
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 31 卷 第 1 號 1994 年 2 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 31, No. 1, February 1994

인수분해 음해법에 의한 3차원 Navier-Stokes 방정식의 계산

곽승현*

Calculation of 3-D Navier-Stokes Equations by an IAF Method by Seung-Hyun Kwag*

요 약

항공유체의 계산에 주로 사용되는 음해법의 하나인 IAF (Implicit Approximate Factorization) 법을 이용해 3차원 Wigley 선형 주위의 자유표면파 및 점성유동장을 해석하였다. IAF 법을 사용함으로써 기존 Euler 양해법의 계산 시간을 50% 이상 감소시키는데 성공하였다. 수치기법으로 국부 선형화와 Euler 음해법을 사용하였으며 artificial viscosity의 생성을 위한 압력 구배항은 사용하지 않았다. 수치 계산은 Reynolds 수 10^6 , Froude 수 0.25, 0.289 및 0.316에 대하여 수행하였고 난류 모형으로는 Baldwin-Lomax 모형을 사용하였으며 주요 계산 결과로는 자유표면파 형상 및 속도 분포 등이었다. 본 연구에서는 그 중에서 자유표면파 형상에 대한 계산 결과를 실험값 및 Euler 양해법을 사용한 결과와 각각 비교 검토하였다.

Abstract

The three-dimensional incompressible Navier-Stokes equations are solved to simulate the flow field around a Wigley model with free-surface. The IAF (Implicit Approximate Factorization) method is used to show a good success in reducing the computing time. The CPU time is almost an half of that if the IAF method were used. The present method adopts the local linearization and Euler implicit scheme without the pressure-gradient terms for the artificial viscosity. Calculations are carried out at the Reynolds number of 10^6 and the Froude numbers are 0.25, 0.289 and 0.316. For the approximations of turbulence, the Baldwin-Lomax model is used. The resulting free-surface wave configurations and the velocity vectors are compared with those by the explicit method and experiments.

발 표 : 1992년도 대한조선학회 추계연구발표회(1992. 11. 14)

접수일자 : 1992년 12월 15일, 재접수일자: 1993년 7월 19일

* 정회원, 현대중공업(주) 선박해양연구소

1. 서 언

IAF 법은 압축성 유체에 대한 N-S(Navier-Stokes) 방정식을 유한차분법으로 풀 수 있게 제안된 수치기법으로 Beam and Warming[1]에서 시작되었다. 이 방법의 특징으로는 공간 미분 연산자를 인수분해 함으로서 고차 미분항의 계산을 간단히 해 주어 계산시간을 줄일 수 있다는 것과 수치적인 기법의 안정성이 보장되어 CFL 조건 및 그에 따른 시간 증분의 제한 문제 등의 배제를 들 수 있다. 시간 미분을 근사 인수분해하면 Euler 음해법으로 근사하고 비선형 항들은 부분 선형화한 편미분 방정식을 상미분 방정식으로 바꾼다. 이와 같은 인수분해(factorization)는 3차원 문제의 경우 계산 시간을 상당히 단축할 수 있는 장점 때문에 항공분야의 압축성 유체에 대해서는 상당히 많은 적용이 이루어진 상태로 Shang[2]은 N-S 방정식을 풀어 Wing-body에 대한 계산을 수행했으며 Shang, Hankey and Petty[3]는 3차원 층류-천이-난류 흐름을 해석했고 Shang and Hankey[4]는 3차원 모서리에 대해서 N-S 방정식을 풀어 비압축성 모서리 유동에서의 점성 및 비점성의 강한 상호 효과를 계산하는데 성공했다. 비압축성 유체에 압력에 관한 미분항을 추가시킴으로서 연속방정식에 의사압축(pseudo-compressibility) 항을 인위적으로 넣어서 계산하는 방법과는 상이하게, 본 논문은 Kohara[5]의 2차원 계산 방법을 3차원으로 확장하여 수치 계산을 수행한 것으로 선형 설계에의 적극적인 응용을 목표로 하여 Wigley 선형주위의 점성유동장을 자유표면을 고려하여 3차원 IAF법으로 계산한 것이다.

