

室内実験におけるリップ・カレントの発生について

堀 川 清 司*・丸 山 康 樹**

1. はじめに

水槽を用いてリップ・カレントの発生実験を行い、定常的な流れを観察した。流れを支配する物理量を実測により明らかにし、数値 simulation を行い検討した。その結果波高分布が流れを支配していることが確認された。水槽という特殊な条件下では自由振動と波高変動とに密接な関係があることが予想される。本論文では cross wave の概念を用いこの点について検討し、リップ・カレント発生メカニズムを明らかにする。

2. 発生実験

使用した水槽の諸元を図-1に示す。一様水深部の水深 $h_t=11$ cm, 勾配 s は $1/19$ である。座標軸は静水時汀線を y 軸に、水槽の中心線上沖方向に x 軸をとる。入射波周期を $0.6\sim 1.0$ sec の間変化させ発生実験を行ったが、本論文では、 T

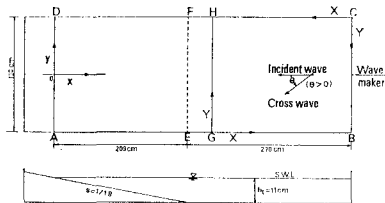


図-1 使用した水槽諸元

$=0.96$ sec の場合のみについて報告する。実験例を表-1に示す。run 1 と run 2 では一様水深部の平均波高に差があるだけである。リップ・カレント発生本数は両例とも1本であるが、発生する場所が run 2 では汀線方向

表-1 実験例

run	入射波周期 (sec)	一様水深部平均波高 (cm)	沖波波形勾配 (%)
1	0.96	0.80	0.56
2	0.96	1.50	1.05

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 電力中央研究所土木技術研究所

に常に変動するのに対して、run 1 では、 x 軸上にほぼ安定しており定常的な流れが観察された。フロート追跡により、流れを測定し run 1 の場合を図-2に示した。

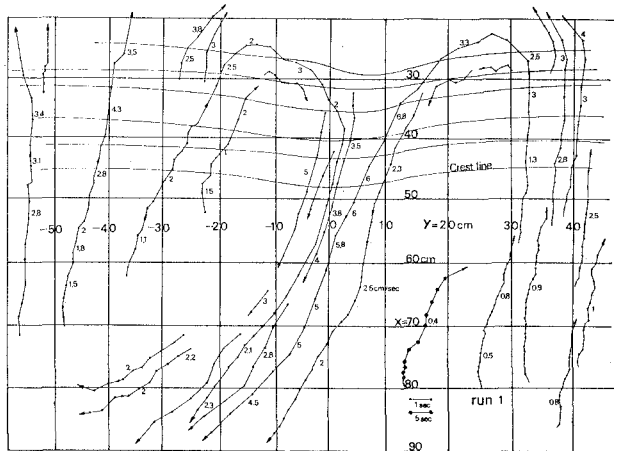


図-2 フロート追跡図

ビデオカメラでフロートを1秒間隔で記録した結果で流速も同時に示してある。砕波点は $x=30\sim 40$ cm の間にあり汀線方向の変化がある。流れの様子はこの砕波点の内外で著しく異なる。図-2 では砕波点の外側にほぼ対称なセルが2つ見られるが、砕波点の内側にも水槽の中心から側壁方向に流れる非常に強いセルが2つ存在する。リップ・カレントが2重構造を持つ点が水槽の実験で観察される著しい特徴である¹⁾。 y 軸方向の波高変化を測定し、図-3にその一部を示す。砕波帯外では水槽中央部の波高が小さくこの傾向は $x=170$ cm 付近まで続く。側壁に近く波高の大きい地点ほど砕波は沖側で生じていることが図-3より理解される。リップ・カレ

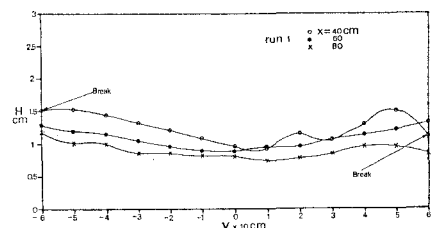


図-3 run 1 波高分布 (斜面上)

