

OS8-4 稠密三角格子サブチャンネルにおける気液界面摩擦力の構成式の検討

Examination of Constitutive Equations for Gas-Liquid Interfacial Friction Force in Triangle Tight Lattice Rod Bundle Subchannels

○正 川原 顕磨呂 (熊本大) 正 佐田富 道雄 (熊本大) 正 白井 浩嗣 (テプコシステムズ)

Akimaro KAWAHARA, Kumamoto University, Kurokami 2-39-1, Kumamoto City, Kumamoto
 Michio SADATOMI, Kumamoto University
 Hiroshi SHIRAI, TEPCO Systems Co.

In order to obtain the data on interfacial friction forces for two-phase flows in a triangle tight lattice subchannel, adiabatic experiments were conducted for two-phase flows under hydrodynamic equilibrium flow conditions. In the experiment, air was used as the test gas, while water and water with a surfactant as test liquids to know the effects of the reduced surface tension on the wall and the interfacial friction forces. The data showed that the interfacial friction force was higher in air-water with a surfactant system than air-water one. In the analysis, existing correlations have been tested against the present data, and they were modified to improve its prediction accuracy. The modified correlations can predict well the present data on the interfacial friction force for both air-water and air-water with a surfactant systems.

Key Words: Subchannel Analysis, Triangle Tight Lattice Rod Bundle, Interfacial Friction Force

1. 緒言

次世代BWRの低減速軽水炉⁽¹⁾では高転換比を実現するために炉心を稠密にして、高ボイド率で運転することが計画されている。そのサブチャンネルの水力学相当直径は従来の正方形格子BWRのその約1/4の3 mm程度で、細管の範疇に入る。細円管内の二相流については既に研究報告があり、通常口径管内とは異なる現象が観察されている。したがって、現在のサブチャンネル解析コードで使用されている壁面摩擦、気液界面摩擦等の各種の構成式が稠密サブチャンネルに適用できるかは分からない。そこで本研究の目的は、気液界面摩擦の構成式を検証することである。具体的には低減速原子炉燃料体を単純化した二つのサブチャンネルを持つ流路内の空気-液系二相流における気液界面の摩擦力に関する既報⁽²⁾の実験値と既存の構成式による計算値との比較およびその改良を行ったので、以下に報告する。

2. 検証用実験値の概要

著者らはFig. 1に示す垂直流路内の二相流において単位体積当たりの気液界面摩擦力 F_I [N/m²]の実験値を得ている⁽²⁾。その実験では、作動気体に空気を用い、表面張力の影響をみるために液体には水と界面活性剤であるポリオキシエチレンラウリルエーテル (以後、PLEと称す) 水溶液 (表面張力は $\sigma=0.042$ N/m) の二種類を用いた。なお、表面張力を低下させた理由は、BWR条件では水の表面張力は常温の水よりかなり低く、稠密格子サブチャンネルは水力学相当直径が小さく表面張力の影響が出やすいため、表面張力の影響の把握が必要と考えたためである。

Fig. 2に空気-水系と空気-PLE液系の気液界面摩擦力 F_I の実験値を示す。図中の記号は液の種類と体積流束 j_L の違いによって区別している。数点を除いて、水よりも表面張力が低いPLE水溶液のほうが F_I は大きくなった。

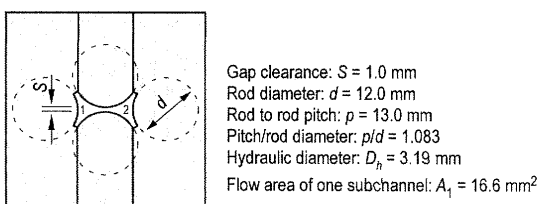


Fig. 1 Cross-section of the test channel

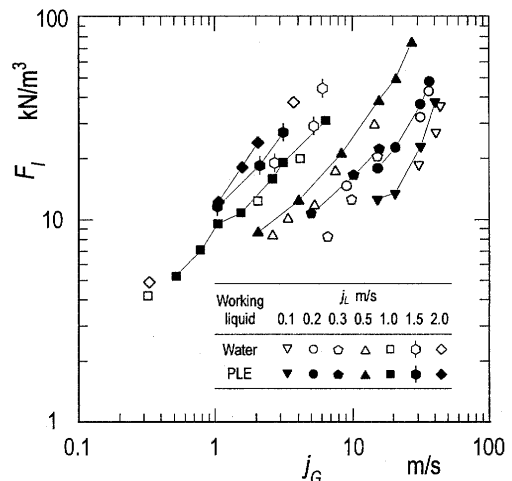


Fig. 2 Interfacial friction force data for the present triangle tight lattice subchannel⁽²⁾

