らせん管内気液二相流の流動と伝熱*
(らせん軸が水平に置かれた場合)渡 辺 修**, 田 島 収**
中 野 敏 克***, 下 谷 昌 宏****Flow and Heat Transfer of a Gas and Liquid Two-Phase Flow
in Helical Coils
(For the Case When the Coil Axis is Horizontally Placed)by Osamu WATANABE, Osamu TAJIMA,
Toshikatsu NAKANO, and Masahiro SHIMOYA

The flow and heat transfer of an air-water two-phase flow in helical coils, whose axis was horizontally placed, were experimentally studied. First, the flow pattern, average void fraction, frictional pressure drop and characteristics of the distribution of the local void fraction at upper and lower positions of the coil were investigated. Second, variations of the local Nusselt number along the axial and circumferential direction of the coiled tube were examined. At the inside of the bend, the local Nusselt number varied extremely between the upper and lower position of the coil. While, on the outside, there were little differences between them. The relation of the average Nusselt number and volumetric flow fraction was also mentioned.

Key Words: Multiphase Flow, Convective Heat Transfer, Helical Coils, Air-Water Two-Phase Flow, Horizontally Placed Axis

1. 緒 言

らせん管伝熱面は、その大きさに対して伝熱面積が大きくとれることから、小形ボイラ、化学装置など伝熱機器に広く用いられているが、らせん管内で沸騰を伴う場合のように、管内の流れが気液二相流となるとときには単相流と比べてはるかに現象が複雑になるのに加え、直管内の流れにはない遠心力による二次流れの発生をも伴うため、その流動、伝熱特性の解明は非常に困難なものとなっている。

らせん管内の二相流に関する従来の研究は、らせん中心軸が垂直におかれたものに集中している。流動については赤川ら⁽¹⁾が比較的気相流速の小さい上向きらせん管内の実験を行い、流動状況、ボイド率、摩擦圧力損失を求めている。また Whally⁽²⁾はより高い気相流速の範囲について実験を行っている。さらに加治ら⁽³⁾は流動様式について検討している。一方伝熱の分野では水・水蒸気系について Owhadi ら⁽⁴⁾、Crain ら⁽⁵⁾、加治ら⁽⁶⁾が、また R 113 について加治ら⁽⁷⁾が検討してい

る。これに対し、らせん軸が水平におかれたもの（以下、横向きらせん管という）については研究例はほとんどなく、類似したものとして臼井ら⁽⁸⁾が垂直面内の180°曲管内の二相流の流動について実験を行っている程度である。

横向きらせん管内の二相流は管内を流れるにつれ流動方向に対する重力の作用する方向が変化するため、上向きらせん管内の流れとは流動状況が異なることが予想される。この差異は遠心力の作用が重力のそれに対して小さいか、同程度の範囲において顕著となるであろう。またこれに伴いらせん管内の伝熱特性も当然異なるため、らせん軸が垂直におかれた場合の資料をそのまま適用することには問題がある。

本研究はこのような背景のもとに内径 10 mm、らせん径 100 mm、および 200 mm の横向きらせん管内の空気・水系二相流の流動様式、ボイド率、摩擦損失を求め、ついでらせん径 100 mm のらせん管について熱伝達実験を行うことにより横向きらせん管内の気液二相流の流動と伝熱特性の特徴について検討する。

