

遡上する津波の先端条件について

東北大学工学部 正員 工博 若崎敏夫

“ “ 工修 〇島程宏由

8-1. 序

汀線より海側での浅瀬における津波は砕けているかいないかのいずれかである。微小振幅中長波としての津波の遡上は、たとえ海底のまさつ効果も考慮しても津波は砕けないから比較的容易に解析できる。しかし、微小振幅の扱いでは相対波高が小さく、従って波速、流速も小さいから工学的にはそれ程問題にはならない。汀線近傍での津波は相対波高が大きく、波高と水深はほぼ同じ程度の大きさであるから波速、流速も大きく、かつ海底のまさつ効果も無視できない大きさとなるからできる限り有限振幅中長波としての扱いが望ましい。また工学的にもこのような場合が最も重要である。

しかし、有限振幅中長波としての津波の解析は一般に非常に厄介である。特に解析に特性曲線法が用いられる場合によく知られているように、汀線から陸側での遡上波先端における境界条件の与え方は難しい問題の一つである。従来は先端が砕けて汀線に達する場合、もし底まさつ効果を考慮に入れば $Fr = \infty$ 、即ちまさつ項が無限大となるし、砕けないで到達する場合は先端の水理量が全て0となり、いずれにしてもそれから先に計算を進めるには何らかの仮定をしなければならなかった。

この論文では、上に述べたような汀線と陸上での先端条件について特性曲線法を用いて理論的に考察した結果、底床勾配と底まさつ勾配には無関係に一般に $Fr = 2$ であることを見出した。この条件は海側から汀線に到達する波の先端が砕けているといえないと聞かす或る程度、一般の有限振幅中長波の陸上遡上の問題に適用できるとあろう。

8-2. 陸上遡上波に関する既成の研究

dry bed 上の波の挙動を理論的に扱ったのは St. Venant (1843)⁽¹⁾ が最初であった。彼は有名なダム決壊の問題の中で、ダム下流側の水深が次第に小さくなって遂には0になった極限での *front* の速度 $U_f = 2\sqrt{gh_0}$ 、(h_0 はダム上流側の初期水深)、波速 $C_f = \sqrt{gh_f} = 0$ 、(h_f はダム下流側の *front* の水深)、従って $Fr = \infty$ なる *front condition* と導いた。それから約100年後に Keulegan (1949)⁽²⁾ は成層流に関するより広い一般の見地から St. Venant の *front condition* を説明した。また、Schoklitsch (1919)⁽³⁾ は実験により St. Venant の式は底まさつ効果のためにダム下流側では実験とよく合わないことを指摘した。同様に、例えは Re (1946)⁽³⁾、Dressler (1952)⁽⁴⁾、Faure & Nakas (1961)⁽⁵⁾、Freeman & Méhauté (1964)⁽⁶⁾ 等々は底床勾配あるいは底まさつ勾配の効果も考慮した理論的、実験的研究により St. Venant の式を補正し発展させた。

一方、Carrier & Greenspan (1958)⁽⁷⁾ は有限振幅中長波の *front* の波面勾配が0ならば砕けないと遡上し得ることを示し、Greenspan (1960)⁽⁸⁾ は *front* の波面勾配が正ならば汀線に達する前に必ず砕けることを示した。岸 (1961)⁽⁹⁾ は同様に有限振幅中長波の底面反射のない進行波近似により Greenspan とほぼ同様な結論を得た。しかし、首藤 (1964)⁽¹⁰⁾ は水平床上の長波の變形の吟味から Greenspan 流の扱いに疑問を投げ、*front* の曲率項の如何によって必ずしも砕けないでクノイ