3. 構成式の検討

4 種類の二流体モデル解析コード (TRAC-PF1/MOD1⁽³⁾, RELAP5/MOD2⁽⁴⁾, NASCA⁽⁵⁾, TRACE⁽⁶⁾) で使用されている構成式による F_I の計算値と本実験値との比較を行った。一例として、Fig. 3(a)と(b)にNASCAおよびTRACEコードの式による計算値との比較結果を示す。空気-水系の2点を除いて、NASCAの式による計算値は実験値を過大評価することが分かった。また、過大評価の程度は空気-水系のほうが空気-PLE液系のそれより大きかった。さらに、流動様式ごとの予測精度についてはスラグ流およびチャン流のデータを過大評価する傾向が見られた。これらの傾向はTRAC-PF1/MOD1およびRELAP5/MOD2においてもみられた。一方、TRACEによる計算値は気泡流およびスラグ流の実験値を過小評価するものの、その予測精度は他の式よりは良かった。気泡流およびスラグ・チャン流におけるより精度の高い予測モデルを見つけるために、ボイド率が $\alpha < 0.7$ の実験値と次の富山⁽⁷⁾の式による計算値とを比較した。

$$F_I = \frac{1}{8} a_{INT} C_D \rho_L (u_G - u_L) |u_G - u_L| \quad (1)$$

$$a_{INT} C_D = \frac{8\{\alpha(1-\alpha)(\rho_L - \rho_G)g - (1-\alpha)F_{WG} + \alpha F_{WL}\}}{\rho_L u_R |u_R|} \quad (2)$$

$$u_R = \frac{u_{Gj} + (C_0 - 1)u_L}{1 - C_0 \alpha} \quad (3)$$

ここで、気相の壁面摩擦力 F_{WG} はゼロとし、液相の壁面摩擦力 F_{WL} は勝原⁽⁸⁾の式で計算される。 C_0 と u_{Gj} は次のドリフトパラックスモデル⁽⁹⁾における分布定数とドリフト速度であり、

