

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

渡 辺 晃*

1. 緒 言

沿岸漂砂は主に波による底面応力で移動状態となった底質が沿岸流によって輸送されることにより生じるが、岸沖方向に積分した沿岸漂砂の総量の算定には、通常、沿岸流速を直接には含まず漂砂量が砕波点での波浪エネルギーフラックスの沿岸方向成分と比例するとしていわゆる CERC 公式やその類似式が用いられることが多い。しかしながら、特に式中の係数値については未だ議論の余地が少なくない。また、沿岸漂砂量の岸沖方向分布に関しても十分な研究がなされていない。

ところで、著者ら（渡辺ら，1984）により提案された波・流れ共存下の局所漂砂量算定式は、パワーモデルの概念と実測データに基づく極めて簡便なものであるが、その後の研究や実務への適用等を通して信頼度が向上しつつある。そこで、本研究では、直線状海岸への規則波の斜め入射という最も単純化された条件を対象に選び、局所漂砂量算定式を応用して総沿岸漂砂量を算定し、式の妥当性を再検討するとともに、沿岸漂砂量の岸沖方向分布についても考察する。

2. 波・流れ・漂砂量の算定法

(1) 計算の対象条件

本研究の目的からして対象条件はできる限り単純である方がよい。そこで上述のように、1) 直線状平行等深線海岸、2) 沿岸方向に一樣な規則波の入射、ならびに 3) 底質砂の粒径は場所によらず一樣、という 3 条件を前提とした。他方、できるだけ一般的な議論に役立つように、表-1 に示すように底質粒径 d 、海底勾配 $\tan \beta$ 、入射波の波向角 θ_0 、周期 T 、波高 H_0 を変化させ、計 2,520 ケースについて以下に述べるような計算を行った。

(2) 沿岸波浪場の計算

波の変形計算においては、岸からの反射および流れによる屈折は無視できると仮定し、砕波減衰項を含む非定常緩勾配方程式（渡辺・丸山，1984；Dibajnia・渡辺，1987）と等価で簡便な次のエネルギー方程式を用いた。

表-1 計算条件

d (mm)	$\tan\beta$	θ_0 (deg)	T (s)	H_0 (m)
0.2	1/10	15	1.0	0.02
0.5	1/20		1.5	0.04
0.8			2.0	0.08
1.1	1/30	30	6.0	0.3
1.5	1/50		10.0	0.6
2.0			14.0	1.2
2.0	バー型		18.0	2.4

$$d(H^2 C_g \cos \theta)/dx = -n f_D H^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

x は岸向き座標、 H は波高、 C_g は群速度、 θ は波向角、 n は浅水度であり、砕波減衰係数 f_D は次式で与える。

$$f_D = \frac{5}{2} \tan \beta \sqrt{\frac{g}{D}} \sqrt{\frac{(H/D) - \gamma'_r}{\gamma'_s - \gamma'_r}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\gamma'_s = 0.8(0.57 + 5.3 \tan \beta), \quad \gamma'_r = 0.4(H/D)_B \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $D = h + \eta$ は各点での平均水深（ h は静水深、 η は平均水位）であり、添字 B は砕波点での値を意味する。上式を Snell の式および平均水位の支配方程式である式 (4) と連立させて解くことにより、波高 H 、平均水位 η 、波向角 θ 、群速度 C_g 等の岸沖分布を求めた。

$$d\eta/dx = -(1/\rho g D) dS_{xx}/dx \quad \dots\dots\dots (4)$$

S_{xx} はラディエーション応力、 ρ は水の密度である。

砕波条件としては、渡辺ら（1983）の砕波指標に対する磯部（1986）による近似式を用いた。

(3) 沿岸流の計算

波の場合が沿岸方向に一樣で定常であることから、沿岸流の計算には次式（西村，1985）を用いた。

$$\rho C_f \tilde{W} V_L - \frac{d}{dx} \left[\mu_e D \frac{dV_L}{dx} \right] + \frac{dS_{xy}}{dx} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\mu_e = 0.01 \rho \xi \sqrt{gD} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 V_L は沿岸流の流速、 C_f は流れに対する底面摩擦係数、 μ_e は水平拡散係数、 ξ は平均汀線からの離岸距離である（ $\tilde{W}$ の定義については上記文献を参照）。

