



**POLITECNICO
DI TORINO**

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di Laurea Magistrale

Fuel dumping

Simulazione della rottura del getto in OpenFoam

Relatore

Prof. Iovieno Michele

Laureando

Dalla Pola Raffaele

Matricola

s242764

15 Ottobre 2019

Anno Accademico 2019-2020

Questa tesi è scritta in L^AT_EX.

Risorse di calcolo fornite da HPC@POLITO, progetto di Academic Computing del Dipartimento di Automatica e Informatica presso il Politecnico di Torino (<http://www.hpc.polito.it>)

Indice

Introduzione	1
1 Fuel dumping	3
1.1 Descrizione del fenomeno	4
1.2 Impatto ambientale	5
1.3 Sistema combustibile	6
1.4 Combustibile	11
1.4.1 Aviazione commerciale	11
1.4.2 Aviazione militare	12
1.4.3 Aviazione generale	13
1.5 Normativa	13
1.5.1 Large aeroplane	13
1.5.2 Large rotorcraft	15
1.5.3 In Svizzera	15
1.5.4 Manuale di controllore di volo, FAA	16
1.5.5 Manuale del controllore di volo, CAA	17
1.6 Altre soluzioni ed alcuni eventi di fuel dumping	18
2 Stato dell'arte del fuel dumping	23
2.1 Modelli di rappresentazione	24
2.1.1 AFIT Model	25
2.1.2 Fuel Dumping Impact Assessment Model (FDIAM), 1993	27
2.1.3 Fuel Jettisoning Simulation Model (FJSIM), 1994	27
2.1.4 Ricerca di Todd, 1995	29
2.2 Esperimenti sul campo	30
2.2.1 Merrington and Richardson, 1947	30
2.2.2 Cross and Picknett, 1972	30
2.2.3 Clewell, 1980	31
2.3 Esperimenti in laboratorio	43
2.3.1 Dawbarn, Nut and Pender, 1975	43
2.3.2 Wasson, Darlington and Billingsley, 1973	44

2.4	Altri risultati	44
2.4.1	Evaporazione del combustibile	44
2.4.2	Dimensione minima e massima di una goccia liquida	45
3	Getto	47
3.1	Definizione del getto	47
3.2	Primi studi sui getti liquidi in aria	47
3.3	Gli atomizzatori	48
3.3.1	Atomizzatore a pressione	49
3.3.2	Atomizzatore pneumatico	50
3.4	Getto di un atomizzatore a pressione	50
3.4.1	Analisi di stabilità	53
3.4.2	Parametri d'influenza	56
3.4.3	Regime di prima rottura	58
3.4.3.1	Regime di Rayleigh	59
3.4.3.2	Regime di prima rottura "wind-induced"	59
3.4.3.3	Legamenti	60
3.4.3.4	Regime di seconda rottura "wind-induced"	64
3.4.3.5	Regime di atomizzazione	65
3.4.3.6	Getto non turbolento	66
3.4.3.7	Getto turbolento	68
3.4.4	Formazione, distribuzione e dimensioni delle gocce	78
3.4.4.1	Distribuzione delle gocce	78
3.4.4.2	Dimensioni delle gocce	78
3.4.5	Seconda rottura	84
3.4.5.1	Modalità di rottura delle gocce	85
3.4.5.2	Collisione e coerenza	87
3.5	Getto di un atomizzatore pneumatico con flusso del gas coassiale	88
3.5.1	Stato dell'arte	89
3.5.2	Descrizione	90
3.5.3	Parametri	91
3.5.4	Goccioline	93
4	Simulazione numerica	95
4.1	Metodi di simulazione computazionale	95
4.2	Equazioni	98
4.2.1	Equazione di continuità	99
4.2.2	Equazione di bilancio della quantità di moto	99
4.2.2.1	Equazione di quantità di moto filtrata	100
4.2.2.2	Equazione dei residui	100

4.2.3	Equazione di bilancio dell'energia cinetica	101
4.2.3.1	Equazione dell'energia cinetica filtrata	102
4.2.3.2	Equazione dell'energia cinetica di sotto-griglia	103
4.2.4	Fluidi bifase	104
4.2.5	Tensione superficiale	107
4.3	Modellazione della turbolenza	107
4.4	Discretizzazione delle equazioni	109
4.4.1	Equazione di continuità	110
4.4.2	Equazione di bilancio della quantità di moto	110
4.4.3	Equazione dell'energia cinetica di sotto-griglia	113
4.4.4	Equazione di trasporto α	114
4.5	Risolutore InterFoam	116
4.5.1	UEqn.H	117
4.5.2	pEqn.H	118
4.5.3	alphaEqn.H	119
4.6	Definizione dei vari parametri	120
4.6.1	Caratteristiche del velivolo	120
4.6.2	Proprietà dell'aria	121
4.6.3	Proprietà del combustibile	122
4.6.4	Caratteristiche dell'atomizzatore a pressione	124
4.7	Metodi di discretizzazione e tipi di risolutori adottati	125
4.8	Simulazioni con un dominio 2D	125
4.8.1	Impostazioni PIMPLE	126
4.8.2	Dominio di simulazione	126
4.8.3	Condizioni al contorno e condizione iniziale	126
4.8.4	Tempo della simulazione	128
4.8.5	Effetto della densità - 1° caso	128
4.8.6	Effetto della velocità di uscita del combustibile - 2° caso	133
4.8.7	Effetto della velocità relativa tra gas e liquido - 3° caso	137
4.8.8	Velocità iniziale del gas all'interno del dominio - 4° caso	141
4.9	Simulazione con dominio 3D	143
	Conclusioni	147
	Bibliografia	149
	Bibliografia del Fuel Dumping	159
	Bibliografia del Getto	161

Notazioni

χ_{MAX} Massima concentrazione a terra espressa in kg/s

$\Gamma = \frac{\rho_l}{\rho_g} \left(\frac{Re_l}{We_l} \right)^2$ Numero di Taylor

Λ Scala integrale in direzione radiale del getto

μ_g Viscosità dinamica del gas

μ_l Viscosità dinamica del liquido

$Oh = Z^{-1}$ Inverso del numero di Ohnesorge Z

\bar{d}_v Diametro della goccia mediato sul volume

\bar{u}_s Velocità locale assiale della superficie del getto

\bar{U}_{wind} Velocità media del vento tra la velocità del vento in quota e quella al suolo

\bar{v}^* rms delle fluttuazioni di velocità radiali mediata nel tempo

$Re_l = (U_l D) / \nu$ Numero di Reynolds del liquido

$Re_x = (U_l x) / \nu_l$ numero di Reynolds calcolato utilizzando la distanza dalla sezione di uscita x

ρ_g Densità del gas

ρ_l Densità del liquido

σ_y Deviazione standard della diffusione orizzontale del pennacchio

σ_z Deviazione standard della diffusione verticale del pennacchio

SMD_i Diametro SMD della goccia all'inizio della rottura

ς_{MAX} Massima concentrazione a terra in $[kg/m^2]$

We_g Numero di Weber del gas

$We_l = (\rho_g U_l^2 D) / \sigma$ Numero di Weber del liquido

$We_{g,rel} = \frac{\rho_g (U_l - U_g)^2}{\sigma}$ Numero di Weber del gas utilizzando la velocità relativa tra i due fluidi

$We_{gp} = (\rho_g U_p^2 d_p) / \sigma$ Numero di Weber di una goccia sferica di diametro d

$We_{gSMD} = (\rho_g U_l^2 SMD) / \sigma$ Numero di Weber utilizzando il diametro della goccia SMD

$We_{l\Lambda} = \frac{\rho_l \bar{U}_l^2 \Lambda}{\sigma}$ Numero di Weber calcolato utilizzando Λ come grandezza caratteristica