기존의 Euler 양해법에서는 높은 Reynolds수의 계산에 있어서 매우 작은 격자 간격이 필요하며 수치 안정성을 위해서는 이에 부응하는 아주 작은 시간 증분이 요구되기 때문에 계산 시간이 상당히 길어질 수밖에 없다[6]. 그러나 IAF 법을 사용할 경우 수치기법의 안정성이 향상되므로 시간 증분 Δt 를 크게 할 수 있고 결국 이산화된 방정식은 블록 펜터 다이어고널 행렬로 풀어서 쉽게 계산할 수 있었다. 이 경우에 난류 모형의 사용은 Euler 양해법과 별 변동 없이 적용되었다.

본 논문의 계산에서는 Reynolds수는 10^6 , Froude 수는 0.25, 0.289 및 0.316 이었고 난류모형으로는 Baldwin-Lomax의 대수 모형을 사용하였고, 계산결과를 Euler 양해법 및 실험 값과 각각 비교하였다.

2. 수치해법

2.1 기초 방정식

비압축성 유체에 대한 N-S 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{Re} \nabla^2 u - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{1}{Re} \nabla^2 v - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{Re} \nabla^2 w - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (1)$$

위 식들은 특성 길이 L' , 속도 C' 등으로 무차원화된 것으로 기호 " ' " 이 차원이 있는 물리량을 뜻한다고 하면 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\begin{aligned}u &= \frac{u'}{C'}, v = \frac{v'}{C'}, w = \frac{w'}{C'} \\ x &= \frac{x'}{L'}, y = \frac{y'}{L'}, z = \frac{z'}{L'} \\ P &= \frac{P'}{\rho' C'^2}, t = \frac{t'}{L'/C'}\end{aligned}\quad (2)$$

여기서 ρ' 는 밀도, Re 는 Reynolds 수, Fn 는 Froude 수이며, ϕ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\phi = P + \frac{z}{Fn^2}\quad (3)$$

무차원화 된 연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0\quad (4)$$

위 식들을 1차의 전진 차분법을 사용하여 이산화하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}\frac{u^{n+1}}{\Delta t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} &= E \\ E &= \frac{u^n}{\Delta t} + \frac{1}{Re} \nabla^2 u - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{v^{n+1}}{\Delta t} + \frac{\partial \phi}{\partial y} &= F \\ F &= \frac{v^n}{\Delta t} + \frac{1}{Re} \nabla^2 v - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (5)$$

$$\frac{w^{n+1}}{\Delta t} + \frac{\partial \phi}{\partial z} = G$$

$$G = \frac{w^n}{\Delta t} + \frac{1}{Re} \nabla^2 w - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

여기서 E, F, G를 각각 x, y, z에 관하여 편미분을 수행하고 정리하면

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \nabla^2 \phi + \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial v^{n+1}}{\partial y} + \frac{\partial w^{n+1}}{\partial z} \right) \quad (6)$$

위의 식은 압력을 계산하는 Poisson 방정식으로 우변 끝항은 연속 방정식으로 압력을 보정해 주고 있다. 자유표면의 임의점(x, y)에서 수면 변위 η (t, x, y)는

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (7)$$

이 되므로 이로 부터 다음의 관계를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = w - u \frac{\partial \eta}{\partial x} - v \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (8)$$

2.2 IAF 법의 계산 방법

본 논문에서는 3차원 유동장의 수치 계산을 수행하였으나 IAF법의 이해를 위해서는 2차원의 방법만으로 충분하기 때문에 2차원의 수식으로 나열했고 난류 모형에 관한 항들은 Euler 양해법의 경우와 같기 때문에 표기를 생략하였다. Euler 양해법에 대한 수식과 계산 결과는 참고문헌[7]에 의한다. N-S 방정식을 비보존형 벡터로 표시하면

$$q_t + uq_x + wq_z = \frac{1}{Re} \nabla^2 q - H \quad (9)$$

여기서 q와 H는

$$q = \begin{bmatrix} u \\ w \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} \phi_x \\ \phi_z \end{bmatrix} \quad (10)$$

로서 이것은 속도와 압력항을 벡터로 표시한 것이다. 이것을 물체 적합 좌표계로 변환하면

$$\begin{aligned} \xi &= \xi(x, z, t) \\ \zeta &= \zeta(x, z, t) \\ t &= t \end{aligned} \quad (11)$$

로 되고 수학적으로 정리하면 다음이 된다.

$$q_t + Uq_\xi + Wq_\zeta = \frac{1}{Re} \nabla^2 q - H' \quad (12)$$

여기서 U와 W는 contravariant 속도 성분이고 H'은 H를 (ξ, ζ)로 표시한 것이다.

