

# POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Civile



Tesi di Laurea Magistrale

## Studio sperimentale dell'influenza di macroscabrezze sulla propagazione di onde di piena

Relatore:

**Prof. Davide Poggi**

Correlatore:

**Ing. Silvia Cordero**

Candidato:

**Giovanni O. D. Fasanella**

---

Dicembre 2017



*Alla mia famiglia,  
a chi ha creduto in me,  
sempre*





# Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. Davide Poggi, per avermi dato la possibilità di lavorare su questo argomento di tesi e soprattutto per l'aiuto nella realizzazione del modello sperimentale.

Un altro ringraziamento va a Silvia, per il supporto e i tanti consigli nelle diverse fasi di lavoro.

Ringrazio tutti coloro che mi hanno accompagnato nel periodo trascorso in laboratorio, il tecnico Rino, Cosimo e in particolare Pietro, per gli innumerevoli caffè che mi ha offerto, per i passaggi a casa e per aver smorzato i momenti di ansia pre-laurea che, altrimenti, mi avrebbero fatto andare fuori di testa.

Infine ringrazio tutti i miei amici, in particolare Andrea, Giuseppe e Luca per aver reso indimenticabili questi 5 anni a Torino.



# Indice

<b>Ringraziamenti</b>	4
<b>Introduzione</b>	8
<b>1 Il Dam-break</b>	9
1.1 Collasso della diga . . . . .	9
1.2 Formazione e propagazione dell'onda . . . . .	12
1.2.1 Alveo asciutto . . . . .	13
1.2.2 Alveo bagnato . . . . .	19
1.2.3 Effetto della scabrezza . . . . .	22
1.2.4 Canali non rettangolari . . . . .	24
<b>2 Prove sperimentali di dam-break in letteratura</b>	27
2.1 Canale a sezione rettangolare costante e fondo orizzontale . . . . .	27
2.1.1 Stansby, Chegini, Barnes (1998) . . . . .	27
2.1.2 Lauber, Hager (1998) . . . . .	31
2.1.3 Khan, Steffler, Gerard (2000) . . . . .	36
2.1.4 Janosi, Jan, Tèi (2004) . . . . .	38
2.2 Canale a sezione rettangolare costante e fondo inclinato . . . . .	40
2.2.1 Lauber, Hager (1998) . . . . .	40
2.2.2 Chen-Iung (1980) . . . . .	47
2.2.3 Fraccarollo, Toro (1995) . . . . .	49
2.2.4 Jovanovic, Djordjevic (1995) . . . . .	51
2.3 Canale a sezione variabile . . . . .	52
2.3.1 Bellos, Soulis, Sakkas (1992) . . . . .	52
2.3.2 Townson, Al Salihi (1989) . . . . .	54
2.4 Canale non rettilineo . . . . .	55
2.4.1 Molls, Chaudry (1995) . . . . .	55
2.4.2 Zhou, Causon, Mingham, Ingram (2004) . . . . .	57
<b>3 Prove sperimentali effettuate</b>	60
3.1 Strumentazione per la simulazione del dam-break . . . . .	60
3.2 Strumenti per l'acquisizione del profilo dell'onda . . . . .	63
3.3 Esecuzione delle prove . . . . .	66
3.3.1 Prove senza macroscabrezze . . . . .	66
3.3.2 Prove con macroscabrezze . . . . .	67
3.4 Analisi dei fotogrammi . . . . .	69
3.5 Risultati . . . . .	72
<b>4 Conclusioni</b>	93

<b>A</b>	<b>Codici MATLAB</b>	95
A.1	Script per il riconoscimento della griglia . . . . .	95
A.2	Script per il riconoscimento della superficie libera in assenza di macroscabrezze . . . . .	103
A.3	Script per il riconoscimento della superficie libera in presenza di macroscabrezze . . . . .	106
A.4	Script per la conversione delle coordinate pixel in cm . . . . .	109
A.5	Script per mediare i risultati . . . . .	111
A.6	Script per rappresentare i risultati . . . . .	114
	<b>Bibliografia</b>	120

# Introduzione

In Italia sono presenti sul territorio 534 grandi dighe che permettono di stoccare un quantitativo di 3500 Mmc circa di acqua, senza considerare il contributo di un numero notevole di medie e piccole dighe non censite. L'accumulo di acqua in invasi artificiali è finalizzato a perseguire uno o più scopi. I più importanti sono:

- Idroelettrico: il carico idrostatico nell'invaso (ovvero l'energia potenziale dell'acqua invasata) viene convertito in energia cinetica da turbine collegate a trasformatori che permettono un'ulteriore trasformazione dell'energia cinetica in energia elettrica;
- Irriguo: acqua per fini agricoli e zootecnici;
- Potabile: acqua destinata al consumo umano;
- Protezione del territorio: le dighe permettono di accumulare volumi di acqua conseguenti a precipitazioni eccezionali, laminando così le portate e mitigando il verificarsi a valle di eventi quali alluvioni, esondazioni ecc.

Sebbene le dighe rappresentino quindi una risorsa, esse sono opere ingegneristiche che costituiscono un'importante fonte di rischio per il territorio a valle: il crollo di una diga, o anche il suo danneggiamento parziale, può provocare infatti il rilascio delle enormi quantità di acqua con la conseguente propagazione verso valle di un'onda di traslazione che causa danni enormi al territorio e soprattutto alle vite umane. In realtà il collasso di una diga (che da qui in avanti verrà indicato come "dam-break") è un evento poco frequente ma può risultare comunque utile cercare di prevenire e di contenere i danni che ne possono conseguire. Tale operazione è possibile analizzando il rischio derivante dal verificarsi dell'episodio.

Il rischio legato al dam-break dipende dalle caratteristiche dell'onda di piena e dalle modalità con cui si propaga, a loro volta funzione delle caratteristiche della diga (materiale e geometria del paramento di monte) e del territorio a valle della stessa. La propagazione dell'onda di dam-break è un fenomeno non semplice da studiare e può essere descritto tramite modelli teorici, numerici o fisici.

L'obiettivo della tesi è valutare per via sperimentale, tramite la realizzazione in laboratorio di un modello fisico, come cambia la propagazione dell'onda al variare delle caratteristiche del territorio a valle della diga. Nello specifico si vuole valutare cosa accade nel caso in cui a valle della diga sia presente della vegetazione ad alto fusto.

Nei capitoli che seguiranno verranno descritte brevemente le modalità di collasso di una diga e il meccanismo di propagazione dell'onda di piena; seguirà la presentazione di alcune prove di dam-break presenti in letteratura; infine si parlerà delle prove sperimentali svolte dal sottoscritto con le relative conclusioni.

# Capitolo 1

## Il Dam-break

Lo studio del dam-break, di tutto ciò che concerne il collasso di una diga e le modalità di propagazione della derivante onda di piena, è un problema su cui diversi studiosi hanno concentrato la loro attenzione. Qui viene brevemente riportata la trattazione relativa alla formazione della breccia in una diga e alcune soluzioni teoriche relative alla propagazione di un'onda di dam-break.

### 1.1 Collasso della diga

Come già accennato nell'introduzione, la propagazione dell'onda è funzione del materiale con cui la diga è realizzata. Questo perché materiali diversi collasano secondo modalità diverse. Infatti una diga a gravità in calcestruzzo collassa pressoché repentinamente, provocando quindi il rilascio istantaneo di acqua; una diga in terra, al contrario, collassa in maniera più duttile e graduale. Il caso più gravoso è sicuramente il collasso istantaneo, in quanto provoca il rilascio immediato di tutto il volume d'acqua invasato. Esso è pertanto quello comunemente adottato nelle modellazioni analitiche di onde di dam-break e sarà quindi anche il tipo di collasso che verrà riprodotto nelle prove sperimentali che verranno svolte.

Tra le diverse modellazioni è presente quella di Price. Si tratta di una formula semi-empirica per il calcolo della portata massima conseguente alla formazione in una diga di una breccia di forma trapezoidale:

$$Q_{max} = \frac{8}{27} g^{\frac{1}{2}} H^{\frac{3}{2}} (0.4b + 0.6T) \quad (1.1)$$

dove  $Q_{max}$  è la portata massima [ $m^3/s$ ],  $g$  è l'accelerazione di gravità [ $m/s^2$ ],  $H$  è l'altezza d'acqua nell'invaso prima del collasso [ $m$ ],  $b$  la larghezza della breccia alla base [ $m$ ] e  $T$  la larghezza della breccia all'altezza iniziale dell'acqua [ $m$ ].

Fread ha proposto una formula empirica per la stima del tempo di formazione di una breccia in un invasato:

$$t \leq \frac{(1008 \cdot A)}{WH^{\frac{1}{2}}} \quad (1.2)$$

dove (con buona parte delle grandezze espresse in unità di misura del sistema imperiale)  $t$  è il tempo di formazione della breccia [ $s$ ],  $A$  è l'area superficiale dell'invaso [ $ac$ ],  $W$  la larghezza media della breccia [ $ft$ ] e  $H$  è l'altezza d'acqua al momento del collasso [ $ft$ ]. Questa formula richiede tuttavia la conoscenza della larghezza della breccia, risultando così di difficile applicazione.

Un'altra formula per la stima della portata massima in diversi istanti di tempo, derivante dalla formula dello stramazzo a larga soglia, è stata proposta da Wetmore e Fread:

$$Q_{max} = 3.1 \cdot W \left( \frac{c}{t + c\sqrt{H}} \right)^3 \quad (1.3)$$

con  $Q_{max}$  portata massima [ $m^3/s$ ],  $W$  larghezza media della breccia [ $ft$ ],  $c$  costante arbitraria pari a  $23.4 \cdot A \setminus W$ ,  $t$  tempo di formazione della breccia [ $h$ ],  $H$  è l'altezza d'acqua al momento del collasso [ $ft$ ] e  $A$  è l'area superficiale dell'invaso [ $ac$ ]. Con questa formula si può stimare la portata per diversi istanti di tempo; per stimare la massima portata si può utilizzare la massima larghezza di breccia al tempo minimo.

Singh ha riassunto i dati caratteristici di una breccia in una diga, raccogliendo i dati relativi al crollo di 52 dighe. Secondo i suoi studi la breccia ha una generalmente una forma trapezoidale, con rapporto medio tra la larghezza sommitale e alla base pari a 1.29 e un angolo di inclinazione dei bordi della breccia tra  $40^\circ$  e  $50^\circ$ . Il rapporto tra la larghezza della breccia alla sommità  $B$  e la profondità della breccia  $d$  varia linearmente con il rapporto  $H_s/H_d$ , dove  $H_s$  è un'altezza d'acqua equivalente dell'invaso calcolata come

$$H_s = V_s^{\frac{1}{3}} \quad (1.4)$$

con  $V_s$  pari al volume immagazzinato nell'invaso [ $m^3$ ], mentre  $H_d$  è l'altezza della diga. Il legame tra i rapporti  $B/d$  e  $H_s/H_d$  è riportato nel grafico in Figura 1.1 (a). Il tempo di collasso nei casi considerati varia tra 1 h e 12 h ma, nella maggior parte dei casi, è inferiore a 3 h; Singh ha anche individuato una correlazione tra la portata massima l'altezza relativa dello sbarramento:

$$\frac{Q_{max}}{gB_a^2 H_d^3} = 1.25 \cdot 10^{-2} \left( \frac{H_s}{H_d} \right) \quad (1.5)$$

Questa relazione è rappresentata in Figura 1.1 (b). Queste relazioni, funzione principalmente dell'altezza della diga e dell'altezza d'acqua, possono essere utilizzate in un'analisi preliminare per valutare caratteristiche di una breccia.

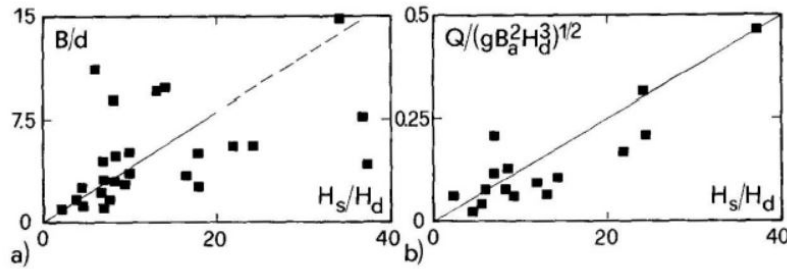


Figura 1.1. Correlazioni empiriche tra l'altezza relativa della diga e la larghezza della breccia (a) e tra l'altezza relativa della diga e la portata di picco (b)

Singh ha sviluppato un modello analitico per descrivere lo sviluppo di una breccia in una diga, ottenuto partendo dall'equazione di bilancio del volume d'acqua fuoriuscito dall'invaso:

$$A_s(H) \frac{dH}{dt} = Q_b \quad (1.6)$$

L'erosione della diga è stata descritta in funzione della velocità dell'acqua sulla breccia:

$$\frac{dz}{dt} = -\alpha u^\beta \quad (1.7)$$

In queste formule  $A_s$  è l'area superficiale dell'invaso [ $m^2$ ],  $H$  è l'altezza dell'acqua nell'invaso [ $m$ ],  $t$  è il tempo [ $s$ ],  $Q_b$  è la portata che defluisce dalla breccia [ $m^3/s$ ],  $z$  è la quota del fondo della breccia [ $m$ ],  $u$  la velocità media dell'acqua sulla breccia [ $m/s$ ] e  $\alpha$  e  $\beta$  sono due coefficienti.

L'equazione (1.7) è valida se sono trascurabili le portate entranti e uscenti dagli sforatori e dagli scarichi della diga rispetto alle portate uscenti della breccia. Questa ipotesi è comunque generalmente rispettata durante il collasso di una diga con formazione di una breccia. In Figura 1.2 è riportato uno schema della breccia.

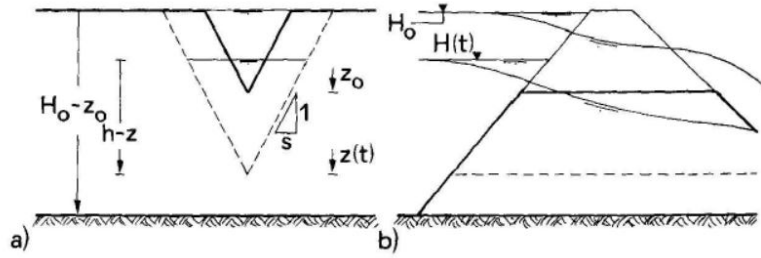


Figura 1.2. Schema della breccia

La portata può essere scritta come

$$Q_b = u A_b \quad (1.8)$$

con la velocità al di sopra della breccia pari a

$$u = [2g C_d^2 (h - z)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

espressa in funzione del coefficiente di deflusso  $C_d$ . Eliminando il differenziale rispetto al tempo si giunge all'equazione che permette di esplicitare l'altezza d'acqua in funzione della quota del fondo della breccia:

$$\frac{dH}{dz} = \alpha^{-1} \left( \frac{A_b}{A_s} \right) [2g C_d^2 (h - z)]^{\frac{1-\beta}{2}} \quad (1.10)$$

Singh ha riscritto questa equazione per una breccia con forma triangolare, con condizioni iniziali  $H = H_0$   $z = z_0$  all'istante iniziale  $t = 0$ , e coi parametri adimensionali e le costanti seguenti

$$H = \frac{h}{h_0} \quad Z = \frac{z}{z_0}$$



$$\gamma = \frac{h_0}{z_0} > 1 \quad C^2 = \frac{\alpha A_s (2g C_D^2 h_0)^{\frac{\beta-1}{2}}}{s h_0^2}$$

L'equazione quindi diventa

$$1 + \gamma \frac{dH}{dZ} = C^{-2} H^{\frac{5-\beta}{2}} \quad (1.11)$$

Per  $H(Z=1) = 1$  e nel caso lineare, il più semplice con  $\beta = 1$  la soluzione è la seguente:

$$Z(H) = 1 - \frac{1}{2} \gamma C^2 \ln \left[ \frac{C+H}{C-H} \cdot \frac{C-1}{C+1} \right] \quad (1.12)$$

Questa soluzione è rappresentata in Figura 1.3 (a) al variare di  $C$ : si noti che per  $C > 2$  l'effetto di  $C$  è poco significativo. In Figura 1.3 (b) è riportato, in forma implicita, la profondità finale della breccia  $Z_\infty$  in funzione di  $C^{-1}$ .

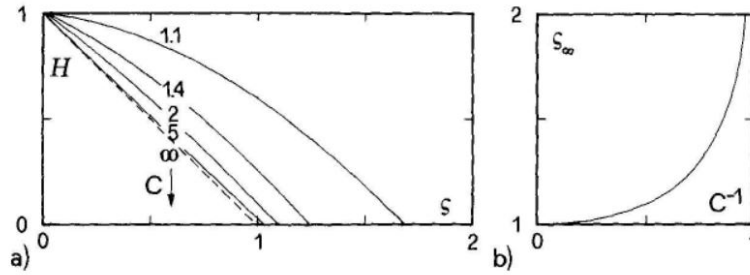


Figura 1.3. Relazioni tra  $H(Z)$  e  $Z$  per diversi valori di  $C$  (a) e livello finale della breccia  $Z_{inf}$  (b)

La soluzione dipende dal coefficiente di erosione  $\alpha$ . Una stima del coefficiente, per  $\beta = 1$ , è data da

$$\alpha = 0.15 (H_s - H_d)^2 \quad (1.13)$$

Singh ha applicato con successo questo modello a diversi casi di collasso di dighe con formazione di una breccia.

## 1.2 Formazione e propagazione dell'onda

Il moto di un'onda di piena può essere descritto attraverso le equazioni di De Saint-Venant. Queste equazioni descrivono lo stato di una massa di fluido in moto monodimensionale considerata incomprimibile, se valgono le ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni e di distribuzione uniforme delle velocità in ogni sezione. La prima è l'equazione di continuità che impone il soddisfacimento del principio di conservazione della massa, mentre la seconda, che impone l'equilibrio delle forze agenti sulla massa di fluido in moto, è l'equazione dinamica. Esse sono:

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial(vA)}{\partial x} = 0 \\ \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{g} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} = i_f - j \end{cases} \quad (1.14)$$

In cui con  $x$  si indica la posizione, con  $x = 0$  nella sezione con della diga, con  $t$  il tempo, preso come riferimento l'istante di collasso della diga, con  $A$  l'area di deflusso, con  $v$  la velocità media del fluido in una data sezione, con  $h$  l'altezza d'acqua misurata a partire dal fondo del canale, con  $i_f$  la pendenza del fondo del canale e con  $j$  il termine che rappresenta le perdite di carico per unità di larghezza. Le equazioni possono essere riscritte in forma più semplice per un canale rettangolare, in cui

$$A = bh \quad (1.15)$$

ottenendo:

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{g} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} = i_f - j \end{cases} \quad (1.16)$$

### 1.2.1 Alveo asciutto

La soluzione più semplice delle equazioni di De Saint-Venant è quella proposta da Ritter per un canale a sezione rettangolare in cui non vi sia acqua a valle dello sbarramento prima del suo crollo (dry conditions). Questa soluzione considera le perdite di carico  $j$  pari alla pendenza del fondo  $i_f$ . Questa soluzione prevede la trasformazione del sistema di equazioni di De Saint-Venant alle derivate parziali, in un sistema alle derivate totali, attraverso l'applicazione del metodo delle caratteristiche. Questo metodo permette di trasformare una generica equazione alle derivate parziali scritta nella forma

$$\begin{cases} a_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} + b_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} + b_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} + d_1 = 0 \\ a_{21} \frac{\partial u_1}{\partial x} + a_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} + b_{21} \frac{\partial u_1}{\partial x} + b_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} + d_2 = 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

in un sistema di equazioni nella forma

$$\begin{cases} A_{11} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_1 + A_{12} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_2 + D_1 = 0 \\ A_{21} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_1 + A_{22} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_2 + D_2 = 0 \end{cases} \quad (1.18)$$

In questo sistema il blocco differenziale

$$\lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \quad (1.19)$$

equivale alla derivata totale  $d/dy$  lungo delle particolari linee, dette linee caratteristiche, definite come

$$\frac{dx}{dy} = \lambda \quad (1.20)$$

Il sistema può quindi essere riscritto in questa forma alle derivate ordinarie:

$$\begin{cases} A_{11} \frac{du_1}{dy} + A_{12} \frac{du_2}{dy} + D_1 = 0 \\ A_{21} \frac{du_1}{dy} + A_{22} \frac{du_2}{dy} + D_2 = 0 \end{cases} \quad (1.21)$$

Questo passaggio al sistema alle derivate ordinarie è valido solo lungo le linee caratteristiche, lungo le quali vale la relazione  $dx/dy = \lambda$ , cioè linee che hanno pendenza, nel piano  $x, y$ , pari a  $\lambda$ .

In sostanza, il metodo delle linee caratteristiche permette di passare da un sistema alle derivate parziali ad un sistema alle derivate totali, in cui certi termini si mantengono costanti lungo le linee caratteristiche. Di conseguenza si può conoscere la soluzione del sistema in qualsiasi punto, se partendo da quel punto ci si muove lungo una linea caratteristica fino ad un punto del dominio del sistema in cui sia nota la soluzione, tipicamente un punto dove siano definite le condizioni al contorno del sistema in esame.

Per applicare questo metodo al nostro caso le equazioni sono state riscritte nella forma:

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = g(i_f - j) \end{cases} \quad (1.22)$$

Dal sistema precedente si ricavano le seguenti matrici dei coefficienti

$$a = \begin{bmatrix} y & u \\ u & g \end{bmatrix} \quad b = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

Il passaggio dal sistema alle derivate parziali a quello alle derivate totali si ottiene moltiplicando il sistema originario per una matrice di trasformazione  $T$ :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} + b_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} + b_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} + d_1 = 0 \\ a_{21} \frac{\partial u_1}{\partial x} + a_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} + b_{21} \frac{\partial u_1}{\partial x} + b_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} + d_2 = 0 \end{bmatrix} &= \\ = \begin{bmatrix} A_{11} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_1 + A_{12} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_2 + D_1 = 0 \\ A_{21} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_1 + A_{22} \left( \lambda \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right) u_2 + D_2 = 0 \end{bmatrix} & \end{aligned} \quad (1.24)$$

Sviluppando questo sistema e uguagliando i termini omologhi si ricavano i valori dei parametri del sistema trasformato:

$$\begin{aligned}
 A_{11} \cdot \lambda &= t_{11}a_{11} + t_{12}a_{21} & A_{11} \cdot \lambda &= t_{11}b_{11} + t_{12}b_{21} \\
 A_{12} \cdot \lambda &= t_{11}a_{12} + t_{12}a_{22} & A_{12} \cdot \lambda &= t_{11}b_{12} + t_{12}b_{22} \\
 A_{21} \cdot \lambda &= t_{21}a_{11} + t_{22}a_{21} & A_{21} \cdot \lambda &= t_{21}b_{11} + t_{22}b_{21} \\
 A_{22} \cdot \lambda &= t_{21}a_{12} + t_{22}a_{22} & A_{22} \cdot \lambda &= t_{21}b_{12} + t_{22}b_{22}
 \end{aligned}$$

Imponendo l'uguaglianza dei termini trasformati  $A_{ij}$  nelle equazioni sopra riportate si arriva a scrivere un sistema così espresso in forma matriciale:

$$Ta = \lambda Tb \quad (1.25)$$

In questo sistema sono incogniti sia i valori della matrice  $T$  che il valore di  $\lambda$ , ed il sistema non è risolvibile perché presenta più incognite che equazioni. Per risolvere il sistema si impone che la matrice sia simmetrica, ovvero che i valori al di fuori della diagonale siano uguali, cioè che  $t_{12} = t_{21}$ . Riscrivendo le equazioni si arriva ad un sistema omogeneo in  $t$ ,  $a$ , e  $b$ , che si risolve imponendo che sia nullo il determinante della matrice

$$\begin{bmatrix} a_{11} - \lambda b_{11} & a_{21} - \lambda b_{21} \\ a_{12} - \lambda b_{12} & a_{22} - \lambda b_{22} \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

Si ricava così il valore di  $\lambda$ . Applicando il metodo alle equazioni di De Saint-Venant si ottiene

$$\begin{bmatrix} y & u - \lambda \\ u - \lambda & g \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

Calcolando il determinante di questa matrice e ponendolo pari a zero si ricava il valore di  $\lambda$ :

$$yg - (v - \lambda)^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda = v \mp \sqrt{gy} = v \mp c \quad (1.28)$$

Il termine  $c = \sqrt{gy}$  è la celerità dell'onda. Nel caso in cui si trovino due valori distinti di  $\lambda$  il sistema di equazioni è iperbolico e può essere trasformato. Noto il valore di  $\lambda$  si ricavano i termini della matrice di trasformazione  $T$  dal sistema (1.25):

$$\begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} y & v \\ v & g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v - c & 0 \\ 0 & v + c \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \Rightarrow T = \begin{bmatrix} c & y \\ -c & y \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Noti i parametri di trasformazione contenuti nella matrice  $T$  si scrive il sistema trasformato:

$$\begin{cases} t_{11}b_{11}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_1 + t_{12}b_{21}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_1 + t_{11}b_{12}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_2 + \\ + t_{12}b_{22}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_2 + t_{11}d_1 + t_{12}d_2 = 0 \\ t_{21}b_{11}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_1 + t_{22}b_{12}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_1 + t_{21}b_{12}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_2 + \\ + t_{22}b_{22}\left(\lambda\frac{\partial}{\partial x}\right)u_2 + t_{21}d_1 + t_{22}d_2 = 0 \end{cases} \quad (1.30)$$

Sostituendo nella generica espressione sopra riportata i termini delle equazioni di De Saint-Venant si ricava:

$$\begin{cases} y\left((v-c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)v + c\left((v-c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)y - gy(i_f - j) = 0 \\ y\left((v+c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)v - c\left((v+c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)y - gy(i_f - j) = 0 \end{cases} \quad (1.31)$$

Dividendo le espressioni per  $y$  si ottiene

$$\begin{cases} \left((v-c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)v + \frac{c}{y}\left((v-c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)y - g(i_f - j) = 0 \\ \left((v+c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)v - \frac{c}{y}\left((v+c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)y - g(i_f - j) = 0 \end{cases} \quad (1.32)$$

Si può notare che

$$\frac{c}{y}\frac{dy}{dx} = \frac{c}{gy}\frac{d(gy)}{dx} = \frac{c}{c^2}\frac{d(c^2)}{dx} = 2\frac{dc}{dx} = 2\left[(v \pm c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right]c \quad (1.33)$$

Sostituendo nel sistema si può quindi riscrivere il tutto in forma compatta:

$$\left((v \mp c)\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)(v \pm 2c) = g(i_f - j) \quad (1.34)$$

L'approccio fin qui utilizzato è valido per qualsiasi caso a cui si possano applicare le ipotesi delle equazioni di De Saint-Venant; la soluzione di Ritter, come già detto, prevede un canale rettangolare e perdite di carico  $i_f = j$ , per cui si annulla il termine al secondo membro dell'equazione (1.34). Ponendo  $2c = w$  si arriva alla soluzione:

$$\frac{d(v \pm 2c)}{dt} = \frac{d(v \pm w)}{dt} = 0 \quad (1.35)$$

Le linee caratteristiche, nel piano  $x, t$ , sono definite dall'equazione

$$\frac{dx}{dt} = v \mp c \quad (1.36)$$

Muovendosi lungo queste linee è valida l'equazione (1.35), ovvero il termine  $v \pm 2c$  risulta costante.

La soluzione di Ritter prevede l'applicazione della soluzione alle linee caratteristiche delle equazioni di De Saint-Venant ad un canale rettangolare orizzontale, separato da una paratoia verticale in una zona a monte, con altezza d'acqua  $h_0$ , e una zona a valle della paratoia asciutta. L'equilibrio del sistema è turbato dallo spostamento della paratoia con velocità  $v_d$ , che permette lo spostamento dell'acqua contenuta a monte verso valle. L'andamento dell'onda così generata si può ricavare dalle equazioni delle linee caratteristiche. Spostando la paratoia il livello dell'acqua a monte inizia a diminuire: questa perturbazione (ovvero il progressivo abbassamento di punti sempre più lontani dalla posizione iniziale della paratoia) inizia a propagarsi verso monte seguendo, nel piano  $x, t$ , la linea caratteristica di pendenza  $dx/dt = v - c$ . Nell'istante iniziale l'acqua è ferma, per cui in  $t = 0$  la linea ha pendenza pari a  $c_0 = \sqrt{gh_0}$ . La perturbazione nel muoversi verso monte incontra sempre acqua indisturbata, cioè con velocità nulla ( $v = 0$ ), per cui la pendenza della linea caratteristica rimane costante e pari a  $c_0$ , cioè la perturbazione si muove verso monte con velocità pari a  $c_0$ . Si consideri ora un punto a contatto con la paratoia, la quale si muove con velocità  $v_d$ . Muovendosi lungo la linea caratteristica  $dx/dt = u - c$  si mantiene costante  $u + 2c$ , per cui a ridosso della paratoia, muovendosi lungo la linea caratteristica  $dx/dt = u - c$ , si ha  $u_d + 2c = cost$ . Nell'istante iniziale, prima dello spostamento della paratoia, si ha  $u_0 = 0$  e  $c_0 = \sqrt{gh_0}$ , per cui  $u + 2c = 2c_0$  nell'istante iniziale. Muovendosi lungo la linea  $dx/dt = u - c$ , non cambia il valore della costante, e si avrà  $u + 2c = 2c_0$ . A ridosso della paratoia, di conseguenza, si può scrivere  $u_d + 2c = 2c_0$ . Si nota ora che se  $u_d = 2c_0$ , allora  $c = 0$ , e siccome  $c = \sqrt{gh}$ , allora  $y = 0$ , il che significa che se  $u_d \geq 2c_0$ , l'altezza d'acqua a ridosso della paratoia è pari nulla. In sostanza, se  $u_d \geq 2c_0$  la massa d'acqua in movimento non "vede" la paratoia, e ci si riconduce all'ipotesi di rimozione istantanea della paratoia.

Definita la velocità di spostamento della perturbazione verso monte, che è indipendente dalla velocità della paratoia e non cambia nel caso di istantanea rimozione, e definite le condizioni per cui si considera istantanea la rimozione della paratoia, non resta che trovare, per ogni punto della massa d'acqua, i valori di  $c$  (da cui si ricava  $y$ ) e  $u$ . Si consideri la prima famiglia di linee caratteristiche  $dx/dt = u - c$ , lungo le quali  $u + 2c = cost$ . Come ricavato precedentemente, si può scrivere  $u + 2c = 2c_0$ , purché ci si muova lungo la linea caratteristica, e quindi  $u = 2c_0 - 2c$ . Sostituendo questo risultato nell'equazione della linea caratteristica, il che equivale a muoversi lungo la linea stessa, si ottiene

$$\frac{dx}{dt} = 2c_0 - 3c \quad (1.37)$$

Integrando questa espressione si ottiene

$$3c = 2c_0 - \frac{x}{t} \quad (1.38)$$

e quindi l'espressione della celerità

$$c = \frac{1}{3} \left( 2c_0 - \frac{x}{t} \right) \quad (1.39)$$

Allo stesso modo si può ricavare la velocità, se si esplicita  $c = c_0 - u/2$ . Sostituendo nell'equazione della linea si ottiene

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3}{2}u - c_0 \quad (1.40)$$

e quindi integrando si ricava l'espressione

$$u = \frac{2}{3} \left( c_0 + \frac{x}{t} \right) \quad (1.41)$$

Per ricavare queste equazioni si sono utilizzate solo le linee caratteristiche della prima famiglia, ma si sarebbero potuti ottenere gli stessi risultati seguendo l'altra famiglia di linee.

Se si ricava l'altezza d'acqua  $y$  da queste equazioni si nota che la superficie libera descrive, in ogni istante, una parabola, come si nota da Figura 1.4. Secondo questa soluzione nel punto in cui si trova originariamente la paratia ( $x = 0$ ), l'altezza e la velocità sono costanti e sono pari a

$$h(x = 0) = \frac{4}{9}h_0 \quad (1.42)$$

$$u(x = 0) = \frac{2}{3}c_0 \quad (1.43)$$

Questi valori rimangono costanti fino a quando l'onda negativa raggiunge i limiti del serbatoio di monte.

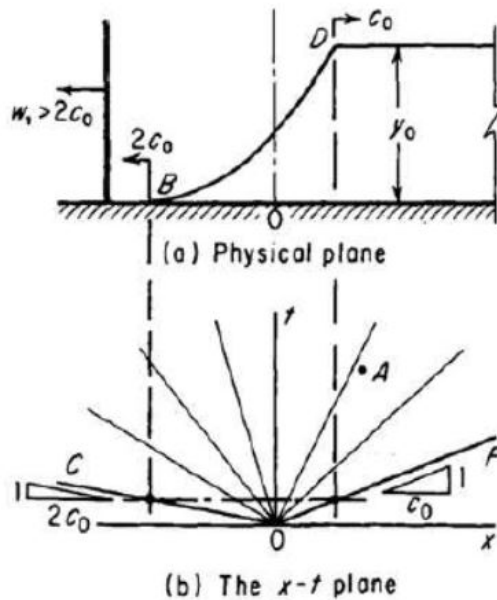


Figura 1.4. Randamento della superficie libera nel piano fisico (a) e linee caratteristiche nel piano  $x,t$  (b) con alveo asciutto

I risultati ricavati da Ritter, partendo dalle equazioni di De Saint-Venant, non sono validi negli istanti immediatamente successivi alla rimozione della paratoia,

in cui la distribuzione delle pressioni non è idrostatica e cadono le ipotesi alla base delle equazioni di De Saint-Venant.

Le formule (1.39) e (1.41) possono essere adimensionalizzare, ottenendo

$$Y = \left[ \frac{1}{3} \left( 2 - \frac{X}{T} \right) \right]^2 \quad (1.44)$$

$$V = \frac{2}{3} \left( 1 + \frac{X}{T} \right) \quad (1.45)$$

in cui  $Y$ ,  $X$ ,  $T$  e  $V$  sono rispettivamente altezza, ascissa (coordinata orizzontale), tempo e velocità edimensionali, definiti come

$$Y = \frac{y}{h_0} \quad X = \frac{x}{h_0} \quad T = t \sqrt{\frac{g}{h_0}} \quad V = \frac{v}{\sqrt{gh_0}}$$

### 1.2.2 Alveo bagnato

In questo paragrafo si discute il problema della propagazione di un'onda di dam-break in un canale in cui sia presente una certa altezza d'acqua a valle prima del collasso della diga (wet conditions). In questo caso, oltre all'onda di piena, si genera un'onda di shock che si propaga a valle dello sbarramento. Dallo schema del problema di propagazione di un'onda di dam-break in un alveo bagnato, riportato in Figura 1.5, si nota che si può suddividere la massa del fluido, dopo il collasso, in quattro zone. La prima zona (1) e la zona (0) sono le zone indisturbate a monte e a valle dello sbarramento, la zona (2) ad altezza costante, in cui si propaga l'onda di shock, la zona (3) in cui un'onda, simile all'onda di dam-break, collega l'altezza nella zona (2) a quella nella zona (1).

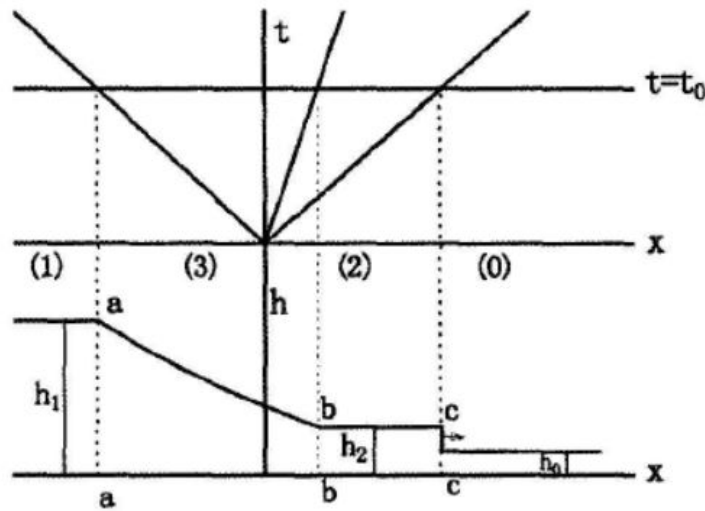


Figura 1.5. Andamento della superficie libera e linee caratteristiche nel piano  $x, t$  in condizioni di alveo bagnato



Stoker ha proposto una soluzione teorica per l'onda di shock derivante da un dam-break, basata su tre equazioni correlate e tre incognite. Il sistema proposto da Stoker è il seguente:

$$\begin{cases} \frac{u_2}{c_0} = \frac{\dot{\xi}}{c_0} - \frac{1}{4} \frac{c_0}{\dot{\xi}} \left[ 1 + \sqrt{1 + 8 \left( \frac{\dot{\xi}}{c_0} \right)^2} \right] \\ \frac{c_2}{c_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{1 + 8 \left( \frac{\dot{\xi}}{c_0} \right)^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \\ u_2 + 2c_2 = 2c_1 \end{cases} \quad (1.46)$$

in cui  $c = \sqrt{gh}$  è la celerità nelle diverse zone,  $h$  la relativa altezza d'acqua,  $u$  la velocità e  $\dot{\xi}$  la velocità di propagazione dell'onda di shock.

Il sistema di equazioni (1.46) è abbastanza complesso, e può essere risolto solo con un procedimento iterativo. Wu, Huang e Zheng hanno proposto un'altra soluzione per risolvere un'onda di dam-break in letto bagnato, costituita da una relazione tra l'altezza d'acqua nell'onda di shock e le altezze d'acqua a monte e valle dello sbarramento. Questa soluzione più semplice è brevemente riportata di seguito. Nella soluzione di Wu et al. la velocità di propagazione dell'onda di shock  $\dot{\xi}$  è così descritta:

$$\dot{\xi} = \frac{A_2 u_2}{A_2 - A_0} \quad (1.47)$$

in cui con  $A$  si indica la sezione di deflusso nelle diverse sezioni e con  $u$  la relativa velocità. La velocità nella zona (2) è così ricavata:

$$u_2 = \sqrt{g \frac{(A_2 - A_0)(A_2 \bar{h}_2 - A_0 \bar{h}_0)}{A_2 A_0}} \quad (1.48)$$

in cui con  $\bar{h}$  si indica, nelle diverse zone, la distanza tra la superficie libera e il centroide dell'onda di dam-break della zona (3). Dalle equazioni (1.47) e (1.48) si ricava la posizione del confine tra la zona (2) e la zona (0) in ogni istante.

Per risolvere il problema gli autori hanno descritto il moto nella zona (3) con le equazioni di De-Saint-Venant, scritte, per un canale prismatico, nella forma:

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{A}{B} \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = g(i_f + j) \end{cases} \quad (1.49)$$

in cui, oltre ai termini già presenti nel sistema di equazioni (1.14), compaiono i termini  $A(h(x, t))$  con cui si indica l'area della sezione di deflusso, e  $B(h)$  con cui si indica la larghezza della sezione di deflusso. Gli autori hanno ricavato da questo sistema le equazioni alle linee caratteristiche, e le hanno sviluppate in forma integrale, arrivando ad esprimere la velocità  $u_2$ . Inserendo questa  $u_2$ , ricavata dalle equazioni di De Saint-Venant, nella (1.48), gli autori hanno riscritto le equazioni di De Saint-Venant e le condizioni di shock in forma trasformata. Wu, Huang e Zheng hanno risolto il problema in un canale con sezione trapezoidale, schematizzato in Figura 1.6, in cui  $b$  è la larghezza del canale alla base,  $B$  la larghezza alla sommità,  $h$  l'altezza d'acqua,  $Me$  e  $Mf$  le pendenze dei lati. Gli

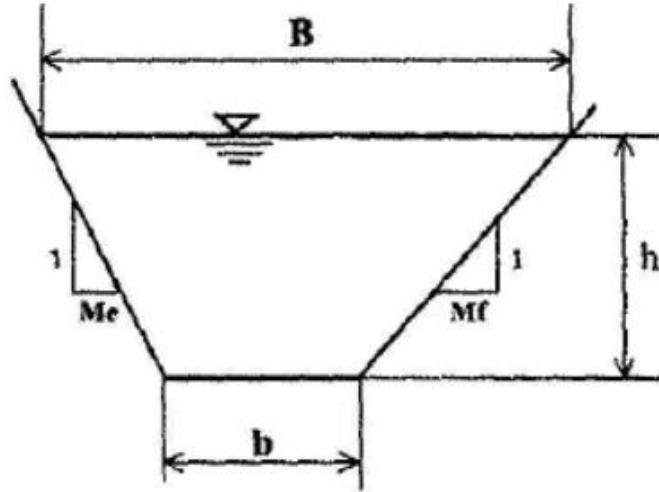


Figura 1.6. Sezione del canale trapezoidale

autori hanno ricavato il parametro  $q$ , rappresentativo della sezione

$$q = \frac{b}{Me + Mf} = \text{cost} \quad (1.50)$$

Di conseguenza acqua nella sezione  $h$  può essere definita come

$$h = 2qW^2 \quad (1.51)$$

in cui  $W$  è un parametro caratteristico dell'altezza di flusso, che sarà utilizzato nella soluzione del sistema trasformato. Wu et all., attraverso vari passaggi matematici, non riportati per brevità, hanno risolto l'equazione di shock trasformata nella geometria sopra definita, per la zona (2), ricavando la soluzione:

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\frac{2}{W_1} \int_0^{W_1} \left( \frac{2W_n^2 + 1}{W_n^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} dW_n}{\frac{2}{W} \int_0^W \left( \frac{2W_n^2 + 1}{W_n^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} dW_n + \sqrt{G^* W_2}} \quad (1.52)$$

in cui  $W$  è il parametro caratteristico dell'altezza d'acqua, sopra definito, per le diverse zone,  $W_n$  una variabile che può assumere valori tra 0 e  $W_1$ , nella zona (1). e  $G^*(W_2)$  un termine adimensionale rappresentativo delle aree bagnate nelle diverse zone. Gli autori hanno ricavato in maniera simile la trasformata delle equazioni di De Saint-Venant, ottenendo la soluzione integrale nella zona (3):

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\frac{2}{W_1} \int_0^{W_1} \left( \frac{2W_n^2 + 1}{W_n^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} dW_n - x^*}{\frac{2}{W} \int_0^W \left( \frac{2W_n^2 + 1}{W_n^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} dW_n + \sqrt{\frac{W^2 + 1}{2W^2 + 1}}} \quad (1.53)$$

in cui

$$x^* = \frac{x}{tW_1\sqrt{2gq}} \quad (1.54)$$

Le equazioni (1.52) e (1.53) forniscono una soluzione per onde di dam-break in un canale prismatico trapezoidale, con una certa altezza d'acqua a valle dello sbarramento. Gli autori hanno anche dimostrato che la soluzione proposta è equivalente a quella di Stoker, anche se scritta in un minor numero di equazioni.

