

非線性水波與結構物交互作用之研究

A STUDY ON NONLINEAR WAVE-STRUCTURE INTERACTIONS

計劃編號：NSC 89-2611-E-002-025

執行期限：88/08/01~89/07/31

主持人：林銘崇 國立台灣大學造船及海洋工程學系教授

一、摘要

當前進波浪通過圓柱時，在結構體前方會產生反射波，而在圓柱後方則會產生 vortex。此 vortex 區域會隨著不同波浪條件而有所不同。本研究主要對於波浪與圓柱交互作用後 wake 區域的特性有初步了解。

(關鍵詞：vortex)

ABSTRACT

When progressing wave encounters a circular cylinder, it will reduce reflective wave in front of obstacle and vortex zone behind the cylinder. The vortex zone will different with different wave conditions. We focus our study in wake zone behind the cylinder when wave interaction with cylinder.

(Keywords: vortex)

二、計劃緣由與目的

由於海洋資源豐富，近幾十年來人類利用海洋結構物採取開發海洋資源也日趨頻繁。但因為海洋結構物所受外力複雜，故其在設計上較陸上結構物困難許多。其主要外力為波浪力，由於波浪形成機制複雜，其與結構物之交互作用解析更是不易，故以往在海洋結構設計上，常因波浪力之估算不正確，而造成結構物之疲勞破壞或共振破壞等。本研究將針對非線性波浪與海洋結構物交互作用之影響，作一初步之研究。

當一穩態流體通過一靜止不動的圓柱時會產生分離 (separation) 現象，並且伴隨著於圓柱後方產生 vortex shedding 和週期性 (periodic) 變化的 wake 區域。而影響此類流場分離現象之參數為 Strouhal number，其定義如下

$$S = f_v d / V$$

其中 f_v 為 vortex shedding 之頻率， V 為流體流速，而 d 為圓柱之直徑。而 S 參數之變化又受雷諾數 Re (Reynolds number) 之影響。波浪為週期性的運動，所以會產生類似週期性振動的流，因此其所造成之 vortex shedding 現象會較穩態流產生之 shedding 複雜很多。而

當圓柱後方發生 vortex shedding 時，它會改變圓柱局部 (local) 之壓力分佈 (即產生隨時間變化的力作用在圓柱上)，當此 vortex shedding 的頻率與圓柱自然頻率 (natural frequency) 相近時共振即產生 (resonance)，圓柱會因而毀壞。因此本研究主要希望能探討此類問題，並進而提供對於此現象之初步研究。

有關波浪折射—繞射之共同效應研究，Homma (1950) 首先以淺水波方程式，用理論解析圓形島嶼附近之波況。Vanstano & Reid (1967) 繼而以有限差分法計算此問題，驗證了 Homma (1950) 的理論解。最近二十年，對於折射—繞射問題才開始一連串有系統的研究。Berkhoff (1972) 在線性波理論的基本方程式中，利用微擾法 (perturbation method) 導出一個二階微分方程式，目前稱之為 Berkhoff 方程式或緩坡方程式 (mild-slope equation)。Smith & Sprinks (1975) 則利用漸近理論，將單一頻率之波浪作近似展開，另行推導緩坡方程式。Tsay & Liu (1982) 使用混合有限元素法 (hybrid finite element method) 求解緩坡方程式，並計算離岸結構物所受之波力及動量。Booij (1981) 將傳統緩坡方程式導入水流效應，並利用變分法中 Lagrangian 理論推導出含流之緩坡方程式，配合有限差分法探討緩變海域波一流交互作用現象。Liu (1983) 亦依據 Smith & Sprinks (1975) 之漸近理論，另行推導此一方程式，並利用拋物近似法 (parabolic approximation) 之技巧將此方程式轉換，計算傾斜海岸附近垂直入射波和射流之間的交互作用現象，並與 Arthur (1950) 之計算例比較。Kirby (1985) 修正 Booij (1981) 及 Liu (1983) 所推導之緩坡方程式，依據 W.K.B. 微擾展開技巧，配合 Lagrangian 理論，重新加以推導緩坡方程式，證明此方程式無須作任何假設近似即可滿足波作用量 (wave action) 守恆方程式。Kirby (1985) 並用拋物近似法分解此方程式，將結果與 Turpin et al. (1983) 之線性化方程式比較，結果頗為一致。Kubo et al. (1992) 則首將

不規則波導入緩坡方程式而提出一適用於不規則波之緩坡方程式。Lin & Hsu (1993) 引用 Kubo et al. (1992) 之觀念，將水流效應入考慮，提出一適用於波流共存場中之不規則波與流之緩坡方程式。