$$\begin{aligned} U &= \xi_t + u\xi_x + w\xi_z \\ W &= \zeta_t + u\zeta_x + w\zeta_z \\ H &= \begin{bmatrix} \phi_\xi \xi_x + \phi_\zeta \zeta_x \\ \phi_\xi \xi_z + \phi_\zeta \zeta_z \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (13)$$

위의 지배방정식을 완전한 음해법으로 표시하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \frac{q^{n+1} - q^n}{\Delta t} + (Uq_\xi)^{n+1} + (Wq_\zeta)^{n+1} \\ = \frac{1}{Re} (\nabla^2 q)^{n+1} - H'^{n+1} \end{aligned} \quad (14)$$

단,

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= a_1 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + a_2 \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + a_3 \frac{\partial}{\partial \xi} + a_4 \frac{\partial}{\partial \zeta} + a_5 \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \zeta} \\ a_1 &= \xi_x^2 + \xi_z^2 & a_3 &= \xi_{xx} + \xi_{zz} \\ a_2 &= \zeta_x^2 + \zeta_z^2 & a_4 &= \zeta_{xx} + \zeta_{zz} \\ a_5 &= 2(\xi_x \zeta_x + \xi_z \zeta_z) \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, n, n+1은 시간 단계이며 (n+1) 시간 단계에서의 값은 미지수이다. 이 미지수를 선형화하고 2차 이상의 항들을 생략하면

$$\begin{aligned} U^{n+1} &= U^n + \frac{\partial U^n}{\partial q^n} \frac{\partial q^n}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \\ W^{n+1} &= W^n + \frac{\partial W^n}{\partial q^n} \frac{\partial q^n}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \\ q^{n+1} &= q^n + \frac{\partial q^n}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \\ \nabla^2 q^{n+1} &= \nabla^2 q^n + \nabla^2 \frac{\partial q^n}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (16)$$

과 같이 되며 대류항들에 대해서는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} (Uq_\xi)^{n+1} &= U^n q_\xi^n + U^n \frac{\partial q_\xi^n}{\partial t} \Delta t \\ &\quad + q_\xi^n \frac{\partial U^n}{\partial q^n} \frac{\partial q_\xi^n}{\partial t} \Delta t + Q_\xi^n (\Delta t^2) \\ (Wq_\zeta)^{n+1} &= W^n q_\zeta^n + W^n \frac{\partial q_\zeta^n}{\partial t} \Delta t \\ &\quad + q_\zeta^n \frac{\partial W^n}{\partial q^n} \frac{\partial q_\zeta^n}{\partial t} \Delta t + O(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (17)$$

또한 차분 개념을 사용하면

$$\begin{aligned} \Delta U^n &= \frac{\partial U^n}{\partial t} \Delta t = \frac{U^{n+1} - U^n}{\Delta t} \Delta t \\ &= U^{n+1} - U^n \\ \Delta W^n &= \frac{\partial W^n}{\partial t} \Delta t = \frac{W^{n+1} - W^n}{\Delta t} \Delta t \\ &= W^{n+1} - W^n \\ \Delta q^n &= \frac{\partial q^n}{\partial t} \Delta t = \frac{q^{n+1} - q^n}{\Delta t} \Delta t \\ &= q^{n+1} - q^n \end{aligned} \quad (18)$$

이 되고 기본 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta q^n}{\Delta t} &= U^n q_\xi^n + U^n \Delta q_\xi^n + q_\xi^n \frac{\partial U^n}{\partial q^n} \Delta q^n \\ &\quad + W^n q_\zeta^n + W^n \Delta q_\zeta^n + q_\zeta^n \frac{\partial W^n}{\partial q^n} \Delta q^n \\ &= \frac{1}{Re} (\nabla^2 q^n + \nabla^2 \Delta q^n) - H^n \end{aligned} \quad (19)$$

