

區域化颱風波浪現報模式之研究(I) -SWAN 波浪模式推算週期之探討

李汴軍¹ 鄭皓元² 范揚洛³ 高家俊⁴

¹ 華梵大學環境與防災設計學系副教授

² 成功大學水利及海洋工程所博士班研究生

³ 成功大學水利及海洋工程所博士班研究生

⁴ 成功大學水利及海洋工程學系教授兼近海水文中心主任

摘要

應用 SWAN 波浪模式推算波浪變化，在風浪成長的模擬過程，出現高估高頻能量及低估低頻能量的現象，導至週期低估。本文探討波浪模式的原函數之各項能量變化，發現白沫消散項採用平均尖銳度來決定波浪是否消散是導致高頻與低頻能量不合理的消散的主因，因此本文利用 Alves & Banner(2000、2002、2003)所提出之飽和形態消散項來取代原本之消散項，其概念為依據各個成份波的尖銳度是否超過一破碎門檻來決定消散與否，但 Alves & Banner 的經驗式不考慮水深的效應，無法直接應用在 SWAN 波浪模式，故本文透過 Jacobian 轉換與分散關係式加入水深的效應，以避免波浪傳遞至近岸時受淺化影響產生不合理的消散。再利用實測資料配合數值的測試來率定參數，以獲得適合於台灣海域之參數，最後由驗證結果顯示，採用新的消散項能改善高頻高估與低頻低估的現象，並獲得較好的波浪週期推算結果。

On the Estimation of Wave Period in SWAN Wave Model

Beng-Chun Lee Hao-Yuan Cheng Yang-Ming Fan Chia-Chuen Kao

ABSTRACT

This study adopts the SWAN wave model for wave simulation in Taiwan water. Simulation results show that the estimations of wave period are always underestimated. In order to overcome this predicament, we change different kind of source terms and parameters involved in the SWAN wave model, despite of the fact that no precise results have been found. We further found the reason for unaccuracy results might be induced according to unreasonable wave dissipation rate. Because the overall steepness involved in dissipation term, it might induce less dissipated energy in high frequency and more energy in low frequency, respectively. These conditions especially occur in wave energy distributed widely within frequency bands. This study attempted a new dissipation formula based on individual steepness parameter into the SWAN wave model. It can obtain more precise wave period estimated results from present modification.

一、前言

目前被廣為應用的波浪模式是基於波譜的概念來解析波浪，其中波浪成長與消散的過程乃採用半經驗公式來描述，但半經驗公式中包含許多參數來涵蓋未知的成長與消散機制，所以假設整個波浪

成長與消散過程會達到一平衡領域來決定參數，此平衡領域即為 Pierson 與 Moskowitz、JONSWAP、Kahma 與 Calkoen 由觀測所獲得之結果。從 1960 年第一代波浪模式發展到現今的第三代波浪模式，大多的研究是針對風浪生成之描述，而波浪消散機制之研究則較缺乏，最早波浪消散機制的研究是由

Hasselmann(1974)所提出。近來由於觀測與量測技術的提升，對於波浪消散的機制有較多的觀測與量測，學者開始對於模式中所採用之消散項提出修正，如 Donelan 與 Yuan(1994)、Tolman 與 Chalikov(1996)、Banner(1994、2000、2002)、Melville 與 Matusov(2002)等人，研究結果指出波浪發展過程中，高頻能量的消散具有較高的非線性成分，且高頻與低頻波浪能量的消散應是不同的消散機制所造成，這些學者針對觀測與量測的結果提出新的消散項，然而利用這些消散項推算波浪，僅有波高的推算能令人滿意，週期卻與實測有很明顯的誤差。實際工程應用除了需要波高值外，對於港池振盪與碎波帶內波揚的計算皆需要正確的週期資訊才能獲得正確之結果。

本文分析 SWAN 波浪模式各能量項，發現波浪週期推算的準確性與所採用的消散機制大有的關性，若能以適當的消散項取代原本之消散項，勢必能改善週期的推算。以下描述 SWAN 波浪模式如何採用 Banner(2002、2003)於消散項之研究成果，經由進一步對於消散項的公式討論與修正，進而改善了週期的推算，獲得較好之推算結果。

