

Appendix C

波状チャネル乱流の直接数値シミュレーション

C.1 目的と計算条件

本章では、波状チャネル乱流の直接数値シミュレーション結果を示す。この場合の壁面形状には、本編で示した振動変形モードより時間項を省いたケースに相当する流れ方向に一定の波状壁を仮定する。本シミュレーションでは、壁面摩擦・乱流統計量といった諸量上における、壁面変形時間項の効果を検討することを目的とする。

境界条件、初期条件等については、本編における振動変形壁を持つチャネル乱流のシミュレーションの場合と等しく取る。壁面変形は、振動変形壁の場合の(4.2)式より時間項を取り除いた次式によって与える。

$$y_w = a \sin \frac{2\pi z}{s}. \quad (C.1)$$

ここで、 a は変形振幅、 s は変形ピッチを表す。本シミュレーションでは、本編において統計量計算を行った表 4.3 に示すパラメータより、変形振幅 $a^+ = 5.0$ 、変形ピッチ $s^+ = 45, 90$ の2通りを取る。ここで、 $s^+ = 45$ は、縦渦構造の平均径より若干大きめのケース、 $s^+ = 90$ は、低速ストリークの平均間隔、すなわち縦渦構造の流れスパン方向に対する生成頻度を表す。変形振幅 a については、本編で中心的に扱った、粘性底層厚さに相当する $a^+ = 5.0$ を取っている。なお、全ての無次元化は、平板チャネル乱流における摩擦速度と動粘性係数に基づく。

C.2 壁面摩擦係数

変形壁側摩擦係数 C_{f1} を表 C.1 に示す。比較のために、平板チャネル乱流、正弦振動変形するチャネル乱流の結果も合わせて示す。なお、諸変数に対する定義は、本編の正弦振動変形するチャネル乱流の直接数値シミュレーションの場合と同様である。

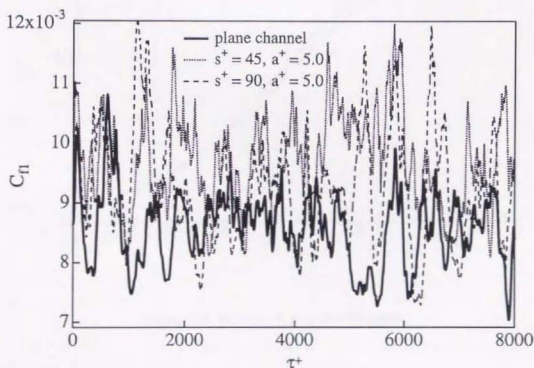
波状壁側摩擦係数 C_{f1} は、 $s^+ = 45, 90$ のいずれのケースにおいても平板チャネル乱流の場合より大きく増加している ($s^+ = 45$ の場合が14%増加、 $s^+ = 90$ の場合が8%増加)。また、表 C.1 に示す変形振幅の等しい振動変形のいずれのケースよりも、この波状チャネルにおける壁面摩擦係数 C_{f1} は増加している。このことは、チャネル乱流における摩擦抵抗を増大させる目的においては、壁面を振動変形させる場合の方が投入仕事分だけ却って損失になることを意味している。一方、本結果は、今回のパラメータ範囲においては、壁面の振動変形する場合にのみ抵抗低減が期待できることを示している。

波状チャネルの2つのシミュレーションの内では、変形ピッチの小さい $s^+ = 45$ の場合に壁面摩擦は大きく増大する。これは、同表に示される壁面の振動変形する場合の傾向とも一致する。

