

入射段波の陸上遡上[†]

RUN-UP OF AN INCIDENT BORE ONTO A DRY BED

真野 明*・加藤 聡也**

By Akira MANO and Toshiya KATO

The run-up of an incident bore onto a dry bed was investigated by the flow visualization of hydrogen bubbles. The time control of the equipments in millisecond enabled the precise quantitative measurements of the velocity profile at the shoreline. It is shown that the development of the boundary layer is close to that of the Rayleigh problem. The numerical analyses of the characteristics installing this result give good estimate of the run-up phenomena. The local term and the convective term of the momentum equation are shown to be dominant near the front.

Keywords: incident bore, run-up, the Rayleigh problem, bottom shear, characteristics

1. はじめに

緩斜面上で砕波し段波に発達した波は汀線に入射し陸上に遡上する。この現象の解明は陸上での波の挙動やその流体力を予測するうえで重要であるばかりでなく、沖合での波動に影響を与える陸側境界条件を考えるうえからも重要である。これを解析的に扱う場合には Shen と Meyer (1962)²⁾ が指摘したように、汀線が最初の特異点となり、ここでは段波がつぶれ波先端部の流速が急速に増大する。

陸上部分で摩擦を考えない場合には、先端の軌跡に後ろの特性曲線が追いつくことができず、波先端の運動は上述の汀線での先端流速を初期値とする放物運動になり、陸上遡上高はこの速度水頭から容易に求められることになる。理想段波が入射した場合の汀線先端流速は Keller, Levin と Whitham (1960)³⁾ が解析的に求めている。この2つの結果を合わせると、沖での理想段波の波高が与えられたとき陸上遡上高が解析的に求められ

る。Hibbert と Peregrine (1979)⁴⁾ は同じ問題を差分法によって解いているが結果は上述の解析的な予測と一致している。

一方陸上での底面摩擦を考慮すると波先端が新たな特異点となる。Chezy の摩擦則で摩擦係数が一定のものが、最も簡単なモデルであるが、Dressler (1952)⁵⁾ や Freeman と Le Méhauté (1964)⁶⁾ はこれを浅水理論の運動方程式に導入して波先端での特異性を論じた。しかしこの特異性は運動方程式の選び方による特異性であり、水底から水面まで積分した運動方程式を考えればこのモデルに対する特異性は現われない。一方層流問題や Manning の摩擦則では摩擦係数の分母に波先端で0となるような因子を含むため、断面積分した運動方程式を考えても、先端では特異となる。

Packwood (1980)⁷⁾ は Hibbert らの研究を発展させ層流問題を扱った。主流流速が時間の鋸歯状関数で変化する場合の層流境界層の発達を解析解を差分法に組み込み陸上遡上問題を扱った。この解析解は後で述べる Rayleigh 問題を特別な場合として含んでいるが、彼の用いた差分法では波先端部の特異性を考慮していないし、実験との比較も行っていないので、その結果には疑問が残されている。

以上の研究では流速の測定値との比較が行われておら

[†] 実験結果の一部は第34回海岸工学講演会論文集¹⁾に発表した。

* 正会員 工博 東北大学講師 工学部土木工学科
(〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)

** 工修 愛知県立旭野高等学校
(〒466 名古屋市昭和区吹上町1-25)

ず、モデルの妥当性を検証するまでには至っていない。真野・加藤 (1987)⁸⁾ (以後前報とよぶ) は水素気泡法で波先端付近の流速分布を測定し、水深を深さ方向の代表量として無次元化した流速分布形が相似になることを示した。このとき水深の -1 乗に比例する底面摩擦せん断応力が求められている。また流速分布を考慮した特性曲線法の計算方法を提案し、底面摩擦項を特性曲線に沿って積分したときに有界になることを示した。しかしこの中で用いた流速分布形に関する種々の無次元量 a , b , β の値がどのようにして決まるか、また相似性がどの程度の時間成り立つかなど測定結果が少なく問題点として残されている。

本研究は2つの目的をもって前報を発展させたものである。1つは精度のよいデータを蓄積し流速分布特性がどのようになっているかを明らかにすること。2つ目はこれを特性曲線に組み込んで入射段波の陸上遡上を予測し遡上波の水量の時空間分布やそれらの影響範囲などの大域的な特性を明らかにすることである。

2. 実験方法

実験には図-1に示す、幅80 cm、長さ20 cm、高さ50 cmの水槽を用い、この中に1/30の様な勾配を設けた。勾配の底面は型枠用ベニヤ板で作りビニコートで表面を仕上げた。水槽一端に設置したプランジャー型造波機の初期位置を最高位に合わせて、押し波より始まる一波だけを造波し沖合いで砕波させて、段波状になった後汀線に入射するようにした。また後ほど参照するが、汀線に原点をとり斜面に沿って陸側に x 軸、これと直角上方に y 軸をとっている。

