空洞を伴う気泡流モデルによる二相流ポンプの解析* (羽根出口角と回転数の影響)

峯 村 吉 泰^{*1}, 内 山 知 実^{*1}
伊 原 賢^{*2}, 古 川 博 宣^{*2}

Numerical Prediction of Two-Phase-Flow Pump Performance by a Bubbly Flow Model with Fixed Cavity (Effects of Outlet Blade Angle and Rotational Speed)

Kiyoshi MINEMURA, Tomomi UCHIYAMA,
Masaru IHARA and Hironori FURUKAWA

Effects of outlet blade angle and rotational speed on the two-phase-flow pump performance are discussed based on the results calculated by a three-dimensional bubbly flow model with fixed cavity. Critical volumetric flow ratio of air to whole fluid, at which the fixed cavity on the shroud near the impeller inlet section expands rapidly to fill the section, decreases with an increase in the outlet blade angle and increases with an increase in the rotational speed. To predict the theoretical head for the higher volumetric flow ratio, the one-dimensional two-fluid model by Furuya is also applied and modified for low-specific-speed pumps.

Key Words: Pump, Multiphase Flow, Numerical Simulation, Bubbly Flow Model, Blowdown, Offshore Oil Field Development, Oil Well Pump

1. ま え が き

原子炉安全解析の立場から、気液二相流時の渦巻ポンプに対する数値的性能予測法の果たす役割が期待されており、一次元二流体モデルに基づく Furuya の積分法⁽¹⁾や、羽根車出口条件を用いて気液各相の羽根車内圧力差を等値させる湊による反復計算法⁽²⁾などが提案されている。これらの方法は、高比速度形ポンプに対しては比較的良好な結果を与える。一方、大水深で小規模な海洋油ガス田の開発⁽³⁾には多量の気相を含む液を輸送できる低比速度形ポンプの開発が望まれており、これに関連して二相流時のポンプ性能に及ぼす設計パラメータの影響を正しく評価できる数値的予測法の確立が課題となっている。

著者らは、二相流全体では非粘性であるが気液間相対速度を考慮した気泡流モデルにより、半径流形渦巻ポンプ内の二相流を三次元数値解析し⁽⁴⁾、ポンプ入口の気液体積流量比に対する理論揚程の変化などを求

め⁽⁵⁾、測定値の傾向とよく一致することを示した。さらに前報⁽⁶⁾では、羽根車内の高ボイド率領域では気泡が合体して近傍の羽根車壁面に付着すると仮定した、固着空洞を伴う気泡流モデルを提案した。この計算によれば、気液体積流量比が増してある値になると空洞体積が急拡大を示すことから、実際のポンプの性能が急低下して揚水能力を急に失うブレイクダウン現象をシミュレートできることなどを示した。

本論では、この空洞を伴う気泡流モデルにより、二相流時のポンプ性能、特に性能急低下限界に及ぼす羽根出口角と羽根車の回転数の影響を解析し、本方法が二相流ポンプの設計に有用であることを示す。揚程の変化に関しては、本方法が気液体積流量比が小さい範囲でしか予測できない⁽⁶⁾ので、より広範囲の流量比に対して適用性がある Furuya⁽¹⁾の一次元二流体モデルによる方法も検討し、これを若干修正することにより低比速度形ポンプに対しても有用な手法となり得ることを示す。

2. 記 号

A : 流路断面積

C_v : 気泡の慣性質量係数

g : 重力の加速度

H_{th} : 理論揚程

* 平成 4 年 9 月 30 日 第 70 期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成 5 年 6 月 25 日。

