

有限體積模式分析大肚溪河口濕地非恆定水流

Finite Volume Model for Unsteady Flow in the Estuarine Wetland of Tatu Creek

國立中興大學水土保持系
副教授

陳樹群
Su-Chin Chen

國立中興大學水土保持系
兼任教授

何智武
Neal Chih-Wu Ho

國立中興大學水土保持系
碩士

林震哲
Jen-Je Lin

摘要

本研究主要目的在利用有限體積法建立二維變量流模式，並配合不規則網格來模擬大肚溪河口及感潮濕地系統。模式主要特色在於使用積分法則來離散微分方程組，並以高精度之 Osher 數值方法通過黎曼問題的近似解來估算各網格邊界上之水量及動量通量。本模式可用於處理流域集水區內之(1)洪氾平原及濕地的漸乾及漸濕過程；(2)潰壩所產生的不連續性震波；(3)可同時用於計算亞臨界流與超臨界流；(4)其他如主支流會合、水流流經堰壩涵管橋墩等水工結構物之水理演算等。大肚溪河口及感潮濕地在常流量及暴雨洪流下之水位高程變動情形，可配合大肚溪河道大斷面資料求得之曼寧 n 值來模擬水位高程，其與實測結果甚為符合。顯示二維有限體積法所建立之變量流模式，對河口濕地漸乾及漸濕過程具有模擬上之優越性。

關鍵詞：有限體積法，大肚溪，感潮濕地，不規則網格。

ABSTRACT

The purpose of this paper presents a two-dimensional unsteady flow model based on the finite volume method with a combination of unstructured triangular and quadrilateral grids in Tatu Creek and estuarine wetland system. One of the attractive features of this model is to treat the calculation of the mass and momentum flux across each side of elements as a Riemann problem which is solved using the Osher scheme. This feature enables this model to deal with: (1) the wetting and drying processes for floodplain and wetland studies, (2) the dam-break phenomena involving discontinuous flows, (3) the subcritical and supercritical flows, and (4) other cases, such as computations of tributary inflows and regulated flows through gates, weirs and culverts or bridges. Irrespective of normal discharge and flood flow of Tatu Creek, the results of the numerical model and

field observations showed that the results were fairly close to each other. From the result, the FVM model can be generally suitable for complicated basin topography, therefore, it can be regarded as a useful tool for the wetting and drying processes of estuarine wetland studies.

Keywords : Finite volume method, Tatu Creek, Estuarine wetland, Unstructured grids.

一、前言

本省四面環海，擁有綿長之海岸線，而西部河口之沿海濕地，多具有極為豐富之生態體系，可說為台灣極其珍貴之寶藏。但是在政府以工業開發為導向之政策下，加上以往一般大眾對於濕地功能並無認識。因此，許多濕地均被視為荒蕪之廢棄地，以至於被填土、傾倒垃圾或開發為濱海工業區，使得潮間帶之生態破壞殆盡。由於海岸河口濕地受到不當開發及過量污染之影響，造成生態平衡之破壞，因此本研究首先針對河口流場等水理特性加以研究分析，以作為生態保育之基礎。

河口為海水與淡水交會地帶，因台灣地形陡峻，河川常因暴雨挾帶上游大量泥沙與有機腐植質，使出海口附近與沿岸形成大片泥質灘地及沙洲。該處水體上受許多因素影響，如：河川流量，海洋潮汐，風，地形，以及人工構造物（魚塭、堤防、傾倒廢棄土等），使得其流場益形複雜。

本研究引用由氣體動力學所發展的有限體積法，配合守恆型方程組及高解析度的數值方法，來模擬大肚溪河口及感潮濕地之水流變化。二維淺水波方程使用高解析度數值方法來求解變量流問題，目前在四大類的數值法中均有人進行研究。首先為有限差分法(FDM)，例如 Garcia 及 Kahawita(1986)配合 MacCormack 數值方法之研究和 Fennema 及 Chaudhry(1990)以顯式法(explicit method)對二維波傳之模擬。其次為有限元素法(FEM)，例如 Akanbi 及 Katopodes(1988)的洪水波模擬。第三為特性線法(MOC)，例如 Katopodes 及 Wu(1986)之二維潰壩模擬。最後為有限體積法(Finite Volume Method; FVM)，此亦

為最新之數值方法，例如 Bellos 等人(1991)對潰壩水流的分析， Zhao 等人(1994)對河川流域水流的模擬。有限體積法與歐西數值方法(Osher scheme)最早被使用於航空與氣體動力學上之研究(Osher and Solomone, 1982)，因其具有模擬不連續水流及邊界單元乾濕交替等能力。所以最近幾年開始被引進水利界，進行潰壩水流(Zhao *et al.*, 1995；陳樹群等，1997)及濕地水理學(陳樹群等，1996)等方面之研究。

有限體積法與其它數值方法比較具有如下之優點：(1)應用有限元素法之不規則網格，因此可適用於各種不規則地形。(2)有限體積法將具有守恆型態之微分方程組予以離散化。(3)有限體積法之計算速度與有限差分法相當，但較限元素法為快，可節省大量電腦演算時間。(4)將具守恆型態之水流連續及動量方程組以積分離散化，此時仍保有守恆的特性(Hirsch, 1988)，亦即仍保持某些物理量的守恆性質，因此較容易分析震波等不連續水流。(5)有限體積法可將二維問題降階至局部一維問題，增進演算效率同時仍保持精確度。其綜合比較結果整理於表 1。

表 1 有限元素法、有限差分法及有限體積法之比較(Zhao *et al.*, 1995)