### 1.2.3 Effetto della scabrezza

Il sistema di soluzioni alle linee caratteristiche di De Saint-Venant può anche essere risolto considerando gli effetti della pendenza del fondo e dell'attrito, cioè con  $i_f \neq j$ . In questo caso le equazioni delle linee caratteristiche sono:

$$\frac{d(v \pm w)}{dt} = g(i_f - j) \quad (1.55)$$

e valgono lungo le linee caratteristiche di equazione

$$\frac{dx}{dt} = v \pm c \quad (1.56)$$

Dressler, nel 1952, ha proposto una soluzione delle equazioni di De Saint-Venant, considerando le perdite di carico secondo la formula di Darcy-Weisbach:

$$j = \frac{f}{4R_h} \frac{u^2}{2g} \quad (1.57)$$

Nella sua soluzione le equazioni di De Saint-Venant sono riscritte adimensionalizzate nella forma:

$$\begin{cases} 2\frac{\partial C}{\partial T} + C\partial V\partial V + 2C\partial V\partial X = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial T} + V\frac{\partial V}{\partial X} + 2C\frac{\partial C}{\partial X} + R\frac{V^2}{C} = 0 \end{cases} \quad (1.58)$$

In cui compaiono i parametri adimensionali

$$X = \frac{x}{h_0} \quad T = \sqrt{gh_0} \quad V = \frac{v}{\sqrt{gh_0}} \quad C = \sqrt{\frac{h}{h_0}} \quad R = \frac{f}{8}$$

La soluzione perturbativa proposta da Dressler, valida per piccoli valori di  $RT$ , prevede l'esplicitazione delle incognite  $C$  e  $V$  in questa forma:

$$C = C^0 + C^1 RT + C^2 (RT)^2 \dots \quad (1.59)$$

$$V = V^0 + V^1 RT + V^2 (RT)^2 \dots \quad (1.60)$$

dove  $C^0$  e  $V^0$  sono le soluzioni di ordine zero, coincidenti con la soluzione di Ritter. Utilizzando i parametri di perturbazione

$$\sigma = RT \quad M = \frac{1+m}{2-m} \quad m = \frac{X}{T}$$

e tenendo conto dei termini fino al primo grado la soluzione approssimata è così definita:

$$C = \frac{1}{3}(2-m) \left[ 1 - \frac{1}{2} M^2 \sigma \right] \quad (1.61)$$

$$V = \frac{2}{3}(2-m) \left[ 1 - \frac{2M}{2-m} \sigma \right] \quad (1.62)$$

Per  $\sigma = 0$  si ottiene la soluzione di Ritter, per valori superiori di  $\sigma$  non si hanno modifiche rilevanti della velocità per  $m < 1$ . Per valori superiori di  $m$  si ha un allontanamento dalla curva originale. Secondo Dressler la soluzione con  $\sigma > 0$  è valida fino alla velocità massima  $V_M$  così definita:

$$V_M = 2 \left( 1 - \sigma^{\frac{1}{3}} \right) \left[ 1 - \frac{2}{3} \sigma^{\frac{1}{3}} \left( 1 - \sigma^{\frac{1}{3}} \right) \right] \quad (1.63)$$

Nei grafici in Figura 1.7 sono rappresentati i diversi andamenti di  $h = h_0$  e di velocità, in funzione di  $m$ , al variare di  $\sigma$ .

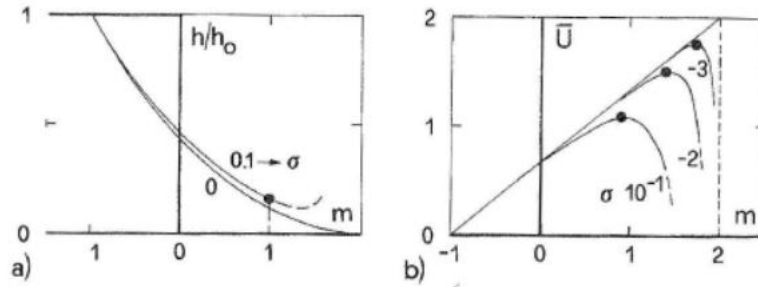


Figura 1.7. Altezza d'acqua normalizzata (a) e velocità normalizzata (b)

In generale si nota che secondo la soluzione di Dressler l'effetto dell'attrito è più significativo al fronte dell'onda, e ha maggiori effetti sulla velocità che sulla celerità.

Lauber e Hager (1997) hanno condotto una serie di esperimenti di dam-break, che saranno descritti in maniera più accurata nel successivo capitolo. Questi autori hanno risolto le equazioni di De Saint-Venant partendo dal sistema di equazioni alle linee caratteristiche (1.55) e (1.56). Negli studi di Lauber e Hager questo sistema di equazioni è risolto ponendo come condizioni iniziali la velocità del fronte adimensionale

$$V_F \left( T = 2^{\frac{1}{2}} \right) = 2 \quad C(0) = \sqrt{gh_0}$$

in cui

$$V = \frac{v}{\sqrt{gh_0}} \quad T = t\sqrt{gh_0}$$

Gli autori giustificano queste condizioni iniziali distinguendo due fasi nel moto dell'onda: una prima fase in cui si propaga un'onda iniziale dal fondo del canale, seguita da un'onda dinamica che si propaga dalla superficie libera in corrispondenza della paratoia. L'onda dinamica raggiunge la base del serbatoio dopo un tempo adimensionale  $T = \sqrt{gh_0}$ . L'ipotesi di Lauber e Hager è che fino a questo istante la distribuzione delle pressioni non è idrostatica, e quindi non si possono

applicare correttamente le equazioni di De Saint-Venant. Negli esperimenti da loro condotti gli autori hanno individuato l'istante  $T = \sqrt{2}$  come quello in cui termina questa fase iniziale, e hanno quindi definito le condizioni iniziali per risolvere il sistema delle equazioni di De Saint-Venant a partire da quell'istante. La soluzione che si trova dalle equazioni alle linee caratteristiche (1.55) e (1.56)) è, per il fronte d'onda positivo

$$v_F = 2 + (i_f - j)(T - \sqrt{2}) \quad (1.64)$$

#### 1.2.4 Canali non rettangolari

La soluzione di Ritter è stata estesa a canali con sezione non rettangolare da Su e Barnes, che hanno ripreso le equazioni alle linee caratteristiche (1.35) lungo le linee (1.36). Gli autori hanno introdotto il fattore geometrico

$$a = \frac{A}{bh} = k^{-\frac{1}{2}} \quad (1.65)$$

nella definizione della celerità  $c$  e di  $w$

$$c = a\sqrt{gh} \quad w = \frac{2}{a}\sqrt{gh} \quad (1.66)$$

e hanno applicato la soluzione a canali di sezione triangolare ( $k = 2$ ), parabolica ( $k = 3/2$ ) e rettangolare ( $k = 1$ ). Dalle equazioni alle linee caratteristiche così modificate si può arrivare alla soluzione:

$$\begin{cases} \sqrt{gh} = \left(\frac{a}{2+a^2}\right)\left(\frac{2}{a}\sqrt{gh_0} - \frac{x}{t}\right) \\ v = \left(\frac{a}{2+a^2}\right)\left(a\sqrt{gh_0} + \frac{x}{t}\right) \end{cases} \quad (1.67)$$

Questa equazione può essere riscritta nelle coordinate adimensionali

$$X = \frac{x}{h_0} \quad Y = \frac{y}{h_0} \quad T = t\sqrt{gh_0} \quad V = \frac{v}{\sqrt{gh_0}} \quad C = a\sqrt{\frac{h}{h_0}} \quad (1.68)$$

ottenendo così

$$\begin{cases} C = \left(\frac{a}{2+a^2}\right)\left(2 - a\frac{X}{T}\right) \\ V = \left(\frac{a}{2+a^2}\right)\left(a + \frac{X}{T}\right) \end{cases} \quad (1.69)$$

Nei grafici di Figura 1.8 sono riportati l'andamento della superficie libera e delle velocità con le tre diverse forme della sezione.

Secondo questa formulazione della soluzione di Ritter la posizione del fronte d'onda negativo, espressa nelle coordinate adimensionali, è  $X_{nF} = -T$ , quella del fronte d'onda positivo è  $X_F = 2T$ , e nella sezione della diga (indicata col pedice  $S$ ) l'altezza d'acqua nel canale è  $Y = 4/9$ . La velocità cresce linearmente dal fronte d'onda negativo che ha velocità  $V_{nF} = 0$  al fronte d'onda positivo che si muove con velocità  $V_F = 2$ .

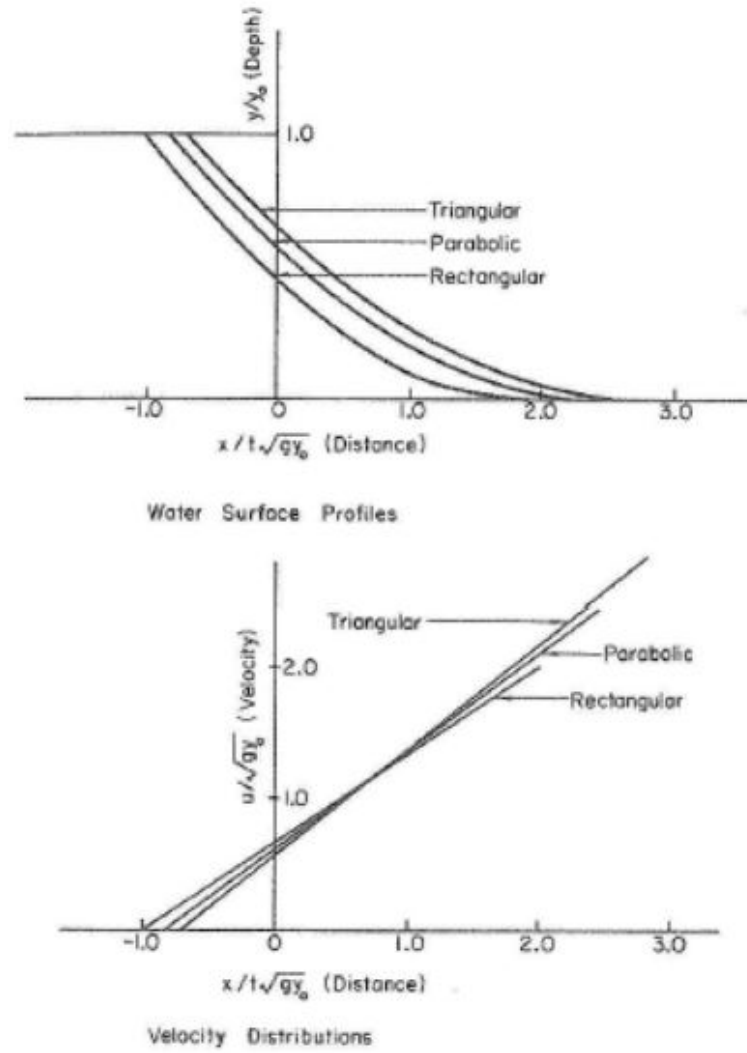


Figura 1.8. Andamento della superficie libera e della velocità con diverse sezioni

Su e Barnes hanno esteso a canali con sezione non rettangolare anche i risultati ottenuti da Dressler, considerando anche l'effetto della scabrezza. Di seguito sono rappresentati i confronti tra i risultati, per diversi valori di resistenza, in canali con sezione rettangolare, parabolica e triangolare. La geometria del canale rettangolare è indicata attraverso la larghezza  $B$ , nel canale parabolico con l'equazione  $y = Kx^2$  e nel canale triangolare con la pendenza del bordo inclinato  $1/z$ . La resistenza per attrito è indicata secondo il coefficiente di Chézy  $c_z$  espresso in  $[\sqrt{ft}]$ . L'effetto di rallentamento dell'onda dovuto all'attrito, abbastanza significativo, è ben rappresentato nei grafici in Figura 1.9. In Figura 1.10 si nota come questo effetto sia tanto maggiore quanto maggiore è l'allargamento della sezione.

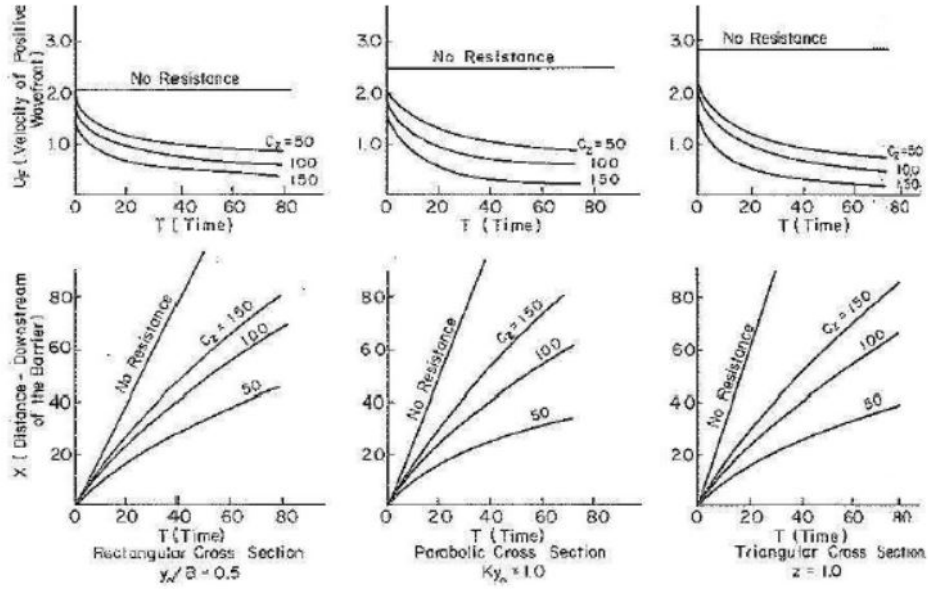


Figura 1.9. Effetti della resistenza sul fronte d'onda positivo al variare di  $c_z$

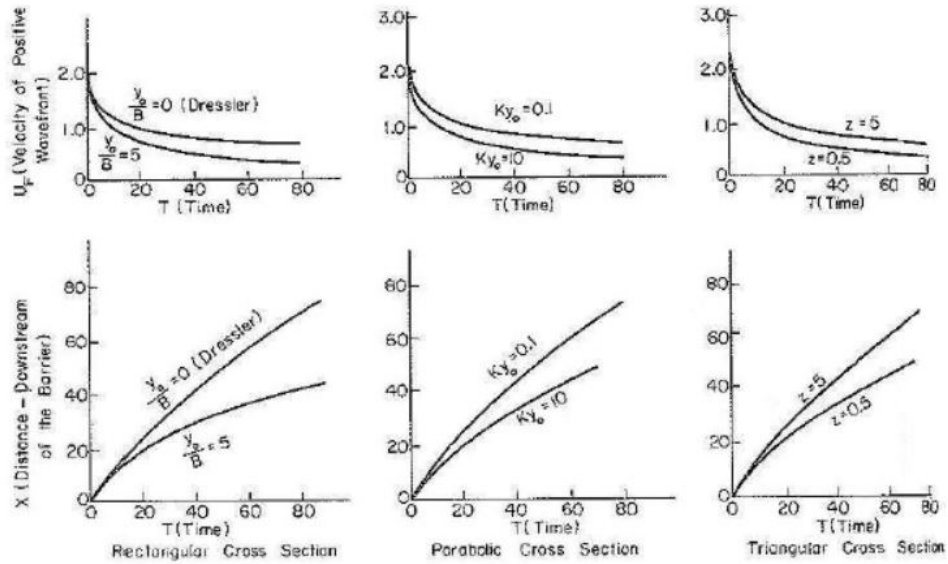


Figura 1.10. Effetti della geometria sul fronte d'onda positivo per  $c_z = 100$

## Capitolo 2

# Prove sperimentali di dam-break in letteratura

Diversi autori, nel corso degli anni, hanno effettuato delle prove sperimentali al fine di investigare sperimentalmente il comportamento di un'onda di piena di dam-break. In questo capitolo sono illustrate le modalità di esecuzione e i risultati di alcune prove sperimentali reperibili in letteratura. Le prove sono state catalogate in base alla geometria del canale utilizzato. Verranno prima i casi più semplici, con canale rettangolare e fondo orizzontale, poi quelli con canale pendente, quelli con canale a sezione variabile e infine le prove in canali non rettilinei.

### 2.1 Canale a sezione rettangolare costante e fondo orizzontale

#### 2.1.1 Stansby, Chegini, Barnes (1998)

Questa serie di esperimenti aveva come scopo quello di fornire dei dati sperimentali, a due diverse scale, relativi al comportamento di un'onda di piena risultante da un dam-break, in modo da poter studiare il suo comportamento soprattutto nelle fasi iniziali del suo sviluppo. Gli esperimenti sono stati condotti in un canale a fondo piano orizzontale e sezione rettangolare, lungo 15.24 m, largo 0.4 m e alto 0.4 m, con parti in Perspex trasparenti in modo da rendere visualizzabile in maniera chiara l'evoluzione dell'onda. La diga è simulata con una paratia di metallo spessa 3 mm, distante 9.76 m dall'inizio del canale, che separa il canale in due zone con livelli idrici differenti. Alla piastra è fissata una corda collegata ad un peso di 7 kg con un sistema di carrucole: lasciando cadere il peso si effettua la rimozione istantanea della paratia. In Figura 2.1 è riportato uno schema del canale.

Per rendere facilmente visualizzabile il flusso dell'acqua si è utilizzata una lama di luce laser disposta in modo da produrre un piano verticale longitudinale al canale. L'andamento della superficie libera dell'onda, così evidenziato, è stato ripreso con una videocamera posizionata di fianco al canale. L'area di ripresa aveva una lunghezza inferiore a quella del canale, quindi si sono effettuate più prove variando la posizione della videocamera, in modo da riprendere tutta l'onda di piena, supponendo ogni prova perfettamente ripetibile. Per rendere più visibile la superficie libera dell'onda si è dispersa nel canale, prima della rimozione della paratia, polvere di Perspex, che evidenzia bene la superficie libera se illuminata



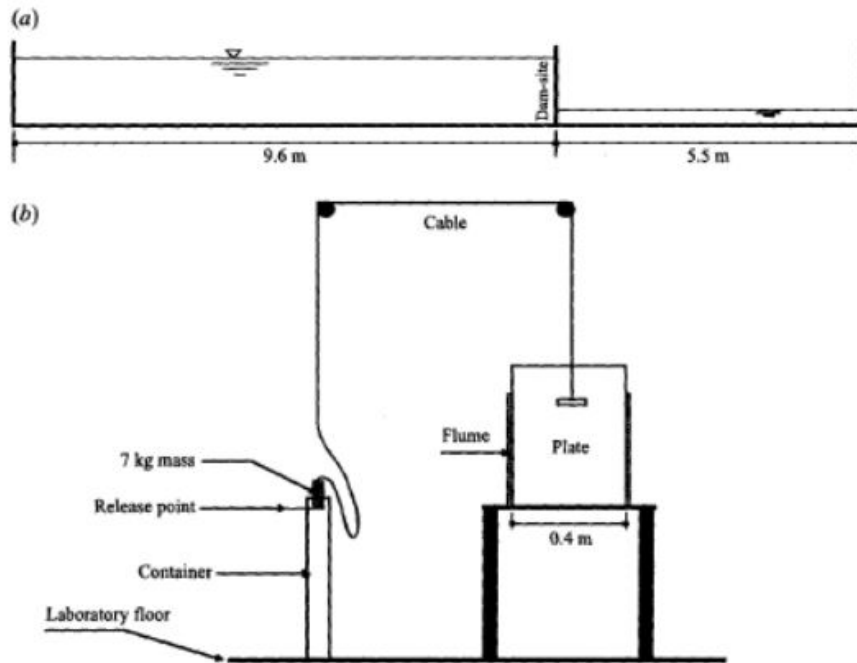


Figura 2.1. Schema del canale di prova

dalla lama di luce laser. L'andamento complessivo della superficie libera è stato ricavato dalle immagini digitali, dopo aver corretto le distorsioni derivanti dalla ripresa. Gli esperimenti sono stati condotti a due scale: a grande scala con altezza d'acqua a monte della diga di 0.36 m e a piccola scala con altezza d'acqua a monte di 0.1 m. Le prove, sia a grande che a piccola scala, sono state effettuate con letto asciutto e con altezze d'acqua a valle della paratia pari a 0.01 e 0.45 volte l'altezza a monte. I profili di pelo libero per le diverse prove sono stati ricavati dalle immagini digitali e trasferiti sui grafici nelle Figure 2.2, 2.3 e 2.2, normalizzando i valori in funzione della profondità a monte della diga. Nei grafici i dati a grande e piccola scala sono sovrapposti: per sovrapporre correttamente i profili si sono campionati i profili in istanti di tempo tali da rispettare la legge di similitudine di Froude tra i profili a grande e piccola scala. I profili così ottenuti sono sovrapponibili in maniera soddisfacente sia nel caso di grande e piccola altezza d'acqua a valle della paratia. Nelle condizioni di letto bagnato (wet conditions) si nota, negli istanti immediatamente successivi alla rimozione della paratia, la formazione di una sorta di "fungo" che si eleva verticalmente dal profilo. Successivamente di forma un getto di acqua verso valle, in maniera simile al frangimento di un'onda. Questo frangimento è molto più evidente nelle prove a grande scala.

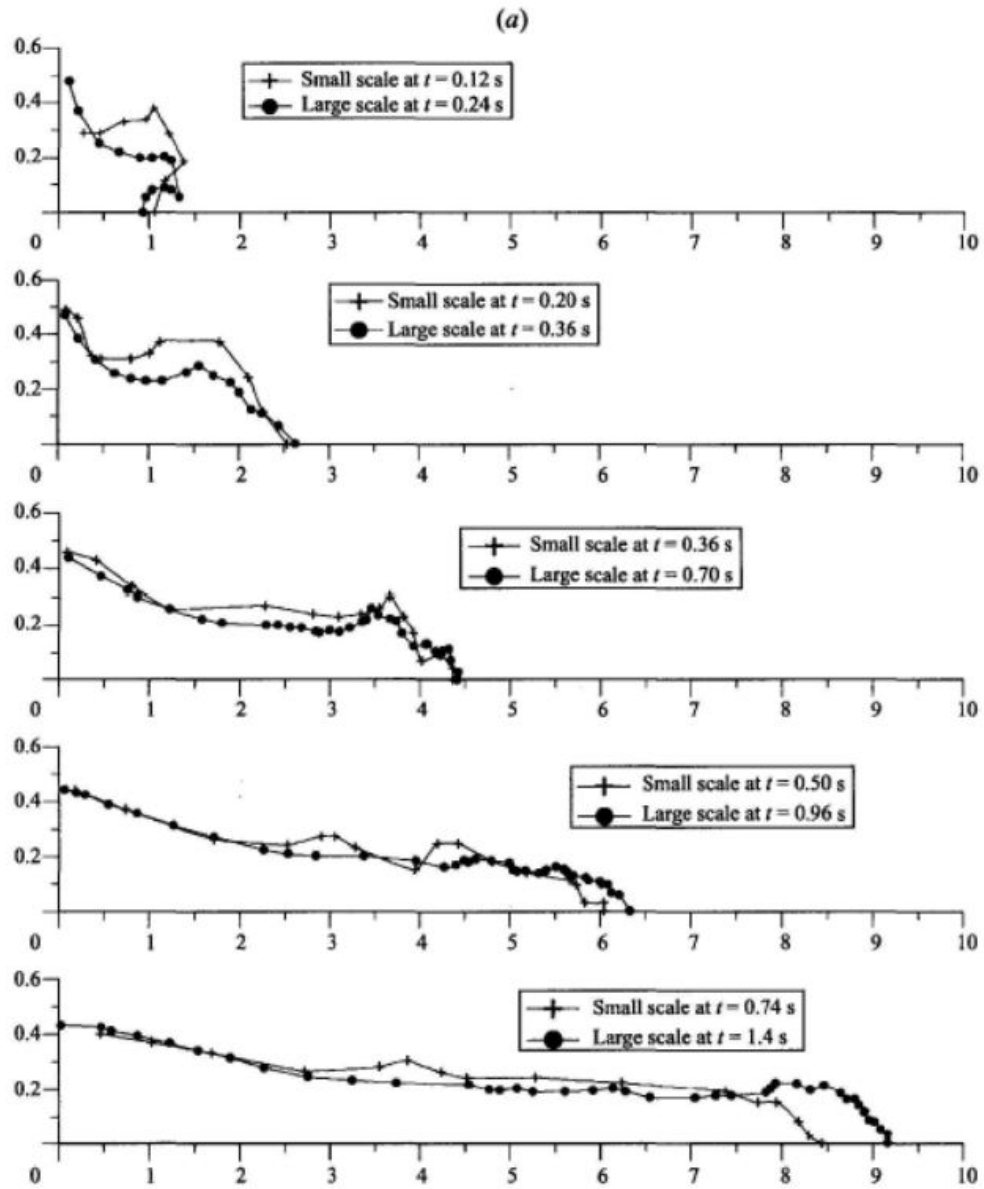


Figura 2.2. Profili e altezze d'acqua normalizzati con letto a valle asciutto

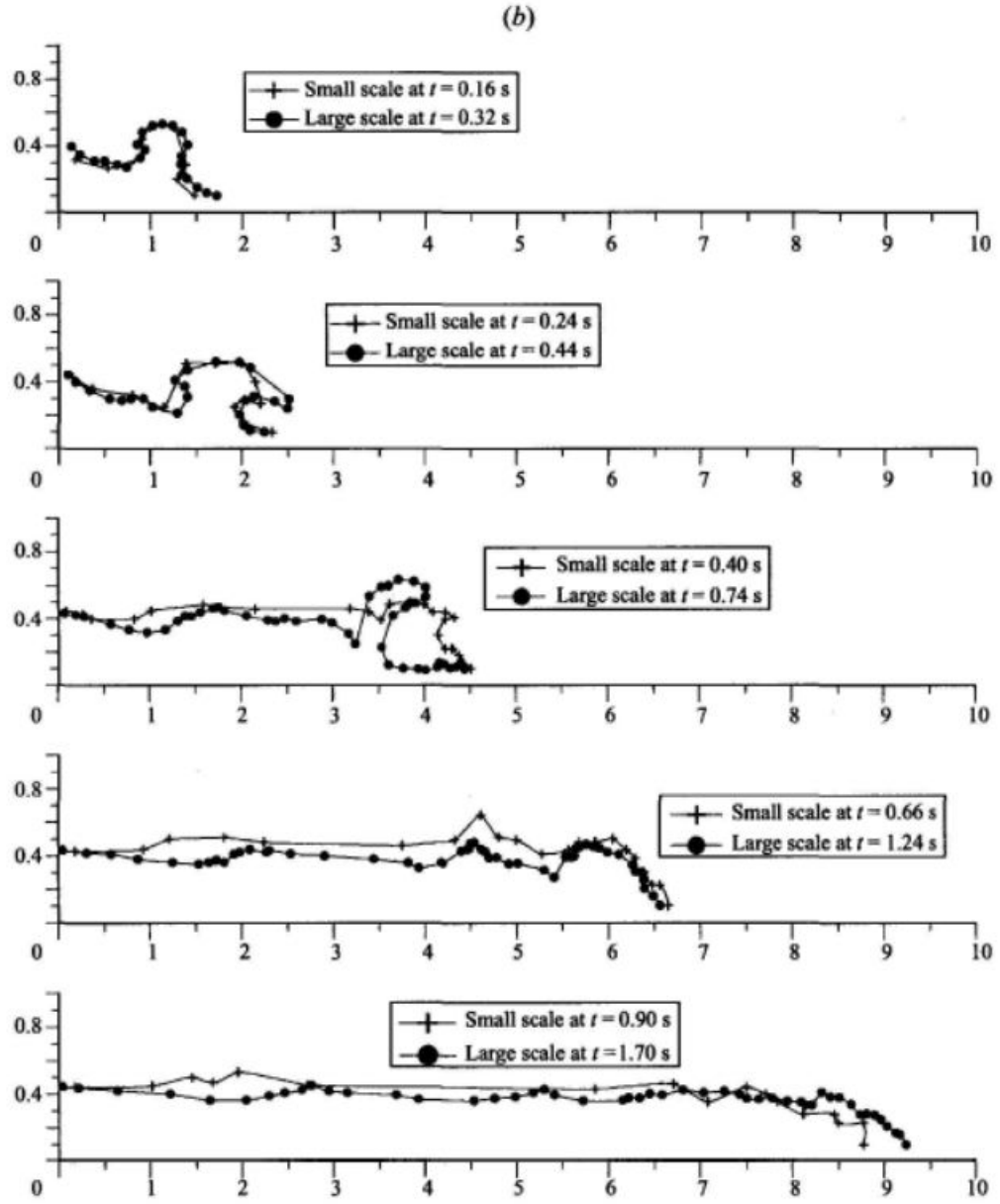


Figura 2.3. Profili e altezze d'acqua normalizzati con altezza d'acqua a valle pari a 0.01 volte l'altezza a monte

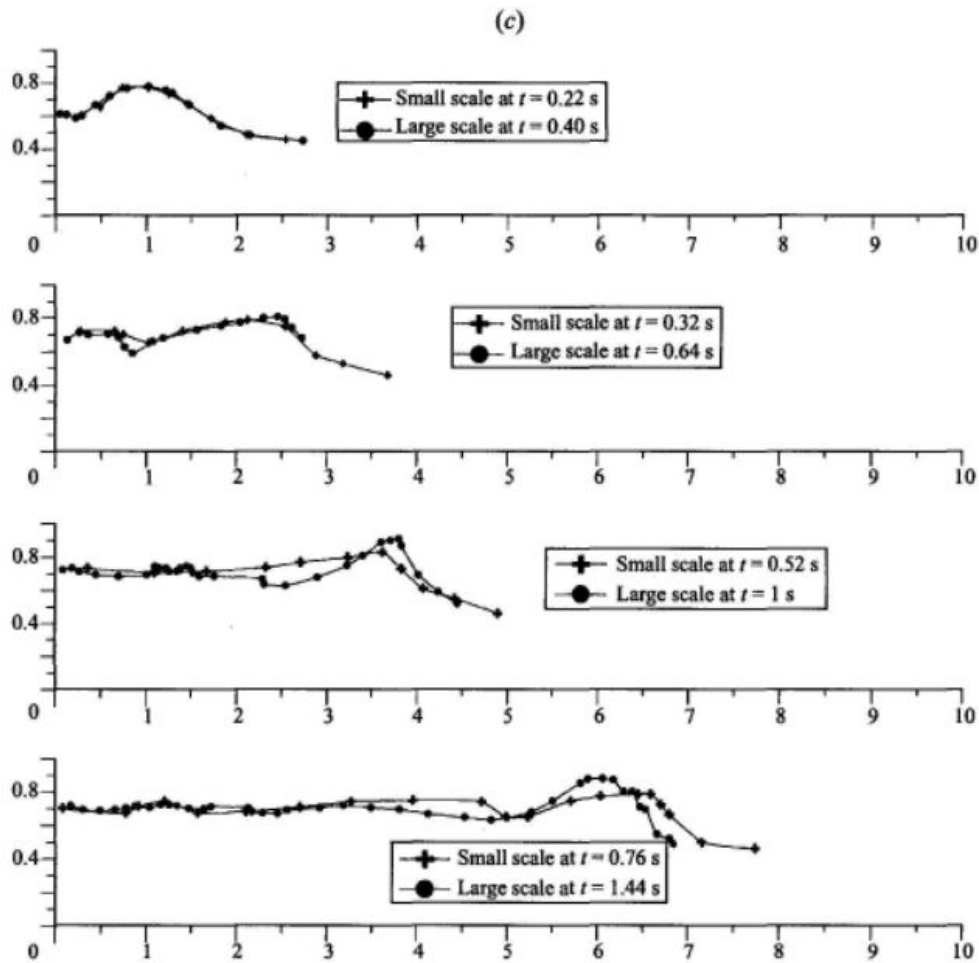


Figura 2.4. Profili e altezze d'acqua normalizzati con altezza d'acqua a valle pari a 0.45 volte l'altezza a monte

Se i due casi con diverse altezze d'acqua sono abbastanza simili, le prove con letto asciutto (dry conditions) si discostano dalle altre, sebbene pure in questo caso si noti la formazione di un getto verticale negli istanti successivi alla rimozione della paratoia.

### 2.1.2 Lauber, Hager (1998)

Questi autori hanno condotto diverse prove di dam-break, allo scopo di fornire un data base di dati sperimentali utilizzabili per validare modelli di simulazione di dam-break e per investigare gli effetti che le variazioni di pendenza di fondo hanno sulla propagazione dell'onda di piena.

La prima serie di prove, di cui si tratterà di seguito, riguarda il caso più semplice: un canale orizzontale liscio con fondo orizzontale, inizialmente asciutto a valle dello sbarramento.

Gli esperimenti sono stati condotti in un canale orizzontale lungo 14 m, largo 0.5 m, con lo sbarramento posizionato a 3.5 m dall'inizio del canale e le pareti alte 1.2 m nella zona a monte della diga e 0.7 m nella zona a valle della diga. La paratia è dotata di un sistema di sollevamento ad aria compressa per essere sollevata istantaneamente e con un sistema per evitare che le gocce d'acqua che cadono

dalla paratia durante il sollevamento disturbino il flusso nel canale. Le pareti di fondo e una parete laterale del canale sono costituite di PVC nero, mentre l'altra parete laterale è di vetro per permettere la visualizzazione dell'onda; l'altezza stimata delle rugosità delle pareti è  $5 \cdot 10^{-6}$  m. Il canale è fissato su una struttura mobile in modo da poter variare l'inclinazione del fondo da 0% a 50 %, sebbene in questa serie di esperimenti il fondo sia stato mantenuto orizzontale.

Per agevolare l'osservazione del pelo libero il canale è stato illuminato con un piano di luce laser disposto longitudinalmente al canale, ed all'acqua è stato aggiunto del materiale plastico granulare. L'andamento dell'onda è stato registrato con una videocamera predisposta per riprese ad alta velocità: la camera è stata posizionata in diverse posizioni e per avere un quadro complessivo dell'andamento dell'onda le prove sono state ripetute più volte variando la posizione della camera. Le velocità di flusso sono state registrate con il metodo Particle Image Velocimetry (PIV), basato sulla misura della velocità delle particelle plastiche aggiunte all'acqua. L'altezza d'acqua a monte della paratia, prima della rimozione della stessa, vale  $h_0 = 0.3$  m, altezza minima necessaria per applicare la legge di similitudine di Froude. Dall'analisi delle immagini della videocamera gli autori hanno ricavato diverse considerazioni relative all'andamento del fronte d'onda di piena verso monte e verso valle. Dopo la rimozione della paratia gli autori dividono concettualmente il moto dell'onda in due fasi: un'onda iniziale che si propaga dal fondo della della sezione della diga, seguita da un'onda dinamica che si propaga partendo dalla superficie idrica in corrispondenza della paratia. L'onda dinamica raggiunge la base del serbatoio dopo un tempo normalizzato  $T = t\sqrt{gh_0}$ , pari in questo caso a  $T\sqrt{2}$ . L'onda dinamica si muove più velocemente dell'onda iniziale e la raggiunge nell'istante  $T = 3$ ; da questo istante in poi l'andamento dell'onda di piena segue in maniera abbastanza precisa quanto descritto dalla teoria di Ritter. Come già illustrato nel capitolo 1, gli autori hanno risolto il sistema delle equazioni alle linee caratteristiche derivanti dalle equazioni di De Saint-Venant imponendo come condizioni iniziali

$$V_F(T = \sqrt{2}) = 2 \quad c(0) = \sqrt{gh_0} \quad V = \frac{v}{\sqrt{gh_0}} \quad C = \sqrt{\frac{h}{h_0}}$$

la soluzione del sistema è la seguente:

$$V_F = 2 + (i_f - j)(T - \sqrt{2}) = 2 - \frac{V_F^2 f_a}{8\sigma}(T - \sqrt{2}) \quad (2.1)$$

in cui  $\sigma = h_a/h_0$  è un coefficiente rappresentativo dell'altezza d'acqua alla sommità dell'onda, e  $f_a$  il corrispondente coefficiente d'attrito, per cui si può scrivere  $i_f = V_F^2 f_a/(8\sigma)$ . Risolvendo l'equazione (2.5) per  $V_F$  con  $\tau = T - \sqrt{2}$  si arriva alla soluzione:

$$V_F = \frac{4\sigma}{f_a \tau} \left[ \sqrt{1 + \frac{f_a}{\sigma}} - 1 \right] \quad (2.2)$$

La posizione del fronte d'onda positivo, espressa nella coordinata adimensionale  $XF = x/h_0$ , si trova imponendo l'equazione di compatibilità  $dX_F/dT = V_F$ , ottenendo:

$$X_F = \frac{4\sigma}{f_a} \left[ 2\sqrt{1 + \bar{\tau}} - 2 + \ln \left( \frac{4\sqrt{1 + \bar{\tau}} - 1}{\bar{\tau}\sqrt{1 + \bar{\tau}} - 1} \right) \right] \quad (2.3)$$

Nell'equazione (2.3), oltre ai termini già illustrati, compare  $\bar{\tau} = f_a/\sigma$ , coordinata temporale normalizzata. Gli autori hanno confrontato i risultati di queste equazioni con quelli delle prove sperimentali, ponendo  $\sigma = h_a/h_0 = 0.06$  e  $f_a = 0.015$ , e hanno rilevato una buona vicinanza tra dati sperimentali e calcolati.

Il fronte d'onda negativo, secondo Ritter, si propaga con celerità  $c = -\sqrt{fh_0}$ . In realtà dall'osservazione dei dati sperimentali gli autori hanno notato che la velocità di propagazione dell'onda negativa è più prossima a  $c_{nF} = -/\sqrt{gh_0}$ , ovvero  $C_{nF} = -\sqrt{2}$ , con  $C_{nF} = -C_{nF}/\sqrt{gh_0}$ , come si nota dal grafico in Figura 2.5. Gli autori hanno anche osservato che, nella sezione della paratoia, l'altezza di equilibrio  $h_s = (4/9)h_0$  si raggiunge dopo un tempo  $T = 3$ . L'onda di svuotamento

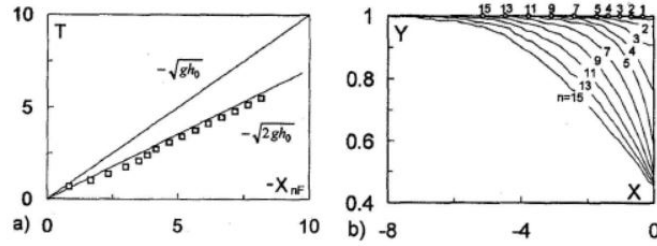


Figura 2.5. (a) Fronte d'onda negativo  $X_{nF}(T)$  secondo Ritter e con  $V_{nF} = \sqrt{2}$ , e osservazioni. (b) Profili di superficie libera a monte della paratoia per diversi istanti  $T = n\Delta T$ , con  $\Delta T = 0.34$

raggiunge il fondo del serbatoio al tempo  $t_B = -L_B/c_{nF}$  o  $T_B = \lambda_B = L_B/h_0$ . La legge di svuotamento è così espressa:

$$Y_B = \left[ \sqrt{2} \frac{T}{\lambda_B} \right]^{-\frac{2}{3}} \quad (2.4)$$

in cui  $Y_B = h_a/h_0$  è l'altezza d'acqua normalizzata nel serbatoio. Gli autori hanno anche studiato l'andamento dell'altezza d'acqua massima in varie sezioni, rilevando come questo sia funzione soprattutto della lunghezza del serbatoio  $L_B$  e della sezione che si sta considerando, e solo secondariamente dell'altezza iniziale  $h_0$ . L'andamento dell'altezza d'acqua massima, ricavato da dati sperimentali, è descritto dalla seguente legge:

$$Y_M = \frac{4}{9} (1 - \bar{X}^{-1})^{-\frac{5}{4}} \quad (2.5)$$

in cui  $\bar{X} = \lambda_B X^{-2/3}$ . Il tempo normalizzato in cui arriva l'onda con altezza massima è:

$$T_M = 1.7 \left( \lambda_B + X^{\frac{2}{3}} \right) \quad (2.6)$$

I grafici in Figura 2.6 mostrano l'andamento dei massimi per diversi lavori di  $\lambda_B$  e l'andamento sperimentale di  $Y_M$ . Si nota che asintoticamente questa curva tende alla soluzione di Ritter. In ogni sezione  $X$  l'altezza d'acqua  $Y$  è pari a 0 fino all'arrivo dell'onda, cresce a partire dall'arrivo dell'onda, raggiunge il suo massimo a  $T_M$  e decresce nuovamente. Gli autori hanno condotto una normalizzazione dei profili per verificarne la somiglianza nelle diverse sezioni. I tempi normalizzati sono  $TN = (T - T_F)/(T_M - T_F)$  negli istanti precedenti il tempo di arrivo

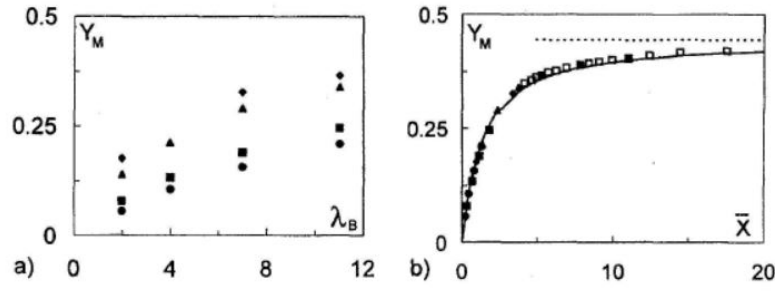


Figura 2.6. Altezza d'acqua massima  $Y_M$  in funzione della lunghezza relativa del bacino  $\lambda_B$  (a) e della coordinata  $X = \lambda_B X^{-2/3}$  (b). Soluzione teorica di Ritter, andamento calcolato  $Y_M$  e valori sperimentali per diverse posizioni  $X$ .

dell'altezza massima (onda in arrivo) e  $T_N = T/T_M$  per istanti successivi al massimo (onda in allontanamento). Dall'osservazione dei dati sperimentali risulta che l'altezza d'acqua normalizzata  $Y_N = Y/Y_M$  segue la legge

$$\begin{cases} Y_N = T_N^{\frac{1}{3}} \text{ per } T_N < 1 \\ Y_N = 1.1 T_N^{-1} \text{ per } T_N \geq 1 \end{cases} \quad (2.7)$$

Il grafico in Figura 2.10 mostra i profili normalizzati così definiti e li confronta con diverse osservazioni sperimentali al variare di  $X$  e  $\lambda_B$ . Tutti i profili, come si nota, mostrano una buona similarità. Le velocità, misurate con metodo PIV, sono

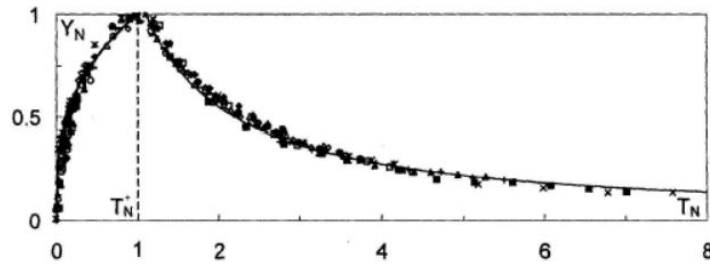


Figura 2.7. Profili normalizzati  $Y_N$ , valori teorici e sperimentali per diversi  $X$  e  $\lambda_B$

riportate in Figura 2.8, in funzione del tempo e nelle diverse sezioni. Dal grafico  $T, V$  si nota che ogni curva inizia con velocità del fronte  $V_F$  e decresce con diversi andamenti a seconda delle sezioni. In particolare nella sezione della diga,  $X = 0$ , la velocità iniziale è  $V_F = 1.05$  e decresce fino a  $V = 2/3$ , come da soluzione di Ritter, fino all'arrivo dell'onda riflessa.

