

# 전진 동요하는 잠수구에 의한 비선형 조파문제의 시간영역 해석 Time Domain Analysis of Nonlinear Wave-Making Problems by a Submerged Sphere Oscillating with Forward Speed

하영록 · 배성용  
Y. R. Ha and S. Y. Bae

(접수일 : 2010년 11월 5일, 수정일 : 2010년 11월 10일, 채택확정 : 2010년 11월 16일)

**Key Words** : Time Domain Analysis(시간영역 해석), Wave-Making Problems(조파문제), Free-Surface Waves (자유표면 파), Hydrodynamic Forces(동유체력), Critical Resonance Frequency(임계 공진 주파수), High-Order Spectral/Boundary Element Method(고차 스펙트럴/경계요소법)

**Abstract** : In this study, the topics for free-surface wave simulation, nonlinear hydrodynamic force, and the critical resonance frequency of so-called  $\tau = U\omega/g = 1/4$  are discussed. A high-order spectral/boundary element method is newly adapted as an efficient numerical tool. This method is one of the most efficient numerical methods by which the nonlinear gravity waves can be simulated and hydrodynamic forces also can be calculated in time domain. In this method, the velocity potential is expressed as the sum of surface potential and body potential. Then, surface potential is solved by using the high-order spectral method and body potential is solved by using the high-order boundary element method. By the combination of these two methods, the wave-making problems by a submerged sphere oscillating with forward speed under the free-surface are solved in time domain.

## 1. 서 론

자유표면 유동을 효율적으로 계산하기 위한 새로운 수치해법으로서 잠수체에 의한 조파현상을 시간영역에서 다룰 수 있는 3차원 고차 스펙트럴/경계요소법(High-Order Spectral/Boundary Element Method)이 개발된 바 있다<sup>1,2)</sup>. 이 수치해법은 비선형 자유표면파는 파포텐셜(wave potential)로 나타내고, 물체에 의한 경계조건은 새롭게 도입한 물체포텐셜(body potential)을 구하여 만족시키는 방법이다. 이때, 파포텐셜의 수치계산은 고차 스펙트럴법을 이용하고, 물체포텐셜의 수치계산은 고차 경계요소법을 이용하여 3차원의 비선형 조파현상을 시간영역에서 다룰 수 있도록 개발된 수치해법이다. 이 방법은 자유표면 요소수를 N이라 할 때 그 계산량이 NlogN에 비례(N이 클 때는 거의 선형적으로 비례)하여 증가하므로 기존의 수치해법들인 경계요소법, 유한

요소법, 유한차분법 등 보다 매우 효율적인 수치해법이라 할 수 있다.

한편, 선박의 내항성연구에 있어서 임계 공진 주파수(critical resonance frequency)라고 불리우는  $\tau = U\omega/g = 0.25$ 에 관련된 현상들이 중요하게 다루어지고 있다. 특히 종횡비가 큰 선체형상을 다루는 선형화된 문제에 있어서는 2차원 및 3차원 어떠한 경우에서라도 임계 공진 주파수인  $\tau = 0.25$ 에서 해가 발산하는 것으로 알려져 있고,  $\tau < 0.25$ 인 아임계 주파수에서의 경우도 정확한 동유체력 계산 값을 도출하기가 힘든 것으로 알려져 있다<sup>3)</sup>. 선형해석에 있어서의 이러한 특이현상은 비선형 해석에 의하여 제거될 수 있다고 알려져 있다<sup>4)</sup>.

본 연구에서는 고차 스펙트럴/경계요소법을 이용하여 자유표면 아래에서 잠수된 물체가 균일한 속도로 전진하며 상하동요할 때의 전진 동요문제를 다루었으며, 이때의 발생파 파형, 동유체력 변화 등을 고찰하고, 특히 잠수깊이, 동요진폭, 그리고 동요 파수에 따른 비선형 영향도 고찰하였다. 그리고 임계 공진 주파수와 관련된 현상도 논의하였다.

배성용(교신저자) : 부경대학교 조선해양시스템공학과  
E-mail : sybae@pknu.ac.kr, Tel : 051-629-6616  
하영록 : 거제대학 조선과

## 2. 시간영역 경계치 문제의 정식화

자유표면을 갖는 무한 깊이의 유체내에서 물체가 초기 정지상태로부터 주어진 운동을 하는 경우를 대상으로 하며, 경계치 문제에 대한 정식화는 기존의 방법<sup>1)</sup>에 따른다.

유체는 비점성, 비압축성이고 유체의 운동은 비회전성이라고 가정하며 표면장력은 무시한다. 좌표계는 원점을 정수면에 두고,  $z$  축이 상방향인 오른손 직교 좌표계를 택한다.

위의 가정으로부터 속도포텐셜  $\Phi(x, z, t)$ 를 도입하면 유체의 지배방정식은 다음과 같다.

$$\nabla_{\underline{x}}^2 \Phi + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{in fluid region, } t \geq 0 \quad (1)$$

여기에서  $\underline{x} = (x, y)$ 는 수평면 내의 벡터를 표시하고,  $t$ 는 시간을 나타내며,  $\nabla_{\underline{x}} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 이다.

