

# 波打ち帯における波動場について

## Wave Motion in Swash Zone

浅野 敏之

Toshiyuki ASANO

### 1 はじめに

波が打ちては引き返す波打ち帯は、私たちが海岸を散歩するときにも観察できる親しみのある空間であるが、漂砂を含めたその水理は意外に難しい。その理由の一つは、波の遡上・流下に伴って没水・干出を繰り返すため、静水深を中心に水位が変動するとする通常の波動理論の取り扱いができないことにある。

波打ち帯は漂砂運動の活発な領域でもある。図-1は平面水槽内で沿岸漂砂量を測定した Kamphuis(1991)の実験結果の1例である。この研究で、沿岸漂砂の最大値が砕波点付近やや岸よりに存在すると従来考えられてきたことが、波打ち帯にも別の大きなピークが存在することが示された。同じ結論はこの研究より少し前の現地実験・平面水槽実験でも報告されていた (Bodge-Dean;1987、White-Inman; 1989)。汀線後退や浜崖の形成などの侵食現象には波打ち帯での波動運動・漂砂運動が直接関与するため、本課題は海岸侵食機構の解明につながる重要な課題と言える。

本稿では、まず波打ち帯における流体運動を記述するものとして、一様勾配斜面上の波動理論について説明する。記述は1次元から平面2次元へと展開し、理論・数値解析・実験によって得られたこれまでの知見を整理する。実際の砂浜海浜上の遡上・流下運動を議論するためには、砂浜地盤内への浸透・地盤からの滲出についても考察の対象とされなければならない。波打ち帯における漂砂・地形変化の研究も視野に含めて、現在までの研究の到達点と今後進めるべき研究課題について述べる。

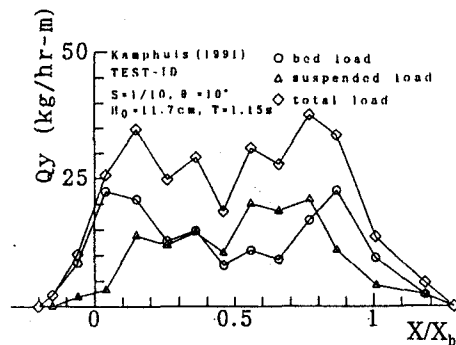


図 1: 沿岸漂砂量の岸沖分布 (Kamphuis; 1991) ( $X$ は岸沖方向座標、 $X_b$ は砕波点位置、 $Q_y$ は沿岸漂砂量)

### 2. 波打ち帯の波動理論

#### (1) 一様勾配斜面上の線形重複波理論 (Lamb; 1932)

波打ち帯では水深が非常に浅いため、周期数秒の風波に対しても長波理論が適用できる。実際の波打ち帯の波は、遡上端先端に渦を含み、先行打ち上げ波の戻り流れの影響を受けるが、非碎

波状態とすれば最も基本的な記述式は、以下に示す一様勾配斜面上の線形長波方程式となる。すなわち、微小な水面の鉛直変位 $\eta$ と水平流速 $u$ に対して、微小距離 $\Delta x$ 離れた2つの鉛直断面を通過する流量の差が、水位上昇を生じさせることを表す連続の式、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

と、局所慣性項と水位変化による圧力勾配のバランスを示す運動方程式、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

で記述できる。ここに、 $t$ は時間、 $x$ は沖向きを正とした水平方向座標、 $g$ は重力加速度、 $h$ は水深である(図-2)。上式より $u$ を消去すると、

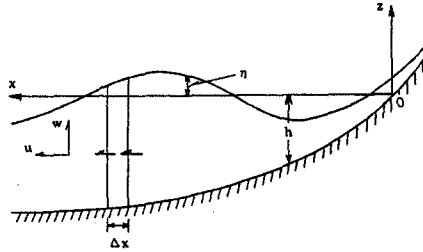


図 2: 座標系

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial \eta}{\partial x} h \right\} = 0 \quad (3)$$

となる。海底を一様勾配斜面とすると、 $h = sx$  ( $s$ は斜面勾配) で表される。水位変動 $\eta(x, t)$ を $x$ と $t$ に変数分離し、時間部分を $\cos \omega t$ ,  $\sin \omega t$ とすると、空間部分の記述式は次式のベッセルの微分方程式となる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ x \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\} + \frac{\omega^2}{gs} \eta = 0 \quad (4)$$

水位変動 $\eta$ に関する解は、反射率を $K_r$ とすると以下の式で与えられる(仲山・水口;1994)。

$$\eta = -A \left[ \frac{1+K_r}{2} J_0 \left( 2\omega \left( \frac{x}{sg} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \sin \omega t - \frac{1-K_r}{2} Y_0 \left( 2\omega \left( \frac{x}{sg} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \cos \omega t \right] \quad (5)$$

ここに、 $J_0, Y_0$ はそれぞれ0次のベッセル、ノイマン関数である。水平流速 $u$ は上式の $\eta$ を(2)に代入すれば求められ、1次のベッセル、ノイマン関数で表示される。自然海岸のような非一様勾配斜面上の長波は、海底地形を多段の直線勾配斜面で近似し、上述の基本解を各勾配の接点で水位と流速を連続させることにより記述できる(水口ら;1983, 小川・首藤;1984)。

## (2) 一様勾配斜面上の非線形重複波理論 (Mei;1983, 仲山・水口;1994)

Carrier-Greenspan(1958)の解は、一様勾配斜面上の非線形長波方程式の理論解であり、厳密解であることから遡上に関する数値解の妥当性を検定する際にも良く用いられる。基礎方程式は次式のような非線形浅水長波方程式である。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial[u(h+\eta)]}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

この方程式を特性曲線法を用いて解くために次のように修正する。

$$\frac{\partial(\eta+h)}{\partial t} + \frac{\partial[u(\eta+h)]}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial(\eta+h)}{\partial x} = g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (9)$$

いま、波速  $C = \sqrt{g(\eta+h)}$  を導入し (8), (9) を変形すると、以下の特性式が得られる。

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm C) \frac{\partial}{\partial x} \right] [u \pm 2C] = gs \quad (10)$$

