



Title	ミウラ折り型ジグザグリブレットの実用のための研究
Author(s)	岡林, 希依
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2021, 11, p. 47-51
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/87672
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

ミウラ折り型ジグザグリブレットの実用のための研究

岡林 希依

大阪大学 大学院工学研究科 機械工学専攻

1. はじめに

航空機やパイプラインなどの流体摩擦抵抗低減デバイスとして、リブレット（図1）が知られている。リブレットは流れ方向に伸びる溝の列であり、鮫肌に着想を得て開発された。近年では、溝が流れ方向に直線状のものだけではなく、ジグザグ状や波状のリブレットが考案され、従来の直線リブレットよりも高い効果が得られると報告されている[1-6]。溝の間隔 s （図1）の最適値（最も抵抗低減効果が高い）は、周囲流体の速度と粘度によって決まる[7,8]。現状では平均的な流れの状態に合わせて間隔 s を設定するが、できれば瞬時の流れの状態に応じて間隔 s を合わせられれば効果的である。本研究では、図2のような「ミウラ折り」[9]をジグザグリブレットとして利用することを考える。ミウラ折りは対角線方向に引っ張るだけで簡単に伸縮できるため、間隔 s を瞬時の流れに合わせてすぐに変化させられる上に、ジグザグ形状による抵抗低減効果の向上も期待できる。申請者らの先行研究[6]において、静的なジグザグリブレットの抵抗低減性能を調査し、その有効性を示した。しかし、動的に形状が変化するジグザグリブレットの制御方法は実用に際し不可欠であるが、未だ把握できていない。外部流れの条件が変化し、それに合わせてミウラ折り型リブレットを動的に伸縮させるとき、速く溝間隔を追従させようとする、リブレットが流れを乱し、抵抗増加につながる。また、速く動かすためのエネルギー投入も大きくなり、正味の抵抗低減効果では悪化する可能性がある。このように、ジグザグリブレットの制御は、「溝間隔変化率」「エネルギー投入量」「発生する乱れによる摩擦抵抗の増大」の3条件がトレードオフする複雑な問題となる。

また、実際に航空機などでリブレットを用いる場合に問題となるのは、局所的な流れの方向とリブ

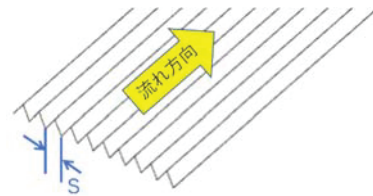


図1：直線リブレット



図2：ミウラ折り型ジグザグリブレット

レットの溝のなす角と、航空機翼などで発生する逆圧力勾配である[10]。特に、逆圧力勾配下でのリブレットの抵抗低減効果は、実機への適用上非常に重要であるにも関わらず、最も基本的な直線リブレットでもまだ明らかでない[10]。また、抵抗低減効果以外の付加的な効果として、ジグザグ形状によって直線リブレットよりも活発な運動量交換が行われ、逆圧力勾配下での境界層剥離を抑制する効果が期待される。

本研究では、ミウラ折り型ジグザグリブレットの実用のための技術および知見を獲得することを目的として、以下の二課題に取り組む。第一に、周囲の流れの状態が変化した際に、ミウラ折り型ジグザグリブレットの抵抗低減効果を最大にするための制御手法を求めるための基盤技術として、深層強化学習と数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics; CFD) を融合した最適化手法を確立する。第二に、逆圧力勾配下でのリブレットの抵抗低減効果および境界層剥離の抑制効果について調査する。

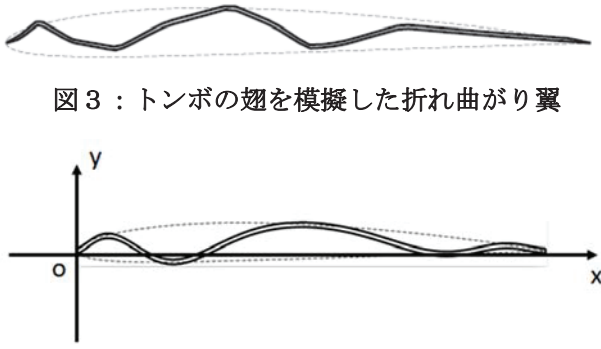


図3：トンボの翅を模擬した折れ曲がり翼

図4：波状翼の例 ($z_1 = 5.0$, $z_2 = 2.5$, $z_3 = 0.75$) と NACA2408 翼の断面 (点線)

