

砕波帯内の流体運動に関する現地観測

水 口 優*

1. はじめに

砕波帯は、海と陸との接点の一形態である。そこでは、沖からの入射波が砕けてエネルギーを失う過程において、平均水位の上昇、海浜流の発生という平均的（準定常）な流体運動が誘起されている。と共に、砕波に伴って発生する乱れも存在する。すなわち、砕波帯内の流体運動は、表一1 に示すような時間スケールによって特徴づけられる。

表一1 砕波帯の流体運動の時間スケールに基づく分類

	時間スケール	現 象
準定常流れ	数十分以上	海浜流、平均水位の上昇
波 動	数秒～数十秒	入射波浪の変形
乱 れ	秒以下	砕波に伴う乱れ

平均的な量である海浜流に関しては、ここ 10 年余の間に研究が進み、その定性的な性格は、砕波に伴う radiation 応力の勾配の発生を外力とする流れであることが明らかになっている。波動運動としての入射波は、砕波後も流体運動の基本的な部分である。現地不規則波浪の浅海変形を扱う手段としては、スペクトル的な手法と波別解析法に大別される。水口・松田（1980）は、ゼロダウソクロス法により定義される主要な波を規則波的に扱うという波別解析法の 1 つが有望な手段であることを示した。その際、個々の波を定義する場合の問題点として長周期変動（サーフ・ピート現象）を除去することが必要なことが指摘されている。その長周期変動の正体としては、土屋・山口・芹沢（1973）、合田（1975）などは、斜面上での岸沖方向の重複波である可能性を指摘しているのに対し、Huntley（1976）、佐々木・堀川・久保田（1977）は、限界モードのエッジ波と考え得ることを主張している。砕波に伴う乱れについては、実証的な研究が進行中である。

ここで報告する現地観測は、流体運動の平均スケールでの特性を明らかにする目的で、水位変動および水平流速成分の変動を平面的に測定したものである。が、観測

時間のスケールにも及ぶ長周期の変動が卓越したため、主として、その特性について論じることになった。

本論文における主たる結論は、観測された長周期変動は、汀線付近の斜面における（完全）重複波であり、またその変動は入射波成分そのものに含まれていると考えられるということである。砕波帯近傍の波動場の表現としては、長周期成分を独立に扱うべきであり、1 つの方法としては次のように表すことが考えられる。

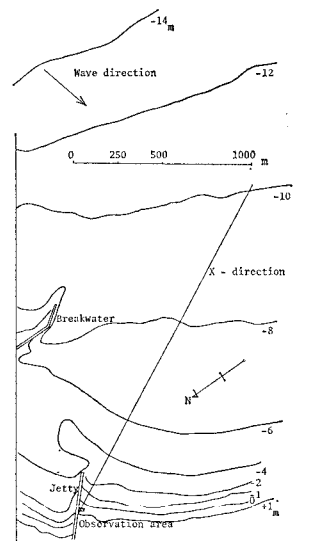
$$\left. \begin{aligned} \eta_w &= \sum_j 2a_{ij} J_0(\sqrt{\alpha_j} X) \cos \sigma_{ij} t + a_i \cos(k_i X - \sigma_i t), \\ \alpha_j &= \frac{4\sigma_{ij}^2}{gm} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 η_w : 波動としての水位変動、 a_{ij} , σ_{ij} : 長周期成分の振幅および角周波数、 a_i , σ_i , k_i : 砕波するために進行波と見なせる従来の入射波成分の代表振幅、角周波数および波数、 g : 重力の加速度、 m : 汀線付近の斜面勾配である。

2. 現地観測

現地観測は、茨城県大洗港の防砂堤の南側基部において、1980 年 8 月 29 日午後 3 時 35 分から 12 分 41 秒間にわたって行った。

図一1 は、観測地点の概略図である。大洗港外（大洗港基準 D.L. -21 m）には超音波式波高計および波向計が設置されている。観測日の午後 3 時前後の有義波高 $H_{1/3}$ 、有義周期 $T_{1/3}$ は、それぞれ 129 cm, 8.9 s であり、午後 2 時の波向きは、N74°E（本地点の卓越方向でもある）であった。また観測時の潮位は、



