

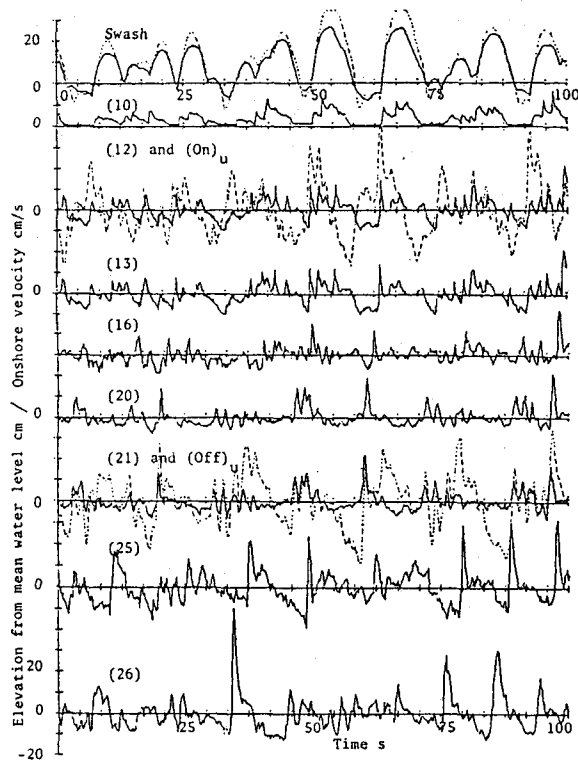


図-1 (b) 現地における遡上波の観測例

遡上波形のうち点線は人工水路内のものであり、波線は岸向き流速である。遡上波形と遡上域の固定点(10)の水位波形の差、地点(12)および(21)の水位と流速変動の相関の無さが興味深い。後者は入射波が進行波だけでないことを意味している。

ては、砂村, 1983の研究がある。)。ぐっと立場を変えて、波打ち際で遊ぶ人々を考えると、やはり、波がどこまで引き、どこまで上がって来るかであろうか。とはいえ、要は、与えられた地形に、与えられた入射波がやって来るとき、どんな遡上現象が生じるか(そしてその結果としてどんな反射波が生じるか)という問いに答えることである。

さて、残るテーマはサーフビートである。なかなか定義が難しいが、砕波帯近傍の長周期波(周期にして数分程度)というのが大多数の賛同するところであろう。サーフビートも湾の内外での水位差を生じさせれば工学上の問題となる。また、海辺で遊んでいて、時に大きな遡上が観察されて波にさらわれるという悲劇の原因ともなる。

以上の現象のうち、遡上と越波は規則波にも見られる現象であり、不規則波におけるそれらの現象の扱いは、その研究結果を踏まえたものとなっている。一方、サーフビートは不規則波(少なくとも多成分波)としての現象であり、以下まずは遡上と越波から話を進めていく。

不規則波の扱い方については、既に繰り返し扱われていると予想されるが、ここでもそれを遡上・越波という現象に対応して議論し直すということになる。一般的に言って、不規則波の扱いは、時系列そのもの

か時系列データに何らかの処理を施して得られる量について論議することになる。現在よく行われている処理方法としては波別解析法とスペクトル解析法がある。もちろん、もっともポピュラーだったものとして、代表波に置き換えて考えるというもある。これは、考えている現象にとっての代表波が何かということの議論であり、そのためにも不規則性を考慮して理解することが必要となる。また、いったん代表波が決まれば後は規則波の議論となるのでここでは対象外とした。それぞれの方法の特徴を表にしたものが、表-1である。不規則波と言えども波である限り周期性を仮定しているのであり、しかもその波の数が多ければ、時系列を直接扱うよりも、何らかの形で波の集まりとして扱う方が有利でありかつ自然であろう。

表-1 不規則波を扱う方法とその特徴

手法	統計量	力学的な意味
時系列（生の）	水位、流速の統計的性質 （平均、分散、高次モーメント、最高値 etc）	流体力学的な確率過程
波別解析法 （ゼロクロス法）	個々波の統計的性質 （波高・周期・波向の結合分布、連）	個々波が規則波
スペクトル解析法	周波数スペクトル （方向スペクトル）	各成分波が（線形な）規則波

2 不規則波の遡上

不規則波の遡上に入る前に規則波の遡上の研究成果について復習する。もちろん、遡上波研究の最終目標も現地の現象を理解し、かつ制御することである。しかし、最も扱いやすいという意味で理想的な状況は、一様な滑斜面上に規則波が直角に入射する場合の遡上であろう。それと現地との差は一つには波が不規則（かつ多方向）であることであり、もう一つは地形が砂浜海岸なら移動床であり、人工構造物なら粗度や透水性のある（非一様な）斜面であるということである。ここでは規則波と不規則波の違いによって新たに問題となる点に関心があるので、原則として、斜面に関しては理想的な場合である一様勾配、固定斜面上の直

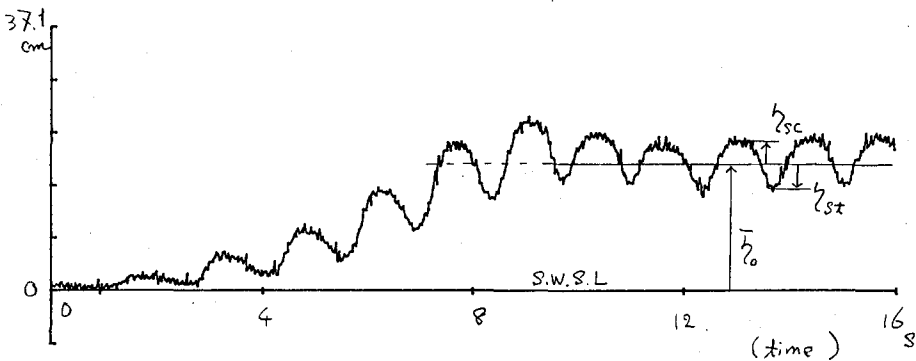


図-2 容量式遡上計による規則波の遡上の測定例

斜面勾配 1/4.34 の塩ビ板に水深35.0cmで周期1.0s波高3.3cmの波が入射してくるというケースである。造波機が、徐々に振幅が大きくなるというタイプのためもある、ゆっくりとした平均水位の上昇があり、その周りに遡上振動がある。遡上波の波谷の引きが十分に捉えられていない？

角入射現象を対象とする。縦軸は斜距離である。

2. 1 規則波の遡上

波の遡上に関する研究の歴史はそれなりに古い。その多くは打ち上げの最大地点に関するものが多かったが、近年、遡上域での砂移動などが問題になるなどして、遡上波そのものに関心も深まっている。扱う現象の理解を助けるために図-2に実験室で観察される遡上波の典型例を載せる。

図-2の結果も参考に、現在の研究レベルをまとめてみれば、遡上現象は、第一次近似としては、入射波の生き残りとも言うべき振動する狭義の遡上波 η_s と砕波に伴う平均水位の上昇との和と考えるのが最も合理的であろう。Van Dorn(1976)の言うように厳密には単純な和とはいかないかも知れないが。絵で表せば図-3、式にすれば(1)式のように表せよう。

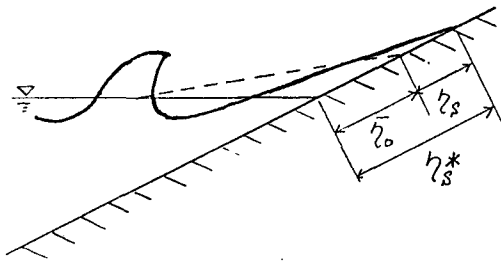


図-3 遡上を平均水位の上昇+遡上振動の和とする模式図

$$\eta_s^*(t) = \eta_s(t) + \bar{\eta}_0 \quad (1)$$

ここで、 $\eta_s^*(t)$ は静水汀線から斜面にそって測った遡上波の先端の距離を垂直距離にしたものである。 $\bar{\eta}_0$ は、主として砕波によることになる汀線付近での平均水位の上昇の結果としての静水汀線と平均汀線の差である。伝統的な量との関係では、次式となる。

$$R_u^* = \eta_{sc} + \bar{\eta}_0 \quad (2)$$

$$R_d^* = \eta_{st} + \bar{\eta}_0 \quad (3)$$

ここで R_u^* 、 R_d^* は打ち上げ高(runup height)、引き波高(rundown height)で、遡上の範囲を示し、 η_{sc} 、 η_{st} はそれぞれ遡上の振幅の峰高、谷高(負)である。ここでは距離は斜面にそって取っている。

