

論 文

점성 효과에 의한 경사진 방파제 입구에서의 토사 이동에 관한 연구

조 일 형* · 공 도 식*

On the Study of the Mass Transport near the Entrance of Inclined Breakwaters due to Viscosity

I. H. Cho · D. S. Gong

Key Word : 경계층(boundary layer), 원통형파일(circular pile), 경사진방파제(inclined breakwater), 질량이동속도(mass transport velocity), 정합점근전개법(matched asymptotic expansion technique), 점성(viscosity)

Abstract

Herein we investigate the mass transport velocity caused by the viscosity near the ocean structure such as circular pile and inclined breakwaters. The mass transport velocity, which is represented by the sum of the Eulerian velocity and the Stokes drift, were derived by Carter, Liu and Mei(1973). The tangential components of the inviscid velocity field at the bottom, needed in the calculation of the mass transport velocity, is obtained by solving the scattering problem due to breakwaters.

The matched asymptotic expansion technique is employed to obtain the inviscid flow fields scattered by inclined breakwaters. The numerical results show that heavy sediments tends to be deposited near the center of breakwaters and that the narrowing of the entrance width results in reduction of the magnitude of mass transport.

1. 서 론

해양에서 밀려오는 파도는 비선형 상호작용에 의하여 진행 방향이 일정한 조류를 유발시키게 된다. 이때 조류 속도는 양 자체는 작지만 지속적인 방향의 일정성 때문에 해안 바닥의 토사를 이동시킨다. 오랜 시간에 걸친 토사의 이동은 해안의 임의의 지점에 둔덕이나 사주(Sand Bar)을 형성하거나, 항만과 방파제의 입구를 막기 때문에

선박의 항내외로 자유로운 입·출입을 제한한다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 막대한 비용을 사용하여 항만이나 방파제 입구에서 준설 작업을 실시하고 있다. 따라서 정확한 토사 이동 경로를 파악하는 것이 준설 작업의 비용을 절감하는데 있어 필요하다.

파에 의해 유기되는 조류는 크게 두가지로 분류할 수 있다. 해양에서 발달한 파는 해안으로 접근하면서 경사진 바닥의 영향을 받아 파장과

* 正會員, 韓國海事技術研究所

파고가 변하는 굴절(Refraction)현상을 경험하며, 급기야는 안정성을 잃어 파는 깨지게 된다. 이와 같이 파가 깨짐으로써 해안가를 따라 형성되는 조류(Longshore Current)가 있다. 또한 경계층내의 점성 효과에 의하여 발생하는 조류(Mass Transport Velocity)를 들 수 있다. 방파제 입구나 해양구조물의 형상은 와류(Eddy)나 박리(Separation)가 형성될 수 있을만큼 국부적인 형상의 변화가 크다. 따라서 입사파의 진폭이 충분히 클 때, 박리가 발생하며 이로 인하여 구조물 주위의 급격한 토사이동이 유발된다. 이를 Scouring라 하며 해양구조물이나 교량의 설계시 고려해야 할 중요한 인자이다. 와류나 박리에 의한 유동장은 이론적인 해석이 불가능하며 주로 실험을 통한 경험식에 의존하고 있는 실정이다. 그러나 파고에 비하여 파장이 비교적 긴 파(Swell)가 구조물에 작용할 때, 와류나 박리가 생기지 않는다. 따라서 경계층내에서는 유동장은 층류 경계층 이론(Laminar Boundary Layer Theory)으로 경계층밖에서는 포텐셜 이론으로 해석이 가능하다.

Rayleigh(1883)는 동요하는 유체에 의하여 벽 가까이에서 시간에 따라 일정한 속도(Acoustic Streaming)가 존재한다는 것을 실험을 통하여 확인하였고, 이러한 독특한 현상은 점성에 기인한다고 이론적으로 입증하였다. Longuet-Higgins(1953)는 이 결과를 1차원 파에 적용하여 이 값에 2차 차수항인 Stokes 표류(Drift)를 포함시켰고, 이를 Lagrangian 속도 또는 토사 이동 속도(Mass Transport Velocity)라 하였다. Carter, Liu & Mei와 Lamoure & Mei(1977)는 2차원 파에 적용하여 간단한 구조물 주위에서의 토사 이동 속도를 구하였다.

