海浜地形と流れ*

金子 新**, 本地弘之**, 松永信博***

Beach Topographies and Currents

Arata KANEKO, Hiroyuki HONJI and Nobuhiro MATSUNAGA

1. はじめに

海浜 (beach) とは、傾斜する砂浜と打ち寄せる波によって特徴づけられる海岸線に沿った一区域である。外洋で生じた風波は、水深の減少にともなう海底摩擦や砕波によってそのエネルギーの大部分を海浜上で消散する。この意味で海浜は、風波の墓場とでもいわれるべき場所であるが、外洋の暴浪から海岸近くの我々の生活空間を保護してくれる自然の防波堤としての役目も果たしている。海浜上では、波の波長が水深に比してかなり大きいので、波の強い作用が海底にまでおよぶ。このため、海底砂が活発に移動し、種々の海浜地形が形成されることになる。

海浜上の波浪現象や地形は、陸上からでも容易に観察できるため、古くから多くの研究者によって研究されてきた。特に波浪については、すでに浅水変形・砕波・質量輸送速度・ラディエーションストレス・エッジ波などの諸特性についての詳細な知見が得られている^{1,2)}。海浜地形についても、形状や規模についてはよく知られるようになったが、その形成機構については未だ十分に解明されていない³⁾。これは、海浜地形が、波によって海底近くに誘起される流れ (wave-induced current) の作用で形成されるにもかかわらず、海底地形周辺の流れが十分に理解されていないことに原因しているようだ。海浜流の実態の一部は、波によって海中に混入した気泡や海底から浮上した砂粒子をトレーサーとして観察されてきた

が、海底地形と対応させた系統的な結果は得られていない。最近では、種々の流速計 (電磁・超音波・レーザー流速計等) を使用した実験室や野外での観測も多く行われるようになったが⁴⁾、海底地形と関連して流れの構造を解明するまでには至っていない。

ここでは、沿岸砂州 (longshore bar)・砂漣 (sand ripple)・カスプ (cusp) のような代表的な海浜地形の形成原因を解明する目的で、著者等によってなされてきた可視化実験の結果を中心に報告する。実験では、海浜勾配が比較的急で、入射波の砕波が海浜上で一度しか起こらないような狭い砕波帯をもつ海浜を対象としているが、ここで得られる知見は、より複雑な実際の海浜現象を理解する上でも欠かせないであろう。

2. 海浜上での砂粒子の動き

本節では、図1に示すような長さ2.5 m、幅1.5 m、深さ0.3 mの平面波動水槽を用いて行った海浜地形の形成実験について報告する。平面水槽の一端には、フラップ型造波機が取り付けられ、他

図1 平面波動水槽のスケッチ (a)モーター, (b)造波板, (c)傾斜底板, (d)プロジェクター, (e)カメラ

* 原稿受付 昭和58年9月16日

** 九州大学応用力学研究所

*** 九州大学工学部

図2 海浜各部の名称 (H_b と h_b は、それぞれ碎波波高と碎波水深を示す)

端には、海浜模型として長さ 2.0 m で勾配 0.081 の傾斜底板が取り付けられている。この勾配は、実際の海浜としてはかなり急な場合に相当する。傾斜底板上には、砂の代りとして平均粒径 0.028 cm で密度 2.43 g/cm³ のガラスビーズが薄く敷き詰められている。海浜地形の形成過程におけるガラスビーズの動きは、黒のペイントで塗布した傾斜底板を背景として詳細に観察できる。また、ガラスビーズは、海底近くの流れを知るためのトレーサーとして用いることもできる。写真撮影は、水槽上方 (図1 参照) からなされ、写真中では左手方向が沖向きである。後の説明においては、図2 に示すような海浜各部の名称を使用する。入射波の波高が最大になる地点を碎波点 (breaking point)、碎波した水塊が前方の水面に衝突する地点を突入点 (plunging point) と定義する。碎波が始まる地点から陸側を沿岸域 (nearshore zone)、沖側を沖合域 (offshore) とする。沿岸域は、さらに突入点を境にして遡上帯 (swash zone) と碎波帯 (breaker zone) とに分けることにする。通常の設定³⁾ では、遡上帯と碎波帯の間には磯波帯 (surf zone) が存在するが、ここでは、比較的急な海浜に議論を限定するため磯波帯は含めなかった。遡上帯の陸側境界は、汀線とよばれている。汀線は、入射波の周期に対応して、海浜斜面に沿って上下するが、海岸に沿った方向にも周期的変動を示すこともある。海浜上には、入射波のエネルギーの一部が捕捉されることによって、エッジ波と呼ばれる波も励起される。Ursell⁵⁾ によれば、エッジ波の波長 (L_e) は次式で与えられる。