위의 식에서 H^n 로 근사하였는데 이것은 $(n+1)$ 시간 단계에서의 해를 얻을 수 없기 때문이다. 상기 방정식의 좌변 제 4항 및 제 7항을 근사적으로 인수분해를 수행하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} q_\xi^n \frac{\partial U^n}{\partial q^n} \Delta q^n &= \frac{\partial q_\xi^n}{\partial \xi} \frac{\partial U^n}{\partial q^n} \Delta q^n = \frac{\partial U^n}{\partial \xi} \Delta q^n \\ &= U_\xi^n \Delta q^n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_\zeta^n \frac{\partial W^n}{\partial q^n} \Delta q^n &= \frac{\partial q_\zeta^n}{\partial \zeta} \frac{\partial W^n}{\partial q^n} \Delta q^n = \frac{\partial W^n}{\partial \zeta} \Delta q^n \\ &= W_\zeta^n \Delta q^n \end{aligned} \quad (20)$$

Δq^n 에 관해 좌변을 정리하고 나머지 항을 모두 우변으로 이동하여 인수 분해를 수행하면

$$\begin{aligned} &\left[I + \Delta t \left\{ U_\xi^n + \left(U^n - \frac{a_3}{Re} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{a_1}{Re} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right\} \right] \\ &\left[I + \Delta t \left\{ W_\zeta^n + \left(W^n - \frac{a_4}{Re} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{a_2}{Re} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right\} \right] \Delta q^n = \Delta t Q^n \\ Q^n &= - \left(U^n q_\xi^n + W^n q_\zeta^n \right) + \frac{1}{Re} \left(a_1 q_{\xi\xi}^n + a_2 q_{\zeta\zeta}^n + \right. \\ &\quad \left. a_3 q_{\xi\xi}^n + a_4 q_{\zeta\zeta}^n + a_5 q_{\xi\zeta}^n + a_5 \Delta q_{\xi\xi}^{n+1} \right) - H^n \end{aligned} \quad (21)$$

여기서 Q^n 의 식에 있는 Δq^n 은 n 시간 단계의 값이므로 계산이 불가하기 때문에

$$\Delta q_{\xi\xi}^n = \Delta q_{\xi\xi}^{n-1} + O(\Delta t^2) \quad (22)$$

로서 근사하여 $(n-1)$ 시간 단계의 값을 사용하였다. 결국 IAF 방법을 통해서 인수분해를 할 경우 편미분 방정식이 각각 분리되어 2개의 미분 방정식으로 표현이 가능하였다.

$$\begin{aligned} &\left[I + \Delta t \left\{ U_\xi^n + \left(U^n - \frac{a_3}{Re} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{a_1}{Re} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right\} \right] \Delta q^{*n} = \Delta t Q^n \\ &\left[I + \Delta t \left\{ W_\zeta^n + \left(W^n - \frac{a_4}{Re} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{a_2}{Re} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right\} \right] \Delta q^n = \Delta q^{*n} \end{aligned} \quad (23)$$

계산 알고리즘을 간단히 설명하면, 본 계산 기법에서는 압력 구배항을 인위적으로 부가시키지 않고 단지 속도 및 압력을 벡터 표시화 하여 block 대각행렬을 만들어 각 방향으로 sweep하여 풀어 가는 방법을 사용하였다. 이 방법은 양해법의 계산과 비교하면 계산상의 효율이 무척 높는데 이것은 행렬의 계산이 3차원 속도를 동시에 풀어낼 수 있기 때문이다. 본래의 IAF 법과의 차이점은, 본 계산에서는 압력항의 계산에서는 종래의 양해법을 그대로 적용했고 따라서 Poisson 방정식에 의해 반복 계산을 수행하는 것이다. 대류항에 대해서는 3차 풍상 차분법을 사용했으며 속도 sweep에서는 5중 대각 행렬을 구성하여 ξ , η 및 ζ 방향으

로 차례로 해를 얻었다.

2.3 격자생성 및 경계조건

격자생성은 우선 자유표면의 움직임이 가장 쉬운 H-H 형태를 택하였다. 수치 계산으로는 기하학적 방법을 사용하였고 직교성, 곡률도 등을 고려하여 가능한 한 선수 및 선미부근에서 부족한 격자수에 의한 자유표면 생성에의 영향을 덜 받게 하였다. 각 단면에 적용된 경계조건은 다음과 같다.

