



Politecnico di Milano

FACOLTÀ DI INGEGNERIA INDUSTRIALE
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aeronautica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**Analisi numerica
dell'impatto di gocce su film liquido sottile
in presenza di una corrente esterna**

Candidato:
Andrea Cristina
Matricola 755440

Relatore:
Prof. Alberto Guardone
Correlatore:
Ing. Paola Brambilla

*Desidero innanzitutto ringraziare il Professor Alberto Guardone e l'Ing. Paola Brambilla per l'occasione concessa e per la disponibilità dimostrata.
Ringrazio gli amici, alcuni dei quali si stanno ancora domandando cosa stia facendo, per i continui stimoli e per rendere tutto meno complesso.
Un ultimo pensiero va alla famiglia ed alla loro fiducia incrollabile.*

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	9
1.3	Stato dell'arte	13
1.3.1	Simulazioni di impatti singoli su film liquido	14
1.3.2	Simulazioni di strato limite bifase	24
1.4	Obiettivi del lavoro	27
2	Metodo numerico	29
2.1	Metodi numerici per correnti multifase	29
2.1.1	Modello euleriano-lagrangiano	30
2.1.2	Modello euleriano-euleriano	31
2.1.3	Modello euleriano-euleriano completo	31
2.2	Equazioni di governo e procedura numerica	32
2.2.1	Metodi di individuazione dell'interfaccia	32
2.2.2	Metodo VOF	33
2.3	Modello numerico in OpenFOAM	36
2.3.1	Solutore	36
2.3.2	Schemi numerici impiegati	36
3	Impatto normale su film liquido	39
3.1	Modello in OpenFoam	40
3.2	Risultati e confronti	44

4	Correnti di strato limite mono e bifase	51
4.1	Strato limite monofase	51
4.1.1	Modello in OpenFoam	52
4.1.2	Risultati e confronti	54
4.1.3	Imposizione di un profilo iniziale di velocità su mesh dif- ferenti	54
4.2	Strato limite bifase	57
4.2.1	Modello in OpenFoam	57
4.2.2	Risultati e confronti	60
5	Impatto su correnti di strato limite bifase	69
5.1	Modello in OpenFoam	69
5.2	Risultati	72
6	Conclusioni e sviluppi futuri	83
6.1	Conclusioni	83
6.2	Sviluppi futuri	84

Elenco delle figure

1.1	Regimi di impatto di goccia su film liquido	4
1.2	Limite di splashing	6
1.3	Evoluzione dello splash	8
1.4	Differenza tra ejecta sheet e lamella	9
1.5	Diagramma di fase	10
1.6	Terza generazione delle microgocce	10
1.7	Evoluzione temporale del raggio del rim	11
1.8	Evoluzione temporale dell'altezza della corona	12
1.9	Numero di jet al variare del We	13
1.10	Gocce secondarie	14
1.11	Simulazioni numeriche dirette di Rieber e Frohn	15
1.12	Evoluzione del raggio di base della corona di Rieber e Frohn	16
1.13	Viste in sezioni della corona di Rieber e Frohn	17
1.14	Evoluzione del raggio di base della corona di Nikolopoulos <i>et al.</i>	18
1.15	Simulazioni 3D di Nikolopoulos <i>et al.</i>	19
1.16	Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, corrente assialsimmetrica. Tratto da [5].	21
1.17	Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, flusso tridimensionale. Tratto da [5].	22
1.18	Simulazione tridimensionale di impatto a 40° , $We = 250$, livello di raffinamento 4 [4].	23
1.19	Simulazione tridimensionale di impatto a 60° , $We = 250$, livello di raffinamento 4 [4].	23
1.20	Traiettoria del baricentro della corona	24
1.21	Evoluzione dell'altezza adimensionale del film con x	26
1.22	Evoluzione del profilo di velocità su lastra piana all'interno del film liquido [6]	26

2.1	Approcci mediati per CFD di flussi bi-fase	30
2.2	Metodologie di individuazione dell'interfaccia	33
3.1	Dominio di calcolo per simulazioni di impatto normale	41
3.2	Goccia e film prima dell'impatto $\tau = -0.019$	44
3.3	Sezione della corona per $\tau = 0.5$, istante immediatamente successivo all'impatto.	45
3.4	Evoluzione del fenomeno con i due solutori.	47
3.5	Sezione della corona per $\tau = -0.019$, con diverse griglie di calcolo.	49
3.6	Sezione della corona per $\tau = 0.5$, con diverse griglie di calcolo.	49
4.1	Suddivisione del dominio in blocchi per la simulazione su lastra piana	52
4.2	Andamento del residuo iniziale per le mesh utilizzate	56
4.3	Dominio nel caso di strato limite bifase	59
4.4	Profili iniziali di velocità nel film liquido	61
4.5	Profili di velocità nel film liquido ad $x = 1.7074$	61
4.6	Profili di velocità nel film liquido ad $x = 1.7254$	62
4.7	Confronto del profilo ottenuto in $x = 1.7254$ con [6].	63
4.8	Evoluzione dell'altezza del film liquido con x	64
4.9	Andamento dello sforzo di taglio nelle due fasi.	65
4.10	Studio della convergenza della simulazione di strato limite bifase.	66
4.11	Evoluzione dei profili iniziali alle diverse stazioni di x	67
5.1	Campo di moto all'interno del film liquido.	71
5.2	Altezza del film liquido.	71
5.3	Andamento del residuo iniziale nel caso di strato limite bifase.	72
5.4	Deformazione della goccia durante la caduta.	73
5.5	Scia di <i>Von Karman</i> , rappresentazione del modulo della velocità.	74
5.6	Scia di <i>Von Karman</i> , rappresentazione del modulo della vorticità.	75
5.7	Andamento della pressione nel campo di moto durante la caduta della goccia.	76
5.8	Evoluzione del raggio della parte della corona che si sviluppa controcorrente.	77
5.9	Evoluzione del raggio della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.	78
5.10	Altezza della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.	80
5.11	Altezza della parte della corona che si sviluppa controcorrente.	80
5.12	Evoluzione della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.	81
5.13	Evoluzione della parte della corona che si sviluppa controcorrente.	81

5.14	Percentuale di massa di liquido innalzata conseguentemente all'impatto della goccia.	82
5.15	Massa di liquido all'interno del dominio.	82

Elenco delle tabelle

1.1	Parametri relativi ai regimi di impatto di goccia su film liquido riportati in figura 1.1.	5
1.2	Parametri utilizzati da Rieber e Frohn nelle loro simulazioni. . . .	16
1.3	Dimensioni e discretizzazione del dominio di calcolo nei casi studiati da Brivio.	20
3.1	Parametri adimensionali	39
3.2	Grandezze ricavate	40
3.3	Dimensioni delle celle	40
3.4	Patch per le condizioni al contorno del caso di impatto singolo normale con <i>interFoam</i>	42
3.5	Patch per le condizioni al contorno del caso di impatto singolo normale con <i>multiphaseInterFoam</i>	43
3.6	Conservazione della massa dopo l'impatto.	46
3.7	Quantità di liquido innalzata per $\tau = 0.5$	48
3.8	Dimensioni delle celle utilizzate per lo studio dell'effetto del raffinamento.	50
4.1	Tipologia di mesh	53
4.2	Patch per le condizioni al contorno nel caso di strato limite monofase	53
4.3	Confronti sullo sforzo di taglio a parete.	54
4.4	Dimensioni delle celle per la simulazione di strato limite monofase	55
4.5	Effetto della mesh sul confronto con Blasius	55
4.6	Tempi di calcolo	56
4.7	Grandezze fisse	57
4.8	Proprietà dei fluidi	57
4.9	Grandezze ricavate	58
4.10	Patch per le condizioni al contorno nel caso di strato limite bifase .	60
4.11	Grandezze ricavate	64

5.1	Dimensioni delle celle per la simulazione di impatto in presenza di una corrente di strato limite	70
5.2	Parametri della simulazione di impatto di goccia su strato limite bifase.	72

Elenco dei simboli

Σ	Tensore di sforzo
α	Frazione volumica
α^*	Funzione indicatrice dell'interfaccia interpolata
β	Angolo di impatto
δ	Spessore film liquido
η	Coordinata verticale adimensionale
μ	Viscosità dinamica
ν	Viscosità cinematica
ρ	Densità
σ	Tensione superficiale
τ	Tempo adimensionale
τ_w	Sforzo di taglio a parete
τ_{xy}	Componente del tensore degli sforzi
∇	Gradiente
$\nabla \cdot$	Divergenza
Bo	Numero di Bond

C	Numero di Courant
D	Diametro della goccia
Fr	Numero di Froude
H	Spessore adimensionale del film liquido
K	Parametro di Sommerfeld
K_s	Parametro di Sommerfeld limite
Oh	Numero di Ohnesorge
R_a	Altezza rugosità
Re	Numero di Reynolds
Re_x	Numero di Reynolds locale
R_{nd}	Rugosità superficiale adimensionale
U_d	Velocità di caduta della goccia
U_x, U_g	Velocità della corrente esterna
\mathbf{V}	Vettore velocità
We	Numero di Weber
d	Diametro gocce secondarie
\mathbf{f}	Accelerazione dovuta alle forze di volume
g	Accelerazione gravitazionale
h_f	Altezza del film liquido
k	Curvatura
\mathbf{n}	Versore normale
\mathbf{n}^*	Normale all'interfaccia interpolata
p	Pressione
p_0	Pressione totale
p_{rgh}	Pressione al netto della spinta idrostatica

r_c	Raggio della corona
t	Tempo
u	Velocità adimensionale
x, y, z	Terna destrorsa con origine in un vertice del dominio simulato
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Dimensione del lato della cella computazionale

Sommario

Nel presente lavoro di tesi viene condotta un'analisi numerica, in due dimensioni spaziali, di impatto di una singola goccia su film liquido sottile, in presenza di una corrente di strato limite. Gli impatti studiati appartengono al regime di splashing, il quale è caratterizzato dalla formazione di una corona, il cui sviluppo è influenzato dagli effetti di inerzia, tensione superficiale e dissipazione viscosa.

Vengono eseguite diverse simulazioni con lo scopo di determinare la dinamica della fase liquida successivamente all'impatto. In particolare, interessa valutare la quantità di liquido innalzata dall'effetto combinato dell'impatto e della corrente, al fine di stabilire la percentuale di liquido che si deposita sul film di base e quella che si allontana dal punto di impatto. Per fornire una descrizione quantitativa del fenomeno, si determina la massa di liquido avente velocità verticale maggiore di una data frazione della velocità di caduta.

Inoltre vengono riportati il raggio e l'altezza della corona.

Il codice utilizzato appartiene alla suite open-source per la fluidodinamica computazionale OpenFOAM, che implementa la metodologia *Volume-Of-Fluid*(VOF).

Parole chiave: impatto gocce; film liquido; strato limite; Volume-Of-Fluid(VOF); OpenFOAM.

Abstract

The present work of thesis proposes a two dimensional numerical investigation of a single drop impact on a thin liquid film, in a flow field characterized by the presence of a boundary layer. 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.

Several simulation are performed in order to describe the post-impact dynamics of the liquid phase. In particular, we are interested in assessing the liquid effects of the flow on the secondary droplets generating after the impact, in order to estimate the fluid percentage which spreads over the film surface and the one which leaves the impact region. The volume of fluid with normal velocity higher than a known one is computed to describe quantitatively the phenomenon in exam

Furthermore, we estimate the crown radius and height.

The numerical code used to perform the numerical simulation is part of the open-source suite for the computational fluid dynamics (CFD) OpenFOAM, which implements the Volume-Of-Fluid (VOF) method.

Keywords: drop impact; liquid film; boundary layer; Volume-Of-Fluid method (VOF); OpenFOAM.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Campi di interesse per lo studio di impatto di gocce

Il presente lavoro propone un'analisi numerica bidimensionale dell'impatto di gocce su film liquido sottile, in presenza di una corrente di strato limite. Si tratta di un particolare tipo di flusso della famiglia dei multifase, in cui le dinamiche della goccia e del film liquido risentono dell'interazione con una corrente esterna.

L'impatto di gocce su superfici solide o liquide è l'elemento chiave di una vasta gamma di fenomeni che si possono incontrare sia in casi di interesse ingegneristico sia in altri processi fisici che avvengono in natura. Alcune applicazioni industriali sono la stampa a getto d'inchiostro, l'atomizzazione del carburante per motori a combustione interna, il raffreddamento rapido per mezzo di spray, gli inceneritori, la pittura a spray, l'estinzione del fuoco per mezzo di impianti antincendio "a pioggia" e la formazione di ghiaccio sia su cavi ad alta tensione, sia su ali di aeroplani.

In particolare, tale lavoro di tesi rientra in un più ampio progetto volto a studiare in maniera ravvicinata il fenomeno dell'impatto di gocce d'acqua su superfici aeronautiche (ala, gondola motore) al fine di realizzare modelli accurati per la previsione dell'accrescimento del ghiaccio. Per tale motivo, nel prosieguo del lavoro l'attenzione sarà focalizzata su impatti a velocità relativamente elevata, tipicamente aeronautiche, su film liquido sottile, utilizzando come fluidi di lavoro acqua e aria. In queste condizioni gli impatti risultanti sono di tipo *splashing*.

1.2 Fenomenologia dell'impatto su film liquido

1.2.1 Parametri caratteristici

Data la complessità del fenomeno è presumibile che l'impatto di gocce dipenda da diversi parametri. Innanzitutto, molto importante è la forma della goccia all'istante dell'impatto, generalmente sferica o ellittica, a causa delle oscillazioni che si generano nella fase di volo. Tali oscillazioni sono generalmente dovute alla scia di Von Karman che si distacca da corpi tozzi, di cui la goccia ne è un esempio. Altro fattore da tenere presente è la direzione di impatto: la goccia può cadere verticalmente oppure può seguire una traiettoria inclinata rispetto alla superficie di impatto. Il fluido che circonda la goccia può essere aria, un altro gas oppure il vuoto. Di conseguenza proprietà come densità e viscosità dei fluidi rivestono un ruolo rilevante. Inoltre il fluido può essere newtoniano o non. La goccia può impattare su una superficie asciutta oppure su un film liquido. Nel primo caso la rugosità della superficie può influenzare molto la dinamica dell'impatto. La superficie può essere più o meno elastica, calda o fredda rispetto alla goccia, curva, eventualmente porosa, chimicamente omogenea o eterogenea. Nel secondo caso, i liquidi che compongono goccia e vasca/film possono essere miscibili oppure immiscibili. Il film può essere profondo (se il suo spessore è maggiore del diametro della goccia) oppure sottile (se lo spessore è molto minore del diametro della goccia). Inoltre la superficie del film può essere increspata da onde oppure trovarsi a riposo. La rugosità può giocare un ruolo fondamentale anche in questo caso poiché le dimensioni degli elementi rugosi potrebbero non essere trascurabili rispetto alla profondità del film liquido.

Si deve inoltre tenere presente che l'impatto può riguardare una singola goccia, un treno di gocce rilasciate in serie oppure una distribuzione di gocce su un'area relativamente vasta (nel caso di spray). È necessario in questi ultimi due casi valutare l'interferenza reciproca tra le varie gocce e capire se è possibile ricondursi al caso di un singolo evento (impatto di una singola goccia).

L'impatto può dare origine a varie dinamiche. La goccia può "spalmarsi" sulla superficie solida (*spreading*), può ritirarsi (*receding*) oppure può rimbalzare (*rebounding*). Altresì può formare una cavità nel liquido su cui impatta, con successivo collasso e formazione del cosiddetto *Worthington jet*, un jet perpendicolare alla superficie del liquido 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. Infine, l'impatto su film liquido può portare alla formazione di una corona, seguita dalla sua propagazione e dal suo collasso. Può inoltre accadere che delle bolle di gas vengano intrappolate o tra la goccia e il liquido oppure dalla corona mentre questa si riavvolge su se stessa (*entrainment*).

In particolare, i parametri che influenzano il fenomeno durante e dopo l'impat-

to sono la velocità della goccia, sia in direzione che in modulo, la sua dimensione, le proprietà dei liquidi (densità, viscosità e viscoelasticità), la tensione superficiale, la profondità del film liquido sottostante, la rugosità della superficie (da considerarsi solo in caso di film sottile o assente), la presenza o meno della forza di gravità, gli effetti non isotermini, la comprimibilità (rilevante solo in caso di velocità molto elevate), l'eventuale cattura di bolle di gas. I principali gruppi adimensionali utilizzati per descrivere l'impatto sono:

$$We = \frac{\rho DV^2}{\sigma}, \quad Re = \frac{\rho DV}{\mu}, \quad Oh = \frac{\mu}{(\rho \sigma D)^{1/2}} = \frac{We^{1/2}}{Re}, \quad (1.1a)$$

$$H = \frac{h_0}{D}, \quad \tau = t \cdot \frac{V}{D}, \quad K = We \cdot Oh^{-2/5}, \quad (1.1b)$$

$$Bo = \frac{\rho g D^2}{\sigma}, \quad Fr = \frac{V^2}{gD} = \frac{We}{Bo}, \quad R_{nd} = \frac{R_a}{D}. \quad (1.1c)$$

dove ρ , μ e σ indicano, rispettivamente, la densità, la viscosità e la tensione superficiale del liquido, D e V il diametro e la velocità d'impatto della goccia, g l'accelerazione di gravità, t il tempo, h_0 lo spessore del film liquido preesistente e R_a l'ampiezza nominale della rugosità. I gruppi adimensionali sono il numero di Weber We , Reynolds Re , Ohnesorge Oh , Bond Bo e Froude Fr ; τ è il tempo adimensionale, utilizzato per comparare i diversi fenomeni in condizioni di similarità dinamica; H e R_{nd} sono, rispettivamente, lo spessore del film e la rugosità adimensionale. Il numero K è denominato parametro di Sommerfeld ed è un importante indicatore, utilizzato per determinare il regime d'impatto, come verrà spiegato in seguito. L'effetto della rugosità è da considerarsi quasi esclusivamente nel caso di superficie asciutta, per tale motivo verrà considerata nulla nelle simulazioni eseguite. Gli effetti della gravità sono legati al numero di Bond o di Froude; nel fenomeno che accompagna l'impatto di gocce, questi sono tipicamente trascurabili, se non nelle fasi finali del fenomeno.

I gruppi adimensionali più utilizzati 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 affermare 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

Come detto precedentemente, l'impatto di gocce può dare origine a diverse dinamiche. Per una più esaustiva e dettagliata analisi si rimanda all'articolo di Yarin [26]. Il presente lavoro si concentra esclusivamente su impatti di gocce su superficie bagnata, a velocità tale da rendere gli effetti della comprimibilità trascurabili.

Il caso di impatto su vasca relativamente profonda è stato indagato sperimentalmente nei lavori di Prosperetti e Oguz [13], e Rein [23]. In tali casi, 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 ad 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 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.

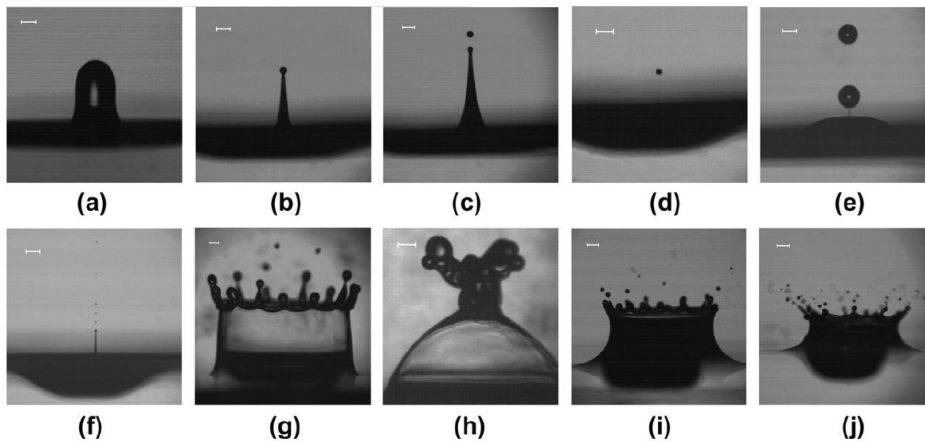


Figura 1.1: Regimi di impatto di goccia su film liquido (tratto da [12]). I parametri relativi ad ogni immagine sono riportati in tabella 1.1.

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: Parametri relativi ai regimi di impatto di goccia su film liquido riportati in figura 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 ad 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 del cratere, generato dall'impatto, con la superficie solida; ciò è permesso dall'elevato tempo caratteristico, proprio di questi casi di deposizione e assorbimento.

Le ultime quattro immagini (fig. *g-j*) mostrano lo *splashing* della goccia. In esse il numero di *We* 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 più spesso detto (*rim*); da esso si originano una serie di jet i quali, instabilizzandosi per capillarità, si rompono fino a formare delle gocce secondarie, facilmente evidenziabili nelle figure *i* e *j*. Nel caso *h*, per effetto della forza gravitazionale, le pareti della corona tendono a chiudersi in corrispondenza della sommità della cavità, 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 con la superficie indisturbata dello strato liquido, oltre che l'estensione radiale dei jet e il numero delle goccioline secondarie rilasciate dalla corona stessa.

Dalle precedenti considerazioni appare evidente l'importanza di essere in grado di distinguere il fenomeno della deposizione da quello dello splashing in base ad alcuni parametri adimensionali. Il lavoro di Cossali *et al.* [19] studia ampiamente il fenomeno nell'ambito di impatti normali su film liquidi sottili, valutandone 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.

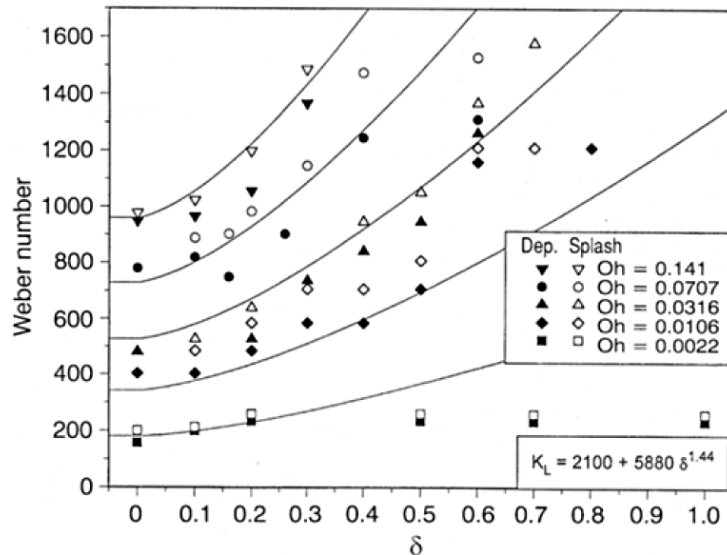


Figura 1.2: Limite di splashing: numero di Weber critico su spessore del film liquido, al variare del numero di Ohnesorge (tratto da [19]).

Fissato il valore di Oh, il We critico, al di sopra del quale si ha splashing, aumenta con lo spessore adimensionale del film, qui indicato con δ : ne consegue che un film 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 analizzato: ad 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. Viene determinata la seguente correlazione per il limite tra impatto con deposizione e splashing:

$$K_s = (Oh^{-0.4}We)_s = 2100 + 5880\delta^{1.44} \quad (1.2)$$

relazione valida per $0.1 < \delta < 1$ e $Oh > 7 \times 10^{-3}$, con un'accuratezza di circa il 10% sui dati dei loro esperimenti. Il numero di Weber è valutato considerando il modulo della velocità di impatto della goccia.

1.2.3 Cinematica dell'impatto con splashing

L'attenzione di questo progetto è rivolta verso impatti con splashing, in quanto sono fenomeni tipici in campo aeronautico, poichè caratterizzati da velocità maggiori. In particolare, si vuole studiare l'impatto su film liquido sottile, dove il termine *sottile* si riferisce alla condizione $H \ll 1$. Per la prima parte del lavoro, quella rivolta alla simulazione di impatti normali, si è utilizzato un valore di H pari a 0.116, come nell'articolo di riferimento di Rieber e Frohn [7] (per maggiori dettagli si rimanda al paragrafo 1.3.1).

L'evoluzione dello splash può essere suddivisa in quattro fasi principali, illustrate in figura 1.3:

1. impatto e formazione della corona (inizialmente orizzontale: *jetting*)(figura 1.3(a));
2. instabilità del rim ed eiezione dei jet (figura 1.3(b));
3. rottura dei jet e rilascio di gocce secondarie (figura 1.3(c));
4. collasso della corona (figura 1.3(d)).

Molti autori si sono dedicati allo studio della prima fase d'impatto, come Thorrodsen in campo sperimentale [25] e Weiss e Yarin in campo numerico [8]. Questi ultimi affermano che negli istanti iniziali subito dopo l'impatto, si osserva la formazione di uno strato di liquido sottile (*ejecta sheet*) che si muove inizialmente in direzione quasi orizzontale ad alta velocità (oltre dieci volte la velocità d'impatto). Questo strato sottile di liquido viene presto deviato in direzione normale alla superficie libera del film, prendendo il nome di *lamella*, e porta alla formazione della corona, la quale termina nel rim, la sua parte più spessa.