実験条件は一種類だけとし、沖側の水平床部の水深 $h_i = 25.0$ cm, 斜面のり先での入射波振幅 $a_i = 1.15$ cm, 造波周期 $T = 1.92$ s, 砕波水深 $h_o = 1.2$ cm, 砕波振幅 $a_o = 1.64$ cm, 遡上高 $R = 2.4$ cm, 陸上の最大浸入長 $x_{\max} = 72.0$ cm である。

流速分布の測定には水素気泡法を用いた。2本のタイムラインの間隔から流速を求めるため、流速勾配の大きい底面付近での測定精度を上げるためには、1本のタイムラインが陰極線を離脱した直後に写真撮影を行えばよい。図-2、図-3はこのために本実験で用いた計測器のブロック線図とそのタイムチャートを示したものである。水面タッチセンサーは1つの波を何回にも分けて計測するときの位相合わせをするためのスイッチである。ここで扱っている現象は時間的変化の大きい過渡的現象であり、このためねらった瞬間から短い時間間隔で撮影を開始する必要がある。この開始時刻の時間合わせのために遅延装置1を用いて遅れ時間 τ_1 を制御した。この出力を水素気泡発生装置と遅延装置2に分岐入力する。

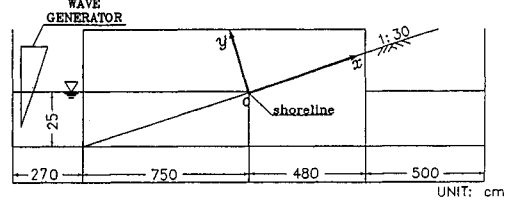


図-1 実験装置

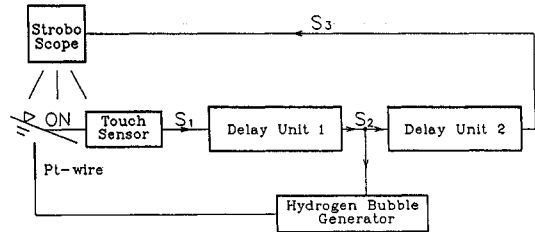


図-2 計測装置のブロック線図

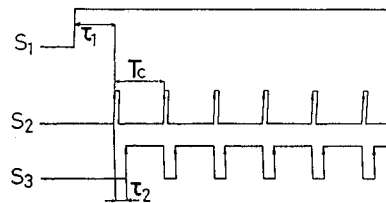


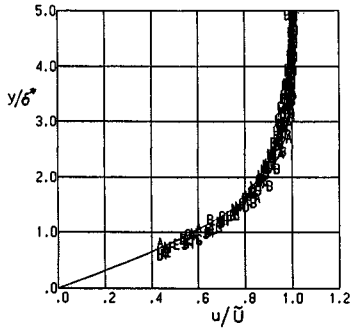
図-3 計測装置制御のタイムチャート

陰極線である白金線に電圧を印加してから水素気泡が全域で離脱するまでには時間遅れがあり、ストロボスコープの発光を τ_2 だけ遅らせることにより白金線から離脱した直後のタイムラインの写真撮影を行うことができる。本研究では予備実験の結果から $\tau_2 = 8$ ms とした。写真撮影はストロークカメラを用い、ストロボスコープの発光周期 $T_c = 25$ ms で行った。同じ位相で2回以上測定を行い再現性と精度を調べた。また汀線に波が到達してから戻り流れる直前までの時間を3つに分けて測定した。測定結果はデジタイザーで読み取りパソコンで処理した。得られた流速分布は特に先端付近で乱れており、アイディン・首藤 (1985)⁹⁾ の方法で平滑化した。

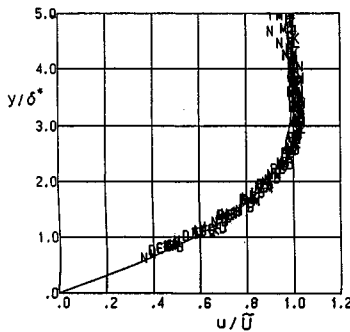
水面形の計測は高速度カメラと波高計によった。

3. 流速分布特性

図-4(a), (b) に汀線および $x = 30$ cm での流速分布を示す。横軸は x 軸方向の流速 u を境界層外側での流速 \bar{U} で割り、縦軸は y を排除厚さ δ^* で割って無次元化してある。ここで \bar{U} は水面近くの一一定流速部分の断面平均値で定義した。図中の英字は異なる時刻での測定値を示しているが、いずれの時刻ともほぼ相似な分布を示していることがわかる。図中に示した曲線は Rayleigh



