九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

液体窒素低温熱交換器内における伝熱流動特性の理論解析

近藤，哲也
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

福田，研二
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川，修
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

西，義久
九州大学工学部応用原子核工学科

他

https://doi.org/10.15017/17699

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告．9（2），pp.231-238，1988-01-01．九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

液体窒素低温熱交換器内における伝熱流動特性の理論解析

近藤哲也*・福田研二*・長谷川　修*
西　義久**・狩野　透***

(昭和62年9月30日受理)

Theoretical Analysis of Thermohydraulic Characteristics in a Liquid Nitrogen Heat Exchanger

Tetsuya KONDOH, Kenji FUKUDA, Shu HASEGAWA
Yoshihisa NISHI and Tohru KARINO

Theoretical analysis of static, thermohydraulic characteristics in a liquid nitrogen heat exchanger has been made.

In case that the heat exchanger is vertically installed, condensation rate of a secondary fluid and a pressure drop between an inlet and an outlet header are obtained by this computer code. As the calculation results agree well with experimental results, validity of this theoretical analysis is confirmed.

1. 緒　　言

近年，液化天然ガス（LNG）プラント，超電導マグネット，ロケットエンジン等で代表される低温工学の分野が急速に発展し，極低温流体の利用はますます増大する傾向にある．特に超電導の分野では，液体窒素温度以上で超電導現象を示すY-Ba-Cu-O系高温超電導酸化物が登場し，一部では線材化も試みられている[1]．

このような低温工学の分野の発展に伴い，極低温流体の流動不安定現象が問題となってきている[2)-4)]．特にLNG冷熱利用発電システム[5]では，LNG蒸発器内で流動不安定が生じると，天然ガス（NG）タービンの運転そのものに影響を与え好ましくない．また，LNG蒸発器出口ではガス化している必要があり，蒸発器内は気液二相流とそれに続く圧縮性ガスの領域が存在し，特に二次側流体との温度差が大きいため，気液二相流部では逆環状流（Inverted Annular Flow, 以下IAFと記す）となる．このIAFは原子炉の再冠水過程においても生じるため，原子炉の安全性に関連して，最近特に注目されている流動様式である[6]が，研究の数は多くない．

本研究では，このようなIAFを含む気液二相流から圧縮性過熱ガスまで，状態が大きく変化するLNG蒸発器内の静的な伝熱流動特性の理論解析を行なったので報告する．なおLNG（主成分であるメタンは大気圧下沸点112K）は多成分系極低温流体であり，取扱が繁雑であるので，液体窒素（大気圧下沸点77K）を用いて計算を行ない，以前に行なった実験結果[7]と比較検討した．

2. 理　論　解　析

2.1 熱交換器の構造と伝熱管内の流動様式

熱交換器の詳細については既に報告している[7]ので，ここでは解析に関係する部分についてのみ簡単に述べる．**Fig. 1** に示すように，本熱交換器は入口，出口ヘッダー間に特性の異なる二本の伝熱管があり，並列二流路系を構成しており，二次側流体である水蒸気との間で熱交換を行なう．主伝熱管は入口にタービン流量計（入口絞りとなる）が取り付けられており，U及び逆U字管を含めて全長8.9mである．他方の管は長さ

*エネルギー変換工学専攻
**工学部応用原子核工学科修士課程
***エネルギー変換工学専攻修士課程

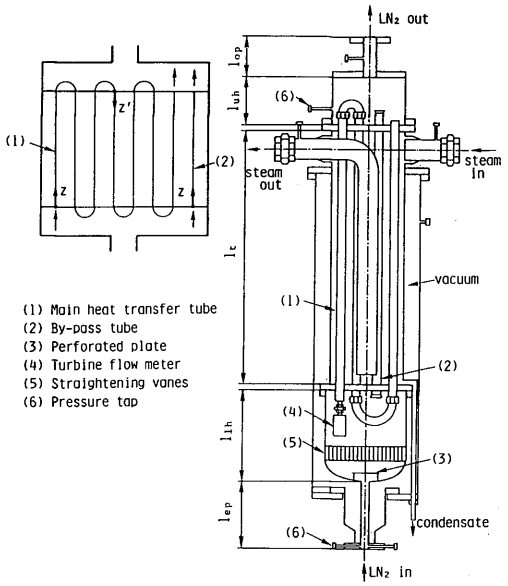

Fig. 1　Experimental apparatus (Vertical attitude).

