

離 岸 流 に 関 す る 研 究

——急勾配における平面実験——

尾 崎 晃*・佐々木幹夫**・碓 水 善 美***

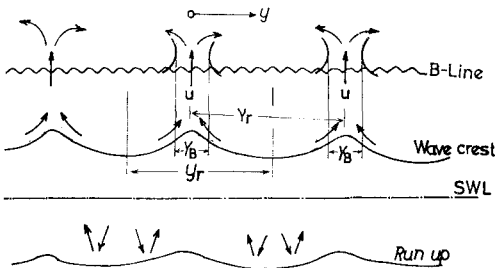
1. 緒 言

現在までに得られている離岸流に関する理論解は沿岸方向の流速をどう予測しているかによって、循環流セル中心点で対称となる Bowen¹⁾ の解と、離岸流を自由噴流型のモデルと考える Tam²⁾ の相似解の二つに大別できよう。Tam は Shepard・Inman³⁾ の現地で観測した離岸流が自由噴流型の流れに相似していることから離岸流を自由噴流型モデルと考えたのであり、Bowen の解のモデルとなった純循環流セル型は Sonu⁴⁾ により現地観測されており、どちらの型の流れも実際海岸で発生することは明らかであるが、これら二つのタイプの離岸流の関連を明らかにすることは興味深い問題である。

そこで、今回は固定床で、汀線に直角に入射してくる波によって生ずる離岸流について実験を行い、Bowen 解の基礎となった純循環流セル型と Tam の相似解の基礎となった自由噴流型の関連とをはじめ、離岸流場について実験的考察をすすめた。ただし、今回扱う離岸流は堀川・佐々木ら⁵⁾ による分類でいうと不安定領域に属する流れである。

2. 実験および実験方法

実験に用いた水槽は長さ 8 m, 幅 11 m, 深さ 45 cm で、水槽勾配部はモルタル床と鉄板床で、それぞれ実験を行った。床面はペンキ塗装し、座標を入れた。流況はトレーサーとして過マンガン酸カリウムを使用し、投入後 1 秒間隔と波の一周期間隔で写真撮影したものより調べた。波高は抵抗線式波高計で求め、平均水面は波形を積分して求めた。波はフラッター型造波機で起波させ、



図—1 離岸流模式図と記号

汀線に直角に進行波を入射させるようにした。

3. 実験結果とその考察

(1) 離岸流の間隔

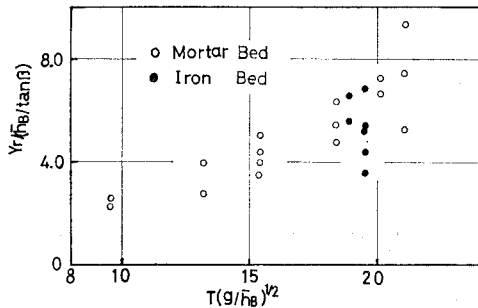
本実験で得た離岸流の間隔についての議論を進めながらあわせて実際海浜で生ずる離岸流のどの範囲が本実験で再現されているかも検討してみる。実際海岸では堀川・佐々木ら⁵⁾ によると砕波帯を越えない surfzone での沖向きの流れもあるようである。本実験では染料の

表—1 実験ケース $\tan \beta = 1/10$

実験番号	周 期 (T sec)	沖波波高 (H ₀ cm)	砕波波高 (H _B cm)	砕波水深 (h _B cm)	離岸流間隔 (Y _r cm)	離岸流振幅 (Y _B cm)	波形勾配 (H ₀ /L ₀)	記 号
1	0.86	5.80	6.80	7.86	183 208		0.053	
2	0.97	4.25	5.89	5.25	208.5 145		0.0290	
3	1.11	3.49	5.73	5.05	222 178 208 255	71.0 53.3	0.0182	
4	1.21	3.24	5.79	4.23	203 269	55.0 55.0	0.0142	
5	1.32	2.27	4.38	3.67	343 194 275	39.0 33.0	0.0084	
6	1.40	2.93	4.85	4.32	285 242	60	0.0096	
鉄板床								
7	1.115	3.37	4.41	3.19	115 211 171 139 165	29.7 56.4 56.4 29.5	0.0134	
8	1.19	3.38	4.57	3.88	369 219 256	47.7 47.7	0.0153	