자유표면  $z = \eta(\underline{x}, t)$ 에서의 속도포텐셜 값을 표면포텐셜<sup>5)</sup>  $\phi^s(\underline{x}, t)$ 를 도입하여 나타내면 다음과 같다.

$$\phi^s(\underline{x}, t) = \Phi(\underline{x}, \eta(\underline{x}, t), t) \quad (2)$$

그리고 각 순간의 자유표면상에서 만족되어야 하는 운동학적(Kinematic) 경계조건과 동역학적(Dynamic) 경계조건을  $\phi^s$ 를 이용하여 나타내면 각각 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla_{\underline{x}} \phi^s \cdot \nabla_{\underline{x}} \eta - (1 + \nabla_{\underline{x}} \eta \cdot \nabla_{\underline{x}} \eta) \cdot \Phi_z(\underline{x}, \eta, t) &= 0, \\ \frac{\partial \phi^s}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2} \nabla_{\underline{x}} \phi^s \cdot \nabla_{\underline{x}} \phi^s - \frac{1}{2} (1 + \nabla_{\underline{x}} \eta \cdot \nabla_{\underline{x}} \eta) \Phi_z^2(\underline{x}, \eta, t) &= 0, \\ \text{on } z = \eta(\underline{x}, t), t \geq 0 \end{aligned} \quad (3)$$

여기에서  $g$ 는 중력 가속도이다.

각 순간의 물체표면상에서 만족되어야 하는 경계조건은

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \underline{V}(t) \cdot \underline{n} \quad \text{on the body surface, } t \geq 0 \quad (4)$$

이며, 이 때  $\underline{n}$ 는 유체 밖으로 향한 단위법선 벡터이고,  $\underline{V}(t)$ 는 물체의 속도벡터이다.

물체로부터 무한히 떨어진 곳에서 만족되어야 하는 무한원방 경계조건은 다음과 같고,

$$\left. \begin{aligned} \nabla \Phi &\rightarrow 0 \\ \Phi &< \infty \end{aligned} \right\} \text{ as } R \rightarrow \infty, t \geq 0 \quad (5)$$

여기에서,  $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ 이다.

정수면에서의 초기조건은 다음과 같다.

$$\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad \text{on } z = 0, t = 0 \quad (6)$$

## 3. 수치해법

시간의 진행에 따른 수면변위  $\eta$ 와 표면포텐셜  $\phi^s$ 의 변화는 자유표면 경계조건식 (3)을 시간에 따라 적분하여 얻을 수 있으므로, 각 순간에서 공간상의 경계치 문제는  $z = \eta$ 에서 Dirichlet 경계조건으로서  $\phi^s$ 가 주어졌을 때 식 (1)의 Laplace 방정식과 식 (4), 식 (5)의 경계조건을 만족하는 속도포텐셜  $\Phi(\underline{x}, z, t)$ 를 구하는 문제가 된다.

속도포텐셜  $\Phi$ 를 파 기울기 정도의 차수를 가지는  $\phi^{(m)}$ 으로  $M$ 항까지의 급수로 표현하고,  $z = \eta$ 에서의 표면포텐셜  $\phi^s$ 를 속도포텐셜  $\phi^{(m)}$ 의  $z=0$ 에 대한 Taylor 급수로 나타낸 뒤 다시 차수별로 분류하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \phi^s(\underline{x}, t) &= \Phi(\underline{x}, \eta, t) \\ &= \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \left[ \frac{\partial^k}{\partial z^k} \phi^{(m)}(\underline{x}, 0, t) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

그리고 임의의 물체운동을 포함하는 해를 구하기 위해서  $\phi^{(m)}$ 을 다음과 같이 파포텐셜(Wave potential)  $\phi_w^{(m)}$ 과 물체포텐셜(Body potential)  $\phi_b^{(m)}$ 의 합으로 나타낸다.

$$\phi^{(m)} = \phi_w^{(m)} + \phi_b^{(m)} \quad (8)$$

이 때,  $\phi_b^{(m)}$ 은 식 (1)의 Laplace 방정식과 식 (5)의 무한원방 경계조건 외에 다음의 경계조건들을 만족하는 포텐셜로 한다.

$$\phi_b^{(m)} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (9)$$

$$\nabla \phi_b^{(m)} \cdot \underline{n} = \begin{cases} \underline{V}(t) \cdot \underline{n} - \nabla \phi_w^{(m)} \cdot \underline{n}, & m = 1 \\ -\nabla \phi_w^{(m)} \cdot \underline{n}, & M \geq m \geq 2 \end{cases} \quad \text{on the body surface} \quad (10)$$

$\phi_w^{(m)}$ 은  $z=0$ 에서 다음의 경계조건을 만족하여야 하며,

$$\begin{aligned} \phi_w^{(m)}(\underline{x}, 0, t) &= \begin{cases} \phi^s(\underline{x}, t), & m = 1 \\ -\sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \left[ \frac{\partial^k}{\partial z^k} (\phi_w^{(m-k)} + \phi_b^{(m-k)}) \right]_{z=0}, & M \geq m \geq 2 \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

이외에 식 (1)의 Laplace 방정식과 식 (5)의 무한 원방 경계조건을 만족하여야 한다.

각각의 경계치 문제의 해  $\phi_w^{(m)}$  과  $\phi_b^{(m)}$  의 합으로 얻어지는 속도포텐셜  $\phi$  는 식 (7)의 급수가 유효한 범위내에서 자유표면에 주어진 Dirichlet 경계조건과 식 (1), 식 (4), 식 (5)로 이루어진 각 순간의 경계치 문제의 해가 된다.

