

〔原著論文〕

格子ボルツマン法による水平層状二相流における 液滴発生のシミュレーション

*日本原子力研究所 計算科学技術推進センター 数値実験技術開発グループ 海老原健一[†]

*日本原子力研究所 計算科学技術推進センター 数値実験技術開発グループ 渡辺 正

一成分二相格子ボルツマン法を水平層状二相流における液滴発生のシミュレーションに適用した。幾つかの流動状態において、液滴が界面上の波からちぎれる様子が観察された。また同時に、各々の場合において、流動状態を特徴付ける無次元数の測定も行なった。シミュレーションに対する計算格子の長さや幅の影響を調べた後、液滴発生と測定された無次元数との関係を、Ishii と Grolmes によって、実験結果に基づく考察によって提案された相関式と比較した。

The lattice Boltzmann simulation of the droplet creation in the horizontal stratified two-phase flow

Ken-ichi EBIHARA

Center for Promotion of Computational Science and Engineering,

Japan Atomic Energy Research Institute

Tadashi WATANABE

Center for Promotion of Computational Science and Engineering,

Japan Atomic Energy Research Institute

(Received 27 December, 2003; in revised form 25 March, 2004)

The lattice Boltzmann method for one-component two-phase fluid is applied to the simulation of the droplet creation in the horizontal stratified two-phase flow. It is observed in several flow states that the droplet tears from the interface wave. The dimensionless numbers that characterize the flow state are also measured during the simulations. After checking the influence of the lattice length and width to the simulation result, the relation between the droplet creation and the measured dimensionless numbers is compared with the inception criteria of the droplet creation that was proposed on the basis of experimental data by Ishii and Grolmes.

(KEY WORDS) : Lattice Boltzmann method, Horizontal stratified two-phase flow, Droplet creation, Experimental correlation

1 緒言

二相流、特に気液二相流は、沸騰水型原子炉の炉心や熱交換器内において現われる流動現象であり、その現象の数値計算による解析や予測は、原子炉の設計や安全な運転において必要とされる技術である。現在の実際的な二相流の数値解析には、瞬時局所的な数値計算が可能な二流体

モデルが広く利用されている。二流体モデルは、各相に対する巨視的な流体力学方程式を、壁面や二相界面における境界条件や、流入流出境界条件のもとで数値的に解くことにより二相流動を解析する。この際、界面での境界条件は、ほとんどの場合、実験によって得られる二相流流動様式に対する相関式によって与えられるため、二流体モデルによる二相流動解析は実験精度に依存することとなる¹⁾。

* 〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

[†] E-mail: ebihara@sugar.tokai.jaeri.go.jp

格子ボルツマン法²⁾は、空間格子の各格子点における粒子分布関数の時間発展によって、流体の運動を数値解析することから、巨視的な流体力学的方程式による数値解析手法と分子動力学のような粒子法の間中に位置するメソスコピックな手法、または格子法と言われている。このことから、格子ボルツマン法では、ノイズ除去のための粗視化をせずに巨視的物理量を得ることができ、さらに、流体の局所的な密度に関するポテンシャルを導入したり³⁾、界面張力に関する項を加えた自由エネルギーを導入すること⁴⁾により、二相流の計算手法へ容易に拡張することができる。二相流体格子ボルツマン法は、自発的な界面の運動を伴った二相流動のシミュレーションができるため、シミュレーションによって得られる流動状態や界面形状に関する情報は、二相界面に対する実験相関式の代替となる相関式を与える可能性を持つと考えられる。

二相流体格子ボルツマン法を用いた二相流の数値解析については、多くの文献において報告されており、そのうち二相界面の分裂現象や二相流流動様式に注目した例として、文献⁵⁻⁹⁾等が挙げられる。文献⁵⁾では、上昇気泡の衝突及びその後の分裂をシミュレーションし、界面積濃度の変化を評価している。文献^{6,7)}では、せん断流中における液滴の分裂や、異なるボイド率の場合に対する上昇気泡流をシミュレーションし、実験結果に基づく相関式や相関図との比較を行っている。文献^{8,9)}では、水平層状二相流における界面成長のシミュレーションを行ない、その結果を Kelvin-Helmholtz の不安定性理論や理論的考察に基づく Taitel-Dukler の流動様式線図と比較している。特に、文献⁹⁾では、矩形断面流路の流路幅を流路高さより狭くした場合に、より大きな Froude 数が、界面成長に必要なことが示されている。