Luke (1966) 首先將動力邊界條件以變分法 (Variational method) 處理，可獲得控制方程式及邊界條件。Isobe (1994) 同樣運用此一方法，且假設波浪之速度勢函數可以視為一水深方向分佈函數與水平方向分佈函數之乘積，將其代入 Euler Equation 後可得到兩個控制方程式，並經由不同水深方向函數之物理假設，可以推導至不同物理現象之控制方程式。

布斯尼斯克方程式 (Boussinesq equation) 可解析波浪在變水深時之淺化、折射、繞射、部分反射及有限振幅且可處理方向性與不規則性等現象。此方程式對於非線性與分散性之效應同時考慮，在處理不同問題時，其速度變數表示有一些不同型式，如表面速度、水底速度、水深平均速度與水深積分速度等不同型態。其次由於非線性與分散性等項都是高次項，所以可以配合線性長波方程式求解。傳統布斯尼斯克方程式在應用上之限制主要是必須滿足淺水條件。Peregrine (1967) 首先導出一方程式適用於變水深中處理長波問題，當水深不變時此方程式與傳統之等水深布斯尼斯克方程式是一致的。Madsen 等人 (1991) 提供一改善原傳統布斯尼斯克方程式分散特性之方程式，可描述從深水到淺水之波浪變化且比原方程式在水深條件方面限制較少（水深與深水波長比可小於 0.05），在深水條件時此方程式與司脫克第一階理論 (Stokes first-order theory) 一致，而淺水條件時與標準布斯尼斯克方程式是一致的，並且在處理不規則波浪之淺化與折射及波浪間之非線性作用比傳統布斯尼斯克方程有更精確之結果。Nwogu (1993) 使用任意水深之水平速度為變數從連續方程式 (Continuity equation) 及尤拉方程式 (Euler equation) 導出一新布斯尼斯克方程式，此方程式與 Madsen 等人 (1991) 使用不同型態之 Pade approximation 處理分散關係式。Gobbi et al. (2000) 推導出一準確到 $o(kh^4)$ 之非線性布斯尼斯克方程式，此方程式可以表現弱非線性包絡波在中間水深，而在窄頻不規則波之應用上，可以將波高表示成 stokes 展開，我們可以得到二次簡諧之非線性分散與穩定性結果如同水丁格方程式 (Schrödinger equation) 一樣好。Kennedy et al. (2000) 使用布斯尼斯克方

程式處理 surf zone，在模擬碎波狀況時使用 momentum-conserving eddy viscosity 技術，viscosity 位在碎波的前面。經過數值與實驗驗證後發現對於規則波與不規則波之淺化、碎波與朔生 (runup) 有相當好的結果。

三、研究方法與成果

假設波流場中之流體滿足非壓縮性及非黏性，則控制方程式及邊界條件如下：

$$\nabla^2 \phi + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 + g\eta = 0, z = \eta \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \phi \cdot \nabla \eta, z = \eta \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} + \nabla \phi \cdot \nabla h = 0, z = -h \quad (4)$$

其中

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$$

ϕ ：速度勢函數

η ：水表面變動量

x, y, z ：空間座標

t ：時間

h ：水深

首先使用變分原理，將動力邊界條件作一處理：

$$L[\phi, \eta] = \int_0^T \int_A \int_{-h}^{\eta} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 + gz \right\} dz dA dt \quad (5)$$

假設速度勢函數可分為純流之速度勢函數 $\phi_U(\mathbf{x})$ 與波流交互作用後之速度勢函數 $\phi_w(\mathbf{x}, z, t)$ 之和，並且波流交互作用後之速度勢函數可視為水深方向分佈函數 Z_α 與水平方向分佈函數 f_α 之乘積，

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_U(\mathbf{x}) + \phi_w(\mathbf{x}, z, t) = \phi_U(\mathbf{x}) + \sum_{\alpha=1}^n Z_\alpha(z, h(\mathbf{x})) f_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ &= \mathbf{U} \cdot \mathbf{x} + Z_\alpha f_\alpha \end{aligned} \quad (6)$$

