

〈論 文〉

傾斜靜止水域으로 流入되는 2次元密度流의 舉動

Behavior of Two Dimensional Density Flow into a Reservoir with Sloping Bottom

尹 泰 勳* 全 時 永**
Yoon, Tae Hoon Chun, Si Young

Abstract

The behavior of negative buoyant flow into a reservoir with sloping bottom is analysed by numerical solution technique of the governing equations composed of continuity, momentum and constituent transport equation.

The stable plunge point and maximum travel distance are found to be dependent on the bottom slope of reservoir as well as inflow densimetric Froude number, Fr_e . They are also related closely to a vortex formed just downstream from the plunge point and above the underflow. The plunge depth was shown to be a function of the bottom slope and Fr_e . The plunge depths obtained in this numerical study agree relatively well with published data and theoretical studies, and its predictive equation is derived.

要 旨

傾斜靜止水域으로 流入되는 密度流의 거동이 흐름의 支配方程式인 連續方程式 運動量保存式 및 追跡物輸送式에 의하여 數值的으로 해석된다.

最大旅行距離와 安定 plunge point는 바닥경사와 流入密度 Froude 數 Fr_e 에 지배를 받는다. 또한 그들은 바닥밀도류의 上部나 plunge point의 下流에 형성된 渦와 밀접한 관계가 있다. Plunge depth는 바닥경사와 Fr_e 의 함수이고, 본 수치실험에서 얻은 plunge depth는 발표된 實驗資料나 解析解와 비교적 잘 맞았으며 이에 관한 예측식이 유도되었다.

1. 序 論

밀도(또는 온도) 차이가 있는 하천의 유체가 경사정지수역으로 유입하면서 형성된 密度流는 정지수역의 유체를 下流방향으로 계속 밀면서 이동한다. 이동하는 과정에서 유입유체와 정지수역유체 사이의 힘의 평형은 계속 유입되는 유체에 의하여 깨어지면서 자유수면으로부터 두 유체의 분리를 야기한다. 분리가 시작되는 점이 plunge point라 정의되고 흐름방향에 수직으로

plunge point를 연결한 수평선을 plunge line이라 한다. plunge point에서 바닥경사면에 수직으로 연결한 수심을 plunge depth로 정의하며 이와같은 plunge depth를 예측하기 위한 많은 연구가 水理模型實驗,⁹⁾ 現場測定³⁾과 理論的인 방법^{6),7),11)}으로 수행되어 왔다.

개수로형태의 흐름이 정지수역으로 유입되어 바닥密度流(underflow)로 변환되기 까지의 遷移흐름을 plunge 현상이라 한다. 이러한 현상에 의하여 유입된 유체와 운동량은 정지수역바닥으로 하강하면서 下流로 이동한다. 하천흐름이 경사

* 漢陽大學校 工科大學 土木工學科 教授

** 檀國大學校 理工大學 土木工學科 講師

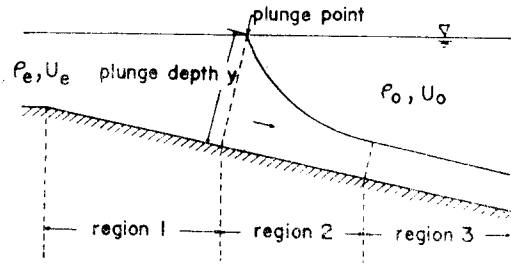


그림 1. 밀도류의 영역

정지수역으로 유입함으로써 일어나는 밀도류의 흐름영역은 그림 1에 나타난다.

영역 1은 하천흐름이 정지수역으로 유입되는 유체의 음부력(negative buoyancy)의 영향은 거의 없고 주로 운동량의 영향만을 받는 운동량支配領域(momentum dominated region)이다. 이 영역에서 혼합은 거의 일어나지 않는다.

영역 2는 유입유체와 정지수역유체 사이의 힘의 평형이 이루어지면서 형성되는 영역이고 plunge point에서부터 下流방향으로 두 유체사이의 경계가 형성된다. 유체가 하류방향으로 이동함에 따라 운동량은 점점 감소하고 음부력의 영향이 크게 되어 운동량과 음부력을 모두 받게 된다.

영역 3은 유입유체에 의한 운동량은 거의 소멸되고 주로 음부력의 영향만이 나타나는 부력支配領域(buoyancy dominated region)이다. 이 영역은 개수로의 等流과 같이 유입유체가 정지수역유체와 평형상태로 유지하면서 계속 下流방향으로 흐르게 된다. 이러한 흐름을 等密度流(uniform density current)라 하며 이러한 흐름에서 형성되는 plunge point를 安定 plunge point(stable plunge point)라 한다.

