

砕波帯内の海浜流・水位の時空間変動に関する数値実験

合田 良実*・水沢 達也**

1. まえがき

砕波帯内の平均水位が不規則に変動する現象はサーフピートとしてよく知られているが、海浜流もまた時間・空間的に著しく変動する。沿岸流の実例として佐藤・合田(1981, p. 184)に紹介されている Sato・Tanaka(1966)の観測結果でも、海浜流の時空間変動が明らかである。近年はより精密な現地観測によってこうした変動を解明する努力が始められている(Huntleyほか, 1981, Oltman-Shayほか, 1989など)。この原因として、Bowen・Holman(1989)は一様な沿岸流であってもシア不安定性によって流速変動が起きる機構を提案した。また、灘岡ほか(1993)はラディエーション応力の時空間変動によってシア不安定性が発達する機構をとりあげ、これを数値実験で確かめている。

しかし素直に考えれば、ラディエーション応力の時空間変動が直接に水位や海浜流の時空間変動を引き起こしているのであり、シア不安定性機構はこれを増幅しているものと推測される。本研究は、この解釈の妥当性を数値実験によって確かめるために行なったものである。

2. 数値実験の方法

(1) 方向スペクトル波浪の空間波形

先に著者ら(1992)は、方向スペクトルをもつ波浪が一樣傾斜海岸に斜めに入射するときの空間波形(水面上昇量 η の空間分布)を計算し、波峰長の変化や砕波状況について検討した。図-1は、そのときに発表した波峰の分布図である。本研究ではこの空間波形の計算方法をそのまま利用する。ただし、長周期変動の入力データを作成するため、計算条件を次のように設定した。

- 地形：勾配 1/100, 沖側水深 6.5m, 岸側水深 0.5m,
- 岸沖方向 645m (5m 間隔で 130点), 沿岸方向 14,970m (30m 間隔で 500点)
- 沖波波長：波高 $(H_{1/3})_0 = 2.0\text{m}$, 周期 $T_P = 8.01\text{s}$,
- 波長 $(L_P)_0 = 100.0\text{m}$, 入射波向 $(\alpha_p)_0 = 30^\circ$
- 周波数スペクトル：JONSWAP 型 ($\gamma = 3.3$)

方向分布関数：光易型 ($S_{\max} = 25$)

なお、空間波形は時間間隔 $\Delta t = T_P$ で 250 周期分を計算した。座標軸は最も岸側の等深線を y 軸(沿岸方向)とし、岸沖方向を x 軸に取っている。

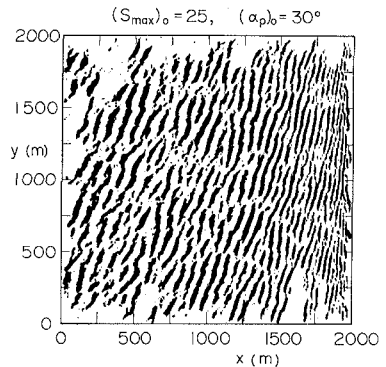


図-1 方向スペクトル波浪の波峰分布の例

(2) 砕波減衰の導入

ここで用いている空間波形の計算法は、スペクトル成分波の線形重ね合わせに基づいているため、砕波減衰を直接に取り込むことができない。本研究では簡便法として、合田(1975)の砕波限界振幅を超える部分はそれ以下に減衰するとみなす方式を用いた。図-2はこれを説明するもので、図中の破線は次式による値である。

$$\eta_b = 0.085 L_0 \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + \tan^{4/3} \theta) \right] \right\} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $\tan \theta$ は海底勾配である。

上の図では、波の峰・谷でこの限界値を超えている部分が現われている。この限界値を超える部分をカットするとともに、岸側からみて波形が限界値を超えた地点からその先で波形が平均水位をゼロダウクロスする地点までの波形を余弦曲線で置き換える方式で近似した。このようにして処理した結果が下の図の波形である。なお、この図では x 軸を沖側から取っている。