ントは波高の小さい部分に沿って沖側に流れ、リップ・ヘッドは斜面接続部にまで達し、逆向きの流れが波高を増加させる理論²⁾と矛盾する。この現象は他の周期で発生するリップ・カレントにも同様に観察された。碎波帯内の波高変化はほとんどなく、平均水位にも有意な差は見られなかった。一方一様水深部には order 的に同程度の波高変化があり、リップ・カレントの発生原因が碎波帯の外側にあることを示唆している。

3. 数値 simulation

実測した波高を用い、波と流れの干渉を考慮せずに計算を進め、この仮定のもとで radiation stress の概念を用いた海浜流の計算法がどの程度現実の流れを simulate できるかを検討する。計算を行うにあたって上記の仮定の外に次のような仮定を行う。すなわち、1) 流れは定常であるとする。2) 図-2 に見られるように、流れによる波峰線のひずみという形の屈折があるが、この影響を考慮するには流速が既知でなければならず繰返し計算が必要である。ここでは屈折を考慮せず、波は汀線に直角に入射すると仮定する。基礎方程式としては、以下の線型化した運動量方程式 (1) と連続方程式 (2) を用いる。また 図-1 の x - y 座標軸を用いる。

$$\frac{2\rho}{\pi}Cu_{\max}U_{\alpha}+\rho g(h+\bar{\zeta})\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_{\alpha}}+\frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_{\beta}}=0 \quad \cdots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}}\{\rho(h+\bar{\zeta})U_{\alpha}\}=0 \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$u_{\max}=\frac{H\sigma}{2\sinh kh}, \quad U_{\alpha}=(U_1, U_2)=(U, V),$$

$$S_{\alpha\beta}=E\begin{pmatrix} 2n-\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & n-\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad n=\frac{c_g}{c},$$

$$E=\frac{1}{8}\rho gH^2$$

C : 摩擦係数, $u_{\max}$: 底面での水粒子最大軌道速度,

U_{α} : リップ・カレント流速, h : 水深,

$\bar{\zeta}$: 平均水位, $S_{\alpha\beta}$: radiation stress, H : 波高,

k : 波数, σ : 角振動数, c : 波速, c_g : 群速度

wave set-down は微小なので無視するが、set-up は考慮しなければならない。平均した碎波点 x_B から直線的な水位上昇が碎波帯の内部に存在すると仮定し、水深を次のように修正する。

$$h^*=h+\bar{\zeta}=\frac{sx_B}{x_B+x_S}(x+x_S) \quad (x_S \leq x < x_B)$$

$$h^*=h+\bar{\zeta}=h \quad (x \geq x_B)$$

x_S : 水平方向の最大 set-up 量

h^* を用い流れ関数を

$$\phi_x=h^*V, \quad \phi_y=-h^*U \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

と定義する。式 (3) を用いることにより、式 (2) を考

慮する必要はない。以後 h^* を h と表記する。式 (1) の第 2 項を消去し最終的に ϕ について次のような楕円型偏微分方程式が得られる。

$$\Delta^2\phi+\frac{F_x}{F}\phi_x+\frac{F_y}{F}\phi_y+\frac{g}{F}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{h}\frac{\partial \bar{S}_{yy}}{\partial y}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{h}\frac{\partial \bar{S}_{xx}}{\partial x}\right)\right\}=0 \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

$$F=\frac{2HC}{h^2T\sinh kh}, \quad \bar{S}_{\alpha\beta}=\frac{1}{8}H^2\begin{pmatrix} 2n-\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & n-\frac{1}{2} \end{pmatrix},$$

