

淺海域에 既引張 繫留된 2次元 浮防波堤 運動 解析 On the Motion of Two-dimensional Floating Breakwaters Moored Tautly in Shallow Water

鄭遠武* · 片宗根**

Weon Mu Jeong* and Chong Kun Pyun**

要 旨 : 領域別로 속도포텐셜을 정의하고 浮防波堤 側面의 假想 境界에서 유체운동의 質量束과 運動量束의 연속조건으로부터 未知係數를 구하는 速度포텐셜 接續法을 이용하여 淺海域에 既引張의 상태로 繫留된 直四角形 浮防波堤의 運動을 해석하였다. 본 방법에서는 井島 等(1972)이 水中繫留物體 運動해석시 사용한 방법을 浮遊體 繫留로 수정하여 全體流體領域을 入射波 영역, 透過波 영역 및 浮防波堤 底面 영역의 3개 副領域으로 구분하였다. 또한, 井島 等(1972)이 무시한 既引張된 繫留라인에 의한 復原力을 線形 스프링으로 模型化하였다. 본 방법을 水理模型實驗 結果와 比較·分析한 결과 正確도가 향상되었으며, 이를 이용하여 浮防波堤의 吃水 및 幅의 變化에 따른 防波 性能을 조사하였다.

Abstract □ The motion of two-dimensional floating breakwaters with rectangular cross-section which are moored tautly in shallow water has been analyzed using a velocity potential matching method in which the fluid region is divided into sub-regions and then unknown coefficients of velocity potentials are determined from the continuity condition of mass and momentum flux of fluid at imaginary boundaries between sub-regions. The method originally suggested by Ijima *et al.*(1972) for the motion of submerged body has been modified to analyze the motion of floating body. The total fluid region has been divided into three sub-regions: the incident wave region, the transmitted wave region and the region below the floating breakwater. The restoring forces induced by mooring lines which were ignored by Ijima *et al.*(1972) have been modeled as linear springs with the initial tension effects. This method has been verified through the comparisons with results from hydraulic experiments. Applications to various conditions of floating breakwater have been performed.

1. 緒 論

入射波浪에 대해 고정된 위치에서 소파작용을 하는 既存 防波堤나 消波堤와 달리 부체운동에 의해 파랑 에너지를 감소시키는 浮防波堤는 Joly(1905)가 최초로 개념을 제안하였다. 제 2차 세계대전 중에 영국에서는 상자형 浮遊構造物 Phoenix와 十字形 斷面의 浮防波堤 Bombardon이 개발되어 해군 작전에 기여한 바 있다(Hales, 1981). 그 이후 海外에서의 浮防波堤의 이용에 대한 관심은 일시적으로 중단되었다가 英國에서 貨物運搬作業에 사용되는 小型 繫留船舶과 작업용 플랫폼을 보호하기 위하여 부유구조물에 대한

研究를 수행하면서 高潮되기 시작하였다.

최근 防波堤 設置水深이 증대됨에 따라 傾斜堤 等 으로는 工事費用이 많이 소요되기 때문에 적은 비용으로 이러한 問題點들을 해결할 수 있는 방법이 要求되고 있다. 또한, 水深이 깊고 海底條件이 나쁜 해역에서 방파제를 건설할 때나 海水交換이 양호해야 할 경우 浮防波堤를 필요로 하기도 한다. 世界各國은 여러 지역에서 부방파제의 잠재성을 인정하고 있으며, 따라서 최근 日本을 筆頭로 이 分野의 연구에 대한 관심이 증가하고 있다. 우리 나라에서는 韓國海洋研究所(과학기술처, 1989; 1990; 1991)를 제외하면 아직까지 부방파제에 대한 연구가 미미하며 그 施工事

*韓國海洋研究所 沿岸工學研究室(Coastal Engineering Laboratory, Korea Ocean Research and Development Institute, P.O. Box 29, 425-600, Korea)

**明知大學校 土木工學科(Department of Civil Engineering, Myong Ji University, Seoul, 120-728, Korea)

例는 全無한 실정이다.

이러한 부유구조물은 動力學的 環境下에 있기 때문에 理論的 分析이 상당히 복잡하다. 따라서, 水理 模型實驗이 상당히 큰 비중을 차지하고 있으며, 부분적으로는 現場에 試驗構造物을 설치하여 운영하는 實際海域實驗도 요구되고 있다. 최근에는 이러한 繫留浮體의 운동 및 그에 수반되는 周邊波浪變化를 컴퓨터를 이용하여 수학적인 解를 구하는 數值模型들이 개발되고 있다. 이러한 數值模型의 結果를 水理模型 實驗 結果 및 觀測資料와 比較함으로써 구조물 설계의 基本段階時에 方向 設定을 할 수 있을 것으로 판단된다.

波浪에 의한 浮體運動 問題는 처음에 造船工學者들에 의해 제시되었다. 이들의 주된 관심은 波浪에 의한 深海에서의 船體運動이었기 때문에 일반적으로 運動方程式을 풀 때 고정상태에서 부체에 가해지는 波力외에 浮體운동의 각 성분에 대해 附加質量과 波浪減衰力이 입력자료로 요구되었다. 이 방법은 浮遊 構造物의 運動을 고려하는 데는 적합하지만 주어진 지점의 水面變動을 再現하는 데는 적절하지 않다. 그러나, 浮遊構造物에 대한 대부분의 研究는 이 방법을 택하고 있다.

Tasai(1961)는 深海에서의 2次元 自由浮體運動을, Adee(1975)는 2차원 繫留浮體運動을 해석하였다. 繫留되지 않은 圓形 浮體나 球體의 3次元 自由運動問題는 Kim(1965, 1966)에 의해 취급되었다. 浮體運動의 分析에 대한 좀 더 일반적인 이론으로서 Green 函數를 이용한 分析技法이 John(1950)에 의해서 제시되었으며, Garrison(1974)은 John의 기법을 이용하여 다양한 형태를 가진 構造物의 運動을 해석하였다. 이들 외에도 규칙파 또는 불규칙파에 대해 주파수 영역 혹은 시간 영역에서 부체운동을 해석한 예는 매우 많다(Oortmerssen, 1976; 久保, 1981; 上田, 1984; Tekmarine Inc., 1986; Tekmarine Inc., 1988).

前述한 방법외에 井島 等(1972, 1975)은 直四角形 斷面을 가진 繫留浮體의 2차원, 3차원 문제에 대해 速度포텐셜 接續法(Velocity potential matching method)을 開發하였다. 速度포텐셜의 一般解는 2次元 문제에 대해서는 無限級數의 형태로, 그리고 3次元의 경우에는 Green 函數의 積分方程式의 형태로 주어진다. 無限級數나 Green 函數에서의 비례상수의 크기는 유체의 連續方程式과 浮體構造物의 運動방정식

이 만족되도록 결정된다. 이 방법에서는 浮體運動의 각 성분에 대한 附加質量이나 減衰係數를 먼저 결정할 필요가 없으며 水位變動을 速度포텐셜로부터 쉽게 얻을 수 있다. 한편, 井島 等(1978), Yamamoto와 Yoshida(1978a, b; 1979), Yamamoto(1981)는 임의 형상의 부유구조물의 운동 해석을 위한 방법을 제시하고 수리모형실험 결과와 비교하였다. 본 연구에서는 井島 等(1972)이 水中繫留에 적용한 방법을 수정하여 水表面에 既引張 繫留된 부소파제의 동적 거동을 해석하였다. 이 방법은 有限要素法이나 特異點 分布法 등을 이용한 3차원 해석보다는 정밀도가 뒤떨어지나 계산 시간이 훨씬 적게 소요되므로 浮防波堤의 基本設計時 개략적인 크기를 결정하는 데는 유용하다고 말할 수 있다.

2. 基本方程式과 境界條件

Fig. 1에 나타난 바와 같이 水深 h 의 海域에 幅 $2l$, 吃水 qh ($1 > q > 0$)의 均質 直射角形 浮防波堤가 重心에 관하여 對稱인 형태로 繫留되어 右側에서 입사하는 波浪에 의해 운동하는 것으로 가정한다. 靜水面上에 座標 原點을 두고 수평으로 x 軸, 鉛植 上向으로 z 축을 취한다. 平衡狀態時의 浮防波堤의 底面은 $z = -qh$ 이며, 부방파제의 中心은 $(0, \bar{z}_0)$, 繫留라인의 연결점은 重心에서 h' 만큼 아래쪽에 위치한다.

周波數 $\sigma (= 2\pi/T; T$ 는 週期)의 入射波에 의해 浮防波堤는 平衡位置의 주위로 微小振動을 하고, 重心은 점 (x_0, z_0) 로 이동함과 동시에 微小角 δ 만큼 회전한다. 入射波는 부방파제에 의해 일부는 반사되고 나머지는 배후로 투과된다. 그리고, 부방파제 주변에서는 散亂波가 발생된다. 流體는 非壓縮性的 비점성 流體로 미소진폭의 非回轉運動을 하는 것으로 가정하며 $\Phi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t}$ 형의 速度포텐셜을 갖는 것으로 한다.

