

1. はじめに

壁面にはたらく摩擦力を知ることは、工学上、重要な事柄である。従来、定常流れ、あるいは振動流のみの場合については多くの研究が積み重ねられ、一応の推算は可能となっている。一方、両者が重畳する場合についての研究は稀であった。近年、著者らは、滑粘性モデルを用いて、粗面乱流・滑面乱流の抵抗則を導いた¹⁾。また、層流の抵抗則も容易に導かれる。ただし、ある水理条件、底質条件が与えられた時、そのケースが層流か乱流か、また、粗面か滑面かを判断する基準が存在せず、いずれの抵抗則を用いるべきかが不明であった。

そこで、今回、風洞装置を用いて、乱流への遷移レイノルズ数を実験的に求めた。また、粗面・滑面の分類については、定常流のもので導出した。これにより、境界層の領域区分 (flow regime) の判定が可能となった。

2. 実験装置

実験装置を図1に示す。風洞の中央に熱線流速計 (I型センサー) を挿入して流速を測定した。データ処理方法は、前報²⁾と同様である。

層流・乱流の判定は、レクダグラフに描かれた流速波形より判断した。従来、層流・乱流の区別は、間欠係数を用いてなされているが、振動流においては、乱れの発生・消散が一周期において一様ではなく、間欠係数の定義自体が困難である。そこで、今回は、前述の様に流速波形の目視に依った。

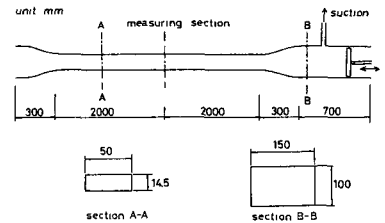


図1. 実験装置

3. 乱流への遷移について

平行壁間定常流の乱流遷移は、従来、レイノルズ数 $Re = \bar{u} z_h / \nu$ ($\bar{u}$: 定常流の断面平均流速, z_h : 壁間距離の1/2, ν : 動粘性係数) により表わされる。一方、振動流のみケースにおいては、 $Re = \hat{u}_w \sqrt{2} \sigma / \nu$ ($\hat{u}_w$: 振動流の断面平均流速の振幅, σ : 角振動数) を用いて表示されている。今回の実験においても、 Re , Re のいずれかを増すにつれて、層流から乱流へ遷移した。典型的な流速波形を図2, 3, 4に示した。

図2は層流状態であり、乱れは全く入っていない。流速分布は、層流理論解と良く一致している。壁面近傍においては位相の進みが認められ、振動流特有の先走り現象が見られる。図2の実験条件で、定常流速を幾分増したのが、図3のケースである。減速期に低周波の乱れが発生している。ただし、この乱れによる運動量輸送は顕著ではなく、層流解からのズレは小さい。一方、図2の条件で、ピストンの振幅を大きくした時の波形が図4で

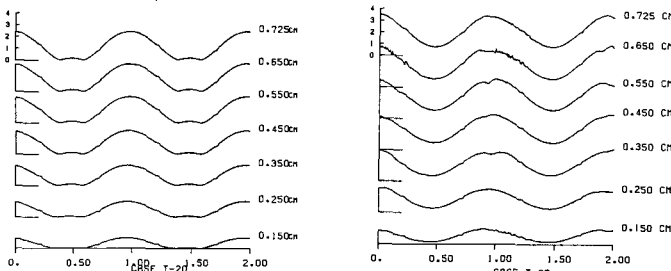


図2. 流速波形 (層流)

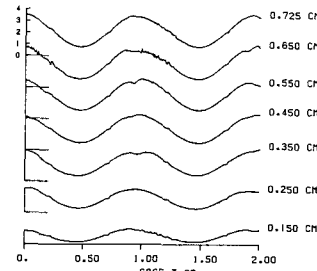


図3. 流速波形 (低周波乱れ)

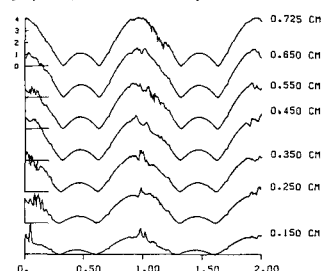


図4. 流速波形 (高周波乱れ)