さて、最も単純な場合である一様勾配斜面上での打ち上げ高に関する研究は、波が砕け無い場合は、微小振幅近似の基では $\bar{\eta}_0=0$ である。 η_s に対しては、斜面上の重複波の解を求めるということになる。汀線近くということで長波近似も用いることが出来て、線形の範囲では次のような解が得られる(Lamb, 1932)。

$$\eta = 2a_s J_0(z) \cos \sigma t \quad (4)$$

$$u = 2a_s \sqrt{g/h} J_1(z) \sin \sigma t \quad (5)$$

ここで、 $z^2 = 4\sigma^2 x / g \tan \beta$ (x は汀線からの距離)である。遡上波の先端 η_s は次式のように正弦振動することとなる。

$$\eta_s = 2a_s \cos \sigma t \quad (6)$$

a_s は汀線での垂直振幅の半分である。完全重複波であることから、 a_s は、入射波の汀線での振幅でもある。汀線での入射波振幅 a_s と沖波としての入射波振幅 a_o (または波高 H_o) の関係は次式で与えられる (例えば、Mei、1983)。

$$a_s = a_o \sqrt{\pi} / 2 \tan \beta \quad (\text{または } R_s = H_o \sqrt{\pi} / 2 \tan \beta) \quad (7)$$

なお、非線形長波方程式に基づく Carrier+Greenspan の計算結果は少なくとも遡上波の振幅は線形近似のものと同じになるが遡上波の平均位置が静水汀線とずれて来る。斜面上の重複波の有限振幅解は次のように定義される遡上波パラメータ (swash parameter) ε_s が 1 を越えると成立しない (例えば、Mei、1983)。

$$\varepsilon_s = 2 a_s \sigma^2 / g \tan^2 \beta \quad (8)$$

一方で、Miche(1951) の完全反射の条件は

$$\varepsilon_s = 2 \quad (9)$$

であり、実験的にもそのくらいの値が妥当とされている。

砕波が絡む場合の遡上、より正確には打ち上げ高の研究は Hunt(1959) の次の実験式の提案に始まる。

$$R_u / H = \tan \beta / \sqrt{H / L_o} \quad \text{ただし } \tan \beta > 0.1 \quad (10)$$

ここで、 R_u は鉛直方向に測った打ち上げ高、 $\tan \beta$ は一様勾配の斜面であり、 L_o は沖波波長である。波高 H は、当時は入射波高と沖波波高の間に厳密な議論がなくある程度深いところでの値をそのまま用いている。

(10) 式はその程度の精度のものであるということであろう。また、勾配が急でかつ入射波の波形勾配が小さいときは反射波が無視できず、入射波の波高の値を定めるのに慎重さを要するがそれも考慮された形跡はない。とはいえ、(10) 式はその簡便さとそれなりの精度のおかげでまだ生き延びている？

打ち上げ高を実験的に求めるのは斜面が粗な場合、透水性がある場合、斜面が非一様な場合にも行われている。(より、ちょっと詳しくは海岸環境工学を参照されたい。) 残念ながら地形要因の複雑さが狭義の遡上波そのものに及ぼす影響に関しての研究はまだまだである。

砕波が発生する場合の遡上波のそのものへのアプローチは、砕波現象が完全に解明されるまでは仮説的であるより仕方なく、一つの行き方は完全な非線形プロセスとして遡上波先端の動きを放物運動と見なすものである。この場合は遡上運動の全振幅 $Y (= \eta_{se} + \eta_{si})$ は、次式で表されることになる。

$$Y = 1 / (8gT^2 \tan^2 \beta) \quad (11)$$

もう一つは、完全重複波の側から考えていくもので、反射率の議論で有名なように、砕波する場合は砕波限界以上の波 (の波高分) が失われると考えるものである。反射率に関するこの仮説は実験的にもかなり良く成立するのが知られている。これと遡上波が限界重複波の腹であるという仮説を組み合わせれば、実は (7) 式が遡上波の振幅を与える事になる。それを確かめようとしたのが図-4 である。入射波の換算遡上パラメータが小さいときは 1 対 1 で大きくなり、最終的には一定値になる。ただし最終値は (9) 式に比べてやや大きめになっている。遡上というプロセスの中ではまだ入射波のエネルギーは生き残っているためと考えられよう。

なお、(9) 式と (11) 式が実は数値的にはほぼ同様な値を与えることも確かめられている (Van Dorn、1976)。

さて、残るは、平均水位の上昇の遡上への寄与である。式の上では砕波後の radiation 応力 (ほぼ波高で十分) さえ算定できれば容易に計算できる。ここで注意すべきは今までの浅水・砕波変形モデルはほとんど

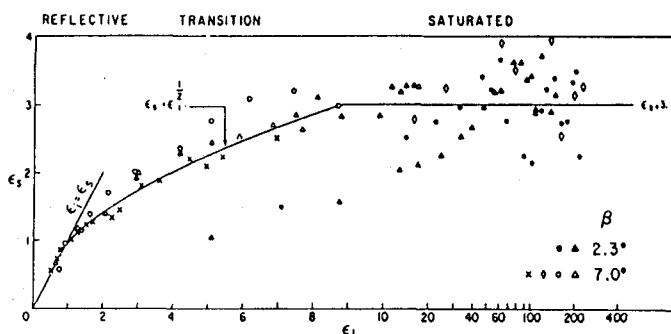


図-4 遡上波振幅の限界値 (Guza et al., 1984)

横軸に入射波から完全反射として予測される遡上波パラメータ ϵ_1 を、縦軸に実際に測定された値 ϵ_2 をプロットしたものである。遡上全振幅の測定は目視による。

が汀線で波高が0になるもので、遡上波が存在するということが考慮されていないという問題点が残っていることである。

2. 2 不規則波へのアプローチ (1)

時系列、基本方程式、数値シミュレーション

遡上という部分だけを考えれば、その不規則性は入射波に起因するものと言える。絵で表せば、図-5 の様な状況であろう。数式で表せば、以下になる。まず、底面、表面の境界条件を含めた形での支配方程式としては、斜面上の非線形長波方程式がよく用いられる。

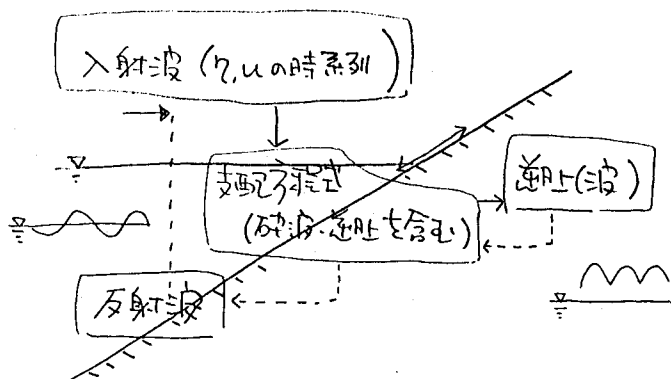


図-5 遡上現象を時系列的に扱う時の模式図

$$\partial \eta / \partial t + \partial [u(h + \eta)] / \partial x = 0 \quad (12)$$

$$\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x + g \partial \eta / \partial x = -\tau_b \quad (13)$$

ここで、 τ_b は摩擦項である。汀線での境界条件は素直に

$$h + \eta = 0 \quad \text{および} \quad d\eta/dt = u, \quad (14)$$

である。これを、沖側で与えられるであろう不規則波動の水位と水平流速を境界条件として解けば良いのである。入射波が規則波でかつ非碎波の場合には、既に述べた有名な Carrier+Greenspan の解析解があるが、碎波する場合や不規則波の場合はせいぜい数値計算するのが限度である。ちなみに、図-6 に Kobayashi et al. (1987) の方法に従って、図-2 の条件に合わせて、数値計算した例を示す。