2. 実験装置および実験方法

図 1(a)に実験装置の概略図を、図 1(b)に座標系と壁温測定位置を示す。空気は圧縮機①から流量調節

* 昭和 60 年 11 月 20 日 関西支部第 245 回講演会において講演、原稿受付 昭和 60 年 6 月 3 日。

** 正員、愛知工業大学 (〒470-03 豊田市八草町八千草 1247)。

*** 准員、アスモ(株) (〒431-04 湖西市梅田 390)。

**** 学生員、愛知工業大学大学院。

弁②と空気流量測定管③を通して、管円周上に直径 0.3 mm の小孔を多数あけた内径 10 mm の気液混合部④に流入する。水はタンク⑤よりポンプ⑥を通り流量調節弁⑦、水流量測定用ベンチュリ⑧を通して気液混合部で空気と混合される。ここで作られた気液二相流は内径 10 mm、長さ 3.2 m の直管助走部⑨を通ってらせん管⑩に流入し、出口側水平直管⑪を経て外部に流出する。平均ボイド率、摩擦圧力損失の測定に用いたらせん管は銅管製で内径 $d=10$ mm、らせん径 $D=100$ mm ($d/D=1/10$)、巻数 10、ピッチ 20 mm のものと、 $D=200$ mm ($d/D=1/20$)、巻数 6、ピッチ 20

mm の 2 種類である。圧力損失は $d/D=1/10$ のものではらせん開始点から 3.5 巻めと 9.5 巻め、 $d/D=1/20$ のものでは 2.5 巻めと 5.5 巻めにそれぞれ設置した圧力タップ(らせん管下側)を通して、ひずみゲージ式圧力計⑭、⑮によって測定した。空気流量はガスメータで検定した内径 2 mm のステンレス鋼管前後の差圧を、また水流量もあらかじめ検定したベンチュリの差圧を、それぞれひずみゲージ式差圧計⑫、⑬によって測定することによって求めた。各々の差圧計、圧力計から動ひずみ計⑯を通して得られた信号は、全て AD-変換器⑰によって 100 Hz でサンプリングされマイクロコンピュータ⑱に格納される。各部の圧力等の値は約 20 s (2 048 データ) の値の平均値をとった。平均ボイド率の測定は、 $d/D=1/10$ と $d/D=1/20$ のらせん管の前後に三方コックと二方コックを取付け、締め切り法によって行った。 $D=100$ mm のらせん管については伝熱実験と対応させるため、9 巻めの下部 ($\theta=0^\circ$) と上部 ($\theta=180^\circ$) の二箇所において触針を管の中心線に沿ってトラバースすることにより局所ボイド率の測定を行うとともに、ガラス管製のらせん管による流動様相の観察も行った。

伝熱実験に使用したらせん管は内径 $d=10$ mm、肉厚 1 mm、らせん径 $D=100$ mm、ピッチ 20 mm、巻数 5 巻のステンレス鋼製である。加熱はこの管に交流電流を直接通電することにより行った。壁温の測定は図 1 (b) に示すように、4 巻めの下部から 22.5° または 45° おきに 10 箇所 ($\theta=0\sim337.5^\circ$) の断面で、それぞれ内側 ($\psi=0^\circ$)、横側 ($\psi=90^\circ$)、外側 ($\psi=180^\circ$) の三箇所に、感熱部をシート状に伸ばした K 熱電対を管外壁上に圧着して行った。

3. 流動実験の結果と考察

3.1 らせん管内の流動状況 本実験で現れた $D=100$ mm のらせん管内のフローパターンの代表的な例を図 2 に示す。図 2 (a) は液みかけ流速 $U_L=1.30$

1:compressor 2:valve 3:small tube 4:mixing section
5:water tank 6:pump 7:valve 8:orifice
9:developing section 10:test section 11:outlet section
12,13:differential pressure gage 14,15:pressure gage
16:strain amplifier 17:AD converter 18:micro computer
19:transformer 20:switching box of thermocouples
21:amplifier

(a) 実験装置概略

(b) 座標系と壁温測定位置

図 1 実験装置

図 2 らせん管内の流動状況

m/s, 空気みかけ流速 $U_c=0.11$ m/s のものであり, 流れは気泡流となつて流れている。気泡は常に内側に位置しており, 重力の効果よりも遠心力の効果が大きいことを示している。図 2 (b) は $U_L=0.30$ m/s, $U_c=0.22$ m/s のものであり, 流れはプラグ流である。気体プラグはらせん管左右部および下部では内側に位置するのにたいし, 上部ではらせん管外側に移っており, この状態では遠心力に対して重力の効果が相対的に大きいことがわかる。図 2 (c) は $U_L=0.85$ m/s, $U_c=1.6$ m/s の場合であり気体プラグは非常に長くなり, その界面は大きく乱れている。この気体プラグのまわりの液膜は大部分がらせん外側に集中している。図 2 (d) は $U_L=0.11$ m/s, $U_c=2.1$ m/s のものである。通常気体と液体は分離して流れ, 液はらせん下部を少し過ぎた所に滞留するが, ときどきこの滞留部が管断面を閉そくして液体スラグを形成することがある。