고차 스펙트럴/경계요소법<sup>1,2)</sup>은 이상의  $\phi_w^{(m)}$  과  $\phi_b^{(m)}$  에 대한 공간상의 경계치 문제들을 각각 고차 스펙트럴법<sup>6)</sup>과 고차 경계요소법<sup>7)</sup>에 의해 풀고, 식 (3)을 적절한 시간적분법에 의해 수치 적분함으로써 시간영역에서의 해를 순차적으로 계산해 나가는 방법이다. 이 때, 시간적분법으로는 4차 Runge-Kutta 적분법을 사용하였다.

파포텐셜  $\phi_w^{(m)}$  의 수치계산을 위해 정수면의 계산 영역을  $x$  축방향 길이  $L$ ,  $y$  축방향 길이  $W$  로 정하고, 그 각각의 길이를  $P$ 개와  $Q$ 개로 균등하게 분할하여 수평면상의 절점들을 정한다. 이 사각영역에서 각 차수별 포텐셜  $\phi_w^{(m)}$  을 Eigen함수 전개식(복소 Fourier급수)으로 표현하고, 식 (11)의 Dirichlet 경계조건을 만족하도록 Fast Fourier 변환법인 FFT 를 이용하여 구한다.

물체포텐셜  $\phi_b^{(m)}$  의 경우는 물체표면과 정수면 위의 그 이미지에 Source와 Normal doublet을 분포시켜 나타내고, 물체표면에 분포되는 특이점의 세기를 결정하기 위해서 Green정리로부터 얻어지는 제2종 Fredholm 적분방정식을 이용한다. 이의 수치계산을 위한 이산화는 8절점 경계요소법(8 node bi-quadratic element method)<sup>7)</sup>을 사용하였다.

#### 4. 수치계산 결과 및 고찰

자유수면 아래에서 물체가 전진 동요하는 경우에 대한 조파문제를 다루었다. 균일한 속도로 전진하며 상하동요하는 경우로 Table 1에서 보여 지듯이 잠수깊이, 동요진폭, 동요파수 등을 변화시켜가면서 각각의 계산을 수행하였고, 이로부터 전진속도와 동요파수에 의한 발생파형과 동유체력 등에 있어서의 비선형 영향을 고찰하였다.

잠수된 구가 평균 잠수깊이  $h$ 에서 초기 정지상태로부터 동요진폭  $a$ , 동요원주파수  $\omega$ 로 다음과 같이 상하 방향의 단순 조화 운동을 하며 전진하는 문제들을 다룬다. 이 때, 잠수된 구는 반경  $R$ 에 의하여

무차원화된 Froude 수  $F_n = U/\sqrt{gR} = 0.25$ 로 전진하며 식 (12)에 주어진 것과 같이 상하동요하도록 하였다.

$$z = -h + a \cos(\omega t), t \geq 0 \tag{12}$$

Table 1 Parameters used in calculations of translating & heaving motions

| Depth<br>( $h$ ) | Motion<br>amplitude<br>( $a$ ) | Non-dimensional<br>wave number<br>( $KR$ ) |     |      |     |      |     |     |
|------------------|--------------------------------|--|-----|------|-----|------|-----|-----|
|                  |                                | 0.25                                       | 0.5 | 0.75 | 1.0 | 1.25 | 1.5 | 2.0 |
| 2.5              | 0.25                           | 0.25                                       | 0.5 | 0.75 | 1.0 | 1.25 | 1.5 | 2.0 |
| 3.0              | 0.25                           | 0.25                                       | 0.5 | 0.75 | 1.0 | 1.25 | 1.5 | 2.0 |
|                  | 0.5                            | 0.25                                       | 0.5 | 0.75 | 1.0 | 1.25 | 1.5 | 2.0 |

자유수면 아래에서 물체가 전진속도를 가지는 경우는 계산초기의 과도현상이 오랜 시간동안 지연되어 정상상태에 이르기가 어려울 수 있으므로<sup>2)</sup>, 현 전진 동요문제에 있어서도 계산초기에 점진적인 가속구간을 두었다. 계산시간 간격  $\Delta t$  는 주어진 동요 파수에서 운동주기  $T$ 의 1/30로 하고 전체 계산을 210스텝으로 7주기 동안 계산을 수행하였다. 하지만, 실제 계산 테스트결과 상하방향의 경우는 약 1주기 동요운동 이후부터 그리고 전진방향의 경우는 약 3-4주기 이후부터는 준정상상태에 도달함을 확인하였다. 그 이유는 잠수구의 동요에 의한 발생파계에 있어서 파를 여러 가지 방향으로 전파하는 성분 때문인 것으로 생각된다.

자유표면의 절점수는  $128 \times 128$  (16,384) 개로 두었으며, 물체표면의 경우는 구의 반쪽 면의 요소수를 16개, 절점수를 49개로 분할하여 사용하였다. 특히, 자유표면에 있어서의 계산영역은 잠수구에 의하여 생성되는 파가 실제 진행하여 도달하는 거리보다도 충분한 여유를 두고 설정하였다.

본 논문의 계산에 있어서 선형 계산 결과는 잠수된 물체 운동의 평균위치에서 물체표면 경계조건을 적용하였고, 자유표면 경계조건도 선형 조건식을 적용하였다. 그리고 비선형 계산 결과는 각 순간에서의 이동된 물체표면에서 물체표면 경계조건을 만족시키고 고차의 자유표면 경계조건을 적용한 경우로 하였다.

