

海浜流と海浜地形

玉 井 佐 一

1. まえがき

海浜流は浅海域、中でも砕波帯内およびその付近において、波浪によって生ずる流れであり、特に離岸流 (rip current) 沿岸流 (longshore current) および波による質量輸送を総称して海浜流系統 (nearshore current system) とよんでいる。したがってこのような汀線に比較的近い海浜での流れの発生、発達など、その挙動は海浜の諸現象、特に底質の移動、さらにそれに伴う海浜地形の変化に深い関係をもつものである。また近年、海岸侵食が沿岸広域へ拡大するに及んで、このような海浜の流れ、すなわち離岸流および沿岸流による漂砂の動態と平面的な海浜変形との関連性が重要視されるようになった。

一方沿岸域の水質汚染、移流拡散問題また海洋性レクリエーションの場としてなど、沿岸環境の立場からも、さらにはこの辺りを棲息の場とする水産生物の水域および砂床環境としても、海浜流の挙動は大きなかわりを持つもので、この方面からも一層注目されるようになった。

さて、このような海浜流に関する従来の研究成果については、1972年の本研修会において、「沿岸付近の流れ」と題して堀川¹⁾によって詳述され、またそれらをまとめた著書²⁾もあるので、ここではその後の海浜流に関する研究成果の概要と、特に海浜流の挙動と関連深い海浜地形の変化、それも主に平面的な海浜地形の変化に関する研究成果について述べる。

2. 海浜流系に関する最近の研究動向

海浜流系に対する理論的取扱いとして最近 Longuet-Higgins・Stewart^{3,4,5)}(1962~1964) が、radiation stress の概念を導入して以来、砕波帯内、外の水理現象の解析が急速に進展し、興味あるいくつかの成果が発表されている。中でも沿岸流の発生について、汀線に斜めに入射する波の radiation stress を用いての理論が Bowen⁶⁾(1969)、Thornton⁷⁾(1970) および Longuet-Higgins⁸⁾(1970) などによって発表され、たとえば、沿岸流速分布について理論値と実験値または現地観測値と比較的よい一致をみている。

一方離岸流については Bowen⁹⁾(1969) または Bowen・Inman¹⁰⁾(1969) が同様に radiation stress を用いて理論的に取扱い、特にエッジ波 (edge wave) が入射波と干渉し、沿岸方向に定常的な波高の変化を生じ、波高の小さいところに離岸流が生じるとした。しかしこのような取扱いに対していくつかの反論がみられる。すなわち Sonu¹¹⁾(鮮于 1972) は離岸流の発生間隔とエッジ波の卓越波長が異なること、さらに定常エッジ波が発生しそうにない海岸にも離岸流がみられると述べ、入射波が一樣であっても砕波帯内の海底地形の不均一性によって海浜流系が支配されるとしている。これらについては堀川²⁾(1973) または日野¹²⁾(1974) もふれ、Bowen¹⁰⁾らの考察は必ずしも満足のゆくものではないと指摘している。また最近、岩田¹³⁾(1976) は Bowen らが離岸流セルの形成を説明するのに波高分布が汀線方向に周期的に変化すると仮定し、この波高の周期性を定常エッジ波で解釈しようとする取扱いについて、定常エッジ波の存在はモードとしては考えられなくはないが、観測される離岸流間隔を説明できるような適当な周期のエッジ波が存在するためには、入射波のエネルギーもまた適当な周期で変化しなければならないし、境界のない一樣直線海岸で進行波でなく、定常波が卓越するという考えにはすぐには賛成しかねる。と述べている。

以上のように、海浜流に対する理論的な解明が一段と進歩し、特に沿岸流に対しては日野¹³⁾が述べているように現象の解明が一段落したようであるが、離岸流に対しては上述のように、なお多くの問題を残している。なかでも離岸流に対する実験または現地観測による十分な裏付けはえられておらず、理論的取扱いの妥当性を検証するには今一步の感がする。またこのような海浜流と海浜変形との関連性についてもなお不明確な問題を残している。

最近、堀川・佐々木ら^{14,15,16,17)}(1971~1976)は気球またはヘリコプターによって関東沿岸の湘南、九十九里、鹿島、勝浦、新潟県柏崎、茨城県阿字が浦の各海岸において、海浜流の観測を行い、海浜流の規模および流速場などの問題について貴重な資料をえている。さらに Sonu¹⁸⁾(1972)、橋本・宇多¹⁹⁾(1974)および堀川・佐々木ら^{16,17)}(1975, 1976)によって海浜流のモデル化による検討がなされ、離岸流に対する活発な研究が行われている。一方日野^{20,21,22)}(1972~1975)は海浜流の発生理論に関する一連の研究を行い、上述の堀川・佐々木らの現地調査結果についての対応を行うなど興味ある結果を明らかにするとともに、海浜流と海浜地形の発生・発達さらにそれらの関連性についての理論的考察を行い、このような研究に対して大きな示唆をあたえている。

以下、このような最近の研究のうち、まず海浜流に関する研究を主体に述べる。

3. 海浜流の規模^{14), 15), 16), 17)}

堀川・佐々木らは上述の各海岸における調査結果とさらに Inman²³⁾(1968)らによる El Moreno および Silver strand の調査資料また Shepard, Inman²⁴⁾(1950)による Scripps, Sonu¹⁸⁾(1972)による Seagrove さらに Harris²⁵⁾(1969)による Virginia の各海岸の資料を用いて海浜流の規模について検討している。すなわち Shepard・Inman²⁴⁾(1950)が示した海浜流の一般的な模式図において離岸流の発生間隔 Y_r 、砕波帯幅 X_b 、および離岸流の長さ X_r を図-1のように定義し、まず Y_r と X_b との関係をみたものが図-2である。

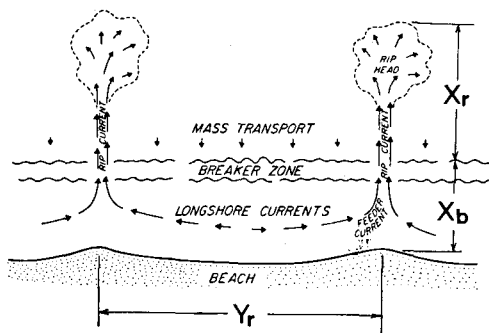


図-1 海浜流模式図
(堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

これらの海岸における海底勾配は El Moreno の $1/4$ から、九十九里海岸の $1/8$ の範囲内にあり、また砕波高 H_b は El Moreno の 0.2m から Scripps の 4.1m、入射波の周期 T は El Moreno の 2.8 sec から Scripps の 14.2 sec の範囲内である。

図-2によれば、 Y_r と X_b の関係はばらつきはあるが、 $Y_r/X_b = 1.5 \sim 8.0$ の範囲内にあり、相関がみられる。このような相関については Mc Kenzie (1958)も指摘しているようである。また Bo-

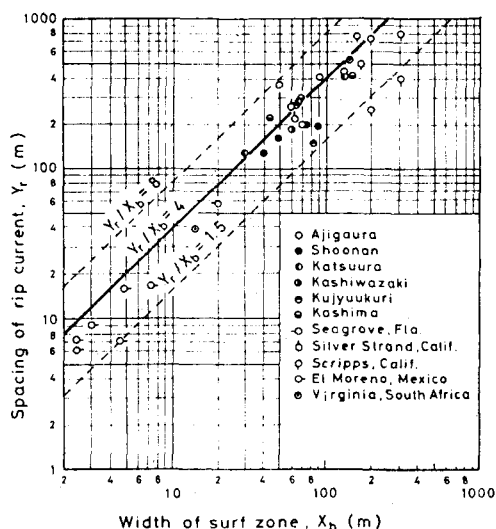


図-2 離岸流の発生間隔と砕波帯幅の関係
(堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

wen Inman¹⁰⁾ (1969) さらに日野の理論的な解析結果によっても一般には $Y_r/X_b = 4$ の値を示している。堀川・佐々木¹⁵⁾らは特に X_b が 25 m 以下では $Y_r/X_b = 2 \sim 3$ で 4 以下を示し、この範囲のデータの特徴は H_b が小さい他に、海底勾配が $1/7 \sim 1/10$ または $1/30$ であることをあげている。また X_b が 10 m 以下の値は El Moreno のデータで、Bowen・Inman¹⁰⁾ (1969) が、エッジ波理論の検証に用いたもので、Eckart²⁶⁾ (1951) が定義した次式に示すような offshore modal number すなわち岸に平行な節線 (nodal line) の本数 n が 1 と 2 に対応すると述べている。

$$\omega_e^2 = g\lambda(2n+1)\tan\beta \quad (1)$$

式中、 $\omega_e = 2\pi/T_e$, $\lambda = 2\pi/L_e$, T_e および L_e はそれぞれ、エッジ波の周期と波長、 $\tan\beta$ は海底勾配、 g は重力加速度である。

以上のような考察によって、離岸流の発生間隔の予測式として次のような関係を提示している。すなわち Y_r と X_b の関係について

$$Y_r = 3.01 X_b^{1.005} \div 3 X_b, \quad (r = 0.965) \quad (3)$$

Y_r と T について

$$Y_r = 0.42 T^{3.08} \div 0.42 T^3, \quad (r = 0.807) \quad (4)$$

また T , H_b , $\tan\beta$ との関係については

$$Y_r = 1.08 T^{1.41} H_b^{0.54} (\tan\beta)^{-0.64}, \quad (r = 0.947) \quad (5)$$

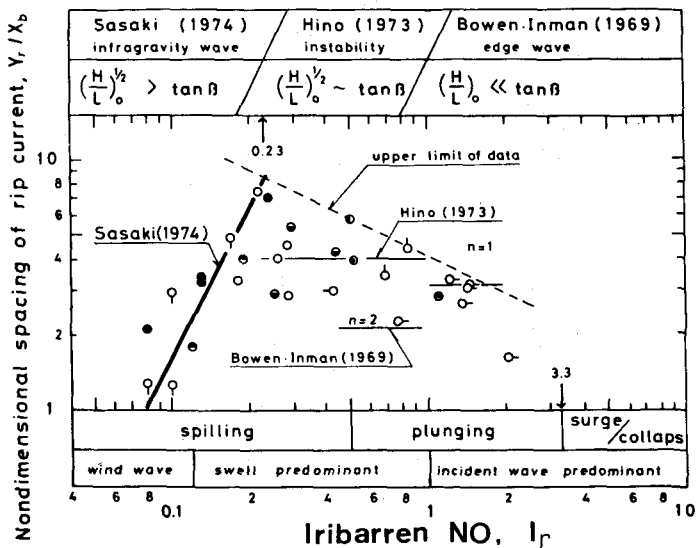
となる。各式は m, sec 単位で示してある。ここで r は相関係数で、 Y_r と X_b の相関が、最も高く、その結果 $Y_r/X_b \div 3$ となり、日野の理論値 $Y_r/X_b = 4$ より、やや小さい値となることがわかる。

その後、海底勾配の緩い海岸に波形勾配の非常に小さい波が入射する場合、定常波が生じやすく、長周期波の存在によって離岸流が発生するという仮説を立てて、このような領域での離岸流の特性を検討している。すなわち周期 30 sec より 10 min のような長周期波である Infragravity wave^{*)}に着目し、砕波帯付近のサーフ・ビートやエッジ波は Infragravity wave に対応すると述べ、上述の観測資料をもとに、縦軸に Y_r/X_b を、横軸には Battjes²¹⁾ (1974) が提案した Iribarren No. (Serf similarity parameter) すなわち海底勾配 $i = \tan\beta$ と沖波波形勾配 H_o/L_o の平方根の比 $\tan\beta / (H_o/L_o)^{1/2}$ をとって示したものが図-3である。図の上部には Bowen・Inman¹⁰⁾ (1969) のエッジ波理論、日野²¹⁾ (1973) による不安定理論および上述の佐々木²⁸⁾ (1974) による Infragravity wave の対応領域を示した。