浮防波堤 重心의 靜止位置로부터의 水平變位와 鉛直變位 및 回轉角의 複素振幅을 각각 ξ, η, ω 로 x_0, z_0, δ 는

$$x_0 = \xi e^{i\sigma t} \quad (1a)$$

$$z_0 = \bar{z}_0 + \eta e^{i\sigma t} \quad (1b)$$

$$\delta = \omega e^{i\sigma t} \quad (1c)$$

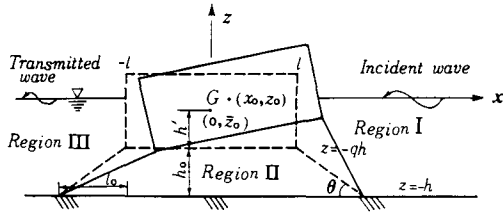


Fig. 1. Definition sketch of a tautly moored floating breakwater.

로 표현되며, ω 는 시계방향의 회전어 양(+)을 나타낸다. 運動中의 物體의 側面 및 底面은 第1近似로 다음 式으로 표현된다.

$$x = \pm 1 + [\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] e^{i\omega t} \quad (2a)$$

$$z = -qh + (\eta + \omega x) e^{i\omega t} \quad (2b)$$

위 式에서 物體의 潛水表面에서의 運動學的 境界條件은 浮防波堤의 水平 및 鉛直流速 u, w 에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u = i\sigma \{ \xi - \omega(z - \bar{z}_0) \} e^{i\omega t} \quad \text{at } x = \pm 1 \quad (3a)$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = w = i\sigma (\eta + \omega x) e^{i\omega t} \quad \text{at } z = -qh \quad (3b)$$

Fig. 1에 나타난 것처럼 $x = \pm 1$ 과 $z = -qh$ 에 의해 區分되는 領域 I, II, III에서의 流體運動의 速度포텐셜을 $\phi_1(x, z), \phi_2(x, z), \phi_3(x, z)$ 로 하면 이들은 다음의 Laplace 方程式을 만족해야 한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (i=1, 2, 3) \quad (4)$$

領域 I과 III의 ϕ_1 과 ϕ_3 에 대한 自由水面과 海底面에서의 境界條件은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (i=1, 3) \quad \text{at } z=0 \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = 0 \quad (i=1, 3) \quad \text{at } z=-h \quad (5b)$$

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z) = & \sum_{r=0}^{\infty} \left(H_r \frac{\cosh Rx}{\cosh Rl} + I_r \frac{\sinh Rx}{\sinh Rl} \right) \cos R(z+qh) \\ & + 2i \frac{h}{1} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(\mu_s h)^2} \frac{\cosh \mu_s(z+h)}{\sinh \mu_s h} \left[\eta \sigma h \cos \mu_s x + \left(\frac{h}{1} \right)^2 \omega \sigma l^2 \frac{\sin \mu_s x}{\mu_s h} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

여기서, g 는 重力加速度이다.

A 를 入射波, B 를 反射波, J 를 透過波로 하고 또 C_m, L_m 을 物體에 의한 散亂波로 하면 式 (4)의 一般解로서의 ϕ_1 과 ϕ_3 는 다음과 같이 주어질 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z) = & \{ A e^{ik(x-l)} + B e^{-ik(x-l)} \} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-k_m(x-l)} \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_3(x, z) = & J e^{ik(x+l)} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} L_m e^{k_m(x+l)} \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서, k 와 k_m 은 다음 式에 의해 決定되는 固有值이다.

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2 h}{g} = kh \tanh kh = -k_m h \tanh k_m h \\ (m=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (8)$$

ϕ_2 에 대한 浮防波堤 底面과 海底面에서의 境界條件은 式 (3)으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = i\sigma (\eta + \omega x) \quad \text{at } z = -qh \quad (9a)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = -h \quad (9b)$$

式 (9a)의 右邊을 $|x| < 1$ 에서 Fourier 級數로 展開하면 다음 式을 얻을 수 있다(Appendix 참조).

$$\begin{aligned} i\sigma (\eta + \omega x) = & 4i\sigma \left[\eta \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)\pi} \cos \frac{(2s+1)\pi}{2l} x \right. \\ & \left. + 2\omega l \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2 \pi^2} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x \right] \end{aligned} \quad (10)$$

따라서, 式 (9) 및 (10)을 만족하는 式 (4)의 一般解로서 ϕ_2 는 다음 式으로 나타낼 수 있다.

여기서, $H, L, r =$ 任意的 定數

$$\mu_s = \frac{(2s+1)\pi}{2l}$$

$$\bar{q} = 1 - q$$

$$R = \frac{r\pi}{\bar{q}h}$$

$$\gamma = \frac{\sigma^2 h}{g}$$

$$r = \text{整數}$$

를 각각 나타낸다.

浮體의 質量 M 과 重心에 관한 慣性모멘트 I 는 다음과 같이 표현된다.

$$M = 2\rho' qhl \tag{12}$$

$$I = \rho \int x^2 dA = \frac{2}{3} \rho' qhl^3 \tag{13}$$

여기서, ρ' 은 부체의 평균밀도를 나타낸다.

波浪 作用에 의한 流體壓力的 수평방향과 연직방향의 合力 및 重心에 관한 回轉모멘트는 自由水面 變位를 ζ , 그리고 물체의 左右 側面 및 底面에 작용하는 流體壓력을 각각 p_1, p_2, p_3 로 하면 다음 式으로 주어진다.

3. 浮體의 運動方程式

$$\begin{aligned} & \int_{qh-l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} p_3 |_{x=-l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0} dz - \int_{qh+l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} p_1 |_{x=l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0} dz; \\ & \int_{l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0}^{l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0} p_2 |_{z=-qh+x\delta+(z_0-\bar{z}_0)} dx; \\ & \int_{-qh+l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} (z-z_0)p_1 |_{x=-l+(\bar{z}_0-z)\delta+x_0} dz - \int_{-qh+l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} [1-(z-z_0)\delta]p_3 |_{x=-l+(\bar{z}_0-z)\delta+x_0} dz \\ & - \int_{-qh-l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} (z-z_0)p_3 |_{x=l+(\bar{z}_0-z)\delta+x_0} dz - \int_{-qh-l\delta+(z_0-\bar{z}_0)}^{\zeta} [1-(z-z_0)\delta]p_1 |_{x=l+(\bar{z}_0-z)\delta+x_0} dz \\ & + \int_{-l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0}^{l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0} (x-x_0)p_2 |_{z=-qh+x\delta+(z_0-\bar{z}_0)} dx \\ & - \int_{-l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0}^{l+(\bar{z}_0+qh)\delta+x_0} [qh+\bar{z}_0-(x-x_0)\delta]\delta[-\rho g\{-qh+x\delta+(\bar{z}_0-z_0)\}] dx \end{aligned}$$

여기서, 첫번째 식의 積分區間 $-qh \pm l\delta + (z_0 - \bar{z}_0)$ 에서 \bar{z}_0 와 ζ 는 微小하다고 볼 수 있으며 $x = \pm l + (\bar{z}_0 + qh)\delta + x_0$ 에서 $(\bar{z}_0 + qh)\delta + x_0$ 는 靜水壓에는 관계가 없으므로 각각 무시할 수 있다. 두번째 식에서는 적분구간 $\pm l + (\bar{z}_0 + qh)\delta + x_0$ 에서 $(\bar{z}_0 + qh)\delta + x_0$ 를 무시할 수 있으며, 세번째 식에서도 유사한 가정을 도입하면 上記 式들을 다음과 같이 第1近似式으로 나타낼 수가 있다.

$$\begin{aligned} & 2\rho g q h l \delta + \int_{-qh}^0 (p_3 - p_1) dz; \\ & 2\rho g l [qh - (z_0 - \bar{z}_0)] + \int_{-l}^l p_2 dx; \\ & 2\rho g l \delta q h \left[\frac{1}{2} q h + \bar{z}_0 - \frac{l^2}{3 q h} \right] \end{aligned}$$

$$+ \int_{-l}^l p_2(x-x_0) dx + \int_{-qh}^0 (p_1-p_3)(z-\bar{z}_0) dz$$

여기서, ρ 는 유체밀도를 나타낸다. 한편, 위의 첫째 식에서 부체 저면에 작용하는 정수압의 x방향 성분을 고려하면

$$\begin{aligned} \int_{-l}^l p dx &= \int_{-l}^l -\rho g z|_{z=-qh+\delta x+z_0} \sin\delta dx \\ &\approx \int_{-l}^l \rho g q h \sin\delta dx \\ &= -2\rho g q h l \sin\delta \\ &\approx -2\rho g q h l \delta \end{aligned}$$