(a) 実験開始時

(b) 51秒後

(c) 5分11秒後

図3 沿岩砂州の形成実験 ($s=0.081$, $T_e=0.62$ 秒, $H_b=3.3$ cm, $h_b=4.3$ cm)

$$L_e = \frac{gT_e^2 \sin\{(2n+1)s\}}{2\pi} \quad (1)$$

ここに、 T_e と n はエッジ波の周期とモード、 s は海浜勾配、 g は重力加速度である。エッジ波は、沿岸方向に(1)式で与えられるような波長の周期性をもつため、沿岸方向に変化する種々の海浜現象の原因になるものと予想される。

図3は、周期 (T_e) 0.62秒、碎波波高 (H_b) 3.3

(a) 実験開始時

(d) 3分43秒後

(b) 31秒後

(e) 8分8秒後

(c) 1分27秒後

(f) 13分4秒後

 図4 カスプの形成実験 ($s=0.081$, $T_i=1.15$ 秒, $H_b=3.5$ cm, $h_b=4.0$ cm)

cm, 碎波水深 (h_b) 4.3 cm の入射波条件のもとで得られた海浜地形の発達過程を示す。図3(a)は、入射波が作用する以前の海浜の状態を示す。ガラスビーズは、約 50cm 幅の沿岸域にわたって約 0.2 cm の厚さで敷き詰められている。図中、右上のスケールは 10cm である。入射波が作用し始めると、図3(b)に示されるように、遡上帯のガラスビーズは突入点に向って急速に移動し、碎波帯のビーズも砂漣 (波長約 3 cm) を形成しながら

ら突入点に向って徐々に動く。結果として、突入点直下に、図3(c)のような堆積地形が形成されることになる。この堆積地形は、縦断形状についての次節の議論からも明らかであるが、波の荒い海浜上でしばしば観測される沿岸砂州に相当する。

図4は、 $T_i=1.15$ 秒, $H_b=3.5$ cm, $h_b=4.0$ cm の入射波条件のもとで形成された海浜地形の発達過程を示す。入射波の周期は、前の実験よりかな

り長くなっており、穏やかなうねり (swell) が海浜に入射する場合に対応する。図4(a)は、入射波が作用する以前の海浜の状態を示す。ガラスビーズは、50 cm 幅の沿岸域にわたって約 0.2 cm の厚さで敷き詰められている。図中、右上のスケールは 10 cm である。入射波が作用し始めると、図4(b), (c)に示されるように突入点直下のビーズは急速に姿を消し、砕波帯内のビーズは、砂漣を形成しながら徐々に岸向きに運ばれる。そして、突入点に沿って図3と類似した堆積地形が形成されることになる (図4(d))。この堆積地形は、図4(e)のように沖側のガラスビーズが減少するにつれ消滅し始めるが、この間も、汀線近くに積み上げられたビーズの量は増え続ける。これは、海底近くの海浜流の向きが、沿岸域にわたって岸向きであることを意味する。図4(e)の他の特徴は、汀線近くに積み上げられたガラスビーズが、汀線方向に等間隔に配置された溝 (channel) によって分割され始めたことである。そして、最終的には、図4(f)に示されるような半円状のリッジ (ridge) と溝によって構成されたカスプ地形になる。カスプは、実験の初期には現われないため、カスプの形成には、堆積層の厚さがある限度以上に必要なかもしれない。カスプ上での波の遡上・落下運動は、リッジ上を遡上した流体が、溝に集中して強い離岸流 (rip current) を形成しながら引き返すというように起こっている⁶⁻⁸⁾。このような波の遡上運動の周期性は、一様な入射波にエッジ波を重ね合わせることで与えることができる。Guza and Davis⁹⁾ の