二、理論分析

SWAN(Simulating Waves Nearshore)波浪模式係由荷蘭 Delft 大學所發展之第三代波浪模式(Booij 等人, 1996)，模式所用之控制方程式為二維的波浪作用力平衡方程式(wave action balance equation)，如 Eq.(1)、(2)所示：

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial x} C_x N + \frac{\partial}{\partial y} C_y N + \frac{\partial}{\partial \sigma} C_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} C_\theta N = \frac{S_{total}}{\sigma} \quad (1)$$

$$S_{total} = S_{in} + S_{nl4} + S_{ds} + S_{nl3} + S_{br} + S_{bf} \quad (2)$$

Eq.(1)式左側之第一項為運動波譜密度函數之時變項，第二與第三項為傳導項，第四項與第五項分別表示由於地形與洋流所造成的波浪頻率位移與折射效應， $N(\sigma, \theta) = S(\sigma, \theta) / \sigma$ 為波浪作用力密度波譜(wave action density spectrum)， $S(\sigma, \theta)$ 為能量密度波譜(energy density spectrum)， σ 與 θ 分別表示成分波之頻率與角度， S_{total} 表示波浪傳遞時可能發生之波浪能量成長、消散及非線性交作用等物理現象之源函數。在源函數項中，SWAN 波浪模式提供了許多選擇，包括風浪線性與指數成長項(S_{in})、深海與淺

水的非線性波波交互作用項(S_{nl4} 與 S_{nl3})、深海白沫消散項(S_{ds})、近岸碎波消耗項(S_{br})、底床摩擦項(S_{bf})。Eg.(2)右邊前三項在深海扮演了重要的角色，而後三項為描述波浪在淺水的機制。

SWAN 波浪模式中除了描述深水區域四個波波交互作用的 Boltzmann 積分外，其餘源函數皆為經驗公式，但基於波譜的波浪模式要採用複雜的 Boltzmann 積分解析解是難以達到的，Hasselmann (1985)首次提出 Boltzmann 積分的近似解，即 DIA(Discrete Interaction Approximation)近似解，自此 DIA 提供波譜波浪模式一個基本的非線性波波交互作用物理機制。本文模式的非線性項即是採用 DIA 近似解。

2.1 風浪成長項

風浪成長項通式如 Eq.(3)所示，SWAN 波浪模式的成長項的預設公式為 Snyder 經驗式，此經驗式為 Snyder(1981)根據觀測海表面的水位與近表面壓力變化所獲得，Komen 等人(1984)以海面摩擦速度取代原本海面上 10 米高的風速。經驗式如 Eq.(4)所示：

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + \mu \cdot S(\sigma, \theta) \quad (3)$$

$$\mu = \max \left[0, \alpha \cdot \varepsilon \cdot \left(28 \frac{U_*}{c} \cos(\theta_{wave} - \theta_{wind}) - 1 \right) \right] \sigma \quad (4)$$

式中 α 為成長比例參數，預設值為 0.25， ε 為空氣與水密度之比值， U_* 為風摩擦速度， C 為波浪的位相速度， θ_{wave} 、 θ_{wind} 則分別為平均波向與風向。在此經驗式中考慮指數成長永遠為正值，即只有風傳遞能量給波浪，因此當風向與波向夾角大於 90 度或波浪位相速度大於風速時，將不考慮風能的輸入。

SWAN 模式中另一個指數成長經驗式為 Janssen(1989,1991)所提出，其研究結果結合了海表面摩擦速度與波齡來決定風浪的成長，經驗式如 Eq.(5)所示：

$$\mu = \beta \cdot \varepsilon \left(\frac{U_*}{c} \right)^2 \max[0, \cos(\theta_{wave} - \theta_{wind})]^2 \sigma \quad (5)$$

