

緩勾配海岸と急勾配海岸の前浜に作用する外力の違い

加 藤 一 正*

1. はじめに

台風や低気圧の通過時の激浪による冲向き漂砂で、海浜は急激な侵食を受ける。この侵食の実態・機構を調べるために、現地調査を主体とする研究を行ってきた。その結果、荒天時には周期1～数分の長周期波が発達し、それが浜の高いレベルまで遡上して急激な侵食が生じることが分かった(加藤・柳嶋, 1992)。このことは、入射波(風波)の波高は砕波帯内では水深オーダーなので、時化時といえども水深の浅い汀線付近では小さいままであり、したがって入射波は荒天時の前浜侵食の外力にはなり得ない、という考えと矛盾しない。

ところが、規則波を用いた二次元移動床実験では長周期波が存在しないにもかかわらず、前浜は侵食を受ける。これに関する数多くの実験事例によって、現地調査で得た経験的結論は簡単に否定される、ように思える。

そこで、前浜地形変化に関して、長周期波が外力であるとする経験的結論と長周期波は関係ないことを示す実験的事実の違いがどこにあるかを検討した。

2. 前浜地形変化の限界レベル

鹿島灘に面する海岸にある波崎海洋研究施設(HORF)において、前浜のバームが侵食・形成された事例を収集した(加藤・柳嶋, 1992)。そして、荒天時に前浜のバームが急激に侵食を受けるとき、さらに高いレベルでわずかな堆積が生じるということ(図-1参照)に注

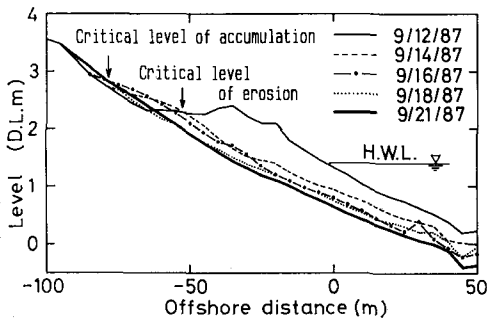


図-1 バーム侵食の例

目し、有為な地形変化を引き起こす波の遡上レベル R_{max} について、

$$R_{max} = (\bar{\eta})_0 + 0.96 \cdot (H_L)_0 + 0.31 \text{ (m)} \dots \dots \dots (1)$$

の関係を経験的に導いた。ここで、 $(\bar{\eta})_0$ は汀線での平均水位であり、第2項に含まれる $(H_L)_0$ は長周期波の汀線における波高である。そして、第3項の定数は式(1)を導いた過程の考察から入射波(風波)の遡上高さに対応する。なお、バーム形成時のバーム頂レベルも式(1)によって表せることが分かっている。

さて、式(1)は現地データに基づいて導いた経験式である。このような現地観測を主体とした研究には、実験と違って、外力の制御ができないという障害がある。しかし、この問題はHORFにおいて長期間の観測を行うことによって回避した。実際、式(1)の基となったデータは、 $(\bar{\eta})_0 = 0.79 \sim 1.88 \text{ m}$ 、 $(H_L)_0 = 0.15 \sim 1.23 \text{ m}$ 、沖波有義波高 $= 0.39 \sim 5.11 \text{ m}$ 、同周期 $= 4.5 \sim 15.6 \text{ s}$ の広範囲に及んでいる。ところが一方で、観測海岸を特定したことによって境界条件がほぼ固定されるという問題を抱えた。このため、式(1)には、海底勾配の効果が含まれていない。これが式(1)の大きな問題である。

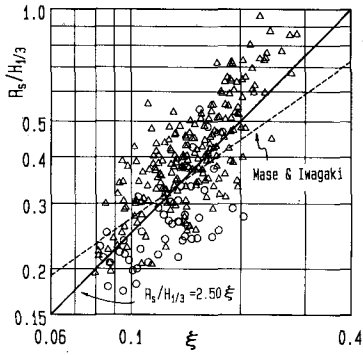
海底勾配を含まない不十分さを補うためには、この経験式と既存の実験的研究、理論的研究の成果と比較することが有効である。ただし、水位上昇についてはすでにHORFでの観測結果と合田(1975)の理論との比較を行っている(柳嶋ら, 1988)ので、それ以外の項、つまり汀線における長周期波の波高と入射波の遡上について比較する。

