水素二相流の圧力損失と膜沸騰伝熱特性

高橋勝國*・斎藤敏雄*・柳島淑隆*・神谷祥二*

老固潔一**・岩田章**・増井喜健*

* 川崎重工業(株)鉄構事業部 加古川市平岡町新在家字平池1224

** 川崎重工業(株)技術研究所 明石市川崎町 1-1

(1979年10月15日受理)

Pressure Drop and Film Boiling Heat Transfer Characteristics of Two Phase Hydrogen Flow

Katsukuni TAKAHASHI*, Toshio SAITO*, Yoshitaka YANAGISHIMA*,
Shouji KAMIYA*, Kiyokazu ROKO**, Akira IWATA** and
Yoshitake MASUI*

* Steel Structure Mfg. Div. Kawasaki Heavy Industries Ltd.
1224 Aza-Hiraike, Shinzaike, Hiraoka-cho, Kakogawa-shi

** Technical Institute, Kawasaki Heavy Industries Ltd.
1-1 Kawasaki-cho, Akashi-shi

(Received October 15, 1979)

Synopsis :

This paper presents the results of a study on the pressure drop and the film boiling heat transfer for a two-phase flow of hydrogen in a horizontal tube.

Experiments were made on two types of tube; two pieces of vacuum insulated straight tubes of 4 m long, inside diameters of which are 18.4 and 23.9 mm, respectively; Anuninsulated tube of 8 m long with 90 degree bends at two locations, inside diameter of which is 12.3 mm.

Experimental conditions were as follows;

Flow rate (l/min.); 5 to 50

Vapor quality ; 0.01 to 0.90

Pressure (bar) ; 1.4 to 5.8

Conclusions obtained from the experiments are summarized below.

- 1) The frictional pressure drop of two-phase flow of hydrogen for a straight tube is well related to a modified Lockhart-Martinelli (L-M) curve, that is, L-M pressure ratio parameter, ϕ_L multiplied by 0.8, for both adiabatic and diabatic conditions. More than 90% of data fell within the scatter band of $\pm 20\%$ from the modified L-M curve.

The pressure drop for a bend was also correlated by using parameters analogically introduced from L-M parameters for a straight tube.

- 2) As for the heat transfer by forced-convection film boiling, the following relationship was established based on the method proposed by Ellerbrock.

$$\left(\frac{Nu_f}{Nu_{fm}}\right) \cdot Bo^{-0.4} = 9.46 X_{tt}^{-0.131}$$

More than 90% of data obtained were in agreement with the the expression shown above with no more than $\pm 20\%$ error.

In this study, it was known that the heat transfer for two-phase flow of nitrogen as well as hydrogen follow Ellerbrock's theory.

1. 序

わが国で本格的な液体水素供給設備が稼働して一年有余になる。現在液体水素が大規模に使用されているのは主として宇宙開発分野であるが、この設備の稼働によって、わが国の液体水素工業は力強い一歩を踏み出したといえる。

液体水素設備を設計するには、液体水素の管内流動に伴う知見、とりわけ流動圧損と管内伝熱に関する知見が不可欠である。しかし液体水素をはじめとする低温流体では、沸点が低いために管外からの熱侵入が不可避なことで低温流体の潜熱が著しく小さいことのために、管内流動は通常気液二相流となり、解析的取扱いは困難で研究報告も少ない。

気液二相流の圧損については、1940年代から空気-水素および蒸気-水系の実験データに基づいて多くのデータ整理法が提案されており、なかでも分離流モデルによる Lockhart-Martinelli の整理法 (L-M法)²⁾ や均質流モデルによる整理法が代表的である。これらの整理法が低温流体にも適用しうるか否かについて、近年いくつかの実験研究が行なわれているが、上記 L-M 法は約 $\pm 30\%$ の誤差範囲内で適用しうるとする報告がある。³⁾⁴⁾⁵⁾ 一方、L-M 法による計算値は実測値に比して大幅に大きく、むしろ均質流モデルによる計算値が適しているとの報告もあり⁶⁾⁷⁾、各整理法の評価は様ではない。

一方気液二相流の管内伝熱については、液体水素移送管の予冷時間算定や蒸発器の設計などにおいて、とりわけ強制対流膜沸騰伝熱が重要である。この伝熱については、1960年代初頭からボイラおよび原子炉用蒸気発生器を対象として研究がはじまり、単相流伝熱との類推から比較的簡単に熱伝達率を算定する整理法も数多く提案されている。これらの整理法を低温流体に適用する試みとして、Giarratano ら¹¹⁾ は水素の実験値に基づきそれらの整理法のいくつかを比較検討している。しかし既存のデータは実験点のばらつきが大きく、かつ水素以外の流体との比較も行なわれていない