すなわち

$$\left. \begin{array}{ll} I_r < 0.23 & \text{Infragravity wave 領域} \\ 0.23 \lesssim I_r \lesssim 1 & \text{不安定領域} \\ I_r > 1 & \text{エッジ波領域} \end{array} \right\} \quad (6)$$

*) 堀川・佐々木らは外重力波と呼んでいる。



図—3 海浜流の発生領域
(堀川・佐々木ら 1975)¹⁸⁾

とし、海浜流発生に対する3つの領域を区分した。また図の下部には Galvin (1968)²⁹⁾ の碎波形を示した。すなわち

$$\left. \begin{array}{ll} I_r < 0.5 & \text{Spilling breaker} \\ 0.5 < I_r < 3.3 & \text{Plunging breaker} \\ 3.3 < I_r & \text{Surging breaker} \end{array} \right\} \quad (7)$$

であり、以上をまとめ、それぞれの特性を表-1のように示した。

表-1 海浜流発生の3つの領域
(堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

理論 (機構)		INFRAGRAVITY	不安定 (SELL)	EDGE WAVE
提 案 者		佐々木民雄 (1974)	日 野 (1973)	Bowen・Inman (1969)
適 用 範 囲 (I_r)		$0.23 \geq I_r$	$1 \geq I_r \geq 0.23$	$I_r \geq 1$
特 徴	碎 波 タ イ プ	spilling	spilling - plunging	plunging
	surf	常にある	あり又はなし	常にない
	碎波帯中の波の数	3波以上	1~3波	1波以下
	入射波の反射率(r)	$r < 10^{-2}$	$r \sim 10^{-2}$	$r > 10^{-2}$
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。

さらにこれらの結果から、

$$\left. \begin{aligned} \frac{Y_r}{X_b} &= 157 I_r^2 && \text{Infragravity wave 領域} \\ &&& (0.08 < I_r < 0.23) \\ \frac{Y_r}{X_b} &= 4 && \text{不安定領域} \\ &&& (0.23 < I_r < 1) \\ \frac{Y_r}{X_b} &= \begin{cases} 2\pi & (n=0) \\ \pi & (n=1) \\ \frac{2\pi}{3} & (n=2) \end{cases} && \text{エッジ波領域} \\ &&& (1 < I_r) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

のように表わした。上式中 n は(1)式であたえられ、エッジ波の offshore modal number であり、図-3の中で、El Moreno 海岸の $\tan \beta = 1/7$ における Y_r/X_b の値は $n=1$ と $n=2$ のエッジ波に対応していることがわかる。

次に定常波の生ずる条件を反射率 $r > 0.4$ とすれば、Battjes (1974) の示した $r = 0.1 I_b^2$ によって

$$I_b = \frac{\tan \beta}{(H_b/L_o)^{1/2}} \gtrsim 2 \quad (9)$$

をうる。これより定常波の生ずる限界周期 T_c は

$$T_c \geq 1.6 H_b^{1/2} \tan^{-1} \beta \quad (10)$$

であたえられるとして、各領域の定常波の生ずる限界周期を各砕波高によって示したのが表-2である。この中で、特に Infragravity wave の存在について、堀川・佐々木らは数回の現地観測によって常に 50 sec ~ 90 sec 程度の波が観測されたと述べている。

表-2 Standing wave の生ずる限界周期
(堀川・佐々木ら 1975)¹⁶⁾ T_c (sec)

Domain	$\cot \beta$	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

4. 離岸流の長さ¹⁶⁾

図-1に示した離岸流の長さ X_r と X_b との関係プロットしたものが、図-4である。図には Inman (1968) らの観測結果をも併記してある。 X_r と X_b との関係は非常にばらつきが大きく、明瞭な比例関係をみることができない。図によれば $X_r < X_b$ の場合がみられ、離岸流が必ずしも砕波点より沖へでるとは限らないようである。

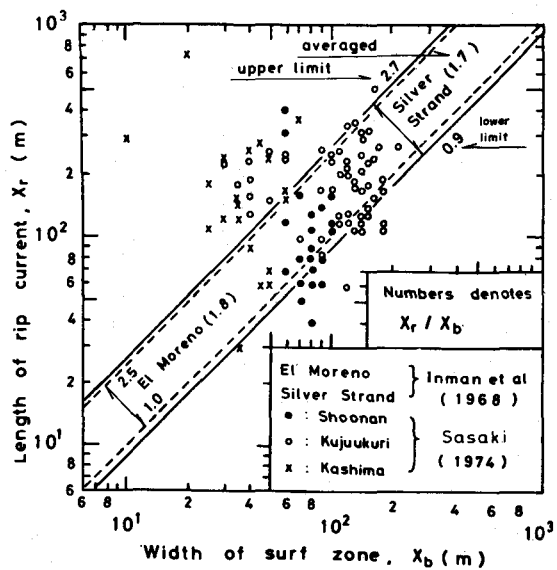


図-4 X_r と X_b との関係
(堀川・佐々木ら 1975)¹⁶⁾

図によれば $X_r < X_b$ の場合がみられ、離岸流が必ずしも砕波点より沖へでるとは限らないようである。

5. 海浜流の流速場^{15), 16), 17)}

Sonu¹⁸⁾ (1972) は砕波帯内およびその付近の流れ、波または海底地形の一連の調査によって、流速・流向を観測するとともに Arthur³⁰⁾ (1962) の提示したこのような流速場での輸送流れ関数 (transport stream function) を求め、砕波帯付近の循環流の評価を行っている。図-5 は平面的な流れのパターンを示したもので、(a) 図は波が汀線に直角に入射する場合で、循環セルを形成している。また(b) 図は斜め入射波の場合で、沿岸方向に蛇行流が発生することを示している。

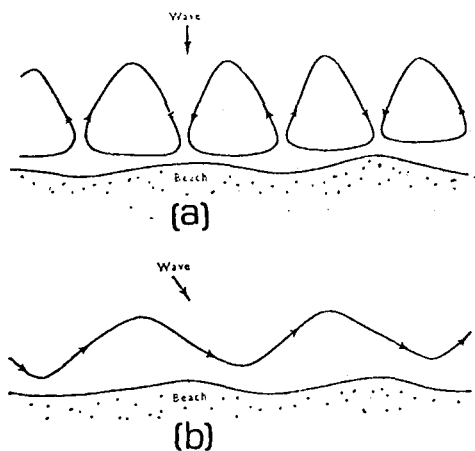


図-5 海浜流パターン¹⁸⁾
(Sonu, 1972)

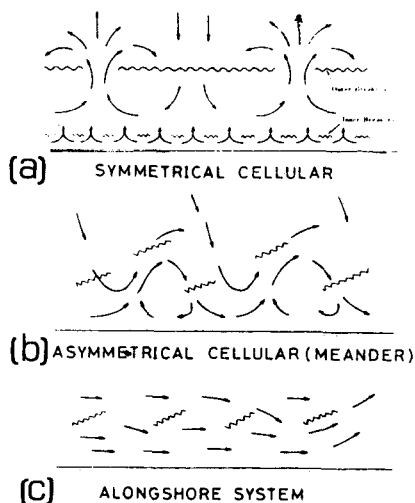


図-6 海浜流のタイプ²⁵⁾
(Harris 1969)

Harris²⁵⁾ (1969) は海浜流のタイプを図-6のように3つに分類し、多くの観測結果からそれぞれの生起頻度は、(a)の対称セル循環38%、(b)の非対称セル循環52%、(c)の沿岸システムは10%であることを示した。この中で(b)は Sonu¹⁸⁾の蛇行流に相当し、このような流れが全体の約半分をしめることがわかる。また(a)と(b)を合せると90%となり、離岸流の発生しない(c)の場合は非常に少ないことがわかる。

堀川・佐々木¹⁵⁾ (1974) は阿字が浦海岸において流速場の観測を行っている。それらの中で、離岸流のフロート流速ベクトルを示したものが図-7である。これより、栈橋右側(南側)で離岸流の発生がみられ、また栈橋付根付近から、離岸流と沿岸流とが分かれていることも観察される。図-8はフロート流速の等値線図で、これらの結果より、フロートの波のりの影響の少ない沿岸方向の流速成分を用いて、Arthur³⁰⁾ (1962) による輸送流れ関数を求め、 $\Delta\psi = 5 \text{ m}^3/\text{sec}$ ごとに描いたものが図-9である。砕波帯付近では、ほぼ等深線に沿って流れ、全体の流線は上述の Sonu¹⁸⁾の蛇行流および、Harris²⁵⁾ (1968)の非対称セル循環に似ていることがわかる。さらに同一地点における波が汀線に直角に入射するような場合の流速場の観測結果が図-10である。栈橋左(北側)80m付近に離岸流がみられ、その最大流速は70cm/secに達している。また図-9と同様の方法で求めた輸送流れ関数を示すと図-11であり、砕波点付近の流れの様がよくわかる。さらにこのような場合の平均水面上の波の峯高平面分布を示したものが図-12であり、栈橋北側80m付近の離岸流の両側で波峯高が最も高く、離岸流はその間を沖側に流出していることがわかる。また波はこの位置でおくれて岸に近い位置で砕波している。さらにこのような現地観測資料をもとに、Noda³¹⁾ (1974)の示した海浜流モデルを拡張し、海底摩擦係数に Jonsson (1966)の wave friction factorを応用し、定常海浜流モデルとしての計算を行っている。図-13および14がその計算結果を図示したものである。図-

13 は輸送流れ関数であるが、上記図-11と比べると流れのパターンはよく合っている。一方図-14は平均水位の分布であり、wave set-down の最大の個所(-5 cm)に離岸流が位置しており、興味ある結果がみられる。

以上、海浜流に関する現地海岸調査について述べたが、その他、離岸流の発生についての室内実験や数値シミュレーションなどが行われ、また離岸流間隔の評価に対する実験や理論的解析がみられる。日野(1975)は離岸流のみでなく、さらに海浜地形の変動特性、すなわち代表的な海浜形状であるカスプ地形、砂州などの発生、発達を流体系～底質系の流体力学的不安定現象として理論的に取扱い、波および流れと平面的な海浜変形との関係について考察し、これらの間には密接な関連があることを明らかにしている。また Shepard(1948), Komar(1971), Sonu(1973), 茂木(1963) および白井ら(1974)も、カスプや弧状砂州の形成と碎波帯内およびその付近の水理現象との間には相関連した関係があると述べている。

