

風成流 計算을 위한 鉛直 渦粘性係數 算定方法의 比較評價 Comparative Evaluation of Determination Methods of Vertical Eddy Viscosity for Computation of Wind-Induced Flows

鄭泰成* · 李吉成** · 吳炳哲*

Tae Sung Jung*, Kil Seong Lee** and Byung Cheol Oh*

要 旨 : 亂流模型을 도입하여 風成流에 대한 3次元 數值模型을 수립하고, 風成流 計算에 있어서 鉛直 渦粘性係數 算定方法들에 대한 比較評價를 수행하였다. 검토된 방법은 函數型(0-方程式), 1-方程式, 2개의 2-方程式 亂流模型($k-\epsilon$ 과 $k-l$)이며, 亂流模型은 亂流擴散 특성길이의 鉛直分布에 대한 比較를 통하여 각 方法의 特徵이 검토되었다. 兩端이 막힌 水路와 循環水路에서 流速의 鉛直分布 計算結果를 水理 實驗資料와 比較檢證하였다. 分析結果에 의하면 1-方程式 亂流模型에 적합한 亂流擴散 특성길이 算定式은 拋物線型이었으며, 2-方程式 亂流模型($k-l$ 모델과 $k-\epsilon$ 모델)은 대체로 實驗値와 일치하는 경향을 보였다. 바람에 의한 影響이 全水深에 미치지 않는 경우에 가정된 鉛直 渦粘性係數의 分布는 바람이 影響을 미치는 水深까지만 적용되며, 影響이 없는 水深에서는 鉛直擴散이 거의 일어나지 않아 渦粘性係數의 크기가 0에 가까웠다.

Abstract □ A 3-dimensional numerical model of wind-induced flows has been established, and comparative evaluation of determination methods of vertical eddy viscosity has been performed. The model uses turbulence models to calculate vertical eddy viscosity. The examined methods are 0-equation model of functional form, 1-equation model of turbulence kinetic energy, and two 2-equation models ($k-\epsilon$ and $k-l$ models). The evaluation includes the verification tests against experimental data for wind-driven current in a closed one-dimensional channel and a recirculating one-dimensional channel. Comparative study of turbulence models has shown that the proper distribution of turbulence scale is parabolic and the eddy viscosity is depending strongly on mixing depth due to wind.

1. 緒 論

風成流(wind-induced flow)는 바람에 의해 水面에 작용하는 剪斷應力에 의하여 발생하는 흐름현상으로 水深에 따라 변하는 流速의 鉛直分布를 갖는다. 이러한 風成流를 정확하게 模擬하기 위하여 3次元 數值模型이 널리 사용되며, 바람에 의해 水面에 부여된 運動量의 水深方向 傳達過程을 정확히 이해하기 위하여는 鉛直擴散過程의 精確한 描寫가 필요하다. 擴散過程을 模擬하기 위하여 鉛直 渦粘性係數의 精確한 算定이 필요하며, 이 係數는 常數가 아니고 水深에 따라 변하는 鉛直分布를 갖는 것으로 알려져 있다

(Koutitas, 1987). 風成流를 數值模型에 의하여 計算하기 위한 노력으로 Heaps(1972)는 스펙트랄 모형을 개발하여 單純化한 복해에 適用하였으며, Freeman *et al.*(1972)은 σ -座標에서 多端(multi-leveled) 模型을 개발하여 미국 Huron호에 적용한 바 있다. Leendertse *et al.*(1973)는 직교좌표계에서 3次元 模型을 개발하여 直四角形 湖水和 Michigan湖의 風成流를 計算하였다. 이러한 模型들은 鉛直 渦粘性係數로 常數 또는 函數形態로 표현하는 0-方程式 亂流模型을 사용하였다. 그러나, 최근에는 亂流의 輸送에 대한 物理現狀을 보다 理論적으로 다루기 위하여 亂流 運動에너지에 대한 輸送方 解析 方法(1-方程式

*韓國海洋研究所 海洋工學部 (Ocean
Ansan P. O. Box 29, Ansan 425-)

**서울대학교 土木工學科 (Departme

ent Divis

Korea

sea

式 模型)이 Liu and Leendertse(1979), Koutitas and O'Connor(1980) 등에 의하여 사용된 바 있으며, 亂流 運動에너지에 관한 輸送方程式과 減衰率에 관한 輸送方程式을 해석하는 $k-\epsilon$ 模型(Raithby *et al.*, 1987) 또는 亂流 減衰率 대신에 亂流擴散 特性길이에 대한 輸送方程式을 해석하는 $k-l$ 模型(Mellor and Yamada, 1982)의 사용이 증가하는 추세에 있다(Blumberg and Mellor, 1987). 本 研究에서는 風成流 計算에 있어서 최근에 관심이 고조되고 있는 亂流特性에 관한 輸送方程式을 해석하는 방법들의 적용성을 검토하기 위하여 亂流模型을 도입한 3次元 數值模型을 수립하여 鉛直 渦粘性係數 算定方法들을 比較評價하였다. 渦粘性係數의 算定方法으로 函數型(0-方程式 亂流模型), 亂流 運動에너지에 관한 1-方程式 亂流模型과 2개의 2-方程式 亂流模型을 도입하여 1次元 水路에서 風成流의 鉛直分布 算定에 적용하고, 計算結果를 水理實驗資料(Bains and Knapp, 1965; Shemdin, 1972)와 比較하여 각 亂流模型의 特性을 分析하였다. 兩端이 막힌 水路에 대한 2-方程式 亂流模型의 適用結果 및 Koutitas and O'Connor(1980)의 水理實驗結果로부터 1-方程式 亂流模型에 적용하기 위한 亂流擴散 特性 길이의 算定式을 제안하였으며, 亂流 輸送方程式을 해석하는 模型에 의한 計算結果와 水理實驗資料로부터 函數型的 鉛直 渦粘性係數 算定式을 제안하였다. 또한, 2-方程式 亂流模型, 1-方程式 亂流模型, 제안된 函數型을 사용하는 模型을 循環水路에서 風成流 分布計算에 적용하고 水理實驗資料(Shemdin, 1972)와 比較하여 제안된 方法의 適用性을 立證하였다.

2. 數值模型

2.1 支配方程式과 境界條件

直交座標系에서 3次元 連續方程式, 運動量方程式을 無次元 變數를 도입하여 鉛直變換座標에서의 式으로 변환하였다(정, 1994). Freeman *et al.*(1972)에 의하여 流動研究에 사용된 σ -座標(Fig. 1)에서 無次元 變數를 사용하여 變換된 새로운 座標(x^*, y^*, σ, t^*)에서 連續方程式, 運動量方程式은 다음과 같다. 아래식에서 편의상 *표시를 생략하였다.

$$\frac{1}{H} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{K}{H} \left[\frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} \right] + K \quad (1)$$

6.

