水平管内凝縮に関する理論解析* (層状流完全凝縮の場合)

土方 邦 夫^{*1}, 中 別 府 修^{*1}
仮 屋 大 祐^{*2}, Victor NAVROTSKY^{*3}

Theoretical Analysis of Condensation in a Horizontal Tube (Case: Stratified Flow and Complete Condensation)

Kunio HIJIKATA, Osamu NAKABEPPU,
Daisuke KARIYA and Victor NAVROTSKY

Condensation in a horizontal tube initially of pure vapor which completely condenses at the outlet, is theoretically analyzed. The tube interior is divided into three regions: the first is entirely vapor, the second is a thin film region where Nusselt-type condensation occurs, and the last is the tube bottom region where condensate accumulates and flows to the outlet. It is important to estimate the height of the accumulated condensate region to predict the total heat transfer. Therefore, the inlet level of the condensate as variable parameters, as well as two opposite factors, shear stress and gravity, is considered in this third region. Compared with a previous analysis which neglected the gravitational force, the result of this analysis nearly matches the experimental data.

Key Words: Condensation, Horizontal Tube, Complete Condensation, Nusselt Theory, Gravitational Force

1. 緒 言

水平管内の凝縮熱伝達は凝縮熱伝達の中でも最も基本的なものの一つであり、従来から数多くの研究が発表されている。それらの多くは蒸気のせん断力が卓越している場でのマルチネリーパラメータによる経験式、または管路下端を凝縮液が流れ、管上部でヌッセルトの凝縮熱伝達が生じていると考えるモデルである。

実際には、管壁面で凝縮した液の流れは蒸気せん断力と重力の両方の影響を受けるため、解析にあたってはこの両者を同時に考慮せねばならない。さらに管外凝縮の場合と異なり、凝縮液が管底部にたまるために、有効伝熱面積が流れ方向に変化することも現象をいっそう複雑にしている。

これらを考慮した解析はすでにChen^[1]や筆者ら^[2]が試みており、数値計算を行っているが、そこで用いられているモデルでは管底部を流れる凝縮液に働く重力の影響を考慮していない。特に、流入した蒸気が管内で完全凝縮する場合には、管下流部で蒸気せん断力が低下し、液面を水平にしようとする重力の影響が大

きくなるので、液が上流側へ逆流しようとする効果を無視できなくなる。

一方、RuferとKezios^[3]は、水平管および傾斜管内での凝縮液の流れを重力も含めて解析しているが、基本的には先述の後者のモデルであり、薄膜部の解析は行っていない。

そこで本研究では、水平管内で流入蒸気が完全凝縮する場合に対し、筆者らの以前の研究をもとに、底部の凝縮液に働く重力の影響も考慮した解析を行なった。本解析の対象は、流れが層状流を示し、流入蒸気量が $Re = 5 \times 10^3 \sim 5 \times 10^4$ の低流量域である。また、筆者らが以前に行った実験^[4]と比較し、本解析の妥当性を検討する。

2. 記 号

A: 断面積 m^2
C: 積分定数
f: 摩擦係数
g: 重力加速度 m/s^2
H: 凝縮液高さ m
 h_{fg} : 凝縮潜熱 kJ/kg
L: 凝縮管長さ m

* 平成4年3月18日 北陸信越支部第29期総会講演会において講演、原稿受付 平成4年2月6日。

^{*1} 正員、東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

^{*2} 学生員、東京工業大学大学院。

^{*3} ハリコフ工科大学 (ウクライナ共和国)。

- l : 濡れ縁長さ m
 $\dot{m}$: 質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$
 P : 圧力 Pa
 R : 管半径 m
 r : 半径方向座標 m
 T : 温度 K
 u : θ 方向速度 m/s
 v : r 方向速度 m/s
 w : z 方向速度 m/s
 x : 凝縮液だまり部水平方向座標 m
 y : 凝縮液だまり部深さ方向座標 m
 z : 管軸方向座標 m
 δ : 液膜厚さ m
 ΔT : 凝縮温度差 K
 θ : 管頂上からの角度 rad
 λ : 熱伝導率 W/mK
 μ : 粘性係数 Pa·s
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 密度 kg/m^3
 τ : セン断力 Pa