さて、従来の海浜流の計算においては摩擦係数 C_f を 0.01 程度の一定値として与えることが多かったが、その

値は沿岸流速の値に大きく影響するので、もっと客観的かつ合理的に C_f を評価することが望ましい。そこで、砂漣に関する佐藤ら (1986, 1987) の研究成果ならびに田中・首藤 (1980) による摩擦則を組合せて、流れを無視し底質粒径を相当粗度としたときの底面摩擦および水粒子軌道径と底質粒径等から砂漣の有無や規模を求め、砂漣が存在するときは砂漣波高を、砂漣の発生前と消滅後では底質粒径を、あらためて各点ごとの相当粗度 k_s とした (砂漣の相当粗度は砂漣波高の4倍程度とする説もあるが、ここでは砂漣の波峰と沿岸流の交差角が小さいことを考慮して砂漣波高を採用した)。こうして定めた各点の相当粗度 k_s の値を用い、式 (5) において波・流れ共存時の摩擦係数 C_f と沿岸流速 V_L を未知量として繰返し計算を行うことにより、最終的に沿岸流の流速量分布を算定した。

(4) 沿岸漂砂量の計算

渡辺ら (1984) の局所漂砂量算定式では、漂砂量を波による軌道運動の直接寄与分と流れによる寄与分との和として与えているが、前者の沿岸漂砂に対する寄与率は小さいと思われるので、次式によって各点での水中重量表示の沿岸漂砂フラックス i_L を計算した。

$$i_L(x) = (1 - \epsilon_v) s \cdot A_0 (\hat{\tau}_b - \tau_{cr}) V_L \dots \dots \dots (7)$$

ここで、 ϵ_v と s は底質砂の空隙率と水中比重、 τ_b は底質粒径を相当粗度として算定した波流れ共存下の底面摩擦の最大値、 τ_{cr} は全面移動限界に対する限界摩擦応力、 V_L は沿岸流速である。無次元係数 A_0 の値としては、これまでの研究成果 (例えば、清水ら, 1990) を参考にして、全ケースについて一定値 2.0 とした。

この局所沿岸漂砂フラックス i_L を岸沖方向に積分して水中重量表示の総沿岸漂砂量 I_L を求めた。また、次式により有効体積表示の総沿岸漂砂量 Q_L に換算した。

$$Q_L = I_L / [(1 - \epsilon_v)(\rho_s - \rho)g] \dots \dots \dots (8)$$

ただし、 ρ_s と ρ は底質と水の密度である。

3. 計算結果と考察

(1) 計算結果の1例

以上のようにして求まった計算結果の1例として、 $d = 0.2 \text{ mm}$, $\tan \beta = 1/20$, $\theta_0 = 45^\circ$, $T = 10.0 \text{ s}$, $H_0 = 1.2 \text{ m}$ のケースに対する波高 H , 波向角 θ , 沿岸流速 V_L , 底面近傍軌道流速振幅 u_b , 沿岸漂砂フラックス i_L , 相当粗度 k_s , 沿岸流計算における摩擦係数 C_f , 漂砂量計算における摩擦係数 f_{cw} の岸沖分布を図-1 に示す。当然ながら、このケースに限らず、 i_L は砕波点と V_L が最大になる点との間で最大値をとる。また、 i_L が有意な値を示す範囲は V_L に対する範囲よりも狭く、砕波帯幅と同程度である。なお、砕波点を挟む約 80 m の領域で $k_s = d = 0.2 \text{ mm}$ になっているのは、砂漣の消滅限界を超える底面摩擦が生じているためである。