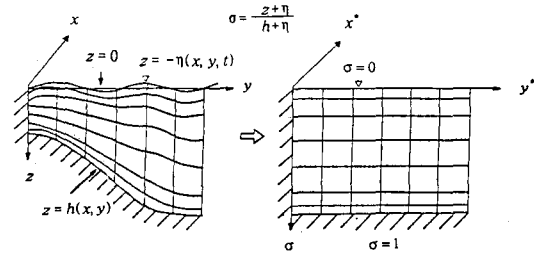


Fig. 1. Normalization of z-coordinate.

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{\partial(Hu)}{\partial t} + R_e \left[\frac{1}{H} \frac{\partial(Huu)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Huv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega u)}{\partial \sigma} \right] \\ + R_o v = -\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H \partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left(H \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ + \left(\frac{b_0}{h_0} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\gamma \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{\partial(Hv)}{\partial t} + R_e \left[\frac{1}{H} \frac{\partial(Huv)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega v)}{\partial \sigma} \right] \\ - R_o u = -\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H \partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left(H \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ + \left(\frac{b_0}{h_0} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\gamma \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \sigma} = \rho g H \quad (4)$$

새로운 座標(x^*, y^*, σ, t^*)에서 變數(*표시)와 直交座標(x, y, z, t)에서 變數와의 관계는 基準距離($=b_0$), 基準水深($=h_0$), 基準流速($=u_0$), 基準時間 $t_0 = b_0^2/A_H$ 을 사용하여 無次元화하면, 距離 (x^*, y^*, σ^*)= $(x, y, \sigma b_0)/b_0$, 水深 $H^* = H/h_0$, 流速 (u^*, v^*, Ω^*)= $(u, v, \Omega b_0)/u_0$, 時間 $t^* = t/t_0$, 水面變位 $\eta^* = \eta(A_H u_0/gb_0)$, $K = gb_0^2 h_0/A_H^2$, 연직變換좌표에서 鉛直流速 $\Omega = d\sigma/dt$, 鉛直變換座標 $\sigma = (\eta+z)/H$, 기준 Reynolds 수 $R_e = u_0 b_0/A_H$, 기준 Ekman 수(水平摩擦力的 Coriolis 힘에 대한 비)의 逆數 $R_o = f b_0/A_H$, $\gamma = A_v/A_H$. 여기서, 총수심 $H = h + \eta$, h =平均水深, η =수면변위, (u, v, w) =(x, y, z)방향의 유속, A_v =鉛直 渦粘性係數, A_H =수평 渦粘性係數, f =Coriolis 상수이다.

境界條件은 다음과 같다.

1) 表 面に 의한 摩擦應力이 작용하는 경우 流速에 대* 面 境界條件은 다음과 같다.

$$\gamma_1 \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = H(\tau_x^*, \tau_y^*) \quad (5)$$

여기서, 無次元化된 x, y 方向의 바람 摩擦應力 (τ_x^*, τ_y^*) = $(\tau_x, \tau_y)/\tau_0$, $\tau_0 = \rho_0 u_0 A_H/h_0$, x, y 방향의 바람 摩擦應力 (τ_x, τ_y) = $C_d \rho_a W(W_x, W_y)$, γ_1 = 水面에서의 無次元化된 鉛直 渦粘性係數, C_d 는 바람의 應力계수(drag coefficient)로 Wu(1980)에 의하면 $(0.8 + 0.065 W) \times 10^{-3}$, ρ_a = 공기의 밀도, W = 풍속, W_x, W_y = 각각 x, y 방향의 풍속성분이다.

2) 바닥 境界條件은 無滑動(no-slip)條件으로 다음과 같다.

$$u = v = \Omega = 0 \quad (6)$$

기타 陸地境界에서는 無滑動條件($u = v = 0$)을 사용하였으며, 初期條件으로는 流速과 水面變位를 0으로 놓았다.

2.2 數值解析方法

사용된 數值解析方法은 有限差分法으로 運動量方程式 (2)와 (3)에서 移流項과 水平擴散項은 FTCS(Forward in time and centered in space)法, 鉛直擴散項, Coriolis 項, 水面傾斜項은 時間 加重值 θ 에 의해 1/2 반화된 陰解法을 사용하였다. 鉛直 格子間隔이 表面 重力波에 의한 數值模型의 安定條件 제약(Courant-Fredrich-Lewy조건, $\Delta t \leq \Delta s / \sqrt{gH}$, Δs = 흐름방향 격자간격)의 영향을 받지 않아(Backhaus, 1985) 계산상 효율성이 높은 모형이다. 水面變位에 대하여는 모드 분리 개념(Backhaus, 1985)을 도입하여 差分化된 運動量方程式과 連續方程式으로부터 誘導한 橢圓型方程式을 사용한다(鄭, 1994).

3. 鉛直 渦粘性係數 算定方法

3차원 및 鉛直 2차원 數值模型에 있어서 鉛直 渦粘性係數의 選定은 數值解析結果에 큰 影響을 미친다. 따라서, 식 (2)와 (3)에서 鉛直 渦粘性係數를 적절하게 算定하여야 良質의 計算結果를 얻을 수 있다. 본 연구에서는 亂流模型(Rodi, 1984)을 포함하는 여러가지 鉛直 渦粘性係數의 算定方法에 대하여 水理實驗結果가 존재하는 風成流의 鉛直分布 計算에 適用된 比較評價하였다.

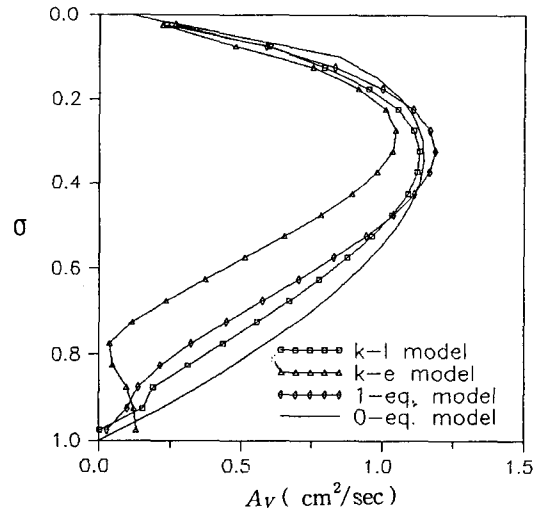


Fig. 2. Profiles of vertical eddy viscosity.

3.1 0-方程式 亂流模型

3차원 流動 數值模型이 개발되어 온 이래로 간편성으로 인하여 가장 널리 사용되어 온 방법으로 Koutitas and O'Connor(1980)의 水理實驗資料에 의하면, 鉛直 渦粘性係數는 風成流가 지배적인 경우에 대해서는 表層에서 가장 작은 값을 가지며, 水深이 깊어짐에 따라 增加하다가 減少하는 것으로 알려져 있다.