\tilde{u}_p Velocità assiale della particella mediata sulla massa

\tilde{v}_p Velocità radiale della particella mediata sulla massa

a Raggio della sezione di uscita

D Diametro dell'ugello

d_p Diametro della goccia

d_{max} Diametro massimo della goccia

$k = 2\pi/\lambda$ Numero d'onda

K_z Componente verticale della diffusione degli eddy atmosferici

L_C Lunghezza di rottura del cuore del getto

L_S Lunghezza di rottura della superficie libera del getto

L_{BL} Lunghezza dello strato limite presente nella sezione di contrazione dell'atomizzatore

L_{tras} Distanza sottovento raggiunta prima di arrivare al suolo

$M = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2}$ Rapporto dei flussi di quantità di moto del gas e del liquido

P Percentuale di combustibile che giunge a terra

Q Portata espressa in [kg/s]

t_{rel} Tempo misurato dal tempo di rilascio

U_l Velocità del getto liquido

V_{ac} Velocità del velivolo

V_{rel} Velocità relativa tra velocità del getto liquido e del gas

V_{SR1} Velocità di stallo di riferimento in una specifica condizione

W Larghezza del pennacchio

x Distanza assiale dalla sezione di uscita dell'atomizzatore

$Z = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma} D U_l}$ Numero di Ohnesorge

\bar{d}_m Diametro delle gocce mediate sulla massa

L_{Send} Lunghezza finale della rottura della superficie del getto

Sommario

Lo scopo di questa tesi è di studiare alcuni aspetti del fenomeno di fuel dumping e di cercare di simulare numericamente questo fenomeno, utilizzando il programma CFD OpenFOAM.

La tesi è suddivisa in tre parti principali. Nella prima parte si presenta una ricerca sul fuel dumping investigando il fenomeno, gli studi teorici, sperimentali e numerici, l'impatto ambientale, la regolamentazione e gli aspetti progettuali. Tutti questi argomenti sono stati esposti nel primo e nel secondo capitolo, dove sono stati riportati i risultati ottenuti dalle ricerche teoriche e sperimentali.

Nella seconda parte viene analizzato, dal punto di vista teorico, un getto liquido in aria calma in primo luogo e successivamente un getto liquido coassiale ad un flusso d'aria. Questo studio viene riportato nel terzo capitolo in cui viene fornita una generica descrizione dei vari tipi di atomizzatori, la classificazione e la descrizione della rottura primaria e secondaria del getto nelle due configurazioni e i parametri che influenzano la rottura del getto. Inoltre, in questo capitolo sono riportati i risultati raggiunti dalle varie ricerche sulle dimensioni e la distribuzione delle dimensioni delle gocce. I diversi metodi numerici che possono essere utilizzati per lo studio di un getto liquido vengono presentati nella prima parte del quarto capitolo. Il capitolo prosegue con la descrizione delle equazioni, del modello di turbolenza, del metodo di discretizzazione delle equazioni e la descrizione del risolutore utilizzato in OpenFOAM. In seguito, sono state definite le proprietà dei fluidi ed altre caratteristiche legate al fuel dumping, quali: il diametro dell'atomizzatore, la velocità di uscita del combustibile, la velocità del velivolo e l'altezza di rilascio.

Nella terza parte vengono presentati, alla fine del quarto capitolo, i risultati delle simulazioni, suddivisi in due parti: simulazione in un dominio 2D e simulazione in un dominio 3D. Nella prima sezione viene analizzato l'effetto del rapporto delle densità dei due fluidi, della velocità di uscita del combustibile, della velocità relativa e della presenza di una velocità iniziale del gas all'interno del dominio di simulazione. Si è cercato infine di rappresentare la parte iniziale del getto di fuel dumping in un dominio 3D.

Capitolo 1

Fuel dumping

Con il termine fuel jettisoning o fuel dumping viene indicato il rilascio di combustibile da parte di un velivolo civile o militare direttamente in atmosfera senza essere bruciato.^[F3] Il combustibile viene rilasciato attraverso due uscite appositamente progettate posizionate in prossimità delle estremità d'ala o da un'uscita posta nel cono di coda.^[F2] Questo sistema costituisce la sola soluzione pratica mentre l'utilizzo di serbatoi aggiuntivi si dimostra in molte circostanze non desiderabile.^[F28]

Il fuel dumping viene utilizzato in condizioni di emergenza, principalmente per ridurre il peso del velivolo al di sotto del peso massimo di atterraggio ma consente inoltre di ridurre il rischio di incendio nel caso di incidenti e di diminuire l'efficienza aerodinamica in seguito alla riduzione del peso del velivolo.^[F28] Nel caso militare il rilascio di combustibile viene consentito anche nel caso di importanti requisiti operativi.^[F1] Questo sistema può essere anche adottato nella fase di decollo nel caso di perdita di entrambi i motori per aumentare la capacità di climb-out (Philips 1995).^[F1] Oggi, non tutti i velivoli commerciali sono dotati del sistema di fuel dumping. In un articolo riportato nel 2011 Alison Duquette, portavoce FAA, affermava che i velivoli narrow aisle, come A320 e 757, non presentano questo sistema che è invece presente nei grandi velivoli large aisle dotati di serbatoi aggiuntivi, come Boeing 777 e 747.^[F10] Altri velivoli dotati di questo sistema sono i velivoli long range come 747, 767, MD-11, A330, A340, A380. Comunque, la progettazione e la produzione di velivoli moderni permettono di atterrare anche nella condizione di peso massimo al decollo. Il sistema di fuel dumping è presente anche nei business jet,^[F8] negli elicotteri e il carburante può anche essere disperso in atmosfera durante la fase di rifornimento in volo dei velivoli militari e dalle valvole di sfogo contenute nei serbatoi di sfogo alle estremità d'ala.

Sia EASA che FAA indicano le condizioni in cui questo sistema è richiesto, il processo di verifica del fuel dumping system e le specifiche di sicurezza. All'interno dei manuali dei controllori di volo della FAA e della CAA vengono riportate le procedure, i luoghi opportuni e le quote per il rilascio del combustibile. Inoltre, nella documentazione informativa aeronautica (AIP) Svizzera sono specificate le azioni che devono adottare i piloti e i controllori di volo. Nel paragrafo 1.1 vengono riportate le normative.

I dati di rilascio non sono mantenuti formalmente o centralmente ma le agenzie CAA (Civic Aviation



Figura 1.1: Fuel dumping da un aereo civile

Authority) e FOCA (Federal Office of Civil Aviation) richiedono di segnalare gli eventi.^[F24, F21] Nell'ultimo paragrafo sono elencati alcuni eventi di fuel dumping avvenuti negli ultimi anni riportati negli articoli online.

