

京都大学 工学部 正員 中川 博次  
 京都大学 工学部 学生員 〇 祢津 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一連の研究を行ない、まず運動量一次元解析法の適用性について論じ、さらに跳水場を壁面で拘束された噴流にシミュレートして跳水の内部機構を考察し、管路内跳水現象に関する新たな知見を得てきた。しかし、局所の変動場であるこの跳水場の内部機構を単に平均流の挙動からのみ把握することは不十分であり、さらにその乱れ特性を知ってはいわて完全な理解ができるものと思われる。本論文は、管路内跳水の乱れ特性に関する研究の初段階として、もぐり跳水の代表的な一流線に沿う乱れ特性の変化量をその応答性、追従性、安定性に優れている Hot-film 流速計で計測し、乱れの挙動を実験的にとらえようとしたものである。

2 実験およびその方法

a) Hot-film Anemometer の Calibration について

ここで対象としている流速の範囲は 0.4~4 m/sec の比較的高流速であるので、静水中に Hot-film probe を動かして検定する方法は困難であったから、できるだけ乱れを発生させない一様流速場を作って標準型ヒート管で検定を行なった。図-1は、検定の結果を示したものであり、図中の  $E$  は流速計からの出力電圧また  $E_0$  は  $U=0$  のときの出力電圧である。図-1には若干のバラツキが見られるが、ほぼ  $1/2$  の勾配の直線にのっているとおぼしい。したがって、以下の乱れに関する統計計算では較正曲線として、 $U = 0.002804(E^2 - E_0^2)^2$  を使用した。

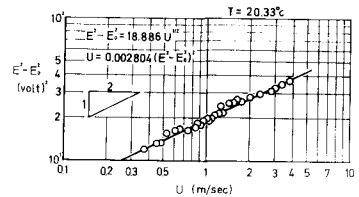


図-1 Hot-film流速計の較正曲線

b) 管路内跳水の乱れ測定実験

管路内跳水の乱れ特性を概格的に把握するために特に坡度 0.2、初期フルド数 8.0 のもぐり跳水場を取り上げ、図-2に示すようにこの流速場の代表的な流線である  $\psi = 8/4$  ( $8$  は単位水路幅当りの流量) に沿う乱れ特性量の測定を行なった。計測に当っては、probe の

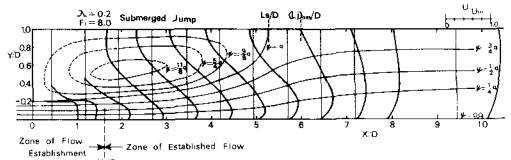


図-2 もぐり跳水の平均流速場

sensor へのゴミ等の付着および probe connect からの木の浸入によって出力電圧が変化することから、常に出力電圧をマイクロスコプで監視し、出力電圧に drift が生じてないことを確認するとともに、測定高を変えるごとに sensor 部を十分洗浄して、Hot-film の応答を再現性のよい状態に係つようにした。

3 実験結果とその考察

出力変動電圧を A-D 変換器にかけた後、各種の統計量をデジタル計算したが、計算結果の信頼度を考慮してサンプリング間隔  $\Delta t = 0.01 \text{ sec.}$ 、総数  $N = 4000$  に選び、また スペクトル解析のデータの自由度を 40 とした。図-3には、 $\psi = 8/4$  の流線に沿っての平均流速  $\bar{u}$  と乱れの強度  $\sqrt{u'}/\bar{u}$  ( $U$  は  $x/D = 1.7$  の

地点の $\bar{u}$ の変化特性を示している。明らかに $\sqrt{\bar{u}^2}/\bar{u}$ はローラーの終端 $L_s$ 付近で最大となったのち、単調に減少している。これは、管路上壁面の圧変動の強さがやはり $L_s$ 付近で最大となることに対応するものであり、この跳木場では $L_s$ 付近が最も乱れていることが推測される。 $x > L_s$ では、近似的に $U^2/\bar{u}^2 \propto (x-x_0)$ の特性が示され、格子乱れと類似した減衰特性が予想された。なお、相対乱れ強さ $\sqrt{\bar{u}^2}/\bar{u}$ も同様な変化特性を示したが、平均流速 $\bar{u}$ が単調に減ることから、その値は大きく、またその最大値をとる地点は跳木長終端付近となった。

