

---

 論 文
 

---

大韓造船學會誌  
 第23卷 第4號 1986年 12月  
 Journal of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol.23, No.4, December 1986

## 柱狀體의 運動 및 漂流力에 미치는 海流의 影響

李 世 昌\*

 Current Effect on the Motion and Drift Force  
 of Cylinders Floating in Waves

 by  
 Sei-Chang Lee\*

**Abstract**

A two-dimensional linear method has been developed for the evaluation of the motion and the second-order steady force arising from the hydrodynamic coupling between waves and currents in the presence of a body of arbitrary shape.

Interaction between the incident wave and current in the absence of the body lies in the realm beyond our interest.

A Fredholm integral equation of the second kind is employed in association with the Haskind's potential for a steadily moving source of pulsating strength located in or below the free surface.

The numerical calculations at the preliminary stage showed a significant fluctuation of the hydrodynamic forces on the surface-piercing body. The problem is approximately solved by using the asymptotic Green function for  $U^2 \rightarrow 0$ . The original Green function, however, is applied for the fully submerged body.

Numerical calculations are made for a submerged and for a half-immersed circular cylinder and extensively for the mid-ship section of a Lewis-form.

Some of the results are compared with other analytical results without any available experimental data. The current effects on all responses are generally negligible in the low frequency region.

The current has strong influence on roll motion near resonance. When the current opposes the wave, the roll response decreases. When the current and wave come from the same direction, the roll response increases significantly, as the current speed increases.

The mean drift forces and moment on the submerged body are more affected by current than those on the semi-immersed circular cylinder or on the ship-like section in the encounter frequency domain.

기 호

 $A_w$  : 수선면적

 $a$  : 波의 진폭

 $B$  : 船幅

 $B_{ij}$  : 운동의 단위진폭당 복원력

接受日字: 1986年 9月 23日, 再接受日字: 1986年 10月 29日.

\* 正會員, 韓國船級協會

$C$	: 물에 잠긴 면
$\bar{C}_F, \bar{C}_M$	: 평균 漂流力係數
$D$	: 圓形柱狀體의 지름, 또는 Diffraction表示
$F, F_j$	: 힘, 波浪強制力
$\bar{F}_{dH}, \bar{F}_{dV}$	: 수평방향, 수직방향의 平均漂流力
$Fr$	: Froude數 ( $= U / \sqrt{gB/2}$ )
$G$	: 무게 중심 또는 Green函數
$g$	: 중력가속도
$\overline{GM}$	: 메타센타높이
$h$	: 波高
$i$	: $\sqrt{-1}$
$K_i$	: 波數
$M$	: 모우먼트
$M_{ij}$	: 실제 질량계수
$m_o$	: 柱狀體質量
$N_{ij}$	: 감쇄력계수
$O, o$	: 좌표계의 원점
$P$	: 動流體압력
$p, p_o$	: Source 또는 Field點
$Q$	: Source intensity
$r_{\pm}$	: $\pm B/2$ 에서의 相對波高
$S^{(i)}$	: 변위진폭 ( $i=2, 3, 4$ : Sway, Heave, Roll)
$t$	: 시간
$T$	: 吃水
$U$	: 海流速度
$x, y, z$	: 柱狀體斷面に 고정된 좌표계
$X, Y, Z$	: 공간에 고정된 좌표계
$\zeta$	: Heave應答
$\eta$	: Sway應答
$\eta_{\pm}$	: Wave elevation
$\nu$	: 波數 ( $= \omega^2/g$ )
$\rho$	: 물의 밀도
$\omega$	: 波浪振動數
$\Phi, \phi$	: 速度포텐셜
$\phi_o$	: 海流만 있을 때 고정된 柱狀體에 의한 단위 속도포텐셜
$\varphi$	: Roll應答
$\bar{\Gamma}$	: 물에 잠긴 부피

## 1. 序 論

본 研究의 目的은 波浪, 海流와 二次元柱狀體 사이의 動流體力學的 影響을 理解함으로서 物體의 運動 및 漂流力을 計算하는데 있다. 기본적 가정으로서 入射波

와 海流사이에는 간섭이 없고 非粘性·非압축성 流體로 생각하여 線形포텐셜 理論을 적용하였다.

Park[1]은 Haskind[2]의 速度포텐셜을 利用하여 無限水深의 自由表面下에서 運動하는 柱狀體의 放射(Radiation)問題를 다루었다. Becker[3]는 有限깊이 흐름의 自由表面下에서 振動하는 二次元 湧出點(Source)에 起因하는 波의 전파에 대하여 研究한 바 있으며, 壓力 Patch의 유사문제에 Wu[4], Magnuson[5] 등에 의하여 理論적으로 解析된 바 있다.

한편 前進速度를 갖는 船舶의 荷重과 運動에 대해서는 Chang[6], Kobayashi[7], Yeung 및 Kim[8] 등이 三次元 Green函數를 活用하여 研究하였다. Triantafyllou[9]는 임의방향성분의 海流가 있는 경우의 船體運動을 Strip理論으로 計算하고, Mariner-Hull模型을 橫方向으로 예인할 경우 入射波를 받을때의 roll應答은 예인하지 않을때보다 현저하게 減少된다는 것을 實驗과 함께 확인하였다. 즉, 다른 運動應答보다도 roll應答에 대한 海流의 影響이 일반적으로 크고, 특히 共振點附近에서 더 강조되고 있음을 보여주었다.