以下ではこのような平面的な海浜変形、特にカスプおよび砂州の形成について著者がここ数年行ってきた実験および現地海岸調査結果などについて述べ、また上述の海浜流

との関連性について検討するとともに、従来からのこのようなカスプおよび弧状砂州についての調査結果や地理学的な評価との対応などについて紹介する。

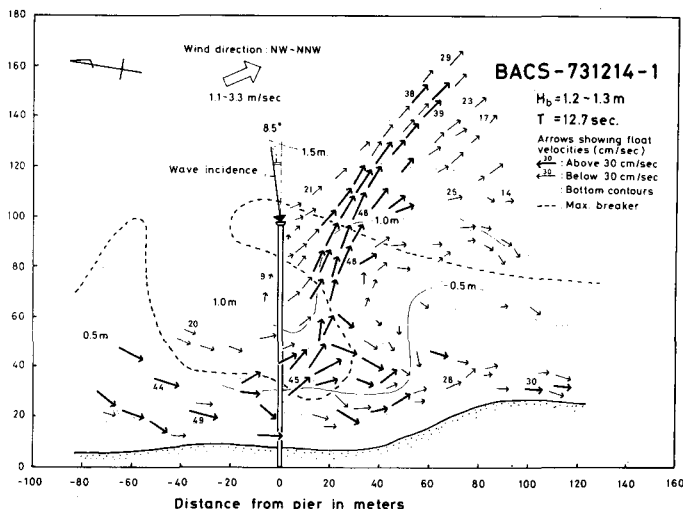


図-7 離岸流流速ベクトル
(堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

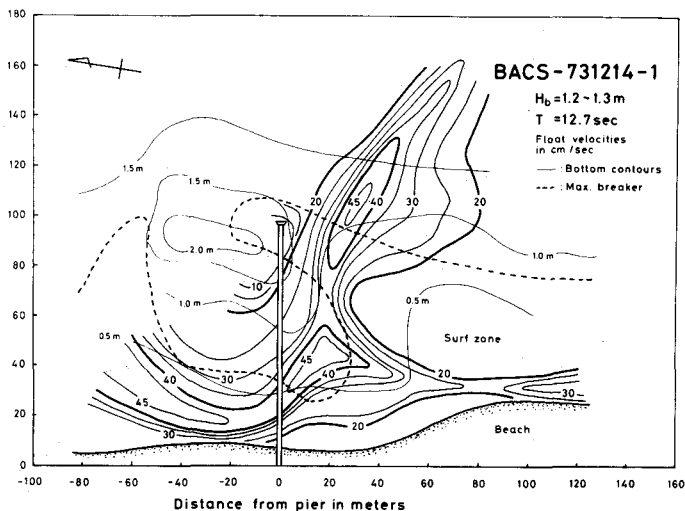


図-8 離岸流流速分布
(堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

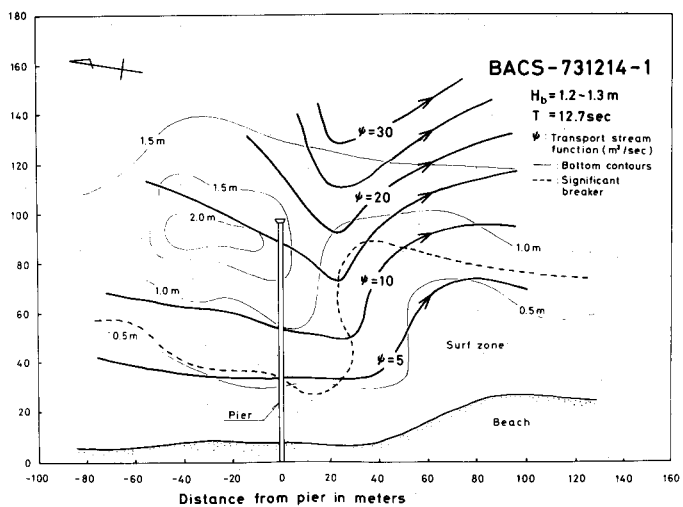


図-9 Arthur の輸送流れ関数 (堀川・佐々木ら 1974)¹⁵⁾

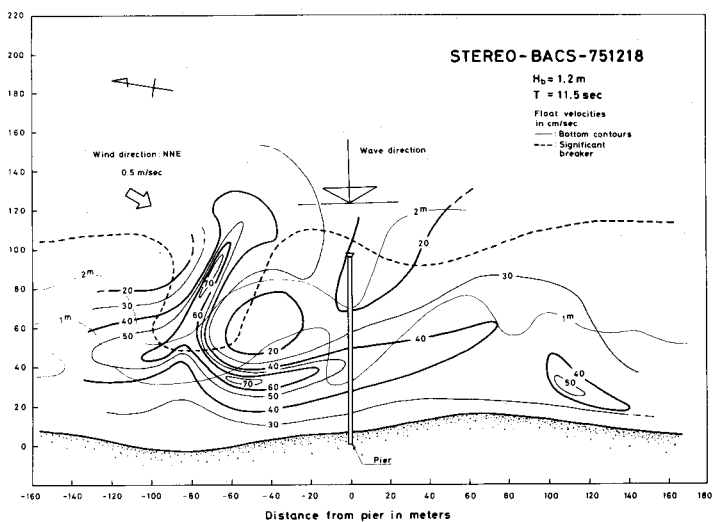


図-10 流速場 (堀川・佐々木ら 1976)¹⁷⁾

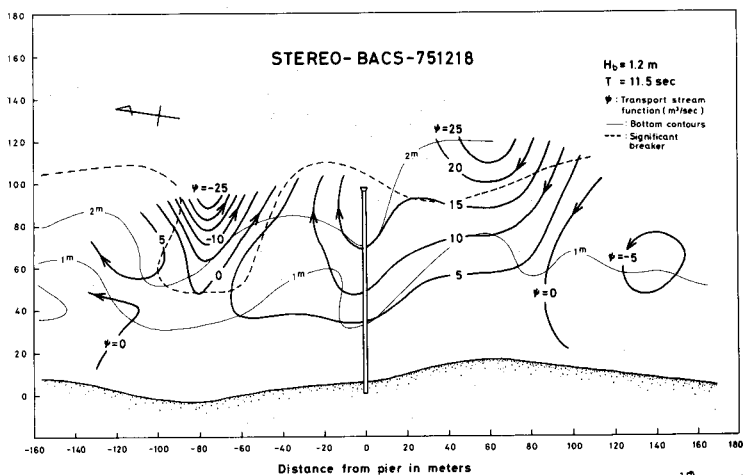


図-11 Arthur による輸送流れ関数 (堀川・佐々木ら 1976)¹⁷⁾

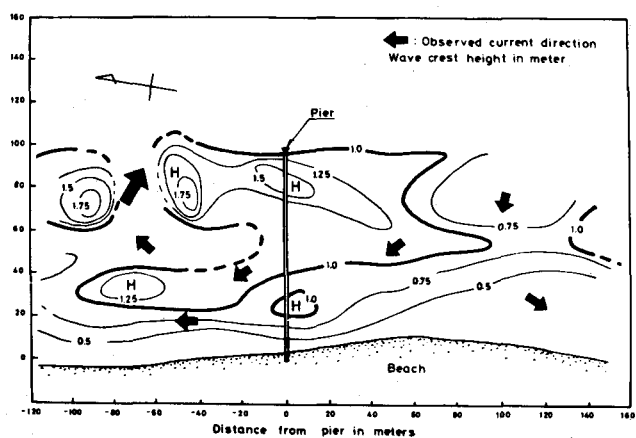


図-12 波峯高分布 (堀川・佐々木ら 1976)¹⁷⁾

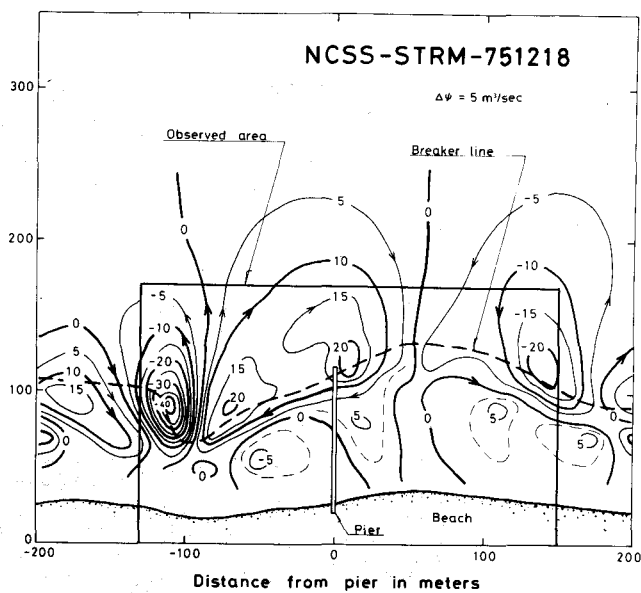


図-13 海浜流モデル計算結果 (堀川・佐々木 1976)¹⁷⁾

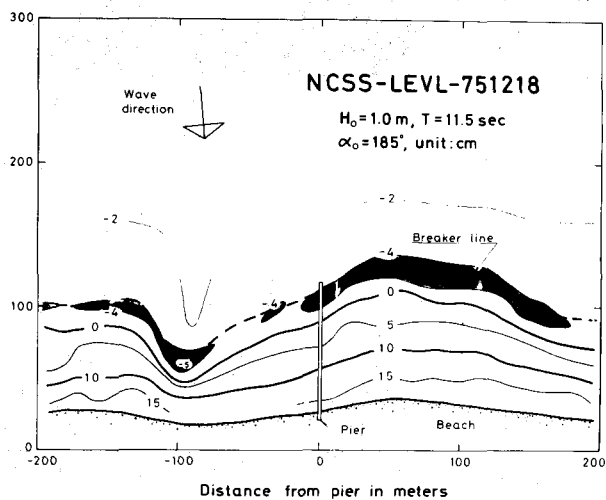


図-14 平均水位計算結果 (堀川・佐々木ら, 1976)¹⁷⁾

6. 海浜の平面変形に関する従来の研究

上述したように海浜の平面的な変形の代表的な形状として、カस्पと弧状砂州の形成があげられる。海浜にみられるこのようなリズムカルな波状地形は、砕波帯内の複雑な漂砂現象の下で形成され、形状についても様々で、その分類や名称、取扱いはい研究者によって必ずしも一律ではないが、一般的な地形のブロックダイヤグラム⁴⁰とカस्प模式図をそれぞれ図-15および図-16に示す。

さて Kuenen⁴⁵⁾(1950)はこの種の波状地形を、海底での sand wave および ripple mark などを含んで rhythmic accumulation として一括している。そして rhythmic accumulation の type を ripple mark, larger rhythmic accumulations および beach cusp の3つに分類している。しかし茂木⁴⁰⁾(1963)は上記三者に対し, rhythmic pattern を示す点では類以しているが、形成機構を考えた場合, beach cusp の共通性は考えられないで、むしろ ripple mark の中のさらに大きい sand wave と, beach cusp の中の大きな海岸線の undulation とを対照とした場合、形態的にも成因的にも著しく近以していることを述べている。また白井ら⁴⁶⁾(1973)は汀線が前進している部分と後退している部分とが交互して波状の海浜地形を形成し、通常前浜部に形成されるものより大きく、一般に水面にわたって波状海岸を示し、従来の shoreline rhythms, sand waves または giant cusp などといわれるスパン(波長) 100 m order から数 1000 m のものを large cusp と総称している。そして前浜部にみられる

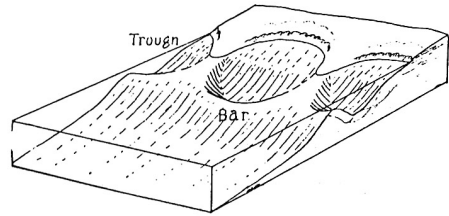


図-15 砂浜海岸における rhythmic topography のブロック・ダイヤグラム(茂木 1963)