3. 入射波の遡上高さ

Mase・Iwagaki (1984) は、一様勾配断面 $(1/5 \sim 1/30)$ 上の不規則波の遡上を実験的に調べ、遡上高さとイリバーレン数 ξ (砕波帯相似パラメータ)の間に次の関係があることを示した。

$$\left. \begin{aligned} \frac{R_{1/3}}{H_{1/3}} &= 1.378 \cdot \xi^{0.702} \\ \xi &= \tan \beta / \sqrt{H_{1/3}/L_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $R_{1/3}$ はクレスト法で定義した有義遡上高さ、 $H_{1/3}$

図-2 入射波の遡上高さと ξ の関係

は沖波有義波高, L_0 は沖波波長, $\tan \beta$ は海底勾配である。Mase・Iwagaki は、遡上高さを静止水面を基準レベルとして定義しており、したがって、波の遡上高さに wave set-up の効果が含まれている。一方、式(1)では、波が作用している状態での平均水位を基準としているので、wave set-up の効果は $(\bar{\eta})_0$ に含まれている。このため、式(1)と式(2)の直接比較はできない。そこで、式(1)の第3項に、合田(1975)の理論で計算した wave set-up 量を加えることにした。つまり、

$$R_s = 0.31 + \bar{\eta}_{\max}, \quad (\text{m}) \quad (3)$$

である。ここで、 $\bar{\eta}_{\max}$ は汀線における wave set-up 量、 R_s は入射波による波の遡上高さである。なお、砕波帯内の平均海底勾配 $1/60$ を計算条件とした。

図-2は、縦軸に $R_s/H_{1/3}$ をとり、横軸にイリバーレン数 ξ (ただし、 $\tan \beta = 1/60$) をとって、データをプロットしたものである。データのうち、○印はバーム侵食時、△印はバーム形成時にそれぞれ対応する(加藤・柳嶋, 1992)。図中には、式(2)の関係を破線で、また無次元遡上高さが ξ に比例する関係を実線で示してある。

Mase・Iwagaki の式(2)は、クレスト法による有義遡上高さであり、式(3)は有為な地形変化を引き起こす遡上高さであるので、両者は物理的に直接対応するものではないものの、図-2は入射波の無次元遡上高さがイリバーレン数に概ね比例することを示している。ただし、このように結論付ける前に少し補足説明をしておかねばならない。というのは、図-2に用いたデータの中には海底勾配が変化するときの効果は含まれていないので、本来は、海底勾配を除いて、「無次元遡上高さは、波形勾配の平方根に逆比例する。」としなければならない。ところが、Mase・Iwagaki によって、式(2)が勾配 $1/10 \sim 1/30$ の斜面上の不規則波の無次元遡上高さを表すことが示されている。この結果と、今回の平均勾配 $1/60$ の結果を合わせることによって海底勾配を含めた表現、

すなわち「無次元遡上高さは、イリバーレン数に比例する」としたのである。

なお、図-2にプロットされたデータの散らばり傾向をよくみると、△印(バーム形成時)は直線の上方に、○印(バーム侵食時)は下方に集まっていることが認められる。これは、データ解析で砕波帯内の極浅海域から前浜までの海底勾配の変化を考慮していないことに一因があると考えられる。バーム形成時(△印)はこの範囲の海底が急勾配になっており、バーム侵食時(○印)は緩勾配になっている。この補正を行うと、△印のデータはもっと右側、○印のデータはより左側にプロットされることになる。