波浪中에서 自由롭게 부유하고 있는 物體는 波의 전파方向으로 천천히 漂流하게 되는데 이는 二次力의 영향임이 잘 알려져 있다. Ogilvie[10]는 완전히 물에 잠긴 圓形柱狀體에 作用하는 水平方向漂流力은 零임을 證明하였으며, Maruo[11]는 에너지—運動量保存法則을 적용하여 二次元의 형상체에 대하여 far-field에서 비교적 간단히 表示되는 水平漂流力計算方法을 유도하여 지금까지 널리 쓰이고 있다.

本 研究에서는 Kim 및 Dalzell[12]에 의하여 開發된 Near-field方法을 活用하였으며, 船體表面에 作用하는 壓力分佈를 직접 적분함으로서 漂流力을 計算하였다. 이 方法은 우선 보기에 상당히 복잡하고 어렵게 생각되지만 far-field方法보다 roll應答의 影響을 더 명확히 나타내 주는 長點이 있다(Figs. 5a, 5b).

初期 研究過程에서 완전히 물에 잠긴 圓形斷面에 대해서는 問題點이 發見되지 않았지만 自由表面上의 부유체에 대한 動流體力係數들은 마치 非線形 要素들을 內包하고 있는 것 같은 現狀을 나타내었다[13]. 이같은 異狀 거동현상은, Ogilvie[14]가 說明하는 固定된 二次元物體에 作用하는 海流에 의한 流體運動問題와 밀접한 관련이 있다. 즉, 固定柱狀體주위의 流體흐름에 의한 정체점(Stagnation point)은 바로 物體表面에 存在하고, 攪亂速度(Perturbed velocity)의 크기  $O(\epsilon)$ 가 漂流速度  $O(1)$ 과 같기 때문에 自由表面上에서 非線形流動으로 된다.

다만, 本研究에서의 均一流動은 波浪에 의하여 攪亂되며 time-dependent 成分만을 고려할때 物體表面에서의 動境界條件은 線形條件, 즉,  $O(\epsilon) = O(\epsilon)$ 을 만족시킨다는 점에서 線形理論을 적용하여도 아무 問題가 없음을 시사하고 있다.

本問題에서는 모두 네개의 波數가 생기는데, 매우 낮은 海流速度( $U \ll 1$ )에서는  $K_2 \approx K_4 \approx \omega^2/g$ 인 반면에,  $K_1 \approx K_3 \approx g/U^2$ 로 된다.

따라서  $U^2 \rightarrow 0$ 일때의 線形自由表面條件으로 修正된 Green函數를 얻고 境界值問題를 解決할 수 있게 되며, 이는 自由表面上의 부유체에 대한 近似解를 준다.

本研究에서는 Fredholm 第2種 積分方程式을 풀어서 2次元 船體斷面에 作用하는 動流體力들을 特異點分布方式에 의하여 求하였으며, 海流의 影響을 計算하였다.

半圓柱狀體에 作用하는 漂流力의 計算結果는 Nakamura等[15]의 結果와 比較하였다.

## 2. 問題의 정식화 및 解

### 2.1. 散亂問題(Diffraction Problem)

무한깊이의 유체중에 있는 임의형상의 2차원물체에 균일 海流가 작용할 때, 주어진 理想流體흐름의 가정하에서 속도포텐셜을 구하는 문제를 다룬다. 좌표계는 Fig. 1과 같다. 放射問題(Radiation Problem)는 Park [1]이 研究한 바와같이 取扱되었고 따라서 散亂問題(Diffraction Problem)의 전체속도포텐셜은 다음과 같이 표시된다.

$$\Phi(x, y, t) = -U(x + \phi_0(x, y)) + \Phi_I(x, y, t) + \Phi_D(x, y, t) \quad (1)$$

본 문제가 time-dependent 成分에만 관심이 있으므로 定常포텐셜인  $-U(x + \phi_0(x, y))$  成分은 고려하지 않는다.

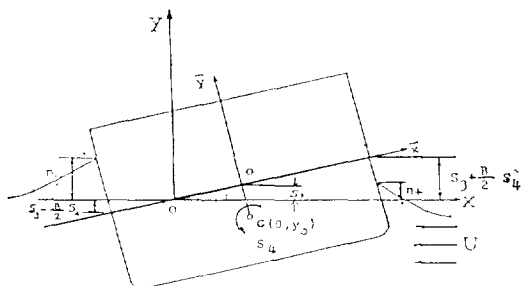


Fig. 1 Sketch of coordinate systems

入射波高를

$$h = ae^{i(\nu_0 x - \omega t)} \quad (2)$$

와 같이 표시하면 入射波포텐셜은 다음과 같다.

$$\Phi_I(x, y, t) = -\frac{iga}{\omega_0} e^{\nu_0 y} e^{i(\nu_0 x - \omega t)} \quad (3)$$

위의 散亂포텐셜에 대한 境界치문제를 정식화하면 [L]流體領域內에서의 Laplace方程式

$$\nabla^2 \Phi_D = 0 \quad (4)$$

[F]線形自由表面條件( $y=0$ 에서)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \Phi_D + g \frac{\partial \Phi_D}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_D}{\partial t^2} - 2U \frac{\partial^2 \Phi_D}{\partial t \partial x} + g \frac{\partial \Phi_D}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

단, (6)식은  $U^2 \rightarrow 0$ 일때의 近似 Green函數를 이용해서 Surface-piercing Body에 적용한다.