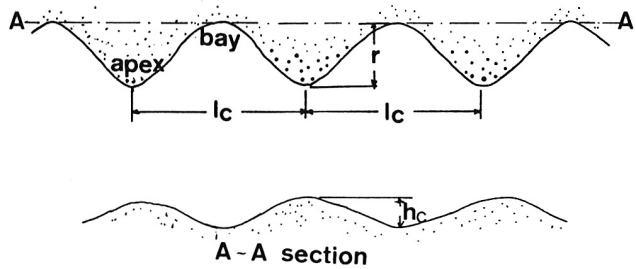


図-16 カस्प模式図

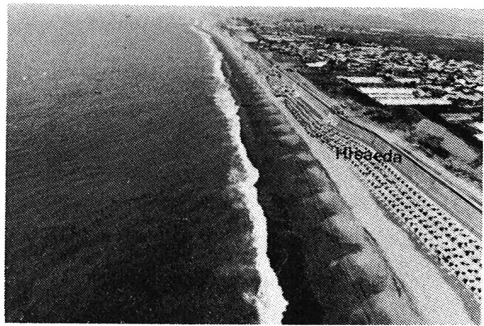


写真-1 Beach cusps の形成
(高知海岸 1973. 7. 13)



写真-2 Large cusps の形成
(鳥取海岸 1975. 11. 12)

数 m, 数 10 m のスパンの短かいカスを beach cusp と称して 2 分類し, Dolan⁴⁷⁾ (1971) の sand wave という語はまぎらわしいことを示している。また茂木⁴⁸⁾ (1968) および山内⁴⁹⁾ (1963) は beach cusp の中には前浜部上段と下段, さらに後浜にも形成されるものがあると, 述べている。写真-1 は高知海岸に形成された beach cusp であり, 前浜部上段にリズムカルな beach cusp がみられるとともに, 下段にもカスが形成されつつあることがわかる。一方写真-2 は鳥取海岸における large cusp の形成状況であり, beach cusp と large cusp の違いがよくわかる。

さて前浜部にみられるこのような beach cusp を最初に取り扱ったのは, D.W. Johnson⁵⁰⁾ (1919) のようで, カスの apex 間の距離, すなわちスパンと砕波高とは比例し, カスの成因として swash による前浜溝状の凹地における選択侵食をあげている。また Butler⁵¹⁾ (1937) は湖岸にできるカスについて調べ, Evans⁵²⁾ (1938) はカスを成因によって 5 形式に分類し, 潮汐はカスの成因には直接関係ないことを示した。その後 Kuenen⁵³⁾ (1948) によって研究が進められ, swash が backwash に転ずる際, apex での堆積が重要な要素であり, Johnson⁵⁰⁾ (1919) の言う swash による侵食のみでなく, 堆積, 侵食の両作用が関係すると述べている。また Shepard⁴¹⁾ (1948) はカスの形成には波の進入方向はあまり関係しないことを示し, Guilcher⁴⁹⁾ (1958) もまた潮汐には無関係で swash が関係することを述べている。Shepard⁴⁹⁾ (1959) はその後, スパンの大きさは, 海浜砂の粒径によって異なり, 粗粒の海岸ほどカスが密接して生じ, また潮差の小さい時ほどよく発達することなどを明らかにしている。

一方, 汀線の大規模な波状地形に注目したのは, per Brunn⁵⁴⁾ (1954) といわれ, オランダ北海沿岸に 10³ order の shoreline wave を測定している。わが国で最初にカスに注目したのは鈴木⁵⁵⁾ (1933) のようで, カスと海底地形の関係について考察しているが, 詳細な資料は示されていない。その後, 土佐林ら⁵⁶⁾ (1950) は新潟海岸において上記の large cusp および beach cusp に相当する大カスと小カスとを発見している。また小向⁵⁷⁾ (1956, 1957) は函館大森海岸の侵食調査と併行してカスに関する調査を行い, スパン 700 m 前後, 170 ~ 250 m および 8 ~ 22 m の 3 種の rhythmic pattern の存在を認めている。さらにその後 King⁵⁸⁾ (1959) および Zenkovith⁵⁹⁾ (1967) の調査研究がある。わが国では, 三位⁶⁰⁾ (1958) による大平洋岸各地での調査があり, beach cusp を 3 分類し, 発生から消滅までを 9 段階に分け, Kuenen⁵³⁾ (1948) と同様, 侵食, 堆積が関係し, 特に浜の傾斜変換線が影響するとしている。茂木⁶¹⁾ (1963) または本間・鮮子⁶¹⁾ (1963) はカスの成因およびそれに対応して沖側に形成される弧状砂州の問題を論じている。一方山内⁴⁹⁾ (1963) は beach cusp に着目して, カスと砕波高との関係について考察し, 両者には, 比例関係があることを明らかにしている。さらに最近白井ら⁶²⁾ (1973) は新潟県大潟海岸の調査を通じ, large cusp および beach cusp の形状と海浜特性との関係を検討し, それぞれ興味ある結果を発表している。特に茂木⁴⁰⁾ (1963) は海岸と海底にみられる rhythmic pattern の類似性から形成機構について検討し, その中で, King⁵⁸⁾ (1959) の多方向からの波の入射による弧状砂州の発生や, Brunn⁵⁴⁾ (1954) の砕波による swash と, これから生ずる離岸流による発生原因の説明は必ずしも満足のゆくものでなく, むしろ沿岸流の障害物などによる蛇行性が, 河川流の蛇行と類似していると考え, その蛇行流の内側 (陸側) に環流が形成され, それによってカスが形成されると推論し, さらにこれに swash や離岸流などが複雑に影響することを述べている。しかしその解明には至っていないようである。本来沿岸流の蛇行性は large cusp の形成に寄与することは考えられるにしても, beach cusp の形成には影響が少ないように考えられ, これらの形成機構は, 別個の取扱いによって検討すべき問題であろう。

Komar³⁸⁾ (1971) は実験および実際海岸の調査を行い, large cusp と離岸流との関係において, 理論的にはカスは離岸流の中間のセル中心に発達すると推論したが, 実験ではそのようなカスは

大きく成長せず、数分の間に消滅し、安定なカスプは離岸流の lee に発達し、大きなカスプは強い離岸流の lee に形成されるとし、カスプのスパンと離岸流の間隔とは対応すると述べている。しかし実際海岸ではセル中心および lee の両方に発生しうるとも述べている。また Shepard (1948)³⁷⁾ および Sonu³⁸⁾ (1973) もカスプは離岸流の lee での堆積によって形成されるとしている。特に Sonu (1973) はこのようなカスプまたは弧状砂州のような波状地形は緩やかな海浜勾配と斜め入射波による形成が顕著であり、セイシュあるいは定席エッジ波の相互作用、離岸流と沿岸流が大きく影響すると述べている。前浜部の beach cusp の形成機構については Gorycki⁶²⁾ (1973) が斜面上の波の挙動を sheet flood structure として取扱い説明しようとするなど、多くの研究成果がみられる。しかし Bascom⁶³⁾ (1970) が海岸に関するあらゆる不思議なものの中で、カスプは最も複雑なもので、成因説は多いが、どの一つとして完全に満足すべきものはない。と述べているようにカスプの成因について、従来の研究成果では十分立証するに至っていないのが現状である。その困難さの一つは碎波帯内の波と流れによる漂砂現象の複雑さと同時に、入射波および海浜の不規則性があげられる。

7. カスプおよび弧状砂州の形成

カスプおよび弧状砂州の形成について、著者はまず、移動床海浜 ($d_{50} = 0.28 \text{ mm}$) によって実験的に検討し、このような波状地形の形状特性と波特性および海浜特性との関連性について考察を進めた。

さて一様勾配をもつ砂浜に波を作用させると、その波特性に応じて時間の経過とともに海浜地形が変化し、ついには平衡海浜に達するようになる。平衡海浜の概念は本来、二次元的な縦断形状に着目して、J. W. Johnson⁶⁴⁾ (1949) が提唱したもので、海浜断面形が入射波の特性に対応して時間とともに変化して、ついにはこれ以上波を

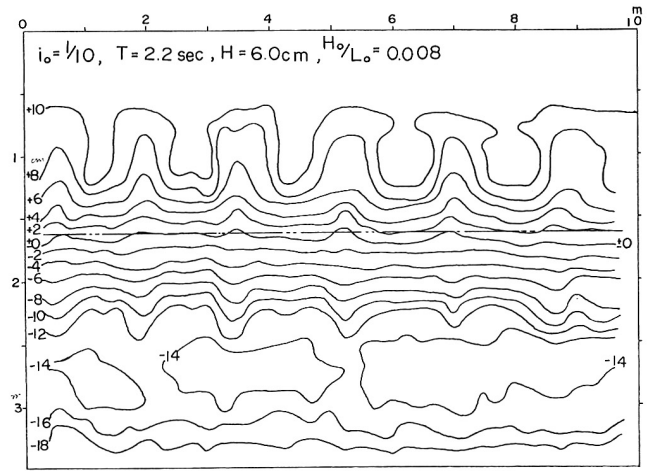


図-17 海浜地形の変化

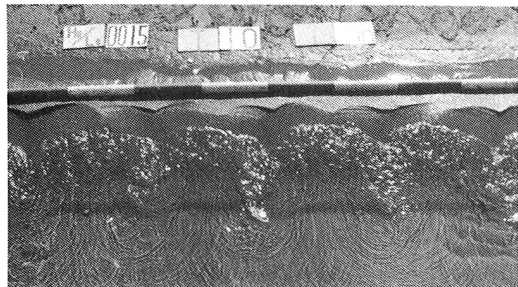


写真-3 前浜部における波の挙動
(swash)

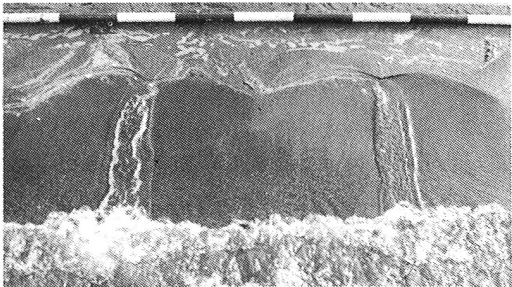
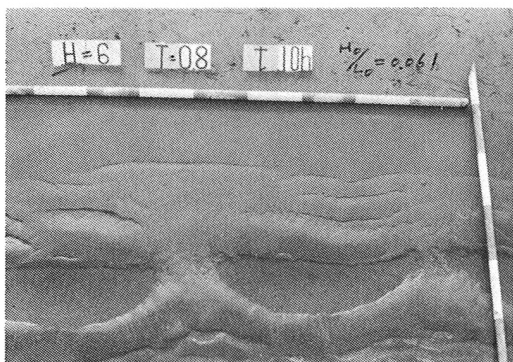


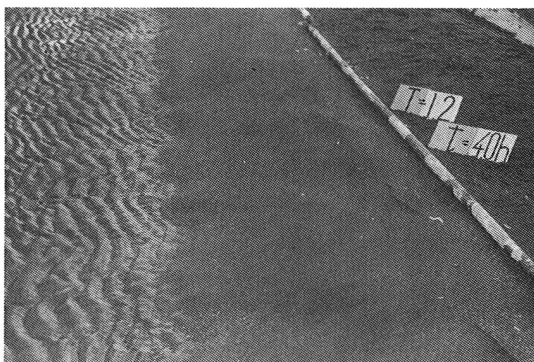
写真-4 前浜部における波の挙動
(backwash)

作用させても変わらない海浜断面形を形成するとしたものである。
三次元的な砂移動と、それによる平面海浜形状については、従来の二次元的な平衡海浜に関する考察にならって、平面的な海浜形状がある定まった形状に収束した場合を平衡海浜形状として取扱った。

