

不規則波による遡上波のスペクトル

RUN-UP SPECTRA OF RANDOM WAVES ON SLOPING BEACHES

間瀬 肇*

By Hajime MASE

Run-up variations due to random waves have been measured on beaches having 1/5 to 1/30 slopes and the run-up spectra have been examined. The main characteristics of run-up spectra obtained from experiments are as follows: (1) The energy saturation is seen in a high frequency region. The run-up spectra in the saturation region show a f^{-4} and $\tan^4 \theta$ dependence (f : frequency, $\tan \theta$: beach slope) and the energy densities are independent of incident wave energy. (2) Only in a low frequency region, spectral energy densities increase with increase in the incident wave energy.

These characteristics of run-up spectra are discussed from a new standpoint that a run-up wave profile consists of parabolas.

1. ま え が き

海浜における風波の遡上波は、swash zoneの海浜地形の変化を起こす主要なエネルギー源であり、この特性を把握することは重要である。また、遡上高さは岸沖漂砂や沿岸漂砂の陸側の境界となる。急勾配斜面への波の遡上(打上げ)は、海岸堤防や護岸の天端高を決定するうえに不可欠な問題である。

不規則波の遡上特性を調べる方法としては、通常の不規則波の取り扱い法と同様に、大きく分けて波別解析法とスペクトル解析法が挙げられる。天端高を決定するといった工学的見地からは、主として波別解析法が用いられる。一方、スペクトル解析法は入射波と遡上波の動的相互作用、あるいは遡上波それ自体のスペクトル形の特徴を調べるために用いられる(たとえば、Webber・Bullock¹⁾, Waddell²⁾, Sutherland・Sharma・Schemdin³⁾, Huntly・Guza・Bowen⁴⁾, Guza・Thornton⁵⁾, 水口・莉部・堀田⁶⁾)。

Huntlyらは4地点の現地海浜における4種類の遡上波のスペクトルを解析し、高周波数領域でのスペクトルが周波数 f の -4 乗、すなわち f^{-4} に比例することを

示した。この現象を、規則波の場合に入射波の振幅がある値を越えると、入射波振幅に関係なく、汀線における波の振幅は一定となるという実験結果と関連づけて説明した。また、遡上波スペクトルの低周波数領域の成分は、斜面上の重複波あるいはエッジ波により形成されるものと考えた。Guzaらは、1地点の現地海浜において種々の入射波の条件のもとで遡上波を計測し、そのスペクトルを解析した。その結果、高周波数領域では入射波の条件にかかわらずエネルギーの飽和現象がみられ、その領域でのスペクトル形は f^{-3} となっており、Huntlyらの f^{-4} とは異なることを示した。そして、彼らはこの差異を海底勾配や透水性の相違によるものと考えた。しかし、Guzaらの遡上波のスペクトルに関する理論的考察はHuntlyらと同様であり、それによるとむしろ f^{-4} となる。また、入射波のエネルギーの大小は遡上波スペクトルの低周波数領域にその影響が現われ、これは砕波限界以下の重複波の振幅の大小によるものと考えた。水口らは、前浜勾配が約1/10の現地海浜での遡上波スペクトル1種類を解析し、高周波数領域では f^{-4} となること、また低周波数領域は重複波によることを述べている。

現地観測の場合には、海浜地形の複雑さや波浪条件が限られるなどの制約があり、また計測も難しい。本研究は、室内実験により、種々の不規則波の条件のもとで

* 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室
(〒606 京都市左京区吉田本町)

の一樣勾配海浜 (Huntly ら, Guza らおよび水口らが遡上波を計測した現地海浜の前浜勾配を含む) における遡上波のスペクトルについて, 高周波数領域でのエネルギーの飽和現象の有無とスペクトルの平衡勾配, 低周波数領域におけるエネルギー密度の変化, 海底勾配の影響, を中心に調べる. また, これらの遡上波スペクトルの特性を, 従来の考察とは異なった立場から議論する.

2. 不規則波の遡上波形およびそのスペクトル

(1) 実験装置および実験方法

実験資料は, 著者らが以前不規則波の遡上特性を波別解析法に基づいて調べた研究⁷⁾に用いたものと同じである. ここでは以下簡単に実験装置と実験方法について説明する.

実験は, 長さ 27 m, 幅 50 cm, 深さ 75 cm の両面ガラス張り水槽で行った. この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機が設置されている.

海底勾配 $\tan \theta$ は 1/5, 1/10, 1/20 および 1/30 の 4 種類とした. これらの勾配は, Huntly ら, Guza らおよび水口らが遡上波を計測した現地海浜の勾配を含んでいる.