(2) 総沿岸漂砂量

水中重量表示の総沿岸漂砂量 I_L につき、先ず、いわゆる砕波点での波浪エネルギーフラックスの沿岸方向成分

$$P_L = E_B C_{gB} \sin \theta_B \cos \theta_B \dots \dots \dots (9)$$

との関係を調べる。ここで、 E_B , C_{gB} , θ_B はそれぞれ砕波点での波のエネルギー密度、群速度、波向角である。

図-2 は、 $d = 0.2 \text{ mm}$, $\tan \beta = 1/50$ の 84 ケースに対するものであり、周期 T や波向角 θ_0 にはほとんど依らず、現地スケールの波浪条件では I_L は P_L にほぼ比例し、実験室スケールで波高すなわち P_L が小さくなると I_L は急速に減少することが分かる。この I_L の減少は従来の実測データにも現われている傾向で、波高が小さいときには式 (7) 中の τ_b と τ_{cr} の差が小さくなるためである。

全 2,500 ケースに対する I_L と P_L の関係を図-3 に示す。上述の傾向が顕著に認められる。粒径・底勾配別に

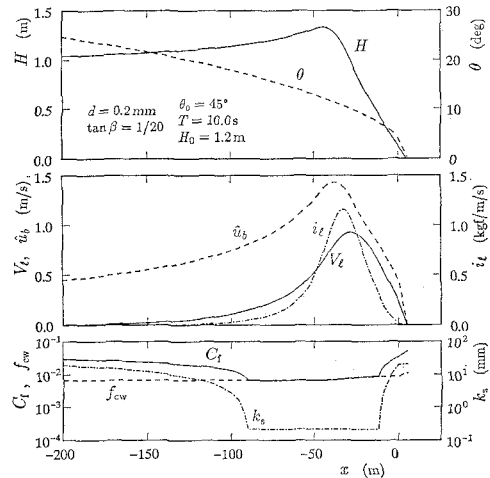


図-1 波・沿岸流・沿岸漂砂の計算例

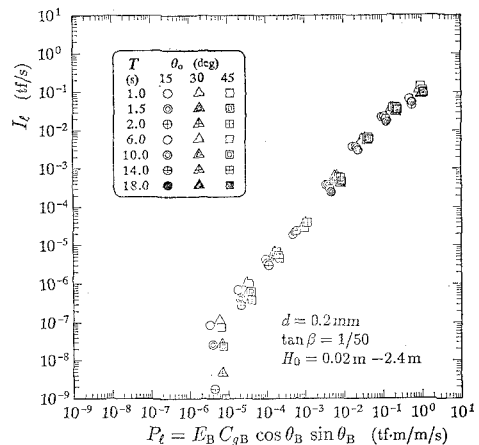


図-2 I_L と P_L の関係の例

マークを区別したが、点が重なり合って両者の影響は分りにくい。そこで、現地スケールの1,440ケースのデータに対して $I_L = \alpha_{IP} P_L$ なる比例関係を仮定し、粒径・勾配別に最小自乗法により求めた比例係数 α_{IP} の値を、1,440 ケースの平均値 $\bar{\alpha}_{IP}$ で正規化して図-4 (a) に示す (図 (b)~(e) については後述)。比例係数は、横軸の粒径 d の増加につれてかなり減少するのに対し、底勾配の影響は $\tan \beta = 1/10$ の場合を除いて余り顕著でない。その値は $\alpha_{IP} = 0.04 \sim 0.23$ 、平均値 $\bar{\alpha}_{IP} = 0.078$ 程度で、Komar・Imman (1970) により提案され CERC 公式として有名な沿岸漂砂量式中の係数値 0.77 や Kraus ら (1989) による値 0.52 に比して極めて小さく、むしろ Sato・Tanaka (1966) が提案した沿岸漂砂量式に相当する係数値 0.06~0.12 に近い。結局、次の近似式が得られる。

