



POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale
Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Aeronautica

Analisi numerica tridimensionale dell'impatto di gocce su film liquido sottile con un metodo Volume-of-Fluid

Relatore: Prof. Alberto Guardone

Correlatore: Ing. Giulio Romanelli

Tesi di Laurea di:

Paolo BRIVIO matr.: 720762

Anno Accademico 2010/2011

Alla mia famiglia

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Campi di interesse per lo studio di impatto di gocce	1
1.2	Fenomenologia dell’impatto su film liquido	2
1.2.1	Parametri caratteristici	2
1.2.2	Tipi di impatto	4
1.2.3	Cinematica dell’impatto con splashing	7
1.2.4	Andamento delle quantità geometriche nello splashing	8
1.3	Simulazioni numeriche di impatto in letteratura	12
1.3.1	Flusso assialsimmetrico a potenziale	12
1.3.2	Flusso assialsimmetrico con metodo VOF	13
1.3.3	Flusso bidimensionale piano, impatti obliqui	15
1.3.4	Flusso tridimensionale	16
1.4	Obiettivi del lavoro	16
2	Metodo numerico	17
2.1	Metodi numerici per correnti multifase	17
2.1.1	Modello euleriano-lagrangiano	18
2.1.2	Modello euleriano-euleriano	19
2.1.3	Modello euleriano-euleriano completo	19
2.2	Equazioni di governo e procedura numerica	20
2.2.1	Metodi di individuazione dell’interfaccia	20
2.2.2	Metodo VOF	21
3	Corrente bidimensionale piana e assialsimmetrica	25
3.1	Problemi di riferimento	25
3.1.1	Geometria, condizioni iniziali e al contorno	27
3.1.2	Risultati in letteratura	28
3.2	Definizione del modello numerico in OpenFOAM	31
3.2.1	Dominio e condizioni al contorno	32
3.2.2	Condizioni iniziali	35
3.2.3	Schemi numerici impiegati	35
3.3	Risultati numerici	36

3.3.1 Corrente bidimensionale piana	36
3.3.2 Corrente assialsimmetrica	38
4 Corrente tridimensionale	49
4.1 Raffinamento dinamico	50
4.2 Griglia computazionale tridimensionale	54
4.3 Risultati numerici	57
5 Confronto con risultati sperimentali	65
5.1 Impatto ad alto Weber: jetting iniziale	65
5.2 Impatto a basso Weber: evoluzione della corona	67
6 Conclusioni e sviluppi futuri	71
6.1 Conclusioni	71
6.2 Possibili sviluppi futuri	72

Elenco delle figure

1.1 Regimi di impatto di goccia su film liquido	5
1.2 Limite di splashing	6
1.3 Evoluzione dell'impatto con splashing	7
1.4 Rappresentazione schematica in sezione dello splashing	8
1.5 Evoluzione temporale del raggio del rim	9
1.6 Evoluzione temporale dell'altezza della corona	10
1.7 Numero di jet al variare del We	11
1.8 Gocce secondarie	11
1.9 Weiss e Yarin (1999): jetting	12
1.10 Weiss e Yarin (1999): simulazione per tempi lunghi	13
1.11 Josserand e Zaleski (2003): effetti della viscosità	15
1.12 Impatto obliquo: confronto tra simulazione 2D ed esperimento	16
2.1 Approci mediati per CFD di flussi bi-fase	18
2.2 Metodi di individuazione dell'interfaccia	20
3.1 Simulazioni numeriche dirette di tre casi di splashing	26
3.2 Evoluzione del raggio di base della corona in Rieber e Frohn	29
3.3 Sezione verticale della corona	29
3.4 Evoluzione del raggio di base della corona, confronto tra risultati numerici	30
3.5 Simulazioni 3D eseguite da Nikolopoulos	31
3.6 Patch delle condizioni al contorno	33
3.7 Geometria assialsimmetrica: wedge patch	34
3.8 Griglie bidimensionale e assialsimmetrica	37
3.9 Simulazione bidimensionale piana, equivalente geometria tridimensionale	38
3.10 Simulazione assialsimmetrica, equivalente geometria 3D	40
3.11 Corrente assialsimmetrica in sezione	41
3.12 Geometria bounding boxes, dominio S	42
3.13 Analisi delle bounding boxes, geometria S assialsimmetrica	44
3.14 Analisi delle bounding boxes, geometria L assialsimmetrica	45

3.15	Evoluzione del raggio nel tempo, corrente assialsimmetrica	46
3.16	Evoluzione dell'altezza del rim nel tempo, corrente assialsimmetrica	47
4.1	Mesh esaedrica con tre livelli di raffinamento locale	51
4.2	Disgregazione dell'interfaccia con solutore standard	52
4.3	Re-inizializzazione su mesh raffinata all'interfaccia: contorno della goccia	53
4.4	Re-inizializzazione su mesh raffinata all'interfaccia: spessore del film liquido	54
4.5	Mesh tridimensionale; geometria S, istante iniziale senza raffinamento	55
4.6	Simulazioni tridimensionali in parallelo, decomposizione del dominio	56
4.7	Simulazioni tridimensionali in parallelo, numero di celle per ogni pro- cessore	56
4.8	Simulazioni tridimensionali: scalabilità in parallelo	57
4.9	Simulazione tridimensionale, caso A	58
4.10	Simulazione 3D, caso C	59
4.11	Corrente tridimensionale in sezione	60
4.12	Analisi delle bounding boxes, geometria S tridimensionale	61
4.13	Analisi delle bounding boxes, geometria L tridimensionale	62
4.14	Evoluzione del raggio nel tempo, corrente tridimensionale	64
4.15	Evoluzione dell'altezza del rim nel tempo, corrente tridimensionale	64
5.1	Confronto con risultati di impatto ad alto Weber: simulazione tridi- mensionale	66
5.2	Confronto con risultati di impatto ad alto Weber: simulazione assial- simmetrica	67
5.3	Definizione grafica delle grandezze geometriche analizzate	68
5.4	Confronto con risultati di impatto a basso Weber: simulazione 3D	69
5.5	Confronto sperimentale, impatto a basso Weber: confronto raggio e altezza corona	70

Elenco delle tabelle

1.1 Regimi di impatto di goccia su film liquido riportati in figura 1.1.	5
3.1 Parametri utilizzati nelle simulazioni in figura 3.1.	27
3.2 Caratteristiche dei fluidi in entrambi i casi test.	27
3.3 Grandezze fisiche nelle due simulazioni.	27
3.4 Dimensioni e discretizzazione del dominio di calcolo nei diversi casi. Per le simulazioni tridimensionali con raffinamento dinamico di griglia è riportata la risoluzione massima, relativa cioè alle celle più piccole della mesh.	32
3.5 Condizioni al contorno; le patch <i>front</i> e <i>back</i> sono presenti soltanto nei casi bidimensionali, sia piano che assialsimmetrico.	33
4.1 Simulazioni tridimensionali: numero massimo di celle computazio- nali utilizzate.	55
5.1 Confronto con risultati di impatto ad alto Weber: parametri del feno- meno	66
5.2 Confronto con risultati di impatto a basso Weber: parametri del feno- meno	68

Elenco dei simboli

α	Frazione volumica
α^*	Funzione indicatrice dell'interfaccia interpolata
δ	Delta di Dirac
τ	Tensore di sforzo
\mathbf{D}	Tensore rateo di deformazione
\mathbf{f}	Accelerazione dovuta alle forze di volume
\mathbf{n}^*	Normale all'interfaccia interpolata
\mathbf{n}	Versore normale all'interfaccia
\mathbf{V}_c	Campo di velocità per la compressione dell'interfaccia
\mathbf{V}	Vettore velocità
μ	Viscosità dinamica
ν	Viscosità cinematica
ρ	Densità
σ	Tensione superficiale
τ	Tempo adimensionale
Bo	Numero di Bond
Fr	Numero di Froude
K	Parametro di Sommerfeld
K_s	Parametro di Sommerfeld al limite di splashing
Oh	Numero di Ohnesorge

p_{rgh}	pressione al netto della spinta idrostatica
Re	Numero di Reynolds
We	Numero di Weber
C	Numero di Courant
D	Diametro della goccia
f	Frequenza di impatto
g	Accelerazione di gravità
H	Spessore adimensionale del film liquido
h_0	Spessore del film liquido
k	Curvatura dell'interfaccia
p	Pressione
R_a	Ampiezza nominale della rugosità superficiale
R_{in}	raggio interno della corona
R_{nd}	Rugosità superficiale adimensionale
R_{ue}	raggio esterno superiore della corona
t	Tempo
V	Velocità della goccia

Sommario

In questo lavoro di tesi viene affrontato lo studio dell'impatto di gocce su film liquido sottile dal punto di vista numerico, con l'obiettivo di mettere a punto il codice di calcolo necessario a tale scopo e valutarne l'accuratezza nella riproduzione del fenomeno in esame. Gli impatti analizzati appartengono al regime di splashing, il quale è caratterizzato dalla formazione di una struttura a corona il cui sviluppo successivo è governato dagli effetti di inerzia, tensione superficiale e dissipazione viscosa.

Il codice utilizzato appartiene alla suite open-source per fluidodinamica computazionale OpenFOAM [16] e implementa la metodologia *Volume-of-Fluid* (VOF) per flussi multifase. Le simulazioni sono realizzate in geometria bidimensionale assialsimmetrica e tridimensionale, confrontando i risultati ottenuti su griglie variamente raffinate. Il caso tridimensionale viene affrontato per mezzo di una tecnica di raffinamento dinamico di griglia localizzato in prossimità dell'interfaccia gas-liquido, ottenendo una forte riduzione del costo computazionale. Si è reso necessario apportare alcune modifiche al codice di calcolo al fine di implementare una procedura di re-inizializzazione delle condizioni iniziali sulla griglia opportunamente raffinata.

I risultati qui presentati sono confrontati con casi analoghi presenti in letteratura, ottenuti sia per mezzo di simulazioni numeriche [24, 15] che campagne sperimentali [29, 4]. Il confronto è condotto sia dal punto di vista qualitativo, confrontando le immagini tridimensionali e in sezione, che dal punto di vista quantitativo: le grandezze caratteristiche del fenomeno sono rappresentate da raggio e altezza della corona che viene a formarsi in seguito all'impatto. A questo scopo viene proposta una nuova metodologia di analisi della soluzione, basata sulla misurazione dell'integrale della frazione liquida in opportuni sotto-domini; tale tecnica permette un monitoraggio più oggettivo dell'evoluzione della corona rispetto al rilievo di raggio e altezza della stessa.

L'accordo con i risultati riportati in letteratura è molto buono. In particolare, la descrizione dei primi istanti successivi all'impatto viene riprodotta con buona accuratezza anche in geometria assialsimmetrica, mentre l'approccio tridimensionale si rivela imprescindibile per lo studio su tempi relativamente lunghi.

Parole chiave: impatto gocce; film liquido; splashing; metodo Volume-of-Fluid VOF; raffinamento dinamico, OpenFOAM

Abstract

The present work deals with the study of droplet impact onto thin liquid film by means of computational fluid dynamics; the goal is the set up of the necessary numerical tools and the evaluation of their accuracy in reproducing such phenomenon. The focus is on impacts in the splashing regime, which is characterized by the formation of a crown shape whose motion is governed by inertial, surface tension and viscous dissipation effects.

The software used is part of the open-source CFD suite OpenFOAM [16], which implements the *Volume-of-Fluid* (VOF) method for dealing with multiphase fluxes. Simulations are carried out in bidimensional axisymmetric and tridimensional geometry, results on different mesh are compared. Tridimensional cases are dealt with by using a dynamic mesh refinement technique, localized around the gas-liquid interface; this allows a dramatic decrease in computational cost. The numerical code has been modified in order to implement a reinitialization procedure of the initial condition on the refined mesh.

The results are compared with analogous cases in literature, both from numerical simulations [24, 15] and experimental campaigns [29, 4]. Comparison is carried out in a qualitative way, through 3D images and sections of the impact outcome, and in a quantitative one: the characteristic parameters in crown development are crown radius and height. A new methodology of solution analysis is proposed, based on the integral of liquid fraction measured in suitable subdomains; such technique allows a more objective monitoring of crown evolution, compared with the results from radius and height measurements.

The agreement is very good. Moreover, the description of the first moments after impact can be adequately achieved through axisymmetric analysis, while longer times need a tridimensional approach.

Keywords: droplet impact; liquid film; splashing; Volume-of-Fluid method VOF; dynamic mesh refinement, OpenFOAM

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Campi di interesse per lo studio di impatto di gocce

Nel presente lavoro si propone un'indagine numerica dell'impatto di gocce su film liquido sottile. Si tratta di un tipo particolare di flusso appartenente alla famiglia dei multifase, il moto dei quali è detto a superficie libera.

Tale fenomeno riveste una notevole importanza in campo industriale: sistemi di questo tipo sono presenti nella stampa a getto d'inchiostro, nelle tecnologie di raffreddamento rapido per mezzo di spray, nei motori a combustione interna (atomizzatori di carburante), negli inceneritori, nella pittura a spray, nella formazione di ghiaccio in campo civile (per es. su cavi dell'alta tensione) e aeronautico.

In particolare, questo progetto di tesi è inserito in un più ampio progetto volto a studiare in maniera ravvicinata il fenomeno dell'impatto di gocce d'acqua su superfici aeronautiche (ala, gondole motore) al fine di realizzare modelli accurati per la previsione dell'icing. Per tale motivo, nel seguito del lavoro l'attenzione è focalizzata su impatti a velocità relativamente elevata (anche se non a livello delle velocità tipicamente aeronautiche, l'analisi numerica delle quali richiede risorse computazionali elevate) su film liquido sottile composto dallo stesso liquido della goccia incidente, utilizzando come fluidi di lavoro aria e acqua. In queste condizioni gli impatti risultanti sono di tipo *splashing*.

In campo aeronautico la geometria dell'impatto non è necessariamente assial-simmetrica, a motivo della presenza di una corrente d'aria trasversale e di una direzione d'impatto che può essere non normale rispetto alla superficie; per permettere lo studio di questi fenomeni l'interesse è rivolto verso simulazioni numeriche in geometria tridimensionale.

1.2 Fenomenologia dell'impatto su film liquido

1.2.1 Parametri caratteristici

Dall'analisi del vasto campo degli impatti di gocce presentato nella sezione 1.1 è evidente come fenomeni tanto diversi fra loro coinvolgano un ampio numero di variabili caratteristiche.

Innanzitutto conta la forma della goccia all'istante dell'impatto, generalmente sferica o ellittica, a causa delle oscillazioni che si vengono a generare nella fase di volo; tali oscillazioni dipendono principalmente dalla scia di Von Karman che si distacca dalla goccia, che è un tipico corpo tozzo. La direzione dell'impatto può essere normale alla parete oppure più o meno inclinata; attorno alla goccia possono essere presenti aria, un altro gas oppure il vuoto. Il liquido può essere newtoniano o non, e nel caso di impatto su film liquido goccia e film possono essere costituiti da liquidi differenti. L'impatto può avvenire sul pelo libero di un liquido oppure su una superficie asciutta. Nel primo caso, lo strato su cui impatta può essere molto più profondo del diametro della goccia oppure di spessore sottile (film sottile). In entrambi i casi, ma nel secondo soprattutto, la rugosità della superficie può influenzare fortemente la dinamica dell'impatto. Inoltre la superficie può essere più o meno elastica, calda o fredda rispetto alla goccia, curva o non in relazione alla dimensione del fenomeno, eventualmente porosa. La superficie del liquido nella vasca/film può trovarsi a riposo oppure increspata da altre onde.

Bisogna poi considerare che l'impatto può riguardare una singola goccia, una serie di gocce allineate oppure una distribuzione di gocce su un'area relativamente vasta (effetto spray). Per questi casi è necessario valutare l'interferenza reciproca tra gli impatti per capire se sia possibile riportarsi o meno al caso di goccia singola.

Infine, le considerazioni riguardanti l'impatto di un liquido su liquido possono riportarsi, almeno parzialmente, agli impatti solido-solido che avvengono a velocità estremamente elevate (tipicamente nel caso di proiettili); in questi casi, infatti, i solidi assumono forme tipiche degli impatti liquido-liquido (Worthington [35] in proposito parla di "permanent splashes").

A seguito dell'impatto si possono avere comportamenti molto vari. La goccia può depositarsi, "spalmandosi" sulla superficie (*spreading*), poi ritirarsi (*receding*) e infine rimbalzare indietro (*rebounding*). Oppure si può formare una cavità nel liquido della vasca, per poi collassare su se stesso e dare luogo al cosiddetto "Worthington jet", un jet perpendicolare al film che sorge al centro dell'impatto; esso a sua volta può essere soggetto a rottura per effetto di capillarità (*capillary breakup*) e rilasciare una goccia secondaria dal proprio apice. Oppure è possibile che l'impatto origini una struttura a corona, che si propaga radialmente fino a rompersi o depositarsi (*splashing*). Bolle di gas possono essere catturate o tra la goccia e il liquido oppure dalla corona mentre questa si riavvolge su se stessa.

Nello specifico, i parametri che influenzano il fenomeno durante e dopo l'impatto sono la velocità della goccia - sia in direzione che in modulo -, la sua dimensione, le proprietà del/dei liquido/i (densità, viscosità, viscoelasticità), la tensione superficiale, la profondità del film liquido sottostante, la rugosità della superficie (in caso di film liquido sottile o assente), la presenza o meno della forza di gravità, gli effetti non isotermi, l'eventuale cattura di bolle di gas sotto la goccia o nella corona, la comprimibilità (in caso di velocità estremamente elevate). Per descrivere l'impatto si utilizzano quindi i seguenti gruppi adimensionali:

$$\text{We} = \frac{\rho D V_0^2}{\sigma}, \quad \text{Re} = \frac{\rho D V_0}{\mu} \quad (1.1)$$

$$\text{Oh} = \frac{\mu}{(\rho \sigma D)^{1/2}} = \frac{\text{We}^{1/2}}{\text{Re}} \quad (1.2)$$

$$\text{K} = \text{We} \cdot \text{Oh}^{-2/5} = \text{We}^{4/5} \text{Re}^{2/5} \quad (1.3)$$

$$H = \frac{h_0}{D}, \quad \tau = \frac{V_0 t}{D} \quad (1.4)$$

$$R_{nd} = \frac{R_a}{D}, \quad \text{Bo} = \frac{\rho g D^2}{\sigma}, \quad \text{Fr} = \frac{V_0^2}{g D} = \frac{\text{We}}{\text{Bo}} \quad (1.5)$$

dove ρ è la densità, σ la tensione superficiale, μ la viscosità dinamica, D il diametro della goccia, V la sua velocità all'impatto, h_0 lo spessore del film liquido, t il tempo, R_a l'ampiezza nominale della rugosità, g l'accelerazione di gravità. I gruppi adimensionali sono i numeri di Weber We , Reynolds Re , Ohnesorge Oh , Bond Bo e Froude Fr ; τ è il tempo adimensionale, utilizzato per comparare i diversi fenomeni in condizione di similarità dinamica; i numeri H e R_{nd} indicano rispettivamente l'altezza e la rugosità adimensionali. Il numero indicato con K è denominato parametro di Sommerfeld e rappresenta un importante parametro composito per determinare il regime di impatto, come verrà meglio specificato nel seguito. L'effetto della rugosità è da considerarsi quasi esclusivamente in caso di superficie asciutta, mentre la gravità ha effetti tipicamente trascurabili, se non nelle fasi finali del fenomeno.

I gruppi adimensionali che verranno utilizzati più estesamente nel seguito sono i numeri di Weber e Ohnesorge, e la loro combinazione K . Il numero di Weber descrive il rapporto tra energia cinetica della goccia impattante (e quindi gli effetti inerziali) e tensione superficiale del liquido: concettualmente, si può dire che la prima tende a causare lo *splashing* della goccia e una rapida crescita della corona e dei jet ad essa associati, mentre la seconda si oppone a questo effetto spingendo verso una geometria che abbia la minima superficie possibile (si pensi alle gocce

di mercurio: la sua elevata tensione superficiale le porta a disporsi in piccole sfere, una volta lasciate libere su una superficie liscia). Il numero di Ohnesorge è di più difficile interpretazione: esso indica il rapporto tra viscosità, densità e tensione superficiale del fluido, ed è maggiormente utilizzato rispetto al Reynolds nello studio di impatto di gocce.

1.2.2 Tipi di impatto

Nel presente lavoro l'attenzione è rivolta esclusivamente all'impatto di gocce a velocità moderata, e quindi con effetti di comprimibilità trascurabili, su superficie bagnata; per un'analisi più dettagliata delle diverse tipologie di impatto si rimanda all'esauritivo lavoro di Yarin [36].

Il caso di impatto su vasca relativamente profonda è stato indagato sperimentalmente nei lavori di Prosperetti e Oguz [20] e Rein [23]. Il moto del fluido prodotto dalla goccia non è limitato dalla superficie solida del fondo e può spostare un volume considerevole di liquido all'impatto; si forma quindi una cavità nel punto di impatto, di forma circa semisferica, circondato da un bordo liquido denominato corona, la cui altezza e spessore dipendono dai parametri dell'impatto. L'espansione della corona è limitata dalla viscosità ma soprattutto dalla tensione superficiale, la quale interrompe a un certo punto l'affondamento della cavità, facendone poi collassare le pareti; a seconda dell'intensità dell'impatto si può giungere a ripristinare, dopo un certo transitorio oscillatorio, la condizione iniziale di superficie liscia, oppure può prodursi un Worthington jet nel centro della cavità.

In figura 1.1, tratta dal lavoro di Pan e Hung (2010), è mostrata una casistica completa degli effetti dell'impatto su film liquido omogeneo più o meno sottile; per ogni immagine sono riportati i numeri di Weber, Ohnesorge, K e spessore adimensionale nella tabella 1.1.

Le immagini dalla a alla f sono caratterizzate da numeri di Weber relativamente bassi, e quindi il fenomeno è dominato fortemente dalla tensione superficiale: la goccia viene assorbita dal film liquido. Nel caso a il We è talmente basso da provocare il rimbalzo almeno parziale della goccia, in seguito all'assorbimento. A numeri di We crescenti (fig. b e c) si assiste al rilascio di un Worthington jet, più o meno sottile, il quale può rompersi per effetto di capillarità e dare origine a una o più goccioline secondarie (fig. c e d). Nelle figure e e f si evidenzia l'effetto della viscosità: nel caso f questa è circa un quarto rispetto al caso e . Inoltre bisogna notare che il jet e le goccioline secondarie nell'immagine f sono generate a un istante molto prossimo all'impatto, mentre l'immagine e è presa ad un tempo avanzato, quando il film liquido si sta già livellando. Si consideri che questa prima serie di fenomeni è caratterizzata dall'interazione del fondo della cavità di impatto con la superficie solida; ciò è permesso dal fatto che i tempi caratteristici di questi casi di deposizione e assorbimento sono molto alti.

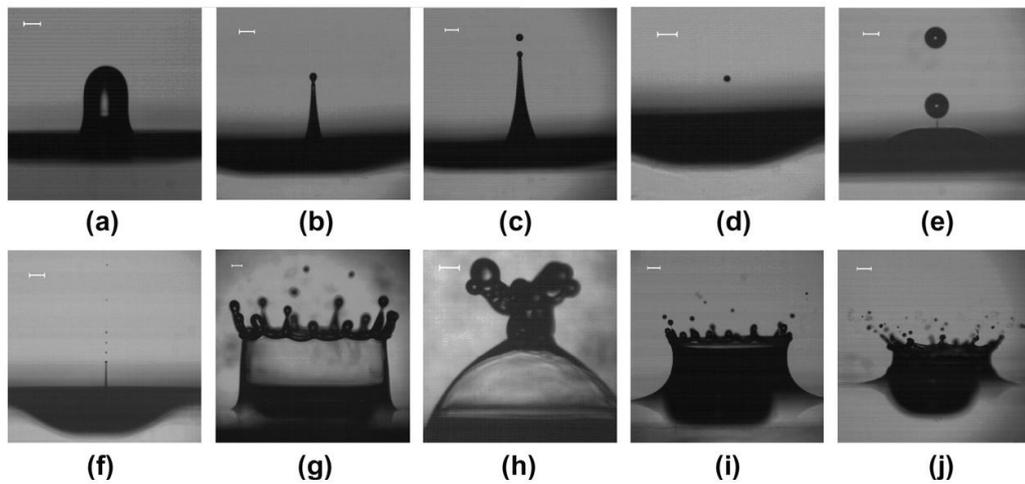


Figura 1.1. Regimi di impatto di goccia su film liquido (tratto da [18]). I parametri relativi ad ogni immagine sono riportati in tabella 1.1.

Caso	We	Oh	K	H
a	375	0.00344	364	2.60
b	255	0.04816	858	2.03
c	275	0.04816	925	2.03
d	219	0.04816	737	2.03
e	444	0.04816	1494	1.86
f	178	0.01313	1007	2.93
g	1188	0.04816	3997	0.61
h	2987	0.06430	8953	0.78
i	1301	0.04816	4377	1.20
j	472	0.00229	5367	1.91

Tabella 1.1. Regimi di impatto di goccia su film liquido riportati in figura 1.1.

Le ultime quattro immagini, fig. *g-j*, mostrano lo *splashing* della goccia. In esse il numero di Weber è molto superiore rispetto ai casi precedenti e lo spessore adimensionale del film inferiore. Nei primi due casi si ha la formazione di una corona ben definita. In *g* è evidente la sua struttura: una lamina sottile che si sviluppa verticalmente, sovrastata da un bordo (“rim”) più spesso; da esso si origina una serie di jet i quali, instabilizzati per capillarità, si rompono fino a formare delle gocce secondarie (più evidenti in fig. *i* e *j*). Nel caso *h* la corona finisce con chiudersi su se stessa - secondo gli autori per effetto della gravità - e coalesce formando una sorta di jet diretto verso l’alto. Le immagini *i* e *j* mostrano l’effetto della viscosità sullo splash: nel caso *i* la viscosità è oltre 20 volte superiore rispetto

al caso j e ciò influenza l'angolo formato dalla corona, l'estensione radiale dei jet e il numero delle goccioline secondarie rilasciate da questi.

Dalle precedenti considerazioni appare evidente l'importanza di distinguere i parametri di impatto che determinano deposizione o splashing della goccia. Il lavoro di Cossali et al. [3] studia ampiamente il fenomeno nell'ambito dei film liquidi sottili, valutando la dipendenza dal numero di Weber, di Ohnesorge e dallo spessore del film (l'influenza della rugosità non è stata considerata, almeno non in maniera sistematica); i risultati di tale campagna sperimentale sono riportati in figura 1.2. Fissato il valore di Oh, il We critico - al di sopra del quale si ha

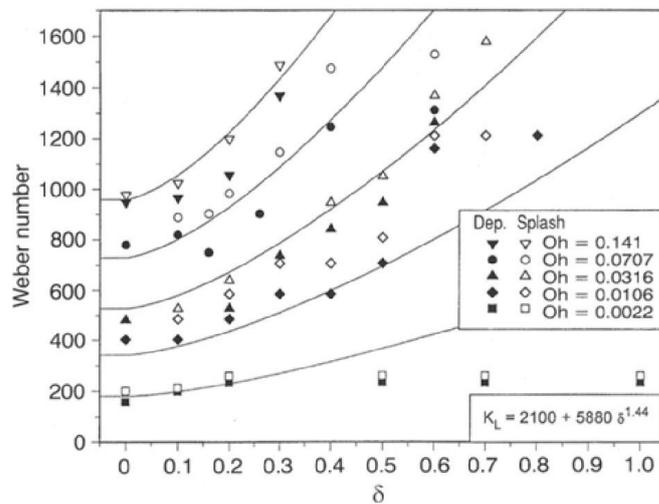


Figura 1.2. Limite di splashing: numero di Weber critico su spessore del film liquido, al variare del numero di Ohnesorge (tratto da [3]).

splashing - aumenta con lo spessore adimensionale del film δ : un film liquido più spesso inibisce lo splashing. L'andamento con il numero di Ohnesorge è analogo, come si può facilmente intuire: una viscosità maggiore dissipa parte dell'energia dell'impatto. Si nota un comportamento inatteso per il minimo valore di Oh: a esso corrisponde una saturazione del We critico all'aumentare dello spessore del film. Gli autori ipotizzano che questo comportamento sia collegato al fatto che, per bassa viscosità, lo splash avviene immediatamente dopo l'impatto ("prompt splash") e sulla superficie del liquido; questo fenomeno quindi sarebbe non sensibile alla profondità del film. Gli autori giungono a determinare la seguente correlazione per il limite tra impatto con deposizione e splashing:

$$K_s = (\text{Oh}^{-0.4}\text{We})_s = 2100 + 5880\delta^{1.44} \quad (1.6)$$

relazione valida per $0.1 < \delta < 1$ e $\text{Oh} > 7 \times 10^{-3}$, con un'accuratezza di circa il 10% sui dati dei loro esperimenti.

