液体ヘリウムのベンチュリ流路内キャビテーション流れ に関する数値シミュレーション

石本 淳[†], 上條 謙二郎*

弘前大学理工学部 弘前市文京町 3 ([†]E-mail: ishimoto@cc.hirosaki-u.ac.jp)

*東北大学流体科学研究所 仙台市青葉区片平 2-1-1

(2002 年 7 月 16 日受理)

Numerical Simulation of Cavitating Flow of Liquid Helium in Venturi Channel

Jun ISHIMOTO and Kenjiro KAMIJO*

Department of Intelligent Machines and System Engineering,

Hirosaki University, 3, Bunkyo-cho, Hirosaki 036-8561

* Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai 980-8577

(Received July 16, 2002)

Synopsis: The fundamental characteristics of the two-dimensional cavitating flow of liquid helium through a venturi channel near the lambda point are numerically investigated to realize the further development and high performance of new multiphase superfluid cooling systems. First, the governing equations of the cavitating flow of liquid helium based on the unsteady thermal nonequilibrium multifluid model with generalized curvilinear coordinates system are presented, and several flow characteristics are numerically calculated, taking into account the effect of superfluidity. Based on the numerical results, the two-dimensional structure of the cavitating flow of liquid helium through venturi channel is shown in detail, and it is also found that the generation of superfluid counterflow against normal fluid flow based on the thermomechanical effect is conspicuous in the large gas phase volume fraction region where the liquid-to-gas phase change actively occurs. Furthermore, it is clarified that the mechanism of the He I to He II phase transition caused by the temperature decrease is due to the deprivation of latent heat for vaporization from the liquid phase.

Keywords: cavitation, He II, venturi channel, multiphase flow, numerical simulation

1. はじめに

究極の冷媒として知られる液体ヘリウムは、超電導マグネットや赤外線宇宙超望遠鏡等の冷却用媒体として有効活用されているが¹⁾, 冷却作動流体として用いる際の流動様式は二相状態で用いるのが一般的である²⁾. しかしながら、現在までに用いられている極低温流冷却法は、主に単相流部が有する冷却効果のみに依存しているのが現状である. さらに、低温流体混相流特有の高い熱伝達特性や流体加速効果・駆動効果等を積極的に活用して冷却性能を高めようとする検討は未だ試みられてはならず、実験的にも理論的にも研究

は途上段階にある.

このような液体ヘリウム二相流あるいはキャビテーション流れの流動特性に関し、著者らにより、オリフィスを有する円管内二相流に関する数値解析的検討³⁾あるいは、飽和状態に近い条件下での二次元平行ベンチュリ流路内流れに関する実験的検討⁴⁻⁶⁾が行われている. その結果、徐々にではあるが入点 (2.17 K) 近傍におけるキャビテーション流れの特異な性質が明らかにされつつあり、数値解析においては超流動冷却性能向上に必要なキャビテーション気泡生成時におけるヘリウム I からヘリウム II への相転移や超流体対向流の発生に関する萌芽的知見が得られている. しかしな

が、キャピテーションの生成法として管内オリフィスの使用を仮定しているため、具体的な冷却システムとしての実用化を想定した場合、流路断面積の急激な減少に基づく圧力損失の局所的な増加が生じ、システム全体として熱伝達効率が低下する可能性があるのは否めない。また、実験的検討に関しても基礎実験が始まってまだ間もないことから、飽和状態に近い低流速の条件下において He I と He II のキャピテーション初生に関する可視化計測による知見⁴⁻⁶⁾ が得られているが、実験的研究・数値解析の双方ともに液体ヘリウム混相流の特異性を有効に活用した冷却システムの開発または産業応用機器の実用化に直結するような成果は得られておらず、その詳細なメカニズムは十分に検討されないまま現在に至っている。このような状況下において、液体ヘリウム混相流の有する熱・流体力学的特性を積極的に活用した極低温高速冷却システムの開発を目指すには、作動流体として取り扱いが困難な超流動ヘリウムを直接用いるのではなく、超流動ヘリウムよりも取り扱いが容易なヘリウム I のキャピテーション発生と温度降下に基づく He II への相転移（ λ 転移）を利用して超流体の気液混相対向流を誘起させ、この超流体対向流を作動冷却媒体として用いるのが有効であると考えられる。