(a) $x=0$ cm (記号 A, B, …は $t=0.11\sim 0.43$ s, 間隔 0.025 s に対応)



(b) $x=30$ cm (記号 A, B, …は $t=0.68\sim 1.01$ s, 間隔 0.025 s に対応)

図-4 無次元流速分布

問題の解である誤差関数である。Rayleigh 問題は底板が $t=0$ で急に動き始める問題であるが、遡上問題との対応を考えるために、ここでは底板は静止して、上の流体が時刻 $t=0$ で急に \tilde{U} で動き始めると考える。いずれも厚さ 0 の境界層が粘性の作用で拡散し発達していく現象であり、流速分布の関数形は次のようになる。

$$u = \tilde{U} \operatorname{erf}(\eta), \quad \eta = \frac{y}{2\sqrt{\nu t}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\operatorname{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-\xi^2) d\xi \dots\dots\dots (2)$$

$$\delta^* \equiv \int_0^\infty (1 - u/\tilde{U}) dy \left. \begin{array}{l} \dots\dots\dots (3) \\ = 2\sqrt{\frac{\nu t}{\pi}} \end{array} \right\}$$

$$\theta \equiv \int_0^\infty u/\tilde{U} (1 - u/\tilde{U}) dy \left. \begin{array}{l} \dots\dots\dots (4) \\ = 0.467\sqrt{\nu t} \end{array} \right\}$$

ここで、 ν は動粘性係数であり、 $\nu=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ を以下で用いた。また θ は運動量厚さである。

図-5 にはこの Rayleigh 問題の解と、平板上で発達する Blasius 解、滑面乱流近似解である 1/7 乗則を示した。前図の流速分布は明らかに層流の流速分布のものであることがわかるが、Rayleigh 解と Blasius 解は形が非常に似ており、分布形だけからはいずれのものか特定

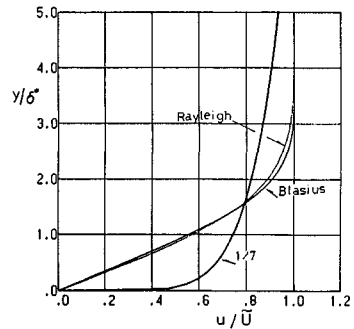
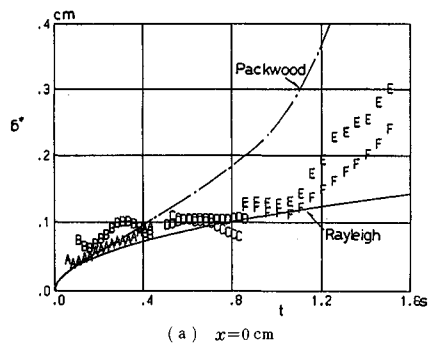


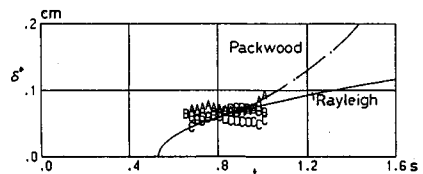
図-5 流速分布形の比較

できない。陸上遡上現象は空間的にみると端部のある現象であると同時に時間的には流速が 0 の状態から瞬間的にある有限の値に変化する現象であり前述の 2 つの解析解がいずれもモデルとなる可能性がある。しかし後述の特性曲線によって考えると、波先端の位置はそれより沖側での水理量によって決まり、平板での境界層の発達とは影響範囲が逆になっており Blasius 解をモデルとすることはできない。

図-6 (a), (b) には汀線および $x=30$ cm における排除厚さの経時変化を示した。図中の英字は同じ実験条件で異なる run での測定を区別するために用いてある。同じ時間帯でも多少値が異なっておりこれが現象の再現性の程度を表わしている。ごく先端では乱れていること、また水深が小さいことのために測定値は得られてないが、0 に漸近しているように見える。図中には (3) の Rayleigh 解を実線で示してあるが、いずれの場所においても実験値は初期の部分でこの曲線に近い分布をして



