らせん管内気液環状二相流における液膜厚さの諸特性*
(水平らせんの場合)渡 辺 修^{*1}, 藤 田 秀 臣^{*2}Characteristics of Liquid Film Thickness
of Air-Water Annular Two-Phase Flow in a Helically Coiled Tube
(Horizontal Coil)

Osamu WATANABE and Hideomi FUJITA

An experimental study has been carried out to clarify the characteristics of the liquid film thickness of air-water two-phase flow in a helically coiled tube placed horizontally. The distribution of the time-averaged local liquid film thickness around a tube periphery varies along the circumference of the coil at low gas velocities. A subsidiary peak of the film thickness forms on the outer side of the coil for large liquid flow rates. The mechanism of peak formation varies with magnitude of the gas velocity. The peripherally averaged liquid film thickness of a tube section in a coiled tube is thicker than that in a straight tube at high gas velocities. When the superficial gas velocity exceeds 20~30 m/s, the centrifugal force of the gas-phase is dominant on the distribution of the film thickness around the tube periphery at the lower section. At a high gas velocity, it is expected that the characteristics of the liquid film on the downward or upward section of the coil are similar to those in a microgravity environment.

Key Words: Multiphase Flow, Helically Coiled Tube, Annular Two-Phase Flow, Film Thickness, Horizontal Coil, Microgravity

1. 緒 言

らせん管内二相流の熱伝達については、種々の観点から研究がなされており^{(1)~(3)}、著者らも対流沸騰熱伝達に及ぼすらせん径やらせん設置角などの影響について明らかにしてきた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。周知のように、沸騰二相流の主たる伝熱域である対流蒸発域の熱伝達特性を明らかにするためには、液膜厚さの特徴を把握することが重要である。このため、鉛直および水平直管内の二相流については多くの研究がなされている⁽⁶⁾。これに比べてらせん管内の二相流の液膜厚さの測定例は非常に少なく^{(7)~(9)}、熱伝達特性の詳細な解明のためには、より多くのデータの蓄積と解析が必要である。

前報⁽¹⁰⁾において、著者らはらせん軸が鉛直になるように設置したらせん管（鉛直らせん）内の空気・水系環状二相流の液膜厚さに対する、気・液流速と、らせん径の影響について検討した。その結果、気相流量が大きく、したがって気相の遠心力が非常に大きくても、液相流量が大きい場合には、液膜厚さの分布に対する重力の影響が顕著であること、液膜の諸性質に対する

らせん径の影響は小さいことなどを明らかにした。

一方、らせん軸が水平になるように設置したらせん管（水平らせん）では、対流蒸発域における熱伝達率がらせんの周方向に変化する⁽⁴⁾。これは、水平らせんでは主流に対する重力の相対的な作用方向がらせんの周上で変化的ることによって、管周方向の液膜厚さの分布が変化するためと考えられる。しかし、これまでに水平らせん管内、または類似な管路内の液膜厚さを測定した結果としては、鉛直面内のC字形バンドにおける最近の研究⁽¹¹⁾のほかは見当たらない。

本研究では、管内径が25 mmで、らせん径が500 mmの水平に設置したらせん管内の空気・水二相流について、種々の気液流速のもとで実験を行い、らせんの上部、下降部、下部、上昇部の4断面での液膜厚さの諸特性を検討する。また、各断面における管周方向の液膜厚さの分布形を比較することにより、重力の効果についても考察する。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置は、らせん軸が水平になるようにらせん管を設置した以外は前報⁽¹⁰⁾と同様であり、その概要を図1に示す。また、用いた座標系を図2に示す。らせん管テスト部は管内径25 mm、肉厚2.5