解析によれば、入射波によって海浜上に最も励起されやすいエッジ波は、入射波の2倍の周期をもつ $n=0$ モードのサブハーモニックエッジ波である。そして、このエッジ波は、実際の海浜上でもしばしば観測されてきた^{10,11)}。このエッジ波が励起されている時の、最大の遡上・落下時の汀線形状を図5に示している。波の遡上波形の周期が、エッジ波の半波長であることを考慮する時、カスプの計算波長 (L_{cal}) も同様に、(1)式に $n=0$, $T_e = 2T_i$, $L_{cal} = L_e/2$ を代入して求めることができる。

$$L_{cal} = \frac{L_e}{2} = \frac{gT_i^2 \sin s}{\pi} \quad (2)$$

一方、カスプの測定波長 (L_{obs}) は、水槽の幅を B としリッジの数を N とする時、次式により算定できる。

$$L_{obs} = \frac{B}{N-1} \quad (3)$$

図4(f)のカスプに対して、(2), (3)式よりそれぞれの波長を求めれば、 $L_{cal} = 33$ cm, $L_{obs} = 38$ cm となる。計算波長と測定波長とはよく一致しており、カスプの成因がサブハーモニックエッジ波であることを示唆している。実際の海浜上で観測されたカスプの波長も、エッジ波とよい相関をもつことが知られている^{12,13)}。

3. 沿岸砂州の上の流れ

本節では、前節で記述されたような砕波の突入点に沿って形成される堆積地形の上の流れについて議論する。流れの可視化は、砕波によって海底から水中に浮遊するポリスチレンビーズ (平均粒径 0.15 cm, 密度 1.04 g/cm³) をトレーサーとしてなされた。写真撮影は、水槽の側面 (図1参照) をとおしてなされた。

まず、前節の図3とほぼ同じ条件 ($s=0.081$, $T_i=0.60$ 秒, $H_b=3.2$ cm, $h_b=3.9$ cm) のもとで得られた実験結果について述べる。図6(a)は、突入点のすぐ沖側に定常的に形成された堆積地形の縦断形状を示す。図中、突入点直上に置かれた水平スケールは 4 cm である。縦断形状は、急な陸側斜面と緩やかな沖側斜面によって特徴づけられているが、これは実際の海浜上で観測され

図5 サブハーモニックエッジ波に対する最大の遡上・落下時の汀線形状のスケッチ

(a) 沿岸砂州の縦断形状

(c) 砕波の突入点近くの流れ (露光時間 1/8 秒)

(b) 砕波の波形

(d) 砕波の突入点近くの流れ (露光時間 1/4 秒)

 図6 沿岸砂州の形状とそれを形成する流れの可視化 ($s=0.081$, $T_i=0.60$ 秒, $H_b=3.2$ cm, $h_b=3.9$ cm, ポリスチレンビーズ法)

る沿岸砂州の特徴でもある。図6(b)は、砕波が突っ込む直前の水面波形を示す。水中に浮遊したポリスチレンビーズによって一定水深の進行波 (progressive wave) 中の流線と類似した流れ模様も可視化されている¹⁴⁾。砕波の完了直後の流れ模様を図6(c), (d)に示す。撮影時の位相が異なるため位置が多少ずれているが、突入点の近くで上昇流に転ずる渦対 (vortex pair) が形成されている。砕波の巻き込み作用によって時計回りに回転する渦 (plunge vortex) が誘起されることは知られていたが¹⁵⁾、このような渦対はこれまで可視化されることがなかった。砕波の直後に瞬間

