

跳水を用いた砕波段波の乱流測定

藤 間 功 司*・首 藤 伸 夫**

1. はじめに

津波の数値計算において、波力と関連の深い先端部の形状を決定するためには、砕波の影響を取り入れることが極めて重要である。しかし今のところ、砕波の乱流測定は波長の短い周期波に限られており、津波の砕波のように背後からの運動量供給が大きい場合には、基礎的な実験資料はほとんど蓄積されていない。

特別な場合として、擬似定常状態の砕波段波に関しては、跳水が1つの（ただし、最も粗い）モデルになると考えられる。Svendsen & Madsen(1984)¹⁾、松富(1986)²⁾は、この様な立場に基づいて、乱流構造を考慮した砕波段波のモデル化を試みている。しかし、いずれも非常に複雑な計算を必要としており、実用的な津波の計算に用いることは困難であろう。より実用的なモデルとしては、土屋・山下・今塩(1987)³⁾などが Burgers 方程式を用いた計算法を提案している。この方法は、前出のモデルのような不連続波面の再現はできないが、物理的根拠のある渦拡散係数を設定すれば、実用に供し得る可能性がある。

そこで、本論文ではまず段波のモデルとして跳水を用いて、砕波段波の流速分布・レイノルズ応力分布を実験的に調べる。次に、跳水の乱流構造が砕波段波にも当てはまるとして、運動の式の各項の大きさを評価する。そして、最も寄与の大きな水平渦による運動量拡散について、運動量補正係数及び渦拡散係数を算出する。

2. 実験方法

実験装置を図-1に示す。底面は水平床で滑面である。

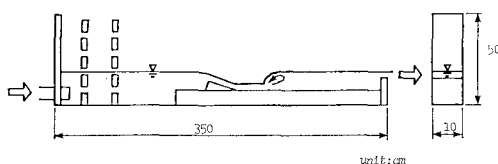


図-1 実験装置

測定項目は波形 $H(x)$ 、平均流速 $U(x, z)$ 及びレイノルズ応力 $\overline{u^2}(x, z)$ 、 $\overline{w^2}(x, z)$ 、 $\overline{uw}(x, z)$ である。ただし、時間平均流速を (U, W) 、変動成分を (u, w) としている。

測定点は、 $x=30$ cm まで、0.6~5 cm 間隔で測線を設け、 z 方向に 0.5~15 mm 間隔で配置した。 x 軸は跳水先端から下流方向へ、 z 軸は底面から鉛直上向きに取っている。

波形はポイントゲージ、流速成分はレーザードップラー流速計（カノマックス製、15 mW、1 方向、前方散乱）を用いて測定した。LDV の出力はサンプリング周波数 100 Hz で 30,000 個採取し、ドロップアウトデータは除去して処理を行った。跳水先端付近では気泡混入のためドロップアウトする確率が高く、有効データ数は最低で 5,000 個程度になった。

実験は 1 ケースのみで、単位幅流量 $Q_{in}=230$ cm²/s、流入側水深 $H_{in}=2.0$ cm で、流入フルード数 $Fr=2.6$ である。

3. 実験結果

(1) 流れの領域区分

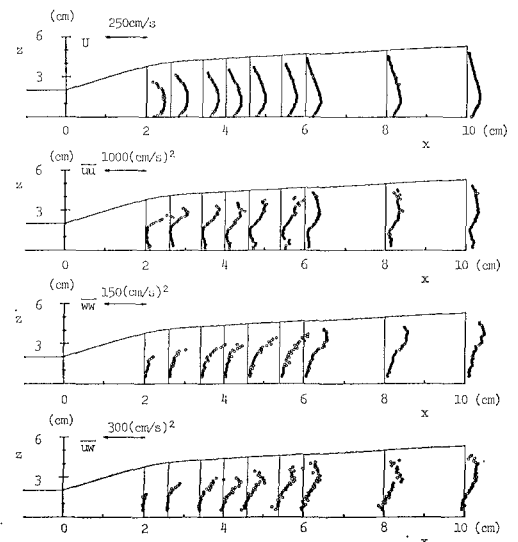


図-2 実験結果

* 正会員 工博 防衛大学校助手 土木工学教室

** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

実験結果の一部を図-2 に示す。跳水先端に生じる表面渦の寸法は、長さ 15 cm, 最大厚さ 1.4 cm である。

乱れには跳水先端での水の混合に起因するもの（碎波乱流域）と、底面から発生するもの（底面境界層）がある。図-2 の $\overline{u^2}$ 分布からも、それが確認できる。

