肥型船首まわりの渦流れを伴う流体现象の CFD シミュレーション

学生会員 上 浦 鉄 平* 正会員 日 野 孝 則**

正会員 鈴 木 和 夫**

Study on CFD Simulation of Hydrodynamic Phenomena with Vortex Flow around the Blunt Bow

by Teppei Ueura, *Student Member* Takanori Hino, *Member*
Kazuo Suzuki, *Member*

Summary

In the present studies, hydrodynamic phenomena with vortex flow around the bow of a blunt ship are simulated by using various CFD (Computational Fluid Dynamics) codes. In the conventional experimental studies, some flow properties in front of the blunt bow beneath the free surface have been found out and reported; for example, a necklace vortex based on the wave breaking phenomena is the typical one. In CFD simulations, however, reliable results have not been obtained yet. The authors pay attention to the free surface boundary conditions to carry out the numerical simulations by NS (Navier-Stokes) solvers in CFD codes. As NS solvers with the different free surface boundary conditions, two phase flow and double model flow solvers in OpenFOAM prepared as CFD tools box of open sources and one phase flow solvers of SURF, NEPTUNE developed by NMRI (National Maritime Research Institute) are used. As the results of two phase flow solver included in OpenFOAM above mentioned some flow properties with vortex flows can be obtained. Influences of the free surface boundary conditions to the vortex flow phenomena around the blunt bow are discussed in comparison with various results based on other NS solvers and experiments.

1. 結 言

1969 年, Baba¹⁾ により肥型船まわりの砕波現象に伴って生じる砕波抵抗成分が発見された. 1973 年には種子田²⁾ により肥型船まわりの砕波現象に伴い船体を囲む U 字構造の渦流れである首飾り渦の存在が提唱された. その後, 多くの実験的研究が行われ, 肥型船首前方の自由表面下で首飾り渦をはじめとしていくつかの流体力学的現象が見出された.

一方, CFD シミュレーションにおいて肥型船首まわりの自由表面下での渦流れを伴う流体现象の再現は使用するソルバーや物理モデルの影響から非常に難しいと考えられている. Hino³⁾, Azcueta ら⁴⁾ により行われたような高フルード数において肥型船首前方の砕波部自由表面下で渦構造を発生させた例はあるが, 肥型船が運航されるような低フルード数において信頼性が高いと考えられる結果を得ることはできていない.

本研究では, 異なる自由表面境界条件を有する複数のナビエ・ストークス (NS) ソルバーを用いて, 低フルード数での肥型船まわりの CFD シミュレーションを行い, 自由表面

境界条件が肥型船首まわりの渦流れを伴う流体现象の CFD シミュレーションにどのような影響を及ぼしているかについて検討する. NS ソルバーには, オープンソースコードである OpenFOAM⁵⁾ に含まれる VOF 法⁶⁾ による非圧縮性・等温二相流ソルバーおよび二重模型流れに対応する非圧縮性・乱流の定常状態ソルバー, 海上技術安全研究所で開発された单相流 CFD ソルバー SURF, NEPTUNE⁷⁻⁹⁾ を使用する. 対象船型には横浜国立大学で検討されている「 $C_b=0.95$ 以上, $L/B=5$ 以下, $F_n=0.1$ 程度」を基本コンセプトとした超肥型船型 ULBS (Ultra Large Block coefficient Ship)¹⁰⁾ を用いる.

2. 肥型船首前方の流体现象

肥型船首前方の自由表面下では実験的研究からいくつかの流体现象が確認されている. 武隈ら¹¹⁾ は肥型船首前方の砕波部よりさらに前方から自由表面に対して剪断流が生じていることが確認した. この剪断流が自由表面境界層として発達し, 剥離した流れが肥型船首にぶつかることで肥型船首部に淀み点を中心として上下へ向かう流れが生じ, 上方へ向かう流れは自由表面付近で船体から剥離し, 自由表面と剪断流の剥離線との間で逆流して首飾り渦となる流れが生じると考えられる. 荻原ら¹²⁾ は実験的研究から淀み点はほぼ静水面付近で, 船体剥離点は波高の $2/3 \sim 3/4$ の位置で生じ, 船体剥離点から船体側へ向かう粘性流れおよび砕波領域の自由表面近傍におけるエネルギー損失の存在を確認した. 著

* 横浜国立大学大学院工学府

** 横浜国立大学大学院工学研究院

者らの研究室でも肥型船首前方の自由表面下における首飾り渦の可視化に成功し、その存在を確認した^{13), 14)}。しかし、種子田²⁾が提唱するような船首前方で発生した後に船体側方を通過し、船体後方へ流れていく一連の U 字構造の渦流れを実験的に可視化した例はない。上記の肥型船首前方の自由表面下での流体现象を総じてモデル的に示すと Fig. 1 のようになる。

Fig. 1 Schematic view of flow properties with wave breaking phenomena in front of blunt bow.

