

海浜流と摩擦係数の現地観測

橋 本 宏*・宇 多 高 明**

1. ま え が き

海岸において波によって発生する海浜流は、海岸の地形変化や、汚染物質・温排水の拡散に密接な関連を有している。この海浜流に関しては、Longuet-Higgins らが radiation stress の概念を導入して以来、その発生機構と予測方法についての研究が行われ、数値計算などによる予測も可能になった。更に模型実験のように限定された条件のもとでは、波浪及び地形条件を与えて計算した海浜流の流速分布と実験値は良い一致を示すことも明らかになった。しかし現地海岸においては流れの空間的・時間的な変動があり、また底面摩擦および水平方向の渦動粘性に関する表示式や係数値が確定していないために、信頼できる予測が行えるという段階には至っていない。

ところで、以上の問題を解決するには、砕波帯において波と流れの流速の空間的・時間的な変化を調べる必要があるが、このために砕波帯内外において、流速計と波高計を取付けたソリを移動させて観測を行う新しい方法を開発した。本論文では、この新しい方法と、それを利用した現地観測によって得られた海浜流の特性について述べることにする。

2. 観 測 方 法

海浜流の測定方法には、空間的に広い領域を Lagrange 流に測定する場合はフロートを投入して気球に乗せたカメラでその位置を追跡する方法があり、また Euler 流の方法には、電磁流速計の利用が考えられる。これらの方法は一長一短があり、前者は広範囲の測定は可能なものの、時間的な変動量を測定できず、したがって摩擦係数や渦動粘性係数を直接算定できない。一方、後者は波と流れの流速は測定可能であるが、その移動が相当困難であるために広範囲の測定は不可能である。

以上の問題を解決するために、著者らは新たにソリシステムを開発した。その本体のソリは、図-1 に示すように、幅 1.5 m、長さ 2.5 m、高さ約 4 m の形状を有し、重量が約 200 kg の鋼製である。ソリのポールには

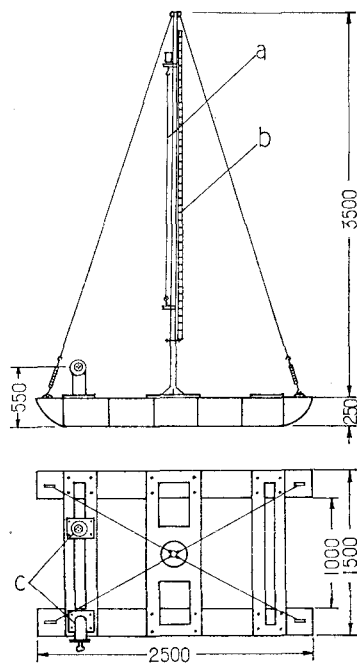


図-1 ソリ形状図 (a: 波高計, b: スタッフ, c: 流速計センサー)

スタッフと容量式波高計が取付けられており、水深や水位上昇量も測定可能である。また下部には2台の電磁流速計が取付けられており、 x, y, z 3成分の流速が測定できる。ソリの移動は、前後に 16 mm のロープを張り、海上は船舶によって、また陸上はジープによってけん引して行う。ただし棧橋が利用できるときは、船舶の代りに棧橋先端に付けた滑車を使い、沖・岸向き両方向の移動をジープで行うことができる。

実際の観測では、流速計と波高計からのケーブルを棧橋に導き、そこにデータレコーダ (TEAC-R255S) を置いて記録を取った。記録は約5分間のもの (A種) と20分間のもの (B種) とに別けて行い、A種は2ケース、B種は1ケース測定した。これらの測定は阿字ヶ浦において1978年1月12, 13日に実施した。

* 正会員 建設省土木研究所海岸研究室長

** 正会員 工修 建設省土木研究所海岸研究室

3. 解析方法

波高および流速3成分の測定データは、0.1秒間隔でAD変換し、3000個のデータを紙テープに出力した。次にTOSBAC-5600によって生データを処理し、平均流速等の算出や、クロススペクトルの計算を行った。この際、座標系としては汀線より沖向に x 軸、汀線方向に y 軸、また鉛直上方に z 軸を取り、各軸の方向の流速を u, v, w と定めた。

