

碎波帶 内外에서 undertow의 解釋解

李宗燮* · 朴一欽*

1. 緒論

碎波帶 内外에서 흐름場의鉛直構造는 掃流砂 및 浮遊砂의 移動과 地形變動 등의 漂砂移動問題에 있어서 重要하다. 특히 底面 近方에서 流速分布豫測은 底面摩擦力의 評價와 關聯하여 매우 重要하다. 一般的으로 海岸에서 漂砂移動과 地形變化의 計算에 있어서는 水深平均된 흐름速度를 利用하는 것으로 充分하지만, 砂洲 또는 砂連의 形成問題에 있어서는 3次元의인 流動構造의 把握이 必要하다. 砂洲의 形成過程을 說明하기 위하여 많은 假說이 提案되었지만, 가장 滿足스러운 說明은 碎波帶의 鉛直 2次元 平面에서 波에 의한 循環流 즉 undertow와 關聯이 있다는 것이다(Deigaard et al., 1991).

따라서 本 研究에서는 誘導된 基礎方程式으로 부터 碎波帶 外에서는 線形波理論, 碎波帶 內에서는 波形을 Chebyshev 4次 多項式으로 近似하여, 각각 波動에 의한 項을 評價하며, 이에 따라 波高, 週期, 水深 그리고 底面傾斜 등의 簡單한 入力資料만으로 undertow의 鉛直分布를 구하는데 焦點을 맞추고자 한다. 그리고 undertow의 基礎方程式을 積分하는데 필요한 既存의 境界條件 외에 別途의 境界條件을 追加하여 渦動粘性係數를 一義的으로 定할 수 있도록 하고, 渦動粘性係數의 鉛直分布를 몇가지 形態로 假定하여 각 境遇에 대한 解釋結果를 討論하고자 한다.

2. 基礎方程式

2次元 非定常狀態의 Navier-Stokes 方程式과 連續方程式을 定常流, 波動 및 亂流成分으로 分解한 後 時間平均操作을 行하고 Reynolds 應力을 渦動粘性係數로서 近似하고, 解釋解를 얻기 위하여 非線形項을 無視하면 式(1)과 같은 基礎式을 얻는다.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) = g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} \quad (1)$$

2.1. 渦動粘性係數 ν_t 의 評價

Stive and Wind(1986), Okayasu et al.(1988) 및 Svendsen(1984)이 각각 提案한 式(2)와 같은 常數型, 式(3)과 같은 線形函數型 및 式(4)와 같은 自然指數函數型的의 세가지 鉛直分布에 대하여 각각 解를 誘導한다.

$$\nu_{t1} = S_1 \nu_0 \quad (2)$$

$$\nu_{t2} = S_2 \nu_0' \zeta \quad (3)$$

$$\nu_{t3} = S_3 \nu_0 \exp(\zeta/d_t) \quad (4)$$

여기서 $\nu_0 = ch$, $\nu_0' = c \tan \beta$, S_1 , S_2 , 및 S_3 는 常數이다.

2.2. 境界條件

底面 및 波谷에서 流速條件은 式(5), (6)과 같으며, 質量輸送과 이에 대한 return flow의 連續條件은 式(7)과 같다.

$$U = 0 \quad ; \text{ for inside surf zone} \quad (5, a)$$

* 釜山水産大學校 海洋工學科 (Dept. of Ocean Eng., National Fisheries Univ. of Pusan, Pusan 608-737, Korea)

$$U = U_0 \quad ; \text{ for outside surf zone} \quad (5, b)$$

$$U = 0, \quad (\zeta = d_t) \quad (6)$$

$$\int_0^{d_t} U(\zeta) d\zeta = -M \equiv -\frac{gH^2}{8c} \quad (7)$$

2.3. 波動成分의 評價

碎波帶 內에서 波動成分의 各 項을 第 1 種 Chebyshev 4次 多項式으로 近似한 波形으로 부터 評價한 후 式(1)을 다시쓰면 式(8)과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right) = a_1(x) + a_2(x) + a_3(x)\zeta - a_4(x)\zeta^2 \quad (8)$$

$$\text{여기서, } a_1(x) = \frac{g \tan \beta}{1 + 8/3\gamma^2}, \quad a_2(x) = \frac{gH}{4h} \left(\frac{H}{2h} - \gamma \right) \tan \beta, \quad a_3(x) = \frac{27H^2}{2T^2 h^2} \tan \beta,$$

$$\text{그리고 } a_4(x) = \frac{27H}{2T^2 h^2} \left(\frac{H}{h} - \gamma \right) \tan \beta$$