Una volta formata, la corona comincia ad espandersi sia radialmente sia verticalmente. Lungo di essa si sviluppano due famiglie di perturbazioni: un'onda longitudinale e un'onda trasversale. La corona continua a crescere durante tutto lo splash nonostante la velocità radiale diminuisca con il tempo. In seguito, lungo il rim prendono forma delle cuspidi, dalle quali hanno origine dei jet, elementi

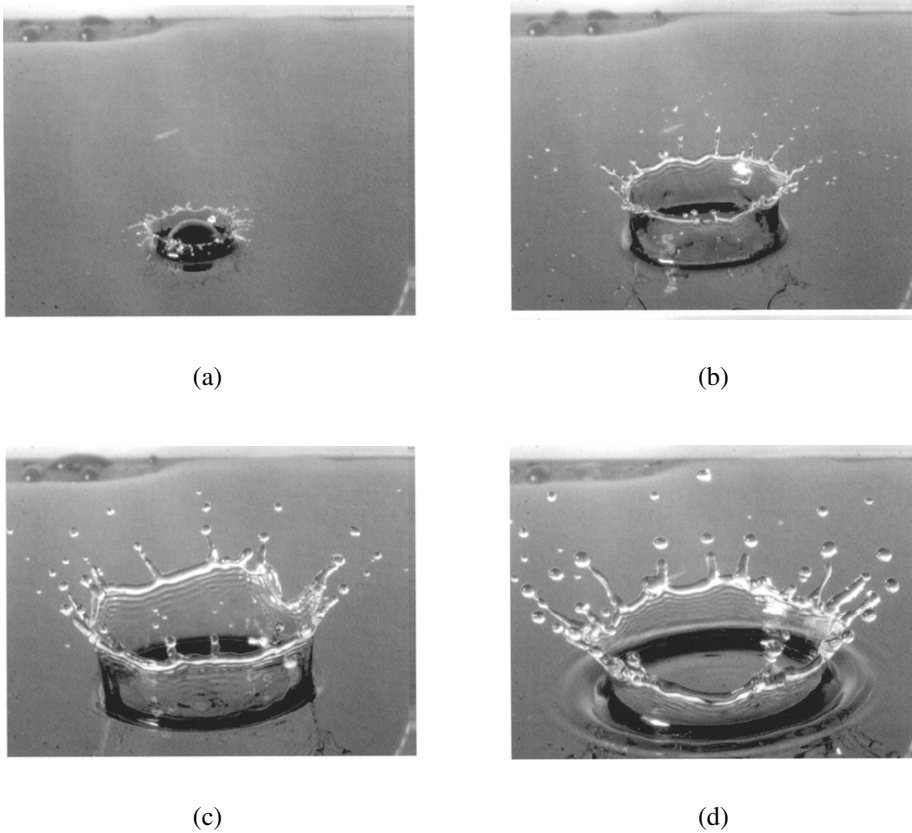


Figura 1.3: Evoluzione dello splash tratto da [19].

prevalentemente monodimensionali. Essi sono allungati dall'inerzia e per effetto della capillarità vanno incontro a rottura, rilasciando delle gocce secondarie.

Come osservato da Cossali *et al.* nel 1997 [19], se il liquido ha un'elevata viscosità le gocce secondarie vengono eiettate solo dopo uno sviluppo completo della corona oppure addirittura durante il suo periodo di collasso. Per questo motivo si possono distinguere due tipi di splash:

- *prompt splash*: avviene a bassi numeri di Ohnesorge ed è caratterizzato da una seconda atomizzazione già presente nella fase di jetting;
- *late splash*: caratterizzato da alti numeri di Ohnesorge quando la seconda atomizzazione avviene solo dopo uno sviluppo completo della corona.

Il rilascio di gocce secondarie è stato in parte indagato anche da Zhang *et al.* [17]. I loro risultati si basano innanzitutto sulla distinzione dell'ejecta sheet dalla lamella. Grazie alla tecnica dei raggi X, hanno scoperto che le due lamine di

liquido appena citate sono due strutture differenti: il primo è un jet ad alta velocità formato quasi immediatamente dopo l'impatto (entro $100 \mu s$), mentre la seconda è un jet più lento che emerge successivamente (tipicamente $500 - 1000 \mu s$ dopo l'impatto). Essi hanno inoltre osservato che per Re bassi l'ejecta sheet e la lamella formano una singola struttura continua, come mostrato in figura 1.5(c).

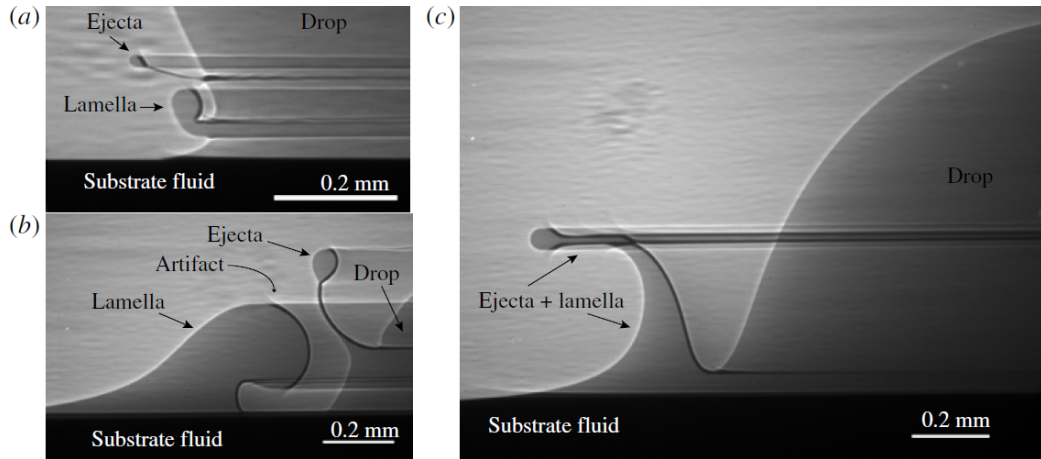


Figura 1.4: Le figure (a) e (b) mostrano un getto sottile (ejecta sheet) e uno più spesso (lamella sheet). La figura (c) mostra i due getti combinati in un singolo strato liquido. Immagini tratte da [17].

I loro esperimenti sono riassunti in figura 1.5. Particolare evidenza va data alla curva del tipo $We = \alpha Re^2$ che separa il regime di singolo getto da quello di doppio getto. Appena sotto il limite di transizione, esiste un unico getto la cui forma porta a dire che l'ejecta sheet è posizionato sul bordo d'attacco della lamella.

Come si osserva in figura 1.5, le curve tendono a piegarsi per valori di Re bassi, indicando l'effetto rilevante della viscosità. A Re più elevati la dipendenza dalla viscosità, al contrario, tende ad indebolirsi.

Quando $We \gtrsim 500$ l'ejecta sheet si disintegra in diversi getti (*fingering*), elementi prevalentemente di tipo monodimensionale, da cui hanno origine delle gocce secondarie di dimensioni inferiori rispetto a quelle dovute alla rottura della lamina. Esiste anche una terza generazione di microgocce che avviene in una seconda fase di rottura della lamina (cfr. figura 1.6).

1.2.4 Andamento delle quantità geometriche nello splashing

La tipologia di analisi riguardante il fenomeno dell'impatto di gocce è stata fino ad oggi prevalentemente sperimentale, ciò ci fornisce quindi un'ampia gamma di grandezze geometriche con cui confrontare i nostri risultati numerici. Per

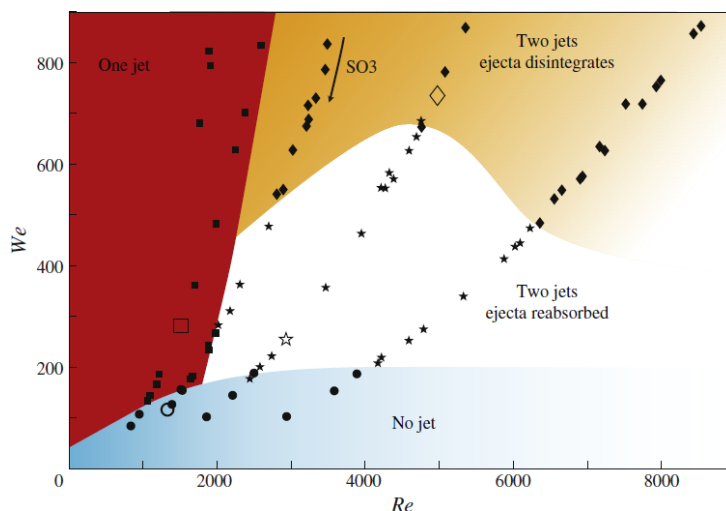


Figura 1.5: Diagramma di fase come funzione di We e Re . Indica il numero di getti risultanti dall'impatto di una goccia su un film liquido (tratto da [17]).

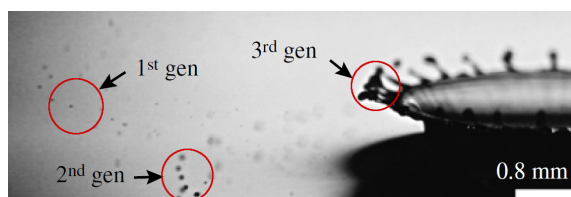


Figura 1.6: Dettaglio delle tre generazioni di gocce secondarie in un singolo impatto (tratto da [17]).

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 un'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 [14] assume che, immediatamente dopo l'impatto, esista una zona circolare attorno ad esso con una velocità centrifuga dell'ordine della velocità di impatto V al tempo τ_0 . Se l'intensità dell'impatto è sufficientemente elevata da provocare lo splashing (cfr. equazione (1.2)), 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 ad 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. Sulla base di queste ipotesi, gli autori sono riusciti a fornire un'equazione che descrivesse l'evoluzione del raggio della corona r_c nel tempo. Tale equazione, considerando il caso di impatto singolo, viene riscritta come:

$$\frac{r_c}{D} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} \frac{V^{1/2}}{D^{1/4}h_0^{1/4}}(\tau - \tau_0)^{1/2} \quad (1.3)$$

In figura 1.7 è riportato il confronto tra l'equazione ed i dati sperimentali.

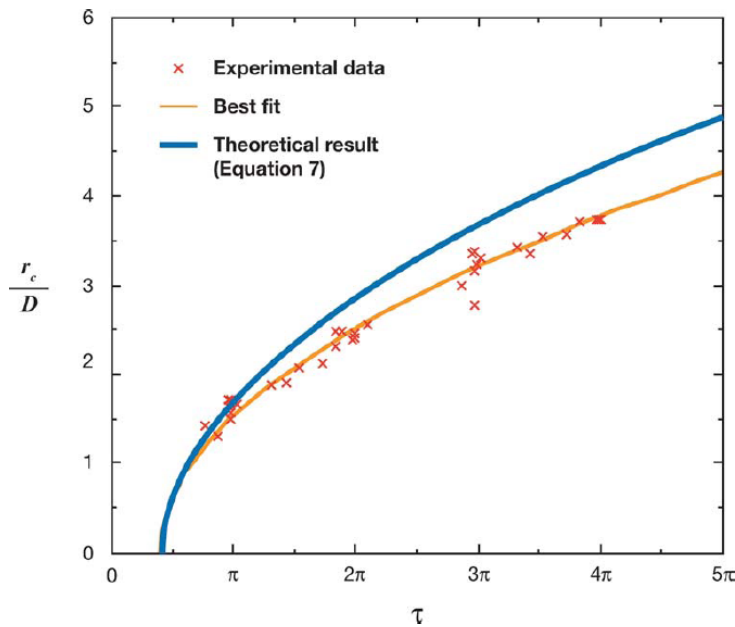


Figura 1.7: Evoluzione temporale del raggio del rim. Confronto tra la curva dell'equazione (1.3), i dati sperimentali e loro interpolazione ai minimi quadrati (tratto da [14]).

Vi è un buon accordo per quanto riguarda i primi tempi dopo l'impatto. Mentre per tempi successivi, 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

Un ulteriore passo avanti nella caratterizzazione del fenomeno si ha con il lavoro di Roisman e Tropea [11], che innanzitutto confermano i risultati ottenuti da Yarin e Weiss [14] per quanto riguarda il raggio della corona, ed inoltre estendono l'analisi ad altre caratteristiche geometriche, quali altezza e spessore della corona.

Il loro modello non considera la tensione superficiale e gli effetti della viscosità, in quanto come visto precedentemente gli effetti preponderanti nella fase iniziale sono quelli inerziali. Il confronto con i risultati sperimentali di Cossali *et al.* riportati in figura 1.8 evidenzia però alcuni forti limiti nella loro teoria.

Il modello teorico è ottenuto utilizzando lo spessore adimensionale iniziale del 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 1.8), 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.

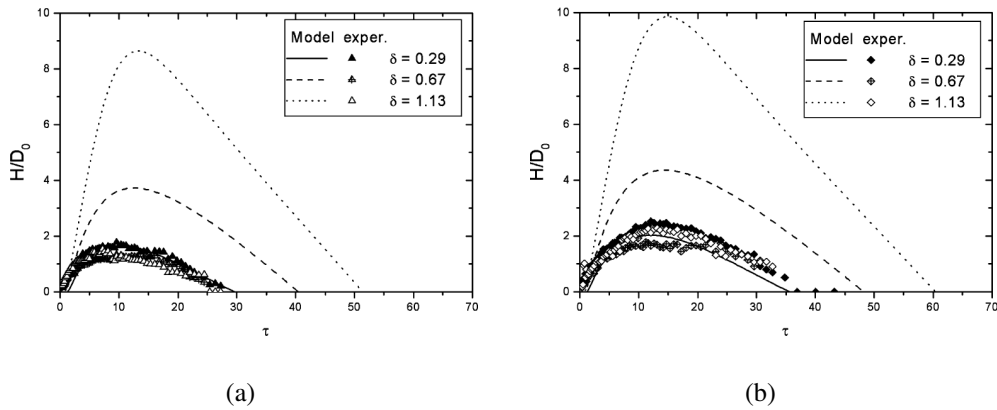


Figura 1.8: Evoluzione temporale dell'altezza della corona; numeri di We rispettivamente di 667 e 843. Confronto tra le curve teoriche di Roisman e Tropea [11] e i dati sperimentali di Cossali *et al.* [21].

Numero e dimensione di jet e gocce secondarie

Per tempi successivi all'impatto in regime di splashing, si ha la formazione di jet che si protendono dal bordo della corona, ed il rilascio di gocce secondarie. Le loro caratteristiche geometriche sono oggetto di indagine nei lavori di Cossali *et al.* [19] e [21]. Il numero di jet mostra una certa dipendenza dal We , come illustrato in figura 1.9, sebbene il meccanismo alla loro origine non sia ancora stato chiarito. E' probabile che la rugosità superficiale svolga un ruolo importante, ma non vi sono studi specifici a riguardo.

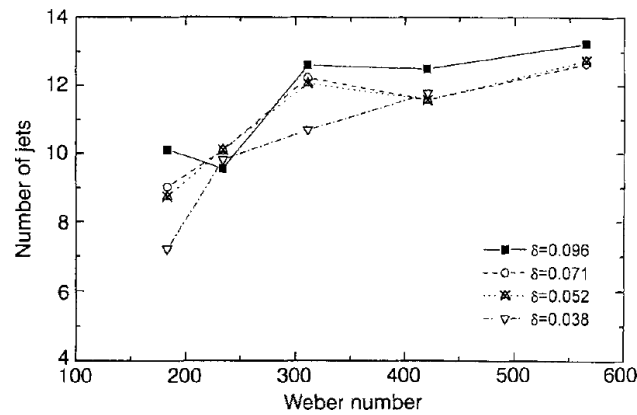


Figura 1.9: Numero di jet al variare del We ; $3000 < K < 8000$; $K_s \approx 2000$ (tratto da [19]).

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 jet, secondo una legge di tipo esponenziale:

$$\frac{d_{10}}{D} = q\tau^n \quad (1.4)$$

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 1.10(a)). L'esponente n varia fortemente in relazione al numero di Weber dell'impatto, come illustrato in figura 1.10(b).

1.3 Stato dell'arte

Nella presente sezione vengono riportati i risultati tratti da alcune rilevanti pubblicazioni scientifiche riguardanti simulazioni numeriche di impatto di gocce su film liquido sottile, oltre che l'interazione tra strato limite laminare e film liquido.

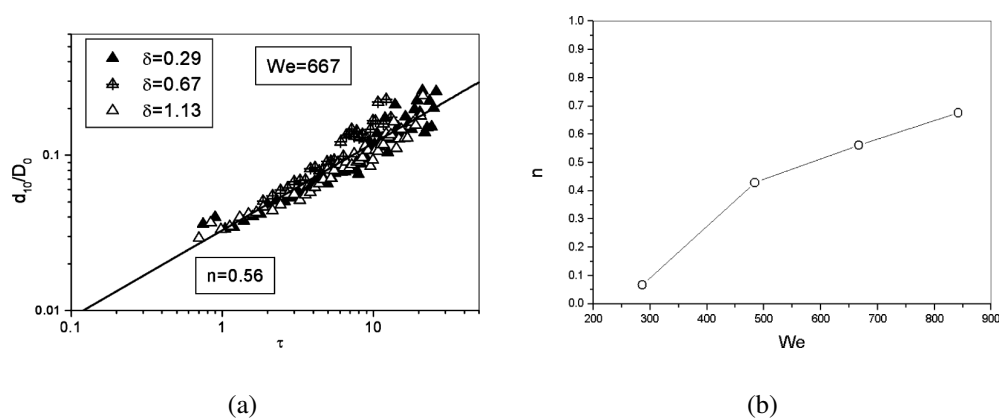


Figura 1.10: Gocce secondarie, dimensione in funzione del tempo di eiezione: confronto tra equazione (1.4) e risultati sperimentali (tratto da [21]).

1.3.1 Simulazioni di impatti singoli su film liquido

Rieber e Frohn nel 1999 [7], Nikolopoulos *et al.* nel 2007 [18] ed infine Brivio nel 2011 [5] hanno eseguito delle simulazioni numeriche tridimensionali di impatto gocce con splashing che rappresentano tutt'ora lo stato dell'arte per quanto riguarda l'impatto normale. Per questo motivo per la prima parte del lavoro di tesi, in cui si intende indagare l'impatto normale, si fa riferimento ai tre elaborati sopra citati. Di seguito verranno presentati separatamente, al fine di illustrarne i diversi contributi.

Rieber e Frohn (1999)

Il lavoro di Rieber e Frohn [7] 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. A tal fine essi riproducono tre casi di impatto di singola goccia su film liquido sottile, in regime di splashing. I risultati sono riportati in figura 1.11.

Le simulazioni sono di tipo DNS tridimensionale, eseguite su un quarto di dominio, che misura $2.3D$ per lato, imponendo la simmetria rispetto alle due direzioni del piano orizzontale. La mesh utilizzata è di tipo uniforme adeguatamente raffinata. 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

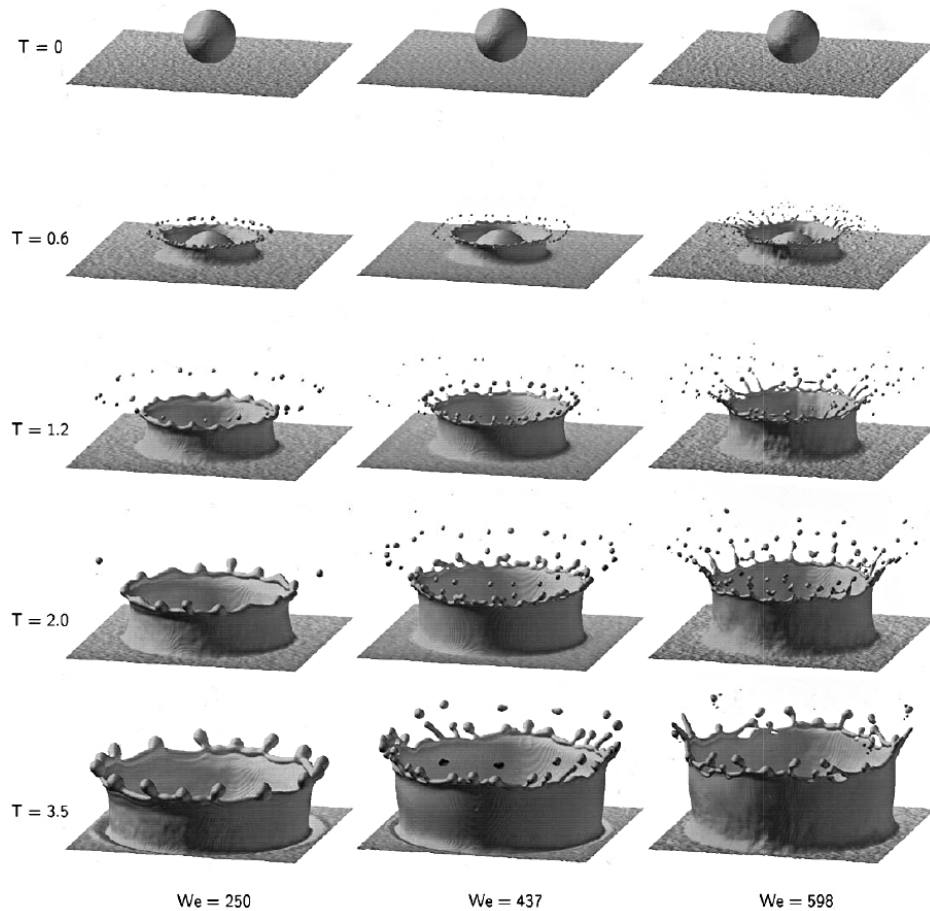


Figura 1.11: Simulazioni numeriche dirette di tre casi di impatto con splashing, rispettivamente per i casi A, B, C, eseguite da Rieber e Frohn [7].

pari a $0.5V$; il suo effetto è visibile nelle increspature presenti sul film in figura 1.11. Si tratta di un disturbo 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 mostra effetti non fisici, non riportando però ulteriori dettagli. Il tutto 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 in tabella 1.2, assieme al valore di K e K_s (limite di splashing secondo l'equazione (1.2)); tutti gli impatti simulati sono di tipo splashing. L'accelerazione di gravità è posta nulla.

Il tempo massimo delle simulazioni è posto pari a 3.5τ , verosimilmente per limiti computazionali. E' 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_s	K	Risoluzione
A	250	0.0014	0.116	2364	3463	320^3
B	437	0.0016	0.100	2314	5739	256^3
C	598	0.0014	0.116	2364	8284	320^3

Tabella 1.2: Parametri utilizzati da Rieber e Frohn nelle loro simulazioni.

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 con il fuoriuscire dal dominio.

Secondo i risultati ottenuti dagli autori, 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.

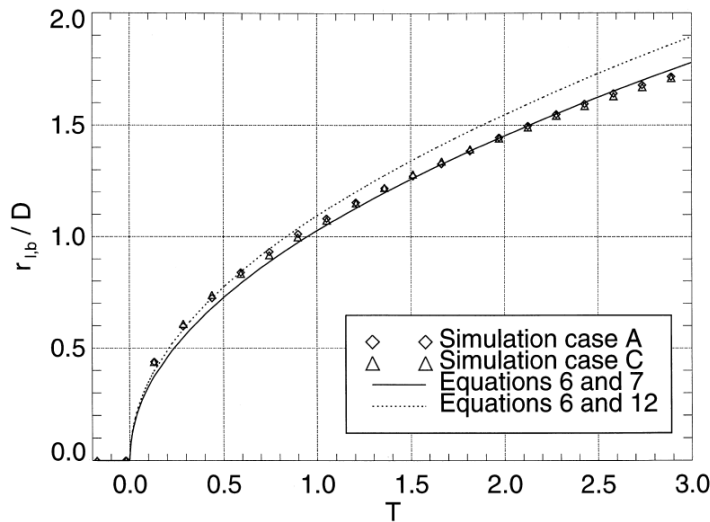


Figura 1.12: Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati numerici di Rieber e Frohn [7] per i casi A e C, l'andamento teorico di Yarin e Weiss 1.3 (linea continua) e una curva semplificata introdotta dai primi (linea tratteggiata).

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 [14], riportato nell'equazione 1.3, è ben verificato sperimentalmente in numerosi lavori (si vedano [3, 10, 11, 19–21]), ed è inoltre una delle grandezze più facilmente misurabili sperimentalmente.

In figura 1.12 vengono confrontati i risultati del loro esperimento numerico con l'andamento teorico e con una curva semplificata, introdotta dagli autori.

Mentre in figura 1.13 sono riportate le viste in sezione della corona nei casi A e C, a vari istanti di tempo.

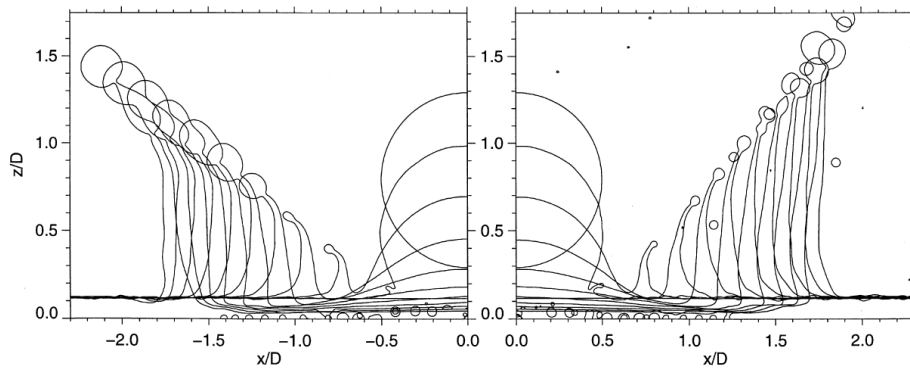


Figura 1.13: Sezione verticale della corona per i casi A (a sinistra) e C (a destra); in entrambi i casi $0 < \tau < 3$; da Rieber e Frohn [7].

Nikolopoulos *et al.* (2007)

Questo lavoro si ripropone di eseguire le medesime simulazioni tridimensionali affrontate da Rieber e Frohn, utilizzando una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in corrispondenza dell'interfaccia tra i due fluidi. A differenza di Rieber e Frohn viene considerata la forza gravitazionale; inoltre non viene imposto alcun disturbo al campo di velocità iniziale, ma la goccia è fatta cadere da un'altezza tale, al di sopra del film, da dare il tempo ai disturbi 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 tutti e tre i casi di impatto, ottenendo una dimensione minima delle celle pari a $D/40$; vengono provati anche 4 cicli di raffinamento (dimensione minima delle celle pari a $D/80$), 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 1.14 per i casi B e C.