3. 計算手法

3.1 NS ソルバー

3.1.1 OpenFOAM

オープンソースコードである OpenFOAM には計算の用途に合わせた様々な NS ソルバーが備えられている。本研究では、自由表面流れには VOF 法を適用した非圧縮性・等温二相流ソルバーである InterFOAM^{15), 16)}、二重模型流れには非圧縮性・乱流の定常状態ソルバーである SimpleFOAM¹⁵⁾ と呼ばれるソルバーを用いる。OpenFOAM は Ver.2.0.1 である。

InterFOAM の支配方程式は以下の連続の式および 3 次元非圧縮性 NS 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right\} + f_i \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 p は圧力、 f は外力項、 ρ は密度、 μ は粘性係数である。また、以後、下添え字 $i, j=1,2,3$ とし、 $(x_1, x_2, x_3)=(x, y, z)$ はデカルト座標系を表わし、 x_1 は船首尾方向で船尾に向けて正、 x_2 は左右舷方向で右舷に向けて正、 x_3 は上下方向で鉛直上向きを正とする座標系とし、 $(u_1, u_2, u_3)=(u, v, w)$ は流体速度のデカルト成分を表わす。圧力と速度のカップリングには PIMPLE (PISO+PIMPLE) 法が適用される。

SimpleFOAM の支配方程式は(1)式の連続の式および以下の 3 次元非圧縮性 NS 方程式

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right\} \quad (3)$$

である。ここで ν は動粘性係数である。SimpleFOAM は定常状態ソルバーであるため時間微分項がない。圧力と速度のカップリングには SIMPLE 法が適用される。

InterFOAM では液体の充足率を表す VOF 関数 $\alpha(x, y, z, t)$ を

$$\begin{cases} \alpha = 0 & \text{気相} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{気液混相} \\ \alpha = 1 & \text{液相} \end{cases} \quad (4)$$

と定義し、 $\alpha=0.5$ の場所を自由表面とする。VOF 関数の移流方程式

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial(u_i \alpha)}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

を各タイムステップ毎に解くことで、自由表面を捕獲する。

また、InterFOAM では VOF 関数を用いて ρ 、 μ および ν は、

$$\rho = \rho_w \alpha + \rho_A (1 - \alpha), \quad \mu = \mu_w \alpha + \mu_A (1 - \alpha), \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (6)$$

と定義される。但し、下添え字 W は液相、 A は気相を表す。

OpenFOAM の全てのソルバーで空間離散化に対してセル中心の変数配置による有限体積法が適用される。

3.1.2 SURF, NEPTUNE

単相流ソルバー SURF および NEPTUNE の支配方程式は以下の擬似圧縮性を導入した連続の式および 3 次元非圧縮性レイノルズ平均 NS 方程式である。

$$\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial t} + \beta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} \quad (8)$$

ここで β は擬似圧縮パラメータ、 t は擬似時間、 u は速度、 p は静水圧成分を除いた修正圧力であり、

$$\frac{p}{\rho_w} = \frac{p^*}{\rho_w} + zg \quad (9)$$

と定義され、 p^* は圧力、 z は z 座標、 g は重力加速度を表す。

この修正により重力加速度項が z 方向の運動方程式から除去される。また、応力テンソル τ_{ij} およびレイノルズ応力 R_{ij} は、

$$\tau_{ij} = \frac{\mu_w}{\rho_w} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (10)$$

$$R_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (11)$$

と表される。 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。 ν_t は渦動粘性係数、 k は乱流運動エネルギーを表し、それぞれ乱流モデ

ルから計算される。

圧力と速度のカップリングに擬似圧縮性を導入する場合、(7)式で表わされる連続の式は、圧力と速度が収束して定常状態になった時のみ非圧縮性を満足し、連続の式 $\partial u_i / \partial x_i = 0$ が成立する。

SURF および NEPTUNE は、空間離散化に対してセル中心の変数配置による有限体積法が適用される。詳細な計算方法等は参考文献 7)~9) に記述されている。また、各ソルバーの特徴、使用した物理モデルを Table 1 に示す。