본 연구에서는 2-方程式 및 1-方程式 亂流模型의 計算結果(Fig. 2)에 근거하여 다음과 같은 식을 0-方程式 亂流模型으로 사용하였다.

$$A_v \begin{cases} A_{vmax}(1-\sigma)\sqrt{\sigma} & \text{for } \sigma \geq 0.1 \\ A_{vmax}(2.746\sigma + 0.01) & \text{for } 0 \leq \sigma \leq 0.1 \end{cases} \quad (7)$$

여기서, A_{vmax} 는 鉛直 渦粘性係數의 最大値로 본 연구에서는 난류모형에 의한 渦粘性係數 計算結果(Fig. 2)와 최대치가 일치하도록 $u^*H/25$ 를 사용하였다. 湖水의 混合層(mixed layer)에서 觀測資料에 의하면 鉛直 渦粘性係數의 平均값이 $u^*H/12$ 에서 $u^*H/20$ 사이로 알려져 있다(Csanady, 1982).

3.2 1-方程式 亂流模型

鉛直 渦粘性係數를 구하기 위하여 亂流 운동에너지에 관한 1-方程式을 사용하며, 亂流擴散係數와 1-方程式 亂류 減衰率을 計算하기 위해 사용 ring, 亂流 減衰率이 l 에 관하여는 연구자들에

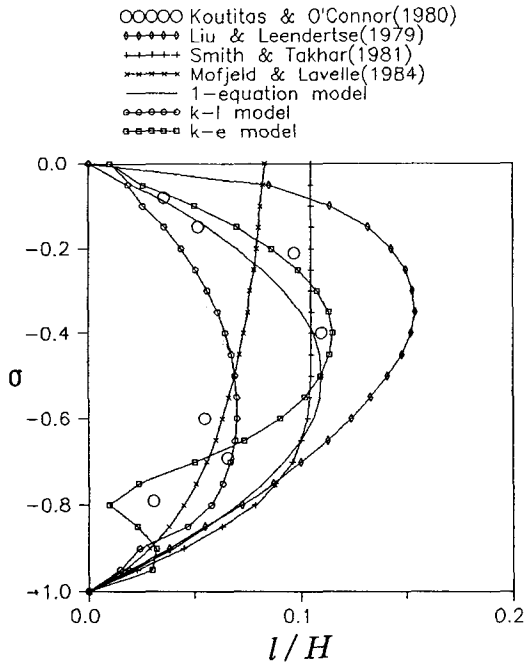


Fig. 3. Profiles of turbulence length scale.

따라 여러 형태의 식이 제안되었다(Fig. 3). Fig. 3에서 Liu and Leendertse(1979)는 風成流 計算에 사용한 바 있으며, Smith and Takhar(1981)와 Mofjeld and Lavelle(1984)는 潮流計算에 사용한 바 있다.

亂流 운동에너지에 관한 亂流模型을 도입한 연구로 Liu and Leendertse (1979)는 密度效果를 고려한 3차원 流動模型을 개발하여 배령해에서의 油類擴散을豫報하였으며, Johns and Oguz(1987)는 Jones(1978)에 의하여 제안된 방법을 사용하여 3차원 潮汐殘差流를 計算하고 水深積分된 2차원 數值模型에 의한 計算結果와 比較하였으며, Koutitas와 O'Connor(1980)는 1次元 水路에서 風成流에 관해 水理實驗하고 水理實驗資料와 比較檢證한 후에 Thessaloniki灣에서의 風成流를 計算한 바 있다(Koutitas, 1987).

密度變化를 무시한 亂流 운동에너지에 관한 輸送方程式은 직교좌표계에서 다음과 같다(Rodi, 1984).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(uk)}{\partial x} + \frac{\partial(vk)}{\partial y} + \frac{\partial(wk)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_v}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_v - \varepsilon + F_k \quad (8)$$

여기서, k = 亂流의 운동에너지(turbulence kinetic energy), ε = 亂流 에너지 減衰率(turbulence energy

dissipation rate), $P_v = A_v \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]$ = 亂流 生成項, $\sigma_k = 1.0$, k 의 水平方向 擴散項 $F_k = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{A_H}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{A_H}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right)$ 이다.

식 (8)을 鉛直方向으로 正規化된 座標에서 無次元常數를 도입하여 座標變換하면 다음과 같다(*표시 생략).

$$\frac{1}{H} \frac{\partial(Hk)}{\partial t} + R_v \left[\frac{1}{H} \frac{\partial(Huk)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvk)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega k)}{\partial \sigma} \right] = \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\gamma}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) + P_v - \left(\frac{b_o}{h_o} \right) R_v \varepsilon + F_k \quad (9)$$

여기서, 새로운 좌표(*표시)와 직교좌표에서 변수사이의 관계는 $k^* = k/u_o^2$, $P_v^* = \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \gamma \frac{1}{H^*2} \left[\left(\frac{\partial u^*}{\partial \sigma^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial v^*}{\partial \sigma^*} \right)^2 \right]$, $F_k^* = \frac{1}{H^*} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H^*}{\sigma_k} \frac{\partial k^*}{\partial x^*} \right) + \frac{1}{H^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{H^*}{\sigma_k} \frac{\partial k^*}{\partial y^*} \right)$, $\varepsilon^* = \varepsilon h_o / u_o^3$ 이다.

鉛直 渦粘性係數는 다음과 같이 計算된다(Liu and Leendertse, 1979; Rodi, 1984).

$$A_v = C_k \sqrt{k} l u_o h_o \quad (10)$$

여기서, C_k 는 常數로 본 연구에서는 0.4를 사용하였으며, l 은 亂流擴散 特性길이로 본 연구에서는 2-方程式 亂流模型의 適用結果 및 水理實驗資料(Fig. 3)에 기초하여 決定하였다.

수송방정식 (9)의 境界條件은 바닥에서 $\partial k / \partial \sigma = 0$, 水表面에서 $k = (u^0)^2 / 0.3$, $\varepsilon = 0.3k^{3/2} / l$ 이다(Johns and Oguz, 1987). $u^0 = u^* / (u_o)^2$, u^* = 水面 摩擦應力이다.

식 (9)의 數值解析은 水平方向 運動量方程式의 差分化和 동일한 방법으로 移流項과 水平擴散項은 FTCS법, 鉛直擴散項은 完全 陰解法을 사용하여 해석하였다.

3.3 k-ε 模型

본 模型은 亂流 운동에너지와 亂流 에너지 減衰率에 대한 輸送方程式으로 構成된다. 亂流 운동에너지에

관한 方程式은 식 (9)와 같으며, 亂流 減衰率에 관한 식은 직교좌표계에서 다음과 같다(Rodi, 1984).