追跡により表—1の全ケースに砕波点を越える離岸流が発生している。離岸流は第1波目が汀線上に打ち上げてから 10 波目で発生し、20~30 波目で定常状態に達するようである。この離岸流と岸向きの物質移動によって作

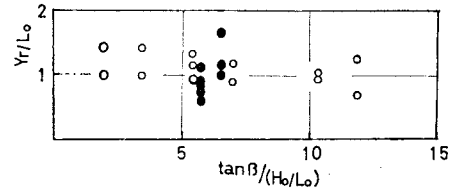
* 正 会 員 工 博 北海道大学教授 工学部土木工学科
** 学生会員 工 修 北海道大学大学院工学研究科
*** 正 会 員 建設技術研究所



図—2

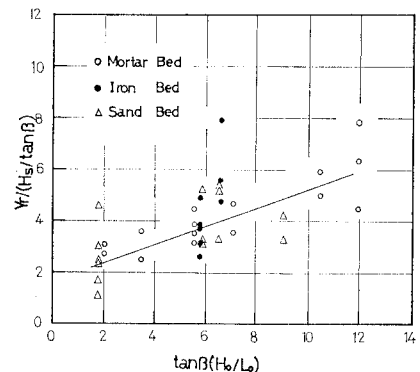
り出される流況の沿岸方向の規模を図—2, 3, 4 に示す。図—2 は縦軸に無次元離岸流間隔 $Y_r/(\bar{h}_B/\tan\beta)$ をとり、横軸に無次元周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ をとったもので、離岸流間隔と周期の関係を表わしたものである。モルタル床では無次元周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ が 9.0~21.0 で、無次元周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ の増大にともない無次元離岸流間隔 $Y_r/(\bar{h}_B/\tan\beta)$ も直線的に増大していくことがわかる。Harris⁹⁾ は周期と離岸流の関係を波高を一定に保ちつつ、波周期 T を変えていくという実験方法 ($T=0.65\sim 1.31$ sec, 波高 $H=1, 0.75, 0.55, 0.25$ ins) で考察した結果周期と離岸流間隔の関係は明確でないとしている。しかし、碎波の強さを基準にした無次元離岸流間隔 $Y_r/(\bar{h}_B/\tan\beta)$ は明らかに無次元周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ に比例関係にあることは前述したとおりである。堀川・佐々木⁷⁾ は実測の結果、離岸流の間隔と波周期 T は $Y_r=0.42T^{3.08}\sim 0.42T^3$ (相関係数=0.87) の関係にあるとしているが、本実験のような急勾配 $\tan\beta=1/10$ の場合、 $T=0.86\sim 1.40$ sec, surf similarity parameter $\xi_0=0.4\sim 1.1$, 不安定領域では離岸流間隔 $Y_r/(\bar{h}_B/\tan\beta)$ は周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ に比例関係にあるとみてよいことがわかる。海浜流については理論的な研究が数多いが波周期 T を入れた純理論的な解析はまだ発表されていない。しかし、Thornton⁸⁾, Noda⁹⁾, James¹⁰⁾ 等は数値計算で波周期 T をパラメーターの中に組み込み解析を進めている。Thornton は流体相互間の摩擦力を基礎方程式に入れた場合、摩擦項の係数の中に波周期 T を含ませた結果、周期ごとに実験値、実測値に良く合うことを示し、Noda は底部摩擦項の係数に波周期 T を入れ、局所的な海浜地形の凹凸によって支配される海浜流循環パターンの数値解析結果、Sonu の実際海浜での循環流実測値と良い一致を示すことを明らかにしており、James は波周期 T の量を直接基礎方程式の中に入れていないが、数値計算結果線形理論と非線形理論の無次元流速の違い、すなわち碎波帯における最大流速値の差と碎波点以深での水深増加にともなう流速値の差の増加は無次元パラメーター $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ の値の大小によるものであるとして無次元波周期 $T\sqrt{g/\bar{h}_B}$ を導入している。表—1 には最大周