遡上計は容量式のもので, 長さ 200 cm, 直径 2.2 mm のテフロン線を長さ 230 cm, 幅 3 cm, 深さ 2 cm のアルミ製の箱 (深さは中詰めを入れて 1 cm とした) の中に縦方向に張り, 水位検出器に接続したものである. これを模型海浜 (ジュラルミン製斜面) の中央に沿って設けた溝にはめ込み, 模型海浜表面と容量線が同じ高さになるようにした. 遡上計の検定は, 遡上計を斜面に沿って上下させて行い, 変位と出力の線形性を確かめた. また, 実際に規則波を起こし, スケールで直接計った遡上高と, 遡上計の出力を検定直線で換算した遡上高を比較して, 両者がよく一致する (相関係数 0.99) ことを確かめた.

用いた不規則波は, 著者らによるシミュレーション法⁸⁾によって発生させた, ピーク周波数が 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0 および 1.2 Hz の 6 種類の Pierson・Moskowitz 型スペクトルをもち, かつそれぞれのピーク周波数の波に対して異なる 2 種類の wave group 特性をもつものである. 波高の大きさは不規則波発生機の gain で変えることができ, ピーク周波数が 0.4~0.8 Hz の波に対しては 3 種類, 他は 2 種類に波高を変化させた.

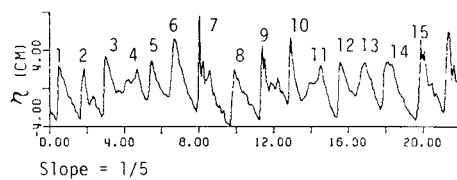
一樣水深部の水深は, 海底勾配が 1/30 の場合のみ 43 cm, 他は 45 cm とした. 容量式波高計は, 水深が 5, 10, 15, 20, 45 cm (海底勾配が 1/30 の場合は 40 cm) の地点に設置した.

記録は 0.04 秒ごとに A-D 変換され, 磁気テープに収められている. ここで解析に用いた実験資料は,

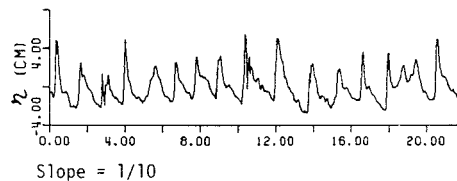
groupiness factor の大きい Case 1 のものであり, 各海底勾配に対して全部で 16 ケースである. なお, 緩勾配海浜においては, 斜面上での波の碎波により, 遡上特性に及ぼす入射波の wave grouping の影響が少なくなる⁷⁾ので, Case 1 の実験資料だけを用いた.

(2) 遡上波形

図-1 は, 水深が 5 cm の地点の水位波形と遡上波形 (静水位からの鉛直変動) の例を示したもので, (a) は海底勾配が 1/5, (b) は 1/10 の場合である. 入射波の条件は, ピーク周波数が 0.6 Hz で波高が最も大きいものである. 図-1(a) の比較的急勾配の場合には, 汀線に入射する波がほぼ 1 波ずつ打ち上がり, 入射波と遡上波の対応がはっきりしている (図中に対応する波と遡上波を同じ番号で示している). また, 個々の遡上波の波形は放物線で近似できるようである. Waddell は打ち上げ波の厚さの時間変化についての観測結果を, 遡上波先端の動きが放物線で与えられるとしたときの計算結果と比べ, 両者は定性的に合うことを示した. なお, 斜面上の重複波による遡上波形は正弦波となる. 図-1(b) のように海底勾配が緩くなると, ある波が遡上し始めてから最大点に達し, その後戻ってくる 1 サイクルの時間が長くなり, 次の打ち上げ波と干渉するようになる. あ



(a) 海底勾配 1/5



(b) 海底勾配 1/10

図-1 水位波形と遡上波形の例

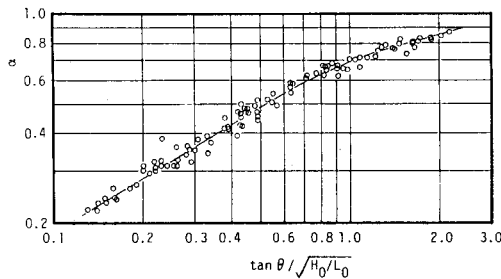


図-2 遡上波の数の入射波の数に対する割合⁷⁾

る波は前波の戻り流れが大きくて遡上できない場合や、遡上して最大点に達する前に次の波に追いつかれ、吸収されてしまう場合もあるので、遡上波の数は入射波の数より少なくなる。岩田⁹⁾も同様なことを指摘している。図-1(b)では、汀線に入射する波と遡上波がもはや1波ずつ対応しなくなっているのがわかる。このような場合、遡上波のスペクトルは入射波のスペクトルに比べ、エネルギーが低周波数側に移行することになる。

