

3522 稠密三角格子サブチャンネル間の単相乱流混合量の予測

Prediction of Single-Phase Turbulent Mixing Rate between Triangle Tight Lattice Subchannels

○正 川原 顕磨呂 (熊本大) 正 佐田富 道雄 (熊本大)
学 工藤 博幸 (熊本大院)

Akimaro KAWAHARA, Michio SADATOMI, Hiroyuki KUDO
Kumamoto University, Kurokami 2-39-1, Kumamoto City, 860-8555

For single-phase turbulent mixing rate between triangle tight lattice subchannels, a new prediction method was developed by modifying Sadatomi et al.'s model (1996). The method could predict well the present data as well as the data for several triangle lattice channels in literatures.

Key Words : Subchannel Analysis, Triangle Tight Lattice Rod bundle, Turbulent Mixing, Single-Phase Flow, Prediction Method

1. 緒言 次世代 BWR として燃料棒の配列を稠密三角格子配列としたものが計画中である⁽¹⁾。一方、この新型炉での冷却材の熱流動予測に現在の正方格子燃料体を対象としたサブチャンネル解析法が役立つかどうかは分からない。そこで本研究では、この解析法が必要となるサブチャンネル間の乱流混合の評価に関し、その予測式の検討を行った。具体的には二相流の予測モデルの基礎となる単相流の予測モデルについて、既存モデルを検証し、新規モデルの提案を行った。それらの検証結果を報告する。

2. 予測モデル検証用データ 検証用データの一つとして、稠密三角格子燃料体を模擬した Fig. 1 に示す断面形状を持つ垂直流路内の水および空気の単相流において著者ら⁽²⁾が測定した乱流混合量 W' のデータを用いた。

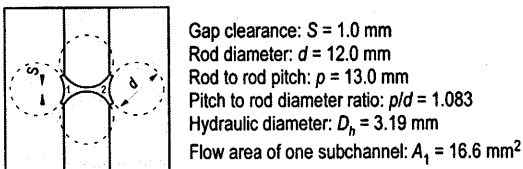


Fig. 1 Cross-section of the test channel⁽²⁾.

Fig. 2 は Fig. 1 の流路における W' の実験値⁽²⁾を示す。図の縦軸は、 W' を粘性係数で除した無次元の混合量 W'/μ 、横軸はレイノルズ数 Re である。 Re 数が増加するにつれて、 W'/μ の値は大きくなる。ただし、 $2 \times 10^3 < Re < 10^4$ の範囲では増加のこう配が小さく、 $Re > 10^4$ ではそのこう配が大きくなった。この原因として流動状態の相違が考えられる。すなわち、 $2 \times 10^3 < Re < 10^4$ の流れは層流と乱流の状態が混在した遷移領域にあり、 $Re > 10^4$ の流れは完全乱流になっていると予想される。三角格子配列流路内の流動状態の遷移境界に関する Chen & Todreas⁽³⁾の式による計算結果を図の上部に示す。

$$\log(Re_{bt}/300) = 1.7(p/d - 1.0) \text{ laminar-transition} \quad (1)$$

$$\log(Re_{bt}/10000) = 0.7(p/d - 1.0) \text{ transition-turbulent} \quad (2)$$

ここで、 Re_{bt} は層流-遷移の境界のレイノルズ数、 Re_{bt} は遷移-乱流の境界のそれである。さらに、図の下部には Yang⁽⁴⁾ と Johannsen⁽⁵⁾による境界を示す。 W'/μ の実験値の Re 数に対する傾きから推測すると、本稠密流路の境界は Re_{bt} では Yang の境界、 Re_{bt} では Cheng & Todreas の境界に近いと思われた。そのほか、既存の三角格子流路における実験値(Petrunik⁽⁶⁾; Walton⁽⁷⁾; Rogers and Tahir⁽⁸⁾; Kelly and Todreas⁽⁹⁾)を検証用とし

て用いた。

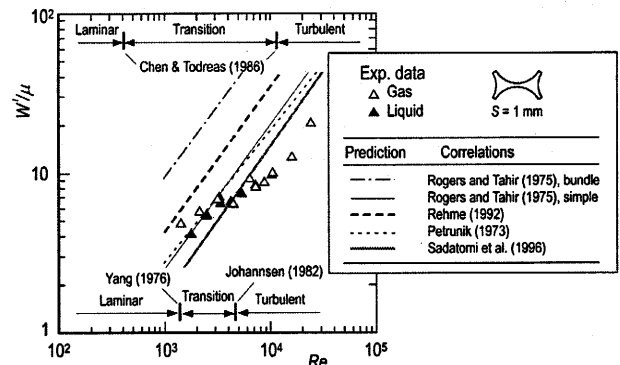


Fig. 2 Single-phase turbulent mixing rate data and the prediction of the several correlations.

