Series 60 模型周りの造波粘性流場の数値計算

正員 塩 谷 茂 明* 正員 児 玉 良 明**

Numerical Computation of Viscous Flows with Free Surface around a Series 60 Model

by Shigeaki Shiotani, *Member* Yoshiaki Kodama, *Member*

Summary

This paper deals with numerical computational techniques on viscous flows with free surface past a ship hull by using an improved Reynolds-Averaged Navier-Stokes solver with global conservation.

In the first place, we used the two kinds of computational grids in order to improve the computing efficiency. After computing free surface of flows by coarser grid, we changed to detailed computation of viscous flows with free surface by finer grid.

In the second place, the original Baldwin-Lomax turbulence model was modified by introducing the two kinds of turbulence modifications in order to obtain the simulation of stern flow such as the hook shape of axial velocity contours.

These numerical computational techniques are applied to the simulation for viscous flows with free surface by a series 60 ship model. The numerical results are compared with measurement data and we show the usefulness of these numerical techniques and introducing of the modified Baldwin-Lomax turbulence model.

1. 緒　言

船体周りの粘性流場をコンピュータで数値計算する船舶数値流体力学が盛んに行われるようになり，推進性能や船型設計に広く貢献している。船体粘性抵抗の推定には，二重模型船流れの仮定による波の発生を考慮しない船体周囲流場（基礎粘性流場）計算の，かなり高度なスキームが構築され，既に実際の船型設計に応用される段階にまで至っている。また，粘性流体の流れをシミュレーションすることにより，実験では計測不可能な流れの細部にわたる複雑な現象等も調査することが可能となり，数多くの現象が解明されつつある。

しかし，自由表面を考慮した粘性流場（造波粘性流場）の計算も研究されているにもかかわらず，未だ完成したとは言えないのが現状である。これは船体周りの自由表面を含む粘性流場の非線形効果が大きく，通常の自由表面を有しない流体内部の計算等と比較すると数値安定性が悪く，計算が途中で発散するなどの原因から定常解がなかなか得られないのが現状である。また，自由表面条件の厳密な取り扱いを工夫した計算が数例あるが，決定的な手法は確立されていない。

著者らは Navier-Stokes 方程式を解くソルバーで，格子直交性が良く幾何学的に表現した船型である Wigley 模型を供試船とする造波粘性流場の計算を行い，高 Reynolds 数で，しかも広い範囲の Froude 数領域で高精度な船体全抵抗係数を得る方法について報告した[1)2)]。計算結果は実験データと比較することにより全抵抗係数の hump，hollow が十分シミュレーションできることを確認した。この自由表面を考慮したソルバーの計算方法の概略は，擬似圧縮性を導入した保存系の Navier-Stokes 方程式をグローバルな保存性を満たすように解くもので，有限体積法に基づき，時間差分には陰解法を，空間差分には近似因数分解法（IAF）を用い，非定常計算の収束値として定常流を求めるものである。

この計算スキームによる各種船型モデルを用いた造波粘性流場を計算した結果，本スキームでも未だ完全なものと

* 長崎大学水産学部
** 運輸省船舶技術研究所

原稿受理　平成8年7月4日
秋季講演会において講演　平成8年11月14，15日

言えず多くの問題点を抽出した。特に，Wigley 船型モデルのような痩せた細長船では格子直交性がよく，計算が途中で発散するなどの不都合があまり生じないが，船体が肥大化すると船体近傍の波面で折れ曲がり（キンク，kink）が起こるなどの原因で，計算を継続することが出来なくなることが生じた。また，船尾粘性流場推定において，自航性能やプロペラ起振力の検討に重要なプロペラ面伴流分布の hook 状の「くびれ」の推定が十分でなく，改善の余地がある。

本研究はこのような問題点の改善策を計ることであり，つぎの改良を行った。まず第一に，肥大船に対応し得る計算方法として，船体法線方向の格子間隔が粗い格子で自由表面波を一気に計算することにより，船体近傍の波面の折れ曲がりなどを回避し，波が十分発達した段階で，同じ計算領域である密な格子に切り換え，船体表面近傍の詳細な粘性流場計算を行った。この改善により，従来の単一格子では途中で発散した船型モデルの造波粘性流場の計算が可能となった。

二番目の改善策は，船尾粘性流場の伴流分布のくびれをより鮮明に表現できるような乱流モデルの改善である。従来のスキームで用いた乱流モデルは零方程式モデルの Baldwin-Lomax モデルであり，これは2次元剪断乱流の仮定から組み立てられたもので，痩せた船にはうまく適応できる。ところが船が肥大化すると船体周囲流場や抵抗については精度よく計算できるが，3次元影響が強くなると複雑な流れを表現することが出来なくなり，改善が必要になる。そこで，日本造船研究協会の第222研究部会で開発された，Baldwin-Lomax モデルの渦粘性係数 ν_t を本来の渦度ベクトルから計算するのでなく，船体壁面応力ベクトルから得た剪断渦で置き換えることによる縦渦の中心部の ν_t を強制的に減衰させる強制減衰モデルと，姫野等が考案した，経験常数 Ccp に船尾圧力勾配の影響を取り込んだ圧力勾配修正モデルの両者をカップリングした，修正 Baldwin-Lomax 乱流モデルが SR 222 研究部会で開発された[3)4)5)6)7)8)]。著者等はこの修正乱流モデルを適応した計算で縦渦の強調を計った。

供試船は以前に用いた Wigley 船型より多少肥えた Series 60（$C_B=0.6$）モデルを対象船とした。計算結果はアイオワ大学で行われた実験結果[9)]と比較検討することにより，本改良策の有効性について述べる。

2. 計　算　式

2.1 基礎方程式

擬似圧縮性を導入した保存型の三次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を示す。

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_m}(F_m^*+F_{vm})-a=0$$

$$(m=1,2,3\quad \text{summation}) \tag{1}$$

ここに，m は総和を示し，それぞれの変数は次式で与えられる。

$$q=\begin{bmatrix}u_1\\u_2\\u_3\\p\end{bmatrix},\quad F_m^*=\begin{bmatrix}u_1u_m+p\delta_{1m}\\u_2u_m+p\delta_{2m}\\u_3u_m+p\delta_{3m}\\u_m\beta\end{bmatrix},$$

$$F_{vm}=-\nu\begin{bmatrix}\partial u_1/\partial x_m+\partial u_m/\partial x_1\\\partial u_2/\partial x_m+\partial u_m/\partial x_2\\\partial u_3/\partial x_m+\partial u_m/\partial x_3\\0\end{bmatrix} \tag{2}$$

$(x_1,\ x_2,\ x_3)$ は船長 L で無次元化した Cartecian 座標である。ここに，x_1，x_2，x_3 はそれぞれ船首尾方向で船尾に向けて正，左右舷方向で右舷に向けて正，上下方向で鉛直上方に向けて正の座標，$(u_1,\ u_2,\ u_3)$ は一様流速 U_0 で無次元化した速度成分，a は加速度，δ_{ij} は Kronecker のデルタ，β は擬似圧縮性パラメータ，$p=p_r+x_3/Fn^2$ は重力項を含んだ圧力で p_r は実圧力，Fn はフルード数，$\nu=\nu_t+1/Rn$，Rn はレイノルズ数，ν_t は Baldwin-Lomax 乱流モデルから与えられる渦動粘性係数である。

一般化された Reynolds の輸送定理を用い，(1)式をコントロールボリューム $V(t)$ で積分すると，次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\int_{V(t)}qdV+\int_{S(t)}(F_m^*+F_{vm}-q\omega_m)n_m ds-\int_{V(t)}adV=0 \tag{3}$$

ここに，$S(t)$ は $V(t)$ の境界面，ω_m は $S(t)$ の移動速度，n_m は $S(t)$ の外向き単位法線ベクトルである。コントロールボリュームとして格子セルを用いると，(3)式は次式の様に離散化できる。

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial\tau}(qV)_{i,j,k}+(\bar{F}_1+\bar{F}_{v1})_{i+1/2,j,k}-(\bar{F}_1+\bar{F}_{v1})_{i-1/2,j,k}\\&+(\bar{F}_2+\bar{F}_{v2})_{i,j+1/2,k}-(\bar{F}_2+\bar{F}_{v2})_{i,j-1/2,k}\\&+(\bar{F}_3+\bar{F}_{v3})_{i,j,k+1/2}-(\bar{F}_3+\bar{F}_{v3})_{i,j,k-1/2}-(aV)_{i,j,k}=0\end{aligned} \tag{4}$$