図-2は、水深が45cm(海底勾配が1/30の場合)は40cm)の地点の入射波の数に対する遡上波の数の割合 α を、surf similarity parameter $\xi (= \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0})$ で整理したものである。ここに、 H_0/L_0 は沖での有義波の波形勾配である。なお、入射波はゼロアップクロス法で、遡上波はクレスト法で定義した⁷⁾。この図から、 ξ が小さくなると(すなわち、海底勾配が緩くなるほど、また沖波波形勾配が大きくなるほど)、遡上波の数が減少するのがわかる。

(3) 遡上波のスペクトル

図-3は遡上波のスペクトルの例を、水深45cmの地点の入射波のスペクトルとともに示したものである。海底勾配は1/10である。入射波のピーク周波数は0.6Hzで、波高の大きさ、すなわち、エネルギーレベルは3通りに変えてある。この図は、入射波のエネルギーレベルを変化させた場合、遡上波のスペクトルがどのように変化するかを調べたものである(図中に対応する入射波と遡上波のスペクトルを同じ番号で示している)。遡上波のスペクトルの計算はデータ数8192、ナイキスト周波数12.5Hz、自由度42、分解周波数0.064Hzとした。入射波のスペクトルは、生のスペクトル値を41個ずつ移動平均し、0.064Hzごとにプロットしてある。

この図から、高周波数領域では、入射波のエネルギーにかかわらず遡上波のスペクトルには飽和現象がみられ、その領域では f^{-4} となっていること、低周波数領域では、入射波のエネルギーが大きくなると遡上波のエネルギー密度が大きくなることがわかる。他の実験ケースも同様である。

図-4は、各海底勾配ごとに、入射波のピーク周波数

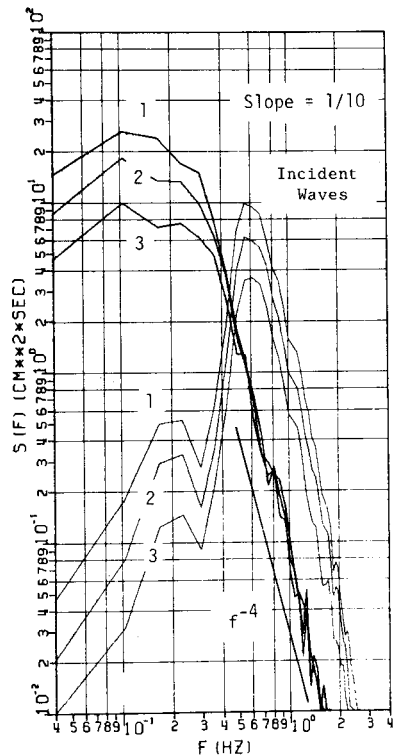


図-3 入射波と遡上波のスペクトルの例

が0.4~1.2Hzの波高が最も大きい6ケースの不規則波による遡上波のスペクトルをまとめて図示したものである。(a)は海底勾配が1/5、(b)は1/10、(c)は1/20、(d)は1/30である。これらの図から、海底勾配が1/30の場合のただ1つのケースを除いて、急勾配から緩勾配に至るまで、入射波の特性にかかわらず高周波数領域では f^{-4} となる飽和現象がみられること、低周波数領域のみで入射波の特性の差が現われること、緩勾配になるほど遡上波のエネルギーが低周波数側に移行していきることがわかる。こうした傾向は、Guzaらの結果(ただし、飽和現象はみられるが、 f^{-3} となる)および岩田の図-16(高周波数領域で f^{-4} となっているが、その領域でエネルギーは飽和していないようである)にもみられる。

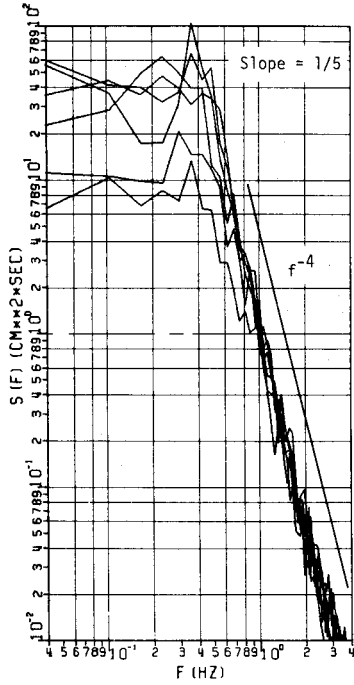
3. 遡上波のスペクトルに関する従来の考察

HuntlyらおよびGuzaらは、静水位汀線における規則波の振幅に関するMicheの仮説および実験結果に基づいて、不規則波の遡上波のスペクトルを以下のように考察している。