상류경계면:

$$u = 1, v = 0, w = 0 \text{ and } p = 0$$

$$\Delta u = \Delta v = \Delta w = 0$$

하류경계면:

$$u_{\xi} = v_{\xi} = w_{\xi} = p_{\xi} = 0$$

$$\Delta u_{\xi} = \Delta v_{\xi} = \Delta w_{\xi} = \Delta p_{\xi} = 0$$

대칭면:

$$u_{\eta} = v_{\eta} = w_{\eta} = p_{\eta} = 0$$

$$\Delta u_{\eta} = \Delta v_{\eta} = \Delta w_{\eta} = \Delta p_{\eta} = 0$$

선체표면:

$$u = v = w = 0, p_{\xi} = 0$$

$$\Delta u = \Delta v = \Delta w = 0, \Delta p_{\xi} = 0$$

자유표면:

$$h_t + U h_{\xi} + V h_{\eta} - W = 0$$

$$\text{and } p = p_a \text{ on } \tau = h$$

그 이외에 특별히 명시되지 않은 경계는 zero gradient 조건을 사용 하였다.

3. 계산 결과 및 검토

3.1 계산 조건

음해법을 3차원 계산에 적용시키기 위해서 수학적 인 선형인 Wigley 모형을 택하였다. IAF법에 의한 계산에 사용된 격자 시스템은 Euler 양해법의 것과 동일한 H형 격자계를 택하였으며 계산영역 및 최소 벽간격, 격자수는 모두 동일한 조건 하에서 계산을 수행하였다. 격자수는 74×29×19 를 사용했고, 영역은 -0.7≤x/l≤1.5, y/l≤0.5, 깊이 방향으로 -0.1745≤z≤0으로 정하였다. 계산은 좌우 대칭으로 가정해서 half domain에서만 수행하였고 초기 조건으로는 압력 및 속도가 zero 상태에서부터 가속되게끔 하였다. 계산의 정확성을 비교하기 위해서 Reynolds 수는 10⁶에서 했고 Froude 수는 0.25, 0.289 및 0.316에서 수행하였다. 수치 계산에서 사용된 시간 간격은 IAF 법

에서는 0.002, Euler 양해법에서는 0.0005로서 결과적으로 IAF법의 경우 4배로 확대하여 수행하였다.

3.2 계산 결과 및 검토

Fig.1은 Wigley 모형 주위의 유동을 IAF 법을 사용하여 계산한 결과로서 Froude 수 0.316에서의 시간에 따른 자유표면 파고 등고선인데 무차원 시간 t=3.0 부근에서 거의 수렴이 된 것으로 나타났다. 이것은 마찰저항 및 압력저항 계수를 계산함으로써 확인할 수 있었다. Fig.2는 계산 방법에 따른 저항 계수의 변화를 비교한 것인데 같은 Reynolds 수에서 Schoenherr 마찰 저항 계수와 비교할 경우에는 IAF 법이 오히려 잘 맞았다. 그러나 압력저항은 실험값이 없어서 비교가 곤란하였다. IAF법의 속도 계산에서는 3개의 미분 방정식을 연속해서 처리하는 과정에서 수치 error가 발생한 것으로 압력에 미소한 차이를 만든 것이 반복 계산에 의해 누적되는 결과를 초래하고, 더구나 경계 조건의 처리가 수치적으로 복잡하기 때문에 불충분한 격자로서 IAF의 계산 결과를 양해법과 일치시키기 어렵다. Fig.3은 계산된 파고의 정확성을 검토하기 위하여 IAF 법의 결과를 Euler 양해법 및 실험치와 비교한 것이다. Froude 수 0.289에서 음해법의 계산 결과와 양해법의 결과를 비교해 볼 때 선수와 및 선미 파 모두 비슷한 결과를 보여주고 있다. 실험 결과와는 Reynolds 수가 일치하지 않기 때문에 정량적인 비교가 어렵지만 phase 및 파고의 높 낮이가 정성적으로 타당성이 있는 것으로 나타났다. Fig.4는 Froude 수가 0.25의 계산 결과를 시간의 흐름에 따라 보여준 것이다. 선수미 파고가 뚜렷이 보여지고 있다. Fig.5는 횡단면에서의 속도 분포를 나타낸 것이다. AP 부근에서 vortical 운동이 뚜렷이 나타나고 있다. 점성유동의 영역인 선미 부근에서 속도 분포를 정확히 계산하는 것은 중요한 과제로 있지만 본 계산에서는 사용된 격자가 복잡한 유체현상을 완전히 포착할 수 있도록 조밀하지 못하고 또 벽법칙의 적용 등 선미 부근에서 불명확한 요소들이 상당히 내재해 있다. 압력저항 계수가 양해법과 차이가 나는 것도 근본적인 원인으로 선미 부분의 모호한 요소들이 원인이 되는 것 같다. Fig. 6은 자유표면상의 속도 분포인데 두 방법 모두 벽법칙을 사용하였다. 계산결과에는 뚜렷한 차이를 보이지 않았다.

