沸騰ヘリウムの強制対流熱伝達

尾 形 久 直・佐 藤 新 太 郎

(株)日立製作所 中央研究所 東京都国分寺市東恋ヶ窪 1-280

(1973年11月5日受理)

Forced Convection Heat Transfer to Boiling Helium

Hisanao OGATA and Shintaro SATO

Central Research Laboratory of Hitachi, Ltd.

1-280, Higashikoigakubo, Kokubunji, Tokyo 185

(Received November 5, 1973)

Synopsis:

This paper describes a study performed to obtain the heat transfer characteristics of liquid helium-I in a vertical tube under forced convection conditions.

The test section was a stainless steel tube of 0.109 cm ID and 8.5 cm length. The helium pressure ranged from 1.1 to 1.9 atm (0.11 to 0.19 MN/m²) and the quality (mass vapor fraction) ranged from zero to 1.

Results were correlated using the conventional equations and compared with the data in literatures. The hysteresis observed in the nucleate boiling region was qualitatively discussed. The quality dependence of two-phase flow heat transfer was clearly observed during the increase, but not during the decrease, of heat flux or quality.

1. 緒 言

超電導装置は一般に液体ヘリウム中に浸して自然対流で冷却されているが、最近、装置の複雑化、ヘリウムの節約、あるいは冷却の増進の目的で冷媒ヘリウムを強制的に循環して装置を冷却する方法が開発されつつある。

われわれは、強制循環冷却においては基礎的なデータとくに熱伝達に関するデータを得ることがまず必要であると考え、超臨界ヘリウムの熱伝達に関してはすでに報告した¹⁾。ひきつづき、液体ヘリウムの強制循環流(液体のみの单相流および気体と液体の共存する二相流を含む)の熱伝達の研究を行った。

ヘリウムの沸騰の研究の現状をみると、単なる自然対流(プール沸騰)に関しては多くの研究が行われているが、強制対流下における研究はきわめて少ない²⁾。

De La Harpe ら³⁾が内径 3 mm、長さ 488.5 cm のモノル曲管を用いて二相流の実験を行ったが、熱流束の小さい範囲に限られていた。いっぽう、Keilin ら⁴⁾も二相流の圧力損失と熱伝達の実験を行ったが系統的なものではない。Jergel ら⁵⁾はクーリング・チャンネル中に液体ヘリウムを強制的に流して熱伝達の測定を行い、層流と乱流の差を明らかにした。Hildebrandt⁶⁾は内径 1 mm、長さ 20 mm のステンレス鋼管を用いて強制対流下の沸騰曲線を求め、圧力の影響およびヒステリシスについて検討した。Johannes⁷⁾は垂直直管を用いて二相流領域の熱伝達式を得た。

われわれは、内径 1.09 mm、長さ 8.5 cm のステンレス鋼管を用いて、沸騰ヘリウムの強制対流熱伝達の測定を行った。とくに気体成分重量率—クオリティーが熱伝達におよぼす影響を明らかにすることに重点をおいた。

2. 実験の装置と方法

実験装置は超臨界ヘリウムの熱伝達の実験¹⁾に用いたものとほとんど同一なので詳述は避ける。主な改造点は、試験部分の圧力が 2 atm (以下すべて絶対圧) 以下となるので、熱交換器のもどり側の圧力損失を流量 0.2 g/s のとき 0.1 atm 以下となるようにしたことである。この結果、試験部分の圧力として 1.1~2 atm を得ることができた。

試験部分は超臨界ヘリウムの実験に用いたものをそのまま使用した (内径 1.09 mm, 外径 1.60 mm, 長さ 85.0 mm のステンレス鋼 SUS 27 管)。流体の流れの方向は垂直上向きである。

