血管内壁形状による壁面乱流構造の変化*

石川 拓司^{*1}, 大島 修造^{*2}
山根 隆一郎^{*2}, 長谷川 元治^{*3}

Change of Turbulent Structure due to the Shape of Arterial Wall

Takuji ISHIKAWA, Shuzo OSHIMA,
Ryuichiro YAMANE and Motoharu HASEGAWA

It is reported that there is riblet-type membrane on the inner surface, just above the endothelial cells, of arterial wall. If arteriosclerosis occurs in the artery, this membrane is buried and the shape of inner surface of arterial wall becomes very rough. Since this shape change may cause a bad effect on the arterial wall, turbulent structure on a riblet-type wall and that on a rough wall are investigated. Turbulent flow between a flat plate and a riblet-type wall or a rough wall with constant pressure gradient is computed by large eddy simulation. Movement of low speed streaks, low pressure regions and friction on the wall are obtained. It is found that the friction of rough wall increases with decreasing their projection length in flow direction, and that friction of a rough wall is larger than that of a riblet-type wall. The rough wall on which projections are arranged in a check pattern has less friction than the rough wall on which projections are arranged in straight order.

Key Words: Fluid Dynamics, Bio-Fluid Mechanics, Turbulent Flow, Friction, Numerical Analysis, Large Eddy Simulation

1. 緒 論

動脈の内こう面は1層の内皮細胞で覆われており、動脈硬化の発生や血栓形成などの面からこの細胞のもつ意義が注目を集め盛んに研究されている。最近の長谷川ら⁽¹⁾の報告によると、図1(a)に示すように内皮細胞の直上には1層の畑のうねに似た膜が存在し、動脈硬化を発症するとこの膜は埋没し図1(b), (c)のようにうねった波状の表面形状となる。うね状の膜はリブレットの形状に近いので血管壁近傍での流れの乱れを抑えていることが予測されるが、うね状の膜が埋没した際の乱流構造の変化は未知である。動脈硬化の進展には流れの乱れが重要な役割を果たすことが指摘されているため、うね状の埋没時期前後の乱流構造の変化を調べることは動脈硬化進展への流体力学的側面からのアプローチとして重要であろうと思われる。

二次元のリブレットに関する研究は近年盛んに行われており、それらの成果はWalsh⁽²⁾と

(a) Covered with membrane (normal wall)

(b), (c) Arterial wall sized with arteriosclerosis

Fig. 1 Inner surface of arterial wall

* 原稿受付 1997年12月17日。

^{*1} 正員, 東京工業大学大学院 (☎ 152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)。^{*2} 正員, 東京工業大学工学部。^{*3} 東邦大学医学部 (☎ 143-0015 東京都大田区大森西6-11-1)。

Bandyopadhyay⁽³⁾, Coustols ら⁽⁴⁾ によってレビューされている。また、壁面の三次元構造を考慮した研究としては Bechert ら⁽⁵⁾ と Nikuradse⁽⁶⁾ の研究が挙げられる。Bechert らはさめの皮膚の三次元構造とリブレットとの違いを指摘し、Nikuradse は砂粒粗面においてリブレットと同様の実験を行い、砂粒粗面においても壁面摩擦が減少することを報告している。しかしながら三次元構造をもつ壁面上の乱流に関する研究は依然として少なく、乱流構造の変化についてはほとんど明らかにされていない。

そこで本研究では血管内壁のうね状の膜の埋没前後の乱流構造の変化を調べるため、平行平板間の流れについて上壁面を滑らかな平板として基準とし、下壁面形状をうね構造としたもの、突部を基盤の目状に配列したもの、突部を千鳥格子状に配列したものの3種類に変化させて乱流のラージエディシミュレーションを行った。

おもな記号

- D : 壁面抵抗
- G : 下壁面形状
- H : 流路高さ
- l_x : 突部の x 方向の長さ
- l_y : うねと突部の高さ
- l_z : うねと突部の z 方向の幅
- P : 式(4)で定義される圧力
- p : 圧力
- Re_τ : 乱流レイノルズ数 $\equiv \rho H u_\tau / \mu$
- t : 時間
- u : x 方向速度
- u_τ : 摩擦速度 $\equiv \sqrt{\tau_w / \rho}$
(τ_w は上下壁面の平均値とする)
- v : y 方向速度
- w : z 方向速度
- x : 主流方向座標
- y : 壁面に垂直な方向座標
- z : スパン方向座標