(3) ラディエーション応力の空間分布

波浪のラディエーション応力の計算では、一般に水位

* 正会員 工博 横浜国立大学教授 工学部建設学科
 ** 正会員 神奈川県庁 藤沢土木事務所

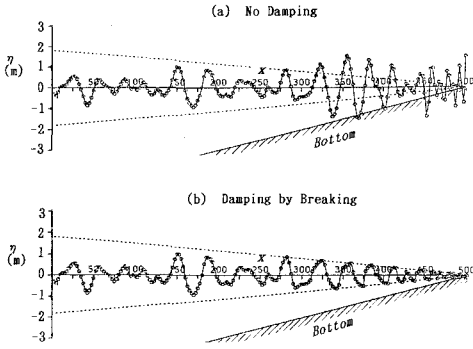


図-2 砕波減衰の導入方法の説明図

の時間波形を2乗し、それを移動平均して求めている。しかし、本来のラディエーション応力は波群中の wave setdownの説明で用いられるように、空間平均として導かれた概念である。そこで本研究では、任意時刻のある地点における波のエネルギー密度を $E = \rho g \eta^2 / 2$ として求め、これから各点における S_{xx} , S_{xy} を次式で計算した。

$$S_{xx} = E(n(1 + \cos^2 \alpha) - 1/2) \dots\dots\dots (2)$$

$$S_{xy} = (1/2)En \sin 2\alpha \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 n は群速度と波速との比 c_g/c である。

波形の各計算点で算出したラディエーション応力の値は、これに大きさが x 方向 80 m, y 方向 300 m の空間フィルター (x 方向 16, y 方向 10 格子点) を適用して平滑化した。フィルターの大きさは、おおむね一つの波峰が占める範囲に対応するように設定した。ただし、汀線近くでは、波峰が長くなるとともに波峰間の距離が狭まるため、フィルターの大きさと波峰範囲との対応がくずれている。フィルターには次式のような三角型重み関数を使用した。

$$K(i, j) = \{1 - r_{ij}/r_{max}\} / \sum_{ij} K(i, j) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 r_{ij} は平滑化の中心点から i, j 格子点だけ離れた点までの距離、 r_{max} は r_{ij} の最大値である。なお、式(2)、(3)の計算における波向 α は、方向スペクトルの各成分波の水粒子速度について水位 η と同様の重ね合わせ計算を行い、その結果から各時刻、各地点の波向を算定した。

空間フィルターは平滑化距離の1/2ずつずらしながら適用した。この計算は1周期間隔の空間波形のすべてに対して行ない、その結果を線形補間して $1/4 T_p$ ごとのラディエーション応力の空間分布データを作成した。

(4) 平均水位と流速の連続・運動方程式

平均水位 ξ と断面平均流速 U, V に関する連続・運動方程式は、一般に用いられる以下の諸式である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial U(h + \xi)}{\partial x} + \frac{\partial V(h + \xi)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + F_x - M_x + R_x &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + F_y - M_y + R_y &= -g \frac{\partial \xi}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 F は摩擦項、 M は水平拡散項、 R はラディエーション応力項である。摩擦項は堀川(1985)に記載されている、海浜流の定常流速に対する波動粒子速度の寄与を考慮する計算方式によって求め、摩擦係数を $C_f = 0.01$ と設定した。水平拡散項は不規則波では不要ではないかと思われるが、念のために拡散係数を 0.0001 として導入した。

この方程式の数値計算では、Leap-frog 法により $\Delta x = 40$ m, $\Delta y = 150$ m の Staggered-mesh で数値積分を行なった。計算時間間隔は $\Delta t = T_p/4$ である。格子点数は x 方向 15 点, y 方向 99 点である。水深でいえば、水位 ξ と沿岸方向流速 V については 6.2~0.6 m, 岸沖方向流速 U については 6.0~0.8 m の範囲である。

(5) 境界条件

沖側境界では各時刻ごとにラディエーション応力 S_{xx} による平均水位の変化量を計算し、この沿岸方向の積分値が 0 となるように定数値を設定した。この沿岸方向に変動する平均水位は岸沖方向の断面流速 U に換算し、これを沖側の境界条件として $1/4 T_p$ ごとに与えた。この沖側境界は、岸側からの反射波を完全透過させるようにした。岸側は静水深 0.6 m を鉛直壁とし、側方境界は固定壁とした $V=0$ の条件を与えた。