1 m で，その入口，出口には絞りが取り付けられている（この管をバイパス管と称する）．

極低温流体の管内二相流伝熱における流動様式は，例えば文献8）に示されており，本研究のように過熱度が大きい場合は，膜沸騰により IAF が形成される流動様式となる．また，一次側流体と二次側流体間の熱交換による熱伝達現象を解析対象としているため，使用する管内熱伝達係数 α_b の相関式により解析結果が大きく左右されることが予想される．液体窒素の二相流に関する研究の数が少ないため，α_b の相関式は現時点では高沸点流体に対する式を準用せざるを得ない．

赤川らのフロン R-113 を作動流体とする水平管内の IAF の流動伝熱実験[9]によると，入口流速が 0.14m/s 以上では，入口付近に α_b がほぼ一定な領域（安定な IAF が形成されるⅠ領域），次に α_b が急激に増加する領域（IAF が不安定になり破壊されるⅡ領域），さらに α_b の増加割合が減少する領域（気相中に比較的大きな液滴が同伴するⅢ領域）が観察され，Ⅰ領域の α_b は水平円柱の Bromley の式[10]，Ⅱ，Ⅲ領域の α_b は Dougall-Rohsenow の式[11]でほぼ表わすことができる．垂直管の実験結果は，Ⅰ，Ⅱ及びⅢ領域の低クオリティ域で，α_b の値は水平管の α_b より大きくなっており，Ⅲ領域の高クオリティ域（$x>0.4$）では水平管の α_b と一致するようになる．

本研究では，上記の赤川らの実験結果[9]を参考にして，伝熱管入口より安定した IAF が形成される IAF 部，IAF が不安定となり破壊され気相中に比較的大きな液滴が同伴する分散二相流（Dispersed Two-Phase Flow, 以下 DF と記す）部および気相のみとなる過熱気相流（Super-heated Gas Flow, 以下 SGF と記す）部に分け，それぞれの領域に対応する α_b の相関式を適用する．

2.2　二相流部の基礎方程式

極低温流体の IAF の理論解析は厳密には気液の速度差を考慮したモデル，例えばドリフトフラックスモデルを適用することが考えられるが，本研究のように SGF 部を含む場合は，二相流部との遷移点で例えばボイド率が不連続になることが指摘されており[12]，不都合である．よって，2.1節の α_b のモデルとの間に不整合が生じるが，本研究では物理量の連続性を考慮して，二相流部では均質流モデルを用いる．

Fig. 1 に示すように，流れの方向に z 軸の正方向をとり，これと同じ方向に力の正方向をとると，一次元，定常の均質流モデルによる質量，運動量及びエネルギーの各保存則は，各々次式で与えられる．

$$\frac{d}{dz}(\rho_{TP}V)=0 \quad \text{または} \quad M=\rho_{TP}V=\text{const.} \tag{1}$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_{TP}V^2)=-\frac{dp}{dz}-\frac{\xi_h}{A}\tau_w-\rho_{TP}g\sin\theta \tag{2}$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_{TP}V\,h_{TP})=\frac{\xi_h}{A}q'' \tag{3}$$

ここに，各記号は A：流路の断面積，g：重力の加速度，h：エンタルピ，p：圧力，q"：熱流束，V：速度，θ：水平方向から反時計回りに正方向をとった場合の流れ方向の傾斜角，ξ_h：周長，ρ：密度，τ_w：壁面摩擦応力であり，サフィックス TP は二相流を表わす．h_{TP}, ρ_{TP} を

$$h_{TP}=h_l+xh_{fg} \tag{4}$$

$$\frac{1}{\rho_{TP}}=\frac{x}{\rho_g}+\frac{1-x}{\rho_l} \tag{5}$$

で表わすと，(3) 式は

$$\frac{dx}{dz}=\frac{1}{Mh_{fg}}\left(\frac{\xi_h}{A}\right)q'' \tag{6}$$

となる．ここに，h_{fg}：蒸発潜熱，x：クオリティであ

りサフィックスは g：気相，l：液相を表わす．

次に，運動量保存則 (2) 式の右辺の第2項の摩擦圧力損失項は，Lockhart-Martinelli 相関[13] を用いると

$$\frac{\xi_h}{A}\tau_w=\phi_g^2\left(\frac{dp}{dz}\right)_g \tag{7}$$

で表わされる．ここで，ϕ_g は二相流摩擦損失勾配比，$(dp/dz)_g$ は気相成分だけが単相流として流れた場合の摩擦圧力損失であり，

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_g=\frac{\xi_h}{A}f_g\frac{\rho_g j_g^2}{2} \tag{8}$$