3・2 流動様式線図 図 2 のような写真観察をもとにして求めたらせん径 100 mm ($d/D=1/10$) のらせん管内二相流の流動様式線図を図 3 に示す。図 3 中ハッチングが本実験の結果であり, 実線は臼井ら⁽⁸⁾の垂直面内 180° 曲管上向き流れの, 破線は下向き流れの場合である。

また一点鎖線は加治ら⁽³⁾のらせん軸が垂直に置かれた $D=165$ mm の場合における分類線を示す。ここで本実験では, 気体プラグ界面が乱れていないものをプラグ流, 界面に乱れを伴うものをスラグ流とし, さらに後者の中でも気体プラグが長く (らせん一周程度以上), かつ乱れが激しくなったものはフロス流として区別している。したがって本実験におけるスラグ流と

図 3 流動様式線図 ($D=100$ mm)

フロス流の中間程度が臼井らおよび加治らのプラグ流とスラグ流の境界にあたると思われる。そのように解釈すれば本実験の結果と臼井らおよび加治らの結果にさほどの相違はないと言える。ただしプラグ流と気泡流の境界は本実験では少し低めの液相流速の位置にある。

3・3 平均ボイド率 図 4 に締め切り法で求めた平均ボイド率 α_m と容積流量比 $\beta=U_c/(U_c+U_L)$ の関係を示す。図 4 中実線は垂直および水平直管に対する Armand ら⁽⁹⁾の次式を表す。

$$\alpha_m = 0.833\beta \quad \dots\dots\dots (1)$$

図 4 (a) の $d/D=1/10$ の実験結果は Armand らの式とよく一致しており, 図 4 (b) の $d/D=1/20$ の結果も $d/D=1/10$ のとほとんど差はない。またこれらの結果は, 上向きらせん管内の平均ボイド率についての赤川ら⁽⁴⁾のものと同様であることから, らせん管内の平均ボイド率は d/D , およびらせんの設置角に依存しないことが予想される。

3・4 局所ボイド率分布 上述のように平均ボイ

(a) $d/D=1/10$

(b) $d/D=1/20$

図 4 平均ボイド率

ド率はらせんの設置角には影響されないと考えられるが断面内ボイド率分布は3・1節の写真からも明らかに重力と遠心力の相対的な作用の方向に大きく影響されると思われる。この点を確認するためそれらの作用方向が逆になる $\theta=0, 180^\circ$ の位置においてらせん軸に垂直な管中心線上のボイド率分布を、 $D=100$ mm のらせん管について測定した。その結果を図5と図6に示す。図5、6中 r/r_0 は管半径位置を示し、 β は容積流量比である。図5のらせん下部では常にらせん軸側にボイド率の高い領域があること、および U_L の増大に伴う遠心力の増大によりボイド率分布の片寄りが激しくなることがわかる。これに対してらせん上部の図6では、(a)の $U_L=0.35$ m/s の場合には、 β の小さい範囲で重力の効果が遠心力より大きいため、らせん外側の方にボイド率の高い部分がある。しかし U_L の増大につれ遠心力の効果がまさるようになり、気相はらせん軸側へ移っていく。また同じ U_L の時の下部、上部のボイド率分布を比較すると、特に β の小さい部分では上部では比較的なだらかなが下部ではよりとがった分布形をしている。これは同じ気体プラグでも下部においては遠心力に重力が重なり偏平で長い形になるのに対し、上部ではこれとは逆に長さは短く、径の大きい形に変化するためである。このようにらせん上部と下部のボイド率分布は異なっているが図5(b)、6(b)にみられるように U_L が大きくなる

