

沿岸流のせん断不安定による長周期波の発生と 沿岸流速の岸沖方向分布

出口 一郎*・藤村隆太郎**・小野 正 順***

1. ま え が き

沿岸域における長周期波については、種々の研究が行われている。その大部分は、Infragravity 領域か、Surf beat に対応する長周期波である。Infragravity 領域の長周期波の波数 k_i は、 $\sigma^2/g < k_i < \sigma^2/(g \tan \beta)$ の範囲にあり、 $k_i = \sigma^2/(g \tan \beta)$ より大きな波数を持つことはない (σ : 角周波数, g : 重力加速度, $\tan \beta$: 海底勾配), 最近の実測結果によると、このような波数より大きく (波長が短く) かつ従来の Infragravity wave の周波数よりは十分に低周波数である波動が観測されている。

Bowen ら (1989) は、このような波動を Far Infragravity waves (以後 FIG 波と呼ぶ) と名付け、陸だな波の解析にならない、定常な沿岸流のせん断不安定によって発生するものとして解析を行っている。しかしその解析は、一定水深上で沿岸流速が線形な分布するという単純化された条件下で行われたものである。

本研究では、より現実に近い傾斜海浜上での定常沿岸流のせん断不安定に基づく FIG 波の発生機構についての解析を行い、FIG 波の発生に大きく影響を及ぼす沿岸流の岸沖方向分布形状とその分布形状を決定する水平混合係数について実験的に検討することを目的としている。

2. 傾斜海浜上での FIG 波の発生条件

まず、図-1 に示す汀線から沖方向に x 軸、汀線方向に y 軸をとった座標系において、平行等深線を持つ長い一様勾配海浜上で、汀線方向に一樣な沿岸流 (流速を $V(x)$ とする) が発生している状態での FIG 波の発生領域とその特性について解析を行った。断面平均流速としての沿岸流に、岸沖及び沿岸方向の摂動流速が $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ (ただし、 $V \gg u, v$) となる摂動運動が重畳した状態を考える。摂動運動に対する水位変動を η 、定常成分としての平均水位変動量を E とすると、海浜流の基礎式から定常成分及び摂動成分に対して次の

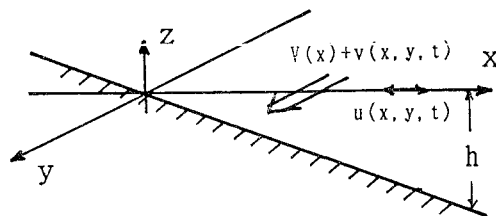


図-1 座 標 系

基礎式が得られる。

$$0 = -g \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{1}{\rho D} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \dots\dots\dots (1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \tau_y \right) + K_{xy} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + u \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ρ は流体密度、 τ_y は時間平均された汀線方向底部せん断力、 S_{xx} , S_{xy} はラディエーション応力、 K_{xy} は水平混合係数で、 D は全水深 ($= h + E + \eta$) である。

また、 η の時間変化率は、摂動運動の水平方向流量フラックス (uD 及び vD) の空間勾配より十分に小さいと仮定すると、摂動流速に対する次の連続方程式が得られる。

$$\frac{\partial uD}{\partial x} + \frac{\partial vD}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

さらに式 (6) で定義される輸送流れ関数を定義し、その形を式 (7) のように仮定する。

$$uD = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad vD = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \dots\dots\dots (6)$$

$$\Psi = \text{Re} \{ \phi(x) \exp(i(ky - \sigma t)) \} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\text{Re} \{ \}$ は、 $\{ \}$ 内の物理量の実部を表し、 σ 及び k は摂動成分の角周波数と波長である。

式 (3), (4) から η を消去し、式 (6) を用いて (u, v) を Ψ で置き換えると $\phi(x)$ に関する次の方程式が得られる。

$$(V - \sigma/k) \{ \phi_{xx} - k^2 \phi - (D_x/D) \phi_x \} - D \phi (V_x/D)_x = 0 \dots\dots\dots (8)$$

ここに、下添え字 x は、 x に関する偏微分を表す。

* 正会員 工博 大阪大学工学部助教授 土木工学科

** 正会員 工修 大林組

*** 正会員 工修 大阪大学工学部助手 土木工学科

Bowen らは、一定水深(式(8)中の $d_x=0$)と沿岸方向に線形な沿岸流速分布を仮定し、

$$\phi_{xx} - k^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

から ϕ を求め、(ϕ は双曲線関数で表される)その結果に基づいて長周期波の発生について議論している。しかし、実際には海底勾配が存在し、それによって入射波が砕波し、沿岸流が発生する。そこで、式(8)の左辺の $(V_x/D)_x=0$ となる条件で

$$\phi_{xx} - k^2 \phi - (d_x/x) \phi_x = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