3. 数値計算による水位・流速の時空間変動

(1) 時間的変動

図-3 は、計算開始後 85 T_p 経過したときの海浜流のベクトル図である。上の図は沿岸方向を4格子ごとに抜き出して全領域を图示したもので、下の図は領域を1/4に限定した詳細図である。波は斜め左側から 30° の角度で入射している。

また、図-4 は $x=160$ m ($h=2.2$ m), $y=13,500$ m の地点について、水位 ξ , 岸沖方向流速 U , 沿岸方向 V の時間変化を示す。各格子点の水位・流速の時間変化はそれぞれ異なるため、これを同一水深ごとに沿岸方向に集計し、平均値と2乗平均平方根(rms)値を計算した。図-5はそのうち水深が3.8 m と 1.4 m の等深線についての結果であり、実線が平均値、破線が rms 値である(流速 U は Staggered-mesh の関係で水深 3.6 m と 1.2 m)。水位の平均値は wave setup, その rms 値はサーフビートを表す。岸沖方向流速 U は平均値としては 0 であるが、沿

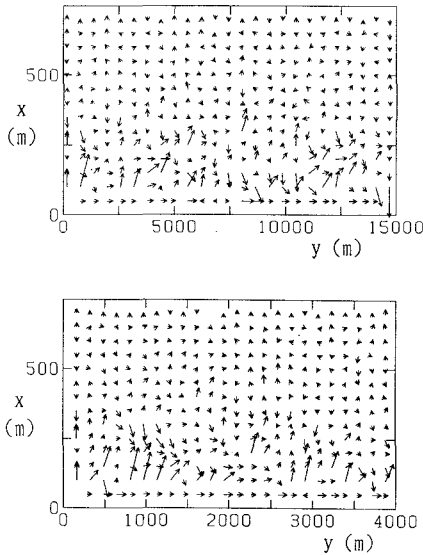


図-3 海浜流の流速ベクトル図 ($t=85T_p$)

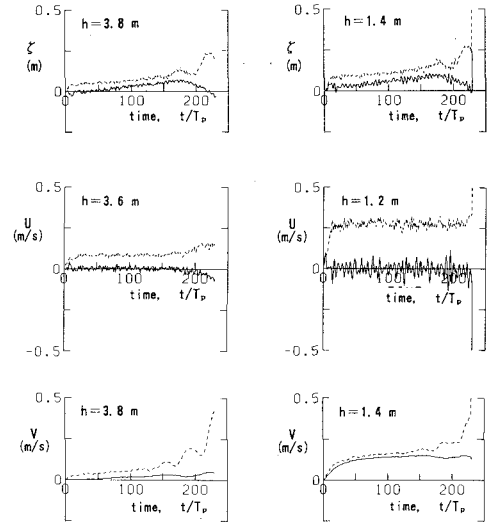


図-5 空間平均による水位・流速の平均値(実線)および rms 値(破線)の時間変化

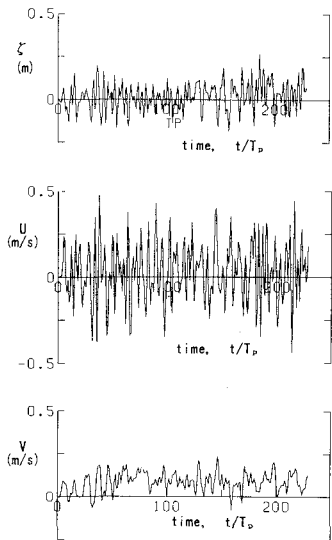


図-4 水位・流速の時間変化の例 ($x=160\text{ m}$, $y=13,000\text{ m}$)