2. 深層強化学習と CFD を融合した最適化手法

リブレット上の流れは壁乱流であり、またリブレットの溝を解像するために多くの格子点数が必要となり、計算規模が大きくなる。そこで、手法の確立を優先するため、導入的な問題設定として、リブレット上の流れではなく、波状翼（トンボの翅（折れ曲がり翼、図3）をモデル化したもの）について、揚抗比最大を目的とした形状最適化問題を考える。この問題はレイノルズ数が低く、かつ二次元の CFD であるため、コストが軽く、手法について試行錯誤するのに適している。また、メタヒューリスティックな手法による解[11]が得られており、それと比較することで検証も可能である。以上の理由からこの問題設定を採用した。

2.1 波状翼モデル

波状翼モデルでは、形状最適化の設計変数を少なくするために、トンボの翅を模擬した折れ曲がり翼（図3）における翼弦方向（ x 方向）尾根や谷の幅を正弦波の波数

$$n(x) = \frac{z_1 - 2}{2z_3 - 1}(x - z_3)^2 + z_1 - \frac{z_3^2(z_1 - z_2)}{2z_3 - 1} \quad (1)$$

によって表現する。 z_1 は前縁における波数、 z_2 は後縁における波数、 z_3 は二次関数の軸の位置を表し、本研究の問題設定はこれらの値の組み合わせ最適化に縮約される。本研究では、翼弦方向の位置 x における、 x に垂直な方向（ y ）における位置 y_w を、NACA2408 翼の包絡線 y_e を用いて、

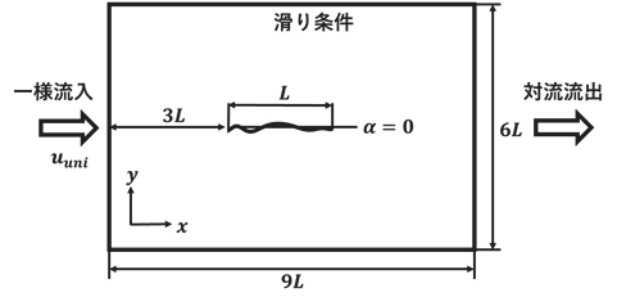


図5：計算領域と境界条件

$$y_w = y_e \sin\{2\pi n(x)x\} \quad (2)$$

と表す。波状翼の例を図4に示す。

2.2 深層強化学習の理論

強化学習では、エージェントの行動 a により、報酬 r が得られる環境を設定する。エージェントは環境から状態 s を観測し、それをもとに行動指針である方策 π に従って行動 a を選択する。環境はエージェントが選択した行動 a によって、次の状態 s' に遷移し、それに応じた報酬 r をエージェントに与える、という一連の手順を1ケースと定義し、これを繰り返しながら、将来にわたって得られる報酬和を最大化する行動を学習する。環境は確率性を持ち、報酬和は期待値として得られ、これを行動価値（Q 値）と呼ぶ。強化学習の代表的手法である Q 学習[12]では、最適な Q 値を反復計算により求める。Deep Q network (DQN) [13]は、ニューラルネットワーク (NN) のパラメータ θ を用いて Q 値を近似するものであり、Q 学習の反復計算に当たる処理は θ の更新に替えられる。本研究では DQN を拡張した Twin Delayed Deep Deterministic Policy Gradient (TD3) [14]を用いる。

2.3 流体の数値計算法

本研究では、一様流中に置かれた迎角 0 度（固定）の二次元波状翼周りの流れを計算し、形状パラメータ z_1 、 z_2 、 z_3 の組み合わせに対する揚抗比を得る。図5に計算条件を示す。支配方程式は一般曲線座標で記述された二次元非圧縮連続の式および Navier-Stokes の式である。空間離散化には二次精度中心差

