

III-1

内部波のスペクトル特性

九州大学工学部 正員 橋 東一郎

“ “ 次村 実

“ “ 学生員 橋本美喜男

“ “ 島内正美

1. まえがき

塩水楔の炎塩境界面に発生する内部波は造波抵抗として境界面の抵抗係数を規定すると同時に、内部波の碎波に伴い淡水層内の塩分濃度の変動にも寄与すると考えられるが、今日までその性質は明らかではない。我々は室内実験により内部波の変動と境界面付近の塩分濃度の変動を記録し、内部波はつりては従来から wind wave に対して行われていたと同様の統計的解析法を適用して、内部波の波高及び周期の統計的性質とあると同時にスペクトル特性について若干の考察を行なった。

2. 実験装置と方法

実験装置の概略図図-1に示すとうりである。淡水はヘッドタンク、流量調節用バルブ、静水槽を経て実験用水路に流入する。実験水路は長さ 13.6m、幅 0.18m、高さ 0.3m で底勾配を 3.67×10^{-3} に保ち、両側面及び底面はアクリライト製で下流端に銅製の混合槽(長さ 1.5m、幅 1.0m、高さ 0.8m)を設け、水位を一定に保つため全幅にわたってオーバーフローを設けている。混合槽によって消費される塩水は別の大容量の塩水貯槽より混合槽にポンプで供給される。

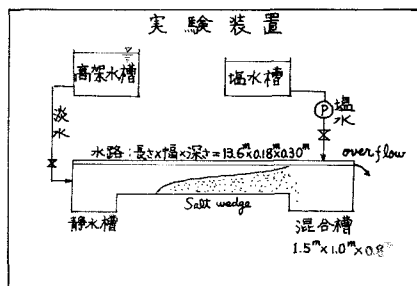


図-1

淡水流量 Q_f に応じて塩水供給量を適当に調節し、塩水楔が定常状態に達した後測定を行なった。

おもな測定量は塩水楔の形状、流速分布、境界面に発生する内部波の波高及び内部波の碎波に基づく境界面近傍の塩分濃度変動などである。流速分布はクロールベンゼン (C_6H_5Cl , 比重 1.46) とキッレン ($C_6H_5(CH_3)_2$, 比重 0.87) の混合液を着色した微小球の移動時間から計算した。

内部波高の測定は内部波の変形に伴う2並行導線間の電気伝導度の変化が塩水中の導線の長さ比例する事を利用して長さ 10cm、間隔 0.3cm の白金線電極間の電気伝導度の変化をペン書きオシログラフに記録した。塩分濃度変化の測定は塩分濃度を電気伝導度に変換させる事が出来る事を利用して4電極 A B C 方式濃度計を試作して測定した。

表-1

した。内部波の統計的性質を検討するに当って、内部波の発生に寄与する物理的要因は多様であるためレイノルズ数 Re 即ち境界面の不安定パラメーター λ ($\lambda = \frac{U \rho_1}{\mu} \frac{u^2}{\rho_1 g h_1}$) を出来るだけ広い範囲で変化させる必要がある。解析に用いた実験要月は表-1に示すとうりである。

	ϵ	Q_f (cm^3/sec)	ρ_1 (g/cm^3)	U (cm/sec)	U_1 (cm/sec)	概ね λ (m)	Re	λ	内部波濃度の測定長さ
A-1	0.020	151	19.8	14.0~8.0	8.0~4.6	5.2	1.40×10^3	$1.97 \times 10^3 \sim 4.72 \times 10^3$	1.5m, 3.0m
A-2	0.020	109	18.1	12.7~8.1	7.8~4.7	8.5	1.20×10^3	$8.82 \times 10^3 \sim 3.94 \times 10^3$	2.0m, 5.5m
A-3	0.020	108	19.0	11.8~7.8	6.4~3.2	8.9	9.73×10^3	$5.23 \times 10^3 \sim 2.56 \times 10^3$	1m 以上の長さ
B-1	0.010	39.1	15.5	7.1~4.4	4.2~1.8	11.4	4.29×10^3	$2.78 \times 10^3 \sim 0.96 \times 10^3$	3.0m, 7.0m
C-1	0.006	51.5	18.6	6.6~3.8	3.7~1.8	8.5	4.95×10^3	$3.51 \times 10^3 \sim 1.23 \times 10^3$	1m 以上の長さ

3. 内部波の波高及び周期

内部波の波形 $\eta(t)$ 及び境界面近傍で測定された濃度変動の記録の一部を図-2に示す。内部波の波高、周期はやはりランダム性に属しているが長周期の波の上に短周期の波が重畳したものであるから適当な移動平均により長周期、短周期の波に分離して取扱うことはある。移動平均に用いた重み関数は $W(t) = (T_0 - t)/T_0$ 、その周波数特性は $W(\omega) = \left\{ \frac{\sin(\frac{\omega T_0}{2})}{\frac{\omega T_0}{2}} \right\}^2$ であって、実線で示した波形は長周期の波である。

内部波は楔の先端部から直ちに発生、発達し流れ方向に僅かに増加する傾向があるが凡浪のように fetch による顕著な発達は見られる。長周期、短周期の波について zero up cross 法により波高及び周期を求めた波高 $egH\frac{1}{2}/U^2$ 、有義周期 $egT\frac{1}{2}/U$ を4に對してプロットしたものが図-3、4である。