実験の方法も従来と変わらないが、ヘリウムの物性値としては NBS でまとめられた値を採用した²⁾。

こんどの実験では、単相流体と違って流体の温度、圧力、流量のみならず、流体中の液体と気体の割合が熱伝達に影響を及ぼす重要な因子となる。流体中に含有する気体の割合は通常クォリティ (quality) と呼ばれ、気体重量率 ($\dot{m}_v/\dot{m}$) で表わされる。このクォリティを直接測定することは非常に困難なため次式によって求める。

$$x = \frac{q\pi D_{il}}{\dot{m}r} + x_{in} \quad (1)$$

$$x_{in} = \frac{Q_p}{\dot{m}r} - \frac{H_s - H_p}{r} \quad (2)$$

これらの表式が満足に成立しているかどうかは、 Q_p または q を変えながら $x=1$ または $x_{in}=1$ (すなわち、流体が完全に気相のみとなり熱負荷上昇とともに温度も上昇し始める) となる点を測定し、計算との比較を行って判断したが、その結果、式(1)、(2)ともほぼ成立していることが確かめられた。

3. 実験の結果と検討

二相流の熱伝達は大別して低クォリティ領域、中クォリティ領域、高クォリティ領域に区分されると考えられる⁹⁾。ただし、これらの領域の境界を定量的に示すことはこの実験ではできなかった。いま、均一に加熱されている長い管を考え、管内の状態を流動、熱伝達の面から考察してみると、Fig. 1 のようになると言われている⁹⁾。はじめ、沸騰点以下の温度の液体(沸騰点との温度差をサブクール温度差と呼ぶ)が管内に入って加熱され(A)、やがて壁温が飽和温度以上に達し沸騰をはじめる。流体の平均温度が飽和温度よりも低い場合が表面沸騰 (B)、飽和沸騰の初期が核沸騰

Fig. 1 Possible flow and heat transfer regimes.

(C, D)である。流れの様式は比較的小さな気泡が分散して流れている気泡流 (B, C) から、気泡が合体し、大きな気泡がピストン状に上昇するスラグ流 (D) へと遷移する。ここまですべてを低クォリティ域と呼び、その熱伝達はプール沸騰によく似た核沸騰によって行われる。さらに加熱された流体はクォリティを増し、管の中心部に蒸気が集まり、壁面に液体が集まる環状流 (E) となる。壁面の液体が一部同伴され、蒸気主流中に液滴が飛散した様式を噴霧流という (F)。環状流および噴霧流では熱伝達はおもに液膜を通して行われる強制対流熱伝達による。この領域を中クォリティ域と呼ぶ。さらに加熱すると、壁面上の液膜が切れ、壁面上にまったく液体が存在しなくなり、蒸気主流中に飛まつが運ばれる。これを液体欠乏域 (G) と呼び、伝熱面上の液膜がなくなる点をドライアウト点という。この領域を高クォリティ域とする。いっぽう、通常バーンアウトと呼ばれる壁温の急上昇は、プール沸騰と同様に核沸騰から膜沸騰への遷移によっておこるもので、低中クォリティ域でみられる。この場合の流動様式は、壁面が蒸気膜に覆われ、中心に気泡を含む液体が集まる。

長い管を用いた実験では Fig. 1 に示すような流動パターンが比較的低熱流束でも実現されるが、本研究において使用したような短い管の場合、任意のクォリティ条件を得るには熱流束を上げるかあるいは入口のクォリティを変えてやらねばならず、流動様式は必ずしも Fig. 1 のようになるとは限らない。したがって、Fig. 1 において示した流動様式は、本研究においては参考程度に考えておくべきものであろう。

3.1 低クォリティ域

(1) 非沸騰域: 液体が飽和温度以下または低熱流束下でまだ沸騰していない状態での熱伝達形式は、液体の単相強制対流熱伝達である。Fig. 2 は、流量と熱

Fig. 2 Correlation of h and $\dot{m}$ (non-boiling region) : $p=1.1$ atm, $q=0.0157$ W/cm² ($q\uparrow$), $T_b=4.3$ K