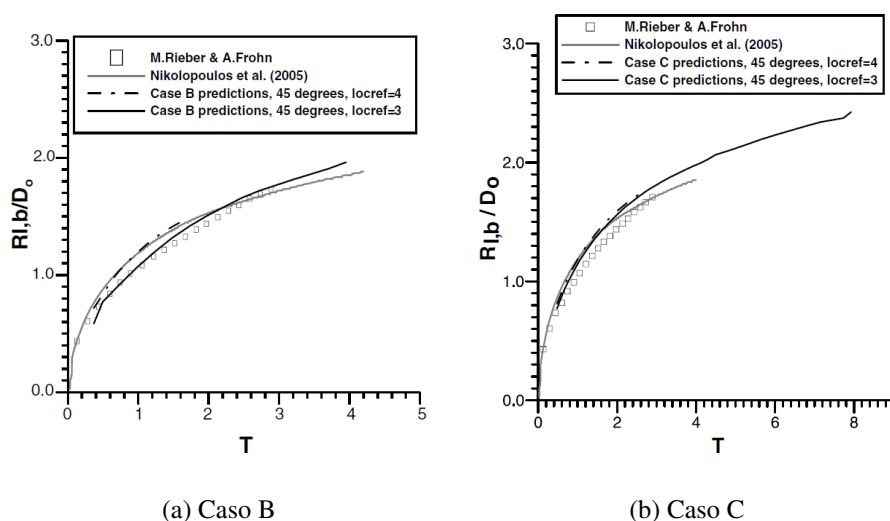


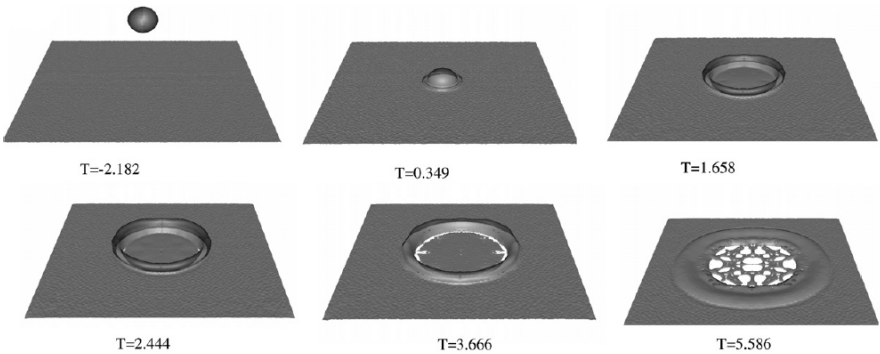
Figura 1.14: Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati di Nikolopoulos *et al.* [18] e quelli di Rieber e Frohn [7].

Dalle immagini riportate nella figura 1.15 è evidente che l'evoluzione della corona non è corretta: sono presenti delle rotture nella lamella tra la parete della corona e il rim, le quali non hanno riscontro negli esperimenti. Tali incongruenze portano ad un prematuro distacco del rim. Rotture analoghe sono presenti anche nelle simulazioni di Rieber e Frohn, ma in numero e in misura molto minore.

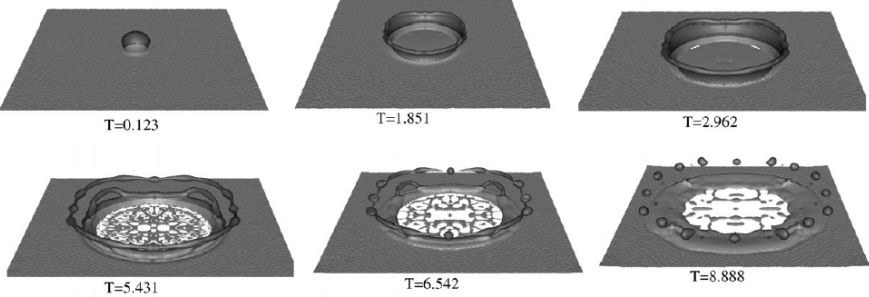
Il numero dei jet risultanti è ovviamente troppo elevato, addirittura superiore a 40 nel caso C, mentre sperimentalmente si ottiene un valore poco superiore alla decina (cfr. paragrafo 1.2.4). I risultati parziali con 4 livelli di raffinamento sembrano mostrare dei miglioramenti qualitativi, ma il distacco del rim dalla corona permane.

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

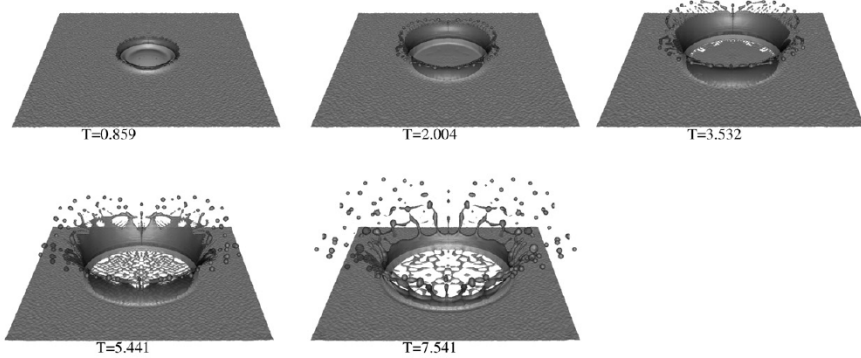
Infine, si noti che le piccole gocce liquide che compaiono sul fondo del cratere all'avanzare della corona sono un fenomeno non fisico: esse sono artefatti



(a) Caso A



(b) Caso B



(c) Caso C

Figura 1.15: Risultati delle simulazioni 3D eseguite da Nikolopoulos *et al.* [18], con 3 livelli di raffinamento dinamico.

numerici, provocate dall'esiguo spessore del film residuo che le mesh utilizzate non sono in grado di rappresentare. La formazione delle gocce sul fondo è infatti ritardata nel caso a maggior risoluzione.

Brivio (2011)

L'obiettivo del lavoro di Brivio [5] è quello di confrontare simulazioni numeriche in geometria bidimensionale piana, assialsimmetrica e tridimensionale con tecniche di raffinamento dinamico di griglia, comparando per ciascun caso diversi livelli di discretizzazione.

Egli riproduce i casi A e C riportati nell'articolo di Rieber e Frohn [7] simulati in due domini di calcolo di dimensioni differenti: il primo, più piccolo, è quello utilizzato da Rieber e Frohn (che misura $2.3D$ per lato) indicato con la lettera S (*Small*), il secondo, più grande, è quello utilizzato da Nikolopoulos *et al.* (che misura $3.98D$ per lato) indicato con la lettera L (*Large*). In entrambi i casi la simulazione è eseguita su un quarto del problema totale, con le risoluzioni riportate in tabella 1.3.

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

Tabella 1.3: Dimensioni e discretizzazione del dominio di calcolo nei casi studiati da Brivio.

Per quanto riguarda le simulazioni in geometria bidimensionale piana e assialsimmetrica, Brivio ha utilizzato griglie uniformemente spaziate.

Nel primo caso, è stata evidenziata l'impossibilità di riprodurre correttamente il fenomeno, caratterizzato da comportamenti assialsimmetrici e, in misura ancora maggiore, tridimensionali.

Nel caso assialsimmetrico, Brivio ha confrontato l'evoluzione del raggio e dell'altezza della corona con i risultati ottenuti sia da Rieber e Frohn sia da Nikolopoulos *et al.*. Viene evidenziato un buon accordo nei primi istanti successivi all'impatto per entrambe le quantità considerate; per tempi superiori, l'accordo tende a ridursi (cfr. figura 1.16). Inoltre con questo tipo di geometria, non è possibile cogliere gli effetti tridimensionali, quali instabilità del rim, formazione jet, rilascio di gocce secondarie, che sono preponderanti nelle fasi successive all'impatto.

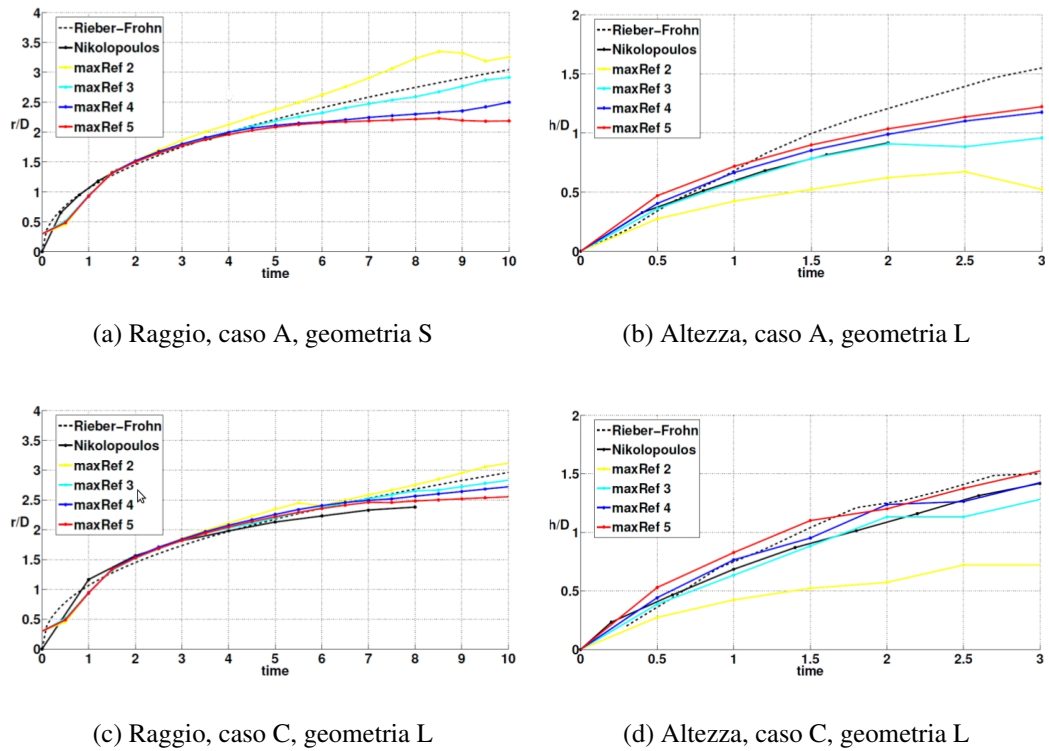
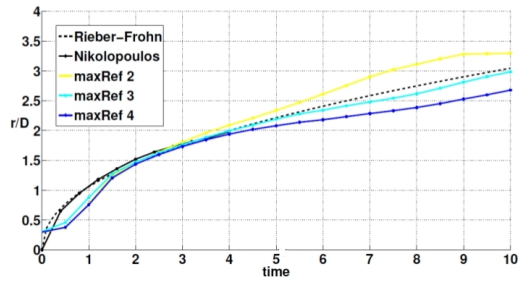


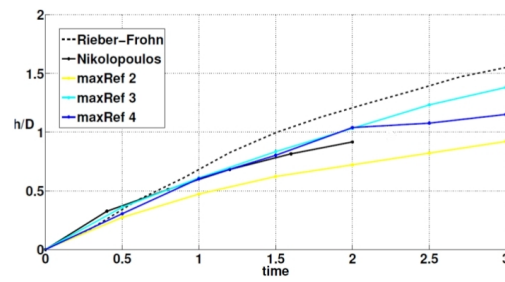
Figura 1.16: Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, corrente assialsimmetrica. Tratto da [5].

Per le simulazioni tridimensionali, Brivio utilizza una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in corrispondenza dell'interfaccia tra i due fluidi. Il raffinamento avviene ad ogni intervallo di tempo e ad ogni livello il lato della cella viene suddiviso in quattro. La griglia iniziale è di 20^3 elementi e la risoluzione massima ottenuta per ogni livello di discretizzazione è visibile in tabella 1.3.

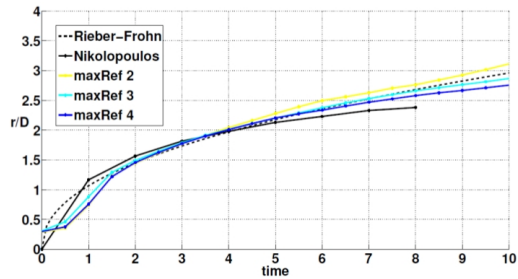
In figura 1.17 è illustrata l'evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona per i casi A e C con il dominio più grande. Come si può notare, l'andamento del raggio mostra un'ottima aderenza sia ai risultati di Rieber e Frohn sia a quelli di Nikolopoulos *et al.*. Le uniche differenze si rilevano nel caso A per tempi lunghi, quando avviene la deposizione ed il comportamento varia fortemente tra le diverse mesh. Per quanto riguarda l'altezza, il suo andamento si discosta da quello di Rieber e Frohn, mentre rivela un ottimo accordo con i risultati di Nikolopoulos. Tali differenze sono dovute all'oggettiva difficoltà nel definire grandezze univoche che caratterizzino l'evoluzione dello splashing.



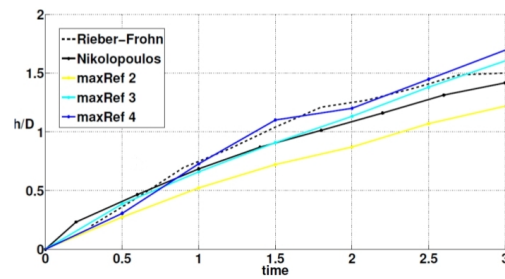
(a) Raggio, caso A, geometria S



(b) Altezza, caso A, geometria L



(c) Raggio, caso C, geometria L



(d) Altezza, caso C, geometria L

Figura 1.17: Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, flusso tridimensionale. Tratto da [5].

Brambilla (2012)

In proseguimento del lavoro di Brivio, è stata realizzata un'analisi di impatti di goccia singola su film sottile con traiettoria di caduta non perpendicolare alla superficie libera [4]. La parte più interessante di tale studio è la scoperta di un angolo caratteristico di impatto, che governa la transizione tra il regime di *spreading* e quello di *splashing*. Il valore di tale angolo, formato dalla superficie del liquido in quiete e la traiettoria della goccia, è $\beta = 40^\circ$. Per angoli di impatto inferiori si osserva la formazione di una struttura a forma di prua di nave, mentre per angoli superiori si ha la comparsa di una corona asimmetrica.

Come per Brivio, si è utilizzata una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in prossimità dell'interfaccia gas-liquido, ottenendo così una forte riduzione del costo computazionale rispetto a griglie uniformi.

Poichè nel caso di impatti obliqui la corona presenta una forte asimmetria, non è stato possibile definire un raggio di riferimento. Per tale motivo viene introdotto un nuovo parametro caratteristico, ovvero la traiettoria del baricentro della

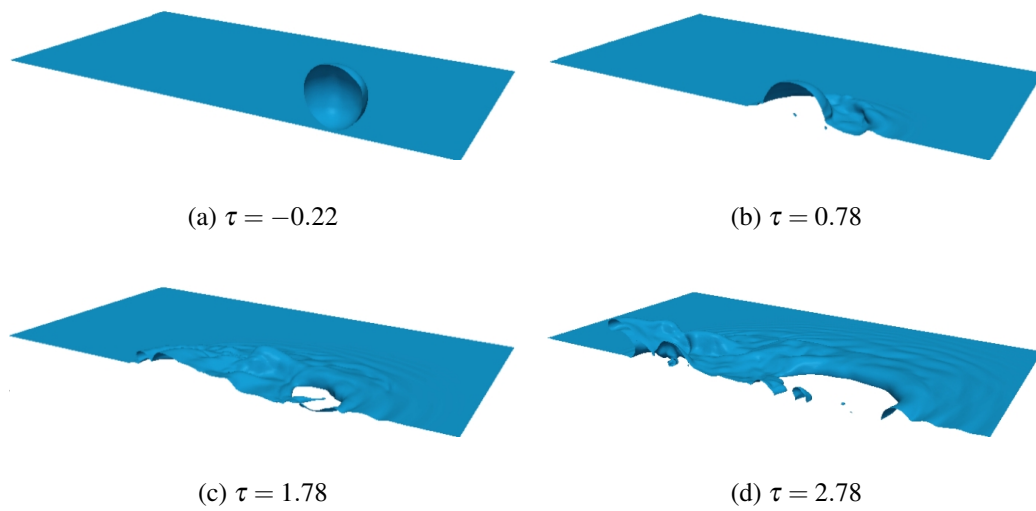


Figura 1.18: Simulazione tridimensionale di impatto a 40° , $We = 250$, livello di raffinamento 4 [4].

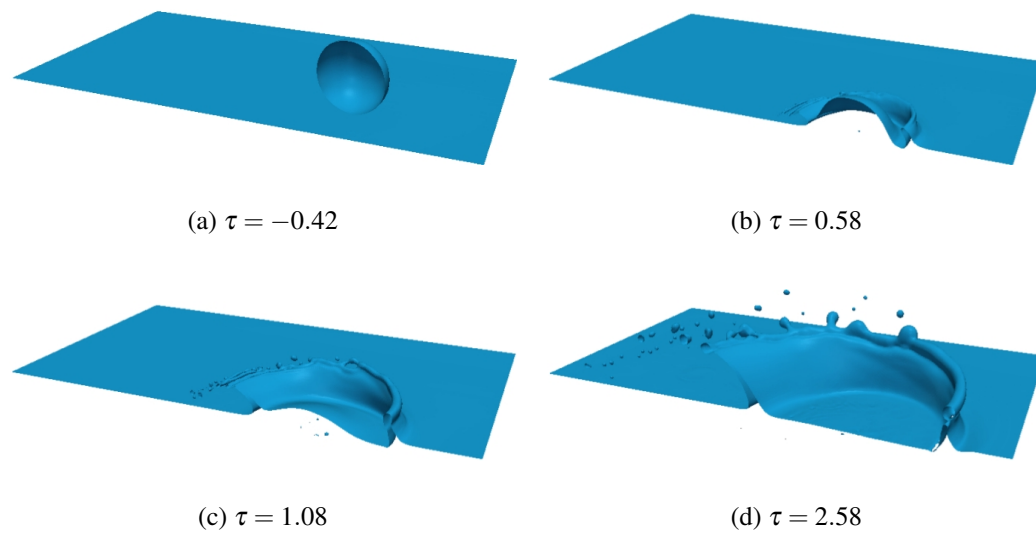


Figura 1.19: Simulazione tridimensionale di impatto a 60° , $We = 250$, livello di raffinamento 4 [4].

massa di liquido che viene sollevata in seguito all'impatto. Per maggiore chiarezza viene considerata separatamente la parte destra e sinistra della corona, come rappresentato in figura 1.20.

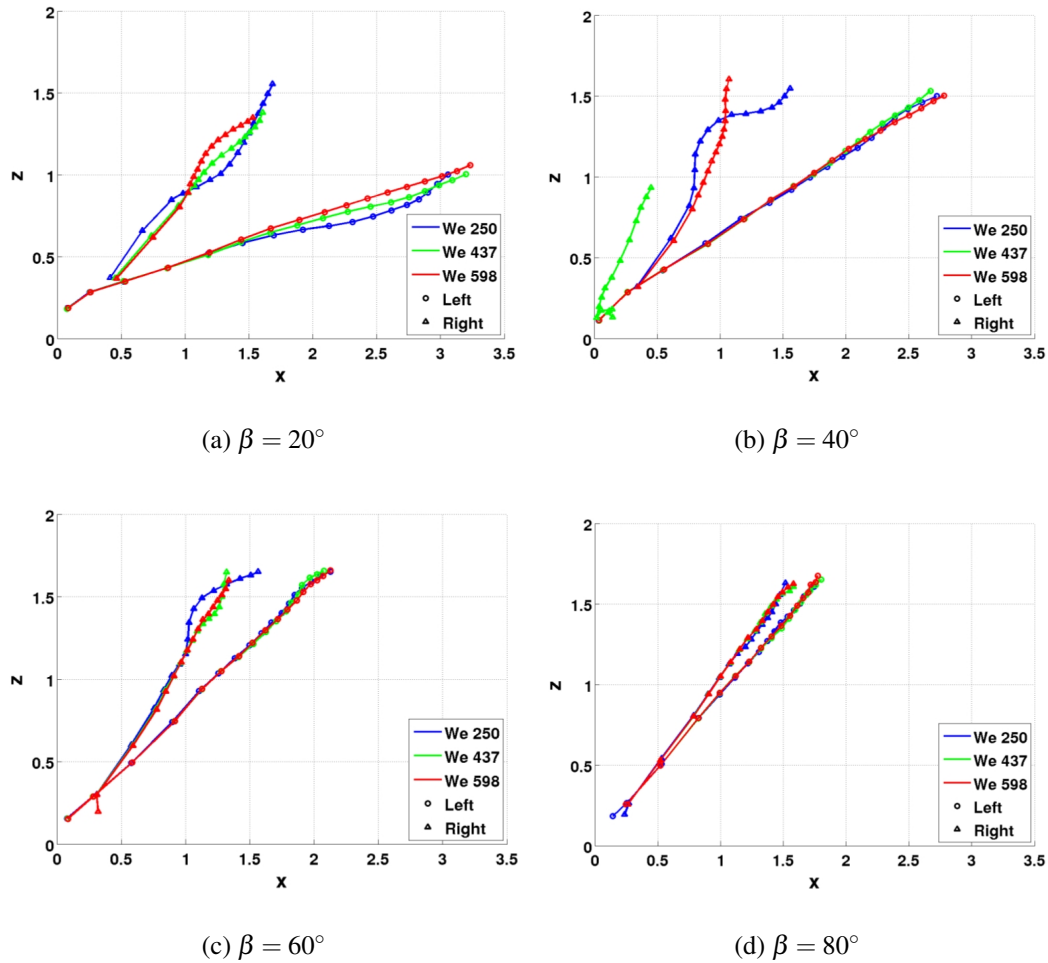


Figura 1.20: Traiettoria del baricentro della corona a destra (triangolo) e a sinistra (cerchio) del piano passante per il punto di contatto [4].

1.3.2 Simulazioni di strato limite bifase

Il naturale proseguimento dei lavori di Brivio e Brambilla è la specializzazione di tali simulazioni al caso aeronautico, ovvero in presenza di una corrente esterna. Per poter raggiungere questo obiettivo è necessario riuscire a modellare l'interazione tra lo strato limite ed il film liquido. A tale scopo vengono presentati i seguenti lavori, che rappresentano un'interessante indicazione su come operare in tale campo.

A differenza di quanto detto precedentemente per l'impatto di gocce, in tale ambito si predilige l'approccio numerico rispetto a quello sperimentale.

Nelson et al. (1995)

Tale gruppo di ricercatori si è dedicato allo studio di un problema multifase bidimensionale in cui uno strato limite laminare si sviluppa su una superficie libera, la cui posizione è incognita [22]. Viene cercata una soluzione al problema per elevati Re , lontano dal bordo di attacco della lastra piana.

Dopo una serie di elaborazioni ed adimensionalizzazioni delle equazioni di governo, viene ricavata una soluzione analitica del problema, in cui l'altezza dell'interfaccia cresce con una determinata potenza di x . Tale andamento è stato appurato essere proporzionale ad $x^{1/4}$ attraverso una costante a che viene scelta in base all'altezza del film liquido nel punto iniziale della simulazione. Per quanto riguarda il flusso, sia nella fase liquida che in quella aeriforme soddisfa le equazioni di Blasius per lo strato limite.

Studi numerici, effettuati con differenti profili di velocità iniziali nel film, hanno portato a dire che il profilo di andamento lineare con y è un attrattore globale per ogni condizione iniziale. Mentre per la descrizione del fenomeno nella parte esterna si considera valida quella ottenuta con la soluzione di Blasius.

D.N. Smyrniotis, N.A. Pelekasis, e J.A. Tsamopoulos (2000)

L'obiettivo di tale lavoro è lo studio di un flusso laminare stazionario bidimensionale che scorre su una superficie solida, ad elevati Re , in presenza di pioggia [6]. Le gocce presenti sulla superficie coalescono fino a formare un film liquido che scorre per via dello sforzo di taglio imposto dalla corrente esterna. Nel caso di lastra piana e per punti vicini al bordo d'attacco si ottiene una soluzione *self-similar* secondo cui la superficie libera cresce con x seguendo la legge riportata nell'equazione 1.5, in cui H rappresenta lo spessore adimensionale del film.

$$H_0(x) = x^{3/4} \sqrt{\frac{2}{0.332}} \quad (1.5)$$

In figura 1.21 viene riportato il confronto tra la crescita del film liquido ottenuta con la soluzione asintotica e quella ottenuta risolvendo il sistema completo di equazioni.

La differenza principale tra gli andamenti riportati sopra e quello ipotizzato da Nelson va ricercata nell'effetto dell'inerzia che nel precedente lavoro veniva trascurato.

Vengono inoltre presentati in figura 1.22 i profili di velocità nel film liquido per stazioni crescenti rispetto al bordo di attacco, in presenza di pioggia. Risulta evidente che al crescere di x , presa come distanza dal bordo di attacco, gli effetti

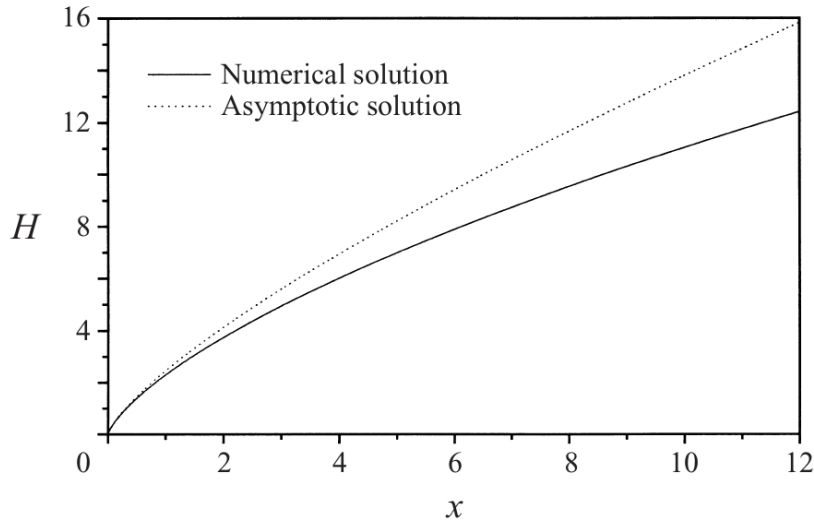


Figura 1.21: Evoluzione dell'altezza adimensionale del film con x , predetta dall'approssimazione asintotica 1.5 e dalla soluzione numerica delle equazioni complete [6]

inerziali diventano preponderanti e ciò causa il cambiamento della forma dei profili di velocità, che passano dall'aver andamento lineare con y , ad un andamento di tipo parabolico.

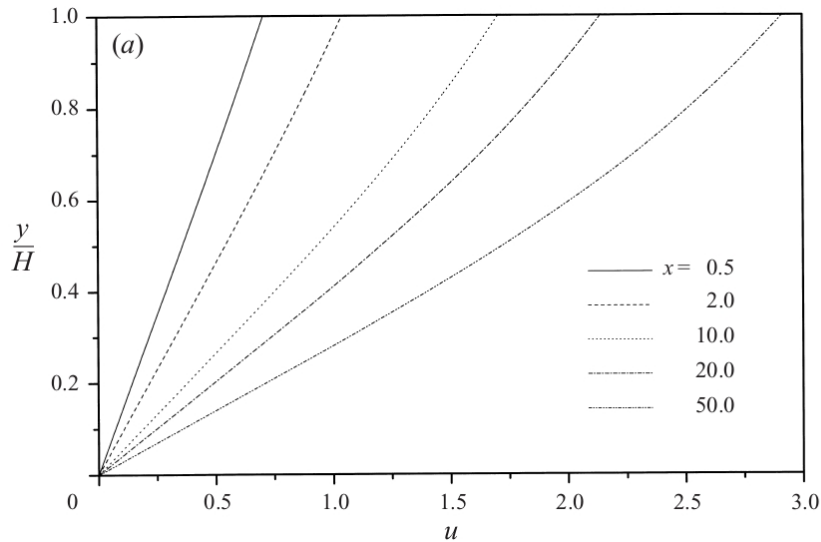


Figura 1.22: Evoluzione del profilo di velocità su lastra piana all'interno del film liquido [6]

Si considera che la dinamica della parte gassosa non venga influenzata dal

moto delle gocce, così che sia ancora descrivibile dalle equazioni di Blasius.