で与えられる．ここに，f：摩擦係数，j：みかけの流速である．さらに均質流モデルを仮定しているので，(7) 式は次のように変形できる．

$$\frac{\xi_h}{A}\tau_w=\phi_g^2\frac{\xi_h}{A}f_g\frac{\rho_g}{2}\left[\frac{x\rho_l V}{(1-x)\rho_g+x\rho_l}\right]^2 \tag{9}$$

(2) 式の左辺と右辺第3項も (5) 式を用いて変形すると，次式を得る．

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)=M^2\frac{\rho_l-\rho_g}{\rho_g\rho_l}\frac{dx}{dz}+\phi_g^2\frac{\xi_h}{A}f_g\frac{\rho_g}{2}\left[\frac{x\rho_l V}{(1-x)\rho_g+x\rho_l}\right]^2+\frac{\rho_g\rho_l g\sin\theta}{(1-x)\rho_g+x\rho_l} \tag{10}$$

2.3 過熱気相部の基礎方程式

一次元，定常の単相流に対する質量，運動量及びエネルギーの各保存則は，$\rho_{TP}\rightarrow\rho_g$, $h_{TP}\rightarrow h_g$, $\tau_w\rightarrow\tau_{wg}$ なる置換を行なうことにより，二相流部の基礎方程式と形式的に同じ形で表わされる．エンタルピと温度の間に $dh_g=C_{pg}dT_n$ なる関係が成立するとすれば，エネルギー保存則 (3) 式は

$$\frac{dT_n}{dz}=\frac{1}{MC_{pg}}\left(\frac{\xi_h}{A}\right)q'' \tag{11}$$

と変形できる．ここに，C_p：定圧比熱，T：温度であり，サフィックス n は一次側流体を表わす．

摩擦圧力損失項は

$$\tau_{wg}=f_g\frac{\rho_g V^2}{2}=f_g\frac{M^2}{2\rho_g} \tag{12}$$

と表わされるので，運動量保存則 (2) 式は次式となる．

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)=M^2\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\rho_g}\right)+\frac{\xi_h}{A}f_g\frac{M^2}{2\rho_g}+\rho_g g\sin\theta \tag{13}$$

2.4 伝熱管のエネルギー保存則

伝熱管の肉厚が十分に薄く，半径方向の温度分布は無視でき，伝熱管の温度はその平均値 T_t に等しいとする集中定数系で，伝熱管の熱容量効果を表わし，かつ管軸方向の熱伝導を無視すると，伝熱管のエネルギー保存則は次式で表わされる．

$$\frac{A_t\rho_t C_t}{\xi_h}\frac{dT_t}{dt}=\alpha_c(T_{ws}-T_t)-\alpha_b(T_t-T_n) \tag{14}$$

ここに，$\xi_h=(\xi_{h,o}+\xi_{h,i})/2$ である．各記号は，C_t：伝熱管の比熱，t：時間，α_b：管内（一次側）熱伝達係数，α_c：凝縮（二次側）熱伝達係数であり，サフィックスは i：伝熱管内面，o：伝熱管外面，t：伝熱管，ws：二次側流体を表わす．今，定常状態を考えると，(14) 式より

$$T_t=\frac{T_{ws}+(\alpha_b/\alpha_c)T_n}{1+(\alpha_b/\alpha_c)} \tag{15}$$

が得られる．伝熱面より一次側流体に伝達される熱流束は，(15) 式を用いて次式で与えられる．

$$q''=\alpha_b(T_t-T_n)=\frac{\alpha_b(T_{ws}-T_n)}{1+(\alpha_b/\alpha_c)} \tag{16}$$

一般に，α_c は α_b に比較して十分大きいので，$\alpha_b/\alpha_c\fallingdotseq 0$ とおくと，(15)，(16) 式は次式となる．

$$T_t=T_{ws} \tag{17}$$

$$q''=\alpha_b(T_{ws}-T_n) \tag{18}$$

2.5 U字管及び逆U字管部の基礎式

Fig. 1 に示すように，7本の伝熱管を連結している各々3本のU及び逆U字管は，それぞれの形状及び長さが異なっており，さらに置かれている熱的条件も異なっている．これらの形状，寸法及び熱的条件を正確に評価することは困難であるので，次の仮定をする．