3.2 自由表面境界条件

自由表面流れでは、自由表面境界条件として力学的境界条件および運動学的境界条件を満たす必要がある。

力学的境界条件は、自由表面上での応力のつり合いである。NS 方程式における応力テンソル T_{ij} は、

$$T_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (12)$$

と表される。但し、応力テンソル τ_{ij} は、

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (13)$$

であり、圧力 p および粘性係数 μ は、

$$p, \mu = \begin{cases} p_A, \mu_A & (\text{気相}) \\ p_W, \mu_W & (\text{液相}) \end{cases} \quad (14)$$

である。自由表面上での応力のつり合いは、液相の応力と気相の応力との間で成立するので、自由表面上での法線および接線方向の応力のつり合いはそれぞれ、

$$n \cdot T_W n_W + n \cdot T_A n_A = \sigma(\nabla \cdot n) \quad (15)$$

$$t \cdot T_W n_W + t \cdot T_A n_A = 0 \quad (16)$$

と表される。但し、 T_W , T_A はそれぞれ液相と気相の応力テンソル、 n , t はそれぞれ単位法線および単位接線ベクトルであり、 n_W , n_A はそれぞれ自由表面上から液相および気相に向かう単位法線ベクトルを意味する。また、(15)式右边で表面張力が考慮され、 σ は表面張力係数、 $\nabla \cdot n$ は界面の曲率

を表す。ここで、定義より

$$n = n_W = -n_A \quad (17)$$

なので、(15)、(16)式はそれぞれ

$$n \cdot T_W n - n \cdot T_A n = \sigma(\nabla \cdot n) \quad (18)$$

$$t \cdot T_W n - t \cdot T_A n = 0 \quad (19)$$

と表される。

二相流ソルバー InterFOAM は、(6)式で表わされる ρ , μ および ν を考慮して、気液二相流が計算領域内で連続的に計算されるため、(18)、(19)式で表わされる力学的境界条件としての応力のつり合いが陽的に与えられず、各セルの運動量保存則と連続の式を満たすように計算される。

InterFOAM に対して、単相流ソルバー SURF, NEPTUNE では、空気の流れはないと仮定して、気相の応力テンソル T_A は、

$$T_A = -p_{air}\delta_{ij} \quad (20)$$

と表され、大気圧 p_{air} のみが働くとする。(18)式において表面張力が無視でき、液相が高レイノルズ数で p_W に対して τ_{ij} が無視できるくらい小さいと仮定すると法線方向の応力のつり合いは、

$$n \cdot (-p_W \delta_{ij}) n - n \cdot (-p_{air} \delta_{ij}) n = 0 \text{ i.e. } p_W = p_{air} \quad (21)$$

となり、自由表面上で水圧は大気圧と等しくなる。さらに、(19)式の接線方向の応力のつり合いは、

$$t \cdot (-p_W \delta_{ij} + \tau_{ij}) n - t \cdot (-p_{air} \delta_{ij}) n = 0 \text{ i.e. } t \cdot \tau_{ij} n = 0 \quad (22)$$

と表され、自由表面上の接線方向の応力はゼロとなる。(21)式の法線方向の応力のつり合いから自由表面上の圧力は Dirichlet 条件で与えられる。すなわち、(9)式より

$$\frac{p}{\rho_W} = \frac{p_{air}}{\rho_W} + z_S g = z_S g \quad (23)$$

として近似する。但し、大気圧 p_{air} は 0 が想定されており、 z_S は界面の z 座標、 ρ_W は液相の密度である。また、(22)式で表わされる接線方向の応力のつり合いから定常状態では自由表面上において法線方向の速度勾配は生じないと仮定して、

Table 1 Features of NS solver

NS solver	OpenFOAM		SURF	NEPTUNE
	InterFOAM	SimpleFOAM		
Flow	Two phase	Double model	One phase	
Grid	Unstructured			Structured
Spatial discretization	Cell-centered finite volume method			
Coupling of pressure & velocity	PIMPLE (PISO+SIMPLE)	SIMPLE	Artificial compressibility	
Time integration	2nd order backward	Steady	1st order backward Euler	
Inviscous terms discretization	2nd order linear upwind differencing		2nd order upwind differencing	3rd order upwind differencing
Viscous terms discretization	2nd order central differencing			
Turbulence model	$k-\omega$ SST (SST-2003) ⁽¹⁷⁾		$k-\omega$ SST ⁽¹⁸⁾	Spalart-Allmaras ⁽¹⁹⁾
Free surface model	VOF	—	Level set	Tracking

$$\frac{\partial u_i}{\partial n} = 0 \quad (24)$$

のようにゼロ勾配外挿により速度の境界条件が与えられる。

次に、運動学的境界条件は、自由表面上の流体粒子を界面上に留める条件である。自由表面位置を表す関数 $h(x,y,z;t)=0$ の移流方程式

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_i \frac{\partial h}{\partial x_i} = 0 \quad (25)$$