물체에 작용하는 전체 힘은 물체의 운동에 기인한 동유체력만이 되도록 계산하였으며, 그 시간평균력과 조화성분력들은 과도현상이 충분히 제거된 준

정상상태에서의 결과만을 평균하고 Fourier 변환하여 구하였다.

다음은 시간평균력, 조화성분력 및 그들의 진폭을 구하기 위하여 사용된 Fourier 근사식을 나타낸다.

$$F_T(t) = F_0 + \sum_{k=1}^N (F_{kc} \cos k\omega t + F_{ks} \sin k\omega t) \quad (13)$$

$$F_k(t) = F_{kc} \cos k\omega t + F_{ks} \sin k\omega t \quad (14)$$

여기서,  $F_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F_{T_i}$

$$F_{kc} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N F_{T_i} \cos(k\omega t_i),$$

$$F_{ks} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N F_{T_i} \sin(k\omega t_i),$$

$$F_{ak} = \sqrt{F_{kc}^2 + F_{ks}^2}$$

이고,  $k=1, 2, 3, \dots, N$ 이다. 이 때,  $F_T$ 는 시간영역에서 계산된 전체 동유체력이고,  $N=T/\Delta t$ 이며,  $i$ 는 한 주기 동안의 각 시간스텝,  $k$ 는 조화차수(harmonic order)를 나타낸다.

본 계산에서  $R$ 은 구의 반경,  $K$ 는 동요파수(wave number,  $\omega^2/g$ )이며,  $t^*$ 는 시간  $t$ 에  $\omega$ 를 곱한 무차원 시간을 나타낸다.

한편, 본 수치계산의 검증을 위하여 잠수구가 전진속도 없이 구의 반경  $R$ 에 의하여 무차원화된  $h=2.0R$ ,  $a=0.5R$ ,  $KR=1.0$ 으로 상하동요만 할 경우에 대한 수직방향 동유체력 계산결과를 Fig. 1에서 보인다.

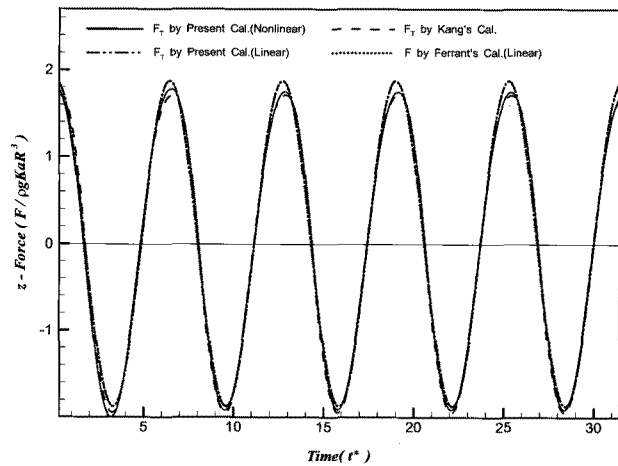
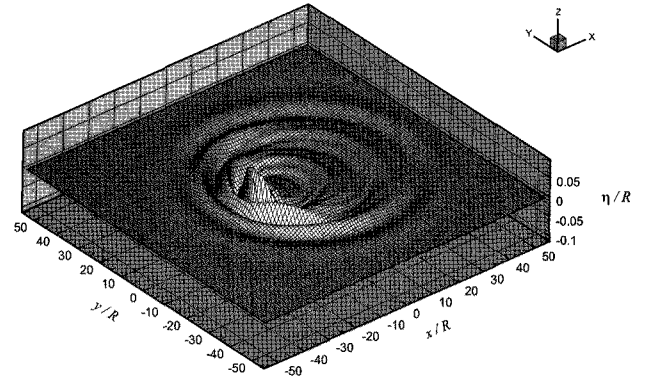


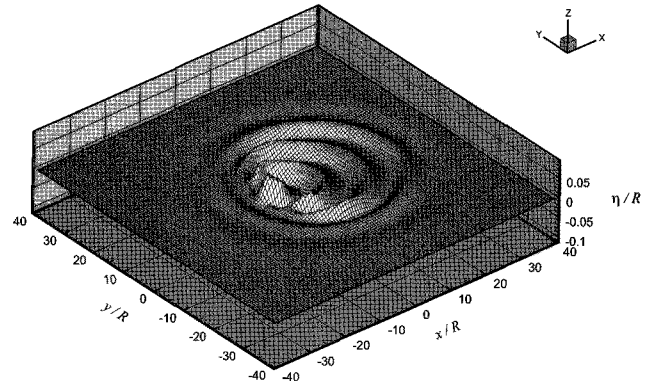
Fig. 1 Comparison of force time histories with others' results for the heaving sphere;  $z$ -Force ( $h/R=2.0$ ,  $a/R=0.5$ ,  $KR=1.0$ )