[H]物體表面에서의 線形境界條件

$$\frac{\partial \Phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial n} \quad (7)$$

[B]海底條件( $y \rightarrow -\infty$ 에서)

$$\frac{\partial \Phi_D}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

[R]放射條件(far-field에서) (9)

한편 散亂포텐셜은

$$\Phi_D(x, y, t) = \phi_D(x, y) e^{-i\omega t} \quad (10)$$

$$\phi_D(p; x, y) = \int_c Q(p_0) G(p; p_0) dS(p_0) \quad (11)$$

이고, Green函數,  $G(p; p_0)$ 은 원래 Haskind[2]가 유도하였으며(부록 참조),  $U^2 \rightarrow 0$ 일때의 近似 Green函數는 다음과 같고 各各 위의 物體表面條件을 제외한 境界值條件을 모두 만족하고 있다.

$$G = \text{Re} \left[ \log \frac{z - z_0}{z - \bar{z}_0} \right] + \frac{1}{1-2\tau} \left[ \int_0^\infty \frac{e^{-ik(z-z_0)}}{K_2 - k} dk + \pi i e^{-iK_2(z-z_0)} \right] + \frac{1}{1+2\tau} \left[ \int_0^\infty \frac{e^{ik(z-z_0)}}{K_4 - k} dk + \pi i e^{iK_4(z-z_0)} \right] \quad (12)$$

流體領域에 Green定理를 적용하면 다음의 제 2種 Fredholm 積分方程式을 얻는다.

$$\frac{\partial \Phi(p)}{\partial n} = -\frac{Q(p_0)}{2} + \int_c Q(p_0) \frac{\partial G(p; p_0)}{\partial n(p_0)} dS(p_0) \quad (13)$$

위의 積分方程式과 物體表面에서의 線形境界條件, (7)式을 利用하면 特異點分布에 있어서의 未知數인 湧出點의 세기  $Q(p_0)$ 을 求할 수 있고, 따라서 散亂포텐셜  $\Phi_D$ 를 計算할 수 있다.

### 2.2. 動流體力 計算

Froude-Krylov壓力과 散亂壓力는 각각

$$P^K e^{-i\omega t} = \rho g a e^{i\nu_0 y} [\cos \nu_0 x + i \sin \nu_0 x] e^{-i\omega t} \quad (14)$$

$$P^D e^{-i\omega t} = -\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \Phi_D \quad (15)$$

에 의하여 計算되고, 이들의 合計壓力은  $P = P^K + P^D$  이므로 sway-, heave-exciting force 및 roll-exciting moment는 다음 式에서 求할 수 있다.

$$\begin{pmatrix} (-\omega^2 M_{\eta\eta} - i\omega N_{\eta\eta}) & (-\omega^2 M_{\zeta\eta} - i\omega N_{\zeta\eta}) & (-\omega^2 M_{\varphi\eta} - i\omega N_{\varphi\eta}) \\ (-\omega^2 M_{\eta\zeta} - i\omega N_{\eta\zeta}) & (B_{\zeta\zeta} - \omega^2 M_{\zeta\zeta} - i\omega N_{\zeta\zeta}) & (-\omega^2 M_{\varphi\zeta} - i\omega N_{\varphi\zeta}) \\ (-\omega^2 M_{\eta\varphi} - i\omega N_{\eta\varphi}) & (-\omega^2 M_{\zeta\varphi} - i\omega N_{\zeta\varphi}) & (B_{\varphi\varphi} - \omega^2 M_{\varphi\varphi} - i\omega N_{\varphi\varphi}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\eta}{a} \\ \frac{\zeta}{a} \\ \frac{\varphi}{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{F_\eta}{a} \\ \frac{F_\zeta}{a} \\ \frac{F_\varphi}{a} \end{pmatrix} \quad (17)$$

成되고 다음의 運動方程式에 의하여 決定된다.

윗식에서 시간因子  $e^{-i\omega t}$ 는 삭제되었으며 restoring force는

$$\begin{aligned} B_{\zeta\zeta} &= \rho g A_w \\ B_{\varphi\varphi} &= \rho g V \overline{GM}_\varphi \end{aligned} \quad (18)$$

로 計算된다. 또한  $M_{ij}$ ,  $N_{ij}$ 는 各各 單位加速度, 速度當 inertial, damping forces를 나타낸다.

船體斷面の 運動應答의 計算에서 各 動流體力係數들과 波浪強制力들은 重心,  $G$ 에 대한 값들로 置換되었다.