の解析解が得られる範囲で種々の海底地形を検討したところ、水深が一様勾配 ($\tan \beta$ とする)

$$D = x \tan \beta \quad \dots\dots\dots (11)$$

で表現されるとき、式(10)は式(12)のように変形され、その解は変形ベッセル関数で与えられることがわかった。

$$\phi_{xx} - (1/x) \phi_x - k^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

式(12)の一般解は、積分定数を p, q とすると、第1種及び第2種の1次変形ベッセル関数 I_1 及び K_1 を用いて次のように表される。

$$\phi = p I_1(kx) + q K_1(kx) \quad \dots\dots\dots (13)$$

一方、摂動運動による水位変動 η は、式(6)、(7)を用いて式(4)から u, v を消去し、積分することによって次のように計算される。

$$\eta = -\{(V - \sigma/k) \phi_x - V_x \phi\} / (gD) \quad \dots\dots\dots (14)$$

V_x/D については、図-2 に示すように Bowen らと同様の分布形を仮定すると、式(11)より、沿岸流速分に対しては、図中の実線で示す分布形を仮定することになる。

図中には、Bowen らが仮定した海底形状及び沿岸流速分布も破線で示してあり、 X_0 は沿岸流の幅で $x = \delta X_0$ の地点で最大沿岸流速 (V_0 とする) が発生するものとする。

図-2 に示す領域 I、II 及び III における式(12)の解、式(13)が満たすべき境界条件は、 $X=0$ 及び ∞ で $\phi(x)=0$ 、及び $x = \delta X_0$ における ϕ と η の連続条

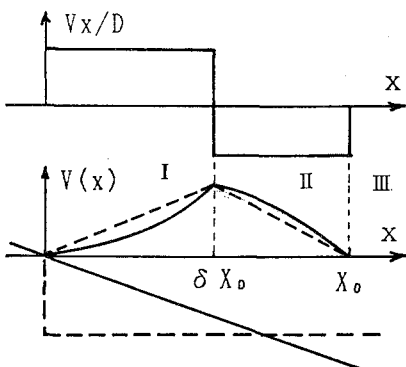


図-2 V_x/D と $V(x)$ の岸沖方向分布

件である。これらの境界条件を用いて式(13)の積分定数を消去すると、沿岸流の幅 X_0 及び最大沿岸流速 V_0 で無次元化された角周波数 σ' ($=\sigma/(V_0/X_0)$) に対する次の分散関係式が得られる。

$$a \sigma'^2 + b \sigma' + c = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$a = F_1 F_a,$$

$$b = F_a / (1 - \delta) - F_1 (k' F_a - \lambda),$$

$$c = \{1/(\delta - 1)\} [\lambda \{1 - (I_{1d}/I_{11})(K_{11}/K_{1d})\} - k' F_a]$$

ここに、

$$\lambda = 1/\delta + 1/(1 - \delta), \quad k' = k X_0,$$

$$F_1 = (I_{01} + I_{21})/2 / I_{11} + (K_{01} + K_{21})/2 / K_{11},$$

$$F_a = (I_{0d} + I_{2d})/2 / I_{1d} + (K_{0d} + K_{2d})/2 / K_{1d},$$

$$K_{jd} = K_j(k' \delta), \quad K_{j1} = K_j(k'),$$

$$I_{jd} = I_j(k' \delta), \quad I_{j1} = I_j(k')$$

で、 I_j 及び K_j ($j=0, 1, 2$) は、1 第種及び第2種の j 次変形ベッセル関数である。

式(15)から明らかなように、 σ' が複素数となり ($\sigma' = \sigma_r' + i \sigma_i'$ とする)、その虚部 σ_i が負の時、摂動運動は不安定となり、時間的に増大する。この不安定性は、