4. 汀線での長周期波の波高

4.1 長周期波の統計的性質

まず、HORF で観測した汀線付近の長周期波の統計的性質について述べる。長周期波の観測は、汀線付近に設置した波高計を用いて、毎正時をはさむ約20分間に0.3 s のサンプリング間隔で行った(加藤・柳嶋, 1992)。得られたデータをもとに平均水位の計算とスペクトル解析を行い、さらに周波数スペクトル $S(f)$ を用いて、長周期波の波高 H_L と周期 T_L をそれぞれ次式によって求めた。

$$H_L = 4.0 \cdot \sqrt{m_0} \quad (4)$$

$$T_L = \sqrt{m_0/m_2} \quad (5)$$

$$m_n = \int_0^{f_c} f^n S(f) df \quad (6)$$

ここに、 f は周波数、 f_c は $0.033 \text{ Hz} (=30 \text{ s})$ である。さらに汀線(水深が0 m のところ)での長周期波の波高 $(H_L)_0$ を次式で計算した(加藤・柳嶋, 1992)。

$$(H_L)_0 = H_L \cdot \sqrt{(1+h/H_{1/3})} \quad (7)$$

ここで、 h は観測地点の実水深であり、毎日10時前後に測定する観測地点のレベル測量の結果に、平均水位を加えることによって計算できる。

さて、1989年～1992年の4年間を対象として、以下の基準でデータを抽出した。

- (a) 観測地点の実水深が0.5 m 以浅のデータは除く(実水深が小さいと海底面が干出するデータが含まれる、柳嶋・加藤, 1988)。
- (b) 実水深が1.1 m 以深のデータは除く(観測地点が汀線から遠い)。

図-3は、汀線における長周期波の波高の頻度分布である。モードは0.2～0.3 m の階級にあるが、平均波高はそれより大きく0.36 m である。また、波高が0.8 m を越えるケースは45ケース(4.1%)、そのうち1.0 m を越えるのは15ケース(1.4%)となっている。ちなみに最大

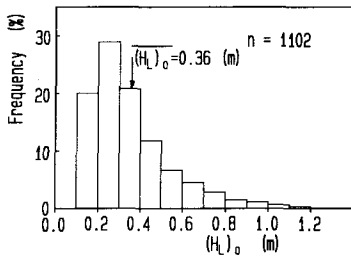


図-3 長周期波の波高の頻度分布

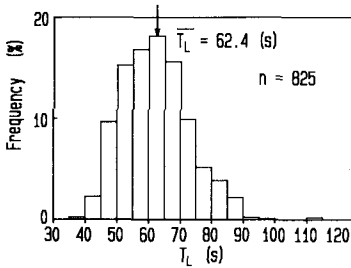


図-4 長周期波の周期の頻度分布

波高は1.34 mであった。また、図-4は長周期波の周期頻度分布である。周期は概ね40～100 sの間に分布し、平均値は62.4 sである。

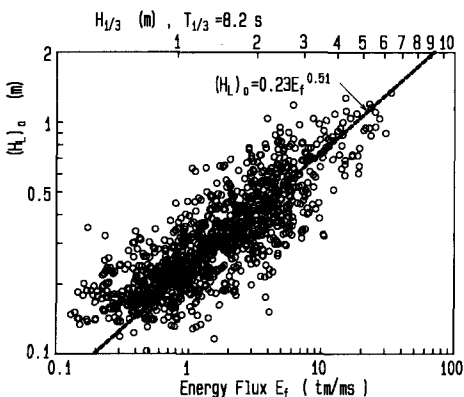
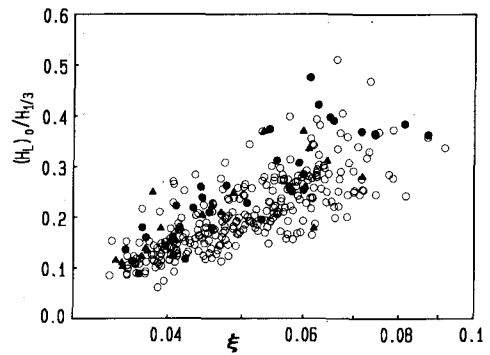
図-5は、長周期波の波高と沖波有義波諸元で計算したエネルギーフラックスの関係である。上段には周期を8.2 sとしたときの波高を示してある。少しデータのバラつきがあるものの、両者の間には図中に破線で示した

$$(H_L)_0 = 0.23 E_f^{0.51} \dots\dots\dots (8)$$

の関係がある(最小自乗法)。これまでに、著者らは同海岸における波による汀線での水位上昇量 $\bar{\eta}_{\max}$ が

$$\bar{\eta}_{\max} = 0.14 \cdot E_f^{0.4} \dots\dots\dots (9)$$

で評価し得ることを示した(柳嶋ら, 1988)。そうすると、式(8)、(9)を式(1)の第2項、第1項に代入すれば、

図-5 長周期波の波高と E_f の関係図-6 長周期波の無次元波高と ϵ の関係 (実測)