1.4 Obiettivi del lavoro

Il presente lavoro si pone come obiettivo lo studio numerico di impatti singoli di gocce su film liquido sottile, in presenza di una corrente esterna.

La componente innovativa sta nel punto di vista che si intende offrire. Infatti l'accento è stato posto, non sulla corretta rappresentazione dell'interazione tra strato limite e film liquido, bensì sul comportamento della corona e di quello delle gocce secondarie, in relazione alla presenza di una corrente esterna. Riuscire a prevedere la quantità di liquido che viene asportata, dall'azione combinata dell'impatto e della corrente esterna, è un notevole passo avanti nello studio del fenomeno di accrescimento del ghiaccio che si sviluppa in campo aeronautico.

Nello specifico verranno eseguite simulazioni bidimensionali servendoci di un particolare solutore per lo studio di flussi multifase, implementato nel software commerciale open-source OpenFOAM.

Il lavoro di tesi viene strutturato in una prima parte volta a dimostrare la padronanza nell'uso del *software* per quanto riguarda la simulazione di impatti di gocce normali bidimensionali. Mentre nelle fasi successive si dimostrerà la capacità di simulare uno strato limite su lastra piana anche in presenza di film liquido, concludendo con la simulazione dell'impatto in tale campo di moto.

Capitolo 2

Metodo numerico

Le simulazioni numeriche considerate in questo lavoro sono state eseguite utilizzando la suite di software open-source *OpenFOAM* [1], in particolar modo *interFoam*, il quale implementa il metodo multifase *Volume-of-Fluid* (VOF) basato sul lavoro di Hirt e Nichols [9]. Per ulteriori approfondimenti si rimanda alla tesi di dottorato di H. Rusche [24] e alla documentazione presente sul sito ufficiale di OpenFOAM [1].

2.1 Metodi numerici per correnti multifase

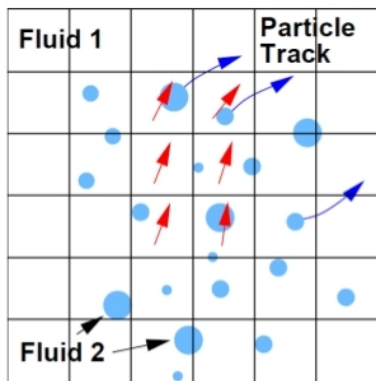
In considerazione dell'importanza industriale dei flussi multifase, a fianco di ampie campagne di studio sperimentali si è sviluppato l'interesse per un'analisi numerica del fenomeno. Tale approccio permette di indagare le dinamiche di scala minore e ad estendere i risultati ottenuti sperimentalmente in laboratorio a condizioni più vicine al reale. Ad oggi la fluidodinamica numerica 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 delle 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 aggiuntivi 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).

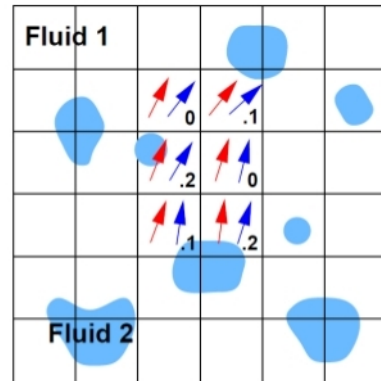
Il modello euleriano-euleriano completo risolve invece le equazioni di Navier-Stokes senza ulteriore modellazione degli effetti di interfaccia né delle fluttuazioni turbolente di piccola scala. Esso è quindi utilizzabile nel caso di griglie estremamente raffinate rispetto alle scale di interesse del 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 fortemente 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 prende il nome di modello euleriano-lagrangiano. In figura 2.1(a) è rappresentato questo approccio misto.



(a) Modello euleriano-lagrangiano



(b) Modello euleriano-euleriano

Figura 2.1: Figura 2.1(a): le frecce rosse indicano la velocità del fluido continuo (Fluido 1); le frecce blu indicano la traiettoria del fluido disperso (Fluido 2). Figura 2.1(b): le frecce rosse indicano la velocità del fluido continuo, mentre le frecce blu indicano la velocità del fluido 2. 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 è proprio la conoscenza di queste proprietà (dimensione, temperatura, velocità rotazionale, etc.) l'obiettivo 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 euleriano-euleriano 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 che 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 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)).

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 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.

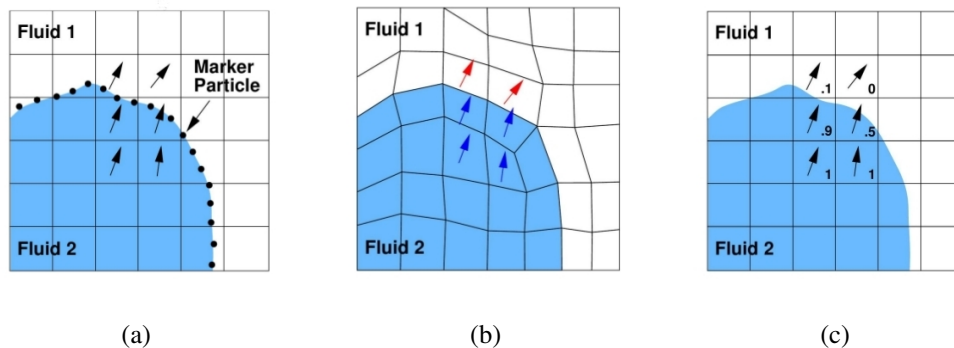


Figura 2.2: Metodologie di individuazione dell'interfaccia: 2.2(a) tracciamento dell'interfaccia; 2.2(b) mesh mobile; 2.2(c) tracciamento del volume.

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.* [16].

Nel presente lavoro viene impiegato il metodo a tracciamento di volume, con indicatore relativo alla 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.

I due fluidi considerati sono ritenuti non miscibili, incomprimibili e 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 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, considerando un fluido newtoniano, diventano:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \Sigma + \rho \mathbf{f} + \int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(x - x') dS \quad (2.1b)$$

$$\Sigma = \mu (\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T) \quad (2.1c)$$

dove t è il tempo, \mathbf{V} il campo di velocità, ρ e p densità e pressione, Σ il tensore di sforzo e \mathbf{f} l'accelerazione dovuta alle forze di volume, tipicamente l'accelerazione di gravità. L'ultimo termine dell'equazione (2.1b) rappresenta la tensione superficiale agente solo sull'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 assume valore 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 una 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:

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{per volume occupato dal fluido } a \\ 0 < \alpha < 1 & \text{per volume attraversato dall'interfaccia} \\ 0 & \text{per volume occupato dal fluido } b \end{cases} \quad (2.2)$$

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

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad (2.3)$$

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 :

$$\rho = \alpha \rho_a + (1 - \alpha) \rho_b \quad (2.4)$$

$$\mu = \alpha \mu_a + (1 - \alpha) \mu_b \quad (2.5)$$

dove i pedici a e b indicano i due fluidi.

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:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{V}_c \alpha (1 - \alpha)) = 0 \quad (2.6)$$

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 nell'equazione (2.1b). Per superare questa difficoltà viene qui adottato il modello *Continuum Surface Force* (CSF) di Brackbill et al. [16], il quale rappresenta gli effetti della tensione superficiale come una forza volumetrica agente nella regione di transizione:

$$\int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(x - x') dS \approx \sigma k \nabla \alpha \quad (2.7)$$

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

$$k = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha^*}{|\nabla \alpha^*| + \varepsilon} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{n}^* \quad (2.8)$$

dove le grandezze con apice $*$ sono relative all'interfaccia interpolata e ε è un addendo molto piccolo ($\approx 10^{-5}$) 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:

$$\int_{S(t)} \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.9)$$

$$\int_{S(t)} \sigma \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.10)$$

Ciò si traduce in una forza risultante non nulla, fisicamente ingiustificabile; l'entità di tale effetto è oggetto di indagine nel lavoro di Rusche [24]. 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.

2.3 Modello numerico in OpenFOAM

In questo paragrafo, vengono trattate le parti del modello numerico utilizzato, comuni a tutte le simulazioni che verranno presentate successivamente. Procediamo innanzitutto con il presentare la tipologia di solutore implementato in OpenFOAM, per poi spostare il discorso sulle diverse tipologie di schemi numerici utilizzati.

2.3.1 Solutore

Siccome nelle simulazioni eseguite si ha la necessità di rappresentare un flusso bifase, delle molte tipologie di solutori implementati in OpenFoam, si è scelto di utilizzare *interFoam*. In parte minore si è scelto di indagare le potenzialità offerte dal solutore *multiphaseInterFoam*, che permette di poter differenziare la parte di liquido facente parte la goccia, da quella facente parte il film liquido, così da poter indagare in che misura queste concorrono alla formazione della corona.

In prima istanza tale solutore non fornisce risultati adeguati, infatti pur avendo scelto i gruppi adimensionali in modo da consentire lo *splashing*, tutte le simulazioni sono dominate dal fenomeno della deposizione. Per poter ottenere risultati comparabili tra i due solutori si è quindi reso necessario operare, attraverso il file *fvSolution*, a livello degli schemi numerici utilizzati. Dunque si è scelto di adeguare gli schemi numerici utilizzati in *multiphaseInterFoam* a quelli di *interFoam*.

2.3.2 Schemi numerici impiegati

Si riportano brevemente gli schemi numerici impiegati nelle simulazioni per ognuno dei termini delle equazioni di governo. Per maggiori dettagli sulle alternative disponibili si consulti la guida del software OpenFOAM [1].

- 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 $\alpha \nabla \cdot (\mathbf{V}\alpha)$: 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 ad essa;
- Laplaciano $\nabla \cdot (v\nabla\mathbf{V})$: schema di Gauss, con interpolazione lineare di v 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.

Per la convezione della quantità di moto in *multiphaseInterFoam* veniva utilizzato uno schema di Gauss con interpolazione di tipo *upwind*, come suggerito da [1]. La sua sostituzione, con uno schema di Gauss che sfrutta l'interpolazione *limitedLinear*, ha permesso di contenere gli effetti dovuti alla viscosità numerica, responsabili dell'inesattezza dei risultati ottenuti.

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

$$C = \max\left(\frac{|\mathbf{V}|\Delta t}{\Delta x}\right) \quad (2.11)$$

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

Capitolo 3

Impatto normale su film liquido

In questo capitolo vengono presentate simulazioni numeriche di impatto normale, ovvero con traiettoria della velocità perpendicolare alla superficie di impatto, di una singola goccia su film liquido sottile.

Siccome tale argomento è stato largamente affrontato e l'accuratezza del metodo numerico utilizzato è stata verificata in [5], si intende solamente offrire una prova visiva della capacità di eseguire tali simulazioni, fornendo un diverso punto di vista del fenomeno.

Pur avendo eseguito anche prove tridimensionali, come segno di continuità con ciò che verrà mostrato nei successivi capitoli si è scelto di commentare solamente le simulazioni bidimensionali, essendo consci del fatto che queste non riescono pienamente a rappresentare il fenomeno, che è per sua natura tridimensionale, soprattutto per quanto riguarda tempi lontani da quello di impatto.

Per completare la trattazione verrà presentato un confronto eseguito con solutori diversi sullo stesso modello. In tabella 3.1 vengono indicati i valori dei parametri adimensionali utilizzati.

We	Oh	H	K	K_s
250	0.0014	0.116	3463	2364

Tabella 3.1: Parametri adimensionali

Mentre i valori ricavati da questi sono raccolti in tabella 3.2. Sostanzialmente si è fatto riferimento al caso A su dominio S utilizzati da Brivio [5] e Brambilla [4].

$D[m]$	$h_f[m]$	$ V [m/s]$	τ
7.289×10^{-3}	8.455×10^{-4}	1.5495	4.7×10^{-3}

Tabella 3.2: Grandezze ricavate

3.1 Modello in OpenFoam

Il solutore utilizzato tratta solamente griglie di calcolo di tipo tridimensionale. Per ottenere soluzioni in due dimensioni è necessario che il dominio sia discretizzato utilizzando solamente una cella computazionale nella direzione normale al piano di interesse. Sulle superfici su cui non è richiesta la soluzione si assegna una condizione al contorno di tipo *empty*.

Dimensioni del dominio e griglia di calcolo

Il fenomeno risulta simmetrico rispetto al piano x - y , dove x è la coordinata longitudinale, y quella normale e z quella trasversale. Ogni simulazione è stata quindi eseguita su metà del problema, imponendo la condizione di simmetria su una parete. Per la costruzione della griglia computazionale è stato utilizzato il generatore di mesh standard fornito con OpenFoam, *blockMesh*.

Per avere conoscenza delle dimensioni utilizzate, le medesime di [5] e [4], si faccia riferimento alla figura 3.1, in cui vengono riportati anche i nomi delle *patch* impiegate. Nella stessa figura è possibile apprezzare l'utilizzo della *patch sideWall* sul lato destro del dominio, poco più alta del film liquido. Questa simboleggia un contenitore di altezza limitata necessario affinché si modelli correttamente il film, infatti in sua assenza la tensione superficiale tenderebbe a far contrarre il liquido di base verso il centro del dominio stesso. Tale soluzione sostituisce la presenza del resto del liquido di base, presente nel fenomeno reale.

Per quanto riguarda la griglia di calcolo, siccome il dominio è stato suddiviso in due blocchi, uno riferito al contenitore del film liquido (*Box 1*) e l'altro corrispondente al resto del dominio di calcolo (*Box 2*), avremo due griglie uniformi con dimensioni diverse delle celle computazionali, come riportato nella tabella 3.3.

	Δx	Δy	Δz	
<i>Box 1</i>	7.289×10^{-5}	7.289×10^{-5}	1.0×10^{-4}	$D/100$
<i>Box 2</i>	7.289×10^{-5}	6.816×10^{-5}	1.0×10^{-4}	$D/106$

Tabella 3.3: Dimensioni delle celle espresse in [m]

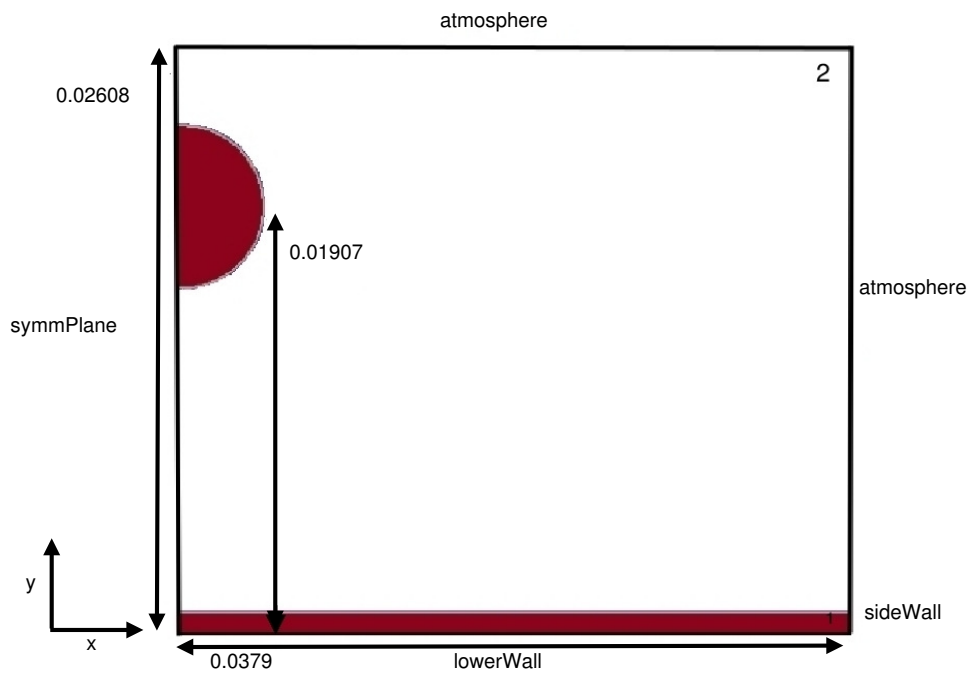


Figura 3.1: Dominio di calcolo per simulazioni di impatto normale, dimensioni espresse in [m].

Nell'ultima colonna è indicato, per ogni *Box*, il numero di celle utilizzate per discretizzare la goccia in direzione y , siccome in direzione x questo valore è uguale per entrambi i blocchi e pari a $D/100$. Se confrontata con Brivio [5] tale risoluzione risulta elevata, e quindi sicuramente in grado di risolvere i fenomeni più piccoli riguardanti lo sviluppo della corona ed il distacco del rim.

Un'ultima osservazione va fatta riguardo il tempo di osservazione utilizzato, che deve fornire un buon compromesso tra evoluzione della corona e costo computazionale. Al fine di eliminare ogni dipendenza è stato definito un tempo adimensionale:

$$\tau = \frac{Vt}{D} \quad (3.1)$$

dove t è il tempo, V la velocità di impatto e D il diametro della goccia. Come durata della simulazione è stato preso un valore di 10τ . Per avere un facile confronto con le simulazioni riportate in letteratura, come istante zero è stato preso il momento in cui la goccia impatta sul film.

Condizioni iniziali ed al contorno

Per quanto riguarda lo studio delle condizioni al contorno, si faccia riferimento alla tabella 3.4 in cui vengono mostrati per le differenti variabili il valore che

		α	V	p_rgh
<i>atmosphere</i>	type:	inletOutlet	pressureInletOutletVelocity	totalPressure
	inletvalue:	uniform 0	-	uniform 0
	value:	uniform 0	uniform(0 0 0)	-
<i>lowerWall</i>	type:	zeroGradient	fixedValue	buoyantPressure
	value:	-	uniform(0 0 0)	uniform 0
<i>sideWall</i>	type:	zeroGradient	fixedValue	BuoyantPressure
	value:	-	uniform (0 0 0)	uniform 0
<i>symmPlane</i>	type:		symmetryPlane	

Tabella 3.4: Patch per le condizioni al contorno del caso di impatto singolo normale con *interFoam*

andranno ad assumere sul contorno del dominio di calcolo.

Si illustrano brevemente le tipologie di condizioni al contorno 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 $p_0 = p + \frac{1}{2}\rho V^2$ è fissata: ad 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.

Si noti che il solutore *interFoam* richiede al posto della pressione la definizione di una variabile p_rgh, essa è definita come:

$$p_rgh = p - \rho gh \quad (3.2)$$

dove h indica la quota relativa. Si tratta della pressione al netto della spinta idrostatica. Nelle simulazioni, essendo nulla la gravità, è equivalente alla pressione termodinamica. Per quanto riguarda il campo iniziale della pressione, questo è posto uniforme a 0.

Per la definizione delle zone contenenti liquido è stato necessario definire un box di altezza pari ad h_f in modo da rendere il film, mentre per la goccia si è risolto definendo un cilindro di spessore infinitesimo posto ad un'altezza pari a 0.01907, come in figura 3.1. La velocità nel campo di moto è stata posta nulla ovunque tranne che in corrispondenza della goccia.

MultiphaseInterFoam

Come attività collaterale nello studio di impatti singoli normali, si è deciso di indagare in che quantità il film liquido e la goccia concorrono alla formazione della corona e delle gocce secondarie che da essa si distaccano.

A tale scopo è risultato necessario l'impiego di un differente solutore. La scelta è ricaduta su *multiphaseInterFoam*, che attraverso la definizione di nuove variabili, quali *alphadrop*, *alphafilm* ed *alphaair*, permette di definire tre frazioni volumiche corrispondenti ognuna ad una diversa fase e di seguirne l'andamento nel tempo.

Per quanto riguarda la definizione delle *patch*, *alphadrop* ed *alphafilm* hanno le stesse condizioni al contorno di α riportate in tabella 3.4. Mentre *alphaair* ed *alphas* (che servirà nella fase di post-processing) sono definite come in tabella 3.5.

		<i>alphaair</i>	<i>alphas</i>
<i>atmosphere</i>	type:	inletOutlet	zeroGradient
	inletvalue:	uniform 1	-
	value:	uniform 1	-
<i>lowerWall</i>	type:	alphaContactAngle	zeroGradient
	thetaProperties:	drop-air 90	-
		film-air 90	-
		drop-film 90	-
value:	uniform 0	-	
<i>sideWall</i>	type:	alphaContactAngle	zeroGradient
	thetaProperties:	drop-air 90	-
		film-air 90	-
		drop-film 90	-
value:	uniform 0	-	
<i>symmPlane</i>	type:	symmetryPlane	

Tabella 3.5: Patch per le condizioni al contorno del caso di impatto singolo normale con *multiphaseInterFoam*

Va sicuramente aggiunto un breve commento alla condizione al contorno *alphaContactAngle*, che permette di definire appunto l'angolo di contatto tra le miscele di liquidi riportate in tabella e la superficie solida. Questo valore è stato scelto pari a 90° , in modo da simulare una superficie non idrofobica, ossia completamente bagnabile dalle miscele di liquidi descritte sopra. Le condizioni imposte precedentemente su p_{rgh} e V rimangono valide.

3.2 Risultati e confronti

In questo paragrafo si mostra qualitativamente l'effettiva capacità di realizzare impatti normali. Inoltre si mostra il confronto eseguito con due differenti solutori sul medesimo dominio di calcolo, e naturalmente verranno forniti i relativi commenti.

In riferimento alla figura 3.4, per ottenere le immagini relative al caso risolto con *multiphaseInterFoam*, si è sfruttata la variabile *alphas* che permette di visualizzare contemporaneamente tutte le varie frazioni volumiche, il che ci permette di distinguere il liquido proveniente dal film (verde), da quello proveniente dalla goccia (rosso), durante il processo di formazione ed evoluzione della corona.

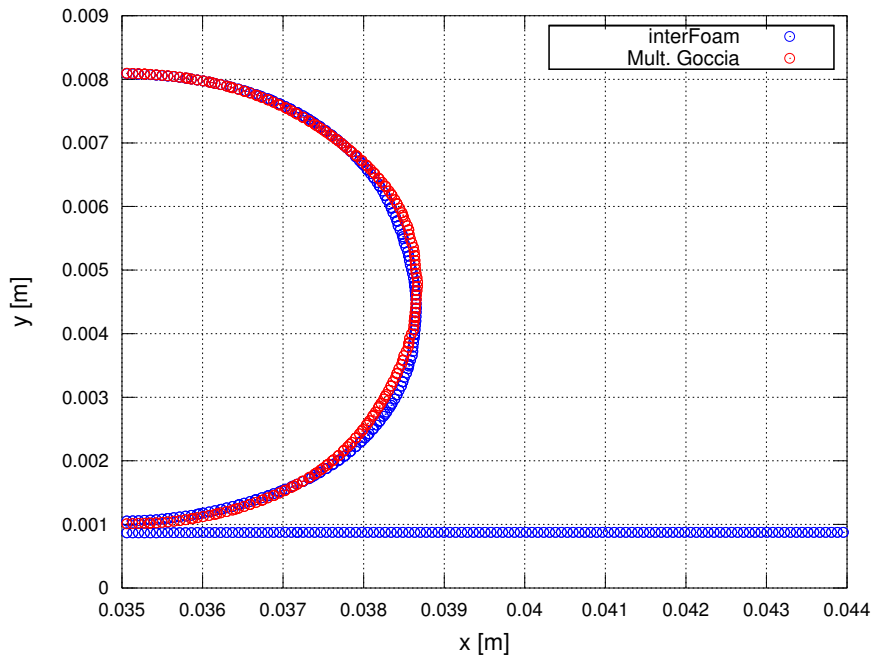


Figura 3.2: Goccia e film prima dell'impatto $\tau = -0.019$.

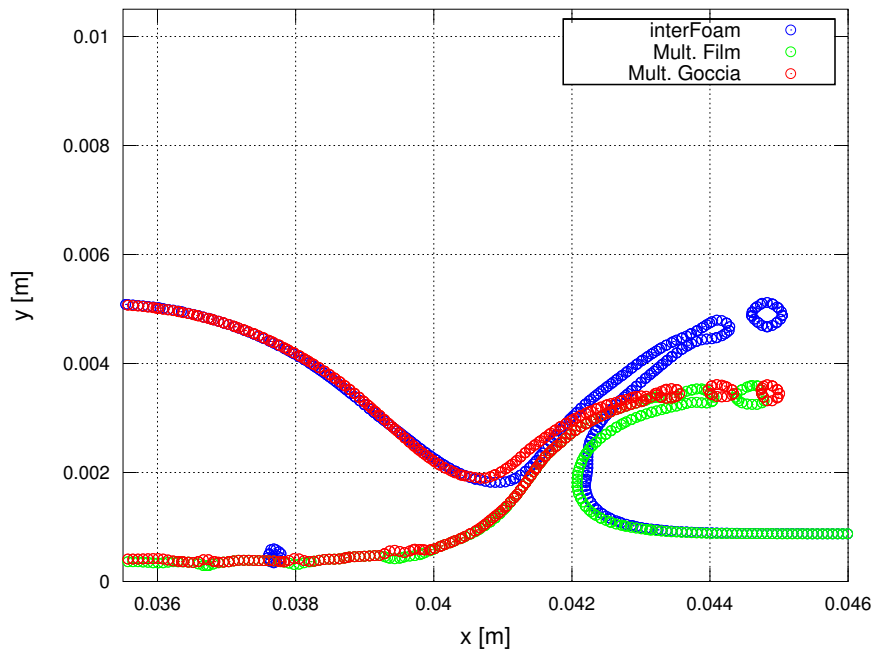


Figura 3.3: Sezione della corona per $\tau = 0.5$, istante immediatamente successivo all'impatto.

Si notano subito alcune differenze, soprattutto per quanto riguarda l'altezza della corona. Sembra infatti che nel caso simulato con *multiphaseInterFoam* si abbia una maggiore dissipazione dell'energia cinetica proveniente dalla goccia. Ciò può essere dovuto al fatto che nel caso di *interFoam*, tutti i liquidi sono individuati dalla stessa variabile α , mentre volendo simulare il film e la goccia come fossero due fluidi differenti, pur avendo le stesse proprietà, si introduce un'ulteriore viscosità artificiale dovuta solamente alla numerica. Tale ipotesi viene confermata dal fatto che utilizzando diversi schemi numerici, per la resa della divergenza della velocità, si hanno risultati sostanzialmente differenti.