Al fine di evitare che nessuna significativa quantità di combustibile raggiunga a terra, è necessario sfruttare i meccanismi di evaporazione e di rottura del getto in piccole gocce.^[F28] La quantità di combustibile che giunge a terra dipende principalmente dal tipo di combustibile rilasciato, dalla quota di rilascio e dalla temperatura a terra. In ambito militare il cambiamento del combustibile dal JP-4 al JP-8 negli anni Novanta ha determinato un cambiamento sull'impatto ambientale del fuel dumping system. Nel documento di Clewell [F1], pubblicato nel 1980, veniva riportato che nessuno studio era stato compiuto sulla tossicità delle concentrazioni di combustibile in atmosfera o al suolo e c'erano diverse concezioni del suo impatto ambientale tra le compagnie aeree e i funzionari della National Air Pollution Control Authority (NAPCA). Le compagnie aeree sostenevano che il combustibile venisse completamente vaporizzato e che non costituisse un significativo problema di inquinamento. Invece, i funzionari NAPCA sostenevano che il cherosene non vaporizzava velocemente^[F1] e che molto del combustibile rimane in atmosfera come un fine aerosol costituendo un problema di inquinamento localizzato, specie nelle rotte utilizzati per il decollo.^[F2] Per ridurre la frequenza di rilascio sono state implementate particolari politiche e procedure.^[F12]

1.1 Descrizione del fenomeno

Quando il combustibile fuoriesce dei filamenti liquidi si staccano dalla superficie libera del getto in seguito al flusso d'aria che a loro volta si rompono in piccole gocce.^[F3] Spostandoci sempre più a valle la velocità relativa tra i due flussi diminuisce e la regione di formazione delle gocce si diffonde dall'esterno all'interno del getto. Questo effetto comporta ad un intero spettro delle dimensioni delle gocce^[F4] il cui diametro ha un ordine di grandezza compreso tra $10 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ [32],^[F2] o da pochi μm a $1000 \mu\text{m}$.^[F1]

Nel 1940 Nukiyama and Tanasawa [82] scattarono delle fotografie di getti liquidi che incontrano dei flussi di aria a varie velocità. Le fotografie mostrano che il flusso d'aria ad alta velocità strappa dalla superficie liquida dei legamenti che a sua volta si rompono in gocce. Anche se i diametri del getto liquido studiati da Nukiyama sono molto più piccole di quegli utilizzati per il rilascio, questo

processo di rottura viene considerato il processo più probabile dell'atomizzazione.^[F7]

Queste gocce evaporano rapidamente e dopo pochi minuti solo il 10% del combustibile rilasciato rimane in forma liquida.^[F1] Le gocce e i vapori di combustibile sono soggetti alle forze di gravità e del vento^[F4] e subiscono:^[F2]

- Il trascinamento nella scia
- La dispersione atmosferica
- La sedimentazione atmosferica

Per un breve periodo di tempo le goccioline e i vapori di combustibile saranno trascinate dalla scia turbolenta del velivolo e saranno mescolate con i gas di scarico dei motori. La sedimentazione atmosferica avrà inizio solamente quando tutta l'energia turbolenta della scia è stata dissipata. Il vento determina la dispersione del pennacchio di combustibile.^[F1]

Nelle prime fasi della sedimentazione atmosferica possono avvenire diversi processi, per esempio le gocce più piccole possono coalescere tra di loro formando delle gocce più grandi e le gocce più grandi possono rompersi in gocce più piccole in seguito alle forze aerodinamiche. Questi fenomeni producono una ridistribuzione delle dimensioni delle gocce nella fase iniziale di caduta.^[F7] Durante la caduta, le gocce evaporano e cambiano la loro composizione dovuto alla diversa volatilità dei suoi componenti. Gli elementi più leggeri, più volatili (con meno di 8 atomi di carbonio) evaporano quasi immediatamente mentre quegli più pesanti, meno volatili (con più di 12 atomi di carbonio) non evaporano completamente. In seguito all'evaporazione, la superficie della goccia diminuisce determinando una riduzione del rateo di evaporazione fino ad interrompersi^[F1] ma l'evaporazione dipende dalle diverse proprietà dell'aria (temperatura, pressione e viscosità) che percepisce nella fase di caduta.^[F1] In pochi secondi, le gocce raggiungono la velocità finale^[F3] e il rateo di caduta dipende dalla dimensione e dalla densità che variano nella fase di caduta.^[F1]

Per predire la percentuale di combustibile che raggiunge a terra sotto diverse condizioni non è possibile considerare una goccia a singolo componente. Solo quando il numero dei componenti della goccia è piccolo è possibile rappresentare la goccia considerando diversi componenti.^[F1]

1.2 Impatto ambientale

Gli effetti ambientali prodotti dal rilascio di combustibile di liquido sono molti differenti da quegli prodotti dai gas di scarico.

Il rilascio del combustibile in atmosfera può avere un impatto sul ciclo idrologico atmosferico. Le polveri prodotte dall'erosione eolica e i sali igroscopici prodotti dagli schizzi di acqua salata costituiscono i principali siti di nucleazione per le molecole di acqua. I siti di condensazione più efficaci sono quegli classificati come "bagnabili" e i sali igroscopici appartengono a questa categoria. La presenza in atmosfera dei vapori di combustibile potrebbe trasformare questa tipologia di siti in "non bagnabili" ossia non agire più come siti di nucleazione producendo un aumento del particolato presente in atmosfera. Inoltre, il combustibile può ricoprire la goccia d'acqua inibendo

il loro meccanismo di evaporazione e condensazione all'interno delle nuvole e delle nebbie. Questi processi costituiscono un ciclo che ha inizio quando la forza gravitazione della goccia supera la forza aerodinamica esercitata dalle correnti ascensionali producendo la caduta della goccia d'acqua che ritorna all'interno della nuvola e poi il processo continua.^[F1]

Al Arnol Engineering Development Center studiarono sperimentalmente gli effetti sui processi atmosferici utilizzando una camera di nuvole di tipo Wilson. Sulla base dei risultati, riportati nel documento [F7], affermarono che gli effetti dei vapori del JP-4 su questi processi era trascurabile. Fu osservato che le goccioline di combustibile agivano come semi di nucleazione e i vapori venivano eliminati dal naturale processo di condensazione del vapore d'acqueo e dalle precipitazioni. In condizioni atmosferiche favorevoli alla precipitazione aumenta la percentuale del combustibile al suolo.^[F2]

La combinazione tra i vapori degli idrocarburi, l'ossido nitrico contenuto nei gas di scarico e la radiazione ultravioletta dalla luce solare innesca l'inquinamento da ossidante fotochimico. La riduzione della concentrazione di ossido nitrico dovuta alla rapida diffusione della scia e i tempi lunghi necessari per produrre livelli significativi di ossidante (diverse ore) permettono di assumere l'irrelevanza di questa tipologia di inquinamento all'interno del pennacchio.^[F2] Un altro luogo significativo per questa tipologia di inquinamento è al livello del suolo.^[F1]

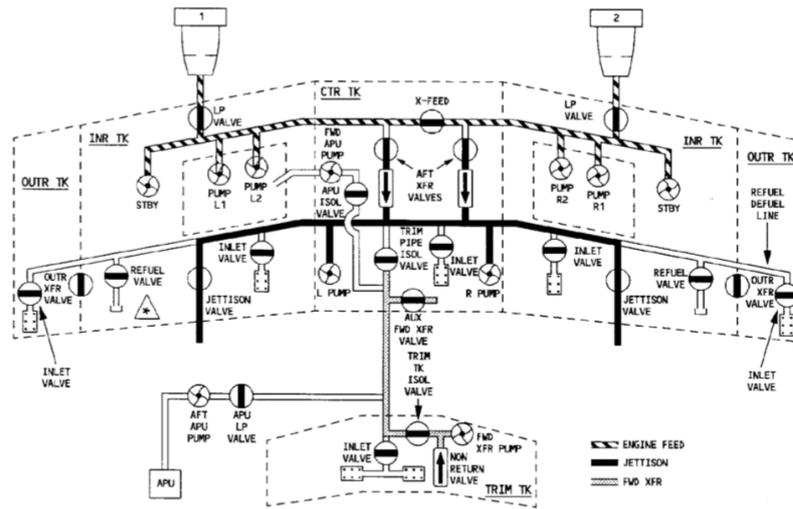
Dal punto di vista ambientale, la principale preoccupazione è quale frazione di combustibile che raggiunge il suolo prima che le gocce evaporino e si disperdano. Se il combustibile liquido raggiunge a terra ci sono potenziali conseguenze negative all'ambientali come danni alle colture o inquinamento dell'acqua.^[F3]