본 수치계산에 의한 선형 및 비선형 동유체력 결

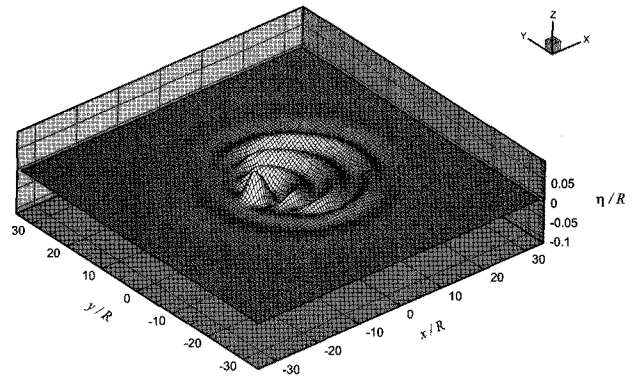
과를 경계적분법을 이용하여 주파수영역에서 계산한 Ferrant의 선형 계산결과<sup>8)</sup> 및 시간영역에서 계산한 Kang의 비선형 계산결과<sup>9)</sup>와 각각 비교하고 있다. 이 때 Kang은 경계를 Bi-cubic spline으로 표현한 곡면요소를 사용하여 계산하였다. 본 계산의 선형 및 비선형 결과가 각각 잘 일치함을 볼 수 있다.



(a)  $KR=0.5$ ,  $t^*=43.9823$ ,  $x=-12.4203$ ,  $z=-2.50$



(b)  $KR=1.0$ ,  $t^*=43.9823$ ,  $x=-8.4394$ ,  $z=-2.50$



(c)  $KR=1.5$ ,  $t^*=43.9823$ ,  $x=-7.2897$ ,  $z=-2.50$

Fig. 2 Free-surface waves generated by the submerged sphere with translating and heaving motion; Nonlinear case( $h/R=3.0$ ,  $a/R=0.5$ ,  $L/R=W/R=55$ ,  $P=Q=128$ ,  $\Delta t^*=1/30$ ,  $T_{acc}^*=1.0$ ,  $M=5$ ,  $\nu=1.0$ )

Fig. 2에는 잠수구가 평균 잠수깊이  $h=3.0R$ 에서 동요진폭  $a=0.5R$ ,  $KR=0.5, 1.0, 1.5$ 로 상하동요하며 전진할 때 자유표면에서의 비선형 발생과 결과가 보여 지고 있고, Fig. 3과 Fig. 4에는  $y=0$ 에서의 선형 및 비선형 파형이 각각 보여 지고 있다. 이 때, 비선형의 경우에는 발생과에서 여러 가지 성분파들의 중첩에 의한 비선형 효과를 볼 수 있다. 한편, 잘 알려져 있는 바와 같이  $\tau=0.25$ 일 때의 파수, 즉 본 논문에서의 무차원 파수  $KR=1.0$ 을 기준으로 발생과계가 변화하는 것을 볼 수 있다. 이 때,  $KR=1.0$ 보다도 작으면  $\tau < 0.25$ 인 경우로서 물체 앞쪽으로 발생과가 전파되는 것을 볼 수 있으며, 물체 앞쪽으로 전파되는 파들의 파고도 커짐을 볼 수 있다. 그리고  $KR=1.0$ 보다도 크면 즉  $\tau > 0.25$ 인 경우로서 물체 앞쪽으로 전파되는 파들은 보이지 않는다. 또한  $KR=1.0$ 인  $\tau=0.25$ 에서 특이한 현상은 나타나 보이지 않고 앞의 두 가지 경우의 중간적 특성을 나타내고 있음을 볼 수 있다.

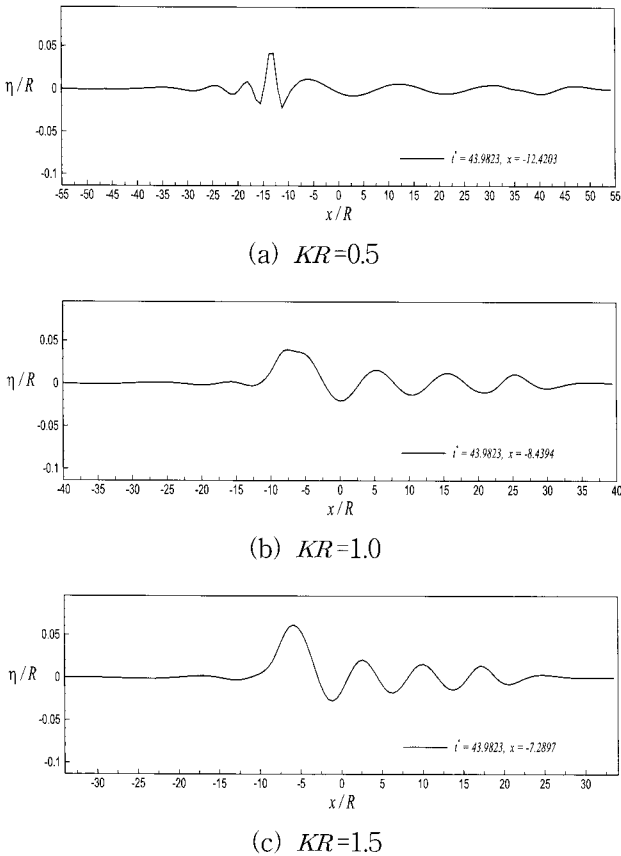


Fig. 3 Wave profiles by the submerged sphere on the center line  $y=0$ ; Linear case (Calculation parameters are the same as in Fig. 2 except  $M$ )

