

DNSによる開水路底面近傍速度場と 空間平均流速場の検証

STUDY OF INSTANTANEOUS AND FILTERED FLOW FIELDS NEAR THE BED OF OPEN-CHANNEL FLOW BY DNS

中山昭彦¹

Akihiko NAKAKAYA

¹正会員 PhD 神戸大学大学院教授 自然科学研究科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

A direct numerical simulation (DNS) has been conducted to examine the near-wall structure of turbulence in rough-bed channel flow. It is intended to explore a better wall boundary condition in such simulation as Large-Eddy Simulation (LES) of open channel flows at high Reynolds numbers over rough bed. It is found that the instantaneous velocity profiles cannot be described by the instantaneous logarithmic-law similarity. The filtered velocity field is found to be closely related to the magnitude of the filtered temporal normal velocity near the bed. It agrees with the previous study based on experimental data and indicates that the near-wall velocity field over rough surface is related more to the sweep-ejection type modes of motion than the local and temporal values of the wall shear stress. A possible wall model using an assumed shear correlation is suggested.

Key Words : DNS, LES, wall turbulence, open-channel flow, turbulence structure

1. はじめに

ラージ・エディ・シミュレーション (LES) 法は、普遍性の高い相似則が成り立つとされる小スケール乱れをモデル化し、解像可能な大スケール運動を計算するもので汎用性が期待されいろいろな乱流の計算に応用され始めている。サブグリッドスケール (SGS) 乱流応力には種々のモデルが提案され固定境界のない流れや低レイノルズ数壁乱流などで成果がでており、従来のレイノルズ平均式を基にした計算法にとって代わろうとしている (例えば Hanjalić¹)。しかし実スケールの問題に適用するには、解像の出来ない壁面近傍小スケール流れを巧くモデル化する必要があるが、いまだ適確な方法は確立されていない。とくに実河川など底面が複雑な粗面である場合その扱いは困難で、LES法の実問題への適用の大きな障害になっている。これまで粘着壁近傍の境界条件として部分スリップやベキ乗が仮定されたりしている²が、最も一般的なものは瞬時の壁面摩擦速度を基にした対数則に従うとするものである³。しかしこれらの法則は一般的に成り立たず、他に方法がないためやむを得ず

用いられているのが現状である (例えば Salvetti et al.⁴)。

本著者らは (Nakayama et al.⁵) は熱線列を用いた風洞実験により瞬時速度分布を計測し、高レイノルズ数及び粗面境界層壁面近傍の瞬時速度分布とフィルター平均された速度分布の相似性を調べた。その結果、壁法則領域では、スweep型とイジェクション型の速度分布が、瞬時壁面摩擦速度の変動及び壁面法線方向速度の変動と連動していることが見出された。しかし瞬時摩擦速度を基にした瞬時ベースの壁面法則にあたるものは見出されていない。特に通常のLESで用いられる境界条件である対数則やそれを改良したもの (Schumann⁶, Piomelli et al.⁷) は検証されず、1次元的空間フィルタリングでは粘性スケールの1000倍以上のスケールでフィルター平均された速度場で対数則に近づくことが示されている。粗面の場合、瞬時摩擦速度は重要なパラメータではないが、圧力による形状抵抗も考慮する必要があり求めるのは困難で、それに替わる瞬時速度スケールとして roughness layer のすぐ外側での速度が適当である。

本稿では、直接数値シミュレーション (DNS) を行う事により、上記の実験では得られない底面近傍の瞬時速度分布を求め、それに空間フィルター施し、LESシミュ

表-1 計算条件

	Re $U_m H/\nu$	粗度高さ δ/H	平均摩擦速度 U^*/U_m
2次元粗度	6760	0.02	0.075 _s
3次元粗度	6760	0.02	0.073