碎波帶 外에서 線形波理論으로 부터 淺海波近似를 행하여 波動成分의 各 項을 評價한 후 式(1)을 다시쓰면 式(9)와 같다.

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right) = a_5(x) \quad (9)$$

$$\text{여기서, } a_5(x) = \left\{ \left(\frac{1}{2\sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{g}{h} \right)^{1/4} \frac{H_0}{2} + H \right\} \frac{gH}{16h^2} \tan \beta$$

3. undertow의 解釋解

3.1. 碎波帶 內

ν_t 가 常數型인 境遇 式(8)의 解는 式(10)과 같다.

$$U = \frac{(a_1 + a_2)}{2S_1 \nu_0} \left[\zeta^2 - d_t \zeta \right] + \frac{a_3}{6S_1 \nu_0} \left[\zeta^3 - d_t^2 \zeta \right] - \frac{a_4}{12S_1 \nu_0} \left[\zeta^4 - d_t^3 \zeta \right] \quad (10)$$

$$\text{여기서, } S_1 = \frac{\{10(a_1 + a_2) + 5a_3 d_t - 3a_4 d_t^2\} d_t^3}{120 \nu_0 M}$$

ν_t 가 線形函數的으로 增加하는 境遇, 解는 式(11)과 같다.

$$U = \frac{(a_1 + a_2)}{S_2 \nu_0} \left\{ \zeta - \zeta_0 - \frac{(d_t - \zeta_0) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\} \\ + \frac{a_3}{4S_2 \nu_0} \left\{ \zeta^2 - \zeta_0^2 - \frac{(d_t^2 - \zeta_0^2) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\} \\ - \frac{a_4}{9S_2 \nu_0} \left\{ \zeta^3 - \zeta_0^3 - \frac{(d_t^3 - \zeta_0^3) \ln(\zeta/\zeta_0)}{\ln(d_t/\zeta_0)} \right\} \quad (11)$$

$$\text{여기서, } S_2 = \frac{\{d_t \ln(d_t/\zeta_0) - d_t + \zeta_0\}}{36 \nu_0 \cdot M \ln(d_t/\zeta_0)} \left\{ 36[a_1 + a_2](d_t - \zeta_0) + 9a_3(d_t^2 - \zeta_0^2) \right. \\ \left. - 4a_4[d_t^3 - \zeta_0^3] \right\} + \frac{1}{36 \nu_0 \cdot M} \left\{ a_4[d_t^4 - 4d_t \zeta_0^3 + 3\zeta_0^4] - 3a_3[d_t^3 \right. \\ \left. - 3d_t \zeta_0^2 + 2\zeta_0^3] - 18[a_1 + a_2](d_t - \zeta_0)^2 \right\}$$

ν_t 가 自然指數函數的으로 增加하는 形態를 가질 때, 解는 式(12)와 같다.