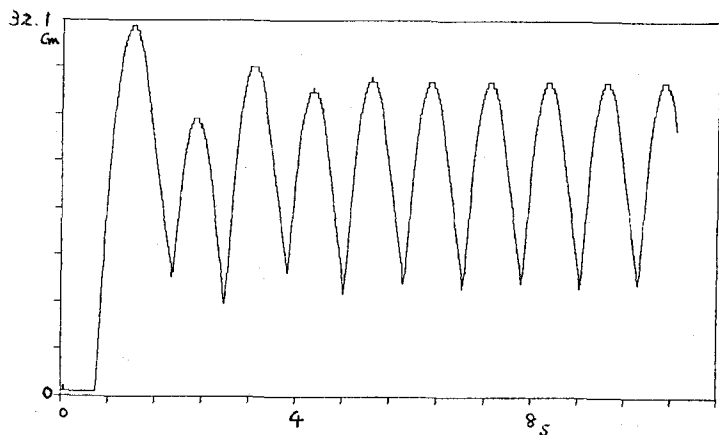


図-6 遡上波の数値シミュレーション例

計算条件は図-2 に合わせてあるが、計算上は、長波近似の成立している範囲で沖側境界を設定せざるを得ず、ここでは水深10cmの地点での対応する波高を求め、その波高を持つ微小振幅波を入力条件としている。

計算結果は、遡上の平均位置の静水汀線からの上昇、遡上波の放物型形状などの特徴を良く捉えている。定性的には十分であろう。入射波が不規則波動であっても計算の原理は同じであり、境界条件としてその時系列が与えられればそれなりに計算（数値実験）はできる。

2. 3 不規則波へのアプローチ（2） 波別解析法、結合確率分布

不規則な時系列に対し、何らかの方法（例えばゼロクロス法）で分割する方法は電気のノイズに関する Rice (1954) の研究に始まる（例えば、合田、1990）。その分割されたものを一つの波として扱うのが波別解

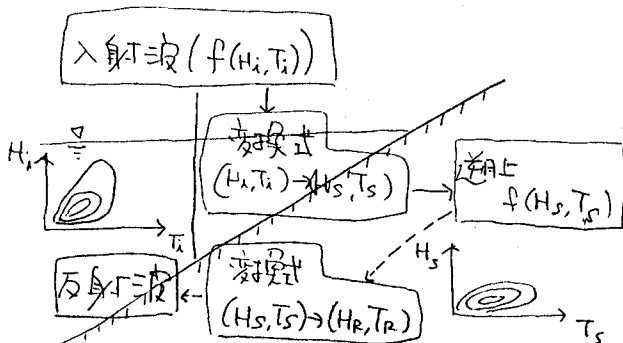


図-7 遡上現象の波別解析法に基づく扱い方の模式図

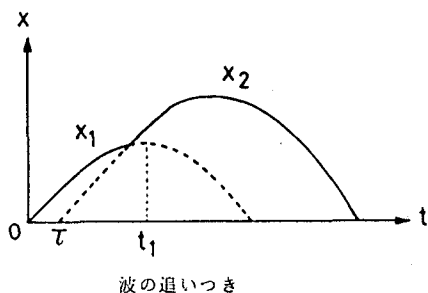
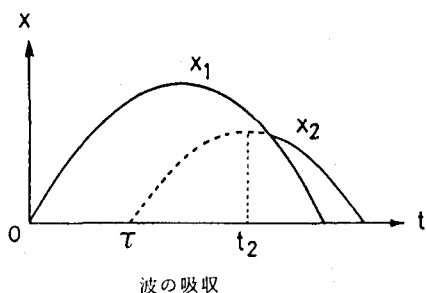
析法である。波別解析法の結果得られるものは、波高 H 、周期 T 、波向 θ の結合分布の密度関数 $f(H, T, \theta)$ である。ただし、時系列から結合確率分布に移行するにあたり、波の順序の情報は失われる。スペクトル解析における位相の情報と同じで、暗黙のうちにランダムさが仮定されることになる。また、波向 θ に関しては遡上域近くでは（急勾配海岸を除いて）ほぼ $\theta = 0$ の場合に限って良いので無視されてきた。その結果、遡上を波別解析的に扱うということは模式的に書けば図-7 の様になる。

変換式に規則波的なものと不規則波的なものがある。規則波的なものとは、入射波で定義される全ての個々波に、規則波の遡上モデル（例えば周期を不変として図-4 中の実験曲線）を適用するもので、数式で表せば、

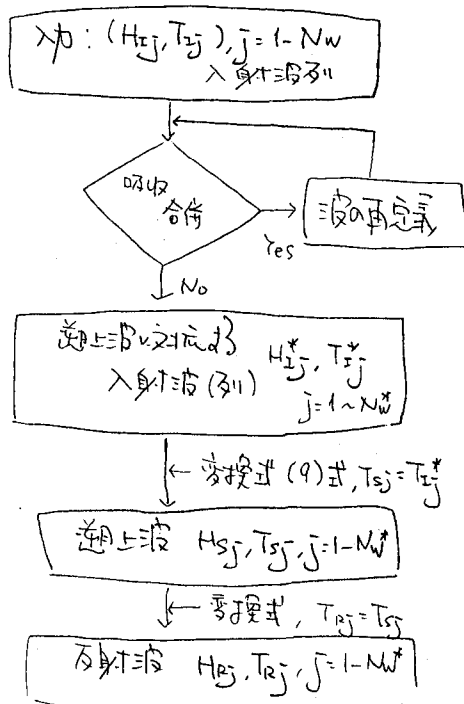
$$f(H_s, T_s) dH_s dT_s = f(H_i, T_i) dH_i dT_i \quad \text{ただし} \quad (H_s, T_s) = TF(H_i, T_i, \tan \beta) \quad (15)$$

ここで TF が入射波と遡上波の間の伝達関数（マトリックス）である。 TF の関数形は H_i, T_i をどこで与えるかに大いに依る。遡上のメカニズムを明らかにするという点からは遡上直前の波を入射波にとるのが妥当であろう。さもないれば TF の中に浅水碎波変形によるものも含むことになる。なお、この考え方を打ち上げ高に適用したのが Battjes(1971) で、打ち上げ高 R_o の分布関数 $F(R_o)$ を次式に従って求めている。

$$F(R_o) = \iint f(H_o, T^2) dH_o dT^2 \quad TF(H_o, T^2, \tan \beta) < R_o \quad (16)$$



(a)



(b)

図-8 波の吸収・合併を考慮した場合の遡上・反射（久保田ら、1992）

(a) は遡上波形として放物運動を仮定した場合の追いつき・吸収に伴う合併の模式図であり、前後の波の波高といずれかの波の周期によって合併の有無が定まる。(b) 合併を考慮した時の考え方をフローチャート化したものである。

$f(H_0, T^2)$ としては、二次元レーリー分布を、TF としては (10) 式の Hunt の式を用いて解析的な結果を得ている。沖波と遡上波の関係を統計的にとはいえ、1 対 1 に対応付ける大胆な試みである。確率密度関数の変換については、越波の所でもう一度詳しく扱う。

ところが、個々の波に規則波の結果を機械的に適用するには問題がある。沖波から浅水変形に至る過程での波の 1 対 1 対応性については、主要な波に着目すれば、少なくとも浅海域に入ったところから遡上の直前までは何とかなるであろう (Mizuguchi, 1982a)。しかしながら、遡上のプロセスの中で前後の波の吸収、合併が起こるのは、記録 (図-1 b) から (また、日常的な観察からも) 明らかである。そこで、久保田ら (1992) は、波の吸収・合併を考慮した不規則波の遡上・反射モデルを提案している。その考え方の概略を示したのが図-8 である。なお、反射波については、遡上波が反射波を作り出しているという考えのもとで、周期不変、波高は減少しうと考えるモデルとなっている。そして、そのモデルを現地のデータに適用、検証したのが、図-9 である。波の数の減少、結合分布の形状の変化などの特徴を良く捉えている。ただし、打ち上げの初速と波高の大きさに関する式、波高の変化は、データに基づく実験式となっている。移動床上の規則波の遡上の研究が待たれる。