ド波状紋波になり得る可能性があることを示した。

また、Whitham (1959)⁽¹¹⁾, Keller, Levin & Whitham (1960)⁽¹²⁾ 等は軟波が汀線に達したときの極限を詳しく調べて、紋波は汀線へ消滅して伝播速度は水粒子速度に置換されて有限値として求められることを示し、Ho & Meyer (1962)⁽¹³⁾, Shen & Meyer (1963)⁽¹⁴⁾ 等は基本となる偏微分方程式は汀線で数値的特異点をもち、それは加速度の特異点であることを示して Whitham 等の法則を補正し、更に超幾何関数を用いて陸上への遡上と逆流の現象と解析的に解いた (Shen & Meyer)⁽¹⁵⁾。Amein (1964)⁽¹⁶⁾ は Shen & Meyer 等の方法は紋波 (bore) に続く波形の影響を無視しているため major bore method であるとして、これを少し発展させた minor bore method を提案している。

以上の研究は殆ど非線形浅水理論の基本式から出発して特性曲線法を導き、特性曲線法そのものであるいは多少変形した解析的方法で行われている。しかし、津波の陸上遡上という見地からは最も重要な反射とまっつ損失についての追求は十分行われてこなかった。これに対して、底まっつ効果を考えて Freeman & Méhauté (1964)⁽¹⁷⁾, Méhauté (1965)^{(17), (18)} は spilling breaker inception の孤立波から出発して陸上に遡上した波は、恰も St. Venant のダム波流による波に似た rarefaction wave であると思惟した。即ち、図-1 に示すように

St. Venant の front では $Fr = U_f/C_f = \infty$ と計算されるので、これを避けるために $C_i = AU_i$ ($A < 1/2$) のように理論的に切った断面を仮定してまっつ項を導入した。従って、 $A = 0$ 即ち $C_i = C_f = 0$ なる実際の front の軌跡は包絡線として求められることになる。若垣、井上、大塚 (1966)⁽¹⁹⁾ 等は底勾配が $1/5$ 以上の実験値として、Méhauté 等のオズ次近似式がほぼ適用でき、 $A = 0.26$, $f = 0.005 \sim 0.1$ なる結果を得ている。

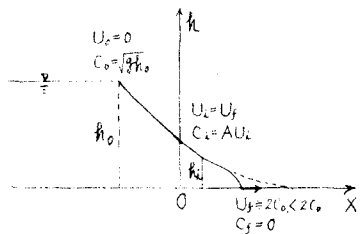


図-1

Abbott (1961)⁽²⁰⁾, Abbott & Torbe (1963)⁽²¹⁾, Abbott (1966)⁽²²⁾ は Keulegan 流に成層流に関する front condition とより詳しく調べて、fluid front には St. Venant front ($Fr = U_f/C_f = \infty$) と wave front ($Fr = U_f/C_f = 1$ or 2) の二種類があることを提案した。Abbott の wave front condition は Fr 数の定義が明確であり、Méhauté⁽¹⁶⁾ 等の $C_i = AU_i = AU_f$ なる関係 (彼等は Fr 数という定義はしていない) とは要なり front profile も勿論要なるものである。しかし、 $Fr = 2$ については底勾配とまっつ勾配が共に 0 であるか、あるいは両者が平衡している線型の場合に限られている。理論的な説明も成層流の不安定性限界条件から直接的に front condition に結びつけているようである。

堀井、中村、白石、佐々木 (1962)⁽²³⁾ 等は水平床上の紋波の伝播速度と攪乱係数と抵抗係数と含んだ一般形で求め、攪乱係数が 1 のときの抵抗係数は実験的に求めている。dry bed 上での実験はなされていないが、与えられた図表より外挿すれば $U_f = 1.72 C_f$ ($\gamma = 0.83$) なる関係が得られるようである。

若崎、高松 (1968)⁽²⁴⁾ 等は鉛直岸壁の突端上で限界水珠 ($Fr = U_m/C_m = 1$) になった後、水平な dry bed 上では、Keulegan, Abbott, Méhauté その他の研究者達の front condition を総合して $Fr = 2$ を用いて実際の計算例と実験結果を示したが、 $Fr = 2$ と 1 に根拠を以下に説明する。