使用方法	有限差分法	有限元素法	有限體積法
網格	結構化	非結構化	非結構化
逼近方式	差分形式	積分形式	積分形式
計算單元	格點	格點	邊緣
輸出結果位置	格點	格點	網格單元
地形表現形式	不佳	佳	佳
程式簡易	佳	普通	佳
守恆性	佳	普通	佳
程式普遍性	普通	普通	普通
執行效率	佳	普通	佳

本研究利用大肚溪實測之流量與下游潮位配合地形建立之網格，瞭解感潮河口濕地水流之水理特性，並利用水利局之大斷面粒徑分佈資料，配合曼寧係數計算公式修正各斷面之曼寧 n 值，以探討在暴雨洪流及潮汐水流下，其對於水理條件之影響。由數值解與實測值相互比較，經模擬分析可證明模式之優越性，同時亦藉此闡明大肚溪口二維水流現象。

二、有限體積法原理分析

本研究係以有限體積法配合 Osher 數值方法建立二維淺水波模式。有限體積法能普遍適用於任意不規則的計算域，且改進有限元素法計算量過大及計算間斷(如單元間有水工結構物等)較困難等缺點。而 Osher 數值方法具有守恆性、上風性(符合解的特徵構造)，及能精確地計算光滑水流又能以高解析度自動捕俘震波(shock-capturing)，且不產生虛假的振動(尤其在不連續解的兩側)以保持水深的正值(Osher and Solomone, 1982; Spekreijse, 1988)。就以上之分析，本研究以不規則網格之有限體積法，並配合 Osher 數值方法，所建立之數值模式具有如下之模擬優點：

1. 能處理複雜多變之地形及不規則邊界；
2. 可模擬亞臨界流及超臨界流；
3. 可模擬定量流及變量流；
4. 可模擬連續水流及不連續水流（如潰壩等）；
5. 能處理濕地或洪氾平原漸濕及漸乾等乾濕交替之現象；
6. 可模擬河水流經水工結構物(如堰、閘門、暗管及橋墩等)之水理變化；
7. 能處理河川支流注入及渠道引水等問題。

本文將模式之重要概念及原理分述於下：

(一) 守恆型控制微分方程組

為了保證數值方法的守恆性，同時也為了使數值方法能用於計算不連續性水流，本研究採用守恆型式的二維淺水方程組，包含一連續方程式及兩個 x 和 y 方向動量方程式如下：

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{g}(\mathbf{q})}{\partial y} = \mathbf{b}(\mathbf{q}) \dots\dots\dots(1)$$

式中其所組成的守恆物理量之列向量為 $\mathbf{q} = [h, hu, hv]^T$ (文中以粗體字代表矩陣向量)，未知函數 (h, u, v) 分別代表水深及 x 和 y 方向的垂線平均速度(depth-averaged velocity)，而 x 方向的通量向量 $\mathbf{f}(\mathbf{q}) = [hu, hu^2 + gh^2/2, huv]^T$ ， y 方向的通量向量 $\mathbf{g}(\mathbf{q}) = [hv, huv, hv^2 + gh^2/2]^T$ ，其中 g 為重力加速度。在只考慮河床底坡及摩擦阻力時，源匯項(source/sink term) $\mathbf{b}(\mathbf{q})$ 可寫為：

$$\mathbf{b}(\mathbf{q}) = [0, gh(s_{ox} - s_{fx}), gh(s_{oy} - s_{fy})]^T \dots\dots(2)$$

式中 s_{ox} 及 s_{fx} 為 x 方向的底床坡度及能量坡度，同理 s_{oy} 及 s_{fy} 分別代表 y 方向的底床坡度及能量坡度。

(二) 有限體積法之基本公式

定義矩陣 $\mathbf{F}(\mathbf{q}) = [\mathbf{f}(\mathbf{q}), \mathbf{g}(\mathbf{q})]^T$ ，在任意形狀的單元 Ω 上對(1)式積分。利用散度定理可得有限體積法的基本公式為：

$$\iint_{\Omega} \mathbf{q}_t d\omega = - \int_{\partial\Omega} \mathbf{F}(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{n} dl + \iint_{\Omega} \mathbf{b}(\mathbf{q}) d\omega \dots\dots(3)$$

\mathbf{n} 為單元邊界 $\partial\Omega$ 的向外單位法向量， $d\omega$ 及 dl 為面積分及線積分之微元， $\mathbf{F}(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{n}$ 為 \mathbf{n} 方向的通量，以下改寫為 $\mathbf{F}_n(\mathbf{q})$ 。在每單元中 \mathbf{q} 係以常數近似(即假設單元內之 \mathbf{q} 為定值)，因此(3)式的左項及右邊第二項可寫成 $A\mathbf{q}_t$ 及 $\mathbf{Ab}(\mathbf{q})$ ， A 為 Ω 的面積。因此離散化後之(3)式可寫為：

$$A \frac{d\mathbf{q}}{dt} = - \sum_{j=1}^m \mathbf{F}_n^j(\mathbf{q}) L^j + \mathbf{Ab}(\mathbf{q}) \dots\dots\dots(4)$$

式中 L^j 為單元第 j 邊之邊長。對於 m 邊形單元而言，右邊第一項可寫成 m 項之和，等於被積分函數在單元各邊上之法向值 $\mathbf{F}_n(\mathbf{q})$ 與該邊長度的乘積。

設 \mathbf{n} 與 x 軸的夾角為 ϕ (逆時針方向) (見圖 1)，則有：

$$\mathbf{F}_n(\mathbf{q}) = \mathbf{f}(\mathbf{q}) \cos\phi + \mathbf{g}(\mathbf{q}) \sin\phi \dots\dots\dots(5)$$