添字

- g : 気相
 i : 気液界面
 m : 薄膜部と液溜り部の接続
 W : 壁面
 δ : 気液界面位置
 s : 飽和状態

(a) The Cross Section of The Tube

(b) Vapor & Condensate Flow Model

図1 座標系と解析モデル

3. モデルと基礎方程式

理論解析は、Chen^[1]と同様に管内部を3つの領域に分けておこなう。1つ目は、管上部の薄膜部、2つ目は管底部の凝縮液たまり部、3つ目は気相部であり、概念図を図1(a)に示す。また、水平管内凝縮では、管の前後の凝縮液膜の条件と対象とする液膜の流動様式を明確にすることが重要である。ここでは、図1(b)に示すように、凝縮開始点($z=0$)以前、及び、完全凝縮完了点($z=L$)以後は滑らかに接続された断熱管を仮定している。このモデルでは、条件により、凝縮開始点以前に分布する液膜厚さが変化するが、解析ではその値を境界条件として与えている。また、実機においては凝縮管途中で凝縮液が管全体に充満する場合もあるが、本解析では、図1(b)に示す完全凝縮時においても液相と気相が分離している半環状流を対象とし液相内は層流としている。壁温は T_w で一樣、蒸気は管全域にわたり飽和状態とし、物性値は一定と仮定する。

I・薄膜部

薄膜部に図1に示す円筒座標系(r, θ, z)を取り、それぞれの方向の速度を v, u, w とする。管半径を R 、液膜表面の r 座標を r_δ 、液膜厚さを δ とする。液膜厚さ δ が管半径 R に比べ十分薄く、また、液膜内の流速が遅いため、 r, θ 方向の現象はヌッセルトの凝縮理論に従い、 z 方向にも同じ仮定を置く。このときの基礎方程式は以下のようになる。

連続の式

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

運動方程式

 r 方向

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho g \cos \theta \quad (2)$$

 θ 方向:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = \rho g \sin \theta + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \quad (3)$$

 z 方向:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \quad (4)$$

エネルギー式:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0 \quad (5)$$

ただし、 μ は凝縮液の粘性係数である。 $P_g(z)$ を気相の圧力とし式(2)を積分する。

$$P = P_g(z) - (r - r_\delta) \rho g \cos \theta \quad (6)$$

式(3)にこの式を代入すると、

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} &= \left(-\frac{r\delta}{r} \rho g \sin \theta + \frac{\rho g}{r} \cos \theta \frac{\partial r \delta}{\partial \theta} \right) \\ &= \left(-\frac{R-\delta}{r} \rho g \sin \theta - \frac{\rho g}{r} \cos \theta \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right)\end{aligned}\quad (7)$$

ここで、膜が十分薄いことを考えれば $r \approx R$ と近似でき、結局、 θ 方向の運動方程式は

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \left(-\frac{R-\delta}{R} \rho g \sin \theta - \frac{\rho g}{R} \cos \theta \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right) \quad (8)$$

となる。境界条件

$$r=R: u=0 \quad (9)$$

$$r=r_\delta: \mu \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad (10)$$

で解くと

$$u = -\frac{1}{2\mu} \left(-\frac{R-\delta}{R} \rho g \sin \theta - \frac{\rho g}{R} \cos \theta \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right) [(R-r)(R+r-2r_\delta)] \quad (11)$$

次に、 $\xi = R-r$ とし、式(4)を次の境界条件

$$\xi=0 (r=R): w=0 \quad (12)$$

$$\xi=\delta (r=r_\delta): \mu \frac{\partial w}{\partial \xi} = \tau_i \quad (13)$$

