

수면 위에 고정된 수평막에 의한 파랑제어 Wave Control by a Surface-Mounted Horizontal Membrane

조일형*

Il-Hyoung Cho*

요 지 : 수면 위에 고정된 수평막에 의한 파랑제어성능을 선형포텐셜이론을 사용하여 해석하였다. 고유함수전개법을 적용하기 위하여 유체영역을 수평막이 없는 영역과 있는 영역으로 나누고 두 영역이 만나는 경계면에서 각 영역의 해를 정합시켜 완전한 해를 구하였다. 본 해석방법은 Cho and Kim(1998)과 같이 경계치문제를 회절과 방사문제로 나누어 풀지 않고 산란문제를 직접 풀어 동일한 해를 구하는 해석방법이다. 개발된 해석모델을 검증하기 위하여 2차원 조파수조(36 m×0.91 m×1.22 m)에서 모형실험을 수행하였다. 해석결과와 모형실험결과는 정성적으로 잘 일치하고 있음을 확인하였다. 수평막의 길이와 초기장력 그리고 입사파의 주파수를 바꿔가면서 반사율과 투과율을 살펴보았다.

핵심용어 : 수평막, 고유함수전개법, 투과율, 반사율

Abstract : The performance of wave control by a surface-mounted horizontal membrane is analyzed in the frame of linear potential theory. To employ the eigenfunction expansion method, the fluid domain is divided into two regions i.e. region without membrane and membrane-covered region. By matching the each solutions at boundaries of adjacent regions, the complete solution is obtained. The present analytical method solving the scattering problem directly gives the same results as Cho and Kim(1998)'s method solving the diffraction and the radiation problem separately. To verify the developed model, the model test with a surface-mounted horizontal membrane is conducted at the wave tank(36 m×0.91 m×1.22 m). The analytic results are in good agreement with the experimental results. The reflection and transmission coefficients are investigated according to the change of membrane tension, length and incident frequencies.

Keywords : horizontal membrane, eigenfunction expansion method, reflection coefficient, transmission coefficient

1. 서 론

최근 유연성이 있는 막체를 이용하여 파랑을 제어하는 연구가 활발히 진행되고 있다. 막체(membrane structure)는 철이나 콘크리트 구조물과 같은 강체에 비하여 가볍고 다루기가 손쉬워 제작, 설치, 회수가 용이하다. 또한 유연성이 좋기 때문에 폭풍시 파손될 위험이 상대적으로 적다. 외해로부터 들어오는 입사파에 의해 막체는 변형하고 막체의 변형은 새로운 파형을 만든다. 이때 막체의 운동으로 생성된 파의 위상을 입사파의 위상과 180도 차이가 나도록 조절하여 중첩원리에 의해 막체를 통과하는 투과

파의 진폭을 줄이는 것이 막체를 이용한 방파제의 소파원리이다. 막체의 운동에 의하여 발생된 파의 진폭과 위상을 제어하기 위하여 막체의 길이와 함께 막체에 작용하는 초기장력을 적절히 선정하여야 한다.

막체에 의한 파랑제어문제는 유체와 구조의 상호작용을 고려해야 하는 복잡한 문제이므로 관련 연구의 대부분은 2차원 문제에 국한되어 있다. 주로 수직막(vertical membrane)을 이용하여 파를 차단하는 연구들이 많았다(Thomson et al., 1992; Aoki et al., 1994; Kim and Kee, 1996; Cho et al., 1997). 수직막을 이용한 방파제는 많은 연구에도 불구하고 아직까지 실용화가 안된 결정적인 이유

*제주대학교 해양산업공학부(Faculty of Marine Industrial Engineering, Cheju National University, Ara 1, Jeju 690-756, Korea. cho0904@cheju.ac.kr)

는 구조적인 안정성에 문제가 있기 때문이다. 원하는 파랑제어효과를 얻기 위해서는 수직막을 전 수심에 걸쳐 설치해야 하는데 이러한 설치상태에서 파랑이나 흐름에 의한 큰 하중을 막체가 지지할 수 없었다. 이에 대안으로 Cho and Kim(1998)은 수면아래 일정 깊이 잠긴 수평막에 의한 파 차단제를 제안하였다. 수평막에 의한 반사율과 투과율을 선형포텐셜이론과 유탄성해석(hydroelastic analysis)을 통하여 살펴보았다. 경계치문제를 회절문제(diffraction problem)와 방사문제(radiation problem)로 나누어 각각 풀고, 이로부터 얻어진 파장제력과 동유체력을 막체 방정식(membrane equation)에 대입하여 수평막의 변형을 구하여 수평막의 운동에 의한 발생파를 포함한 반사율과 투과율을 계산하였다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 2차원 수조에서 모형실험을 수행하였다. Cho and Kim(2000)은 일정한 공극율을 가진 투과성 수평막이 초기장력을 가지고 수면 아래에 잠겨있을 때의 반사율과 투과율을 살펴보았다. Ohyama et al.(1989)과 조일형·강창익(2000)은 내부에 물과 압축공기를 채운 반원형태의 막체(flexible mound)를 해저면 바닥에 고정시킨 모델에 대하여 파랑제어효과와 유연막의 거동을 수치계산하여 실험결과와 비교하였다. Yip et al.(2001)은 수면 위에 수평막이 일정한 간격을 가지고 여러 개 놓여 있을 때 반사율과 투과율을 고유함수전개법을 사용하여 해석하였다. 그들은 입사파의 파장이 수평막 사이의 간격의 2배가 될 때 발생하는 Bragg 공진시 투과되는 크게 줄어들며 반대로 반사되는 최대가 됨을 밝혔다. 한편 Teng et al.(2001)은 수면 위에 반 무한 탄성판이 놓여있을 때 입사파와 탄성판의 상호작용문제를 해석하였다.