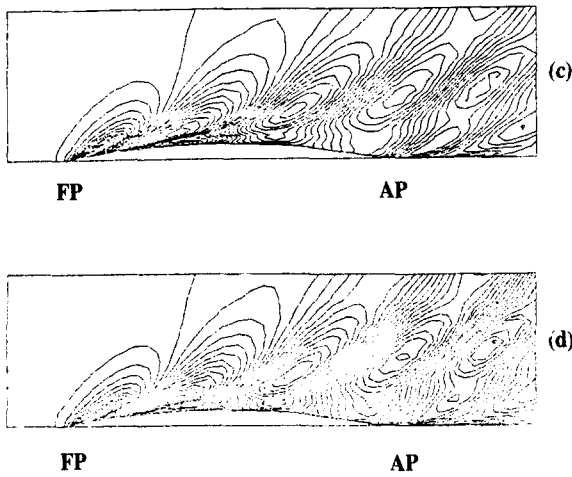
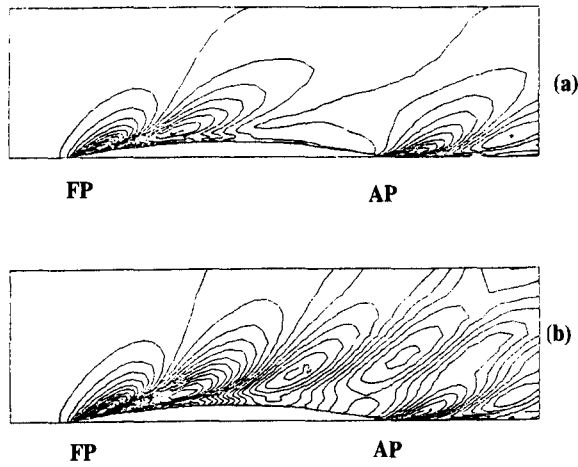


Fig.1 Time history of wave contours at $Fn=0.316$
 (a) $T=1.0$ (b) $T=2.0$ (c) $T=2.5$ (d) $T=3.0$

위의 여러 계산 결과들을 고려해 볼 때 IAF 법이 양해법 보다도 정성적으로 결코 나쁘지 않음을 알 수 있다. 그러나 계산 방법상 음해법은 unconditionally stable 하기 때문에 수치 계산상 시간 간격을 4배로 크게 할 수 있었고 이에 따른 결과로 소요되는 계산 시간이 50% 이상 절감될 수 있었다. 이것은 설계상 실선의 높은 Reynolds 수에서 N-S 방정식을 풀 때 소요되는 막대한 계산시간을 고려할 때 상당한 결과로 생각된다.