ここに，

$$\begin{aligned}\bar{F}_1&\equiv(Sn)_m^{\xi_1}(F_m^*-q\omega_m)=\bar{F}_1^*-(Sn)_m^{\xi_1}\omega_m q\\&=\bar{F}_1^*-(SW)^{\xi_1}q,\quad \bar{F}_{v1}\equiv(Sn)_m^{\xi_1}F_{vm}\end{aligned} \tag{5}$$

i，j，k は空間でξ_1，ξ_2，ξ_3 方向の格子番号である，$(Sn)_m^{\xi_1}$ はセル界面 $i\pm1/2$，$j\pm1/2$，$k\pm1/2$ の面積の x_m 軸方向への射影，$W^{\xi_1}\cdot n_m^{\xi_1}\omega_m$ は移動界面 $S(t)$ の ξ_1 方向の法線速度成分である。

(4)式の非粘性，粘性項は FDS（Flux Difference Splitting）スキームに基づいた風上差分で計算される。例えば，セル界面 $i+1/2$ でのフラックス差は次式で定義される。

$$\begin{aligned}\delta(\bar{F}_1)_{i+1/2,j,k}&\equiv\bar{F}_1(q^R,(Sn)^{\xi_1})_{i+1/2,j,k}\\&\quad-\bar{F}_1(q^L,(Sn)^{\xi_1})_{i+1/2,j,k}\\&=A_{i+1/2,j,k}^{LR}\delta q_{i+1/2,j,k}^{LR}\end{aligned} \tag{6}$$

ここに，

$$\delta q^{LR}_{i+1/2,j,k} \equiv (q^R - q^L)_{i+1/2,j,k}\ ,$$
$$A^{LR}_{i+1/2,j,k} \equiv A^{*LR}_{i+1/2,j,k} - (SW)^{\xi_1} I \quad (7)$$

I は単位行列，A^{*LR} は固定座標系，A^{LR} は動座標系でのフラックスヤコビアン行列であり，この行列は対角化ができ，A の固有値を対角成分に持つ対角行列 Λ^*，右固有行列 R^*，左固有行列 L^* によって次式の様に表せる。

$$A^{LR} = R^* \Lambda^* L^* - (SW)^{\xi_1} I = R^* (\Lambda^* - (SW)^{\xi_1} I) L^* \equiv R \Lambda L \quad (8)$$

(5)式の粘性項の各セル界面におけるフラックス値は，格子セルをξ_l方向にそれぞれ1/2セルづつずらせた体積セルにGaussの積分定理を用いて，2次精度の中心差分的に評価する。詳細は参考文献1）を参照されたい。

時間微分にはPadé時間差分を用いる。

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \frac{1}{\Delta \tau} \frac{\Delta}{1+\theta\Delta} \qquad \text{where} \quad \Delta q^n \equiv q^{n+1} - q^n \quad (9)$$

(4)式を(9)式に代入すると，最終的に関係式は次式の様になる。

$$\begin{aligned}
&(V^n \Delta q^n)_{i,j,k} + \theta \Delta\tau \Delta[(\bar{F}_1 + \bar{F}_{v1})_{i+1/2,j,k} \\
&- (\bar{F}_1 + \bar{F}_{v1})_{i-1/2,j,k} + (\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_{i,j+1/2,k} \\
&- (\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_{i,j-1/2,k} + (\bar{F}_3 + \bar{F}_{v3})_{i,j,k+1/2} \\
&- (\bar{F}_3 + \bar{F}_{v3})_{i,j,k-1/2}]^n = -\Delta\tau [(\bar{F}_1 + \bar{F}_{v1})_{i+1/2,j,k} \\
&- (\bar{F}_1 + \bar{F}_{v1})_{i-1/2,j,k} + (\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_{i,j+1/2,k} \\
&+ (\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_{i,j-1/2,k} + (\bar{F}_3 + \bar{F}_{v3})_{i,j,k+1/2} \\
&- (\bar{F}_3 + \bar{F}_{v3})_{i,j,k-1/2}]^n - (\Delta V^n q^n)_{i,j,k} \\
&+ \Delta\tau V^n [(1-\theta) a^n + \theta a^{n+1}]_{i,j,k}
\end{aligned} \quad (10)$$

2.2 自由表面境界条件

自由表面の動力学的境界条件は大気の応力と水の表面張力を無視すると，波面に働く接線応力成分はゼロ，垂直方向の成分は大気圧力 $P_{air}(=0)$ と釣り合うことから次式となる。

$$0 = -p_r n_l + \nu \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) n_m \quad (l=1, 2, 3),$$

$$p = p_{air} + \frac{h}{Fn^2} \quad (x_3 \equiv h \text{ on free-surface}) \quad (11)$$

ここに，n_m は単位法線ベクトルである。その時，(10)式の自由表面上のフラックス $(\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_{i,j+1/2,k}$ の三成分 (l=1, 2, 3) は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
(\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_l &= (Sn)^{\xi_2}_m (F^*_m + F_{vm} - u_l \omega_m) \\
&= S^{\xi_2} \Big[(u_m - \omega_m) u_l n^{\xi_2}_m \\
&\quad + \left(p_{air} + \frac{h}{Fn^2} \right) \delta_{lm} n^{\xi_2}_m \\
&\quad - \nu \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) n^{\xi_2}_m \\
&= S^{\xi_2} \Big[(U^{\xi_2} - W^{\xi_2}) u_l + \frac{h}{Fn^2} n^{\xi_2}_l \\
&\quad + \left\{ p_{air} n^{\xi_2}_l - \nu \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) n^{\xi_2}_m \right\} \Big] \\
&= (Sn)^{\xi_2}_l \frac{h}{Fn^2}
\end{aligned} \quad (12)$$

ここに，U^{ξ_2} は反変速度成分である。上式右辺の第三番目の第1項は自由表面適合座標の仮定により常にゼロになり，また第3項も(11)式からゼロである。フラックスの第4成分は自由表面上の U^{ξ_2} が W^{ξ_2} に等しいことから次式となる。

$$\begin{aligned}
(\bar{F}_2 + \bar{F}_{v2})_4 &= (Sn)^{\xi_2}_m (\beta u_m - p\omega_m) = S^{\xi_2} (\beta U^{\xi_2} - p W^{\xi_2}) \\
&= S^{\xi_2} (\beta - p) U^{\xi_2}
\end{aligned} \quad (13)$$

一方，運動学的境界条件は自由表面適合座標を用いると次式となる。

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} = \omega_3 = (u \cdot n) n_3 \quad (14)$$

ここに，自由表面上の速度ベクトル u により，波面はその単位法線方向 n に移動すると仮定している。

2.3 乱流モデル

(1) Baldwin-Lomax 乱流モデル

ゼロ方程式モデルであるBaldwin-Lomax乱流モデル（以下，BLモデルと称す）は2次元の薄い境界層の実験データに基づいて作られたものであり，次式で表される。

ここに，

$$\nu_t = l^2 \cdot |\omega| \qquad \text{(inner layer)},$$
$$\nu_t = k \cdot C_{cp} \cdot F_{WAKE} \cdot F_{KLEB}(n) \qquad \text{(outer layer)} \quad (15)$$

ここに，

$$l = \kappa \cdot d \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d^+}{A^+} \right) \right],$$
$$d^+ = d \cdot R_d \cdot \sqrt{\tau_w},$$
$$F_{WAKE} = (d_{\max} \cdot F_{\max} \ \text{or} \ C_{WK} \cdot d_{\max} u^2_{DIF} / F_{\max}) \quad \text{the smaller},$$
$$F(d) = d \cdot |\omega| \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d^+}{A^+} \right) \right],$$
$$F_{KLEB}(d) = \frac{1}{1 + 5.5 \left(\frac{C_{KLEB} \cdot d}{d_{\max}} \right)^6} \quad (16)$$

l は混合長，κ はカルマン常数で0.4，d は壁面からの垂直距離，Rn はレイノルズ数，τ_w は壁面摩擦応力，A^+ は経験常数で26，k はClauser常数で0.0168，$F_{\max}$ は関数 $F(d)$ の最大値，$d_{\max}$ は最大となる d，u_{DIF} は速度の最大，最小値の差，$F_{KLEB}(d)$ はKlebanoffの間欠係数，$C_{cp}=1.6$，$C_{KLEB}=0.3$，$C_{WK}=0.25$ はそれぞれ経験常数である。