본 연구에서는 초기장력을 가진 수평막이 수면 위에 고정되어 있을 때 수평막에 의한 반사율과 투과율을 해석하였다. Cho and Kim(1998)에서와 같이 경계치문제를 회절과 방사문제로 나누어 풀지 않고 산란문제(scattering problem)를 직접 풀어 해를 구하였다. 수평막이 놓인 수면에서 막체 방정식과 막체의 경계조건식이 결합된 새로운 형태의 경계조건식을 유도하였다. 수평막의 초기장력과 질량이 포함된 수면에서의 경계조건식으로부터 새로운 분산식을 얻었다. 고유함수전개법을 적용하기 위하여 유체영역을 수평막이 있는 영역과 없는 영역으로 각각 나누고 각 영역에서의 해를 고유함수의 전개식으로 표현하였다. 두 영역이 만나는 정합면에서 두 영역의 해를 정합시켜 미지수를 구하였다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 2차원수조에서 실시한 모형실험결과와 비교하였다.

2. 문제의 정식화

2.1 산란문제

초기장력을 가진 수평막이 수면 위에 고정되어 있을 때 입사파와 수평막 사이의 상호작용문제를 선형포텐셜이론을 사용하여 해석하였다. 수평막의 길이는 $2a$ 이며, 설치수심은 h 이다. 유체영역을 Fig. 1과 같이 수평막의 유무에 따라 영역 1과 영역 2로 각각 나누었다. 이때 각 영역에 해당되는 속도포텐셜을 밀침차 1,2로 구분하였다. 속도포텐셜은 아래와 같은 경계치문제를 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \Phi_{1,2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{1,2}}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi_{1,2}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = -h \quad (3)$$

영역 2에서의 속도포텐셜은 지배방정식 (1)과 바다경계 조건식 (3)을 만족한다. 식 (2)의 자유표면 경계조건식과 대응되는 영역 2에서의 경계조건식을 유도하기 위하여 막체의 기하학적, 동역학적 경계조건식을 이용한다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \quad z = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + g\zeta = 0 \quad z = 0 \quad (5)$$

여기서 ζ 는 수평막의 운동변위를, P 는 동압력을 나타낸다. 수평막에 작용하는 초기장력이 일정하고 파장에 비하여 운동변위가 작다고 가정하면 수평막은 다음과 같은 막체 방정식(membrane equation)을 만족한다.

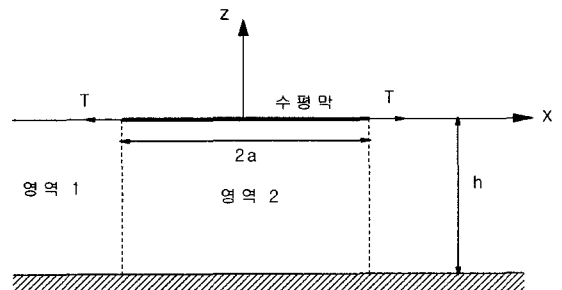


Fig. 1. Definition sketch of a surface-mounted horizontal membrane.

$$-T \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + m \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = P \quad (6)$$

여기서 m 은 단위 길이당 수평막의 질량을 나타낸다. 식 (4)와 (5)를 식 (6)에 대입하여 정리하면 $z=0$ 인 수평막에서 만족하는 경계조건식을 유도할 수 있다.

$$\left[T \frac{\partial^2}{\partial z^2} + m \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \rho g \right] \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (7)$$

입사파가 주파수 ω 를 갖고 x 축의 양의 방향으로 진행한다고 가정하면 속도포텐셜과 수평막의 운동변위는 각각 $\Phi(x, z, t) = \text{Re}\{\phi(x, z)e^{-i\omega t}\}$, $\zeta(x, t) = \text{Re}\{\xi(x)e^{-i\omega t}\}$ 로 쓸 수 있다. 이 식들을 식 (7)에 대입하면 수평막에서의 경계조건식은 아래와 같이 바뀐다.

$$\left[T \frac{\partial^2}{\partial z^2} - m\omega^2 + \rho g \right] \frac{\partial \phi_2}{\partial z} - \rho\omega^2 \phi_2 = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (8)$$

식 (8)은 초기장력과 수평막의 질량을 무시한다면 영역 1에서의 자유표면 경계조건식($\frac{\partial \phi_2}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_2 = 0$)과 동일한 식이 되고, 수평막의 질량을 무시하고 T 를 표면장력이라 가정한다면 $\frac{\partial \phi_2}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_2 + \frac{T}{\rho g} \frac{\partial^3 \phi_2}{\partial z^3} = 0$ 로 바뀌어 표면장력을 고려한 자유표면 경계조건식이 된다.

2.2 고유함수전개법

수면 위에 놓여 있는 수평막은 z 축에 대하여 대칭이므로 수평막의 운동을 z 축에 대하여 대칭운동과 비대칭운동으로 나눌 수 있다. 따라서 이로 인해 야기된 파동장의 변화도 z 축에 대하여 대칭성분과 비대칭성분으로 분리할 수 있다. 속도포텐셜의 대칭성분과 비대칭성분의 합과 차로 속도포텐셜을 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi(x, z) &= \phi^S(x, z) + \phi^A(x, z) \quad \text{for } x < 0 \\ \phi(x, z) &= \phi^S(-x, z) - \phi^A(-x, z) \quad \text{for } x > 0 \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 윗첨자 S, A 는 각각 속도포텐셜의 대칭성분과 비대칭성분을 뜻한다. 먼저 속도포텐셜의 대칭성분을 구한다. 영역 1에서의 속도포텐셜은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_1^S(x, z) = \frac{ig}{\omega} \left\{ \frac{1}{2} e^{-k_{10}x} f_{10}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n^S e^{k_{1n}(x+a)} f_{1n}(z) \right\} \quad (10)$$

여기서 선형분산식과 고유함수는 다음과 같다.

$$k_{10} = -ik_1 \quad (11)$$

$$\begin{cases} k_1 \tanh k_1 h = \frac{\omega^2}{g} & n=0 \\ k_{1n} \tanh k_{1n} h = -\frac{\omega^2}{g} & n \geq 1 \end{cases}$$

$$f_{1n}(z) = \begin{cases} \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} & n=0 \\ \frac{\cos k_{1n}(z+h)}{\cos k_{1n} h} & n \geq 1 \end{cases} \quad (12)$$

영역 2에서의 속도포텐셜의 대칭성분은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_2^S(x, z) = -\frac{ig}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} b_n^S \cosh k_{2n} x f_{2n}(z) \quad (13)$$