により与えられる。InterFOAM では(4)式で定義される VOF 関数により(5)式から与えられる。自由表面モデルに VOF 法同様に界面捕獲型である Level set 法を適用する SURF では自由表面からの符号付き距離を表す Level set 関数の移流方程式から与えられる。Level set 法および界面適合型である Tracking 法の 2 種類を計算できるが、今回は Tracking 法を適用した NEPTUNE では波高関数の移流方程式から与えられる。但し、NEPTUNE では、自由表面の変形に伴い計算格子を変形させるため、格子形状に大きな乱れが生じる砕波や巻き込みのような自由表面の大変形を計算することは不可能である。自由表面の計算方法の詳細に関して、SURF については参考文献 8), NEPTUNE については参考文献 9) に記述されている。

また、二重模型流れを計算する SimpleFOAM において対称面となる z 境界面の境界条件は、

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = 0 \quad (26)$$

を与える。

Fig. 2 Shape of ULBS in CFD.

4. 計算結果

4.1 計算条件

以後、変数はすべて液相の密度 ρ_w 、一様流速 U 、船長 L で無次元化する。従って、あらためて無次元座標を x,y,z 、無次元速度を u,v,w と定義する。

本研究の対象船型には Fig. 2 に示されるような横浜国立大学で検討されている「 $C_b=0.95$ 以上、 $L/B=5$ 以下、 $F_n=0.1$ 程度」を基本コンセプトとする超肥型船型 ULBS を用いる。数値計算における ULBS の要目を Table 2 に示す。但し、SURF, NEPTUNE の計算においては肥型船首部に着目するため F.P.~Midship までの形状による前後対称船型を用いる。

本計算に用いた計算領域および格子数等の詳細を Table 3 に示す。但し、座標系の原点は Midship ($x=0$)、左右対称面 ($y=0$)、静水面 ($z=0$) とする。OpenFOAM の計算においては船体に隣接する最小格子幅が小さすぎると計算が発散したり、 Δt が小さくなりすぎて計算が進まないため、壁関数を使用することで最小格子幅を 1×10^{-3} と大きくとり、船体近傍の流場計算を行う。また、SURF, NEPTUNE では最小格子幅を $0.01/\sqrt{R_n}$ (レイノルズ数 $R_n=UL/\nu$) とする。

前述のように ULBS の基本コンセプトとしてのフルード数は「 $F_n=0.1$ 程度」であるが、本研究では実験および数値計算において、より明確に肥型船首まわりの流体現象を確認するためにフルード数 $F_n (=U/\sqrt{gL})$ は 0.15 とする。砕波現象を論じる上で重要なパラメータとされる喫水 d ベースのフルード数 $F_{nd} (=U/\sqrt{gd})$ は 0.58 とする。計算における液相のレイノルズ数を $R_{nw}=4.70 \times 10^5$ とする。また、気液二相流ソルバーである InterFOAM において気相側のレイノルズ数は $R_{na}=3.18 \times 10^4$ とする。

InterFOAM, SimpleFOAM の計算領域の境界条件は以下のように与える。流入条件として液相、気相に関係なく速度は一様流速、圧力はゼロ勾配を与える。流出条件として速度・圧力ともにゼロ勾配、 y 対称面の境界条件は

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (27)$$

Table 2 Particulars of ULBS in CFD

Breadth	B/L	0.2000
Draft	d/L	0.0667
Block coefficient	C_b	0.9730
Length breadth ratio	L/B	5.0000

Table 3 Parameter of calculation domain

Solver	InterFOAM	SimpleFOAM	SURF	NEPTUNE
Cells	2,125,740	1,092,120	2,285,568	
Topology	C-O			O-O
x size	$-2.000 \leq x \leq 3.000$			
y size	$-1.600 \leq y \leq 0.000$			
z size	$-1.635 \leq z \leq 0.250$	$-1.635 \leq z \leq 0.000$	$-1.600 \leq z \leq 0.250$	
Minimum grid spacing	1×10^{-3}			$0.01/\sqrt{R_n}$
Wall function	ON			OFF

Fig. 3 Comparison of streamline in front of the blunt bow beneath the free surface.

z 境界面の境界条件は InterFOAM で slip 条件, SimpleFOAM は(26)式を与える. 船体表面では流速は $(u,v,w)=(0,0,0)$, 圧力はゼロ勾配を与える. 遠方条件として速度はゼロ勾配, 圧力は一定値を与える. SURF の境界条件は参考文献 8), NEPTUNE の境界条件は参考文献 9)に記述される.

