潮汐及暴潮預報模式之發展

李 賢 文
國立台灣海洋大學 海洋科學系

摘 要

潮汐與暴潮二者都是海面升降的現象。但兩者的成因完全不同。潮汐是天體運動所引起的，具有規律性；而暴潮是氣壓與風等氣象效應所引起的，亦即伴隨風暴而產生，台灣所出現的暴潮都是由颱風所引起的。某一地方的潮汐，利用調合分析的方法，可以得到精確的預報。但如對整個海域的潮汐或暴潮，需要進行預報時，則需要數值模式。

一、前 言

潮汐與暴潮都是指示海水面升降的情形，但是兩者的成因卻是截然不同。潮汐基本上是天體間之引力與天體運動之離心力所合成之結果，因此也稱爲天文潮。由於天體運動之規律性，因此潮汐也具有規律性。但是暴潮卻是風暴因素造成的，在台灣主要是颱風引發暴潮，在溫帶地區則溫帶氣旋即風暴(Storm)引發暴潮(Storm Surge)。颱風暴潮之產生是由於颱風中心具有異乎尋常之低氣壓，產生吮吸作用，以致颱風中心的海面上升；以及強勁風力吹送海水，使得迎風面海岸地帶之海水堆升，亦即海面比正常的潮汐水位高出很多。

三十多年前暴潮對台灣的災害記錄很少。但近年來，當颱風侵襲台灣時，尤其是在陰曆朔望之際，天文大潮發生時，往往造成沿海低窪地帶海水倒灌。這是因爲近三十年來，沿海地帶養殖業超抽地下水，以致於原先高出海平面甚多的沿海地帶，如今卻有多處在海平面之下。這些地帶平時就需依賴海堤才能免於漲潮時海水入侵；但遇到颱風來襲時，所產生的暴潮就往往會造成海水倒灌。三十年來，颱風侵襲台灣引發暴潮，造成海水倒灌的主要颱風如表1所示：

表一. 颱風暴潮產生災害之時間及地區

颱 風 名 稱	發生時間	月球相位	沿海窪地遭受海水倒灌之各縣
崔絲 (Trix)	1960.8.8	滿月後一天	新竹 臺南 雲林 彰化
衛歐拉 (Viola)	1969.7.28	滿 月	嘉義 臺東 高雄 屏東
艾 達 (Ida)	1980.7.11	新月前一天	高雄 屏東
諾瑞斯 (Norris)	1980.8.27-28	滿月後3-4天	雲林 彰化
韋 恩 (Wayne)	1983.7.25	滿 月	高雄 屏東 台東
裘 恩 (June)	1984.8.29	新月後三天	雲林 嘉義 高雄 屏東
韋 恩 (Wayne)	1986.8.21-22	滿月後3-4天	高雄 雲林 嘉義
寶 莉	1992.8.30	新月後3 天	雲林

由上表可知，當朔望前後如有颱風侵襲台灣，則天文潮與颱風暴潮結合往往造成沿海低窪地帶海水倒灌。即使1993年至今，尙未有颱風直接侵襲台灣，但當年八月的莎莉颱風經過台灣外海時，其邊緣的強風於18日（朔）仍然造成嘉義縣布袋港區海水倒灌。

二、潮汐與暴潮研究之回顧

潮汐之研究，已有相當久的歷史；由於潮汐的週期性，因此當地只要有長期的記錄，則可以利用調和分析方法，將未來的潮汐精確的推算出來。

調和分析（harmonic analysis）方法，基本上是將潮汐記錄視爲時間序列（time series）而利用傅立葉分析（Fourier analysis）將分潮的振幅（amplitude）及相位（phase）求出。某一時刻的潮位可以下式表示，

