はく離流れにおけるフォッグの生成*

小 竹 進**
Susumu KOTAKE**Key Words:** Phase Change, Fog Formation, Separated Flow, Nucleation, Condensation

1. ま え が き

気体の凝縮は熱工学・化学工学上最も重要な熱・物質移動過程の一つであるが、その過程は複雑であり、凝縮液の生成・それへの気体分子の凝縮・液滴への成長・液滴の運動による凝集・分離の過程を含む。さらに、この過程は流体中の現象である場合が多く、この場合は、気体分子の熱力学的状態が時間的・空間的に変化することと、生成した液滴の運動が流れによる移流・乱流的運動(拡散・凝集)の影響を受けることにより、気体の凝縮過程は全体として流れの流体力学的条件に大きく支配される⁽¹⁾。

このような意味で流れ中における気体の凝縮液滴(フォッグ)の生成挙動は、熱および化学工学や気象物理上の応用面ばかりでなく基礎的な物理現象としても興味深い^{(2)~(6)}。ここでは、こうした現象の基礎研究として、まず、一般的な流れ中における気体の凝縮過程を記述する理論式を確立し、つぎにそれを用いて、流れ場の流体力学的境界条件が比較的にはっきり定義でき応用性の高いはく離流れにおけるフォッグの生成について考え、流れの流体力学的条件が気体の凝縮過程に及ぼす影響を明らかにする。はく離流れにおけるフォッグの生成は、こうした現象の基礎的な問題としてばかりでなく、気液二相流の管内流動や山越え気流の凝縮問題など応用的な面でも重要な問題である。

記 号

C: 質量分率

c_p : 定圧比熱
 D : 凝縮気体の拡散係数
 D_l : 凝縮液滴の拡散係数
 g : 凝縮液相の質量分率(凝縮率)
 g^+ : 凝縮液相の生成速度
 L : 代表長さ(垂直壁高さ)
 N : 凝縮液滴の粒径分布関数
 $\dot{N}$: 凝縮核の生成率
 Nu : ヌセルト数
 p : 圧力
 Re : レイノルズ数
 r : 凝縮液滴半径
 s : 過飽和度
 T : 温度
 u, v : 速度成分
 x, y : 座標
 α, β : 核生成定数〔式(1)〕
 κ : 温度伝導率
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
 ϕ : 流れ関係
 ω : 渦度

添 字
 g : 非凝縮性気体
 l : 凝縮液体
 s : 飽和状態
 v : 凝縮性気体
 w : 冷却壁面

2. 流れの中の気体凝縮

気体凝縮過程は一種の緩和現象であり、したがっ

* 昭和56年6月25日 第18回日本伝熱シンポジウムにおいて論文講演として講演、原稿受付 昭和58年5月24日。

** 正員、東京大学工学部付属境界領域研究施設(〒153 東京都目黒区駒場4-6-1)。

て、この現象が流れ中において起こる場合はこの緩和現象の特性時間と流れの特性時間の相対的な大きさが問題になる。両者の特性時間の大きさによって気体凝縮の起こる過飽和度 s がきまるが、気体分子自身が凝縮核となる均質核凝縮(Homogeneous nucleation)においては $s=10\sim 100$ 、あらかじめ凝縮核が存在する非均質核凝縮(Heterogeneous nucleation)においては $s=1\sim 10$ のオーダーである。両者の凝縮過程は本質的に異なった要素を含むが、核生成の自由エネルギーおよび界面エネルギーを見かけ上修正すれば熱力学的には類似の概念で記述できる⁽²⁾⁽³⁾。このとき、単位体積・単位時間当たりの凝縮核の生成個数(凝縮核生成率) $\dot{N}$ は、凝縮核を見かけ上半径 r^* の球状と考えるとつぎのように表される。

$$\dot{N}(r^*) = Z_c 4\pi r^{*2} \frac{p_v}{\sqrt{2\pi m k T}} \frac{p_u}{k T} \times \exp\left(-\beta \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha \sigma r^{*2}}{k T}\right), \quad r^* = \frac{2\alpha \sigma}{\rho_l R T \ln s} \quad \dots (1)$$