以上のことを考慮し、本論文では、水平層状二相流において、界面の波から液滴が発生する様子を一成分二相格子ボルツマン法によってシミュ

レーションし、流路の長さ及び幅の影響を調べた。また、このような液滴発生の数値計算において実験相関式を再現した例は、未だ見られていないと思われる。このことから、さらに液滴が発生する流動状態を特徴付ける無次元数を測定し、それを Ishii と Grolmes によって提案された実験相関式¹⁰⁾と比較した。

2 一成分二相格子ボルツマン法

本論文では、文献¹¹⁾で提案されたボルツマン方程式を、文献^{12,13)}の手法によって離散化して導出される式を基礎方程式とする一成分二相格子ボルツマン法を用いる。さらに、文献¹¹⁾では、新たな粒子分布関数を導入し、各相での非圧縮性の仮定を置き、界面での密度勾配に起因する数値計算誤差を軽減させている。これにより、複雑な界面現象を示す Rayleigh-Taylor 不安定性の安定な計算が可能であることを示している。このことから、この計算手法によって、本論文における複雑な界面形状を示す液滴発生現象の安定な数値シミュレーションが可能と考えられる。また、この手法では、2つの粒子分布関数の内、一方から圧力及び流速を、他方から界面の位置を決める指標関数を計算する。さらに界面の指標関数から各相の密度を計算する。

以下に、それぞれの粒子分布関数に対する基礎方程式を示す。

$$\begin{aligned} \bar{f}_\alpha(\vec{r} + \vec{\xi}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - \bar{f}_\alpha(\vec{r}, t) &= \\ & - \frac{1}{\tau + 1/2} (\bar{f}_\alpha - \bar{f}_\alpha^{eq}) \\ & - \delta_t \frac{\tau}{\tau + 1/2} \frac{(\vec{\xi}_\alpha - \vec{u}) \cdot \nabla(\phi)}{RT} f_\alpha^{eq}, \\ \bar{g}_\alpha(\vec{r} + \vec{\xi}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - \bar{g}_\alpha(\vec{r}, t) &= \\ & - \frac{1}{\tau + 1/2} (\bar{g}_\alpha - \bar{g}_\alpha^{eq}) + \delta_t \frac{\tau}{\tau + 1/2} (\vec{\xi}_\alpha - \vec{u}) \\ & \cdot (\Gamma_\alpha(\vec{F}_s + \vec{G}) - (\Gamma_\alpha(\vec{u}) - \Gamma_\alpha(0)) \nabla(p - \rho RT)). \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\bar{f}_\alpha(\vec{r}, t)$ 、 $\bar{g}_\alpha(\vec{r}, t)$ は、時刻 t 、格子点 \vec{r} における、 α 方向の粒子分布関数である。粒子分

布関数は、**図 1** に示す各格子点における微視的粒子速度 $\vec{\xi}_\alpha$ と同一の方向を持ち、それらは 27 方向に離散化されている。図では、速度ベクトルをその大きさに分類して示している。また、 δ_t は時間の離散化定数、 τ は δ_t とボルツマン方程式の衝突項に BGK 近似²⁾ を適用したときの緩和定数 λ から $\tau = \lambda/\delta_t$ で得られる定数である。巨視的物理量である圧力、密度、流速は、それぞれ p , ρ , \vec{u} で表しており、 R , T は、それぞれ気体定数及び温度であり、共に定数である。相分離を起こさせるための状態方程式は、 $p = \rho RT + \psi$ で与えられ、ここでの ψ は、指標関数 ϕ を用いて、

$$\psi(\phi) = \phi RT \left(\frac{1 + \phi + \phi^2 - \phi^3}{(1 - \phi)^3} - 1 \right) - 12RT\phi^2 \quad (2)$$

と与えられる。また界面張力及び重力に関する外力項は、それぞれ、 $\vec{F}_s = \kappa\rho\vec{\nabla}^2\rho$, $\vec{G} = \rho\vec{g}$ で与えられる。ここで、 κ , g は、界面張力に関する係数及び重力加速度である。これらの基礎方程式に従う粒子分布関数から、 ϕ , p , \vec{u} が、

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_\alpha \bar{f}_\alpha, \\ p &= \sum_\alpha \bar{g}_\alpha - \delta_t \frac{1}{2} \vec{u} \cdot \nabla \psi(\rho), \\ \rho RT \vec{u} &= \sum \vec{\xi}_\alpha \bar{g}_\alpha + \delta_t \frac{RT}{2} (\vec{F}_s + \vec{G}), \end{aligned} \quad (3)$$

と計算される。さらに ρ は、非圧縮性の仮定により、 ϕ を用いて

$$\rho(\phi) = \rho_l + \frac{\rho_h - \rho_l}{\phi_h - \phi_l} (\phi - \phi_l), \quad (4)$$