其中 β 為 Miles 常數，根據 Janssen(1991)之研究，Miles 常數可由無因次臨界高度 λ 獲得，如 Eq.(6)所示：

$$\begin{cases} \beta = \frac{1.2}{\kappa^2} \lambda \ln^4 \lambda, & \lambda \leq 1 \\ \lambda = \frac{gz_e}{c^2} e^r, & r = \kappa c / |U_* \cos(\theta_{wave} - \theta_{wind})| \end{cases} \quad (6)$$

式中 κ 為 Von Karman 常數值，其值為 0.41， Z_e 為表面有效糙度，當 $\lambda > 1$ 時，Miles 常數即為零。Janssen(1991)利用風速對數剖面求得表面有效糙度，如 Eq.(7)所示：

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z + z_e - z_0}{z_e}\right) \quad (7)$$

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau_w / \tau}} \quad \text{and} \quad z_0 = \hat{\alpha} \frac{U_*^2}{g} \quad (8)$$

$$\tau_w = \rho_w \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma u S(\sigma, \theta) \frac{\bar{k}}{k} d\sigma d\theta \quad (9)$$

式中 $U(z)$ 為海面上高度 Z 處之風速，在 SWAN 模式裡 Z 為海面上 10 米， Z_0 為粗糙長度， $\hat{\alpha}$ 為常數等於 0.01， τ_w 為波浪造成之表面應力， τ 為表面總應力，因此表面有效糙度 Z_e 可以經由 Eq.(8)、(9) 求得。

本文利用不同的成長項經驗式推算波浪，顯示不同成長項經驗式計算出來的波高結果相似，且與實測值的變化趨勢相近(如圖 1 所示)，但週期的推算並無明顯改進(如圖 2 所示)；又由前人研究得知，可改變不同的成長比例參數來修正波浪的成長，如圖 3 所示，當 α 值愈大，能量成長愈快，雖然當能量大到一定程度會因為非線性現象將能量往低頻傳遞，但已造成總能量不合理的結果，因此不管是採用不同成長項或者是改變成長比例參數，即使獲得與實測值相當接近的波高，卻無法獲得較佳的週期，所以欲修正 SWAN 波浪模式的計算週期，不適合由風浪成長項著手。其中在計算時間上採用 Janssen 之經驗式需花費三倍以上時間，因此在後續討論中將採用 Snyder 之經驗式。

2.2 波浪消散項

波浪模式裡最早也最為常用於描述波浪消散的機制是由 Hasselmann(1974)所提出，其概念為假設海面波浪的消散行為是平均衰減的，屬於準線性形式，如 Eq.(10)所示。有許多學者針對 γ_{ds} 的形式討論，現今 SWAN 波浪模式中所採用的形式為 Komen(1984)提出，如 Eq.(11)~Eq.(15)所示：

$$S_{ds}(\sigma, \theta) = \gamma_{ds} \cdot S(\sigma, \theta) \quad (10)$$

$$\gamma_{ds} = -C_{ds} \cdot \left(\frac{\bar{s}}{s_{PM}}\right)^m \cdot \frac{k}{\bar{k}} \cdot \bar{\sigma} \quad (11)$$

$$\bar{s} = \bar{k} \sqrt{E_{total}} \quad (12)$$

$$\bar{\sigma} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} S(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (13)$$

$$\bar{k} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{k}} S(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (14)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty S(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (15)$$

其中 \bar{s} 代表平均尖銳度， \bar{s}_{PM} 代表 Pierson-Moskowitz 波譜的平均尖銳度， k 與 \bar{k} 代表各成分波的波數與波譜的平均波數， $\bar{\sigma}$ 與 E_{tot} 則分別代表波浪的平均頻率與總能量， C_{ds} 與 m 為一可調整之參數，模式中取 \bar{s}_{PM} 為 5.49E-2、 C_{ds} 為 2.36E-5 與 m 為 4，其後 Janssen(1989,1991)將其修正，如 Eq.(16)所示：

$$\gamma_{ds} = -C_{ds} \cdot \left(\frac{\bar{s}}{s_{PM}}\right)^m \cdot \left(1 - \delta + \delta \frac{k}{\bar{k}}\right) \cdot \frac{k}{\bar{k}} \cdot \bar{\sigma} \quad (16)$$