§-3. 先端条件について

二次元解析に於て、水深 $h=h(x)$, 巾 $b=b(x)$ と表わされるが、断面変化がそれ程複雑でない限りは、残りは front $f=f(x, z)$ がわかれば内点は別に問題なく計算できる。そういう意味では front condition の波を決まると云っても過言ではない。

§-2 で概括したように、ここでは有限幅巾長波の陸上流に限って議論を進めるが、Carrier & Greenspan⁽⁹⁾ や Shen & Meyer⁽¹⁴⁾ 等の解析的方法を別にすれば、波形では St. Venant⁽¹⁾, Keulegan⁽²⁾ 等と Abbott⁽²⁰⁾ の二つに大別できる (図-2 cf. Abbott⁽²⁰⁾)。Freeman & Méhauté 等の波形は本質的には St. Venant, Keulegan 等

のものと同じようであるが、各 wave element の front が理論的に cut されているのを少なくともオモ2次近似では Abbott のそれと似た形としている。筆者等が主張する波形は本質的には Abbott の形と同じであるが、更に底床勾配と底まわりの勾配 (平衡していない) の効果を入れ、かつ Freeman & Méhauté 流に各 wave element についてこれを拡張している。

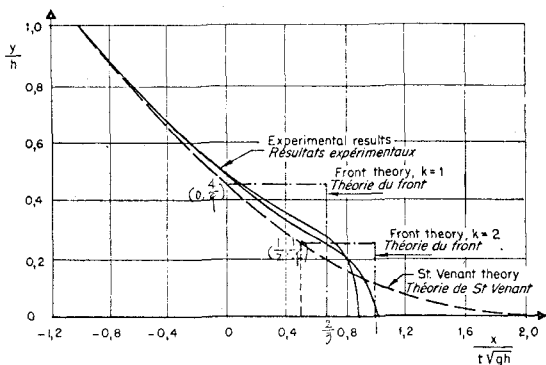


図-2

§-3-1. 海側に砕けないで越える場合

[A]. 一様傾斜海岸の場合

上に述べたように、水深と巾の変化に制限は加えなくともよいが、説明の都合上 input が与え易く、かつ計算しやすい図-3 のような、単位巾で一様傾斜海岸の場合を考える。

(1). FRONT (SEA SIDE)

$$H = -1 + S_2(X + XX)$$

$$H=0, X=0 \text{ より}$$

$$XX = \frac{1}{S_2}$$

$$dT = -\frac{dX}{C_f} = -\frac{dX}{|H|^{\frac{1}{2}}} = -\frac{1}{S_2} |H|^{\frac{1}{2}} d|H|$$

$$\int_{-TT}^T dT = -\frac{1}{S_2} \int_{-1}^H |H|^{\frac{1}{2}} d|H| = -\frac{2}{S_2} [|H|^{\frac{3}{2}}]_{-1}^H$$

$$T = -TT - \frac{2}{S_2} [|H|^{\frac{3}{2}} - 1]$$

$$T=0, H=0 \text{ より}$$

$$TT = \frac{2}{S_2}$$

$$T = -\frac{2}{S_2} |H|^{\frac{3}{2}} = -\frac{2}{S_2} \{1 - S_2(X + XX)\}^{\frac{3}{2}} \quad (7)$$