で計算される。ここで、 ρ_h , ρ_l は、あらかじめ与えられる高密度相、低密度相の密度であり、 ϕ_h , ϕ_l は、上記の状態方程式に対する Maxwell の等

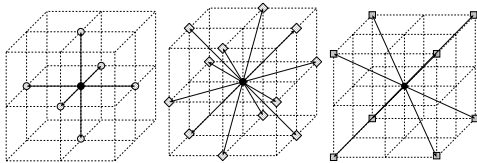


図 1 Three dimensional 27 velocities lattice

面積則によって得られる値を用いる。平衡粒子分布関数 \bar{f}_α^{eq} , \bar{g}_α^{eq} 及び $\Gamma_\alpha(\vec{u})$ は、

$$\begin{aligned} \bar{f}_\alpha^{eq} &= \left(1 + \delta_t \frac{(\vec{\xi}_\alpha - \vec{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{2RT\phi} \right) \phi \Gamma_\alpha(\vec{u}), \\ \bar{g}_\alpha^{eq} &= \rho RT \Gamma_\alpha(\vec{u}) + \psi(\rho) \Gamma_\alpha(0) - \delta_t \frac{1}{2} (\vec{\xi}_\alpha - \vec{u}) \\ &\quad \cdot (\Gamma_\alpha(\vec{u}) (\vec{F}_s + \vec{G}) - (\Gamma_\alpha(\vec{u}) - \Gamma_\alpha(0)) \nabla \psi(\rho)), \\ \Gamma_\alpha(\vec{u}) &= \omega_\alpha \left[1 + \frac{\vec{\xi}_\alpha \cdot \vec{u}}{RT} + \frac{(\vec{\xi}_\alpha \cdot \vec{u})^2}{2(RT)^2} - \frac{u^2}{2RT} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

と与えられ、ここで ω_α は**表 1** に示す係数である。

表 1 Coefficients ω_α

α	0	1, ..., 6	7, ..., 18	19, ..., 26
ω_α	$\frac{8}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{216}$

以上の格子ボルツマン方程式は、巨視的極限において、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla \cdot \rho \vec{u}, \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) &= -\nabla p + \nabla \cdot \Pi + \vec{F}_s + \vec{G}, \\ \Pi &= \rho \nu (\vec{u} \nabla + \nabla \vec{u}), \end{aligned} \quad (6)$$

となる連続の式及び Navier-Stokes 方程式によって支配される流体を表していることになる。ここで $\nu = \tau \delta_t RT$ は動粘性係数を表す。また各相で τ を変えた場合、高密度相と低密度相は異なる動粘性係数を持ち、それぞれを ν_h , ν_l とすると、計算過程では、

$$\nu(\phi) = \nu_l + \frac{\nu_h - \nu_l}{\phi_h - \phi_l} (\phi - \phi_l), \quad (7)$$

の値が用いられる。以下のシミュレーションでは、 $R = 1$, $T = 1/3$, $\delta_t = 1$ とし、文献¹¹⁾ と同様に、 $\phi_l = 0.02381$, $\phi_h = 0.2508$ を用いた。

3 Ishii-Grolmes の実験相関式

Ishii と Grolmes は、幾つかの条件における実験結果に基づき、液膜からの液滴発生が起こる時の流動状態を無次元数で整理した半実験相関式を提案した¹⁰⁾。

- $Re_h \geq 1635$

$$V_l = \begin{cases} N_\mu^{0.8} & \text{for } N_\mu \leq \frac{1}{15} \\ 0.1146 & \text{for } N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases}$$
- $160 \leq Re_h \leq 1635$

$$V_l = \begin{cases} 11.78 N_\mu^{0.8} Re_h^{-1/3} & \text{for } N_\mu \leq \frac{1}{15} \\ 1.35 Re_h^{-1/3} & \text{for } N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases}$$
- $Re_h \leq 160$

$$V_l = 1.5 Re_h^{-1/2}$$

(8)

この式において、 V_l は無次元気体速度 (dimensionless gas velocity), N_μ は粘性数 (viscosity number), Re_h は液膜 Reynolds 数であり、それぞれ、

$$V_l = \frac{j_l \mu_h}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_h}}, \quad (9)$$

$$N_\mu = \mu_h \left(\rho_h \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_h - \rho_l)}} \right)^{-1/2}, \quad (10)$$

$$Re_h = \frac{4\rho_h u_h \eta}{\mu_h}, \quad (11)$$

と、界面張力 σ 、重力加速度 g 、気相のみかけ流速 j_l 、密度 ρ_l 、液相 (液膜) の粘性率 μ_h 、密度 ρ_h 、流速 u_h 、厚さ η を用いて定義されている。以下の水平層状二相流における液滴発生シミュレーションでは、これらの無次元数の測定及び液滴発生の観測を行ない、式 (8) との比較を行なった。