Questo processo ha l'effetto di inibire il fenomeno dello *splashing*. Tale affermazione ha preso corpo durante le prime simulazioni eseguite su griglie di calcolo molto lasche, infatti si è scoperto che con tali gradi di raffinamento, mentre le simulazioni eseguite con *interFoam* riuscivano a rendere correttamente il fenomeno, quelle con *multiphaseInterFoam* restituivano una fenomenologia completamente diversa. La differenza si traduce nel fatto che, pur essendo entrambe le simulazioni caratterizzate da We tali da avere il passaggio al regime di *splashing*, nel caso di flusso multifase ciò non si verifica e la goccia continua ad andare in deposizione.

Si riporta solo a titolo informativo che nel caso tridimensionale, la forbice tra i risultati ottenuti con i due solutori aumenta, ossia aumenta il grado di raffinamen-

to che la griglia deve possedere per poter avere lo *splashing* nel caso si utilizzi *multiphaseInterFoam*.

Per verificare la veridicità delle simulazioni effettuate, viene analizzata la conservazione della massa di liquido prima e dopo l'impatto, fornendo una verifica ulteriore rispetto ai lavori di Brivio [5] e Brambilla [4].

I risultati di tale tipo di studio sono stati riassunti in tabella 3.6, dove è possibile notare che con entrambi i solutori si ha una sostanziale conservazione della massa, il che avalla ulteriormente l'utilizzo di tale modello per simulazioni di impatto. Nel caso multifase abbiamo inoltre la possibilità di analizzare in che quantità i due liquidi sotto forma di goccia e film concorrono alla formazione dell'errore.

Ovviamente le analisi sono state effettuate per tempi in cui non si ha fuoriuscita di liquido dal campo di moto sotto forma di gocce secondarie. Si è dunque cercato di indagare l'errore, dato dall'utilizzo di solutori che non tengono conto della comprimibilità, introdotto nel momento dell'impatto.

Solutore		Differenza di massa [Kg]
<i>interFoam</i>	Tot.	-4.97×10^{-11}
	Goccia	-8.86×10^{-11}
multiphaseInterFoam	Film	3.22×10^{-11}
	Tot.	-5.64×10^{-11}

Tabella 3.6: Conservazione della massa dopo l'impatto.

Oltre alla già trattata diversità nella formazione della corona, da un'analisi più approfondita emerge che la goccia anche nelle fasi che precedono l'impatto va ad assumere una forma differente nei due casi studiati, come è possibile notare in figura 3.2.

Infatti utilizzando *interFoam* riusciamo a cogliere l'effetto della viscosità dell'aria. Come riportato in [15], con un metodo VOF che consideri la viscosità ma non la comprimibilità si è infatti in grado di cogliere la formazione di un cuscinetto lenticolare di aria tra la goccia ed il film liquido, che porta ad un leggero schiacciamento della goccia stessa nella fase immediatamente precedente l'impatto, ma che non ha alcun effetto sul film. Tale effetto è imputato principalmente alla viscosità, infatti non si verifica quando questa non è considerata.

Se invece andiamo ad analizzare la situazione negli istanti successivi all'impatto, figura 3.3, possiamo notare che il fluido componente la corona è composto per la maggior parte dal film liquido, mentre il liquido della goccia tende a formare una piscina alla base dell'impatto, figura 3.4(f).

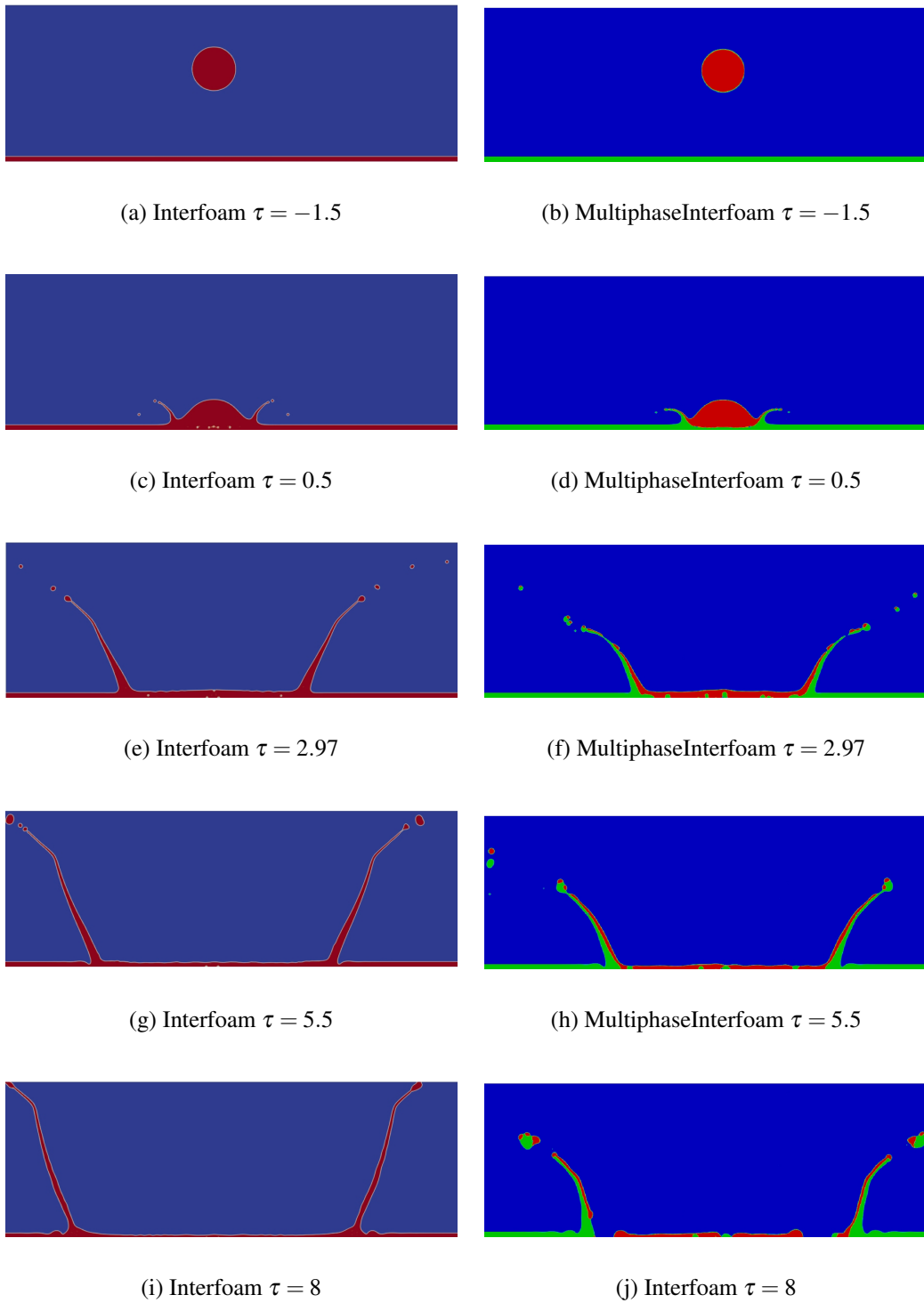


Figura 3.4: Evoluzione del fenomeno con i due solutori.

		Volume [m^3]
<i>interFoam</i>	Tot.	$2.116e - 8$
	Goccia	$1.021e - 9$
multiphaseInterFoam	Film	$1.908e - 8$
	Tot.	$2.011e - 8$

Tabella 3.7: Quantità di liquido innalzata per $\tau = 0.5$

In supporto a tale affermazione vengono presentati i risultati della tabella 3.7, in cui si mostra la quantità in volume di liquido che viene eiettato subito dopo l'impatto. Per ottenere tali valori si è considerata solamente la parte di liquido avente velocità positiva in direzione y , in modo da escludere la frazione della goccia ancora impattante.

Un'altra tipologia di fenomeno che è possibile notare in figura 3.3 è l'*entrainment*. Si notano piccole bolle di gas intrappolate dalla goccia nel film al momento dell'impatto, con l'avanzare del tempo tali gocce tendono ad emergere dal cratere, formatosi in seguito all'impatto, producendo onde di capillarità.

Effetto di differenti griglie di calcolo

Viene proposto un breve studio riguardante l'effetto introdotto dalle differenti risoluzioni di griglia adottate.

Situazione comune a tutti i fenomeni analizzati è che con risoluzioni minori gli effetti della viscosità numerica rendono decisamente inaccurata la simulazione, come è possibile notare in figura 3.5; inoltre lo spessore della corona è discretizzato troppo poveramente e ciò induce ad interpretazioni sbagliate soprattutto per quanto riguarda il fenomeno del distacco del rim.

Le due grandezze quantitativamente rilevanti, raggio e altezza della corona, mostrano un diverso comportamento al variare della risoluzione. Mentre il raggio è scarsamente influenzato dalla qualità della griglia, l'altezza massima invece è decisamente sensibile a tale parametro. L'inadeguatezza dell'utilizzo di mesh lasche risulta evidente soprattutto in corrispondenza della strizione sotto il rim.

Come è possibile apprezzare in figura 3.6, la griglia meno raffinata produce un distacco prematuro del rim, che di conseguenza porta a sottostimare l'altezza effettiva della corona. Fenomeno opposto si ha per il confronto tra le griglie con maggiore risoluzione, infatti nel caso si decida di utilizzare la mesh intermedia, non si riesce a cogliere l'istante esatto in cui si ha il distacco delle gocce secon-

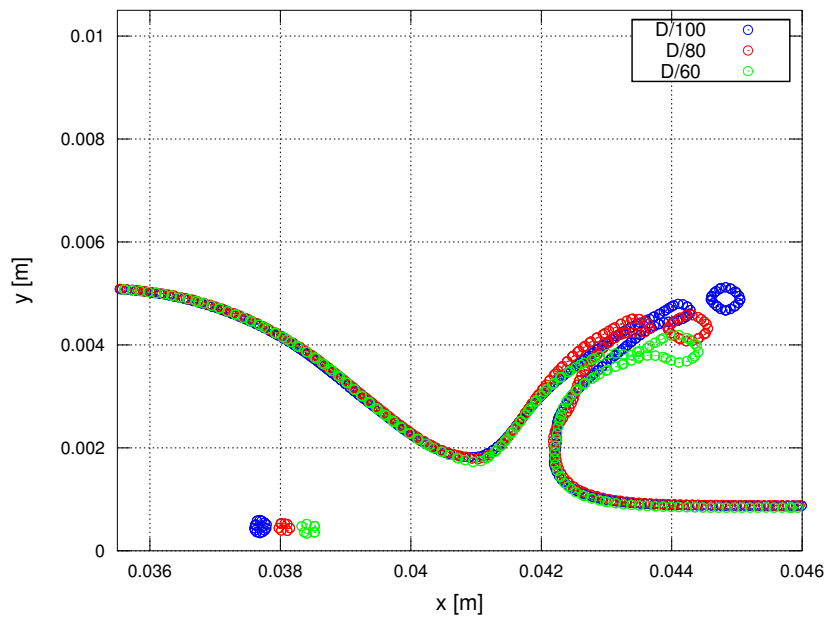


Figura 3.5: Sezione della corona per $\tau = -0.019$, con diverse griglie di calcolo.

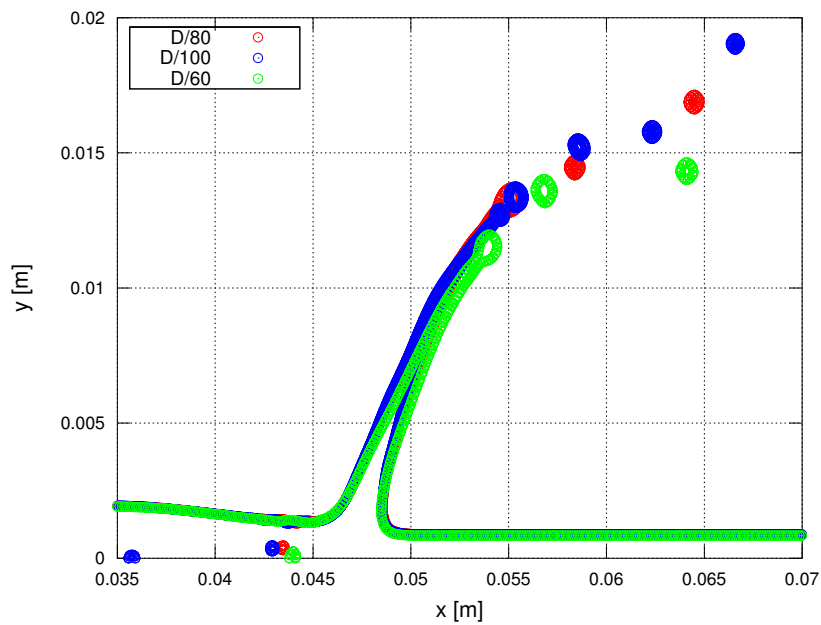


Figura 3.6: Sezione della corona per $\tau = 0.5$, con diverse griglie di calcolo.

darie. Per avere delucidazioni riguardo alle dimensioni delle celle utilizzate per

discretizzare il dominio, si faccia riferimento alla tabella 3.8.

	Δx	Δy	Δx
D/100	7.289×10^{-5}	7.284×10^{-5}	5×10^{-4}
D/80	9.133×10^{-5}	9.118×10^{-5}	5×10^{-4}
D/60	1.215×10^{-4}	1.213×10^{-4}	5×10^{-4}

Tabella 3.8: Dimensioni delle celle utilizzate per lo studio dell'effetto del raffinamento.

Capitolo 4

Correnti di strato limite mono e bifase

Nel seguente capitolo viene illustrata la possibilità di simulare con OpenFoam correnti di strato limite laminare su lastra piana. Inoltre verrà presentato uno studio sull'effetto che il raffinamento della griglia ha sull'errore commesso rispetto alla soluzione analitica di Blasius. Si vuole mostrare come le conoscenze acquisite per il problema monofase possano essere trasferite nello studio dell'interazione tra strato limite e film liquido.

Inoltre vengono descritti i modelli utilizzati, e riportati i confronti con le simulazioni numeriche presenti in letteratura, ottenute con metodi diversi da quelli presentati in questo lavoro di tesi.

La totalità delle analisi eseguite, come il successivo studio dell'impatto, è svolto esclusivamente considerando simulazioni bidimensionali.

4.1 Strato limite monofase

Lo scopo di questo paragrafo è quello di riprodurre lo strato limite laminare su lastra piana, effettuando uno studio di griglia in rapporto all'errore commesso rispetto alla soluzione di Blasius. Inizialmente si è simulato il problema di una corrente uniforme di 1 m s^{-1} con $Re = 10^5$ che investe una lastra piana di lunghezza 1 m posta ad incidenza nulla, in modo da osservare la crescita dello strato limite, come viene descritto in [2].

Successivamente si vuole studiare il caso in cui in ingresso venga dato un profilo di velocità, che nel caso in esame è quello di Blasius preso ad una certa stazione abbastanza lontana dal bordo di attacco. Si vuole infatti indagare se si riesce comunque a cogliere correttamente l'evoluzione dello strato limite.

4.1.1 Modello in OpenFoam

Si vuole sottolineare come anche le seguenti simulazioni che non coinvolgono flussi bifase sono state realizzate operando con il solutore *interFoam*, in modo da ottenere dei risultati che siano estendibili ai casi analizzati successivamente.

Dimensioni del dominio e griglia di calcolo

Per le prime simulazioni effettuate su lastra piana si faccia riferimento alle dimensioni riportate in figura 4.1. Si è scelto di suddividere verticalmente il dominio in due blocchi, in modo da ottimizzare la distribuzione delle celle, infittendo maggiormente la zona vicino alla lastra piana, che presumibilmente conterrà lo strato limite. L'altezza di tale zona è stata scelta una volta calcolato per via analitica lo spessore dello strato limite nell'ultima stazione considerata dalla simulazione.

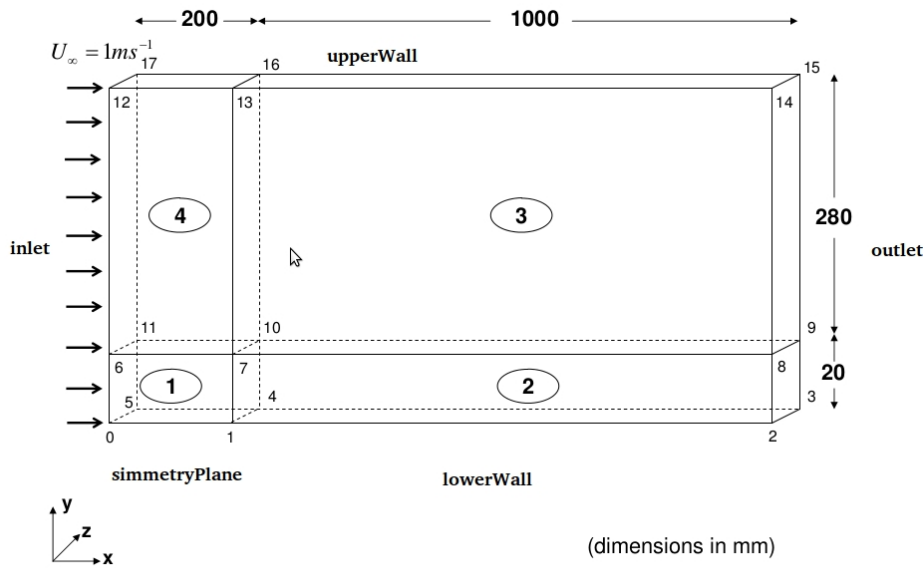


Figura 4.1: Suddivisione del dominio in blocchi per la simulazione su lastra piana

Mentre la suddivisione orizzontale del dominio è da imputarsi alla necessità di definire differenti condizioni al contorno per il limite inferiore del dominio, in modo da simulare il bordo di attacco della lastra piana.

Per effettuare questa simulazione verranno utilizzate tre tipologie di mesh differenti, a cui ci riferiremo come: *Coarse*, *Medium* e *Fine*. Le dimensioni delle celle contenute in ogni *box* sono riportate in tabella 4.1.

Box	Dimensioni celle [mm]			
	1	2	3	4
Coarse	$20 \times 0.2 \times 1$	$20 \times 0.2 \times 1$	$20 \times 11.2 \times 1$	$20 \times 11.2 \times 1$
Medium	$10 \times 0.1 \times 1$	$10 \times 0.1 \times 1$	$10 \times 5.6 \times 1$	$10 \times 5.6 \times 1$
Fine	$5 \times 0.05 \times 1$	$5 \times 0.05 \times 1$	$5 \times 2.8 \times 1$	$5 \times 2.8 \times 1$

Tabella 4.1: Tipologia di mesh

Condizioni iniziali ed al contorno

Per simulare correttamente lo strato limite, le condizioni iniziali ed al contorno devono essere scelte in modo da risultare in accordo con quelle utilizzate per la soluzione di Blasius.

Ogni condizione è rappresentata da una *patch* il cui significato è specificato in tabella 4.2. Il dominio è limitato da una parete superiore definita come *upperWall* a cui è stata conferita una velocità orizzontale unitaria, mentre il flusso di aria entrante è stato reso dalla *patch inlet* e quello uscente dalla *patch outlet*. Come detto precedentemente, per la resa del bordo di attacco della lastra piana, si è dovuto suddividere il limite inferiore del dominio in due parti, utilizzando una *patch* per simulare la lastra piana *lowerWall* ed un'altra per simulare l'atmosfera *symmetryplane*.

Per una maggiore comprensione della disposizione delle *patch*, si faccia riferimento alla figura 4.1.

		α	V	p_rgh
<i>inlet</i>	type:	inletOutlet	fixedValue	zeroGradient
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	uniform (1 0 0)	-
<i>outlet</i>	type:	inletOutlet	zeroGradient	fixedValue
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	-	uniform 0
<i>lowerWall</i>	type:	zeroGradient	fixedValue	zerogradient
	value:	-	uniform (0 0 0)	-
<i>upperWall</i>	type:	zeroGradient	fixedValue	zerogradient
	value:	-	uniform (1 0 0)	-
<i>simmPlane</i>	type:		symmetryPlane	

Tabella 4.2: Patch per le condizioni al contorno nel caso di strato limite monofase.

Va detto che non avendo specificato nelle condizioni iniziali la presenza del liquido, le condizioni al contorno su α perdono di significato, ma vengono comunque richieste in ingresso dal solutore.

Il tempo della simulazione è stato scelto in modo da avere convergenza dei risultati per la simulazione con mesh più lasca.

4.1.2 Risultati e confronti

Per poter identificare quale raffinamento di griglia sia in grado di rappresentare con maggiore precisione lo strato limite, viene eseguito un confronto con la soluzione analitica di Blasius, a livello dello sforzo a parete. Come luogo del confronto viene scelta la stazione finale del dominio di calcolo, pari ad $x = 1.2m$, permettendo così, essendo noto Re , di calcolare il valore di confronto attraverso l'equazione:

$$\tau_w = \frac{0.332\rho U^2}{\sqrt{Re_x}} \quad (4.1)$$

	τ_w	errore	executionTime
<i>Blasius</i>	1.0772×10^{-3}	—	—
<i>Coarse</i>	1.1123×10^{-3}	3.26%	14h 54min
<i>Medium</i>	1.1110×10^{-3}	3.14%	56h 10min
<i>Fine</i>	1.1128×10^{-3}	3.31%	153h 21min

Tabella 4.3: Confronti sullo sforzo di taglio a parete.

Ciò che viene mostrato in tabella 4.3 indica che la mesh identificata come *Coarse* è la migliore, poichè pur introducendo un errore leggermente superiore a quello portato dalla mesh *Medium*, ha un costo computazionale notevolmente inferiore, come si può vedere dal tempo di calcolo. Affinchè si possa fare questo tipo di considerazioni è necessario utilizzare uno stesso numero di processori, in questo caso pari ad 8.

4.1.3 Imposizione di un profilo iniziale di velocità su mesh differenti

Prima di procedere, è necessario verificare l'evoluzione di un profilo di velocità imposto in un flusso monofase, su un dominio uguale a quello che sarà utilizzato per lo studio dello strato limite bifase. La simulazione è stata eseguita imponendo come condizione al contorno in *inlet* il profilo di velocità di Blasius

preso ad una distanza dal bordo di attacco pari ad $x = 1 \text{ m}$, mentre le dimensioni del dominio di calcolo sono $0.1 \times 0.1 \times 0.0005 \text{ m}$.

Anche in questo caso è stato effettuato uno studio dell'effetto di differenti risoluzioni di griglia sul confronto con Blasius. Il dominio di calcolo è stato suddiviso verticalmente in due blocchi, ognuno dei quali è stato discretizzato con un *grading* in modo da avere una maggiore risoluzione nella zona che successivamente dovrà contenere la superficie libera.

Box		1			2		
		Δx	Δy	Δz	Δx	Δy	Δz
<i>Coarse</i>	Minima:	3.33×10^{-4}	3.05×10^{-5}	5×10^{-4}	3.33×10^{-4}	2.94×10^{-5}	5×10^{-4}
	Massima:	3.33×10^{-4}	5.88×10^{-5}	5×10^{-4}	3.33×10^{-4}	8.52×10^{-4}	5×10^{-4}
<i>Fine</i>	Minima:	1.67×10^{-4}	1.50×10^{-5}	5×10^{-4}	1.67×10^{-4}	1.47×10^{-5}	5×10^{-4}
	Massima:	1.67×10^{-4}	2.94×10^{-5}	5×10^{-4}	1.67×10^{-4}	4.26×10^{-4}	5×10^{-4}

Tabella 4.4: Dimensioni delle celle per la simulazione di strato limite monofase, espresse in [m]

In tabella 4.4 vengono riportate per entrambi i casi le misure delle celle di dimensione massima e minima, si tenga conto che la discretizzazione denominata come *Fine Grading* ha il doppio delle celle di *Coarse Grading* in entrambe le direzioni.

Stazione [m]		Blasius	Coarse Grading	Fine Grading
$x = 1$	τ_w :	0.001660	0.001659	0.001657
	errore:	-	0.07%	0.20%
$x = 1.02$	τ_w :	0.001644	0.001703	0.001704
	errore:	-	3.64%	3.66%
$x = 1.04$	τ_w :	0.001628	0.001722	0.001722
	errore:	-	5.77%	5.78%
$x = 1.06$	τ_w :	0.001612	0.001727	0.001727
	errore:	-	7.08%	7.09%
$x = 1.08$	τ_w :	0.001597	0.001725	0.001725
	errore:	-	8.02%	8.02%
$x = 1.1$	τ_w :	0.001583	0.001722	0.001722
	errore:	-	8.78%	8.78%

Tabella 4.5: Effetto della mesh sul confronto con Blasius

Come spiegato nella sezione 4.1.2 si è eseguito un confronto con la soluzione analitica per avere un indicatore dell'errore introdotto. Tale analisi è stata eseguita per diverse posizioni di x . La tabella 4.5 mette in luce che, a fronte di un costo computazionale notevolmente maggiore, non si ha un incremento della precisione dei risultati con una griglia doppiamente raffinata. Quindi per le simulazioni di strato limite bifase verrà utilizzata la mesh *Coarse Grading*.

