

海浜流系の発生理論

THEORY ON GENERATION OF SHORE-CURRENT SYSTEM

日野 幹 雄*

By Mikio Hino

要 旨 海浜地形にはしばしば規則的な変化が現われる。また、海浜流系には汀線沿いにはほぼ規則的な間隔で離岸流と呼ばれる強い沖向きの流れが生じている。本論文では、こうした規則的な海浜流および海浜底地形の発生が、流体力学的不安定に基づくものとの考えに立って理論が展開される。その結果、一定の海底媒質に対して、外乱による流れ・水位変動・海底地形の微小変化が、ある特定の沿岸波数に対して選択的に増幅することが示された。

また、摂動二次流のセル構造的流れの場合、海底の洗掘・堆積の等値線図および二次流・沿岸流の蛇行との関係を求めた。これらの理論的結論は、定性的現地観測の結果と良く一致している。

1. 離岸流系の成因について

この節では、本論文の 2. 以下に数学的に展開される理論の基礎となっている著者の考え方（フィロソフィ）について述べる。

(1) 自然界の規則性

自然界は複雑で無秩序に見える反面、乱雑さの中に不思議に美しい規則性をみせることがある。多くの場合、こうした規則性は、たとえば雪の結晶や岩石・地下鉱物の結晶構造のように、静かな環境のもとで発生成長するもので、外からの攪乱があれば乱されてしまいがちである。

しかしながら、規則性への動きが抗しがたいものであり、かなりの外乱のもとでも見事な配列を形造るものもある。たとえば、秋空に高く浮ぶ白雲の列、砂丘の風漣、風波などをあげることができる。このように、規則性など期待できそうもない外乱の多い場での規則性発生の発見と解明ということが、最近、特に注目されるようにな

ってきた。

さて、海浜というのは沖よりおし寄せる単調な波の打ち上げと引きもどしと考えられていたが、ここにも特異な現象があることがわかってきたのは、1940年代後半アメリカのバスカムらの調査以後のことである。この現地調査では強い波と流れのため、しばしば生命の危険にさらされたとバスカムは述べている。

海浜の流体现象としては、沿岸流と離岸流とがあり、種々の説が提出されてきた。最近に至り、沿岸流の発生については、沖から斜めに入射する波のラジエーション応力による理論が、Bowen (1969), Longuet-Higgins (1970), 岩田 (1972) により発表され、現象の解明が一段落したと思われる。一方、離岸流については同じく Bowen (1969) は standing edge wave による平均水面の規則的な変化とこれによるラジエーション応力の周期



Photo 1 (From "Oceanographical Eng." by Wiegel)

* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

的分布が二次流の強制力であるとの理論的説明を試みている。しかし、この説では離岸流の発生間隔とエッジ波の卓越波長とが異なること、定在エッジ波が発生しそくない海岸にも離岸流系がみられるとの反論が Sonu (鮮于 (1972)) により出されている。また、この説では先に述べたような強い発生への誘因が説明しえないと著者は思う。

(2) 均一性の難しさ

自然現象であれ、社会現象であれ、均一で平等な状態というのはなかなか成立しがたいものである。たとえば、水を入れた浅い容器の底を一樣に加熱しても、細胞構造の対流がいくつも発生する（いわゆる Benard cell の形成）。（また、どんな国家体制であれ社会は例外なしに階層化が進行する。）最も、公平と思われる自然現象ですら、同一の条件のもとに均一の状態が永く広く続くことは難しい。「自然も社会も平等で均一という状態は決して安定な状態ではない」といってよいであろう。

また、見方を変えると「自然は、小さなエネルギーで大きな美しい構造を作りたがる」ともいえるであろう。

(3) 海岸線方向の一様性の不安定

さて、1950 年代後半から Longuet-Higgins & Stewart によりラジエーション応力の概念が導入され、種々の海波現象の解明が行われた。波が海岸に近づく場合の平均海面の静止水面よりの変化—wave setup—もその一つである。この理論によれば、wave setup による水面勾配（圧力勾配）とラジエーション応力とのつり合いが海岸沿いに一樣に続くことになる。こうした海岸線に直角な平面内での平衡が海岸線方向に一樣に長く続いているというのは、果たして自然なのだろうか。ちょうど、長い棒を軸方向に圧縮する場合に座屈が生じるように、海岸線沿いの一樣な wave setup なり海岸底地形が、ある間隔で周期的に変化するほうが自然なのではないだろうか。

次のようなプロセスを順次考えてみよう (Fig. 1 参照)。

① まず、海岸沿いの一樣な wave setup に、ごくわずかの周期的変化、つまり水位上昇の空間的不均一性が生じたとする。

② この水位上昇の海岸線方向の不均一性(圧力勾配)のため、これを打ち消すように二次流がただちに発生するはずである。しかし、海底摩擦の遅延作用のために、この水面不均衡解消には、多少の時間遅れがあり、その間水面の不均一性が持続する。

③ 水面の不均一性は、ただちにラジエーション応力の不均一性となり、水位上昇点ではますます波のエネル

ギー輸送が増加し、水面上昇の不均一性を増幅しようとする（また、二次流による流れと入射波の非線型干渉も不均一増幅機構の一環として考慮されなければならないが、本論文の議論では取り挙げないことにする）。

④ 海底質が移動性であれば、水面上昇の不均一解消のための二次流により、底質輸送が起こり海底面の洗掘が行われる。その結果は、水深変化によるラジエーション応力分布が変化し、水面上昇の不均一性・二次流の形成をますます誇張するであろう。

問題は、このような海浜系の自励的変化のメカニズムを定式化すること、自励的不安定性の発生に卓越波長が存在するか否か、もし卓越波長が存在するとすれば、現実の現象と理論とは一致するか否かが問題である。

上に述べた離岸流系発生論の推論では、ラジエーション応力による水面上昇の不安定性を主因と考え、底質の移動性はこの機構の増幅機構ではあるが、これなしにも周期的海浜流系は発生すると考えた。この考え方では、底質の移動のない場合のみならず、波が海岸線に直角に進入してくる場合の周期的海浜流系の発生を説明しよう。

(4) 沿岸流による底質面の不安定

開水路移動床に発生する砂漣はよく知られており、砂漣発生論の理論はほぼ完成されたと思われる。

海浜に発達する離岸流は、海底底の bar と密接に結び付いている。波が斜めに入射する場合には、海岸沿いに沿岸流が生じるから、開水路の砂漣発生とのアナロジーとして、当然、“沿岸流による底質面の不安定現象”が考えられる。Sonu (鮮于) は、1971 年 5 月著者のルイジアナ大学滞在中、この説を強力に主張していた。著者はこの当時、流体のみ不安定性を Benny-Lin の縦渦発生理論との関連において主張していた。上の (3) の説は、これを単純化したものである。

この開水路砂漣との同一機構による海浜流系の発生理論（未だ定式化されていない）は、波が海岸に直角に入射する場合や底質の移動性が少ない場合には成立しない。

(5) 均一性不安定と底質面不安定の関連

現実の現象として海浜流系の発生は、上に述べた二つの不安定増幅機構の同時的作用によるものと考えられる。

本論文において、次節以下に展開される理論は、この二つの機構を同時に含んでおり、両者を特に区別していない。ただし、底質移動と底質波型の位相遅れの概念は、全く用いていない。

波の入射方向や底質の移動性の差異により、海浜流系の発生メカニズムがどのように異なるかを分類して考察

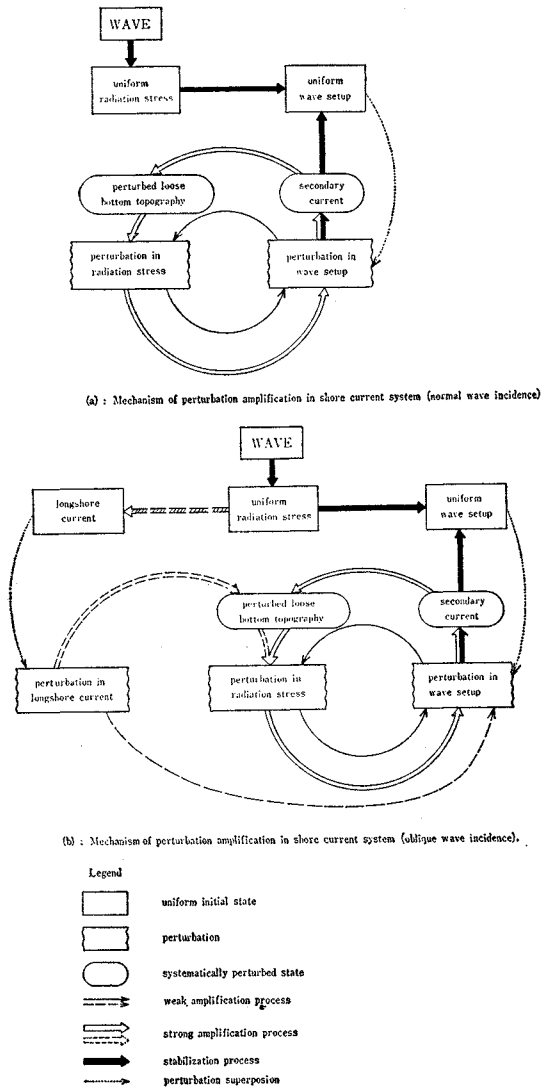


Fig. 1 Schematic explanation on the instability mechanism of fluid and bottom material system.