ここで、 p_v は凝縮気体の圧力、 T は温度、 s は過飽和度 ($=p_v/p_s$, p_s : 飽和蒸気圧)、 m は分子質量、 k はボルツマン定数、 R は気体定数、 ρ_l は凝縮液体の密度、 Z_c は平衡理論による核生成率に対する補正係数である。 α, β は見かけの核生成自由エネルギーおよび界面エネルギー(表面張力 σ)に対する補正係数であり、これらの値を適当に選ぶことにより気体凝縮の実験結果をある程度説明することができることが知られている⁽¹⁾。

凝縮性気体分子は半径 r^* の凝縮核のまわりに凝縮し半径 r の球状液滴に成長するものとし、ある時刻における半径 $r \approx r + \Delta r$ 間の単位体積当たりの凝縮液滴の個数を $N(r)\Delta r$ とすると、凝縮性気体、非凝縮性

気体、凝縮液体を含めた流体全体に対する凝縮液体の質量分率 g は

$$g = \frac{\rho_l}{\rho} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} r^3 N(r) dr \quad \dots (2)$$

と表される。 ρ は流体全体の密度である。したがって、流体の単位質量・単位時間当たりの生成凝縮質量 $\dot{g}^+$ は

$$\dot{g}^+ = \frac{\rho_l}{\rho} \left\{ \frac{4\pi}{3} r^{*3} \dot{N}(r^*) + \int_0^\infty 4\pi r^2 \dot{r} N(r) dr \right\} \quad \dots (3)$$

となる。上式の第1項は凝縮核の生成に伴う凝縮質量、第2項はすでに凝縮液滴として存在する液滴上に凝縮した質量を表す。 $\dot{r}$ は気体分子のこの凝縮速度を表し、分子の平均自由行程が液滴粒径に比して十分大きいとき

$$\dot{r} = \alpha_c \frac{m}{\rho_l} \frac{p_v}{\sqrt{2\pi m k T}} (s-1) \quad \dots (4)$$

このようにして生じた凝縮液滴は分子運動論の効果(ブラウン運動)および流体力学的運動により拡散する。凝縮液滴の数密度があまり大きくなく液滴の凝集・分裂が無視できるときは、こうした拡散現象は見かけ上の拡散係数を導入して記述できる。ブラウン運動による拡散の場合はこの拡散係数は液滴粒径の関数となるが、乱流的な運動が支配的の場合はこの拡散係数は後述の濃度拡散係数にほぼ等しいとみることができ。ここではこれらのことを考慮して簡単のためにこの拡散係数を D_l 一定とする。凝縮液滴は十分小さく気体との間に相対速度がなく、気流の速度 V で動くとしたら、凝縮液体質量に関して

$$V \cdot \nabla g = D_l \nabla^2 g + \dot{g}^+ \quad \dots (5)$$

が成り立つ。座標 (x, y) の二次元現象を考えるとときは

$$u \frac{\partial g}{\partial x} + v \frac{\partial g}{\partial y} = D_l \left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_l}{\rho} \frac{4\pi}{3} r^{*3} \dot{N}(r^*) + 3\dot{r} \frac{\rho_l}{\rho} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} r^2 N(r) dr \quad \dots (6)$$

となる。この式は凝縮液滴の粒径分布関数 $N(r)$ を積分の形で含む故 $N(r)$ に関する微積分方程式となっている。一般にこの式を解くことは困難であるが、 $\dot{r}$ が r によらない式(4)のときは、つぎのような r について低次の積分関数 g_b, g_c, g_d を定義することによって式(6)は連立微分方程式に帰着できる。

$$g_b = \frac{\rho_l}{\rho} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} r^2 N(r) dr, \quad g_c = \frac{\rho_l}{\rho} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} r N(r) dr, \quad g_d = \frac{\rho_l}{\rho} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} N(r) dr \quad \dots (7)$$

g_b, g_c, g_d はそれぞれ流体の単位質量当たりの凝縮液滴の総表面積、総周囲長、総数に比例する量である。このときおのおのに対する保存式はつぎのようになる。