そこで本研究では、常流動 He I のキャピテーション発生時における He II への相転移と超流体対向流を利用した新型の超流動混相流冷却システム開発の基礎研究として、 λ 点近傍における He I から He II への相転移と超流動性の影響を考慮に入れた多流体モデルに基づく基礎方程式系を新たに構築し、鉛直ベンチュリ流路内における液体ヘリウムキャピテーション流動特性に関する二次元数値解析を行った。

2. 基礎方程式と数値解析法

解析モデルは Fig. 1 に示すような系を想定する。液体ヘリウムをはじめとする極低温流体混相流を用いた冷却機器に関わる管路輸送系は流体の加速や相変化を効果的に利用するために、狭まり－広がりノズルやラバルノズルに見られるように流路内部形状が変化したり、オリフィス等の障害物が存在しているものが多い^{1,2)}。このような理由から、本解析においては流体輸送機器にキャピテーションが発生する最も代表的な形状としてベンチュリ流路を仮定し、鉛直ベンチュリ流路内液体ヘリウムキャピテーション流動場を数値解析モデルとして与える。すなわち初期状態において、

ベンチュリを有する二次元鉛直ダクト内に加圧液体ヘリウム I が充填されており、開放端において瞬時に大気圧雰囲気を作動流体を開放し、上流側より一定流量で連続的に液体ヘリウムが流入する系を想定し、その際のキャピテーション流動特性に関する数値解析的考察を行う。

2.1 支配方程式

液体ヘリウムキャピテーション流に関する支配方程式の定式化に当たっては、従来 Landau により提唱された液体ヘリウムの二流体模型⁷⁾ を気液二相流の非平衡多流体モデル^{8,9)} に拡張する。また、ベンチュリ流路の内壁面形状が流路中心軸に対して平行ではなく、一定角度のこう配を有しているため基礎方程式系は二次元の一般曲線座標系 (ξ, η) により記述される。なお、本解析においては、液相温度が λ 点 (2.17 K) 以下となった場合に、運動方程式において超流動としての性質が現れるものと仮定し、 λ 点以上の領域において超流体は常流体と同一位相で運動を続けるものと仮定する。常流体から超流体への転化率に関しては単純に超流体・常流体密度の温度依存性のみを考慮した。さらに、気液二相流動場に関する以下の仮定を設ける。

1. 流れ場に関しては非定常二次元ベンチュリ流路内部流を仮定。
2. 気液各相の運動量・エネルギー交換を考慮する。
3. 気相に関しては常流体液相の相変化によるキャピテーション気泡のみを考慮する。

液体ヘリウムキャピテーション流の場合、気液密度差ならびに粘性係数比等に代表される、気液の物性値差が小さく、キャピテーション初生気泡径が小さいことから、気泡流としての近似が成り立つと考えられる。以上の仮定の下で、気液二相流の多流体モデルに基づく、超流動性を考慮に入れた液体ヘリウムキャピテーション流動を支配する基礎方程式系を一般曲線座標により記述すると以下ようになる。

気相の質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g) + \nabla_j (\alpha_g \rho_g u_g^j) = \Gamma_g, \quad (1)$$

液相の質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l) + \nabla_j (\alpha_l \rho_l u_l^j) = \Gamma_l, \quad (2)$$

ここで上添字 i, j と下添字 j はそれぞれ反変成分と共変成分を表し、 u^j は流速ベクトルの反変成分、 ∇_j は共変微分を表す。添字 g, l はそれぞれ気相、液相を表し α_g はボイド率（気相体積分率）、 α_l は液相体積分

率を表し $\alpha_g + \alpha_l = 1$ とする. また, ρ は密度, t は時間を示す. ここで, 液相密度 ρ_l は常流体成分と超流体成分の和として次式により定義される⁷⁾.