δ_{ij} : クロネッカのデルタ

μ : 粘度

ρ : 密度

τ : セン断応力

記号と添字

*: 有次元量を表す

+ : 壁指標で表す長さ ($h^+ = h^* P^* u_\tau^* / \mu^*$)

- : 空間平均値

' : 空間平均からの変動

" : 時間平均からの変動 $\equiv \bar{u} - \bar{u}_{ave}$

ave: 時間平均値

w : 壁面での値

2. 基礎方程式と数値解析手法

2.1 支配方程式 血液は非ニュートン流体であることが知られているが、非ニュートン流体の LES モデルは確立されておらず簡素化のための本研究では流体を非圧縮ニュートン流体と仮定し、平均圧力こう配により駆動される平板と凹凸のある面との間の発達した乱流を考える。代表量として $H^*, u_\tau^*, \rho^*, \mu^*$ をとり無次元化し、空間フィルタを施すと支配方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = & - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{P} - 2x_1) + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2) \end{aligned}$$

ここで x_i, u_i はそれぞれ各方向座標と速度であり、 $i=1$ は x 方向、 $i=2$ は y 方向、 $i=3$ は z 方向を表す。式(2)の右辺第1項中の $2x_1$ は平均圧力こう配であり、本解析では壁面形状によらず2で固定する。

SGS(subgrid scale)モデルには Smagorinsky モデルを採用し、以下のようにモデル化する。

$$\begin{aligned} (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{u_k u_k} = & -2\sqrt{2} C_s^2 \Delta^2 \bar{D} \bar{D}_{ij} \\ \bar{D} = & \sqrt{\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}}, \quad \bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

Fig. 2 Wall configuration

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{u'_i u'_j} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここでモデル定数は $C_s=0.1$ とし、減衰関数は物理空間での壁からの高さ h を用いて $f_s=1-\exp(-h^+/25)$ とする。また、フィルタ幅 Δ は物理空間での各格子間隔 Δ_i を用いて $\Delta=\sqrt[3]{2 \Delta_x \Delta_y \Delta_z}$ とする。

2・2 壁面形状と座標変換 比較基準のため上壁面を平板とし、下壁面を図1のような血管壁の状態を模擬するため、壁面形状をうね状としたもの、突部を基盤の目状に配列したもの、突部を千鳥格子状に配列したものの3種類に変化させて解析を行う。具体的には壁面形状 G を次に示す関数で与える。

・うね状の壁面[図2(a)]

$$G = \frac{l_y}{2} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{l_z}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

・突部を基盤の目状に配列した壁面[図2(b)]

$$G = \frac{l_y}{4} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{l_x}\right) \right\} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{l_z}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

・突部を千鳥格子に配列した壁面[図2(c)]

$$G = \frac{l_y}{4} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{l_x}\right) \right\} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\pi z}{l_z}\right) \right\} + \frac{l_y}{4} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{l_x}\right) \right\} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{\pi z}{l_z}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

以後図2(a)の壁面を Type 1, 図2(b)の壁面を Type 2, 図2(c)の壁面を Type 3 と呼ぶ。

実際の動脈内での l_x, l_y, l_z の値は血流の脈動や血管の曲がり、分岐等による流れの変化により広い範囲を動くと考えられるが、本研究では乱流構造の違いによる壁面摩擦抵抗の変化に注目しリブレットで摩擦抵抗の低減が見られた $l_y^+=5\sim 15, l_z^+=20$ の範囲で解析を行い、 l_x^+ は $150\sim 1800$ の広い範囲で変化させる。

格子の形成には境界適合格子を用い、壁面近傍で緩やかに格子が密になるよう次に示す s を導入する。

$$\frac{y-G}{1-G} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - c_1 \cos\left(\pi \frac{s+c_2}{1+2c_2}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで c_1, c_2 は係数であり格子の偏りを支配している。 s 軸と y 軸は平行であるため、物理空間における微分演算子は計算空間では以下のように変換される。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\partial s}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial s}{\partial y} & 0 \\ 0 & \frac{\partial s}{\partial z} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial s} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (9)$$