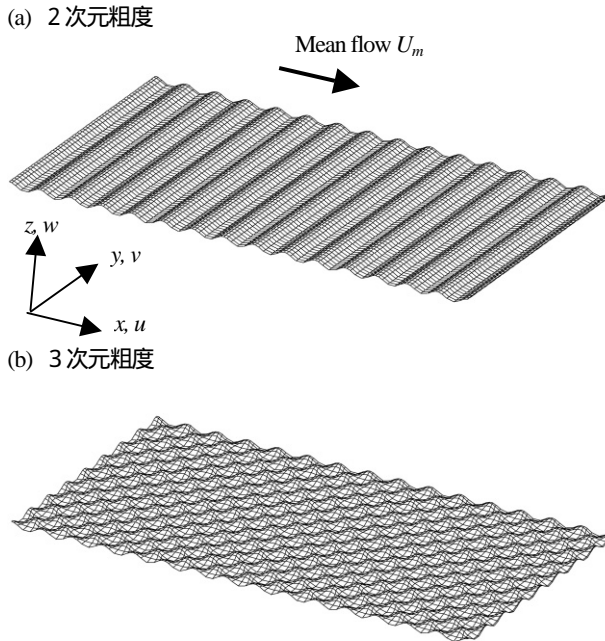


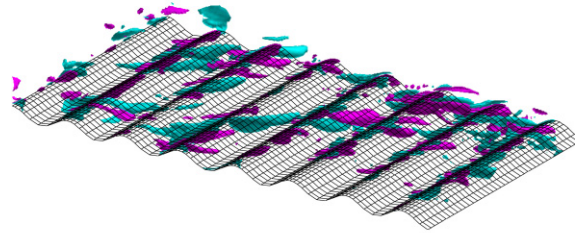
図-1 モデル粗面（曲線は計算に用いられた格子線と底面上のものを2本おきに描いたもの）

レーションに必要な境界近傍の速度場の相似性を検証する。レイノルズ数は平均流速と水深を基にしたもので6760と大きくはないが、対数則領域の幅は十分あり壁面境界近傍の特性を調べるには十分である。用いるDNS計算法は以前著者ら⁸⁾⁻¹⁰⁾が行った開水路乱流の直接シミュレーション計算法をそのまま用いた。近年、粗面乱流の直接数値シミュレーションはいくつかの研究グループで行われているが^{11), 12)}いずれも角柱や直方体ブロックなど空間平均との関連を調べるのが難しい形状のもので、実際空間平均量を定義し考察した例はない。本研究ではフィルタリングを比較的単純に行える正弦波状粗面を扱う。これには境界形状に沿う一般曲線座標を用いることも可能である。

2. DNS計算

本研究で用いたDNS計算は横嶋・中山⁸⁾および Nakayama & Sakio⁹⁾のDNS計算で用いられたものと同じ

(a) 2次元粗面



(b) 3次元粗面

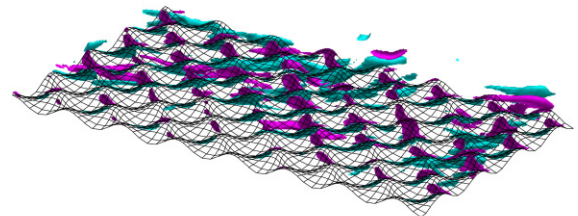


図-2 全計算領域の1/4の領域の底面近傍での主流方向渦度の等値面（赤は正、青は負の値の等値面）

のもので、境界適合一般座標上コロケート格子を用いた Fractional-step法である。この方法で得られた結果は平坦開水路流及び、波状境界面上流れについて既往の実験や計算結果と比較し検証されている。

DNS計算は図-1に示す2種の粗面底面上の開水路等流について行われた。滑面流れについては以前に計算を行っている⁸⁾。計算領域は水深 H に対し流れ方向 $L=3H$ 、横方向 $W=1.6H$ で主流方向及び横断方向には周期境界を与えている。本研究では底面近傍の乱れに注目しているので、水面は固定スリップ面と仮定している。粗面は2次元正弦波及び3次元正弦波からなるもので、正弦波波長は $\lambda=0.2H$ 、振幅は $\delta=0.02H$ である。この振幅/波長比の場合個々の波の起伏部の下流で流れが剥離、再付着する砂粒粗度に相当するいわゆる k 型粗面である。計算の諸量は表-1に示してある。粗度の高さ δ と平均摩擦速度 U^* を基にした粗度レイノルズ数は20で粘性が無視できない遷移粗度である。計算格子は流れ方向、水深方向、横方向に $301 \times 145 \times 160$ で、同様のレイノルズ数のチャンネル流DNSに比べやや少ない格子数での計算であるが、水面での格子密度をやや粗くとることにより効率を良くしている。