가 되므로 이를 첫째 식에 반영하면 다음 식이 된다.

$$\int_{-qh}^0 (p_3-p_1) dz$$

Fig. 1에 나타낸 것처럼 浮體가 重心으로부터 h'만큼 아래의 점에서 z軸에 대해 對稱으로 繫留되어 있고, 靜止狀態의 1개 계류라인의 初期引張力 F_0 의 鉛直成分을 T_1 으로 하면 다음의 關係式이 성립한다.

$$Mg + 2T_1 = 2\rho g q h l \quad (14)$$

微小運動에서는 浮體의 移動에 대한 繫留라인의 反力이 부체의 變位에 비례하는 것으로 假定할 수 있으므로, 부체의 水平方向과 鉛直方向의 單位變位 및 重心 주위의 單位 回轉角에 의해 발생하는 수평방향 반력을 K_{xx}, K_{xz}, K_{x0} , 연직방향 반력을 K_{zx}, K_{zz}, K_{z0} , 그리고 回轉 모멘트를 $K_{\theta x}, K_{\theta z}, K_{\theta 0}$ 로 나타내면, 運動에 대한 繫留라인의 慣性과 流體抵抗을 무시할 때 물체의 運動方程式을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$M \frac{d^2 x_0}{dt^2} = \int_{-qh}^0 (p_3-p_1) dz - 2K_{xx} \cdot x_0 - 2K_{x0} \cdot \delta \quad (15)$$

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 z_0}{dt^2} &= 2\rho g l [qh - (z_0 - \bar{z}_0)] \\ &+ \int_{-l}^l p_2 dx - (Mg + 2T_1) - 2K_{zz}(z_0 - \bar{z}_0) \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= 2\rho g l \delta q h \left[\frac{1}{2} qh + \bar{z}_0 - \frac{l^2}{3qh} \right] \\ &+ \int_{-l}^l p_2(x-x_0) dx + \int_{-qh}^0 (p_1-p_3)(z-\bar{z}_0) dz \\ &- 2K_{\theta x} \cdot x_0 - 2K_{\theta 0} \cdot \delta \quad (17) \end{aligned}$$

流體壓力 p 는 速度포텐셜 Φ 에 의해 다음 식으로 주어진다.

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho g z \quad (18)$$

다음에 식 (6), (7), (11)을 이용하고

$$kh = \lambda_0 \quad (19a)$$

$$k_m h = \lambda_m \quad (19b)$$

로 놓고, 식 (1), (12)-(14)를 고려하여 식 (15)-(17)을 계산하면 複素振幅 ξ, η, ω 는 다음 關係式으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \xi \sigma I &= -i\alpha_1 \left[a_0^{(1)}(A+B-J) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{(1)}(C_m - L_m) \right] \\ &+ \alpha_1 k_{x0} \cdot \omega \sigma I^2 \quad (20) \end{aligned}$$

$$\eta \sigma h = i\alpha_2 \sum_{r=0}^{\infty} c_r^{(1)} H_r \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \omega \sigma I^2 &= -i\alpha_3 \left[d_0^{(1)}(A+B-J) + \sum_{m=1}^{\infty} d_m^{(1)}(C_m - L_m) \right] \\ &- \sum_{r=0}^{\infty} e_r^{(1)} I_r \quad + \alpha_3 k_{\theta x} \cdot \xi \sigma I \quad (22) \end{aligned}$$

여기서,

$$\frac{1}{\alpha_1} = q - k_{xx} \quad (23a)$$

$$\frac{1}{\alpha_2} = q + 2\left(\frac{h}{l}\right)^2 \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\Omega_s}{(\mu_s h)^3} - k_{zz} - \frac{g}{\sigma^2 h} \quad (23b)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha_3} &= \frac{q}{3} + \frac{1}{\gamma} \left[\frac{(qh)^2}{2l^2} + \frac{\bar{z}_0 qh}{l^2} - \frac{1}{3} \right] \\ &+ 2\left(\frac{h}{l}\right)^4 \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\Omega_s}{(\mu_s h)^5} - k_{\theta 0} \quad (23c) \end{aligned}$$

$$a_0^{(1)} = \frac{\sinh\lambda_0 - \sinh\bar{q}\lambda_0}{2\lambda_0 \cosh\lambda_0} \quad (23d)$$

$$a_m^{(1)} = \frac{\sin\lambda_m - \sin\bar{q}\lambda_m}{2\lambda_m \cos\lambda_m} \quad (23e)$$

$$C_r^{(1)} = \frac{\tanh Rl}{Rl} \quad (23f)$$

$$d_0^{(1)} = \frac{1}{2} \frac{h}{l} \frac{1}{\lambda_0 \cosh\lambda_0} \left[-q \sinh\bar{q}\lambda_0 + \frac{\cosh\lambda_0 - \cosh\bar{q}\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\bar{z}_0}{h} (\sinh\lambda_0 - \sinh\bar{q}\lambda_0) \right] \quad (23g)$$

$$d_m^{(1)} = \frac{1}{2} \frac{h}{l} \frac{1}{\lambda_m \cos\lambda_m} \left[-q \sin\bar{q}\lambda_m - \frac{\cos\lambda_m - \cos\bar{q}\lambda_m}{\lambda_m} + \frac{\bar{z}_0}{h} (\sin\lambda_m - \sin\bar{q}\lambda_m) \right] \quad (23h)$$

$$e_r^{(1)} = \frac{1}{h} \frac{Rl \coth Rl - 1}{(Rl)^2} \quad (23i)$$

$$\Omega_s = \coth \bar{q}\mu h \quad (23j)$$

$$k_{xx} = \frac{K_{xx}}{\gamma \rho g l} \quad (23k)$$

$$k_{zz} = \frac{K_{zz}}{\gamma \rho g l} \quad (23l)$$

$$k_{x\theta} = \frac{K_{x\theta}}{\gamma \rho g l^2} \quad (23m)$$

$$k_{\alpha x} = \frac{K_{\alpha x}}{\gamma \rho g l^2} \quad (23n)$$

$$k_{\theta\theta} = \frac{K_{\theta\theta}}{\gamma \rho g l^3} \quad (23o)$$

또한, $r=0$ 에 대해서는 다음과 같이 된다.

$$C_r^{(1)} = 1 \quad (24a)$$

$$e_r^{(1)} = \frac{1}{3h} \quad (24b)$$

式 (20)-(22)에서 ξ, η, ω 는 速度포텐셜의 整數係數에 의해 다음과 같이 나타낼 수가 있다.

$$\xi\sigma l = -i\alpha_0\alpha_1 \left[a_0^{(2)}(A+B-J) + \sum_{m=0}^{\infty} a_m^{(2)}(C_m - L_m) - \sum_{r=0}^{\infty} e_r^{(2)}I_r \right] \quad (25)$$

$$\eta\sigma h = i\alpha_2 \sum_{r=0}^{\infty} C_r^{(1)}H_r \quad (26)$$

$$\omega\sigma l^2 = -i\alpha_0\alpha_3 \left[d_0^{(2)}(A+B-J) + \sum_{m=1}^{\infty} d_m^{(2)}(C_m - L_m) - \sum_{r=0}^{\infty} e_r^{(2)}I_r \right] \quad (27)$$

여기서,

$$\alpha_0 = \frac{1}{1 - \alpha_1\alpha_3 k_{\alpha x} k_{x\theta}} \quad (28a)$$

$$a_0^{(2)} = a_0^{(1)} + \alpha_3 k_{x\theta} d_0^{(1)} \quad (28b)$$

$$a_m^{(2)} = a_m^{(1)} + \alpha_3 k_{x\theta} d_m^{(1)} \quad (28c)$$

$$d_0^{(2)} = d_0^{(1)} + \alpha_1 k_{\alpha x} a_0^{(1)} \quad (28d)$$

$$d_m^{(2)} = d_m^{(1)} + \alpha_1 k_{\alpha x} a_m^{(1)} \quad (28e)$$

$$e_r^{(2)} = \alpha_3 k_{x\theta} e_r^{(1)} \quad (28f)$$

위 式으로부터 左右運動(Sway)과 橫動搖는 강하게 連成되어 있으나 上下運動(Heave)은 그렇지 않음을 알 수 있다.

