

韓國西海岸 海灣의 防潮堤建設에 따른 潮汐變化研究

廉 器 大

韓國船舶海洋研究所

A STUDY ON THE CHANGE OF TIDE DUE TO BARRAGE CONSTRUCTION AT THE BAYS OF THE WEASTERN COAST OF KOREA

Ki Dai Yum

Korea Research Institute of Ship & Ocean

ABSTRACT

British Hydraulics Research Station's Sparse Scheme was suggested for the solution of two dimensional finite difference tidal equations.

2 D-numerical tidal model formed with 4.8km rectangular cells was set up to find out the barrage effects on tidal ranges of some possible areas for tidal power generation in Korea.

The comparisons were made between spring tidal ranges with and without barrages at the entrance of Asan Bay, Garorim Bay, Cheonsu Bay and near Incheon Bay.

Because of the coarseness of the grid, the model results could not represent the values of changes precisely. However the results show that the tidal amplitude near Incheon Bay increased by about 40cm by setting a barrage and about 50cm increase near the entrance of Asan Bay, respectively. But there were only a few centimeter changes in other areas.

序 論

潮汐現象의 解析에 있어 數值解析모델은 水理模型實驗과의 相互補完的인 役割로서 그 重要性이 점차 增加되고 있다.

水理模型實驗에는 偏向力(Coriolis force), 海上의 바람에 의하여 惹起되는 應力 및 大氣壓의 變化 등을 再現시키기 爲한 복잡한 發生裝置가 必要한 反面, 數值解析모델에서는 이들 要素들을 쉽게 모델 內에 再現시킬 수 있는 利點이 있다.

그러나 광대하고 복잡한 地形으로 이루어진 海域에 細密한 格子網의 모델을 適用할 境遇 莫大한 費用과 時間이 要求되고, 이것을 피하기 위하여 格子間隔을 크게 하면 岸線부근에 甚한 歪曲現象이 생기는 短點이 있다. 그러나 앞으로

computer의 容量이 점차 大型化해 가고 計算時間도 短縮되어 가고 있으므로 이러한 短點은 점차 解消될 것이다.

여기서는 英國 Hydraulics Research Station의 Sparse Scheme을 利用하여 韓國 西海岸의 數個 潮力發電對象 候補地域에 對한 防潮堤 設置前後의 潮汐變化樣相을 求하여 보았다.

2次元潮汐數值解析모델에 使用된 數式的 誘導

一般的으로 河口나 沿岸地域에서는 海底地形이 매우 복잡하고 潮流의 흐름도 一定하지 않기 때문에 潮汐現象을 數學的으로 完全히 풀어내기는 거의 不可能하다. 그러나 特殊한 平均化技法으로 潮汐現象의 解析에 必要한 重要한 要素들

을 分離해 變으로서 潮汐現象을 潮流의 平均運動方程式으로 모델 內에 再現시킬 수 있다. 本 모델에서는 잘 알려진 非壓縮性流體에 對한 連續方程式과 Navier-Stokes의 3次元 運動量方程式으로부터 아래와 같이 誘導된 運動量方程式을 使用하였다.

連續方程式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

Navier-Stokes의 運動量方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) + \frac{\partial}{\partial z}(uw) \\ = X_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial y}(v^2) + \frac{\partial}{\partial z}(vw) \\ = Y_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uw) + \frac{\partial}{\partial y}(vw) + \frac{\partial}{\partial z}(w^2) \\ = Z_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \end{aligned} \quad (4)$$

여기서

x, y, z : 3次元 直交座標系

t : 時間

p : 壓力

ρ : 密度

ν : 動粘性係數

∇^2 : Laplacian

u, v, w : 流速의 x, y, z 方向 成分

X_a, Y_a, Z_a : 單位부피당 平均實質力(body force)

一般的으로 潮流의 흐름狀態는 平準화된 흐름과 攪亂된 狀態의 흐름으로 생각할 수 있다. 이 중에서 攪亂된 狀態의 흐름은 充分한 時間동안의 平均을 取하여 除去할 수 있다.