1.2.3 Cinematica dell'impatto con splashing

Nel presente lavoro l'attenzione è concentrata sull'impatto con splashing, in quanto tipico dei fenomeni in campo aeronautico. L'evoluzione del fenomeno può essere suddivisa in quattro fasi caratteristiche, illustrate in figura 1.3:

- impatto e formazione della lamina (inizialmente orizzontale: "jetting");
- formazione della cavità e della corona;
- eiezione dei jet, loro rottura, rilascio di gocce secondarie;
- collasso della corona, eventualmente seguito da un rimbalzo della goccia.

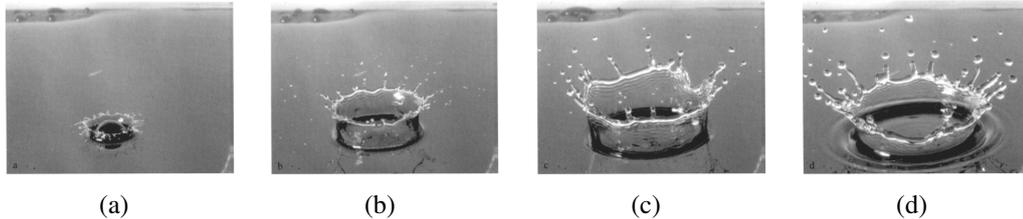


Figura 1.3. Evoluzione dell'impatto con splashing (tratto da [3]).

Nella primissima fase dell'impatto, la quale è estesamente analizzata sperimentalmente da Thoroddsen [29] e numericamente da Weiss e Yarin [32], la prima sottile lamina di fluido rilasciata ha origine alla linea di contatto tra la goccia e il liquido e si muove in direzione quasi orizzontale ad alta velocità (anche oltre dieci volte la velocità di impatto). La sua dinamica perciò è influenzata prevalentemente dal We e dalla viscosità del liquido, poco dalla profondità del film. Se il numero di Ohnesorge è molto basso si parla di "prompt splash": dal jet iniziale si distaccano immediatamente delle goccioline secondarie di dimensioni molto piccole. Per numeri di Ohnesorge maggiori si ha un "late splash": lo strato sottile di liquido che è inizialmente eiettato orizzontalmente verso l'esterno viene presto deviato in direzione normale al film, seguendo la forma della cavità che si va generando; in questo modo si origina la corona, la cui natura è bidimensionale, che termina nel rim, la sua parte più spessa. Sulla corona sono presenti perturbazioni ondulatorie sia longitudinali che trasversali. Lungo il rim prendono forma delle cuspidi, dalle quali hanno origine dei jet (*fingering*), elementi prevalentemente monodimensionali. Essi sono allungati dall'inerzia e per effetto di capillarità vanno incontro a rottura, rilasciando delle gocce secondarie (cfr. figura 1.4). I jet possono essere singoli, biforcarsi oppure coalescere fra loro. La dimensione delle gocce secondarie rilasciate dal rim dipende dal tempo al quale avviene il loro distacco: le gocce

rilasciate nei primi istanti sono di dimensione minore rispetto alle successive (si veda il lavoro di Cossali et al. [4]). Il diametro delle gocce secondarie appare quindi legato al valore dello spessore della corona nell'istante della loro emissione.

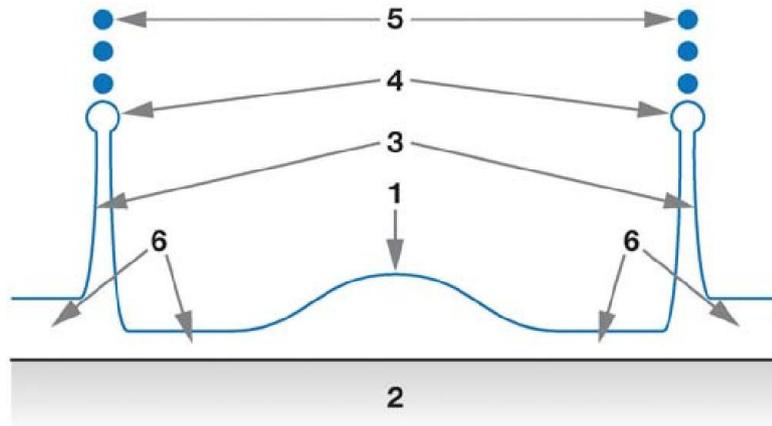


Figura 1.4. Rappresentazione schematica in sezione dello splashing: 1) goccia iniziale parzialmente assorbita; 2) parete; 3) corona; 4) rim; 5) gocce secondarie; 6) film liquido.

1.2.4 Andamento delle quantità geometriche nello splashing

Nello studio dell'impatto di gocce, il quale fino a oggi è stato prevalentemente di tipo sperimentale, l'analisi quantitativa viene eseguita su una serie di grandezze geometriche. Per quanto riguarda l'impatto con splashing esse sono raggio, altezza e spessore medio della corona, numero e dimensione dei jet, numero e dimensione delle gocce secondarie.

Raggio della corona

A prima vista il fenomeno può sembrare troppo complesso per uno studio teorico di queste quantità, ma una analisi più attenta rivela che è possibile una descrizione di massima di tipo quasi-monodimensionale. Il modello sviluppato su questa base da Yarin e Weiss [37] assume che, immediatamente dopo l'impatto, esista una zona circolare attorno al centro con una velocità centrifuga dell'ordine della velocità di impatto V_0 al tempo τ_0 . Se l'intensità dell'impatto è sufficiente a provocare lo splashing (cfr. equazione 1.6), cioè se l'effetto inerziale è preponderante rispetto a quello della tensione superficiale (la viscosità è trascurabile nei primi istanti, ma meno trascurabili sono le perdite viscose nel momento dell'impatto), il liquido del film sospinto verso l'esterno si scontra con il liquido attorno in quiete, dando origine a una discontinuità cinematica. Il liquido in moto viene deviato verso l'alto ed emerge, formando una lamina sottile che è appunto la parete della corona. La

discontinuità continua intanto a propagarsi nel film liquido alla base, alimentando la corona e facendola avanzare. Secondo queste ipotesi, gli autori propongono il seguente andamento per il raggio della corona r_c nel tempo:

$$\frac{r_c}{D} = \frac{V_0^{1/2}}{6^{1/4}\pi^{1/2}\nu^{1/8}D^{1/4}f^{3/8}}(\tau - \tau_0)^{1/2} \quad (1.7)$$

dove ν è la viscosità cinematica, f è la frequenza di impatto, poiché nei loro esperimenti utilizzano una sequenza di impatti di gocce; nel caso di impatto singolo l'equazione (1.7) si riscrive come:

$$\frac{r_c}{D} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} \frac{V_0^{1/2}}{D^{1/4}h_0^{1/4}}(\tau - \tau_0)^{1/2} \quad (1.8)$$

In figura 1.5 è riportato il confronto tra l'equazione (1.7) e i dati sperimentali. Vi

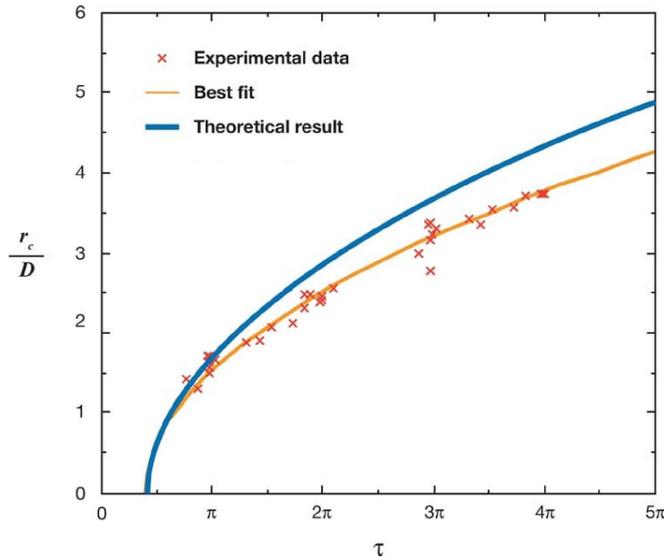


Figura 1.5. Evoluzione temporale del raggio del rim. Confronto tra la curva dell'equazione 1.7, i dati sperimentali e loro interpolazione ai minimi quadrati (tratto da [37]).

è un buon accordo per quanto riguarda i primi tempi dopo l'impatto. Per tempi più alti i raggi misurati sperimentalmente sono inferiori rispetto a quanto previsto dalla teoria, probabilmente per il fatto che quest'ultima non considera le perdite viscose relative al momento dell'impatto.

Altezza e spessore della corona

Sulla linea del lavoro svolto da Yarin e Weiss [37], Roisman e Tropea [26] confermano i loro risultati per quanto riguarda l'apertura radiale della corona, ed

estendono l'analisi teorica anche alle sue altre caratteristiche geometriche, nello specifico altezza e spessore. Il loro modello non considera la tensione superficiale e gli effetti della viscosità, in quanto come visto precedentemente gli effetti inerziali sono preponderanti nella fase iniziale. Il confronto con i risultati sperimentali di Cossali et al. riportati in figura 1.6 evidenzia però alcuni forti limiti nella loro teoria. Il modello teorico è ottenuto utilizzando lo spessore adimensionale iniziale del

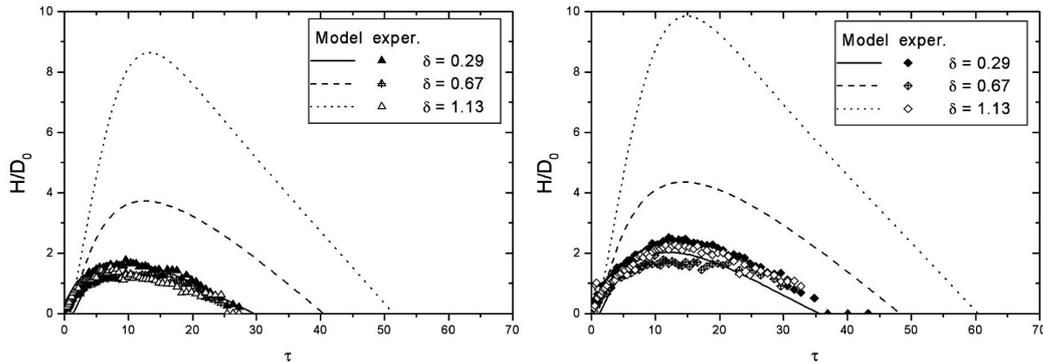


Figura 1.6. Evoluzione temporale dell'altezza della corona; numeri di We rispettivamente di 667 e 843. Confronto tra le curve teoriche di Roisman e Tropea [26] e i dati sperimentali di Cossali et al. [4].

film H per adimensionalizzare le lunghezze. Esso offre una buona approssimazione nel caso di film di spessore vicino a quello utilizzato nel loro lavoro ($H = 0.29$, la curva più bassa di figura 1.6), ma sovrastima ampiamente le altezze per valori di H maggiori. Il modello per lo spessore della corona, essendo strettamente legato a quello per l'altezza, verosimilmente presenta gli stessi limiti, ma manca un suo confronto con dati sperimentali a causa della difficoltà nella definizione univoca di tale grandezza.

Numero e dimensione di jet e gocce secondarie

La parte avanzata dell'evoluzione dello splashing coinvolge la formazione di jet, che si protendono dal bordo della corona, e il rilascio di gocce secondarie. Le loro caratteristiche geometriche sono oggetto di indagine nei lavori di Cossali et al. [3] [4]. Il numero di jet mostra una certa dipendenza dal We , come illustrato in figura 1.7, sebbene il meccanismo alla loro origine non sia ancora stato chiarito. È probabile che la rugosità superficiale svolga un ruolo importante, ma non vi sono studi specifici a riguardo.

Per quanto riguarda la dimensione delle gocce secondarie, si riscontra una dipendenza del loro diametro d_{10} dal tempo al quale vengono rilasciate dal relativo

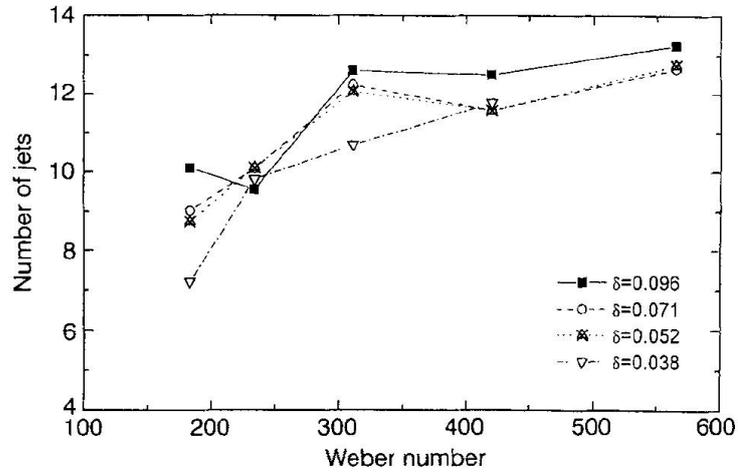
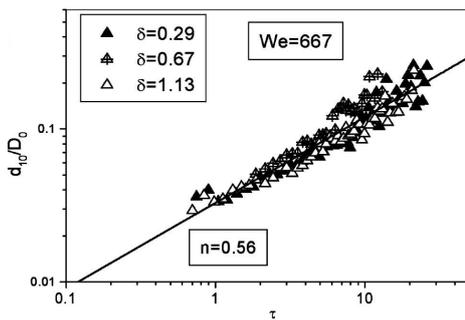


Figura 1.7. Numero di jet al variare del We; $3000 < K < 8000$; $K_s \approx 2000$ (tratto da [3]).

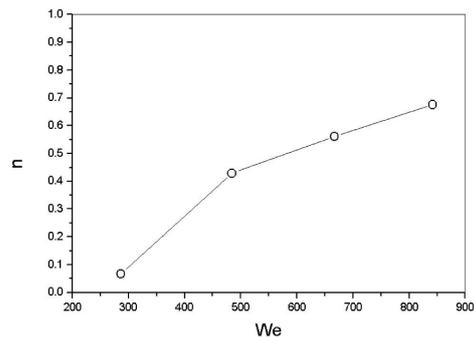
jet, secondo una legge di tipo esponenziale:

$$\frac{d_{10}}{D} = q\tau^n \tag{1.9}$$

dove la costante moltiplicativa q e l'esponente n sono ricavate sperimentalmente per ogni caso analizzato. Tale legge descrive il fenomeno con una discreta accuratezza (cfr. figura 1.8(a)). L'esponente n varia fortemente in relazione al numero di Weber dell'impatto, come illustrato in figura 1.8(b).



(a) Diametro gocce secondarie.



(b) Esponente n al variare di We.

Figura 1.8. Gocce secondarie, dimensione in funzione del tempo di eiezione: confronto tra equazione (1.9) e risultati sperimentali (tratto da [4]).

1.3 Simulazioni numeriche di impatto in letteratura

Nella presente sezione vengono riportati i risultati tratti da alcune rilevanti pubblicazioni scientifiche riguardanti simulazioni numeriche di impatto di gocce su film liquido sottile. Evidentemente non si tratta di una trattazione completa della letteratura in questo campo, ma si vuole fare una panoramica generale sullo stato dell'arte fino ad oggi; a questo scopo sono stati scelti lavori che trattano simulazioni bidimensionali, assialsimmetriche e tridimensionali, evidenziando per ciascuno di essi le potenzialità e i limiti del modello scelto.

1.3.1 Flusso assialsimmetrico a potenziale

Nel loro lavoro del 1999, Weiss e Yarin [32] affrontano numericamente il problema dell'impatto su film sottile, focalizzando l'attenzione sui primi istanti di tempo dopo il contatto. Le loro simulazioni riguardano impatti normali alla superficie e sono eseguite su una geometria assialsimmetrica, utilizzando un metodo a potenziale risolto secondo il *boundary-integral method*. Tensione superficiale e gravità vengono modellate, mentre viscosità e comprimibilità sono trascurate.

La griglia di calcolo è raffinata con mediamente oltre 150 nodi sulla superficie libera, in modo da descrivere accuratamente la dinamica nella zona di interesse, cioè il collo dell'impatto; l'elevato livello di dettaglio permette di ottenere i risultati riportati in figura 1.9(b).

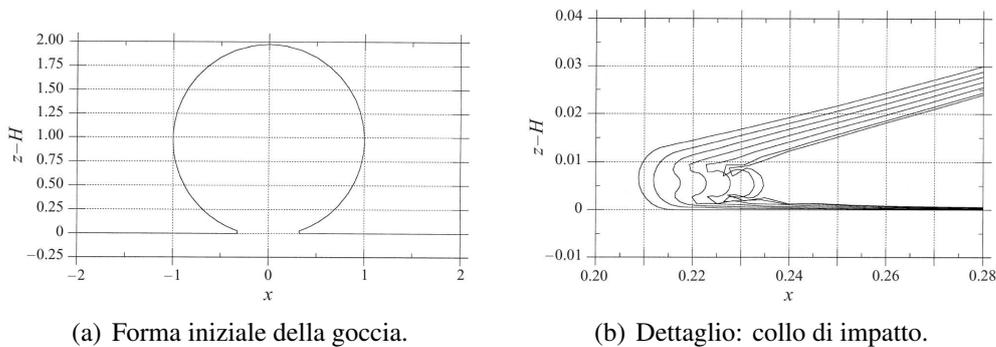


Figura 1.9. Evoluzione della sezione del jet iniziale: esso si propaga nello spazio libero fino a ricongiungersi al film liquido, portando così alla formazione di una bolla gassosa di forma toroidale intrappolata nel liquido sottostante (tratto da [32]).

Proseguendo con la simulazione per tempi maggiori, si assiste alla formazione di onde di capillarità molto accentuate, quasi una vera e propria corona, come illustrato in figura 1.10(a). L'andamento temporale del raggio della corona si sovrappone quasi perfettamente alle previsioni teoriche eseguite dagli stessi autori nel

loro lavoro precedente [37]; per l'impatto illustrato nelle figure di questa sezione, l'evoluzione del raggio è riportato in figura 1.10(b).

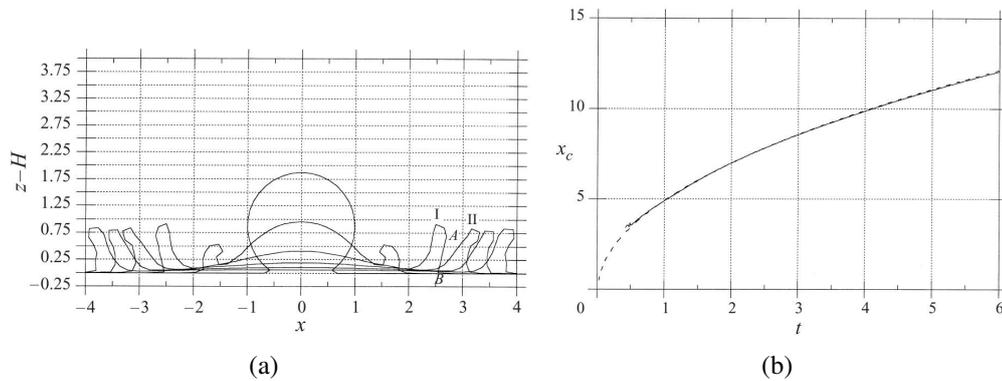


Figura 1.10. Simulazione di impatto per tempi lunghi: 1.10(a) profilo delle onde di capillarità; 1.10(b) confronto tra l'evoluzione del raggio della corona e le previsioni teoriche effettuate da Yarin e Weiss [37].

Il maggiore limite di questo lavoro è rappresentato dal fatto che il metodo numerico è a potenziale e perciò non considera la viscosità dei fluidi. Le simulazioni danno risultati soddisfacenti fino a tempi molto brevi dopo l'impatto, e infatti essi sono confermati dagli esperimenti sul jetting realizzati da Thoroddsen [29] alcuni anni dopo. Per tempi più lunghi però la mancanza della viscosità impedisce di ottenere risultati in accordo con i dati sperimentali. Il limite di *splashing* riportato nell'equazione (1.6) diventa automaticamente superato: essendo la viscosità nulla, il numero di Ohnesorge vale $Oh = 0$ e $\lim_{\mu \rightarrow 0} K = \infty$, quindi ogni impatto provoca uno *splashing*.

L'andamento teorico per il raggio della corona (cfr. equazione (1.8)) è ben verificato.

1.3.2 Flusso assialsimmetrico con metodo VOF

Come il lavoro riportato nel paragrafo precedente, anche lo studio di Josserand e Zaleski del 2003 [11] si concentra su tempi brevi dopo l'impatto su film sottile.

Essi sviluppano una teoria per predire la transizione tra i regimi di *splashing* e deposizione, assumendo un flusso a potenziale in tutto il dominio di calcolo meno che una piccola zona viscosa vicino al collo di impatto. I risultati ottenuti sotto queste ipotesi riportano a una formula analoga all'equazione (1.6).

Accanto allo studio teorico vengono eseguite delle simulazioni numeriche: il metodo scelto risolve le equazioni di Navier-Stokes assialsimmetriche e incompri-

mibili, comprendenti il termine di tensione superficiale:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1.10)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) + \sigma k \delta_s \mathbf{n} \quad (1.11)$$

dove \mathbf{V} è il vettore velocità del fluido, p la pressione, $\mathbf{D} = 0.5 (\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^T)$ è il tensore rateo di deformazione, δ_s la delta di Dirac bidimensionale relativa all'interfaccia, \mathbf{n} e k rispettivamente il versore normale all'interfaccia e la curvatura della stessa. Il metodo multifase adottato è il VOF, per il quale si rimanda al paragrafo 2.2.2. L'interfaccia è ricostruita secondo il metodo PLIC (*Piescewise Linear Interface Calculation*) e per la tensione superficiale è utilizzata una versione del metodo CSF (*Continuum Surface Force*) adattata all'assialsimmetrico. Gli effetti di comprimibilità e gravità vengono trascurati: nei casi di impatto simulati, infatti, i numeri di Mach Ma e Froude Fr sono dell'ordine di $\mathcal{O}(10^{-3})$; la comprimibilità risulta trascurabile in questo caso anche secondo i risultati mostrati da Lesser e Field [13].

Dopo aver sperimentato griglie di calcolo da 128^2 a 512^2 elementi, viene scelta una risoluzione pari a 256^2 . È realizzata una serie di simulazioni per indagare gli effetti della viscosità su tempi non elevati, con numero di Weber fisso $We = 8000$ e Reynolds variabile tra 1000 e 40; due di esse sono confrontate in figura 1.11. I due liquidi costituenti la goccia e il film superficiale sono marcati con colori differenti in modo da distinguere l'origine del fluido che compone la corona; è noto dalla letteratura che esso è costituito quasi interamente dal liquido del film alla base, risultato confermato dalle simulazioni.

I risultati ottenuti sono in accordo con quanto riportato negli esperimenti realizzati da Thoroddsen [29]. Dalla loro analisi sui primi tempi dell'impatto emerge che la viscosità svolge un ruolo preponderante nel determinare la dimensione del jet che emerge al contatto tra goccia e film liquido; la tensione superficiale, invece, permette o meno la formazione del jet, e quindi agisce su tempi ancora più bassi. Queste considerazioni confermano che simulazioni interamente a potenziale, quali quelle riportate nel precedente paragrafo 1.3.1, possono dare risultati realistici soltanto nei primissimi istanti della formazione del jet iniziale.

Poiché la viscosità determina lo spessore del jet emesso, le simulazioni fin qui viste sono limitate nel loro numero di Reynolds massimo dallo spessore minimo che la griglia può correttamente risolvere. Per poter esporre regimi di impatto con Re superiori gli autori suggeriscono di ricorrere a mesh adattive con raffinamento dinamico.

Inoltre, per tempi superiori rispetto a quelli fin qui analizzati il fenomeno diventa prettamente tridimensionale: al termine della corona si forma il rim, la cui dinamica è caratterizzata da instabilità 3D che portano all'eiezione di jet mono-

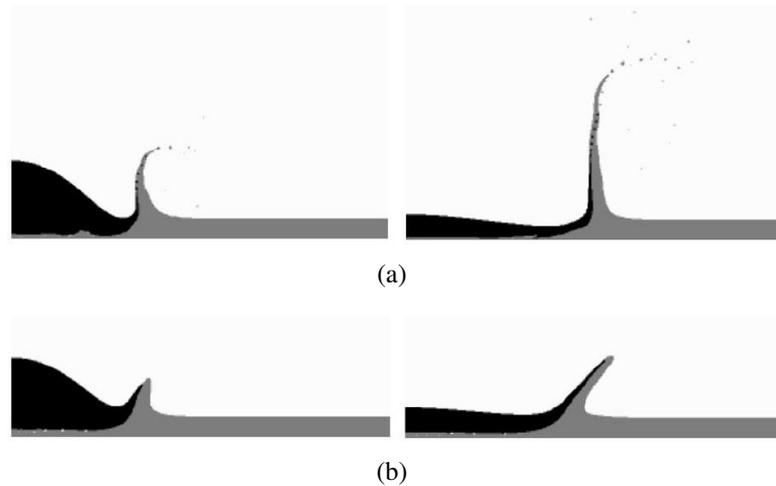


Figura 1.11. Sezione dell’impatto a diverse viscosità: 1.11(a) bassa viscosità, $Re = 1000$; 1.11(b) alta viscosità, $Re = 100$. Tempo adimensionale τ pari a 0.7 e 1.5. Tratto da [11].

dimensionali e successivamente goccioline secondarie. Per poter simulare questi fenomeni gli autori evidenziano la necessità di utilizzare modelli tridimensionali.

1.3.3 Flusso bidimensionale piano, impatti obliqui

Il lavoro di Quero et al. del 2006 [22] e il precedente articolo di Purvis e Smith del 2004 [21] trattano dell’impatto di gocce SLD (*Super-cooled Large Droplet*) su film liquido, applicato alla previsione della formazione di ghiaccio in campo aeronautico.

L’approccio numerico adottato prevede l’uso di un modello Volume-of-Fluid (VOF) (cfr. paragrafo 2.2.2) bidimensionale con scambio termico per simulare fenomeni ad alti numeri di Weber e Reynolds, sempre in regime di splashing. È inoltre incluso un modello per la formazione di ghiaccio sulla superficie solida sottostante il film liquido.

L’uso di simulazioni bidimensionali è giustificato dalla volontà di analizzare impatti obliqui (evidentemente impossibili da riprodurre in geometria assialsimmetrica) e introdurre un modello relativamente semplice per la formazione di ghiaccio sulla superficie.

I risultati ottenuti in un dominio 2D sono confrontabili con gli esperimenti soltanto in maniera qualitativa, come si può vedere dalla figura 1.12: altezza e angolo dei due fronti della corona non corrispondono al risultato sperimentale.