的にしか形成されないことが、この渦対の可視化を困難にしていた主な理由であろう。図6(a)と比較する時、渦対と沿岸砂州の位置はほぼ一致しており、沿岸砂州は渦対の作用によって形成されたことがわかる。図3のビーズの動きも合わせて考える時、沿岸砂州が形成される時の海浜流の鉛直構造は、図7のようにスケッチできるかもしれない。特に、海底に沿った流れは、前述の渦対によって誘起されていると考えて何ら矛盾がない。

次に、前節の図4のようなカスプが形成される条件 ($s=0.081$, $T_i=1.68$ 秒, $H_b=3.7$ cm, $h_b=3.9$ cm) のもとで得られた実験結果について述

図7 沿岸砂州が形成されている時の海浜流の鉛直構造のスケッチ

(a) ステップ地形の縦断形状

(b) 砕波の突入点近くの流れ（露光時間 1/4 秒）

図8 ステップ地形の形状とそれを形成する流れの可視化 ($s=0.081$, $T_i=1.68$ 秒, $H_s=3.7$ cm, $h_s=3.9$ cm, ポリスチレンビーズ法)

べる。図8(a)は、カスプの形成途中（図4(d)に相当する）において、砕波の突入点近くに形成された堆積地形の縦断形状を示す。図6(a)と対照的に、この堆積地形は、急な沖側斜面とほとんど水平な頂面とをもつステップ形状をなしていることがわかる。図4で示されたように、このステップ地形は沖側のビーズがなくなった後消失するが、

沖側に豊富に砂が存在する実際の海浜上では定常的に形成される^{2,16,17)}。図8(b)は、砕波の直後に、突入点近くに誘起された反時計回りに回転する渦を示す。この渦は、松永・本地¹⁸⁾によって最初に見出され、バックウォッシュボルテックス (backwash vortex) と名付けられている。入射波の周期が長い時、海岸を遡上した波は十分に引き返す (backwash) ことができ、海浜上に反時計回りの強い剥離渦を誘起することになる。入射波の周期が短くなりバックウォッシュが弱くなると、砕波の巻き込みによる時計回りの渦も共存できるようになり、図6(c), (d)のような渦対が形成されるのであろう。バックウォッシュボルテックスと図8(a)のステップ地形との位置はよく一致しており、この渦がステップ地形の成因であてことを知る。図4のビーズの動きも合わせて考える時、ステップ地形が形成される時の海浜流の鉛直構造（これは、カスプが形成されるための必要条件でもある）は、図9のようにスケッチできるかもしれない。この場合にも、海底に沿う流れは、バックウォッシュボルテックスによって誘起されると考えればつじつまが合う。

4. 砂漣上の流れ^{19,20)}

2節で、沿岸砂州やステップ地形の沖側に砂漣が形成されることを述べた。砂漣は規模は小さいけれども、海浜上で最も頻繁に観察される地形である。砂漣は、波の振動周期毎の砂粒子の積み上げによる集積効果の結果として発達するため、波が停止した後も形をほとんど変えないという特徴をもつ。このことは、砂漣の発達機構を固体波面

図9 ステップ地形とカスプが形成されている時の海浜流の鉛直構造のスケッチ

上の流れを調べることによって議論できることを意味する。波による流体粒子の運動は、海底近くではほとんど水平振動であるため、以下に述べる実験はすべてピストン型の振動流水槽を用いてなされた。

固体波面上の振動流境界層の構造は、次のような4つの代表スケールによって特徴づけられる。

$$d_0, \delta(=\sqrt{2\nu/\omega}), L, H$$

ここに、 d_0 と ω は振動流のストロークと角振動数、 δ は振動流境界層厚さ、 ν は流体の動粘性係数、 L と H は固体波面の波長と波高である。簡単のために、微小振動($d_0 \ll L$)でかつ微小波高($H \ll \delta$)の場合を考えれば、流れを規定する無次元パラメータは L/δ のただ1つとなる。このよ