$$\rho_l = \rho_{l(n)} + \rho_{l(s)}. \quad (3)$$

ここで下添字 (n) と (s) は, それぞれ常流体成分と超流体成分を表す. 超流体成分と常流体成分の密度比に関する温度依存性を考慮するため, 以下の式を用いる⁷⁾.

$$\frac{\rho_{l(n)}}{\rho_l} = \begin{cases} \left(\frac{T_l}{T_{l\lambda}}\right)^{5.6} & \text{for } T_l \leq T_{l\lambda} \\ 1 & \text{for } T_l > T_{l\lambda}, \end{cases} \quad (4)$$

ここで, $T_{l\lambda}$ は λ 点温度で $T_{l\lambda} = 2.17 \text{ K}$ とする. また, 式 (1), (2) における液相運動量フラックス J_l^j は, 超流体成分と常流体成分の和として次式で定義する.

$$J_l^j = \rho_{l(s)} u_{l(s)}^j + \rho_{l(n)} u_{l(n)}^j. \quad (5)$$

常流体気液二相流全体の運動量保存則:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g u_g^i + \alpha_l \rho_l u_{l(n)}^i) \\ & + \nabla_j (\alpha_g \rho_g u_g^i u_g^j + \alpha_l \rho_l u_{l(n)}^i u_{l(n)}^j) \\ & = -g^{ij} \nabla_j p_l - \alpha_l \frac{\rho_l \rho_{l(s)}}{\rho_l(n)} S_l g^{ij} \nabla_j T_l \\ & - \alpha_l \frac{\rho_{l(s)}}{2} g^{ij} \nabla_j (u_{l(n)}^j - u_{l(s)}^j)^2 \\ & + (\mu_T + \mu_t) g^{jk} \nabla_j \nabla_k u_{l(n)}^i \\ & + \frac{1}{3} [(\mu_T + \mu_t) \nabla_j \nabla_k u_{l(n)}^k] g^{ij} \\ & + \alpha_l \rho_{l(n)} g_r^i - \alpha_l F_{l(sn)}^i. \end{aligned} \quad (6)$$

超流体気液二相流全体の運動量保存則:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g u_g^i + \alpha_l \rho_l u_{l(s)}^i) \\ & + \nabla_j (\alpha_g \rho_g u_g^i u_g^j + \alpha_l \rho_l u_{l(s)}^i u_{l(s)}^j) \\ & = -g^{ij} \nabla_j p_l + \alpha_l \rho_l S_l g^{ij} \nabla_j T_l \\ & + \alpha_l \frac{\rho_{l(n)}}{2} g^{ij} \nabla_j (u_{l(n)}^j - u_{l(s)}^j)^2 \\ & + \alpha_l \rho_{l(s)} g_r^i + \alpha_l F_{l(sn)}^i, \end{aligned} \quad (7)$$

ここで, p は絶対圧, S は比エントロピー, T は絶対温度, g_r^i は重力の加速度ベクトルの反変成分, g^{ij} は基本計量テンソルを表す. 式 (6), (7) 中の右辺第二項は, 混相流動場における液体ヘリウムの温度こう配に基づく力 (熱機械効果) を表し, また, 右辺第三項は, 混相流動場中における常流体流の流れに対して超流体流が相対的に流れる際の運動エネルギーの寄与を表し

Fig. 1 Schematic of computational system used in numerical analysis

ている. なお, 本解析においては, 常流体の相変化による気相生成のみを考慮している. 超流体混相流の定義としては常流体キャビテーション気泡が超流体に混入した流れを示す. さらに, $F_{l(sn)}^i$ は, 超流体中の渦糸の生成に基づく超流体・常流体相互摩擦力項¹⁰⁾であり, 定式化は既報³⁾に従った. なお, 式 (6) 中の二相流における粘性係数 μ_T に関しては分散相である微細キャビテーション気泡の影響を考慮した Einstein の関係式^{11, 12)} を用いて次式のように与える.

$$\mu_T = (1 + 2.5\alpha_g)\mu_l. \quad (8)$$

また, 式 (6) 中の μ_t は乱流渦粘性係数を表す¹³⁾.