本シミュレーションで得られた瞬時流れ場の概要は図-2の主流方向渦度の等値面（正負の二つの値）により示されている。これは計算領域全体の1/4の領域の底面近傍を拡大したものである。粗面乱流の瞬時構造は Tsujimoto et al.¹²⁾のシミュレーションでも滑面壁乱流と大きく変わらないことが報告されている。3次元粗面流れは壁面極近傍で渦構造がやや乱されているのが見られるが、双方とも滑面流れの構造に比べ、流れ方向長さはやや短い特徴になっている。

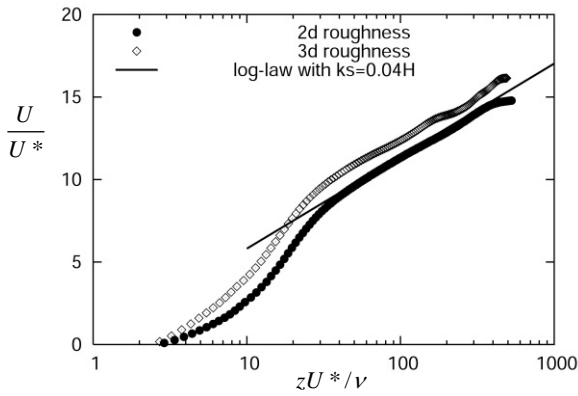


図-3 平均速度分布

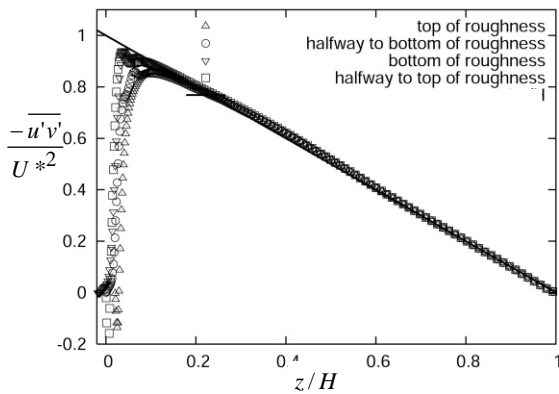


図-4 レイノルズせん断応力

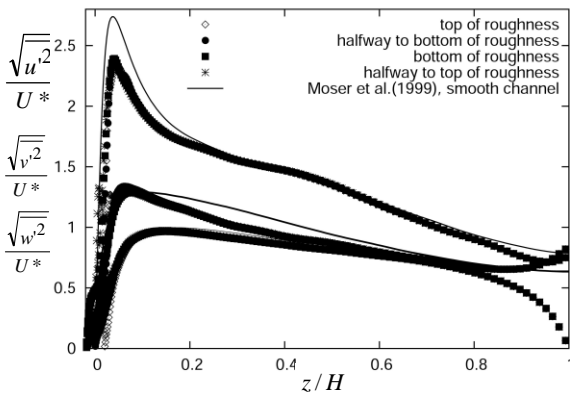


図-5 乱流強度分布

時間及び流れ方向及び横方向に空間平均を施した流速分布は図-3に粗面对数則

$$U/U^* = \frac{1}{\kappa} \log \frac{z}{k_s} + 8.5 \quad (1)$$

とともにプロットされている．ここで U は平均速度， U^* は平均摩擦速度， z は平均壁面位置からの鉛直距離， k_s は等価粗度で κ はカルマン定数である．図示されている対数則の k_s は，比較として正弦波粗度の総高さである振幅の2倍の $0.04H$ にとっている．平均摩擦速度は平均圧力勾配より求めたものである．2次元粗面上の流れは