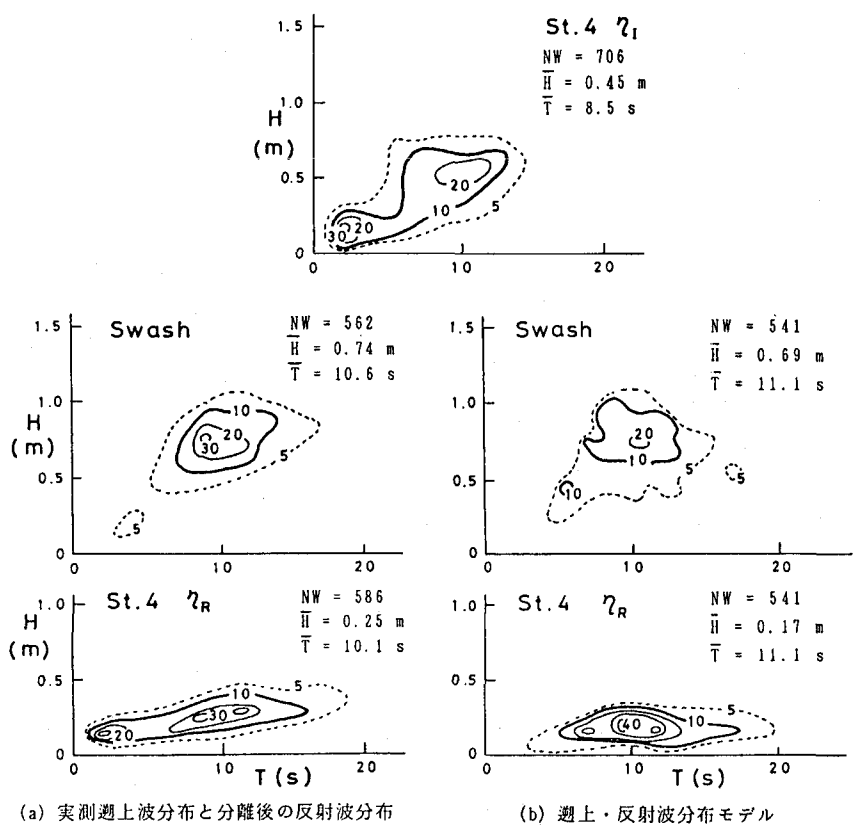


図-9 久保田らのモデルと現地データの比較 (久保田ら、1992)

最上段は遡上域直前入射波の結合分布である。左側が実測の遡上波、反射波の結合分布で右側がモデルによる計算結果である。実測データは、急勾配前浜海岸にうねり性の波が入射する場合 (0A87) のものである。

さて、図-3で模式的に示したように、遡上の全体を扱うには狭義の遡上波（振動）の他に、不規則波の砕波に伴う平均水位の変化 η を求める必要がある。考え方としては、断面が二次元的な場合は、浅水砕波変形モデルの計算結果として radiation 応力の岸沖方向分布がわかれば、その概略の計算は容易であろう。実際には、地形の三次元性のために海浜流の計算そのものになり、現在の海浜流の計算精度では汀線での平均水位の変動を定量的に検討するのは難しい。また、後述する長周期波との絡みもある。これも今後の課題である。精度のよい現地データの欲しいところでもある。

以上が波別解析法に基づく不規則波の遡上の研究のうち、個々の波の力学に着目し、結合確率分布そのものを扱うものの研究現況であろう。不規則波の遡上の波別解析的な扱いは他にもたくさんある。例えば、Mase(1984) は、緩勾配斜面上の実験結果を、代表波に着目して報告している。

2. 4 不規則波へのアプローチ (3) スペクトル解析、飽和領域

不規則波を扱う手段としてのスペクトル解析法は良く知られたところである。不規則波の遡上もまたその手段の対象となり得る。図-10にその例を一つ示す。

次なる問いは、遡上波のスペクトル形状がどうなるのか、またその形がどんな意味を持つのかである。遡上域の力学的なプロセスは砕波変形を含むので、明らかに強非線形である。となると、成分波そのものが力

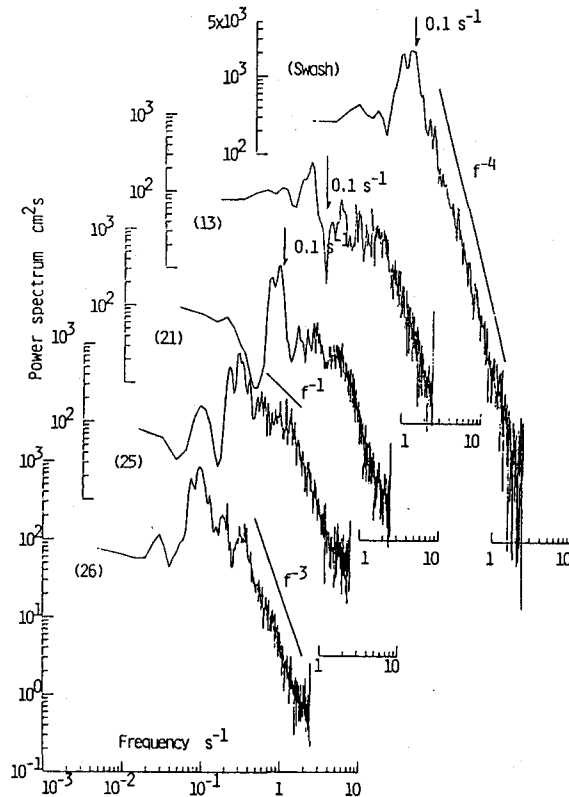


図-10 現地砕波帯近傍の水位変動と遡上波のスペクトルの例

図-1に示す場合のものである。遡上以前のスペクトルと遡上のスペクトルを比べると、遡上スペクトルのスムーズさが目立つ。

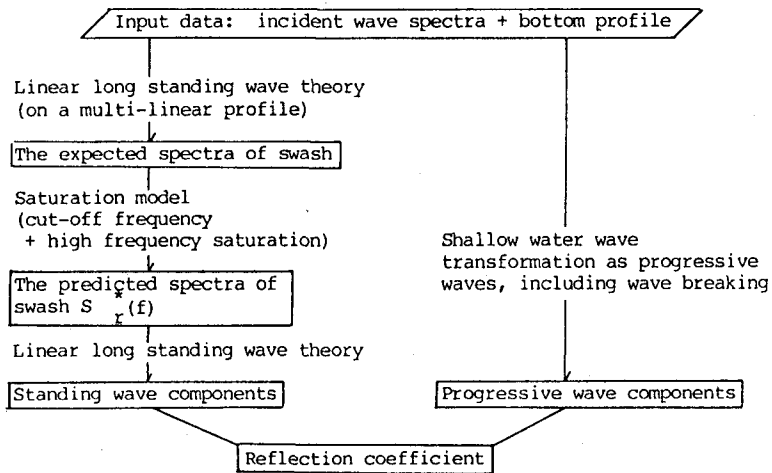


図-1 1 遡上波スペクトルの予測モデル (Mizuguchi, 1984)

非碎波時の期待遡上スペクトルを計算する際は、図-1 の断面地形中に書き込まれた多段斜面上の線形長波の完全重複波理論を用いた。

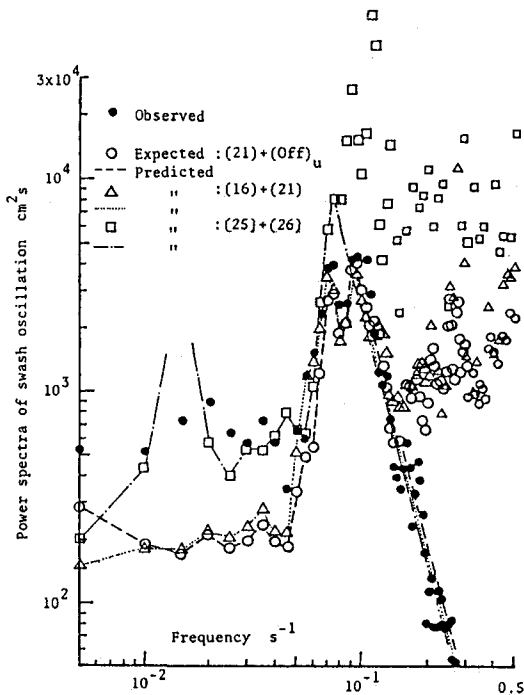


図-1 2 遡上波スペクトルの予測モデルの検証

図-1 0 すなわち図-1 に示す場合に対するものである。図中の線の違いは入射波条件としてどの地点の何を用いたかによる。主要なエネルギーのある部分は非常に良くあっていると言えよう。