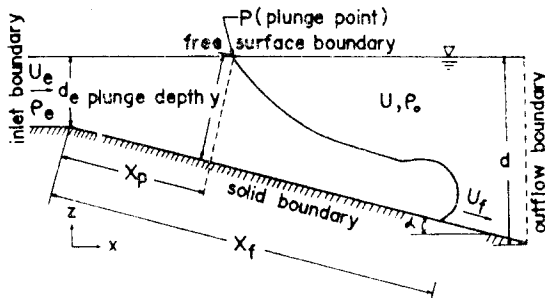


그림 2. 경사정지수역의 밀도류흐름도와 경계조건

뚜렷한 경계를 갖는 밀도류(그림 2)가 下流로 진행함에 따라 밀도류前面(front) 부근에서는 연직상향으로 흐름이 일어나는 이러한 현상에 의하여 발생된 흐름은 가끔 밀도류 자체보다는 저수지내의 물을 흐리게 하므로 수자원계통의 水質管理에 어려움을 줄 뿐만 아니라 生態學研究 즉 藻類(algae), 플랑크톤 및 魚類 등이 생활 또는 번식할 수 있는 적정수온보다 낮아 생태계에 나쁜 영향이 미친다. 이와같이 야기되는 문제점을 제거하거나 최소로 하기 위하여 정지수역에서 음부력을 갖는 유체의 흐름특성을 예측하는 것이 필요하다.

本 研究에서는 이러한 정보를 얻기 위하여 2차원밀도류의 거동을 흐름의 지배방정식인 연속방정식, 운동량보존식 및 추적물보존식에 의하여 수치적으로 해석된다.

2. 支配方程式과 境界條件

경사정지수역의 유체의 밀도(ρ_o)보다 큰 밀도(ρ_e)를 갖는 유체가 정지수역으로 유입(그림 2)하여 발생되는 밀도류의 거동에 관하여 해석되며 다음과 같은 가정아래서 수행된다. 유입흐름은 2次元, 非壓縮性 및 層流이고 유입되는 유체는 水水平方向으로 유입한다. 자유수면은 연직 변화가 없으며, 추적물화산제수와 정지수역의 밀도는 一定하고, 작은 밀도차이에는 Boussinesq 가정이 도입된다.

2.1 支配方程式

2次元 不定流에 관한 支配方程式은 다음과 같다.

連續方程式

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

運動量保存式

x-방향

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial P^*}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \dots\dots\dots(2)$$

z-방향

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{\partial P^*}{\partial z} - g \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \dots\dots\dots(3)$$

追跡物保存式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) = k \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \right] \dots\dots\dots(4)$$

여기서 u 와 w 는 水平과 鉛直방향의 속도이고 P^* 는 靜水壓(P) 조건으로부터 偏奇되는 平均動水壓 $P^* = P/\rho_e - g \int_z^0 \rho/\rho_e dz$, ν 는 動粘性係數, g 는 重力加速度, t 는 시간, ρ 는 局部密度, k 는 追跡物擴散係數이다.

流函數—渦度式과 渦度保存式的 상세한 유도과정은 참고문헌¹⁵⁾에 주어지며 흐름현상을 쉽게 해석하기 위하여 도입되는 無次元變數와 無次元媒介變數는 다음과 같다.

無次元變數

$$X = \frac{x}{d}, \quad Z = \frac{z}{d}, \quad U = \frac{u}{U_0}, \quad W = \frac{w}{U_0}$$

$$T = \frac{t U_0}{d}, \quad \psi = \frac{\varphi}{U_0 d}, \quad \Omega = \frac{\omega d}{U_0}, \quad \Gamma = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0}$$

여기서 d 는 정지수역의 수심이고 U_0 는 정지수역 하류에서의 속도, Γ 는 상대밀도차이이다.

無次元媒介變數

$$R_e = \frac{U_0 d}{\nu}, \quad F = \frac{U_0}{(gd)^{1/2}}, \quad S_c = \frac{\nu}{k}$$

$$Fr_e = \frac{U_e}{\left(\frac{\rho_e - \rho_0}{\rho_0} g d_e \right)^{1/2}}$$

여기서 R_e 는 Reynolds 수, F 는 Froude 수, S_c 는 Schmidt 수 Fr_e 는 流入密度 Froude 수이다.

앞의 무차원변수와 매개변수를 流函數—渦度式, 渦度保存式과 식(4)에 도입하여 얻은 無次元支配方程式들은 다음과 같다.

流函數—渦度式

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = \Omega \dots\dots\dots(5)$$

渦度保存式

$$\frac{\partial \Omega}{\partial T} + \left[\frac{\partial}{\partial X} (U\Omega) + \frac{\partial}{\partial Z} (W\Omega) \right] = \frac{1}{F^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial X} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} \right] \dots\dots(6)$$

追跡物保存式

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial T} + \left[\frac{\partial}{\partial X} (U\Gamma) + \frac{\partial}{\partial Z} (W\Gamma) \right] = \frac{1}{S_c R_e} \left[\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial Z^2} \right] \dots\dots\dots(7)$$

2.2 境界條件

경사정지수역으로 유입되는 密度流의 해석에는 無次元流函數, 密度차이 및 渦도에 대하여 4 가지 경우의 경계조건이 적용된다. 이들 경계는 그림 2에 보인 바와 같다.