^{*1} 正員、名古屋大学情報文化学部 (〒464-01 名古屋市千種区不老町)。

^{*2} 石油公団石油開発技術センター (〒261 千葉市美浜区浜田 1-2-2)。

$H_{th\infty}$: 羽根数無限大時の理論揚程

M : 気泡の質量

n : 羽根車回転数

n_b : 気泡の数密度

n_s : 比速度

p : 静圧

Q : ポンプの吐出し体積流量

R_b : 気泡半径

r : 半径方向座標

t : 時間

u : 羽根車周速度

v : 気泡速度

V_v : 空洞体積

w : 液相速度

α : ボイド率

β : 羽根角度または気液体積流量比

ρ_l : 液相の密度

ϕ : 流量係数 $= Q/A_2 u_2$

ϕ_l : 液相の速度ポテンシャル

ψ_{th} : H_{th} の無次元値 $= H_{th}/(u_2^2/g)$

$\psi_{th\infty}$: $H_{th\infty}$ の無次元値 $= H_{th\infty}/(u_2^2/g)$

$\Delta\phi_r$: ポンプ入口を基準にした無次元圧力係数
 $= (p - p_0)/(\rho_l u_2^2)$

ω : 羽根車の回転角速度

添 字

0: ポンプ入口

1: 羽根車入口

2: 羽根車出口

a : 絶対座標系

3. 基礎式と計算条件

3.1 基礎式 前報⁽⁴⁾では、羽根車内二相流に対する理論的考察より、以下の基礎式を導いた。

絶対座標系における単一球気泡の運動方程式は、

$$\begin{aligned} d_a(Mv_a)/dt = & -(4/3)\pi R_b^3 \nabla_a p \\ & + (1/2)\rho_l \pi R_b^2 C_{DTP} |w_a - v_a| (w_a - v_a) \\ & + \rho_l C_V (4/3)\pi [D_a(R_b^3 w_a)/Dt - d_a(R_b^3 v_a)/dt] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 C_{DTP} は気泡の抵抗係数であり、ボイド率 α の影響を考慮した実験式⁽⁴⁾⁽⁶⁾により与えられる。

式(1)を回転座標系における式に変換し、気泡の体積は周囲圧力に応じて断熱変化すると仮定して、式(1)をポンプ内で数値解析すれば、気泡の軌道とともに、気泡の数密度 n_b の分布と気泡体積 $(4/3)\pi R_b^3$ の変化が求められるから、ボイド率 α が次式により定まる。

$$\alpha = (4/3)\pi R_b^3 n_b \quad \dots\dots\dots (2)$$

羽根車内二相流の絶対流れの連続式は、ポンプ入口で定常渦なし流れ、液相は非圧縮性であると仮定すれば、液相の速度ポテンシャル ϕ_l を用いた次の準調和方程式で表される。

$$\nabla_a \cdot [(1-\alpha)\nabla_a \phi_l] = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

角速度 ω で回転するポンプ羽根車内における二相流の運動方程式は、定常流に対しては次式で表される。

$$\begin{aligned} (1-\alpha)w \cdot \nabla w + (1-\alpha)\omega \times (2w + \omega \times r) \\ = -\nabla p / \rho_l \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

三次元数値解法および境界条件は前報⁽⁶⁾と同じであり、式(1)～(4)の解析と空洞形状の求解とを連立した繰返し計算法を用いる。固着空洞は、前報と同様、 $\alpha \geq 0.2$ なる領域で生ずるものと仮定する。

3.2 計算条件 計算対象は前報で用いた半径流形ポンプであり、形状と寸法を図1に、比速度と吸込圧力を表1の最上段に示す。羽根出口角 β_2 (設計値 $=18^\circ$)の影響を調べるため、羽根後半の羽根角度のみを変えた $\beta_2=18, 30, 50, 70^\circ$ の4種類の羽根車を解析する。半径方向に対する羽根角度 β と流路断面積 A の変化を図2に示す。また、羽根車の回転数 n (定格数 $=1750$ rpm)の影響を調べるため、 $\beta_2=30^\circ$ の羽根車に対し、 $n=1500, 1750, 2000$ rpmの場合を解析する。