学的な意味を持つとは考えられないが、便宜的な手段としては有用であろう。図-11は、遡上過程をスペクトル的に見たときの一つの考え方を示すものである。

このモデルを適用してみた例が図-12である。遡上波を、長周期成分は完全重複波、高周波数になるに連れて反射率の小さくなる部分重複波の腹として解釈することのそれなりの妥当性は示されている。ただし、急勾配海岸の結果であることに注意されたい。明らかな問題点は、高周波側（飽和領域？）の平衡勾配とその始まる地点（限界周波数）の決め方である。平衡勾配については、間瀬(1985)が指摘するように遡上波の個々の波形が放物型に近いということの結果であろう。放物型の繰り返しをフーリエ級数展開すれば高次項は次数の-2乗で落ちていく。限界周波数は、エネルギー換算で代表波に置き換え、その碎波限界から決めるをえない。ともに、便宜的な手段である。

2. 5 不規則遡上波の扱い方のまとめ

以上、不規則波の遡上について議論してきた。で、最後に、「はじめに」の所で述べた問題に戻りたい。土木屋さん（個人的にはこの言葉の響きが気に入っている、魚屋さん、...）としては、やはり、ある断面地形にある不規則入射波を与えたときの遡上波が予測できるか、はたまた、それをコントロールできるかということである。この手の問いに対する答えは、いつも 'Yes and No.' である。何が欲しいかに依るのである。とはいえ、上に述べてきたように一様な滑面上に限れば、遡上域直前でのデータが与えられれば、そのデータの与えられ方に応じて、時系列であれ、結合分布であれ、スペクトルであれ、当たらずといえども遠からずの答えは得られるといえよう。断面が複雑な場合はやはり模形実験ということになるうか。

今後の課題として、いや、遡上に興味を持つものの今後の研究テーマとしては、一つには、規則波の場合もふくめてであるが、ドライベッドの上をはい上がり、はい下がる碎波の水理学的研究であり、二つには、不規則波の遡上として、前後の波の干渉のメカニズムを理解することとが面白そうである。他にも不規則波の部分反射状態での碎波帯内の平均水位の上昇といった問題や斜め遡上波といった問題も面白そうである。以下に扱うサーフ・ビートとの関係もある。

不規則波の遡上については1982年度の夏期研修会においても扱われている（岩田、1982）。担当者により目の付けどころひいてはアプローチのだいぶ異なるところを味わうべく、ぜひ読み比べてもらいたい。

3 不規則波の越波

越波についてもまず規則波の場合について復習する。その中でも最も理想的なのが鉛直壁の場合であろう。

3. 1 鉛直壁における規則波の越波

この理想的な越波の実験状況を図-13に載せる。一様水深部に鉛直壁が設けられ、その鉛直壁の先端は尖って、越波状況は非定常な刃形堰の越流となる。もちろん波は直角入射である。

さて、越波の場合も遡上と同様に図-14のような絵を書くことが出来る。入射波があって、遡上・越波があって反射波が帰っていく。その三者の間は、「反射波のエネルギーフラックスは、入射波のフラックスから越波により失われるエネルギーを差し引いたものとなる」ということで関係付けられよう。そして、越波が問題となるのは斜面の角度が急な場合が多く、遡上波形、 η はそのようにして定まる入射波と反射波の和として与えられる。そして、重ね合わせの位相関係は、同位相と見なして十分であろう。越波によるエネルギーのロスとは堰の越流時のロスとして準定常的に計算されたとすると次式を得る。なお、敷居値が効くということで波形に有限振幅性を考慮することが必要であり、ここでは越波が予期される構造物は比較的浅海

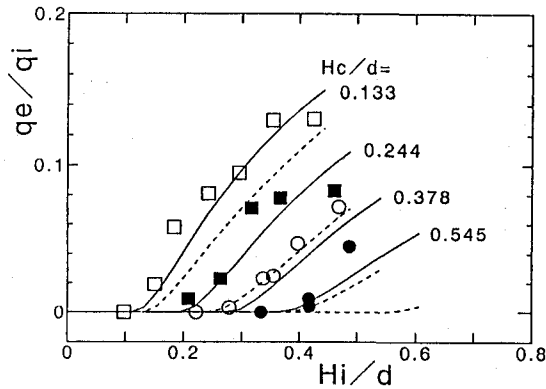


図-16 越波、反射率モデルによる越波量と実験の比較と
図の説明については図-15 参照。

$$q_e = 2m\sqrt{2g/(3T)} \int_{\eta_e > H_c} (\eta_e - H_c)^{3/2} dt \quad (18)$$

ここで、 K_R は反射率、 f_e はクノイド波理論における波高と波のエネルギー（フラックス）を結び付ける係数であり、微小振幅波では $1/8$ である (Isobe, 1985)。また、 m は越流係数、 h は水深、 H_i は水深 h での入射波高、 T は周期、 η_e は越波時の水面波形、 H_c は天端高である。添字の i, r はそれぞれ入、反射波の諸量を意味する。すなわち、反射率は、その値が右辺 η_e にも含まれていることに注意すれば、 H_i, T, h, H_c (と重力加速度 g) より求まることになる。単位時間、単位幅当りの越波量 q_e を与える (18) 式は良く知られた式である (例えば吉川ら、1967)。

図-15、16は反射率、および越波量について上のモデルと実験結果を比較したものである。理想的な条件ながら規則波の越波は比較的簡単な流体力学的考察に耐えることが結論されよう。条件が理想的でない場合の越波現象は実験に頼るしかなく、その結果はグラフ化されている (例えば、合田、1990)。

3. 2 不規則波の越波 アプローチ (1) 時系列、数値計算、基本式

越波についてもその不規則性の扱いは既に述べた三つが考えられる。が、その非線形性の強さ (数値値がある) の故に、スペクトル解析手法は明らかに適用外であろう。残る二つのうち、まず時系列的な手法である。前節の規則波の越波の扱いは周期的な波動を仮定したものである。それをさらに一歩さかのぼって 2.2 と同様な扱いが出来るかということである。どうせ数値計算するので、(12)、(13) 式を基本式として、越波したところでの境界条件を工夫すれば何とかかなりそうというのが山本ら (1991) の行き方である。また、越波が急勾配な斜面上で問題となることが多いので、非碎波で局所的な波の場ということになり、完全に非線形性を考慮した方程式の適用も考えられる。今後の楽しみであろう。

3. 3 不規則波の越波 アプローチ (2) 個々波、期待越波量

この問題は確率と波の理論との関係が理解しやすく、結果も現実的である。で、少し詳しく扱うことにして、そのストーリーを箇条書にすれば、次のようになる。

- ① 不規則波を個々の波の時系列に置き換える。入射波条件としては、最も完全な形としては時系列で与え

られる。それを個々波の結合分布 $f(H_i, T_i, \theta_i)$ +順序になおす。

② 対象とする物理量 z の結合分布の計算である。一般に分布関数の方が計算が楽で、 z が z_0 以下である部分の確率密度の足し算を実行すればよい。絵で書けば図-17、式で書けば次のようになる。

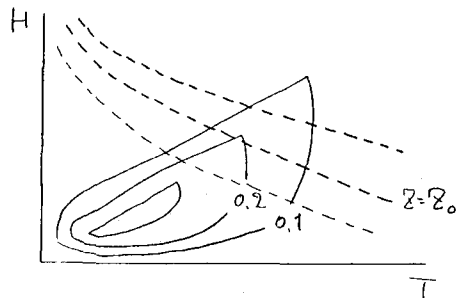


図-17 越波量の分布関数の求め方

図中、実線は結合分布の密度関数、破線は z (例えば越波量) の等値曲線群である。斜線部分の密度関数を積分すればよい。

$$G(z_0) = \int_{z < z_0} f(H_i, T_i, \theta_i) dH_i dT_i d\theta_i \tag{19}$$

ここで、 $z=f(H,T,\theta)$ は入射波の波高、周期、波向と対象とする物理量を関係づける式で、例えば打ち上げ高の場合は、(10)式で表される Hunt 式を用いればよい。越波の場合は、木村ら(1981)は(18)式に越波時の波形を三角形近似して得られる、次の一波あたりの越波量 q_* に関する実験式(吉川ら、1967)を用いている。