(1) それぞれのU及び逆U字管を平均半径 R_{um} なる円形状パイプの半周で代表させる．ここに，

$6\pi R_{um}=\sum_{i=1}^{6} l_{ui}$ であり，l_{ui} はU及び逆U字管の実測長さである．

(2) U及び逆U字管は断熱されている．

(3) 圧力損失は単相流のベンドに対する式を用いると，二相流部及び SGF 部に対して次式となる．

$$-\Delta p_{u,TP}=\zeta_{u,TP}\frac{\rho_{TP}V^2}{2}=\zeta_{u,TP}\frac{M^2}{2}\frac{(1-x)\rho_g+x\rho_l}{\rho_g\rho_l} \tag{19}$$

$$-\Delta p_{u.g}=\zeta_{u.g}\frac{\rho_g V^2}{2}=\zeta_{u.g}\frac{M^2}{2\rho_g} \tag{20}$$

ここに，Δp：圧力損失，ζ：圧力損失係数でありサフィックス u はU及び逆U字管を表わす．

2.6 伝達熱量に対する基礎式

伝熱管の微小区間 dz で伝達される熱量を dQ とすると，次式が成り立つ．

$$\frac{dQ}{dz}=\xi_h q''=\xi_h \alpha_b (T_{ws}-T_n) \tag{21}$$

2.7 流体粒子の通過時間

流体粒子が微小区間 dz を流速 V で通過するに要する時間 $d\tau$ は次式で与えられる．

$$\frac{d\tau}{dz}=\frac{1}{V}=\frac{\rho_k}{M} \tag{22}$$

よって，二相流部及び SGF 部に対して次式となる．

$$\frac{d\tau_{TP}}{dz}=\frac{\rho_g\rho_l}{M\{(1-x)\rho_g+x\rho_l\}} \tag{23}$$

$$\frac{d\tau_g}{dz}=\frac{\rho_g}{M} \tag{24}$$

また，U及び逆U字管部では，この部分の流速を V_u とすると，仮定より V_u＝一定であるので，次式となる．

$$\tau_u=\frac{R_{um}}{V_u} \tag{25}$$

2.8 構成方程式

2.8.1 管内熱伝達係数（α_b）

2.1 節の三つの領域に対する α_b の相関式は，赤川らの研究[9]を参考にしてそれぞれ次式を用いる．水平な逆環状流（IAF）に対しては，水平円柱の Bromley の式[10]を用いる．また，垂直な IAF に対しては，Helmholtz 不安定にもとづく臨界波長 λ_c[15]を代表長さとする修正 Bromley の式[14]を用いる．この式を用いると，**Fig. 2** に示すように α_b の値は水平円柱の Bromley の式[10]に対して約35％ほど大きくなり，赤川らの実験結果[9]と定性的に一致する結果を与える．一方，分散二相流（DF）に対しては，赤川らの実験[9]では，α_b の値は低クオリティ域で垂直の場合が水平の場合より大きく，x＞0.4で両者は一致するようになるが，本研究では簡単のため水平，垂直共に Dougall-Rohsenow の式[11]を用いる．また，IAF から DF への遷移点は，α_b が連続的に変化するように IAF の α_b≦DF の α_b なる条件を満足する点とする．過熱気相流（SGF）の α_b は，水平，垂直共に Dittus-Boelter の式[16]を用いる．

各領域におけるこれらの α_b を**Fig. 2** に示す．**Fig. 2** にはポストドライアウト域に対する Groeneveld の式[11]も示しているが，SGF 部との遷移点では Dittus-Boelter の式[16]の約半分程度の値となり，α_b は不連続となることが分かる．また，**Fig. 2** には Ganic-Rohsenow の液体窒素を用いた実験結果[17]より α_b を計算してプロットしているが，ほぼ Dougall-Rohsenow の式[11]と一致していることが分かる．

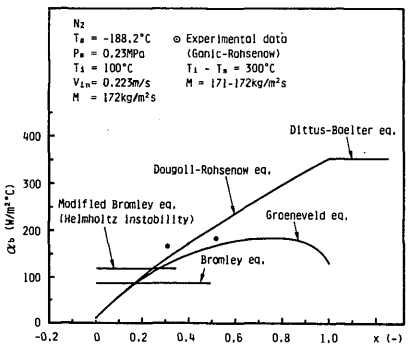

Fig. 2 Primary heat transfer coefficients.