T : 周期

リップ・カレントの対称性を仮定し水槽の半分の領域を計算する。境界条件は 図-4 のように、十分沖側の地点

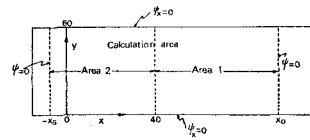


図-4 境界条件

x_0 と $-x_S$ の地点で $\phi=0$ 、水槽中心線上と側壁で $V=0$ 、すなわち $\phi_x=0$ で与えられるが収束の安定性を考慮してすべての境界線上で $\phi=0$ とした。図-4 で Area 1 は測定結果より波高を、

$$H(x, y)=\bar{H}(x)-A(x)\cos\left(\frac{2\pi}{b}y\right) \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

$$\frac{\bar{H}(x)}{0.81}=K_S\left\{1+\frac{(x-100)(x-170)}{5600}\right\}$$

$$A(x)=\frac{170-x}{590}$$

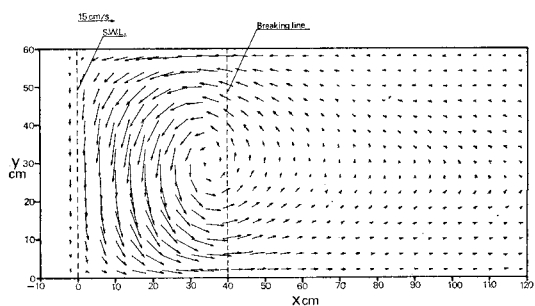
K_S : 浅水係数, b : 水槽幅

と表わした。式 (5) と測定波高との最大相対誤差は 13.6% である。 y 方向の波高変化が第 2 モードの調和関数で近似できることは注目すべき点である。Area 2 については波高の正確な測定が困難で次のように simulate する。

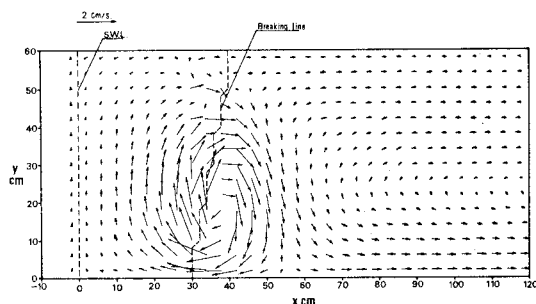
Simulation-1: Area 1 の波が $x_B=40$ cm の地点で同時に碎波し、碎波後の波高は線型的に減少する。

Simulation-2: 波高の大きい地点ほど沖側で碎波するとし実測結果と一致させる。碎波後は線型的な波高減少とする。

式 (4) を差分化し加速緩和法で計算した結果を図-5、図-6 に示す。図-5 では、セルの形成は 1 つで Bowen³⁾ の計算結果に近い。図-6 では碎波点を中心にセルが形成され、碎波帯の外側のセルと 2 重構造を形成している。観測した流れは両者の中間に位置すると考えられる。碎波点の変化がセルの 2 重構造の形成に影響を与えることが理解できる。計算では摩擦係数 C に Jonsson が与えた粗度長さ k' を持つ rough turbulent case の式⁴⁾



図—5 Simulation—1



図—6 Simulation—2

を用いている。計算では両例とも $k' = 0.1 \text{ cm}$ としている。 k' を変化させても流速の絶対値が変化するだけで、流れの様子は全く変化しない。

4. Edge wave と波高変化との関係

波高変化がリップ・カレントの発生を支配していることが計算結果からも確認できたので、波高変化の原因を明らかにすることが次の問題点である。edge wave は水槽内で y 方向に N モードの重複波を形成し、水面変位は

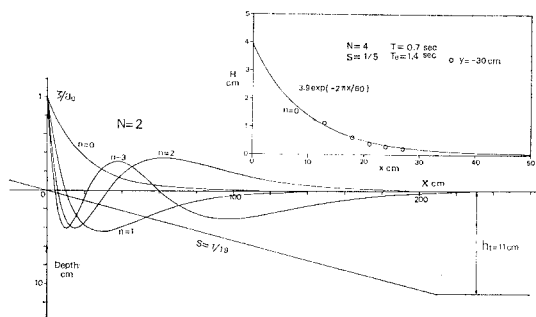
$$\zeta = a_e \cos(\lambda y) \exp(-\lambda x) L_n(2\lambda x) \sin \omega t \quad \cdots (6)$$