4 水平層状二相流における液滴発生シミュレーション

本論文では、界面に波が現われない定常な水平成層二相流をシミュレーションし、さらに流入境

界において、界面に 1 つの凸状の波を発生させ、それによる液滴の発生を観察した。ここでは、高密度相からちぎれた塊を液滴と呼んでいる。

4.1 シミュレーション条件及び結果

図 2 に示すように、計算格子の大きさを $x \times y \times z = L \times W \times H$ とし、 y 方向を粘着壁境界、 z 方向をすべり壁境界とした。さらに図のように、界面位置が η_0 となるよう密度 ρ_h の高密度相及び密度 ρ_l の低密度相を設定し、それぞれの相に以下の流速分布及び圧力分布を与えた状態を初期状態とした。また図における g は重力加速度を表す。

$$u_x^{init} = \begin{cases} a_l y^2 + b_l y + c_l, & \text{for } y \geq \eta_0 \\ a_h y^2 + b_h y + c_h, & \text{for } y < \eta_0 \end{cases},$$

$$u_y^{init} = u_z^{init} = 0,$$

$$u_x^{init} = \begin{cases} p_0 - (a_l / \mu_l) L, & \text{for } y \geq \eta_0 \\ p_0 - (a_h / \mu_h) L, & \text{for } y < \eta_0 \end{cases},$$

$$a_l = -2u_l^m \frac{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{u_h^m}{u_l^m}\right) + \sqrt{1 - \frac{u_h^m}{u_l^m}}}{(H - \eta_0)^2}, \quad a_h = \frac{-u_h^m}{\eta_0^2},$$

$$b_l = \frac{-u_l^m - a_l(H^2 - \eta_0^2)}{H - \eta_0}, \quad b_h = -2a_h \eta_0,$$

$$c_l = \frac{H}{H - \eta_0} u_l^m + a_l H \eta_0, \quad c_h = 0. \quad (12)$$

ここで、 u_h^m u_l^m は、それぞれ高密度相及び低密度相の流速の最大値、 μ_h 、 μ_l は、それぞれ高密度相及び低密度相の粘性率である。また p_0 は定数

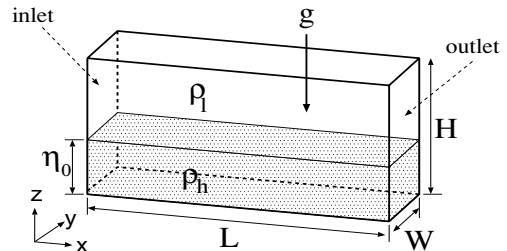


図 2 Simulation condition

である。さらに、流入流出境界では、以下のよう
に巨視的な物理量 ρ^{in} , u_i^{in} , p^{in} , ρ^{out} , u_i^{out} , p^{out}
を与え、式(5)によって計算した平衡分布関数を
格子内へ進入する分布関数とした。

$$\begin{aligned} \rho^{in} &= \begin{cases} \rho_l, & \text{for } y \geq \eta_0 \\ \rho_h, & \text{for } y < \eta_0 \end{cases}, \\ p^{in} &= \begin{cases} p(x=1) - a_l/\mu_l, & \text{for } y \geq \eta_0 \\ p(x=1) - a_h/\mu_h, & \text{for } y < \eta_0 \end{cases}, \\ u_i^{in} &= u_i^{init}, \end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned} \rho^{out} &= \rho(x=L-1), \\ p^{out} &= p_0, \\ u_x^{out} &= u_x(x=L-1), u_y^{out} = u_z^{out} = 0. \end{aligned} \tag{14}$$

ここで $i = x, y, z$ を表す。

また、液滴発生をシミュレーションする場合は、
流入境界において、界面上に図3に示す形状の
波を発生させた。この図において λ , a は、それ
ぞれ波の長さ及び高さを表す。この際、低密度相
の流入流量 (j_l) が、波を発生させない成層流の場
合と等しくなるよう u_i^m を変化させた。

以上のシミュレーション条件において、 $L \times W \times H = 383 \times 37 \times 38$, $\eta_0 = 10$, $g = 1.0 \times 10^{-5}$,
 $\sigma = 1.368 \times 10^{-3}$, $\rho_l = 1.0$, $\rho_h = 4.0$, $\mu_l = \mu_h = 0.013$, $a = 5$, $\lambda = 40$, $p_0 = 0.2$ とし、また u_h^m ,
 u_l^m を与え、 $x = 0$ において $Re_h = 323$, $V_l = 0.26$
とした場合のシミュレーション結果を図4に示