Come ci si aspettava la griglia *Fine Grading* raggiunge prima la convergenza, figura 4.2, tuttavia il tempo di calcolo risulta più elevato, a parità di numero di processori utilizzati.

	executionTime	clockTime
<i>Coarse Grading</i>	2h 46min	2h 47min
<i>Fine Grading</i>	34h 32min	34h 38min

Tabella 4.6: Tempi di calcolo

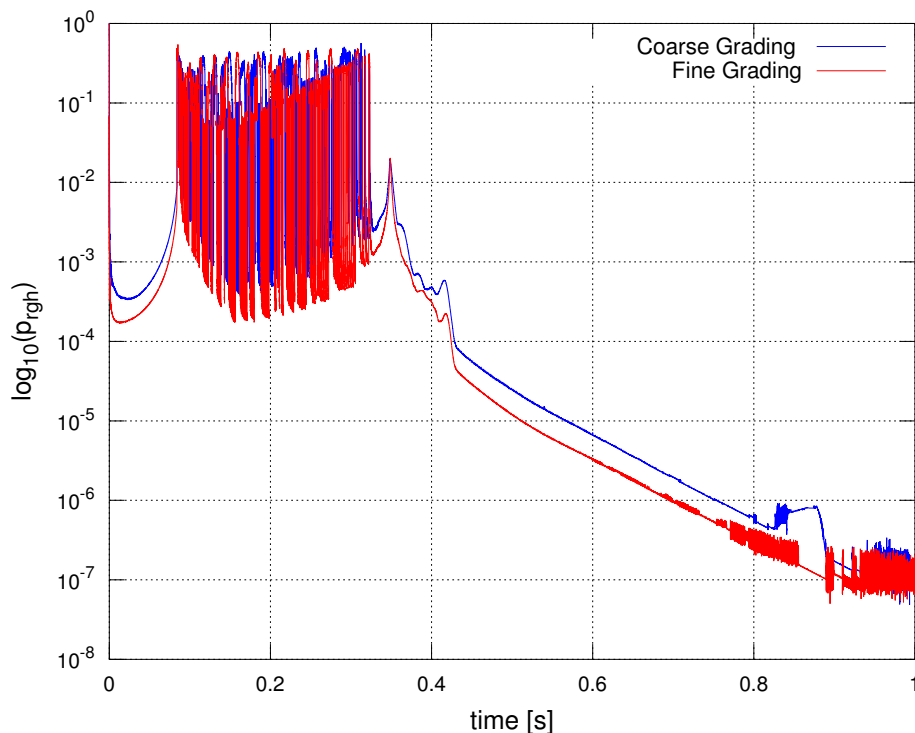


Figura 4.2: Andamento del residuo iniziale per le mesh utilizzate

Un'ulteriore controllo per verificare la bontà della simulazione è stato eseguito sul valore massimo della componente orizzontale della velocità. Infatti trattandosi

di una corrente aeronautica, e non più di un condotto come fatto precedentemente, questa dovrà essere prossima all'unità. Condizione che vien ben verificata poichè $U_x = 1.0016 \text{ ms}^{-1}$.

4.2 Strato limite bifase

Questa sezione è volta alla modellazione dello strato limite bifase. Si intendono simulare differenti profili di velocità nel film liquido, mentre per la parte contenente aria si è semplicemente utilizzato il profilo locale fornito dalla soluzione di Blasius.

Lo scopo è quello di verificare l'assunto teorizzato in [22], ossia che per stazioni sufficientemente lontane dal bordo di attacco, tutti i profili di velocità imponibili nel film liquido tendono ad assumere un andamento lineare con y .

4.2.1 Modello in OpenFoam

Il paragrafo verte sulla descrizione del modello numerico utilizzato per effettuare le simulazioni bidimensionali in OpenFOAM.

Dimensioni del dominio e griglia di calcolo

Per creare il dominio di calcolo si è dovuto intraprendere un processo di dimensionalizzazione delle grandezze espresse in [22], per renderle compatibili con le grandezze utilizzate nei lavori di Brivio [5] e Brambilla [4].

Vengono presentate in tabella 4.7 le grandezze fisse, che sono state mutate dalle analisi effettuate sull'impatto normale, mentre We è stato scelto per avere analogia con una corrente di tipo aeronautico.

D	h_f	We
7.289×10^{-3}	8.455×10^{-4}	750

Tabella 4.7: Grandezze fisse

μ_a	μ_w	ρ_a	ρ_w
2.5×10^{-5}	1×10^{-3}	1	1000

Tabella 4.8: Proprietà dei fluidi

Si sono dunque ottenute le grandezze riportate in tabella 4.9, avendo considerato un rapporto tra la velocità di caduta della goccia U_d (ricavata da We) e la velocità della corrente esterna U_g pari ad 1.

U_d	U_g	x_{init}
2.6838	2.6838	1.7054

Tabella 4.9: Grandezze ricavate

Siccome in [22] viene riportata un'altezza adimensionale del film per la condizione iniziale $\eta^* = 0.15$, attraverso la 4.2 si è ottenuta la stazione di x per cui abbiamo una corrispondenza con il valore fissato di h_f , che quindi diventa la stazione da cui fare partire la simulazione. Da tale risultato sono stati ricavati i vari profili di velocità del film liquido, come per la parte aeriforme con Blasius.

$$\eta^* = h(x) \sqrt{\frac{U_g}{2\nu_a x}} \quad (4.2)$$

Il dominio di calcolo è stato suddiviso in due box, per permettere di simulare il flusso entrante di acqua, al fine di conservare la massa. L'altezza del *Box 1* è uguale ad h_f , mentre il dominio nella sua interezza ha dimensione $0.02 \times 0.033 \times 0.0005$, l'altezza è stata scelta in modo che durante la caduta della goccia si possa apprezzare lo svilupparsi della scia di *Von Karman*, mentre la dimensione x è stata presa per consentire la convergenza dei profili di velocità.

Per quanto riguarda la griglia, pur avendo cambiato le dimensioni del dominio, si sono utilizzate dimensioni delle celle analoghe a quelle utilizzate nella griglia *Coarse Grading*, dunque per soddisfare tale requisito se ne è dovuto incrementare il numero. Sono comunque stati effettuati studi di raffinamento della griglia nelle zone prossime alla superficie libera, che però non hanno portato ad alcun miglioramento dei risultati.

Condizioni iniziali ed al contorno

La caratteristica principale di queste simulazioni è quella di poter imporre un profilo di velocità come condizione al contorno in ingresso. Ciò è stato possibile grazie alla tipologia di *patch timeVaryingMappedFixed*, che permette di utilizzare un file dati per fornire il valore puntuale della velocità sulla *patch inlet* ed *inlet-Box*. Il solutore provvederà successivamente attraverso interpolazioni a ricavare il valore nei punti dove questo non è specificato.

A differenza del caso riportato in 4.1.3, per far sì che la parete non si asciughi è necessario garantire attraverso la condizione *inletOutlet* su α un apporto di liquido in ingresso, che è calcolato in base alla velocità nel film in corrispondenza del

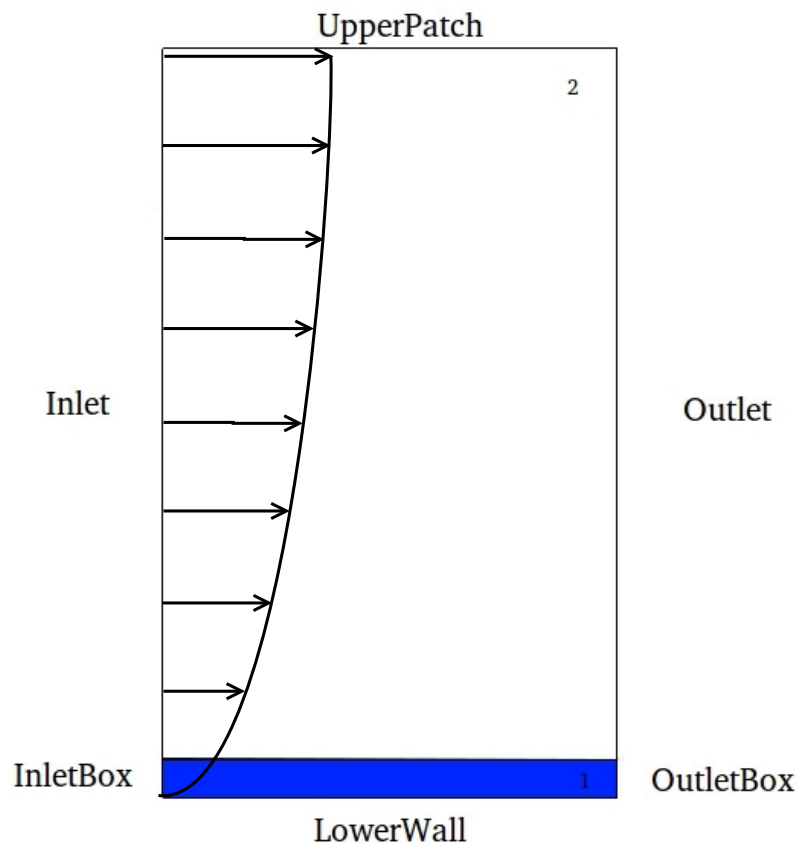


Figura 4.3: Dominio nel caso di strato limite bifase

contorno. Questo è il motivo che ha portato alla suddivisione del dominio in due Box, per poter imporre un differente valore in ingresso su α . Infatti mentre in *inletBox* è stato posto pari ad 1, in *inlet* è stato posto nullo.

Un ultimo commento va speso per quanto riguarda le condizioni utilizzate su *upperPatch*, in quanto queste svolgono un ruolo chiave nella resa della corrente aeronautica, caratterizzata dall'aver velocità uniforme in tutta la zona esterna lo strato limite e di modulo pari al valore massimo imposto. Presumibilmente si sarebbe dovuta imporre una condizione sulla velocità, come ad esempio *inletOutlet*, ma questa provoca invece che una fuoriuscita di aria dal dominio, la comparsa di una zona in prossimità di *outlet* in cui si hanno velocità di molto inferiori a quelle ipotizzate.

Si è altresì raggiunto un buon risultato, in termini di aumento della velocità massima della corrente esterna, con l'imposizione della condizione del tipo *total-Pressure* sulla pressione, che permette di fissare il valore della pressione totale, e quindi siccome questa ha un legame diretto con la velocità, è come fissare quest'ultima. La verifica sul valore massimo della velocità nella corrente esterna è

già stata commentata nel paragrafo 4.1.3.

Per l'elenco delle rimanenti condizioni al contorno si faccia riferimento alla tabella 4.10.

		α	V	p_{rgh}
<i>inlet</i>	type:	inletOutlet	timeVaryingMappedFixedValue	zeroGradient
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	-	-
<i>inletBox</i>	type:	inletOutlet	timeVaryingMappedFixedValue	zeroGradient
	inletvalue:	uniform 1	-	-
	value:	uniform 1	-	-
<i>outlet</i>	type:	zeroGradient	zeroGradient	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>outletBox</i>	type:	zeroGradient	zeroGradient	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>lowerWall</i>	type:	zeroGradient	fixedValue	zeroGradient
	value:	-	uniform (0 0 0)	-
<i>upperPatch</i>	type:	zeroGradient	zeroGradient	totalPressure
	value:	-	-	uniform 0

Tabella 4.10: Patch per le condizioni al contorno nel caso di strato limite bifase

Per la condizione iniziale si è semplicemente imposta l'altezza del film liquido attraverso l'applicazione *setFields*.

4.2.2 Risultati e confronti

Mentre per la parte esterna al film si è sempre imposto uno stesso profilo di velocità ottenuto dalla soluzione analitica di Blasius, per il film liquido sono stati utilizzati diversi profili. Tali valori sono stati calcolati considerando l'origine del dominio pari ad x_{init} , grandezza riportata in tabella 4.9. Si è voluto indagare se, come suggerito dalla letteratura, per qualsiasi profilo di velocità dato in ingresso, questi ad una stazione sufficientemente lontana giungono ad avere un andamento lineare con y .

In figura 4.4 vengono presentati i profili iniziali analizzati, denominati: Lineare, Concavo e Convesso.

In [22] viene presentato ad una data stazione di x il profilo di velocità a cui dovrebbero tendere le condizioni iniziali analizzate. Come si vede in figura 4.5 tale condizione non viene raggiunta, non solo per la x richiesta, ma nemmeno per stazioni successive, figura 4.6.

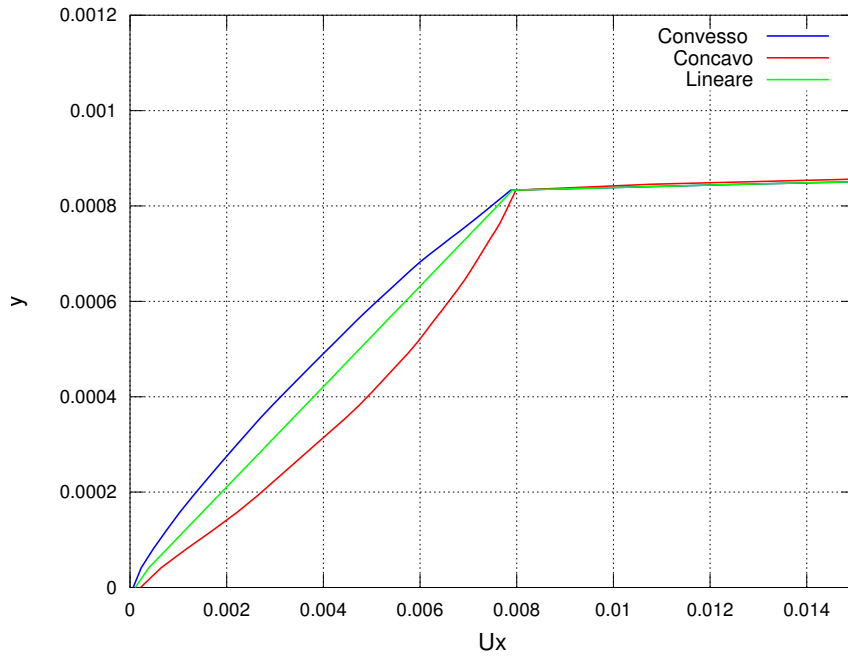


Figura 4.4: Profili iniziali di velocità nel film liquido

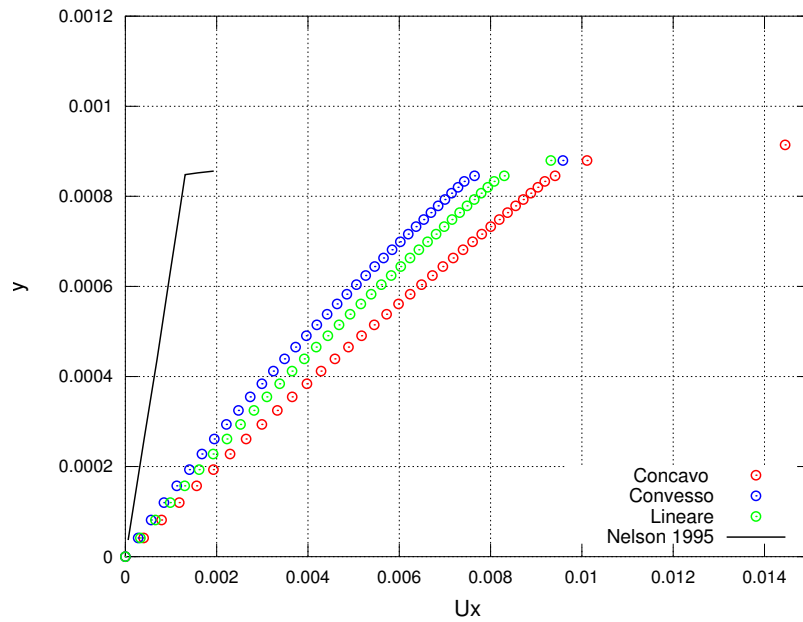


Figura 4.5: Profili di velocità nel film liquido ad $x = 1.7074$

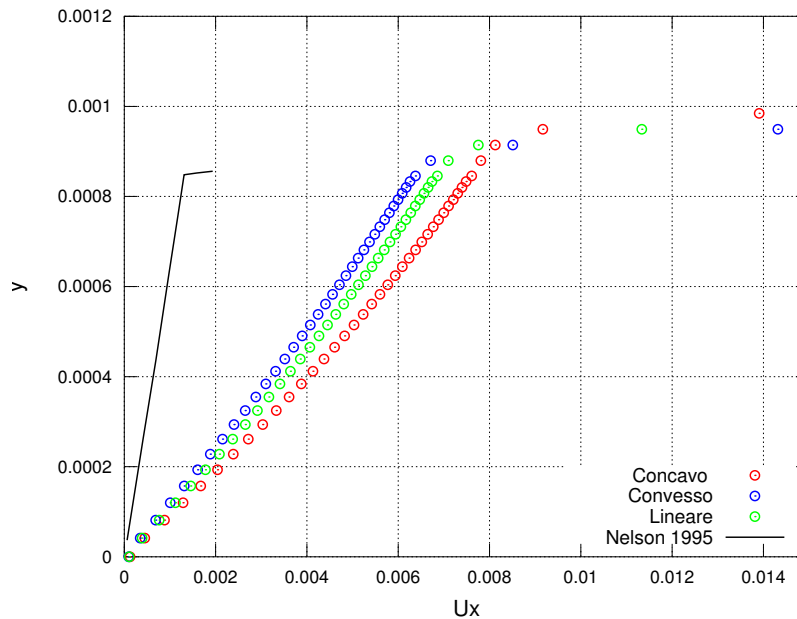


Figura 4.6: Profili di velocità nel film liquido ad $x = 1.7254$

Vengono comunque presentati i grafici riguardanti l'evoluzione delle tre tipologie di profilo iniziale 4.11, per dimostrare che per stazioni di x superiori si ha una sovrapposizione dei profili di velocità, il che ci prova che la simulazione ha raggiunto la convergenza.

Siccome tutti i profili tendono ad assumere un andamento lineare con y , utilizzeremo per le simulazioni di impatto il profilo iniziale *Lineare*, che se confrontato con [6] da ottimi risultati, come è possibile vedere in figura 4.7. Nel suddetto grafico non vengono riportati i profili di velocità ottenuti per stazioni inferiori a quella riportata, poichè essendo fortemente dipendenti dalla condizione iniziale, la loro evoluzione risulterà ovviamente differente da quella esposta in [6]. L'intento del confronto è solamente quello di evidenziare che l'andamento lineare della velocità nel film liquido, per stazioni abbastanza vicine al bordo di attacco, è un risultato condiviso da più studi.

Importante è analizzare la crescita dell'interfaccia nella zona di convergenza dei profili. A tale scopo, in figura 4.8 viene confrontato l'andamento ottenuto dalla simulazione eseguita con profilo *Lineare*, con andamenti $x^{1/4}$ ed $x^{3/4}$, teorizzati rispettivamente da Nelson [22] e Smyrniotis [6]. Per l'individuazione dell'interfaccia sono state selezionate le celle con frazione liquida α pari a 0.5, ciò significa che la cella è riempita per metà da acqua e per metà da aria.

Da questi confronti si evince che i risultati ottenuti, soprattutto a livello della resa dell'altezza del film, non coincidono con quelli riportati in letteratura, ma

ciò non deve preoccupare, in quanto gli stessi articoli riportano comportamenti non consistenti tra loro. A ciò va aggiunta l'ulteriore incertezza introdotta dal fatto che il metodo di tracciamento dell'interfaccia utilizzato (tracciamento del volume) non restituisce un contorno netto.

Per i nostri scopi l'importante è riuscire a modellare un andamento del profilo di velocità nel film liquido che sia vicino ad essere lineare, mentre per quanto riguarda l'altezza del film liquido è importante che non presenti eccessive variazioni nella zona di impatto della goccia.

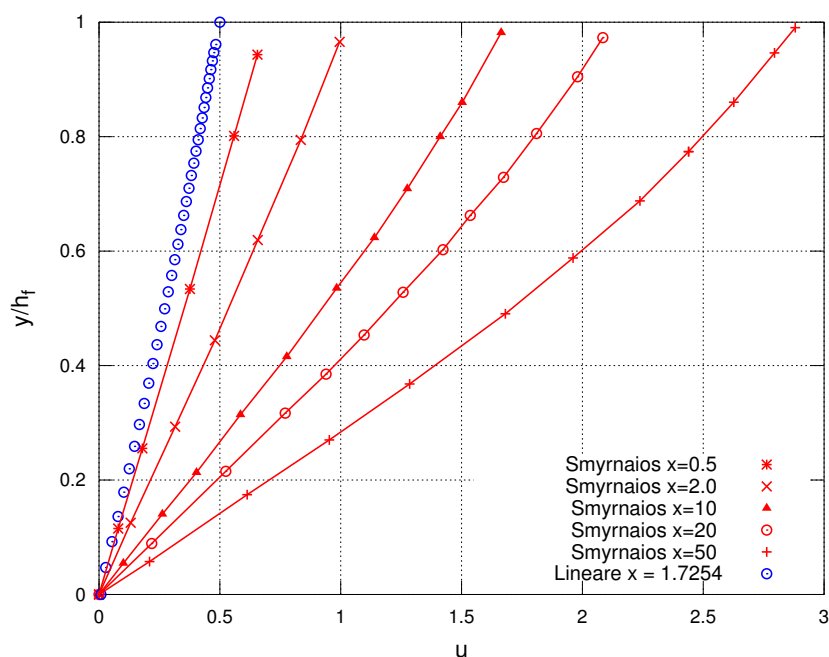


Figura 4.7: Confronto del profilo ottenuto in $x = 1.7254$ con [6] .

Il processo di verifica dei risultati ottenuti prosegue con uno studio della continuità dello sforzo di taglio attraverso l'interfaccia, ed un'analisi di conservazione della massa del film liquido.

Riguardo a quest'ultimo punto viene calcolato il flusso di massa di liquido in ingresso attraverso la *patch inletBox* rispetto a quello in uscita da *outlet* ed *outlet-Box*, l'analisi è stata effettuata all'istante finale della simulazione, per i risultati si faccia riferimento alla tabella 4.11.

Per il calcolo di queste quantità sono state analizzate le celle presenti sulle sezione di ingresso e di uscita, eseguendo una sommatoria del contributo fornito da ogni cella attraverso la frazione volumica α .

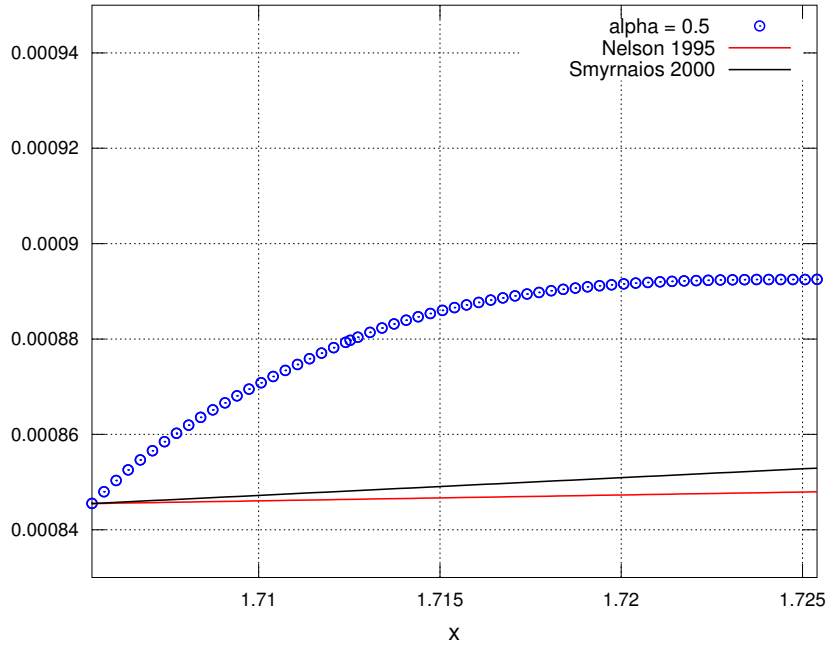


Figura 4.8: Evoluzione dell'altezza del film liquido con x .

<i>inletFlow</i>	<i>outletFlow</i>	<i>errore</i>
1.8×10^{-6}	1.7×10^{-6}	3.28%

Tabella 4.11: Grandezze ricavate

$$\rho_w \left(\sum_i \alpha_i U_{x_i} \Delta y_i \right) \Delta z = \rho_w \left(\sum_o \alpha_o U_{x_o} \Delta y_o \right) \Delta z \quad (4.3)$$

Proseguiamo con la verifica del comportamento dello sforzo di taglio. Infatti dalla teoria emerge che questo deve essere continuo a cavallo della superficie libera, nella zone in cui l'altezza del film rimane costante con x , ossia quella che inizia in $x = 1.72m$ ed arriva all'estremo opposto del dominio. Siccome sono state eseguite simulazioni bidimensionali, la componente del tensore da analizzare è τ_{xy} .

$$\mu_w \frac{\partial u}{\partial y} = \mu_a \frac{\partial u}{\partial y} \quad \text{per } y = h_f \quad (4.4)$$

Nasce dunque la necessità di selezionare le celle contenenti aria, immediatamente sopra la superficie libera, e quelle contenenti liquido immediatamente

sotto. Una volta individuata la fascia dove presumibilmente andremo a trovare la superficie libera, sono state prese come celle contenenti aria quelle con frazione volumica compresa nella banda $0 < \alpha < 0.01$, mentre quelle che soddisfano il requisito $0.9 < \alpha < 1$ sono state identificate come le celle immediatamente sotto l'interfaccia, ossia contenenti liquido.

I risultati ottenuti sono visibili in figura 4.9. Siccome l'interfaccia che ci viene restituita dall'analisi non è netta, si è preferito aggiungere i valori trovati nelle celle immediatamente sopra (+) ed immediatamente sotto (-) quelle selezionate precedentemente (linea continua). Come si può apprezzare esiste un buon accordo tra i risultati, relativamente alla continuità dello sforzo di taglio.

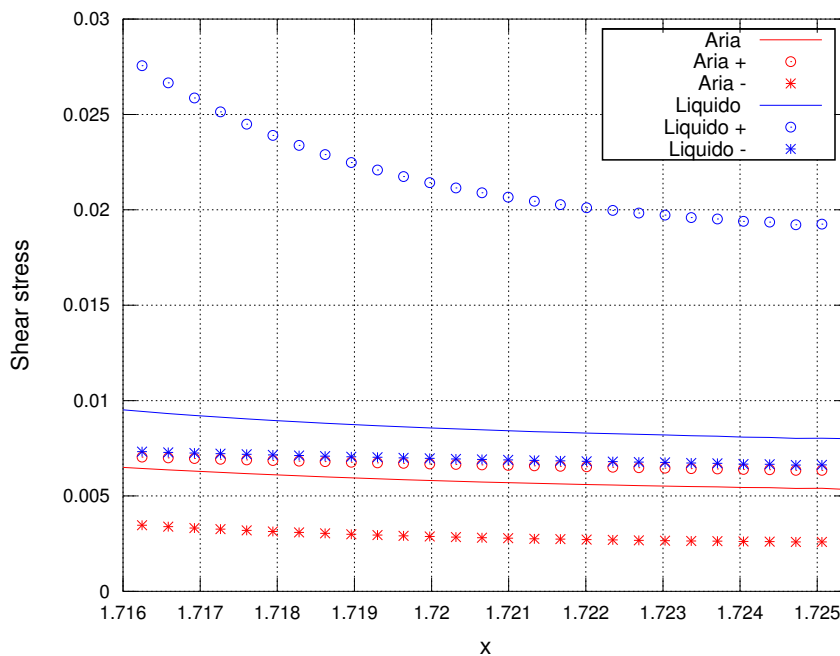


Figura 4.9: Andamento dello sforzo di taglio nelle due fasi.