さて、平均流速等が求まると、摩擦係数の推定を次のようにして行うことができる。

まず、沿岸流速に関する基礎式は水位を η とおけば式(1)のように与えられる。

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{C_f |u| v}{h + \eta} - \frac{1}{\rho(h + \eta)} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (1)$$

また連続式は式(2)である。

$$\frac{\partial}{\partial x} \{u(h + \eta)\} + \frac{\partial}{\partial y} \{v(h + \eta)\} = 0 \quad (2)$$

式(2)において η を h に対して無視し、また y 方向の地形変化を無視すると、

$$\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{u}{h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (3)$$

となるが、この式を式(1)の左辺へ代入すると、

$$u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{uv}{h} \frac{\partial h}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{C_f |u| v}{h + \eta} - \frac{1}{\rho(h + \eta)} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (4)$$

となる。また、現象が y 方向にはほぼ一様と仮定すれば y に関する微分の項は消える。したがって式(4)は式(5)のように変形される。ただし $h + \eta \sim h$ と近似し、 S_{xy} は radiation stress の定義式²⁾を用い、また水面波形を ζ 、更に変動流速を u', v' とする。

$$C_f |u| v = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u' v' dz - hu \frac{\partial v}{\partial x} + hv \frac{\partial u}{\partial x} + uv \frac{\partial h}{\partial x} \quad (5)$$

更に、Huntley³⁾と同様にして式(5)の右辺第1項を次のように近似する。

$$\int_{-h}^{\zeta} u' v' dz \approx \bar{u' v'} (h + \eta) \sim \bar{u' v'} h \quad (6)$$

式(6)を式(5)へ代入すれば、摩擦係数 C_f を求める基本式は、式(7)となる。

$$C_f |u| v = -\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u' v'} h) - hu \frac{\partial v}{\partial x} + hv \frac{\partial u}{\partial x} + uv \frac{\partial h}{\partial x} \quad (7)$$

また、式(7)の $|u|$ の代りに、底面の水粒子の振幅 U_0 を用いた場合の摩擦係数 C_{f*} も同様に定義される。

4. 観測結果と考察

(1) 海浜流流速の特性

まず最初に図-2は、13日午前9時に汀線より175m、水深3.8mにおいて測定された水面波形と流速の記録を示している。横軸は時間を示し、縦軸は上より順に波形および、岸沖、沿岸、鉛直流速を示している。岸沖流速は波形変化とほぼ同位相であり、かなりの線型性を有している。また沿岸流速は波形との相関は低く、また平均的に約40 cm/sの定常成分を有している。一方、鉛直流