$$\zeta(t)=a_0+\sum_{i=1}^{m}N_i a_i \cos[w_i t+E_i-\lambda_i]$$

其中a_0爲平均海平面（mean sea level）相等潮汐基準面（tidal datum）的高度。m爲分潮的個數。腳註i表示第i個分潮，$N_i a_i$爲振幅，$\varphi_i=w_i t+E_i-\lambda_i$爲相位。$w_i$爲角頻率，$\lambda_i$則爲相位遲角（phase lag）。$N_i$，$E_i$分別代表第i個分潮的節點因子（node factor，其值接近1），和平衡引數（equilibrium argument），其值可由天體運動推算出來。因此只要分析得到振幅和相位遲角，我們就可推算當地的潮汐變化。a_i和λ_i就是當地分潮的調和常數。詳細的潮汐調和分析方法，可以參考Schureman（1958）。

利用電算機，潮汐調和分析可以迅速完成。連三郎先生(1977)曾把潮汐調和分析的運算公式寫成FORTRAN程式。調和分析僅對某一地點的潮汐記錄加以分析，並推算未來潮汐變化；但對整個海域的潮汐變化則無法推算。尤其在一些沒有潮汐記錄的地方，根本無法使用調和分析，在這種情形之下，只有使用數值模式。李賢文(1987)曾發展一個台灣周圍海域潮汐的預報模式。

暴潮研究的方法，通常可以分爲(1)經驗方法(2)解析分法(3)流體動力數值方法。

一個測站如有過去颱風來臨時潮位的長期完整記錄，則使用經驗方法預測最大暴潮的高度，亦可獲至相當的成功。經驗方法是利用統計分析的相關方法，其方法就是求出海面高度與某些氣象因子間的相關性。最簡單的方法，就是將暴潮水位與當地風或其鄰近平均風，直接歸納出關係式。此種方法往往是基於穩定狀態之假設。由於各人使用的統計方法不同，所求出的經驗關係也有許多不同的形式。但不論其形式如何，所求出的關係式，應該對於各種風向和不同風速，都可以決定暴潮最大高度，如此才能應用。由於颱風中心氣壓甚低，因此除了考慮風的因素之外，也需要考慮 "顛倒氣壓計效應" 。有些人就將氣壓效應與風效應分別考慮，然後將兩者所得的水位高度相加，而得到預報之暴潮位。此種直接相加，當然是基於兩者爲線性關係。但實際上暴潮水位是由一些非線性關係的因素合成的，這些非線性關係相當複雜，目前還無法完全了解。

解析方法是依據流體動力方程式，來推算暴潮。但是流體動力方程式，是一組非線性偏微分的聯立方程式。因此利用解析法基本上無法解出答案。但是如果考慮一些簡單的幾何地形，然後再方程式簡化爲線性方程式，如此則可由解析方法解出暴潮水位高度。對於此方法Bretschneider（1967）曾加以詳細的討論。但因此種方法，僅適用於簡單的幾何地形，對於自然界複雜的海岸地形，就顯的不合宜。

流體動力數值方法，就如同數值天氣預報一樣，是由於電子計算機之問世後，才發展出來的。它也是以流體動力方程式來描述暴潮現象，而以電算機來解出此種複雜的非線性偏微分聯立方程式。此種方法與上述解析方法之最大不同，即無需假設簡單的幾何地形，而能考慮自然的複雜海域。同時由於電算機發展迅速，此種方法目前是最廣泛被使用的。

流體動力數值方法之先驅，是德國海洋學家Hansen（1956），他利用此種方法來推算1953年之北海暴潮，而得到令人鼓舞之結果。以後數值方法就蓬勃發展了。Platzman（1958）利用此法計算密西根湖1954年之暴潮。Fischer（1959）使用

