

東京工業大学大学院 学生員 中山 哲 蔵
 東京工業大学工学部 正会員 日 野 幹 雄
 東京電力(株) 正会員 大久保 喜 雄

1. はじめに

著者らは、これまで円管および矩形管路の交番振動流の乱流 について研究とすめ、乱れの構造が流れの加速・減速に強く関連することを明らかにして来た。ところで、こうした乱れの特徴は、流れの非定常性に固有のものか、また流れの場所的加速性(断面の拡大・縮小)によることなのかという疑問が生じる。そのため、一方では波状曲面管の中の流れについても研究を続けて来た。この問題は、河床波、海底砂連上の流れとも関連し、工学的に重要な問題である。実験は、波形勾配のゆるい正弦波形の固定境界を持つ二次元管路を用い、その管路内の定常流れについて、圧力、流軸方向の平均流速 $\bar{U}$ 、乱れ強度 $\bar{u}^2$ 、鉛直方向の乱れ強度 $\bar{v}^2$ 、レイノルズストレス $-\bar{uv}$ を測定し、これらについて検討を加えた。以下、その結果を順次報告する。

2. 実験装置及び測定方法

実験装置は、図1に示すように矩形断面(幅20 cm)を持つ二次元管路であり、管路は、全て塩化ビニール製である。したがって、管路の表面は、滑らかである。境界の波形勾配は、 $1/50$ と非常にゆるく、著者らの実験領域($Re = \frac{\bar{U}_m H}{\nu} = 8.0 \times 10^3$)では、流れは剥離していなかった。また、流れの二次元性については、予備実験で十分に満足されている事が、わかった。

測定区間は、入口の影響のない、境界層の十分に発達した区間が望ましいので、図1に示すように、入口より6波のところ(入口から240~280 cmの区間)とした。測定断面の位置は、図1で $X=1 \sim 9$ と記した9断面である。以後、測定断面の位置は、この数字で示し、壁面からの高さを y とする。

流速は、X型熱線流速計を用いて、測定された。熱線流速計の出力をデジタル化し、紙テープに収めた。さらに紙テープから磁気テープに変換し、これを使用して、大型計算機により、統計的に処理した。

3. 流軸方向の壁面の圧力の変化

流軸方向の壁面の圧力の変化は、図2に示す。実線は、実測値を結んだもので、点線は、流量を実測の平均流量と合わせ、ベルヌーイの式から求めたものである。 $X=1 \sim 5$ では、境界が漸縮しているので、流れが加速されている(以後この区間を加速域と呼ぶ)。それに対して、 $X=5 \sim 9$ では、境界が徐々に広がっているので、流れは、減速される(以後この区間を減速域と呼ぶ)。この事に対応して圧力は、加速域($X=1 \sim 5$)で、減少し、 $X=5$ 付近で極値をとり、減速域($X=5 \sim 9$)で、再び上昇している。実測とベルヌーイの式から求めた圧力とは、加速域でかなりずれ、若干極値の位置がずれているものの全体的に、傾向は合っている。このことから、流軸方向の壁面圧力の位相と境界の位相との間に位相差が存在すると考える。

4. 平均流速分布

各断面の平均流速分布は、図3に示す。加速域($X=1 \sim 5$)では、分布形は、ヤセた形から太った矩形分布に近い

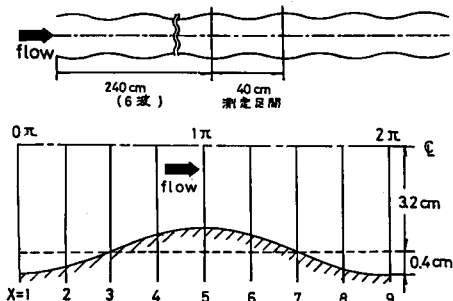


図1. 実験装置及び測定区間

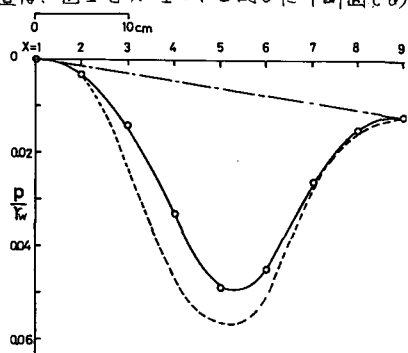


図2. 流軸方向の壁面圧力の変化

い形になり、減速域($X=5 \sim 9$)

では、再び平坦な分布形となる。図4は、高さ z とその断面の半幅 H で無次元化した無次元高さ z/H を縦軸とし、中心流速 $\bar{U}_{max}$ で、その点の平均流速 $\bar{U}$ を無次元化したものを横軸としたもので、両軸は対数目盛である。各断面の流速は、ほぼ直線分布となる。したがって、流速は、次の様な形で表わせる。

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_{max}} = \left(\frac{z}{H}\right)^{1/n}$$

この式の n の値が、各断面で異なり、4.5~8.0まで広く変化する。 $X=5$ で、 n が最も大きく、先に述べた $X=5$ に近い程、矩形分布に近くなることと対応している。また、表1より、 $X=5$ を中心として対称な2つの断面、すなわち、 $X=1$ と9、2と8、3と7、4と6では、それぞれ n の値が、ほぼ等しく、流速分布は、同じである。

