

沿岸漂砂量公式に用いる年平均波

Annual mean waves for the littoral drift formula

真野 明*・Muhammad Hasanudin**・沢本正樹***

Akira Mano, Muhammad Hasanudin and Masaki Sawamoto

By solving eight equations with some approximations, we have found an explicit expression describing the energy flux at the breaking point in terms of wave quantities in deep sea. This expression enables evaluation of the rational and precise mean waves which are used in the littoral drift computation.

This method is applied to the Yuriage coast by utilizing observed data over six years. Good correlation between littoral drift and the energy flux is found to fix the littoral drift coefficient.

Keywords: littoral drift, refraction, long-term evaluation

1. はじめに

沿岸漂砂量公式は従来、水理実験や現地観測により、1日程度の時間スケールの現象に対してその妥当性が検証されてきている。しかし、海岸保全を考える場合には、数年～数十年のオーダーの漂砂総量の評価や予測が必要であり、このとき適当な年平均波を用いることが出来れば、計算量が大幅に軽減されることになる。多くの沿岸漂砂量公式は砕波点での波諸量と漂砂量を結びつけており、沖波と砕波点の波の関係が複雑な非線形関係になることから、従来合理的な平均波の考え方は提案されていないようである。本研究は、精度のよい年平均波の定義の方法を提案するものであり、これを使って6年間の波の観測データと土砂堆積のデータを直接結びつけて沿岸漂砂量係数を求め、本方法の有効性を示した。

2. 計算方法

沿岸漂砂量公式として、Komar and Inman(1970)を考えることにすると、砕波点での波諸量が必要であり、これと深海波の波諸量を関係づける必要がある。地形として平行等深線地形を仮定すると、次の8個の方程式が関係してくる。

$$(1 - \lambda)(\rho_s - \rho_w)gQ_x = KP, \quad (1)$$

$$P \equiv E_b c_{gb} \sin \alpha_b \cos \alpha_b, \quad (2)$$

$$\sigma^2 = gk_0 = gk_b \tanh k_b h_b, \quad (3)$$

$$E_0 c_{g0} \cos \alpha_0 = E_b c_{gb} \cos \alpha_b, \quad (4)$$

$$k_0 \sin \alpha_0 = k_b \sin \alpha_b, \quad (5)$$

$$K_r = \sqrt{\cos \alpha_0 / \cos \alpha_b}, \quad (6)$$

$$h_b/H'_0 = F(H'_0/L_0; S), \quad (7)$$

$$H'_0 \equiv K_r H_0. \quad (8)$$

これらは、それぞれ沿岸漂砂量公式、エネルギーフラックスの沿岸方向成分式、分散関係式、エネルギーフラックスの保存式、Snellの法則、屈折係数式、合田(1970)の砕波指標、沖波換算波高式を表している。ここで、 λ は空隙率、 ρ_s と ρ_w は土砂と海水の密度であり、 g は重力の加速度、 Q_x は沿岸漂砂量、 K は沿岸漂砂量係数、 $E = \rho_w g H^2/8$ はエネルギー密度、 H は波高、 c_g はエネルギー伝播速度、 α は波向きで、海岸線に立てた法線と波向き線のなす角度である(図1参照)。下添字の0、 b はそれぞれ深海域、砕波点での量であることを示している。 σ は波の角周波数、 k は波数、 h は水深、 K_r は屈折係数、 H'_0 は換算沖波波高、 S は海底勾配である。

砕波点の波諸量を深海波の量を使って表すために、最初に式(4)と式(5)を使って、式(2)を変形する。

$$\begin{aligned} P &= E_0 c_{g0} \cos \alpha_0 \sin \alpha_b \\ &= E_0 c_{g0} \cos \alpha_0 \sin \alpha_0 \frac{k_0}{k_b}. \end{aligned} \quad (9)$$

*正会員 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻 (〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉)