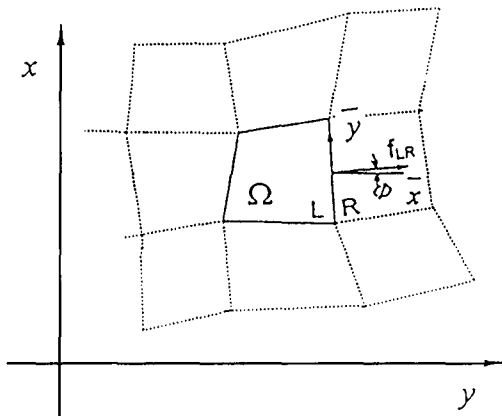


圖 1 有限體積 Ω 幾何形狀示意圖

上式 $F_n(\mathbf{q})$ 為 $\mathbf{f}(\mathbf{q})$ 及 $\mathbf{g}(\mathbf{q})$ 投影到法向的通量。Spekreijse(1988)證明 $\mathbf{f}(\mathbf{q})$ 及 $\mathbf{g}(\mathbf{q})$ 具有旋轉不變性，因此 $\mathbf{f}(\mathbf{q})$ 及 $\mathbf{g}(\mathbf{q})$ 的投影，可轉變為先投影 \mathbf{q} 到 $\bar{\mathbf{q}}$ (法向)，即滿足

$$\mathbf{T}(\phi)\mathbf{F}_n(\mathbf{q}) = \mathbf{f}[\mathbf{T}(\phi)\mathbf{q}] = \mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}}) \dots\dots\dots (6)$$

或

$$\mathbf{F}_n(\mathbf{q}) = \mathbf{T}(\phi)^{-1}\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}}) \dots\dots\dots (7)$$

因此只需代入 $\mathbf{f}(\mathbf{q})$ 即可得到 $\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}})$ ，再經過一個座標逆轉換((7)式)就可求得 $\mathbf{F}_n(\mathbf{q})$ ，由於此二者等效，因此 $\mathbf{g}(\mathbf{q})$ 得以消去，也正因為這個特性，使原來的二維問題可轉化為一維問題來處理，即只需計算 $\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}})$ ，大大簡化計算並提高效率。上式中 $\mathbf{T}(\phi)$ 為坐標旋轉角 ϕ 的變換矩陣， $\mathbf{T}(\phi)^{-1}$ 為其反矩陣，可表示如下：

$$\mathbf{T}(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi & \sin\phi \\ 0 & -\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{T}(\phi)^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi & -\sin\phi \\ 0 & \sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \dots\dots\dots (8)$$

將其代入(4)式改寫為

$$A \frac{d\mathbf{q}}{dt} = - \sum_{j=1}^m \mathbf{T}(\phi)^{-1}\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}})L^j + \mathbf{A}\mathbf{b}(\mathbf{q}) \dots\dots\dots (9)$$

式中 $\bar{\mathbf{q}}$ 係由 \mathbf{q} 轉換而來。 $\bar{\mathbf{q}}$ 代表經轉換後，變量(如 u, v 等)在各單元邊界上之法向及切向分量。由於在單元各邊兩側的 \mathbf{q} (或 $\bar{\mathbf{q}}$) 值可能不同，也就是說網格界面上有 \mathbf{q} (或 $\bar{\mathbf{q}}$ 值不連續的現象。在一階精度的黎曼問題計算時，即本模式所用的計算精度，令每一單元的 $S_{0x}=S_{0y}=0$ 。但各單元的底高程是不同的，另 S_{fx} 和 S_{fy} 是以曼寧糙度公式計算。此時即以下述之一維黎曼問題來求解(9)式經轉換後之法向通量 $\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}})$ 。

(三) Osher 數值方法求解法向通量

根據特徵值符號，通量 $\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}})$ 可分成前向(forward)及後向(backward)通量(Spekreijse, 1988)如下所示：

$$\mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}}) = \mathbf{f}^+(\bar{\mathbf{q}}) + \mathbf{f}^-(\bar{\mathbf{q}}) \dots\dots\dots (10)$$

其中 $\mathbf{f}^{\pm}(\bar{\mathbf{q}})$ 的 Jacobian 矩陣 $\mathbf{J}^{\pm}(\bar{\mathbf{q}})$ 分別對應於 \mathbf{J} 的正負特徵值，因 $\mathbf{f}^{\pm}(\bar{\mathbf{q}})$ 可看作沿正負特徵方向傳播的部份通量，故可選取黎曼問題之近似解為(Tan, 1992)：

$$\mathbf{f}_{LR}(\bar{\mathbf{q}}_L, \bar{\mathbf{q}}_R) = \mathbf{f}^+(\bar{\mathbf{q}}_L) + \mathbf{f}^-(\bar{\mathbf{q}}_R)$$

$$\mathbf{f}_{LR}(\bar{\mathbf{q}}_L, \bar{\mathbf{q}}_R) = \mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}}_L) + \int_{\bar{\mathbf{q}}_L}^{\bar{\mathbf{q}}_R} \mathbf{J}^-(\bar{\mathbf{q}})d\bar{\mathbf{q}} \dots\dots\dots (11)$$

$$\mathbf{f}_{LR}(\bar{\mathbf{q}}_L, \bar{\mathbf{q}}_R) = \mathbf{f}(\bar{\mathbf{q}}_R) - \int_{\bar{\mathbf{q}}_L}^{\bar{\mathbf{q}}_R} \mathbf{J}^+(\bar{\mathbf{q}})d\bar{\mathbf{q}}$$