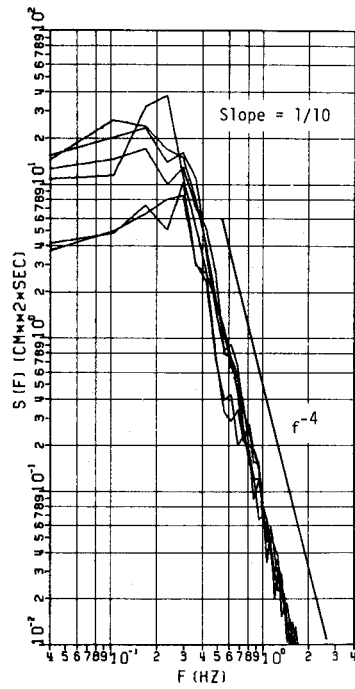
次式で表わされる無次元パラメーター ϵ は斜面上での波の特性を表わすのに重要なパラメーターである。

$$a\omega^2/g\beta^2 = \epsilon \dots \dots \dots (1)$$

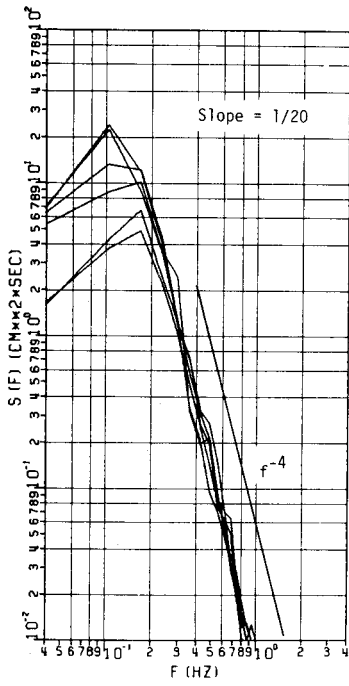
ここで、 a は波の振幅、 ω は角周波数、 g は重力加速度、



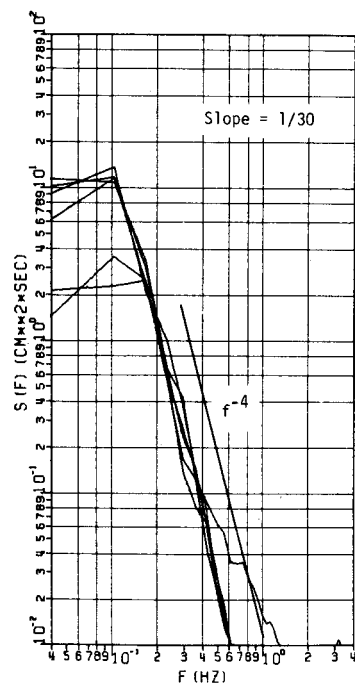
(a) 海底勾配 1/5



(b) 海底勾配 1/10



(c) 海底勾配 1/20



(d) 海底勾配 1/30

図—4 各海底勾配ごとの遡上波のスペクトル

β は海底の角度 (ラジアン) である。

ϵ_s (添字 's' は静水位汀線における値を示す) は、砕波限界値 ϵ_s^* 以上になると、ある一定値をとるという実験結果が報告されている。ただしその一定値は Battjes¹⁰⁾ によると約 1.26, Guza・Bowen¹¹⁾ によると 3 ± 1 , Van Dorn¹²⁾ によると 2 ± 0.3 と異なっている。ここで述べている汀線における波の振幅とは、鉛直方向の汀線変動の最大値と最小値の差を 1/2 倍したもので、すなわち遡上波の振幅である。

式 (1) を用いると、遡上波のエネルギー密度は、

$$S(\omega)d\omega \sim \epsilon_s^2 g^2 \beta^4 \omega^{-4} \dots\dots\dots (2)$$

となり、角周波数の -4 乗に比例すること、 ϵ_s が一定ならば飽和していることを示している。

Huntly らは遡上波のスペクトルを $S(f) = [\epsilon_s^2 g \beta^2 / (2\pi f)]^2$ と表わし、 f^{-4} となる領域の周波数幅 Δf を用いると、 $\epsilon_s^2 (\Delta f)^{1/2}$ がほぼ 1.0 となり、Battjes による規則波の ϵ_s^* に対応することを述べている。

Guza らは、入射波のある周波数以上の成分波は完全に砕波しており、その周波数領域では遡上波のエネルギー密度は式 (2) のように飽和し (ただし、 f^{-3})、一方、遡上波スペクトルの低周波数領域の成分は斜面上の重複波により形成されるものと考えている (この点は水口らも同様)。入射波のエネルギーが増加した場合、遡上波の高周波数成分はすでにエネルギーが飽和しているので変化せず、まだ飽和状態に達していない低周波数成分のエネルギー密度が増加する (斜面上で形成されている重複波が砕波に至るまで振幅が増加する (ものと考えている)。