特性曲線  $C_+$ ,  $C_-$  上で次式に示す  $\alpha$ ,  $\beta$  が一定となる (Riemann 不変量)。

$$u + 2c - sgt = \alpha \quad \text{on } C_+ : \frac{dx}{dt} = u + c \quad (11)$$

$$u - 2c - sgt = \beta \quad \text{on } C_- : \frac{dx}{dt} = u - c \quad (12)$$

以下、変数変換を導入し変形を続けていくと、(6), (7) は最終的に次式の“流れ関数”  $\psi$  に対する線形方程式に帰着される。

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \sigma \frac{\partial \psi}{\partial \sigma} \right) - \sigma \frac{\partial^2 \psi}{\partial \lambda^2} = 0 \quad (13)$$

ここに、 $\lambda$ ,  $\sigma$  は Riemann 不変量  $\alpha$ ,  $\beta$  の和と差で

$$\lambda = 2(u - mt), \quad \sigma = 4C \quad (14)$$

である ( $m = sx$ )。

これより水位変動  $\eta$  は

$$\eta = -s \left( \frac{u^2}{2m} + \frac{1}{4} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right) \quad (15)$$

流速  $u$  は

$$u = -\frac{m}{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma} \quad (16)$$

で得られる。ただし、これらは  $(\sigma, \lambda)$  座標上の解であり、実座標上の解を得るには  $(\eta, u; \sigma, \lambda)$  の多数組の解を求め、変数の逆変換より  $(x, t)$  上での  $\eta, u$  を求める手続きが必要である (仲山・水口; 1994)。

$\psi$  に周期解を仮定し、沖側 ( $x \rightarrow \infty$ ) で (5) に示した線形長波方程式の重複波解に漸近することを考慮すると、

$$\psi = \frac{8g}{\omega} A \left[ \left( \frac{1+K_r}{2} \right) J_0 \left( \frac{\omega}{2m} \sigma \right) \cos \left( \frac{\omega}{2m} \lambda \right) + \left( \frac{1-K_r}{2} \right) Y_0 \left( \frac{\omega}{2m} \sigma \right) \sin \left( \frac{\omega}{2m} \lambda \right) \right] \quad (17)$$

となる。ここに、 $A$  は振幅、 $\omega = 2\pi/T$  は角周波数である。上式で  $K_r = 1$  とすれば、完全重複波の解が得られる。図-3 は式 (17) で  $K_r = 1$  としたときの水面形を図示したものである。

(15), (16), (17) によって水位変動  $\eta$ , 水平流速  $u$  を求めると次式となる。

$$\eta = A J_0 \left( \frac{\omega \sigma}{2m} \right) \sin \left( \frac{\omega \lambda}{2m} \right) - \frac{8g}{\sigma^2} A^2 J_1^2 \left( \frac{\omega \sigma}{2m} \right) \cos^2 \left( \frac{\omega \lambda}{2m} \right) \quad (18)$$

$$u = \frac{4g}{\sigma} A J_1 \left( \frac{\omega \sigma}{2m} \right) \cos \left( \frac{\omega \lambda}{2m} \right) \quad (19)$$

また遡上波形  $\eta_s$ , 汀線での流速  $u_s$  は  $\sigma \rightarrow 0$  の極限を取ることで次式で得られる。

$$\eta_s = x(0, \lambda) = \frac{A}{s} \left[ -\sin \left( \frac{\omega \lambda}{2m} \right) + 2gA \left( \frac{\omega \sigma}{2m} \right)^2 \cos^2 \left( \frac{\omega \lambda}{2m} \right) \right] \quad (20)$$

$$u_s = u(0, \lambda) = \frac{gA\omega}{m} \cos\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) \quad (21)$$

また、Carrier-Greenspan の解は浅水域のみ成立するため、入射波と接続する必要がある。すなわち、この解を沖側に漸近させる一方、沖側で成立する緩勾配斜面面上の進行波解を岸側に漸近させて接続する。この結果、(17) の振幅  $A$  は次式となる。

$$A = \frac{A_c}{K_s} \left(\frac{2\pi}{s}\right)^{1/2} \quad (22)$$

$A_c$ : 接続点での振幅、 $K_s$ : 浅水係数である。

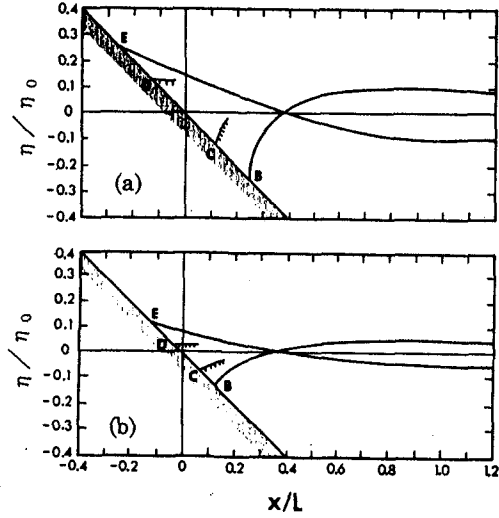


図 3: Carrier-Greenspan(1957) の解より計算される水面波形 (Mei;1989) (E 点  $\frac{\omega\lambda}{2m} = \frac{\pi}{2}$ , B 点  $\frac{\omega\lambda}{2m} = \frac{3\pi}{2}$  (a)  $A/\eta_0 = 1$ , (b)  $A/\eta_0 = 1/2$ ,  $L = 4gs/\omega^2$ ,  $\eta_0 = 4gs^2/\omega^2$ )

### 3. 碎波後の遡上波

#### (1) 遡上波に関する実験的な知見

斜面上で碎波する場合には、碎波自体が持つ変動性、先行波の戻り流れとの干渉、来襲波が不規則波の場合は波打ち帯での前後の波の干渉が生じ、非碎波の場合のような理論的なアプローチが難しくなる。