$$u \frac{\partial g_b}{\partial x} + v \frac{\partial g_b}{\partial y} = D_l \left(\frac{\partial^2 g_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_b}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_l}{\rho} \frac{4\pi}{3} r^{*2} \dot{N}(r^*) + 2\dot{r} g_c \quad \dots (8)$$

$$u \frac{\partial g_c}{\partial x} + v \frac{\partial g_c}{\partial y} = D_l \left(\frac{\partial^2 g_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_c}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_l}{\rho} \frac{4\pi}{3} r^* \dot{N}(r^*) + \dot{r} g_d \quad \dots (9)$$

$$u \frac{\partial g_d}{\partial x} + v \frac{\partial g_d}{\partial y} = D_l \left(\frac{\partial^2 g_d}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_d}{\partial y^2} \right) + \frac{\rho_l}{\rho} \frac{4\pi}{3} \dot{N}(r^*) \quad \dots (10)$$

上式において左辺は流れによる移流効果, 右辺の第1項は拡散項, 第2項は凝縮核の発生によるもの, 第3項は凝縮液滴の成長によるものを表す. これらの凝縮核の発生項に式(1), 液滴の成長に式(4)を用いることにより, g_b, g_c, g_d を与えられた境界条件のもとに順次解くことにより, $N(r)$ を解くことなく凝縮液体の質量分布 g を求めることができる. g, g_b, g_c, g_d はその定義から一般に同様の境界条件 ($g=g_b=g_c=g_d=0$ など) をとる場合が多く, それぞれの相違は $\dot{N}(r^*)$ および $\dot{r}$ を含む項に依存する. $N(r^*), \dot{r}$ をきめる p_v, T, s および流れの速度 u, v は流体全体の流体力学的関数よりきまる.

流体の運動は, 同様に二次元流れを考え, 流れ関数 ψ , 渦度 ω を

$$\rho u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (11)$$

と定義するときつぎのように表される.

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \omega = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \ln \rho}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \rho \omega \quad (13)$$

凝縮気体および気体全体の状態方程式は, それぞれ理想気体と考えるとき

$$p_v = \frac{C}{M_v} (1-g) \rho RT, \quad p = \left(\frac{C}{M_v} + \frac{1-C}{M_g} \right) (1-g) \rho RT \quad (14)$$

と表される. M_v, M_g は凝縮性気体, 非凝縮気体の分子量であり, C は凝縮気体の気体全体に対する質量分率である. 凝縮性気体, 非凝縮性気体の単位体積当たりの質量をそれぞれ ρ_v, ρ_g とするとき

$$C = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_g} = \frac{\rho_v}{(1-g)\rho} \quad (15)$$

流体の温度 T はエネルギーより求まり, 凝縮質量当たりの発熱量を Δh とするとき

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\Delta c}{c_p} (1-g) D \left(\frac{\partial C}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \Delta h \dot{g} \quad (16)$$

と表される. κ は温度伝導率, c_p は定圧比熱, Δc は凝縮性気体と非凝縮性気体の比熱差でそれぞれの比熱を c_{pv}, c_{pg} および凝縮液体の比熱を c_{pl} とするとき

$$c_p = (1-g) \{ C c_{pv} + (1-C) c_{pg} \} + g c_{pl} \quad \Delta c = (1-g) \{ C c_{pv} - (1-C) c_{pg} \} \quad (17)$$

凝縮気体の濃度に関しては, その拡散係数を D とするとき拡散方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_v u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_v v) = (\rho_v + \rho_g) D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) - \rho \dot{g} \quad (18)$$

あるいは, 流体全体の連続の式および式(15)を用いて

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{1-g} \left\{ C \left(u \frac{\partial g}{\partial x} + v \frac{\partial g}{\partial y} \right) - \dot{g} \right\} \quad (19)$$

となる. 過飽和度 s は凝縮気体の飽和蒸気圧 p_s を流体の温度と圧力の関数とすると

$$s = \frac{C(1-g)\rho RT}{p_s(T, p)M_v} \quad (20)$$

以上で流れ中における気体の凝縮過程の基礎式が得られたが, その具体的な応用に入る前にこの現象を支配する無次元数について考えてみる. 代表長さを L , 代表速度を U_0 , 代表温度を T_0 とすると, 以上の基礎式を支配する無次元数はつぎのようになる.