と、特に β の大きいところでは遠心力の効果が重力よりはるかに大きくなるため、その差はほとんどなくなる。

3・5 圧力損失 らせん管内の摩擦圧力損失は単相流においても遠心力による二次流れのため直管内のものとは異なる。ここでは二相流の圧力損失との比較に用いるためらせん管内に空気あるいは水単相流を流し摩擦損失係数を求めた。図7にこの結果を示す。図7中の線は伊藤⁽¹⁰⁾の層流域に対する式(2)、乱流域に対する式(3)である。

$$\lambda_c/\lambda_s = 21.5K / (1.56 + \log_{10} K)^{5.73} \quad \cdots \cdots (2)$$

$$\lambda_c(D/d)^{1/2} = 0.029 + 0.304\{Re(d/D)^2\}^{-1/4} \quad (3)$$

ここで λ_c はらせん管内の、 λ_s は直管内の摩擦損失係数、 Re はレイノルズ数、 $K [= Re(d/D)^{1/2}]$ はディーン数である。本実験の結果は層流域、乱流域ともこれらの式に一致しており、層流から乱流への遷移レイノルズ数も伊藤⁽¹⁰⁾の $Re_{cr} = 2(d/D)^{0.32} \cdot 10^4$ によく一致した。このことから本実験装置は妥当なものであるといえるであろう。

次に本実験で得られた二相流摩擦損失をLockhart-Martinelli 相関⁽¹¹⁾によって整理した結果を図8に示す。図8(a)は $d/D=1/10$ 、図8(b)は $d/D=1/20$ のものである。ここで $\Phi_{Lc}^2 = (\Delta P/\Delta Z)_{Tc} / (\Delta P/\Delta Z)_{Lc}$ 、 $X^2 = (\Delta P/\Delta Z)_{Lc} / (\Delta P/\Delta Z)_{Gc}$ であり、 $(\Delta P/\Delta Z)_{Tc}$ はらせん管内の二相流の摩擦損失こう配であり、 $(\Delta P/\Delta Z)_{Lc}$ は直管内の二相流の摩擦損失こう配であり、 $(\Delta P/\Delta Z)_{Gc}$ は直管内の単相流の摩擦損失こう配である。

(a) $U_L=0.35$ m/s

(b) $U_L=1.41$ m/s

図5 局所ボイド率(らせん下部)

(a) $U_L=0.35$ m/s

(b) $U_L=1.41$ m/s

図6 局所ボイド率(らせん上部)

$(\Delta Z)_{Lc}$ は液体のみが, $(\Delta P/\Delta Z)_{Gc}$ は気体のみがそれぞれらせん管内を流れた時の摩擦損失こう配である。また図 8 中の実線は直管に対する Lockhart らの ϕ_{tt} 曲線であり、破線は ϕ_{vv} 曲線であり他の ϕ_{vt} , ϕ_{tv} 曲線はこれらの間に入る。今回の実験はらせん管内の v - v 領域と t - v 領域に対応するが, $d/D=1/10$ も $d/D=1/20$ の場合もいずれもほぼ ϕ_{tt} 曲線に一致しており、各データ点の ϕ_{tt} との偏差は多くても 20% 程度以内であることがわかる。このことから横向きらせん管内の二相流の摩擦圧力損失を求める際にも、Lockhart-Martinelli の方法が有効であると言える。

4. 熱伝達実験の結果と考察

4.1 単相流熱伝達 図 9 にらせん管内に水単相流を流した場合の $\phi=0, 90, 180^\circ$ におけるヌセルト数 $N_u = hd/\lambda$ を示す。ただし、熱伝達係数 $h = q/(T_w - T_b)$ を求める際、壁面温度 T_w には実験で求められた管外壁温度を、熱流束 q には全発熱量をらせん管内表面積で除したものをを用いた。 λ は流体の熱伝導率、