ため、それらの整理法が低温流体に対しても実用的に適用できるかどうか明らかではない。

以上述べたように、低温流体の管内流動に伴う圧力損失や伝熱に関してはまだ多くの問題点が残されており、その上実用規模設備の設計という視点に立つと、既存の実験データはほとんど内径 10 mm 以下の小テストセクションでしか得られておらないという問題点もあり、今後に残された課題は多い。

このような現状から、本研究では実用規模に一步近づいた大きさのテストセクションを用いて、水素二相流の管内流動および伝熱に関する実験データを蓄積し、あわせて二相流摩擦圧損については L-M 法や均質流モデル法の適用性を、また強制対流膜沸騰伝熱については Giarratano らの整理した相関式の適用性を明らかにした。

2. 実験装置および実験条件

2.1 実験装置

実験装置の外観を Fig. 1 に、概要を Fig. 2 に示す。実験装置は 500 l の円筒型液体水素貯蔵タンク、500 l の球形液体水素受けタンクおよび総延長約 20m の液体水素移送管などより構成される。各装置は低温液を対象とするために、一部の常温配管を除いて全てステンレス鋼製であり、その断熱構造は入熱による液の蒸発を少なくするように積層真空方式としている。また、液体水素配管の継手は低温下でのガス漏洩を防ぐため、装置間の取合部を除き溶接構造としている。

テストセクションは Fig. 3. a, 3. b に示すように、内径 18.4mm, 23.9mm でともに長さ 4 m の断熱管* および内径 12.3mm でベンド部 2 ケ所を含む長さ 7.77 m の無断熱管* の三種類である。いずれのテストセクションも材質は SUS 304[†] で、両端の継手はバイオネット方式として取り替えができるようにしている。

液体水素はヘリウムガスによるタンク加圧方式にて

* 本文では、積層真空断熱を施した管を「断熱管」と言い、断熱されていない裸管を「無断熱管」と云う。

Fig. 1 View of experimental apparatus

貯蔵タンクから送り出され、調節弁で流量制御されてテストセクションへと送られる。テストセクションを出た液体水素は受けタンクへはいり、装置内にて発生したガスは圧力制御されてベント管へ放出される。また断熱管の二相流の実験では、液流量計の下流側にガス注入口を設け、水素ガスを注入して所要の乾き度を

得る方式を採用した。なお、本実験での液体水素の流量は 5~50l/min. の範囲である。

本実験では主として水素を対象としているため、各計測制御回路は全て本質安全防爆構造**とし、指示記録および制御は実験室と障壁で隔てられた内圧防爆構

** JIS C 0903-1978 参照。

Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

Note

Inner tube size: 27. 20.D. $\times$ 1. 65^t, 21. 70.D. $\times$ 1. 65^t

- (TL) : Thermocouple for liquid temp.
(TW) : Thermocouple for wall temp.

Fig. 3. a Details of test section (Vacuum insulated tube)

造***の計測室にて行なっている。Fig. 2 およびFig. 3. a, 3. b に示す各点の温度、圧力、差圧、液位および流量は、ペンレコーダ、電磁オシログラフおよびデ

ィジタル記録計にて記録される。なお、各計測仕様は

*** 労働省、安研「工場電気設備防爆指針（ガス蒸気防爆-1974）」参照。

Note

Tube size: 21.7 O.D. $\times$ 4.7^t

- (TL) : Thermocouple for liquid temp.
 (TW) : Thermocouple for wall temp.

Fig. 3.b Details of test section (Uninsulated tube)

次のとおりである。

(1) 温度計測

温度計測は金+0.07%鉄対クロメル熱電対によったが、液温および無断熱管の壁温センサとしてはステンレス製シース式（外径1.6mm ϕ 、液温用は非接地型、無断熱管の壁温用は接地型）を、他のセンサには素線（0.20mm ϕ ）を用いた。各センサは水、液体酸素、液体窒素での起電力チェックおよび計測ループの誤差校正を行う一方、基準点として液体窒素を使用することにより熱電対相互間の計測誤差を ± 0.5 K以下に押えた。無断熱管の壁温用シース熱電対の取り付けはハンダにて行ない、断熱管の壁温用熱電対はアビエゾンNで接着し銅線にて固定した。無断熱管では管外面と管壁内の温度差から熱負荷を求めるため、センサの取付精度は熱負荷の算定に大きく影響する。そこで、センサの取り付けはFig. 4に示すごとくに行い、肉厚方向の取付精度を $\pm 1.4\%$ 以内とした。また、シース式熱電対を斜めに管壁内に取り付けたことによる管肉厚部の温度分布の歪は有限要素法を用いて計算し、熱負荷算定への影響を調べたが、この温度分布の歪による算定熱負荷の誤差は、 $\pm 2.7\%$ 以下であった。