$$Re = \frac{U_0 L}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad H = \frac{\Delta h}{c_p T_0}$$

$$N_c = \frac{L}{U_0} \frac{r_0^*}{r_0} \dot{N}_0, \quad C_c = \frac{L}{U_0} \frac{\dot{r}_0}{r_0}, \quad Si = \frac{\nu}{D_l}$$

$\dot{N}_0, r_0^*, r_0, \dot{r}_0$ は凝縮核の生成率, 半径および凝縮液滴の半径, 成長速度の代表値である. 最初の4個は速

度, 温度, 濃度に関するものであり, 残りの3個は凝縮核の生成, 凝縮液滴の成長およびその拡散に関するものである. レイノルズ数 Re が一定で流れの状態がほぼ同じであっても L/U_0 の大小によって凝縮の状態は異なり, この値が大きい場合 (代表寸法が大きく, 代表速度が小さい場合) は N_c, C_c の値が大きくなりより多くのフォッグの生成が見られることになる.

3. はく離流れ中のフォッグの生成

以上で流れ中における気体凝縮過程の理論的な記述ができたが, つぎにこれを図1にしめすようなはく離流れに適用しそのフォッグの生成挙動を考える. 図1にしめすような流れにおいては, 流速が十分小さければ流路壁に沿った流れが存在するが, 流速が大きくなると垂直壁後流に循環流が形成される. この循環流中

においては、流れ中の凝縮過程は十分な緩和時間をとることができる ($D_t=0$ のときは無限大)、過飽和度が低い気流においても顕著な凝縮現象がみられることになる。

現象としては、上流で一様な温度 T_0 、凝縮性気体

図 1 はく離流れ中におけるフォッグの生成

の質量分率 C_0 をもつ気体が一様な表面温度 T_w をもつ壁面 CD により冷却され凝縮現象が生じフォッグが生成される場合を考える。このとき上述の諸式に対する境界条件はつぎのようになる。

上流で気流は一様な速度 U_0 、温度 T_0 、飽和度 $s_0(T_w)$ をもつものとする

$$x = -\infty: u = U_0, v = 0, T = T_0, C = C_0(s_0)$$

$$g = g_b = g_c = g_d = 0$$

CD 面では式 (1) で $\alpha=0$ あるいは $\beta=0$ の凝縮 (通常の膜状凝縮) が起こると考えることができるから

$$CD \text{ 面: } u = v = 0, T = T_w, C = C_s(T_w)$$

$$g = g_b = g_c = g_d = 0 \quad (s=1)$$

AB 面, BC 面は温度, 濃度に関して断熱条件を満足するものとする

$$AB \text{ 面: } u = v = 0, \partial(T, C)/\partial y = 0$$

$$\partial(g, g_b, g_c, g_d)/\partial y = 0$$

$$BC \text{ 面: } u = v = 0, \partial(T, C)/\partial x = 0$$

(a) $Re = 50$

(b) $Re = 100$

(c) $Re = 500$

(d) $Re = 1000$

図 2 流れ関数, $\psi(Re)$

$$\partial(g, g_b, g_c, g_d)/\partial x = 0$$

$y \rightarrow \infty$ では諸量は一定量を取り, $x \rightarrow \infty$ では流れ方向の変化がなくなるものとする

$$y \rightarrow \infty: u = U_0, T = T_0, C = C_0$$

$$g = g_b = g_c = g_d = 0$$

$$x \rightarrow \infty: \partial(u, T, C)/\partial x = 0$$

$$\partial(g, g_b, g_c, g_d)/\partial x = 0$$

水蒸気の空気中 ($p = 1.013 \times 10^5$ Pa) での凝縮を考える。拡散係数に関しては簡単のために $\nu = X = D = D_i$ とする。上述の代表長さとして BC 面の長さを取り流れのレイノルズ数 $Re (= U_0 L / \nu)$ とすると、流れ関数 ψ はフォッグの生成にあまり影響されずほぼこのレイノルズ数で定まる。その様子を図 2 にしめす (図中の寸法は BC 面の長さを基準にしてある)。当然のことながらレイノルズ数の値とともに循環域の大きさは大きくなる。

