

沖浜における海浜断面形状の形成

河田 恵昭*・土屋 義人**・西 良一***

1. 緒 言

岸沖方向漂砂が卓越する場合、ある海底勾配のもとで、波と底質の特性が与えられると、2次元の海浜断面の形状は最終的に平衡な状態、すなわち平衡断面に収束することはよく知られている。その特徴は、沿岸砂州やバームの発生、汀線の前進・後退で表される。それらについては、古くより次元解析を適用して考察され、すでに、岩垣・野田(1961)による沖波波形勾配と波高・粒径比の関係および Sunamura・Horikawa(1974)による C_s や、その発展形としての 武田・砂村(1982)による K_* の導入による無次元量間の関係で表示できることがわかっている。

一方、数値シミュレーションによる予測もいくつか試みられている。しかし、これを精度よく計算するためには、傾斜海浜上の岸沖漂砂量則を誘導する必要があり、さらに外力となる波や流れ（ここでは岸沖方向を対象とするので、戻り流れや質量輸送速度などが対象となる）が漂砂の移動限界水深より浅い海域でどのように記述できるのかについての知識が必要であろう。これら両者がわかってはじめて、海浜断面の形成過程がシミュレートできるわけである。

前者の相互関係については、すでに Kawata(1989)は、岩垣・野田および武田・砂村の区分が海浜勾配をパラメータとして統一でき、これら3つの成果が本質的に同じものであることを示した。しかしながら、 C_s から K_* の誘導過程でかなり近似が用いられており、厳密な意味で等価性の成立に疑問が残っている。そこで、ここではまず、これらの関数関係をもう一度調べ、より統一的解釈が可能かどうかを明らかにする。ついで、簡単な物理モデルとして、海底の勾配を考慮した岸沖方向漂砂量式(河田, 1989)と Stokes 波を用いて、新たに領域区分された海浜断面形状がどのように変化するかをシミュレートし、その形成過程における海底勾配と水粒子速

度の非対称性の影響を見いだす。

2. 海浜断面の分類法の相互関係

2.1 従来の取り扱い

Sunamura・Horikawa(1974)は、2次元海浜断面形状を海浜全体のプロファイルから、左側を陸上とした場合、つぎの3つのタイプ、

タイプⅠ: 汀線後退, S字型地形形成

タイプⅢ: 汀線前進, 逆S字型地形形成

タイプⅡ: 汀線前進, 双峰型地形形成

に区分し、次元解析を適用して、次式によってこれらが明瞭に区分できることを示している。

$$H_0/L_0 = C_s(\tan \beta)^{-0.27}(d/L_0)^{0.67} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 H_0 : 沖波波高, L_0 : 沖波波長, d : 底質粒径, $\tan \beta$: 初期海底勾配および C_s : 無次元定数である。そして、式(1)に従って実験と現地観測資料を整理し、 C_s を用いれば、海浜断面形状のタイプ分けが可能であり、係数 C_s の相違から、現地と実験に縮尺効果が存在することを明らかにしている。

これらの解析は、海浜断面形状の季節変化と呼ばれるように、かなり長期の時間スケールの現象を対象としたものであり、水理実験の場合もこれに応じて、たとえば砂村らによる160時間にも及ぶ長時間の実験から、平衡海浜を議論しているものがほとんどである。しかし、現実には数時間から数日のストームによって海浜断面形状がどのように応答するか、すなわち短期的な漂砂の動態についての情報も必要であろう。このため、1976年代以降、短期的な海浜変形特性が主に現地海岸の資料解析から研究されてきた。なかでも、武田・砂村(1982)は式(1)を変形して、つぎのような無次元パラメータを提案している。

$$K_* = H_0^3/g T^2 d \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 H_0 および T : それぞれ日平均の碎波波高および周期, および g : 重力の加速度である。この式は式(1)に沖波波高と碎波波高との関係式、

$$H_b/H_0 = (\tan \beta)^{0.2}(H_0/L_0)^{-0.25} \dots\dots\dots (3)$$

と若干の近似を用いて誘導したとされている。したがっ

* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

*** 学生員 京都大学大学院 工学研究科

て、この K_* と C_s は基本的に等しいと述べられている。

このように、時間スケールの異なる現象に対しても、統一的な取り扱いがすでに行われているといえるが、ここで紹介したように、その根拠は2次元海浜変形における漂砂の移動方向の特性と海底地形の変動との関係や、次元解析と波の変形等に関する実験式の妥当性にあるといえる。したがって、解析の整合性、具体的には C_s や K_* の関係がどのようになっているかを改めて検討し、2次元海浜変形の領域区分をより統一的に解釈することを試みる。