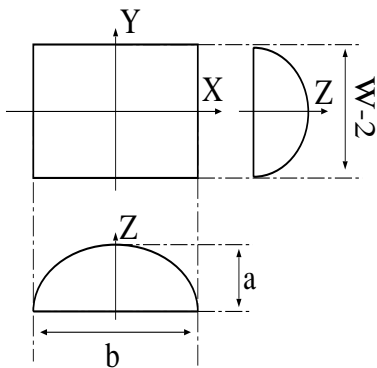


図3 Convex wave generated at the inlet

す。この図において、 $\rho_m = \frac{1}{2}(\rho_l + \rho_h)$ の値を持
つ格子点を界面として表示してある。

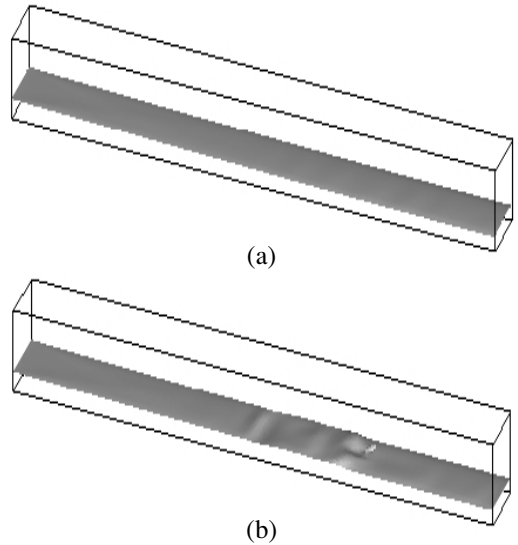


図4 Simulation results of (a) the stratified flow and (b) the droplet creation

尚、以下のシミュレーションでは、 H , η_0 , g ,
 σ , ρ_l , ρ_h , μ_l , μ_h , a , λ の値は変えずに用いた。

4.2 無次元数の測定及び液滴発生を検出

無次元数、特に流動状態に関係する無次元数
である Re_h 及び V_l は、測定する位置や界面の状
態によって変化する。その様子を見るため、定常
に達した成層流のシミュレーションにおいて、格
子の長さ方向を10等分した各点において、流れ
方向に垂直な断面で物理量を測定し、その時間
平均から Re_h と V_l を計算し、それぞれを比較し
た。その結果を図5に示す。図から、それぞれの
位置における Re_h , V_l は、ほとんど変化がないこ
とが分かる。よって、本論文では、成層流にお
ける $x = 0$ での無次元数の値をシミュレーション
結果の整理に用いることとした。

液滴発生を検出については、 ρ_m を閾値とした
クラスタリングの手法¹⁴⁾を用い、計算格子内の
すべての領域を高密度相と低密度相のいずれか
の領域に分割し、連続した高密度相の塊の数を計

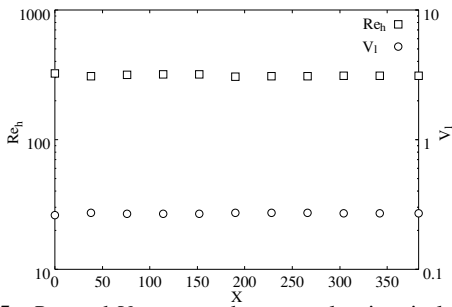


図5 Re_h and V_l measured at several points in lattice length for Fig.4(a)

測することより行なった. 計測された高密度相の数が2以上になった場合に液滴が発生したと判断した. このクラスタリング手法では, 各格子点を, その点の密度の大きさにより高密度相または低密度相に分類し, 界面は各相の間にあるとしている. そのため, 1つの格子点が1つの高密度相となり, それが液滴となる場合もある.

5 シミュレーション結果の考察

5.1 格子長さの影響

本論文のシミュレーションにおいて, 液滴は, 高密度相及び低密度相の流速に対して, 流動方向における異なる位置で発生する. よって, ある大きさ Re_h に対して, どれだけの L が十分であるか, また同一の流動条件において L がシミュレーションに影響を与えをかを評価する必要がある. そのため, 同一流動条件において L の大きさを変化させたシミュレーションを行ない, まず成層流における界面位置及び流速分布への影響を調べた. 格子幅と長さを, それぞれ, $W = 11$, $L = 191, 287, 383$ とし, $x = 0$ において $Re_h = 323$, $V_l = 0.26$ とした場合について比較した. 図6は, 各 L に対する η 及び u_x の分布を表す. この図において, η は幅方向で平均した値を, u_x は格子長さ及び幅方向で平均した値を示している. また, η は見やすいように若干ずらして示している. この図から η 及び u_x は, L の大きさに影響を受けないことが分かる. このことから, 同一流動条件の成層流において, L の違いは, 界面位置や流速分布に

影響を与えないと考えることができる.