(2) 圧力計測

センサは定格容量 5 kg/cm²G 用の歪ゲージ式圧力計を用いたが、較正後の精度は $\pm 0.3\%$ F.S.以内であった。低温流体によるセンサ自身の温度ドリフトを防

ぐため、導管を長くし、受圧面が常温になるよう配慮した。

(3) 差圧計測

センサには力平衡式の差圧伝送器を用いた。較正後の精度は、125–635 mm H₂O の低差圧伝送器で $\pm 0.2\%$ F.S. 以内、それ以上の中高差圧伝送器で $\pm 0.5\%$ F.S. 以内であった。微差圧計測は測定誤差が生じ易いので、差圧取り出し管を同一形状にするとともに、差圧タップの直後に水平部分を設け、液頭圧をなくすなどの対策をとった。

(4) 液位計測

貯蔵タンクの液位は差圧式にて計測した。差圧伝送器の精度は $\pm 0.2\%$ F.S.で、本タンクの場合液体水素の容積に換算すると、 ± 2.2 l となる。

(5) 液流量計測

液流量計測には低温流体用に自社設計した絞り流量計を用いた。外部からの入熱による影響をなくするため絞り機構は液体水素中に浸漬し、オリフィス板には熱収縮の小さなインパを用いた。流量計の較正は液体水素を長時間流して、貯蔵タンクの液位変化と流量計の読みとの比較に行なったが、最小流量 5 l/min. の時でも $\pm 5.0\%$ 以内の精度を得た。

2.2 実験条件

今回実施した水素の定常二相流圧損実験および伝熱特性実験の実験条件をそれぞれ Table 1, Table 2 に

Fig. 4 Details of thermocouple setting (Uninsulated tube)

示す。

実験用液体水素は純度 99.999% 以上、パラ濃度 95% 以上のものを使用した。また、予備実験として液体窒素での実験も行なったが、この結果の一部を伝熱特性実験データに用いている。

本実験では管内二相流の流動様式を観察および計測

していないが、Baker 線図¹⁾上に二相流圧損計測点をプロットすると Fig. 5 のとおりとなる。Baker 線図は水平管の二成分系断熱二相流の観察に基づいて作成されたものであるが、その後多くの観察結果と比較されており、単一成成分系二相流や垂直流に対しても、更に、フロン12、液体水素などの低温流体の二相流に

Table 1 Experimental conditions (Pressure drop)

Fluid	Test section	Mass flow rate : $\dot{m}$ (kg/m ² ·s)	Pressure P (bar)	Quality x	Void fraction f_g	Number of data
Hydrogen	Insulated SUS 304 27.2 O. D. $\times$ 1.65t	19 }	1.7 }	0.01 }	0.30 }	32
		89	2.3	0.49	0.92	
Hydrogen	Insulated SUS 304 21.7 O. D. $\times$ 1.65t	24 }	1.5 }	0.01 }	0.23 }	26
		85	2.1	0.34	0.87	
Hydrogen	Uninsulated SUS 304 21.7 O. D. $\times$ 4.7t	102 }	2.9 }	0.05 }	0.32 }	113
		401	4.9	0.90	0.98	

Table 2 Experimental conditions (Heat transfer)

Fluid	Test section	Flow condition	Mass flow rate: $\dot{m}$ (kg/m ² ·s)	Pressure P (bar)	Heat flux $\dot{q}$ (W/m ²)	Quality x	L-M parameter X_{tt}	Boiling number Bo	Number of data
Hydrogen	Uninsulated SUS 304 21.7 O. D. $\times$ 4.7t	unsteady	0	2.9 5.8	3.7×10^4 6.3×10^5	—	—	—	59
Hydrogen	Uninsulated SUS 304 21.7 O. D. $\times$ 4.7t	steady	102 401	2.9 4.9	1.0×10^4 3.2×10^4	0.09 0.35	0.59 2.6	0.99×10^{-4} 5.4×10^{-4}	41
Hydrogen	Insulated SUS 304 27.2 O. D. $\times$ 1.65t	unsteady	27 69	2.9 4.2	1.6×10^4 1.1×10^5	0.22 0.73	0.12 0.91	1.5×10^{-3} 4.9×10^{-3}	9
Nitrogen	Insulated SUS 304 27.2 O. D. $\times$ 1.65t	unsteady	136 282	1.4 2.8	3.8×10^3 3.4×10^4	0.01 0.10	1.2 8.5	7.3×10^{-5} 6.6×10^{-4}	22