このモデルは計算が容易であること，摩擦抵抗成分の計算精度が高い等の利点があり，広く一般的に利用されている。しかし，船尾端のような3次元的形状が強いところでは厚い境界層となり，実験と一致しなくなり，その結果船尾縦渦が弱く計算されること，伴流分布のくびれが十分表現できない等の短所がある。その原因として渦動粘性係数 ν_t が渦度の絶対値に比例する表現であること，圧力勾配の影響が反映されてない，船尾で流れの乱れが減少しない等が考えられる。これらの短所を改善するために，緒言で述べたSR 222研究部会で2種類の乱流モデルの改良が行われた。

(2) 強制減衰モデル

参考文献5)，6) ならびに7) によると，BL モデルでは境界層を内層と外層に分けて渦動粘性係数を定義するが，渦度ベクトルの絶対値 $|\omega|=\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2+\omega_z^2}$ で評価する。ここに，x，y，z は x_1，x_2，x_3 を意味する。これを船体壁面剪断応力ベクトルにより抽出した剪断渦 ω_τ の大きさに置き換えたモデル (以下，CF モデルと称す) である。この剪断渦の大きさを次のように定義した。

$$|\omega_\tau|=\frac{|(n\times\tau_x)\cdot\omega|}{|\tau_w|} \tag{17}$$

これにより船体中央部の薄い境界層では ω と τ_w がほぼ直交するから ν_t に差はほとんど見られないが，船尾部の縦渦が強くなる厚い境界層では ω と τ_w が必ずしも直交しないから ω_τ の方が小さく，結果的には ν_t 値は小さくなると考えられる。さらに，縦渦の中心部で乱れが減衰する効果を積極的に取り入れるため，上式で計算した新しい渦動粘性係数を ν_t' とすると，減衰を強制的にかけるため次式で最終的に ν_t を計算する。

$$\nu_t=(1-|\cos\theta|)\cdot\nu_t'$$
$$|\cos\theta|=\frac{|u\cdot\omega|}{|u|\cdot|\omega|} \tag{18}$$

ここに，$|u\cdot\omega|$ はヘリシテイの絶対値，θ は速度ベクトル u と渦度ベクトル ω との角度であり，$|\cos\theta|$ は船体中央部ではほぼ0に，船尾端の縦渦が支配的な流場で1に接近する。これにより，縦波の中心部近傍での ν_t を小さくできる。

(3)圧力勾配の修正

参考文献5)と8)によると船尾では圧力勾配が増すので，圧力勾配が正の時，剪断応力がそれだけ減少したと解釈する。BL モデルの外層における渦動粘性係数 ν_t の計算に必要な経験常数 C_{cp} の中に，圧力勾配の影響を導入したモデル (以下，PG モデルと称す) であり，次式の様に新しい経験常数 C_{cp}' を与えた。

$$C_{CP}'=C_{CP}\cdot\left[1-\tanh\left(\beta_{PG}\frac{n_{\max}}{\rho\cdot F_{\max}^2}\nabla(p\cdot s)\right)\right] \tag{19}$$

ここに，β_{PG} は経験常数，s は流線方向の単位ベクトルである。

3. 計算コードの検定

計算コードの改良に先立ち，本計算コードの加速時間の影響について調査した。

以下のすべての造波粘性流場の計算に用いた供試船は Series 60 ($C_B=0.6$) モデルであり，船尾粘性流場と自由表面波の計測実験がアイオワ大学で実施され，それらの結果が公表されている。計算と実験条件は $Fn=0.16$ ($Rn=2.0\times10^6$) と $Fn=0.316$ ($Rn=4.0\times10^6$) で同一である。しかし，船体抵抗係数を得る実験条件は $Fn=0.1544$ ($Rn=2.0587\times10^6$) と $Fn=0.3089$ ($Rn=4.1175\times10^6$) であり，他の実験と計算条件が若干異なっている。

Fig. 1 は児玉により開発された H-O タイプの3次元境界適合一般曲線座標系を用いた計算格子の一例である[10]。計算格子数は x_1，x_2，x_3 方向に，81×41×25，計算領域は無次元距離でそれぞれ $-1.0\leqq x_1\leqq1.5$，$0.0\leqq x_2\leqq0.75$，$-0.75\leqq x_3\leqq$ 最大波高である。

計算は静止状態から開始して一様速度になるまで徐々に加速しながら，層流から乱流に切り換えた。Fig. 2 は加速時間を変えた場合の船体粘性摩擦抵抗係数 C_f，船体圧力抵抗係数 C_p，船体全抵抗係数 C_t の時刻歴を示す。フルード数が $Fn=0.16$，レイノルズ数が $Rn=4.0\times10^6$，計算時間

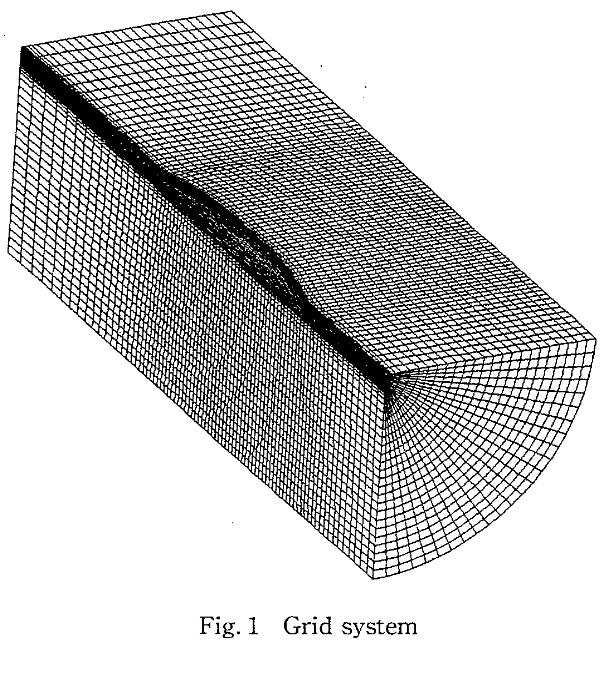

Fig. 1 Grid system

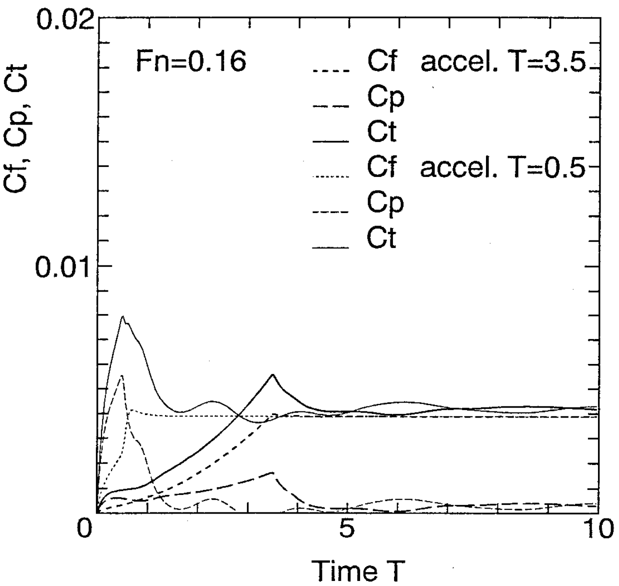

Fig. 2 Time history of calculated ship resistance coefficients varying computational accelerate times

刻み幅が$\Delta t=0.005$である。Wigley 船型のように瘦せた船型では加速時間を短く無次元時間$T=0.5$程度でよいが，船体が肥えると加速時間を長くした方が，加速終了時における抵抗値のオーバーシュートが小さく，また加速終了後の安定性も改善され，変動が少ない定常解が得られる。