うな条件のもとでは、流体運動の非線形効果は弱く、流れは波面から剥離せず、波面上には二次流れ(streaming)が誘起される。波面上の流れの剥離は、主として d_0 の増加によって達成されることになる。

図10は、種々の L/δ の値において得られた固体波面上の小振幅の振動流れの構造を示す。 d_0 を1.2 cmに固定し、 $H=0.3$ cmで $L=4, 8, 12$ cmの3種類の固体波面を用いた。流体の粘度は、グリセリン・水混合液の混合比を調整することによって変えられた。流れの可視化は、グリセリン・水混合液中に存在する微細な密度のムラを利用するシャドウグラフ法によってなされた^{21), 22)}。図10(a)は、 $L=4$ cmの固体波面を用いて $L/\delta=7.3$ なる条件のもとで得られた実験結果を示す。波面上には、1波長間に1対の渦対が誘起されているが、この渦対は振動のどの位相でも存在するため定常渦対と呼ばれるべきものである²³⁾。各渦対は、波面に沿った流れが山で上昇流に転ずるように回転しており、砂漣は波面を登るこの流れによって発達できる。図10(b)は、 $L=8$ cmの固体波面を用いて $L/\delta=24$ なる条件のもとで得られた実験結果を示す。 L/δ が増加するにつれ定常渦対の形状は扁平となり、新たな渦対が上層に現われるようになる。そして、上層の渦対は、波面の谷の上で下層の渦対の間に割り込む。図10(c)は、 $L=12$ cmの固体波面を用いて $L/\delta=39$ なる条件のもとで得られた実験結果を示す。下層の渦対はさらに扁平となり、上層の渦対は十分に発達している。上層の渦対は、波面の谷の上で収束し上昇流に転ずるように回転するため、下層の渦対

(a) $L/\delta=7.3$ ($\nu=1.01 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\omega=6.79 \text{ rad/s}$)

(b) $L/\delta=24$ ($\nu=0.87 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\omega=16.2 \text{ rad/s}$)

(c) $L/\delta=39$ ($\nu=0.81 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\omega=16.2 \text{ rad/s}$)

図10 小振幅の振動流れによって固体波面上に誘起される定常渦対の可視化 ($d_0=1.2$ cm, シャドウグラフ法)

図11 $\nu=1.20 \text{ cm}^2/\text{s}$ のグリセリン・水混合液中で形成された砂漣上の定常渦対の可視化 ($d_0=5.5$ cm, $\omega=9.55 \text{ rad/s}$, シャドウグラフ法)

図12 $\nu=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ の水の中で形成された砂漣上の剥離渦の可視化 ($d_0=9.6 \text{ cm}$, $\omega=0.69 \text{ rad/s}$, アルミ粉法)

図13 砂漣上の仮想剥離渦対のスケッチ

の間に割り込む時、波面の谷の位置に新しく砂漣の山をつくるように作用する。砂漣は、発達するにつれ波長を増すが、上層の渦対が発生した後、定常状態に移行するものと考えられる。図11は、 $\nu=1.20 \text{ cm}^2/\text{s}$ のグリセリン・水混合液中で形成された実際の砂漣上の流れを、シャドウグラフ法で可視化したものである。振動条件は $d_0=5.5 \text{ cm}$, $\omega=9.55 \text{ rad/s}$ であり、砂漣の定常波長は 9 cm であった。高粘度の流体中で形成された砂漣の波長は d_0 より大きく、砂漣の山の形状は平らであることに注意を要する。このことは、砂漣上の流れが剥離していないことに対応している。固体波面上の実験から予想されるように、定常状態に達した砂漣上の定常渦対は二層構造をなしている。そして、上層の渦対は、砂漣の谷の上で下層の渦対の間に割り込んでいる。