あり、減速期に高周波の乱れが発生している。これにより層流の流速分布が完全に破壊され、断面中央が減速し、壁面付近が増速する対数則型の分布に変化している。加速期に入ると、乱れは急速に消滅してしう。以上の様に、速度変動が大則して2種類存在する点、および減速期に乱れが爆発的に発生する点は、日野ら³⁾によって振動流のみのケースで得られた知見と一致している。

上述の事実を踏まえ、全実験データを①層流、②乱流(低周波乱れ)、③乱流(高周波乱れ)の3種に分類し、プロットしたのが図5である。日野ら³⁾によれば、振動流のみのケースで、高周波乱れの発生限界は $R_w = 550$ である。一方、Patel・Head⁴⁾によれば、平行壁間定常流において、 $R_c \approx 1000$ で層流抵抗則からはずれ、 $R_c \approx 1000$ で乱流抵抗則の成立域に入ります。図5の縦軸、横軸付近のデータは、既の実験結果に漸近していくことが認められる。

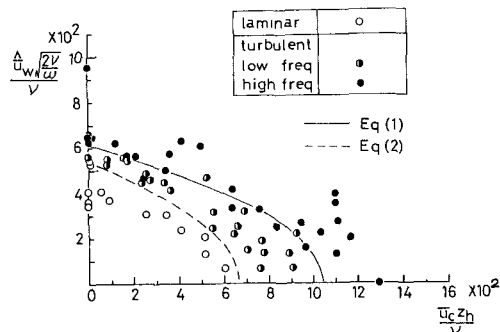


図5. 乱流の遷移限界

図5の3つの領域を区分する実験式として次式を得る。

$$\text{upper critical: } R_w^2 + 356 R_c = 3.70 \times 10^5 \quad \text{--- (1)}$$

$$\text{lower critical } R_w^2 + 430 R_c = 2.88 \times 10^5 \quad \text{--- (2)}$$

4. flow regime および抵抗則

式(1)で $R_w^2 = 2 \hat{u}_w^2 / (v_o)$ である。一方、波動境界層においては、 $R_a = \hat{u}_w a_m / \nu = \hat{u}_w^2 / (v_o)$ ($\hat{u}_w$: 波動境界層の外縁流速振幅、 a_m : 外縁水粒子軌道振幅) であるから、 $\hat{u}_w \approx \hat{u}_w$ とおけば、 $R_w^2 = 2 R_a$ となり、管路流と開水路の対応付けられる。よって、式(1)は、

$$R_a + 178 R_c = 1.85 \times 10^5 \quad \text{--- (3)}$$

となる。また、粗面・滑面の分類条件としては、定常流のものを導用する。以上により、flow regime の分類図、図6が得られる。これはもとに、抵抗則として図7を得る。

以上より、彼流れ共存場において水理条件、底質条件を与えられた時、図6で flow regime を判定し、それぞれ領域に対応する抵抗則を用いれば、壁面剪断力の算定が可能である。

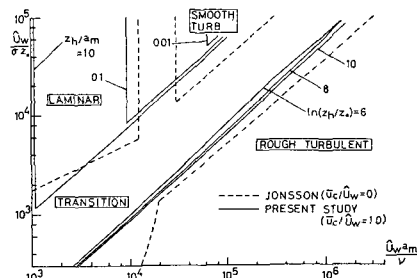


図6 flow regime

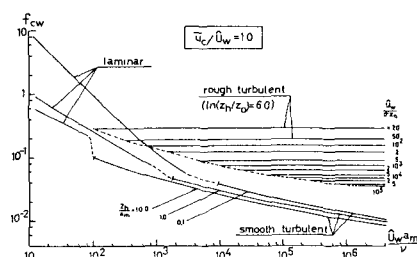


図7 抵抗則

5 まとめ

一方向流を伴う振動流の乱流遷移限界として式(1)、式(2)を得た。また、境界層領域区分判定図、および抵抗則として、図6、7を提案する。

《謝 辞》

本研究の装置製作、実験におかれ、東北大学工学部山崎弘人技官に多大な助力を得た。また、本研究の一部は、文部省科学研究費(代表者 東工大日野幹雄教授)により行われた。ここに記して謝意を表す。

—参考文献—

- 1) Tanaka, H and N. Shuto: Coastal Engng in Japan, Vol. 24, 1981.
- 2) 田中・首藤: 第29回海溝講演集, 1982.
- 3) 日野・沢本・高須: 土木学会論文集, 第237号, 1975.
- 4) Patel, V.C. and M.R. Head: J.F.M., Vol. 34, 1968.