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(u\varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(v\varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(w\varepsilon)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_V}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} P_v - C_{2\varepsilon} \varepsilon) + F_\varepsilon \quad (11)$$

여기서, $C_{2\varepsilon}$ 은 格子亂流(grid turbulence)의 減少率을 測定한 結果에 의하면 1.8~2.0 사이의 값[본 연구에서는 표준값 1.92를 사용, ASCE Task Committee (1988)]이며, $\sigma_\varepsilon=1.3$, $C_{1\varepsilon}=C_{2\varepsilon}-\frac{\kappa^2}{\sigma_\varepsilon C_\mu^{0.5}}$ (Rodi, 1984)로 일반적으로 1.44, κ =von Karman 상수, C_μ 는 局部平衡 剪斷層(local equilibrium shear layer)에서 $\left(\frac{u'k'}{k}\right)^2$ 로 實驗結果에 의하면 0.09이며, ε 의 水平方向 擴散項 $F_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{A_H}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{A_H}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right)$, u' 와 w' 은 각각 水平方向과 鉛直方向의 亂流 變動速度(turbulent fluctuating velocity)이다.

식 (11)을 鉛直方向으로 正規化된 座標에서 無次元 常數를 도입하여 座標變換하면 다음과 같다(*표시 생략).

$$\frac{1}{H} \frac{\partial(H\varepsilon)}{\partial t} + R_\varepsilon \left[\frac{1}{H} \frac{\partial(Hu\varepsilon)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hv\varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega\varepsilon)}{\partial \sigma} \right] = \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\gamma}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{1\varepsilon} P_v - C_{2\varepsilon} \frac{b_o^2 u_o}{A_H h_o} \varepsilon \right) + F_\varepsilon \quad (12)$$

여기서, $F_\varepsilon = \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{H}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right)$

이다.

鉛直 渦粘性係數는 다음과 같이 計算된다(Rodi, 1984)

$$A_V = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (13)$$

식 (12)의 境界條件은 바닥에서는 $\partial\varepsilon/\partial\sigma=0$ 表

面에서는 $\varepsilon=0.3k^{1.5}/l$ 이다. 본 연구에서는 水表面에서의 l 값으로 水理實驗資料(Koutitas and O'Connor, 1980)에 기초하여 $0.01H$ 를 사용하였다. 식 (12)의 數值解析方法은 식 (9)의 差分化와 동일한 방법을 사용하였다.

3.4 k-l 模型

Mellor and Yamada(1974)는 Mellor and Herring (1973)에 의하여 제안된 平均 亂流模型을 非等方性的 정도에 따라 4개의 level로 分類하였으며, Mellor and Yamada(1982)는 효율적인 模型으로 본 연구에서 사용한 2.5 level 模型을 제안하였다. 2.5 level 模型은 Oey *et al.*(1985)에 의하여 沿岸海域에서 3차원 流動의 연구에 사용되어 그 효율성이 立證된 바 있으며, 최근에는 Blumberg *et al.*(1992)에 의하여 開水路에서 流速分布의 計算에 적용성이 입증되었다. 亂流 운동 에너지 $q^2(=2k)$ 의 輸送方程式과 亂流擴散 특성길이 l 과 난류에너지의 곱 q^2l 의 輸送方程式으로 構成되어 있으며, 다음과 같다.

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} + \frac{\partial(uq^2)}{\partial x} + \frac{\partial(vq^2)}{\partial y} + \frac{\partial(wq^2)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + 2A_V \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{2q^3}{B_l} + F_{q^2} \quad (14)$$

$$\frac{\partial(q^2l)}{\partial t} + \frac{\partial(uq^2l)}{\partial x} + \frac{\partial(vq^2l)}{\partial y} + \frac{\partial(wq^2l)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[A_q \frac{\partial}{\partial z} (q^2l) \right] + lE_1 A_V \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{q^3}{B_l} \bar{W} + F_l \quad (15)$$

여기서, A_q =亂流의 鉛直擴散係數, $B_l=16.6$, $E_1=1.8$, $E_2=1.33$, $\bar{W}=1+E_2(l/\kappa L)^2$, $\kappa=0.4$, $(L)^{-1} \equiv (\eta+z)^{-1} + (H-z)^{-1}$ 이다.

식 (14)와 (15)에서 F_{q^2} 과 F_l 은 각각 q^2 과 q^2l 의 수평확산항으로 식 (8)의 k 에 대한 수평확산항과 유사하게 표기된다.

식 (14)와 (15)를 鉛直方向으로 正規化된 座標에서 無次元 常數를 도입하여 座標變換하면 다음과 같다(*표시 생략).

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H} \frac{\partial(Hq^2)}{\partial t} + R_c \left[\frac{1}{H} \left\{ \frac{\partial(Huq^2)}{\partial x} + \frac{\partial(Hvq^2)}{\partial y} \right\} + \frac{\partial(\Omega q^2)}{\partial \sigma} \right] \\ & = \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\gamma_q \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right) + \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{2\gamma}{H^2} \\ & \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] - \frac{R_c b_o}{h_o} \frac{2}{B_1 l} q^3 + F_{q^2} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H} \frac{\partial(Hq^2 l)}{\partial t} + R_c \left[\frac{1}{H} \left\{ \frac{\partial(Huq^2 l)}{\partial x} + \frac{\partial(Hvq^2 l)}{\partial y} \right\} + \frac{\partial(\Omega q^2 l)}{\partial \sigma} \right] \\ & = \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\gamma_q \frac{\partial (q^2 l)}{\partial \sigma} \right] + \left(\frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{l E_1 \gamma}{H^2} \\ & \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] - \frac{R_c b_o}{h_o} \frac{\bar{W}}{B_1} q^3 + F_{q^2} \end{aligned} \quad (17)$$

여기서, 새로운 좌표와 직교좌표에서 변수사이의 관계는 $(q^2)^* = q^2/u_o^2$, $l^* = l/h_o$, $\gamma_q = A_q/A_H$ 이다.

鉛直 擴散係數는 다음과 같이 計算된다(Mellor and Yamada, 1982).

$$A_V = l q S_M h_o u_o \quad (18)$$

$$A_q = l q S_q h_o u_o \quad (19)$$

여기서, $S_M = A_1(1 - 3C_1)/(1 + 6A_1^2 G_M)$, $G_M = \frac{h_o}{u_o} \frac{l^2}{q^2 H}$

$\left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right]^{1/2}$, $S_q = 0.2$, $A_1 = 0.92$, $C_1 = 0.08$ 이다.