$$I_L = (0.04 \sim 0.23) P_L \approx 0.078 P_L \quad \dots\dots\dots (10)$$

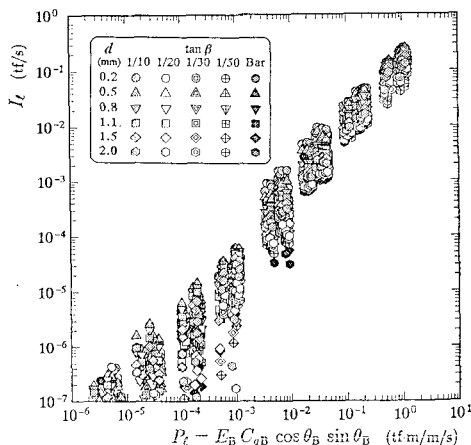


図-3 I_L と P_L の関係

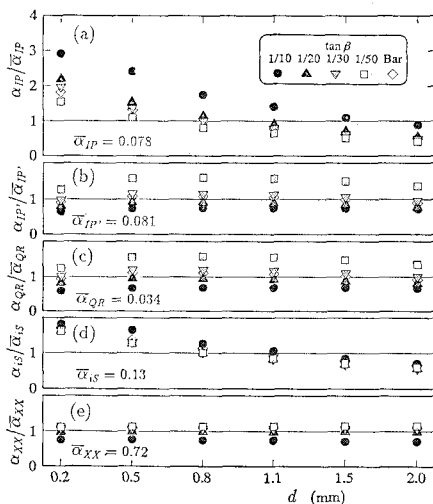


図-4 各比例係数の粒径・底勾配による変化

なお参考までに、式 (7) において碎波帯内の移動限界摩擦応力を $\tau_{cr} = 0.0$ としたときの $I_L = I_L'$ と P_L の関係を図-5 に示す。実験室スケールの波浪条件の場合も含めて、 I_L' と P_L はかなり良好な比例関係を示す。

Komar・Imman (1970) は、現地観測データに基づき、次式の関係をも導いている。

$$I_L = 0.28 P_L', \quad P_L' = E_B C_{gB} \cos \theta_B \cdot \bar{V}_L / \bar{u}_{bB} \dots (11)$$

ここで、 $\bar{V}_L$ は沿岸流の平均流速、 $\bar{u}_{bB}$ は碎波点での底面近傍軌道流速振幅である。図-6 に、今回の計算で求めた I_L と P_L' の関係を示す。沿岸流の平均流速 $\bar{V}_L$ としては、碎波点から最大 setup 点までの V_L の単純平均値を用いた。図-3 の I_L と P_L の関係よりもデータのばらつきはやや小さくなっており、現地スケールデータに対する比例係数 $\alpha_{IP'}$ も、図-4 (b) に示すように、 $\tan \beta = 1/50$ の場合を除き粒径や底勾配による差異は余り認められない。比例係数はこの場合も式 (11) よりもか

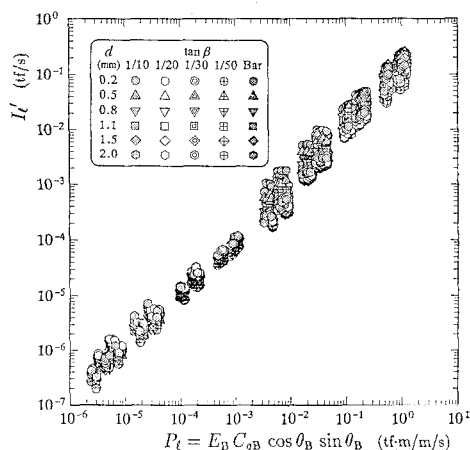


図-5 $\tau_{cr} = 0$ の場合の I_L と P_L の関係

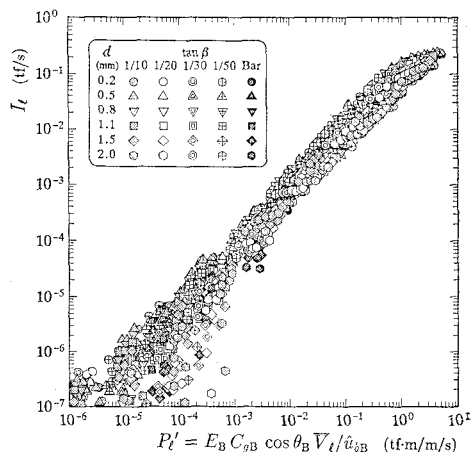


図-6 I_L と P_L' の関係

なり小さく、両者の関係はほぼ次式で与えられる。

$$I_L = (0.05 \sim 0.13) P_L' \approx 0.08 P_L' \quad \dots\dots\dots (12)$$

$I_L \propto P_L \propto P_L'$ の関係が成立するためには、 $\bar{V}_L$ が $\hat{u}_{dB} \cdot \sin \theta_B$ に比例する必要がある。両者の関係を 図-7 に示す。粒径と底勾配が共に等しいケース毎にみると、両者はほぼ比例関係にあるが、比例係数の値は粒径や底勾配によって 1 オーダ以上に変化している。ところで、Longuet-Higgins (1970) は沿岸流の平均流速 $\bar{V}_L$ に対して、理論的に次式を導いた。