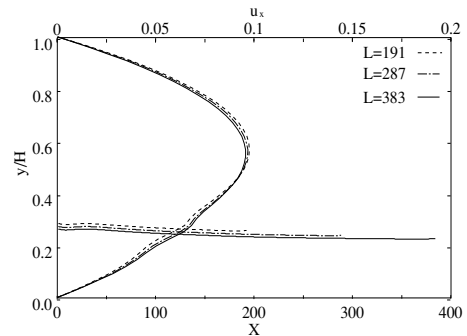


図6 Comparison of η and u_x averaged in lattice width among different lattice lengths

次に, W と L を同一の値とし, u_h^m 及び u_l^m を変えることにより Re_h と V_l を変化させた液滴発生シミュレーションを行ない, 液滴発生位置と Re_h の関係を調べた. 各 L に対する結果を図7に示す. この図から, Re_h が比較的小さい場合, つまり高密度相の流速が小さい場合, 液滴の発生位置は, いずれの L の場合もほぼ同一であり, Re_h の増加と共に流境界の方へ移動する様子が見られる. さらに Re_h が増加した場合, 短い L において, Re_h に関係なく流境界付近で液滴が発生するようになる. これは, Re_h が小さい場合, その Re_h に対して液滴を発生させることができる最小の V_l (V_l^{min} とする) によって計算格子内で液滴が発生しているが, Re_h の増加によって, V_l^{min} では計算格子内で液滴を発生させることができず, さらに V_l を増加させ, 計算格子内で液滴を発生させるようにしていることによると考えられる. このことから, Ishii-Grolmes の相関式と比較する場合には, V_l^{min} を測定する必要があるため, 液滴が流境界より離れた位置で発生している場合を調べる必要がある.

5.2 格子幅の影響

文献⁹⁾で見られるように, 水平層状二相流の界面成長と流動様式線図との関係は, 格子幅に影響を受けることが示されている. そのことを考慮し, 本論文においても格子幅の影響を評価する必要があると考えられる. 従って, 成層流の界面及

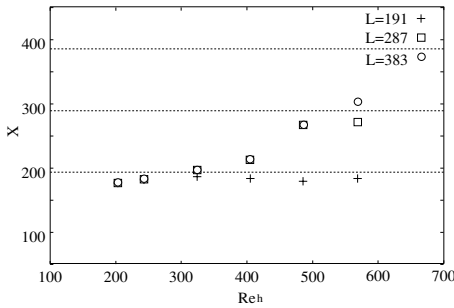


図7 Comparison of the position of the droplet creation among different lattice lengths : The horizontal dot line shows each L .

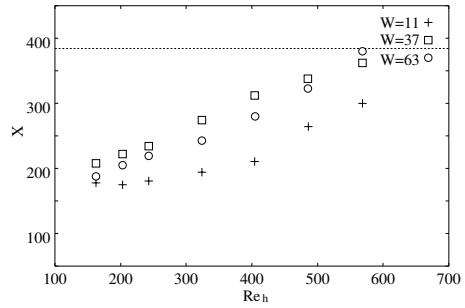


図9 Comparison of the position of the droplet creation among different lattice widths : The horizontal dot line shows $L = 383$.

び流速分布, 液滴の発生位置への格子幅の影響を, 前節と同様の流動条件において, $W = 11, 37, 63$, $L = 383$ に対して調べた. 図8は, 各 W に対する定常な成層流の η 及び u_x を, 図6と同様に示している. この図から $W = 63$ の場合, 流出境界付近において, 界面に多少波が見られるものの, 界面高さについて大きな違いが見られない. また流速分布についても格子幅の影響が見られないことが分かる.