4. 遡上波のスペクトルに関する新しい考察

3. の考察では、入射波の線形な成分波と遡上波の線形な成分波との 1 対 1 の対応を考えているが、砕波という非線形・不連続な現象を伴う場合に、成分波の対応を考えることは難しい。また、図-1 の実際に得られた水位波形と遡上波形をみても、水位波形に含まれる砕波している成分波が遡上波形の中に飽和状態で含まれているということ、あるいは水位波形の長周期成分が岸沖重複波を形成しているということは実感でとらえにくい。そもそも、遡上波のスペクトルは遡上波形をフーリエ成分に分解して求めたものである。遡上波のスペクトルの特徴は、遡上波形そのものの特徴によるとも考えられる。図-1 の遡上波形は放物波形の重ね合わせのようにもみえ、この放物波形の特徴が遡上波のスペクトル形の特徴になっているのではないかと考えられる。しかし、ここでの考察は遡上波スペクトル特性のすべてを放物波形の重ね合わせで説明するものではない。なぜなら、砕波帯内では長周期水位変動が存在するのは多くの研究者が認

めるところであり、遡上波形はそのような長周期水位変動の上に個々の放物波形が重なり合っていると考えるのが妥当に思われるからである。ここでは、遡上波スペクトルの高周波数領域のスペクトル形、また低周波数側のエネルギー密度の変化を、従来のように砕波および重複波から説明する立場のほかに、次に示す観点からでも説明できることを示す。

(1) Shen・Meyer¹³⁾ および Freeman・Méhauté¹⁴⁾ の理論による遡上する波の先端軌跡

Shen らおよび Freeman らは非線形長波理論を特性曲線法で解き、ドライベットに遡上する波の先端の軌跡を求めている。

Shen らによると、段波の遡上先端軌跡は次のように与えられる。

$$R(t) = u_0 \tan \theta \cdot t - \frac{1}{2} g \tan^2 \theta \cdot t^2 \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $R(t)$ は遡上波先端の水平方向の変位を鉛直方向に直したもの (ドライベットへの遡上開始点を時間の原点とし、鉛直上向きを正とする)、 u_0 は静水位汀線における段波の流速、 $\tan \theta$ は海底勾配、 t は時間である。

Freeman らによると、遡上する波の先端の特性曲線に後ろから追いつく特性曲線が存在せず、また底面の摩擦を考慮したときの遡上波先端の軌跡は、式 (3) と同様の形で示すと、次のようになる。

$$R(t) = u_0 \tan \theta \cdot t - \frac{(\tan \theta - f/a^2)g}{2(1+2a)(1+a)} \tan \theta \cdot t^2 \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 a は波の先端条件に現われる係数、 f は摩擦係数である。摩擦のない場合は下線部 $\frac{(\tan \theta - f/a^2)g}{2(1+2a)(1+a)}$ が 0 となり、式 (3) と一致する。

式 (3) および (4) によると、遡上波先端の軌跡は放物波形である。

(2) 放物波形のスペクトル

式 (3) で表わされる $R(t)$ をフーリエ級数で表わすと、次のようになる。

$$R(t) = \frac{1}{12} T^2 g \tan^2 \theta - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2g \tan^2 \theta}{\left(\frac{2n\pi}{T}\right)^2} \cos \frac{2n\pi t}{T}, \quad 0 \leq t \leq T \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 $T = 2u_0/g \tan \theta$ は遡上の 1 サイクルの時間である。

式 (5) より成分波のエネルギー密度は次のようになる。

$$S(f)df \sim 4g^2 \tan^4 \theta f^{-4}, \quad f = n/T \dots\dots\dots (6)$$

これは単に 1 つの放物波形をフーリエ級数展開して得られる結果であるが、遡上波形が 1 サイクルの周期の異なる放物波形が重なり合っているような場合も、遡上波の

エネルギー密度は周波数の -4 乗に比例することを予想させる。

(3) シミュレーションによる遡上波形とそのスペクトル

ここでは、図-5のように、時刻 $t_n(n=1, N)$ において流速 $u_{0n}(n=1, N)$ をもつ式(3)の放物波形の重ね合わせを考える。その場合遡上波形は図中の実線とし、そのスペクトルを調べる。