본 연구에서는 경사진 방파제 주위에서의 점성에 의한 토사이동을 살펴보았다. 경계층 바깥 영역에서의 파동장은 섭동법(Perturbation)의 일종인 정합점근전개법을 사용하여 입사파에 의한 산란문제를 풀어 구한다. 이로부터 경계층에서의 점선 속도를 구한다. 이 조건과 바닥에서의 경계 조건식(No-Slip Condition)을 이용하여 층류 경계

치 문제를 풀어 경계층내의 토사 이동 속도를 구한다.

2. 문제의 정식화

점성에 의한 경계층내에서의 시간에 따라 일정한 토사 이동 속도는 Carter등에 의하여 유도되었다. 이때 좌표계는 Fig. 1과 같이 경계층내에 국부좌표계를 잡았다. 자세한 유도 과정을 생략하고 결과만 인용하면 다음과 같다.

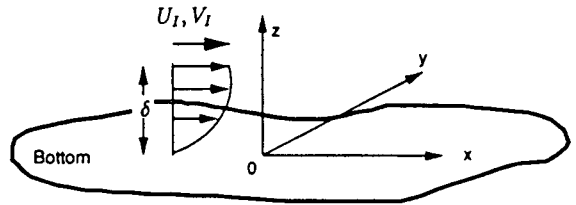


Fig. 1 Local Coordinate near the Bottom

$$\begin{aligned} \bar{u}_L &= \frac{1}{4\omega} R_c [F_5 U_0 \frac{\partial U_0}{\partial x} + F_6 V_0 \frac{\partial U_0}{\partial y} + F_7 U_0 \frac{\partial V_0}{\partial y}] \\ \bar{v}_L &= \frac{1}{4\omega} R_c [F_5 V_0 \frac{\partial V_0}{\partial y} + F_6 U_0 \frac{\partial V_0}{\partial x} + F_7 V_0 \frac{\partial U_0}{\partial x}] \end{aligned} \quad (1)$$

$$F_5 = -8ie^{-(1-i)\xi} + 3(1+i)e^{-2\xi} - 3 + 5i$$

$$F_6 = -4ie^{-(1-i)\xi} + (1+2i)e^{-2\xi} - 1 + 2i$$

$$F_7 = -4ie^{-(1-i)\xi} + (2+i)e^{-2\xi} - 2 + 3i$$

여기서 $\xi = z/\delta$ 이며 δ 는 경계층의 두께를 의미한다. (U_0, V_0)는 경계층에서의 점선 속도를 나타내며 비점성 파도장을 풀어 구한다. 이때 비점성 파동장은 정합점근전개법을 사용하여 해석하였다. 즉, 유체 영역을 해양영역과 방파제 입구 영역 그리고 방파제 내부 영역으로 나누어 각 영역에서 경계치 문제를 독립적으로 푼 뒤, 인접한 영역의 해를 정합시켜 완전한 해를 구한다.

선형포텐셜 유동이라는 가정하에서 속도포텐셜을 도입하고 유동은 시간에 따라 조화운동을 한

다고 가정한다. 파가 주파수 ω 를 갖고 조화운동을 할 때, 속도포텐셜을 다음과 같다.

$$\Phi(x, y, z, t) = -\frac{ig}{\omega} \eta(x, y) \frac{\cosh kz}{\cosh kh} e^{-i\omega t}, \dots (2)$$

여기서 (x, y) 는 정수면을 뜻하며, g 는 중력가속도를 h 는 수심을 뜻한다. 바닥($z=0$)에서의 비점성 점선 속도는 속도포텐셜을 미분하여 얻어진다.