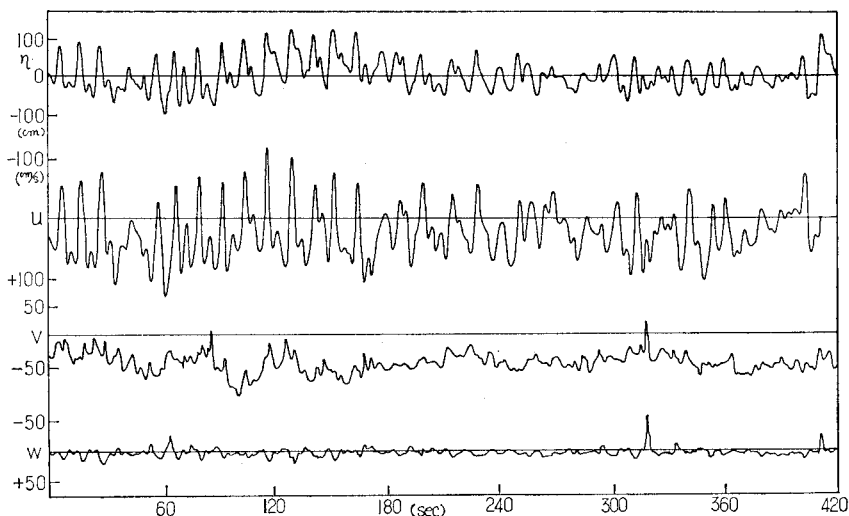


図-2 水面波形 (η) と流速 (u, v, w) の記録例

速は u, v に比較すれば相当小さく、数 cm/s の大きさである。

次に 図-3 は、12 日の午後に測定されたケース A-1 の平均流速の場所的分布を示している。図には、平均潮位を用いて決めた水深も図示してある。沖向き流れと南向き(負)の沿岸流が発達している。この場合の波高はスタッフによる測定では約 1.5 m であり、北側より入射していた。砕波は 200~300 m 付近で一度起こり、その後波は蘚生し、70 m 付近で再び砕波した。この地点は、図-3 の海底勾配の急変する位置と一致していた。また、図-4 は、13 日の午前中に測定されたケース A-2 の流速と波高の分布図である。ただし波高は有義波高を示し

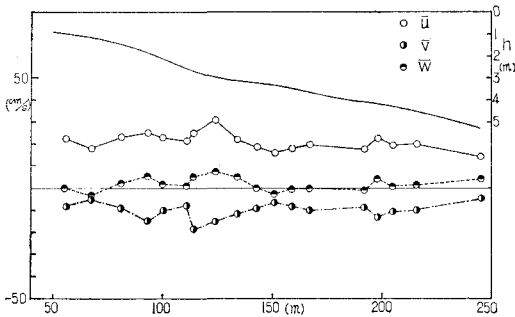


図-3 流速分布図 (ケース A-1)

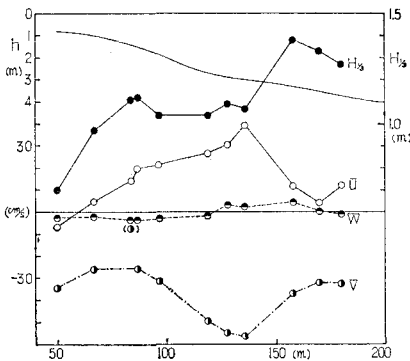


図-4 波高および流速分布図 (ケース A-2)

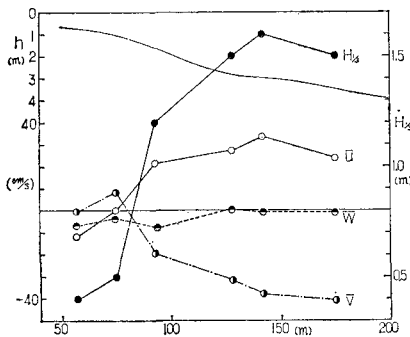


図-5 波高および流速分布図 (ケース B)

ている。波高は 160 m 付近で極値を持ち、その後砕波によって減衰するが再び蘚生し、80 m 付近で再び極値を有する。沿岸及び岸沖流速は、第 1 砕波点より内側にあり、140 m 付近で各々極値を持っている。更に、図-5 は、13 日の午後に測定したケース B の波高と流速の岸沖方向の分布図である。波高は短距離で減衰しているが、これは干潮時で水深が小さかったためであろう。離岸流の極値は 140 m 付近に表われているが、沿岸流速は沖方向に単調に増加している。

以上、図-3, 4, 5 では波高および流速の場所的变化を明らかにしたが、離岸流の流速を砕波帯の幅で無次元化した距離に対して図示したのが 図-6 である。小さな丸印は Sonu⁴⁾ が Florida 州の Seagrove 海岸で測定したデータを示し、一方、大きな丸印は著者らの観測結果である。これらのデータの分布は離岸流の最大流速が砕波帯内部の $x/x_b \sim 0.8$ 付近で起こることを示している。最後に、図-7 は、水深波高比 γ の分布形を示したものである。ただし水深に関しては、測定期間の平均潮位を用いた水深 (h =平均値) と、各測定時刻の潮位を用いて求めた水深 (h =測定値) の区別がなされている。両者の差は水深の大きい所では小さいが、汀線近くでは 10~20% 程度存在する。ケース A-2 では第 1, 2 砕波点が $x \approx 160, 90$ m 付近にあるが、このときの γ の値は、おのおの 0.4 および 0.7 となっている。一方、ケース B では砕波点は $x \approx 140$ m にあるが、ここでは γ は約 0.5 である。