4.2 計算結果の検討

4.2.1 肥型船首前方での計算結果の比較

Fig. 3~5 はそれぞれ肥型船首前方の中心面上における各ソルバーの計算結果である. Fig. 3 は自由表面下の流線, Fig. 4 は速度ベクトルおよび圧力分布, Fig. 5 は InterFOAM における速度ベクトルおよび VOF 関数 α 分布である. Fig. 4 (a), Fig. 5 の白線は自由表面位置を表す. 横軸は $X_{cp} = -(x+0.5)$ として中心面上における船首端からの無次元距離を表わす. 圧力分布は $C_p = p/0.5\rho_w U^2$ で表される. 但し, InterFOAM における圧力分布は SURF, NEPTUNE と同条件で圧力を比較するため(6)式で表わされる p ではなく ρ_w で無次元化されており, 静水圧は除かれている. Fig. 3~5 より InterFOAM の結果においてのみ Fig. 1 に示した首飾り渦や淀み点, 剪断流が確認される.

InterFOAM の結果では, 静水面付近に流れの淀み点が生じ, 淀み点付近で圧力が最も高くなり, 自由表面付近で首飾り渦

となる渦が生じている. また, 自由表面付近で速度が遅くなり, 自由表面に対して $\partial u / \partial z \neq 0$ となる剪断流が生じている. 液相側では自由表面近傍の $0.5 < \alpha < 1$ の領域で速度が遅くなっているが, 船首前方において $0 < \alpha < 1$ の領域は十分狭い範囲に限られており, 首飾り渦は自由表面のごく近傍を除いて $\alpha = 1$ の領域にあるとみなせるので, $0 < \alpha < 1$ の影響は限定的であると考えられる.

InterFOAM の結果に対して他のソルバーでは, 船首端に達した流れは船体に沿って下方へ流れ, InterFOAM のように渦が形成されない. さらに, SURF では自由表面付近で速度が速くなり, 自由表面に対して InterFOAM と逆の速度勾配が生じている. 二重模型流れを定義した SimpleFOAM や界面適合型自由表面モデルによる NEPTUNE では自由表面 (z 境界面) 付近で速度の大きな変化は見られず, 速度勾配もほぼ生じていない.

以上の結果より, InterFOAM では自由表面近傍の剪断流が自由表面境界層として発達し, 肥型船首前方で剥離して渦流れが生じると考えられるのに対して, SimpleFOAM, SURF, NEPTUNE では自由表面境界層の発達, 剥離は生じないため肥型船首前方に渦流れが生じないと考えられ, 肥型船首まわりの渦流れを伴う流体現象のシミュレーションには, 肥型船

Fig. 4 Comparison of vector and velocity, pressure distributions in front of the blunt bow (C_p contour line interval is 0.05).

Fig. 5 Distribution of VOF function α and velocity vector in front of the blunt bow by InterFOAM (α contour line interval is 0.1).

首前方の自由表面に対する剪断流の再現が重要であると推定される。

そこで、肥型船首前方の剪断流の影響を確認するため、次項で首飾り渦と極めて類似した現象とされる自由表面のな

い場合の剪断流による馬蹄渦の CFD シミュレーションを行い、首飾り渦を再現できた InterFOAM の結果と比較する。

4.2.2 馬蹄渦シミュレーションとの比較

肥型船首前方の馬蹄渦の数値計算においてソルバーは SimpleFOAM を使い、先の二重模型流れの場合とは異なり、 z 境界面における境界条件を

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0, u = v = w = 0 \quad (28)$$

のように no-slip wall とし、 z 境界面において $\partial u / \partial z \neq 0$ とする。また、対象船型として ULBS の前後対称船型を用い、レイノルズ数は他のケースと同様に $R_n = 4.70 \times 10^5$ 、最小格子幅は $0.01/\sqrt{R_n}$ とし、船体および z 境界面に格子を集中させ、壁関数は適用しない。

Fig. 6 に肥型船首前方の中心面上における馬蹄渦シミュレーションと InterFOAM の流線図と速度ベクトル図をそれぞれ示す。InterFOAM のベクトル図において白線が自由表面位置を表す。馬蹄渦シミュレーションの結果では二重模型流れの場合と異なり、 z 境界面付近に速度勾配が生じ、複数の渦が肥型船首前方に生じている。InterFOAM の結果と比べると、馬蹄渦シミュレーションの z 境界面付近の方が InterFOAM

Fig. 6 Comparison of streamline and vector in front of the blunt bow between horse-shoe vortex and two phase flow.