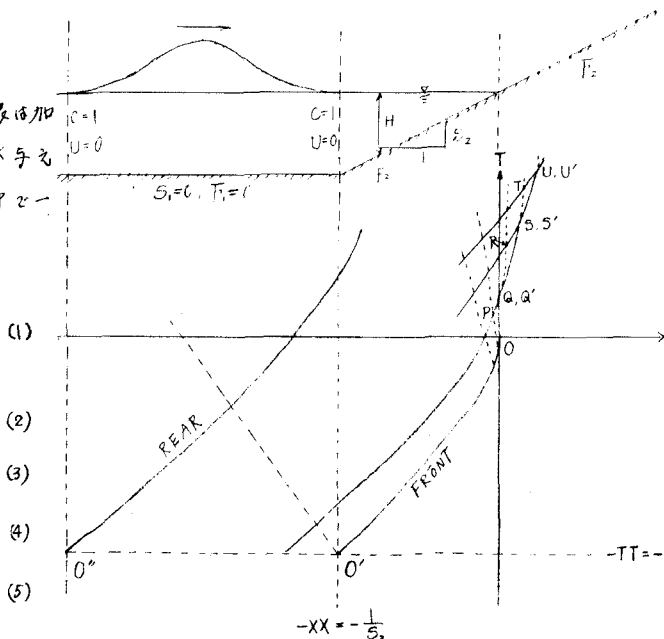


図-3

$$X = \frac{1}{S_2} \{1 - (T/\pi)^2\} - XX \quad (8)$$

即ち、海側での front は $\frac{dX}{dt} = C$, ($U=0$ 故 $F_1=0$) に沿って進むが汀線では $\frac{dX}{dt} = 0$, ($X=0, T=0, U=0, C=0$) となり丁軸に接するようになり到達する。従来は計算はこれ以上進めないと考えられてきたが、これは実は $\frac{dX}{dt} = 0$ に沿って $U_0=0, C_0=0$ なる汀線条件 (shoreline condition) が決定されたことに他ならない。

(2). REAR $\sim 0'' \sim$ INITIAL $\sim 0' \sim$ FRONT

この中で内点取。二点 A, B から一点 C を求めと普通の計算ができる。

$$U_C + 2C_C = U_A + 2C_A + G_A(T_C - T_A), \quad G_A = -[S_2 + F_2(U_A/C_A)^2] \quad \text{along } \frac{dX}{dt} = U_A + C_A \quad (9)$$

$$U_C - 2C_C = U_B - 2C_B + G_B(T_C - T_B), \quad G_B = -[S_2 + F_2(U_B/C_B)^2] \quad \text{along } \frac{dX}{dt} = U_B - C_B \quad (10)$$

これを解けばよい。

(3). Q (=Q') 点 (FRONT CONDITION)

0 $\sim$ Q' (SHORELINE CONDITION)

$$U_{0-Q'} = 0, \quad C_{0-Q'} = 0, \quad \text{along } \frac{dX}{dt} = 0 \quad (11)$$

P, Q' $\rightarrow$ Q

$$U_Q + 2C_Q = U_P + 2C_P + G_P(T_Q - T_P), \quad G_P = -[S_2 + F_2(U_P/C_P)^2] \quad (12)$$

$$U_Q - 2C_Q = U_{Q'} - 2C_{Q'} + G_{Q'}(T_Q - T_{Q'}) \quad G_{Q'} = -S_2, \quad (U_{Q'}/C_{Q'} \text{ は定義できない}) \quad (13)$$

$U_Q = 0, C_Q = 0, T_Q - T_{Q'} = 0$ だから右辺が 0 故 $U_Q - 2C_Q = 0$, 即ち、front のすぐ後の wave element は汀線 (丁軸) に達すると (11) 式の shoreline condition が適用され、 $U=2C$ なる front condition が決定される。波形は鉛直壁のようになって、 $\therefore$ dry bed 上の surge front を形成する。

(4). S (=S') 点

差分する前の正の特性曲線式について

$$d(U+2C) = G dT, \quad G = -[S_2 + F_2(U/C)^2], \quad \text{along } \frac{dX}{dt} = U+C \quad (14)$$

Q $\rightarrow$ S'

Q 点上の front condition を適用して、 $C=AU$, ($A=\frac{1}{2}$) なる関係を (14) 式に入れて積分すると

$$U^2/2 = U_Q^2/2 + G_Q(X-X_Q)/(1+A)(1+2A) \quad (15)$$

$$U = \{U_Q^2 - B(X-X_Q)\}^{\frac{1}{2}}, \quad B = 2(S_2 + F_2/A^2)/(1+A)(1+2A) \quad (16)$$