図一1 観測地点概略図

* 正会員 工博 中央大学助教授 理工学部土木工学科

D.L. で約 1.0 m であった。

図-2 は、観測地点の拡大図である。11 台の 16 mm カメラを用いてボール群および砕波帯外のボール（以下沖ボールと呼ぶ）を撮影することにより水位変動の記録を得た。図中に示したように、電磁流速計（盛岡計器製）を設置して水平流速成分を測定した。流速記録は、16 mm カメラのモータードライブ用信号を外部トリガーとしてデジタルレコーダーに集録した。サンプリング間隔は、0.2 s で記録数は

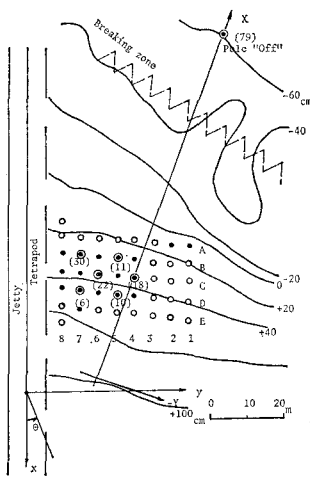


図-2 観測地点説明図。黒丸は水位変動を読みとった地点であり、さらに丸で囲んだ地点に電磁流速計を設置した。() 内の数字はその底面から設置高さ (cm) である。

3809 個である。図-2 中には、以下の解析において用いる座標系も示す。(x, y) 座標は突堤を基準としたものであり、(X, Y) 座標は波の進行方向を基準としたものである。そして対応する水平流速成分を (U, V) と表す。

観測地点は、突堤の極く近くであり、反射波と沿い波の存在が懸念された。しかし、突堤がテトラポットで被覆されていることや、海底地形が突堤を自然な境界とする所まで到達していることのために、それらの現象は目視上も観察されなかった。ただし、沖ボールの生データにおける $H_{1/3}$, $T_{1/3}$ は、42 cm, 7.6 s であり、前者は港外の値に比して 1/3 と防波堤の遮蔽効果を大きく受けている。なお砕波形式は、巻き波型であった。

図-3 および 図-4 は、沖ボール地点と砕波帯内の代表地点 C-4 における生データの一部である。生データに見られる特徴は、砕波帯内において 1 分程度の周期をもつ変動が（特に岸沖方向流速成分に）著しいことである。両図中の破線は、周期 20 s 以下を除去し、25 s 以上を通す数値 low pass filter によって長周期成分を取り出したものである。以下添字 l , F はそれぞれ、その長周期成分およびそれを除去したものを意味するものとする。

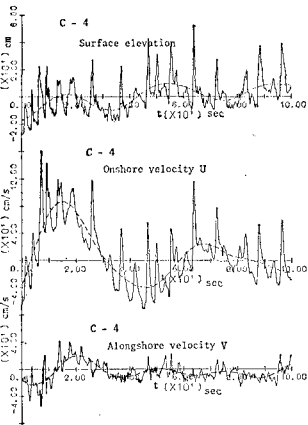


図-3 砕波帯内の生データの例 (C-4 地点)

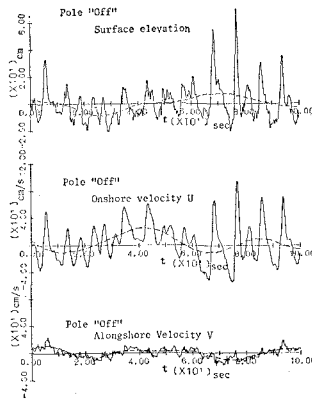


図-4 砕波帯外（沖ボール）での生データの例

3. 現地観測の結果

〈平均量〉 各測定点での観測時間内の平均量を求め、砕波帯内での値については最小自乗法により平面近似した結果を表-2 に示す。なお、波向き $\bar{\theta}$ は、(x, y) 軸に対応する水平流速成分 (u, v) を用いて次のように定義される。

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\bar{u}\bar{v}}{\bar{u}^2 - \bar{v}^2} \right) \quad \dots\dots (2)$$