$$\bar{V}_L = (5\pi/16)(\tan \beta / \bar{C}_r) \hat{u}_{dB} \cdot \sin \theta_B \quad \dots\dots\dots (13)$$

図-8 に、 $\bar{V}_L / (\hat{u}_{dB} \cdot \sin \theta_B)$ と $\tan \beta / \bar{C}_r$ ($\bar{C}_r$ は碎波帯内の C_r の平均値) の関係を示す。全体的には両者はほぼ比例関係を示すが、比例係数のばらつきはまだかなり大きい。これは式 (13) が水平拡散を無視して求められたものであることによると思われる。図-9 には参考まで $\bar{C}_r$ と $\hat{u}_{dB}^2 / (sgd)$ の関係を粒径と勾配別に示した。

さて式 (11) で定義されたパラメータ P_L' において

$$\left. \begin{aligned} C_{dB} &\approx \sqrt{g D_B}, \quad \cos \theta_B \approx 1 \\ \hat{u}_{dB} &\approx (H_B/2) \sqrt{g/D_B} \approx (\tau/2) \sqrt{g D_B} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

と近似すると、次式の関係を得る。

$$P_L' \approx (\rho g / 4 \gamma) H_B^2 \bar{V}_L \quad \dots\dots\dots (15)$$

従って、体積表示の総沿岸漂砂量 Q_L と $R_L = H_B^2 \bar{V}_L$ との間に比例関係が期待される。図-10は、 Q_L と R_L の関係を示したものであり、特に現地スケールの波浪条件データについては期待どおり Q_L は次式で与えられるように R_L にほぼ比例することが分かった (図-4 (c) 参照)。

$$Q_L = (0.020 \sim 0.053) R_L \approx 0.034 R_L \quad \dots\dots\dots (16)$$

ある意味では奇妙なことに、上式中の係数値は現地観測データに基づく Kraus ら (1989) の経験式に近い。

(2) 沿岸漂砂フラックスの岸沖分布

沿岸漂砂フラックス i_L は、図-1 に例示したように、碎波点よりやや岸側で最大値をとり、碎波帯幅と同規模の範囲で有意な値を示す。しかし各ケースの i_L の岸沖分布形状は必ずしも相似ではなく、粒径や底勾配および