初期海浜勾配 $i_0 = \tan \beta_0 = 1/10$ の砂浜に波を作用させると、造波10～20 min前後から砂浜に侵食または堆積の様相が現われ、海浜カスプの形成がみられるようになる。それに伴って前浜斜面上を遡上した波は、写真－3および4のように凹部に集まって流下するようになり、さらにカスプの形状が明確になってくる。このような地形を平面的にみたものが、図－17である。この場合は $H_0/L_0 = 0.008$ の flat な波であり、図にみられるような前浜部に堆積によるスパン $\ell_c = 190$ cmのカスプが形成される。また沖側にはこのカスプと対応して波状の砂州、すなわち弧状沿岸砂州が形成されている。 H_0/L_0 をやや大きくした場合が、図－18であり、波状地形は汀線よりむしろ前浜上部にみられる。さらに $H_0/L_0 = 0.061$ と大きくした場合の汀線付近の地形の変化状況を写真－5に示す。これからはもはやカスプは認められない。しかし汀線より約半波長沖側に明確な半月形（三日月形）砂州（Crescentic bar）が形成されるようになる。このような砂州は H_0/L_0 の小さい場合には形成されず、特に $H_0/L_0 < 0.016 \sim 0.015$ では写真－6のように、その形成をみることができない。

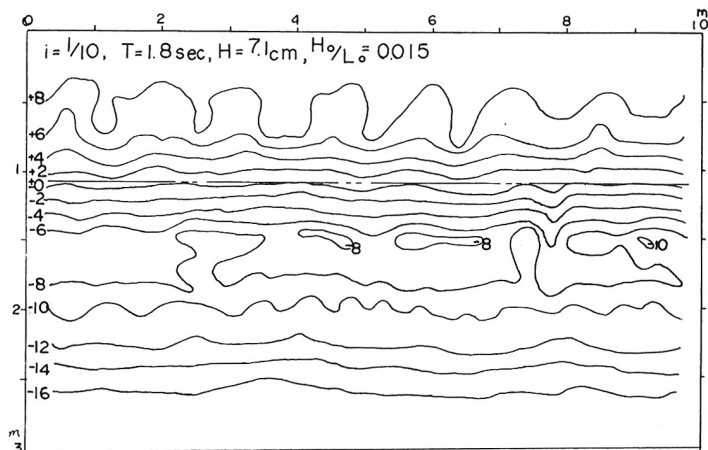


写真－5 半月形砂州の発生 ($H_0/L_0 = 0.061$)



写真－6 半月砂州不発生 ($H_0/L_0 = 0.014$)

初期海浜勾配を $1/15$ とした場合のカスプおよび弧状砂州の形成状況を図－19に示す。図－17および18の場合と同様、前浜部に beach cusp が形成され、沖に弧状砂州がみられる。波形勾配を $H_0/L_0 = 0.025$ とした場合の汀線付近の地形の変化状況を写真－7に示す。これにみられるように、侵



図－18 海浜地形の変化

食性の波状地形，すなわちカスプが形成されるとともに半月形砂州がみられる。このような海浜地形は sonu⁶⁵⁾ (1968) の示したカスプと砂州との対応に関する図-20の模式図と同じ形状を示している。

次に初期海浜勾配を1/20とした場合の実験結果を図-21に示した。海浜変化に伴う汀線の波状性が顕著となり，カスプが形成される。図にみられるように大きなスパンをもつカスプが実

に明確に形成され，その湾入部の沖側には砂州がみられ，カスプと砂州とがよく対応している。このような緩勾配の場合のカスプの形成状況は一般にスパンが大きく，前浜部への堆積によるカスプの形成状況と異なって，汀線の沖側への前進による波状地形の形成，または写真-8のように侵食と堆積による汀線の後互凹凸によって，波状地形を形成する。したがって前浜部に形成される一般にスパンの短いカスプと図-21および写真-8のような汀線の顕著な波状性によるカスプの形成機構とは自ら異なるものであり，特に前者は beach cusp に，後者は large cusp に対応することが考えられる。

実験において波形勾配をさらに大きく， $H_0/L_0 > 0.040$ とした場合，汀線の波状性は非常に弱くなり， $i_0=1/10$ および $1/15$ の場合と同様，カスプの形成はみられなくなる。

一方沿岸砂州については，直線状の多段砂州の発生が顕著になる。

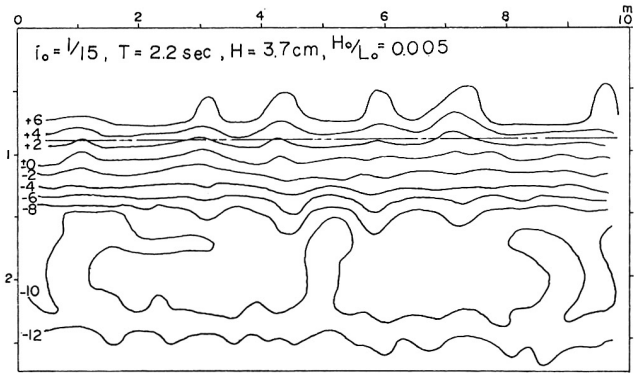


図-19 海浜地形の変化

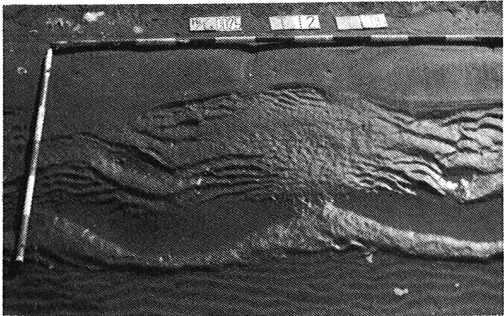


写真-7 カスプと半月形砂州の形成
($H_0/L_0 = 0.025$)

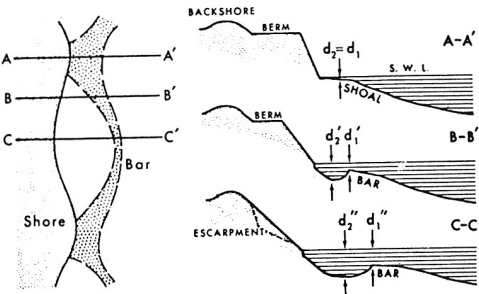


図-20 カスプ形成に伴う海浜形状
(Sonu, 1968)

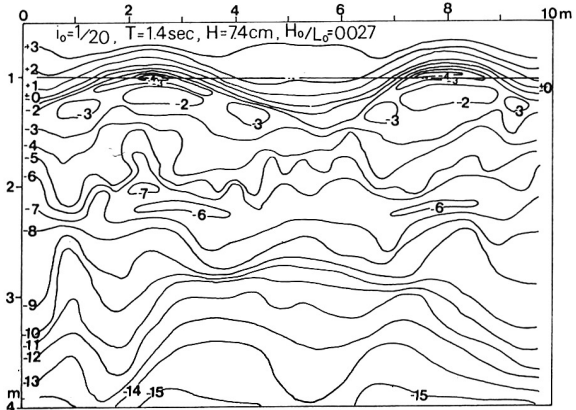


図-21 海浜地形の変化

以上の実験は波が汀線に直角に入射する場合である。次に波が汀線に対して $\alpha = 70^\circ$ の入射角の場合の実験結果を以下に示す。さて sonu³⁰⁾によれば、波状海浜地形形成の条件の一つに斜め入射波の卓越をあげている。しかし茂木⁶⁰⁾(1971)は斜め入射波のある場合、カस्पはかえって消滅すると述べている。さらに Shepard³⁰⁾(1948)はカスピの形成は波の進入方向とはあまり関係がないとも述べている。しかしいずれも具体的な入射角の大きさにはふれておらず、また入射角と波特

性の関係についても不明確である。ただ sonu の場合は波状汀線地形、すなわち large cusp を対称にしていることが考えられ、茂木および Shepard は beach cusp をとりあげているものであろう。

図-22 は $i_0 = 1/20$, $\alpha = 70^\circ$ の場合の海浜変形状況である。図にみられるように、このような斜め入射波においてもカस्प地形の形成がみられる。そのスパンは一般に不揃いであったが、直角入射の場合とその大きさは大差ないことがわかった。この場合は $\alpha = 70^\circ$ であり、この程度の波向の変化では、特に入射角の差がカスピの形成に顕著に影響しないことも考えられる。しかしカスピの形成は、前浜部での beach cusp の形成とは異なり、特に波状汀線地形の形成が顕著である。

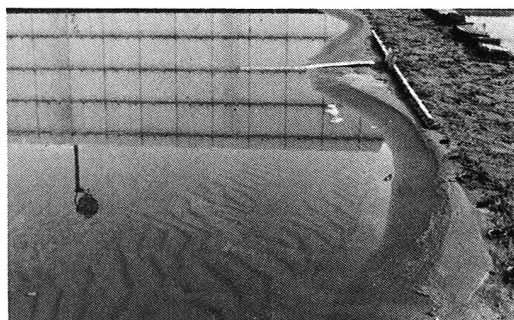


写真-8 波状地形の形成

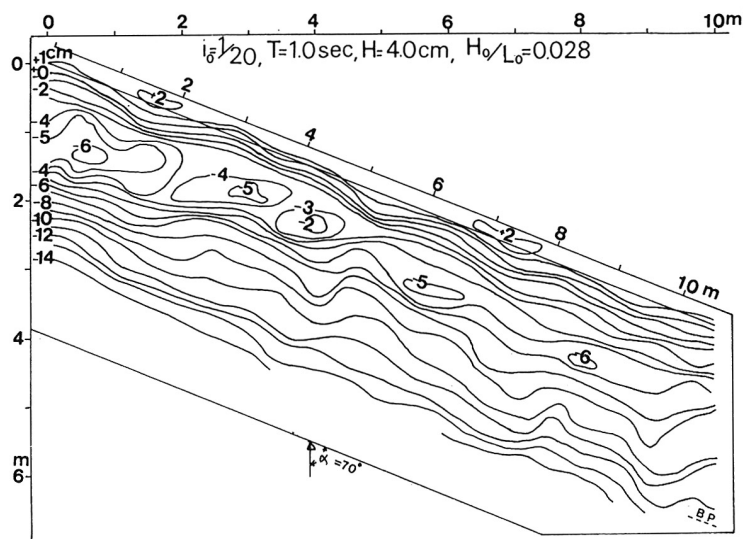


図-22 斜め入射波による海浜地形の変化

8. カスプの形状特性

カスプの形状については、図-16 に示したスパン l_c 、高さ h_c および幅 r などについて考察したが、特に l_c についてはわが国の各地の海岸における調査結果も併せて検討した。

図-23 は横軸に、堀川・佐々木¹⁶⁾(1975)らが離岸流の間隔について考察した無次元量、すなわち $I_{Rb} = l_c / (H_0 / L_0)^{1/2}$ をとり、縦軸にスパン l_c と碎波帯幅 l_B との比 l_c / l_B をとって示した (l_B : 堀川・佐々木の X_B に相当)。図よりわかるように $i_0 = 1/10$ の実験は全実験とも plunging breaker に属し、実験値のばらつきが少ない。

さて $H_0 / L_0 > 0.040$ の場合、カスプの形成が不明確になることを示したが、今 $i_0 = 1/10$ 、 $H_0 / L_0 = 0.040$ では $I_R = i_0 / (H_0 / L_0)^{1/2} = 0.5$ となり、丁度 plunging breaker と spilling breaker の境界値を示すことがわかる。したがって $i_0 = 1/10$