規則波の最大遡上高（打ち上げ高） $R_{max}$ を評価する際に、よく用いられるのは次式に示す Hunt(1959) の式である。

$$R_{max}/H = \xi \quad 0.1 < \xi < 2.3 \quad (23)$$

ここに、 $\xi = s/\sqrt{H/L_0}$  は surf similarity parameter,  $H$  は斜面のり先波高、 $L_0$  は沖波波長である。ただし、Hunt の式はもともと堤防斜面への遡上高の検討結果から得られたものであり、斜面勾配  $s$  は 1/10 以上を対象としたものである。また、Battjes(1974) の実験式によると、波打ち帯幅  $\Delta R$  を最大遡上点  $R_{max}$  と最降下点  $R_{min}$  の差と定義すると、surf similarity parameter と次の関係で結ばれる。

$$\Delta R/H = 0.4\xi^2 \quad (24)$$

遡上波先端位置  $x(t) = s \cdot R(t)$  は、流体塊の剛体的な運動を仮定すると、次式のような放物運動となる。

$$x = -\frac{1}{2}gs \cdot t^2 + u_0 \cdot t \quad (25)$$

ここに、 $u_0$  は遡上開始点における段波の流速である。

不規則波の遡上については、波別解析法で定義される個々波に対して規則波の遡上高の関係式を適用し、不規則波の遡上高の確率密度関数を求める方法がある（樺木ら、1976）。こうした扱いは入射波と遡上波が 1 対 1 に対応することが前提となっている。しかし、緩勾配斜面においては波高の大きな先行波の戻り流れによって、後続波の遡上を妨げたり、逆に先行波より後続波の波高が大きいたときには後続波が追いついて合体现象を示す。すなわち、遡上域での吸収・合体现象による波の一体化で遡上波は長周期化していく。間瀬ら（1983）は室内実験データから、遡上波の数  $N_R$  と入射波の数  $N_I$  の比を surf similarity parameter によって以下のように整理した。

$$N_R/N_I = \begin{cases} 0.72\xi^{0.58} & \xi \leq 0.91 \\ 0.70\xi^{0.28} & 0.91 < \xi \leq 3.57 \\ 1.0 & 3.57 < \xi \end{cases} \quad (26)$$

久保田ら（1992）は、遡上波先端を放物運動として扱うことにより、波の吸収・合併が起こる条件を、遡上開始点での前後の波の波峰高を変数とする記述式を提案した。また、遡上波・反射波の波高・周期の分布モデルは、実測値をよく説明することを示した。ただし、式（25）の  $u_0$  を求める際に遡上開始点を定める必要があるが、不規則波ではこの決定に多少曖昧さが混入する。

最近、こうした波の吸収・合併によって遡上波全体としての長周期化が起こり、これが浅海域での長周期波の発生機構の 1 つになりうることを検討した研究が行われている。間瀬・小林（1993）は 2 成分合成波を用いた室内実験と、非線形長波方程式による数値シミュレーションで、Watson ら（1994）は、包絡波群を用いた室内実験と数値シミュレーションによって、長周期波の発生を確認している。松井・水口（1994）は、長周期化した遡上波は汀線で反射され、反射波にも長周期化が認められるかを水理実験により検討している。

(2) 数値解析による研究 — 特に波先端の取り扱いについて

砕波後の遡上波を再現する数値解析モデルもいくつか発表されている（例えば佐藤・Kabiling, 1994）。この方面の研究は砕波帯内の波浪場の計算モデルを波打ち帯をも含めた形に拡張する方向で進められており、波打ち帯固有の問題としては波の遡上・流下に伴う汀線位置の移動境界の取り扱いがポイントとなる。よく用いられるのは、水陸境界点における水位の高低により汀線位置を移動させるものである（例えば岩崎・真野, 1979）。すなわち、水陸境界点での水位が陸側格子の地盤高より低い場合は線流量を 0 とし、高い場合は線流量を運動方程式から計算し、水陸境界を 1 格子分陸側に移動させる。この移動時には水面勾配が正確にはわからず何らかの近似が必要となり、いくつかの方法が提案されている（藤間, 1994）。この方法では 1 タイムステップで 1 格子しか移動させることができず、計算時間がかかるが、簡便で津波遡上計算などで実績のある方法である。ただし、海陸境界点と格子点が一致しないので、平面 2 次元計算では境界条件を正しく考慮できないこと、外挿操作を必要とするために精度が落ちるなどの問題がある。磯部・藤城 (1997) は、岩崎・真野の先端条件は厳密には質量保存を満たしていないことを指摘し、平面 2 次元に適用できる新たな波先端の計算手法を提案し、非線形長波理論解との比較からその妥当性を確認している。

勾配が緩やかな低平地に高潮や潮汐などが氾濫する場合には先端の移動距離が大きいため、計算領域が時間的に変化することを考慮して座標変換により計算格子を時間依存で切り直した方が有利な場合もある。Johns ら (1981, 1982) は、遡上端  $b_1(y, t)$  が時間  $t$  および沿岸方向  $y$  に変化するときの高潮遡上問題を、次のような座標変換を導入して解析した (図-4)。

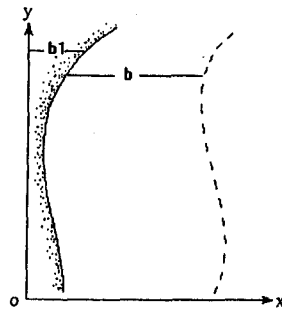


図 4: Johns ら (1981, 1982) の移動境界の扱い

$$\xi = \frac{x - b_1(y, t)}{b(y, t)} \quad (27)$$

ここに、 $b(y, t)$  は遡上端  $b_1$  と計算領域沖側端  $b_2$  の距離  $b(y, t) = b_2(y) - b_1(y, t)$  である。この座標変換により遡上端は  $\xi = 0$  となり沖側端は  $\xi = 1$  となる。汀線位置の運動学的境界条件は次のように簡明に表される。

$$u = \frac{\partial b_1}{\partial t} + v \frac{\partial b_1}{\partial y} \quad \text{at } x = b_1(y, t) \quad (28)$$

独立変数は、 $(x, y, t)$  系から  $(\xi, y, \tau = t)$  系となり基礎式を変換する必要がある。直交曲線座標系を導入し解適合格子を用いる方法も提案されている (Shi and Sun; 1995)。

解適合格子法は平面 2 次元では海陸境界条件を厳密に考慮でき、遡上端付近の水利を解析する上では有効な方法であるが、境界移動と共にすべてのメッシュ地点の水深も時々刻々変化するこ