$$b^2 - 4ac < 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる領域で発生する。

図-3 は、式(15)に基づいて計算される k' と σ' の関係を示したものであり、図-4 は式(15)が虚根を持

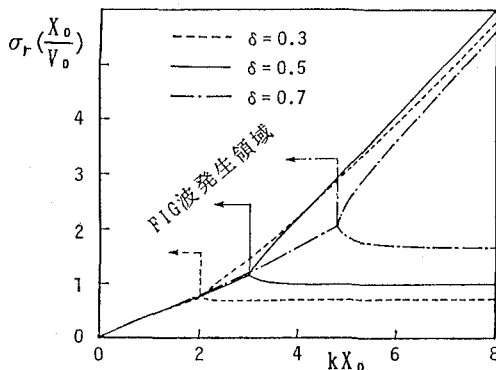


図-3 FIG 波の発生領域と波数・角周波数

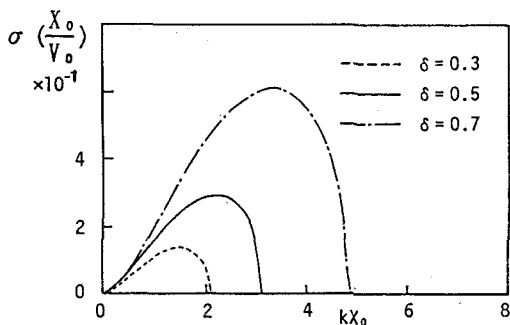


図-4 FIG 波の振幅増幅率

つ波数の領域の波数の虚部 σ_i' を示してある。式 (15) より明らかなように、無次元角周波数 σ' は、無次元波数 k' 及び δ のみの関数となり、海底勾配は直接的には関係しない。また、 δ が増加するにつれて、発生し得る FIG 波の領域は高波数側に広がり、FIG 波の増幅率も大きくなる。Bowen らによって行われた水平床上の FIG の解析結果では、FIG 波が存在し得る波数に上限と下限が存在するが、傾斜海浜上では上限値のみ存在する。

図-5 は、 δ の変化に伴う FIG 波の無次元波数の最大値 k'_m の変化の様子を示したものである。

しかし、 $\sigma_r'/k' (= (\sigma/k)/V_0)$ で定義される FIG 波発生領域の無次元波速 $C_p' (= C_p/V_0)$ は、 δ にはあまり依存していない。図-6 は、 $\delta=0.3, 0.5$ 及び 0.7 の場合に存在し得る FIG 波の無次元波速 C_p' と k' の関係を示したものである。

以上の考察より、FIG 波の発生は δ のみに依存し、発生した波動の波数と周波数 (波速) は $X_0, \delta X_0$ 及び最大沿岸流速 V_0 によって決定されることがわかる。また、その波数は leaky mode の長周期波の波数 ($<\sigma^2/g$) あるいは edge wave の波数 ($<\sigma^2/(g \tan \beta)$) よりは十分に大きい。たとえば、 $V_0=1 \text{ m/s}$, $X_0=20 \text{ m}$, $\tan \beta=0.1$, $\delta=0.5$ とすると、図-3 より FIG 波は $k<0.15$, $\sigma<0.058$ の領域の存在することになるが、最大の角周波数に対応する周期と波長はそれぞれ 108 s 及び 41.9 m となる。

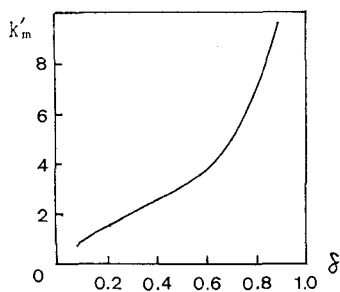


図-5 FIG 波の最大無次元波数

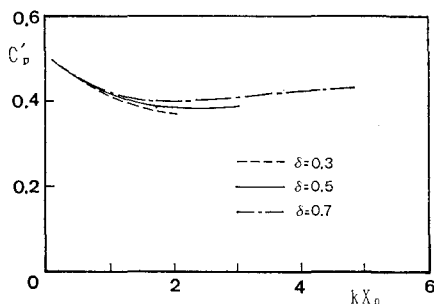


図-6 FIG 波の波速

3. 沿岸流速の岸沖方向分布

上述したように、FIG 波の特性は、定常沿岸流速の岸沖方向分布形状に大きく依存している。平行等深線を持つ長い直線上海浜における定常沿岸流については、式 (1), (2) に基づき古くから多くの研究が行われている。例えば、Longuet-Higgins (1970) によって導かれた沿岸流速分布の解析解は次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} V/V_b &= A(x/x_b) + B_1(x/x_b)^r & \text{for } x/x_b \leq 1 \\ V/V_b &= B_2(x/x_b)^s & \text{for } x/x_b > 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$V_b = \frac{5\pi}{16} \frac{\gamma \tan \beta}{C_f} (gD_b)^{1/2} \sin \theta_b \dots\dots\dots (18)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} p &= \pi N \tan \beta / (\gamma C_f) \\ A &= 1/(1-5p/2) \\ r &= \{-3/4 + (9/16 + 1/p)^{1/2}\} \\ s &= \{-3/4 - (9/16 + 1/p)^{1/2}\} \\ B_1 &= A(s-1)/(r-s) \\ B_2 &= A(r-1)/(r-s) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