波状壁側摩擦係数 C_{f1} の時間トレースを表 C.1 に示す。この場合は、チャネル壁面が振動変形する場合と異なり、摩擦係数 C_{f1} は時間上ほとんど一貫して平板チャネルの場合より高くなっている。本傾向は、本波状壁モードが、壁面摩擦を増大させる効果しか持たないことを表している。すなわち、本パラメータ・レンジの波状壁においては、抵抗低減手法としての可能性は見い出せない。また、波状壁化することによって、 C_{f1} の振動振幅が大きく増大する効果を見ることができる。本傾向は、本編の振動変形するチャネル内乱流における乱流準秩序構造解析でも観測されたように、壁面の波状化により、時間的な乱流瞬時構造分布の変化がより大きくなったものと考えられる。ただし、この場合には、 C_{f1} の一様な上昇にも示されているように、チャネル壁面が振動変形する場合の乱流構造の変化より、より増幅されたレベルでの乱流瞬時構造の変化が生じていると考えられる。

Table C.1: 波状チャネル乱流壁面摩擦係数

T^+	s^+	a^+	a^+/s^+	a^+/T^+	$a^{+2}/T^+s^+ \times 10^3$	$C_{f1} \times 10^3$	$Re_{\tau1}$	$C_{fT} \times 10^3$	$Re_{\tau T}$
—	—	—	—	—	—	—	—	8.53	151
—	45	5.0	0.113	—	—	9.74	162	9.27	158
	90	5.0	0.057	—	—	9.24	158	8.97	155
	45	5.0	0.113	0.096	10.8	8.71	153	8.59	152
	90	5.0	0.057	0.096	5.4	8.46	151	8.48	151
100	45	5.0	0.113	0.051	5.8	9.20	157	8.90	155
	90	5.0	0.057	0.051	2.9	8.46	151	8.60	152

Figure C.1: 波状壁側摩擦係数 C_{f1} の時間変化

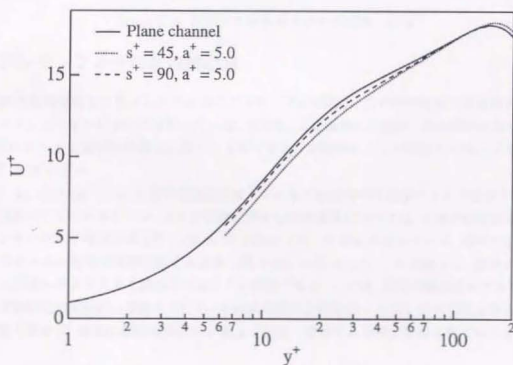
C.3 バルク平均乱流統計量

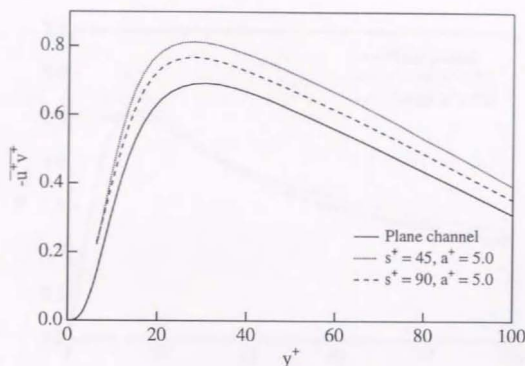
図 C.2 に、波状壁面上における x 方向平均速度を示す。変形ピッチ $s^+ = 45, 90$ の波状壁のケースとともに平板チャネル乱流の場合より減速する効果が現われている。この効果は、摩擦抵抗の大きくなる $s^+ = 45$ の場合により大きく現われている。このことから、本減速効果には、摩擦抵抗の大きさが反映されているものと考えられる。また、この減速効果は、Choi et al. (1993) によっても確認されている仮想原点の上昇にも対応する。

図 C.3 にレイノルズ応力 $-\overline{u^+v^+}$ 分布を示す。波状チャネル乱流の2ケースにおいて、平板チャネル乱流の場合より $-\overline{u^+v^+}$ が大きく上昇する様子を見ることができる。この場合にも、壁面摩擦の大きくなる変形ピッチ $s^+ = 45$ の場合に、レイノルズ応力 $-\overline{u^+v^+}$ は大きくなっている。