固體面 바닥에서

$$\psi = \text{const.}, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial N} = 0, \quad \Omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial N^2}$$

自由水面에서

$$\psi = \text{const.}, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial Z} = 0, \quad \Omega = 0$$

流入口에서

$$\psi = \psi_e(Z), \quad \Gamma = \Gamma_e, \quad \Omega = 0$$

靜止水域 下流에서

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial X^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} = 0$$

여기서 N 는 경사면에 수직한 방향을 의미한다. 정지수역의 하류조건으로 密度流가 受容水와 혼합된 경우에는 $\partial C/\partial X = 0$ (여기서 C 는 ψ , Γ 및 Ω 를 나타낸다)으로 나타낼 수 있으므로 $C_1 = C_2$ (그림 3)이다. 그러나 밀도류의 경우에는

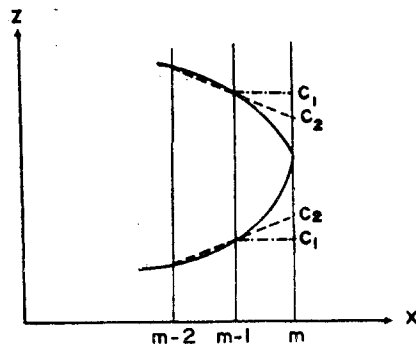


그림 3. 정지수역하류의 경계조건해석

색소와 같은 추적물의 확산과는 달리 특히 본 연구의 경우에는 썩기형태를 가지므로 $\partial C/\partial X = D(D$ 값은 미지수)가 되어 $C_1 \approx C_2$ 이므로 이러한 조건이 성립되는 것은 기대하기가 어렵다. 따라서 $\partial^2 C/\partial X^2 = 0$ 이라는 가정을 도입함으로써 미지수 D 가 생략이 되므로 그림 3에서 보는 바와 같이 C 가 증가하는 경우 또는 감소하는 경우에 사용한다 하더라도 변화되는 방향과 값이 고려되기 때문에 하류경계조건으로 1 차편도합수를 적용하는 것보다 타당성이 있어 유함수, 와도 및 밀도차이에 도입하였다.

3. 數值解

속도 U 와 W , 유함수 Ψ , 밀도차이 Γ 및 와도 Ω 는 동일한 격점에서 정의되었다.

X 방향에 stretched 좌표계^{8),10,12)}를 도입한 좌표변환식은 다음과 같고 Z 방향의 좌표는 변환되지 않는다.

$$\bar{X} = 1 - e^{-ax} \dots\dots\dots (8)$$

식 (8)에서 X 의 영역은 0에서 ∞ 까지이고 변환된 좌표 \bar{X} 의 영역은 0에서 1까지이며 a 는 흐름의 특성에 따른 적절한 상수이다. 식 (8)를 식 (5)~(7)에 대입한 후 差分方程式으로 표현함에 있어서 공간에는 中央差分을, 시간에는 前方差分을, 非線型項에는 three-point noncentral difference 식 (9)가 이용되었다.

$$\left(\frac{\partial(\bar{U}C)}{\partial \bar{X}}\right)_{i,j} = \frac{1}{\Delta \bar{X}} \left(\frac{U_{i+1,j} + U_{i,j}}{2} C_{i,j} - \frac{U_{i,j} + U_{i-1,j}}{2} C_{i-1,j} \right) \dots\dots (9)$$

Torrance¹⁴⁾는 자연대류문제에 대한 지배방정식의 비선형항에 three-point noncentral difference 또는 후방차분을 제안하였다.

계산과정은 relaxation 방법⁵⁾ 중 successive over relaxation 을 이용한 Gauss-Seidel 반복법으로 Ψ 를 구하였고 近似解는 컴퓨터의 기억장소가 많이 필요한 system matrix 를 푸는방법보다 컴퓨터의 기억장소가 절약되는 5 格點法으로 구하였다. 陰解法으로 전개한 渦度保存式과 追跡物保存式도 Gauss-Seidel 반복법으로 해를 얻었다.

4. 數值解析 結果

수치실험이 적용된 음부력흐름은 댐으로부터 바닥이 경사인 調整池로 流入되는 경우이다. 이때 유입되는 유체의 流入密度 Froude 數의 범위는 $0.073 \leq Fr_e \leq 0.365$ 이고 수온은 15°C 로 일정하며 유량은 0.0005m³/sec/m 에서 0.0025m³/sec/m 로 변한다. 경사정지수역으로 유입되는 密度流의 거동은 幾何學의 特性을 나타내는 바닥경사와 유입유체의 水理學의 特性을 나타내는 Fr_e 에 의하여 해석된다.

4.1 바닥傾斜가 一定한 경우

그림 2와 같이 바닥경사를 一定($\alpha=15^\circ$)하게 고정시키고 流入密度 Froude 數를 변화시켜 얻은 수치실험결과가 기술된다.

