

II-93

カスパ状海岸地形の形成機構に関する理論的研究

東北大学大学院 学生員 ○谷川 麻子

東北大学大学院 正 員 泉 典洋

東北大学大学院 正 員 田中 仁

1. はじめに

海浜地形にはしばしばカスパ状海岸地形と呼ばれる規則的な地形が形成される。こうした規則的な海浜地形の発生・成長のメカニズムを明らかにすることは、海岸の保全などを考える上で重要である。

このような規則的な地形の形成および海浜流系統の発生機構についてはいくつか説があるが、日野¹⁾これを流体力学的不安定現象として扱い、線形安定解析によりその発生機構を説明している。本研究はこの理論を基により正確な radiation stress や底面剪断力の評価手法を取り入れ、改善したものである。

2. モデル

海岸線は直線状に延びていて、海底の元地形は海岸線方向に一樣であるような単純化された状態を仮定する(図1参照)。波は汀線に対し垂直に入射しているものとする。汀線沿いに y 軸、これと垂直沖向きに x 軸をとる。静止水面からの平均水深を h 、平均水面上昇位を η で表す。

波による radiation stress によって砕波対外部では wave setdown が、砕波帯内部では wave setup が生じている。このように岸に向かって水面が盛り上がる状態は重力的に不安定であり、わずかな擾乱に対しても不安定になることが予想される。サイン型の擾乱を与えてその増幅率を調べると、増幅率は波長の関数となることが期待できる。そして卓越波長が存在するような場合、卓越波長を有する擾乱が他の擾乱よりも早く成長し、汀線形状を決定する。このような擾乱が発達したものがカスパであると考えられる。

3. 定式化

運動量および質量の保存を表す基礎方程式は次の式

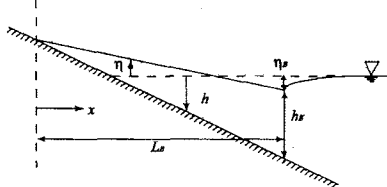


図1 座標系

(1), (2)および(3)となる。

$$\frac{\partial[\rho(h+\eta)u^2]}{\partial x} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)uv]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tau_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial[\rho(h+\eta)uv]}{\partial x} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)v^2]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} - \tau_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial[u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(h+\eta)]}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

ここで u, v は x, y 方向の水深平均流速, S_{xx} および S_{xy} , S_{yy} は radiation stress, τ_x, τ_y はそれぞれ x, y 方向の底面せん断力である。

底質の移動について、底質輸送フラックスが平均流速に比例すると考え、その比例係数を C_s とすれば、式

(4)が得られる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial(C_s u)}{\partial x} + \frac{\partial(C_s v)}{\partial y} \quad (4)$$

波が x 軸に対して直角に入射するとき、radiation stress は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \\ S_{yy} &= E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \\ S_{xy} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで E は単位幅単位長あたりのエネルギー, c および c_g それぞれ波速, 群波速であり、次式で表される。

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2 \quad (6)$$

$$c = c_\infty \tanh kh \quad (7)$$

$$c_g = cn = c \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh kh} \right) \quad (8)$$

a は波の振幅, k は波の波数を表し、下付きの ∞ は深海域での値を表している。

砕波帯の外でエネルギーフラックス $F (=Ec_g)$ は波の伝播方向に一定である。また波の波数 k と水深 h には次のような関係がある。

$$k_\infty = k \tanh kh \quad (9)$$

したがって、砕波帯の外側における radiation stress

は F および c_∞ , k_∞ を与えることにより水深のみの関数として表すことができる。

一方、砕波以降の波高は次式で表される。

$$2a = \gamma(h + \eta) \quad (10)$$

ここで γ は 1 のオーダーの定数である。また砕波帯内は波長に対して水深が十分浅く、長波近似が可能とすると、砕波帯内の radiation stress は次式のようになる。

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{3}{2} E = \frac{3}{16} \rho g \gamma^2 (h + \eta)^2 \\ S_{yy} &= \frac{1}{2} E = \frac{1}{16} \rho g \gamma^2 (h + \eta)^2 \end{aligned} \quad (11)$$