Nel grafico  $X, V$  le velocità sono delimitate dal valore massimo  $V_F$  e seguono un andamento quasi lineare dal fronte d'onda fino a quello positivo, secondo la teoria di Ritter. In ogni caso il valore teorico  $V = 2$  sovrastima ampiamente le velocità, anche in un canale liscio.

Gli autori hanno calcolato le altezze d'acqua nel canale in esame, ricavate partendo dalle altezze d'acqua nei profili normalizzati. L'istante di arrivo del fronte d'onda è

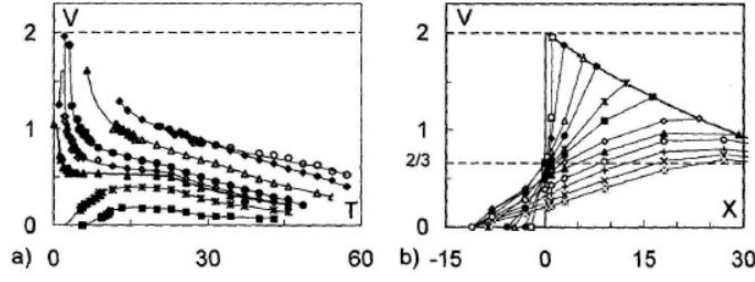


Figura 2.8. Velocità  $V$  per  $\lambda = 11.05$  in funzione del tempo  $T$  per diverse coordinate  $X$  (a) e in funzione di  $X$  per diversi istanti  $T$  (b). Valori teorici secondo Ritter, secondo gli autori e sperimentali

$$T_F = \sqrt{2} \left( 1 + \frac{1}{2} X^{\frac{5}{4}} \right) \quad (2.8)$$

mentre le altezze d'acqua, scritte in forma generale per  $X > 0$ , sono

$$\begin{cases} Y = \frac{4}{9} \left( 1 + \frac{X^{\frac{2}{3}}}{\lambda_B} \right)^{-\frac{5}{4}} \left( \frac{T - T_F}{1.7\lambda_B + X^{\frac{2}{3}} - T_F} \right)^{\frac{1}{3}} & \text{per } 0 < T_N < 1 \\ y = 1.1 \cdot \frac{4}{9} \left( 1 + \frac{X^{\frac{2}{3}}}{\lambda_B} \right)^{-\frac{5}{4}} \left( \frac{1.7\lambda_B + X^{\frac{2}{3}}}{T} \right)^{\frac{1}{3}} & \text{per } T_N > 1 \end{cases} \quad (2.9)$$

Da queste equazioni si deduce che i termini significativi sono  $X/\lambda_B$  per la posizione e  $T/\lambda_B$  per il tempo. Si nota anche che la lunghezza del serbatoio  $\lambda_B$  ha una notevole influenza su tutto il profilo dell'onda.

Infine gli autori hanno generalizzato i profili di velocità  $V(X)$ . Dai grafici si nota che la posizione della velocità massima  $X_M$  non corrisponde con quella della massima altezza d'acqua  $X_m$ . Il punto dell'onda di dam-break con massima velocità si trova nel fronte d'onda iniziale per  $T < 3$ , nel fronte d'onda dinamico per  $3 < T < 9$ , quindi pari a  $X_F$  in entrambi i casi, e si sposta nel corpo dell'onda per  $T > 9$ , secondo l'equazione (2.10).

$$X_M = 0.42T + 8.75 \text{ per } T > 9 \quad (2.10)$$

I grafici in Figura 2.9 riportano la posizione della zona dell'onda con la velocità massima in funzione del tempo e le velocità massime nelle diverse sezioni, col confronto tra i dati misurati e quelli calcolati. Gli autori hanno infine proposto una generalizzazione delle velocità in funzione della velocità del fronte d'onda positivo  $V_F$ :

$$\begin{cases} \frac{V}{V_F} = \frac{X + T}{X_m + T} & \text{per } T \leq \lambda_B \\ \frac{V}{V_F} = \frac{X + \lambda_B}{X_m + \lambda_B} & \text{per } T > \lambda_B \end{cases} \quad (2.11)$$



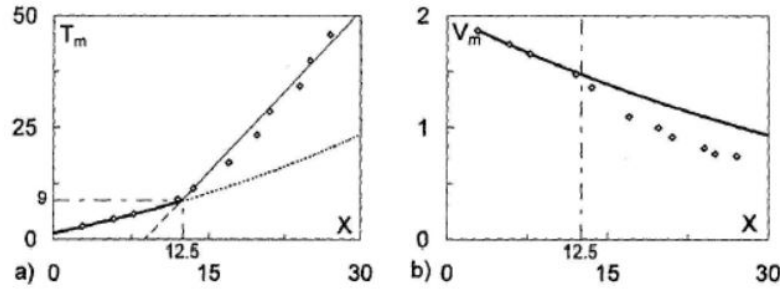


Figura 2.9. Posizione delle velocità massime in funzione del tempo (a) e valore delle velocità massime nelle diverse sezioni (b). Valori teorici e sperimentali

### 2.1.3 Khan, Steffler, Gerard (2000)

Questo studio si è posto come obbiettivo la valutazione dell'effetto che ha la presenza di detrito nell'onda sulla sua propagazione: a questo fine sono stati condotti diversi esperimenti. Di seguito verrà illustrata la parte del lavoro relativa allo studio della propagazione dell'onda di piena di dam-break.

Gli esperimenti sono stati condotti in un canale rettilineo, orizzontale e con sezione rettangolare, lungo 28 m, largo 0.411 m e alto 0.265 m; una paratoia verticale posta a 17.23 m dalla fine del canale simula la diga. Il canale ha le pareti laterali trasparenti di plastica e il fondo di metallo. Gli esperimenti sono stati condotti con altezze d'acqua a monte, indicate con  $H_0$ , pari a 26.25 cm, 18 cm e 10 cm e con altezze d'acqua a valle  $H_d$  variabili comprese tra 0 cm (letto asciutto) e 5.25 cm.

Per misurare le altezze d'acqua sono stati installati quattro sensori capacitivi, tre a valle dello sbarramento e uno a monte. L'onda di piena è anche stata registrata con due videocamere, installate su camere mobili in modo da seguire l'onda di piena. I misuratori di livello sono serviti a misurare le altezze d'acqua alle diverse sezioni, mentre per calcolare la velocità dell'onda gli autori si sono basati sui tempi di arrivo dell'onda alle diverse sezioni di misura.

I risultati sperimentali sono stati confrontati con la soluzione analitica proposta da Henderson secondo la quale:

$$2H_a(\sqrt{gH_0} - \sqrt{gH_a}) = (H_a - H_0)\sqrt{\frac{gH_a}{2H_d}(H_a - H_0)} \quad (2.12)$$

$$V_a = \frac{(\sqrt{gH_0} - \sqrt{gH_a}H_a)}{H_a - H_0} \quad (2.13)$$

dove  $H_0$  è l'altezza d'acqua a monte della sezione,  $H_a$  l'altezza d'acqua nella sezione che si sta considerando,  $H_d$  l'altezza d'acqua a valle della sezione che si sta considerando e  $V_a$  la velocità in quella sezione. La soluzione si ottiene procedendo iterativamente di sezione in sezione.

Il primo risultato delle prove sperimentali è il grafico di Figura 2.10, in cui sono rappresentate le altezze d'acqua in funzione del tempo nelle sezioni di misura. Un secondo risultato è il grafico di Figura 2.11 che rappresenta la posizione dell'onda di piena in funzione del tempo: sul grafico sono rappresentati i dati sperimentali, per diverse concentrazioni  $C_W$  di detrito nell'acqua, e i dati

ricavati dalla formulazione analitica di Henderson. I dati sperimentali sono stati approssimati con una polinomiale di secondo grado.

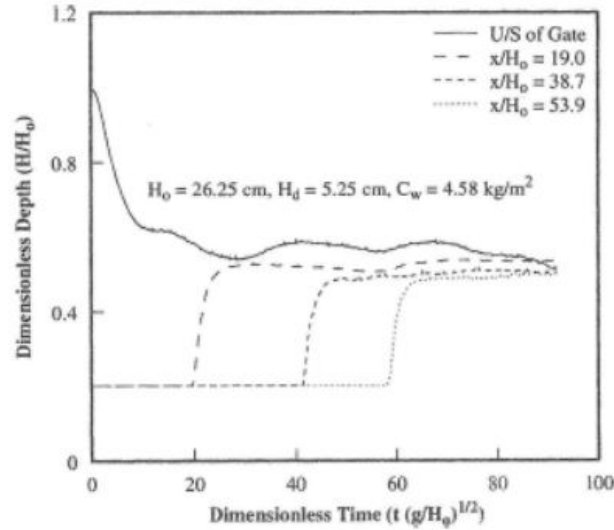


Figura 2.10. Altezze d'acqua misurate

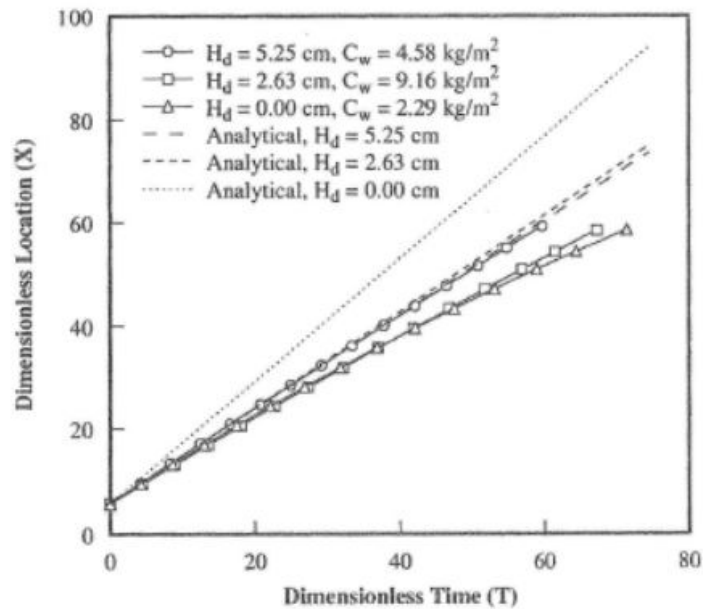


Figura 2.11. Posizione del fronte d'onda

Infine sono rappresentate in Figura 2.12 le diverse altezze d'acqua normalizzate  $H_d/H_0$  lungo il canale al variare della concentrazione di detrito  $C_w$ .

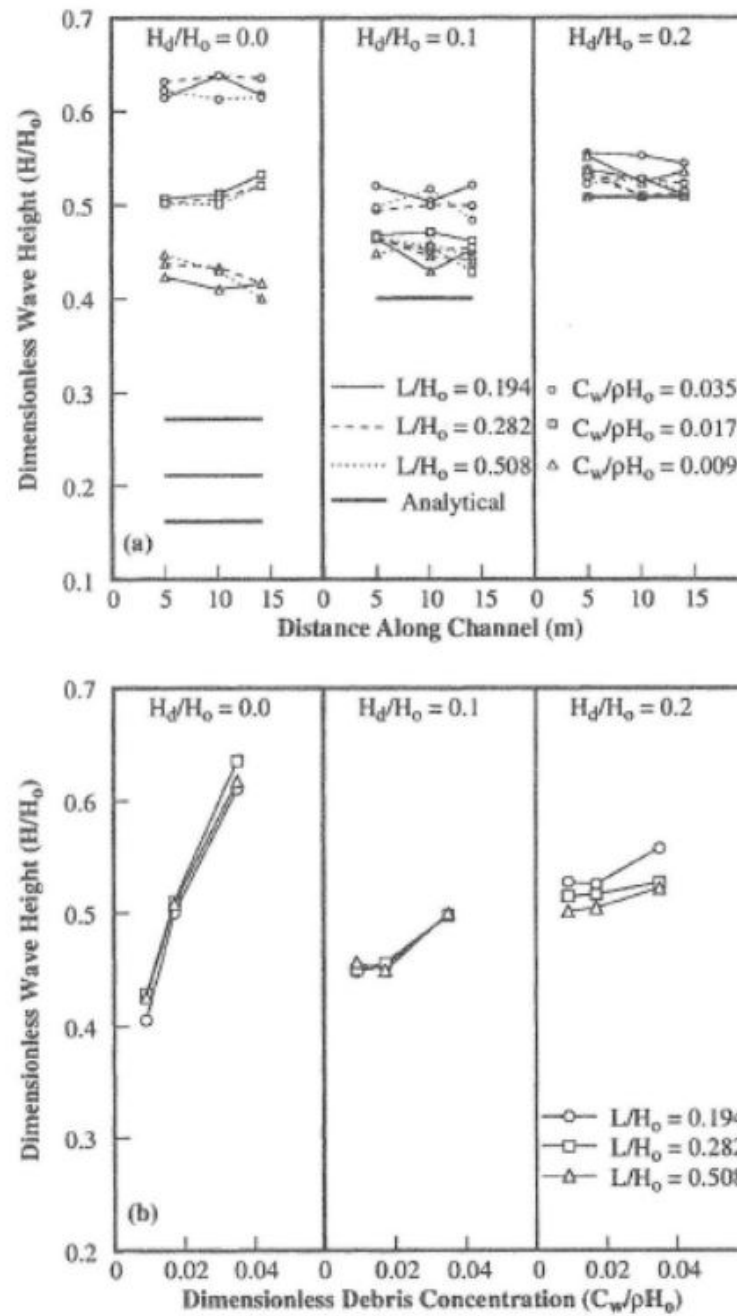


Figura 2.12. Altezze d'acqua normalizzate

#### 2.1.4 Janosi, Jan, Tèi (2004)

Lo scopo dello studio condotto da questi autori è stato indagare l'effetto derivante dall'aggiunta di una soluzione di polimeri a catena lunga (PEO) all'acqua, in un'onda di dam-break. Gli autori hanno condotto una serie di prove con acqua pulita, per costruire un campione di dati da utilizzare come termine di paragone nella valutazione dell'effetto dei polimeri: di seguito sono illustrati questi esperimenti. Le prove sono state condotte in un canale a sezione rettangolare, rettilineo,

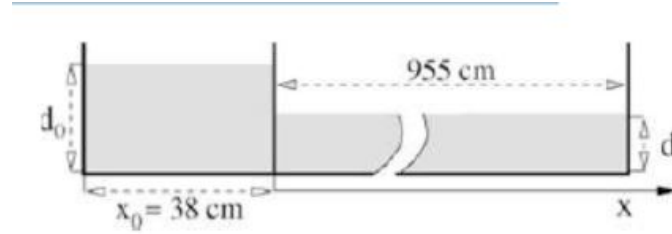


Figura 2.13. Schema del canale di prova

lungo 9.55 m, separato dalla paratia che simula la diga da un serbatoio lungo 38 cm. L'altezza d'acqua nella sezione di monte  $d$  è stata fatta variare tra 11 e 25 cm, e sono stati condotti esperimenti con altezze d'acqua a valle  $d_0$  pari a 0, 18 e 38 mm. Il canale ha pareti di vetro, mentre il serbatoio e la paratia hanno pareti in plexiglas.

Gli esperimenti sono stati registrati con due videocamere: una fissa che ha fornito una vista laterale del canale di prova e una mobile che ha seguito il fronte d'onda.

Dall'elaborazione nei diversi istanti delle immagini si è risaliti alla posizione del fronte d'onda. Da un'osservazione preliminare delle onde gli autori hanno distinto tre fasi nella propagazione dell'onda: una fase iniziale di regime accelerato, che dura pochi secondi e dipende dalla distribuzione iniziale delle pressioni nel fluido, una fase inerziale in cui il moto dipende dal rapido svuotamento del serbatoio di monte e una terza fase di moto viscoso.

Nell'esperimento condotto con letto di valle asciutto ( $d=0$ ) e altezza di monte  $d_0=15$  cm il regime accelerato dura 0.3-0.5 s, dopo di che l'onda prosegue con scarsa turbolenza visibile, mantenendo solo una zona di turbolenza all'interfaccia pareti-liquido.

In presenza di un sottile strato di liquido nel canale ( $d=18$  mm) l'onda di piena si comporta in modo marcatamente diverso: si nota la formazione di un "fungo", come osservato anche da Stansby et al. (sezione 2.1.1) in seguito alla resistenza al moto offerta dallo strato di acqua. Il fungo dopo alcuni istanti si frange, ma l'energia cinetica è sufficiente da permettere la formazione di successive perturbazioni dopo la prima, anche se di minore entità.

Con un livello di acqua nel canale maggiore ( $d=38$  mm) l'instabilità dell'onda è ancora differente dal caso precedente: si ha un flusso che varia continuamente e nel suo procedere verso valle rallenta in proporzione a  $d$ .

Le foto in Figura 2.14, ricavate dalle videoregistrazioni, mostrano l'avanzamento dell'onda in funzione del tempo. Le velocità sono state misurate negli tratti di canale da 0 a 3 m e da 0 a 9.55 m e sono state rappresentate in funzione del rapporto  $d = d_0$ . Si nota che oltre un valore di  $d = d_0$  pari a 0.5 le velocità sono costanti e si attestano sul valore  $v \approx \sqrt{gh_0}$ . Questo valore si discosta rispetto alla soluzione di Ritter per cui  $v = 2\sqrt{gd_0}$ , ma gli autori hanno giustificato la discrepanza ricordando che, nel caso in esame, la lunghezza del serbatoio di monte è limitata, ed è ben lontana dal serbatoio infinito previsto da Ritter. Le differenze rispetto alla teoria di Ritter sono ancora più marcate nel caso di letto asciutto a valle, a causa del maggiore effetto dell'attrito alle pareti.

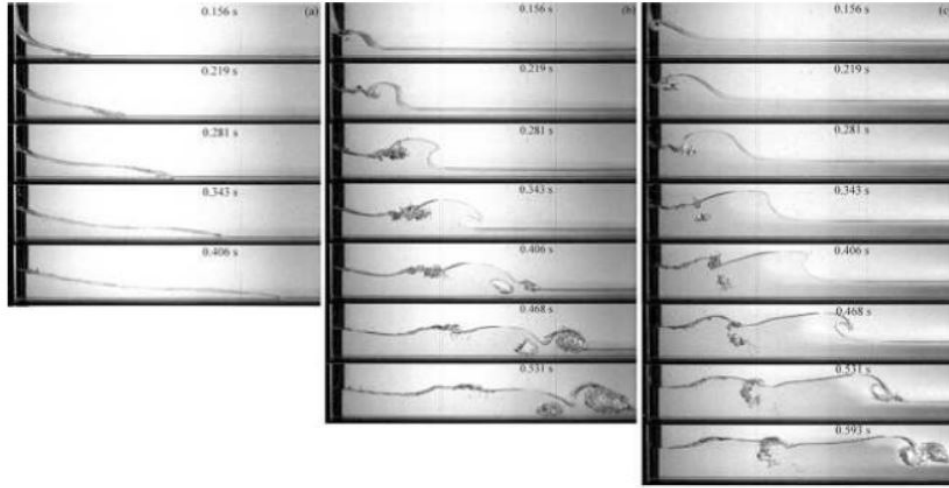


Figura 2.14. Fotogrammi delle videoriprese dell'onda di dam-break

## 2.2 Canale a sezione rettangolare costante e fondo inclinato

### 2.2.1 Lauber, Hager (1998)

Oltre all'articolo citato nel paragrafo precedente, riguardante la propagazione dell'onda di dam-break in un canale orizzontale, Lauber e Hager hanno pubblicato anche un lavoro riguardante la propagazione di un'onda di piena in un canale inclinato.

Il canale utilizzato per queste prove è lo stesso dell'altra serie di esperimenti, con la differenza che in questo caso le prove sono state effettuate con il canale inclinato del 10% e del 50%. L'onda di dam-break è, come in precedenza, generata dalla rimozione di una paratia verticale che separa il serbatoio di monte dal canale a valle, e la velocità e l'altezza d'acqua sono state ricavate dalle immagini di una videocamera. Per rendere ininfluenti gli effetti di scala si è scelta come in precedenza un'altezza nel serbatoio  $h_0 = 30\text{cm}$ , mentre si sono effettuate tutte le prove con il canale, a valle della paratia, asciutto.

Lo schema del canale è riportato in Figura 2.17, con le principali grandezze in gioco, il sistema di coordinate con l'asse delle ascisse parallelo al canale e quello delle ordinate perpendicolare, e l'inclinazione del canale  $\alpha$ . Come nel caso di canale orizzontale, con il pedice  $F$  si indicano le grandezze relative al fronte d'onda positivo e con  $nF$  le grandezze relative al fronte d'onda negativo.

Sono stati utilizzati i parametri adimensionali

$$X = \frac{x}{h_0} \quad Y = \frac{y}{h_0} \quad T = t\sqrt{gh_0}$$

con  $x = 0$  nella sezione della con  $t = 0$  nell'istante di rimozione della paratoia.

In Figura sono riportati gli andamenti del profilo di superficie libera  $Y(X)$ , per diversi istanti, con pendenza del fondo  $i_f$  pari a 0.1 e 0.5. Si osserva che l'altezza d'acqua in corrispondenza della paratoia è quasi costante, mentre a monte della paratia il profilo ha pendenza quasi pari a  $i_f = \tan \alpha$ , ovvero è quasi orizzontale.

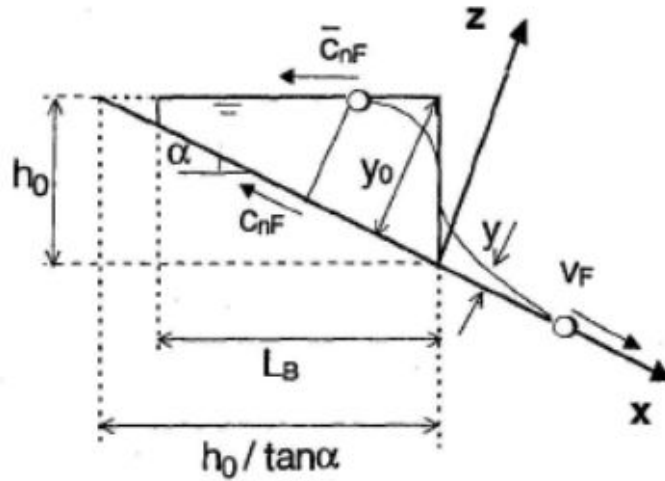


Figura 2.15. Schema del canale di prova

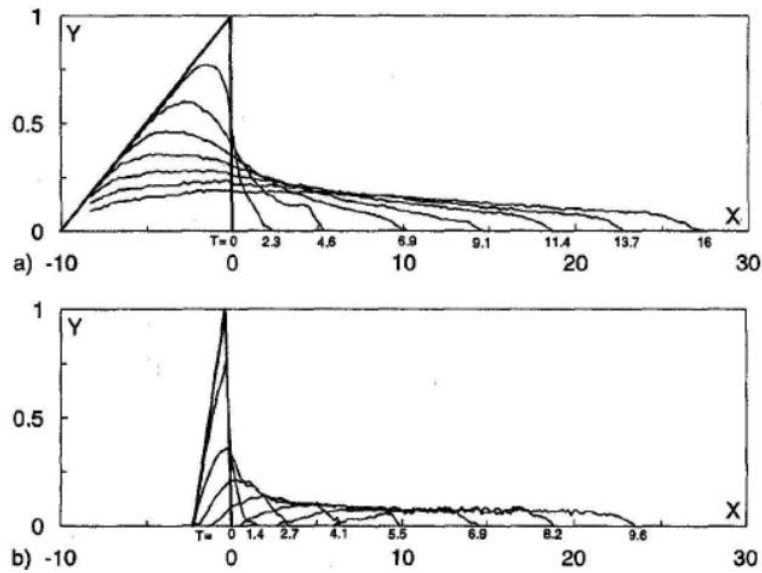


Figura 2.16. Profili  $Y(X)$  in diversi istanti  $T$  con  $i_f = 0.1$  (a) e con  $i_f = 0.5$  (b)

Il fronte d'onda positivo, che si muove dalla sezione della paratoia verso valle, segue un andamento, nei primi istanti, simile a quello dell'onda in un canale orizzontale; da questo si deduce che nei primi istanti l'effetto della pendenza del fondo è trascurabile.

Come nel canale orizzontale, si può distinguere in un'onda iniziale, dovuta allo spostamento delle particelle d'acqua al fondo del serbatoio, e un'onda dinamica, dovuta al movimento delle particelle d'acqua nella parte alta del serbatoio. Le particelle che originano l'onda dinamica precipitano sul fondo del canale in un tempo  $T = \sqrt{2}$ . L'onda dinamica si muove a velocità maggiore dell'onda iniziale, e raggiunge l'onda iniziale al tempo  $T = 3$ : da questo istante in poi diventa significativo l'effetto della pendenza del fondo.

Lauber e Hager hanno risolto il sistema alle equazioni caratteristiche, derivato dalle equazioni di De Saint-Venant, considerando i termini di pendenza e attrito, con condizioni iniziali  $c(0) = 0$  e  $V(T = \sqrt{2}) = 2$ , e sono giunti alla soluzione:

$$V_F = 2 + (\sin \alpha - S_f)(T\sqrt{2}) \quad (2.14)$$

Per risolvere questa equazione gli autori hanno ricavato l'altezza d'acqua alla sommità dell'onda  $h_a = \sigma \cdot h_0$ , considerando come nel caso di canale orizzontale  $\sigma = 0.06$ . Anche le perdite di carico  $S_f$  sono state valutate con la formula di Darcy-Weisbach, considerando, al fronte, il raggio idraulico pari all'altezza d'acqua, data la ridotta altezza dell'onda, e con  $f_a = 0.015$ . La soluzione, nel canale inclinato, è:

$$V_F = \frac{4}{7} \sqrt{1 + \tau \left[ 1 + \frac{1}{2} j \tau \right]} - 1 \quad (2.15)$$

in cui  $\tau$  è il fattore di attrito mentre  $j$  è il fattore di pendenza e valgono

$$\tau = \left( \frac{f_a}{\sigma} \right) (T - \sqrt{2}) j = \left( \frac{\sigma}{f_a} \right) \quad (2.16)$$

Si nota che per  $\tau \ll 1$  gli effetti di attrito e pendenza sono trascurabili, mentre per  $\tau \gg 1$  l'equazione tende a

$$V_F = 2\sqrt{2j} \left[ 1 + \frac{1 - \sqrt{2j}}{j\tau} \right] \quad (2.17)$$

Questa legge, per  $\tau \rightarrow \infty$ , porta a  $V_{F\infty} \rightarrow 2\sqrt{2j}$ , valore a cui la velocità tende per tempi lunghi e per cui diventa significativo solo l'effetto della pendenza del fondo e del coefficiente d'attrito, in una condizione che corrisponde al moto quasi uniforme con  $S_f = \sin \alpha$ . In Figura 2.17 è riportato il confronto tra i valori di velocità ricavati dalle prove e i risultati derivanti dall'equazione (2.17), per  $0 \leq S_f \leq 0.5$ , e si nota una buona vicinanza tra i dati. Il caso teorico per cui la velocità è costante è  $j_\infty = 0.5$ , per  $j < j_\infty$  la velocità diminuisce, mentre per  $j > j_\infty$  aumenta.

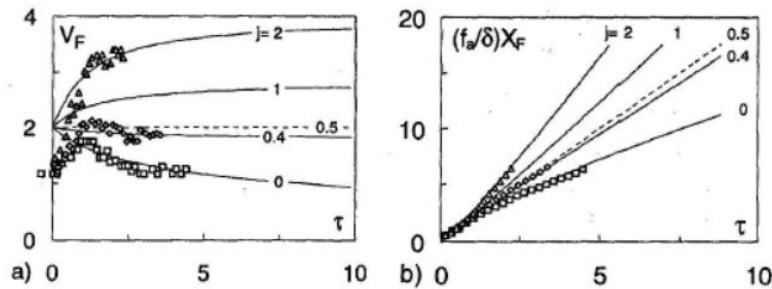


Figura 2.17. Velocità del fronte d'onda (a) e sua posizione (b) in funzione del tempo relativo  $\tau$  per diversi valori di  $j$

La posizione del fronte d'onda  $X_f(T)$  è stata ricavata a partire dalle velocità per cui  $dX_F/dT = V_F$ . Modificando l'equazione in modo che si possa derivare, e imponendo la condizione iniziale  $X_F(\tau = 0) = 0$  si arriva alla soluzione:

$$\left(\frac{f_a}{\sigma}\right)X_F = 1\sqrt{2j}\left[\tau + \frac{1-\sqrt{2j}}{j}\ln\left(1 + \tau\sqrt{\frac{j}{2}}\right)\right] \quad (2.18)$$

In Figura 2.17 sono riportati anche gli andamenti teorici e sperimentali della posizione del fronte d'onda.

Come nel caso del canale piano si nota che il fronte d'onda negativo si propaga verso monte con una velocità diversa da quella della teoria di Ritter  $c = -\sqrt{gh}$ , e tende al valore  $cn = -\sqrt{2gh_0}$ . Risolvendo per  $Cn = cn/\sqrt{gh_0}$  con  $h = h_0 + x \cdot \sin \alpha$ , si ha:

$$C_n = \frac{dX}{dT_n} = -2\sqrt{[2(1 + X \sin \alpha)]} \quad (2.19)$$

Il fronte d'onda negativo raggiunge l'inizio del serbatoio di monte in un tempo

$$T_n = T_T = \frac{\sqrt{2}}{\tan \alpha} \quad (2.20)$$

dopo di che inizia una fase di svuotamento del serbatoio di monte, con la formazione di un fronte di ritiro che si muove verso valle. La velocità del fronte di svuotamento vale

$$V_T = (\sin \alpha + S_f)(T + T_T) \quad (2.21)$$

Risolvendo questa equazione, come quella del fronte d'onda positivo, per  $\sigma = 0.06$  e  $f_a = 0.015$  si scrive:

$$V_T = \frac{dX_T}{dT} = \frac{4}{\omega} \left[ \sqrt{1 + \frac{1}{2}j\omega^2} - 1 \right] \quad (2.22)$$

in cui

$$\omega = \left(\frac{f_a}{\sigma}\right)(T - T_T) \quad (2.23)$$

Integrando nella condizione iniziale  $X_T(\omega = 0) = (\sin \alpha)^{-1}$  si ottiene

$$X_T + (\sin \alpha)^{-1} = \frac{4\sigma}{f_a} \left[ \sqrt{1 + \frac{1}{2} - j\omega^2} - \ln\left(\frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{1}{2} - j\omega^2} + \frac{1}{2}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

I grafici Figura 2.18 mostrano i confronti tra i valori misurati e calcolati di altezza, per i fronti d'onda positivo, negativo e di ritiro, e per diversi valori della pendenza del fondo. La massima altezza d'onda di piena per ogni istante  $t$  può essere identificata in maniera simile a quella adottata per il canale orizzontale. Si definiscono la lunghezza relativa del serbatoio  $\lambda B = (\tan \alpha)^{-1}$  e la coordinata  $\hat{X} = \lambda_B^{1-\varphi} X^{0.2\varphi-2/3}$ . Di conseguenza si può ricavare la massima altezza d'acqua come nel caso del canale orizzontale:

$$Y_M = \frac{4}{9}(1 - \bar{X}^{-1})^{-\frac{5}{4}} \quad (2.25)$$

Anche il tempo di arrivo del massimo è definito come nel canale orizzontale:

$$\bar{T}_M = 1.7(1 + \bar{X}) \quad (2.26)$$



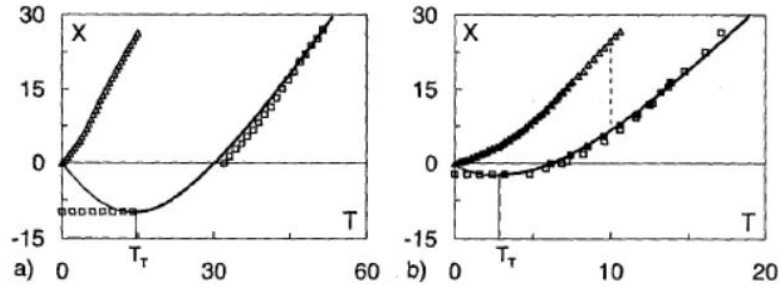


Figura 2.18. Posizione del fronte d'onda positivo, negativo e di svuotamento, con  $i_f = 0.10$  (a) e  $i_f = 0.50$  (b). Valori teorici sono indicati con riga continua

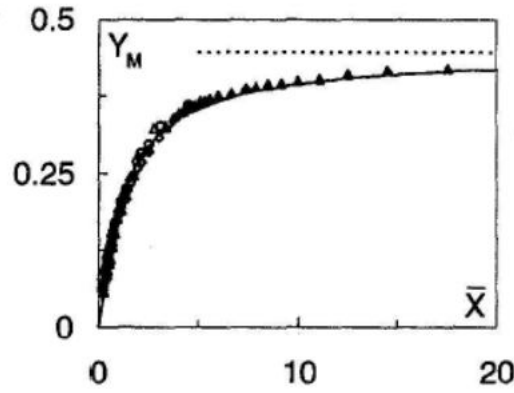


Figura 2.19. Posizione del massimo d'onda  $Y_M$ , per diversi valori di  $i_f$

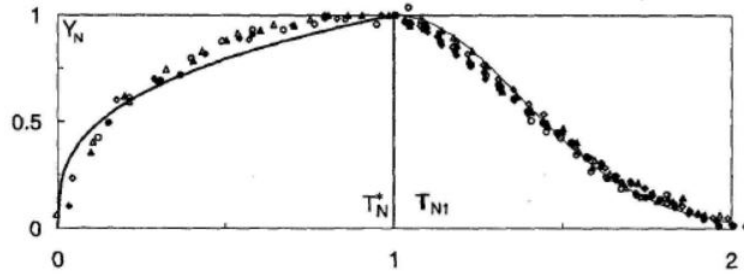
Il grafico in Figura 2.19 riporta il confronto tra i dati teorici e sperimentali di massimo dell'onda, e anche in questo caso c'è un'ottima approssimazione tra dati teorici e sperimentali. Gli autori hanno poi cercato una legge che descriva in maniera generale l'andamento della superficie libera  $Y(T)$  dell'onda di piena. In ogni sezione  $X$  l'onda segue questo comportamento: dopo il passaggio del fronte d'onda cresce rapidamente fino al massimo  $Y_M$  e decresce fino al passaggio del fronte di ritiro. All'aumentare della pendenza del fondo l'onda cresce più rapidamente e tende a stabilizzarsi prima di iniziare a decrescere. Gli autori hanno proposto una legge che descrive l'andamento della superficie libera con pendenza  $i_f = 0.1$ , introducendo i tempi

$$T_{N*} = \frac{T - T_F}{T_M - T_F} \quad T_{N1} = \frac{T - T_M}{T_T - T_M} \quad (2.27)$$

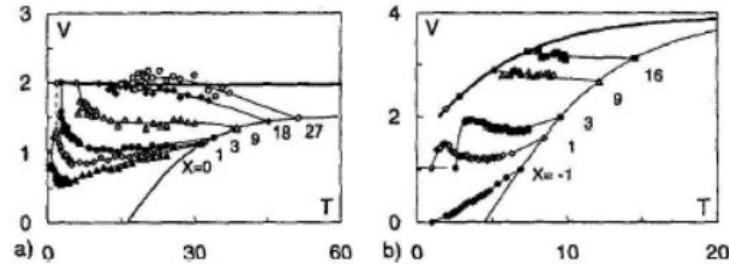
rispettivamente per i fronti d'onda crescenti e decrescenti. Il profilo d'onda normalizzato  $Y_N = Y/Y_M$  è così descritto:

$$\begin{cases} Y_N = T_{N*}^{\frac{1}{3}} & \text{per } 0 \leq T_{N*} \leq 1 \\ Y_N = \exp[-3.5(T_{N1} - 1)^2] & \text{per } 1 \leq T_{N*} \leq 2 \end{cases} \quad (2.28)$$

Il confronto tra il profilo normalizzato ricavato così ricavato ed i dati sperimentali, per  $i_f = 0.1$ , è riportato nel grafico in Figura 2.20. Le velocità sono state misurate


 Figura 2.20. Profilo d'onda normalizzato  $Y_N$  teorico e sperimentale

con metodo PIV, e la prima osservazione che si può fare dalle misurazioni è che la velocità del corpo dell'onda di una determinata sezione resta pressochè costante, eccezion fatta che per uno strato sottile vicino al fondo del canale. Si nota che per valori  $y < 30\text{mm}$  l'altezza d'acqua è troppo bassa per poter effettuare misure col metodo PIV. Nel grafico in Figura 2.21 sono riportate le velocità misurate  $V = v/\sqrt{gh_0}$ , dove si nota che tutte le curve iniziano con la velocità iniziale  $V_I = 1.05$  che poi aumenta o diminuisce all'arrivo dell'onda dinamica. Le velocità poi o tendono al valore finale  $V_n$  o raggiungono il massimo  $V_M$  e poi scendono fino a  $V_N$ . Nel grafico in Figura 2.22 sono riportate le velocità  $V$  come funzione


 Figura 2.21. Andamento delle velocità con  $i_f = 0.10$  (a) e con  $i_f = 0.5$  (b) in diverse sezioni  $X$ 

della posizione  $X$ . Si nota che le velocità crescono in modo quasi lineare dal fronte d'onda negativo fino al massimo  $V_M(X)$  e crescono ancora linearmente, secondo la teoria di Ritter, fino al fronte d'onda positivo. La distribuzione lineare delle velocità va in crisi vicino al fronte d'onda positivo a causa dell'effetto della viscosità. L'effettiva posizione della velocità massima  $X_m$  ed il suo valore  $V_m$ , ricavati dai dati sperimentali, è descritta dalle equazioni

$$X_m = (0.42 + 2.35i_f^{\frac{2}{5}})T - 1.37i_f^{\frac{1}{5}} + 0.75 \quad (2.29)$$

$$V_m = V_F + 0.073i_f^{\frac{1}{2}}X \quad (2.30)$$

Il confronto tra i valori ricavati sperimentalmente e quelli descritti dalle leggi empiriche sono riportati in Figura 2.23. Si noti che per  $X_m < 12.1 - 13.7i_f^{\frac{1}{5}}$  la velocità massima corrisponde con la velocità del fronte dell'onda, ed è spostata nel corpo dell'onda per valori maggiori di  $X_m$ .

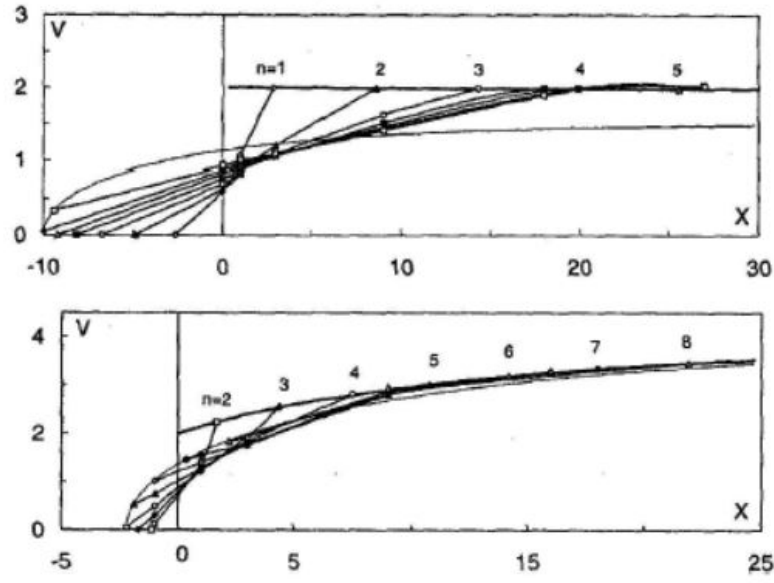


Figura 2.22. Distribuzione delle velocità per diversi istanti  $T = n\Delta T$  per  $i_f = 0.10$  e con  $\Delta T = 2.86$  (a) e  $i_f = 0.50$  per  $\Delta T = 1.14$  (b)

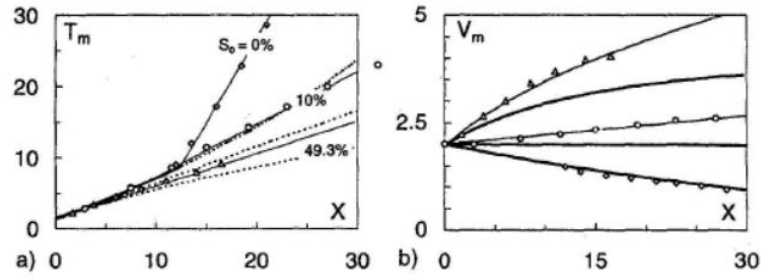


Figura 2.23. Tempo di arrivo della velocità massima (a) e velocità massima (b) in funzione della posizione  $X$ . Valori teorici e sperimentali al variare di  $i_f$

Infine gli autori, nota la velocità massima  $V_m$  e la sua posizione  $X_m$ , e supponendo che le velocità crescano linearmente tra il fronte d'onda negativo e quello positivo, hanno proposto una legge che descrive la distribuzione delle velocità in tutta l'onda. La velocità normalizzata è così espressa:

$$V_N = \frac{V - V_T}{V_m - V_T} \quad (2.31)$$

In funzione della posizione normalizzata:

$$X_N = \frac{X - X_{nF}}{X_m - X_{nF}} \quad (2.32)$$

Nel grafico in Figura 2.24 è riportato il confronto tra questa distribuzione di velocità e i dati sperimentali, e si nota come in effetti le velocità seguano un andamento lineare.