のもとで解く。ここで、気液界面のせん断力が気相部の圧力降下と釣り合うと考え、液膜内の圧力勾配による z 方向の力はせん断力に比べ無視でき、

$$w = \frac{\tau_i}{\mu} \xi \quad (14)$$

また、式(5)を境界条件(15)(16)で解くと式(17)となる。

$$\xi=0: T=T_w \quad (15)$$

$$\xi=\delta: T=T_s \quad (16)$$

$$T = T_w + \Delta T \frac{\xi}{\delta} \quad (17)$$

ここで $\Delta T = T_s - T_w$ 。気液界面でのエネルギーの平衡を考えると、

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^\delta w d\xi + \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{r_\delta}^R u dr = \frac{\lambda \Delta T}{\delta \rho h_{fg}} \quad (18)$$

ここで、 h_{fg} は凝縮潜熱、 μ と λ は凝縮液の粘性係数と熱伝導率である。

式(11)、(14)、(18)より

$$\frac{1}{\delta} = \frac{\rho h_{fg} \delta \tau_i}{\mu \lambda \Delta T} \frac{\partial \delta}{\partial z} + \frac{\rho^2 g h_{fg}}{3 \mu R^2 \lambda \Delta T} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\delta^3 (R-\delta) \sin \theta + \delta^3 \cos \theta \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right] \quad (19)$$

式(19)を数値的に解くことにより δ の分布を求めることができる。 δ の境界条件は、 θ の両端及び $z=0$ で必要であり、

$$\theta=0: \frac{\partial \delta}{\partial \theta} = 0$$

$$z=0: \delta=0 \quad (20)$$

δ のもう一つの境界条件は、底部の液だまり部と薄膜部との接続部 $\theta = \theta_m$ で δ の分布を規定する条件である。実際には、 δ は表面張力の働きで底部の液だまり部と滑らかに接続されているが、ここでは便宜上、表面張力の影響は考えず、液はそのまま液だまり部に流入すると考え

$$\theta = \theta_m: \frac{\partial^2 \delta}{\partial \theta^2} = 0 \quad (21)$$

II・底部液だまり部

図1のような直角座標系をとり、 z 方向の速度を w とする。

管底部を流れる凝縮液の流量 $\dot{m}$ は

$$\dot{m} = \int_{A(z)} \rho w dA \quad (22)$$

$A(z)$; z における液だまり部の断面積

この領域でも z 方向の運動量式には式(4)の r を y で置き換えた次式が成り立つと仮定する。

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad (23)$$

この仮定は液の高さが大きくなる程、精度が悪くなるが、解析的に w を求めるため用いている。式(23)を積分し、

$$w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial z} y^2 + C_1 y + C_2 \quad (24)$$

以下の境界条件から、積分定数 C_1 、 C_2 を決定する。

$$y=0: \mu \frac{\partial w}{\partial y} = \tau_i \quad (25)$$

$$y = \sqrt{R^2 - x^2} - R\beta: w=0 \quad (26)$$

ただし、

$$\beta = \cos(\pi - \theta_m) \quad (27)$$

これより、

$$C_1 = \frac{\tau_i}{\mu} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}C_2 = & -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \left\{ R^2 (1 + \beta^2) - x^2 - 2R\beta \sqrt{R^2 - x^2} \right\} \\ & - \frac{\tau_i}{\mu} (\sqrt{R^2 - x^2} - R\beta)\end{aligned}\quad (29)$$

よって、 $\alpha = \sin(\pi - \theta_m)$ とすると、

$$\begin{aligned}\dot{m} = & 2 \int_0^{R\alpha} \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2} - R\beta} \rho w dy dx \\ = & \frac{\rho R^4}{12\mu} \left(-\frac{\partial P}{\partial z} \right) \left\{ [-15\alpha\beta + 2\alpha^3\beta + (3+12\beta)(\pi - \theta_m)] \right. \\ & \left. + 2\tau_i [6\alpha - 2\alpha^3 - 6\beta(\pi - \theta_m)] / R \frac{\partial P}{\partial z} \right\}\end{aligned}\quad (30)$$

$\partial P/\partial z$ は、式(6)で、 $\theta = \pi, \delta = H$ として、

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial P_g}{\partial z} + \rho_g \frac{\partial H}{\partial z} \quad (31)$$