與Hansen不同的格點構造，來推算同樣1953年北海暴潮；在他的研究中，詳細討論了計算穩定性問題，同時他也研究平滑技巧(Smoothing technique)與格點距離對於計算結果之影響。1961年日本宮崎等人（Miyazaki et al., 1961）也利用數值方法計算東京灣，大阪灣和伊勢灣之暴潮。同年Welander（1961）將當時所發展的暴潮數值預報作了詳細的研究。以後Platzman（1963）使用數值方法計算北美伊利湖之暴潮，提出共軛格點模式（Conjugated Richardson lattices），同時詳細討論如何處理沿邊界之格點。接著Harris和Jelesnianski（1964）詳細討論了暴潮流體動力方程式所牽涉到之一些問題；他們對於暴潮之偏微分方程式，發展出一些近似形式，同時將邊界條件以定差形式表示，而討論了這些近似方程式所導致的誤差。他們以一些例子來說明某些簡單問題之解的計算穩定性。後來Jelesnianski（1965）特別討論了熱帶氣旋逼近大陸棚時之數值計算；使用兩組距離不等之格點。在較大海域之計算中，他採用較大距離之格點；而當暴風中心接近大陸邊緣時，他就利用小距離之格點。以後Sielecki（1968）對於暴潮方程式，提出一種能量不滅之模式；她以某些特別簡單的幾何形式來驗證其模式，而發現無需引進平滑運算，就可以得到穩定的解。近年來美國氣象局的暴潮研究在Jelesnianski領導下，更發展了SLOSH（Sea，Lake，and Overland Surges from Harricanes；Jelesnianski，et al，1992）模式，以推算暴潮來臨時遭受海水倒灌的詳細地帶，提供居民避難之用。

國內早期暴潮的研究，也是以統計的經驗方法為主，民國六十年王博先生對國聖港、鹿港、外傘頂三地，以經驗法推算暴潮。民國六十四年黃壽銘先生利用經驗方法研究花蓮暴潮之推算。民國六十五年魏靖松先生以統計的經驗方法推算高雄港、澎湖、鹽港、台西等四地之暴潮。民國六十六年王崇岳先生以經驗法研究淡水河的暴潮水位。

由經驗公式推算之暴沛，只能得到最高潮位之數值及其發生時間；而無法推算出整個暴潮水位隨時間之變化情形。經驗法大都限制於某一點之暴潮推算，亦即所謂單點預報，而無法推算整個區域之水位分佈。在台灣，雖然時常遭受颱風侵襲，但是暴潮災害之地方，卻隨颱風行徑而異；同時像民國四十九年崔絲颱風和民國五十八年衛歐颱風所引發之暴潮，造成重大之海水倒灌災害，卻也不多見。如果未來的時候出現一個過去未見的強烈風暴，則經驗法所預報的結果，其誤差可能會很大。同時對於沒有潮位記錄的海岸地帶，我們也無法使用統計分析，求出經驗公式。純粹以預報的觀點來看，此種單點預報是不能夠滿足要求的。如要對整個海域預測暴潮，則需使用數值模式。民國六十八年李賢文以完整的流體動力方程式，設計一個預報整個台灣海峽沿岸暴潮的數值模式。民國七十三年李賢文又發展一個環繞台灣周圍海域颱風暴潮數值模式。民國七十六年劉肖孔先生設計一個台灣海域三度空間颱風暴潮及氣象潮數值預報模式，在其模式中他考慮了溫度與鹽度的變化。

三、潮汐與暴潮預報之基本方程式

我們所使用的控制方程式，都是依據流體動力學之理論；即海水運動的動量不滅原理及質量不滅原理。這些物理原理以數學方程式表示，就是運動方程式和連續方程式。

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}$$
$$=fv-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}(A\frac{\partial u}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(A\frac{\partial u}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(A\nu\frac{\partial u}{\partial z})\right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}$$
$$=-fu-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}(A\frac{\partial v}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(A\frac{\partial v}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(A\nu\frac{\partial v}{\partial z})\right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z}=-\rho g \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \quad (4)$$