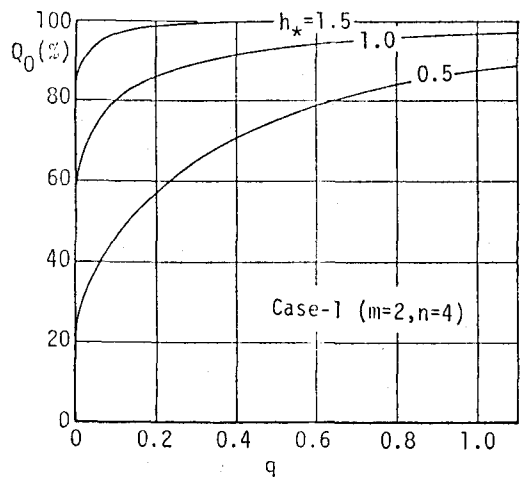


図-18 越波量の分布関数の例(木村ら、1981)

図中、 h_* は天端高と限界波高(kH)との比であり、 m,n は入射波の波高と周期の結合分布を二次元ワイブル分布で与えたときの母数である。 ρ は波高と周期の相関係数で0.4の場合である。

$$q_e' / TH \sqrt{2gH} = (2/15) m_0 K^{3/2} (1 - H_c / KH)^{5/2} \quad (20)$$

ここで、 k は越波時の波頂高と入射波高の比で実験定数とされているが、前節のモデルはその値を決めるものともいえる。いずれにしても、式(19)は解析的に積分するのは難しく、数値的にならざるをえないとすれば、図-17中の等越波量線さえ書けば十分である。図-18は木村らにより求められた分布関数の例である。得られた分布関数を微分すれば密度関数 $g(z_0) = dG(z_0)/dz_0$ が求まる。

③ 密度関数が決まれば確率的には全てが決まったことになる。例えば期待越波量(合田、1970)は、期待値の計算そのものである。

$$E[q_e'] = \int q_e' g(q_e') dq_e' \quad (18)$$

さらに越波量の分散も計算できて、実測される平均越波量のばらつきについても予測できる。

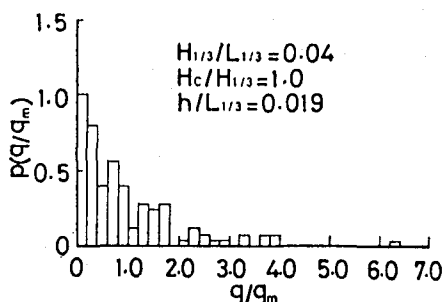


図-19 不規則波の越波量の分布(井上ら、1989)

実験条件は1/10勾配斜面に鉛直壁がある場合で、 h はのり先水深である。

④ ここまでの議論は一波当りの越波量の確率特性であって、ある時間にわたる場合は、波の数だけ乗じることになる。しかし、不規則波群中の前後の波には相関がある事が多く、余り長くない時間の間の越波量を考えるときはいわゆる連の問題に注意を要する。木村ら(1981)参照。

実験によって越波量の分布を求め、ワイブル分布を当てはめてその母数と諸条件の関係を議論するという研究もある(井上ら、1989)。一つの行き方ではある。ちなみに、実験結果の例を図-19に示す。定性的にみて、図-18と悪くない対応を示していそうである。

3. 4 不規則波の越波のまとめ

まとめとして、遡上と同じように、今までの成果から現地での越波量を予測できるかについて考えてみる。あまり波が大きくなり、護岸前面で碎波を伴わないような場合は、何とかなりそうである。というか、上の考え方でまずいという理由が無いというべきか。具体的な方法は合田(1990)に詳しい。ただし、碎波を伴わない場合が考えられるということは、その分、屈折の効果を受けることがなく、入射波浪の方向性について考慮する必要があることになろう。そうなるとまだまだである。斜め入射(一方向)の不規則波の越波の実験結果ですらその角度依存性に議論のあるところである(高山ら、1984)。また、護岸前面で入・反射波が重なり合って碎波するような状況になれば、斜め入射の場合と同様に、直角入射で見積れば、非碎波の算定結果が安全側になるとは考えられるが、事はややこしくなる。遡上と同じように模型実験ということになるのだが、これがまた、対象とする構造物が反射率が大きいということで実験も簡単ではない。

加えるに、対象とする構造物の形状によっては、(砕波) 遡上後、越波もするという状況もあるわけで、そうすると今後の楽しみということになりそうである。また、断面地形だけでなく、平面的にも構造物の形状などが変化するわけで、その部分での局所的な現象も面白いであろう(例えば、渡辺ら、1989)。

4 サーフ・ビート

4. 1 サーフ・ビートの観測例

砕波帯近傍の長周期波の存在が明らかになったのは、Munk(1949)、Tucker(1950)の研究による。サーフ・ビート(surf beat)という呼び名も彼らによる。現地観測において観測された典型的な例の時系列とそのスペクトル解析の結果を図-20、21に示す。汀線近傍ということもあって非常に大きな長周期変動である。その大きさからしても通常の周期の波に拘束されていないのは明かであろう。

現象の存在が明らかになった後は、やはり、その現象の理解とコントロールである。賢明なコントロールはまず理解を前提とする。で、現象の理解とはその力学的なからくり(支配方程式)とよって来たところ(広い意味での境界条件)を確定することである。

4. 2 サーフ・ビートの力学

浅海域での流れは、その時間スケールにより、表-2のような分類が可能である。主たるパワーを持つものは、風波、うねりなどの波動成分である。サーフ・ビートはそれと、より長周期側の潮汐、海浜流の間に存在する。とすると、力学的にもその中間ということになるが、これが難しい。主たる成分である波は常に存在しており、それとの共存を考えなければならないからである。

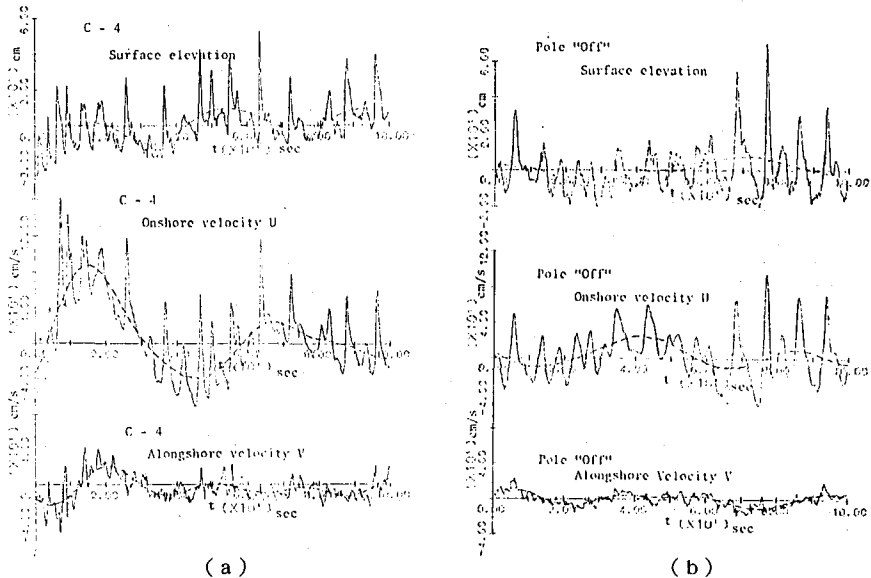


図-20 サーフ・ビートの観測例 - 時系列 (Mizuguchi, 1982b)

(a) は砕波帯内で水深58cmの地点、(b) は砕波帯外水深153cmの地点でのデータで上から16mmカメラによる水位、電磁流速形による岸沖、沿岸方向流速である。破線が周期25s以上のローパスフィルターをかけて取り出された長周期成分である。