4. 速度포텐셜의 未知係數 決定

流體領域의 假想境界面 $x = \pm l$ 에서는 $-qh > z > -h$ 에서는 流體運動의 質量束(Mass flux)과 運動量束(Momentum flux)이 連續이며, $0 > z > -qh$ 에서는 式 (3a)로 표현되는 運動學的 境界條件이 성립해야 한다. 즉, $x=l$ 에서

$$\frac{\partial\phi_1}{\partial x} = i\sigma[\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] \quad (0 > z > -qh) \quad (29a)$$

$$\frac{\partial\phi_1}{\partial x} = \frac{\partial\phi_2}{\partial x} \quad (-qh > z > -h) \quad (29b)$$

$$\phi_1 = \phi_2 \quad (-qh > z > -h) \quad (29c)$$

x = -1에서

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial x} = i\sigma[\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] \quad (0 > z > -qh) \quad (30a)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad (-qh > z > -h) \quad (30b)$$

$$\phi_3 = \phi_2 \quad (-qh > z > -h) \quad (30c)$$

로 주어지며, 위 식에 식 (6), (7), (11)을 代入하여 加減整理하면 주어진 區間에 대해서 다음 식들을 얻는다. 즉, $0 > z > -qh$ 에서

$$(A - B - J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{m=1}^{\infty} (C_m + L_m) \frac{k_m \cos k_m(z+h)}{k \cos k_m h} = 0 \quad (31a)$$

$$(A - B + J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{m=1}^{\infty} (C_m - L_m) \frac{k_m \cos k_m(z+h)}{k \cos k_m h} = 2 \frac{\sigma}{k} [\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] \quad (31b)$$

$-qh > z > -h$ 에서

$$(A - B + J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{m=1}^{\infty} (C_m - L_m) \frac{k_m \cos k_m(z+h)}{k \cos k_m h} = -2i \sum_{r=0}^{\infty} \frac{Rh}{kh} H_r \tanh Rl \cos R(z+qh) - 4 \frac{h}{l} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\eta \sigma h}{kh \mu_s h} \frac{\cosh \mu_s(z+h)}{\sinh \bar{q} \mu_s h} \quad (32a)$$

$$(A - B + J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{m=1}^{\infty} (C_m - L_m) \frac{k_m \cos k_m(z+h)}{k \cos k_m h} = -2i \sum_{r=0}^{\infty} \frac{Rh}{kh} I_r \coth Rl \cos R(z+qh) \quad (32b)$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} H_r \cos R(z+qh) = \frac{1}{2} \left[(A + B + J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m - L_m) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \right] \quad (32c)$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} I_r \cos R(z+qh) = \frac{1}{2} \left[(A + B - J) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cosh kh + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m - L_m) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \right] - 2i \left(\frac{h}{l} \right)^3 \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\omega \sigma l^2}{(\mu_s h)^3} \frac{\cosh \mu_s(z+h)}{\sinh \bar{q} \mu_s h} \quad (32d)$$

函數系 $\cosh k(z+h)$, $\cos k_m(z+h)$, ($m=1, 2, 3, \dots$)은 $0 > z > -h$ 에서, $\cos R(z+qh)$, ($r=1, 2, 3, \dots$)은 $-qh > z > -h$ 에서 完全 直交函數系를 이루므로, 식 (31a, b), (32a, b)의 各 項에 대해서는 $\int_0^{-h} () \cosh k(z+h) dz$ 와 $\int_{-h}^{-gh} () \cos k_m(z+h) dz$, 식 (32c, d)의 各 項에 대해서는 $\int_{-h}^{-h} () \cos R(z+qh) dz$ 의 계산을 하면 다음의 關係式들이 求해진다.

$$A - B - J = i \left(\sum_{r=0}^{\infty} b_{0r} \tanh Rl \cdot H_r \right) - \bar{R}_0 \eta \sigma h \quad (33)$$

$$C_m + L_m = - \sum_{r=0}^{\infty} b_{mr} \tanh Rl \cdot H_r + i \bar{R}_m \eta \sigma h \quad (34)$$

$$A - B + J = -i \left(\sum_{r=0}^{\infty} b_{0r} \coth Rl \cdot I_r \right) + \bar{P}_0 \xi \sigma l + \bar{Q}_0 \omega \sigma l^2 \quad (35)$$

$$C_m - L_m = - \sum_{r=0}^{\infty} b_{mr} \coth Rl \cdot H_r - i (\bar{P}_m \xi \sigma l + \bar{Q}_0 \omega \sigma l^2) \quad (36)$$

$$H_r = f_{r0} (A + B + J) + \sum_{m=1}^{\infty} f_{rm} (C_m + L_m) \quad (37)$$

$$I_r = f_{r0} (A + B - J) + \sum_{m=1}^{\infty} f_{rm} (C_m - L_m) - i \bar{T}_r \omega \sigma l^2 \quad (38)$$

여기서,

$$b_{or} = \frac{2 \sinh \bar{q} \lambda_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \cdot \frac{Rh/\lambda_0}{(Rh/\lambda_0)^2 + 1} \quad (39a)$$

$$b_{mr} = \frac{2 \sin \bar{q} \lambda_m}{N_m \sin \lambda_m} \cdot \frac{Rh/\lambda_m}{1 - (Rh/\lambda_m)^2} \quad (39b)$$

$$N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right) \quad (39c)$$

$$N_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_m}{\sinh 2\lambda_m} \right) \quad (39d)$$

$$f_{ro} = \varepsilon_r \frac{\sinh \bar{q} \lambda_0}{\bar{q} \lambda_0 \cosh \lambda_0} \cdot \frac{1}{1 + (Rh/\lambda_0)^2} \quad (39e)$$

$$f_{rm} = \varepsilon_r \frac{\sin \bar{q} \lambda_m}{\bar{q} \lambda_m \cos \lambda_m} \cdot \frac{1}{1 - (Rh/\lambda_m)^2} \quad (39f)$$

$$\bar{P}_o = \frac{2}{N_o \lambda_o} \left(1 - \frac{\sinh \bar{q} \lambda_o}{\sinh \lambda_o} \right) \cdot \frac{h}{1} \quad (39g)$$

$$\bar{P}_m = \frac{2}{N_m \lambda_m} \left(1 - \frac{\sin \bar{q} \lambda_m}{\sin \lambda_m} \right) \cdot \frac{h}{1} \quad (39h)$$

$$\bar{Q}_o = \frac{2}{N_o \lambda_o} \left[-\frac{q \sinh \bar{q} \lambda_o}{\sinh \lambda_o} + \frac{\coth \lambda_o}{\lambda_o} - \frac{\cosh \bar{q} \lambda_o}{\lambda_o \sinh \lambda_o} \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{\sinh \bar{q} \lambda_o}{\sinh \lambda_o} \right) \frac{\bar{z}_o}{h} \right] \left(\frac{h}{1} \right)^2 \quad (39i)$$

$$\bar{T}_r = \varepsilon_r \cdot \frac{4}{\bar{q}} \cdot \left(\frac{h}{1} \right)^3 \sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{(\mu_s h)^2} \cdot \frac{1}{(\mu_s h)^2 + (Rh)^2} \quad (39j)$$

$$\bar{Q}_m = \frac{2}{N_m \lambda_m} \left[-\frac{q \sin \bar{q} \lambda_m}{\sin \lambda_m} - \frac{\cot \lambda_m}{\lambda_m} + \frac{\cos \bar{q} \lambda_m}{\lambda_m \sin \lambda_m} \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{\sin \bar{q} \lambda_m}{\sin \lambda_m} \right) \frac{\bar{z}_o}{h} \right] \left(\frac{h}{1} \right)^2 \quad (39k)$$

$$\bar{R}_o = 4 \frac{h}{1} \frac{1}{N_o \lambda_o \sinh \lambda_o} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{1 - (\mu_s h/\lambda_o)^2} \\ \cdot \left[\frac{\sinh \bar{q} \lambda_o \coth \bar{q} \mu_s h}{\mu_s h} - \frac{\cosh \bar{q} \lambda_o}{\lambda_m} \right] \quad (39l)$$

$$\bar{R}_m = 4 \frac{h}{1} \frac{1}{N_m \lambda_m \sin \lambda_m} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{1 + (\mu_s h/\lambda_m)^2}$$

$$\cdot \left[\frac{\sin \bar{q} \lambda_m \coth \bar{q} \mu_s h}{\mu_s h} - \frac{\cos \bar{q} \lambda_m}{\lambda_m} \right] \quad (39m)$$

$$\varepsilon_o = 1/2 \quad (39n)$$

$$\varepsilon_r = 1 \quad (r \neq 0) \quad (39o)$$

式 (33)-(38)의 $\xi \sigma$, $\eta \sigma h$, $\omega \sigma l^2$ 에 式 (25)-(27)을 代入하고 整理하면, $\frac{(B+J)}{A}$, $\frac{(C_m+L_m)}{A}$, $\frac{H_r}{A}$ 에 관한 다음의 聯立方程式을 얻는다.

$$\frac{B+J}{A} - i \sum_{r=0}^{\infty} (b_{or} \tanh Rl + \alpha_2 \bar{R}_o C_r^{(1)}) \frac{H_r}{A} = 1 \quad (40)$$

$$\frac{C_m+L_m}{A} + \sum_{r=0}^{\infty} (b_{mr} \tanh Rl + \alpha_2 \bar{R}_m C_r^{(1)}) \frac{H_r}{A} = 0, \\ (m=1, 2, \dots) \quad (41)$$

$$f_{ro} \frac{B+J}{A} + \sum_{m=1}^{\infty} f_{rm} \frac{C_m+L_m}{A} - \frac{H_r}{A} = -f_{ro}, \\ (r=1, 2, \dots) \quad (42)$$

식 (40), (41)의 左邊 제 2항 $\frac{H_r}{A}$ 의 係數는 $r=0$ 에 대해서는 각각 $\alpha_2 \bar{R}_o$ 및 $\alpha_2 \bar{R}_m$ 가 된다.