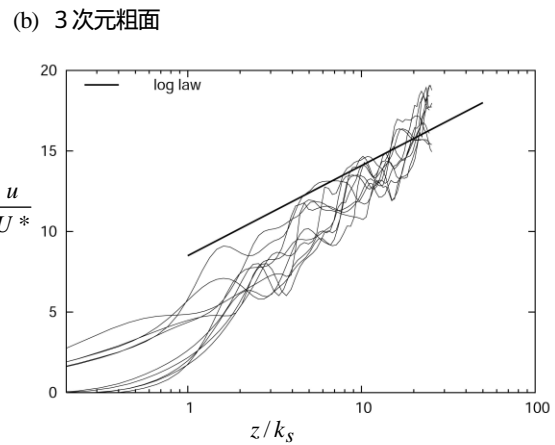
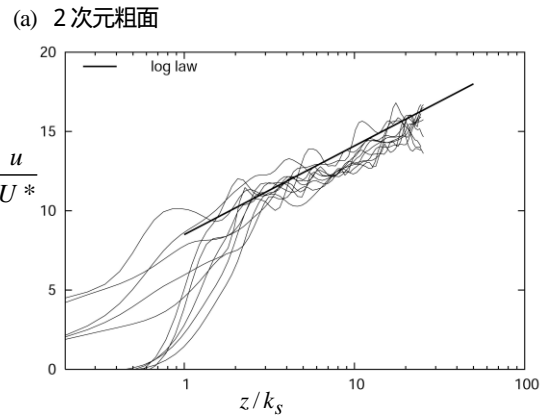


図-6 瞬時速度分布の対数則プロット

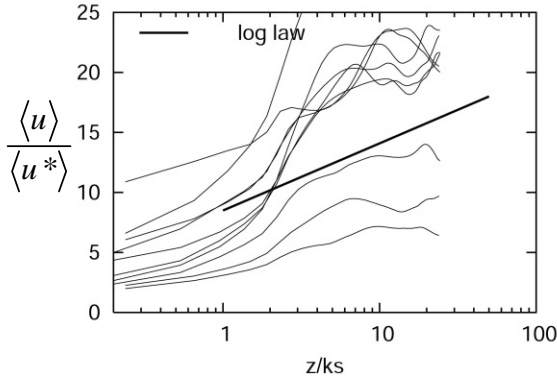
表-2 空間平均フィルターサイズ

	$\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$
フィルター-1	$0.12 H \times 0.10 H \times 0.06 H$
フィルター-2	$0.24 H \times 0.20 H \times 0.12 H$

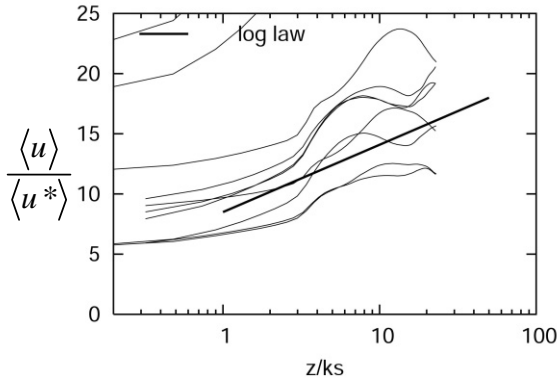
水面近傍を除けばこの対数則と良く一致している．また3次元粗面流ではこの線よりやや上方にずれている．3次元粗面では流れ方向に投影した突起断面積が小さくまた山の部分の密度が小さいためか，等価粗度は実際の粗度高さよりやや小さいことを示唆している．実際の砂粒粗度の場合粒度分布があるので，乱れ生成に大きく寄与する粗度要素は平均高さより大きい．したがって本DNSの大きさの様な3次元粗度モデルの場合，その高さは粒度分布のある場合と比べ小さくなるのは予想される．壁面の実質原点の正確な位置の取り方はさらに難しいので今回は平均境界の位置としている．

レイノルズせん断応力と乱れ強度の計算結果は2次元粗度のもののみであるが，図-4及び図-5に，レイノルズ数がほぼ同等のチャンネル流DNS (Moser et al.¹³) と比較してある．本計算結果からは粗度の頂上，底及び中間の4点でのプロファイルのプロットしてある．これら4点での差は粗度の高さ程度以内のところでのみ差がある