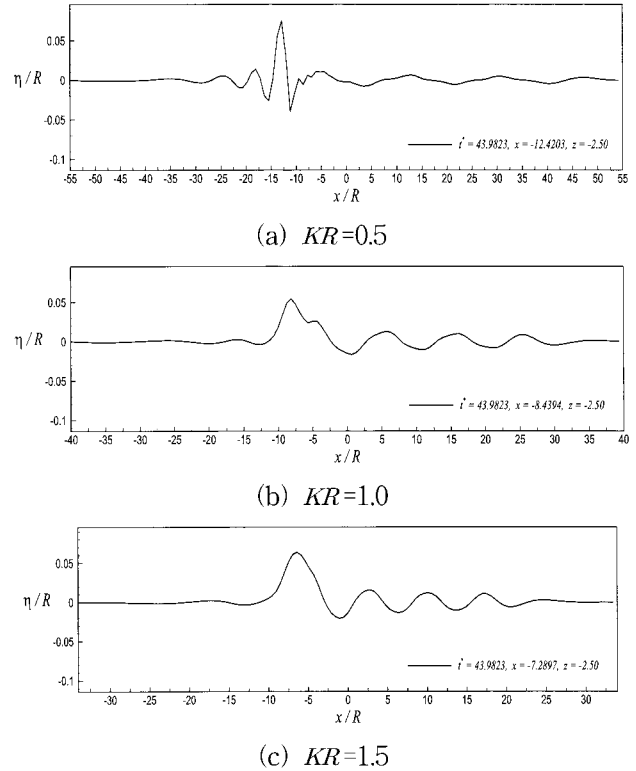


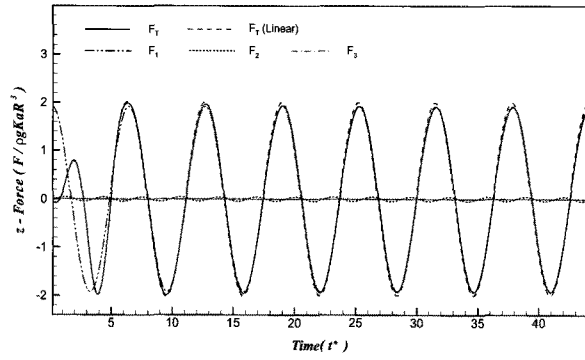
Fig. 4 Wave profiles by the submerged sphere on the center line  $y=0$ ; Nonlinear case (Calculation parameters are the same as in Fig. 2)

Fig. 5와 Fig. 6에서는 잠수구가 평균 잠수깊이  $h=2.5R$ 에서 동요진폭  $a=0.25R$ , 각각 무차원 파수  $KR=0.5$ 와  $KR=1.0$ 일 때의 상하동요하며 전진할 경우의 수직방향 및 수평방향 동유체력 계산결과들을 보여 주고 있다.

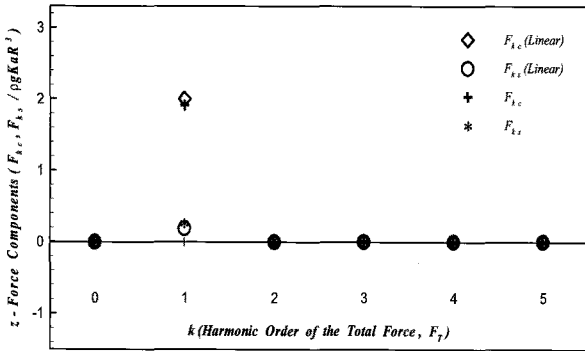
수직방향 동유체력의 경우, 전진속도가 없는 기존의 상하동요 계산결과<sup>2)</sup>와 동일하게 낮은 파수영역에서 높은 파수영역에 비하여 비선형 영향이 상대적으로 크게 나타났다.

수평방향 동유체력의 경우도 그와 같은 경향을 보인다. 전체 동유체력  $F_T$ 의 경우에 있어서 선형의 계산결과와 비선형의 계산결과가 다소 차이를 보이고 있고, 다른 무차원 파수영역 보다도  $KR=0.5$ 일 때 현저히 크게 나타나는데, 이러한 결과는 잠수구 앞으로 전파되는 발생파의 성분들 중에 파 에너지 전파속도가 잠수구의 전진속도와 비슷한 성분의 파가 있음에 기인한다고 생각된다.

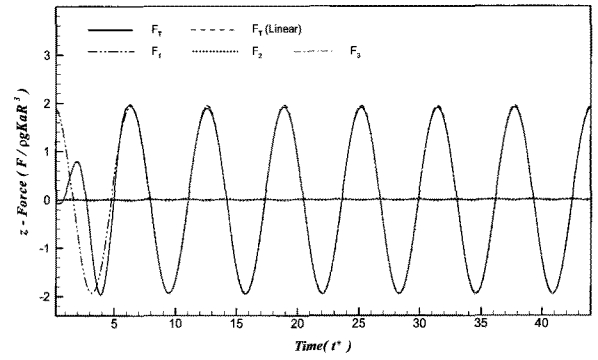
한편,  $KR=1.0$ 의 계산결과에서 보여 지듯이  $\tau=0.25$ 를 포함한 그 근방의 영역에서 특이한 현상은 없었고 동유체력 변화도 점진적인 것으로 보여진다.