実際の計算にあたっては、海底勾配を $1/5, 1/10, 1/20$ および $1/30$ とした。また、データ数は8192、サンプリング間隔は0.04秒とし、時間長さを327.68秒とした。遡上の始まる時刻 t_n は一様乱数を用いて時間軸上に一様に分布するようにした。その個数 N は海底勾配が $1/5$ では1500、 $1/10$ では500、 $1/20$ では300、 $1/30$ では200とした。また、 t_n から遡上を始める際の打ち上げ速度 u_{0n} は、平均値が100 cm/s、標準偏差が40 cm/sの正規乱数を発生させ、これらの値に倍率0.8、0.9および1.0をかけた3ケースを用いた。これは入射波のエネルギーレベルを変化させた状況を想定したものである。

以上のようにして、波の個数や流速の決め方は物理的ではないが、大きさの異なる放物波形を重ね合わせた。図-6はシミュレートした遡上波形の例を示したもので、海底勾配が $1/10$ の場合である。

図-7はシミュレーションによる遡上波のスペクトルを示したもので、(a)は海底勾配が $1/5$ 、(b)は $1/10$ 、(c)は $1/20$ 、(d)は $1/30$ である。これらの図から次のことがわかる。(d)の周波数が0.5 Hz以上の領域を除いて、高周波数領域はスペクトル形が f^{-4} となっている。低周波数領域で、流速 u_{0n} の増加に対して遡上波のエネルギー密度が増加する。流速が大きくなると、小さな遡上波(放物波形)が大きな遡上波(放物波形)に含まれてしまい、低周波数成分のエネルギー密度が増加することになる。これは図-3に対応するものである。

重要な点は、何ら重複波を形成するような長周期成分がないにもかかわらず、図-7の低周波数領域のスペクトル形は、図-4の実験結果にみられるような低周波数領域のスペクトル形と同様の形状を示すことである。このことは、遡上波スペクトルが f^{-4} からはずれ、入射波のエネルギー変化に対応してエネルギー密度が変化する低周波数領域の成分は、すべてが重複波(場合によ

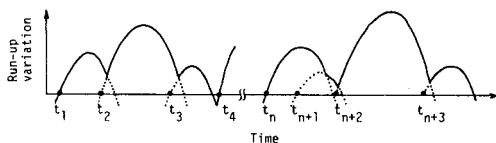


図-5 遡上波形のシミュレーション

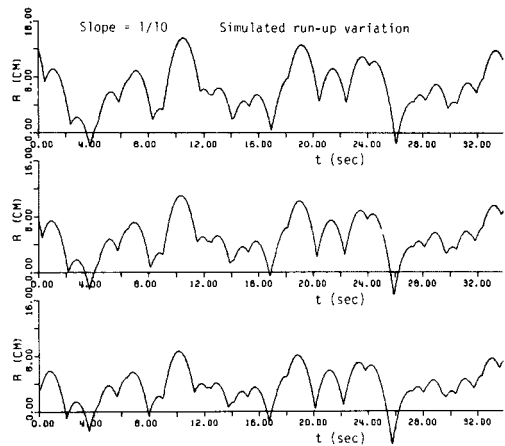


図-6 シミュレーションによる打ち上げ速度を3通りに変化した場合の遡上波形(海底勾配 $1/10$)

てはエッジ波)によるものではなく、遡上波の干渉による長周期成分もかなり重要であることを意味している。

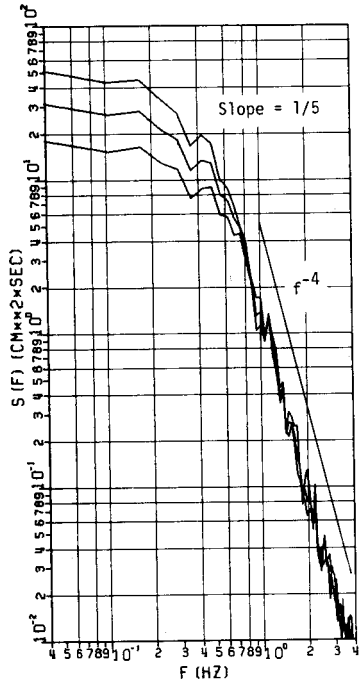
今回のシミュレーション結果により、遡上波のスペクトル形は高周波数領域で f^{-4} となり、低周波数領域は遡上波の干渉によりエネルギー密度の変化がみられることがわかったが、飽和現象は明らかにできなかった。図-7にはエネルギーの飽和現象がみられるが、放物波形の個数 N を増加すると、放物波形相互の重なり合う時間が長くなり、遡上波形のトラフの値が大きくなることになる。一方、クレストの値はほとんど変化しないので、全振幅が小さくなり、その結果、エネルギー密度が小さくなる。遡上波のスペクトルの飽和現象は、今回のシミュレーションのように単に放物波形の重ね合わせのみではなく、来襲する波との関連および戻り流れ¹⁵⁾を考慮して説明しなければならない。