$$\lambda = N\pi/b \quad (N=1, 2, 3, \dots)$$

n : 沖方向モード, a_e : 振幅, ω : 角振動数,

$L_n(x')$: Laguerre 多項式, λ : 波数

で与えられる。式 (5) と比較して $N=2$ を仮定し, n の各値について式 (6) の ζ を計算し 図—7 に示した。



図—7 Edge wave

振動は汀線近くに trap されており、一様水深部の波高変化を説明することは不可能である。また Guza⁵⁾ の理論にしたがえば緩勾配斜面である $s=1/19$ の斜面では edge wave は発生しないことが理解できる。実験でも発生は見られなかった。 $s=1/5$ の急勾配斜面で観察した $N=4$ の edge wave を 図—7 の上部に示す。 N が異なっても edge wave の周期 T_e は入射波周期 T の 2 倍で, n も 0 以外は観察されず, subharmonic Stokes mode のみが発生した。リップ・カレント発生時の波形記録には subharmonic 成分は見られず, この点からも波高変化は edge wave で説明できないことが明らかである。

5. 一様水深部の共振現象

次に水槽の自由振動が波高変化に影響を与えることが考えられる。この点に関連して cross wave の概念を導入びくがその準備として, 図—1 の GH に反射板を設置した場合の共振現象を明らかにする。座標軸は G 点を原点とする X - Y 軸を採用する。BC 面は造波板で時間的に変動するが造波する波高は小さく変動量は微小で, GB を時間的に平均した値を水槽の長さ l とする。 Y 方向に N , X 方向に M のモードを持つ, N - M モードの自由振動は,

$$\zeta(X, Y, t) = a \cos\left(\frac{M\pi}{l}X\right) \cos\left(\frac{N\pi}{b}Y\right) \cos \sigma t \quad \cdots (7)$$

$$\sigma^2 = gk \tanh kh_t \quad \cdots (8)$$

$$k^2 = \left(\frac{M\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{N\pi}{b}\right)^2$$

$$(N=1, 2, 3, \dots; M=0, 1, 2, \dots) \quad \cdots (9)$$

で与えられる。図—1 のように, 入射波に対して θ 方向に進行する波を考えこれを cross wave と呼ぶことにする。 $\theta, -\theta, \pi-\theta, \pi+\theta$ 方向に進行する振幅 a_e で周期の等しい 4 つの cross wave を合成すると,

$$\zeta(X, Y, t) = 4a_e \cos(k \cos \theta X) \cos(k \sin \theta Y) \cos \sigma t \quad \cdots (10)$$

$$\sigma^2 = gk \tanh kh_t \quad \cdots (11)$$

となり重複波を形成する。側壁での境界条件に式 (10) を代入し

$$\frac{\partial \zeta}{\partial X} = 0 \quad (X=0, l) \quad \text{より} \quad k \cos \theta = \frac{M\pi}{l}$$

$$(M=0, 1, 2, \dots) \quad \cdots (12)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial Y} = 0 \quad (Y=0, b) \quad \text{より} \quad k \sin \theta = \frac{N\pi}{b}$$

$$(N=1, 2, 3, \dots) \quad \cdots (13)$$

が得られる。式 (12), (13) は

$$(k \cos \theta)^2 + (k \sin \theta)^2 = k^2 = \left(\frac{M\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{N\pi}{b}\right)^2$$

となり, 式 (9) と完全に一致する。振幅 a_i , 角振動数 σ_i , 波数 k_i の入射波は GH で反射し,

$$\eta(X, t) = 2a_i \cos(k_i X) \cos \sigma_i t \dots \dots \dots (14)$$

と重複波になる。入射波と自由振動が共振する条件は、周期が一致すること、すなわち波数空間で考えれば、

$$k = k_i \dots \dots \dots (15)$$

が必要条件である。定常的な共振が生ずるためには、入射波が水槽内で完全重複波になる条件、

$$\frac{\partial \eta}{\partial X} = 0 \quad (X=0, l) \quad \text{より} \quad k_i = \frac{M' \pi}{l} \quad (M' = 1, 2, 3, \dots) \dots \dots (16)$$