其中 δ 為一可調整之參數，此一形式即反映出高頻處較高的非線性，當 δ 等於零時即為 Komen 之形式，Janssen 則提出 δ 等於 0.5。後續有學者(如 Rogers, 2002)對 C_{ds} 、 m 與 δ 值做探討，但在週期的推算沒有較佳的結果。

利用波譜模式來模擬風浪成長消散的過程，推算結果在能量的表現上會有高頻高估與低頻低估的現象，如圖 4 所示，其原因為消散項中用來判斷消散的平均尖銳度 \bar{s} 所造成，因為 $\bar{s} = \bar{k} \sqrt{E_{total}}$ ，其中 k 為各成分波波數的平均， E_{total} 為總能量，因此當風浪在成長的過程中，若遇到些許較低頻的波浪成分，會因為平均波數變小造成平均尖銳度變小，因此成長過程中較高頻的波浪就不會因為原本尖銳度大而消散，反而會持續的成長；反之之，當海況為湧浪的情形，若有陣風或風速較大的時候，會出現較高頻成分的能量，此時平均波數變大造成平均尖銳度變大，能量消散的比例就會變大。圖 5 為風湧浪共存時之波譜，此時在低頻區域有能量存在，圖 6 為風湧浪共存時波浪消散項的能量分布情形，由圖中發現風湧浪共存時波浪消散項的總能量為僅有風浪時波浪消散項總能量的一半，故些微低頻能量的存在，可導致消散項能量不合理的消散。

由上述說明得知若消散項擬考慮平均尖銳度來決定是否消散，對於風湧浪共存、波浪成長初期與成熟時之消散量的描述有較不合理的現象，因此本文引入 Alves & Banner(2003)的研究成果來取代原本的消散項。

三、飽和型態消散項之應用與修正

Alves & Banner(2003) 提出之消散項形式如 Eq.(17)~Eq.(20)所示，其概念為分別考慮各個成分波的尖銳度來體現其應有的消散能量，並利用一尖銳度的門檻值來界定消散的發生與否。

$$\gamma_{ds} = -C_{ds} \cdot \left[\frac{B(k)}{B_r} \right]^{p/2} (E_{total} k_p^2)^m \left(\frac{k}{\bar{k}} \right)^n \cdot \omega \quad (17)$$

$$B(k) = k^3 S(k) \quad (18)$$

$$S(k) = \int_{-\pi}^{\pi} S(k, \theta) d\theta \quad (19)$$

$$\begin{cases} p = \frac{p_0}{2} + \frac{p_0}{2} \tanh \left\{ 10 \left[\left[\frac{B(k)}{B_r} \right]^{1/2} - 1 \right] \right\}, & B(k) > B_r \\ p = 0, & B(k) < B_r \end{cases} \quad (20)$$

式中， $B(k)$ 代表各個頻率在方向上積分後所得到之尖銳度， B_r 為一門檻值，用來界定是否發生碎波與比例的多寡， E_{total} 、 k_p 、 k 與 \bar{k} 分別表示總能量、尖峰波數、平均波數與各個成分波的波數， C_{ds} 、 p 、 m 與 n 為可調整之參數，其中 Alves & Banner (2003) 建議門檻值 B_r 需由數值實驗獲得。根據 Rapp 與 Melville(1990)與 Banner(2002)之研究，當波浪尖銳度小於一門檻值時就不會發生碎波，即 $B(k) < B_r$ ，但實際上還有其他消散的過程存在，如短波因表面張力而消散或紊流所造成的消散，所以 Alves & Banner(2003)假設當 $B(k) < B_r$ 時， $[B(k)/B_r]^{p/2} \approx 1$ ，即用 Eq.(17)中之 $E_{total} k_p^2$ 來代表殘餘的消散過程。