ここで、 $\bar{\quad}$ は平均量を表すものとする。波向の集中度を表すものとして、Nagata (1964) による long crestedness γ^2 を用いるものとする。

$$\gamma^2 = \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 - \sqrt{(\bar{u}^2 - \bar{v}^2) + 4\bar{u}\bar{v}}}{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \sqrt{(\bar{u}^2 - \bar{v}^2) + 4\bar{u}\bar{v}}} \quad \dots\dots (3)$$

γ^2 と $\cos^n \theta$ 型の方向スペクトルの間には、 n が整数ならば次式が成立する。

$$\gamma^2 = \frac{1}{n+1} \quad \text{または} \quad n = \frac{1}{\gamma^2} - 1 \quad \dots\dots (4)$$

すなわち、 $\gamma=1$ ($n=0$) の時に全く不規則で、 $\gamma=0$ ($n \rightarrow \infty$) の時に単一方向波ということによる。また表-2 中の C-6 地点は、電磁流速計群の中央に付置し、その座標値は (x, y) = (-32.95, 19.60) m である。

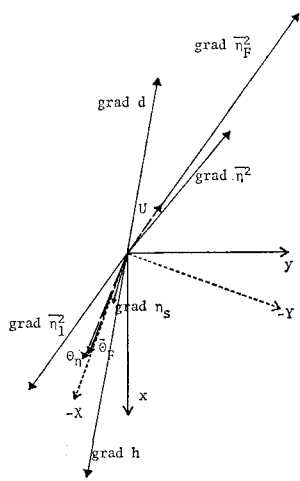
表-2 における特徴は、1) $\bar{\eta}_F^2$ と $\bar{\eta}_l^2$ の勾配の向きが逆であること、その結果、 $\bar{\eta}_l^2$ は ($\bar{\eta}^2$ も) 汀線 ($Y=0$)

表-2 砕波帯内の平均量の特徴

	(grad) _x	(grad) _y	相関係数	C-6での	実測値
	m ⁻¹	m ⁻¹	γ^2	算定値	
平均海面 η_s (cm)	0.358	-0.106	0.622	93.4	93.1
水位変動の 自乗平均 $\bar{\eta}^2$ (cm ²)	-0.887	0.757	0.561	110.1	106.5
" $\bar{\eta}_F^2$ (cm ²)	-1.76	1.29	0.937	72.7	76.5
" $\bar{\eta}_l^2$ (cm ²)	1.07	-0.779	0.735	34.0	28.3
海底地形(D.L.) h (cm)	1.64	-0.309	0.983	34.1	34.9
平均水深 d (cm)	-1.28	0.202	0.960	59.4	58.2
平均流速 $\bar{u}$ (cm·s ⁻¹)	0.059	0.066	0.104	-3.6	-2.7
" $\bar{v}$ "	0.150	0.000	0.559	2.6	2.2
波向き角 $\bar{\theta}$ (deg.)	-0.426	-1.370	0.849	-16.8	-13.3
" $\bar{\theta}_F$ (deg.)	-0.337	-0.278	0.409	-20.9	-21.0
波の集中度 γ^2	0.000	0.002	0.764	0.089	0.097
" γ_F^2	0.002	-0.001	0.409	0.129	0.117

or $y=2.75x+29.2$) 付近でかなり大きい有限値をとること, 2) 波の集中度は非常に強く, 単一方向からの入射とみなせ, 突堤からの反射は無視し得ることなどである.

図-5 は、表-2 の結果から平均量の方向性を取り出したものである。図中の θ_{η} は 2 地点 (B-5~C-4, B-7~C-6, C-6~D-5) の水位変動の位相角 (lag 数 250 のクロススペクトル解析より求めた) と孤立波の波速 $\sqrt{g(d+H_1/2)}$ より求めた値の平均値である。今回の観測のように r^2 が小さい時は、 $\bar{\theta}_F$ と θ_{η} の一致は良い。図-5 においては、多少のズレはあるものの、



図—5 沖波帯内 (C-6 地点) における平均量の方向性

平均海面の上昇方向 $\text{grad } \eta_s$ は波の主軸方向と一致し、さらに平均的な流れはその逆を向いており、現象は波の進行方向に二次元的であると言える。 $\text{grad } \eta_s^0$ および $\text{grad } \frac{\eta_s^0}{\eta_s}$ が波向き以上の角度をもつのは、回折および屈折により沿岸方向にみて突堤にむかって波のエネルギーが減少していることによる。