2.2 海浜断面形状の分類の相互関係の検討

前述したように、 K_* と C_s の対象とするタイムスケールが異なるので、比較するのはおかしいという議論もあるが、式(2)は式(1)と(3)から誘導されたものであり、模型海浜における規則波による時間的な海浜変形特性の解析にこの K_* を適用できることから、ここで検討することにした。

そこで、まず C_s と K_* がどのような関数関係にあるかを調べることにした。これがわかれば、 C_s の代わりに K_* を用いることが可能となるからである。まず沖波での surf similarity parameter $\xi_0 = (\tan \beta / \sqrt{H_0/L_0})$ を用いて式(1)を変形すると、つぎのようになる。

$$d/L_0 = (H_0/L_0)^{1.185} \xi_0^{0.27} / C_s \dots\dots\dots (4)$$

一方、式(2)と(3)から K_* は、

$$K_* = (1/2\pi)(L_0/d)(H_0/L_0)^{1.7} \xi_0^{0.4} \dots\dots\dots (5)$$

となるので、両式から (d/L_0) を消去すれば、次式が得られる。

$$(H_0/L_0)^{0.00167} \xi_0^{0.11} = (2\pi K_*)^{-0.67} C_s \dots\dots\dots (6)$$

いま、 $(H_0/L_0) = O(10^{-2} \sim 10^{-3})$ であるから、

$$(H_0/L_0)^{0.00167} \div 1$$

は十分な精度で成立する。結局、 C_s はつぎのように表される。

$$C_s = (2\pi)^{0.67} K_*^{0.67} \xi_0^{0.11} \dots\dots\dots (7)$$

式(7)から C_s は K_* のみの関数ではなく、surf similarity parameter によって変化することがわかる。

図-1は式(7)を計算した例であって、この事実を示している。

なぜこのようになったかはわからないが、1つは武田・砂村(1982)の行った式(1)から式(2)への展開での近似化に若干の問題点があると考えられる。しかしながら、すでに彼らは式(2)によって海浜断面が3つに分類できることを示しており、この事実と式(1)も実験式であること、および式(2)のままの方が関数形が単純なこと(もちろん碎波波高の形で入っていることによるが)を考慮すると、この C_s を新たに定義しなおす方がよいと考えられる。

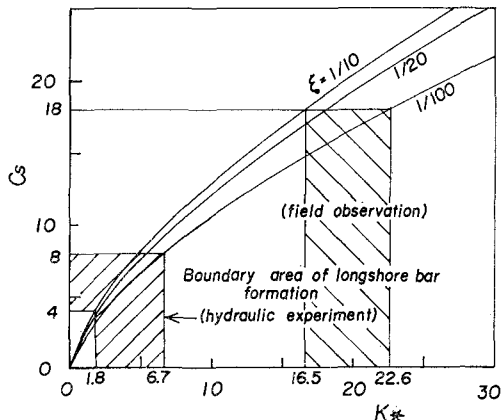


図-1 C_s と K_* の関係

Sunamura・Horikawa(1974)も指摘しているように、式(1)の誘導の過程で、いくつかの実験的關係を用いており、そこにデータのバラツキに依存した指数を再考する余地があると考えられる。そこで、式(7)において $C_s' = C_s \xi_0^{-0.11}$ とすれば、結局、式(1)は新たにつぎのような表示として与えられる。

$$H_0/L_0 = C_s'^{0.948} (\tan \beta)^{-0.15} (d/L_0)^{0.64} \dots\dots\dots (8)$$

$$= C_{sn} (\tan \beta)^{-0.15} (d/L_0)^{0.64} \dots\dots\dots (8')$$

ここに、 C_{sn} は次式によって K_* と等しくなる。

$$C_{sn} = (2\pi K_*)^{0.67} \dots\dots\dots (9)$$

図-2(a)および(b)は、Sunamura・Horikawa(1974)が用いた大部分のデータに、実験値として砂村(1978)と尾崎ほか(1976)および宇多(1982)のものを、大型水槽実験結果としてKajima *et al.* (1982)のものを追加してある。ただし、高知海岸については砂村らはType IIIとしているが、論文中的海浜特性に関する記述と海浜断面図から、高知西海岸ではType II、同東海岸ではType Iが妥当と判断されるので、変更してある。この図からつぎのように、タイプ別の発生領域が区別される。