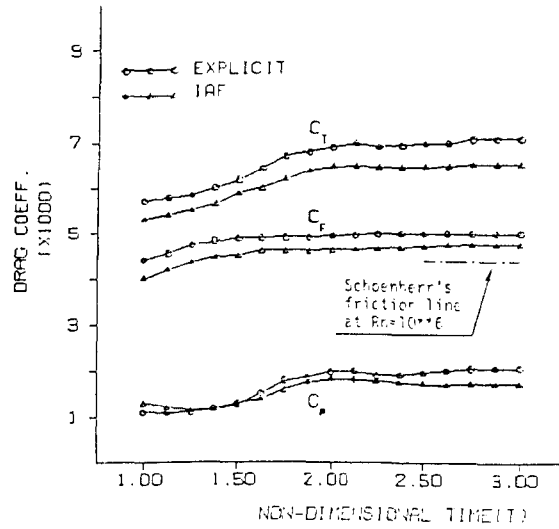


Fig.2 Non-dimensional drag coefficients at $Fn=0.316$

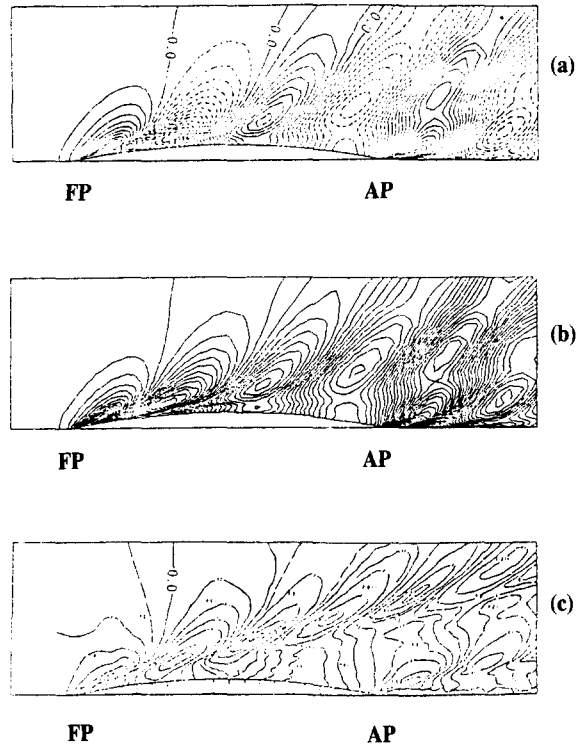


Fig.3 Free-surface wave contours at $Fn=0.289$
 (a) explicit (b) implicit (c) experiment

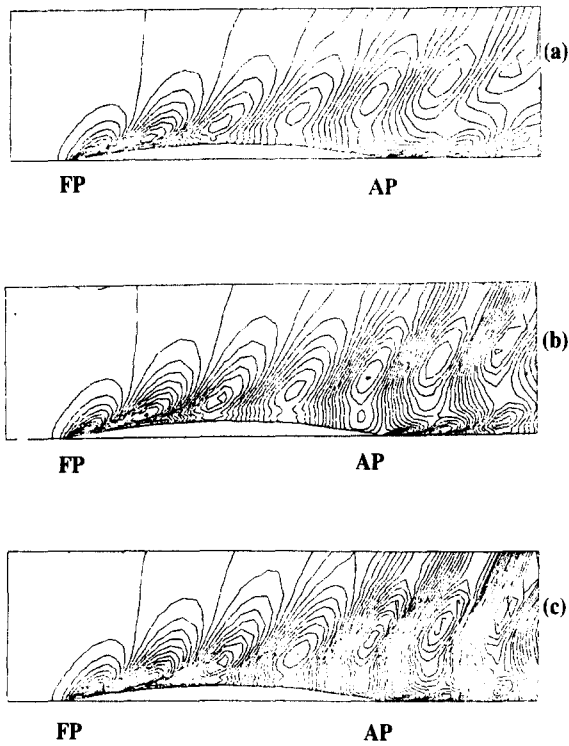


Fig.4 Time history of wave contour at $Fn=0.25$
(a) $T=1.0$ (b) $T=2.0$ (c) $T=3.0$

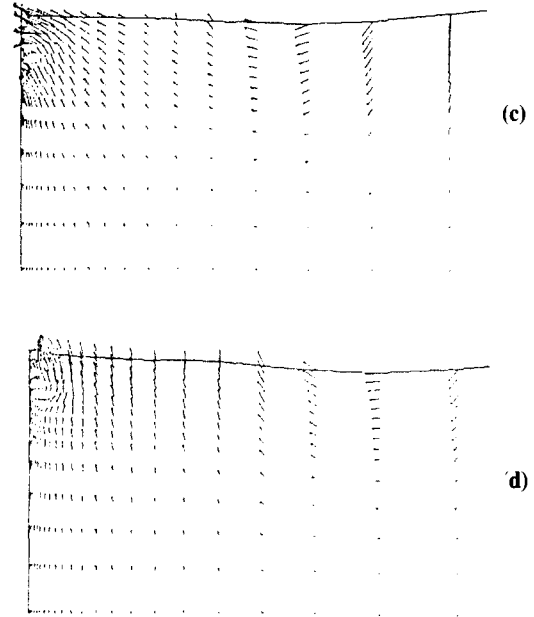
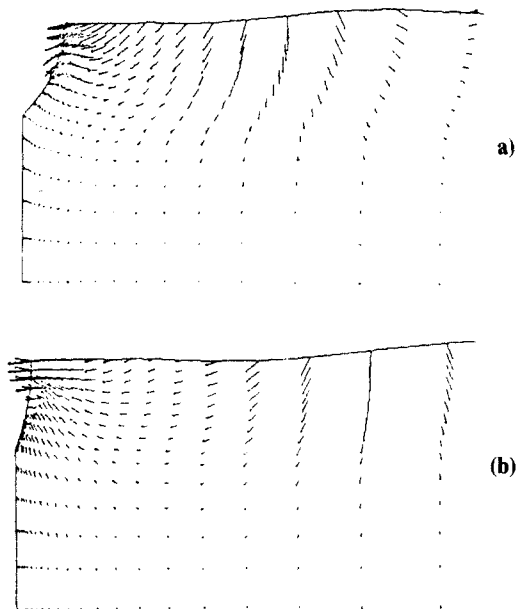