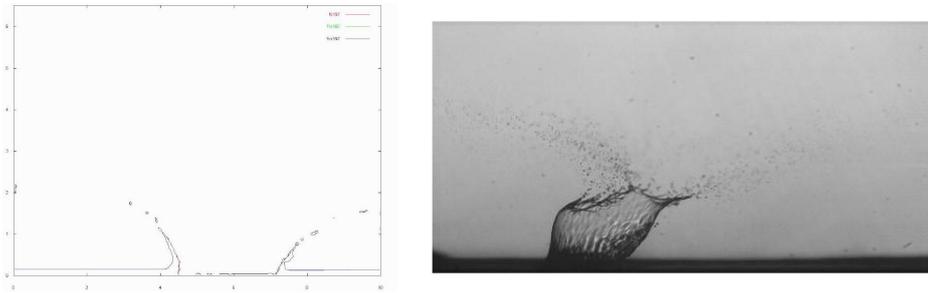


Figura 1.12. Impatto obliquo: confronto tra simulazione 2D ed esperimento (tratto da [22]).

1.3.4 Flusso tridimensionale

Il lavoro di Rieber e Frohn del 1999 [24] riporta i risultati della simulazione numerica diretta tridimensionale di tre casi di impatto con splashing, su griglia adeguatamente raffinata. Nel 2007 Nikolopoulos et al. [15] simulano gli stessi casi di impatto utilizzando un codice con raffinamento dinamico di griglia in prossimità dell'interfaccia, con risultati soddisfacenti ma limitati dalla massima risoluzione della loro mesh computazionale.

Il presente lavoro di tesi utilizza due di questi tre impatti come casi test, in quanto ancora a oggi rappresentano lo stato dell'arte per questo tipo di impatto; la buona documentazione dei risultati rende agevole il confronto. Per una analisi più approfondita si rimanda al paragrafo 3.1.

1.4 Obiettivi del lavoro

L'obiettivo del presente lavoro è lo studio della possibilità di realizzare simulazioni numeriche accurate dell'impatto di gocce su film liquido sottile, utilizzando solutori implementati nel software commerciale open-source OpenFOAM e apportando in tale codice opportune modifiche al fine di adattarlo al fenomeno in analisi.

In particolare l'attenzione è rivolta al confronto tra geometria bidimensionale piana, assialsimmetrica e tridimensionale con tecniche di raffinamento dinamico di griglia, comparando per ciascun caso diversi livelli di discretizzazione. Le analisi realizzate in questo modo vengono confrontate con risultati presenti in letteratura, sia ottenuti per mezzo di simulazioni numeriche sia per mezzo di campagne sperimentali.

Capitolo 2

Metodo numerico

Le simulazioni numeriche oggetto del presente lavoro sono state eseguite utilizzando la suite di software open-source OpenFOAM [16] e in particolar modo il solutore *interFoam*, sia nella sua versione a griglia fissa che mobile. Esso implementa il metodo numerico per flussi multifase *Volume-of-Fluid* (nel seguito verrà indicato con VOF), il quale si basa sul lavoro di Hirt e Nichols del 1981 [7]. Per un'analisi estesa del solutore si rimanda alla tesi di dottorato di H. Rusche [27] e alla documentazione presente sul sito ufficiale di OpenFOAM [16].

2.1 Metodi numerici per correnti multifase

In considerazione dell'importanza industriale dei flussi multifase, evidenziata nella sezione 1.1, a fianco di ampie campagne di studio sperimentali si è sviluppato l'interesse per un'analisi numerica del fenomeno. Tale approccio permette una visione più ravvicinata delle dinamiche di scala minore, e può aiutare ad estendere i risultati ottenuti sperimentalmente in laboratorio a condizioni più vicine al reale. Ad oggi la fluidodinamica computazionale utilizza principalmente tre metodologie per il trattamento di problemi di flussi bi-fase, le quali saranno brevemente introdotte nel seguito, ponendo maggiore attenzione a quella di interesse per il presente lavoro.

Nei paragrafi seguenti vengono illustrati i tre modelli attualmente utilizzati nell'ambito dello studio numerico di correnti multifase. I primi due modelli numerici (paragrafi 2.1.1 e 2.1.2) forniscono una descrizione macroscopica del sistema bi-fase, utilizzando equazioni di governo opportunamente mediate. Modelli di questo tipo sono utilizzati per eseguire simulazioni di correnti anche complesse dei quali interessano le proprietà medie globali. I fenomeni di piccola scala non vengono risolti esplicitamente ma necessitano di una modellazione opportuna, la quale introduce termini addizionali nelle equazioni del sistema (in maniera analoga a quanto

avviene passando dalle equazioni di Navier-Stokes a quelle mediate di Reynolds: esse introducono gli sforzi di Reynolds, i quali devono essere modellati).

Il modello euleriano-euleriano completo risolve invece le equazioni di Navier-Stokes senza ulteriore modellazione degli effetti di interfaccia né delle fluttuazioni turbolente di piccola scala. Esso è quindi utilizzabile nel caso di griglie estremamente raffinate rispetto alle scale di interesse del problema.

2.1.1 Modello euleriano-lagrangiano

Il modello euleriano-lagrangiano viene altrimenti denominato modello a DPE discreti; con il termine *Dispersed Phase Elements* (DPE) discreti si indicano le particelle del fluido “disperso” all’interno del fluido “continuo”. Il modello euleriano-lagrangiano assume che il sistema sia fortemenete disperso; in tal caso l’accoppiamento tra fase continua e dispersa è prevalentemente a senso unico (la fase dispersa influenza poco o nulla il moto della continua). La dinamica delle particelle fluide della fase dispersa viene risolta secondo equazioni in formulazione lagrangiana: esse vengono inseguite nel loro movimento attraverso il fluido continuo. Il fluido continuo è invece governato da equazioni mediate di tipo euleriano, cioè riferite ad un sistema di riferimento inerziale. Per via di questo approccio ibrido il modello a DPE discreti è prende il nome di modello euleriano-lagrangiano. In figura 2.1(a) è rappresentato questo approccio misto.

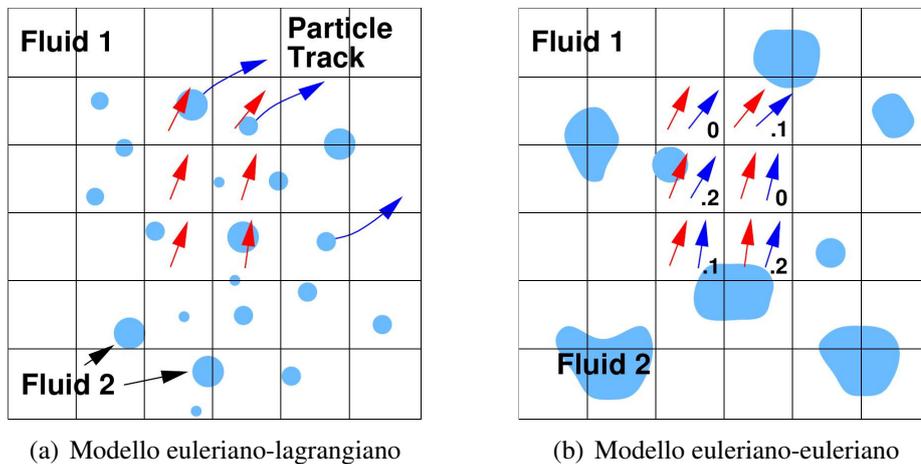


Figura 2.1. Approci mediati per CFD di flussi bi-fase. Freccie rosse: velocità del fluido continuo; freccie blu: traiettoria del fluido disperso in 2.1(a), velocità del fluido 2 in 2.1(b). In 2.1(b) i numeri decimali indicano il valore di α per ogni cella.

Un importante vantaggio del modello euleriano-lagrangiano consiste nel poter disporre delle proprietà di ogni singolo DPE separatamente, in quanto spesso sono

proprio queste proprietà (dimensione, temperatura, velocità rotazionale, etc.) l'interesse dell'analisi. In questo modo è anche possibile eseguire agevolmente studi statistici sull'intero flusso.

D'altra parte, sorgono problemi nel caso in cui la frazione volumica della fase dispersa diventi importante. Questo infatti porta sia un forte incremento dei costi computazionali - evidentemente legati al numero di DPE da risolvere -, sia problemi di stabilità numerica legati all'accoppiamento tra la dinamica delle due fasi.

2.1.2 Modello euleriano-euleriano

Nel modello lagrangiano-lagrangiano la dinamica di entrambe le fasi è descritta attraverso equazioni in forma euleriana; in questo modo le due fasi possono interagire liberamente fra loro e compenetrarsi. Le equazioni sono ancora di tipo mediato. Tale modello è anche denominato modello a due fluidi. Per poter distinguere le due fasi viene introdotto un indicatore nel sistema, tipicamente scelto come la frazione di fase α , la quale indica la probabilità di avere, in ogni cella computazionale, una delle due fasi. Per maggiore chiarezza si veda la figura 2.1(b).

Nelle equazioni mediate di questo modello, oltre agli sforzi di Reynolds sono presenti altri termini aggiuntivi, i quali sono necessari per tenere conto del trasferimento di quantità di moto tra le due fasi. Esso si compone degli effetti di resistenza, portanza e massa virtuale, forze agenti all'interfaccia tra i due fluidi. La modellazione di tale termine, così come degli sforzi turbolenti in un sistema multifase, sono i punti critici di questo modello: essi dipendono infatti fortemente dalla natura della corrente in analisi.

Un vantaggio notevole del modello euleriano-euleriano è il fatto la dinamica delle due fasi è accoppiata, perciò esso è applicabile a tutti i regimi di flusso e non soltanto a quelli ad elevata dispersione.

2.1.3 Modello euleriano-euleriano completo

Nel modello euleriano-euleriano completo di flussi bi-fase vengono risolte le equazioni di Navier-Stokes senza ulteriore modellizzazione e la forma dell'interfaccia tra i due fluidi viene direttamente determinata come parte della soluzione stessa, utilizzando opportune tecniche di individuazione dell'interfaccia a partire dalle variabili risolte. Per utilizzare correttamente questa metodologia risolutiva è necessaria una risoluzione molto elevata, per poter descrivere adeguatamente sia i moti di piccola scala (specialmente le fluttuazioni di tipo turbolento) sia la topologia dell'interfaccia dei DPE in oggetto. Le simulazioni eseguite secondo questo modello sono quindi computazionalmente molto più onerose rispetto ai modelli mediati e il loro uso è limitato a casi a basso numero di Reynolds e pochi DPE,

almeno con la potenza di calcolo attuale. Il presente lavoro impiega questo metodo di calcolo, in quanto si concentra sull'analisi della dinamica di impatto di un singolo DPE.

Le possibili tecniche per la localizzazione dell'interfaccia saranno affrontate nella sezione seguente 2.2.1, assieme ad una presentazione non esaustiva delle equazioni di governo e della procedura risolutiva adottata.

2.2 Equazioni di governo e procedura numerica

2.2.1 Metodi di individuazione dell'interfaccia

Come specificato nel paragrafo 2.1.3 la posizione dell'interfaccia tra i due fluidi è calcolata come parte della soluzione della procedura di calcolo. I metodi principalmente impiegati a questo scopo sono tre:

- **tracciamento dell'interfaccia:** essa è descritta come la linea interpolante una serie di *marker particles* immerse nel fluido, la posizione delle quali viene calcolata ad ogni intervallo di tempo (cfr. figura 2.2(a));
- **griglia mobile:** la griglia di calcolo viene mossa in modo da seguire l'interfaccia, oppure può essere eseguito un re-meshing del dominio a ogni iterazione della procedura risolutiva (cfr. figura 2.2(b));
- **tracciamento del volume:** l'interfaccia non è definita come un contorno netto, bensì i due fluidi sono tracciati attraverso una funzione indicatore, che in ogni cella dia indicazione della presenza di uno o dell'altro fluido (cfr. figura 2.2(c)).

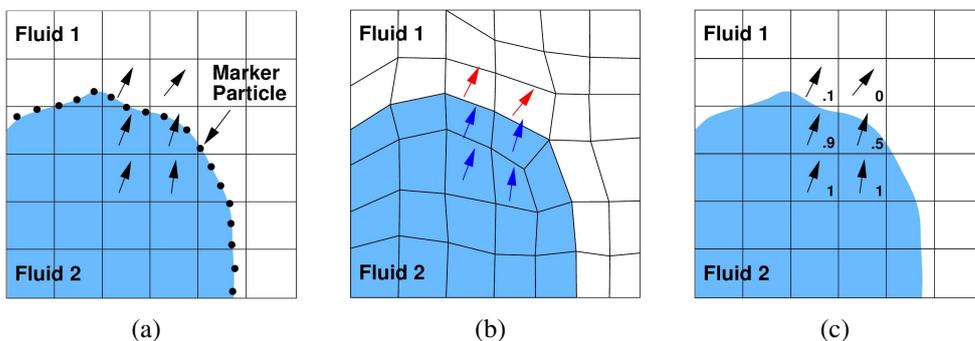


Figura 2.2. Metodologie di individuazione dell'interfaccia: 2.2(a)) tracciamento dell'interfaccia; 2.2(b)) mesh mobile; 2.2(c)) tracciamento del volume.

I primi due metodi preservano la netta posizione dell'interfaccia, allo scopo di ottenere una maggior precisione nel calcolo della soluzione nelle celle limitrofe e delle forze scambiate attraverso di essa. Il metodo di tracciamento dell'interfaccia ha inoltre il vantaggio di poter utilizzare una diversa risoluzione per interfaccia e campo di moto; è comunque consigliabile non sceglierle troppo differenti, in modo da risolvere adeguatamente i moti che influenzano la superficie libera.

Per contro, con entrambi i metodi è complicato trattare grandi deformazioni e ancor di più i casi di rottura dell'interfaccia o di compenetrazione tra più interfacce. Inoltre il metodo di tracciamento dell'interfaccia ha il grave svantaggio di non garantire la conservazione del volume di ogni fluido, caratteristica che invece può essere ottenuta negli altri due metodi con opportuni accorgimenti.

Nei metodi a tracciamento del volume uno dei maggiori problemi da affrontare riguarda la corretta convezione dell'interfaccia, evitando di diffonderla e introdurre effetti non fisici. Nel caso particolare di utilizzo della frazione di volume come indicatore, è necessario che essa rimanga confinata tra 0 e 1. I metodi di tipo *Volume-of-fluid* (VOF) usano schemi convettivi che ricostruiscono l'interfaccia a partire dalle frazioni di volume prima di farla avanzare.

Per quanto riguarda la tensione superficiale, i primi due metodi, preservando la forma netta dell'interfaccia, ne calcolano gli effetti direttamente. Il metodo a tracciamento del volume invece ricorre ad algoritmi più complessi; nel software qui utilizzato viene impiegata la formulazione di tipo *Continuum Surface Force* (CSF) di Brackbill et al. [1].

Nel presente lavoro viene impiegato il metodo a tracciamento di volume, con indicatore la frazione di volume della fase dispersa (metodo VOF).

2.2.2 Metodo VOF

Il dominio spaziale è discretizzato ai volumi finiti, con un approccio di tipo collocato: tutte le variabili sono valutate nel centro di ogni cella computazionale. In questo paragrafo sono riportate le equazioni di governo, nel caso di flusso di due fluidi non miscibili e incomprimibili, ciascuno a viscosità costante. Sono quindi assenti lo scambio termico e di massa tra le fasi.

Nel metodo VOF viene risolto un unico sistema di equazioni conservative per l'intero flusso bi-fase, il quale è considerato come composto da un unico fluido. I fenomeni legati alla presenza dell'interfaccia, nello specifico la tensione superficiale, vengono aggiunti alle equazioni di Navier-Stokes per mezzo della funzione δ di Dirac tridimensionale. Le equazioni di Navier-Stokes per la conservazione di massa e quantità di moto, con l'equazione costitutiva per fluido newtoniano,

diventano:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} + \int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \quad (2.2)$$

$$\boldsymbol{\tau} = \mu(\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T) \quad (2.3)$$

dove t è il tempo, \mathbf{V} il campo di velocità, ρ e p densità e pressione, $\boldsymbol{\tau}$ il tensore di sforzo e \mathbf{f} l'accelerazione dovuta alle forze di volume, tipicamente l'accelerazione di gravità. L'ultimo termine dell'equazione (2.2) rappresenta la tensione superficiale, agente solo all'interfaccia: in esso σ indica il coefficiente di tensione superficiale, k la curvatura e \mathbf{n} la normale locale.

Il sistema di equazioni è scritto per un unico fluido le cui proprietà sono discontinue a cavallo dell'interfaccia. Le due fasi sono individuate da una funzione indicatrice di tipo a scalino, la funzione di Heaviside H : essa vale 1 in corrispondenza di un fluido, 0 per l'altro, e valori intermedi nelle celle dove è presente l'interfaccia (dove cioè ogni fase occupa solo parte della cella). Le proprietà materiali dell'unico fluido sono quindi determinate a partire dai valori che esse assumono ai due lati dell'interfaccia. Nel caso specifico del metodo VOF la funzione indicatrice utilizzata è la frazione volumica α , definita come:

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{per volume occupato dal fluido } a \\ 0 < \alpha < 1 & \text{per volume attraversato dall'interfaccia} \\ 0 & \text{per volume occupato dal fluido } b \end{cases} \quad (2.4)$$

La frazione di volume α è un'invariante lagrangiana e rispetta un'equazione di trasporto del tipo:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad (2.5)$$

Le proprietà delle due fasi, nello specifico densità ρ e viscosità μ , sono espresse come combinazione lineare delle corrispondenti quantità per i fluidi singolarmente presi, tramite il parametro α :

$$\rho = \alpha \rho_a + (1 - \alpha) \rho_b \quad (2.6)$$

$$\mu = \alpha \mu_a + (1 - \alpha) \mu_b \quad (2.7)$$

dove i pedici a e b indicano i due fluidi.

Nei paragrafi seguenti saranno illustrati più nello specifico alcuni elementi essenziali dell'algoritmo del solutore.

Compressione dell'interfaccia

La convezione di una funzione a gradino presenta alcune difficoltà di tipo numerico legate appunto alla discontinuità della soluzione. Nel presente caso viene introdotto un termine compressivo artificiale nell'equazione per α , che consente di contenere il suo valore tra 0 e 1 e di ottenere una forma più netta dell'interfaccia:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{V}_c \alpha(1 - \alpha)) = 0 \quad (2.8)$$

dove il termine aggiunto è il terzo, nel quale \mathbf{V}_c è un campo di velocità opportuno; tale termine agisce soltanto nella regione di interfaccia, dove cioè $0 < \alpha < 1$. Il campo \mathbf{V}_c è basato sul massimo modulo della velocità nella regione di transizione; perché la compressione agisca in direzione perpendicolare all'interfaccia, la normale ad essa \mathbf{n}^* viene valutata a partire da un'interpolata α^* della funzione indicatrice, come specificato nel paragrafo seguente.

Calcolo della tensione superficiale

Il calcolo della tensione superficiale nei metodi VOF presenta delle difficoltà in quanto l'interfaccia non è tracciata esplicitamente e la sua forma è ricostruita a posteriori; per questo motivo non è possibile risolvere direttamente l'integrale all'ultimo termine nell'equazione della quantità di moto (2.2). Per superare questa difficoltà viene qui adottato il modello *Continuum surface force* (CSF), il quale rappresenta gli effetti della tensione superficiale come una forza volumetrica agente nella regione di transizione:

$$\int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \approx \sigma k \nabla \alpha \quad (2.9)$$

dove k è la curvatura dell'interfaccia, calcolata utilizzando la normale all'interfaccia \mathbf{n}^* calcolata su un'interpolata α^* della funzione indicatrice:

$$k = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha^*}{|\nabla \alpha^*| + \epsilon} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{n}^* \quad (2.10)$$

dove le grandezze con apice * sono relative all'interfaccia interpolata e ϵ è un addendo molto piccolo ($\mathcal{O}(10^{-5})$) utilizzato per stabilizzare il calcolo nelle regioni al di fuori della zona di transizione, dove $|\nabla \alpha^*| \rightarrow 0$. Un grave limite dei metodi a tracciamento del volume risiede però nel fatto che non viene rispettato il vincolo di risultante nulla su superfici chiuse:

$$\int_{S(t)} \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.11)$$

$$\int_{S(t)} \sigma k \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.12)$$

Ciò si traduce in una forza risultante non nulla, fisicamente ingiustificabile; l'entità di tale effetto è oggetto di indagine nel lavoro di Rusche [27]. Questo problema non affligge i metodi che mantengono la forma dell'interfaccia (metodi a tracciamento dell'interfaccia e a griglia mobile) ma essi, come già visto, non garantiscono la conservazione del volume di fluido. Soltanto alcuni metodi a griglia mobile possono rispettare entrambi i vincoli.

Capitolo 3

Corrente bidimensionale piana e assialsimmetrica

Nel presente capitolo vengono innanzitutto introdotti i problemi di riferimento utilizzati nel seguito del lavoro (paragrafo 3.1), seguiti da una descrizione del dominio di calcolo, delle condizioni iniziali e al contorno e degli schemi numerici impiegati nelle simulazioni (paragrafo 3.2).

Nei paragrafi successivi 3.3.1 e 3.3.2 vengono illustrati e commentati i risultati ottenuti in tali casi di impatto per quanto riguarda le simulazioni su geometria bidimensionale, sia piana che assialsimmetrica. Il confronto è poi condotto sia tra i risultati su diverse griglie di calcolo sia rispetto a quanto riportato in letteratura.

3.1 Problemi di riferimento

Come problema di riferimento, sia per l'analisi bidimensionale piana e assialsimmetrica qui affrontata sia per lo studio tridimensionale riportato nel capitolo seguente 4, si è scelto di riprodurre la simulazione tridimensionale descritta nell'articolo di Rieber e Frohn del 1999 [24]. Si tratta di tre casi di impatto di singola goccia su film liquido sottile, in regime di splashing; i risultati sono riportati in figura 3.1; nel presente lavoro vengono trattati soltanto i casi A e C, i quali differiscono tra loro per la velocità di impatto della goccia.

La simulazione è di tipo DNS tridimensionale, eseguita su un quarto del dominio imponendo simmetria rispetto alle due direzioni del piano orizzontale. Le condizioni iniziali sono di goccia sospesa al di sopra del film liquido in quiete, con velocità iniziale assegnata. Per ottenere risultati in accordo con le visualizzazioni sperimentali, al campo iniziale di velocità di goccia e film è stato sommato un disturbo casuale a distribuzione gaussiana, con deviazione standard pari a $0.5V$; esso è visibile nelle increspature presenti sul film in figura 3.1. Si tratta di un di-

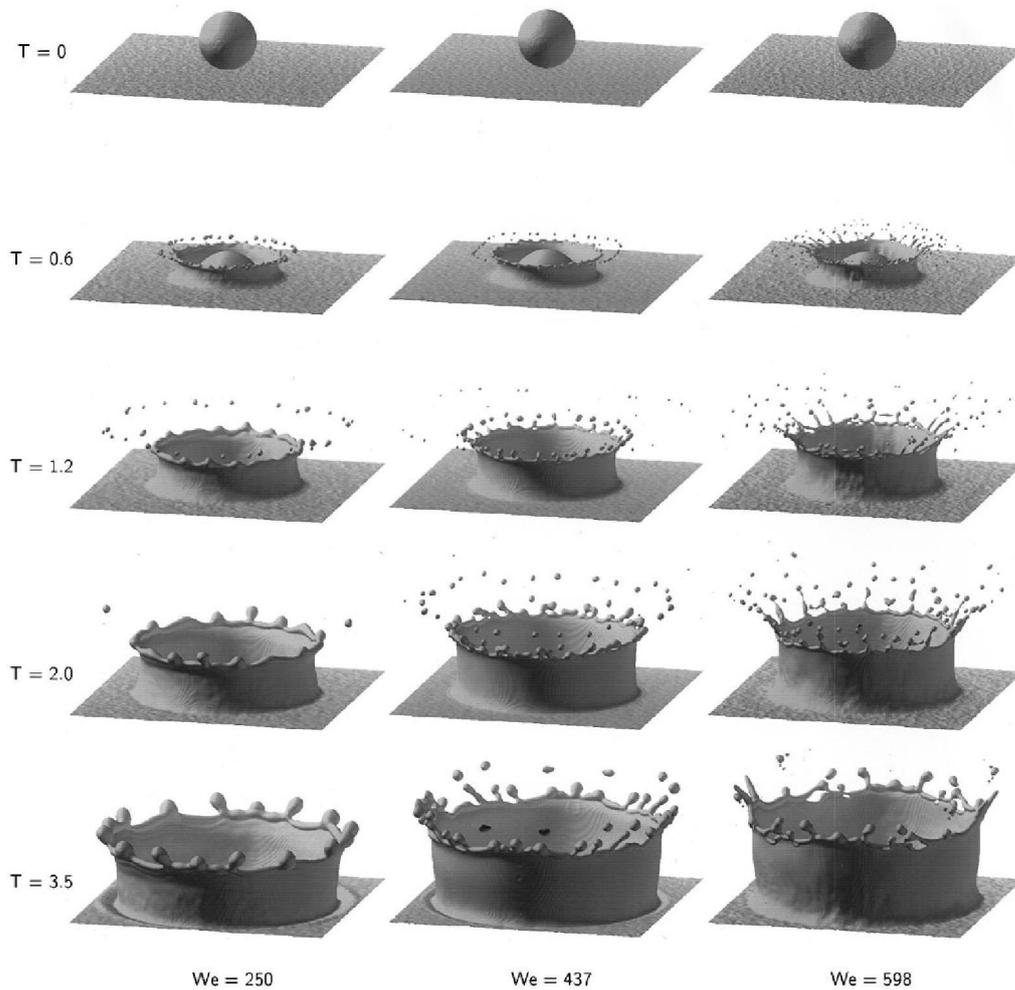


Figura 3.1. Simulazioni numeriche dirette di tre casi di impatto con splashing, rispettivamente i casi A, B, C, eseguite da Rieber e Frohn [24].

sturbo di intensità elevata ma la sua energia cinetica viene rapidamente dissipata dalle forze viscosse. Gli autori notano che senza la presenza di questo disturbo la disintegrazione della lamella mostrava effetti non fisici, ma non riportano ulteriori dettagli. Esso viene giustificato come provocato da disturbi presenti nel caso reale troppo fini per essere risolti da una griglia di calcolo di queste dimensioni.

I parametri adimensionali fondamentali sono riportati nella tabella 3.1, assieme al valore di K e K_s (limite di splashing secondo l'equazione (1.6)): tutti gli impatti simulati sono di tipo splashing. L'accelerazione di gravità è posta nulla.

Il tempo massimo della simulazione è stato posto pari a 3.5τ , verosimilmente per limiti computazionali. È un tempo sufficiente a cogliere le fasi di formazione della corona e dei jet ma non la loro successiva disgregazione né le fasi conclusive

Caso	We	Oh	H	K	K_s	risoluzione
A	250	0.0014	0.116	3463	2364	320^3
B	437	0.0016	0.100	5739	2314	256^3
C	598	0.0014	0.116	8284	2364	320^3

Tabella 3.1. Parametri utilizzati nelle simulazioni in figura 3.1.

di deposizione della corona. Le dimensioni del dominio sono scelte in modo da contenere l'intera corona nella sua evoluzione fino al tempo massimo simulato, mentre evidentemente la quasi totalità delle goccioline secondarie rilasciate nei momenti precedenti finiscono col fuoriuscire dal dominio.

3.1.1 Geometria, condizioni iniziali e al contorno

Nell'articolo di riferimento viene specificato che il sistema simulato è del tipo acqua-aria, con rapporto tra le densità $\rho_w/\rho_a = 1000$ e tra le viscosità $\mu_w/\mu_a = 40$. Pertanto, a partire da valori di densità, viscosità e tensione superficiale in condizioni standard per il primo fluido (acqua), imponendo l'eguaglianza dei gruppi adimensionali di tabella 3.1 si ricavano le grandezze fisiche utilizzate nelle simulazioni; esse sono riportate in tabella 3.2 e 3.3.