続いて, 気相の運動方程式に関しては気泡にはたらく諸付加力の影響を考慮に入れるため, 以下の Lagrangian 型方程式を導出する¹⁴⁾.

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi \rho_g R_g^3 \frac{du_g^i}{dt} & = -F_p^i + F_g^i - F_D^i - F_{VM}^i - F_B^i \\ & + F_{LM}^i + F_{LS}^i, \end{aligned} \quad (9)$$

ここで, F^i はそれぞれ気泡に作用する諸付加力¹⁴⁾ の反変成分を表し, F_p^i は圧力こう配に基づく力, F_g^i は重力, F_D^i はストークス粘性抗力, F_{VM}^i は仮想質量力, F_B^i は履歴力, F_{LM}^i はマグナス揚力, F_{LS}^i はザ

フマン力であり、それぞれ次式によって与えられる。

$$F_p^i = \frac{4}{3} \pi R_g^3 g^{ij} \nabla_j p_l \quad (10)$$

$$F_g^i = \frac{4}{3} \pi R_g^3 \rho_g g_r^i \quad (11)$$

$$F_D^i = \frac{1}{2} \rho_l C_D |u_g^i - u_l^i| (u_g^i - u_l^i) \pi R_g^2 \quad (12)$$

$$F_{VM}^i = C_{VM} \cdot \rho_l \frac{4}{3} \pi R_g^3 \left[\frac{d}{dt} (u_g^i - u_l^i) + \frac{3}{R_g} (u_g^i - u_l^i) \frac{dR_g}{dt} \right] \quad (13)$$

$$F_B^i = 6R_g^2 \sqrt{\pi \rho_l \mu_l} \int_0^t \frac{d}{dt} (u_g^i - u_l^i) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (14)$$

$$F_{LM}^i = \pi R_g^3 \rho_l \epsilon^{ijk} (\Omega_g^i - \Omega_l^i) (u_g^j - u_l^j) \quad (15)$$

$$F_{LS}^i = 6.46 \frac{\mu_l R_g^2}{\sqrt{[(\Omega_g^i - \Omega_l^i)] \nu_l}} \epsilon^{ijk} (\Omega_g^i - \Omega_l^i) (u_g^j - u_l^j) \quad (16)$$

$$\Omega_l^i = \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} (\nabla_k u_l^j - \nabla_j u_l^k), \quad (17)$$

ここで、 R_g は気泡半径、 ν は動粘性係数、 Ω^i は回転角速度ベクトルの反変成分、 ϵ^{ijk} はエディントンの ϵ 、 d/dt は実時間微分を表す。

気泡角運動量の流体摩擦による変化に関する式には次式を用いる¹⁴⁾：

$$\frac{d\Omega_g^i}{dt} = \frac{15\mu_l}{R_g^2 \cdot \rho_g} (\Omega_l^i - \Omega_g^i), \quad (18)$$

気相のエネルギー方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g e_g) + \nabla_j (\alpha_g \rho_g e_g u_g^j) \\ &= -p_g \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} - \nabla_j (\alpha_g p_g u_g^j) + \Gamma_g h_g^{(i)} \\ &+ q_g^{(i)} a^{(i)} - \nabla_j (\alpha_g q_g^j) + \alpha_g \Phi_g \end{aligned} \quad (19)$$

液相のエネルギー方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l e_l) + \nabla_j (\alpha_l \rho_l e_l u_l^j) \\ &= -p_l \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} - \nabla_j (\alpha_l p_l u_l^j) + \Gamma_l h_l^{(i)} \\ &+ q_l^{(i)} a^{(i)} - \nabla_j (\alpha_l q_l^j) + \alpha_l \Phi_l, \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 $a^{(i)}$ は気液界面積濃度で $a^{(i)} = 3\alpha_g/R_g$ で定義する。上添字 (i) は気液界面を表し、 $h_g^{(i)}$ および $h_l^{(i)}$ は気液界面における気相、液相の比エンタルピーを示す。 $\Gamma_g h_g^{(i)}$ および $\Gamma_l h_l^{(i)}$ は気液界面における相変化に伴うエネルギー交換項であり、 $q_g^{(i)}$ および $q_l^{(i)}$ は気液界面における相互エネルギー交換項である。 q^j は熱