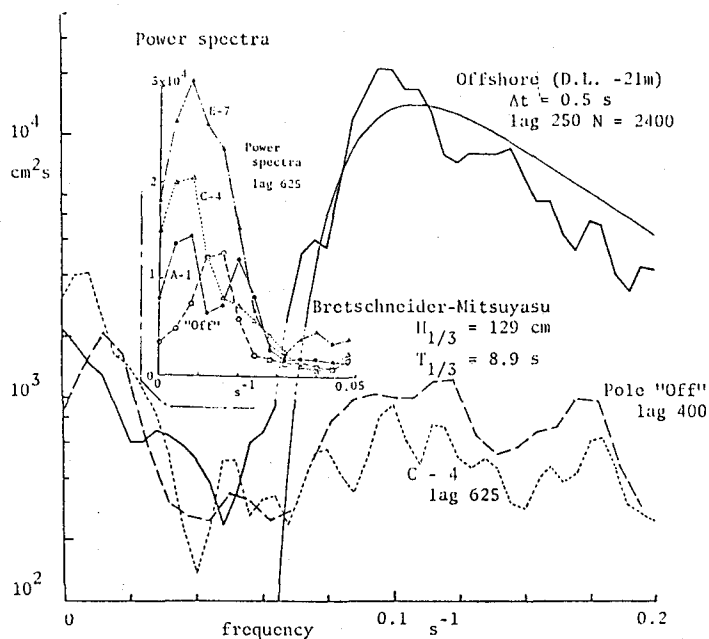


図-2 1 サーフ・ビートのパワー・スペクトル (Mizuguchi, 1982b)
破線、点線が、それぞれ図-2 0 の (b), (a) に対応する。

表-2 砕波帯近傍における流体運動の分類

時間スケール	数秒以下	数秒	十数秒-数分	数分以上
運動モード	乱れ	進行波	重複波	流れ
現象	砕波乱れ 乱れ	風波、油	油、サーフビート	海岸流

注) 細かくいえば海浜流の乱れと風波の時間的スケールは等しいかも知れないなどの問題はあろうが。運動のモードの境界は進行波と重複波については前浜勾配が関係する。重複波と流れの境界についての議論は Mizuguchi (1985) を参照されたい。

1) 支配方程式

風波の周期よりかなり長い周期の変動は、両者の間に明らかに時間スケールの差があり、長周期変動のスケールでの平均量の方程式を導くことが出来る。結果は、以下のような海浜流の基本方程式と同じになる (例えば、水口, 1985)。

$$\frac{\partial \langle d \rangle_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ \langle d \rangle_t \langle v_i \rangle_t \} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ (d)_I (v_H)_I \} + \frac{\partial}{\partial x_I} \{ (d)_I (v_I)_I (v_H)_I \} + g (d)_I \frac{\partial (\tau_I)_I}{\partial x_H} + \frac{\partial (S_{HI}^F)_I}{\partial x_H} + \frac{(\tau_{BH})_I}{\rho} = 0 \quad (23)$$

ここで、 $d = h + \eta$ である。添え字の H、I は水平方向成分を表す。I、F はそれぞれ長周期、短周期側の成分であることを示す。 S_{HI}^F は radiation 応力である。この場合は、強制項である radiation 応力に拘束された波（いわゆる set-down波）と同次な部分を満足する自由波（流れ？）が存在する。

風波の周期に近いものに関しては、風波との干渉を無視して成分毎に線形長波の方程式を満たすものとするのが最初の一步であろう。この場合の基本式は（22）、（23）式において非線形項と radiation 応力項を無視したもの、すなわち線形長波方程式となる。現象は海岸近くということで水深は一様ではなく、斜面上の長周期波ということになる。

2) 波動運動のモード

ということで、いずれにしても、まずは線形長波と考えるのがよいということになる。次は、運動のモードを決めることである。非碎波な波ということで岸沖方向には完全重複波とならざるを得ない。周期が長いということでそれ自体が碎波することは考えない。地形として沿岸方向には一様な斜面上の波という理想の場合を考えても、沿岸方向に沿って走る平面的なエッジ波と、一次元的な岸沖方向の重複波とがありえる。前者は波高すなわちエネルギーが沖に向かって減衰していく、とらわれモード（trapped mode）であり、後者はしみだし（leaky）モードの波である。問題は、観測された波が一次元的か二次元的かということである。なお、エッジ波についてはかつてこの研修会で取り上げたこともあるのでそれを参照されたい（水口、1979）。

現地で観測された長周期波が、一次元的な岸沖方向重複波で説明されることを示してみせたのは、Suhayda(1976)が最初である。図-22は遡上の議論のときに用いた観測例と多段斜面上の部分重複波の理論解を比較したものでその一致は非常によい。一方、Huntley+Bowen(1973)に始まる、エッジ波であるという主張は、風波のせいぜい2倍程度の周期のかなり急勾配の海岸での観測例かもしれないがそういう成分を捜せば見つかるということのようである。ただし、定量的にみると高モードのエッジ波と岸沖方向の重複波とは区別が付きにくいのも事実である。以上より、風波の側に近い周期（一分程度）のものは少なくとも主要なエネルギーは一次元の岸沖方向重複波と見なしてよいと言えよう。

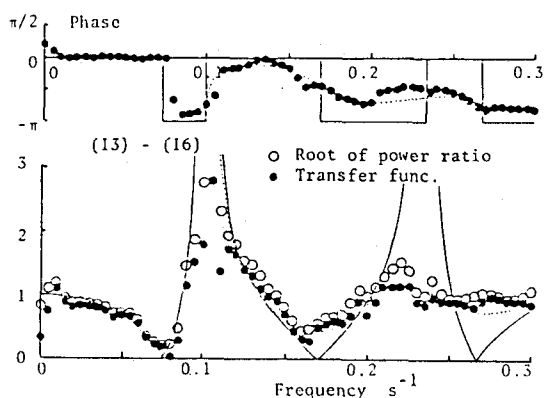


図-22 長周期成分と岸沖重複波理論の比較

急勾配前浜海岸でかつ風波に近い周期というエッジ波の発生に好都合な条件であるにもかかわらず、岸沖方向の重複波で十分に説明される。

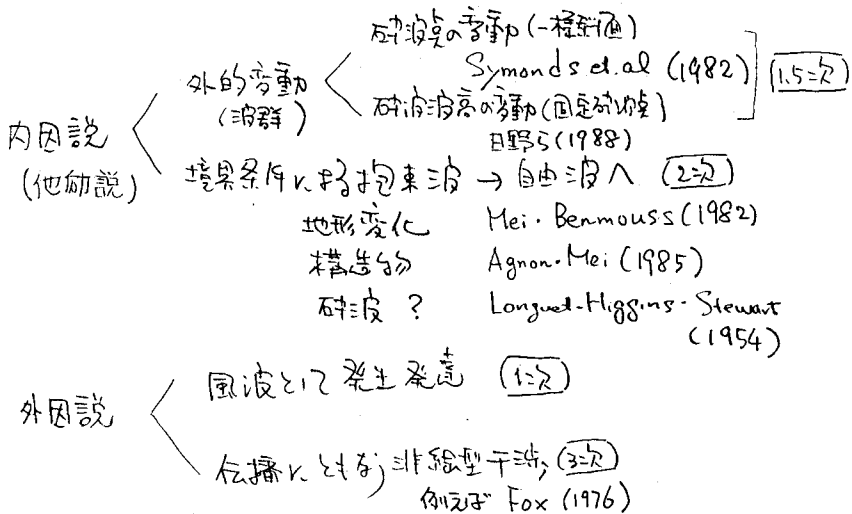
では、より長周期側の変動はどうかというと、海浜流との違いが問題になる。力学的に言えば、非定常項と圧力（水位）勾配項が釣り合うのが波動であり、圧力勾配と摩擦が釣り合うのが流れである。とすれば、支配方程式としては非定常な海浜流に同じという事になろう。違いは、次に扱う発生因の話になる。ここで注意すべきは、風波に近い場合は波動として扱えて、スペクトル解析が有力な解析手段となるのに対し、海浜流に近い側は流れと同様に時系列として扱う事になり、非定常問題の数値シミュレーションによるという面倒なことになると思う。

4. 3 サーフ・ビートの発生因

サーフ・ビートの支配方程式が与えられ、発生メカニズムが特定できれば、予測するというのも原理的には可能になる。

サーフ・ビートを引き起こすものに関する議論は、大きく分けて二つ、内因説（派）と外因説（派）がある。内因説とは考えている領域内に原因があるということで、それはさらに自励説と他励説にわかれるであろうが、海浜流の発生理論と同様に自励メカニズムはきわどいものが多くここでは省いた。その辺りの状況を絵にしたのが表-3である。それぞれの説に対して詳しく議論するのも面白いのだが、時間もなく…。なお、表中の（ ）内の次数は波の非線形性からみてどの程度のオーダーの議論であるかを示すものである。一般に次数の小さいものほど生じやすい。