2章에서 정의된 무차원시간 T 와 X_p/d 로 정의된 유입구에서 plunge point까지의 무차원거리의 관계는 그림 4에 표시되었다.

그림 4에서 유입유체에 의한 運動量支配領域에서 遷移領域으로 변하는 점들의 좌표를(t_m ,

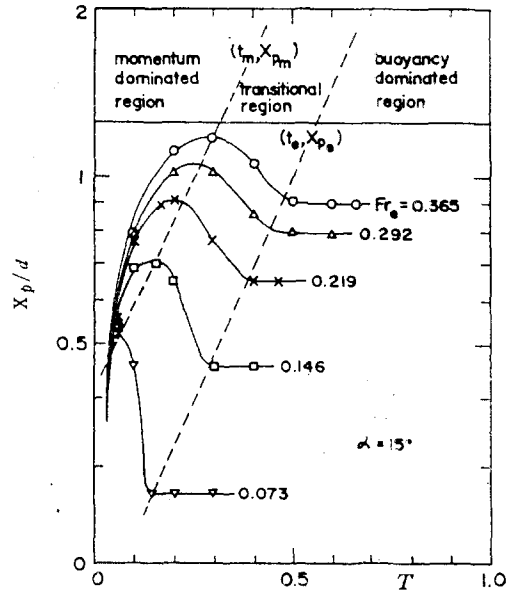


그림 4. 주어진 바닥경사각에서 Fr_e , 무차원시간 ($T = \frac{t}{d/U_0}$), 유입구에서 plunge point까지의 무차원거리 (X_p/d)와의 관계

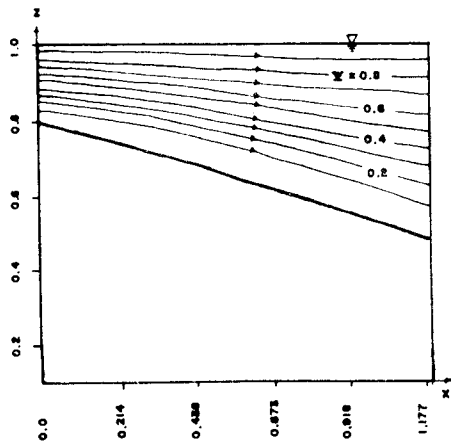
Xp_m)으로, 遷移領域에서 浮力支配領域으로 변하는 점들의 좌표를 (t_e, Xp_e) 로 정의한다. 여기서 Xp_m 은 plunge point의 최대여행거리, t_m 은 Xp_m 에 도달하는데 소요된 무차원시간, Xp_e 는 安定plunge point까지의 거리, t_e 는 Xp_e 에 도달하는데 소요된 무차원시간을 나타낸다. 또 Fr_e 의 변화에 따른 T 에 대한 Xp/d 의 변화가 체계적이 주목되는데 이와 같은 체계적인 변화는 物理的으로 다음 3단계 영역으로 구분할 수 있다.

1 단계 : 유입유체의 유함수모양은 [그림 5(a)]와 같고 유입유체의 運動量의 변화에 의하여 발생하는 dynamic force와 밀도차이에 의한 下流方向의 \bar{X} 방향 陰浮力成分에 의하여 정지수역의

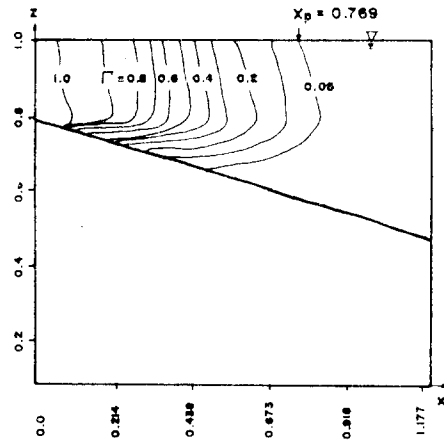
유체를 계속 흐름방향으로 밀면서 plunge point도 下流방향으로 이동시킨다. [그림 5(b)]

2 단계 : 水面부근에서 유입유체에 의한 運動量은 감소하여 下流흐름은 약화되거나 주흐름은 陰浮力の 下流방향의 방향성분과 연속조건에 의한 만큼 바다경사방향의 흐름이 강화 또는 加速된다. 따라서 上部흐름은 약화되고 下部흐름은 강화되므로 上部유체에 渦가 형성된다. [그림 5(c, e)] 이러한 渦는 上部유체를 上流로 逆流[그림 5(e)]시켜 plunge point의 上流이동을 수반한다.