 Fig. 7 Comparison of $\partial u / \partial z$ on the no-slip wall and the free surface in front of the blunt bow in the center plane.

の自由表面付近よりも大きな速度勾配がより広い範囲で生じている。また、淀み点はより深い位置に生じ、首飾り渦に対応する渦は首飾り渦よりはるかに大きいことが分かる。

Fig. 7 は中心面での馬蹄渦シミュレーションの結果における no-slip wall ($z=0$) 上での $\partial u / \partial z$ と InterFOAM の結果における自由表面上での $\partial u / \partial z$ との比較を表す。 $\partial u / \partial z$ は馬蹄渦シミュレーションの方が大きく、no-slip wall 近傍では二相流における自由表面近傍よりも強い剪断流が生じている。

前項および本項の結果より、自由表面流れの数値計算において、肥型船首前方の自由表面に対する剪断流の再現に最も大きな影響を与える要因は自由表面の力学的境界条件、特に

接線方向の応力条件の取り扱いにある。単相流ソルバーの計算では(24)式のように法線方向の速度勾配をゼロと近似するのではなく、自由表面上における接線方向の応力はゼロであるという(22)式で表される接線方向の応力のつり合いを満たすよう計算し、自由表面に対する法線方向の速度勾配をゼロとしないようにすることで剪断流、そして、渦流れが再現できると考えられる。この結論は武隈ら¹¹⁾や Batchelor²⁰⁾の自由表面境界層理論に基づいて Mori²¹⁾や Patel ら²²⁾が示した考えとも一致すると考えられる。また、境界面に対する法線方向の速度勾配の大きさが渦の大きさや淀み点の深さに影響を及ぼすことになる。

4.2.3 肥型船首まわりの渦構造シミュレーション

肥型船首前方の中心面において首飾り渦を再現できた InterFOAM の計算結果から肥型船体を囲む首飾り渦の U 字状の渦構造を確認するため、空間的な渦領域を表す速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q-criterion²³⁾を用いる。Q-criterion は、渦度テンソル $\mathbf{\Omega}$ とひずみ速度テンソル $\mathbf{S}$ より

$$Q = \frac{1}{2} [\mathbf{\Omega}^2 - \mathbf{S}^2] = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (29)$$

と表され、 Q が正の大きな値の領域ほど剛体回転成分が強い領域を意味する。

Fig. 8 に自由表面下における $Q=45$ の等値面を示す。Fig. 8

より、船首前方で生じた首飾り渦が肥型船首部を回り込み、船側へと流れていくことが分かる。しかし、首飾り渦は船側部へ回り込んだ直後に船側部で生じた渦領域に取り込まれ、種子田²⁾が提唱したような肥型船体を囲む U 字状の渦領域とはなっていない。

Fig. 8 Iso-surface of Q-criterion ($Q=45$) beneath the free surface by InterFOAM.

4.3 実験との比較

計算結果と実際の流体现象を比較するため、回流水槽において肥型船首前方の中心面の流れを水素気泡およびレーザシートを用いて可視化した画像を Fig. 9 に示す。InterFOAM の計算と回流水槽では気相の流れの取り扱いが異なるが、水面下に生じる首飾り渦に対しては液相側の自由表面境界層の影響が大きいと考えられる。また、気相の粘性応力は液相に比べて微小であるため、計算と実験における気相の流速の違いの影響は小さいと考え、回流水槽の実験結果との比較を行う。但し、実験における模型船長さは 1.5[m]、流速は 0.575[m/s]、フルード数は計算と同じく 0.15 であるが、液相のレイノルズ数は計算と異なり $R_{mW} \approx 6.90 \times 10^5$ である。Fig. 9 より肥型船首前方の自由表面下に渦が生じていることが分かる。実際には、渦は同じ場所に生じ続けるわけではなく、時間によって自由表面近傍 $\sim 0.1d$ 付近の範囲で移動する。ここで d は喫水を表す。また、淀み点高さは若干移動するが $\sim 0.3d$ である。