(a) $x=0$ cm



(b) $x=30$ cm

図-6 排除厚さの経時変化

いる。汀線での $t > 1.0$ s では実験値は大きくなってこの曲線から離れる。

Rayleigh 問題は \tilde{U} が階段関数で経時変化する問題であるが、これを発展させ任意の流速変化に対する問題を Carslaw と Jaeger (1959) は解析的に求めた。Packwood はこの変化が時間に対して 1 次であると仮定して、次のような解を求めている。

$$\delta^* = 2\sqrt{\frac{\nu \hat{t}}{\pi}} [1 + \{\tilde{U}(t_r)/\tilde{U}(\hat{t}) - 1\}/3] \dots \dots \dots (5)$$

$$\hat{t} = t - t_r$$

ここで t_r は波先端が考えている地点に到達した時刻である。本研究で測定した汀線での流速 \tilde{U} と水深 D の変化を図-7 に示す。この流速分布から $t = 0.0 \sim 0.85$ s の割線を用いて Packwood の解を計算したものを図-6 に一点鎖点で示してある。 \tilde{U} の減速を考慮した方が境界層の発達は大くなる。汀線での測定値と比較すると $0 < t < 0.4$ s では (3) より (5) の方が近いようであるが、測定値のばらつきの範囲内であり明確なことはいえない。 $0.4 < t < 1.0$ s では、(3) の方が近い。 1.0 s $< t$ では測定値の時間増加の勾配が (5) のものと近いが、値は離れている。

図-8 には式 (3) より求めた排除厚 δ^* 、実験から求めた水深 D 、およびそれらの比の相対的な排除厚の経時変化を示す。この値は $0 < t < 0.4$ s の区間でほぼ一定となっており、この区間であれば高さ y を水深で割って無次元化しても流速分布形が相似になることを示しており、前報ではこのような整理解析を行った。また δ^* が t の 1/2 乗で変化していることから D も t の 1/2 乗に近い形で変化していることがわかる。これを今回のものと比較すると、排除厚で整理した方が流速分布の相似が得られる範囲が広い。また境界層の発達が \hat{t} を主な独立変数とする関数で表わされ、それと後述の運動方程式、連続方程式を使って水深 D や平均流速が決まると考えることにより、序論で述べた断面全体での流速分布形に関する無次元モーメント a 、 b や運動量補正係数 β が自動的に定まってくることになり、本研究の適用性も広がるものと考えられる。

$$a = \int_0^D (u/\tilde{U}) d(y/D) = U/\tilde{U} = 1 - \frac{\delta^*}{D} \dots \dots \dots (6)$$

$$b = \int_0^D (u/\tilde{U})^2 d(y/D) = 1 - \frac{\delta^*}{D} - \frac{\theta}{D} \dots \dots \dots (7)$$

$$\beta = b/a^2 \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 U は断面平均流速である。

4. 特性曲線法

汀線での測定値の回帰曲線を境界条件とし陸上遡上現象を特性曲線法により解く。底面から水面まで積分した運動量方程式と連続方程式は前報より次のように表わさ

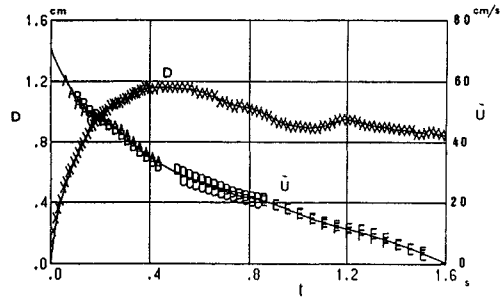


図-7 D と \tilde{U} の経時変化 ($x=0$ cm)

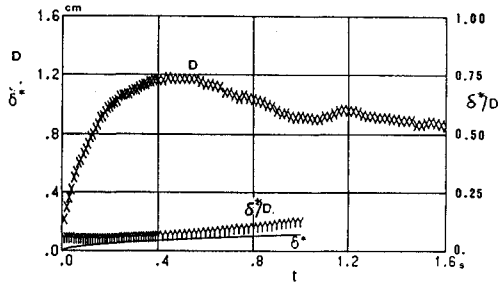


図-8 相対排除厚 δ^*/D の経時変化 ($x=0$ cm)

れる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\beta M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(g \frac{D^2}{2} \cos \theta \right) + gD \sin \theta + \tau_b/\rho = 0 \dots \dots \dots (9)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 $M = UD$ は流量、 $\tan \theta$ は底面勾配、 g は重力加速度、 τ_b は底面せん断力、 ρ は密度である。(9) の左辺第 1 項は局所項、第 2 項は運動量流束の勾配の項、第 3 項は全水圧の勾配の項、第 4 項は斜面反力項、第 5 項は底面摩擦項であり、水面のせん断力は 0 とし表面張力も無視してある。波先端が最大遡上点近くに達すると先端付近ですべての項の大きさが小さくなり表面張力が無視できなくなるので解析は最大遡上点近傍までとする。遡上各段階における各項の比較は 7. で行う。(9)、(10) の特性曲線方程式は、

$$dM - \zeta^+ dD + G dt = 0 \dots \dots \dots (11)$$

$$\text{along } dx = \zeta^+ dt \dots \dots \dots (12)$$

ここで (11) と (12) は複号同順であり、

$$\zeta^\pm = \beta U \pm \sqrt{g \cos \theta D + \beta(\beta - 1)U^2} \dots \dots \dots (13)$$

$$G = g \sin \theta D + \tau_b/\rho \dots \dots \dots (14)$$

ここで、 dM 、 dD 、 dt は特性曲線に沿う全微分である。 ζ^\pm は 2 組の特性曲線群の勾配を表わし、+、- の符号に対してそれぞれ正、負の特性曲線とよぶことにする。