上式中，“+”表示通量沿特徵向前傳播，而“-”表示通量沿特徵向後傳播， \mathbf{L} 表示單元在公共邊的左邊， \mathbf{R} 表示在右邊。公共邊上的通量 \mathbf{f}_{LR} 由二部份組成 $\mathbf{f}_{LR} = \mathbf{f}^- + \mathbf{f}^+$ ，根據上風特性，向前的通量 $\mathbf{f}^+(\bar{\mathbf{q}})$ 只取左邊的通量分量 $\mathbf{f}^+(\bar{\mathbf{q}}_L)$ ，同理 $\mathbf{f}^-(\bar{\mathbf{q}})$ 只取 $\mathbf{f}^-(\bar{\mathbf{q}}_R)$ 。Osher 數值方法在計算上式的積分時，採用前述由三段特徵線構成的積分路徑，即圖 2 所示，由 $\bar{\mathbf{q}}_L$ 至 $\bar{\mathbf{q}}_A$ 再到 $\bar{\mathbf{q}}_B$ 最後結束於 $\bar{\mathbf{q}}_R$ ，此為分段平滑的弧線(Spekreijse, 1988)。而每段弧線之積分式可寫為：

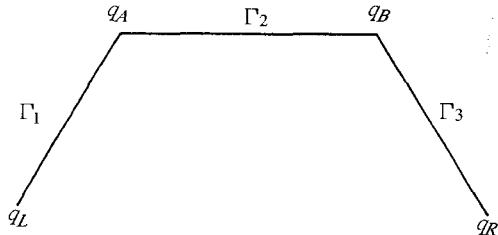


圖 2 Osher 數值方法積分路徑

$$\int_{\bar{q}[0]}^{\bar{q}[\zeta]} J^{\pm}(\bar{q}) d\bar{q} = \int_0^{\zeta} J^{\pm}(\bar{q}) \frac{d\bar{q}}{d\xi} d\xi \quad \dots (12)$$

$$= \int_0^{\zeta} J^{\pm}(\bar{q}) \gamma(\bar{q}) d\xi = \int_0^{\zeta} \lambda^{\pm}(\bar{q}) \gamma(\bar{q}) d\xi$$

上式令 $d\bar{q}/d\xi = \gamma(\bar{q})$ ， $d\xi$ 是沿特徵曲線積分之微元(參見圖 2 中之 $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$)。至於(12)式中之兩積分點 $\bar{q}[0]$ 與 $\bar{q}[\zeta]$ 則分別代表第 k 段弧線 Γ_k (其弧長為 ζ) 的兩端點。以圖 2 為例，曲線 Γ_1 左端為 $\bar{q}[0] = \bar{q}_L$ ，右端為 $\bar{q}[\zeta] = \bar{q}_A$ ；同理，曲線 Γ_2 左端為 $\bar{q}[0] = \bar{q}_A$ 右端為 $\bar{q}[\zeta] = \bar{q}_R$ ；而曲線 Γ_3 左端為 $\bar{q}[0] = \bar{q}_R$ 右端為 $\bar{q}[\zeta] = \bar{q}_R$ 。

綜合言之，Osher 數值方法求解上述黎曼問題的思路是在 \bar{q} 的狀態空間 (或稱相空間) 中，設 \bar{q}_L 至 \bar{q}_R 通過相互銜接的三段特性線 $dx/dt = \lambda_k$ ($k=1,2,3$)，其順序也可以反過來，即 $k=3,2,1$ 。 \bar{q}_A 與 \bar{q}_R 係根據黎曼不變量的性質所建立的方程組(下式)求解。

$$u_L + 2c_L = u_A + 2c_A; \quad v_L = v_A$$

$$u_A = u_B; \quad h_A = h_B \quad \dots (13)$$

$$u_R - 2c_R = u_B - 2c_B; \quad v_R = v_B$$

由此解出

$$u_A = u_B = \frac{\Psi_L + \Psi_R}{2}, \quad h_A = h_B = \frac{1}{g} \left(\frac{\Psi_L - \Psi_R}{4} \right)^2 \quad (14)$$

式中 $\Psi_L = u_L + 2c_L$ ； $\Psi_R = u_R - 2c_R$ 。

對每一段 Γ_k (Γ_k 為特徵向量 γ_k 的切向) 而言，其黎曼近似解為(11)及(12)兩式之結合，並依特徵值 λ_k 的正負而變

$$f_{LR}(\bar{q}_L, \bar{q}_R) = \begin{cases} f(\bar{q}[\zeta]) - f(\bar{q}(s)) + f(\bar{q}(0)) & \lambda_k(\bar{q}(0)) > 0 \quad \lambda_k(\bar{q}[\zeta]) < 0 \\ f(\bar{q}(s)) & \lambda_k(\bar{q}(0)) < 0 \quad \lambda_k(\bar{q}[\zeta]) > 0 \\ f(\bar{q}(0)) & \lambda_k(\bar{q}(0)) \geq 0 \quad \lambda_k(\bar{q}[\zeta]) \geq 0 \\ f(\bar{q}[\zeta]) & \lambda_k(\bar{q}(0)) \leq 0 \quad \lambda_k(\bar{q}[\zeta]) \leq 0 \end{cases} \quad \dots (15)$$

式中 $\bar{q}[s]$ 代表臨界流時的 \bar{q} 值，點 s 即為臨界點，在此點上 $\lambda(\bar{q}[s]) = 0$ ，經過此點之 λ 會改變正負號。臨界點 s 僅存在於 Γ_1 及 Γ_3 ，分別代表不同之水利變量 \bar{q}_s^1 及 \bar{q}_s^3 ，其分量為：

$$u_s^1 = \frac{1}{3} \Psi_L \quad u_s^3 = \frac{1}{3} \Psi_R$$

及

$$h_s^1 = [u_s^1]^2 / g \quad h_s^3 = [u_s^3]^2 / g \quad \dots (16)$$

利用(15)式來計算跨單元某邊的外法線方向通量 f_{LR} 。最後再藉由(7)式將 f_{LR} 逆轉換為 $F_n(\bar{q})$ ，此即吾人所需之解。

Osher 數值方法中數值通量公式，利用黎曼不變量的性質，在(10)式至(16)式之推導中未作近似處理，且計算中只用到通量 f 而未用到其 Jacobian (從而既保證守恆性，又減少了矩陣運算)，也不對 f 進行特徵分解，計算過程既快速又準確。與有限元素相比，可避免形成與求解大型線性方程組。而與一些具不規則網格的有限差分法相比，可避免計算另一個微分方程的繁複(後者有可能破壞數值方法的守恆性)。