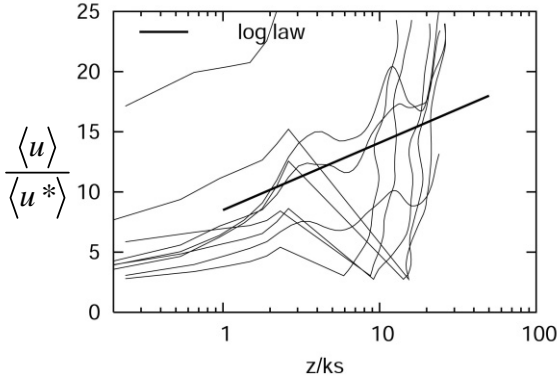
(a) 2次元粗面, フィルター1



(b) 2次元粗面, フィルター2



(c) 3次元粗面, フィルター1



(d) 3次元粗面, フィルター2

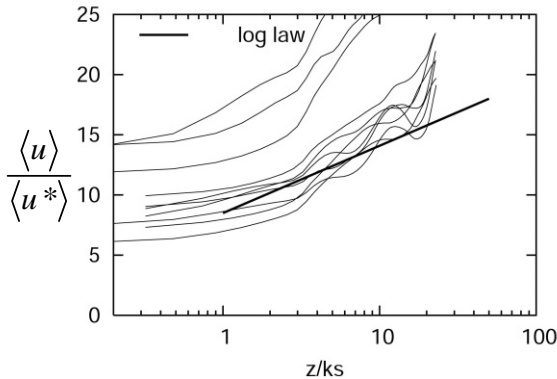


図-7 フィルター平均速度分布

がそれ以外の領域では差は殆どない。水面近傍では水面減衰効果が見られ、底面近傍では流れ方向乱れは小さく、横方向乱れは大きくなり、粗面乱流の等方性傾向が確認

される。すなわち乱流強度の結果も良好であると言える。

3. 瞬時流速プロファイル

図-6(a),(b)に十分離れた10点での瞬時速度分布を示す。横軸は底面からの距離 z を等価粗度 k_s で無次元化し、縦軸は瞬時速度 u を平均摩擦速度 U^* で無次元化したものである。 k_s には、2次元粗度、3次元粗度に差はあるものの、実際の高さ $2d$ に近いので暫定的に 2δ とした。10個の速度分布だけでは十分ではないが、およその分布の変動幅は分かる。粗面乱流であるので、 $z/k_s < 1$ の壁面極近傍では大きい変動になっているが、 $z/k_s > 5$ の対数則領域でも2次元粗面、3次元粗面とも個々の速度分布は対数分布からかなりずれており、瞬時速度場には相似性が乏しく、乱れ成分が支配的であることが分かる。

4. フィルター平均速度プロファイル

次に空間フィルター平均した速度場について調べる。すなわち上記の直接シミュレーション結果に次のような陽的フィルター積分を行う。

$$\langle u(x, y, z) \rangle = \iiint u(\xi, \eta, \zeta) G(\xi - x, \eta - y, \zeta - z) d\xi d\eta d\zeta \quad (2)$$

ここで $\langle \rangle$ はフィルター平均を意味し、 G はフィルター関数であるが、本計算では x, y, z 方向に幅 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ のトップハットフィルターを用いる。フィルター幅は2通り取られ表-2のようにそれぞれフィルター1、フィルター2と呼ぶ。フィルター1は粗度2個分の大きさで粗面の凹凸を平滑化する最小の幅のもので、フィルター2はその約2倍である。

(1) フィルター平均摩擦速度による無次元化

図-7に、図-6の流れに上記の2つのフィルターをかけたものを示す。横軸は図-6と同じであるが、縦軸にはフィルター平均された摩擦速度 $\langle u^* \rangle$ で無次元化した速度をとっている。 $\langle u^* \rangle$ は境界面でのみ値があるので、面フィルタリングで与えられる。ここでは $\Delta x \times \Delta y$ の水平面に相当する境界面でフィルター平均された抵抗から算出された摩擦速度である。瞬時の局所摩擦の値は大きく変化し、符号も変わるのでプロットするまでもなく、大きな変動になる。本プロットはLESの境界条件として使われる場合(例えばDeardorff³⁾)を検証したものである。フィルター幅の大きい方では全体的に変動が小さく、対数則に近づいているが、瞬時ベースの相似則があるとは言えない。これは実験結果も同様である。しかしフィルター平均した分布は壁面近傍で滑らかな分布になってきており何らかの相似性が期待される。粗度についての

