

機准 ※丸山 茂夫 (東大院)

機正 田中 宏明 (東大)

1. 序 壁乱流の内層には、秩序だった運動が存在し、これが乱流エネルギーの生成に大きく寄与していることが明らかにされ、乱流熱伝達との関わりも次第に解明されつつある。従来は、円管、二次元チャンネル、平板境界層といった理想的な流れをとりあげた研究が多く、これらの系においては、内層と外層は、自然に定まる関わり合いで比較的自由に結びつけられているために相互の関連について調べようとするとかえってつかみ所がない。著者らは、既報⁽¹⁾において、内層の占める空間に人為的に制約を加えたときの内層の挙動に着目し、干渉板先端が壁面から $y^+ = 50$ の位置を次々に通過する場合でさえ十分に発達した壁乱流が観察でき、 $y^+ = 20-30$ を通過してようやく乱流構造が維持できなくなることを実証した。さらにこのことより、内層構造が非常に強固なものであり、外層の影響はほとんど受けない自立的な構造であるとの結論を得ている。本報においては、隣合う干渉板の間隔をさらに広範囲に変えて同様の実験を行い、秩序構造の流れ方向の特性に関する検討を行った。

2. 実験装置及び実験方法 実験装置の概要を図1に示す。既報⁽¹⁾と同じ水槽を用いているが、本実験においては、干渉板を固定して、58枚の平板要素から成る走行平板との間に各種の流れ場を実現し、走行平板上に発達する壁乱流に注目した。測定部の詳細を図2に示す。干渉板先端と個々の平板要素のすきまのばらつきは、平均すきま h に対して ± 0.4 mm以内に抑え、連続する要素間の高さの急変を防ぐために高さが順に変化するよう各平板要素を配置した。さらに、各平板要素間のすきまからの流れを防ぐために各平板要素端にはスポンジテープを貼り付けて隣の要素と密着するようにした。平均すきま h と平板の走行速度 U_c を変えて、各種の実験条件を実現し、熱膜流速計のプロブを上下にトラバースさせて流速変動を測定した。流速計出力は、アナログの温度補償回路、一次の直線化回路を経てデータレコーダに記録され、その後ミニコンによってA/D変換されて各種の処理に供せられる。プロブの較正は、回転円筒形水槽を用いて行った。平均流速に関する不確かさは、各実験条件でかなりばらつくが、おおよそ $\pm 5\%$ (20:1)程度である。