現象が波向き方向に二次元的である時，その方向 (X 軸方向) の平均量に関する運動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + d\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{XX}}{\partial X} = -gd \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial X} - \left(\frac{\tau_B}{\rho} \right)_X \quad (5)$$

ここで、 S_{xx} : radiation 応力, ρ : 流体の密度, τ_B : 底面摩擦応力である。表—2 の結果に基づいて (5) 式の各項の定量的評価 (単位は $\text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$) を行えば次のようになる。

非定常項 ≈ 0 [$\because$ 假定せざるを得ない]
 非線型慣性項 $\leq d \cdot |\bar{\mathbf{u}}| \cdot |\text{grad } \bar{\mathbf{u}} + \text{grad } \bar{\mathbf{v}}| \approx 0.56$
 radiation 応力項 $\leq \frac{3}{2} g \cdot |\text{grad } \bar{\eta}_s^2| \approx -33$
 平均水位項 $\approx -g \cdot d |\text{grad } \eta_s| \approx -211$
 底面摩擦項 $= \frac{2}{\pi} c_f |\mathbf{u}| \bar{U} \approx \frac{2}{\pi} c_f \sqrt{\frac{g}{d}} \sqrt{\eta_s^2} |\bar{\mathbf{u}}| \approx 12 c_f$
 (6)

すなわち、平均水位項が大き目に見積もった他項に比しても1オーダー大きい。圧力項の平均値を、静水圧を仮定して平均水面に置きかえるのは、測定方法も含めて問題のある所であるが、1オーダーの寄与は考えられず、こ

ここでは、(6) 式中の非定常項を無視することに問題があると考えられる。12 分オーダーの現象も準定常とは言いがたい（すなわち波動である）ということである。定常状態に関する議論をするためには、より長時間の観測が必要である。

〈波動〉波別解析法において読み取り誤差を 1 cm とした場合のゼロダウンクロス法〔水口・松田 (1980)〕による処理結果を 表—3 に示す。図—3, 4 から明らかなように、長周期変動をゼロ点として波を定義しない限り、個々の波をきちんと捉えられない。それは表—3 においても、長周期成分を除去しない場合は、平均周期が岸方向に増加する（波の数が減少する）という非合理的な結果として現れる。

表-3 砕波帯内における波別解析法による統計諸量の特性

		$(\text{grad})_x$ m^{-1}	$(\text{grad})_y$ m^{-1}	相関係数 r^2	C-6での 算定値	実測値	
平均周期	$\bar{T}$	(s)	0.042	-0.009	0.246	5.0	4.7
"	$\bar{T}_F$	(s)	-0.006	0.033	0.280	4.2	4.3
有義波高	$H_{1/3}$	(cm)	-0.48	0.33	0.938	42.5	42.0
"	$H_{F1/3}$	(cm)	-0.53	0.39	0.943	40.1	40.9
有義周期	$T_{1/3}$	(s)	0.16	-0.064	0.599	7.2	6.9
"	$T_{F1/3}$	(s)	0.014	0.046	0.423	5.2	5.1
自乗平均波高	H_{rms}	(cm)	-0.32	0.24	0.932	29.1	28.8
"	$H_{F \text{ rms}}$	(cm)	-0.35	0.29	0.928	27.0	27.6

長周期成分除去後の量は, $\bar{T}_F$, $T_{F1/8}$ 共にほとんど変化せず個々の波の独立性が強いことおよび $H_{F1/8}$, $H_{F\text{rms}}$ 共に, その勾配の方向はほぼ $\frac{\bar{\eta}_F}{\eta_F}$ のそれと等しく, 個々の波としても, 回折および屈折の影響が現れているという特徴を示す.