5. 遡上波のスペクトルに及ぼす海底勾配の影響

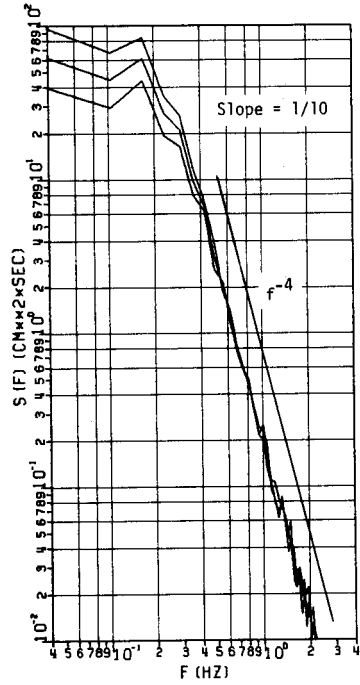
式(2)および(6)から、飽和領域での遡上波のエネルギー密度は海底勾配の4乗に比例することが予想される。

図-8は両対数紙の横軸に海底勾配、縦軸にエネルギー密度をとり、周波数が約0.5, 1.0, 1.5, 2.0 Hzの実験で得られた遡上波スペクトルの飽和領域におけるエネルギー密度の値16個を、平均値と標準偏差で表わしたものである。この図から、各周波数成分のエネルギー密度は海底勾配が増加するにつれて増加すること、またその変化は図中に示した勾配が4の直線ではほぼ表わされることがわかる。これより、遡上波のスペクトルは海底勾配の4乗に比例することが確かめられた。

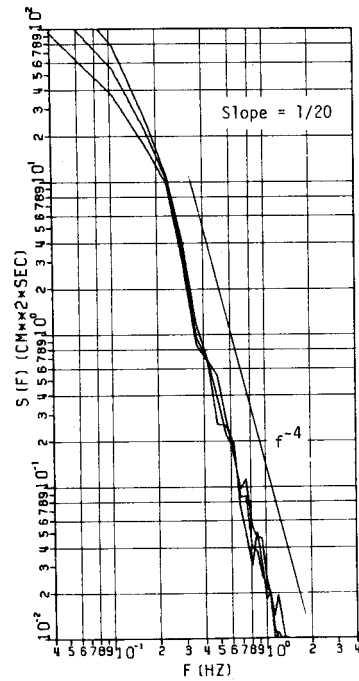
また、飽和領域でのスペクトルの平衡勾配は海底勾配が $1/5$ から $1/30$ の範囲では -4 となり、海底勾配の影



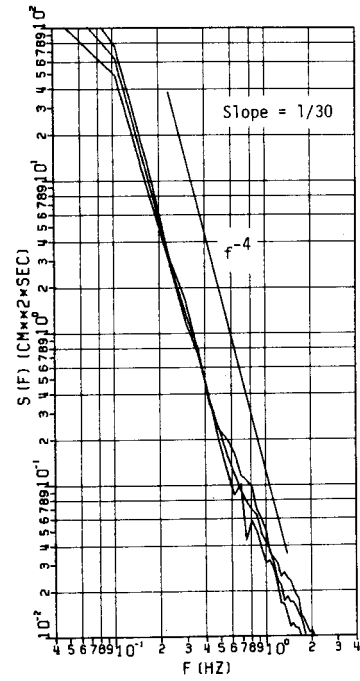
(a) 海底勾配 1/5



(b) 海底勾配 1/10

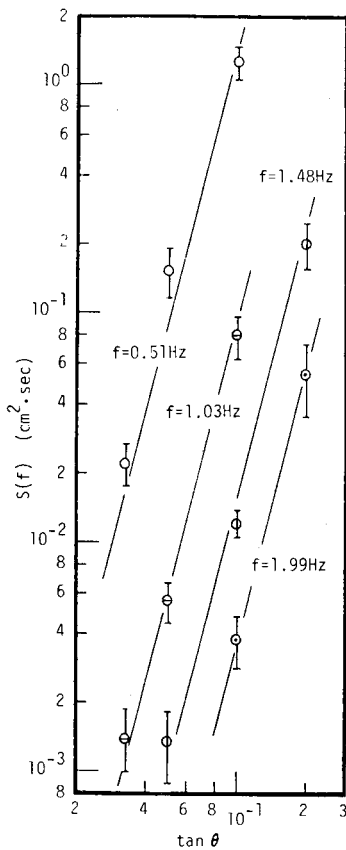


(c) 海底勾配 1/20



(d) 海底勾配 1/30

図一七 各海底勾配ごとのシミュレーションによる遡上波のスペクトル



図—8 遡上波のスペクトルに及ぼす海底勾配の影響(実験結果)