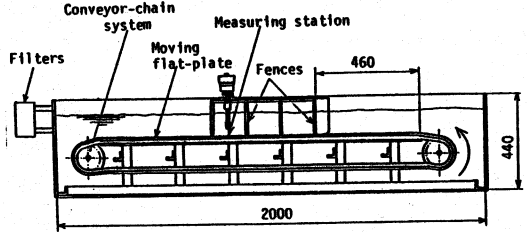


図1. 実験装置概要

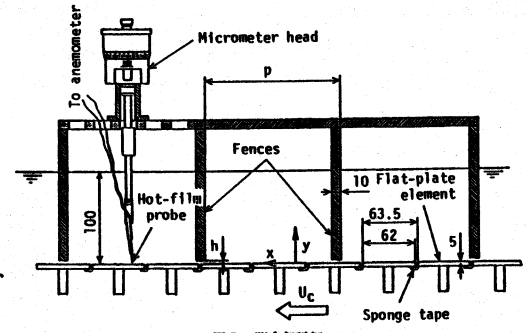


図2. 測定部詳細

3. 実験結果 表1に実験条件を示す。表中のSeriesにおいて頭一文字のFは既報において干渉板列を走行させた場合を表し、Pは平板が走行する場合であ

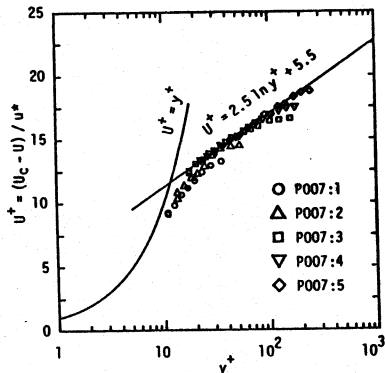


図3. 平均速度分布

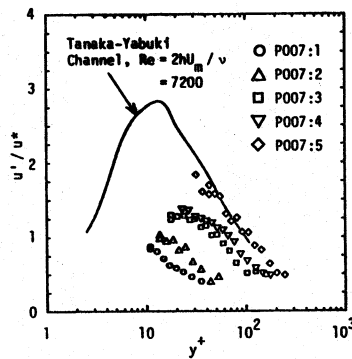


図4. 乱れ強さ分布

表1 実験条件

Series	h (mm)	p (mm)	U _c (mm/s)
F315	20	63.5	30.9 ~ 196
F236	15	63.5	35.2 ~ 100
F118	15	127	29.9 ~ 101
P039	5	127	16.7 ~ 158
P040	6.36	160	49.9 ~ 151
P016	2.6	160	50.9 ~ 302
P007	1.1	160	112 ~ 443
P003	1.6	480	63.2 ~ 300
P000A	0.0	160	149 ~ 302
P000B	0.0	480	101 ~ 300

表2 実験条件 (P007:ク-A', h=1.1mm, p=160mm)

Code	h ⁺	p ⁺	U _c (mm/s)	u ⁺ (mm/s)
P007:1	7.73	1120	112	7.5
P007:2	9.63	1400	150	9.3
P007:3	12.5	1810	221	12.0
P007:4	16.1	2340	301	15.5
P007:5	22.3	3250	443	21.5

る。それぞれの h と p の組合せに対して 4~6 通りの相対速度 Uc を選んで実験を行った。 $h=0$ (mm) の場合は、各干渉板間で独立した流れとなり、1組の干渉板の先端にスポンジテープを貼り付け、平板要素と常に接するようにした。P003のシリーズは、装置の制約により4枚の干渉板を設けることができず、1組の干渉板のみで実験を行ったものである。

以下、例としてP007のシリーズについての結果を説明する。表2には、このシリーズの主要な実験条件を示す。コロンあとの数字は、相対速度の小さい順につけた番号である。

図3は、時間平均速度分布を普通速度分布の形で表現したものである。摩擦速度 u^* は、この形のプロットにより決定し、このときに生じる摩擦速度の不確かさは、 $\pm 4\%$ (20:1)程度と見積られる。

図4に乱れ強さの分布を示す。壁面速度が大きくなると、順に乱れ強さが大きくなっていく様子が良く分る。図には発達した二次元チャンネル ($Re = 2hUm/\nu = 7200$, Um : バルク平均流速, h : チャンネルの高さ) での測定結果⁽²⁾を参考として加えてある。レイノルズ数に対する依存性、流れの形態の差異を考慮すると、厳密な比較は差控えねばならないが、P007:5においては、これに近いレベルの乱れ強さが実現されていることが分る。

図5には、 $y^+ = 15$ の位置での流速変動波形を示す。ただし、 $y^+ = 15$ までプローブが近づけなかった場合には、壁面に最も近いデータを示す。図の横軸は、時間 t を局所の平均流速 U を用いて長さ $U \cdot t$ とし、これを粘性長さスケール ν/u^* で無次元化したものである。これは、流速計プローブを平板に固定した測定 (既報⁽¹⁾)、及び、二次元チャンネルの場合) と干渉板に固定した測定 (本報) とを共通の時間スケールで比較するためである。また、両者で速度変動の符号が反転することも注意を要する。

P007:1の波形のA点は、平板要素の中で最も高い要素が測定部を通過する時刻であり、次のA'点は平板要素が一巡して同一の要素が測定部を通過する点である。要素が一巡する周期 T を無次元化した形で図中に示す。P007:1においては、この周期でほぼ完全に同じ波形が繰り返されることが分り、これが平板要素の高さ変動による見かけの乱れであることが分る。P007:2のB, B'点も同様である。さらにこのような観察により、平板と干渉板のすきまが大きい所のみが乱流となる流速変動波形も得られている (P007:3)。壁面速度を大きくして、P007:4, P007:5となると、二次元チャンネルの波形と良く似た様相を呈する。

図6には、図5の流速変動に対応する乱れのパワースペクトルを示す。横軸の周波数 f は、流速変動波形の場合と同じ理由で、局所平均流速 U を用いて、波数 $k = f/U$ として、これを粘性長さスケールで無次元化したものである。また、縦軸は、この無次元周波数 $k^+ = (f/U) \cdot (\nu/u^*)$ で積分すると無次元乱れエネルギー $(u'/u^*)^2$ となるようにスペクトル密度 $E(f)$ を無次元化したものである。さらに、乱れエネルギー $(u'/u^*)^2$ に対する波数成分の寄与をより直観的に示す形で表したのが図7である。図6から、壁面速度が大きい場合には、スペクトル密度の急減する付近 ($k^+ = 2 \times 10^{-3} \sim 2 \times 10^{-2}$) で乱