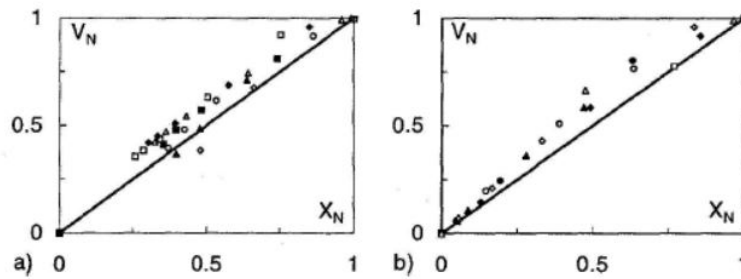


Figura 2.24. Distribuzione della velocità normalizzata  $V_n$  con  $i_f = 0.10$  (a) e con  $i_f = 0.50$  (b), per diversi istanti  $T$

### 2.2.2 Chen-Iung (1980)

L'autore ha cercato di validare, attraverso il confronto con una serie di esperimenti, un modello numerico di simulazione di dam-break improvvisi basato sulle equazioni di De Saint-Venant. Le equazioni utilizzate considerano ogni sezione idealmente suddivisa in una parte che partecipa al deflusso e una parte che ha funzioni di invaso.

L'autore ha implementato queste equazioni in un modello di calcolo, e ha confrontato i risultati con quelli ottenuti sperimentalmente nel 1961 dal genio americano nell'ambito di una serie di esperimenti di dam-break condotti nella Waterways Experiment Station (WES) di Vicksburg, da qui in poi indicati come esperimenti WES.

Gli esperimenti sono stati condotti in un canale rettangolare lungo 122 m, largo 1.22 m, con una pendenza dello 0.5%. A metà del canale è stata inserita una paratia che simuli la diga, la cui improvvisa rimozione simula il collasso della diga.

La conformazione del canale ha permesso all'autore di scegliere le dimensioni della breccia risultante dal sollevamento della paratia: di seguito si riportano i risultati per larghezze pari a 1.22 m (condizione 1.1) e 0.073 m (condizione 5.1). Le altezze d'acqua sono state ricavate dalle videoregistrazioni di una serie di videocamere poste lungo il canale. In Figura 2.25 è riportato il confronto tra i livelli misurati e calcolati in alcune sezioni di misura lungo il canale.

I dati misurati mostrano una buona approssimazione con quelli calcolati, soprattutto nelle sezioni vicine alla paratia. Le differenze tra risultati calcolati e sperimentali si fanno più significative per grandi distanze dalla sezione della paratia, e al diminuire delle dimensioni della breccia. Si osserva che le altezze d'acqua hanno un rapido decremento immediatamente dopo la rimozione della paratia, per poi continuare con un decremento più lento.

Sono anche stati misurati i dati di velocità e portata nelle diverse sezioni, e confrontati con i dati calcolati: anche in questo caso si osserva una buona approssimazione nei dati misurati rispetto a quelli calcolati, con le maggiori discrepanze negli istanti iniziali nelle sezioni più vicine alla paratoia.

Nello studio sono anche state riportate i dati di velocità e portata misurati in te diverse sezioni a valle della paratia, qui riportati in Figura 2.26. Si nota che i valori calcolati approssimano bene quelli misurati, ad eccezione di quelli relativi ai primi istanti successivi all'arrivo dell'onda nella sezione di misura. Questi errori sono tanto più marcati tanto minore è la dimensione della breccia nella paratia.

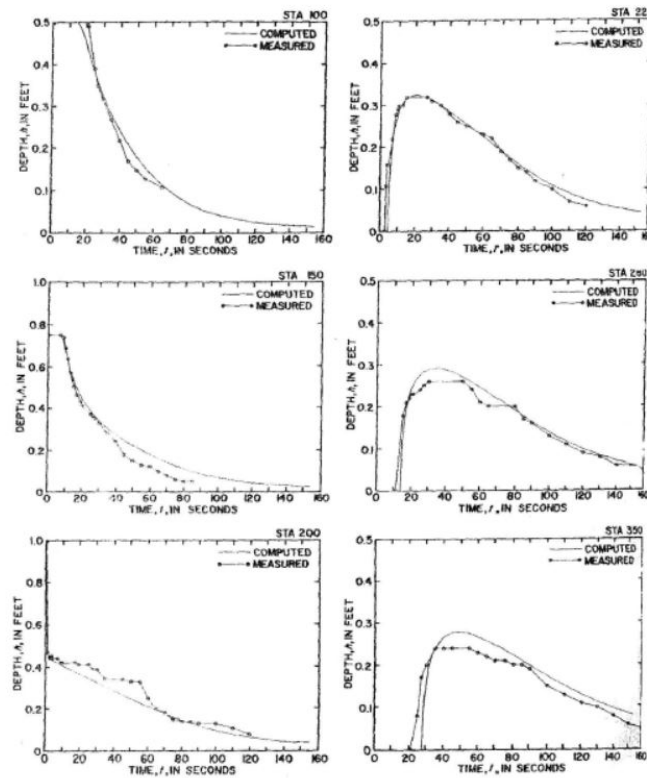


Figura 2.25. Altezza d'acqua nel tempo in diverse sezioni con condizioni di test 1.1

Gli errori nella misura delle velocità non si riflettono in maniera così evidente nel calcolo delle portate, le quali mostrano infatti un buon accordo tra valori misurati e calcolati.

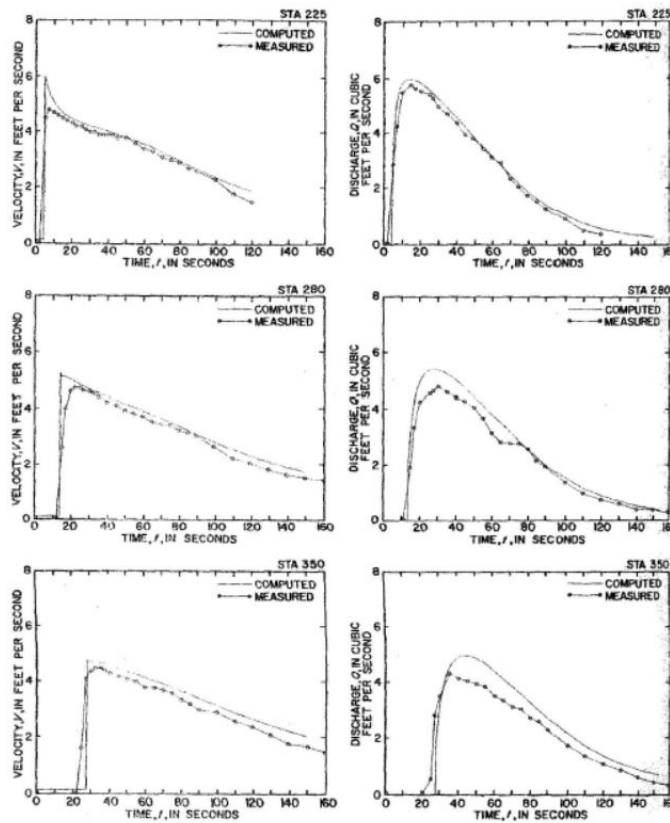


Figura 2.26. Velocità e portata in diverse sezioni per condizioni di test 1.1

### 2.2.3 Fraccarollo, Toro (1995)

Questi autori hanno condotto una serie di prove sperimentali di dam-break al fine di validare un modello numerico di simulazione basato sull'equazione delle acque basse. Le prove sperimentali sono state condotte in un canale piano rettangolare lungo 3 m e largo 2 m, con un serbatoio lungo 1 m posto nella parte posteriore.

Sulla parete del serbatoio posta in direzione del canale vi è un'apertura larga 0.4 m, centrata rispetto al canale, chiusa con una paratoia dotata di un sistema pneumatico che ne consente l'apertura in 0.1 s. Le pareti del canale sono di perspex trasparente, e tutto il canale è incernierato in modo tale da poter essere inclinato fino al 10%. In diversi punti del canale sono state misurate le pressioni al fondo con sensori posti sul piano del canale, le altezze d'acqua con sensori elettrici e le velocità con sensori elettromagnetici.

Gli esperimenti sono stati condotti con pendenze del fondo pari a 0% e 7%, e con altezze d'acqua nel serbatoio rispettivamente pari a 60 cm e 64 cm, in modo tale da utilizzare sempre lo stesso volume d'acqua. In tutte le prove il canale a valle era asciutto, e si sono acquisiti dati per 20 s a partire dall'istante iniziale, ovvero l'istante in cui si è sollevata la paratoia.

Gli autori hanno utilizzato il modello di calcolo per ricavare dei dati di altezza d'acqua in diversi punti del canale, e hanno paragonato questi risultati con quanto misurato durante gli esperimenti. I grafici di Figura 2.27 riportano i risultati nel caso di canale orizzontale.

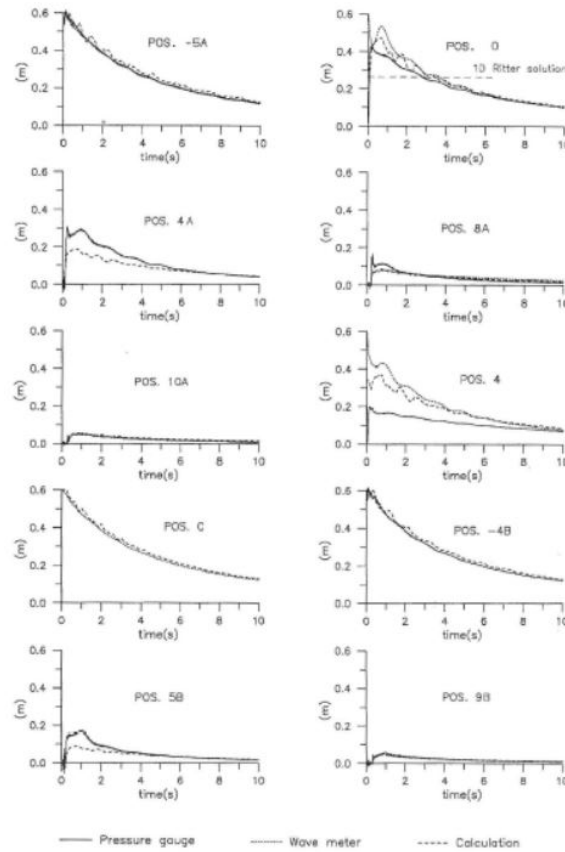


Figura 2.27. Altezze d'acqua misurate e calcolate e corrispondenti pressioni sul fondo in diverse sezioni

Il confronto tra i valori ottenuti dei misuratori di altezza d'acqua e dai misuratori di pressione consente di verificare l'applicabilità di un'ipotesi alla base delle equazioni di De Saint-Venant, ovvero la distribuzione idrostatica delle pressioni. Questa ipotesi sembra essere rispettata per tutti i punti di misura ad eccezione dei punti 0 e 4, che si trovano proprio in corrispondenza della paratia: qui la superficie libera ha una forte curvatura e cade l'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni.

Si nota che i risultati del modello numerico presentano numerose oscillazioni, che non hanno riscontro nelle prove sperimentali. Nella stazione 0 l'andamento mostra un tratto in cui l'altezza corrisponde ai  $4/9$  dell'altezza iniziale, in accordo con la soluzione di Ritter: in generale il modello numerico descrive con buona approssimazione l'andamento della superficie libera.

L'onda dovuta alla rimozione della paratia si propaga verso monte con velocità pari  $\sqrt{gh_0}$  la differenza dalla soluzione teorica si giustifica con effetti tridimensionali che si fanno tanto più significativi quanto maggiore è il rapporto tra l'altezza d'acqua e la larghezza del canale.

In Figura 2.28 sono riportati gli andamenti delle velocità in diverse sezioni all'interno del serbatoio. Si nota che le velocità misurate e calcolate non corrispondono, sebbene i dati calcolati siano comunque dell'ordine di grandezza di quelle misurate. Inoltre le oscillazioni nelle velocità calcolate sono più frequenti e

marcate di quanto si verifichi nelle prove sperimentali.

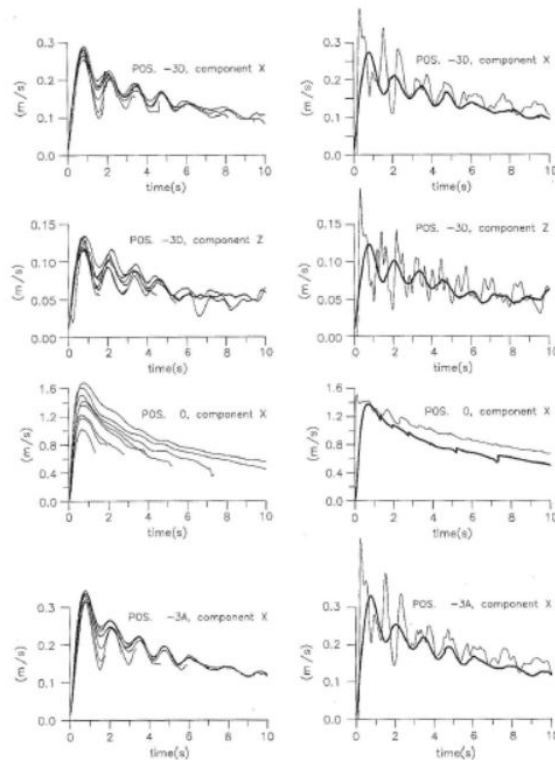


Figura 2.28. Velocità misurate e media della velocità in grassetto (colonna di sinistra). Confronto tra velocità misurate in grassetto e calcolate in linea normale (colonna di destra)

#### 2.2.4 Jovanovic, Djordjevic (1995)

Le prove sperimentali di dam-break condotte da questi autori, come le precedenti, sono servite per validare un modello numerico di simulazione basato sulle equazioni delle acque basse risolte secondo lo schema di McCormack.

Gli esperimenti sono stati condotti in un canale di vetro rettilineo, inclinabile, lungo 4.5 m e largo 0.15 m, separato da una paratia da un serbatoio posto ad un estremo del canale stesso. Le altezze d'acqua sono state acquisite con misuratori elettronici in alcuni punti, mentre per ricavare le altezze in tutto il canale si sono ripresi gli esperimenti con videocamera.

Gli esperimenti sono stati condotti con altezze d'acqua nel serbatoio di monte di 0.3 m e pendenza pari a 0.1%. I grafici di Figura riportano l'andamento delle altezze d'acqua calcolate e misurate in te diversi istanti di tempo. I dati calcolati approssimano bene quelli misurati sperimentalmente, con un errore complessivo del 12% nella stima delle altezze d'acqua. Anche la velocità di propagazione dell'onda è stata calcolata con buona accuratezza, sebbene l'altezza dell'onda calcolata sia superiore a quello dell'onda misurata.



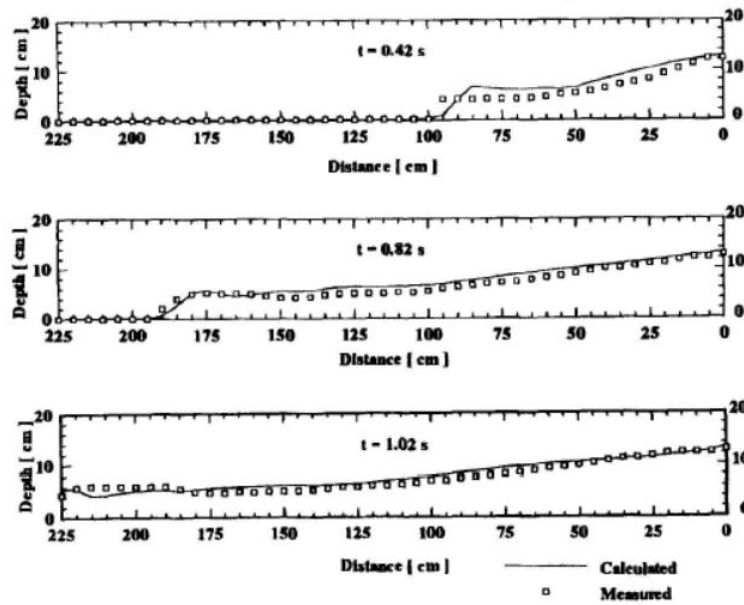


Figura 2.29. Altezze d'acqua in diversi istanti

## 2.3 Canale a sezione variabile

### 2.3.1 Bellos, Soulis, Sakkas (1992)

Gli autori di questo lavoro hanno condotto una serie di esperimenti di dam-break in un canale di larghezza variabile, allo scopo di creare una banca dati di misure con cui validare modelli numerici di simulazione di dam-break.

Viene utilizzato un canale con larghezza variabile in modo da produrre variazioni in direzione trasversale al moto, mentre si sono considerate costanti le caratteristiche del moto in senso verticale, in modo da poter descrivere il moto con le equazioni delle acque basse.

Il canale utilizzato, riportato in pianta in Figura 2.30, è lungo 21 m, largo 1.4 m e profondo 0.6 m, con possibilità di inclinarsi tra 0% e 1%. La paratia, la cui improvvisa rimozione genera l'onda di piena, è posizionato in corrispondenza del punto di massimo restringimento del canale, come da Figura 2.30. Le misure di livello sono state effettuate con rilevatori elettrici di altezza d'acqua a monte dello sbarramento, e con misuratori di pressioni a valle. Non sono stati utilizzati rilevatori elettrici a valle perchè la corrente veloce che si genera spesso a valle della paratia potrebbe interferire con le aste di questi strumenti. I misuratori sono stati posizionati a metà della larghezza del canale, a diverse coordinate  $x$  lungo il canale, ponendo  $x = 0$  la posizione dello sbarramento. Gli autori hanno condotto una serie di esperimenti variando la pendenza del canale da 0% a 1%, con canale a valle asciutto in sei serie di esperimenti e inserendo uno strato d'acqua in due serie. Ogni esperimento della serie è stato condotto con altezza d'acqua nel serbatoio di monte compresa tra 15 e 30 cm.

I risultati di alcune prove sperimentali, condotte in condizioni di letto asciutto e con pendenza  $S = 0.002$ , sono riportato nei grafici nelle Figure 2.31 e 2.32.

In diversi idrogrammi si nota una "gobba" nella curva: in pratica si tratta di un rallentamento nella diminuzione del livello d'acqua imputabile ad effetti

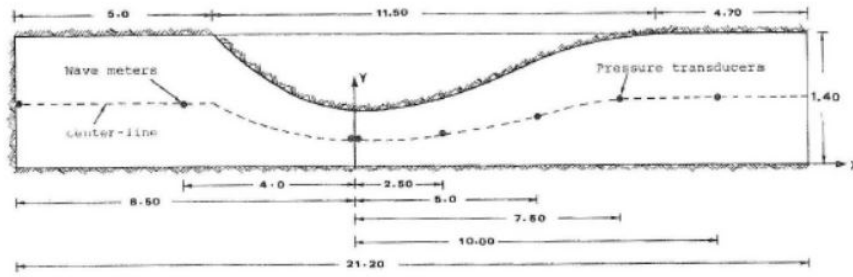


Figura 2.30. Pianta del canale utilizzato

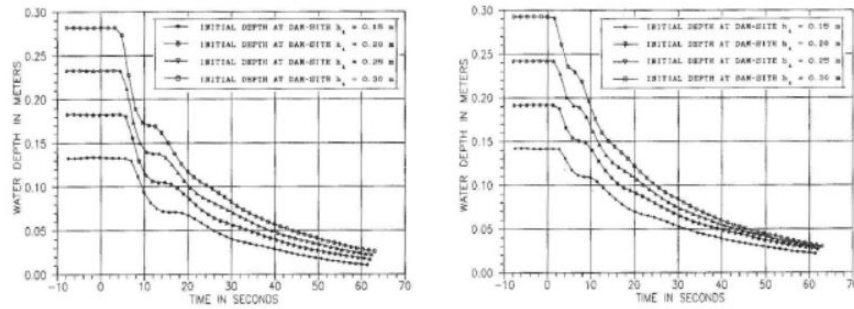


Figura 2.31. Altezze misurate nelle sezioni  $x = -8.5\text{ m}$  e  $x = -4\text{ m}$

bidimensionali, non contemplati nella soluzione di Ritter. Si nota anche che l'onda negativa è tanto più veloce quanto maggiore è l'altezza d'acqua nel serbatoio, come previsto, e che l'aumento della pendenza comporta un aumento della velocità dell'onda. Nella sezione dello sbarramento l'altezza d'acqua, dopo una rapida diminuzione iniziale, si attesta su un valore pari a circa i  $4/9$  dell'altezza iniziale, secondo la teoria di Ritter.

Il confronto tra questi dati e i risultati ottenuti dal modello di calcolo sviluppato dagli autori, basato sulle equazioni delle acque basse, ha dato buoni risultati.

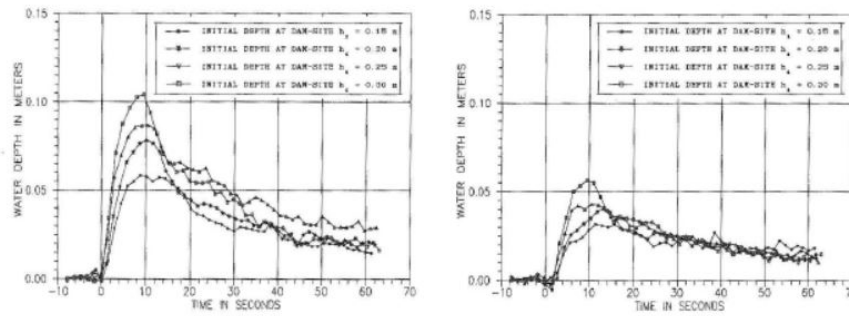


Figura 2.32. Altezze misurate nelle sezioni  $x = +2.5\text{ m}$  e  $x = +5\text{ m}$

### 2.3.2 Townson, Al Salihi (1989)

Questi autori hanno condotto una serie di esperimenti di dam-break, in canali di larghezza variabile, per validare un modello di calcolo basato sulle equazioni delle acque basse scritte in un sistema di coordinate radiali. Gli esperimenti sono stati condotti con quattro geometrie di canale: a larghezza costante, con restringimento, con restringimento e successivo allargamento, con allargamento. La paratia che simula la diga è stata posta a metà del canale. Le altezze d'acqua sono state rilevate con sensori resistivi a monte e con trasduttori di pressione a valle, mentre l'andamento dell'onda di piena è stato registrato con videocamere ad alta velocità. Lo schema del canale è riportato in Figura 2.33. I risultati delle

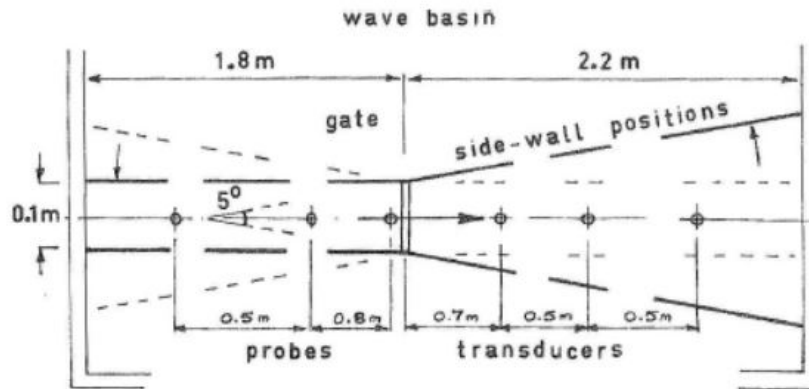


Figura 2.33. Schema del canale di prova

prove sperimentali sono confrontati con quelli del modello numerico nei grafici in Figura 2.34 e 2.35, a fianco ad ogni grafico è indicata la geometria di canale a cui si riferisce. Negli istanti di tempo a cui sono riferiti i grafici, si nota una buona corrispondenza tra i risultati sperimentali e calcolati.

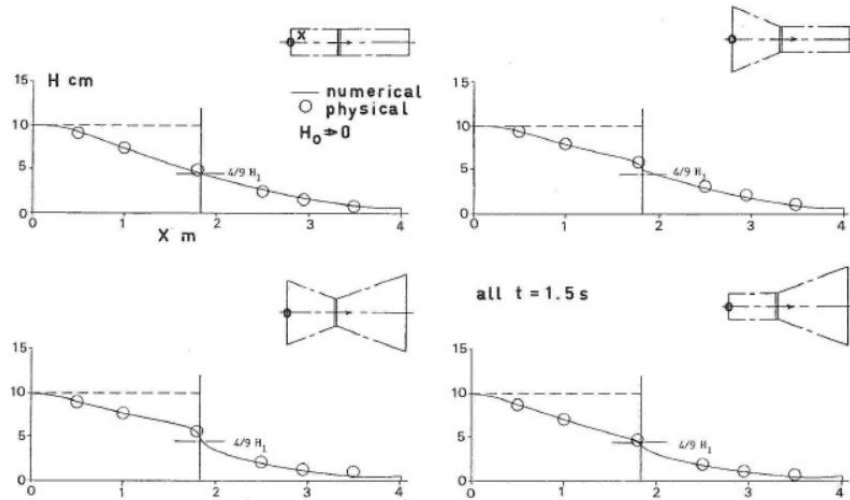


Figura 2.34. Altezze d'acqua misurate e calcolate

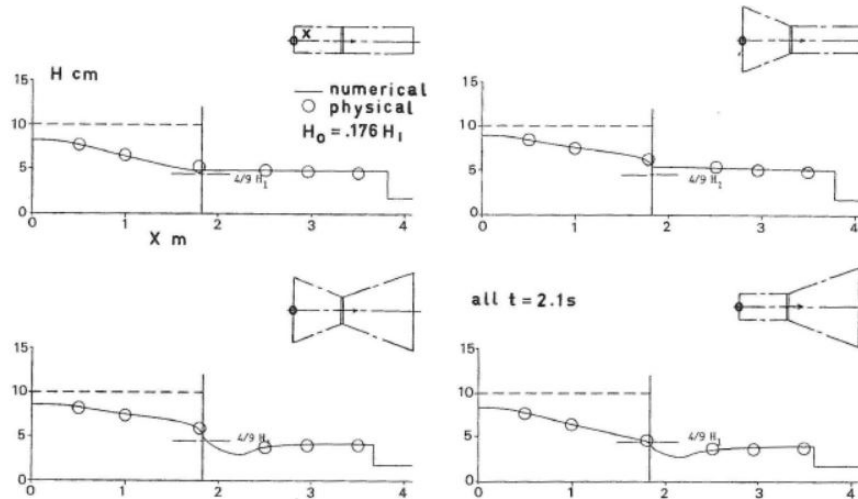


Figura 2.35. Altezze d'acqua misurate e calcolate

## 2.4 Canale non rettilineo

### 2.4.1 Molls, Chaudry (1995)

In questo studio gli autori hanno condotto diversi esperimenti per verificare la bontà di un modello numerico basato sulle equazioni delle acque basse. Gli autori si sono rifatti a diverse prove sperimentali, tra cui quelle di Bell del 1992, condotte in un canale non rettilineo.

Per le prove di dam-break Bell ha utilizzato un apparato costituito da un serbatoio, separato con una paratia dal canale curvo, la cui pianta è riportata in Figura 2.36 Bell, nei suoi esperimenti, ha utilizzato diverse combinazioni di altezze d'acqua a monte e valle della paratoia, ma nello studio di Molls e Chaudry gli autori hanno utilizzato i dati relativi alla configurazione con altezza d'acqua nel serbatoio di monte pari a 30.5 cm e altezza d'acqua nel canale di 2.5 cm. I

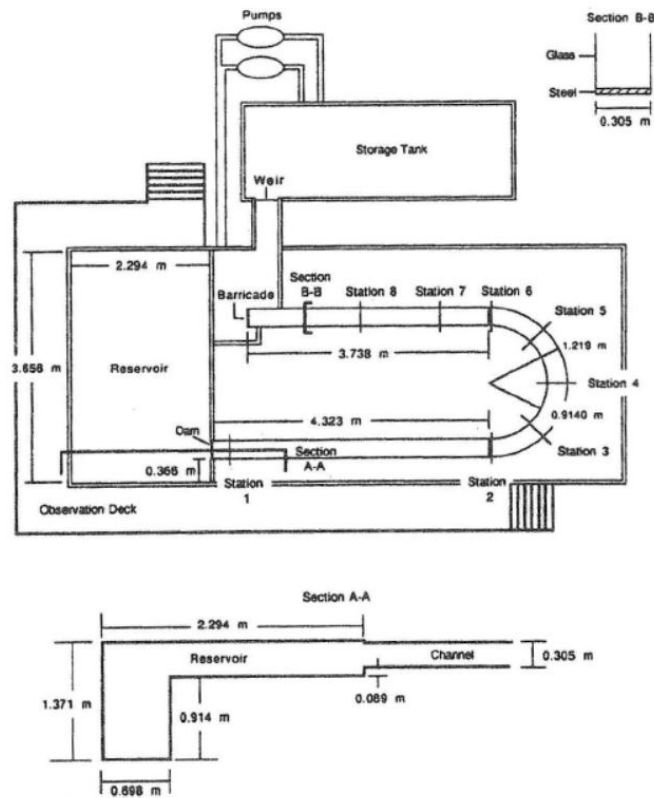


Figura 2.36. Pianta e sezioni del canale di prova

risultati di queste prove sono riportati nei grafici in Figura 2.37. I risultati della

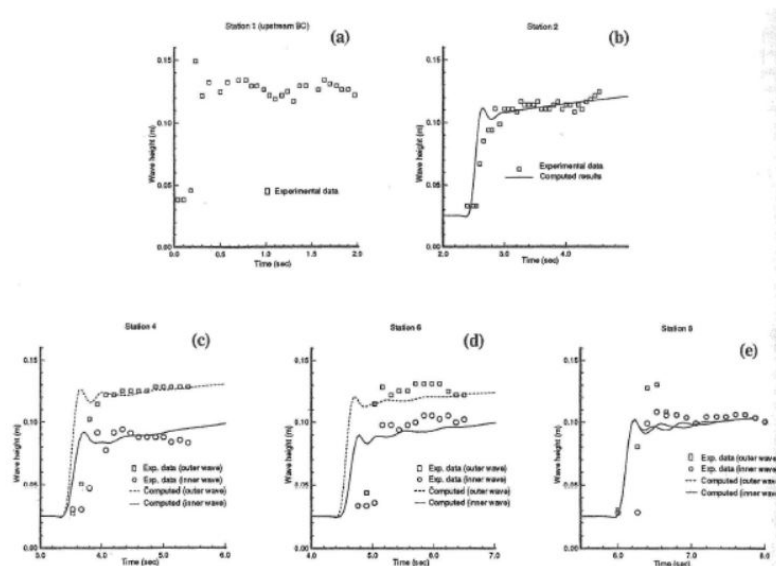


Figura 2.37. Altezze d'acqua, in funzione del tempo, in diverse sezioni

simulazione numerica approssimano bene quelli delle prove sperimentali, sebbene

la simulazione sottostimi leggermente il tempo primo di arrivo dell'onda, in tutte le stazioni. Dai dati ricavati dalle prove sperimentali si può notare che, in curva, le velocità sono maggiori all'estradosso, e questa situazione è ben riprodotta nella simulazione. Gli autori, sulla base del confronto tra i dati sperimentali e quelli calcolati, hanno concluso che la simulazione basata sull'equazione delle acque basse riproduce in maniera soddisfacente le caratteristiche del moto di un'onda di dam-break.

#### 2.4.2 Zhou, Causon, Mingham, Ingram (2004)

Questi autori hanno utilizzato un modello numerico di loro creazione, basato sulle equazioni delle acque basse, per simulare alcuni esperimenti condotti nell'ambito del progetto CADAM da Morris nel 2000. Di seguito sono descritti gli esperimenti condotti in un canale con una curva di  $90^\circ$  e con una curva di  $45^\circ$ .

La prima serie di esperimenti è stata condotta in un canale con una curva a  $90^\circ$ , con al fondo un serbatoio. Il fondo del serbatoio è posto 33 cm più in basso del fondo del canale.

Il canale ed il serbatoio sono separati da una paratia, alla cui rimozione si genera l'onda di dam-break. Gli esperimenti sono stati condotti con letto asciutto e bagnato, nel secondo caso con altezza d'acqua nel canale di 1 cm. Per tutta la lunghezza del canale sono stati posizionati misuratori di altezza d'acqua, come riportato in Figura 2.38. Il confronto tra i risultati del modello numerico e quelli

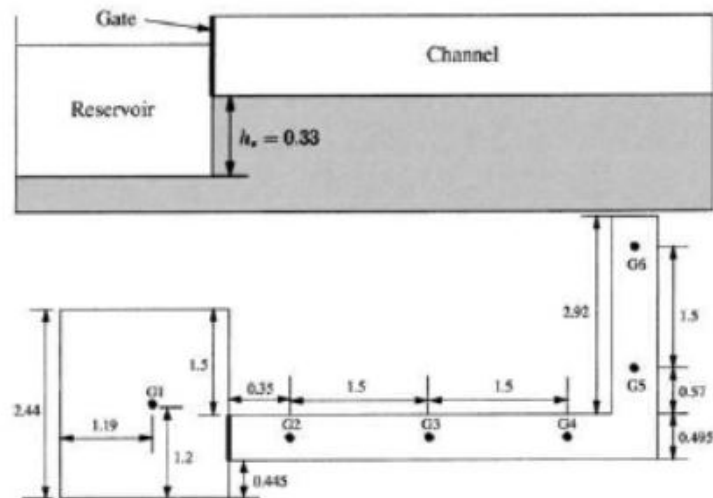


Figura 2.38. Pianta e sezione del canale con curva di  $90^\circ$

sperimentali, con letto asciutto e bagnato, è riportato nei grafici in Figura 2.39. Nell'istante di rimozione della paratoia si genera l'onda di dam-break, che è simulata in maniera soddisfacente solo fino alla sezione della curva, dopo di che i risultati del modello numerico si discostano in maniera significativa da quelli sperimentali.

Le prove con curva a  $45^\circ$  sono state effettuate in un canale identico al precedente, con la differenza dell'angolo della curva, come si nota dalla pianta in Figura 2.40. Anche in questo caso le prove si sono effettuate in condizioni di letto asciutto e bagnato. Il confronto tra i dati numerici e quelli sperimentali, riportato

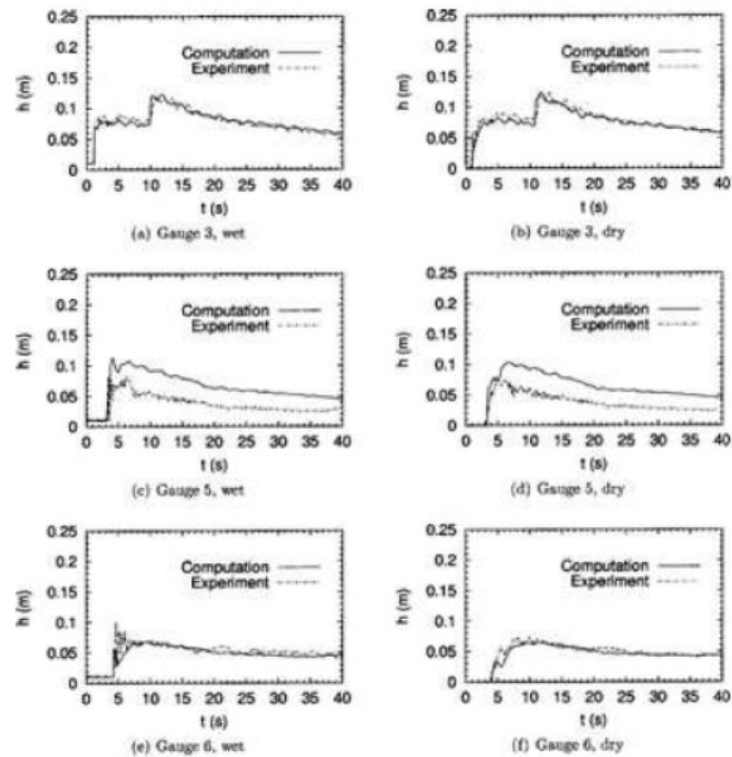


Figura 2.39. Altezze d'acqua in funzione del tempo nel canale con curva di  $90^\circ$

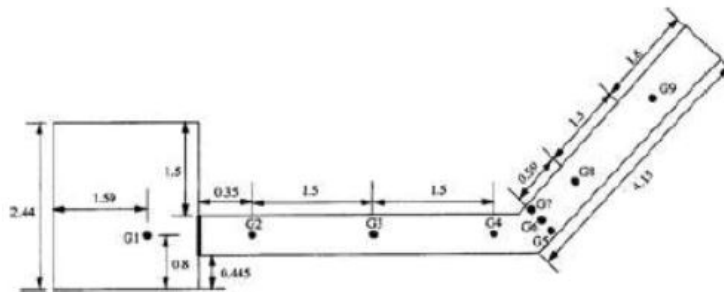


Figura 2.40. Pianta del canale con curva di  $45^\circ$

in Figura 2.41, evidenzia una buona vicinanza tra i dati, anche dopo la curva. Gli autori hanno concluso che il modello numerico, così come era prevedibile, approssima con buona precisione solamente il caso di onda di piena che si muove in un letto con curvatura non eccessiva.

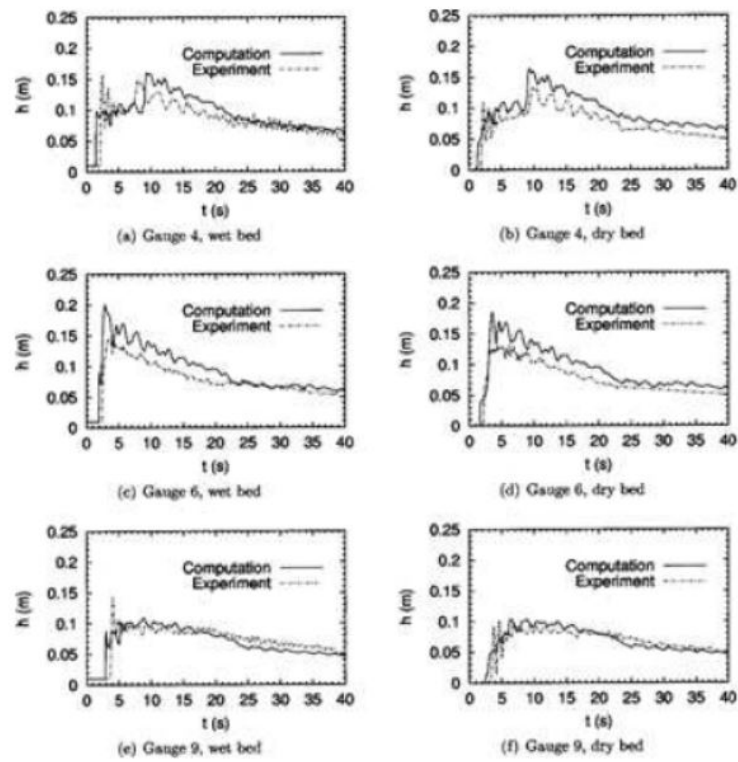


Figura 2.41. Altezze d'acqua in funzione del tempo nel canale con curva di  $45^\circ$



## Capitolo 3

# Prove sperimentali effettuate

In questo capitolo saranno descritte le prove sperimentali da me effettuate. Verranno descritti il canale e gli strumenti utilizzati, le modalità di esecuzione delle prove, le tecniche di acquisizione e analisi dei dati ricavati e infine saranno saranno riportati i risultati finali ottenuti.

### 3.1 Strumentazione per la simulazione del dam-break

Le prove di dam-break sono state svolte in un canale presente nel Laboratorio di Idraulica e Costruzioni idrauliche del DIATI (Dipartimento di Ingegneria dell'Ambiente, del Territorio e delle Infrastrutture) del Politecnico di Torino.

Il canale utilizzato ha sezione rettangolare, fondo piano con pendenza regolabile ed è lungo 11.6 m, largo 50 cm, e alto 60 cm. Nei diversi esperimenti il fondo è stato disposto con pendenza nulla, risultando così orizzontale e distante 1.27 m da terra. Per la regolazione della pendenza il canale poggia su un supposto regolabile in altezza attraverso un manubrio.

L'intero canale è composto da moduli: la parte centrale è divisa in 6 moduli della lunghezza di 1 m; le pareti di questi moduli sono costituite da lastre di vetro dello spessore di 1 cm, lunghe 1 m, intelaiate in un frame di acciaio; le pareti del tratto iniziale e di quello terminale presentano invece frame con lastre d'acciaio intelaiatevi. L'intero fondo è in acciaio. In Figura 3.1 viene rappresentato il canale nella sua interezza con le relative dimensioni.