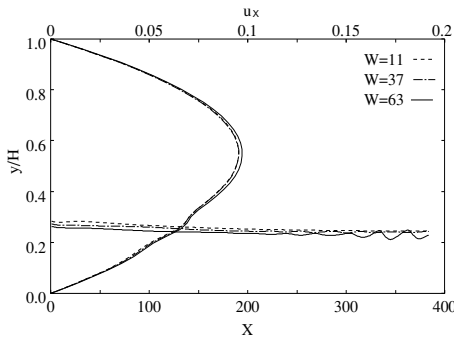


図8 Comparison of η and u_x averaged in lattice width among different lattice widths

さらに, 図9には, 異なる W に対して行なった液滴発生シミュレーションにおける液滴発生位置と Re_h との関係を示している. この図において, $W = 11$ の場合, Re_h が小さいところでは, 液滴発生位置は Re_h にほとんど依存せず, Re_h が増加するとほぼ比例するようになる. 一方 $W = 37, 63$ の場合は, Re_h が小さいところから, 液滴発生位置は Re_h にほぼ同程度に比例している傾向が見

られる. つまり, $W = 11$ の場合は, $W = 37, 63$ に比べ, 全体的に流入境界に近い位置において液滴が発生していることとなる. また, $W = 37, 63$ の場合, 両者の液滴発生位置は, ほとんど格子幅との関係がないと考えられる. さらに, この比例関係から, $Re_h = 500$ 程度までは, $L = 383$ の計算格子内で, V_l^{min} による液滴の発生を観察することができると考えられる.

5.3 Ishii-Grolmes 相関式との比較

以上の考察を考慮し, $L = 383$, $W = 11, 37, 63$ の場合について液滴発生のシミュレーションを行ない, 3節の Ishii-Grolmes 相関式と比較した. 式(8)によると, Ishii-Grolmes 相関式は, Re_h 及び N_μ の値によって異なる関数形となっている. ここでは, $N_\mu = 6.9 \times 10^{-2} > 1/15$ であることと, 図9の結果に基づき, 式(8)の $V_l = 1.35Re_h^{-1/3}$ の相関式と比較した. 図10にシミュレーション結果と相関式との比較を示す. この図におけるシミュレーション結果は, 各 Re_h に対し V_l を漸増させ, 始めて液滴が観測された時の V_l の値を示している. この図から, $W = 11$ の場合, シミュレーション結果は, 相関式との差があるものの, その変化傾向は, 相関式の変化傾向とほぼ同様である. 一方, $W = 37, 63$ の場合, 両者の結果にほとんど相違が見られず, Re_h が小さいところでは, その変化傾向を保ちつつ相関式との差が, $W = 11$ の場合より小さくなっている. また Re_h

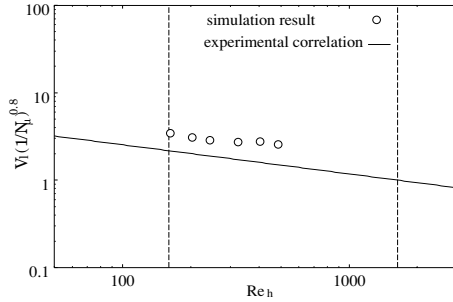
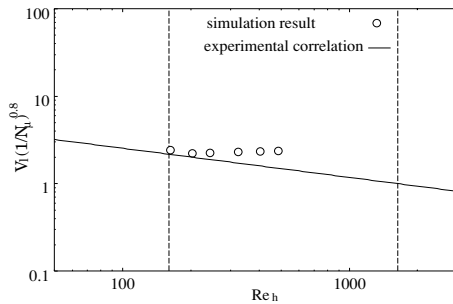
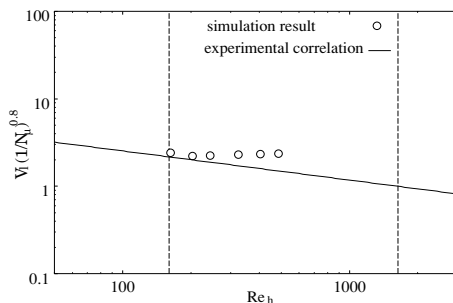
(a) $W=11$ (b) $W=37$ (c) $W=63$

図 10 Comparison between the simulation result and the experimental correlation proposed by Ishii and Grolmes for $W = 11, 37, 63$: The vertical dot lines show $Re_h = 160$ and $Re_h = 1635$, respectively.

が大きいところでは、その傾向が見られない。

また、本論文における計算結果と実験相関式との関係と、実験データと実験相関式との関係と比較するため、文献¹⁰⁾のFig.12から引用した図を図11に示す。この図では、式(8)の $V_l = 11.78 N_\mu^{0.8} Re_h^{-1/3}$ の相関式について示しているが、今回の計算における粘性数 $N_\mu = 6.9 \times 10^{-2}$ が $\frac{1}{15}$ に近く、このような場合には、本論文で用いている相関式と図11で用いている相関式は、ほぼ同じ式となるため、本論文の結果を図11と比較することには意味があると思われる。そして、両者と比較した場合、図11における実験データの実験相関式周囲の分布の幅と、図10における計算結果の実験相関式との差が概ね同程度であることから、本論文のシミュレーション条件において、格子ボルツマン法による液滴発生シミュレーションは、ほぼ相関式を再現していると思われる。