したがって，下記に述べるすべての計算において，流速の加速時間を無次元時間で$T=3.5$とした。

4. 計算コードの改良

4.1 移行格子による計算

高精度な船体粘性抵抗を推定するには，境界層内の流場を詳細に計算することが要求されるため，船体法線方向の格子間隔を十分密にする必要がある。しかし，それだけ計算時間刻み幅$\triangle t$も小さくしないと安定した計算が出来ないが，計算時間の効率性が極端に低下し，実用化に耐えなくなる。一般に，高レイノルズ数の基礎粘性流場の計算では船体法線方向の最小格子間隔をレイノルズ数Rnに対し，$0.01/\sqrt{Rn}$程度が要求される。本計算スキームが陰解法であり，陽解法に比較すると計算時間刻み幅を多少大きくできることから，$\triangle t=0.005$の一定値とした。これによると，通常のワークステーションでは無次元時間$T=10.0$までの計算時間は1日程度でよい。ところが，船型が肥大化すると船体表面極く近傍，特に船首尾端の船体形状の曲率が大きい格子部分で，タイムステップ毎に移動する波面と船体表面における noslip 条件による粘着性との整合性が取れなくなり，格子が捩れる等の原因から，ほとんどの場合途中で解が発散した。これを回避するため時間刻み幅を一層小さくすれば若干の改良が見られるが，前述のとおり計算効率を維持したままの改善策として，船体表面から数個分の自由表面上の格子における波面だけ，船体から最も離れた格子点の値で全てゼロ外挿することで，船体表面近傍の粘着条件を緩和した。このような操作によって，波面と船体表面との接点における特異点的性質の回避が可能になる。しかし，場合によって船体表面近傍の波面に鋭い折れ曲がり（キンク）が発生することがあり，計算が途中で発散することがある。

そこで，船体法線方向の最小格子間隔が粗い格子で，当初波面を計算した後，定常解に接近する段階で密な格子に移行し，船体表面近傍の厳密な基礎粘性流場を計算する方法で，これを解決した。ここで以下に，格子の種類を区別するため粗い格子を「粗格子」，移行する密の格子を「移行格子」，従来の船体近傍で線形外挿する格子を「密格子」と仮の名称を付す。

Fig. 3 は粗格子と移行格子の水面上の格子である。粗格子の方が密に見えるのは船体法線方向(j)のクラスタリング係数の相違によるもので，両格子の流れ方向(i)とガース方向(k)の格子間隔は同じである。なお，移行格子と密格子は同一のものである。

移行時の格子座標，速度，圧力，渦動粘性係数等はスプラインで補間した。

Fig. 4 はそれぞれの格子で計算した，フルード数が$Fn=0.16$における抵抗係数の時刻歴である。移行格子による計算は，時間刻み幅$\triangle t=0.005$，無次元時間$T=10.5$まで粗格子で計算した後，移行格子に切り換え，時間刻み幅$\triangle t=0.001$，無次元時間$T=11.0$まで計算した。粗格子による船体摩擦抵抗係数C_fは密格子の値の1/3にも至らないが，移行格子になると急速に増加して密格子の計算値に接近する。このことは高精度の摩擦抵抗係数を得るには，船体法線方向の格子間隔を十分密にすることが要求され

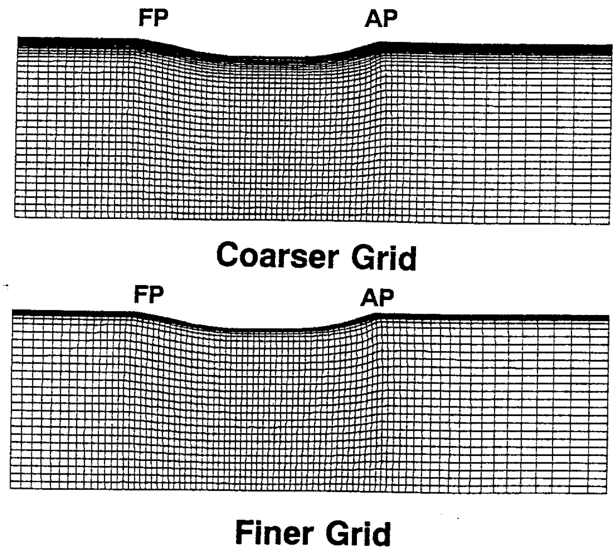

Fig. 3 Comparison of coarser and finer grids on a free-surface

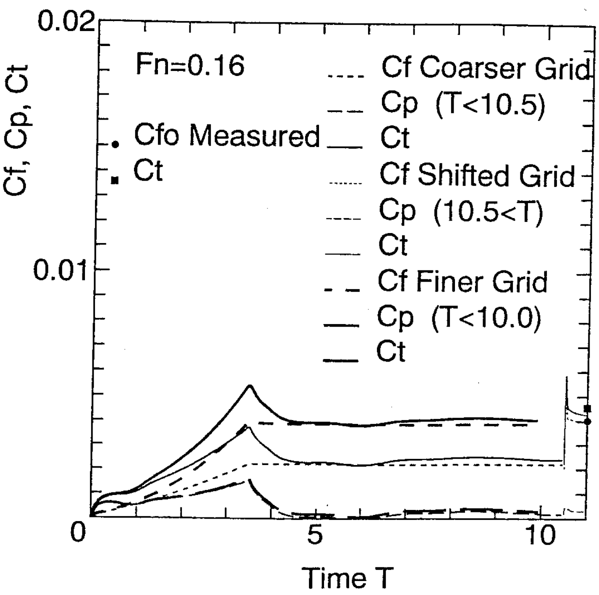

Fig. 4 Time history of calculated ship resistance coefficients varying computed grids

る。ところが，密格子と粗格子による船体圧力抵抗係数 C_p を比較するとあまり大きな差がなく，しかも加速終了後ほとんど両者が平行して緩やかに変動している。これは造波問題に関し船体法線方向の格子依存性が少なく，粗格子でも十分発達した波の計算が可能であることを示唆している。以上のことから，移行格子による全船体抵抗係数 C_t は密格子による値や実験値とも一致度が良好であり，移行格子による計算方法が安定した抵抗値の推定に有効であることを確認した。なお，フルード数が $Fn=0.316$ の密格子における計算は速度の加速終了後発散した。

Fig. 5 に各々の格子で計算した船側波形の比較を示す。$Fn=0.16$ の図の縦軸は $Fn=0.316$ のおよそ4倍程度拡大されている。粗格子と移行格子による波形を比較すると，フルード数が $Fn=0.316$ において船首部に僅かな差が見られる程度でほとんど一致している。また，密格子による波形と比較しても船尾端部分で多少の差が認められるが，波形全体はいずれもほとんど一致している。実験波と比較すると山，谷部の位相には全体に差が見られないが，細部には多少のずれが認められる。

Fig. 6 は各々の格子で計算した船体周りの波紋である。粗格子と他の密な格子による波紋を比較すると，ほとんど著しい差がなく，波紋に関し格子間隔の影響がほとんどないことがわかる。しかし，実験と計算波紋を比較すると，すべての計算波紋が船体に近い部分において実験波紋とよく一致するが，船体から離れた部分で計算波が十分発達しないで波高の減衰が見られる。特に，低フルード数の計算において著しい。この原因は計算機の容量と CPU 時間の制約により，波長に対し格子間隔を十分密にすることができないことと，数値計算の場合，船体で造られた波が急速に減衰し，ポテンシャル理論と比較すると十分遠方まで伝播しないことによる。当面の船体抵抗の推定には，船側波形の計算精度の厳密性はかなり要求されるのに対し，遠方に伝播する波はそれほど重要視されないのが現状であるが，今後の検討課題である。

4.2 修正乱流モデルによる計算

オリジナルの BL モデルと，BL モデルを CF モデルと PG モデルをカップリングして修正した強制減衰・圧力勾配修正付 BL モデル（以下，(CF+PG) BL モデルと称す）を導入した造波粘性流場の計算を比較する。(CF+PG) BL