が必要である。共振図を 図-8 に示すが、格子点 (N, M) は N-M モードの自由振動を表わし、この点と原点との

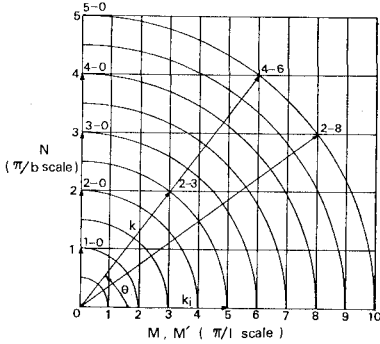


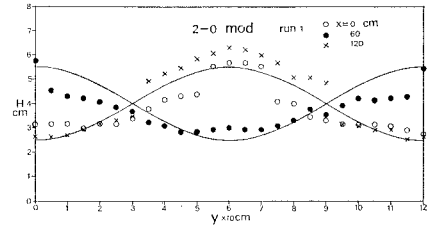
図-8 共振図 ($l=240$ cm, $b=120$ cm)

長さが波数 k である。式 (12), (13) よりこの k と M 軸とのなす角が θ であることが理解できる。条件式 (16) は k_i が M' 軸上の点と原点との長さであることを意味し、 k_i を半径とする $1/4$ 円が格子点を通過するとき、条件式 (15) が満たされ共振が生ずる。共振周期はこの条件を満たす k に対して式 (11) で計算できる。波高分布は、式 (10) と式 (14) を位相差 ε_c を考慮して合成すればよい。 ε_c は自由度で理論では決定できないが、ここでは 0 か π のどちらかの値をとるものと解釈する。実験は $l=240$ cm とし、入射波周期を $0.6 \sim 1.3$ sec の間変化させ共振を観察した。図-8 の共振図で、格子点にモード数を記入した自由振動が共振条件を満たすが、実験範囲内にあるものだけを選択し実測値と比較した結果の一部を表-2 に示す。合成した理論波高と実測値と

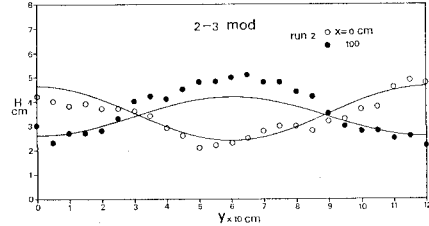
表-2 理論と実験結果の比較

理 論		実 験 結 果					
モード	共振周期 (sec)	run	モード	共振周期 (sec)	a_t (cm)	a_c (cm)	ε_c (radian)
2-0	1.22	1	2-0	1.23	1.00	0.19	π
2-3	1.00	2	2-3	1.00	0.88	0.14	0
4-0	0.69	3	4-2	0.67	0.69	0.30	π

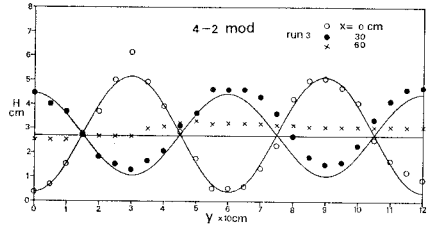
の比較を図-9 に示した。run 3 の場合のみモードが理論と一致しないが、4-0, 4-1, 4-2 等の自由振動周期の間には差はほとんどなく、どのモードが共振しても不思議ではない。また $l=270$ cm として実験した例では、



(1)



(2)



(3)

図-9 Y 方向波高分布の理論との比較

0.65 sec で共振が観察され、測定した波高を Fourier 解析しその成分を図-10 に示すが、 $N=2$ と $N=4$ の成分が大きく Y 方向に 2 種類のモードが同時に存在していることが理解できる。モード数が高くなると自由振動周期に差が見られなくなり、共振するモードは多数存在する可能性があり、これらの振動が同時に発生すると考えるほうが自然である。