### 2.4. 漂流力

2次元 主상체에 작용하는 수평, 수직방향의 漂流力 및 漂류모우먼트(2차 roll모우먼트)는 작용압력을 직접 적분하여 구하는 near-field 方法에 의하여 計算할 수 있으며 이에 대한 수식의 유도는 생략하고 無次元化한 結果를 정리하면 다음과 같다.  $S^{(i)}$ 를  $i$ -運動의 變位振幅이라고 表示할 때,

수평방향 平均 漂流力 係數는

$$\begin{aligned} \bar{C}_{F_{DH}} &= \frac{\bar{F}_{DH}}{\frac{1}{2} \rho g a^2} \\ &= \frac{1}{\rho g} \omega^2 m_0 \frac{S^{(3)}}{a} \frac{S^{(4)*}}{a} \\ &\quad + \frac{1}{g} \int_c \left[ \frac{S^{(2)}}{a} - (y-y_0) \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_x}{a} dy + \frac{1}{g} \int_c \left[ \frac{S^{(3)}}{a} + x \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_y}{a} dy \\ &\quad + \frac{1}{2g} \int_c \left( \frac{|V\Phi|}{a} \right)^2 dy + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{|r_-|}{a} \right)^2 - \left( \frac{|r_+|}{a} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (19)$$

수직방향 平均 漂流力 係數는

$$\bar{C}_{F_{DV}} = \frac{\bar{F}_{DV}}{\frac{1}{2} \rho g a^2}$$

$$F_\eta = \int_c P(-dy)$$

$$F_\zeta = \int_c P dx$$

$$F_\varphi = \int_c P(xdx + ydy) \quad (16)$$

### 2.3. 運動方程式

海流의 영향에 의하여 sway, heave, roll은 모두 連

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{g} \frac{S^{(4)}}{a} \int_c \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi^*}{a} dy \\ &\quad - \frac{1}{g} \int_c \left[ \frac{S^{(2)}}{a} - (y-y_0) \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_x^*}{a} dx - \frac{1}{g} \int_c \left[ \frac{S^{(3)}}{a} + x \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_y^*}{a} dx \\ &\quad - \frac{1}{2g} \int_c \left( \frac{|V\Phi|}{a} \right)^2 dx \end{aligned} \quad (20)$$

平均 漂流모우먼트 係數는

$$\begin{aligned} \bar{C}_{M_d} &= \frac{\bar{M}_d}{\frac{1}{2} \rho g a^2 T} \\ &= -\frac{1}{gT} \int_c \left[ \frac{S^{(2)}}{a} - (y-y_0) \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_x^*}{a} (xdx + ydy) - \frac{1}{gT} \int_c \left[ \frac{S^{(3)}}{a} + x \frac{S^{(4)}}{a} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\Phi_y^*}{a} (xdx + ydy) \\ &\quad - \frac{1}{2gT} \int_c \left( \frac{|V\Phi|}{a} \right)^2 ((xdx + ydy)) \end{aligned} \quad (21)$$

윗식들에서 “\*”는 공액복소수를 표시하며, 速度成分이나 速度포텐셜의 2차 도함수를 구하는데 주의를 요한다.

### 3. 數值計算 및 考察

圓形柱狀體가 완전히 물에 잠긴 경우와 自由表面上에 浮遊하는 경우 및 Lewis形狀의 船體中央斷面に 대하여 數值計算을 하였다. 入射波와 海流의 方向에 따라 다음 두가지 경우에 대하여 各 動流體 기동을 다루었다.