元来 (14) 式は P, R, T 点のような内点で成立つ関係式であるが、それが Q, S, U のような点で front に追いついた瞬間 $C=AU$ なる front condition を満足するわけであり、そういう点の流速 U が一般に (16) 式で表わされるように、X の増大と共に減少してゆくことを示している。その動きは

$$\frac{dX}{dt} = U \quad (17)$$

なる front の伝播速度を表わす式を (16) 式と連立して積分すれば

$$T = T_Q + 2/B [U_Q^2 - \{U_Q^2 - B(X-X_Q)\}^{\frac{3}{2}}] \quad (18)$$

と表わされる。即ち、 $C=AU$ なる front condition を満足する点の軌跡は、一般に底床勾配と底床の勾配の効果により曲線状の boundary line を画きながら、遂には R 点から出てくる特性線に追いつかれる S' 点まで進むことを意味している。従って、S' 点では (16), (17), (18) 式より、

$$U_0' = \{U_0^2 - B(X_0' - X_0)\}^{\frac{1}{2}}, \quad B = 2(S_2 + F_2/A^2)/(1+A)(1+2A) \quad (19)$$

$$C_0' = AU_0' \quad (20)$$

$$T_0' = T_0 + (X_0' - X_0)/U_0, \quad (U_0' = U_0 \text{ のとき}) \quad (21)$$

$$T_0' = T_0 + 2/B(U_0 - U_0'), \quad (U_0' < U_0 \text{ のとき}) \quad (22)$$

となる。

$R, S' \rightarrow S$

$$U_0 + 2C_0 = U_R + 2C_R + q_R(T_0 - T_R), \quad q_R = -[S_2 + F_2(U_R/C_R)^2] \quad (23)$$

$$U_0 - 2C_0 = U_0' - 2C_0' + q_0'(T_0 - T_0'), \quad q_0' = -[S_2 + F_2/A^2] \quad (24)$$

S' 点は front boundary 上にあるから $U_0' - 2C_0' = 0$ (13) 式の場合と内容は異なる), $T_0 - T_0' = 0$ (これは (13) 式の場合と同じ) となり、右辺は 0 故 $U_0 = 2C_0$ なる front condition が自然に決定される。以下同様に $S \rightarrow U'$, $T, U' \rightarrow U$, ... と求められ、最終的な front はその包絡線 (これは網目と無限に細かくする場合に相当する) として与えられる。

尚、最大選上高は $X > 0$ の $\frac{dX}{dt} = 0$ なる点で与えられる。

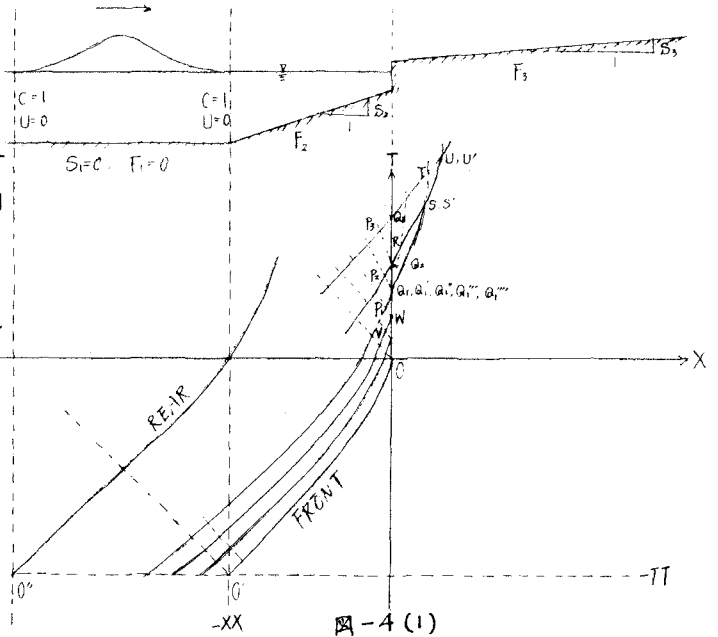


図-4(1)