境界層発達のモデルとしては汀線において $0 < t < 0.8$ s で実験値と近い排除厚を与える Rayleigh 問題の解を

用いる。このとき底面せん断応力は、

$$\begin{aligned} \tau_b/\rho &= \nu \frac{du}{dy} \Big|_{y=0} \\ &= \sqrt{\frac{\nu}{\pi \hat{t}}} \tilde{U} \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

これから波先端では $\hat{t} \rightarrow 0$ であり、 $\hat{t}^{-1/2}$ の特異性を有していることがわかる。また最大遡上点近くでは波先端付近の \hat{t} が比較的大きく、水深 D が小さくなるので相対排除厚が大きくなる。このため (3) で求めた排除厚が水深の 1/2 より大きくなる場合には流速分布は水底から水面まで直線分布であると仮定した。

波先端の位置を $\xi(\hat{t})$ とすると、ここでの境界条件は $D=0$(16)

$$d\xi/d\hat{t} = U_s \text{ at } x = \xi(\hat{t}) \dots \dots \dots (17)$$

ここで、 U_s は断面平均流速の波先端での極限值であるが、図-8 で述べたとおり先端付近で相対排除厚がほぼ一定であるので先端でもこの一定の値をとるものと仮定し U と \tilde{U} を区別して扱う。

波先端では正負の特性曲線と波先端軌跡がある角度をもって交わる節点軌跡となることを前報で指摘しているが最大遡上点に近づくに従ってこの交角が小さくなる。特性曲線の計算にあたっては (11), (12) を台形公式で積分し繰り返し計算によって収束解を求めるが、上記の理由により精度のよい計算が必要であり、連立 Newton 法により収束させた。

(15) の特性曲線に沿う特異積分は特性曲線上の 2 点を P, F とし、F が波先端の点であるとすれば、部分積分と台形公式を適用することにより次のように求まり、これは有界であるので特性曲線に沿って式 (11) を数値積分することができる。

$$\int_{t_p}^{t_f} \tau_b/\rho dt = \sqrt{\frac{\nu}{\pi \hat{t}_p}} (\tilde{U}_F + \tilde{U}_F)(t_f - t_p) \dots \dots \dots (18)$$

計算にあたっては汀線より $\Delta \hat{t} = 0.01$ s 間隔で正負の特性曲線を出発させた。

5. 測定値との比較

図-9 に波先端の $x-t$ における軌跡の比較を示す。丸印が測定値、実線が計算値である。 x が 50 cm 以下では両者は良く一致しているが、それ以降差が大きくなり、計算値の方が大きな遡上高を示す。この領域では後で示すように運動量の変化も小さくなってきており、表面張力の影響が無視できなくなっていることによるものと考えられる。

図-10 はこのときの特性曲線網である。この特性曲線網の交点で水深 D と断面平均流速 U が求められており、これらの値を補間して一定時刻におけるこれらの量の空間分布を示したのが図-11 と図-12 である。時刻

