

II-100 管路内跳水の乱れ特性に関する研究

京都大学 工学部 正員 中川 博次
 京都大学 工学部 学生員 ○赤津 家久
 京都大学 工学部 学生員 上田 寛

1° はしがき

筆者らは、これまで管路内跳水の平均流特性に関する理論的および実験的研究を行ない、この跳水現象の内部機構を明らかにしようとした。¹⁾しかし、管路内跳水現象は上、下壁面による拘束された局所的変動場であるのでその内部機構をさらによりよく解明するには、乱れの挙動に関する研究を行なう必要がある。幸い近年になつて、2成分Hot-Film流速計の技術が進み、実験室規模の乱れ計測にはきめ細やかに優れた特性をもつことが示された。²⁾本論文は、管路内跳水のうちでもぐり跳水（跳水始端でのピエゾ水頭が上壁高に等しく、空気運行がちょうど零の状態）の乱れの挙動をこの計器で計測し、乱れの内部構造を把握しようとしたものである。

2° 基本関係式

2次元流解析が可能な水平管路に発生したもぐり跳水を考える。この境界条件のもとで運動方程式および連続式から次式が導かれる。³⁾すなわち、(i) 運動量積分式

$$\frac{1}{\lambda} \int_0^1 \left\{ \left(\frac{U}{U_1} \right)^2 + \left(\frac{U^2 - U^2}{U_1^2} \right) \right\} d(Y/D) + \frac{1}{F_1^2 \lambda} \left(\frac{h-D}{a} \right) + \frac{1}{\lambda R_e} \int_0^1 \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)_{y=0} - \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)_{y=a} \} dx = \beta_1 \quad (1)$$

≈ 2 , $\lambda = a/D$ (角度), $F_1 = U_1/\sqrt{gD}$ (初期フルード数), $R_e = DU_1/a$ (初期レイルズ数), h はピエゾ水頭, β_1 は初期運動量補正係数, U, u etc. は大文字: 平均流速, 小文字: 乱れ流速成分, フラム: 乱れのR.M.S.値を表す。

(ii) 平均エネルギー積分式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\lambda} \int_0^1 \left(\frac{U^2 + V^2}{U_1^2} \right) \left(\frac{U}{U_1} \right) d(Y/D) + 2 \cdot \frac{a}{U_1} (h-D) \\ & + \frac{2}{\lambda} \int_0^1 \frac{1}{U_1} d(Y/D) \int_0^1 \left(-\frac{\partial U}{\partial Y} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \frac{\partial U}{\partial X} \right) - \left(\frac{U^2 - U^2}{U_1^2} \right) \frac{\partial U}{\partial X} \} dx \\ & + \frac{2}{\lambda} \int_0^1 \left(\frac{U^2 - U^2}{U_1^2} \frac{U}{U_1} + \frac{\partial U}{\partial Y} \frac{V}{U_1} \right) d(Y/D) = \alpha_1 \quad (2) \end{aligned}$$

≈ 2 , α_1 は初期エネルギー補正係数である。

(iii) 乱れエネルギー式

$$\begin{aligned} & \int_0^1 \left\{ -\frac{\partial U}{\partial Y} \left(\frac{\partial (U/U_1)}{\partial (Y/D)} + \frac{\partial (V/U_1)}{\partial (X/D)} \right) - \frac{U^2 - U^2}{U_1^2} \frac{\partial (\chi_{U_1})}{\partial (Y/D)} \right\} d(Y/D) \\ & = \frac{d}{d(X/D)} \int_0^1 \left[\frac{U^2 + V^2 + W^2}{2U_1^2} (\chi_{U_1}) + \frac{(U^2 + V^2 + W^2) U}{2U_1^3} \right] d(Y/D) \end{aligned}$$

$$+ \int_0^1 \epsilon U_1^2 d(Y/D) \quad (3)$$

$$\approx 2, \epsilon = U_1^2 \cdot \frac{(\partial u / \partial x_j + \partial u_i / \partial x_i)^2}{2} > 0$$