Osher 數值方法中邊界處理採用特徵關係，不需要引入多餘的數值邊界條件，且內部單元與邊界單元所用的數值方法完全相同，可採用統一的數值方法，不會因為兩者不相容而帶來額外的誤差。

三、大肚溪河口濕地模擬分析與驗證

(一) 模擬區域概述

烏溪流域發源於台灣中央山脈合歡山麓，河流全長 117 公里，流域面積 2025 平方公里，平均比降為 1/45，下游流經連接台中與彰化之大度橋後進入台中濱海平原，自此入海口約有 15 公里之河段，即為俗稱之大肚溪，大肚溪河幅寬約 1200 公尺，其挾帶大量有機物及無機物沈積於河口處形成特殊之河口生態系，成為候鳥遷徙之重要之中繼站。

大肚溪之感潮河段長度，以鹽度及比電導度量測結果，其長度距河口處約有 10~12 公里，視潮差以及河水之流量而定(黃英傑，1988)。以台灣省交通處港灣技術研究所觀測台中港長期潮汐觀測資料(1995)，顯示大肚溪口潮汐為半日潮(一日二次潮)，潮差 3 公尺以上，大潮年平均潮差 4 公尺，小潮年平均潮差 2 公尺(李寶華，1989)。依據水利局於大度橋之流量站資料顯示，大肚溪之平均流量為 102.79 cms，月平均流量介於 44.79~276.3 cms(圖 3)，豐水期集中於五月至九月，枯水期時流量尚稱豐沛(水資會，1995)。

(二) 模擬目的

河口為河川與海洋之連接水域，陸域及海域之動力在此處交互作用，上游所攜帶之一切物質與流量都經此排放外海。該處水體因受上游河川流量、潮汐、風、地形及許多河工結構物之影響，其流場極為複雜。近年來，由於大型濱海地區不斷開發，工業發展日益興盛，促使污染源延伸擴展至河口水域，形成周遭環境禍害，對環境生態影響甚大，因此，對於河口地區有計畫之開發及污染防治規劃，為刻不容緩之工作，而瞭解水域流場變化為首要課題。

在河口之流場研究方法，不外乎(1)現場量測、(2)水工模型及(3)數值方法等三種方法，而這三種方法各有其優缺點與應用上之限制。現場量測方法為就地做實際之觀測調查，所得資料之結果最為正確，為所花費之時間、人力、物力及經費過於龐大，無法有效預測大區域之狀況。水工模型試驗乃使用適當之縮尺原理，將現場環境縮小佈置於試驗室，進行各種模擬試驗，其結果可提供良好之參考。為水工模型對現場之模型有一定限制，有時很難由實驗得到有效之定量結果。而數值方法則是將物理現象予以假設簡化，再藉由數決解析或數值計算求解，而近年來數值計算之軟硬體不斷改進，使許多無法求解之問題，均可藉由此法解決。

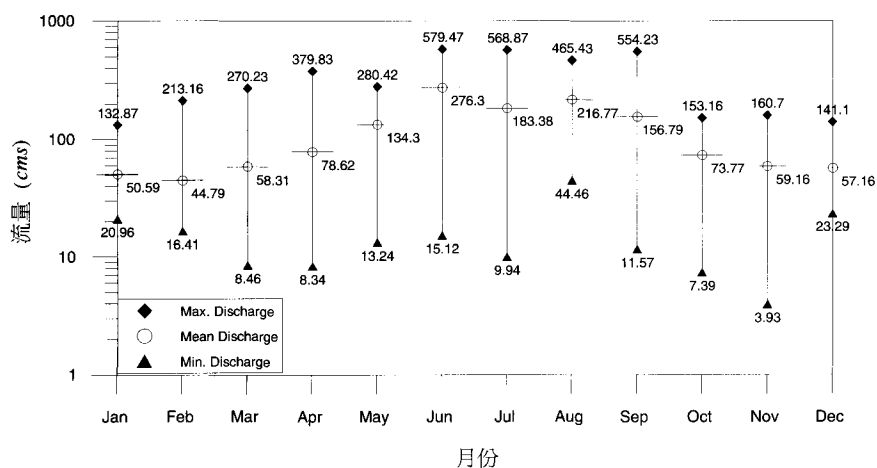


圖 3 大肚溪歷年各月份之流量變化(至民國 82 年)