Per riprodurre la diga e un conseguente dam-break il canale è stato dotato di un'apposita struttura. Essa poggia sul traverso superiore del frame del modulo 3 ed è posizionata in mezz'aria dello stesso, in modo da poter scaricare equamente i carichi sui due elementi verticali del frame. Essa è costituita da diversi elementi:

- Una paratoia in legno larga 50 cm (come la canaletta), di altezza 163 cm e spessa 1.6 cm che simula propriamente una diga. Essa è stata rivestita con due mani di impregnante e con due di flatting in modo da evitarne il rigonfiamento a contatto con l'acqua. La sua tenuta idraulica viene garantita sul fondo tramite una guarnizione in gomma spugna mousse, sui lati a contatto con le pareti in vetro della canaletta tramite del nastro americano e ai due vertici (punti più critici sotto questo punto di vista) attraverso del mastice per finestre (Figura 3.4);
- La paratoia è vincolata ad un supporto in acciaio nella parte superiore del paramento di monte (cioè quella non bagnata) tramite 9 bulloni;

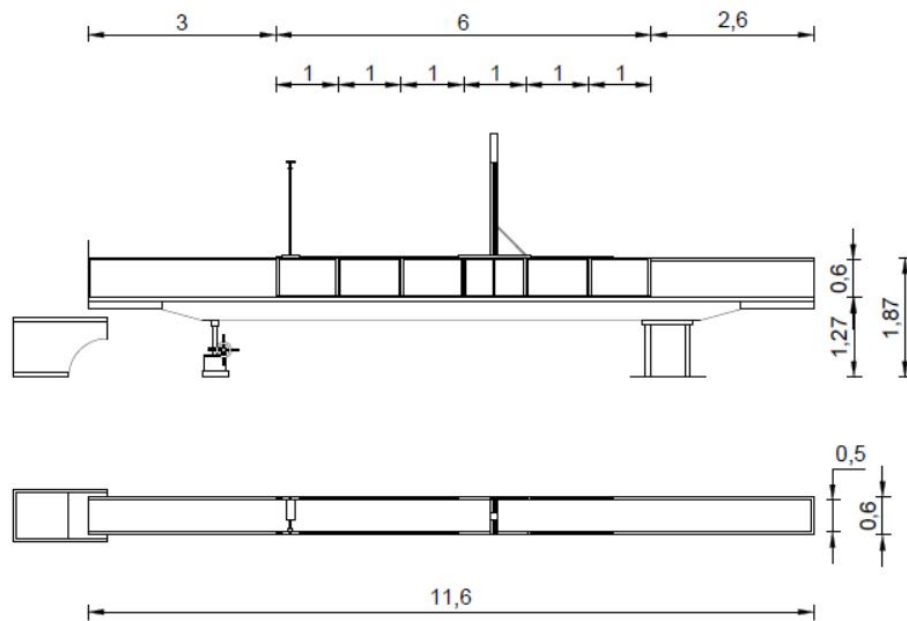


Figura 3.1. Vista laterale e in pianta del canale - quote in m

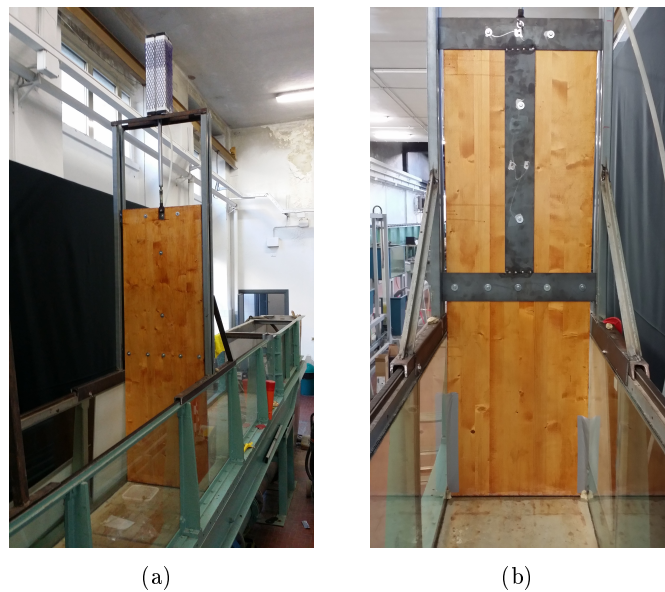


Figura 3.2. Foto globale della paratoia (a) e foto frontale(b)

- Il supporto funge da collegamento indiretto tra la paratoia ed un pistone ad aria che permette l'istantaneo sollevamento della stessa. Il pistone è direttamente azionabile tramite una leva presente sul compressore che lo alimenta, a cui è collegato tramite un tubo flessibile in PVC fissato al pistone e al compressore tramite valvole unidirezionali.
- Il pistone poggia su un telaio in acciaio, su cui scarica il proprio peso (e quindi anche il peso del sistema supporto-paratoia ad esso vincolato) e le

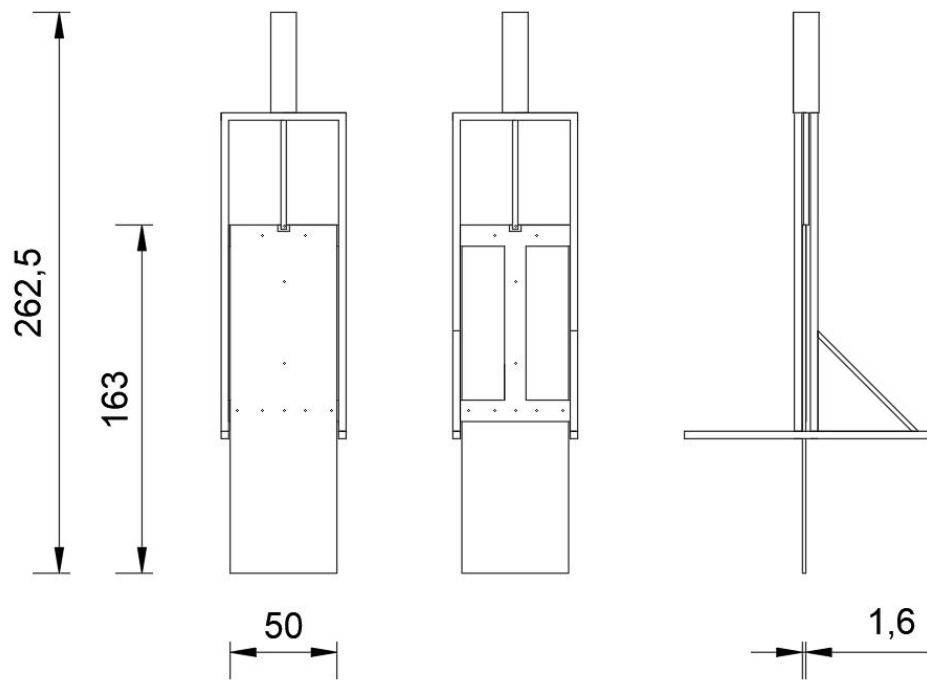


Figura 3.3. Vista frontale, posteriore e laterale della paratoia e degli elementi accessori ad essa collegati - quote in cm



Figura 3.4. Sistema di impermeabilizzazione laterale della paratoia

azioni dinamiche dovute al suo scorrimento. Il telaio è composto da un traverso, su cui è direttamente poggiato il pistone, e da due elementi verticali saldati al traverso e direttamente poggianti sul frame della canaletta; questi due elementi sono delle guide che, oltre a garantire la funzione strutturale

del telaio, permettono lo scorrimento verticale della paratoia, limitandone gli spostamenti nella direzione di propagazione dell'onda.

Come scritto nel terzo punto, per simulare il dam-break è necessario che la paratoia venga sollevata istantaneamente. Secondo quanto riportato da Lauber e Hager (1998), il sollevamento della paratoia si può considerare istantaneo se il tempo necessario per il sollevamento è uguale o inferiore al tempo che una particella d'acqua, che si trova sulla superficie libera del volume di acqua a contatto col paramento di monte della paratoia, impiega per cadere sul fondo del canale. Il tempo impiegato da una particella a cadere sul fondo è

$$t = \sqrt{\frac{2h}{g}} \quad (3.1)$$

Il tempo di sollevamento della paratoia è stato invece determinato indirettamente: la paratoia è stata ripresa in fase di sollevamento tramite una videocamera e, analizzando il video, è stato determinato il numero di fotogrammi mediamente impiegati dalla paratoia per superare il livello di acqua a monte. sapendo che la videocamera registra con una frequenza di 29.97 fotogrammi al secondo, è possibile calcolare (in maniera cautelativa) il tempo di sollevamento della dalla paratoia.

$$t = \frac{n. \text{ fotogrammi}}{\text{freq. fotogrammi}} \quad (3.2)$$

In Tabella 3.1 sono riportati, per ogni altezza d'acqua scelta per le prove, il tempo di caduta della particella d'acqua e quello di sollevamento della paratoia. Come si può notare il tempo di sollevamento risulta sempre minore del tempo di caduta della particella, potendo considerare così valida l'ipotesi di sollevamento istantaneo. Affinché la paratoia possa essere sollevata nel tempo desiderato, il compressore deve convogliare aria nel pistone con una pressione non inferiore a 11 bar.

Livello [cm]	$t_{caduta}$ [s]	$t_{sollevamento}$ [s]
15	0.175	2 frames $\Rightarrow$ 0.067
20	0.202	4 frames $\Rightarrow$ 0.133
25	0.226	5 frames $\Rightarrow$ 0.167
30	0.247	7 frames $\Rightarrow$ 0.234

Tabella 3.1. Confronto tra i tempi di caduta della particella sul pelo libero e i tempi di sollevamento della paratoia

## 3.2 Strumenti per l'acquisizione del profilo dell'onda

Realizzato il modello in grado di riprodurre il dam-break e la conseguente onda, risulta necessario valutare le caratteristiche con cui essa si propaga, e quindi misurare l'altezza dell'onda in funzione del tempo.

A tal fine l'andamento dell'onda è stato filmato tramite tre videocamere, due modello Sony Handycam e l'altra modello Sony Handycam Hybrid. Tutte le videocamere permettono di registrare video direttamente sulla loro memoria interna

con una risoluzione di 1920x1080 pixel e con una frequenza di 29.97 fps (fotogrammi al secondo). Le videocamere (come riportato in Figura 3.5, in cui compare anche il telaio su cui, come verrà spiegato in seguito, verrà montato un telo nero) sono state posizionate sul lato sinistro della canaletta (vista da monte) su tre diversi cavalletti, ad un'altezza pari all'altezza da terra del fondo del canale (1.23 m), in modo da semplificare il riconoscimento del profilo dell'onda in fase di analisi; sono poste ad una distanza di 1.3 m dalla canaletta e il loro obiettivo è centrato nella mezzeria dei moduli 3, 4 e 5 (le videocamere distano quindi 1 m l'una dall'altra). La loro posizione è mantenuta fissa per lo svolgimento di tutte le prove effettuate.

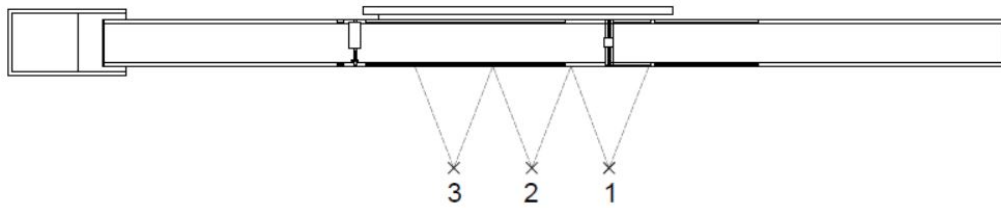


Figura 3.5. Posizionamento delle tre videocamere rispetto al canale con le rispettive aree inquadrare

Sebbene le onde vengano filmate in ugual modo sia in presenza di macroscaezze sia senza, il loro riconoscimento viene fatto in maniera diversa.

Per le prove con fondo privo di macroscaezze, il riconoscimento del profilo dell'onda si basa sul contrasto chiaro scuro tra lo sfondo e il profilo stesso. Le condizioni naturali di illuminazione non garantiscono un contrasto tale da favorire il riconoscimento riconoscere l'onda. Per questo motivo sono stati posizionati sul lato destro del canale tre pannelli luminosi, uno quadrato di dimensioni 595x595 mm e due rettangolari da 300x1200 mm. I pannelli sono stati stabilizzati e fissati al canale tramite l'utilizzo di morsetti e sono stati posizionati in maniera tale da coprire interamente in lunghezza i moduli 4 e 5 e parzialmente il modulo 3 (dove è posizionata la paratoia). Il pannello quadrato è posizionato in modo tale da illuminare lo sfondo del terzo modulo non solo a valle della paratoia, ma anche a monte, in quanto, come enunciato dalla teoria di Ritter presentata nel Capitolo 1, l'onda di dam-break si propaga anche verso monte. Esso copre circa per 2/3 la parte a valle della paratoia e per 1/3 quella a monte. Il pannello che illumina lo sfondo del modulo 4 è parzialmente sovrapposto al pannello quadrato, in modo da illuminare anche la parte terminale del modulo 3 lasciata "buia". L'ultimo pannello rettangolare illumina tutto il modulo 5 e, per ragioni di lunghezza, parte del 6, che però non verrà considerato nelle analisi del profilo poiché non rientra nel campo ottico delle videocamere.

Oltre ai pannelli luminosi, per evitare che eventuale luce naturale presente sulla parte di sfondo non illuminata potesse ridurre il contrasto e quindi complicare il processo di riconoscimento della superficie libera, si è deciso di costruire un telaio, interamente realizzato in legno, da posizionare sul lato destro del canale e parallelamente alla canaletta, sui cui appendere un telo di colore nero 13x13 m. Il telaio è composto da un cassone alla base di dimesnione 350x40 cm a cui sono state fissate verticalmente tramite viti due elementi di legno di alti 4 m circa; su di esse è poggiata una trave lunga circa 3.8 m, anch'essa fissata tramite viti ai

due pilastri del telaio. Il telo nero è stato infine ripiegato tre volte su sè stesso e appeso alla trave in legno tramite tre morsetti.

Il riconoscimento dell'onda in presenza di macroscabrezze avviene invece sfruttando l'illuminazione del pelo libero attraverso una luce laser. Il dispositivo laser, potente 200 mW, emette un piano di luce verde, longitudinale al canale, di ampiezza  $30^\circ$ , generato tramite un'apposita lente posta sull'obiettivo del dispositivo. Tale luce permette di illuminare e riconoscere il pelo libero ad una distanza di 2 cm dal vetro sinistro e per una lunghezza di circa 2.5 m a valle della paratoia. Il dispositivo è composto da un alimentatore e di un generatore di luce. i due sono posti su un telaio in acciaio posto al termine dell'ultimo modulo. L'alimentatore è fissato ad una piccola tavola di legno posta sul traverso del telaio, mentre, al di sotto del traverso, è stata inserita una barra filettata su cui è stata avvitata una piastrina d'acciaio; su tale piastrina è stato fissato il generatore di luce tramite 4 viti. La piastrina è stata posizionata con un angolazione tale da permettere al fascio laser di illuminare la lunghezza di canale desiderata. Per rendere più

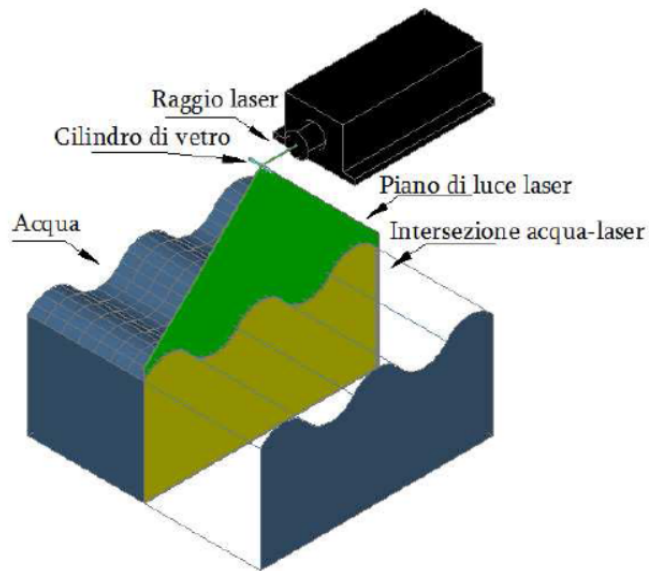


Figura 3.6. Schema di funzionamento del dispositivo laser

marcato il pelo libero in fase di riconoscimento, si è deciso di mantenere il telo nero sul lato destro del canale e, in aggiunto, di colorare l'acqua invasata con delle pastiglie di rodamina, un particolare colorante che riemette luce di colore giallo intenso se eccitato con luce di tonalità verde (Figura ??). I tre pannelli luminosi sono stati invece rimossi. Per rendere ulteriormente visibile il profilo dell'onda, le prove sono state eseguite di sera (tendenzialmente dalle 17:00 in poi), in modo da avere come unica illuminazione quella del laser, evitando così eventuali riflessi di luce, proveniente dalle finestre presenti alle spalle delle videocamere, sui vetri. Dopo aver presisposto tutti questi strumenti si procede con l'esecuzione delle prove, prima con fondo libero e poi con l'introduzione di macroscabrezze.



Figura 3.7. Foto del telaio su cui è poggiato il laser

### 3.3 Esecuzione delle prove

Le prove di dam-break, sia con fondo libero sia con macroscabrezze, sono state eseguite con altezze d'acqua a monte della paratoia di 15 cm, 20 cm, 25 cm e 30 cm. Date le diverse tecniche utilizzate per il riconoscimento descritte nel paragrafo precedente, le modalità con cui sono state eseguite le prove con e senza macroscabrezze presentano alcune differenze. Un punto in comune riguarda il posizionamento della griglia.

Prima di eseguire la prova n.1, con pannelli luminosi accessi, sono stati posizionati sulle facce esterne dei vetri dei moduli di interesse dei fogli di plastica acetati di formato A3, sui quali è stata stampata una griglia rossa con maglie quadrate di lato 1 cm. I fogli sono attaccati al vetro con del nastro carta e sono stati sovrapposti in maniera tale da ricoprire la parte di vetro con sfondo illuminato e in modo che i lati delle maglie rimanessero di 1 cm, come mostrato in Figura 3.10. Dopodiché vi sono state scattate alcune foto con le videocamere. Le griglie fungono da sistema di riferimento per la conversione delle lunghezze sul fotogramma espresse in pixel in lunghezze in cm.

Di seguito vengono ora esposte le modalità specifiche con cui sono state effettuate le prove con diversa scabrezza.

#### 3.3.1 Prove senza macroscabrezze

Prima di procedere con ogni prova, accertatisi che il fondo del canale sia asciutto, il canale viene regolato attraverso delle livelle in modo che il fondo abbia

pendenza pendenza nulla. L'assenza di acqua sul fondo serve per evitare che la scabrezza venga alterata, modificando così la geometria dell'onda di piena.

Una volta regolato il fondo, la paratoia viene abbassata e si procede alla sua impermeabilizzazione con il nastro americano sui lati a contatto col vetro e con del mastice ai due vertici (Figura 3.4). Il nastro viene sistemato in modo che per  $2/3$  della sua larghezza sia attaccato al vetro e per  $1/3$  sul vetro, in modo che, in fase di sollevamento, rimanga attaccata alla paratoia e non al vetro, poiché, in caso contrario, può ostacolare il deflusso nel canale e ostruire la visibilità del profilo dell'onda. Anche il mastice per gli stessi motivi viene sistemato in modo da avere un maggiore contatto con la paratoia. Il nastro americano viene sostituito in ogni prova, in quanto all'apertura della paratoia esso si danneggia riportando alcuni strappi e perdendo la capacità adesiva per via del contatto con acqua. Il mastice può essere invece riutilizzato in ogni prova.

Dopo l'impermeabilizzazione, la parte di canale a monte della paratoia viene riempita fino a raggiungere il livello voluto e, parallelamente, viene acceso il compressore che alimenta il pistone per potervi convogliare aria con pressione 11 bar, in maniera tale da permettere l'apertura istantanea della paratoia e riprodurre così un corretto dam-break.

Fatto questo, i pannelli luminosi e le tre videocamere vengono accesi. La registrazione viene fatta partire con un telecomando universale che permette di controllarle contemporaneamente, avendo così filmati con stesso istante iniziale e della stessa durata che saranno più semplici da gestire nella fase di analisi.

La registrazione ha inizio e, azionando la leva del compressore, l'aria viene convogliata nel pistone. Viene così simulato il dam-break. La registrazione procede finché l'onda non si stabilizza assumendo un profilo orizzontale. Terminata la prova, i filmati vengono trasferiti dalle videocamere al PC per procedere così con l'analisi dei fotogrammi.

Per favorire l'asciugatura del canale in vista delle prove successive, esso viene riportato a pendenza non nulla, in modo da agevolare l'allontanamento di acqua ristagnante sul fondo; in aggiunta viene anche utilizzato un ventilatore (opportunamente poggiato sul canale e puntato verso il fondo) per accelerare l'evaporazione dell'acqua.

### 3.3.2 Prove con macroscabrezze

Terminata le 12 prove descritte nel paragrafo precedente, sono state inserite delle macroscabrezze nel canale per procedere con altre 12 prove.

Le macroscabrezze, che sono state vincolate al fondo del canale tramite del sigillante MS, sono costituite da bastoncini cilindrici in PVC lunghi 10 cm, avvitati su una base rettangolare di 250x14 cm in PVC. I bastoncini sono disposti per file; esse sono distanziate 3.5 cm l'una dall'altra, come anche i bastoncini all'interno di una stessa fila, inoltre ogni fila è sfalsata in orizzontale di 1.75 cm rispetto alla fila contigua, come è possibile notare dalla Figura 3.8. Nel canale sono state inserite 6 lastre, disposte a 0 cm dal paramento di valle della paratoia, in maniera da occupare un'area di 500x42 cm, lasciando quindi liberi a destra e a sinistra, a ridosso dei vetri, due spazi liberi di 4 cm. Questa disposizione è giustificata dalla necessità di avere uno spazio libero da ostruzioni per poter utilizzare il fascio laser e illuminare senza problemi il pelo libero.

I pannelli luminosi sullo sfondo sono stati inoltre rimossi, non necessitando più di uno sfondo chiaro ma, al contrario, di uno scuro. Proprio per questo motivo,





Figura 3.8. Foto che riprende la disposizione delle macroscabrezze nel canale e la loro orditura

per ridurre eventuale inquinamento luminoso e far risaltare il pelo libero in fase di registrazione, le prove vengono eseguite di sera, dalle 17:00 in poi.

Per l'esecuzione di queste prove non è più necessario che il fondo sia ben asciutto. Infatti, la diminuzione di attrito dovuta ad un velo d'acqua è del tutto trascurabile rispetto all'incremento di resistenza offerto dalle macroscabrezze. Questo permette di eliminare i tempi di attesa tra una prova e l'altra.

l'impermeabilizzazione della paratoia, il riempimento del canale e la pressurizzazione dell'aria vengono eseguite analogamente con quanto descritto per le prove senza macroscabrezze. In aggiunta si procede alla colorazione dell'acqua.

Per colorare l'acqua viene utilizzato un particolare colorante, la rodamina, che, disciolto, fornisce all'acqua la capacità di riemettere luce di colore giallo scuro qualora colpita da luce di tonalità verde. Il colorante è fornito in pastiglie che vengono prima disciolte in una bacinella contenente 5 litri di acqua e, successivamente, viene riversato il tutto nell'acqua invasata a monte della paratoia. Viene quindi mescolato il tutto per circa 10 minuti, in modo da disperdere omogeneamente il colorante. Fatto ciò, prima di procedere con la prova, è necessario attendere che le onde generate dal mescolamento si siano attenuate. Ristabilito il carico a monte della paratoia, si accende il dispositivo laser, si spengono le luci e si avvia la registrazione. Una volta che l'acqua è defluita interamente nel canale è possibile procedere subito effettuando un'altra prova.



Figura 3.9. Foto del modello con macroscabrezze prima dell'esecuzione della prova

### 3.4 Analisi dei fotogrammi

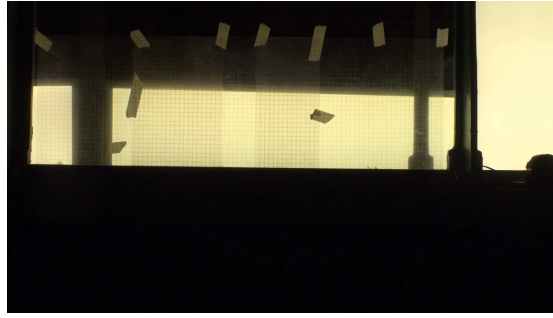
L'analisi dei fotogrammi, nonché l'estrazione stessa dei fotogrammi dai filmati, è stata interamente svolta attraverso il software MATLAB<sup>®</sup>.

Il processo di analisi che porta all'elaborazione dei dati finali si articola in 5 fasi:

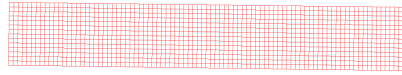
- Il riconoscimento della griglia;
- Il riconoscimento del pelo libero dell'onda per ogni istante temporale;
- La conversione delle lunghezze da pixel a cm;
- L'assemblaggio, per ogni prova, dei risultati ottenuti da ogni videocamera e in confronto con il profilo teorico di Ritter;
- La media dei risultati di ogni prova con uguale altezza d'acqua a monte della paratoia.

Il riconoscimento della griglia (operazione ripetuta tre volte, una per modulo) è basato sull'individuazione sull'immagine dei pixel rossi che costituiscono le rette orizzontali e verticali della griglia. L'eccessivo contrasto luminoso tra sfondo e griglia fa però sì che i pixel che compongono la griglia risultino sull'immagine di un color senape, come si può leggermente notare in Figura 3.10 (a). Per poter conoscere le tonalità di questi pixel viene utilizzato il comando "impixel", dell'Image Processing Toolbox di MATLAB, che fornisce i valori RGB (Red, Green and Blue) del pixel selezionato. Vengono selezionati pixel in diverse parti dell'immagine (in alto a sinistra, in basso a sinistra, in basso a destra, in alto a destra e al centro) appartenenti ai nodi e alle rette orizzontali e verticali della griglia. I pixel che rientrano nell'intervallo di valori ricavati RGB vengono così isolati, ottenendo la griglia finale (Figura 3.10 (b)).

L'iter per il riconoscimento del profilo dell'onda ai diversi istanti è diverso nei due casi con e senza macroscabrezze, sebbene il ragionamento fatto per la stesura degli script è pressoché simile.



(a)



(b)

Figura 3.10. Foto della griglia del modulo 2 (a) e griglia riconosciuto (b) colorata di rosso

Prima di tutto è necessario isolare i singoli fotogrammi da ogni video, operazione possibile tramite il comando "VideoReader" di MATLAB (Si veda l'APPENDICE). Per alleggerire il carico computazionale dell'operazione, i video vengono tagliati tramite il software Windows "Movie Maker", in modo da analizzarne solamente i primi 5 s, poiché non è nell'obiettivo di questo lavoro studiare tutto ciò che va oltre tale istante. Infatti, come noto dalla teoria di Ritter trattata nel Capitolo 1, L'onda di dam-break si propaga sia verso valle sia verso monte. L'onda che va verso monte, raggiunto l'inizio del canale, viene riflessa, andando così a propagarsi verso valle e a sommarsi all'onda di dam-break che già si stava propagando verso valle. Il tempo che l'onda che si propaga verso monte impiega per influenzare il profilo dell'onda di dam-break nel tratto di interesse, ovvero tra il paramento di monte della paratoia e la fine del modulo 6, è calcolato come il rapporto tra lo spazio che l'onda percorre (pari al doppio della distanza tra il paramento di monte della paratoia e l'inizio del canale) e la celerità dell'onda stessa:

$$t = \frac{x}{\sqrt{gh_0}} \quad (3.3)$$

l'onda che si propaga più velocemente è quello relativa al carico massimo (30 cm). Il tempo che essa impiega è quindi

$$t = \frac{x}{\sqrt{gh_0}} = \frac{2 \cdot 5}{\sqrt{9.81 \cdot 0.3}} = 5.83 \text{ s}$$

Tagliato il video, nel caso senza macroscabrezza, il profilo viene riconosciuto struttando il contrasto tra lo sfondo luminoso e il pelo libero che, proprio per via del forte contrasto, appare nei video come una linea scura. Analizzando ogni fotogramma dall'alto verso il basso il profilo viene quindi riconosciuto nel momento in cui vi è un passaggio da pixel chiaro a pixel scuro.

In questa situazione è molto frequente la presenza di "rumori" nell'immagine, dovuti principalmente alla presenza di schizzi d'acqua che, depositandosi sulla parte superiore del vetro, generano gocce che vengono visualizzate nei fotogrammi come punti neri. Per eliminarli e rendere il riconoscimento più efficiente, nel codice MATLAB viene introdotto un filtro che, seppur in modo grezzo, permette di ripulire l'immagine. Tale filtro impone una doppia lettura del fotogramma: nella prima viene riconosciuto il profilo secondo le modalità appena descritte, nella seconda invece, vengono calcolate la media (profilo medio) e lo scarto quadratico medio (sqm) del profilo individuato nella prima fase; si impone così il ritaglio della parte superiore di fotogramma che contiene pixel si trovano al di sotto della differenza tra media e sqm, ottenendo meno rumore nell'immagine.



Figura 3.11. Fotogramma estratto da un video relativo ad una prova senza macroscabrezza

In presenza di macroscabrezza invece si è presenza di uno sfondo scuro con superficie libera colorata e luminosa. Per ricondursi ad un ragionamento simile al caso precedente, ogni fotogramma è stato convertito in un'immagine in scala di grigi. In questo modo il profilo viene riconosciuto imponendo in passaggio scuro-chiaro, in maniera opposta al caso senza macroscabrezza.

Dopo aver ricostruito i profili, in entrambi i casi, sia con sia senza macroscabrezza, le coordinate immagine in pixel vengono trasformate in coordinate in cm, in modo da rielaborare la reale geometria dell'onda. L'operazione è stata possibile sovrapponendo la matrice griglia alla matrice immagine. La griglia, per migliorare la precisione della conversione, viene infittita, ricostruendo tutte le rette verticali possibili, in modo da riempire tutto lo spazio compreso tra gli estremi destro e sinistro della griglia; questa operazione è stata fatta interpolando linearmente attraverso delle istruzioni contenute nello script, senza fare affidamento a particolari comandi o tools.

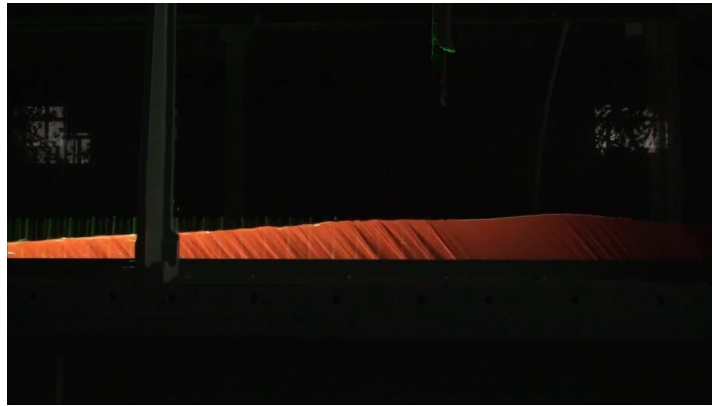


Figura 3.12. Fotogramma estratto da un video relativo ad una prova con macroscabrezze

I profili in dimensione reale così ottenuti dalle diverse videocamere in una stessa prova, vengono poi assemblati, ricostruendo l'onda complessiva propagatasi lungo i tre moduli. L'assemblaggio è possibile conoscendo la distanza tra l'estremo destro della zona ripresa dalla videocamera e il paramento di monte della paratoia (ovvero lo zero del sistema di riferimento usato fino ad ora).

Infine, poiché per ogni altezza d'acqua sono state effettuate 3 prove, i risultati vengono mediati, in modo da eliminare eventuali errori accidentali, ottenendo così un profilo d'onda con geometria più robusta da un punto di vista statistico.

### 3.5 Risultati

I risultati ottenuti dall'analisi descritta nel paragrafo precedente vengono analizzati. I risultati delle prove senza macroscabrezze vengono confrontati con i risultati teorici di Ritter, con lo scopo di valutare la corretta esecuzione delle prove sperimentali; vengono poi confrontati tra di loro i risultati delle prove con e senza macroscabrezze.

In assenza di macroscabrezze, per ogni altezza d'acqua viene riportato un grafico che rappresenta globalmente e in forma dimensionale l'evoluzione nel tempo dei profili teorici di Ritter e di quelli ricavati sperimentalmente. Vengono poi analizzati i profili relativi a tre istanti rilevanti da un punto di vista grafico. infine vengono confrontati ad un determinato tempo adimensionale i profili per le quattro diverse altezze.

Riguardo agli esperimenti con fondo dotato di macroscabrezze, i profili vengono rappresentati secondo le stesse modalità, eccezione fatta per i grafici globali, i quali sono stati omessi poiché renderebbero molto confusionario il confronto tra i profili. Tutti i grafici sono riportati nelle Figure seguenti.

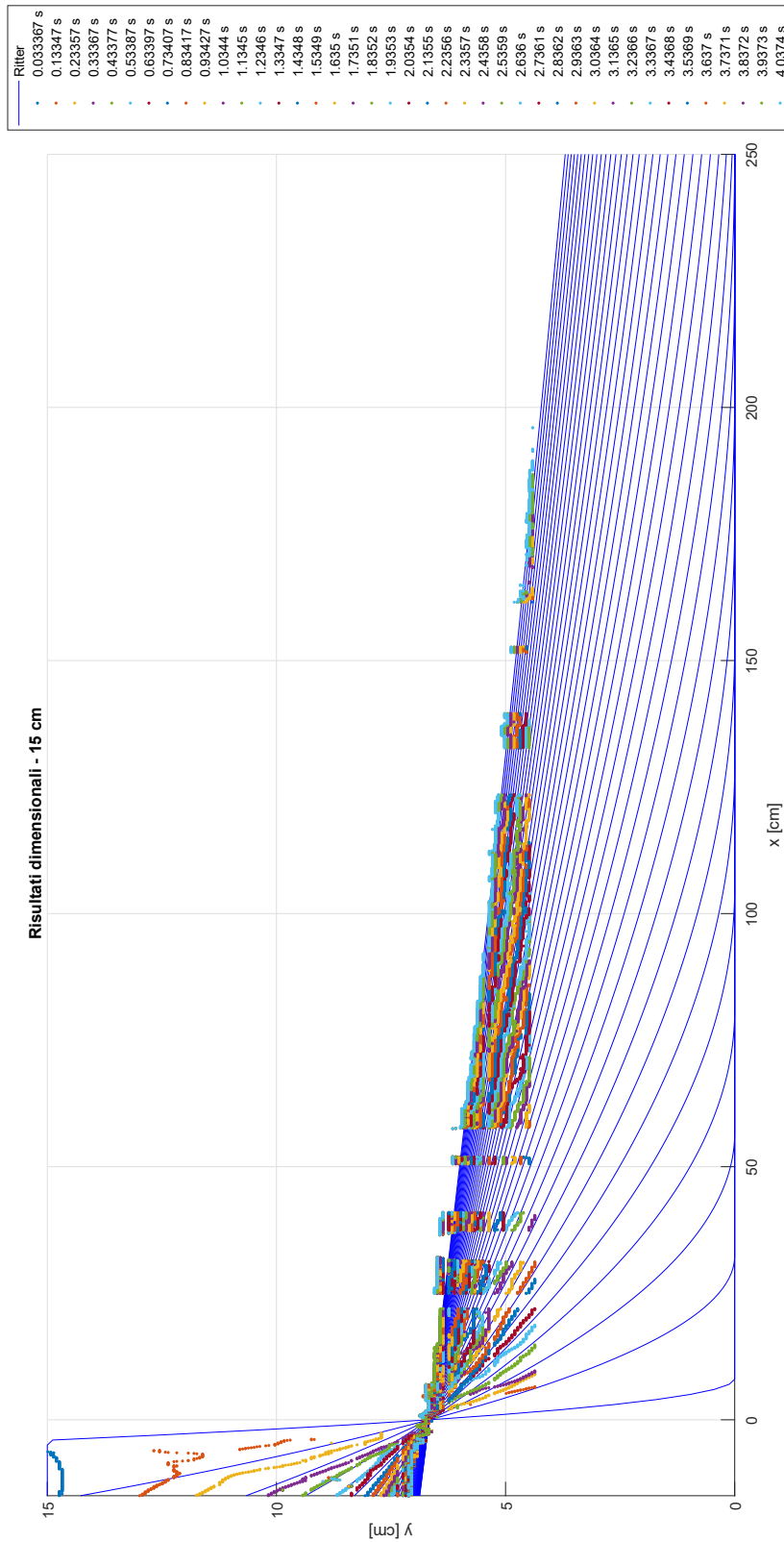
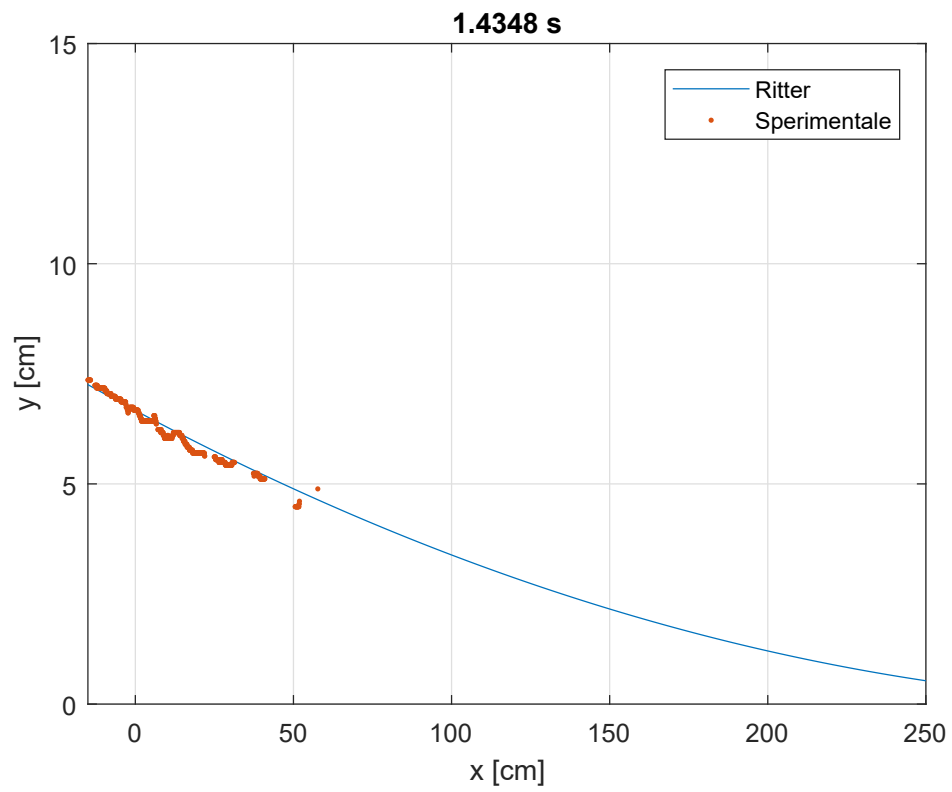
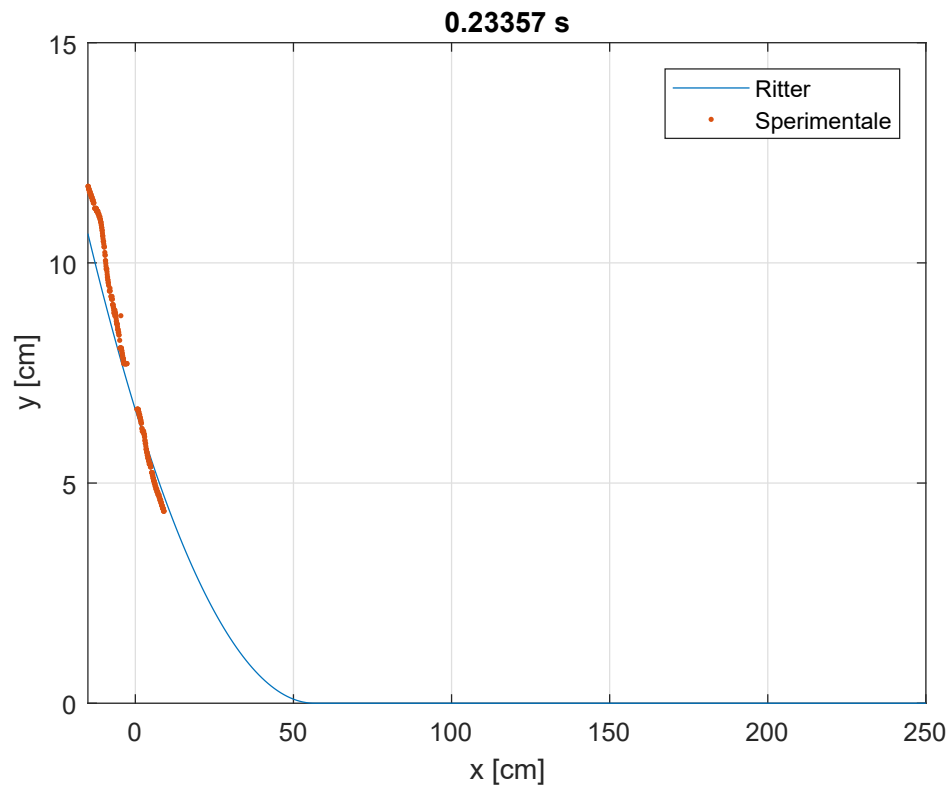
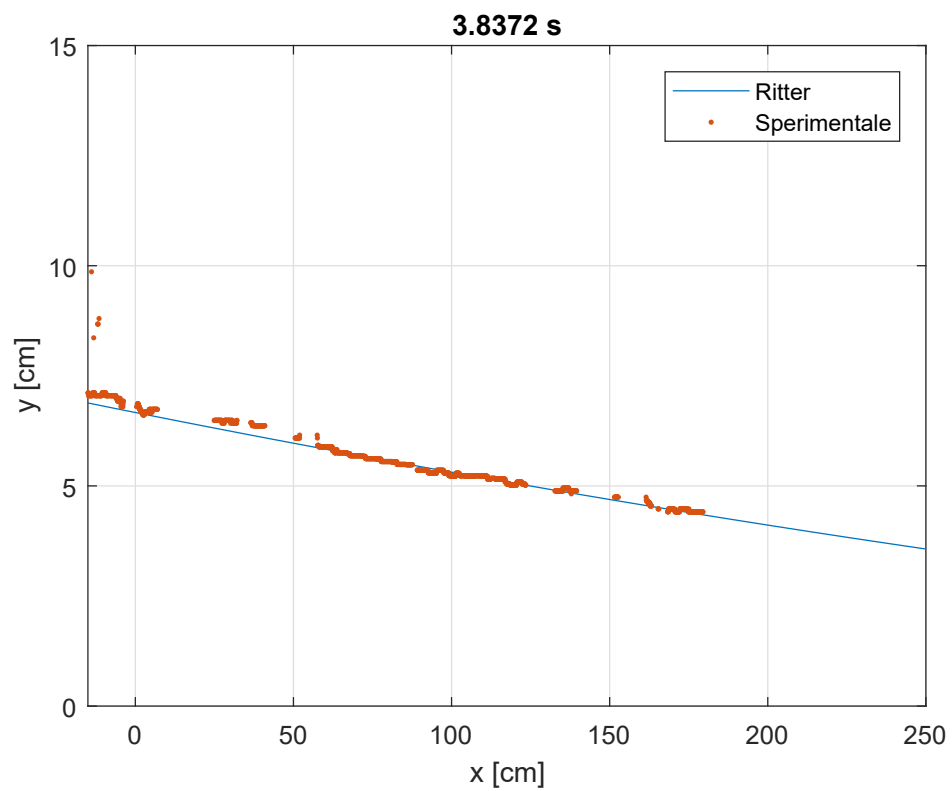
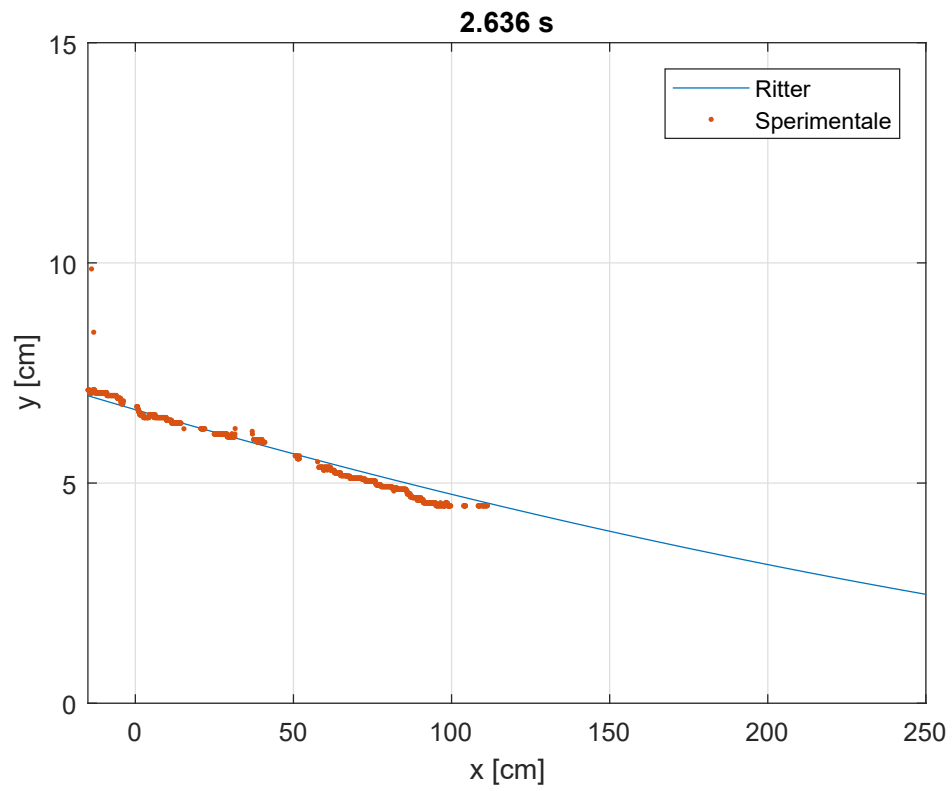