となる。漂砂や地形変化を計算する上ではセル間を通過する漂砂量フラックスの計算などに面倒な手続きが生じてしまう。

#### 4. 平面2次元波打ち帯の波動理論

本稿の最初で述べたように、沿岸漂砂量の双峰型極大値の1つが波打ち帯に存在する。この沿岸漂砂量を定量的に評価するためには、その外力である沿岸流速の表示式を導出する必要がある。そのために、前節で述べた非線形長波理論を斜め入射波の作用下での平面2次元問題へと拡張し、その時間平均量から沿岸流速をはじめとする平均量の表示式を求める。この問題に対してはいくつかの理論研究・数値解析研究がなされてきた (Ryrie;1983, 浅野;1994, Brocchini-Peregrin;1996)。

沖境界から $\theta_B$ の角度で入射する平面2次元問題を考えると (図-5)、(6),(7) に対応する基礎式は次式となる。

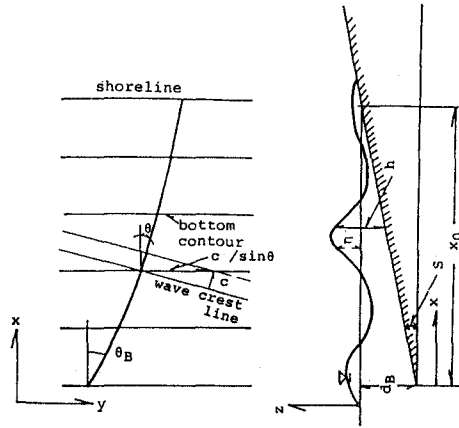


図 5: 平面2次元座標系

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial(ud)}{\partial x} + \frac{\partial(vd)}{\partial y} = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\tau_{b,x} \quad (30)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = -\tau_{b,y} \quad (31)$$

ただし、上式の右辺には底面摩擦項 $\tau_b=(\tau_{b,x}, \tau_{b,y})$ を加えた。ここに、 $d$ は全水深で、静水深 $h$ と水位変動 $\eta$ の和で表される。すなわち、

$$d(x,t) = h(x) + \eta(x,t) \quad (32)$$

Ryrie(1983) は、次式で示す擬時間 (psuedo-time) $\hat{t}$ を導入し、 $t, y$  2つの独立変数を一つの独立変数 $\hat{t}$ にまとめることによって、平面2次元問題を岸沖方向と沿岸方向とに分離した1次元的に解析する手法を提案した。

$$\hat{t} = t - \frac{\sin \theta_B}{C_B} y \quad (33)$$

ここに、 $C_B$ ,  $\theta_B$ は、それぞれ砕波点における波速、波向き角である。沿岸方向に地形が変化しないことを仮定しているので、沿岸方向に  $C/\sin \theta$  (Snell の法則から  $C_B/\sin \theta_B$  に等しい) で移動する観測者から見れば現象は  $y$  方向に無関係となる。入射角が小さいとしてこれを微小パラメータ  $\epsilon$  に使うと、最低次の  $O(\epsilon)$  では平面 2 次元の非線形長波の基礎方程式は、次に示す cross shore と alongshore の 2 つの方程式に帰着される。

$$\frac{\partial u'}{\partial \hat{t}} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial d'}{\partial x} + s' + \frac{f u' |u'|}{d'} = 0 \quad (34)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial \hat{t}} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial d'}{\partial \hat{t}} + \frac{f |u'| v'}{d'} = 0 \quad (35)$$

ただし、 $f$  は底面摩擦係数で、上付きの ' は無次元量であることを示す。(34) は汀線に直角入射する式と同型になる。よって入射角を持って汀線へ遡上する場合も、 $u'$  と  $v'$  の相互干渉は考慮する必要が無く、(34) で  $u', d'$  を求めてしまえば、(35) より沿岸流速  $v'$  は分離されて計算できることになる。

浅野(1994) は、この方程式を Hibbert-Peregrine(1979) が提案した数値粘性を含む Lax-Wendroff scheme で計算し、波打ち帯における沿岸流速・沿岸流量などの特性について考察した。これについては次節で説明する。

Brocchini-Peregrine(1996) は、Carrier-Greenspan 解を斜め入射波への拡張し、波打ち帯における沿岸方向の質量・運動量・エネルギー流束など平均量の解析的表示を求めている。こうした波打ち帯内の沿岸方向の平均量は、砕波帯内のそれと接続されなければならない。見方を変えれば、常には水中に没していない波打ち帯における平均量の特性が、それより沖側にある砕波帯内の平均量に境界条件として支配することになる。常には水面下に無いことで、"net" としての沿岸方向輸送量が有意に生じてくるわけであるが、Brocchini らはこの輸送と、断面 2 次元で考えた場合の波谷レベルより上で生じる drift velocity との類似性を指摘している (図-6)。

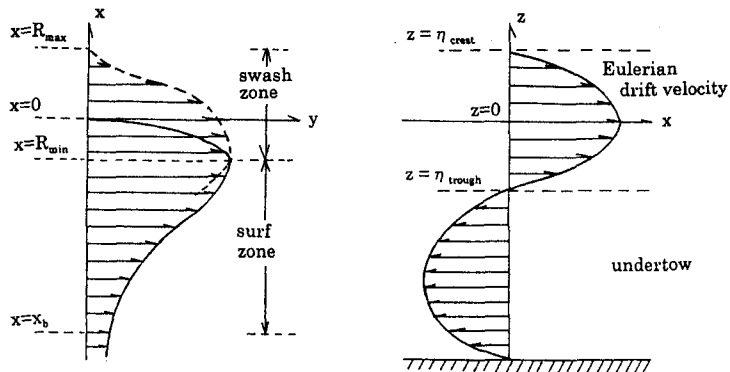


図 6: 平面 2 次元的に見た波打ち帯の流れと Eulerian drift velocity とのアナロジー

undertow 流速が上部の drift velocity に密接に関わるように、砕波帯内の沿岸流流速も波打ち帯の沿岸流流速に大きく支配されようが、これに関する研究は現在のところ萌芽段階に止まっている。

以上の研究は一様勾配斜面の上の波の理論であったが、Fujii-Kyoto(1998)は海底地形が一様勾配より摂動を有する場合の解を、multiple-perturbation method により導いている。