期 $T=1.40$ sec までの実験例を記載しているが波周期 1.40 sec 以上になると離岸流は不安定になり周期 $T=1.90$ sec では表—1 のケースで発生した離岸流はできず、Bowen らが実験的に例証した非定常な Edge wave が発生した (このとき $T\sqrt{g/\bar{h}_B}=33$)。したがって、今後、周期 T と離岸流流速の関係を明らかにしていくことが必要になっているといえる。図—3 は縦軸に無次元離岸流間隔 Y_r/L_0 , 横軸に無次元量 $\tan\beta/(H_0/L_0)$ をと



図—3

ったものである。同じような平面実験で比較的規模の小さい、表面張力が多少影響すると思われる場合については堀川・水口¹¹⁾によると Y_r/L_0 が 1.0 と 2.0 の間にあり、 $Y_r/L_0 \approx 1.0$ と見れることが明らかになっているが、玉井¹²⁾は移動床の場合には、離岸流間隔にほぼ等しいとみれるカスプのスパン l_c と沖波波長 L_0 の比について $\tan\beta=1/10$ では $l_c/L_0 \approx 0.2\sim 0.4$ となり、沖波波形 $H_0/L_0=0.010$ 付近で最小値をとり、 $\tan\beta=1/15, 1/20$ では $l_c/L_0 \sim Y_r/L_0$ の値は沖波波形勾配 H_0/L_0 によって変化し、沖波波形勾配 H_0/L_0 が大きくなると $l_c/L_0 \sim Y_r/L_0$ も大きくなることを明らかにしている。しかし、本実験の $\tan\beta=1/10$ では Y_r/L_0 の値は 0.5~1.5 となっており、 $Y_r/L_0 \approx 1.0$ と見られ、結論は堀川・水口と一致する。移動床と固定床とでは Y_r/L_0 の値に多少の差があるようであるがこれは底部摩擦による影響が反映しているのではないと思われる。図—4 は離岸流間隔を $(H_B/\tan\beta)$ で割った値を無次元量 $\tan\beta/(H_0/L_0)$ で表わしたもので、前述したように不安定領域に属する離岸流である。この範囲では図—4 より明かのように無次元離岸流間隔は波形勾配の逆数に比例し、その関係は次式のよう



図—4

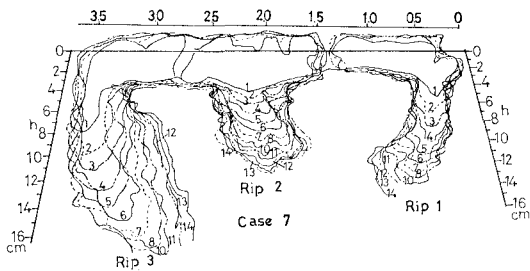
になる。

$$Y_r/(H_B/\tan \beta)=0.355\{\tan \beta/(H_0/L_0)\}+1.65 \quad (1)$$

式 (1) は不安定領域の固定床の場合であり、勾配部の粗滑により、異なった関係式が予想される。しかし、おおまかに見るならば無次元離岸流間隔 $Y_r/(H_B/\tan \beta)$ を 4.0 とみてよいが、周期 $T=0.86\sim 1.40$ sec では $Y_r/(H_B/\tan \beta)$ がおのおののケースでの実験値のばらつき以上に離れているので、波の性質によって、離岸流間隔が変わり、式 (1) のようにみていくことも必要である。これは、離岸流間隔に影響を及ぼすのは無次元量 $\tan \beta/(H_0/L_0)$ であるので、離岸流間隔を $\tan \beta/(H_0/L_0)$ か $\tan \beta/(H_0/L_0)^{1/2}$ 、もしくは前述したように無次元周期 $T\sqrt{g/h_B}$ を用いて理論的な予想式を見積る必要があることを示しているといえる。