Fig. 10 は、中心面上における F.P.での淀み点高さ z/d と F.P. $\sim$ S.S.9 における船側波形の実験および計算結果の比較を表す。淀み点高さ、船側波高は実験、計算結果ともに d で無次元化されている。計算結果の淀み点高さは InterFOAM の結果を示す。Fig. 10 より F.P.における淀み点高さは計算値がほぼ静水面付近に生じるのに対し、実験値は前述したように $\sim 0.3d$ 付近に生じ、計算に比べて実験による淀み点の方が深くなる。従って、実験では肥型船首前方の自由表面近傍に計算より強い剪断流が生じているのではないかと推測される。

また、F.P.における波高は実験値および各ソルバーの計算値ともにほぼ前進速度の水頭 ($U^2/2g$) に一致し、F.P. $\sim$ S.S.9 3/4 までは計算値は実験値と良い一致を示す。S.S.9 5/8 以降

では波形の傾向は良く合っているが、計算値の方がやや過大に評価されている。従って、肥型船首部の船側波形の実験値と計算値の比較から、自由表面の応力条件の違いによる肥型船首部における船側波形に対する影響は小さい。また、(23)式より圧力と波高が対応することから、単相流ソルバーにおける法線方向の自由表面境界条件(23)式はほぼ正しいと考えられる。

次に、Fig. 8 で船側に渦領域が生じている周辺の流場を確認するため流速計測実験値と計算結果との比較を行う。

流速の計測には超小型プロペラ流速計を用い、計測範囲を $x = -0.2880$, $y = 0.1067 \sim 0.2000$, $z = -0.0067, -0.0133, -0.0200, -0.0267$ とする。Fig. 11 に実験値および計算結果を示し、Fig. 11 の破線で示される $y = 0.1$ の位置が船側である。また、Fig. 12 は各ソルバーの船体表面の限界流線を表し、船体上の実線位置が計測断面の $x = -0.2880$ である。

Fig. 11(a)-(d) に示される実験値から、 $x = -0.2880$ の位置では船体近傍の自由表面付近で速度欠損が生じており、深くなるにつれて徐々に回復する。同様の傾向が計算結果でも InterFOAM, SURF, NEPTUNE で確認され、Fig. 12 の $x = -0.3 \sim -0.4$ 付近の船側に自由表面の巻き込みが生じているが、実験値との比較から計測断面の船体近傍において巻き込

Fig. 9 Visualization of the flow properties in front of the blunt bow¹⁴⁾.

Fig. 10 Comparison of the height of stagnation point and wave with experiment and simulations (F.P. $\sim$ S.S.9).

Fig. 11 Comparison of velocity distribution in the ship side ($x = -0.2880$) with experiment and simulations.

Fig. 12 Comparison of limiting streamline.

みの影響は小さいと考えられる. さらに, $y=0.15$ 付近では深さによらず実験結果に加速域が生じており, 計算結果では InterFOAM の結果が実験結果に最も近い傾向を示す. Fig. 11, 12 にみられる速度分布や船体表面の限界流れは, 実験・計算ともに肥型船首近傍船側部における砕波の影響が含まれていると考えられ, より正確なシミュレーションのため砕波モデルの検討が今後の課題となる.

5. 結 言

本研究では, 肥型船首まわりの渦流れを伴う流体现象の CFD シミュレーションに対する自由表面境界条件の影響を確認するため, 異なる自由表面境界条件を持つナビエ・ストークスソルバーを用いた数値計算を行った. それらの結果から CFD シミュレーションにおける肥型船首まわりの渦流れに伴う流体现象の再現に対して以下のような結論を得た.

1. 肥型船首まわりに生じる渦流れに伴う流体现象の CFD シミュレーションには, 肥型船首前方の自由表面に対して生じる剪断流の再現が大きな影響を及ぼす.
2. 数値計算において, 剪断流の再現に最も大きな影響を与える要因は自由表面の力学的境界条件, 特に接線方向の応力条件の取り扱いにある.
3. 接線方向の応力条件は自由表面に対する法線方向の速度勾配をゼロにしないように計算する必要がある.
4. 肥型船首前方の自由表面に対する法線方向の速度勾配の大きさが肥型船首前方での渦の大きさや淀み点の深

さに影響する。

5. 肥型船体まわりのより正確なシミュレーションのためには碎波モデルの検討が必要である。

本研究で用いた OpenFOAM の二相流ソルバーにおいて肥型船首まわりの渦流れに伴う流体現象のシミュレーションを行ったが、今後はソルバー等のコードがカスタマイズ可能という OpenFOAM の特性を生かして格子の取り扱いなどに対応していく必要があると考えられる。また、肥型船の多くが船首バルブを持つことから、将来的には船首バルブを持つ肥型船首まわりの流体現象との比較を行う必要がある。