식 (16)와 (17)의 境界條件은 水表面에서 $q^2 = B_1^{2/3} u^{*2}$, $q^2 l = 0$, 바닥에서 $q^2 = 0$, $q^2 l = 0$ 이다. 模型에서 식 (16)과 (17)은 식 (9)의 差分化和 동일한 方法에 의하여 差分化되었다.

4. 計算結果와 水理實驗資料와의 比較

鉛直 渦粘性係數를 算定하기 위하여 亂流模型을 導入한 3차원 模型을 兩端이 막힌 경우와 兩端이 연

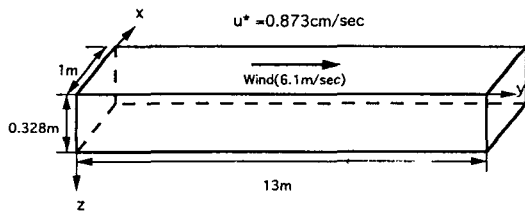


Fig. 4. One-dimensional channel for wind-generated flow.

결된 경우(循環水路) 風成流 鉛直分布의 計算에 적용하고, 水理實驗結果와 比較하여 模型의 正確性を 조사하였다.

4.1 兩端이 막힌 水路(I)

길이 13 m, 폭 1 m, 수심 0.328 m인 水路의 水面에 바람이 6.1 m/sec의 速度로부는 경우에 대한 Bains and Knapp(1965)의 水理實驗(Pearce and Cooper, 1981)과 동일한 條件(Fig. 4)을 설정하여 數值模擬하고 計算流速와 觀測流速을 比較하였다. 計算時 水平 格子間隔은 $\Delta x = 0.25$ m(폭방향), $\Delta y = 0.65$ m(길이방향), 鉛直 格子間隔은 $\Delta \sigma = 0.05$ (20個層), 計算 時間間隔은 0.2 sec를 사용하였으며, 準定常狀態의 結果를 얻기 위하여 총 200초간(1000×計算 時間間隔) 計算을 遂行하여 最終結果를 比較하였다. 計算時 初期條件으로는 $\eta = 0$, $u = 0$, $v = 0$, $\Omega = 0$ 을 사용하였으며, 모든 模型에서 水面 摩擦速度는 Pearce and Cooper(1981)에 의해 제시된 0.873 cm/sec를 사용하였다.

$k-l$ 模型에 의한 計算結果(Fig. 5)는 計算流速 V 가 觀測値와 比較적 일치하였으나, 表層에서 流速을 약간 크게 算定하였다. q^2 값은 水深이 깊어짐에 따라 減少하는 傾向을 보였으며, $q^2 l$ 값은 表層附近에서는 σ 가 커짐에 따라 $\sigma = 0.3$ 부근까지는 증가하다가 σ 가 계속 증가함에 따라 감소하는 傾向을 보였다. A_V 값은 $\sigma = 0.35$ 부근에서 최대 1.1 cm^2/sec 의 값을 나타내었다. 風成流 計算에서 A_V 값을 식 (18)에 의하여 計算할 경우에 바닥부근에서 A_V 값이 너무 커지고 流速이 너무 작게 算定되어 바닥부근 格子點($\sigma = 0.95$)에서의 A_V 값은 바닥에서 0과 인접층에서의 計算値를 線形으로 內插하여 計算하였다.

$k-\epsilon$ 模型을 사용한 경우는 水表面境界에서 亂流減衰率 ϵ 을 計算하기 위하여 필요한 水表面에서의 l 값

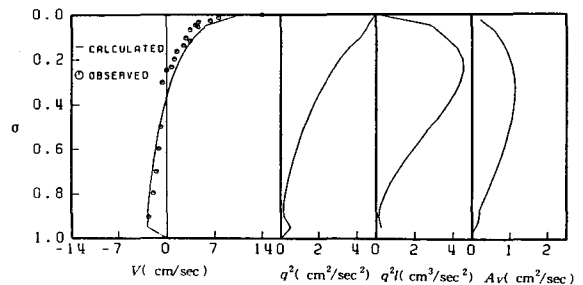


Fig. 5. Simulation results by $k-l$ model (I).

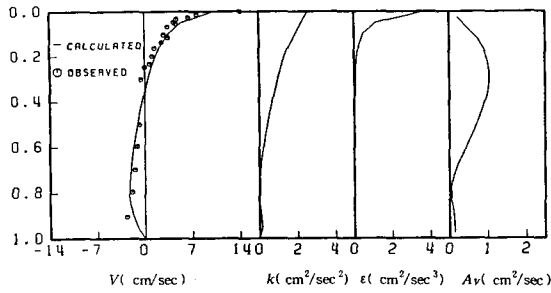


Fig. 6. Simulation results by $k-\epsilon$ model (I).

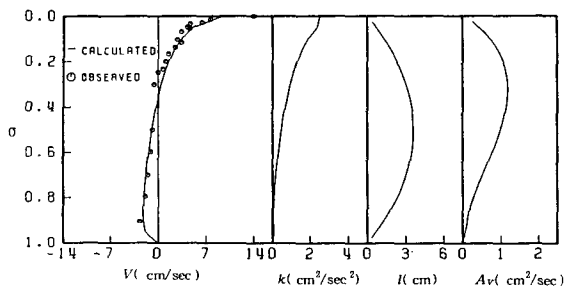


Fig. 7. Simulation results by 1-equation model (I).

으로 $0.01H$ 를 사용하였으며, A_v 값의 計算式 (13)에서 ϵ 이 0이 되면 發散하므로 이를 制御하기 위하여 無次元化된 $\epsilon = 1.0 \times 10^{-15}$ 을 最小치로 사용하였다. Fig. 6은 計算結果로 流速 V 의 分布가 바닥부근에서 약간의 차이를 제외하고는 대체로 觀測値와 일치하였다. k 값은 水심이 깊어짐에 따라 減少하였으며, ϵ 은 k 에 비하여 급격히 감소하는 모습을 보였다. A_v 값은 $\sigma = 0.3$ 부근까지는 증가하다가 감소하는 拋物線型을 보였으며, 바닥부근에서는 다시 약간 증가하는 모습을 보였다.

상기의 2-方程式 亂流模型에 의한 計算結果로부터 l 의 分布를 拋物線形態(Fig. 3의 1-equation model; $l = 0.44 H (1-\sigma)$)로 假定하여 1-方程式 亂流模型에 適用하였다. Fig. 3에서 2-方程式 亂流模型에 의한 計算結果로부터 l 값의 算定은 $k-\epsilon$ 模型의 경우는 $l = 0.3k^{1.5} / \epsilon$ 의 關係를 사용하여 구했으며, $k-l$ 模型은 $q^2 l$ 을 q^2 으로 나누는 方法으로 구하였다. 計算된 l 의 分布를 보면, 바닥경계부근에서 不連續的으로 變化하는 모습을 보이고 있다. 특히 $k-\epsilon$ 模型에 의한 l 의 分布가 바닥경계부근에서 큰 變動性을 보이는 데, $k-\epsilon$ 模型에 의한 結果가 實驗値에 가장 일치하는 모습을 보였다.