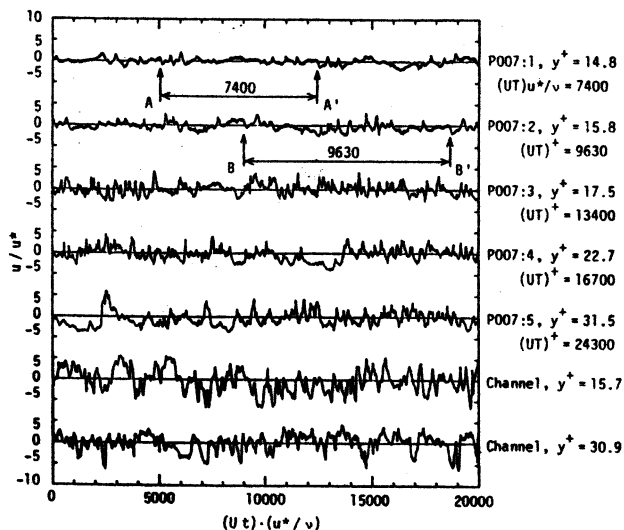


図5. 流速変動波形

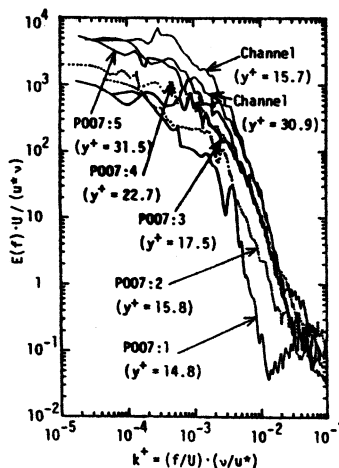


図6. 流速変動のスペクトル (A)

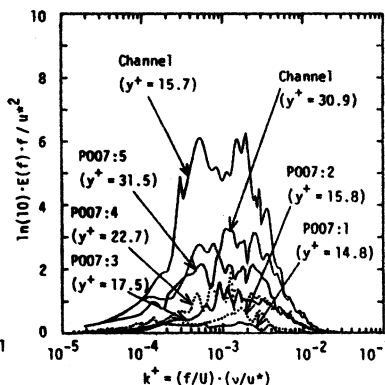


図7. 流速変動のスペクトル (B)

流の特徴的な形が現れてくることが読み取れる。また、図7より、壁面速度が大きくなると順に乱れのエネルギーが大きくなり、P007:5では二次元チャンネル内乱流の場合に近くなっていることが分る。

このような検討を他のシリーズの場合についても行い、ほぼ同様の結果が得られた。

4. 考察 壁乱流の空間的スケールが粘性長さスケールで無次元化されると仮定すると、干渉板列によって、壁乱流の秩序構造が占めうる空間は高さ方向には h^+ 、流れ方向には p^+ によって制約を受けるために（図8参照） $h^+ - p^+$ の平面で空間的干渉の度合を表現できると考え⁽¹⁾、この平面に実験点を流れの状態と区別してプロットしたマップを図9に示す。流れの状態の判別は流速変動波形を補助的に見ながら、パワースペクトルを二次元チャンネルのデータと比較して行った。二次元チャンネル内乱流で乱れエネルギーの大きい波数領域において、エネルギーがほとんどない実験点を層流とし（黒塗り）、ある程度のエネルギーを持つ場合はそのレベルに応じてシンボルを塗り分け、二次元チャンネルと同じレベルのエネルギーを持つときに完全な乱流とした（白抜き）。