Fig.5 Velocity vector in longitudinal sections
at $Fn=0.316$ (a) $x/L=0.84$ (b) $x/L=0.94$
(c) $x/L=1.00$ (d) $x/L=1.06$

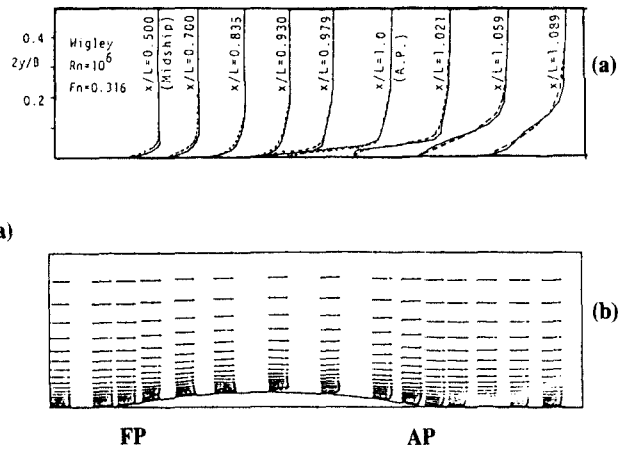


Fig.6 (a) Velocity profile near the hull surface
(— :explicit,:IAF)
(b) Perspective velocity vector on free-surface at
 $Fn=0.316$

4. 결 론

- (1) 3차원 N-S 방정식을 IAF 법을 적용하여 수치 계산하였다. 적용 대상 선형으로 Wigley 모형을 선정하여 자유표면의 파고 및 속도 분포 등을 계산한 후 기존의 Euler 양해법 및 실험 결과와 비교하였다.
- (2) 본 연구에서 개발한 IAF 법을 적용한 결과 수치적인 안정성과 수렴도의 개선이 있었고 해의 정확도를 무차원 시간에 따른 자유수면의 생성 과정으로 나타내어 검토 하였다. 수치 처리에서 계산 시간 간격을 확대할 수 있었기 때문에 계산 시간이 Euler 양해법에 비하여 약 50% 이상 절감되었다.
- (3) 본 연구의 방법이 선미와 같은 복잡한 선형에 적용될 경우 점성유동장의 계산에 소요되는 막대한 비용 및 시간을 절감시킬 수 있으며 이것은 선형 설계에 큰 도움을 주게 될 것이다.

참 고 문 헌

- [1] Beam, R.M. and Warming, R.F., "An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal* Vol.16, No.4, pp.393-402, April 1978.
- [2] Shang, J.S., "Numerical Simulation of Wing-Fuselage Aerodynamic Interaction", *AIAA Journal*, Vol.22, No.10, pp.1345-1353, Oct. 1984.
- [3] Shang, J.S., Hankey, W.L. and Petty J.S., "Three Dimensional Supersonic Interacting Turbulent Flow Along a Corner", *AIAA Journal*, Vol.17, No.7, pp.706-713, Article No.78-1210.
- [4] Shang, J.S., Hankey W.L., "Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations for a Three-Dimensional Corner", *AIAA Journal*, Vol.15, No.11, pp.1575-1582, Nov.1977.
- [5] Kohara, S., Mori, K. and Doi, Y., "On Improvements in Efficiency for Finite Differential Calculation of Free-Surface Waves", *Second Symposium on Numerical Fluid Dynamics*, pp. 619-622, Tokyo, 1988.
- [6] Kwag, S.H., Mori, K. and Shin, M., "Numerical Computation of 3-D Free Surface Flows by N-S Solver and Detection of Sub-Breaking", *Jour. Soc. Naval Arch of Japan*, Vol.166, pp.9-16, 1989.
- [7] Kwag, S.H., "Simulation of Viscous Flows with Free-Surface around an Advancing Ship", the Spring Meeting of the Society of Naval Architects of Korea, 1992