ρ_w [kg/m ³]	ρ_a [kg/m ³]	μ_w [Pa · s]	μ_a [Pa · s]	σ [N/m]
$1.0 \cdot 10^3$	1.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	0.07

Tabella 3.2. Caratteristiche dei fluidi in entrambi i casi test.

case	D [m]	h [m]	$ V $ [m/s]	τ [s]
A	$7.289 \cdot 10^{-3}$	$8.455 \cdot 10^{-4}$	1.5495	$4.7041 \cdot 10^{-3}$
C	$7.289 \cdot 10^{-3}$	$8.455 \cdot 10^{-4}$	2.3964	$3.0425 \cdot 10^{-3}$

Tabella 3.3. Grandezze fisiche nelle due simulazioni.

I fluidi utilizzati sono gli stessi in entrambi i casi. I casi A e C si differenziano soltanto per la velocità iniziale della goccia e il tempo caratteristico adimensionale τ , mentre il caso B ha anche un diverso numero di Oh (non viene specificato se sia stato modificato il diametro D o la tensione superficiale σ) e spessore adimensionale del film liquido.

La dimensione del dominio di calcolo non è indicata esplicitamente, ma dalla figura 3.3 si deduce che ogni lato misuri $2.3D$. In tal caso, la dimensione delle

celle di calcolo è di $5.239 \cdot 10^{-5}$ m; il diametro D della goccia è discretizzato in 139 elementi. Il numero totale di celle nei casi A e C è pari a $32.768 \cdot 10^6$.

3.1.2 Risultati in letteratura

Rieber e Frohn, 1999

Il lavoro di Rieber e Frohn [24], con le cui simulazioni ci confrontiamo, si pone come obiettivo l'analisi del meccanismo di instabilizzazione del bordo della corona (rim), il quale porta alla formazione di cuspidi, jet e infine al distacco di gocce secondarie. Secondo i loro risultati, cuspidi e jet nascono dal rim per effetto di un'instabilità alla Rayleigh, la quale è anche all'origine della successiva loro rottura in goccioline. Al contrario, Yarin e Weiss [37] ipotizzano che il rim toroidale sia soggetto a perturbazioni trasversali, dovute a disturbi esterni quali la rugosità superficiale. Esso sarebbe governato dall'equazione iconale, secondo la quale il rim formerebbe una cuspidi in ogni punto in cui esso sia inizialmente convesso; tali cuspidi, intensificandosi per la coalescenza di coppie di perturbazioni, porterebbero alla formazione dei jet. L'instabilità di Rayleigh interverrebbe soltanto a questo punto, provocando la rottura in gocce dei jet.

Per validare le loro simulazioni, Rieber e Frohn confrontano i propri risultati con gli andamenti noti riportati nel paragrafo 1.2.4. In particolare, essi valutano l'evoluzione del raggio adimensionale della corona nel tempo: l'andamento teorizzato da Yarin e Weiss in [37], riportato nell'equazione 1.8, è ben verificato sperimentalmente in numerosi lavori (si vedano [3, 2, 30, 26, 4, 14]), ed è inoltre una delle grandezze più facilmente misurabili sperimentalmente. In figura 3.2 vengono confrontati i risultati del loro esperimento numerico con l'andamento teorico e con una curva semplificata, introdotta dagli autori. In figura 3.3 sono riportate le viste in sezione della corona nei due casi, a vari istanti temporali.

Nikolopoulos et al., 2007

Un altro gruppo di lavoro affronta i casi di impatto simulati da Rieber e Frohn: Nikolopoulos et al., in due articoli ([14] del 2005, [15] del 2007). Nel primo caso sono analizzati i risultati di simulazioni 2D assialsimmetriche con il metodo VOF, ma in presenza della forza di gravità. L'accordo con lo sviluppo del raggio della corona è buono, ma la sua altezza è decisamente inferiore a quanto ricavato da Rieber e Frohn. Ciò è sicuramente dovuto all'azione della gravità, ma probabilmente anche al fatto che la mesh utilizzata è eccessivamente lasca (nel loro caso il diametro è discretizzato in 70 elementi, la metà rispetto alla risoluzione usata da Rieber e Frohn).

Nel secondo articolo le simulazioni sono tridimensionali e utilizzano una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in corrispondenza dell'interfaccia tra i

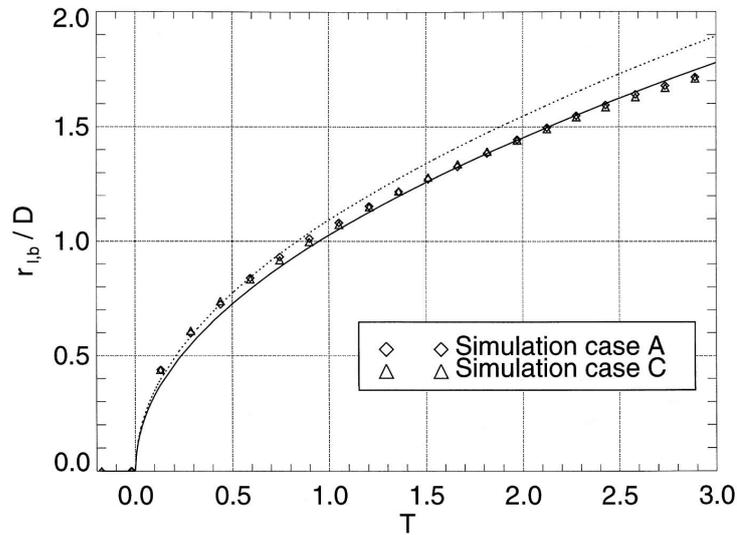


Figura 3.2. Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati numerici di Rieber e Frohn [24] per i casi A e C, l'andamento teorico secondo Yarin e Weiss [37] (linea continua) e una curva semplificata introdotta dai primi (linea tratteggiata).

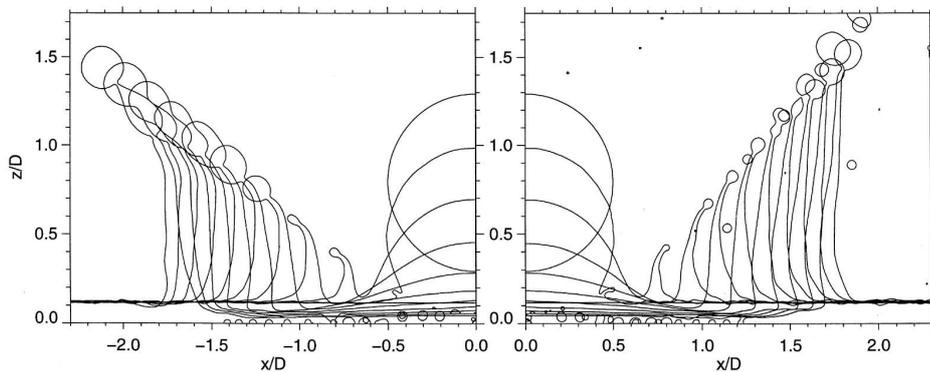


Figura 3.3. Sezione verticale della corona per i casi A (a sinistra) e C (a destra), $0 < \tau < 3$; da Rieber e Frohn [24].

due fluidi. Anche in questo caso la forza di gravità è considerata. Non viene imposto alcun disturbo al campo iniziale di velocità, ma la goccia è fatta cadere da un'altezza considerevole al di sopra del film: in questo modo, secondo gli autori, disturbi sulla superficie di goccia e film hanno il tempo di formarsi. Il dominio misura $3.98D$ per lato, discretizzato inizialmente in 20^3 elementi. Il raffinamento di griglia viene eseguito ogni 20 intervalli di tempo; a ogni ciclo di raffinamento locale il lato di ciascuna cella è dimezzato, così da moltiplicare per 8 il numero delle celle. Nell'articolo vengono utilizzati 3 cicli di raffinamento per entrambi i casi di impatto, ottenendo una dimensione minima delle celle pari a $D/40$; vengo-

no provati anche 4 cicli di raffinamento (dimensione minima delle celle di $D/80$), ma le simulazioni non riescono a giungere al termine a causa dell'eccessivo costo computazionale. I tempi di calcolo sono molto elevati: sono necessari dai 15 ai 25 giorni per completare una simulazione, utilizzando un singolo processore.

I risultati riguardo l'evoluzione temporale del raggio della corona sono in accordo con quelli ottenuti da Rieber e Frohn, come mostrato in figura 3.4.

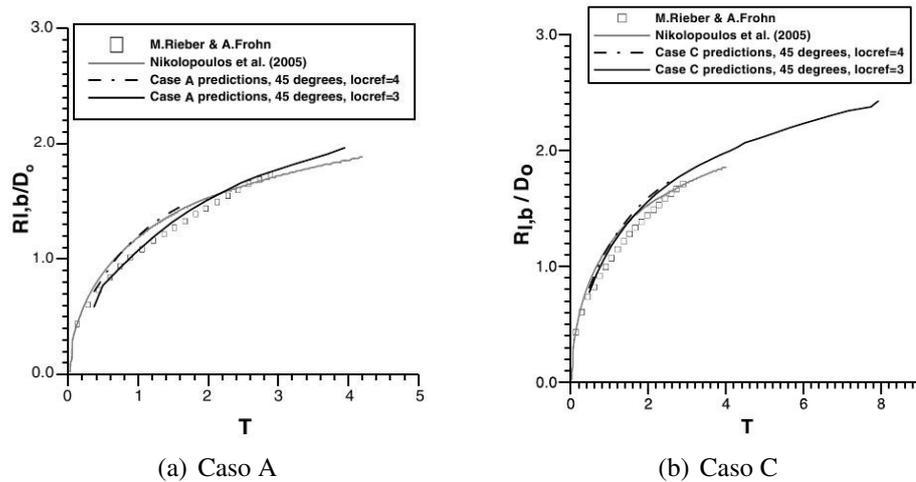


Figura 3.4. Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati di Nikolopoulos et al. [15] e quelli di Rieber e Frohn [24].

Dalle immagini riportate nelle figure 3.5(a) e 3.5(b) è evidente che l'evoluzione della corona non è corretta: sono presenti delle rotture nella lamella tra la parete della corona e il rim - i quali non hanno riscontro negli esperimenti - che lo portano a distaccarsi e disgregarsi rapidamente. Rotture analoghe sono presenti anche nelle simulazioni di Rieber e Frohn, ma in numero e in misura molto minore. Il numero dei jet risultanti è ovviamente troppo elevato, addirittura superiore a 40 nel caso C, mentre sperimentalmente si ottiene un valore poco superiore alla decina (cfr. paragrafo 1.2.4). I risultati parziali con 4 livelli di raffinamento sembrano mostrare dei miglioramenti qualitativi, ma il distacco del rim dalla corona rimane.

Gli autori confrontano i risultati fin qui visti con quelli parziali ottenuti sulla griglia localmente più fine, con 4 livelli di raffinamento. Nel caso a maggior risoluzione, l'altezza della corona è maggiore (di quasi il 20%), il numero di jet formati è maggiore ma diminuisce rapidamente per la loro coalescenza, il numero di goccioline secondarie è maggiore ed esse sono più piccole (con entrambe le mesh, ogni gocciolina è discretizzata mediamente da 7 celle computazionali). Queste differenze sono più accentuate al crescere del numero di We , in quanto all'intensificarsi del fenomeno di splashing diminuisce la dimensione delle strutture

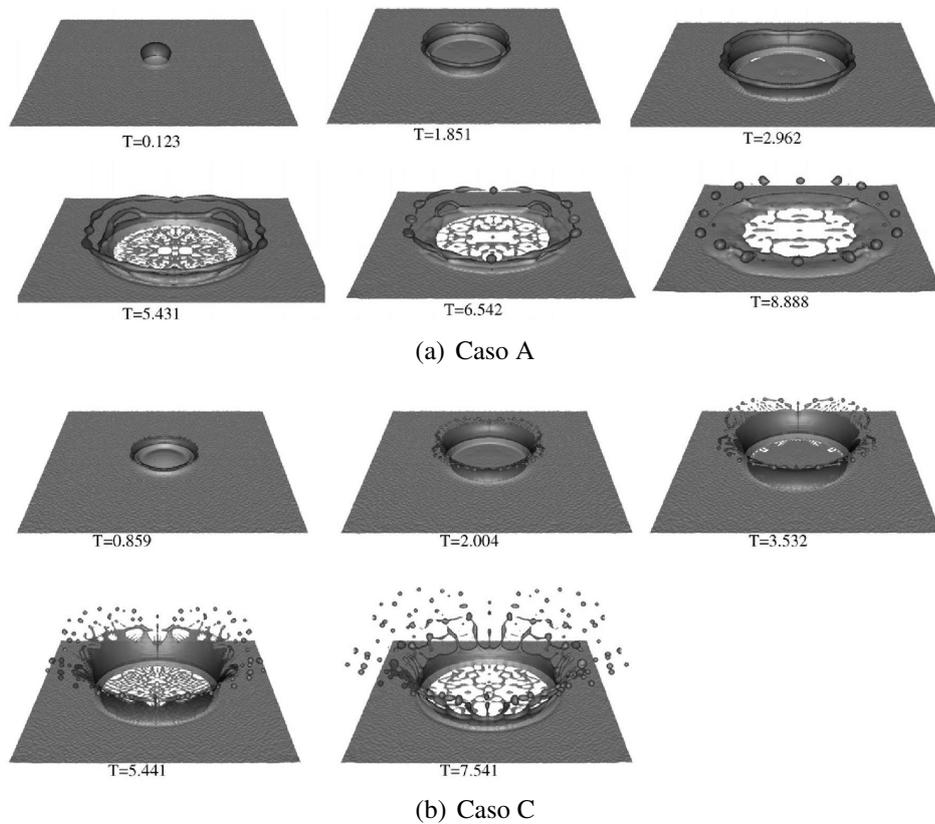


Figura 3.5. Risultati delle simulazioni 3D eseguite da Nikolopoulos et al. [15], con tre livelli di raffinamento dinamico, per i casi A e C.

secondarie, e quindi una maggiore risoluzione è necessaria per una loro corretta descrizione.

Infine, si noti che le piccole gocce liquide che compaiono sul fondo del cratere all'avanzare della corona sono un fenomeno non fisico: esse sono artefatti numerici, provocati dal fatto che il film liquido residuo nel cratere d'impatto è troppo sottile per entrambe le mesh utilizzate. La formazione delle gocce sul fondo è infatti ritardata nel caso a maggior risoluzione.

3.2 Definizione del modello numerico in OpenFOAM

In questo paragrafo vengono riportati i parametri utilizzati per tutte le simulazioni dei due casi test. Per quanto riguarda le caratteristiche dei fluidi, lo spessore del film e dimensione e velocità della goccia si vedano le tabelle 3.2 e 3.3.

3.2.1 Dominio e condizioni al contorno

I due casi di impatto A e C (il primo a velocità inferiore) vengono simulati ciascuno in due domini di calcolo di dimensione differente, il primo e più piccolo utilizzato nel lavoro di Rieber e Frohn, il secondo, più grande, utilizzato da Nikolopoulos et al.; nel seguito ci si riferirà ad essi come geometria S (*Small*) e L (*Large*), rispettivamente.

I primi utilizzano un dominio di dimensioni minori (geometria S), un cubo di lato $2.3D$, scelto in maniera da contenere la corona nella sua evoluzione fino al tempo massimo della loro simulazione, cioè un tempo adimensionale pari a 3.5τ ; una dimensione così ristretta è necessaria per limitare il costo computazionale, essendo il calcolo eseguito a griglia fissa. I secondi invece eseguono la simulazione su tempi massimi decisamente più elevati, fino quasi 10τ , perciò il loro dominio di calcolo (geometria L) è di dimensione elevata: un cubo di lato pari a $3.98D$.

In entrambi i casi la simulazione è eseguita su un quarto del problema totale, imponendo condizioni di simmetria su due pareti. I domini di calcolo e le risoluzioni delle simulazioni eseguite nel presente lavoro sono riportati in tabella 3.4.

Dopo aver sperimentato nelle geometrie 2D e assialsimmetrica l'utilizzo di domini di dimensione maggiori e mesh non uniformemente spaziate - più fitte nella regione centrale dell'impatto -, in questo lavoro si è optato per domini ristretti con mesh uniformi in quanto si è visto che la vicinanza del bordo esterno del dominio non influenza il fenomeno dell'impatto e lo sviluppo della corona.

	Dimensione dominio	Risoluzione assialsimm.	Risoluzione max 3D
S	$3.98D$	$D/20; D/40; D/80; D/161$	$D/20; D/40; D/80$
L	$2.30D$	$D/35; D/70; D/139; D/278$	$D/35; D/70; D/139$

Tabella 3.4. Dimensioni e discretizzazione del dominio di calcolo nei diversi casi. Per le simulazioni tridimensionali con raffinamento dinamico di griglia è riportata la risoluzione massima, relativa cioè alle celle più piccole della mesh.

Le condizioni al contorno scelte sono disposte come in figura 3.6, il tipo di condizione rappresentato da ciascuna patch è specificato nella tabella 3.5. In figura è visibile una patch ai lati del cubo denominata *sideWall*, poco più alta del film di base: essa simula una sorta di contenitore di altezza limitata nel quale è contenuto il liquido, necessario perché in sua assenza la tensione superficiale tenderebbe a far contrarre il film liquido verso il centro della base. Tale patch sostituisce la presenza del resto del liquido di base, presente nel fenomeno reale.

Si noti che al posto della pressione è utilizzata la variabile p_rgh : essa è definita come:

$$p_rgh = p - \rho gh \quad (3.1)$$

dove h indica la quota relativa; si tratta della pressione al netto della spinta idrostatica. Nelle nostre simulazioni, essendo nulla la gravità, è equivalente alla pressione termodinamica.

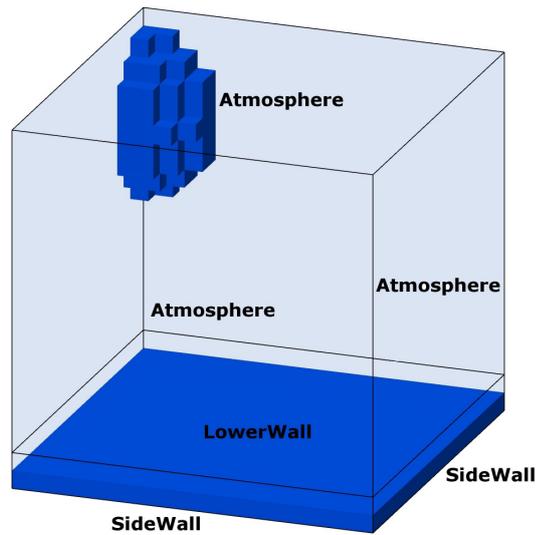


Figura 3.6. Condizioni al contorno: le condizioni effettive per ogni patch sono riportate in tabella 3.5; le facce posteriori, di colore celeste, hanno patch denominata *simPlane*.

		α	V	p_rgh
<i>atmosphere</i>	type: value:	inletOutlet uniform 0	totalPressure uniform (0 0 0)	pressureInletOutletVelocity uniform 0
<i>wall</i>	type: value:	zeroGradient -	fixedValue uniform (0 0 0)	buoyantPressure uniform 0
<i>simPlane</i>	type:		symmetryPlane	
<i>front/back</i>	type:		empty/wedge	

Tabella 3.5. Condizioni al contorno; le patch *front* e *back* sono presenti soltanto nei casi bidimensionali, sia piano che assialsimmetrico.

Si illustrano brevemente i tipi di condizioni al contorno qui impiegate:

- *fixedValue*: specifica il valore della grandezza;
- *zeroGradient*: impone gradiente normale al bordo nullo;

- *inletOutlet*: passa da *fixedValue* a *zeroGradient* dipendentemente dal valore di V al bordo;
- *totalPressure*: la pressione totale $p_0 = p + \frac{1}{2}\rho|\mathbf{V}|^2$ è fissata: a una variazione di $|V|$ corrisponde una variazione di p e viceversa;
- *pressureInletOutletVelocity*: applica la condizione *zeroGradient* a tutte le componenti tranne quella lungo la quale c'è un flusso entrante, nel qual caso è applicata una condizione *fixedValue* alla componente tangenziale;
- *buoyantPressure*: calcola il gradiente normale a partire dal gradiente locale della densità;
- *symmetryPlane*: impone la simmetria;
- *empty/wedge*: usate rispettivamente nelle simulazioni bidimensionali piane e assialsimmetriche (cfr. figura 3.7), indicano le facce del dominio sulle quali non è richiesta la soluzione; questo trattamento si rende necessario poiché il solutore utilizza in ogni caso mesh tridimensionali: per ottenere una soluzione bidimensionale è necessario utilizzare questo tipo di patch su una mesh di spessore pari a una sola cella.

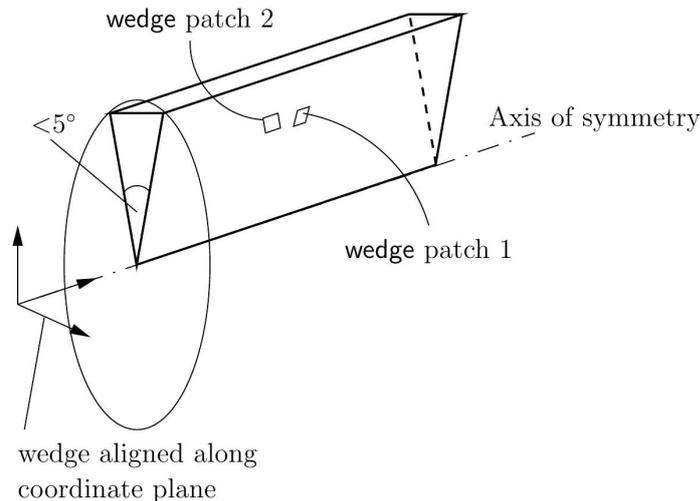


Figura 3.7. Schema di un dominio di calcolo assialsimmetrico; in evidenza le patch di tipo *wedge* sulle due facce inclinate del cuneo.

3.2.2 Condizioni iniziali

Le condizioni iniziali della simulazione richiedono l'assegnazione dei campi di velocità U , pressione p_{rgh} e frazione liquida α . A questo scopo si utilizza l'applicazione *setFields*.

La pressione è una grandezza meccanica e il suo valore assoluto è non rilevante, perciò il campo iniziale è assegnato uniforme e pari a 0. Il campo di α è nullo tranne che in corrispondenza della goccia e del film liquido; non vengono assegnati valori intermedi tra 0 e 1: la risoluzione è sufficientemente elevata perché il contorno della goccia sia ben definito. La velocità è inizializzata come nulla tranne che in corrispondenza della goccia. Per i valori scelti nei due casi si veda la tabella 3.3.

Nella simulazione sul dominio più grande (geometria L) la goccia è inizialmente posta a circa $2.8D$ di altezza, come indicato dagli autori. Per quanto riguarda il dominio più piccolo (geometria S) l'altezza della goccia non è espressamente indicata: essa è stata quindi scelta in maniera da tenere la maggior distanza possibile tra goccia e film liquido, così che la goccia abbia il tempo di modificare la propria forma e per permettere la formazione di un campo di moto realistico in tutto il dominio.

Le simulazioni di Rieber e Frohn impiegano una condizione iniziale particolare per il campo di velocità, in quanto vi sovrappongono un disturbo a distribuzione gaussiana con deviazione standard elevata, pari a $0.5V_0$. Questo espediente è necessario, secondo gli autori, perché lo sviluppo e la disintegrazione della corona siano fisicamente realistici (si veda in proposito il paragrafo 3.1). Nel presente lavoro si sono eseguite delle simulazioni con disturbo iniziale gaussiano sul campo di velocità, ma il confronto con le condizioni iniziali standard non ha fatto emergere differenze; per questo motivo si è scelto di non impiegare ulteriormente questa particolare condizione iniziale.

3.2.3 Schemi numerici impiegati

Si riportano brevemente gli schemi numerici impiegati nelle simulazioni per ognuno dei termini delle equazioni di governo; nella loro scelta sono state seguite le indicazioni fornite nella documentazione dell'applicazione per simulazioni multi-fase qui utilizzata. Per maggiori dettagli sulle alternative disponibili si consulti la guida del software OpenFoam [16].

- derivata temporale $\frac{\partial}{\partial t}$: schema di Eulero implicito, di primo ordine;
- gradiente ∇ : schema di Gauss, con interpolazione tra centri delle celle e centri delle facce di tipo lineare;

- convezione della quantità di moto $\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}\mathbf{V})$: schema di Gauss, con interpolazione di tipo *limitedLinear* per quantità vettoriali con coefficiente 1 per ottenere le migliori doti di convergenza numerica;
- convezione della frazione volumica α : $\nabla \cdot (\mathbf{V}\alpha)$: schema di Gauss, con interpolazione secondo il metodo di vanLeer;
- convezione della frazione volumica α secondo la velocità \mathbf{V}_{rb} : $\nabla \cdot (\mathbf{V}_{rb}\alpha)$: schema di Gauss, con interpolazione del campo di α secondo il metodo specifico di *interfaceCompression*; esso produce un'interfaccia ben definita, ma si possono generare correnti parassite a causa dei forti gradienti attorno a essa;
- laplaciano $\nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{V})$: schema di Gauss, con interpolazione lineare di ν e gradiente normale alla superficie $\nabla \mathbf{V}$ di tipo *corrected*;
- schemi di interpolazione: interpolazione lineare;
- gradiente normale alla superficie: *corrected*, schema di correzione esplicita non ortogonale.

La condizione CFL (Courant–Friedrichs–Lewy) per la stabilità dello schema numerico è imposta con un valore massimo per il numero di Courant

$$C = \max \left(\frac{|\mathbf{V}|\Delta t}{\Delta x} \right) \quad (3.2)$$

pari a 0.3, inferiore rispetto al valore 0.5 suggerito nella documentazione in maniera da ridurre i possibili effetti di correnti parassite.

3.3 Risultati numerici

3.3.1 Corrente bidimensionale piana

Poiché in letteratura sono presenti diversi studi [12, 5, 8] che coinvolgono simulazioni di impatto su dominio bidimensionale piano, nel presente lavoro si è voluto affrontare il caso anche per mezzo di simulazioni di questo tipo.

Trattamento del caso bidimensionale in OpenFoam

Il solutore utilizzato tratta solamente griglie di calcolo di tipo tridimensionale. Per ottenere soluzioni in due dimensioni è necessario che la mesh sia discretizzata utilizzando soltanto una cella computazionale nella direzione normale al piano

di interesse. Sulle superfici su cui non è richiesta la soluzione si assegna poi una condizione al contorno di tipo *empty*, come riportato nel paragrafo 3.2.1. La geometria del caso bidimensionale è riportata in figura 3.8(a), con una risoluzione di un quarto rispetto a quella effettivamente utilizzata.

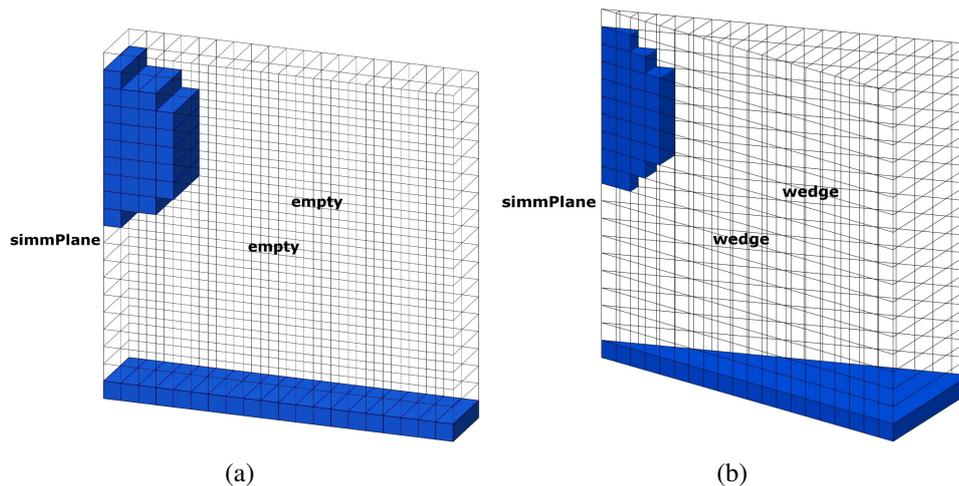


Figura 3.8. Griglie bidimensionali; la dimensione normale z è magnificata di 20 volte nel caso piano 3.8(a), di 5 volte nel caso assialsimmetrico 3.8(b) (l'angolo del cuneo nella mesh vera è pari a 5°).