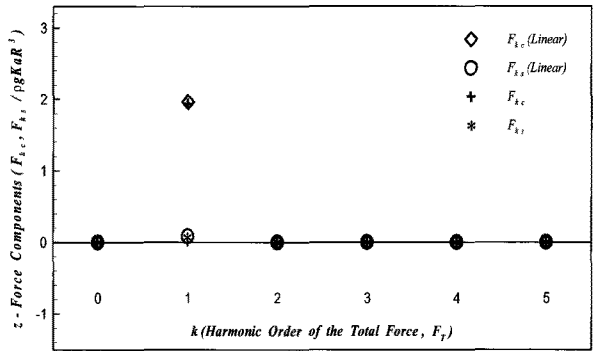
(a) z-Force time histories



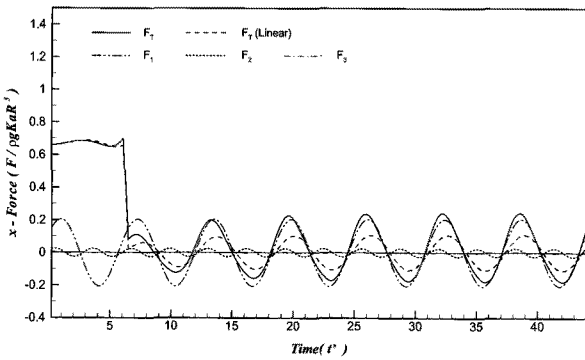
(b) z-Force components



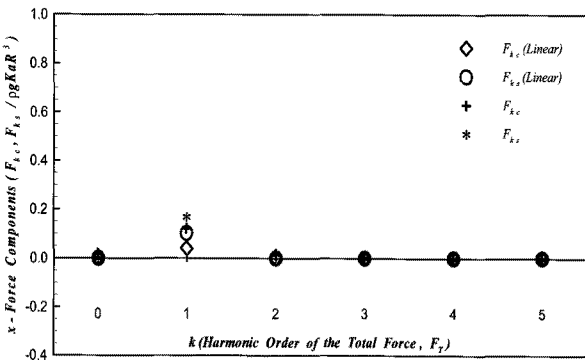
(a) z-Force time histories



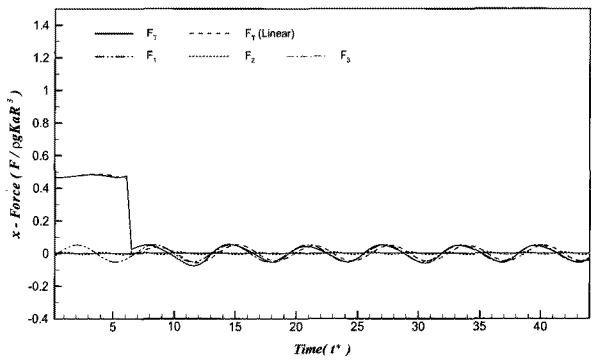
(b) z-Force components



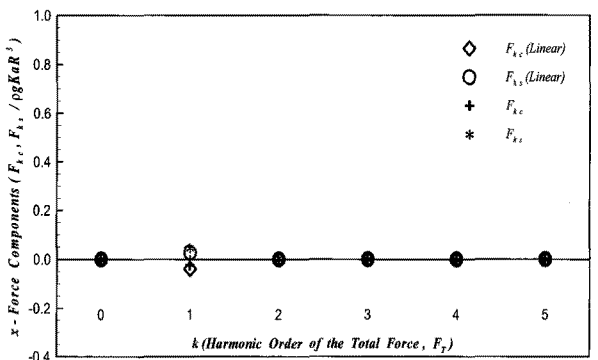
(c) x-Force time histories



(d) x-Force components



(c) x-Force time histories

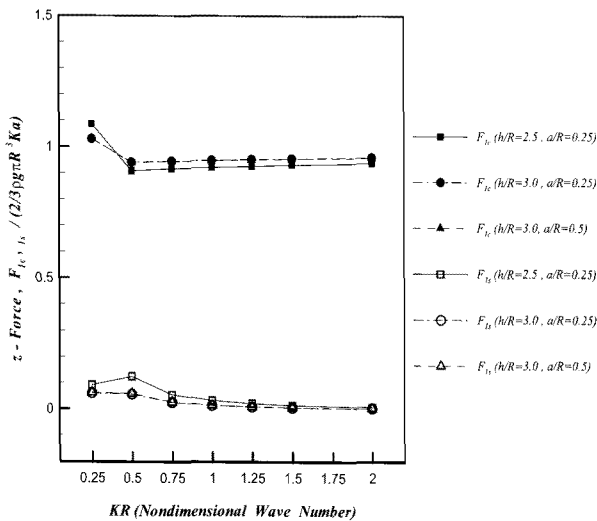


(d) x-Force components

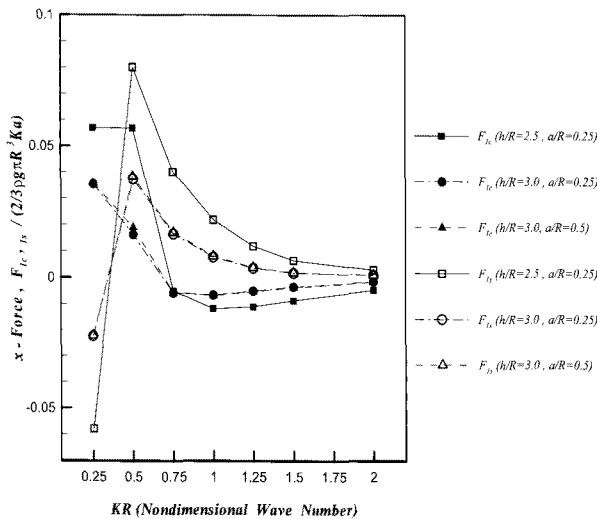
Fig. 5 Time histories of the force and amplitudes of each harmonic force components for the translating and heaving sphere( $h/R=2.5$ ,  $a/R=0.25$ ,  $KR=0.5$ )