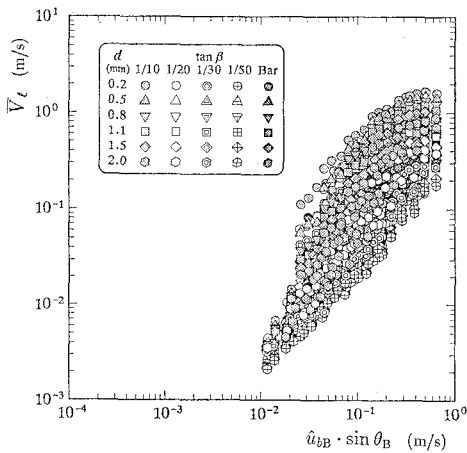


図-7 $\bar{V}_L$ と $\hat{u}_{dB} \cdot \sin \theta_B$ の関係

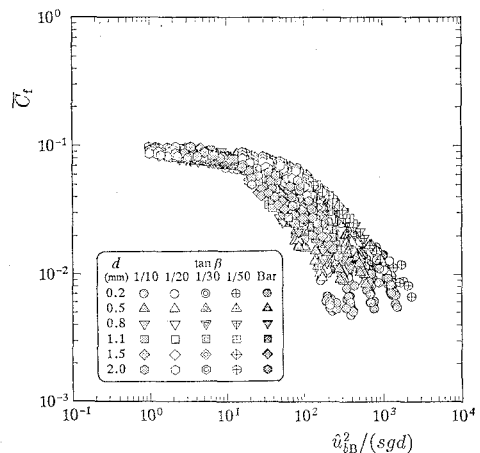


図-9 摩擦係数と軌道流強度の関係

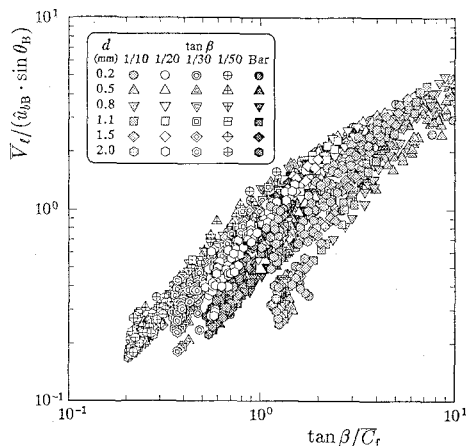


図-8 流速比と底勾配/摩擦係数の関係

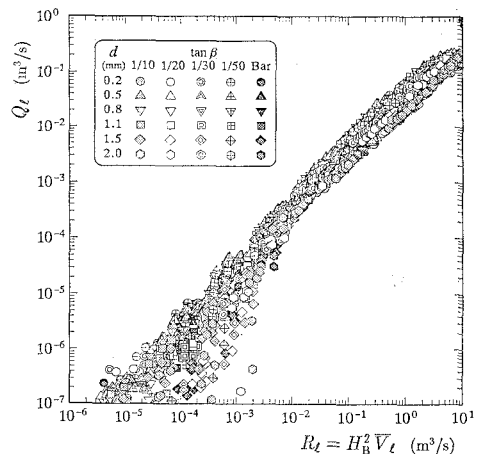
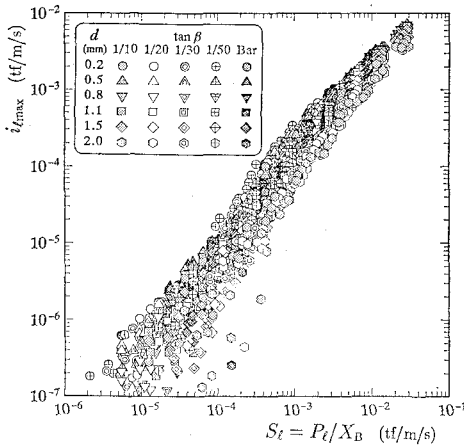
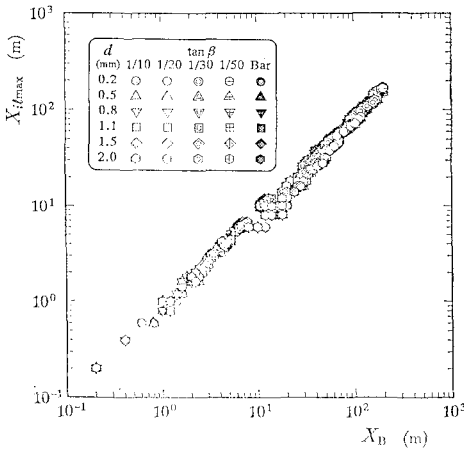


図-10 Q_L と R_L の関係

図-11 $i_{\max}$ と S_t の関係図-12 $X_{i_{\max}}$ と X_B の関係

波浪条件によって変化するので、一つの式に正規化して表現することは困難である。そこで本研究では、岸沖分布の代表量として最も重要と考えられる最大漂砂フラックス $i_{\max}$ ならびにその発生点の離岸距離 $X_{i_{\max}}$ についてのみ検討を加えることにした。