바닥경계조건식을 만족하는 고유함수는 다음과 같다.

$$f_{2n}(z) = \begin{cases} \frac{\cosh k_2(z+h)}{\cosh k_2 h} & n=0 \\ \frac{\cos k_{2n}(z+h)}{\cos k_{2n} h} & n \geq 1 \end{cases} \quad (14)$$

식 (8)에 대입하여 정리하면 영역 2에서 만족하는 선형분산식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} k_{20} &= -ik_2 \\ \begin{cases} \frac{\omega^2}{g} = k_2 \left(1 - \frac{m\omega^2}{\rho g} + \frac{Tk_2^2}{\rho g} \right) \tanh k_2 h & n=0 \\ \frac{\omega^2}{g} = -k_{2n} \left(1 - \frac{m\omega^2}{\rho g} - \frac{Tk_{2n}^2}{\rho g} \right) \tanh k_{2n} h & n \geq 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

여기서 $n=0$ 은 진행파 성분(propagating mode)을, $n \geq 1$ 은 소멸파 성분(evanescent mode)을 나타낸다.

잘 알려져 있듯이 식 (12)에 주어진 영역 1에서의 고유함수는 직교성(orthogonal relation)을 갖는다.

$$\langle f_{1n}, f_{1m} \rangle = \int_{-h}^0 f_{1n}(z) f_{1m}(z) dz = 0 \quad n \neq m \quad (16)$$

식 (14)에 주어진 영역 2에서의 고유함수가 직교성을 갖는가를 판별하기 위하여 식 (14)에 내적(inner product)을 적용하면 다음의 결과식을 얻을 수 있다.

$$\langle f_{2n}, f_{2m} \rangle = \int_{-h}^0 f_{2n}(z) f_{2m}(z) dz$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{T}{\rho\omega^2}(k_{2n}\text{tanh}k_{2n}h)(k_{2m}\text{tanh}k_{2m}h) \\
&= -\frac{T}{\rho\omega^2}\left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial z}\frac{\partial f_{2m}}{\partial z}\right)_{z=0} \quad n \neq m \quad (17)
\end{aligned}$$

위의 식으로부터 영역 2에서의 고유함수는 서로 직교하지 않음을 알 수 있다. 고유함수 전개법을 적용하기 위해서는 각 영역에서의 고유함수들이 서로 직교해야 하므로 영역 2에서의 고유함수가 직교성을 갖도록 아래와 같이 새로운 내적을 정의하자(Teng et al., 2001; Yip et al., 2001).

$$\langle f_{2n}, f_{2m} \rangle_2 = \langle f_{2n}, f_{2m} \rangle_2 + \frac{T}{\rho\omega^2}\left(\frac{\partial f_{2n}}{\partial z}\frac{\partial f_{2m}}{\partial z}\right)_{z=0} \quad (18)$$

새롭게 정의된 내적을 이용하면 영역 2에서의 고유함수는 아래와 같이 직교성을 갖는다.

$$\langle f_{2n}, f_{2m} \rangle_2 = 0 \quad \text{for } n \neq m \quad (19)$$

식 (10)과 (13)에 주어진 미지수(a_n^S, b_n^S)는 두 영역이 만나는 정합면($x = -a$)에서 두 영역의 해를 정합하여 구해진다. 이때 적용될 정합조건식들은 다음과 같다.

$$\phi_1^S(-a, z) = \phi_2^S(-a, z) \quad -h < z < 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial \phi_1^S(-a, z)}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2^S(-a, z)}{\partial x} \quad -h < z < 0 \quad (21)$$

식 (20)의 양변에 $f_{2m}(z)$ 을 곱하고 $-h$ 부터 0까지 적분하면 아래와 같다.

$$\langle \phi_2^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle = \langle \phi_1^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle \quad -h < z < 0 \quad (22)$$

식 (22)의 좌변에 앞에서 정의된 새로운 내적을 적용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
&\langle \phi_2^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle_2 - \frac{T}{\rho\omega^2}\left(\frac{\partial \phi_2^S(-a, z)}{\partial z}\frac{\partial f_{2m}(z)}{\partial z}\right)_{z=0} \\
&= \langle \phi_1^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle \quad (23)
\end{aligned}$$

수평막의 양단이 고정 $\left(\xi^S(-a) = \frac{i}{\omega} \frac{\partial \phi_2^S(-a, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0\right)$ 되어 있다고 가정하면, 윗식은 아래와 같이 바뀐다.

$$\langle \phi_2^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle_2 = \langle \phi_1^S(-a, z), f_{2m}(z) \rangle \quad -h < z < 0 \quad (24)$$

식 (10)과 (13)을 윗식에 대입하여 정리하면 다음과 같이 된다.

$$b_m^{(S)} \cosh k_{2m} a N_m^{(2)} = \frac{1}{2} e^{k_{10} a} C_{m0} + \sum_{n=0}^{\infty} a_n^S C_{nm} \quad (25)$$

여기서

$$C_{mm} = \int_{-h}^0 f_{1n}(z) f_{2m}(z) dz$$

$$N_m^{(2)} = \langle f_{2m}(z), f_{2m}(z) \rangle_2$$

식 (25)으로부터 b_n^S 를 a_n^S 로 표현할 수 있다.

$$b_n^S = \frac{\frac{1}{2} e^{k_{10} a} C_{n0} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k^S C_{nk}}{\cosh k_{2n} a N_n^{(2)}} \quad (26)$$

식 (21)에 주어진 두 번째 정합조건식의 양변에 $f_{1m}(z)$ 를 곱하고 $-h$ 부터 0까지 적분하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\left\langle \frac{\partial \phi_2^S(-a, z)}{\partial x}, f_{1m}(z) \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \phi_1^S(-a, z)}{\partial x}, f_{1m}(z) \right\rangle \quad -h < z < 0 \quad (27)$$

식 (10)과 식 (13)을 윗식에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
&m=0 \\
&-\frac{1}{2} k_{10} e^{k_{10} a} N_o^{(1)} + k_{10} a_o^S N_o^{(1)} = -\sum_{n=0}^{\infty} k_{2n} b_n^S \sinh k_{2n} a C_{n0} \\
&m \neq 0 \\
&k_{1m} a_m^S N_m^{(1)} = -\sum_{n=0}^{\infty} k_{2n} b_n^S \sinh k_{2n} a C_{nm} \quad (28)
\end{aligned}$$

여기서 $N_m^{(1)} = \langle f_{1m}(z), f_{1m}(z) \rangle$ 이다.