図12は、 $\nu=0.010 \text{ cm}^2/\text{s}$ の水の中で定常的に形成された砂漣上の流れを、アルミ粉法で可視化したものである。 $d_0=9.6 \text{ cm}$ で砂漣の波長は 6.3 cm であった。流体の粘度が小さくなれば、 d_0 より短い波長の山の尖った砂漣が形成されるようになる。そして、砂漣上の流れも剥離するようになる。図12では、流れは右方向であるが、流れが左方向に転じた時には、剥離渦も対応して反対側斜

面に誘起されることになる。1 振動周期をとおして考えれば、この場合も図13に示されるような仮想的な渦対を考えることができる。砂漣の平衡形状は、仮想渦対が砂漣の谷の上で会するという条件で決定されているようだ。砂漣の発達過程の詳細については、金子²⁴⁾の論文を参照されたい。

5. カスプの上の流れ²⁵⁾

2 節で、長周期のうねりが入射する時、海浜上の砂粒子は汀線近くに積み上げられカスプの形成に至ること、カスプの波長は $n=0$ モードのサブハーモニックエッジ波の半波長とよく一致することなどが述べられた。本節では、エッジ波によって海浜上に誘起される水平循環流を示し、そしてカスプとの関連性についても言及する。

実験は、長さ 80 cm 、幅 93 cm 、深さ 20 cm の小型平面波動水槽を使用して行われた。海浜勾配は 0.297 であった。このような急な海浜上では、入射波は汀線のすぐ近くで碎波するため、碎波した水塊の強い遡上・落下運動が起こる。励起されるエッジ波のエネルギーも大きくなり、汀線の動きを観察することによってエッジ波の有無を判定できるようになる。写真撮影は、水槽上方から水槽の全幅が入るようになされ、写真中では上方が沖方向を示す。流れの可視化は、汀線近くの水面上に浮かべた鋸くずをトレーサとしてなされた。図14は、入射波と同じ周期をもつ $n=0$ モードのシンクロナスエッジ波 ($T_e=0.71 \text{ 秒}$) によって誘起された水平循環流を示す。エッジ波の波長は $B/4$ (B は水槽幅) であった。図14(a)は、実験開始直後の状態を示すが、4本の離岸流が発生していることがわかる。図15に、波の遡上・落下時の汀線形状をスケッチしているが、図14(a)と比較する時、離岸流は遡上高さが最大の位置で発生していることがわかる。図14(b)は、定常状態に達した後の流れ模様を示すが、エッジ波の1波長内に対をなす2個の循環流が形成されている。そして、汀線に沿った流れは、遡上高さが最大の位置から離岸している。図16は、 $n=0$ モードのサブハーモニックエッジ波 ($T_e=0.91 \text{ 秒}$) によって誘起される水平循環流を示す。エッジ波の波長は $B/2.5$ であった。図17に、波の遡上・落下

時の汀線形状をスケッチしているが、図16と比較する時、1波長間に2対の循環流が形成されていることがわかる。この場合にも離岸流は、遡上高さが最大の位置（エッジ波の腹）で発生する。図4では、カスプが形成されている時の離岸流は、溝（channel）の位置で発生することを示した。溝はエッジ波の節に位置することから、図17の離岸流の位置とは位相が 90° ずれている。カスプの発生初期において図17の位置で発生していた離岸流は、砂粒子の堆積厚さの増加につれより低地である溝の位置に移行するのかもしれない。図18は、カスプのモデルとして、固体波面を汀線に直交して置いた時に得られた水平循環流を示す。実験は、エッジ波が存在しない条件下（ $T_e=0.90$ 秒）でなされたが、固体波面があるために、遡上した流体は谷の位置で収束し、落下時に離岸流を形成する。固体波面上での波の遡上・落下運動はカスプの場合と類似しており、カスプの上でも同様な水平循環流が誘起されるものと考えられる。

