

京都大学防災研究所 正員 今本 博 健  
 京都大学大学院 学生員 ○石 垣 泰 輔

乱流状態の流れにおける平均流のエネルギーは、いわゆる Reynolds 応力の効果によりその一部が乱れエネルギーへと変換され、さらに粘性の効果により乱れエネルギーは熱へと逸散される。本報告はこのような乱れエネルギーの逸散が流れ全体のエネルギー損失に占める割合を明らかにするため、定常等流状態の 2 次元開水路流れを対象として若干の検討を行なったものである。

### 1. 乱れエネルギー逸散率とエネルギー損失

いま、単位質量、単位時間当りの乱れエネルギー逸散率を  $\varepsilon$  とし、図-1 に示されるように、距離  $L$  だけ離れた断面 1 および 2 の間で乱れエネルギーが熱へと逸散されることによるエネルギー損失の大きさについて考える。路床面からの高さ  $z$  における微小面積要素  $dA (=dy \cdot dz)$  に囲まれた体積要素内に含まれる流体の質量は、単位体積当りの流体質量を  $\rho$  とすると、 $(\rho \cdot L \cdot dA)$  と表わされる。さらに、この体積要素内に含まれる流体塊が新たな流体塊に置き換えられるに要する時間は、平均速度を  $U$  とすると、 $(L/U)$  と表わされ

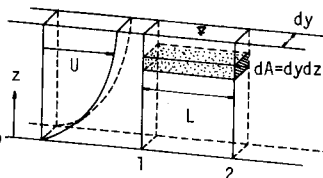


図-1

る。したがって、微小面積要素  $dA$  を通った流体が断面 1 から 2 へと流下する間における乱れエネルギー逸散に伴うエネルギー損失量  $dE_d$  はつぎのように表わされることになる。すなわち、

$$dE_d = (\rho L dA) \cdot (L/U) \cdot \varepsilon = (\rho L^2 \varepsilon / U) \cdot dy \cdot dz \quad (1)$$

(1) 式を  $z$  について路床面から自由表面まで積分し、断面 1 および 2 の間に含まれる流体の総重量との比をとると乱れエネルギー逸散水頭が得られ、さらに逸散水頭を  $L$  で割ると単位距離当りの逸散水頭すなわち乱れエネルギー逸散こう配  $I_d$  が得られ、つぎようになる。

$$I_d = \left( \int_{z=0}^{z=H} dE_d \right) / [(\rho g L H dy) L] = \frac{1}{gH} \int_0^H \frac{\varepsilon}{U} dz \quad (2)$$

ここに、 $g$  は重力の加速度を表わす。

一方、流れ全体のエネルギー損失こう配  $I_0$  は、定常等流状態の流れの場合、路床こっ配あるいは水面こっ配に一致するものであるが、摩擦速度  $U_\tau$  を用いると  $I_0 = U_\tau^2 / gH$  と表わされるから、結局、乱れエネルギーの逸散に伴う損失が全体のエネルギー損失に占める割合  $I_d / I_0$  はつぎようになる。

$$\frac{I_d}{I_0} = \int_0^1 \left( \frac{\varepsilon}{U_\tau^2 / H} \right) / \left( \frac{U}{U_\tau} \right) \cdot d\left(\frac{z}{H}\right) \quad (3)$$

(3) 式より明らかなように、 $\varepsilon$  および  $U$  の鉛直分布が与えられると  $I_d / I_0$  は知れることになる。

### 2. 実験的検討

実験水路は、長さ 13 m、幅 40 cm の長方形断面を有する可動こっ配滑面直線水路である。乱れ計測器としてはホットフィルム流速計を用い、路床面近傍から自由表面近傍までの種々の高さにおける乱れ特性が計測されるようファイバー型プローブが用いられている。ホットフィルム流速計の出力電圧は一旦データレコーダーに記録され、A-D 変換器により数値化されたのちコンピューターで統計処理されるようになっているが数値化におけるサンプリング周波数  $f_s = 160 \text{ Hz}$ 、1 ブロックのデータ数  $N = 500$  個、繰り返し数  $N_R = 5$  回である。

乱れエネルギー逸散率の評価法としては従来より種々の方法が提案されているが、本報告では、慣性領域の乱流構造が  $\varepsilon$  のみによって規定されるという Kolmogorov の相似則ならびに Taylor の凍結乱流の仮定より得られる周波数スペクトル  $S(f)$  に基づき  $\varepsilon$  を逆算する方法を採用することにした。すなわち、慣性領域における  $S(f)$  に周波数を乗じた  $f \cdot S(f)$  は、

$$f \cdot S(f) = \varepsilon_\tau \cdot \left( \frac{U_\tau}{2\pi} \right)^{2/3} \cdot f^{-2/3} \quad (4)$$