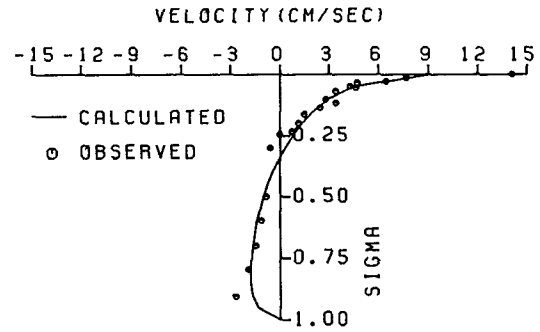


Fig. 8. Velocity profile calculated by 0-equation model (I).

(Fig. 3). 1-方程式 模型의 適用結果(Fig. 7)를 보면 A_v 값의 分布形態는 2-方程式 亂流模型들에 의한 計算結果와 대체로 일치하며, 流速分布는 實驗値와 잘 일치하는 모습을 보였다. 計算時 表層에서 $l = 0.01 H$ 를 사용하였다.

1-方程式 및 2-方程式 亂流模型의 適用結果가 觀測値와 일치하는 流速分布를 보이며 鉛直 渦粘性係數의 形態가 $\sigma = 0.3$ 부근에서 最大값을 보임에 따라서 (7)과 같은 鉛直 渦粘性係數의 分布形態(Fig. 2의 0-equation model)를 假定하였다. Fig. 2에 1-方程式 및 2-方程式 亂流模型에 의해 計算된 鉛直 渦粘性係數와 假定된 函數形態를 함께 도시하였다. Fig. 8은 鉛直 渦粘性係數로 假定한 函數形態를 사용한 結果로 計算된 流速分布가 觀測値와 일치하는 모습을 보였다. 따라서, 지금까지 제안된 l 과 A_v 에 대한 식의 一般性을 확인하기 위하여 순환수로에서의 실험자료와 比較검증하였다.

4.2 循環水路(II)

폭이 1.86 m, 길이가 45.7 m인 水路를 폭에 대하여 두개의 수로로 분리하여 한개의 水路에 바람이 작용하고, 다른 한개의 水路는 再循環을 위한 水路로 사용하는 水深이 91.5 cm인 水路에 風速이 9.1, 5.4, 3.1 m/sec로 부는 3가지 경우에 대하여 計算하고, Shemdin(1972)의 水理實驗資料와 比較하였다.

計算時 水路의 길이방향으로 20개, 斷面方向으로 4개로 均等하게 格子를 分割하였으며, 計算 時間間隔으로 0.2초를 사용하여 準定常狀態의 해를 얻기 위하여 200초간 計算하고 最終結果를 解析하였다. 初期條件은 $\eta = 0, u = 0, v = 0, \Omega = 0$, 鉛直 格子間隔은

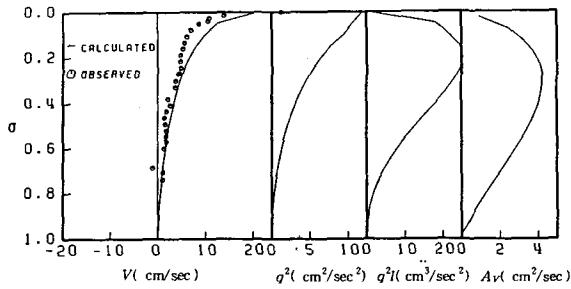


Fig. 9. Simulation results by $k-l$ model (II-1).

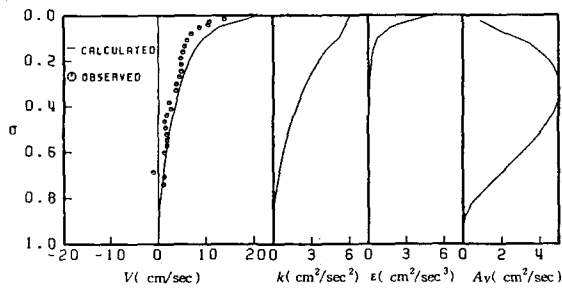


Fig. 10. Simulation results by $k-\epsilon$ model (II-1).

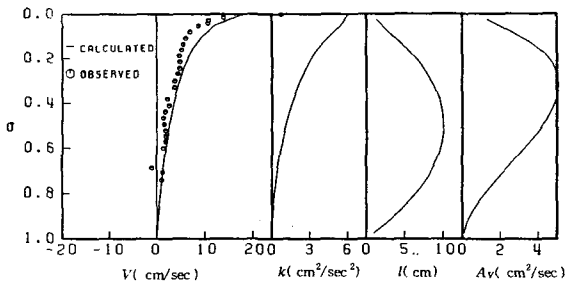


Fig. 11. Simulation results by I-equation model (II-1).

$\Delta\sigma=0.05$ 이다.

(1) 風速이 9.1 m/sec로 부는 경우(II-1)

Fig. 9는 $k-l$ 모델에 의한 計算結果, Fig. 10은 $k-\epsilon$ 모델에 의한 計算結果, Fig. 11은 1-方程式 모델에 의한 計算結果로 流速分布가 觀測値와 대체로 일치하나 表層에서 약간의 차이를 보였으며, A_v 의 分布形態는 I의 경우와 동일하였다. Fig. 12는 函數形態로 가정된 식 (7)에 의한 計算結果로 表面附近에서의 計算結果는 亂流 輸送方程式을 해석하는 방법에 비하여 觀測値에 보다 근접하는 모습을 보였으며, 底層附近에서는 바람과 反對方向의 흐름이 발생하였다. 反對方向 흐름의 발생與否는 實驗結果중 1개의 資料가 나타나나 明確

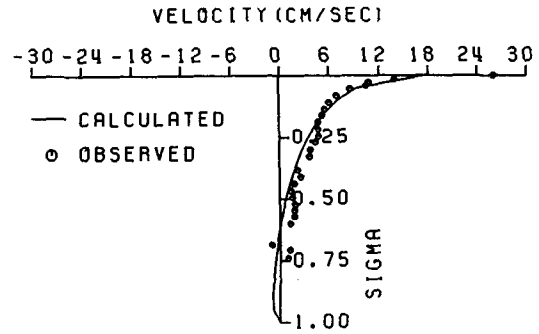


Fig. 12. Velocity profile calculated by θ -equation model (II-1).

