

目 錄

- 一、波浪概論：波浪生成、微小振幅波、有限振幅波等之簡單介紹……1—18
- 二、波浪變形：波浪折射、淺化、繞射等概念……1—35
- 三、波浪壓力：波壓之生成、計算及應用等……1—19
- 四、海氣象調查：調查範圍、目的、內容、方法、應用等……1—22
- 五、波浪預報：季節風、颱風波浪預報……1—18
- 六、海域污染：海域污染種類、成因、模擬、整治等之觀念介紹……1—18
- 七、海岸變遷：海岸地形、沿岸輸砂、砂洲生成等現象與對策……1—47
- 八、波浪統計：統計原理、概率密度函數、波譜等之觀念介紹……1—

波 浪 概 論

(一)

波浪概論

張金機

一、前言

波浪為海洋中最主要之外力，因此，從事港灣及海岸等有關從業人員，必需具備波浪基本知識。本章將介紹基本定義及概念，波浪分類，微小振幅波與有限振幅波。

近岸波浪作用過程如圖 1

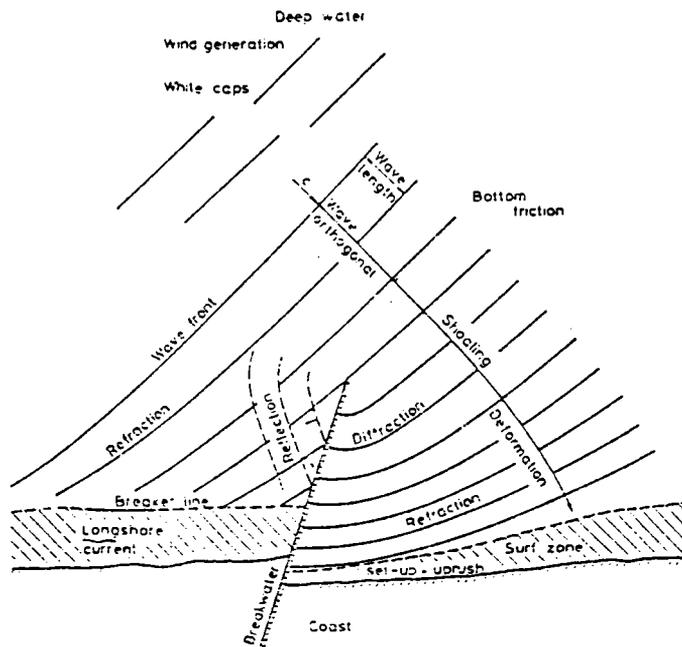


圖 1 近岸波浪作用過程

二、基本定義與概念

風浪 (Wind Waves)：海洋中水面受吹風剪力、壓力作用產生風浪，風浪大小 (波高、週期) 決定於風速、吹風距離及延時。一般而言風浪較不規則，週

期較短。

湧浪 (Swells) : 風浪脫離吹風區向前傳播, 因風剪力減小或消失, 波群中小波浪因減衰而逐漸消失成為較規則, 週期較長之波浪稱為湧浪。

波峯線 (Wave fronts) : 波浪運動等相位之連線稱為波峯線, 又稱為等相位線 (Constant phase lines) 。

波向線 (Wave rays) 或正交線 (Wave orthogonals) : 波峯線之法線, 亦即波浪入射方向線。

波浪淺化 (Wave shoaling) : 波浪由深海向淺海前進, 根據能量流通量守恆原則, 波浪因水深產生變形稱為波浪淺化。

波浪折射 (Wave refraction) : 波浪斜向入射時, 波向線不垂直等深線, 因傳播速度不同, 使波向線產生曲折現象, 稱為波浪折射。

碎波 (Wave breaking) : 波浪進入淺水區後, 因水深變淺, 波浪尖度 (H/L) 逐漸增大, 波峯水分子速度加快, 呈現不穩定現象, 最後破碎稱為碎波。

碎波帶 (Surf zone) : 波浪碎波線起至岸邊溯上 (Run-up) 之上限為止稱為碎波帶。有時將碎波帶分為三區, 即破碎區 (Breaker zone)、碎波區 (Surf zone) 及上濺區 (Swash zone) 。

水位上升 (Set-up) : 碎波帶內波高變小, 因幅射應力 (Radiation stress) 使水位上升現象。

波浪反射 (Wave reflection) : 前進波浪遇結構物阻礙, 部份能量越過或透過結構物繼續前進, 另一部份能量則因亂流而損失, 其餘能量反向折回稱為波浪反射。

波浪繞射 (Wave diffraction) : 入射波浪受結構物 (如防波堤) 阻礙, 波浪繞過結構物, 傳播到遮蔽區, 此種現象稱為波浪繞射。

洋流 (Ocean current) : 大尺度之海洋流 (如黑潮等) 其流向、流速在短時間內不變。

潮流 (Tidal current) : 因潮汐漲落產生水流現象。

沿岸流 (Longshore current) : 碎波後波浪剩餘動量, 產生平行海岸之質量傳輸之水流稱為沿岸流。

風吹流 (Wind drift current) : 因吹風剪力帶動水面水分子流動現象, 在深海表面薄層水流因紊流混合而往下穿透; 但在淺海, 風剪力可驅使全水深流體

往單一方向流動。

三、波浪分類

波浪可依其現象、形成原因、水深、波高等加以分類，茲概要敘述如下：

(一)根據現象分類：

現 象	成 因	週 期 (T)
風浪 (Wind waves)	風剪力	$T < 15^{sec}$
湧浪 (Swells)	風 浪	$15^{sec} < T < 30^{sec}$
副振動 (Surf beat)	群波 (Group Waves)	$30^{sec} < T < 5^{min}$
盪漾 (Seiche)	風速變化	$1^{min} < T < 40^{min}$
港池共振 (Harbor Resonance)	津波 (Tsunami) 或副振動	$30^{sec} < T < 40^{min}$
潮汐 (Tide)	天體引潮力	$= 12^{hrs} \text{ or } 24^{hrs}$
暴潮 (Storm surge)	風剪力及氣壓減低	Some hrs or days

(二)根據相對水深分類

波浪週期一定時，波浪流函數、相位速度、水分子運動及波壓等均為水深之函數，為便於分類簡化，依相對水深（水深 / 波長， d / L ），將波浪運動水深分為：

淺水 (Shallow Water) $d / L < 1 / 20$

中間水深 (Intermediate depth) $1 / 20 \leq d / L \leq 1 / 2$

深水 (Deep Water) $1 / 2 < d / L$

(三)根據相對波高分類

波高與波長之比（ H / L ）稱為波浪尖銳度（Wave steepness），波高與水深之比（ H / d ）。

1. 微小振幅波 (Small amplitude waves)

如果波高極小，即

$H / L \rightarrow 0$ ， $H / d \rightarrow 0$ ， $(H / L)^2$ 項可以忽略時，則此種波浪稱為微小振幅波 (Small amplitude waves)，線性波 (Linear waves)，正弦

波 (Sinusoidal waves) ，一階波 (First order waves) ， Airy waves ……等。

2. 有限振幅波 (Finite amplitude waves)

自由表面重力波運動，通常附隨非線性現象，當 $H = 0$ (d)時， $(H / L)^2$ 項不可忽略，則稱為有限振幅波 (Finite amplitude waves)。較具代表性的有 Stokes waves , Cnoidal waves 及 Solitary waves 等。

四、微小振幅波

(一) 概述

海洋中風浪形狀與方向均極不規則，且非線性，風浪之間交互作用有時增長，有時相抵消，因此，用數學描述海面狀態幾乎不可能。在深水中，最基礎之波浪理論為微小振幅波理論 (Small amplitude wave theory) ，為1845年 Airy 所發表，因此又稱為 Airy 波。微小振幅波理論為其他高階波浪理論之基礎，本節將簡要介紹微小振幅波基本公式。

(二) 基本假設

為達成基本公式推導，必需對波浪運動作必要之假設

1. 均勻，理想流體，不可壓縮，即密度 ρ 為定值，無黏滯性 ($\mu = 0$) 。
2. 表面張力，與柯氏力極小，可以忽略。
3. 自由水面壓力為定值。
4. 水平底床，固定，不透水。
5. 波浪振幅甚小，波形不變 (空間與時間) ，長峯波 (Long crest waves) ，且不與其他流體運動發生交互作用。

(三) 波浪方程式

採用座標如圖 2

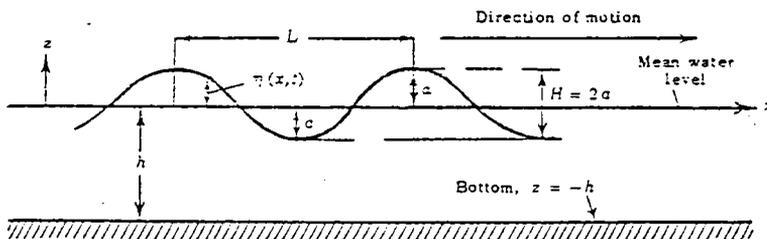


圖 2 座標系統

不可壓縮流體之 Navier - Stoke's Equation 為

$$\rho \frac{D\vec{W}}{Dt} = \vec{F} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \vec{W} \quad (1)$$

(1)式中 ρ 為水密度， \vec{W} 為流速 = $\vec{W} (u, v, w)$ ，

$$\text{grad} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right), \vec{F} \text{ 為外力} = \vec{F} (X, Y, Z)$$

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right), \frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, u \frac{\partial}{\partial x}, v \frac{\partial}{\partial y}, w \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

二維流體運動 $\rho = \text{const}$ ， $\mu = 0$ ， $X = 0$ ， $Z = -g$ 則(1)式可簡化為

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3)$$

連續方程式

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

非旋性流

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

非旋性流存有一流速勢 (Velocity potential)， Φ ，使

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (6)$$

並滿足 Laplace Equation

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

經整理後，(2)及(3)式可改寫為

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} \right] = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz \right] = 0 \quad (9)$$

(8)及(9)式積分得

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} = F_1(z, t) \quad (10)$$

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = F_2(x, t) \quad (11)$$

(11) - (10) 得

$$gz = F_2(x, t) - F_1(z, t)$$

因 g 並非 x 的函數，因此， F_2 只為 t 之函數

(11) 式可改寫為

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = F_2(t) \quad (12)$$

穩定情況 (Steady state) $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$ ， $F_2(t) = \text{常數}$ 則 (12) 式為柏努利公式 (

Bernoulli equation)

$$\frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = \text{常數} \quad (13)$$

微小振幅波水分子運動速度 u 與 w 均很小，因此 u^2 ， w^2 可以忽略不計，水面壓力 $p = 0$ ， $z \rightarrow \eta$ ，常數項採用“0”，則由 (12) 式得水面波形動力邊界條件 (Dynamic boundary condition) 為

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=\eta} \quad (14)$$

由 (6) 式控制方程式

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (15)$$

及邊界條件

$$\text{底部 } \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad z = -d \quad (16)$$

$$\text{水面 } \eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad z = 0 \quad (17)$$

流速勢 Φ 為 x ， z 及 t 之函數利用分離變數法 (Separation Variable Method)

$$\Phi(x, z, t) = G(x)H(z)T(t) \quad (18)$$

再以邊界條件代入可以求得 Φ 為

$$\Phi = \frac{a g \cosh k(d+z)}{\sigma \cosh kd} \cos(kx - \sigma t) \quad (19)$$

(19)式中 a 為振幅， k 為波數 $= \frac{2\pi}{L}$

$$\sigma \text{ 為角頻率} = \frac{2\pi}{T}$$

波形方程式可由(14)式求得

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=0} = a \sin(kx - \sigma t) \quad (20)$$

(20)式波形為 x 與 t 之週期函數，相位角 $\theta = kx - \sigma t$ ，如果觀測者沿波浪前進方向，使與波形維持固定相位角，則觀測者速度，即為相位速度 (Phase velocity)，即為波浪傳播速度，簡稱波速 C 。

$$\theta = kx - \sigma t = \text{Const}$$

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\sigma}{k} = \frac{L}{T} \quad (21)$$

微小振幅波自由水面變化如圖 3

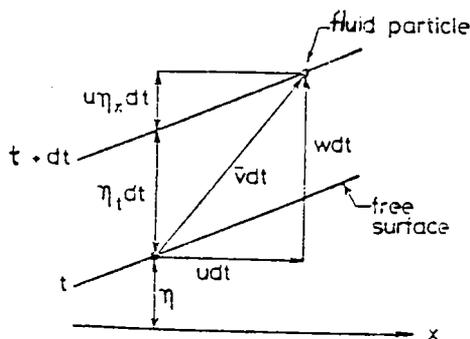


圖 3 微小振幅波自由水面變化

水面方程式 $z = \eta(x, t)$

$$\therefore \frac{dz}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (22)$$

$$\therefore w = \frac{dz}{dt} = - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (23)$$

由(22)及(23)得運動邊界條件 (Kinematic boundary condition) 如下式

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (24)$$

再由動力邊界條件

$$g\eta + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (25)$$

24)及25)式均為非線性，經過線性化後得

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad \text{及} \quad w = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (26)$$

由26)式得

$$\frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad z=0 \quad (27)$$

將流速勢 $\Phi = \frac{ag \cosh k(d+z)}{\sigma \cosh kd} \cos(kx - \sigma t)$ 代入27)式經整理後得

$$\sigma^2 = gk \tanh kd \quad (28)$$

28)式稱為擴散關係式 (Dispersion Relationship)，為波浪週期，波長與水深之關係式

由擴散關係式可以求得

$$C^2 = \frac{g}{k} \tanh kd \quad (29)$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kd \quad (30)$$

為簡化淺水與深水波速、波長，首先應先了解雙曲線函數特性，如圖 4

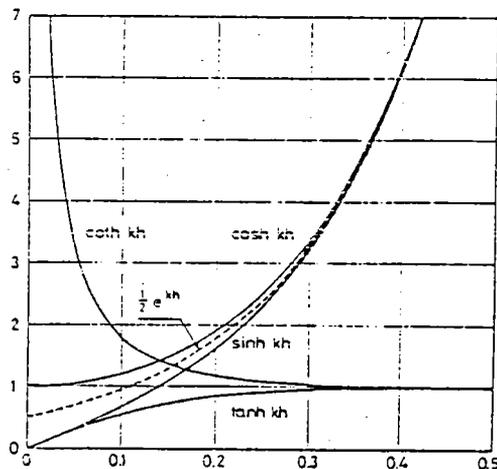


圖 4 雙曲線函數

淺水時 (Shallow water) , $d/L < 1/20$, $kd < \pi/10$

$$\text{Sinh } kd \approx kd , \quad \text{cosh } kd \approx 1 , \quad \text{tanh } kd \approx kd$$

$$\therefore C = \sqrt{gd}$$

$$L = \sqrt{gd} \cdot T$$

(31)

深水時 (Deep water) $d/L > 1/2$, $kd > \pi$

$$\text{Sinh } kd = e^{kd}/2 , \quad \text{cosh } kd = e^{kd}/2 , \quad \text{tanh } kd \approx 1$$

$$\therefore C_0 = \frac{gT}{2\pi} = 1.56 T$$

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} = 1.56 T^2$$

(32)

足碼 “ 0 ” 代表深水 , CMS 制單位分別為 C_0 (m/s) , T (s) , L (m)

中間水深時 (Intermediate depth) $1/20 \leq d/L \leq 1/2$,

$$\frac{C}{C_0} = \frac{L}{L_0} = \tanh kd$$

$$\frac{d}{L_0} = \frac{d}{L} \tanh kd$$

(33)

因為 $\tanh(kd)$ 永遠小於 1 , 且 $\tanh(kd)$ 隨水深 d 減小 , 由此可知波速、波長均隨水深減小而遞減 (不考慮水流等其他因素) 。

波浪由深海進入淺海 , 波長、波速與波高均隨水深產生變化 , 而唯一不變的重要參數為週期。為證明週期不變 , 如圖 5 , 假設波浪由深海斷面 I 以週期 T_1 進入 , 經過漸變水深後 , 以週期 T_2 離開。經過 Δt 時間後 , 進入斷面 I 之波數 $\eta_1 = \Delta t / T_1$, 離開斷面 II 之波數 $\eta_2 = \Delta t / T_2$, 累積在 I 與 II 兩斷面間波數為 $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 = \Delta t (1/T_1 - 1/T_2)$, Δt 為任意值 , 當 $\Delta t \rightarrow \infty$ 時 , $\Delta\eta \rightarrow +\infty$, 如果 $T_1 < T_2$; $\Delta\eta \rightarrow -\infty$, 如果 $T_1 > T_2$ 。上述兩種情形在物理上不可能 , 因此 , 實際上只有 $T_1 = T_2 = T$, 波期不受水深變化影響

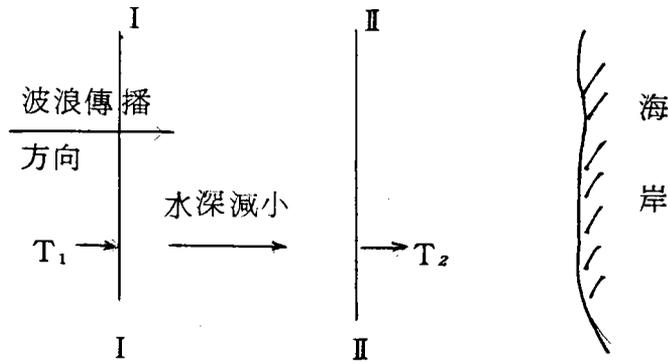


圖 5 水深變化波浪週期不變

(四) 波浪運動流體水分子速度與加速度

1. 速度：

由流速勢及波形方程式

$$\Phi = \frac{ag \cosh k(d+z)}{\sigma \cosh kd} \cos(kx - \sigma t)$$

$$\eta = a \sin(kx - \sigma t)$$

水分子流速為

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{agT \cosh k(d+z)}{L \cosh kd} \sin(kx - \sigma t) \quad (34)$$

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{-agT \sinh k(d+z)}{L \cosh kd} \cos(kx - \sigma t) \quad (35)$$

波浪運動中，相位角固定時，即 $\theta = kx - \sigma t = \text{const}$ ，則水分子運動速度為水深 z 之雙曲線函數，水分子運動速度隨水深成近似指數減衰現象，如圖 6。波峯時流向與傳播方向相同，波谷時則返回原處，因此，在線性波浪理論中，水分子呈往復運動，不發生質量傳輸現象。

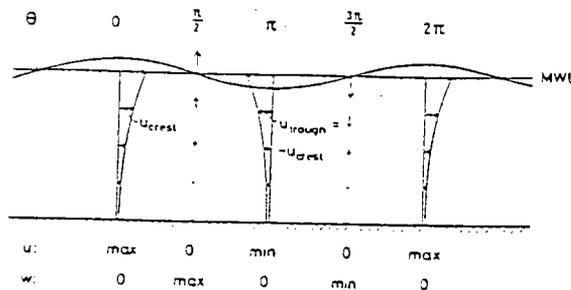


圖 6 水分子運動隨水深減衰現象

2. 加速度

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{g \pi H}{L} \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \cos(kx - \sigma t) \quad (36)$$

$$a_z = \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{g \pi H}{L} \frac{\sinh k(d+z)}{\cosh kd} \sin(kx - \sigma t) \quad (37)$$

3. 水分子運動軌跡

將水分子水平及垂直運動速度積分整理後得

$$\xi = \int u dt = \frac{H}{2} \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \cos(kx - \sigma t)$$

$$\zeta = \int w dt = \frac{H}{2} \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \sin(kx - \sigma t)$$

因此

$$\frac{\xi^2}{A^2} + \frac{\zeta^2}{B^2} = 1 \quad (38)$$

式中 $A = \frac{H}{2} \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd}$, $B = \frac{H}{2} \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd}$

38式為橢圓方程式

深水時，

$$\sinh k(d+z) \doteq \cosh k(d+z) \doteq \frac{1}{2} e^{kd} e^{kz}$$

$$\sinh kd = \frac{1}{2} e^{kd}$$

$$\therefore A = B = \frac{H}{2} e^{kz}$$

水分子運動軌跡成半徑為 $\frac{H}{2} e^{kz}$ 之圓形，隨水深增加（負值）而半徑減小。

淺水時

$$\cosh k(d+z) \doteq 1, \quad \sinh k(d+z) \doteq k(d+z)$$

$$\sinh kd \doteq kd$$

$$\therefore A = \frac{1}{2} \frac{k}{d}, \quad B = \frac{H}{2} \frac{(d+z)}{d}$$

水分子運動軌跡成橢圓形，長軸A近似不變，短軸B則隨水深增加而減

小。

深水、淺水與中間水深波浪運動水分子軌跡如圖 7

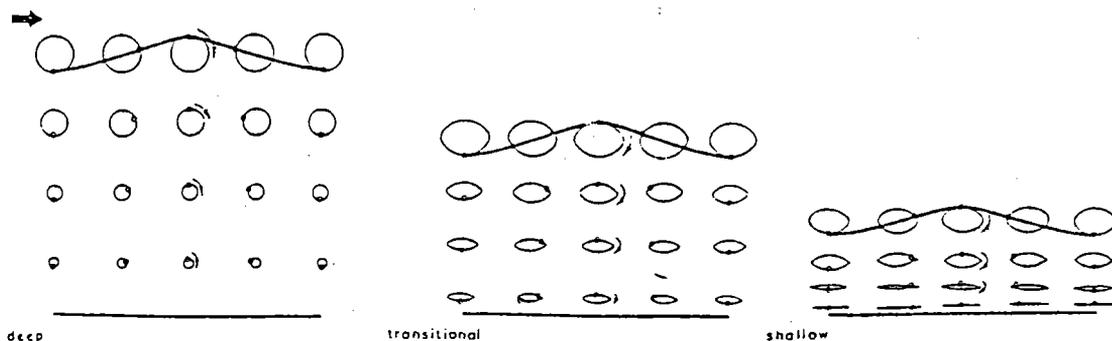


圖 7 水分子運動軌跡

(五) 波浪能量 (Wave Energy)

波浪能量分為位能 (Potential energy) 及動能 (Kinetic energy)，在波浪流體運動中取一單位寬度微小體積 $dx \cdot dz$ 。如圖 8，水面高度 z 之位能為 $\rho g z dx dz$ ， ρ 為水之密度，一個波長之位能平均值為

$$\begin{aligned} \overline{E_p} &= \frac{1}{L} \int_x^{x+L} dx \int_0^\eta \rho g z dz = \frac{\rho g}{2L} \int_x^{x+L} a^2 \sin^2(kx - \sigma t) dx \\ &= \frac{1}{4} \rho g a^2 = \frac{1}{16} \rho g H^2 \end{aligned} \quad (39)$$

單位體積流體所具有之動能為 $\frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2)$ ，因此，微小體積 $dx dz$ 。由

海底至水面單位面積平均動能為

$$\overline{E_k} = \frac{1}{L} \int_x^{x+L} dx \int_{-d}^\eta \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) dz$$

將 u 及 w 代入積分整理後得

$$\overline{E_k} = \frac{1}{4} \rho a^2 = \frac{1}{16} \rho H^2 \quad (40)$$

平均總能量

$$\overline{E} = \overline{E_p} + \overline{E_k} = \frac{1}{2} \rho a^2 = \frac{1}{8} \rho H^2 \quad (41)$$

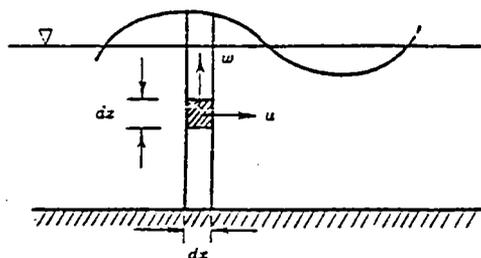


圖 8 流體運動微小體積

(六) 群波波速 (Group Velocity)

海面波浪由不同的波高與波長組合而成，實際紀錄波浪如圖 9。波高由小增大再減至小，週而復始成群前進，此種現象稱之為群波 (Group Waves)，為便於了解，假設兩個同方向，振幅相等，週期 (波長) 相差微小之前進波浪， η_1 與 η_2 其合成後波形為

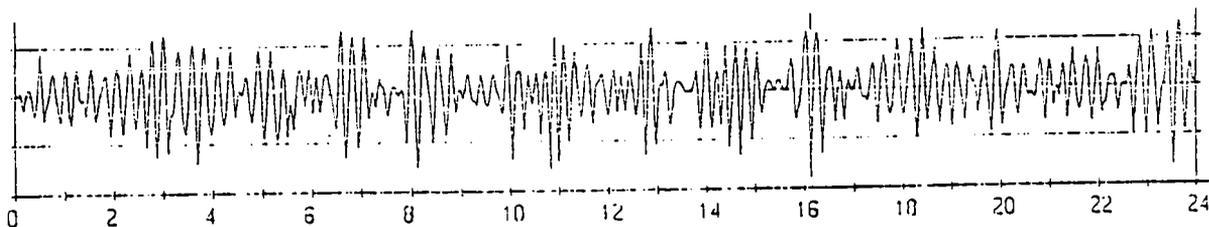


圖 9 波浪紀錄

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_1 + \eta_2 = a \sin(k_1 x + \sigma_1 t) + a \sin(k_2 x + \sigma_2 t) \\ &= 2 a \cos \left[\frac{1}{2} (k_1 - k_2) x - \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) t \right] \\ &\quad \sin \left[\frac{1}{2} (k_1 + k_2) x - \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) t \right] \quad (42) \end{aligned}$$

(42)式波形如圖 10，合成後，波形包絡波 (Envelope waves) 形成餘弦群波前進，當 $\eta = 0$ 時為群波之節點 (Nodes)，此時相位角為

$$\frac{1}{2} (k_1 - k_2) x - \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) t = (2m+1) \frac{\pi}{2}, \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

$$\therefore X_{\text{node}} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{k_1 - k_2} t + \frac{(2m+1)}{k_1 - k_2} \pi$$

節點之傳播速度，即為群波速度 C_g

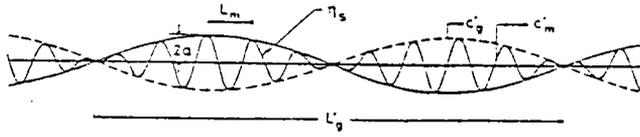


圖 10 合成波

$$C_g = \frac{dX_{\text{node}}}{dt} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{k_1 - k_2} = \frac{d\sigma}{dk}$$

由擴散關係式 $\sigma^2 = gk \tanh kd$ 微分，經由數學處理後得

$$C_g = \frac{1}{2} C \left[1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right] \quad (43)$$

深水時， $\sinh 2kd \approx \frac{1}{2} e^{2kd} \gg 2kd$

$$\therefore C_g = \frac{1}{2} C_0 \quad (44)$$

群波速度為二分之一深水波速

淺水時， $\sinh 2kd \approx 2kd$

$$\therefore C_g = C = \sqrt{gd} \quad (45)$$

群波速度與波速相等

(七) 功率 (Rate of Work, Power)

波浪具有能量，並將此能量以群波速度傳播，波浪能量傳遞如圖 11，設功 (Work) 為 w ，則功率為 dw/dt ，以 \dot{w} 表之，通過微小面積 dz 之功率為 $d\dot{w} = F_{pd} \cdot u$ ， F_{pd} 為動波壓力， u 為水分子速度。

$$\therefore d\dot{w} = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cdot dz \cdot \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)$$

由底床至水面單位寬度功率為

$$\dot{w} = \int_{-d}^{\eta} d\dot{w}$$

週期平均功率 $\overline{\dot{w}}$ 為

$$\overline{\dot{w}} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \dot{w} dt$$

經由數學演算整理後得

$$\begin{aligned} \bar{w} &= \frac{\rho g a^2}{2} C \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kd}{\text{Sinh } 2kd} \right] \\ &= \bar{E} \cdot C_g \end{aligned} \quad (45)$$

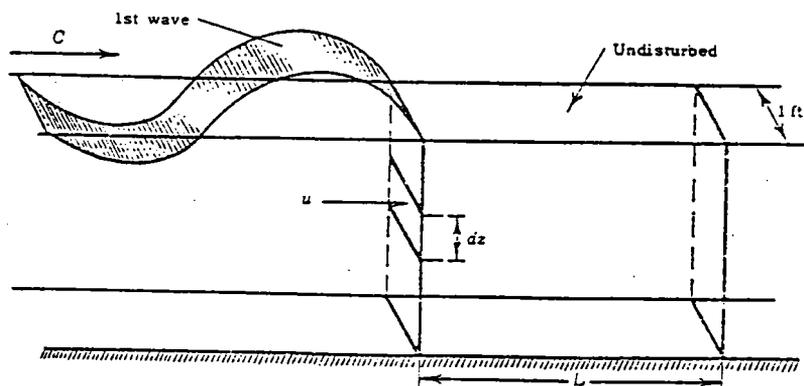


圖 11 波浪能量傳遞

(八) 波壓力

波浪運動方程式，忽略水分子速度二次項後

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} - gz$$

經數學運算處理後得

$$\begin{aligned} p &= \rho g \eta \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} - \rho g z \\ &= \rho g (K_z \eta - z) \end{aligned} \quad (46)$$

$$(46) \text{ 式 } K_z = \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd}$$

當 $z = -d$ 時， $K_z = K = 1 / \cosh kd$ ，由波壓量測可推算海面波形，此即壓力式波高計之原理。

$$\eta = \frac{N (p - \rho g d)}{\rho g K} \quad (47)$$

(47) 式中 N 值為修正係數，長週期波 $N > 1$ ，短週期波 $N < 1$ ，採用線性波時 $N = 1$ 。

五、有限振幅波(Finite Amplitude Waves)

(一)概述

前節微小振幅波假設微小波高，使 $(H/L)^2$ 項與 (H/L) 項相較可以忽略，在此情況下，自由表面條件可經由線性化近似方程式求得正解。實際海面波浪尖銳度 (H/L) 約在 $0.03 \sim 0.08$ 之間，這些微量經過線性化後所求得之近似解應可符合實際要求，但其實不然，如圖12所示，微小振幅波與有限振幅波形比較，有限振幅波波峯較短且較高，而波谷較長且較平，水分子運動軌跡微小振幅波成封閉，而有限振幅波則形成開口，發生質量傳輸現象。

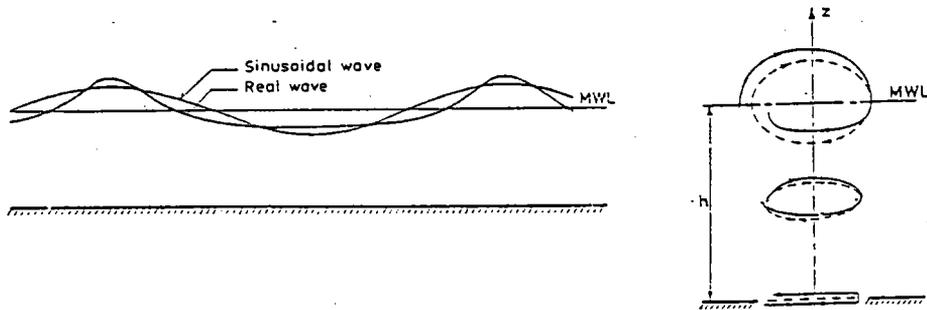


圖 11 微小振幅波與有限振幅波比較

有限振幅波理論係將非線性項波高（其實為波浪尖銳度 H/L ）近似值加以考慮而求得。

(二)理論方程式

Stokes (1947) 以攝動法 (Perturbation method) 推導求得有限振幅波二階近似解，其他學者大都根據此基本解求得更高階近似解。

波浪運動加入非線性項後，數學處理複雜程度急劇增加，因此，本節僅摘錄二階有限振幅波近似解，以便與一階微小振幅波作比較。

1. 流速勢， Φ

$$\Phi = -\frac{Hg}{2\sigma} \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \sin(kx - \sigma t) - \frac{3}{16} \frac{\pi H^2}{T} \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \sin 2(kx - \sigma t) \quad (48)$$

2. 波形, η

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) + \frac{\pi H^2 \cosh k(d+z)}{\delta L \sinh^3 kd} (\cosh 2kd + 2) \cos 2(kx - \sigma t) \quad (49)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_e}{H} &= \frac{1}{2} + \frac{\pi H \cosh k(d+z)}{\delta L \sinh^3 kd} \\ \frac{a_t}{H} &= \frac{1}{2} - \frac{\pi H \cosh k(d+z)}{\delta L \sinh^3 kd} \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

a_e , a_t 分別為波峯與波谷之振幅

3. 波速, C

$$C^2 = \frac{g}{k} \tanh kd \quad (51)$$

二階波速與一階相同, 三階則有差異

4. 水分子運動速度, u 及 w

$$\begin{aligned} u &= \frac{\pi H C \cosh k(d+z)}{L \sinh kd} \cos(kx - \sigma t) \\ &+ \frac{3}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \cos 2(kx - \sigma t) \end{aligned} \quad (52)$$

$$\begin{aligned} w &= \frac{\pi H C \sinh k(d+z)}{L \sinh kd} \sin(kx - \sigma t) \\ &+ \frac{3}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \frac{\sinh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \sin 2(kx - \sigma t) \end{aligned} \quad (53)$$

5. 水分子運動軌跡

$$\begin{aligned} \xi &= -\frac{H \cosh k(d+z)}{2 \sinh kd} \sin(kx - \sigma t) \\ &- \frac{\pi H^2}{4L} \frac{1}{\sinh^2 kd} \left[-\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^2 kd} \right] \sin 2(kx - \sigma t) \\ &+ \frac{\pi H^2 C}{L} \frac{\cosh 2k(d+z)}{2 \sinh^2 kd} t \end{aligned} \quad (54)$$

$$\zeta = \frac{H}{2} \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \cos(kx - \sigma t) + \frac{3}{16} \frac{\pi H^2}{L} \frac{\sinh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \cos 2(kx - \sigma t) \quad (55)$$

波浪變形

(二)

波浪變形

國立中興大學土木工程研究所副教授

蔡清標

1. 前言

在基礎波浪理論中，波浪於等水深之水域進行時，假設波浪為不變形，故稱為永久型波 (Permanent wave)。然而實際海底甚少為不變化者，波浪由深海傳播至淺海過程中，必然受到海底地形、水深變化之影響，因而導致波浪之進行速度、波向及波浪能量流率等發生變化，而產生波浪變形。

由深至淺海的波浪傳播、變形過程中，包括有淺化 (shoaling)、折射 (refraction) 等現象，波浪如過防波堤等構造物時，發生繞射 (diffraction) 現象，海堤前面則為波浪反射 (deflection)，若傳遞至較淺處，波形不能維持，則發生碎波 (breaking)；此等波浪變形現象於海域、港灣及海岸工程規劃設計時，皆須予以了解掌握。

下述章節中，將分別對波浪運動學及動力學之保存 (Conservation) 性質，波浪折射與淺化、底部摩擦之影響、波浪繞射、折射與繞射共存問題及波浪之碎波予以簡略說明。

2. 波浪運動學保存性質

波動媒質有干擾或變化時，假定波浪波長與週期遠小於媒質變化之尺度 (Scales)，則小振幅波列之局部 (local) 特性 (如波形、壓力變動、速度變化等) 可表示為：

$$\eta = a \exp(i\chi) \quad (2-1)$$

其中 a 為 local 之振幅， $\chi(\vec{x}, t, \vec{k}, w)$ 為位相函數，對某一位相點 (phase point)， $\chi(\vec{x}, t) = \text{Const}$ ；然而波動受媒質變化 (如地形緩變、或有非均勻流) 時， $\chi(\vec{x}, t, \vec{k}, w)$ 為位置 \vec{x} 及時間 t 之緩變函數。而 \vec{k}, w 則分別為 local 之波數及週波率，定義為：

$$\vec{k} = \nabla \chi \quad \left(\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} \right) \quad (2-2)$$

$$\omega = -\frac{\partial \chi}{\partial t} \quad (2-3)$$

由(2-2)式可得

$$\nabla \times \vec{k} = 0 \quad (2-4)$$

故知 \vec{k} 為非旋向量(irrotational vector)。將(2-2)及(2-3)式消去 θ ，可得

$$\frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \nabla \omega = 0 \quad (2-5)$$

如考慮一維波浪之進行，則上式為

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0 \quad (2-6)$$

故 k 為單位距離中等位相線(phase line)之數目，即 k 為位相線之密度(density)，而 ω 則為通過某定點之位相線數目， ω 即為位相線之流率(flux)

。若位相線之流出率為 $\frac{\partial \omega}{\partial x} dx$ ，則相同時間內之位相線必然減少 $-\frac{\partial k}{\partial t} dx$

，故上式稱為波浪密度的運動學方程式(kinematical conservation equation for the density of waves)。

對某一定點而言，週波率 ω 與 k 滿足散播關係(dispersion relation)，即 ω 除與 k 有關外，尚與水深 d 、水流速度 \vec{U} 或水體密度 ρ 有關。

$$\omega = \Omega(\vec{k}, f(\vec{x}, t, d, \vec{U}, \rho, \dots)) \quad (2-7)$$

若水流不存在 $\vec{U} = 0$ ， $d = \text{const}$ 時，則散播關係式為

$$\omega^2 = \sigma^2 = gk \tanh(kd) \quad (2-8)$$

其中 $\vec{k} = |\vec{k}|$ 。假若媒質本身即以速度 \vec{U} 運動，則通過某定點之 ω 為

$$\omega = \Omega(\vec{k}, \vec{x}) = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{U} = (gk \tanh kd)^{1/2} + \vec{k} \cdot \vec{U} \quad (2-9)$$

則此 ω 稱為視週率 (observed or apparent frequency)， σ 為固有的週率 (intrinsic frequency)

3. 波浪動力學保存性質

如同前節假定波長與週期遠小於媒質變化尺度。依 Bretherton & Garrett (1969)，波列前進之動力性質滿足波動作用保存 (Wave action conservation principle) 性質，表示為：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E}{\sigma} \right) + \nabla \cdot \left\{ (\vec{U} + \vec{C}_g) \frac{E}{\sigma} \right\} = 0 \quad (3-1)$$

式中 $\frac{E}{\sigma}$ 稱為波作用密度 (wave action density)

σ 為波的固有週率， C_g 為群波速度。上式可寫成

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ (\vec{U} + \vec{C}_g) E \right\} = \frac{E}{\sigma} \left\{ \frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\vec{U} + \vec{C}_g) \cdot \nabla \omega \right\} \quad (3-2)$$

故若平均水流速度 \vec{U} 為非均勻 (nonuniform)，波浪場之 \vec{k} ， σ 隨空間及時間變化，則 E/σ 具保存性質，然波能密度 E 則未必；然若 σ 不因時間變及而 \vec{U} 為等流時，則 (3-2) 式成爲

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{C}_g E) = 0 \quad (3-3)$$

上式即為能量保存方程式 (energy conservation equation)。

4. 波浪之淺化與折射

若波浪之入射角 θ 定義為波向線 (Wave ray) 與海岸法線 (如圖 4-1 之 X 軸) 之夾角, 則

$$\vec{k} = k_x \vec{i} + k_y \vec{j}, \quad \vec{j} = k \cos \theta \vec{i} + k \sin \theta \vec{j} \quad (4-1)$$

代入 (2-4) 式, 得

$$\frac{\partial (k \sin \theta)}{\partial x} - \frac{\partial (k \cos \theta)}{\partial y} = 0 \quad (4-2)$$

若沿岸方向 (即 y 軸) 無變量, 即 $\partial / \partial y = 0$, 則

$$\frac{\partial (k \sin \theta)}{\partial x} = 0 \quad \text{或} \quad k \sin \theta = \text{const} \quad (4-3)$$

故可得

$$\frac{\sin \theta}{C} = \frac{\sin \theta_0}{C_0} \quad (4-4)$$

上式即為 Snell's law, C 為波速。基此定律, 對一均勻坡度底床之平直海岸, 波向將漸趨垂直於海岸線。

然而一般情況, 海底地形為不規則, 且沿岸方向亦為變量, (4-2) 式可寫成

$$k \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} + k \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} = \cos \theta \frac{\partial k}{\partial y} - \sin \theta \frac{\partial k}{\partial x} \quad (4-5)$$

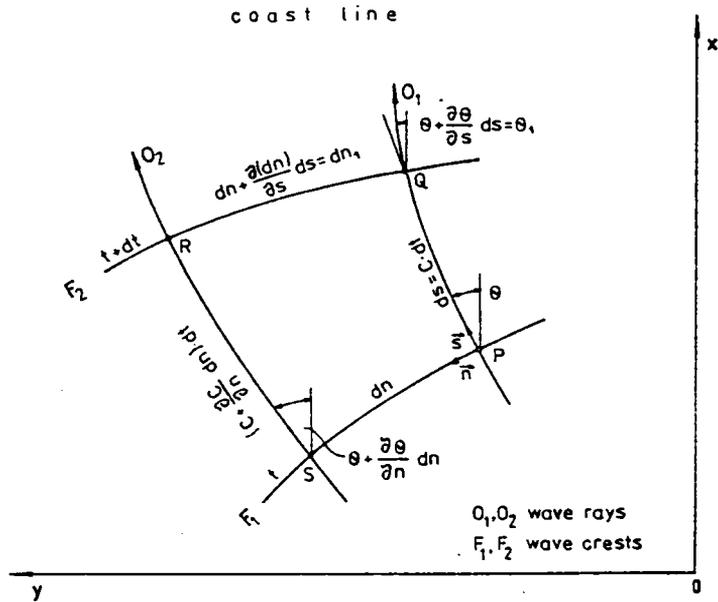


圖 4 - 1 Wave rays and phase lines

今利用正交座標系統 (\vec{s}, \vec{n}) ， \vec{s} 為波向線方向， \vec{n} 為其法線方向，如圖 4 - 1，則

$$\left. \begin{aligned} x &= |\vec{s}| \cos\theta - |\vec{n}| \sin\theta \\ y &= |\vec{s}| \sin\theta + |\vec{n}| \cos\theta \end{aligned} \right\} \quad (4-6)$$

將上式代入 (4 - 5) 式，則可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial s} &= \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial n} = -\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial n} \\ \frac{\partial c}{\partial n} &= -\frac{\partial c}{\partial x} \sin\theta + \frac{\partial c}{\partial y} \cos\theta \end{aligned} \right\} \quad (4-7)$$

對於任意地形上之折射問題，可由上述原理利用作圖法製成折射圖，然耗費人力，且精度有限，故現今多利用電腦以數值計算法計算折射過程。

今考慮圖 4 - 1 中，波浪通過 SP 與 RQ 兩斷面時，依波浪作用保存方程式 (3 - 1)，若不考慮水流 $\vec{U} = 0$ ，並假定波浪已達定常 (stationary) 狀態

，則得：

$$\nabla \cdot (E \vec{C}_g) = 0 \quad (4-8)$$

由於 C_g 在波向線之切線方向，因此通過 SP 與 RQ 兩斷面之能量流率 (energy flux) 相等，即

$$[E C_g dn]_{SP} = [E C_g dn]_{RQ} = \text{const} \quad (4-9)$$

小振幅波中，能量密度 E 與振幅 a 之平方成正比，故沿波向線之振幅變化關係可由下式得之，

$$\frac{a_{RQ}}{a_{SP}} = \left\{ \frac{(C_g)_{SP}}{(C_g)_{RQ}} \frac{(dn)_{SP}}{(dn)_{RQ}} \right\}^{1/2} \quad (4-10)$$

或表成

$$\frac{a_{RQ}}{a_{SP}} = K_s K_r \quad (4-11)$$

其中

$$K_s = \left\{ \frac{(C_g)_{SP}}{(C_g)_{RQ}} \right\} = \left\{ \frac{m_{SP} C_{SP}}{m_{RQ} C_{RQ}} \right\}^{1/2} \quad (4-12)$$

稱為淺化係數 (Shoaling Coefficient)， C 為波速 (phase velocity)，而

$$m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right) \quad (4-13)$$

d 為水深。圖 4-2 為 Sakai & Battjes (1980) 利用 Coker (1977) 之非線性波動解所得之淺化係數之變化，圖中 H_0 , L_0 分別為深海波高及波長。

如水深甚淺，波浪垂直入射時，(4-12) 式亦可簡化為：

$$\frac{a_{RQ}}{a_{SP}} = K_S = \left(\frac{d_{SP}}{d_{RQ}} \right)^{1/4} = \frac{H_{RQ}}{H_{SP}} \quad (4-14)$$

H 為波高，此即為長波之 Green's law。而

$$\left\{ \frac{(dn)_{SP}}{(dn)_{RQ}} \right\}^{1/2} = K_R \quad (4-15)$$

稱為折射係數 (refraction coefficient)，為兩波向線間寬度變化之比值。對一均勻斜坡而言，由 Snell's law

$$K_R = \left(\frac{dn}{dn_1} \right)^{1/2} = \left(\frac{\cos \theta}{\cos \theta_1} \right)^{1/2} \ll 1.0 \quad (4-16)$$

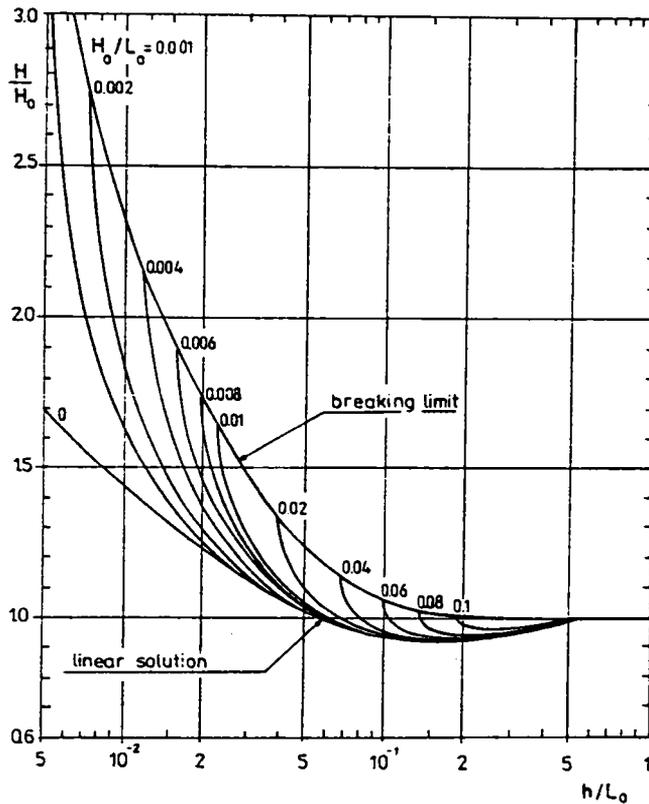


圖 4-2 Shoaling coefficient K_S (From Sakai and Battjes, 1980)

圖 4 - 3 為波浪前進於一均勻斜坡時之波浪折射係數與淺化係數變化圖，此圖可供工程人員於規劃設計時之初步判斷波浪折射情形。

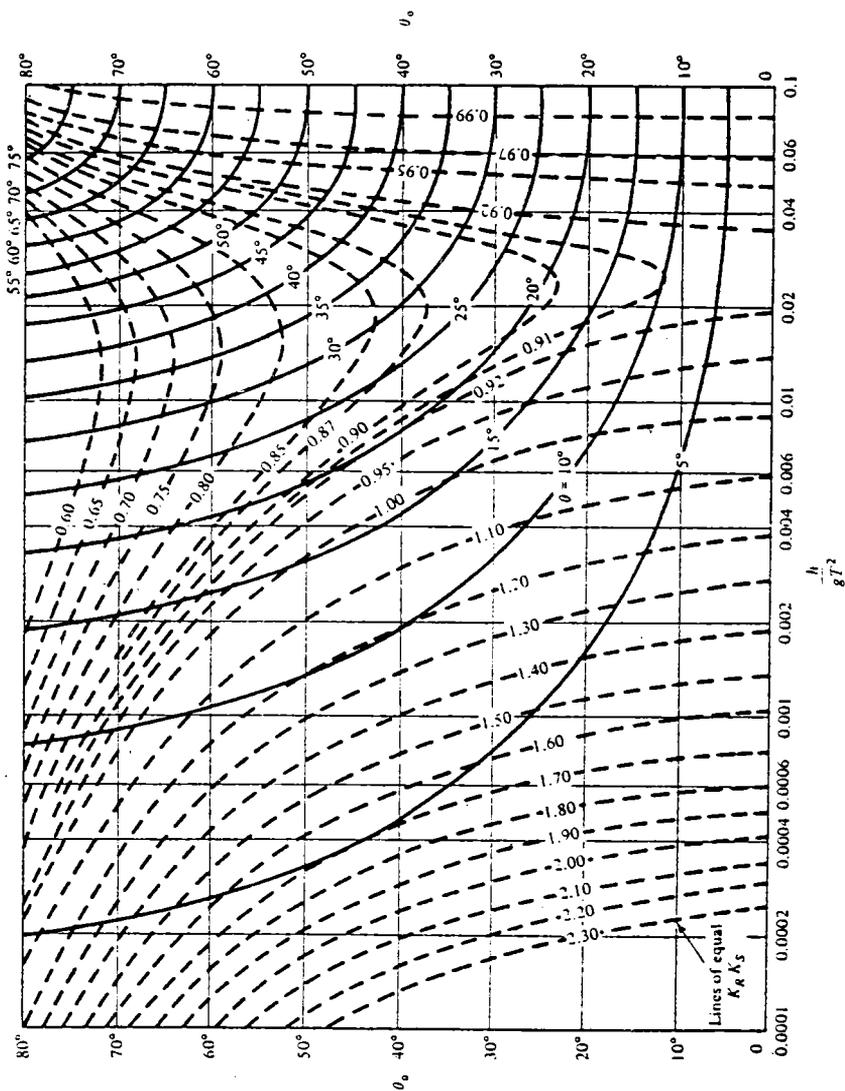


圖 4 - 3 波浪前進於一均勻斜坡時之波浪折射係數與淺化係數變化圖，此圖可供工程人員於規劃設計時之初步判斷波浪折射情形。

另外，(4-7)式亦可轉換成下列方程式

$$\frac{d^2\beta}{ds^2} + P(s) \frac{d\beta}{ds} + Q(s) \beta = 0 \quad (4-17)$$

其中

$$\beta = \frac{dn_1}{dn} = \left(\frac{1}{K_R} \right)^2$$

$$P(s) = -\frac{1}{C} \left(\frac{\partial C}{\partial X} \cos\theta + \frac{\partial c}{\partial y} \sin\theta \right) \quad (4-18)$$

$$Q(s) = \frac{1}{C} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \sin^2\theta - \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial y} \sin 2\theta + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \cos^2\theta \right)$$

$$\frac{dx}{ds} = \cos\theta, \quad \frac{dy}{ds} = \sin\theta$$

上式稱為波浪強度方程式 (wave intensity equation)，對於實際地形之折射、淺化計算，可先將地形海圖繪方格網，利用散播方程式先求得方格網每點水深之波速，則由(4-17)式，可由數值計算方式求得。

5. 海底摩擦之影響

於上節(4-11)式僅適用於SP與RQ之間無能量損失情況，然而在實際情況，由於底部摩擦或滲漏(percolation)導致波浪傳遞過程中能量損失，由實驗數據顯示在碎波帶(Surf zone)外，底部摩擦為能量損失之主因，如對一波高 $H = 2\text{ m}$ ，週期 $T = 8\text{ sec}$ ，水深 $d = 7\text{ m}$ 時，由於亂流底部摩擦及滲漏導致一波長中平均能量流率之相對變化量分別為1.7%及0.06% (Svendsen & Jonsson, 1982)，因此本節主要敘述底部摩擦對波浪之影響。至於碎波帶內，由於碎波之能量損失則為主要，另節敘述。將(4-11)式改寫成

$$\frac{a_{RQ}}{a_{SP}} = K_S K_R K_f \quad (5-1)$$

其中

$$K_f = \left(\frac{\overline{I_{RQ}} \, dn_1}{\overline{I_{SP}} \, dn} \right)^{1/2} \quad (5-2)$$

而

$\overline{I_{RQ}}$, $\overline{I_{SP}}$ 為平均能量流率，為

$$\overline{I} = \overline{E} C_g = \overline{E} C_m \quad (5-3)$$

故

$$\frac{d}{ds} (\overline{I} \, dn) = -\overline{E}_s \, dn \quad (5-4)$$

\overline{E}_s 為單位時間，底部單位面積中，由於底部摩擦導致之平均能量損失。

由(5-2)及(5-4)式，消去 $\overline{I} \, dn$ 得

$$\frac{d}{ds} (K_f^2) = -\frac{C \overline{E}_s \beta}{\overline{I_{SP}}} \quad (5-5)$$

在波浪邊界層中，能量消滅率為

$$\overline{E}_s = \frac{2}{3\pi} \rho f_e U_{b,max}^3 \quad (5-6)$$

f_e 為波能損失因子， $U_{b,max}$ 為勢能理論中，底部波浪速度之振幅。

將(5-6)式代入(5-5)式可得

$$\frac{d}{ds} (k_f) = -\frac{8}{3L} \frac{dc}{d(d)} A_{-d} f_e k_f \quad (5-7)$$

式中 A_{-d} 為勢能理論中於底部之水分子運動振幅。由實驗資料， f_e 有下列關係式

$$f_s = 0.30 \quad \text{for } \frac{A-d}{k_N} < 1.57$$

$$\frac{1}{4\sqrt{fe}} + \log\left(\frac{1}{4\sqrt{fe}}\right) = -0.08 + \log\left(\frac{A-d}{k_N}\right) \quad \left. \vphantom{\frac{1}{4\sqrt{fe}}} \right\} \quad (5-8)$$

$$\text{for } \frac{A-d}{k_N} > 1.57$$

k_N 為 Nikuradse 糙度參數。而當 $\frac{A-d}{k_N} > 1.57$ 時，Kamphuis (1975) 角化爲

$$f_s = 0.4 \left(\frac{A-d}{k_N}\right)^{0.75} \quad \text{for } \frac{A-d}{k_N} < 100 \quad (5-9)$$

6. 波浪之繞射

波浪繞射係因波浪傳動過程中由於其側向能量傳播所造成的現象。因此，當波浪進行時遭遇障礙物後，此障礙物後方水域，仍有波動現象發生，乃因波浪繞射特性所致。就一港口而言，港內波高之大小，與波浪經防波堤繞射進入港內的變化情形有極密切的關係，因此，防波堤規劃設計時，必須對防波堤之遮蔽效果詳加分析，以作最經濟有效的投資。

波浪繞射與光波、聲波之繞射相似，1896 年 Sommerfeld 導出光波繞射之理論公式，1944 年 Penny 及 Price 利用光波繞射之理論公式，引用流體力學之理論，推導微小振幅波對於半無限長防波堤之繞射情形。

當外海波浪以入射角 ϕ ，對一支半無限長防波堤入射時，以堤端爲原點，堤線爲極軸（如圖 6-1 所示，港內水域可分爲遮蔽區（S）及進行區（Q）。

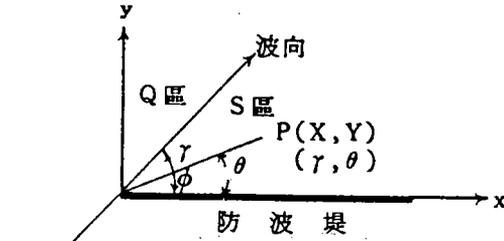


圖 6 - 1 繞射問題座標系

依據 Penney 及 Price 之理論，假設：(1)波浪為非旋流 (irrotational flow)，其流速勢 (velocity potential) 適合 Laplace 方程式。(2)波浪為微小振幅波，波浪運動方程式為線性微分方程式。(3)防波堤為剛體，波浪在堤前完全反射，在堤上與防波堤垂直方向之流速等於零。(4)自由水面上，壓力為常數。(5)港內為等水深，海底不滲漏，在水底，垂直方向流速等於零。

繞射係數 K 為受波浪繞射影響與入射波之波高比值，經利用複數推算可得繞射係數：

$$K = | F (r , \theta) |$$

$$F (r , \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i \left[\frac{x}{4} - kr \cos (\phi - \theta) \right]} \int_{-\infty}^{\delta_1} e^{-i \frac{x \delta^2}{2}} d\delta + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i \left[\frac{x}{4} - kr \cos (\phi + \theta) \right]} \int_{-\infty}^{\delta_2} e^{-i \frac{x \delta^2}{2}} d\delta$$

$$\delta_1 = - \sqrt{\frac{kr}{\pi}} \sin \left(\frac{\phi - \theta}{2} \right)$$

$$\delta_2 = - \sqrt{\frac{kr}{\pi}} \sin \left(\frac{\phi + \theta}{2} \right)$$

$$k = \frac{2\pi}{L}, \quad L = \text{波長}$$

將上式化爲實數表示，則

$$K = \sqrt{A^2 + B^2}$$

若 $\theta < \phi$ (在 S 區)

$$A = U_1 \cos \alpha + U_2 \cos \beta + W_1 \sin \alpha + W_2 \sin \beta$$

$$B = W_1 \cos \alpha + W_2 \cos \beta - U_1 \sin \alpha - U_2 \sin \beta$$

若 $\theta > \phi$ (在 Q 區)

$$A = \cos \alpha - U_1 \cos \alpha - W_1 \sin \alpha + U_2 \cos \beta + W_2 \sin \beta$$

$$B = -\sin \alpha + U_1 \sin \alpha - W_1 \cos \alpha + W_2 \cos \beta - U_2 \sin \beta$$

式中

$$U_i = \frac{1}{2} [1 - C_i - S_i]$$

$$W_i = \frac{1}{2} [S_i - C_i]$$

$$C_i = \int_0^{\delta_i} \cos \frac{\pi \delta^2}{2} d\delta$$

$$S_i = \int_0^{\delta_i} \sin \frac{\pi \delta^2}{2} d\delta$$

$$\alpha = kr \cos (\theta - \phi)$$

$$\beta = kr \cos (\theta + \phi)$$

$i = 1, 2$

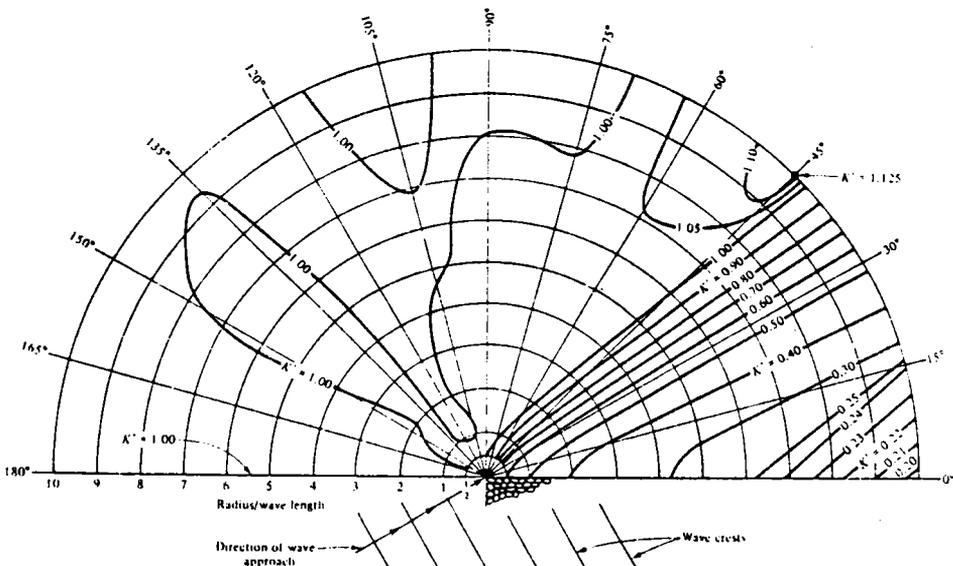


圖 6-2 圖 6-2 Wave diffraction by a semi-infinite impermeable breakwater, wave approach direction = 30°. (After Wiegel, 1962.)