$$u_G = C_0 j + u_{Gj} = C_0(j_G + j_L) + u_{Gj}, \quad (4)$$

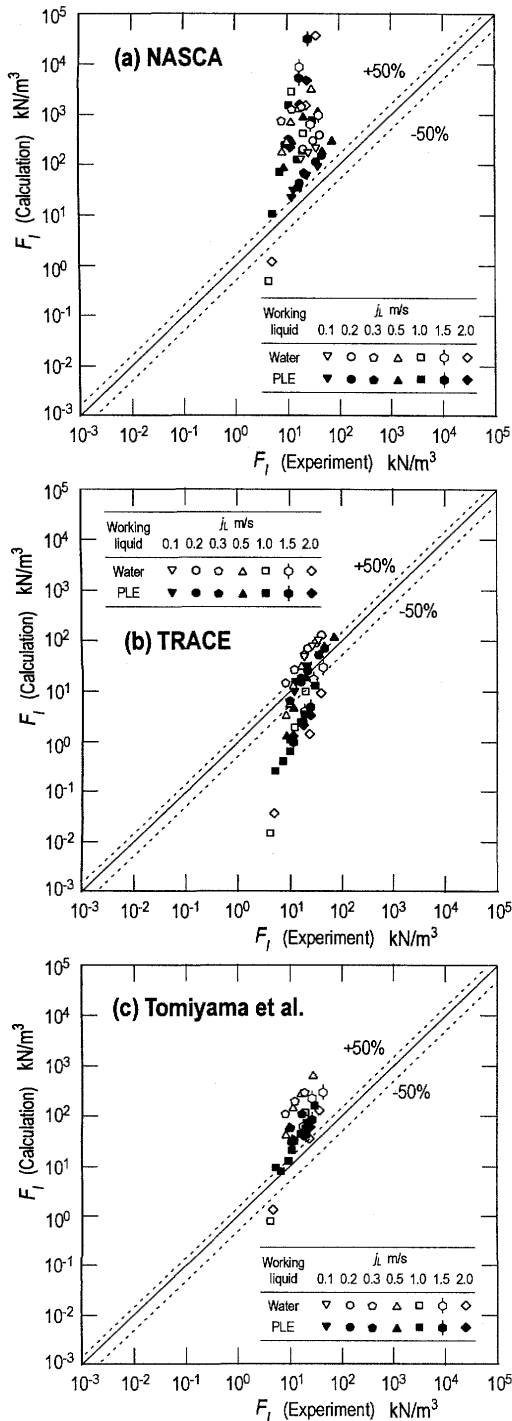


Fig. 3 Comparison of the interfacial friction forces between experiment and calculation

それぞれはIshii⁽¹⁰⁾の式で計算される。 Fig. 8 (c)に富山らの式による計算値と実験値との比較を示す。先の二流体コードで使用されている式より実験値との一致の程度は良い。そこで、富山らの式の予測精度の向上を試みる。

内径が5 mm以下の細管内の気泡流およびスラグ流ではドリフト速度がゼロとなることが報告されている(例えば、Mishima-Hibiki⁽¹¹⁾, 仮屋崎ら⁽¹²⁾)。そこで本計算では、 u_{Gj} をゼロとした。他方、分布定数 C_0 は Figs. 4 (a)と(b)の太実線で示すとおり実験値から最小二乗法によって求めた。Table 1に求めた C_0 の値を示す。Mishima-Hibiki⁽¹¹⁾は、内径1~5 mmの垂直円管内空気-水二相流の実験から次式を提案している。

$$C_0 = 1.2 + 0.510 \exp(-0.691D). \quad (5)$$

Sadatomi ら⁽¹³⁾は垂直非円形流路内の二相流の C_0 は最大速度と平均速度の比にほぼ等しくなることを提案し、頂角 20° で高さ 55 mm の二等辺三角形流路では $C_0 = 1.34$ になることを示している。Fig. 4 から分かるようにこの値は空気-PLE 液系の値に近い。したがって、Sadatomi らの提案は表面張力の影響が無視し得る実際の稠密格子体系に適用可能であると考えられる。

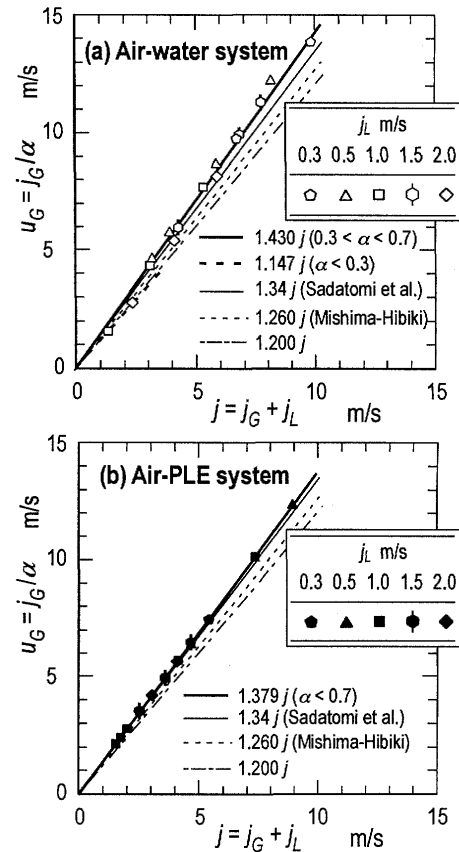


Fig. 4 Gas velocity data for the present tight lattice subchannel

Table 1 Distribution parameter data for the present tight lattice subchannel

Liquids	C_0	
	$\alpha < 0.3$	$0.3 < \alpha < 0.7$
Water	1.147	1.430
PLE	1.379	1.379

Fig. 5 は修正富山の式による計算値と実験値の比較である。この修正では、 $u_{Gj} = 0$ とし、 C_0 には Table 1 の値を用いた。

さらに、液相-壁面間の摩擦力 F_{wl} は Lockhart-Martinelli⁽¹⁴⁾ (L-M)法で計算した。L-M法で必要となる Chisholm-Laird⁽¹⁵⁾ の二相摩擦乗数の C 値には Mishima-Hibiki⁽¹¹⁾の式に表面張力と質量流束を考慮した次式⁽¹⁶⁾を用いた。

$$C = 21(1 - \exp(-0.319D_H)) (G_{L0}/G_L)^{0.13} (\sigma_w/\sigma)^{0.40} \quad (6)$$