碎波乱流域と底面境界層の間には乱れの小さな中間層があり、その領域では平均流速分布はほぼ一様と見なせる。この中間層は松富の言うポテンシャルコアに対応すると考えられる。その上側境界の高さを $B(x)$, 下側境界の高さを $\delta(x)$ とする。すなわち $0 < z < \delta$ が底面境界層, $\delta < z < B$ がポテンシャル層, $B < z < H$ が碎波乱流域である。 $B(x)$ と $\delta(x)$ を図-3 に示す。 B と δ は $x = 5.4$ cm で交わる。それ以降は碎波乱流域と底面境界層は互いに干渉し、 $\overline{u^2}$ で見る限り、 $x > 10$ cm では両者の区別はつかなくなる。

碎波乱流域と底面境界層における乱れの強さを比べると、水表面近傍・底面近傍ではデータが得られていないものの、得られている数値の範囲では、碎波乱流域では底面境界層の 5 倍程度の大きな乱れを持つことが分かる。ただし、段波と跳水では底面境界層の向きが逆になっており、本実験が段波の底面境界層に関する情報を与えているわけではない。

$x < 5.4$ cm で $B(x)$ を直線と見なすと、静水面とのなす角は約 8.5° になる。これは、噴流 (13°) と混合層 (6°) の中間の値である。

(2) 碎波乱流域の速度スケールと長さスケール

碎波乱流域の乱流構造を考察するために、代表速度スケール・長さスケールを評価する。 U_0 をポテンシャル層での平均流速として、碎波乱流域での U_0 からの相対速度 $V = U_0 - U$ を考える。代表速度スケールとしては、水表面流速 U_s を用いて $V_s = U_0 - U_s$ と取るのが適当であろう。長さスケールには、半振幅 l を選んだ(図-4)。ただし、流速の測定データから直接 U_0 , U_s が決められない場合があるので、次の 2 点の操作をしている。

a) $0 < x < 5.4$ cm では、水表面近くで流速データが得られていないため、実験値から直接 U_s を決めることは困難である。そこで、まず次式のように、底面から B までの流速の数値積分により碎波乱流域での V の断面平均 $\bar{V}$ を求める。

$$\bar{V} = U_0 - \frac{Q_{in} - \int_0^B U dz}{H - B} \quad \dots\dots\dots (1)$$

予備的な解析から、流速分布にある程度の相似性が成り立ち、スケールを合わせれば噴流の式で近似できることが分かったため、その関係から $V_s = 2.12 \bar{V}$ と V_s を算出する。

b) $x > 5.4$ cm では、水表面近くまで流速データが得られているので、 U_s は外挿により直接計算できる。し

かし、碎波乱流域の 1 部が跳水の底面境界層の中に入ってしまうので、実験値から U_0 を決めることができない。そこで、仮想のポテンシャル層を考え、

$$\frac{U_0^2}{2} + gH = \frac{U_{in}^2}{2} + gH_{in} \quad \dots\dots\dots (2)$$

として U_0 を求めた。 U_{in} は流入流速 ($= Q_{in}/H_{in}$) である。

ただし、碎波の影響が底面に達した後では、ポテンシャル層が存在しなくなるので、式 (2) は正当性を失う。 $B(x)$ が水平と 8.5° の角度で拡がり続けるとすると、 $x = 15$ cm 付近で底面に達する。しかし、実際にデータを処理すると、 $x = 20$ cm までは式 (2) で算出される U_0 を用いても $\overline{uw}$ のゼロ点より上の点ではそれほど影響が