$$U_1 = U_0 e^{-i\omega t} = \Phi_x(x, y, 0, t) = -\frac{ig}{\omega} \eta_x \operatorname{sech} kh e^{-i\omega t}$$

$$V_1 = V_0 e^{-i\omega t} = \Phi_y(x, y, 0, t) = -\frac{ig}{\omega} \eta_y \operatorname{sech} kh e^{-i\omega t} \dots (3)$$

따라서 복소 속도 함수는 다음과 같다.

$$U_0 = -\frac{ig}{\omega} \eta_x(x, y) \operatorname{sech} kh,$$

$$V_0 = -\frac{ig}{\omega} \eta_y(x, y) \operatorname{sech} kh \dots (4)$$

다음은 방파제에 의한 회절 문제를 점합점근전개법을 사용하여 파형식 η 를 구하는 과정을 소개하겠다. 수심이 일정한 경우 η 는 2차원 Helmholtz 방정식을 만족한다. 이때 입사파의 파장은 방파제 입구의 폭에 비하여 길다고 가정한다. 해석 모델에 대한 기하학적 형상은 Fig. 2와 같다. 해양 영역에서의 해는 입사파와 방파제에 의한 반사파 그리고 방파제 입구에서의 산란파로 구성되어 있다(Smallman, 1985).

$$\eta(r, \theta) = \frac{2\pi A}{(\pi + 2\beta)} \sum_{m=0}^{\infty} \{ \epsilon_m \cos \theta_m (\theta + \beta) \cos \theta_m (\alpha + \beta) J_{\theta_m}(kr) e^{-i/2\theta_m r} \} + \frac{M\pi}{(\pi + 2\beta)} H_0^{(1)}(kr) \dots (5)$$

여기서 β 는 방파제의 경사각을 나타내며, A 는

입사파의 진폭을 뜻한다. 또한 $p = \pi + 2\beta$, $\mu_m = m\pi / (\pi + 2\beta)$ 이며, $H_0^{(1)}$ 는 제1종 Hankel 함수이다.

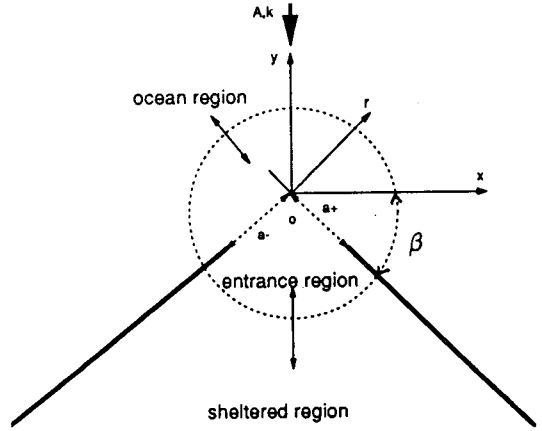


Fig. 2 Definition Sketch for Inclined Breakwaters

윗식을 방파제 입구의 해와 정합하기 위하여 $r \rightarrow 0$ 로 내부 전개시킨 뒤 최저차 항만 취하면 다음과 같다.

$$\phi \approx \frac{2\pi A}{(\pi + 2\beta)} + \frac{M\pi}{(\pi + 2\beta)} \left\{ 1 + \frac{2i}{\pi} \gamma + \frac{2i}{\pi} \log\left(\frac{kr}{2}\right) \right\} \dots (6)$$

여기서 γ 는 Euler 상수이다($=0.5772157$).

방파제 입구가 파장에 비하여 작기 때문에 방파제 입구 영역에서의 지배방정식은 2차원 Helmholtz에서 2차원 Laplace로 바뀐다. 방파제 입구 영역에서의 경계치 문제는 실제의 평면에서 풀지 않고 등각 사상(Conformal Mapping)을 수행하여 2차원 수로 문제로 치환한다. 방파제 입구 영역에서의 외부 전개한 식은 다음과 같다.

$$\eta(r, \theta) = \frac{m\pi}{(\pi + 2\beta)} \log\left\{ \frac{(p - bq)\pi b^{2\beta} r}{2\beta q a^-} \right\} + D \dots (7)$$

$$\eta(r, \theta) = \frac{-m\pi}{(\pi - 2\beta)} \log\left\{ \frac{(p - bq)\pi r}{b^q 2\beta p a^-} \right\} + D \dots (8)$$

$$\frac{a_+}{a^-} = \frac{[bp - q]}{b^{2\beta} [p - bq]}$$

여기서 $q = \pi - 2\beta$ 이며, a_+ , a_- 는 각각 방파제 입구

의 폭을 나타낸다.