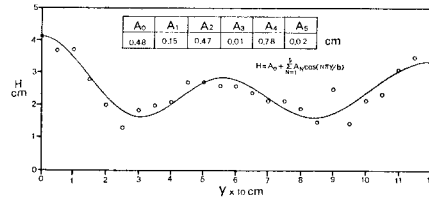


図-10 Fourier 解析結果

6. Cross wave と波高変化との関係

5. 節で cross wave の概念を説明したが、ここでは反射板 GH がいない場合について、この考え方を応用する。座標軸は C 点を原点とする X-Y 軸を採用する。水槽内を進行する入射波は波長が水深により変化することを考慮して、

$$\eta(X, t) = a_i(X) \cos \left(\int_0^X k dX' - \sigma t \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\sigma^2 = g k_t \tanh k_t h_t = g k \tanh k h \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$a_i(X)/a_{it} = K_s/K_{st}$$

a_{it} : 一様水深部での振幅, k_t : 一様水深部での波数,

K_s : 浅水係数, K_{st} : 一様水深部での K_s の値

と表わすことができる。入射波と周期の等しい θ と $-\theta$ 方向に進行する2種類の cross wave を考える。物理量は X のみの関数であり, 合成した水面変位は

$$\begin{aligned} \zeta(X, Y, t) = & 2a_o(X) \cos(k \sin \theta Y) \\ & \times \cos \left(\int_0^X k \cos \theta dX' - \sigma t + \varepsilon_o \right) \\ & \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ε_o : 入射波に対する位相差, a_o : 振幅

となる。分散関係式は式(18)と同じである。波は斜面上で屈折し Snell の法則,

$$\frac{\partial}{\partial X}(k \sin \theta) = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

が成立する。一様水深部では Y 方向に N モードの重複波を形成すると仮定する。すなわち,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial Y} = 0 \quad (Y=0, b) \quad \text{より} \quad k_t \sin \theta_t = \frac{N\pi}{b} \\ (N=1, 2, 3, \dots) \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

θ_t : 一様水深部での cross wave の進行角

が成立すると仮定する。式(20)を考慮すれば,

$$\begin{aligned} k \sin \theta = k_t \sin \theta_t = \frac{N\pi}{b} \\ k \cos \theta = \sqrt{k^2 - (k \sin \theta)^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{N\pi}{b} \right)^2} \end{aligned}$$

となり, 式(19)は

$$\begin{aligned} \zeta(X, Y, t) = & 2a_o(X) \cos \left(\frac{N\pi}{b} Y \right) \\ & \times \cos \left(\int_0^X \sqrt{k^2 - (N\pi/b)^2} dX' - \sigma t + \varepsilon_o \right) \\ & \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

$$a_o(X)/a_{ot} = K_s/K_{st} \cdot K_r/K_{rt}$$

$$\begin{aligned} K_r/K_{rt} = & (\cos \theta_t / \cos \theta)^{1/2} = \{ (1 - \sin^2 \theta_t) / (1 - \sin^2 \theta) \}^{1/4} \\ = & \{ [1 - (N\pi/bk_t)^2] / [1 - (N\pi/bk)^2] \}^{1/4} \end{aligned}$$

K_r : 屈折係数, K_{rt} : K_r の一様水深部での値,

a_{ot} : cross wave の一様水深部での振幅

と表わせる。式(22)は N の値により一意的に決定し, 斜面上で波長が変化しても Y 方向に完全重複波を形成する。 N のとり得る範囲には限界があり, 式(21)の $\sin \theta_t$ のとり得る範囲より,