圖 6 - 2 為波浪以 30° 入射角投射於一半無限時不透水防波堤之波浪繞射係數之分佈。

7. 折射與繞射共存問題

波浪之折射主要乃因水深發生變化而導致波向及波高改變；而繞射主要乃因結構障礙物導致波浪場之不連續。前述之波浪折射，淺化過程中並未包含波浪之繞射，然而於實際有結構物之場合中，波浪之折射與繞射是共存的。解析此問題，Berkhoff (1972) 首先提出緩坡方程式 (mild - slope equation)，而後經多位學者加以推廣應用，在不考慮水流存在時，此方程式為

$$\nabla_h \cdot (C C_g \nabla_h \varphi) + k^2 C C_g \varphi = 0 \quad (7-1)$$

式中 φ 為表示波浪振幅及位相之複變函數，其推導過程可參考湯麟武 (1986) 或 Mei (1982)。在深海或水深一定時，上式可簡化為：

$$\nabla_h^2 \varphi + K^2 \varphi = 0 \quad (7-2)$$

此即為 Helmholtz 方程式，為波浪繞射之控制方法，而在淺水 ($kd \ll 1$) 時，則 (7-1) 式可化簡為：

$$g \nabla_h \cdot (d \nabla_h \varphi) + \sigma^2 \varphi = 0 \quad (7-3)$$

(7-1) 式係基於 $|\nabla_h d / kd| \ll 1$ ，即地形為緩變之假定。

(7-1) 式基本上屬於橢圓型微分方程，在較為簡單、有規則之地形及邊界條件情況，尚可用解析方式求解，然在實際不規則地形及邊界時，則通常採用有限差分法或有限元素法求解之。

圖 7-1 ~ 圖 7-3 為 Berkhoff, Booij and Redder (1982) 利用緩坡方程式之計算例，圖 7-1 為地形等深線圖，圖 7-2 及圖 7-3 分別為斷面 3 及斷面 7 之波浪振幅分佈計算結果。

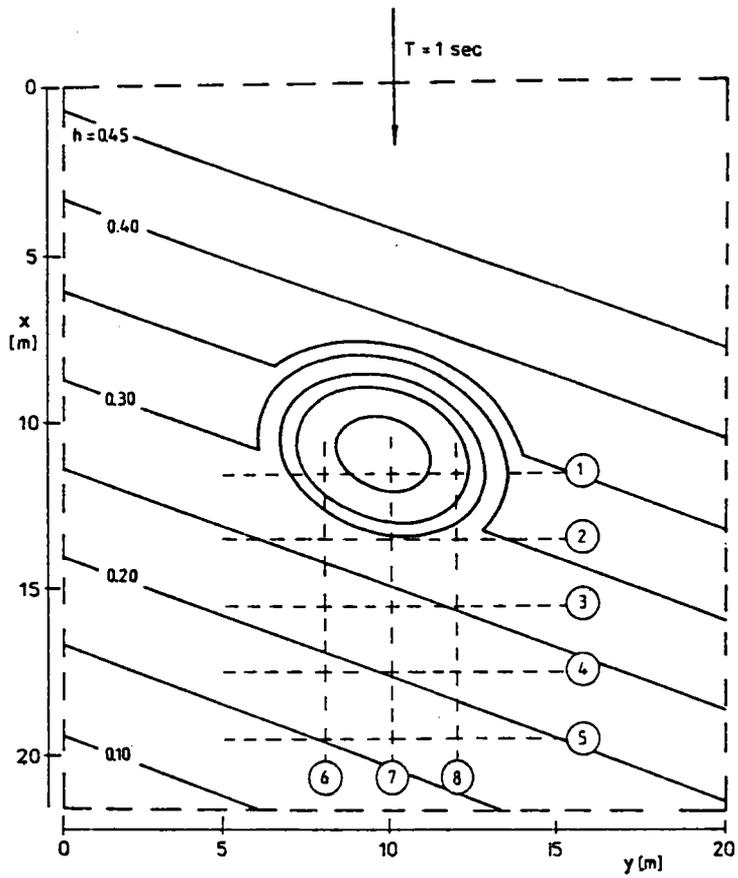


图 7 - 1 Topography and computational domain for experiment of Berkhoff, Booij and Radder (1982)

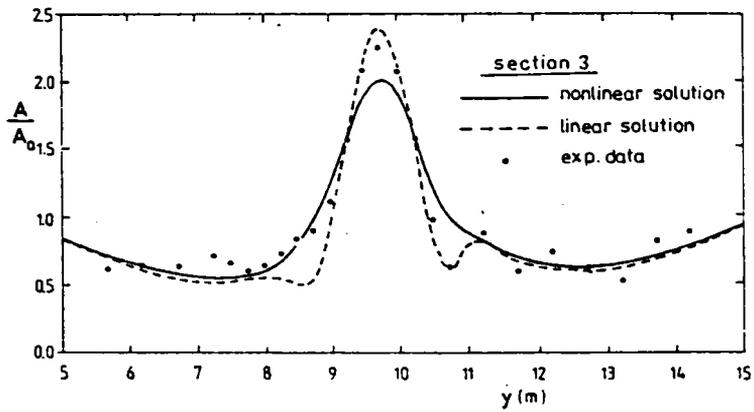


图 7 - 2 Comparison of linear and nonlinear model results to experimental data. Transect 3

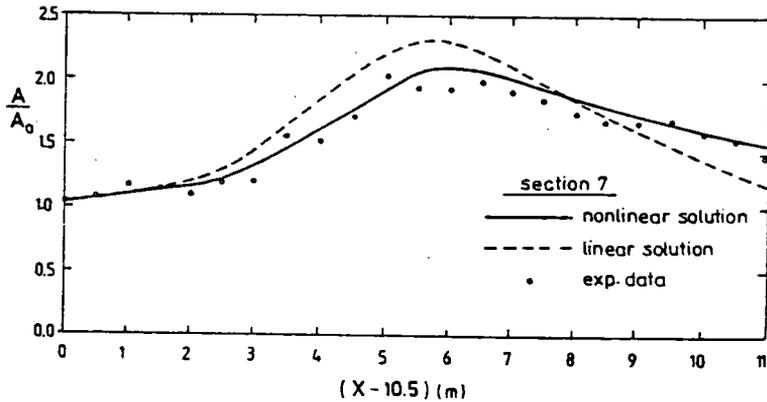


圖 7 - 3 Comparison of linear and nonlinear model results to experimental data. Transect 7

8. 碎波及碎波帶內的現象 (摘自湯麟武著：波浪學綱要)

在一定水深 d 的水域中，已知波長 L 的單元波列 (monochroic wave series) 中的極限波高，其條件為：

(1) 波浪銳度 (wave steepness) 即波高波長的比，即達下列限度

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = 0.142 \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right), \text{ Michell (1893)} \quad (1)$$

$$d/L \rightarrow \infty \text{ 時 } \frac{H}{L} \div \frac{1}{7}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = & 0.00050 + 0.11907 \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) + 0.01314 \left[\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \right]^2 \\ & - 0.01255 \left[\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \right]^3 + 0.02017 \left[\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \right]^4 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{d}{L} \rightarrow \infty \text{ 時 } \left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = 0.14033, \text{ 林西川 (Lin 1986)}$$

(2)波頂角爲 90° ，陳陽益 (Chen 1983)

即波頂角度必須大於 90° 。

(3) $L \gg d$ 時，不考慮 L 的影響，視作孤立波 (solitary wave)，波高水深比的最大值爲

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{\max} = 0.78 \quad \text{McCowan (1894)}$$

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{\max} = 0.73 \quad \text{Keulegan (1940)}$$

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{\max} = 0.854654 \quad \text{陳陽益 (Chen 1983)}$$

其他類似理論尚多，但主要爲此三種類型，超過此限度，一般謂將發生碎波，理論上，永久型波浪除長波矛盾 (long wave paradox) 現象而外，一旦存在而向前傳播，即不可能有破碎之事發生，超過上述限度的波浪，根本無出現之可能，碎波現象祇在水底有變化處存在。

實際海域中，波浪向海岸推進時，觸底之後，水深漸小，在海岸前方必將碎波，此現象在工程上最爲重要，碎波前後波力完全不同，碎波帶 (surf zone) 即碎波線與海岸線中間的淺水域中有沿岸流 (longshore current)，離岸流或稱裂流 (rip current)，爲漂沙 (sand drift) 的主要動力，碎波帶內水位，因波浪推力而生波揚 (wave set up) 之外，高波連 (high wave run) 的間歇發生，碎波波峯連續墜落壅積於碎波帶中，使水位亦作週期性的起伏，形成淺灘動盪 (surfbeat)，故海岸工程，淺海養殖，海濱休閒活動有關人員爲規劃設計海岸堤防，防沙堤，淺海漁港，發電廠取排水路，防治各種海域污染，佈置海苔類養殖柵，人工魚礁 (artificial reef, housing scheme for fishes)，選定衝浪 (surfing) 地點，維持海水浴場沙灘等，莫不首先推定碎波帶的位置規模，即求出各種可能發生的波浪的碎波地點即求碎波水深 (breaking depth) d_b ，再求碎波時波浪能到達的高度即碎波波高 (breaking height) H_b ，以判斷其破壞性及墜落於碎波帶的水量，然後始可推算碎波帶內的流動，水位起伏等。

解決此問題正統的方法，爲求合乎此種邊界條件的流勢，二尺度問題中，

$\phi(x, z; t)$ 必須符合 Laplace 方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

表面條件與水深一定的波浪相同即

$$\text{KFSBC} : \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} \right]_{z=\zeta} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{DFSBC} : \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p}{\rho} \right\}_{z=\zeta} \\ + g\zeta = B(t) \end{aligned} \quad (6)$$

海底地形 (bathymetry) 已知，底部不透水，潮位變化週期比波浪週期大得多，故可不考慮水深的時間變化故 $d = d(x)$ ，為已知函數，則底部邊界條件為

$$\text{BBC} : \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + u \frac{\partial d}{\partial x} \right)_{z=-d(x)} = 0 \quad (7)$$

用(5)、(6)、(7)式條件解(4)式，接近碎波時， H/d 為有限數字，非線性項不能忽略，如 $\phi(x, z; t)$ 能求出，則流場可解明，散播關係亦可求出，水深愈淺，波速，如 $\phi(x, z; t)$ 能求出，則流場可解明，散播關係亦可求出，水深愈淺，波速 c 愈小，但表面水粒流速 u_s 則愈大，此由線性小振幅波理論式可以推知， $[u]_{z=\zeta} = c$ 之處，水粒跳出波形，即為碎波，或求出波形方程式種理論解，迄今無人能成功，最近將來亦無希望，故本章祇能根據 Rayleigh 原則，參照實驗成果，說明碎波現象，估算碎波水深及波高，碎波帶內的波浪狀況，水位變化，流動狀況亦根據淺水中波浪推力的變動求出。

本節專討論規則性單元波列的碎波及在碎波帶中所造成的現象，淺灘動盪 (surf beat) 雖為碎波帶中最重要的現象，但因投射波波高變動所引起，故在有關紛紜變形中討論之。

§ 8-1. 碎波近似理論及經驗公式

碎波處水深小，故波浪可認為淺水長波或視作孤立波，Dean 及 Dalrymple(1984) 假定碎波時的群速速度為 $\sqrt{gd_B}$ ，則碎波波高 H_B 與未觸底的波高 H_0 的比，由淺化公式可得

$$\frac{H_B}{H_0} = \sqrt{\frac{G_0}{G}} = \left(\frac{C_0}{2 \sqrt{gd_B}} \right)^{1/2} = \frac{\beta_*}{H_0} d_B \quad (1)$$

β_* 為碎波波高與碎波水深的比，可用水平底上的極限波高水深比，如前述 0.78, 0.85464 等。

解(1)式得

$$d_B = \frac{1}{g^{1/5} \beta_*^{4/5}} \left(\frac{H_0^2 c_0}{2} \right)^{2/5} = \frac{g^{1/5}}{\beta_*^{4/5}} \left(\frac{H_0^2 T}{4\pi} \right)^{2/5} \quad (2)$$

海底比降 (bottom slope) s 為常數時 $s = |\tan \alpha|$ ， α 為海底與水平面間的角， x 軸的原點為水平線與海岸線相交之處，則碎波點的位置 x_B 為

$$x_B = d_B/s = \frac{1}{sg^{1/5} \beta_*^{4/5}} \left(\frac{H_0^2 c_0}{2} \right)^{2/5} = \frac{g^{1/5}}{s \beta_*^{4/5}} \left(\frac{H_0^2 T}{4\pi} \right)^{2/5} \quad (3)$$

碎波 (breaker) 的波高為 H_B

$$H_B = \beta_* d_B = \left(\frac{\beta_*}{g} \right)^{1/5} \left(\frac{H_0^2 c_0}{2} \right)^{2/5} = (\beta_* g)^{1/5} \left(\frac{H_0^2 T}{4\pi} \right)^{2/5} \quad (4)$$

已知觸底前波高 H_0 及此波列的週期 T ，則其碎波地點及碎波時的波高可用此等公式估計，Dalrymple (1977) 取 $\beta_* = 0.8$ 代入計算的結果低估 12%，Weishar (1978) 建議用 $H_B = 0.39 g^{1/5}$ ，在 $s = 1/20 \sim 1/60$ 時，與實驗值相當符合 (Iwata 1982)。

如週期大於 $4.23 d / \sqrt{gH}$ 時，此時 H, d 可由上述公式作初步估算，用

Munk(1949) 的方法，淺化公式 $E_0 G_0 = EG$ 中，等號右方 $EG = G_B \cdot (TE / L_B)$ ， G_B 為碎波時群速度，此處等於波速 $C_B = L_B / T$ ， L_B 為碎波時的波長 TE 以孤立波一波長能量，即 $\frac{8}{3} \rho g d^2 H \sqrt{\frac{H}{3d}}$ 代入， $E_0 = \frac{1}{8} \rho g H_0^2$ ， $G_0 = C_0 / 2 = L_0 / 2 T$

$$\frac{1}{16} \rho g \frac{L_0}{T} H_0^2 = \frac{1}{T} \left(\frac{8}{3} \rho g d_B^2 H_B \sqrt{\frac{H_B}{3d_B}} \right) \quad (5)$$

$H_B / d_B = \beta_*$ ，故此式為

$$\frac{1}{16} L_0 H_0^2 = \frac{8}{3 \sqrt{3}} d_B^3 \beta_*^{1.5}$$

$$\beta_* = 0.78 \text{ 時}$$

$$\frac{d_B}{H_0} = \frac{1.28}{3.3(H_0 / L_0)^{1/3}}, \quad \frac{H_B}{H_0} = \frac{1}{3.3(H_0 / L_0)^{1/3}}$$

$$\beta_* = 0.85464 \text{ 時}$$

$$\frac{d_B}{H_0} = \frac{1.17}{3.147(H_0 / L_0)^{1/3}}, \quad \frac{H_B}{H_0} = \frac{1}{3.147(H_0 / L_0)^{1/3}}$$

故已知觸底前的波高波長時，即可推算碎波水深及波高。

碎波現象，非常複雜，可能根本無法求出正確的理論解，故大都用實驗研究，最早的實驗資料為 Iverson (1952) 的圖表，如圖 8、1-(a)、(b)。

我國開始研究波浪問題時，因須解決台中港，新竹海埔地，嘉義海埔地等處的碎波問題，而台灣西海岸前海灘比降特別平坦，台中港以北為 $s = 1 / 80$ ，台中港以南北降更小，雲林嘉義地區 $s = 1 / 600 \sim 1 / 1000$ ，Iverson 的圖表比降大於 $1 / 50$ ，無法應用，日本雖亦有碎波實驗資料，但比降在 $1 / 9 \sim 1 / 50$ ，故在台南水工試驗所 (Tainan Hydraulics Laboratory) 建較長造波水路，進行實驗，並將其結果歸納為下列公式。

$$H_B / H_o = [0.53 + 0.0368 \ell_n(s)] \ell_n \left(\frac{0.04}{H_o / L_o} \right) + 1.07 \quad (8)$$

$$(H_o / L_o < 0.04)$$

$$H_B / H_o = 0.21614 (0.142 - H_o / L_o)^{0.496} + 1$$

$$(0.142 \geq H_o / L_o \geq 0.04)$$

$\ell_n (\cdot)$ 為自然對數， H_o / L_o 為波浪在深水區中的銳度，稱為初期銳度 (initial steepness)， s 為海底比降 $s \leq 1 / 50$ 。

$$d_B / H_o = (0.255 - 5.3 s) \left[\ell_n \left(\frac{H_o / L_o}{0.04} \right) \right]^2$$

$$+ (1.39 s^2 - 1.0423 s) \left[\ell_n \left(\frac{H_o / L_o}{0.04} \right) \right] \quad (9)$$

$$+ (1.516 - 5.3 s)$$

實驗數據如圖 8、1-(c)、(d)。

凡實驗公式，必須用理論證明其趨勢，始可信賴，以上公式，著者 (Tang 1970) 用長波理論，證明碎波波高指數 (breaking height index) H_B / H_o 與碎波水深指數 (breaking depth index) d_B / H_o ，與初期銳度 H_o / L_o 及海底比降 s 的關係為

$$\frac{\partial}{\partial \delta_o} \left(\frac{H_B}{H_o} \right) < 0, \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H_B}{H_o} \right) > 0 \quad \left(\frac{H_o}{L_o} < 0.04 \right) \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial \delta_o} \left(\frac{d_B}{H_o} \right) < 0, \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{d_B}{H_o} \right) < 0 \quad \left(\frac{H_o}{L_o} \geq 0.04 \right)$$

*

$H_o/L_o < 0.04$ 的實驗結果符合， $H_o/L_o > 0.04$ 時，波浪在 $d/L > 0.1$ 時已碎波，故不能用長波理論，林西川 (Lin 1986) 用通用波浪模式證明實驗曲線 $H_o/L_o > 0.04$ 範圍的趨勢，故上述公式及圖表可實際應用。

LéMehauté 及高 (1967) 的經驗公式為

$$\frac{H_B}{H_o} = 0.76 s^{1/7} \left(H_o / L_o \right)^{-1/4} \quad (11)$$

合田良實 (Goda 1975) 綜合十餘年來的實驗觀測成果發表經驗公式如下

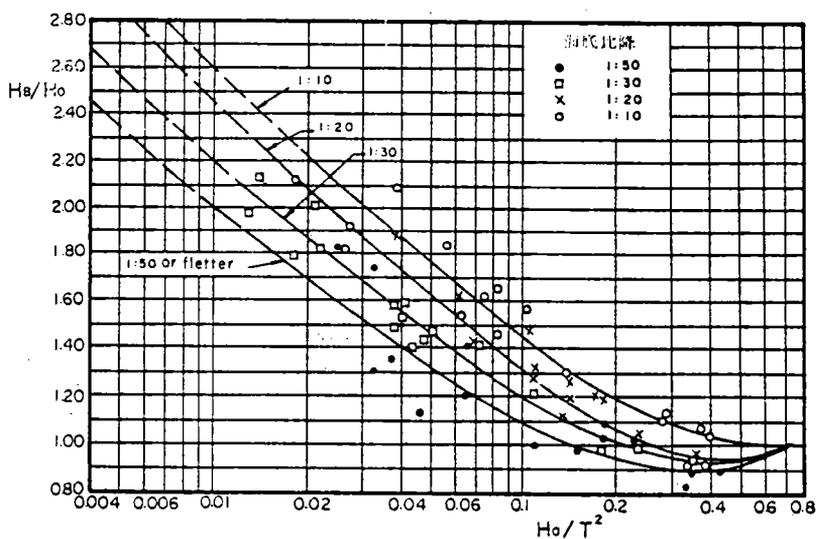


圖 8-1-(a) 碎波波高指數與 H_o/T^2 之關係 (Iverson 1952)

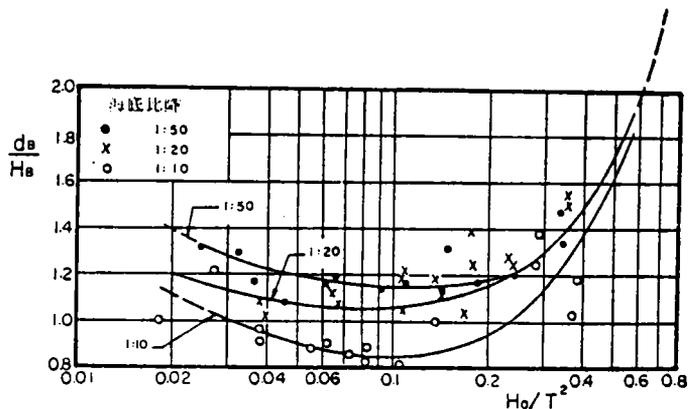


圖 8-2.1-(b) d_B/H_B 與 H_0/T^2 之關係 (Iverson 1952)

$$\frac{H_B}{L_0} = C_B \{ 1 - \exp [-1.5 \pi \frac{d_B}{L_0} (1 + 15s^4)^{1/3}] \} \quad (12)$$

即

$$\beta_* = \frac{H_B}{d_B} = C_B \left(\frac{d_B}{L_0} \right)^{-1} \{ 1 - \exp [-1.5 \pi \frac{d_B}{L_0} (1 + 15s^4)^{1/3}] \} \quad (13)$$

$C_B = 0.12 \sim 0.18$ 規則波用 0.17, $s = |\tan \alpha|$ 。菅原 (Sugahara 1978) 再修改為

$$\frac{H_B}{L_0} = 0.17 \left(\frac{d_B}{L_0} \right)^{-0.9} \{ 1 - \exp [-1.5 \pi \left(\frac{d_B}{L_0} \right)^{0.9} (1 + 15s^4)^{1/3}] \} \quad (14)$$

在一已知地點，以其水深為 d_B ，各種週期 $T = \sqrt{\frac{2\pi L_0}{g}}$ 的波浪在該處的

碎波波高 H_B ，可以估計至相當可靠程度。

碎波時，波頂在靜水面上的高度 ζ_0 ，一定大於 H_B 之半，令 $z_B = d_B + \zeta_0$ ，按著者的實驗結果， $z_B / H_B = 1.9 \sim 2.6$ (Tang, 1970)。合田 (Goda 1970) 的實驗結果 $z_B / d_B = 1.8 \sim 2.0$ ，合田建議用下列公式估算波頂高度。

$$\zeta_0 / H_B = 0.75 \sim 0.9 \quad (15)$$

碎波的形狀，按 Galvin (1968) 的分類法為，初期尖度大海底比降小，波浪在有限振幅表面波的形狀下，在遠處即水深大之處碎波時，多為此種形狀，波形略有不對稱，波頂溢出白色水泡，與深海中因強風吹颺於波頂水粒跳出所形成的白帽 (white cap) 類似，但潑濺 (splash) 出來的紊亂水沫氣泡較多，沿波峯前面流下，此種碎波型式，稱為溢出 (spilling)。

長波狀態的碎波，多為捲入 (plunging)，按有限振幅長波中的長波矛盾 (long wave paradox) 現象，波峯中波速較波谷為快，故波峯前面先呈直立狀，波頂隨即沖向前方呈舌狀，再捲入空氣成一氣袋 (air pocket)，此氣袋有時呈水平滾筒 (roller) 隨波浪前進，空氣混入 (air entraining) 量亦多，落下的波頂可成一小波，使碎波帶水量增加，潑濺飛沫亦多。

介於此二者之間的碎波型式，稱為崩潰 (collapsing)，波峯前面較低部份呈捲狀，但波頂來不及捲成舌狀即行崩潰。

最後一種為澎湃 (surging) 型，為波浪一直沖到海岸線始碎波再向岸湧上 (uprush, swash)，但此水量滑下時又與後續波浪混合再湧上，海灘前呈洶湧澎湃現象。

各種碎波形狀如圖 8、1—(e)。

碎波型式，與碎波帶內的現象關係殊大，例如捲入型碎波供給碎波帶相當水量使水位增高而溢出型的碎波帶較寬，碎波對此區域的水量供給不多，澎湃型根本不形成碎波帶，因此必須按波浪銳度，海底比降判斷，Battjes (1974) 定出一種碎波相似參數 (surf similarity parameter) σ^* 或 σ_0^* 以判別碎波型式：

$$\sigma^* = |\tan\alpha| / \sqrt{H_b/L_0}, \quad \sigma_o^* = |\tan\alpha| / \sqrt{H_o/L_0}$$

$$\sigma^* < 0.4 \text{ 或 } \sigma_o^* < 0.5 \text{ 溢出型碎波}$$

$$0.4 < \sigma^* < 2.0 \text{ 或 } 0.5 < \sigma_o^* < 3.3 \text{ 捲入或崩潰型碎波}$$

$$2.0 < \sigma^* \text{ 或 } 3.3 < \sigma_o^* \quad \text{澎湃型碎波} \quad (16)$$

但最近衆多實驗結果 (Watanabe 1980, Nadaoka 1981, Izumiya 1981) 顯示 $\sigma_o^* = 0.23$ 爲溢出與捲入型碎波的界限。

碎波波場中的水粒流速，雖早經 Iverson (1952)、速水 (Hayami 1954, 1955) 在實驗室中測定，此後亦有測定資料，但始終未有系統性的結論，在碎波瞬間前，丸山康樹等 (Maruyama et al. 1983) 在幾近於實際情況的水路中實測結果，溢出型碎波前與 Stokes 波浪五次近似的流場相符，Ursell 參數 $\nu^* = gHT/d^2 \geq 25$ 時，用橢圓函數波三次近似解計算，碎波中的流場，傾向略同但數值不甚符合。

8-2. 碎波帶內的水位上升

波浪向海岸推進時，因波浪推力即過剩運動量通率愈來愈大，故靜水壓因而減少，因此水位亦因波浪傳播而來而下降，即所謂波降 (wave set-down)，可計算其下降量，碎波時，能量的一部份，消耗於紊亂 (turbulence)，空氣混入，底部摩擦，以及音響，運動量亦有變化，波浪推力 S_x 與 E 成正比，故碎波點開始應有水位上升現象，碎波後向岸推進，紊亂仍將繼續一段時間，摩擦損耗率 ϵ_f 水深 d 變小時損耗率越來越大，因此，碎波以後按

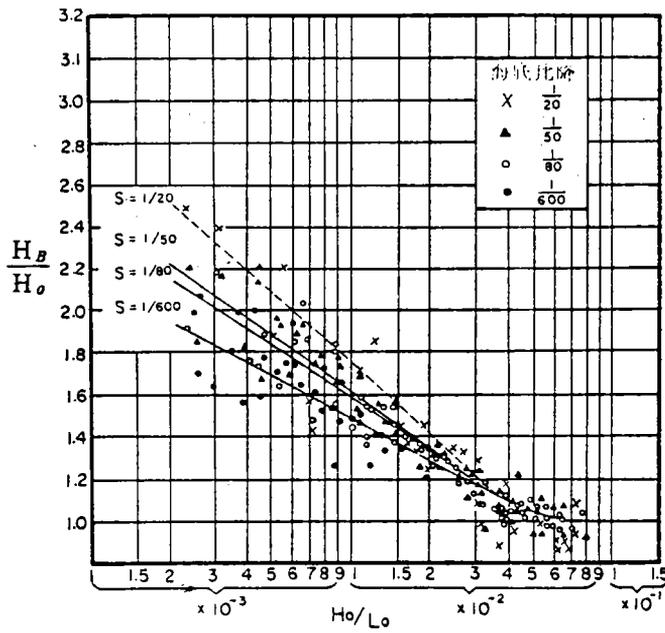


圖 8 - 1 - (c) 碎波波高指數與 H_0/L_0 及 s 之關係
 [高駿 (Kao) 1964]

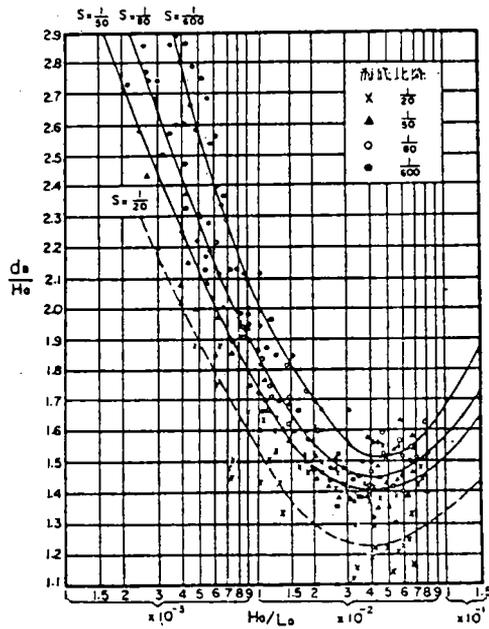


圖 8 - 1 - (d) 碎波水深指數與 H_0/L_0 及 s 之關係
 [高駿 (Kao) 1964]

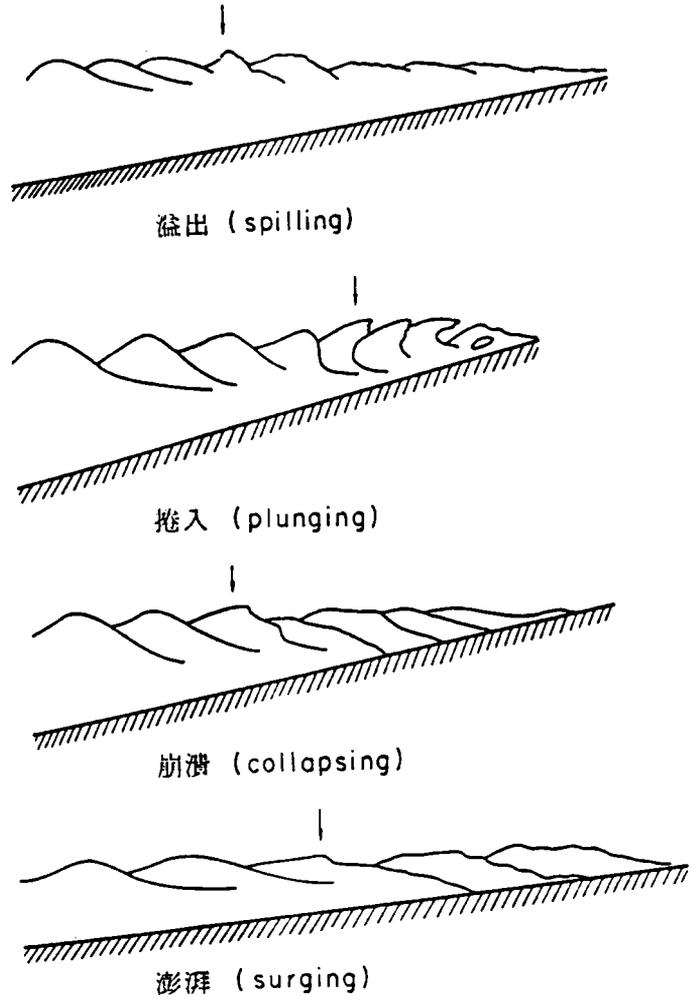


圖 8 - 1 - (e) 碎波型式圖 (Galvin 1968)

$$\frac{dS_{xx}}{dx} \propto \frac{dE}{dx} < 0, \text{ 則 } \frac{dh}{dx} > 0 \quad (1)$$

h 為平均水位的變化量。

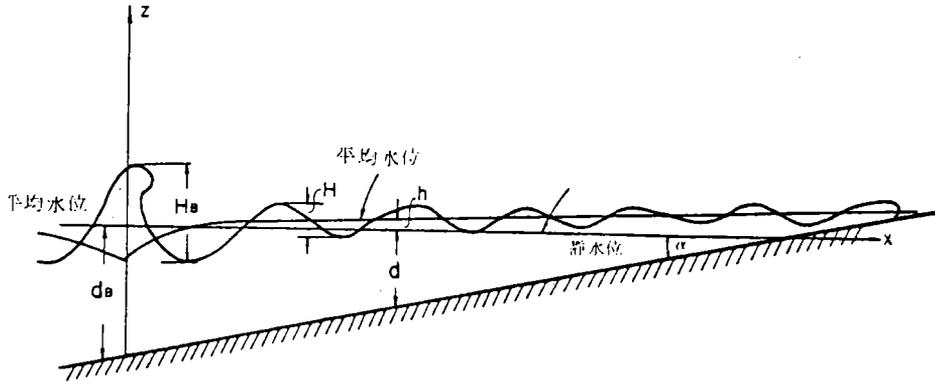


圖 8 - 2 碎波前後的波降及波揚

碎波及碎波後的現象，無法求出正確的理論解，一般假設碎波後的波浪振幅 $\hat{\zeta}$ 與水深 d 成正比。

$$\hat{\zeta} \doteq a = \gamma'_* d \quad (2)$$

γ'_* 為比例常數，約在 0.6 ~ 0.855 之間。

S_{xx} 用長波狀態下的公式

$$S_{xx} = \frac{3}{2} E = \frac{3}{4} \rho g a^2 = \frac{3}{4} \rho g \gamma'^2_* d^2 \quad (3)$$

代入 $\frac{dh}{dx} = -\frac{1}{\rho g d} \frac{dS_{xx}}{dx}$ ，即運動量通率平衡方程式

$$\frac{dh}{dx} = -\frac{3}{2} \gamma'^2_* \frac{d(d)}{dx} \quad (4)$$

如圖 8、2， $d(d)/dx = s = \tan\alpha < 0$ ，故 $\frac{dh}{dx} > 0$ ，即平均水位上升，此現象稱為波揚 (wave set-up)。

Bowen 等 (1968) 假定碎波帶內的波高 H 為

$$H = \gamma_* (d + h) \quad \gamma_* \text{ 為常數} \quad (5)$$

則運動量通常平衡方程式為

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{3}{16} \rho g \gamma_*^2 (d + h)^2 \right] = -\rho g (d + h) \frac{dh}{dx} \quad (6)$$

此式可以在碎波水深 $d = d_B$ 處，波揚水位為 h_B 的邊界條件下解得為

$$h = K^* (d_B - d) + h_B$$

$$K^* = \left[1 + \left(8 / 3 \gamma_*^2 \right) \right]^{-1} \quad (7)$$

與實驗結果大致符合， K^* 可稱為波揚參數 (parameter of wave set-up)。

以上未考慮海底比降 s 的影響，佐佐木及佐伯 (Sasaki and Saeki 1974) 的實驗結果為。

$$\frac{dh}{d(d)} = - (3.85s + 0.015) \left(\frac{1}{90} \leq s = |\tan\alpha| \leq \frac{1}{12} \right) \quad (8)$$

$$(0.006 \leq H_o / L_o \leq 0.05)$$

已知碎波波高 H_B 時

$$h = - (3.85s + 0.015) d + (1.63s + 0.048) H_B \quad (9)$$

8. - 3. 碎波後的波浪

淺灘上從事海埔地 (tidal land) 圍墾 (reclamation) 工程，須將海堤築在高潮時有水低潮時露出之處，在碎波帶之中，堤前波浪為碎波後的波浪，其他在碎波帶中修建小型船澳，圍人工養殖池以及游泳等，均必須明瞭碎波之後的波浪情況，已知外海投射而來的波浪週期 T ，碎波地點即碎波水深 d_b ，碎波時的波高 H_b ，碎波帶內的地形已知，海底比降 s 並可視為常數之處，在波浪推力及波揚波降理論出現之前，著者 (Tang, 1970) 曾由能量平衡方程式求出理論解，並參照實驗結果提出計算碎波後波高的公式，十餘年前曾在台灣西海岸廣泛使用，但不考慮平均水位顯已落伍，故本書不再提及，解決此問題，最正統的方法仍應按海面海底邊界條件，碎波時水深波高等起始條件 (initial condition)，從包括內外作用力的運動及連續方程式求解，目前即使用數值解法亦無可能，故仍須用 Rayleigh 原則及各種保存方程式求解，問題為求 x 處的波高 $H(x)$ ，必須考慮 x 處的波揚 $h(x)$ ，及流動 $U(x)$ ，因此有三個未知數，必須有三個方程式始能解決，首先考慮者為能量平衡方程式，考慮已達定常狀態的情況，故凡 $\partial / \partial t$ 的項可為 0，但必須考慮能量的損耗，祇考慮 x 方向，故

$$\frac{\partial}{\partial x} [E(U+G)] + S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} = \sum_i \epsilon_i \quad (1)$$

$E = \frac{1}{8} \rho g H^2$ ， U 為 x 的函數以下求出， $G = \sqrt{gD}$ ， $D = d + h$ 亦為 x 的函數， $S_{xx} = \frac{3}{2} E$ 亦為 x 的函數 ϵ_i 為碎波時及碎波帶內的各種能量損耗率，例如空氣混入的損耗率 ϵ_A ，紊亂的損耗率 ϵ_T ，底部摩擦的損耗率 ϵ_F ……等。

運動量保存方程式為

$$\frac{\partial}{\partial x} [U + \tilde{M}_x / \rho D] M_x + S_{xx} = -\rho g D \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2)$$

再用質量保存方程式

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{F}_m + \tilde{F}_m) = 0 \quad (3)$$

\overline{F}_m 為水流 U 的質量通率平均值，即水流的平均運動量 $\rho U D$ ， \widetilde{F}_m 為波浪水流的平均運動量 \widetilde{M}_x ：

$$\widetilde{F}_m = \widetilde{M}_x = E / c \quad (4)$$

將(3)式積分，在海岸線處應無水流通過，則積分常數為 0，

$$\widetilde{F}_m + \overline{F}_m = \rho U D + E / c = 0$$

即

$$U = - (E / c) / \rho D = - \frac{1}{8} \left(\frac{H}{D} \right)^2 \sqrt{g D} \quad (5)$$

此為因波浪向海岸推進，波峯上的水量到海岸後再迴流的流速，與波向反向，在 H / D 甚小時，此數值可以忽略，但在碎波帶中，必須考慮。

將(4)(5)式及 $S_{xx} = \frac{3}{2} E = \frac{3}{16} \rho g H^2$ ，代入(1)式得

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{8} \rho g H^2 \sqrt{g D} \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{H}{D} \right)^2 \right] \right\} - \frac{3}{16} \rho g H^2 \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{8} \left(\frac{H}{D} \right)^2 \sqrt{g D} \right] = \sum_i \varepsilon_i \quad (6)$$

代入(2)式得

$$\frac{3}{8} H \frac{dH}{dx} + D \frac{dD}{dx} = 0 \quad (7)$$

解此聯立方程式，得 $H(x)$ 及 $D(x) = d + h(x)$ 則問題可以解決，(6)式中，各種能量損耗率，在長波狀態中為：

$$\varepsilon_p = \frac{f^* \rho g^{1.5} H^3}{6 \pi D^{1.5}} \quad (8)$$

Führböter (1970) 認為波能的損耗等於空氣混入所需的位能，以求出空氣混入的能量損耗率 ε_A ，郭秀吉 (Kuo 1972) 予以修正，黃正欣 (Huang 1979)

再由實驗數據校核後得

$$\epsilon_A = n \rho g \frac{H_B^2}{2T} \frac{c'}{1-c'} \quad (9)$$

$$n = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kD_B}{\sinh(2kD_B)} \right], \quad D_B = d_B + h, \quad c' \text{ 爲空氣混入的濃度}$$

$$c' = \bar{c}'_B (1 - x / \ell) \quad (10)$$

\bar{c}'_B 爲碎波時空氣混入的平均濃度，黃正欣由實驗求出如下

$$\begin{aligned} s = 1/80, \quad \bar{c}'_B &= 0.05 \sim 0.10 \\ s = 1/30, \quad \bar{c}'_B &= 0.15 \sim 0.20 \\ s = 1/12, \quad \bar{c}'_B &= 0.20 \sim 0.30 \end{aligned} \quad (11)$$

ℓ 爲空氣混入至氣泡全部逸出的距離，與碎波時波長的比 $r_B = \ell / L_B$ 與初期尖度 H_o / L_o 及海底比降有關，由實驗求得者如圖 8-3-(a)。

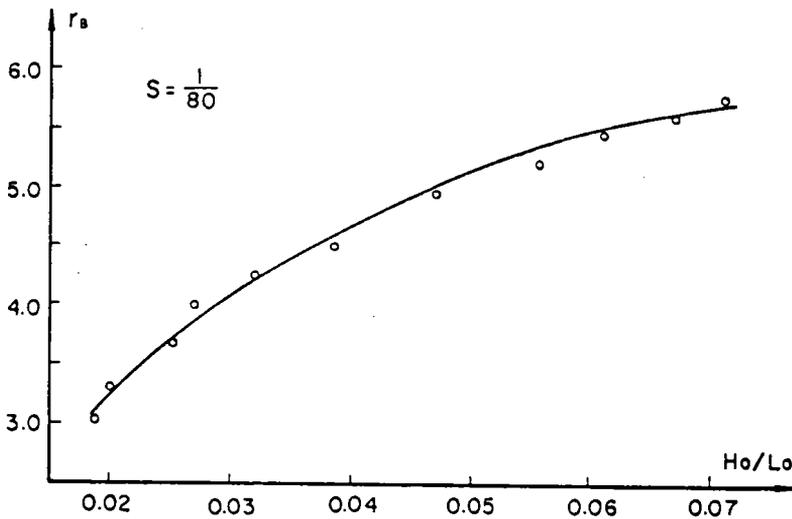


圖 8-3 -(a) r_B 平均值與 H_o/L_o 之關係 ($\tan \beta = 1/80$)
(黃正欣 1979)

LeMehaute (1963) 用段波 (bore) 中能量變化求出碎波的能量損耗為

$$(\Delta E)_B = \frac{1}{4} C_B \rho g (z_2 - z_1)^3 \left[\frac{g (z_2 - z_1)}{z_2 z_1} \right]^{1/2}, C_B \text{ 為比例常數}$$

z_1 、 z_2 的定義如圖 8-3-(b)。

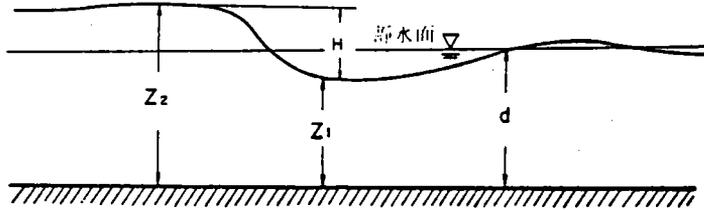


圖 8-3-(b) 段波

$$\frac{d(EG)}{dx} = -gM \frac{dh}{dx} \quad (16)$$

$$M = E/c, h \text{ 以 } \left[1 + \frac{8}{3\gamma_*^2 x} \right]^{-1} (d_B - d) + h_B \text{ 式代入 } \frac{dh}{dx} = K_s,$$

h_B 為波揚水位 d_B 為碎波水深 γ_* 為常數。

則

$$\frac{d(EG)}{dx} = -gK_s E/c \quad (17)$$

佐藤用 $G = c = \sqrt{gd}$ 代入求解，得

$$\frac{H}{H_B} = \left(\frac{d}{d_B} \right)^{-1/4} \left(\frac{d}{d_B} \right)^{\kappa/2} \quad (18)$$

$(d/d_B)^{-1/4}$ 即為長波的 Green 公式， $(d/d_B)^{\kappa/2}$ 為因平均水位變化而生的影響，圖 8-3-(c) 為佐藤計算結果， $\gamma_* = 0.6$ 時， $K = 0.119$ ， $\gamma_* = 1.3$ 時 $K = 0.388$ ，按圖中 $(d/d_B)^{\kappa/2}$ 線，平均水位變化即波揚對波高的變化影響相當大，此處未考慮一切能量損失，故碎波帶內的波高較碎波時為高，應將 $\Sigma \varepsilon_i$ 加入 (16) 式右邊再令 $G = c = \sqrt{gD} = \sqrt{g(d+h)}$ 與 (7) 式聯立求解。

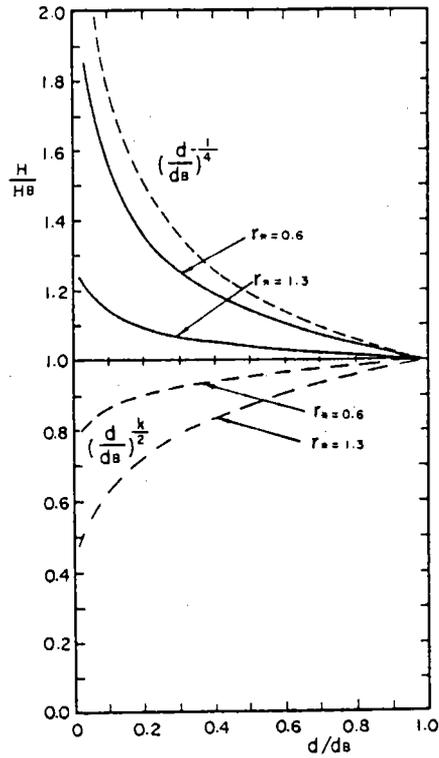


圖 8 - 3 - (c) 佐藤 (1984) 計算 H/H_B 結果

參 考 文 獻

1. 湯麟武 (1986) “ 波浪學綱要 ” 國立成功大學台南水工試驗所出版
2. Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., 1984. Water wave mechanics for engineers and scientists. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 353 pp.
3. Bretherton, F.P. and Garrett, C.J.R., 1969. Wavetrains in inhomogeneous moving media. Proc. Roy. Soc. London, A 302: 529-554.
4. Sakai, T. and Battjes, J.A., 1980. Wave shoaling calculated from Cokelet theory. Coastal Eng., 4: 65-84.
5. Cokelet, E.D., 1977. Steep gravity waves in water of arbitrary uniform depth. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A286: 183-230.
6. Kamphuis, J.W., 1975. Friction factor under oscillatory waves. Proc. ASCE, Jour. Waterw. and Harb. Div., 101: 135-144.
7. Mei, C.C., 1983. The applied dynamics of ocean surface waves. A Wiley-Inter-Science Publication, New York, 734 pp.
8. Berkhoff, J.C.W., 1972. Computation of combined refraction-diffraction. Proc. 13th Coastal Eng. Conf., 1: 471-490.
9. Berkhoff, L.C.W., Booij, N. and Radder, A.C., 1982. Verification of numerical wave propagation models for simple harmonic linear water waves. Coastal Eng., 6: 255-279.