ついても大略妥当な結果を与えるものと評価されている¹⁵⁾¹⁶⁾。Fig. 5によれば、本実験における管内二相流は気泡流、スラグ流、環状流および噴霧流の各流動様式が存在した事になる。

3. 実験結果と考察

本実験におけるデータの整理方法と検討結果を、二相流の圧力損失および膜沸騰伝熱特性に分けて以下に述べる。

3.1 二相流の圧力損失

3.1.1 実験方法およびデータの整理法

断熱管での水素二相流圧損実験においては、Fig. 2に示すように、液流量計とテストセクションとの間にガス注入口を設け、水素ガスを注入混合して Table 1に示す範囲の二相流を発生させた。管内の液とガスは、ガス注入口からテストセクションまでの配管（長さ約6m）および中間部に設けた流量調節弁や絞り弁にて充分攪拌混合される。管内二相流が平衡に達したか否かは、テストセクション部の液温および圧力から確認を行なったが、水素ガス注入直後（水素ガス注入前は液体水素の単相流を流している。）の数秒間のみ流体温度は約 10~20K 上昇するが、系が安定した後の流体温度は飽和温度で安定しており、気液は平衡に達していたと推定される。管内二相流の乾き度は、気液の熱的平衡を仮定した上で液体水素流量と水素ガス注入量との関係から計算にて求めた。断熱管部の全圧損は、テストセクションの圧力タップ間（ $L=3m$ ）の差圧から求め、この全圧損から加速圧損を差し引いて摩擦圧損を算出した。加速圧損は、圧力タップ間の乾き度の変化量から計算で求めたが、断熱管の実験においては加速圧損は全圧損の5%以下であった。

無断熱管の二相流圧損データは、Fig. 3. bに示す①—②間（ $L=2m$ ）および①—③間（ $L=3.8m$ ）の差圧計測値を使用した。各点での乾き度は、後述する伝熱特性実験において求めた定常状態入熱量と、圧損計測値とにより管内液の蒸発量を求めて算出し、また各圧力タップ位置での乾き度の算術平均をその区間の平均乾き度とした。加速損失は、断熱管の実験と同様に計算にて求めて全圧損から差し引いた。

ベンド部の圧損は、無断熱テストセクションのベンド2ケを含む③—④間の差圧計測値から、③—④間の直管部の摩擦圧損計算値を差し引いて求めた。

3.1.2 水平直管部の二相流摩擦圧損

Fig. 6に、本実験による水素二相流摩擦圧損データ

Fig. 5 Experimental points on Baker's flow pattern map.¹⁾

$$\varphi = \left(\frac{\gamma_g}{0.075} \cdot \frac{\gamma_l}{62.3} \right)^{1/2} \left\{ \begin{array}{l} \gamma_l, \gamma_g; \text{lb/ft}^3, \mu_l; \text{c.p.} \\ \phi = \frac{73}{\sigma} \left[\mu_l \cdot \left(\frac{62.3}{\gamma_l} \right)^2 \right]^{1/3} G_l, G_g; \text{lb/ft}^2\text{-hr}, \sigma; \text{dyne/cm} \end{array} \right.$$

と L-M 線図との比較を示す。図の縦軸のパラメータ, ϕ_l は, 二相流の摩擦圧損, ΔP_{TPF} と液のみが単独で管を満たして流れたとした時の摩擦圧損, ΔP_{l0} との比のパラメータで, $\phi_l = (\Delta P_{\text{TPF}}/\Delta P_{l0})^{1/2}$ で表わされる。横軸のパラメータ, X_{tt} は, L-M 法のパラメータで Fig. 6 に示す式にて計算される。Fig. 6 に示されるように, ϕ_l の値は L-M 線図より平均で約 20% 小さいが, X_{tt} に対する ϕ_l の傾向は良く一致している。断熱管と無断熱管との実験結果は特に差異はなく, したがって L-M 法は, 非加熱二相流と同様に加熱管の二相流に対しても有効であることが示された。また, 三種類の口径管 (内径 12.3 mm, 18.4 mm および 23.9 mm) に関する計測結果も同様の傾向を示しており, 本実験に用いた口径の範囲内では, L-M 法のパラメータによる整理法が口径の変化に対し影響を受けないことを示している。図中の実線は L-M 線図の ϕ_l の値 $\times 0.8$ の曲線で, この曲線を用いると, 本実験の 90% 以上のデータを $\pm 20\%$ の誤差範囲内で評価できる。なお L-M 法のパラメータ X_{tt} は, (1) 式で定義される。

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} \right)^{0.1} \quad (1)$$

Fig. 7 には, 均質流モデルによる計算値と実験値との比較を示す。均質流モデルによる摩擦圧損では, 気液両相間の相互作用を無視しているため, 計算圧損は実圧損よりも小さくなると予想されるが, 本実験の結果はこれを裏付けている。