방파제 내부 영역의 해는 폭이 좁은 방파제 입구를 통하여 들어오는 파에 의하여 표현된다. 따라서 원점에 특이점을 놓아 구한다.

$$\eta(r, \theta) = -\frac{M'\pi}{(\pi - 2\beta)} H_0^{(1)}(kr),$$

$$\pi + \beta < \theta < 2\pi - \beta$$

..... (9)

같은 방법으로 방파제 입구 영역의 해와 정합하기 위하여 뒷식을 방파제 입구 영역으로 내부 전개하면 다음과 같다.

$$\eta(r, \theta) \approx -\frac{M'\pi}{(\pi - 2\beta)} \left\{ 1 + \frac{2i}{\pi}\gamma + \frac{2i}{\pi} \log\left(\frac{kr}{2}\right) \right\}$$

..... (10)

식(6)과 식(7)이 같고, 식(8)과 식(9)가 같다는 정합조건식에서 상수항과 특이항이 같다는 식들로부터 4개의 연립방정식을 구할 수 있으며, 이 식들을 풀어 4개의 미지수 M, m, D, M'를 구하여 각 영역에서의 완전한 해를 구한다.

$$M = M' = -\frac{Aq}{\pi} \left\{ 1 + \frac{2i}{\pi}\gamma + \frac{2i}{\pi} \log\left[\frac{ka - \beta b^{q/2n} q^{q/2n} p^{q/2n}}{\pi(p - bq)}\right] \right\}^{-1}$$

$$m = \frac{2i}{\pi} M$$

$$D = A + \frac{m}{2} \log \frac{q}{bp}$$

..... (11)

방파제 입구 영역에서의 지배방정식은 2차원 Laplace 방정식이므로 속도함수는 $\nabla^2 \vec{U} = 0$ 를 만족한다. 따라서 경계층내의 토사 이동 속도 식(1)은 아래식으로 변환된다.

$$\bar{u}_L = \frac{1}{4\omega} R_c \left[F_6(U_0) \frac{\partial U_0}{\partial x} + V_0 \frac{\partial U_0}{\partial y} \right]$$

$$\bar{v}_L = \frac{1}{4\omega} R_c \left[F_6(U_0) \frac{\partial V_0}{\partial y} + V_0 \frac{\partial V_0}{\partial y} \right]$$

..... (12)

경계층내의 수직 방향의 변화는 ξ 가 클 때와 작을 때 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$F_6 = \begin{cases} -1 + 2i, & \text{for } \xi \gg 1 \\ 2\xi, & \text{for } \xi \ll 1 \end{cases} \dots\dots\dots (13)$$

식(12)와 식(15)로부터 경계층내의 토사 이동 속도를 구한다.

3. 계산결과 및 고찰

방파제 입구 주위에서의 토사 이동 속도계산에 앞서 원형 파일 주위의 속도분포를 계산하였다. 입사파는 단위 진폭을 갖고 x축의 양의 방향으로 진행하며 파일의 반지름은 5m로 잡았다. 입사파의 주파수 ω 는 0.8rad/sec이다. 한편 수심은 12m로 일정하다. Fig. 3은 바닥부근($z=0.1 \times \delta$)에서의 파일 주위의 토사 이동 속도를 그렸다. 그림으로부터 바닥에서의 토사는 파일의 측면 부근에 모이는 것을 알수 있다. 이러한 토사 이동의 방향은 경계층 밖의 비점성 속도가 증가하는 방향이다.