(1)式和(2)式分別為 x方向和 y方向之運動方程

式，(3)式爲流體靜力方程式，(4)式爲連續方程式。x，y 和 z 爲直角坐標系統，分別指向東、向北和向上。u，v 和 w 分別爲x，y 和 z 三個方向的速度分量。t 表式時間，f爲柯氏參數，ρ爲海水密度，P爲海水壓力，g爲重力加速度，A 爲水平擾流動量交換係數，A_ν爲垂直擾流動量交換係數。(4)式可以分別併入(1)式和(2)式，則可得

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(uu)+\frac{\partial}{\partial y}(uv)+\frac{\partial}{\partial z}(uw)$$
$$=fv-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}(A\frac{\partial u}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(A\frac{\partial u}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(A\nu\frac{\partial u}{\partial z})\right] \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(vu)+\frac{\partial}{\partial y}(vv)+\frac{\partial}{\partial z}(vw)$$
$$=-fu-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}(A\frac{\partial v}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(A\frac{\partial v}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(A\nu\frac{\partial v}{\partial z})\right] \quad (6)$$

除了上述控制方程式之外，我們也需要海面及海底的邊界條件。

(一)運動邊界條件：

$$w=u\frac{\partial\zeta}{\partial x}+v\frac{\partial\zeta}{\partial y}+\frac{\partial\zeta}{\partial t} \quad \text{在海面z=}\zeta\text{(x,y,t)} \quad (7)$$

$$w=-u\frac{\partial H}{\partial x}-v\frac{\partial H}{\partial y} \quad \text{在海底z=}-\text{H(x,y)} \quad (8)$$

(二)動力邊界條件：

$$A\nu\frac{\partial u}{\partial z}-(A\frac{\partial u}{\partial x})\frac{\partial\zeta}{\partial x}-(A\frac{\partial u}{\partial y})\frac{\partial\zeta}{\partial y}=\tau_{sx}$$

$$A\nu\frac{\partial v}{\partial z}-(A\frac{\partial v}{\partial x})\frac{\partial\zeta}{\partial x}-(A\frac{\partial v}{\partial y})\frac{\partial\zeta}{\partial y}=\tau_{sy}$$

在海面z= ζ (x,y,t) (9)

$$A\nu\frac{\partial u}{\partial z}-(A\frac{\partial u}{\partial x})\frac{\partial H}{\partial x}-(A\frac{\partial u}{\partial y})\frac{\partial H}{\partial y}=\tau_{bx}$$

$$A\nu\frac{\partial v}{\partial z}-(A\frac{\partial v}{\partial x})\frac{\partial H}{\partial x}-(A\frac{\partial v}{\partial y})\frac{\partial H}{\partial y}=\tau_{by}$$

在海底Z=-H(x,y) (10)

其中 τ_{sx}，τ_{sy}分別代表海面上x和y方向的風剪力，而τ_{bx}，τ_{by}分別代表 x 和 y 方向的海底剪力。因爲海水溫度及鹽度對於海水位高度變化影響甚小，因此當我們計算海面潮汐及暴潮時，通常可以將海水密度視爲常數。如此我們所考慮的模式可以簡化許多，如果考慮溫度與鹽度之變化而採用三度空間模式來計算潮汐及暴潮，往往增加模式的複雜性，但對於暴潮計算結果的精確性卻未必較二度空間模式更佳。因此通常我們都採用均匀流體的數值模式，以計算潮汐及暴潮。