流ベクトルの反変成分、 Φ はエネルギー散逸を表し、次式で定義する。

$$q_m^i = -\lambda_m g^{ij} \nabla_j T_m, \quad (21)$$

$$\Phi_m = -\frac{2}{3} \mu_m (\nabla_j u_m^j)^2 + 2\mu_m s_{jm}^i s_{im}^j, \quad (22)$$

$$s_{jm}^i = \frac{1}{2} (\nabla_j u_m^i + \nabla_i u_m^j), \quad (23)$$

ここで、添字 m はそれぞれ気相 ($m = g$)、液相 ($m = l$) を表す。

続いて、常流体液相の相変化により生じるキャピテーション蒸気泡ならびに凝縮液滴に関して、個々の蒸気泡ならびに凝縮液滴内部の質量が一定と仮定すると、蒸気泡ならびに凝縮液滴の数密度 N_k に関する保存則が次式のように導出される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4}{3} \pi R_k^3 N_k \rho_k \right) \\ &+ \nabla_j \left(\frac{4}{3} \pi R_k^3 N_k \rho_k u_k^j \right) = \Gamma_k, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k = e: R_k = R_g, N_k = N_g, \rho_k = \rho_g, \\ \quad u_k^i = u_g^i, \Gamma_k = \Gamma_g \\ k = c: R_k = R_l, N_k = N_l, \rho_k = \rho_l, \\ \quad u_k^i = u_l^i, \Gamma_k = \Gamma_l, \end{array} \right.$$

ここで、添字 ($k = e$) は蒸発を、添字 ($k = c$) は凝縮をそれぞれ意味する。

2.2 構成方程式

気相の運動方程式中に現れる抗力係数 C_D 、仮想質量係数 C_{VM} に関しては、気泡が球形であることを仮定し次式で定義する¹⁴⁾。

$$C_D = \frac{24}{R_B} (1 + 0.15 R_B^{0.687}) + \frac{0.42}{1 + 42500 R_B^{-1.16}} \quad (25)$$

$$C_{VM} = 0.5 \quad (26)$$

$$R_B = \frac{\rho_l |u_g^i - u_l^i| D}{\mu_l}. \quad (27)$$

気液界面におけるエネルギーバランスの式は以下のようになる。

$$\Gamma_g h_g^{(i)} + q_g^{(i)} + \Gamma_l h_l^{(i)} + q_l^{(i)} = 0. \quad (28)$$

熱量的状態方程式に関しては、常流体キャピテーション気泡が理想気体であると仮定しボリトロブ変化に従うものとする、 ρ_g の定義式には次式が導出される¹⁵⁾。

$$\rho_g(\kappa_g - 1)e_g = [p_g - c_0^2 \rho_l(\alpha^* - \alpha_g)]\alpha^* \quad (29)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \alpha_g \geq \alpha_c : & \alpha^* = \alpha_g \\ \alpha_g < \alpha_c : & \alpha^* = \alpha_c \end{array} \right.,$$

ここで、 κ は比熱比を表し、 α_c はボイド率のしきい値で $\alpha_c = 0.005$ 、 c_0 は液体ヘリウム中の第一音速で $c_0 = 236.1$ m/s とする。気相生成率 Γ_g の構成式に関しては、既報³⁾と同様に古典的凝縮論¹⁶⁾を極低温流体の場合に拡張した方程式を用いた¹⁷⁻¹⁹⁾。