図 C.4 ~ C.6 に速度変動各成分の強度を示す。 x 方向速度変動については、壁面が振動変形する場合と同様、各ケース間には大きな差異は生じていない。壁面形状の効果は、スパン方向断面内の速度変動成分に大きく現われる。すなわち、波状チャネル乱流の場合には、 y, z 方向速度変動成分は平板チャネル乱流の場合より一様に増加しており、このときにも、両変動成分について、 C_{f1} の最大となる $s^+ = 45$ の場合に最大となっている。

図 C.7 ~ C.9 に渦度変動各成分の強度を示す。渦度変動各成分は、波状チャネル乱流の場合に一様に増加し、 C_{f1} の最大となる $s^+ = 45$ の場合に最大となっている。

Figure C.2: 波状チャネル x 方向平均速度

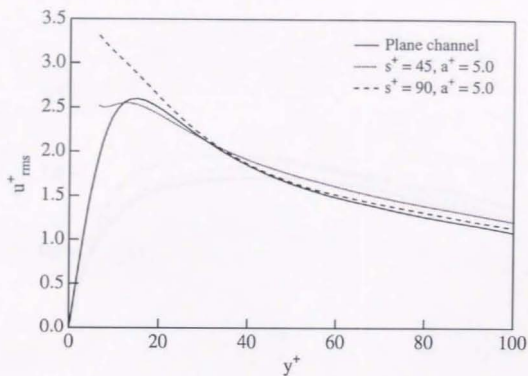
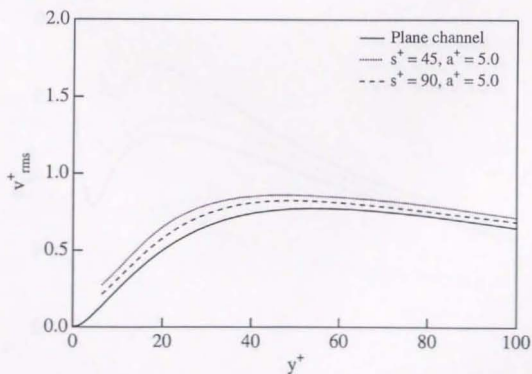
Figure C.3: 波状チャネルレイノルズ応力 $-\overline{u^+v^+}$

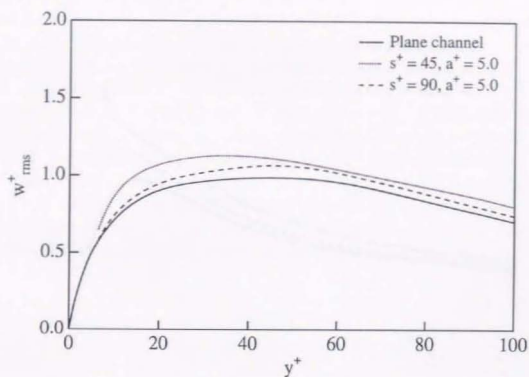
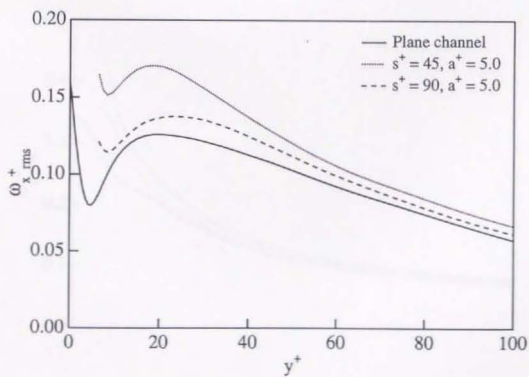
C.4 アンサンブル平均乱流統計量