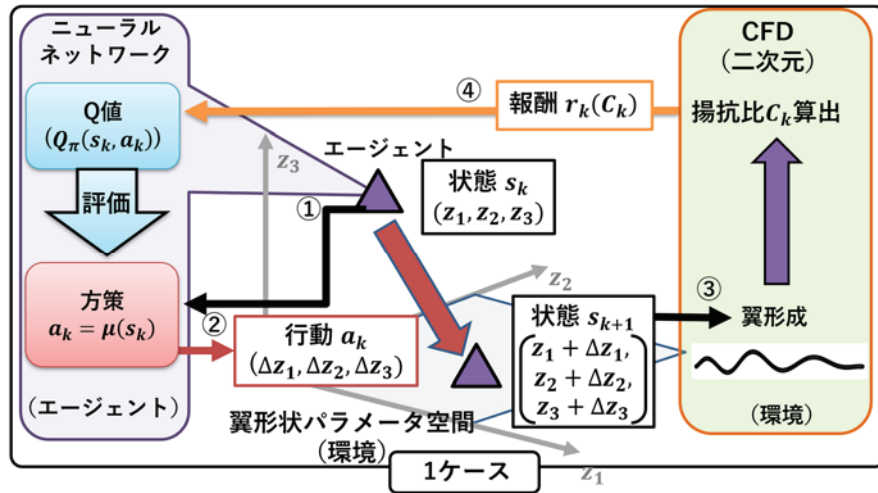


図 6 : CFD を環境に用いた深層強化学習の枠組み

分、Navier-Stokes 式の対流項と粘性項の時間発展にはそれぞれ二次精度 Adams-Bashforth 法と Crank-Nicolson 法を用いる。速度と圧力のカップリングには部分段階法を用いる。

2.4 CFD を環境に用いた深層強化学習の枠組み

図 6 に本研究で用いる深層強化学習と環境となる CFD の構成を示す。学習の流れとして、まずエージェントが方策に従って行動 a (形状パラメータの変化量 $\Delta z_1 \sim \Delta z_3$) を出力し、それを現在の状態 s (形状パラメータ $z_1 \sim z_3$) に加えることで次の状態 s' とする。変化後の形状パラメータを用いて環境に実装された CFD から揚抗比を得る。エージェントは揚抗比とともに報酬 r を受け取る。この一連の流れを 1 ケースとする。エージェントにはランダムに決定した初期形状が与えられ、20 ケースの試行を行い、これを 1 エポックと定義する。エポックを定め、エポックの最初に初期形状をリセットすることには、局所最適解に陥ることを防ぐ意味がある。また、エージェントに前もってある程度経験を蓄積して学習を安定させるために、エージェントをランダムに動かし、事前調査を行っている。

2.5 結果と考察

試行錯誤的に、報酬関数 r を

$$r = C - C_{90} \quad (3)$$

と決定した。ただし、 C_{90} は事前調査によって得ら

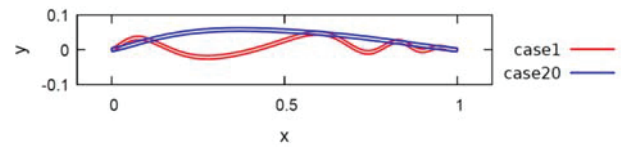


図 7 : 100 エポック目の初期形状と最終形状

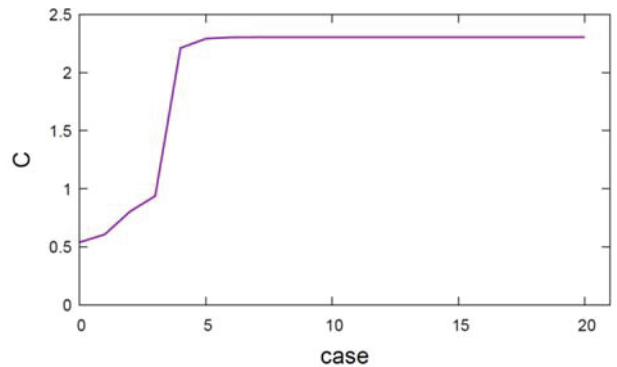


図 8 : 100 エポック目の揚抗比 C の推移

れた大まかな揚抗比分布の上位 10% の値である。この設定のもと、学習を行ったところ、100 エポック程度で揚抗比が収束した。100 エポック目の初期形状と最終形状の比較を図 7 に示す。100 エポック目の揚抗比の推移を図 8 に示す。図 7、8 より、収束した形状は曲板翼であり、また、揚抗比の収束値は 2.3 程度であることがわかる。これは先行研究[11]で用いられた勾配法とほぼ同様の結果であり、本手法の有効性が示された。