2.8.2 二相流摩擦損失勾配比（ϕ_g）

Chisholm-Laird 相関[18]を用いると，ϕ_g は次式で Martinelli パラメータ X の関数として表わされる．

$$\phi_g^2=1+21X+X^2 \tag{26}$$

$$X=\sqrt{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l\Big/\left(\frac{dp}{dz}\right)_g} \tag{27}$$

$(dp/dz)_k$，(k＝g, l) は，例えば気相については (8) 式で表わされるので，(27) 式は

$$X=\sqrt{\left(\frac{f_l}{f_g}\right)\left(\frac{\rho_l j_l}{\rho_g j_g}\right)^2\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)} \tag{28}$$

となる．一般に，クオリティ x はみかけの流速 j_k を用いると

$$x=\frac{\rho_g j_g}{\rho_g j_g+\rho_l j_l}=\frac{1}{1+(\rho_l j_l)/(\rho_g j_g)} \tag{29}$$

で表わすことができるので，(28) 式は次式となる．

$$X=\left(\frac{f_l}{f_g}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{1-x}{x}\right) \tag{30}$$

2.8.3 単相流の摩擦損失係数（f_k）

管壁のあらさを考慮した乱流に対する Colebrook の式[19]を用いる．各領域におけるレイノズル数は Re_k＝

$\rho_k j_k d_i/\mu_k$（二相流部，k＝g, l），$Re_k = Md_i/\mu_k$（SGF部，k＝g）であり，管壁の粗度は$\varepsilon/d_i = 0.002$とした．

2.8.4　U字管，逆U字管部の圧力損失係数（$\zeta_{u,k}$）

円形断面の滑らかなベンドに対する伊藤の実験式[20]ζを用いる．二相流部でのレイノズル数は$Re_{TP} = Md_i/\mu_{TP}$，$\mu_{TP} = x\mu_g + (1-x)\mu_l$である．さらに管壁のあらさを考慮するために，次の修正係数ζ_{cu}を導入する．

$$\zeta_{u,k} = \zeta_{cu} \cdot \zeta$$

$$\zeta_{cu} = \frac{\text{直管に対する Colebrook の式による } f_k}{\text{直管に対する Blasius の式による } f_k}$$

2.9　入口側圧力損失

伝熱管入口より上流側の圧力損失をΔp_{in}とすると，

$$\Delta p_{in} = \sum_{i=1}^{6} \Delta p_i + \rho_l g \sin\theta \cdot (l_{ep} + l_{th}) \qquad (31)$$

で与えられる．ここに，Δp_1：入口管の摩擦圧力損失，Δp_2：入口ヘッダーの拡大損失，Δp_3：千鳥状多孔板の圧力損失[21]，Δp_4：入口ヘッダーの摩擦圧力損失，Δp_5：整流格子の圧力損失，Δp_6：タービン流量計の圧力損失である．なお，Δp_5は一辺がh_{st}なる正六角形のハニカム状の整流格子を水力直径が等しい円管の集合体で置き換え，この円管内の摩擦圧力損失で代用した．ここで，伝熱管入口より上流側ではバイパス管に流れる流量分だけ流量が増加するが，これは無視する．

2.10　出口側圧力損失

伝熱管出口より下流側の圧力損失をΔp_{ex}とすると，

$$\Delta p_{ex} = \sum_{i=7}^{11} \Delta p_i + \rho_g g \sin\theta \cdot (l_{uh} + l_{op}) \qquad (32)$$

で与えられる．ここに，Δp_7：主伝熱管出口の拡大損失，Δp_8：出口ヘッダーの摩擦圧力損失，Δp_9：出口ヘッダーの縮小損失，Δp_{10}：出口管の摩擦圧力損失，Δp_{11}：出口管の出口損失である．なお，Δp_7には出口ヘッダー内にある逆U字管による圧力損失を考慮するために修正係数$C_u = 2.0$が乗じられている．ここでも，バイパス管の流量は無視する．

3.　数値計算の方法

二相流部では(6)，(21)，(23)，過熱気相流(SGF)部では(11)，(21)，(24)の各式を連立させ，4次のRunge-Kutta法で積分してx, T_n, Q及びτを求める．

二相流部の圧力は(10)式を次式のように差分化して求める．

$$-\left(\frac{p_{i+1}-p_i}{\Delta z}\right) = M^2 \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g \rho_l}\left(\frac{x_{i+1}-x_i}{\Delta z}\right) + \bar{\phi}_g^2 \frac{\xi_h}{A} \bar{f}_g \frac{\rho_g}{2}\left[\frac{\bar{x}\rho_l \bar{V}}{(1-\bar{x})\rho_g + \bar{x}\rho_l}\right]^2 + \frac{\rho_g \rho_l g \sin\theta}{(1-\bar{x})\rho_g + \bar{x}\rho_l} \qquad (33)$$