すると、次のようになるであろう。

a) 底質が非移動性で波の入射が海岸線に直角な場合
波動運動によるラジエーション応力により、wave setup が形成される。しかし、海岸線沿いの一様性の不安定のため弱い規則的な二次流および平均水面の変化が生じ、これと入射波との干渉によるラジエーション応力の海岸線沿いの周期変化が不安定性を増幅する。

b) 底質が移動性で波の入射が海岸線に直角の場合
この場合には、a) の増幅機構のほか、周期的二次流が底質を移動させ、これにより底地形の周期的変化が形成される。底地形の変化により、ラジエーション応力もこれに応じた分布の変化をし、二次流系の強さをさらに強める。

c) 底質が非移動性で、波の入射が斜めの場合
この場合には、波の海岸線への進行によるラジエーション応力により、wave setup と沿岸流が形成される。wave setup の一様性の不安定は a) と同様である。沿岸流の一様性の安定、不安定については、現段階ではよくわかっていない。

d) 底質が移動性で、波の入射が斜めの場合
wave setup の不安定性による周期的二次流および底地形変化は b) と同じである。しかし、この場合には沿岸流による底地形面の不安定 (sand wave, sand bar の形成) 機構が新たに加わり、海浜流系の発生は二重に強化されることになる。したがって、この一般の場合には二つの不安定増幅機構が相乗的に作用し、海浜流系の発生は強固なものとなる。また、二つの機構の選択波長が異なる場合には、二種類の海浜流・海岸地形の周期変化が重なって発生することになる。

2. 海浜流系の発生理論

(1) 基礎方程式

理論の展開にあたり、次の単純化された状態を仮定する。まず、海岸線は直線的に延びており、半島や岬などの影響はないとする。また、海底の元地形は海岸線方向に一様であると考え、つまり、等深線は海岸線に平行である。座標系は、Fig. 2 に示すように、汀線沿いに y 軸、これと直角沖向きに x 軸を採る。

流速は水深方向の平均値を用い、 $x \cdot y$ 方向の成分を $u \cdot v$ とする。静止水面よりの水深を h (下向き、洗掘を正とする)、水面上昇位を η で表わす。このとき、運動量および質量の保存を表わす基礎方程式は、次の式 (1)、(2) および (3) となる。

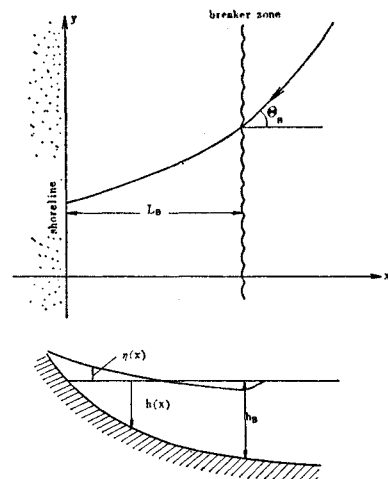


Fig. 2 Coordinate system and symbols.

$$\rho \frac{\partial [u(h+\eta)]}{\partial t} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)u^2]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)uv]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \rho \tilde{C}u \dots\dots\dots(1)$$

$$\rho \frac{\partial [v(h+\eta)]}{\partial t} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)uv]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)v^2]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} - \rho \tilde{C}v \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial (h+\eta)}{\partial t} + \frac{\partial [u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial [v(h+\eta)]}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 \tilde{C} は速度の次元をもつ摩擦係数である。水深が浅い所を対象としているので、流体同志の相互摩擦は省略する。また、上式において、 S_{xx} , S_{xy} , S_{yy} は Longuet-Higgins & Stewart (1964) により導入されたラジエーション応力である。

底質の移動について、底質輸送フラックスが平均流速に比例すると考え、その比例係数を C_s とすれば、式(4)を得る。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial (C_s u)}{\partial x} + \frac{\partial (C_s v)}{\partial y} \dots\dots\dots(4)$$

波が x 軸に対して角度 θ で入射するとすると、ラジエーション応力は、次のように表わされる (Longuet-Higgins (1970))。

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \frac{3E}{2} - Ec^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{yy} &= \frac{E}{2} + Ec^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{xy} &= Ec \cos \theta \left(\frac{\sin \theta}{c} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5)$$

ここに、 E は波の単位幅単位長あたりのエネルギー、 c は波速を表わす。式(5)の中の $(\sin \theta/c)$ は Snell の法則により、波の進行により θ が変化しても一定であり、また、波の入射角 θ が小さい場合には $\cos \theta \approx 1$ とみなせる。

ラジエーション応力は、砕波線の内側(汀線側)で重要である。砕波後の波高は、次元解析および実験結果により、次の関係が成り立つことが認められている。

$$2a = r(h+\eta) \dots\dots\dots(6)$$

ここに、 r は比例係数で

$$r \begin{cases} \neq 1 & (0 \leq x/L_B \leq 1) \\ = 0 & (1 < x/L_B) \end{cases}$$

したがって、 E および c は、 $h+\eta$ に関して式(7)のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} E &= (\rho g r^2/8)(h+\eta)^2 \\ c &= \{g(h+\eta)\}^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

x 方向の底摩擦応力は、波の軌道速度を u_{ob} とすれば、

$$\begin{aligned} D_x &= C \rho \{|u_{ob} + u|(u_{ob} + u)\} \\ &= C \rho \{|u_{ob} + u|u_{ob} + |u_{ob} + u|u\} \\ &\cong C \rho \{|u_{ob}|u_{ob} + |u_{ob}| \cdot u\} \end{aligned}$$

である。その時間平均をとって

$$\rho \tilde{C} u = \langle D_x \rangle \cong C \rho \langle |u_{ob}| \rangle \langle u \rangle$$

となる。 $\langle |u_{ob}| \rangle = (2/\pi)u_{\max} = (r/\pi) \cdot \sqrt{g(h+\eta)}$ の関係を代入し

$$\rho \tilde{C} u = \langle D_x \rangle = (r C/\pi) \rho \sqrt{g(h+\eta)} \cdot u \dots\dots(8)$$

$\langle D_y \rangle$ は、Longuet-Higgins (1970) と同じく

$$\rho \tilde{C} v = \langle D_y \rangle = (r C/\pi) \rho \sqrt{g(h+\eta)} \cdot v \dots\dots(9)$$

式(1)より式(3)を差し引いた後、ラジエーション応力の関係式(5)を代入すれば、次式(10)が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{3g}{8} r^2 \\ \cdot \left[1 - \left(\frac{\sqrt{g} \sin \theta}{c} \right)^2 (h+\eta) \right] \frac{\partial (h+\eta)}{\partial x} \\ + \frac{5g}{16} r^2 \cos \theta \left(\frac{\sqrt{g} \sin \theta}{c} \right) \sqrt{(h+\eta)} \frac{\partial (h+\eta)}{\partial y} \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{C_d \sqrt{g} \cdot u}{\sqrt{(h+\eta)}} \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

同様に、式(2)より式(11)の関係が求まる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{5g}{16} r^2 \\ \cdot \cos \theta \left(\frac{\sqrt{g} \sin \theta}{c} \right) \sqrt{(h+\eta)} \frac{\partial (h+\eta)}{\partial x} \\ + \frac{g r^2}{8} \cdot \\ \cdot \left[1 + 3 \left(\frac{\sqrt{g} \sin \theta}{c} \right)^2 (h+\eta) \right] \frac{\partial (h+\eta)}{\partial y} \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{C_d \sqrt{g} v}{\sqrt{(h+\eta)}} \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