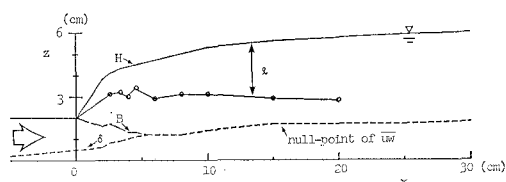


図-3 B と δ の変化

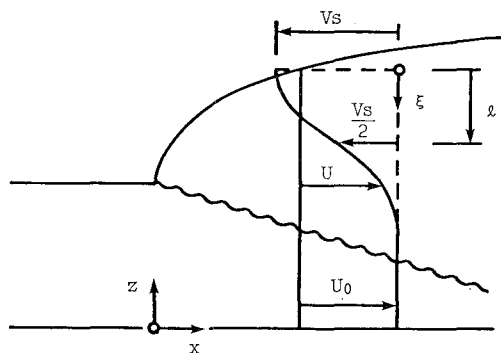


図-4 V_s と l の定義

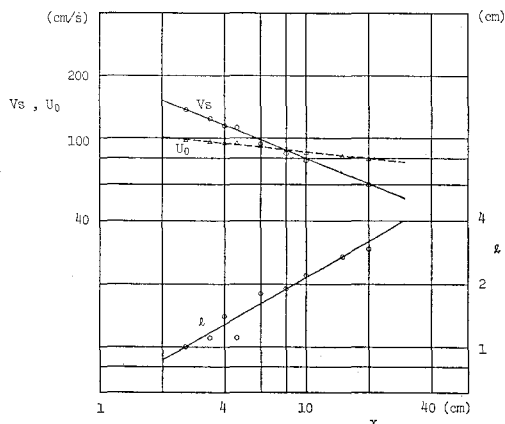


図-5 V_s と l の変化

なかった。そこで、 $x=20$ cm まではこの方法を用いることにした。 $x=20$ cm 以降では、底面から下に拡がらなかった碎波の乱れの影響が $\overline{uw}$ のゼロ点より上まで達するので、 $x>20$ cm のデータは本論文での考察には用いていない。

以上の方法により計算した Vs と l の変化を図-5 に示す。 l は図-3 にも示してある。 $Vs(x)$ を x のべき乗で近似すると、ほぼ $x^{-0.4}$ に比例し、 $U_0(\propto x^{-0.1})$ に比べ、 x 方向に大きく変化することが分かる。 $l(x)$ はほぼ $x^{0.8}$ に比例している。したがって、 Vs と l の変化では、本実験は噴流や混合層よりむしろ後流に近いと言える。

(3) 平均流速分布とレイノルズ応力分布

(2) で求めた碎波乱流域の代表速度スケールと長さスケールを用いて、碎波乱流域の流速分布・レイノルズ応力分布を調べる。

無次元流速 F 、無次元レイノルズ応力 G 、無次元座標 ξ を次式のように定義する。

$$F(x, \xi) = \frac{V}{Vs} = \frac{U_0 - U}{Vs}, \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$G(x, \xi) = \frac{\overline{uw}}{Vs^2}, \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\xi = \frac{H-z}{l}. \quad \dots\dots\dots (5)$$

平均流速分布 F を図-6 をに示す。図中の曲線は、次式で表わされる噴流と後流の理論式、及び3次曲線である。

$$\text{噴流} : F = \text{sech}^2(a\xi), a=0.881, \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\text{後流} : F = \exp(-a\xi^2), a=0.396, \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} \text{3次式} : F &= a\xi^3 + b\xi^2 + c\xi + d, a=0.0815, \\ &b=-0.218, c=-0.364, \\ &d=1. \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

式(8)の係数は、 $F(0)=1$, $F(1)=1/2$, $F(\xi_0)=0$, $F'(\xi_0)=0$ で、 $\xi_0=2.4$ として決められている。Svendsen & Madsen¹⁾ にならい、 $\sigma=(\xi_0-\xi)/\xi_0$ なる座標を用いると、式(8)は $F(\sigma) = -A\sigma^3 + (1+A)\sigma^2$, $A=1.1$ となる。