將(6)式代入(5)式化簡後可得，

$$L[f_\alpha, \eta] = \int_0^T \int_A \xi \left(f_\alpha, \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}, \nabla f_\alpha, \eta \right) dA dt \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \xi \left(f_\alpha, \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}, \nabla f_\alpha, \eta \right) &= \frac{g}{2} (\eta^2 - h^2) + \tilde{Z}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \\ &\frac{1}{2} A_{\alpha\beta} \nabla f_\alpha \nabla f_\beta + \frac{1}{2} B_{\alpha\beta} f_\alpha f_\beta + C_{\alpha\beta} f_\alpha \nabla f_\beta \nabla h + \\ &\frac{1}{2} D_{\alpha\beta} f_\alpha f_\beta (\nabla h)^2 + \frac{1}{2} |\mathbf{U}|^2 (\eta + h) + \tilde{Z}_\alpha \nabla f_\alpha \cdot \mathbf{U} \\ &+ \tilde{E}_\alpha f_\alpha \nabla h \cdot \mathbf{U} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_\alpha &= \int_h^\eta Z_\alpha dz, \quad A_{\alpha\beta} = \int_h^\eta Z_\alpha Z_\beta dz, \quad B_{\alpha\beta} = \int_h^\eta \frac{\partial Z_\alpha}{\partial z} \frac{\partial Z_\beta}{\partial z} dz, \\ C_{\alpha\beta} &= \int_h^\eta \frac{\partial Z_\alpha}{\partial h} Z_\beta dz, \quad D_{\alpha\beta} = \int_h^\eta \frac{\partial Z_\alpha}{\partial h} \frac{\partial Z_\beta}{\partial h} dz, \quad \tilde{E}_\alpha = \int_h^\eta \frac{\partial Z_\alpha}{\partial h} dz. \end{aligned}$$

$$\text{因為 } \xi = \xi \left(f_\alpha, \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}, \nabla f_\alpha, \eta \right),$$

所以 Euler Equation 可表示為，

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{c}{\alpha} \left[\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right] - \nabla \left[\frac{\zeta}{\alpha \nabla f_\alpha} \right] = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{c}{\alpha} \left[\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] - \nabla \left[\frac{\zeta}{\alpha \nabla f_\alpha} \right] = 0 \quad (10)$$

將 (8) 式代入 (9)、(10) 式，並假設海底地形為緩變， $(\nabla h)^2$ 及底床之曲率（二階微分）可以忽略，則可得下列二式：

$$Z_\alpha^\eta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla [A_{\alpha\beta} \nabla f_\beta] - B_{\alpha\beta} f_\beta + (C_{\beta\alpha} - C_{\alpha\beta}) \nabla f_\beta \nabla h + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} Z_\beta^\eta \nabla \eta \nabla h + \mathbf{U} \cdot (Z_\alpha^\eta \nabla \eta + Z_\alpha^\eta \nabla h) = 0 \quad (11)$$

$$g \eta + Z_\alpha^\eta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{2} (Z_\alpha^\eta Z_\beta^\eta \nabla f_\alpha \nabla f_\beta + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} \frac{c Z_\beta^\eta}{\alpha} f_\alpha f_\beta) + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} Z_\beta^\eta \nabla f_\beta \nabla h + f_\alpha \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} \mathbf{U} \cdot \nabla h + \frac{1}{2} |\mathbf{U}|^2 + Z_\alpha^\eta \mathbf{U} \cdot \nabla f_\alpha = 0 \quad (12)$$

當 $\mathbf{U}=0$ 時，上二式可以化簡為

$$Z_\alpha^\eta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla [A_{\alpha\beta} \nabla f_\beta] - B_{\alpha\beta} f_\beta + (C_{\beta\alpha} - C_{\alpha\beta}) \nabla f_\beta \nabla h + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} Z_\beta^\eta \nabla \eta \nabla h = 0 \quad (13)$$

$$g \eta + Z_\alpha^\eta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{2} (Z_\alpha^\eta Z_\beta^\eta \nabla f_\alpha \nabla f_\beta + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} \frac{c Z_\beta^\eta}{\alpha} f_\alpha f_\beta) + \frac{c Z_\alpha^\eta}{\alpha} Z_\beta^\eta \nabla f_\beta \nabla h = 0 \quad (14)$$

方程式 (13) 及 (14) 與 Isobe (1994) 所推導之方程式一致。假設 Z_1, Z_2 沿水深方向之函數分佈形式，且忽略高次微小項後所得之控制方程式，此方程式即是考慮非線性下波流交互作用下之流場之控制方程式，其次運用有限差分數值計算技巧，對方程式離散差分並進行數值解析，並嘗試簡單之數值實驗，以確定方程式之可靠性。

假設 $Z_1=1, Z_2=0$ 時，水平水粒子速度 $\nabla \phi_w = \nabla f_\alpha = \mathbf{u} = (u, v)$ ，所以