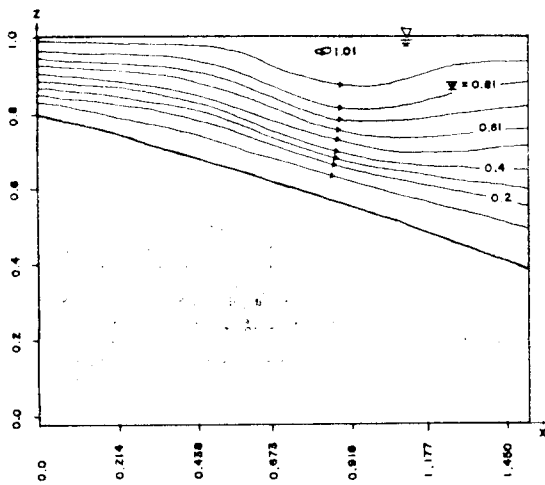
3 단계 : 2 단계가 진행되는 과정에서 주흐름에 의한 運動量, 陰浮力 및 연속조건과 上部유체와의 逆流間에 평형이 이루어지면 개수로의



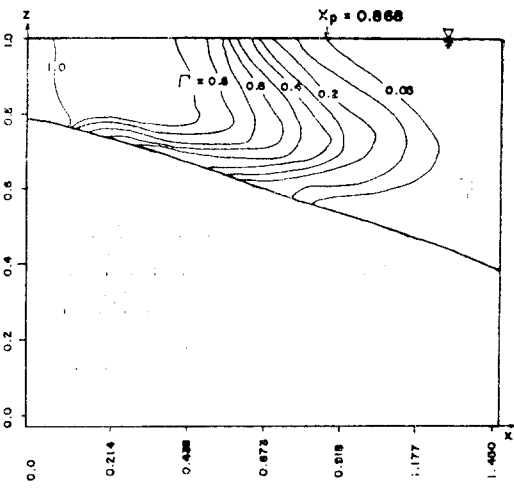
a 유함수 모양 (T=0.1)



b 밀도차이분포



c 유함수 모양 (T=0.2)



d 밀도차이분포

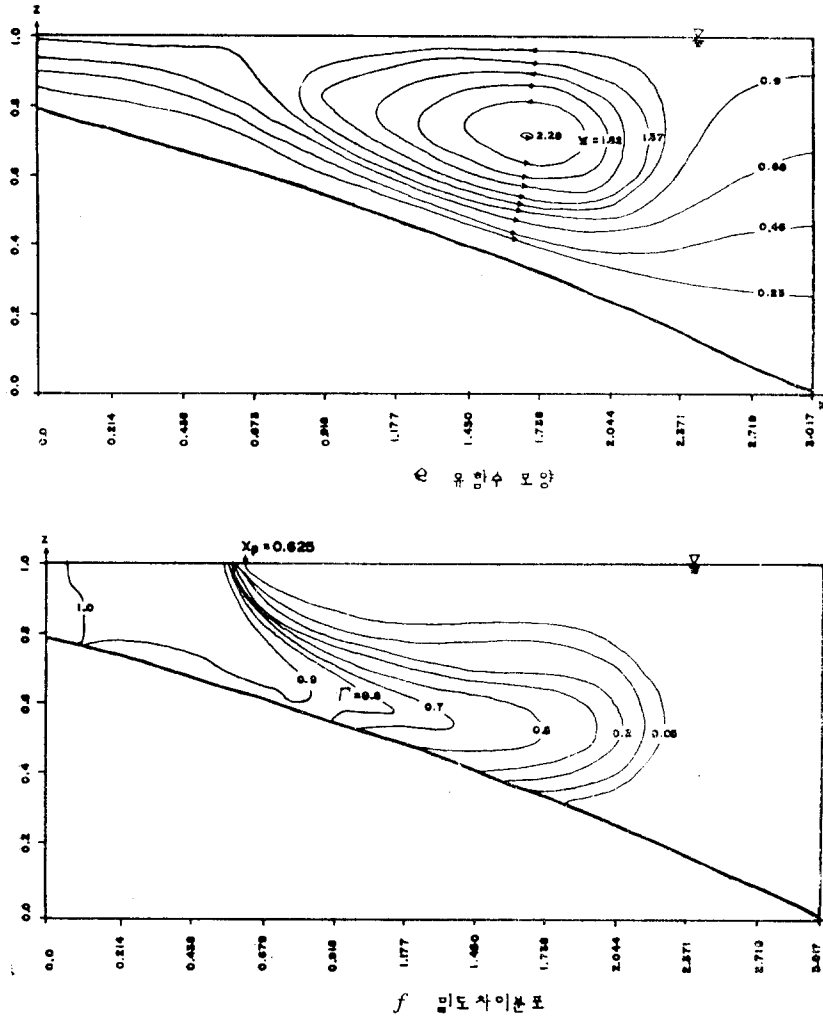


그림 5. 주어진 유입조건 ($Fr_e=0.219$, 단위폭당유량, $q=0.0015\text{m}^3/\text{sec}/\text{m}$)에서 무차원시간 ($T = \frac{t}{d/U_0}$)에 대한 유합수와 밀도차이분포