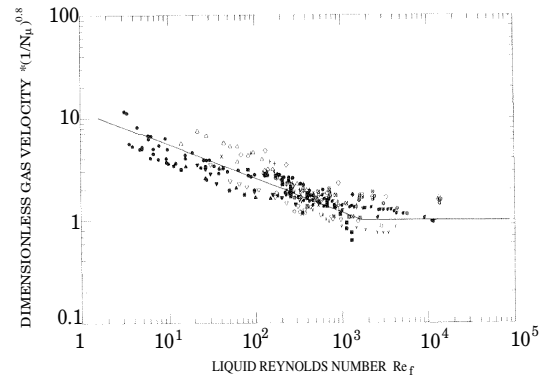


図 11 Figure cited from the reference¹⁰⁾: The solid line shows the experimental correlation in the case of $Re_h \geq 160$.

6 結言

本論文では、一成分二相格子ボルツマン法を用いて、液滴発生のシミュレーションを行なった。このシミュレーションにおいて、定常な成層流の界面位置や流速分布に対して、格子長さ及び幅は影響を与えないことが分かった。液滴を発生させる最小の V_l によって発生させた液滴の発生位置と Re_h の関係については、格子長さの影響を受

けないが、格子幅が狭い場合 ($W = 11$) には、広い場合 ($W = 37, 63$) より、全体的に液滴が流入境界に近い位置で発生することが分かった。また $W = 37$ 程度以上では、格子幅の影響がほとんどないことが分かった。

さらに、シミュレーション結果は、若干の差があるものの、本論文のシミュレーション条件の範囲において、液滴発生と二相の流動状態との相関を表す Ishii-Grolmes の相関式の 1 つをほぼ再現していることが見られた。

引用文献

- 1) 秋山, 有富 監修: 新しい気液二相流数値解析—多次元流動解析—(コロナ社, 2002).
- 2) Succi: *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond* (Oxford University press, 2001).
- 3) Shan and Chen: Simulation of nonideal gases and liquid-gas phase transitions by the lattice Boltzmann equation, *Phys. Rev. E*, 49(1994) 2941-2948.
- 4) Swift, Orlandini, Osborn, and Yeomans: Lattice Boltzmann simulations of liquid-gas and binary fluid systems, *Phys. Rev. E*, 54(1996) 5041-5052.
- 5) Watanabe and Ebihara: Numerical Simulation of Droplet Flows and Evaluation of Interfacial Area, *J. Fluids Eng.* Vol.124, (2002) 576-583.
- 6) Inamuro, Tomita, and Ogino: LATTICE BOLTZMANN SIMULATIONS OF DROP DEFORMATION AND BREAKUP IN SHEAR FLOWS, *Int. J. Mod. Phys. B*, Vol.17, (2003) 21-26.
- 7) Inamuro, Ogata, and Ogino: Lattice Boltzmann Simulation of Bubble Flows, *LECTURE NOTES IN COMP. SCI.*, Vol.2657, (2002) 1015-1023.
- 8) Ebihara and Watanabe: Lattice Boltzmann Simulation of the Interfacial Growth of the Horizontal Stratified Two-Phase Flow, *Int. J. Mod. Phys. B*, Vol.17, (2003) 113-117.
- 9) 海老原, 渡辺: 格子ボルツマン法による矩形断面流路における水平層状二相流の界面成長に対する流路幅の影響の評価, 機械学会論文集 (印刷中).
- 10) Ishii and Grolmes: Inception Criteria for Droplet Entrainment In Two-Phase Concurrent Film Flow, *AIChE J*, Vol.21, (1975) 308-317.
- 11) He, Chen, and Zhang: A Lattice Boltzmann Scheme for Incompressible Multiphase Flow and Its Application in Simulation of Rayleigh-Taylor Instability, *J. Comp. Phys.*, 152, (1999) 642-663.
- 12) He and Luo: A priori derivation of the lattice Boltzmann equation, *Phys. Rev. E*, 55, (1997) 6333-6336.
- 13) He, Chen, and Doolen: A Novel Thermal Model for the Lattice Boltzmann Method in Incompressible Limit, *J. Comp. Phys.*, 146, (1998)282-300.
- 14) 例えば, Ebihara and Watanabe: SURFACE OF DENSE PHASE IN LATTICE-GAS FLUID WITH LONG-RANGE INTERACTION, *Int. J. Mod. Phys. C*, Vol.9, (1998) 1417-1427.