동일한 방법을 이용하면 $\frac{(B-J)}{A}$, $\frac{(C_m-L_m)}{A}$, $\frac{I_r}{A}$ 에 관한 聯立方程式은 다음과 같이 된다.

$$\{ 1 - i \alpha_o (\alpha_1 \bar{P}_o a_o^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_o d_o^{(2)}) \} \frac{B-J}{A} \\ - i \sum_{m=1}^{\infty} a_o (\alpha_1 \bar{P}_o a_m^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_o d_m^{(2)}) \frac{C_m-L_m}{A} \\ - i \sum_{r=0}^{\infty} \{ b_{or} \coth Rl - \alpha_o (\alpha_1 \bar{P}_o e_r^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_o e_r^{(1)}) \} \frac{I_r}{A} \\ = 1 + i \alpha_o (\alpha_1 \bar{P}_o a_o^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_o d_o^{(2)}) \quad (43)$$

$$\alpha_o (\alpha_1 \bar{P}_m a_o^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_m d_o^{(2)}) \frac{B-J}{A} + \frac{C_m-L_m}{A} \\ + \sum_{m=1}^{\infty} a_o (\alpha_1 \bar{P}_m a_m^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_m d_m^{(2)}) \frac{C_m-L_m}{A} \\ + \sum_{r=0}^{\infty} \{ b_{mr} \coth Rl - \alpha_o (\alpha_1 \bar{R}_m e_r^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_m e_r^{(1)}) \} \frac{I_r}{A}$$

$$= -\alpha_0(\alpha_1 \bar{P}_m a_0^{(2)} + \alpha_3 \bar{Q}_m d_0^{(2)}),$$

$$(m=1, 2, \dots) \quad (44)$$

$$(f_{r0} - \alpha_0 \alpha_3 \bar{T}_r d_0^{(2)}) \frac{B-J}{A}$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} (f_{rm} - \alpha_0 \alpha_3 \bar{T}_r d_m^{(2)}) \frac{C_m - L_m}{A} - \frac{I_r}{A}$$

$$+ \alpha_0 \alpha_3 \bar{T}_r \sum_{p=0}^{\infty} e_p^{(1)} \frac{I_p}{A} = -(f_{r0} - \alpha_0 \alpha_3 \bar{T}_r d_0^{(2)}),$$

$$(r=0, 1, 2, \dots) \quad (45)$$

r=0에 대해서는 $b_{0r} \coth r l$, $b_{mr} \coth r l$ 및 $e_r^{(1)}$ 은 각각

$$\frac{2 \sinh \bar{q} \lambda_0}{N_0 \lambda_0 \sinh \lambda_0} \cdot \frac{h}{l}, \quad \frac{2 \sin \bar{q} \lambda_m}{N_m \lambda_m \sin \lambda_m} \cdot \frac{h}{l} \quad \text{및} \quad \frac{h}{l}$$

로 된다.

式 (40)-(42) 및 式 (43)-(45)를 풀어서 係數 $\frac{B}{A}$, $\frac{J}{A}$, $\frac{C_m}{A}$, $\frac{L_m}{A}$, $\frac{H_r}{A}$, $\frac{I_r}{A}$ 을 구할 수 있다. 入射波를 $\zeta = a \cos(kx + \sigma t)$ 로 하면(a는 入射波의 振幅) 定數 A는 다음과 같이 된다.

$$A = \frac{i a g e^{i k l}}{\sigma} \quad (46)$$

이렇게 하여 주어진 入射波에 대한 速度포텐셜을 확정한다.

5. 既引張 繫留時의 運動成分 및 繫留力 算定

5.1 運動成分의 算定

領域 I와 III에서 水面波形 $\zeta(x; t)$ 는

$$\zeta = -\frac{1}{g} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0}$$

의 관계에 의해 다음 式의 實數 部分으로 주어진다.

$$\zeta_1(x; t) = a \left[e^{i k(x-l)} + \frac{B}{A} e^{-i k(x-l)} \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m}{A} e^{-k_m(x-l)} \right] \cdot e^{i(kl + \sigma t)} \quad (47)$$

$$\zeta_3(x; t) = a \left[\frac{J}{A} e^{i k(x+l)} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{L_m}{A} e^{k_m(x+l)} \right] \cdot e^{i(kl + \sigma t)} \quad (48)$$

反射率 K_R 과 透過率 K_T 는 위의 式들로부터 다음과 같이 주어진다.

$$K_R = \left| \frac{B}{A} \right| \quad (49a)$$

$$K_T = \left| \frac{J}{A} \right| \quad (49b)$$

浮體 重心의 運動과 回轉은 式 (1)과 式 (25)-(27)에 의해 다음 式의 實數 部分으로 주어진다.

$$\frac{x_0}{a} = \frac{\alpha_0 \alpha_1}{\gamma} \frac{h}{l} \left[a_0^{(2)} \left(1 + \frac{B-J}{A} \right) \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{(2)} \frac{C_m - L_m}{A} - \sum_{r=0}^{\infty} e_r^{(2)} \frac{I_r}{A} \right] e^{i(kl + \sigma t)} \quad (50)$$

$$\frac{z_0 - z_0'}{a} = \frac{\alpha_2}{\gamma} \left[-\sum_{r=0}^{\infty} C_r^{(1)} \frac{H_r}{A} \right] e^{i(kl + \sigma t)} \quad (51)$$

$$\frac{\delta l}{a} = \frac{\alpha_0 \alpha_3}{\gamma} \frac{h}{l} \left[d_0^{(2)} \left(1 + \frac{B-J}{A} \right) \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} d_m^{(2)} \frac{C_m - L_m}{A} - \sum_{r=0}^{\infty} e_r^{(1)} \frac{I_r}{A} \right] e^{i(kl + \sigma t)} \quad (52)$$

5.2 繫留力 算定

浮防波堤의 繫留 시스템을 Fig.1과 같이 定義하였을 경우 式 (15), (16)에 나타나 있는 繫留라인의 反力係數 K_{xx} , K_{xz} 등은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$K_{xx} = K \cos^2 \theta + \frac{F_0}{(l_0^2 + h_0^2)^{1/2}} \sin^2 \theta$$

$$K_{zz} = K \sin^2 \theta + \frac{F_0}{(l_0^2 + h_0^2)^{1/2}} \cos^2 \theta$$

$$K_{xz} = \left[K - \frac{F_0}{(l_0^2 + h_0^2)^{1/2}} \right] \cos \theta \sin \theta$$

여기서, K는 繫留라인의 斷面 特性에 따라 결정되는 常數로 길이 방향으로의 單位 伸張을 일으키는 힘을 나타내며, F_0 는 계류라인에 작용하는 初期 引張力이다.

井島 等(1972)은 初期 引張力 F_0 에 關係된 項을 무시하였다. 그러나, 이는 F_0 가 작은 경우에만 가능하며 F_0 가 비교적 큰 경우에는 이로 인해 構造物의 動的 特性이 變하게 되므로 실제와는 상당히 다른 結果가 豫測될 수도 있다.

$$k_{xx} = \frac{K_{xx}}{\gamma p g l} \quad (53a)$$

$$k_{zz} = \frac{K_{zz}}{\gamma p g l} \quad (53b)$$

$$k_{x\theta} = \frac{-K_{xx}h' + K_{xz}l}{\gamma p g l} \quad (53c)$$

$$k_{\theta x} = k_{x\theta} \quad (53d)$$

$$k_{\theta\theta} = \frac{K_{xx}(h')^2 - 2K_{xz}ld' + K_{zz}l^2}{\gamma p g l} \quad (53e)$$

繫留라인의 오른쪽 連結點($l, -qh$)의 運動에 의한 變位를 x'', z'' 로 하면

$$\frac{x''}{a} = \frac{x_0}{a} - \frac{-qh - \bar{z}_0}{l} \frac{\delta l}{a} \quad (54a)$$

$$\frac{z''}{a} = \frac{\delta l}{a} + \frac{z_0 - \bar{z}_0}{a} \quad (54b)$$

가 되므로, 浮體運動에 의해 發生하는 라인의 繫留力 F 는

$$\frac{F}{aK} = \frac{\left(\frac{x''}{a} + \frac{h_0}{l_0} \frac{z''}{a}\right)}{\sqrt{1 + (h_0/l_0)^2}} \quad (55)$$

로서 計算된다.