〈長周期変動について〉 図-3 にも示されるように、長周期変動流速の振幅は、 $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ を越えている。図-6 は、長周期成分に着目して lag 数を多目にとって計算した水位変動のパワースペクトルである。ただし、大洗港外のデータは同時記録でない。沖ポール以浅では、パワーのピークは、位置は異なるものの長周期側にある。図-7 は、波の入射方向 X 軸（海底地形の平均的な最大傾斜方向でもある）に沿う断面地形と観測地点を示したものである。図中の破線は以下の解析において用いた近似地形である。なお、 X 軸の原点は、潮位面 (D.L. 96 cm) と海底地形の交点（静水江線）とした。

長周期変動は、既にのべたように 12 分程度のスケールでも非定常項が重要な以上、波動現象と考えられる。斜面上の長周期の波動は、岸沖方向には重複波モードとなる。その結果岸沖方向の完全重複波（以下 Bessel 波と呼ぶ）または沿岸方向の波であるエッジ波（沿岸方向に進行性のものと重複性のものがある）のいずれかとなる。Bessel 波とエッジ波の差異は、後者が次式（微小振幅長波近似）で表されるような沿岸方向の流速成分をもつことである。

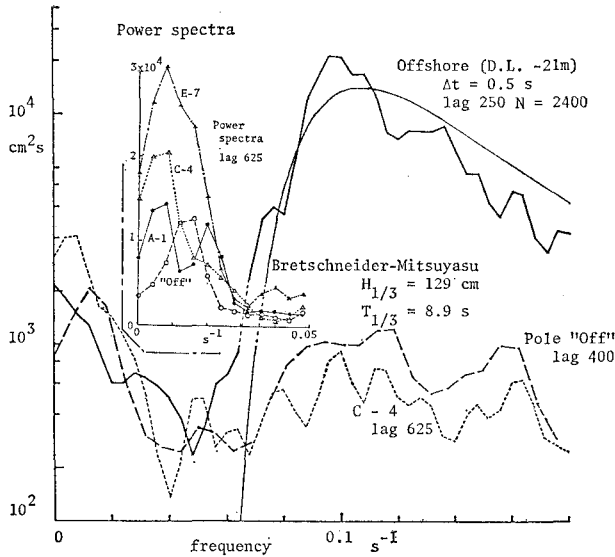


図-6 長周期変動に着目した水位変動のスペクトル

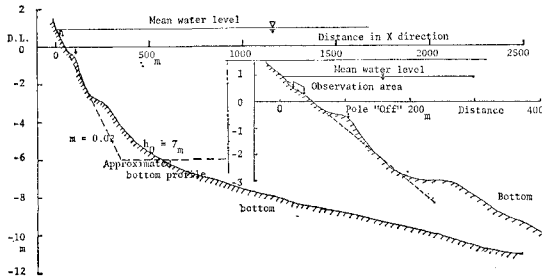


図-7 X軸(波向方向)に沿う断面地形

$$\left| \frac{V}{U} \right| = \left| \frac{L_n(2kX)}{L_n(2kX) - 2L'_n(2kX)} \right| \times \begin{cases} 1 & (\text{進行性}) \\ \tan kY & (\text{重複性}) \end{cases} \quad (8)$$

ただし

$$\sigma^2 = gk(2n+1)m \quad (9)$$

ここで、 k : 波数、 L_n : n 次のラゲール多項式、 n : エッジ波のモード数である。さらに、エッジ波は、図-6 に示すような近似地形に対しては次式で示すような境界条件が存在する〔水口(1979)〕。

$$\sigma \leq \sigma_0 = \sqrt{\frac{g}{h_0}} (2n+1)m \quad (10)$$

ここで、 h_0 : 沖側一様水深部での水深である。すなわち境界モードでの共鳴現象を仮定すれば、存在し得るエッジ波は離散的なものとなる。 $m = 0.02$ 、 $h_0 = 7.0$ m とすると、モード n と境界周波数 $f_0 (= \sigma_0/2\pi)$ の組み合わせは、(0, 0.0038 s⁻¹)、(1, 0.011 s⁻¹)、(2, 0.019 s⁻¹)、(3, 0.026 s⁻¹)、……となる。一方 Bessel 波は、水位変動 η_R 、岸沖方向流速 U_R としては次式で表される。

