

海浜流に関する研究 (第3報)

—海浜流系の規模—

堀川清司*・佐々木民雄**・堀田新太郎***・桜本 弘****

1. 概 説

海浜流系は ① 漂砂の外力として, ② 海水浴における溺死の原因として, また ③ 「海浜流型移流拡散」¹⁾の移流機構として重要な流れである。その研究は近年活発ではあるが, 統一的にその全体像をとらえた視点は確立されていなかった。

著者らは第1報²⁾において, 気球カメラ (BACS) 等の野外観測方法を開発し, 第2報³⁾においては中位の勾配の海岸における離岸流の発生間隔の経験式を提案したが, 本報告においては, Battjes (1974)⁴⁾, および Suhayda (1974)⁵⁾の研究にヒントを得て, 海浜流系発生機構の異なる3つの領域が存在することを明らかにすることによって海浜流系の全体像を説明した。

3つの領域のうち2つについては Bowen・Inman (1969)⁶⁾ および日野 (1973⁷⁾, 1974⁸⁾)の理論がよい評価を与えるが, 残りの1つの領域 (「INFRAGRAVITY 領域」) には既存の理論は存在せず, 著者らは新たな仮説を提案した。また, データのほとんどない時化時の流況を BACS によって観測し, 砕波帯内に閉じ込められた離岸流の存在を発見した。さらに, Sonu (1972)⁹⁾の方法により砕波帯内の平均水位を二, 三観測したのであわせてここに報告する。

2. 海浜流系の規模

海浜流の研究においては現象のスケールによって, 離岸流の発生間隔 Y_r (図-1) で代表される「海浜流系の規模」の問題と, 1つのセル (circulation cell) 内の流速場の問題とに分けて考えるのが便利である (佐々木, 1974)¹⁰⁾。海浜流系の規模は沿岸方向には Y_r によって, 沖合方向には離岸流の長さ (砕波線から離岸流頭先端までの距離) X_r および砕波帯の幅 X_b によって表わすことができよう (図-1)。 Y_r と X_r はそれぞれ X_b と相関がある¹⁰⁾。

(1) Surf similarity parameter, ξ

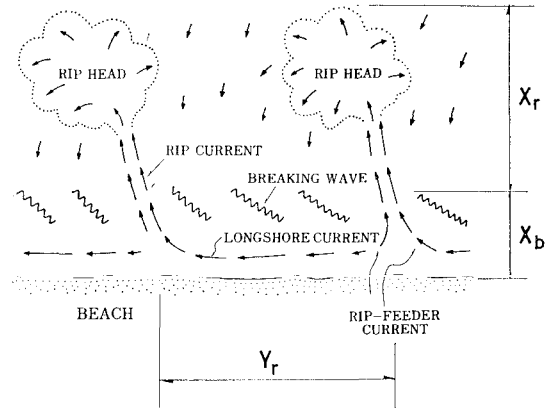


図-1 海浜流系の規模 (定義図)

Battjes (1974) は砕波タイプ, 砕波帯中の波の数, 反射率等, 砕波帯の諸現象を統一的に説明するパラメーターとして, 海底勾配 $\tan \beta$ の波形勾配の平方根 $(H/L_0)^{1/2}$ に対する比として定義される砕波帯相似パラメーター (surf similarity parameter) ξ を提案した。

$$\xi = \frac{\tan \beta}{(H/L_0)^{1/2}} \dots \dots \dots (1)$$

また, H を H_0 (深海波高) とした時の ξ を ξ_0 , H_b (砕波波高) とした時の ξ を ξ_b と定義した。 ξ を用いると砕波限界は ξ によって一義的に式 (2) のように示される。

$$\xi = 2.3 \text{ (砕波限界)} \dots \dots \dots (2)$$

また, 砕波タイプについては式 (3) のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 > 3.3 \quad (\xi_b > 2.0) & : \text{ surging/collapsing} \\ 3.3 > \xi_0 > 0.5 \quad (2.0 > \xi_b > 0.4) & : \text{ plunging} \\ 0.5 > \xi_0 \quad (0.4 > \xi_b) & : \text{ spilling} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

(2) Infragravity waves (外重力波)

「Infragravity waves」は Suhayda (1974) の提案した概念であって, 周期 30 sec より 10 min の波と定義される。砕波帯付近の surf beat や edge wave は infragravity wave に対応するようである。infragravity wave は波形勾配が小さいので beach による反射率が比較的大きく, standing wave になりやすい。

