アクティブ・ディンプルによる流れの抵抗低減の数値解析

遠藤 誉英, 姫野 龍太郎
理化学研究所生体力学シミュレーション特別研究ユニット
〒 351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1
tendo@riken.jp, himeno@riken.jp

Abstract

Numerical simulations of flow around a smooth sphere and a sphere with temporally deforming dimples (active dimples) in critical Reynolds number regime, have been conducted in order to investigate the influence of deformation of active dimples on surrounding boundary layer. It is observed that the drag coefficient is decreased when the Reynolds number is greater than $Re > 10^5$ by the transition of the boundary layer for the smooth sphere, as is reported by many experiments in the literature. It is shown the drag coefficient is decreased up to 40% when an appropriate dimple scale and period of deformation is given. The active dimple promotes transition of boundary layer in the vicinity of the sphere, and restraints the detachment of flow. It is expected the applicability of active dimples is displayed to a flow control device which is attached the surface of transportation body such as an airplane, a ship and so on.

1 緒言

環境保全や省エネルギの観点から, 高効率な流体制御技術の確立が求められている. 水棲生物は進化の過程で独自の流体制御技術を身につけており, そこから学ぶべき点は多い. 筆者らは, イルカの肌 (粘弾性皮膜) に着目し, 受動的制御デバイスとしての応用可能性を数値解析を用いて探ってきた [1, 2]. 粘弾性皮膜は, 周囲流体力によって変形し, 乱流摩擦抵抗低減効果と乱流遷移遅延効果があると言われている.

前者の効果に関しては, 実験によって 50% を越える抵抗低減が報告されている [3, 4] が, これらは再現性がないなど実験精度の面で疑問が残る. 近年, 計算機性能の向上に伴い, 実験計測では困難な変形壁面近傍の乱流物理量を詳細に求解することが可能となり, 粘弾性皮膜の物性値を適当に定めることによって, 粘弾性皮膜を用いた抵抗低減が可能であることが示された [1]. また, 後者の効果については線形撹乱方程式を用いた数値解析によって, 遷移レイノルズ数が高くなることが示されている [5]. しかしながら, 粘弾性皮膜を単純なバネ・マス・ダンパ系にモデル化した際にも多くのパラメータが存在するため, 抵抗低減や遷移遅延に効果的な粘弾性皮膜の物性値の組み合わせを求めることは非常に困難である.

一方, 円柱や球などの鈍い物体表面の微小なラフネスは, 境界層の乱流遷移を促進し, より低いレイノルズ数において抵抗崩壊を起こさせることが知られている [6, 7]. 図 1 は Achenbach [8]

による球周囲の抵抗係数の実験結果である．滑面球の場合, $Re \sim 4 \times 10^5$ 近傍で急激に抵抗が減少する．球表面にラフネスを施した場合, より低いレイノルズ数 ($Re = 4 \times 10^4$ 近傍) で抵抗が減少している．そのため, 図 1 に示す斜線領域で, ラフネスを施した球の抵抗係数が滑面球よりも低くなる．ゴルフボールは表面にディンプルを施すことによって, この現象を発現させ, 抵抗低減及び揚力の安定化を図っている．

ラフネスと粘弾性皮膜は, どちらも非常に微小な壁面の変形を有するが, 変形速度を持たないラフネスは周囲境界層を不安定化し, 粘弾性皮膜の時々刻々変化する変形は, 逆に境界層を安定化する．そのため, 粘弾性皮膜による境界層の安定化は, 変形の形状そのものより, むしろ変形速度によるものと考えられる．しかしながら, 粘弾性皮膜の変形速度が物体周囲境界層に及ぼす影響や, 乱流遷移の遅延／促進を行うメカニズムは未知である．

そこで本研究では, 表面に変形可能なディンプルを持つ物体周囲の流れの数値解析を行い, ディンプル変形速度と周囲境界層の安定化／不安定化の関係を調査する．これにより, 抵抗低減に最適な粘弾性皮膜の変形速度を見積もり, そこから最適な粘弾性皮膜の物性値を示すことを目的とする．