因 SWAN 模式在模擬波浪時是採用頻率譜，所以在應用上需將波數譜轉換成頻率譜，Banner(2003) 利用分散關係式 $\omega^2 = gk$ (只考慮深海的情形 $kh \approx \infty$) 將波數領域 $B(k_x, k_y)$ 轉換至頻率域之 $B(f, \theta)$ 如 Eq.(21)、(22)所示：

$$B(f) = (2\pi)^4 \cdot f^5 S(f) / 2g^2 \quad (21)$$

$$S(f) = \int S(f, \theta) d\theta \quad (22)$$

若考慮流場之影響，則相對頻率域之 $B(\sigma)$ 如 Eq.(23) 所示：

$$B(\sigma) = \sigma^5 \cdot S(\sigma) / 2g^2 \quad (23)$$

式中， σ 與 g 分別代表相對頻率與重力加速度， $S(\sigma)$ 則代表頻率譜，但此頻率域之結果僅適用於深海處，即不考慮水深的影響。若要考慮近岸波浪特性時，水深的變化對波浪就有相當大的影響，本文將 Banner 採用之 Phillips(1985)波數領域 $B(k)$ 透過 Jacobian 轉換與分散關係式轉換至頻率領域 $B(\sigma)$ ，

並保留水深函數項，以進一步考慮水深之影響，轉換後公式如 Eq.(24)~Eq.(27)所示。

$$\gamma_{ds} = -C_{ds} \cdot \left[\frac{B(\sigma)}{B_r} \right]^{p/2} (E_{total} k_p^2)^m \left(\frac{k}{\bar{k}} \right)^n \cdot \omega \quad (24)$$

$$B(\sigma) = k^3 \cdot C_g \cdot \sigma \cdot \int N(\sigma, \theta) d\theta \quad (25)$$

$$C_g = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \quad (26)$$

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \quad (27)$$

此形式之消散項與原本 SWAN 波浪模式中消散項的差異如圖 7 所示，當波齡逐漸變大原本消散項所表現出來的特性為消散在頻帶上分布較廣，而新的消散項所表現出來的消散特性為較集中於尖峰頻率以上至較高頻的地方，因此低頻的能量不會過度消散，能量也較往低頻集中，因此可以改善原本週期低估的現象。

為了獲得最佳參數組合，本文利用十分逼近與統計上判斷誤差的方法(RMS、SI、ME)，經由波浪模式推算結果與實測值的比對與指標的判斷，來決定採用新消散項時最佳的參數組合，表 1 所示為本文後續驗證時用來比較的參數組合，其中 C-I 為本文採用新的消散項並修正後的參數組合，C-II 為原本模式所採用消散項參數的組合。

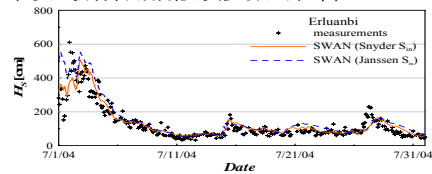


圖 1 採用不同成長項示性波高時序比較圖 (鵝鑾鼻海域)

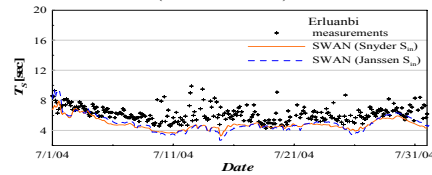


圖 2 採用不同成長項平均週期時序比較圖 (鵝鑾鼻海域)

四、結果與驗證

本文以颱風與東北季風的案例進行驗證，圖 8~圖 11 分別為艾利颱風與東北季風之波高週期推算結果比對圖，圖中的十字、實線與虛線分別代表實測值、本文修改 SWAN 後之推算值(C-I)及原本 SWAN 模式之推算值(C-II)。圖 8~圖 9 中以陰影區

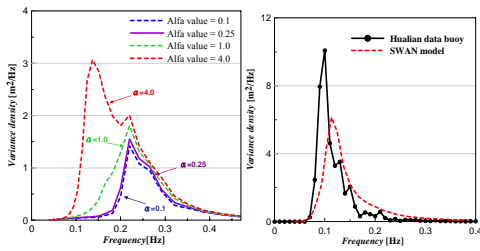


圖 3 Snyder 成長項中不同 Alfa 值對一維波譜之影響比較圖(左圖)