Phase I: 入射波와 海流方向이 反對일때

Phase II: 入射波와 海流가 같은 方向에서 올때

Fig. 2a, 2b는 그의 지름만큼 물에 잠긴 圓形柱狀體에 작용하는 수직방향의 平均漂流力을 나타내며, 海流

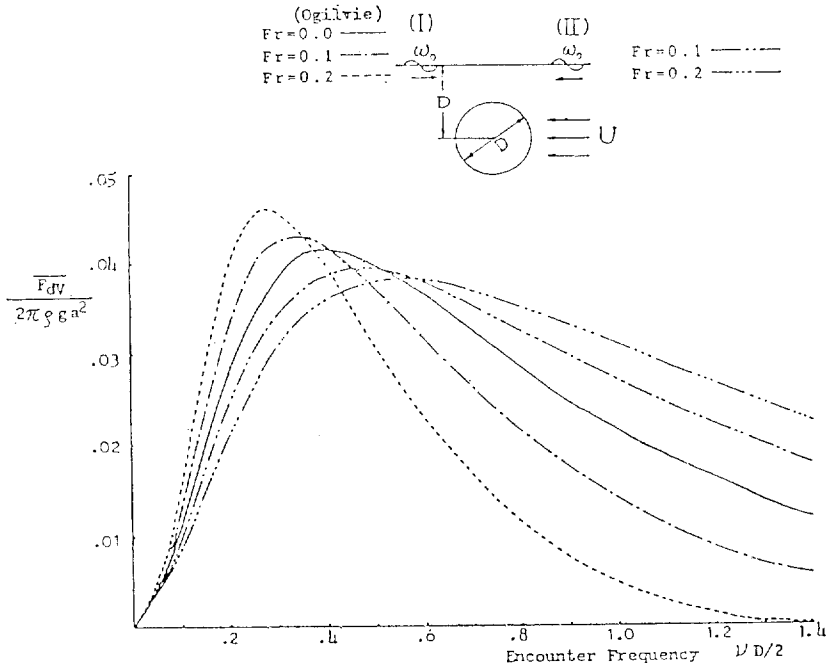


Fig. 2a Mean vertical drift force on restrained circular cylinder

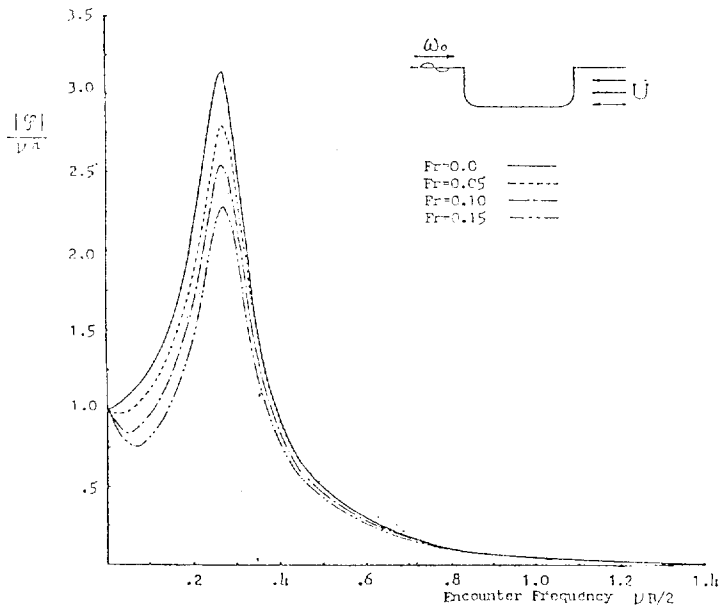


Fig. 2b Mean vertical drift force on circular cylinder oscillating in one direction

영향이 없을때에 대해서는 Ogilvie[10]의 古典의 結果와 비교해 보았다. 運動하지 못하도록 인위적으로 구속된 경우(Fig. 2a)에는 수직방향의 平均漂流力이 Phase I의 경우 海流速度가 증가함에 따라, 낮은 진동수 영역에서는 증가하고, 비교적 높은 진동수 영역에서는 감소하며, Phase II의 경우에는 그 반대현상이 나타남을 볼 수 있다.

한편 Fig. 2b는 圓形柱狀體를 일정한 方向으로 강제진동할 경우를 다루었는데, 수직방향의 平均漂流力을 無次元化했을때 강제진동의 振幅, 진동의 方向에 관계없이 無次元漂流力은 一定한 값이 된다는 흥미로운 結果를 얻었다.

柱狀體에 작용하는 수평방향의 漂流力은 物體가 橫方向으로 움직일때의 波浪中 附加抵抗과 같이 해석된다. Nakamura등[15]은 far-field方法을 이용하여 浮遊하는 半圓柱狀體의 波浪中 附加抵抗을 해석하였는데, 前進速度가 작을때 波數,  $K_2$ 와  $K_4$ 는 進入波數,  $K_1$ 와

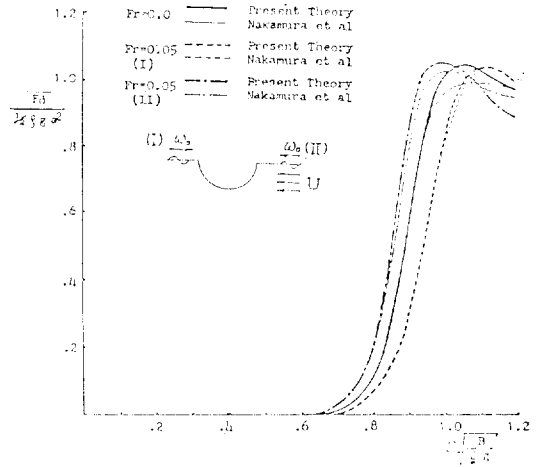


Fig. 3 Mean lateral drift force on half-immersed circular cylinder

거의 같으며 波數,  $K_1$ 과  $K_3$ 는 計算에서 無視할 수 있다고 가정하였다. Fig. 3는 圓形柱狀體가 中立位置에서 浮遊하며  $\overline{OG}$ 는 零으로 가정했을때 본 연구결과와 Nakamura등[15]의 結果値를 비교한 것이다. 海流의 영향을 encounter frequency에 대하여 그림으로 나타내면 사실상 무시할 수 있는 정도임을 알 수 있다.