まず、最大漂砂フラックス $i_{\max}$ については、総沿岸漂砂量 I_t が P_t にはほぼ比例し、また i_t が有意な値をとる沿岸漂砂帯幅の幅が碎波帯幅 X_B (碎波点から最大 setup 点までの距離) と同程度であることから、 $S_t = P_t/X_B$ との相関が予想される。このような考えに基づいて $i_{\max}$ と S_t の関係を整理したのが図-11 であり、両者はかなり高い相関を示す。そして現地スケールの条件の場合の比例係数 $\alpha_{is} = i_{\max}/S_t$ は、図-4 (d) に示されるように、粒径の増加とともにかなり減少するが底勾配への依存性は非常に小さいことが分かる。

次に、 $i_{\max}$ の発生点の離岸距離 $X_{i_{\max}}$ と碎波帯幅 X_B との関係を図-12に示す。 $i_{\max} < 10^{-7}$ tf/m/s のデ

ータを除いた 2,300 以上の点をプロットしたにもかかわらずマークが重なってごく少数のデータ点しか見えない程に良好な比例関係が成立している。この図および図-4 (e) から分かるように、比例係数 $\alpha_{ix} = X_{i_{\max}}/X_B$ は、粒径や底勾配にはほとんど関係せず、実験室スケールの場合も含めて、0.72程度の値をとっている。

4. 結 語

以上の結果より、パワーモデル型の局所漂砂量算定式と従来より提案・利用されている総沿岸漂砂量算定式の両者の妥当性が、少なくとも定性的には相互に補強されたといえよう。また、沿岸漂砂フラックスの岸沖分布についても、2つの代表量 $i_{\max}$ と $X_{i_{\max}}$ が比較的簡単なパラメーターと高い相関を示すことが分かった。

しかしながら、残された問題も少なくない。例えば、底質粒径や波浪条件と海浜勾配を独立に変えており、それにもかかわらず結果のばらつきが比較的小さいの一方では興味深いことではあるが、実際にはそれらの相互関係を考慮した検討を詰める必要がある。加えて一様勾配の地形を主たる対象にしたが、波浪や底質の条件に対応したバー・ステップ地形等にも拡張する必要がある。また底面粗度の評価法や碎波に伴う乱れの外力としての効果についても検討を要する。更に、沿岸漂砂量に対する寄与が無視し得ないと指摘されている汀線近傍の浜漂砂をも合理的にしなければならぬ。底質粒径や波浪条件の範囲の拡大ならびに構造物の存在や波の不規則性の考慮等とあわせて、今後の研究課題としたい。

参 考 文 献

- 磯部雅彦(1986): 放物型方程式を用いた不規則波の屈折回折碎波変形の計算法, 第33回海講論文集, pp. 134-138.
- 佐藤慎司・美谷邦章・渡辺 晃(1986): 不規則振動流下における砂堆形状と漂砂量, 第33回海講論文集, pp. 228-232.
- 佐藤慎司・杉浦志樹・渡辺 晃(1987): 不規則振動流中における砂移動機構と砂堆の消滅限界, 第34回海講論文集, pp. 246-250.
- 清水琢三・近藤浩右・渡辺 晃(1990): 局所漂砂量算定式の現地適用性に関する研究, 海岸論文集, 第37巻, pp. 95-99.
- 田中 仁・首藤伸夫(1980): 波流れ共存時の底面摩擦に関する研究, 第27回海講論文集, pp. 163-167.
- 西村仁嗣(1983): 流れの場の計算, 堀川清司編海岸環境工学, 第3編, 第3章, 東京大学出版会, pp. 249-252.
- 渡辺 晃・丸山康樹(1984): 屈折・回折・碎波減衰を含む波浪場の数値解析法, 第31回海講論文集, pp. 103-107.
- 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・柳山 勉(1984): 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第31回海講論文集, pp. 406-410.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃(1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第31回海講論文集, pp. 324-328.
- Komar, P. D. and D. L. Inman (1970): Longshore sand transport on beaches, J.G.R., 75, 30, pp. 5914-5927.
- Kraus, N. C., K. J. Gingerich and J. D. Rosat (1989): Toward an improved empirical formula for longshore sand transport, Proc. 21st ICCE, pp. 1182-1196.
- Sato, S. and N. Tanaka (1966): Field investigation on sand drift at Port Kashima facing the Pacific Ocean, Proc. 10th ICCE, pp. 595-614.