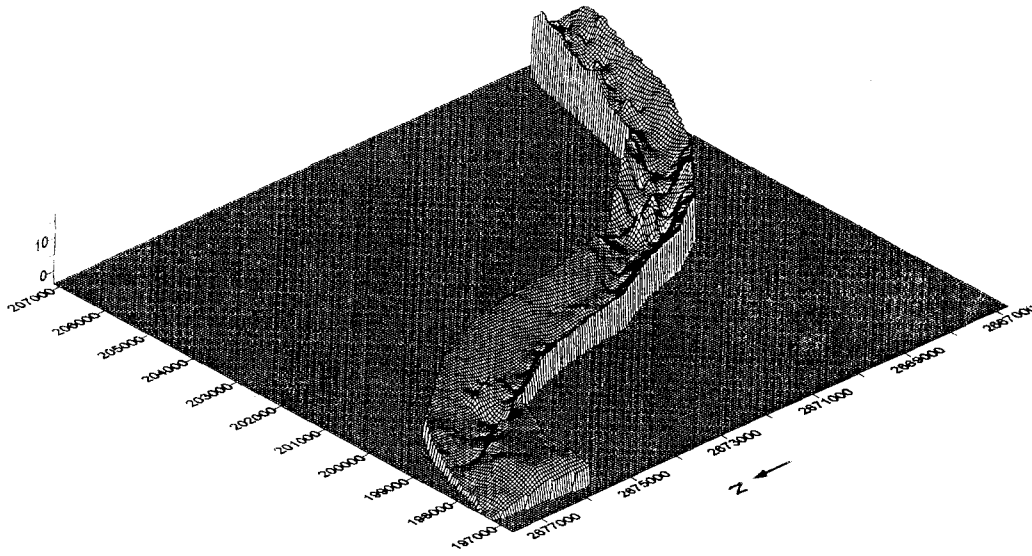


圖 4 大肚溪下游河道立體地形圖

以往對於河口及附近海岸流場變化之模擬有需要大量計算之三維模式利用平面二維模式簡化三維流場之計算模式，Simons (1971) 利用顯式有限差分法，將含有渦動黏性 (eddy viscosity) 之方程式垂直積分，建立平面二維模式。近年來國內亦有許多學者針對河口沿岸進行研究，如管秩豐 (1981)，梁興杰 (1983) 以有限元素法探討潮汐影響下河口港灣之流場與污染物擴散分佈，謝正倫等 (1994, 1995) 利用有限差分法中之蛙跳法 (leap-frog scheme) 模擬河口在波浪、潮汐及洪水等動力下河口流場及地形之變化。而針對感潮河川之模擬則有陳樹群 (1990) 利用有限差分法，謝錫欽 (1991) 以一維有限元素法模擬淡水河之河口感潮河段。但是，對於河口附近之沙洲或濕地會隨河川水位漲跌，產生乾濕交替之現象，卻難以有效模擬，本研究針對模式在常流量時受潮汐影響，以及在暴雨時受洪流量影響下，模擬流場及水位變動之情形。

(三) 模擬條件

進行數值模式演算，水力條件上游邊界條件以水利局提供之烏溪大度橋流量站之時流量

資料，下游邊界條件則以港灣研究所台中港實測之潮位資料。模式網格資料使用水利局烏溪大斷面資料與地形圖，並概化地形變化，配合 CAD 軟體數化連結節點形成網格，其底床高程如圖 4。本研究選用一場民國 83 年 5 月流量及一場颱風洪流 (83 年 9 月) 進行模擬，考慮可蘭條件 (Courant Condition) 之限制取 $\Delta t = 0.2$ 秒為計算時間間距進行模擬。

(四) 曼寧糙率係數之模擬驗證結果

目前一般水流阻力，不論動床或定床，常透過阻力係數來表示，本文模式中之摩擦阻力 (S_{fx} , S_{fy}) 乃以曼寧公式計算，即

$$S_{fx} = \frac{n^2 \bar{u} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}}{h^{4/3}} \quad S_{fy} = \frac{n^2 \bar{v} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}}{h^{4/3}} \quad \dots (17)$$

式中 \bar{u} 及 \bar{v} 分別代表每一單元內在 x 及 y 方向之平均流速，對於曼寧糙度 n 值之估算，基本上採用何智武 (1983) 修正 Strickler (1923) 之形式，即

$$n = a d_{90}^m \quad \begin{array}{lll} a < 0.038 & m = 1/6 & \text{坡度} > 0.01 \\ 0.038 < a < 0.05 & m = 1/6 & \text{坡度} 0.01 \sim 0.03 \\ a = 0.0625 & m = 1/6 & \text{坡度} < 0.05 \end{array} \quad (18)$$

式中 d_{90} 為對應累加百分率 90% 之泥沙粒徑。曼寧 n 值除了與表面糙度決定外，還有渠道之不規則性、渠道之深泓線(channel alignment)、淤塞與沖刷、渠道之大小及形狀和水位及流量等影響因子(Chow, 1959)，其中之共同特性為在淺水時 n 值會比深水時大。利用水利局提供之烏溪斷面粒徑及第(18)式之分析，再經由檢定驗證可得圖 5 之曼寧 n 值分佈圖。

模式中之底床剪應力計算採用拖曳力公式，如：剪應力是由拖曳係數 C_D 與速度平方項產生，拖曳係數可以定義為(Miller, 1995)：

$$C_D = \rho g n^2 h^{-1/3} \dots\dots\dots (19)$$

$$\tau_b = C_D \sqrt{u^2 + v^2} \dots\dots (20)$$

上式 ρg 為水體單位體積重， n 為曼寧粗糙係數， h 為水深。亦可將其分開計算為 x 方向與 y 方向之底床剪應力分別為 $\tau_{bx} = \rho g h S_{fx}$ 以及 $\tau_{by} = \rho g h S_{fy}$ 。

將常流量之流速變化計算結果分別繪於圖 6 與圖 7。圖 6 為漲潮位時河川的流速變化，當河川開始受漲潮之影響，由河口向內 3 - 5 公里處附近之流速幾近於 0 m/s ，然此時河口深槽線之最大流速為 0.15 m/s ，演算區之流場平均流速約為 0.093 m/s ，這時因正負流速之影響，產生兩股逆向水流其交會出有局部之漩渦發生。圖 7 退潮時，河川出口水位高程下降，流速加快，此時河口之最大流速為 0.89 m/s ，流場之最大流速為 1.259 m/s ，流場平均流速約為 0.38 m/s ，此時下游一些沙洲濕地也漸漸露出，水流往渠道深槽集中。