（乱れエネルギー=逃散量）を表す。

式(3)において、各項のオーダー比較より粘性による仕事、圧力変動による仕事は無視されといふ。いま、 $w' \approx v'$ と仮定すれば、式(1)～(3)の各項は2成分Hot-Film流速計ですべて既知の量となるので、乱れの挙動、特に興味のある乱れエネルギーの収支関係等を定量評価することが可能。

3° 実験方法および解析方法

直径 $1m$ 、高さ $4m$ の高压ヘッドタンクから導か

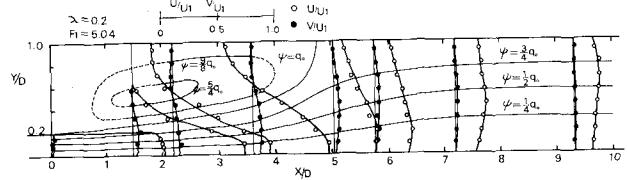


図-1 平均流速分布

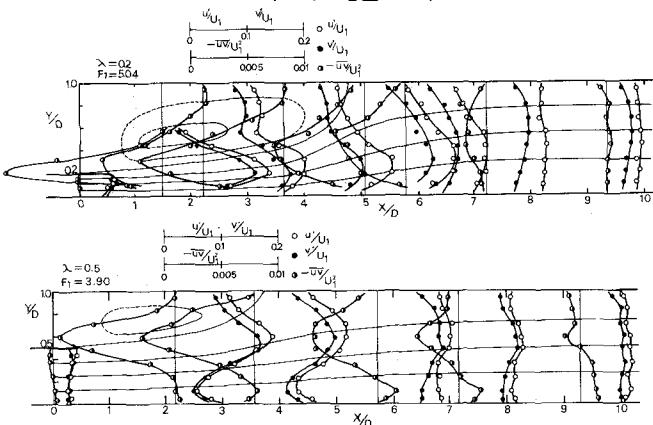


図-2 乱れ強度およびレイルズ応力分布

水天木流は、約1mの遷移区間を経て、 $8^{\text{cm}} \times 18^{\text{cm}}$ の長方形一様断面をもつ約6mの水平な管路を通り、末端圧力調整用木槽へとつながれる。遷移区間から下流2mの所にベルマース型ゲートが設置され、任意に角度が変更可能。管路中央軸に沿って2成分Hot-Filmプローブを挿入し、順流および可能限り逆流を計測して、出力電圧はすべてA-D変換されたのち種々の統計計算が行なわれた。なお、実験直前、直後でピト-管によるHot-Filmが検定され、温度補正されたのち各測点の検定曲線として用いられた。²⁾

4. 実験結果および考察

(i) 平均流速分布 図-1は、平均流速分布である \bar{V} を初期断面最大流速 U_0 で無次元表示したものであり、計算値から算定された流線を併示している。 U の分布について、ピト-管で詳細に測定された値と比較した結果、順流ではほぼ5%以内で両者は一致したが、逆流領域では最大約40%のHot-Film値の方が過大となる。これはroller部の複雑な二次流効果等によるものと考えられ、逆流領域に限ってピト-管の値を補完的に用い、任意断面での流量の連続条件を満足するよう修正した。詳しい平均流特性に関する議論結果は文献(1)にゆずり、ここでは割愛する。

(ii) 乱れ強度分布 図-2に、乱れ強度 u''/U_0 および v''/U_0 を表示した。もぐり跳水の平均流特性から示唆されたように、乱れ強度はフルード数 F にはあまり関係せず、角度によって大きく変化する。初期断面では乱れ強度は小さいが、 $\psi=0$ で急速に増加し、roller後半部で最大に達したのち漸減して跳水終端に至り、ほぼ一定値を取るようになる。 y 方向の変化はroller長 L_D 以内では特に著しく、roller境界面 $\psi=0$ の直下で最大値に達する凸形分布をするが、角度が大きくなる場合では跳水に伴う乱れ強度が不均一であり下壁面近くで再び増加している。H. Rouseの空気流跳水実験の結果と比較すれば、その定性的な傾向はほとんど一致する。ほぼ定量的に B 一致し、乱れ強度の最大値は $\psi=0$ の約2割程度である。乱れ強度の空間構造を示すために、 $g^2 = u''^2 + v''^2$ の等価線分布を図-3に示す。 w'' を適当に仮定すれば、図-3は乱れエネルギーの分布を定性的に表わしたものとも言える。明らかに、roller境界面直下で乱れエネルギーは最大をとり、以後徐々に減じて全管的に均一化になろうとする傾向が見られる。