Figura 3.13. Evoluzione nel tempo dell'onda teorica di Ritter e dell'onda sperimentale, entrambe in forma dimensionale, con altezza iniziale a monte della paratoia  $h_0 = 15 \text{ cm}$







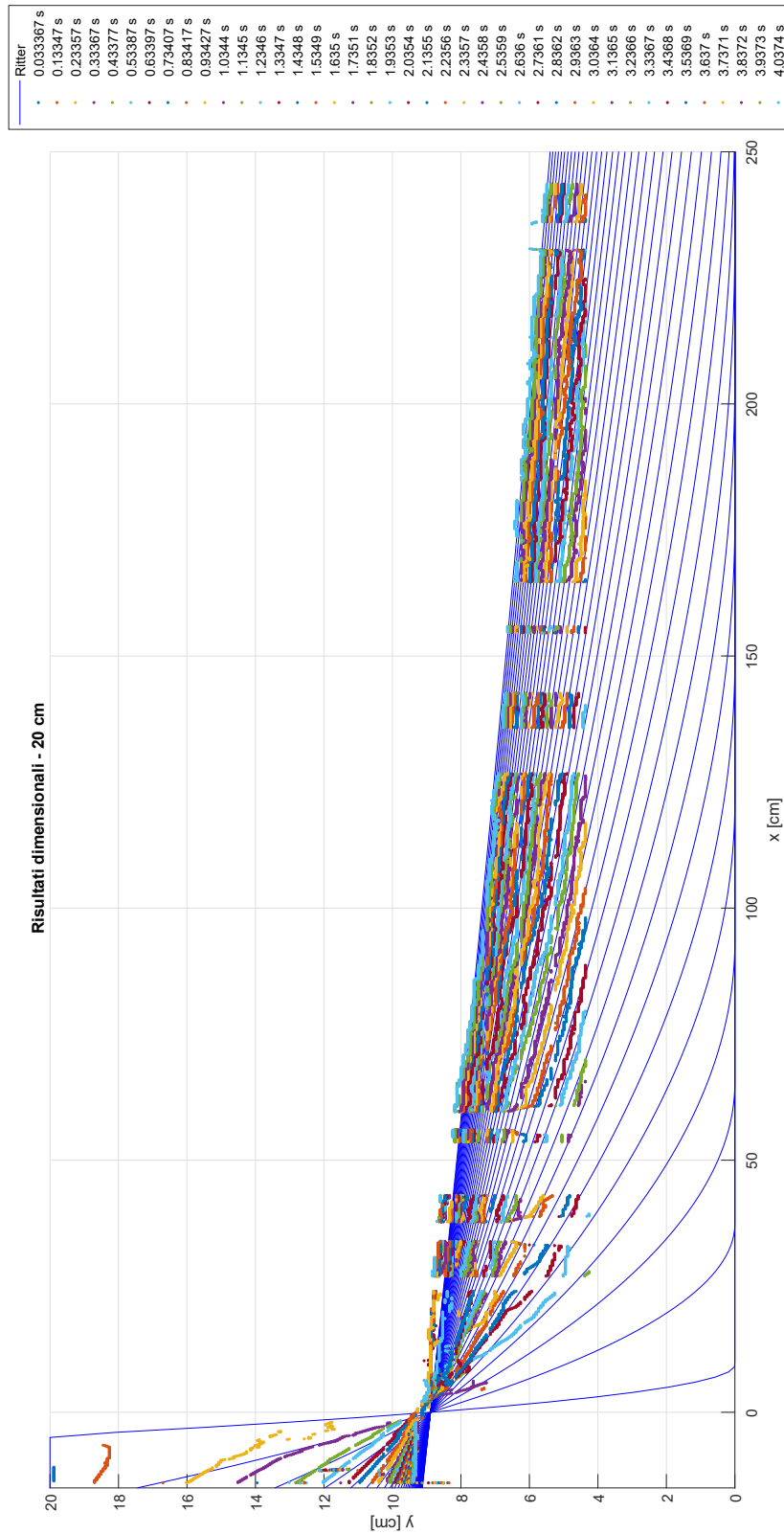
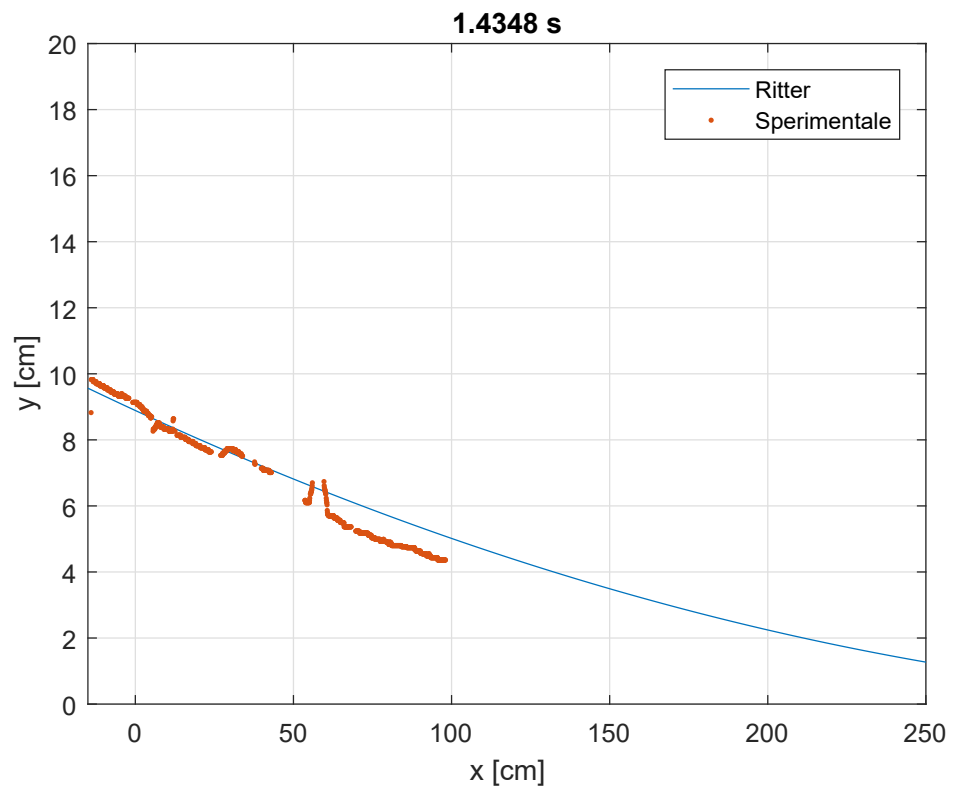
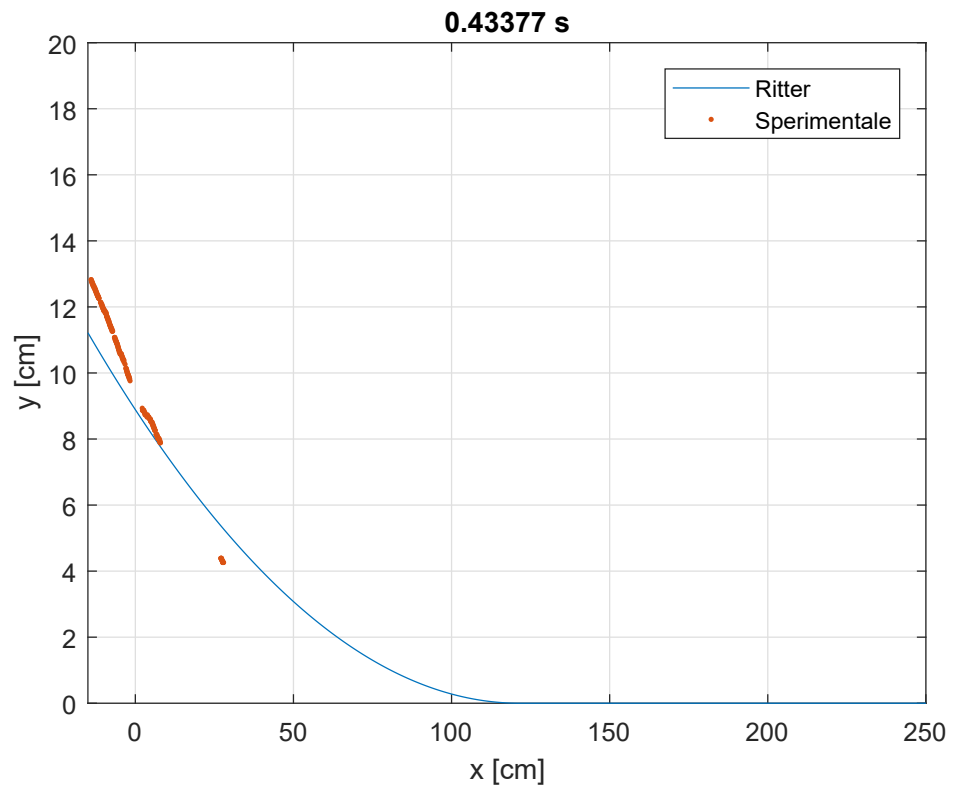
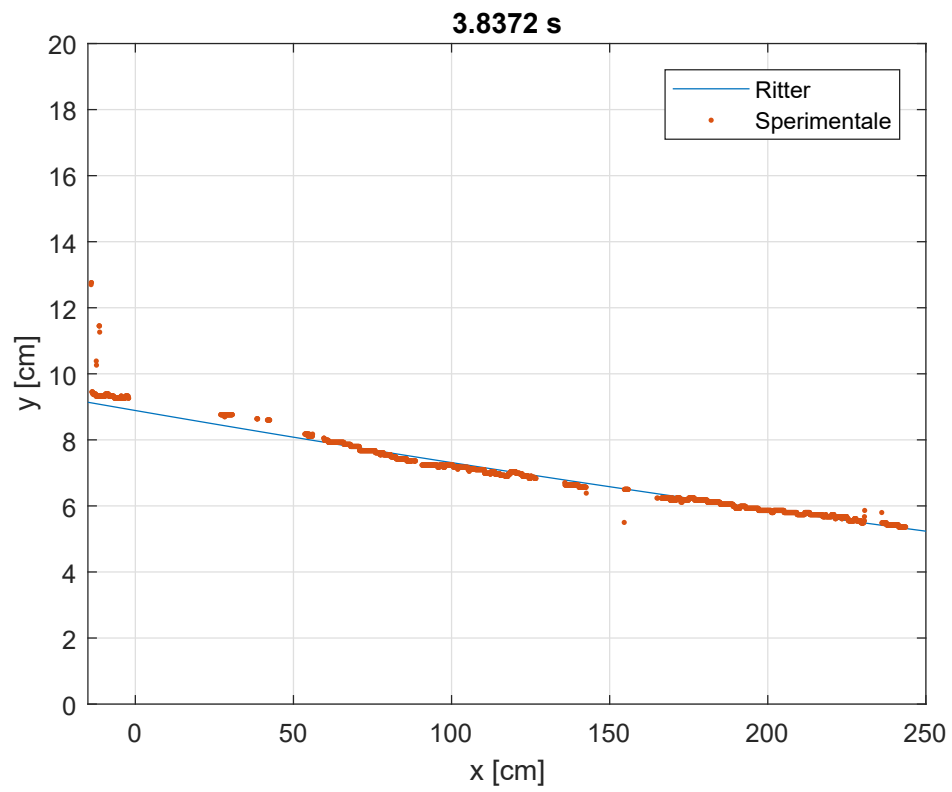
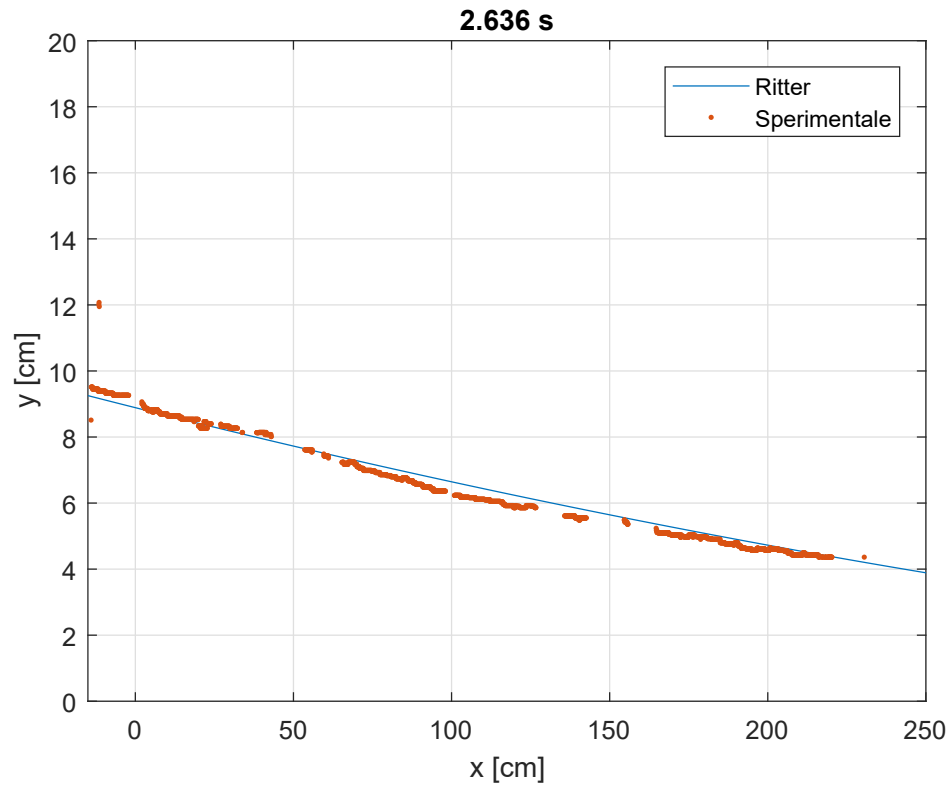


Figura 3.14. Evoluzione nel tempo dell'onda teorica di Ritter e dell'onda sperimentale, entrambe in forma dimensionale, con altezza iniziale a monte della paratoia  $h_0 = 20\text{ cm}$





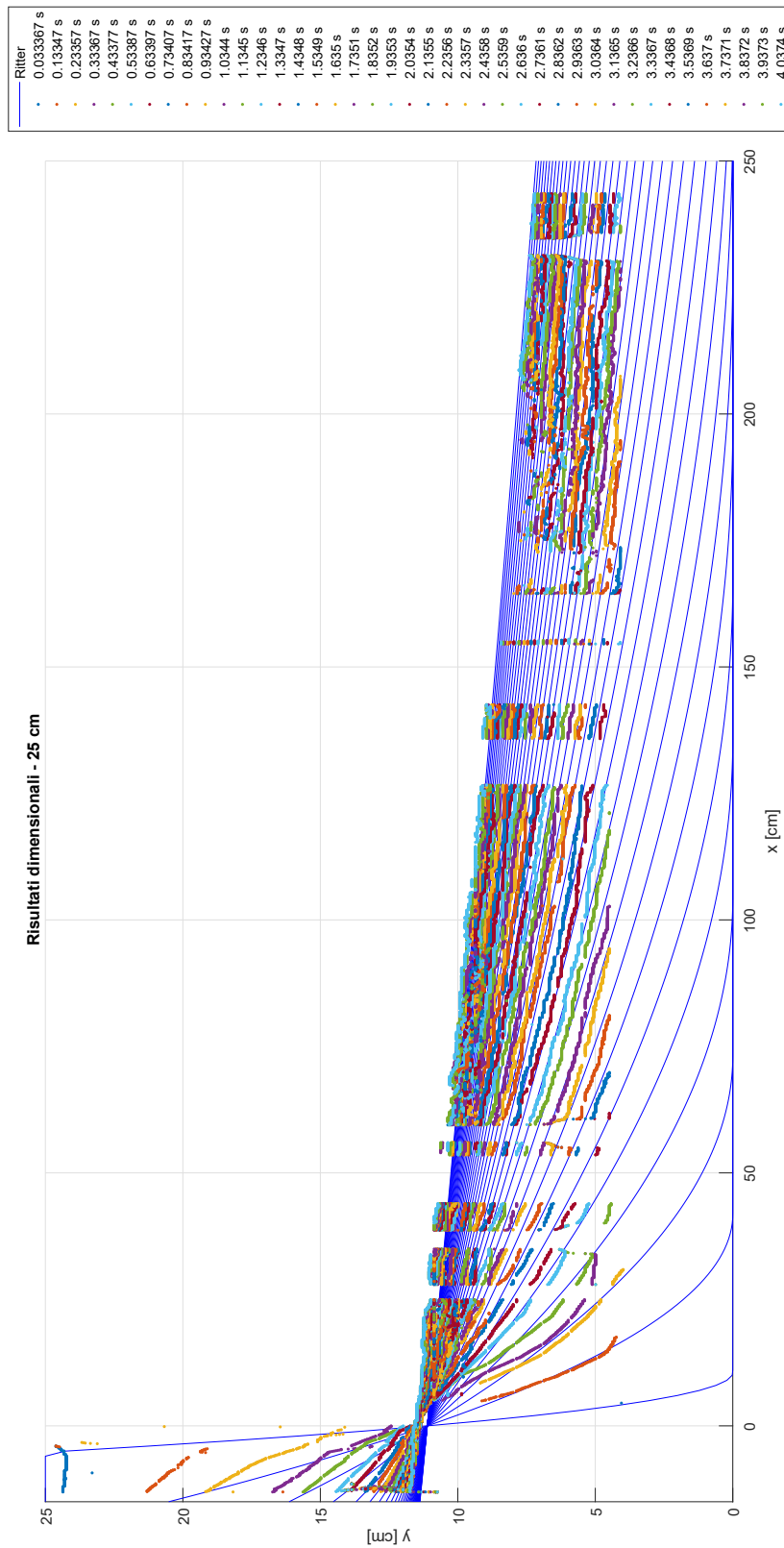
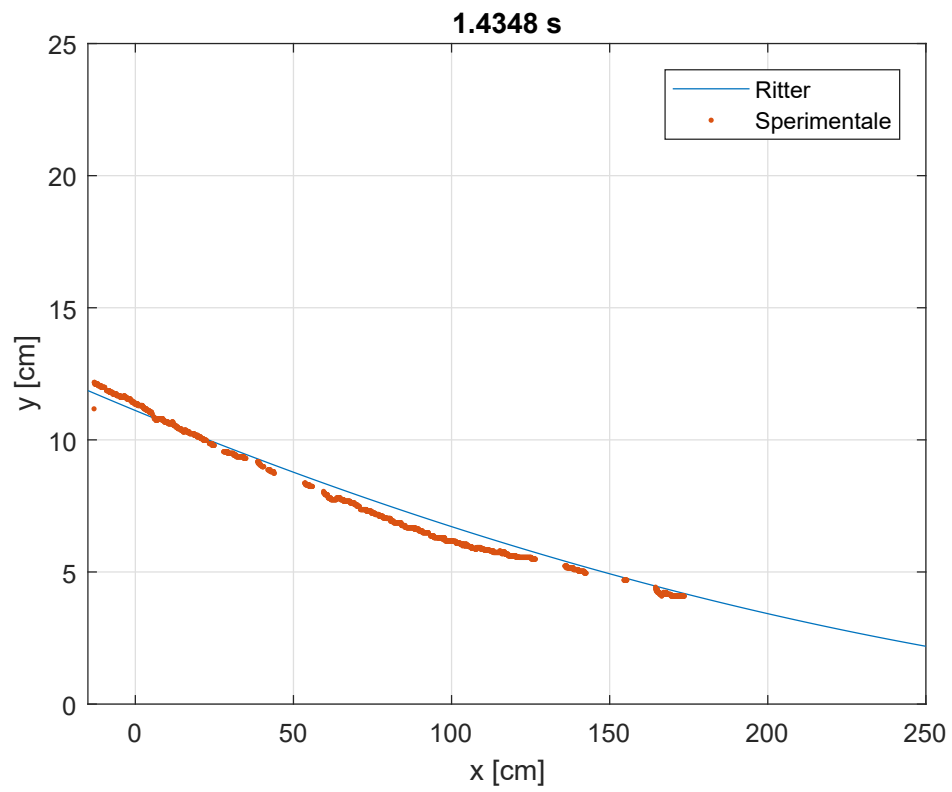
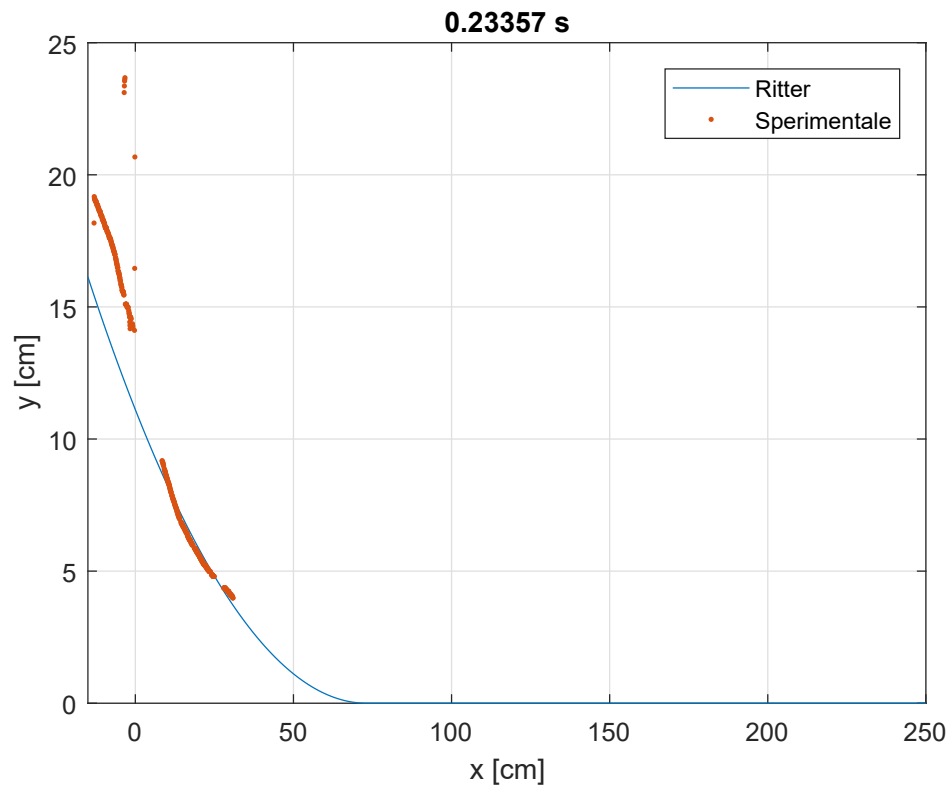
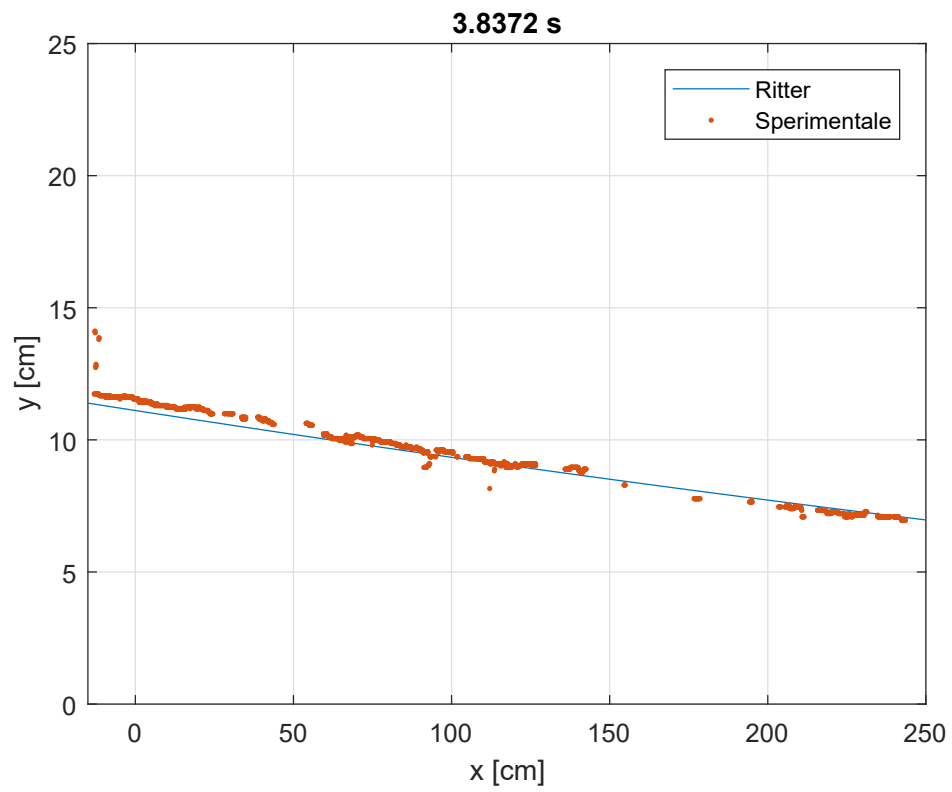
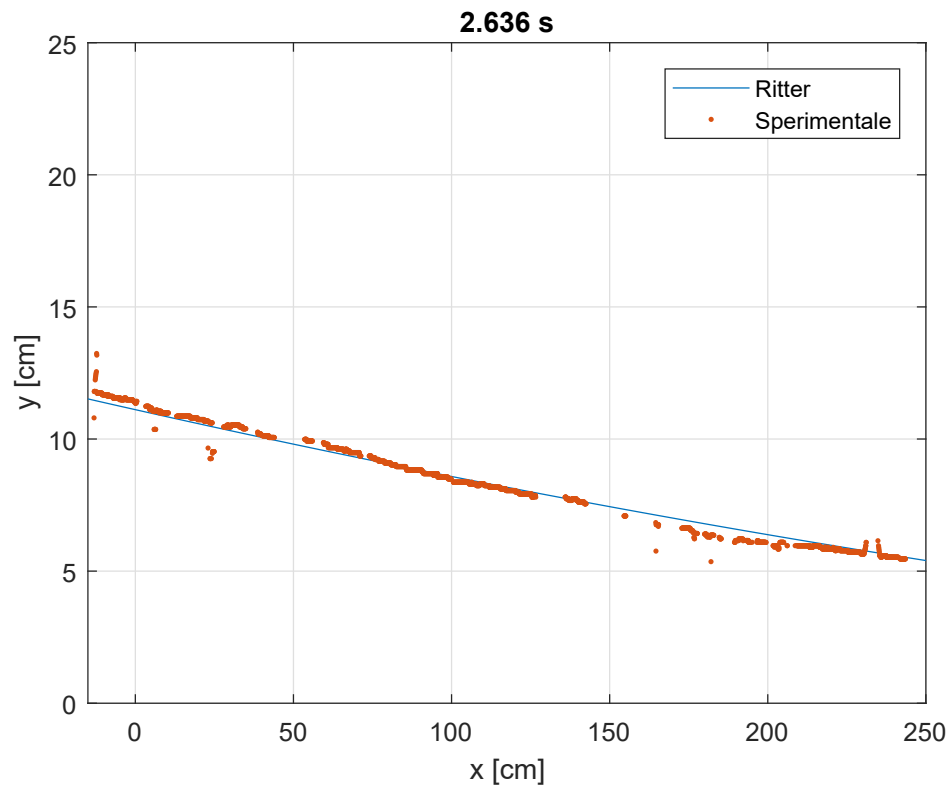


Figura 3.15. Evoluzione nel tempo dell'onda teorica di Ritter e dell'onda sperimentale, entrambe in forma dimensionale, con altezza iniziale a monte della paratoia  $h_0 = 25 \text{ cm}$





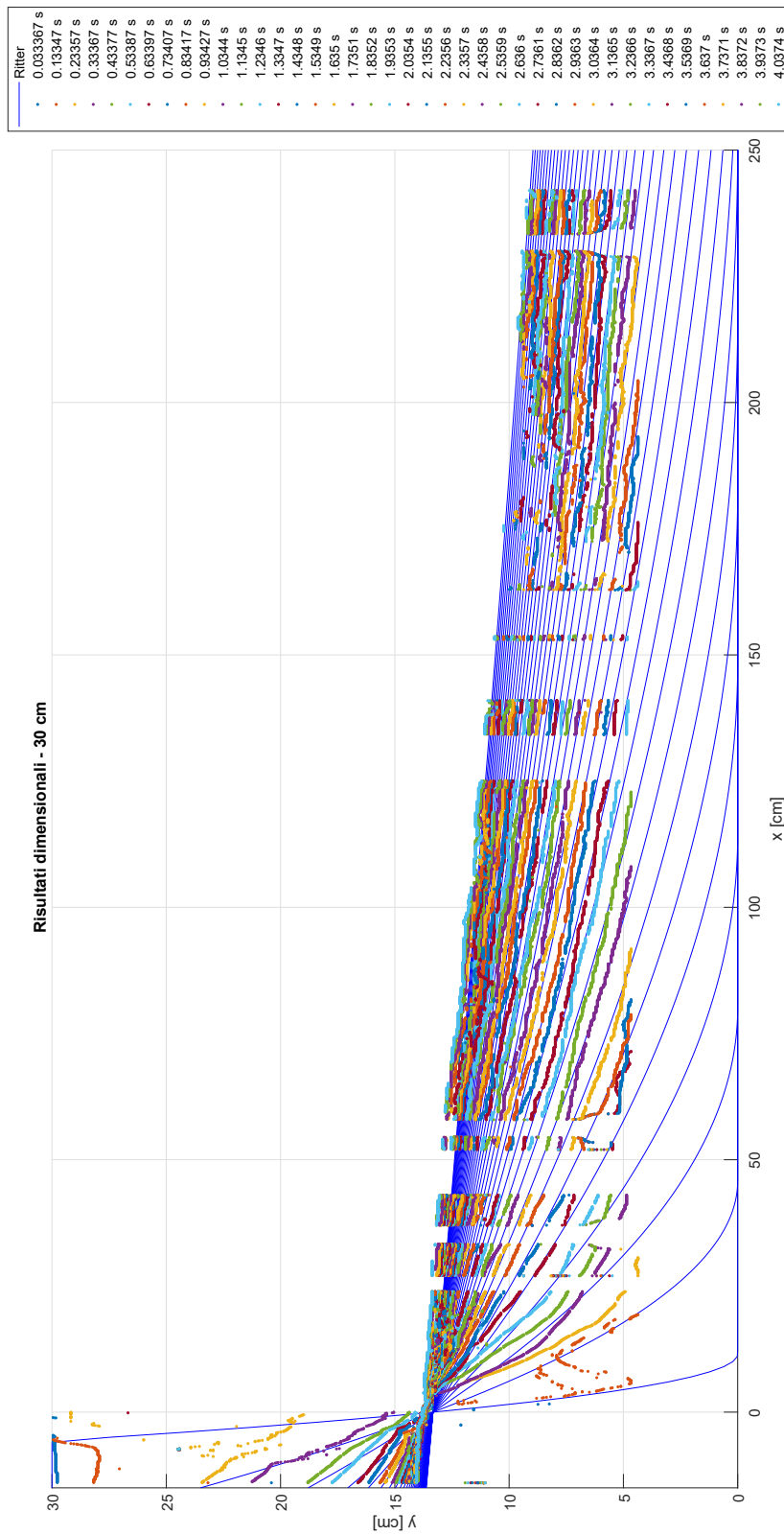
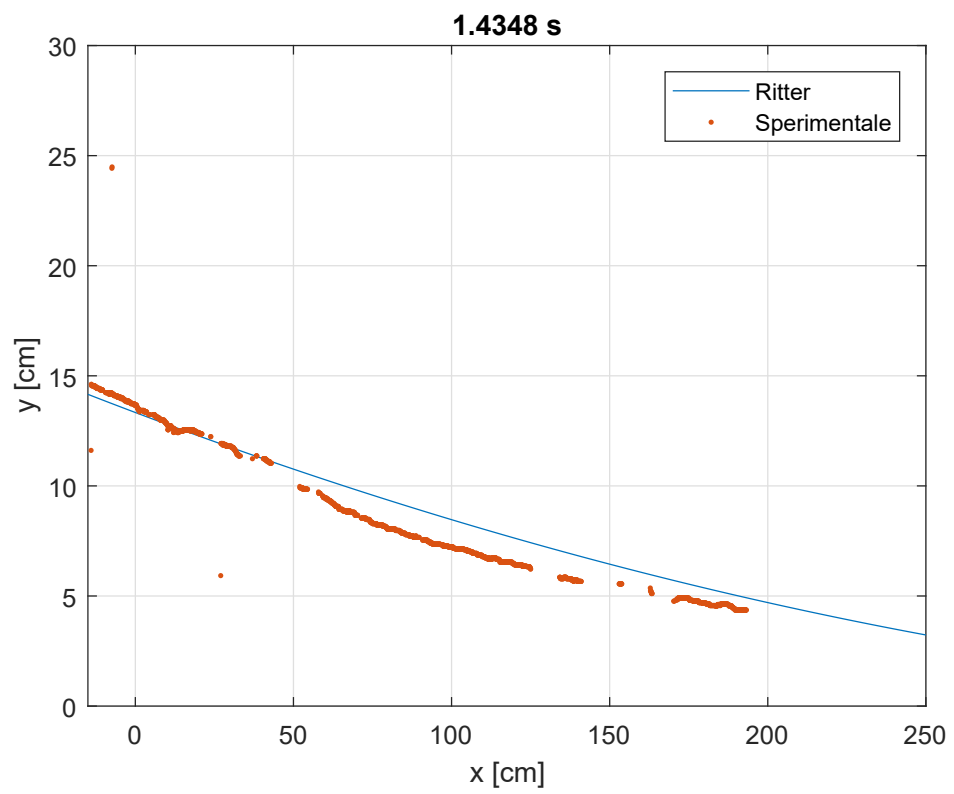
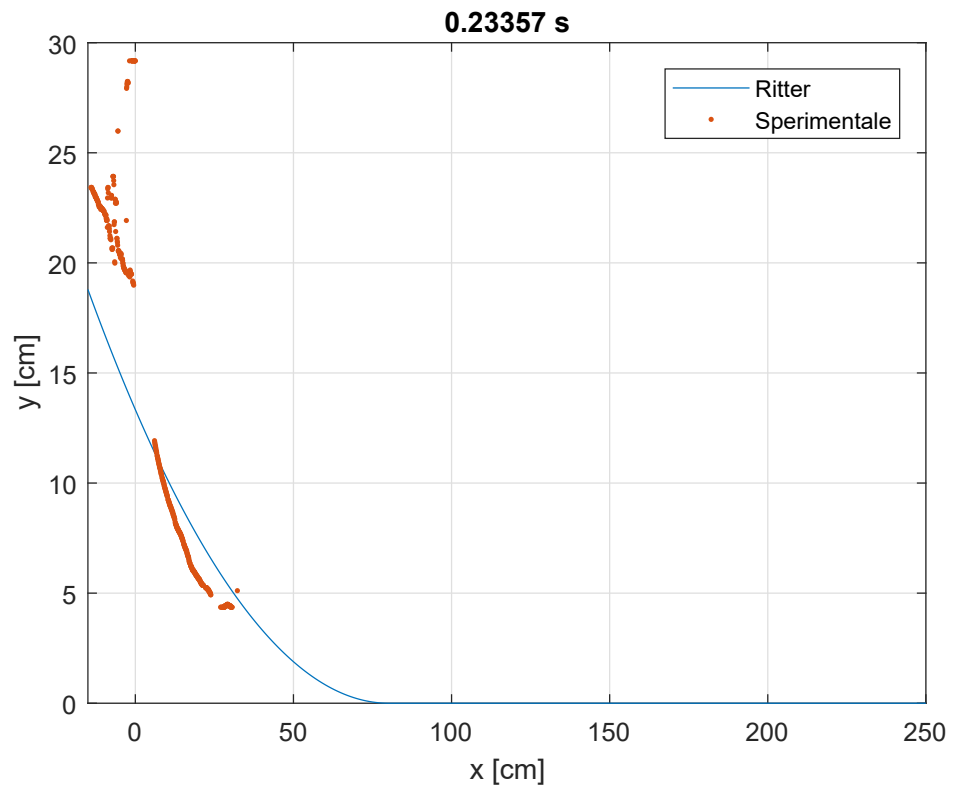
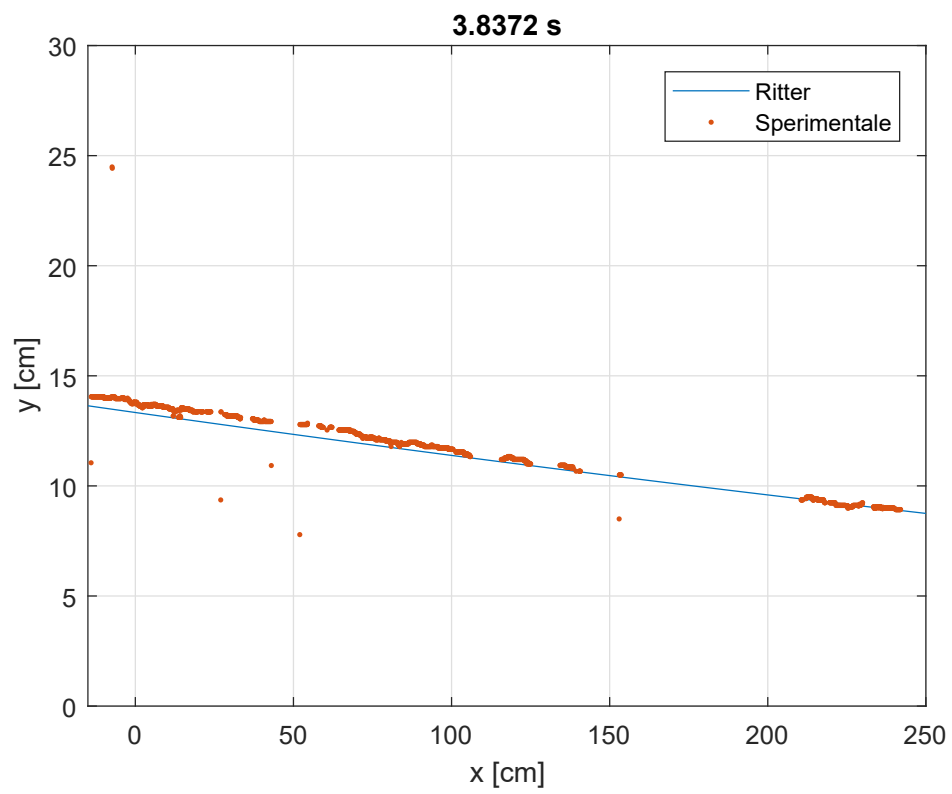
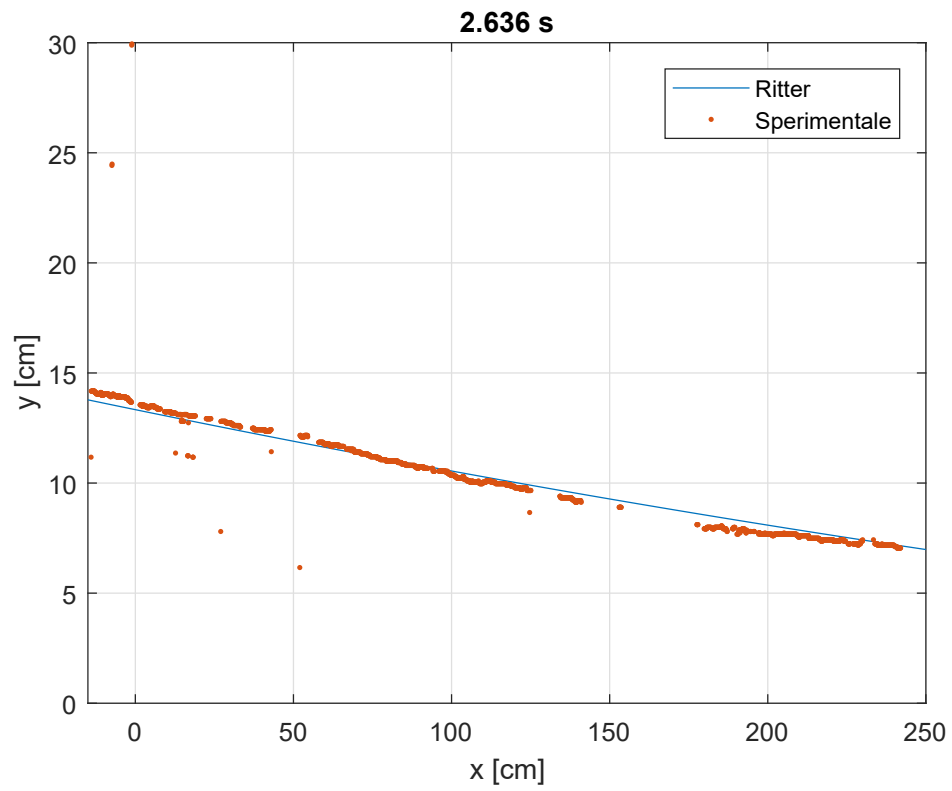
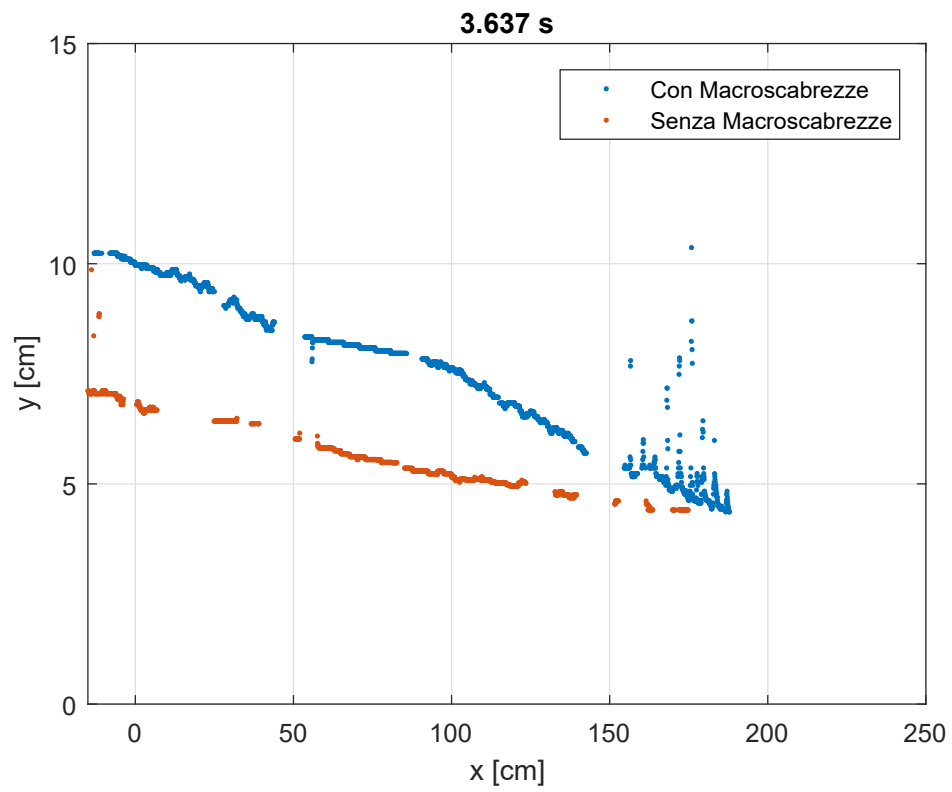
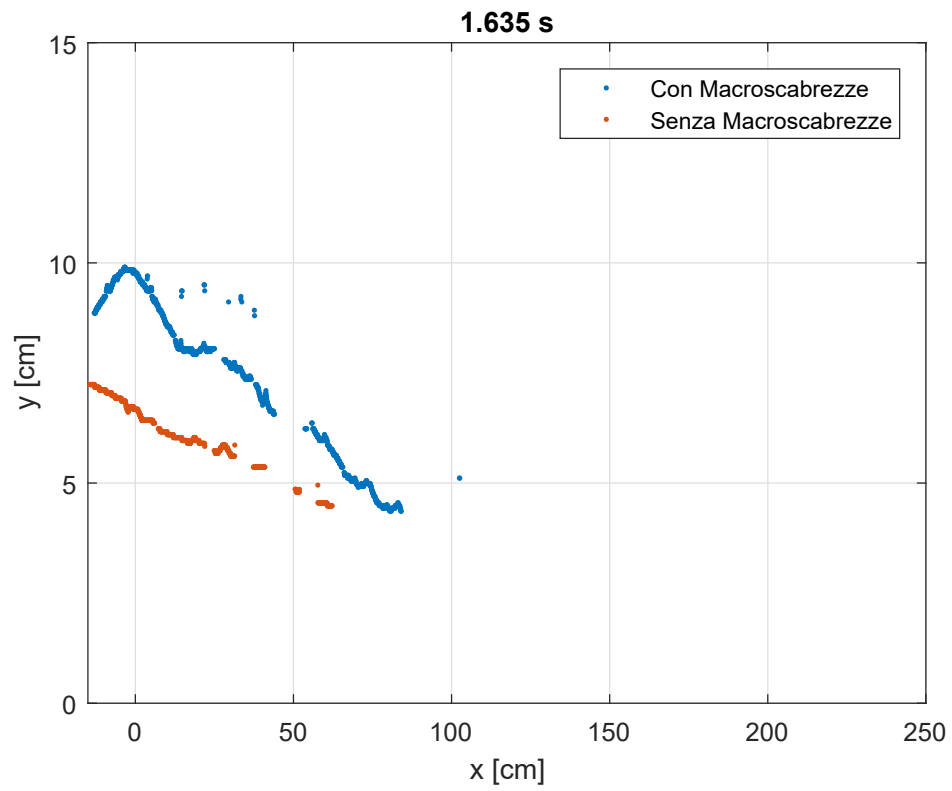