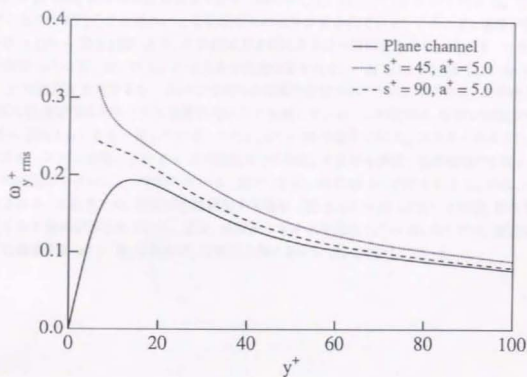
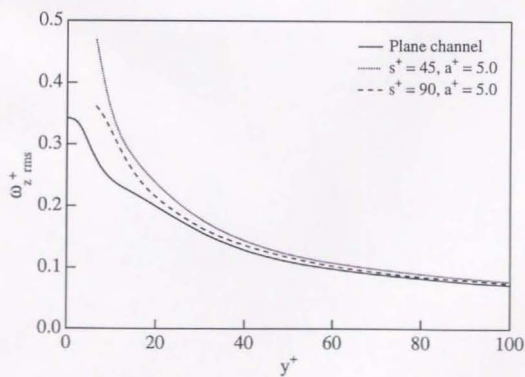
本編の振動変形壁面上で取ったものと同じアンサンブル平均を、この時間固定の波状壁面上乱流の直接数値シミュレーションにおいても行っている。ただし、この場合には変形位相の時間的な移動がないため、全時刻のデータを変形半波長上に落すことができる。本処理によって得たアンサンブル平均値を図 C.10 ~ 図 C.13 に示す。

図 C.10 (a), C.11 (a) に、 x 方向平均速度分布とチャネル断面内平均速度ベクトルを示す。なお、ここで示した速度ベクトルのスケール、および以降に示す等高線間隔については、本編の壁面に振動変形する場合のアンサンブル平均表示時 (図 4.121 ~ 図 4.150) と同一の設定を用いている。図中の速度ベクトルの大きさのチャネル壁面に振動変形する場合 (図 4.121 ~ 図 4.126) との比較より、波状チャネル乱流において 2 次流れがより大きく誘起されることを観察できる。これは、壁面に振動変形する場合には、壁面変形の空間位相が時間的に移動するため (半時間周期で空間位相 π 移動)、乱流構造自体も変形壁面上の一点に落ち着かず、壁面の振動変形に伴い絶えず移動・変動する効果が反映されているものと考えられる。

この 2 次流れの強さは、図 C.10 (b), C.11 (b) に示される平均流線にも顕著に表されている。チャネル壁面に振動変形する場合 (図 4.127 ~ 図 4.132) に比べて、2 次流れの大きさは数倍にも達している。また、その強度も数倍に達しており、先に示した壁面摩擦係数 C_f およびバルク平均統計量の変化には、この 2 次流れの効果が影響しているものと考えられる。波状チャネル乱流の結果間では、変形ピッチの大きい $s^+ = 90$ の場合に 2 次流れはより大きく、強くなっており、その領域は壁面上の非常に広い範囲に及んでいる。ただし、この 2 次流れ効果は、変形半ピッチ内に誘起される構造のみしか捕らえておらず、よって本平均量に隠されたこれより大きなスケールの流れ構造が存在している可能性もある。特に、 $s^+ = 45$ の場合には、その 2 周期分に相当する $s^+ = 90$ にアンサンブル平均領域を広げることによって、バルク

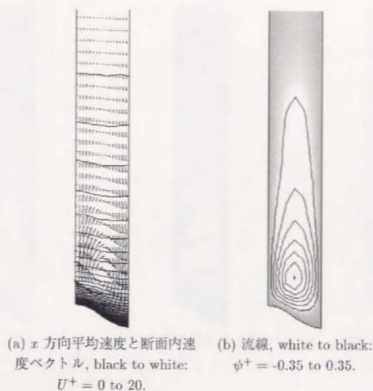
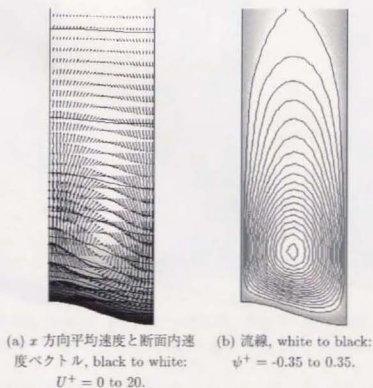
Figure C.4: 波状チャネル x 方向速度変動Figure C.5: 波状チャネル y 方向速度変動