(iii) Reynolds応力分布 図-2にReynolds応力 $-\bar{uv}$ （密度 ρ を省く）を併示した。 $-\bar{uv}/U_0^2$ の分布は乱れ強度分布とよく類似した変化特性を示すが、その変化率は後者の方が著しく

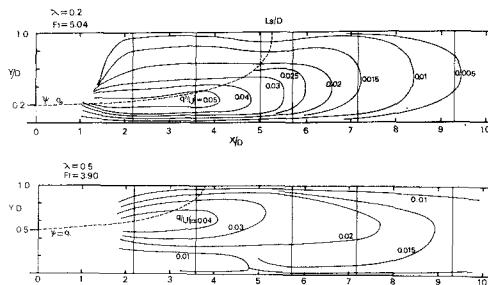


図-3 $g^2 = u''^2 + v''^2$ の分布

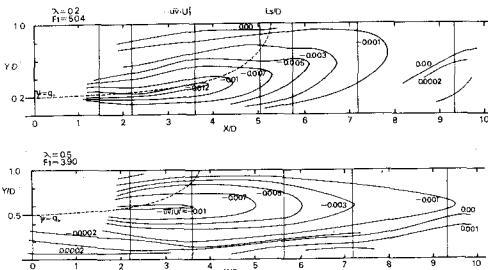


図-4 レイリース応力分布

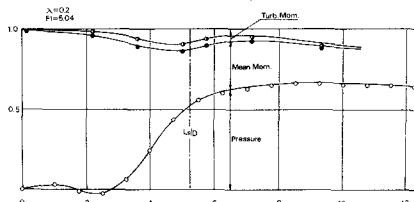


図-5 運動量関係

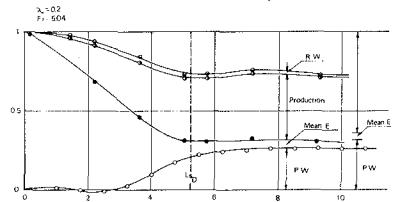


図-6 平均エネルギー関係

(ii) roller 境界面に沿って著しく発達して、非常にとがった分布をなす。図-4に示した $-\bar{u}'/U_1^2$ の等値線分布からも明らかである。この跳水場の流れをいかに roller が局所的に歪ませていいかを物語るものである。乱れが減り、跳水終端付近になると、 $-\bar{u}'/U_1^2$ の分布は $y/D = 0.5$ を軸として対称分布をなし、次第に一様管路流の特性へと遷移していくことがわかる。

(iv) 運動量関係 図-5は運動量関係を示したものであり、式(1)の左辺第2項子と図示してある。乱れの運動量寄与分は大きく $\pm 6\%$ 以内である。それに壁面摩擦の項を加えてもせいぜい 1割程度である。通常の運動量一次元解析でも 1割程度の誤差を満足しうるものと思われる。

(v) 平均エネルギー関係 式(2)の左辺は川筋に平均流エネルギー(Mean E.)、ピエリ水頭による仕事(P.W.)、乱れエネルギー発生(Production, P_i) および Reynolds応力による仕事(R.W.)を表したものであり、その総和を図-6に示す。この総和は、 $\lambda=0.2$ で約30%、 $\lambda=0.5$ で約15%と過小に評価され、式(2)を満足するといえない。乱れエネルギー発生量 P_i は図7および図8より roller の前半で最大値に達するが、その付近の(特に逆流部)乱れ計測は極端に困難である。 P_i の最大値を正確に決定できず、 P_i の图8に算定した結果と考える。したがって、以下の考察も定性的評価に限り、定量的評価をするとさうに詳細な検討が必要であると思われる。