$$u = \bar{u} + u'$$

$$v = \bar{v} + v'$$

$$w = \bar{w} + w'$$

$$p = \bar{p} + p'$$

여기서

$$\left. \begin{aligned} \bar{f} &= \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(x, y, z, t) dt \\ f' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

위의 平均値를 求하기 위한 積分은 x, y, z 에 獨立이므로 積分과 微分의 順序를 바꿀 수 있다. 式(1)~式(4)의 時間 T 에 대한 平均値를 求하기 위하여 式(5)를 代入하면

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}\bar{w}) \\ = X_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'^2}) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{u'w'}) \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{v}\bar{w}) \\ = Y_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'v'}) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{v'w'}) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}\bar{w}) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}\bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{w}^2) \\ = Z_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'w'}) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{v'w'}) + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'^2}) \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

Navier-Stokes公式은 完全亂流狀態의 흐름에 대해서는 正確한 解를 求할 수 없다. 그러나 式(7), (8), (9)의 右邊에 있는 中괄호 內의 項들은 Reynolds' Stress에 比例하고 亂流波動(turbulent fluctuation)에 의한 運動量의 移動을 나타내며 間接적으로 energy의 消散을 惹起한다. energy는 流體의 粘性 때문에 消散되며 따라서 粘性에 대한 項은 비록 그 값은 크지 않더라도 無視될 수 없는 것이다.

淡水의 流入이 거의 없는 亂流狀態下의 河口 地域에는 密度의 變化가 거의 없다. 따라서 潮流의 흐름을 水深에 對하여 平均化함으로써 3次元 數式을 2次元 數式으로 變形할 수 있다. 먼저 境界條件式을 求하기 위하여 直交座標系에서 海底面上의 임의의 點을 $Z = -h(x, y)$ 로 表示한다. 그리고 垂直方向 單位 vector를 \mathbf{k} , 水平方向 gradient를 ∇_H 라고 하면 海底面에서의 外向垂直 vector(outward normal vector)는

$$\mathbf{n}_b = -(\mathbf{k} + \nabla_H) \quad (10)$$

다음 海面上의 임의의 點은 $Z = -\zeta(x, y, t)$ 로 表示할 수 있고 外向垂直 vector(outward normal vector)는

$$n_s = k - \nabla_H \zeta \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= n_s \cdot \bar{V}_s \\ o &= n_s \cdot \bar{V}_b \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

여기서

$$\bar{V}_s = u_s i + v_s j + w_s k$$

$$\bar{V}_b = u_b i + v_b j + w_b k$$

그러므로

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \bar{u}_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \bar{v}_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \bar{w}_s \quad (13)$$

$$\bar{u}_b \frac{\partial h}{\partial b} + \bar{v}_b \frac{\partial h}{\partial y} = -\bar{w}_b$$

다음에 水深平均値와 亂流平均値는 다음과 같이 表示한다.

$$f(x, y, t) = \frac{1}{d(x, y, t)} \int_{-h(x, y)}^{\zeta(x, y, t)} f(x, y, z, t) dz \quad (14)$$

$$f = \hat{f} + f'' \quad (15)$$

$$\hat{f}'' = 0 \quad (16)$$

境界條件式 (13)을 使用하여 式(7), (8), (9)를 水深平均化하면 式(7)은

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{w}) \\ &= \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{u} dx \right\} + \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{u}^2 dx \right\} \\ &+ \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{u}\bar{v} dx \right\} - \frac{1}{d} \left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \bar{u}_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right. \\ &+ \bar{v}_s \frac{\partial h}{\partial y} + \bar{w}_s \left. \right\} \quad \bar{u}_b = \frac{\partial}{\partial t} (\hat{u}) + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) \end{aligned} \quad (17)$$

다음에 垂直方向에 對한 式(9)에서 壓力에 關한 項을 x, y 方向의 運動量 方程式에 使用하기 위해 다음과 같이 定義한다.

$$P = P_s(x, y, t) + \rho g(\zeta - z) + \rho \varepsilon(x, y, z, t) \quad (18)$$

(P_s 는 海面에서의 平均壓力)