の場合、spilling breaker においてはカスプは形成されにくいことが推察できる。一方、 $i_0 = 1/20$ においては spilling breaker 領域にあり、 $I_R < 0.23$ ではカスプの形成がみられないようである。 $i_0 = 1/15$ では spilling および plunging breaker の両碎波型にわたり、図よりわかるように $I_R = 0.5$ において l_c / l_B の分布が不連続となっている。特に spilling breaker の場合 l_c / l_B の値が大きく、碎波型による l_c / l_B の変化を認めることができ、 $H_0 / L_0 > 0.040$ でカスプが形成されないことを考えると、spilling breaker において $i_0 = 1/15$ では $I_R > 0.33$ までが、カスプ形成の限界と推察することができる。図には高知海岸における beach cusp および鳥取海岸の large cusp の観測結果を併記してある。実験と現地とはよい対応が認められる。特に鳥取海岸では水深-5 m までの海底勾配が $1/40 \sim 1/60$ の緩やかな所で large cusp の形成がみられる(写真-2 参照)。日野²²⁾(1975)は遠浅の海岸において離岸流やカスプ地形が発達しやすいという理論結果をえているが、鳥取海岸の場合このような結果とよい対応がみられる。

次に図-24 は縦軸にスパン l_c と沖波波長 L_0 との比 l_c / L_0 をとり、横軸には上記同様 I_R をとって示した。図には上記の高知、鳥取海岸のほかに、山内⁶⁷⁾(1959)による常磐、外房、内房および柏崎海岸の beach cusp の調査結果と白井ら⁴⁶⁾(1973)による大湊海岸、小向⁵⁷⁾(1956, 1957)による函館大森海岸の beach cusp および large cusp の測定結果を併記した。図より $I_R < 0.5$ では I_R の減少とともに l_c / L_0 は急激に増大し、最大 $l_c = 13 L_0$ にも達し、離岸流の発生間隔とは必ずしも対応しないことがわかる。一方 $I_R > 0.5$ 、すなわち plunging breaker 領域では $(0.06 \sim 0.6) L_0$ の値を示し、beach cusp の形成が支配的である。

さらに I_R を横軸に、縦軸にカスプの高さ h_c と波高 H との比 h_c / H をとって示したものが、図-25 である。実験値はちらばりがみられるが、各勾配別に直線分布することがわかる。特に海浜勾配が緩やかな程 h_c / H の変化が急激であることがわかる。

次に r / H と I_R との関係を図-26 に示した。 I_R の増大にしたがって、各海浜勾配とも r / H は増大し、特に $i_0 = 1/20$ の場合が顕著である。

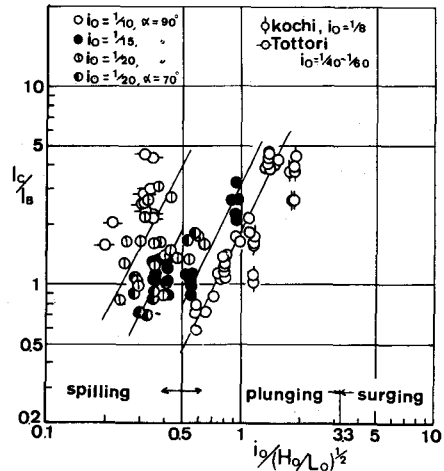


図-23 l_c / l_B と I_R との関係

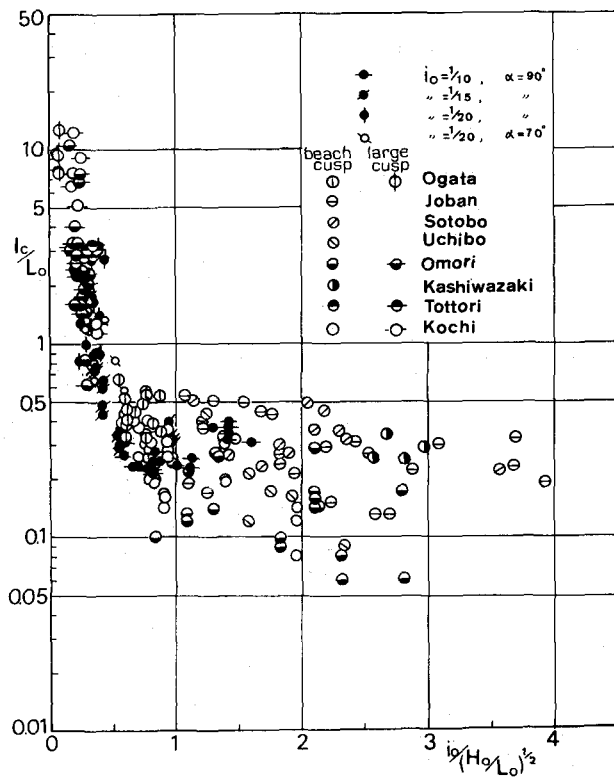


図-24 ℓ_c / L_0 と I_r との関係

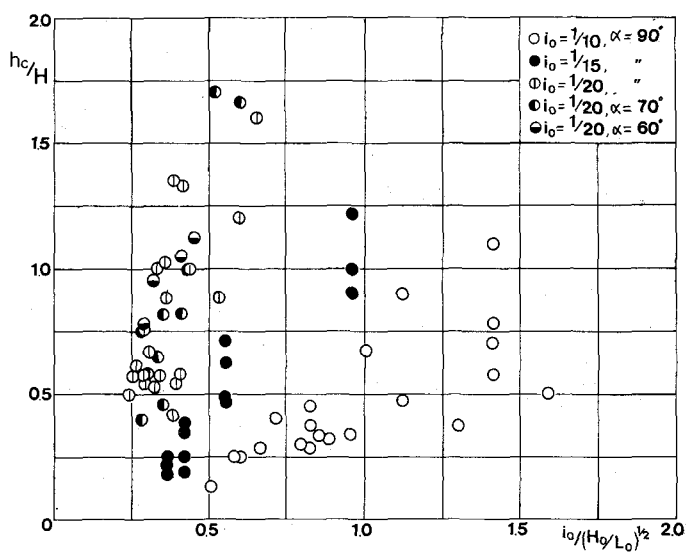


図-25 h_c / H と I_r との関係

さて海浜勾配の効果について、茂木⁽⁶⁾(1971)はカスポが前浜勾配 $1/8 \sim 1/14$ において発生しやすいと述べ、また白井ら⁽⁴⁾(1973)の調査においても $1/6 \sim 1/15$ の範囲内にカスポの形成がみられ、特に $1/7 \sim 1/10$ において、その形成が顕著であり、著者の $1/10 \sim 1/15$ の場合 beach cusp の形成と対応している。

このような beach cusp は波特性の変化によって、比較的速やかにその形状を変える。図-27は高知海岸の同一地点における1976. 11. 30日より、同12. 27日まで約1ヶ月間の beach cusp のスパン ℓ_c の変化と波高 H (建設省高知工事事務所、測定、住吉海岸)および沖波波形勾配 H_0/L_0 の変化である。これにみられるように H または H_0/L_0 が大きい日時にはカスポは認められず、その後 H_0/L_0 の減少とともに、またカスポが発生している。一方 large cusp については、白井ら⁽⁴⁾(1974)が述べているように、特に大きな海象変化がなければその移動は少ないようである。

カスポの形成および形状におよぼす海浜特性として、前述の海浜勾配の他に、海浜砂の粒径の効果と考えられる。茂木⁽⁶⁾(1971)の実際海岸での調査結果によれば、スパンと粒径との間

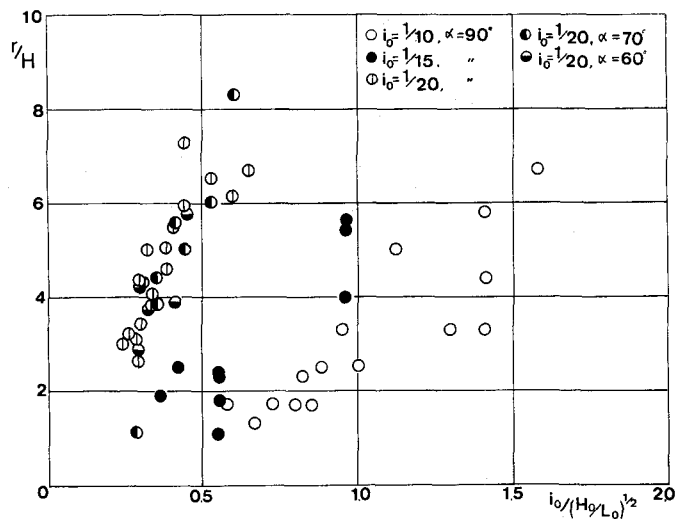


図-26 r/H と I_r との関係

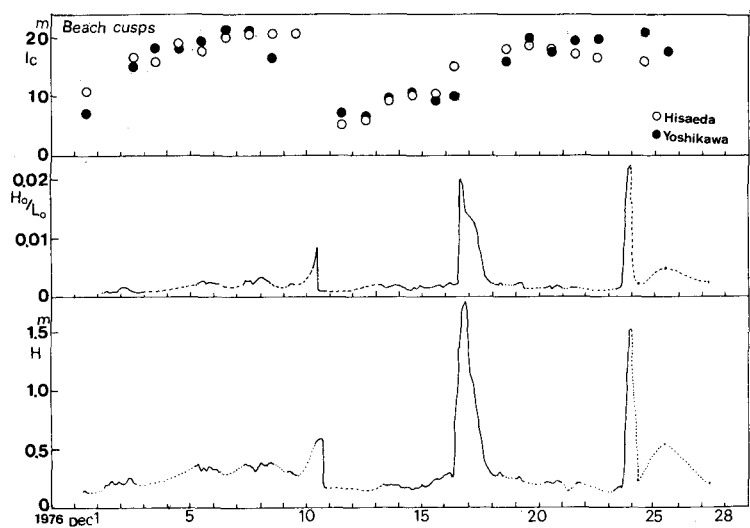


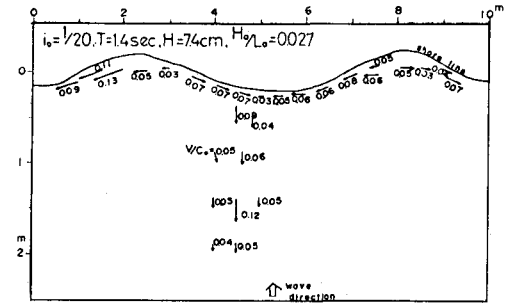
図-27 高知海岸における Beach cusps のスパンと波特性の変化との対応

には、粗粒ほどスパンが短くなる傾向があり、粒径の小さい砂浜にスパンの長い比較的浅い湾入部をもったカスポがみられ、礫浜にスパンが短かく、深い湾入部をもった顕著なカスポがみられると述べている。Bascom (1970) は海浜の他の形態と同様に外洋に面し、粗粒砂でできた海浜のカスポは、外洋から遮蔽された湾のものより、起伏が著しく、また規則性も少ないと述べ、一方遮蔽された湾では平坦な細砂の海浜にきれいなカスポが形成されるとしている。また Spedard (1959) は前述のようにカスポのスパンは堆積物の粒径に依存し、粗粒からなる海岸ほどカスポ (beach cusp) が密接して生じると記している。さらに山内 (1963) は、Butler (1937) がカナダ北部湖岸で boulder でできているカスポは glacial drift が波によって選択侵食をうけたためだと述べていることに對して、このような評価はカスポが堆積物の粒径の大小に関係なく発生することを示すものと述べている。