ポンプの吐出し質量流量は二相流時においても不変、すなわち液単相流時の定格流量($\phi=0.08$)と同一の場合を考える。ポンプ入口の気泡直径 $2R_{b0}$ は回転数 n の影響を考慮した実験式⁽⁷⁾より与える。 $n=1500, 1750, 2000$ rpmの場合、それぞれ $2R_{b0}=0.34, 0.3, 0.27$ mmである。また、本吸込圧力ではキャビテーションの発生はない。

表 1 ポンプの比速度と吸込圧力

	Pump type	Specific speed n_s	Rotational speed n	Inlet pressure p_0
Minemura et al.	Radial	180	1750	54
Furukawa et al.	Radial	156	1100	50 ~ 100
Furuya	Mixed	655	3580	137 ~ 826
	Mixed	637	18000	620

Units: n_s [m, m³/min, rpm], n [rpm], p_0 [kPa]

図 1 羽根車の形状と寸法

4. 数値解析結果

4.1 空洞体積の変化 ポンプ入口の気液体積流量比 β_0 を増すとある β_0 の値で羽根車入口直後のシュラウド面上に空洞が初生し、さらに β_0 を増すとある β_0 の値で空洞が急拡大する。液単相流時の定格流量 ($\phi = 0.08$) と同一の質量流量の場合において、 β_0 に対する空洞の全体積 V_v の変化を求めると、図 3 のようになる。ただし、 V_v は羽根車入口半径 r_1 の三乗で無次元化してある。

羽根出口角 $\beta_2 = 18^\circ$ の場合 ($n = 1750 \text{ rpm}$)、 $\beta_0 = 0.05$ で空洞が初生し、 β_0 の増加とともに V_v が直線的に増大する。 $\beta_0 > 0.071$ の領域では V_v の増大割合が増し、 $\beta_0 = 0.0755$ で空洞が急拡大して収束解が得られなくなる。前報⁽⁶⁾ で述べたように、羽根車入口直後の領域で空洞がシュラウド側からハブ側に向けて急拡大するためであり、実際に同一形状のポンプの場合、ほぼ同じ $\beta_0 (= 0.07)$ から β_0 をわずかに増すだけで揚程が急低下し、ポンプが揚水能力を失う⁽⁸⁾。羽根車入口直後に生じた気泡滞留領域が急成長して大きな空洞となり、入口部を閉そくして水流を遮断するためである。

図 3 には、羽根出口角 β_2 を $30, 50, 70^\circ$ と増したときの結果 ($n = 1750 \text{ rpm}$) も併記してある。 β_2 の増大とともに、空洞初生時の β_0 の値はほぼ同じであるが、初生時の空洞体積 V_v は増し、空洞急拡大時の β_0 の値が $0.0675, 0.0575, 0.055$ と減ずる。古川ら⁽⁹⁾ は、表 1 の中段に示すように、本ポンプとほぼ同じ比速度をもつポンプの羽根出口角 β_2 を $25, 40, 60^\circ$ に変えて空気吸入実験を行い、 β_0 の値がそれぞれ $0.1, 0.077, 0.062$ 付近で性能急低下が生ずることを報告してい

図 2 半径方向に対する羽根角度と流路面積の変化

る。この結果は本解析結果の傾向とかなりよく一致している。また、 β_2 が増すほど空洞急拡大時の空洞体積が減ずる。これは、 β_2 とともに羽根車内の圧力こう配が増すこと(図 4 参照)に関連していると考えられる。

$\beta_2 = 30^\circ$ の羽根車に対して、回転数 n を変えた場合の解析結果も図 3 に一点鎖線で併記してある。空洞初生時の β_0 の値は、 $n = 1750 \text{ rpm}$ の場合と同じ ($\beta_0 = 0.049$) であるが、 n が高くなるほど β_0 に対する V_v の増大割合が低下し、空洞急拡大時の β_0 値が増す。この結果は、高回転時ほどポンプの揚水可能最大空気量が増えるという著者らの実験結果⁽³⁾ の傾向とよく一致する。 n が増すと、回転羽根車内に存在し得る気泡寸法が減少し⁽⁷⁾、気液間相対速度が低下して羽根車入口部における気泡の滞留効果が減ずるからである。