3. 数値解法ならびに計算条件

基礎方程式の離散化に当たっては、速度はセルエッジで、他の変数はセルの中心で定義するスタガードメッシュ系を用いてセミインプリシットに差分化を行い、格子数は 60×150 の不等間隔格子を用いた。なお、キャピティの生成を精度良くとらえるためベンチュリ壁面に格子を集中させてある。空間微分については2次精度の中心差分を用い、また、移流項の差分化に当たってはQUICKスキーム¹²⁾を用いた。差分方程式の具体的な解法に当たっては気液二相流の数値解法に対し非常に有効であると考えられる改良SOLA法²⁰⁾を用いた。改良SOLA法を用いることにより、SMAC法における圧力補正式に関するポアソン方程式の求解部分を、流速と圧力の同時反復解法に変更した。ここで、圧力補正式においてはノイマン型の境界条件を考慮に入れるとともに、繰り返し演算を行う際、ボイド率の影響を陰的に考慮に入れる改良を施した。また、常流体液相運動方程式に対して標準 $k - \epsilon$ 二方程式乱流モデル¹³⁾を適用し、気相流速の補間法に関してはSMAC法¹⁵⁾で採用されている手法を用いた。時間ステップ δt に関しては計算の全過程においてCFL条件²⁰⁾を自動的に満たすようにした。

Fig. 1 の流入境界 A-B における流速の境界条件に関しては、常流体成分について放物状の流速分布を与える。流出境界 D-C における流速の境界条件に関しては常流体・超流体成分ともに連続流入出条件を用いた。すなわち、流路出口部においては流速の各成分が境界の法線方向にこう配を持たないと仮定した。ダクト壁面 B-C における流速の境界条件に関しては常流体成分に関しては壁法則を適用し、超流体成分に関してはフリースリップ条件を用いた。ダクト中心軸 D-A における流速の境界条件に関しては常流体・超流体と

もにフリースリップ条件を用いた。また、熱量的境界条件に関しては断熱条件を用いた。

構成方程式等で必要となる物理量について、 μ_l 、 c_{pl} 、 c_{vl} 、 λ_l 、 S_l 、 σ_l に関しては液体ヘリウムの飽和表と物性値表²¹⁾を参考に、それぞれ温度の関数として与える。その他の計算条件を以下の Table 1 に示す。

Table 1 Condition for numerical analysis

Inlet pressure	$p_{l(in)}$	0.20	MPa
Outlet pressure	$p_{l(ex)}$	0.101	MPa
Internal energy	$e_{l(in)}$	6.021	kJ/kg
Inner width	D	10.0	mm

4. 数値計算結果ならびに考察

Fig. 2, Fig. 3, Fig. 4 に、それぞれボイド率分布 α_g 、液相圧力分布 p_l 、液相温度分布 T_l の時間発展解を示す。ベンチュリ流路出口部が瞬時に開放されると加圧液体 He I は流路入口部より高速で流入し、ベンチュリスロット部通過時の流路断面積減少効果により流速がさらに加速されるとともに、局所的に圧力 p_l が減少する。これに伴いベンチュリスロット出口部の壁面近傍においてキャピテーションが発生し、気泡塊から成るクラウド・キャピティを形成していることがわかる。時間 t が経過するにしたがいクラウド・キャピティはベンチュリ壁面に沿って発達し、キャピティの大きさがある程度以上になるとクラウドからはく離が生じて、気泡群が下流側へ放出されてゆくことがわかる。さらに時間 t が経過すると、クラウド・キャピティは膨張・凝縮を伴いながら周囲の液相流によりベンチュリの下流側へ移流・拡散し、ベンチュリ下流側における α_g はダクト全体にわたって一様に増大していることがわかる。クラウド・キャピティ中の圧力こう配はキャピティの外郭から中心に向かって負となる分布を有し、気泡はキャピティ中心に近接するほど集積・停留する割合が増大し、加えて気泡膨張の効果が大きくなるため、ボイド率 α_g はキャピティ中心部に向かうほど大きな値となる分布を示していることがわかる。

ここで、Fig. 4 に着目すると、ベンチュリスロット部下流側に初生したクラウド・キャピティ外郭から中心部に至る領域内において、特に液相から気相への相変化が活発な高ボイド率領域の部分に近づくにしたがい液相温度 T_l が降下し、 λ 点以下となって He I から

Fig. 2 Time evolution of void fraction distributions

Fig. 4 Time evolution of liquid phase temperature profiles

He II への相転移 (λ 転移) が生じていることがわかる。 T_l が λ 点以下まで降下する理由としては、キャビテーション発生の際に液相から気相へ蒸発潜熱が奪われるためと考えられる。この効果はエネルギー保存則である式 (19) および (20) 中の相変化に基づくエネルギー交換項 ($\Gamma_k h_k^{(i)}$, $k = g, l$) が大きく影響していると考えられる。時間 t が経過すると、特に流路壁か