伝達率の関係を示す。レイノルズ数は $2.6 \times 10^4 \sim 7.3 \times 10^4$ で、流れは完全に乱流とみなされる。実験結果は次式

$$Nu_l = 0.015 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (3)$$

でもっとも良く表わされる。一般の単相流体に対する熱伝達率の表式 ($Nu=0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$) に比べ約35%小さい。式 (3) の導入において使用した物性値は 1.1 atm 4.3 K において $\lambda_l=0.2$ mWcm⁻¹K⁻¹, $\eta_l=32 \mu P$, $Pr_l=0.75$ である。物性値を除いた表現にすると

$$h_l = 0.0165 G^{0.8} \quad (4)$$

が得られる。

(2) 核沸騰熱伝達：さらに熱流束を増すと液体は

Fig. 3 Boiling curves (low quality region, 1.1 atm, $l=5.6$ cm)

核沸騰を開始し、熱伝達は沸騰によって支配される。Fig. 3 は 1.1 atm 付近における熱流束と温度差の関係を示す沸騰曲線である。比較のために別の実験で求めたプール沸騰のデータも図示してあるが、プール沸騰の場合温度差として $T_w - T_s$ をとるが、強制対流では流れ方向に温度変化を生ずる場合もあるので、 T_s のかわりに流体の平均温度 T_b をとることにした。Fig. 3 では T_b は T_s に等しい。

伝熱面の熱流束を零から上げてゆくと、最初 q と ΔT は比例しながら増加するが、この区間は前項に述べた非沸騰域である。 $q=0.015$ W/cm² 付近で ΔT の上昇がゆるやかになり、核沸騰の開始されたことを示している。さらに q を上昇させると、急激に ΔT の増加する点がある。この点の q を臨界熱流束 q_c と呼び、核沸騰から膜沸騰への遷移を示している。プール沸騰の場合、核沸騰から膜沸騰への遷移における熱流束 $q_{c, max}$ と、逆に q を下げている時にみられる膜沸騰から核沸騰への遷移における熱流束 $q_{c, min}$ との間に、大きな差が観測されるのが特徴であるが、強制対流の場合にはその差がほとんどなく、 q_c はクォリティによってのみ決められる。いったん膜沸騰に遷移した後、 q を降下させると再び核沸騰に復帰するが、沸騰曲線は異なる経路をたどり、 ΔT は熱流束上昇時よりも小さい (沸騰曲線のヒステリシスと呼ぶ)。今後、熱流束を零から増加させる方法を $q\uparrow$ 、逆に熱流束を高い値から減少させる方法を $q\downarrow$ の記号で表わすことにする。

われわれの測定データを Hildebrandt の強制対流の実験と比較してみると、 $q\uparrow$ における ΔT は Hildebrandt の方が大きく、 $q\downarrow$ の場合はその逆である。膜沸騰 ($\Delta T > 1$ K) における沸騰曲線はほぼ同一線上にある。Hildebrandt の実験においては $q\uparrow$ の曲線は不安定で、小さな圧力変化が加わると $q\downarrow$ 時の曲線に遷移するか、あるいは熱流束の大きい場合は膜沸騰に遷移している。したがって安定な核沸騰曲線としては $q\downarrow$ 時のものをとるべきであるが、実用上は $q\uparrow$ 時の方が問題となることに留意しておかねばならない。 $q\downarrow$ 時の沸騰曲線は通常次式で表わされることが知られている。

$$q = \alpha_1 \Delta T^{m_1} \quad (5)$$

本研究と他の研究者との結果の比較を Table 1 に示す。この表から、沸騰曲線の

Table 1 Constants of Eq. (5) : $q = \alpha_1 \Delta T^{m_1}$

		Pressure	α_1	m_1
		atm	$\frac{W}{cm^2 K^{m_1}}$	
Forced convection	This work	1.1	1.8	1.5
	Hildebrandt ⁶⁾	0.2-0.9	—	2.0
Free convection	This work	1.0	1.8	1.5
	Lyon ²⁾	1.0	1.7	1.6
	Kutateladze ²⁾	1.0	6*	2.5*