で、 N は後述する水平混合係数に関わる定数、 γ は波高水深比、 C_f は底部せん断力に関わる摩擦係数である。

式 (17), (18) より明らかなように、沿岸流速の分布形状及び絶対値は、 p 及び V_b によって決定される。さらに、 $\tan \beta / C_f = \text{一定}$ (Komar, 1976) という仮定が妥当とすると、 V_b は砕波点における波速と波向および γ によって、 p は N と γ のみによって決定される。

沿岸流速が最大となる地点 ($x=\delta X_0$) と最大沿岸流速 ($V=V_0$) は、式 (17) の極値を求めることによって決定される。しかし、沿岸流の幅 X_0 を決定するためには、何らかの方法で新たに X_0 を定義しなければならない。そこで、沿岸流速の幅 X_0 を砕波帯幅 x_b で近似し、砕波帯内で最大沿岸流速の生ずる地点 δ' ($=\delta X_0/x_b$) と p の関係を示したのが図-7 である。

$\tan \beta / C_f$ 及び γ のオーダーをそれぞれ 10 及び 1 とすると、 $p=30N$ 程度の大きさとなる。このとき、 $N=$

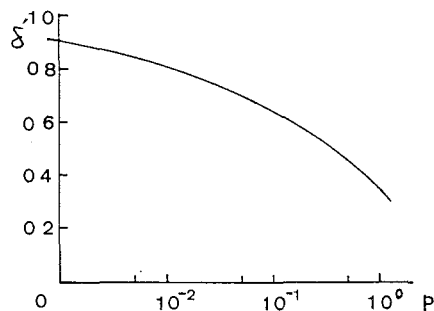


図-7 最大沿岸流速の発地点

0.001~0.01 に対して p の値は 0.03~0.3 の範囲で変化し、図-7 より δ' は 0.7~0.4 の範囲で変化することがわかる。しかし、実際には $\tan\beta/C_f$ は必ずしも一定ではなく、 r も海底勾配、入射波特性等によって変化するものと思われる。そこで、次に実験結果に基づいて沿岸流速分布及び N の具体的な値について検討する。

4. 沿岸流速分布と水平混合係数に関する実験

(1) 実験方法と諸元

沿岸流の分布形状については、すでにいくつかの実測あるいは実験結果に基づく研究が行われている。平行等深線を持つ長い直線上海浜における定常沿岸流については、式(2)に示されるようにラディエーション応力の勾配で表される推進力と底部せん断力及び水平混合項の釣り合いから決定され、その解は、例えば式(17)で与えられる。

これらの内、水平混合項は通常水平混合係数を用いた拡散型の表現が用いられるが、水平混合係数については、直接測定が困難であることから、限られた条件下の碎波帯内で測定された拡散係数との類似性に基づいて議論されているにすぎない(樫木ら, 1991)。

そこで、より広い碎波帯相似パラメータ ξ (0.2~0.5) に対応する平面実験を行い、碎波帯内に投入した浮子の広がりから拡散係数を実測することによって水平混合係数と沿岸流速分布の ξ への依存性及び平面水槽内での沿岸流速分布に起因する長周期波の発生の可能性について検討した。しかし、実験室内の有限な幅を持つ水槽内で発生する沿岸流は、水槽側壁の影響のため、式(2)で示されるような簡単な形では表現されず、したがって式(17)は適用される保証はない。この点についても実験結果に基づいて検討する。

実験に用いた水槽は、長さ 20 m、幅 10 m、高さ 0.6 m の平面水槽で、水深は 40 cm とし、その中に海底勾配 1/20 のモルタル製模型海浜を設置し、初期汀線に対して 30° の角度で実験波を入射させた。実験条件は表-1 に示す 6 ケース (Case 7~12) である。なお、表-1