윗式에서 P 는 一般的인 靜水壓과 非靜水壓 分布 ε 의 合으로 되어 있다. 式(7), (8)에서 壓力에 關한 項은

$$\frac{1}{d} \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \quad (19)$$

$$\frac{1}{d} \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{d} \int_{-h}^{\zeta} \left\{ \nu \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'u'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \right\} \\ & \cdot dz = - \frac{f\hat{q}\hat{u}}{8d} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{d} \int_{-h}^{\zeta} \left\{ \nu \nabla^2 \bar{v} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'v'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'w'}) \right\} \\ & \cdot dz = - \frac{f\hat{g}\hat{v}}{8d} \end{aligned} \quad (22)$$

式(21), (22)에서 左邊은 粘性과 亂流에 依한 energy의 消散效果를 水深平均化한 形態로 나타내고 있다. 左邊의 여러項에 對한 자세한 特性은 잘 알려져 있지 않으나 半經驗式에 依하여 平均運動과 Darcy-Weisbach 摩擦係數 f 의 式으로 나타낸 것이 右邊의 式이다. 非靜水力學的 分布 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$ 와 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$ 는 3次元흐름에서는 重大한 影響을 미치나 2次元흐름에서는 無視하기로 한다. 式(6), (7), (8)을 水深 d 에 對해 水深平均化시키고 여기에 式(17), (19), (20), (21), (22)의 結果를 利用한다. 그리고 p_a 는 x, y 方向에 對해 一定하다고 본다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} = 0 \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial z} (\hat{u}\hat{w}) \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (\hat{u}) + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) \end{aligned}$$

$$= \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2 \cdot \hat{u}^2 / \hat{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v} \cdot \hat{u}\hat{v} / \hat{u}\hat{v})$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{v}^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\hat{v}\hat{w})$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} (\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{v}^2)$$

$$= \frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{v} \cdot \hat{u}\hat{v} / \hat{u}\hat{v}) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{v}^2 \cdot \hat{v}^2 / \hat{v}^2)$$

이 式들을 간단히 하기 위하여

$$\alpha_{xx} = \hat{u}^2 / \hat{u}^2 = \frac{1}{d} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{u}^2 dx \right\} / \hat{u}^2$$

$$\alpha_{xy} = \hat{u}\hat{v} / \hat{u}\hat{v} = \frac{1}{d} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{u}\bar{v} dx \right\} / \hat{u}\hat{v}$$

$$\alpha_{yy} = \hat{v}^2 / \bar{v}^2 = \frac{1}{d} \left\{ \int_{-h}^{\zeta} \bar{v}^2 dz \right\} / \bar{v}^2$$

으로 놓고 다시 時間 및 水深平均速度 \hat{u}, \hat{v} , 를 u, v 로 表示하면

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_{xx}u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_{xy}uv) = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + X_e - f \frac{qu}{8d} \quad (24)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_{xy}uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_{yy}v^2) = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + Y_e - f \frac{qv}{8d} \quad (25)$$

$$(q = \sqrt{u^2 + v^2})$$

$\alpha_{xx}, \alpha_{xy}, \alpha_{yy}$ 는 運動量缺損係數로서 非線形項의 水深平均化 때문에 發生하는 것이며 潮流의 垂直構造에 의한 運動量 移動上의 誤差를 나타낸다. 運動量의 移動現象은 保存의이며 따라서 運動量集中誤差는 그 移動過程에서 自然히 修正되므로 運動量缺損係數는 1로 본다. 그리고 實質力 (body force) X_e, Y_e 는 偏向力으로 對置되어 다음의 式들이 모델에 使用된다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \Omega v - \frac{f}{8} \frac{uq}{d} \quad (26)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \Omega u - \frac{f}{8} \frac{vq}{d} \quad (27)$$

이와함께 다음의 質量保存의 法則(非壓縮性流體)이 使用된다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(ud) + \frac{\partial}{\partial y}(vd) = 0 \quad (28)$$

Sparse Scheme

時間微分値와 空間微分値는 모두 中心點에서 의 近似差分法에 의해 計算된다. 差分法을 適用함에 있어 每 time step에 대하여 모든 變數值를 求하는 번거러움을 피하기 위하여 傾斜微分 (angled derivatives)概念을 使用한다. 즉 ζ 는 每 偶數번째의 time step, 그리고 流速 u, v 는 奇數번째의 time step에 대해 計算한다. 結果적으로 Sparse Scheme에 의해 計算되는 數值들은 첨수 $-, 0, +, ++$ 에 의해 區分된다. 여기서 各 첨수 사이의 間隔은 Δt 이다. 使用되는 格子의 構成

은 Fig. 1에 나타나 있다.