2・3 数値解析手法 支配方程式は計算空間に座標変換して用いる。計算の手順は、(1)二次精度の Adams-Bashforth 法により予測値を得て、(2)連続の式を満たすためのポアソン方程式を解き、(3)速度と圧力を修正する、SMAC 形の方法をとる⁽⁷⁾。空間方向の離散化には x 方向と z 方向に四次精度中心差分を、壁面に垂直な y 方向には二次精度中心差分を用いるが、式(2)の対流項には x 方向と z 方向に五次精度風上差分を、壁面に垂直な y 方向には三次精度風上差分を用いる⁽⁸⁾。

格子には差分精度が高く、圧力に市松模様の振動の生じにくい MK 格子を用いる⁽⁹⁾。MK 格子では速度3成分が同一の格子点で定義され、圧力の定義点は速度の定義点に対し y 方向に半格子分ずれた形となる。そのため圧力の壁面境界条件は不要であり、速度の壁面境界条件は壁面内部で仮想のセルを必要とせず $u_i=0$ となる。また、 x, z 方向には周期境界条件を仮定する。

計算領域は x 方向に6、 z 方向に1.33の長さとし、速度変動の x, z 方向2点相関係数により周期境界条件の妥当性を数値的に確かめた。格子点数は y 方向には不等間隔に81とし、 x, z 方向には一つの突部当たり最低 13×13 個の格子点が存在するよう最大 120×240 個等間隔に配置した。本研究の解析範囲におい

Fig. 3 $\bar{u}_{ave}$ distribution (between flat plates)

Fig. 4 u''_{rms} distribution (between flat plates)

ては、壁指標で表す格子の解像度は $\Delta z^+ = 12.5 \sim 28.1$, $\Delta y^+ = 0.7 \sim 5.0$, $\Delta x^+ = 1.7 \sim 4.2$ の間である。

初期条件には 2・4 節に示す平行平板間の発達した乱流解を与え、タイムステップを $\Delta t = 0.0004$ とする。10 000 ステップ ($t = 4$) 程度計算を進めると平均速度分布と乱れの強さの分布が落ち着くのを確認し、時間平均量はその後 10 000 ステップの平均値を壁面形状を考慮して流路内で平均したもので評価した。

実際の血流は脈動しているが、脈動流では壁面抵抗などの時間平均値が周期的に変化するため意味のある結果を得ることが難しく、層流・乱流間の遷移を完全に模擬できる SGS モデルも見当たらない。そのため本研究では平均圧力こう配を一定値とし、 $Re_\tau = 300$ の条件下で解析を行った。 $Re_\tau = 300$ においては主流平均速度で定義される Re 数は約 4 600 であり、人体においては大動脈の流量最大時に対応している。

2・4 平行平板間の乱流の試行解析 解析を始める前に計算コードの信頼性を確かめるため、 $Re_\tau = 300$ の条件下で平行平板間の乱流の試行解析を行った。平均速度分布は図 3 に示すとおりであり、粘性底層はよく表されているものの対数則からは少しずれた結果となっている。低レイノルズ数乱流では対数領域が顕著でないため少しずれた結果となるが、 Re_τ を高くすると対数則に漸近していく。また主流方向の乱れの強さは図 4 に示すとおりであり、Kim ら⁽¹⁰⁾ の DNS の結果とよい一致を得ている。

3. 解析結果および考察

3・1 Type1 壁上の流れ 下壁面の形状を図 2(a) に示す Type 1 壁とし、うねの形状を $l_y^+ = 5$, $l_z^+ = 20$ として $Re_\tau = 300$ の条件下で解析を行った。ある時刻における上壁面(平板)と下壁面(Type 1 壁)上の低速のしま ($\bar{u} - \bar{u}_{ave} = 3$) をそれぞれ図 5, 6 に示す。図 6 の Type 1 壁上の低速のしまは平板上のものに比べ z 方向の動きが制限されており、うね構造が低速のしま同士の干渉を抑制していることが確認できる。低速のしま同士の干渉はバースト現象を引き起こす一因であるため、うね構造によりバースト現象が抑えられ、ひいては壁面における乱流摩擦を低減するものと考えられる。