2　数値計算手法

支配方程式は非圧縮の連続の式と運動量保存式である．球表面は移動境界を伴う境界適合座標系を用いて表現した．カップリング手法には MAC 法を用いたが, 速度, 圧力は同一点に定義した．時間進行に陰的オイラー法を用いた．運動量保存式の対流項以外の全ての空間離散化には二次精度中心差分を適用し, 対流項には, 境界適合座標系における三次精度風上差分法 [9] を適用した．物体表面では粘着条件を課した．図 2 に計算領域概念図を示す．一様な速度分布 U_∞ を上流側計算領域外側境界に与え, 下流側外側境界条件は速度, 圧力場共に半径方向の 2 階微分がゼロとなるように与えた．

物体球直径を D とし, 計算領域は物体球を中心とする直径 $40D$ の球として与えた．球周囲に O 型格子を張り, 格子幅を半径方向に公比 1.045 とし, 物体周囲に密になる等比級数で与えた (図 3)．このとき, 半径方向最小格子幅は $1.31 \times 10^{-4}D$ である．本稿では, 必要に応じてデカルト座標系 ($xyz-$) と共に球座標系 ($r\theta\varphi-$) を用いる．それぞれの座標系は図 2 に示す通りに定められる．格子数は天頂角 ($\theta-$) 方向, 半径 ($r-$) 方向, 方位角 ($\varphi-$) 方向にそれぞれ $N_\theta = 193, N_r = 201, N_\varphi = 192$ とした．球周囲の流れ計算を行う際, 極においては格子線が集中し, 計算が不可能な特異点になる．ここでは姫野ら [10] にならい, 極における物理量は計算せず, 極周囲近傍点の物理量を平均して与えた．

以後, 全ての変数は流入速度 U_∞ と球直径 D で無次元化される．レイノルズ数 $Re \equiv U_\infty D/\nu$ を $10^3 \sim 10^6$ まで変化させ, その後, 流れ場を十分に発達させた．計算時間刻み幅は, $Re < 10^5$ の時 $\triangle t = 5 \times 10^{-4}$, $Re \geq 10^5$ の時 $\triangle t = 2.5 \times 10^{-4}$ とした．この時, 2 種類の時間刻み幅によって, 抵抗値等の統計量に差がないことを $Re = 10^4$ の流れ場で確認した．流れ場が十分発達した後の 30000 ステップ ($t = 15$, $Re < 10^5$) および 40000 ステップ ($t = 10$, $Re \geq 10^5$) のデータを用いて統計量を計算した．

3　数値解析結果

3.1　滑面球の周囲の流れの数値解析

本節では, 滑面球の周囲の流れの数値解析を行った結果について記述する.

カラー図 1 は $Re = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ における滑面球周囲の瞬時流れ場である. 等値面は変形速度勾配テンソルの第二不変量 $II = u_{i,j}u_{j,i}$ の負値であり, 渦運動の強い領域を示している [11]. 亜臨界領域である $Re = 10^3, 10^4$ の流れでは, 馬蹄渦が交互に発生している (カラー図 1(a),(b)). この時のストローハル数は $St \equiv fD/U_\infty = 0.2$ (f は渦放出周波数) となっている. また, レイノルズ数が低い流れでは, 球周囲に層流の剥離流が形成されており, それが後流の逆流域に巻き込まれることによって渦輪を形成している様子がうかがえる.

レイノルズ数が高くなるにつれ大規模な構造は姿を消し, 物体直下では微細な渦構造が支配的になる. また, 物体球を包むように形成されていた層流の剥離流は消滅し, 剥離直後から乱流状態になっており, 渦の放出地点は物体背面側に移動して後流域は狭くなる (カラー図 1(c),(d)).

図 4 に, 本計算で行ったレイノルズ数における抵抗係数 C_D の変化を示す. 抵抗係数は圧力および摩擦応力による抵抗の合計として表し, 以下の式に従って計算される.

$$C_D = \frac{2}{A}\oint \left(-p\delta_{ij} + \tau_{ij}\right)\mathbf{e}^n ds, \tag{1}$$

ここで, A は物体球の投影面積であり, 滑面球の場合, $A = \pi D^2/4$ となる. また, τ_{ij} は摩擦応力 $\tau_{ij} = (1/Re)\cdot(u_{i,j} + u_{j,i})$ を, $\mathbf{e}^n$ は物体表面の外向き単位法線ベクトルを表す.