4.2 空洞形状の変化 空洞の初生領域は、著者らの観察⁽⁸⁾ や本空洞モデルによる計算⁽⁶⁾ でも、羽根出口角 β_2 や気液体積流量比 β_0 によらず、羽根車入口のシュラウド面近傍に限られる。空洞が急拡大する直前の β_0 におけるシュラウド面上の空洞形状を羽根間流路上に示すと、 $n = 1750 \text{ rpm}$ の場合、図 4 のようになる。

図 4 (a) は、 $\beta_2 = 18^\circ$ 、 $\beta_0 = 0.075$ に対する結果である。空洞は、斜線部で示してあり、羽根車入口部の羽根負圧側に生じる。なお、羽根間流路に垂直な軸方向の空洞厚さの最大値は流路幅の 22% である。図 4 には、 $\beta_0 = 0$ および空洞急拡大時の等圧線 ($\Delta\psi_r = \text{一定}$) を、それぞれ破線と実線で併記してある。空洞の存在により空洞下流端の等圧線が下流方向に湾曲し、この影響は羽根車出口部まで及ぶ。圧力分布の測定結果⁽¹⁰⁾ に比べると、 β_0 による等圧線の移動量は少ないが、変化の傾向は本解析結果とかなりよく一致している。

図 4 (b) は $\beta_2 = 30^\circ$ 、 $\beta_0 = 0.067$ 、図 4 (c) は $\beta_2 = 70^\circ$ 、 $\beta_0 = 0.0545$ の結果である。 β_2 が増すほど、羽根負圧面に沿う空洞長さは漸増の傾向を示す。半径方向の圧力

図 3 β_0 による空洞体積の変化 ($\phi = 0.08$)

こう配がより急峻となり、気泡の滞留効果が強まるためである。一方、 $\beta_2=30^\circ$ および $\beta_2=70^\circ$ の羽根車における軸方向の空洞厚さの最大値は流路幅の19%および9%であり、 β_2 の増加とともに減少する。

$\beta_2=30^\circ$ の羽根車に対する、回転数 n が異なる $n=1500, 2000$ rpmにおける空洞形状(図示は省略)は、図4(b)とほぼ同様であり、 n が増すほど羽根負圧面に沿う空洞長さが多少減ずる傾向を示す。

4.3 理論揚程の変化 定格回転数時の羽根車入口直前および出口直後断面における流動状態の解析結果より理論揚程 ψ_{th} を求め⁽⁵⁾⁽⁶⁾、ポンプ入口気液体積流量比 β_0 に対して示すと、図5の実線のようになる。

$\beta_2=18^\circ$ の場合、 β_0 の増加とともに ψ_{th} は緩やかに減少し、空洞の初生点(印Iで図示)近傍からは β_0 を増しても ψ_{th} はほぼ一定値をとり、印Jの点で空洞が急拡大する。実験から求めた値⁽⁷⁾は図5中に□印で併記

 (a) $\beta_2=18^\circ$

 (b) $\beta_2=30^\circ$

 (c) $\beta_2=70^\circ$

 図4 空洞形状と圧力分布($\phi=0.08$)

してあるが、前報⁽⁶⁾で述べたとおり、空洞初生点より β_0 の大きい範囲でより大きく低下し、計算結果とは合わなくなる。図5には、 $\beta_2=30, 50, 70^\circ$ の羽根車に対する計算結果も併記してある。 β_2 が大になるほど単相流時の ψ_{th} の値は上昇するが、 β_0 による ψ_{th} の低下割合は β_2 によらずほぼ同じである。