** LAB. FISIKA OSEANOGRAPHI, INDONESIA

***フェロー 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻

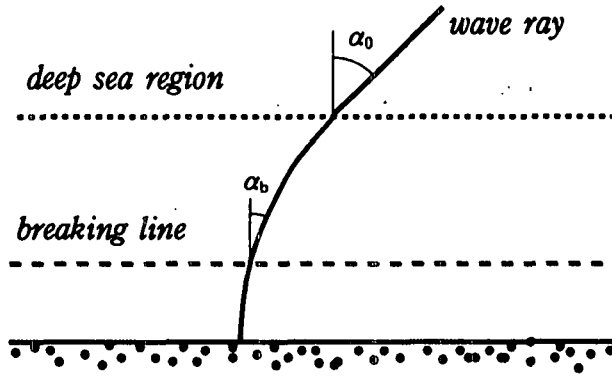


図 1: 波向き

無次元パラメータ k_0/k_b を除いてすべて深海波の量で表されたことになる。ここで分散関係式 (3) を使って、このパラメータを別の量で表す。砕波点では波は長波に近くなっているので、つぎの近似が使える。

$$\begin{aligned}\frac{k_0}{k_b} &= \tanh k_b h_b \\ &= k_b h_b \left(1 - \frac{1}{3}(k_b h_b)^2 + \dots\right)\end{aligned}$$

両辺に k_0/k_b を掛け、 $k_0/k_b = Y$ 、 $k_0 h_b = X$ とおくと、上式は

$$Y^2 = X \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{X}{Y}\right)^2 + \dots\right)$$

となり、 Y について解いた形にすると、次式となる。

$$Y = \sqrt{X \left(1 - \frac{1}{3} X + \dots\right)} \quad (10)$$

長波近似を使うと

$$Y \approx \sqrt{X} \quad (11)$$

一方、砕波点では波高と水深の両方が未知量であるが、式 (9) において k_0/k_b の評価が必要であることを念頭におくと、砕波水深 h_b を未知量とする式 (7) が都合が良い。またこの中の関数形 F はべき関数で表現するのが後々便利であり、次式の形とした。

$$\frac{h_b}{H'_0} = \beta \left(\frac{H'_0}{L_0} \right)^\gamma \quad (12)$$

今、海底勾配が 1/50 以下の緩勾配の地形について、合田の砕波条件の曲線と回帰曲線の比較を図 2 に示す。区間を分けることにより、べき関数で近似できることがわかる。回帰曲線のパラメータを表 1 に示す。

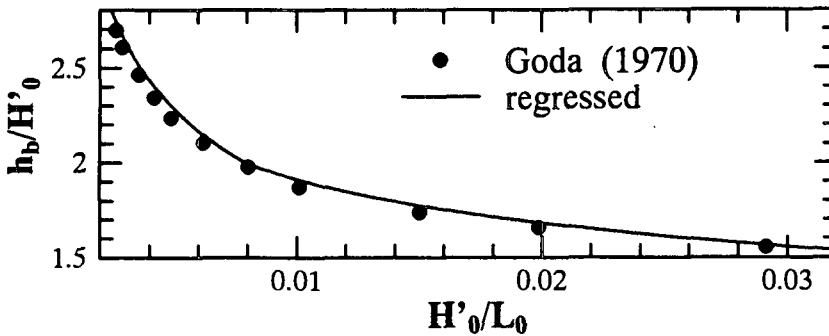


図 2: 砕波条件の回帰曲線 (勾配 1/50 以下)

上式と、換算沖波波高の式 (8) を使って X を書き換えると、

$$X = 2\pi \frac{H'_0}{L_0} \frac{h_b}{H'_0}$$

表 1: 砕波条件の回帰パラメータ（勾配 1/50 以下）

H'_0/L_0 の区間	[1.5E-3, 7.9E-3]	[7.9E-3, 3.2E-2]
β	0.499	0.805
γ	-0.287	-0.188

$$\begin{aligned}
 &= 2\pi \frac{H'_0}{L_0} \beta \left(\frac{H'_0}{L_0} \right)^\gamma \\
 &= 2\pi \beta \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{(\gamma+1)} K_r^{(\gamma+1)}
 \end{aligned} \tag{13}$$

式 (11) と式 (13) を式 (9) に代入すると,

$$P(H_0, T_0, \alpha_0) = \frac{\rho g^{\frac{3-\gamma}{2}}}{32} \beta^{\frac{1}{2}} (2\pi)^{\frac{7}{2}} H_0^{\frac{5+\gamma}{2}} T_0^{-\gamma} K_r^{\frac{1+\gamma}{2}} \sin 2\alpha_0 \tag{14}$$

ここで, 換算沖波に使った屈折係数の因数は 1 に近いので省略すると, 砕波点でのエネルギーフラックス P はすべて深海波の量 H_0, T_0, α_0 を使って表されたことになる.