フォッグの生成に関してはつぎの条件における数値

計算を行った。

$$T_0 = 303 \text{ K}, T_w = 273 \text{ K}, s_0(T_w) = 6$$

$$L/U_0 = 1 \text{ s} \quad \alpha = 0.4 \quad \beta = 0.6$$

数値計算結果を図 3 以下にしめす。図 3 はレイノルズ数を変化した場合の図 2 に対応する凝縮率分布 g をしめし、図中の数字は最大値 $g_{\max}$ に対する比 $g/g_{\max}$ をしめす。図 1 には、 $Re = 500$ の場合の図 2 と図 3 を重ね合わせて ψ と g を同時にしめしてある。

一般的に言って、フォッグははく離循環域近くで多く発生するが、その領域は循環域を越えて後流に大きく広がることがわかる。レイノルズ数が小さいとはく離域も小さくかつ生成したフォッグの拡散も大きいために、フォッグの生成領域もはく離直後の BC 面に接して中心をもつ小領域となる [図 2 (a), (b)]。しかし、この領域でのフォッグの生成は全体として少ないために、後流でも過飽和度が十分大きくさらにフォッグが生成される。この後流でのフォッグは平板境界層

(a) $Re = 50, g_{\max} = 2.00 \times 10^{-6}, s_{\max} = 1.49$

(b) $Re = 100, g_{\max} = 7.13 \times 10^{-5}, s_{\max} = 1.50$

(c) $Re = 500, g_{\max} = 1.98 \times 10^{-4}, s_{\max} = 1.51$

(d) $Re = 1000, g_{\max} = 1.60 \times 10^{-4}, s_{\max} = 1.53$

図 3 凝縮率分布, $g/g_{\max}(Re)$

流の場合のものと類似である。レイノルズ数を増加するにしたがってはく離域でのフォッグの生成は大きくなり、後流での平板境界層流的なフォッグの生成は少なくなる。さらにレイノルズ数を増加すると ($Re = 500, 1000$), はく離域でのフォッグの生成が支配的になり、後流でのフォッグの生成の余裕はなくなる。この場合、フォッグの発生ははく離領域と主流の境界付近で顕著になり、フォッグの中心はBC面から離れる。 $g_{\max}$ の値はレイノルズ数とともに大きくなるが、ある程度以上にレイノルズ数が大きくなるとフォッグの移流効果が効いてきて逆に減少するようになる ($Re = 1000$)。

はく離流れにおけるフォッグ生成の様子はほぼこのような傾向をもつが、その特性はレイノルズ数以外に前述の現象パラメータに支配される。つぎに、これらのパラメータの影響について調べる。

(a) $\alpha = 0.6 (\beta = 0.6), g_{\max} = 7.21 \times 10^{-6}$

(b) $\beta = 0.4 (\alpha = 0.4), g_{\max} = 3.17 \times 10^{-4}$

図4 α, β の影響, $g/g_{\max}$

(1) α, β の影響 (図4) α は凝縮核の界面エネルギーに対する補正係数であり、この値が小さいと核生成の界面エネルギーは小さくなる。このとき、式(1)からわかるように、生成核自体は小さくなるがその数密度は大きくなる。したがって、 α の値の変化はこれらの効果が打ち消し合い、フォッグ生成パターン (g 分布) はあまり変化しない。図4(a)は、図3(c)で α の値を 0.4 (点線) から 0.6 にした場合であり、この傾向を良くしめしている。 β は核生成自由エネルギーの直接的な補正係数であり、この変化は凝縮核の数密度を直接変化させる。すなわち、 N_c のみの値を変化させる。凝縮核の数密度が大きくなればフォッグの生成量が大きくなり、結果としてフォッグ域は後流に大きく延びる形になる [図4(b)]。