圖 4 一維波譜比對圖，時間 2004 年 8 月 11 日 14 時(右圖)

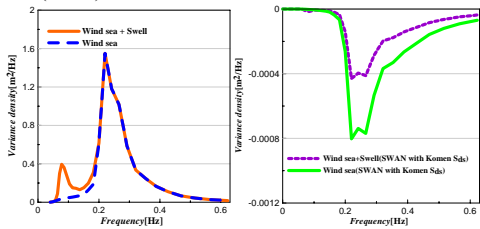


圖 5 風湧浪共存之波譜(左圖)

圖 6 風浪與湧浪共存時波浪能量消散圖(右圖)

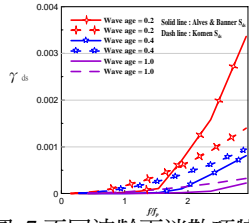


圖 7 不同波齡下消散項特性圖

表 1 驗證時使用之經驗式組合與參數設定

組合	風浪成長項	白沫消散項	白沫消散項參數值
Present modification (C-I)	Snyder	Alves & Banner	$C_{ds} = 5 \times 10^{-4}$, $P = 4$, $m = 0.3$, $n = 1$, $B_r = 2 \times 10^{-3}$
SWAN model (C-II)	Snyder	Komen	$C_{ds} = 2.36 \times 10^{-6}$, $m = 4$, $S_{PM} = 5.49 \times 10^{-2}$

域代表颱風警報發布期間，由圖可以看出修正後的週期較為接近實測值，計算修正前後與實測值的均方根誤差，修正後相對於修正前大約減少 15% 的均方根誤差，又波高推算不因消散項的改變，而導致原來的精度改變，均方根誤差維持在 44 公分左右；

圖 10~圖 11 驗證時間為 2004 年 12 月 8 日~2004 年 12 月 31 日，此段期間天氣型態為東北季風，由圖示與誤差的比較發現，採用新的消散項對於花蓮驗證區域週期推算結果，大約減少了 47% 的均方根誤差，而波高推算在此段期間能保持原來的精度，平均均方根誤差大約在 45 公分左右。

在前言中提到原本 SWAN 波浪模式在推算波浪時，高頻能量有高估與低頻能量低估的現象，此現象經由討論知道為消散項不準確所造成，本文採用飽和型態消散項後對於此一現象有較為改善，圖 12 為採用新型態消散項後之 SWAN 與原本 SWAN 模式推算一維波譜之比較圖，由圖可以發現採用飽和型態消散項會增加波浪在高頻部份消散的比例，且減少低頻能量消散的比例，因此能改善高頻處能量高估與低頻處能量低估的現象。