Fig. 4는 같은 조건에 대하여 경계층에서의 토사 이동 분포를 그렸다. 바닥에서의 속도분포에 비하여 정량적인 값이 크며, Fig. 3과는 달리 토사 이동 방향은 파일의 앞 뒤면을 향하는 사실을 알 수 있다. Fig. 3과 4로부터 다음과 같은 사실을

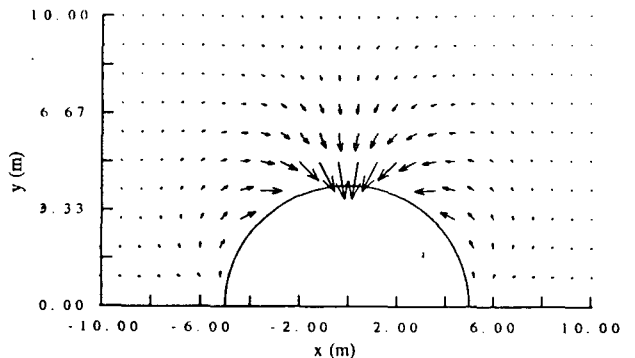


Fig. 3 Mass Transport Velocity near the Bottom in the Presence of Circular Pile ($\omega=0.8\text{rad/sec}$, $a=5\text{m}$)

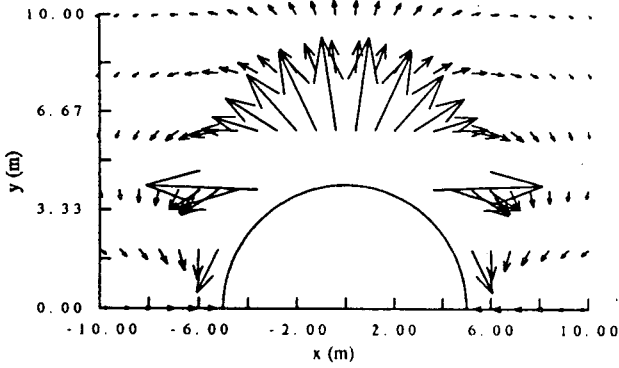


Fig. 4 Mass Transport Velocity near the Boundary Layer in the Presence of Circular Pile ($\omega=0.8\text{rad/sec}$, $a=5\text{m}$)

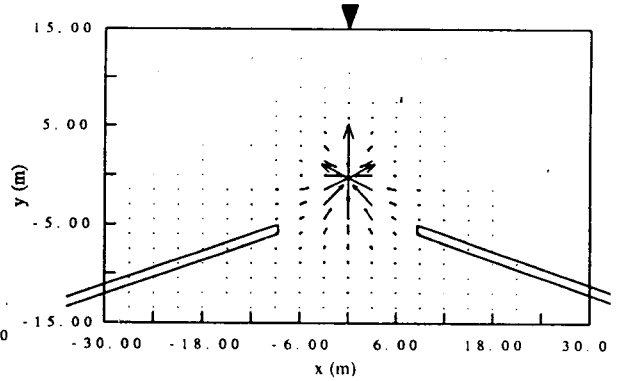


Fig. 5 Mass Transport Velocity near the Bottom in the Presence of Symmetric Breakwaters ($\beta=30^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

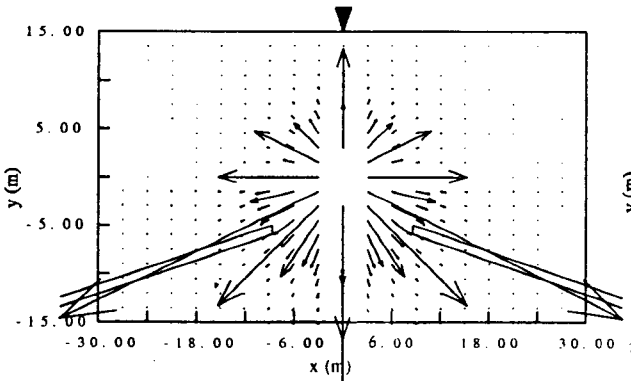


Fig. 6 Mass Transport Velocity near the Boundary Layer in the Presence of Symmetric Breakwaters($\beta=30^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