1.3 Sistema combustibile

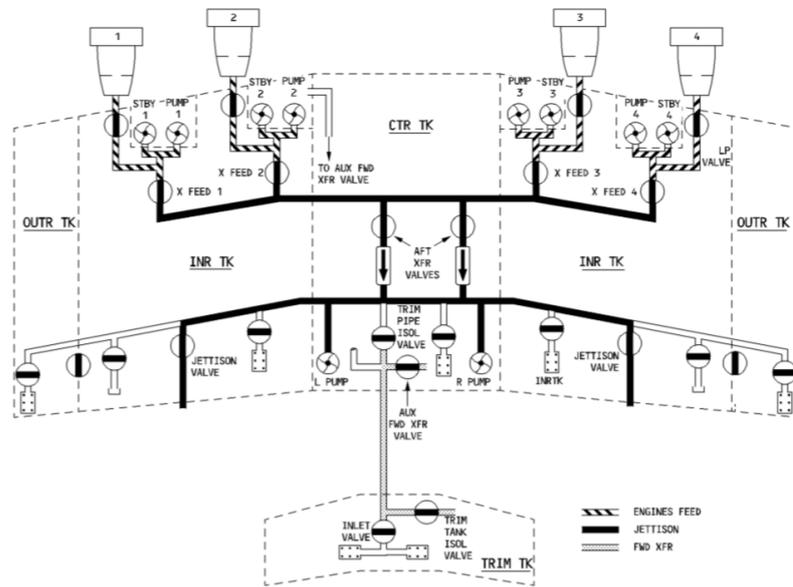
Il sistema combustibile:^[F13]

- Conserva il combustibile
- Controlla e monitora la corretta quantità di combustibile
- Trasferisce il combustibile ai motori e all'APU
- Controlla il trasferimento di combustibile per mantenere il centro di gravità all'interno dei limiti
- Mantiene combustibile nei serbatoi più esterni per ridurre la flessione dell'ala
- Consente il rilascio di combustibile in aria
- Controlla il rifornimento e lo scarico del combustibile

I componenti principali di questo sistema sono: serbatoi, pompe principali e di standby, valvole, sistema di rifornimento, computer.



(a) A330. Figura da [F13]



(b) A340. Figura da [F14]

Figura 1.2: Sistema combustibile in modalità fuel dumping

Il combustibile nei velivoli Airbus A330 e A340 è contenuto nell'ala, nella sezione centrale e nello stabilizzatore orizzontale e, all'estremità dell'ala e dello stabilizzatore, sono posti i serbatoi di sfiato (figure 1.2a e 1.2b, tabella 1.1).

Il combustibile inviato ai motori viene aspirato solamente dai serbatoi alari più interni tramite le pompe principali e/o quelle di standby. Nel velivolo A330 ci sono 3 pompe combustibile per ogni semiala: 2 pompe principali nella cella di raccolta e 1 pompa di standby all'esterno di essa; invece, nel velivolo A340, c'è una cella di raccolta per ciascuno motore a cui interno ci sono una pompa principale e una pompa di standby (figura 1.2a).^[F13] Durante il normale funzionamento tutte le pompe principali sono in funzione ma, nel caso di malfunzionamento o di spegnimento di una pompa principale, la pompa di standby si attiva.^[F13, F14] Inoltre, sono presenti altre pompe che consentono di trasferire il combustibile nei vari serbatoi e di alimentare l'APU, in particolare

		Semiala		Centro	Coda	Totale
		Più esterna	Più interna			
A330	l	3650	42000	41560	6230	139090
	kg	2865	32970	32625	4891	109186
A330	l	3650	42775	42420	6230	141500
	kg	2865	33578	33300	4890	111078

Tabella 1.1: Capacità dei serbatoi dei velivoli Airbus A330 e A340 (peso specifico 0.785 kg/l).

Tabella da [F13, F14]

ci sono 1 pompa nel serbatoio di coda nel caso A330, 2 pompe nel serbatoio centrale, 2 pompe per APU. Il combustibile viene trasferito:^[F13, F14]

- Dal serbatoio centrale ai serbatoi alari più interni
- Da serbatoio posteriore ai serbatoi più interni quando ogni serbatoio alare interno si svuotato oltre 4000 kg nel A330 e 5000 kg nel A340
- Da serbatoio più esterni ai serbatoi più interno quando ogni serbatoio interno si svuotato oltre 3500 kg nel A330 e 4000 kg nel A340

Può avvenire sia un trasferimento dai serbatoi più interni al serbatoio di coda, per una funzione di trim, sia un trasferimento dal serbatoio di coda al serbatoio centrale.

L'alimentazione di ciascun motore viene interrotta dalla valvola di bassa pressione attivata mediante il pulsante di incendio al motore o dall'interruttore principale del motore. Ad ogni motore è associata una valvola "crossfeed" che consente ad ogni pompa di alimentare tutti i motori quando è aperta e di separare il sistema combustibile, in due parti nel caso A330 e in quattro parti nel caso A340, quando è chiusa. Nei casi di emergenza elettrica e di fuel dumping la valvola si attiva in maniera automatica.^[F13, F14]

Su ciascuna semiala sono presenti un bocchettone e un pannello di controllo e un terzo pannello di controllo è posto sotto la semiala destra in corrispondenza dell'attacco ala-fusoliera. All'interno della cockpit è possibile monitorare il rifornimento.^[F13, F14]

Per azionare il sistema di fuel dumping è necessario premere entrambi i pulsanti posti nel pannello superiore (figura 1.3a). Quando il sistema viene azionato:

- Tutte le valvole "crossfeed" vengono aperte e tutte le pompe principali e di standby vengono azionate
- Il combustibile viene trasferito dal serbatoio di coda al serbatoio centrale e nel A330 il trasferimento avviene per gravità fin tanto che l'assetto di beccheggio è inferiore a 3°, nel caso di malfunzionamento della pompa di coda. Inoltre, viene trasferito dal serbatoio centrale a quegli principali.

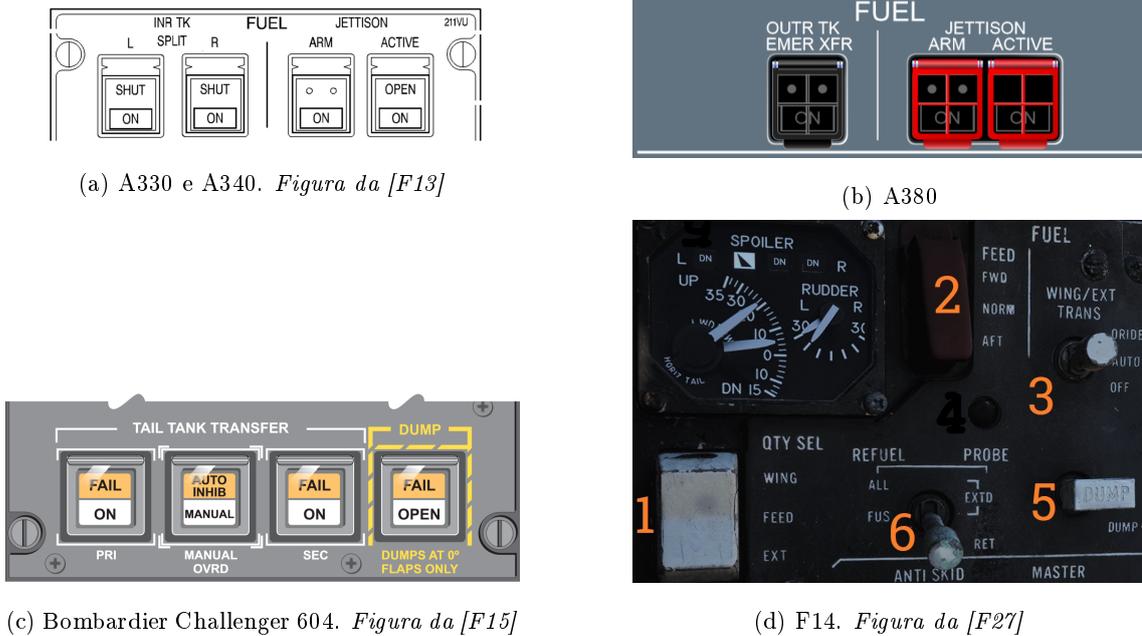


Figura 1.3: Overhead panel

- Il combustibile viene rilasciato con una portata di 1000 kg/min escludendo il combustibile bruciato dai serbatoi più interni.