식 (26)을 윗식에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
&m=0 \quad a_o^S + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{F_{0k}^S}{k_{10} N_o^{(1)}} a_k^S = -\frac{1}{2} e^{k_{10} a} \left(\frac{F_{00}^S}{k_{10} N_o^{(1)}} - 1 \right) \\
&m \neq 0 \quad a_m^S + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{F_{mk}^S}{k_{1m} N_m^{(1)}} a_k^S = -\frac{1}{2} e^{k_{10} a} \frac{F_{m0}^S}{k_{1m} N_m^{(1)}} \quad (29)
\end{aligned}$$

여기서 $F_{mk}^S = \sum_{n=0}^{\infty} k_{2n} \tanh k_{2n} a C_{nm} C_{nk} / N_n^{(2)}$ 이다.

식 (29)을 풀어 a_m^S 를 구하면 식 (26)으로부터 b_m^S 을 구할 수 있다.

비대칭성분에 대한 각 영역에서의 속도포텐셜을 쓰면

다음과 같다.

$$\begin{aligned} \phi_1^A(x, z) &= -\frac{ig}{\omega} \left\{ \frac{1}{2} e^{-k_{10}x} f_{10}(z) + \sum_{n=0}^{\infty} a_n^A e^{k_{1n}(x+a)} f_{1n}(z) \right\} \\ \phi_2^A(x, z) &= -\frac{ig}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} b_n^A \sinh k_{2n} x f_{2n}(z) \end{aligned} \quad (30)$$

앞에서와 같은 방법으로 $x = -a$ 에서 영역 1과 영역 2의 해를 정합하면 a_m^A 대한 대수방정식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} m=0 \quad a_0^A + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{F_{0k}^A}{k_{10}N_o^{(1)}} a_k^A &= -\frac{1}{2} e^{k_{10}a} \left(\frac{F_{00}^A}{k_{10}N_o^{(1)}} - 1 \right) \\ m \neq 0 \quad a_m^A + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{F_{mk}^A}{k_{1m}N_m^{(1)}} a_k^A &= -\frac{1}{2} e^{k_{10}a} \frac{F_{m0}^A}{k_{1m}N_m^{(1)}} \end{aligned} \quad (31)$$

여기서 $F_{mk}^A = \sum_{n=0}^{\infty} k_{2n} \coth k_{2n} a C_{nm} C_{nk} / N_n^{(2)}$ 이다.

대수방정식 (31)을 풀어 a_m^A 을 구하고 미지수 b_m^A 는 아래 식으로부터 얻어진다.

$$b_m^A = -\frac{\frac{1}{2} e^{k_{10}a} C_{m0} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k^A C_{mk}}{\sinh k_{2m} a N_m^{(2)}} \quad (32)$$

수평막에 의한 반사율과 투과율 그리고 수평막의 운동 변위와 수평막에 작용하는 수직방향의 파력은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} R_f &= \left| (a_0^S + a_0^A) e^{k_{10}a} \right| \\ T_r &= \left| (a_0^S - a_0^A) e^{k_{10}a} \right| \\ \xi(x) &= \left. \frac{i}{\omega} \frac{\partial \phi_2(x, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \\ F_z &= i\omega\rho \int_{-a}^a \phi_2(x, 0) dx \end{aligned} \quad (33)$$

3. 모형실험

앞에서 살펴본 해석해의 타당성을 검증하기 위하여 2차원 수조(길이 36 m, 폭 0.91 m, 깊이 1.22 m)에서 모형

실험을 수행하였다(Fig. 2). 계측항목은 수평막 전후에서의 수위변동이며, 이 값들을 이용하여 수평막에 의한 반사율과 투과율을 구하였다. 양 끝단이 고정된 수평막이 수면 위에 놓여 있는 경우를 실험모델로 삼았다. 수평막의 재질은 단위 면적당 무게가 0.17 kg/m²인 방수천을 사용하였다. 수심은 56 cm이며, 수평막의 길이는 80 cm이다. 수평막에 작용하는 초기장력은 36 kg이다. 모형실험은 0.5 Hz에서 1.4 Hz사이의 11개의 입사파의 주파수에 대하여 수행되었다. 초기장력이 걸린 상태로 수평막의 양 끝단을 고정시키기 위하여 4개의 수직기둥과 2개의 강봉을 사용하였다(Fig. 2). 4개의 수직기둥은 양쪽 수조벽에 각각 2개씩 크랩프로 단단히 고정된다. 수평막의 양끝에 폭 방향으로 삽입된 2개의 강봉은 수직기둥에 설치된 구멍을 통하여 수면위에 고정된다. 수평막에 원하는 장력을 주기 위하여 앞쪽 강봉을 전면 수직기둥에 고정시킨 뒤 뒤쪽 강봉에 탄성이 없는 나일론 줄을 폭 방향으로 여러줄 연결한다. 본 실험에서는 6개의 줄을 사용하였다. 이 줄들은 수조 후면에 폭방향으로 설치된 또 다른 강봉 위에 연결된다. 각 줄들 끝에 추를 매달아 수평막에 원하는 초기장력을 준다. 이 상태를 그대로 유지하면서 뒤쪽 강봉을 후면 수직기둥에 설치된 구멍에 가볍게 삽입하여 수평막을 고정된 다음 줄과 추를 제거한다.

수평막 전면과 후면에 각각 1개씩 2개의 파고계를 설치하였다. 파고계의 위치는 수평막의 양 끝단으로부터 각각 8.8 m, 4.2 m 떨어져 있다. 조파기를 서서히 작동시켜 정상상태에 도달시킨 후 여러개의 규칙파를 만든 뒤 서서히 조파기의 작동을 멈춘다. 이렇게 만들어진 변조된 입사파는 진행하다가 수평막을 만나면 일부는 반사되며 일부는 투과한다. 수평막에 의하여 반사된 파는 입사파와 시간차이를 가지고 전면에 설치된 파고계에서 계측된다. 변조된 입사파와 반사파중에서 정상상태의 값을 읽어 입사파고와 반사파고를 구한다. 같은 방법으로 수평막 후면에 설치된 파고계로부터 투과파고를 구한다. Fig. 3은 수평막 전면과 후면에 설치된 파고계에서 측정된 파형을 그린 그림이다.