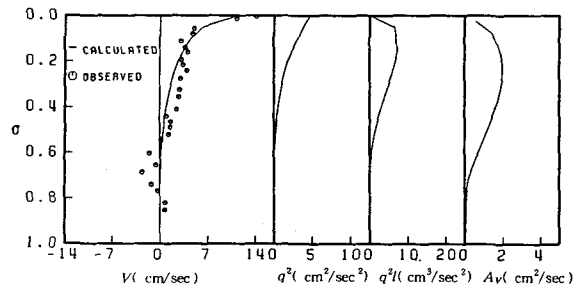


Fig. 13. Simulation results by $k-l$ model (II-2).

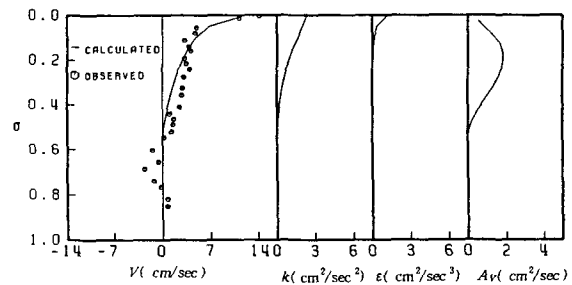


Fig. 14. Simulation results by $k-\epsilon$ model (II-2).

하지는 않다.

(2) 風速이 5.4 m/sec로 부는 경우(II-2)

Fig. 13은 $k-l$ 모델에 의한 計算結果, Fig. 14는 $k-\epsilon$ 모델에 의한 計算結果, Fig. 15는 1-方程式 모델에 의한 計算結果, Fig. 16은 函數形態로 가정된 식 (7)에 의한 計算結果이다. 1-方程式 및 2-方程式 亂流模型에 의한 流速分布는 대체로 實驗値와 一致하나 實驗資料의 變動性이 심한 水深에서 약간의 차를 보였다. 實驗 와 差異는 函數形態를 사용한 경우가 가장 크며, 2-方程式 亂流模型에 의한 計算結果를 보면,

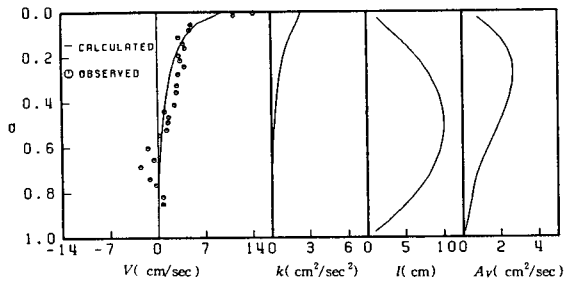


Fig. 15. Simulation results by 1-equation model (II-2).

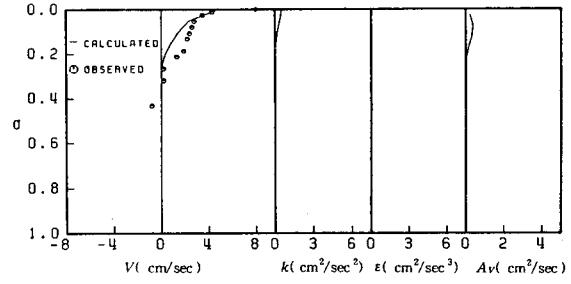


Fig. 18. Simulation results by $k-\epsilon$ model (II-3).

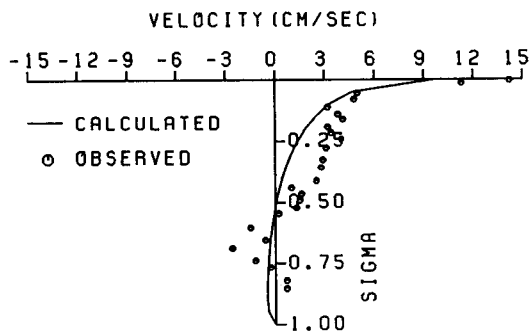


Fig. 16. Velocity profile calculated by 0-equation model (II-2).

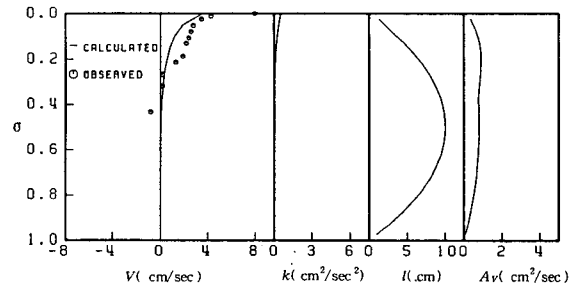


Fig. 19. Simulation results by 1-equation model (II-3).

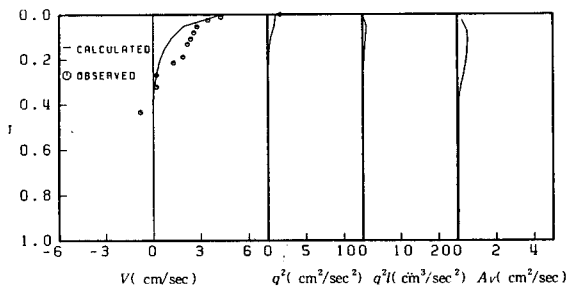


Fig. 17. Simulation results by $k-l$ model (II-3).

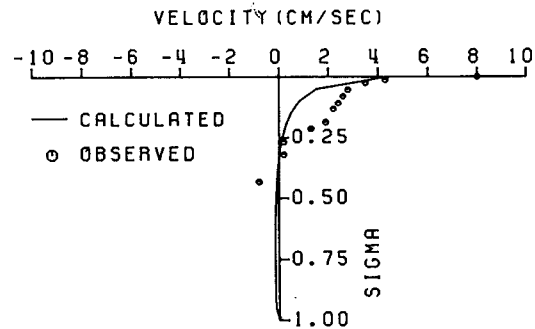


Fig. 20. Velocity profile calculated by 0-equation model (II-3).

I과 II-1의 경우에는 全水深에 분포하던 A_v 값이 風成流 發生이 거의 없는 하층부에서 거의 0의 값을 갖는 것을 알 수 있다. 따라서, 이러한 A_v 分布의 變形이 全水深에 분포하는 것으로 가정한 函數形態를 사용한 경우가 實驗値와 가장 큰 차이를 보이는 이유로 생각된다.

(3) 風速이 3.1 m/sec로 부는 경우(II-3)

Fig. 17은 $k-l$ 模型에 의한 計算結果, Fig. 18은 $k-\epsilon$ 模型에 의한 計算結果, Fig. 19는 1-方程式 模型에 의한 計算結果, Fig. 20은 函數形態로 가정한 식

의한 計算結果로 전반적인 경향이 II-2의 경우와 동일하게 나타났다.