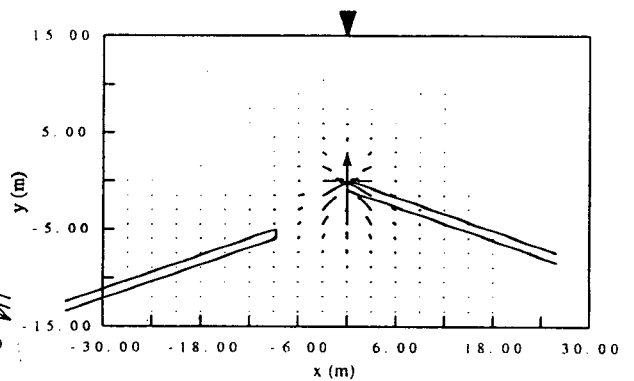


Fig. 7 Mass Transport Velocity near the Bottom in the Presence of Asymmetric Breakwaters($\beta=30^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

유추할 수 있다. 바닥에 놓인 토사는 구조물의 측면에 모이지만 파에 의하여 교란되어 부유하는 토사는 구조물의 앞과 뒤면에 축적된다. 실제적으로 해안에 분포된 토사의 크기는 0.05mm에서 10mm 정도이며, 주기가 10초인 파도에 의해 형성된 경계층의 두께는 6~18cm이다.

방파제 입구 주위에서의 토사 이동 속도분포는 Fig. 5부터 Fig. 12에 그렸다. 이때 수심은 12m이며 입사파는 단위 진폭을 갖고 y축과 반대 방향

으로 들어온다. 토사 이동 속도 계산시 비점성 파동장은 방파제 입구의 해를 사용하였다. 또한 이 식은 최저차 항(소오스)만 취했기 때문에 θ 방향의 변화를 고려할 수 없으며 정량적으로 실제와 차이가 난다. 그러나 방파제의 경사각도와 입구의 폭변화에 따르는 토사 이동의 정성적인 경향을 밝힐 수가 있으리라 사료된다.

Fig. 5는 방파제 입구의 형상이 대칭일 때 ($a_-=a_+$) 바닥부근($z=0.1 \times \delta$)에서의 토사 이동 속도

분포를 그렸다. 방파제 경사각도 $\beta=30^\circ$ 이며 $a_-=10\text{m}$ 이며 입사파의 주파수는 ω 는 1.0rad/sec 이다. 그림에서 토사 이동 방향은 원점을 향하며, 정량적인 값은 원점에서 멀어질수록 감소하는 것을 볼 수 있다. Fig. 6은 경계층에서의 토사 이동속도를 그렸다. 바닥에서의 속도에 비하여 정량적인 값이 훨씬 크음을 알 수 있으며, 토사 이동 방향은 원점에서 멀어지는 방향이다. 이로부터 입사파에 의하여 교란된 토사층 가는 것들은 입구 중심에서 멀어지는 방향, 즉 방파제 끝단으로 향한다.

Fig. 7과 8은 비대칭 방파제 입구($a_-=10\text{m}$, $a_+=0$)에 대하여 토사 이동 속도를 그렸다. 여기서 방파제 경사각도는 Fig. 5와 6과 동일하다. 정성적인 경향은 앞의 그림과 비슷하나 정량적인 값은 작아졌음을 알 수 있다. 이는 방파제 입구의 폭이 줄어들어 연유한다.