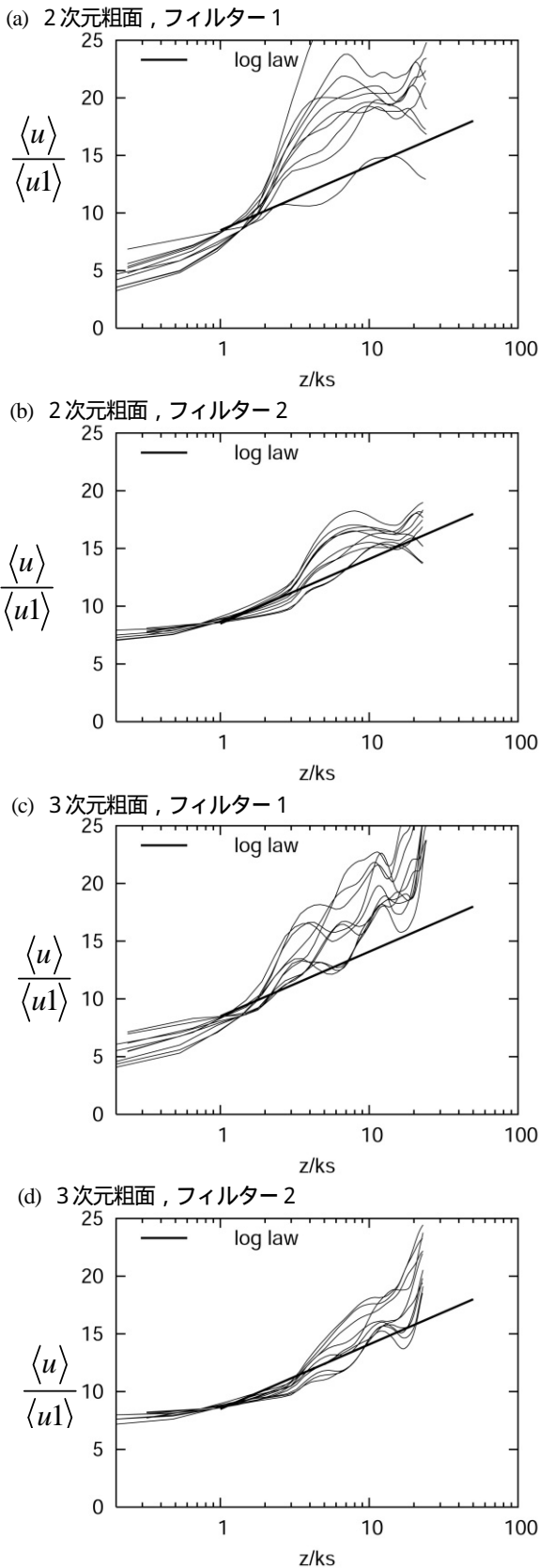


図-8 roughness layer 速度スケールにより無次元化されたフィルター平均速度分布

実験からは粗面高さの1.5倍程度の位置の瞬時速度が瞬時速度分布のスケールになっていることが見出されている。

(2) Roughness layer 代表速度による無次元化

次にRoughness layerの位置とされる $z=ks$ でのフィルター平均速度 $\langle u_1 \rangle$ で無次元化した速度分布を図-8に示す。 $\langle u_1 \rangle$ で無次元化されているので、 $z/ks=1$ では標準対数則に乗る。注目すべきはある程度のフィルター幅で空間平均すると、 $z/ks=1$ からやや離れたところでも対数則に近づいているということである。これは、Roughness layerではフィルター平均量はある種の壁面則を持っていることを示唆する。ただこれだけでは壁面摩擦応力との関連が得られない。