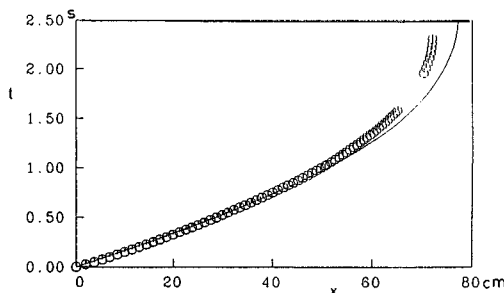


図-9 波先端位置の比較

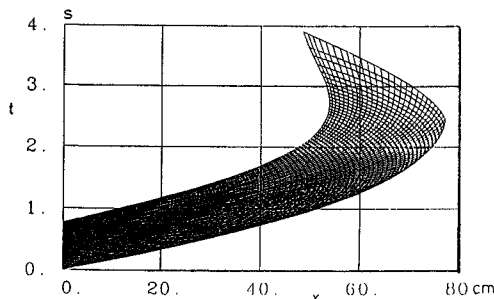


図-10 特性曲線網

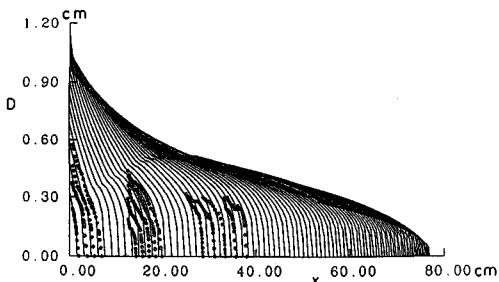


図-11 空間波形の比較

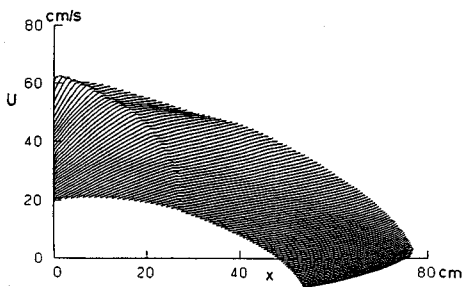


図-12 断面平均流速の時間変化

は 0.025 s から 0.025 s 刻みで変えてあり、一番左側にある曲線が一番若い時刻での分布形である。水深変化を示した図-11 には、写真撮影から求めた空間波形が丸印で示してある。両者は先端の位置や先端部の波形勾配など良く一致している。先端部では波形勾配が大きくなっており底面摩擦により先端の伝播が抑えられていることがわかる。また中間には勾配が変化しているところ

があるがこれは原点を出発した負の特性曲線上（分離特性曲線）の点である。この勾配の変化は断面平均流速の方にも現われ、汀線近傍の波先端部では流速の空間勾配は負になっている。水深の方はこの点を境に曲率が下に凸から上に凸に変わっている。流速の方はこの点の両側ではほぼ直線分布である。先端が遡上するに従って流速は低下するが、流速の空間勾配はほぼ一定となっている。これに対応して最大遡上点近くでは、先端は遡上を続けているのに、後ろの方で戻り流れが生じている。

図—13には $x=30\text{ cm}$ における断面平均流速の経時変化の比較を示した。実線が計算、丸印が測定値である。流速は時間とともにほぼ直線的に減少している。計算値は10%程度大きな値となっているが、実験値の最大ばらつき幅と同程度であり比較的良く合っているといえよう。

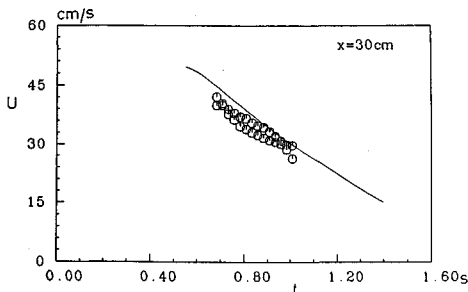
波が遡上するにつれて、水深が小さくなり、流速分布や水面形の測定が困難になるため、本研究では $x>40\text{ cm}$ では波先端の軌跡の測定しか行っていない。この部分での本解析手法の適用性については注意を要する。

特に波先端は水面の曲率半径が最も小さくなることであり、遡上に伴いこの量は小さくなるので表面張力が無視できなくなる。表面張力を γ 、水面の曲率半径を R とすると、表面張力による x 軸方向の力は $\gamma/\rho R \cdot dD/dx$ となる。これは D の x に関する2階の導関数を含んでいるため、これを考慮すると微分方程式の型が変わり、直接特性曲線法に取り込むことはできない。

6. 陸上遡上の様相

図—10の特性曲線網からわかるとおり、正の特性曲線はほぼ直線に近い傾きを有し、負の特性曲線は大きく曲がっている。この負の特性曲線の $x-t$ 平面における傾きが無限大になる点は1つの限界状態を表わしており、それ以前では正、負の特性曲線がいずれも x の正の方向を向いており、流速や水深が上流の条件だけから決まることを意味している。この限界状態で1になるフルード数を(13)より次のように定義することができる。

$$Fr = \beta U / \sqrt{g \cos \theta D + \beta(\beta - 1)U^2} \dots\dots\dots (19)$$



図—13 断面平均流速の比較 ($x=30\text{ cm}$)

この定義で特に流速分布が一定、すなわち $\beta=1$ の場合には通常の幅広矩形断面開水路におけるフルード数の定義に一致する。

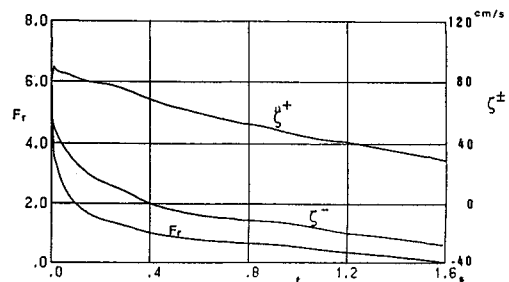
汀線における ζ^+ およびフルード数の経時変化を図—14に示す。最初の約0.4秒間が射流でありその後常流に変化している。図—10をみると、射流の領域は汀線近くでは伝播に伴って広がるが、分離特性曲線を過ぎる $x=25\text{ cm}$ あたりから狭くなりはじめ、限界状態は波先端に近づいている。