Achenbach らの滑面球の実験結果 (図 1 の実線) と比較すると, 実験では $Re = 3 \sim 4\times 10^5$ 近傍で急激に抵抗値が減少するのに対し, 本計算結果では $Re = 10^5 \sim 10^6$ の広い範囲でなだらかに抵抗値が減少している. また, 実験では $Re = 10^6$ において抵抗値が回復途上にあるのに対し, 本計算で行ったレイノルズ数では, $Re = 10^6$ において抵抗は最小値をとっている. このような定性的差異はあるものの, 境界層の遷移に伴い, あるレイノルズ数において抵抗が大幅に減少する抵抗崩壊現象は捉えられていると考えられる.

図 5 は方位角 ($\varphi-$) 方向及び時間的に平均を取った平均壁面圧力 $< p >$ の天頂角 ($\theta-$) 方向分布を示す. 壁面圧力の最小値をとる位置がレイノルズ数の増加に伴って, 下流側に移動している. また, $Re \geq 4\times 10^5$ では下流側圧力が正値に回復しており, 物体球前後の圧力差が小さくなることによって, 圧力抵抗が非常に小くなっていると考えられる.

図 6 は時間平均化された球直下 ($x-$ 軸上) の流れ方向速度分布である. 球の後流には逆流域が存在し, 低レイノルズ数 ($Re = 10^3$) では逆流域は球中心を $x = 0$ として, $x = 2.35$ に至る. 逆流平均流速の最大値は $u = -0.276$ である. レイノルズ数が高くなるに伴い, 逆流域は小さくなり, 逆流の流速も小さくなる. $Re = 10^6$ における逆流域は $x = 0.665$ であり, 逆流平均流速の最大値は $u = -0.1$ 程度である.

表 1: Parameters of active dimples

<table>
<tr><th>Case</th><th>d</th><th>T</th><th>h_{max}</th><th>No. of Dimple</th></tr>
<tr><td>ac</td><td>0.196</td><td>2</td><td rowspan="6">12×10^{-3}</td><td>8×32</td></tr>
<tr><td>acc</td><td>0.098</td><td>2</td><td rowspan="2">16×64</td></tr>
<tr><td>acc2</td><td>0.098</td><td>1</td></tr>
<tr><td>acd</td><td>0.393</td><td>2</td><td rowspan="3">4×16</td></tr>
<tr><td>acd2</td><td>0.393</td><td>1</td></tr>
<tr><td>acd3</td><td>0.393</td><td>4</td></tr>
</table>

3.2 アクティブ・ディンプルを有する球の周囲の流れの数値解析

本研究では, 主に物体壁面の変形速度が周囲流体に及ぼす影響を調査するため, ディンプル深さ h が正弦関数的に変動するアクティブ・ディンプルを物体球表面に施す. 一般のゴルフボールは, ディンプル深さ $h/D \sim 20 \times 10^{-3}$, ディンプル径 $d/D \sim 0.1$ 程度であり, ボール全面に $300 \sim 500$ 個のディンプルが施されている.

それに対し, 本研究では, アクティブ・ディンプルを球の上流下流側淀み点には配置せず, 流れに対して球の側面に, カラー図 2 のように配置した. ディンプル形状は図 7 に示すように, 天頂角方向, 方位角方向に余弦関数で表現し, ディンプル深さ h が周期 T で以下に示す式に従って時間的に変化するとした.

$$h = h_{\mathrm{max}} \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right). \tag{2}$$

ディンプル深さ d は, 本研究の準備段階として行った 2 次元円周囲の計算 [12] において, $Re = 10^5$ の際に最も抵抗が低減した値を採用した. また, ディンプルの半数は変形が逆位相になるようにし, 投影面積の変化の影響が小さくなるようにした. 表 1 に, 本計算で用いたアクティブ・ディンプルのスケールのパラメータを示す.

図 8 に, アクティブ・ディンプルを作動させた時の平均抵抗値 C_D を示す. 抵抗値は (1) 式で計算され, 圧力抵抗と摩擦抵抗の和になっている. ディンプル径が $d = 0.2$ の時 (Case ac), $Re = 10^5$ で抵抗値がわずかながら減少し, $Re = 10^6$ では逆に抵抗が増大している. この時のスケールを基準として, ディンプル径が半分になったケース (Case acc,acc2) では, 本計算で用いた周期 $T = 1, 2$ のいずれにおいても $Re = 10^5$ における抵抗が増大している. ディンプル径を倍にしたケース (Case acd,acd2,acd3) では, 変形周期 $T = 1, 2$ である Case acd, acd2 で抵抗が大きく減少している. Case acd2 の $Re = 10^5$ における抵抗低減率は 40% である. 一方, 等しいディンプル径であっても, $T = 4$ のケース (Case acd3) における抵抗低減率は Case acd, acd2 に比較して小さく, 滑面球とほとんど変化が見られなかった. このように, ディンプル径のみならず, ディンプルの変形速度が抵抗に及ぼす影響は大きいと考えられる.