(3)式經垂直積分後，可得水中深度 z 之壓力 P。

$$P=Pa+\rho g(\zeta-Z) \quad (11)$$

其中 Pa 爲大氣壓力，ξ爲自由水面偏離平均海面之位移。

將(5)式與(6)式垂直積分，並代入邊界條件(7)－(10)及(11)式，則可得：

$$\frac{\partial U}{\partial t}=fV-\frac{1}{\rho}(\zeta+H)(\frac{\partial Pa}{\partial x}+\rho g\frac{\partial\zeta}{\partial x})+\frac{\tau_{sx}-\tau_{bx}}{\rho}$$
$$-\left(\frac{\partial}{\partial x}\int_{-H}^{\zeta}uudz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{-H}^{\zeta}uvdz\right)+\left(\frac{\partial}{\partial x}\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial u}{\partial x}dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial u}{\partial y}dz\right) \quad (12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}=-fU-\frac{1}{\rho}(\zeta+H)(\frac{\partial Pa}{\partial y}+\rho g\frac{\partial\zeta}{\partial y})+\frac{\tau_{sy}-\tau_{by}}{\rho}$$
$$-\left(\frac{\partial}{\partial x}\int_{-H}^{\zeta}vudz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{-H}^{\zeta}vvdz\right)+\left(\frac{\partial}{\partial x}\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial v}{\partial x}dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial v}{\partial y}dz\right) \quad (13)$$

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t}=-(\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial y}) \quad (14)$$

其中 U、V 分別爲 x，y 方向的水量輸送，即

$$U=\int_{-H}^{\zeta}udz \quad , \quad V=\int_{-H}^{\zeta}vdz$$

爲了解出(12)至(14)之聯立方程式，其中有幾項採用下列之近似關係。對於非線性項，其近似關係如下：

$$\int_{-H}^{\zeta}uudz=\frac{UU}{H+\zeta} \quad , \quad \int_{-H}^{\zeta}uvdz=\frac{UV}{H+\zeta}$$

$$\int_{-H}^{\zeta}vudz=\frac{VU}{H+\zeta} \quad , \quad \int_{-H}^{\zeta}vvdz=\frac{VV}{H+\zeta}$$

理論上要計算上述之積分，需要明瞭水平速度之垂直分佈；而在上式中我們把水平速度之垂直平均做爲實際水平速度之近似值。我們假定水平渦流摩擦係數沿整個水深，都是常數。則渦流摩擦力可以如下列近似關係表示：

$$\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial u}{\partial x}dz=A\frac{\partial U}{\partial x} \quad , \quad \int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial u}{\partial y}dz=A\frac{\partial U}{\partial y}$$
$$\int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial v}{\partial x}dz=A\frac{\partial V}{\partial x} \quad , \quad \int_{-H}^{\zeta}A\frac{\partial v}{\partial y}dz=A\frac{\partial V}{\partial y} \quad (15)$$

因此(12)式和(13)式中，水平渦流輻散項就可假定爲與海水體積輸送量之Laplacian 成比例了。海底摩擦剪力假定是與海底附近之流速平方成比例即：

$$\tau_b = \rho k \mid \vec{V}_b \mid \vec{V}_b \tag{16}$$

其中$\tau_b \equiv (\tau_{bx}, \tau_{by})$，同時k是無因次底層摩擦係數，其值在$2.5 \times 10^{-3}$左右，如果我們假定水平速度之垂直分佈是均勻的，則海底附近之流速，可以列近似關係表示：

$$\vec{V}_b = (u,v) = \frac{(U,V)}{(H+\zeta)}$$

其中 (U，V) 表示海水輸送向量。因此我們可得

$$\frac{\vec{\tau}_b}{\rho} = k \left| \frac{(U,V)}{(H+\zeta)^2} \right| \frac{(U,V)}{(H+\zeta)} = k \frac{|(U,V)|}{(H+\zeta)^2}(U,V) = B(U,V) \tag{17}$$