由模式模擬可以清楚的發現常流量時感潮河段可以到達大肚橋附近，而感潮可到達位置與實測質差異不大，因此模式具有不錯之適用性。於漲退水時，可發現河段中之沙洲隨水位而被淹沒或裸露，而在退水時與實測水位—流量換算值有些微差異，討論其原因實際換算值無遲滯現象發生，但在模擬時則出現此較符合實際情況之現象。

高流量部份分析 83 年 9 月之葛拉絲颱風洪

流並利用水利局之於大肚橋站之水位高程資料加以驗證。洪水時，可由流場(圖 8)看出水流不受潮汐之影響，當洪峰流量為 4590 cms 時，流場之平均流速約為 2.3 m/s ，最大流速為 6.09 m/s 。水位上升(圖 9)淹沒沙洲，流速加大，主槽幾乎擴大至整個斷面。

四、結 論

1. 本研究由有限體積法出發，又引進氣體動力學中的一維高性能 Osher 數值方法。因此本研究的算法具有守恆性，逆風性，保證水深的正值，對不連續解的高解析度及保證數值解收斂於物理解等許多優良性能。其中 Osher 數值方法以求解單元界面處的黎曼問題為基本步驟，且利用了按特徵值符號分解與沿特徵線積分等技巧，因而數值方法具有物理基礎且符合解的特徵構造。
2. 利用有限體積法模擬下游濕地流場，因此法對於結構化或非結構化網格均可適用，因此水流可以契合邊界與實際地形，羅致相當良好之結果，且其內部利用差分法計算，故無計算量龐大之問題。
3. 本研究以大肚溪口為模擬對象進行模擬，且引用實測潮位進行驗證，其結果兩者極為符合，由此顯示本模式對於河口水理現象之模擬能力極佳。又在暴雨時，沙洲附近之流速較為快速，流速變化亦較大，而在常流量時，因流場受潮汐之影響，其流速變化則較小。由於缺乏河段中間之實測資料，故仍有待來日進一步以實地量測河段中間資料進行模擬及驗證。
4. 對大多數之數值方法而言，水位在各網格內漸乾或漸濕的現象最不易模擬，然本模式可輕易模擬乾渠床轉變為濕渠床的現象，且不失其精確度。本模式所具有的此種特性，不但可分析壩堤潰決後對淹沒區的水理變化，同時也非常適合模擬河口潮汐型濕地之水理變化，以作為未來河川、洪氾平原及濕地等經營管理之工具。