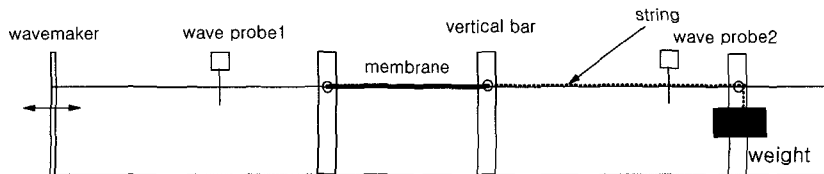


Fig. 2. Experimental set-up of a surface-mounted horizontal membrane.

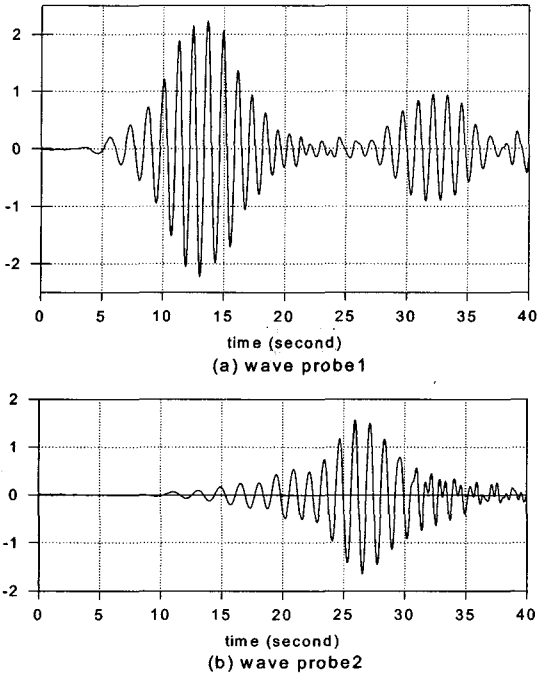


Fig. 3. Wave signals measured at two wave probes.

4. 결과 및 고찰

Fig. 4는 소멸파의 개수 변화($N = 5, 10, 15$)에 따른 해석해의 수렴성을 조사하기 위한 그림이다. x 축은 무차원화된 파장(k_1h)이며, y 축은 반사율이다. 무차원화된 수평막의 길이와 초기장력은 각각 $ah = 0.5, T/\rho gh^2 = 0.2$ 이며, 단위 면적당 막체의 질량은 1 kg/m^2 이다. $N = 10$ 와 $N = 15$ 일 때 반사율의 차이가 거의 나타나지 않는 것으로 보아 소

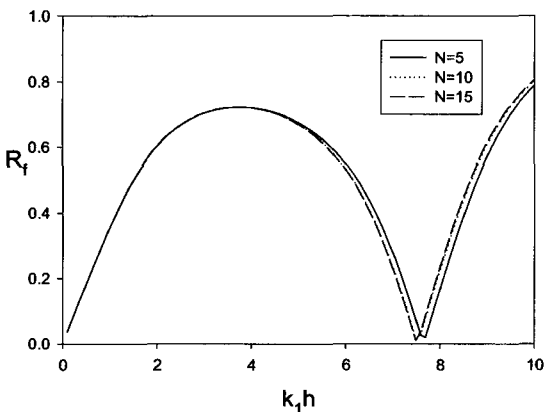


Fig. 4. Convergence of reflection coefficient with the number of eigenfunctions for the case $ah = 0.5, T/\rho gh^2 = 0.2$.

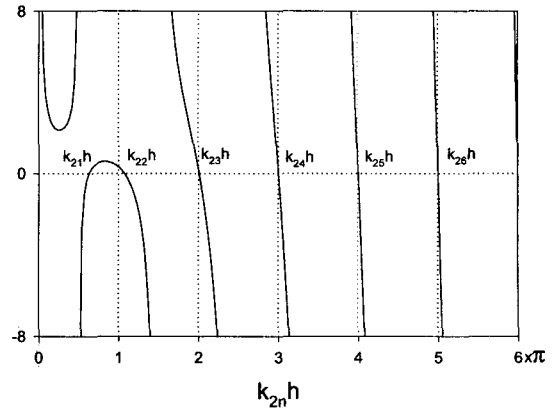


Fig. 5. Graphical representation of the dispersion relation for evanescent modes in membrane-covered region for the case $\omega^2h/g = 1, T/\rho gh^2 = 0.2$.

멸파의 개수가 10개 정도면 충분하다는 결론을 내렸다. 이후의 모든 계산은 $N = 10$ 을 사용하였다.

Fig. 5는 수평막이 놓인 영역 2에서 타당한 분산식 (15)을 $k_{2n}h$ 을 x 축으로 잡고 그린 그림이다. 따라서 분산식 곡선과 $y = 0$ 축과 만나는 값들이 영역 2에서의 소멸파의 성분($k_{21}h, k_{22}h, k_{23}h, \dots$)들이다. 계산에서 사용한 무차원화된 장력은 $T/\rho gh^2 = 0.2$ 이며, 주파수는 $\omega^2h/g = 1$ 이다. 식 (15)에서 보듯이 막체의 질량과 초기장력이 변하면 Fig. 6의 곡선의 형태가 바뀌므로 고유값들도 달라진다. 실제 계산에서는 막체의 질량과 초기장력의 값을 정하여 Fig. 5와 같이 분산식 곡선을 그리고 각 고유값들의 범위를 정한 뒤 이분법(bisection method)을 사용하여 수치적으로 고유값들을 구하였다.