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla [(h + \eta) \mathbf{u}] + \mathbf{U} \cdot [\nabla \eta + \nabla h] = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + g \nabla \eta + |\mathbf{U}| \nabla U + \nabla (\mathbf{U} \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (16)$$

當 (15)、(16) 二式中 $\mathbf{U}=0$ ，可簡化成為淺水長波方程式。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla [(h + \eta) \mathbf{u}] = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + g \nabla \eta = 0 \quad (18)$$

針對淺水長波來探討波與結構物交互作用後所產生 wake 之複雜現象。

四、討論

使用有限差分 (finite element) 交錯網格 (staggered grid method) 顯式蛙跳 (explicit leap-frog) 計算法，網格定義方式如圖 1，進行數值計算，其計算領域定義如圖 2 所示： X 範圍為 0~30m， Y 為 0~30m，水深 $h_0=0.32$ m，圓柱高 0.625m，緩變地形斜率為 0.25。

方程式 (17) 及 (18) 重新表示如下：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(h + \eta)] + \frac{\partial}{\partial y} [v(h + \eta)] = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (21)$$

方程式中有關 convective term 採用 upwind method 方法。在邊界條件處理方面，因計算領域左邊為入射條件，右邊及上面邊界假設滿足輻射邊界條件 (radiation boundary condition)，意即波浪傳遞到此邊界時不產生反射波，其作法如下：

如圖 3 所示，假設 o 點在 n 時刻之物理量在下一時刻 $n+1$ 時移動到 b 點，故此物理量可表示為

$$\eta_b^{n+1} = \eta_o^n, u_b^{n+1} = u_o^n, v_b^{n+1} = v_o^n$$

由於我們所針對處理之問題為淺水長波，因其波速 $C = \sqrt{gh}$ ，所以 $l = \sqrt{gh} \Delta t$ 。而 η_o^n, u_o^n, v_o^n 可由 a, b, c, d 四點在 n 時刻值內差獲得，如此便可得到邊界點在 $n+1$ 時刻值。

而在圓柱岸線附近採用移動邊界條件 (moving boundary condition)，須要每一時刻重新推算岸線位置，在此定義水深在水線底下為正，在水線上則為負，若 $H_{i,j} = h_{i,j} + \eta_{i,j}$ 則在 X 方向可決定如下：

1. 若 $H_{i+1,j} \leq 0$ 且 $h_{i+1,j} + \eta_{i,j} \leq 0$ ，則岸線介於點 (i, j) 和 $(i+1, j)$ 之間，而 $u_{i+\frac{1}{2},j} = 0$ 。
2. 若 $H_{i+1,j} \leq 0$ 且 $h_{i+1,j} + \eta_{i,j} > 0$ ，則岸線介於點 $(i+1, j)$ 和 $(i+2, j)$ 之間，而 $u_{i+\frac{3}{2},j} = 0$ 。

同理依循上面方式可決定 Y 方向岸線變化，而且因為岸線變化與整個計算領域比較起來算是很小的部份，故僅須計算附近變化以節省計算時間。

由以上之差分式及邊界條件便可計算模擬淺水長波作用後之整個水位變化及流場狀況。在此須強調的是式 (19) 必須對整個計算領域進行計算，而式 (20) 及 (21) 只要計算岸線以下有水的部份即可。

因為採用顯式差分式，對於網格間距及時間間距值不能太大。故選定網格間距 $\Delta x=0.1$ m、 $\Delta y=0.1$ m，計算時階 $\Delta t=0.02$ sec。以下針對計算結果進行討論：

給定不同週期之規則波為入射條件，表一為入射波浪條件。其中各資料點座標位置如下表二所列，單位為公尺 (m)，

case1	$T=6$ sec
case2	$T=12$ sec
case3	$T=24$ sec

表一 入射波浪條件

	X 座標	Y 座標		X 座標	Y 座標
gauge1	5.05	15.05	gauge9	15.05	18.75
gauge2	10.95	15.05	gauge10	15.05	19.55
gauge3	11.45	15.05	gauge11	17.55	15.05
gauge4	11.95	15.05	gauge12	18.05	15.05
gauge5	12.45	15.05	gauge13	18.55	15.05
gauge6	15.05	17.55	gauge14	19.05	15.05
gauge7	15.05	17.95	gauge15	24.95	15.05
gauge8	15.05	18.35			