II-1에서 II-3의 適用結果를 볼 때, 循環水路에서 鉛直 渦粘性係數는 바람에 의하여 風成流가 發生하는 수심에 대해서만 본 연구에서 가정한 函數形態와 유사한 모습을 보이고 있어 바닥까지 바람의 영향이 미치지 않는 깊은 수심을 갖는 水塊에 대해서는 영향을 미치는 水深까지만 본 연구에서 提案한 函數形態의 鉛直 渦粘性係數의 算定式 (7)이 效用性을 가질

것으로 사료된다.

5. 結 論

風成流에 대한 3차원 수치모형을 난류모형을 도입하여 수립하고, 風成流 模擬時 사용되는 鉛直 渦粘性係數의 算定方法에 대한 研究를 水理實驗資料와 比較를 통하여 수행하고, 얻은 結論은 다음과 같다.

1) 2-方程式 亂流模型은 전반적으로 본 연구에서 검토한 경우에 대하여 水理實驗資料와 일치하는 양호한 計算結果를 보였다.

2) 1-方程式 亂流模型을 위하여 필요한 亂流擴散 특성길이의 形態로는 2-方程式 亂流模型의 결과에 기초하여 拋物線形態($l = 0.44 H(1-\sigma)\sigma$)가 提案되었다. 提案된 拋物線 形態를 사용하여 計算한 결과가 검토된 모든 경우에 대하여 대체로 水理實驗資料와 일치하는 모습을 보였다.

3) 1-方程式 및 2-方程式 亂流模型에 의한 計算結果를 기초로 가정한 函數형태[식(7)]를 사용한 경우 바람의 영향이 全水深에 미치는 경우에는 水理實驗資料와 거의 일치하는 결과를 보였으며, 全水深에 風成流가 발생하지 않고 一部水深에 限定되어 나타나는 경우에는 바람의 影響이 미치는 水深에 대하여 適用하는 것이 바람직한 것으로 나타났다.

본 연구에서는 一定水深에서 實驗資料와의 비교를 수행하였으나 實際 現場에의 적용을 통하여 現場 適用性을 확인할 필요가 있으며, 水面에 波浪이 존재하여 에너지가 供給되는 경우에 있어서의 鉛直 渦粘性係數의 分布에 관한 研究 및 다른 흐름(潮流, 密度流 등)이 共存하는 경우에 대한 研究가 필요하다.

參考文獻

- 鄭泰成, 1994. 沿岸 海水流動 및 溫排水 擴散에 관한 3차원 數值模型. 서울大學校 土木工學科 工學博士 學位論文. ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations. 1988. Turbulence modeling of surface water flow and transport: Part I-IV, *J. of Hyd. Eng.*, ASCE, **114**(9): 970-1073.
- Backhaus, J.O., 1985. A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics, *Dt. Hydrogr. Z.*, **38**: 165-187.
- Baines, W.D. and Knapp, D.J., 1965. Wind driven water currents, *J. of the Hyd. Div.*, ASCE, **91**(HY2): 205-221.
- Blumberg, A.F., Galperin, B. and O'Connor, D.J., 1992. Modelling vertical structure of open-channel flows, *J. of Hyd. Eng.*, ASCE, **118**(8): 1119-1134.
- Blumberg, A.F. and Mellor, G.L., 1987. A description of three-dimensional coastal ocean circulation model, in *Three-dimensional Coastal Ocean Models*, N.S. Heaps (editor), AGU, pp. 1-16.
- Csanady, G.T., 1982. Circulation in the Coastal Ocean, D. Reidel Publishing Company, 279p.
- Freeman, N.G., Hale, A.M. and Donard, M.B., 1972. A modified sigma equations' approach to the numerical modeling of Great Lake hydrodynamics, *J. of Geophys. Res.*, **77**(6): 1050-1060.
- Heaps, N.S., 1972. On the numerical solution of the three-dimensional hydrodynamic equations for tides and storm surges, *Meteo. Soc. R. Sci. Liege*, **6**(2): 142-180.
- Johns, B., 1978. The modeling of tidal flow in a channel using a turbulence energy closure scheme, *J. of Phys. Oceano.*, **8**: 1042-1049.
- Johns, B. and Oguz, T., 1987. Turbulent energy closure schemes, in *Three-dimensional Coastal Ocean Models*, N.S. Heaps(editor), AGU, pp. 17-39.
- Koutitas, C., 1987. Three-dimensional model of coastal circulation: an engineering viewpoint, in *Three-dimensional Coastal Ocean Models*, N.S. Heaps (editor), AGU, pp. 107-123.
- Koutitas, C. and O'Connor, B., 1980. Modeling three-dimensional wind-induced flows, *J. of Hyd. Div.*, ASCE, **106**(HY11): 1843-1865.
- Leendertse, J.J., Alaxander, R.C. and Liu, S.K., 1973. A three-dimensional model for estuaries and coastal seas, I: Principles of computation, R1417-OWRT, Rand Corp., Santa Monica.
- Liu, S-K. and Leendertse, J.J., 1979. A three-dimensional model for estuaries and coastal seas: VI, Bristol Bay simulation, R-2405-NOAA, Rand Corp., Santa Monica.
- Mellor, G.L. and Herring, H.J., 1973. A survey of the mean turbulent field closure models, *AIAA Journal*, **11**(5): 590-599.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1974. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer, *J. of the Atmos. Sci.*, **31**: 1791-1806.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, **20**(4): 851-875.
- Mofjeld, H.O. and Lavelle, J.W., 1984. Setting the length scale in a second-order closure model of the unstratified bottom boundary layer, *J. of Phys. Oceano.*, **14**: pp. 833-839.
- Oey, L-Y., Mellor, G.L. and Hires, R.I., 1985. A three-dimensional simulation of the Hudson-Raritan Estuary. Part I: Description of the model and model simulations, *J. of Phys. Oceano.*, **15**: 1676-1692.
- Pearce, B.R. and Cooper, C.K., 1981. Numerical circulation model for wind induced flow, *J. of the Hyd. Div.*, ASCE, **107**(HY3): 285-302.
- Raithby, G.D., Elliot, R.V. and Hutchinson, B.R., 1987. Prediction of three-dimensional thermal discharge flows, *J. of Hyd. Eng.*, ASCE, **114**(7): 720-737.
- Rodi, W., 1984. Turbulence models and their application

- in hydraulics-a state of the art review, Institut für Hydromechanik, University of Karlsruhe, Karlsruhe, Federal Republic of Germany.
- Shemdin, O.H., 1972. Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. of Phys. Oceano.*, **2**: 411-419.
- Smith, T.J. and Takhar, H.S., 1981. A mathematical model for partially mixed estuaries using the turbulence energy equation, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, **13**: 27-45.
- Wu, J., 1980. Wind stress coefficients over sea surface near neutral condition, *J. of Phys. Oceano.*, **10**(5): 727-740.