上記の考察より、壁面での実際の壁面抵抗と $\langle u_1 \rangle$ との関係性を調べる。本DNS計算結果からは底面上の瞬時圧力及び粘性応力を積分することにより壁面抵抗を計算することが出来る。図-9はこうして求めた抵抗値より算出した壁面摩擦速度 $\langle u^* \rangle$ と $\langle u_1 \rangle$, さらに同じ点での鉛直速度 $\langle v_1 \rangle$ の水路中心線上での分布をプロットしたものである。 $\langle u^* \rangle$ はフィルター平均であるが、2次元粗度、3次元粗度とも境界の凸凹により大きく変化している。しかしフィルター平均量の $\langle u_1 \rangle$, $\langle v_1 \rangle$ は変動が滑らかで、しかもその相関は強いことが見て取れる。これは、これらの速度成分にせん断相関が強いということである。乱流構造の観点からいうとイジェクションとスイープの運動にあたる¹⁴⁾。すなわちこういった構造は大規模運動に関係があり、LESで扱うフィルター平均された速度成分の運動にもこの構造が残っているということで、LESモデル構築に有用な特性である。例えば極端ではあるが、 $\langle u_1 \rangle$ と $\langle v_1 \rangle$ の変動成分 $\langle u_1' \rangle' \langle v_1' \rangle'$ が

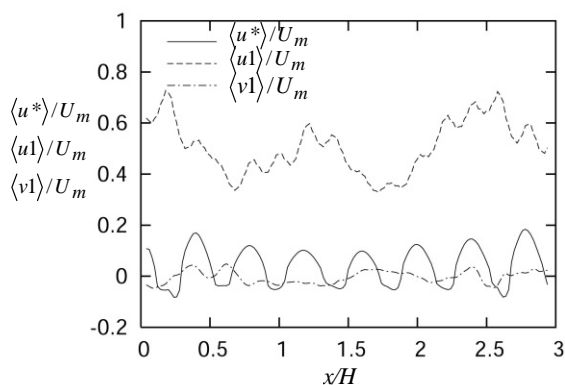
$$-\langle u_1' \rangle' \langle v_1' \rangle' = \langle u^* \rangle^2 \quad (2)$$

と仮定するとこの乱流応力は壁面抵抗と一致し、しかもこの関係を壁面則のとして使える可能性がある。

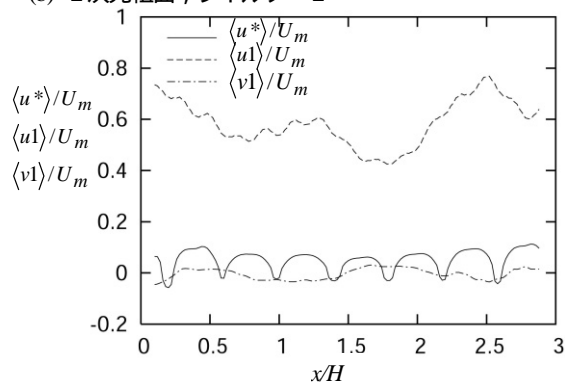
5. まとめ

開水路等流のDNS計算の瞬時速度場特性を調べることで、実用的乱流シミュレーションに必要な粗面壁近傍のモデリングの検証を行った。DNS計算はレイノルズ数の低い流れではあるが、十分な対数則領域を持つもので壁面モデルの検証には十分である。2次元正弦波および3次元正弦波状の粗面を考えたが境界極近傍での構造に差はあるものの壁面からやや離れた roughness layer の外側領域では両者に差は見られない、どちらも瞬時速度場は大きく乱れ対数則などの相似則には沿わない。フィルター平均量は壁面乱流の大規模構造を捉えスイープやイジェクションなどの運動が見られ特にせん断相関は非常に強いので、例えば垂直方向変動速度成分と主流方向変動速度の変動値の積が瞬時抵抗と与えられる