Figura 3.16. Evoluzione nel tempo dell'onda teorica di Ritter e dell'onda sperimentale, entrambe in forma dimensionale, con altezza iniziale a monte della paratoia  $h_0 = 30\text{ cm}$









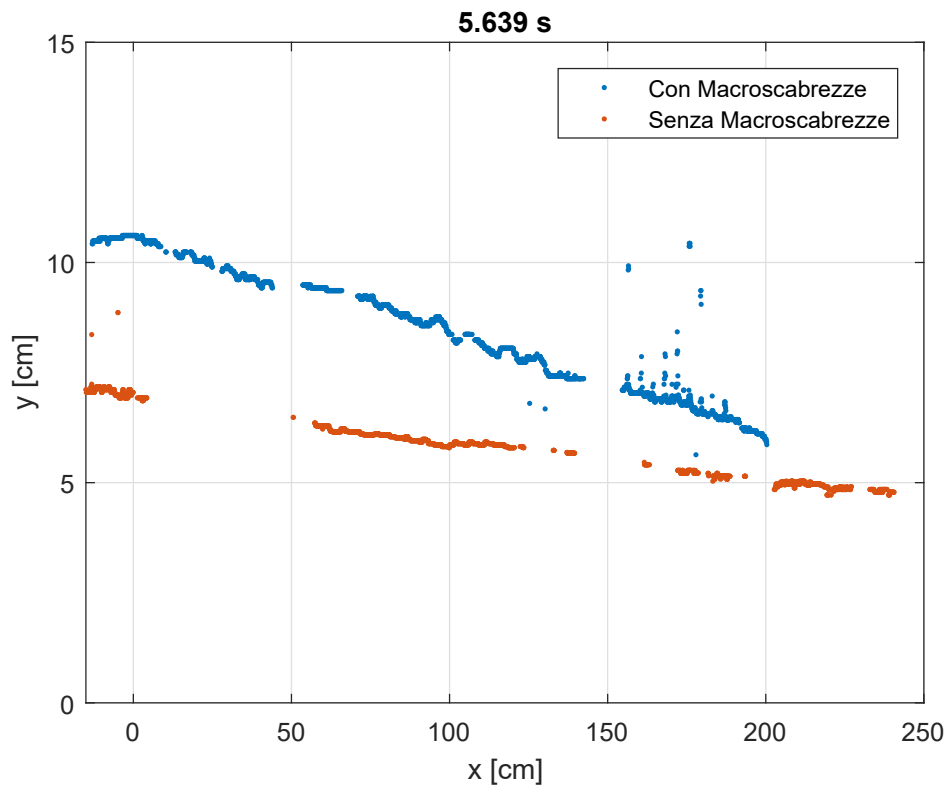
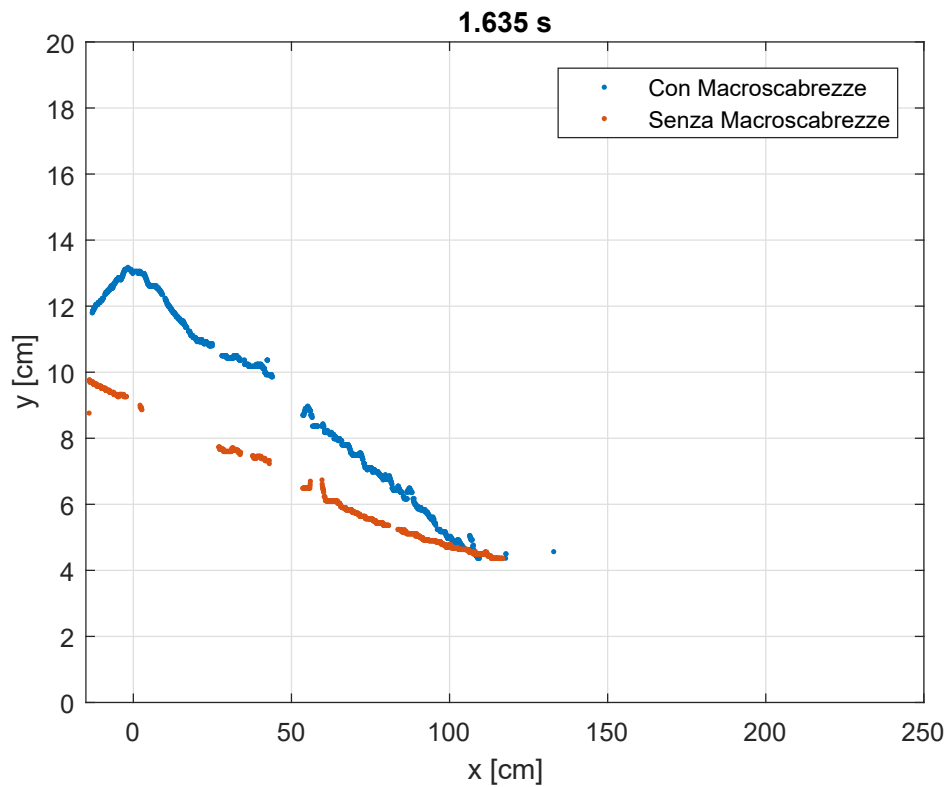


Figura 3.17. Confronto, in tre diversi istanti, tra i profili d'onda con e senza macrobubbles per  $h_0 = 15\text{cm}$



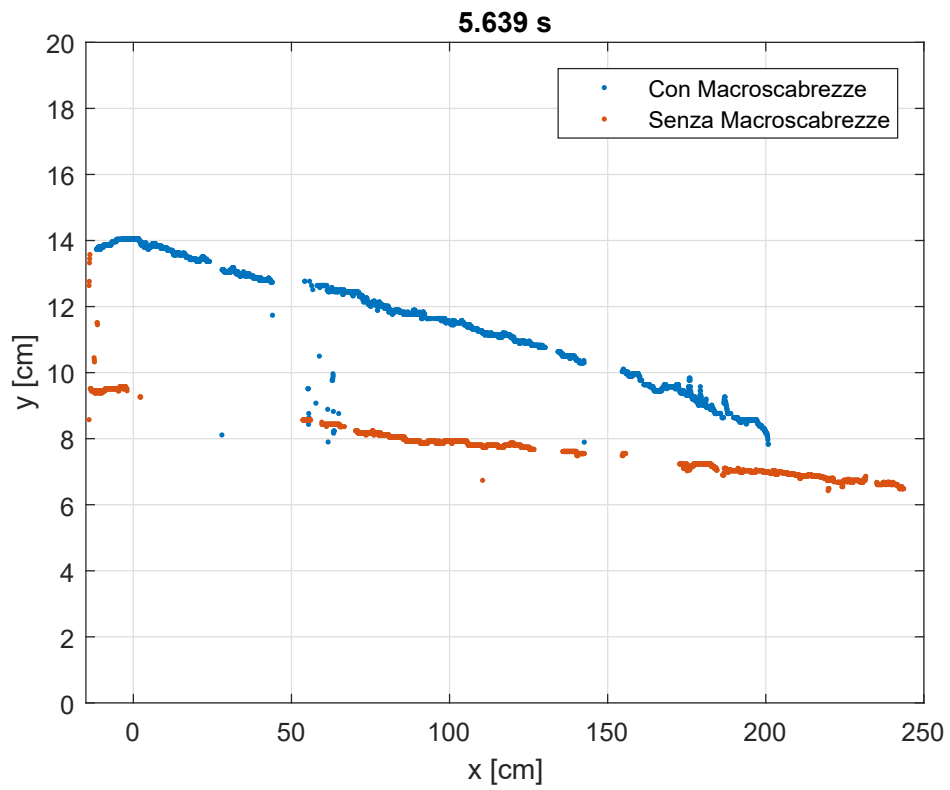
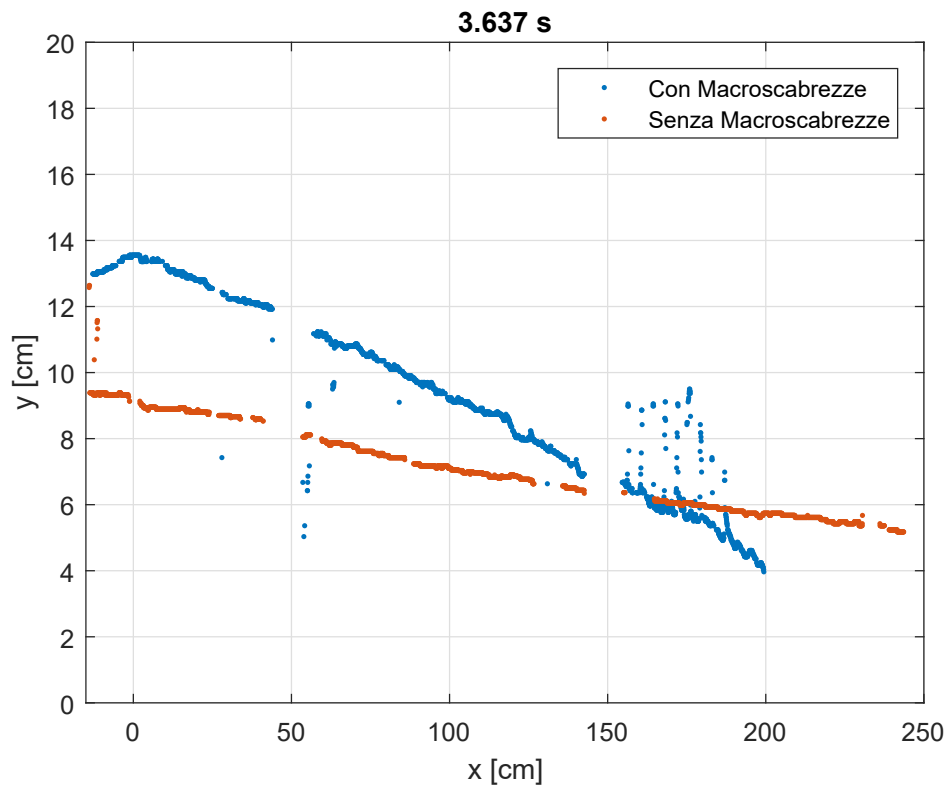
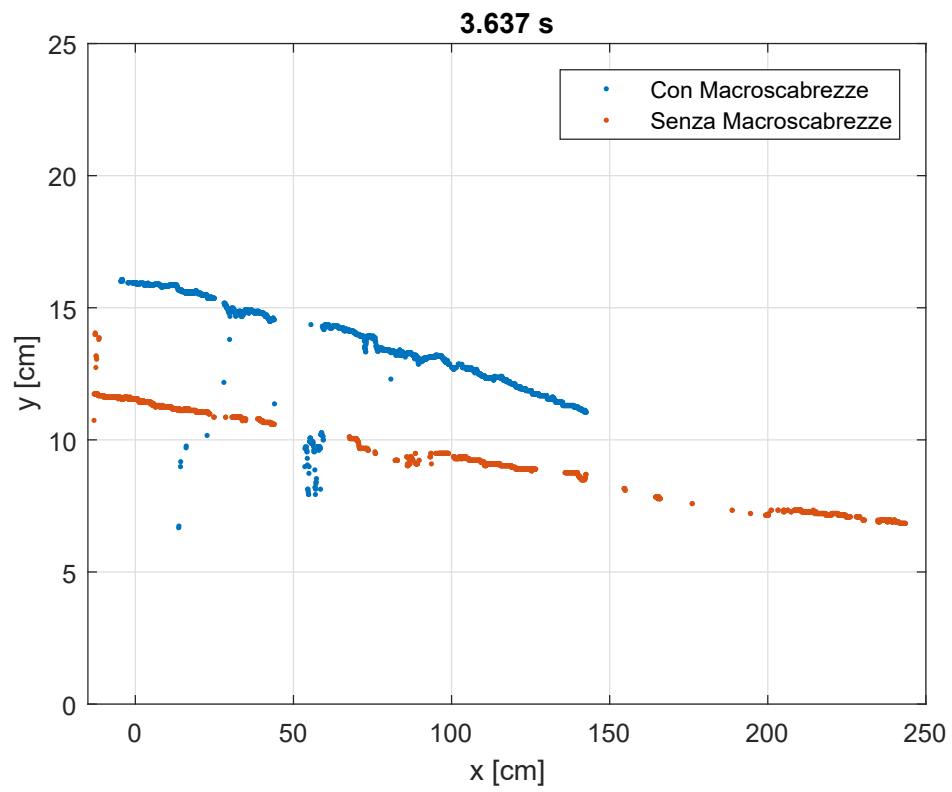
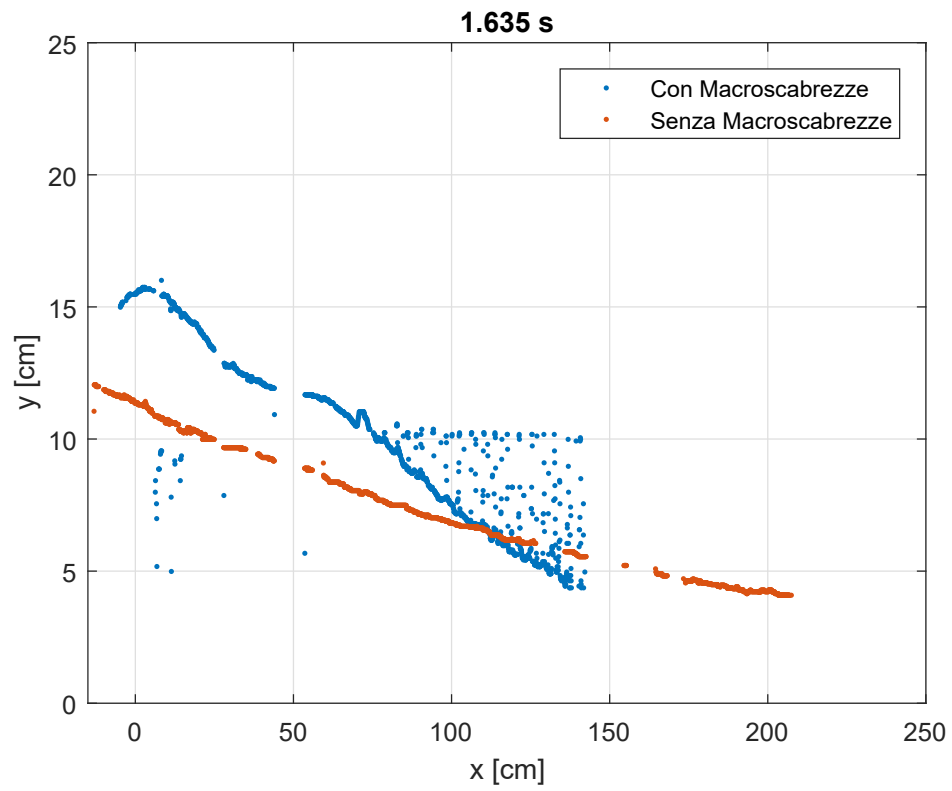


Figura 3.18. Confronto, in tre diversi istanti, tra i profili d'onda con e senza macroscabrezze per  $h_0 = 20\text{cm}$



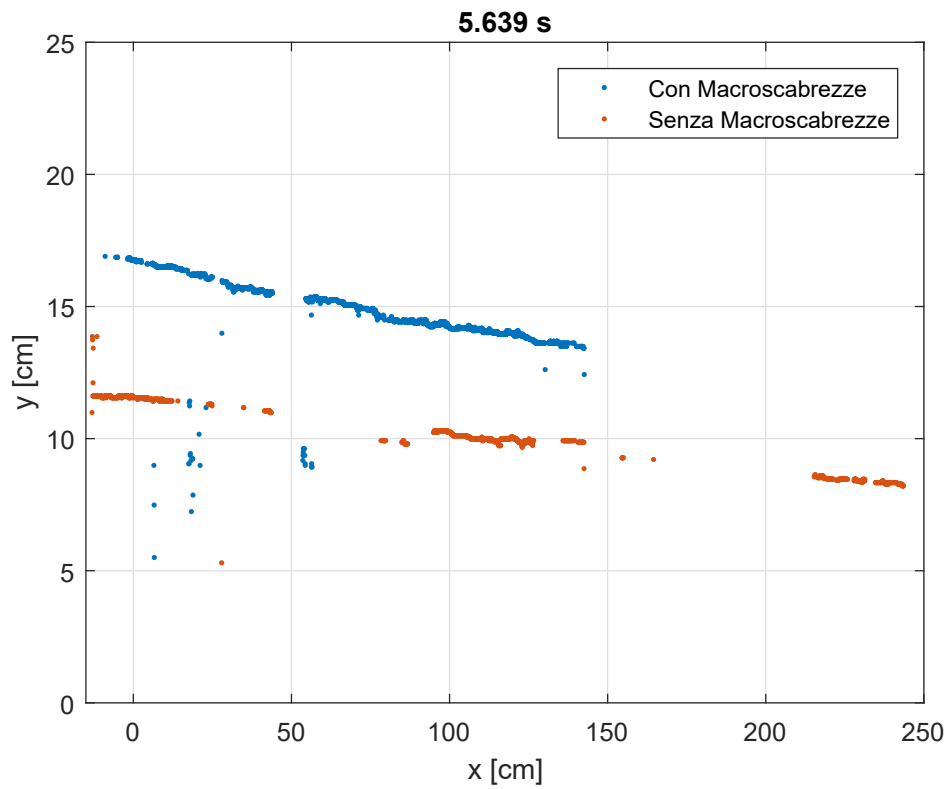
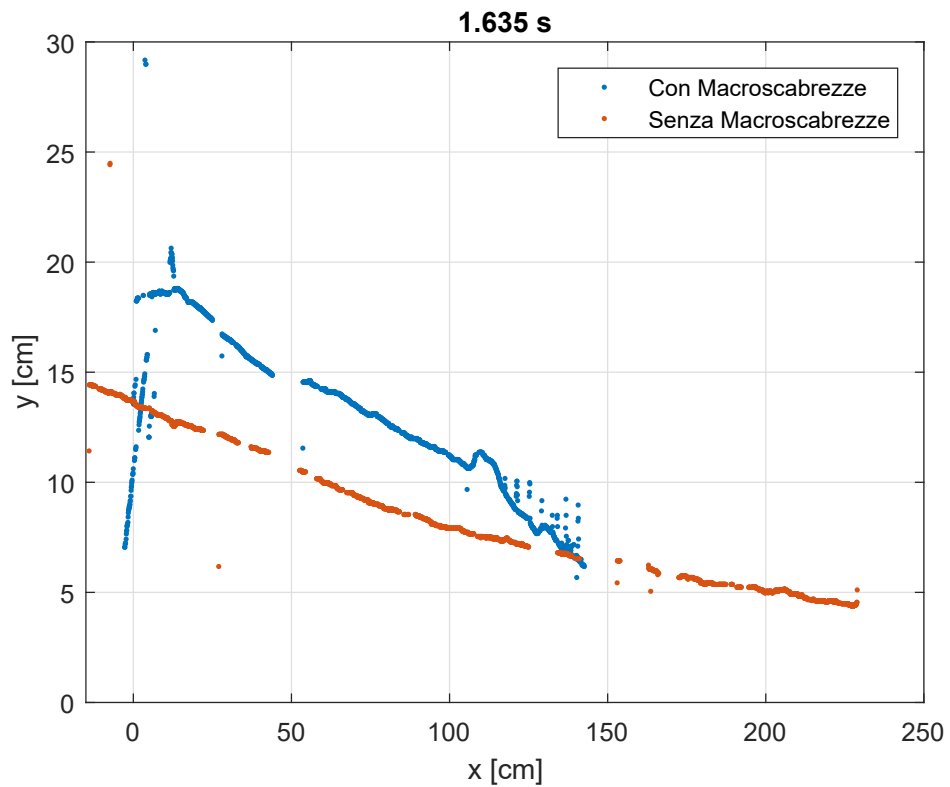


Figura 3.19. Confronto, in tre diversi istanti, tra i profili d'onda con e senza macroscabrezze per  $h_0 = 25\text{cm}$



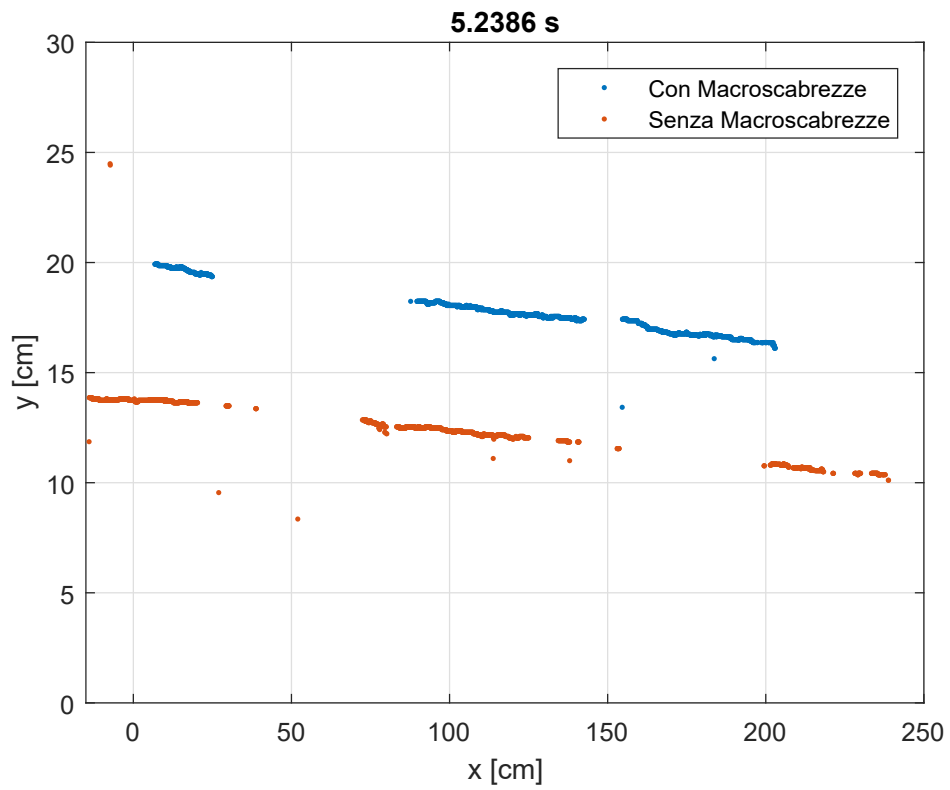
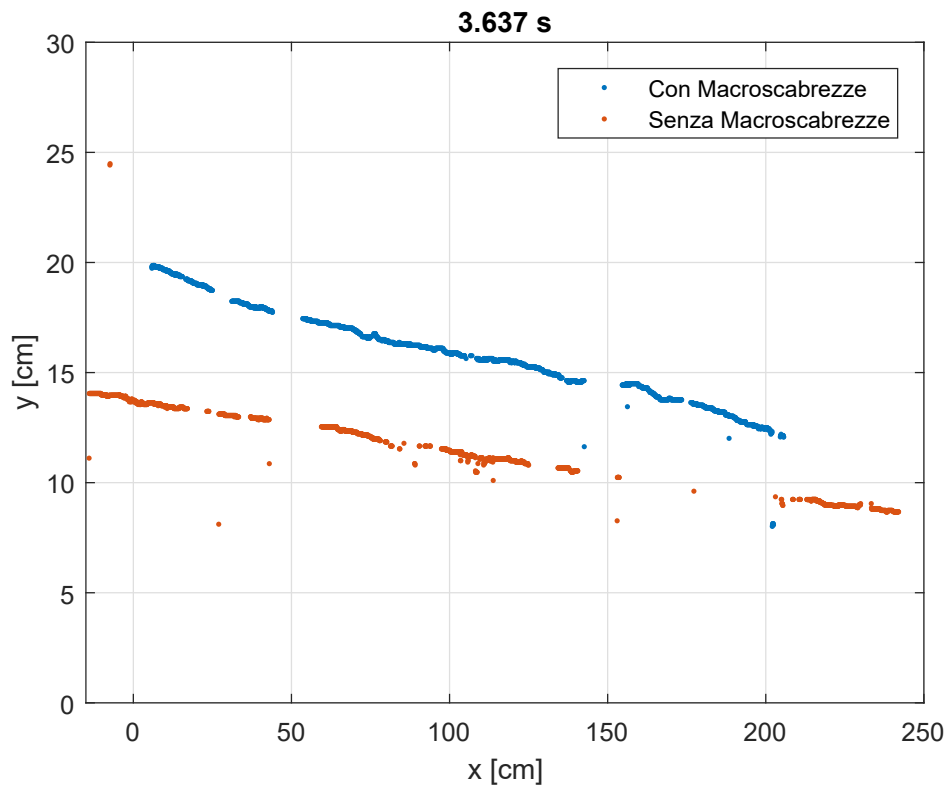


Figura 3.20. Confronto, in tre diversi istanti, tra i profili d'onda con e senza macroscabrezze per  $h_0 = 30\text{cm}$

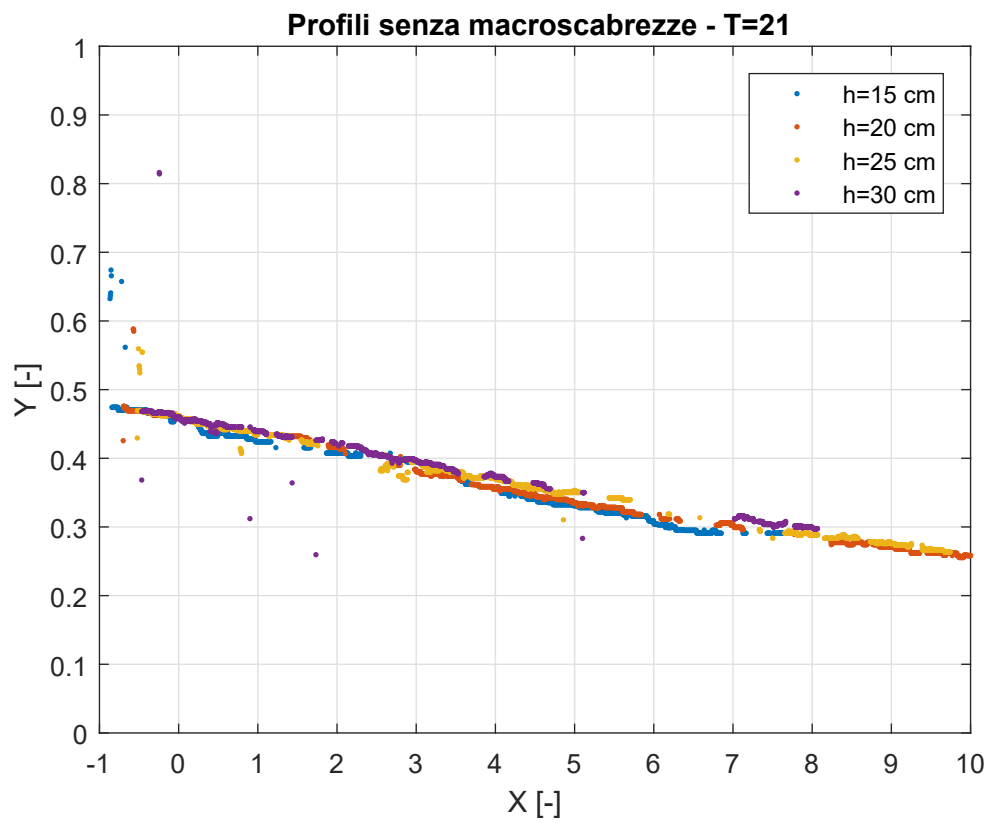


Figura 3.21. Confronto dei profili adimensionali delle 4 diverse altezze ad uno stesso istante adimensionale  $T=21$



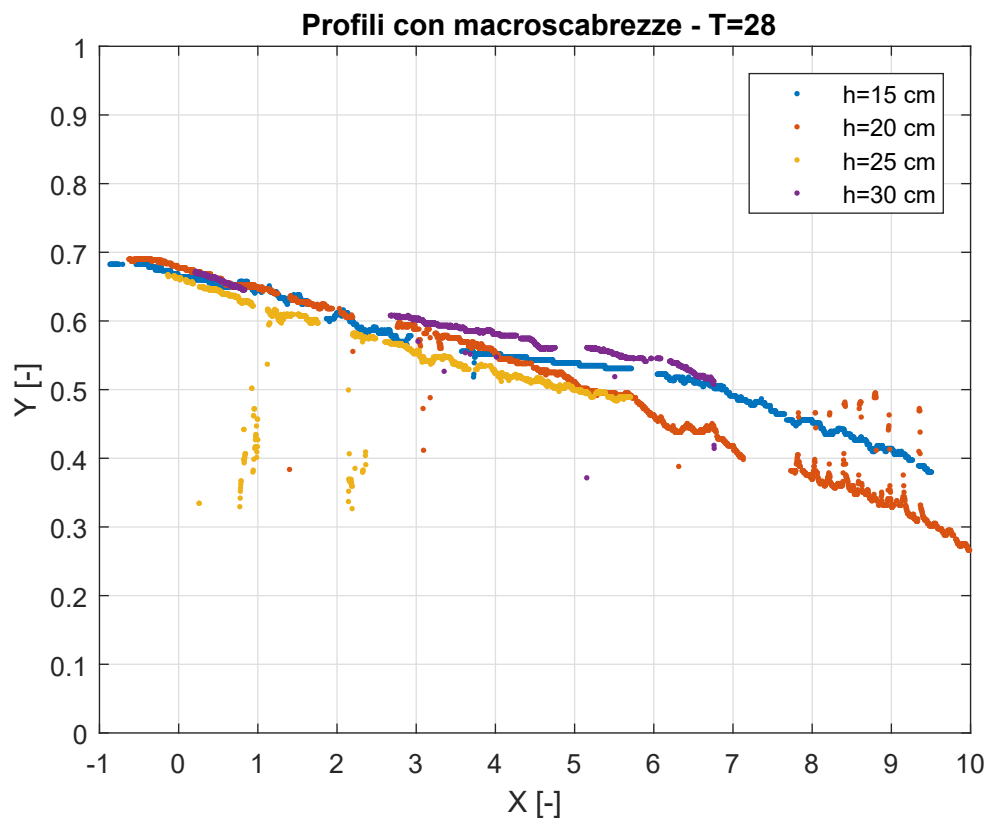


Figura 3.22. Confronto dei profili adimensionali delle 4 diverse altezze ad uno stesso istante adimensionale  $T=28$

## Capitolo 4

# Conclusioni

L'obiettivo della tesi è stato valutare per via sperimentale, tramite la realizzazione in laboratorio di un modello fisico, come la presenza di macroscabrezze influenzasse la propagazione di un'onda di piena conseguente ad un dam-break.

Dall'analisi dei risultati ottenuti dalle prove in assenza di macroscabrezze, osservando i grafici relativi ai singoli istanti temporali, si può notare come vi sia una buona corrispondenza tra i profili teorici e quelli sperimentali. I Grafici globali evidenziano inoltre come, in ogni istante temporale, in corrispondenza di  $x=0$  (cioè nella posizione del paramento di monte della paratoia), il profilo abbia altezza costante pari ai  $4/9$  dell'altezza iniziale, come descritto dall'a teoria di Ritter (equazione (1.44)). Si nota inoltre come i profili adimensionali relativi alle 4 diverse altezze, confrontati ad uno stesso istante adimensionale, siano quasi identici.

Per tempi inferiori ai 2 s tuttavia il profilo sperimentale tende a discostarsi dal profilo teorico. Per gli istanti 0.23357 s e 0.43377 s si nota un innalzamento dell'onda per ascisse negative; all'istante 1.4348 s, vistosamente per le altezze iniziali di 25 cm e 30 cm, si nota invece come il fronte d'onda, da  $x=50$  cm in poi, risulti ribassato. Questi fenomeni possono essere dovuti ad alcune imperfezioni legate al modello sperimentale. In particolare ciò che interessa l'onda negli istanti 0.23357 s e 0.43377 s può essere dovuto al trascinamento verso l'alto negli istanti iniziali dell'acqua a contatto con la paratoia che, per un effetto di trascinamento, genera schizzi d'acqua ed un innalzamento del profilo. Nell'istante temporale 1.4348 s invece l'errore si può imputare ad un fondo non perfettamente liscio dal punto di vista idraulica che genera attriti che frenano l'onda.

Nonostante questo, i risultati possono essere considerato positivi, confermando la correttezza del modello, delle modalità di esecuzione delle prove e quindi dei risultati ottenuti, che rendono possibile un sensato confronto coi risultati ricavati dalle prove con macroscabrezze.

Per quanto concerne i risultati delle prove con macroscabrezze, è possibile notare, per effetto delle resistenze al moto offerta dalle stesse macroscabrezze, un'onda significativamente più alta che procede più lentamente dell'onda con fondo libero.

La velocità di propagazione non risulta però molto diversa per le altezze di 15 cm e 30 cm. Per  $h_0=15$  cm il motivo può essere attribuito al fatto che, seppure in assenza di macroscabrezze, onde con carico iniziale più basso procedono più lentamente. Nell'altro caso invece la spiegazione più plausibile è legata all'influenza sempre meno importante delle macroscabrezze al crescere del carico iniziale.

Contrariamente a quanto accade in assenza di macroscabrezze,  $y(x=0)$  non rimane costante, ma tende a crescere indicativamente dino a scuotamento del serbatoio di monte. Inoltre dai grafici, in corrispondenza di tale ascissa, risulta evidente una "gobba"; essa è un'onda riflessa che si propaga verso monte per effetto dell'incontro tra l'onda di piena e le macroscabrezze.

Infine, confrontando i profili adimensionalizzati, non si nota un'identia somiglia, probabilmente a causa del diverso effetto che hanno le macroscabrezze sulle diverse altezze iniziali.