In figura 4.10 viene mostrato l'andamento del residuo iniziale, relativamente al calcolo della variabile p_{rgh} , testimonianza del raggiungimento della convergenza.

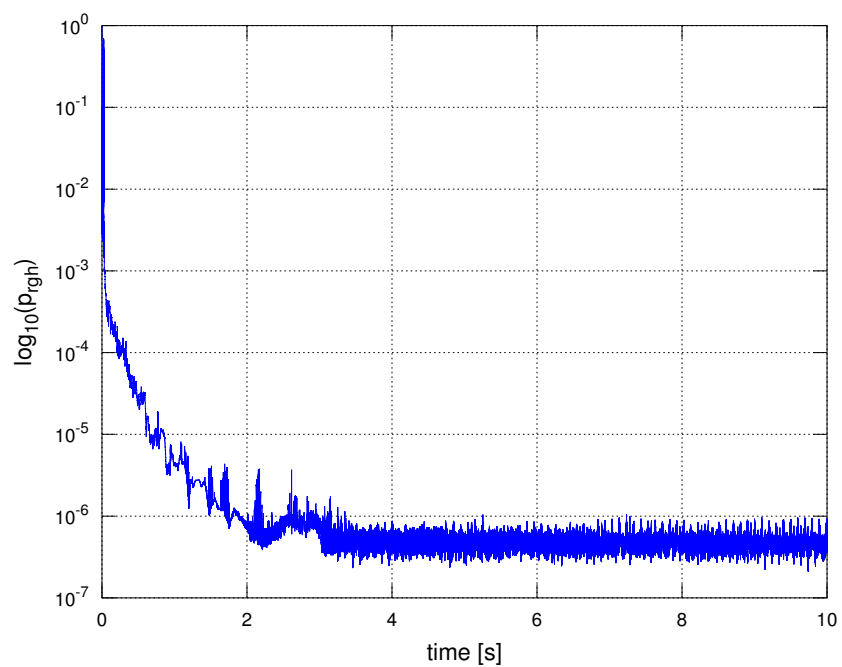
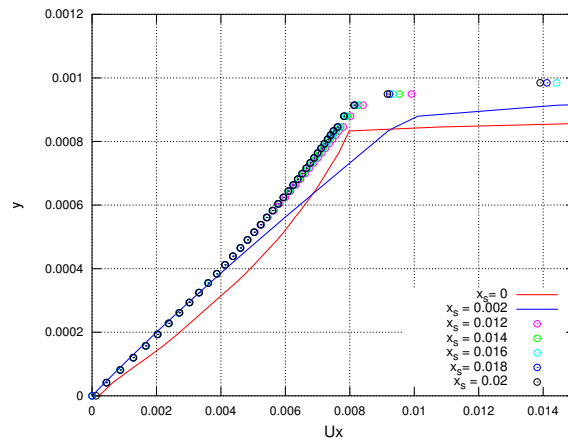
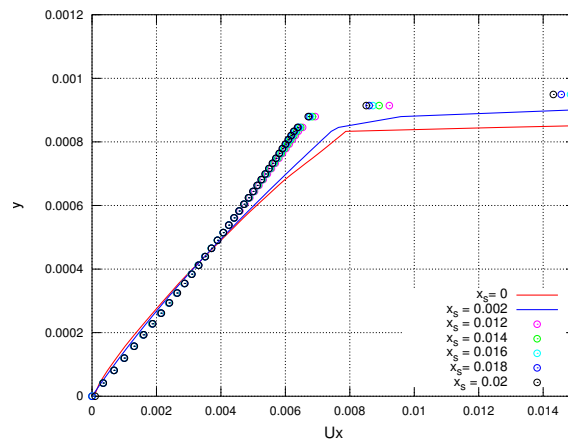


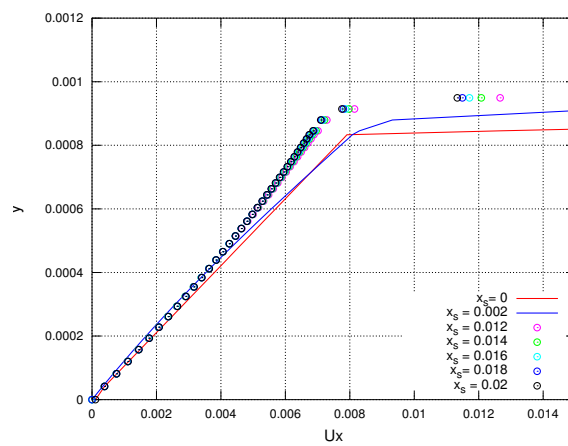
Figura 4.10: Studio della convergenza della simulazione di strato limite bifase.



(a) Evoluzione profilo concavo



(b) Evoluzione profilo convesso



(c) Evoluzione profilo lineare

Figura 4.11: Evoluzione dei profili iniziali alle diverse stazioni di x

Capitolo 5

Impatto su correnti di strato limite bifase

L'obiettivo del presente lavoro è quello di studiare l'impatto di una singola goccia su un film liquido, in presenza di una corrente esterna. Per ottenere tale risultato è necessario elaborare le conoscenze acquisite nei capitoli 3 e 4.

Nel seguito verrà presentata una descrizione quantitativa del fenomeno, attraverso le variabili raggio e altezza della corona. Inoltre verrà quantificato l'ammontare di liquido, facente parte sia della goccia che del film, asportato dall'effetto combinato di impatto e corrente di strato limite.

Non essendoci ne' risultati sperimentali ne' numerici, relativi alla fenomenologia in esame, non è stato possibile eseguire un confronto con altri dati. Verranno altresì eseguiti raffronti con il caso di impatto singolo, in condizioni di quiete, in modo da evidenziare l'effetto della corrente.

5.1 Modello in OpenFoam

Come per tutte le simulazioni descritte precedentemente, anche in questo caso verrà utilizzato il solutore *interFoam* in campo bidimensionale. Le condizioni al contorno utilizzate sono quelle riportate in tabella 4.10, relative allo strato limite bifase, mentre per l'imposizione delle condizioni iniziali relative alle zone contenenti liquido, si faccia riferimento al paragrafo 3.1, rispetto al quale è stata modificata l'altezza da cui far cadere la goccia, in modo da visualizzare la deformazione della goccia ad opera della corrente esterna.

Dominio e griglia di calcolo

Rispetto al caso si strato limite bifase è stato necessario modificare la griglia di calcolo, infatti l'aver utilizzato un *grading* in direzione parallela alla direttrice

di impatto ha portato ad avere un rapporto tra i lati delle celle, in prossimità della superficie libera, tale da inficiare i risultati ottenuti dalla simulazione di impatto stessa. Per eliminare il problema si è reso necessario aumentare il numero delle celle computazionali in direzione x , con un conseguente incremento del costo computazionale. Per ulteriori chiarimenti riguardo alla dimensione delle celle, si faccia riferimento alla tabella 5.1.

		Δx	Δy	Δz	
<i>Box 1</i>	Minima:	1.071×10^{-4}	1.087×10^{-5}	5×10^{-4}	$D/671$
	Massima:	1.071×10^{-4}	3.625×10^{-5}	5×10^{-4}	$D/201$
<i>Box 2</i>	Minima:	1.071×10^{-4}	3.78×10^{-5}	5×10^{-4}	$D/193$
	Massima:	1.071×10^{-4}	3.78×10^{-4}	5×10^{-4}	$D/19$

Tabella 5.1: Dimensioni delle celle per la simulazione di impatto in presenza di una corrente di strato limite, espresse in [m]

Nell'ultima colonna di tale tabella è indicato il numero di celle che servono a discretizzare la goccia in direzione y , mentre per quanto riguarda la direzione x tale valore è $D/68$ per tutto il campo di moto. Inoltre, per poter apprezzare l'evoluzione della corona, si sono dovute modificare le dimensioni del dominio. Rispetto al caso test di strato limite bifase, sono state aumentate fino a $0.06 \times 0.06 \times 0.0005$, ciò ha permesso di aumentare l'altezza da cui far cadere la goccia, portandola ad $h = 0.05$. Le distanze percorse sono tali da poter trascurare gli effetti dell'accelerazione gravitazionale.

Per poter eseguire la simulazione è necessario costruire il campo di moto su cui andrà ad impattare la goccia. Per fare ciò è stata eseguita una simulazione del solo strato limite bifase sul dominio prescelto. Una volta raggiunta la convergenza si è utilizzato l'istante finale di tale simulazione come istante iniziale per la simulazione di impatto.

In figura 5.1 viene riportato il campo di moto riguardante la simulazione di strato limite bifase. Si nota che avendo aumentato le dimensioni del dominio di calcolo, i profili di velocità convergono ad un nuovo valore che è più vicino alla soluzione riportata in [22], rispetto a quanto detto per la simulazione di dimensione massima orizzontale pari a 0.02, descritta nel capitolo precedente.

Si presenta in figura 5.2 l'andamento dell'altezza del film liquido. Mentre in figura 5.3 viene riportato il grafico relativo alla convergenza della simulazione, avvenuta dopo 7 giorni e 22 ore, utilizzando 24 processori.

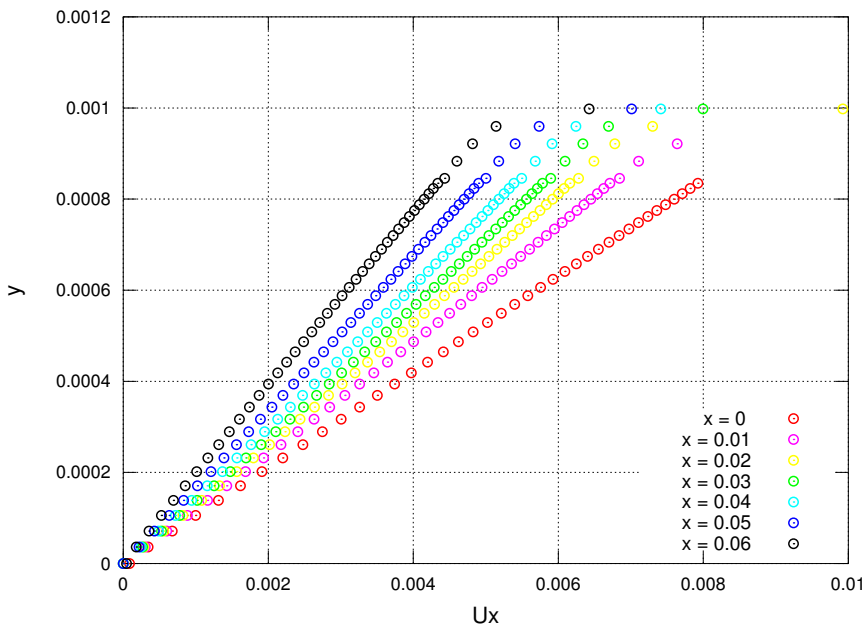


Figura 5.1: Campo di moto all'interno del film liquido.

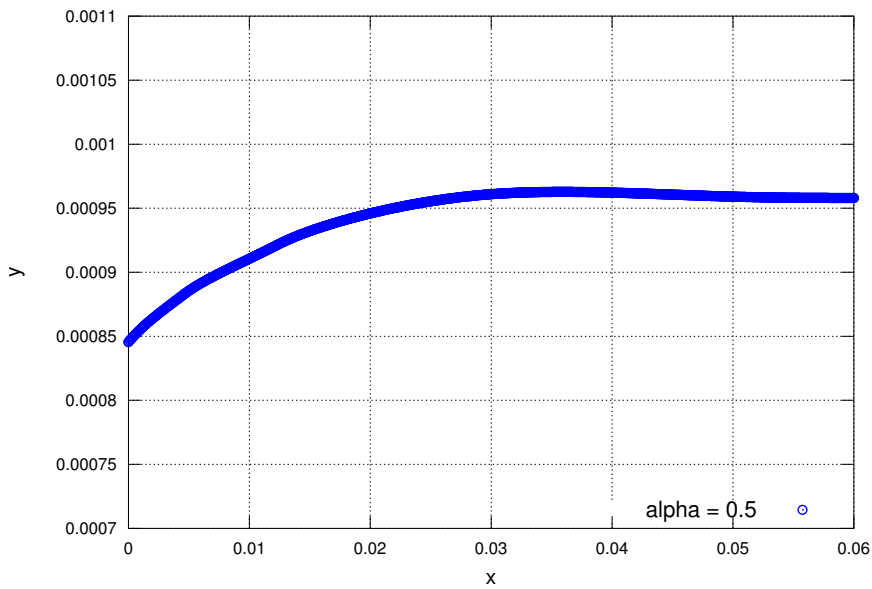


Figura 5.2: Altezza del film liquido.

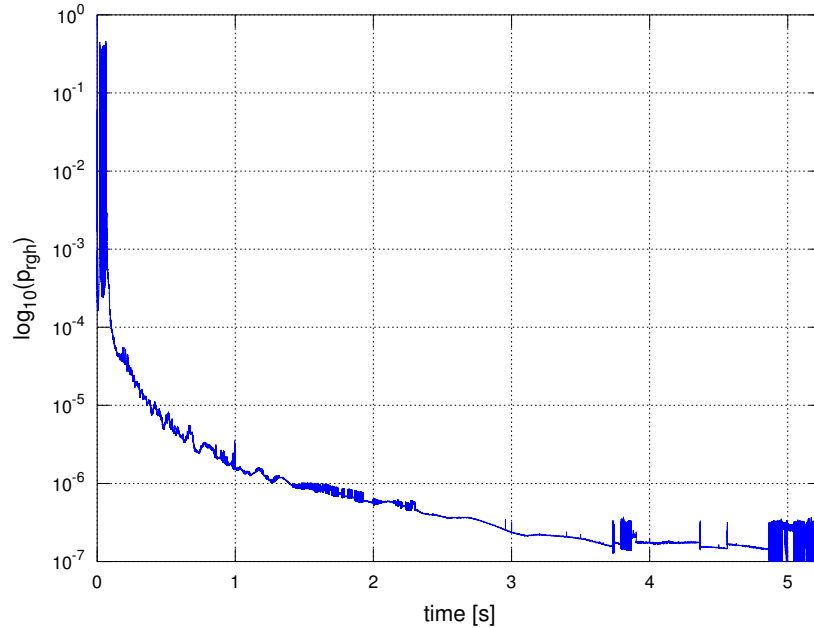


Figura 5.3: Andamento del residuo iniziale nel caso di strato limite bifase.

5.2 Risultati

In questa sezione vengono forniti i risultati quantitativi elaborati dalla simulazione di impatto. Si ricorda che anche per queste simulazioni sono state utilizzate le proprietà dei fluidi riportate in tabella 4.8, mentre per avere il quadro generale delle grandezze coinvolte si faccia riferimento alla tabella 5.2.

U_g	U_d	h_f	D	τ
2.6838	2.6838	8.455×10^{-4}	7.289×10^{-3}	2.7×10^{-3}

Tabella 5.2: Parametri della simulazione di impatto di goccia su strato limite bifase.

Caduta della goccia

Avendo aumentato l'altezza di caduta della goccia è possibile apprezzare in figura 5.4 come la sua forma venga modificata dalla corrente esterna presente nel campo di moto. In particolare nell'ultima immagine si vede che la goccia tende ad assumere una forma affusolata. Infatti questa tende ad allungarsi in direzione della risultante delle velocità, ottenuta come composizione dalla velocità della corrente esterna e della velocità di impatto, che si ricorda essere uguali in modulo.

I tempi riportati sono quelli adimensionali, considerando rispetto al capitolo 3 una differente velocità di caduta, e quindi una differente adimensionalizzazione come riportato in tabella 5.2.

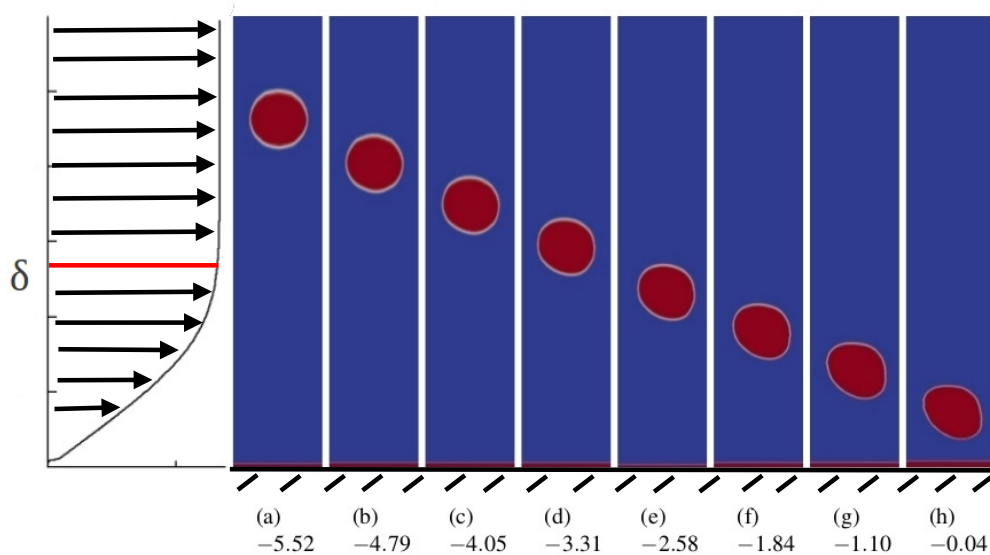
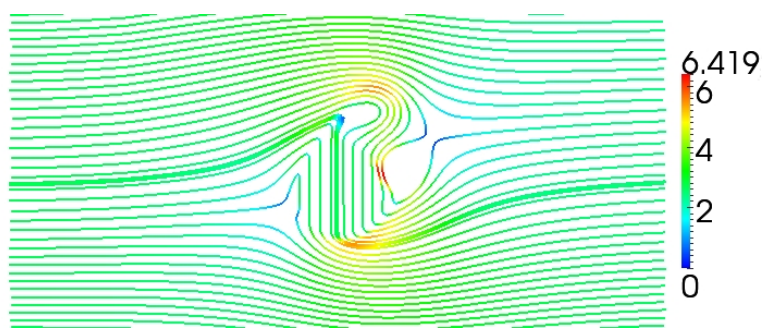
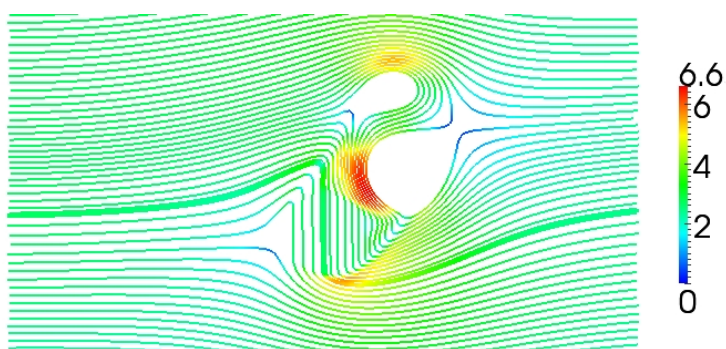
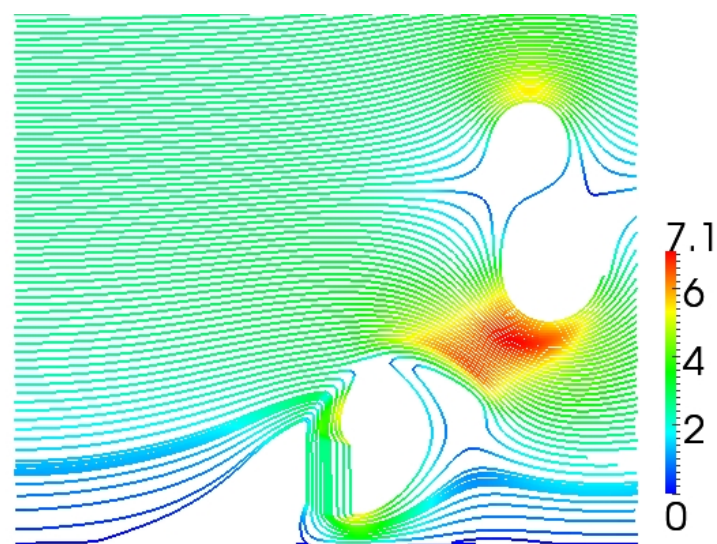


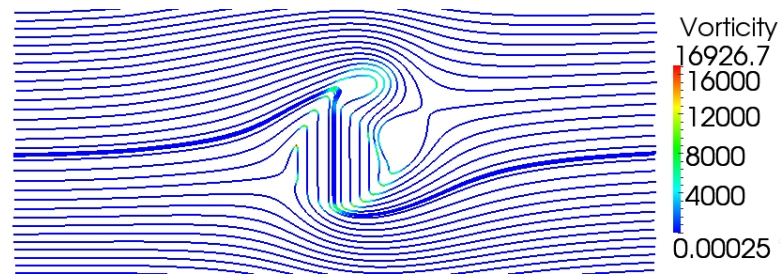
Figura 5.4: Deformazione della goccia durante la caduta.

Siccome la goccia è assimilabile ad un corpo tozzo investito da una corrente, durante il suo moto di caduta si svilupperà una scia di *Von Karman*, caratterizzata da un distacco alternato di vortici controrotanti. Anch'essa è allineata alla risultante delle velocità, ossia ha direttrice inclinata di 45° rispetto all'orizzontale.

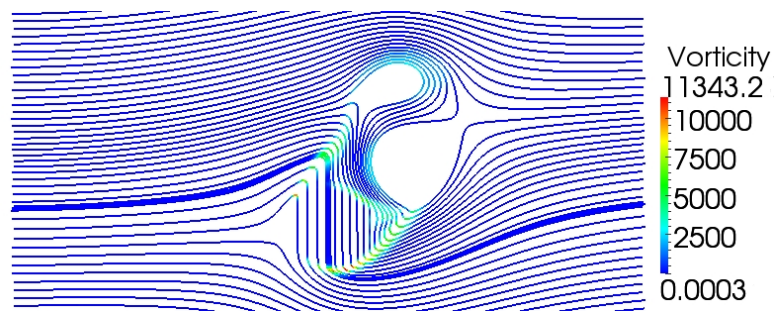
Con lo scopo di rappresentare tale fenomeno, viene riportato in figura 5.5 l'andamento del modulo della velocità, mentre nelle figure 5.6 e 5.7 vengono mostrati rispettivamente gli andamenti della vorticità e della pressione.

Inoltre si è cercato di valutare in che modo la corrente esterna influisca sulla traiettoria di caduta della goccia. Si è dunque scelto di calcolare il baricentro della goccia deformata nel momento antecedente l'impatto. A fronte di una coordinata orizzontale di partenza di 0.03 m , si è trovato un valore di 0.03034 m . Considerando che la goccia si è deformata, possiamo affermare che la corrente non ha avuto effetto rilevante sulla traiettoria di impatto.

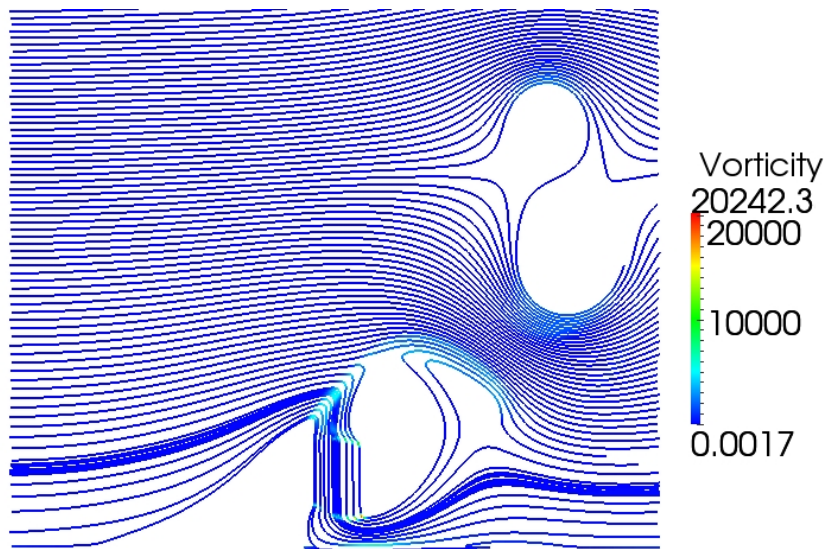
(a) $\tau = -4.78$ (b) $\tau = -3.31$ (c) $\tau = -0.04$ **Figura 5.5:** Scia di *Von Karman*, rappresentazione del modulo della velocità.



(a) $\tau = -4.78$

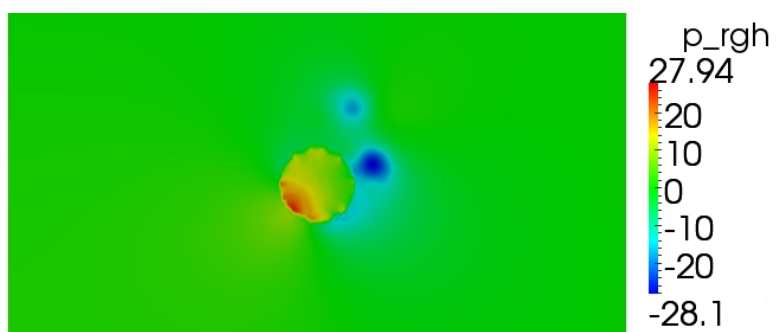
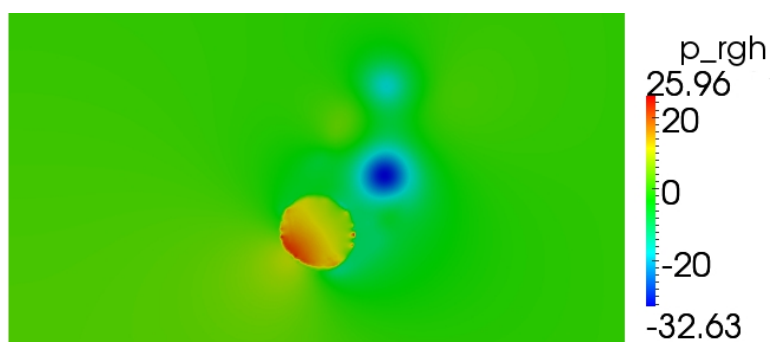
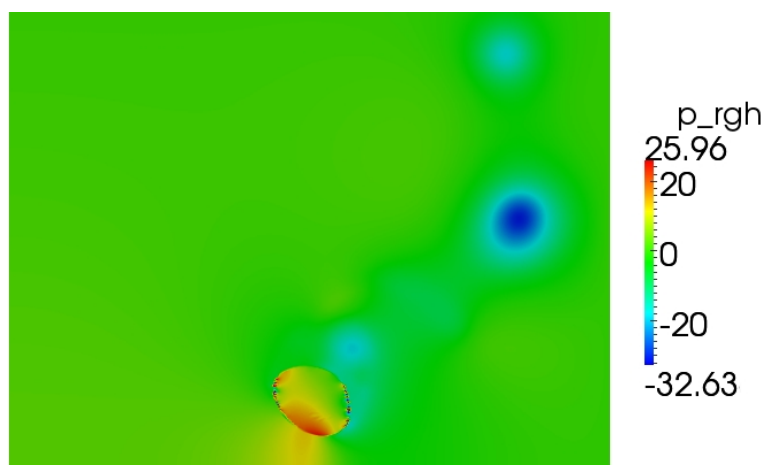


(b) $\tau = -3.31$



(c) $\tau = -0.04$

Figura 5.6: Scia di *Von Karman*, rappresentazione del modulo della vorticità.