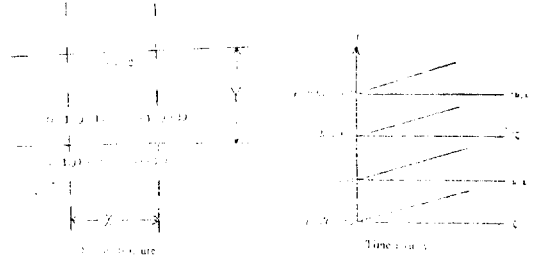


Fig. 1. Finite difference grid.

區間 $(t - \Delta t \sim t + \Delta t)$ 에서

$$\frac{1}{2\Delta t}(\zeta_{i,j}^+ - \zeta_{i,j}^-) + \frac{1}{X}(u_{i+1,j}^0 \bar{d}_{i+1,j}^0 - u_{i-1,j}^0 \bar{d}_{i-1,j}^0) + \frac{1}{Y}(v_{i,j+1}^0 \bar{d}_{i,j+1}^0 - v_{i,j-1}^0 \bar{d}_{i,j-1}^0) = 0$$

區間 $(t \sim t + \Delta t)$ 에서

$$\frac{1}{2\Delta t}(u_{i+1,j}^{++} - u_{i+1,j}^0) + \frac{\bar{u}_{i+1,j}^+}{2X}(u_{i+3,j}^0 + u_{i+1,j}^{++} - u_{i+1,j}^0 - u_{i-1,j}^+) + \frac{\bar{v}_{i+1,j}^+}{2Y}(u_{i+1,j+2}^0 + u_{i+1,j}^0 - u_{i+1,j}^+) - u_{i+1,j-2}^0 = \frac{1}{X}(-g)(\zeta_{i+2,j}^+ - \zeta_{i,j}^+) + \Omega \bar{v}_{i+1,j}^+ - \frac{f u_{i+1,j}^{++}}{\bar{d}_{i+1,j}^+} (u_{i+1,j}^0 + \bar{v}_{i+1,j}^0)^{1/2}$$

$$\frac{1}{2\Delta t}(v_{i,j+1}^{++} - v_{i,j+1}^0) + \frac{\bar{v}_{i,j+1}^+}{2X}(v_{i+2,j+1}^0 + v_{i,j+1}^{++} - v_{i,j+1}^0 - v_{i-2,j+1}^+) + \frac{v_{i,j+1}^+}{2Y}(v_{i,j+3}^0 + v_{i,j+1}^0 - v_{i,j+1}^+) - v_{i,j+1}^+ - v_{i,j-1}^0 = \frac{1}{Y}(-g)(\zeta_{i,j+2}^+ - \zeta_{i,j}^+) - \Omega \bar{u}_{i,j+1}^+ - \frac{f v_{i,j+1}^{++}}{\bar{d}_{i,j+1}^+} - (\bar{u}_{i,j+1}^0 + v_{i,j+1}^0)^{1/2}$$

여기서

$$\bar{d}_{i+1,j}^0 = \frac{1}{2}(\zeta_{i,j}^+ + \zeta_{i+2,j}^-) + h_{i+1,j}$$

$$\bar{d}_{i,j+1}^0 = \frac{1}{2}(\zeta_{i,j}^- + \zeta_{i+2,j}^+) + h_{i,j+1}$$

$$\bar{u}_{i+1,j}^+ = \frac{1}{2}(u_{i-1,j}^{++} + u_{i+3,j}^0)$$

$$\bar{v}_{i,j+1}^+ = \frac{1}{2}(v_{i,j-1}^0 + v_{i,j+3}^{++})$$

$$\bar{u}_{i,j+1}^+ = \frac{1}{4}(u_{i+1,j+2}^+ + u_{i-1,j+2}^+ + u_{i+1,j}^0 + u_{i-1,j}^0)$$