図5には、 $\beta_2=30^\circ$ の羽根車に対して回転数 n を1500, 2000 rpmに変えたときの結果も一点鎖線で併記してある。 $\beta_0 \geq 0.036$ の範囲では、 n が大きい場合ほど ψ_{th} の値はわずかに高くなる。また図3で示したように、 n とともに空洞急拡大時の β_0 の値も大になる。

本空洞モデルでは、空洞急拡大時の β_0 を超えた範囲では ψ_{th} の値が求まらない。一方、より広範囲の β_0 に対するポンプ性能変化を求める方法に、非圧縮・非粘性一次元二流体モデルに基づくFuruya⁽¹⁾の数値解法がある。この方法により、 $\beta_2=18^\circ$ 、 $n=1750$ rpmにおける理論揚程を求めると、図6(a)の太い破線のようになる。このモデルでは、羽根車出口の流出角に羽根角度 β_2 を用いるので、求まる値は羽根数無限大時の理論揚程 $\psi_{th\infty}$ に相当する。また非圧縮性の仮定により、回転数 n に関して羽根車内流れが相似となり、 $\psi_{th\infty}$ に及ぼす n の影響は現れない。気液間摩擦力の構成方程式としては、ボイド率 α の低い領域($\alpha \leq 0.3$)でHench-Johnston⁽¹¹⁾(以後、H-Jと省略)の気泡抵抗係数、 α の高い領域($\alpha \geq 0.4$)でZuber-Hench⁽¹²⁾(以後、Z-Hと省略)の係数、中間領域($0.3 < \alpha < 0.4$)で両係数の線形内挿値が用いられる。参考のため、H-J、Z-Hの係数をそのまま単独で用いたときの結果も一点鎖線と二点鎖線で併記してある。

 図5 β_0 による理論揚程の変化($\phi=0.08$)

(a) 気泡抵抗係数の影響 (\$\beta_2 = 18^\circ\$)

(b) 羽根出口角の影響

図6 一次元二流体モデルによる理論揚程の解析結果 (\$\phi = 0.08\$)

この一次元計算では羽根車下流ほど α の値が高くなり、図6(a)より $\beta_0 \approx 0.23$ で ψ_{th00} が急低下することから、ここで $\alpha \geq 0.3$ なる領域が羽根車出口部に生ずることがわかる。前述の空洞モデルによる計算結果や観察結果⁽⁸⁾ とは高ボイド率の発生領域に大きな違いがあるが、高ボイド率領域が羽根車内に存在する場合でもポンプ性能は羽根車出口部の状態に大きく左右されるので、ポンプ性能に関しては的確に表し得ると見ることができる。ただし、揚程急低下時の β_0 値は、□印で併記した実験結果に比べ著しく大きい。これは、本計算で対象としたポンプが、表1の最上段に示したように、比速度 n_s が低く、吸込圧力 p_0 も大気圧近傍の値であるのに対し、Furuya が対象としたポンプは、表1の最下段に示すように高比速度の斜流形であることに起因すると考えられる。すなわち、Kastner ら⁽¹³⁾ が指摘しているように、 n_s や p_0 が増すほど一般に揚程急低下時の β_0 値が大になる傾向があるからである。

後述するように、羽根出口角 β_2 の影響を求めるため、Furuya の方法を用いて β_2 の異なる羽根車を解析すると、 $\beta_2 \geq 50^\circ$ の羽根車では図6(a)の Z-H の曲線のようにわずかな β_0 で ψ_{th00} が急低下し、実験結果⁽⁹⁾ の傾向と著しく異なるようになる。この原因は、H-J