ここに

$$C_d = r C/\pi$$

(2) 基礎方程式の線形化

原地形と波の侵入方向は、海岸線方向に一樣と仮定しているから、 y 方向に一樣な平衡状態の流れおよび水面上昇がある。これを

$$u=0, v=V_0(x), \eta=\eta_0(x), h=h_0(x)$$

とし、この状態に関する摂動 u', v', η', h' を考える。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} u &= u'(x, y, t) \\ v &= V_0(x) + v'(x, y, t) \\ \eta &= \eta_0(x) + \eta'(x, y, t) \\ h &= h_0(x) + h'(x, y, t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

と書く。

さて、ここで汀線から砕波線までの距離 L_B と重力加速度 g に関して、変数の無次元化を行う。たとえば、

$$\left. \begin{aligned} u'/\sqrt{gL_B} &\rightarrow u, V_0/\sqrt{gL_B} \rightarrow V_0 \\ x/L_B &\rightarrow x, h_B/L_B \rightarrow h_B \\ t\sqrt{g/L_B} &\rightarrow t, C_s/L_B \rightarrow C_s \\ c/\sqrt{gL_B} &\rightarrow c, \text{ etc.} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

とする。さらに、摂動量を示す^(*)も今後取り去ることにする。

式 (12) を式 (10) に代入し、まず摂動量の第 0 次オーダーの項を整理すれば、

$$\frac{\partial \eta_0}{\partial x} = - \left(\frac{3r^2}{8} \right) \frac{\cos^2 \theta}{[1 + (3r^2/8) \cos^2 \theta]} \cdot \frac{\partial h_0}{\partial x} \dots\dots\dots(14)$$

の関係が求まる。この関係は、すでに Bowen (1969) や Longuet-Higgins (1970) により求められている“wave-setup”の関係式にほかならない。

次に、摂動の第一次オーダーの項として、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + A_{12} \frac{\partial u}{\partial y} + a_1 u + C_{11} \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_{12} \frac{\partial \eta}{\partial y} + c_1 \eta \\ + D_{11} \frac{\partial h}{\partial x} + D_{12} \frac{\partial h}{\partial y} + d_1 h = 0 \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

ここに、 $A_{11} \cdot a_1$ 等の係数は次のような規則による。大文字のアルファベット \rightarrow 微分項の係数、小文字 \rightarrow 微分操作をされない従属変数の係数、添字の最初の数字 \rightarrow 式の順番を示す、すなわち 1: x 方向の運動量方程式、2: y 方向の運動量方程式、3: 連続方程式、4: 底質輸送の連続式、添字の二つ目の数字 \rightarrow 偏微分が xy のいずれに関するものかを表わす。さらに、 $A \cdot a \rightarrow u$ に関する係数、 $B \cdot b \rightarrow v$ に関する係数、 $C \cdot c \rightarrow \eta$ に関する係数、 $D \cdot d \rightarrow h$ に関する係数を表わす。

この規則による式 (15) の係数は、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} A_{12} &= V_0(x) \\ a_1 &= C_d/\sqrt{(h_0 + \eta_0)} \\ C_{11} &= (3r^2/8) [1 - (\sin \theta/c)^2 (h_0 + \eta_0)] + 1 \\ C_{12} &= (5r^2/16) \cos \theta (\sin \theta/c) \sqrt{(h_0 + \eta_0)} \\ c_1 &= - (3r^2/8) (\sin \theta/c)^2 d(h_0 + \eta_0)/dx \\ D_{11} &= (3r^2/8) [1 - (\sin \theta/c)^2 (h_0 + \eta_0)] \\ D_{12} &= C_{12} \\ d_1 &= c_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(16)$$

式 (12) を式 (11) に代入し、摂動量の第 0 次と第 1 次のオーダーの項を整理すると次の 2 式が求まる。

$$V_0(x) = - \frac{5r^2}{16 C_d} (\cos \theta \cdot \sin \theta_B \cdot \sqrt{h_{0B} + \eta_{0B}}) \cdot \frac{(h_0 + \eta_0)}{(h_{0B} + \eta_{0B})} \frac{d(h_0 + \eta_0)}{dx} \dots\dots\dots(17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + a_2 u + B_{22} \frac{\partial v}{\partial y} + b_2 v + C_{21} \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_{22} \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ + c_2 \eta + D_{21} \frac{\partial h}{\partial x} + D_{22} \frac{\partial h}{\partial y} + d_2 h = 0 \dots\dots(18) \end{aligned}$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= V_0'(x) \\ B_{22} &= V_0(x) \\ b_2 &= r C/(\pi \sqrt{h_0 + \eta_0}) \\ C_{21} &= (5r^2/16) [\cos \theta (\sin \theta/c)] \sqrt{(h_0 + \eta_0)} \\ C_{22} &= 1 + r^2/8 + (3r^2/8) \cdot (\sin \theta/c)^2 (h_0 + \eta_0) \\ c_2 &= - (r C/2 \pi) [V_0(x) (h_0 + \eta_0)^{-3/2}] \\ &\quad + (5r^2/32) [\cos \theta (\sin \theta/c)] \cdot \\ &\quad \cdot \sqrt{(h_0 + \eta_0)} (h_0' + \eta_0') \\ D_{21} &= C_{21} \\ D_{22} &= C_{22} - 1 \\ d_2 &= c_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(19)$$

式 (17) は、沿岸流の流速分布で、Longuet-Higgins (1970) が導いた式をやや一般化した型となっている。

次に、式 (3) から式 (4) を差し引き、式 (12) を代入すれば η の摂動に関する線形式として次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + [h_0 + \eta_0 + C_s] \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{d(h_0 + \eta_0)}{dx} \cdot u \\ + [h_0 + \eta_0 + C_s] \frac{\partial v}{\partial y} + V_0 \frac{\partial \eta}{\partial y} + V_0' \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \end{aligned} \dots\dots\dots(20)$$

結局、線形化された摂動量の基礎方程式は、式 (15)、(18)、(20) および式 (4) である。

(3) Fourier 成分への分解

上に示したように基礎方程式は線形となったので、この中の従属変数の空間的・時間的変化を周波数成分に分けて論じるほうが現象の理解に都合が良い。したがって、各摂動量を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y, t) &= U(x) \exp[iky + pt] \\ v(x, y, t) &= V(x) \exp[iky + pt] \\ \eta(x, y, t) &= Z(x) \exp[iky + pt] \\ h(x, y, t) &= H(x) \exp[iky + pt] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(21)$$

上式を式 (15)、(18)、(20)、(4) に代入すれば、変数 U, V, Z, H に関する連立一次常微分方程式として、式 (22) が導かれる。

$$\left. \begin{aligned} F_1 U(x) + r_1 Z'(x) + R_1 Z(x) + s_1 H'(x) \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad + S_1 H(x) &= -pU(x) \\ F_2 U(x) + G_2 V(x) + r_2 Z'(x) + R_2 Z(x) \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad + s_2 H'(x) + S_2 H(x) &= -pV(x) \\ f_3 U'(x) + F_3 U(x) + G_3 V(x) + R_3 Z(x) \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad + S_3 H(x) &= -pZ(x) \\ f_4 U'(x) + G_4 V(x) &= -pH(x) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(22)$$

ここに、 $f_i \cdot F_i \cdot G_i \dots (i=1, 2, 3, 4)$ は定数あるいは x の関数で次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 F_1(x) &= C_d/[h_0(x) + \eta_0(x)]^{1/2} + ikV_0(x) \\
 f_1 &= G_1 = g_1 = 0 \\
 R_1(x) &= -(3r^2/8)(\sin \theta/c)^2(h_0'(x) + \eta_0'(x)) \\
 &\quad + ik(5r^2/16)\{\cos \theta(\sin \theta/c)\} \\
 &\quad \cdot (h_0(x) + \eta_0(x))^{1/2} \\
 r_1(x) &= (3r^2/8)[1 - (\sin \theta/c)^2(h_0(x) \\
 &\quad + \eta_0(x))] + 1 \\
 S_1 &= R_1 \\
 s_1 &= r_1 - 1
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(23)$$

$$\left. \begin{aligned}
 F_2(x) &= dV_0(x)/dx \\
 G_2(x) &= C_d/\sqrt{h_0(x) + \eta_0(x)} + ikV_0(x) \\
 R_2(x) &= (5r^2/32)\{\cos \theta(\sin \theta/c)\} \\
 &\quad \cdot \sqrt{h_0(x) + \eta_0(x)} \cdot (h_0'(x) + \eta_0'(x)) \\
 &\quad - C_d V_0(x)/[2(h_0(x) + \eta_0(x))^{3/2}] \\
 &\quad + ik[(r^2/8) + (3r^2/8)(\sin \theta/c)^2 \\
 &\quad \cdot (h_0(x) + \eta_0(x)) + 1] \\
 r_2(x) &= (5r^2/16)[\cos \theta(\sin \theta/c) \\
 &\quad \sqrt{h_0(x) + \eta_0(x)} \\
 S_2(x) &= R_2(x) - ik \\
 s_2(x) &= r_2(x) \\
 f_2 &= g_2 = 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

$$\left. \begin{aligned}
 f_3(x) &= h_0(x) + \eta_0(x) + C_s \\
 F_3(x) &= h_0'(x) + \eta_0'(x) \\
 G_3(x) &= ik[h_0(x) + \eta_0(x) + C_s] \\
 R_3(x) &= ikV_0(x) \\
 S_3(x) &= ikV_0(x) \\
 g_3 &= r_3 = s_3 = 0 \\
 f_4 &= -C_s \\
 G_4 &= -ikC_s \\
 F_4 = g_4 = R_4 = r_4 = S_4 = s_4 &= 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

$$\left. \begin{aligned}
 f_4 &= -C_s \\
 G_4 &= -ikC_s \\
 F_4 = g_4 = R_4 = r_4 = S_4 = s_4 &= 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(26)$$