実験: Type I と II の境界は $C_{sn} = 10$

Type II と III の境界は $C_{sn} = 5$

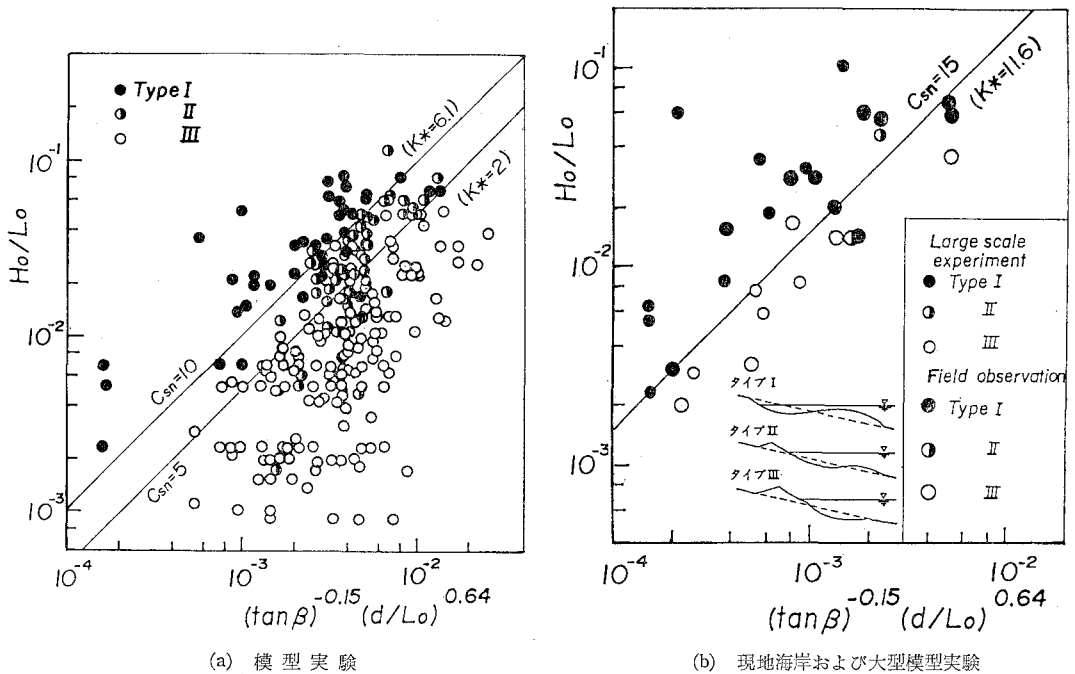
現地: Type I と Type III の境界は $C_{sn} = 15$

式(1)と(8')を比べると、後者の方が前者に比べて海底勾配の影響を小さく見積っているにもかかわらず、Type I から III までの発生領域の境界が少し改善されていることがわかる。これらの C_{sn} に対応する K_* の値を図中に示しており、やはり scale effect が存在していることが見いだされる。

3. 海浜断面形成のモデリング

3.1 外力の表示

ここでは岸沖漂砂量に及ぼす波の水粒子速度の非対称

図-2 新しく定義した C_{sn} による海浜断面形状の区分

性を見いだすために、Stokes 波（波速の第1定義による Skjellbreia によるもの）と、比較のために微小振幅波の両者を適用することにした。前者では、従来用いられている分散関係では、 kh が 0.5 より小さくなると波速の比 c/c_0 が急激に大きくなる。そこで、それを避けるため、Kirby ら (1986) の分散関係を適用すれば、水粒子速度は次式で与えられる。

$$u = c \{ F_1 \cosh k(h+z) \cos(kx - \sigma t) + F_2 \cosh 2k(h+z) \cos 2(kx - \sigma t) + F_3 \cosh 3k(h+z) \cos 3(kx - \sigma t) \} \dots (10)$$