[B] 鉛直岸壁を越えて選上する場合

(1) front が丁軸に達したとき、丁軸には接しないが、それ以外は [A] と同様である。

(2) 鉛直岸壁 (海側天端下) での境界条件 (図-4(1), (2))

$0 \sim W$ (天端); 壁面と全反射あり。

例えば $V \rightarrow W$ では

V, V' (仮想の反射点) $\rightarrow W$

$$U_W + 2C_W = U_V + 2C_V + q_V(T_W - T_V) \quad (25)$$

$$U_W - 2C_W = U_{V'} - 2C_{V'} + q_{V'}(T_W - T_{V'})$$

$$= -U_V - 2C_V - q_V(T_W - T_V) \quad (26)$$

$$\therefore U_W = 0 \quad (27)$$

$$C_W = \frac{1}{2} \{U_V + 2C_V + q_V(T_W - T_V)\} \quad (28)$$

(3) 鉛直岸壁 (海側天端上) での境界条件

P_i, P_i' (仮想の反射点) $\rightarrow Q_i$

$$U_{a1} + 2C_{a1} = U_{P_i} + 2C_{P_i} + q_{P_i}(T_{a1} - T_{P_i}) \quad (29)$$

$$U_{a1} - 2C_{a1} = U_{P_i'} - 2C_{P_i'} + q_{P_i'}(T_{a1} - T_{P_i'})$$

$$= -U_{P_i} - 2C_{P_i} - q_{P_i}(T_{a1} - T_{P_i}) \quad (30)$$

$$\therefore U_{a1} = C_{P_i} - C_W \quad (31)$$

$$C_{a1} = \frac{1}{2} \{U_{P_i} + C_{P_i} + C_W + q_{P_i}(T_{a1} - T_{P_i})\} \quad (32)$$

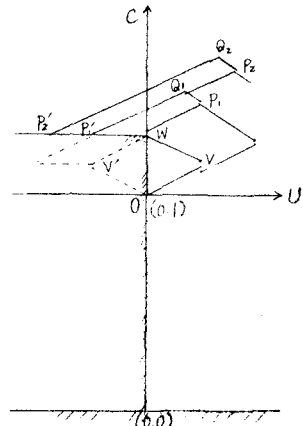


図-4(2)

(4) 鉛直岸壁（陸側天端上）での限界水深の条件

鉛直岸壁（天端上）では同じ位置で海側と陸側の二つの水深をとるが、海側では常流、陸側では射流であるから、丁度鉛直岸壁（陸側天端上）では限界水深にならなければならない。即ち、(31), (32) 式と $Fr=1$ の関係に換算するわけである。

陸側の値への換算：

$$U_{ai} = U_{ai} \quad (33)$$

$$C_{ai} = (C_{ai}^2 - C_w^2)^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

$Fr=1$ の関係への換算：

$$U_{ai} + 2C_{ai} = U_{ai} + 2C_{ai} + g_{ai}(T_{ai} - T_{ai}) \quad (35)$$

$$U_{ai} = C_{ai} \quad (36)$$

いま、 Q_r, Q_r は同じ点だから $T_{ai} - T_{ai} = 0$

$$\therefore C_{ai} = \frac{1}{2}(U_{ai} + 2C_{ai}) \quad (37)$$

(5) $Q_r (= Q_r)$ 点 (FRONT CONDITION)

$W \sim Q_r$ (SHORELINE CONDITION)