Fig. 6 と Fig. 7 に示す結果により, 水平管内の水素二相流の摩擦圧損は, 均質流モデルによる計算値が下限となり, L-M 法による値が上限となるような 2 つの線に囲まれた範囲内にあることが示された。なお, 均質流モデルによる計算式は (2) 式を用いた。

$$\frac{\Delta P_{\text{TPF}}}{\Delta P_{l0}} = \left[1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) x \right] (1-x)^{-1.75} \quad (2)$$

また, 摩擦係数は Blasius の式

$$f = 0.3164 \left[\frac{\dot{m} (1-x) D}{\eta_m} \right]^{-0.25} \quad (3)$$

を用いて求めた。二相流の粘性係数, η_m のとり方には種々の方法があるが, 本実験では, $\eta_m = \eta_l$ として飽和液の値を代入した。

Fig. 6 Comparison of two-phase hydrogen friction loss data with Lockhart-Martinelli correlation

Fig. 7 Comparison of two-phase hydrogen friction loss data with the homogeneous model prediction

3.1.3 水平管ベンド部の圧損

ベンド部の圧損は、ベンド部を通過する際の摩擦圧損と流れ方向の変化に起因する二次流れの発生、乱れの増大等による付加圧損との和であり、特に二相流に

ついては気相と液相に対する遠心力の差によって流動様式が複雑に変化するため、圧損は直管部のそれよりかなり大きくなる。

Fig. 8 に無断熱テストセクションのベンド部の圧損データを示す。図の縦軸および横軸のパラメータ、 ϕ_{b1} および X_b は、L-M 法のパラメータとのアナログから導びかれたもので、それぞれ次のように定義される。

$$\phi_{b1} = \sqrt{\Delta P_b / \Delta P_{b10}} \quad (4)$$

$$X_b = \sqrt{\Delta P_{b10} / \Delta P_{bgo}} \quad (5)$$

ここで、 ΔP_b は二相流のベンド部の全圧損、 ΔP_{b10} および ΔP_{bgo} は、それぞれ二相流中の液またはガスのみが、単独で管を満して流れたとした場合のベンド部の全圧損を表わす。Fig. 8 には、世古口ら⁸⁾の空気-水二相流におけるベンド部の圧損データと、直管に対する L-M 線図を比較のため併記した。実験データは L-M 線図の上方に分布し、 X_b の減少とともに L-M 線図に近づく傾向を示している。これは X_b の減少（すなわち乾き度の増加）にともない、本実験での流動様式が噴霧流となり、準均質化してくるため、気液両相間の乱れによる付加圧損が減少してくるためと考えら

Fig. 8 Pressure drop due to bend

れる。これと逆に、 X_b が増加すると、一般に二相流は気泡流となり、液単相に近づくが、この気泡流領域では ϕ_{b1} に対する R/D の効果が他の流動様式（スラグ流、プラグ流など）のそれに比して小さいことを世古口らが述べている。このように、二相流のベンド部の圧損と直管部の圧損との比は、乾き度の小さな領域と大きな領域において小さく、中間部で大きくなる傾向を示すことが本実験データおよび世古口らのデータの範囲内では示されたが、実験データの採取されていない中間部についての定量的な確認は今後の課題である。

3.2 膜沸騰伝熱特性

本項では本実験で求めた強制対流およびプール膜沸騰伝熱の実験結果と考察について述べる。

3.2.1 熱負荷と熱伝達率の計算方法

熱負荷および熱伝達率は Fig. 4 に示した壁温の実測値から計算した。ここで管材の物性値の温度依存性を考慮した。伝熱特性は定常状態（整定状態）および非定常状態における計測値から求めた。無断熱管では非定常状態および定常状態のデータを採用し、断熱管では非定常状態のデータを採用した。なお非定常状態での実験値はテストセクション入口部までの移送管を充分予冷した後採取し、テストセクション管壁温度が平衡に達したことを確認した後定常状態のデータを採

取した。

(1) 定常状態の場合

無断熱管においては、Fig. 4 に示す管肉厚方向の二点の温度測定値を用いて、管材の熱伝導率の温度依存性を考慮した定常熱伝導の式にもとづき、管内壁温度、熱負荷および熱伝達率を算定した。なお、おのおの値は管周方向4ヶ所の算術平均値を用いた。