ここに、 F_i ($i=1, 2, 3$): 波数の関数である。

3.2 漂砂量則

傾斜海浜における岸沖方向の漂砂量は、すでに、つぎのように与えられている (河田 (1989))。

a) 斜面を上る場合

$$q_{*u} = a_1 [1 + e + (1 - e) \sqrt{\sin \theta} / (\sqrt{3}/2 A_r \sqrt{C_D \tau_{*c}}) - \sqrt{\{1 - e + (1 + e) \sqrt{\sin \theta} / (\sqrt{3}/2 A_r \sqrt{C_D \tau_{*c}})\}^2 + 8(1 - e) \cos^2 \theta} / \{(3 \lambda_s C_D A_r^2 \tau_{*c}) (\tau_{*c} - \tau_{*c0})\} \dots (11)$$

b) 斜面を下る場合

$$q_{*d} = a_1 [1 + e - \sqrt{\{1 - e + 8 \cos^2 \theta (1 - e - 2e \lambda_s \tan \theta) / (3 \lambda_s C_D A_r^2 \tau_{*c})\}} \times (\tau_{*c} - \tau_{*c0}) \dots (12)$$

ここに、 $q_* = q/u_* d$, $a_1 = (e/1 - e) \tan \beta_m (1 + \rho/2 \sigma_s) A_r / \sqrt{\cos \theta}$ であり、 e : 砂粒の反発係数、 θ : 海浜勾配、

C_D : 砂粒の抗力係数、 A_r : 8.5 となる定数、 β_m : 砂粒の飛び出し角度、 λ_s : 砂粒の saltation の飛高と飛距離の比で、水中では 0.4 である。なお、限界シールズ数 τ_{*c} は次式で与えられるものとしている。

$$\tau_{*c} = \tau_{*c0} \{ \cos \theta \mp (\sigma_s / \rho) / (\sigma_s / \rho - 1) \times (\sin \theta / \tan \phi_s) \} \dots (13)$$

ここに、 ϕ_s : 砂粒の水中安息角および τ_{*c0} : 水平床での限界シールズ数で 0.04 とした。

また、海浜断面形状の計算では岸沖両端部の境界条件が必要であるので、つぎのようにした。すなわち、沖測では限界シールズ数に等しくなる点とすればよい。一方、岸側の端部は碎波点とするが、ここにおける漂砂量、とくにその方向について正確に評価できない。しかし、今回の予備計算では、Stokes 波の場合、岸側では向岸漂砂となっており、その量も大きい。この状態で平衡断面に近づくとすれば岸側端部の方から解は収束することになるはずであることから、近似的にここで漂砂量が 0 となるとしてもよいと考えたわけである。

4. 海浜断面形成に関する考察

(1) 漂砂量の変化: すでに、図-2 に示した各々のタイプを 3 ケースずつ、計 9 ケース計算することにする。なお、底質粒径は 0.3 mm と一定してある。

これらの諸量で漂砂量を計算するのに際し、ここでは、つぎのような仮定を用いている。すなわち、

1) Stokes 波の場合、波の半周期中の作用時間は、水

粒子速度の方向が反転する時間に比例するとして配分する。

2) 有限振幅波の場合の流速の代表値の取り方は明らかではないので、ここでは、微小振幅波の場合を考慮して、0.7 倍とする。

図-3 は海底勾配 1/10 の沿岸方向単位幅当りの、向岸および離岸漂砂量の水深による変化計算例を表す。なお、(a)、(b) および (c) はタイプ I、II および III に対応し、縦軸の正値は向岸漂砂であり、図中の破線は微小振幅波の場合である。微小振幅波の場合、いずれのケースでも離岸漂砂量が向岸漂砂量より多くなっている。また、いずれの場合も浅水変形に伴って、漂砂量の増加が線形的でないことも見いだされる。

つぎに、Stokes 波の場合、水粒子速度の非対称性のために浅水化に伴って沖波波高が大きいほど向岸漂砂量が指数的に大きくなるのに対し、離岸漂砂量の増加割合が小さく、極端な場合、一定値に近づく傾向を示す。さらに、波形勾配が小さくなるにつれて向岸・離岸漂砂量の差が単調に小さくならず、No. 2 に比べて No. 3 の方がむしろ大きくなっており、漂砂の大部分が向岸漂砂になっていることが認められる。このような傾向は海底勾配が相違する場合にも確認された。

そこで、これらの諸特性をさらに明らかにするため、

両者の差、すなわち net の漂砂量を示したものが、図-4 である。まず、微小振幅波による場合は、net の漂砂量がすべて離岸漂砂となる。つぎに、Stokes 波の場合、大半のケースが微小振幅波の場合とは逆に向岸漂砂となっている。そして、海底勾配が 1/10 の No. 1 と No. 2 では岸沖方向に net の漂砂量の逆転する現象が認められる。ただし、水深が大きい所では、波の浅水変形が小さく、漂砂量に及ぼす海底勾配の効果が卓越することになる。したがって、離岸漂砂量に極値が存在することになる。同様の結果は、海底勾配が変化したほかのケースでも認められた。図-4 の結果は堀川ほか (1973) の沖浜帯の砂の移動方向についての考察と一致している。