$$\bar{v}_{i+1,j} = \frac{1}{4}(v_{i,j+1}^+ + v_{i+2,j+2}^+ + v_{i,j-1}^0 + v_{i+2,j-1}^0)$$

$$u \text{ point : } \bar{d}_{i+1,j}^+ = \frac{1}{2}(\zeta_{i+2,j}^+ + \zeta_{i,j}^+) + h_{i+1,j}$$

$$v \text{ point : } \bar{d}_{i,j+1}^+ = \frac{1}{2}(\zeta_{i,j+2}^+ + \zeta_{i,j}^+) + h_{i,j+1}$$

$$\bar{u}_{i,i+1}^0 = \frac{1}{4}(u_{i+1,j+2}^0 + u_{i-1,j+2}^0 + u_{i+1,j}^0 + u_{i-1,j}^0)$$

$$\bar{v}_{i+1,j}^0 = \frac{1}{4}(v_{i,j+1}^0 + v_{i,j-1}^0 + v_{i+2,j+1}^0 + v_{i+2,j-1}^0)$$

2次元潮汐數值解析 모델의 韓國 西海岸에의 適用

一般的으로 河口는 그 自體의 特性길이(characteristic length) 및 固有振動數를 가지고 있으며 따라서 潮汐이 進行할때 河口內에 一種의 共振現象이 發生하여 潮汐振幅을 變化시킬 수 있다. 여기에 防潮堤를 設置하여 自然條件을 變化시키면 潮汐의 振幅 및 位相에 變化를 가져온다. 特히 振幅의 變化는 潮力에 너지 抽出時 相當한 影響을 미칠 것이다.

여기서는 仁川灣, 牙山灣, 加露林灣 및 淺水灣等 西海岸의 數個 豫想 潮力發電 對象海城(Fig. 2)에 對하여 防潮堤設置前後의 潮汐現象을 概略的으로 比較해 보기 위하여 格子間隔 4.8km로 北緯 35°6'에서 37°59'까지 그리고 東經 125°37'에서 127°4'까지의 地域에 格子網을 形成하였다(Fig. 3).

그러나 모델의 開放된 境界面 부근에서의 現場實測資料의 不足으로 因하여 開放된 境界面의 正確한 入力資料를 얻기가 不可能하였다. 따라서 먼저 OGURA에 의한 M_2 및 S_2 等潮位圖를 利用하여 入力資料로서 使用하였다. 그러나 OGURA의 等潮位圖는 海岸線 부근에 位置한 數個 檢潮所의 潮汐資料를 使用하여 만들어졌기 때문에 外海城에서의 潮汐振幅과 位相을 正確히 나타낸다고는 볼 수 없다. 따라서 여기서는 OGURA의 等潮差圖를 利用하여 計算한 結果値와 모델 適用地域內의 既存觀測値와 比較하여 開放된 境界面의 入力資料로 使用하였다(Fig. 4). 水深은

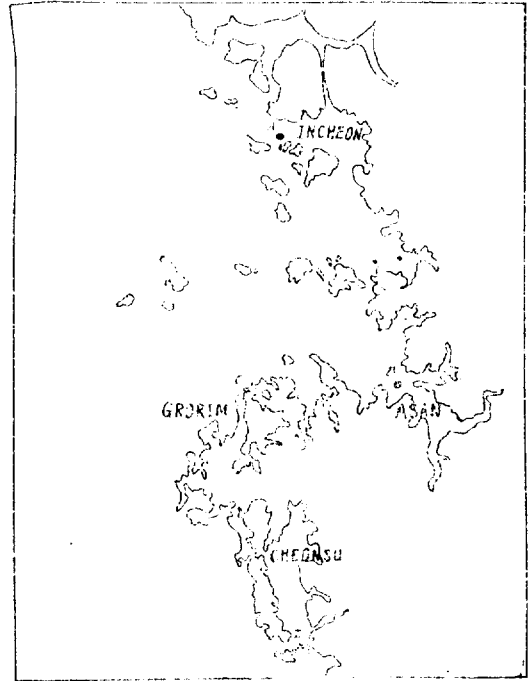


Fig. 2. Proposed sites for tidal power station.