(2) 流 況

本実験の離岸流は自由噴流型の流れに類似する現象が多いが次に離岸流モデルについて議論する。図—5 はケース 7 の流況を示し、図の番号は始めのトレーサの位置

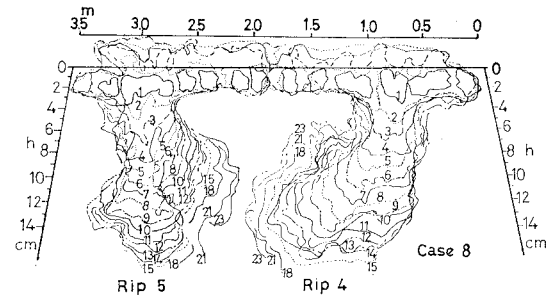


図—5 流 況

置を 1 とし、それ以後 1 周期後ごとの位置を示したものである。この場合には沿岸方向 11 m 幅に 5 つの離岸流が発生したが中の 3 つを 図—5 に表わしたものである。14 周期までの動きを記したが、以後は rip head がしだいに大きくなり、再び、岸に向かって移動し、おのおのの循環セルが染料によって全体的に色づいていった。砕波点を突き切っていく離岸流は自由噴流型であるが、これは Tam の考えたモデル、すなわち幅の狭い rip current 部とそこに流れ込んでくる feeder current 部と先端の rip head 部の 3 つの部分からなる自由噴流型モデルに属するものといえる。特に 図—5 の Rip-2 はこの適例といえよう。Sonu は現地観測の結果、離岸流は砕波帯内で加速され離岸流流速は砕波点直前で最大値をとり、その点で離岸流幅も最小になり、砕波点以深では減速されているが、これは Tam の相似解では説明できず、むしろ Bowen の理論の方が良く説明できるとして Bowen の理論の妥当性を強調している。しかし、本実験では Tam の相似解で説明できるのと Bowen 解で説明できる離岸

流がともに発生している。Bowen 解では離岸流流速分布が $\sin \frac{2\lambda}{Y_r}y$ で与えられることになるが、問題は $\sin \frac{2\lambda}{Y_r}y$ 分布では説明できない離岸流が発生することである。

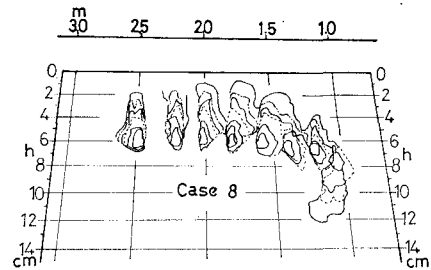
図—6 はケース 8 の周期 $T=1.19$ の波を作用させた時



図—6 流 況

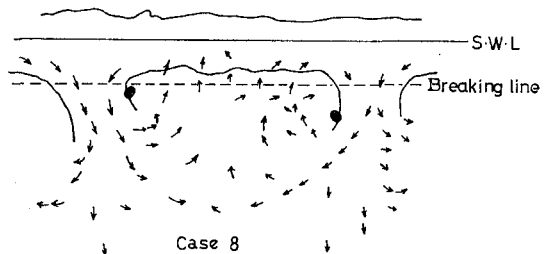
に発生する循環流の流況図で、砕波帯内に投入した場合の染料の動きを示している。この場合 Tam の相似解のように幅の狭い離岸流部は長くない、Bowen 解のようにセル中心点に対称分布をなしているわけでもない。

図—7 は砕波点以深に染料を投入した場合で、feeder



図—7 砕波点以深の流況

current および波による質量輸送の状況をよく示している。図—7 より明らかなように砕波点以深でも feeder current が存在し、循環流セルの中心が砕波点以深にあることがわかる。図—6, 7 よりケース 8 の流れの方向を矢印で示したのが 図—8 である。図—6, 7, 8 より循環