波 浪 壓 力

(三)

波壓理論

郭一羽

一、前 言

風吹水面形成風浪，引起水粒子之運動而產生動態的水壓力，此即為波壓。波浪因波壓而對海岸或海洋結構物加諸作用力造成破壞，故在工程應用上波壓或波力對海岸工程而言具有極為重要的意義。一般海堤或防波堤的建造，在設計之初即需要有正確的波壓估算以做為依據。

波浪理論的發展，至今已有相當充分的研究成果出現。因此同樣的在波壓方面的研究，於理論或經驗上亦已有不少可用的成果。實際上，因為波浪的不規則變形或波浪與結構物之相互作用等現象的力學機構至今仍不甚明瞭，故雖然在各種海岸工程的書本中，利用公式或圖表對波壓的計算方法都有明確的交代，但實際真實波壓的特性或設計波壓的決定仍有很多尚待進一步探討的問題存在。本文只是以工程應用為目的，先避開這些問題的討論，僅對估算波壓的成熟理論或經驗法則給予簡單的介紹。

二、單一週期進行波之水底波壓

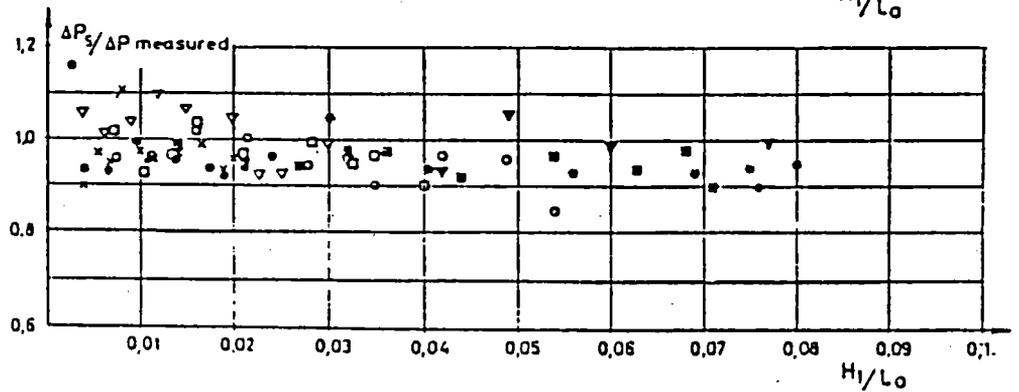
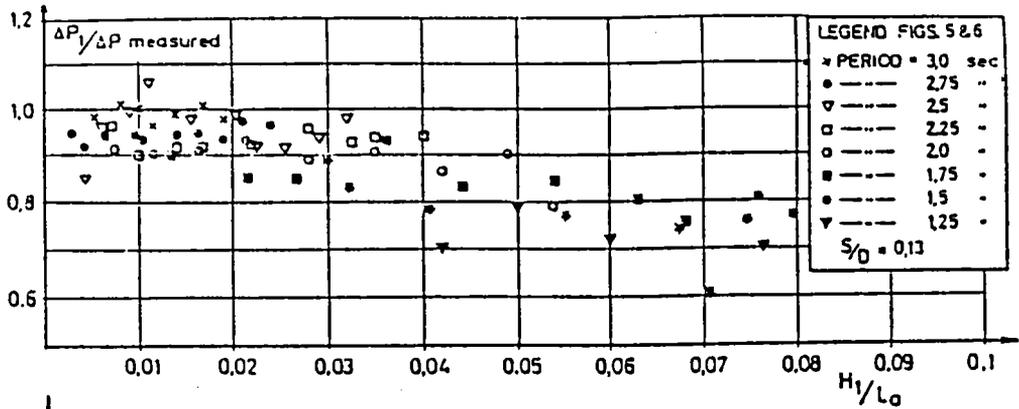
依照波浪之微小振幅波理論，單一週期之規則進行波浪的水中壓力變動 P 與其水位波高 H 之間有如下的關係存在。

$$P = \frac{1}{2} \gamma H \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (1)$$

式中 γ 為水之比重， h 為水深， d 為測定壓力之深度， k 為波數， σ 為角頻率。從1947年以來即有人提出以水底波壓訊號來推測水面波高的方法。至今經歷了數十年之研究，經實驗或觀測結果發現，使用式(1)以波壓推算波高須稍做修正，即需要乘上一補正係數 n 值使之符合於實際現象。今設 H_p 為壓力波形之波高，(1)式可改寫成

$$nH_p = \gamma H \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (2)$$

依線性理論則補正係數 n 值應等於1，但依經驗知 n 值是隨相對水深 h/L ，波浪尖銳度 H/L 等而變動。一般對長週期波而言 n 值會大於1，對短週期波而言 n 值會小於1。有些研究認為考慮波浪之非線性效應或水流、雜訊的干擾，則 n 值似乎能符合理論之預測(如圖1)，但尚未有明確的結論。



ΔP_1 = PRESSURE VARIATION ACCORDING TO 1st ORDER WAVE THEORY
 ΔP_5 = " " " " 5th " " "

圖 1 修正係數(N值)與波浪尖銳度(H/L)之關係圖
 資料來源: Bergan et. 1968

三、重複波波壓

波浪入射至垂直壁面產生反射即成重複波，此時依水面之上升下降而有動壓作用於壁面。將靜水壓扣除不計，其作用於垂直壁面之動壓如圖2 所示。在波高小時，依微小振幅波理論可得波壓公式如下：

$$P = \gamma H \frac{\cosh k(h-z)}{\cosh kh} \cos kx \cos \sigma t \quad (3)$$

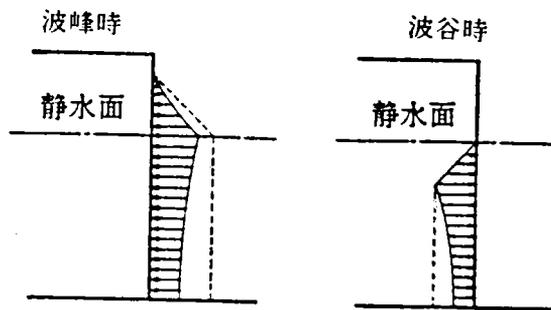


圖 2 重複波的波壓分佈

式中H仍為進行波之波高。在此由(3)式所得之壓力大小是為進行波水中波壓的兩倍。此與重複波高為進行波高的2倍一致。

當波高變大時，波壓的時間變化曲線與(3)式有異，出現雙峰型態的壓力波形。其波壓之垂直分布亦與圖2有所不同。圖3是為一重複波波壓之實驗例。圖中之曲線是為有限振幅波理論的第4次近似解。已知利用高次近似理論或數值解可得到相當精確的波壓值，但礙於計算過程過於繁複，實用上均利用簡化成直線分布的Saint-flou公式來計算。

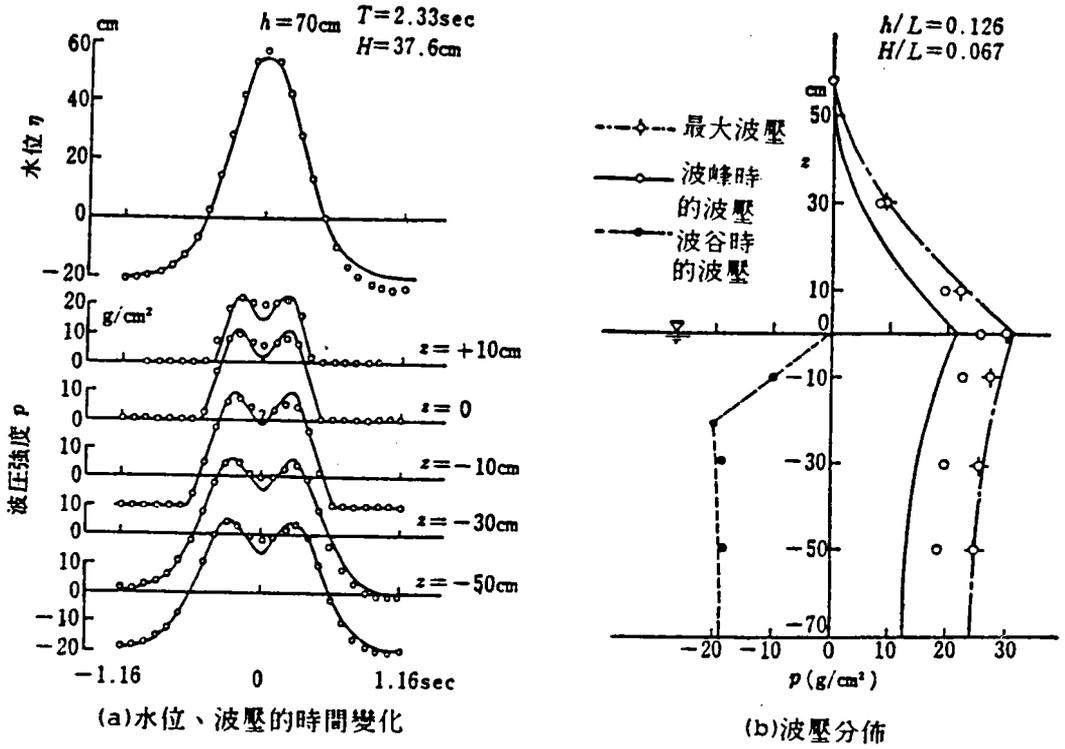


圖 3 重複波波壓的測定例

應用Sainflou公式計算時，波峰的位置是在靜水位以上 $H + \delta_0$ ，波谷的位置在靜水位以下 $H - \delta_0$ ，此水位上升量 δ_0 是為

$$\delta_0 = \frac{\pi H^2}{L} \coth kh \quad (4)$$

(L :波長)。此Sainflou式的波壓分布如圖4所示，圖中

$$P_1 = (P_2 + \gamma h) \times \frac{H + \sigma_0}{h + H + \sigma_0} \quad (5)$$

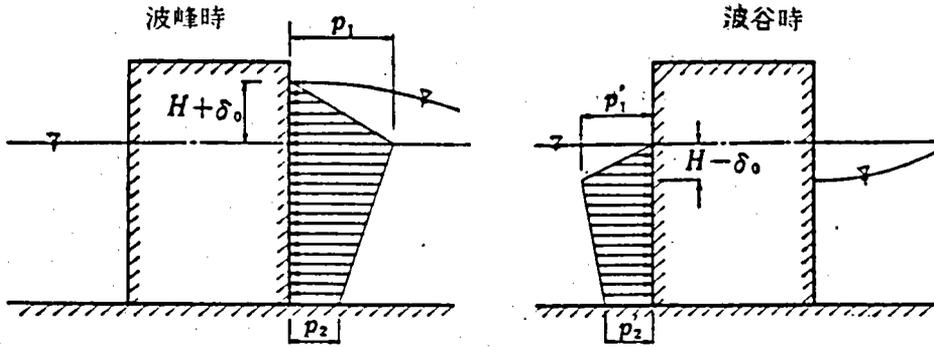


圖 4 Saint-Venant 公式的波壓分佈

$$P'_1 = r(H - \delta_0) \quad (6)$$

$$P_2 = P'_2 = \gamma H / \cosh kh \quad (7)$$

將圖4中的波壓分佈(斜線部份)予以積分(若另一側無水時尚須考慮靜水壓力)，即得波浪作用於直立堤的全壓力。

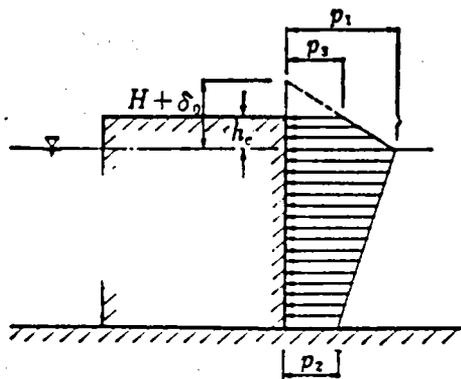


圖 5 越波時的波壓分佈

此外若波峰高度超過堤頂高度時，則發生越波。此時如圖5所示，波壓作用範圍減小。圖中之 P_3 另可由下式計算求得

$$P_3 = \frac{H + \delta_0 - h_c}{H + \delta_0} P_1 \quad (8)$$

以上所敘述的是在直立壁產生全反射的情況，今若直立壁面不發生全反射，則上述(4)式及(7)式需修正如下

$$\delta_o = \frac{\pi}{4}(1+k_R)^2 H^2 \coth kh \quad (9)$$

$$P_2 = P'_2 = \left(\frac{1+k_R}{2}\right) \frac{\gamma H}{\cosh kh} \quad (10)$$

式中 k_R 為反射係數。此時波峰的高程 n_o 及波谷的高程 n_t 是為

$$\begin{aligned} n_o &= \left(\frac{1+k_R}{2}\right)H + \delta_o \\ n_t &= \left(\frac{1+k_R}{2}\right)H - \delta_o \end{aligned} \quad (11)$$

四、碎波波壓

重複波的波高增大後，波壓波形變成雙峰型態。波高再增大逐漸接近碎波時，雙峰狀的壓力波形的第一個尖峰變得較第二個尖峰突顯，成為非對稱形狀。而當達到碎波限界時，波壓波形的第二尖峰變得更不明顯，此時的波壓是為碎波波壓，壓力較大。此外若是入射波的波浪尖銳度較大，相對水深較淺時，入射波浪之波形變成前傾的不對稱形狀，而當其條件亦達碎波限界時，波峰的水粒子以大於波速的速度向前運動，此現象若剛好發生於壁面，則水流衝向壁面產生非常巨大的壓力，此稱為衝擊碎波波壓。以上所述由重複波壓移至衝擊波壓的過程如圖6所示。

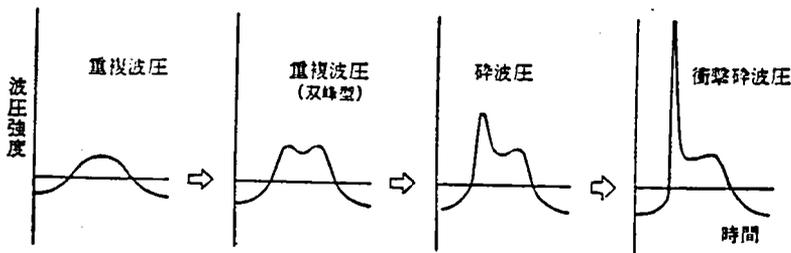


圖 6 重複波壓至衝擊碎波壓的轉移

重複波的波壓，最大值發生於靜水位處， $P_{\max}=(0.8\sim 1.1)\gamma H$ 。至於碎波波壓，因海底地形、堤面覆蓋狀況及波浪條件的不同而不同，大概約等於 $(1.0\sim 2.0)\gamma H$ 的程度，衝擊碎波壓則普通在 $(1\sim 10)\gamma H$ 左右，最大可達到 $100\gamma H$ 以上。經實驗研究結果顯示，衝擊波壓強度大小與波壓作用持續時間成反比，而兩者的乘積大約成定數（作用時間短的可到 $1/1000$ 秒的程度，一般約在 $1/100\sim 1/10$ 秒的範圍）。防波堤沈箱移動與否可能是受衝擊波壓的大小來決定，但防波堤整體是否遭受破壞則受到上述乘積之值的大小來決定。

經實驗與理論的研究，有關波壓的公式提案甚多，其中在實用上較廣為接受的有廣井公式及Minikin公式。廣井公式較為簡單，如圖7

所示。直立壁的波壓分布假設從靜水位上面 $1.25H$ 的高程以下受到均勻波壓 P_b

$$P_b = 1.5\gamma H \quad (12)$$

但若堤頂是低於 $1.25H$ ，則只從堤頂開始算起即可。其波高 H 採用示性波高 $H_{1/3}$ 來計算。依此計算方式，其均勻壓分布的假設固然不甚合理，但以作用於直立堤的全壓力而言，與實際現象甚為吻合。

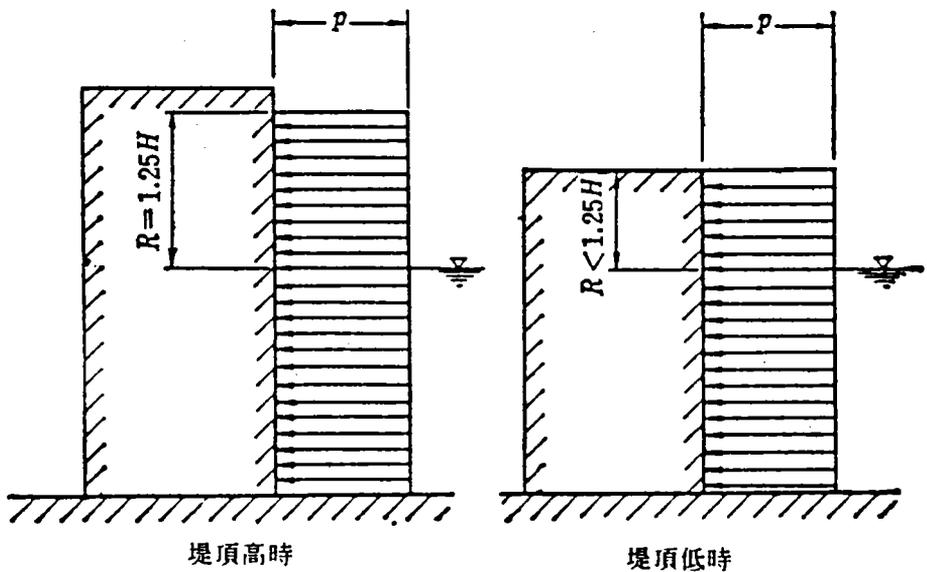


圖 7 廣井公式的波壓分布

Minikin公式的計算公式參考圖8，但

$$P_{\max} = 102.4\gamma h \left(1 + \frac{h_1}{h_0}\right) \frac{H}{L} \quad (\text{t/m}^2)$$

$$P_z = P_{\max} \left(1 - \frac{2|z|}{H}\right)^2 \quad (\text{t/m}^2) \quad (13)$$

式中 z 表示與水面的距離(向上為正)。(13)式為計算動壓的部份，而靜壓的部份是

$$\begin{aligned} \text{靜水面上: } P_s &= \left(\frac{H}{Z} - Z \right) \\ \text{靜水面下: } P_s &= \frac{H}{Z} \end{aligned} \quad (14)$$

考慮(13)(14)式，求得作用於直立壁的全壓力是為

$$P = \frac{1}{3} P_{\max} H + \frac{1}{2} \gamma h \left(h_1 + \frac{H}{4} \right) \quad (15)$$

此公式在緩坡斜面上，或陡坡斜面但波浪尖銳度大的情況下適用性良好，但在陡坡斜面而波浪尖銳度小的碎波情況下，此理論計算值有偏低的傾向。

五、波壓公式之適用範圍

以上所述之各種波壓公式可適用於何種情況，儘可能須予以明確劃分。首先較簡單的方式是認為直立壁前水深大於波高 2 倍以上採用重複波壓(Sainflou)公式，小於波高 2 倍以下採用碎波壓(廣井)公式。而較詳細的區別方法，是以波浪尖銳度及相對水深之條件，如圖9所示的劃分方法來決定採用何種波壓公式。

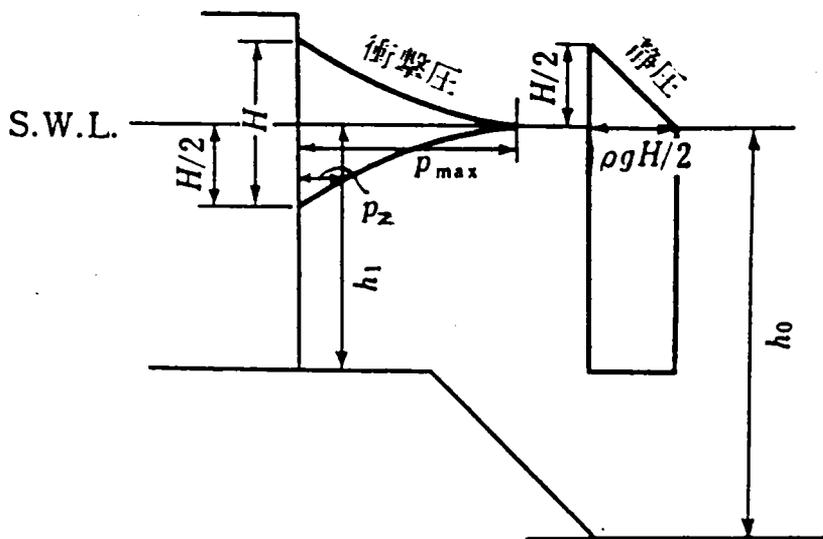


圖 8 Minikin的波壓分佈

實際在海洋上之風浪極為複雜，碎波與否很難判斷，尤其採用示性波高來計算時超過設計波高之波浪來襲的可能性不小。故在碎波發生與否無法明確判斷時，可用部份碎波壓公式來計算，即如圖10所示，在重複波壓之上，於靜水面上下 $\frac{H}{2}$ 的範圍內多加考慮廣井公式的碎波波壓，以增加防波堤的安全性。

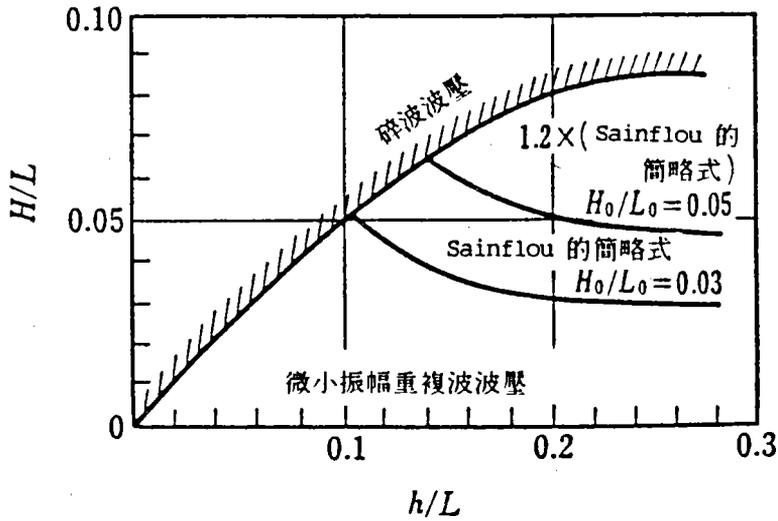


圖 9 波壓公式的適用範圍

另外為獲得重複波與碎波都能適用的通用波壓公式，合田以不規則波為對象求得一新的波壓推算公式。參考圖11，其中

$$P_1 = \frac{1}{2} (1 + \cos \alpha) (\beta_1 + \beta_2 \cos^2 \alpha) \gamma H_{\max} \quad (16)$$

$$P_2 = \frac{P_1}{\cosh Kh} \quad (17)$$

$$P_3 = P_1 \left[1 - \frac{h'}{h} \left\{ 1 - \frac{1}{\cosh Kh} \right\} \right] \quad (18)$$

$$\beta_1 = 0.6 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{2Kh}{\sinh (2Kh)} \right\}^2 \quad (19)$$

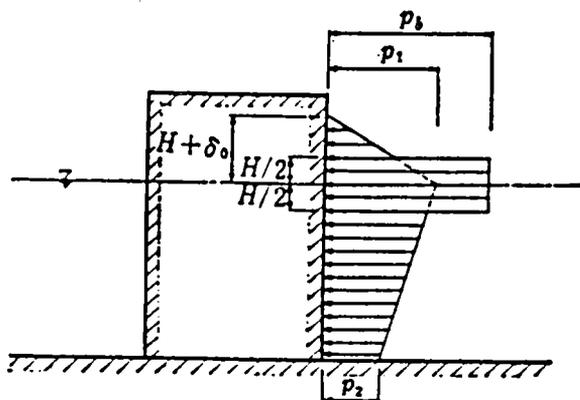


圖 10 部份碎波壓的分佈

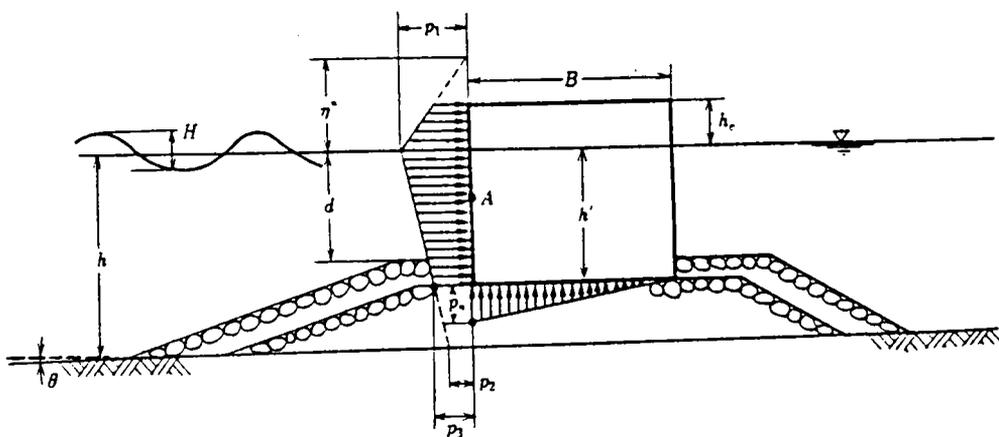


圖 11 混成防波堤的模式圖

$$\beta_2 = \min \left\{ \frac{h_0 - d}{3h_0} \left(\frac{H_{\max}}{d} \right)^2, \frac{2d}{H_{\max}} \right\} \quad (20)$$

$$\eta^* = 0.75 (1 + \cos \alpha) H_{\max} \quad (21)$$

式中 $\min \{a, b\}$ 表示取 a, b 二者中值小者， h_0 表距離壁面 $5H_{1/3}$ 處的水深。 α 表入射波向與壁面法線的夾角。 H_{\max} 表不規則波序列中的最大波高，深水波時 $H_{\max} = 1.8H_{1/3}$ ，淺水時採用碎波帶內的 H_{\max} (以

$h/L_0=0.2$ 爲界)。當波高很小爲重複波時， $H_{\max} \ll d < h < h_0$ 及 $\alpha = 0$ 則上述的計算結果與Sainflou公式的結果相近；另當 $H_{\max} \approx h_0$ 接近碎波狀態， $h/L \approx 0$ ， $d/H_{\max}=1/2$ 時，其計算結果則與廣井公式的結果近似。

此外爲判別衝擊碎波發生與否，由下式的計算可求得產生衝擊波壓時的堤前臨界水深 h_M 。式中 C_M 爲堤前水底坡度 $\tan\theta$ 的函數，兩者的關係如圖12所示。 H_0 及 L_0 爲深水入射波的波高及波長。

$$\frac{h_M}{H_0} = C_M \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-1/4} \quad (22)$$

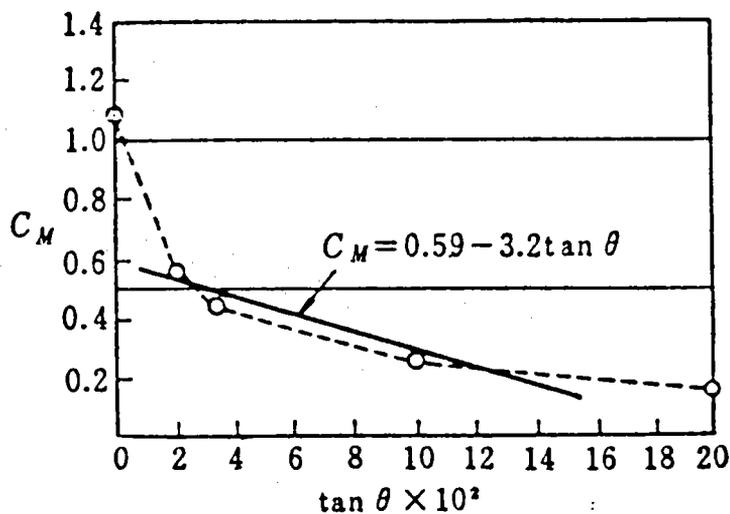


圖 12 C_M 與 $\tan\theta$ 的關係圖

六、碎波後的波壓

1. 水底坡度平緩時

直立堤附近的海底坡度小於 $1/50$ 時，取碎波波高 $H_b=0.9h$ ，利用廣井公式計算波壓，從堤體基部至水面 $1.25H_b$ 的高度範圍內波壓均勻分佈。

2. 坡度甚陡而堤體在水域內

如圖13所示，動壓在靜水面處 $P_m=1.6\gamma h$ ，靜水面上 $1.2h$ 處及堤體基部為 0，成三角形分佈。靜壓在水面上 $1.2h$ 處為 0堤體基部 $P_s=2.2\gamma h$ 亦成三角形分佈。

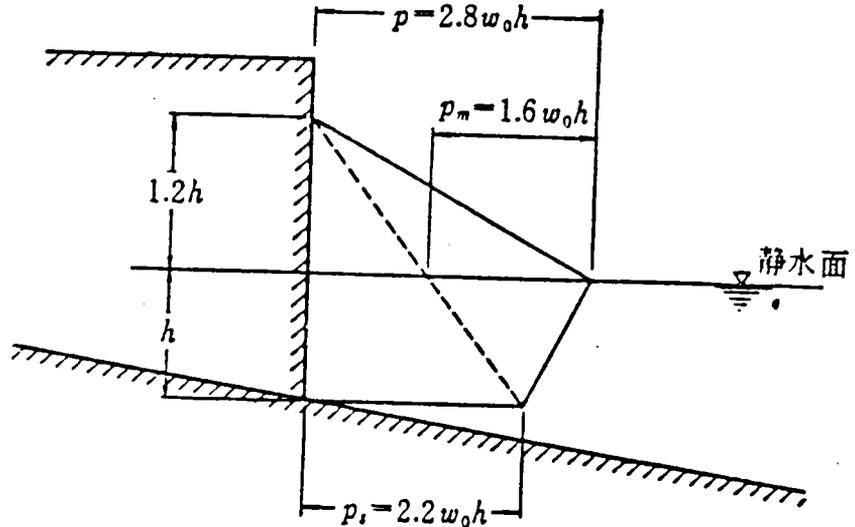


圖 13 碎波後波壓分佈

3. 堤體在陸域但波浪溯上可及之處

如圖14所示，動壓 P_m 從堤基至 h' 高處成均勻分佈。靜壓在 h' 處為 0，堤基處為 P_1 成三角形分佈。但

$$P_m = 0.5\gamma h_b \left(1 - \frac{x_1}{x_2}\right)^2 \quad (23)$$

$$P_1 = \gamma h' \quad (24)$$

$$h' = 0.7H_b \left(1 - \frac{X_1}{X_2}\right) \quad (25)$$

$$X_2 = 2H_b \cot \theta \quad (26)$$

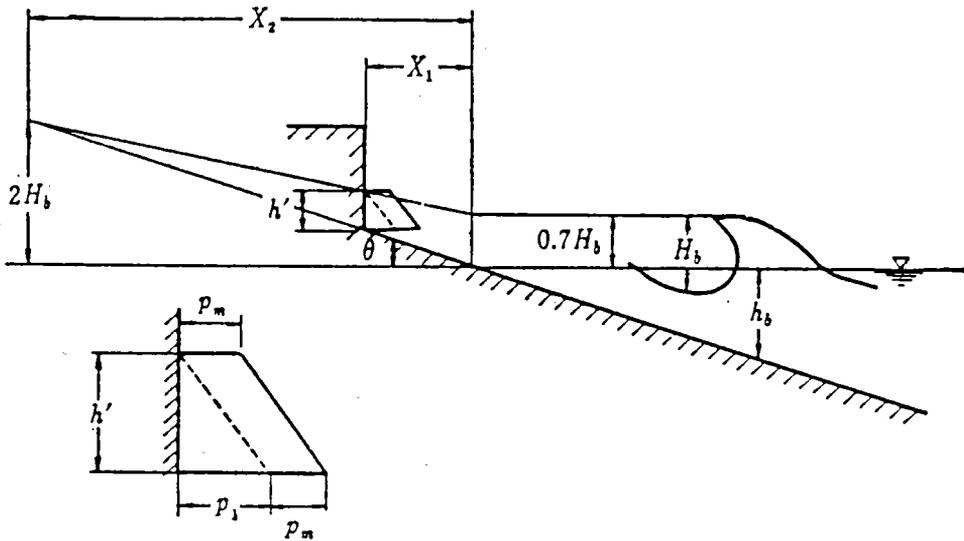


圖 14 碎波後堤體在陸側時之波壓分佈

七、揚壓力

以上所述之波壓均指作用於直立壁之水平壓力。一般如防波堤之沈箱受波浪作用，除受到此側面的水平波壓外，其底部尚受有向上的揚壓力。依照Sainflou公式的波壓計算方式，如圖15所示。波浪運動形成的揚壓力成三角形分佈，前面下端的揚壓力 P_u 與(7)式的 P_2 相同，後端的揚壓力為0。但此只考慮波浪的動壓效果，全部的揚壓力應再加上靜水壓效果，即結構體水面下部份的浮力。此外若是堤頂高度低於波高 $(H + \delta_0)$ 將發生越波，此時只計算堤體的浮力即可不需多加考慮波壓所造成的效應。至於考慮碎波壓時，若採用廣井公式，則

$$P_u = 1.25 \gamma H \quad (27)$$

採用合田式碎波波壓時，則

$$P_u = \frac{1}{2} (1 + \cos \alpha) \beta_1 \left[1 - \frac{h'}{h} \left\{ 1 - \frac{1}{\cosh(2\pi/h)} \right\} \right] \gamma H_{\max} \quad (28)$$

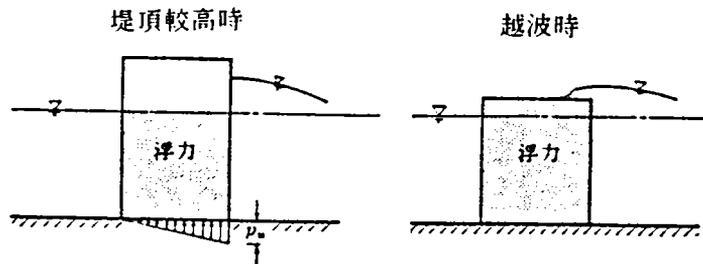


圖 15 揚壓力的分佈

八、拋石之安定性

堤前之拋石或消波塊的安定亦取決於波壓的作用，但因形狀複雜，波壓之推算不便。故實用上以求得拋石或消波塊的安全重量為目標。目前為止以實驗或經驗得有種種的公式，但最廣為應用的是為 Hudson公式：

$$W = \frac{\gamma_r H^3}{K_D (S_r - 1)^3 \cot \theta} \quad (29)$$

- W : 拋石或消波塊的最小安全重量
 γ_r : 拋石或消波塊的空中單位體積重量
 S_r : 拋石或消波塊對海水的比重
 K_D : 拋石或消波塊之形狀係數
 θ : 堤之斜面角度
H : 入射波高

係數 K_D ，在拋石時約等於 3，消波塊亂拋時約為 5~10，整齊排列時達到30以上亦有可能。入射波高一般採用示性波高 $H_{1/3}$ 即可，但值得注意的是拋石所需重量與波高的 3次方成正比。故例如波高只增加 26%，但拋石重量就要增加到 2倍。

九、後 敘

以上討論了進行波、重複波及碎波等的波壓，主要是對垂直壁之波壓作用做了一般基本的敘述。雖然實際上波壓現象是非常的複雜，但是以上所敘述的理論或經驗公式都非常的簡單。近一、二十年來，在理論解析，數值計算、實驗分析及觀測驗證等，有關波浪或波壓的諸多研究領域上都有長足的進步，但是要推導出計算方便，結果精確又具一般性的基本實用公式可能是相當的不容易。因為在實際現象仍有很多尚待克服的問題存在，譬如波浪的不規則性，或結構體的非均一性，造成在計算處理上很大的困難，因此除了數學解析以外，統計方法最近也被加以利用。再有結構的動態解析以及結構物與波浪的互制作用等也需被考慮進計算中，以提高工程的可靠性。又防波堤的形狀及附近的地形可能都會影響到碎波的發生和波壓值的大小，因此地域性的影響因素使得若要得到精確的波壓估算，可能就必須要有特殊的計算、實驗或觀測工作。礙於內容避免過於繁複，本文在此無法做深入的討論。至於防波堤或其他結構物的穩定性問題，也希望能夠有其他的機會另行繼續討論。

海氣象調査

(四)

海 氣 象 調 查

高家俊·黃正欣

一、調查目的

1. 海域結構物規劃設計標準。
2. 擬定施工計劃與管理、工期。
3. 海域工事管理及營運。
4. 航運安全。
5. 環境影響評估與污染防治。
6. 防災對策。
7. 了解海氣交互作用特性。
8. 研判漂沙動向及海岸地形變化。
9. 建立預報模式。
10. 學術研究所需資料。

二、調查項目

1. 氣象調查：
 - (1) 氣壓。
 - (2) 風。
 - (3) 其他：霧、降水、氣溫、濕度、日照。
2. 海象調查：
 - (1) 潮汐。
 - (2) 流況。
 - (3) 水質。
 - (4) 波浪。

三、氣壓調查

1.目的：

- (1)海水面變化情況。
- (2)天氣狀況之研判。
- (3)推算風速、風向。

2.方法：

- (1)自記氣壓計→自動記錄（長期記錄）
- (2)水銀氣壓計→手動記錄（檢核自動記錄）
- (3)收集天氣圖

3.注意：颱風時之氣壓記錄及高氣壓極端值。

四、風之調查

1.目的：

- (1)風力、風波之計算。
- (2)施工計劃、工期之擬定。
- (3)船舶航行安全之推定。
- (4)空氣污染、飛沙對策之檢討。

2.方法：

- (1)自記風速風向計。
- (2)手提式風速計。

3.整理及分析：

- (1)風向風速觀測月表〔表1〕
- (2)各風向風速頻度表〔表2〕
- (3)各風向風速歷時曲線圖〔圖1〕
- (4)風玫瑰圖（wind rose）〔圖2〕

五、其他氣象調查

1.霧：

- (1)妨礙航運、陸運、施工、港灣裝卸工作。
- (2)每年起霧的日數、起霧的時間、消散的時間、霧中能見距離。

2.降水：

(1)雨雪冰雹等對施工，工期，港灣裝卸工作有妨礙。雨量強度為設計排水的根據。積雪深度影響結構物的設計。

(2)自記雨量計，自動積雪深度計觀測。

3.氣溫、濕度、日照：

(1)影響施工，建築物通風設計，人員工作情緒等。

(2)自記溫度計、溼度計及日照計。

4.注意：霧迷日數、降水、氣溫等的極端記錄。

六、潮汐調查

1.目的：

(1)各種潮位基準面之決定。

(2)平均水面變化之了解。

(3)暴潮 (storm surge)、海嘯 (tsunami) 等異常潮位之取得。

(4)潮位預報模式之建立。

2.方法：

(1)設立檢潮所〔圖3〕

(2)自記檢潮儀：浮標式、水壓式〔圖4〕

(3)水尺。

3.整理及分析：

(1)潮汐記錄表〔表3〕

(2)決定各種潮位基準面〔圖5〕

(3)潮汐調和分析 (harmonic analysis) 〔表4、圖6〕

(4)颱風、海嘯時之記錄，另行分析，求取異常潮位。

七、流況調查

1.目的：

(1)現地形流況特性之了解。

(2)船舶航行安全之推定。

(3)潮流預報模式之建立。

(4)總合流況與波浪調查結果，研判漂沙動向。

(5)研究污染物、水質、底質、生物等相關流況資料之取得。

2.方法：

(1)海潮流調查：

(a)目記流速流向計：旋杯式、電磁式、超音波式〔圖7～圖9〕

(b)直讀式流速計〔圖10〕

(c)浮標（潮流流跡調查）〔圖11〕

(2)沿岸流調查：

浮標或染料追蹤〔圖12〕

3.整理及分析：

(1)潮流橢圓圖〔圖13〕

(2)潮流玫瑰圖〔圖14〕

(3)潮流調和分析

(4)潮流、沿岸流流跡線圖〔圖15〕

八、水質調查

1.目的：

(1)水質現狀之了解。

(2)污染源之追蹤與調查。

(3)水質預報模式之建立。

(4)環境污染之評估與防治。

2.方法：

採水器〔圖16〕

STD水溫鹽度計〔圖17〕

3.整理及分析：

(1)物理性質：鹽度、溫度、密度、比重、臭氣、色相、濁度、電導度、懸浮固體物。

(2)化學性質：酸鹼度、溶氧量、油脂、硝酸氮、生化需氧量、酚類、氨氮、磷酸鹽、化學需氧量。

(3)其他：重金屬、汞、大腸菌、葉綠素等。

(4)密度、溫度、鹽度、溶氧量等之平面圖及斷面圖〔圖18〕

九、波浪調查

1.目的：

- (1)波力、波壓之計算。
- (2)施工計劃、工期之擬定。
- (3)船舶航行安全之推定。
- (4)波浪災害之防止。
- (5)海岸地形變化之預測。
- (6)波浪預報模式之建立。
- (7)學術研究波浪資料之取得。

2.方法：

(1)定點二尺度觀測：

(a)波高及週期：

目測法（攝影法、視距測量法）〔圖 19〕

水壓式波高計〔圖 20 (a)〕

超音波式波高計〔圖 20 (b)〕

電極式波高計〔圖 20 (c)〕

容量式波高計〔圖 20 (d)〕

乘波式波高計（wave ride）〔圖 20 (e)〕

(b)波向：

目測法〔圖 21〕

海底設置儀器測定〔圖 22〕

(2)空間三尺度觀測：

(a)立體攝影（stereophotogrammetry）〔圖 23〕

(b)航空測量（aerial photogrammetry）

(c)雷達系統（radar system）〔圖 24〕

(3)定點三尺度觀測：

(a)波高計配列群（wave gauge arrays）〔圖 25〕

(b)方向浮標（directional buoy）

3.波浪觀測計劃：

(1)定點長期記錄：

(a)定點三尺度觀測：波高計配列群、方向浮標。

(b)定點二尺度觀測：超音波式或乘波式波高計。(另測波向)

(2)每年航空測量測波浪一二次，了解波浪的平面分佈狀況。

(3)目測攝影或立體攝影法，測碎波帶內的波浪。

(4)鑽油台、海外繫船台、防波堤、碼頭上設立電極式或容量式波高計。

(5)目測或其他方法校核定點長期記錄。

4.波浪量測儀器系統：

(1)興達電廠觀測系統例〔圖 26〕

(2)氣象局成功站測波設備例〔圖 27〕

5.整理及分析：

(1)波浪觀測表(記入各種統計數字〔表 5〕)

(2)波向、週期、波高頻率表〔表 6〕

(3)波高週期頻率圖〔圖 28〕

(4)波高、週期機率分佈及其聯合機率分佈〔圖 29〕

(5)風速風向記錄與波浪記錄合成連續圖〔圖 30〕

(6)波譜分析(spectrum analysis)〔圖 31〕

(7)群波(wave grouping)特性〔圖 32〕

(8)高波極值統計及波候(wave climate)統計分析

6.發展資料浮標(data buoy)〔圖 33〕

表1 風向風速觀測月表 (戊辰年寅月)

干支月	陽曆		陰曆	曆日	時刻	項目	1	2	24	合計	平均	最大 向·速	瞬間最大 向·速	備註
	月	日												
寅	2	4	12	17	風向									記入異常氣象 事項例如颱風 等。
	2	5	12	18	風速									
					風向									
月	3	3	正	16	風向									
	3	4	正	17	風速									

表2 各風向風速頻度表 (丁卯戊辰冬季, Oct. 8'87 ~ Apr. 4'88)

風速 (m/s)	風向	5以下回數 (%)		5~10回數 (%)		10~15回數 (%)		合計	平均	最大 (m/sec)	備註
		()	()	()	()	()	()				
NNE											
NE											
NW											
NNW											
N											
合計											
平均											
最多風向											

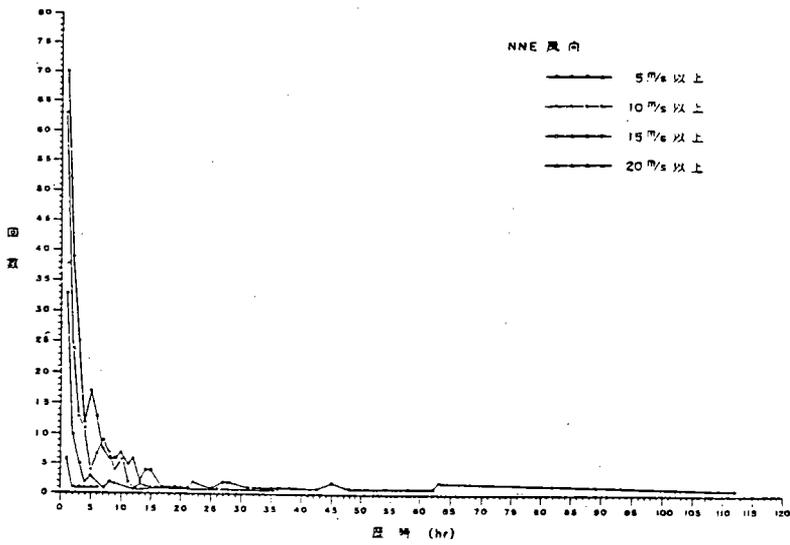
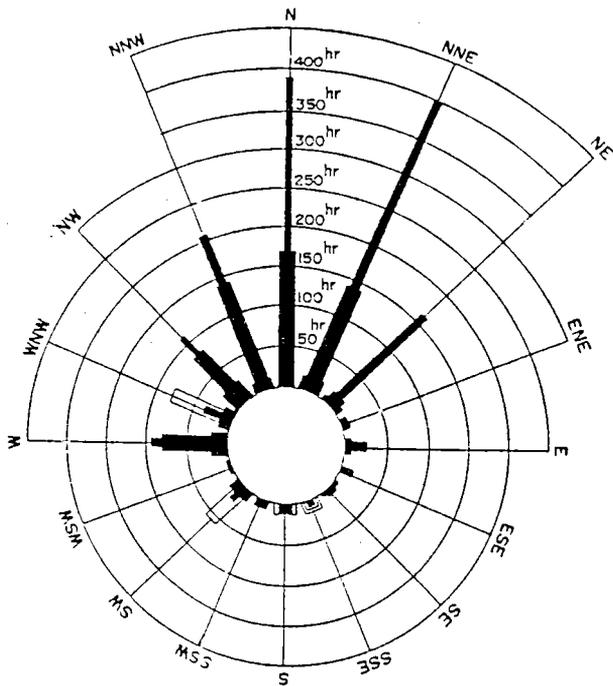


圖1 各風向風速歷時曲線圖




 0.1 5.0 m/s
 5.1 10.0 m/s
 above 10.1 m/s

安平港冬季

Oct. 1962 Mar. 1963

圖2 風玫瑰圖

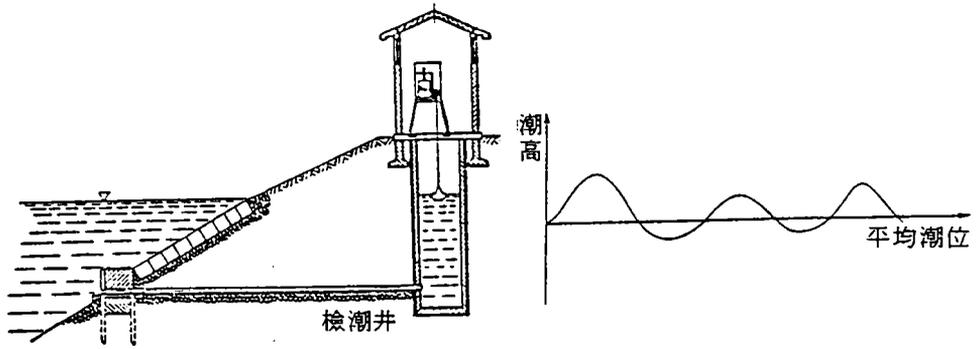


圖3 檢潮所及其自記記錄

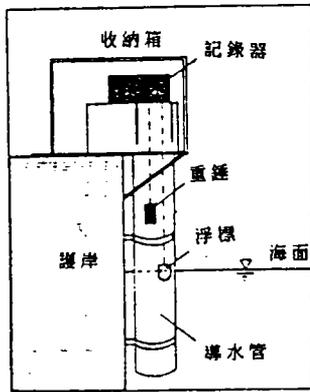


圖4 浮標式檢潮儀

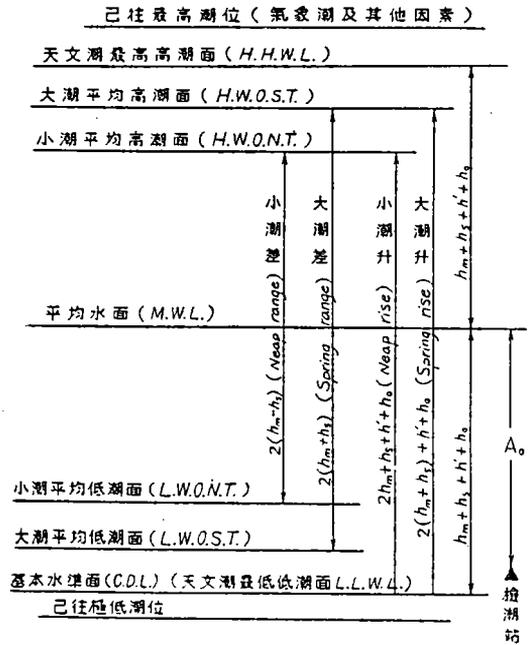


圖5 各種潮位及潮差

表3 潮汐記錄表

地點 高雄港 民國 77 年 3 月份

經度 E 120°16'

緯度 N 22°37' 格林威治時間 +8 時 1 分 潮高基準面 本港最低低潮面 (單位公尺)

時間 陽曆 潮高	0:00 1:00		22:00 23:00		合計	平均	陰曆	高潮	低潮	高潮	低潮	備註
	時間	潮高	時間	潮高				時間	潮高	時間	潮高	
3月1日							正月十四日					記入全月最高、最低水位及異常潮位等。
2							15					
30							2月13日					
31							14					
總計												
平均												

表4 潮汐調和分析結果(竹圍60年6月--61年5月)

編號	分潮名稱	角頻率(degree/hr)	振幅(cm)	位相角(degree)
1	S ₁	0.0410686	12.9596	238.4142
2	O ₁	13.9430356	18.9043	9.9745
3	π ₁	14.9178647	1.0319	286.4082
4	P ₁	14.9589314	4.8326	41.3366
5	S ₂	15.0000000	2.7582	246.6801
6	K ₁	15.0410686	20.4481	84.1537
7	φ ₁	15.0821353	1.9566	214.8413
8	N ₂	28.4397295	19.4318	328.6241
9	ν ₂	28.5125831	6.0031	230.9224
10	OP ₂	28.9019669	0.2111	50.6014
11	M ₂	28.9841042	113.1927	309.8724
12	MKS ₂	29.0662415	0.2962	309.5175
13	λ ₂	29.4556253	3.6072	218.9892
14	L ₂	29.5284789	6.1730	136.5819
15	T ₂	29.9589333	1.6198	73.8734
16	S ₂	30.0000000	33.1148	2.6346
17	R ₂	30.0410667	1.4285	57.7774
18	K ₂	30.0821373	10.0423	203.5780

$$y(t) = A_0 + \sum_{r=1}^n A_r \cos(\omega_r t - \epsilon_r)$$

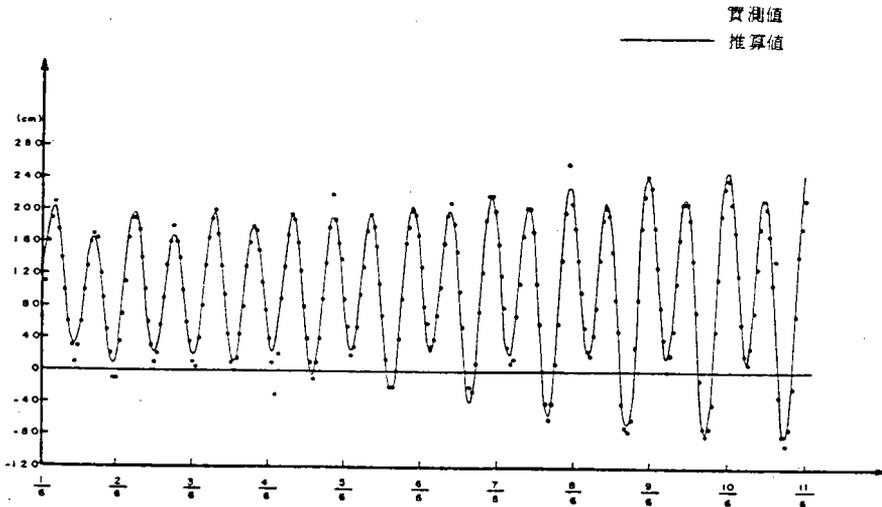


圖6 潮位預報曲線與實測資料比較(竹圍60年6月--61年5月)

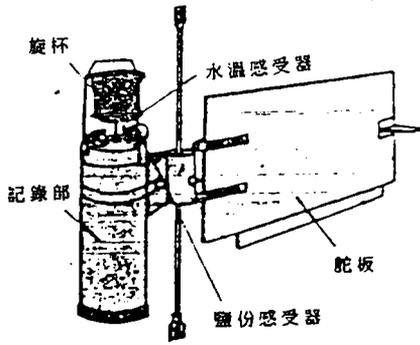


圖7 旋杯式流速流向計

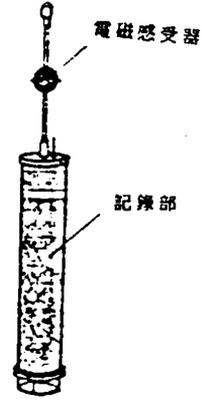
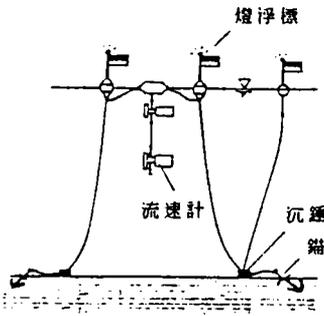
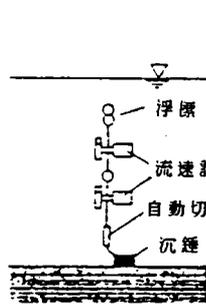


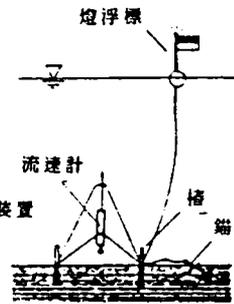
圖8 電磁式流速流向計



(a) 浮標垂下式



(b) 底面上立式



(c) 架台固定式

圖9 流速計之繫留方法

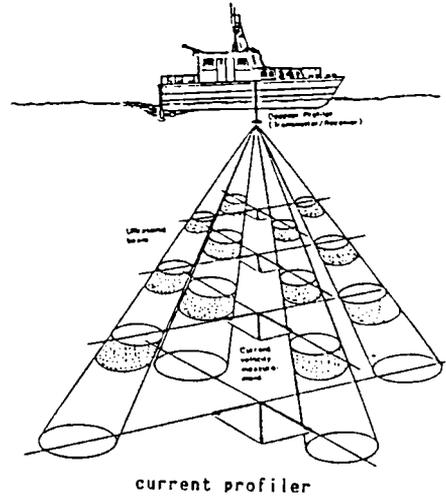
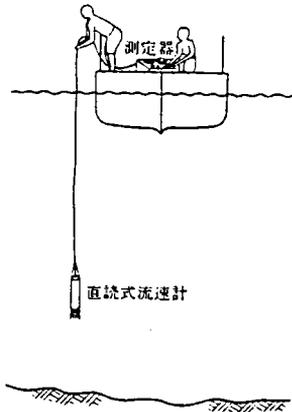


圖10 直讀式流速計

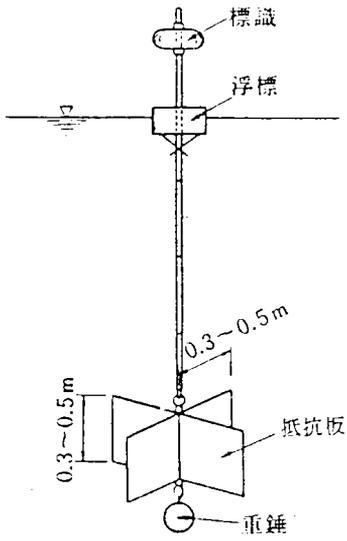
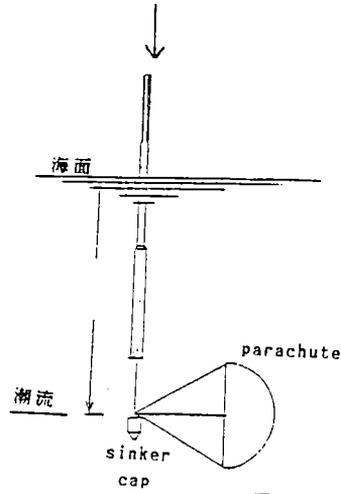
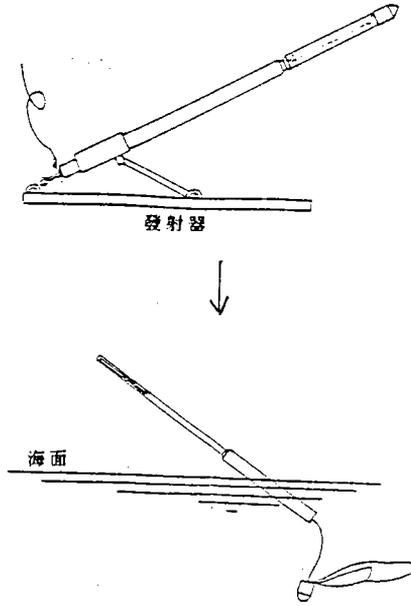


圖11 浮標(潮流流跡調查)



投射型漂流標

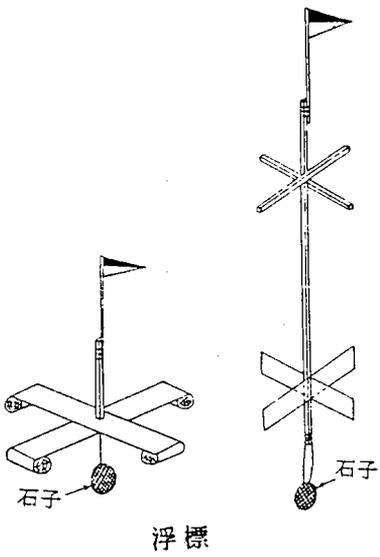


圖12 浮標(沿岸流調查)