ここで、 G_L は液相の質量流束、 $G_{L0} = 1000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 σ_w は20°Cにおける水の表面張力である。

Fig. 5から計算値は $\alpha < 0.7$ の気泡流、スラグ・チャーン流の実験値と約±50%で一致することが分かる。

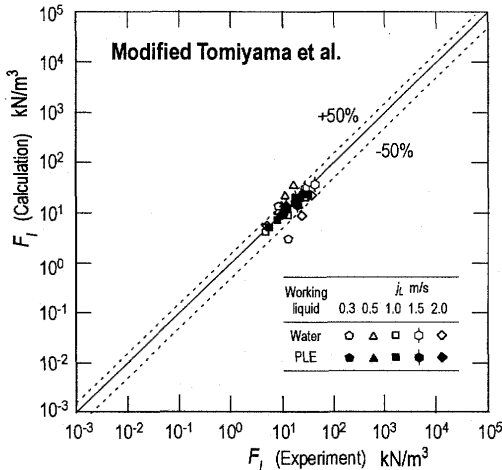


Fig. 5 Calculated results of f_i by modified Tomiyama et al.'s correlation against bubble and slug-churn flow data in $\alpha < 0.7$.

次に、ポイド率が $\alpha > 0.8$ の環状流領域の F_i について検討を行った。この領域の F_i は次式で表される。

$$F_i = \tau_i \ell_i \delta Z / (A \delta Z) = \tau_i \ell_i / A \quad (7)$$

ここで、 τ_i は界面せん断応力、 A は流路断面積、 δZ は管軸方向微小長さ、 ℓ_i は界面の周方向長さである。 τ_i は一般に界面摩擦係数 f_i を使って次式で表される。

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (u_G - u_i)^2}{2} \quad (8)$$

ここで、 u_i は界面の速度である。そこで、環状流における F_i の実験値を式(7)に代入して式(8)の f_i を求めた。なお、 ℓ_i の評価では Fig. 6に示すように液膜厚さは一様と仮定した⁽¹⁷⁾。 f_i の実験値を Fig. 7に示す。図中の線は次の Wallis⁽¹⁸⁾の式による計算値である。ただし、その導出に際して $u_i = 0$ とされている。

$$f_i = 0.005[1 + 75(1 - \alpha)] \quad (9)$$

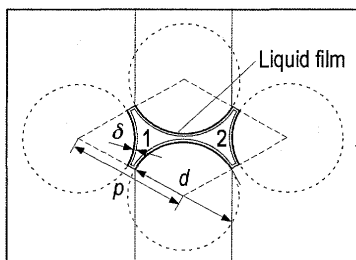


Fig. 6 Uniform liquid film thickness distribution assumed⁽¹⁷⁾

図から低表面張力の空気-PLE液系の f_i が空気-水系のそれより大きく、空気-PLE液系の f_i の実験値は Wallis の式による計算値にほぼ一致することが分かった。

Fig. 8は、 f_i について Nigmatulin⁽¹⁹⁾、Fukano-Furukawa⁽²⁰⁾、Henstock-Harratty⁽²¹⁾、Foreら⁽²²⁾の式による計算値との比較結果である。Henstock-HarrattyとForeらの式は水およびPLE液ともに実験値を過大評価している。また、Nigmatulinの式による計算値はPLE液の実験値との一致は良いが、水のデータを過大評価した。一方、Fukano-Furukawaの式による計算値は実験値を多少過大評価するものの、作動液の違いによらず実験値に近い値となっている。なお、上記のいずれの式も表面張力の影響は未考慮である。