$$\begin{aligned}
U = & \frac{a_4 d_t}{3S_3 \nu_0} \left[\left\{ \zeta^3 + 3d_t \zeta^2 + 6d_t^2 \zeta \right\} \exp\left[-\zeta/d_t\right] + 2d_t^3 \left\{ 3 - \frac{(8e^{-1} - 3)}{(e^{-1} - 1)} \right\} \right. \\
& \left. \left\{ \exp\left[-\zeta/d_t\right] - 1 \right\} \right] - \frac{a_3 d_t}{2S_3 \nu_0} \left[\left\{ \zeta^2 + 2d_t \zeta \right\} \exp\left[-\zeta/d_t\right] \right. \\
& \left. + d_t^2 \left\{ 2 - \frac{(5e^{-1} - 2)}{(e^{-1} - 1)} \right\} \left\{ \exp\left[-\zeta/d_t\right] - 1 \right\} \right] - \frac{(a_1 + a_2) d_t}{S_3 \nu_0} \\
& \left[\zeta \exp\left[-\zeta/d_t\right] + d_t \left\{ 1 - \frac{(2e^{-1} - 1)}{(e^{-1} - 1)} \right\} \left\{ \exp\left[-\zeta/d_t\right] - 1 \right\} \right] \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{여기서, } S_3 = & \frac{a_4 d_t^5}{\nu_0 M} \left\{ 49e^{-1} - 18 - \frac{2e^{-1}(8e^{-1} - 3)}{(e^{-1} - 1)} \right\} - \frac{a_3 d_t^4}{2\nu_0 M} \left\{ 11e^{-1} - 4 \right. \\
& \left. - \frac{e^{-1}(5e^{-1} - 2)}{(e^{-1} - 1)} \right\} - \frac{(a_1 + a_2) d_t^3}{\nu_0 M} \left\{ 3e^{-1} - 1 - \frac{e^{-1}(2e^{-1} - 1)}{(e^{-1} - 1)} \right\}
\end{aligned}$$

3.2. 碎波帶 外

ν_t 가 常數型인 境遇 式(9)의 解는 式(13)과 같다.

$$U = \frac{a_5}{2S_1 \nu_0} \zeta^2 - \frac{a_5 d_t^2 + 2S_1 \nu_0 U_0}{2S_1 \nu_0 d_t} \zeta + U_0 \quad (13)$$

$$\text{여기서, } S_1 = \frac{a_5 d_t^3}{6\nu_0(2M + U_0 d_t)}$$

ν_t 가 線形函數的으로 增加하는 境遇, 解는 式(14)와 같다.

$$U = \frac{a_5}{S_2 \nu_0'} \left[\zeta - \zeta_0 \right] + \left\{ \frac{a_5(d_t - \zeta_0) + S_2 \nu_0' U_0}{S_2 \nu_0' \ln(d_t/\zeta_0)} \right\} \ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_0}\right) + U_0 \quad (14)$$

$$\text{여기서, } S_2 = \frac{(d_t - \zeta_0)\{a_5(d_t + \zeta_0)\ln(d_t/\zeta_0) - 2a_5(d_t - \zeta_0)\}}{2\nu_0' [M \ln(d_t/\zeta_0) - U_0\{\zeta_0 \ln(d_t/\zeta_0) - d_t + \zeta_0\}]}$$

ν_t 가 自然指數函數的으로 增加하는 形態를 가질 때, 解는 式(15)와 같다.

$$\begin{aligned}
U = & \frac{a_5 d_t}{S_3 \nu_0} \zeta \exp\left(\frac{-\zeta}{d_t}\right) + \frac{e^{-1} a_5 d_t^2 - S_3 \nu_0 U_0}{(e^{-1} - 1) S_3 \nu_0} \exp\left(\frac{-\zeta}{d_t}\right) \\
& - \frac{e^{-1}(a_5 d_t^2 - S_3 \nu_0 U_0)}{(e^{-1} - 1) S_3 \nu_0} \quad (15)
\end{aligned}$$

$$\text{여기서, } S_3 = - \frac{(e^{-2} - 3e^{-1} + 1) a_5 d_t^3}{\nu_0 \{(e^{-1} - 1)M + (2e^{-1} - 1)d_t U_0\}}$$

4. 結果 및 討議

Fig.1은 碎波帶 內外에서 undertow 解釋解의 一例를 나타낸다. 그림에서 ν_t 가 常數型일 때는 거의 半圓에 가까운 拋物線 形態의 鉛直分布를 나타내고, 指數函數型일 때는 常數型과 類似하게 아래로 약간 처진 拋物線의 形態를 나타내고 있다. 그리고 線形函數型일 때는 底面 近方에서 流速이 크고 水面으로 갈수록 緩慢하게 減少하는 形態를 나타낸다. 이상의 結果를 要約하면 다음과 같다.

1) 基礎方程式의 積分을 행하기 위하여 아주 緩慢한 底面傾斜를 假定하여 移流項을 無視하였다. 그 結果, 底面傾斜가 緩慢할수록 計算値는 實驗値와 잘 一致하였다.