図—8 離岸流とセル中心点

流セルの中心点は離岸流幅の最小地点にあることがわかる。これは Bowen 解では説明できず、離岸流を理論的に解明する場合にはこの点を考慮する必要がある。

図—10 は砕波帯に染料を投入した場合に形成される離

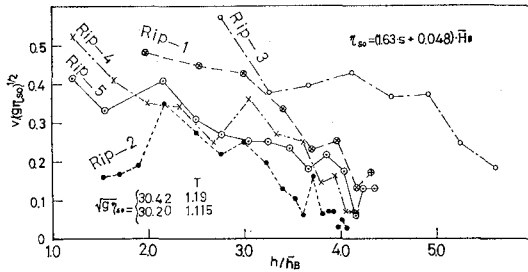


図-9 離岸流速 (τ_{s0} は流れのないときの汀線上平均水面上昇高)

岸流幅 Y_B を無次元化し、相対水深 h/h_B で表わしたものであるが 図-9 より Rip-2 を除いて他はすべて減速傾向にあり、離岸流幅 Y_B の最小地点とは一致しないが、Rip-2 は、 $h/h_B \approx 2.2$ 付近を境に浅いところでは速度が加速され、深いところでは減速されており、一方離岸流幅は 図-10 より $h/h_B = 1.9$ で最小になって

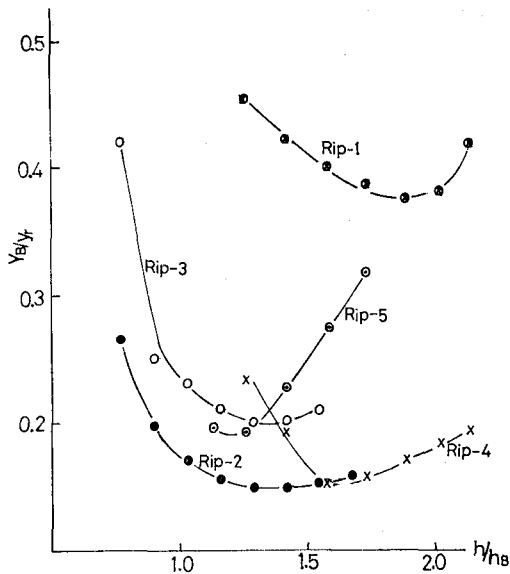


図-10

おり、他の流れとは異なり、幅の最小地点と最大速度地点とはかなり接近している。離岸流幅が碎波点以深で最小になるのは feeder current の影響によるものと思われる。すなわち、隣接する循環流セル内の物質移動は離岸流で合流するのであるから、離岸流地点で合流する相反する向きをもつ feeder current が合流点で突然向きを直角に変えて離岸流となって流れ出すということは外力によってたえず変形する流体においては起こり得ない現象だからである。それに副次的に波動の強さ、feeder current の強さ並びに碎波帯の幅が作用することによって最小幅地点の位置が最終的に決まることになる。そして前述したように、この最小地点の両端が循環流セルの中心点となるのである。図-11 はセル中心点間の距離、