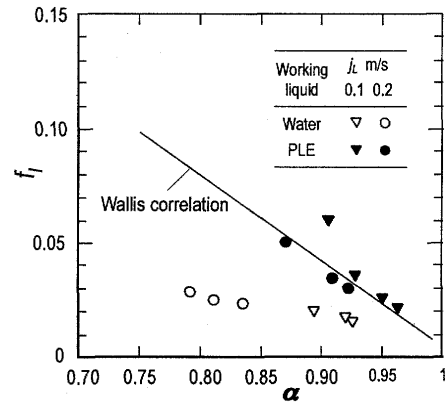


Fig. 7 Interfacial friction factor data

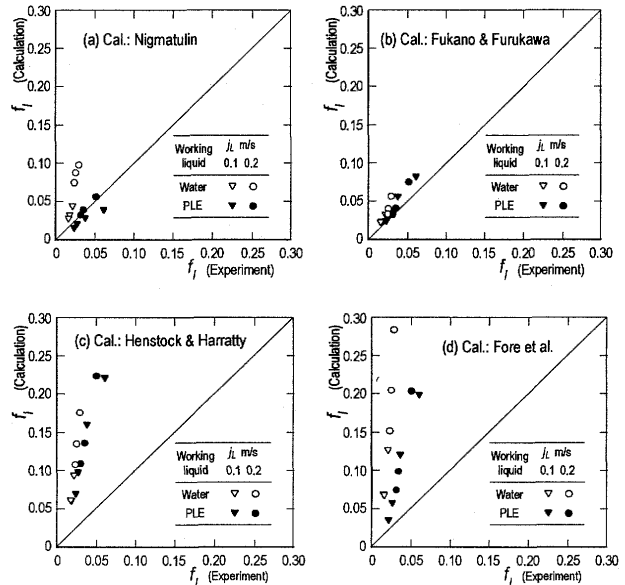


Fig. 8 Comparison of f_i between experiment and calculations by four correlations

環状流における F_i の予測精度を向上させるために、Fukano-Furukawa⁽¹⁹⁾の式を表面張力の影響を考慮できるように次のとおりに修正した。

$$F_i = K_S F_{i,F-F}, \quad K_S = 0.60(\sigma_w/\sigma)^{0.30} \quad (10)$$

ここで、 $F_{i,F-F}$ はオリジナルの Fukano-Furukawa の式による計算値、 σ は作動液の表面張力、 σ_w は20°Cにおける水の表面張力である。Fig. 9は修正前後の Fukano-Furukawa の式による計算値と実験値の比較である。修正後の計算値は $\alpha > 0.8$ の実

験値と±20%以内で一致することが分かる。

0.7 < α < 0.8 のチャーン流から環状流への遷移領域の F_I について Kawahara ら⁽²³⁾は次式を提案している。

$$F_I = (1-n)F_{I07} + nF_{I08}, \quad n = 10\alpha - 7 \quad (11)$$

ここで、 F_{I07} は富山ら⁽⁷⁾の式による α = 0.7における F_I の計算値、 F_{I08} はFukano-Furukawa⁽²⁰⁾の式による α = 0.8におけるそれである。本計算では、 F_{I07} と F_{I08} にはそれぞれ修正後の富山らおよびFukano-Furukawaの式を用いた。Fig. 10に式(11)による計算値と実験値の比較を示す。計算値は一つのデータ点を除いて100%以内で実験値と一致している。

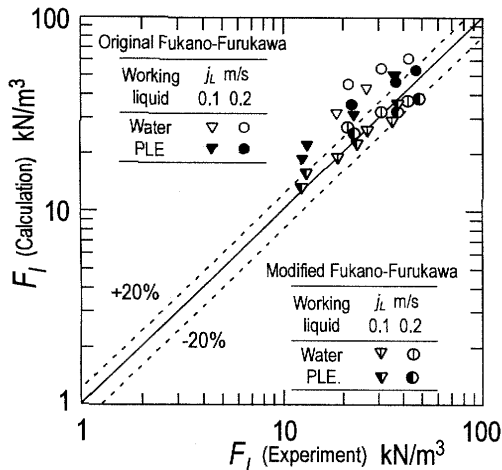


Fig. 9 Comparison of F_I between experiment and calculation by the original and the modified Fukano-Furukawa's correlations

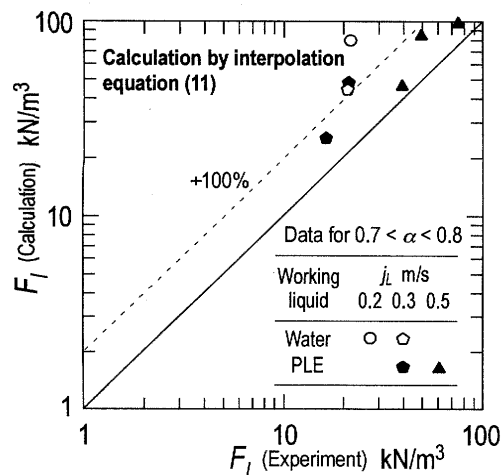


Fig. 10 Comparison of F_I between data for flows in churn to annular flows transition and calculation by Eq. (11)