Fig. 9와 Fig. 10은 $\beta=45^\circ$ 일 때의 대칭인 방파제 입구에서의 토사 이동 결과를 보여주고 있다. $\beta=30^\circ$ 의 결과와 차이가 거의 없지만 해양쪽으로 이동하는 속도가 $\beta=30^\circ$ 인 경우에 약간 크다는

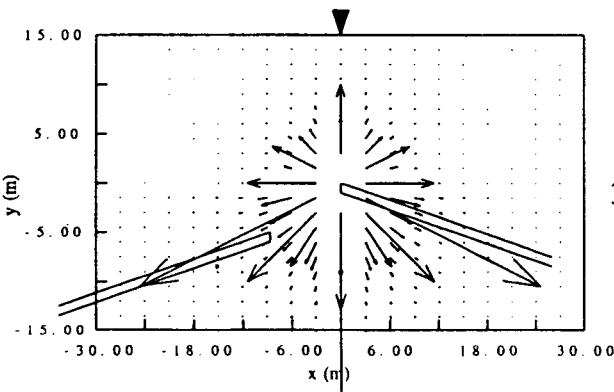


Fig. 8 Mass Transport Velocity near the Boundary Layer in the Presence of Asymmetric Breakwaters($\beta=30^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

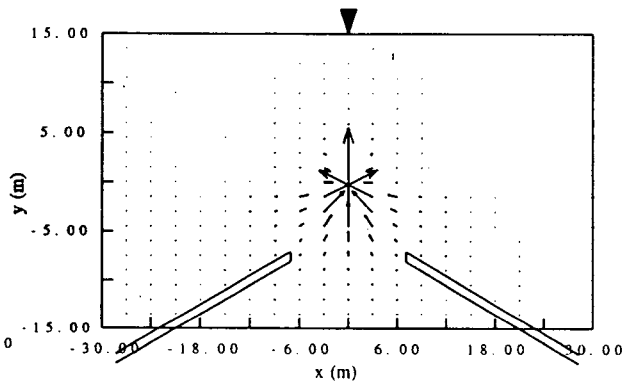


Fig. 9 Mass Transport Velocity near the Bottom in the Presence of Symmetric Breakwaters ($\beta=45^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

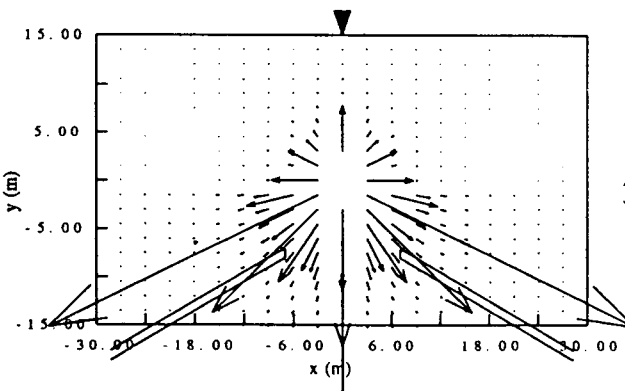


Fig. 10 Mass Transport Velocity near the Boundary Layer in the Presence of Symmetric Breakwaters($\beta=45^\circ$, $a_-=10\text{m}$)

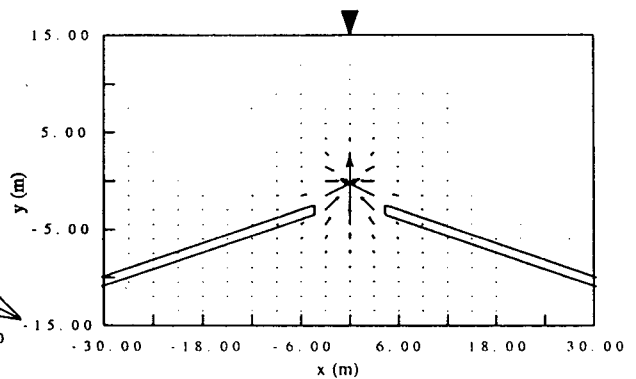


Fig. 11 Mass Transport Velocity near the Bottom in the Presence of Symmetric Breakwaters($\beta=30^\circ$, $a_-=5\text{m}$)