つぎに、波の条件が (b) の場合、沖方向の一様流が線形的に付加されるものとして流れの影響を調べた結果が図-5 である。流速は、水深 2m での微小振幅波の波速の約 1.5% に当たる 5 cm/s を与えた。この図から Stokes 波で水深が 2.2m 付近に離岸漂砂量の極大値が現れ、その沖側に堆積域が発生することを示している。この程度の流速は質量輸送や戻り流れによって容易に発生するものであり、Type II のような中間的な海浜断面の形成は、流れの影響を強く受けることを示唆する結果となっている。

(2) 海底地形変化：まず海底の連続式に基づいて (b)

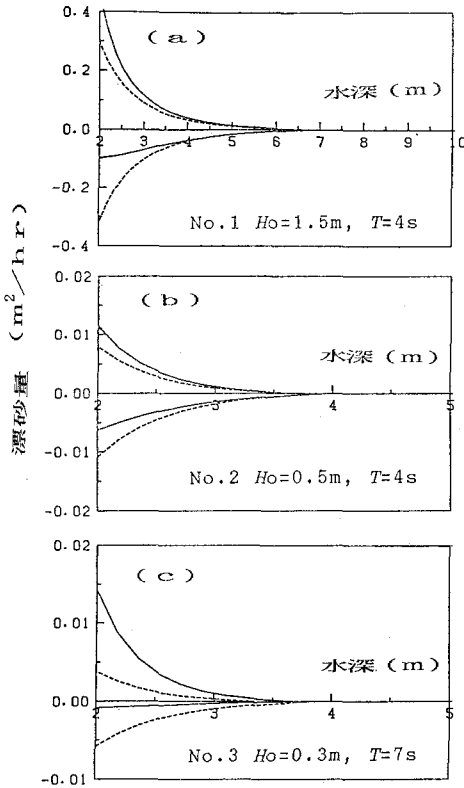


図-3 半周期岸沖漂砂量の分布

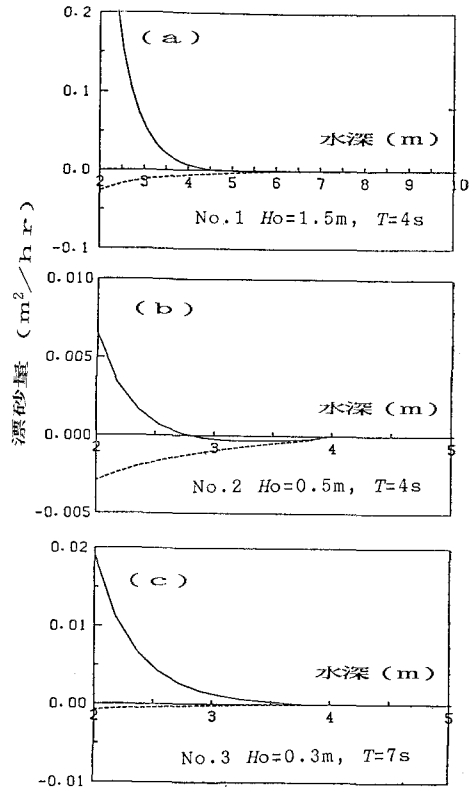


図-4 net の岸沖漂砂量の分布

の条件で計算した1例が図-6であり、この場合、差分の時間間隔は100 s、距離の差分は10 cmであり、500 s後の海底地形を示す。図中、B.P. としては碎波点である。さて、この図を参照して、海浜断面の形成過程は、つぎのように説明される。まず、初期に碎波点に向かう向岸漂砂は碎波点で漂砂量が0となっているためにそこに堆積し、海浜勾配が急に大きくなる。すると、向岸漂砂から離岸漂砂に代わり沖方向に向けて net の漂砂量が増えるので、侵食域が発生する。しかし、この侵食域の沖方向への伝播速度はそれほど大きくないので、海底勾配も沖側では緩やかにしか変化しないことになる。これらの特性は、水粒子速度の非対称性と海底勾配による岸沖方向漂砂量の相違に原因しており、結果的には沖浜で下凸の海底断面形状を形成することにむすびつく。すでに、Dean (1977) は現地でもこれと同じ傾向を示すことを明らかにしており、これらのことから海底断面形状の形成には、波の水粒子速度の非対称性と勾配の影響による岸沖方向漂砂量の差が非常に大きな役割を果たすことがわかる。