以下 [A] の(3) 以後の計算法と全く同様である。

5-3-2. 海側で破けて逝上する場合

[A]. 一桁傾斜海岸の場合

こゝでは front は fully developed bore であるとする。もし crest の付近だけが破けている spilling breaker であれば、少くとも front では 5-3-1 の [A] のやり方と全く同様である。いま bore crest が汀線に達する点は Q 点であるとする（図-5）。bore が汀線に達するときには、Whitham⁽⁴¹⁾, Ho & Meyer⁽⁴³⁾ 等が指摘するように、図-5 の $P \rightarrow Q$ のような limiting characteristic が存在する。一方、Mehaute⁽⁴⁷⁾ が指摘するように、汀線では shock condition の連続式より得られる bore の伝播速度 W の式

$$W = \frac{U_a C_a^2 - U_a C_a^2}{C_a^2 - C_a^2} \quad (38)$$

において、 $U_a = 0, C_a = 0$ となるから

$$C_a^2 (W - U_a) = 0 \quad (39)$$

故に $C_a \neq 0$ とすれば

$$W = U_a \quad (40)$$

は或る種の運動量の式

$$C_a^4 - C_a^4 = 2C_a^2 (W - U_a)(U_a - U_a) \quad (41)$$

を加味して得られる bore の伝播速度 W の式

$$W = U_a + \frac{C_u}{C_a} \left(\frac{C_u^2 + C_a^2}{2} \right) \quad (42)$$

はもはや汀線 ($U_a = 0, C_a = 0$) では成立しないと考えられる、

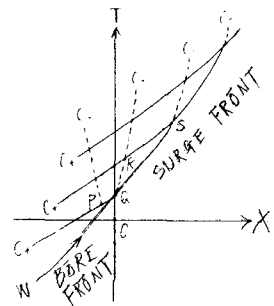


図-5

即ち, bare front は汀線に消滅して limiting characteristic に置き換えられると同時に $\frac{dx}{dt} = 0$ 上で $U_a = 0, C_a = 0$ なる shoreline condition を満たさなければならぬ。従って,

$$U_a + 2C_a = U_p + 2C_p + q_p(T_a - T_p) \quad (43)$$

$$U_a - 2C_a = U_{ad} - 2C_{ad} + q_{ad}(T_a - T_{ad}) \quad (44)$$

この関係は §3-1 の [A] の (12), (13) 式の関係と全く同じである。これに, front が海側で碎けないで汀線に達する場合は, 次に続く特性線に shoreline condition が適用されるまで $0 \sim \alpha'$ なる時間 = 間がある。碎けて汀線に達する場合は bare front が到達すると同時に shoreline condition が適用される。次いで front condition が適用されて, 次々と陸上遡上の計算が進められる過程は前と同じであり, surge front の形状も同じである。

[B]. 鉛直岸壁を越えて遡上する場合

まだ詳しく検討してはいないが, 昨年の東北交部技術研究発表会⁽²⁵⁾で発表したように, 陸堤に対する津波の初期の計算法と殆ど同じような取扱いができるものと思われる。

§-4. 結

1-0. 先端が碎けないで遡上する場合

1. 海上の先端条件は $U=0, C \neq 0 \therefore Fr=0$ で $\frac{dx}{dt} = C$ で表わされる。
2. 汀線 " $U=0, C=0$ で $\frac{dx}{dt} = 0$ "
3. 陸上 " $U=2C, C \neq 0 \therefore Fr=2$ で $\frac{dx}{dt} = U$ "
4. 陸上の先端形状は鉛直壁のようになっている surge front である。

2-0. 先端が碎けて遡上する場合

1. 海上の先端条件は $W \neq 0, C \neq 0$ で $\frac{dx}{dt} = W$ で表わされる。
2. 汀線 " $U_a=0, C_a=0$ で $\frac{dx}{dt} = 0$ "
3. 陸上 " $U=2C, C \neq 0 \therefore Fr=2$ で $\frac{dx}{dt} = U$ "
4. 陸上の先端形状は鉛直壁のようになっている surge front である。