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 (株)アイ・エス・エー新土木研究所
 *** 正会員 工修 東京都立大学助手 工学部土木工学科
 **** 正会員 (株)アイ・エス・エー新土木研究所

standing wave には leaky mode (浸み出しモード) と trapped mode (捕われモード) とがある (宮田, 1974¹¹⁾). Suhayda はアラスカの Pingkok Island における現地観測から surf beat を波高が約 1m より大きい場合の「high amplitude surf beat」と波高が約 1m より小さい時の「low amplitude surf beat」とに分けた。前者は波形勾配が比較的大きいので反射率が低く progressive の surf beat になり、後者は standing wave を形成するが、これは leaky mode であることは数少ない現地データが示している。

急勾配の海岸においては trapped mode の edge wave が生ずることは現地 (Huntley・Bowen, 1973)¹²⁾においても実験室 (玉井, 1974¹³⁾; 黒田, 1975¹⁴⁾) においても確かめられており、これは理論的検討 (浜田, 1974)¹⁵⁾ が示唆する通りである。

これに対して勾配の緩やかな海岸では leaky mode が生じやすい。しかしながら、勾配の緩やかな海岸でも入射波が infragravity wave であれば trapped mode も生じうる。

leaky mode であれば trapped mode であれば沿岸方向に波高の振動が生ずるので、その振幅 (エネルギー) が有意であれば nearshore circulation の原因と成り得る。

(3) 離岸流の発生間隔 (Y_r)

砕波波高 H_b , 周期 T , 海底勾配 $\tan \beta$, 離岸流の発生間隔 Y_r および砕波帯幅の 5 つの要素のそろう内外の 30 数組のデータを ξ によって整理すると、 ξ によって離岸流の発生機構の異なる 3 つの領域が見出された。用いたデータは第 2 報と同じである。ここで無次元離岸流発生間隔を次のように定義する。

$$Y_r^* = \frac{Y_r}{X_b} \dots\dots\dots (4)$$

Y_r^* を ξ_0 に対してプロットすると 図-2 のように Y_r^* の値は次の 3 つの領域に分けることができる。図-2 の下には砕波タイプが示されている。

- ① INFRAGRAVITY 領域 $0.23 > \xi_0$
- ② 不安定領域 $1 \geq \xi_0 \geq 0.23$
- ③ EDGE WAVE 領域 $\xi_0 \geq 1$

それぞれの領域の特徴を表-1 に示した。

「INFRAGRAVITY 領域」は勾配の緩い浜に波形勾配の大きい風波性の波が来襲した時に生ずる。砕波はすべて spilling 型である。surf は常にあり、砕波帯中の波の数は 3 波以上である。典型的な例は $\tan \beta = 1/85$ の九十九里浜であり、 $\tan \beta$ を 1 つの目安にすれば $\tan \beta < 1/50 \sim 1/60$ の浜にほぼ対応する。

「不安定領域」はちょうど日野 (1973, 1974) の理論が妥当な評価を与える領域である。この領域は砕波タイプが spilling 型と plunging 型の中間にあり、surf も条件によってある時とない時がある。また、砕波帯中の波

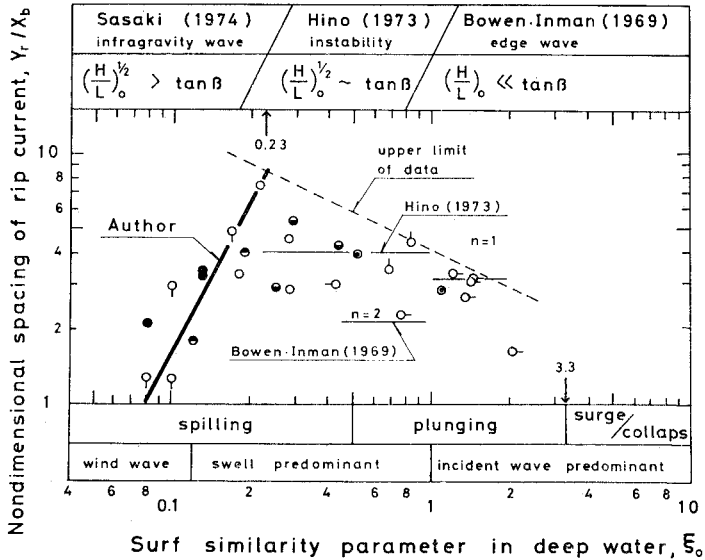


図-2 海浜流発生に関する 3 つの領域

表-1 海浜流発生に関する 3 つの領域

理 論 (機構)	INFRAGRAVITY	不安定 (SWELL)	EDGE WAVE
提 案 者	佐々木民雄 (1974)	日 野 (1973)	Bowen・Inman (1969)
適 用 範 囲 (ξ_0)	$0.23 \geq \xi_0$	$1 \geq \xi_0 \geq 0.23$	$\xi_0 \geq 1$
特 徴	砕 波 タ イ プ	spilling	spilling~plunging
	surf	常にある	あり又はなし
	砕波帯中の波の数	3波以上	1~3波
	入射波の反射率 (r)	$r < 10^{-2}$	$r \sim 10^{-2}$
	入射波の特性	風波とうねり	うねり
説 明	$\tan \beta$ が小さい浜に波形勾配の大きい波がくるときに生ずる	$\tan \beta$ が $1/20 \sim 1/40$ の浜にうねりがきた時に生ずる	$\tan \beta$ が大きい浜に波形勾配の小さい波がくるときに生ずる。純粋の海浜流は生じにくい