Fig. 6 Time histories of the force and amplitudes of each harmonic force components for the translating and heaving sphere( $h/R=2.5$ ,  $a/R=0.25$ ,  $KR=1.0$ )

Fig. 7에는 Table 1에서 보여 지는 것과 같이 각각의 잠수깊이, 동요진폭, 그리고 동요파수에 따른 수직방향 및 수평방향의 부가질량력 및 조파감쇠력에 관계된 1차 조화 성분력의 계산결과를 보여 주고 있다. 이 경우도 전진속도가 없는 상하동요의 결과<sup>2)</sup>와 마찬가지로 동요진폭보다도 잠수깊이에 의한 비선형영향이 크게 나타남을 알 수 있다. 이 때, 수직방향의 부가질량력에 해당하는  $F_{1c}$ 의 경우는  $KR=0.25$ 일 때 평균 잠수깊이  $h=2.5R$ 에서  $h=3.0R$ 일 때보다도 약 6%정도 크게 나타나고 있고, 조파감쇠력에 해당하는  $F_{1s}$ 의 경우는  $KR=0.5$ 일 때 평균 잠수깊이  $h=2.5R$ 에서  $h=3.0R$ 일 때보다도 약 144%정도 증가하였다.



(a) z-Force



(b) x-Force

Fig. 7 1st-harmonic components of the force for the translating and heaving sphere

그리고 전진속도에 기인한 수평방향의 부가질량력에 해당하는  $F_{1c}$ 와 조파감쇠력에 해당하는  $F_{1s}$ 의 경우도 잠수깊이에 따른 영향이 동요진폭의 영향보다도 크게 나타나며, 낮은 파수영역에서 비선형 영향이 크게 나타남을 알 수 있다.

#### 4. 결론

본 논문에서는 고차 스펙트럴/경계요소법<sup>1,2)</sup>을 이용하여 잠수구가 전진 동요할 때의 3차원 비선형 조파현상을 시간영역에서 다루었으며, 얻어진 주요 결론은 다음과 같다.

(1) 상하동요문제의 경우 본 수치계산의 선형 및 비선형 계산결과는 각각 Ferrant<sup>8)</sup>의 선형 계산결과 및 Kang<sup>9)</sup>의 비선형 계산결과와 잘 일치한다.

(2) 수치계산 결과에서 보여 지듯이 임계 공진 주파수인  $\tau=U\omega/g=0.25$  ( $KR=1.0$ )을 포함한 그 근방의 영역에서 특이한 현상은 없고 동유체력 변화도 점진적이다.

(3) 선형 동유체력에 관계되는 1차 조화성분력은 잠수깊이에 따른 영향이 크게 나타난다.

(4) 동유체력과 그 고차 조화성분력들의 비선형 영향은 낮은 파수영역에서 두드러지게 나타난다.

이상의 결과로부터, 본 논문에서 사용된 수치해법은 비선형 조파문제를 시간영역에서 아주 효율적이고 정확하게 계산할 수 있음이 확인되었다.

향후 연구과제로는, 양력 물체를 다룰 수 있도록 본 수치해법을 확장 및 개발하는 연구가 필요하다고 생각된다.

#### 참고문헌

1. 김용직, 하영록, 홍사영, 2003, "잠수체 주위 자유 표면 유동의 수치계산", 대한조선학회논문집, 제 40권, 제2호, pp. 11~20.
2. 김용직, 하영록, 2006, "대진폭 조화 운동을 하는 잠수구에 의한 비선형 조파문제의 시간영역 해석", 한국해양공학회지, 제20권, 제6호, pp. 67~74.
3. D. C. Krig, 1998, "Ship Seakeeping Through the  $\tau=1/4$  Critical Frequency", JSR, Vol. 42, No. 2, pp. 113-119.
4. D. Dagan and T. Miloh, 1982, "Free Surface Flow Past Oscillating Singularities at Resonance

- Frequency", J. of Fluid Mechanics, Vol. 120.
5. V. E. Zakharov, 1968, "Stability of Periodic Waves of Finite Amplitude on the Surface of a Deep Fluid", J. of Appl. Mech. and Tech. Phys..
  6. 김용직, 이영우, 홍지훈, 1999, "고차 스펙트럴/경계요소법을 이용한 3차원 수치 파수조의 개발 - 균일 속도로 전진하는 표면압력에 의한 조파현상 -", 한국해양공학회지, 제13권, 제1호, pp. 113-120.
  7. 홍사영, 1994, "고차 경계요소법에 의한 선체주위 유동해석", 서울대학교 대학원, 조선해양공학과, 공학박사학위논문.
  8. Ferrant, P., 1987, "Sphere Immergee en Mouvement de Pilonnement de Grande Amplitude", Premiers Journes de L'hydrodynamique, Nantes.
  9. Kang, C.G., 1991, "Nonlinear Free Surface Flows for an Axisymmetric Submerged Body", SNAK, Vol. 28, No. 1, pp. 27-37.