Fig. 6은 수평막의 길이(ah)가 0.5일 때 4개의 무차원화된 초기장력에 대한 반사율과 투과율을 k_1h 에 따라 그린 그림이다. 여기서 선으로 표시된 곡선은 산란문제를 직접 푼 현재의 해석방법의 결과이며, 기호($\bullet, \circ, \blacktriangledown, \triangledown$)는 경계치문제를 회절파 방사문제로 분리하여 푼 Cho and Kim(1998)의 결과이다. 두 결과는 초기장력에 관계없이 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 또한 초기장력이 달라짐에 따라 반사율과 투과율의 곡선이 크게 변하는 것으로 보아 초기장력이 수면 위에 고정된 수평막에 의한 파랑 제어성을 결정짓는 중요한 설계변수임을 알 수 있다. 초기장력의 극한값인 $T/\rho gh^2 = \infty$ 는 수면 위에 놓인 수평판을 의미한다. $T/\rho gh^2 = \infty$ 인 수평판의 결과가 유연한 수평막의 결과들보다 계산 주파수영역내에서 반사율은 크고, 투과율은 작음을 볼 수 있다. 본 연구에서는 수평막의 운

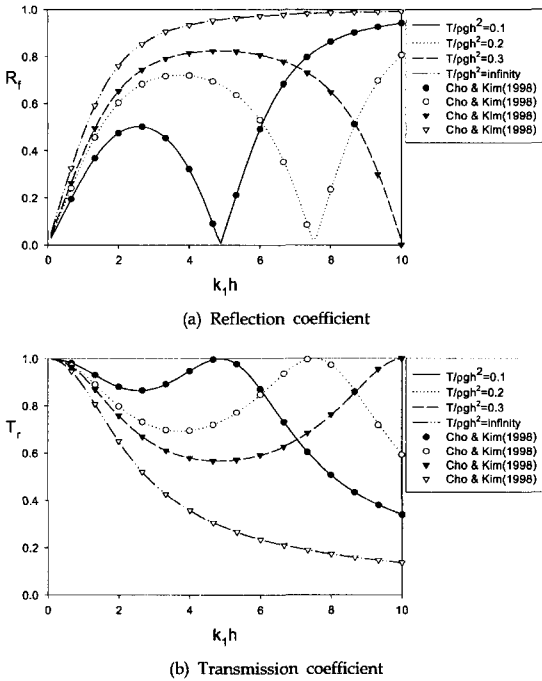


Fig. 6. Reflection coefficient (a) and transmission coefficient (b) of a surface-mounted horizontal membrane as function of non-dimensional tension $T/\rho gh^2$ and wavenumber $k_1 h$ for $a/h = 0.5$.

등으로 생성된 파의 위상을 입사파의 위상과 180도 차이가 나도록 하여 투과파를 감소시키겠다는 기존의 수평막이 일정깊이 잠긴 경우의 연구결과를 가지고 출발하였다. 그러나 수평막이 수면 위에 고정된 경우는 일정깊이 잠긴 경우와 달리 계산 주파수영역내에서 수평막의 운동에 의해 발생한 파가 오히려 투과파를 증가시키는 결과를 주었다. 따라서 수평막이 수면 위에 놓여 있을 때는 수평막의 운동을 가능한 억제할 수 있도록 큰 초기장력을 줄 때 파랑제어성능은 향상된다. 이러한 계산결과로부터 수평판을 수면 위에 고정시켜 투과파를 줄이는 새로운 형태의 파랑제어구조물을 제시할 수 있다. Fig. 6b는 단순한 구조를 가진 수평판이 $k_1 h > 4$ 인 계산 주파수영역에서 투과율이 0.4이하가 됨을 보여주고 있다.

Fig. 7a는 무차원화된 초기장력을 0.2로 고정시켰을 때 수평막의 길이 변화($a/h = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$)에 따른 투과율을 보여주고 있다. Fig. 7a에서 알 수 있듯이 수평막의 설치길이가 길다고 하여 반듯이 파랑제어효과가 향상되지 않으며 어떤 특정 주파수 범위내에서는 파랑제어효과가 오히려 감소되는 것을 볼 수 있다. Fig. 7b는 수평막에 작

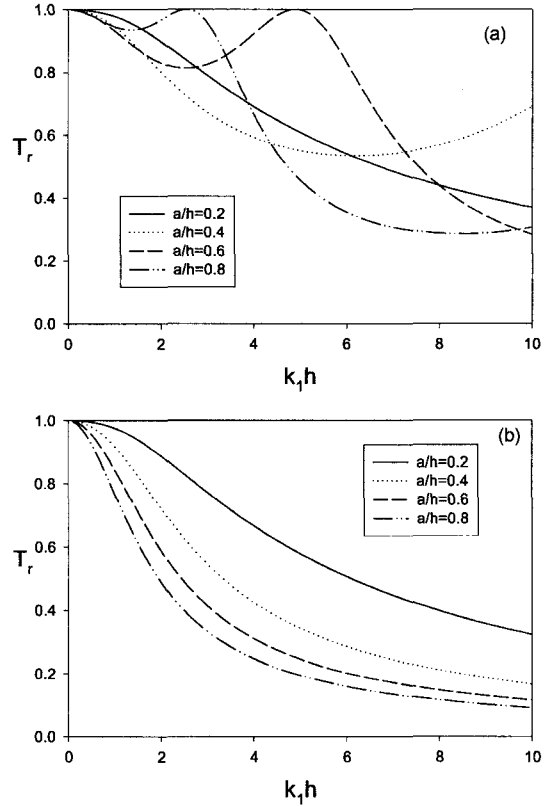


Fig. 7. Transmission coefficient of a surface-mounted horizontal membrane as function of length of membrane a/h and wavenumber $k_1 h$ for (a) $T/\rho gh^2 = 0.2$ and (b) $T/\rho gh^2 = \infty$.

용하는 초기장력을 무한대 값으로 준 수평판이 수면 위에 고정되었을 때의 투과율을 보여주고 있다. 수평막과는 달리 전 주파수영역에 걸쳐 수평판의 길이가 증가할수록 투과율이 줄어드는 것을 볼 수 있으며 수평판의 길이증가에 따른 투과율의 감소폭은 점차 줄어드는 경향을 나타낸다.