CURRENT ROSE
 POSITION: CH31UP
 DATE: 08/20/17:00-10/21/10:55 1990

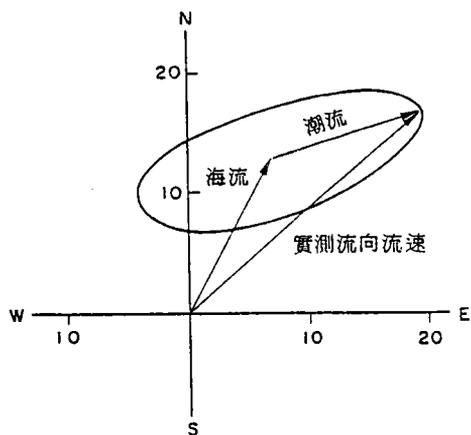


圖13 潮流橢圓圖

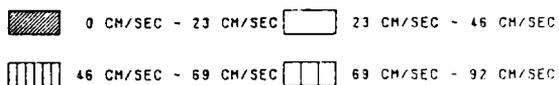
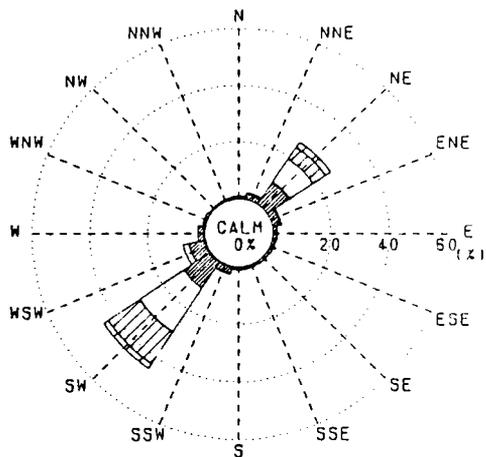
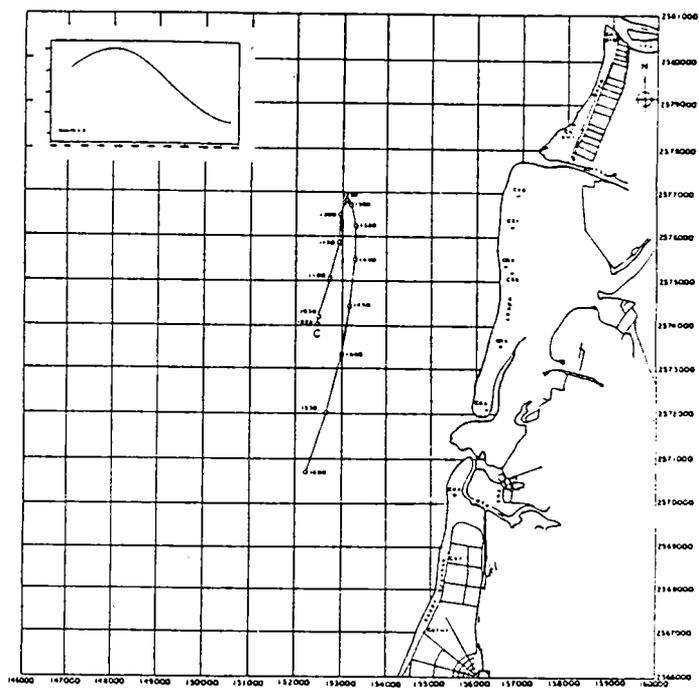


圖14 潮流玫瑰圖



C點 水下1m浮標追蹤路徑圖 (78.05.08)

圖15 潮流流跡線圖

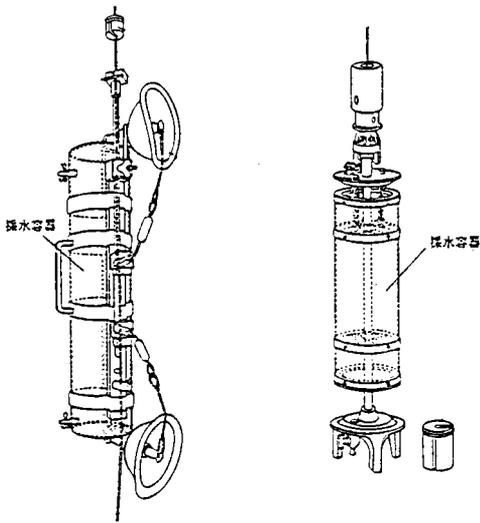


圖16 採水器

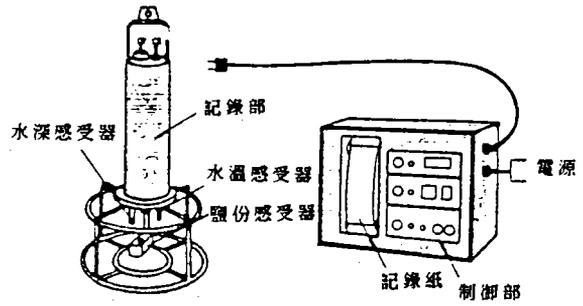


圖17 STD水溫鹽度計

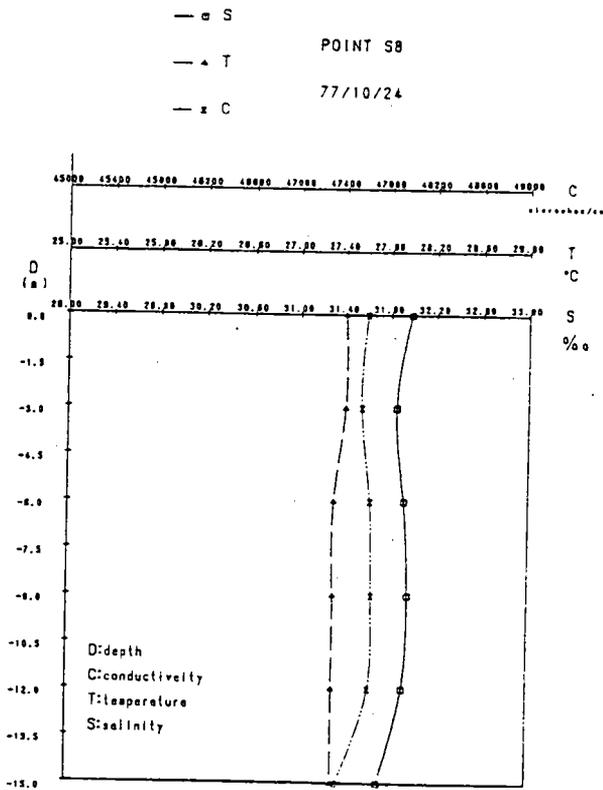


圖18 溫度、鹽度、電導度之縱斷面圖

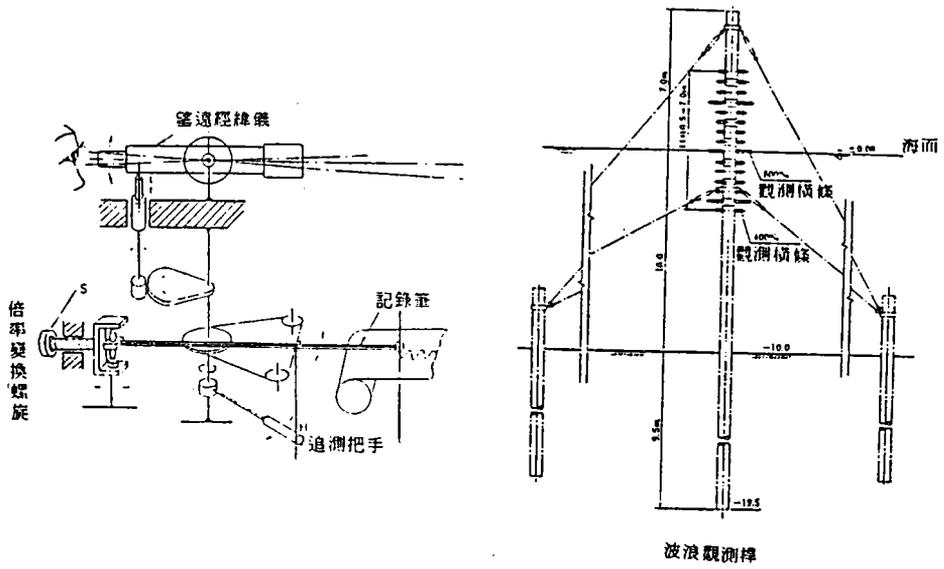


圖 19 視距測波

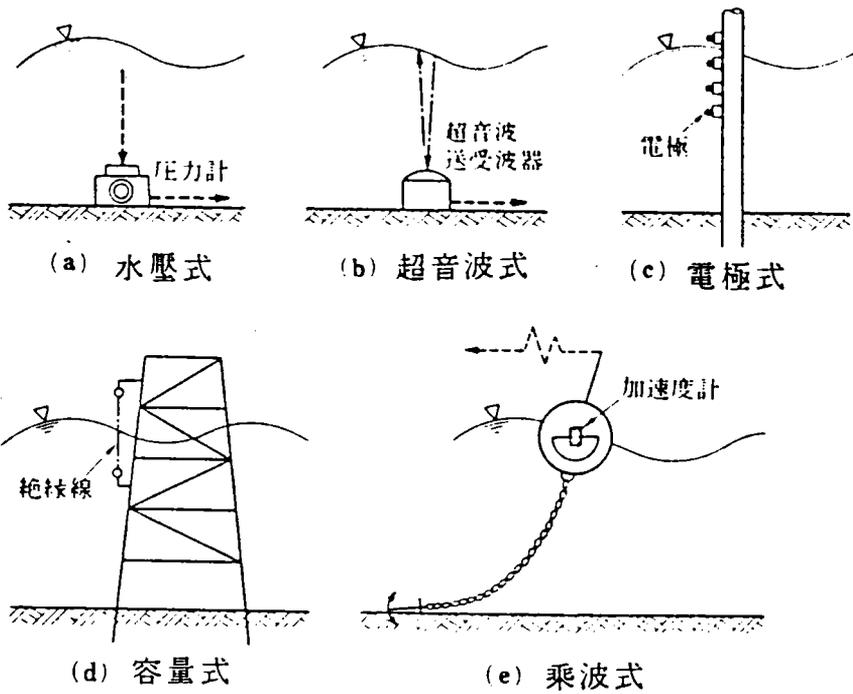
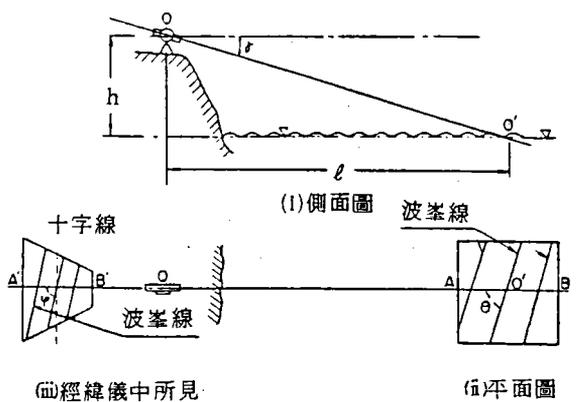


圖 20 波高計



- O : 經緯儀
- O' : 視準點
- H : O海面上高度
- E : O-O' 水平距離
- gamma : 俯瞰角
- OAB : 視準方向
- theta : OAB與波峯線間之角
- phi : 經緯儀中波峯線與視準方向間之角

$$\theta = \arctan \left(\frac{\tan \phi}{\sqrt{1 + n^2}} \right)$$

圖21 用經緯儀測波向

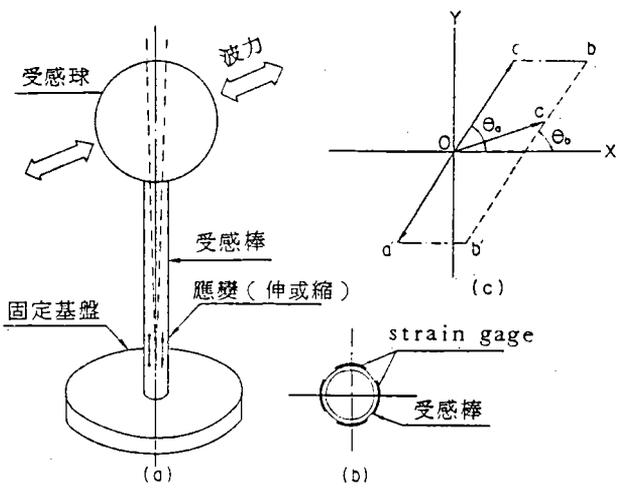


圖22 應變抵抗波向計

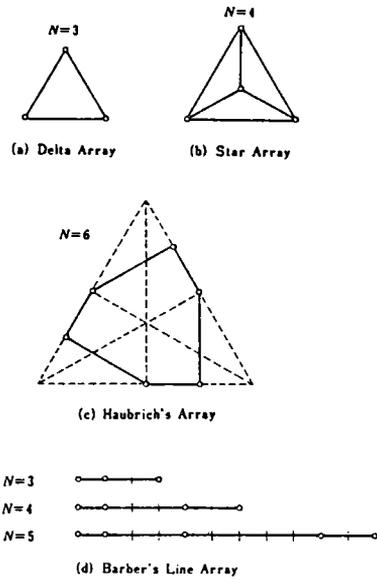


圖25 波高計配列群

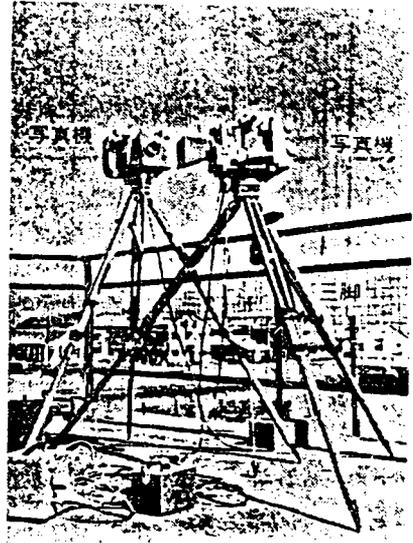


圖23 立體攝影機

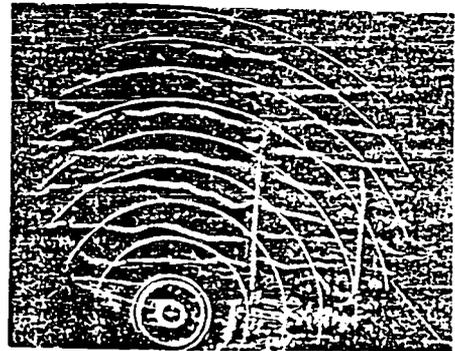
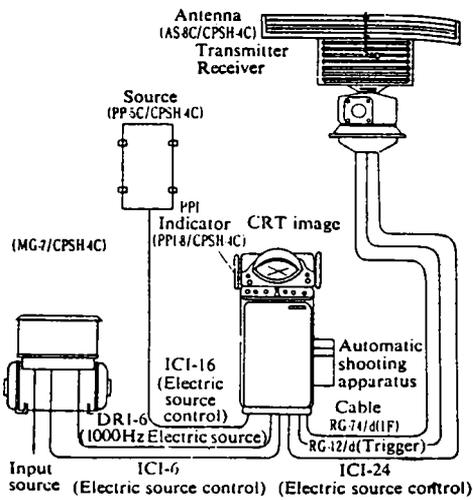


圖24 雷達測波系統

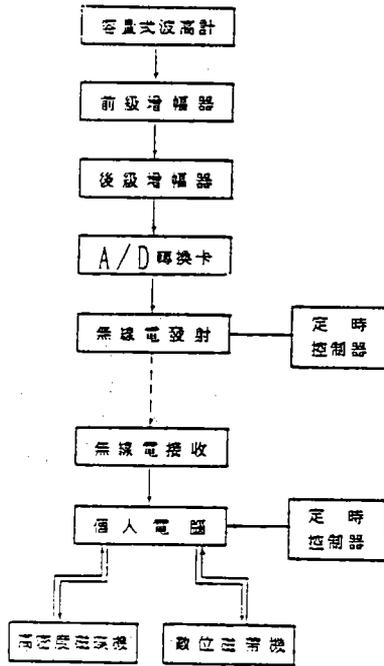


圖 26 興達電廠觀測系統方塊圖

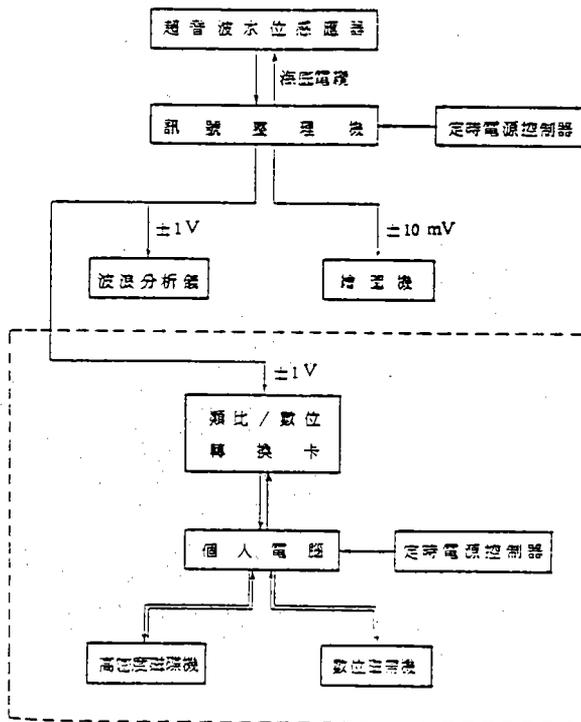


圖 27 氣象局成功站測波設備方塊圖

表5 波浪觀測表

月	日	項目 時	H _{max}	T _{max}	H _{1/10}	T _{1/10}	H _{...}	T _{...}	波向	備註
			(m)	(sec)	(m)	(sec)	(m)	(sec)		
戊辰年 正月 16日	陰曆 正月 16日	2								日最大波 發生時刻： H.(m) T.(sec) 波向(°)
		4								
		6								
		8								
		10								
		12								
		14								
		16								
		18								
		20								
		22								
		24								
		合計								
		平均								

表6 波向、週期、波高頻率表

波向(°)	波高 (m)	週期 (sec)	0.5以下	0.5~1.0	1.0~1.5			3.0~3.5	3.5以上	計	備註
			回數 (%)	回數 (%)	回數 (%)	回數 (%)	回數 (%)				
60以下	4以下										
	4~6										
	6~8										
		10~12									
		12以上									
小計											
60~65	4以下										
	4~6										
		12以上									
小計											
65~70	4以下										
小計											
95以上											
小計											
合計											
平均											
最多波向										N回100%	

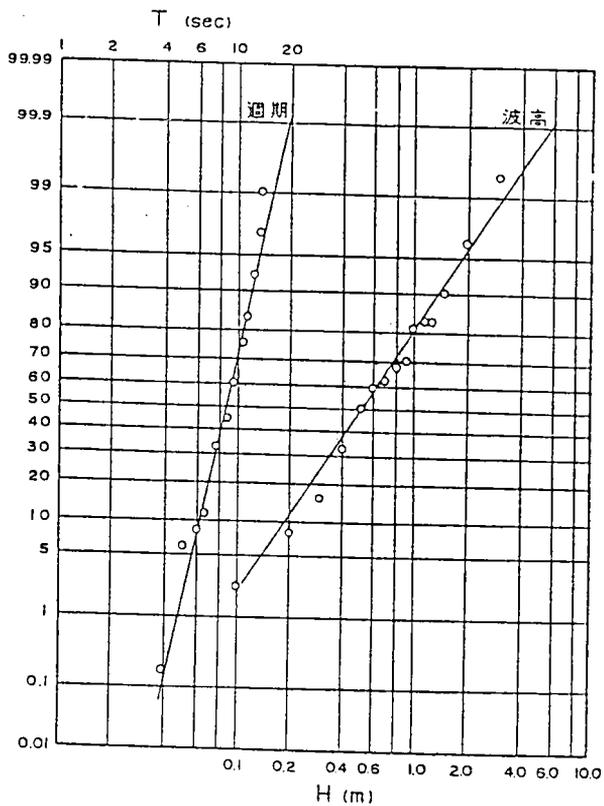


圖28 波高週期頻率圖

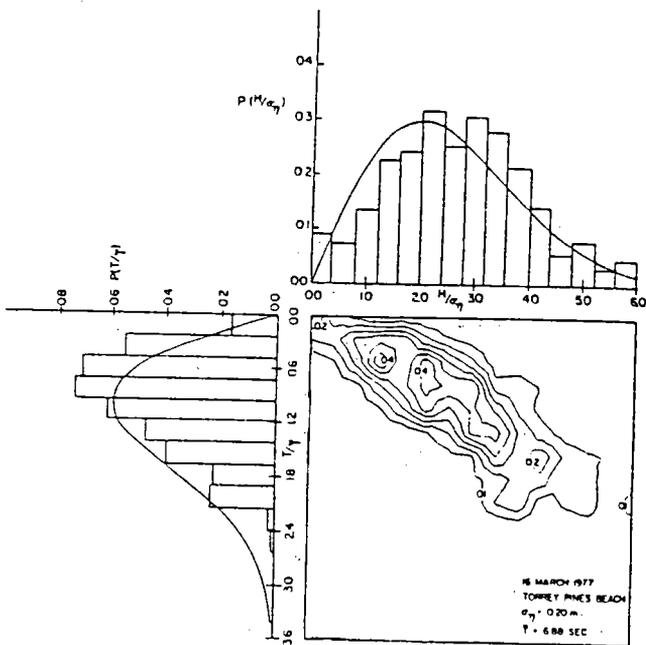


圖29 波高、週期機率分佈及其聯合機率分佈

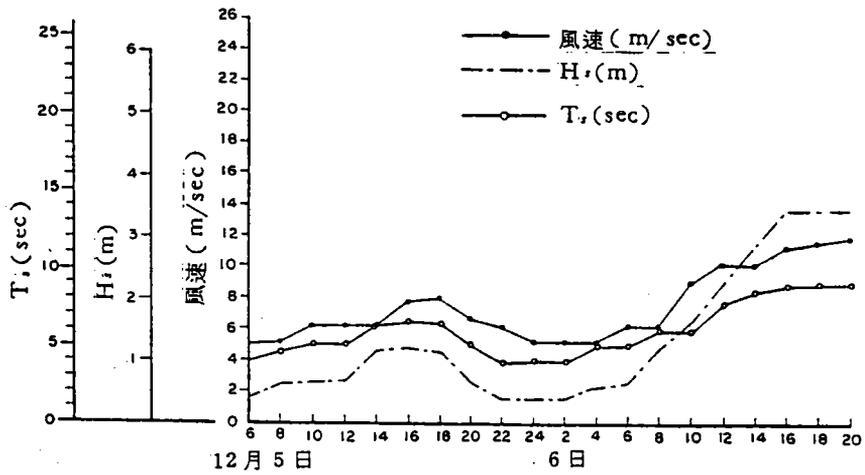


圖30 風速風向記錄與波浪記錄合成連續圖

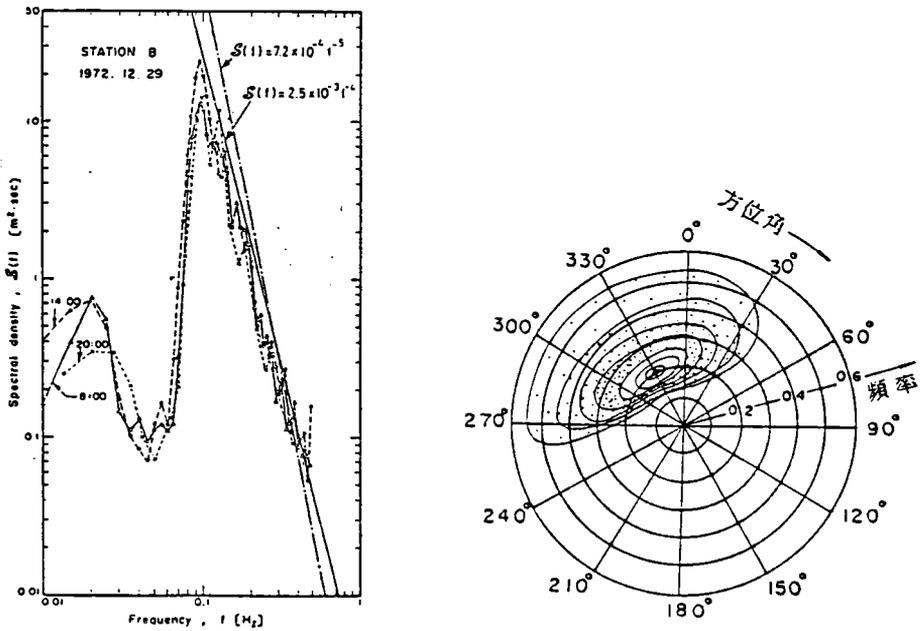


圖31 波譜、全波譜

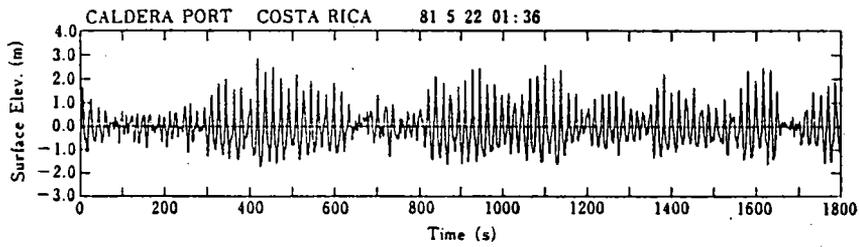


圖32 群波現象

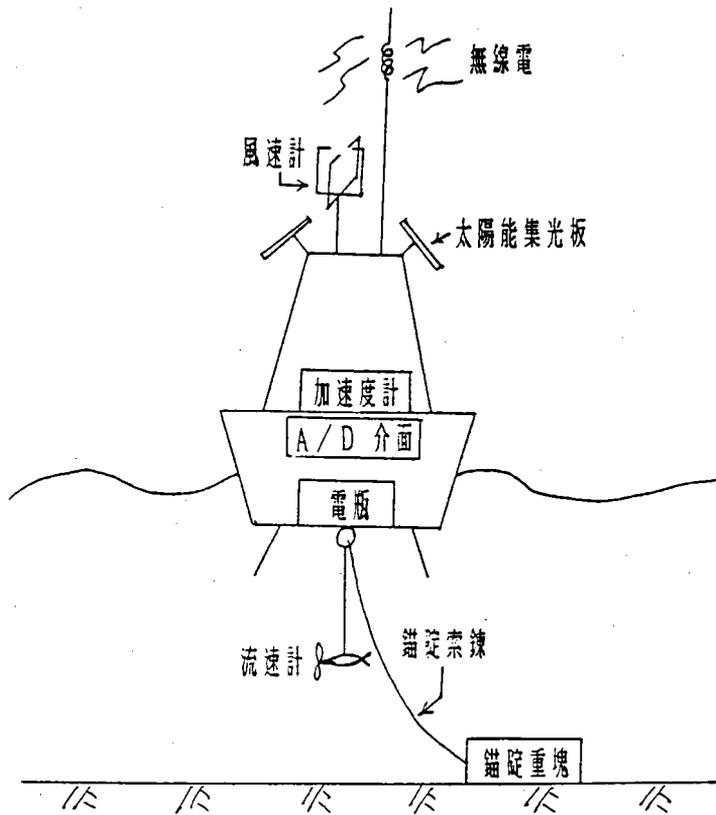


圖33 資料浮標 (data buoy)

波浪推算

梁乃匡

一、引言

波浪是海岸、海洋結構物（不含水下深水部份）及浮在海面的船舶、浮標等最主要而明顯的自然外力，因此，無論海岸地形的變遷；或是結構物與浮體的安全與穩定，波浪都是最主要的外來因素。最好有長期的波浪實測資料，然而事實上總是事與願違。幸好氣象資料比較完整，時間也比較長，可以用來推算過去的波浪，然後再根據統計學原理，求出設計波浪。例如求出某一迴歸期最可能出現的代表波浪，提供設計海域平台、或防波堤的工程師們、檢查所設計的結構物是否相對的安全；求出最經常出現的波浪方向及波高與週期，檢討防波堤的佈置；求出每月的平均波浪，來推定海岸漂浮活動狀況。另外，爲了施工或實際操作。如港口操船、碇泊船舶之裝卸貨物、工作機其及船舶的選擇、工作時間表的規劃或預估無法工作的天數等，則需要每月波浪的分佈及波浪持續性的統計特性。上述資訊，在沒有長期實測資料時，均可仰賴波浪推算來解決。

與波浪推算的原理一樣，僅氣象資料部份採用預測值，則成爲波浪預報了。綜上所述，吾人在海上從事航行、軍事活動、漁撈、施工及休閒活動時，以受到波浪的影響最大。因此若能夠預先知道海上的波浪狀況，則必將對人類在海洋的活動有莫大的幫助。反之，如果在海上航行或進行探測等工作時不能預知海面的波浪狀況，則必心生「天有不測風雲」的恐懼，因此波浪的預報對任何一個海權國家，都十分的重要。

二、波浪生成理論

常言道：「無風不起浪」，所以波浪是風所吹出來的，當然，波浪的能量是風所給的。人類對於波浪的生成早就感到興趣，在 1888 年 Helmholtz (Lamb, 1932) 就提出不穩定說。他假定空氣與水爲上下兩層密度不同的理想流體，當

*台大海洋研究所教授

空氣相對於水有一速度存在，在界面將出現波形，如果風速大到使波速為虛數，即表示波浪成長。由本理論求出造成波浪最小的風速為 640 cm/s 。1924 年 Jeffreys 提出遮蔽說 (Jeffreys, 1924)，認為 Helmholtz 假定非旋流 (即理想流體) 與實際情形不符。他認為，當水面波形已形成，風速大於波速時，在波峯的背後將產生漩渦 (空氣)，使得波峯前後壓力不同而產生能量的授與；另外，因為黏滯力而生的表面剪應力，也會造成能量的傳遞。1953 年 Eckart 首先把波浪生成當作三度空間的問題來考慮 (Eckart, 1953)，他假定 Jeffreys 遮蔽效應不存在，空氣壓力永遠垂直於水面，同時把風域想像成許多高或低壓中心的「陣風」所構成。每一個陣風所造成的波浪非正弦波，而為 V 一型的尾跡，然後依重力波型式散開，觀測點的波浪即由所有陣風造成波浪傳到該點的和。1957 年 Phillips 如同 Eckart 不考慮陣風效應 (Phillips, 1957)，且將風視為一移動的壓力振動流體，得出波能在時間上為線性成長。當風速在左右 α 角度方向上的分量與某一成份波波速相同，則產生共振，使該成份波獲得較多的能量。如果 Phillips 理論正確，在方向波譜上應有與主風向對稱之左右雙峯出現。1957 年 Miles 認為 (Miles, 1957)，風在水面吹與水面波浪干擾而成剪力流 (shear flow)，要維持此剪力流，風必有能量損失，此能量損失即波浪自風所獲得者。Miles 進一步推論指出，波能在時間上為指數成長。1962 年 Hasselmann 認為海洋波浪最主要的兩個非線性現象是：(1)碎波，(2)成份波間能量的交換 (Hasselmann, 1962)。不若 Phillips 與 Longuet-Higgins 僅討論 2 或 3 個獨立成份波可造成另外一個波，Hasselmann 討論波譜間非線性的交互作用。他認為海洋波譜終極的形態是各頻率能量相等；一個含高能量的低頻率成份波，將能量往高頻率傳遞，亦可能將能量往更低頻率傳。

三、簡介波浪推算法

海面的波浪紛紜無常，因此吾人用一統計值——代表波，或稱示性波，來表示波浪的波高與週期。另一種表示波浪的方式是波譜，所以波浪的推算方法也分為兩類，即波譜法與代表波法，分述如下：

(一)代表波法：

最初在研究波浪推算時，從簡單的情況着手，先假定整個風域的風速一致，這種情況只有季風比較接近。另一種風稱為颱風，屬移動性熱帶性低壓氣旋，

風速的空間與時間的變化非常大。波浪是由風所吹出來的，因此，代表波法可分為季風模式與颱風模式兩種，分述如下：

1. 季風模式：

1805 年英國海軍少將 **Beaufort** 提出有名的蒲福風級表，被氣象與航海界廣泛應用。在二十世紀初期，航海界發展出一套蒲福風級與波高的對照表，這是最雛型的波浪推算方法。1942 年美國海軍爲了兩棲登陸作戰，委託 **Sverdrup** 與 **Munk** 兩位博士進行波浪預報的研究工作，戰後公開其研究成果，再經 **Bretschneider** 博士加以修改。成爲聞名的 **SMB** 法。此外，尚有迴歸法及面積風域法，茲分別簡述如下：

(1) **SMB** 法

Sverdrup 與 **Munk** (**Sverdrup, Munk, 1947**) 採用 **Jeffreys** 的波浪生成理論，但不若 **Jeffreys** 忽略風剪應力的影響，而是垂直壓力與剪應力並重。設 R_r 與 R_N 分別代表單位面積波浪自風獲得的平均功率，分別得延時方程式與吹風長度方程式：

$$\frac{d(E \cdot L)}{dt} = L (R_r \pm R_N)$$

$$\frac{dE}{dt} + \frac{E}{c} \frac{dc}{dt} = R_r \pm R_N \quad (1)$$

$$\frac{d(E \cdot C g)}{dx} = (R_r \pm R_N)$$

$$\frac{c}{2} \frac{dE}{dx} + \frac{E}{2} \frac{dc}{dx} = R_r \pm R_N \quad (2)$$

(1)與(2)式右邊的負號是當風速小於波速時，波浪反而把能量經由垂直壓力傳給空氣。 E 代表平均波能， c 代表波速。將(1)、(2)式重寫，引進尖度 δ ($= H/U$) 及波齡 β ($= C/U$)，得

$$\frac{d\beta}{dt} = f(\delta, \beta, U) \quad (3)$$

$$\frac{d\beta}{dx} = f(\delta, \beta, U) \quad (4)$$

δ 與 β 的關係由實測資料迴歸而得，分段積分並參考實測資料後得以下的通式：

$$\frac{gH_s}{U^2} = f_1 \left(\frac{gF}{U^2} \right) = f_2 \left(\frac{gt_d}{U} \right) \quad (5)$$

$$\frac{c}{U} = \frac{gT_s}{2\pi U} = f_3 \left(\frac{gF}{U^2} \right) = f_4 \left(\frac{gt_d}{U} \right) \quad (6)$$

其中 H_s 與 T_s 分別為代表波高與代表週期， U 為風速， F 為吹風域長度， t_d 為吹風延時。Bretschneider 發展出一實用圖，可很方便地求出答案，只要知道， U, F 及 t_d 。由吹風域長度及吹風延時求出值取其較小者（請參攷附錄甲）。

(2) 迴歸法

用 SMB 法必須要有海面平均風速、吹風域長度及吹風延時，但對海洋工程師而言，要取得這些資料非常不易，即使氣象人員要從天氣圖去分析上述資料也頗耗時。如果要推算長期的波浪，用 SMB 法是十分辛苦的。對某些地方的季風波浪而言，波浪與當地的風有極好的相關，迴歸法即是找出波浪與當地風的關係，得出一個簡單的方程式，則可由過去的當地風速記錄，很迅速的估計出過去的波浪來。例如郭金棟曾提出台中港的波高對風速的迴歸公式（郭金棟，1976）：

$$H_s = aV_{10} + b \quad (7)$$

其中 V_{10} 為 10 公尺高 10 分鐘平均風速， a 與 b 為常數。另高治平與梁乃匡得出基隆港口波高與彭佳嶼的風速以延時九小時之相關最大，其迴歸公式為（高治平、梁乃匡，1980）：

$$H_s = 0.1528 U - 0.3761 \quad (8)$$

基本上，迴歸法必須先有一段實測的波浪資料。

(3) 面積風域法

1973 年作者為探討方向波譜，提出元素波模式（Liang, 1973）。其觀點是把風域分成許多元素風域，每個元素風域自風獲得的波能以圓形波散開，在風向上的能量最大。如 θ 為與風向間的夾角，在風向上的能量為 1，則其他方向為 $\cos^2 \theta$ （ $|\theta| \leq 90^\circ$ ，當 $|\theta| > 90^\circ$ 時，則為零）。如此，使線風域變為面積風域，由於缺乏完整的風場與波浪場的實測資料，在實

用上，用一站實測波浪與風場資料，將複雜的風波能量授受關係揉合在一個經驗常數中。因為本法將風域面積視為最主要的因子，所以特別適合受限制的風域及邊際海域。詳細內容將在下章介紹。

2. 颱風模式

因為颱風是空間與時間變化極大的風場，必須用別於季風模式的方法，分述如下：

(1) Wilson 法

1955 年 Wilson (Wilson, 1955) 應用類似 S M B 的公式 (式(5)、(6))，用圖解法及數值計算法來推算颱風波浪。其基本觀念如下：由觀測點向外繪出射線，每一射線即為一線風域，在此線風域上風速的分量即為造成此方向波浪的風場。風場是時間與位置的函數，由起始點可逐時計算或用繪圖法求出觀測點的波高與週期。一般繪圖法十分費時，現多不用，數值計算法乃用一階泰勒級數來近似。Wilson 法在風速漸減即無法計算，波浪進入淺海亦無法計算。

(2) 湯麟武法

延用 Wilson 法的架構，增加淺海中之風浪關係、海底摩擦影響、湧浪的推算以及碎波後波浪計算法，直接從氣象資料，推算颱風將海岸前任何水深地點的波浪狀況。另本法提出由颱風風場決定起始點的近似方法 (湯麟武, 1971)。

(3) 井島武士法

本法與上法相近，不同的是本法無固定線風域。假定波向與當地風向相同，由某一起始點起，波能以群速度前進，波浪行進的軌跡毫無規則，因此只取到達觀測點附近某一範圍的波浪，本法計算量十分龐大 (井島武士, 1972)。

(4) Bretschneider 法

1976 年 Bretschneider 提出一種簡易的颱風波浪場的推算方法 (Bretschneider, Tamaye, 1976)，只要颱風中心氣壓、最大風速半徑、中心緯度及移動速度，便可求出颱風風場內 (10 倍最大風速半徑以內) 的代表波高與週期。其基本的推算公式仍然是公式(5)與(6)，但不如 Wilson 當風向與線風域方向間有夾角 θ 時，取 $U \cos \theta$ 之分量，而是以風剪應力

的觀念取 $U \sqrt{\cos \theta}$ ，因為在風域方向的風剪力分量為 $U^2 \cos \theta$ 。應用時在推算點取垂直兩座標 X 與 Y ，分別在 X 與 Y 線風域上求得推算點的波高為 H_x 與 H_y ，則推算點的波高 $H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ (Bretschneider, 1979)。詳細的內容在下章介紹。

(二)波譜法

在理論上波譜較代表波更能描寫海面波浪，所以科學家由波譜來推估代表波高與週期，或用數值方法求出波譜，茲分別簡介如下：

1. P N J 法

1955 年 Pierson, Neumann 及 James 根據 Neumann 波譜找出以風速為變數的成熟的海面頻率波譜 (Pierson, Neumann and James, 1955)，再進一步訂出不同吹風域長度與吹風延時成長中的波譜。由這些波譜便可得到代表波高與週期來。

2. 數值法

早在 1957 年法國人 Gelci 便提出所謂「方向能譜模式」，乃是根據能量平衡方程式，以有限差分的方法求得推算點的方向波譜 (Gelci, Cazale and Vassal, 1957)。能量平衡方程式如下：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E(f, \theta; \vec{x}, t) + \vec{C}_g(f) \cdot \nabla E(f, \theta; \vec{x}, t) = \\ = S(f, \theta; \vec{x}, t) \end{aligned} \quad (9)$$

其中 E 為波浪能譜， f 為頻率， θ 為方向， \vec{x} 代表位置向量， t 為時間， \vec{C}_g 為成份波的群速度亦即波能前進的速度，在深水波僅與頻率有關， S 為源函數，表示成份波獲得或失去的能量。(9)式最重要的就是源函數 S ，根據現在的說法， S 由下列三項所組成：

$$S = S_{in} + S_{nl} + S_d \quad (10)$$

S_{in} 代表單位時間由大氣獲得的能量。 S_{nl} 是單位時間經由非線性波——波交互作用的能量傳遞， S_d 是單位時間波能的損失。源函數有許多不同的理論，以 1971 年 Ewing 的為代表，介紹源函數的各分量分別如下 (Ewing, 1971)：

$$\begin{aligned}
S_{i.n} &= \alpha + \beta E \\
S_{n.o} &= A + BE \\
S_{d.o} &= -(\alpha + \beta E)(E/E_1)^P
\end{aligned}
\tag{11}$$

α 代表 Phillips 線性成長， βE 代表 Miles 的指數成長， $S_{n.o} = A + BE$ 是模擬 Hasselmann 的波一波交互作用理論的參數方程式， $S_{d.o}$ 為波與風向相對時造成碎波而損失能量， E 為 Phillips 的飽和波譜乘以方向分散因子， P 為一常數，約為 2。

方向波譜數值推算法目前已發展到第三代，為美日歐等國海洋氣象應用於大洋的波浪預報，經與實測對比還不錯。

綜上所述，代表波法較重經驗與歸納，波譜法較重解析及生成理論，但亦不離經驗常數。波譜法雖理論基礎較完整，但如波-波之交互作用在實際上只有風浪中才明顯存在，無風的湧浪中則幾乎沒有，令人懷疑其理論的真實性。無論如何，二者均需利用經驗常數，才能實際應用。

四、台灣附近波浪推算（預報）模式

本模式採用代表波法。其理由是，代表波法與波譜法之精確度並無軒輊，如用數值推算，前者計算量比較小，推算（預報）結果為代表波也符合目前氣象局的需求。本模式分季風模式、颱風模式與合成模式三部份，茲分述如下：

(一) 季風模式

由於台灣海峽為受限制風域，用數值計算較客觀較易於處理，季風模式乃採面積風域法。面積風域法的觀念是，推算點的波能由各元素風域所獲得之風能傳達到該點疊加而成（梁乃匡，1984；梁乃匡等，1987）。

$$H_{1/3}^2 = \frac{8}{gT_{1/3}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \xi_{ij} U_{ij}^2 \cos^2 \theta_{ij} \exp\left(\frac{-\beta r_j}{U_{ij}^2}\right) \cdot \frac{1}{r_j} \cdot dA_j
\tag{12}$$

其中 ξ_{ij} ：為風與波能量授受係數

U_{ij} ：第 i 張天氣圖，第 j 個風場網格點之風速（ m/s ）

θ_{ij} ：第 i 張天氣圖，第 j 個風場網格點之風向與推算點連線之夾角

r_j ：網格點至推算點距離（ km ）

dA_j : 網格元素之面積 ($k m^2$)

β : 衰減係數

M : 風場網格點個數

N : 歷時天氣圖張數

因為事實上無法求出各別 ξ_{ij} 值，因此假設在一次計算中 $\xi_{ij} = \xi$ 為一定值，則(12)式為

$$H_{1/3}^2 = \frac{8\xi}{gT_{1/3}} SUUBB$$

$$\text{其中 } SUUBB = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M U_{ij}^2 \cos^2 \theta_{ij} \exp\left(\frac{-\beta r_j}{U_{ij}^2}\right) \cdot \frac{1}{r_j} \cdot dA_j$$

(12)式中 $\exp(-\beta \cdot r_j / U_{ij}^2)$ 為元素波能在抵達推算點時衰減為原來的倍數(小於1)，而其衰減的程度由 β 調整控制。另，因空間與時間的配合問題，故此波能是否會在適當的時刻到達預定的位置也須加以考慮，對此問題由下式估算之：

$$LD_{ij} = \alpha \cdot U_{ij} \cdot (N - i) \cdot 3.6 \cdot t \quad (14)$$

$$LU_{ij} = \alpha \cdot U_{ij} \cdot (N - i + 1) \cdot 3.6 \cdot t \quad (15)$$

其中 α : 為傳遞係數

Δt : 為天氣圖時間間隔(小時)

LD_{ij} : 為第 i 張天氣圖，第 j 個網格點，其對應波能之傳遞距離下限 (km)

LU_{ij} : 為第 i 張天氣圖，第 j 個網格點，其對應波能之傳遞距離上限 (km)

如果 $LD_{ij} \leq r_j \leq LU_{ij}$ ，則表示第 i 張天氣圖，第 j 個網格點上的對應波能已到達推算點，即表示此波能為有效。 α 是控制有效波能的傳遞係數。用面積風域法推算波浪之前，須先由一段實測的波浪及風場資料來求得 ξ 值及求 $T_{1/3}$ 的公式。一般週期比較變化不大，用下列二經驗式之一即可，

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi \bar{U}} = C_2 \left(\frac{g \cdot TDUR}{\bar{U}} \right)^{c_1} \quad (16)$$

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi \bar{U}} = C_4 \left(\frac{g \cdot F}{\bar{U}} \right)^{c_3} \quad (17)$$

其中 U 為有效風域平均風速， $TDUR$ 為吹風延時， F 為有效風域最長距離。依理論最好 ξ 為常數或為 $SUUBB$ 之函數，但求 ξ ($SUUBB$) 時先要決定 α 與 β ，此二係數與風速 $U_{1,1}$ 有關聯，如預測風速的模式不同， α 與 β 亦必改變。最佳的 α 與 β 使 ξ 與 $SUUBB$ 之相關最大，再迴歸求出 $\xi = f(SUUBB)$ 。 C_1 、 C_2 (或 C_3 、 C_4)、 α 、 β 及 ξ ($SUBB$) 得出後，只要有風場資料便可推算波浪了。

(二) 颱風模式

颱風模式分颱風風浪與颱風湧浪兩部份，颱風風浪採用 Bretschneider 法，颱風湧浪則採作者所提的方法。分別簡述如下：

1. 颱風風浪

根據 Bretschneider 1976 年的文章，推算颱風風浪場波浪的步驟如下：

(1) 求颱風中心最大風速 U_R 。

$$U_R = K \sqrt{P_N - P_0} - 0.5 f R \quad (\text{節}) \quad (18)$$

其中 P_N 為正常氣壓，等於 29.92 吋汞柱高， P_0 為颱風中心氣壓單位亦為吋汞柱高。 R 為颱風最大風速半徑，單位為哩，理論上可以由氣壓分佈曲線求得，但事實上氣壓分佈曲線很不容易獲得，因此七級風暴風半徑 R_7 的十分之一來近似。

k 為係數， f 為科氏力係數，二者與緯度的關係如表一。

表一 k 及 f 值與緯度之關係

緯度 ϕ	20	22.5	25	27.5	30	32.5	35	37.5	40.0
f	0.18	0.20	0.22	0.24	0.26	0.28	0.30	0.32	0.34
k	67	67	67	66	66	66	66	65	64

(2)將 U_R 換算成10公尺高10分鐘平均風速為

$$U_{RS} = 0.865 U_R \quad (19)$$

(3)當颱風由靜止狀態開始移動時，風速分量增加為

$$\Delta U = \frac{1}{2} V_F \cos(\theta + \beta) \quad (20)$$

其中 V_F 為颱風中心移動速度

θ 為等壓線切線與颱風移動方向的夾角

β 為風向與等壓線切線的夾角，約為 25°

(4)颱風最大風速半徑 R 處之海面風速為

$$U_{RS}^* = U_{RS} + \Delta U \quad (21)$$

(5)以美國51個颶風實測資料得出波高推算公式為

$$H_R = k' \sqrt{R \Delta P} \quad (22)$$

其中 $\Delta P = P_N - P_0$ ， H_R 為距中心 R 處波高，單位呎。

k' 為 $\frac{f R}{U_R}$ 之函數，如表二所示。

(6)颱風風場中任一點的波高 H_r 可由圖一求得，颱風風場半徑為 $10 R$ ，以外即視為湧浪。

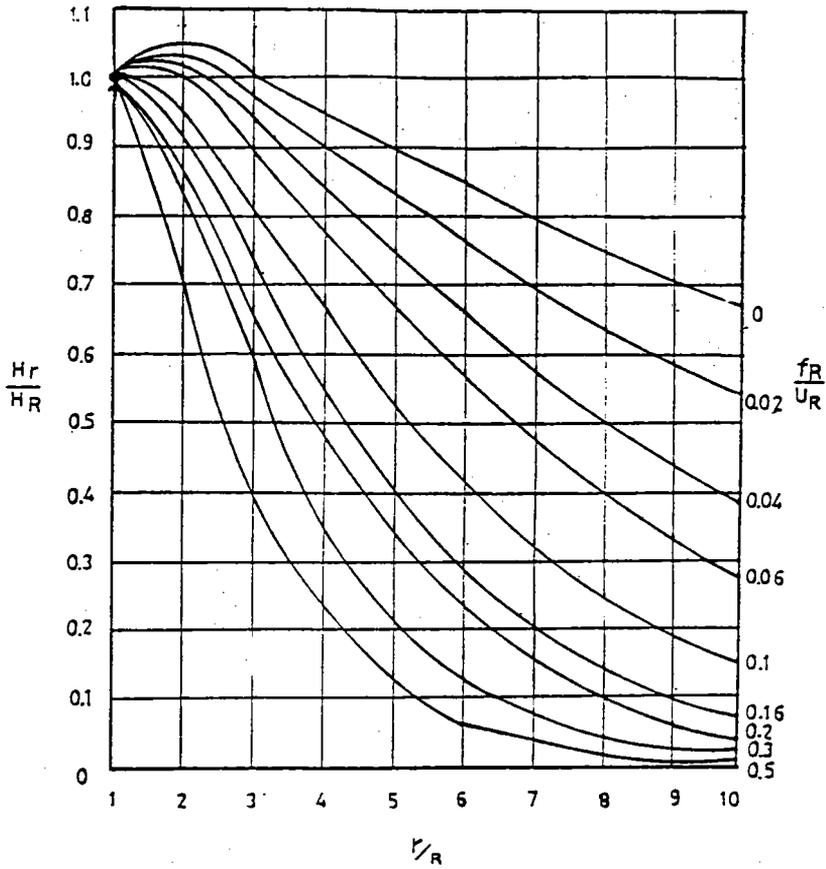
(7)當颱風以 V_F 速度移動時，波高為

$$H_r^* = H_r \left(1 + \frac{\Delta U}{U_{RS}} \right)^2 \quad (23)$$

$$H_r^* = H_r \left(1 + \frac{\Delta U}{U_{rs}} \right)^2 \quad (24)$$

表二 k' 與 $f R/U_R$ 之關係

$f R/U_R$	K'	$f R/U_R$	K'	$f R/U_R$	K'
0	7.50	.085	5.20	0.24	3.85
.005	7.25	.090	5.13	0.25	3.80
.010	7.05	.095	5.06	0.26	3.75
.015	6.85	.100	5.00	0.27	3.70
.020	6.70	.110	4.88	0.28	3.65
.025	6.55	.120	4.76	0.29	3.60
.030	6.40	.130	4.66	0.30	3.55
.035	6.25	.140	4.57	0.31	3.50
.040	6.10	.150	4.50	0.32	3.45
.045	5.95	.160	4.42	0.33	3.40
.050	5.80	.170	4.34	0.34	3.35
.055	5.70	.180	4.28	0.35	3.30
.060	5.60	.190	4.18	0.36	3.26
.065	5.49	.200	4.10	0.37	3.23
.070	5.42	.210	4.03	0.38	3.20
.075	5.34	.220	3.97	0.39	3.17
.080	5.27	.230	3.91	0.40	3.15



圖一 颱風中波高的分佈 H_r/H_R 與 $(fR/U_R, r/R)$ 的關係

其中 U_{r_s} 可由下二式求出

$$\frac{U_r}{U_R} = -\frac{1}{2} \frac{fR}{U_R} \cdot \frac{r}{R} + \sqrt{\left(1 + \frac{fR}{U_R}\right) \frac{R}{r} e^{(1-R/r)} + \left(\frac{1}{2} \frac{fR}{U_R} \frac{r}{R}\right)^2} \quad (25)$$

$$U_{r_s} = 0.865 U_r \quad (26)$$

(23)與(24)式的限制條件為

$$V_F \leq V_C$$

而 $V_C = 1.515 T_c$

$$T_c = T_R \left(1 - \frac{1.515 \alpha_1 T_R}{U_{R_s}} \right)^{-1} \quad (27)$$

其中 $\alpha_1 \doteq 0.5$ ， T_R 為 R 處的代表波週期 T_s

(8) 週期可由波高 H_s 及海面風速求出，如下：

$$T_s = 0.378 U \tanh \left[\ln \left\{ \left(1 + \frac{40H_s}{U^2} \right) / \left(1 - \frac{40H_s}{U^2} \right) \right\}^{0.5} \right]^{0.6} \quad (28)$$

2. 颱風湧浪

在颱風暴風半徑 $10 R$ 以外地區視為湧浪區，一般湧浪傳遞的速度大於颱風移動的速度，所以湧浪皆先颱風到達。作者於 1989 年修正 1982 年所提出的颱風湧浪預報法（梁乃匡，1982, 1989）；其步驟如下：

(1) 用下式求出湧浪週期

$$T_R = (0.003 DD \cdot DT / T_R^4 + 0.22) U_{R_s} \quad (29)$$

其中 DD 是颱風中心與推算點的距離，單位海裡， R_7 是颱風七級風暴風半徑，單位公里， T_R 由上節 Bretschneider 方法求出的颱風中心 R 處無移動速度時的週期， U_{R_s} 與上節同。

(2) 用下式求出湧浪波高

$$H_{1/3} = 0.006 R_7 \cdot H_R / (DD)^{1/2} \quad (30)$$

H_R 定義與上節同， $H_{1/3}$ 單位為公尺。

(3) 因為颱風在移動，湧浪將產生堆積與消退的現象，當颱風與推算點的距離變大，則波高將減小，稱為消退。(30) 式求出的湧浪波高應乘以一修正係數 λ ，

$$\lambda = \left(\frac{6}{6 + T_{lag_2} - T_{lag_1}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

$$\text{其中 } T_{\text{lag}} = \frac{DD}{1.56 T_p} \quad (\text{小時}) \quad (32)$$

下標 1、2 表示接連兩颱風資料，颱風記錄的時間間隔為 6 小時。

(4) 湧浪在傳遞過程中可能部份或全部被陸地阻擋，或颱風部份吹在陸地上，這兩種情形皆為受陸地遮蔽，波高應乘以修正係數 C_e (Liang & Chien, 1985)，

$$C_e = \left(\frac{\int_{A'} U^2 \cos^2 \beta dA}{\int_A U^2 \cos^2 \beta dA} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (33)$$

其中 A 為颱風全部風域， A' 為未受遮蔽的風域，颱風風域中元素風域的風速， β 為該風速與推算點連線的夾角，當 $|\beta| \leq 90^\circ$ 才有效。

(5) 湧浪波高為

$$H'_{1/3} = \lambda \cdot C_e \cdot H_{1/3} \quad (34)$$

一個不考慮遮蔽效應的簡易颱風湧浪預報電腦程式，如附錄乙所示。

(三) 合成模式

當有颱風出現時，在季風風場的網格點如果落在颱風的暴風圈內，則須歸零，以免重複計算。湧浪到達時間不可能剛好在預報的整點時間，須用內插法求之。季風波浪、颱風風浪與颱風湧浪三者以能量疊加原則合成，可得出推算或預報的波浪。

五、結 論

波浪生成是海氣相互作用的問題，不可能完全靠理論來解決，必須大量依賴實測的資料。然而，在海上獲取資料十分不易，這就是波浪預報研究最大的障礙。今後吾人應努力突破此瓶頸，以便更加了解這海面上重要的現象。

六、參考文獻

1. Lamb, H., 1932: Hydrodynamics. Cambridge University press, 738, pp.
2. Jeffreys, H., 1924: On the formation of water waves by wind Proc. Royal Soc. Ser. A, Vol. 107, 189-206.
3. Eckart, C., 1953: The generation of wind on a water surface Jour. Apol. Phys. 24(12), P. 1485-1494.
4. Phillips, O.M., 1957: On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mechanics, Vol. 2, P. 417-445.
5. Miles, J.W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mechanics, Vol. 3, P. 185-204.
6. Hasselmann, K., 1962: On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum-Part I, J. Fluid Mechanics, Vol. 12, P. 481-500.
7. Sverdrup, H.U. and W.H. Munk, 1947: Wind, sea and swell: theory of relations for forecasting. U.S. Hydrographic office, Pub. No. 601, PP. 44.
8. 郭金棟, 1976: 台中港區波浪預測方法之研究, 中興大學土木系研究報告第四號, pp.86.
9. 高治平、梁乃匡, 1980: 台灣北部海域冬季波候研究, 第四屆海洋工程研討會論文集, P.245 ~ 258.
10. Liang, N.K., 1973: Elementary wave model and the definition of "Fetch Area" in wave prediction, ACTA OCEANOGRAPHICA TAIWANICA, No. 3, P. 87-96.
11. Wilson, B.W., 1955: Graphical approach to the forecasting of waves in moving fetches, Tech. Memo. 73, Beach Erosion Board, U.S. Army Corps of Engineers.
12. 湯麟武, 1971: 海岸工程規劃設計, 農復會特刊新二號, pp.475.
13. 井島武士, 1972: 台中港設計波浪計算報告書, 日本港灣顧問公司。
14. Bretschneider, G.L. and E.E. Tamaye, 1976: Hurricane wind and wave forecasting techniques, Proc., 15th International coastal Engineering Conference, Hawaii, Vol. 1, PP. 202-237.
15. Bretschneider, C.L., 1979: The two-direction significant wave forecasting model with special application to U.S. weather service hurricane wind model, conference on Marine Science and Technology in the pacific Area, R.O.C., P. 161-222.