表二 各資料點座標位置

圖 4 為 $T=6$ sec 之不同時間計算流場圖，共有 $t=15$ sec、 30 sec、 45 sec 及 60 sec 之四種時間之流場圖，範圍為 $10 \leq X \leq 20$ 、 $10 \leq Y \leq 20$ 。由圖中可以明顯看出在圓柱附近因水深較淺，所以流速會比其它地方大。因其入射條件為週期性波浪，故在圓柱周圍會產生類似週期性 vortex 現象，而此 vortex 週期明顯與入射波浪週期大小有關連。圖 4、5 及圖 6 其波高大小都相同，而週期完全不同。因此在相同時間會有不同之 vortex 流場。在圖 4 中因為週期 $T=6$ sec 所以理論上(b) $t=30$ sec 及(d) $t=60$ sec 之 vortex 流場應該相同，然而由圖上可以看出這二張圖有不小差異，主要是此 vortex 是一非線性機制，故才會有所差異。而圖 7、8 和 9 為不同地點波高變化歷時圖，由圖上可以看出在圓柱前後波高會比其它地方稍大，此乃由於波浪產生反射、繞射及二波交互作用之影響。當週期較大時，在 gauge5 及 11 二處波高尖銳度明險比週期小時為小。

綜合以上之計算結果可知，波浪與圓柱交互作用後所產生之 vortex 是一種非線性現象。不同時間會有不同流場產生

五、參考文獻

1. Arthur, R.S., "Refraction of Shallow Water Waves: The Combined Effects of Currents and Underwater Topography", EOS Trans. AGU, Vol. 31, pp.549-552, 1950.
2. Berkhoff, J.C.W., "Computation of Combined Refraction-Diffraction," Proc. of 13th International Conf. on Coastal Eng. Van D.C., Canda, ASCE, pp.471-490, 1972.
3. Booij, N., "Gravity Waves on Water with Non-Uniform Depth and Current," Communication on Hydraulics, Report No. 81-1, Dept. of

Civil Eng., Delft Univ of Technology, The Netherlands, 1981.

4. Chen, Qin, J.T. Kirby, R.A. Dalrymple, A.B. Kennedy and A. Chawla, "Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. I: 2D," J. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., pp.48-56, 2000.
5. Gobbi, M.F., J.T. Kirby and G. Wei, "A Fully Nonlinear Boussinesq Model for Surface Waves. Part 2. Extension to $o(kh^4)$ ", J. Fluid Mech., Vol. 405, pp.181-210, 2000.
6. Homma, S., "On the Behavior of Seismic Sea Waves Around a Circular Island", Geophys. Mag., Vol. 21, pp.199-208, 1950.
7. Isobe, M., "Comparative Study of Equations for Analyzing Coastal Wave Transformation", Journal of Hydraulic, Coastal and Environmental Engineering, Japan Society of Civil Engineers, No.491, pp.1-14, 1994. (in Japanese)
8. Kennedy, A.B., Q. Chen, J.T. Kirby, and R.A. Dalrymple, "Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. I: 1D," J. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., pp.39-47, 2000.
9. Kirby, J.T., "A Note on Linear Surface Wave-Current Interaction over Slowly Varying Topography", J. Geophys. Res., Vol. 89, No. C1, pp.325-331, 1985.
10. Kubo, Y., Y. Kotake, M. Isobe and A. Watanabe, "Time-Dependent Mild Slope Equation for Random Waves", Proc. of the 23rd International Conference on Coastal Engineering Venice, Italy, 1, pp.409-431, 1992.
11. Lin M.C. and M.C. Hsu, "Refraction-Diffraction of Random Waves with Currents", Proceedings of Third R.O.C. and Japan Joint Seminar on Natural Hazards Mitigation, pp.248-257, 1993.
12. Liu, P.L. -F., "Wave-Current Interactions on a Slowly Varying Topography", J. Geophys. Res., vol. 88, pp.4421-4426, 1983.
13. Liu, P.L. -F., Y.S. Cho, M.J. Briggs, U.K. Lu. and C.E. Synolakis, "Runup of Solitary Waves on a Circular Island", J. Fluid Mech., Vol.302, pp.259-285, 1995.
14. Luke, J.C., "A Variational Principle for a Fluid with a Free Surface", J Fluid Mech., Vol. 27, pp.395-397, 1967.
15. Madsen, P.A., Russel Murry and Ole R. Sorensen, "A New Form of the Boussinesq Equations with Improved Linear Dispersion Characteristics. Part 1", Coastal Eng., Vol. 15, pp.371-388, 1991.
16. Nwogu, O., "An Alternative Form the Boussinesq Equation for Near Shore Wave Propagation", J. Waterway, Port, Coast Ocean