ば、結局、前浜地形変化の生じる限界レベルは E_f だけで表せることになる。この結果は、汀線の短期変動モデル(加藤ら, 1987)において、汀線変動の外力をエネルギーフラックスだけで評価できたこととよく対応する。

図-6は、長周期波の無次元波高とイリバーレン数の関係をプロットしたものである。ただし、ここでは海底勾配を砕波帯内の平均勾配ではなく高波浪時の砕波水深周辺5～8 mの平均勾配1/140とし、沖波有義波高2 m以上のデータだけを用いた。なお、塗りつぶしたデータは、バームの侵食・形成のデータ(加藤・柳嶋, 1988)である。無次元波高は ϵ に比例して大きくなるが、海底勾配一定のもとでのデータしか使用していないので、沖波波形勾配が大きくなると無次元波高は小さくなる傾向があると言わなければならない。

Guza et al. (1984)は、2つの海岸で観測した波の遡上に関するデータについて、図-6と同様な解析を行っている(ただし、 $\tan \beta$ として前浜勾配を使用)。その結果、North Carolinaの海岸では長周期波の無次元swash高が ϵ に比例して大きくなる(つまり、図-6と同じ傾向)のに対し、Californiaの海岸のそれは ϵ に逆比例して小さくなる傾向があった。この傾向の違いに関してGuzaらは、入射波と長周期波を分離するときに設定したCut-off周波数の不適切性を挙げている。これに対して、私は、後述するように、この違いが沖の海底勾配の違いによると考えている。

4.2 長周期波の波高に及ぼす海底勾配の影響

次に、Symonds et al. (1982)の長周期波発生理論を用いて海底勾配の効果を検討する。用いた無次元方程式は以下の通りである。

$$x \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{1}{2x} \cdot \frac{\partial (a^2)}{\partial x} \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial (xU)}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (11)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \frac{\sigma^2 X}{g \tan \beta}, \quad U = \frac{2U'}{3\gamma\sigma X}, \quad t = \sigma t' \\ \zeta &= \frac{2\zeta'}{3\gamma^2 X \tan \beta}, \quad x = \frac{x'}{X}, \quad a = \frac{a'}{\gamma X \tan \beta} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

である。ここで、 $\sigma = 2\pi/\bar{T}_R$ ； $\bar{T}_R$ は波の連なりの繰り返し平均周期、 X は汀線から平均砕波位置までの距離、 g は重力加速度、 $\tan \beta$ は海底勾配、 U' は鉛直方向平均流速、 γ は入射波の振幅と砕波水深の比、 t' は時間、 ζ' は水位、 a' は入射波の振幅である。

Nakamura・Kato (1992) は、この理論値が現地データに較べて過大になることを指摘し、それを改良するために波の伝播による砕波時間の遅れを式 (10) の右辺外力項の中で考慮する修正を行った (詳細は、Nakamura・Kato, 1992)。そうすると、汀線での長周期波の無次元波形 ζ_0 は次式のようになる。

$$\zeta_0 = \sum_{n=1} C_n \cdot \sin(n \cdot t + \varepsilon_n) \quad (13)$$

ここで、 C_n は複雑な式で表現される係数、 ε_n は位相差である。

式 (13) の無次元波形の特性を調べるために、少々定量化は犠牲になっても、厳密な議論は避けて、比較的単純な仮定の下で計算する。まず、入射波の振幅と砕波水深の比 γ が一定であると仮定すると、

$$X = \frac{\bar{H}}{2\gamma \tan \beta} \quad (14)$$

となる。ここで、 $\bar{H}$ は平均波高であり、有義波高とは

$$H_{1/3} = 1.6 \cdot \bar{H} \quad (15)$$

の関係がある。次に、波の連なりに伴う入射波の波高変化を

$$H = \bar{H} + \sqrt{2} H_{1/3} \cdot \cos(\sigma t) / 3 \quad (16)$$

で近似し (Nakamura・Kato, 1992)、式 (14)、(15) を用いると砕波点の変動振幅と X の比 Δa は 0.75 となる。

図-7 は、以上の仮定の下で計算した C_n ； $n=1 \sim 4$ の値と χ の関係について図示したものである。また、同図には $n=4$ までについて式 (13) で合成した波形を基に、 $\sqrt{2} \cdot (\zeta_0)_{\text{rms}}$ で評価した長周期波の振幅も示した。