6. 數值計算 및 結果 分析

前述한 聯立方程式을 풀 때의 解가 실제로 존재하고 收斂하는지의 여부와 無限級數의 형태로 표시되는 速度포텐셜과 그 水平 流速이 수렴하는지의 與否도 조사해야 한다. 이 문제를 解析的으로 證明하는 것은 상당히 곤란하며, 井島 等(1972)은 數值實驗을 통하여 그 收斂性을 입증하였다. 本 研究에서는 그 結果를 이용하여 聯立方程式(40)-(45)에서 $m=n=r=10$ 으로 하여 數值計算을 실시하였다.

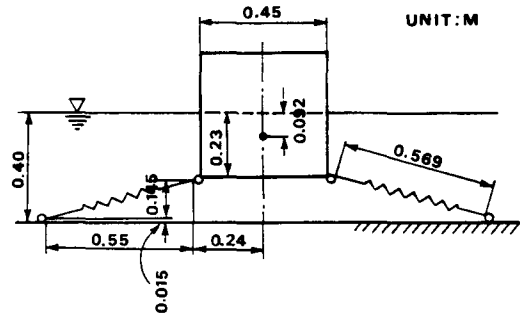


Fig. 2. Dimension of floating breakwater for the hydraulic test (Ijima et al., 1978).

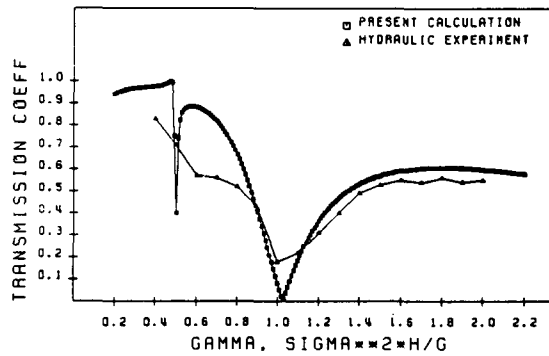


Fig. 3. Comparison of calculated transmission coefficients with the hydraulic experiments.

로 하여 數值計算을 실시하였다.

本 解析方法的의 적용성을 확인하기 위하여 井島 等(1978)이 실시한 水理模型實驗 結果와 비교하였다. 이들이 사용한 模型은 Fig. 2에 제시된 바와 같이 한 변이 0.45 m인 정사각형 斷面이며, 이 模型에서는 $h=0.4$ m, $qh=0.23$ m, $M=100.0$ kg, $I=3.542$ kg·m², $\bar{z}_0=-0.005$ m, 그리고 스프링 常數 $K=36.5$ kg/m가 사용되었다. 그러나, 이 模型의 安定性을 검토한 결과 복원력이 陰(-)인 매우 불안정한 浮體로 판명되었다. 따라서, 제시된 \bar{z}_0 값의 精確성이 의문시되어 本 研究에서는 $\bar{z}_0=-0.092$ 를 사용하였다. Fig. 3-6에는 透過率, 左右運動, 上下運動 및 橫動搖에 대한 水理模型實驗 結果와 計算值를 비교, 圖示하였다. 이 그림들에서 가로축은 $\gamma = \frac{\sigma^2 h}{g}$, 그리고 세로축은 $\frac{x_0}{a}$, $\frac{z_0 - \bar{z}_0}{a}$, $\frac{\delta h}{a}$ 를 각각 나타낸다. 井島 等(1978)은 $\gamma=0.4 \sim 2.0$ 까지 0.1 간격으로 水理模型實驗을 하였으며, 本 研究에서는 $\gamma=0.2 \sim 2.2$ 까지 0.01간격으로

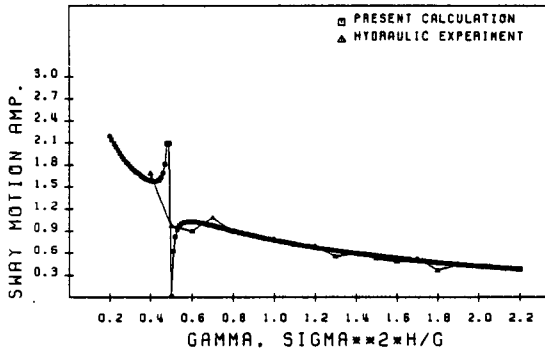


Fig. 4. Comparison of calculated sway motion amplitudes with the hydraulic experiments.

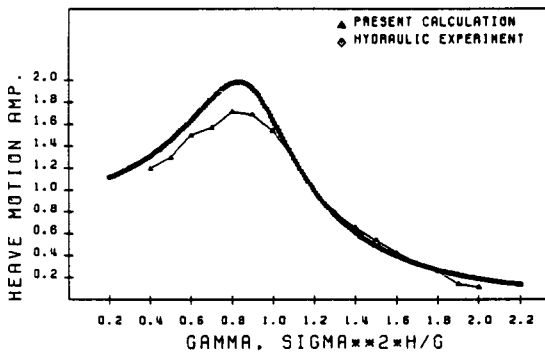


Fig. 5. Comparison of calculated heave motion amplitudes with the hydraulic experiments.

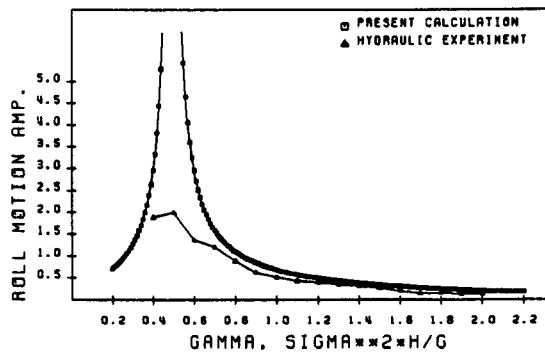


Fig. 6. Comparison of calculated non-dimensional roll motion amplitudes with the hydraulic experiments.

數値實驗을 실시하였다. Fig. 3을 살펴보면 $\gamma=1.0$ 에서 透過率이 크게 減少하는 경향을 포함하여 전반적으로 양자가 잘 일치한다. 그리고, 數値計算의 경우에는 $\gamma=0.5$ 에서 투과율의 감소가 출현하였다. Fig. 4의 左右

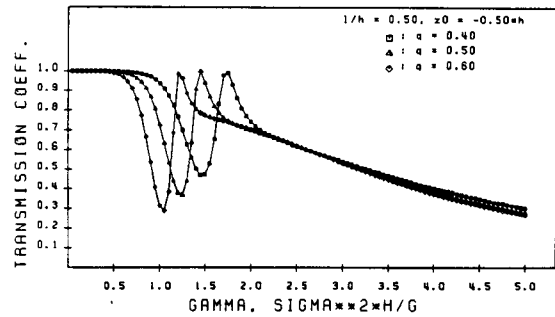


Fig. 7. Calculated transmission coefficients for the various values of draft in free-floating breakwater.

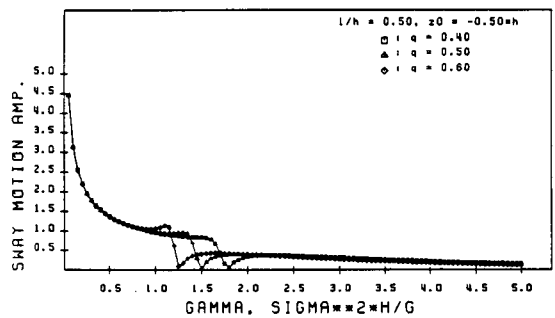


Fig. 8. Calculated sway motion amplitudes for the various values of draft in free-floating breakwater.

運動의 경우 振幅의 크기가 아주 잘 일치하고 있으며, 특히 $\gamma=0.5$ 부근에서는 양자가 모두 運動振幅의 減少를 제시하고 있다. 上下運動의 경우 Fig. 5를 살펴 보면 數値計算 結果가 水理模型實驗 結果보다 약간 큰 점을 제외하면 양호한 일치를 보였다. 橫動搖의 경우 Fig. 6에 나타낸 바와 같이 $\gamma=0.5$ 전후의 尖頭值에서 상당한 차이를 보인 이외에는 비슷하였으며, 그러한 차이는 粘性 減衰에 기인된 것으로 사료되었다.

일반적으로 생각할 때 상대적으로 吃水가 큰 浮防波堤의 消波 効果가 우수하지만 實際 海域에의 適用性을 고려하면 浮防波堤의 吃水를 너무 크게 할 수는 없다. 본 연구에서는 이 점을 고려하여 浮防波堤의 吃水를 水深의 0.6배 이하로 제한하여 數値計算을 실시하였다.