* 原稿受付 平成4年9月7日。

^{*1} 正員、愛知工業大学（〒470-03 豊田市八草町八千草1247）。^{*2} 正員、名古屋大学工学部（〒464-01 名古屋市中種区不老町）。

mm, らせん径 500 mm, ピッチ 50 mm, 巻き数 3 の銅管製である。二相流は空気・水系であり, 気液の混合はシンタ給水方式である。液膜厚さを電気抵抗法⁽¹⁰⁾で測定するため, 流れが発達したと考えられるらせん 2.5 巻きめ⁽¹²⁾の管周方向 (ψ 方向) 8 点に, 図 3 のように電極を取付け, 直径 1 mm のステンレス鋼製電極と他極 (銅管壁) を動ひずみ計に接続されたホイートストンブリッジの一辺に並列に接続した。この方法で液膜厚さの変化による電気抵抗の変化を電圧信号に変換し, あらかじめ作成した校正曲線によって液膜厚さを求めた。このように電極を設けたらせん管をらせん軸回りに 90° 間隔で回転, 固定することによって, らせんの上部 ($\theta=0^\circ$), 下降部 ($\theta=90^\circ$), 下部 ($\theta=180^\circ$) および上昇部 ($\theta=270^\circ$) の 4 断面における液膜厚さの管周方向分布を測定した。また同じ寸法のガラス製らせん管によって流動状況の観察も併せて行った。

実験は, 測定部における液相見掛け流速 $j_L=0.018$

図 1 実験装置

図 2 座標系

図 3 液膜厚さの測定法

~ 0.11 m/s, 気相見掛け流速 $j_G=15\sim 53$ m/s, 圧力 $0.1\sim 0.15$ MPa, 温度 $16\sim 21^\circ\text{C}$ で行った。流動様式は, j_L, j_G がともに小さい場合を除いては環状流であった。

3. 実験結果と考察

3.1 液膜波形の特徴 図 4 および図 5 は, 本実験範囲の中程度の液相見掛け流速である $j_L=0.047$ m/s における液膜の波形を, らせんの各位置について比較したものである。まず図 4 は, $j_G=15$ m/s と気相見掛け流速が小さく, 遠心力より重力の効果が支配的であると考えられる場合である。らせん上部 [図 4 (a)] では, 液膜は重力の作用方向であるらせんの内側 $\psi=0^\circ$ で圧倒的に厚いのにに対し, 外側 $\psi=180^\circ$ では薄い。下降部 [図 4 (b)] においても, この特徴はあまり変化しないが, らせん下部 [図 4 (c)] では, 液膜はらせんの外側 $\psi=180^\circ$ で厚く, 内側で薄くなっており, 重力の作用方向の違いによって上部と全く逆の分布になることがわかる。これに対し, 上昇部 [図 4 (d)] では, 液膜厚さはらせんの内側がやや厚くなっているものの, 管周方向 (ψ 方向) の変化は小さく, らせん外側 $\psi=180^\circ$ で薄い下降部 [図 4 (b)] の液膜とは著しく異なっている。もちろん下降側においても, [図 4 (d)] のように管周方向にほぼ一様な液膜になる位置があると思われるが, その位置は図 4 (b) よりも下流の $90^\circ < \theta < 180^\circ$ にあるものと考えられる。

図 5 は本実験の最大気相流速である $j_G=53$ m/s での液膜波形である。図 5 (a)~(d) の波形の差は小さ

(a) らせん上部 ($\theta=0^\circ$)

(b) らせん下降部 ($\theta=90^\circ$)

(c) らせん下部 ($\theta=180^\circ$)

(d) らせん上昇部 ($\theta=270^\circ$)

図 4 液膜波形

($j_L=0.047$ m/s, $j_G=15$ m/s)

く、いずれの断面でもらせんの内側 $\psi=0^\circ$ で液膜が厚く、らせんの外側 $\psi=180^\circ$ で薄くなっており、気相流速が大きいときのらせん管内の環状流に特有な液膜が形成されている。