Il fuel dumping continua finché si verifica una delle seguenti situazioni:

- Disattivazione da parte dell'equipaggio
- Il sensore di basso livello del serbatoio più interno diventa asciutto
- Il FCMS (Flight Management and Control System) interrompe il rilascio ad un livello di combustibile indicato nel MCDU (Multi-function control and display unit) (figura 1.4)
- La quantità combinata di combustibile del serbatoio interno è inferiore a 10000 kg nel caso del velivolo A330

La società Boeing non raccomanda alle compagnie aeree procedure di fuel dumping improvvisate come il rilascio da un solo lato nel caso di incendio ad un motore perché è inefficace, aumenta il tempo di rilascio e il carico di lavoro dell'equipaggio.^[F5]

Nel velivolo Bombardier Challenger 604 il combustibile viene rilasciato dal cono di coda con una portata di circa 45 – 55 kg/min (figura 1.5a), nel caso di mancato trasferimento del combustibile dal serbatoio di coda al serbatoio ausiliario. Il sistema di fuel dumping viene azionato da un interruttore protetto "DUMP" posizionato nel pannello di controllo del combustibile (figura 1.3c). Dopo cinque minuti dall'attivazione un messaggio EICAS (Engine-indicating and create-alerting system) viene visualizzato per ricordare dell'apertura della valvola.^[F15]

Nel velivolo militare F-14 il rilascio di combustibile avviene nella parte posteriore del velivolo (figura 1.5b). Nella console verticale sinistrale è posto il pannello di gestione del combustibile in

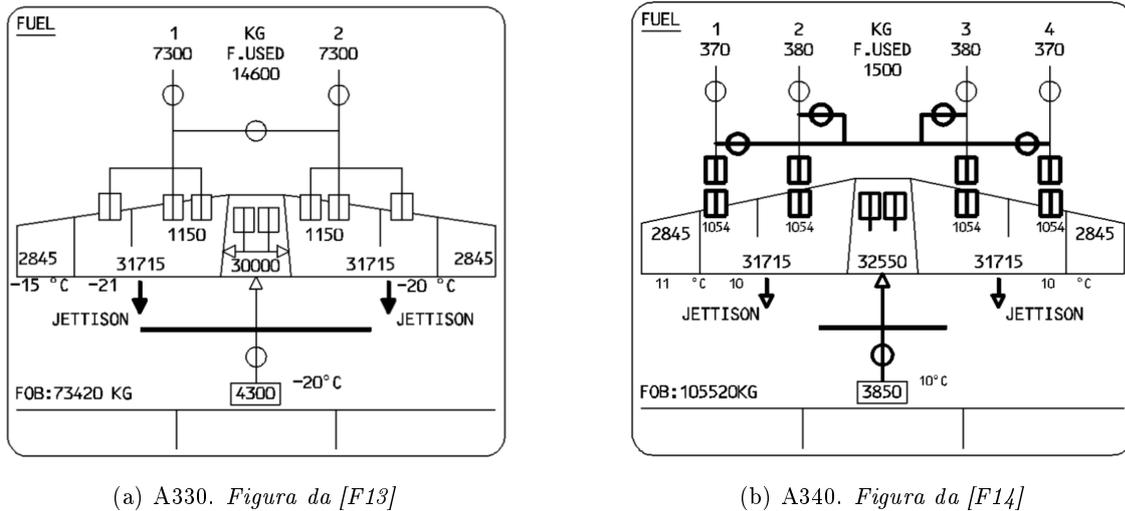


Figura 1.4: ECAM (Electronic Centralised Aircraft Monitor)

cui sono presenti, figura 1.3d:[F27]

- L'interruttore di selezione dei serbatoi in cui visualizzare la quantità di combustibile contenuta nei serbatoi interni ed esterni (N° 1 nella figura 1.3d).
- Interruttore per trasferimento di combustibile tra serbatoi nel caso di malfunzionamenti al fine di aver il corretto bilanciamento (N° 2 della figura 1.3d).
- L'interruttore "wing/ext trans" controlla il trasferimento del combustibile dai serbatoi esterni ed alari nei sistemi di alimentazione della fusoliera (N° 3 della figura 1.3d).
- L'interruttore di "dump" (N° 5 nella figura 1.3d).
- L'interruttore per il rifornimento in volo (N° 6 nella figura 1.3d).

Quando viene attivato il fuel dumping system vengono azionati tutti i sistemi di trasferimento del combustibile che viene prelevato dai serbatoi esterni e d'estremità d'ala. Il rilascio viene impedito quando viene rilevato del peso sul carrello, quando gli aerofreni non sono completamente retratti e quando si sta utilizzando il post-bruciatore a che inietterebbe il combustibile rilasciato.[F27]

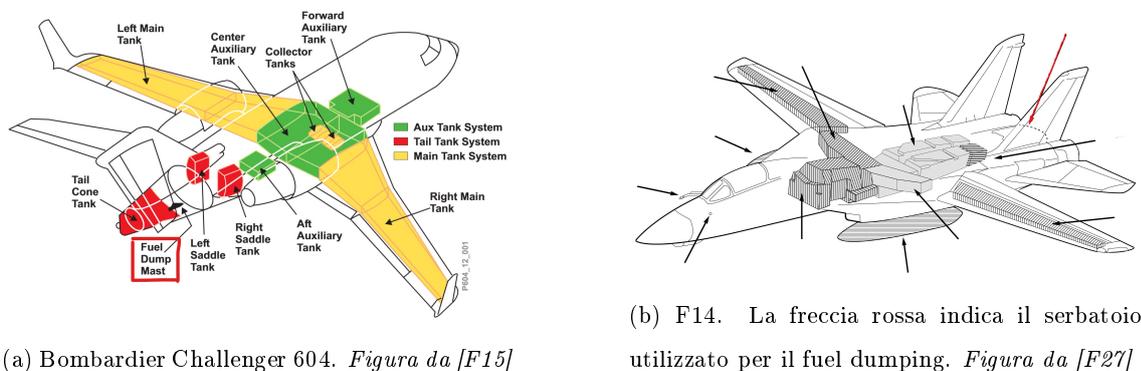


Figura 1.5: Fuel system

1.4 Combustibile

Il *cherosene* è una miscela di idrocarburi liquida ed infiammabile tipicamente di colore giallo pallido o incolore. La composizione chimica dipende dalla sua origine ma, solitamente, consiste di circa 10 idrocarburi differenti, ognuno contenente da dieci a sedici atomi di carbonio per molecola. I costituenti principali sono paraffine saturate a catena dritta e ramifica nonché nafteni (cicloparaffine a forma di anello). Il cherosene viene considerato un combustibile sicuro nella conservazione e nella manipolazione in seguito al suo flash point di 38°C . Il combustibile standard dell'aviazione commerciale è essenzialmente un distillato primario del cherosene di alta qualità e molti combustibili d'aviazione militare sono miscele a base di cherosene.^[F6]