の抵抗係数が静止拡大管において測定されたかなり大きい気泡(直径=3.18 mm)に対する値であり、回転羽根車内で観察されるような微細な寸法⁽⁷⁾ に比べ約10倍大きいためと考えられる。一方、空洞を伴う気泡流モデルで得られた空洞初生時および急拡大時の β_0 の値を利用し(図3)、 $\alpha \leq 0.05$ の範囲では羽根車内に存在する確率密度の高い直径(0.3 mm)をもつ単一気泡に対する抵抗係数、 $\alpha \geq 0.0755$ では Z-H の係数、 $0.05 < \alpha < 0.0755$ では両係数の線形内挿値を用いて ψ_{th00} を求めると、図6(a)の点線ようになる。揚程急低下時の β_0 値は、実験に比べ6割程度でかなり小さい。

そこで、 $\alpha \leq 0.08$ の範囲では単一気泡に対する抵抗係数、 $\alpha \geq 0.1$ では Z-H の係数、 $0.08 < \alpha < 0.1$ では両係数の線形内挿値を用いて解析してみると、太い実線で示すように、測定値の傾向とよく一致する。この抵抗係数を用いて、 β_2 が $30^\circ, 50^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ の場合の ψ_{th00} を求めると、図6(b)のようになる。 β_2 が大きい羽根車ほど、性能急低下時の β_0 値は低下するが、急低下後にも高い揚程を維持する。この計算結果は、本ポンプとほぼ同じ比速度をもつ低比速度形ポンプの β_2 を変えた実験結果⁽⁹⁾ の傾向とよく一致しており、多量の気相を含む液を揚水するポンプには β_2 の大きな羽根車が有利であることを示している。

5. 結 論

空洞を伴う気泡流モデルにより、気液二相流時のポンプ性能に及ぼす羽根出口角や羽根車の回転数の影響を解析するとともに、一次元二流体モデルによる解析も行い、以下の結論を得た。

(1) 羽根出口角 β_2 が大きい羽根車ほど、空洞急拡大時におけるポンプ入口気液体積流量比 β_0 の値が低下する。また、回転数 n が高くなるほど、 β_0 の増加に対する空洞体積の増大割合が低下し、空洞急拡大時の β_0 値が大になる。

(2) 羽根負圧面に沿う空洞長さは、 β_2 が大きい羽根車ほど増し、 n が大きい場合ほど減ずる。

(3) 理論揚程 ψ_{th} は β_0 の増加とともに漸減するが、その変化の傾向は、いずれの $\beta_2 (18^\circ \leq \beta_2 \leq 70^\circ)$ や $n (1500 \text{ rpm} \leq n \leq 2000 \text{ rpm})$ の場合も同様である。

(4) 一次元二流体モデルによる解析において、気泡の抵抗係数に単一気泡(直径 0.3 mm)と Zuber-Hench の係数を組合せて適用することにより、低比速度形渦巻ポンプの理論揚程が解析できる。 β_2 が大きい羽根車ほど揚程急低下後にも高い揚程が得られる。

文 献

- (1) Furuya, O., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **107**-1(1985), 139.
 - (2) 湊, 日本原子力学会誌, **30**-7(1988), 633.
 - (3) Donno, S. D., ほか 2 名, *Proc. 5th Deep Offshore Technol.*, (1985), 357.
 - (4) 峯村・内山, 機論, **55**-516, B(1989), 2364.
 - (5) 峯村・内山, 機論, **55**-516, B(1989), 2374.
 - (6) 峯村・内山, 機論, **58**-550, B(1992), 1803.
 - (7) 峯村・ほか 2 名, 機論, **51**-462, B(1985), 513.
 - (8) 村上・峯村, 機論, **39**-328, B(1973), 3715.
 - (9) 古川・ほか 3 名, 機講論, No. 910-62, B(1991), 165.
 - (10) 村上・ほか 2 名, 機論, **49**-438, B(1983), 406.
 - (11) Hench, J. E. and Johnston, J. P., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **94**-1(1972), 105.
 - (12) Zuber, N. and Hench, J. E., *GE Rep.*, No. 62 GL 100(1962).
 - (13) Kastner, W. and Seeberger, G. J., *Nucl. Technol.*, **60** (1983), 268.
-