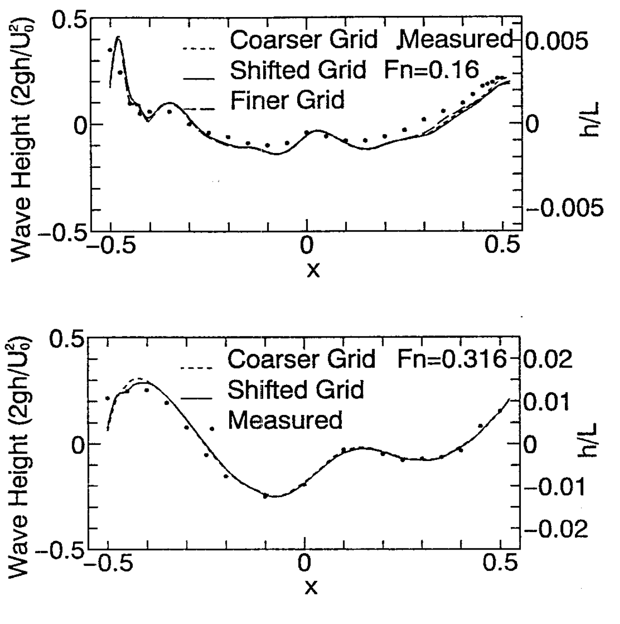

Fig. 5 Wave profiles along ship hull varying computed grids

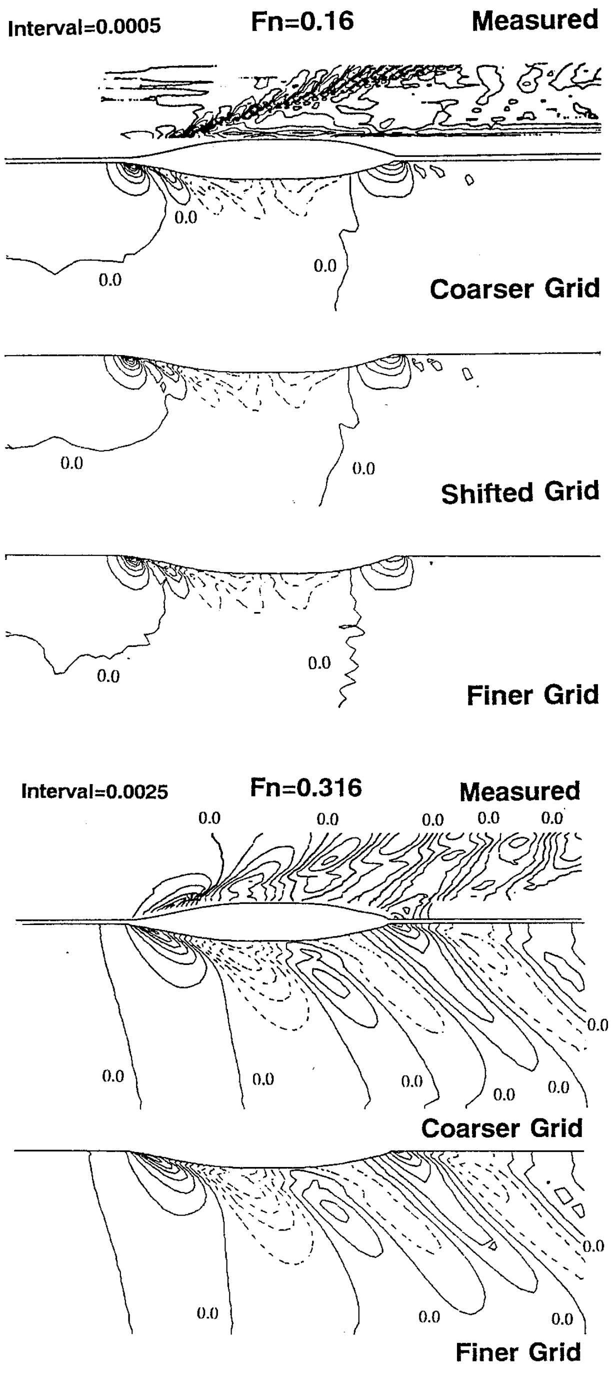

Fig. 6 Wave contours varying computed grids

モデルの計算は粗格子で層流から BL モデルに切り換え，無次元時間 $T=10.5$ まで計算後，移行格子に移行して (CF+PG) BL モデルを導入した。

Fig. 7 は BL モデルと (CF+PG) BL モデルによる計算波紋の比較である。船尾波のところで波紋にわずかな差が認められるが，全体ではほとんど一致する。Fig. 8 に船側波形の比較を示す。船尾において (CF+PG) BL モデルの方が僅かに波面が低下するのは，船尾での圧力勾配の影響によるものと考えられる。船尾以外での船側波形にはほとんど差が見られない。以上の生成波の比較から，自由表面波に関してここで用いた乱流モデルの影響はほとんどないと言える。

Fig. 9 に実験とそれぞれの乱流モデルによる計算の船体表面圧力分布の比較を示す。フルード数が $Fn=0.316$ の圧力計測実験は行われなかった。実線が正，破線が負の圧力を示す。実験値と計算値の船尾における圧力分布はよく一

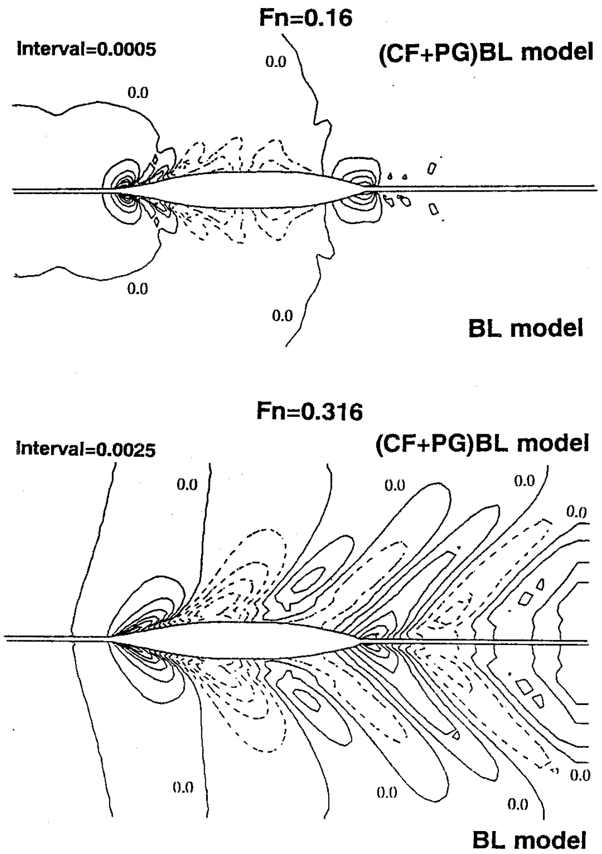

Fig. 7　Comparison of wave contours with BL model and (CF+PG) BL model

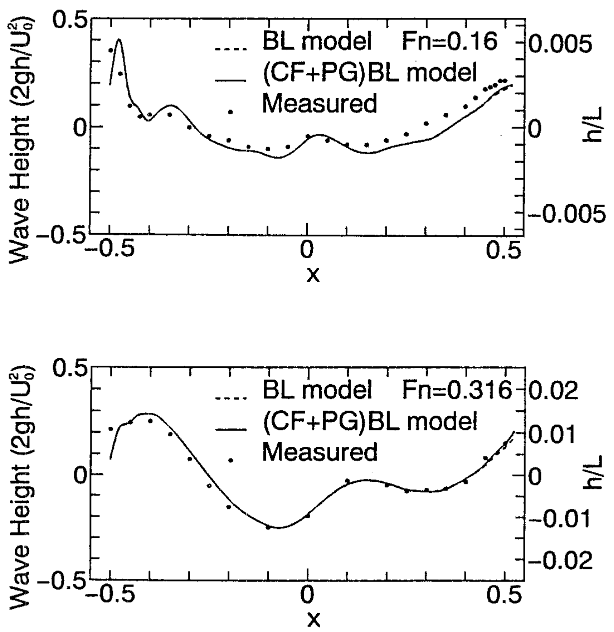

Fig. 8　Comparison of wave profiles with BL model and (CF+PG) BL model

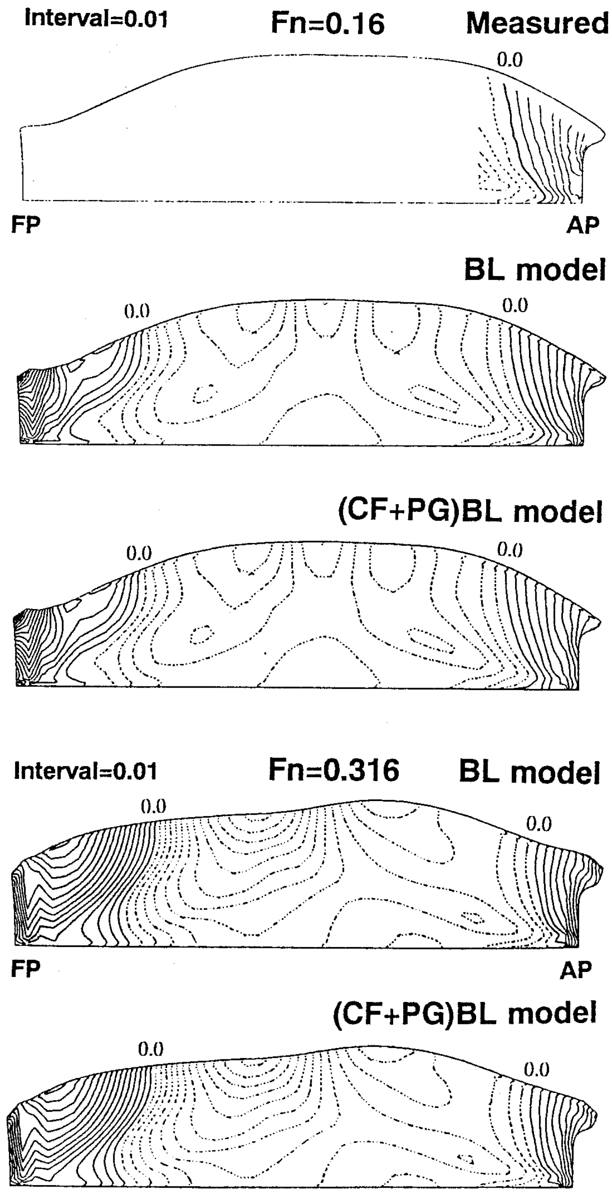

Fig. 9　Comparison of pressure distributions on ship hull with BL model and (CF+PG) BL model