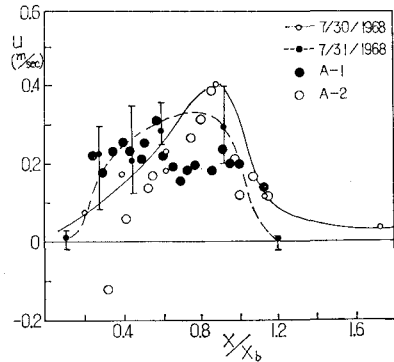


図-6 離岸流の流速分布

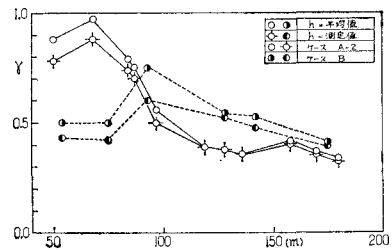


図-7 水深波高比 γ の分布

表-1 摩擦係数値

No.	h (m)	H (m)	u (m/s)	v (m/s)	$-hu \frac{\partial v}{\partial x}$	$hv \frac{\partial u}{\partial x}$	$uv \frac{\partial h}{\partial x}$	U_0	$ u $	式(7) 右辺	C_f	C_f^*
1	1.5	1.12	0.20	-0.26	1.5×10^{-3}	-0.78×10^{-3}	-1.82×10^{-3}	1.43	1.65	-4.0×10^{-3}	0.93×10^{-2}	1.08×10^{-2}
2	1.85	1.04	0.22	-0.31	3.33	-1.3	-2.63	1.20	1.45	-3.5	0.78	0.94
3	2.7	1.04	0.27	-0.49	4.86	-5.87	-2.94	0.99	1.35	-6.85	1.04	1.41
4	2.9	1.09	0.31	-0.55	1.12	-15.95	-2.13	1.00	1.42	-19.9	2.54	3.60
5	3.0	1.07	0.39	-0.56	0	0	-3.12	0.97	1.47	-6.0	0.73	1.11
					(m^2/sec^2)	(m^2/sec^2)	(m^2/sec^2)			(平均値)	1.20×10^{-2}	1.63×10^{-2}

(2) 底面摩擦係数の算定

摩擦係数は、 $u'v'$ の計算を行えば、その分布形より式(7)を用いて算出できる。このために、ケース A-2 について $u'v'$ 等の計算を行ってみた。その結果が図-8 である。 $u'v'$ は $v'w'$ と $u'w'$ に比較すると相対的に大きい値を有しており、 x が 110 m 付近までは急激に増加し、その後は緩やかに減少している。ところで図-8 で $u'v'$ の勾配が正の部分では、後に示すように式(7)の非線型項の和も負値をとり、したがって式(7)の右辺は負となる。一方、 v も負であるから式(7)より係数の算定を行うことができる。 $u'v'$ の勾配が負の部分では、非線型項を考慮しても式(7)の右辺は正值をとり、一方 v は負であるから係数は求めることができない。この理由としては、強い非線型性のため式(6)の近似が成立しない点が考えられる。

さて、摩擦係数を算定するために、 $u'v'$ の値に水深を乗じ、 $80 m \leq x \leq 130 m$ の範囲で平均勾配を求めると、ほぼ $2.9 \times 10^{-3} m^2/sec^2$ という値が求まる。このため、代表的な 5 測点で式(7)を用いて C_f を求めると、表-1 の結果が得られた。すなわち、平均で $C_f \sim 1.2 \times 10^{-2}$ $C_f^* \sim 1.63 \times 10^{-2}$ という値である。この値は Longuet-Higgins が評価した $C_f^* \sim 6.4 \times 10^{-3}$ のほぼ 2.5 倍程度になっている。しかし表-1 の No. 4 のデータのみが特に大きい値を持っていることを考慮して、No. 4 以外の平均値をとると、 $C_f^* \sim 1.14 \times 10^{-2}$ となる。この場合は約 1.8 倍程度である。