等流와 같이 安定한 상태에 이른다[그림 5(f)]
경사정지수역에서 流線이 아래로 만곡하는데 그 발생원인은 다음과 같이 설명할 수 있다. 즉 밀도류상부에 발달된 渦가 증대됨에 따라 渦의 흐름과 渦가 갖는 유체의 밀도차이에 의한 重力에 의하여 만곡을 하게 된다.
그림 6은 X_f/d 로 정의되는 無次元密度流의 위치를 T 에 대하여 표시한 것으로서 각 Fr_e 에 대하여 한 개의 變曲點 t_m 을 갖는다. 그림 6의 각 변곡점은 그림 4에서 정의된 t_m 과 거의 일치함을 알 수 있다. 이러한 결과는 그림 4에서

사용된 3개의 흐름영역의 구분을 두 개의 흐름영역인 運動量支配領域과 浮力支配領域으로 구분하는 것을 가능하게 한다. 그림 6의 흐름영역에서 운동량지배영역까지 직선의 기울기인 밀도류전면속도는 각 Fr_e 에 대하여 一定하게 변하며, 유입유체가 plunge 되어 부력지배영역으로 이동함에 따라 기울기는 운동량지배영역에서 보다 급한 것으로 나타난다. 이것은 유입유체가 plunge되면서 연속조건에 의하여 密度流가 이동하는 단면의 축소를 야기하므로 상대적으로 密度流前面速度가 증가함을 의미한다.

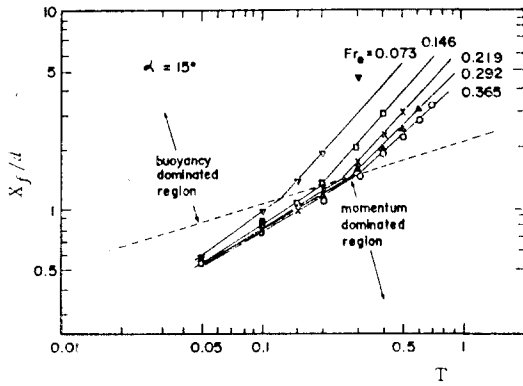


그림 6. 주어진 바닥경사각과 상이한 Fr_e 에서 무차원 시간($T = \frac{t}{d/U_0}$)와 유입구에서 밀도류전면까지의 무차원거리 (X_f/d)와의 관계

4.2 바닥傾斜가 變하는 경우

그림 7은 바닥경사각이 5° , 15° 및 30° 로 변하는 경우 Fr_e 변화에 따른 무차원 plunge depth y/d_e 를 T 에 대하여 표시한 것으로서 회귀방정식을 구하여 보면 다음과 같이 표현된다.

$$y/d_e = (1 + 2.684Fr_e^{0.816})S_m \dots\dots\dots (10)$$

여기서 S_m 은 $\cos\alpha$ 이다.

식 (10)으로부터 plunge depth는 Fr_e , 바닥경사각 α 및 S_m 의 함수로 나타낼 수 있음을 의미한다.

그림 8은 Fr_e 가 0.365로 一定한 경우 바닥경사각의 변화($5^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$)에 따른 X_p/d 와 T 와의 관계를 표시한 것이다. 그림 8은 그림 4와 유사한 모양을 하고 있으나 바닥경사각이 3° 인 경우에 변하는 점이 나타나지 않는다. 이는

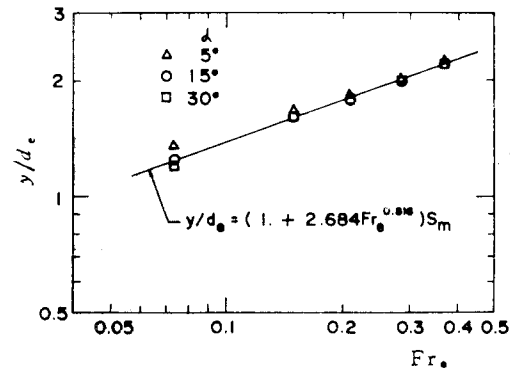


그림 7. 상이한 바닥경사에 대한 Fr_e 와 무차원 plunge depth (y/d_e)와의 관계

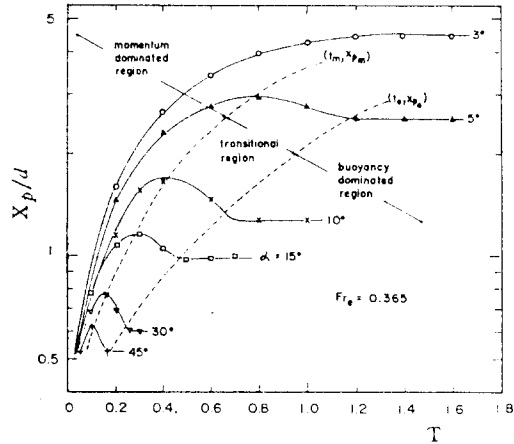


그림 8. 주어진 Fr_e 와 상이한 바닥경사에서 무차원 시간($T = \frac{t}{d/U_0}$)와 유입구에서 plunge point까지의 무차원거리 (X_p/d)

바닥경사각이 대략 3° 보다 완만한 경우 유입유체는 정지수역유체를 운동량과 연속조건에 의하여 하류방향으로 밀고 나가다 힘의 평형이 깨어지는 지점에서 plunge 되어 바닥密度流를 형성하기 때문이다. 각 바닥경사의 변화에 따른 plunge point의 최대여행거리인 점 (t_m, Xp_m)과 安定plunge point가 형성되는 流入口에서 plunge point까지의 거리인 점 (t_e, Xp_e)을 잇는 선이 그림 4와는 달리 곡선으로 나타남이 주목된다.