表-1 実験条件

Case	H (cm)	T (s)	ξ	x_b (cm)	X_0 (cm)	V_0 (cm/s)	δ	δ'
7	7.6	1.0	0.23	210	210	35	0.33	0.33
8	7.0	1.2	0.28	200	220	37	0.38	0.40
9	7.0	1.4	0.33	170	190	40	0.42	0.47
10	10.4	1.0	0.19	270	270	45	0.37	0.37
11	9.5	1.2	0.24	250	260	50	0.38	0.40
12	9.3	1.4	0.29	225	260	44	0.42	0.49
4	10.9	1.0	0.38	165	175	70	0.40	0.42
5	10.3	1.2	0.47	160	170	72	0.47	0.50
6	10.2	1.4	0.55	140	170	75	0.47	0.57

Case7~12; $\tan\beta=1/20$, Case4~6; $\tan\beta=1/10$

には、樫木ら (1991) が海底勾配 1/10 の模型海浜上で行った実験の一部 (Case 4~6) も参考のため記してある。

実験においては、汀線方向 1 m 間隔に設けた 5 測線上で岸沖方向に 12.5 cm から 25 cm 間隔に水位変動の測定を行い、中央測線上で波高測定点と同じ地点において電磁流速計を用いて流速測定を行った。また、碎波帯内外の岸沖方向 25 cm 間隔に設置した定点から 1 辺 4 mm、厚さ 1.2 mm の木製浮子を投入し、その軌跡をビデオ解析することによって浮子の移流速度としての沿岸流速及び平均位置からの岸沖方向の広がり幅の時間変化率から拡散係数の計算を行った (樫木ら, 1991)。

(2) 水平混合係数について

著者らは、すでに海底勾配 1/10 の一様勾配海浜上における実験結果に基づき、式(2)中の水平混合係数 K_{xy} の無次元量 $K'_{xy}=K_{xy}/\{\sqrt{gD_b} \cdot D_b/\tan\beta\}$ が次式で表されることを確認している。

$$K'_{xy}=\alpha(D/D_b)^n, \quad n=1\sim 3/2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 D_b は碎波水深で、 α は Longuet-Higgins によると式(19)第1式中の N となり、樫木ら (1991) によると r あるいは ξ の関数となることが予想される。

図-8 は実測された無次元拡散係数 ϵ' の岸沖方向分布を示したものである。

なお、図中の数字は表-1 に示す実験ケースに対応し、図中には、式(20)において $\epsilon'=K'_{xy}$ と考え、 $n=3/2$ 、 $\alpha=0.00125\sim 0.08$ に対応する曲線も示してある。

図より明らかなように、実測された拡散係数は ξ の変化に対して明確な変化は示さないが、海底勾配が急なほど $\alpha (=N)$ の値は大きくなり、 $\tan\beta=1/10$ の場合は $\alpha=0.004\sim 0.008$ 、 $\tan\beta=1/20$ の場合は $\alpha=0.0025\sim 0.005$ 程度の値となる。また、実測された拡散係数は $D/D_b=0.75$ 付近で極大値となり、 $D/D_b>0.75$ の領域で急激に減少する。

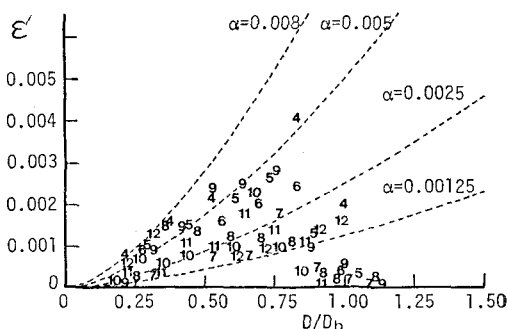


図-8 無次元拡散係数

(3) 沿岸流速分布について

先に述べたように、実験で測定された沿岸流速は、長い直線海浜における沿岸流速とは異なる可能性がある。

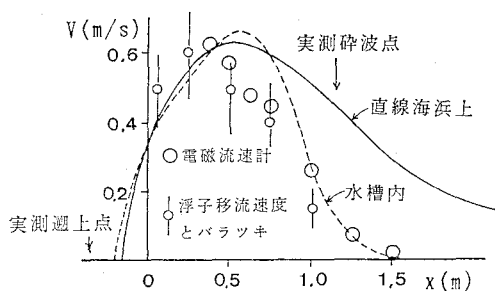


図-9 沿岸流速分布 (Case 4)