## 5. 波打ち帯における水粒子速度の特性

本節では波打ち帯の水粒子速度の特性を理解するために、筆者(1994)が数値計算によって求めた結果を示し、こうした特性が砕波帯全体の流速場や漂砂の特性にどのように関与するかを考察する。図-7はその結果の一例で、上段から順に沿岸方向流速  $v$ 、岸沖方向流速  $u$ 、水位変動  $\eta$  の空間波形を示したものである。計算条件はKamphuis(1991)の実験に近い条件を与えた。また、結果は理解を容易にするためすべて次元量で示している。最下段の図より wave set-up が生じて汀線が静水時汀線  $x = x_0$  より岸側に移動していることがわかる。最上段の沿岸方向流速の図から静水時汀線を挟む波打ち帯において、有意な大きさの沿岸方向平均流が存在することが示されている。

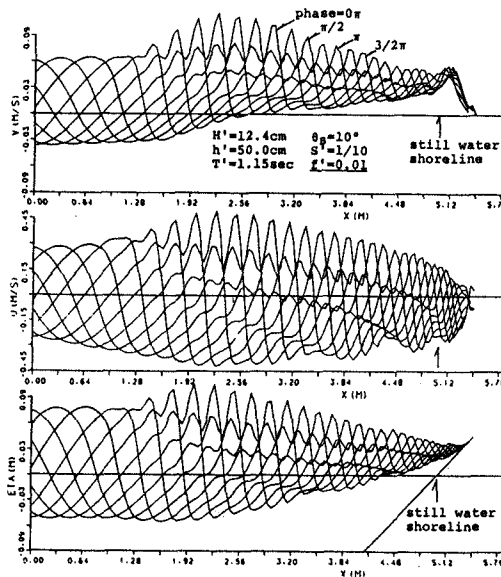


図 7: 沿岸方向流速（上段）、岸沖方向流速（中段）、水位変動（下段）の空間波形

次に、計算された沿岸流速  $v$  の特性を調べるため、 $v$  の時間波形の極大値  $v_{peak}$ 、 $v$  の時間平均値  $v_{mean}$  および沿岸流流量  $Q = \overline{vd}$  の岸沖方向分布を計算した。図-8は、斜面勾配  $S$  をパラメータとした結果で、横軸は静水時の一様勾配海浜の計算領域幅  $x_0$  で無次元化している。図より、斜面勾配が大きくなるとすべての沿岸流速の特性量は大きくなり、その極大値は初期汀線に近づくことがわかる。

図-9は初期汀線からの距離  $(x - x_0)/x_0 = -0.2$  と  $0.0$  における水位変動  $\eta$ （下段）、流速ベクトル  $\mathbf{v}$ （中段）および単位幅当たりの流量フラックス  $Q$ （上段）の時間波形を調べたものである。中段の  $\mathbf{v}$  の結果を見ると、峰位相では波は汀線に角度を持って遡上するが、谷位相では沿岸方向成分は小さくほぼ汀線に直角下方に流下することがわかる。この流れの性質は、波打ち帯におけるジグザグ漂砂を形成する要因と考えられる。また、遡上時には岸側に打ち上がった水塊が流下時には薄い水深で戻るため、全位相を通じて  $\mathbf{v}$  の結果を見ると、遡上時に比べ流下時の流速の方