(2) 非定常の場合

以下に管の温度変化から管内面の熱負荷を求める方法について述べる。なお、Fig. 9 に無断熱管予冷時の管材の温度変化の一例を示す。

大気から管外面への熱負荷を $\dot{q}_o$ （管内面基準）、管内面から液への熱負荷を $\dot{q}_i$ 、管の肉厚部での半径 r における管材の温度を T_w とすると、管肉厚部での熱バランス式は

$$\pi D_i (\dot{q}_o - \dot{q}_i) = \frac{dW}{dt} \quad (6)$$

となる。ここで W は単位長さ当りの管材の熱容量をあらわし、(7)式で示される。

$$W = 2\pi \rho_w \int_{r_i}^{r_o} C_{pw} T_w r dr \quad (7)$$

次に管の半径方向の温度分布を準整定状態と仮定し、(7)式の積分変数 r を T_w に変換すると(7)式は

Fig. 9 Typical wall temperature history of uninsulated tube

$$W = \frac{2\pi\rho_w r_M^2 l_n(r_o/r_M)}{S(T_o) - S(T_M)} \times \int_{T_i}^{T_o} \left[\lambda_w C_{pw} T_w \exp\left\{2l_n(r_o/r_M)\right\} \frac{S(T_w) - S(T_M)}{S(T_o) - S(T_M)} \right] dT_w \quad (8)$$

となる。ここで T_o =外壁温度, T_i =内壁温度, T_M =半径 r_M における鋼材の測定温度, r_M =内部熱電対取付位置までの半径, $S(T) = \int_{T_o}^T \lambda_w dT$, T_o =基準温度

なお, $\dot{q}_o$ は無断熱管の場合, 管外面の自由対流熱伝達の式 (McAdams の式⁹⁾) から求めた。この場合自由対流熱伝による熱負荷 $\dot{q}_o$ は $\dot{q}_i$ に対して 3% 以下であり, 自由対流熱伝達率の算定誤差による $\dot{q}_i$ の誤差はきわめて小さい。また, 管外面温度が酸素の凝縮温度以下になると $\dot{q}_o$ は凝縮による熱負荷になるが, $\dot{q}_o$ の算定誤差が $\dot{q}_i$ に大きな影響をおよぼすため, 無断熱管非定常状態の場合, 管外面温度が酸素の凝縮温度以下のものについてのデータは検討の対象から除外した。

断熱管では, $\dot{q}_o$ は $\dot{q}_i$ の 0.01% 以内であるため $\dot{q}_o = 0$ とし, 管肉厚部の温度は管外面温度 T_o で代表させた。なお, 無断熱管での測定および計算結果から管内面温度 T_i を T_o で代表させる事による熱伝達率の算定誤差はほぼ 2.5% である。

なお, 非定常状態における実験値は入口部にもっとも近い測定点 (無断熱管では入口より 2.0m, 断熱管

では 0.5m) で採取した。

3.2.2 強制対流膜沸騰熱

本項では, 本実験において水素と窒素を用いて得られた強制対流膜沸騰熱伝達率の実験値を Hendricks らの方法と Ellerbrock らの方法で整理し, これらの方法の有用性を比較検討した結果について述べる。

Hendricks らは熱伝達関数として Dittus-Boelter 型の相関式を用い, 水素による実験値にもとづき, 実験値との差異を L-M パラメータ (X_{tt}) で補正し¹⁰⁾, また Ellerbrock らはそれをさらにボイリング数で補正した整理方法を提案している¹¹⁾。

Hendricks らの方法にしたがった Nu_t/Nu_{fm} の実験値と X_{tt} の関係を Fig. 10 に示す。ここで Nu_{fm} は次式で定義される。

$$Nu_{fm} = 0.023 Re_{fm}^{0.8} \cdot Pr_f^{0.4} \quad (9)$$

Re_{fm} は二相平均レイノルズ数であり, 次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} Re_{fm} &= \frac{\rho_{fm} w_m D_i}{\eta_f} \\ \rho_{fm} &= \frac{1}{x/\rho_f + (1-x)/\rho_l} \\ w_m &= \dot{m} \left[\frac{x}{\rho_s} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

なお, 非定常状態ではテストセクション入口部に最も近い測定点での値のみを採用し, この時の乾き度 (x) の計算における流量の値は絞り流量計での測定値

Fig. 10 Two-phase Nusselt number ratio vs. X_{tt}

を用い、熱負荷は計測点での値が入口部からその点までが一定であるとした。

本図から、 X_{tt} が小さい場合には膜沸騰熱伝達率はガス単相のものに近づき、 Nu_f/Nu_{fm} は 1 近傍の値をとるが X_{tt} が大きくなるにしたがって、 Nu_f/Nu_{fm} は低くなる。水素の実験値としては定常状態と非定常状態のものがともに記入されているが、両状態による差異はほとんど認められなかった。また同図中に Hendricks らによる実験値の範囲を一点鎖線で Hendricks らの相関式を破線で示したが、本実験の大部分は Hendricks らの実験値の範囲内にあり、またその相関式は、本実験値のほぼ中間を通っている。しかし水素と窒素の本実験値を比較すると、本整理方法では水素の値が窒素の値より全体的に 30% 程度低くなっており、これは本整理方法では水素と窒素の物性値の差異が十分評価されえないことを示している。