(4) 境界条件

式 (22) の満たすべき境界条件は、汀線で x 方向の流速が 0 となることと無限遠で振動が 0 となることである。

$$\left. \begin{aligned}
 U(x) &= 0 \quad (x=0) \\
 U(x) &\rightarrow 0 \quad (x \rightarrow \infty) \\
 Z(x) &\rightarrow 0 \quad (x \rightarrow \infty) \\
 H(x) &\rightarrow 0 \quad (x \rightarrow \infty)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(27)$$

3. 基礎方程式の解法

前節で導いた基礎方程式 (22) を境界条件 (27) のもとに解く問題は、いわゆる二点境界値問題 (two points boundary value problem) で、固有値問題に帰着する。しかし、本論文で取扱っている問題は、方程式 (23)~

(26) で与えられる係数が特に複雑であるので、純解析的に解を求めることは困難である。

著者は、すでに式 (22) の定差方程式表示による解法 (Hino (1972)) を示した。これについては、ここでは触れない。本論文では、さらに精度の良い解法として、従属変数の Hermite 多項式展開による weighted residual 法¹⁰⁾について述べる。Hermite 多項式展開では、各項を境界条件式 (27) を満たすように選ぶことができ、したがって項数を少なくとも良いという利点がある。もっとも、Hermite 多項式は $(-\infty, \infty)$ の区間で定義されているが、本論文の問題での変数域は $(0, \infty)$ であるので、以下のような注意が必要である。

Hermite 多項式 H_m に $e^{-x^2/2}$ を掛けたものは、Fig. 3 のような関数である。 m が奇数次の関数は、 $x=0$ であり、 m の偶奇にかかわらず $x \rightarrow \infty$ で 0 となる性質をもつ。したがって、境界条件 (式 (27)) を考えると、 $U(x)$ は奇数次の Hermite 多項式、 $Z(x)$ と $H(x)$ は偶数次の Hermite 多項式を含むようにしたほうが良い。 $V(x)$ については、偶奇いずれのほうを用いても良い。事実、後に述べる方法で計算して、この点が確かめられた。ここでは、一応偶数次の項を採用ことにする。したがって、 U, V, Z, H は次のように表わされる。

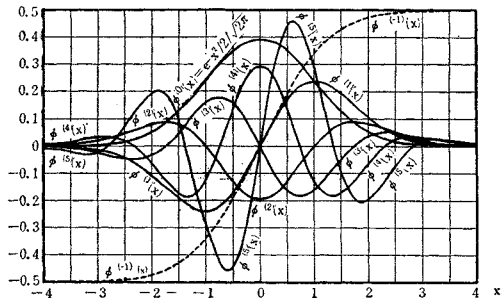


Fig. 3 Graph of Hermitian polynomials multiplied by $e^{-x^2/2}/n!$

$$\left. \begin{aligned}
 U(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n e^{-x^2/2} H_{2n-1}(x) \\
 V(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n e^{-x^2/2} H_{2(n-1)}(x) \\
 Z(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} r_n e^{-x^2/2} H_{2(n-1)}(x) \\
 H(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} \delta_n e^{-x^2/2} H_{2(n-1)}(x)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(28)*$$

Hermite 多項式は $(-\infty, \infty)$ の範囲で直交性をもつが、今考えている $(0, \infty)$ の領域では、完全な直交性はなく次のような関係となる。

* 未知関数を $e^{-x^2/4}H_n(x)$ で級数展開表示し、基礎方程式に代入したのちこれらに $e^{-x^2/4}H_m(x)$ を掛け $(0, \infty)$ の区間で積分して 0 とし、展開係数を決定するいわゆる Galerkin 法についても以下と同様の解法を試みたが、結果的にはほぼ同一の結論に達した。

$$\int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m-1}(x)H_{2n-1}(x)dx$$

$$\begin{cases} =0 & (m \neq n) \\ = (2n-1)! \sqrt{\pi/2} & (m=n) \end{cases} \dots\dots\dots (29 a)$$

$$\int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m}(x)H_{2n}(x)dx$$

$$\begin{cases} =0 & (m \neq n) \\ = (2n)! \sqrt{\pi/2} & (m=n) \end{cases} \dots\dots\dots (29 b)$$

$$\int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m}(x)H_{2n-1}(x)dx \neq 0 \dots\dots\dots (29 c)$$

すなわち、(0, ∞) の区間では (奇・奇) あるいは (偶・偶) の Hermite 多項式間には直交性は保存されるが、(奇・偶) の組の間にはもはや直交性は失われる。従属変数を式 (28) のように選んだのは、式 (22) に直交性の関係を適用したいためでもあった。

式 (22) の第 1 式を考えよう。この式に、式 (28) の関係を代入し、 $H_{2m-1}(x)$ を掛けたのち (0, ∞) の区間で積分すれば、Hermite 多項式展開の係数に関する次の関係式が得られる。いわゆる moment 法¹⁰⁾で、minimum weighted residual 法の一種である。

$$\alpha_1 I_{m,1}^{(1)} + \alpha_2 I_{m,2}^{(1)} + \dots + \alpha_k I_{m,k}^{(1)} + \dots$$

$$+ r_1 K_{m,1}^{(1)} + r_2 K_{m,2}^{(1)} + \dots + r_k K_{m,k}^{(1)} + \dots$$

$$+ \delta_1 L_{m,1}^{(1)} + \delta_2 L_{m,2}^{(1)} + \dots + \delta_k L_{m,k}^{(1)} + \dots$$

$$= -p \alpha_m \dots\dots\dots (30)$$

ここに、

$$I_{m,n}^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{(2m-1)! \sqrt{\pi}}$$

$$\cdot \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m-1}(x)H_{2n-1}(x)F_1(x)dx$$

$$\dots\dots\dots (31)$$

$$K_{m,n}^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{(2m-1)! \sqrt{\pi}}$$

$$\cdot \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m-1}(x) [\{H'_{2(n-1)}(x) - xH_{2(n-1)}(x)\}$$

$$r_1(x) + R_1(x)H_{2(n-1)}(x)] dx \dots\dots\dots (32)$$

$$L_{m,n}^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{(2m-1)! \sqrt{\pi}}$$

$$\cdot \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2m-1}(x) [\{H'_{2(n-1)}(x) - xH_{2(n-1)}$$

$$(x)\} s_1(x) + S_1(x)H_{2(n-1)}(x)] dx$$

$$\dots\dots\dots (33)$$

上式中 $H'_k(x) - x \cdot H_k(x)$ は Hermite 多項式に関する公式により次のように変形される。

$$H'_k(x) - xH_k(x) = -H_{k+1}(x)$$

式 (22) の第 2・3・4 式にも同様の操作を行えば、式 (30) と同じような Hermite 多項式展開の係数に関する関係式が得られる。級数を第 k 項まで採るものとすれば、これらの関係式は次のような行列形式にまとめられる。

$$\begin{pmatrix} I^{(1)} & 0 & K^{(1)} & L^{(1)} \\ I^{(2)} & J^{(2)} & K^{(2)} & L^{(2)} \\ I^{(3)} & J^{(3)} & K^{(3)} & L^{(3)} \\ I^{(4)} & J^{(4)} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_k \\ \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_k \\ r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ r_k \\ \delta_1 \\ \delta_2 \\ \vdots \\ \delta_k \end{pmatrix} = -p \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_k \\ \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_k \\ r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ r_k \\ \delta_1 \\ \delta_2 \\ \vdots \\ \delta_k \end{pmatrix} \dots (34)$$