ここに，記号の上に付した¯はi番目とi+1番目の物理量の平均値を表わす．

SGF部の圧力は(13)式を次式のように差分化して求める．

$$-\left(\frac{p_{i+1}-p_i}{\Delta z}\right) = \frac{M^2}{\Delta z}\left(\frac{1}{\rho_{g,i+1}} - \frac{1}{\rho_{g,i}}\right) + \frac{\xi_h}{A} \bar{f}_g \frac{M^2}{2\bar{\rho}_g} + \bar{\rho}_g g \sin\theta \qquad (34)$$

ここで，物性値は$\bar{T}_g = (T_{g,i} + T_{g,i+1})/2$, $\bar{p} = (p_i + p_{i+1})/2$なる，積分区間の平均値で評価されるが，$p_{i+1}$が未知であるため適当な値を仮定し，収束計算を行なう必要がある．なお，Runge-Kutta法で積分する際は，簡単のため既知であるT_i, p_iでの物性値を用いた．窒素の物性値は九州大学大型計算機センターのプログラム・パッケージPROPATH[22]により求めた．さらに，実験と合わせるため，熱交換器の出口で圧力が大気圧になるような入口圧力をトライアンドエラー方式で求め，この入口圧力を用いて本計算を行なった．

4.　凝縮熱抵抗及びバイパス管による伝達熱量の補正

2章で導出された基礎式は，凝縮熱抵抗及びバイパス管の存在を無視している．ところで，凝縮熱抵抗を無視すると伝達熱量を過大に，一方バイパス管の存在を無視すると伝達熱量を過小に評価することになるため，両者を考慮した場合にはどうなるかを検討しておく必要がある．

4.1　凝縮熱抵抗による伝達熱量の補正

(15)式を積分区間の平均値を用いて表わすと，

$$\bar{T}_t = \frac{T_{ws} + (\bar{\alpha}_b/\bar{\alpha}_c)\bar{T}_n}{1 + (\bar{\alpha}_b/\bar{\alpha}_c)} \qquad (35)$$

となる．(35)式より$\bar{T}_t$を求めるには，$\bar{\alpha}_c$を与える必要がある．水平な場合のα_cの相関式としては，水平円管外表面上の体積力対流凝縮に対するNusseltの式[23]を用いる．垂直な場合は，乱流液膜に対する体

積力対流凝縮の局所熱伝達係数 $(\alpha_c)_z$ の実験整理式[24]を用いる．これらの α_c に対する相関式を変形すると

$$\left.\begin{array}{l}\text{水平：}\ \bar{\alpha}_c=\alpha_c\ (\bar{T}_t)\\ \text{垂直：}\ \bar{\alpha}_c=\alpha_c\ (\bar{T}_t,\ \bar{z}')\end{array}\right\}\quad (36)$$

となる．ここに，$\bar{z}'$ は各伝熱管の上端から下向きにとった積分区間の中央座標である．(36) 式を (35) 式に代入すると，$\bar{T}_t$ に対する超越方程式が得られるので，これを数値的に解くことにより $\bar{T}_t$ が求まる．$\bar{\alpha}_b$ 及び $\bar{T}_n$ は2章で計算されている値を用いると

$$\bar{q}''_M=\bar{\alpha}_b\ (\bar{T}_t-\bar{T}_n)\qquad (37)$$

より，$\bar{\alpha}_c$ を考慮した場合の熱流束 $\bar{q}''_M$ が求まる．

4.2 バイパス管による伝達熱量の補正

バイパス管による伝達熱量を求めるには，バイパス管に流れる流量 W_B を知る必要がある．そのためには，主伝熱管の計算より求められる入口～出口ヘッダー間の圧力差と同じ圧力差を与えるバイパス流量 W_B を求めれば良い．バイパス管を経由した場合の出口ヘッダー内圧力 $p_{uh,B}$ は次式で与えられる．

$$p_{uh,B}=p_{lh}-\Delta p_{in,B}-\Delta p_{t,B}-\Delta p_{ex,B}\qquad (38)$$

ここで，$\Delta p_{t,B}$ はバイパス管の圧力損失であり，主伝熱管と同じ計算方法で求める．また，p_{lh} は入口ヘッダー内圧力，$\Delta p_{in,B}$, $\Delta p_{ex,B}$ はそれぞれバイパス管の入口，出口損失である．

本研究では，三つの W_B を仮定して $p_{uh,B}$ を (38) 式より求め，これより $p_{uh,B}$ を W_B の二次方程式で近似し，この二次方程式に主伝熱管の計算結果から得られる p_{uh} を代入し，これを W_B について解いてバイパス流量を求め，再度この W_B を用いて伝熱計算を行ない，バイパス管での伝達熱量を求めた．なお，p_{uh} と $p_{uh,B}$ の誤差は最大1.1%であった．