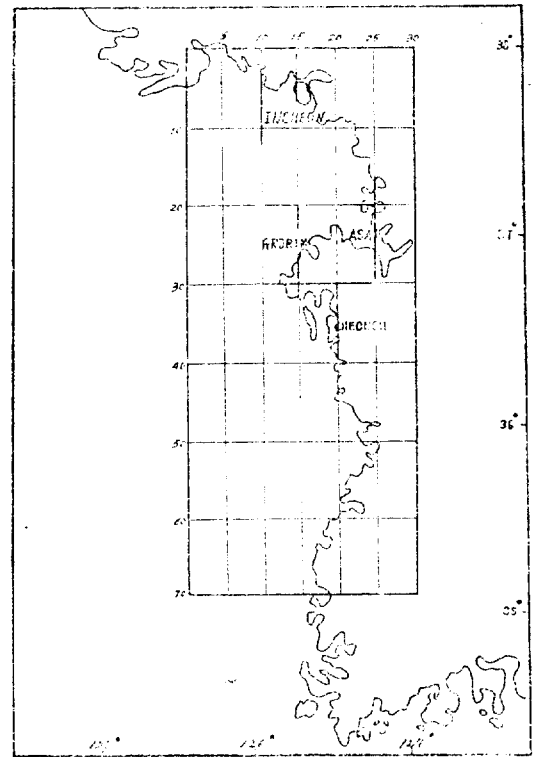


Fig. 3. Model boundary.

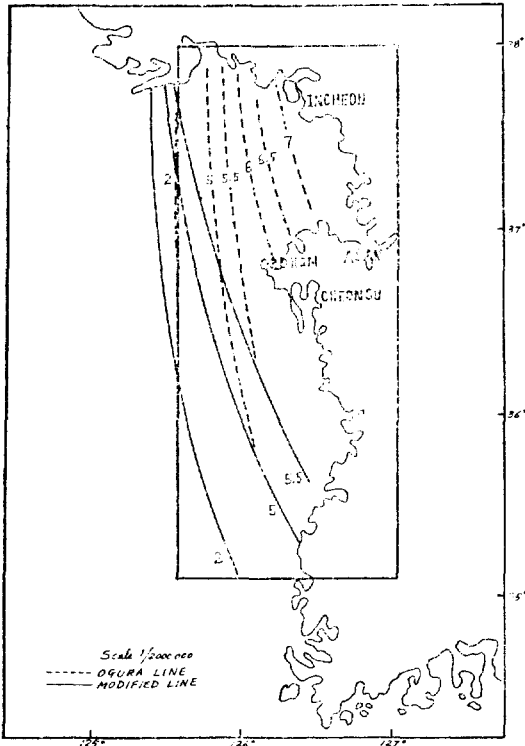


Fig. 4. Lines of co-tidal ranges.

海圖番號 302 및 323에서 取하였으며 모델은 東西 30×4.8km, 南北 70×4.8km로서 총 2,100개의 素格子로 構成되었다. time step은 安定條件式 $\Delta t < \frac{\Delta s}{\sqrt{2gd_{max}}}$ (Δs : 격자간격, d_{max} : 모델내 최대 수심)를 使用하여 120초로 하였으며 ($M_2 + S_2$) 潮를 使用, 每 124分 間隔으로 結果值를 求하였다. 여기에 使用된 computer program의 flow chart가 Table 1에 나타나 있다.

Table 2. 潮位變化比較.

	防潮堤설치전 계산조차	防潮堤설치후 계산조차
인천만 A	7.0m	7.39m
아산만 B	7.27m	7.80m
가로림만 C	6.40m	6.45m
천수만 D	5.69m	5.62m

計算結果에 의하면 防潮堤를 設置할 경우 仁川灣에서 約 40cm, 牙山灣에서 約 50cm 程度의 潮差의 增加가 있었다. 그러나 加露林灣과 淺水

灣 入口에서는 눈에 띄는 潮差의 變化를 볼 수 없었다. (Fig. 5, 6, 7, 8)

潮力에너지를 開發할 境遇 出力은 潮差에 左右되므로 仁川灣이나 牙山灣에서는 약간의 可用 에너지의 增加가 豫想된다.