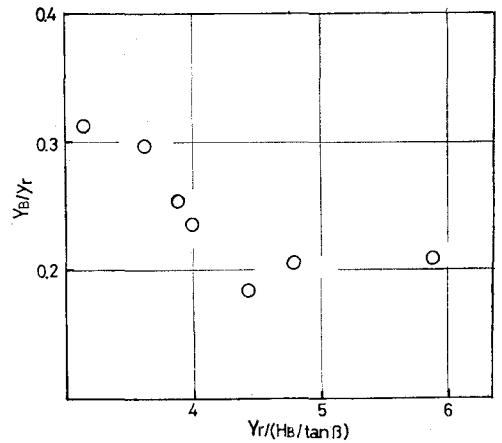


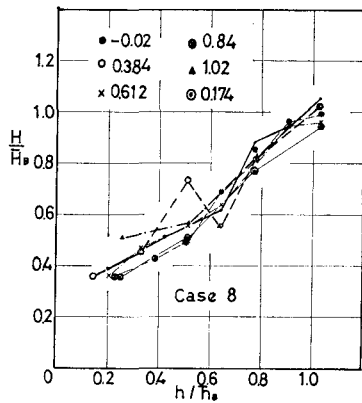
図-11

すなわち離岸流幅を無次元離岸流間隔で表わしたもので、無次元離岸流間隔が大きくなると、無次元離岸流幅は小さくなる傾向にあることがわかる。Bowen 解は無次元離岸流幅 $Y_B/y_r = 0.5$ で成立するのであるから、無次元離岸流間隔が大きくなると、Bowen 解は適用できず、Tam が考えたような自由噴流型のモデルが成立し、無次元離岸流間隔が小さくなると無次元離岸流幅が大きくなり、したがって、Bowen の理論解の適用が妥当であるといえる。現在海浜流の基礎方程式として用いられているのは Phillips の導いた運動方程式であるが、これを線型化して得た理論解は $\sin \frac{2\pi}{Y_r} y$ 分布と単純に仮定しているのだから、他の条件を基礎方程式に組み入れる必要があろう。

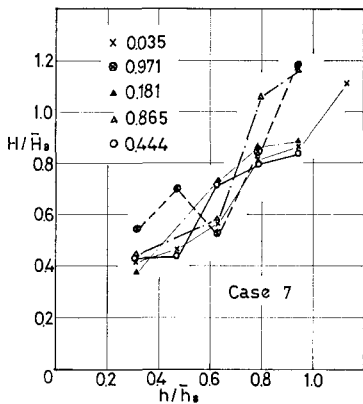
静水汀線より陸側の流体の運動を 図-1 に模式的に示したが、この領域は波の打ち上げの影響が大きいところで沖方向にジグザグ運動しながら、波峰線の遅れが原因で離岸流部に向かう平均流が存在する。したがって、平均水深より陸側でも離岸流部に向かう流速成分をもち、離岸流間隔規模の大型カスプが形成されることも考えられる (Guza¹⁹⁾。

(3) 波と流れの相互干渉

図-1 には波峰線の遅れを模式的に示したが、ケース 7 では波峰線の遅れが 15 cm で碎波波高の約 4 倍、碎波帯幅の 4 割近いものになっており、波と流れは相互に影響し合い、汀線に直角に入射してくる場合でも、離岸流が発生しているときには無視しえないようである。特に離岸流部においては遅れの程度が激しく、碎波帯内では離岸流に吸い込まれるような形で碎波しながら進んでいくことが観測された。図-12 (a), (b) は碎波後の波高を平均碎波波高で無次元化し、相対水深 $h/\bar{h}_B$ で表わしたものである。図-12 (a) は相対波高 $H/\bar{H}_B$ が沿岸方向に同じような値で分布しているが、図-12 (b) は沿岸方向の波高変化が大きく、碎波波高の影響が $h/h_B \approx 0.8$ 付



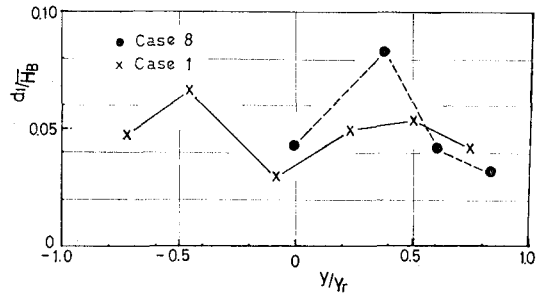
(a)



(b)

図—12

近まで影響しており、それ以降はほぼ一様とみなせる。砕波波高 $H/\bar{H}_B$ は沿岸方向に一様とみれない場合でも砕波帯内の中央付近では一様とみれる波高分布になるのは、砕波帯内を進む波でも流れの影響を受けて、波高の減衰が沿岸方向に異なり結果的に沿岸方向に一様分布となるものと思われる。波高減衰の程度をみてみると離岸流部では砕波波高が大きく、砕波直後に波高が急激に減少するのに対して、離岸流間の中央では砕波波高は低く、ゆるやかな波高減衰となっている。流れの中の波高変化について Longuet-Higgins や佐藤の理論的研究があるが、それによると、離岸流部では波高が増大し、離岸流間の中央では波高が減少することになり、離岸流部の波峰線のくびれの大きいところでは feeder current によりさらに波峰線が遅れ、波高は減少していくことになるが、図—12 (a), (b) の砕波波高分布は理論的説明が妥当であることを示している。また、沿岸方向の波高分布は $h/\bar{h}_B \geq 0.6$ では多少の大小があるが、 $h/\bar{h}_B \leq 0.6$ では沿岸方向に一様とみてよいことがわかる。図—13 は沿岸方向の平均水面上昇を図示したもので、沿岸方向に平均水面勾配が生じており、離岸流間の中央で最大の set-up