3・2 局所の平均液膜厚さ 図6および図7に、液膜波形を時間平均して求めた局所の平均液膜厚さ y_m の管周方向分布をらせん周上の4断面について示す。

図6は本実験範囲では小さい液相流速 $j_L=0.029$ m/s の場合である。らせん上部[図6(a)]では、らせん内側 $\psi=0^\circ$ の y_m は j_G の小さいときに1.1 mm 程度であるものが、 j_G の増大につれ0.3 mm 程度まで著しく減少するのに対し、らせん外側 $\psi=180^\circ$ の y_m の変化量は非常に小さい。らせん下降部[図6(b)]では、 j_G が小さいときにらせん内側の y_m が小さくなる点を除けば、図6(a)のらせん上部の分布とほぼ類似である。

これに対し、らせん下部[図6(c)]では、重力の作用方向がらせんの外側方向 $\psi=180^\circ$ となるため、気相流速が低い(したがって気相流中の二次流れも弱い) $j_G=15$ m/s では、らせん外側 $\psi=135\sim 225^\circ$ の y_m が内側よりはるかに厚くなる。しかし、 $j_G=20$ m/s では、 y_m は管周方向にほぼ様な分布へと変化し、それ以上の j_G では、逆にらせんの外側の液膜厚さが薄くなる。気相に働く遠心力と、気相の二次流れによる気液界面せん断力は、いずれも液膜をらせんの内側に移動させる効果を持つが、気相流速の増大に伴い、これらの効果が重力の効果と同程度、さらには上回るように

図5 液膜波形
($j_L=0.047$ m/s, $j_G=53$ m/s)

なったものと考えられる。

上昇部[図6(d)]では、 j_G が小さいときに、外側 $\psi=180^\circ$ 付近の y_m が下降部[図6(b)]よりはるかに厚く、上流にあたるらせん下部[図6(c)]の特徴を強く保っている。一方、本実験の最高気相流速である $j_G=53$ m/s では、図6(a)～(d)の分布に大きな差異は認められず、重力に比べて遠心力が支配的な流れであることを示している。また、このときの分布は鉛直らせん管内の液膜厚さの分布⁽¹⁰⁾ とほぼ同じであり、液相流速 j_L が小さく、気相流速 j_G が大きい場合には、らせんの設置角の影響が小さいことがわかる。

図7は液相流速が大きい $j_L=0.11$ m/s の場合である。 j_L が小さいときに比べてどの断面でも液膜厚さが増大しているが、それに加えて液膜の分布形状に変化が生じ、気相流速が小さい、 $j_G=15$ m/s では、下部[図7(c)]のほかに、下降部[図7(b)]および上昇部[図7(d)]でも、らせん外側 $\psi=180^\circ$ に液膜厚さのピークが現れる。このピークは図7(b)の $j_G=26$ m/s に見られるように、 j_G の増大に伴いいったん小さくなるが、さらに、 j_G が増大すると、 $j_G=46$ m/s のように再び明りようになる。 j_G が大きいときに $\psi=180^\circ$ 付近に生じるピークは鉛直らせん管でも見られたが⁽¹⁰⁾、 j_G が小さいときのピークの発生は水平らせんに特有な現象であり、その発生機構は以下のように説明される。

ガラス製らせん管内の二相流の観察によれば、 j_G が

図6 平均液膜厚さ ($j_L=0.029$ m/s)

小さいときの流れはフロス流の性質を強く残している状態であり、らせん下降部の外側では、大波が通過する間に管壁全面に液が供給され、次の大波が到来するまでの液膜はごく薄い状態となる。その結果、平均液膜厚さには大波の波高が大きく影響を及ぼす。 j_L が小さいときには間欠的に到来する波の速度は遅く、したがって液相の遠心力は小さいため、図 8 (a) のように、らせん下降部 $\theta=90^\circ$ ではらせん外側 ($\psi=180^\circ$) へ移るにつれて波高が小さくなり、図 6 (b) の $j_G=15$ m/s のように、らせん外側には平均液膜厚さのピークを生じない。一方、図 7 のように j_L が大きい場合には、大波の速度が大きくなって作用する遠心力も増大するのに対し、管壁に沿って液相をらせんの外側から内側に輸送する気相の二次流れが弱いため、波の一部が $\theta=45^\circ$ 付近でらせんの外側へ移動する。その結果、図 8 (b) のように、 $\theta=90^\circ$ ではらせん外側 $\psi=180^\circ$ の波高が $\psi=135^\circ$ の波高を超えるようになり、らせん外側に平均液膜厚さのピークを生じるものと考えられる。