が大きくなる事がわかる。この結果に基づいて岸沖方向の漂砂を考えると、波打ち帯内の底質は沖向きに輸送されることを意味することになる。

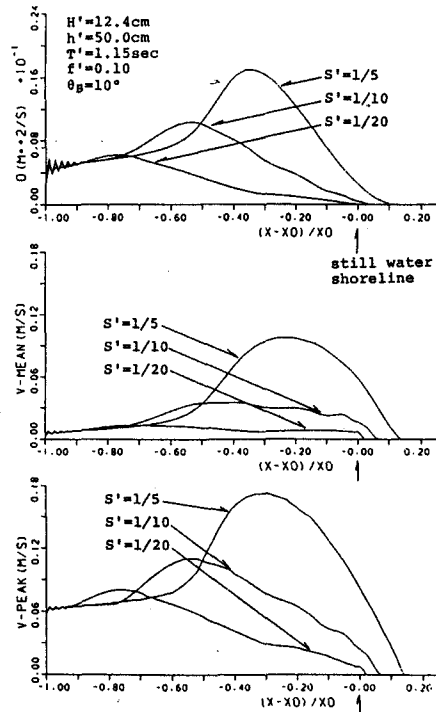


図 8: 沿岸流量  $Q$  (上段)、沿岸方向流速の平均値  $v_{mean}$  (中段)、最大値  $v_{peak}$  (下段) の空間波形

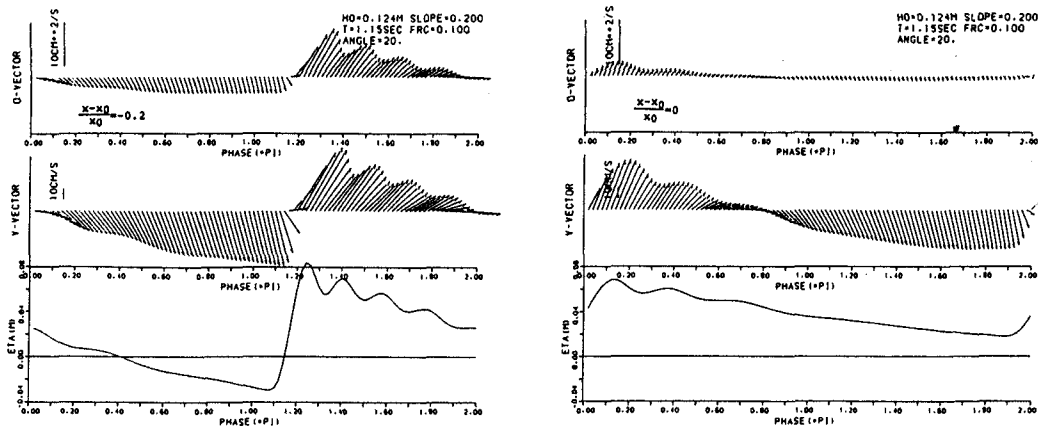


図 9: 水位変動  $\eta$ , 流速ベクトル  $v$ , 流量フラックス  $Q$  の時間変化

## 6. 波打ち帯の流れ場に与える砂浜地盤の浸透・滲出の効果

遡上波によって打ち上げられた水塊が乾燥した砂浜地盤に浸透し、流下時には逆に砂浜地盤内から滲出することによって back wash の流れを加速することは、容易に観察できる現象である。ある程度の潮差があると、上げ潮時と下げ潮時で砂層地盤内への浸透・滲出の様子が顕著に異なり、海面と地下水面との相違が現象を支配していることがわかる。この浸透・滲出現象は前浜の砂移動に大きな影響を与えるため、これまでに多くの研究が行われている (例えば, Harrison et al.;1971, Hughes et al.; 1997, Turner-Masselink; 1998)。しかし、砂層内への浸透・滲出流速を包含して波打ち帯流体場を理論的に記述することはそれほど容易ではない。その理由は、砂浜斜面上での地下水面と遡上波の水面とが連続的に移り変わらないためである。このことは、落潮時に滲出してくる水が波の遡上高よりはるか上方から始まり、砂浜に rill mark を刻むことから理解できることである。別の角度から言えば、遡上波の運動は平常時で数mから数10m 程度の幅を数秒から10秒程度の周期で打ち返す速度を持っているのに対し、砂浜地盤内の浸透流速は細砂の透水係数が0.015cm/s程度から推測できるように緩慢な速度を有するという相違があり、両者の運動の接続が難しくなる。

落潮時の back wash の加速による侵食の促進や、上げ潮時の堆積の促進がどの程度前浜の地形変化を支配しているかを理解することは重要であり、いくつかの理論モデルが提案されている。その中には、波の周期より長い時間スケールで地下水が滲出し前浜砂を流出させる現象を想定したモデルもあるが (例えば Dominick et al.;1971, 佐藤ら;1986)、それらは砂地盤内の浸透流解析であり波の運動は直接には考慮していない。ここでは、斜面上の遡上波の運動に砂層内への浸透・滲出を考慮した Kobayashi et al.(1990) のモデルを紹介する。

図-10に示すように、 $h_p$ の厚さをもつ透水斜面上の波を考える。波動運動の記述式は以下のとおりである。

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(ud) = -q_b \quad (36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(du) + \frac{\partial}{\partial x}(du^2) + g d \frac{\partial \eta}{\partial x} = -(1/2)f |u| u - u_b q_b \quad (37)$$

上式中の記号の意味は式(29),(30)に示したものと同じであり、 $d = h + \eta$ は全水深、 $\eta$ は静水面

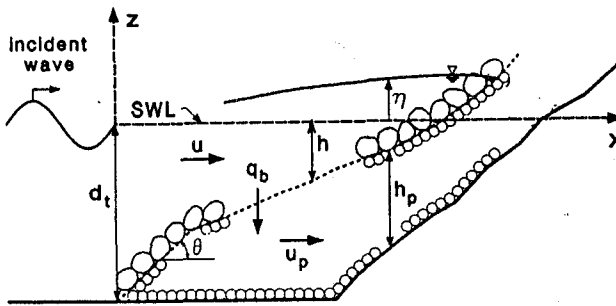


図 10: 透水性斜面上の遡上波のモデル (Kobayashi-Wurjanto;1990)

から測った水位変動量である。式(29),(30)と比較してみると、式(36)の右辺には透水性斜面を通過する流入流量フラックス  $q_b$  が導入され、また式(37)の右辺第2項には浸透斜面内に流入する流体塊による水平方向運動量が考慮されている ( $u_b$ は透水斜面の境界における水平流速である)。

一方、透水斜面内の流体運動の記述式として Kobayashi らは次式を考えた。

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_p u_p) = q_b \quad (38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(h_p u_p) + \frac{1}{n_p} \frac{\partial}{\partial x}(h_p u_p^2) - u_b q_b = -g n_p h_p \frac{\partial \eta}{\partial x} - R \quad (39)$$

ここに、 $u_p$ は鉛直方向に平均された透水層内部の水平流速、 $n_p$ は間隙率、 $R$ は砂層内の浸透流に対する流体抵抗を示す。

さて、式(37),(39)中の $u_b$ については、浸透時( $q_b > 0$ )と滲出時( $q_b < 0$ )で次のように分けて与えている。

$$u_b = u, \quad \text{for } q_b > 0 \quad (40)$$

$$u_b = u_p/n_p \quad \text{for } q_b < 0 \quad (41)$$

これによって未知数は $h, u, u_p, q_b$ となり、式(36)～(39)から解けることになる。ただし、式(40)、式(41)の仮定では、 $u_b$ が $q_b$ の符号変化とともに不連続に変化することになる。また、Kobayashiらのモデルでは透水層内の地下水面の位置がはっきりせず、式(38)の連続式に本来必要な $\partial h_p / \partial t$ 項が脱落している。これは、斜面上の波の水位と透水層内の水位が一致しないことを許容するために導入されたのであろうが、透水層内の水位が曖昧であると式(40)、式(41)で $u_b$ を正確に求めることができなくなる。

丸尾ら(1995)は、Boussinesq方程式を波の基礎式として透水層上の遡上波の流速場を記述するモデルを提案した。彼らは図-11に示すように計算領域を3分割しており、領域3においては透水層内での自由水面変位 $\eta_p$ の変動を考慮している。領域2と領域3における基礎式は次式に示す連続式とDarcy則である。

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_p u_p) = q_b, \quad q_p = k_p \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (\text{region-2}) \quad (42)$$

$$n_p \frac{\partial \eta_p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(h_p u_p) = 0, \quad q_p = k_p \frac{\partial \eta_p}{\partial x} \quad (\text{region-3}) \quad (43)$$

ここに、 $k_p$ は透水係数である。 $u_b$ と $u_p$ の関係は、Kobayashiらと同様に浸透時と滲出時で分けて

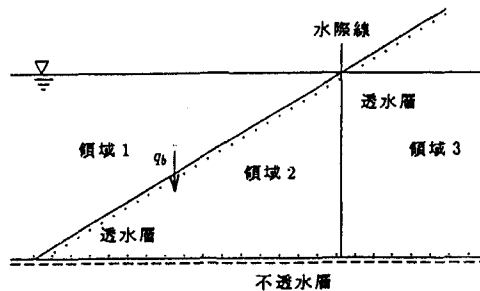


図 11: 透水性斜面上の遡上波モデルにおける計算領域分割 (丸尾ら; 1995)

考えている。丸尾らのモデルでは透水層内での自由水面変位を考慮した点で精度を向上させてものの、遡上端先端の波による流れと透水層内流れの接続状況は依然として不明確である。Kobayashiら、丸尾ら共に、論文中には接続状況を明示する計算結果を示していない。