16. Pierson, W.J., G. Neumann and R. James, 1955: Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics, H.O. pub. 603, U.S. Navy Hydrographic Office, 284 pp.
17. Gelci, R., H. Cazale and J. Vassal, 1957: Prévission de la Houle, La Methode des Densités Spectro-Angulaires. Bulletin d' information, Comité Central d' Oceanographie et d' Etude des Cotes, 8, p. 416-435.
18. Ewing, J.A., 1971: A numerical wave prediction method for the north Atlantic Ocean, Deut. Hydrog. Zeit., Vol. 24, pp. 241-261.
19. 梁乃匡, 1984: 台灣四周波浪特性與推算模式, 港灣技術研究所專刊第14號, pp. 71.
20. 梁乃匡、簡仲環、洪憲忠、蘇青和、吳基與江中權, 1987: 台灣附近海域波浪預報模式研究(四), 港灣技術研究所專刊第46號, pp. 126.
21. 梁乃匡, 1982: 颱風湧浪的預報方法, 第六屆海洋工程研討會論文集, pp. 5-1 ~ 5-19。
22. Liang, N.K., 1989: A revised typhoon swell prediction method, Harbour Technology, Vol. 4. pp. 1-10.
23. Liang, N.K. and C.C. Chien, 1985: A typhoon swell hind-casting technique modified by land sheltering effect, proceedings, Air-Sea Interaction Workshop, Taipei, pp. 279-312.

附錄甲 Bretschneider 1970 年修訂 S M B 實用圖

圖中縱座標為風速 U ，橫座標為吹風距離 F ，短虛線為歷時 t_d (hr)，實曲線為波高 $H_{1/3}$ ，長虛線為週期 $T_{(H_{1/3})}$ ，點線為等能量線。

[實例]

已知某風域中，上午 0 時之風速 $U = 15 \text{ m/sec}$ ，此風已吹 14 hr，即 $t_d = 14 \text{ hr}$ ，從天氣圖上圈出之吹風距離為 $F = 350 \text{ km}$ ，上午 6 時至中午 12 時，風速增加為 20 m/sec ， $F = 400 \text{ km}$ ，求 0 時，6 時，12 時之波浪。

0 時之波浪， $U = 15 \text{ m/sec}$ (29.1 Knots) 線與 $F = 350 \text{ km}$ (161 N.M.) 線之交點為 $t_{lim} = 17 \text{ hr}$ ， $t_d < t_{lim}$ ，故 U 與 $t_d = 14 \text{ hr}$ 細斜線之交點求出

$$H_{1/3} = 3.65 \text{ m}, \quad T_{(H_{1/3})} = 7.6 \text{ sec}$$

6 時之波浪，假定 U 仍為 15 m/sec ，由 6 時起至 12 時， U 為 20 m/sec (38.8 Knots)，則 $t_d = 14 + 6 = 20 \text{ hr} > t_{lim}$ ，故由 U 及 F 推算波浪為

$$H_{1/3} = 3.96 \text{ m}, \quad T_{(H_{1/3})} = 7.9 \text{ sec}$$

從 6 時起，風速變為 20 m/sec ，故 6 時之波浪，須換算為 20 m/sec 之情況，由 $U = 29.1 \text{ Knots}$ ， $F = 161 \text{ N.M.}$ 之點沿等能量線上升至與 $U = 38.8 \text{ Knots}$ 線之交點，為 $F = 70 \text{ N.M.}$ $t_d = \text{hr}$ ，即 6 時之 $H = 3.96 \text{ m}$ ， $T = 7.9 \text{ sec}$ 之波浪，相當於 $U = 20 \text{ m/sec}$ 之風，吹 7.5 hr，或在 $F = 130 \text{ km}$ 處之狀況。

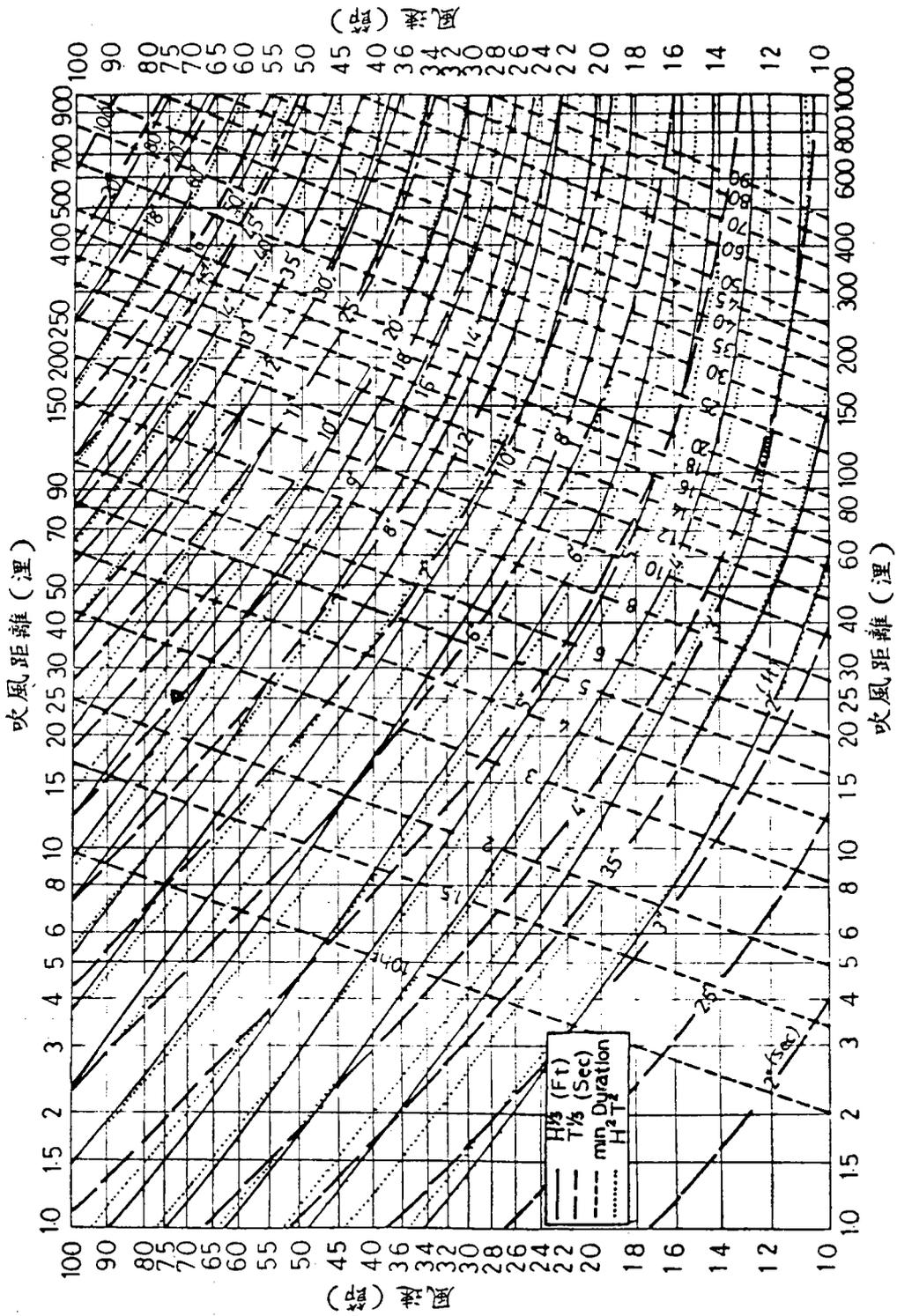
計算 12 時之波浪，為 $U = 38.8 \text{ Knots}$ ， t_d 為在 6 時已換算為 7.5 hr，再加 6 hr，即 13.6 hr， $U = 38.8 \text{ Knots}$ 線與 $F = 400 \text{ km}$ (216 N.M.) 線之交點為 $t_{lim} = 19 \text{ hr}$ ，故 $t_d < t_{lim}$ ，由 U 及 t_d 求得

$$H_{1/3} = 5.3 \text{ m}, \quad T_{(H_{1/3})} = 9.2 \text{ sec}$$

此風如繼續至 14 時半，波浪可到達 $U = 38.8 \text{ Knots}$ 與 $F = 216 \text{ N.M.}$ 之交點

$$H_{1/3} = 6.1 \text{ m}, \quad T_{(H_{1/3})} = 9.9 \text{ sec}$$

此後，即使 $U = 20 \text{ m/sec}$ 之風繼續吹，波浪亦不增大。



海 域 污 染

(六)

海 域 污 染

國立成功大學水利及海洋工程研究所教授
國立成功大學台南水工試驗所所長

黃煌輝

一、前 言

人類是地球上製造污染最得心應手的動物；爲了食、衣、住、行甚至於育樂的需要，在有意及無意中製造所謂的水污染、視覺聽覺污染及思想污染（例如有一則廣告台詞，也是一首歌曲叫“只要我喜歡，有什麼不可以”！）。我們回顧三、四十年前的台灣，觸目所見的大小河川，溪流都可以看到有人垂釣、游泳，如今除了河川上游段外，此景已不復存在了，河中的魚蝦早已被沿岸流入的工業廢水、家庭污水餵得翻白肚上西天向海龍王喊冤去了。這些已被污染的河川溪水又順流而下到河口並經波浪水流作用漸漸散佈到沿岸海域而引起海域污染，此等現象可由幾年前二仁溪綠牡蠣事件得到明證。

事實上，海域污染不僅僅是淺海海域的污染，同時也包括深海海域的污染。諸如海底油管破裂洩油，船舶在海上航行時蓄意傾倒垃圾、廢油或壓艙廢水等等，甚至於近年來頗受爭議的中鋼爐石，台電煤灰的海拋以及各事業單位之海洋放流管線排放污水等等。都屬於深海海域污染的實例，當然此等深海海域的污染除了對於海洋生態有所影響外，有時亦會受到海洋中水流運動擴散傳輸而產生二次淺海污染，其影響的層面及造成的傷害並不亞於淺海污染，而且一旦發生深海污染事件後對於清除、防治、監測等措施亦較困難，雖然此污染事件未能立即直接對人類有所危害，但其後遺症殘留久遠，實爲吾人所不可忽視。

在尙未討論海域污染之各種現象之前，首先必需瞭解污染 (Pollution) 是爲何物，根據 Gafford (1972) 在聯合國食物及農業組織 (Food and Agriculture Organization of the United Nations) 之會議提出定義；海洋污染乃是“由於人類所使用的物質進入海洋環境後導致對於海洋資源、人類健康有所損害、妨礙海洋作業，影響海水水質及減少海洋休閒活動之各種不良的

效應”。爲忠於原作者，謹將其原文定義轉述如下：

“ Introduction by man of substances into the marine environment resulting in such deleterious effects as harm to living resources, hazards to human health, hindrance to marine activities including fishing, impairment of quality of sea water and reduction of amenities ”

由於海洋污染範圍太廣，涉及海洋生物、化學、物理、地質、漁類及生態變化，窮一人畢生精力亦未能窺知一、二，因此本文除了作相關概略性之介紹外，另外著重於海洋物理特性對污染擴散之討論，若欲更深入瞭解海洋污染中各學門之變化影響，惟有另行下海拜師學藝了。

二、海域污染之分類

根據Gafford (1972) 之定義，吾人既瞭解海洋污染係肇因於人類使用的物質進入海洋水體後所引起各種不良的效應，依據1982年海洋公約，可將海域污染源劃分爲下列數種，即：

- (1)來自陸上之污染
- (2)來自船舶之污染
- (3)來自大氣之污染
- (4)來自廢棄物投棄之污染
- (5)來自海洋資源探勘與開發及海洋工程施工之污染

就以目前台灣附近海域之污染源而言，來自陸上之污染主要是河川污染、管線排放廢水之污染及核能、火力電廠之溫排水，至於來自船舶之污染即爲航行船舶傾倒廢水垃圾、漏油及拆船業製造之污染。而來自廢棄物投棄之污染則有中鋼爐石、台電煤灰，高雄樹脂公司廢酸液之海洋投棄，另外來自海洋資源探勘、開發及工程施工之污染包括海底油源之探勘、開採、各港灣工程之施工、臨海工業區開發等等，有關上述之各種污染源將分項詳述如下：

- (1)河川污染：台灣地區共有主要河川21條，次要河川29條及普通河川79條，係以中央山脈爲主要分水嶺，分別流入東西兩岸海域，由於地形影響，各河川均短陡，且河川流量隨雨量而明顯地漲落。全年大約有78%雨量集中於五至十月，

春季時由於河川流量極少，缺乏稀釋能力。再者，人口衆多的西部沿岸大多集中在各河川中、下游段，因此市鎮排出之家庭污水、工業發展產生的工業廢水、畜牧廢水或垃圾滲出水等等大部份都經由溝渠進入河川，由於廢水量大，超過河川之涵容自淨能力，平時即累積在河床上，暴雨來臨時即隨河水沖流至沿海，此即造成海域污染之主因。

(2)管線排放廢水之污染：目前台灣地區已運轉之三條海洋放流管(Ocean out fall)為大林蒲、中洲及左營海洋放流管，大林蒲及左營海洋放流管隸屬經濟部工業局管轄使用，主要處理排放附近工業區之廢水，而中洲海洋放流管則屬高雄市政府，係處理排放大高雄市內之家庭污水，然而此三條管線則集中在高雄海域南北約20公里之距離內，同時高雄港亦為附近污染源，因此三條管線排放後之廢水能否完全得到稀釋而符合海域水質標準，實令人擔憂，再者，以管線排放廢水之海域，其在起始稀釋區(initial dilution zone)大約2公里範圍內之水質均遠較海域水質為差，局部上亦成為海域污染源之一種。另外北部之八里海洋放流管正在施工建造階段，而急水溪海洋放流管則由省住都局設計中，日後可預見台灣西部海域之污染亦與此管線排放有十分密切的關係。

(3)廢棄物海拋污染：近年來台電煤灰，中鋼爐石及高雄塑脂公司之廢酸液均曾在高雄外海進行海拋，而引起附近漁民抗爭索賠的事件，台電公司之興達火力，南部火力及大林火力電廠每日約生產2,000噸的煤灰，利用三艘1,500噸的運灰船投棄在高雄外海25海裡，水深約1,000至1,400公尺之海域。而中鋼爐石則早在民國73年6月海拋在高雄第二港口外225°方位，距離海岸約7~10公里，水深約40~150公尺之海域，及至民國78年9月另闢一新海拋場，其位置為高雄第二港口外230°方位，距離13~17公里，水深約200~450公尺之海域。至於高雄塑脂公司廢酸液原在高雄外海約20海裡處投棄，然因其承包商於78年7月16日違規在近岸處海拋，引起附近漁民抗議索賠，事後雖再提出海拋申請，然未獲通過，目前已停止海拋作業。

由於廢棄物海拋時，其所容許拋棄物的數量，物質分類及該廢棄物之濃度含量迄未有一法規規範之，而且海拋後對於環境生態影響程度亦未能完全瞭解，有待日後由物理、化學、環境、生態等相關學門進行系統性之研究，雖然國內廢棄物海拋尚無完整的法規，然而行政院環保署已於去年委託顧問公司進行台灣地區海拋可行性之研究，對於廢棄物海拋作業將逐漸能導入正常的管理與監督。

(4)港口污染：世界各國的港口水域幾乎都有污染的困擾，由於港口水體交換率差，因此由附近排入的都市污水及工業廢水無法獲得充份的稀釋，另外加諸之船舶清艙廢水，隨意傾倒垃圾，或輸油設施漏油或重大意外漏油事件等等（如民國66年2月8日布拉哥油輪觸礁）均使港口成爲沿岸海域污染源之重要原因，當然我國的五大國際港、基隆、台中、高雄、花蓮、蘇澳亦不例外，尤其基隆、台中、高雄三大港口污染特別嚴重。根據林維明等（1988）、黃煌輝、溫清光等（1989,1990）、中鼎工程、美商URSI（1990）及中興工程顧問社（1990），分別就台中、高雄、基隆港內外水質進行的研究調查與收集以往各研究單位之調查結果顯示，上述三大港內水質在某些污染較爲嚴重之局部水域均已列屬丙類水體水質標準（ $5.0 \geq DO \geq 2.0 \text{ mg}/\ell$ ），然而基隆港與高雄港內甚至於在高污染區域其溶氧尚低於 $2.0 \text{ mg}/\ell$ ，顯然此區域之水質已超越漁蝦之生存界限值（ $3.0 \text{ mg}/\ell$ ），由此可知港口實爲海域污染源之事實。所幸，行政院環保署水保處已決定整治上述三大國際港之水質現況，分別在78年79年委託顧問公司從事污染整治規劃，但願不久的將來，台灣區內各港口之水質得有煥然一新的改善。

(5)電廠溫排水污染：台灣電力公司在環島海岸計有金山核一廠、國聖核二廠、南灣核三廠及深澳、協和、林口、通霄、台中、興達、大林、南火等八座火力發電廠，根據羅光楣（1988），台灣所有核能火力電廠每日共抽取5,000萬噸海水作爲冷卻用水，且每日約將1,600億BUT之熱能經由出水口排放至附近海域，導致海水溫度上升，在距離出水口500公尺處之溫升約介於 2.5°C 至 8.5°C 之間（以核能三廠最低，金山核一廠最高，此溫升大部份均超越目前行政院環保署之溫升界限（離出水口500公尺處 4°C ），因此造成局部性的環境生態影響，然台電公司近年來則已委託學術單位，顧問公司積極從事改善研究。另據郭明欽（1989）之研究結果顯示，台電各電廠溫排水除了溫度以外，其餘各項水質大部份符合放流水水質標準，對於海域生態環境之影響應屬輕微。

(6)沿海重大工程施工之污染：在沿岸海域進行重大工程建設時，由於運送材料機具頻繁，或因施工需要開挖、填充，或因施工不慎之漏油等等而造成附近海域短暫性或短期性之污染，亦將影響區域性之環境生態，惟工程完成後，此等污染影響將逐漸消失。

目前台灣四週海域重大工程施工項目大約有八里海洋放流管，台電通霄4、5號複循環機組，台中火力電廠、彰化濱海工業區整體開發計畫、大林蒲廢棄物處

理場（藍星填海計畫），至於規劃或設計階段中之沿海重大工程建設尚有基隆新港、淡水國內港、台中北防波堤延伸港口擴建工程，高雄深水港、雲嘉地區之離島基礎工業區之開發、八里垃圾處理場、核能四廠、興達電廠五至八號機組以及急水溪海洋放流管等等。

以上謹將可能造成海域污染之人為因素作一簡略之說明，並將其位置示意圖整理如圖一 1 所示，以供吾人對台灣海域之污染源有一概略性之瞭解。

三、台灣海域之水體分類與水質標準

行政院衛生署依我國海域水質狀況及用途，在民國75年2月4日公告我國海域水體分類及其水質標準如表一 1 所列。

表一 1 台灣海域水體分類及其水質標準（75年2月4日公告）

項 目	用 途	類 別		
		甲 類 海 域 一般水產用水、 游泳、乙類及丙 類用途	乙 類 海 域 二級水產用水、 二級工業用水及 丙類用途	丙 類 海 域 環 境 保 育
PH值		7.5 ~ 8.5	7.5 ~ 8.5	7.0 ~ 8.5
溶 氧		≥ 5.0	≥ 5.0	≥ 2.0
大腸菌MPN/100 m ℓ		1000	—	—
BOD		2.0	3.0	6.0
氰化物		0.01	0.01	0.02
酚 類		0.01	0.01	0.01
礦物性油脂		2.0	2.0	2.0
Cd		0.01	0.01	0.01
Pb		0.1	0.1	0.1
Cr		0.05	0.05	0.05
As		0.05	0.05	0.05
Hg		0.002	0.002	0.002
Se		0.05	0.05	0.05
Cu		0.02	0.02	0.02
Zn		0.04	0.04	0.04



圖 - 1 台灣附近海域港口，工業區，海洋放流管海拋等位置示意圖

以上各水質項目之單位為 mg/l

一級水產用水：嘉腊魚及紫菜類用水

二級水產用水：虱目魚、烏魚、龍鬚菜培養用水

至於整個台灣四周海域之水體分類則由表一 2 及圖一 2 列示。

表一 2 台灣沿海水域之水體分類

海 域 範 圍	水體分類
鼻頭角向澎佳嶼延伸線至高屏溪口向琉球嶼延伸線間海域	甲
高屏溪口向琉球嶼延伸線至曾文溪口向西延伸線間海域	乙
曾文溪口向西延伸線至王功漁港向西延伸線間海域	甲
王功漁港向西延伸線至鼻頭角向澎佳嶼延伸線間海域	乙
澎湖群島海域	甲

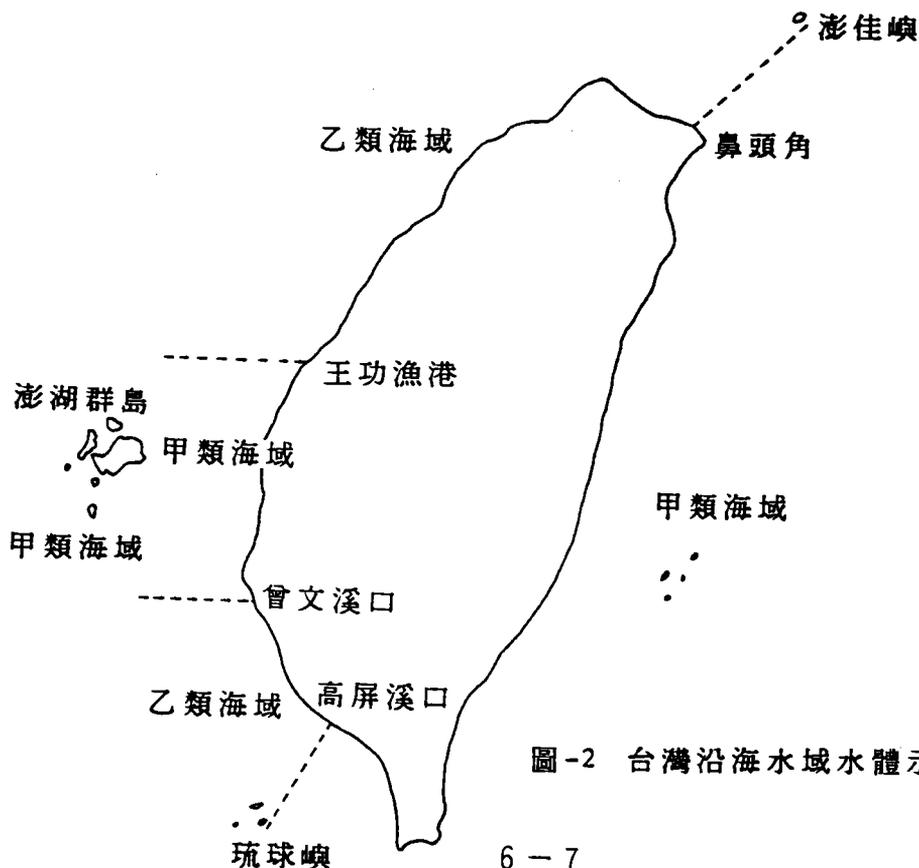


圖-2 台灣沿海水域水體示意圖

根據以上所述之海域水體分類及水質標準，吾人即可在此背景基礎上研判各海域是否遭受污染，及由此可控制各種污染源排入海域前之濃度。然而在上列之海域水體因遭受河川、區域排水或以廢水管線排放時，其在出口半徑二公里範圍內之水體得降列為次一級之水體。茲以高雄海域之三條放流管線為例，由於其位於高屏溪口至曾文溪口間之乙類海域，因此由三條放流管排放口半徑二公里間之海域水體水質得以丙類水質標準規範之，而超越此範圍之海域水體水質則應符合乙類水質標準，在此規範下，即可控制排放進入海域前之廢水濃度，以確保台灣沿海水體之品質。

四、海域污染物之種類

海域污染物一般可分為耗氧質、營養質、懸浮質、致病物、金屬及有機化合物六大類，至於熱能及放射性物質則未包括在內，今將上述六大類之污染狀況簡述如下：

- (1)耗氧質 (oxygen demand substances)：容易被生物分解之有機污染物，在海水中被分解時，將消耗水中之溶氧，對於氨氮被硝化時亦會消耗溶氧，甚至於無機物氧化時亦然。倘若海域中之耗氧質過多時，常導致海水溶氧降至 2 mg/l 左右（此現象稱為低氧狀態 hypoxic condition），更嚴重者稱為微氧狀態（ anoxic condition ）或厭氧狀態，在此情形下將使魚貝類大量死亡，此現象常發生在河口、海灣等地區。一般耗氧質常以 BOD 或 COD 表示之。
- (2)營養質 (Nutrients)：營養質係指氧和磷，為植物生長必備之養份。適當的營養質濃度將使海水維持適當的生產力，假若海水中增加營養質則生產力增加而吸引魚群聚集，但若營養值過量時，將導致下列不良之影響：(a)濃度增加阻礙

陽光穿透力，影響水中植物之光合作用。(b)改變水中生物種類和數目之分配，一般生物之數目將減少，而優勢種類生物之數目增加。(c)影響該海域食物鏈之結構。(b)當大量藻類死亡被分解時，消耗溶氧，甚至可能引起水中缺氧，導致魚蝦死亡。

(3)懸浮質 (suspended solid)：河中所夾帶之固體物，或放流水在放流前未沉澱去除之固體物以及砂質海岸之沖淤，海岸結構設施之開挖施工都是引起海水中含有懸浮固體物之主要原因。當懸浮固體物增加時將影響光線之穿透深度及光合作用而影響浮游生態之改變。然而懸浮固體物沉積在海床時則會影響底棲生物。

(4)病原菌 (pathogens)：海域環境中有許多病原菌，包括病毒、細菌、真菌及寄生蟲等等，能引起人類的疾病，各種病原菌的生命能力，視其進入不同的海域而有所差異，大部份的病原菌曝露在各種環境因子時很快即死亡，而少數吸附在微粒物質中之病原菌，則因受到保護而得以殘存下來，此等病原菌被海洋生物所攝食且未被排出生物體，雖未對生物體造成危害，但當人類食用此生物體後，即可能造成健康上嚴重的影響。至於檢測殘存於海水中之病原菌相當困難，而欲預測病原菌對人體健康之影響程度亦同樣的困難，因此不可不慎。

(5)金屬：金屬物質對海洋生物體的影響與金屬存在的型式有關（如溶解狀態、微粒狀態，與其他物質鏈結或元素狀態）。以微粒狀態而言，大部份金屬傾向於吸附在其他微粒物質上，然後隨著沉澱物沉降下去，在缺氧狀態沉澱之金屬一般是屬穩定者，然而當沉澱物受到氧化之後，某些金屬可能再度溶解並緩慢釋放出來（如鎘、銅、鎳、鋅），因此生物仍能吸收到此類金屬。例如硫化鋅在缺氧的環境，其溶解度極低，但在含氧量高的情況下則為可溶性，另外沉澱物在暴雨或擾動流況下亦會受到氧化，甚至於河口附近鹽度的變動也可能將金屬釋出。海洋生物體若吸食到溶解狀態之金屬或吸附在微粒物質的金屬，若非排出體外，即是透過內臟之細胞膜而進入器官組織之中。金屬物質對於海洋生物體及人體造成之有害衝擊，可歸納為兩種主要的程序，一為生物累積 (bioaccumulation)，即污染物質進入生物體內貯存累積在其組織之中，另一為生物放大 (biomagnification)，即污染物質藉由食物鏈的逐級捕食，致使其濃度逐漸增加。至於判定金屬對於生物體污染的程度與延時，則相當不容易，有些是立即顯現，有些則需一段很長的時間。

(6)有機化合物：海洋生物體吸收有機化合物有多種途徑，如過濾海水、攝食沉澱

物，攝食其他微生物等等。至於有機化合物對於生物累積的程度，則依化學物質的脂溶性或水溶性之比例而定。較具水溶性的化學物質較容易排出生物體外（或易被生物體新陳代謝），而較具脂溶性的化學物質則容易累積在脂肪組織之中，例如 PCBs 為一種脂溶性有機化學物質，其在海洋生物體內新陳代謝很慢，容易累積在動物脂肪中。至於有機鹵化物（如殺蟲劑和 DDT）即是最容易造成生物放大的有機化合物，因為此類物質在脂肪組織中具有高度的溶解性及持續性。有機化合物造成的影響將使生物的壽命縮短，改變族群結構，並與魚類死亡率及生理畸型有密切的關係。

五、海域污染物之擴散傳輸

污染物不論由何種途徑被排入海域，在其觸及海域水體後即受到海洋中之各種水流運動逐漸擴散傳輸。根據吾人對海洋的瞭解，海洋中之主要水流運動大致上可歸納成四大類，即(1)海流 (ocean current) 係由地球自轉引起之柯氏力 (coriolis force) 與壓力、剪應力所造成之水流運動現象，同時受到陸地邊界的影響，因此在地球上形成北太平洋、南太平洋、北大西洋、南大西洋、北印度洋、南印度洋六大主要海流系統及其他各種局部性之海流運動。(2)潮流 (tidal current)：由於太陽、地球、月亮三者間相對運動時引起地球上海洋水體之潮汐水位變化而產生之水流運動。根據實測分析結果得知，海洋中之潮流以 M_2, S_2, K_1, O_1 為主要成分。(3)風驅流 (Wind driven current)：為海面風力吹襲造成海水之流動。風驅流之大小乃正比於風速，其最大速度約為風速之 3% 左右。(4)沿岸流 (longshore current)：波浪由深海傳播至淺海時，由於水深漸淺而發生碎波，碎波後之水體則有堆升 (set-up) 之現象，為平衡此堆升現象即在碎波帶內產生沿岸水流之運動。

因此欲瞭解污染物在海洋中之擴散傳輸，對於該海域之水流運動勢需有完整之調查實測資料，同時亦可藉此計算分析污染物擴散後之濃度分佈狀況。對於海域污染傳輸擴散之預測，一般可藉用以下三種方法為之，今將此三種方法之概念、原理及優劣點作一簡略說明：

(1)現場實測調查 (field survey)：對於重大工程或污染排放源尚未進行前，可藉事前現場實測調查研究預測日後污染物之擴散傳輸狀況，其中有關水流運

動特性可藉目前許多自記式海流儀（如RCM,NBA,ENDECO等等）在適當之佈置點位下（當然能配合水工模型試驗或數值模擬分析最理想）測定該海域之水流運動變化，至於污染物濃度擴散分佈則可應用染料測定研究（dye study）進行，以實測資料瞭解污染物在各種不同潮汐水位，不同水流運動特性時之傳輸分佈，以提前預測評估海域生態環境影響程度。依物理觀點而論，現場實測調查研究為最真實且完全符合實際環境條件之方法，然而由於現場調查工作環境之變化因子複雜，不易掌握，必需具有十分經驗者始克其功，尤其染料測定研究，對其傳輸擴散之追蹤更為困難，因此失敗率更高。當然，現場實測調查所費不貲，若非有遠見之行政或技術主官均不願投入龐大經費（因為投入數百萬甚至數千萬元的預算換取的是大疊大疊的數據及分析結果，對於主官而言似乎毫無成就、表現感，惜哉！惜哉），其實各項現場實測調查工作為一切研究之本，但願從事海洋工作的同仁都能體認。

(2)水工模型試驗（hydraulic model test）：由於上述現場實測調查工作較為困難，經費龐大且無法完整地瞭解掌握污染物在該海域之傳輸擴散，因此一般均以水工模型試驗代替之，然而某些試驗條件亦需由現場實測資料獲取（如水流運動變化特性等等）。水工模型試驗之原理係由現場環境條件與實驗室之規模依適當之比例尺度（scale）縮小在實驗室中，據此以模擬、偵測、觀察、分析以瞭解污染物之擴散分佈。水工模型試驗之優點為容易控制海域環境之變因而進行系統性之特性研究，然其缺點則為模型試驗比例及海洋邊界條件之模擬影響，將有或多或少之誤差，同時整個模型試驗所需之時間較長亦為其缺點之一。

(3)數值模式分析（numerical model calculation）：由於電子計算機在計算能力之提升及計算容量之推展，許多科學或工程的問題均仰賴電算機分析，甚至於海洋工程的問題，包括颱風波浪、暴潮、海域流況、溫排水及污染物擴散亦應用數值模式分析計算，其原理係應用流體力學之基本控制方式及相關之理論，利用有限差分法（finite difference method）、有限元素法（finite element method）或其他數值計算法寫成計算程式，然後將適當之邊界條件（boundary conditions）及起始條件（initial conditions）輸入以計算模擬之。今若以近程海域水質模式為例，假設吾人欲模擬海洋放流管排放後之稀釋倍率及運動軌跡時，其考慮之控制方程式分別為

(a)質量守恆方程式：

$$\frac{dQ}{dS} = E \quad (1)$$

(b)水平方向之動量守恆方程式：

$$\frac{d(M \cos \theta)}{dS} = 0 \quad (2)$$

(c)垂直方向之動量守恆方程式：

$$\frac{d(M \sin \theta)}{dS} = f \quad (3)$$

(d)密度差通量守恆方程式：

$$\frac{dF}{dS} = \frac{d\rho_a}{dS} Q \quad (4)$$

(e)溫度差通量守恆方程式：

$$\frac{dG}{dS} = \frac{dT_a}{dS} Q \quad (5)$$

以上諸式中

Q 為體積通量，其定義為 $Q = \int_A u dA$

S 為射流中心線之參考座標

E 為射流周圍流體之捲增率

M 為動量流通，其定義為 $M = \int_A u^2 dA$

f 為流射區內與週圍海水密度差所引起之浮昇力

F 為密度差通量，其定義為 $F = \int_A (\rho_a - \rho) u dA$

G 為溫度差通量，其定義為 $G = \int_A (T_a - T) u dA$

根據以上之基本理論方程式及相關之假設與環境背景邊界條件（如水深、地形、潮汐水位、海潮流資料，海水密度垂直剖面以及海域之水質實測背景資料等等），再輸入海洋放流管之各項起始條件（包括水理、水質條件）即可計算分析海洋放流後在近程海域之水流運動狀況及污水濃度稀釋倍率。至於其他遠程海域之擴散或溫排水之排放等等，其基本之計算原理幾為相同，惟其考慮之控制方程式有所差異。

對於數值模式分析之最大優點乃為在極短之時間內，吾人可對海域污染有一

初步之瞭解（當然需有可用之模式），而且若欲修改工程佈置，甚至可說是方案選擇研究上，數值模式可說是最為便捷而經濟之研究方法，然而由於數值模式係基於某些假設或簡化之過程，因此其計算結果誤差在所難免，必需經過現場實測或水工模型試驗之校核（Verification），修正後始可應用評估。

六、海域污染之監測

監測工作最重要的部份乃是海域尚未遭受污染前背景資料之取得，唯有足夠的背景資料始能據此研判各種污染源排放至海域時之污染程度，然而國內由於環保意識萌芽過遲，以致於早期台灣西部海域之水質背景資料幾無資料，直至西部海域遭受污染後始警覺到各種背景資料之重要性，著實令人感嘆！所幸近年來行政院環保署成立後極盡所能推動各項環保工作，因此大部份未遭受污染之東部海域各項背景資料得以有系統地建立。

對於海域污染而言，監測工作實為十分重要的一環，除了背景資料之建立外，施工過程之監測以及重大海域工程完工運轉後之監測都需要在完整性的規劃下進行，以瞭解整個海域污染狀況，倘若根據監測結果發現污染程度超越海域水體水質標準，則需責成排放污染源之單位進行徹底之改善，以確保海域水質之品質、維護生態、環境與周圍居民之健康。去年（1990）行政院環保署曾委託顧問公司（美商 URSI 及國內海德工程顧問）進行台灣四週海域環監測網之規劃，其中討論及台灣海域之污染狀況而提議進行十五個監測站之規劃，其中由於污染源性質不一，因此各監測站之測定項目亦有所不同。

為能對海域污染之監測有一完整之概念，今以高雄海域之大林蒲、中洲、左營三條海洋放流管近年來之監測作一說明：在海域污染之監測大致上以海洋物理特性及水質採樣分析為主（若欣評估遭受污染之影響程度時則需增加生態方面之監測），對於海洋物理之監測可分為下列數項：

- (a)潮汐水位之監測：大林蒲、中洲、左營附近海域因緊鄰高雄港，其潮汐水位之資料十分完整，可就近收集取用，假若監測海域並無檢潮站時，則監測期間亦應同時檢取逐日逐時之潮位記錄，以期瞭解海域污染與高低潮位之關係。
- (b)潮流運動之監測：大林蒲、中洲、左營海域之潮流曾由中山大學調查實測，其資料經成功大學台南水工試驗所分析得悉高雄海域海潮流主要為半日潮、全日

潮及長週期之恆流，且放流口附近測到之海潮流大致均與海岸平行，然在中洲與大林蒲海域可能受到高雄港防波堤邊界之影響，部份時間（在大潮時段），不論在漲潮或退潮，其水流運動方向均向南或東南，由民國77年7月至79年7月成大水工試驗所亦在此海域進行實測研究，其結果與中山大學之測定可說是完全相同，因此本海域之水流特性已可完全掌握，因此不必再實施長期性之監測，然為配合水質之監測，因此水質採樣分析時宜同時施測海潮流。

(c)海水密度剖面監測：大林蒲、中洲、左營三條管線附近之海水密度分佈狀況，成大水工試驗所於77年調查分析後發現其剖面並未有十分強烈的層變現象（stratification），因此三條管線排放之廢水都能浮升至海面，然79年夏季實測發現在連續數日豪雨之後高雄海域由於河川大量注入淡水後即有十分強烈的層變現象，此現象之發生對於三條海洋放流管之稀釋、擴散、傳輸之影響頗鉅，因此進行水質採樣監測時亦應同時監測海水密度剖面結構。

(d)海域水深、地形之監測：水深地形之變化對於海域污染雖然沒有直接影響，然却有間接的關係。例如三條管線結構附近地形是冲刷或淤積將影響管線之安全與放流之功能，因此海域地形、水深宜應列為監測之項目，若有足夠之資料判定該海域之地形、水深為安定時即可省略此項監測工作。

至於水質監測方面則分為兩大類即污水處理廠進流水和放流水及海洋放流區之水質。今將其監測之項目分述如下：

污水處理廠進流水和放流水之監測：

(a)採樣地點：所有進入污水廠之進水口及污水廠進入海洋放流管前之放流口。

(b)分析項目、採樣方式及頻率：茲以表一3說明之。

至於海洋放流區（即海域污染區）之水質監測：

(a)採樣點：海水之採樣應包括沿岸（shoreline）、近岸（nearshore）和遠域（offshore），採樣點位置應設在最初稀釋區、混合區和參考區三區。若以高雄海域三條管線採樣點為例，其佈置如圖一3所示，其中測站9,10,17,18,25,26屬於最初稀釋區，11,19及27則為三條管線之參考測站，7,8,12,13,15,16,20,22,23,24,28各測站則屬於混合區，其餘1至6之測站則為沿岸監測站。

(b)採樣頻率：沿岸區1至6測站應測大腸菌每週三次，其餘各測站之分析項目，採樣部位則如表一4所列。採樣頻率為1至3月監測一次（至少應以每季作為

監測之基礎)表-4中所列項目均為物化水質,至於生物項目,除大腸菌外,應由生態專家決定之。

表-3 污水廠進流水和放流水分析項目、採樣方式和最小採樣頻率

參數	單位	採樣方式	進流水	放流水
大腸菌	col / 100 ml	隨取	—	2 / M
流量	CMD	自記	C	C
P H	—	隨取	D	D
懸浮固體物	mg / l	24小時混合	D	D
沉降性固體物	mg / l	隨取	—	4 H
BOD 5天20°C	mg / l	24小時混合	D	D
油脂	mg / l	隨取	D	D
酚類化合物	g / l	24小時混合	—	M
重金屬(鉻、鎳、鉛、汞、銅、鋅)	g / l	24小時混合	B	B 1
總餘氯	mg / l	隨取	—	M
溫度	°C	隨取	—	D
濁度	JTU	24小時混合	—	W
其他				

C = 連續, D = 每日, W = 每週, M = 每月, B = 半年,

4 H = 4小時一次, 2 / M = 每月兩次, B 1 = 每兩月一次。

表-4 海水水體採樣部位

參數	採樣方式	參數	採樣方式
溫度	全部水柱	氨	水面下1m、中間及底床上1m
溶氧	全部水柱	大腸菌	水面下1m、中間及底床上1m
P H	全部水柱	懸浮固體物	水面下1m、中間及底床上1m
鹽度	全部水柱	油脂	水面下1m、中間及底床上1m
磷酸鹽	水面下1m、中間及底床上1m	葉綠素	水面下1m、中間及底床上1m
硝酸鹽	水面下1m、中間及底床上1m	酚類	水面下1m、中間及底床上1m
透視度(沙奇盤)	從表面	BOD(5天20°C)	水面下1m、中間及底床上1m
		硫化物	水面下1m、中間及底床上1m
		(僅取9,10,17,18,25,26各站)	

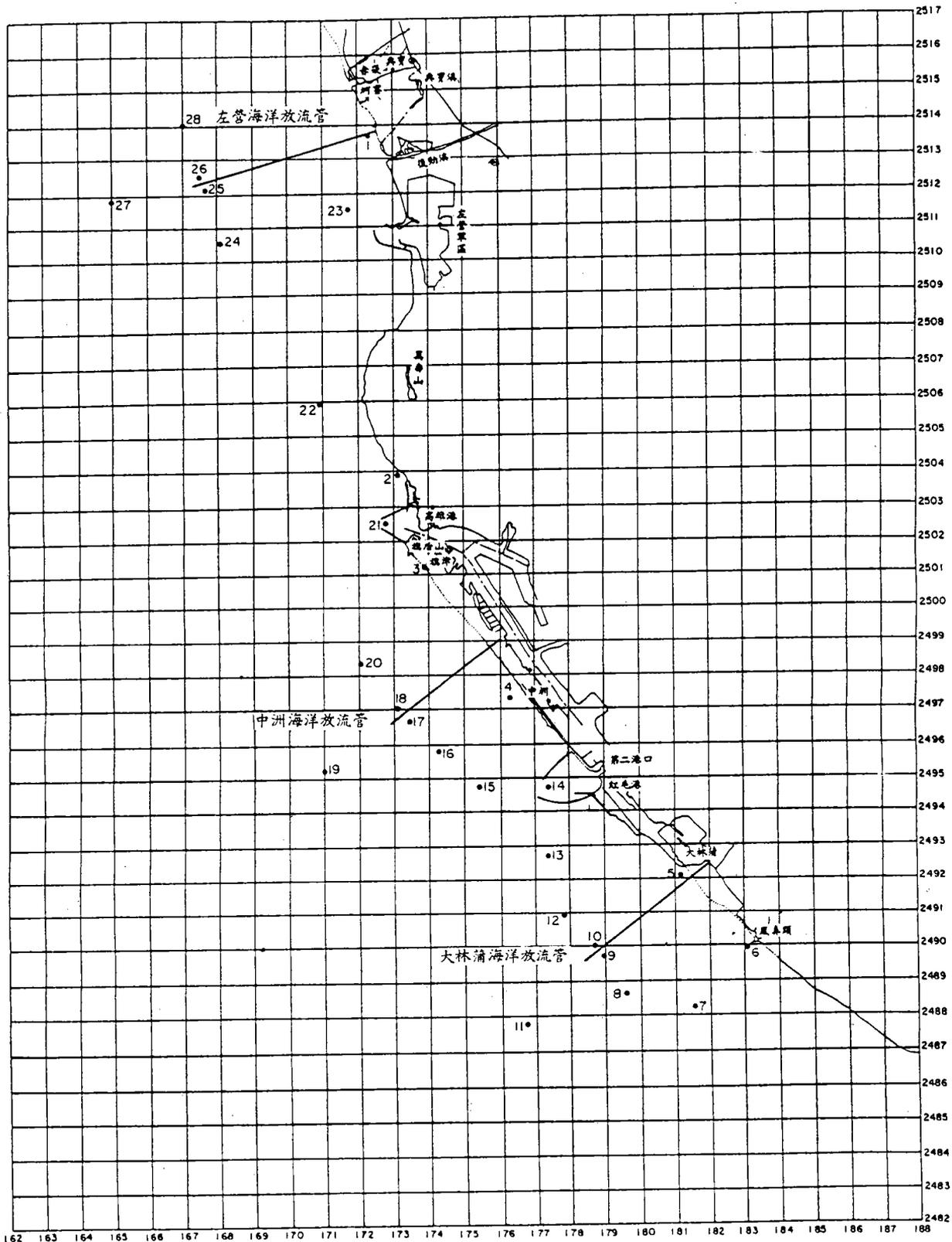


圖 3 高雄海域水體監測站建議圖

另外海域污染區域之底泥採樣、分析監測亦屬重要之項目，其分析項目包括粒徑分佈，TOC揮發固體物、油脂、重金屬、碳氫化合物所佔之比例，總凱氏氮，BOD，溶解性硫化物，若可能可另加分析美國EPA所公告之126種微量有毒物質。

以上之監測項目、分析及佈置僅提供參考，近年來行政院環保署已重新修改82年及87年之放流水標準，其中亦包含各種污染物監測項目、頻率及方法，可依此進行海域污染之監測工作，確保台灣四週海域之品質。

七、結 語

海洋是人類在地球上最大之資源，在可見的未來，海洋的開發，不但是全世界各先進國家之重要目標，也是國內急欲探索的對象，但是人類從來就抱持一種錯誤的觀念，以為那麼浩大的海洋怎麼會污染呢？因此不會善加保護，直到今日發現事態嚴重，各國才群起制定法規防治、監測。為了讓海洋回復到原來的面貌，我們可能要投入無數的金錢、人力，這真是可悲的人類任性的效應，但願在吾人體會到海洋、海域污染的嚴重性之後，還來得及挽回，否則真是有愧天地（上帝）賜給我們人類這個地球的美意！

參 考 文 獻

1. Gafford, R. D. (1972): "Automation of Monitoring Equipment for Marine Pollution Studies" in Marine Pollution and Sea Life, Mario Ruivo (Ed.), Food and Agriculture Organization of the United Nations, Rome, Conference (December). Fishing News (Books) Ltd., London, England, pp. 491 ~ 500.
2. 林維明、陳桂清、饒正、吳信昇 (1988): "台灣五大港口水質分析與檢討" 第四屆水利工程研討會論文集 pp. 299 ~ 321.
3. 黃煌輝、溫清光、高瑞棋、傅新義、陳怡發、錢紀銘 (1989): "中洲、大林蒲及左營海洋放流評估之調查研究" 國立成功大學台南水工試驗所研究試驗報告第 116 號。
4. 黃煌輝、溫清光、陳怡發、傅新義、溫進丁、黃文財 (1990): "中洲、大林蒲及左營海洋放流對海域生態環境影響之調查研究" 國立成功大學台南水工試驗所研究試驗報告第 121 號。
5. 中鼎工程股份有限公司, 美商 U R S 國際顧問公司 (1990): "基隆港港灣污染整治規劃" 行政院環保署委託。
6. 中興工程顧問社 (1990): "高雄港、台中港港灣污染整治規劃第二次期中報告" 行政院環保署委託。
7. 羅光楣 (1988): "電力與環境" 環境保護與污染防治, 中國工程師學會。
8. 郭明欽 (1989): "電廠排放水對漁業的影響及利用" 電力與漁業資源論文專輯, 台灣大學。
9. URSI, 海德工程顧問 (1991): "台灣地區海域環境品質監測站網設置規劃" 行政院環境保護署委託。
10. Fisher, List, Koh, Imberger and Brooks (1979): "Mixing in Inland and Coastal Waters" Academic Press.