の数はいくつである。日野の提唱する不安定の根拠が存在する。tan β でみるとほぼ 1/20~1/40 の範囲であり、波形勾配の平方根と tan β の値は同じオーダーである。

3番目の「EDGE WAVE 領域」は Bowen・Inman (1969) の理論の適用範囲に相当する。砕波は plunging 型であり、砕波帯中の波の数は1波以下であって surf は常に存在しない。この領域では波形勾配に比べて tan β が非常に大きく、tan β でみるとほぼ 1/10 より急な海岸に相当する。この領域で edge wave が生ずることは理論的(浜田, 1974)にも実験的(黒田, 1975; 玉井, 1974)にも、また、現地(Huntley・Bowen, 1973)においても確認されている。この領域では入射波の反射率が他の領域に比べて大きく、standing edge wave が生ずる条件があることをデータは物語っている。入射波の浜による反射率 r は 10⁻¹ のオーダーである。

従来、Bowen・Inman (1969) および日野 (1973, 1974) の理論の適用範囲が不明であったため不必要な混乱が生じていた。Y* は各領域で次のように与えられる。

$$Y^* = 157\xi_0^2 : \text{INFRAGRAVITY 領域} \\ (0.23 > \xi_0 > 0.08) \dots \dots \dots (5)$$

$$Y^* = 4 : \text{不安定領域} (1 > \xi_0 > 0.23) \dots (6)$$

$$Y^* = \begin{cases} 2\pi & (n=0) \\ \pi & (n=1) \\ 2\pi/3 & (n=2) \\ \vdots & \vdots \end{cases} : \text{EDGE WAVE 領域} \\ (\xi_0 > 1) \dots \dots \dots (7)$$

ここで式(7)における n は edge wave (Eckart, 1951)¹⁶⁾ の offshore modal number で岸に平行な節線 (nodal line) の本数を示す。図-2 中には n=1 と n=2 の edge wave がカリフォルニア湾の El Moreno Beach (tan β = 1/7) の Y* をよく表わしていることが示されている。

(4) 「INFRAGRAVITY 領域」

式(5)は図-2のデータの分布から求めた式である。ξ² は反射率に関係する量であり、Y* が ξ² に比例することは Y* が反射率に関係することを示唆している。いま、standing wave の生ずる条件を反射率 r > 0.4 とすれば Battjes (1974) から、この条件は式(8)のように置きかえることができる。

$$\xi_0 \geq 2 \dots \dots \dots (8)$$

式(1)の定義より、standing wave の生ずる限界周期 T₀ は

$$T_0 \geq 1.6H_b^{1/2} \tan^{-1}\beta \dots \dots \dots (9)$$

ここで、H_b を 0.1, 0.2, 0.5 m, tan β を 1/5~1/100 までかえて T₀ を式(9)により求めた結果を表-2 に示した。

表より限界周期 T₀ は、EDGE WAVE 領域では通常の風波やうねりに対応するのに対して、不安定領域では

表-2 Standing wave の生ずる限界周期

Domain	cot β	H _b (m)		
		0.1	0.2	0.5
EDGE WAVE	5	3	4	6
	10	5	7	11
INSTABILITY	20	10	14	23
	30	15	21	34
	40	20	29	45
INFRAGRAVITY	50	25	36	57
	60	30	43	68
	80	40	57	91
	100	50	72	113

うねりより長い波に対応する。これに対して、INFRAGRAVITY 領域ではほぼ 30 sec 以上の infragravity wave に対応することがわかる。よって、INFRAGRAVITY 領域では EDGE WAVE 領域で周期がほぼ 10 sec 以下の通常の重力波によって edge wave が励起されるのと同様に、infragravity wave によって standing wave が励起されるものと考えられる。

infragravity wave が存在するか否かについては数回の現地観測を行ったが、常に 50 sec~90 sec 程度の波が観測されている^{3), 10), 17)}。

(5) 離岸流の長さ

砕波点から離岸流頭先端までの長さ X_r (図-1) はカラー航空写真から判読することができる^{1), 10)}。ここでは湘南海岸(江の島~辻堂間約 3 km), 九十九里海岸(太東岬~飯岡間約 55 km) および鹿島海岸(利根川河口~鹿島港間約 24 km) のカラー写真を判読して求めた X_r について検討する(表-3)。