金子²⁶⁾は、図15、17のような水平循環流の発生を、波の遡上・落下運動によって一種の波動境界層が形成されると考え、シミュレートすることができた。この波動境界層は、静止汀線位置で次のような境界条件を課すことによって形成される。すなわち、遡上・落下運動にともなう汀線に直交する方向の流速は許すけれども、汀線に沿う流速成分には粘着（non-slip）の条件を課す。入射波のもつラディエーションストレス^{27,28)}を外力とする水平循環流の発生理論が、Bowen²⁹⁾によって提案されているが、彼の理論によればサブハーモニックエッジ波によって水平循環流は誘起されない。

(a) 実験開始直後（露光時間1/4秒）

(b) 定常状態（露光時間10秒）

 図14 $T_e=0.71$ 秒のシンクロナスエッジ波によって誘起された水平循環流の可視化（鋸くず法）

 図15 $T_e=0.71$ 秒のシンクロナスエッジ波に対する最大の遡上・落下時の汀線形状と離岸流位置のスケッチ

 図16 $T_e=0.91$ 秒のサブハーモニックエッジ波によって誘起された水平循環流の可視化（露光時間10秒、鋸くず法）

6. おわりに

海浜地形の上の流れを積極的に可視化することによって、海浜地形の形成原因を示唆する2, 3の結果を得ることができた。流速計センサーによって流れの空間構造を明らかにすることは非常に困難であり、海浜流に対してもこれまで以上に可視化の手法が適用されるべきであろう。加えて、海浜流は流速も遅く、可視化に適した対象であるようにみえる。本報告では、同一周期の波が海岸に直角に入射する場合しか取り扱ってなく、不規則波の入射や斜め入射の問題は今後に残されている。種々の海浜構造物の周辺に誘起される流れの可視化も今後の重要な課題であろう。

文 献

- 1) Meyer, R. E.: Waves on beaches and resulting sediment transport, Academic Press, New York, 1972
- 2) 堀川清司: 海岸工学, 東京大学出版会, 1973
- 3) Komar, P. D.: Beach processes and sedimentation, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1976
- 4) 服部昌太郎: 砕波による乱れの構造, 1983年度(第19回)水工学に関する夏期研修会講義集, pp. B5-1~B5-24, 1983
- 5) Ursell, F.: Edge wave on a sloping beach, Proc. R. Soc. Lond. A-214, pp. 79~97, 1952
- 6) Gorycki, M. A.: Sheetflood structure; mechanism of beach cusp formation and related phenomena, J. Geol. 81, pp. 109~117, 1973
- 7) 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, pp. 115~120, 1974
- 8) Matsunaga, N. and Honji, H.: A petaline sand pattern along the shoreline, Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 29, pp. 1~12, 1981
- 9) Guza, R. T. and Davis, R. E.: Excitation of edge waves by waves incident on a beach, J. Geophys. Res. 79, pp. 1285~1291, 1974
- 10) Huntley, D. A. and Bowen, A. J.: Field observations of edge waves, Nature 243, pp. 160~162, 1973
- 11) Guza, R. T. and Bowen, A. J.: On the amplitude of beach cusps, J. Geophys. Res. 86, pp. 4125~4132, 1981
- 12) Sallenger, A. H.: Beach-cusp formation, Mar. Geol. 29, pp. 23~37, 1979
- 13) Inman, D. L. and Guza, R. T.: The origin of swash cusps on beaches, Mar. Geol. 49, pp. 133~148, 1982

図17 $T_e=0.91$ 秒のサブハーモニックエッジ波に対する最大の遡上・落下時の汀線形状と離岸流位置のスケッチ

図18 カスプモデルの上に誘起された水平循環法の可視化 ($T_e=0.90$ 秒, 露光時間10秒, 鋸ぐず法)