図-6 から、 Vs と l を合わせれば、碎波乱流域の流速分布は、ほぼこれらの曲線で近似できると言えよう。先端付近では $Vs \gg U_0$ なので噴流、先端からやや離れた場所では $Vs \ll U_0$ なので後流に似た状況であると考えられる²⁾ が、速度スケールと長さスケールを合わせれば両者の流速分布はほとんど変わらない。3次式は Svendsen & Madsen、松富のモデルに利用されており、物理的には根拠は薄い³⁾が、簡単で、精度的にも他の2つに比べてそれほど劣らない。

同様に $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$, $\overline{uw}$ 分布を図7~9 に示す。図-7 では、 $\xi < 1.5$ において、測線により若干異なる傾向を示

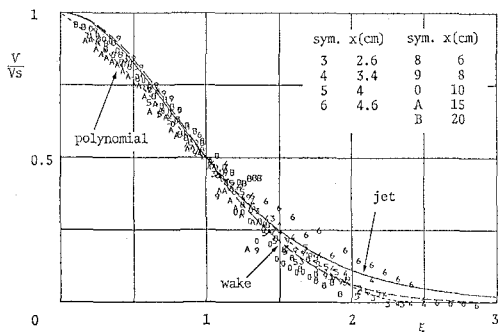


図-6 平均流速分布

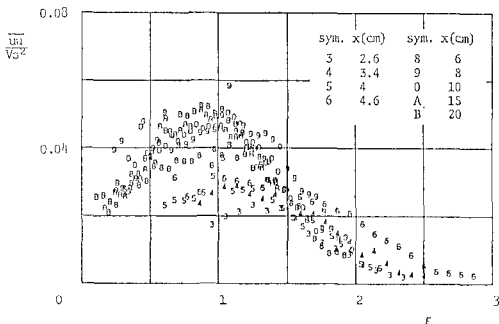


図-7 $\overline{u^2}$ 分布

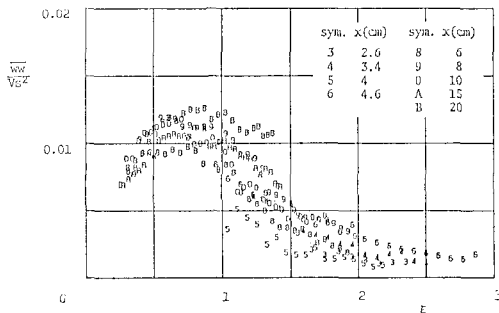


図-8 $\overline{w^2}$ 分布

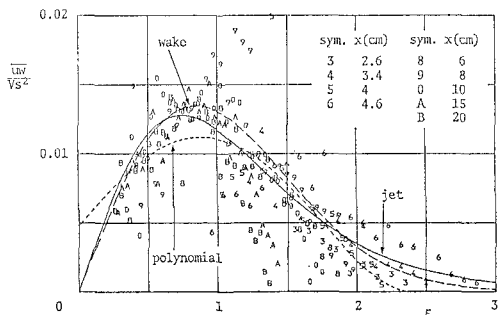


図-9 $\overline{uw}$ 分布

している。 $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ は、大きさではほぼ $\overline{u^2} \sim 4 \overline{uw}$, $\overline{w^2} \sim \overline{uw}$ である。ただし詳細に見ると、 $\overline{u^2}$ と $\overline{w^2}$ でピークの位置がずれていることが認められる。また図-9 には、流速分布として式 (6)~(8) を用いたときのレイノルズ応力分布を示してある。式 (6), (7) では渦動粘性係数 ν_T が断面で一定とし、実験から乱れのレイノルズ数 $R_T = V_s l / \nu_T \sim 53$ とした。 $G = -F' / R_T$ である。(本論文での l の定義に従えば、噴流で $R_T \sim 32$, 混合層で $R_T \sim 85$ である^{5),6)} から、砕波乱流域の R_T は両者の中間である。) 3 次の流速分布の式 (8) を用いた場合には、混合距離 l_m を断面で一定とした方が実験値に近くなる。 $G = (l_m / l)^2 F'^2$ で、実験値から $l_m / l = 0.19$ とした。ただし、他の 2 つの曲線に比べると、実験との一致の点では精度は若干劣るようである。