Le due proprietà più importanti di un combustibile d'aviazione sono la qualità e il contenuto energetico ma altre importanti proprietà sono la fluidità, lubrificabilità, non corrosività, stabilità, pulizia e volatilità.^[F17] La definizione di queste proprietà vengono scelte come compromesso tra i diversi requisiti contrastanti (ad esempio la volatilità) e tenendo in considerazione che specificando dei requisiti restrittivi riducono la disponibilità del combustibile, influenzando sulla efficacia delle operazioni militari. Ad esempio, in condizioni molto fredde e per l'avviamento del motore è preferibile una alta volatilità del combustibile ma di contro una bassa volatilità evita la considerazione del bloccaggio delle pompe da parte del vapore, i problemi dovuti alla formazione della schiuma e l'eccessivo sfiato di combustibile nel caso di alti ratei di salita.^[F7] Il combustibile può essere utilizzato sia come fluido idraulico e sia come refrigerante.^[F17]

Nel caso di fuel dumping molte più gocce di combustibile si depositano nel terreno se si utilizzano dei combustibili meno volatili, come JP-8, Jet-A, JP-5 rispetto al JP-4 a parità di condizioni.^[F1]

1.4.1 Aviazione commerciale

Al momento dello sviluppo dell'aviazione commerciale negli anni Cinquanta fu scelto il cherosene come combustibile perché fu ritenuto che contenesse le migliori combinazioni di proprietà.^[F17] Le tipologie di combustibili utilizzati nell'aviazione commerciali sono:

- **Jet-A1.** È un combustibile ampiamente utilizzato fuori degli Stati Uniti d'America ed è adatto per molti velivoli con motori a getto. È un combustibile di tipo cherosene con un flash point di 38°C e un punto di congelamento di -47°C .^[F29]
- **Jet-A.** È una tipologia di combustibile normalmente presente negli Stati Uniti d'America. Ha un flash point di 38°C , un punto di congelamento di -40°C ^[F29] ed è molto meno volatile del JP-4.^[F3]
- **Jet-B.** Può essere utilizzato come alternativa del Jet-A1 ma ha una produzione limitata dovuta alla sua difficile manipolazione (alta infiammabilità) e per le migliori prestazioni fornite con climi molto freddi (Canada e Alaska^[F17]). È un distillato che include frazioni di naftalina e cherosene.^[F29]

- **TS-1.** È un combustibile disponibile in Russia e negli stati del Commonwealth of Independent States (CIS). È un combustibile tipo cherosene con volatilità leggermente più alta (flash point minimo di 28 °C) e un punto di congelamento più basso rispetto al combustibile Jet-A1 (< -50 °C).^[F29]

Il punto di congelamento è la principale differenza tra Jet-A e Jet-A1. Un punto di congelamento più basso è più adatto per voli internazionali, e rotte polari durante nella stagione invernale ma di contro una raffineria può produrre più Jet-A in quanto contiene componenti più alto bollenti rispetto al Jet-A1. La scelta di utilizzare il Jet-A negli Stati Uniti d'America fu dettata dalla preoccupazione sul prezzo e sulla disponibilità.^[F23]

1.4.2 Aviazione militare

Dopo la Seconda guerra mondiale l'USAF iniziò ad utilizzare un combustibile "wide-cut" (ad esempio JP-4) che era una miscela di idrocarburi. Si sosteneva che questa tipologia di combustibile fosse maggiormente disponibile rispetto alla benzina e al solo cherosene. A causa dei diversi svantaggi operativi rispetto ad un combustibile di puro cherosene negli anni Settanta iniziò la conversione. Gli svantaggi erano legati alla sua elevata volatilità.^[F17]

- Maggiori perdite dovuto all'evaporazione ad alte quote.
- Maggiore rischio di incendio durante movimentazione a terra.
- Incidenti di aerei alimentati con questo tipo di combustibile avevano meno sopravvivenza.

I combustibili utilizzati dai velivoli militari sono:

- **JP-5.** È una tipologia di cherosene con un alto flash point utilizzato soprattutto nelle portaerei.^[F29]
- **JP-8.** È comunemente utilizzato dalle forze aeree NATO ed è l'equivalente militare del combustibile Jet-A1 con l'aggiunta di additivi di antighiaccio e inibitori alla corrosione.^[F29] La bassa volatilità del JP-8 aumenta il tempo necessario per completare l'evaporazione a temperatura ambiente.
- **JP-1** (anche noto come avtur). Fu un primo combustibile per aviazione ed è fuori produzione.
- **JP-4** (noto anche come avtag). Per motivi di sicurezza fu gradualmente sostituito negli anni Novanta con il JP-8 ed era utilizzato principalmente dai velivoli USAF. Ancora oggi, alcune forze aeree continuano ad utilizzare questo combustibile ma costituisce una bassa produzione. Il JP-4 è l'equivalente militare del Jet-B a cui è stato aggiunto degli additivi antighiaccio ed degli inibitori alla corrosione^[F29] ed è molto volatile.^[F3] Questo combustibile può contenere da 5000 a 10000 idrocarburi che possono essere raggruppati in tre categorie principali:^[F7]
 - **Paraffine.** Costituiscono dal 75% al 90% del combustibile e le tipiche tipologie sono paraffine a catena lunga (come n-pentano), a catena ramifica (come 2, 2, 4 tri metil pentano) e cicloparaffine (come ciclo pentano).

- **Aromatici.** Rappresentano al massimo il 25% anche se in molti combustibili ne contengono dal 10% al 15%. Sono caratterizzati per la presenza di un anello di benzene e tipici aromatici sono benzene e naftalina).
- **Olefini.** Nel JP-4 sono contenuti al massimo il 5% e sono caratterizzati dalla presenza di un doppio legame tra atomi di carboni che è molto più reattivo chimicamente rispetto a quello presente negli aromatici. (Esempio di olefini sono butano, butadiene e stirene)

1.4.3 Aviazione generale

Nel 1930 fu ritenuto il primo caso in cui furono specificate le proprietà di una benzina per aviazione (avgas) in termine dei numeri di ottani. In questa situazione USAC definì una benzina Fighting Grade con un requisito minimo di numero di ottani pari a 87. I grades of avgas sono identificati dal loro indice minimo nominale antidetonante di una miscela povera. Oggi, Grade 100LL è più popolare mentre Grade 100 e Grade 80 hanno un uso limitato.^[F17]

1.5 Normativa

Nella normativa per large aeroplane vengono specificate le condizioni per cui il sistema di fuel dumping deve essere presente e le condizioni di verifica mentre, nella normativa per large rotorcraft, vengono specificate solo le condizioni di sicurezza nel caso questo sistema fosse adottato. Nella normativa relativa a small rotorcraft (CS 27) queste specifiche non sono presenti. Sia FAA che CAA specificano che i controllori di volo devono definire la rotta e la quota di rilascio e distanziano i velivoli dal velivolo che sta rilasciando il combustibile. Nei diversi manuali del controllo di volo di differenti paesi vengono specificate altitudini minime di rilascio del combustibile differente.

1.5.1 Large aeroplane

Da FAA 25.1001 [F26] e da CS 25.1001 [F22]

- a) Un sistema di fuel jettisoning deve essere installato su ciascun aeroplano a meno che non venga dimostrato che l'aeroplano soddisfa i requisiti di salita della 25.119 e 25.121(d) al peso massimo di decollo, meno il peso effettivo o calcolato del combustibile necessario per un volo di 15 minuti comprendenti decollo, go-around e atterraggio all'aeroporto di partenza con la configurazione dell'aeroplano, velocità, potenza e spinta identiche utilizzate nel soddisfare i requisiti di prestazioni di decollo, avvicinamento e atterraggio di questa CS-25.
- b) Se un sistema di fuel jettisoning è richiesto, deve essere in grado di rilasciare abbastanza combustibile entro 15 min, a partire dal peso riportato nel sotto paragrafo (a) di questo paragrafo per permettere all'aeroplano di soddisfare i requisiti di salita 25.119 e 25.121(d), supponendo che il combustibile venga rilasciato sotto le condizioni, eccetto il peso, ritenute meno favorevoli durante i test di volo prescritti nel sotto-paragrafo (c) di questo paragrafo.