*Theoretical value

勾配を示す m_1 は 1.5~2.0 の値をとり、計算による m_1 よりも小さいことがわかる。

核沸騰における熱伝達率は、この $q \downarrow$ 時の曲線上で最大値 h_{max} をとり、本研究強制対流の場合次式で表わされる。

$$h_{max} = 1.48 q^{0.33} \quad (6)$$

いっぽう、低クオリティ域における $q \uparrow$ 時の沸騰曲線

Fig. 4 Effect of quality on temperature difference $T_w - T_b$: $p = 1.1$ atm, $l = 5.6$ cm

は、核沸騰における熱伝達率の最小値 h_{min} を与え、本研究強制対流の場合つぎの関係式で表わされる。

$$q = 10 \Delta T^{3.9} \quad (7)$$

$$h_{min} = 1.81 q^{0.743} \quad (8)$$

なお、核沸騰の領域(低クオリティ域)では、 h におよぼす流量の影響は非常に小さいと言われている。

3.2 中クオリティ域

この領域では流れは環状流または噴霧流が主なパターンと考えられ、熱伝達は沸騰と同時に強制対流の影響を受けるとされている。

この領域の特徴は熱流束上昇時における熱伝達がクオリティの影響を受けることである。いま、テスト区間での q を一定にした状態で、予熱ヒータを加熱して入口クオリティを増してゆくと、管壁の温度が低下してゆくことが観測された。Fig. 4 はその一例である。あるクオリティで急激に壁温が低下しているが、この点の再現性はあまりよくない。さらにクオリティを増加させると、流れはドライアウトをおこし、壁温は振動しながら再上昇する。ここでクオリティを減ざると、壁温は最低値に戻った後、その状態は維持される。そ

Table 2 Constants of Eq. (9)

	$f_1 C_1$	n_1	C_2	n_2
This work	1.0	-0.66	1.5×10^3	0.8
Schrock and Grossman ⁹⁾	1.1	-0.66	7.4×10^3	1
de La Harpe ³⁾	1.8	-0.75	—	—

Fig. 5 Comparison of results with two-phase flow correlation

の後、クオリティを変化させても壁温は変化しない。この様子を Fig. 4(a) の①→②→③→④で示してある。

中クオリティ域(二相流)の熱伝達は従来からさまざまな整理方式が提案されているが、ここでは最近よく使われているマルチネリパラメータ X_{tt} を用いて整理してみた。ただし、de La Harpe ら³⁾ のように、単にクオリティ依存性を考慮するだけでは十分な説明がつけ難かったので、Schrock and Grossman⁹⁾ にならって熱流束の影響をとり入れた。

$$\frac{h_{tp}}{h_l} = C_1 X_{tt}^{n_1} + C_2 B_0^{n_2} \quad (9)$$

第1項はクオリティの影響、第2項は沸騰を表す。定数は Table 2 に示すようになる。式(9)と実験結果との比較を Fig.5 に示す。なお、de La Harpe らのボILING数は $0.2 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$ 、本研究の場合は $0.8 \times 10^{-4} \sim 7.7 \times 10^{-4}$ である。

3.3 高クオリティ域

クオリティが高くなると流れは液体欠乏領域にはいり、熱伝達は強制対流によって行われる。Fig.6 は、入口クオリティが0.5以上における沸騰曲線である。熱流束を増しても核沸騰から膜沸騰への遷移に対応するような急激な壁温の上昇がみられない。ただし低熱流束では沸騰熱伝達が行われている場合もある。流体が完全に液体のみの場合、および気体のみの場合の熱伝達率を式(3)によって計算すると Fig. 6 の2本の実線が得られる。 x_{in} が0.8以上では計算値と実験値はほぼ一致している。

3.4 圧力およびサブクールの影響

これまでの結果は、すべて圧力 1~1.2 atm におけ

Fig. 6 Boiling curves (high quality region, 1.1 atm)