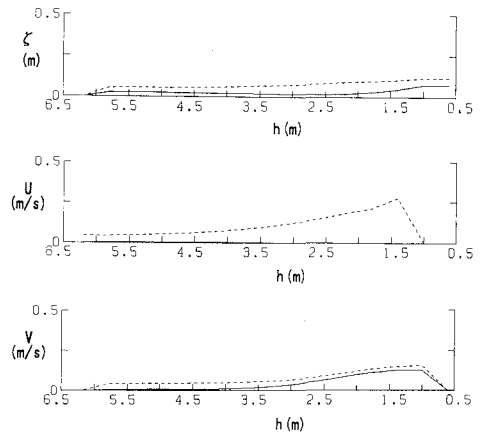


図-6 時間平均による水位・流速の平均値(実線)および rms 値(破線)の空間分布

岸方向流速 V の平均は正の値を持つ。これが沿岸流速である。流速 U , V は沿岸流速を上回る大きさの rms 値を伴っており、流速変動の激しさを示唆する。水位 ζ は時間の経過とともに上昇しているが、流速 U , V は早くから定常状態に達する。なお、225 周期経過した時点で水位・流速が急変しているのは、沿岸方向に定常振動が発達して計算が発散したためである。これについては 4. で述べる。

(2) 空間分布

次に、水位・流速の岸沖方向の空間分布をみるために、

等深線ごとの集計結果をさらに $t=(13\sim 140)T_p$ の時間帯で平均した。この結果が図-6 である。水位については図-5 に示すように必ずしも定常状態に達していないが、一つの目安として平均化を行なった。実線が平均値、破線が rms 値である。平均水位は 1 格子距離だけ入ったところで 2.6 cm 上昇し、水深 2.6 m の付近で 1.7 cm とやや低下したあと、水深 1.0 m の地点で 7.4 cm となる。最初の地点の水位上昇は沖側境界が浅すぎたことによる誤差と思われるので、これを初期水位と考えるならば wave setdown が 0.9 cm, wave setup が 4.8 cm となる。波の屈折変形を考慮した相当深水波高は、碎波が顕著となる水深 4 m 付近で $H_o'=1.54\text{m}$ であるので、wave set-

up は波高の約 3% であり、既往の諸研究における 10% 程度に比べて過小である。一方、サーフビートの rms 値は水深 1.0 m 地点で 11.7 cm である。これは、合田 (1975) の実験式による値 9.7 cm よりもやや大きめである。

岸沖方向流速 U は当然ながら平均値が 0 であるが、その rms 値は岸に近付くにつれて急増し、水深 1.2 m で 0.274 m/s に達している。これはサーフビートの水位上昇・降下の水量を補給するとともに、沿岸方向流速の時空間変動に伴って必要となる流速変動と考えられる。沿岸方向流速 V の平均値は、水深 4 m 付近から増加を始めて水深が 1.0 m で 0.126 m/s となる。合田・渡辺 (1990) の一方不規則波に対する沿岸流速の実験式によれば、本研究の波浪条件では水深 1.9 m で最大値 0.257 m/s と予測される。ただし、方向分散性によって 75% 程度に減少するので、予測値は約 0.2 m/s となるが、それでも今回の数値実験値は予測値よりもかなり小さい。また、沿岸方向流速の rms 値は最大で 0.156 m/s であって、平均流速よりも大きい。

Wave setup および沿岸流速が既往研究における値よりも小さい理由として、一つには数値計算の岸沖方向の格子数が不足し、格子間隔が広すぎたためではないかと考えられる。もう一つには、波形を微小振幅波の重ね合わせで計算しているにもかかわらず、砕波限界を有限振幅効果を取り込んだ経験式で算定しているために、砕波地点が岸側にずれて算定されたことによる。これによ

表-1 スペクトル密度の極大値の周波数の比較

流速 U (水深 2.0 m)			水位 ζ (水深 2.2 m)		
m	理論値	実験値	m	理論値	実験値
1	0.006	0.010	2	0.012	0.013
3	0.020	0.022	4	0.024	0.024
5	0.034	0.033	6	0.036	0.034

(単位: Hz)

て砕波帯の幅が狭く見積もられ、沿岸流速最大の水深が浅く算出されたものであろう。

(3) 周波数スペクトル

水位・流速の周波数特性は図-7 のスペクトル図に示される。ここでは、水深 3.4 m と 2.2 m (U については水深 3.2 m と 2.0 m) における ζ , U , V の周波数スペクトルを示している。これらは、 $t=(13\sim 140)T_p$ の時間帯のデータを $\Delta t=T_p$ で 128 個サンプリングして FFT 解析し、ピリオドグラム 4 本の平滑化を行なった結果である。ただし、同一水深線上で 10 地点 ($y=4,500\sim 1,250$ m まで 750 m 間隔) のスペクトル計算値の平均として求めているので、スペクトル解析の自由度は 80 である。