- c) Il Fuel jettisoning deve essere dimostrato, a partire dal massimo peso di decollo con i flaps e il carrello non estratto,:
- 1) In una planata a motori spenti alla velocità $1.3 V_{SR1}$ (Velocità di stallo di riferimento in una specifica condizione).
 - 2) In una salita alla migliore velocità di salita con un motore non operativo, con il motore critico non operativo e i rimanenti motori alla massima potenza continua.
 - 3) In un volo livellato alla velocità $1.3 V_{SR1}$ se i risultati dei tests nelle condizioni specificate nei sotto paragrafi (c)(1) e (2) di questo paragrafo mostrano che questa condizione può essere critica.
- d) Durante i tests prescritti nel sotto paragrafo (c) di questo paragrafo, deve essere dimostrato che:
- 1) Il sistema di fuel jettisoning e il suo funzionamento sono esenti dal rischio d'incendio
 - 2) Lo scarico del combustibile è libero da qualsiasi parte del velivolo
 - 3) Combustibile e fumi non entrano in nessuna parte del velivolo
 - 4) Il funzionamento del jettisoning non influenza negativamente la controllabilità dell'aeroplano.
- e) Riservato. (FAA – per velivoli dotati di motori a pistoni devono essere predisposti i mezzi per impedire l'espulsione di combustibile nei serbatoi utilizzati per il decollo e atterraggio al di sotto il livello consentendo un volo di 45 min al 75% della potenza massima continua. Comunque, se c'è un controllo ausiliario indipendente dal controllo principale di jettisoning, il sistema può essere progettato per rilasciare il combustibile per mezzo di controllo di rilascio ausiliario.)
- f) (FAA - per velivoli con motori a turbina) devono essere predisposti i mezzi per prevenire l'espulsione del combustibile nei serbatoi utilizzati per decollo e atterraggio sotto il livello consentendo la salita dal livello del mare a 3048 m (10000 ft) e quindi permettere 45 min di crociera ad una velocità al massimo range. Tuttavia, se c'è un controllo ausiliario indipendente del controllo principale di jettisoning, il sistema può essere progettato per espellere il combustibile rimanente per mezzo del controllo ausiliario di jettisoning.
- g) La valvola di jettisoning deve essere progettata per permette il personale di volo di chiudere la valvola durante qualsiasi parte delle operazioni di jettisoning.
- h) A meno che non sia dimostrato che l'utilizzo di qualsiasi dispositivo (incluso flaps, slots and slats) per cambiare il flusso attraverso o attorno l'ala non influisce negativamente il fuel jettisoning, deve essere un presente una targhetta adiacente al controllo di jettisoning, per avvisare i membri dell'equipaggio o di volo contro lo fuel jettisoning mentre vengono utilizzati i dispositivi che cambiano il flusso d'aria.

- i) Il sistema di fuel jettisoning deve essere progettato in modo tale che ogni singolo malfunzionamento ragionevolmente probabile nel sistema non determini una condizione rischiosa dovuto al jettisoning non simmetrico di combustibile o l'impedimento all'espulsione.

1.5.2 Large rotorcraft

Da CS 29.1001 [F24]:

Se un sistema di rilascio del combustibile è installato, si applica quanto segue:

- a) Il rilascio del combustibile deve essere sicuro durante tutti i regimi di voli per cui il rilascio è autorizzato.
- b) Nel mostrare la conformità del sotto paragrafo (a) deve essere dimostrato che:
 - 1) Il sistema di rilascio e il suo funzionamento sono esenti da pericolo d'incendio.
 - 2) Nessun pericolo risulta dal combustibile e dai vapori di combustibile che incide su ogni parte dell'elicottero durante il rilascio.
 - 3) La controllabilità dell'elicottero rimane soddisfacente per tutto l'operazione di rilascio.
- c) Devono essere forniti i mezzi per impedire automaticamente il rilascio del combustibile sotto il livello richiesto per una salita con tutti i motori alla massima potenza continua dal livello del mare a 1524 m (500 ft) di altitudine and successivamente una crociera per 30 min con i motori all potenza di massimo range.
- d) I controlli per qualsiasi sistema di rilascio del combustibile devono essere progettati per permettere al personale di volo di interrompere in modo sicuro il rilascio durante qualsiasi parte della operazione di rilascio.
- e) Il sistema di rilascio deve essere progettato per soddisfare i requisiti di installazione del sistema di potenza CS 29.901(c).
- f) Un sistema ausiliario di rilascio del combustibile che soddisfi i requisiti dei sotto paragrafi (a), (b), (d) e (e) può essere installato per rilascio aggiuntivo di combustibile a condizione che abbia controlli indipendenti e separati.

1.5.3 In Svizzera

In Svizzera, il rilascio di combustibile è soggetto a delle rigorose normative della Federal Office of Civil Aviation (FOCA). Le istruzioni per l'equipaggio e i controllori del traffico aereo sono contenute nel En-route (ENR) 1.1 - General rules and procedures of Suisse Aeronautical Information Publication (AIP) al paragrafo 3 (Fuel Dumping Regulations) [F21].^[F8] Il rilascio del combustibile deve avvenire nello spazio aereo assegnato dai controllori ATC al disopra:

- 6000 ft ad una velocità di 250 kts

- 14000 – 16000 ft ad una velocità di 350 kts

Il rilascio al disotto 6000 ft è concesso solo se il volo è direttamente in pericolo. I controllori devono assistere e fornire le informazioni necessarie all'equipaggio di bordo, fornire uno spazio aereo protetto e appropriato e fornire la possibilità di rilasciare il combustibile sopra 6000 ft. Sia l'equipaggio di bordo che i controllori devono riportare l'evento al FOCA.^[F21]

La scelta dell'area di rilascio viene determinata da:^[F8]

- urgenza dell'incidente
- percorso di volo
- condizioni meteorologiche
- situazioni di traffico aereo

Non esiste delle aree di rilascio predefinite perché l'emergenza non permette di essere pianificato.^[F8]

1.5.4 Manuale di controllore di volo, FAA

Dal documento JO 7110.65X (October 2017) al capitolo 9 - sezione 4 e 5 della Federal Aviation Administration (FAA) [F20].

9-4 Fuel dumping

9-4-1 Quando viene ricevuta l'informazione che un velivolo pianifica di rilasciare combustibile, il controllore deve determinare la rotta e l'altitudine alla quale il velivolo volerà e le condizioni meteo in cui l'operazione sarà eseguita.

9-4-2 Eccetto quando il velivolo rilascia il combustibile per ragioni di emergenza, un velivolo in condizioni IFR o VFR può essere richiesto di volare ad una rotta differente.

9-4-3 Se un velivolo sta rilasciando combustibile nella condizione IFR, il controllore assegna un'altitudine minima di 2000 ft sopra l'ostacolo più alto all'interno 5 mi della rotta o dello schema che sta volando.

9-4-4 Il controllo separa i velivoli noti dal velivolo che sta rilasciando il combustibile come segue:

- Velivoli IFR ...
- Velivolo VFR identificato con radar da 5 mi e in accordo con paragrafo 5-6-1.

9-5 Jettisoning dei serbatoi esterni

9-5-1 Il controllore fornisce servizi di indirizzamento su richiesta nei luoghi dove un'area di caduta è stata stabilita per assistenza radar nel jettisoning dei serbatoi esterni:

Note.1 Ove richiesto sarà determinato un'area di caduta che sia di reciproca soddisfazione dalle torri e dei centri equipaggiate con radar in cooperazione con unità USAF locali, Air Division o civil operators e compagnie aeree civili interessate.