- gation", J. Waterway, Port, Coast Ocean Eng. ASCE, Vol. 119(6), pp.618-638, 1993.
17. Peregrine, D.H., "Long Waves on Beach", J. Fluid Mech., Vol. 27, Part 4, pp.815-827, 1967.
 18. Smith, R. and T. Sprinks, "Scattering of Surface Wave by a Conical Island", J. Fluid Mech., Vol. 72, pp.373-384, 1975.
 19. Tsay, T.K. and P.L. -F. Liu, "Numerical Solution of Water Wave Refraction and Diffraction Problem in the Parabolic Approximation", J. Geophys. Res., vol. 87, No. 10, pp.7932-7940, 1982.
 20. Turpin, F.M., C. Benmoussa and C.C. Mei, "Effects of Slowly Varying Depth and Current on the Evolution of a Stokes Wave-Packet", J. Fluid Mech., Vol. 132, pp.1-23, 1983.
 21. Vanstano, A.C. and R.O. Reid, "Tsunami Response for Island: Verification of a Numerical Procedure", J. Mar. Res., Vol. 25, pp.129-139, 1967.

六、圖

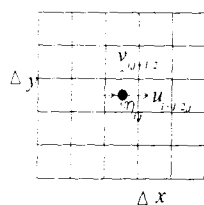


圖1 網格定義圖

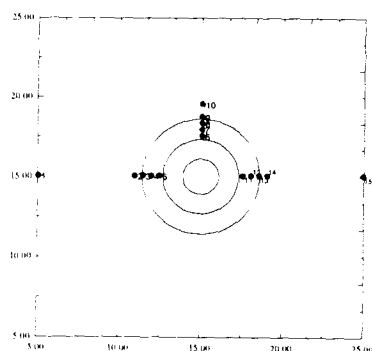


圖2 計算領域定義圖

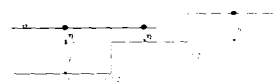
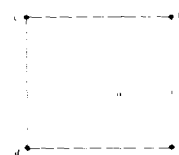
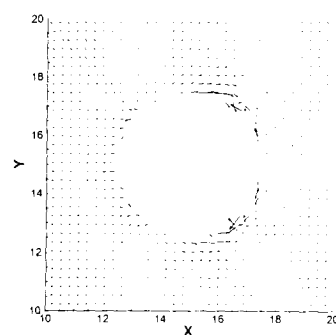
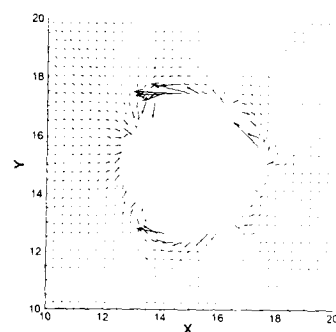