其中$B = k \cdot \frac{|(U,V)|}{(H+\zeta)^2} = k \cdot \frac{|(U,V)|}{H^2}$

在上式中，因ζ遠小於 H，比較起來ζ可以忽略。

引起暴潮之外力爲海面上氣壓梯度力和風剪力。海面上風剪力通常與風速平方成比例如下：

$$\tau_s \equiv (\tau_{sx}, \tau_{xy}) = \rho_a C_d |\vec{W}| \vec{W} \tag{18}$$

其中ρa爲空氣密度($\approx 1.2 \times 10^{-3}$c.g.s.)，而$\vec{W}$爲海面上10公尺上之風速。$C_d$代表拉力係數(drag coefficient)，其值在 1.2×10^{-3}左右。在海岸我們假定垂直於岸之流速爲零，同時也假定無滑動條件。由以上之討論，(12)式和(13)式可以轉換成下列式子

$$\frac{\partial U}{\partial t} = fV - \frac{H}{\rho}\frac{\partial Pa}{\partial x} - gH\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{UU}{H}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{UV}{H}\right)\right] + A\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right) \tag{19}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -fU - \frac{H}{\rho}\frac{\partial Pa}{\partial y} - gH\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{VU}{H}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{VV}{H}\right)\right] + A\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right) \tag{20}$$

在式中，（H＋ζ）項都以H爲其近似值，因爲ζ比起H甚小之故。

四、潮汐與暴潮模式之運用

(14)，(19)和(20)式三式聯立就是潮汐與暴潮的控制方程式。這些微分方程式，可改寫成定差方程式，如此即可解出平均流速及水位變化。但如運用於潮汐，則可以不需要考慮水平氣壓梯度（∇Pa）及風剪力（τ_{sx}，τ_{sy}）。而海域模式中的潮汐現象，係由開口邊界上潮汐波動傳入而產生，開口邊界的潮汐變化可藉由該處的潮汐調和常數推算出來如第二節所述。通常開口邊界上的潮汐調和常數，可由同潮線(cotidal line)圖及等潮線(co-range line) 圖推算出來(李賢文，1987)。通常同潮線及等潮線大都僅有M_2、S_2、K_1、O_1四個分潮，因此潮汐模式中所計算出來的潮汐，僅是這四種分潮的合成。一般而言這四種分潮振幅的合成，佔全部分潮振幅總合的80% 以上，因此即使我們僅利用這四種分潮計算，模式計算結果也相當準確；當然如要提高潮汐模式的精確度，則開口邊界潮汐應由更多的分潮合成。

當我們利用(14)式，(19)式和(20)式計算暴潮時，則需要有氣壓與風的分佈資料。最實際的作法，應該有預測時間的氣壓與風的資料，隨時可供輸入。但目前國內颱風模式並未與暴潮模式結合，所以當我們計算暴潮時並沒有及時的氣壓與風的資料可供輸入；爲了突破此種困境，我們只有利用理想的颱風模式，通常我們可以利用Jelensnianski(1965)所發展的颱風模式，在其模式中，風速對中心而言是對稱的，同時配合颱風移動速度而修正。而颱風內的氣壓，則以旋轉風(cyclestrophic wind) 與氣壓梯度的關係而導出來。此種模式颱風僅需要一些氣象局常發佈的颱風資料，即颱風中心所在的位置及時間、最大風速、最大風速與中心距離、颱風中心移動速度、颱風移動方向、中心氣壓、遠離颱風中心之氣壓。將這些資料輸入Jelensnianski的颱風模式中，就可得到其風場與氣壓場，可供暴潮模式輸入之用。暴潮模式的開口邊界，可利用輻射邊界條件來處理。

五、未來研究之展望

如同上述，對於潮汐模式目前我們僅能計算四個分潮的合成。但未來如亞洲太平洋沿岸的國家，都能自由交換其潮汐資料，我們可以分析得

到更多的潮汐調和常數，則開口邊界上可以得到更多的分潮，而潮汐模式計算結果也將更準確。

未來如颱風預報模式能配合暴潮模式之需求，將颱風預報模式所得之氣壓場及風場及時輸入暴潮模式，則所得到暴潮預報結果，將更爲良好。同時我們也可以將潮汐與暴潮的模式結合；即在開口邊界上，代入顛倒氣壓計效應，與分潮合成之水位，而在模式內則輸入颱風場資料。如此可以探討潮汐與暴潮的合成效應。