(a) $\tau = -4.78$ (b) $\tau = -3.31$ (c) $\tau = -0.04$ **Figura 5.7:** Andamento della pressione nel campo di moto durante la caduta della goccia.

Impatto

Per la caratterizzazione dell'evoluzione del fenomeno dopo l'impatto, ci affidiamo alla descrizione che ne fanno le grandezze raggio e altezza della corona.

Nelle figure 5.9 e 5.8 è possibile vedere l'evoluzione del raggio della corona. Si è scelto di confrontare i casi in cui l'impatto avvenga in presenza o meno della corrente di strato limite. Inoltre è stato riportato l'andamento teorico ipotizzato in [14] ed espresso dalla relazione 1.3. Stime asseriscono che tale andamento sovrastimi di circa il 10% i valori sperimentali. Dal confronto si evince che se consideriamo tempi prossimi a quelli dell'impatto, i due andamenti risultano sovrapponibili, per tempi maggiori invece, si ha che la presenza della corrente esterna tende a promuovere l'avanzamento del raggio della corona nella direzione a favore della corrente, mentre questo viene ostacolato quando parliamo della parte della corona che si muove controcorrente. Il valore massimo per il tempo riportato in ascissa si riferisce al valore per il quale si inizia ad avere fuoriuscita dal dominio di parte del liquido che compone la corona, valore oltre il quale i risultati perdono di significato. Tale valore verrà utilizzato come limite anche per i grafici successivi.

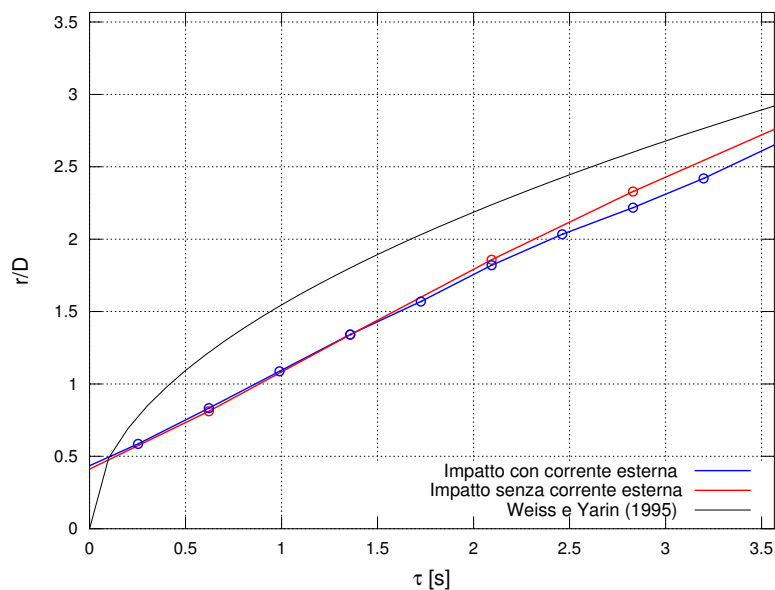


Figura 5.8: Evoluzione del raggio della parte della corona che si sviluppa controcorrente.

Per quanto riguarda l'altezza della corona, come detto precedentemente, è un parametro di difficile valutazione, in quanto soggetto al fenomeno del distacco del *rim*. Tale incertezza è incrementata dal fatto che stiamo eseguendo simulazioni bidimensionali, ed è noto che la corona per tempi elevati dopo l'impatto è

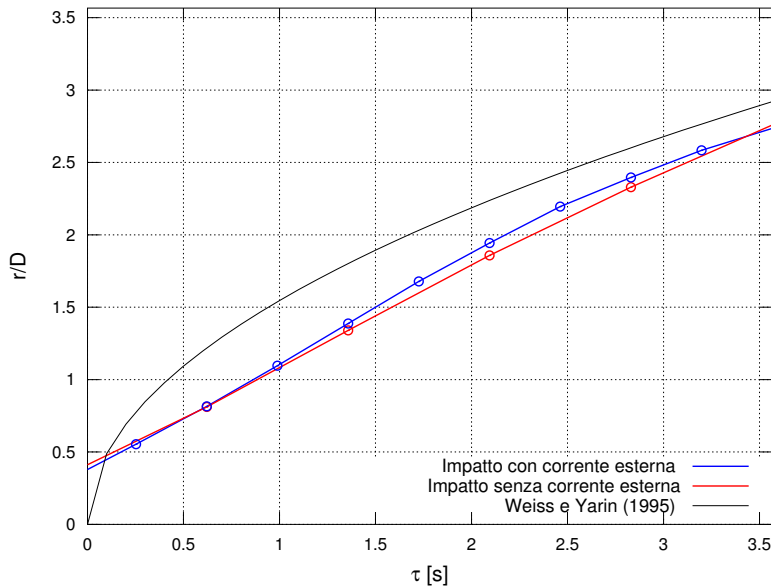


Figura 5.9: Evoluzione del raggio della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.

caratterizzata dall'eiezione di jet e gocce secondarie, fenomeni prettamente tri-dimensionali. Per questo motivo, oltre che a riportare nelle figure 5.10 ed 5.11 un'analisi quantitativa dei risultati ottenuti, si è scelto di presentarli, nelle figure 5.12 ed 5.13, sotto una veste qualitativa.

Analizzando nello specifico i grafici riportati, si evince che a differenza del caso di impatto normale, la corona in presenza di corrente esterna raggiunge altezze maggiori nel caso si tratti del ramo a favore di corrente. Questo andamento risulta accentuato soprattutto per tempi elevati. Considerando invece il ramo controcorrente, si nota che il suo sviluppo verticale viene contrastato da frequenti rotture. Tale fenomeno non è più solamente localizzato in presenza della strizione sotto il *rim*, ma avviene ad opera della corrente anche nel corpo stesso della corona. Tali rotture sono molto più distruttive e provocano un'ascensione molto rapida delle parti della corona che si sono distaccate in tale modo, aumentando la quantità di liquido che viene eiettata nella corrente.

Sempre in figura 5.12 ed 5.13 è possibile osservare il comportamento delle gocce secondarie. Si nota che pur essendocene una cospicua formazione in entrambi i casi analizzati, nel caso con corrente esterna tali gocce si trovano ad altezza maggiore rispetto al caso di impatto normale, il che favorisce l'asportazione di liquido dal campo di moto.

Per analizzare in dettaglio il fenomeno dell'asportazione di liquido, rilevante ai fine dell'accrescimento del ghiaccio, si riportano in figura 5.14 i valori percen-

tuali della massa di liquido avente una determinata velocità verticale, e che quindi presumibilmente abbandonerà il campo di moto. Tali valori sono stati calcolati come percentuale di tutta la massa di liquido presente in quell'istante nel campo di moto. Per tempi elevati si ha che la percentuale di liquido che possiede alti valori di velocità diminuisce. Questo comportamento può essere spiegato grazie all'andamento della quantità totale di liquido riportata in figura 5.15, che infatti varia nel tempo.

In un primo momento, prossimo all'impatto, abbiamo che tale quantità aumenta leggermente. Ciò è dovuto al fatto che attraverso la *patch inletBox* abbiamo un flusso di liquido in ingresso, mentre la fuoriuscita di fluido attraverso la *patch outletBox* è rallentata dall'impatto della goccia che disturba il campo di moto preesistente. Spostando l'attenzione su tempi successivi appare chiaro che la quantità di liquido presente nel dominio diminuisce, e con essa diminuisce anche la quantità di liquido avente velocità elevata. Infatti per tali istanti temporali si ha la fuoriuscita di liquido dal dominio di calcolo sotto forma di gocce secondarie. Proprio le gocce che per prime abbandonano il dominio sono caratterizzate dall'aver velocità elevate. Tale affermazione è giustificata dal fatto che, mentre le quantità caratterizzate dall'aver velocità superiori ad $U_d/2$ ed $U_d/3$ diminuiscono, l'ammontare di massa che possiede velocità superiore a $U_d/5$ continua ad aumentare.

Come detto precedentemente l'analisi per tempi superiori perderebbe di significato poichè, per tali istanti, si ha la fuoriuscita della corona dal dominio.

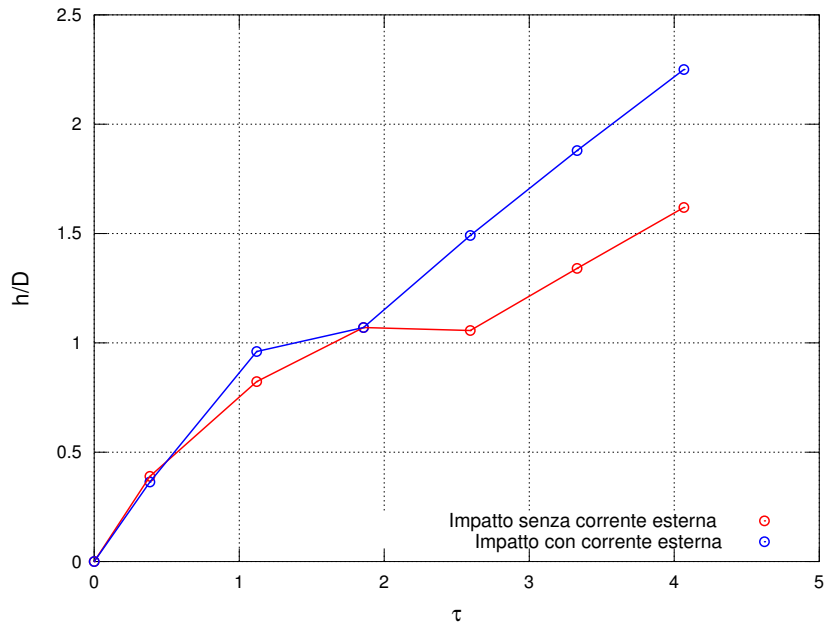


Figura 5.10: Altezza della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.

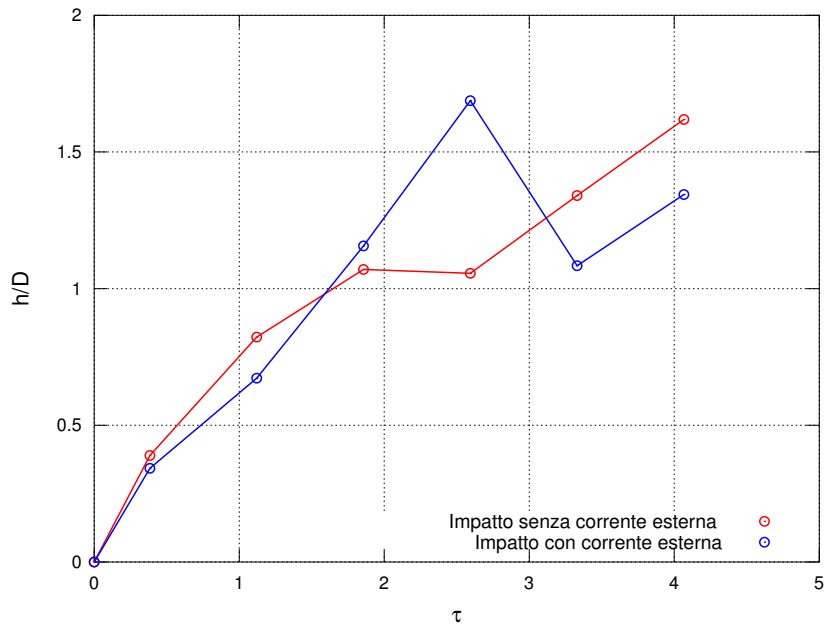


Figura 5.11: Altezza della parte della corona che si sviluppa controcorrente.

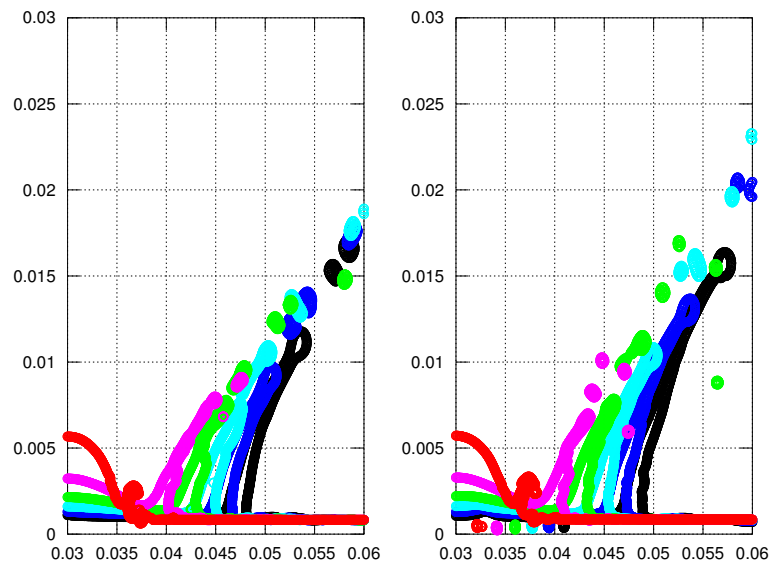


Figura 5.12: Evoluzione della parte della corona che si sviluppa a favore della corrente.
 $\tau = 0.38$ (rosso), $\tau = 1.12$ (magenta), $\tau = 1.86$ (verde), $\tau = 2.59$ (azzurro),
 $\tau = 3.33$ (blu), $\tau = 4.07$ (nero).

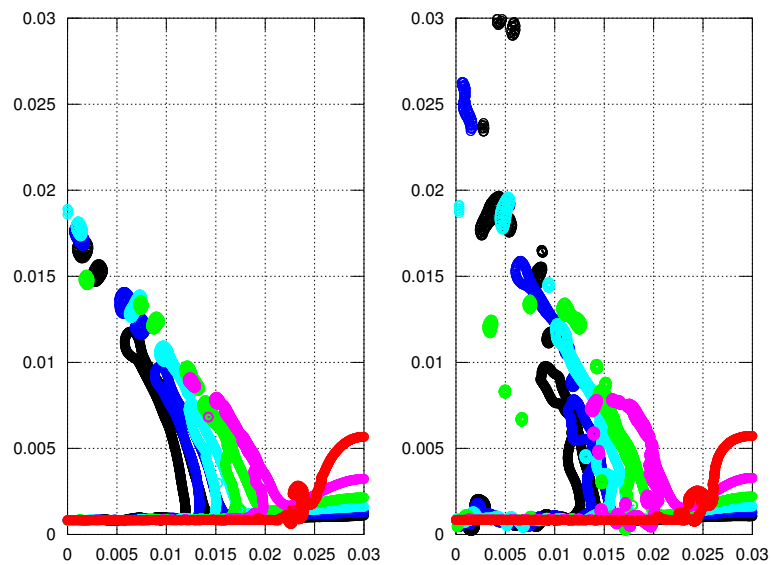


Figura 5.13: Evoluzione della parte della corona che si sviluppa controcorrente.
 $\tau = 0.38$ (rosso), $\tau = 1.12$ (magenta), $\tau = 1.86$ (verde), $\tau = 2.59$ (azzurro),
 $\tau = 3.33$ (blu), $\tau = 4.07$ (nero).

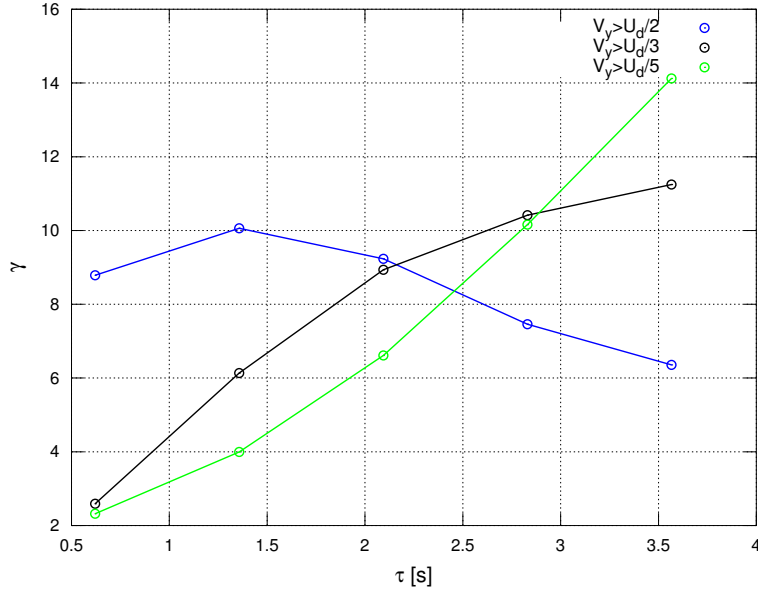


Figura 5.14: Percentuale di massa di liquido innalzata conseguentemente all'impatto della goccia.

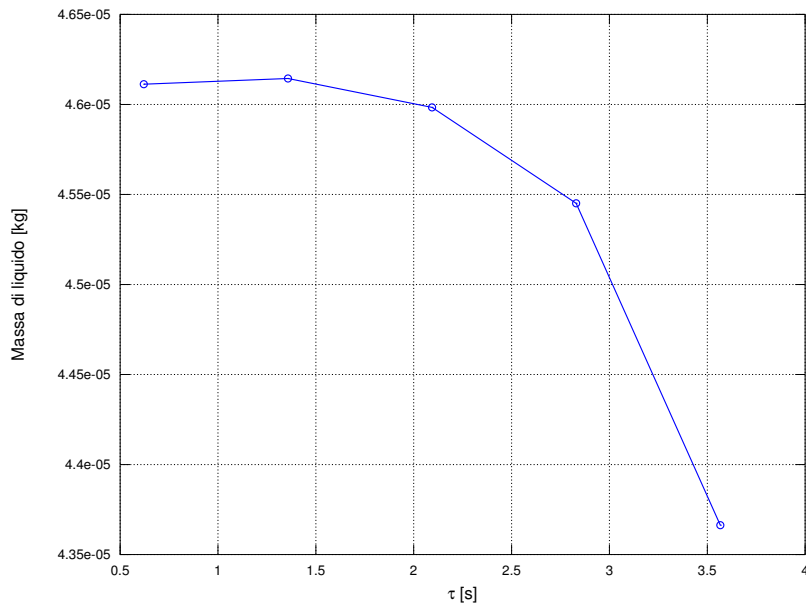


Figura 5.15: Massa di liquido all'interno del dominio.

Capitolo 6

Conclusioni e sviluppi futuri

6.1 Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi è stata svolta un'indagine numerica, in due dimensioni spaziali, di impatti di gocce su film liquido, in presenza di una corrente esterna, volta allo studio del fenomeno dell'accrescimento del ghiaccio su superfici quali ali di aerei o gondole motori.

In una prima fase sono state eseguite simulazioni di impatti singoli su film liquido sottile in quiete, con traiettoria normale alla superficie libera, finalizzati allo studio del modo in cui i fluidi di goccia e film di base agiscono nel processo di formazione della corona. Si è evidenziato che la maggior parte del liquido della corona è costituito dal film, mentre il liquido proveniente dalla goccia forma una piscina alla base dell'impatto.

Nella seconda parte si sono studiate correnti di strato limite, dapprima monofase, poi bifase, in modo da realizzare il campo di moto su cui andrà ad impattare la goccia. Come suggerito dalla letteratura, si sono ottenuti profili dall'andamento lineare con y , all'interno del film liquido, mentre per la parte aeriforme sono stati usati profili di Blasius.

In conclusione del lavoro è stato simulato l'impatto della goccia su un film liquido sottile, in presenza della corrente esterna. Siccome al momento della stesura della presente tesi non risultano all'autore essere disponibili studi sperimentali o numerici al riguardo, non è stato possibile eseguire confronti, al fine di valutare l'accuratezza del metodo utilizzato. Durante l'elaborazione del progetto sono comunque state eseguite verifiche e confronti con dati numerici e sperimentali, separatamente per le simulazioni di impatto e di strato limite bifase.

Si ritiene dunque che il codice di calcolo utilizzato nell'ambito di questa tesi, appartenente al solutore per fluidodinamica computazionale OpenFOAM permette di simulare con sufficiente accuratezza casi di impatto su film liquido sottile con splashing, in presenza di una corrente di strato limite.

La fase di post-processing ha avuto come obiettivo il calcolo della quantità di liquido avente velocità verticale superiore ad alcune frazioni di quella di caduta. Tale grandezza è utile per calcolare la quantità di liquido che effettivamente si deposita sul film di base e che quindi potrebbe concorrere alla formazione di depositi di ghiaccio e di distinguere quella che al contrario potrebbe allontanarsi dal punto di impatto.

6.2 **Sviluppi futuri**

La naturale continuazione di tale lavoro è il passaggio al caso tridimensionale, che permetterebbe di studiare più accuratamente il fenomeno del distacco di gocce secondarie in presenza di una corrente esterna, allo scopo di elaborare la quantità di liquido asportata.

Il passaggio al caso tridimensionale consentirebbe anche di utilizzare *inter-DyMFoam* modificato da Brivio [5], al fine di avere un consistente risparmio computazionale, in quanto sarebbe possibile utilizzare griglie di calcolo adattive. Il che permetterebbe di abbandonare l'utilizzo del grading della griglia in direzione parallela alla direttrice di impatto, ed i problemi relativi al contenimento del rapporto tra i lati delle celle. Inoltre a parità di tempo di calcolo e accuratezza, sarebbe possibile aumentare le dimensioni del dominio, in modo da cogliere l'intera evoluzione della corona, compreso il suo collasso, e da quantificare il reale incremento del fluido nel film indotto dalla goccia, al netto della massa di liquido fuoriuscita sotto forma di gocce secondarie.

Un ulteriore miglioramento può essere individuato nello studio dell'impatto in prossimità del bordo di attacco, e con più precisione al punto di ristagno, in modo da indagare in che modo questo influenzi l'evoluzione successiva dello strato limite. Sul fronte dell'interazione tra strato limite e film liquido è interessante simulare il fenomeno in presenza di uno strato limite turbolento, in confronto a quello laminare.

Bibliografia

- [1] *OpenFoam, UserGuide*. Available at <http://www.openfoam.org>.
- [2] *SAPAC's OpenFOAM Manual*.
- [3] N. Nikolopoulos et al. Normal impingement of a droplet onto a wall film: a numerical investigation. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 26:119–132, 2005.
- [4] P. Brambilla. Studio numerico tridimensionale dell'impatto di gocce su film liquido sottile con traiettoria non perpendicolare. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2012.
- [5] P. Brivio. Analisi numerica tridimensionale dell'impatto di gocce su film liquido sottile con metodo volume-of-fluid. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2011.
- [6] e J.A. Tsamopoulos D.N. Smyrniotis, N.A. Pelekasis. Boundary layer flow of air past solid surfaces in the presence of rainfall. *J. of Fluid Mechanics*, 425:79–110, 2000.
- [7] M. Rieber e A. Frohn. A numerical study on the mechanism of splashing. *Int.J. of Heat and Fluid Flow*, 20:455–461, 1999.
- [8] 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*, 385:299–254, 1999.
- [9] C. W. Hirt e B. D. Nichols. Volume of fluid(vof) method for the dynamic of free boundaries. *J. of Computational Physics*, 39:201–225, 1981.
- [10] M. F. Trujillo e C. F. Lee. Modeling crown formation due to the splashing of a droplet. *Physics of Fluids*, 13(9):2503–2516, 2007.

-
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] K. L. Pan e C. Y. Hung A. Prosperetti e H. N. Oguzhe. impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain. *Annu. Rev of Fluid Mechanics*, 25:577–602, 1993.
- [14] 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.
- [15] R. Purvis e S. F. Smith. Large droplet impact on water layers. In *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Gennaio 2004.
- [16] J. V Brackbill et al. A continuum method for modelling surface tension. *J. of Computational Physics*, 100(2):335–354, 1992.
- [17] L. V. Zhang et al. Evolution of the ejecta sheet from the impact of a drop with a deep pool. *J. of Fluid Mechanics*, 690:5–15, 2012.
- [18] N. Nikolopoulos et al. Three-dimensional numerical investigation of a droplet impinging normally onto a wall film. *J. of Computational Physics*, 225:322–341, 2007.
- [19] e M. Marengo G. E. Cossali, A. Coghe. The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Experiments in Fluids*, 22:463–472, 1997.
- [20] A.Coghe e M.Marengo G.E.Cossali, G.Brunello. Impact of a single drop on a liquid film: experimnetal analysis and comparison with empirical models. In *Italian Congress of Thermofluid Dynamics*, June-July 1999.
- [21] A.Coghe e S.Zhadanov G.E.Cossali, M.Marengo. The role of time in single drop splash on thin film. *Experiments in Fluids*, 36:888–900, 2004.
- [22] A.E. Alving e D. Joseph J.J. Nelson. Boundary layer flow of air over water on a flat plate. *J. of Fluid Mechanics*, 284:159–169, 1995.
- [23] M. Rein. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn. Res*, 12:61–93, 1993.

-
- [24] H. Rusche. *Computational fluid dynamics of dispersal two-phase flows at high phase fraction*. PhD thesis, Imperial College, University of London, 2002.
- [25] S. T. Thoroddsen. The ejecta sheet generated by the impact of a drop. *J. of Fluid Mechanics*, 451:373–381, 2002.
- [26] A. L. Yarin. Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing... *Ann. Rev. Fluid Mechanics*, 38:159–192, 2006.