海岸變遷

(七)

海岸變遷過程

黃清和

壹、前言

海岸地形及其變化，主要係因地盤升降及海面變化及冰河作用所致，此種地形變化，往往以千年為時間單位；海岸工程有關海岸地形變遷，主要指近百年來海岸線伸展或後退，海岸前築造結構物後近海地區地形變化。而海灘指海水與陸地銜接地帶，由砂土或卵石沉澱而成，由於波浪、潮汐、海流及風力等外力作用改變其外觀。在狂風巨浪作用下海岸地形可能於數小時內完全改變原貌甚至海灘消失無踪，爾後經小波浪長時間作用下方緩慢變化又恢復原狀。目前人類對海岸變化過程、變化形態與作用外力等彼此相關智識均極有限，為地質學、海洋學與海岸工程學者共同研究問題之一。

海岸變遷其因主要為漂沙(Littoral drift)所致。俗稱漂沙(Drifting sand)為海岸及其前面淺海中海灘構成物質，如沙、礫、泥土等，因受外力作用而生移動，海岸則因漂沙現象而發生堆積(Accumulation)或侵蝕(Erosion)海灘底質轉移方向大致可分為海岸法線方向之向離岸漂沙(on-off shore drift)及海岸切綫方向之沿岸漂沙(along-shore drift)，海岸切綫方向之漂沙屬於短期性變化，研究以碎波點為界限，分為碎波帶內及碎波帶外兩區，其變化過程因波浪性質及底質大小而異。沿岸漂沙為改變海灘外貌，形成海岸侵蝕或淤積之主要原因，於波浪與海岸斜向入射時最為卓越。

海岸工程學者研究海岸漂沙之目的在解決海港工程、河口與潮口治理工程，海岸保護工程上可能遭遷之問題，由其過去之海岸過程預測工程施工後可能發生之海岸變化。不幸由於漂沙現象原因複雜地形因地而異，至今尚無通用之方法可足引用，因此需做實地調查，然後根據觀測資料分析作用之外力判斷底質移動方向，比較地形變化趨勢估計漂沙量。惟實地調查枉費人力與經費，且受自然條件之限制，故有時輔以水工模型試驗，按比尺縮小原型，就較簡單之各種條件試驗漂沙性質，但因縮尺影響及現象過份簡化，不能將變化多端之自然現象完全重現於模型，所得之結果不能完全符合原型海岸變化，但仍不失為了解漂沙之有效方法。

貳、海岸地形名詞定義

一、海灘一般斷面：

海灘一般斷面如圖 2-1 所示。

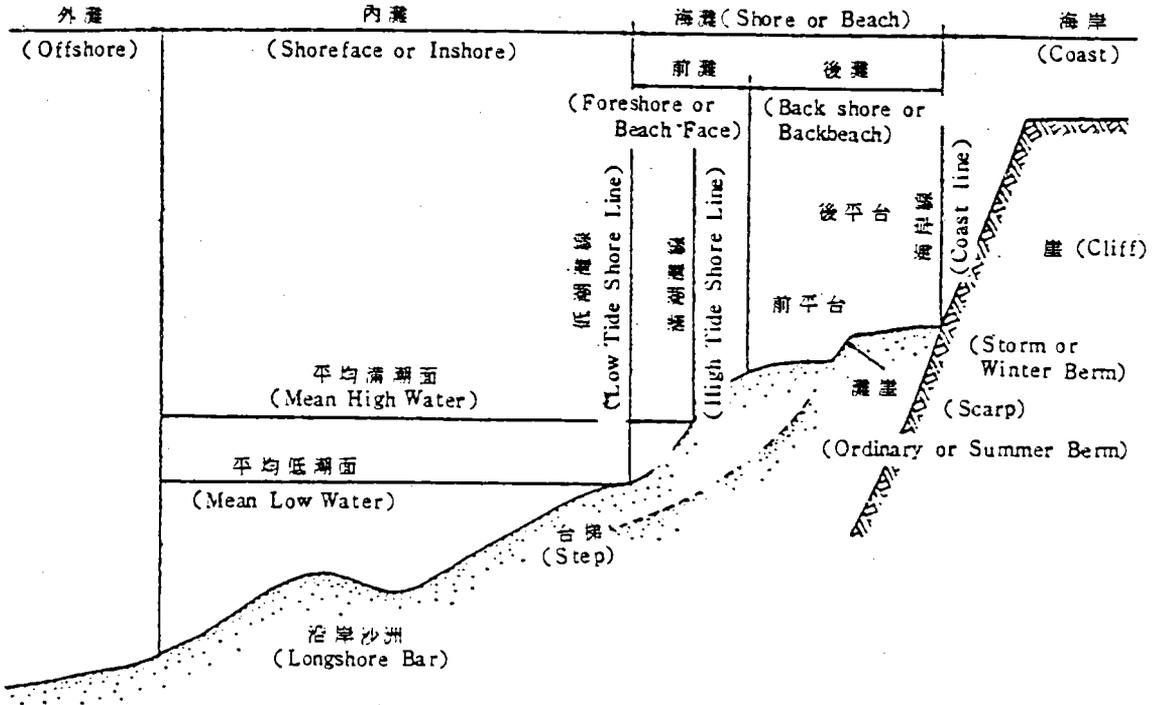


圖 2-1 海灘一般斷面示意圖

1. 灘綫 (shore line)：指陸地與海面之交界綫。低潮時之灘綫稱爲低潮綫 (low tide shoreline)，高潮時之灘綫稱爲高潮綫 (high tide shoreline)。
2. 海灘 (shore beach)：指低潮綫至波浪所能作用到陸地上限間之範圍。低潮綫至高潮綫間爲前灘 (foreshore)，高潮綫以上稱爲後灘 (back-shore)。
3. 海岸 (coast)：海灘自陸側受海影響空廣內陸地帶。含海岸或沙丘、海崖、潟湖、澤地等，其最內陸之界限爲海岸綫 (coastline)。
4. 平台 (berm)：海灘受波浪溯升 (uprush)，將砂、礫堆積於後灘，於前灘背後形成向海微傾之水平部份稱爲平台 (shore terrace, berm)。

5. 內灘 (inshore) : 自低潮綫至低潮時最外側碎波點間。
6. 近岸區 (nearshore zone) : 灘綫至碎波帶稍外海之地區。
7. 碎波帶 (breaker zone) : 波浪發生碎波之區域。
8. 外灘 (offshore) : 內灘以外向海之範圍，即內灘以外之向海側。
9. 沿岸沙洲 (alongshore sand bar) 通常發生在碎波綫附近，約略與岸綫成平形而伸長)，其平面形狀為推測海岸附近波浪 (尤以碎波狀況)，離岸流位置、大小以及構造物周圍海流狀態之良好資料。

二、海岸綫平面形狀：

海岸綫平面形狀如圖 2 - 2 所示。

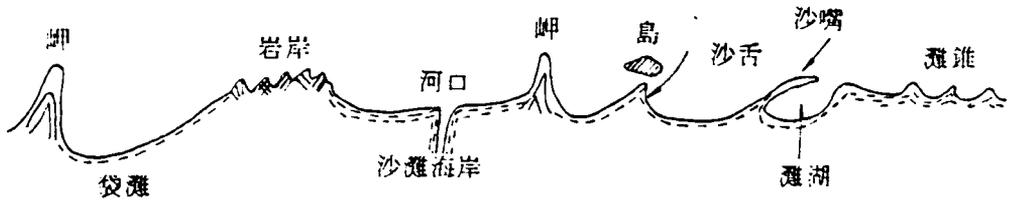


圖 2 - 2 海岸綫平面形狀示意圖

一般海岸上有岩石的岬 (head land) 突出，岬與岩石海岸 (rocky shore) 間，常為沙灘 (sandy beach ，有時因主要方向經常侵襲而形成袋灘 (Pocket beach)，海岸前有天然島或人工離岸堤時，沙灘海岸形成沙舌 (tombolo)，有時與島連結，因沿岸漂沙的作用而產生沙嘴 (Sand spit)，沙嘴有時將一部份海水圍成潟湖 (lagoon)，海灘上因裂流作用，發生灘錐 (beach cusp)。沙灘海岸上，常有河口 (estuary) 沙灘上的沙土，大部由此河川上游運來，經河口而供給。

1. 灘錐 (Cusp) :

天然海岸尤其崩潰性之海岸，其灘綫作弧狀彎曲者甚多。此種弧狀灘綫，稱為灘錐。大部份灘錐與外海弧狀沙洲相對。灘錐長度，小者有 30 m ~ 50 m 大者有 300 m ~ 500 m 甚至達到數千公尺。灘錐之成因有二：一為離岸流促使兩側水流集中，以致灘綫向前推進，一為退波集中，引起崩潰形成弧形凹部。經觀察實地結果，灘錐間距較大者屬前者，較小者屬後者。灘錐以波浪直射之海岸較波浪斜射之海岸易於發生。圖 2 - 3 為灘錐之成因。

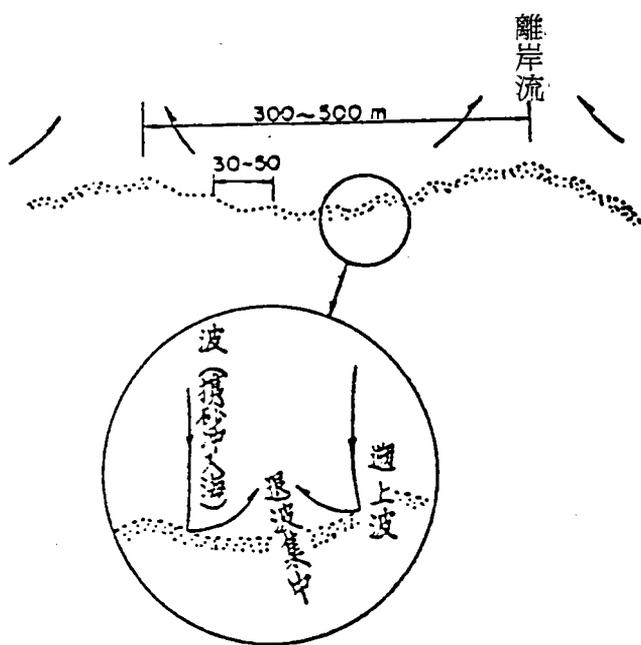


圖 2 - 3 灘錐之形成

3. 繫岸沙洲 (Tombolo) :

海岸有孤立島嶼或離岸堤時，波浪向岸線進行因島嶼或離岸堤阻擋發生繞射現象，波高及波速均減低，波向亦改變。孤立島嶼或離岸堤與海岸線間發生堆積現象，海岸線逐漸向外延伸，遂與島嶼或離岸堤，連成一體，此種成舌狀推進之沙洲稱為繫岸沙洲如圖 2 - 4 所示。

4. 沙嘴 (Sand spit) :

在河流入海處，流速減慢，平行海岸方向之漂沙，無法流向深海，而在河口上側逐漸堆積，遂形成沙嘴。波浪因受沙嘴之阻擋，其背面成爲平靜水域，堆積現象更爲增大，因形成更大之沙嘴。圖 2 - 5 爲沙嘴之成因。

5. 海岸構造物周圍之地形：

於海岸構造物周圍，一般漂沙上游側，發生堆積現象，下游側則發生侵蝕現象。惟有時構造物上游側，因波浪侵襲較強，反有侵蝕發生，波浪侵襲較弱之下游側，反起堆積現象。故侵蝕與堆積之起因與後果，並不單純。圖 2 - 6 爲海岸構造物附近之地形。

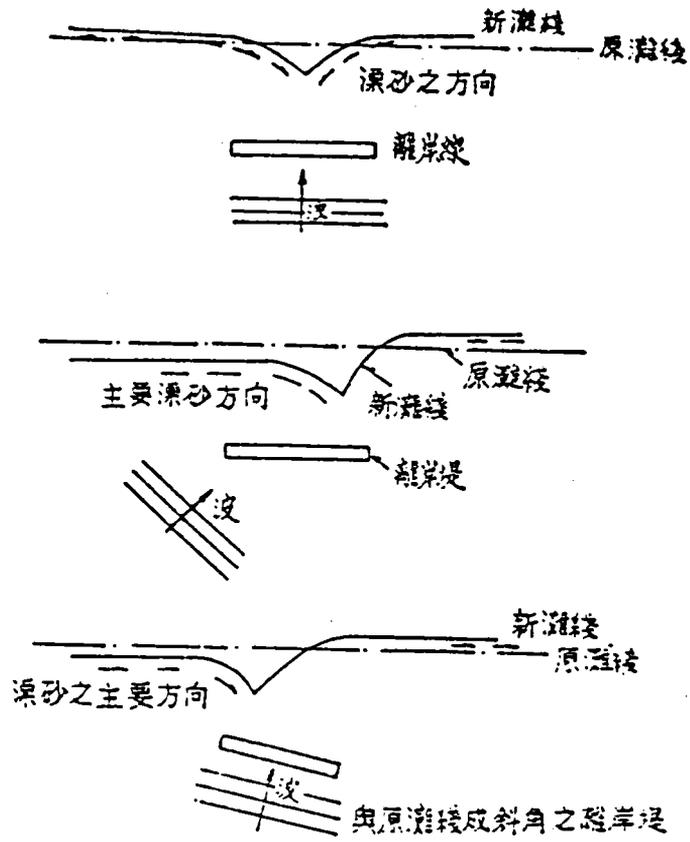


圖 2 - 4 繫岸沙洲之形成

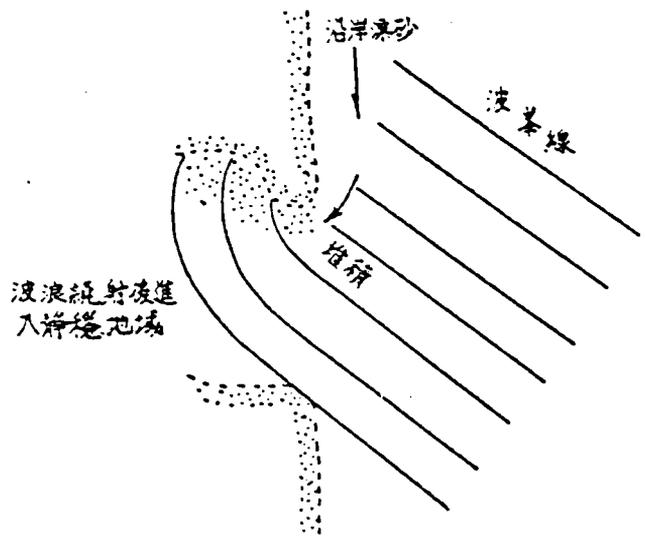


圖 2 - 5 砂嘴之形成

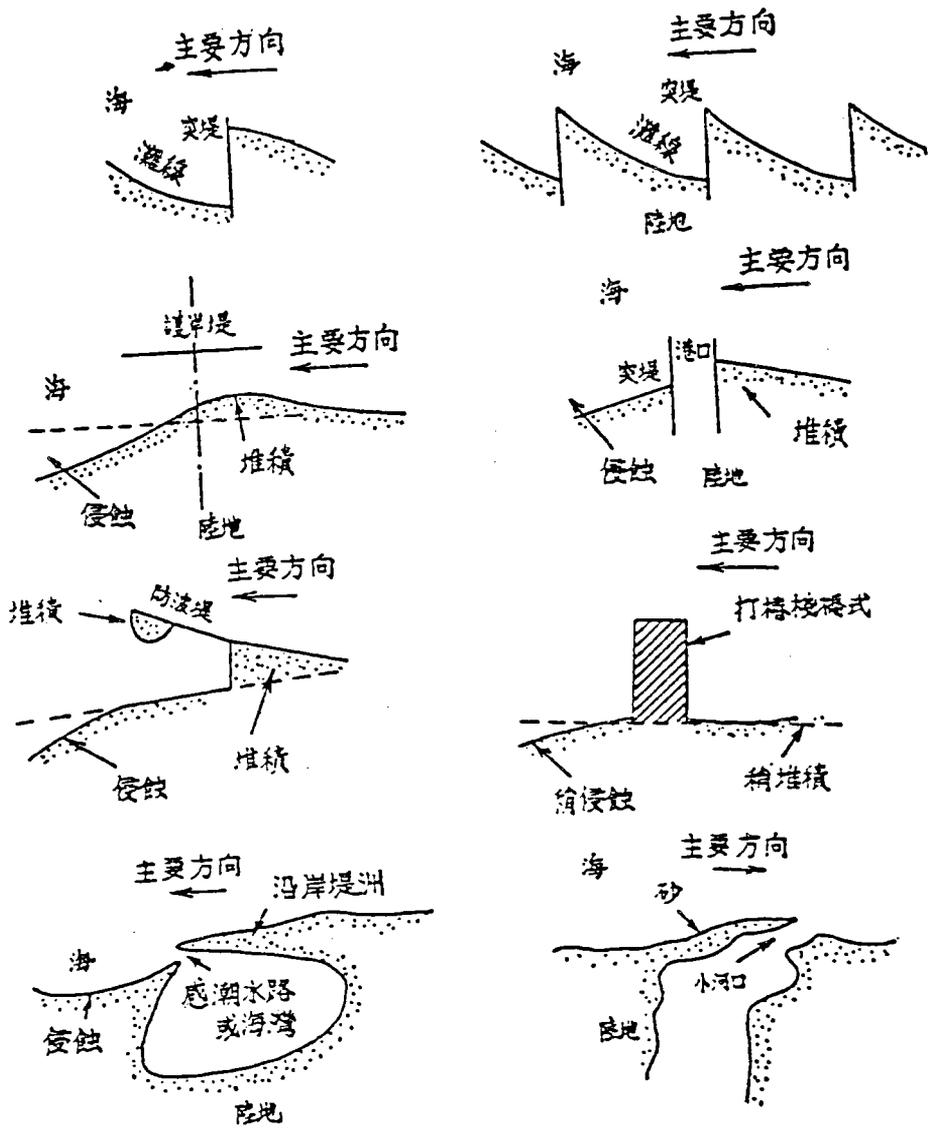


圖 2-6 海岸構造物附近之地形

叁、漂沙活動形態及其限界水深

海岸工程規劃設計中最重要問題為漂沙移動的限界水深，漂沙的移動分為下列四種形態：

1. 初期起動：祇有突出於表面的沙粒有移動狀況，發生於波浪剛剛到達，或水深相當深的地點。
2. 全面起動：海底表面沙粒，全部隨波浪作前後或左右的往復運動，但並不移至別處。
3. 表層移動：海底表面沙粒隨波浪進行方向或沿岸方向移動。
4. 集體移動：某種深度上的沙粒，全部脫離其原來位置，海灘水深發生變化，為港灣淤塞的主因。

佐藤昭二 (Sato, S.) 按實地觀測及用放射性沙作模型試驗的結果，提出全面起動、表層移動以及集體移動的限界水深 d_i, d_s, d_g 與中央粒徑 D_m ，投射波未觸底前波高波長 H_o, L_o ，在各種限界水深處之波高、波長 H, L 等之關係式為

$$\text{全面起動} \quad \frac{H_o}{L_o} = 0.565 \left(\frac{D_m}{L_o} \right)^{1/3} \left[\sinh \left(\frac{2\pi d_i}{L} \right) \right] \left(\frac{H_o}{H} \right) \dots (3-1)$$

$$\text{表層移動} \quad \frac{H_o}{L_o} = 1.35 \left(\frac{D_m}{L_o} \right)^{1/3} \left[\sinh \left(\frac{2\pi d_s}{L} \right) \right] \left(\frac{H_o}{H} \right) \dots (3-2)$$

$$\text{集體移動} \quad \frac{H_o}{L_o} = 2.40 \left(\frac{D_m}{L_o} \right)^{1/3} \left[\sinh \left(\frac{2\pi d_g}{L} \right) \right] \left(\frac{H_o}{H} \right) \dots (3-3)$$

此處 D_m 與 H_o, L_o, H, L 均用相同單位。

(3-2)(3-3) 式的計算圖表如圖 3-1(a) 與 (b) 所示。

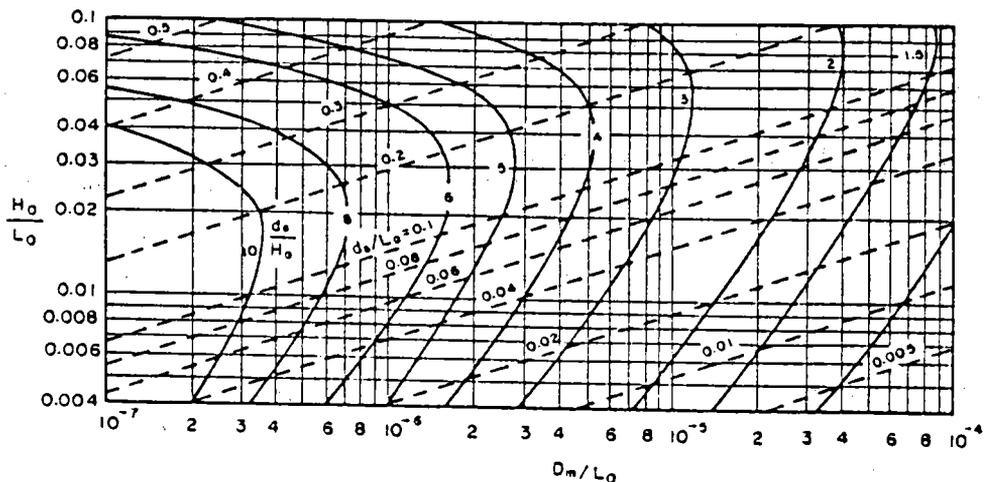


圖 3 - 1 - (a) 求表層移動限界水深 d_s 之圖表 (佐藤昭二 1962)

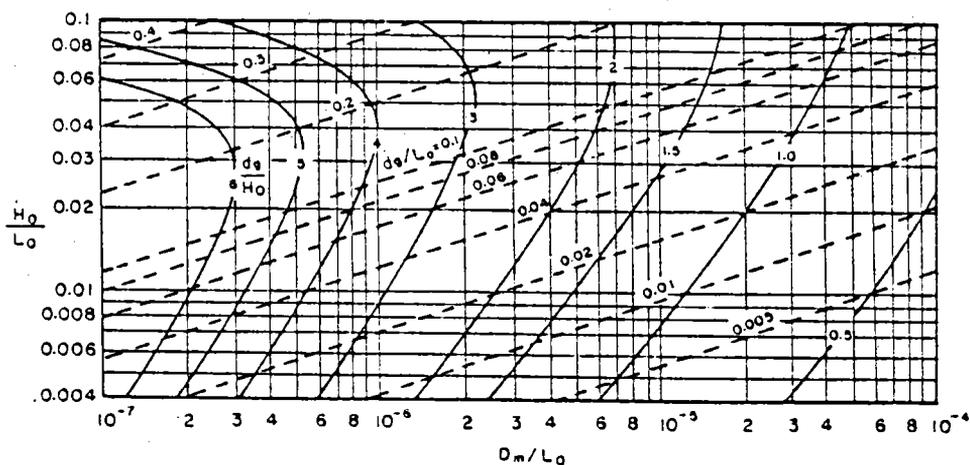


圖 3 - 1 - (b) 求集體移動限界水深 d_g 之圖表 (佐藤昭二 1962)

一般計算時，祇須已知投射波未觸底前波高波長以及粒徑，即可求出 d_s 、 d_g ，例如台中港外海底土沙粒徑為 $D_m = 0.2 \text{ mm}$ ，冬季經常發生的波浪 $H_0 = 2 \text{ m}$ ， $L_0 = 76.44 \text{ m}$ ， $H_0/L_0 = 0.026$ ， $D_m/L_0 = 2.6 \times 10^{-6}$ ，在圖中查出 $d_s = 10.3 \text{ m}$ ， $d_g = 4.8 \text{ m}$ 。

其他推算漂沙移動限界公式尚多，但並不比此方法更正確，故建議仍用此方法。

肆、沿岸輸砂

海岸工程規劃時必須判斷沿岸漂沙的方向及數量，已知波向，將其分解為與海岸線垂直及平行的兩向量，如圖 4 - 1，與海岸線平行的向量的指向，即為沿岸漂沙的方向。

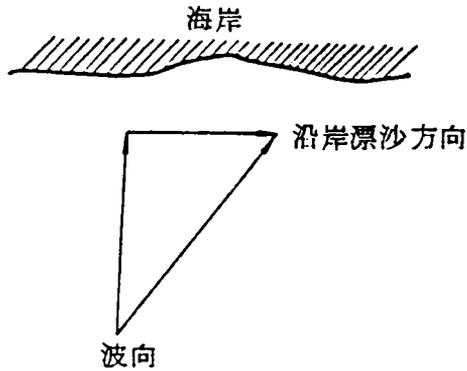


圖 4 - 1 沿岸漂沙方向判定

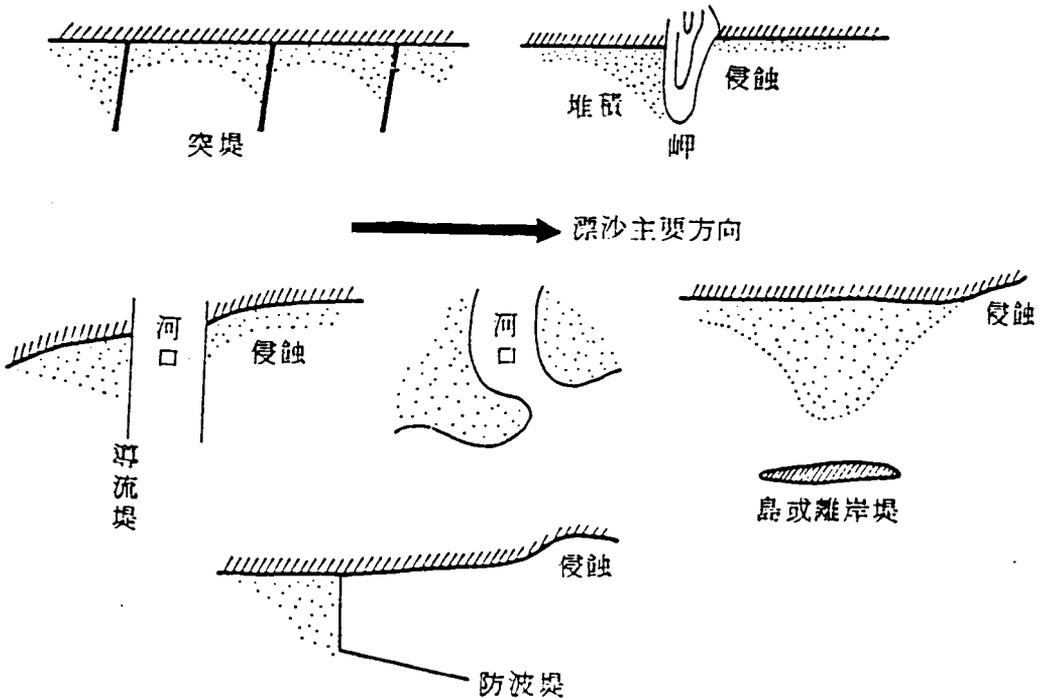


圖 4 - 2 漂沙主要方向

判斷海岸沿岸漂沙的方向時，可由自然或人工的海岸地貌判斷，如圖 4 - 2，但此亦有季節性變化，所反映漂沙主要方向亦有季節性變化，例如大肚溪口，冬季向南彎，表示台中港附近海岸，漂沙由北向南，夏季則河口與海岸線垂直，表示該季節無北來漂沙。

沿岸漂沙為海灘變形之主要因素，亦為海岸工程上最重要之問題，如判斷錯誤，可能導致整個工程計劃完全失敗。

按海底土沙移動為一種功 (work)，其能量來源為波浪，沿岸漂沙量必與波浪的沿岸方向能量通率 F_L 成正比，即可以下式表示：

$$Q = \alpha E_L B \quad (\text{m}^3 / \text{day}) \quad \dots\dots\dots (4-1)$$

α 為有尺度常數

E_{LB} 為碎波線上波浪能量在沿岸方向的通率，碎波線處水深 d_B ，碎波波高 H_B ，已知外海未觸底時的波高，波長實測或推算值 H_o, L_o 時，可求出碎波線處，單位寬度上的能量通率 E_B 為

$$E_B = \frac{1}{8} \rho g H_B^2 G_B, \quad G_B = \sqrt{g d_B} \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

波向與海岸線垂直線間的角在碎波線上為 θ_B ，則沿岸的通率為 $E_B \sin \theta_B$ ，換算為海岸線單位長度上波浪通率的沿岸成份時，如圖 4 - 3，須除以 $1 / \cos \theta_B$ ，故

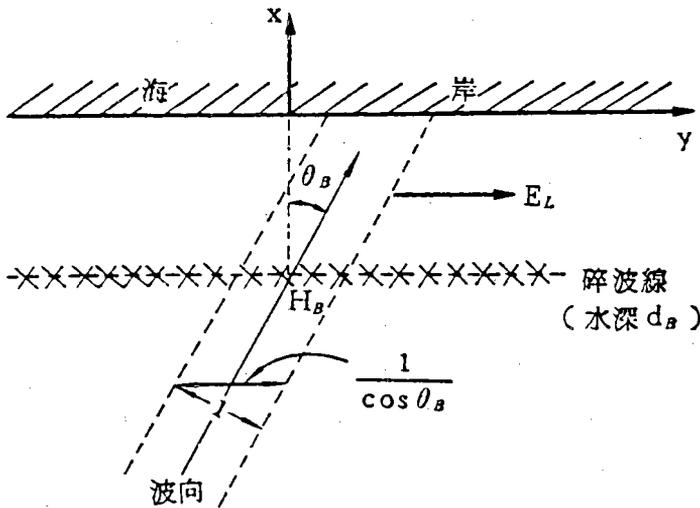


圖 4 - 3 沿岸方向波浪能量通率

$$E_{LB} = \frac{1}{8} \rho g H_B^2 G_B \sin \theta_B \cos \theta_B \dots\dots\dots (4-3)$$

代入(4-1)式， α 及n的值，因研究調查的環境而異，如表4-1。
以上公式用圖表示如圖4-4。

4-1 主要的沿岸漂沙量公式

研究者 (發表年代)	α	n	研 究 環 境
Caldwell	1.21	0.8	美國Florida州South Lake Worth Inlet, $D_m = 0.3 \sim 0.7$, 最大波高0.67, 最大週期18。美國California州Anaheim Bay, $D_m = 0.3 \sim 0.5$, 最大深海波高1.07, 週期11.5~17.2
Savage	0.217	1.0	綜合美國B.E.B.各種實驗實測資料, (B.E.B.為Beach Erosion Board, 乃美國海岸工程研究中心(CERC)前身)。
井島武士等	0.130	0.54	日本本州南向太平洋海岸灣內, 渥美半島福江海岸, $D_m = 1 \sim 2$, 波高小於1, 週期2~4, 漂沙在 $d < 2$ 範圍, $s = 1/10$ 。
市川等	0.131	0.8	日本本州太平洋岸, 田子浦海岸, $D_m = 5 \sim 40$, 波高4以下, $s = 1/5 \sim 1/10$, 漂沙在 $d < 13$ 範圍。
Manohar	$0.786 D_m^{0.59}$	0.91	綜合美國B.E.B.實驗實測資料。
佐藤昭二	0.120	1.0	日本本州東北部, 東向太平洋海岸, 鹿島港碎波帶內 $D_m = 0.15 \sim 0.2$, 波高4以下。
Swart	k''	1.0	
附 記	$K'' = 365 \times 10^4 \log \left(\frac{0.00146}{d_{50}} \right) \rho g^2 / 64 \pi$ <p>α為有尺度常數, 必須對應於Q的單位為m^3/day, $\rho g = 1.027 \text{ ton}/m^3$, G_B的單位為m/day, H的單位為m, 即(4-3)式, E_{LB}的單位為$(\text{ton} \cdot m)/day/m$時, 上表的數值正確, 否則必須換算, 表中$D_m$為中央粒徑單位為mm, 波高、週期的單位為m、sec, d為水深, 單位為m, s為海灘比降$\tan \alpha$。</p>		

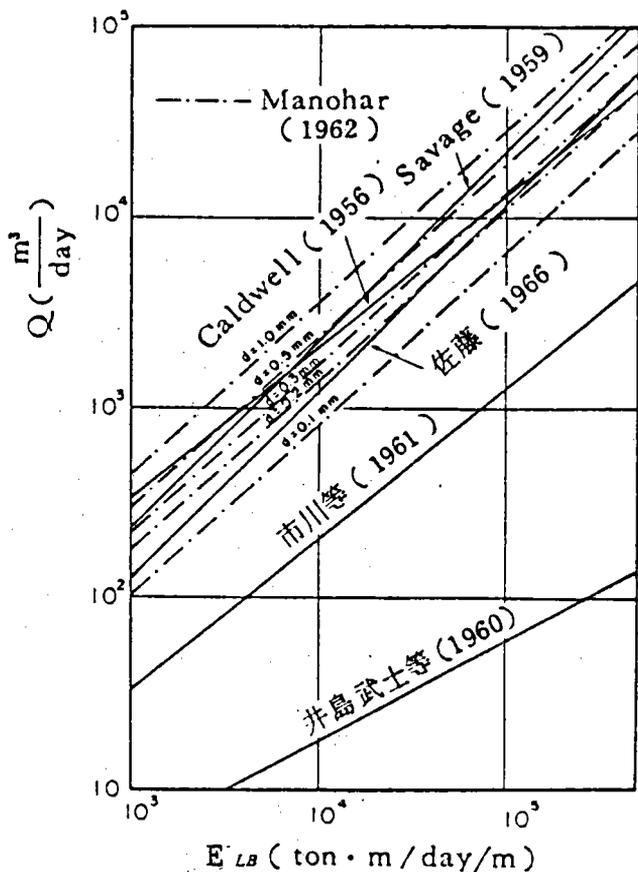


圖 4-4 沿岸漂沙量公式比較 (堀川清司、砂村繼夫 1972)

湯 (Tang) 等曾用 Savage 公式計算台中港漂沙量，與過去土沙移動量相當符合。

按表 4-1 及圖 4-4，海灘比降 s 及中央粒徑 D_m 影響漂沙量甚大，因此岩垣雄一 (Iwagaki, Y.) 及榎木亨 (Sawaragi, T.) 提出下式：

$$Q = 673 \left(\frac{s^{4/3}}{\sqrt{D_m}} \right) H_B^3 (H_B/L_0)^{2/3} \{ [\sin(2\theta_B)]^{4/3} \cos \theta_B \} \quad (4-4)$$

式中 Q 的單位為 m^3/hr ， s 為海灘平均比降，其他符號及單位與前同。

Komar 將 Q 改為重量單位，則

$$Q' = (\rho_s - \rho) g (1 - \lambda_v) Q \quad (4-5)$$

ρ_s 為沙密度， ρ 為水密度， g 為重力加速度， λ_v 為體積空隙率，約為 0.4，由螢光沙調查的資料，得

$$Q' = 0.77 E_{LB} \dots\dots\dots (4-6)$$

故得

$$Q = \frac{0.77}{8} \frac{1}{(\rho_s/\rho-1)(1-\lambda_v)} H_B^2 G_B \sin \theta_B \cos \theta_B \dots\dots\dots (4-7)$$

以上各式均未考慮沿岸方向即圖 4-3 中 y 方向的碎波波高變化，故日本港灣技術研究所小笹博昭 (Kosasa, H.) 及 Brampton 增加波浪沿岸方向變化項 $\partial H_B / \partial y$ ，如下：

$$Q = \frac{0.77}{16} \frac{H_B^2 G_B}{(\rho_s/\rho-1)(1-\lambda_v)} \left[\sin(2\theta_B) - 3.24 \frac{\partial H_B}{\partial y} \cot \alpha \cos \theta_B \right] \dots\dots\dots (4-8)$$

式中 0.77 應與土沙粒徑及海灘比降 $\tan \alpha$ 有關數字，3.24 為與沿岸流流速有關數字，故此式可改為下列標準形式：

$$Q = \frac{C_1}{16} \frac{H_B^2 G_B}{(\rho_s/\rho-1)(1-\lambda_v)} \left[\sin(2\theta_B) - C_2 \frac{\partial H_B}{\partial y} \cot \alpha \cos \theta_B \right] \dots\dots\dots (4-9)$$

C_1, C_2 為無尺度數，可按各地情況，由實測數字決定。

在碎波帶內，波浪能量推進速度應為沿岸流流速 V_L ，故

$$E_L = \frac{1}{8} \rho g H^2 V_L \dots\dots\dots (4-10)$$

美國海岸工程研究中心的 Kraus 在日本研究時，在粒徑 $D_m = 0.18 \sim 0.59 \text{ mm}$ ， $s = 0.014 \sim 0.1$ ， $H_B = 0.63 \sim 1.61 \text{ m}$ ， $T = 4.9 \sim 10.2 \text{ s}$ ， $\theta_B = 2 \sim 8^\circ$ 的情況下，將用螢光沙在實地海岸測定漂沙量的資料綜合整理，得下列公式：

$$Q = \frac{380}{B * \tan \alpha} H_B^2 V_L \dots\dots\dots (4-11)$$

Q 的單位為 m^3/s ， $\beta *$ 為碎波波高 H_B 與水深 d_B 的比， H_B 的單位為 m， V_L 的單位為 m/s ，此式包括碎波帶寬度 $X_B = d_B / \tan \alpha$ 的因素在內。

沿岸漂沙量在 x 方向的分佈，在小型港灣的規劃或海岸防護計劃時，必須考慮，各種半理論或實際公式雖多，但總括言之，投射波尖度大時，碎波線上的移動量最大，海岸線上次之，投射波尖度小時，海岸線附近最大，碎波線內側沙谷上的移動量次之。圖 4 - 5 為其一例。

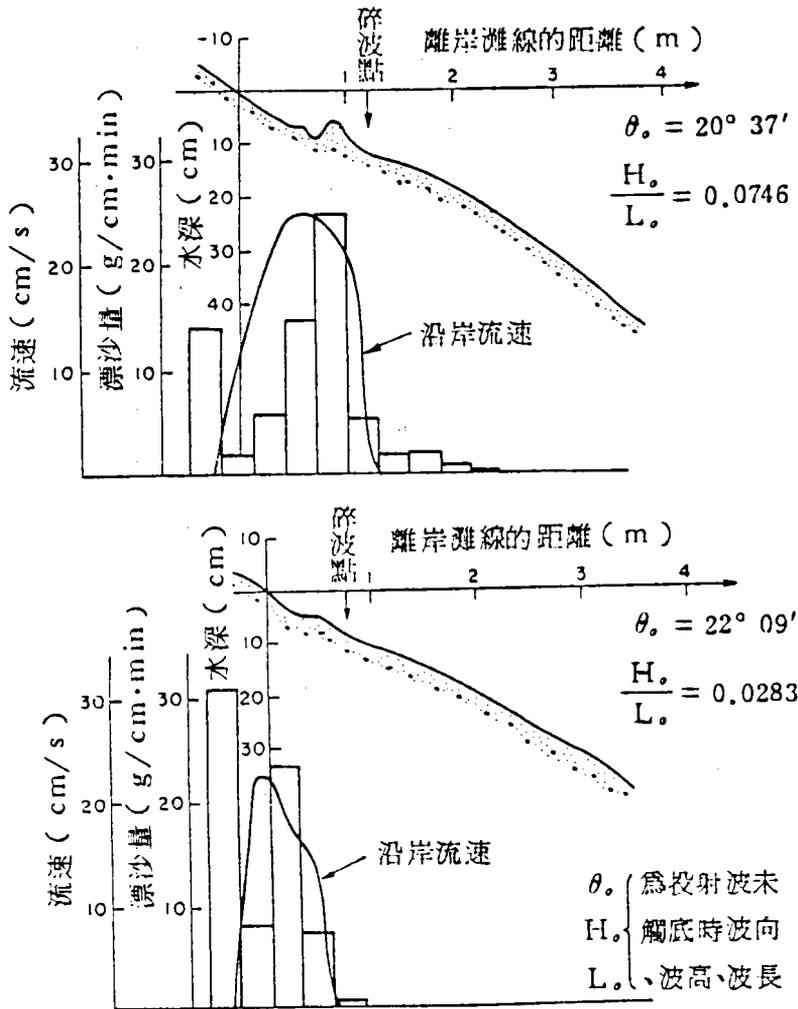


圖 4 - 5 沿岸漂沙量向外海方向的分佈

以上之沿岸輸砂量係指碎波帶內，通過某一測線沿斷面之總體積而未考慮其分佈，實則碎波帶內之沿岸漂砂在垂直於海岸方向亦有不同之分佈，一般在波浪尖銳度 H_0/L_0 大時碎波點附近輸砂量較多，而 H_0/L_0 小時灘線附近較多。此乃由於底床摩擦剪應力及波浪能量不同及沿岸流速分佈不一所致。為因應海岸變化數值模擬之需要。Thorton (1972) 假定波浪因海底摩擦逸失之能量與

$\frac{\alpha (EC_s)}{\alpha x}$ 成正比，沿輸砂量與波浪對底質移動之難易度 $\sqrt{V/U_m}$ 及 $\frac{\alpha (EC_s)}{\alpha x}$

成正比，導出

$$q_s = \frac{B}{\left(\frac{\rho}{\rho_s} - 1\right) g} \sqrt{\frac{V}{U_m} \frac{\alpha (EC_s)}{\alpha x}} \quad (4-12)$$

但 $C_s = \sqrt{g(1+k)h}$ (4-13)

$$V = -\frac{5}{8} \frac{\pi k}{f} \left(1 + \frac{k^2}{8(1+k)}\right) C_s \sin \alpha_s \cos \alpha_s \frac{h}{h_s} \frac{\alpha h}{\alpha x} \quad (4-14)$$

$$U_m = \frac{k}{2} \sqrt{\frac{gh}{1+k}} \quad (4-15)$$

$$E = \frac{1}{8} \rho g k^2 h^2 \quad (H = kh) \quad (4-16)$$

$$k = 0.78 \quad B = \text{const.}$$

Bijker (1968) 提議：

掃流砂

$$q_b = B d \frac{V}{C_f} g^{0.5} \exp \left[-0.27 \frac{sd C_f^2}{\mu V^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(A \frac{u}{V} \right)^2 \right\}^{-1} \right] \quad \text{m}^2 / \text{sec} \quad (4-17)$$

$$A = 0.058 C_f$$

浮游砂

$$q_s = 1.83 \times q_b \times (I_1 \ln 33h/r + I_2) \quad (4-18)$$

I_1, I_2 為粒徑及水深之函數 (Einstein)

Komar (1977) :

$$q = A \rho \left(C_f V^2 + \frac{f}{2} u_m^2 \right) V \quad (4-19)$$

土屋、安田 (1978) :

$$q = \bar{C}_0 h V \quad (4-20)$$

$$\bar{C}_0 = A \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau} \right) \frac{\rho}{\rho_s} \quad (4-21)$$

$$A \doteq 0.2$$

榎木、出口 (1978) :

$$\frac{q}{Vd} = A \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho sgd} \right)^n \quad \text{cm}^3 / \text{cm} / \text{s} \quad (4 - 22)$$

$$A = 86 , \quad n = 3.7 \quad \text{for} \quad 0.7 \geq \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho sgd} \right) \geq 0.3$$

$$A = 23 , \quad n = 4.5 \quad 0.3 > \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho sgd} \right)$$

伍、縱向輸砂及沿岸砂洲

海岸工程中，與海岸垂直方向即 x 軸上的漂沙量，並不十分重視，但海岸防護人員，判斷海岸是否在侵蝕中時，此種進退漂沙量極為重要。

5.1 平衡斷面之分類

同一波浪長期作用於海岸則因應底質及海底坡度及波浪條件地形變化漸趨穩定形成平衡斷面。早期將平衡斷面分為正常型海灘或稱夏季海灘 (ordinary or summer beach) 又因此型海灘斷面有寬大之平台前灘與內灘無沙洲，呈現平滑之階梯故又稱為階梯型海灘 (step type beach)，此類海灘形成於小波浪，尖銳度 $\frac{H_0}{L_0} \leq 0.025$ 且粒徑粗者，形成堆積性海灘。冬天或暴風一到波浪變大尖銳度 $\frac{H_0}{L_0} > 0.03$ 則平臺漸失內灘沙洲發達成為侵蝕性海灘，稱為暴風或冬季海灘 (storm or winter beach, bar type beach)。Johnson (1949) 認為正常斷面及暴風斷面之限界為 $\frac{H_0}{L_0} = 0.025 \sim 0.03$ 。後徑岩垣・野田 (Iwagaki & Noda) 之研究知不僅波浪尖銳度為影響海灘斷面之因素，砂粒粒徑亦為其重要因素，而 Nayak (1970) 更指出砂粒比重亦為影響因素之一。此三者之比較可參照圖 5-1。最近則將平衡斷面分為三類 (參照圖 5-2)。

第一類：海岸線後退呈侵蝕狀，砂粒堆積於外灘。

第二類：海岸線前進呈堆積狀，砂粒堆積於外灘，內灘砂粒部份堆積，灘線部份堆積於外灘。

第三類：海岸線前進呈堆積狀，外灘無砂粒堆積，而內灘砂粒堆積於灘面。

岩垣及 Nayak 之分析結果僅適用於試驗室小水槽之試驗條件，顯然無法適用於實地。近年來不少人從事平衡斷面之探討，如：

(a) 服部・川又 (1978) 由試驗及實地調查資料之分析得：

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right) \tan \theta / \frac{W_0}{gT} \begin{matrix} > \\ = \\ < \end{matrix} 0.5 \quad \begin{matrix} \text{侵蝕性海灘} \\ \text{平衡} \\ \text{堆積} \end{matrix} \quad (5-1)$$

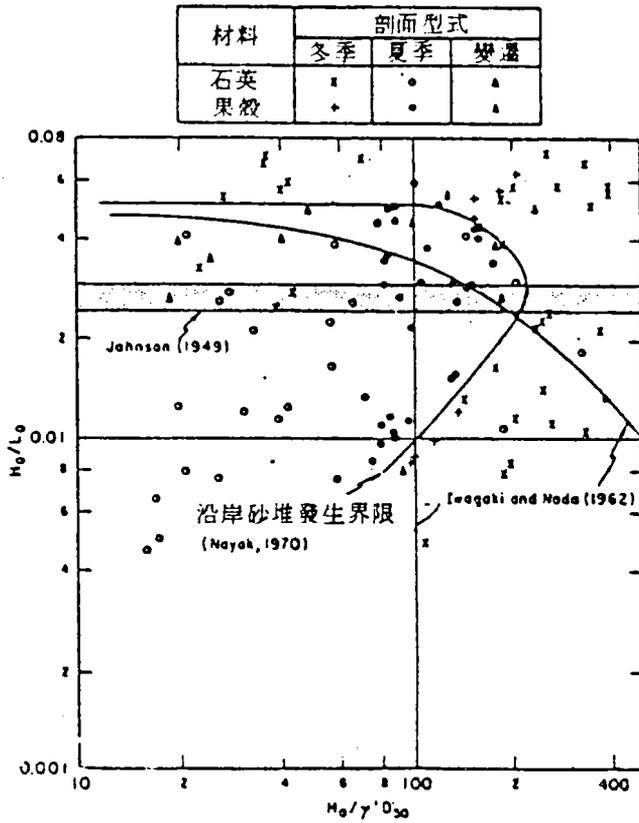


圖 5 - 1 沿岸沙洲生成之界限 (Nayak, 1970)

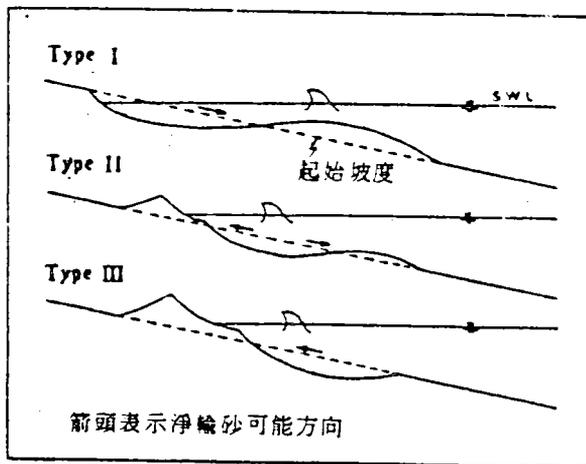


圖 5 - 2 砂村之海岸分類

但 $\tan \theta$ 為前灘坡度， W_0 為沉降速度。

(b) 山本 (1977) :

$$\frac{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}} \sqrt{gH_0}}{W_{65}} \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} \begin{matrix} \text{侵蝕} \\ \text{堆積} \end{matrix} \quad (5-2)$$

(c) 砂村・堀川：將平衡海岸分為三類

第一類：侵蝕型 (Bar 型)

第二類：變遷型

第三類：堆積型 (step 型)

海岸類型之預測由下式決定

$$\frac{H_0}{L_0} \geq C (\tan \theta)^{-0.27} \left(\frac{d}{L_0}\right)^{0.67} \quad (5-3)$$

實驗室： $C > 4$ 時堆積 (第三型)

$8 > C > 4$ 時變遷型 (第二型)

$C > 8$ 時侵蝕 (第一型)

實地：

$C < 9$: 堆積

$18 > C > 9$: 變遷

$C > 18$: 侵蝕

鹿島 (1982) 在大型試驗水槽之試驗中亦證實大約以 $C_s = 18$ 為界限海岸發生侵蝕或堆積，即海岸前進或後退。又樫木 (1982)、大塚 (1984) 以不規則波試驗結果

$C_s < 3.9$: 第一型

$3.5 < C_s < 9$: 第二型

$C_s > 9$: 第三型

但其試驗比尺不大，故大型試驗結果可能不同。又如假定 $W_0 \propto d^{1.5}$ 則與服部之提案相一致。

(d) 尾崎・田 (1977) 提議：

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{0.96} \left(\sqrt{gH_0} \frac{d_{50}^{-1.8}}{\tan \theta}\right) \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} \begin{matrix} \text{侵蝕，灘線後退} \\ \text{堆積，灘線前進} \end{matrix} \quad (5-4)$$

但單位為 cm ，尾崎同時指出

$$\frac{d_{50}}{H_0} > 7.3 \times 10^{-3} \quad \text{時產生侵蝕，即第一型海岸}$$

$$7.2 \times 10^{-3} > \frac{d_{50}}{H_0} > 2.0 \times 10^{-3} \quad \text{時產生第二型海岸}$$

$$\frac{d_{50}}{H_0} < 2.0 \times 10^{-3} \quad \text{時產生堆積型海岸}$$

與碎波相似參數 $\xi = \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$ 無關。

5.2 影響海灘斷面之因素

影響海灘斷面形狀之因素為海灘底質、波浪特性、潮位差及原始海灘比時，其中尤以波浪特性最為重要。推測何種波浪作用時可能形成之海灘斷面形狀在海岸工程中甚有用處。實際海灘上之漂沙及斷面形狀之關係，20多年來觀測及實驗結果可歸納如下：

(1)波浪尖度與斷面形狀之關係：按Johnson (1949)之研究為 $H_0/L_0 > 0.025$ 時，在碎波處發生汀洲，汀洲之向海岸部份為汀淵，此種海灘，稱為暴風海灘 (Storm beach) 又稱汀洲海灘 (Bar type beach) 海灘在侵蝕狀況 (Erosion state) 中，前灘之底質為波浪刷至汀洲，外灘界之沙粒亦有一部份向碎波線移動。如圖 5-3。

波浪之尖度 H_0/L_0 小於0.025時碎波線在海岸線附近，汀洲不發生，海岸線附近前灘呈平臺狀，此種海灘稱為正常海灘 (Normal beach) 又稱平臺形海灘 (Step type beach)，外灘之底質向海岸移動，故海灘在堆積 (Accumulation) 狀態中。

(2)底質平均粒徑與海灘斷面形狀之關係：按Rector (1954)及岩垣 (Iwagaki, 1963)之實驗及觀測，Johnson氏上述學說，約適用於 $H_0/D_{50} = 200 \sim 400$ 之範圍， $H_0/D_{50} > 1000$ 時， H_0/L_0 即使小於0.003，汀洲亦發生，

$H_o/D_{50} = 20$ 時， $H_o/L_o = 0.04$ 時，汀洲仍不發生。如圖 5-4。

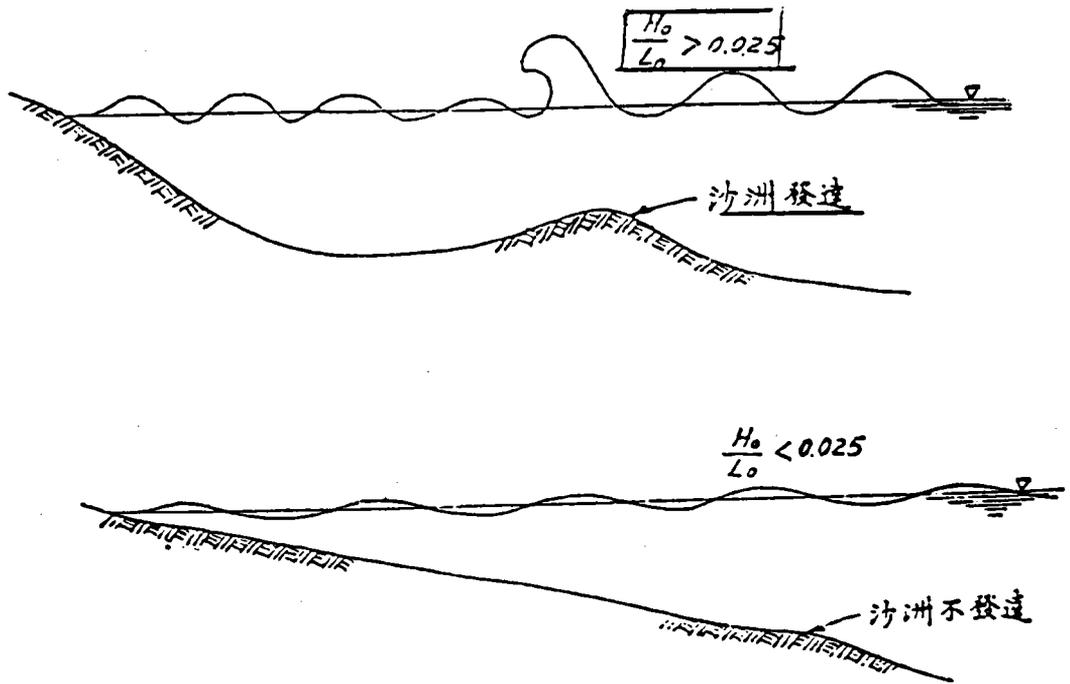


圖 5-3 汀洲型及平臺型海灘

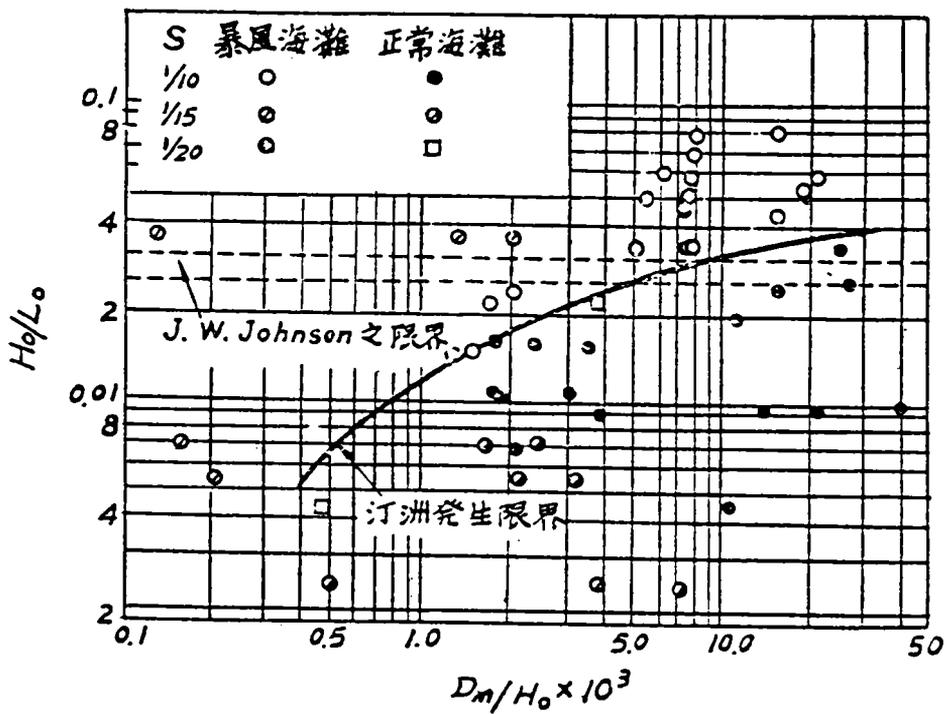


圖 5-4 汀洲發生界限

臺灣西海岸，底質粒徑約為 $0.2 \sim 0.4 \text{ mm}$ ，故經常有汀洲，但潮差大於經常發生之波高時，汀洲不甚明顯，故中部海岸除滿潮線與乾潮線之間有汀洲外，外灘中不常發現，高雄附近海灘，不論冬夏，外灘水深 5 m 前後，均有汀洲。

(3) 海灘粒徑與海灘比降之間之關係：

粒徑愈小時，比降愈緩，臺灣海岸亦有此傾向，西海岸中部前灘比降在 $1/100$ 左右，烏溪及濁水溪口以南，極為平緩，達 $1/600 \sim 1/1000$ ，高雄附近 $1/80 \sim 1/100$ ，高屏溪口以南，粒徑漸粗，比降亦轉陡。

(4) 漂沙量與波浪性質之關係：

漂沙移動之數量，目前尚無法正確估計，按岩垣、樺木 (Iwagaki, Sawaragi, 1955) 之實驗，尖度小之波浪，漂沙移動在碎波點至海岸線間最烈，因此漂沙量亦以該地段最多，尖度大之波浪，漂沙量在碎波點前後平均分佈。

(5) 波浪性質與海灘性質之關係：

由圖 5-4，大致發生汀洲時，前灘必受侵蝕。Rector (1954) 將實驗結果，歸納如圖 5-5，由該圖，已知底質粒徑，可求得各種尖度之波浪作用下，海灘在侵蝕或堆積中。

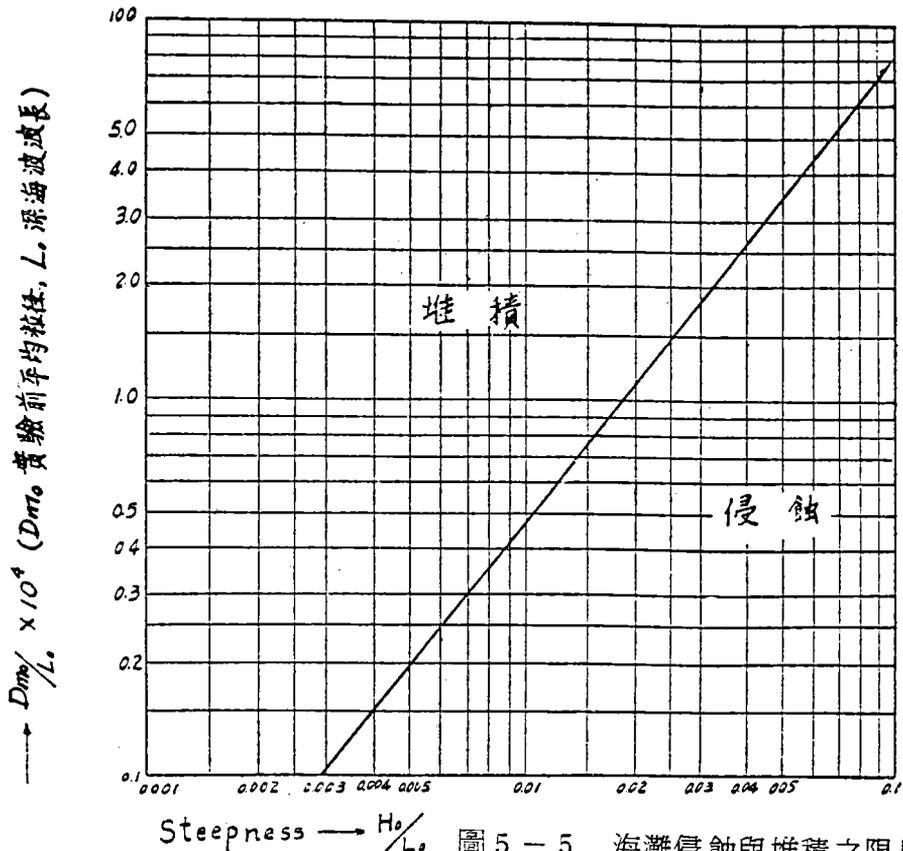


圖 5-5 海灘侵蝕與堆積之限界 (Rector)

按此圖，臺灣西海岸冬季波浪尖度經常為 $0.02 \sim 0.03$ ， $L_0 \doteq 100 \text{ m}$ ， $D_m / L_0 = 0.2 \sim 0.4 \times 10^{-4}$ 因而如無河川流沙經常補給海灘底質，必發生侵蝕現象，該海岸上無河川供給沙源之處，如岡山蚵子寮，已遭嚴重侵蝕。

(6) 漂沙移動之實況：

海灘底質，經波浪水粒子之往覆運動後，形成沙漣，沙漣之高度及沙漣頂間長度，與波浪之波高及波長成正比，沙漣形成後，即引起邊界層內之分流 (Separation) 運動狀況甚為複雜，如圖 5-6。