(2) N_c, C_c の影響 (図4(b), 図5) N_c は上述のように凝縮核の数密度に、 C_c は凝縮液滴の成長速度を支配するパラメータである。前者の影響は上述したが、 C_c を大きくしてもフォッグの生成は促進される。流れの特性時間 L/U_0 を増加すると N_c, C_c ともに大きくなり、これらの効果は相乗的になる。図5は図3(c)の場合の L/U_0 を 10 倍にしたときの様子である。

(3) S_l の影響 (図6) S_l は凝縮液滴の拡散効果を表し、一般に、気体分子拡散を表す S_c よりも大きい値をとる。しかし、乱流現象では必ずしもこのことは成り立たないので、参考のために、図3(c)の場合を基準にして D_l の値を 0.1 倍、10 倍 (S_l の値は 10 倍、0.1 倍) にした場合を図6(a), (b) にしめす。凝縮液滴の拡散が小さいときは、フォッグの生成はほとんどはく離循環領域に限られ主流での生成はなくなる。これに対して液滴拡散が大きくなると、フォッグ

図5 流れの特性時間の影響, $g/g_{\max} (g_{\max} = 2.70 \times 10^{-4})$

はく離直後でほとんど生成されそれ以後での生成は少なくなる。

フォッグ生成時の熱伝達特性についても興味あることなので、温度差 $T_0 - T_w$ で定義したCD面上での熱伝達率 (ヌセルト数) N_u

$$N_u = \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} / \left(\frac{T_0 - T_w}{L} \right)$$

を図8に示す。図7は温度分布の例である。図8において点線は凝縮のない場合の熱伝達率であり、実線は凝縮時のものである。気体凝縮が存在すると凝縮熱のために気流の局所温度は高くなり、したがって壁面での熱量は増加し熱伝達率は増加することがわかる。

4. 結 論

流れ中における気体の凝縮過程を記述する理論式を確立し、それを用いて流れ場の流体力学的境界条件が

比較的是っきりしており応用性の大きいはく離流れにおけるフォッグの生成について数値計算を行い、つぎのことがらを明らかにした。

(1) 流れ中における気体の凝縮過程は式(1)～(20)で記述できるが、それらの支配するパラメータは一般の流れのレイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr 、シュミット数 Sc のほかに、凝縮熱に関するもの H 、凝縮核生成の数密度に関するもの N_c 、凝縮液滴の成長速度に関するもの C_c 、および液滴粒子の拡散に関するもの S_l が加わる。

(2) はく離流れのフォッグの生成に関しては、 Re 、 N_c 、 C_c 、 S_l によってその様子は大きく変わるが、フォッグは主としてはく離循環領域近くで発生し後流に拡散ないし移流していく。

(3) Re が小さいときは、フォッグの発生も小さなはく離領域になるが、その発生量は少なく、さらに後流で境界層的なフォッグの再発生がみられる。 Re の増加とともにフォッグの発生は顕著になり、その領域もほぼはく離循環域に沿ったものになる。

(a) $D_L/D_{L0}=0.1, g_{\max}=1.62 \times 10^{-3}$

図7 温度分布 T/T_0 ($Re=500$)

(b) $D_L/D_{L0}=10, g_{\max}=2.86 \times 10^{-5}$

図6 凝縮液滴の拡散の影響, $g/g_{\max}$

—: $g \neq 0$,: $g = 0$

図8 熱伝達率分布 $N_u(x)$

(4) N_c , C_c を大きくすると当然フォッグ領域は大きくなり、凝縮率の最大値も大きくなる。 S_i が小さいときははく離域で発生したフォッグは大きく拡散するが、 S_i が大きいときはフォッグの領域はほとんどはく離循環域に限られる。

文 献

- (1) Kotake, S. and Glass, I. I., *Prog. Aerospace Sci.*, 19-2
-

(1981), 129.

- (2) Kotake, S. and Glass, I. I., *AIAA J.*, 15-2 (1977), 215.
(3) 小竹, 機論, 49-445, B(昭58), 1946.
(4) 滝本・ほか2名, 機論, 47-415, B(昭57), 529.
(5) 林・滝本, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭55), 406.
(6) 態田・ほか2名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭55-5), 553.