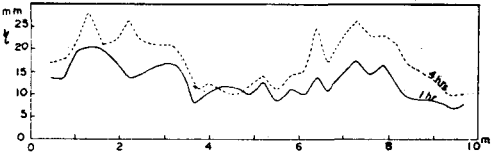
この他白井ら⁴¹⁾ (1974) の研究結果においても、海浜の構成砂とカスポの形状とのなんらかの関係が考えられる。著者は前述のように $d_{50} = 0.28 \text{ mm}$ の実験を実施し、その後 $d_{50} = 0.87 \text{ mm}$ の自然砂により、 $i_0 = 1/10$ の場合について実験を行い考察したが、スパン、高さおよび幅ともに $d_{50} = 0.28 \text{ mm}$ とは顕著な差異は認められず、さらに海浜勾配、波特性などを変えた実験の必要性を感じている。ただ、粒径が大きい場合、前浜部のカスポの発生が速く、またその形状も変動しやすいことが感じられた。

9. 碎波帯内の水理現象とカスポの形成

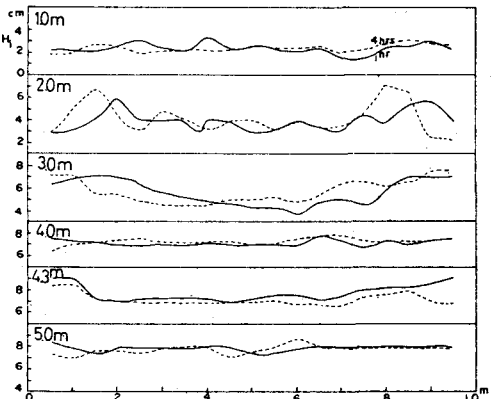
図-28(a), (b), および(c)は上述の図-20 および写真-8 の場合の碎波帯内の流れ、特に循環流の発生また汀線より 50 cm 陸側での wave set-up の沿岸方向の変化および初期汀線より 1.0~5.0 m 内の入射波高の沿岸方向の変化を示したものである。図-28(a)は循環流の発生について、過マンガン酸カリまたはウォーター・ブルーを投入し、その流跡線を追跡して平均流速 V を測定し、沖波波速 C_0 との比 V/C_0 をとって示したものである。図より横軸の 2 m および 8 m 地点付近から、汀線近くに形成された runnel にそって (図-21 参照) 中央部に流れ、さらに沖向きの流れとなる、いわゆる循環流の様相がよくわかる。このような循環流の発生は造波 3~5 min 後にはみられ、海浜地形の変化に伴って発達する。図-28(b)の wave set-up はこのような造波初期には生じない。



(a) 循環流の発生



(b) Wave set-up の沿岸方向の変化



(c) 入射波高の沿岸方向の変化

図-28 碎波帯内の水理現象

しかし造波 1 hr ~ 4 hrs 後をみると、波状地形の湾入部で高く、沖側突出部で低くなっている。図一 28(c)は各代表点の沿岸方向の波高変化である。砕波点は平均的には初期汀線より 4.3 mにあるが、波状地形との関係はあまりはっきりしない。しかし汀線より 2.0 m の位置 (砕波後)での波高の変化と波状地形と対応したものがみられる。

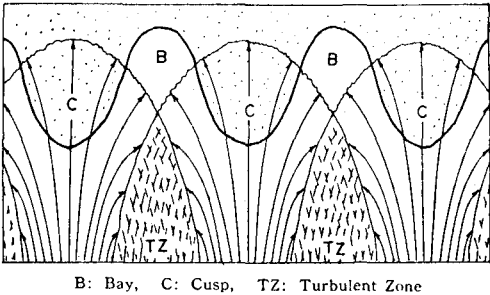
実験を通じて推論されることは、砕波点の沿岸方向の変化に伴って、砕波後の波の扇形状の拡がりによって循環流が発生し、さらにそれに伴って波状の海浜地形が次第に形成されていくようになり、またこれによって循環流が卓越し、波状地形の形成が顕著になってゆく、この場合、この過程に伴って沿岸方向の波高分布が変化していくようである。 wave set-up, エッジ波および循環流の発生とその関連性については現在検討中である。

Harris²⁵⁾(1969) は上述図一 6 のような海浜流のパターンの発生について、図一 6(a) のように汀線に直角に波が入射する場合、汀線のごく近くでの小さな循環流と砕波点 (outer breaker) 付近を中心とする大きな循環流が存在することを示しているが、前述図一 28(a) の実験において見出される循環流は、後者の大きな循環流に相当することが考えられ、特に large cusp の形成はこのような大きな循環流が支配的となって形成されるものであろう。

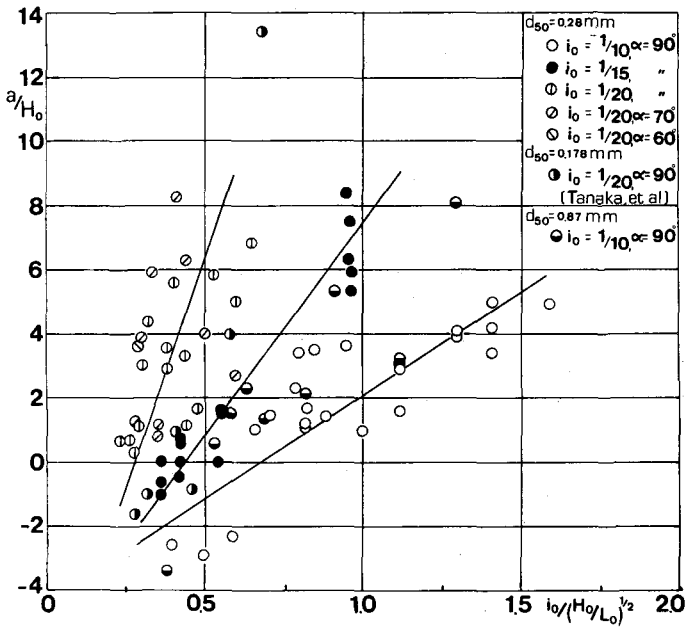
一方前浜部に形成される beach cuspは、前者の小さな循環流が支配的となる場合であ

ろう。Gorycki⁶²⁾(1973) は汀線近くの波の平面的挙動について、図一 29に示すような, sheetflood structure の発生を示している。これは著者の実験における砕波後の波の扇形状の進行と類似しているが、特に $i_0 = 1/10$ の場合にみられた写真一 3 のような前浜部の波の挙動とさらによく似ており、スパンの短い beach cusp の形成に特に関係深いことが考えられる。

また斜め入射波による波状地形の形成は、前述の Sonu¹⁸⁾(1972) または Harris²⁵⁾(1969) が示した蛇行流 (図一 5(b)) または非対称セル循環 (図一 6(b)) によ



図一 29 Sheetflood structure (Gorycki 1973)⁶²⁾



図一 30 カスプの apex における汀線の前進, 後退

ることが推論できよう。

10. カスプの形成に伴う海浜変形特性

最近、田中・新保⁸⁾(1973)、堀川・砂村⁹⁾ら(1975)および尾崎¹⁰⁾ら(1976)は沿岸砂州発生の有無による従来の侵食または堆積の分類には問題があり、むしろ汀線の前進、後退による堆積、侵食の評価の方が妥当であろうと述べている。前述のような汀線の波状性に伴う侵食または堆積について、特に apex および bay の前進、後退に着目して考察した。図-30はapexの初期汀線を基準にした前進または後退量aと H_0 との比 a/H_0 を縦軸に、横軸に前述の I_r をとって示したものである。また図-31はbayの前進または後退量bについてみたものである。図より a/H_0 および b/H_0 ともに I_r が増大すれば大きくなり、各海浜勾配別に直線的関係がみられる。その中で $i_0=1/10$ の場合 I_r の増大とともに a/H_0 および b/H_0 は比較的ゆるやかに増大するのに対し、 $i_0=1/20$ においては I_r の少しの変化に対して急激に増大する。また $i_0=1/10$ の場合の方が、 I_r の大きい値で汀線の後退がみられ、この結果、同一波条件に対しては海浜勾配が急なほど侵食されやすく、汀線の後退が顕著なことがわかる。このような結果は堀川・砂村⁹⁾(1975)または尾崎¹⁰⁾ら(1976)の二次元実験結果における海浜勾配の効果と同様の傾向を示すものである。図-30および図-31に田中・新保⁸⁾(1973)による二次元実験結果($d_{50}=0.178\text{ mm}$, $i_0=1/20$)を併記した。図-30の a/H_0 については同一海浜勾配($i_0=1/20$)と比較すると若干異なる分布をするが、図-31よりわかるように、 b/H_0 においてよく合う。二次元実験における汀線の前進、後退は、上記の実験でのbayの変化に対応することがわかる。以上から汀線の前進、後退を判別すると表-3のような結果をうる。

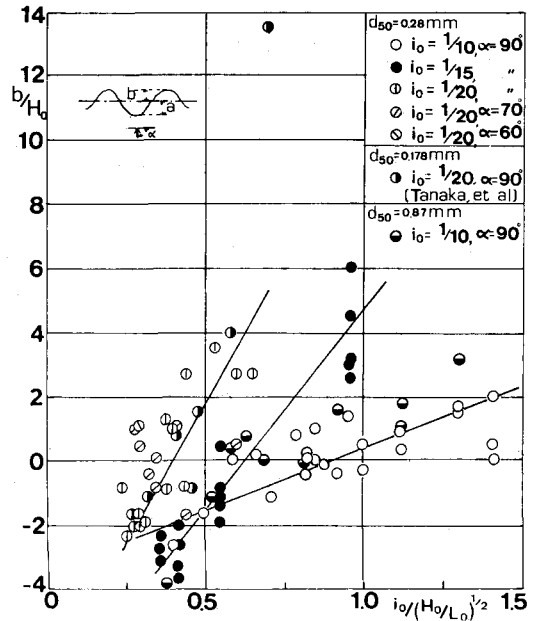


図-31 カスプ bay における汀線の前進、後退

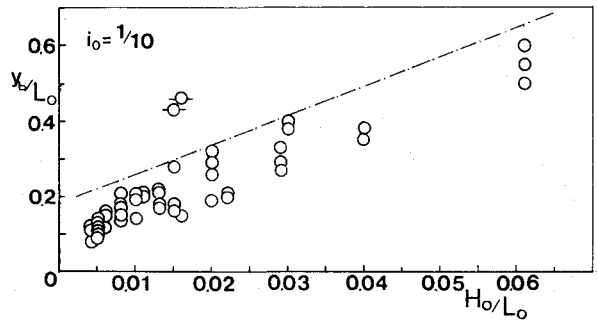


図-32 砂州の形成に伴う Y_b/L_0 と H_0/L_0 との関係

表-3 汀線変動の判別

($d_{50}=0.28\text{ mm}$)

判 別	$i_0 = 1/10$	$i_0 = 1/15$	$i_0 = 1/20$
汀線は全般的に後退	$I_r \leq 0.7$	$I_r \leq 0.4$	$I_r \leq 0.25$
汀線は全般的に前進	$I_r \geq 1.0$	$I_r \geq 0.6$	$I_r \geq 0.4$
apexは前進, bayは後退	$1.0 > I_r > 0.7$	$0.6 > I_r > 0.4$	$0.5 > I_r > 0.25$

次に砂州の発生についてみると、前述のように半月型砂州、弧状沿岸砂州および直線状多段砂州の形成がみられた。今これら砂州頂部までの汀線からの距離 y_b と L_0 との比 y_b/L_0 を縦軸にとり、横軸に H_0/L_0 をとって示したものが図-32 および図-33 である。図-32 の $i_0 = 1/10$ においては、 H_0/L_0 の小さい波の場合にも弧状砂州が形成され、 H_0/L_0 が大きくなると y_b/L_0 は大きくなる。一方図-33 は $i_0 = 1/20$ の場合であり、多段砂州の発生が顕著で $2L_0$ の沖に砂州が発生することがわかる。この場合も y_b/L_0 の値は H_0/L_0 が大きくなると、それに応じて大きくなる傾向がみられ、各段の発生限界を图中的直線で区分できそうである。