4. 結言

稠密三角格子配列の燃料体の断面を模擬した二つのサブチャンネルから成る単純化流路内の気液二相流について、界面摩擦力 F_I に関して既報の実験値と既存の構成式による計算値とを比較した。さらにそれら構成式の改良を行った。その結果、以下のことが分かった。

- C_0, u_{Gj}, F_{WZ} の式をサブチャンネルの形状・寸法あるいは表面張力を考慮するように修正した富山らの式は、 $\alpha < 0.7$ の気泡流およびスラグ・チャーン流の F_I を精度良く予測できる。
- 表面張力の影響を考慮するように修正した Fukano-Furukawa の式は、 $\alpha > 0.8$ の環状流の F_I を精度良く予測できる。
- 修正富山らの式と修正 Fukano-Furukawa の式の内挿式は、 $0.7 < \alpha < 0.8$ のチャーン流から環状流への遷移領域の F_I を予測できる。
- 今回検討した式の中で、空気-PLE 液系の実験値を精度良く予測できる式は稠密格子サブチャンネル内の実際の蒸気-水系に適用可能であると考えられる。蒸気-水系の表面張力が空気-水系のそれよりかなり小さいためである。

参考文献

- [1] 例えば, Tamai, H. et al., JSME International Journal, Series B, **47-2**, (2004), pp.293-298.
- [2] 川原ら, 日本混相流学会年會講演會2006講演論文集, (2006), pp. 236-237.
- [3] Liles, D. R. et al., NUREG/GR-5069, LA-11208-MS, (1988).
- [4] Ransom, V. H. et al., NUREG/CR-4312, EGG-2796, EG&G Idaho, Inc., Idaho, USA, (1985).
- [5] Ninokata, H. et al., Proc. of Fourth International Seminar on Subchannel Analysis -ISSCA-4, (1997), pp. 231-265.
- [6] Welter, K. B., et al., Proc. of 14th Int. Conf. on Nucl. Eng., ICONE14, Paper No. ICONE14-89756, (2006), 10 pages in CD-ROM.
- [7] 富山ら, 機論 (B編), **59-560**, (1993), pp. 1071-1078.
- [8] 勝原, 機論 (第2部), **24-148**, (1958), pp. 1050-1056.
- [9] Zuber, N., Findlay, J.A., J. Heat Transfer, **87**, (1965), pp. 453-468.
- [10] Ishii, M., ANL Report ANL-77-47, (1977).
- [11] Mishima, K., Hibiki, T., 1996, Int. J. Multiphase Flow, **22**, (1996), pp. 703-712.
- [12] 仮屋崎ら, 機論 (B編), **58**, (1992), pp. 2684-2690.
- [13] Sadatomi, M. et al., Int. J. Multiphase Flow, **8**, (1982), pp. 641-655.
- [14] Lockhart, R. W., Martinelli, R. C., Chemical Engineering Progress, **45**, (1949), pp.39-48.
- [15] Chisholm, D., Laird, A. D. K., Trans. ASME, **80**, (1958), pp. 276-286.
- [16] 川原ら, 第44回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (2007).
- [17] Sadatomi, M. et al., Proc. of 14th Int. Conf. on Nucl. Eng., ICONE14, Paper No. ICONE14-89224, (2006), 8 pages in CD-ROM.
- [18] Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw Hill, (1969).
- [19] Nigmatulin, B. I. et al., Teplofizika Visokikh Temperature, **16**, (1978), p. 1258.
- [20] Fukano, T., Furukawa, T., Int. J. Multiphase Flow, **24**, (1998), pp. 587-602.
- [21] Henstock, W. H., Hanratty, T. J., AIChE J., **26-1**, (1976), pp. 990-1000.
- [22] Fore, L. B. et al., Int. J. Multiphase Flow, **26**, (2000), pp. 1755-1769.
- [23] Kawahara, A. et al., Proc. of Second Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety, NTHAS2, (2000), pp. 719-725.