- 14) Beer, T.: Environmental oceanography, Pergamon Press, Oxford, 1983
- 15) Miller, R. L.: Role of vortices in surf zone prediction; sedimentation and wave forces. In: Beach and Nearshore Sedimentation (Ed. by R. A. Davis JR and R. L. Ethington), Spec. Publs. Soc. econ. Paleont. Miner., Tulsa, 24, pp. 92~114, 1976
- 16) Bagnold, M. R. A.: Beach formation by waves; some model-experiments in a wave tank, J. Inst. Civ. Engrs. 15, pp. 27~52, 1940
- 17) Wright, L. D., Chappell, J., Thom, B. G., Bradshaw, M. P. and Cowell, P.: Morphodynamics of reflective and dissipative beach and inshore systems; Southeastern Australia, Mar. Geol. 32, pp. 105~140, 1979
- 18) Matsunaga, N. and Honji, H.: The backwash vortex, J. Fluid Mech. 99, pp. 813~815, 1980
- 19) Kaneko, A. and Honji, H.: Double structures of steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech. 93, pp. 727~736, 1979
- 20) Honji, H., Kaneko, A. and Matsunaga, N.: Flows above oscillatory ripples, Sedimentology 27, pp. 225~229, 1980

- 21) Hagerty, W. W. and Mich, A. A.: Use of an optical property of glycerine-water solutions to study viscous fluid-flow problems, J. Appl. Mech. 17, pp. 54~58, 1950
- 22) Hino, M. and Fujisaki, H.: Flow visualization of an oscillatory fluid motion in glycerine tank, Proc. Int. Sym. on Flow Visualization, Tokyo, pp. 229~234, 1977
- 23) Lyne, W. H.: Unsteady viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech. 50, pp. 33~48, 1971
- 24) Kaneko, A.: The wavelength of oscillation sand ripples, Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 28, pp. 57~71, 1980
- 25) 松永信博・金子 新: Standing edge wave によって形成される離岸流と sand pattern, 第28回海岸工学講演会 論文集, pp. 305~309, 1981
- 26) Kaneko, A.: A numerical experiment on nearshore circulation in standing edge waves, Coast. Engrg. 7, pp. 271~284, 1983
- 27) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W.: The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, J. Fluid Mech. 10, pp. 529~549, 1960
- 28) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to surf beats, J. Fluid Mech. 13, pp. 481~504, 1962
- 29) Bowen, A. J.: Rip currents 1; Theoretical investigation, J. Geophys. Res. 74, pp. 5467~5478, 1969

「流れの美（仮称）」写真集出版計画について

これまで通常総会や懇親会などで話が出ていました写真集を出版する計画が発足しました。このため「流れの美（仮称）」写真集出版委員会が新設されました。

この写真集は、流れの美しさ、流れの意外さを表現した写真や幻想的な流れの写真を収録した一種の芸術的写真集の部と日常生活で身近な物のまわりの流れの可視化写真集の部とで構成される計画です。研究参考資料としてではなく、一般向けにし流れ現象に対する興味の喚起と知識の普及を主目的としたいと考えています。これが我が国の流体力学のポテンシャルを将来さらに向上するのに役立てば幸に存じます。

上記委員会の発足直後ですから、編集方針、本の形式、出版時期などまだ決まっていません。

また、この出版委員会とは別に写真集編集委員会が新設されました。写真集編集委員会が発行を担当する写真集は、流れの可視化シンポジウム写真展作品、会誌掲載写真などを収録する学術的なものです（別項「流れの可視化シンポジウム写真展作品の写真集発行について」および会報・会告参照）。「流れの美（仮称）」写真集はこれとは大分性格の異なる出版物になると思われます。

会員の皆様にはこの出版計画に御賛同賜わり、見事な流れの可視化写真などお持ちの節は御提供くださいますようお願い申し上げます。またお心当りがありましたら御手数とは存じますが、御教示賜わりたく存じます。御意見、御希望を遠慮なくお聞かせくださるようお願い申し上げます。