図 5, 6 の流れ場を $x = 3$ の平面で切ると、断面における流れは図 7 に示すようになる。図 7 中実線と破線は $\bar{u} - \bar{u}_{ave}$ の等高線であり、実線は零以上の値を 2 刻みで、破線は零未満の値を 2 刻みで表示している。そのため高速のしまは実線で、低速のしまは破線で表されており、図 7 中の $y-z$ 平面の速度ベクトルと合せ

Fig. 5 Low speed streak on a flat plate

Fig. 6 Low speed streak on a type 1 wall

Fig. 7 Flow in the cross section with $x = 3$

ることでこれらのしまの挙動を考察することができ。図 7 から低速のしまは壁から離れるように巻き上がり、その巻き上がりに合せて主流から高速のしまが吹き下ろしてくる一連のバースト現象が確認できる。低速のしまのサイズは平板と Type 1 壁とであまり変わらず、うねの幅より大きなサイズとなっている。この

Fig. 8 Time-mean secondary velocity vectors

Fig. 9 u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} distribution

ためうね構造は低速のしまの動きを直接抑制するわけではなく、低速のしまを動かす微小な流れを抑制して間接的に低速のしまの動きを抑えるものと考えられる。

y - z 平面における時間平均速度ベクトルは図 8 に示すとおりであり、うねの頂点では上向きの速度が、うねの谷では下向きの速度が発生し、うねの上方に二つの対をなす渦が生じているのが確認できる。このように壁面形状に起因した組織的な流れが生じると、組織的な流れと同程度微小なサイズのランダムな乱れが生じにくくなり、より大きなサイズの低速のしまの干渉を抑制する効果があると考えられる。

うねの山と谷における u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} の y 方向分布を図 9 に同時に示す。ここで Type 1 壁は $y=0$ に、平板は $y=1$ に存在している。 u''_{rms} のピーク的位置はうね構造の存在により壁から少し離れた位置に移動しているが、ピーク値は平板のものとそれほど変わっていない。また v''_{rms} , w''_{rms} の値はうねの存在により低くなっており、うね上方の二次流れによりスパン方向と壁に垂直な方向の乱れが抑えられているのが確認できる。これにより Type 1 壁上では平板上より低速のしまが安定し、バースト現象が抑制されることが考えられる。

Fig. 10 Drag reduction on a tupe 1 wall

Fig. 11 Low speed streak on a type 2 wall

次に下壁面(Type 1 壁)と上壁面(平板)の壁面抵抗の比 D_{lower}/D_{upper} を調べる。壁面抵抗 D は圧力抵抗と摩擦抵抗の x 方向成分の和で定義し、せん断応力テンソル T を用いて以下のように求める。

$$D = \left[\int \{ Re_\tau \bar{P}_w (-n) \cdot i + T_w \cdot n \cdot i \} dA \right]_{ave} \quad \dots \dots \dots (10)$$

ここで n, i はそれぞれ壁の法線ベクトルと x 軸方向単位ベクトルであり、 $\int dA$ は壁の表面で積分することを意味している。

うねの幅を $l_z=20$ で固定し、うねの高さを $l_y=5, 10, 15$ と変化させた場合の下壁面と上壁面の壁面抵抗の比 D_{lower}/D_{upper} は図 10 に示すとおりであり、 $l_y=5$ より 10 と 15 のほうが抵抗の低減率が大きいのものの $l_y=10$ と 15 とでは大差が見られない。このような傾向は従来のリブレットの研究においても報告されており、Walsh⁽²⁾ によると壁面抵抗の低減率は $l_y=10 \sim 15$ で最大とされている。

3.2 Type2 壁上の流れ 下壁面の形状を図 2(b) に示す Type 2 壁とし、壁面形状を $l_x=150$, $l_y=5$, $l_z=20$ として $Re_\tau=300$ の条件下で解析を行った。ある時刻における下壁面(Type 2 壁)上の低速の

Fig. 12 Iso-pressure surface on a type 2 wall

Fig. 13 Wall pressure ($\bar{P}_w$) distribution

しま ($\bar{u} - \bar{u}_{ave} = 3$) は図 11 に示すとおりであり、平板のもの (図 5) に比べ低速のしまの巻き上がる頻度が高く、巻き上がる地点の大部分は突部頂点の少し下流部であることがわかる。この原因としては突部下流部で流れがはく離し、大きな乱れが生じていることが考えられる。そのため、局所的な渦構造と強い相関があるとされる低圧領域 ($\bar{P} = -3$) は図 12 のようになり、おもに突部頂点の少し下流部から巻き上がるような形で分布していることがわかる。このことから突部下流部で流れが大きく乱れていることが裏付けられる。