謝 辞

本研究を行うにあたって、実験に際し多くのご助言をいただきました岡田功技術職員（現技術長）、実験を担当していただいた依田謙人氏（横浜国立大学工学部、現大学院工学府）および橋本豪史氏（横浜国立大学工学部、現大学院環境情報学府）に深く感謝申し上げます。また、本研究の一部は平成 24 年度造船学術研究推進機構助成金（代表：上浦鉄平，OpenFOAM を用いた碎波現象に伴う首飾り渦の流体力学的メカニズム解明に関する研究）により実施したことを付記し、関係各位にお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Baba, E.: A New Component of Viscous Resistance of Ship, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, vol.125, pp23-34, 1969.
- 2) 種子田定俊：物体まわりの粘性流の観察，粘性抵抗シンポジウム，pp35-58, 1973.
- 3) Hino, T.: Numerical Simulation of breaking waves around advancing ship by an unstructured NS solver, Proc. Symp. 25th Naval Hydrodynamics, St.Jhon's, 2004
- 4) Azcueta, R., Muzaferija, S., Peric, M.: Computation of Breaking Bow Waves for Very Full Hull Ship, Proc. Seventh Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 6.2-1-6.2-11, 1999.
- 5) OpenFOAM, <http://www.openfoam.com>
- 6) 鈴木和夫, 佐々木紀幸, 川村隆文：船舶海洋工学シリーズ② 船体抵抗と推進, 成山堂書店, pp87-89, 2012.
- 7) Hino, T.: A 3D Unstructured Grid Method for Incompressible Viscous Flow, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, vol.182, pp9-15, 1997.
- 8) Hino, T.: An Interface Capturing Method for Free Surface Flow Computations on Unstructured Grids, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, vol.186, pp177-183, 1999.
- 9) Hirata, N., Hino, T.: An Efficient Algorithm for Simulating Free-Surface Turbulent Flows around an Advancing Ship, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, vol.185, pp1-8, 1997.
- 10) 鈴木和夫, Md. Ashim Ali, 日野孝則, Aye Aye Mon: 超肥型船型の提案と船首碎波に関する基礎的研究—碎波現象の基礎的実験およびポテンシャル理論による討論—, 日本船舶海洋工学会論文集, 第 18 号, 2013.
- 11) 武隈克義, 加用芳男：肥大船船首部の波崩れ機構に関する研究, 三菱重工技報 vol.18, No.5, pp78-84, 1981.
- 12) 荻原誠功, 増子章, 佐藤隆一, 堤孝行：波崩れに伴う船首流場に関する実験, 関西造船学会誌, 第 194 号, pp78-84, 1981.
- 13) 山崎裕太郎：肥大船の碎波現象に伴う渦流れの可視化, 横浜国立大学卒業論文, 2008.
- 14) 依田謙人：超肥型船船首まわりの流れの特性に関する実験的研究, 横浜国立大学卒業論文, 2013.
- 15) Jasak, H.: Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows, PhD Theses, University of London, 1996.
- 16) 富原大介, 高木洋平：オープンソース CFD コード OpenFOAM によるアダプティブメッシュ法を用いたミルクラウンの解析, 日本流体力学会誌「ながれ」, 第 31 巻, 第 2 号, pp175-179, 2012.
- 17) Menter, F.R., Kuntz, M., Langtry, R.: Ten years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, Turbulence, Heat and Mass Transfer4, ed: Hanjalic, K., Nagano, Y., Tummers, M., Begell House, Inc., pp625-635, 2003.
- 18) Menter, F.R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, vol.32, No.8, pp1598-1605, 1997.
- 19) Spalart, P.R., Allmaras, S.R.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, 30th Aerospace Sciences Meetings & Exhibit, vol.185, pp1-22, 1992.
- 20) Batchelor, G.K.: 入門流体力学, 橋本英典, 松信八十男他訳, 東京電機大学出版局, pp364-367, 1972.
- 21) Mori, K.: Necklace Vortex and Bow Wave around Blunt Bodies, 15th Symposium on Naval Hydrodynamics., pp303-317, 1984.
- 22) Patel, V.C., Landweber, L., Tang, C.J.: Free Surface Boundary Layer and the Origin of Bow Vortices, IIHR Report, No. 284, 1984.
- 23) Haller, G.: An objective definition of a vortex, J. Fluid Mech., vol.525, pp1-26, 2005.