さて、 χ については、以下のように興味ある変形が可能になる。すなわち、 $\bar{T}_R$ と有義波周期 $T_{1/3}$ の経験的關係式 ($\bar{T}_R = 9.24 \cdot T_{1/3}$, Nakamura・Kato; 1992) を用いると、

$$\sigma = \frac{2\pi}{9.24 \cdot T_{1/3}} = \frac{\sqrt{2\pi g}}{9.24 \sqrt{L_0}} \quad (17)$$

となり、したがって、式 (14)、(15)、(17) を用いて χ は次のように変形できる。

$$\chi = \frac{0.023}{\gamma} \cdot \frac{H_{1/3}/L_0}{\tan^2 \beta} = \frac{0.023}{\gamma \cdot \xi^2} \quad (18)$$

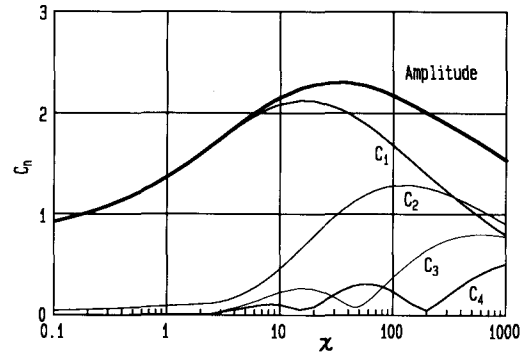


図-7 χ と C_n の関係

つまり、 χ はイリパーレン数 ξ で表される。また、沖波有義波高で無次元化した汀線における長周期波の無次元波高については、式 (12)、(14)、(15) を考慮して

$$\frac{(H_L)_0}{H_{1/3}} = \frac{3\gamma}{3.2} \cdot \sqrt{2} (\zeta_0)_{\text{rms}} \quad (19)$$

となる。式 (18)、(19) を活用すると、図-7 中の振幅を別のパラメータで表示することが可能になる。

図-8 が、 $\gamma=0.3$ としたときの、図-7 の別表示である。上段に、海底勾配の目安として、 $H_{1/3}/L_0=0.04$ のときの海底勾配を表示してある。図-8 によると、長周期波の無次元波高は、海底勾配 1/100 をほぼ境にして緩勾配の範囲では ξ に比例して大きくなり、急勾配の範囲では ξ に逆比例して小さくなる。荒天時に波が砕ける付近の海底勾配を考えると、HORF のある海岸は上段矢印の位置になり、長周期波の無次元波高は ξ とともに大きくなる。この傾向は、図-6 の傾向と一致する。

また、Guza et al. (1984) が述べている長周期波の無次元 swash 高の ξ への依存性が海岸によって異なることについては、以下のように説明することができる。すなわち、図-6 と同じ傾向であった North Carolina の海岸では、水深 3~8 m の海底勾配が 1/127 (Holman・Sallenger, 1985) である。ところが、California の海岸の海底勾配は水深 7 m までほぼ一様勾配 1/45 (=0.022) であ

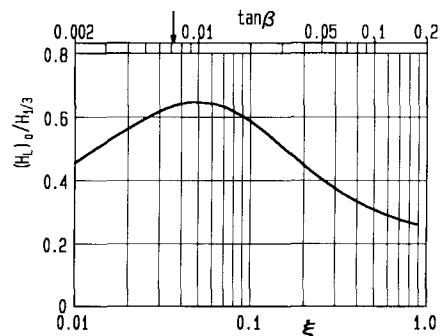


図-8 長周期波の無次元波高と ξ の関係 (理論)