参 考 文 献

1. ex. Keulegan, G. H.: Engineering Hydraulics, edited by Hunter Rouse; 1950 Edn. Chapter XI, pp. 711 ~ 768
2. 1. と同じ
3. Ré, R.: Etude du lâcher instantané d'une retenue d'eau dans un canal par la methode graphique, Grenoble: La Houille Blanche, 1946. 5
4. Dresler, R. F.: Hydraulic resistance effect upon the dam-break functions; Journal of Research, Natl. Bur. of Standards, Washington, D.C., Vol. 49, No. 3, 1952, pp. 27-225
5. Faure, J. and N. Nahes.: Deux problèmes de mouvement non-permanents à surface libre résolus sur ordinateur électronique; IXth Congress, I.A.H.R., Dubrovnik, 1961

6. Freeman, J.C. and B.L. Méhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed ; U.S.-Japan cooperative scientific research seminars on tsunami run-up, 1965, 4
7. Carrier, G.F. and H.P. Greenpan : Water waves of finite amplitude on a sloping beach ; Jour. of Fluid Mech., Vol. 4, 1958, pp. 97 ~ 112
8. Greenpan, H.P. : On the breaking of water waves of finite amplitude on a sloping beach ; Jour. of Fluid Mech. Vol. 4, 1958, pp. 330 ~ 334
9. 岸 元, 花井正次 : 津波の形状と陸上への打上げ高 ; 第8回海岸工学講演会講演集, 土木学会, 昭36. 9, pp. 41 ~ 45
10. 首藤伸夫 : 長波について—水平面上での長波の形状— ; 工研報告第123号の8, 昭39. 11
11. Whitham, G.B. : On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow ; Jour. of Fluid Mech. 4, pp. 337 ~ 360. 1958
12. Keller, H.B., D.A. Levin and G.B. Whitham ; Motion of a bore over a sloping beach ; Jour. of Fluid Mech., 7, 1960, pp. 302 ~ 320
13. Ho, D.V. and R.E. Meyer : Climb of a bore on a beach, Part 1, uniform beach slope ; Jour. of Fluid Mech., 14, 1962, pp. 305 ~ 318
14. Shen, M.C. and R.E. Meyer : Climb of a bore on a beach, Part 2, non-uniform beach slope ; Jour. of Fluid Mech., 16, 1963, pp. 108 ~ 112
15. Shen, M.C. and R.E. Meyer : Climb of a bore on a beach, Part 3, run-up ; Jour. of Fluid Mech., 16, 1963, pp. 113 ~ 125
16. Amein, M. : Long waves on a sloping beach and wave forces on a pier deck ; U.S.-Japan cooperative scientific research seminars on tsunami run-up, 1965, 4
17. Méhauté, B.L. : On surges on a dry bed and wave run-up ; U.S.-Japan cooperative scientific research seminars on tsunami run-up, 1965, 4
18. Méhauté, B.L. : On the wave run-up of solitary waves ; U.S.-Japan cooperative scientific research seminars on tsunami run-up, 1965, 4
19. Abbott, M.B. : On the spreading of one fluid over another, Grenoble ; La Houille Blanche, 5, 6, 1961
20. Abbott, M.B. and I. Torbe : On flows and fronts in a stratified fluid, London ; Proc. Roy. Soc., A, Vol. 273, 1963
21. Abbott, M.B. : On the stability of stratified flows ; XIth Congress, I.A.H.R. Leningrad, 1965
22. 岩垣 井上 大城 : のり面上の波の潮上機構に関する実験的研究 ; 第13回海岸工学講演会講演集
23. 福井 中村 白石 佐々木 : 津波の研究(I)—長波津波の波速について— ; 第9回
24. Iwasaki, T. and H. Togashi : On the overland flow of tsunami and effectiveness of wall as a counter measure ; XIth conference on coastal engineering, London, 1968. 9
25. 岩崎 高程 橋本 村山 : 陸上に遡上した津波に対する陸堤の効果について ; 東北支部技研. 昭42