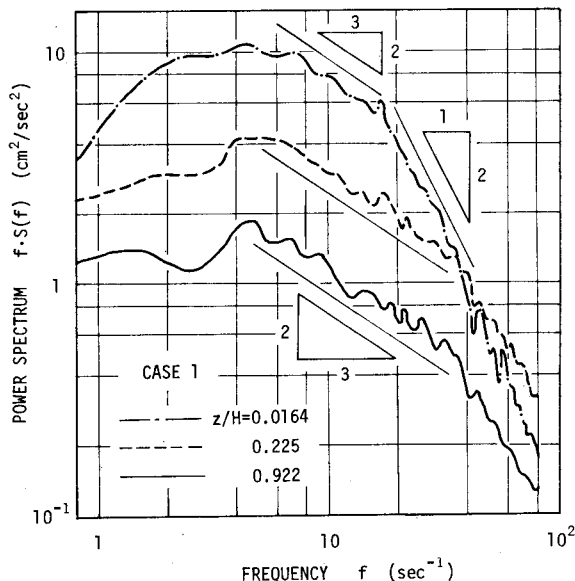


図-2

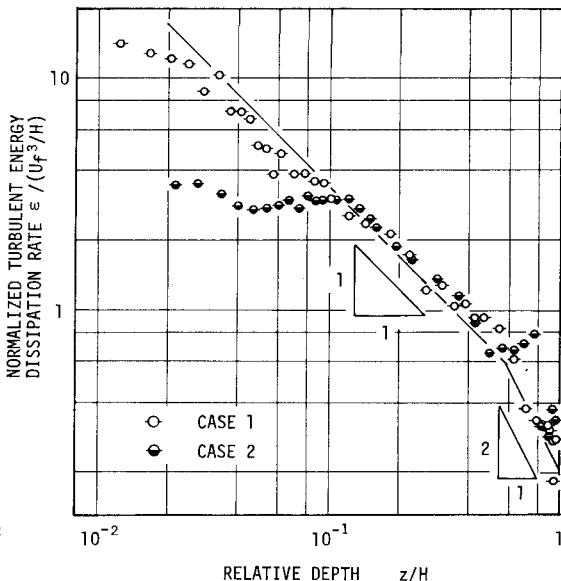


図-3

と表わされ、平均速度  $U$  は別に知ることができるから、計測されたスペクトルと上式との比較より  $\varepsilon$  が知れることになる。

本実験では表に示されるような2種の水利条件のもとでの乱れ計測が行なわれたが、計測されたスペクトルの一例を示すと

図-2のようである。図より明らかなように、本実験で計測されたスペクトルにはいずれも  $-5/3$  乗則の成立する領域（図でこのよう配  $-2/3$  の領域が相当する）の存在が認められ、(4) 式の適用により  $\varepsilon$  の評価が可能である。ただし、路床面近傍では慣性領域に属すと見なされる周波数領域が狭く、このような  $\varepsilon$  の評価法の妥当性についてはさらに詳細な検討が必要と考えられる。

図-3はこのようにして求められた  $\varepsilon$  を  $U_f^3/H$  で基準化し相対水深  $z/H$  との関係を示したものであるが、これよりつぎのことが知れる。すなわち、 $\varepsilon$  の鉛直分布は路床面近傍、中間層、自由表面近傍の3領域でかなり異なった性状を示し、路床面近傍ではほぼ一定値を示すのに対し、中間層では  $z/H$  の  $-1$  乗に比例する傾向がみられる。また、路床面近傍での  $\varepsilon / (U_f^3/H)$  の値は水利条件によって変化し、路床面近傍領域から中間層領域への遷移相対水深も水利条件によって変化するようである。一方、 $z/H > 0.6$  の自由表面近傍における  $\varepsilon$  の鉛直分布は  $z/H$  のほぼ  $-2$  乗に比例する傾向が認められる。

以上のような中間層および自由表面近傍の領域における  $\varepsilon$  の鉛直分布特性は著者らによる従来の実験的検討結果、<sup>1)</sup> すなわち、

$$\text{中間層領域} \quad (0.1 < \frac{z}{H} < 0.6) : \quad \frac{\varepsilon}{U_f^3/H} = (0.35 \pm 0.05) \left(\frac{z}{H}\right)^{-1} \quad (5)$$

$$\text{自由表面近傍領域} \quad (0.6 < \frac{z}{H} < 0.9) : \quad \frac{\varepsilon}{U_f^3/H} = (0.20 \pm 0.05) \left(\frac{z}{H}\right)^{-2} \quad (6)$$

とよく一致しており、本計測の妥当性を意味するものと考えられるが、路床面近傍における計測は従来ほとんどなされておらず、詳細な検討を加えるにはさらに多くの水利条件のもとでの計測が必要である。

ここでは、乱れエネルギーの逸散に伴う損失が全体のエネルギー損失に占める割合の一応の目安を得るため、図3に示された  $\varepsilon$  を(3)式に用いて数値積分すると、それぞれの実験ケースについて、

$$\text{Case 1} : \frac{I_d}{I_e} = 17.0 \% \quad \text{Case 2} : \frac{I_d}{I_e} = 15.3 \% \quad (7)$$

となり、 $I_d/I_e$  は20% 弱程度であることが知れる。

参考文献: 1) 今本, 浅野: 開水路流れにおける乱れの普遍的特性について, 第19回水理講演会論文集, 1975。