Fig. 7 Boiling curves (1.5 atm, $l=5.6$ cm)

る実験結果であるが、さらに高い圧力ではどのような熱伝達特性が得られるかを調べるために、1.5 atm および 2 atm 付近で実験を行った。また、この領域ではサブクール(流体の温度が沸点よりも低い状態をさす)の影響もみることができる。

Fig. 7 は 1.5 atm 付近におけるヘリウムの強制対流沸騰曲線である。入口クオリティが負であるということは入口流体がサブクールの状態になっていることを示す。サブクールのある場合、当然ながら液体单相流の強制対流熱伝達の領域が広い。したがって沸騰曲線①はS字状を描く。もし ΔT として、飽和温度 T_s と壁温との差をとるとすれば、Fig. 7 の点線①'のようにある熱流束以下には曲線は存在しない。入口クオリティがほぼ零の場合(曲線②)、低圧の場合(3.1, 3.2節)と同様な形を呈するが、 $q \uparrow$ 時の熱伝達がよくなり、ヒステリシスも小さくなっている。

Fig.8 は圧力 1.9 atm 付近における沸騰曲線である。おおよその挙動は Fig.7 に示した 1.5 atm 付近

Fig. 8 Boiling curves (1.9 atm, $l=5.6$ cm)

の場合と同じであるが、これまで見られていたヒステリシスがないことが大きな特徴である。

このように高圧になるほど、核沸騰における熱伝達が良くなり、ヒステリシスの大きさが小さくなることは、プール沸騰について Reeber がすでに報告している¹⁰⁾。なお、核沸騰における熱伝達が高圧ほど良くなるのは、ヘリウムに限らず他の流体についても知られている事実である。ヒステリシスについてはまだ良く説明されていない。

サブクール温度差の大きい方が、いわゆる臨界熱流束も大きいことは、一般の液体に関しても共通に言われていることである。

4. 沸騰機構の考察

沸騰の機構とくに気泡発生機構を明らかにすることは、沸騰熱伝達の解明にとってきわめて重要であるが、なお未知の問題が多い。ここでは、核沸騰においてみられるヒステリシスを Reeber の考え¹⁰⁾によって定性的に説明することを試みた。Reeber の考えは、①気泡核の発生には「活性化エネルギー」が必要である、②いったん気泡核が発生したら、その気泡核は熱流束を下げても保存される、③ $\Delta T (=T_w - T_s)$ は、気泡核の数と気泡の成長率(または離脱気泡の大きさ)によって決まる、の三点である。①の「活性化エネルギー」が何をさすかははっきりしていない。気泡発生の一つの条件として、未凝縮の気体が伝熱表面の凹部にトラップされていて、それが気泡核になるという定説があるが、この場合「活性化エネルギー」はかなり小さくなるであろう。もし、伝熱面が完全に液体で濡らされていたとするならば、気泡核はなかなかできにくく、ある程度の過熱または外乱が必要であろう。これが「活性化エネルギー」に相当するのではないか。

例えば Fig. 3 からわかるように、熱流束上昇時に沸騰を開始するのに 0.15K ほどの過熱度が必要である。沸騰が始まると q の増加とともに急速に気泡核の数が増加する。いったん膜沸騰に遷移した後、 q を下げると、再び核沸騰に移行するが、その時の気泡核の数はその表面で取りうる最大値をとる。さらに q を減じても気泡核は維持される。これがヒステリシスであろう。

クオリティを増加させると、第 3.2 節で述べたように熱伝達が向上する。Fig. 4 の結果を熱伝達率とクオリティの関係であらわすと Fig. 9 のようになる。 q を一定にして、クオリティを連続的に変化させた Fig.