以上のように、不連続性を有する流体場をモデル化することは容易でないが、乾燥した砂層地盤に single bore が遡上するときの浸透流の特性とその遡上に及ぼす効果といった、簡単な状況下では正確な理論モデルを組み立てることができる。Packwood(1983)は、緩斜面上を遡上する波の砂地盤への浸透についての数値モデルを示した。彼は地盤内初期水位として静水時水面を延長した面を与え、鉛直方向の圧力勾配が水平方向のそれより卓越するために遡上した水塊による流れは鉛直方向成分のみを持つと仮定した。図-12は、浸透層上の遡上波の波形と砂層地盤内の

水塊の移動を示した計算結果である。図中、破線は不透過斜面上の解であり、実線は透過性を考慮した解である。これより、不透過斜面上の解では流下時に非常に薄い層の水塊が残るのに、浸透性斜面ではこれが消散していることがわかる。この薄層流は大きな backwash flow となるが、浸透性斜面ではこれが浸透によって無くなるために全体として流下流が減少し、砂移動に大きな影響を与える。この研究はモデルとしては簡単なものであるが、浸透による前浜斜面への砂の堆積機構を調べる際には有用なものとなろう。

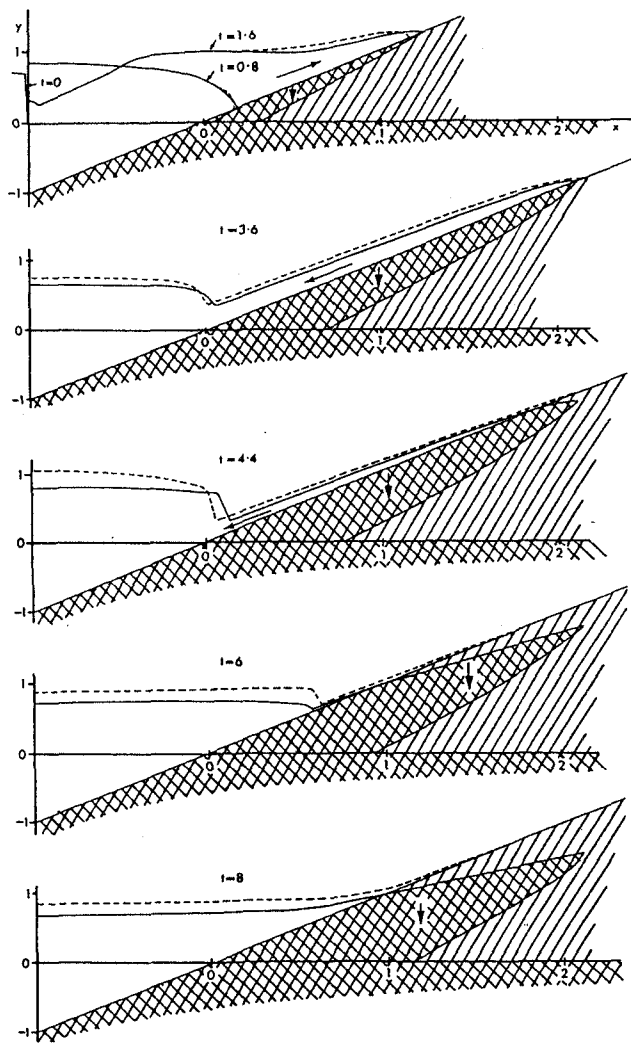


図 12: 透水性斜面上の遡上波の波形と砂層地盤内の水塊の移動（破線：不透過斜面上の解、実線：透過斜面上の解、Packwood ; 1983）

## 7. まとめ

今年の水工研修会の総合テーマは「海岸工学における波動問題」であり、本稿では、波打ち帯の波動運動に限定して最近の研究を紹介した。したがって、波打ち帯の漂砂・地形変化の特性については述べるができなかった。漂砂問題の1つのアプローチとして、5節で説明した波打ち帯の水粒子速度の時系列を外力として、波打ち帯に置かれた単一球形粒子の運動を追跡し、適切な算定モデルから漂砂量を求める方法が考えられる(浅野・末富;1994)。ただし、不透過斜面を想定したこの計算では、流下時には遡上時に打ち上がった水塊が薄層状に戻るため大きな流速となり、それに付随してほとんどの計算ケースで岸向き漂砂量より沖向き漂砂量が上回り、穏やかな波の下での前浜 berm 地形の形成が説明できない結果となった。6節で示した砂地盤への浸透・滲出を考慮すれば、実際の漂砂現象をより説明する結果が得られよう。さらにこの漂砂量計算では非碎波の波による掃流砂のみを対象としており、碎波や引き波との干渉で生じる渦による砂の巻き上げ・輸送は考慮していない。こうした段波先端の渦や戻り流れとの干渉を考慮した流れ場は、波動運動の観点からも解明を進めるべき課題である。

また、前浜域の地形変化は必ずしも連続的にのみ進むのではなく、前浜勾配が急峻になると斜面の集合的な崩壊も発生する。これについては服部ら(1994,1995)によって実験的な研究が行われ、数値解析では波打ち帯の計算格子間の底面勾配が砂の安息角を越えるときの崩壊現象(avalanching effect)を組み込んだ Larson(1988), Kriebel(1990)のモデルが提案されている。こうした前浜斜面の崩壊や浜崖の形成は連続的な漂砂現象ではなく、土質力学的な知見も必要とする。

本稿の冒頭で、波打ち帯は渚を歩く際にも観察できる親しみのある空間ではあるが、その水理は意外に難しいと述べた。そこでの現象が乱れを伴う激しいものであること、多くの力学素因が介在することなどが理由として挙げられるが、砂層内水位と斜面上の水位の不連続性、地形変化の不連続性も解明を難しくする要因と考える。本稿がこの分野の研究の進展に僅かでも役立てば幸いである。