3. 予測モデルの検証結果 まず、既存の W' 予測モデルによる計算値 (Fig. 2 中の 5 本の線: Rogers & Tahir⁽⁸⁾, bundle and simple; Rehme⁽¹⁰⁾; Petrunik⁽⁶⁾; Sadatomi et al.⁽¹¹⁾) と著者らの実験値とを比較した。低 Re 数領域 ($Re < 4 \times 10^3$) を除いて、いずれのモデルも実験値を過大評価した。この原因として、これらのモデルでは基としたデータの間隙寸法や流路断面積等が Fig. 1 の稠密流路よりも大きいことが考えられる。

次に、既存モデルでは稠密格子体系の W' を予測できなかったため、本研究では Sadatomi ら⁽¹¹⁾の予測モデルの改良を試みた。Sadatomi らのモデルでは、乱流混合量 W' は乱流拡散と対流的輸送効果の二つの成分の和とし計算される。

$$W' = W'_{TD} + W'_{CT} \quad (3)$$

式(3)において、乱流拡散による混合量 W'_{TD} は次式である。

$$W'_{TD} = \rho \varepsilon_D / (2F_1^*) \quad (4)$$

ここで、 ρ は密度、 ε_D は乱流拡散係数、 F_1^* はサブチャンネル形状係数である。 ε_D は次式の Elder⁽¹²⁾の式で計算する。

$$\varepsilon_D / \nu = 0.040 Re \sqrt{f}, \quad f = 0.079 Re^{-0.25} \quad (5)$$

ここで、 ν は動粘度、 f は摩擦係数である。式(3)の対流的輸送効果による混合量 W'_{CT} は次式で計算される。

$$W'_{CT} = \beta_{CT} S_{ij} G \quad (6)$$

ここで、 G は質量流束、 β_{CT} は対流的輸送効果を表す混合ス

タントン数である。

ここで、改良点を述べる。まず、式(3)の摩擦係数 f をブラジウスの式の代わりに、次の Chen & Todreas⁽³⁾の式を用いた。

$$f = f_l(1-\psi) + f_t\psi, \quad \psi = \frac{\log Re - \log Re_{bl}}{\log Re_{tr} - \log Re_{bl}} \quad (7)$$

2章で述べたように、 Re_{bl} はYangの境界における値1400とし、 Re_{tr} は式(2)で計算した。式(7)の f_l と f_t は層流と完全に発達した乱流の摩擦係数であり、それぞれ次式で計算される。

$$f_l = C_l Re^{-1}, \quad f_t = C_t Re^{-0.25} \quad (8)$$

ここで、 C_l は層流の形状係数であり、Rehme⁽¹³⁾の結果に基づいて評価できる。また、 C_t は乱流の形状係数であり、Sadatomiら⁽¹⁴⁾の式で計算できる。

次に、対流的輸送効果による混合量の新しい式を得るために、著者らの実験値から W'_{CT} を見積もり、式(6)の β_{CT} を求めた。求めた β_{CT} を Fig. 3 に示す。層流から完全乱流への遷移域では Re 数の増加とともに β_{CT} は減少し、完全乱流域では一定値となった。そこで、データを近似した結果、次式を得た。

$$\beta_{CT} = \beta_{CT,l}(1-\psi)^\gamma + \beta_{CT,t}\psi^\gamma \quad (9)$$

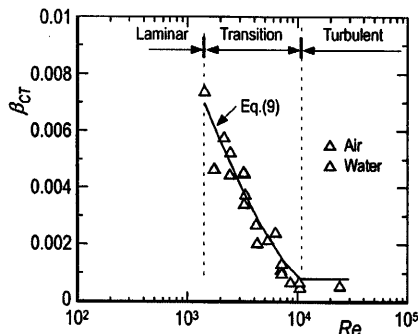


Fig. 3 Mixing Stanton number due to convective transfer for the present tight lattice subchannel.

ここで、 $\gamma = 1.3$ 、 $\beta_{CT,l}$ と $\beta_{CT,t}$ はそれぞれ $Re = Re_{bl}$ と $Re > Re_{tr}$ における混合スタントン数である。 $\beta_{CT,l}$ は 0.007 の一定値とした。一方、 $\beta_{CT,t}$ の評価に関し、既存の三角格子燃料体の乱流混合量データ⁽⁶⁻⁹⁾から次式の相関式を得た。

$$\beta_{CT,t} = 0.00055 \left\{ 1 + 1.3 \times 10^4 \exp(-33S_{ij}/D_h) \right\} \quad (10)$$

Fig. 4 は 7 つの流路のデータにより得られた $\beta_{CT,t}$ を示している。図中の曲線は式(10)の計算値であり、Petrunik⁽⁶⁾の一つのデータ点を除いてデータを整理できている。