$$\eta_R = 2a_1 J_0(\sqrt{\alpha X}) \cos \sigma t \quad (11)$$

$$U_R = 2a_1 \sqrt{\frac{g}{h}} J_1(\sqrt{\alpha X}) \sin \sigma t \quad (12)$$

ただし、 $h = mX$ 、 $\alpha = 4\sigma^2/gm$ であり、 a_1 : 進行波としての汀線での水位の鉛直振幅である。

図-8, 9 は、C-4 地点における η と U 、 U と V のクロススペクトル解析の結果である。パワーの集中する領域での $U \sim V$ 間のコヒーレンスが小さいことからエッジ波ではないと考えられる。なお、モード数の大きいエッジ波は Bessel 波に漸近していくために両者の区別は難かしいが既にのべたようにこの周波数帯で、この地形に対し可能な n は比較的小さい。因みに進行性のエッジ波ならば、 $U \sim V$ 間に $\pi/2$ という位相差があり、重複性のそれならば、 $U \sim V$ 間の位相差はなくなるものの(8)式で $k \rightarrow 0$ ($f \rightarrow 0$) の極限では、

$|V/U| \approx kY/(1+2n) \approx f$ となる。図-9 においては、そのいずれの傾向も見られない。そこで、長周期変動を Bessel 波と見なして計算したものが図-8 中の実線である。図-10 は、流速計設置地点での $\eta \sim U$ 間の位相差が 0 となる値を(11)、(12)式から得られる理論曲線と比較したものである。図-11 は、沖ボール、A-1 間での水位変動のクロススペクトル解析の結果と理論との比較を示すものである。定量的には、斜面勾配 m 、反射の原点 (X 軸の原点) の決め方に問題があると考え

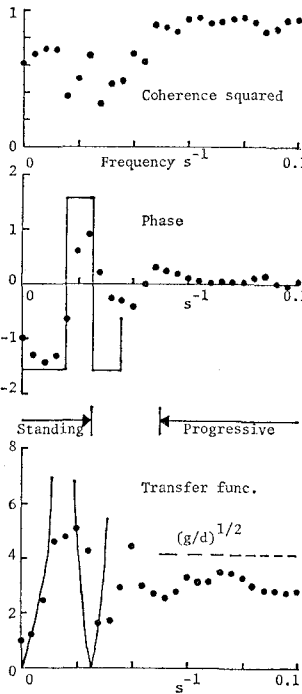


図-8 $\eta \sim U$ のクロススペクトル (C-4 地点)

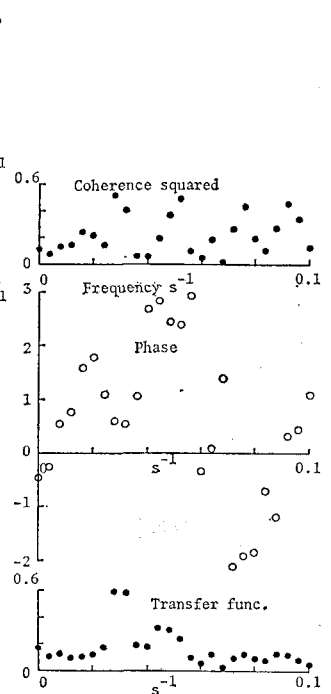
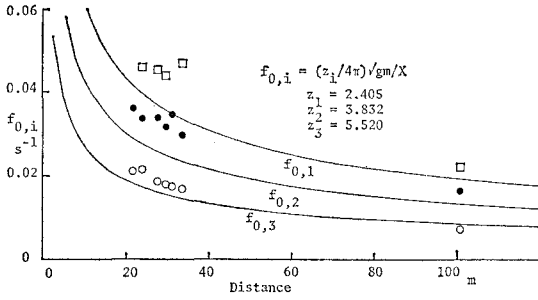
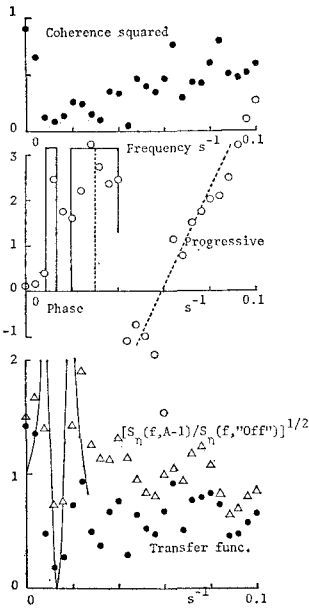