Table 1에 주어진 바와 같은 Lewis 形狀의 船體中央

Table 1 Particulars of a midship section

斷面積係數	0.9326
船幅×吃水(ft)	1.64×0.656
Roll 관성반지름(ft)	0.5711
$\overline{GM}$ (ft)	0.12464
重心位置(ft)	-0.07544

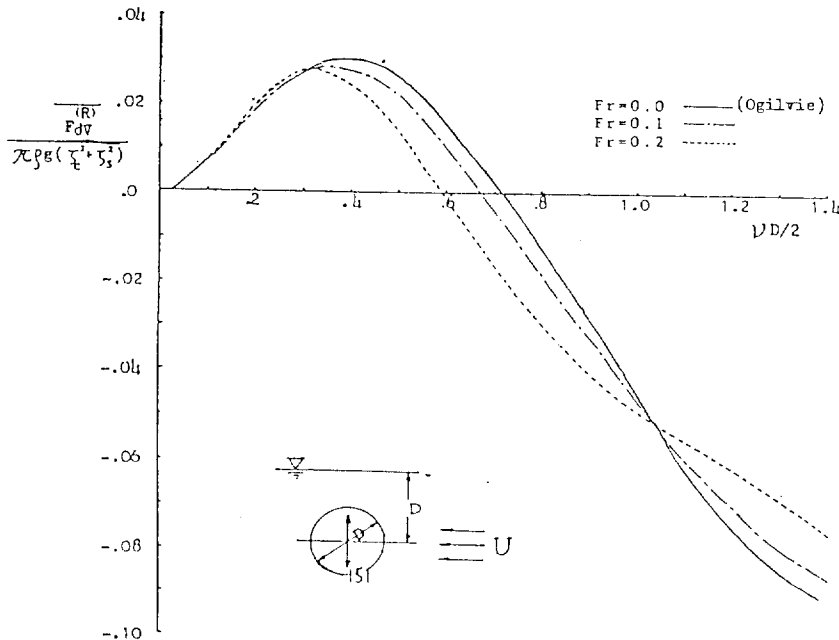


Fig. 4a Roll response(I)

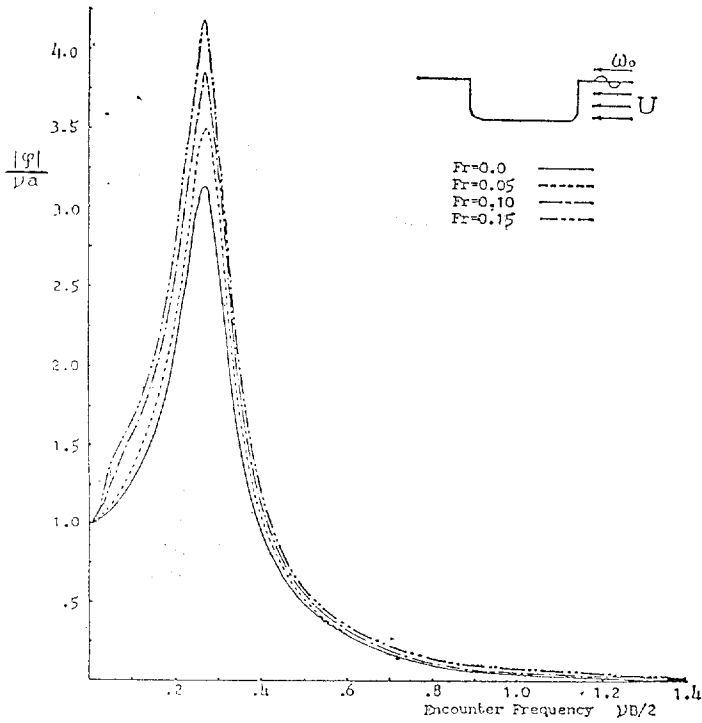


Fig. 4b Roll response (II)

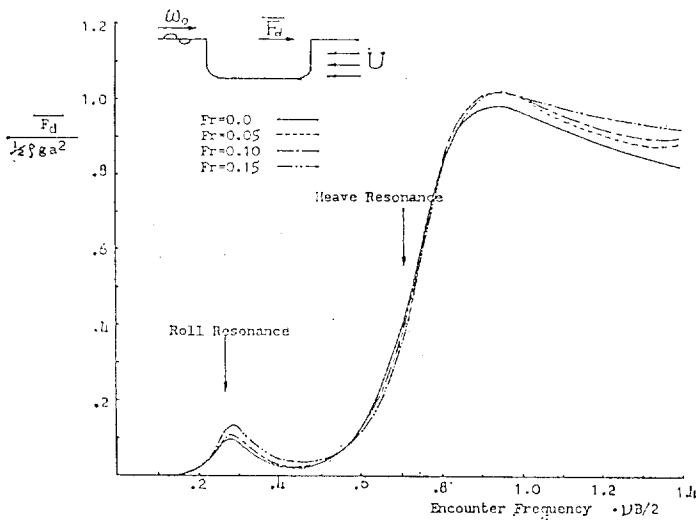


Fig. 5a Mean lateral drift force on the shiplike section (I)

斷面의 例에 對한 動流體力應答을 Froude No. 0.15까지 變化해가면서 計算하여 보았다.