次に正の特性曲線の勾配を調べる。図—14から ζ^+ は波先端の到達により急速に立ち上がりその後時間の経過とともに減少していることがわかる。図—10の特性曲線網をみても、この勾配は時間経過に伴って減少しており、汀線に入射した段波は、圧縮性の波ではなく特性曲線が広がっていく希釈性の波になっていることが確認できる。

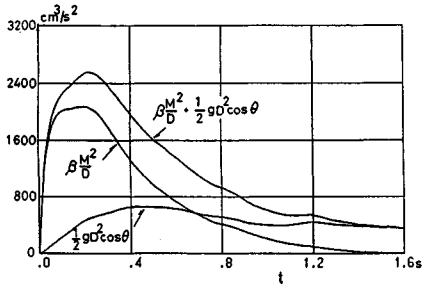
段波が汀線に入射したときに希釈性の波になることはすでに Freeman ら (1964)⁶⁾ によって指摘されているが明確な説明はみられない。これは次のように考えることができよう。段波が汀線に入射するとき、汀線の直前で段波の波高がつぶれ、運動エネルギーに変換することが Keller ら³⁾ によって指摘されている。ここで大きな流速と大きな流速勾配が発生する。これが汀線に移流するため汀線で流速が急激に立ち上がり、この流速勾配により特性曲線の傾きも波先端に向かって増加する。時間の経過に従って考えると ζ^+ は減少し、希釈波となる。本実験では汀線での水位はほぼ時間の1/2乗に比例して増加しているが、流速が時間にほぼ比例して減少するため(13)の定義より、 ζ^+ は時間の減少関数となる。

このことは、本実験の測定値が波先端付近で乱れているにもかかわらず層流理論で分布形、境界層厚、底面せん断応力などの説明ができる1つの傍証ともなる。先端でみられた乱れは沖合いより移流されたものであって、陸上で発達して底面境界層に影響を与えることがなかったものと考えられる。

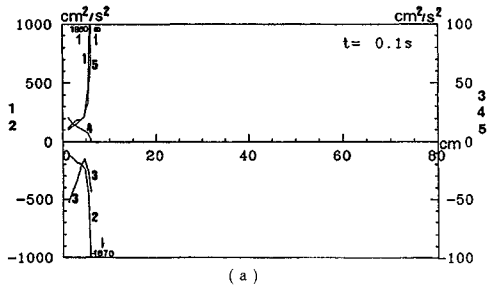
図—15には汀線における運動量流束 $\beta \cdot M^2/D$ と全水圧 $D^2g \cos \theta/2$ の経時変化を示す。運動量流束の最大



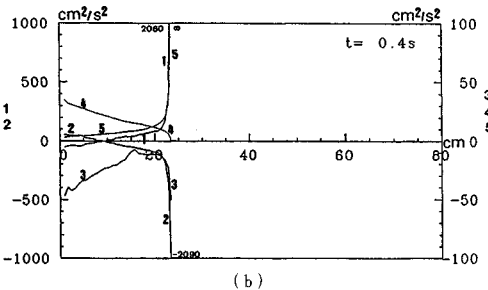
図—14 特性曲線の勾配、フルード数の経時変化 ($x=0\text{ cm}$)



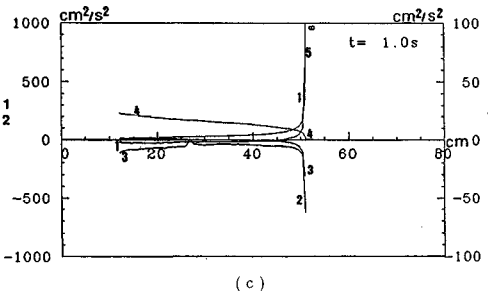
図一五 運動量流束, 全水圧の経時変化 ($x=0$ cm)



(a)



(b)



(c)

図一六 運動量方程式の各項の比較

値は, 全水圧のそれに比べて3倍と大きくまたその立ち上がりも急である。

最大遡上点に達する正の特性曲線は汀線において $t=0.52$ s 付近を出発しており, これまでが最大遡上高に及ぼす影響範囲となっている。この時刻には運動量流束のピークは過ぎてている。