いま, 1 日 1 回の観測値があって, それらを $(H_{0i}, T_{0i}, \alpha_{0i})$ とし, 1 年の観測回数を N , 平均波の量を $(\overline{H_0}, \overline{T_0}, \overline{\alpha_0})$ とすると, つぎの関係を満たすとき平均波は正しい沿岸漂砂量を与えることになる.

$$P(\overline{H_0}, \overline{T_0}, \overline{\alpha_0}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P(H_{0i}, T_{0i}, \alpha_{0i}) \tag{15}$$

波高, 周期, 波向き の 3 つの平均量に対して, 制約条件は式 (15) の 1 つだけであるので, この中の 2 の平均量は自由に定義することができる. そこで, 波高と周期に関しては単純な相加平均をとることにした.

$$\overline{H_0} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_{0i}, \tag{16}$$

$$\overline{T_0} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_{0i} \tag{17}$$

このとき, 残りの平均波向きは式 (15) より一意的に決めることができる.

$$\sin 2\overline{\alpha_0} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_{0i}^{\frac{5+\gamma}{2}} T_{0i}^{-\gamma} \sin 2\alpha_{0i}}{\overline{H_0}^{\frac{5+\gamma}{2}} \overline{T_0}^{-\gamma}} \tag{18}$$

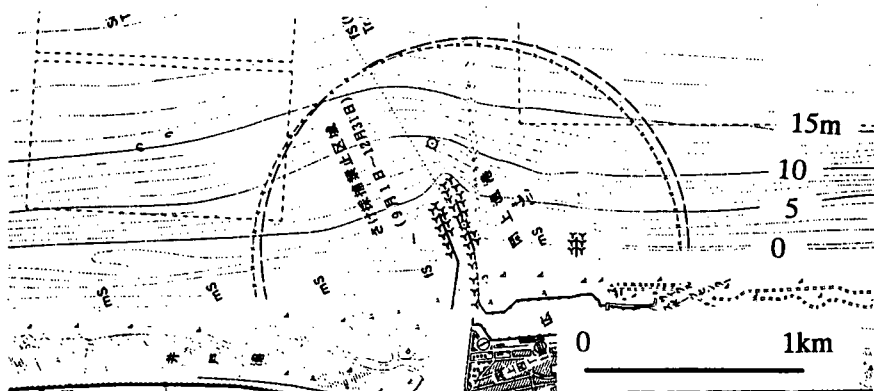


図 3: 仙台湾関上周辺の地形（国土地理院）

3. 適用結果と考察

以上述べてきた方法を、仙台湾の閑上地区に適用する。この海岸は仙台湾のほぼ中央に位置し、長い円弧の一部で平行等深線を仮定しても、差異の小さい海岸である（図3参照）。ここでは、閑上漁港の南防波堤が1981年より建設開始され、1987年には延長500mの防波堤が完成している。防波堤の延長に伴って、防波堤南側に砂が溜まりはじめ海岸線が前進している。この海域では、ほぼ1年に1回深浅測量が行われ、建設省と宮城県（1993）の実施した調査により、6年間にわたる防波堤南側の堆砂量から沿岸漂砂量が推算されている。

波浪データは、運輸省が仙台港の沖合い（水深20m）で観測しているものを収集・解析した。周期の長い波については海底地形による屈折の影響をうけているが、補正は行わず観測値をそのまま深海波として扱った。図4は閑上における砕波点のエネルギーフラックス P を1年間積分したものの経年変化を示す。実線が年平均波を使って求めたもの、波線が毎日の波に対して、式(1)～式(8)を正確に解き、砕波点での P を1年分積分したものである。なお、欠測が少ない場合には、1年の日数と観測日数の比を積分値に掛けて補正した。1986年は欠測の期間が長かったので、図には点を落としていない。2つの計算方法によるエネルギーの差は、年平均波を求めるために用いた仮定によるものである。分散関係式において長波近似を用いたり、砕波条件を考慮するときに換算沖波の屈折係数を無視したりしたが、結果的には誤差はほとんどなく、両者はほぼ一致していると言えよう。