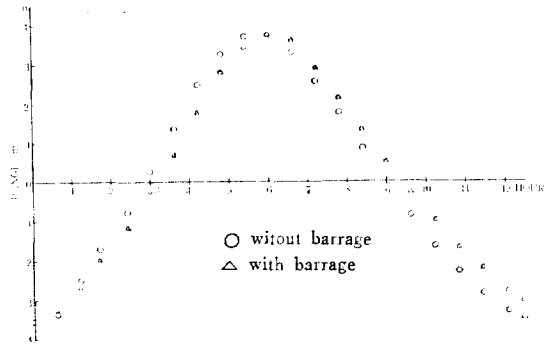


Fig. 5. Barrage effect at Incheon Bay.

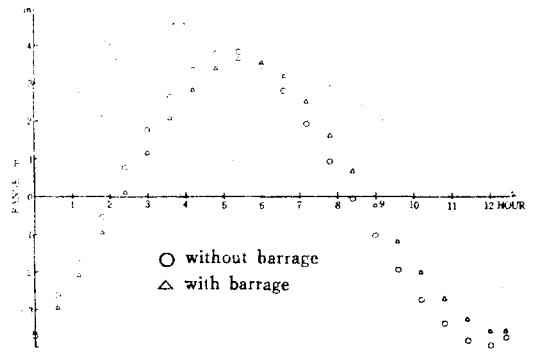


Fig. 6. Barrage effect at Asan Bay.

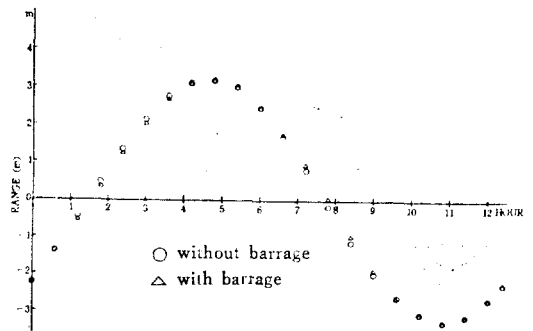


Fig. 7. Barrage effect at Garolim Bay.