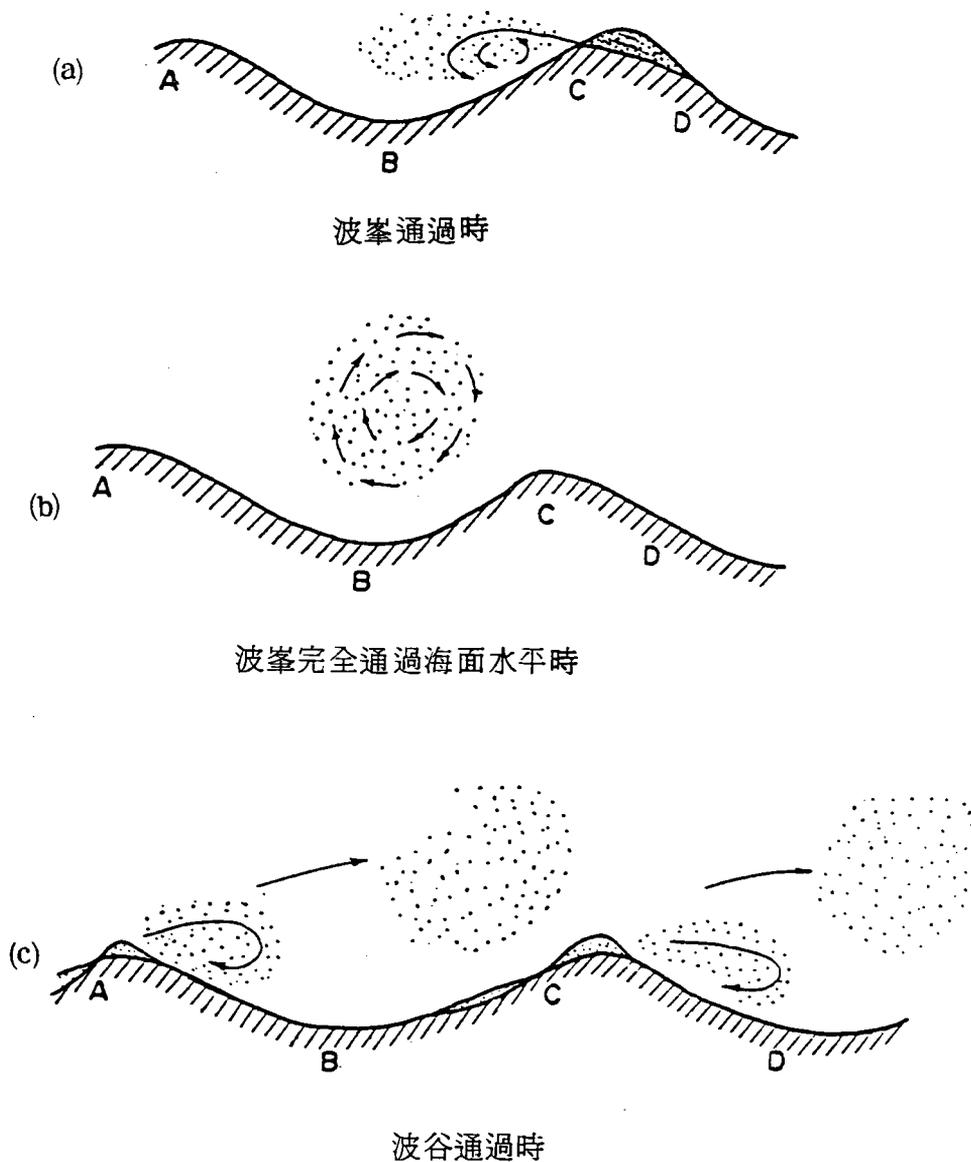


圖 5-6 沙漣及漂沙活動

波峯到達時，沙漣頂部沙粒如圖(a)中CD線以上部份，為波力刷至漣谷即圖中BC部份，同時該處因分流作用，發生漩渦(Vortex)，沙粒較大者留在BC面上，小粒徑之沙在漩渦中懸向外海擴散，細沙流向外海，底流速並將BC部份之沙推移至C點，因此每一週期中，沙漣BCD，即向岸移動1甚短距離，同樣沙漣A亦前進，沙漣中之細沙逐漸為波浪淘汰，波浪中之流速或橫方向之沿岸流過大時，沙漣即被刷平，常在汀洲附近有此種現象，此時之漂沙移動量甚大。

(7)潮位之影響：

Watts 同時舉行一串改變水位之試驗以研究潮位差之影響，潮差各為0.24英尺及0.5英尺，於40小時後達到平衡斷面。由於潮差大時波浪愈能接近陸地，前灘區長故前灘之侵蝕或堆積量顯著地增加，但對前灘及外灘比降甚少影響，由於潮位高低導致波浪銳度之改變引起平衡斷面之變化，細沙海灘之內灘有被侵蝕之趨勢，底質分別堆積在外灘及灘線上。粗沙海灘則內灘侵蝕而灘線附近堆積。細沙海灘在潮差小時仍能形成一連之沙洲而潮差大時較不發達，但潮差對外灘沙洲之規模似無影響。通常有潮差時灘線附近易堆積，平臺發達灘頂較高。

實地海灘潮差大之地區海灘斷面比較平坦而粒徑細，沙洲約有三道。堆積性波浪作用時沙洲發達頂谷高差大，侵蝕性波浪作用時沙洲被削去海灘起伏小，同時常有沙丘存在，沙丘背後形成瀉湖。

5.3 縱向漂沙移動方向之判別

水平底之正弦波波動振幅正負相等，故向岸及離岸即使有輸砂發生其輸砂量應相同，一週期之平均移動量應為零，地形不產生變化。但實際上由於海底地形非等深近海則淺，二者由於波浪淺化之結果向岸及向海之流速不相等，使向、離岸輸砂不相等發生實質之輸砂移動。再則由於平均水面外灘下降內灘堆升產生向、離岸水流。更由於砂漣之非對稱性使渦流之流速變化不對稱，浮游砂亦因而不對稱，向、離岸漂砂量因而隨水深而異，淨輸砂量或向岸或向海，因波浪而不同。

砂村(sunamura)著眼於波浪之非對稱性可由UrSELL數 $U_r = \frac{HL^2}{h^3}$ 判別，而運動軌跡之強度可由 $\psi = (d_0 \sigma)^2 / U_g d_{50}$ 表示，依據試驗資料認為

$$17 \leq \psi \leq 0.048 U_r \quad \text{向岸漂砂} \quad \dots\dots\dots (5-5)$$

$$\psi > 0.048 U_r \quad \text{向海漂砂} \quad \dots\dots\dots (5-6)$$

另據樁木、出口之研究碎波前及碎波後之漂砂移動方向可以下式界限表示其卓越方向

$$N_{sr} = \begin{cases} \frac{gT d_{50}}{2\pi\nu} & \text{微小振幅} \\ \frac{\sqrt{g}}{2\pi\nu} \left(1 + \frac{H_b}{h_b}\right)^{0.5} \frac{L_b d_{50}}{h_b} & \text{碎波點孤立波理論} \end{cases} \quad (5-7)$$

$$N_{sr} < 10^3 \quad \text{向海}$$

$$N_{sr} > 10^3 \quad \text{向岸}$$

Dean 由浮游質之沉降速度推出向、離岸之判別式

$$\frac{H_0}{L_0} > \frac{1.7\pi W_0}{gT} \quad \text{向海}$$

$$\frac{H_0}{L_0} < \frac{1.7\pi W_0}{gT} \quad \text{向岸} \quad (5-8)$$

Rector 認為：

$$\frac{d_{50}}{L_0} < 0.0146 \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{1.25} \quad \text{向海}$$

$$\frac{d_{50}}{L_0} > 0.0146 \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{1.25} \quad \text{向岸} \quad (5-9)$$

5.4 縱向漂砂量之分佈

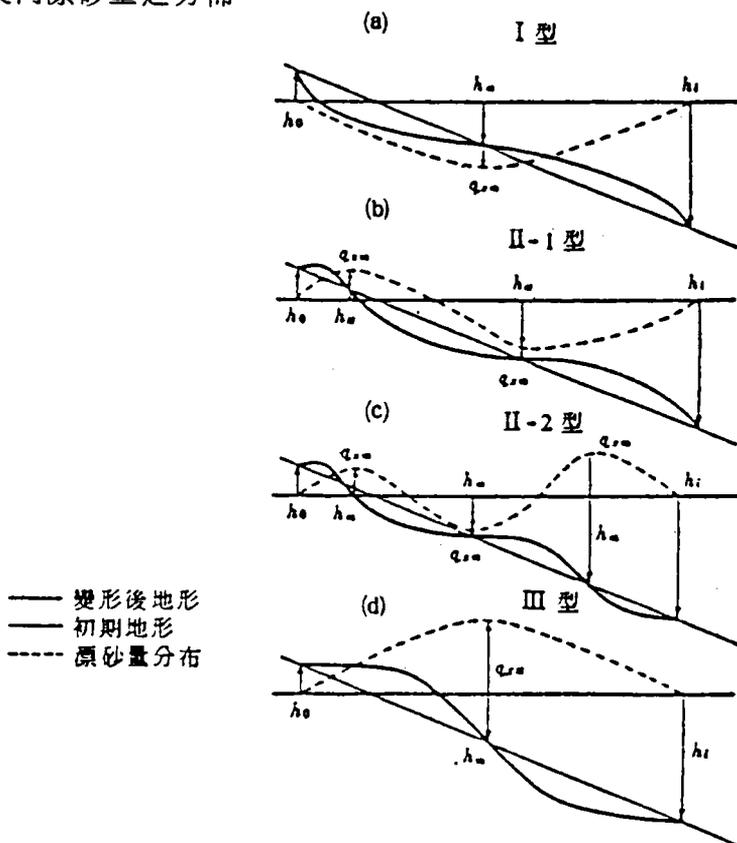


圖 5-7 漂砂量分佈與海灘斷面形狀

縱向漂砂量因流速分佈不同，隨海灘斷面變化，詳細之分佈尚待詳加觀測，但沿斷面之大致分佈狀況可依下述斷面特性說明：

(a)堆積性斷面：漂砂在全斷面均向岸移動，深水部份者向岸移，堆積於淺水部份。如圖 5 - 7 - (d)。

(b)侵蝕性斷面：漂砂全面向海移動，淺水部份之土砂向深水部移堆積於外側。如圖 5 - 7 - (a)。

(c)變遷性斷面：碎波帶內漂砂有一部份向岸移，堆積於灘線上形成平臺而其餘大部份向海移，將漂砂帶往外海沉澱。如圖 5 - 7 - (b)、(c)。

以上各型在向、離岸輸砂量 q_{max} 最多處產生向離岸轉向臨界水深 h_m 。

陸、防止漂砂之對策

舉凡自然現象經人工改造後，必發生一連串反應，重新調整以達平衡狀態，沙灘海岸經無一人工構造物後，必然招致其附近海岸綫的變化，此項變化必須在規劃之前預知，以便釐訂既能達到防止淤塞的目的，亦不致給予附近環境不利的影響，例如海岸侵蝕、影響居民安全、鹽水侵入農田以及使景觀惡化等。

前面章節祇述漂砂活動狀況，並未提及其來源，海灘前因波浪潮流而漂動的沙土，應由下列原因而生：

(1)海岸侵蝕，因波浪作用而沖刷入海中，隨沿岸流及潮流而移動。

(2)河川上游土沙，經洪水帶到港口，出海時流速頓減，堆積於河口附近，再因波力而攪動，隨沿岸流及潮流而移動。

可使港口淤塞的漂沙，大部份為上述二種來源，其他尚有下列二種現象：

(3)長週期的湧浪，接近碎波綫時，波形變為不對稱，向岸的速度、加速度加大，可帶碎波綫外海底的土沙至碎波綫，待碎波後，一則波能減少，二則水位自波峯降至波谷時，速度及加速度減少，因而比重較重的沙粒或粒徑較大者，留在碎波綫附近，臺灣西南布袋海岸，有重沙發現，臺灣南端墾丁以北海岸，在巴士海峽有颱風通過後，海灘上曾見粒徑均勻的卵石堆成一線，有如一小型海堤，均為此種現象，此為唯一由海至陸的沙礫運動，但與港灣淤塞的關係甚少。

(4)人為的因素，在海灘附近棄土，或將浚渫土沙排放在海灘附近淺海中，引起漂沙活動，此種現象，按理不應發生，但如各機關甚至港務當局內部連繫不良時，亦可能為暫時性的大量漂沙來源。

由底質調查，附近海灘及河床中沙粒的礦物性質分析等資料，可找出漂沙的來源，再由波浪、沿岸流之觀測、推算資料以及附近地形可判斷漂沙的方向；已知波浪大小則可推算漂沙的移動限界，如有一個季節的波浪連續資料，即使為推算資料，亦可計算沿岸漂沙量。一般防止漂沙侵蝕與淤塞之對策有下列四種方法：

(1)攔截法。

(2)控制海灘法。

(3)在漂沙到達港口前，設靜水區，吸引漂沙沉澱，可稱為陷阱法。

(4)迂迴法，使漂沙迂迴排至下游。

以上四種方法，可同時並用其中二種，茲分述如下：

(1)攔截法：

主要為堵截河川帶來之大量漂沙，在河口與港口之間，設置防沙突堤(jetty)，例如台中港主要漂沙來自北方，來源為大甲溪，故在大甲溪口與港口之間，設置一防沙堤。

防沙堤堤向，大致與海岸線垂直，堤頭伸至最頻繁發生波浪的集體移動限界水深以外，即

$$[d]_{\text{防沙堤頭}} \geq [d_s]_{\text{最頻繁波浪}} \quad (6-1)$$

已知最頻繁波浪的 H_0 、 L_0 ，土沙粒徑 D_m ，可求出 d_s 。

主要防波堤的堤向應有一段大致與防沙堤方向平行，然後向防止波浪入港的方向彎曲，由繞射計算決定，但必須注意者，此段堤身對最頻繁波浪的反射波波向，必須與漂沙方向大致相反，以期發生反方向的沿岸流遏阻漂沙，如圖6-1。

主堤與海岸近似垂直部份的堤端水深 d ，必須深於最大波浪所引起的集體移動水深，以及最頻繁波浪的表層移動水深，即

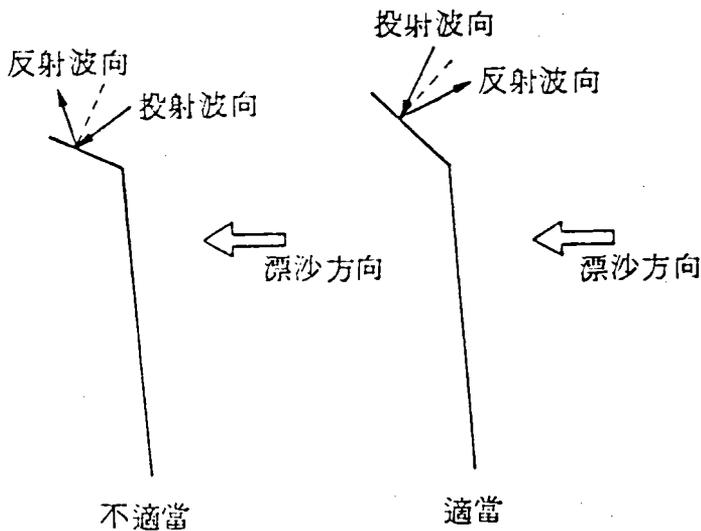


圖 6 - 1 有漂沙活動港口主防波堤堤向

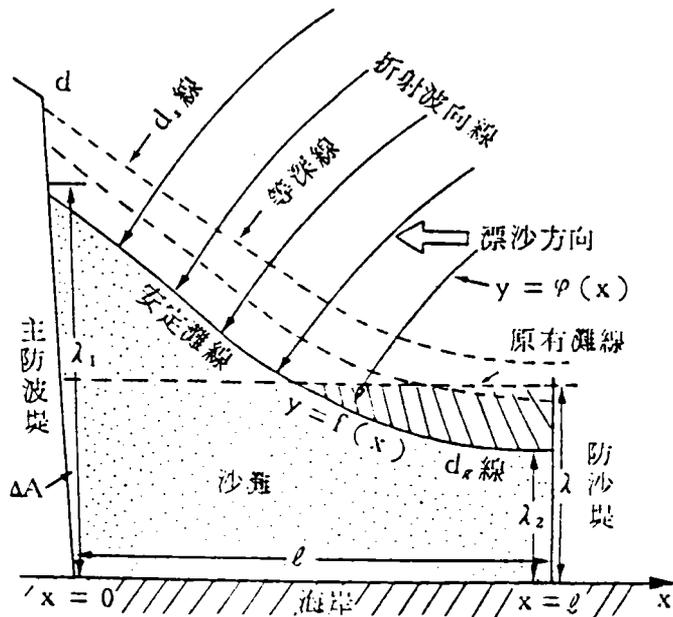
[d] 主要彎曲處水深

$$\geq \text{MAX} \left[\underset{\text{最大波浪}}{(d_s)}, \underset{\text{最頻繁波浪}}{(d_s)} \right] \dots \dots \dots (6-2)$$

此式中的水深，並非規劃時自然狀況的數字，而是築港後海灘安定後的水深，以下述之。MAX [] 為取 [] 中最大的一個數字之意。

主堤與防沙堤之間，應有一安定的海灘，即不再有沿岸漂沙發生 $Q = 0$ 的條件除 $H = 0$ 即無波浪外，必須 $\theta_B = 0$ ，或 $\theta_B = 90^\circ$ ，波向不可能與海岸線完全平行，故祇有波向線與海灘等深線垂直的一個條件，因此，令波向線的方程式為 $y = \psi(x)$ ，如為已知時，則安定灘線的方程式 $y = f(x)$ 可由下式求出。

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{1}{\varphi'(x)} \dots \dots \dots (6-3)$$



d_s, d_s 均為最頻繁波浪高潮時的集體及表面移動限界水深

圖 6-2 防沙堤與主防波堤間隔

假定在修建主堤及防沙堤後，在該區域內無沿岸漂沙流入及流出，規定此安定灘線，不得超越主堤某一長度 λ_1 ，如圖 6-2，經過一個時期波浪作用後，該

地區右方的漂沙移向左方，灘線漸漸與波向線垂直而趨於穩定，忽略與海灘垂直方向土沙冲刷流出，則下列方程式應成立。

$$\int_0^{\ell} f(x) dx = A = A(\ell) = \ell \times \lambda + \Delta A \dots \dots \dots (6-4)$$

A 為原有主堤與防沙堤間海灘面積，如圖 6-2， ℓ 為主堤與防沙堤間的距離，A 必為 ℓ 的函數 $A(\ell)$ ， λ 為防沙堤長度， ΔA 為一切 $\ell \times \lambda$ 以外的面積， $f(x)$ 已知時，6-4 祇有一個變數 ℓ ，可以求出，則防沙堤的位置可確定。

實際情況下， $\varphi(x)$ 除非海底等深線全為平行線，始可有一公式，而且僅限於一種波向，一個週期，一種水深狀況即潮位，因此 (6-3) 式無法求出一數學模式，因而解 (6-4) 式亦不可能，故實際作業時，先假設一 ℓ ，繪製該區域最頻繁波浪各種方向頻率的成份波的折射圖，可用高潮時的水深，再繪與折射線垂直的安定海灘曲線，此線通過圖 6-2 座標系的 $x = \ell / 2$ ， $y = \lambda$ 的點，然後將眾多安定海灘線繪一包絡線，查核此包絡線與主要防波堤的交點處水深（在高潮位情況下）有否超過頻繁波浪表層移動限界水深 d_s ，再由颱風暴潮位時最大波浪各成份波的折射圖，求出此種情況下安定灘線的圖形，亦繪各成份波情況下的包絡線，查核主堤彎曲點水深是否合於 (6-2) 式。如不符合要求，改 ℓ 的數字重算，或加長主堤。

此為攔截河川流下土沙變為漂沙的方法，如形成安定海灘後，翌年又因大洪水等帶來大量漂沙時，應將越過防沙堤進入圖 6-2  區域中的土沙，用挖泥船除去，此種方案雖未將漂沙完全遏止，但港口絕無因淤塞而暫停大型船舶航行，緊急挖泥之問題。

(2) 控制海灘法：

如漂沙成因為附近海岸侵蝕時，須將附近海岸海灘加以保護控制，即可消除漂沙問題。

保護控制海灘的方法，有(a)分段治理(b)消滅波能(c)硬性保護三種方法，有時須雙管齊下及三管齊下，今分別述之如下：

(a) 分段治理：

在海岸上築港，將自然狀態破壞，漂沙堆向防波堤，終至越堤而過淤塞港口，而海灘上則侵蝕頗烈，如圖 6-3 左圖的情況。

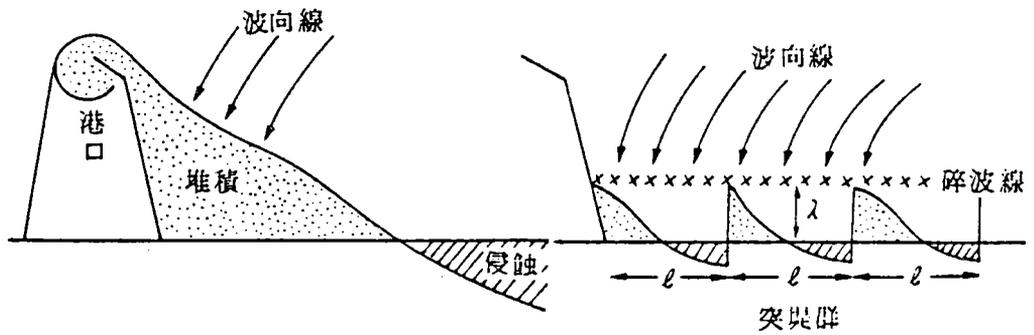


圖 6 - 3 分段治理海灘示意圖

但如用一連串的突堤形成突堤群，將海岸截成長度 l 的一段一段，則每一段中的海灘線，經波浪作用後，自行調整為與波向線垂直的安定灘線，如圖 6 - 3 右圖，非但不足以危及港口，而且亦已將海岸侵蝕深度減少，此時的突堤長度 λ ，不必如前述防沙突堤伸至最頻繁波浪集體移動限界水深以外，大致到達碎波即可， λ 與 l 的關係如下：

$$\lambda \leq l \leq 3 \lambda \dots\dots\dots (6-5)$$

太短則突堤密度太大，無此必要，超過 3λ 時，安定灘線越過突堤堤頭沿岸漂沙仍發生，而侵蝕部份將危及突堤末端，底質即海灘沙粒粒徑小時，間隔 l 可較短。

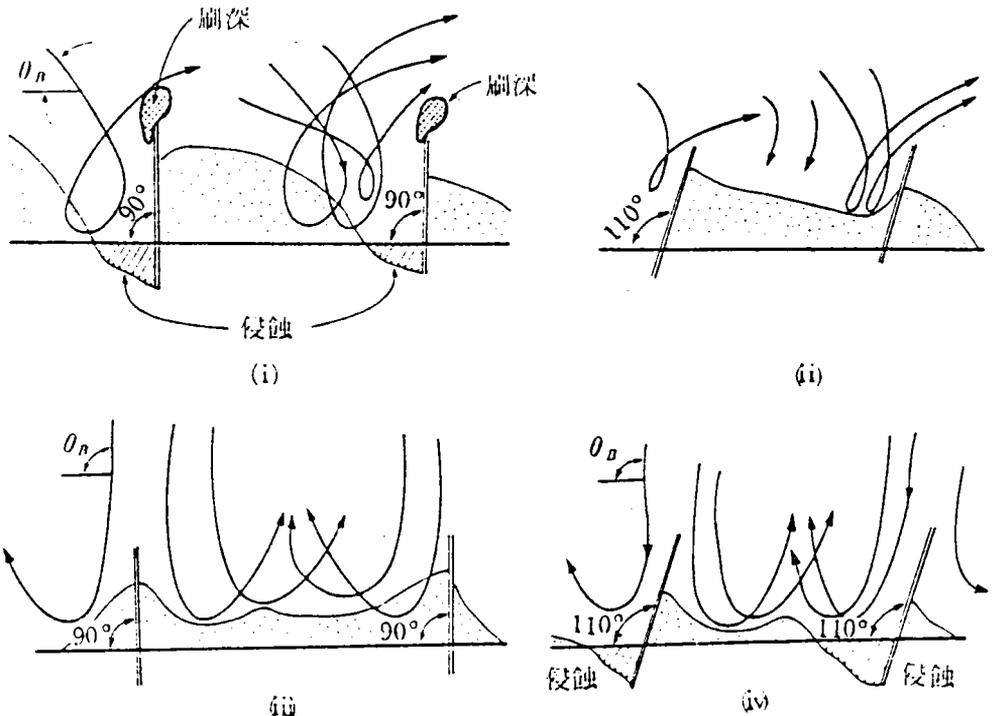


圖 6 - 4 突堤角度與沙灘形狀 (永井莊七郎)

故永井莊七郎博士 (Dr. S. Nagai 1915 ~ 1979)⁽¹⁾ 建議如波向線與海岸線間角度 $\theta_B = 30^\circ \sim 55^\circ$ 時，突堤堤端常被波浪刷深而末端侵蝕亦較嚴重，如圖 6-4 中的第(i)圖，但如將突堤與海岸線的角度改為 110° 時，情況較佳如該圖之(ii)， θ_B 近於 90° 時，用與海岸線垂直的突堤較佳，如該圖之(iii)、(iv)，但大體上，波浪折射後到達碎波線附近已大致與海岸線成直角，故本書仍建議突堤群與海岸線垂直，圖中的有箭頭曲線為設置突堤羣後，沿岸流的流跡線 (path line)。

突堤群至少設置 2 ~ 3 個，否則安定海灘，消除沿岸漂沙的效能不能發揮。

(b) 消滅波能：

波浪為海岸侵蝕的元兇，故如能將波浪能量消滅，自可使海岸免於侵蝕，消除漂沙來源，其方法為迫使波浪提早碎波，在碎波線外築潛堤，以期提早碎波，又潛突堤前方斜面比降必較自然海底為大，故波浪與之衝突而碎波，能量損失較自然碎波為烈，潛堤必須開口，否則潛堤與海岸間水位將抬高發生流動可能對海灘安定不利，如開口則尚有可能誘引潛堤外懸移沙在潛堤後的平靜水域形成沙舌 (tombolo)，如圖 6-5。

既稱潛堤，堤頂應在低潮位略下方，但如潮差太大之處，亦可在平均潮位稍下方，其長度間隔等須由模型試驗決定。

此種佈置，在波向大致與海岸線垂直，波浪尖度大時最為有效，故波向變化大而波浪尖度並不太大時，可併用突堤群，但潛堤間間隙必須在兩突堤之間，開口約 20 ~ 30 m，不可過狹，此時的潛堤，應較單獨用潛堤稍低，主要為決不可使潛堤與海岸間壅積碎波時的水量，向外流出時，帶走大量懸移沙，此種佈置如圖 6-6。

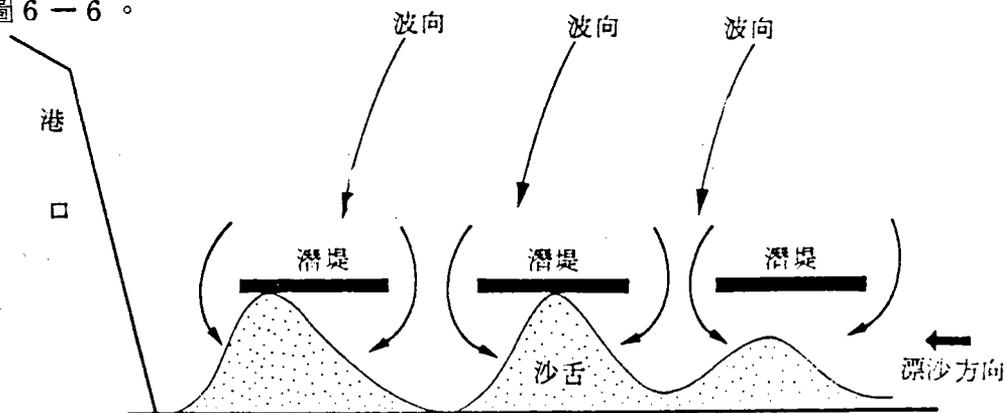


圖 6-5 潛堤佈置圖 (箭頭為懸移沙走向)

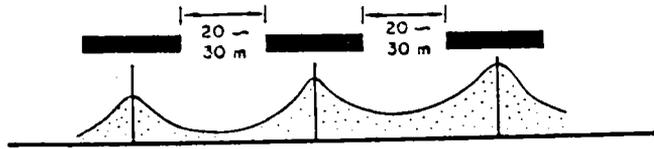


圖 6 - 6 潛堤與突堤並用

(c)硬性保護：

即在海灘上修建護岸 (revetment)，以期全面防止此護岸線以後的海岸侵蝕，但其前方如仍有沙灘時，波浪在護岸沖上刷下，將使護岸根部淘洗，沙灘亦將被沖刷，故須充分防止溯上 (run up)、越波 (overtopping)，護岸表面亦須有消波設備，應參閱海岸工程書籍資料。

(3)陷阱法：

在港外或港內，設一比較平靜的水域，使活動的漂沙在該處沉積，然後設法除去，或令其迂迴至港口的另一方，此水域稱為沙阱 (sand trap)，如設在港外，須用離岸堤 (offshore breakwater)，例如日本北海道節婦漁港，夏秋之間，由南向北的波浪推動漂沙入港，至冬季該港港口淤塞，不能出入，因此在港灣外側，築一離岸堤如圖 6 - 7，夏秋之間，漂沙停留於離岸堤防波堤之間，冬季港口仍暢通，至春季則西北方向的波浪使漂沙向反方向移動，故仍有用挖泥船清除部份泥沙的必要。

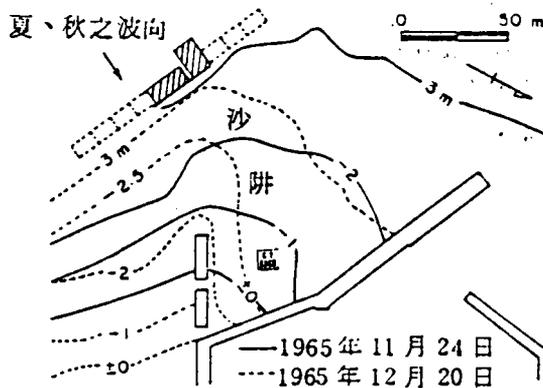


圖 6 - 7 日本北海道節婦港沙阱 (佐藤、合田：海岸港灣 1981)

美國加州 Channel Island 港，亦用此種方法，如圖 6 - 8，沙阱須兩年浚渫一次。

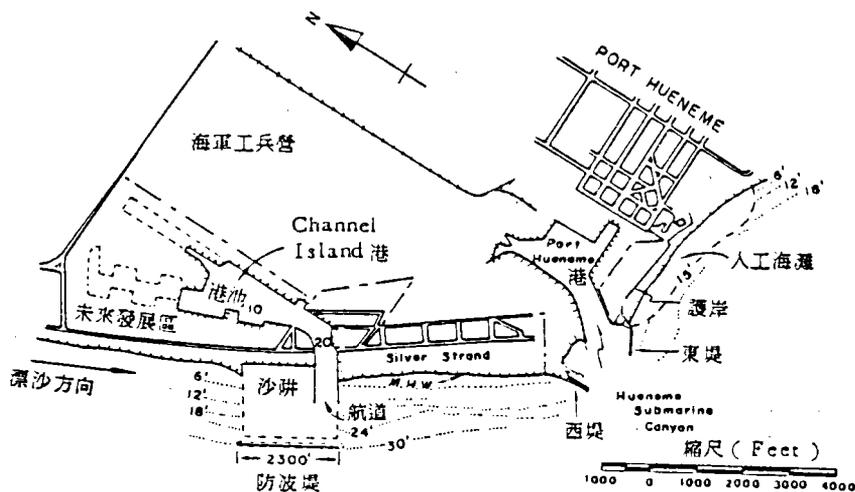


圖 6 - 8 美國 Channel Island 港沙阱
 (取材自美國工程兵團海岸防護手冊 1984)

離岸堤與前述潛堤不同，必須露出水面，為一島堤，最好不透水，可用繞射計算判斷後方波浪平靜之區域，該處即為沙阱。

設沙阱於港中之例，如美國北卡 (North Carolina) 州的 Masonboro Inlet 將一部份防波堤築至僅達平均潮位，使漂沙在該處隨越波而進入港內，漂沙入港後因波浪已減小，故停留於港中沙阱，沙阱容量為 $300,000 \text{ m}^3$ ，每兩年用挖泥船清除一次，如圖 6 - 9。

加州的 Santa Barbara 港，漂沙繞防波堤進入港內如沙嘴狀，當此沙嘴威脅至航道時，即用浮動沙泵將土沙運至侵蝕海灘，每年一次，如圖 6 - 10。

一切外廓工程的規劃方案，最後均須運用模型試驗考核，有關漂沙問題的實驗，雖因土沙粒徑不能按比例縮小，但仍能反映一部份實際狀況。

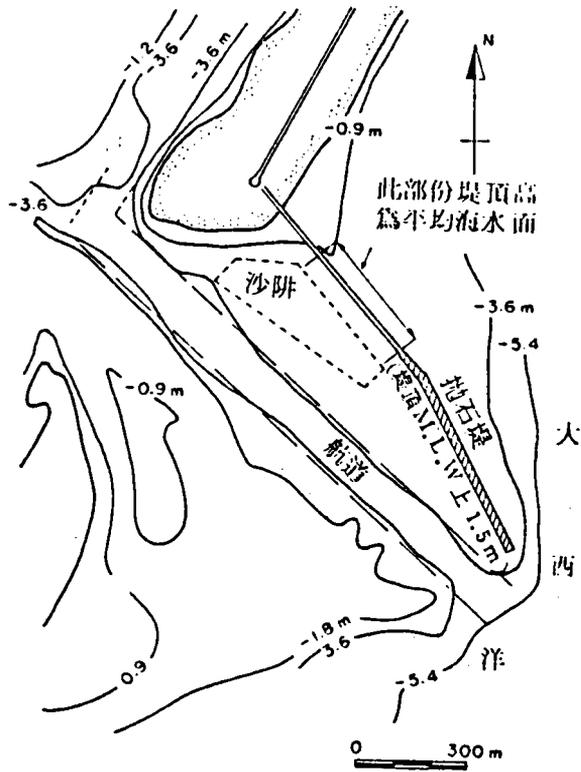


圖 6 - 9 美國 North Carolina 州 Masonboro 河口沙阱
(佐藤昭二)

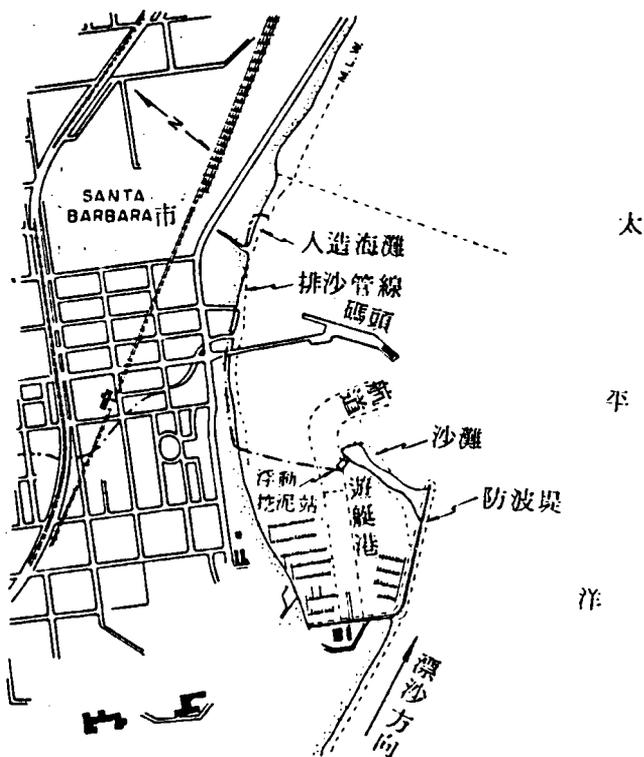


圖 6 - 10 美國加州 Santa Barbara 港漂沙迂迴

(4)迂迴法：

港口一方有漂沙堆積並有入港之虞時，不論此漂沙來源如何，另一方海岸除非為岩石，必有侵蝕問題發生，故設法使堆積的漂沙迂迴港口至另一方，實為解決淤積及侵蝕兩全之計，美國佛州(Florida) South Lake Worth Inlet及 Perm Beach Inlet，均在漂沙堆積一方，設置沙泵(sand pump)，以海底管線通至港口另一岸排出，如圖 6-11。

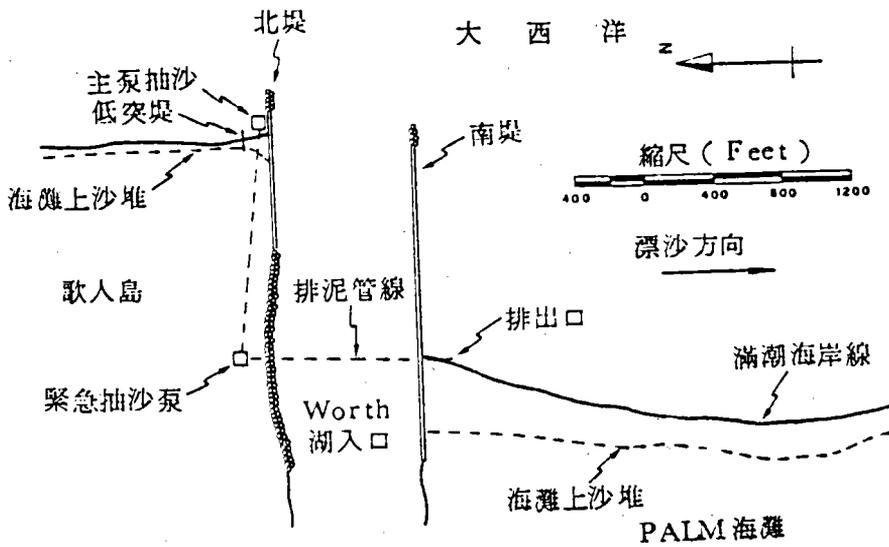


圖 6-11 美國Florida州Worth湖口漂沙迂迴

海岸變遷對策

郭金棟

一、海岸變化之原因

海岸為陸海之交界，具有各種各樣之地形形態，其位置不停在變化，由陸地及海洋之營造力長期相互作用形成之帶狀地區。除受波浪、潮汐長期作用之外，地殼運動引起之土地昇降、氣候引起之海面變化、河川輸砂或火山活動引起之海岸地帶土砂供應等都屬於長期性之變化，而海岸施工或颱風等引起之海岸變化則屬於較為短期性之反應，海岸變化結果形成海岸線之前進或後退。茲將海岸變化原因分析如下：

1. 地殼運動引起之變化：

海岸前進或後退之重要原因之一為地盤運動引起之地形隆昇或沉降。台灣位於環太平洋造山帶地殼運動激烈之地區，海岸變化受其影響尤為顯著。地殼變動除地震時短時間發生之顯著變化外亦由平時以緩慢之速度不斷在進行中之變化，地震發生之變化形成斷層及海岸斷丘，土地昇降之結果可由海蝕台之隆昇及砂灘之沉降把握。緩慢之長期變化者須賴地層等之沉積物狀態推斷，二者可能以相反之傾向表現，而地震之地殼運動支配海岸地形。

2. 氣候變化引起之變動：

地質時代之第四紀之後，地球一再發生氣候變化，海水面因而昇降對海岸地帶產生影響。第四紀後 100 萬年間最少經過 Gunz、Riss、Wurm 四次大冰河期，冰河期海面下降，間冰期海水位上昇，後冰河期 (post glacier) 進入溫暖期地球冰塊溶解海水面徐徐上昇，經 20000 年上昇 100 ~ 130 m，海水侵入陸地形成溺谷。

大陸棚邊緣平均水深為 132 m 故 Wurm 冰河期最盛之海岸線在現在大陸棚邊緣。

又世界大陸棚平均坡度為 1.9×10^{-4} ，海岸平均每年上昇 5 mm 則海岸線每年後退 25 m。後冰河期海面上昇最高時約在 5,000 年前，據推估此時海面約比現在高 6 m 可見海岸線要比目前侵入陸地甚深，其後海面又漸下降，陸地擴大。此間有小幅之昇降，地殼運動引起之陸地昇降與氣候變化引起之海面昇降相互平行

，如陸地上昇速度較快則產生隆昇作用反之發生沉降作用，沖積世以後繼續發生世界性沉降作用。

3. 堆積物產生之變化：

改變海岸地形之主要原因之一為河川流入之土砂、石礫堆積於河口附近形成之三角洲，此種海岸一般呈現堆積性海岸，其前進速度與河川流域面積及其地形、植物等有關之河川輸砂量支配。例如美國密西西比河每年約有三億噸之流砂使河口以每年 104 m 之速度前進，面臨外洋之河口如有沿岸流則因搬運作用使前進速度遲鈍。此外火山噴出物、山崩、地層滑動等流出海岸之土砂石之堆積，熱帶海域造礁珊瑚之生育亦為海岸發達之原因，生長快速者 100 年會長 3 m。

4. 波浪作用：

波浪以千鈞萬力之勢長年不停拍擊海岸，沿海岸運搬堆積物造成海岸顯著變化，又以颱風通過時或冬季季節風吹送時帶來巨浪，對海岸之破壞力及搬運力尤大。波浪隨季節風而有季節性變化，輸砂方向、海岸寬度因之而有週期性變化，經長年累積之結果而有堆積性、侵蝕性海岸之發生。岩石海岸雖不如砂石海岸變化明顯，但一般受海蝕後海岸後退形成海蝕台、海蝕崖，其後退速度因岩石強度結構而異，普通第三系泥岩年約後退 0.3~0.4 m，第四系軟岩石年約 1 m 以上。台灣為颱風必經路徑，颱風來臨時浪高 7~8 m 周期可達 12~14 秒，通過後亦有 2~3 m 波高 9~10 秒波浪，餘波可能延續 2~3 日，冬季季節風波浪亦可達 4~5 m 周期 8~10 秒。此一頻繁出現於台灣四週之波浪襲擊海岸地形發生激烈變化，海岸侵蝕極為嚴重，當為海岸變化之主要原因。

5. 人為因素：

就平地稀少的台灣而言，海岸乃極貴重之存在，自然成為生產及運輸之基地，到處有商、漁港、海埔地，為保護此等設施興建不少防波堤、護岸、海堤、導流堤、離岸堤等。此等設施改變沿海波浪與潮流破壞海岸平衡，海岸以比平常更快之速度變化，侵、淤現象更明顯，影響所及常達結構物長之 3、4 倍，乃至海岸災害增加。又因河川治水水土保持、築壩、採礦使河川輸砂量改變，引起更嚴重之海岸侵蝕。

6. 平均海水面之變化：

平均海水面可能因強風吹送或局部性氣象條件而變化，短期者可能因月、季、年而異，長期者則十年、百年、千年、萬年之變動。就工程觀點言，所注意者

可能為數十年以內之變化，而就地理學者所注意者乃千、萬年之長期變動。季節性之海水面變化多為氣溫變化所引起水溫變化，使海水密度及鹽分濃度變化，唯水溫變化受海洋之影響，非由太陽輻射之年變化所可單純地予以解釋。如冷水塊移向近海或深層冷水之湧升，均會因其密度較高，使水面下降。湧升流於春季達最大，故海水面春季最低，夏季湧升流弱，再不斷接受太陽輻射熱加溫於秋季達最盛，故秋季平均海水面最高。上升高度可 20~30 cm，海流亦會引起海面上升，就北半球而言，海洋流向之右側水位上升，流速愈高上升量愈高，就本島而言受黑潮影響較大，黑潮移近海岸則可能引起水面上升，唯其高度當僅數公分。氣壓變化亦為海水面變化之因，在海洋中影響較小而海岸影響較大，其規模亦約 20 公分。此等原因如重疊發生則可能產生較大而較長期之海水面變化，也許可能長 10、20 年。據 Namias and Hwang (1972) 之調查，美國南加州 1958~1969 年間，水溫上升 1°C 海面上升 3.7 cm，氣壓引起者 0.6 cm，海流引起者 1.0 cm，冰山溶解引起者 1.0 cm 共計 6.3 cm。

依據潮位站長期觀測結果，海水面一直持續上升，1950 年代之研究認為年上升量約 1~2 mm，而 1980 年代之研究則認為 3~4 mm/yr，其原因乃因冰山溶解，唯各地因陸地之隆升或沉降而有不同。最近幾年來由於臭氧層之破壞使地球溫度升高加速，冰山溶解導致之海面上升更加明顯。

倘進入廿一世紀，氣溫與海水上升關係仍保持不變，則 21 世紀後半海面將比現在上昇 30~100 cm。Hoffman (1983) 自人類能量消費趨勢估計 CO₂ 增加量，以數值模擬推算出在 2100 年海面可能上昇 0.5~3.7 m，而最現實之提案則為 1.2 m，今年世界環境會議中專家亦同意此一數值。

海水面如有數十公分乃至一公尺之上昇，則海岸線必將後退，低窪地區 (low land) 即所謂零米地帶將因而浸水。美國環保署正以美國海岸為對象進行詳細之調查研究中，台灣沿海平均海水面之昇降如何迄無資料，有待分析了解。但自世界性平均水位上升結果視之，台灣當不例外。

平均海面上升之結果將導致海岸線之內移，離岸砂洲緩慢移向陸岸，海崖侵蝕加速海灘消滅。Bruun (1962) 曾提出一理論模式，當水位上升時砂灘之泥沙將被移往外灘堆積。因此海岸線內移而近灘底床上升但水深維持不變，此一理論後來被 Schwartz (1965, 1967) 在實驗水槽中予以證實，並由經 Buboïs (1975, 1977) 現場實地驗證，即一般所謂之 Bruun Rule。

倘使海面上昇 a 則前灘後退量 x 爲

$$x = a \cdot \cot \theta \quad ; \quad \theta \text{ 爲前灘坡度}$$

依此推估，台灣海岸之侵蝕距離在北部及南部，如海面上昇 30cm 則大約會後退 10m 左右，倘於 22 世紀初水位上昇 100cm 則海岸可能後退 30m ，而沿岸低窪地帶如高程 1m 以下者將沒於海水中。最近雲、嘉、南、屏沿岸一帶已因爲超抽地下水而使地盤下陷 $0.48 \sim 2.8\text{m}$ 不等，在大潮時即發生淹水現象（如彌陀、網寮、口湖一帶），倘再加溫室效應之海面上昇後果不堪設想。

美日等國認爲此一海面上昇引起之海岸侵蝕所需防治工作規模極大，誠非土木工程所可防止者。因此僅能做重點之區域防禦工程建設海堤護岸等，其他地域只得任其自然侵蝕。實際上目前世界各地有不少地方海拔在零米以下，此等地區多已有海堤保護，即使數十公分程度之海面上昇，引起之災害當不致於想像中嚴重，但如有颱風暴潮發生損失當不貲。

二、漂砂來源與損失

海岸中、短期之變化來自於沿岸漂砂收支，海岸之侵蝕或堆積可由輸砂來源與損失量估計，輸砂率可由輸入及輸出該海岸區之砂量決定，由二者之差值之正負可反映出海岸是否淤積或侵蝕。沿岸輸砂中沿岸漂砂之輸入、河川輸入及海崖崩潰爲主要來源，沿岸輸出、向岸輸出及風飛砂爲次要損失。茲分述於后：

1. 河川輸砂：

河川爲海岸輸砂最主要之來源，河水特別在洪水期河川將大量之砂土直接輸送到河口沉積於河口附近之海岸形成三角洲。輸砂量之多寡取決於流量與含砂量而與流域面積、高程變化、岩石土壤之種類、森林、植物密度與氣候有關。另一重要因素則爲河口本身，河口有時本身容納河川泥砂使之無法到達鄰近海岸，潮汐有時將泥砂自海灘推向河口內成爲損失源。同時河口水流亦能阻斷上游沿岸漂砂，倘海灘係由礫石組成河川輸砂對海灘貢獻不多，如河川輸砂爲淤泥粘土質則輸送到深海而對沿岸砂源之貢獻亦大。75~80%之泥砂粒徑甚細，以致如非波能甚小必成浮遊質輸送到外海。大壩之興建阻斷河川輸砂減少有效流域面積使河川輸砂量減低，導致海岸輸砂來源減少引起海岸侵蝕。

2. 海崖侵蝕：

海崖侵蝕為僅次於河川輸砂之第二輸砂來源，若干地形兩端受漂砂阻絕如袋形海灘 (pocket beach) 則海崖侵蝕成為主要砂源，但一般認為此來源僅佔砂灘成份 5 ~ 10%。海崖後退速度因地質而異，據 Valentine (1954) 之研究英國 Holderness 海岸其後退速度約為 1.75 m/yr，日本海岸砂質泥岩約為 0.3 ~ 0.7 m/yr，洪積岩 0.5 ~ 1.0 m/yr，海岸近幾年後退速度加速，泥岩海食崖有達每年後退 2 ~ 3 m。又依 Nichols 等之研究 Rhode Island 砂崖後退速度達 9 m/yr，一般言之海崖後退速度少於 1 m/yr。

3. 飛吹砂：

風吹砂亦為形成海灘之來源亦可能為損失之因，通常海風向岸或平行海岸吹將海灘砂吹向陸地形成砂丘飛。依 Cooper (1958) 研究堆高速度 0.44 cm/day，Bowen & Inman (1966) 則據加州 Pismo Beach 推估平均 0.15 cm/day (2 ft/yr)，日本海岸飛砂量約為每寬 1 m 海岸年淤 80 噸，即 10 km 間有 80,000 噸飛砂量，可見其對海岸之影響。

4. 向、離岸輸砂：

細顆粒之土砂常成浮遊質輸向外海，又以暴浪時為嚴重，成為海灘消失之原因。海灘顆粒粗或浪小則有將外海土砂輸送向岸之趨勢。以台灣海岸言，颱風期波浪能量極大，海灘土砂於颱風期被帶向外海沉積而夏季浪靜時帶回海灘，但因波能小輸砂能力低故無法將侵蝕量全數帶回，成為侵蝕性海岸。向、離岸方向之輸砂常被認為屬於季節性之變化者，即海灘成周期性變動，夏季浪小時堆積冬季浪大時侵蝕，海灘隨季節變化其變動範圍可達 20 ~ 50 m。

5. 生物堆積：

貝殼、珊瑚礁等在熱帶為形成海灘砂源之主要來源，但此種來源較上述者其量微不足道，但其砂色白潔成為絕佳之海水浴場。

6. 人工養灘：

為保護海灘或建設較寬廣之海灘供海水浴或休閒用，常自外地搬運土砂以人工力量促成海灘之生長，亦為海灘土砂來源，但此種砂源亦屬次要且短期性。

7. 海灘採礦：

與人工養灘相反如自海灘或海岸開採砂石或礦物則砂土量減少成為侵蝕之因。自河川採取砂石常誘發海岸之侵蝕。此一實例可在青鯤鯨砂灘開採重石，馬上引起馬沙溝海水浴場海灘後退，及淡水河下游採砂引起淡水河口南岸侵蝕得到印

證。

8. 沿岸漂砂：

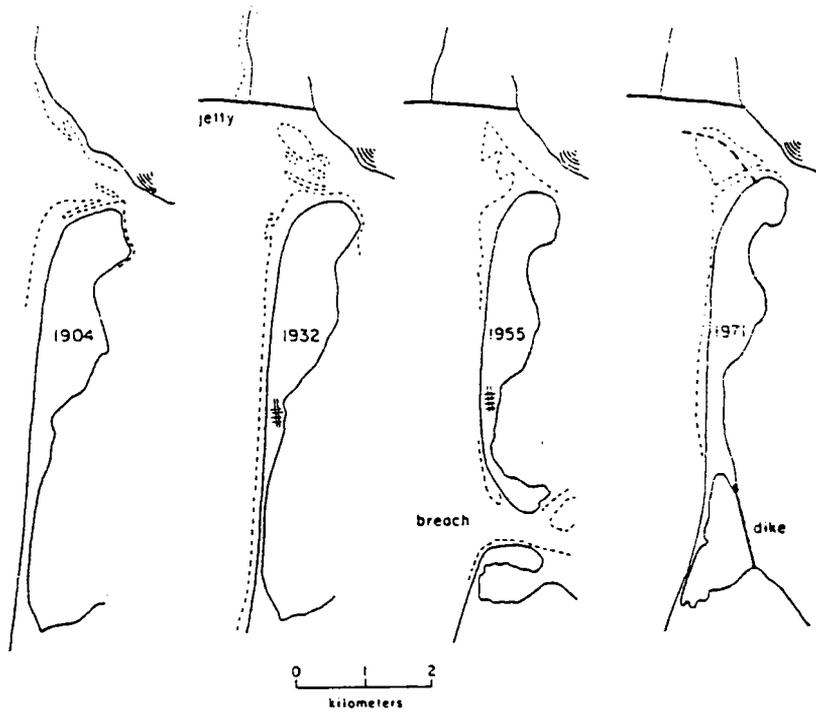
波浪入射平行海岸之波能帶動土砂沿岸移動形成沿岸漂砂。由於波向隨季節而變漂砂方向及漂砂量亦隨之改變，二者相抵成爲主輸砂方向。其因方向及量較固定故爲海岸長期變化之主因，倘無人工結構物沿岸漂砂量頗難估計。如自上游輸入者少於自下游輸出者則獲得砂源海岸堆積，反之則失去砂源而侵蝕。

9. 風化及溶解：

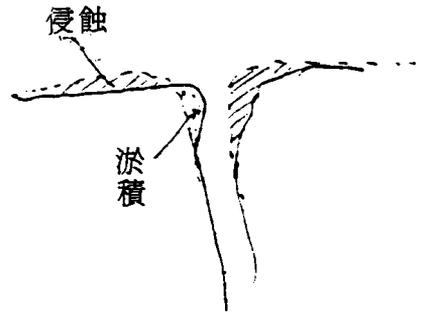
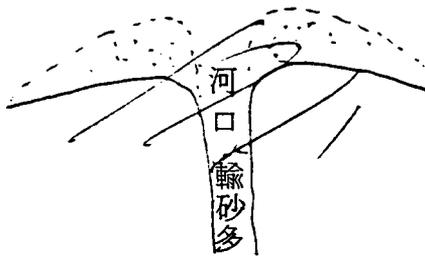
風化與溶解使砂石顆粒變細以致被帶往外海，礦石、卵石等在碎波帶內之磨損較爲顯著，石英之溶化可忽視，石灰、碳酸鈣則磨損及溶解之速度較快，但此一影響屬次要。

三、結構物附近地形變化

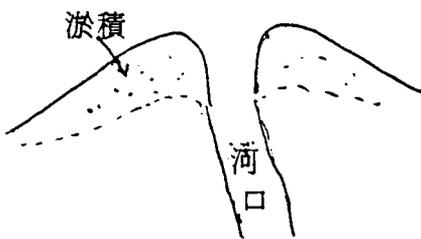
自然海岸乃經數年或數十年波浪不斷作用後所形成者，如在海岸興建防波堤、導流堤、防砂實堤、離岸堤等結構物或開挖船道，浚深則波浪發生折射、繞射、反射之改變，水流亦改變，海岸地形必須調整成對應於新海況之安定地形，導致鄰近地形之改變。通常在其漂砂上淤側發生堆積，而在其下波側產生侵蝕，結構物伸長海岸之長度愈長，阻斷漂砂之效果愈明顯，波浪沿岸能量愈大，底質粒徑愈細其影響愈深刻。茲舉數例如下：