Risultati

I risultati numerici qui presentati confermano l'impossibilità di riprodurre correttamente un fenomeno essenzialmente 3D/assialsimmetrico con simulazioni 2D, senza nemmeno dover ricorrere a confronti quantitativi. In figura 3.9 sono mostrate le simulazioni di flusso bidimensionale piano: la goccia è trattata come un cilindro di estensione infinita, la corona è costituita da una coppia di pareti che si allontanano simmetricamente dalla linea di impatto. La sua dinamica è completamente differente rispetto ai casi assialsimmetrico e tridimensionale, l'evoluzione del "raggio" della corona è molto più rapida così come lo sviluppo in altezza, tanto che prima del termine della simulazione la quasi totalità del fluido fuoriesce dal dominio di calcolo. Le immagini si riferiscono allo stesso caso riportato in figura 3.10 nel paragrafo seguente, con identica risoluzione, prese agli stessi istanti di tempo: i risultati non sono confrontabili.

Nel seguito la corrente bidimensionale piana non viene presa in considerazione per questi evidenti limiti. Eventuali simulazioni di impatto obliquo necessitano quindi di essere realizzate in geometria tridimensionale, al più utilizzando metà del dominio sfruttando la simmetria piana del fenomeno.

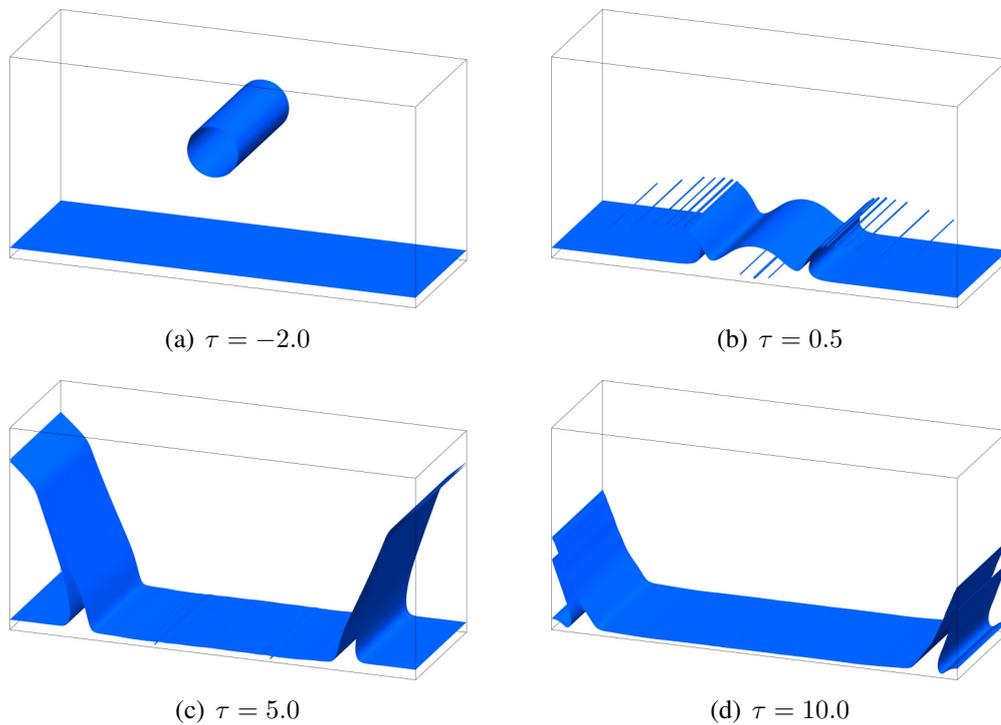


Figura 3.9. Simulazione di corrente bidimensionale piano, geometria L, caso A; estrusione tridimensionale della sezione effettivamente simulata.

3.3.2 Corrente assialsimmetrica

Entrambi i casi di impatto (lento A e veloce C), in entrambi i domini (geometria S e L), sono simulati sia in geometria assialsimmetrica che tridimensionale, su mesh di calcolo di varia risoluzione (si vedano i valori in tabella 3.4). Le simulazioni assialsimmetriche sono realizzate utilizzando il solutore multifase per griglia fissa *interFoam*.

Al termine del presente paragrafo sono riportati risultati delle simulazioni, sia in termini qualitativi che quantitativi. In particolare vengono confrontati gli andamenti della soluzione al variare della risoluzione di griglia utilizzata.

Tattamento del caso assialsimmetrico in OpenFoam

Il trattamento di simulazioni assialsimmetriche in OpenFOAM richiede l'impiego di una geometria particolare: il dominio deve essere realizzato a forma di cuneo, secondo lo schema in figura 3.7; la documentazione del codice di calcolo consiglia l'utilizzo di un angolo del cuneo pari a 5° .

La griglia utilizzata, nel dominio più ristretto (geometria S), è riportata in figura 3.8(b) con dimensione trasversale incrementata. La risoluzione qui rappresentata è un quarto rispetto a quella minima effettivamente utilizzata nelle simulazioni. Si deve notare che nel caso assialsimmetrico, nonostante si utilizzi una mesh uniformemente spaziata, il volume delle celle va necessariamente aumentando con la distanza dall'asse di simmetria poiché la dimensione tangenziale deve obbligatoriamente essere discretizzata con una sola cella computazionale.

Risultati qualitativi

In figura 3.10 è illustrato il risultato dell'impatto del caso lento A (cfr. tabella 3.3) sulla geometria L (la quale ha dimensioni estese, per tempi lunghi, cfr. tabella 3.4) alla risoluzione massima fra quelle utilizzate. La geometria effettiva, consistente nel cuneo di figura 3.8(b), è qui estrusa attorno all'asse di simmetria per meglio illustrare il significato e i limiti di questo tipo di simulazione. È infatti chiaro, come già evidenziato in precedenza, che il fenomeno di impatto è effettivamente pressoché assialsimmetrico soltanto nei primi istanti dopo l'impatto, mentre per tempi maggiori si riproduce soltanto una sorta di media spaziale della forma della corona. Non è possibile cogliere gli effetti tridimensionali - instabilità del rim, formazione di jet, rilascio di gocce secondarie -, che sono preponderanti per tempi successivi. Nel paragrafo 5.1 la tecnica assialsimmetrica viene impiegata validamente per riprodurre i primi istanti dopo l'impatto.

In figura 3.11 sono riportati i confronti tra le differenti griglie utilizzate. I risultati sono naturalmente dipendenti dalla risoluzione della griglia, l'effetto è maggiore nel caso C (velocità superiore e quindi maggiore We e Re) rispetto al caso A.

Nel caso lento A sul dominio ristretto S la differenza tra le due griglie più fitte è limitata: con entrambe la corona non si disgrega, ma soltanto il caso più raffinato riesce a riprodurre le onde di capillarità lungo le sue pareti. Alle risoluzioni minori gli effetti di viscosità numerica rendono decisamente inaccurata la simulazione; inoltre lo spessore della corona è discretizzato troppo poveramente e ciò induce il distacco del rim, anche ripetuto più volte (essendo in geometria assialsimmetrica, le "gocce" secondarie in figura sono in effetti dei tori concentrici, frutto del distacco del rim per tempi precedenti).

L'effetto di griglia è particolarmente evidente sul fondo del cratere: lo strato liquido sottile, se scarsamente discretizzato, finisce con il disgregarsi; per effetto della tensione superficiale il liquido si ricompone formando goccioline secondarie sul fondo. L'effetto è assente utilizzando le due griglie più fitte.

Le due grandezze quantitativamente rilevanti, raggio e altezza della corona, mostrano un diverso comportamento al variare della risoluzione. Il raggio non è influenzato dalla griglia (se non nei casi più estremi), coerentemente con la sua indi-

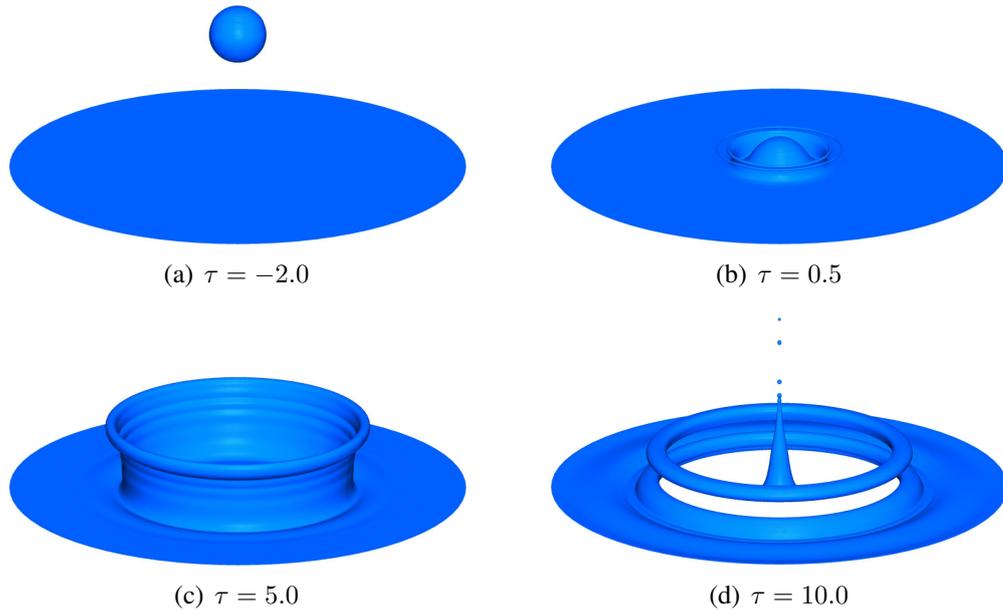


Figura 3.10. Simulazione di corrente assialsimmetrico, geometria L, caso A; estrusione tridimensionale della sezione effettivamente simulata.

pendenza dalla viscosità del fluido (cfr. paragrafo 1.2.4). L'altezza massima invece è decisamente sensibile a questo parametro: una maggiore risoluzione permette di discretizzare adeguatamente lo spessore della corona, soprattutto in corrispondenza della strizione sotto al rim (evidente in figura 3.11(b)), evitando così un suo distacco prematuro. Si noti che una definizione univoca dell'altezza massima può essere data nel caso assialsimmetrico ma difficilmente nel tridimensionale.

Analisi delle bounding boxes

Al fine di fornire una descrizione quantitativa dell'effetto di griglia, si è scelto di monitorare la quantità di fluido presente in alcune aree del dominio ad ogni istante di tempo. Si introduce nel presente lavoro una tecnica di analisi basata sulla misurazione dell'integrale della quantità di liquido presente all'interno di determinati sotto-domini, in modo da monitorare l'evoluzione della corona senza dover definire arbitrariamente delle grandezze geometriche significative: la definizione univoca di un raggio e una altezza unici della corona è infatti decisamente problematica.

Il dominio di calcolo è suddiviso in 9 bounding boxes, come illustrato in figura 3.12: la direzione radiale è suddivisa in 3 segmenti uguali; in direzione normale i primi due segmenti sono di altezza pari al raggio della goccia, il terzo segmento prosegue fino all'altezza massima del dominio. Questo criterio di suddivisione è applicato sia per il dominio S, rappresentato in figura, sia per il dominio più

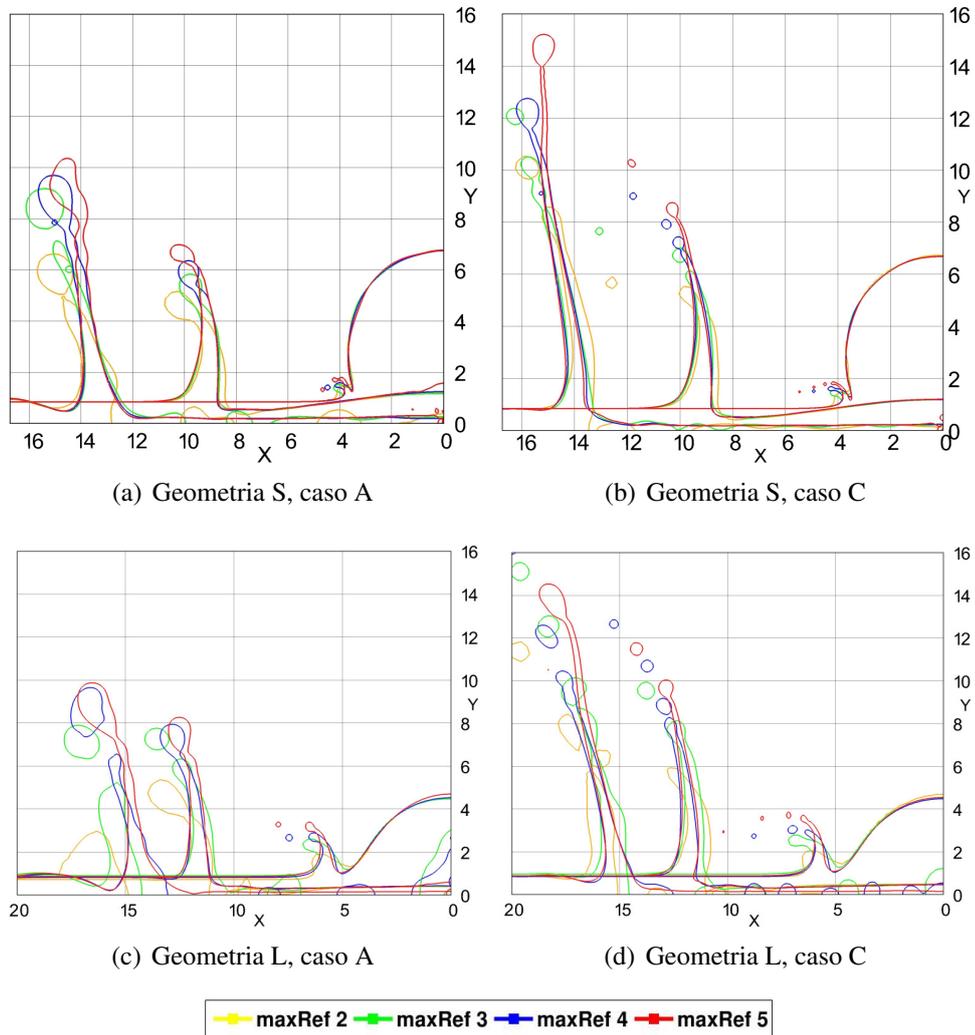


Figura 3.11. Corrente assialsimmetrica in sezione, confronto tra diverse risoluzioni di griglia. Geometria S: tempi $\tau = 0.2, 1.5, 4$. Geometria L: tempi $\tau = 0.5, 2.5, 5.5$.

ampio L; nella seconda geometria, quindi, i settori saranno radialmente più estesi in modo da descrivere accuratamente tutta l'evoluzione della corona, in quanto la simulazione prosegue per tempi maggiori.

Ogni bounding box comprende il volume limitato dal proprio nodo e dall'origine degli assi. In figura è evidenziato il settore numero 1, 2: il primo numero indica il nodo in direzione radiale, il secondo quello in direzione normale alla superficie di impatto. Le bounding boxes sono contenute l'una nell'altra: la 1, 1 è contenuta in tutte, la 3, 3 contiene tutte le altre (e infatti in essa è presente sempre l'intero volume di liquido).

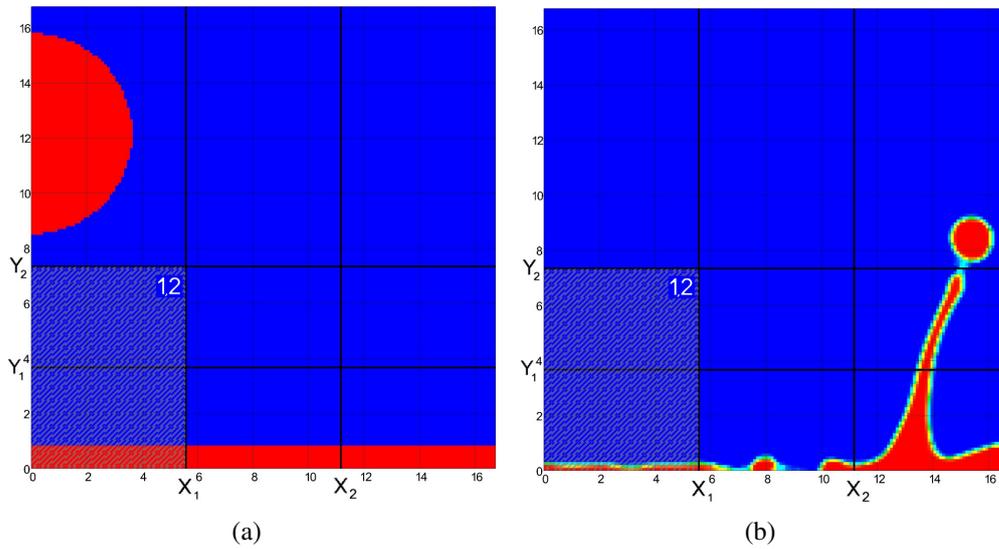


Figura 3.12. Geometria S: bounding boxes utilizzate nei grafici di figura 3.13(a); la bounding box 1, 2 è evidenziata a scopo esemplificativo.

I grafici delle figure 3.13 e 3.14 presentano la stessa suddivisione spaziale delle rispettive bounding boxes, per facilitarne la lettura. Ogni grafico riporta l'andamento nel tempo della percentuale di volume di liquido (sul volume totale in quell'istante) presente nel rispettivo settore. Nel settore 3, 3 è contenuto sempre il 100% del liquido totale.

La prima serie di grafici 3.13 si riferisce alla simulazione su dominio S, il più piccolo e analizzato su tempi minori. Trascurando la griglia più lasca, decisamente poco accurata, nei primi tempi dopo l'impatto gli andamenti sono quasi sovrapposti. Le differenze riguardano i settori più distanti dall'asse di impatto, per tempi relativamente elevati: all'aumentare della risoluzione aumenta la quantità di fluido che supera in altezza il limite della box 3, 2, coerentemente con quanto osservato in precedenza riguardo all'altezza massima della corona. Il fenomeno è più accentuato nel caso A, nel quale l'impatto ha minore energia e la dissipazione dovuta alla bassa risoluzione della griglia ha un peso elevato.

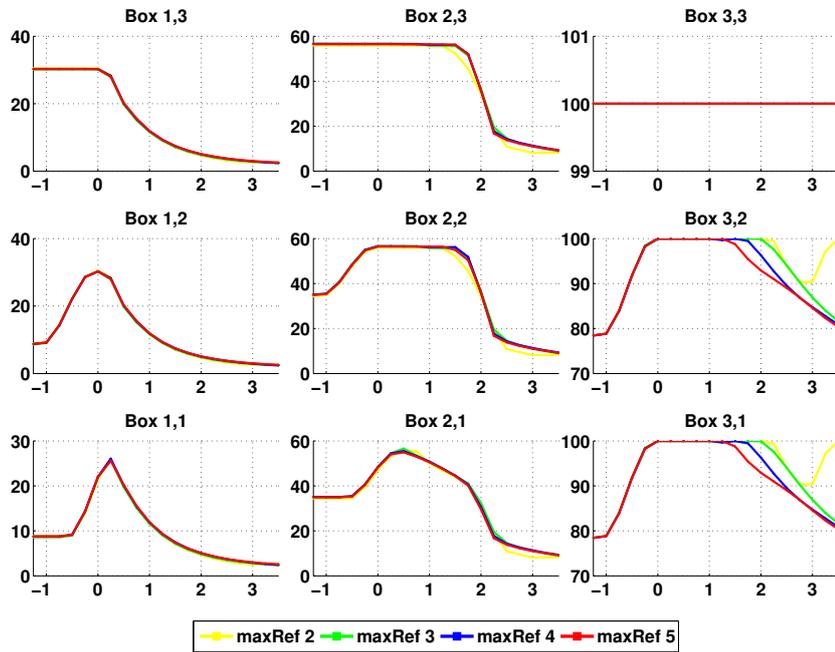
Appare evidente fin da subito che questo nuovo tipo di analisi, non richiedendo una definizione univoca di altezza della corona, rende più agevole il confronto soprattutto nei casi tridimensionali che saranno trattati nel seguito, la forma del rim è spesso decisamente poco assialsimmetrica.

I grafici in figura 3.14 sono relativi alle simulazioni su dominio L, di dimensioni maggiori e su tempi più lunghi. In questi casi, essendoci lo stesso numero di celle su un dominio di dimensione maggiore, la risoluzione effettiva sarà più bassa che nel dominio S.

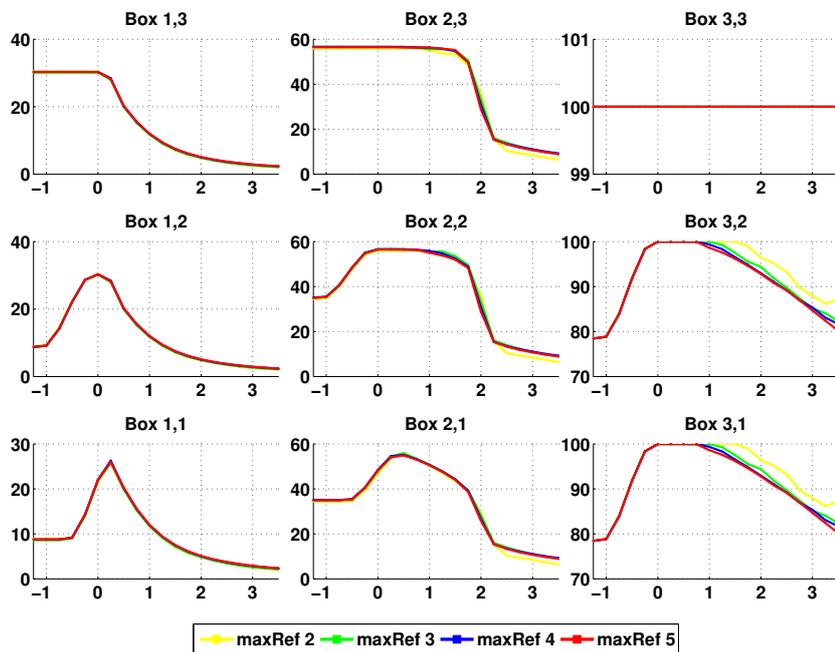
Nel caso A le simulazioni sulle due griglie più lasche sono decisamente inaccurate: la corona si disgrega molto presto dando origine a comportamenti non fisici. La terza griglia si comporta adeguatamente fino a $\tau = 5.5$, dopo di che la rottura della corona anticipa di qualche istante la fase finale di deposizione. La griglia più fine riesce a cogliere con buona accuratezza tutta l'evoluzione del fenomeno.

Si noti infine un dettaglio relativo ai tempi più avanzati: mentre il volume nei settori bassi 2, 1 e 3, 1 aumenta per effetto del collasso della corona nel film liquido, il volume in 1, 1 diminuisce. Questo è indice dello sviluppo di un worthington jet in corrispondenza del punto di impatto, il quale proietta verso l'alto il liquido rimasto nel cratere.

Nel caso C si ripete quanto visto sul dominio S, in quanto i tempi non sono sufficientemente avanzati per cogliere il fenomeno della deposizione della corona. Essa viene innescata in anticipo dalla rottura della corona nelle simulazioni a griglia più lasca, che raggiungono altezze inferiori. La simulazione su griglia fitta permette alla corona di estendersi in altezza e ritarda correttamente l'inizio della fase di collasso.

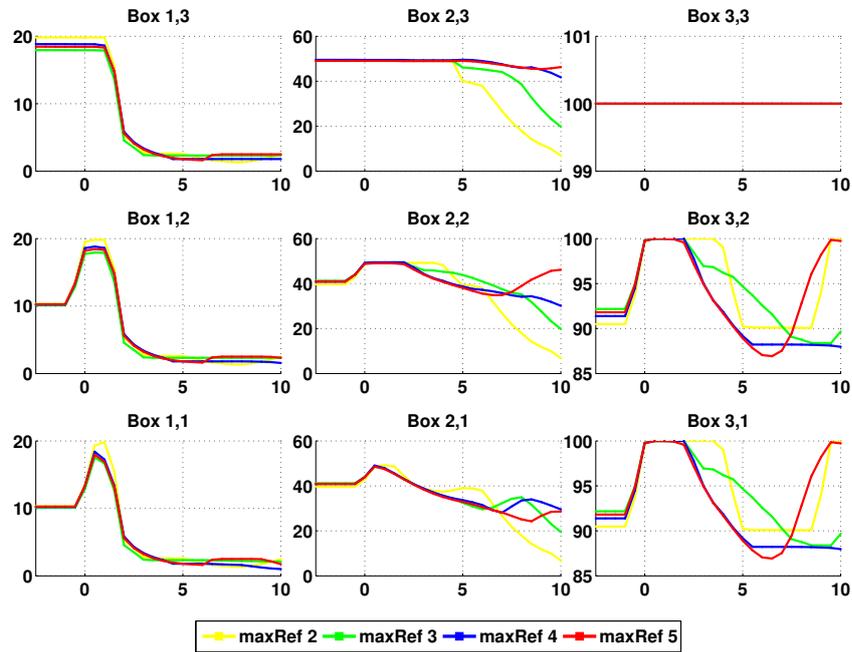


(a) Caso A

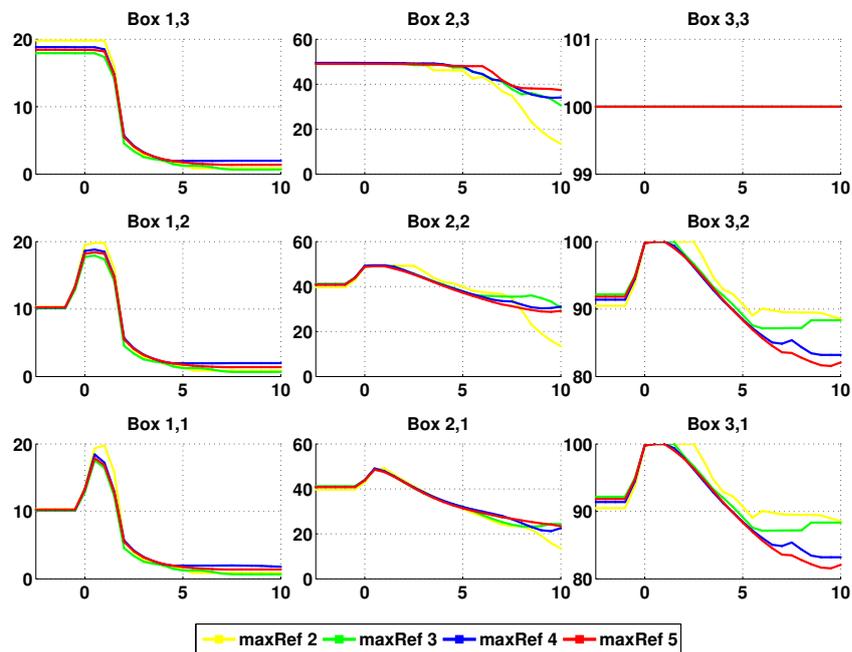


(b) Caso C

Figura 3.13. Geometria S assialsimmetrica: volume di fluido in ogni bounding box (cfr. figura 3.12) normalizzato sul volume totale ad ogni time step.



(a) Caso A



(b) Caso C

Figura 3.14. Geometria L assialsimmetrica: volume di fluido in ogni bounding box (cfr. figura 3.12) normalizzato sul volume totale ad ogni time step.

Raggio e altezza della corona

Nei grafici in figura 3.15 e 3.16 è riportata l'evoluzione delle due grandezze caratteristiche dello splashing, raggio e altezza della corona.