平板と Type 2 壁における壁面圧力 P_w をそれぞれ図 13(a), (b) に示す。図 13 中実線と破線は $\bar{P}_w$ の等高線であり、実線は零以上の値を 2 刻みで、破線は零未満の値を 2 刻みで表示している。そのため高圧領域は実線で、低圧領域は破線で表される。Type 2 壁では突部が基盤の目状に整列しているため、壁面形状が x 方向に波打つ形となり流れに二次元的な構造が強く現れてくる。そのため Type 2 壁の壁面圧力は突部の上流側と下流側とで高圧領域と低圧領域が交互に

Fig. 14 Time-mean secondary velocity vectors

Fig. 15 $u''_{rms}, v''_{rms}, w''_{rms}$ distribution

Fig. 16 Drag reduction on a type 2 wall

入れ替わる形となっており、平板のものに比べ壁面圧力に二次元的な構造が強く現れている。

y - z 平面における時間平均速度ベクトルは突部の谷と頂点とでそれぞれ図 14(a), (b) に示すようになり、頂点では上向きの速度が、谷では下向きの速度が生じるもののうね構造の場合のように対をなす渦は見られない。この原因は、Type 2 壁ではうね構造が途切れ途切れ存在する形のため、うね構造の効果が現れるための十分な助走距離がなく、うね構造で見られる組織的な流れが現れないと考えられる。このように y - z 平面に組織的な流れが存在しないといううね構造に比べ y, z 方向のランダムな乱れを抑える効果が弱いと

考えられる。

$z=0.033$ 平面における突部の頂点と谷での u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} の y 方向分布を図 15 に同時に示す。ここで Type 2 壁は $y=0$ に、平板は $y=1$ に存在している。Type 2 壁での u''_{rms} のピークの位置はうね構造の場合のように壁から離れた位置に移動することではなく、突部の頂点から近い位置にピークが存在する。また v''_{rms} , w''_{rms} の値は突部の存在により高くなっており、突部頂点の少し下流部で低速のしみが巻き上がるによりスパン方向と壁に垂直な方向の乱れが促進されているのがわかる。

最後に突部の高さ $l_y=5$, $l_z=20$ で固定し、長さを $l_x=150, 225, 450, 1800$ と変化させた場合の下壁面と上壁面の壁面抵抗の比 D_{lower}/D_{upper} を図 16 に示す。Type 2 壁においては突部の長さが短くなるほど壁面抵抗は増加し、 $l_x=250$ 程度で平板の壁面抵抗と等しくなる。この原因は l_x が短くなるほど突部下流部の曲率が増大し流れがはく離しやすくなり、より大きな乱れが生じるためと考えられる。

3.3 Type3 壁上の流れ 下壁面の形状を図 2(c) に示す Type 3 壁とし、壁面形状を $l_x=150$, $l_y=5$, $l_z=20$ として $Re_\tau=300$ の条件下で解析を行った。ある時刻における低圧領域 ($\bar{P}=-3$) は図 17 のようになり、突部を千鳥格子状に配置することで図 12 のような突部の少し下流部で圧力が低くなる現象は現れにくくなることがわかる。このことは壁面圧力から

Fig. 17 Iso-pressure surface on a type 3 wall

Fig. 18 Wall pressure distribution (Type 3 wall)

も確認でき、Type 3 壁では図 18 のようになり Type 2 壁[図 13(b)]のような二次元的な構造は見られない。

次に平板と Type 2, Type 3 壁上の $\partial \bar{u} / \partial y$ 分布をそれぞれ図 19(a)~(c) に示す。ただし図 19 中の等高線はすべて 400 の間隔で表示している。Type 3 壁は Type 2 壁ほど突部頂点での速度こう配が高くなく、平板の速度こう配分布に比較的近いことがわかる。このことから、突部を千鳥格子状に配置することで頂点における速度こう配が小さくなり、Type 2 壁で見ら