$$0 < N \leq \frac{bk_t}{\pi} = f(T) \quad \dots\dots\dots (23)$$

が得られる。 $f(T)$ を入射波周期 T に対して計算した結果を図-11 に示した。 $T=0.96$ sec では N のとり得る

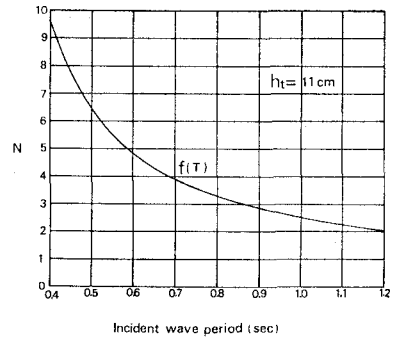
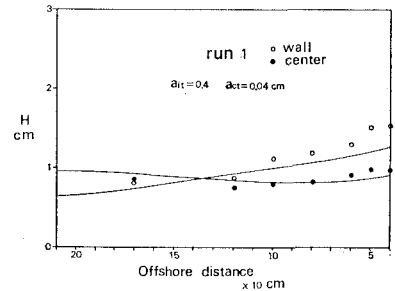
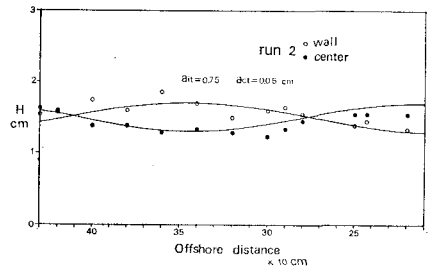


図-11 N のとり得る範囲

範囲は $N=1, 2$ である。 $N=2$ を仮定し, 式(17)と式(22)を $\varepsilon_o = \pi$ として合成し計算した結果と, run 1, run 2 の X 方向波高記録との比較を図-12 に示す。 Y 方向波高変化が $N=2$ の調和関数で近似できることは, 3. 節の式(5)で既に述べた。したがって合成した波高と実測値が一致することは明らかである。図-13 に計



(1)



(2)

図-12 理論値との比較

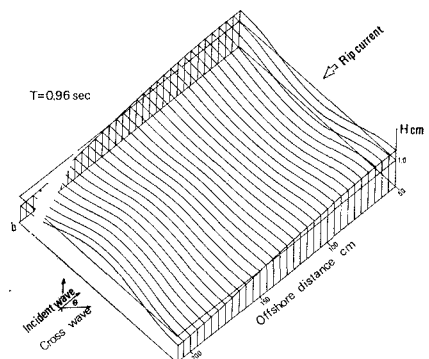


図-13 Cross wave によるリップ・カレントの発生

算した波高分布とリップ・カレント発生位置との関係を示した。run 2 では発生位置が変動するが、 $N=2$ と同時に非対称モードである $N=1$ の cross wave が発生したためと考えられる。

7. 結 論

水槽内では入射波と同時に cross wave が造波され位相の関係で碎波点近くに波高変化が生ずる場合リップ・カレントが発生することを明らかにした。海浜変形等の平面実験を行う場合には注意が十分な必要であろう。進行方向の異なる波が合成されてリップ・カレントが発生するという考え方は、open coast の場合にも適用できる。この点については Dalrymple⁶⁾ が述べているので省略するが、今後この方面の研究が必要であろう。

8. おわりに

本研究を行うにあたり、東京大学工学部土木工学科港湾研究室の方々には有益な助言をいただいた。参考文献および流れの計算法については佐々木民雄博士の助

言を得た。これら多くの諸氏に深く感謝の意を表する。なお本研究は、昭和50年度文部省科学研究費総合研究A〔(海浜過程におけるダイナミックシステムに関する研究)(研究代表者堀川清司)〕による成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司・水口 優： 碎波帯付近の流れに関する平面実験，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 141～147，1975.
- 2) Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 59, 1969.
- 3) Bowen, A. J.: Rip currents I, II, J. G. R., Vol. 74, No. 23, pp. 5467～90, 1969.
- 4) 佐々木民雄： 海浜流系の構造に関する野外的研究，東京大学学位論文，p. 180, 1974.
- 5) Guza, R. T. and D. L. Inman: Edge waves and beach cusps, J. G. R., Vol. 80, No. 2997～3012, 1975.
- 6) Dalrymple, R. A.: A mechanism for rip current generation on an open coast, J. G. R., Vol. 80, No. 24, pp. 3485～87, 1975.