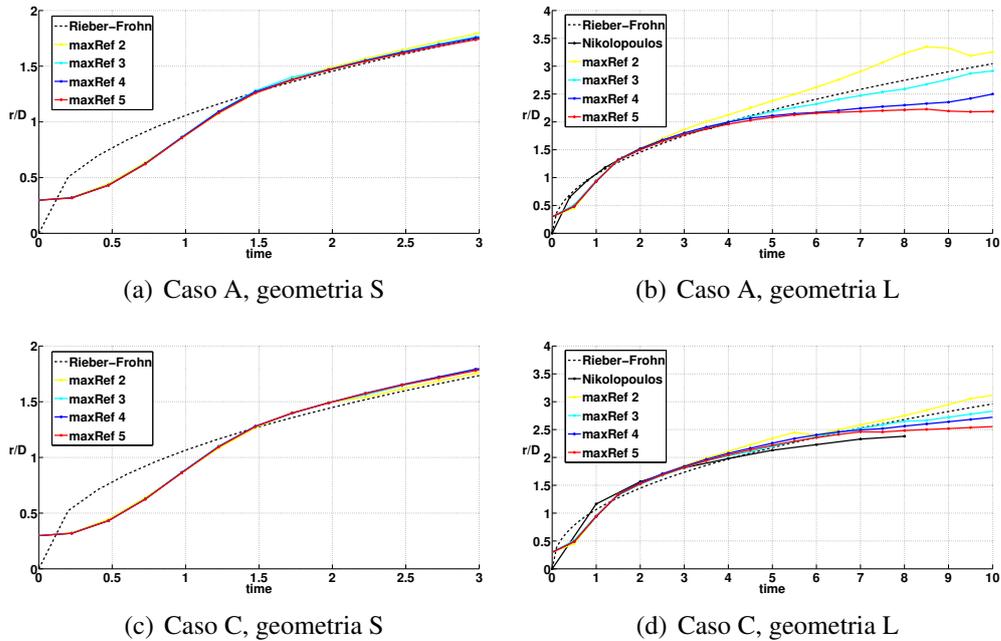


Figura 3.15. Evoluzione del raggio nel tempo, corrente assialsimmetrica; confronto tra simulazioni su griglie di diversa risoluzione e i risultati numerici di letteratura [24, 15].

Il raggio della corona viene rilevato in maniera automatica analizzando i risultati delle nostre simulazioni: esso è definito come la posizione radiale del baricentro del volume della fase liquida presente al di sopra del film di base, nell'intero dominio; questo tipo di definizione permette di eliminare l'arbitrarietà nel rilievo di questa quantità. Per tempi superiori a $\tau = 1.5$ la goccia iniziale è interamente sprofondata nel film liquido e il valore del raggio calcolato secondo la precedente definizione si accorda con quanto rilevato negli altri studi. La curva nera tratteggiata in figura si riferisce ai risultati di Rieber e Frohn, raccolti su un intervallo di tempo limitato $0 < \tau < 3$ e da lì estrapolati, mentre la curva nera continua riporta misurazioni effettive effettuate da Nikolopoulos et al. sui risultati delle proprie simulazioni. I nostri risultati si accordano ottimamente, soprattutto per quanto riguarda le due mesh più fitte, mentre l'estrapolazione dei dati di Rieber e Frohn sovrastima il raggio per tempi superiori all'inizio della fase di deposizione della corona. L'andamento del raggio della corona appare però non essere un valido indicatore della bontà della simulazione, per lo meno per quanto riguarda l'effetto della risoluzione della mesh, come già visto qualitativamente in figura 3.11.

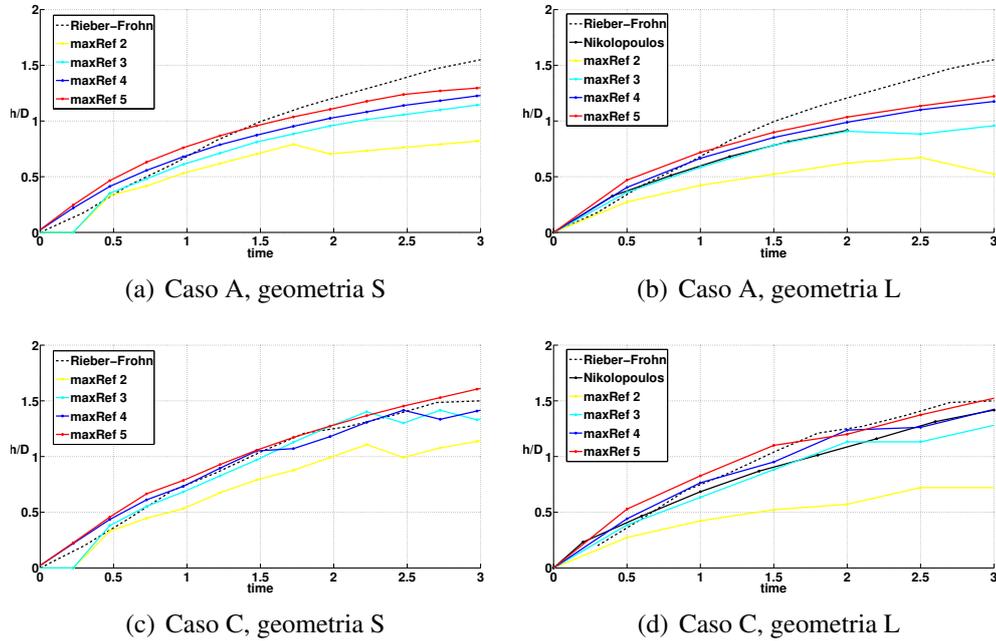


Figura 3.16. Evoluzione dell'altezza del rim nel tempo, corrente assialsimmetrica; confronto tra simulazioni su griglie di diversa risoluzione e i risultati numerici di letteratura [24, 15].

Al contrario, l'altezza della corona mostra una forte dipendenza dalla griglia utilizzata, come illustrato nei grafici di figura 3.16.

In essi viene riportato il valore massimo dell'altezza raggiunta comprendendo anche il rim; ciò poiché il riconoscimento automatico di questa grandezza è ben più semplice rispetto all'individuazione del confine tra corona e rim. Di fatto, però, nel computo dell'altezza rientrano anche le gocce secondarie (in geometria assialsimmetrica si tratta di tori) almeno nel primo momento del distacco: viceversa, le griglie più lasche risulterebbero avere altezze ancora inferiori (cfr. le sezioni in figura 3.11).

L'altezza della corona come è qui definita è significativa soltanto fino a tempi limitati, nei casi qui analizzati fino a $\tau = 3$; per tempi superiori la corona collassa e si disgrega e diventa impossibile riconoscerle un'unica altezza. Per gli stessi motivi anche gli autori con cui ci confrontiamo limitano il rilevamento dell'altezza allo stesso tempo adimensionale massimo.

Per quanto riguarda il caso A, le altezze misurate da Rieber e Frohn sono superiori rispetto a quelle ottenute da Nikolopoulos et al.; i nostri valori si collocano nel mezzo, più vicini ai risultati dei secondi. Nel caso C tutti i risultati sono più ravvicinati, e anche qui i nostri si pongono nel mezzo.

Le due griglie più raffinate portano ad andamenti molto simili anche per quanto

riguarda questa grandezza, confermando la validità delle simulazioni eseguite sulla penultima mesh: questo livello di discretizzazione sarà utilizzato nel seguito per le simulazioni su geometria tridimensionale.

Capitolo 4

Corrente tridimensionale

I risultati ottenuti in geometria assialsimmetrica sono validi soltanto per i primi istanti dopo l’impatto, come si è mostrato nel capitolo 3 e come è riportato in letteratura [11]. Per tempi superiori i fenomeni diventano prettamente tridimensionali: instabilità ondulatoria del rim, eiezione di jet quasi-monodimensionali, formazione di gocce secondarie (cfr. paragrafo 1.2.3).

D’altra parte il costo computazionale di calcoli tridimensionali cresce vertiginosamente, sia in termini di tempo di calcolo che di memoria RAM. Il limite sulla memoria si fa sentire soprattutto nella costruzione della griglia computazionale utilizzando il generatore di mesh standard fornito con OpenFOAM (*blockMesh*); per ovviare a questo problema, essendo la griglia utilizzata nell’ambito di questa tesi di tipo strutturato e quindi relativamente semplice, è stata scritta una apposita applicazione, meno efficiente ma che richiede un quantitativo minimo di memoria. Nonostante questo accorgimento, l’uso di griglie con spaziatura uniforme risulta impraticabile senza la disponibilità di ingenti risorse di calcolo, mentre le simulazioni realizzate all’interno di questo lavoro sono state eseguite utilizzando semplici personal computer.

Per poter affrontare il problema dell’impatto su tempi lunghi, con una risoluzione che permetta di cogliere le dinamiche dello *splashing*, è necessario ricorrere a tecniche di raffinamento dinamico localizzato in prossimità dell’interfaccia gas-liquido. Questo tipo di approccio è sfruttato anche da Nikolopoulos et al. nel già citato articolo del 2007 [15]; il solutore da loro utilizzato ha però richiesto comunque dei tempi di calcolo decisamente lunghi, da 15 a 25 giorni per una singola simulazione (cfr. paragrafo 3.1).

In questo capitolo si illustrano le problematiche relative all’uso del codice di raffinamento dinamico di griglia per flussi multifase implementato in OpenFOAM, gli accorgimenti utilizzati per adattare il codice al caso test e i risultati ottenuti, confrontando fra loro mesh a diverse risoluzioni massime e simulazioni assialsimmetriche.

4.1 Raffinamento dinamico

L'algoritmo di raffinamento dinamico di griglia implementato nel solutore qui utilizzato si basa sul lavoro di Jasak del 1996 [9] e poi di Jasak e Gosman del 2000 [10]. Mentre nel loro studio il raffinamento viene effettuato sulla base dell'errore di discretizzazione, per applicare il metodo al caso multifase del presente lavoro si è scelto di utilizzare come indice il valore della frazione volumica α : l'interesse è ottenere una discretizzazione elevata nella zona dell'interfaccia, perciò si indicano come celle da raffinare quelle in cui il valore di α sia intermedio tra 0 (gas) e 1 (liquido).

La metodologia applicata nel codice è nota come *h-refinement*: i nuovi nodi computazionali vengono inseriti nelle celle marcate per il raffinamento, senza modificare il resto della griglia di calcolo. A differenza della tecnica di *r-refinement*, che preserva il numero totale di celle e ne ottimizza la disposizione, in questo metodo il numero di celle può aumentare notevolmente, portando a costi computazionali elevati; è quindi necessario eseguire alcune simulazioni di prova per individuare un livello di raffinamento che consenta di ottenere soluzioni accurate in tempi non proibitivi.

Il codice permette di scegliere il livello di raffinamento massimo, cioè il massimo numero di suddivisioni della cella di calcolo della griglia originaria; ad ogni livello di raffinamento la cella computazionale viene suddivisa in quattro celle. Evidentemente gli effetti benefici del raffinamento localizzato non crescono indefinitamente all'aumentare del livello di raffinamento: l'aumento della risoluzione locale della griglia è controbilanciato da un peggioramento della qualità della stessa. A questo proposito gli autori notano che la diminuzione dell'errore ottenuta attraverso questa tecnica raggiunge un plateau (dopo un livello massimo di raffinamento ovviamente dipendente dal caso analizzato), oltre il quale non è più conveniente incrementare la risoluzione massima locale.

Il raffinamento è localizzato, riguarda cioè soltanto le celle marcate come da raffinare, che sia in base all'errore di discretizzazione o al valore di un'altra grandezza locale (α nel nostro caso); per conservare una buona qualità di griglia è però necessario evitare eccessivi gradienti nella sua risoluzione: il raffinamento si applica quindi anche alle celle circostanti, secondo il criterio per cui ogni cella non può avere più di 7 celle neighbours (criterio valido soltanto su mesh esaedriche regolari). In figura 4.1 è riportato un esempio di raffinamento su tre livelli.

Il solutore *interDyMFoam*

Il codice per fluidi multifase con raffinamento dinamico di griglia è presente fra i solutori di OpenFOAM, sotto il nome di *interDyMFoam*, ma ad oggi non esiste una documentazione a riguardo, perciò è stato necessario procedere attraverso prove

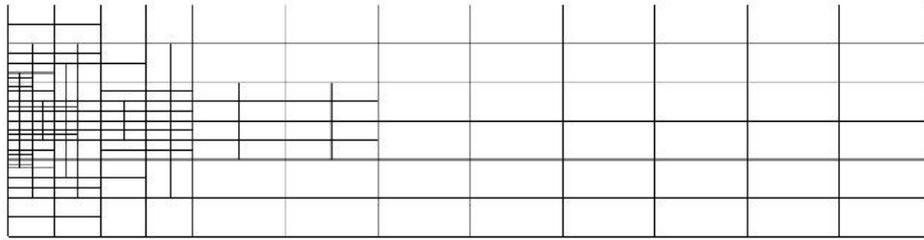


Figura 4.1. Mesh esaedrica con tre livelli di raffinamento locale (tratto da [10]).

e tentativi per comprendere il significato delle opzioni disponibili e individuare i valori più adatti ai casi test in esame.

Come primo caso si è scelta come griglia di base quella utilizzata da Nikolopoulos et al. [15]: dominio cubico di lato $3.98D$ (geometria L), discretizzato inizialmente in 20^3 celle, utilizzando poi 3 e 4 livelli massimi di raffinamento. Nel loro lavoro la mesh viene aggiornata ogni 20 time step, per non gravare eccessivamente sui già lunghi tempi di calcolo. Nelle nostre simulazioni si è scelto di raffinare/deraffinare a ogni singolo time step.

Le celle candidate al raffinamento sono quelle con valore di α compreso tra $1 \cdot 10^{-3} < \alpha < (1 - 1 \cdot 10^{-9})$. Il numero di *buffer layers* indica il numero di celle raffinate intorno a quelle effettivamente contenenti l'interfaccia; è posto pari a 3 per descrivere con accuratezza anche la zona vicina all'interfaccia, notando che il tempo computazionale non ne viene particolarmente influenzato.

Esiste un'opzione che permette di indicare il numero massimo di celle consentito. Tale controllo, però, permette al numero di celle di superare tale limite ad un time step, imponendo poi un forte deraffinamento nel time step successivo: nelle simulazioni qui presentate si è osservato come queste oscillazioni della risoluzione della griglia provochino una forte perdita di qualità della soluzione, in quanto essa perde di dettaglio spaziale ad ogni deraffinamento. Perciò si pone questo limite molto al di sopra dell'effettivo numero massimo di celle che si stima di raggiungere nel calcolo; tale numero massimo viene quindi determinato soltanto dai livelli di raffinamento imposti.

La correzione dei flussi, per epurare dai risultati le velocità fittizie generate dal processo di raffinamento-deraffinamento, è abilitata per *phi* e *U* come di default.

Modifiche al solutore

Nelle simulazioni multifase con metodo VOF la posizione dei due fluidi nel dominio è parte della soluzione del problema essendo determinata dal valore della variabile α e quindi, come visto in precedenza nel paragrafo 3.2.2, il campo di tale variabile viene imposto direttamente nelle condizioni iniziali. Utilizzando il raffinamento dinamico di griglia la mesh iniziale è evidentemente ben più la-

sca di quella a regime e i primi step di raffinamento distruggono completamente l'interfaccia, come mostrato in figura 4.2.

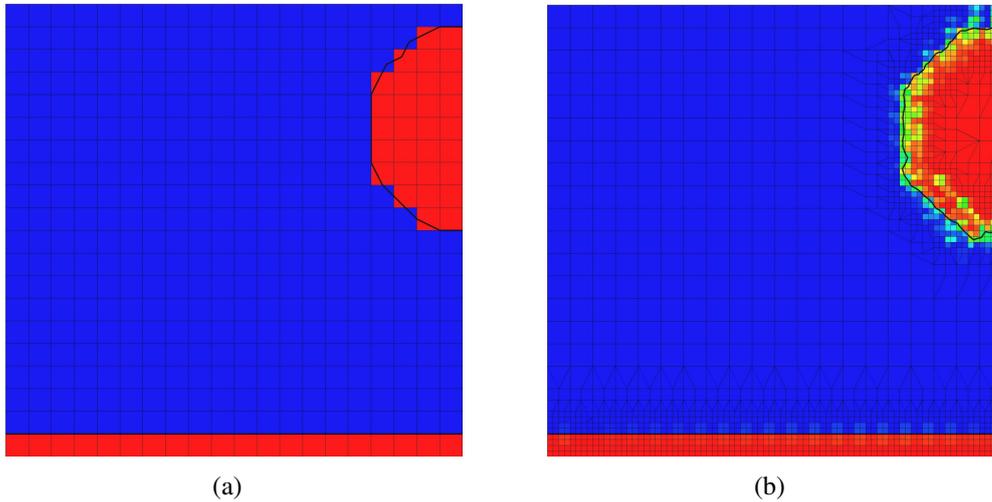


Figura 4.2. Disgregazione dell'interfaccia della condizione iniziale utilizzando il solutore standard: 4.2(a) condizioni iniziali; 4.2(b)) dopo i primi due step di raffinamento. L'interfaccia è evidenziata dalla linea di contorno per il valore di $\alpha = 0.5$.

A questo grave problema si aggiunge il fatto che le dimensioni di goccia e film date su una mesh così lasca risultano molto diverse da quelle nominali: il volume di fluido non può che essere un multiplo intero del volume di una singola cella computazionale, in quanto la condizione iniziale è imposta assegnando a ogni cella valore 0 o 1. In particolare, il film liquido nel dominio più grande L occupa una intera cella: il suo spessore è 1.45 mm, circa il 70% superiore rispetto al valore nominale.

Si è tentato di pre-raffinare la griglia in corrispondenza delle zone di interfaccia e solo in seguito imporre le condizioni iniziali. In questo caso si è visto che il codice esegue il raffinamento anche sulla zona più fitta della griglia, portando a celle computazionali estremamente piccole e quindi numeri di Courant enormi, che di fatto impediscono alla simulazione di procedere. Inoltre le zone inizialmente fitte non vengono più de-raffinate, portando a ottenere una griglia piuttosto irregolare. Per questo motivo è inoltre impossibile far ripartire una simulazione interrotta con il solutore *InterDyMFoam*.

Per ovviare a questi problemi è stato necessario eseguire delle modifiche al codice del solutore, con l'obiettivo di integrare una procedura di riassegnazione delle condizioni iniziali dopo alcuni cicli di raffinamento. La re-inizializzazione è posta al termine di ogni time step e agisce soltanto nel caso in cui la griglia abbia subito modifiche durante l'ultimo ciclo; essa agisce fino a N volte, così da

permettere di usare un massimo di $N-1$ livelli di raffinamento (l'ultimo ciclo di re-inizializzazione è necessario per assegnare il corretto valore del film liquido, come spiegato nel seguito). Nel presente lavoro si è utilizzato un valore di N pari a 6. Durante questo processo la soluzione procede rapidamente, in quanto la griglia lasca porta ad avere un numero di Courant basso: perciò viene impedita la scrittura della soluzione in questi step iniziali. Terminata questa fase il tempo della simulazione è azzerato e il salvataggio della soluzione è nuovamente consentito: il calcolo ricomincia partendo da una griglia correttamente raffinata e una condizione iniziale con interfaccia accurata (cfr. figura 4.3).

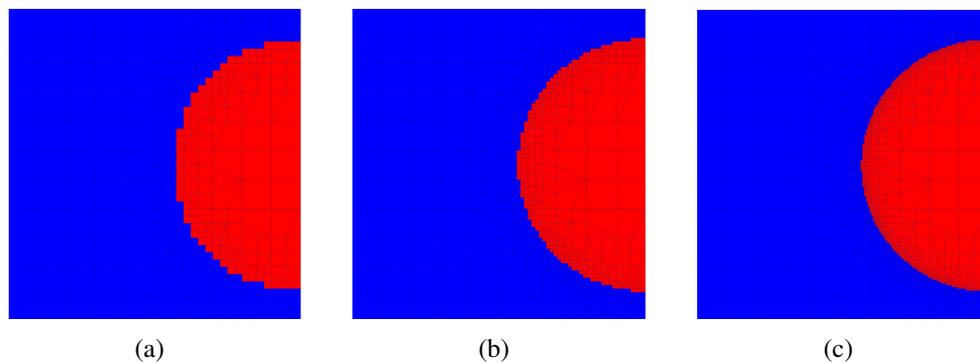


Figura 4.3. Time step iniziale utilizzando il solutore modificato, dettaglio del contorno della goccia. La condizione iniziale è re-inizializzata sulla mesh raffinata all'interno dell'applicazione. In figura 4.3(a) si utilizzano 2 livelli di raffinamento, 3 livelli in figura 4.3(b), 4 livelli in figura 4.3(c).

In quanto il processo di raffinamento dinamico agisce sulle celle con valore di α intermedio tra 0 e 1, l'interfaccia tra goccia e gas viene correttamente riconosciuta in quanto la goccia è in movimento a causa della sua velocità iniziale non nulla, ma la griglia intorno al film liquido non viene raffinata, essendo questo inizialmente fermo e non perturbato; in questo modo rimane impossibile assegnarne il valore corretto di spessore. Per ovviare a questo problema si è modificato il processo di re-inizializzazione: nei primi $N-1$ passi si assegna al film un valore uniforme di $\alpha = 0.9$, in modo da forzare il raffinamento; soltanto alla N -esima e ultima re-inizializzazione si assegna finalmente il valore $\alpha = 1$. In questa maniera lo spessore del film è accurato secondo la dimensione della minima cella computazionale. Il fenomeno è più marcato nel caso con dominio di dimensione maggiore: si confronti lo spessore del film tra le figure 4.4(a) e 4.4(b).

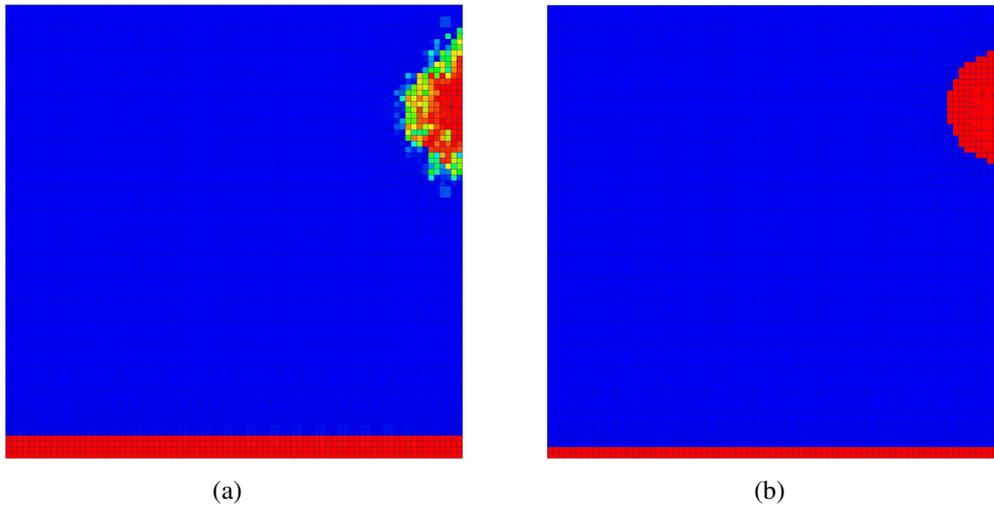


Figura 4.4. Confronto tra lo spessore del film liquido di base senza 4.4(a) e con 4.4(b) re-inizializzazione. La differenza è di circa il 70%.

4.2 Griglia computazionale tridimensionale

Le simulazioni tridimensionali sono realizzate su un quarto del dominio reale (cfr. figura 4.5) in modo da aumentare la risoluzione spaziale rispetto all'utilizzo del dominio intero, a parità di risorse computazionali impiegate.

I risultati ottenuti risentono però di questa semplificazione: il fenomeno reale non è così marcatamente simmetrico, come testimoniato tra le altre cose dal numero di jet che si protendono a partire dal rim (si veda figura 1.7: il numero di jet può variare da 7 a 15, senza essere necessariamente un multiplo di 4 e nemmeno un numero pari). D'altra parte, questo tipo di semplificazione geometrica è sfruttato anche nei lavori con i quali ci confrontiamo e per il momento varrà mantenuta.

La risoluzione iniziale per tutte le griglie tridimensionali è pari a 20^3 celle; sono utilizzati 2, 3 e 4 livelli massimi di raffinamento, ottenendo le risoluzioni riportate in tabella 3.4. Il raffinamento è localizzato nell'intorno dell'interfaccia gas-liquido, perciò il numero complessivo di celle nel dominio aumenta nel tempo, con l'espansione radiale e verticale della corona; tale numero dipende quindi anche dalle dimensioni fisiche del dominio (in un dominio più piccolo l'interfaccia ne occupa una frazione maggiore, perciò il numero massimo di celle sarà superiore) e dalle caratteristiche dell'impatto (un impatto più intenso genera uno splash più alto ed esteso). In tabella 4.1 è riportato il numero massimo di celle computazionali raggiunto nelle diverse simulazioni, assieme al numero di celle necessario nel caso di utilizzo di una mesh uniforme.

La metodologia del raffinamento dinamico permette di risparmiare oltre il 90%

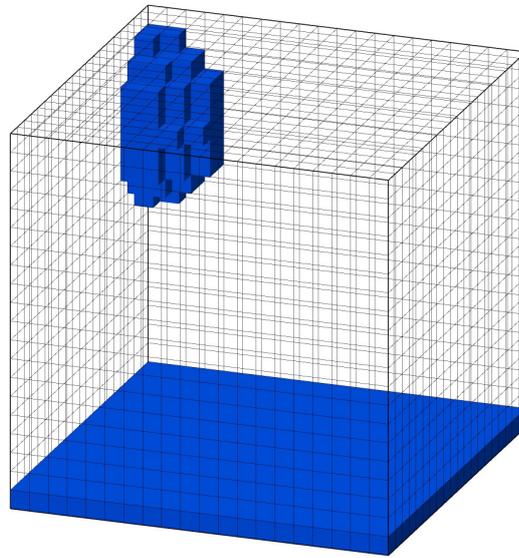


Figura 4.5. Mesh tridimensionale; geometria S, istante iniziale senza raffinamento.

	Geometria L		Geometria S		Griglia uniforme
	caso A	caso C	caso A	caso C	
max refinement 2	$8.2 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$	$5.1 \cdot 10^5$
max refinement 3	$3.3 \cdot 10^5$	$4.4 \cdot 10^5$	$5.4 \cdot 10^5$	$6.1 \cdot 10^5$	$4.1 \cdot 10^6$
max refinement 4	$1.5 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^6$	$3.1 \cdot 10^6$	$32.8 \cdot 10^6$

Tabella 4.1. Simulazioni tridimensionali: numero massimo di celle computazionali utilizzate.

delle celle di calcolo nel caso peggiore: all'atto pratico questo si traduce non solo in minore tempo computazionale ma soprattutto nel potere o meno realizzare una certa simulazione senza disporre di potenti e costosi cluster.

D'altra parte, il raffinamento localizzato in prossimità dell'interfaccia rende poco efficiente la distribuzione in parallelo del conto utilizzando la tecnica del *domain decomposition*. Ad ogni time step le celle computazionali si distribuiscono in maniera fortemente disomogenea nel dominio e quindi tra i diversi processori. La possibilità di ripetere la decomposizione del dominio nel corso della simulazione porterebbe forti miglioramenti nella scalabilità delle simulazioni.

Nei grafici di figura 4.7 viene riportato l'andamento del numero di celle computazionali gestite da ognuno dei 4 processori tra i quali è suddiviso il calcolo. Il dominio è decomposto in due parti in ciascuna delle due direzioni parallele alla superficie di base, una parte unica in direzione normale, come mostrato in figura

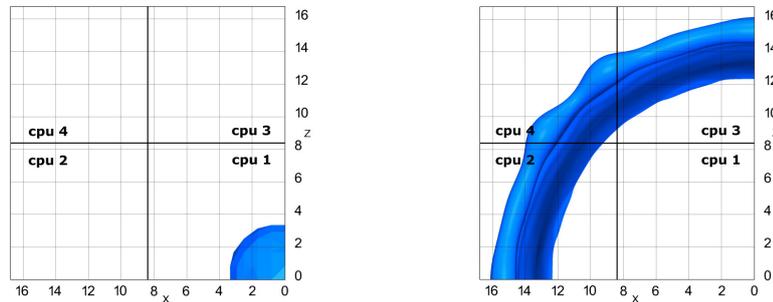


Figura 4.6. Simulazioni tridimensionali in parallelo: decomposizione del dominio su quattro processori, vista dall'alto al primo e ultimo istante di tempo.