Fig. 9 Quality dependence of heat transfer coefficient : $p=1.1$ atm, $\dot{m}=0.077-0.086$ g/s; — q = fixed, x = varied, $\bigcirc, \bullet, \triangle, \square, \blacksquare$ x_{in} = fixed, q = varied, dark marks = $q\downarrow$, white marks = $q\uparrow$; --- E_q . (9), $h_{max} = E_q$. (6), $h_{min} = E_q$. (8)

4 のデータと、入口クオリティを一定にして q を変化させて求めたデータをあわせて示してあるが、両者はおおよそ一致している。この図からも明かなように、 h はクオリティの増加とともに h_{min} から h_{max} へ移行し、いったん h_{max} に達するとクオリティを減じても h は変わらない。このことはクオリティの増加は伝熱表面の沸騰状態を乱し、壁面に気泡を押しつけ、気泡核の生成を促していると思われる。これも「活性化エネルギー」を高めることに相当すると考えられる。

Hildebrandt は、熱流束上昇中に小さな圧力変動を与えると、沸騰曲線が熱流束降下時の曲線上に移行することを見出した。これは、圧力変動のうち圧力降下時に伝熱表面上に一時的な気膜が形成され、膜沸騰へ遷移したときと同じ状態になり、もとの平衡状態に回復したときの気泡核の数が最大値をとったためではないかと考える。

圧力が高く臨界点に近づくとき核沸騰のヒステリシスが小さくなる。高圧ほど「活性化エネルギー」は小さくてすむものと思われる。

つぎに、応用と関連して二相流と超臨界流との比較

Fig. 10 Temperature distribution as a function of fluid enthalpy

という形で検討を行ってみる。まず、熱伝達の面から比較すると、管壁の温度分布と流体の平均エンタルピーとの関係は Fig. 10 のようになる。一様な熱流束下においては、 $H_b = H_i + q\pi D L / \dot{m}$ で表わされるから、流量一定とすれば横軸は流路長さ方向の座標に対応する。二相流の場合は、熱流束の小さいときを除き壁温が途中で急上昇する。超臨界ヘリウムの場合は、かなり高い熱流束にならなければ壁温の上昇はあらわれない。ただし両者の流量が異なるので絶対値の比較はあまり意味がない。一般に、壁温が急上昇をおこさない限り、二相流の場合の管壁温度分布が長さ方向にほぼ均一なのに対し、超臨界ヘリウムでは長さ方向にじだいに壁温が上昇していく。このことから、二相流冷却の一つの長所として、(1)臨界熱流束以下では管壁温度分布がほぼ均一で、しかも管壁温度の絶対値が低いこと、(2)流体のもつエンタルピーを同一流量で比較すると圧力の低い二相流の方が大きく、冷却能力

も大きいこと、があげられる。いっぽう、二相流冷却の欠点としては、(1)熱流束が増すと、急激な壁温上昇があらわれる、(2)循環路中の圧力損失を小さくする必要がある、ことである。二相流に気泡栓のような状態が表われて著しく流動抵抗を高めるということが、通常の流体について言われているが、ヘリウムの場合もそのような現象が発生するかどうかは検討の必要がある。これまでのわれわれの実験および Keilin らの実験では、圧力損失の著しい増大は観測されていない。また熱振動は今回は観測されなかったが、流量、熱流束、形状などの条件が変われば熱振動発生の可能性は十分あると考えられる。

5. 結 言

内径 0.109 cm、長さ 8.5 cm の垂直管中における沸騰ヘリウムの強制対流熱伝達を、圧力 1.1~1.9 atm、温度 4.2~5 K において測定し、とくにクオリティが熱伝達におよぼす影響をあきらかにした。以下にその結果を要約する。

- (1) 非沸騰域では、強制対流が熱伝達を支配し、(3)式でもっともよく表わされる。
- (2) 低クオリティ域で沸騰が開始されると、熱伝達は核沸騰が支配的となる。熱流束上昇時と熱流束降下時の沸騰曲線にヒステリシスがみられ、1.1 atm の場合、式(6)、式(8)で表わされる。
- (3) 中クオリティ域では沸騰と同時に強制対流の影響があらわれ、クオリティの増加とともに熱伝達がよくなる(熱流束上昇時のみ)。1.1 atm の場合、式(9)で表わされる。
- (4) 高クオリティ域では熱伝達は単相流の強制対流によって支配され、式(3)で表わされる。
- (5) 圧力の増加に対して核沸騰の沸騰曲線は左へ移行し(熱伝達はよくなる)、ヒステリシスは小さくなる。
- (6) 沸騰曲線のヒステリシスを Reeber の考えで説明した。