第1項 $\partial P_g/\partial z$ は気相部の圧力勾配で、次節で求める。
第2項が z 方向の液頭差による逆流を表す項である。

一方、 $\dot{m}$ の軸方向単位長さあたりの増分 $d\dot{m}/dz$ は、液だまり部での凝縮を無視すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} &= 2 \int_R^{r_{\delta m}} \rho u dy \\ &= \frac{2\rho_g^2}{3R} \delta_m^3 \left\{ (R - \delta) \sin \theta_m + \cos \theta_m \left(\frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right)_{\theta=\theta_m} \right\} \end{aligned} \quad (32)$$

$r_{\delta m}$: $\theta = \theta_m$ での r_{δ} の値

δ_m : $\theta = \theta_m$ での $\delta (= R - r_{\delta m})$ の値

Ⅲ・気相部

気相部の圧力降下 $\partial P_g/\partial z$ はせん断力とのつり合いから

$$\frac{\partial P_g}{\partial z} = - \frac{l_g}{A_g} \tau_i \quad (33)$$

ここで、 A_g 、 l_g はそれぞれ気相部の断面積とぬれぶち長さで、 $\delta \ll R$ なる仮定より、

$$A_g = \frac{(2\theta_m - \sin 2\theta_m)}{2} \quad (34)$$

$$l_g = 2R \{ \theta_m + \sin(\pi - \theta_m) \} \quad (35)$$

また、気液界面せん断力 τ_i は、次の形で与えられるとする。

$$\tau_i = \frac{f_i}{2} \rho_g w_g^2 \quad (36)$$

ここで、 f_i は摩擦係数、 ρ_g 、 w_g はそれぞれ蒸気の密度、 z 方向断面平均速度である。 w_g はその位置での蒸気流量 Q と A_g から求まる。また、 f_i は、蒸気のレイノルズ数 Re を式(37)で定義し、式(38)で表される。

$$Re = w_g \left(\frac{4A_g}{l_g} \right) / \nu_g \quad (37)$$

$$f_i = c Re^{-m} \quad (38)$$

ここで、 ν_g は蒸気の動粘性係数である。管内で完全凝縮を行う場合、蒸気流速は入口の乱流から出口の速度0まで変化し、取り扱いの複雑な流れとなる。また、本解析の対象はこれまで行われた実験的研究^[5,6]に比べ、入口蒸気流速が遅い流れ($Re = 5 \times 10^3 \sim 5 \times 10^4$)になり、これに対する気液界面の摩擦係数に関する測定は行われていない。このため、 c 、 m は管単相流の次の値を用いる。

$$Re \leq 2000 : c = 16, m = 1 \quad (39)$$

$$Re > 2000 : c = 0.046, m = 0.2 \quad (40)$$

$Re=2000$ で f_i に僅かのギャップがあるが、計算上結果

が不連続になるなどの問題は生じなかった。

一方、管内の蒸気流量変化 $\partial Q/\partial z$ は

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = \frac{2\pi R h(z) \Delta T}{h_{fg} \rho_g} \quad (41)$$

$h(z)$ は断面平均熱伝達率で、次式で定義される。

$$h(z) = \frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\theta_m} 1/\delta d\theta \quad (42)$$

$h(z)$ を流れ方向に積分し、 $2R/\lambda$ を乗ずることによって平均ヌッセルト数を求める。

4. 計算方法

本計算では、薄膜部に対する式(19)と、下部液だまり部に対する式(30)~(32)を連立して解く。前述の様に、管入口における液の深さ H_{in} は、条件により変化するため、本解析では、各凝縮温度差に対し H_{in} をパラメータとし、その値を0から最大 $(5/7)R$ まで変化させ、その各々について計算を行った。

最大値 $(5/7)R$ は水平管の実験の観察から得た値である。

なお、式(30)~(32)を連立して解くと z の2階微分方程式となるため、境界条件がもう1つ必要となるが、これは管入口で液だまり部の流量を0とおくことから得られる関係式より入口での H の傾きを求め、これを境界条件として用いている。