5. 結 語

1) 砂村らが提案した海浜断面形状の分類法で、Type I から III を区分する C_s と、バーやバームの移動特性を説明する K_* の関係には surf similarity parameter があらわに含まれることを見いだした。そこで、このパラメーターが入らない新しい係数 C_{sn} を定義した結果、 C_{sn} は K_* の $2/3$ 乗に比例し、しかもこれによって、海浜断面形状がよく区分されることが見いだされた。

2) 一樣勾配の海浜に Stokes 波が入射する場合に、海底断面がどのように変化するかを、海底勾配を考慮した岸沖漂砂量式を用いて検討した。その結果、流速波形が対称となる微小振幅波で、すべて net の漂砂量が海底勾配のみの影響を受け、沖向き（離岸漂砂）であるのに対し、Stokes 波では大部分が岸向き（向岸漂砂）になり、net の漂砂量も増えることがわかった。そして、後者の場合、Type I と II の領域に属する波と底質の条件で、バーが碎波点で発生する可能性があり、沖浜で海底地形は下凸になる傾向を示した。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・野田英明 (1961): 海浜変形に及ぼす scale effect の研究, 京大防災研年報, 第4号, pp. 210~220.
 宇多高明 (1982): 海浜流, 漂砂および海浜変形に関する研究, 東京工業大学学位論文, 144p.
 尾崎 晃・渡辺 揺 (1976): 波による二次元汀線変化の相似

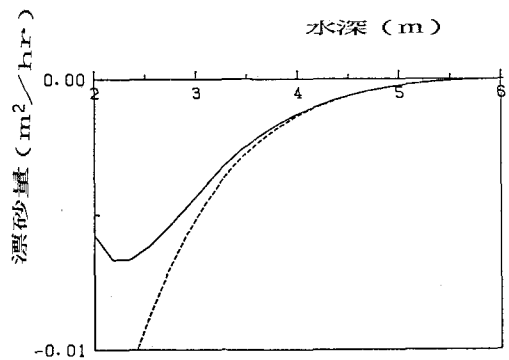


図-5 流れのある場合の net の漂砂量の分布

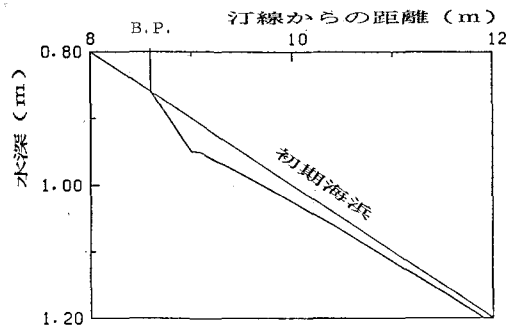


図-6 沖浜の海浜断面形状の計算例

- に関する実験的研究, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 200~205.
 河田恵昭 (1989): 傾斜海浜における漂砂量則, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 289~293.
 砂村継夫 (1978): 沖浜帯における漂砂量分布と海浜変形, 漂砂の動態と海岸侵食制御に関する研究, 自然災害特別研究成果報告, pp. 67~72.
 武田一郎・砂村継夫 (1982): バームの形成条件と高さ, 地形, 第3巻, 第2号, pp. 145~157.
 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三 (1973): 波による海浜変形に関する一考察, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 357~363.
 Dean, R. G. (1977): Equilibrium beach profiles: U. S. Atlantic and Gulf coasts, Ocean Eng. Rep. No. 12, Univ. of Delaware.
 Kajima, R., T. Shimizu et al. (1982): Experiments on beach profile change with a large wave flume, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1385~1404.
 Kawata, Y. (1989): Methodology of beach erosion control and its application, Coastal Eng. in Japan, Vol. 32, No. 1, pp. 113~132.
 Kirby, J. T. and R. T. Dalrymple (1986): An approximate model for nonlinear dispersion in monochromatic wave propagation models, Coastal Eng., Vol. 9, pp. 545~561.
 Sunamura, T. and K. Horikawa (1974): Two-dimensional beach transformation due to waves, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 920~938.