次に Ellerbrock らの方法にしたがい本実験値を $(Nu_f/Nu_{fm}) \cdot Bo^{-0.4}$ の形で整理し、 X_{tt} との関係で Fig. 11 に示す。図に見られるように本整理方法では縦軸の値は X_{tt} の増加にともない若干減少するがその勾配は小さい。また水素と窒素の物性値の違いによる差異もほとんど認められず、本整理方法が水素と窒素に対してともに有用であることが明らかになった。なお同図中に Hendricks ら、Wright らおよび Core らの水素の実験値¹¹⁾の範囲を一点鎖線で、Giarratano らの相関式¹¹⁾を破線で示したが本実験値の大部分は、先の研究者らによる実験値のばらつき範囲内にある。しかし、Giarratano らの相関式は本実験値の平均線(後

Fig. 11 Two-phase Nusselt number ratio times Boiling number factor vs. X_{tt}

述の(11)式)よりヌセルト数の X_{tt} に対する勾配が大きく、この相関式を本実験に適用すると誤差が大きい。

以上の点から本実験値にもとづき、強制対流膜沸騰相関式を最小二乗法で求め、次式を得た。

$$\frac{Nu_f}{Nu_{fm}} \cdot Bo^{-0.4} = 9.46 X_{tt}^{-0.131} \quad (11)$$

ここで Nu_{fm} は(9)式で定義される値である。

(11)式の計算値を Fig. 11 に実線で、また Nu_f の計算値と実験値の比較を Fig. 12 に示す。同図に見られるように(11)式の計算値は水素と窒素を含むデータ数の90%を±20%以内で評価しており、その二乗平均誤差(R.M.S)は0.18であった。

Fig. 12 Comparison of the equation (11) with the experimental data

Fig. 13 Film pool boiling of hydrogen

3.2.3 水素のプール膜沸騰伝熱

予冷時などの非定常状態では、蒸発が急速におこりチョーク現象が発生することにより管内流量が極めて小さくなることがある。この場合の熱伝達は管内流においても強制対流効果が小さく、プール膜沸騰によって行なわれる。

予冷時の管壁温度変化を解析するにあたって管内膜沸騰熱伝達率の評価を、Srinivasan¹⁷⁾らはプール膜沸騰における Westwater の式で、Steward¹⁸⁾らは Giarratano らの提唱した方法、すなわちプール膜沸騰における Westwater の式と Dittus-Boelter 型の強制対流熱伝達式の和で行ない、壁温変化において解析値と実験値の一致が良好であることをそれぞれ報告している。なお上述の研究においてプール膜沸騰熱伝達式における代表長さ（本来は円柱外径）として管内径が用いられている。

以上の諸研究を参考にし、強制対流効果の少ないばあいの管内流熱伝達率を評価することを目的として、本実験で得られた水素の管内プール膜沸騰伝熱特性を、Bromley および Westwater²⁾の諸式、および他の諸研究者により得られた水素のプール膜沸騰伝熱特性と比較検討する。Fig. 13 に水素のプール膜沸騰伝熱特性を、熱負荷を縦軸に管内壁と流体の温度差を横軸にとり示す。同図中に Weil¹²⁾ら、Mulford¹²⁾ら、Class¹³⁾ら、および Graham¹³⁾らの水素の実験値と

Bromley¹⁴⁾ および Westwater¹²⁾ らの各相関式による計算値を示す。なお、これらの式における代表長さとしては管内径を用いた。本実験では、圧力の上昇にともない、同一温度差における熱負荷が高くなっている。この傾向は Class らの実験値および Bromley, Westwater らの両計算値と定性的に一致しているが、Graham らの実験値は逆の傾向を示している。また同一温度差に対する本実験で得られた熱負荷の値は Graham らの実験値に近く、比較した他の実験値および代表長さを管内径とした場合の計算値より 3～5 倍高くなっている。

4. まとめ

水平管内の水素および窒素二相流の実験を断熱・無断熱管にて行ない、管内流動に伴う圧損および伝熱特性を調べた。ここで得られたデータを既存の計算式や実験結果と比較検討し、以下に示す結果を得た。