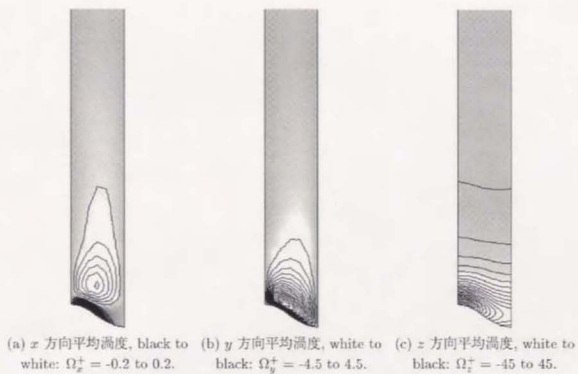
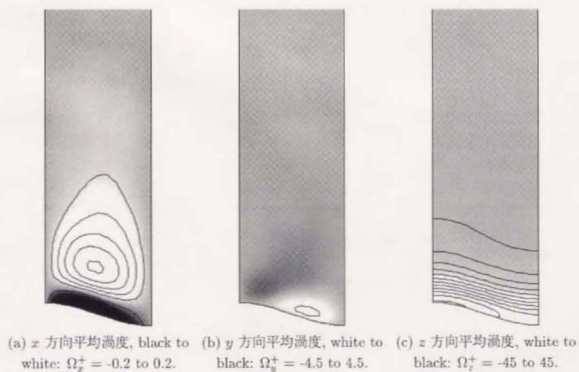
Figure C.6: 波状チャネル z 方向速度変動Figure C.7: 波状チャネル x 方向高度変動

Figure C.8: 波状チャネル y 方向渦度変動Figure C.9: 波状チャネル z 方向渦度変動

統計量にも暗示されるさらに大きな構造が見られる可能性が大きい。

図 C.13 ~ 図 C.12 に平均渦度各成分を示す。図 C.13 (a), 図 C.12 (a) に示される Ω_x には、チャネル・スパン方向断面内の 2 次流れによる剪断効果の強さが表されている。このため、壁面が振動変形する場合 (図 4.133 ~ 図 4.138) より、その強度および大きさは一様に大きくなっている。一方、波状チャネルの結果間 ($s^+ = 45, 90$) の Ω_x には大きな変化は見られない。図 C.13 (b), 図 C.12 (b) に示される Ω_y には、 x 方向速度のチャネル・スパン方向への勾配が反映されており、本符号は、変形頂上部で高速領域、谷部で低速領域の生成される頻度が高いことを表している。この傾向は、壁面が振動変形する場合 (図 4.139 ~ 図 4.144) と一致している。ただし、 $s^+ = 90$ の場合には Ω_y は大きく弱められており、これはチャネル・スパン方向における x 方向速度成分の勾配、すなわち高速・低速領域の生成と、壁面変形の位相との相関が小さいことを意味している。図 C.13 (c), 図 C.12 (c) に示される Ω_z には、 x 方向剪断効果が表される。本結果では、壁面が振動変形する場合 (図 4.145 ~ 図 4.150) と同様、変形頂部で剪断効果が高くなる効果が示されている。また、波状チャネルの結果間 ($s^+ = 45, 90$) では、壁面摩擦の大きいケースに相当する $s^+ = 45$ の場合に、変形頂上部における Ω_z も増大している。

Figure C.10: 波状チャネル・アンサンプル平均 ($s^+ = 45$, $a^+ = 5.0$, その1)Figure C.11: 波状チャネル・アンサンプル平均 ($s^+ = 90$, $a^+ = 5.0$, その1)

Figure C.12: 波状チャネル・アンサンブル平均 ($s^+ = 45$, $a^+ = 5.0$, その 2)Figure C.13: 波状チャネル・アンサンブル平均 ($s^+ = 90$, $a^+ = 5.0$, その 2)