Inman et al. (1968)¹⁸⁾ が航空写真によって調べた X_r

表-3 X_r のデータ

海岸名	湘南海岸	九十九里海岸	鹿島海岸	
撮影年月日	1970. 5.17	1973. 8.19	1973.12.15	
撮影時間	12:25~12:26	14:13~15:07	10:40~10:45	
潮汐	大潮干潮時	小潮(M.S.L.)*	小潮(M.S.L.)*	
砕波々高(m)		1.0	0.54(-21m)	
周期(sec)		7	9	
tan β	1/70	1/25~1/125	1/30~1/40	
X _r (m)	平均	113	190	197
	最大	390	500	720
	最小	40	60	
X ₀ (m)	平均	79	120	38
	最大	100	210	70
	最小	60	35	10
X _r /X ₀	平均	1.4	1.8	7.6
	最大	6.5	3.9	36
	最小	0.5	0.8	0.9

* は平均潮位

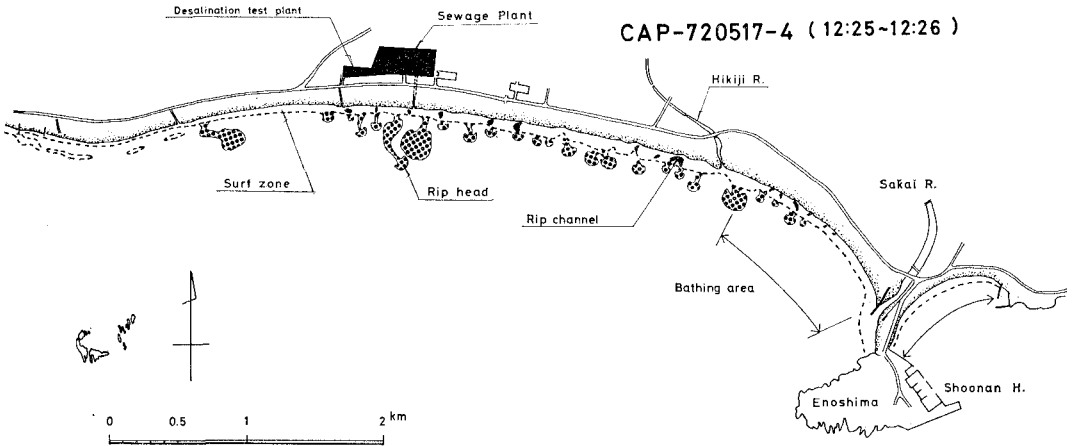


図-3 湘南海岸の海浜流 (カラー写真より判読)

は X_b と関係があるとして X_r/X_b として示されているが、カリフォルニアの Silver Strand Beach ($\tan \beta \approx 0.03$) では 0.9~2.7 で平均して 1.7 であった。またカリフォルニア湾の El Moreno Beach ($\tan \beta \approx 0.14$) では 1.0~2.5 であり平均して 1.8 であった。

湘南海岸は大潮干潮時に写真が撮影されたので典型的離岸流(図-3)がみられたが、鹿島海岸と九十九里海岸は潮位が低くなかったので、離岸流によって形成されたと考えられる濁りの沖側の境界の碎波点からの距離(2次元混合帯の幅¹⁸⁾)を X_r とした。

X_r の最大値は湘南、九十九里および鹿島海岸、それぞれ、390m, 550m および 720m であるが、これらはそれぞれ、下水処理場の前、東西からの大きな沿岸流によって地形的に形成された巨大な離岸流等であり、いずれも流量が大きいため生じたものである。ここで、 X_r を X_b で無次元化した無次元離岸流長 X_r^* を定義する。

$$X_r^* = \frac{X_r}{X_b} \dots \dots \dots (10)$$

X_r^* の平均値は湘南と九十九里ではそれぞれ 1.4, 1.8 であって Inman et al. (1968) の観測値のオーダーであるが、鹿島海岸は 7.6 と大きい値を示している。これは工場排水等の影響と思われる、利根川河口に近いところでは 1.6 程度の値であった。 X_r と X_b の相関をみると図-4 のように非常にばらつきが大きい、 X_b が 70m の付近を境として異なる傾向がみられる。図-5 は X_r^* と X_b をプロットしたものであるが、 $X_b > 70m$ では X_r^* は 0.5~3.0 であるのに対して $X_b < 70m$ ではばらつきも大きく、その値

も 8.0 に近いものがみられる。

全体の傾向としては X_b が大きいほど X_r^* が小さい傾向がみられ $X_b \rightarrow$ 大のとき $X_r^* \rightarrow 0$ ($X_r \rightarrow 0$) の傾向がみられる。Inman et al. (1968) は X_r^* を定数として扱っているが、 X_b によって変化していることは X_r^* も Y_r^* と同様にきや、風、潮流等の関数であるものと推定される。