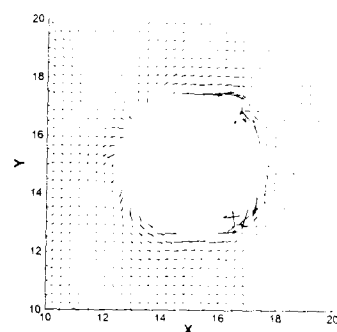
圖3 幅射邊界及移動邊界示意圖



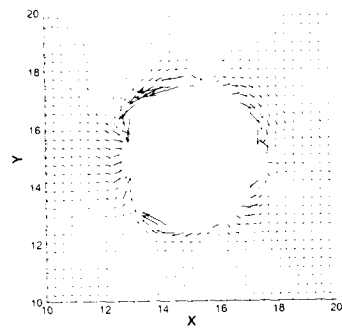
(a) $t=15$ sec



(b) $t=30$ sec

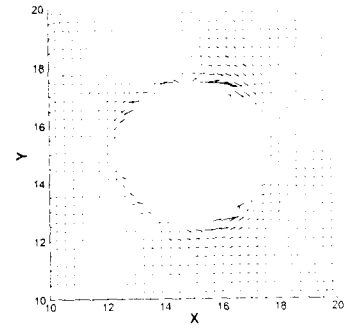


(c) $t=45$ sec



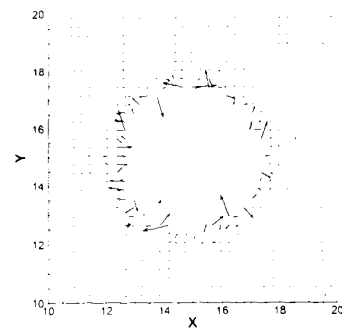
(d) $t=60$ sec

圖4 計算條件 $T=6$ sec 之計算結果流場圖

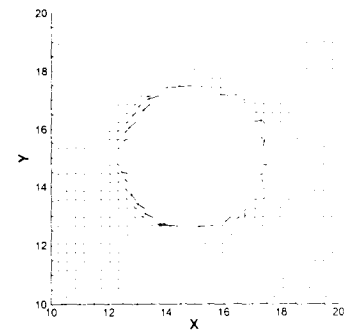


(d) $t=60$ sec

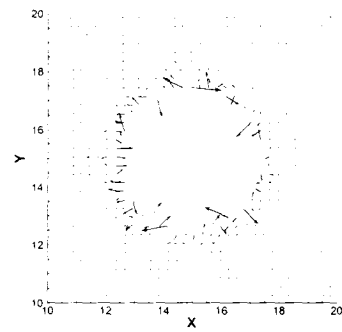
圖5 計算條件 $T=12$ sec 之計算結果流場圖



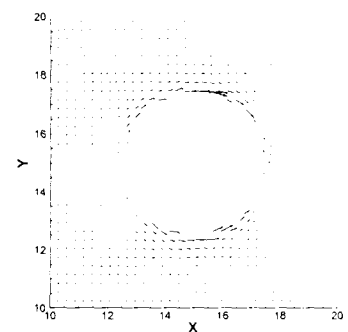
(a) $t=15$ sec



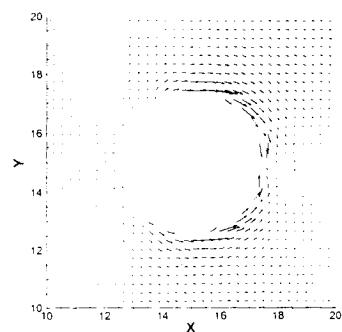