4.6. Il processore 1 gestisce il settore più vicino all'origine, nel quale si trova inizialmente la goccia; esso infatti svolge la maggior parte del lavoro durante la fase di caduta e l'inizio dell'impatto. I processori 2 e 3 si occupano dei settori adiacenti al primo; il loro carico è quasi perfettamente sovrapposto ed è il maggiore nella fase di evoluzione della corona. Il quarto processore si occupa del settore più lontano dall'asse di simmetria ed è quindi quello meno utilizzato, chiamato in causa soltanto nelle ultime fasi dello splashing.

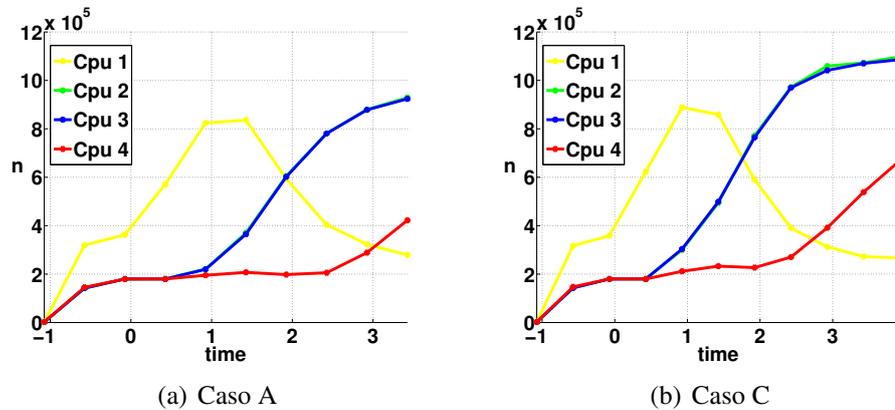


Figura 4.7. Simulazioni tridimensionali in parallelo, geometria S, casi A e C: numero di celle per ogni processore secondo la decomposizione di figura 4.6.

Nel grafico di figura 4.8 viene riportato l'andamento del tempo totale di calcolo necessario a completare la simulazione del caso A in geometria S con quattro livelli di raffinamento massimo, rispetto al numero di processori utilizzati (in tutti i casi la decomposizione è fatta nelle due direzioni del piano normale all'impatto, secondo quanto illustrato in figura 4.6).

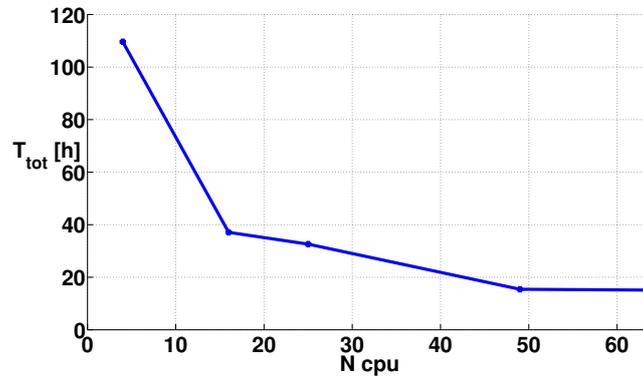


Figura 4.8. Simulazioni tridimensionali: scalabilità in parallelo. Geometria S, caso A: diminuzione del tempo totale di calcolo all’aumentare del numero di processori utilizzati.

Il tempo di calcolo viene notevolmente ridotto passando da 4 a 16 cpu, mentre gli incrementi successivi non portano benefici sensibili. La tecnica di decomposizione in parallelo utilizzata adottata nel presente lavoro è evidentemente poco efficiente se associata a un solutore con raffinamento dinamico locale di griglia; nuove metodologie di decomposizione del dominio sono necessarie per migliorare la scalabilità in parallelo del solutore qui utilizzato.

4.3 Risultati numerici

Come già fatto per i casi assialsimmetrici nel capitolo 3, anche per le simulazioni tridimensionali vengono presentati risultati sia qualitativi (immagini 3D, sezioni della corona) che quantitativi (distribuzione del liquido all’interno del dominio, evoluzione temporale di raggio e altezza della corona), al fine di confrontare sia l’accuratezza ottenuta con diversi livelli di discretizzazione spaziale, sia i nostri risultati più raffinati con i lavori di Rieber e Frohn [24] e Nikolopoulos et al. [15].

Le due serie di immagini in figura 4.9 e 4.10 mostrano i due casi di impatto simulati sul dominio minore RF, da confrontarsi direttamente con i risultati originali di Rieber e Frohn riportati in figura 3.1 e con il lavoro di Nikolopoulos et al. in figura 3.5. Il livello di risoluzione massima nelle nostre simulazioni è pari a quello utilizzato su griglia uniforme dai primi, mentre i secondi usano griglie più lasche. Già dal confronto “visivo” è evidente come i risultati a risoluzione inferiore siano non paragonabili, mentre l’accordo tra il presente lavoro e i risultati di Rieber e Frohn appare molto buono.

Le immagini riportano metà del dominio in modo da mostrare i dettagli dell’evoluzione della corona e del film liquido. L’alta risoluzione raggiunta permette di

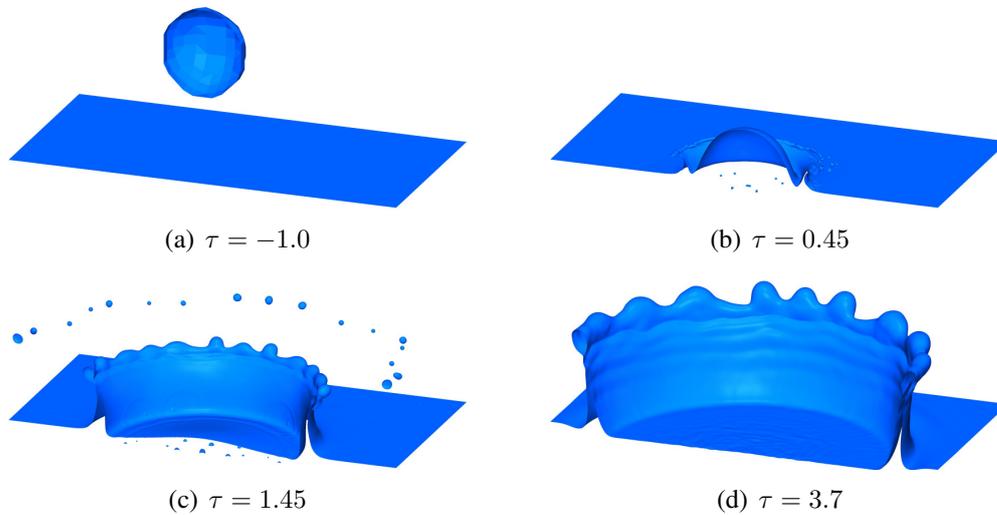


Figura 4.9. Simulazione di flusso tridimensionale, geometria S, caso A.

cogliere la formazione di onde di capillarità sulle pareti della corona e sul fondo liquido del cratere, più evidenti nel caso A.

Un segno della bontà della simulazione risiede nel fatto che nè il film liquido del cratere nè la corona si disgregano: questo fenomeno è presente a risoluzioni minori in quanto la discretizzazione non riesce a descrivere adeguatamente l'assottigliamento di questi strati, e ciò comporta l'innescarsi di dinamiche non fisiche (distacco del rim, accelerazione del collasso della corona, formazione di un *worthington jet* "artificiale"). Nel caso C, invece, si notano delle piccole rotture nella corona appena al di sotto del rim, presenti anche nelle analoghe simulazioni di Rieber e Frohn. Essi possono essere effettivamente di origine numerica, ma le loro piccole dimensioni non portano al distacco del rim; probabilmente la loro presenza influenza il rilascio di jet da quest'ultimo.

Al di sotto della superficie del cratere si notano piccole bolle di gas, intrappolate dalla goccia all'impatto (fenomeno dell'*entrapment*); all'avanzare del tempo esse emergono dal sottile film liquido e danno origine a serie ulteriori di onde di capillarità su fondo del cratere.

In figura 4.11 sono riportate le sezioni del dominio a 45° : essendo le simulazioni realizzate su un quarto della geometria completa questa sezione intermedia risulta essere la meno influenzata da eventuali effetti di bordo dovuti all'imposizione della simmetria.

Analogamente al caso assialsimmetrico, la griglia più lasca dà risultati decisamente poco accurati, soprattutto sul dominio di dimensioni maggiori L. La risoluzione intermedia non è adeguata alle simulazioni sul dominio L, ma si comporta discretamente su quello più ristretto, soprattutto per quanto riguarda il caso

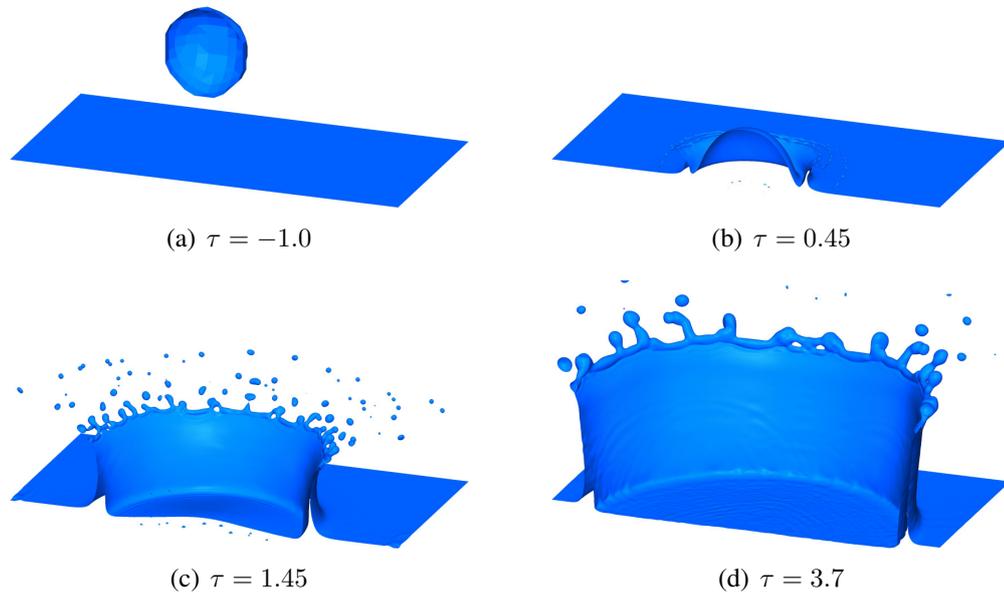


Figura 4.10. Simulazione di flusso tridimensionale, dominio RF, caso C.

A. Sul dominio L nessuna mesh riesce a impedire la disgregazione del fondo del cratere, mentre sul dominio S sono sufficienti entrambe le risoluzioni superiori.

In queste figure si distinguono quelle che sembrano essere piccole gocce secondarie, che si distaccano dal rim. Non tutte sono effettivamente gocce: alla risoluzione minore si tratta in effetti del distacco del rim dalla corona, fenomeno che avveniva già in geometria assialsimmetrica. Alla risoluzione massima, invece, questo comportamento non è rilevato e si ha effettivamente il rilascio di gocce secondarie. Alla risoluzione intermedia sono presenti entrambi i fenomeni: gocce secondarie nei primi tempi, distacco del rim per tempi avanzati.

Analisi delle bounding boxes

L'analisi delle bounding boxes per quanto riguarda il dominio S (figura 4.12) conferma la buona accuratezza ottenuta con le due mesh più fini, i cui andamenti sono quasi sovrapposti, mentre i risultati su griglia lasca mostrano un anticipo nella fase di deposizione, per tempi lunghi. Nel caso C l'impatto è più intenso e su tutte le mesh il comportamento è analogo anche per tempi lunghi, ma la viscosità numerica legata alla bassa risoluzione posticipa la crescita in altezza della corona.

Il comportamento sul dominio largo L e su tempi lunghi (figura 4.13) mostra maggiori differenze, soprattutto per il caso A: durante la fase di elevazione della corona essa supera in altezza il limite del settore 3, 2 (intorno a $\tau = 5$ diminuisce la percentuale di liquido al suo interno) e successivamente, nella fase di deposizione, la maggior parte della corona ricade rapidamente nel film liquido mentre una

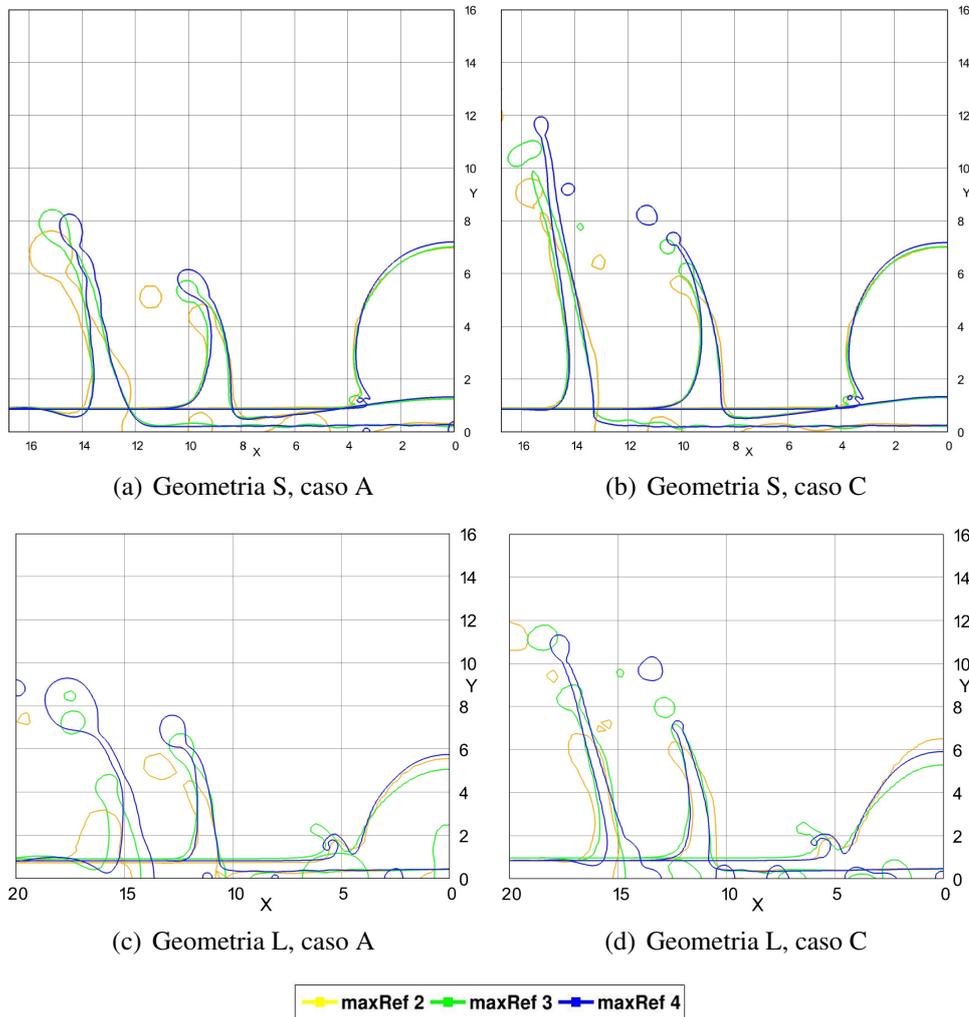
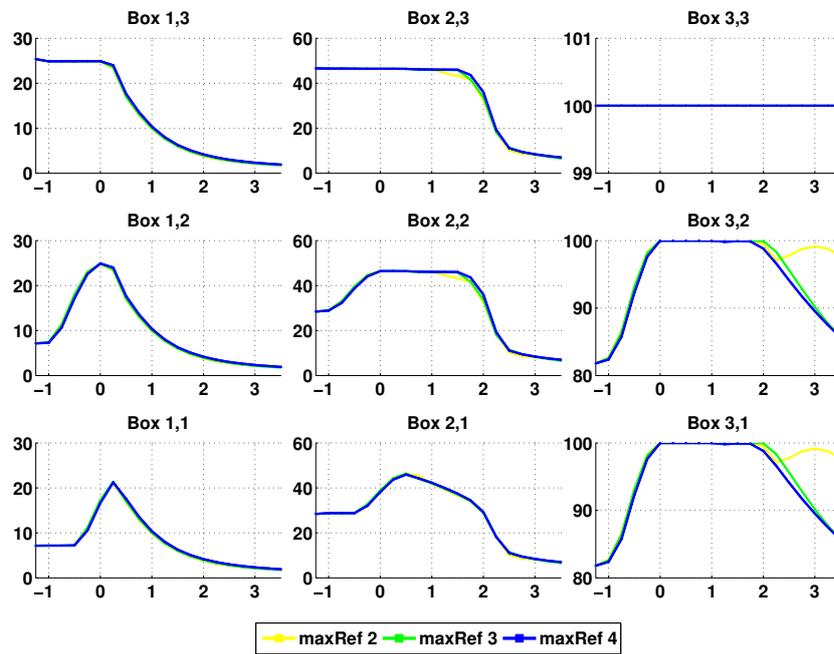


Figura 4.11. Corrente tridimensionale, sezione a 45° . Geometria S: tempi $\tau = 0.2, 1.5, 4$. Geometria L: tempi $\tau = 0.5, 2.5, 5.5$.

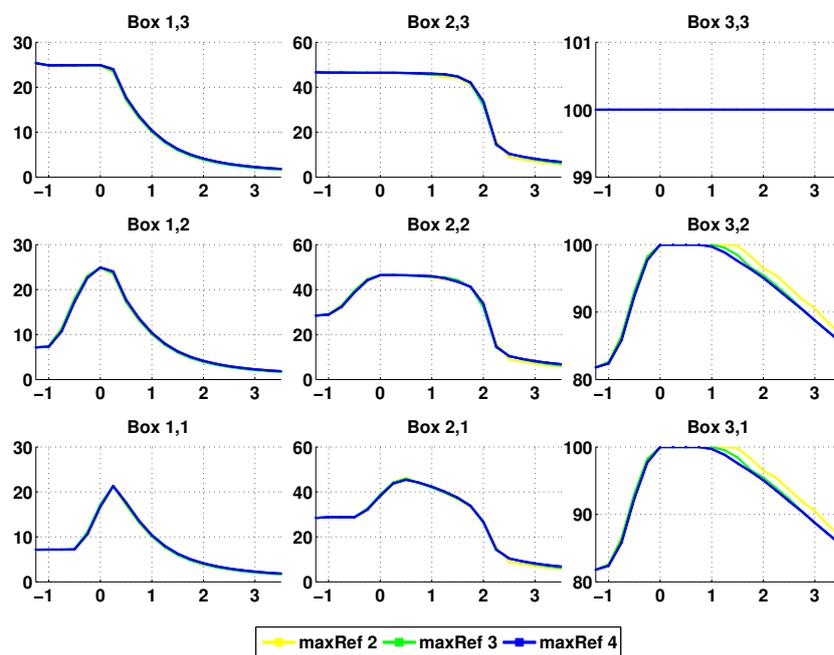
piccola parte, costituita da gocce secondarie distaccatesi dal rim, ricadrà per tempi successivi.

Le mesh più lasche limitano l'altezza massima della corona e ne anticipano la disgregazione: le gocce secondarie si distaccano prima, avendo quindi volume e velocità maggiori, e da questo risulta una presenza minore di liquido nei settori 2, 2 e 3, 2.

Per il caso C il comportamento è analogo ma i tempi della fase di collasso sono più lunghi, in quanto l'impatto possiede maggiore energia.

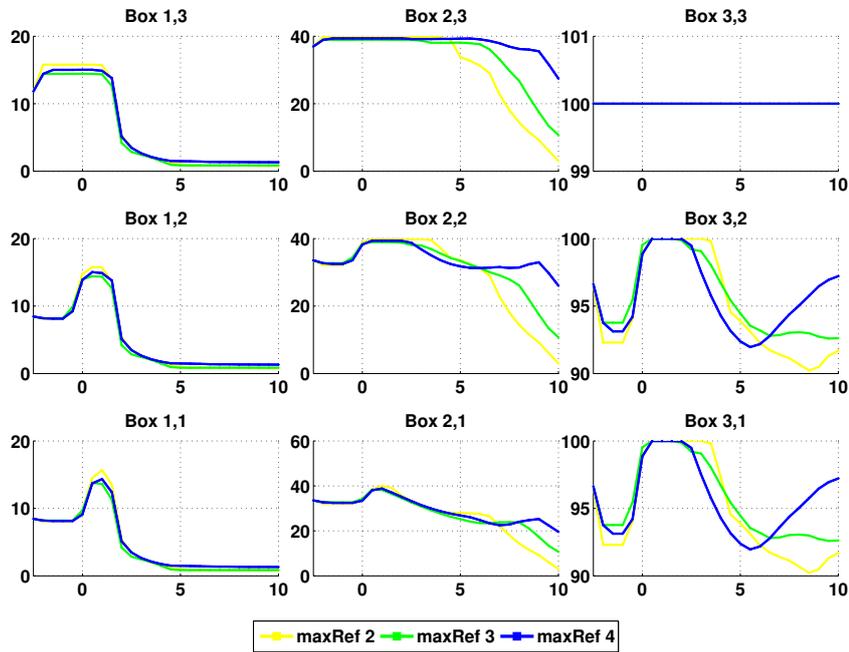


(a) Caso A

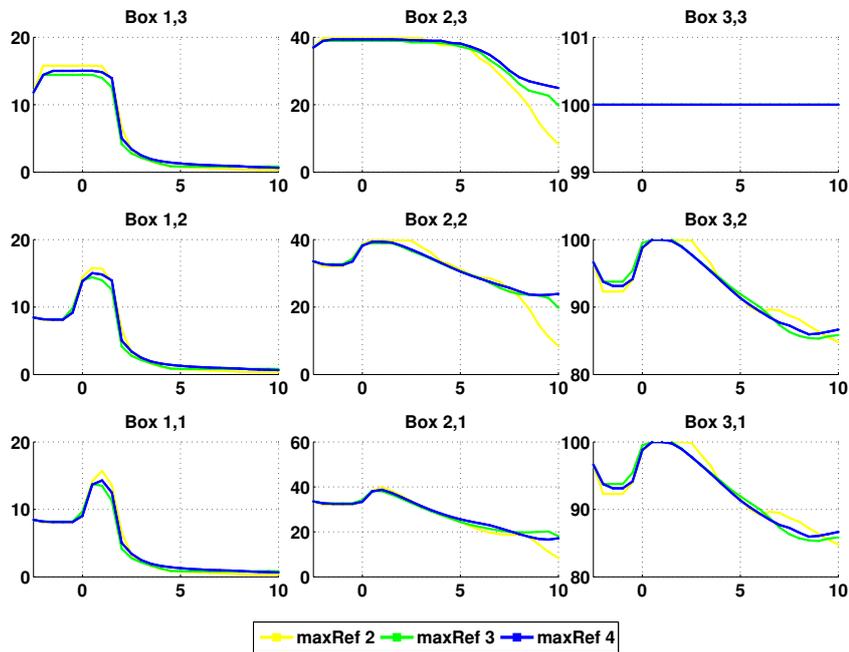


(b) Caso C

Figura 4.12. Geometria S tridimensionale: volume di fluido in ogni bounding box (cfr. figura 3.12) normalizzato sul volume totale ad ogni time step.



(a) Caso A



(b) Caso C

Figura 4.13. Geometria L tridimensionale: volume di fluido in ogni bounding box (cfr. figura 3.12) normalizzato sul volume totale ad ogni time step.

Raggio e altezza della corona

L'andamento del raggio della corona è riportato nei grafici in figura 4.14 e mostra un'ottima aderenza ai risultati di Rieber e Frohn [24] e Nikolopoulos et al. [15], oltre che una dipendenza quasi nulla dalla risoluzione di griglia come già sperimentato nel caso assialsimmetrico. Le uniche differenze, seppur di modesta entità, si rilevano nel caso A per tempi lunghi, dove avviene il fenomeno della deposizione e il comportamento varia fortemente tra le diverse mesh. In questa situazione però diventa difficile stabilire quale sia il raggio effettivo della corona, in quanto la corona stessa collassa all'interno del film liquido, e lo studio di questa grandezza perde di significato.

L'altezza di corona e rim risulta essere un migliore indicatore della bontà della simulazione; l'andamento per le due mesh più fitte è molto ravvicinato, mentre quella lasca rivela la propria inadeguatezza. Il confronto è aderente ai risultati di Nikolopoulos mentre si discosta da quelli di Rieber e Frohn, per motivi diversi: nel caso A con griglia più fine si ha il distacco di una goccia secondaria dal rim a circa $\tau = 1.5$, e tale goccia aveva portato a una lettura maggiore dell'altezza nei tempi precedenti. Nel caso C, al contrario, il distacco della goccia secondaria avviene sulla sezione visualizzata da Rieber e Frohn e quindi l'altezza della sola corona risulta inferiore.

Queste differenze non significano una differenza sostanziale nei risultati, quanto semmai una oggettiva difficoltà nel definire grandezze univoche che caratterizzino l'evoluzione dello *splashing*; tale difficoltà è ridotta nel caso di impatti a bassa intensità, nei quali la corona evolve secondo una geometria più regolare.

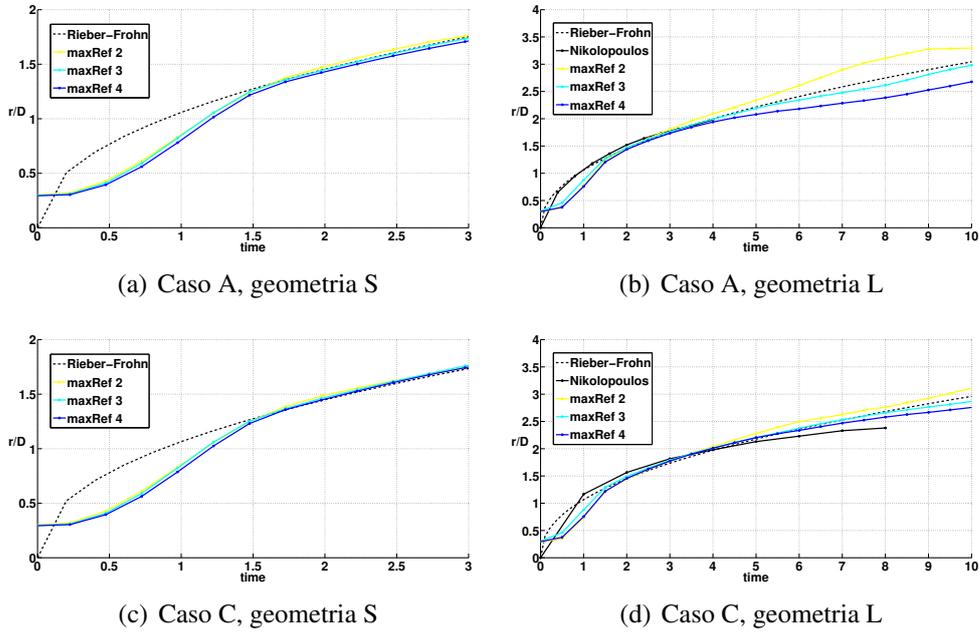


Figura 4.14. Evoluzione del raggio nel tempo, corrente tridimensionale; confronto tra simulazioni su griglie di diversa risoluzione e i risultati numerici di letteratura [24, 15].