船體斷面의 heave 및 sway 應答에 대한 海流의 영향은 비교적 적으므로 省略하고 roll 應答의 計算결과

를 Fig. 4a, 4b에 나타내었다. Triantafyllou[9]는 Mariner-hull 模型을 橫方向으로 예인하면서 入射波를 맞을때에 대하여 計算하고 實驗結果와 比較하였는데, 이는 本計算의 Phase II와 같은 경우인 바, roll應答이

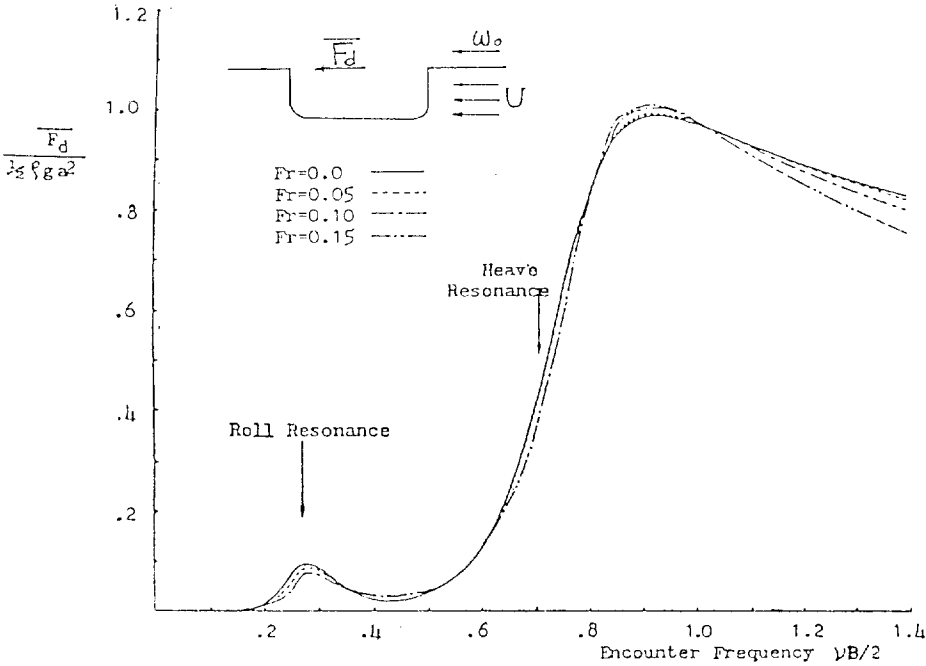


Fig. 5b Mean lateral drift force on the free shiplike section(II)

공진점부근에서 상당히 減少한다는 結論을 얻었으나, 本 計算結果와는 정반대의 현상으로서, 비교할만한 다른 실험결과나 계산자료가 없기 때문에 그 原因을 확인하지 못한 아쉬움이 있다. 즉, 本 計算結果에 의하면 roll 應答이 Phase I에서는 減少하고, 入射波와 海流가 같은 方向에서 오는 Phase II에서는 현저하게 增加하는 結果를 얻었다.

Fig. 5a, 5b는 自由로이 運動하는 船體斷面에 作用하는 수평방향의 平均漂流力의 計算結果를 나타내고 있다. 일반적으로 낮은 진동수영역에서는 海流의 영향이 적으며, 높은 진동수 영역에서는 海流速度가 증가함에 따라 漂流力이 Phase I에서는 증가하고, Phase II에서는 감소함을 알 수 있다.

4. 結 論

Haskind가 유도한 Green函數 및 同 近似式을 活用하여 2次元 柱狀體의 diffraction문제를 해결하고 運動應答과 漂流力에 대한 海流의 영향을 理論적으로 구하였다.

일반적으로 낮은 진동수영역에서 動流體應答에 대한 海流의 영향은 적으나 높은 진동수영역에서는 무시할

수 없다.

물에 잠긴 圓形柱狀體에 作用하는 수직방향의 平均漂流力은 海流速度가 증가함에 따라, Phase I의 경우 낮은 진동수영역에서는 증가하고 높은 진동수 영역에서는 감소하며, Phase II의 경우에는 그 반대현상이 있다.

浮遊하는 半圓柱狀體에 作用하는 漂流力에 대한 海流의 영향은 같은 encounter frequency에 대하여 무시할 수 있을 만큼 적다.

船體斷面の heave, sway應答에 대한 海流의 영향은 비교적 적으나 roll應答이 공진점부근에서 海流速度가 증가함에 따라 Phase I에서는 크게 減少하는 반면에 Phase II에서는 상당히 增加한다.

自由로이 運動하는 船體斷面에 作用하는 漂流力은 一般的으로 높은 振動數 영역에서는 海流速度가 增加하면, Phase I에서는 增加하고, Phase II에서는 減少한다.

앞으로 Triantafyllou 결과와의 차이를 규명하고 本 研究를 확장하여 各 斷面에서의 動流體力들을 strip理論에 의하여 船體 길이에 대하여 積分하고 heave, sway, yaw, roll 및 pitch應答이 모두 連成된 運動方程式을 풀고 아울러 漂流力을 計算할 豫定이다.