計算終了条件は、管出口での蒸気流量が入口蒸気流量の2%未満となったときとした。この条件は値を1%未満としても結果に有意な差は生じなかった。

また比較のため、計算は実験と同じ条件で行った。すなわち、試料蒸気はR113とし、管入口圧力は130 KPa、飽和蒸気温度 T_g は55.3°Cである。管入口での流入蒸気 Re 数は $5 \times 10^3 \sim 5 \times 10^4$ の範囲である。水平管は内径14mm、長さ900mmである。

5. 計算結果

次に、計算結果を示す。図2は凝縮温度差 $\Delta T (= T_g - T_w)$ に対するヌッセルト数の関係を示したもので、ハッチングした部分が H_{in} の値を0から $(5/7)R$ まで変化させたときの解の求められる範囲の結果である。▲印が本解析の結果である。図中の実線は、水平管外凝縮に対するヌッセルトの解である。

ΔT が8 K以下では $H_{in}=0$ では解が求まらず図中シンボルの横に示した値が、解の存在する H_{in} の最小値である。また、 ΔT が8 K以上では、 $H_{in}=(5/7)R$ では解は存在せず、 H_{in} の取り得る最大値をシンボルの下に示してある。

ΔT によって H_{in} に取り得る最大値または最小値がある理由は次のように考えられる。

図2 平均ヌッセルト数

① ΔT が大きいときは入口蒸気流量が多いため、蒸気せん断力によって下流に流される液が多く、入口で液流量を0とするためには式(31)から分かるように入口部での $\partial H / \partial z$ が大きくなる。したがって H_{in} が大きいと $\partial H / \partial z$ も大きいために、計算途中で H が管の内径を越えてしまい、現実的な解が得られない。 ΔT が大きいほどその傾向は強く、 H_{in} の最大値が ΔT の増加に伴い小さくなっているのもそのためである。

② 一方、 ΔT が小さいときは流入蒸気量が少なく、管全域にわたって蒸気せん断力が小さい。そのため、管入口において、液膜を水平にしようとする重力の作用に抗して凝縮液を下流へ押しやるだけのせん断力の効果がない。このため、重力の効果が小さくなるように液膜厚さは平に ($\partial H / \partial z \ll 1$) ならうとするが、高い凝縮量を液膜厚さを変えることなく、流下させるためには入口部で既に有限の厚さを持たなければならない。このため、液は凝縮開始位置から有限の厚さを持たなければならない。

以上から、蒸気が管内ではほぼ完全に凝縮するときのヌッセルト数は、図2のハッチングした領域内にあると予測される。

図2には、以前に筆者らがおこなった解析^[2]による $H_{in} = 0$ のときの計算結果 (□印) も示している。この解析法が本研究と異なる最大の点は、底部にたまった液が重力の影響で上流側に逆流することを考慮していないということである。

この方法で計算すると、 ΔT が大きくなるにつれてヌッセルト数は理論解に近づいており、逆流を考慮した解とは逆の傾向を示していることがわかる。その理由は、次の図3、4から説明できる。

図3、4はそれぞれ $\Delta T = 15\text{ K}$ 、 5 K のときの管底部の凝縮液の深さ H の分布を示したもので、3本の曲線は、

図3 管底部凝縮液高さ分布 ($\Delta T = 15\text{ K}$) 図4 管底部凝縮液高さ分布 ($\Delta T = 5\text{ K}$)

- 1・逆流を考慮し、 H_{in} を最小にした場合
- 2・逆流を考慮し、 H_{in} を最大にした場合
- 3・逆流を考慮せず、 $H_{in} = 0$ とした場合

に対応している。横軸は管入口からの距離 z 、縦軸は H で、それぞれ管長 L と管径 $2R$ で無次元化してある。液の逆流を考慮したときは管の後部で H がほぼ一定になっており、これはこの部分で蒸気せん断力が小さく、重力の影響が支配的となるためと考えられる。このことは、入口蒸気量の少ない $\Delta T = 5\text{ K}$ のとき H の変化がより小さくなっていることからわかる。

これに対し、逆流を考慮しない場合は底部の液にかかる力はせん断力のみであるため、 ΔT の大きい、すなわち蒸気流速の大きい領域では、 H は全体的に小さくなる。その結果有効伝熱面積が増大し、 ΔT が大きいほどヌッセルトの解に近づく結果となる。