7. 力学的なつり合い

ここでは (9) の5個の項を比較し遡上の各段階での

力学的なつり合いについて考察する。図一16の中の1から5の数字は(9)の左辺第1項から第5項に対応している。この中で最初の2つの項すなわち局所項と運動量流束勾配の項は他の項に比べて1オーダー値が大きく図の左側のスケールで示し, 全水圧の勾配の項, 斜面反力項, 底面摩擦項は図の右側のスケールで示した。またスケールアウトしているグラフの横の数字はそのグラフの最大値または最小値を示す。 $t=0.1$ sをみると, 局所項と運動量流束勾配項が大きくつり合っており, 先端付近ではこの2項について底面摩擦項が, 汀線付近では全圧力勾配項がそれぞれ大きくなっている。空間波形が変曲点をもつために, 全圧力勾配の分布は折れ曲がる。 $t=0.4$ sでは波先端付近の大小関係は変わらないが汀線付近では, 底面摩擦項を除いた他の4項が同じオーダーになりつり合っている。 $t=1.0$ sの $x=20\sim40$ cmでは局所項と斜面反力項が最大項でつり合っている。波先端は $x=51$ cmにあり, 先端付近での最大項は依然として局所項と運動量流束勾配項であるが, その値は 600 cm^2/s^2 のオーダーに下がってきている。

以上により入射段波の陸上遡上現象を前章までの結果とも合わせて, まとめると次のようにいうことができよう。

陸上遡上の最も重要な段階は汀線直前での流速の急速な加速であり, これにより大きな運動量流束の増加と大きな運動量流束の勾配が生じる。陸上で波先端部はこの高運動量の移流部分であり, ごく先端の底面摩擦の大きな部分で先端の運動量を失う。このあと後ろの特性曲線が波先端に追いついて摩擦による損失の対象になる。これを繰り返す。

8. 結 論

本研究で得られた主な結論を列挙すると次のとおりである。

(1) 可視化装置の時間制御を行うことにより精度のよい測定が可能になった。

(2) 汀線での境界層の発達を調べ, 流速分布, 排除厚の経時変化が Rayleigh 問題の解でモデル化できることを示した。

(3) これを特性曲線法に組み込んで遡上現象を計算し空間波形や先端位置, 流速などの測定値と比較し妥当性を検討した。またこれにより流速分布の無次元量 α , β が水深と流速を決めることにより定まる。

(4) 本手法を使った数値解析結果より, 時空間における常流射流の領域が明らかになり, 遡上波が希釈波になっていることが確かめられた。さらに力学的なつり合いを調べることにより, 全域で加速度の局所項と運動量流束勾配項が大きくつり合い, 先端部ではこれに底面摩

擦項が加わることが明らかになった。

本研究で未解決のまま残された問題の1つは最大遡上点付近の取り扱いであり、物理的、数学的にやっかいな問題を多数含んでいる。表面張力も取り入れようとすると微分方程式の型が変わってしまうなど簡単に解決できないような問題を多数含んでいる。

最大遡上点は陸上遡上を考えるうえでの第3番目の特異点である。

最後に本研究をまとめるにあたり、東北大学工学部首藤伸夫教授、澤本正樹教授より貴重なご意見を頂いた。ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 真野 明・加藤聡也：段波の陸上遡上時の摩擦特性，第34回海岸工学講演会論文集，pp.16～20，1987.
- 2) Shen, M.C. and Meyer, R.E. : Climb of a bore on a beach, *J. Fluid Mech.*, Vol.16, pp.113～125, 1962.
- 3) Keller, H.B., Levine, D.A. and Whitham, G.M. : Motion of a bore over a sloping beach, *Fluid Mech.*, pp.302～317, 1959.
- 4) Hibberd, S. and Peregrine, D.H. : Surf and run-up on a beach : a uniform bore, *J. Fluid Mech.*, Vol.95, pp.322～345, 1979.
- 5) Dressler, R.F. : Hydraulic resistance effect upon the dam-break function, *J. Res. National Bureau Standard*, pp.217～225, 1952.
- 6) Freeman, J.C. and Le Méhauté, B. : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, *ASCE*, 90, Hy 2, pp.187～216, 1964.
- 7) Packwood, A.R. : Surf and run-up on beaches, PhD thesis, Univ. Bristol, 175 p., 1980.
- 8) 真野 明・加藤聡也：流速分布を考慮した波先端の特性曲線解，土木学会論文集，第387号／II-8, pp.273～280, 1987.
- 9) イスマイル アイディン・首藤伸夫：波と流れによる砂連上の流況，第32回海岸工学講演会論文集，pp.278～282, 1985.

(1989.5.16・受付)