## 참 고 문 헌

- [1] Park, S.H., "Oscillation of Cylinders near the Free Surface of a Deep Fluid in Horizontal Currents", *Dissertation*, Ocean Eng. Dept., Stevens Inst. of Tech., May 1983.
- [2] Haskind, M.D., "On Wave Motion of a Heavy Fluid", *Applied Math. & Mechanics*, Vol. 18, No. 1, 1954.
- [3] Becker, E., "Die pulsierende Quelle unter der freien Oberflaeche eines Stromes endlicher Tiefe", *Ing.-Arch.* 24, pp. 69-76, 1956.
- [4] Wu, T.Y., "Water Waves Generated by the Translatory and Oscillatory Surface Disturbance", Calif. Inst. of Tech. Rep. No. 85-3, July 1957.
- [5] Magnuson, A.H., "The Disturbance Produced by an Oscillating Pressure Distribution in Uniform Translation on the Surface of a Liquid," NSRDC Rep. SPD-722-01, Washington D.C., 1976.
- [6] Chang, M.S., "Computation of Three-Dimensional Ship Motion with Forward Speed", *Proc. of the 2nd Int. Conference on Numerical Hydrodynamics*, pp.124-135, Sept. 1977.
- [7] Kobayashi, M., "On the Hydrodynamic Forces and Moments Acting on an Arbitrary Floating Body with a Constant Forward Speed", *J.S.N.A. of Japan*, 1981.
- [8] Yeung, R.W. and Kim, S.H., "A New Development in the Theory of Oscillating and Translating Slender Ships", *Proc. of 15th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Session III, Hamburg, Sept. 1984.
- [9] Triantafyllou, M.S., "Strip Theory of Ship Motions in the Presence of a Current", *J. of Ship Research*, Vol. 24, No. 1, pp.40-44, March 1980.
- [10] Ogilvie, T.F., "First- and Second-Order Forces on a Cylinder Submerged Under a Free Surface" *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 16, pp. 451-472, 1963.
- [11] Maruo, H., "The Drift of a Body Floating on Waves", *J. of Ship Research*, Dec. 1960.
- [12] Kim, C.H. and Dalzell, J.F., "Analytical Investigation of the Quadratic Frequency Response for Lateral Drifting Force and Moment", Rep. SIT-DL-79-9-2061, Davidson Lab., Stevens Inst. of Tech., May 1979, also published in *J. of Ship Research*, Vol. 25, No. 2, pp.117-129, June 1981.
- [13] Lee, S.C., "A Preliminary Study on the Hydrodynamic Interaction between the Wave, Current and Body", Report, The 1st Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, pp.67-70, MIT, Feb., 1986.
- [14] Ogilvie, T.F., "Singular Perturbation Problems in Ship Hydrodynamics", College of Eng., Rep. No. 096, The Univ. of Michigan at Ann Arbor, October 1970.
- [15] Nakamura, S., Saito, K. and Takagi, M., "On the Increased Damping of a Moored Body during Low-Freq. Motions in Waves", *Proc. 5th Int. Symposium on Offshore Mech. Arctic Eng.*, Tokyo, April 1986.

부 록

Haskind[2]는 진동하면서 수평이동하는 2차원 Source에 의하여 생기는 波의 Green函數를 다음과 같이 유도하였다.

$$\begin{aligned}
 G &= \text{Re}[\log(z-z_0) - \log(z-\bar{z}_0)] \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{1-4\tau}} \left[ e^{-iK_2 z} \int_{-\infty}^z \frac{e^{iK_2 z}}{z-\bar{z}_0} dz - e^{-iK_1 z} \int_{\infty}^z \frac{e^{iK_1 z}}{z-\bar{z}_0} dz \right] \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{1+4\tau}} \left[ e^{iK_4 \bar{z}} \int_{\infty}^{\bar{z}} \frac{e^{-iK_4 \bar{z}}}{\bar{z}-z_0} d\bar{z} - e^{iK_3 \bar{z}} \int_{\infty}^{\bar{z}} \frac{e^{-iK_3 \bar{z}}}{\bar{z}-z_0} d\bar{z} \right] \\
 &= \text{Re} \left[ \log \frac{z-z_0}{z-\bar{z}_0} \right] \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{1-4\tau}} \left[ \int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z-z_0)}}{K_2-k} dk - \int_0^{\infty} \frac{e^{-ik(z-\bar{z}_0)}}{K_1-k} dk \right] \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{1+4\tau}} \left[ \int_0^{\infty} \frac{e^{ik(\bar{z}-z_0)}}{K_4-k} dk - \int_0^{\infty} \frac{e^{ik(\bar{z}-z_0)}}{K_3-k} dk \right] \\
 &+ \frac{\pi i}{\sqrt{1-4\tau}} [e^{-iK_2(z-z_0)} + e^{-iK_1(z-\bar{z}_0)}] \\
 &+ \frac{\pi i}{\sqrt{1+4\tau}} [e^{iK_4(\bar{z}-z_0)} - e^{iK_3(\bar{z}-z_0)}]
 \end{aligned}$$

여기에서

$$\begin{aligned}
 K_{1,2} &= K_0 \frac{1-2\tau \pm \sqrt{1-4\tau}}{2\tau^2} \\
 K_{3,4} &= K_0 \frac{1+2\tau \pm \sqrt{1+4\tau}}{2\tau^2} \\
 K_0 &= \frac{\omega^2}{g}, \quad \tau = \frac{U\omega}{g}
 \end{aligned}$$