Fig. 8은 무차원화된 수평막의 길이를 0.5로 고정시켰을 때 초기장력($T/\rho gh^2 = 0.1, 0.2, 0.3, \infty$) 변화에 따른 수평막에 작용하는 연직방향의 파력을 그린 그림이다. $k_1 h \rightarrow 0$ 일 때 파력의 절대값은 초기장력에 관계없이 ρgh^2 이다. $k_1 h < 5$ 인 계산영역내에서는 장력이 클수록 파력이 줄어드는 것을 알 수 있다. 그러나 $k_1 h > 5$ 인 주파수영역에서는 입사파와 수평막의 운동에 의한 발생파와의 위상차이에 따라 복잡한 양상을 보이고 있다.

Fig. 9는 무차원화된 장력이 $T/\rho gh^2 = 0.2$ 일 때 수평막의 길이와 $k_1 h$ 에 따른 투과율의 변화를 등고선으로 나타낸 그림이다. Fig. 10은 무차원화된 수평막의 길이가 $a/h = 0.5$ 로 고정되어 있을 때 초기장력과 $k_1 h$ 에 따른 투과율을 등고

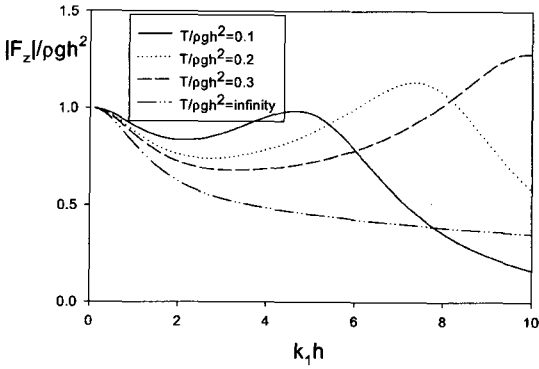


Fig. 8. Hydrodynamic loading acting on a surface-mounted horizontal membrane as function of non-dimensional tension $T/\rho gh^2$ and wavenumber $k_1 h$ for $a/h = 0.5$.

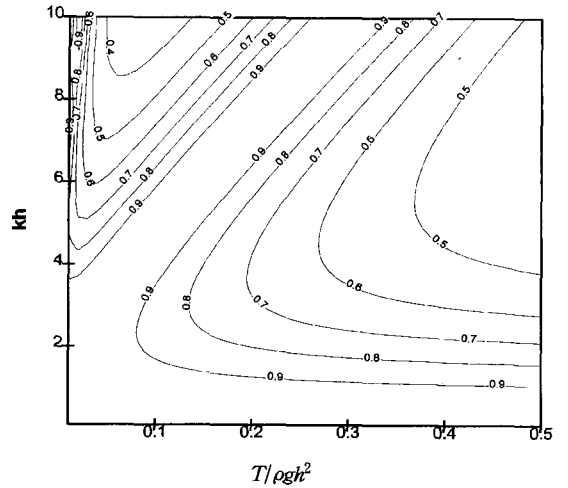


Fig. 10. Contour plot of transmission coefficients as function of non-dimensional tension $T/\rho gh^2$ and wavenumber $k_1 h$ for $a/h = 0.5$.

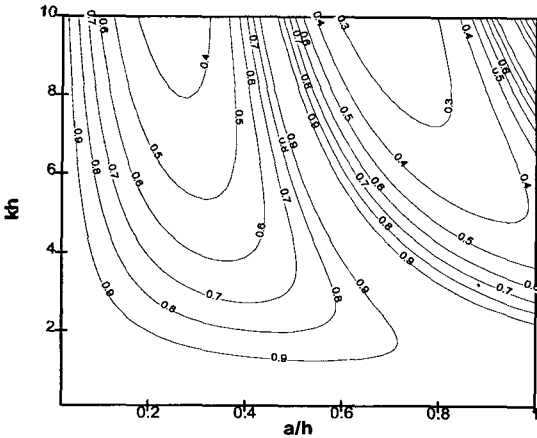
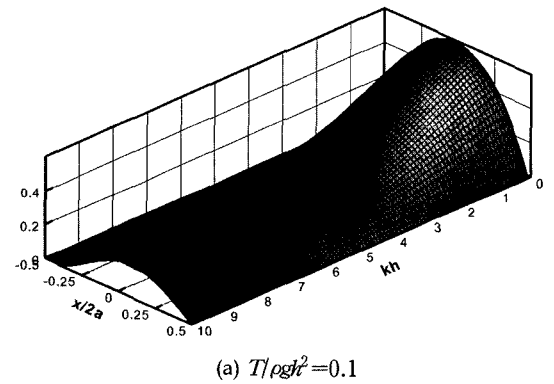


Fig. 9. Contour plot of transmission coefficients as function of non-dimensional length a/h and wavenumber $k_1 h$ for $T/\rho gh^2 = 0.2$.



선으로 표시한 그림이다. 이 그림들로부터 투과율이 최소가 되는 수평막의 길이와 초기장력을 구할 수 있다.

Fig. 11은 입사파의 진폭으로 무차원화시킨 수평막의 운동변위(ξ/A)를 $k_1 h$ 에 따라 그린 그림이다. (a)는 무차원화된 초기장력이 $T/\rho gh^2 = 0.1$ 일 때의 결과이며 (b)는 $T/\rho gh^2 = 0.2$ 일 때의 결과이다. 이때 수평막의 길이(a/h)는 0.5이다. $T/\rho gh^2 = 0.1$ 일 때 $k_1 h$ 가 0에 가까운 장파에서 수평막의 운동변위가 가장 크게 나타나며 양단이 고정되어 있기 때문에 수평막의 길이방향에 따른 운동변위의 분포는 중심에서 최대값을 갖고 양단에서 0을 갖는 포물선형태를 보이고 있다. 단파영역으로 갈수록 운동변위는 줄어들며 z 축에 대한 비대칭운동특성이 나타나고 있다. 초기장력이 증가된 $T/\rho gh^2 = 0.2$ 일 때의 장파영역에서의 운동변위의 특성은 장력의 증가로 값은 다소 줄어들지만 Fig.