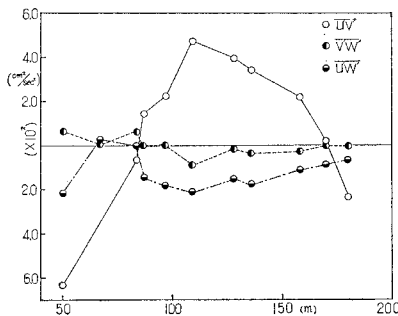


図-8 Radiation stress の岸沖分布

(3) 流速と水面波形のクロススペクトル

一般に、渦動粘性係数を推定する場合には、乱れ流速成分を分離し、それらの cross product を求める必要がある。当初、浅海長波近似によって水面波形より波による流速成分を除去することを考えたが、十分に除去を行うことができなかった。このため他の方法を検討することとし、その第1段階として波形と流速のコヒーレンスと位相関係を調べることにした。

さて、図-9 はケース A-2 の汀線より 151 m における波形、流速のスペクトル [データ数 2048, $\Delta t = 0.1$ 秒] を示している。 η, u, w は周期 8 秒付近に鋭いピークを有している。しかし v は僅かなピークはあるものの値は小さく、一方、高周波部分においても相当高いエネルギーを有している。次に図-10 はコヒーレンスを示しているが、 $\langle \eta, u \rangle$ はコヒーレンスが高く 0.97 となっており、また $\langle \eta, w \rangle$ も高く 0.92 という値を持っている。一方、 $\langle \eta, v \rangle$ は前二者に比較すると小さいものの、0.7 程度の値となっている。これらのコヒーレンスは高周波部分では平均すれば 0.2 程度に減少する。

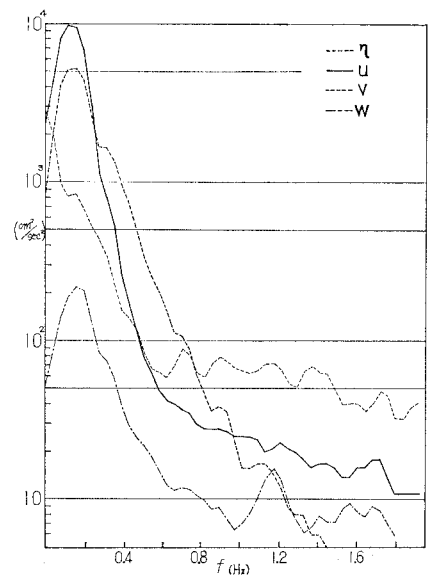
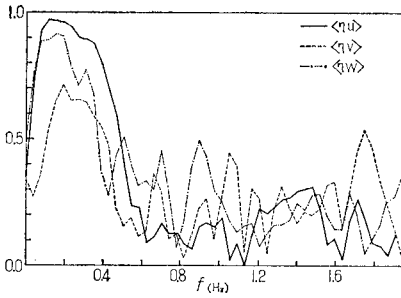
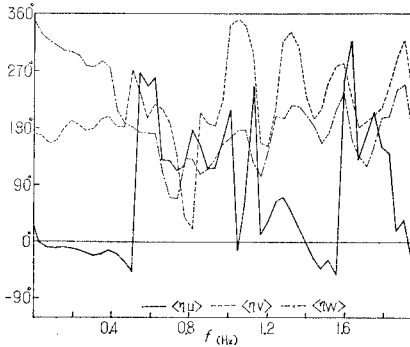