5. 結果及び考察

Fig. 3 に熱交換器を垂直に配置した場合の，主伝熱管の流量 W に対応するバイパス管の流量 W_B 及び全流量 W_T ($W_T=W+W_B$) の計算結果を示している．図中の破線は $W_B=0$，すなわち全流量が主伝熱管を流れる場合 ($W_T=W$) である．全流量範囲でバイパス管には主伝熱管の流量の約3.2%が流れる計算結果となった．

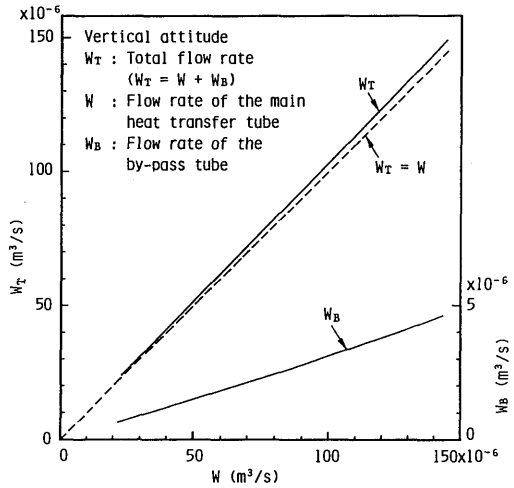

Fig. 3 Calculation results of flow rate.

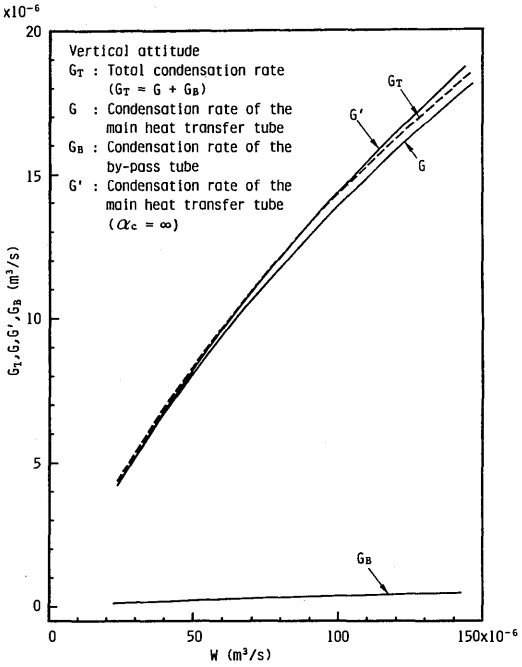

Fig. 4 Calculation results of condensation rate.

Fig. 4 には，主伝熱管の流量Wに対する二次側水蒸気の凝縮量の計算結果を示している．図中，G は α_c を考慮した場合の主伝熱管による凝縮量，G' は二次側水蒸気の凝縮熱抵抗を無視した場合 ($\alpha_c=\infty$) の主伝熱管による凝縮量，G_B は α_c を考慮した場合の

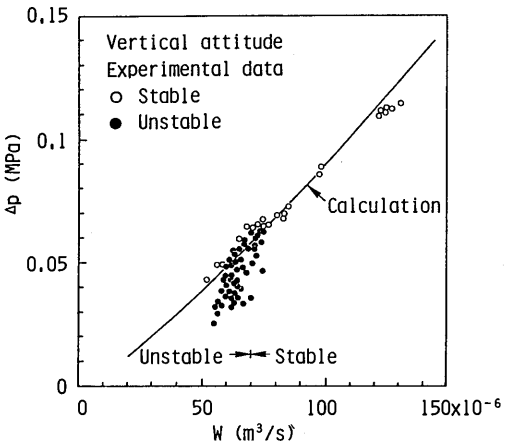

Fig. 5 Comparison of analytically obtained pressure drop with experiment.

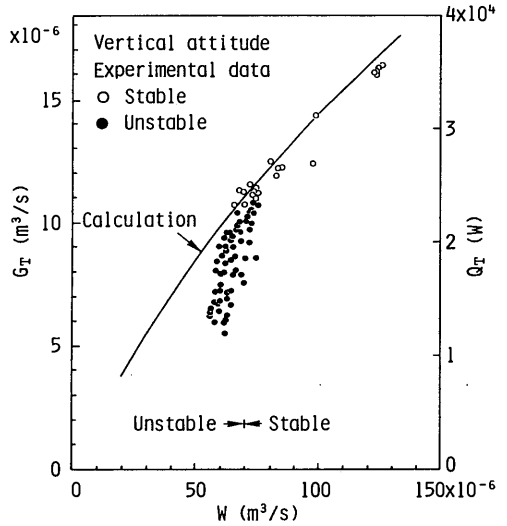

Fig. 6 Comparison of analytically obtained condensation rate with experiment.