図 9 は, ディンプル径が標準および倍のケース (Case ac, acd2, acd3) の $Re = 10^5$ における, 方位角 ($\varphi-$) 方向及び時間的に平均を取った平均壁面圧力 $<p>$ の天頂角 ($\theta-$) 方向分布を示す. 特に Case acd2 において, 後流側で滑面球に比べ圧力が回復しており, 物体球前後の圧力差が小さくなることで, 圧力抵抗が低減しているものと考えられる. この現象は滑面球における

$Re \geq 4 \times 10^5$ の流れと同様であり, アクティブ・ディンプルの変形によって, レイノルズ数が高い流れと同様な現象を引き起こしていることがわかる．すなわち, Case acd2 の変形は, 物体球周囲の流れの乱流化を促進していると考えられる．一方, 球側面 ($\theta \sim 90°$) では滑面球よりも圧力が低下しているが, 側面における圧力の抵抗に対する寄与は小さい.

図 10 は時間平均化された球直下 ($x-$ 軸上) の流れ方向速度分布である．ディンプル径が大きいケース (Case acd2, acd3) では, $Re = 10^5$ において抵抗が小さくなっているが (図 8), 逆流域が小さくなって球直下での速度回復が速い．これは, 滑面球におけるより高レイノルズ数の流れと同様な現象であり, アクティブ・ディンプルによって周囲境界層の遷移が促進されていることを裏付ける結果と考えられる.

カラー図 3 は $Re = 10^5$ の流れであり, それぞれ (a) 滑面球 ($t = 9.75$) および, 本計算で最も抵抗低減が得られた (b) Case acd2 ($t = 9.25$), (c) Case acd2 ($t = 9.75$), における球近傍 ($\theta = 90°, \varphi = 270°$) の速度場を表している．カラー図 3(b) は, アクティブ・ディンプルが最も凹んだ時刻, カラー図 3(c) は最もふくらんだ時刻に相当する．滑面球の場合, 図の中央部近傍で流れが逆流を起こし, 剥離が起こっている．ディンプルが最も凹んだ時, 流れは滑面に比較して物体に沿って流れており, 逆流はディンプルの凹みの内部のみで起こっている．一方, ディンプルが最も膨らんだ時刻 (カラー図 3(c)) では, ディンプル山頂から後流で逆流が起こっているが, そこでの圧力は低く, 剥離しにくくなっている．その結果, 滑面球に比較して, 境界層は物体に沿って流れており, それが抵抗の低減につながっているものと考えられる.

結論

物体表面に施した変形アクチュエータの変形速度が周囲流体に及ぼす影響を調査することを目的に, 時間と共に変形を繰り返すアクティブ・ディンプルを物体球表面に施したシミュレーションを行った．本シミュレーションでは, ゴルフボールに施されているディンプル径の約 4 倍のディンプルを, 周期 1 で変形させた時に最も抵抗が低減し, $Re = 10^5$ における平均抵抗低減率はおよそ 40% であった．そのとき, 滑面球に比較して, 球背面側の圧力回復が大きく, 逆流域も小さくなっており, 周囲境界層の乱流遷移が促進され, 抵抗崩壊現象が比較的低いレイノルズ数で引き起こされているものと考えられる．同時に, ディンプルの変形によって, 物体側面側の剥離は抑制されており, アクティブに変形する変形アクチュエータを用いて, 臨界領域近傍の流れの抵抗低減の可能性を示したものと考えられる.

参考文献

[1] Endo T. and Himeno R., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Compliant Surface", *Journal of Turbulence*, **3** (2002), 007. (http://stacks.iop.org/1468-5248/3/007).

[2] Endo, T. and Himeno, R., "Numerical Simulation of Flow across a Compliant Bluff Body in the Critical Reynolds Number Regime", *Proc of 4th Int. Symp. Turbulence & Shear Flow Phenomena*, Williamsburg VA, June (2005), 525-529.