3. 時化時の流況

波高の大きい場合の流れはデータが少なく興味ある問題である。ここでは第2報で述べた茨城県阿字が浦海岸で昭和49年10月15日に観測された碎波波高 $H_b = 1.8m$

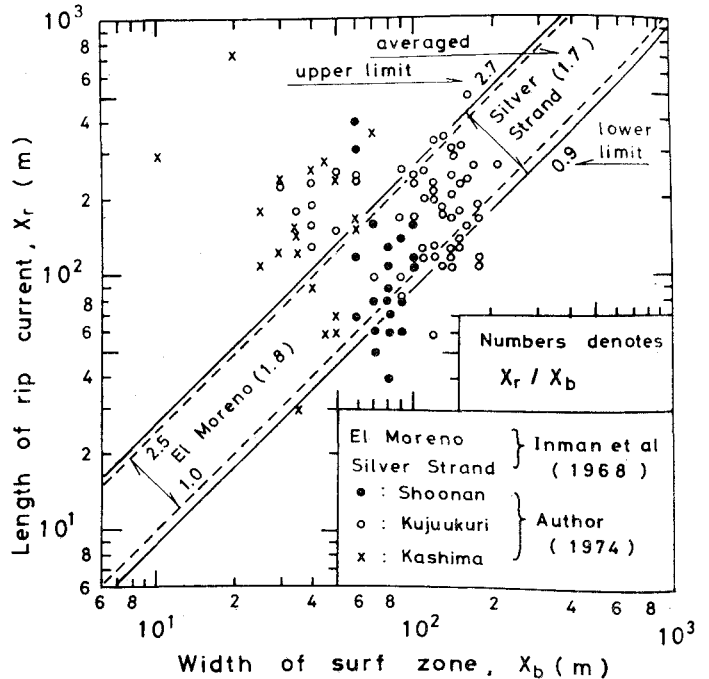


図-4 X_r と X_b の相関

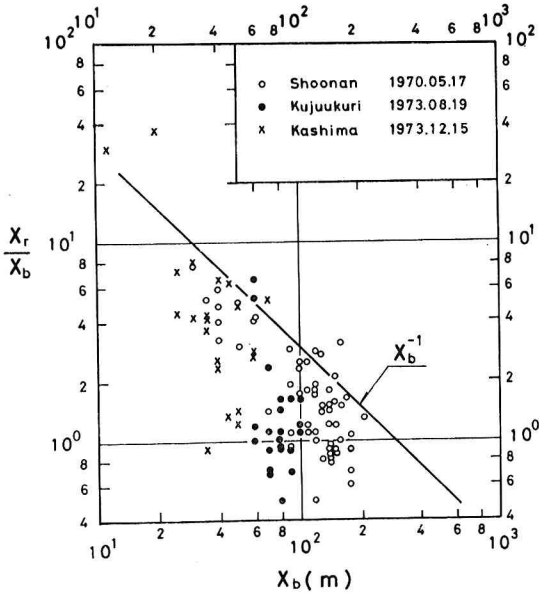


図-5 X_r^* と X_b

の時の流れと計算機による若干のシミュレーションの結果について述べる。BACS³⁾ によって撮影した写真の一

例を写真-1に示した。碎波帯の幅は 130m で、棧橋の長さは約 100m である。

図-6 はフロートの軌跡から求めた流速分布であり、きのこ型の離岸流の形状が明瞭に浮彫りにされている。最大流速は約 90 cm/sec であり、離岸流の幅は約 10m である。ここで1つ注目すべきことは、この離岸流は碎波帯の中に封じ込められていることである (図-1 の模式図参照)。しかしながらすべての離岸流が波高の大きい時に碎波帯中に封じ込められると考えると質量保存の法則により、碎波帯中の水位は無限に上昇しつづけることになり、矛盾におちいる。しかしながら離岸流頭が碎波帯中にあるように図-6 では見えても、小さい流速で碎波帯の沖へ出る可能性はある。

図-7 は Noda (1974)¹⁹⁾ のモデルに Jonsson (1966)²⁰⁾ の wave friction factor を応用して流速を BACS の観測値で検証した NCSS (Nearshore Current Simulation System)²¹⁾ による時化時の流況である。波高は $H_b = 2.2\text{m}$ であり、海底地形は昭和 48 年 12 月に建設省土木研究所によって測量された結果を入力している。流速の最大値は 2m/sec に近く、強い流れはほとんど碎波帯中に限定されている。碎波点は $X = 170\text{m}$ 付近である。