図 7 の上昇部 [図 7 (d)] では、図 6 の $j_L=0.029$ m/s の場合と同様、上流のらせん下部 [図 7 (c)] の特徴を残しているため、らせん外側の y_m が内側のものより厚い。上昇部 [図 7 (d)] かららせん上部 [図 7 (a)] に移る間に、重力のらせん内側 $\psi=0^\circ$ 方向への効果が顕著になるのに加え、液相が減速され、作用す

る遠心力も小さくなることから、再び液相はらせんの内側に移り、らせんの上部では $\psi=180^\circ$ における液膜厚さのピークが小さくなるものと考えられる。

j_G が大きい場合には、らせんの外向きに作用する遠心力が非常に大きく、また気相の二次流れによる管周方向の気液界面せん断力も強くなるため、重力の作用方向の影響が相対的に小さくなり、図 7 (a) ~ (d) の $j_G=53$ m/s における分布のように、どの断面でも液膜厚さの分布形状は類似になるものと思われる。

3.3 最大液膜厚さおよび最小液膜厚さ 本研究における最大液膜厚さ $y_{\max}$ と最小液膜厚さ $y_{\min}$ は、

(a) $j_L = 0.29$ m/s(b) $j_L = 0.11$ m/s図 8 らせん下降部 ($\theta=90^\circ$) の波形 ($j_G=15$ m/s) (a) らせん上部 ($\theta=0^\circ$)(b) らせん下降部 ($\theta=90^\circ$) (c) らせん下部 ($\theta=180^\circ$)(d) らせん上昇部 ($\theta=270^\circ$)図 7 平均液膜厚さ ($j_L = 0.11$ m/s) (a) らせん上部 ($\theta=0^\circ$)(b) らせん下降部 ($\theta=90^\circ$) (c) らせん下部 ($\theta=180^\circ$)(d) らせん上昇部 ($\theta=270^\circ$)図 9 最大液膜厚さ (白印: らせん外側 $\psi=180^\circ$, 黒印: らせん内側 $\psi=0^\circ$)

前報⁽¹⁰⁾と同様、液相の存在確率がそれぞれ0.01, および0.99となる液膜厚さとした。

らせん各部における最大液膜厚さの j_G および j_L による変化を図9に示す。図9中の白印はらせん外側 $\phi=180^\circ$ の $y_{\max}$ を、黒印はらせん内側 $\phi=0^\circ$ の $y_{\max}$ を表す。らせん上部[図9(a)]では内側の $y_{\max}$ には j_L の影響が小さいのに対し、外側 $\phi=180^\circ$ では j_L の影響が顕著であり、 j_L の増大によって、 $y_{\max}$ は5倍程度になる。下降部[図9(b)]での $y_{\max}$ の変化も上部[図9(a)]と類似である。一方、下部[図9(c)]では、気相流速の小さい $j_G=15$ m/sのときには外側 $\phi=180^\circ$ の $y_{\max}$ が内側 $\phi=0^\circ$ より大きい、 j_G の増大に伴い内側 $\phi=0^\circ$ の $y_{\max}$ が大きくなる。上昇部[図9(d)]の結果は、 j_G が小さいときに内側の $y_{\max}$ が増大する点を除けば、下部[図9(c)]と類似である。このように、最大液膜厚さはらせん内側では j_L にあまり影響されないのに対し、外側では j_L とともに急激に増大するといえる。この特徴は鉛直らせん管内⁽¹⁰⁾の場合と同様である。