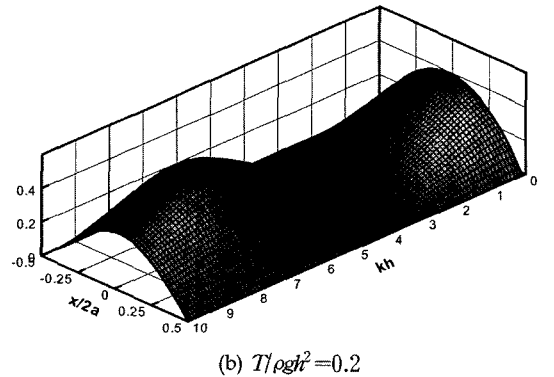


Fig. 11. Responses of a membrane (ξ/A) as function of wavenumber $k_1 h$ and horizontal coordinate $x/2a$ for $a/h = 0.5$.

11a와 비슷한 포물선 형태의 대칭운동특성을 보이고 있다. 주파수가 증가함에 따라 운동변위는 $k_1 h = 3.4$ 까지는 줄어들

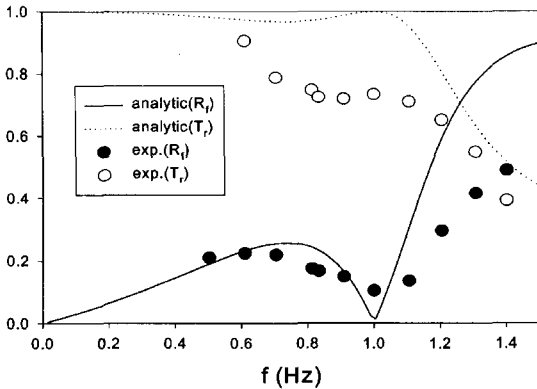


Fig. 12. Comparison of analytic and experimental results of a surface-mounted horizontal membrane.

다가 $k_x h = 7.5$ 에서 최대값이 나타내는 경향을 보여주고 있다.

Fig. 12는 수평막이 수면 위에 고정되어 있을 때 해석결과와 실험결과를 비교한 그림이다. 수평막의 단위 면적당 질량은 0.17 kg/m^2 이며, 설치수심은 56 cm이다. 수평막의 길이는 80 cm이며, 수평막에 작용하는 초기장력은 36 kg이다. 모형실험은 0.5 Hz에서 1.4 Hz사이의 9개의 규칙과(진폭 3 cm)에 대하여 수행되었다. 실험결과와 해석결과는 정량적으로는 해석에서 고려하지 않은 마찰에 의한 에너지 감쇠효과에 의해 차이가 나지만 정성적으로는 비교적 잘 일치하고 있음을 보여 주고 있다.

5. 결 론

수면 위에 고정된 수평막에 의한 파랑제어의 이론해석과 모형실험의 결과를 토대로 아래와 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 수면 위에 놓인 수평막에서의 경계조건식으로부터 새로운 형태의 선형분산식 (15)을 유도하였으며 분산식의 해가 포함된 산란문제를 직접 풀어 회절과 반사문제로 나누어 풀 Cho and Kim(1998)의 결과와 동일한 결과를 얻었다.

(2) 수평막의 초기장력과 길이는 수평막의 운동특성(진폭, 위상)을 제어하는 중요한 설계변수들이며, 이 값들에 의해 수평막에 의한 파랑제어성능이 크게 달라진다.

(3) 수평막이 수면 위에 고정된 경우는 일정깊이 잠긴 경우와 달리 계산 주파수영역내에서 수평막의 운동에 의해 발생한 파가 투과파를 증가시킨다. 따라서 수평막이 수면 위에 놓여 있을 때는 수면막의 운동을 가능한 억제할 수 있도록 큰 초기장력을 줄 때 파랑제어성능은 향상된다. 이로부터 수평판을 수면 위에 고정시켜 투과파를 줄

이는 새로운 형태의 파랑제어구조물을 제시할 수 있다.

(4) 해석결과와 모형실험결과를 비교한 결과, 해석에서 고려하지 못한 마찰에 의한 에너지 감쇠의 영향으로 둘 사이에 정량적인 값 차이를 보였다. 그러나 정성적으로는 해석결과는 실험결과를 잘 따라가고 있음을 확인하였다. 앞으로 마찰에 의한 에너지 감쇠영향과 수평막이 투과성 재료로 바뀌었을 때의 에너지 감쇠효과를 포함한 새로운 해석모델 개발이 필요하다.

참고문헌

- 조일형, 강창익 (2000). 유체가 채워진 착저식 유연막 구조물에 의한 파랑제어. 한국해양·해양공학회지, 12(3), 139-148.
- Aoki, S., Liu, H. and Sawaragi, T. (1994). Wave transformation and wave forces on submerged vertical membrane. Proc. Intl. Symp. Waves - Physical and Numerical Modeling, Vancouver, 1287-1296.
- Cho, I.H., Kee, S.T. and Kim, M.H. (1997). The performance of flexible-membrane wave barriers in oblique waves. Applied Ocean Research, 19, 171-182.
- Cho, I.H. and Kim, M.H. (1998). Interactions of a horizontal flexible membrane with oblique waves. J. of Fluid Mech., 356, 139-161.
- Cho, I.H. and Kim, M.H. (2000). Interactions of a horizontal porous flexible membrane with waves J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng. ASCE, 125, 245-253.
- Kim, M.H. and Kee, S.T. (1996). Flexible membrane wave barrier. Part 1. Analytic and numerical solutions. J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng. ASCE, 122, 46-53.
- Ohyama, T., Tanaka, M., Kiyokawa, T., Uda, T. and Murai, Y. (1989). Transmission and reflection characteristics of waves over submerged flexible mound. Coastal Engrg. in Japan, 32(1), 53-68.
- Teng, B., Cheng, L., Liu, S.X. and Li, F.J. (2001). Modified eigenfunction expansion methods for interaction of water waves with a semi-infinite elastic plate. Applied Ocean Research, 23, 357-368.
- Thompson, G.O., Sollitt, C.K., McDougal, W.G. and Bender W.R. (1992). Flexible membrane wave barrier. ASCE Conf. Ocean V, College Station, 129-148.
- Yip, T.L., Sahoo, T. and Chwang, A.T. (2001). Wave scattering by multiple floating membrane. Proc. of 11th International Offshore and Polar engineering Conference, 379-384.