3. 逆圧力勾配下でのリプレットの抵抗低減

3.1 数値計算の概要

解析対象は下面が平滑面またはリプレット面であ

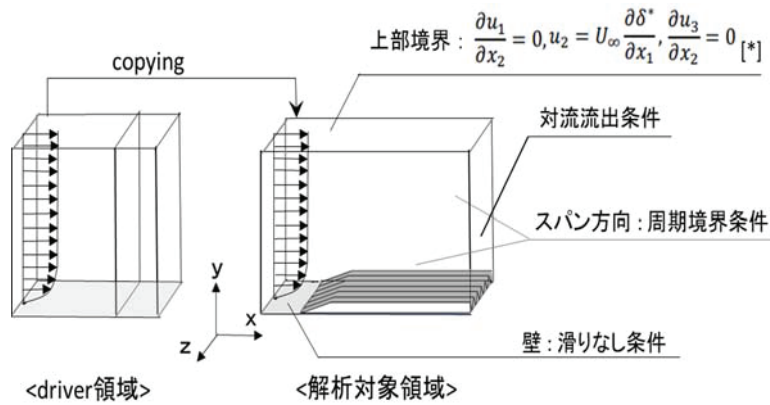


図 9：計算領域と境界条件

表 1：領域の大きさと格子点数

領域	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$
driver	$125\theta_0 \times 100\theta_0 \times 38.4\theta_0$	$200 \times 128 \times 128$
解析対象 (平滑)	$125\theta_0 \times 100\theta_0 \times 38.4\theta_0$	$512 \times 128 \times 128$
解析対象 (riblet)	$125\theta_0 \times 100\theta_0 \times 38.4\theta_0$	$512 \times 128 \times 1152$

る領域における外部流れである。図 9 に概要を示す。将来的に逆圧力勾配を作り出すのに吹き出し・吸い込みを設定するため、上部に壁が存在しない空間発展シミュレーションを行う。計算領域は driver 領域（図 9 左）と解析対象領域（図 9 右）の二つの領域から構成される。driver 領域は解析対象領域の流入条件を与えるために設定する領域であり、主流方向（ x ）方向に準周期境界条件[15]を課すことで、ゼロ圧力勾配下で上部に壁がなく流体が排除される空間発展壁乱流をシミュレートする。本稿では前段階として、解析対象領域に吹き出し・吸い込みを設定せず、ゼロ圧力勾配下での計算を行う。表 1 に領域の大きさと格子数を示す。リブレットは頂角 90 度の三角形断面直線リブレットであり、リブレットの溝の間隔は流入部の摩擦速度を基準とした壁座標で 17 とする。これは最適な（最も抵抗低減効果が高い）溝間隔である。

支配方程式および数値計算法は第 2.3 節で示したものと同様である。レイノルズ数は解析対象領域の流入部での運動量厚さ θ_0 と一様流速度を基準として 300 と設定する。

3.2 ドライバー領域

図 10 にドライバー領域流入部での乱流統計量を示す。スペクトル法による先行研究[16]の結果に近い値を取っており、ドライバー領域の計算としては妥当であるといえる。他に、主流方向の運動量厚さおよび圧力係数分布を算出したが、妥当な値であることが確認されている（図示省略）。

3.3 解析対象領域

図 11 に平滑面の解析対象領域における摩擦係数（ C_f ）分布を経験式、先行研究の結果[16,17]とともに示す。横軸の Re_θ は主流方向の各位置での運動量厚さを基準としたレイノルズ数である。図 11 のように、一部の Re_θ の範囲ではあるが、どの位置でも摩擦係数は経験式と先行研究の結果に近い値を示している。したがって、壁面せん断応力の時間平均値は定量的に再現されている。また、平滑面およびリブレット面それぞれの壁面せん断応力を面積分・時間平均して摩擦力を算出した結果、3.1%の抵抗低減効果が得られ、これは溝間隔が壁座標で 17 の三角形断面直線リブレットの実験値[8]とほぼ同じである。しかしながら、時間平均流れ場は妥当であるものの、圧力の非物理的な振動が観察され、瞬時の流れ場の再現には課題が残っている。