今後に残された問題点としては、伝熱面寸法(管径、管長)および伝熱表面(粗さ等)の影響、熱振動などがある。また、応用面からは液体ヘリウムの循環ポンプの開発が望まれる。

おわりに、本研究の進行に対し、討論、尽力頂いた当所木村浩氏に心からお礼申し上げます。

記号の説明

B_0 : ボイリング数 $= q r^{-1} G^{-1}$
 C_p : 比熱 ($\text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
 D_i : 試験部分の管の内径 (cm)
 G : 質量速度 ($\text{gs}^{-1}\text{cm}^{-2}$)
 h : 熱伝達率 ($\text{W cm}^{-2}\text{K}^{-1}$)
 H_i : 試験部分入口の流体のエンタルピー (Jg^{-1})
 H_p : 予熱ヒータ入口の流体のエンタルピー (Jg^{-1})
 H_s : 飽和状態の液体のエンタルピー (Jg^{-1})
 l : 加熱開始点からの距離 (cm)
 r : 液体の蒸発潜熱 (Jg^{-1})
 $\dot{m}$: 質量流量 (gs^{-1})
 Nu : ヌッセルト数 $= h D_i \lambda^{-1}$
 Pr : プラントル数 $= C_p \eta \lambda^{-1}$
 p : 圧力 (atm)
 q : 熱流束 (W cm^{-2})
 q_c : 臨界熱流束 (W cm^{-2})
 Q_p : 予熱ヒータでの加熱量 (W)
 Re : レイノルズ数 $= G D_i \eta^{-1}$
 T : 温度 (K)
 ΔT : 温度差 $T_w - T_s$ または $T_w - T_b$ (K)
 ΔT_{sub} : サブクール温度差 $T_s - T_{in}$ (K)
 x : クオリティ $= \dot{m}_v / \dot{m}$
 λ : 熱伝導度 ($\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
 η : 粘性係数 (Poise)
 ρ : 密度 (gcm^{-3})

$$\begin{aligned}
 \chi_{tt} : \text{マルチネリパラメータ} &= \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \\
 &\times \left(\frac{\eta_l}{\eta_v} \right)^{0.1}
 \end{aligned}$$

$q\uparrow, q\downarrow$: 熱流束上昇操作, および熱流束降下操作
 添字

b : 流体の混合平均値, l : 液体に対する値,
 v : 気体に対する値, tp : 二相流, w : 管壁にお
 ける値, s 飽和状態, in : 試験部分入口での値,
 max : 最大値, min : 最小値

参 考 文 献

- 1) 尾形, 佐藤 : 低温工学, 7 (1972) 20; Proc. ICEC 4, (1972) 291
- 2) J. A. Clark : Advances in Heat Transfer, 5 (1968) 325
- 3) A. de La Harpe et al : Advances in Cryogenic Engineering, 14 (1969) 170
- 4) V. E. Keilin et al : Cryogenics, 9 (1969) 36
- 5) M. Jergel et al : Annex 1970-2 Bull. I. I. R. Commission 1, Tokyo, (1970) 125
- 6) G. Hildebrandt : Proc. ICEC 4 (1972)
- 7) C. Johannes : Advances in Cryogenic Engineering, 17 (1972) 352
- 8) R. D. McCarty : NBS Technical Note 631 (1972)
- 9) 日本機械学会編 : 沸騰熱伝達(1965), 伝熱工学資料 (1962)
- 10) M. D. Reeber : J. Appl. Phys. 34 (1963) 481