バイパス管による凝縮量，G_T は α_c を考慮した場合の全凝縮量（$G_T=G+G_B$）を示している．G に対して α_c を考慮しないと，0.9%（$W=25\times10^{-6}$ m³/s）～4.6%（$W=140\times10^{-6}$ m³/s）程度凝縮量を大きく見積ることになる反面，G に対してバイパス管による凝縮量 G_B を無視すると，2.4%（$W=25\times10^{-6}$ m³/s）～2.7%（$W=140\times10^{-6}$ m³/s）程度凝縮量を小さく見積る計算結果となった．α_c とバイパス管を考慮した場合の全凝縮量 G_T は，G' に対して＋1.6%（$W=25\times10^{-6}$ m³/s）～－1.8%（$W=140\times10^{-6}$ m³/s）程度の凝縮量を与え，結果的には G' とほぼ同じ値となることが分かる．

Fig. 5, 6 には，**Fig. 1** に示す熱交換器を垂直に配置した場合の圧力損失 Δp 及び二次側水蒸気の全凝縮量 G_T の実験結果[7]と本計算コードによる計算結果を比較して示している．なお，**Fig. 6** には参考のため，凝縮量（質量）に水蒸気の潜熱を乗じて求めた伝達熱量に相当する目盛も合わせて示している．図中，○は流れが安定な場合の実験値（静特性），●は流動不安定が生じている場合の実験値である．これらの図より，本計算コードは垂直に配置された液体窒素低温熱交換器の静特性を比較的良くシミュレートしていることが分かる．

なお，**Fig. 5, 6** に示すように，流動不安定が生じている場合の Δp, G_T はともに安定な場合を延長した線より低下しており，伝熱性能の劣化現象が生じている[25]．

6. 結　　言

液体窒素低温熱交換器内の静的な伝熱流動特性をシミュレートする計算コードを開発した．熱交換器が垂直に配置された場合の計算結果は，流動不安定が生じていない静的な実験結果とよく一致し，本計算コードの信頼性が確認された．

なお，本研究は文部省科学研究費補助金，エネルギー特別研究（1），No. 61040047の補助を受けて行なわれたものである．

参 考 文 献

1) 新超電導体—開発の現状とその応用—（日経マグロウヒル社，1987），p. 20.
2) 佐藤，日本機械学会誌，85-759（昭57），p. 165.
3) Jones, M. C. and Peterson, R. G., Trans. ASME, J. Heat Transf., 97-4 (1975), p. 521.
4) 赤川ほか5名，第23回日本伝熱シンポジュウム講演論文集（1986-5），p. 304.
5) 堀内・田島，日本機械学会誌，86-776（昭58），p. 735.
6) Ishii, M. and De Jarlais, G., Nuclear Engineering and Design, 99 (1987), p. 187.
7) 近藤ほか4名，第23回日本伝熱シンポジュウム講演論文集（1986-5），p. 298.
8) 低温工学ハンドブック（内田老鶴圃新社，昭57），p. 224.
9) 赤川ほか5名，日本機械学会講演論文集 No. 864-2 (1986-11), p. 69.
10) 西川・藤田，伝熱学（理工学社，1983），p. 236.

11) Delhaye, J. M. ほか2名, Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, (McGraw-Hill, 1981), p. 270.
12) 小沢, 大阪大学学位論文 (昭51), p. 57.
13) 植田, 気液二相流 (養賢堂, 昭56), p. 39.
14) 文献11) の p. 273.
15) 文献11) の p. 275.
16) 文献11) の p. 260.
17) Ganic, E. N. and Rohsenow, W. M., Int. J. Heat Mass Transf., Vol. 20 (1977), p. 855.
18) 文献13) の p. 41.
19) 文献11) の p. 215.
20) 伊藤, 日本機械学会誌, 62-490 (昭34), p. 46.
21) 管路・ダクトの流体抵抗, 日本機械学会, p. 110.
22) PROPATH 熱物性値プログラム・パッケージ (第3.1版) 九州大学大型計算機センターマニュアル (昭61).
23) 藤井・上原, 伝熱学の進展1 (膜状凝縮熱伝達), (養賢堂, 昭50), p. 59.
24) 文献23) の p. 54.
25) K. Fukuda et al., ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, 5 (1987), p. 157.