그림 9는 그림 8의 종축의 변수 X_p/d 대신 X_f/d 를 무차원시간에 대하여 바닥경사각 α 의 변화에 따라 표시한 것이다. 바닥경사각이 3° 인

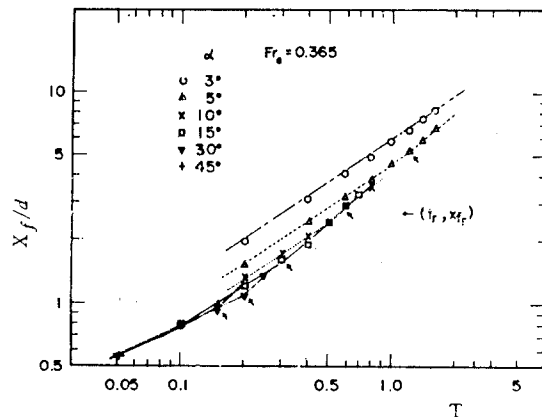


그림 9. 주어진 Fr_e 와 상이한 바닥경사에서 무차원 시간 T 와 유입구에서 밀도류전면까지의 무차원거리 (X_f/d)

경우를 제외하고 각 變曲點(t_r, X_{fr})은 각 바닥 경사각에 따라 하나씩 나타났다. 이러한 점은 그림 4에서 정의된 t_e 와 거의 일치함을 알 수 있다.

4.3 plunge depth와 head의 특성

密度流의 限界水深(q^2/g')^{1/3}과 plunge depth y 와의 관계는 그림 10으로 표시된다. 수치실험의 결과는 Elder와 Wunderlich²⁾ 및 Akiyama¹⁾의 理論的인 模型, Singh와 Shah¹³⁾의 實驗資料, Savage와 Brimberg¹¹⁾ 및 Jain⁷⁾의 數値解의 결과보다 기울기가 작게 나타났다. 이러한 결과의 plunge depth는 기존자료와 대략 잘 맞으나 기

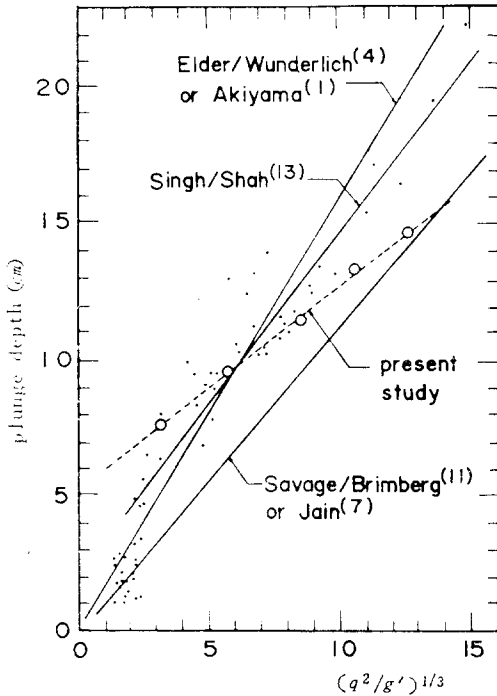


그림 10. 본 수치실험 결과와 다른 자료의 비교

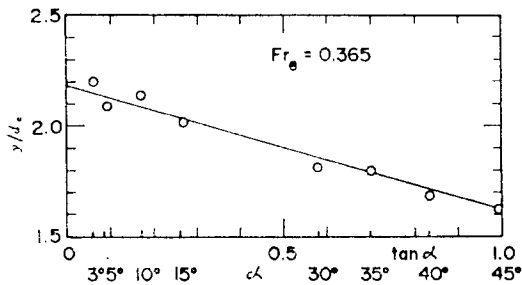


그림 11. 주어진 Fr_e 에서 바닥경사와 무차원 plunge depth(y/d_e)와의 관계

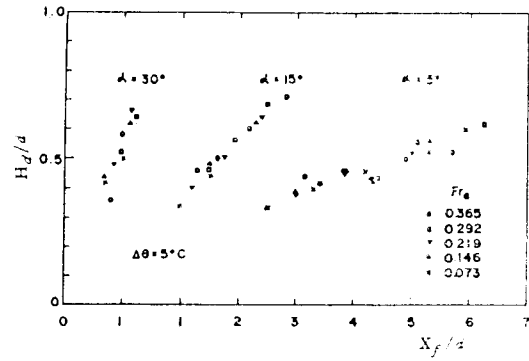


그림 12. 상이한 바닥경사와 Fr_e 에서 밀도류전면까지의 무차원거리(X_f/d)와 무차원 head 높이(H_a/d)의 관계

울기의 차이는 앞으로 더 연구가 되어야 밝혀질 것으로 사료된다.