## 参考文献

- 浅野敏之(1994):斜め遡上波による波打ち帯の沿岸方向流れの解析、土木学会論文集、No. 503, II-29, pp. 129-137.
- 浅野敏之・末富博文(1994):斜め遡上波の下での波打ち帯の漂砂の解析、海岸工学論文集、第41巻、pp. 396-400
- 磯部雅彦・藤城 透(1997):ベンガル湾奥における高潮遡上計算、海岸工学論文集、第44巻、pp. 346-350.
- 岩崎敏夫・真野 明(1979):オイラー座標による2次元津波遡上の数値計算、第26回海岸工学講演会論文集、pp. 70-74.
- 小川由信・首藤伸夫(1984):非一様緩斜面上への規則波のうちあげについて、第31回海岸工学講演会論文集、pp. 88-92.
- 久保田進・水口優・竹沢三雄(1992):遡上・反射波分布の予測モデル、海岸工学論文集、第39巻、pp. 21-25.
- 郷農一之・有村盾一・服部昌太郎(1995):浜崖地形の形成機構、海岸工学論文集、第42巻、pp. 616-620.
- 佐藤道郎・浦上博行・西原克夫(1986):海岸地下水の滲出による前浜の砂流失、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 233-237.
- 佐藤慎司・M. B. Kabiling(1994):波打ち帯を含む3次元海浜変形の数値モデル、海岸工学論文集、第41巻、pp. 401-405.
- 榎木亨・岩田好一朗・森野彰夫(1976):緩斜面上への波の遡上特性について、第23回海岸工学講演会論文集、pp. 164-169.
- 仲山高志・水口優(1994):斜面上の有限振幅重複波理論解の実用性と越波問題への適用、中央大学理工学部紀要、第37巻、pp. 77-94.
- 服部昌太郎・掛川友行(1994):浜崖の形成過程と発生条件、海岸工学論文集、第41巻、pp. 546-550.
- 藤間功司(1994):境界での問題、「海岸波動」、III-2.3, 土木学会海岸工学委員会、pp. 234-240.
- 間瀬肇・小林信久(1993):Swash Oscillation の長周期変動、土木学会論文集、No. 461, II-22, pp. 49-57.
- 間瀬肇・土居宏行・岩垣雄一(1983):不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究、第30回海岸工学講演会論文集、pp. 114-118.
- 松井直也・水口優(1994):遡上域における波の吸収・合併と長周期変動、中央大学理工学部紀要、第37巻、pp. 65-76.
- 水口優・刈部好伸・堀田新太郎(1983):現地海浜における遡上波について、第30回海岸工学講演会論文集、pp. 109-113.
- Asano, T. (1994): Swash motion due to obliquely incident waves, Proc. 24th I. C. C. E., pp. 27-41.
- Battjes, J. A. (1974): Surf similarity, Proc. 14th I. C. C. E., pp. 466-480.

- Bodge, K.R. and R. G. Dean (1987): Short-term impoundment of longshore transport, *Proc. of Coastal Sediment '87*, pp. 468-483.
- Brocchini M. and D. H. Peregrine (1996) : Integral flow properties of the swash zone and averaging, *J. Fluid Mech.*, Vol. 317, pp. 241-273.
- Carrier, G.F. and Greenspan (1958) : Water waves of finite amplitude on a sloping beach, *J. Fluid Mech.*, Vol. 4, pp. 97-109.
- Dominick, T. F. and B. Wilkins (1971): Mathematical model for beach groundwater fluctuations, *Water Resource Research*, Vol. 7, No. 6, pp. 1626-1635.
- Fujii, S. and Kyoto H. (1998): Interaction of longshore currents in surf- and swash zones, *Inter. Conf. on Hydro-Dynamics*, Seoul, pp. 285-290.
- Harrison, W., C.S. Fang and S.N. Wang (1971) : Groundwater flow in a sandy tidal beach, 1. One-dimensional finite element analysis, *Water Resources Research*, Vol. 7, No. 5, pp. 1313-1322.
- Hibbert, S. and D.H. Peregrine (1979): Surf and run-up on a beach, A uniform bore, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 95, pp. 323-345.
- Hughes, M.G., G. Masselink and R.W. Brander (1997): Flow velocity and sediment transport in the swash zone of a steep beach, *Mar. Geol.*, Vol. 139, pp. 91-103.
- Hunt, I.A. (1959): Design of seawall and breakwaters, *J. of Waterw. Port, Coastal, Ocean Engrg.*, Vol. 94, No. 1, pp. 72-92.
- Johns, B., S.K. Dube, U.C. Mohanty and P.C. Sinha (1981): Numerical simulation of the surge generated by the 1977 Andhra cyclone, *Quart., Journ. Royal Meteorol. Soc.*, Vol. 107, pp. 919-934.
- Johns, B., S.K. Dube, P.C. Sinha, U.C. Mohanty and A.D. Rao (1982): the simulation of a continuously deforming lateral boundary in problems involving the shallow water equations, *Computers and Fluids*, Vol. 10, No. 2, pp. 105-116.
- Kamphuis, J. W. (1991) : Alongshore sediment transport rate distribution, *Proc. of Coastal Sediment '91*, pp. 170-183.
- Kobayashi, N. and A. Wurjanto (1990): Numerical model for waves on rough permeable slopes, *J. Coastal Research*, pp. 149-166.
- Kriebel, D.L. (1990): Advances in numerical modeling of dune erosion, *Proc. 22nd I.C.C.E.*, pp. 2304-2317.
- Lamb, H. (1932) : *Hydrodynamics*, 6th ed., pp. 185-186, Dover, p. 738.
- Larson, M. (1988): Quantification of beach profile change, *Lund Univ., Rep. No. 1008*, p. 293.
- Mei, C. C. (1983): *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley & Sons, p. 740, pp. 521-532.
- Packwood, A.R. (1983): The influence of beach porosity on wave uprush and backwash, *Coastal Engrg.*, Vol. 7, pp. 29-40.

- Ryrie, S. C. (1983): Longshore motion generated on beaches by obliquely incident bores, J. of Fluid Mech., Vol. 129, pp.193-212.
- Shi, F. and W. Sun (1995): A variable boundary model of storm surge flooding in generalized curvilinear grids, Int. Journ. Numerical Methods in Fluids, Vol.21, pp.641-651.
- Turner, I. L. and Masselink G. (1998): Swash infiltration-exfiltration and sediment transport, J. Geophys. Res., Vol.103, No.C13, pp.30813-30824.
- Watson, G., T.C.D. Barnes and D.H. Peregrine (1994): The generation of low-frequency waves by a single wave group incident on a beach, 24th I.C.C.E., pp.776-790.