致している。両乱流モデルの計算結果を比較すると，フルード数が $Fn=0.16$ において，船体前半部の圧力分布にはほとんど差がないのに対し，船尾端の水面近傍では圧力コンターにわずかな差が見られる。船尾において正の圧力を示す実線の本数を数えると（CF+PG）BL モデルの方が1本少ない。これは，ここで用いた船体表面上の生成格子の間隔が粗く，解像度がそれほどよくないにもかかわらず，圧力勾配の修正モデルの効果による圧力分布の低下の影響と考えられる。

最後に，実験とそれぞれの乱流モデルによる計算の船尾粘性流場の比較を行う。

Fig. 10 に各断面（$x=0.3$，0.4，0.5，0.7）における伴流分布（u コンター）と面内流速ベクトル（v-w 速度分布）の計算結果を，実験結果と比較して示す。実験と比較すると両者の計算結果とも，$x=0.3$ と 0.4 においては，境界層が未だそれほど厚くないから比較的よく一致しているが，$x=0.5$ と 0.7 のように船尾縦渦が強く現れる断面では，縦渦の強さ，中心位置ならびにその形状に多少の差が認められる。両モデルによる計算結果を比較すると，BL モデルより（CF+PG）BL モデルの方が，強制減衰モデルと圧力修

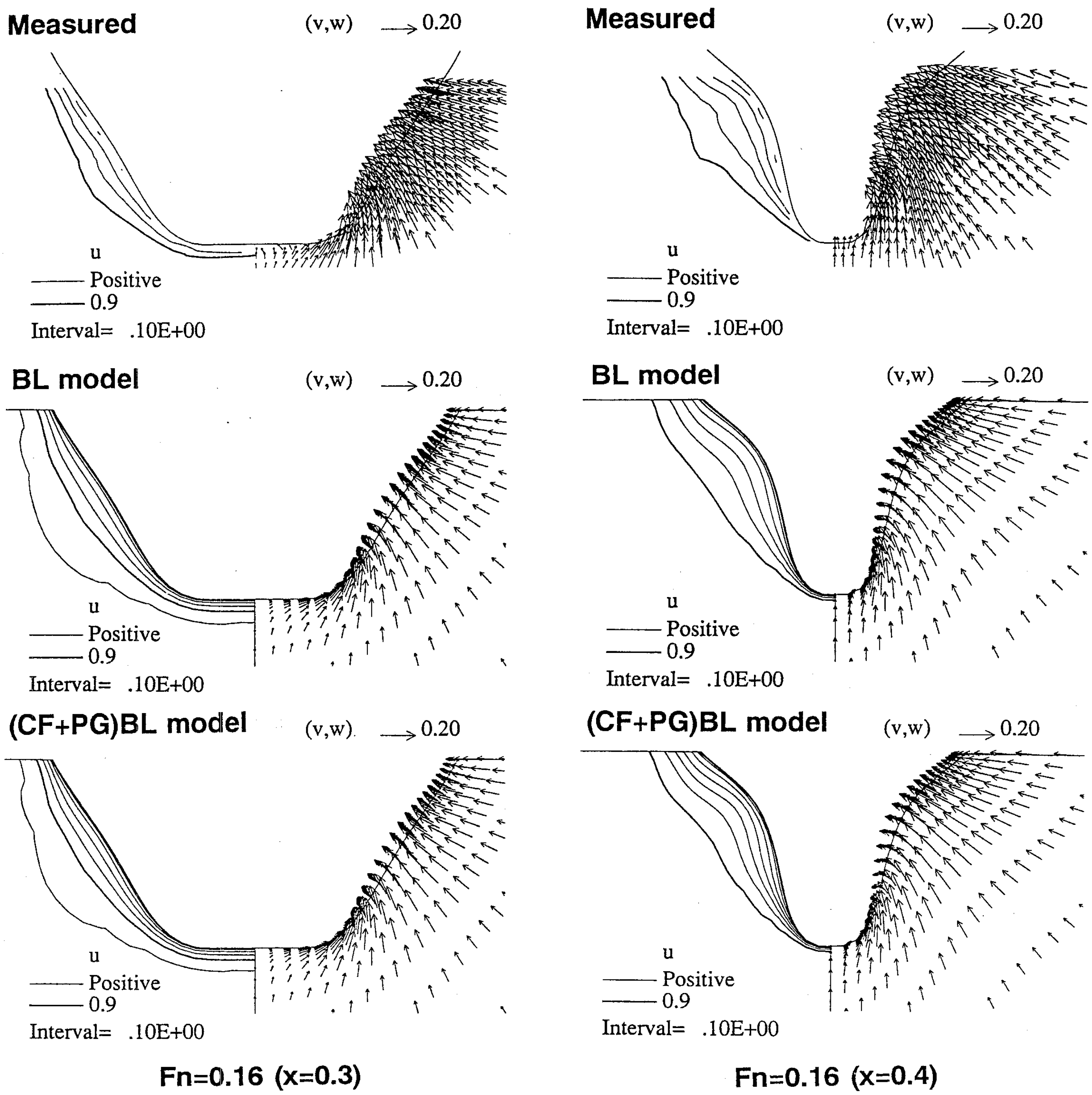

Fig. 10 Comparison of computed and measured wake and cross flow

正勾配の修正効果により，多少縦渦が強く計算されるため，u コンターのくびれが実験に接近する。

4.3 粘性抵抗の計算結果

三種類の格子と二種類の乱流モデルによる，Series 60 船型モデルの船体粘性抵抗の計算と実験結果を比較する。

Table 1 に船体粘性抵抗の全ての計算と実験結果を示す。前述のとおり実験と計算のフルード数，レイノルズ数に若干差がある。計算と実験の抵抗係数を比較すると以下の通りである。

低フルード数の場合(Fn=0.16)，粗格子による C_f は前述のとおり精度が悪く，密格子や移行格子による計算値と比較すると粗格子による値がずいぶん小さい。乱流モデルの違いにより比較すると，BL モデルの値より (CF+PG) BL モデルの値の方が小さくなる。C_p を格子に関して比較すると，定性的には C_f と同様の傾向を示すが，乱流モデルに関して比較すると，BL モデルによる値より (CF+PG) BL モデルによる値の方が逆に大きくなる。したがって，C_f と C_p の和で表される C_t を格子に関して比較すると，定性的には C_f や C_p と同様の傾向を示すのに対し，乱流モデルに関して比較すると，BL モデルより (CF+PG) BL モ