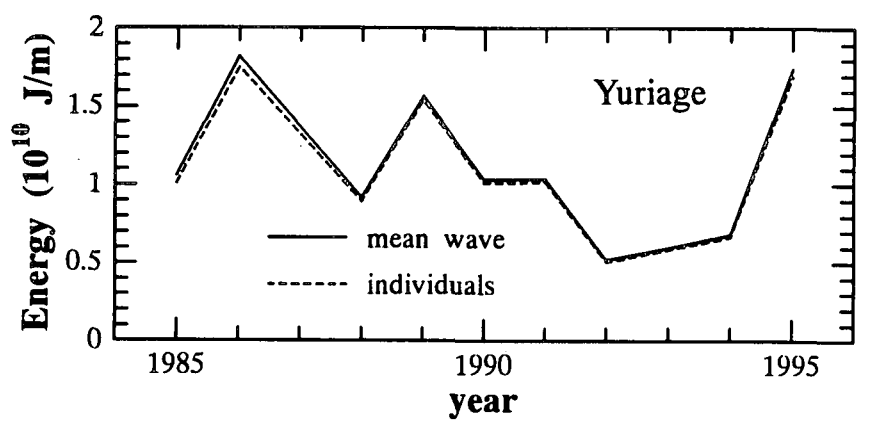


図4: 砕波点における年間波エネルギーの経年変化（閑上）

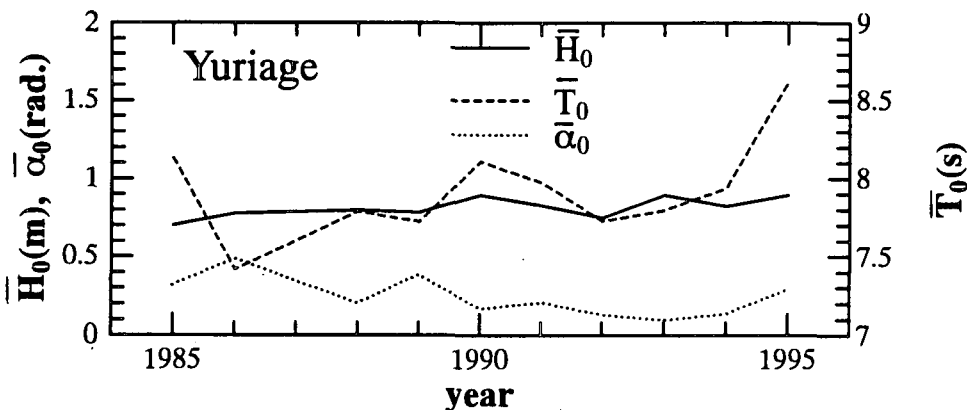


図5: 平均沖波の経年変化（閑上）

平均的にみると年間エネルギー量は約 $1.2E10J/m$ となるが、年により50%程度変動しており、1985年1年間の波エネルギーは特に高かったことがわかる。ここで、1年間積分したエネルギーは次ぎの年の始めの所にプロットしてある。逆に1991年は低く平均値の約半分である。

図5は深海での年平均波の波高、周期、波向きの経年変化を示した。平均波高は0.7～0.8mで変動は少ないが、若干上昇傾向にある。平均周期は7.5～8.5sで変動しており1994年が特に周期が長かった。1994年のエネルギーが高かった要因の1つにこの周期が長いことがあげられる。波向きは、海岸線から冲向きに立てた法線を始点として、時計回り正にとってあるが、平均波向きは0.1～0.5ラジアンの間で変化している。1994年の平均波向き角が特に大きく、これがこの年のエネルギーを高くしている。逆に1991年には波向き角は小さく、エネルギーが小さい原因になっている。