먼저, $\bar{z}_0 = -0.50qh$ 및 $\frac{1}{h} = 0.50$ 일 때 $q=0.4, 0.5, 0.6$ 인 自由 浮遊中인 浮防波堤의 경우 波浪의 透過率, 부체의 左右運動, 上下運動, 그리고 橫動搖의 振幅을

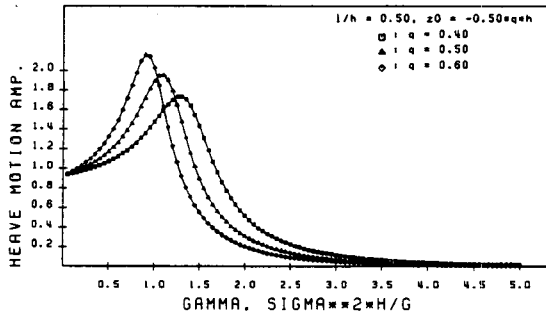


Fig. 9. Calculated heave motion amplitudes for the various values of draft in free-floating breakwater.

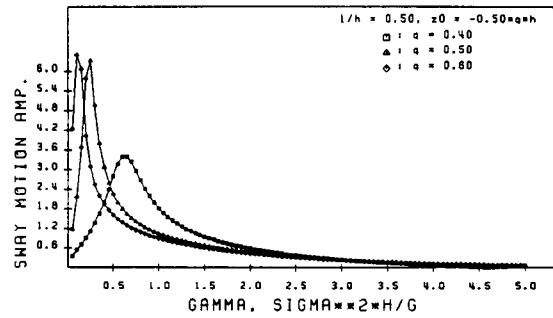


Fig. 12. Calculated sway motion amplitudes for the various values of draft in tautly moored breakwater.

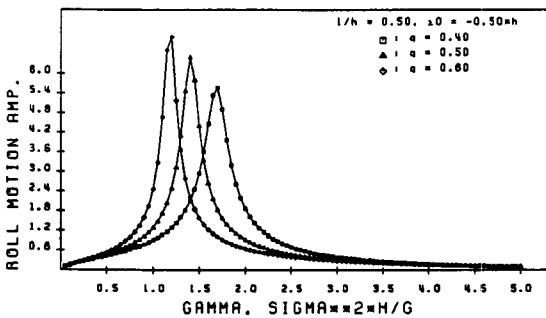


Fig. 10. Calculated non-dimensional roll motion amplitudes for the various values of draft in free-floating breakwater.

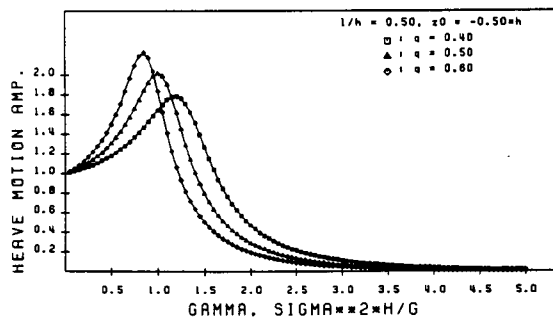


Fig. 13. Calculated heave motion amplitudes for the various values of draft in tautly moored breakwater.

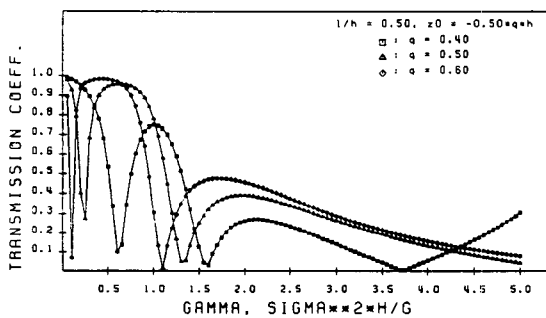


Fig. 11. Calculated transmission coefficients for the various values of draft in tautly moored breakwater.

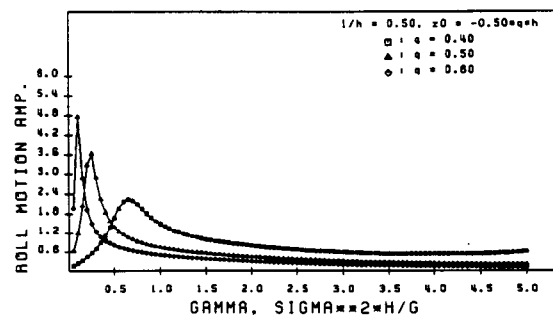


Fig. 14. Calculated non-dimensional roll motion amplitudes for the various values of draft in tautly moored breakwater.

Fig. 7-10에 제시하였다. Fig. 7을 살펴보면 $\gamma=1.0\sim 1.5$ 전후에서 透過率의 감소 효과가 나타난다. 左右運動의 경우에는 Fig. 8과 같이 低周波數쪽으로 갈수록 振幅이 큼을 알 수 있다. Fig. 9에 제시된 상하운동의 경우에는 低周波數에서의 거의 入射波의 振幅과 같이하며, 高周波數쪽에서는 진동이 거의 없는 것으로

나타난다. 橫動搖의 경우 Fig. 10에 제시한 바와 같이 尖頭值가 출현하는 周波數帶가 앞에서 제시한 繫留浮體의 경우보다 훨씬 高周波數쪽으로 이동되었다.

繫留된 浮防波堤의 防波性能을 살펴보기 위하여 $z_0=0.50qh$ 및 $\frac{1}{h}=0.50$ 일 때 $q=0.4, 0.5, 0.6$ 인

경우의 浮防波堤 運動 解析結果를 Fig. 11-14에 제시하였다. 먼저, 透過率의 경우 Fig. 11에서 알 수 있는 바와 같이 γ 의 變化에 따라 透過率이 아주 낮은 곳이 2개소씩 출현하고 있으며, 예상과는 달리 全般的으로 吃水가 작은 부방파제의 방파 효과가 우수함을 알 수 있다. 左右運動과 횡동요는 거의 同一한 γ 값에서 尖頭值가 나타나고 있다. 3개의 運動 成分들은 모두 출수가 작을수록 침두치가 크고 또한 低周波數쪽으로 移動하고 있다. 이상의 결과를 살펴보면 吃水가 큰 浮防波堤가 반드시 우수한 消波 效果를 나타내는 것은 아니며, 따라서 對象海域의 水深과 入射波의 특성을 고려함으로써 浮防波堤의 諸元을 경제적으로 결정할 수 있을 것으로 사료된다.

7. 結 論

井島 等(1972)이 水中繫留浮體에 대해 제시한 領域分轄法(혹은 速度포텐셜 接續法)을 수정하여 直四角形 斷面의 2차원 계류 浮防波堤의 運動을 해석하였다. 水理模型實驗 結果와 比較·分析한 결과 상당히 양호한 일치를 나타내어 數值模型의 適用性이 확인되었다. 이를 토대로 吃水의 變化에 따른 浮防波堤의 防波 性能을 조사한 결과 예상과는 달리 浮防波堤의 吃水와 消波 性能이 비례하지는 않는 것으로 나타나 對象海域의 海況에 따라 보다 경제적인 浮防波堤의 設計가 가능한 것으로 나타났다. 한편, 本 研究에서는 既引張 繫留 시스템을 선택하여 부방파제의 運動 特性을 해석하였으나 실제 설치되는 부방파제의 繫留 시스템으로는 대부분 懸垂線 繫留가 채택되고 있으므로 앞으로 이를 고려한 數值模型의 개발이 요구된다. 또한, 尖頭值에서의 過大한 豫測을 補正하기 위하여 粘性을 고려하는 등의 數值模型의 改善이 필요할 것으로 판단되었다.