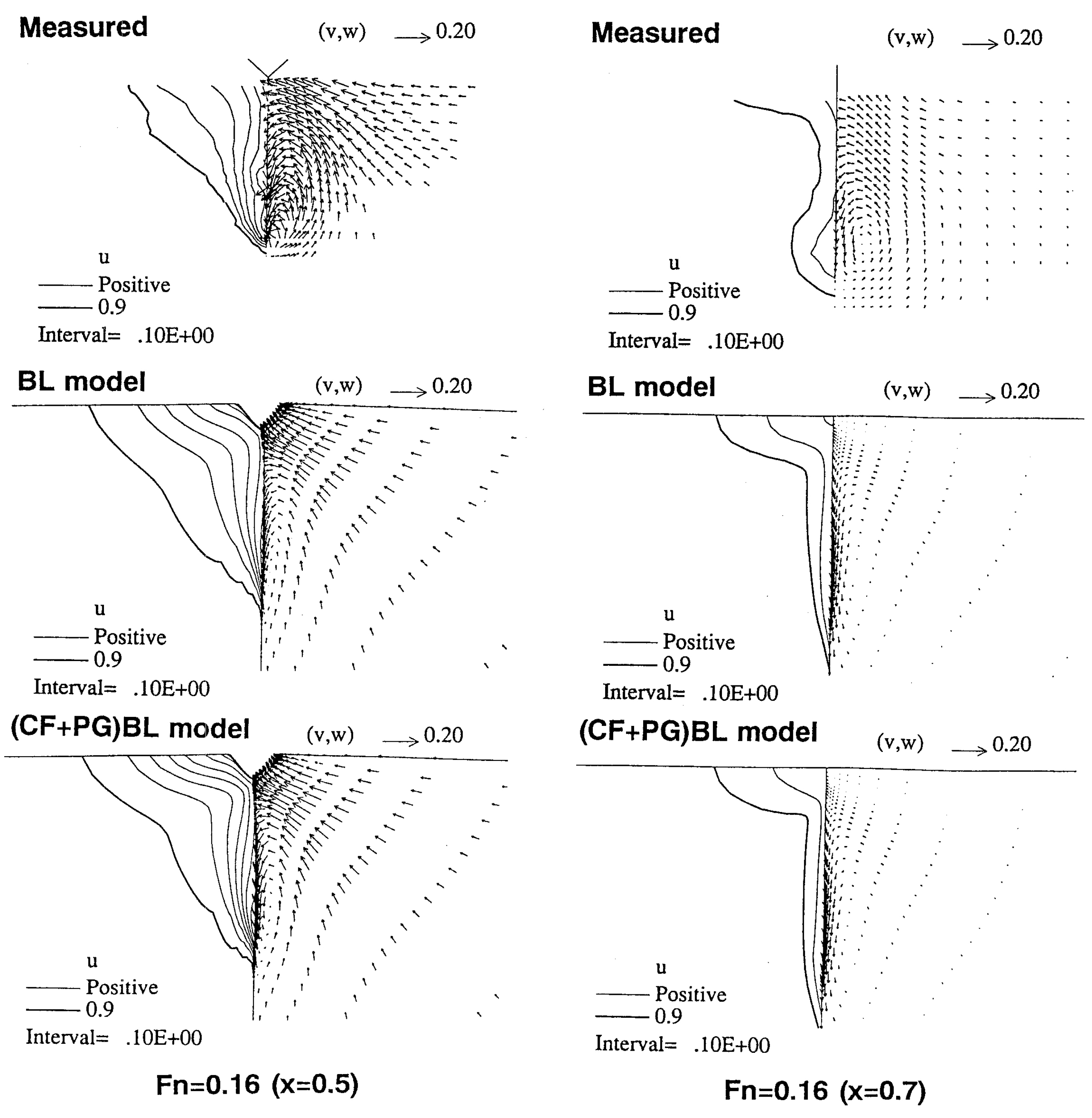

Fig. 10 Comparison of computed and measured wake and cross flow (continued)

デルの値の方が小さく，実験値と比較するとBLモデルのほうが実験値に近くなる。

高フルード数の場合（$Fn=0.316$），密格子による計算は加速終了直後，解が発散し，計算を続行することができなかったので記述していない。乱流モデルで比較すると，C_f は低フルード数の場合と同様にBLモデルより（CF＋PG）BLモデルの値の方が小さい。しかし，C_p は低フルード数の場合と逆に，(CF＋PG)BLモデルの値の方が極く僅かだけ小さくなった。したがって，船体全抵抗係数 C_t は低フルード数の場合と同様にBLモデルより（CF＋PG）BLモデルの値の方が小さい。実験値と比較すると，両乱流モデルの値とも実験値より大きくなるが，BLモデルのほうが実験値に近い。

5. 結　　論

Navier-Stokes方程式を解く模型船周りの造波粘性流場の数値計算法の若干の検定と改良を行い，Wigley船型モデルより少し肥えたSeries 60（$C_B=0.6$）船型モデルを供試船に用い，計算した結果から次の主な結論を得た。

1.　Wigley船型モデルより少し肥えたSeries 60（$C_B=$

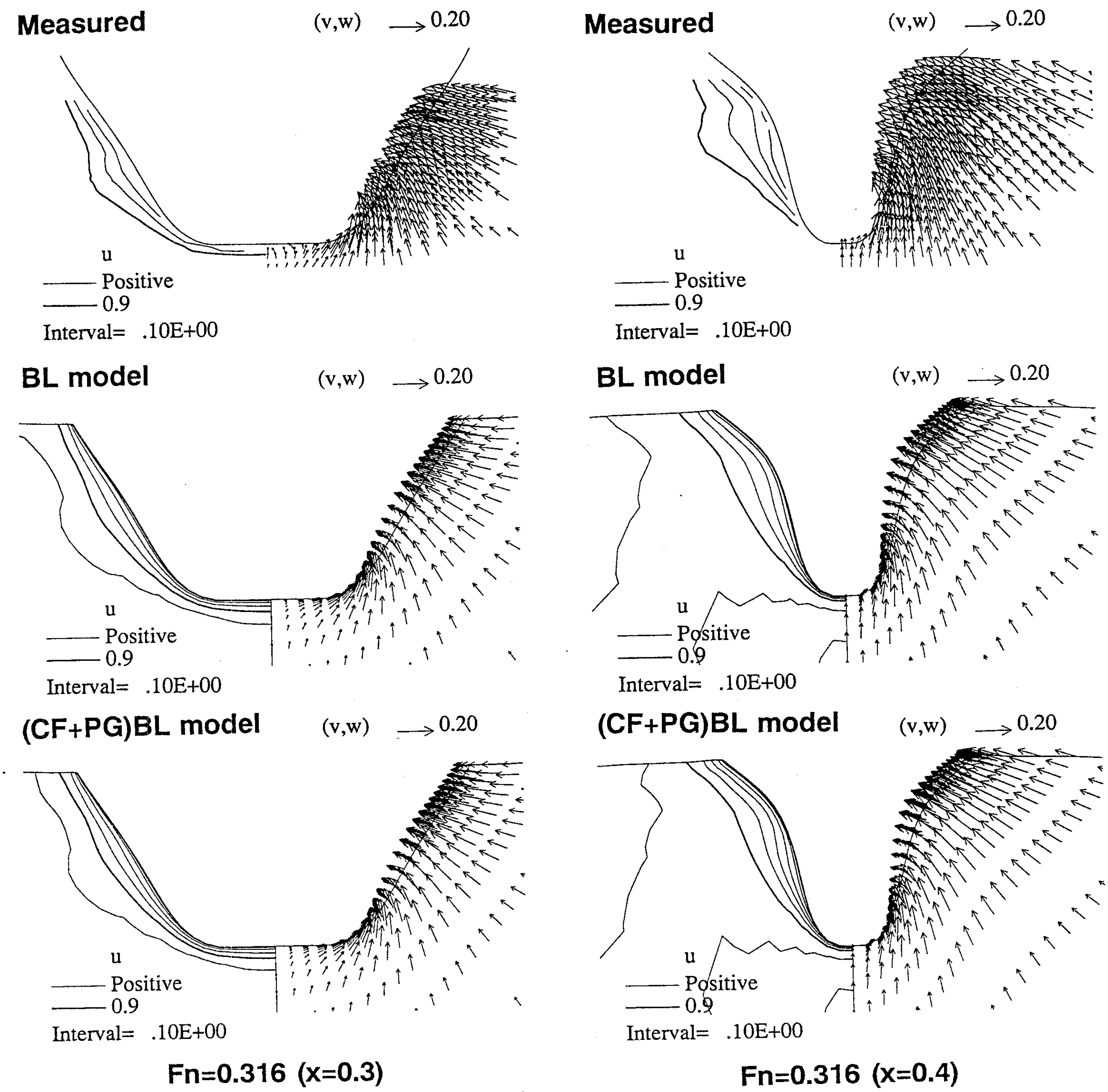

Fig. 10 Comparison of computed and measured wake and cross flow (continued)