って(Gunza・Thornton, 1985), 長周期波の無次元 swash 高は ξ に逆比例する。つまり, 荒天時に波が砕ける付近の海底勾配の違いによって長周期波の無次元 swash 高の ξ への依存性が異なる。

5. おわりに

さて, 以上の結果をとりまとめると, 前浜の地形変化に直接関係する波の遡上レベルは, 海底勾配が 1/100 より急勾配の範囲では

$$R_{\max} = \text{静止水位} + f_L \left(\frac{\sqrt{H/L}}{\tan \beta} \right) \cdot H_{1/3} + f_s \left(\frac{\tan \beta}{\sqrt{H/L}} \right) \cdot H_{1/3} \dots \dots \dots (20)$$

と考えることができる。ここで, $f_L(x)$, $f_s(y)$ はそれぞれ x , y の増加に伴って増加する関数であり, 前者が汀線における長周期波の波高, 後者は入射波の遡上に対応する。

式 (20) で, 海底勾配の影響に注目すると, 前浜に作用する外力としては, 急勾配海岸になるほど入射波の遡上 (第 3 項) が大きくなり, 逆に緩勾配海岸では長周期波の影響が強くなると言える。特に, 緩勾配海岸では, 第 3 項は, 直接地形変化に影響を及ぼさない静的な水位上昇である wave set-up の影響を表すようになる。つまり, 急勾配海岸では入射波が前浜に直接作用し, 緩勾配海岸では入射波のエネルギーが長周期波に移行して (Nakamura・Katoh, 1992) 前浜に作用する。

移動床模型実験は, 水路長の制約から, 海底勾配が一般に 1/5~1/30 の比較的急勾配で実施されている。この条件では, 断面変化に支配的な外力は入射波であって, 長周期波の影響は相対的に弱い。したがって, 入射波だけを再現する実験でも前浜侵食は生じる。また, これまでの現地調査においては, 長周期波による前浜侵食を示す事例が少ない。この理由として, まず遡上波に関する現地調査の多くは前浜勾配が 1/10 より急な海岸で実施

されている (久保田 (1991) の文献調査結果) ことが指摘できる。さらに, 比較的穏やかな海象条件での調査が多いことも理由の一つになる。というのは, 式 (20) の第 2 項の $\tan \beta$ は砕波点周辺の海底勾配であるが, 現地の海浜断面は一般に凹状になっているので, 入射波の波高が小さくなるほど砕波点が岸に近寄り, 海底勾配が急になる。すなわち, 長周期波の発達が弱くなる (逆に, 荒天時ほど長周期波が発達する)。

最後に, 汀線における長周期波の波高の計算では漂砂研究室の中村聡志研究官によるプログラムを活用したことを記し, 謝意を表す。

参 考 文 献

- 加藤一正・柳嶋慎一・村上裕幸・末次広児 (1987): 短期汀線変動のモデル化の試み, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 297-301.
- 加藤一正・柳嶋慎一 (1992): 長周期波によるパームの侵食, 土木学会論文集, No. 452/II-20, pp. 41-50.
- 久保田 進 (1991): 現地遡上波の機構解明とその予測に関する研究, 中央大学学位論文, 232 p.
- 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 柳嶋慎一・加藤一正・磯上知良・村上裕幸 (1988): 波による汀線付近の水位上昇量に関する現地調査, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 123-127.
- Guza, R. T., E. B. Thornton and R. A. Holman (1984): Swash on steep and shallow beaches, Proc. of 19th ICCE, pp. 708-723.
- Guza, R. T. and E. B. Thornton (1985): Observation of surf beat, J. G. R., Vol. 90, No. C2, pp. 3161-3172.
- Holman, R. A. and A. H. Sallenger (1985): Setup and swash on a natural beach, J. G. R., Vol. 90, No. C1, pp. 945-953.
- Mase, H. and Y. Iwagaki (1984): Run-up of random waves on gentle slopes, Proc. of 19th ICCE, pp. 593-609.
- Nakamura, S. and K. Katoh (1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. of 23rd ICCE, pp. 990-1003.
- Symonds, G., D. A. Huntley and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, J. G. R., Vol. 87, No. C1, pp. 492-498.