[3] Kramer, M. O., "Boundary Layer Stabilization by Distributed Damping", *Nav. Eng. J.*, **72** (1960), pp. 25-33.

[4] Chu, H. H. and Blick, E. F., "Compliant Surface Drag as a Function of Speed", *J. Spacecraft Rockets*, **6** (1969), 763-764.

[5] Carpenter, P. W. and Garrad, A. D., "The Hydrodynamic Stability of Flow over Kramer-type Compliant Surfaces, Part 1, Tollmien-Schlichting Instabilities", *J. Fluid Mech.*, **155** (1985), 465-510.

[6] Achenbach. E. and Heinecke, E., "On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds number 6×10^3 to 5×10^6", *J. Fluids Mech.*, **109** (1981), 239-251.

[7] 青木克己, 李相根, 沖真, "溝付円柱周りの流れと抵抗", 機論, **64**-617, B (1988), 18-24.

[8] Achenbach, E., "Effects of Surface Roughness and Tunnel Blockage on the Flow Past Spheres", *J. Fluid Mech*, **65**-1 (1971), 113-125.

[9] Kawamura, T. and Kuwahara, K., "Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness", *AIAA paper*, 84-0376 (1984).

[10] 姫野龍太郎, 佐藤早苗, 松本秀樹, "野球ボールの縫い目が流れに与える影響の数値計算 ∼ 第 2 報 ∼", 第 12 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (1998), 311-312.

[11] Jeong, J. and Hussain, F., "On the identification of a vortex", *J. Fluid Mech.*, **285** (1995), 69-94.

[12] 遠藤誉英, 姫野龍太郎, "アクティブ・ディンプルによる物体周囲の流れの制御", 第 19 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (2005), 246.

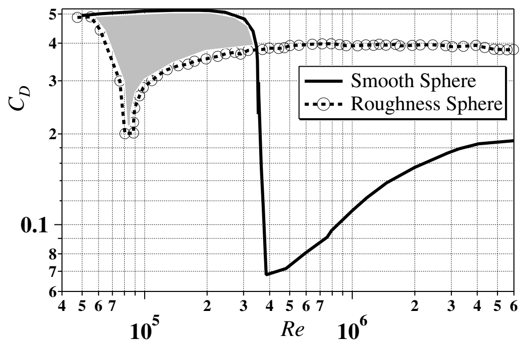

図 1: Drag coefficient of the single sphere with and without roughness. (Achenbach [8]).

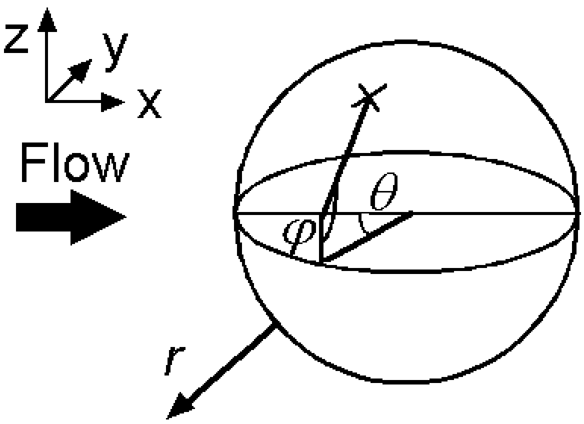

図 2: Schematic of calculation domain and coordinate systems.

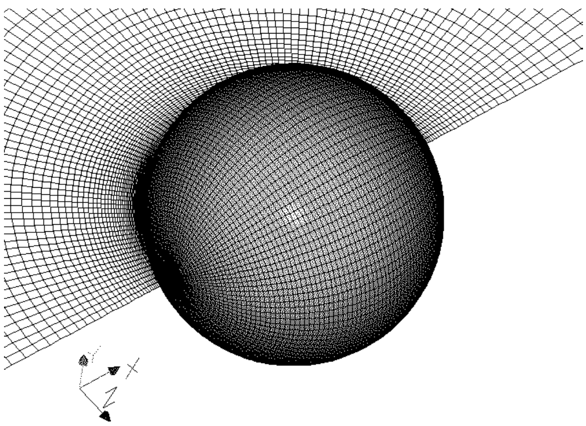

図 3: Grid system and coordinate system.