Fig. 19 $\partial \bar{u} / \partial y$ distribution

(a) $x=0.125$

(b) $x=0.25$

Fig. 20 Time-mean secondary velocity vectors

Fig. 21 u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} distribution

Fig. 22 Drag reduction on a type 3 wall

れた突部下流部ではなく離れや乱れを抑えられ
る。

突部の頂点と谷における y - z 平面の時間平均速度ベクトルはそれぞれ図 20(a), (b) に示すとおりであり, Type 3 壁ではうね構造の場合に見られたように突部上方に対をなす渦が確認できる。この原因は, Type 3 壁ではうね構造に比べ左右の壁が交互に欠落した形となっているものの, 左右の壁は交互に絶え間なく存在するためうね構造の効果が持続していると考えられる。このように壁面形状により組織的な流れが生じると同程度微小なサイズのランダムな乱れを抑える効果をもつため, Type 1 壁と同様に低速のしまの動きを抑制する効果があると考えられる。

$z=0$ 平面における突部の頂点と谷における u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} の y 方向分布を図 21 に同時に示す。ここで Type 3 壁は $y=0$ に, 平板は $y=1$ に存在している。図 21 から Type 3 壁の u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} は平板のものに非常に近いことがわかる。この原因としては, Type 3 壁が Type 1 壁のように突部上方になす微小な渦をもつため低速のしまの動きを抑制する効果と, Type 2 壁のように壁面形状が x 方向に波打つ形となり突部の下流部で流れが乱れる効果の両方をもつため, 乱れを抑制する効果と促進する効果が打ち消

し合うことが考えられる。

突部の高さ l_y^+ と幅 l_z^+ を $l_y^+=5$, $l_z^+=20$ で固定し, 長さ l_x^+ を $150, 225, 450, 1800$ と変化させた場合の下壁面と上壁面の壁面抵抗の比 D_{lower}/D_{upper} を図 22 に示す。Type 3 壁においても突部の長さが短くなるほど壁面抵抗は増加し, $l_x^+=150$ 程度で平板の壁面抵抗と等しくなる。しかしながら Type 3 壁では Type 1 壁の乱れを抑制する効果と Type 2 壁の乱れを促進する効果の両方をもつため, 同じ l_x^+ における壁面抵抗の増加比率は Type 2 壁より低くなる。

以上より, 実際の動脈壁において図 1(a) に示すうね構造が埋没し図 1(b), (c) に示すようなうねった波状の表面形状となる場合には, 壁近傍での乱れが増加し血流および血管壁に悪影響を及ぼすことが推測される。

4. 結 論

血管内壁上の乱流のラージエディシミュレーションを行い, 以下の結論を得た。

- (1) 壁面にうね構造が存在すると低速のしまを動かす微小な流れを抑え, 低速のしま同士の干渉を抑制するため壁面抵抗は減少する。
- (2) 壁面に基盤の目状に突部が存在すると頂点の少し下流部で流れが大きく乱れ, 突部の上方に二次渦は現れず圧力は二次元的な構造をもつようになる。壁面抵抗はうね状の壁面より大きく, 突部の長さが短くなるほど増加する。
- (3) 壁面に千鳥格子状に突部が存在すると頂点下流部での乱れが減少し, うね状の壁面同様渦を巻く二次流れが現れる。壁面抵抗は突部の長さが短くなるほど増加し, 抵抗の低減比率はうね状の壁面と基盤の目状に突部が存在する壁面との間の値となる。

文 献

- (1) 長谷川元治・ほか 8 名, 日本老年医学合雑誌, **32**-5(1995), 344-357.
- (2) Walsh, M. J., *Prog. Aeronaut. Astronaut.*, **123** (1990), 203-261.
- (3) Bandyopadhyay, P. R., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **108** (1986), 127-140.
- (4) Coustols, E. and Savill, A. M., *Appl. Sci. Res.*, **46** (1989), 183-196.
- (5) Bechert, D. W., ほか 2 名, *AIAA Paper*, 85-0546 (1985), 1044-1068.
- (6) Nikuradse, J., *VDI Forschungsh.*, No. 361 (1933), 1-22.
- (7) 梶島岳夫・ほか 2 名, 機論, **57**-540, B(1991), 2530-2537.
- (8) 宮内敏雄・ほか 2 名, 機論, **60**-574, B(1994), 1999-2006.
- (9) 三宅裕・梶島岳夫, 機論, **51**-469, B(1985), 2846-2853.
- (10) Kim, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **177** (1987), 133-166.