ここに、 $I^{(i)}$, $J^{(i)}$, $K^{(i)}$, $L^{(i)}$ ($i=2, 3, 4$) は部分行列で、その要素は次の各式で与えられる。(i) は基礎方程式 (22) の第 (i) 式に関する項であることを表わす。

$$I_{m,n}^{(i)} = \frac{\sqrt{2}}{(2(m-1))! \sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2(m-1)}(x)$$

$$\cdot [-H_{2n}(x)f_i(x) + H_{2n-1}(x)F_i(x)] dx$$

$$\dots\dots\dots (35)$$

$$J_{m,n}^{(i)} = \frac{\sqrt{2}}{(2(m-1))! \sqrt{\pi}}$$

$$\cdot \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2(m-1)}(x)H_{2(n-1)}(x)G_i(x) dx$$

$$\dots\dots\dots (36)$$

$$K_{m,n}^{(i)} = \frac{\sqrt{2}}{(2(m-1))! \sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2(m-1)}(x)$$

$$\cdot [-H_{2n-1}(x)r_i(x) + H_{2(n-1)}(x)R_i(x)] dx$$

$$\dots\dots\dots (37)$$

$$L_{m,n}^{(i)} = \frac{\sqrt{2}}{(2(m-1))! \sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-x^2/2} H_{2(m-1)}(x)$$

$$\cdot [-H_{2n-1}(x)s_i(x) + H_{2(n-1)}(x)S_i(x)] dx$$

$$\dots\dots\dots (38)$$

ここに、 $F_i(x)$, $f_i(x)$, $G_i(x)$, $R_i(x)$, $r_i(x)$, $S_i(x)$, $s_i(x)$ は、式 (23)~(26) で定義された x の関数である。

式 (34) は、ベクトル Y と行列 A を

$$Y = [\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k, \beta_1, \dots, \beta_k, r_1, \dots,$$

$$r_k, \delta_1, \dots, \delta_k]^T \dots\dots\dots (39)$$

$$A = \begin{pmatrix} I^{(1)} & 0 & K^{(1)} & L^{(1)} \\ I^{(2)} & J^{(2)} & K^{(2)} & L^{(2)} \\ I^{(3)} & J^{(3)} & K^{(3)} & L^{(3)} \\ I^{(4)} & J^{(4)} & 0 & 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (40)$$

と定義するとき、

$$A \cdot Y = (-p)Y \dots\dots\dots (41)$$

と書き替えられる。上式は、ベクトル Y は線型変換 A により、もとの方向と変わらないことを意味しており、行列 A に関してこのような性質を持つベクトル Y (および定数 $\lambda = -p$) を求めること、いわゆる固有値問題となっている。

行列 A の次元は、級数の打ち切り項数を k とすると

き、 $(4k \times 4k)$ である。行列の固有値および固有ベクトルを求めることは、最近デジタル計算機の発達により急速に進歩している。しかし、本論文の式 (40) で示される行列は、すこぶるやっかいである。それは、行列の要素が複素数であることと、行列が非対称であるためである。本計算では、東大計算機センターから公表された“複素非対称行列”の固有値計算プログラムを利用した。

Hermite 多項式は第 16 項まで、したがって $U(x)$ は H_1 から H_{15} までの奇数次項を、 $V \cdot Z \cdot H$ は H_0 から H_{14} までの偶数次項をとった。求められた固有ベクトル一級数展開の係数の第 1 項と第 16 項の大きさの比は、 10^{-6} 以下であり、Hermite 多項式展開を第 16 項で打ち切って十分であると思われる。

4. 結果および検討

海浜流系の発生には、上に述べたように種々の因子や係数が関係する。すなわち

- r : 砕波帯内の波高の比例係数
- C_d : 底摩擦係数
- C_s : 底質輸送の比例係数 ($[L]$)
- θ : 波の入射角

および海底の元地形 h_0 とその勾配 dh_0/dx である。

一方、運動方程式における慣性項・摩擦項・ラジエーション応力項の相対的重要性を考えてみると、それらの比として

$$\psi = \frac{\text{慣性項}}{\text{摩擦項}} = \frac{V_0^2}{L_B} \cdot \frac{\sqrt{h_B}}{C_d \sqrt{g} V_0} = \frac{V_0 \sqrt{h_B}}{C_d \sqrt{g} L_B}$$

$$= \frac{5}{16} \left(\frac{r}{C_d} \right)^2 \sin^2 \theta_B \left(\frac{h_B}{L_B} \right) h_B' \dots \dots \dots (42)$$

$$\phi = \frac{\text{ラジエーション応力項}}{\text{摩擦項}} = \left(\frac{3g r^2}{8} \cdot h_B' \right) \cdot \frac{\sqrt{h_B}}{C_d \sqrt{g} u} = \frac{3r^2}{8C_d} h_B' \dots \dots \dots (43)$$

また、底質輸送係数と底摩擦係数の比として

$$\Lambda = \frac{C_s}{C_d h_B} \dots \dots \dots (44)$$

を定義する。

これらの諸係数のうち、 r と C_d は狭い範囲で変化する値で、ほぼ一定値とみなすことができる。ここでは、 $r=1, C_d=0.01$

とする。入射角として、 $\theta=0^\circ$ および 10° の 2 ケースについて考える。

海底の元地形は一様勾配の傾斜面とし

$$\phi=20 \text{ および } 2$$

とする。前者は、 $h_0/L_B=0.17$ で勾配としては急な場合後者は $h_0/L_B=0.017$ 逆に緩勾配の場合に相当する。

海底質の移動性について、現段階ではほとんど何もわ

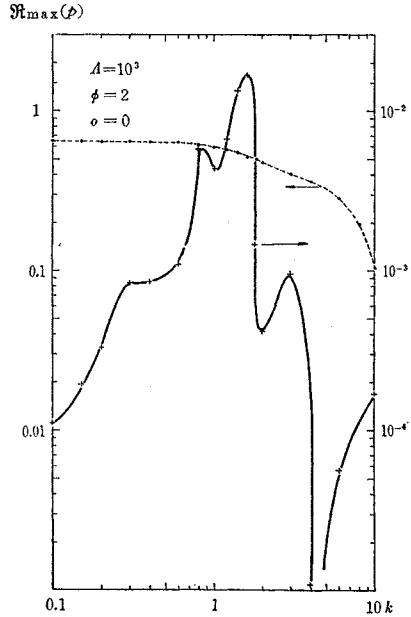


Fig. 4 Relationship between the maximal temporal growth rate of perturbation $\Re_{\max}(p)$ and the longshore wavenumber k of perturbation for the case of normal wave incidence $\theta=2, \theta=0^\circ, A=10^3$.

かっていない。そのため、 A の値を $10^3 \sim 10^5$ の範囲に変化させて、海岸沿いの摂動波数 k と摂動の時間対数増幅率 (式 (41) の固有値 $\lambda(-p)$ のうち、実数部分が負 (すなわち $p_r > 0$) で絶対値が最大のもの、 $\Re_{\max}(p)$) との関係調べる。

(1) 直角入射の場合

波が海岸線に直角に入射する場合の海岸線沿いの摂動波数 k とそれに対する対数増幅率 ($\Re_{\max}(p)$) との関係、 $A=10^3$ の場合について示したものが Fig. 4 である。

各波数 k に対する p の実数部 p_r (すなわち、摂動の時間対数増幅率) の最大値を結んだのが図中の点線である。また、この p の虚数部は 0 ではないある値 p_i をもっている。このことは、この摂動が $e^{(p_r+i p_i)t} e^{i k y} = e^{p_r t} \cdot e^{i k (y - ct)}$ (ここに $c=p_i/k$) の形をとり、波速 c で y 方向に伝播することを意味している。 c の値は $\sqrt{g L_B}$ あるいはそれ以上のオーダーである。これらの固有値に対応する固有ベクトルの最大値を調べると地形 H 以外の U あるいは V の成分となっており、 H に関する成分はその $1/3$ 位の大きさである。したがって、ここに現われる不安定性は流体運動の変動と考えられ、これを fluid mode あるいは surface mode と名付ける。われわれは、ここで個々の波動運動に比べて十分長い時間の平均を採った基礎方程式から出発しており、

surface mode のような速い移動は十分に発達し得ないと思われる。そこで、摂動の級数表示の係数である固有ベクトルを調べ、その最大値が底地形 $H(x)$ の係数 δ_n のいずれかに対応している固有値のうちの最大値（符号は逆とする）を取り出し、これを bottom mode と名付けた。bottom mode の固有値の虚数部による摂動伝播波速 $c = p_i/k$ は、 $\theta = 0^\circ$ の場合は $c = 0$ あるいはきわめて小さく、また次に述べる $\theta = 10^\circ$ の場合には $\sqrt{gL_B}$ の 10^{-2} 以下であった。bottom mode は現象の実現性や底地形が緩やかに沿岸方向に移動するとの観測事実との合致の点でわれわれの求めている現象であると判断された。さて、Fig. 4 はすでに、1. で述べたように沿岸流が発生していなくても、wave setup の均一性の不安定のために海浜流系が発生することを示している。つまり、開水路の砂漣の発生とは異なるメカニズムにより、リップ・カレントが発生する。しかも、 $\phi = 2$ の場合には、 $k = 1.6$ に卓越波数が存在するが、 $\phi = 20$ (図は省略) では卓越波数はみられない。