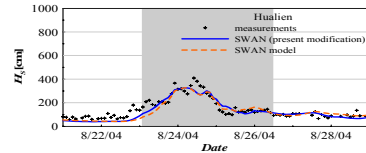


圖 8 艾利颱風期間花蓮測站示性波高時序列比對圖

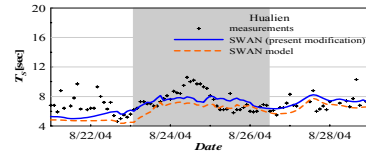


圖 9 艾利颱風期間花蓮測站平均週期時序列比對圖

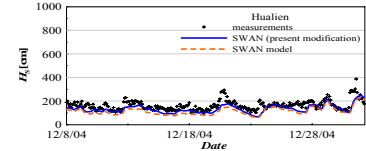


圖 10 2004/12/08~12/31 花蓮測站示性波高時序列比對圖

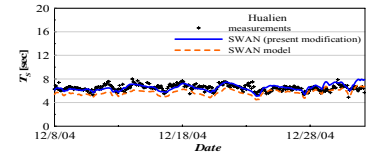


圖 11 2004/12/08~12/31 花蓮測站平均週期時序列比對圖

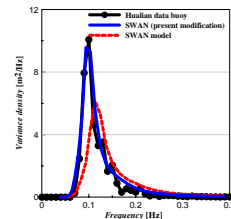


圖 12 一維波譜比對圖，時間 2004 年 8 月 11 日 14 時

五、結論

由 SWAN 波浪模式的原函數探討週期低估的原因：在成長項部分，結果顯示若只對模式的成長項做調整的測試，無法同時獲得較好的波高週期推算結果；模式中的消散項是以平均尖銳度是否超過 PM 波譜的尖銳度來決定是否消散及消散量的大小，當波浪能量分布較分散在各個頻帶之海況情形，此時的消散項對於波浪消散的描述存在不合理的現象，因此本文採用新的消散項來取代原本之消散項，採用的新消散項是以各個成分波的尖銳度是否超過一破碎極限值來決定是否消散，並描述各個頻帶消散量的比例會隨著波齡的增長，逐漸由高頻往低頻移動，整體上與原本消散項不同點在於增加了高頻能量的消散與減低了低頻能量的消散，分析結果改善了譜型的分佈，能量在頻帶上的分佈也較接近實測值。

Alves & Banner(2003)所提出之頻率域飽和型態消散項只適用於深水，所以若不考慮水深效應，會造成波浪傳遞到近岸時發生不合理的消散，本文透過 Jacobian 與分散關係式之轉換，將原本僅適用於深水的經驗式擴展到淺水，使其適用於全域的波浪推算。又採用飽和型態的消散項時必須界定一消散的門檻值，Alves & Banner(2003)於 WAM 模式中配合 Snyder 成長項與 DIA 非線性波波交互作用項獲得此一門檻值大約為 0.0038，但此建議值為採用波數譜之情形，而 SWAN 波浪模式採用的是頻率譜，因此本文透過數值的試驗，以十分逼近法配合平均誤差(BIAS)與分散指標(SI)來調整參數，獲得最佳值為 0.002。

由颱風與東北季風兩個實例驗證結果顯示，皆可獲得比原本較好之週期推算，並且波高推算值亦能保持原來的精度，證明本文採用的新的消散項適合應用於 SWAN 波浪模式。

謝誌

本論文係國科會專題研究計畫「區域化颱風波浪現報模式之研究(I)-SWAN 波浪模式推算週期之探討」(編號 NSC 94-2611-E-211-001)之研究成果，承蒙國科會經費之補助使本研究得以順利完成，謹致謝忱。

參考文獻

1. Alves, G. M. J. H. and Banner, M. L. (2003) "Impact of a saturation-dependent dissipation source function on operational hindcasts of wind-waves in the Australian region," *Atmosph. and Ocean system*, Vol. 8, No. 4, pp. 239-267.
2. Alves, G. M. J. H. and Banner, M. L. (2003) "Performance of a saturation-based dissipation source term for wind wave spectral modelling," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 33, pp. 1274-1298.
3. Banner, M. L. and Young I. R. (1994) "Modeling spectral dissipation in the evolution of wind waves. Part I: Assessment of existing model performance," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 24, pp. 1550-1570.
4. Banner, M. L., Babanin, A. V. and Young, I. R. (2000) "Breaking probability for dominant waves on the sea surface," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 30, pp. 3145-3160.
5. Banner, M. L., Gemmrich, J. R. and Farmer, D. M. (2002) "Mutiscale measurements of ocean wave breaking probability," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 32, pp. 3264-3275.
6. Hasselmann, K. (1974) "On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping," *Bound.-Layer Meteor.*, Vol.6, pp.107-127.
7. Janssen. (1991) "Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 21, pp. 1631-1642.
8. Komen., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S. and Janssen, P. A. E. M. (1994) "Dynamics and modelling of ocean waves," Cambridge University Press, pp.532.
9. Rogers, W. E., Hwang, P. A. and WANG, D. W. (2002) "Investigation of wave growth and decay in the SWAN model: three regional-scale applications," *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 33. pp. 366-389.
10. Snyder, R. L., Dobson, F. W., Elliott, J. A. and Long, R. B. (1981) "Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves," *J. Fluid Mech.*, Vol. 102, pp. 1-59.