結局、局所的な速度スケール・長さスケールを合わせれば、流速分布・レイノルズ応力分布は噴流や後流の式、あるいは多項式で近似し得ると考えられる。ただし、砕波乱流域で現象が完全に相似になるためには次の条件が満たされなければならない。

$$\frac{\partial l}{\partial x} = C_1, \quad \frac{l}{V_s} \frac{\partial V_s}{\partial x} = C_2, \quad \frac{V_s}{U_0} = C_3, \quad \frac{\partial B}{\partial x} = C_4. \quad \dots\dots\dots (9)$$

本実験のように $l \propto x^{0.6}$ で、しかも U_0 に比べ V_s が大きく変化する場合には、これらはきわめて狭い範囲でしか成り立たないものである。なお、本実験と噴流・後流・混合層との比較をまとめて表-1 に示してある。

4. 運動の式の各項の評価

跳水の砕波乱流域の乱流構造が砕波段波にも当てはまるとして、積分された運動の式の各項に及ぼす砕波の影響について考察する。適当な座標交換を施し、跳水を、静水上を一定速度 U_{in} で正方向へ進行する段波と見なす。(なお、段波先端から負方向へ向かう座標を x^* とする。) すなわち、流速 $U = U_{in} - U_0 + V$ となる。 $U_{in} - U_0$ がこの場合のポテンシャル流速に相当する。

水平床で、空気の混入や水面の変動を無視すると、積分された運動の式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{U}H) &= -gH \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}(\bar{U}^2 H) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H (U - \bar{U})^2 dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H (-\bar{u}^2 + \bar{w}^2) dz \\ &\quad - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^H dz \int_H^z (-\bar{uw}) dz \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H dz \int_H^z \frac{DW}{Dt} dz. \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$\bar{U}$ は断面平均流速である。右辺第 1 項は静水圧による圧力勾配、第 2 項は移流項、第 3 項は砕波による運動量輸送の増加で、水平渦による拡散に相当すると考えられ

表-1 乱流域の諸量の比較

	B の角度	$V_s(x)$	$l(x)$	R_T	備考
混合層	6°	const.	x	85	—
噴流	13°	$x^{-0.5}$	x	32	$V_s > U_0$
後流	—	$x^{-0.5}$	$x^{0.5}$	15	$U_0 > V_s$
砕波乱流域	8.5°	$x^{-0.4}$	$x^{0.6}$	53	$x < 8 \text{ cm}: V_s > U_0$ $x > 8 \text{ cm}: U_0 > V_s$

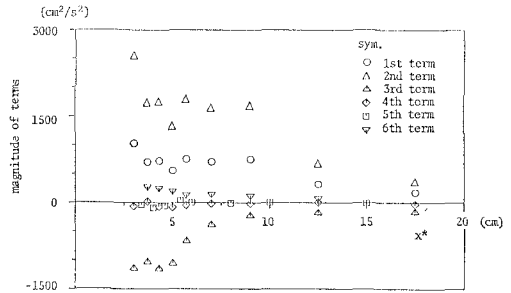


図-10 各項の大きさの比較

る。第 4 項、第 5 項は乱れによる拡散、第 1 項は鉛直方向加速度による静水圧からの圧力のいずれの効果を表わす。実験値を用いて右辺第 1~6 項の大きさを評価した結果を図-10 に示す。ただし、乱流域の流速分布として式 (8) の相似形を用いている。

図から、第 1~3 項が支配的であることが分かる。また、第 3 項は $x^* > 10 \text{ cm}$ では非常に小さくなる。すなわち、第 3 項は第 1, 2 項に比べてすみやかに減衰しており、砕波の影響は局所的に強く現われると言える。分散項は非砕波時の 2 倍以上の大きさになるが、第 3 項に比べると 20% 程度である。また、第 4, 5 項は第 3 項の 10% 以下であり、これらの項は第 3 項に比べて無視し得ると考えられる。