Fig. 3 Instantaneous liquid phase pressure contours

ら離れたダクト中心軸付近において温度拡散の効果と気泡凝縮の効果が現れ、 T_l は一様に増大してゆくことがわかる。

ここで、従来行われた飽和液体ヘリウムキャビテーションに関する実験結果⁴⁻⁶⁾ との比較を行うと、本数値計算は加圧液体ヘリウムのキャビテーションを扱っているため定量的な比較は困難であるが、本計算により得られたクラウド・キャビティの形成・発達と移流・拡散現象に関わる混相流動様式は、従来行われた可視化計測結果^{5,6)} と傾向が定性的に一致していることを確認した。さらに、He I キャビテーション生成と温度降下に伴う He II への相転移現象に関しても、飽和液体ヘリウムキャビテーションの温度測定に関する実験結果⁴⁾ と傾向が定性的に一致していることを確認した。

Fig. 5 にベンチュリスロット部下流側における常流体流速分布 $u_{l(n)}^i$, **Fig. 6** に超流体流速分布 $u_{l(s)}^i$, **Fig. 7** に常流体・超流体液相流速の ξ , η 方向成分 u_l , v_l の時間変動, **Fig. 8** に気相流速分布 u_g^i の時間発展解を示す。キャビティが発生しているスロット出口部の壁近傍においては $u_{l(n)}^i$ のはく離が生じ、局所的に逆流域が存在していることがわかる。また、Fig. 5 および Fig. 6 より、流れが誘起された直後においては Fig. 2, Fig. 4 も併せて検討すると、高ボイド率領域の、特にクラウド・キャビティの中心に近い He II への相転移が生じている領域で、超流体の常流体に対す

Fig. 5 Instantaneous normal fluid velocity vector

Fig. 6 Instantaneous superfluid velocity vector

Fig. 7 Normal fluid and superfluid velocity fluctuations as a function of time, (A) ξ -direction component; (B) η -direction component

る対向流が発生していることがわかる。時間 t が経過すると、常流体・超流体の渦が形成され発達しながら下流側へ移流されてゆくが常流体の有するわずかな粘性の影響のため、それぞれの形状は若干異なっていることがわかる。超流体の常流体に対する対向流ならびに対向渦は、運動方程式 (6) および (7) 中に含まれる超流動ヘリウム特有のエントロピーと温度こう配の積に基づく力（熱機械効果）、超流体・常流体混相流相対速度に基づく運動エネルギーこう配に基づく力ならびに超流体・常流体相互摩擦力の影響により生ずると考えられる。続いて Fig. 7 に着目すると、この図に示す u_l , v_l の時間変動は Fig. 1 におけるスロート出口部中央付近の E 点における値で、気相生成が比較的活発に行われている領域である。Fig. 7 より、流動が開始して初期の段階においては超流体成分は現れないが、時間がやや経過してキャビテーション発生に伴う

Fig. 8 Instantaneous gas phase velocity vector

He II 相転移が生じた時点で常流体成分とは逆向きの値を有する超流体対向流が誘起されていることがわかる。

Fig. 8 に着目すると、キャビテーションが発生して初期の段階においてスロート部壁近傍における常流体流のはく離渦の影響により、キャビティの上流側に u_g^i

の逆流域が局所的に存在し、ベンチュリスロート部下流側においては気泡塊によるキャビティ渦形成とキャビティ渦放出が認められる。時間 t の経過とともに気相流速は式 (9) より圧力こう配その他の諸付加力の影響を受け、さらに液体ヘリウム混相流の場合これに加えて熱機械効果等の超流動特有の影響が付加されるため、気泡流動様式が液相流動場とは異なった様相を示すことがわかる。また、通常の鉛直管内気液二相流の場合と異なり、気相流速の絶対値が液相流速の最大値よりも小さい値を示しており、これは超流動性の効果が気相流動の拡散を促進する効果となって作用するためであると考えられる。以上の結果より、超流動現象特有の温度こう配に基づく力（熱機械効果）等を効果的に用いることにより、超流動ヘリウム混相流中の気泡運動と流動場の制御が可能であることがわかる。