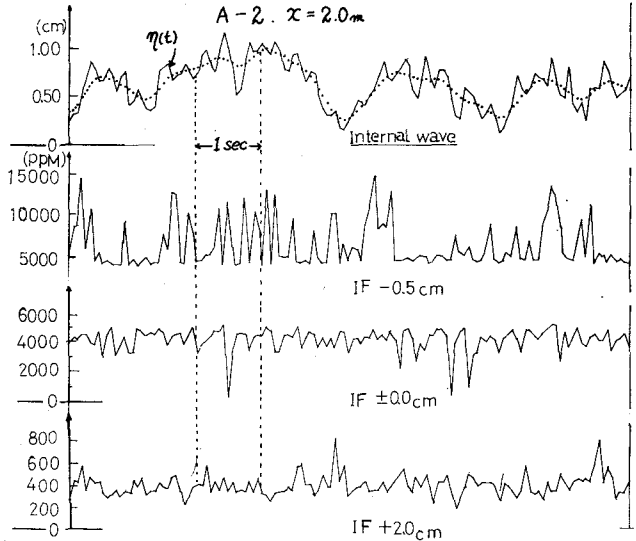


図-2

表-2

		value	平均	n
長周期の波	$\frac{egH\frac{1}{2}}{U^2}$	$0.66 \times 10^{-1} \sim 16.7 \times 10^{-1}$	1.11×10^{-1}	560×10^{-3}
	$\frac{egT\frac{1}{2}}{U}$	1.15 ~ 288	19.11	34×10^0
短周期の波	$\frac{egH\frac{1}{2}}{U^2}$	$0.60 \times 10^{-1} \sim 11.4 \times 10^{-1}$	8.2×10^{-2}	188×10^{-3}
	$\frac{egT\frac{1}{2}}{U}$	1.51 ~ 3.09	2.24	301×10^{-3}

散ばりはかなり著しいが表-2のとおりであってこの実験範囲では4による系統的な差は認められず。

次に短周期の波については200個、長周期の波については約40個の資料から波高及び周期の累加分布曲線について検討した。凡波については Longuet-Higgins が、実験水路の河床に発生した dune type の sand wave によって生成した波高や波長は近似的に Rayleigh 分布

$$P\left(\frac{H}{H_0}\right) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H_0} \exp\left\{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{H}{H_0}\right)^2\right\}$$

に従うことを示しているが、短周期の内部波の波高分布は図-4に示すように凡波や sand wave とほぼ同一の近似で Rayleigh 分布に従うと見える。又、測定された $\frac{H\frac{1}{2}}{H_0} = 1.60$ 、 $\frac{H\frac{1}{2}}{H_0} = 2.07$ であって Rayleigh 分布のそれぞれ値 1.60、2.03 に近い値をとっている。

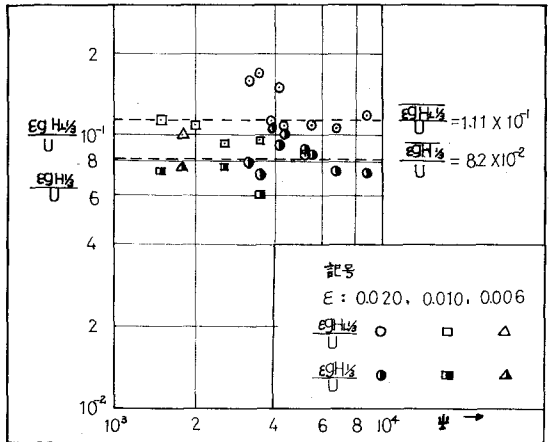


図-3

抵抗 τ/ρ , 或いは上層流の流速が支配的役割をもつ次の形

$$S(f) = \alpha u^2 f^{-3} \quad (f < f < \infty) \quad \text{--- (1)}$$

が予想される。この波は解波状態にあつて波速 C は周波数に無関係に境界面の流速 $u_i = \beta u$ ($\beta \approx 0.56$) に比例する。従つて、(1)式に対応する波数スペクトルは

$$S(k) = \beta^2 \alpha k^{-3} \quad \text{--- (2)}$$

となる。上式と実験的に確かめることは不可能であるが sand wave の場合と同様に (2)式が広い範囲で成立すると仮定する。マダラ遷移領域では流れとの相互作用が強まり

$$\frac{C(k)}{\frac{u}{2}} = \alpha \left(\frac{egT}{u} \right)^n = \alpha \beta^{\frac{1}{nm}} \left(\frac{eg}{\frac{u^2}{2} k} \right)^{\frac{m}{nm}}$$

とすると

$$S(k)dk = S(f)df \quad f = Ck$$

より $S(f)$ は $n = -\frac{1}{2}$ として次の様になる。

$$S(f) = \frac{\alpha \beta^2}{16\pi} \left(\frac{u^3}{eg} \right) f^{-2} = B_* \left(\frac{u^3}{eg} \right) f^{-2} \quad \text{--- (3)}$$

(1), (3)式における α 及び B_* は k , f や u により若干影響されるであろうがほぼ constant であると推えられる。各実験で α 及び B_* を逆算した結果をまとめて図-7に示した。高周波数の平衡領域において (1)式が、遷移領域では (3)式がほぼ成立していると云える。結局内部波のポワースペクトルは低周波数におけるエネルギーピークより (3)式に依つて減少し、高周波の波によるエネルギーピークを生じた後 (1)式に従つて急減する。高周波の卓越周期 T_0 はほぼ (1), (3)式の f_0 を位置しているが、その逆次を表示 $eg/u f_0$ と f_0 との関係も図-5に示してある。図-5より卓越周期 T_0 は高周波の波の T_0 にかなり近い。又、 $f_0 = 1/T_0$ における波速 $C \approx u_i \approx \beta u$ であるから波形勾配の平均値は大約

$$\left(\frac{H}{\lambda} \right)_{\frac{1}{2}} = \frac{egH_0}{u^2} \frac{egT_0}{u} \times \frac{C}{u} = \frac{8.2 \times 10^{-2}}{2.24 \times 0.56} = 6.53 \times 10^{-2}$$

となる。