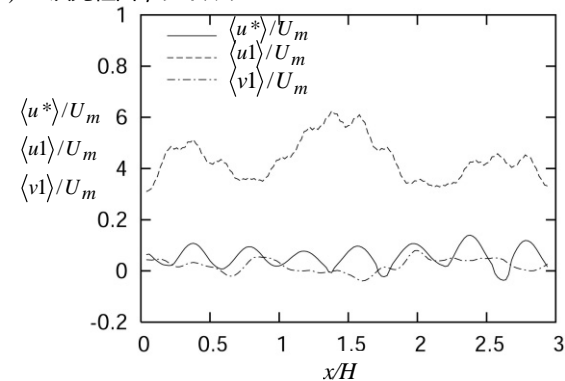
(a) 2次元粗面, フィルター1



(b) 2次元粗面, フィルター2



(c) 3次元粗面, フィルター1



(d) 3次元粗面, フィルター2

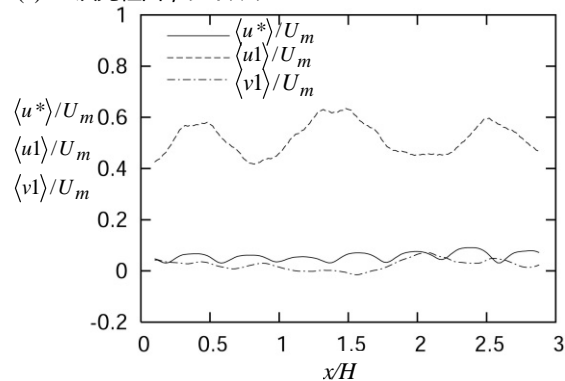


図-9 フィルター平均された摩擦速度と roughness layer 速度スケールの分布

というような壁面モデルが有用であることを示唆している。

参考文献

- 1) Hanjalic, K.: Will RANS survive LES? A view of perspective, *J. Fluids Engrng*, Vol. 127, pp.831-839, 2005.
- 2) Werner, H. and Wengle, H. : Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plane channel, *Proc. Eighth Symp. On Turbulent Shear Flows*, pp.19.4.1-19.4.5, 1991.
- 3) Deardorff, J.W.:A numerical study of three-dimensional turbulent flow at large Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.* Vol.41, pt2, pp.453-480, 1970.
- 4) Salvetti, M.V. Damiani, R. and Beux, F. : Three-dimensional coarse large-eddy simulations of the flow above two-dimensional sinusoidal waves. *Int. J. Num.e.l Meth Fluid*, 35, pp. 617-642, 2001.
- 5) Nakayama, A, Noda, H. and Maeda, K. : Similarity of instantaneous and filtered velocity fields in the near wall region of zero-pressure gradient boundary layer, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 35, No. 4, pp. 299-321, 2004.
- 6) Schumann, U.: Subgrid scale model for finite difference simulation of turbulent flows in plane channel and annuli, *J. Comp. Phys.* Zvol.18, pp.376-404, 1975.
- 7) Piomelli, U., Ferziger, J. and Moin, P. : New approximate boundary conditions for large eddy simulation of wall-bounded flows, *Phys. Fluids*, A1, pp.1061-1068, 1989.
- 8) 横嶋 哲, 中山 昭彦: 水面変動を伴う開水路乱流の直接数値シミュレーション, *土木学会論文集*, No.712/11-60, pp.57-72, 2002.
- 9) 中山 昭彦, 崎尾 幸司: 波状粗面上乱流の直接数値シミュレーション, *土木学会応用力学論文集*, Vol.6, pp.839-846, 2003.
- 10) 中山 昭彦, 崎尾 幸司: 複雑境界上乱流のフィルタ平均とLES, *水工学論文集*, 第48巻, pp.613-618, 2004.
- 11) Leonardi, S., Orlandi, P., Smalley, R.J., Djenidi, L. and Antonia, R.A. : Direct numerical simulation of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall, *J. Fluid Mech.*, Vol. 491, pp. 229-238, 2003.
- 12) Tsujimoto, K., Miyake, Y. and Nagai, N.: Direct numerical simulation of turbulent mixing in a rough-wall flow, *DNS/LES Progress and Challenges*, pp.541-548, 2001.
- 13) Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.N.: Direct simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=500$, *Phys. Fluids*, Vol.11, pp.943-945, 1999.
- 14) Jimenez, J. Turbulent Flowa over Rough Walls, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol.36, pp.173-196, 2004.

(2005.9.30受付)