參考文獻

- 科學技術處, 1989. 海岸構造物의 波力吸收를 위한 신소재 開發 研究(I). BSPG 00077-224-2, 394.
- 科學技術處, 1990. 海岸構造物의 波力吸收를 위한 신소재 開發 研究(II). BSPG 00108-299-2, 356.
- 科學技術處, 1991. 海岸構造物의 波力吸收를 위한 신소재 開發 研究(III). BSPG 00125-387-2.
- Adee, B.H., 1975. Analysis of floating breakwater performance. Proc. of Symposium of Modelling Techniques, San Francisco, California, 1585-1602.
- Garrison, C.J., 1974. Dynamic response of floating bodies, Preprints of Offshore Technology Conference, OTC 2067.
- Hales, L.Z., 1981. Floating breakwaters: State-of-the-art literature review, Technical Report No. 81-1, U.S. Army, Corps of Engineers, CERC, 279.
- John, F., 1950. On the motion of floating bodies, II. Simple harmonic motions, Comm. Pure and Applied Mathematics, Vol. 3, 45-101.
- Joly, J., 1905. On floating breakwater, Scientific Proc. of the Royal Dublin Society, Vol. 10, 378-388.
- Kim, W.D., 1965. On the harmonic oscillations of a rigid body on a free surface, J. Fluid Mechanics, Vol. 21, part 3.
- Kim, W.D., 1966. On the free-floating ships in waves, J. Ship Research, Vol. 10, No. 3.
- Oortmerssen, G. van., 1976. The motions of a moored ship in waves, Publication No. 510, Netherlands Ship Model Basin, 138.
- Tasai, F., 1961. Hydrodynamic force and moment produced by swaying and rolling oscillation of cylinders on the free surface, Applied Mechanics Research Institute, University of Kyushu, English Report, Vol. 9, No. 35.
- Tekmarine, Inc., 1986. Development and verification of numerical models for floating breakwaters, Tekmarine Project No. TCN-111, U.S. Army, Waterways Experiment Station, CERC.
- Tekmarine, Inc., 1988. Computer program for moored ship response at berth, Tekmarine Project No. TCN-150, U.S. Army, Corps of Engineers, CERC.
- Yamamoto, T., 1981. Moored floating breakwater response to regular and irregular waves, Applied Ocean Research, Vol. 3, No. 1, 27-36.
- Yamamoto, T. and A. Yoshida., 1978a, Response or moored objects to water waves, Part I: Theory and numerical analysis, Department of Ocean Engineering, Oregon State University, 58.
- Yamamoto, T. and A. Yoshida., 1978b, Response or moored objects to water waves, Part II: Random wave tests and periodic wave tests of elastically moored floating breakwaters in a large wave tank, Department of Ocean Engineering, Oregon State University, 142.
- Yamamoto, T. and A. Yoshida., 1979. Large wave tank tests on taut-moored breakwaters, Coastal Structures '79, 1087-1105.
- 久保雅意, 1981. 荷役限界からみた港内静穩度の關する基礎的研究, 大阪大學 博士學位論文, 241.
- 上田茂, 1984. 係岸船舶の動搖解析手法とその應用に關する研究, 港灣技研資料, No. 504, 372.
- 井島武士, 田淵幹修, 湯村やす, 1972. 有限水深の波による矩形斷面浮體の運動と波の變形, 土木學會論文報告集, 第202號, 33-48.
- 井島武士, 吉田明德, 湯村やす, 1975. 有限水深域の波による楕圓および矩形浮體の運動と波の變形, 土木學會論文報告集, 第244號, 91-105.
- 井島武士, 吉田明德, 山本督夫, 1978. 任意斷面浮體の2次元繫留運動と波の變形, 土木學會論文報告集, 第272號, 53-63.

附 錄

Appendix. Fourier 級數 展開에 의한 式 (10)의 誘導

函數 $f(x)$ 가 $f(x+2L)=f(x)$ 와 같은 週期函數일 때

$$f(x) \approx \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{n\pi x}{L} + b_n \sin \frac{n\pi x}{L} \right) \quad (A1)$$

의 Fourier 級數로 나타낼 수 있다. 여기서, a_n 과 b_n 은 다음 식과 같다.

$$a_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \cos \frac{n\pi x}{L} dx$$

$$b_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{n\pi x}{L} dx$$

$|x| < l$ 이므로 $t = \frac{\pi}{2l} x$ 로 놓으면 $|t| < \frac{\pi}{2}$ 가 된다.

A1. $i\sigma\eta$ 의 경우

$f(x)=1$ 이므로 a_n, a_0 및 b_n 은 다음과 같다.

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos nt dt = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos nt dt$$

$$= \frac{2}{n\pi} \sin nt \Big|_0^{\pi/2} = \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{2}$$

$$= \frac{2}{(2s+1)\pi} (-1)^s$$

$$a_0 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} dt = \frac{2}{\pi} t \Big|_0^{\pi/2}$$

$$= 1$$

$$b_n = 0$$

따라서, 이들을 代入하면 다음과 같다.

$$i\sigma\eta = i\sigma\eta \left(\frac{1}{2} + \sum_{s=0}^{\infty} \frac{2}{(2s+1)\pi} (-1)^s \cos nt \right)$$

$$= \frac{1}{2} i\sigma\eta + 2i\sigma\eta \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)\pi} \psi \cos \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

$$\frac{1}{2} i\sigma\eta = 2i\sigma\eta \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)\pi} \psi \cos \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

이를 정리하면 다음 式이 주어진다.

$$i\sigma\eta = 4i\sigma\eta \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)\pi} \psi \cos \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

A2. $i\sigma\omega x$ 의 경우

$f(x)=t$ 이므로 a_n 과 a_0 는 다음과 같다.

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} t \cos nt dt = \frac{1}{\pi} \left[\frac{t}{n} \sin nt + \frac{1}{n^2} \cos nt \right]_{-\pi/2}^{\pi/2}$$

$$= \frac{1}{\pi} \left[\frac{\pi}{2n} \sin \frac{n\pi}{2} + \frac{1}{n^2} \cos \left(-\frac{n\pi}{2} \right) \right]$$

$$+ \frac{1}{n^2} \cos \frac{n\pi}{2} - \frac{1}{n^2} \cos \left(\frac{n\pi}{2} \right)]$$

$$= 0$$

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} t dt = \frac{1}{2\pi} [t^2]_{-\pi/2}^{\pi/2}$$

$$= 0$$

$\int t \sin nt dt = -\frac{t}{n} \cos nt + \frac{1}{n^2} \sin nt$ 를 이용하면 b_n 은 다음과 같다.

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} t \sin nt dt = \frac{1}{\pi} \left[-\frac{t}{n} \cos nt + \frac{1}{n^2} \sin nt \right]_{-\pi/2}^{\pi/2}$$

$$= \frac{1}{\pi} \left[-\frac{\pi}{2n} \cos \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{2n} \cos \left(-\frac{n\pi}{2} \right) \right]$$

$$+ \frac{1}{n^2} \sin \frac{n\pi}{2} - \frac{1}{n^2} \sin \left(-\frac{n\pi}{2} \right)]$$

$$= \frac{1}{\pi} \left[-\frac{\pi}{n} \cos \frac{n\pi}{2} + \frac{2}{n^2} \sin \frac{n\pi}{2} \right]$$

$$= -\frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} + \frac{2}{n^2\pi} \sin \frac{n\pi}{2}$$

이들을 代入하여 정리하면 다음과 같다.

$$i\sigma\omega t = i\sigma\omega \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} + \frac{2}{n^2\pi} \sin \frac{n\pi}{2} \right) \sin nt$$

$$i\sigma\omega \left(\frac{\pi}{2l} x \right) = i\sigma\omega \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{2} x$$

$$+ i\sigma\omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n^2\pi} \sin \frac{n\pi}{2} x \sin \frac{n\pi}{2} x$$

따라서,

$$i\sigma\omega x = -\frac{2l}{\pi} i\sigma\omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} \sin \frac{n\pi}{2l} x$$

$$+ \frac{2l}{\pi} (2i\sigma\omega) \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2\pi} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

$$= -2 \frac{i\sigma\omega l}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} \sin \frac{n\pi}{2l} x$$

$$+ 4i\sigma\omega l \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2\pi^2} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

$f(x) = x$ 를 $-\pi < x < \pi$ 에서 다시 Fourier 級數로 展開하면

$$x = 2 \left(\sin x - \frac{\sin 2x}{2} + \frac{\sin 3x}{3} - \frac{\sin 4x}{4} + \dots \right)$$

가 된다. $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n\pi}{2} \sin \frac{n\pi}{2} x$ 를 展開하면 다음과

같다.

$$\frac{1}{2} (-1) \sin \frac{2\pi}{2l} x + \frac{1}{4} \sin \frac{4\pi}{2l} x$$

$$+ \frac{1}{6} (-1) \sin \frac{6\pi}{2l} x + \dots$$

$$= -\frac{1}{2} \left(\sin \frac{2\pi}{2l} x - \frac{1}{2} \sin \frac{4\pi}{2l} x + \frac{1}{3} \sin \frac{6\pi}{2l} x + \dots \right)$$

上記 두 式의 關係를 살펴보면

$$\frac{2\pi}{2l} x \left(-\frac{1}{2} \right) \left(-\frac{1}{2} \right) = -\frac{\pi}{4l} x$$

가 된다. 따라서,

$$i\sigma\omega x = \left(-\frac{2i\sigma\omega l}{\pi} \right) \left(-\frac{\pi}{4l} x \right)$$

$$+ 4i\sigma\omega l \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2\pi^2} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

$$= \frac{i\sigma\omega x}{2} + 4i\sigma\omega l \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2\pi^2} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x$$

移項하여 정리하면 다음 式이 求해진다.

$$i\sigma\omega x = 8i\sigma\omega l \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{(2s+1)^2\pi^2} \sin \frac{(2s+1)\pi}{2l} x \quad (A3)$$

式 (A2)와 (A3)을 합하면 式 (10)이 된다.