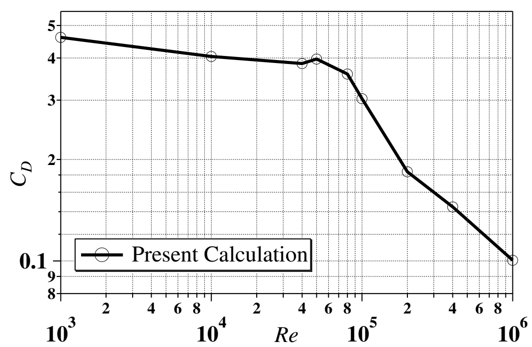

図 4: Drag coefficient.

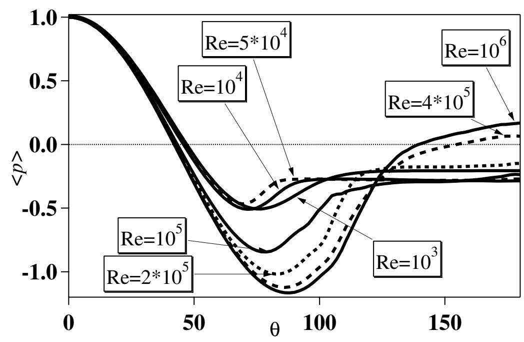

図 5: Mean pressure distribution in the streamwise direction.

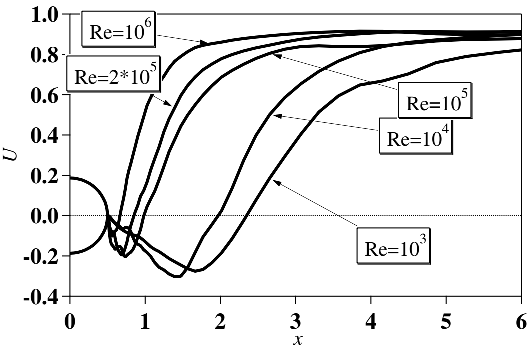

図 6: Time averaved streamwise velocity profile along the $x-$axis.

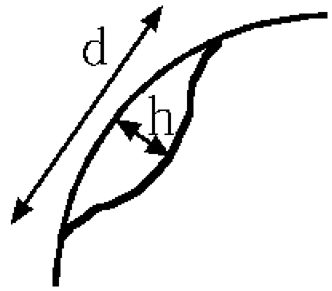

図 7: Schematic diagram of dimple shape.

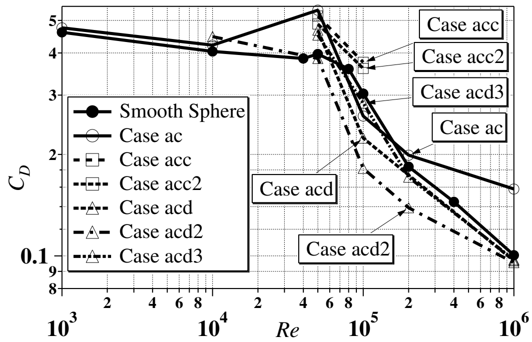

図 8: Drag coefficient.

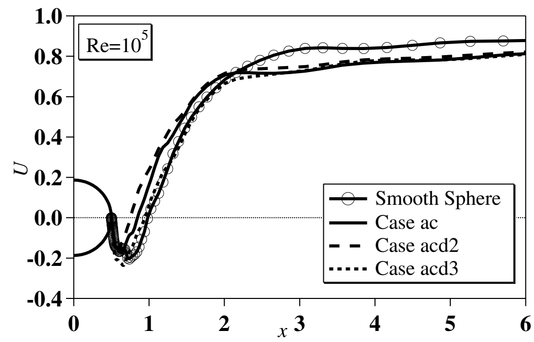

図 10: Time averaved streamwise velocity profile along the $x-$axis at $Re = 10^5$.

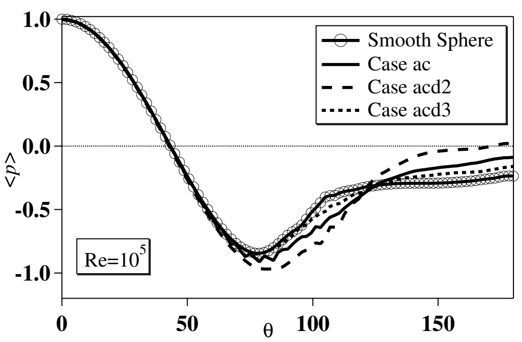

図 9: Mean pressure distribution in streamwise direction at $Re = 10^5$.