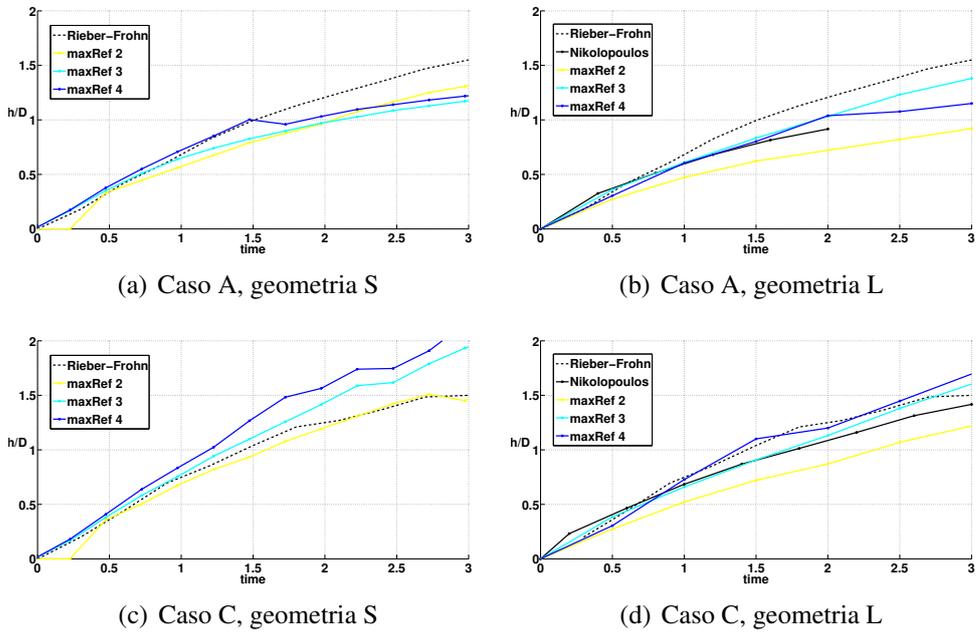


Figura 4.15. Evoluzione dell'altezza del rim nel tempo, corrente tridimensionale; confronto tra simulazioni su griglie di diversa risoluzione e i risultati numerici di letteratura [24, 15].

Capitolo 5

Confronto con risultati sperimentali

Nel presente capitolo si applicano le metodologie introdotte in precedenza per affrontare l'analisi di impatti reali, tratti da lavori sperimentali. Le simulazioni sono realizzate a elevata risoluzione, al fine di confermare la validità delle presenti tecniche CFD nello studio di impatto.

Nello specifico il confronto è con due impatti, entrambi oltre la soglia di splashing: il primo ad alto numero di Weber, tratto dall'articolo di Thoroddsen del 2002 [29], del quale sono disponibili fotografie del profilo della corona; il secondo a basso Weber, tratto dal lavoro di Cossali et al. del 2004 [4], del quale si hanno descrizioni quantitative di alcune grandezze geometriche.

5.1 Impatto ad alto Weber: jetting iniziale

Nel suo articolo del 2002 [29] Thoroddsen analizza dal punto di vista sperimentale il jetting iniziale immediatamente successivo all'impatto, al fine di comprenderne l'origine e la dinamica. Tale strato è caratterizzato da un'evoluzione molto rapida (velocità fino a 10 volte quella di impatto) e spessore estremamente contenuto. Nel suo studio l'autore utilizza fluidi con identica tensione superficiale e diversa viscosità, per analizzare un ampio campo di numeri di Reynolds.

Per il confronto è stato scelto un caso del quale fosse disponibile una serie di fotografie del profilo, e nel quale il film liquido di base sia non eccessivamente profondo, in modo da limitare l'onere computazionale legato alle dimensioni del dominio. I parametri dell'impatto sono riportati in tabella 5.1

Come già commentato, nei primi istanti dopo l'impatto è solitamente presente una forte simmetria assiale, gli effetti tridimensionali diventano preponderanti per tempi superiori. È stata eseguita una simulazione in geometria completamente tridimensionale per verificare questa asserzione, i cui risultati sono illustrati in figura 5.1. La risoluzione massima della griglia tridimensionale porta a una dimensione della cella computazionale pari a $D/200$.

D [mm]	V [m/s]	H	We	Re	Oh	K	K_s
6.3	5.28	0.4762	3340	770	0.07506	9410.1	4120.2

Tabella 5.1. Confronto con risultati di impatto ad alto Weber: parametri del fenomeno. Il limite di splashing è superato: $K > K_s$ (cfr. equazione (1.6)).

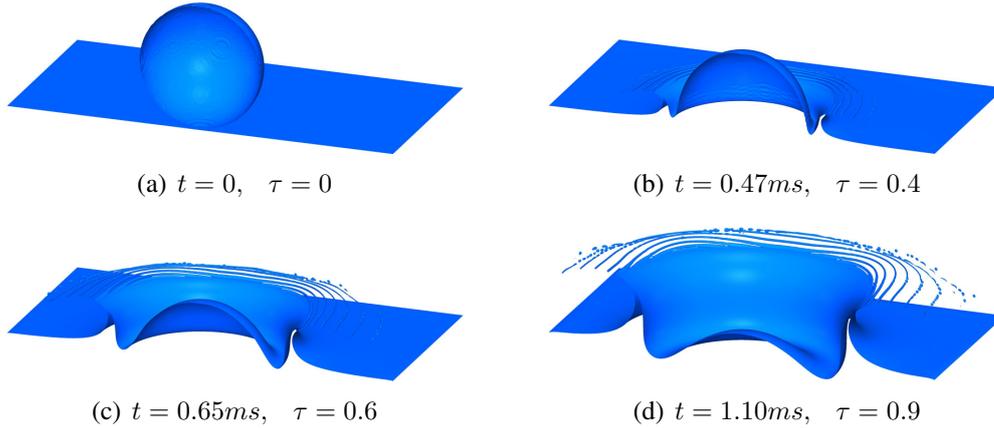


Figura 5.1. Confronto con risultati di impatto ad alto Weber: simulazione tridimensionale ad alta risoluzione. Il fenomeno presenta una evidente simmetria assiale.

Essendo evidente la simmetria del fenomeno, si è scelto di realizzare una simulazione assialsimmetrica a risoluzione superiore, arrivando fino a $D/800$, in modo da descrivere con maggiore accuratezza la sottile lamina proiettata dal collo dell'impatto e soprattutto per poter cogliere il moto delle gocce (effettivamente si tratta di forme toroidali) rilasciate fin dai primi istanti. In figura 5.2 si confrontano le fotografie scattate da Thoroddsen dal lato della corona con la sezione della simulazione numerica, ad istanti quasi coincidenti.

La forma della lamina è riprodotta con buona accuratezza, così come il rilascio di gocce secondarie nei primi istanti. Nell'ultima immagine il moto delle goccioline più piccole non riesce ad essere colto: la risoluzione, ottima per quanto riguarda le dimensioni della corona, non riesce a descriverle adeguatamente. Come nei casi visti nei capitoli precedenti, anche qui la discretizzazione relativamente insufficiente provoca una disgregazione degli strati più sottili, in questo caso la parte alta ed esterna della corona nella seconda e terza immagine. L'effetto è un distacco anticipato delle goccioline, che si aggregano poi a formare un numero minore di gocce di dimensione maggiore rispetto al fenomeno reale.

Nel complesso la descrizione numerica dell'impatto risulta essere soddisfacente soprattutto per i primi istanti di tempo, nonostante le difficoltà legate a spessori sottili e velocità elevate. Possibili miglioramenti possono derivare dall'uso di

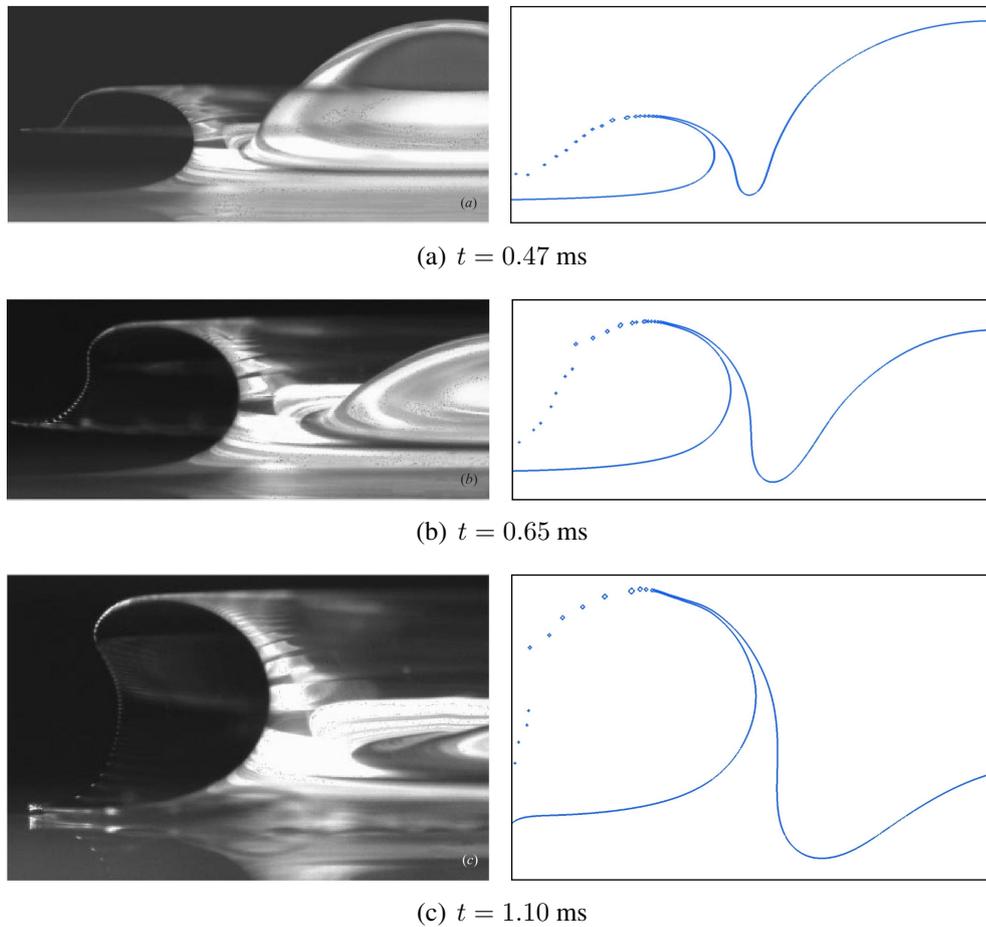


Figura 5.2. Confronto tra risultati sperimentali di Thoroddsen [29] (immagini sul lato sinistro) e sezioni di simulazione assialsimmetrica a risoluzione $D/800$ (immagini sul lato destro).

griglie fisse non uniformi, maggiormente raffinate nella parte esterna.

5.2 Impatto a basso Weber: evoluzione della corona

Il lavoro di Cossali et al. del 2004 [4] consiste in uno studio sistematico dell'impatto di gocce d'acqua su film sottile, condotto per via sperimentale, con l'obiettivo di derivare l'andamento temporale delle tipiche grandezze geometriche del fenomeno: raggio e altezza della corona e diametro delle gocce secondarie.

L'indagine è eseguita su una serie di quattro numeri di Weber e tre spessori del film di base; si utilizzano gocce d'acqua di diametro fissato pari a $D = 3.82$ mm, le differenti velocità di impatto sono ottenute variando l'altezza di rilascio della

goccia. Per ogni impatto un operatore analizza le fotografie per mezzo di software di analisi grafica; dai valori così ottenuti sono ricavate le curve di regressione. Le grandezze geometriche oggetto dell'analisi sono riportate in figura 5.3.

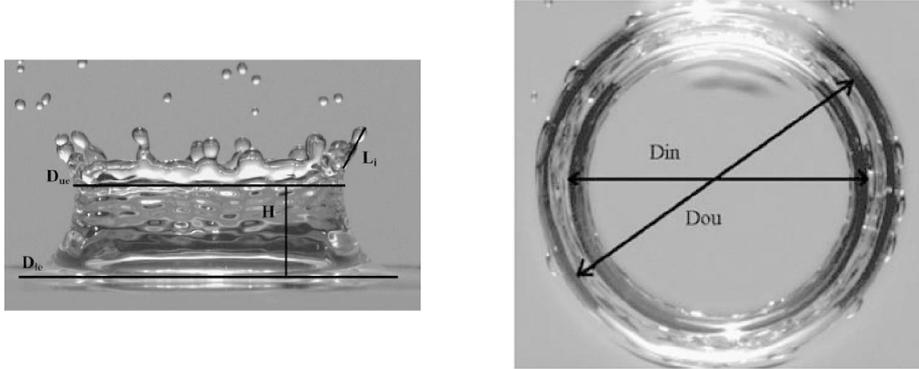


Figura 5.3. Definizione grafica delle grandezze geometriche analizzate.

Nel presente lavoro si è eseguita una simulazione tridimensionale con raffinamento dinamico su uno dei casi riportati dagli autori, scelto fra quelli con spessore del film di base più basso (in modo da contenere le dimensioni del dominio) e numero di Weber intermedio. I parametri dell'impatto simulato sono riportati in tabella 5.2; i fluidi utilizzati sono aria e acqua in condizioni standard.

D [mm]	V [m/s]	H	We	Re	Oh	K	K_s
3.82	3.0392	0.29	484	11650	0.0019	5934	3089

Tabella 5.2. Confronto con risultati di impatto a basso Weber: parametri del fenomeno. Il limite di splashing è superato: $K > K_s$ (cfr. equazione (1.6)).

Il risultato della simulazione è illustrato in sezione in figura 5.4; purtroppo non sono disponibili le fotografie relative all'impatto originale e non è quindi possibile eseguire una verifica visiva della corretta conformazione della corona.

Dalle immagini si vede come non vi sono rotture della superficie della corona né del film liquido sul fondo del cratere: la risoluzione massima utilizzata $D/136$ è sufficiente a descrivere con accuratezza l'impatto. I due jet presenti in figura si originano da una frattura nel rim per tempi bassi, causando l'unico motivo di asimmetria evidente. Il distacco di gocce secondarie avviene per tempi superiori a quelli oggetto della simulazione e non è quindi visibile; le goccioline presenti nelle immagini 5.4(b) e 5.4(c) provengono dal jetting iniziale, come testimoniato dai loro piccolo diametro e alta velocità.

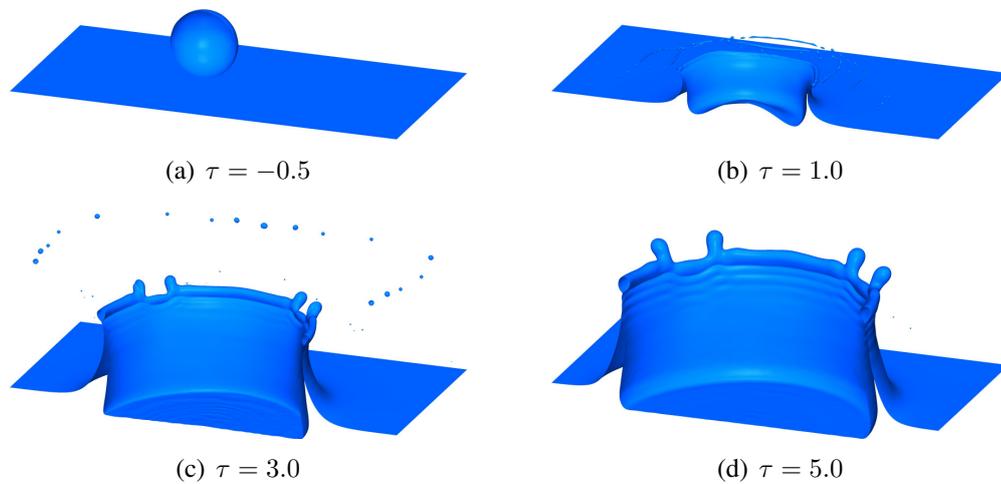
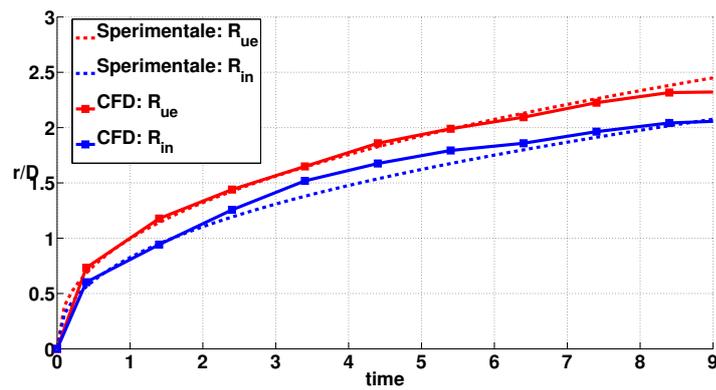


Figura 5.4. Risultati di impatto a basso Weber, simulazione tridimensionale.

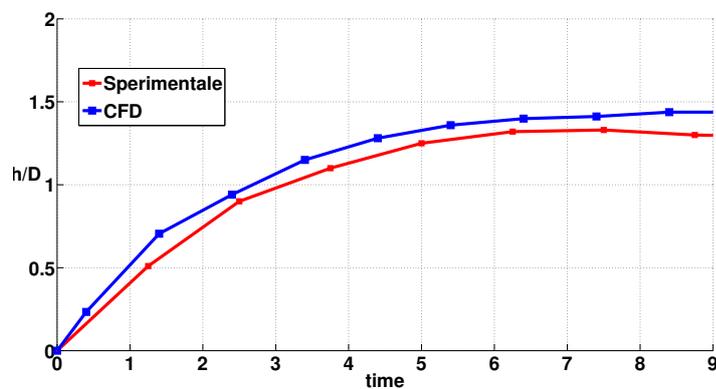
La verifica effettiva della qualità della simulazione viene dal confronto degli andamenti delle grandezze geometriche misurate, riportate in figura 5.5. Si è scelto di confrontare raggio interno R_{in} , raggio esterno superiore R_{ue} e altezza della corona (rim escluso), secondo le definizioni di figura 5.3, in quanto sono le più semplici da distinguere univocamente.

Il confronto dell'andamento del raggio R_{ue} è eccellente, e tale grandezza è sicuramente quella meno discrezionale da rilevare in fotografia. Anche l'andamento del raggio R_{in} è molto aderente ai risultati sperimentali, a meno di una lieve differenza per tempi intermedi.

Per quanto riguarda l'altezza della corona, le due curve di figura 5.5(b) sono decisamente vicine, con una sottile differenza. Tale differenza può essere dovuta al fatto che l'analisi delle fotografie scattate lateralmente non è equivalente all'analisi della sezione: osservando la corona dal lato la superficie del film di base non rimane immutata nel tempo ma appare più alta per effetto dell'onda provocata dall'impatto. Questo effetto può comportare il rilevamento di un valore più basso per l'altezza della corona, poiché si prende come riferimento una superficie di base più alta rispetto al film imperturbato.



(a) Raggio corona



(b) Altezza corona

Figura 5.5. Impatto a basso Weber, confronto sperimentale: andamento di raggio e altezza della corona.

Capitolo 6

Conclusioni e sviluppi futuri

6.1 Conclusioni

Le simulazioni di impatto di goccia su film liquido sottile con splashing realizzate nel contesto del presente lavoro mostrano un accordo molto buono con i risultati ottenuti da altri autori nello studio dei medesimi casi.

Innanzitutto si è scartata la possibilità di eseguire simulazioni bidimensionali piane per i loro evidenti limiti, nonostante se ne trovino diversi esempi in letteratura: la geometria dell'impatto non è piana e lo sviluppo delle strutture post-impatto non viene riprodotto (si veda il paragrafo 3.3.1).

In particolare, il fenomeno esibisce una marcata simmetria assiale nei primi istanti dopo l'impatto, consentendo di eseguirne uno studio numerico su geometria più semplice (assialsimmetrica) e con alta risoluzione; i costi computazionali sono relativamente bassi e consentono l'uso di semplici personal computer. Tale risultato è confermato sia dal confronto con simulazioni tridimensionali sia dall'accordo con risultati sperimentali (cfr. paragrafo 5.1).

Per quanto riguarda l'evoluzione su tempi lunghi delle strutture legate all'impatto (corona, rim, jet e gocce secondarie) risulta necessario ricorrere a calcoli tridimensionali, ben più onerosi della corrispettiva geometria assialsimmetrica. Utilizzando griglie computazionali uniformi non sarebbe possibile eseguire i conti risoluzioni adeguate, per limiti di memoria e di tempo di calcolo. Si è optato per una versione del solutore multifase con raffinamento dinamico di griglia, in modo da avere una risoluzione adeguata in corrispondenza dell'interfaccia gas-liquido. L'applicazione del solutore ai casi in esame ha richiesto alcune modifiche al codice al fine di integrare una procedura di re-inizializzazione del problema successivamente ai primi step di raffinamento locale, descritta nel paragrafo 4.1. Le simulazioni tridimensionali così realizzate hanno mostrato un buon accordo rispetto ai risultati numerici di letteratura, consentendo al tempo stesso un risparmio notevole di risorse computazionali a parità di risoluzione massima. Si è infine

eseguito un confronto quantitativo con risultati sperimentali presenti in letteratura, ottenendo un ottimo accordo (cfr. paragrafo 5.2).

Si può quindi affermare che il codice di calcolo utilizzato nell'ambito di questa tesi, appartenente alla suite per fluidodinamica computazionale OpenFOAM [16] e ulteriormente sviluppato all'interno del presente lavoro, permette di simulare con sufficiente accuratezza casi di impatto su film liquido sottile con *splashing*, utilizzando risorse computazionali modeste anche per simulazioni su geometria tridimensionale.

6.2 Possibili sviluppi futuri

Gli impatti analizzati nel presente lavoro, così come nelle analisi numeriche non bidimensionali presenti in letteratura, avvengono tutti con seconda traiettoria normale alla parete mentre lo studio di impatti obliqui riveste un notevole interesse, soprattutto in applicazioni di tipo aeronautico. Evidentemente non è possibile realizzare tali simulazioni in geometria assialsimmetrica ma è necessario ricorrere al tridimensionale (perlomeno riproducendo metà del dominio, per simmetria) e la tecnica di raffinamento dinamico qui applicata rende possibile questo tipo di approccio.

Il raffinamento dinamico localizzato in prossimità dell'interfaccia, però, rende decisamente poco efficiente la parallelizzazione del calcolo, almeno secondo la tecnica della *domain decomposition* qui utilizzata: il numero di celle computazionali cresce soltanto in alcune zone del dominio mentre la decomposizione di questo rimane costante nel tempo; in tal modo il carico è ripartito tra i vari processori in maniera estremamente disomogenea.

Per poter affrontare problemi più complessi è quindi necessario migliorare la scalabilità del solutore: una possibilità consiste nell'implementare una procedura di ri-decomposizione del dominio durante l'esecuzione della simulazione, in modo da ripartire il carico di lavoro tra i processori dopo un determinato numero di iterazioni. Migliorare la scalabilità del solutore permetterebbe un uso efficiente di architetture hardware fortemente parallelizzate.

Bibliografia

- [1] J. U. Brackbill e altri. A continuum method for modelling surface tension. *J. of Computational Physics*, 100(2):335–354, 1992.
- [2] G. E. Cossali, G. Brunello, A. Coghe, e M. Marengo. Impact of a single drop on a liquid film: experimental analysis and comparison with empirical models. *Italian Congress of Thermofluid Dynamics*, June-July 1999.
- [3] G. E. Cossali, A. Coghe, e M. Marengo. The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Experiments in Fluids*, 22:463–472, 1997.
- [4] G. E. Cossali, M. Marengo, A. Coghe, e S. Zhadanov. The role of time in single drop splash on thin film. *Experiments in Fluids*, 36:888–900, 2004.
- [5] J. E. Field, M. B. Lesser, e J. P. Dear. Studies of two-dimensional liquid-wedge impact and their relevance to liquid-drop impact problems. *Proc. R. Soc. London*, 401:225–249, 1985.
- [6] D. Gueyffier e altri. Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *J. of Computational Physics*, 152:423–456, 1999.
- [7] C. W. Hirt e B. D. Nichols. Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *J. of Computational Physics*, 39:201–225, 1981.
- [8] S. D. Howison e altri. Droplet impact on a thin fluid layer. *J. of Fluid Mechanics*, 542:1–23, 2005.
- [9] H. Jasak. *Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Imperial College, University of London, giugno 1996.
- [10] H. Jasak e A. D. Gosman. Automatic resolution control for the finite-volume method, part 2: adaptive mesh refinement and coarsening. *Numerical Heat Transfer, part B*, 38(3):257–271, 2000.

-
- [11] C. Josserand e S. Zaleski. Droplet splashing on a thin liquid film. *Physics of Fluids*, 15(6):1650–1657, 2003.
- [12] M. B. Lesser. Analytical solution of liquid-drop impact problem. *Proc. R. Soc. London*, 337:289–308, 1981.
- [13] M. B. Lesser e J. E. Field. The impact of compressible liquids. *Annu. Rev. of Fluid Mechanics*, 15:97–122, 1983.
- [14] N. Nikolopoulos e altri. Normal impingement of a droplet onto a wall film: a numerical investigation. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 26:119–132, 2005.
- [15] N. Nikolopoulos e altri. Three-dimensional numerical investigation of a droplet impinging normally onto a wall film. *J. of Computational Physics*, 225:322–341, 2007.
- [16] OpenCFDLtd. Openfoam[®]. Available at <http://www.openfoam.org>.
- [17] K. L. Pan, K. R. Cheng, P. C. Chou, e C. H. Wang. Collision dynamics of high-speed droplets upon layers of variable thickness. *Experiments in Fluids*, 45:435–446, 2008.
- [18] K. L. Pan e C. Y. Hung. Droplet impact upon a wet surface with varied fluid and surface properties. *J. of Colloid and Interface Science*, 352:186–193, 2010.
- [19] K. L. Pan e C. K. Law. Dynamics of droplet-film collision. *J. of Fluid Mechanics*, 587:1–22, 2007.
- [20] A. Prosperetti e H. N. Oguz. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain. *Annu. Rev. of Fluid Mechanics*, 25:577–602, 1993.
- [21] R. Purvis e F. T. Smith. Large droplet impact on water layers. *Proc. 42nd Aerospace Sci. Conference*, 2004.
- [22] M. Quero e altri. Analysis of super-cooled water droplet impact on a thin water layer and ice growth. *AIAA Paper 2006-466*, 2006.
- [23] M. Rein. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn. Res.*, 12:61–93, 1993.
- [24] M. Rieber e A. Frohn. A numerical study on the mechanism of splashing. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 20:455–461, 1999.

- [25] R. Rioboo e altri. Experimental investigation of splash and crown formation during single drop impact on wetted surfaces. *Experiments in Fluids*, 35:648–652, 2003.
- [26] I. V. Roisman e C. Tropea. Impact of a drop onto a wetted wall: description of crown formation and propagation. *J. of Fluid Mechanics*, 472:373–397, 2002.
- [27] H. Rusche. *Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Imperial College, University of London, dicembre 2002.
- [28] R. Scardovelli e S. Zaleski. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annu. Rev. of Fluid Mechanics*, 31:567–603, 1999.
- [29] S. T. Thoroddsen. The ejecta sheet generated by the impact of a drop. *J. of Fluid Mechanics*, 451:373–381, 2002.
- [30] M. F. Trujillo e C. F. Lee. Modeling crown formation due to the splashing of a droplet. *Physics of Fluids*, 13(9):2503–2516, 2001.
- [31] R. L. Vander Wal e altri. Droplets splashing upon films of the same fluid of various depth. *Experiments in Fluids*, 40:33–52, 2006.
- [32] D. A. Weiss e A. L. Yarin. Single drop impact onto liquid films: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. *J. of Fluid Mechanics*, 385:229–254, 1999.
- [33] H. G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, e C. Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object orientated techniques. *Computers in Physics*, 12(6):620–631, 1998.
- [34] A. M. Worthington. On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate. *Proc. R. Soc. London*, 25:261–272, 1876.
- [35] A. M. Worthington. *A study of splashes*. Longmans, Green, and Co., 1908.
- [36] A. L. Yarin. Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing.... *Annu. Rev. of Fluid Mechanics*, 38:159–192, 2006.
- [37] A. L. Yarin e D. A. Weiss. Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. *J. of Fluid Mechanics*, 283:141–173, 1995.