

一方向流れ場における熱伝達に関する基礎実験

大分高専 正会員 東野 誠  
 大分高専 安部 剛  
 大分高専 川野 立  
 神戸大学工学部 フェロー会員 神田 徹  
 神戸大学工学部 正会員 道奥康治

1. はじめに

筆者らは、水・底泥間での溶存酸素(DO)や栄養塩等の溶質の移動過程について検討を行っている<sup>1)</sup>。本研究では、このような溶質の移動と熱移動の類似性に着目し、一方向流れ場において熱移動に関する実験を行い、開水路流れにおける熱移動の特性を調べた。

2. 実験装置と方法

実験は、図-1に示すような長さ700cm、幅20cm、側壁高さ20cmのアクリル樹脂製の水路で行った。この水路の上流端から約5mの位置に長さ100cm、幅20cmのラバー・ヒーターを装着した。水温分布の測定方法は層流と乱流とで異なる。まず、層流の場合、水温分布を流下方向の10断面(x=5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90(図-2参照))で測定した。電力を供給して5~10分程度経過後、計測を開始する。水温は熱電対によって1回あたり1断面10点(0.1cm 間隔)で計測され、センサー・グリッドを流下方向に移動しながら10断面で計測を行った。なお、レイノルズ数  $Re(=UR/\nu)$ 、 $U$ :断面平均流速、 $R$ :径深、 $\nu$ :動粘性係数は250であり、また、目視等によって層流状態であることを確認してある。

次に、乱流の場合、ラバー・ヒーターの上流端(x=0)および下流端(x=100)に熱電対を設置し水温、水深、流速等の測定結果に基づいて次式によって熱フラックス  $q$  を算定した。

$$q = \frac{b}{A} \left\{ \int_0^h T(y)u(y)dy - hT_m U \right\} \rho C_p + H \quad (1)$$

ここに、 $b$ :水路幅(=0.2m)、 $A$ :ラバー・ヒーターの面積(=0.2m<sup>2</sup>)、 $h$ :水深、 $T_m$ :x=0における断面平均温度、 $\rho$ :水の密度、 $C_p$ :水の定圧比熱(=1.0kcal/kg・°C)である。また、上式中の  $H$  は水表面から空气中への熱フラックスであり、次式<sup>2)</sup>で評価した。

$$H = \rho_a C_{pa} C_H U (T_s - T_a) \quad (2)$$

ここに、 $C_{pa}$ と  $\rho_a$  は空気の定圧比熱と密度、 $C_H$ :定数(=1.25×10<sup>-3</sup>)、 $T_s$ :水表面温度、 $T_a$ :水表面上の空気の温度である。

実験は種々の水理条件について行い、流速と熱フラックスの関係を調べた。なお、層流と乱流ともに実験はPC制御によって底面を一定温度に加熱する条件で実施した。

3. 開水路流れにおける層流熱伝達の特性

図-3, 4に層流および乱流状態での水温分布の計測例を示す。図-3より、いずれの流下距離においても水温は底面近傍で急変し、それより上層で一定値に漸近してゆくのがわかる。底面近傍に着目すれば、流下距離  $x$  とともに温

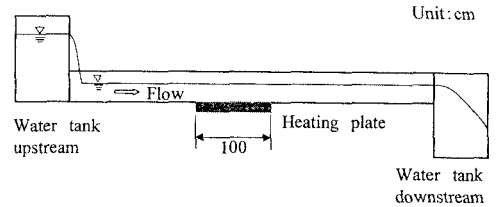


図-1 実験水路

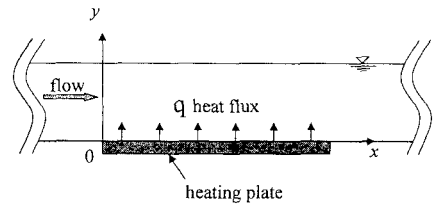


図-2 強制対流熱伝達(壁温一定加熱)

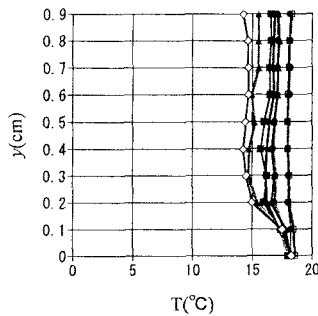


図-3 温度分布の計測例(層流)

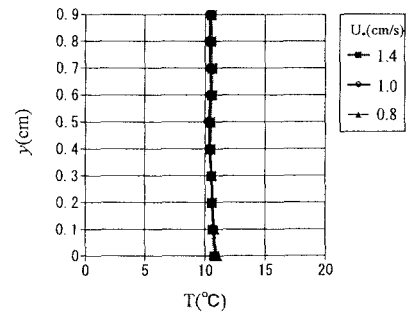


図-4 温度分布の計測例(乱流)

度勾配が小さくなる傾向が見られる。加熱開始点から温度境界層が発達していく様子がこの図より推察される。一方、図-4より乱流での温度分布は乱れによって断面内ではほぼ一様になっているのが確認できる。

