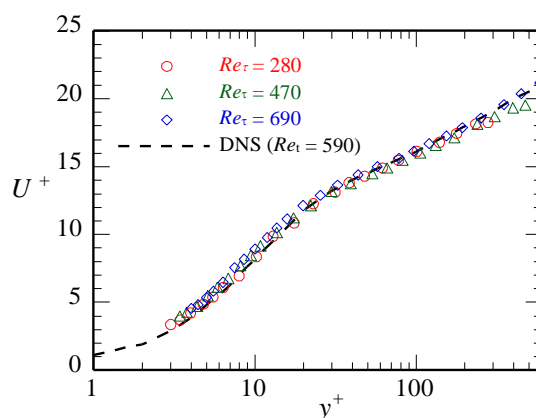


図4 滑面上の平均速度分布

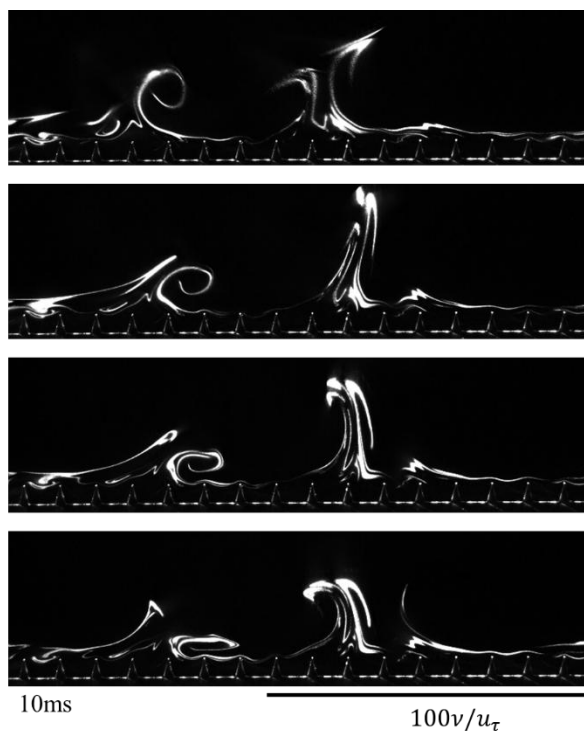


図5 $s^+ = 10$ における可視化（画像は10ms間隔）

3. 実験結果

まず、測定部で発達する壁乱流の性質について調べた。図4は滑面における流れ方向平均速度 U の y 分布である。図中の破線は $Re_\tau = 590$ におけるDNS結果^[11]である。図より、本実験条件ではいずれのレイノルズ数でもDNSと良く一致しており、測定部では発達した壁乱流であることが確認される。以下の結果において、壁単位には滑面の摩擦速度を用いる。

次に、リブレット近傍の流れの可視化結果について説明する。図5-7はそれぞれ、 $s^+ = 10$ （図5）、 $s^+ = 18$ （図6）、 $s^+ = 28$ （図7）における連続画像であ