図-9 波形および流速のスペクトル



図—10 波形と流速のコヒーレンス



図—11 波形と流速の位相角

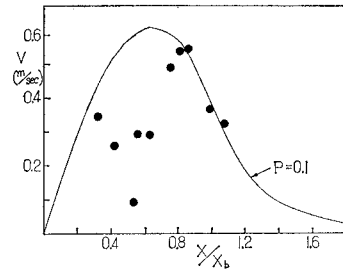
最後に位相角を示したのが図—11である。 $\langle \eta, u \rangle$ は、波浪の周波数帯では $\theta \sim 0^\circ$ となっている。また $\langle \eta, w \rangle$ は 90° 近い位相差がある。以上のように、水面波形と流速は相当高いコヒーレンスを有するために、インパルス応答の方法で波の成分を除去することが考えられるが、この点については充分検討することはできなかった。

さて、ここでは乱れ流速の算出を行っていないので、渦動粘性係数の算定はできないが、そのオーダーを調べることは可能である。すなわち、図—8に示した $\overline{u'v'}$ は波と乱れの両成分の和であるから、乱れによる成分 $\overline{u''v''}$ は高々 $\overline{u'v'}$ のオーダーであろう。このため、極限状態として $0(\overline{u''v''}) \sim 0(\overline{u'v'})$ と仮定して係数を概算してみる。図—4で v の速度勾配がほぼ一定となる $x \approx 110$ m で試算すると、 $-\overline{u''v''} \sim -400 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$ 、 $\partial v / \partial x \sim -8.6 \times 10^{-3}$ とおくと、渦動粘性係数 L は、 $4.65 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。更に L として Longuet-Higgins⁵⁾ の定義、

$$L = N \rho x \sqrt{gh} \dots \dots \dots (8)$$

を用いて N を計算すると、 $N = 8.7 \times 10^{-3}$ となり、Longuet-Higgins の $0.01 \sim 0.015$ とオーダーはほぼ等しくなる。更に、摩擦項と渦動粘性項の相対的重要度を示す P の値を算出してみると、 P は Longuet-Higgins⁵⁾ によれば式 (9) のように定義されるから、

$$P = \frac{SN}{\gamma C_f^*} \dots \dots \dots (9)$$



図—12 沿岸流速の岸沖分布 (A-2)

$x = 110$ m 付近で S, γ 等を用いて計算すると、 $P = 0.056$ となった。一方、沿岸流速の岸沖分布を碎波帯幅で無次元化した水平距離に対して図示したのが、図—12である。図には、 $P = 0.1$ の分布形が示されているが、浅い部分では誤差があるものの、全体的には $P = 0.1$ に近い分布形となっている。 P の推算値は極限状態を表わすものであるが、以上の結果からすると、乱れの Reynolds stress は radiation stress に比較して同程度の大きさを持ちうる可能性がある。

5. あとがき

本報では新たに開発したソリスシステムについて報告するとともに、それを用いた観測によって得られた新しい知見について述べた。第1回目の観測は、理論的な検討よりも、このシステムによる観測の可能性を調べることに重点が置かれた。その意味ではこれによって観測が良好に行えることが明らかになり、また平均で 0.012 という摩擦係数が算定された点においては一応成功であったと言えよう。しかし係数値等の本格的な評価はこれからの問題である。実際、その後も観測を行っているのので、これらのデータを用いて更に検討を加える予定である。

参考文献

- 1) 橋本 宏・宇多高明・林 敏夫：海浜流の再現性に関する研究，第22回水理講演会論文集，pp. 147~154, 1978.
- 2) Phillips, O. M.: The dynamics of the upper ocean, 261 p., Cambridge University Press, 1969.
- 3) Huntley, D. A.: Lateral and bottom forces on longshore currents, Proc. 15th Conf. Coastal Eng., pp. 645~659, 1976.
- 4) Sonu, C. J.: Comments on paper by C. K. W. Tam, 'Dynamics of rip currents', J. G. R., Vol. 78, No. 36, pp. 8887~8889, 1973.
- 5) Longuet-Higgins, M. S.: Recent progress in the study of longshore currents, in Waves on Beaches, ed. by R. E. Meyer, Academic Press, New York, 1972.