(a) $t=15$ sec



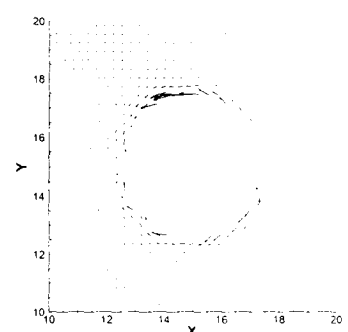
(b) $t=30$ sec



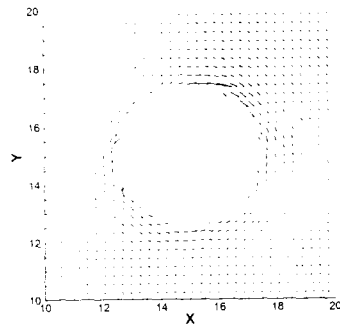
(b) $t=30$ sec



(c) $t=45$ sec



(c) $t=45$ sec



(d) $t=60$ sec

圖6 計算條件 $T=24$ sec 之計算結果流場圖

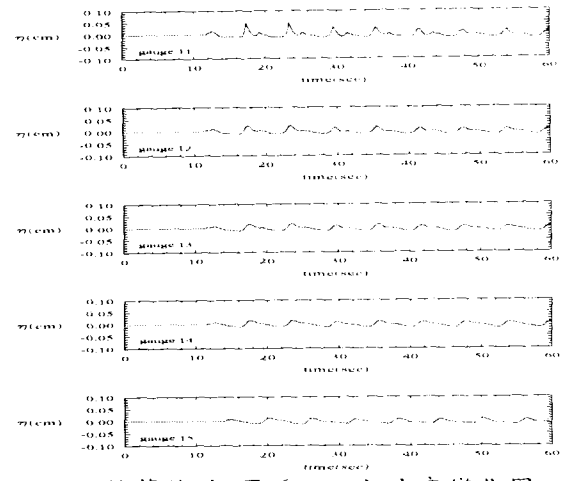
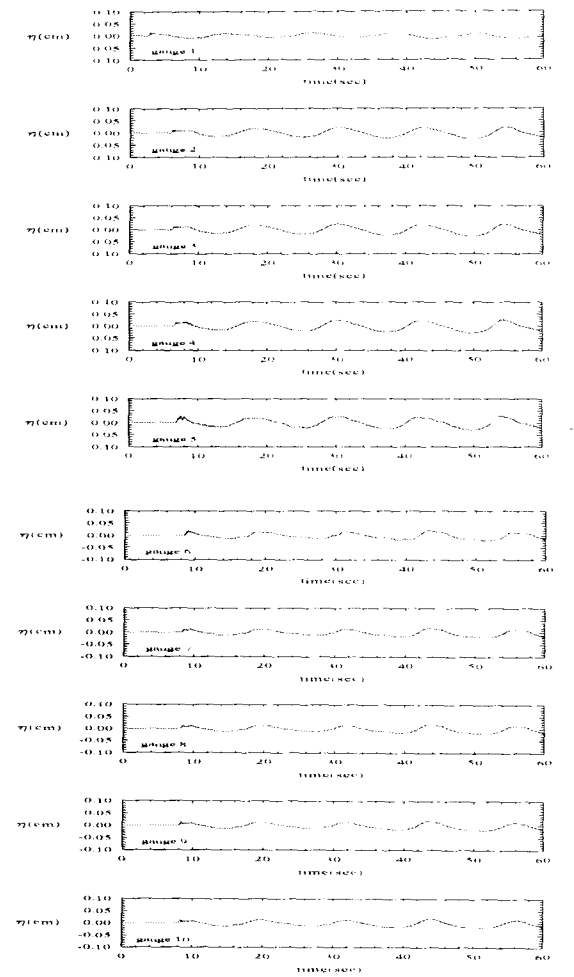
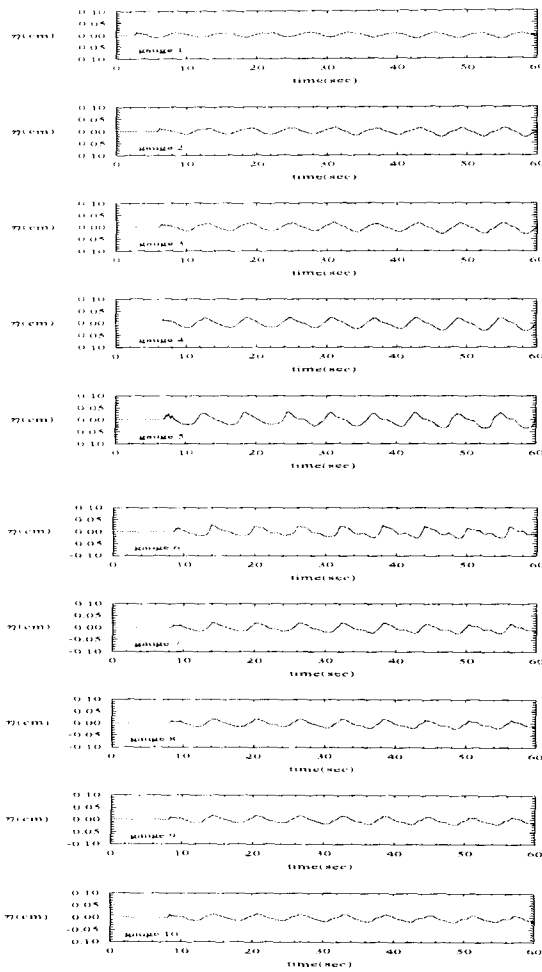


圖7 計算條件 $T=6$ sec 之波高變化圖



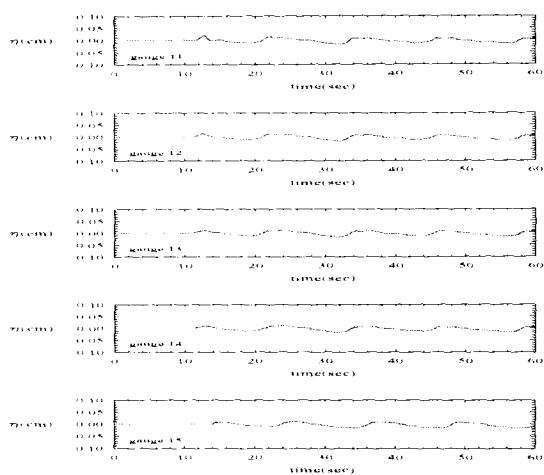


圖8 計算條件 $T=12$ sec 之波高變化圖

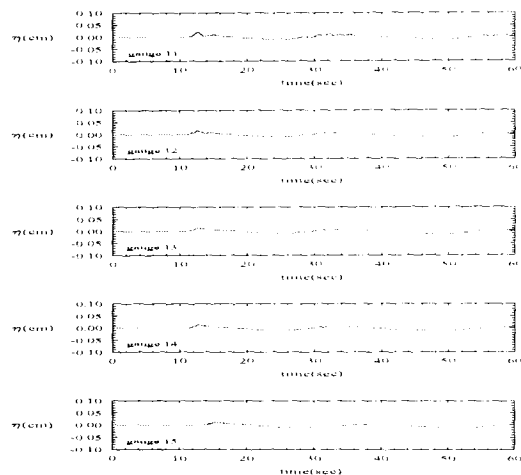


圖9 計算條件 $T=24$ sec 之波高變化圖