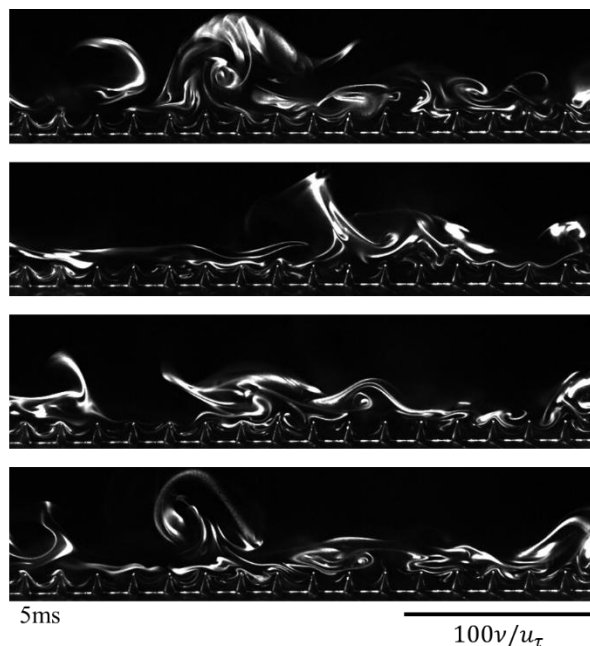


図6 $s^+ = 18$ における可視化（画像は5 ms間隔）

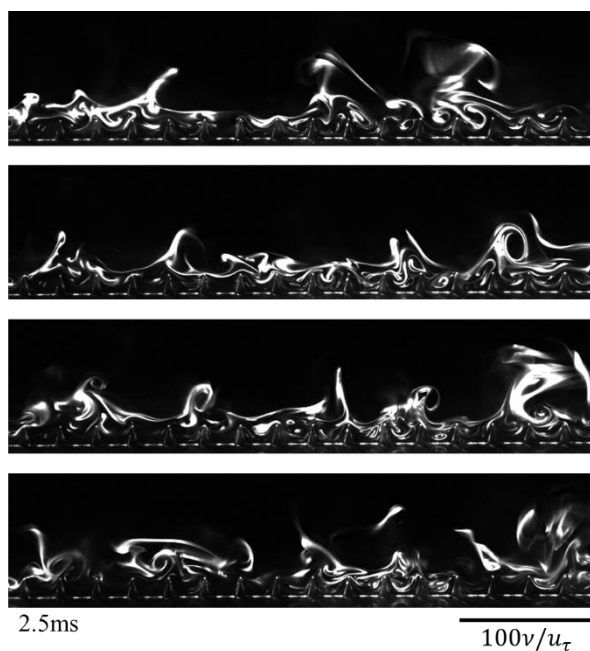


図7 $s^+ = 28$ における可視化（画像は2.5 ms間隔）

る．流れは紙面手前に向かっており，可視化断面は，スモークワイヤーから300壁単位下流である．抵抗低減率が直線的に変化する粘性域（図1参照）のほぼ上限の $s^+ = 10$ （図5）では，リブ上方にスパン間隔が約100壁単位の縦渦（低速ストリークに対応）が明確に見られる一方，リブレット内にはスモークがほとんど入り込まず，溝内部は極めて低速の流れ（準層流）と言える．ここで， $s^+ = 10$ は $h^+ = 5$ に

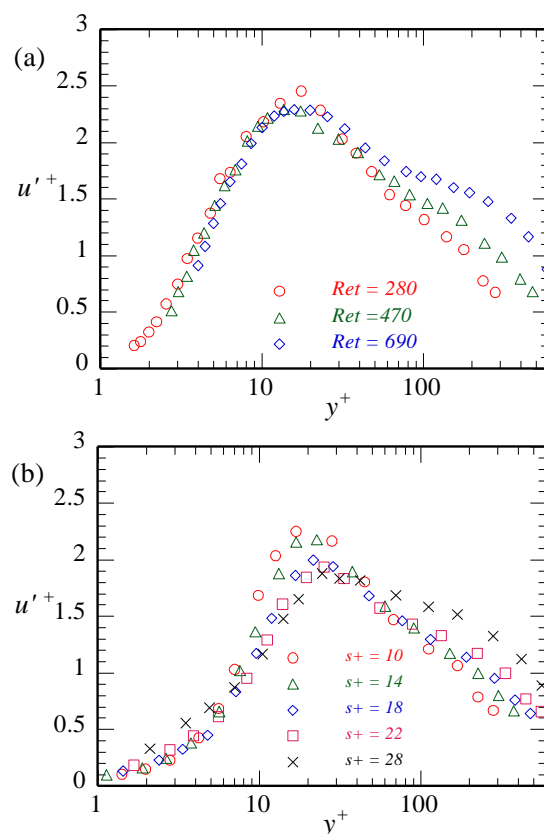


図7 (a)滑面と(b)リブレット上の速度変動実効値の y 分布

対応しており，これは，よく知られた流体力学的滑面の性質と合致することを付記する．抵抗低減率が最大となる $s^+ = 18$ では，溝上方から乱流変動が溝内部に入り込む様子が頻繁に見られた（図6）．リブ頂点付近から摩擦抵抗が増加することが理解できる．ただし，乱流構造は溝底部には到達しない．抵抗低減率が大きく減少する $s^+ = 28$ になると，乱流変動は溝底部に到達するとともに，壁乱流構造（縦渦）がリブに頻繁に衝突し，スパン方向の動きが制限される様子が観察された．次に，この溝内部に入り込む乱流変動の特徴を熱線風速計によりさらに詳しく調べた．