表-3 サーフ・ビートの発生因に関する諸説



どれもそれだけを取り上げれば十分な原因になり得る。現実的にみてどれが最も寄与が大きいのかは、残念ながら、未だ不明である。時と場合に依るのかも知れない。例えば悪いかも知れないが、死因の議論に似ている？ 現地観測データに基づいて発生因を特定しようとする試みは、いくつかあるが、どれも一般性を主張するには、証拠不十分である。（例えば、加藤ら、1990 や関本ら、1990）。僕の個人的な主張は、長周期波の主たるエネルギーは砕波帯近傍外から来ると言う外因説である。そして、たぶん風波の発生・発達の中

で長周期波も生まれているような気がする。もちろん伝播中に非線形干渉により・・・というのは魅力的な説だが、・・・。

4. 4 サーフ・ビートのまとめ

ここでも、まとめとしては現地での予測可能性について考えてみる。明らかに発生因を特定できない限りその予測はできない。特定できても定量的評価の難しい場合もある。また、外因による場合は、浅海域の長周期成分に対する標準スペクトルの確立という問題になりそうである。今の所、合田(1975)による次の長周期成分の大きさ $(\eta_1)_{rms}$ に関する経験公式があるだけである。

$$(\eta_1)_{rms}/H_0 = 0.04/\sqrt{H_0/L_0}(1+h/H_0) \quad (24)$$

ここで、 H_0 、 L_0 は風波領域の有義波諸量である。長周期波ならば水深は $-1/4$ 乗で効くはずだがそうになっていないところに、難しさ(と面白さ)がありそうである。

海岸工学におけるサーフ・ビートの研究は、海浜流計算の15年前のような状況である。もう10年もすればルーチ的な数値計算が行われるようになるのだろうか?で、その時、今の海浜流計算で底面地形や構造物の配置が果たしている役割をなしているものは?いまだ少しは、精度が高くかつ総合的な現地観測データの蓄積が必要であろう。

5. 最後に

現在までの研究のレビューというよりは、僕なりにまとめるとどうなるかという観点からの本稿である。書き始めるのが遅くなり、仕上がるのも遅くなったものの、最後は楽しみながら書きました。講義を聞く人も、本稿を読む人も、楽しくかつ興味深く、現在の研究状況と残された問題点について勉強してもらえたことを願いたい。

参考文献

参考文献の数は多く、全てを収集することも難しく、また集めたもの全てに目を通すのも難しかった。以下はそんな留保条件付きの文献リストである。

井上雅夫・島田広昭・殿最浩司(1989)、不規則波における越波量の出現分布特性、海工、36巻、618-622。

岩田好一郎(1982)、斜面上への不規則波のそ上、18回水工研講義集、B-3、18p。

加藤一正・中村聡志・池田直太(1991)、現地データによる長周期波発生理論の検証、海工、38巻、86-90。

木村 晃・瀬山 明・山田敏彦(1981)、不規則波の短時間越波量の確率特性、28回海講、335-338。

吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫(1967)、海岸堤防の越波に関する基礎的研究(1)、14回海講、118-128。

久保田進・水口 優・竹沢三夫(1992)、遡上・反射波分布の予測モデル、海工、39巻、印刷中。

合田良実(1970)、防波護岸の越波流量に関する研究、港研報告、9巻、4号、3-41。

合田良実(1975)、浅海域における波浪の碎波変形、港研報告、14巻、3号、59-106。

合田良実(1990)、港湾構造物の耐波設計、増補改訂版、鹿島出版会、333p。

砂村継夫(1983)、Swash zone における岸沖漂砂量の算定式、30回海講、214-218。

- 関本恒浩・清水啄三・鶴飼亮行・坂野雅人・近藤浩右(1991)、非砕波領域におけるサーフ・ビートの現地観測、海工、38巻、91-95.
- 高山知司・永井紀彦・西田一彦・関口忠志(1984)、斜め入射不規則波を用いた護岸の越波特性実験、31回海講、542-546.
- 土屋義人・山口正隆(1970)、越波のある場合の重複波の特性について、17回海講、79-84.
- 日野幹夫・仲座栄三・与那覇健次(1988)、波群によって引き起こされる Bore 状サーフ・ビートに関する研究、35回海講、197-201.
- 間瀬 肇(1985)、不規則波による遡上波のスペクトル、土木学会論文集、357号/II-3、197-205.
- 水口 優(1979)、海岸工学におけるエッジ波、15回水工研講義ノート、B-4、20p.
- 水口 優(1985)、海岸流発生のメカニズムについて、21回水工研講義ノート、B-3、31p.
- 水口 優(1991)、浅海域における入・反射波の分離手法について、海工、39巻、31-35.
- 山本方人・水村和正・半沢 稔・豊田裕作(1991)、数値モデルによる越波量算定、海工、38巻、521-525.
- 渡辺増美・三浦雅彦・豊田裕作・浅川 勉・松岡道男(1989)、消波護岸不連続部の越波特性に関する実験的研究、海工、36巻、613-617.
- Agnon, y. and C.C. Mei(1985), Slow-drift motion of a two-dimensional block in beam seas, JFM, Vol. 151, 279-294.
- Battjes, J.A.(1971), Run-up distribution of waves breaking on slopes, Proc. ASCE, Vol. 97, WW1, 91-113.
- Fox, M.J.H.(1976), On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity wave spectrum II, Proc. Roy. Soc., A-348, 467-483, 1976.
- Guza, R.T., E.B. Thornton and R.A. Holman(1984), Swash on steep and shallow beaches, Proc. 19th ICCE, 708-723.
- Hunt, I.A.(1959), Design for seawalls and breakwater, Proc. ASCE, Vol. 94, WW1, 72-92.
- Huntley, D.A. and J.A. Bowen(1973), Field observations of edge waves, Nature, Vol. 243, 160-162.
- Isobe, M.(1985), Calculation and application of first-order cnoidal wave theory, Coastal Eng., Vol. 9, 309-325.
- Kobayashi, N., A.K. Otta and I. Roy(1987), Wave reflection and runup on rough slopes, Proc. ASCE, Vol. 113, WW3, 282-298.
- Lamb, H.(1932), Hydrodynamics, 6th ed., Cambridge Univ. Press, \$ 186.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart(1954), Radiation stresses in water waves; a physical discussion with applications, Deep-Sea Res., Vol. 11, 529-562.
- Mase, H.(1984), Run-up of random waves on gentle slopes, Proc. 19th ICCE, 593-609.
- Mei, C.C.(1983), The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, John Wiley & Sons, Inc., 740p.
- Mei, C.C. and C. Benmoussa(1984), Long waves induced by short waves groups over an uneven bottom

JFM, Vol. 139, 219-235.

Mizuguchi, M. (1982a), Individual wave analysis of irregular wave deformation in the nearshore zone, Proc. 18th ICCE, 485-504.

Mizuguchi, M. (1982b), A field observation of wave kinematics in the surf zone, CEJ, Vol. 25, 91-107.

Mizuguchi, M. (1984), Swash on a natural beach, Proc. 19th ICCE, ASCE, 678-694.

Mizuguchi, M. (1985), Field observation of the dynamics of long period fluctuation in the near-shore zone, Bull. Facul. Sci. & Eng., Chuo Univ., Vol. 28, 137-161.

Munk, W.H. (1949), Surf beat, EOS Trans., AGU, Vol. 30, 849-854.

Suhayda, J.N. (1974), Standing waves on beaches, JGR, Vol. 79, No. 21, 3065-3071.

Symonds, S., D.A. Huntley and A.J. Bowen (1982), Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, JGR, Vol. 87, C1, 492-498.

Tucker, M.H. (1950), Surf beat: Sea waves of 1 to 5 min. period, Proc. Roy. Soc., A-202, 565-573/

Van Dorn, W.G. (1976), Set up and run-up in shoaling breakers, Proc. 15th ICCE, 738-751.