5. ま と め

液体ヘリウムのキャビテーション流れを利用した新型の超流動混相流冷却システム開発の基礎研究として、入点近傍における He I から He II への相転移と超流動性の影響を考慮に入れた多流体モデルに基づく基礎方程式系を新たに構築し、鉛直ベンチュリ流路内における液体ヘリウムキャビテーション流動特性に関する二次元数値解析を行った。本研究により得られた知見を以下に示す。

(1) 常流体流にキャビテーションが発生すると、液相から蒸発潜熱が奪われる効果によりクラウド・キャビティ周囲とキャビティ内部の高ボイド率領域において He I から He II への相転移が生ずることを明らかにした。

(2) キャビテーション発生に基づく He II への相転移が生ずると、超流体の常流体に対する対向流が誘起され、それに伴い気相流速分布が超流動ヘリウム特有の熱力学的効果の影響を受けることを確認し、気泡に対して温度こう配に基づく力（熱機械効果）等が作用することを明らかにした。この結果から、熱機械効果等を効果的に用いることにより、超流動ヘリウム混相流中の気泡運動と流動場の制御が可能であることを明らかにした。

なお、本研究に対して、筑波大学 村上正秀 教授から非常に有益な助言を受けている。さらに、本研究の遂行に当たり、日本学術振興会 科学研究費補助金（基盤研究 (B)[No. 10450070]、および若手研究

(B)[No. 13750131] の補助を得ている。ここに付記し、それぞれ感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 低温工学協会：超伝導・低温工学ハンドブック、オーム社 (1993) 13.
- 2) S. W. Van Sciver: *Cryogenics* **39** (1999) 1039.
- 3) J. Ishimoto, M. Oike and K. Kamijo: *Trans. ASME, J. Fluids Eng.* **123** (2001) 811.
- 4) 石井崇・村上正秀：日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集 (2001) [in CD-ROM].
- 5) T. Ishii, M. Maki and M. Murakami: *Proc. 18th Int. Cryogenic Eng. Conf.* (2000) [in CD-ROM].
- 6) 牧正根・石井崇・小林清・村上正秀：低温工学 **35** (2000) 16.
- 7) S. W. Van Sciver: *Helium Cryogenics*, Plenum Press, New York (1996) 77.
- 8) I. Kataoka and A. Serizawa: *Int. J. Multiphase Flow* **15** (1989) 843.
- 9) F. H. Harlow and A. A. Amsden: *J. Comp. Phys.* **17** (1975) 19.
- 10) C. F. Barengi, R. J. Donnelly and W. F. Vinen: *J. Low Temp. Phys.* **52** (1983) 189.
- 11) 森芳郎・乙竹直：化学工学 **20** (1956) 488.
- 12) A. Tomiyama, I. Zun, H. Higaki, Y. Makino and T. Sakaguchi: *Nucl. Eng. Des.* **175** (1997) 77.
- 13) M. Lopez de Bertodano, R. T. Lahey, Jr. and O. C. Jones: *Trans. ASME, J. Fluids Eng.* **116** (1994) 128.
- 14) R. Clift, J. R. Grace and M. E. Weber: *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press, San Diego (1978) 97.
- 15) C. W. Hirt and N. C. Romero: Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-6005-MS (1975).
- 16) 日本機械学会：沸騰熱伝達と冷却，日本機械学会 (1989) 236.
- 17) J. B. Young: *J. Turbomach.* **114** (1992) 569.
- 18) S. Yamamoto, H. Hagari and M. Murayama: *Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci.* **42** (2000) 182.
- 19) C. A. Moses and G. D. Stein: *Trans. ASME, J. Fluids Eng.* **100** (1978) 311.
- 20) 平野雅司・富山明男：日本機械学会論文集 **58B** (1992) 3613.
- 21) J. Maynard: *Phys. Rev. B* **14** (1976) 3868.