次に乱れ場の空間特性を直接計測することは非常に困難であるから、乱れを凍結乱流として扱おうと仮定すれば次式が得られる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} S(k) &= 2\bar{u}^2/(\pi \bar{u}^2) \cdot \int_0^\infty R(\tau) \cos 2\pi k \tau d\tau \\ R &= 2\pi f/\bar{u}, \quad R(\tau) = \frac{u'(t)u'(t+\tau)}{u'^2(t)} \end{aligned} \right\} (1)$$

図-4は乱れのスペクトル $S(k)$ を波数 $k$ で表示したものであり、 $x$ が増加するに従って大きな波数成分は漸減し、Kolmogoroffの局所等方性 $S(k) \propto k^{-5}$ の曲線に近づくことが認められる。つまり $L_s$ 付近までは乱れが波数に関して一様化に近い分布をし、主に乱れの発生領域に相当するが、乱れが減衰する $x > L_s$ では、 $S(k)$ は初期において乱れの発生機構に影響されるものの、十分下流では慣性領域へと移行するものと思われる。また、管路内跳木場は自由噴流場と類似した性質があることが示され<sup>1)</sup>、図-4にはCorrsin<sup>2)</sup>が行なった空気噴流の乱れのスペクトルを併示し、筆者らの結果と良好な一致がえられることを確かめた。図-5は、最小管径 $\lambda_x$ と平均管径 $\lambda_x$ とを明示したものであり、 $1/\lambda_x^2 = \int_0^\infty k^2 S(k) dk$  (2)

$$L_x = 3.371 \cdot \text{Max}(k S(k)) / R_{max} \quad (3)$$

$$\text{または、} L_x = \int_0^\infty R(t) dt = \pi/2 S(0) \quad (4)$$

から求められた。式(3)は、実験結果がKármánの式 $S(k) = \frac{2}{\pi} L_x (1 + (k/k_0)^2)^{-5/6}$ によく合致することから求めた $(k S(k))$ にノック法である。この図から、乱れの空間スケールがある程度把握され、特に $\lambda_x$ の単調減少は下流ほどそのエネルギー分散率は増加する傾向がつかめるが、さらに大きな波数まで解析せねば明確な結論は得られない。また、 $L_x$ についてはその評価法によりかなりのバラつきがあり、さらに検討が必要である。

参考文献 1) 中川, 祚津; 管路内跳木に関する基礎的研究; 土木学会論文報告集 (投稿中)

2) Corrsin, S. H.; Spectra and Diffusion in a Round Turbulent Jet, NACA Tech. Report 1040 1952.

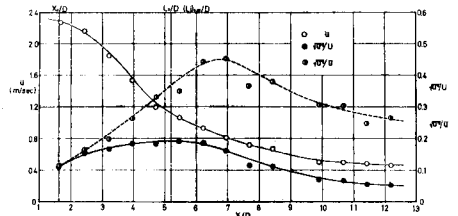


図-3 乱れ強さの分布

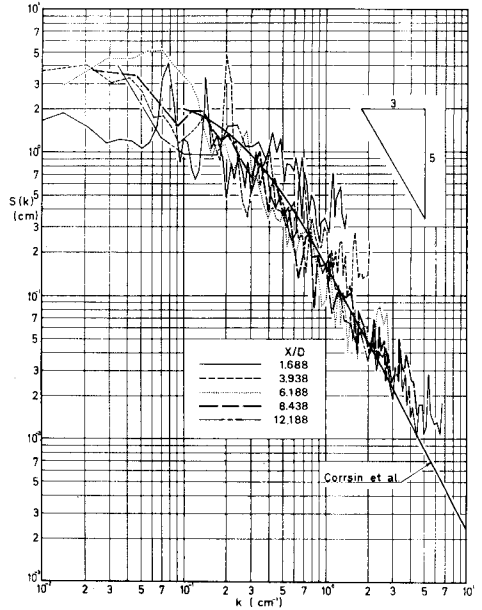


図-4 スペクトル分布形

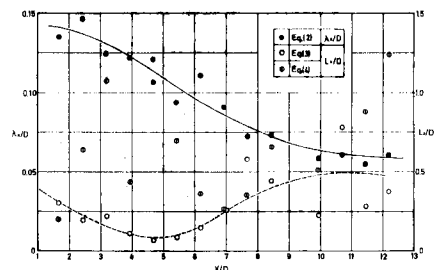


図-5 乱れの空間スケール