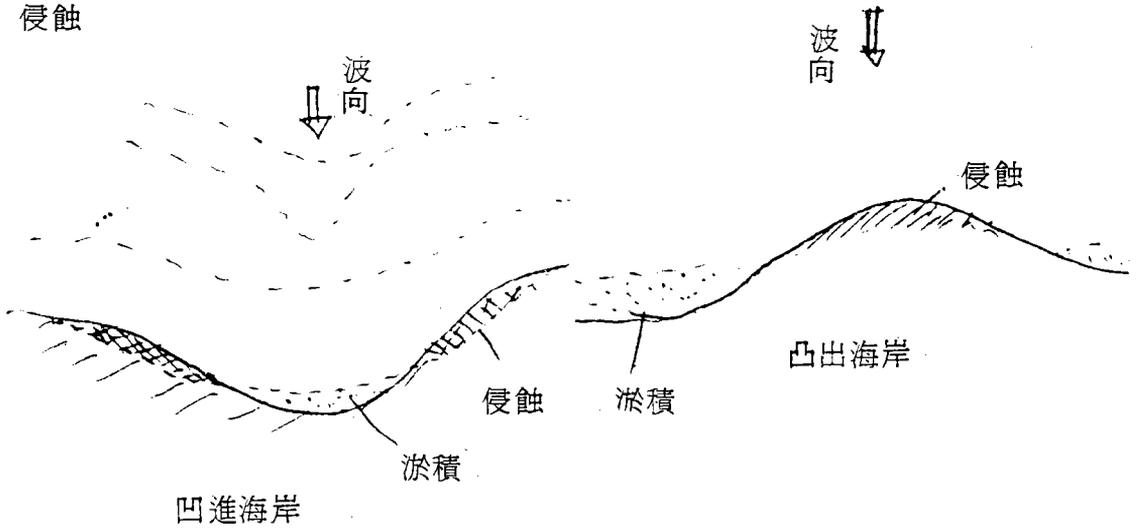
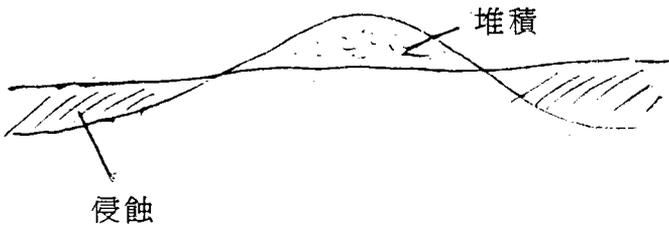
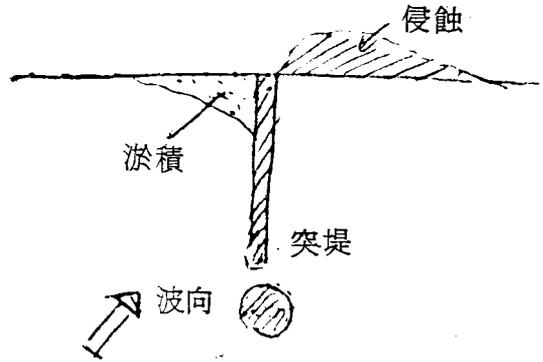
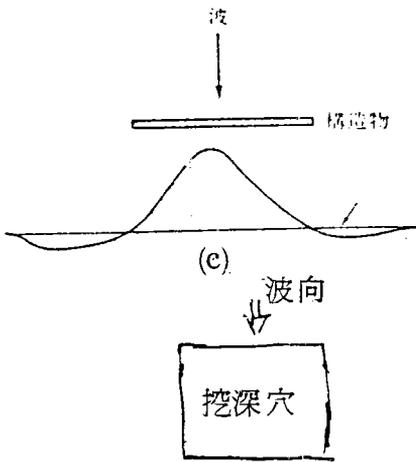
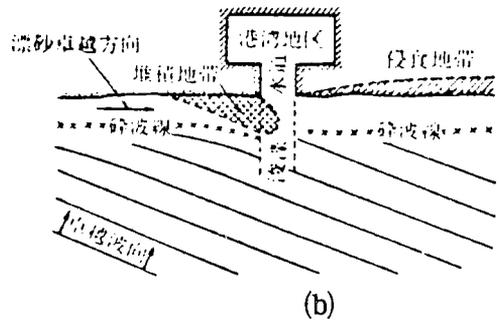
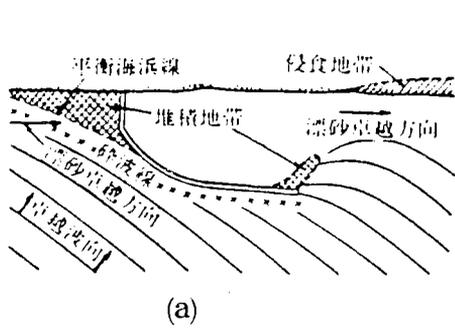
河口附近地形變化



河川輸砂量少



河川輸砂量多



四、台灣海岸侵蝕現象：（投影片說明）

五、海岸侵蝕防止方法：

1. 海堤
2. 防沙突堤
3. 離岸堤
4. 人工養灘（幻燈片說明）

波浪統計

(八)

波浪統計

歐善惠

一、前言

Pierson(1955)以機率過程為出發點研究海面狀況，建立海面波浪之統計理論架構，本文摘錄其中部份內容，並做若干補充，說明統計理論如何應用於海面之描述。

二、一維定常高氏過程

(Stationary Gaussian Process in one-dimension)

2-1 模式介紹

想以一個包括空間及時間之函數來完全決定實際海面之變化狀況是不可能的，因為海面極不規則，同一海域內即使其統計結果相同，實際海面之時空變化却炯異。本節介紹一些統計新概念，使能合理的描述實際的海面狀況。

為了應用方便，試先考慮下列數學模式：

$$I = \int_0^1 f(\sigma) \sqrt{d\sigma} \quad (2-1)$$

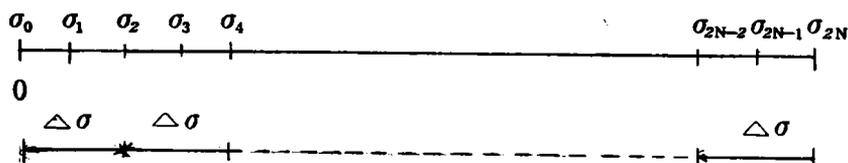
式中 σ 為變數，(2-1)式由 Tukey (1949) 首先應用於通訊工程，與一般積分式稍異，但它却具有特殊意義。

令 $\Delta\sigma \equiv \frac{1}{N}$ ，並將 σ 軸從 $\sigma = 0$ 到 $\sigma_{2N} = 1$ 分成 $(2N - 1)$ 個點，

即

$$\sigma_0 = \frac{0}{2N}, \sigma_1 = \frac{1}{2N}, \sigma_2 = \frac{2}{2N}, \dots, \sigma_{2N} = \frac{2N}{2N}$$

其間隔示如下圖



(2-1)式可示為

$$\begin{aligned}
 I_N &= f(\sigma_1) \sqrt{\sigma_2 - \sigma_0} + f(\sigma_3) \sqrt{\sigma_4 - \sigma_2} + \dots \\
 &\quad + f(\sigma_{2N-1}) \sqrt{\sigma_{2N} - \sigma_{2N-2}} \\
 &= f\left(\frac{1}{2N}\right) \sqrt{\frac{1}{N} - 0} + f\left(\frac{3}{2N}\right) \sqrt{\frac{2}{N} - \frac{1}{N}} + \dots \\
 &\quad + f\left(\frac{2N-1}{2N}\right) \sqrt{\frac{N}{N} - \frac{N-1}{N}}
 \end{aligned}$$

即
$$I_N = \sqrt{\frac{1}{N}} [f(\sigma_1) + f(\sigma_3) + \dots + f(\sigma_{2N-1})] \quad (2-2)$$

若(2-1)積分式存在，當 $N \rightarrow \infty$ ， $\Delta\sigma \rightarrow 0$ 時上式類似常Riemann積分之處理方式，唯一不同之處在於 $\sqrt{\frac{1}{N}}$ 之數。(2-2)式為 $f(\sigma)$ 奇數點之和所成，每個 $\Delta\sigma_i$ 之 $f(\sigma_{2i-1})$ 其出現值有 +1 及 -1 兩種。 $f(\sigma_{2i-1})$ 諸點所成之和與各點之出現值有關，換言之， I_N 之值有其不同之概率。

例如 $N = 2$ 時

$$I_2 = \sqrt{\frac{1}{2}} [f(\sigma_1) + f(\sigma_3)]$$

$[f(\sigma_1) + f(\sigma_3)]$ 之出現情形有下列幾種

$f(\sigma_1)$	$f(\sigma_3)$	$f(\sigma_1) + f(\sigma_3)$	$P_r [f(\sigma_1) + f(\sigma_3)]$
+ 1	+ 1	+ 2	$\frac{1}{4}$
+ 1	- 1	0	$\frac{1}{4}$
- 1	+ 1	0	$\frac{1}{4}$
- 1	- 1	- 2	$\frac{1}{4}$

因此得

$$I_2 = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{概率 } \frac{1}{4} \\ 0 & \text{概率 } \frac{1}{2} \\ -\sqrt{2} & \text{概率 } \frac{1}{4} \end{cases}$$

若 $N = 4$ 時則

$$I_4 = \begin{cases} +2 & \text{概率 } \frac{1}{16} \\ +1 & \text{概率 } \frac{4}{16} \\ 0 & \text{概率 } \frac{6}{16} \\ -1 & \text{概率 } \frac{4}{16} \\ -2 & \text{概率 } \frac{1}{16} \end{cases}$$

同理 $N = 16$ 時

$$I_{16} = \begin{cases} 4.0 & \text{概率 } \binom{16}{0} 2^{-16} \\ 3.5 & \text{概率 } \binom{16}{1} 2^{-16} \\ 3.0 & \text{概率 } \binom{16}{2} 2^{-16} \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \text{概率 } \vdots \\ \vdots & \vdots \\ -3.0 & \text{概率 } \binom{16}{14} 2^{-16} \\ -3.5 & \text{概率 } \binom{16}{15} 2^{-16} \\ -4.0 & \text{概率 } \binom{16}{16} 2^{-16} \end{cases}$$

因此，當 $N \rightarrow \infty$ 時， I_N 代表 $-\infty$ 至 $+\infty$ 之值而呈正規分佈，其平均值為 0，變異數 (variance) 為 1。(2-1) 式所代表之意義與普通積分不同，因它不是代表一個數值，而是代表任何數值，每個數值之概率均為已知。若 (2-1) 式之 $\sqrt{d\sigma}$ 部份不帶根號，則不論 N 之值為何， I_N 之值僅在 $+1$ 與 -1 之間，不能代表各種數值，且其分佈情形亦不知，此所以 (2-1) 式要採用 $\sqrt{d\sigma}$ 之理。

其次，再考慮下列數學模式：

$$J(t) = \int_0^1 \cos [t + \epsilon(\sigma)] \sqrt{d\sigma} \quad (2-3)$$

式中， t 為時間， σ 為變數， $\epsilon(\sigma)$ 為位相角，為使上式具有某些意義，將 $\sigma = 0$ 到 $\sigma = 1$ 分成若干小間隔，同時必須確定選取位相 $\epsilon(\sigma)$ 的

方法。若採用前例之分割方法，則 $J(t)$ 之部份項和為

$$J_N = \sqrt{\frac{1}{N}} \{ \cos [t + \epsilon(\sigma_1)] + \cos [t + \epsilon(\sigma_3)] + \dots + \cos [t + \epsilon(\sigma_{2N-1})] \} \quad (2-4)$$

此處假設位相角 $\epsilon(\sigma_{2i-1})$ 均勻分佈於 $0 \sim 2\pi$ 之間，即 $\epsilon(\sigma)$ 在角度 α 與 $\alpha + d\alpha$ 之間之概率為

$$P_r(\alpha < \epsilon(\sigma) < \alpha + d\alpha) = \frac{d\alpha}{2\pi}, \text{ 當 } 0 \leq \alpha \leq \alpha + d\alpha < 2\pi$$

(2-4) 式亦可由複素數之形式表示，即

$$J_N(t) = \text{Re} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} \exp [i [t + \epsilon(\sigma_{2N-1})]] \quad (2-5)$$

上式表示 $t = t_1$ 時 $J_N(t_1)$ 為 N 項之和，每項有相同週期 2π ，相同的振幅 $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ，但位相角隨時改變，此等於平面上之醉漢漫步 (random walk)，每步距離均等，但方向可能隨時更改。設最後到達之點對原生標之振幅為 C_N ，幅角為 ϵ_N ，如圖 (2-1) 所示

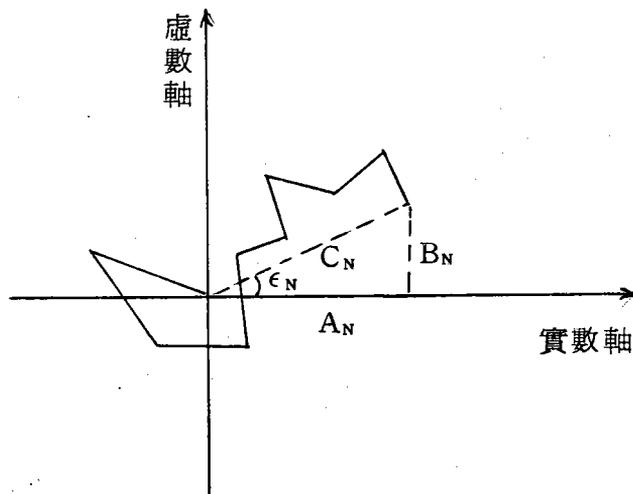


圖 (2-1)

則 (2-5) 式可表示為

$$\begin{aligned} J_N(t) &= A_N \cos t + B_N \sin t \\ &= C_N \cos (t + \epsilon_N) \end{aligned} \quad (2-6)$$

當 $N \rightarrow \infty$ 時， A_N 及 B_N 均呈正規分佈，其平均值為 0，變異數為 $\frac{1}{2}$ 。即

$$P(-\infty < A < K) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^K e^{-\zeta^2} d\zeta \quad (2-7)$$

$$P(-\infty < B < K) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^K e^{-\zeta^2} d\zeta \quad (2-8)$$

由 (2-6) 式

$$C_N = \sqrt{A_N^2 + B_N^2}$$

由 A_N 及 B_N 之分配函數，可求得 C_N 之概率為

$$P(0 < C < K) = \int_0^K 2\zeta e^{-\zeta^2} d\zeta \quad (2-9)$$

(2-9) 式代表 (2-3) 式函數之振幅小於 K 之概率，其積分下限為 0，因 C 為正數。(2-9) 式函數部份即為 Rayleigh 分佈。

2-2 一維定常高氏過程

某固定點之波浪紀錄為時間之函數，海面上某定點之波浪紀錄可表示為

$$\eta(t) = \int_0^\infty \cos[\sigma t + \epsilon(\sigma)] \sqrt{[A(\sigma)]^2} d\sigma \quad (2-10)$$

上式在通訊雜音解析 (random noise) 中已廣泛被採用 (Rice, 1944, 1945)。(2-10) 式與 (2-3) 式有些類似，但也有顯著的不同，因 (2-10) 式之積分界限由 $0 \rightarrow 1$ 改變為 $0 \rightarrow \infty$ ，餘弦函數之幅角由 t 改變為 σt ，而與積分上下限有關。同時微分元素在根號下也多了 $[A(\sigma)]^2$ 之項。

(2-10) 式表示為有限項之和，即

$$\eta(t) = \lim_{\substack{\sigma_{2r} \rightarrow \infty \\ (\sigma_{2i-2} - \sigma_{2i} \rightarrow 0)}} \sum_{i=0}^r \cos[\sigma_{2i+1} t + \epsilon(\sigma_{2i+1})] \sqrt{[A(\sigma_{2i+1})]^2 (\sigma_{2i+2} - \sigma_{2i})} \quad (2-11)$$

頻率軸上各點依大小排列， $\sigma_0 < \sigma_1 < \dots < \sigma_{2r+2}$ 。假設在定性的 (deterministic sense) 範圍內我們已有 $[A(\sigma)]^2$ 函數，可以依各種頻率 σ 值繪出 $[A(\sigma)]^2$ 之圖形而讀出 $[A(\sigma)]^2$ 之值，每個 $[A(\sigma_{2i+1})]^2$ 之值乘於 σ_{2i+2} 與 σ_{2i} 之差值得 $[A(\sigma_{2i+1})]^2 (\sigma_{2i+2} - \sigma_{2i})$ ，此值之開方根即是 (2-11) 式正弦函數之振幅。正弦函數之頻率數取

$[A(\sigma)]^2$ 相同，最後剩下位相差 $\epsilon(\sigma_{2i+1})$ ，選擇隨機分佈於 0 至 2π 間之數，即

$$P\{\alpha \leq \epsilon(\sigma) < \alpha + d\alpha\} = \frac{d\alpha}{2\pi} \quad 0 < \alpha < \alpha + d\alpha < 2\pi$$

(2-11) 式部份項和的結果是無數正弦波之組合，每個正弦波有各自的頻率 σ ，各自的隨機位相 $\epsilon(\sigma)$ ，及各自以 $\sqrt{[A(\sigma)]^2 d\alpha}$ 為振幅。 $[A(\sigma)]^2$ 即所謂之頻率譜 (frequency spectrum)。 (2-11) 式可明顯的看出 $[A(\sigma)]^2$ 是個加強函數，代表不同之 σ 值對 $\eta(t)$ 影響的大小。觀乎 (2-10) 及 (2-11) 兩式，我們亦知波浪函數 $[A(\sigma)]^2$ 對 $\eta(t)$ 之變化有著密切的影響。首先我們說如果 (2-11) 式之極限關係成立而使 (2-10) 式具有合理的意義， $[A(\sigma)]^2$ 對 σ 從 0 至 ∞ 之積分必須為有限值。如果這種關係存在，(2-10) 式之時間系列中表示一個變數之定常高氏過程 (stationary Gaussian process in one variables)。

頻率譜 $[A(\sigma)]^2$ 對 σ 之積分為有限值，我們可寫為

$$\int_0^{\infty} [A(\sigma)]^2 d\sigma = E \quad (2-12)$$

因為 $\sqrt{[A(\sigma)]^2 d\sigma}$ 代表正弦波之振幅，其單位為長度 L ，而 $d\sigma$ 之單位為 T^{-1} ，因此 $[A(\sigma)]^2$ 之單位為 $L^2 T$ ，

在頻率帶 σ_1 與 σ_2 之間 $\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} [A(\sigma)]^2 d\sigma$ 代表波浪在 σ_1 與 σ_2 間之位能，因其單位為 L^2 ，而 (2-12) 式為 $[A(\sigma)]^2$ 對所有 σ 之值之積分，因此 (2-12) 式可用以量度 $\eta(t)$ 所有之總能量。若 $\eta(t)$ 代表一點之波浪紀錄，為使 (2-12) 式成立，該處之波浪不能含有無窮大之能量。

如同 (2-1)、(2-3) 兩式所表示之意義， $\eta(t)$ 並不代表某特定之時間函數，而是代表甚多時間函數之母體 (ensemble) 這個母體具有特別之波譜函數及隨機選擇之位相而可由 (2-11) 之極限操作過程導致。此母體函數 $\{\eta(t)\}$ 之統計性質將做為研究的對象。

在某時間 $t = t_1$ 時有甚多 $\eta(t_1)$ 函數，即 $\{\eta(t_1)\}$ 這些函數呈正規分佈，其平均值為 0 ，變異數為 $\frac{E}{2}$ 。由 (2-12) 式之關係知 $[A(\sigma)]^2$ 成為一控制 $\{\eta(t_1)\}$ 散佈情形之數值。 $\{\eta(t_1)\}$ 小於某數值 k 之概率為

$$P \{ -\infty < \eta(t_i) < k \} = \frac{1}{\sqrt{\pi E}} \int_{-\infty}^k \exp \left\{ -\frac{\zeta^2}{E} \right\} d\zeta \quad (2-13)$$

(2-13) 式對於任何時間 t_j 及 t_k 均成立，因此我們可計算其相關函數，即

$$R \{ \eta(t_j), \eta(t_k) \} = \frac{1}{2} \int_0^\infty [A(\sigma)]^2 \cos \{ \sigma(t_k - t_j) \} d\sigma \quad (2-14)$$

$R \{ \eta(t_j), \eta(t_k) \}$ 稱為 $\eta(t)$ 之協變異數 (covariance)，僅與兩時間差距 ($t_k - t_j$) 有關。

實際上，我們可選 n 個時間 $t_1, t_2, \dots, t_k, \dots, t_n$ 。依 (2-14) 式類推我們可得 n 個變數之多度高氏分佈函數，每個時間之函數變異數均為 $\frac{E}{2}$ ，每兩個時間之變異數均適合 (2-14) 式。

再者如果我們將 t_1, t_2, \dots, t_n 之各個時間轉換為 $t_1 + \tau, t_2 + \tau, \dots, t_n + \tau$ ，此 n 個不同時間也可造成與前面相同的 n 變數多度高氏分佈 (multivariate Gaussian distribution in variables)。

在某固定點之波浪紀錄可視為母體函數 $\{ \eta(t) \}$ 組合成的結果。由定性和定理 (ergodic theorem)，時間之平均可視為相等於母體平均，因此利用紀錄所得曲綫可轉換積分反求適合某 $\eta(t)$ 之波浪函數 $[A(\sigma)]^2$ ，從而求得適合於整個 $\{ \eta(t) \}$ 之 $[A(\sigma)]^2$ ，此處祇說明一個基本概念，就是波浪紀錄可由 (2-14) 式表示，至於 $[A(\sigma)]^2$ 之推算法此處不述。

三、三維定常高氏過程

3-1 公 式

海平面上之水位變化可用空間及時間之函數表示為

$$\eta(x, y, t) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^{\pi} \cos \left\{ \frac{\sigma^2}{g} (x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t + \epsilon(\sigma, \theta) \right\} \times \sqrt{[A(\sigma, \theta)]^2} d\theta d\sigma \quad (3-1)$$

式中 η 為水位變化， $x-y$ 為座標軸， t 為時間， σ 為波浪週頻率， θ 為波浪方向， g 為重力加速度，上式與上節之公式相似，但已將 η 擴展為三度

空間，波譜 $[A(\sigma \cdot \theta)]^2$ 擴大為周波率及方向之函數， $[A(\sigma, \theta)]^2$ 稱為方向波譜 (directional spectrum)， $[A(\sigma, \theta)]^2$ 之單位為 $L^2 T / \text{rad}$ 。於 $\sigma_1 < \sigma < \sigma_1 + d\sigma$ ， $\theta_1 < \theta < \theta + d\theta$ 範圍內 $[A(\sigma \cdot \theta)]^2 d\sigma d\theta$ 代表週波率在 σ_1 與 $\sigma_1 + d\sigma$ 之間及角度 θ_1 與 $\theta_1 + d\theta$ 範圍內之波浪能量。

我們可以證明 (3-1) 式代表三次維高氏過程的一般型，下面將說明定理及其證明。

3-2 定理之說明及證明

定理：將 (3-1) 式以極限值方式表示，可得

$$\eta(x, y, t) = \sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r \cos \left[\frac{\sigma_{2m+1}^2}{g} (x \cos \theta_{2q+1} + y \sin \theta_{2q+1}) - \sigma_{2m+1} t + \epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1}) \right] \sqrt{[A(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})]^2 (\sigma_{2m+2} - \sigma_{2m})(\theta_{2q+2} - \theta_{2q})} \quad (3-2)$$

若在 $\sigma - \theta$ 平面上， $\eta(x, y, t)$ 可以上式表示，於 $x y t$ 空間中任意點 x_i, y_i, t_i ($i=1, 2, \dots, n$)，則有 n 個隨機變數 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ ($i=1, 2, \dots, n$) 呈多度高氏分佈，其一次平均值為 0，二次相關為

$$R[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} [A(\sigma, \theta)]^2 \times \cos \left\{ \frac{\sigma^2}{g} [(x_k - x_j) \cos \theta + (y_k - y_j) \sin \theta] - \sigma(t_k - t_j) \right\} d\sigma d\theta \quad (3-4)$$

式中 $j = 1, 2, \dots, n$ ； $k = 1, 2, \dots, n$ 。 $k = j$ 時 (3-4) 式為變異數， $k \neq j$ 時為協變異數。

再者當 $x y t$ 空間之點轉變為 $(x + \zeta)$ ， $(y + \zeta)$ ， $(t + \tau)$ 時，此 n 個隨機變數之分佈情形不改變，即

$$R[\eta(x_j + \zeta, y_j + \zeta, t_j + \tau), \eta(x_k + \zeta, y_k + \zeta, t_k + \tau)] = R[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \quad (3-5)$$

因此 $\eta(x, y, t)$ 代表三維定常高氏隨機過程。

證明：

爲簡易計，令

$$A_{mq} = \sqrt{[A(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})]^2 (\sigma_{2m+2} - \sigma_{2m})(\theta_{2q+2} - \theta_{2q})} \quad (3-6)$$

$$Z_{mq}^i = A_{mq} \cos [g_{mq}(x_i, y_i, t_i) + \epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})] \quad (3-7)$$

式中

$$g_{mq}(x_i, y_i, t_i) = \frac{\sigma_{2m+1}^2}{g} (x_i \cos \theta_{2q+1} + y_i \sin \theta_{2q+1}) - \sigma_{2m+1} t_i \quad (3-8)$$

同時令

$$h_{mq}^{jk} = \frac{\sigma_{2m+1}^2}{g} [(x_k - x_j) \cos \theta_{2q+1} + (y_k - y_j) \sin \theta_{2q+1}] - \sigma_{2m+1} (t_k - t_j) \quad (3-9)$$

試先考慮某固定點 x_i, y_i, t_i ，經上列諸式之簡化，(3-2) 式中某個 (x_i, y_i, t_i) 爲

$$\eta(x_i, y_i, t_i) = \sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r Z_{mq}^i \quad (3-10)$$

(3-7) 式中之位相角 $\epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})$ 爲均勻分佈於 0 至 2π 之隨機變數，因此對於每個 i 值 ($i = 1, 2, \dots, n$)， Z_{mq}^i 代表一組獨立之隨機變數。(3-10) 式代表此組獨立隨機變數之和。

欲知 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ ，($i = 1, 2, \dots, n$) n 個隨機變數之分佈情形，試先觀察隨機變數 Z_{mq}^i 之分佈情形，由 (3-7) 式隨機變數 Z_{mq}^i 爲隨機變數 $\epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})$ 之函數，我們已知 $\epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})$ 之分佈函數爲

$$f(\epsilon) = \frac{1}{2\pi}, \text{ 因此 } Z_{mq}^i \text{ 之分佈函數可由函數變換求得，即}$$

$$f(Z_{mq}^i) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{A_{mq}^2 - (Z_{mq}^i)^2}}, & -A_{mq} < Z_{mq}^i < A_{mq} \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (3-11)$$

同時我們亦可求得 Z_{mq}^i 之期望值 (平均值) 爲 0, 變異數爲 $\frac{A_{mq}^2}{2}$

$\eta(x, y, t)$ 之二次相關爲:

$$\begin{aligned} & R^*[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= E^* \left[\left(\sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r Z_{mq}^j \right) \left(\sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r Z_{mq}^k \right) \right] \quad (3-12) \end{aligned}$$

上式中 E^* 代表期望值 (expectation), 因 Z_{mq}^j 與 Z_{mq}^k 互爲獨立隨機變數組, 且 Z_{mq}^j 及 Z_{mq}^k 內各項亦互爲獨立, 故期望值之運算可移用於 Σ 符號內之式, 即

$$\begin{aligned} & R^*[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= \sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r E^*(Z_{mq}^j Z_{mq}^k) \quad (3-13) \end{aligned}$$

由 (3-7) 式我們已知

$$Z_{mq}^j = A_{mq} \cos [g_{mq}(x_j, y_j, t_j) + \epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})] \quad (3-14)$$

$$Z_{mq}^k = A_{mq} \cos [g_{mq}(x_k, y_k, t_k) + \epsilon(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})] \quad (3-15)$$

從 (3-14) 及 (3-15) 兩式間之關係, Z_{mq}^k 可由 Z_{mq}^j 表示, 即

$$Z_{mq}^k = Z_{mq}^j \cos(h_{mq}^{kj}) - (\pm \sqrt{A_{mq}^2 - (Z_{mq}^j)^2}) \sin(h_{mq}^{kj}) \quad (3-16)$$

(3-16) 式根號前面之正負號視 $\cos^{-1}(Z_{mq}^j/A_{mq})$ 之值而定。

因而

$$\begin{aligned} Z_{mq}^j Z_{mq}^k &= (Z_{mq}^j)^2 \cos(h_{mq}^{kj}) - Z_{mq}^j \\ &\quad (\pm \sqrt{A_{mq}^2 - (Z_{mq}^j)^2}) \sin(h_{mq}^{kj}) \end{aligned}$$

(3-13) 式右端之期望值變成兩項之期望值, 第一項期望值爲

$$\begin{aligned} E^*[(Z_{mq}^j)^2 \cos(h_{mq}^{kj})] &= E^*[(Z_{mq}^j)^2] \cos(h_{mq}^{kj}) \\ &= \frac{A_{mq}^2}{2} \cos(h_{mq}^{kj}) \end{aligned}$$

第二項之期望值爲 0，因 (3-13) 式爲

$$\begin{aligned} & R^*[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= \sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r \frac{A_{mq}^2}{2} \cos(h^{kj}_{mq}) \end{aligned} \quad (3-17)$$

以 A_{mq} 及 h^{kj}_{mq} 之定義代入 (3-17) 式得

$$\begin{aligned} & R^*[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= \frac{1}{2} \sum_{q=0}^s \sum_{m=0}^r [A(\sigma_{2m+1}, \theta_{2q+1})]^2 \times \cos\left\{\frac{\sigma_{2m+1}^2}{g} \{ \right. \\ & \quad (x_k - x_j) \cos \theta_{2q+1} + (y_k - y_j) \sin \theta_{2q+1} \} - \sigma_{2m+1}(t_k - t_j)\} \\ & \quad \times (\sigma_{2m+2} - \sigma_{2m})(\theta_{2q+2} - \theta_{2q}) \end{aligned} \quad (3-18)$$

若將上式擴充到極限的情形

$$\begin{aligned} & R[\eta(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= \lim_{\substack{s \rightarrow \infty \\ r \rightarrow \infty \\ \sigma_{2m+2} - \sigma_{2m} \rightarrow 0 \\ \theta_{2q+2} - \theta_{2q} \rightarrow 0 \\ \sigma_{2r} \rightarrow \infty}} R^*[(x_j, y_j, t_j), \eta(x_k, y_k, t_k)] \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} [A(\sigma, \theta)]^2 \cos\left\{\frac{\sigma^2}{g} \{ (x_k - x_j) \cos \theta \right. \\ & \quad \left. + (y_k - y_j) \sin \theta \} - \sigma(t_k - t_j)\} d\sigma d\theta \end{aligned} \quad (3-18)$$

因此我們已證明 (3-4) 式之結果。

(3-10) 式中隨機變數 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ 之分佈情形可由 Z_{mq}^i 之分佈情形求得，其求法須應用 Cramer's 大數定理 (larger number theorem) 以求 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ 之平均值及變異數。對於 $i=1, 2, \dots, n$ ， n 個隨機變數，再次應用 Cramer 定理，可求知 $\eta(x, y, t)$ 呈多次高氏分佈，其平均值爲 0，變異數爲 (3-4) 式所示者。

其次，若將 $(x_j + \zeta, y_j + \zeta, t_j + \tau)$ 及 $(x_k + \zeta, y_k + \zeta, t_k + \tau)$ 代替 (x_j, y_j, t_j) 及 (x_k, y_k, t_k) 亦可得到 (3-4) 式相同的結果，即 (3-5) 式所示。因此 $\eta(x, y, t)$ 代表三維之高氏過程。

3-3 降低成一維過程——時間函數

前節 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ 若在同一位置時即 $x_i = x_2 = \dots = x_n$,
 $y_1 = y_2 = \dots = y_n$, 則 $\eta(x, y, t)$ 變成時間之函數 $\eta(t)$,

(3-4) 式變成

$$\begin{aligned} & R[\eta(0, 0, t_j), \eta(0, 0, t_k)] \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} [A(\sigma, \theta)]^2 \cos[\sigma(t_k - t_j)] d\sigma d\theta \end{aligned}$$

若採用下式之定義

$$\int_{-\pi}^{\pi} [A(\sigma, \theta)]^2 d\theta = [A(\sigma)]^2 \quad (3-20)$$

則 $R[\eta(0, 0, t_j), \eta(0, 0, t_k)]$

$$\begin{aligned} &= R[\eta(t_j), \eta(t_k)] \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [A(\sigma)]^2 \cos[\sigma(t_k - t_j)] d\sigma \end{aligned}$$

此式即為一維時間函數之二次相關函數。

由(3-20)之定義，我們知方向譜對於周波率及角度之積分結果代表波浪之總能量，即

$$\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} [A(\sigma, \theta)]^2 d\theta d\sigma = E$$

因此，水面變化由原來的三維 $\eta(x, y, t)$ 變成一維 $\eta(t)$ 。

3-4 化成一維函數——測點位置成直線關係時

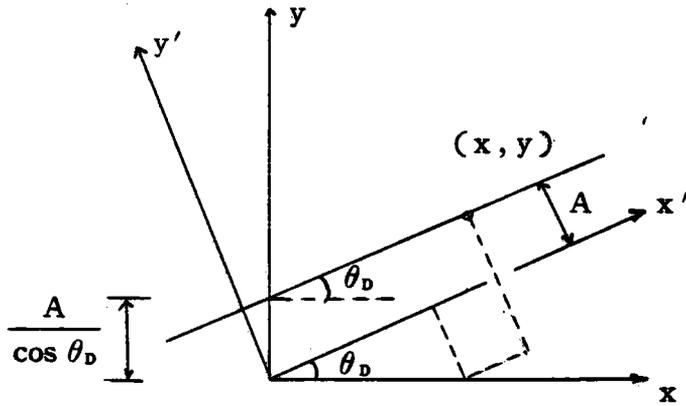
由上節知道三維定常高氏過程中，當 $x_j = x_k$, $y_j = y_k$ 即在某固定點位置時三維定常高氏過程可化為一維定常高氏過程，其水位之變化祇為時間之函數。此外，尚有其他的降低維度的情形值得一提。例如我們在一瞬間同時觀測海面上直線上各點之波浪，吾人已知這些波浪之性質為三維過程，然而其波譜所得結果却是一維的。

此種情形之三次度 (x, y, t) 為

$$t \equiv t_1$$

$$y \cos \theta_D - x \sin \theta_D = A$$

θ_D 為直綫與 x 軸所成之角度，如圖(3-1)所示



圖(3-1)

n 個隨機變數為 $\eta(x_i, y_i, t_i)$, $i=1, 2, \dots, n$, 此處 x_i 與 y_i 為直線關係。

旋轉 $x-y$ 座標軸使其與直線平行, 如圖(3-1)所示, 則新座標軸 $x'-y'$ 與舊座標軸之關係為

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \theta_D + y \sin \theta_D \\ y' &= -x \sin \theta_D + y \cos \theta_D \end{aligned} \quad (3-21)$$

上兩式變換為

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \theta_D - y' \sin \theta_D \\ y &= x' \sin \theta_D + y' \cos \theta_D \end{aligned} \quad (3-22)$$

(3-22) 式代入(3-4)式得

$$\begin{aligned} &R[\eta(x_i', A, t_i), \eta(x_i', A, t_i)] \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi [A(\sigma, \theta)]^2 \cos\left[\left(\frac{\sigma^2}{g} \cos(\theta - \theta_D)(x_i' - x_i')\right)\right] d\theta d\sigma \end{aligned} \quad (3-23)$$

$$\text{令 } k \equiv \frac{\sigma^2 |\cos(\theta - \theta_D)|}{g}$$

$$\theta_0 = \theta - \theta_D$$

轉換變數關係

$$\sigma = \left(\frac{gk}{\cos \theta_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-26)$$

$$\theta = \theta_0 + \theta_D \quad (3-27)$$

其 Jacobian 爲

$$J = \frac{\partial(\sigma, \theta)}{\partial(k, \theta_0)} = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{k |\cos \theta_0|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-28)$$

將上列諸式關係代入 (3-23) 式得

$$\begin{aligned} & R \left[\eta(x_j', A, t_1), \eta(x_k', A, t_1) \right] \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \left[A \left\{ \left(\frac{gk}{|\cos \theta_0|} \right)^{\frac{1}{2}}, (\theta_0 + \theta_D) \right\} \right]^2 \\ & \quad \times \cos \left[k(x_k' - x_j') \right] \left[\left(\frac{g}{k |\cos \theta_0|} \right)^{\frac{1}{2}} \right] d\theta_0 dk \quad (3-29) \end{aligned}$$

上式可先對 θ_0 積分，結果 (3-29) 式祇爲 k 及 θ_D 之函數，我們定義一維波譜 $[A^*(k; \theta_D)]^2$ 爲

$$\begin{aligned} & [A^*(k; \theta_D)]^2 \\ & \equiv \int_{-\pi}^\pi \left[A \left\{ \left(\frac{gk}{|\cos \theta_0|} \right)^{\frac{1}{2}}, (\theta_0 + \theta_D) \right\} \right]^2 \left(\frac{g}{k |\cos \theta_0|} \right)^{\frac{1}{2}} d\theta_0 \quad (3-30) \end{aligned}$$

因此 (3-29) 式可寫爲

$$\begin{aligned} & R \left[\eta(x_j', A, t_1), \eta(x_k', A, t_1) \right] \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty [A^*(k; \theta_D)]^2 \cos \left[k(x_k' - x_j') \right] dk \end{aligned}$$

波譜 $[A^*(k; \theta_D)]^2$ 祇爲週波數 k 之函數，在 $t = t_1$ 時隨著 x' 而變，與 y' 無關，因直線上 y' 爲定值。

因此我們可得類似 (2-10) 式之結果，即

$$\begin{aligned} & \eta(x', A, t_1) \\ &= \int_0^\infty \cos [kx' + \epsilon(k)] \sqrt{[A^*(k; \theta_D)]^2} dk \quad (3-31) \end{aligned}$$

從演算過程可發現，我們最初由周波率及方向有關之函數開始，最後導得之結果却是週波數之函數。(3-31) 式表示 $\eta(x', A, t_1)$ 爲周波數波譜及直綫距離之函數，沿此直綫上之波浪於某瞬間時爲直綫距離之一維高氏過程。

3-5 降低至一維——觀測點隨時移動

另一個降低次度的問題是在氣象船上觀測波浪的問題，這也就是觀測位置在 x, y, t 空間上沿直線的船速度移動，有關降低次度之運算細節在 St. Denis and Pierson (1953) 中說明，此處不述。

3-6 定常高氏過程與 Fourier 積分表示法之比較

海面上之波浪以 Fourier 積分表示時為

$$\begin{aligned} \eta(x, y, t) = & \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} a(\sigma, \theta) \cos \left[\frac{\sigma^2}{g} (x \cos \theta + y \sin \theta) \right. \\ & \left. - \sigma t \right] d\sigma d\theta + \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} b(\sigma, \theta) \sin \left[\frac{\sigma^2}{g} \right. \\ & \left. (x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t \right] d\sigma d\theta \end{aligned} \quad (3-32)$$

(3-32) 式可改為

$$\begin{aligned} \eta(x, y, t) = & \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} c(\sigma, \theta) \cos \left[\frac{\sigma^2}{g} (x \cos \theta + y \sin \theta) \right. \\ & \left. - \sigma t + \epsilon_1(\sigma, \theta) \right] d\sigma d\theta \end{aligned} \quad (3-33)$$

$$\text{式中 } c(\sigma, \theta) = [a^2(\sigma, \theta) + b^2(\sigma, \theta)]^{\frac{1}{2}} \quad (3-34)$$

$$\epsilon_1(\sigma, \theta) = \tan^{-1} \frac{b(\sigma, \theta)}{a(\sigma, \theta)} \quad (3-35)$$

(3-33) 式為應用 Fourier 積分之海面表示法，與 (3-1) 式相類似，但其代表的意義却有很大的不同：

(1) 在 (3-33) 式中 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ 代表某固定值，而 (3-1) 式之 $\eta(x_i, y_i, t_i)$ 却代表隨機變數。因 (3-33) 式之 $\epsilon_1(\sigma, \theta)$ 為由 $a(\sigma, \theta)$ 及 $b(\sigma, \theta)$ 決定之定數，而 (3-1) 式之 $\epsilon(\sigma, \theta)$ 却是分佈於 $0 \sim 2\pi$ 之隨機變數。

(2) (3-33) 式當 $x \rightarrow \infty, y \rightarrow \infty, t \rightarrow \infty$ 時 $c(\sigma, \theta) \rightarrow 0$ ，即遠處之波浪必消失。而 (3-1) 式之 $\sqrt{[A(\sigma, \theta)]^2}$ 却表示定常狀態之波譜，不隨 (x, y, t) 而消失。

(3) (3-33) 式積分元素沒有帶根號，而 (3-1) 式之波譜却有

根號。

(4) (3-33) 式之積分代表固定位相差 $\epsilon_1(\sigma, \theta)$ 之所有正弦波之組合，因此於 $x=y=t=0$ 時其和可增加至某定值，但當距離原點甚遠處，則 $\eta(x, y, t)$ 減少至 0。

實際上，我們以定性之模式 (3-33) 式或是以隨機性之模式 (3-1) 式代表海面上波浪祇在於尺度問題。如果你希望表示廣大海面如太平洋上之波浪，最好採用定性模式 (3-33) 式，因它在不同區域可有不同之統計值。太平洋某部份發生大浪，其他部份可能波浪極小。如果我們限制海面於某成長的風域範圍內，且吹風延續甚久，則最好採用隨機性之定常高氏模式 (3-1) 式。

四、定性和定理 (Ergodic thorem)

定常隨機過程之海面，水位變化之母體平均值 (ensemble average) 不隨時間改變，即

$$E_n [\{\eta(t_1)\}] = E_n [\{\eta(t_2)\}] = E_n [\{\eta(t_1 + \tau)\}] \quad (4-1)$$

式中 E_n 代表母體平均。在某定點其時間平均值為

$$E_t [\{\eta(t)\}] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+\tau} \{\eta(t)\} dt \quad (4-2)$$

若隨機過程之母體平均值等於時間平均值，則此過程稱為定性和過程 (ergodic process)。(4-1) 式與 (4-2) 式相等時我們稱此過程為一次定性和過程 (ergodic in first moment)。如下式成立

$$E_n [\eta(t_1) \eta(t_1 + \tau)] = E_t [\eta(t) \eta(t + \tau)] \quad (4-3)$$

我們稱此過程為二次定性和過程 (ergodic in second moment)。

如果海面 $\eta(t)$ 可以 (2-11) 式之近似式表示，則於定常及定性和過程之海面，水位變化二次相關之時間平均值應等於 (2-14) 式之結果，即

$$\begin{aligned} & \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+\tau} \eta(t) \eta [t + (t_k - t_j)] dt \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty [A(\sigma)]^2 \cos [\sigma (t_k - t_j)] d\sigma \end{aligned} \quad (4-4)$$

令 $p = t_k - t_j$ ，並以 $\theta(p)$ 表示 t_j ， t_k 兩點 $\eta(t)$ 之相關函數，則

$$\int_0^{\infty} [A(\sigma)]^2 \cos \sigma p d\sigma = \theta(p) \quad (4-5)$$

$$[A(\sigma)]^2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \theta(p) \cos \sigma p dp \quad (4-6)$$

因此頻率譜 $[A(\sigma)]^2$ 可由相關函數 $\theta(p)$ 轉換求得。周波數波譜 $[A(k); \theta_D]^2$ 及方向波譜 $[A(\sigma, \theta)]^2$ 亦可用同法求知。實際之計算過程參考 Blackman & Tukey (1958) 之論文。

五、波浪之統計性質

我們在第三節已說明過，海岸上之波浪表示法可依尺度之大小採用固定性 (deterministic) 的表示法 (3-33) 式或採用隨機性的表示法 (3-1) 式。

$$\eta(x, y, t) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} c(\sigma, \theta) \cos \left[\frac{\sigma^2}{g} (x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t + c(\sigma, \theta) \right] d\sigma d\theta \quad (3-33)$$

$$\eta(x, y, t) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} \cos \left[\frac{\sigma^2}{g} (x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t + \epsilon(\sigma, \theta) \right] \sqrt{[A(\sigma, \theta)]^2} d\sigma d\theta \quad (3-1)$$

若以隨機性之表示法 (3-1) 式表示，因其非表示固定一個數值，故波浪性質應予以統計方法處理。至於固定性的表示法，除了在特殊之初期條件及邊界條件之外，其解很難求得，因此必須以數理統計法研究實際海面狀況。

根據 Longuet-Higgins (1952)，Putz (1952) 等從事實際之波浪觀測所得結果，在某一固定點之波浪紀錄波形 $\eta(t)$ 可以平均值為 0，及標準

偏差為 $\sqrt{\frac{E}{2}}$ 之正規分佈 (normal distribution)，即 Gaussian 分佈

。E 為單位海面之總能量，也是 $\eta(t)$ 自乘平均的二倍，故波形之分佈函數為

$$P(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi E}} \exp \left[-\frac{\eta^2}{E} \right] \quad (5-1)$$

式中 $P(\eta)$ 為 η 之機率密度函數 (probability density function)。

η 在 $a \leq \eta \leq b$ 範圍內之機率為

$$P(a \leq \eta \leq b) = \frac{1}{\sqrt{\pi E}} \int_a^b \exp\left[-\frac{\eta^2}{E}\right] d\eta \quad (5-2)$$

$P(\eta)$ 之分佈特性由一次力矩函數至四次力矩函數決定：

$$\mu_1 = \int_{-\infty}^{\infty} (\eta - \bar{\eta}) P(\eta) d\eta$$

$$\mu_k = \int_{-\infty}^{\infty} (\eta - \bar{\eta})^k P(\eta) d\eta$$

μ_1 稱為一次力矩函數，等於 η 之平均值； μ_2 為二次力矩函數，為 η 之變異數 $\frac{E}{2}$ ； μ_3 三次力矩函數用於計算分佈曲線之歪度 (skewness) $\sqrt{\beta_1}$

$$\text{即 } \sqrt{\beta_1} = \mu_3 / (\mu_2)^{\frac{3}{2}}$$

μ_4 四次力矩函數決定分佈曲線之尖度 (Kurtosis) β_2

$$\text{即 } \beta_2 = \mu_4 / (\mu_2)^2$$

如波形 $\eta(t)$ 屬於完全 Gauss 分佈，則 $P(\eta)$ 對於 $\eta = 0$ 成對稱分佈， $\mu_1 = \mu_3 = 0$ ， $\mu_2 = \frac{E}{2}$ ， $\mu_4 = \frac{3E^2}{4}$ ，故 Gauss 分佈之歪度及尖度為

$$\sqrt{\beta_1} = 0, \quad \beta_2 = 3 \quad (5-3)$$

實際之風浪情形，由於某種特定周波數特別發達，或因碎波等其他非綫性型之影響，其波形常呈 Gram-Charlier 分佈，即

$$P(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k_2}} e^{-\frac{\eta^2}{2k_2}} \left[1 + \frac{1}{6} \lambda_3 \left(\frac{\eta^3}{k_2^{\frac{3}{2}}} - \frac{3\eta}{k_2^{\frac{1}{2}}} \right) \right] \quad (5-4)$$

式中 $k_2 = \bar{\eta}^2$ ， $k_3 = \bar{\eta}^3$ ， $\lambda_3 = \frac{k_3}{k_2^{\frac{3}{2}}}$

其次，檢討波高之分佈情形。研究波高之分佈先由波峰波谷連成包絡綫 (envelope) 之分佈着手。包絡綫振幅 a 之分佈經由數理統計求得其結果為

$$P(a) = \frac{2}{E} a \exp\left(-\frac{a}{E}\right) \quad (5-5)$$

即 $P(a)$ 呈 Rayleigh 分佈

$$\text{又 } \bar{a} = \int_0^{\infty} a P(a) da = \sqrt{\frac{\pi E}{4}}$$

$$\overline{a^2} = \int_0^{\infty} a^2 P(a) da = E \quad (5-6)$$

假設二相鄰波峰波谷成對稱，即波高為

$$H \doteq 2a$$

由 (5-6) 式得 $\overline{H^2} = 4E$

均方根波高

$$H_{r.m.s.} = \sqrt{\overline{H^2}} = 2\sqrt{E} \quad (5-7)$$

改變 (5-5) 式中之變數 a 為波高 H 之變數，得波高之機率分佈為

$$P(H) dH = \frac{2H}{H_{r.m.s.}^2} \exp\left[-\left(\frac{H}{H_{r.m.s.}}\right)^2\right] dH \quad (5-8)$$

平均波高為 $\bar{H} = \int_0^{\infty} H P(H) dH = \sqrt{\frac{\pi}{4}} H_{r.m.s.} = 1.772 \sqrt{E}$

故 (5-8) 式可改寫為

$$P(H) = \frac{\pi}{2} \frac{H}{(H_{r.m.s.})^2} \exp\left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{H_{r.m.s.}}\right)^2\right] \quad (5-9)$$

令波高超過 H_a 之機率為 p_a ，則

$$\begin{aligned} p_a = P(H > H_a) &= \int_{H_a}^{\infty} P(H) dH = e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H_a}{H_{r.m.s.}}\right)^2} \\ &= e^{-\left(\frac{H_a}{H_{r.m.s.}}\right)^2} \end{aligned} \quad (5-10)$$

設大於 H_a 之波高其平均值為 H_a' ，則

$$\begin{aligned} H_a' &= \int_0^{\infty} H P(H > H_a) dH \\ &= \int_{H_a}^{\infty} \frac{2H^2}{H_{r.m.s.}^2} \exp\left[-\left(\frac{H}{H_{r.m.s.}}\right)^2\right] dH \\ &= 2H_{r.m.s.} \int_{H_a/H_{r.m.s.}}^{\infty} \mu^2 e^{-\mu^2} d\mu \end{aligned} \quad (5-11)$$

由 (5-11) 式積分得

$$\frac{\bar{H}_a}{H_{rms}} = \frac{H_a}{H_{rms}} \exp\left[-\left(\frac{H_a}{H_{rms}}\right)^2\right] + \sqrt{\frac{\pi}{4}} \int_0^{\frac{H_a}{H_{rms}}} e^{-\mu^2} d\mu \quad (5-12)$$

故 \bar{H}_a / H_{rms} 可以用 H_a / H_{rms} 之函數表示，其與 P_a 之關係如下表

P_a	$\frac{H_a}{H_{rms}}$	$\frac{\bar{H}_a}{H_{rms}}$	P_a	$\frac{H_a}{H_{rms}}$	$\frac{\bar{H}_a}{H_{rms}}$
0.05	1.73	1.986	0.50	0.836	1.256
0.10	1.52	1.810	0.60	0.715	1.177
0.20	1.27	1.591	0.70	0.597	1.102
0.30	1.10	1.455	0.80	0.463	1.031
0.33	1.04	1.416	0.90	0.324	0.961
0.40	0.94	1.348	1.00	0	0.886

由上表得

$$\left. \begin{aligned} H_{\frac{1}{10}} / H_{\frac{1}{3}} &= 1.270 \\ H_{\frac{1}{10}} / \bar{H}_{a,n} &= 2.032 \\ H_{\frac{1}{3}} / \bar{H}_{a,n} &= 1.598 \\ H_{rms} / \bar{H}_{a,n} &= 1.129 \end{aligned} \right\} \quad (5-13)$$

(5-13) 式為假設波譜為窄頻帶所得之理論值。其次再檢討最大波高之發生情形。

波高不超過 H_a 之機率為

$$\begin{aligned} P(H < H_a) &= 1 - P(H \geq H_a) \\ &= 1 - e^{-\left(\frac{H}{H_{rms}}\right)^2} \\ &= \Gamma(H) \end{aligned}$$

$$\text{故 } \frac{H}{H_{rms}} = \left[\lim \left(\frac{1}{1 - \Gamma(H)} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-14)$$

設觀測之波高總數為 N 個，其中有 $N\Gamma(H)$ 個波高不超過 H ， $N - N\Gamma(H)$ 個波高超過 H ，最大波高即為超過次數為 1 之波高，故

$$N - N\Gamma(H_{\max}) = 1$$

由 (5-14) 式得

$$\frac{H_{\max}}{H_{rms}} = \sqrt{\ell_n} \frac{N}{N - N\Gamma(H_{\max})} \doteq \sqrt{\ell_n N}$$

$$\text{故 } \frac{H_{\max}}{H^{\frac{1}{3}}} = 0.707 \sqrt{\ell_n N} \quad (5-15)$$

$$\frac{H_{\max}}{H_{sN}} = 1.13 \sqrt{\ell_n N} \quad (5-16)$$

最大波高 H_{\max} 與波數 N 之關係如下表所示

N	50	100	200	500	1000
$H_{\max}/H^{\frac{1}{3}}$	1.42	1.53	1.64	1.77	1.86
H_{\max}/\bar{H}_{sN}	2.27	2.47	2.62	2.83	2.98

有關週期之分佈，Bretschneider (1959) 由實測紀錄求得之週期分佈為

$$P(\tau) = 2.7 \frac{\tau^3}{(\bar{T})^4} \exp \left[-0.675 \left(\frac{\tau}{\bar{T}} \right)^4 \right] \quad (5-17)$$

参 考 文 献

1. Blackman, R.B. and J.W. Tukey: The Measurement of Power Spectra, Dover Publications, New York, 1958.
2. Bretschneider, C.L.: Wave Variability and Wave Spectra for Wind-Generated Gravity Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 118, 1959.
3. Longuet-Higgins, M.S.: On the Statistical Distribution of the Height of Sea Waves, J. Mar. Res., 11, No. 3, 245-266, 1952.
4. Pierson, W.J., Jr.: Wind-Generated Gravity Waves, Advances in Geophysics, vol. 2, New York, Academic Press, 93-178, 1955.
5. Putz, R.R.: Statistical Distribution for Ocean Waves, Trans. Amer. Geophy. Union, vol. 33, No. 5, 685-692, 1952.
6. Rice, S.O.: Mathematical Analysis of Random Noise, The Bell System Tech. Jour., vol. 23, 282-332, 1944 and vol.24, 46-156, 1945.
7. St. Denis, M. and W.J. Pierson, Jr.: On the Motions of Ships in Confused Seas, Trans. Soc. of Naval Architects and Marine Engineers, vol 61, 280-357, 1953.
8. Tukey, J.W.: The Sampling Theory of Power Spectrum Estimates, Sym. on Application of Autocorrelation Analysis to Physical Problems, Woods Hole, Mass., 1949.