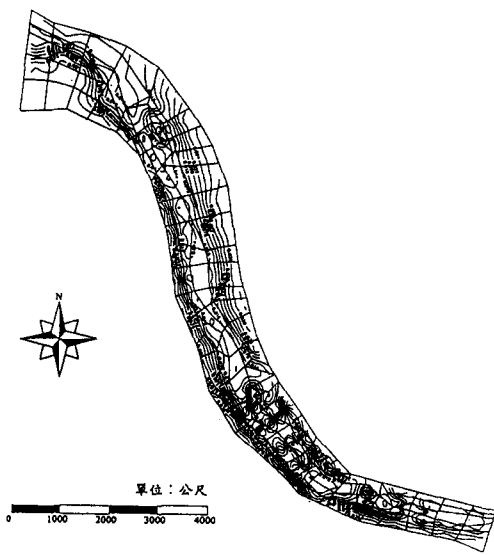


圖 5 大肚溪曼寧 n 值分佈圖

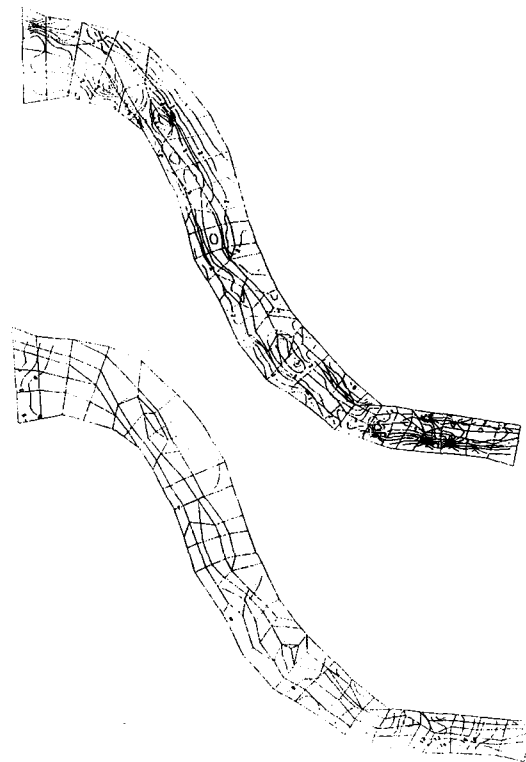


圖 8(上) 民國 83 年葛拉絲颱風大肚溪洪峰之流速分佈

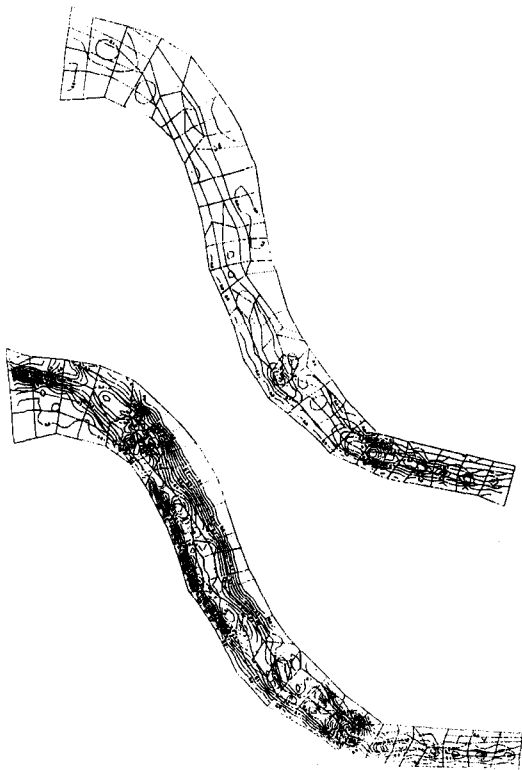


圖 6(上) 大肚溪常流量漲潮時($t=2hr$)之流速分佈

圖 7(下) 大肚溪常流量退潮時($t=8hr$)之流速分佈

圖 9(下) 民國 83 年葛拉絲颱風大肚溪洪峰之水位高程

參 考 文 獻

1. 台灣港灣技術研究所, (1995), 「台灣海域海氣象調查研究」。
2. 何智武, (1983), 「湍流渠槽沈滓運移特性之研究」, 國立台灣大學土木工程研究所, 博士論文。
3. 李寶華, (1989), 「大肚溪口草澤之研究」, 國立中興大學植物學研究所, 碩士論文。
4. 梁興杰, (1983), 「河口及港灣流場傳輸及擴散之數值模式研究」, 國立台灣大學土木工程研究所, 碩士論文。
5. 陳樹群, (1990), 「河川吸附性有機污染物傳輸模式之研究」, 國立台灣大學土木工程研究所, 博士論文。

6. 陳樹群, 郭振泰, 林震哲, (1996), 「河口濕地管理與水理模擬」, 環境影響評估技術研討—海岸地區保育與開發之研討會, 第 199 - 207 頁。
7. 陳樹群、趙棣華、沈學汶, (1997), 「二維有限體積模式分析潰壩水流」, 中國土木水利工程學刊, 第九卷, 第三期, 第 439-448 頁。
8. 黃英傑, (1989), 「大肚溪口水體環境與水質變遷之研究」, 國立中興大學土木工程研究所, 碩士論文。
9. 管秩豐, (1981), 「有限元素法在河口潮汐的傳送及擴散分析之應用」, 國立台灣大學土木工程研究所, 碩士論文。
10. 經濟部水資源統一規劃委員會, (1995), 「中華民國八十二年臺灣水文年報」。
11. 謝正倫, 曾志民, (1994), 「波浪、潮汐及洪水作用下海岸地形變遷之數值模擬」, 第七屆水利工程研討會論文集, 第 F-17-F-32 頁。
12. 謝正倫, 曾志民, 許泰文, (1995), 「河口地形變動模式之研究」, 台灣水利, 第 43 卷, 第 4 期, 第 49 - 68 頁。
13. 謝錫欽, (1991), 「河口流場之數值模式研究」, 國立中興大學土木工程研究所, 碩士論文。
14. Akanbi, A. A. and Katopodes, N. D. (1988), "Model for Flood Propagation on Initially Dry Land," *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 114, No.7, pp.689-706.
15. Bellos, C. V., J. V. Soulis and J. G. Sakkas, (1991). "Computation of Two-Dimensional Dam-Break Induced Flows." *Advances in Water Resources*, Vol.14, No.1, pp.31-41.
16. Chow, V. T. (1959), *Open Channel Hydraulics*, McGraw-Hill, Auchland.
17. Fennema, R. T. and Chaudhry, M. H., (1990). "Explicit Methods for 2-D Transient Free-Surface Flows." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 116, pp. 1013 - 1014.
18. Garcia, R. and Kahawita, R. A., (1986). "Numerical Solution of the St. Venant Equations with the MacCormack Finite Difference Scheme." *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 6, pp. 507 - 527.
19. Hirsch, Charles, (1988) *Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol. 1*, Wiley-Interscience Publication, pp. 241-244.
20. Katopodes, N. D., and Wu, C. T., (1986). "Explicit Computation of Discontinuous Channel Flow." *J. Hydr. Div., ASCE*, 112 (6), 456 - 475.
21. Miller, A. J., (1995), "Valley Morphology and Boundary Conditions Influencing Spatial Patterns of Flood Flow." in *Natural and Anthropogenic Influences in Fluvial Geomorphology*. ed. Costa et al. AGU, 57 - 81 .
22. Osher, S. and Solomone, F., (1982). "Upwind Difference Schemes for Hyperbolic Systems of Conservation Laws," *Math. Comp.*, Vol. 38, pp. 339 - 374.
23. Simons, T. J., (1971). "Development of Numerical Model of Lake Ontario." *Proceedings 14th Conference Great Lakes Research*.
24. Spekreijse, S. P., (1988). *Multigrid Solution of Steady Euler Equations*, CWI Tract 46 Amsterdam.
25. Strickler, A., (1923). *Some Contributions to the Problems of the Velocity Formula and Roughness Factor for Rivers, Canals and Closed Conduits*, Switzerland.
26. Zhao, D. H., H. W. Shen, G. Q. Tabios III, J. S. Lai and W. Y. Tan, (1994). "Finite-Volume Two-Dimensional Unsteady-Flow Model for River Basins." *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.120, No.7, pp. 863 - 883.
27. Zhao, D. H., G. Q. Tabios III and H. W. Shen (1995), RBFVM-2D Model, River Basin Two-Dimensional Flow Model Using Finite Volume Method: Program Documentation, University of California, Berkeley, California.

收稿日期：民國 86 年 12 月 29 日

修正日期：民國 87 年 3 月 3 日

接受日期：民國 87 年 3 月 12 日