그림 11은 Fr_e 가 0.365로 일정하고 y/d_e 와 $\tan \alpha$ 또는 α 사이의 관계를 표시한 것이다. 그림 11에서 plunge depth는 바닥경사가 증가함에 따라 감소함이 나타났으며 이것은 그림 8에서 바닥경사 α 가 증가할수록 X_p 는 감소하는 즉 plunge depth가 감소하는 것으로서 설명할 수 있다.

그림 12는 온도차이가 5°C로 일정한 경우에 α 와 Fr_e 의 변화에 따른 head의 무차원높이와 X_f/d 의 관계를 표시한 것이다. 그림 12에서 head의 무차원높이는 Fr_e 에는 큰 영향이 없고 바닥경사가 증가할수록 커지며 이것은 그림 7과 8에서 얻어진 결과인 y/d_e 는 작은 수심에서와 X_p/d 는 짧은거리에서 나타나는 현상과 같이 설명될 수 있다.

5. 結 論

傾斜靜止水域으로 流入되는 2次元密度流의 거동이 數値實驗으로 解析하여 얻어진 결과를 요약하면 다음과 같다.

유입유체의 最大旅行距離와 安定 plunge point는 바닥경사와 流入密度 Froude 數 Fr_e 의 지배를 받는다. 또한 그들은 바닥밀도류의 上部나 plunge point의 下流에 형성된 渦와 밀접한 관계가 있으며, 경사가 완만할 수록 크게 나타났고 두 값은 같은 값에 접근한다.

plunge depth 는 바닥경사와 Fr_e 의 함수이고 본 연구의 數值實驗에서 얻은 Plunge depth 는 既存實驗資料나 解析解와 비교하여 비교적 잘 맞았으며 이에 관한 예측식이 유도되었다.

參 考 文 獻

1. Akiyama, J. and Stefan, H.G., Plunging Flow into a Reservoirs: theory, J. Hyd. Div., ASCE, Vol. 10, No. 4, pp. 484~499, 1984.
2. Allen, J.D., Numerical Solution of the Compressible Navier Stokes Equation for the Laminar Near Wake in Supersonic Flows, Princeton University, Ph. D. Dissertation, Princeton, New Jersey, 1968.
3. Britter, R.E. and Linden P.E., The Motion of the Front of a Gravity Current Travelling Down an Incline, J. Fluid Mech., Vol. 88, Part 2, pp. 531~543, 1980.
4. Elder, R.A. and Wunderlich, W.O., Inflow Density Currents in TVA Reservoirs, Proceedings of the International Symposium on Stratified Flows, Novosibirsk, 1972, Published by ASCE, pp. 221~236, 1973.
5. Ferziger, J.E., Numerical Methods for Engineering Application, John Willey & Sons, 1981.
6. Hebbert, B., Imberger, J., Loh, I., and Patterson, J., Collie River Underflow into Wellington Reservoir, J. Hyd. Div., ASCE, Vol. 105, No. HY5, May, pp. 533~545, 1979.
7. Jain, S.C., Plunging Phenomena in Reservoirs, Proceedings of the Symposium on Surface Water Impoundments Minneapolis, Minn., June 2~5, 1980, Published by ASCE, pp. 1249~1257, 1981.
8. Kao, T.W., Park, C. and Pao, H.P., Inflow, Density Currents and Fronts., Physics, of Fluids 21 (11), pp. 1912~1922, 1978.
9. Middleton, G.V., Experiments on Density and Turbidity Currents: II. Uniform flow on Density Currents, Canadian J. Earth Sciences, Vol. 3, pp. 627~637, 1966.
10. Pao, H.P. and Kao, T.W., Dynamics of Establishment of Selective Withdrawal of a Stratified Fluid from a Line Sink, Part I, Theory, J. Fluid Mech., Vol. 65, Part 4, pp. 657~688, 1974.
11. Savage, S.B. and Brimberg, J., Analysis of Plunging Phenomena in Water Reservoirs, J. Hyd. Res., IAHR, Vol. 13, No. 2, pp. 187~205, 1975.
12. Sills, J.A., Transformations for Infinite Regions and Their Application to Flow Problems, AIAA Journal, Vol. 7, No. 1, Jan., pp. 117~123, 1969.
13. Singh, B. and Shah, C. R., Plunging Phenomenon of Density Currents in Reservoirs, LA HOUILLE BLANCHE, No. 1, pp. 59~64, 1971.
14. Torrance, K.E. and Rockett, J.A., Numerical Study of Natural Convection in an Enclosure with Localized Heating from Below-Creeping Flow to the Onset of Laminar Instability, J. Fluid Mech., Vol. 36, Part 1, pp. 33~54, 1969.
15. 全時永, “靜止水域으로 流入되는 密度流의 舉動”, 한양대학교 공학박사 학위논문, 1987.