六、參考文獻

王崇岳（1977）台北地區洪患問題之研究。台灣水利，第二十五卷第三期。

王 博（1971）台灣海岸暴潮推算方法之研究。國家科學委員會工程研究中。心，六十年度研究報告。

李賢文（1984）沿岸窪地與海水堆升之研究(1)"台灣周圍海域颱風暴潮數值模式"。國家科學委員會 防災科技研究報告 73-01 號。

連三郎（1977）潮汐預報電腦程式模型。台灣大學海洋研究所專刊。

黃壽銘（1975）花蓮暴潮推算之研究。台灣大學海洋研究所碩士論文。

劉肖孔（1987）台灣海域颱風暴潮及氣象潮數值預報模式研究計劃，第三階段成果報告。中央氣象局研究報告第 279 號。

魏靖松（1976）暴潮統計分析及數值推算。成功大學水利及海洋工程研究所碩士論文。

BRETSCHNEIDER, C. L. (1967) Storm Surges, Advances in Hydroscience. Volume 4.

FISCHER, G. (1959) Ein Numerisehes Verfahrem zur Errechnung von Windstau und Gezeiten in Randmeeren. Tellus 11: 60-76.

HANSEN, W. (1956) Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Stromungen in Randmeeren nebst Anwendungen. Tellus 8: 287-300.

HARRIS, D. L. and C. P. JELESNIANSKI (1964) Some problems involved in the numerical solutions of tidal hydraulics equations. Month Weather. Rev. 92: 409-422.

Jelensnianski, C.P.（1965）A numerical calculation of storm tides induced by a tropical storm impinging on a continental shelf. Monthly Weather Rev. ，vol. 93，pp. 343-358.

Jelensnianski, C. P., Jye Chen, and W. A. Shaffer, (1992): SLOSH: Sea, Lake, and Overland Surges from Hurricanes, NOAA Technical Report NWS 48, National Oceanic and Atmospheric Administration, U. S. Department of Commerce.

Li, Hsien-Wen（李賢文,1979）Numerical prediction of typhoon surges along the coast area of Taiwan Strait，Acta Oceanographica Taiwanica,No.10, pp. 50-66.

Li, Hsien-Wen (李賢文,1987) A Numerical predictive model of tides in the sea adjacent to Taiwan. Proceedings of the National Science Council, Part A, vol.11, No.1, pp.78-89.

PLATZMAN, G. W. (1958) A numerical computation of the surge of 26 June 1954 on Lake Michigan. Geophysica 6:407-438.

PLATZMAN, G. W.(1963) The dynamic prediction of wind tides on Lake Erie. Meteor. Monog. 4(26). 44 pp.

SIELECKI, A. (1968) An energy-conserving difference scheme for the storm surge equations. Monthly Weather. Rev. 96: 150-156.

Schureman, P: (1958) Manual of harmonic analysis and prediction of tides U. S. Dept. of commerce, Coast and Geodetic Sunvey, PP. 317, Special Publication No. 98.

WELANDER, P. (1961). Numerical Prediction of storm surges. Advances in Geophysics. 8:315-379.

ON THE DEVELOPMENT OF NUMERICAL MODELS OF TIDE AND STORM SURGE AROUND TAIWAN

Hsien-Wen Li
Department of Oceanography
National Taiwan Ocean University

ABSTRACT

Both tide and storm surge denote the sea level change, but their causes are quite different. Tide is due to the astronomical causes associated with the motion of moon-earth and sun-earth systems. The tidal phenomena are strictly periodic. Storm surge is caused by wind and air pressure gradient. The tide can be accurately predicted in some localites with long tidal records by harmonic method. Prediction of tide and storm surge in a large region of sea will be hopeful by means of numerical models.

Key words: Tide, storm surge, Astronomical, harmonic method.