式 (41) の固有値とともに求まる固有ベクトル $Y = [\alpha_n, \beta_n, \gamma_n, \delta_n]^T$ を用いて、式 (28) より海浜流系の流れのベクトル図、底地形の変形を、 $A = 10^3$, $\phi = 2$, $k = 1.6$ の場合について画いたのが、Fig. 5 (a), (b) である。離岸流の根元（海岸線側）では、底地形の洗掘（ボカシの部分）が生じている。離岸流と離岸流の間の海岸向きの流れでは、海底の変形は逆になっている。

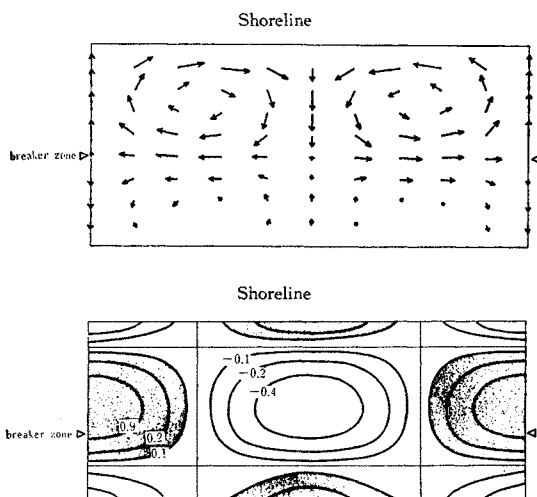


Fig. 5 (a) Cellular pattern of secondary current, (b) perturbation in mean water level and (c) perturbation in bottom topography (the shaded areas are scoured) for the case of $k = 1.6$, $\phi = 2$, $\theta = 0^\circ$, $A = 10^3$.

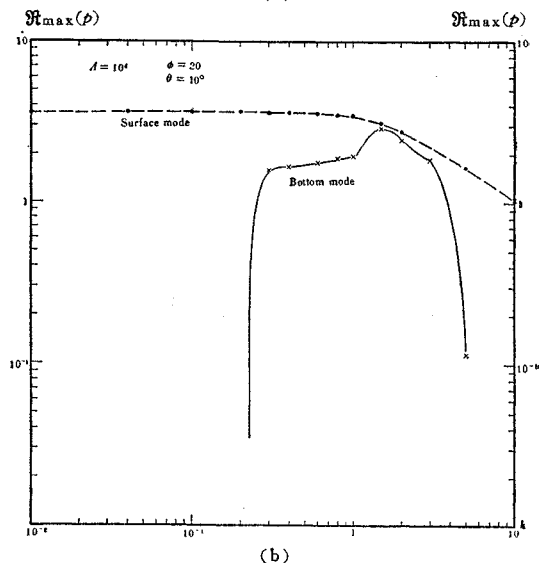
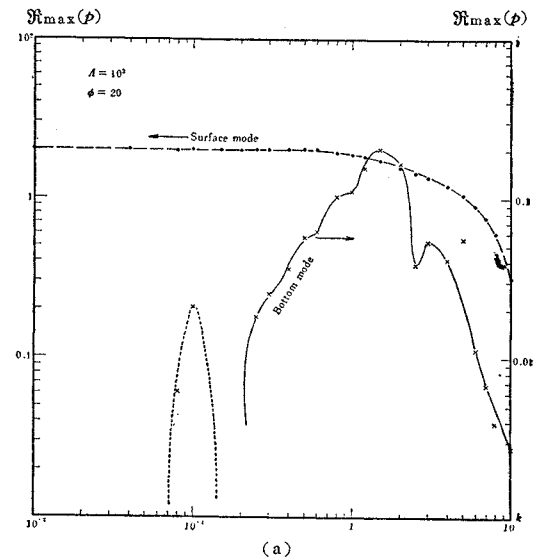
また、本論文の理論では、離岸流とこれを補足する向岸流とは同じ強さである。しかし、実際には離岸流とい

う言葉に対応する向岸流という言葉が使われないことから明らかなように、現場の観測では向岸流は弱く、離岸流が強い。これは、本論文の理論が線型理論であるためであって、運動方程式の非線形性が強くなるにつれて、離岸流と向岸流の非対称性も大きくなるためと思われる。

(2) 斜め入射の場合

$\phi = 20$ の場合について、 $k \sim \Re_{\max}(p)$ を種々の A (底質移動性パラメーター) の値について求めたのが Fig. 6 (a), (b), (c) である。同じく $\phi = 2$ の場合の $k \sim \Re_{\max}(p)$ を Fig. 7 に示す。

これらの図よりわかるように、波が斜めに入射する場合には、急勾配で底質移動性が低い場合には、海岸波数が



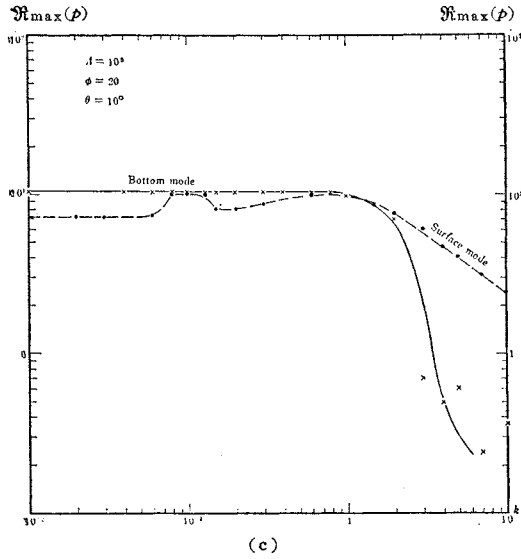


Fig. 6 Relationship between the maximal temporal growth rate $R_{\max}(p)$ and the longshore wavenumber of perturbation k , for the cases of (a) $A=10^3$, $\Phi=20$, $\theta=10^\circ$, (b) $A=10^4$, $\Phi=20$, $\theta=10^\circ$ and (c) $A=10^5$, $\Phi=20$, $\theta=10^\circ$.

$k \sim 1.6$ ($\Phi=20$)

で摂動の増幅率は最大となる。

緩勾配で全体に底質移動性が高まると、摂動の時間増幅率が極大となる海岸沿い波数 k は大小二つの値をもつようになる (Fig. 7)。このことは、実際の観測により波長の短いカस्पと呼ばれる汀線の地形変化と、波長の長い弧状パーとが区別されることに対応するであろう。また、1. において述べた二つの不安定増幅機構の選択波数の違いによっても考えられる (この点の検討は、別

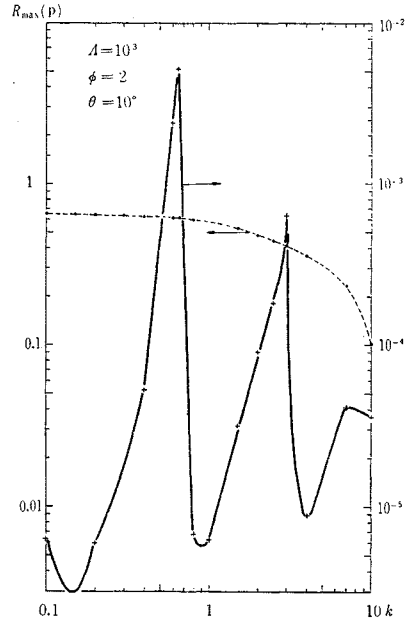


Fig. 7 Relationship of $R_{\max}(p)$ vs. k for the gentle slope beach with $\Phi=2$, $A=10^3$, $\theta=10^\circ$.