5. 水平渦による拡散の取入れ方

前節の結果から、第 1 次近似としては、砕波の影響として式 (10) の右辺第 3 項を考慮すればよいことが分かった。この項を数値計算に取り入れる方法としては、運動量補正係数 β を用いる方法と渦拡散係数 ν_H を用いる方法があると考えられる。 β と ν_H は次のように定義される。

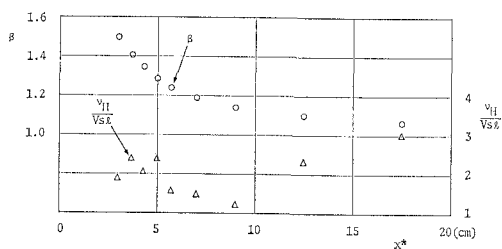
$$\int_0^H (U - \bar{U})^2 dz = V_s^2 l \left(C_1 - C_2 \frac{l}{H} \right), \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$= (\beta - 1) \bar{U}^2 H, \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$= -\nu_H \frac{\partial}{\partial x} (\bar{U}H), \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$C_1 = 0.689, \quad C_2 = 1.05.$$

β と ν_H を評価した結果を図-11 に示す。 β は先端に

図-11 β と ν_H の評価

近づくと大きくなり、最も先端に近い点では $\beta=1.5$ 、表面渦の終端付近では $\beta=1.1$ 程度であった。永富ら(1985)⁷⁾のソリトンの碎波の実験では大きいても $\beta=1.2$ 程度であり、本実験では非常に大きな値になっている。 ν_H はほぼ $2000 \sim 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$ であり、無次元化すれば、 $\nu_H/(Vs l) = 1.5 \sim 2.5$ である。これは、 $-\overline{uw} = \nu_T(\partial U/\partial z)$ で規定される渦動粘性係数の約 100 倍の値である。碎波の乱れの及ぶ範囲を L とすると、 $L=2.4l$ なので、 $\nu_H = 0.6 \sim 1.0 Vs l$ になる。ただし、これが普遍的な値であると確かめるには、さらに実験ケースを増やす必要があるだろう。

6. おわりに

本実験で得られた知見をまとめて列挙する。

(1) 碎波乱流域の乱れの性質を規定する諸量を、噴流・後流・混合層と比較した。本実験では、 B の角度や R_T の大きさでは噴流と混合層の中間で、 Vs, l の変化ではむしろ後流に近い。

(2) 碎波乱流域の流速分布・レイノルズ応力分布は、噴流や後流の理論式や多項式を用いてほぼ近似し得る。

(3) 碎波の影響は、式(10)右辺第3項に最も強く現れ、静水圧勾配と同じオーダーになる。ただし、局所性が強く、静水圧項に比べてすみやかに減衰する。

(4) 右辺第3項を考慮するために運動量補正係数 β と渦拡散係数 ν_H を評価した。 β は 1.5 程度まで大きくなった。 ν_H は $2000 \sim 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度で、 $\nu_H/(Vs l) = 1.5 \sim 2.5$ であった。

最後に、本研究の一部は文部省科学研究費自然災害特別研究によって行なわれたことを付記し、謝意を表す。また、本研究の実験を協力して頂いた東北大学大学院西村元男君に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Svendsen, I. A. and P. A. Madsen: A turbulent bore on a beach, J. Fluid Mech., vol. 148, pp. 73~96, 1984.
- 2) 松富英夫: 下流側水深を有するダム破壊流れ先端部の水面形, 土木学会論文集, 第375号/II-6, 1986.
- 3) 土屋義人・山下隆男・今塩宏之: 水平粗面上での bore front の伝播特性, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 192~196, 1987.
- 4) Peregrine, D. H. and I. A. Svendsen: Spilling breaker, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Coastal Engng. Con., vol. 1, pp. 540~550, 1978.
- 5) Schlichting, H.: Boundary-Layer Theory, McGraw-Hill, 1955.
- 6) Tennekes, H. and J. L. Lumley: A First Course in Turbulence, MIT Press, 1972.
- 7) 永富政司・後藤智明・真野 明: ソリトン波列の碎波変形に関する実験, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 41~45, 1985.