図 7 単相流摩擦損失係数

図 8 Lockhart-Martinelli 法による二相流摩擦損失係数の整理

T_b は混合平均温度である。また図 9 中の実線は Mori ら⁽¹²⁾の層流域における平均ヌセルト数に対する次式である。

$$N_u = (0.864/\xi) \cdot K^{1/2} (1 + 2.35K^{-1/2}) \quad \dots\dots (4)$$

ここで $\xi = (2/11)\{1 + \sqrt{1 + (77/4P_r^2)}\}$, P_r はプラントル数である。図 9 で見られるようにらせん管の内側と外側では熱伝達係数は大きく異なり、管壁内の温度差が大きく、周方向への熱伝導も無視できない。それゆえ、ここでの定義にもとづいたヌセルト数は実際の値(内壁面温度に基づき、管壁内の熱伝導を考慮に入れたもの)とは当然異なるが、二相流のヌセルト数を求める際、ここで求めた液単相流のヌセルト数との比の形で考えると、この値と実際のものとの差異は小さくとなると推定される。

4.2 二相流局所熱伝達 次にらせん管内に空気・水二相流を流した場合の局所熱伝達について検討する。二相流のヌセルト数も単相流のヌセルト数同様、 T_w には管外壁温度を用いた。また物性値は液相の値を用い、混合平均温度も熱がすべて液相に移るものと仮定して計算した。上述したように、この二相流ヌセルト数 $N_{u,TP}$ と、同じ U_L において同じ場所で求めた液単相流のヌセルト数 $N_{u,L}$ との比 $N_{u,TP}/N_{u,L}$ を考えることにより、気相流入の効果を検討する。

図 10~12 にらせん内側、横側、および外側における $N_{u,TP}/N_{u,L}$ を β に対して示す。また図 10 中には流動様式線図から得られる流動様式も示してある。

図 10 のらせん内側では θ による $N_{u,TP}/N_{u,L}$ の差が最も大きく、(a) の $U_L=0.35$ m/s の場合には、らせん下部の $\theta=0, 22.5, 337.5^\circ$ では β の増加につれ $N_{u,TP}/N_{u,L}$ は減少していき、 $\beta=0.65$ 程度で 0.7 と液単相流よりもはるかに小さな値となるがこれ以上の β では再び増大するようになる。これに対しらせん上部では β の増加とともに $N_{u,TP}/N_{u,L}$ は大きくなり $\beta=0.65$ 程度で 2.7 と非常に大きな値となるが、より大

図 9 単相流ヌセルト数

きい β では今度は減少するようになる。この現象は次のように考えられる。らせん下部では図5でわかるように、気相は常に内側に集中するため、そこでの局所ボイド率はもともと高いうえに、 β の増大につれさらに増加し、 $\beta=0.65$ 程度で極大値を示すようになる。そしてこの領域では壁面近傍に液の存在する確率が非

常に小さくなることにより熱伝達が抑制される。一方 β がさらに増大すると流動様式が変化し、ボイド率分布が平坦化するのに伴い逆に熱伝達は促進されるようになり Nu_{TP}/Nu_L は増大し始める。

(a) $U_L=0.35$ m/s (b) $U_L=0.71$ m/s (c) $U_L=1.05$ m/s (d) $U_L=1.41$ m/s

図 10 二相流ヌセルト数 (らせん内側)

(a) $U_L=0.35$ m/s (b) $U_L=1.41$ m/s

図 11 二相流ヌセルト数 (らせん横側)

(a) $U_L=0.35$ m/s (b) $U_L=1.41$ m/s

図 12 二相流ヌセルト数 (らせん外側)

図 13 二相流平均ヌセルト数

これに対しらせん上部 ($\theta=180^\circ$ 付近) では、 β の小さい範囲では気相は主にらせん外側にあるため、らせん内側においては気相流入による液相実流速の増大と、気体プラグの通過に伴うかく乱作用の増大という熱伝達促進効果だけが働き、熱伝達係数は液单相流の場合よりはるかに大きくなるものと考えられる。しかし、 $\beta=0.65$ 付近を境に上述のようにボイド率分布が平坦化し、 $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ は減少するようになるものと考えられる。図 10(b)～(d) とみかけ液相流速が増大しても図 10(a) の場合と同じような傾向を示すが、その変化量はかなり小さくなっていくことがわかる。また図 10(a)～(d) においても $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ の極値をとる点が図中に示してある流動様式の変化域にほぼ対応することから、らせん内側の熱伝達は θ のみならず流動様式にも大きく影響されることがわかる。