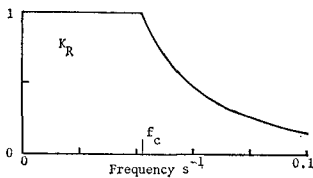
図-9 $U \sim V$ のクロススペクトル (C-4 地点)



図—10 $\eta \sim U$ 間の位相差が 0 となる値の実測と理論 (Bessel 波) の比較



図—11 沖ポール～A-1 間の水位変動のクロススペクトル



図—12 Miche の条件を準用した時の反射率

線型解)をつなぐことにより可能となる [Guza・Bowen (1976)]. その場合の波の振幅の増幅率は次式となる。

$$\frac{a_i}{a_\infty} = \sqrt{\frac{\pi}{2m}} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 a_∞ : 進行波としての沖波振幅である。合田 (1975) は、日本各地点における沖波と岸波のスペクトルの比較を示している (p. 77, 図—17) がそのいずれも

られる。

4. 長周期変動に関する考察

図—6 に示す大洗港外での水位変動のスペクトルは、主ピーク付近では Bretschneider-光易型 [光易 (1970)] とよく一致するものの、低周波側にもかなりのパワーがある。すなわち、長周期変動は汀線付近にトラップされているというよりは、沖においても十分なパワーを持ち、それ自体入射波成分をなすと考えのが素直であろう。

長周期波動の岸波 (Bessel 波) と沖波の接続は、適当な領域で (11) 式と微小振幅波 (準一様水深の

が低周波側で 10 倍程度の増幅率を示しており (13) 式が成立しているものと考えられる。

Bessel 波となる周波数域を定めるのは反射率 K_R である。単一波の反射を表すものとして Miche の条件が有名であるが、それは重複波としての波の汀線での波形勾配が斜面勾配となる時を限界としそれ以上は砕波するという条件より導かれたものであり [首藤 (1978)], スペクトル的な議論とはかみあわないことになる。1つの便法として長周期波の代表波高を定義し、それに対応する各周波数での反射率を計算することにより、領域の区分を行うことを試みる。観測地点が遮蔽域内にあるため、港外での値を適用することはできない。そこで、強引に表—2 中の $\bar{\eta}_l^2$ の情報より汀線での代表振幅 a_l を算定すると、 $a_l = \sqrt{\bar{\eta}_l^2/2} \approx 5.7$ cm となる。沖波波高に換算すると、 $H_0 = 1.3$ cm を得る。Miche の条件を変形すると次式を得る。

$$K_R = \begin{cases} 1 & f \leq f_c \\ \frac{g}{2\pi H_0} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)_c f^{-2}, & f > f_c \end{cases} \dots\dots\dots (15)$$

$$f_c = \left\{ \frac{g}{2\pi H_0} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)_c \right\}^{1/2}$$

図—12 は、今回の観測条件に対して計算したものである。実測に比して、反射波の形成される領域がやや大き目にでているものの H_0 の算定方法を粗雑さを考慮に入れば、十分に現象を説明している。

5. おわりに

砕波帯内での流体運動において、長周期変動 (サーフビート) が無視し得ないというだけでなく、それが卓越する場合があります。そして、その長周期変動は少なくとも今回の観測においては岸沖方向の重複波 (Bessel 波) であったことをくり返すことにより結論とする。現地観測、解析を通じて多くの人々の助けを借りた。記して謝。

参考文献

- 合田良実 (1975), 港技研報告, 14-3, p. 59.
- 佐々木民雄, 堀川清司, 久保田 進 (1977), 24 回海講, p. 586.
- 首藤伸夫 (1978), 水工夏期研修会, p. B-2-1.
- 土屋義人, 山口正隆, 芹沢重厚 (1973), 20 回海講, p. 531.
- 水口 優 (1979), 水工夏期研修会, p. B-4-1.
- 水口 優, 松田仲次 (1980), 27 回海講, p. 134.
- 光易 恒 (1970), 17 回海講, p. 1.
- Guza, R. T. & A. J. Bowen (1976), Proc. 15th ICCE, p. 560.
- Huntley, D. A. (1976), J.G.R., Vol. 81, No. 36, p. 6441.
- Nagata, Y. (1964), Coastal Eng. Japan, Vol. 7, p. 11.