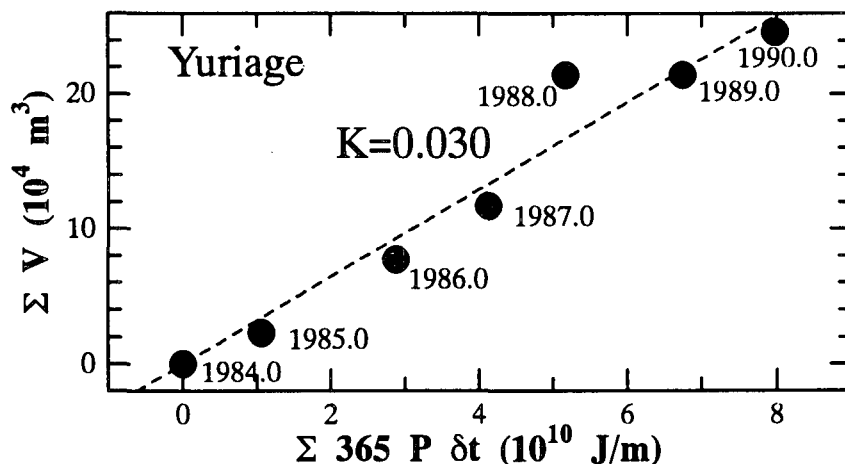


図 6: エネルギーと沿岸漂砂量の相関 (関上)

つぎに、沿岸漂砂量とエネルギー量との相関を調べる。図 6 の横軸は各年毎のエネルギーを 1984 年 1 月 1 日を基準として積算していったもので、縦軸は建設省の報告書から引用した、各年の累積土砂量である。ここで 1995 年 1 年分の波のデータが得られない分については、図 4 のエネルギー変化のグラフより線形補間して推定している。累積エネルギーと累積土砂量は 1988.0 のデータを除いて良く対応している。すなわち、1985 年のエネルギーが高かった時期には土砂量も多くなっているし、1984 年や 1989 年などのように、エネルギーの低い年は土砂量も少ない。図中の点線は最小自乗法で回帰した原点をとる直線を示したものである。Komar and Inman の沿岸漂砂量公式はこのような直線で表されることを意味している。いま、空隙率を $\lambda=0.4$ 、 $\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_w = 1030 \text{ kg/m}^3$ とすると、この回帰直線は沿岸漂砂量係数が $K = 0.030$ の直線に対応することになる。

この係数は、多くの研究者によって検討がなされているが、最近では渡辺 (1992) が局所算定式の数値解析結果から、 $K = 0.04 - 0.23$ を提案している。Komar and Inman が最初に提案した 0.77 の値よりはかなり小さく、渡辺の結果よりも更に小さな値となった。

4. おわりに

平行等深線で近似できる単調な海岸では、簡単で合理的な平均波が求められることを示した。この量を用いると、長期的な沖波の変化特性を簡潔に調べることができるし、碎波点でのエネルギーフラックスの計算も簡単になる。これを、仙台湾の関上地区に適用し、エネルギーの累積値と土砂の累積値に良い相関があることを示し、沿岸漂砂量係数 $K = 0.030$ を同定した。

平均波の諸量のうち、平均波高と平均周期は観測点から余り離れなければ、海岸によらず一定であるが、波向きに関しては、海岸線に立てた法線を基準に計算してあり、角度の計算は非線形になっているので、場所が違えば平均波向きは計算し直す必要がある。

本研究を行うにあたり、運輸省第二港湾建設局塩釜港工事事務所より波浪データを提供して頂いた。また本研究は、文部省科学研究費総合研究 A、一般研究 C、河川整備基金助成金、および小川記念基金より補助を受けたことを付記し、感謝の意を表します。

参考文献

- [1] Paul D. Komar and Inman Douglas L.: Longshore sand transport on beaches, J. Geophysical Res., Vol.75, No.30, pp.5914-5927, 1970.
- [2] 建設省東北地方建設局・宮城県土木部：仙台湾沿岸技術検討委員会報告書, 161p., 1993.
- [3] 合田良実：碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第 180 号, pp.39-49, 1970.
- [4] 渡辺晃:局所漂砂量算定式による沿岸漂砂の総量と岸沖分布の検討, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.306-310, 1992.