2) 碎波帶 內에서는 波形을 第 1 種 Chebyshev 4次 多項式으로 近似하고 碎波帶에서 波高/水深比가 一定하다고 假定하여 波動에 의한 起動力을 評價하였으며, 碎波帶 外에

서는 線形波理論으로 부터 淺海波近似를 행하여 波動에 의한 機動力을 算定하였다. 따라서 undertow의 鉛直流速分布를 計算하는데 必要한 入力資料가 簡單하게 되었다.

3) 一義적으로 정하기 어려운 ν_t 의 常數값을 구하기 위하여 傳統的으로 使用된 境界條件 外에 波谷點에서 undertow 流速값이 zero라는 새로운 境界條件을 導入하여 ν_t 값의 定量的 評價를 기하였다.

4) ν_t 의 鉛直分布를 常數型, 線形函數型 및 指數函數型으로 假定하여 計算한 結果, 碎波帶 內에서는 線形函數型, 碎波帶 外에서는 常數型일 때가 解釋解와 實驗値는 비교적 잘 一致하였다.

參考文獻

- Deigaard, R., P. Justesen, and J. Fredsøe (1991), Modelling of undertow by a one-equation turbulence model, *Coastal Eng.*, Vol.15, pp.431-458.
- Okayasu, A., T. Shibayama, and K. Horikawa (1988), Vertical variation of undertow in the surf zone, *Proc. 21st Inter. Conf. Coastal Eng.*, Vol.1, pp.478-491.
- Stive, M.J.F. and H.G. Wind (1986), Cross-shore mean flow in the surf zone, *Coastal Eng.*, Vol.10, 1986, pp.325-340.
- Svendsen, I.A. (1984), Mass flux and undertow in a surf zone, *Coastal Eng.*, Vol.8, pp.347-365.

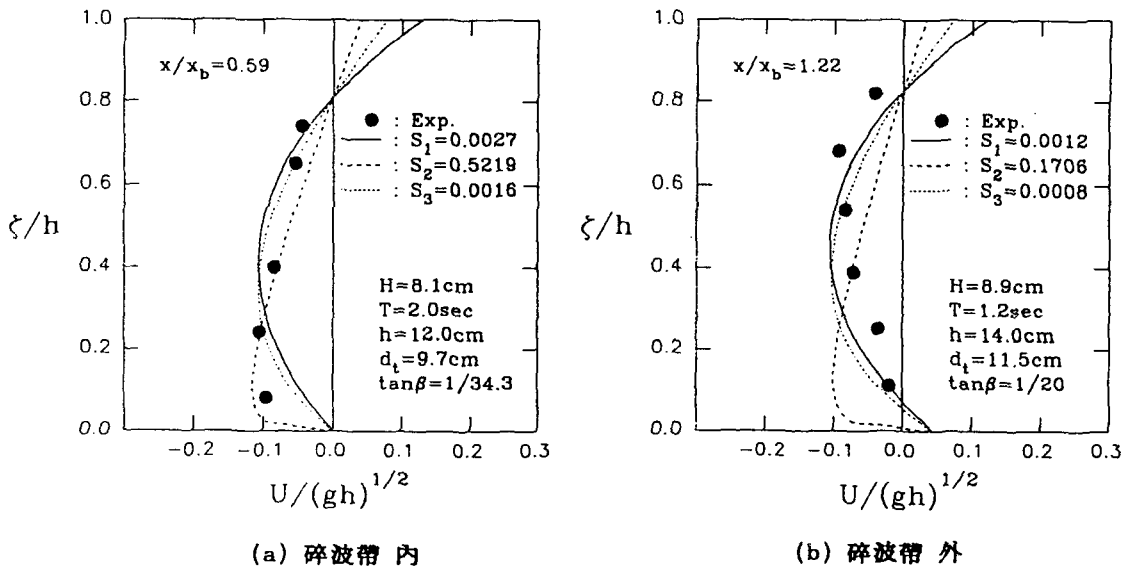


Fig.1 undertow 解釋解의 鉛直分布 例