図9の縦軸に実験点が近づくとクエット流が実現されると考え、クエット流の実験結果より、層流域-遷移域（黒三角）、遷移域-乱流域（白三角）の境界を縦軸上にプロットした⁽¹⁾。壁乱流内層の秩序構造の流れ方向長さは、 $1000\nu^+/\nu^+$ 程度といわれているが、図9中で p^+ がこれと較べて小さな所では、マップは h^+ によって3領域、即ち、層流域、遷移域、完全な乱流域に分けられ、これらの境界は、内層の秩序構造と関連し次のように解釈できる。壁乱流の内層に見られる低速ストリークのスパン方向の間隔 λ^+ についてその出現頻度分布が測定され、様々な大きさの構造が存在することが知られており⁽³⁾、高さ方向のスケールに関しても、同様の分布があると考えられる。 p^+ が小さい範囲、即ち、内層構造が次々に空間的干渉を受ける場合、ほとんどの秩序構造は、 $h^+ \geq 40$ であれば、この影響を受けず、逆に、 $h^+ \leq 20$ の場合は、大部分の秩序構造が崩れてしまうと考えられる。

p^+ がより大きくなると、内層構造が一つの干渉板を通過してから次の干渉板を通過するまでに回復するだけの余裕があるため、層流域、遷移域、完全な乱流域の境界は h^+ が小さい方へとずれていき、この境界線の傾きは $1/200$ 程度である。この場合の遷移域と完全な乱流域との境界は、一つの干渉板を通り抜けた秩序構造が元となって測定位置（干渉板から $p^+/2$ ）に達するまでに完全な壁乱流の構造へと回復できるか否かの境界である。一方、層流域と遷移域の境界は、一つの干渉板を通り抜けた秩序構造が元となってある程度回復し、次の干渉板を通り抜けるという過程を繰り返すときに、乱流状態が減衰して層流になるか否かの境界である。

図9の横軸は、 $h^+ = 0$ の極限であり、今回の実験点がすべて層流と判定されたことより、先の層流域と遷移域の境界線の延長上より遙かに大きな p^+ において境界が現れることになる。干渉板と平板が接する点では、乱流構造は存在し得ないから、この点から下流に向かって層流境界層が発達し、いずれ乱流へと遷移する過程を経ると考えられ、この過程に必要な長さ x_{cr}^+ より干渉板のピッチ p^+ が小さければ流れは乱流とはなり得ない。これと似た過程を経て発達する平板境界層のデータ⁽⁴⁾

を検討すると、 x_{cr}^+ が15000~26000にもなると予想される。ここで、 $h^+ = 0$ とはならなくても、例えば、 $h^+ \leq 5$ においては、干渉板先端がレイノルズ応力がほとんどゼロとなる粘性底層にまで達することになり、乱流エネルギーの生成に関する秩序構造がこの大きさで存在するとは考えにくく、 $h^+ = 0$ の場合と同様に完全な層流から乱流へと遷移すると考えられる。この高さは、秩序構造の高さ方向スケールの分布の下限に対応すると考えられる。

参考文献 (1)丸山・田中, 日本機械学会論文集 (B編) 52-476 (昭和61), 掲載予定。 (2)H.Tanaka & H. Yabuki, Trans. ASME: J. Fluids Engng. 108-2 (1986), to be printed. (3)入谷・笠木・平田, 日本機械学会論文集 (B編) 51-470 (昭和60), 3092. (4)H.Schlichting, Boundary-Layer Theory (7th ed.) (1979), McGraw-Hill.

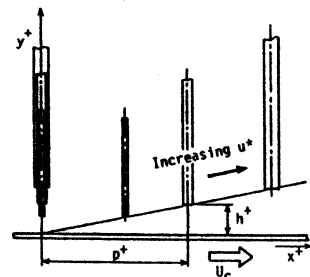


図8. 無次元空間における干渉板列形状の変化

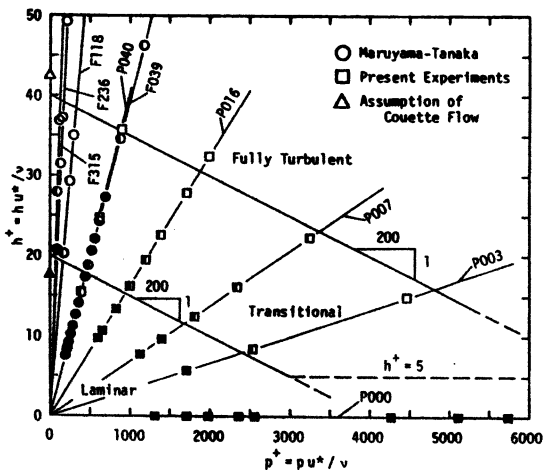


図9. $h^+ - p^+$ 平面における流動状態マップ