周波数スペクトル密度には極大・極小の波打ちがみられ、沖側の方がその間隔が狭い。しかも、 ζ と V が極大・極小を示す周波数は一致しているのに対し、 U の極大・極小周波数はそれらとずれている。この現象は、岸沖方向に長周期の重複波が形成されていることを示唆している。いま、岸沖方向のみを考えると、水位・流速変動は次式のように表される。ただし、添字 x はそれぞれの変数が x 方向に変化することを表す。

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= a_x \cos[k_x(x-x_0)] \cos 2\pi ft \\ U &= -a_x(c_x/h_x) \sin[k_x(x-x_0)] \sin 2\pi ft \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

ここに c_x は波速であり、長波近似では $\sqrt{gh_x}$ で表される。また、 x_0 は岸側の最初の腹の位置の座標である。

座標 x_s が与えられたときの重複波の腹・節を生じる周波数を求めるには、距離とともに変化する波長を計算する必要がある。ただし、一様傾斜海岸の場合には、 $x=x_s-x_0$ の区間を長波が伝播する時間を考えることによって腹・節の周波数が次式で求められる。

$$f_m = \frac{m}{8(x_s-x_0)} (\sqrt{gh_s} + \sqrt{gh_0}) \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 m は整数で、奇数のときが重複波の節、偶数のときが重複波の腹に相当する。 h_s と h_0 は、座標 x_s および x_0 における水深である。

図-7 のデータのうち、水深 2.0 m の流速 U と水深 2.2 m の水位 ζ についてスペクトル密度の極大値の周波数を読取り、式 (7) による理論値と比較したのが表-1 である。初期水深は $h_0=0.7$ m に設定した。岸沖方向流速 U の

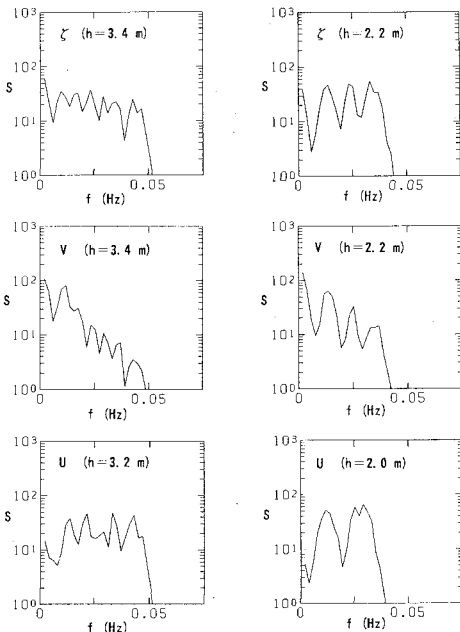


図-7 水位・流速の周波数スペクトル

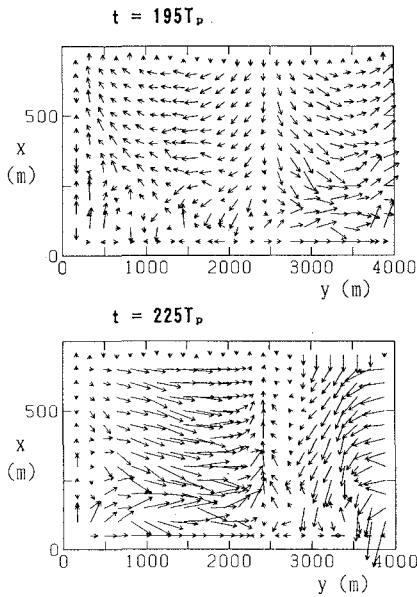


図-8 発散状態における海浜流の流速ベクトル図

最初の極大値の周波数がややずれているが、他はよく一致している。水深 3.2 m と 3.4 m の地点のデータに対しては、初期水深を 0.6 m とみなすと理論値と実験値がほぼ一致する。こうしたスペクトル極大値周波数の一致は、岸沖方向に長周期の重複波が形成されていることを裏付けているといえる。