図7は滑面およびリブレット上の速度変動実効値である．ここで，図(b)において， y は溝底面からの距離である．図より，滑面では，本実験条件ではレイノルズ数によらず $y^+ \approx 15$ において最大値 $u'^+ \approx 2.3$ である（図7a）．リブレット壁の場合，粘性域 $s^+ = 10$ （ $Re_\tau = 280$ ）では滑面の場合とほとんど違いは見られないものの， s^+ の増加とともに，その y^+ 位置は外側へシフトし，また最大実効値は減少する．一方，抵抗低減効果がほとんど失われる $s^+ = 28$ （ $Re_\tau = 690$ ）では，速度変動実効値は $y^+ \approx 20$ において $u'^+ \approx$

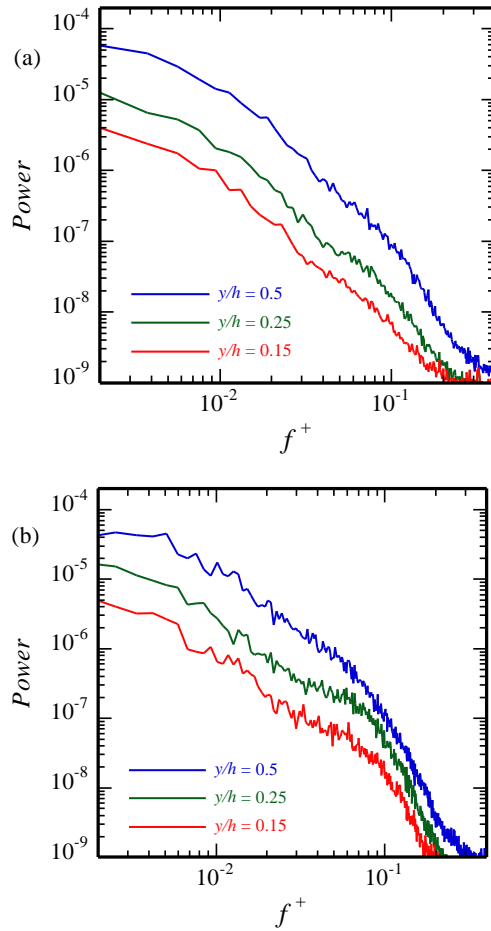


図8 溝内部の速度変動スペクトル. (a) $s^+ = 12$, (b) $s^+ = 18$.

1.8となり、滑面の場合より約20%減少する。これは、図6で見られたリブにより乱流運動が制限される様子と良く対応しており、速度変動実効値の減少からは乱流抵抗低減効果が判断できないことが理解される。図8は、 $s^+ = 12$ (図8a) および、 $s^+ = 18$ (図8b) における溝中央の速度変動スペクトルである。溝内部に乱流が入り込まない $s^+ = 12$ の場合と比較すると、溝内に乱流変動が入り込む $s^+ = 18$ では、内層スケールに基づく無次元周波数 $f^+ = 0.03 - 0.08$ の範囲でスペクトルに盛り上がりが見られ、これが最適域（粘性ブレイクダウン）に関する変動のスケールと判断される。図9は $f^+ = 0.03 - 0.08$ 成分の速度変動実効値の y 分布である。図より、溝底面のごく近傍 ($y^+ < 5$) の分布は、最大抵抗低減となる $s^+ \leq 18$ では重なっており、リブ底面は準層流が維持される。一方、リブ間隔がそれ以上になると溝底面にまで乱流構造が到達して壁近傍の実効値は急増加し、抵抗低減効果は速やかに失われる。