に発表を予定している純解析的方法により行う)。というのは、本論文の方法では二つの概念的メカニズムを式の上で分離することが難しいためである。

Figs. 8 (a), (b), (c), 9 (a), (b) は、Fig. 5 と同じく固有ベクトルを式 (28) に代入して求めた海浜流ベクトル図・海底変形図・平均水面変化図である。なお、流れの場のベクトル図で二次流と沿岸流を重ね合わせる場合、それらの相対的強さの選び方 (二次流発生初期と後期に対応) で流れのパターンが異なる。Fig. 9 (a) は二次流のみ、Fig. 8 (a) は、一般流に弱い二次流を重

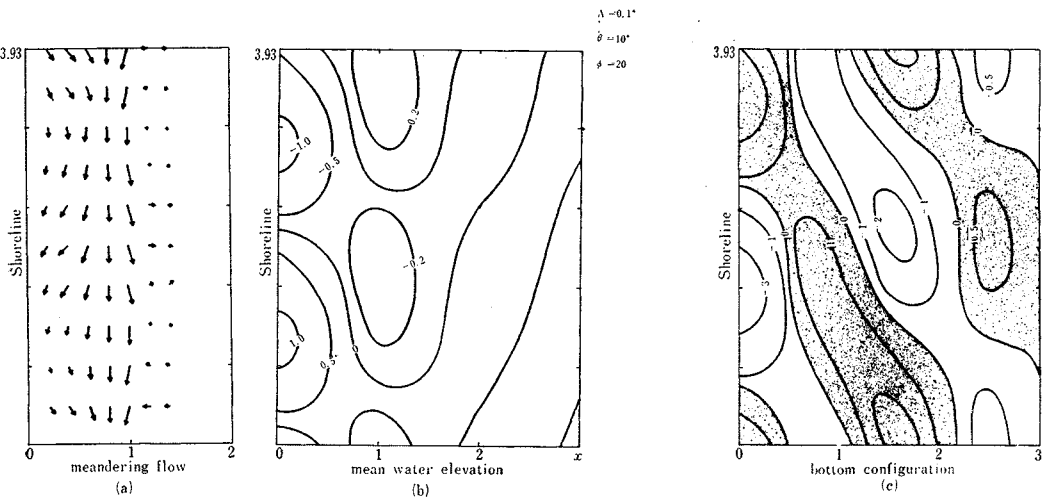


Fig. 8 (a) Meandering flow pattern composed of the basic longshore current and secondary perturbation flow, (b) perturbation in mean water elevation and (c) perturbation in bottom topography (the shaded areas are scoured); for the case $k=1.6$, $\Phi=20$, $\theta=10^\circ$ and $A=10^3$.

ねた場合で、海浜流系の蛇行がみられる。さらに二次流が強まった場合、海浜流は波の斜め入射にもかかわらず強い離岸流および大きな渦系を形成する。

5. 実測との比較

海岸線近くの流れと底地形の詳細な実測は、最近に至って二、三の研究グループにより行われるようになったが、現場観測であり複雑な現象を対象としているために、量的にも質的にも十分とはいえない。この節では現在の段階で利用しうる実測結果と、上述の理論とを比較してみる。この際に次の諸点について十分考慮する必要がある。

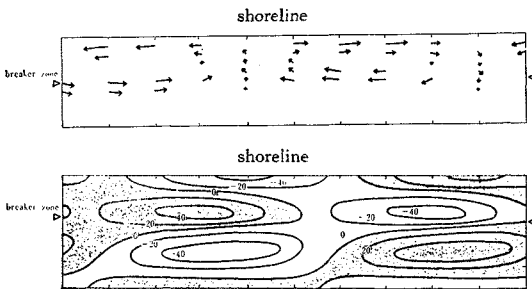


Fig. 9 (a) Cellular secondary flow pattern and (b) the accompanied perturbation in bottom topography (the shaded regions are scoured); $A=10^\circ$, $\Phi=2$, $\theta=10^\circ$, $k=0.6$.

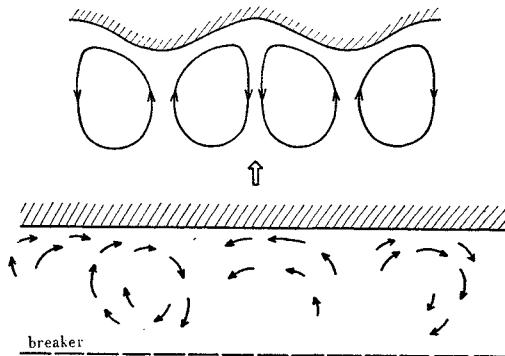


Fig. 10 Schematic representation of cellular flow pattern (normal wave incidence), from the papers by Sonu⁹⁾ (a) and by Hori-kawa et al.⁴⁾ (b).

(a) 実測は、底地形なり離岸流なりが十分に発達した状態（流体力学的には非線形性の強い場合）について行われたものが多いのに対し、理論は一樣な状況が規則的地形や流れに移行する初期過程（流体力学的には線形領域の現象）を論じたものである。

(b) 海況は絶えず変化しており、同一の条件は長く続かない。しかも、底地形の形成には長い時間の経過が必要である。したがって、実測時の波浪の特性や碎波帯

位置・入射角は、離岸流に強い関連のある底地形の発達形成時のものであるとは限らない。

(c) 理論は、その第一段階においては現象なり対象の本質が正しく把握されているか否か、また論理性的の完全さが十分か否かが重要であり、複雑な要素の絡み合った実現象の説明は、理論の立場からすれば第2段階である。この点、理論は諸要素の制御可能な模型実験とまず比較されねばならない。

さて、Fig. 10 (a) は Sonu の画いた海岸近くの流れの概念図であり、Fig. 10 (b)、Fig. 11 はそれぞれ堀川

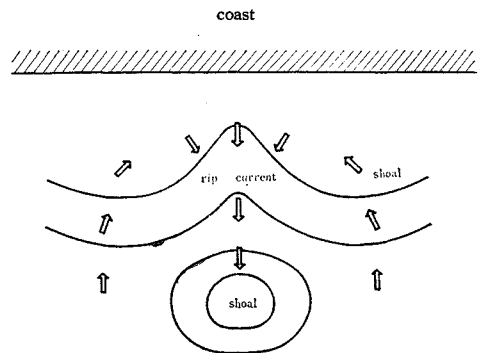
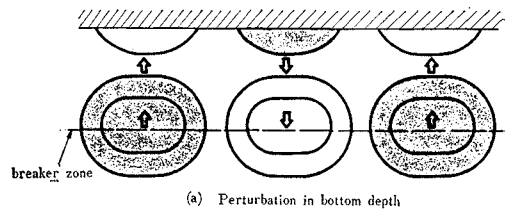
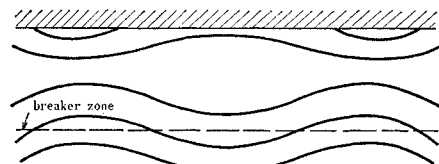


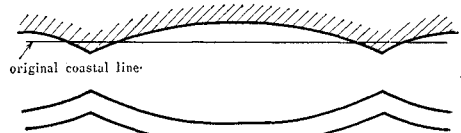
Fig. 11 Rip current, rip channel and shoal, schematically drawn by the present author based on the field observation by Sonu⁹⁾ (his figs. 2 and 5).



(a) Perturbation in bottom depth



(b) Change in bottom depth contour



(c) Cuspidal coast and crescent bar (fully developed stage)

Fig. 12 Theoretically estimated change in bottom depth contour and formation of cuspidal coast and crescent bar.