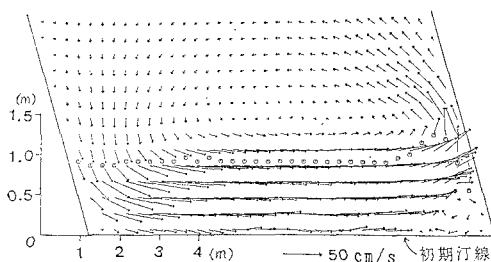


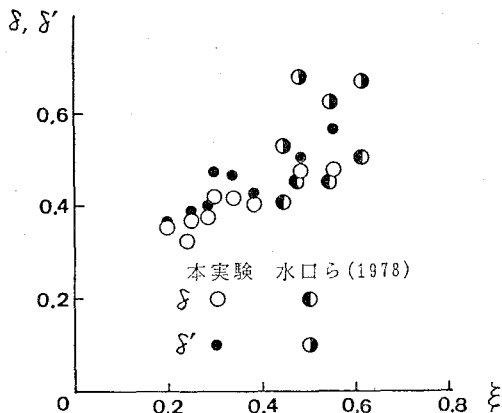
図-10 海浜流流況 (Case 4)

る。図-9は、Case 4の実験において実測された沿岸流速の岸沖方向分布と式(2)の解である式(17)に基づく計算結果の比較を示したものである。式(17)の計算を行うにあたり、実測結果に基づき $N=0.005$ とし、 C_f は、層流境界層を仮定し、砕波点における波動のみによる摩擦係数を算定して用いた。図より、水槽内で測定された沿岸流速は、砕波点付近から急激に減少するのに対し、長い直線海浜上での沿岸流速は、砕波点沖側でも比較的大きな値を持つ。

一方、図-10は、すべての項を考慮した海浜流の基礎式に基づいて、水槽内における海浜流を数値計算によって求めた結果である。図より明らかなように、水槽内では、砕波点の沖側で沿岸流とは逆方向の補償流が発生し、砕波帯外で沿岸流速の発達が抑制される。図-9には、この計算によって計算された沿岸流速の分布形も点線で示してあるが、計算結果と実測結果は良い一致を示す。

一方、図-9に示す実線と破線を比較して明かなように、汀線付近から最大沿岸流速が生ずる地点付近における両者の差異は少ない。したがって、少なくとも最大沿岸流速の発生地点の砕波点との相対的な位置 δ' ($=\delta X_0/x_0$) については、実験結果に基づいて議論できるものと思われる。表-1には、実測された x_0 、 X_0 及び δX_0 とそれらから計算される δ' 及び δ の値を示してある。図-11は、その値を ξ に対して示したものである。

図より明かなように、 ξ が 0.2~0.6 の範囲で増加

図-11 δ' 及び δ と ξ の関係

すると δ は 0.4~0.5、 δ' は 0.4~0.7 の範囲で増加する。この δ' の変域に対する N の変域は、先に考慮したように 0.001~0.01 となるが、これは実測された N の変域よりは大きい。この差異については、 C_f 及び γ の ξ にたいする依存性も含めてさらに検討が必要である。また、図中の δ と δ' の関係より、今回の実験における X_0/x_0 はほぼ 1~1.4 程度となっていることがわかる。

なお、実験 (Csea-10) で電磁流速計によって測定された流速成分に周期 30 s 程度の長周期成分が検出された。図-3よりこの周期に対応する FIG 波の波長は約 6 m と計算されるが、これは、水槽の汀線方向長さ (10 m / $\cos 30^\circ = 11.5$ m) のほぼ 1/2 の長さに相当する。

5. 結 語

傾斜海浜上の定常沿岸流のせん断決安定理論によって発生する FIG 波の特性について考察し、FIG 波の発生に関わる沿岸流速分布形について実験的な検討を加えた。しかし、実験室で生ずる沿岸流は、側壁の影響を強く受けることから特に沿岸流速の幅については検討することができなかった。より精度の高い現地実測の必要性を痛感している次第である。

参 考 文 献

- 榎木 亨・出口一郎・玉越隆史 (1991): 沿岸流速と水平混合係数の岸沖方向分布について, 海岸工学論文集, Vol. 38, pp. 71-75.
- Bowen, A. J., Holman, R. A. (1989): Shear instabilities of the mean longshore current (1. Theory), JGR, Vol. 94, No. C12, pp. 18023-18030.
- Komar, P. D. (1976): Beach Processes and Sedimentation, Prentice-Hall, 192-194.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, JGR, Vol. 75, No. C33, pp. 6778-6789.
- 水口 優・大嶋義隆・堀川清司 (1978): 沿岸流速の断面分布について, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 425-429.