4. 考 察

Huntley ほか (1981) や Oltman-Shay ほか (1989) その他は、現地海岸で 10 数台の流速計や波高計を展開し、その観測データについて波数・周波数スペクトルを最尤法で解析し、その結果から沿岸方向に進行するエッジ波が存在すると結論づけている。そこで今回の数値実験データのうち、水深 1.0 m の等深線上で相互距離ができるだけ異なるように 10 地点を選んで水位波形の波数・周波数スペクトル解を行なった。しかしながら、得られた各周波数ごとのスペクトル密度は波数によらずほぼ一様であり、エッジ波に特有な分散関係式の存在を波数・周波数スペクトルで確認することができなかった。これは、数値実験の領域の側方境界を固定壁としたために、計算領域内に沿岸方向の定常波が形成されことによると思われる。

図-8 は計算の最終段階における流速ベクトル図を示しており、沿岸方向に半波長約 2500 m、周期 500 s 前後の振動が発達しはじめている。進行性のエッジ波の分散関係式は次式で表されるので、波長 5000 m に対する 0 次モード ($n=0$) の周期を計算すると 570 s となり、ほぼ一致する。

$$f_n^2 = g / (2\pi L_n) (2n+1) \tan \theta \dots \dots \dots (8)$$

この振動を定常エッジ波とみなすと、計算領域の横幅 15,000 m 内に 3 波長分が入る定常波が発達したことになる。

側方境界条件として、1 ステップ前の左右の境界における岸沖方向流速を右左に入れ替える連続境界を試みてみた。しかし、定常波の節の位置がずれて波長がやや長くなり、計算の発散が 15 周期ほど遅れた生じた違いがあったものの、計算が続行できなくなる点では同じであった。すなわち、数値計算では領域の横幅でその波長が規定されるエッジ波が定常波として発達する現象が避けられないのではないと思われる。

5. む す び

以上に述べたように、砕波帯内の水位・流速は、方向スペクトルに起因するラディエーション応力の時空間変動を直接の原因として、大きく変動することが例証された。計算実行上の制約から、wave setup の大きさが不足であり、沿岸流速の最大値やその出現水深にも疑問があり、定性的な検討にとどまった。しかしながら、実際の海岸における不規則波動現象をかなりの程度まで再現することができたといえよう。水位の長周期変動に関してはサーフビートとしていろいろ研究されているが、海浜流の変動現象についてはその大きさも十分に調べられていない。今後は、こうした現地における変動現象に着目して研究を進める必要があるものと思われる。

参 考 文 献

合田良実 (1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港研報告, 14 巻, 3 号, pp. 59-106.
 合田良実・水沢達也 (1992): 数値計算による波峰長の統計的性質について, 第 39 回海岸論文集, pp. 106-110.
 合田良実・渡辺則行 (1990): 沿岸流公式への不規則波モデルの導入について, 第 37 回海岸論文集, pp. 210-214.
 佐藤昭二・合田良実 (1981): 『海岸・港湾 (新訂版)』, 彰国社, 396 p.
 灘岡和夫・八木 宏・中野 充 (1993): ラディエーション応力が時空間的に変動する沿岸流場のせん断不安定現象について, 第 40 回海岸論文集, pp. 256-260.
 堀川清司編 (1985): 『海岸環境工学』, 東京大学出版会, pp. 249-255.
 Bowen, A. J. and R. A. Holman (1989): Shear instability of the mean longshore current; 1. Theory, J. Geophys. Res., Vol. 94, No. C12, pp. 18, 023-18, 030.
 Huntley, D.A., R. T. Guza, and E. B. Thornton (1981): Field observations of surf beat; 1. Progressive edge waves, J. Geophys. Res., Vol. 86, No. C 7, pp. 6451-6466.
 Oltman-Shay, J. and P. A. Howd (1989): Shear instabilities of the mean longshore current; 2. Field observations, J. Geophys. Res., Vol. 94, No. C 12, pp. 18, 031-18, 042.
 Sato, S. and N. Tanaka (1966): Field investigation on sand drift at Port Kashima facing the Pacific Ocean, Proc. 10 th Int. Conf. on Coastal Engrg.