Fig. 5 は Sadatomi ら⁽¹¹⁾のモデルを改良した新規モデルによる計算値と著者らの実験値⁽²⁾および既存の実験値⁽⁶⁻⁹⁾との比較結果である。まず、Fig. (a) に注目すると遷移および乱流のいずれの領域においても計算値と実験値の一致は良い。次に、Fig. (b)-(d) の比較結果から Petrunik⁽⁶⁾のデータを少し過小評価しているが、流路サイズ（水力学相当直径、間隙寸法、ロッド直径）の違いに依らず、新規モデルは実験値を良く予測できることが分かる。（なお、紙面数の制限上、Kelly and Todreas⁽⁹⁾のデータとの比較結果は省略している。）以上の結果から、新規モデルの妥当性を確認することができた。

4. 結 言 稠密三角格子サブチャンネル間の単相乱流混合量の予測に適用できる計算モデルを導出した。そのモデルによる計算値と三角格子流路における既存の実験値との比較により、そのモデルの妥当性を確かめた。

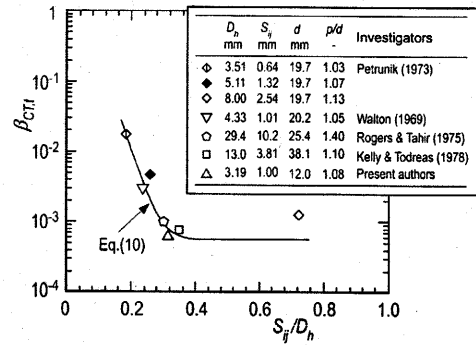


Fig. 4 Mixing Stanton number due to convective transfer for fully developed turbulent flow region in several triangle lattice channels.

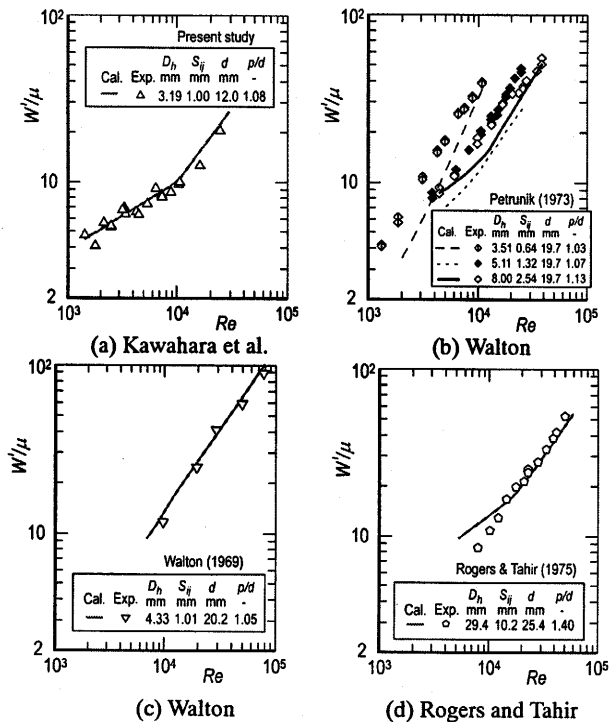


Fig. 5 Assessment results of a newly proposed prediction method against several triangular lattice subchannel data.

[参考文献] (1) 例えば、Iwamura, T. et al., Proc. of 13th Pacific Basin Nuclear Conf., TS-8C-6, (2002). (2) 川原ほか 3 名, 機構論, No. 04-1, Vol. 3, (2004), 215-216. (3) Chen, S.K., Todreas, N.E., Nucl. Eng. Des., **92** (1986), 227-251. (4) Yang, J.W., Nucl. Sci. Engrg., **62** (1976), 579-582. (5) Johannsen, K., Longitudinal flow over tube bundle, *Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers*, eds. Kakac, S., Shah, R.K. and Bergles, A.E., (1982), Hemisphere Pub. Co., New York. (6) Petrunik, K., PhD Thesis, Dept. of Chemical Engineering, University of Windsor, Canada, (1973). (7) Walton, F.B., MS Thesis, Chemical Engineering, University of Windsor, Canada, (1969). (8) Rogers, J.T., Tahir, A.E.E., ASME paper, No. 75-HT-31, (1975). (9) Kelly, J.M. and Todreas, N.E., Proc. of 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto, Canada, Vol. 5., (1978), 11-16. (10) Rehme, K., Int. J. Heat Mass Transfer, **35** (1992), 567-581. (11) Sadatomi, M. et al., Nucl. Eng. Des., **162** (1996), 245-256. (12) Elder, J.W., J. Fluid Mech., **5** (1959), 242-249. (13) Rehme, K., Int. J. Heat Mass Transfer, **16** (1973), 933-950. (14) Sadatomi, M. et al., Int. J. Multiphase Flow, **8** (1982), 641-655.