らせん上部と下部における最小液膜厚さ $y_{\min}$ を図10に示す。白印はらせん外側、黒印はらせん内側の結果を示す。最小液膜厚さは、図9の最大液膜厚さに比べて数値は1けた小さいが、 j_G, j_L に対する依存性はよく似ており、らせん内側の $y_{\min}$ には j_L の影響が小さく、らせん外側の $y_{\min}$ には j_L の影響が大きい。また、 j_G が大きい場合には、らせん内側の $y_{\min}$ は0.1~0.15 mm程度とらせん外側の0.02~0.06 mmよりかなり大きくなるが、この結果は、定量的にも鉛直らせんの場合とほぼ一致している。

3.4 断面平均液膜厚さ 局所の平均液膜厚さ y_m

を管周方向に平均して求めた断面平均液膜厚さ $\bar{y}_m$ を図11に示す。図11より、断面平均液膜厚さ $\bar{y}_m$ は j_G

が小さいときにはらせんの周方向の位置によってかなり変化することがわかる。すなわち、 $\bar{y}_m$ はらせん上部[図11(a)]から下降部[図11(b)]へ移る間に減少するのに対し、下部[図11(c)]から上昇部[図11(d)]に移る間には明らかに増大している。上部から下降部へ移る場合には、重力の作用によって液相が加速されて液膜が薄くなるのに対し、上昇部では逆に減速されるために液膜が厚くなるものと思われる。一方、 j_G が大きいときには場所による差はほとんど見られなくなり、らせん半径方向の力としては重力よりも遠心力が支配的になったことを示している。

図11には、比較のため、前報⁽¹⁰⁾のらせん径500 mmの鉛直らせんにおける代表的な結果も示してある。また、やはり前報の水平に近い傾斜直管での結果と世古口ら⁽¹³⁾の内径25 mmの鉛直直管内上昇流での値を、流れの向きが類似になる位置の図に示してある。鉛直らせんとの差異は、 j_L が小さいときに図11(d)のらせん上昇部で、 j_L が大きいときに図11(b), (c)の下降部と下部で多少見られる程度である。一方、直管内の液膜厚さとの比較では、 j_G が大きい範囲で $\bar{y}_m$ の減少量が小さくなる傾向がある。これは、直管内では液滴流量が j_G の増大によって大きくなるのに対し（例えば鉛直直管内では $j_L=0.048$ m/s,

(a) らせん上部($\theta=0^\circ$) (b) らせん下部($\theta=90^\circ$)

(c) らせん下部($\theta=180^\circ$) (d) らせん上部($\theta=270^\circ$)

図11 断面平均液膜厚さ

[$\nabla, \blacktriangle$: 鉛直らせん⁽¹⁰⁾ (∇ : $j_L=0.11$ m/s, $\blacktriangle$: $j_L=0.029$ m/s, 水温21~25°C). (a), (c)中の破線: 水平に近い傾斜直管⁽¹⁰⁾ ($j_L=0.11$ m/s, $j_L=0.029$ m/sの結果は鉛直らせんとほぼ同じ, 水温21~25°C). (d)中の破線: 鉛直直管, 世古口ら⁽¹³⁾ ($+$: $j_L=0.097$ m/s, $\bullet$: $j_L=0.028$ m/s, 水温10~20°C)]

(a) らせん上部($\theta=0^\circ$) (b) らせん下部($\theta=180^\circ$)

図10 最小液膜厚さ(白印: らせん外側 $\phi=180^\circ$, 黒印: らせん内側 $\phi=0^\circ$)

$j_c = 55 \text{ m/s}$ で全液流量の 50% 程度⁽¹³⁾、らせん管内の二相流の液滴流量は直管内の場合よりもかなり少ないため⁽⁹⁾、液膜流量が大きな値に維持されるものと考えられる。