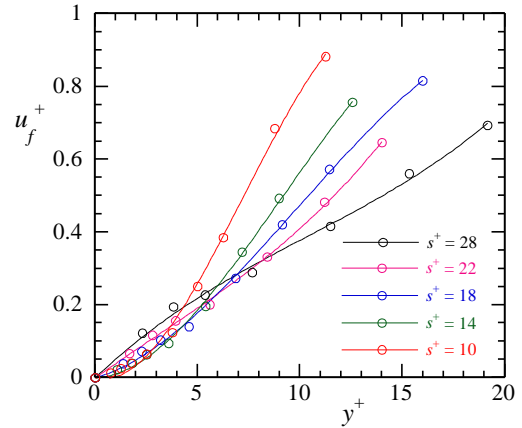


図9 溝内部に入り込む乱流変動の実効値 ($f^+ = 0.03 - 0.08$)。実線はフィッティングカーブ。

4. まとめ

抵抗低減時の台形溝リブレット上の壁乱流構造を実験的に調べた。結果を以下にまとめる。

1. 抵抗低減率が s^+ と共に単調に増加する粘性域 ($s^+ \leq 10$, $h^+ \leq 5$) ではリブ上流は低速ストリークに支配され、溝内部にはほとんど流れが入り込まない。従って、リブレット溝内の摩擦抵抗は層流摩擦抵抗^[12]と考えられる。
2. 粘性域の s^+ を超えると乱流変動が溝内に入り込み、溝内の抵抗は、徐々に乱流摩擦抵抗に支配されるようになる。溝底層まで乱流が入り込むと低減効果は頭打ちになる。このとき、 $f^+ = 0.03 - 0.08$ の変動が顕著に見られた。
3. 溝底部まで乱流構造が入り込んで抵抗低減効果がほぼ失われる状態では、乱流構造のスパン方向の動きはリブによって制限され、最大実効値は滑面よりも約 20% 小さくなる。従って、リブレットによる乱流変動（乱流渦）の制限（その結果の最大実効値の減少）が、壁面摩擦抵抗の低減量と直接的に対応していないことを理解することも重要である。

参考文献

- [1] Walsh, M. J., Riblets as a Viscous Drag Reduction Technique, AIAA Journal, 21-4 (1983), pp. 485-486.
- [2] Bechert, D. W., Bruse, M., Hage, W., Van Der Hoeven, J.G.T., Hoppe, G., Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry, J. Fluid Mech., 338 (1997), pp. 59-87.

- [3] Wang, J., Lan, S., Chen G., Experimental study on the turbulent boundary layer flow over riblets surface, *Fluid Dyn. Res.* 27(4) (2000), pp. 217–229.
- [4] Inasawa, A., Taniguchi, R., Asai, M., Sasamori M., Kurita, M, Experimental investigation of yaw-angle effects on drag reduction rate for trapezoidal riblets, *Exp. Fluids*, 65 (2024), 29.
- [5] Choi, H, Moin, P., Kim, J., Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets, *J. Fluid Mech.*, 255 (1993), pp. 503-539.
- [6] Okabayashi, K., Direct numerical simulation for modification of sinusoidal riblets, *J. Fluid Sci. Tech.*, 11 (2016), 16-00355.
- [7] Garcia.R., Jimenez.J., Drag Reduction by riblets, *Phil. Trans. R soc. A.*, 369 (2011), pp. 1412-1427.
- [8] Garcia-Mayoral R., Jimenez, J., Hydrodynamic stability and breakdown of the viscous regime over riblets, *J. Fluid Mech.*, 678 (2011), pp. 317-347.
- [9] Rouhi, A. et al., Riblet-generated flow mechanisms that lead to local breaking of Reynolds analogy, *J. Fluid Mech.*, 951 (2022), A45.
- [10] Rowin, W. A. et al., Experimental characterisation of Kelvin–Helmholtz rollers over riblet surfaces, *J. Fluid Mech.*, 1009 (2025), A65.
- [11] Moser, R. D., Kim, J., Mansour, N. N., Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=590$, *Phys. Fluids*, 11(4) (1999), pp. 943-945.
- [12] Luchini, P., Manzo, F., Pozzi, A., Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow, *J Fluid Mech* 228 (1991) pp. 87–109.