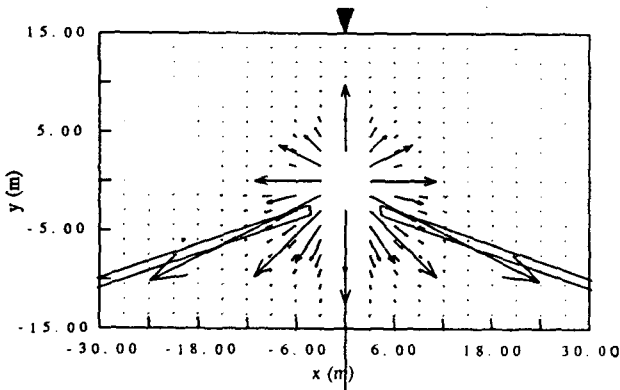


Fig. 12 Mass Transport Velocity near the Boundary Layer in the Presence of Symmetric Breakwaters($\beta=30^\circ$, $a_s=5m$)

것을 알 수 있다.

Fig. 11과 Fig. 12는 $a_s=5m$ 일 때의 계산결과를 그렸다. 여기서 $\beta=30^\circ$ 이다. 대칭인 방파제 입구 결과인 Fig. 3과 Fig. 4와 비교하면 방파제 입구의 폭이 클수록 토사 이동 속도가 더욱 커진다는 사실을 확인하였다. 다시 말하면 방파제 입구의 폭이 커지면 점성에 의한 토사 이동량이 증가된다.

4. 결 언

이상의 해석과 계산결과를 토대로 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

- 1) 원형 파일 주위의 토사 이동은 바닥부근에서는 파일의 측면을 향하며, 경계층에서는 파일의 앞과 뒤면을 향하는 것을 알 수 있다. 이는 바닥 부근에 놓여있는 굵은 토사는 경계층밖의 비점성 파동장의 유체 입자 속도가 증가하는 쪽으로 이동하며, 파도에 의하여 부유하는 토사는 유체 입자 속도가 감소하는 쪽으로 이동함을 의미한다.
- 2) 방파제 입구 주위에서의 토사 이동 속도 방향은 바닥에서는 방파제 입구로 들어오는 방향임을 확인하였다. 반면에 경계층에서는 입구로부터 나가는 쪽이다. 즉, 바닥에 놓인 굵은 토사는 방파제 입구의 중심에 모이며, 부유하는 가는 토사는 방파제 끝단에 모이게 된다.

3) 토사 이동 속도분포는 방파제의 경사각도 변화에는 크게 영향을 받지 않지만 방파제 입구의 폭이 커질수록 토사 이동 속도가 커지는 사실을 밝혀내었다. 그러나 정량적으로 신뢰성이 있는 결과를 얻기 위해서는 고차항을 포함시키거나 수치계산을 병행하여야 한다.

4) 본 연구로부터 방파제와 같은 해양구조물 주위에서의 토사 이동의 점성적인 경향을 파악했으며, 이를 토대로 항만이나 방파제 입구에서의 준설 위치를 선정할 수 있는 기반이 조성되었다.

5. 참고문헌

Carter, T.G., Liu, P.L.F. & Mei C.C., 1973. Mass Transport by Waves and Offshore Sand Bedforms, *J. Waterways, Harbours Coastal Eng. Div. ASCE* 99 : 165-184

Lamoure, J. & Mei, C. C., 1977. Effects of Horizontally Two-Dimensional Bodies on the Mass Transport near the Sea Bottom, *J. Fluid Mech.* Vol. 83 415-431

Longuet-Higgins, M.S., 1953. Mass Transport in Water Waves, *Philos. Trans. R. Soc.* 345 : 535-581

Mei, C. C., 1983. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley Sons

Memos, C.D., 1980. Energy Transmission by Surface Waves through and Opening, *JFM*, Vol. 97 : 557-569

Rayleigh, L., 1883. On the Circulation of Air Observed in Kundt's Tube, and Some Allied Acoustical Problems, *Philos. Trans. R. Soc. London* 175 : 1-21

Smallman, J. V. 1986. Diffraction by a Gap between Two Breakerwater: Solution for Long Waves by Matched Asymptotic Expansion, *JFM*, Vo. 172 : 143-155

조일형, 1991. 항만내 파도응답과 계류선박의 운동해석, 서울대학교 박사학위논문