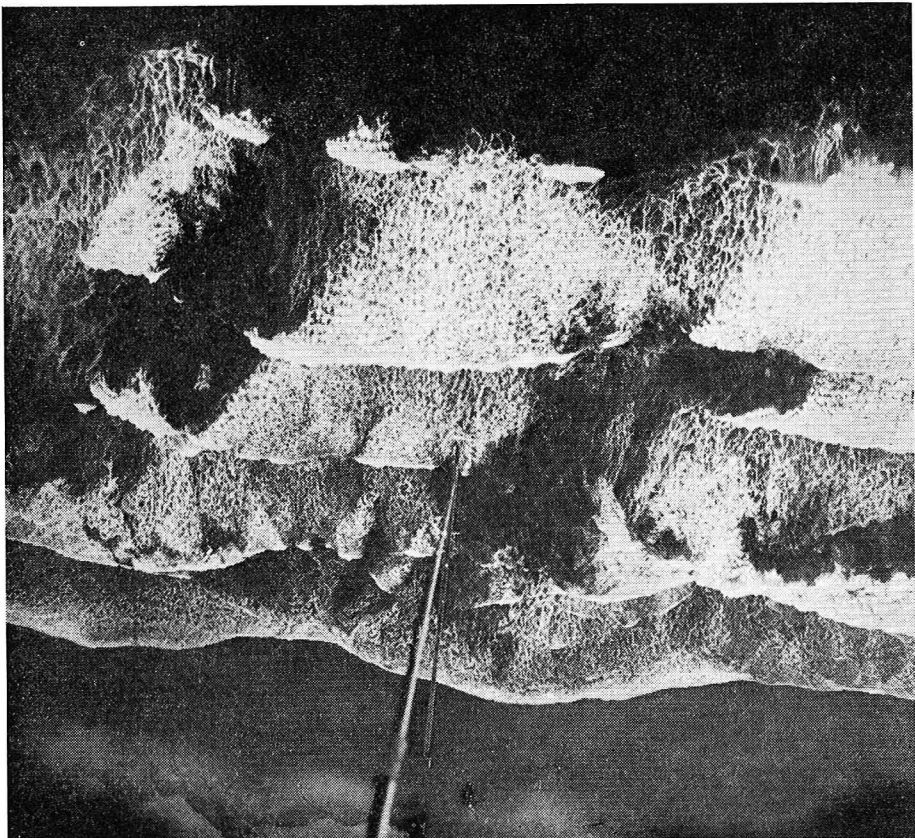


写真-1 BACS-741015

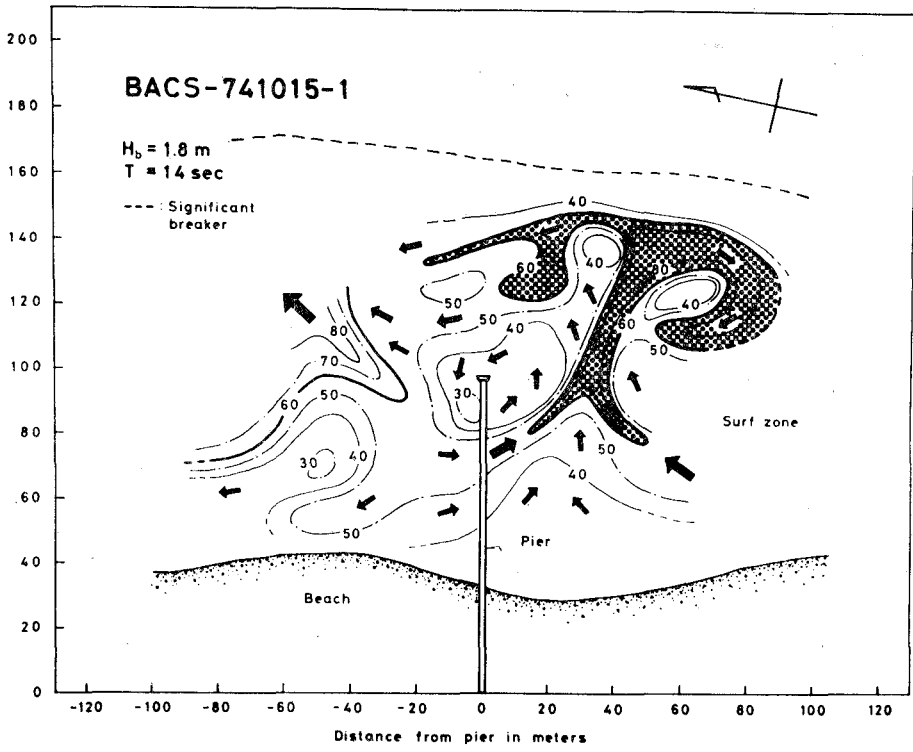


図-6 時化時の離岸流の流速分布

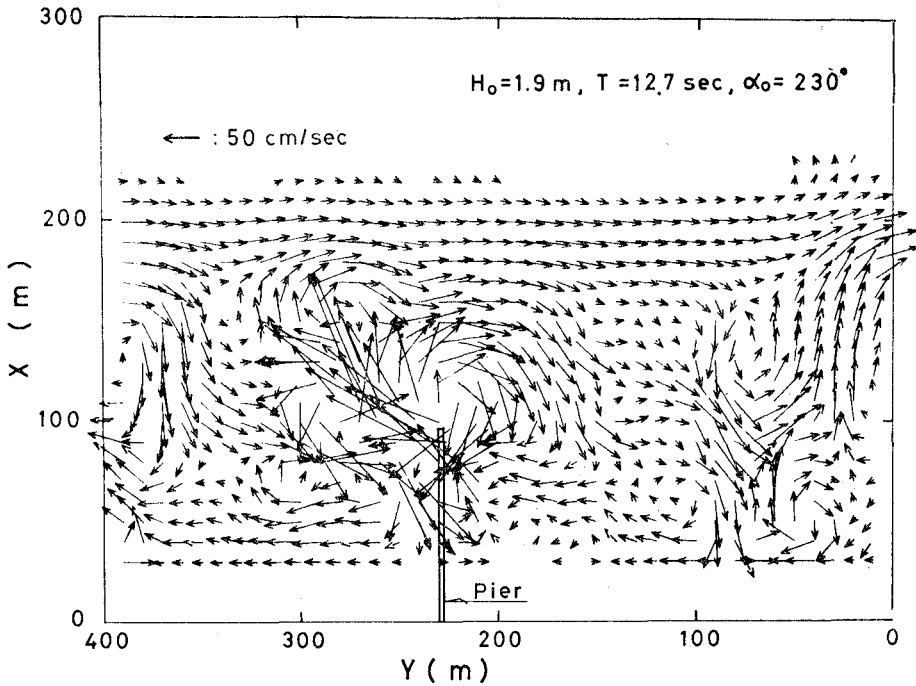


図-7 NCSS による時化時のシミュレーション

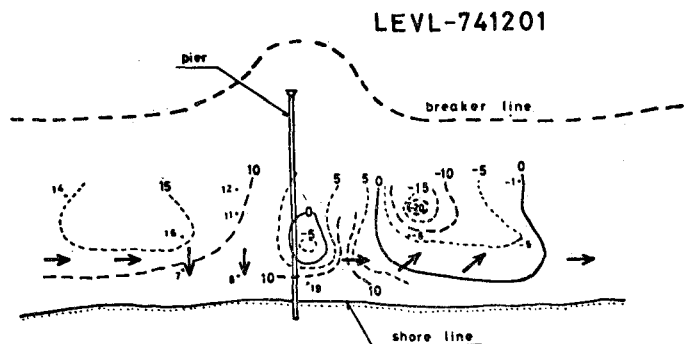


図-8 砕波帯内の平均水位分布 (その1)

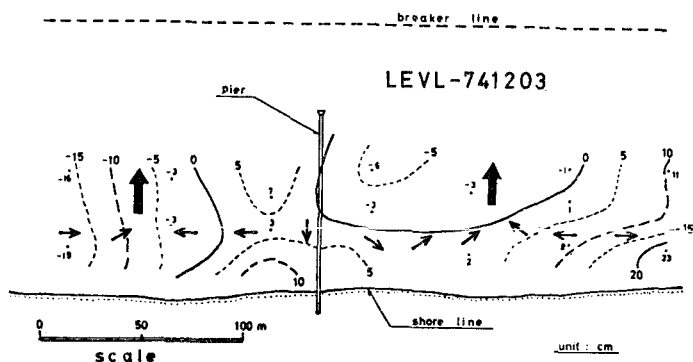


図-9 砕波帯内の平均水位分布 (その2)

4. 砕波帯付近の平均水位

砕波帯付近の nearshore circulation は沿岸方向の波高分布によって生ずる radiation stress の分布によって生ずると考えられている。radiation stress の分布によって生ずる平均水位の分布を最初に観測したのは Sonu (1972)⁹⁾ であるが、ここでは Sonu と同様の hydraulic filter を用いて阿字が浦海岸で平均水位を観測したので、その結果を報告する。用いた hydraulic filter は長さ 2.5m, 内径 6cm のアクリル製の筒であり、底部には径 2~3mm の穴が数個あけられている。この filter を砕波帯中に設置し、水位を陸上のレベルで読んだ。

図-8、図-9 はそれぞれ、昭和49年12月1日と3日に行った観測の結果である。平均水位は静水面を定義できないので、取得データの算術平均値をゼロとして示してある。図-8、図-9 の観測にはそれぞれ50分間、80分間要しているので、厳密には同時データではない。図中の矢印は水位観測の前後に実施した流況調査による流向であって 図-9 では2つの離岸流が観測されている。本来なら砕波帯沖側まで観測するべきであるが、背の立たない区域で filter を支持するのは困難であった。