# Appendice A

## Codici MATLAB

### A.1 Script per il riconoscimento della griglia

```
clear all
close all
clc

% FASE 1 - Carico il video previa conversione in mp4
Grid=VideoReader('Grid.mp4');
while hasFrame(Grid)
G=readFrame(Grid); % ottengo il frame contenente la griglia
end
s=size(G);
figure
imshow(G);
% Ritaglio e analizzo l'immagine in corrispondenza dei vertici della
% griglia

% 4 vertici
RW=255*ones(s(1),s(2),s(3));

% PARTE 2 - Riconoscimento dei 4 vertici della griglia
% Vertice in alto a sinistra
upsx=G(75:90,830:845,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(upsx)
C=imread('upsx.PNG');
figure
a=impixel(C);
sus=size(upsx);
for j=1:sus(1)
for k=1:sus(2)
if upsx(j,k,1)==a(1) && upsx(j,k,2)==a(2) && upsx(j,k,3)==a(3)
grupsx(j,k,1)=255;
grupsx(j,k,2)=0;
```

```
grupsx(j,k,3)=0;
posizione(1,1)=j;
posizione(1,2)=k;
else
grupsx(j,k,1)=255;
grupsx(j,k,2)=255;
grupsx(j,k,3)=255;
end
end
end
figure
imshow(grupsx)
RW(75:90,830:845,:)=grupsx;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(1,1)=posizione(1,1)+74;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(1,2)=posizione(1,2)+829;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
% Il valore aggiuntivo nei due casi è il precedente del primo e del
terzo
% numero in % parentesi in "RW"

% Vertice in basso a sinistra
downsx=G(655:670,825:840,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(downsx)
C=imread('downsx.PNG');
figure
a=impixel(C);
sds=size(downsx);
for j=1:sds(1)
for k=1:sds(2)
if downsx(j,k,1)==a(1) && downsx(j,k,2)==a(2) &&
downsx(j,k,3)==a(3)
grdownsx(j,k,1)=255;
grdownsx(j,k,2)=0;
grdownsx(j,k,3)=0;
posizione(2,1)=j;
posizione(2,2)=k;
else
grdownsx(j,k,1)=255;
grdownsx(j,k,2)=255;
grdownsx(j,k,3)=255;
end
end
end
figure
imshow(grdownsx)
RW(655:670,825:840,:)=grdownsx;
```

```
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(2,1)=posizione(2,1)+654;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(2,2)=posizione(2,2)+824;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE

% Vertice in basso a destra
downdx=G(661:670,1435:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(downdx)
C=imread('downdx.PNG');
figure
a=impixel(C);
sdd=size(downdx);
for j=1:sdd(1)
for k=1:sdd(2)
if downdx(j,k,1)==a(1) && downdx(j,k,2)==a(2) && ...
downdx(j,k,3)==a(3)
grdowndx(j,k,1)=255;
grdowndx(j,k,2)=0;
grdowndx(j,k,3)=0;
posizione(3,1)=j;
posizione(3,2)=k;
else
grdowndx(j,k,1)=255;
grdowndx(j,k,2)=255;
grdowndx(j,k,3)=255;
end
end
end
figure
imshow(grdowndx)
RW(661:670,1435:1450,:)=grdowndx;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(3,1)=posizione(3,1)+660;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(3,2)=posizione(3,2)+1434;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE

% Vertice in alto a destra
updx=G(64:75,1435:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(updx)
C=imread('updx.PNG');
figure
a=impixel(C);
sud=size(updx);
for j=1:sud(1)
```

```
for k=1:sud(2)
if updx(j,k,1)==a(1) && updx(j,k,2)==a(2) && updx(j,k,3)==a(3)
grupdx(j,k,1)=255;
grupdx(j,k,2)=0;
grupdx(j,k,3)=0;
posizione(4,1)=j;
posizione(4,2)=k;
else
grupdx(j,k,1)=255;
grupdx(j,k,2)=255;
grupdx(j,k,3)=255;
end
end
end
figure
imshow(grupdx)
RW(64:75,1435:1450,:)=grupdx;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(4,1)=posizione(4,1)+63;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
posizione(4,2)=posizione(4,2)+1434;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(RW);

% Tra la parte superiore e quella inferiore ci sono 36 nodi (IN QUESTO
% CASO) + 2 d'estremo. Tra la destra e la sinistra ci sono 37 nodi (IN
% QUESTO CASO) + 2 d'estremo
dud=36;
dsd=37;

% PARTE 3 - Individuazione dei punti sui bordi

% Calcolo ora i coefficienti angolari delle rette che delimitano i bordi
% della griglia come tangente dell'angolo rispetto alla verticale per
i
% bordi a sinistra e a destra e rispetto all'orizzontale per i bordi
in
% altro e in basso, ricordando che la prima coordinata rappresenta la
riga
% e la seconda la colonna della matrice immagine
msx=(posizione(1,2)-posizione(2,2))/(posizione(2,1)-posizione(1,1));
% rispetto alla verticale
mdown=(posizione(3,1)-posizione(2,1))/(posizione(3,2)-posizione(2,2));
% rispetto all'orizzontale
mdx=(posizione(4,2)-posizione(3,2))/(posizione(3,1)-posizione(4,1));
% rispetto alla verticale
mup=(posizione(4,1)-posizione(1,1))/(posizione(4,2)-posizione(1,2));
% rispetto all'orizzontale
```

```
% I coefficienti angolari dovrebbero essere, per la convenzione adottata,
% tutti positivi

% Calcolo ora il numero di pixel equivalenti ad 1 cm sui diversi bordi,
% ovvero calcolo la distanza in pixel tra le rette tra di loro parallele
% in corrispondenza dei bordi
lusx=(posizione(2,1)-posizione(1,1))/(dud+1);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
ludown=(posizione(3,2)-posizione(2,2))/(dsd+1);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
ludx=(posizione(3,1)-posizione(4,1))/(dud+1);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
luup=(posizione(4,2)-posizione(1,2))/(dsd+1);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
% Creo una struttura che conterrà le coordinate in pixel dei nodi ai
bordi % che ricaverò attraverso i 4 cicli che seguiranno
Points(4)=struct('bordo',[],'pos',[]);
Points(1).bordo=('sx');
Points(2).bordo=('down');
Points(3).bordo=('dx');
Points(4).bordo=('up');
Points(1).pos(1,:)=posizione(1,:);
Points(2).pos(1,:)=posizione(2,:);
Points(3).pos(1,:)=posizione(3,:);
Points(4).pos(1,:)=posizione(4,:);
% Lato sinistro
for jj=1:(dud+1)
RW(round(posizione(1,1)+lusx*jj),round(posizione(1,2)-...
lusx*jj*msx),2)=0;
RW(round(posizione(1,1)+lusx*jj),round(posizione(1,2)-...
lusx*jj*msx),3)=0;
Points(1).pos(jj+1,:)=round(posizione(1,1)+lusx*jj),...
round(posizione(1,2)-lusx*jj*msx)];
end
% Lato inferiore
for jj=1:dsd+1
RW(round(posizione(2,1)+ludown*jj*mdown),round(posizione(2,2)+...
ludown*jj),2)=0;
RW(round(posizione(2,1)+ludown*jj*mdown),round(posizione(2,2)+...
ludown*jj),3)=0;
Points(2).pos(jj+1,:)=round(posizione(2,1)+ludown*jj*mdown),...
round(posizione(2,2)+ludown*jj)];
end
% Lato destro
for jj=1:dud+1
RW(round(posizione(3,1)-ludx*jj),round(posizione(3,2)+...
ludx*jj*mdx),2)=0;
RW(round(posizione(3,1)-ludx*jj),round(posizione(3,2)+...
ludx*jj*mdx),3)=0;
Points(3).pos(jj+1,:)=round(posizione(3,1)-ludx*jj),...
```



```
round(posizione(3,2)+ludx*jj*mdx)];
end
% Lato superiore
for jj=1:dsd+1
RW(round(posizione(4,1)-luup*jj*mup),round(posizione(4,2)-...
luup*jj),2)=0;
RW(round(posizione(4,1)-luup*jj*mup),round(posizione(4,2)-...
luup*jj),3)=0;
Points(4).pos(jj+1,:)=[round(posizione(4,1)-luup*jj*mup),...
round(posizione(4,2)-luup*jj)];
end
figure
imshow(RW)

% PARTE 4 - Tracciamento delle linee che compongono la griglia

% I cicli seguenti servono per tracciare le linee orizzontali e verticali
% che ricostruiranno la griglia
RW=255*ones(s(1),s(2),s(3));
RWv=255*ones(s(1),s(2),s(3));
% le strutture seguenti contenrranno per, ogni retta infividuata, il
% numero, il coefficiente angolare e le coordinate di tutti i punti %
contenuti nella retta stessa
HOR=struct('n',[],'m',[],'pos',[]);
VER=struct('n',[],'m',[],'pos',[]);
% y POSITIVE DFALL'ALTO AL BASSO, x POSITIVE DA SINISTRA A DESTRA!
% Rette orizzontali
for kk=1:(dud+2) % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
HOR(kk).n=kk;
m=(Points(3).pos(dud+3-kk,1)-Points(1).pos(kk,1))/...
(Points(3).pos(dud+3-kk,2)-Points(1).pos(kk,2));
HOR(kk).m=m;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
for p=0:(Points(3).pos(dud+3-kk,2)-Points(1).pos(kk,2))
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
% Procendo nel ciclo dal sinistra a destra
RW(round(Points(1).pos(kk,1)+p*m),...
round(Points(1).pos(kk,2)+p),2)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RW(round(Points(1).pos(kk,1)+p*m),...
round(Points(1).pos(kk,2)+p),3)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
HOR(kk).pos(p+1,:)=[round(Points(1).pos(kk,1)+p*m),...
round(Points(1).pos(kk,2)+p)];
% Ricavo anche un'immagine che conterrà le sole linee orizzontali
RW(round(Points(1).pos(kk,1)+p*m),...
round(Points(1).pos(kk,2)+p),2)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RW(round(Points(1).pos(kk,1)+p*m),...
round(Points(1).pos(kk,2)+p),3)=0;
```

```
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
end
end
figure
imshow(RWh(64:670,825:1450,:))
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RWhcut=RWh(64:670,825:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
hc=size(RWhcut);
% Rette verticali
for kk=1:(dsd+2) % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
VER(kk).n=kk;
m=(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-Points(2).pos(kk,2))/...
(Points(2).pos(kk,1)-Points(4).pos(dsd+3-kk,1));
VER(kk).m=m;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
for p=0:(Points(2).pos(kk,1)-Points(4).pos(dsd+3-kk,1))
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
% Procendo nel ciclo dall'alto in basso
RW(round(Points(4).pos(dsd+3-kk,1)+p),...
round(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-p*m),2)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RW(round(Points(4).pos(dsd+3-kk,1)+p),...
round(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-p*m),3)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
VER(kk).pos(p+1,:)=round(Points(4).pos(dsd+3-kk,1)+p),...
round(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-p*m)];
% Ricavo anche un'immagine che conterrà le sole linee verticali
RWv(round(Points(4).pos(dsd+3-kk,1)+p),...
round(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-p*m),2)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RWv(round(Points(4).pos(dsd+3-kk,1)+p),...
round(Points(4).pos(dsd+3-kk,2)-p*m),3)=0;
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
end
end
figure
imshow(RWv(64:670,825:1450,:))
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
RWvcut=RWv(64:670,825:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
hv=size(RWvcut);
figure
imshow(RW)

% PARTE 5 - Confronto tra griglia ricavata e griglia reale
for j=1:s(1)
for k=1:s(2)
if RW(j,k,1)==255 && RW(j,k,2)==0 && RW(j,k,3)==0
G(j,k,1)=255;
```

```
G(j,k,2)=0;
G(j,k,3)=0;
else
end
end
end
figure
imshow(G)
figure
imshow(RW)

% PARTE 6 - Riempimento della griglia per facilitare la conversione %
pixel-cm che sarà svolta in codici successivi

% Rette verticali
sp=size(Points(4).pos);
sh=size(HOR(1).pos);
VERbeg(sh(1))=struct('m',[],'pos',[],'cm',[]);
% Struttura che conterra i coeff. angolari di tutte le rette verticali
e % i punti iniziali delle stesse (a partire dal bordo superiore).
for hh=0:Points(4).pos(1,2)-Points(4).pos(dsd+2,2)
    ptx=Points(4).pos(1,2)-hh;
    pty=Points(4).pos(1,1)-hh*HOR(1).m;
    for ext=2:sp(1)
        if ptx<=Points(4).pos(ext-1,2) && ptx>Points(4).pos(ext,2)
            % Valuto tra quali punti del bordo superiore (calcolati nella FASE %
            3) si trova il punto che sto considerando, in % modo da poter ricavare
            per interpolazione il coeff. angolare % della retta verticale a cui
            esso appartiene.
            m=VER(dsd+4-ext).m+((VER(dsd+3-ext).m-VER(dsd+4-ext).m)*...
            (ptx-Points(4).pos(ext-1,2))/...
            (Points(4).pos(ext,2)-Points(4).pos(ext-1,2)));
            % La particolarità degli indici è legata al fatto che le % strutture
            "Points" e "HOR" descrivono la retta del bordo % superiore seguendo ascisse
            invertite
        else
        end
    end
    VERbeg(hh+1).m=m;
    VERbeg(hh+1).pos=[round(pty) ptx];
    VERbeg(hh+1).cm=(ptx-Points(4).pos(dsd+2,2))/luup;
    % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
end
sVb=size(VERbeg);
VERTot(sVb(2))=struct('m',[],'pos',[],'cm',[]);
RWvfull=255*ones(s(1),s(2),s(3));
% Struttura che conterra tutti i coeff. angolari e le coordinate in
pixel % di tutti i punti di TUTTE le rette verticali che costituiscono
la % griglia.
ma=670; % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE - Limite
```

```
% inferiore immagine ritagliata
for tt=1:SVb(2) % indice relativo al punto iniziali contenuti nella %
struttuta "VERbeg"
for v=0:ma-VERbeg(tt).pos(1)
% indice relativo a tutti i punti che %dall'alto al % basso costituiscono
ogni retta verticale
VERTot(tt).pos(v+1,:)= [VERbeg(tt).pos(1)+v ...
round(VERbeg(tt).pos(2)-VERbeg(tt).m*v)];
VERTot(tt).m=VERbeg(tt).m;
VERTot(tt).cm=VERbeg(tt).cm;
RW(VERTot(tt).pos(v+1,1),VERTot(tt).pos(v+1,2),2)=0;
RW(VERTot(tt).pos(v+1,1),VERTot(tt).pos(v+1,2),3)=0;
RWvfull(VERTot(tt).pos(v+1,1),VERTot(tt).pos(v+1,2),2)=0;
RWvfull(VERTot(tt).pos(v+1,1),VERTot(tt).pos(v+1,2),3)=0;
end
end
figure
imshow(RWvfull)
RWvfullcut=RWvfull(64:670,825:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(RWvfullcut)

figure
imshow(RW)
RWfullcut=RW(64:670,825:1450,:);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(RWfullcut)

imwrite(RWhcut,'Gridhorcut.PNG')
imwrite(RWvcut,'Gridvercut.PNG')
imwrite(RWvfullcut,'Gridverfullcut.PNG')
imwrite(RWfullcut,'Gridfullcut.PNG')

save orizzontale HOR
save verticale VER
save Verticaletot VERTot
```

## A.2 Script per il riconoscimento della superficie libera in assenza di macroscabrezze

```
clear all
close all
clc
```

```
% IL VIDEO è STATO TRONCATO A PARTITE DAL SECONDO 14.00
```

```
% Fase 1: conto il numero di fotogrammi
v=VideoReader('Surfacecut.mp4'); % carico il video - ATTENZIONE AL
NOME! j=0;
while hasFrame(v) % ciclo per contare quanti fotogrammi compongono il
% video
j=j+1; % indice per contare il numero di fotogrammi
a=readFrame(v);
end
S=size(a); % dimensione del fotogramma

% Fase 2: Inserimento dei fotogrammi in una struttura
clear v a % per poter riutilizzare "hasFrame"
v=VideoReader('Surfacecut.mp4'); % ATTENZIONE AL NOME!
Video(j)=struct('img',[],'imgcut',[],'profile',[]); % struttura che
% contiene i fotogrammi
pronum(j)=struct('oz',[]);
% struttura che contiene matrici che descrivono
% i fotogrammi "profilo" tramite "0" (nero) e "1" (bianco)
k=0;
% rileggo il video per inserire tutti i fotogrammi in una struttura
while hasFrame(v)
k=k+1; Video(k).img=readFrame(v);
end
figure
imshow(Video(2).img);
% Fase 3: Ritaglio i fotogrammi per eliminare zone in eccesso
% 64:670,825:1450,:. Questi sono i valori limite della griglia (da
% "Gridedge")
for n=1:j
% ciclo per eliminare i pixel che non mi servono in ogni singolo
% fotogramma
Video(n).imgcut=Video(n).img(64:670,825:1450,:); % I VALORI VANNO
% MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
end
figure
imshow(Video(2).imgcut); % Rappresento il frame di inizio computo (in
% questo caso), ovvero il frame di inizio dam-break
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(Video(14).imgcut); % per verificare il ciclo precedente
s=size(Video(14).imgcut);

highest=1;
for nn=2:3:242 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
for m=1:s(2) % dimensione orizzontale
for l=1:s(1) % dimensione verticale
if l<=highest
Video(nn).profile(l,m,1)=255;
Video(nn).profile(l,m,2)=255;
```

```
Video(nn).profile(1,m,3)=255;
else
if Video(nn).imgcut(1,m,1)>170 && Video(nn).imgcut(1,m,2)>160 && ...
Video(nn).imgcut(1,m,3)>120
Video(nn).profile(1,m,1)=255;
Video(nn).profile(1,m,2)=255;
Video(nn).profile(1,m,3)=255;
pronum(nn).oz(1,m)=1; % bianco
else
Video(nn).profile(1,m,1)=0;
Video(nn).profile(1,m,2)=0;
Video(nn).profile(1,m,3)=0;
pronum(nn).oz(1,m)=0; % nero
blapos(nn,m)=1;
% Le righe indicano il n. del frame, le colonne l'ascissa %del frame
(partendo da sinistra)
for x=(l+1):s(1)
Video(nn).profile(x,m,1)=255;
Video(nn).profile(x,m,2)=255;
Video(nn).profile(x,m,3)=255;
pronum(nn).oz(x,m)=1; % La struttura precedente dice se il pixel nell'immagine
% "profile" sia nero o bianco
end
break
end
end
end
end
highest=min(blapos(nn,:));
M=mean(blapos(nn,:));
sqm=(var(blapos(nn,:)))0.5;
Mm=round(M-sqm);
Mp=round(M+sqm);
% Attenzione agli indici doppi!
for mm=1:s(2) % ciclo per affinare il riconoscimento della sup. libera
for ll=1:s(1)
if ll<Mm
Video(nn).profile(ll,mm,1)=255;
Video(nn).profile(ll,mm,2)=255;
Video(nn).profile(ll,mm,3)=255;
pronum(nn).oz(ll,mm)=1; % bianco
else
end
end
if Mm>0
for l2=Mm:s(1)
if Video(nn).imgcut(l2,mm,1)>170 && Video(nn).imgcut(l2,mm,2)>160 &&
...
Video(nn).imgcut(l2,mm,3)>120
Video(nn).profile(l2,mm,1)=255;
```

```
Video(nn).profile(l2,mm,2)=255;
Video(nn).profile(l2,mm,3)=255;
pronum(nn).oz(l2,mm)=1; % bianco
else
Video(nn).profile(l2,mm,1)=0;
Video(nn).profile(l2,mm,2)=0;
Video(nn).profile(l2,mm,3)=0;
pronum(nn).oz(l2,mm)=0; % nero
blapos2(nn,mm)=l2;
% Le righe indicano il n. del frame, le colonne l'ascissa %del frame
(partendo da sinistra)
for xx=(l2+1):s(1)
Video(nn).profile(xx,mm,1)=255;
Video(nn).profile(xx,mm,2)=255;
Video(nn).profile(xx,mm,3)=255;
pronum(nn).oz(xx,mm)=1; % bianco
end
break
end
end
else
end
end
end
figure
imshow(Video(14).imgcut)
figure
imshow(Video(14).profile);
save Profilis pronum xlswrite('blackposition.xlsx',blapos2)
```

### A.3 Script per il riconoscimento della superficie libera in presenza di macroscabrezze

```
{clear all
close all
clc

% IL VIDEO è STATO TRONCATO A PARTITE DAL SECONDO 14.00

% Fase 1: conto il numero di fotogrammi
v=VideoReader('Surfacecut.mp4');
% carico il video - ATTENZIONE AL NOME!
j=0;
while hasFrame(v)
% ciclo per contare quanti fotogrammi compongono il video
j=j+1; % indice per contare il numero di fotogrammi
a=readFrame(v);
end
```

```
S=size(a); % dimensione del fotogramma

% Fase 2: Inserimento dei fotogrammi in una struttura
clear v a % per poter riutilizzare "hasFrame"
v=VideoReader('Surfacecut.mp4'); % ATTENZIONE AL NOME!
Video(j)=struct('img',[],'imgcut',[],'gray',[],'profile',[]);
% struttura % che contiene i fotogrammi
pronom(j)=struct('oz',[]);
% struttura che contiene matrici che descrivono
% i fotogrammi "profilo" tramite "0" (nero) e "1" (bianco)
k=0;
% rileggo il video per inserire tutti i fotogrammi in una struttura
while hasFrame(v)
k=k+1; % deve essere uguale a "j"!
Video(k).img=readFrame(v);
end
figure
imshow(Video(26).img); % FRAME DI INIZIO DAM-BREAK

% Fase 3: Ritaglio i fotogrammi per eliminare zone in eccesso
% 64:670,825:1450,:. Questi sono i valori limite della griglia (da
% "Gridedge")
for n=1:j
% ciclo per eliminare i pixel che non mi servono in ogni singolo
% fotogramma
Video(n).imgcut=Video(n).img(64:670,825:1450,:); % I VALORI VANNO
% MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
Video(n).gray=rgb2gray(Video(n).imgcut);
end
figure
imshow(Video(26).imgcut); % Rappresento il frame di inizio computo (in
% questo caso), ovvero il frame di inizio dam-break
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
figure
imshow(Video(86).imgcut) % per verificare il ciclo precedente
s=size(Video(86).imgcut);
figure
imshow(Video(86).gray)

% Fase 4: riconoscimento della superficie libera
highest=1;
for nn=26:3:266 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
for m=1:s(2) % dimensione orizzontale
for l=1:s(1) % dimensione verticale
if l<=highest
Video(nn).profile(l,m,1)=255;
Video(nn).profile(l,m,2)=255;
Video(nn).profile(l,m,3)=255;
else
if Video(nn).gray(l,m)<40
```



```
Video(nn).profile(1,m,1)=255;
Video(nn).profile(1,m,2)=255;
Video(nn).profile(1,m,3)=255;
pronum(nn).oz(1,m)=1; % bianco
else
Video(nn).profile(1,m,1)=0;
Video(nn).profile(1,m,2)=0;
Video(nn).profile(1,m,3)=0;
pronum(nn).oz(1,m)=0; % nero
blapos(nn,m)=1;
% Le righe indicano il n. del frame, le colonne l'ascissa
% del frame (partendo da sinistra)
for x=(l+1):s(1)
Video(nn).profile(x,m,1)=255;
Video(nn).profile(x,m,2)=255;
Video(nn).profile(x,m,3)=255;
pronum(nn).oz(x,m)=1; % bianco
% La struttura precedente dice se il pixel nell'immagine
% "profile" sia nero o bianco
end
break
end
end
end
end
highest=min(blapos(nn,:));
M=mean(blapos(nn,:));
sqm=(var(blapos(nn,:)))^0.5;
Mm=round(M-sqm);
Mp=round(M+sqm);
% Attenzione agli indici doppi!
for mm=1:s(2)
% ciclo per affinare il riconoscimento della sup. libera
for ll=1:s(1)
if ll<Mm
Video(nn).profile(ll,mm,1)=255;
Video(nn).profile(ll,mm,2)=255;
Video(nn).profile(ll,mm,3)=255;
pronum(nn).oz(ll,mm)=1; % bianco
else
end
end
if Mm>0
for l2=Mm:s(1)
if Video(nn).gray(l2,mm)<37
Video(nn).profile(l2,mm,1)=255;
Video(nn).profile(l2,mm,2)=255;
Video(nn).profile(l2,mm,3)=255;
pronum(nn).oz(l2,mm)=1; % bianco
else
```

```
Video(nn).profile(l2,mm,1)=0;
Video(nn).profile(l2,mm,2)=0;
Video(nn).profile(l2,mm,3)=0;
pronom(nn).oz(l2,mm)=0; % nero blapos2(nn,mm)=l2; % Le righe indicano
il n. del frame, le colonne l'ascissa
% del frame (partendo da sinistra)
for xx=(l2+1):s(1)
Video(nn).profile(xx,mm,1)=255;
Video(nn).profile(xx,mm,2)=255;
Video(nn).profile(xx,mm,3)=255;
pronom(nn).oz(xx,mm)=1; % bianco end
break
end
end
else
end
end
end
figure
imshow(Video(86).profile);
save Profilis pronom
xlswrite('blackposition.xlsx',blapos2)
```

#### A.4 Script per la conversione delle coordinate pixel in cm

```
clear all
close all
clc

% Previo "imwrite" per le immagini delle griglie e
"save" per le strutture % nel file "Gridedge"

% Previa copia di "blapos2" su un file Excel

% Fase 1 - Carico files ottenuti coi codici precedenti
H=imread('Gridhorcut.PNG');
figure
imshow(H)

V=imread('Gridvercut.PNG');
figure
imshow(V)

Vf=imread('Gridverfullcut.PNG');
figure
imshow(Vf)
```

```
VVH=imread('Gridfullcut.PNG');
sVVH=size(VVH);
figure
imshow(VVH)
% le posizioni nei 4 file di seguito caricati sono espresse rispetto
al
% frame intero (1080x1920)
load('orizzontale.mat')
load('verticale.mat')
load('Verticaletot.mat')
load('Profilis.mat')
% carico "blapos2" del codice "videosligh"
blapos=xlsread('blackposition');
% sarebbe "blapos2" del codice "videosligh"
blapos(blapos<1)=1;
sb=size(blapos);
j=sb(1);
sVERt=size(VERtot);
S=size(pronum);
anpoint11(242)=
struct('info',[],'cmx',[],'mv',[],'int',[],'pixex',[],'cmy',[]);
% I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE

for nn=2:3:242 %indice legato al frame
    indice=0;
    for c=sVERt(2):-1:1 % indice legato alla retta verticale scelta
        % Ci si muove dalla retta del bordo DESTRO a quella del bordo
        % SINISTRO
        ss=size(VERtot(c).pos);
        for d=1:ss(1) % indice legato punto scelto della retta verticale
            vry=VERtot(c).pos(d,1)-63;
            vrx=VERtot(c).pos(d,2)-824;
            % 64:670,825:1450,: da "videosligh"
            % I due valori precedenti sono rispettivamente gli estremi
            % superiore e sinistro dell'immagine ritagliata meno 1
            if pronum(nn).oz(vry,vrx)==0
                indice=indice+1;
                anpoint11(nn).info(:,indice)=[vry vrx];
                anpoint11(nn).cmx(indice)=VERtot(c).cm;
                anpoint11(nn).mv(indice)=VERtot(c).m;
            else
                end
            end
        end
    end

% Ciclo per valutare l'altezza dei punti in cm interi
sh=size(H);
for nn=2:3:242 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA IL VIDEO
    s=size(anpoint11(nn).info);
```

```
anpoint11(nn).int=zeros(1,s(2));
anpoint11(nn).pixex=zeros(1,s(2));
for k=1:s(2) % indice legato ai punti individuati nel ciclo precedente
m=anpoint11(nn).mv(k);
for z=0:sh(1)-anpoint11(nn).info(1,k) % indice legato agli
% spostamenti in pixel sulla griglia con strisce verticali
pc=[anpoint11(nn).info(1,k)+z,round(anpoint11(nn).info(2,k)-z*m)]; if
H(pc(1),pc(2),2)==0
anpoint11(nn).int(k)=anpoint11(nn).int(k)+1;
else
if anpoint11(nn).int(k)<1
anpoint11(nn).pixex(k)=anpoint11(nn).pixex(k)+1;
else
end
end
end
end
end
dud=36; % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
% Ciclo per valutare l'altezza dei punti in cm
for nn=2:3:242 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
s=size(anpoint11(nn).info);
for k=1:s(2)
if anpoint11(nn).int(k)>0 && anpoint11(nn).int(k)<((dud+2)
pixup=0;
m=anpoint11(nn).mv(k);
for z=0:anpoint11(nn).info(1,k)-1
pc=[anpoint11(nn).info(1,k)-z,round(anpoint11(nn).info(2,k)+z*m)];
if H(pc(1),pc(2),2) ==0
pixup=pixup+1;
else
break
end
end
pixdown=anpoint11(nn).pixex(k);
anpoint11(nn).cmy(1,k)=anpoint11(nn).int(k)+(pixdown/(pixdown+pixup));
else
anpoint11(nn).cmy(k)=NaN;
end
end
end
end
save sperimentali1parte1 anpoint11
```

## A.5 Script per mediare i risultati

```
clear all
close all
```

```
clc

load('risultatiN151');
one=anpointtot;
load('risultatiN152');
two=anpointtot; % prova con risultati migliori
load('risultatiN153');
three=anpointtot;

% I frames analizzati nei codici precedenti
per prove senza macroscabrezze
% sono 41

% Elimino le righe vuote delle tre strutture
% Struttura prova 1
Sone=size(one);
indice=0;
One(41)=struct('ad',[],'dim',[],'xround',[]);
for nn=1:Sone(2)
s=size(one(nn).ad);
if s(1) ==0
indice=indice+1;
One(indice).ad=one(nn).ad;
One(indice).dim=one(nn).ad;
One(indice).xround=round(one(nn).ad(1,:)*1000)/1000;
else
end
end

% Struttura prova 2
Stwo=size(two);
indice=0;
Two(41)=struct('ad',[],'dim',[]);
for nn=1:Stwo(2)
s=size(two(nn).ad);
if s(1) ==0
indice=indice+1;
Two(indice).ad=two(nn).ad;
Two(indice).dim=two(nn).ad;
Two(indice).xround=round(two(nn).ad(1,:)*1000)/1000;
else
end
end

% Struttura prova 3
Sthree=size(three);
indice=0;
Three(41)=struct('ad',[],'dim',[]);
for nn=1:Sthree(2)
s=size(three(nn).ad);
```

```
if s(1) ==0
indice=indice+1;
Three(indice).ad=three(nn).ad;
Three(indice).dim=three(nn).ad;
Three(indice).xround=round(three(nn).ad(1,:)*1000)/1000;
else
end
end

media(41)=struct('first',[],'second',[],'xroundfirst',[],...
'xroundsecond',[],'final',[],'tot',[]);
for nn=1:41
S=size(Two(nn).ad);
index=0;
for k=1:1:S(2)
so=size(One(nn).ad);
for w=1:so(2)
if Two(nn).xround(k)==One(nn).xround(w)
index=index+1;
media(nn).first(1,index)=Two(nn).ad(1,k);
media(nn).first(2,index)=Two(nn).ad(2,k);
media(nn).first(3,index)=One(nn).ad(2,w);
media(nn).xroundfirst(index)=Two(nn).xround(k);
% Nell'ordine:  x, y2 e y1
break
else
end
end
end
end
end
for nn=1:41
S=size(Two(nn).ad);
index=0;
for k=1:S(2)
st=size(Three(nn).ad);
for w=1:st(2)
if Two(nn).xround(k)==Three(nn).xround(w)
index=index+1;
media(nn).second(1,index)=Two(nn).ad(1,k);
media(nn).second(2,index)=Two(nn).ad(2,k);
media(nn).second(3,index)=Three(nn).ad(2,w);
media(nn).xroundsecond(index)=Two(nn).xround(k);
% Nell'ordine:  x, y2 e y3
break
else
end
end
end
end
end
for nn=1:41
```

```
SF=size(media(nn).first);
index=0;
for k=1:SF(2)
SS=size(media(nn).second);
for w=1:SS(2)
if media(nn).xroundfirst(k)==media(nn).xroundsecond(w)
index=index+1;
media(nn).final(1,index)=media(nn).first(1,k);
media(nn).final(2,index)=media(nn).first(3,k);
media(nn).final(3,index)=media(nn).first(2,k);
media(nn).final(4,index)=media(nn).second(3,w);
% Nell'ordine: x, y1, y2 e y3
break
else
end
end
end
end
for nn=1:41
media(nn).tot=mean(media(nn).final);
end
```

## A.6 Script per rappresentare i risultati

```
clear all
close all
clc

% Calcolo il profilo teorico dell'onda secondo Ritter

% FASE 1:
Apertura dei files ricavati da codici precedenti e definizione
% variabili

% Carico la struttura "anpoint" che contiene per
% ogni frame analizzato le coordinate in pixel dei punti scelti per la
% conversione in cm (.info), l'altezza in centimetri interi (.index),
la
% parte frazionaria dell'altezza in pixel (.pixex), la retta verticale
a
% cui appartiene il punto scelto l'altezza in cm (.cmx)
% e l'ascissa in cm rispetto al bordo sinistro della griglia (.cmx).
load('sperimentali1parte1.mat');
load('sperimentali1parte2.mat');
load('sperimentali2.mat');
load('sperimentali3.mat');
S11=size(anpoint11);
S12=size(anpoint12);
S2=size(anpoint2);
```

```
S3=size(anpoint3);
j11=S11(2); % dimensione pari al numero di frames (uguale per tutte le
% strutture "anpoint"

% La seguente struttura conterrà per ogni frame analizzato il tempo a
% partire dall'inizio del dam-break, le posizioni in x e y dei punti
% che
% compongono il profilo di Ritter, e le stesse coordinate con ascisse
% invertire (per un più semplice confronto coi forogrammi direttamente
% ricavati dal video).
Ritter(j11)=struct('t',[],'pos',[]);
% Altezza iniziale a monte della paratoia
h0=15; % cm - % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE % Il
video contiene 29.97 frames al secondo

% FASE 2: Ricostruzione del profilo di Ritter
% Il dam-break iniziale al frame 30
for nn=2:3:122 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE
t=(nn-1)/29.97;
T=t*(9.81/h0*100)^0.5; % tempo adimensionalizzato
for x=-15:250 % I VALORI VANNO MODIFICATI SE SI CAMBIA L'IMMAGINE - dsd
X=x/h0; % ascissa adimensionalizzata
Y=((2-X/T)/3)^2; % ordinata adimensionalizzata
y=Y*h0; % ordinata effettiva
ind=x+16; % per poter scrivere la struttura "Ritter"
Ritter(nn).pos(:,ind)=[x;y];
Ritter(nn).posad(:,ind)=[X,Y];
% Il ciclo seguente serve per eliminare il tratto ascendente
di % parabola di Ritter a valle dell'onda reale.
if ind>1 && Ritter(nn).pos(2,ind)-Ritter(nn).pos(2,ind-1)>=0
Ritter(nn).pos(:,ind)=[x;0];
else
end
end
appoggio=Ritter(nn).pos(2,:);
appoggio(appoggio>h0)=h0; % controllo per eliminare tutto ciò che a
% monte supera l'altezza iniziale invasata
Ritter(nn).pos(2,:)=appoggio;
Ritter(nn).t=t;
Ritter(nn).posad=(Ritter(nn).pos)/h0;
Ritter(nn).tad=T;
end
% figure
% plot(Ritter(54).posad(1,:),Ritter(54).posad(2,:), 'b')

% FASE 3: ricostruzione profilo sperimentale
ricavato coi codici % precedenti
% Zona 1.1
for nn=2:3:242
s=size(anpoint11(nn).cmx);
```



```
for a=1:s(2)
% Attraverso i due passaggi seguenti cambio il sistema di
% riferimento delle ascisse (da considerazioni sul legame
% indice-ascissa).
anpoint11(nn).cmx(a)=25-anpoint11(nn).cmx(a);
end
anpoint11(nn).ad=[anpoint11(nn).cmx/h0;(anpoint11(nn).cmy+3.3)/h0];
appoggio2=anpoint11(nn).ad(2,:);
appoggio2(appoggio2>1)=NaN;
anpoint11(nn).ad(2,:)=appoggio2;
end

% Zona 1.2
for nn=2:3:242
s=size(anpoint12(nn).cmx);
for a=1:s(2)
% Attraverso i due passaggi seguenti cambio il sistema di
% riferimento delle ascisse (da considerazioni sul legame
% indice-ascissa).
anpoint12(nn).cmx(a)=44-anpoint12(nn).cmx(a);
end
anpoint12(nn).ad=[anpoint12(nn).cmx/h0;(anpoint12(nn).cmy+3.3)/h0];
appoggio2=anpoint12(nn).ad(2,:);
appoggio2(appoggio2>1)=NaN;
anpoint12(nn).ad(2,:)=appoggio2;
end

% Zona 2
for nn=2:3:242
s=size(anpoint2(nn).cmx);
for a=1:s(2)
% Attraverso i due passaggi seguenti cambio il sistema di
% riferimento delle ascisse (da considerazioni sul legame
% indice-ascissa).
anpoint2(nn).cmx(a)=142.6-anpoint2(nn).cmx(a);
end
anpoint2(nn).ad=[anpoint2(nn).cmx/h0;(anpoint2(nn).cmy+3.3)/h0];
appoggio2=anpoint2(nn).ad(2,:);
appoggio2(appoggio2>1)=NaN;
anpoint2(nn).ad(2,:)=appoggio2;
end

% Zona 3
for nn=2:3:242
s=size(anpoint3(nn).cmx);
for a=1:s(2)
% Attraverso i due passaggi seguenti cambio il sistema di
% riferimento delle ascisse (da considerazioni sul legame
% indice-ascissa).
anpoint3(nn).cmx(a)=243.6-anpoint3(nn).cmx(a);
```

```
end
anpoint3(nn).ad=[anpoint3(nn).cmx/h0;(anpoint3(nn).cmy+3.3)/h0];
appoggio2=anpoint3(nn).ad(2,:);
appoggio2(appoggio2>1)=NaN;
anpoint3(nn).ad(2,:)=appoggio2;
end

% Definisco la struttura completa
anpointtot(242)=struct('ad',[],'check',[]);
for nn=2:3:242
anpointtot(nn).ad=[anpoint3(nn).ad ...
anpoint2(nn).ad ...
anpoint12(nn).ad ...
anpoint11(nn).ad];

appoggio3=anpointtot(nn).ad(2,:);
appoggio3(appoggio3>1)=NaN;
anpointtot(nn).ad(2,:)=appoggio3;

tt=(nn-1)/29.97;
TT=tt*(9.81/h0*100)^0.5;
anpointtot(nn).check=[anpointtot(nn).ad(1,:);...
((2-(anpointtot(nn).ad(1,:))./TT)./3).^2];
end

% FASE 4: Pulizia dei risultati
for nn=2:3:242
s=size(anpointtot(nn).check);
for k=s(2):-1:1
if k<s(2) && anpointtot(nn).check(2,k)-anpointtot(nn).check(2,k+1)>0
anpointtot(nn).check(2,k)=0;
end
end
app=anpointtot(nn).check(2,:);
app(app>h0)=h0;
anpointtot(nn).check(2,:)=app;
end
for nn=2:3:242
s=size(anpointtot(nn).ad);
for k=1:s(2)
xx=anpointtot(nn).ad(1,k);
yy=anpointtot(nn).ad(2,k);
yR=anpointtot(nn).check(2,k);
if xx>0 && (yy>yR+0.02)
anpointtot(nn).ad(2,k)=NaN;
else
end
end
end
end
```

```
% FASE 5: Rappresentazioni dimensionali
figure
hold all
grid on
title('Risultati dimensionali - 15 cm')
xlabel('x [cm]')
ylabel('y [cm]')
axis([-15 250 0 15])
for nn=2:3:122
p=plot(Ritter(nn).posad(1,:)*h0,Ritter(nn).posad(2,:)*h0,'b');
end
hyrGroup=hgggroup;
set(p,'Parent',hyrGroup);
set(get(get(hyrGroup,'Annotation'),'LegendInformation'),
'IconDisplayStyle','on');
legend('Ritter')
indice=0;
for nn=2:3:122
indice=indice+1;
titoli(indice).legenda=( [num2str(Ritter(nn).t), ' s'] );
plot(anpointtot(nn).ad(1,:)*h0,anpointtot(nn).ad(2,:)*h0,'.',...
'DisplayName',titoli(indice).legenda)
end
% Controllo dei singoli profili
for nn=2:6:122
figure
plot(Ritter(nn).posad(1,:)*h0,Ritter(nn).posad(2,:)*h0,...
anpointtot(nn).ad(1,:)*h0,anpointtot(nn).ad(2,:)*h0,'.')
legend('Ritter','Sperimentale')
grid on
title([num2str(Ritter(nn).t), ' s'])
xlabel('x [cm]')
ylabel('y [cm]')
axis([-15 250 0 15])
end

% FASE 6: Rappresentazioni Adimensionali
figure
hold all
grid on
title('Risultati adimensionali - 15 cm')
xlabel('X [-]')
ylabel('Y [-]')
axis([-1 16 0 1])
for nn=2:3:122
p=plot(Ritter(nn).posad(1,:),Ritter(nn).posad(2,:), 'b');
end
hyrGroup=hgggroup;
set(p,'Parent',hyrGroup);
set(get(get(hyrGroup,'Annotation'),
```

```
'LegendInformation'), 'IconDisplayStyle', 'on');
legend('Ritter')
indice=0;
for nn=2:3:122
    indice=indice+1;
    titoli(indice).legenda=( [num2str(Ritter(nn).tad)]);
    plot(anpointtot(nn).ad(1,:), anpointtot(nn).ad(2,:), '. ', ...
        'DisplayName', titoli(indice).legenda)
end
% Controllo dei singoli profili
for nn=2:6:122
    figure
    plot(Ritter(nn).posad(1,:), Ritter(nn).posad(2,:), ...
        anpointtot(nn).ad(1,:), anpointtot(nn).ad(2,:), '. ')
    legend('Ritter', 'Sperimentale')
    grid on
    title(['15 cm - T=' int2str(Ritter(nn).tad)])
    xlabel('X [-]')
    ylabel('Y [-]')
    axis([0 8 0 1])
end

save Ritter Ritter
save risultatiN152 anpointtot
```

# Bibliografia

- [1] Chen C., *Laboratory verification of a dam-break flood model*, Journal of hydraulic division 535, 198;
- [2] Marchi E., Rubatta A., *Meccanica dei fluidi*, UTET, Torino, 1981;
- [3] Townson J. M., Al-Salihi A.H., *Models of dam-break flow in r-t space*, Journal of hydraulic engineering 115, 1989, n.5, pp. 561;
- [4] Bellos C., Soulis J., Sakkas J. , *Experimental investigation of two-dimensional dambreak induced flows*, Journal of hydraulic research 30, 1992, n. 1, pp. 47;
- [5] Fraccarollo L., Toro E., *Experimental and numerical assessment of the shallow water model for two-dimensional dam-break type problems*, Journal of hydraulic research 33, 1995, n. 6, pp. 843;
- [6] Jovanovic M., Djordjevic D., *Experimental verification of MacCormack numerical scheme*, Advances in engineering software 23, 1995, pp. 61;
- [7] Molls T., Chaudhry M. H., *Depth-averaged open-channel flow model*, Journal of hydraulic engineering 121, giugno 1995, n. 6, pp. 453;
- [8] Stansby P., Chegini A., Barnes T., *The initial stages of dam-break flow*, Journal of fluid mechanics 374, 1998, pp. 407;
- [9] Lauber G., Hager W., *Experiments to dam-break wave: horizontal channel*, Journal of hydraulic research 36, 1998, n. 3, pp. 291;
- [10] Lauber G., Hager W., *Experiments to dambreak waves: sloping channel*, Journal of hydraulic research 36, 1998, n. 5, pp. 761;
- [11] Hager W., Vischer D.L., *Dam hydraulics*, Wiley, marzo 1998;
- [12] Khan A.A., Steffler P., Gerard R., *Dam-break surges with floating debris*, Journal of hydraulic engineering 126, 2000, n. 5, pp. 375;
- [13] Jànosi I.M., Jan D., Szabo K. G., Tél T., *Turbolent drag reduction in dam-break flows*, Experiments in fluids 37, 2004, pp. 219;
- [14] Zhou J.G., Causon D.M., *Numerical prediction of dam-break flows in general geometries with complex bed topography*, Journal of hydraulic engineering 332, aprile 2004;
- [15] Cagninei A., *Studio sperimentale di dam-break*, Marzo 2009;
- [16] Poggi D., Grimaldi S., Perucca E., Miotto F., Pozzallo M., Cagninei A., *Definizione di una metodologia speditiva per il calcolo del coefficiente di rischio globale per gli sbarramenti di competenza regionale*, Contratto di Ricerca Regione Piemonte, 2009.