図—13

が生じ、離岸流部で set-up が最小になっているが、沿岸方向の波高分布が $h/\bar{h}_B \leq 0.6$ では明らかな傾向は見られないのに対して対称的である。 $T=0.86$ の波は Bowen 等の理論が妥当な離岸流が発生し、 $T=1.19$ の波は自由噴流型の離岸流が発生するが、どちらも沿岸方向に平均水深変化が生じている。したがってどちらのモデルでも平均水深の変化量を見逃すのではないかとと思われる。

以上、離岸流の間隔と流況および、離岸流場に作用する外力の関係を見てきたが、離岸流の発生については Bowen による定常な Edge wave 主因説 (=強制外因機構—日野¹⁶)による定義)と日野による流体力学的不安定説=選択的自励機構と2つあるが、これら2つの説は相対立するものではなく、実際の現象をよく説明し得る考え方である。図—3 で明らかになったように、離岸流の間隔は進行波の沖波長とほぼ同じ長さであるが、離岸流発生が10波目くらいで、目で見てわかる状況になることを説明するには Edge wave により離岸流間隔が決まると考えた方がより自然であろう。したがってこの場合には Dalrymple¹⁷ が指摘するように、Edge wave の周期と波の周期が一致しており、離岸流の間隔 Y_T は理論的に $Y_T = gT^2/2\pi$ となる。一方、移動床ではあるけれども $l_0 \sim Y_T$ と見て、底勾配がゆるやかになると離岸流間隔と沖波波長比 Y_T/L_0 は一定とならず進行波の性質によって変わる(玉井)ので、Edge wave では説明できない。底勾配がゆるやかな場合には平均水深の変化も小さくしたがって離岸流場での外力も小さいので、結果的に強制力が弱く現象としては流体力学的不安定現象となることが予想される。図—4 は離岸流間隔が波の性質によって変わることを示しているが、これは離岸流規模が波動の影響によって選択的自励機構にもなっていることを示す。また図—4 には鉄板床上で発生する離岸流間隔も無次元化して示したが、この2ケースは離岸流場を考察するのに適したケースを選んだものである。すなわち、鉄板床のように底部摩擦係数が小さい場合には波周期の増大にともない急激に離岸流間隔が大きくなり不安定現象となる。離岸流間隔には底部摩擦係数も影響

することは日野や尾崎・佐々木¹⁸⁾の指摘を裏づけるものであるが、機構としては底部摩擦係数も不安定現象の要因として選択的自励機構を考えることになる。したがって不安定領域においては Edge wave の強制外因が卓越しつつ、選択的自励機構を内在していることになる。

さらに、汀線に直角に入射する場合でも波峰線が遅れるので、radiation stress の沿岸方向の成分増大も離岸流場における外力として考える必要がある。

4. 結 語

底勾配 $\tan \beta = 1/10$ の場合について固定床平面実験を行い発生した離岸流について、実験的に考察したが、今回得られた不安定領域の離岸流について要約すると次のとおりである。

① 無次元離岸流間隔 $Y_r/(h_B \tan \beta)$ は無次元波周期 $T\sqrt{g/h_B}$ に比例し、無次元波周期が増大すれば、無次元離岸流間隔も大きくなる。

② 無次元離岸流間隔 $Y_r/(H_B/\tan \beta)$ は無次元量 $\tan \beta/(H_0/L_0)$ に比例関係にあり、モルタル床の場合には離岸流間隔 Y_r は式 (1) によって与えられる。