(1) 水平直管部の二相流摩擦圧損

水素二相流摩擦圧損の実験値を Lockhart-Martelli の整理法でまとめると、L-M 線図の摩擦圧損パラメータ (ϕ_L) に 0.8 を掛けて得られる曲線で、本実験データの 90% 以上が $\pm 20\%$ の誤差範囲内で評価できた。この結果は非加熱管と同様に加熱管についても有効であり、本実験で用いた管径 (内径 12.3～23.9 mm) の範囲では、管径の影響も受けない。

(2) 水平管バンド部の圧損

水素二相流のバンド部の圧損も L-M 法から類推したパラメータで整理できることが明らかになった。本実験のデータは直管に対する L-M 線図の上方に分布し、本実験のような乾き度の高い領域では、乾き度の増加とともに L-M 線図に漸近する。

(3) 強制対流膜沸騰伝熱

本実験で得られた水素および窒素の二相流に関する実験値は、Ellerbrock らの方法で統一的に整理できることが明らかになり、以下の実験式を得た。本式は水素および窒素のデータの 90% 以上を $\pm 20\%$ の誤差範囲内で評価できる。

$$\left(\frac{Nu_f}{Nu_{f,m}} \right) \cdot Bo^{-0.4} = 9.46 X_{tt}^{-0.131}$$

(4) 水素のプール膜沸騰伝熱

非定常流動解析などに必要な、流量が極めて低い場合の管内伝熱特性を検討するため、管内プール膜沸騰伝熱特性についてのデータを採取し、既存の諸実験値および諸計算式と比較を行った。

参 考 文 献

- 1) O. Baker : Oil and Gas J. 53 (1954) 184
- 2) R. W. Lockhart and R. C. Martinelli : Chem. Eng. Prog. 45 (1949) 39
- 3) R. J. Richards, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 5 (1960) 103
- 4) M. R. Hatch, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 4 (1960) 357
- 5) P. S. Shen, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 15 (1970) 378
- 6) A. de La Harpe, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 14 (1969) 170
- 7) A. Khalil, et al. : ICEC 7 (1978)
- 8) K. Sekoguchi, et al. : Proc. of an Ist. Symp. on Research in Cocurrent Gas Liquid Flow, Ontario, Canada, (1968) 109
- 9) 日本機械学会編 : 伝熱工学資料 (第3版, 1975)
- 10) R. C. Hendricks, et al. : NASA Tech. Note, D-765 (1961)
- 11) P. J. Giarratano, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 11 (1966) 492
- 12) E. G. Brentari, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 10 (1965) 325
- 13) W. Frost : "Heat Transfer At Low Temperatures", Plenum press, New York (1975) 180
- 14) J. D. Seader, et al. : NASA, CR-243 (1965) 66
- 15) K. E. Leonhard and R. K. McMordie : Advances in Cryogenic Eng. 6 (1961) 481
- 16) J. C. Bronson, F. J. Edeskuty, et al. : Advances in Cryogenic Eng. 7 (1962) 198
- 17) K. Srinivasan, et al. : Cryogenics (1974) 490
- 18) W. G. Steward, et al. : NBS REPORT 9709 (1968)

〔記号の説明〕

Bo : Boiling number = $\dot{q}/\dot{m} \cdot h_{fg}$
 c_p : specific heat capacity (J/kg·K)
 D : tube diameter (m)
 f : friction factor
 h_{fg} : latent heat (J/kg)
 $\dot{m}$: mass flow rate (kg/m²·s)
 Nu : Nusselt number = $\alpha \cdot D/\lambda$

Pr : Prandtl number = $c_p \cdot \eta/\lambda$
 P : pressure (bar)
 $\dot{q}$: heat flux (W/m²)
 R : radius of bend (m)
 Re : Reynolds number = $\dot{m} \cdot D/\eta$
 r : tube radius (m)
 T : temperature (K)
 t : time (sec)
 x : vapor quality
 α : heat transfer coefficient (W/m²·K)
 ΔP : pressure drop (bar)
 ΔT : temperature difference (K)
 η : viscosity (kg/m·s)
 λ : thermal conductivity (W/m·K)
 ρ : mass density (kg/m³)
 Φ_{b1} : parameter = $\sqrt{\Delta P_b/\Delta P_{b10}}$
 X_b : parameter = $\sqrt{\Delta P_{b10}/\Delta P_{bg0}}$
 X_{tt} : L-M parameter, eq. (1)

〔Subscripts〕

a : acceleration
 b : bend
 c : calculated
 e : experimental
 f : film
 g : vapor
 g_0 : defined by superficial vapor velocity
 i : inner surface
 l : saturated liquid
 l_0 : defined by superficial liquid velocity
 M : measuring point in wall
 m : two phase mean value
 o : outer surface
 s : saturated vapor
 TPF : two phase friction
 w : wall