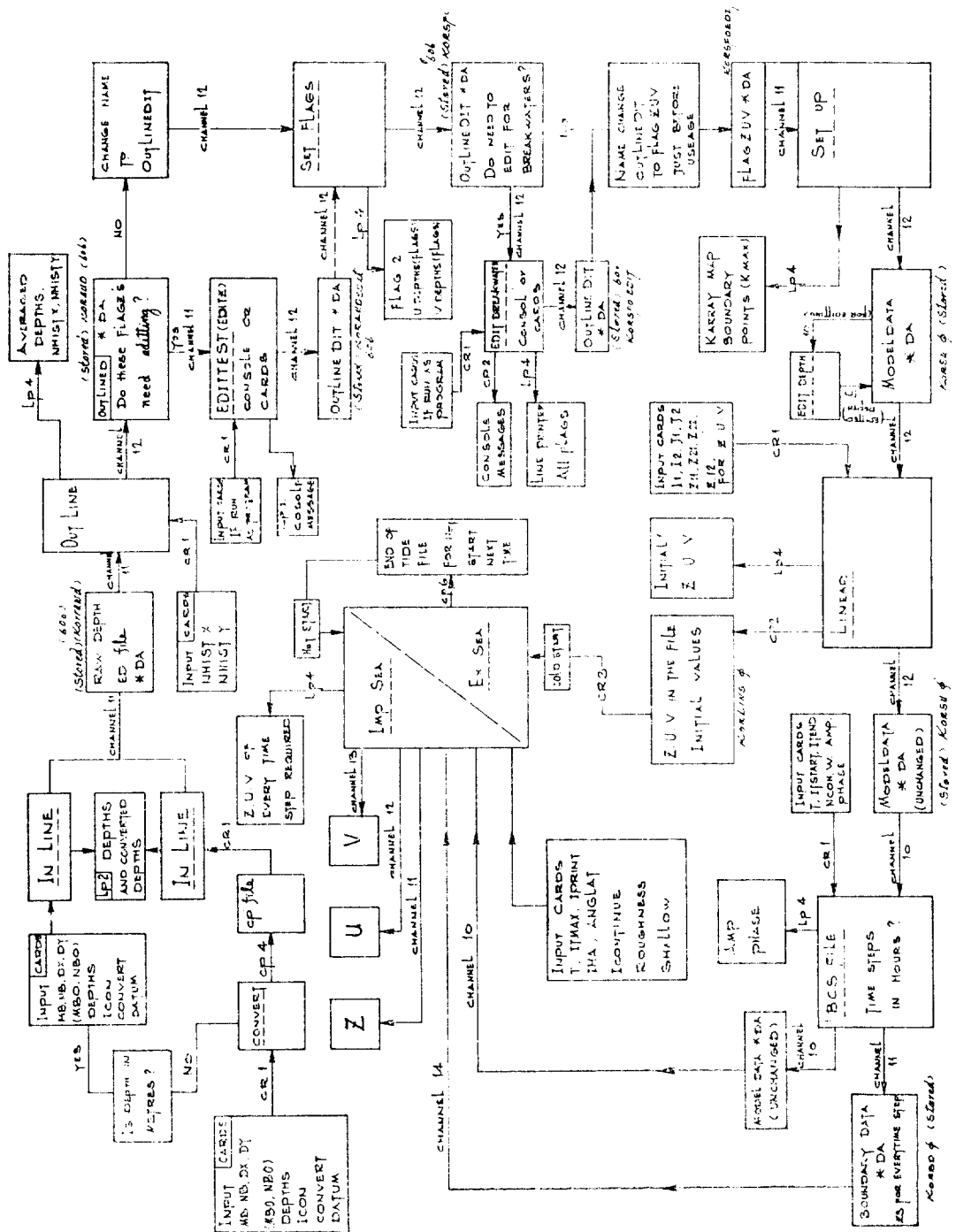


Table. 1. Computer program flow chart.

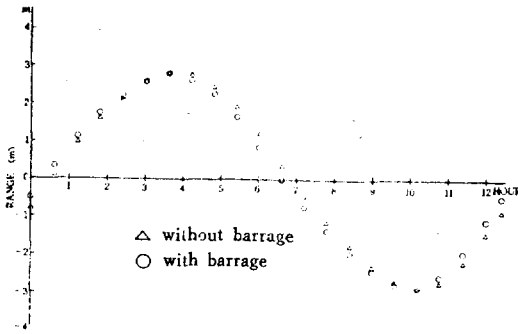


Fig. 8. Barrage effect at Chonsu Bay.

結論 및 提言

여기서 適用해 본 2次元 數值解析 모델은 廣大한 海域을 對象으로 하였기 때문에 電子計算機의 容量 및 經濟的인 問題 등으로 因하여 細密한 格子網을 形成할 수 없었고 또한 大潮時 ($M_2 + S_2$) 潮에 對해서만 適用해 본 것이므로 潮汐의 全體的인 變化樣相에 對한 完全한 豫測은 不可能하였다. 따라서 앞으로 西海岸에 潮力資源開發을 爲한 本格的인 研究가 施行될 경우에는 正確한 現場觀測資料를 充分히 蒐集하여 보다 細密

한 格子網으로 構成된 數值解析모델을 여러가지 경우(大潮, 中潮, 小潮 等)에 適用하여 潮汐의 諸現象을 究明해야 할 것이다.

參 考 文 獻

- Defant, A. 1961. Physical oceanography. Pergamon press.
- Dronkers, J.J. 1964. Tidal computations in rivers and coastal waters. North Holland Publishing Company.
- Graf, W.H. 1971. Hydraulics of sediment transport. McGraw-Hill Co.
- Lamb, Sir Horace. 1932. Hydrodynamics. Dover publications.
- Miles, G.V. 1974. Explicit finite difference methods for tidal calculations. Hydraulics Research Station Internal Report No. 85.
- Ogura, S. 1933. The Sea adjacent to Japan. The Bulletin of the hydrographic department.
- Eskinazi, S. 1968. Principles of fluid mechanics. Allyn and Bacon Inc.