③ 無次元離岸流間隔 $Y_r/(H_B/\tan \beta)$ が小さい時には Bowen の理論を適用し得る離岸流が発生し、無次元離岸流間隔が大きいときには自由噴流型の離岸流が発生する。したがって無次元周期 $T\sqrt{g/h_B}$ の大小により、純循環型モデルか自由噴流型モデルかを使いわけることになる。

④ 離岸流の幅が最小になる点に循環セルの中心があり、最小幅地点と最大流速地点とは一致しない場合が多く、最小幅地点すなわち循環セル中心点の方が沖側にある。

⑤ 離岸流部での流れと波の干渉は著しく、feeder current が波峰線を加速的に遅れさす。

⑥ 沿岸方向の波高変化よりも平均水深の変化が大きく、離岸流間の中央で set up は高く、離岸流部で低い。

⑦ 不安定領域では強制外因機構が卓越しつつ、波特性、底部摩擦力を要因として選択的自励機構を内包している。

⑧ 波峰線の遅れによる沿岸方向の radiation stress 成分も離岸流場での外力として存在する。

最後に本実験に際して実験装置の開発を全面的に受け持ってくれた北海道大学工学部助手酒井謙太郎氏、また、

本実験中多大な協力をおしなかった北海道大学工学部大学院生山口和正君に紙面をかりて深甚の謝意を表す次第である。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A. J.: Rip currents, I, II, J. G. R., Vol. 74, pp. 5467~5490, 1969.
- 2) Tam, C. K. W.: Dynamics of rip currents, J. G. R., Vol. 78, pp. 1937~1943, 1973.
Tam, C. K. W.: Reply, J. G. R., Vol. 78, pp. 8889~8892, 1973.
Sonu, C. J.: Comment on paper by C. K. W. Tam, "Dynamics of rip currents", Vol. 78, pp. 8887~8889, 1973.
- 3) Shepard, F. P., and D. L. Inman: Nearshore circulation, Proc. Conf. Coastal Eng. 1st, pp. 50~59, 1951.
- 4) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, J. G. R., Vol. 77, pp. 3232~3247, 1972.
- 5) 堀川清司・佐々木民雄・その他: 海浜流に関する研究 (第3報), 海講, p. 127, 1975.
- 6) Harris, T. F. W.: Field and model studies of the nearshore circulation, Ph. D. thesis, Univ. of Natal, Durban, South Africa, p. 77, 1967.
- 7) 堀川清司・佐々木民雄・その他: 海浜流に関する研究 (第2報), 海講, p. 317, 1974.
- 8) Thornton, E. B.: Variation of longshore current across the surf zone, Coastal Engineering, pp. 291~309, 1969.
- 9) Noda, E. K.: Rip-currents, Coastal Engineering, pp. 653~668, 1972.
- 10) James, I. D.: A Non-linear theory of longshore currents, pp. 235~248, Estuarine and Coastal Marine Science, pp. 235~249, Vol. 2, 1974.
- 11) 堀川清司・水口 俊: 碎波帯付近の流れに関する平面実験, 海講, p. 141, 1975.
- 12) 玉井佐一: カスプの形成に関する研究, 海講, 1974.
- 13) Guza, R. T. and D. L. Inman: Edge waves and beach cusps, J. G. R., pp. 2993~3012, Vol. 80, 1975.
- 14) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W.: Change in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents, J. F. M., pp. 565~583, Vol. 8.
- 15) 佐藤道郎: 不等流を遡る波の波高変化に関する研究, p. 16, 土木学会年次講演会, 1974.
- 16) 日野幹雄: リップ・カレント系の発生理論 IV, p. 121, 海講, 1975.
- 17) Dalrymple, R. A.: A mechanism for rip current generation on an open coast, J. G. R., pp. 3485~3487, Vol. 80, 1975.
- 18) 佐々木幹夫・尾崎 晃: 離岸流の間隔について, 海講, p. 149, 1975.