次にらせん横側 (図 11) では (a) の $U_L=0.35$ m/s ではらせん上昇部から上部付近では β の増大につれ $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ は大きくなるのに対し、下降部から下部付近では逆に小さくなっていく点に特徴がある。しかし U_L の増大につれ、この小さくなる範囲は β の大きい部分に限られるようになり、図 11(d) では全 θ について β の増加とともに若干増大する程度となる。

さらに図 12 のらせん外側ではいずれの U_L の場合も、 β に対する $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ の変化の形についての θ の影響はなくなり、 $U_L=0.35$ m/s の高 β 域を除けば、ほぼ β の増大につれ $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ は大きくなっていくことがわかる。

以上を要約すればらせん管内二相流の熱伝達はらせん内側において最も強く β および θ に依存するが、横側、外側ではその程度ははるかに小さくなる。またみかけ液相速度の増大によってもその影響は小さくなると言える。

4.3 二相流平均熱伝達 以上のように局所ヌセルト数比 $N_{u_{TP}}/N_{u_L}$ は管周方向位置 ψ によって大きく異なるが、らせん管全体の平均ヌセルト数は気相流速の増大とともに大きくなることが予想される。そこで各 θ 断面での断面平均ヌセルト数を便宜上次式のように定義し

$$\overline{N_{u_{TP}}} = \{N_{u_{TP}(\theta=0^\circ)} + 2 \cdot N_{u_{TP}(\theta=90^\circ)} + N_{u_{TP}(\theta=180^\circ)}\} / 4 \quad \dots\dots\dots (5)$$

この $\overline{N_{u_{TP}}}$ をすべての θ について平均した二相流平均ヌセルト数 $N_{u_{TP}}$ と、同様にして求めた液单相流平均ヌセルト数 $N_{u_{Ls}}$ の比を β に対して示したのが図 13 である。図 13 中の線はこれらの値を用いて求めた次の近似式である。

$$N_{u_{TP}} = 1.5\beta^{0.14} \cdot N_{u_{Ls}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$U_L=0.35$ m/s のときに実験値は少し大きい値を示すものの、今回の実験範囲における平均ヌセルト数は 15% 程度以内の精度で式 (6) によって表すことができる。

5. 結 言

らせん軸が水平に置かれたらせん管内の気液二相流の流動伝熱特性を明らかにするため空気・水系二相流について実験を行い、次の結果を得た。

(1) 平均ボイド率はらせん軸が垂直におかれた場合と変わりはない。

(2) 断面内ボイド率分布は遠心力の小さい場合には、らせん上部、下部では大きく異なる。

(3) 摩擦圧力損失は Lockhart-Martinelli 相関により整理できる。

(4) 横向きらせん管内の気液二相流への熱伝達に対する θ の影響は、らせん内側では著しいが、横側および外側では小さくなる。また U_L の増大につれ θ の影響は小さくなる。

(5) 今回の実験範囲における二相流の平均ヌセルト数は式 (6) で近似できる。

文 献

- (1) 赤川・ほか 2 名, 機論, 36-290 (昭 45), 1712.
- (2) Whally, P. B., *Int. J. Multiphase Flow*, 6-4 (1980), 345.
- (3) 加治・ほか 3 名, 機論, 50-457, B (昭 59), 2134.
- (4) Owhadi, A., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 11-12 (1968), 1779.
- (5) Crain, B., ほか, *AIChE Symp. Ser.*, 69-131 (1973), 30.
- (6) 加治・ほか 5 名, 機論, 50-451, B (昭 59), 650.
- (7) 加治・ほか 3 名, 第 22 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 60), 560.
- (8) 臼井・ほか 3 名, 第 15 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 53), 364.
- (9) Armand, A. A., ほか, *AERE Lib/Trans.*, 816 (1959).
- (10) 日本機械学会編, 管路・ダクトの流体抵抗, (昭 54), 69, 日本機械学会.
- (11) Lockhart, R. W., ほか, *Chem. Eng. Prog.*, 45-1 (1949), 39.
- (12) Mori, Y., ほか, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 10-5 (1967), 681.