本研究で対象とするような層流熱伝達、すなわち、伝熱開始点(以降壁温一定)の近傍では、温度分布は境界層理論によると次式で表される。

$$T^+ = (T - T_w) / (T_b - T_w) = \left( \int_0^{\eta} e^{-\eta^3} d\eta \right) / \left( \int_0^{\infty} e^{-\eta^3} d\eta \right) \quad (3)$$

ここに、 $\eta = y^+ (Pr/9x^+)^{1/3}$  である。また、 $Pr (= \nu / \alpha)$  : 温度伝導率) はプラントル数であり、 $x^+ = U \cdot x / \nu$ 、 $y^+ = U \cdot y / \nu$  ( $U_0 = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ 、 $\tau_0$ : 底面せん断応力) : 摩擦速度) である。

図-5は上式(3)より得られる $T^+$ と $\eta$ の関係を実験値と併せて示したものである。これより、多少のばらつきは見られるものの実験値は境界層理論による式(3)を支持しているように思われる。

#### 4. 開水路流れにおける乱流熱伝達特性

図-5は、乱流における熱フラックス $q$ と断面平均流速 $U$ との関係を示したものである。この図より、熱フラックスは流速とともに増加するのがわかる。本研究で対象とする強制対流熱伝達においては、熱フラックスは底面直上の温度境界層の厚さと境界層での温度差で決まる。流速の増大とともに温度境界層厚さが薄くなり、温度勾配が大きくなるために、勾配に比例するフラックスが増加するといえる。

図-6に、次式で定義される熱フラックスの無次元量ヌセルト数 $Nu$ とレイノルズ数 $Re$ との関係を示す。

$$Nu = \frac{hR}{\lambda} \quad (4)$$

ここに、 $h (= q / (T_w - T_b))$  : 熱伝達率、 $T_w$  : 底面温度、 $T_b$  : 主流温度、 $\lambda (= \rho C_p \alpha)$  : 熱伝導率である。

一方、筆者らは、水・底泥間での溶質移動フラックスを境界層理論に基づいて定式化しており<sup>1)</sup>、この式で溶質のフラックスと分子拡散係数をそれぞれ熱フラックスと熱伝導率に書き換えれば、次式を得る。

$$Nu = \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} n Pr^{1/3} \sqrt{f} Re \quad (5)$$

ここに、 $n (= 0.1)$  : 定数である。また、 $f$ は摩擦抵抗係数であり、次式で表される。

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.0 \log_{10} (4Re\sqrt{f}) - 0.8 \quad (6)$$

図-7には、式(5)による推定値も併示してある。なお、実験時の $Pr$ 数は7.6~9.3であったが、推定式には $Pr=9.0$ を与えた。

この図によると、実験値はいずれも推定値よりも上方にプロットされ、境界層理論に基づく(5)式は実験結果を再現できない。このように、乱流における熱フラックスが境界層理論より得られる推定値よりも大きくなるのは、境界層とは異なる開水路流れ特有の因子が関与している可能性があり、これに関して検討を行う必要がある。

#### 参考文献

- 1) 東野 誠, 神田 徹: 一方向流れ場における底泥から上層水への溶解性物質の溶出過程, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.167-177, 1999.
- 2) 近藤純正編著: 水環境の気象学-地表面の水収支・熱収支-, 朝倉書店, 1994.

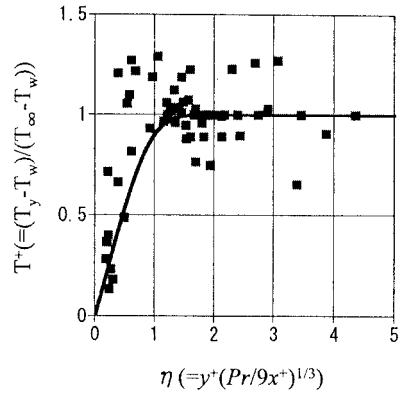


図-5  $T^+ \sim \eta$  関係

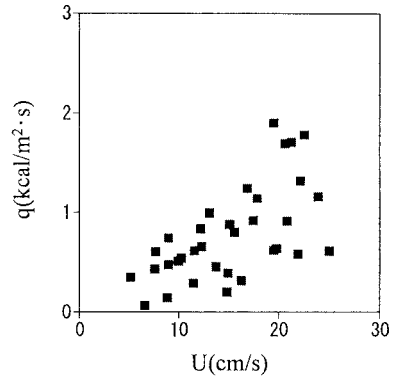


図-6  $q \sim U$  関係

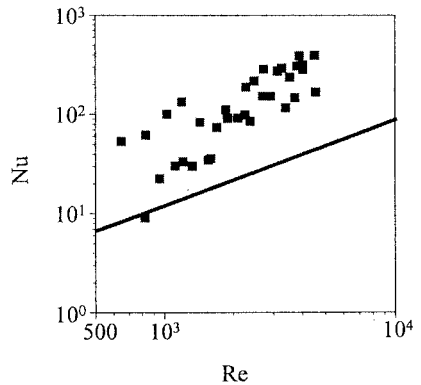


図-7 実験値と境界層理論に基づく理論値の比較