次に、計算結果と実測値との比較を行う。水平管内の完全凝縮に関する実測データとしては藤井ら^[5,6]の研究があるが、本解析が対象とする低流量域での実測データは無いため、筆者らが以前に行った実験値^[4]と比較する。図5に図2の結果と実験値を併せて示す。 ΔT の大きい領域を除くと実験値は計算値の領域内に

図5 理論値と実験値の比較

図7 液膜厚さの周方向分布

図6 液膜厚さの管軸方向分布

図8 局所ヌッセルト数分布 ($\Delta T = 15K$) 図9 局所ヌッセルト数分布 ($\Delta T = 5K$)

あり、本解析が妥当であることを示している。 ΔT の大きい領域では、せん断力による管底部の凝縮液部分の波立ちが顕著になり、その部分でも凝縮が起こるため解析値より実験値が上回ると考えられる。

以上のことから、本研究のように蒸気流速の小さな領域を持つ場合では、凝縮液の液位差による逆流の効果を無視できないことがわかる。

次に、管上部の液膜厚さ δ の流れ方向分布を示す。図6は $\Delta T = 15K$, $H_{in} = 0$ のときの δ の分布で、縦軸は膜厚さを管径で無次元化している。それぞれ、管頂からの角度 $\theta = 0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$ の分布を示した。

δ は入口のわずかな区間で急激に変化し、すぐに一定となっている。これは、 $z=0$ で $\delta=0$ と境界条件を定めたため、そこでの熱伝達が非常に大きなものとなり、液膜が急成長した結果である。

図7にはこの結果を、ヌッセルトの管外凝縮の理論解と一緒に示した。管長の1%に満たない液膜の急激に成長する助走区間を除いて、計算値と理論解は極めてよく一致している。以上の結果から、薄膜部では助走区間を除けば、従来行われているように z 方向のせん断力の影響を無視することができ、凝縮液膜厚さ δ

の分布は、ヌッセルトの式で近似してもよいことが分かる。

次に、流れ方向のヌッセルト数分布を示す。図8, 9はそれぞれ $\Delta T = 15K, 5K$ のときで、縦軸は断面平均ヌッセルト数をヌッセルトの理論解で規格化したものである。

ヌッセルト数は助走区間で大きく、同区間における δ の分布に対応している。これに対し、残りの区間ではヌッセルト数は理論解から漸減する傾向を見せて

おり、これは H の分布、すなわち有効伝熱面積の減少に対応している。このことから、水平管の凝縮性能の予測には、 H の分布を正しく見積もることが重要であることがわかる。

6. 結 論

水平管内で蒸気が完全凝縮する際の、管底部の凝縮液に働く重力と、蒸気流のせん断力を考慮した理論解析ならびに数値計算を行い、実験と比較した。実験値は計算結果の範囲内にあり、流入蒸気 Re 数が $5 \times 10^3 \sim 5 \times 10^4$ の低流量の水平管内完全凝縮において本解析の妥当性が示され、以下の結論を得た。

(1) 凝縮性能の予測には、管底部の凝縮液深さ H の分布を正しく見積もる必要があるが、蒸気流によるせん断力と凝縮液の液位差による逆流という相反する二つの効果を考慮し、凝縮開始位置での凝縮液液位をパラメータとすることで、 H の値域を限定することが

できる。

(2) 低蒸気流量の水平管内完全凝縮では蒸気流速が小さいため薄膜部に働くせん断力は小さく、薄膜部はヌッセルトの理論を適用できる。

7. 参考文献

- [1] I. Y. Chen, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 1133 (1987)
- [2] 土方, V. Navrotsky: 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol. I, 148 (1989)
- [3] C. E. Rufer and S. P. Kezios, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, 88, 265 (1966)
- [4] 土方ほか3名: 日本機械学会[No. 900-71]熱工學部門講演会講演論文集, 45 (1990)
- [5] 藤井ほか4名, 機論, 42-363 (1976) 3541
- [6] 藤井ほか4名, 機論, 43-373 (1977) 3435