(vi) 乱れエネルギーの収支関係 乱れエネルギー逃散量 E を Taylor 流に評価するには少なくとも 1km 程度の変動域が今まで解釈せねばならず、デジタル計算では困難に近いから、ここでは Kolmogoroff の式を逆算することによって算定した。図-7より、発生量 P_i が大きいほど逃散量 E も大きくなるが、roller 境界面付近は $P_i > E$ であり、乱れエネルギーは逃散し、西領域内には主流による乱れエネルギーの輸送が行なわれていることを示す。また、X軸の roller の外部では $P_i < E$ であるが、roller 内部では乱れエネルギー不規則域に相当し、roller 境界面を通じて乱れエネルギーのうちへの拡散がかなり顕著であると推測される。各断面の E の分布を評価することは容易でなかったから、ここでは、式(3)の左辺(乱れの発生量 P_i)、右辺第1項(乱れの輸送 T) および第2項(乱れの逃散量 D_i)としたとき、 $D_i = P_i - T$ から乱れエネルギー収支関係を調べ、図-8に示した。大まかに言えば、 $D_i \approx P_i$ であるが、X 方向に速度勾配が存在するから乱れエネルギーは 2 次的輸送され、次第にエネルギー平衡状態に達するといふのがわかる。

$T=0$ となる地点 X_0 は乱れエネルギー「逃散領域」から不足領域へと移行する点に相当し、 $\lambda=0.2$ の X_0 の方が小さいのに対して $\lambda=0.5$ の X_0 の方が roller 内部への乱れエネルギーの拡散が強いことを示唆し、乱れエネルギーの発生・輸送・逃散システムに roller が重要な役割を演じていると推測される。

参考文献 1) 中川, 有津; 管路内跳水に関する基礎的研究, 論文集第 19 号, 土木学会論文誌, 1973.

2) 中川, 有津, 上田; 二相熱流管流に対する管路流の乱れ計測について, 土木学会論文誌, 1973.

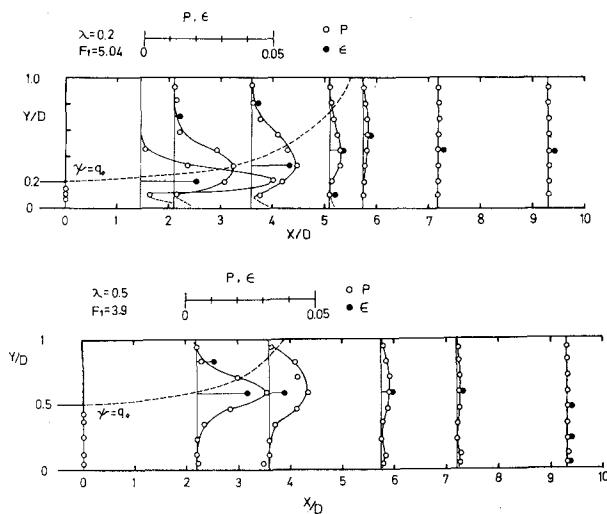


図-7 乱れエネルギーの発生と逃散

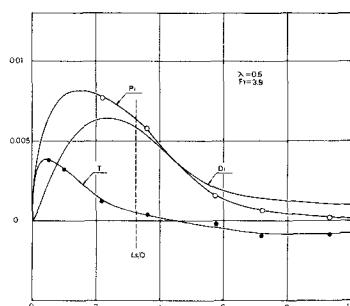
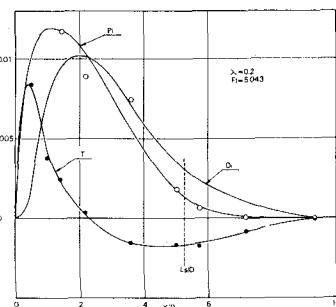


図-8 乱れエネルギーの収支関係