底面摩擦項は流れが波動流速振幅に比べて十分小さい場合次のおくことができる²⁾。

$$\begin{aligned} \tau_x &= \rho C_f \frac{2}{\pi} w \left[(1 + \cos^2 \theta) \mu + \sin \theta \cos \theta \nu \right] \\ \tau_y &= \rho C_f \frac{2}{\pi} w \left[\sin \theta \cos \theta \mu + (1 + \sin^2 \theta) \nu \right] \end{aligned}$$

ここで C_f は底面摩擦係数であり、 θ は波の入射角であり、0 と仮定している。 w は波の軌道速度の最大値であり、次のように表される。

$$w = \frac{a\sigma}{\sinh k(h + \eta)} = \frac{ag}{c \cosh k(h + \eta)} \quad (12)$$

3. 無次元化

次のような無次元化を導入する。

$$\left. \begin{aligned} (u, v, c, w) &= (gH_B)^{1/2} (u^*, v^*, c^*, w^*) \\ (x, y) &= L_B (x^*, y^*) \\ (h, \eta, a) &= H_B (h^*, \eta^*, a^*) \\ k &= H_B^{-1} k^* \\ t &= \frac{H_B L_B}{C_s (gH_B)^{1/2}} t^* \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ここで L_B は砕波帯幅、 H_B は砕波点での水深であり、 $*$ は無次元数を表している。

4. 摂動展開

次のような摂動展開を導入する。

$$\left. \begin{aligned} u &= Au_1(x)e^{pt} \cos \lambda y \\ v &= Av_1(x)e^{pt} \sin \lambda y \\ \eta &= \eta_0 + A\eta_1(x)e^{pt} \cos \lambda y \\ h &= h_0 + Ah_1(x)e^{pt} \cos \lambda y \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ここで A は擾乱の振幅であり、微小であると仮定する。また p および λ は摂動の増幅率および波数を表す。式 (15) を支配方程式に代入し、 A のオーダーで整理する。 $O(1)$ で $\eta_0(x)$ が求まる。 $O(A)$ で摂動方程式が導かれる。

5. 境界条件

境界条件は、汀線において x 軸方向の流速が 0 となることと、無限遠点において摂動が 0 となることである。

また砕波点における接続条件は、砕波帯の内外において平均水面上昇位 η が連続となることである。

摂動を加えることにより水際や砕波点の位置も変化すると考えられるので、そのことを考慮した上で、上記のような境界条件や接続条件を与えた。

6. 結果と考察

摂動方程式を境界条件および接続条件を満たすように解くと、波数が λ の擾乱の増幅率 p が求められる。

日野と同様の式を使った場合 (case1), radiation stress と底面剪断力を変えた場合 (case2), 2 つ目の場合に加えて接続条件も変えた場合 (case3) についての計算結果を図 2 に示す。日野の理論では砕波帯内のみで radiation stress および底面剪断力を扱っていたが、本研究では砕波帯外においても radiation stress, 底面剪断力を考慮した。このことにより擾乱の波数 λ の変化に対し発達率 p が連続的な値をとるようになったが、卓越波数は見られない。接続条件を厳密に検討したことにより、卓越波数を求めることができるようになった。図 2 では擾乱の増幅率は λ が 6.3 程度で最大値をとっていることがわかる。この場合、卓越波数が 6.3 であり、発生するカスプの波長は砕波帯幅と同程度であるということを表している。また、radiation stress を考慮することにより、沖波の状態がカスプの形成に与える影響について検討できるようになった。

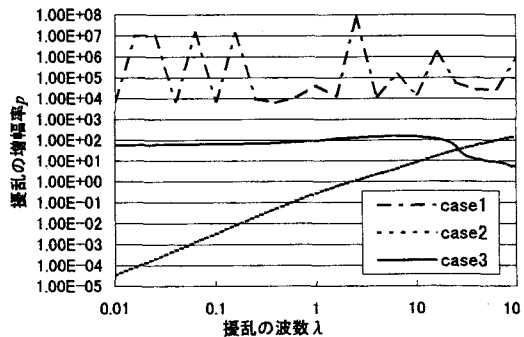


図2 計算結果

参考文献

- 1) 日野幹雄：海浜流系の発生理論，土木工学会論文報告集，第255号，pp. 17-29, 1974.
- 2) Liu, P. L. F., and R. A. Dalrymple : Bottom frictional stress and longshore currents due to waves with large angles of incidence, J. Marine Res., Vol. 366, pp. 357-375, 1978.