5. 乱れの性質

流軸方向の乱れ強度 $\bar{u}^2$ の各断面の分布を図5.a)に示す。

縦軸は、高さ z とその断面の半幅で無次元化した高さ z/H で、管路の中心が1.0である。各断面の $\bar{u}^2$ の分布は、 $z/H > 0.4$ の領域では、各断面でほぼ同じであり、 $z/H < 0.4$ では、加速域($X=1 \sim 5$)と減速域($X=5 \sim 9$)で著しく異なっている。 $z/H < 0.4$ での各断面の $\bar{u}^2$ の分布に注目すると、加速域($X=1 \sim 5$)では、 $\bar{u}^2$ は徐々に減少し、ゆるいピークを持つようになり、特に壁付近で減少が著しい。これに反して減速域($X=5 \sim 9$)で、 $X=9$ に近づくにつれ、 $\bar{u}^2$ は急速に増加し、ゆるいピークを持つようになる。 $\bar{u}^2$ は、ここには示していないが、やはり同様の傾向を示している。図4.b)は、 $-\overline{uw}$ の各断面の分布である。 $-\overline{uw}$ についてもやはり、 $z/H > 0.4$ の領域と $z/H < 0.4$ の領域に分けることができる。 $z/H > 0.4$ では、各断面とも分布形は、同じで、しかも、直線分布をしている。 $z/H < 0.4$ では、加速域で、 $-\overline{uw}$ は、急速に減少している。減速域に入ると、再び増加して、 $X=9$ になると $X=1$ と同じ分布となる。

$-\overline{uw}$ と流速分布から、 $-\overline{uw} \frac{d\bar{U}}{dz}$ が求まる。この量は、単位時間当りに主流のエネルギーの一部が、乱れエネルギーへと変換される量であり、乱れエネルギー生成率と呼ばれている。図5.c)は、乱れエネルギーの生成率を示している。 $z/H < 0.4$ の領域に着目してみると、加速域では、減速域と比較して生成率が、非常に小さくなっている。したがって、乱れは、主に減速域で作られていると考えられ、他の結果($\bar{u}^2, \bar{u}^2, -\overline{uw}$)を矛盾なく説明している。すなわち、乱れは、減速域で作られ、この乱れが下流に伝播し、加速域に入るとここの乱れのエネルギー生成は少ないのでエネルギー供給が減少し、乱れは徐々に減衰して行くと考えられる。また、図5.d)は、 $X=7, z=3.2$ (中心)の乱れのパワースペクトルであるが、中心付近では、断面によらず、ほぼ等しい分布形をしており、コロモゴロフの-5/3乗則に合っている周波数帯が存在する。一方、壁付近の乱れのパワースペクトルもそれぞれ程変化していないが、この点については、今後詳細に検討して行くつもりである。

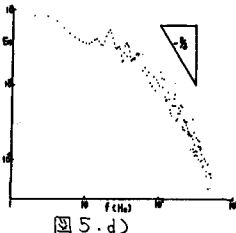


図5.d)

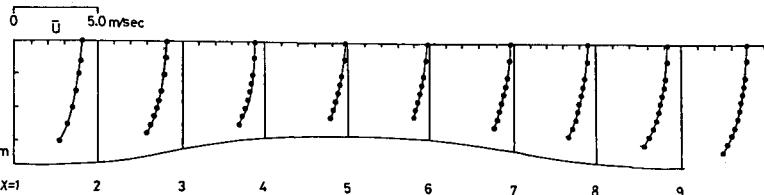


図3. 各断面の流速分布

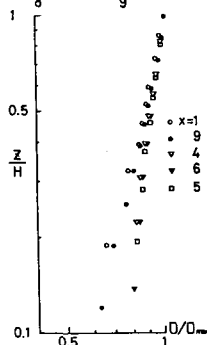


図4. 各断面の流速分布

X	1	2	3	4	5	6	7	8	9
n	4.5	4.8	6.2	7.2	8.0	7.8	6.4	5.1	4.5

表1. nの変化

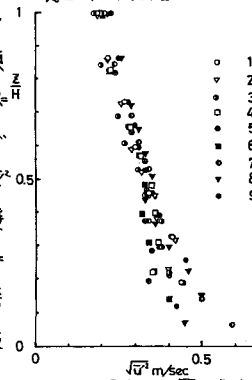


図5.a) 各断面の $\bar{u}^2$ の分布

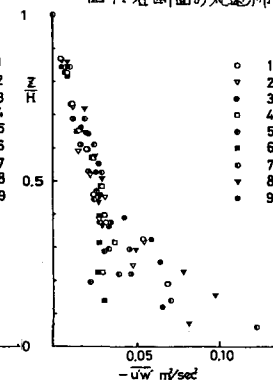


図5.b) 各断面の $-\overline{uw}$ の分布

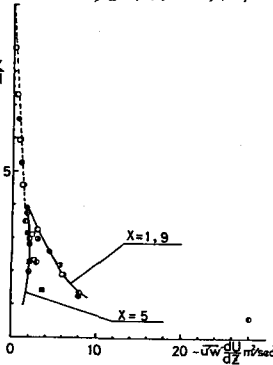


図5.c) 各断面の生成率の分布