響はないことがわかった。

6. むすび

種々の条件の不規則波を用いて、海底勾配が1/5から1/30までの4種類の模型海浜における遡上波のスペクトルを解析した。また、ShenらおよびFreemanらの理論によると遡上波先端の軌跡は放物波形となること、実験で得られた遡上波形をみても放物波形のようであることから、放物波形を重ね合わせる遡上波形のシミュレーションを行い、その波形のスペクトルを調べ、実験結果とも合わせて、遡上波スペクトルの特性を検討した。

実験結果より得られた主な結論は次のとおりである。

(1) 遡上波スペクトルは、高周波数領域では周波数の -4 乗、すなわち、 f^{-4} の形で表わされる。この f^{-4} はSutherlandら³⁾、Huntlyら⁴⁾、岩田⁹⁾および水口ら⁶⁾の結果と同じである。Guzaら⁵⁾は f^{-3} となることを示し、Huntlyらの結果と異なるのは海底勾配が緩い(約1/30~1/20)ことが主な原因と考えたが、本実験では、海底勾配が1/30および1/20の場合も f^{-4} となった。また、この高周波数領域では、入射波の条件にかかわら

ずエネルギー密度の飽和現象がみられる。これはGuzaらの結果と同様である。

(2) 低周波数領域では、入射波のエネルギーの増加につれて、遡上波のエネルギー密度が増加する。Guzaらは、この領域で形成されている重複波が入射波のエネルギーが増加するにつれ砕波に至るまで振幅が大きくなるためであるとした。本研究では、遡上波の干渉によるものと考えた。

(3) 飽和領域での遡上波のエネルギー密度は海底勾配の4乗に比例する。

シミュレーションから得られた結果を整理すると次のとおりである。

(1) 遡上波のスペクトル形は、高周波数領域では f^{-4} で表わされること、遡上波の干渉により低周波数領域でエネルギー密度の変化が現われることがわかった。これらの特性は実験結果より得られる遡上波のスペクトルの特性と同じである。

(2) しかし、実験結果にみられるエネルギーの飽和現象は本シミュレーションでは説明できず、汀線に入射する波との関連において議論する必要があることがわかった。

謝 辞：最後に、ご指導を賜った京都大学工学部岩垣雄一教授に深く感謝の意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費奨励研究(A)による研究の一部であることを付記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Webber, N.B. and Bullock, G.N. : A model study of the distribution of run-up of wind-generated waves on sloping sea wall, Proc. 11th Coastal Eng. Conf., pp. 870~887, 1968.
- 2) Waddell, E. : 自然海浜における打上げ波の特性に関する現地観測, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 545~551, 1973.
- 3) Sutherland, A.J., Sharma, J.N. and Shemdin, O.H. : Wave run-up on a simulated beach, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., pp. 752~766, 1976.
- 4) Huntly, D.A., Guza, R.T. and Bowen, A.J. : A universal form for shoreline run-up spectra, Jour. Geophys. Res., Vol. 82, No. 18, pp. 2577~2581, 1977.
- 5) Guza, R.T. and Thornton, E.B. : Swash oscillation on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol. 87, No. C1, pp. 483~491, 1982.
- 6) 水口 優・苅部好伸・堀田新太郎：現地海浜における遡上波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 109~113, 1983.
- 7) 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一：不規則波の遡上特性に及ぼすWave Groupingの影響に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 114~118, 1983.
- 8) Mase, H., Kita, N. and Iwagaki, Y. : Random wave

- simulation considering wave groups, Coastal Eng. in Japan, Vol. 26, pp. 61~75, 1983.
- 9) 岩田好一朗：斜面上への不規則波のそ上，水工学に関する夏期研修会講義集，B-3，1982.
- 10) Battjes, J. A. : Surf similarity, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., pp. 466~480, 1974.
- 11) Guza, R. T. and Bowen, A. J. : Resonant interactions for waves breaking on a beach, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., pp. 560~579, 1976.
- 12) Van Dorn, W. G. : Breaking invariants in shoaling waves, Jour. Geophys. Res., Vol. 83, No. C 6, pp. 2981~2987, 1978.
- 13) Shen, M. C. and Meyer, R. E. : Climb of a bore on a beach. Part 3. Run-up, Jour. Fluid Mech., Vol. 16, pp. 113~125, 1963.
- 14) Freeman, J. C. and Méhauté, B. L. : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY 2, pp. 187~216, 1964.
- 15) 木村 晃・瀬山 明・若狭 聡：波のうちあげ高におよぼす流れの効果，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 380~384, 1982.

(1984. 8. 31・受付)