3・5 らせん下部における重力と遠心力の効果の比較 らせん管内の環状流の液膜厚さは、気液両相の遠心力、気液界面せん断力、壁面せん断力、重力、液滴の発生および再付着量など多くの因子によるが、管周方向の分布に対しては、気液各相に働くらせん外向きの遠心力、気相の遠心力に起因する二次流れによる気液界面せん断力、および重力とその作用方向が重要である。これらの力の相対的な効果を評価するためには、気相の遠心力の効果（液相をらせんの内側へ移動させる）と、液相の重力と遠心力の効果（液相をらせんの外側へ移動させる）が逆になる、らせん下部 $\theta = 180^\circ$ での液膜厚さの変化を検討することが適切であると考えられる。3・2 節で述べたように、らせん下部では j_c の増大に伴い、重力の効果に対する遠心力の効果が増大し、 y_m の分布がらせん外側で厚いものから平坦な分布へ変化し、さらにはらせん内側が厚いものに移る。この変化を適切に表す量として、下部断面における ψ 方向 8 箇所の局所平均液膜厚さ y_m の標準偏差を $\bar{y}_m$ で無次元化した σ^+ を式(1)のように定義する。

$$\sigma^+ = \sqrt{(1/8) \sum (y_m - \bar{y}_m)^2 / \bar{y}_m} \quad \dots\dots\dots (1)$$

σ^+ は、図 6 (c) の $j_c = 20 \text{ m/s}$ のように管周方向の液膜の分布が均一な場合には小さく、逆に図 6 (c) の $j_c = 15 \text{ m/s}$ または $j_c = 53 \text{ m/s}$ のように、管周方向の液膜厚さの分布に片寄りがあるときには大きな値となる。

図 12 にらせん下部における σ^+ の変化を示す。いずれの j_L においても、 σ^+ は j_c の増大により、いったん極小値をとった後増大する。図 6 (c) と図 7 (c) における y_m の分布形の変化と合せて考えることにより、この σ^+ が極小になる点を境に、液膜厚さは重力支配的な分布から遠心力支配的な分布へと変化するものと

図 12 らせん下部 ($\theta = 180^\circ$) における σ^+ の変化

思われる。本実験の場合には、遠心力支配的な分布へ変化する気相流速は $j_c = 20 \sim 30 \text{ m/s}$ の程度である。また j_L の増加に伴い、液相の遠心力が大きくなることから、 σ^+ が極小となる j_c も増大することがわかる。

3・6 y_m の分布形状に対する重力の影響 既述したように、 j_c が増大するにつれて重力の効果小さくなり、らせん周上の位置 θ による y_m の管周方向の分布形の違いは減少する。これを比較するために、各断面の断面平均液膜厚さ $\bar{y}_m$ と式(1)で定義される無次元の標準偏差 σ^+ を θ に対して図 13 に示す。

本実験で中程度の気相流速である $j_c = 35 \text{ m/s}$ の結果 [図 13 (a)] では、断面平均液膜厚さ $\bar{y}_m$ はどの断面においてもほぼ同じ値であり、この観点からは位置の影響（重力の作用方向の影響）はないといえる。しかし、 σ^+ はらせん周方向 θ に大きく変化しており、 y_m の分布形状には重力の作用方向の影響が依然として強いことがわかる。

一方、本実験の最大気相流速である $j_c = 53 \text{ m/s}$ での結果 [図 13 (b)] においては、 $\bar{y}_m$ に θ の影響がない点では図 13 (a) と同様であるが、 θ による σ^+ の変化は j_L が小さいときには小さくなっており、重力の影響が減少したことを示している。しかし、 $j_L = 0.11 \text{ m/s}$ の場合には依然として θ による差が大きく、 y_m の分布形状に対する重力の影響が無視できないことがわかる。したがって、対流蒸発域の局所熱伝達率など、液膜厚さの分布が問題となる場合には、蒸気流速が大きな範囲でも、液流量が大きいときには重力の影響を考慮に入れなければならないといえる。