測定領域内の水位差は2つのケース共約40cmあるのが観測されている。図-9 では2つの離岸流の中央の水位が高く、水位の低いところに位置する離岸流の方へ向

う流れがよくとらえられている。流れの測定と水位の測定との間には若干の時間のずれがあるので最低水位の地点に離岸流の位置が一致しているわけではない。今後、波高の小さいところで観測すれば砕波帯沖まで水位をとらえることができるものと思われる。

5. 結 語

著者らは Battjes (1974) と Suhayda (1974)の研究にヒントを得て、離岸流の発生機構の異なる3つの領域があることを示し、従来、理論の存在しなかった「INFRAGRAVITY 領域」に式(5)で示される予測式を提案した。また、離岸流の長さについては X^* が Inman et al. (1968)のように定数ではなく波高が大きくなるにつれて小さくなることを示した。今後の課題としては ① 波向の変化による海浜流パターン (たとえば Harris (1969)²²⁾ の示したパターン²³⁾) の変化、② bar, cusp 等の海底地形と海浜流との関係、③ 急勾配海岸における海浜流の流速場、④ 海浜流型移流拡散、⑤ infragravity wave の研究等を挙げることができよう。

なお、現地観測に際しては建設省土木研究所海岸研究室の諸氏、東京大学大学院学生の林 銘崇氏、丸山康樹君、近藤浩右君の御協力を受けた。また、図面の作成については東京大学研究員の久保田進君の協力を得た。以上の諸氏に紙面をかりて深甚の謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 佐々木民雄・五十嵐元：沿岸海域の水質と底質に及ぼす波と風の影響に関する野外研究，第1回環境問題シンポジウム講演集，土木学会，1973。
- 2) 堀川清司・佐々木民雄・福井直治・五十嵐元・鬼頭平三：海浜流に関する研究(第1報)―観測法と湘南海岸における観測例一，第18回海岸工学講演会論文集，1971。
- 3) 堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・桜本 弘：海浜流に関する研究(第2報)―海浜流の現地観測一，第21回海岸工学講演会論文集，1974。
- 4) Battjes, J.A.: Surf similarity, Summary of 14th Conf. on Coastal Engineering, 1974。
- 5) Suhayda, J.N.: Determining nearshore infragravity wave spectra, Proc. Intern. Symp. Ocean Wave Measurement and Analysis, ASCE, New Orleans, 1974。
- 6) Bowen, A.J. and D.L. Inman: Rip currents, 2. Laboratory and field observations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, No. 23, 1969。
- 7) 日野幹雄：海浜流系の発生理論(3)―単純化された理論一，第20回海岸工学講演会論文集，1973。

- 8) 日野幹雄: 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, No. 225, 1974.
 - 9) Sonu, C.J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, Jour. Geophys. Res., Vol. 77, No. 18, 1972.
 - 10) 佐々木民雄: 海浜流系の構造に関する野外的研究, 東京大学大学院工学系研究科学学位請求論文, 1974.
 - 11) 宮田元靖: 長周期波, 寺本俊彦編, 海洋物理学 I, 海洋学講座 1, 第 4 章, 東京大学出版会, 1974.
 - 12) Huntley, D.A. and A.J. Bowen: Field observations of edge waves, Nature, Vol. 243, 1973.
 - 13) 玉井佐一: カスピの形成に関する研究, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974.
 - 14) 黒田正文: リップル・タンクを用いたリップ・カレントの実験的研究, 日本大学理工学部卒業論文, 1975.
 - 15) 浜田徳一: 海岸にトラップされる波の 2, 3 の性質, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974.
 - 16) Eckart, C.: Surface waves in water of variable depth, Scripps Inst. Oceanogr. Wave Rep. 100, SIO Ref. 51~12, 1951.
 - 17) 東京大学工学部土木工学科港湾研究室: 昭和49年度阿字が浦海岸海浜流調査報告書, 1975.
 - 18) Inman, D.L., R.J. Tait, P.D. Komar and C.E. Nordstrom: Dispersion of water and sediment in the surf zone, SIO Ref. 69-10, Scripps Inst. Oceanogr., 1968.
 - 19) Noda, E.K.: Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, No. 27, 1974.
 - 20) Jonsson, I.G.: Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., 1966.
 - 21) Sasaki, T.: Simulation on shoreline and nearshore current, Summaries of Ocean Engineering III, A.S.C.E., 1975.
 - 22) Harris, T.F.W.: Nearshore circulation, Field observations and experimental investigations of an underlying cause in wave tanks, Symposium on Coastal Engineering, South Africa, 1969.
-