0.6)船型モデルにおいても，高精度な船体抵抗係数の推定が可能であることを確認した。

2. 粗い格子で自由表面波の計算を促進した後，密な格子に移行して詳細な粘性流場を計算する方法が有効である。

3. Baldwin-Lomax 乱流モデルに強制減衰モデルと圧力勾配の修正モデルを導入した，修正 Baldwin-Lomax 乱流モデル((CF+PG) BL モデル)による造波粘性流場の計算が，伴流分布等の船尾粘性流場のシミュレーションに，より有効である。

4. 計算と実験の船側波形はよく一致するが，船体から離れ伝播する計算波は減衰が大きく，波紋のシミュレーションは必ずしも良好とは言えない。特に低フルード数でこの現象が著しい。

将来の研究課題として VLCC 等大型肥大船を含む数多くの船舶への本計算方法の適用性，4.で記述した波紋計算の高精度化，自由表面境界条件の厳密化など，特に砕波を含む自由表面計算法の高度化を発展させる所存である。

最後に，本研究は日本造船研究協会の SR 222 研究部会の一部として行われた。委員長の梶谷尚熊本工業大学教授，代表幹事の明石技術研究所の野澤和男博士をはじめ委員各

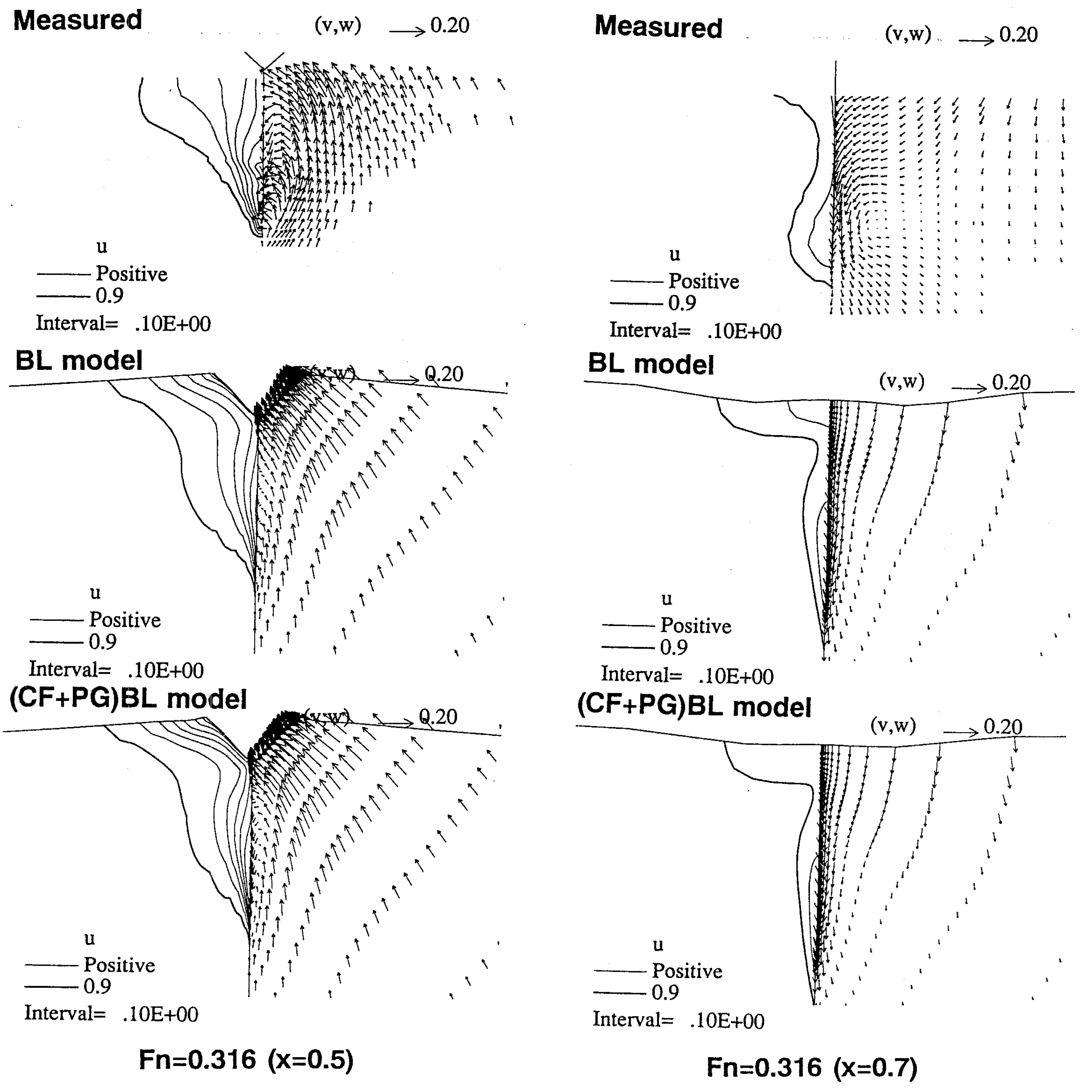

Fig. 10 Comparison of computed and measured wake and cross flow (continued)

Table 1 Comparison of computed and measured ship resistance coefficients

Series60 (CB=0. 6) model										
Case	Condition	Fn	Rn*10^{-6}	Model	Grid	Time(T)	Cf$_0$*10^2	Cf*10^2	Cp*10^2	Ct*10^2
1	Measured	0.1544	2.0587				.4031			.4563
2	Computed	0.16	2.0	BL model	Finer	10.0	.3872	.3885	.0298	.4183
3					Coarser	10.5	.3872	.2216	.0182	.2398
4					Shifted	11.0	.3872	.3952	.0324	.4276
5				BL(CF+PG) model	Finer	10.0	.3872	.3697	.0356	.4053
6					Coarser	10.5				
7					Shifted	11.0	.3872	.3774	.0368	.4142
8	Measured	0.3089	4.1175				.3522			.5959
9	Computed	0.316	4.0	BL model	Finer	(Failed)				
10					Coarser	10.5	.3423	.1311	.2717	.4028
11					Shifted	11.0	.3423	.3539	.2873	.6412
12				BL(CF+PG) model	Finer	(Failed)				
13					Coarser	10.5				
14					Shifted	11.0	.3423	.3346	.2860	.6206

位の貴重な討論，励ましに謝意を表する。次に，計算結果の後処理において，グラフィックス表示のプログラムと有益な議論を頂いた運輸省船舶技術研究所の日野孝則博士に感謝の意を表する。

参 考 文 献

1) 塩谷茂明, 児玉良明：Wigley 模型周りの自由表面流の数値計算, 西部造船会会報, 第 90 号 (1995), pp. 43-56.
2) Shiotani S. and Kodama Y.: Numerical Simulation of Viscous Flows with Free-Surface around a Ship Model, Computational Mechanics '95 Theory and Applications, Proceedings of the International Conference on Computational Engineering Science, Springer (1995), pp. 838-843.
3) 日本造船研究協会：第 222 研究部会「大型肥大船船尾流場推定法の高度化」報告書（第 1 年度), 社団法人日本造船研究協会 (1994), pp 33-44.
4) 日本造船研究協会：第 222 研究部会「大型肥大船船尾流場推定法の高度化」報告書（第 2 年度), 社団法人日本造船研究協会 (1995), pp. 5-19.
5) 日本造船研究協会：第 222 研究部会「大型肥大船船尾流場推定法の高度化」報告書（第 3 年度), 社団法人日本造船研究協会 (1996), pp. 75-107.
6) 野澤和男, 児玉良明：船舶の流体力学性能と乱流問題, 第 27 回乱流シンポジウム, 日本流体力学会誌「ながれ」, 14 巻別冊 (1995), pp. 125-128.
7) 野澤和男, 児玉良明：CFD による船体流場の推定と設計への応用, 日本造船学会誌, Techno Marine, 第 806 号 (1996).
8) Tahara, Y. and Himeno, Y.: Application of Isotropic and Anisotropic Turbulence Models to Ship Flow Computation, 第 27 回乱流シンポジウム, 日本流体力学会誌「ながれ」, 14 巻別冊 (1995), pp. 129-132.
9) Toda, Y., Stern, F. and Longo, J.: Mean-Flow Measurements in the Boundary Layer and Wave Field of a Series 60 C_B=.6 Ship Model for Froude Numbers .16 and .316, IIHR Report No. 352 (1991), p. 182.
10) Kodama, Y.,: Generation of 2 D, 3 D and Surface Grids Using the Implicit Geometrical Method, AIAA Paper 95-0218 (1995).