また、近年問題になっている微小重力場での二相流を模擬することは、 j_c が小さい範囲では液膜の分布に対する重力の影響が大きいことから、鉛直らせんおよ

(a) $j_c = 35 \text{ m/s}$

(b) $j_c = 53 \text{ m/s}$

図 13 らせん周方向への σ^+ と y_m の変化

び水平らせんのいずれによっても困難である。一方、 j_G が大きく、気相に作用する遠心力が大きい場合でも、 j_L の大きい鉛直らせんでは、管周方向の液膜厚さ分布に対する重力の影響が顕著であり⁽¹⁰⁾、微小重力下の液膜の性質を表すことはできない。これに対し、水平らせんでは液膜の分布が $\psi=0-180^\circ$ 軸に対して対称であるのに加え、3・5 節の結果から $j_G \geq 35$ m/s ならば遠心力が支配的であると考えられる。事実、 $j_G \geq 35$ m/s では、 y_m の分布形が図 6, 7 の (b) と (d) でほぼ等しくなっていることに応じて図 13 で σ^+ が $\theta=180^\circ$ に対してほぼ対称になるとともに、 $\theta=90^\circ$ と 270° での σ^+ が、重力と遠心力の相対的な作用方向が逆になる $\theta=0^\circ$ と 180° における σ^+ の平均値にほぼ一致する。これらの結果から、下降部 $\theta=90^\circ$ 、または上昇部 $\theta=270^\circ$ での実験結果によって、微小重力下の液膜の性質を推定することが可能であると思われる。

4. 結 言

らせん軸を水平に設置したらせん管内の空気・水系環状二相流の液膜厚さを測定し、本実験範囲内で以下の結果を得た。

(1) j_G が小さいとき、局所の平均液膜厚さの分布はらせんの周方向に大きく変化する。また、 j_L が大きいときには、らせん外側にも平均液膜厚さのピークが生じるが、その発生機構は j_G の大小によって異なる。

(2) 最大液膜厚さ、および最小液膜厚さはらせん内側では j_L にあまり影響されないのに対し、外側で

は j_L とともに増大する。

(3) 断面平均液膜厚さは j_G が小さいときにはらせんの周方向に変化するが、 j_G の増大に伴って差は小さくなる。また、 j_G が大きいときには直管内の断面平均液膜厚さより厚くなる。

(4) らせん下部では、 $j_G=20\sim30$ m/s 以上で、気相の遠心力の効果が液相の重力と遠心力の効果を上回る。

(5) $j_G \geq 35$ m/s では、らせん下降部または上昇部での測定値によって、微小重力下での液膜厚さの分布形状を推定できる。

文 献

- (1) Owahdi, A., Bell, K. J. and Crain, B. Jr., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **11**-12(1968), 1779.
- (2) 加治・中西・森・久米・守谷・石谷, 機論, **50**-451, B(1984), 650.
- (3) Berthoud, G. and Jayanti, S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **33**-7(1990), 1451.
- (4) 渡辺・部谷・大見・藤田, 機論, **57**-538, B(1991), 2104.
- (5) 渡辺・部谷・大見・藤田, 機論, **58**-547, B(1992), 911.
- (6) 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, (1989), 293.
- (7) 小関, 東京大学学位論文, (1973), 82.
- (8) Whalley, P. B., *Int. J. Multiphase Flow*, **6**-4(1980), 345.
- (9) 久米・守谷・加治・中西・石谷, 第 18 回日本伝熱シンポジウム講義集, (1981), 538.
- (10) 渡辺・中島・藤田, 機論, **58**-554, B(1992), 3128.
- (11) 白井, 機論, **58**-552, B(1992), 2524.
- (12) 加治・森・岸本・中西・機論, **50**-457, B(1984), 2134.
- (13) 世古口・西川・中里見・西・金氏, 機論, **39**-317(1973), 313.