他⁴⁾および Sonu⁹⁾の実測結果を著者が模式化したものである。リップカレントで水路が掘られ、その流頭に shoal が生じる点は、先に示した理論結果 Fig. 5 と一致している。理論ではリップチャンネルが短い、これは上述の (a), (b) の理由による。

この点についてさらに考察する。Fig. 12 (a) は理論の与える底地形の摂動変形図である (ボカシの部分が洗掘, 白い部分が浅瀬)。これに元地形を重ねて底地形のコンターを模式化したのが, Fig. 12 (b) である。理論では海岸線の後退を考慮していないが, 実際には離岸流の根本の洗掘部分では海岸線の後退がすすみ, 向岸流の部分では海岸線の前進が行われ, 結局 Fig. 12 (c) に示すカスプ形海岸と月形バーという地形が形成されるであろう。これも海岸地理学¹¹⁾でいわれている事実と一致する。

リップカレント形成の二次流渦が, 碎波帯内にあるのか, 碎波帯よりずっと沖側まで延びているのかは興味のある点である。本論文の結果 Fig. 5 (a) ($\theta=0^\circ$, $k=1.6$), Fig. 9 (a) ($\theta=10^\circ$, $k=0.6$) の場合には, 碎波帯の内側に二次流はほぼ閉じ込められていて, リップ先端がわずかに碎波線を出ている。Bowen の理論では二次流中心はほぼ碎波線上にあって, 著者の場合と異なっている。Fig. 10 (b), Fig. 13 (b) は堀川ら⁴⁾の実測 (figs. 5 & 6) を模式的に示したものである。これらの場合は離岸流は十分発達していないとみなされるが, 二次流渦は碎波帯内にある。Sonu の実測は (a), (b) の理由からこの点の比較には適当でない。

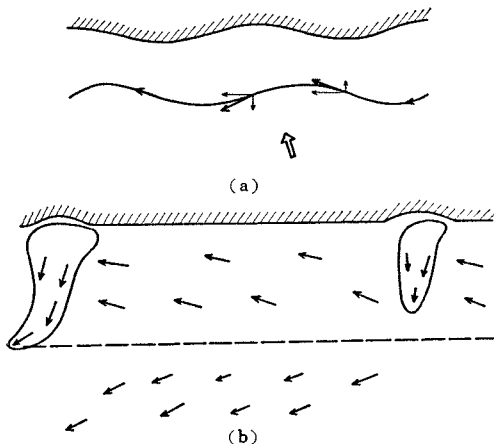


Fig. 13 Field observation of meandering shore currents (oblique wave incidence) by Sonu⁹⁾ (a) and by Horikawa et al.⁴⁾, (b) (schematically drawn).

波が海岸線に斜めに入射する場合の理論的底地形と二次流あるいは沿岸流との合成流は, すでに示したように Fig. 8 (a), (b), (c) (元海底: 急勾配) と Fig. 9 (a),

(b) (元海底: 緩勾配) である。Fig. 8 (c) に示す底地形摂動を元地形を重ねてコンターを模式的に示したのが Fig. 14 (a) である。下の Fig. 14 (b) は航空写真から判読された石川県加賀市塩屋港止海岸のバーを画いたものである。コンターライン間の間隔が狭まったり広くなったりしている様子は互いに良く似ていると良いであろう。流れのパターンについては, Fig. 8 (a) の理論と Fig. 13 (b) の堀川らの実測との間に良い一致が認められる。

以上のように, 本論文の理論結果と現在利用しうる信頼度の高い実測との間には, 定性的にきわめて良い一致を認めることができる。今後, 実測なり実験なりによる

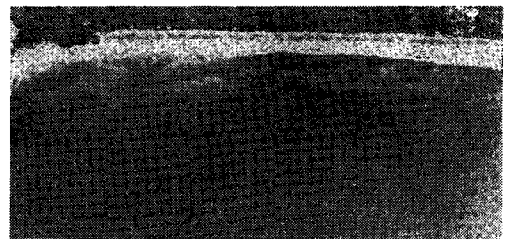
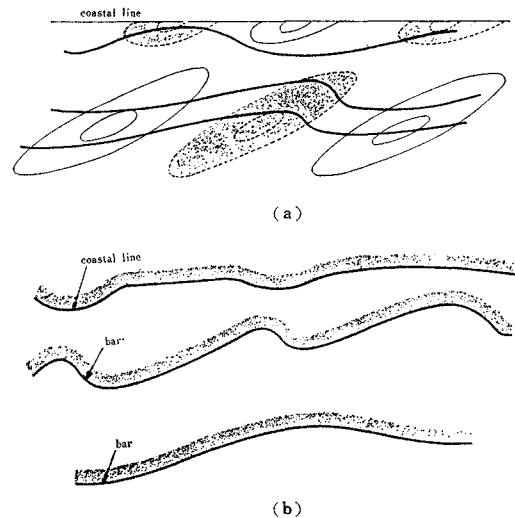


Fig. 14 (a) Theoretically estimated bottom contour line and (b) longshore meandering bars recorded by an aerial photography. (by the courtesy of Port and Harbor Research Institute)

定量的データの発表が望まれる。

6. 結論と今後の課題

海浜は単に沖からの波が押し寄せ引き返す単調な場所ではない。海岸沿いに沿岸流が存在し, 沖向きにほぼ規則的に離岸流と呼ばれる強い流れが形成されている。これらの流れにより, 海底の砂は移動しバーが形成され

る。こうした海浜の流れと底地形の変化は、かなり規則的なものであり、この発生・成長のメカニズムを明らかにすることは、海岸の保全・保養地としての適性・さらにすすんでは海浜の生産性（魚貝類の生態）を考える上で重要である。

本論文では、自然界における均一性の不安定というフィロソフィーに立って、海浜流の発生は流体力学的不安定現象によるとの理論を展開した。不安定性には二つのメカニズムが考えられ、一つは波動運動によるラジエーション応力による平均海水面の上昇、いわゆる wave setup の海岸線沿いの均一性の不安定であり、他の一つは、沿岸流による海底質境界面の不安定である。この二つのメカニズムは相互に関連している。しかし、波が海岸線に直角に入射して沿岸流が存在しない場合および沿岸流が存在していても海底が非移動性の固定床である場合には、第一のメカニズムのみによって、海浜流系が形成される。なお、本理論では、第二のメカニズムについても、開水路の砂連発生理論と多少異なり、海底変形と底質輸送の位相遅れの概念は用いていない。

以上の考え方を、水深方向に平均化した運動方程式・連続式・底質輸送式を用いて具体化し、問題を連立一階常微分方程式の固有値問題に帰着させた。これを従属変数の Hermite 多項式展開に基づく moment-minimum weighted residual 法により解き、次の関係を明らかにした。

- ① 底質移動性と海浜流系の卓越波数
- ② 流れの場の細胞構造の二次流の形成および離岸流の発達
- ③ 離岸流と海底地形の洗掘・堆積の関係
- ④ 沿岸流の蛇行
- ⑤ 海底地形（バー）の移動の位相速度

これらの関係は、海浜流系の現地観測の結果と良く一致している。

なお、今後の課題としては、理論との定量的比較を行える現地観測あるいは実験データが得られることがまず望まれる。また、理論的には本論文で繰返し述べた海浜流発生二つのメカニズムの分離あるいは相対的重要性や海底初期の地形 ($h_0 \propto x^n$ における n) の影響を明ら

かにすることである。

謝 辞 本論文は昭和 45 年より著者の取組んでいた問題で、本論文をまとめるまでに多くの方々から有意義な示唆や指摘・議論を頂いた。まず、アメリカ・ルイジアナ大学 海岸研究所 鮮于 (Sonu) 教授 (現・TETRA TECH) には、昭和 46 年 5 月の著者の同研究所滞在中およびそれ以後の文通により実際面よりの経験について種々教示されることが多かった。さらに、東京工業大学 水工学研究室の吉川教授をはじめ研究室の方々との議論と教示に対して、またこの間学生として在学中の林 直樹 (現・運輸省)、宇多高明 (現・建設省)、高須修二 (大学院) の諸君の助力に対して深く謝意を表したい。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A.J. (1969): Rip currents, 1. Theoretical investigations, J. Geophys. Res., Vol. 74, No. 23, pp. 5467-5478.
- 2) 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, pp. 93-96 (1972).
- 3) Hino, M. (1972): Shore-current system and deformation of shore bottom, Technical Report No. 13, pp. 99-113, Department of Civil Eng., Tokyo Inst. of Tech., Dec. (in English).
- 4) 堀川清司・佐々木民雄・福井直治・五十嵐 元・鬼頭平三: 海浜流系に関する研究 (1), 第 18 回海岸工学講演会論文集 (1971)
- 5) 岩田憲幸・田中孝紀: 碎波帯内の沿岸流, 防災科学技術総合研究報告, No. 28 (1972).
- 6) Longuet-Higgins, M.S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6789.
- 7) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. (1964): Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications, Deep-Sea Res., Vol. 11, pp. 529-562.
- 8) Sonu, C.J. (1972): Field observation of nearshore circulation and meandering currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, No. 18, pp. 3232-3247, June.
- 9) Sonu, C.J. (1972): Comment on paper by A.J. Bowen and D.L. Inman, 'Edge wave and crescentic bars' J. Geophys. Res.
- 10) Ames, W.F.: Nonlinear Partial Differential Equations in Engineering, Academic Press (1965)
- 11) 大森昌衛・茂木昭夫・星野通平: 浅海地質学, 海洋科学基礎講座, 7, 東海大学出版会 (1971).

(1973. 5. 22・受付)