討 論

〔質問〕 坂 口 忠 司〔神戸大学工学部〕

(1) 図8について、実験は、らせん管内の v - v 領域と t - v 領域に対応するが、いずれも ϕ_{tt} 曲線に一致しているとされている。このようになった理由について、ご見解をご教示いただきたい。

(2) 二相流局所熱伝達実験は、相変化を伴わない空気-水系で行われている。どのような実用的目的なし実機を念頭において、このような系を用いたのかご教示願いたい。

〔回答〕 (1) ご指摘の ϕ について、らせん軸が垂直である場合の質問者らの研究⁽¹⁾で L-M 法の ϕ_{tt} 曲線より小さくなっている、という点を考えれば、今回の結果については次のようなことも考えられる。本実験範囲では、図2の写真および図5、6のボイド率分布にみられるように、気液各相の管断面内分布がらせん円周方向位置によって変化すること、および上昇部と下降部が交互に存在するため、らせん軸が垂直な場合より流れのかく乱の度合いが大きく、エネルギー消散もより大きくなると思われる、このようなことから ϕ が大きくなる可能性がある。しかしながら現在の段階ではいかなる要因で今回の結果となったかは明らかでなく、今後の検討課題と考える。

(2) 実機において二相流の熱伝達が問題になるのは、たしかに単成分系の沸騰二相流がほとんどであると思う。事実今回の研究の発端も温水ボイラの研究に関連して、対流沸騰を伴う横向きらせん管内の流動、伝熱特性を明らかにしようとするものであった。ただこのような場合の研究例が、著者らの知るかぎりでは見あたらなかったため、基礎的なものとして相変化のない二相流の熱伝達の特徴を先立って求め、この結果をふまえて、将来、相変化を伴う場合を行いたいと思っている。

〔質問〕 加 治 増 夫〔大阪大学工学部〕

(1) テスト部の系圧力および実測した差圧はどの程度であったか、それによってテスト部入口と出口で β がどの程度変わっているのかお伺いしたい。

(2) 伝熱実験における熱流束、テスト部入口と出口における水温、管外壁温度の具体的な数値例をお示し願いたい。また、単相流の場合と二相流の場合とは同一の熱流束レベルで実験されたのか。

(3) 伝熱実験の際の沸騰、および加熱による空気流の加速の影響などの有無についてご説明されたい。

〔回答〕 (1) 本実験範囲において入口部と出口部における β の変化が最も大きいと思われる場合 ($U_L=1.41$ m/s, $U_G=0.1$ m/s) を例にとれば、本系では出口が大気に解放となっているので、この場合には系の圧力は 1.2×10^5 Pa 程度である。また差圧は 0.1×10^5 Pa 程度であり、テスト部入口と出口での β は 10% 出口側が大きくなると考えられる。

(2) 熱流束は約 6×10^4 W/m² である。入口部水温は約 9°C、出口部水温は 16~35°C 程度である。管外壁温度は、気液流量、らせん円周方向、管円周方向の違いによって大きく変化するが、たとえば $U_L=0.71$ m/s で U_G が小さい場合において、らせん下部では、混合平均温度との差は、らせん内側 ($\phi=0^\circ$) で 28°C、横側 ($\phi=90^\circ$) で 12°C、外側 ($\phi=180^\circ$) で 9°C 程度であった。また単相流の場合と二相流の場合の熱流束レベルは同じである。

(3) 本実験では沸騰は生じておらず、加熱による空気流の加速のみが現れる。本実験範囲では、入口部と出口部の混合平均温度の最大上昇量は約 25°C であり、 U_G は 10% 程度増大と思われる。この U_G の変化による β の変化量は、 β の小さいときに 7% 程度、大きいときには 1% 程度である。