砂州の形成には上記 H_0/L_0 のみでなく、底質粒径などが影響するとされている。今後実際海岸との対応などについて検討したい。

砂州の形成について茂木⁷¹⁾ (1963) はわが国沿岸の深浅測量をもとに海浜地形の分類を行っている。これらについては1970年の本研修会において堀川⁷²⁾によって述べられ、さらに砂州(lunate bar)と沿岸流の関係についても詳述されている。

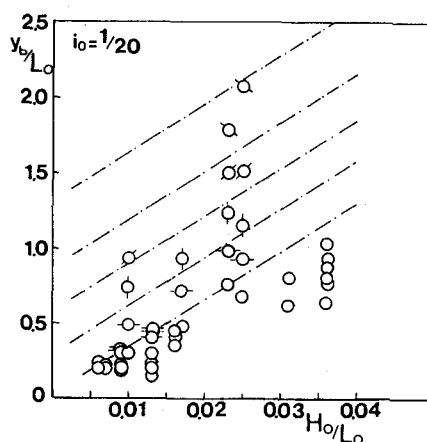


図-33 砂州の形成に伴う y_b/L_0 と H_0/L_0 との関係

11. あとがき

以上海浜流と海浜地形に関する最近の研究動向とそれらの成果について述べた。上述の他、平面的な海浜地形の変化に関する Noda³¹⁾ (1974) によるモデル化、また土佐林ら⁵⁰⁾ (1950) による Exner⁷³⁾ (1931) の walzen 流理論の適用による考察などがあるが、計算データの決定または汀線近くの流れの評価など、不明確な問題を残している。したがってここでは割愛させていただいた。

海浜流および波状海浜地形の発生、発達は上述のように碎波帯内の複雑な水理現象下でみられるものであるが、さらにこれらの現象は沿岸広域の海底地形または海浜の平面形状さらにはそれに伴う波浪の地域特性などの相互効果が考えられる。いずれにしてもそれらの原因と結果の明確な把握について、さらに多くの研究が必要であろう。このような研究成果が新しい海浜変形特性を明らかにすることができ、また沿岸広域の海浜変形予測の一助ともなればと考えている。

最後に本稿をまとめるにあたり京都大学防災研究所土屋義人教授より有益な御助言を戴いた。また I. N. A. 新土木研究所佐々木民雄氏からは海浜流系の図面の提供を戴いたここに記して深甚の謝意を表す次第である。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司：沿岸付近の流れ，1972 年度水工学に関する夏期研修会講義集 B，1972。
- 2) 堀川清司：海岸工学，東京大学出版会，1973
- 3) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: Radiation stress and mass transport in gravity waves, application to surf beat, Jour. Fluid Mech., Vol. 13, 1962.
- 4) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: The generation of capillary waves by steep waves. Jour. Fluid Mech., Vol. 16, 1963.
- 5) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: Radiation stress in water waves: A physical discussion with applications, Deep-Sea Res., Vol. 11, No 4, 1964.
- 6) Bowen, A. J.: The generation of longshore currents on a plane beach, Jour. Marine Res., Vol. 27, No 2, 1969.
- 7) Thornton, E. B.: Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th conf. on Coastal Eng., 1970.
- 8) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, parts 1 and 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No 33, 1970.
- 9) Bowen, A. J.: Rip currents, part 1, Theoretical investigations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, No 23, 1969.
- 10) Bowen, A. J., and D. L. Inman: Rip currents, part 2, Laboratory and field observations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, No 23, 1969.
- 11) Sonu, C. J.: Comment on paper by A. J. Bowen and D. L. Inman, Edge wave and crescentic bars, Jour. Geophys. Res., 1972.
- 12) 日野幹雄：海浜流系の発生理論，土木学会論文集第 225 号 1974。
- 13) 岩田憲幸：海浜流：海洋科学 Vol. 8 1976。
- 14) 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），第 18 回海岸工学講演会論文集，1971。
- 15) 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），第 21 回海岸工学講演会論文集，1974。
- 16) 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 3 報），第 22 回海岸工学講演会論文集，1975。
- 17) 堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・久保田進，海浜流に関する研究（第 4 報），第 23 回海岸工学講演会論文集，1976。
- 18) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents. Jour. Geophys. Res., Vol. 77, No 18, 1972.
- 19) 橋本宏・宇多高明：海浜流の数値計算法とその応用，第 21 回海岸工学講演会論文集，1974。
- 20) 日野幹雄・林直樹：リップ・カレントの発生理論，第 19 回海岸工学講演会論文集，1972。
- 21) 日野幹雄：海浜流系の発生理論(3)，第 20 回海岸工学講演会論文集，1973。
- 22) 日野幹雄：応答性を考慮した海浜流系と海浜地形の発生発達に関する理論，土木学会論文集，第 237 号 1975。
- 23) Inman, D. L., R. J. Tait, P. D. Komar and C. E. Nordstrom: Dispersion of water and sediment in the surf zone, SIO. Reference 69-10, Scripps Inst. Oceanog., 1968.
- 24) Shepard, F. P. and D. L. Inman: Nearshore water circulation related to bottom topography and

- wave refraction, Traus, A. G. U., Vol. 31, No 2, 1950.
- 25) Harris, I. F. W. : Nearshore circulation, field observation and experimental investigation of an underlying cause in wave tanks, Symposium on Coastal Engg, South Africa, 1969.
 - 26) Eckart, C. : Surface waves in water of variable depth, Scripps Inst. Oceanogr. Wave Rep. 100, SIO Ref., 51-12, 1951.
 - 27) Battjes, J. A. : Surf similarity, Proc. 14th conf. on Coastal Eng., 1974.
 - 28) 佐々木民雄, : 海浜流系の構造に関する野外的研究, 東京大学工学系研究科学学位論文 1974.
 - 29) Galvin, C. J. Jr : Breaker type classification on three laboratory beaches. Jour, Geophys. Res. Vol. 73 No. 12, 1968.
 - 30) Arthur, R. S. : A note on the dynamics of rip current, Jour. Geophys. Res., Vol. 67, No. 7, 1962.
 - 31) Noda, E. K. : Wave - induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, No. 27, 1974.
 - 32) Jonsson, I. G. : Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th conf, on Coastal Eng., 1966.
 - 33) 堀川清司・水口優 : 砕波帯付辺の流れに関する平面実験 第22回海岸工学講演会論文集, 1975.
 - 34) 堀川清司・丸山康樹 : 室内実験におけるリップ・カレントの発生について, 第23回海岸工学講演会論文集, 1976.
 - 35) 佐々木幹夫・尾崎晃 : 離岸流の間隔について 第22回海岸工学講演会論文集, 1975.
 - 36) 尾崎晃・佐々木幹夫 : 離岸流に関する研究 第23回海岸工学講演会論文集, 1976.
 - 37) Shepard, F. P. : Submarine geology, 2nd ed : New York, Harper and Row, 1948
 - 38) Komar, P. D. : Nearshore cell circulation and the formation of giant cusps. Geol. Soc. Amer. Bull., Vol. 82. 1971.
 - 39) Sonu, C. J. : Three - dimensional beach changes, Jour. Geology, Vol. 81, No. 1, 1973.
 - 40) 茂木昭夫 : 海岸及び海底の rhythmic pattern について 東北地理, 第15巻, 第3号, 1963.
 - 41) 白井亨・土屋義人・芝野照夫 : 大潟海岸における海岸変形の特性(3) 京都大学防災研究所年報17号B, 1974.
 - 42) 玉井佐一 : カスプの形成に関する研究 第21回海岸工学講演会論文集, 1974.
 - 43) 玉井佐一 : 海浜カスプの形成機構に関する研究 第22回海岸工学講演会論文集, 1975.
 - 44) 玉井佐一 : 現地海岸におけるカスプの特性 第23回海岸工学講演会論文集, 1976.
 - 45) Kuenen, Ph. H. : Marine geology, John Wiley and Sons, N. Y., 1950
 - 46) 白井亨・土屋義人 : 大潟海岸における海岸変形の特性について(2), 京都大学防災研究所年報16号B, 1973.
 - 47) Dolan, R. : Coastal landforms, Geol., Soc. Amer., Vol. 82, 1971
 - 48) 茂木昭夫 : 砂浜海岸の微地形に見られる規則性について 海洋科学第10号, 1968.
 - 49) 山内秀夫 : 砂浜海岸の Beach cusp について 河海研究, No. 1 1963
 - 50) Johnson, D. W. : Shore processes and shoreline development, John Wiley and Sons, N. Y. 1919
 - 51) Butler, J. W. Boulder beach cusps, Lake Olga, Quebec. American Journal of Science Vol. 33, 1937.
 - 52) Evans, O. F. Classification of origin of beach cusps, Jour. Geol. Vol. 46, 1938.
 - 53) Kuenen, Ph. H. : The formation of beach cusps, Jour Geol., Vol. 56, No. 1 1948.
 - 54) Brunn, P. : Migrating sand waves and sand humps, with special reference to investigations carried out on the Danish North sea coast. Proc, 5th conf., on Coastal Eng., 1954.
 - 55) 鈴木好一 : 和歌山県宇久井海岸の Beach cusps. 地質学雑誌 第40巻, 1933
 - 56) 土佐林忠夫・藤田兼吉 : カスプについて (第2報), 科学 第20巻第10号 1950.
 - 57) 小向良七 : 函館大森浜の海浜侵食の研究 第13巻上, 下巻 1956. 1957.
 - 58) King, C. A. M. : Beaches and Coasts. Edward Arnold. Ltd. London. 1959.
 - 59) Zenkovitch, V. P. : Processes of coastal development, Oliver and Boyd. 1967.

- 60 Mii, H.: Beach cusps on the Pacific coast of Japan. Sci. Rep. Tohoku Univ., Vol. 29, 1958.
- 61 Homma, M, and C. J. Sonu,: Rhythmic pattern of longshore bars related to sediment characteristics., Proc, 8th conf, on Coastal Eng., 1963.
- 62 Gorycki, M. A.: Sheetflood structure, Mechanism of beach cusp formation and related phenomena, Jour. of Geol., Vol. 81, No 1, 1973
- 63 Bascom, W,: 海洋の科学, 海面と海岸の力学, 吉田耕造・内尾高保訳 河出書房 1970
- 64 Johnson, J. W.: Scale effect in hydraulic models involving wave action, Trans, A. G. U. Vol. 30. No. 4. 1949.
- 65 Sonu, C. J.: Collective movement of sediment in littoral environment. Proc conf, 11th Castal. Eng., 1968.
- 66 茂木昭夫: 浅海地質学 海洋科学基礎講座 7. 東海大学出版会 1971.
- 67 山内秀夫: 砂浜海岸の Beach cusp について 東京教育大大学院理学研究科修士論文, 1959.
- 68 田中則男・新保修: 移動床模型実験の材料としての石炭粉の特性について 港湾技研報告, Vol. 12, No 4 1973
- 69 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田滋: 波による二次元汀線変化に関する一考察 第22回海岸工学講演会論文集, 1975
- 70 尾崎晃・渡辺播: 波による二次元汀線変化の相似に関する実験的研究 第23回海岸工学講演会論文集, 1976.
- 71 茂木昭夫: 日本の海浜型について 地理学評論, 第36巻, 第5号, 1961.
- 72 堀川清司: 漂砂持論, 1970年度水工学に関する夏期研修会講義集A 1970
- 73 Exner, F. M. Ergebnisse der kosmischen physik 1 Akademische verlagsgesellschaft M. B. H. 1931.