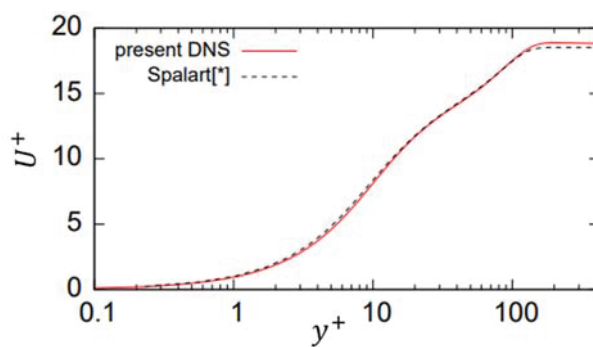
4. おわりに

ミウラ折りから着想を得たジグザグリブレットの制御則を得ることを最終目標として、深層強化学習

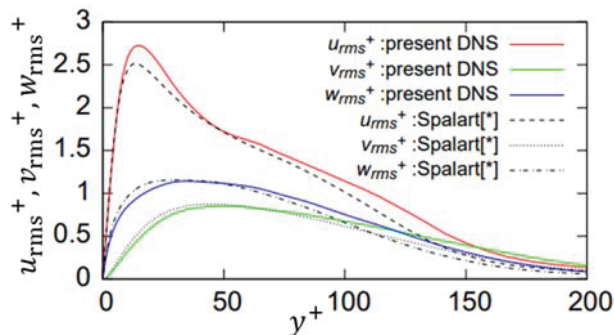
と CFD を融合した手法を構築し、その有効性を示した。また、航空機にリブレットを適用する際に考慮すべき逆圧力勾配が抵抗低減効果に及ぼす影響を調査することを目的として、直接数値シミュレーションを行い、時間平均的には妥当な流れ場を得た。

参考文献

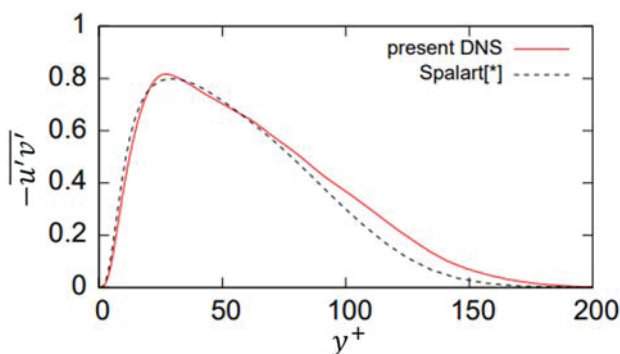
- (1) Y. Peet et al., Int. J. Hydrogen Energy, **34**, 8964–8973 (2009).
- (2) H. Miki et al., Trans. the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B **77**, No. 782, 25–36, (2011) (in Japanese).
- (3) R. Grüneberger et al., Nature-Inspired Fluid Mech., **119**, 1605–1607, (2012).
- (4) M. Sasamori et al., Exp. Fluids, **55**, 1828-1–1828-14 (2014).
- (5) K. Okabayashi, J. Fluid Sci. Tech., **11**, No. 3, JFST0015, 1-16, (2016).
- (6) K. Okabayashi et al., AIP Advances, **8**, Issue 10, No. 105227, 1-20, (2018).
- (7) H. Choi et al., J. Fluid Mech., **255**, 503–539, (1993).
- (8) D. W. Bechert et al., J. Fluid Mech. **338**, 59–87, (1997).
- (9) K. Miura, Sugaku Seminar, **48**, No. 1-568, (2009).
- (10) P. R. Viswanath, Progress in Aerospace Sci., **38**, 571–600, (2002).
- (11) S. Kimura, Master Thesis, Osaka University (2018) (in Japanese).
- (12) C.J.C.H. Watkins, PhD thesis, Cambridge University, (1989).
- (13) V. Mnih, et al., Nature 518, 529–533, (2015).
- (14) S. Fujimoto et al., arXiv:1802.09477, (2018).
- (15) T. S. Lund et al., J. Comp. Phys., **140**, 233-258, (1998).
- (16) P. R. Spalart, J. Fluid Mech., **187**, (1988).
- (17) H. Abe, J. Fluid Mech., **833**, (2017).



(a) 平均速度



(b) 速度の RMS 値



(c) レイノルズ応力

図 10：流入部での乱流統計量

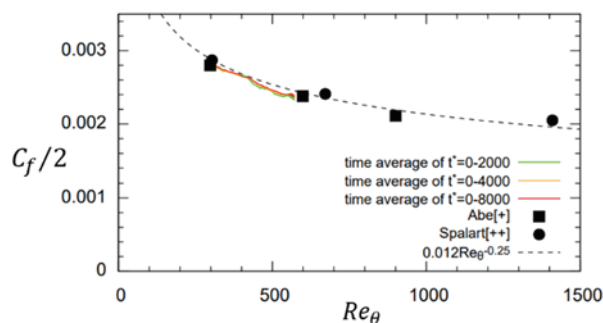


図 11：摩擦係数分布（解析対象領域、平滑面）