Note.2 FAA e la sede centrale USAF hanno concordato di consentire ai mezzi FAA l'indirizzamento dei velivoli USAF, Air Force Reserve e Air National Guard per rilasciare del combustibile di tutti serbatoi esterni cioè serbatoi all'estremità d'ala, armi speciali, JATO (Jet-Assisted Take-Off) racks. Qualsiasi servizio di indirizzamento dato agli civil operators e compagnie aeree civile che utilizzano velivoli di tipo Air Force richiede un accordo scritto tra FAA e l'utente per sollevare FAA da eventuali responsabilità . . .

1.5.5 Manuale del controllore di volo, CAA

Dal documento Manual of Air Traffic Services (MATS) - Part 1 (Ottobre 2014) alla sezione 5: capitolo 1 Aircraft Emergencies paragrafo 13 della Civic Aviation Authority (CAA) [F19].

13 Fuel Jettisoning

13-1 Ai piloti dei velivoli in volo è permesso di rilasciare combustibile in caso di emergenza. La decisione di rilascio dipende solo dal pilota ma può richiedere aiuto a ATC.

13-2 Quando un velivolo in spazio aereo controllato deve rilasciare combustibile, ATC dovrebbe coordinarsi con l'equipaggio di bordo:

- a) La rotta se possibile dovrebbe essere libera di città e paesi preferibilmente sull'acqua e lontano da aree dove temporali sono stati riportati od aspettati.
- b) La quota da utilizzare.
- c) La durata stimata del rilascio.
- d) La frequenza da essere monitorata mentre il velivolo sta rilasciando.

13-3 I controllori raccomandano all'equipaggio di volo che il rilascio del combustibile deve essere eseguito sopra 10000 ft. Eccezionalmente, se il combustibile a questa quota o sull'acqua è operativamente impraticabile o inconsistente con la sicurezza, il combustibile può essere rilasciato sopra 7000 ft in inverno e sopra 4000 ft in estate. Per combustibile rilasciato sotto questi livelli la situazione deve essere evitata.

13-4 Una separazione verticale di almeno 1000 ft tra velivoli dovrebbe essere mantenuta.

13-5 Unità ATC adiacenti e settori di controllo dovrebbero essere informati del rilascio di combustibile, includendo la coordinazione con le unità fornendo i servizi di fuori spazio aereo controllato dove la rotta del velivolo è vicina al confine con spazio aereo controllato (sia laterale che verticale).

CAA richiede la segnalazione del fuel dumping mediante un Mandatory Occurrence Report (MOR) indicando la posizione e la quantità di combustibile rilasciato.^[F24]

1.6 Altre soluzioni ed alcuni eventi di fuel dumping

Atterrare in sovrappeso o consumare il combustibile in volo rappresentano due soluzioni alternative al fuel dumping che possono essere adottate in situazioni di emergenza nel caso in cui il peso del velivolo è superiore al peso massimo di atterraggio. Molte compagnie forniscono all'equipaggio le linee guida per consentire di fare una decisione intelligente considerando tutti i fattori rilevanti della situazione.^[F5]

Brucciare combustibile o rilasciare combustibile comportano un aumento del costo del combustibile e dei costi derivante dal tempo di attesa mentre atterrare in sovrappeso comporta dei costi di ispezione straordinari.^[F5]

L'atterraggio in sovrappeso è un'operazione sicura dovuto al principio conservativo adottato nella fase progettuale. Inoltre, i carichi di atterraggio sono definiti considerando il peggiore assetto di atterraggio che produce un alto caricamento sul singolo carrello. Quando viene effettuato un atterraggio in questa condizione è necessario rispettare le velocità dei flaps riportate sulla targhetta relative alle posizioni dei flaps in atterraggio. Il caricamento sulla struttura base dell'ala può essere controllato limitando il bank angle e la società Boeing raccomanda che i fattori di carico siano limitati a quegli corrispondenti ad una virata stabilizzata di 30°. L'energia dei freni non costituisce un problema in quanto sono in grado di arrestare il velivolo a massimo peso di decollo nella fase di decollo. Esperienze di servizio indicano che il danneggiamento per un atterraggio in sovrappeso è estremamente raro.^[F5]

Gli autopiloti nei velivoli Boeing non sono in grado di atterrare in maniera automatica in condizioni di sovrappeso.^[F5]

Atterrare con un motore inattivo o un malfunzionamento del sistema è meno desiderabile che atterrare con peso inferiore al peso massimo. Tuttavia, in queste condizioni ritardare l'atterraggio al fine di ridurre il peso o rilasciare il combustibile può peggiorare la situazione.^[F5]

Dal 1972 ogni incidente all'aeroporto di Zurigo viene registrato staticamente e nella figura 1.6 vengono visualizzati il numero di rilasci e la quantità di cherosene rilasciato dal 1990 al 2001.^[F8]

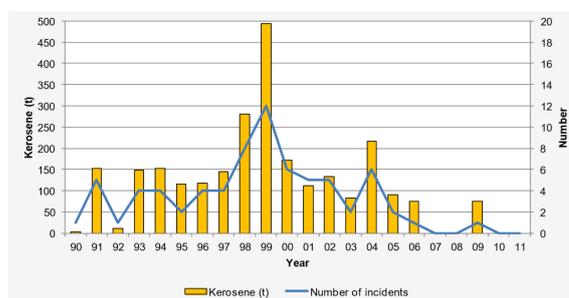


Figura 1.6: Fuel dumping all'aeroporto di Zurigo tra 1990 e 2011. *Figura da [F8]*

	Date	Aircraft	Track	# flight	Landing airport	Reasons	Source
D	17/09/2019	Boeing 777-300	Washington Dulles - Beijing	CA-818	Washington Dulles	fire engine	avherald.com, newsbreakinglive.com
B	08/07/2019	Airbus A330-200	Düsseldorf - Punta Cana	EW1140	Düsseldorf	bird strike during takeoff	avherald.com
B	03/07/2019	de Havilland Dash 8	Victoria - Calgary	QK8552	Vancouver	landing gear	avherald.com
D	03/07/2019	Boeing 777-200ER	London Heathrow - Bangalore	BA119	London Heathrow	smoke in cockpit	Aviation24.be, daylystar.co.uk
D	27/06/2019	Jaguar India Air Force			Ambala	bird strike during takeoff	indipendent.co.uk
D	22/06/2019	Airbus A340-300	Orlando -London Gatwick	DI7058	Orlando	loss of the primary hydraulic system	avherald.com, orlandosentinel.com, seattletimes.com, simpleflying
D	19/04/2019	Airbus A350-900	Hong Kong - Auckland	CPA113	Hong Kong	landing gear	airlive.net
D	16/04/2019	Airbus A330-200	Milan Malpensa - Tokyo Narita	AZ786	Milan Malpensa	thrust engine	lastampa.it, ilfattoquotidiano.it
D	15/02/2019	Boeing 777-300 ER	London Heathrow - Bangkok	TG917	London Heathrow	warning light of cargo door	The Sun
D	08/02/2019	Airbus A380	London Heathrow - Hong Kong	BA27	London Heathrow	flaps retraction problem	Aviation24.be
D	07/02/2019	Airbus A380	London Heathrow - Singapore	QF2	London Heathrow	cargo doors	Aviation24.be, dailymail.com.uk,
D	04/01/2019		Calgary - London		Calgary	unruly passenger	cbc.ca, indipendent.co.uk

	Date	Aircraft	Track	# flight	Landing airport	Reasons	Source
D	29/11/2018	Boeing 747-400	London Heathrow - Nairobi	BA65	London Heathrow	landing gear	Kentonline, Express
D	14/09/2018	Boeing 777-200ER	Los Angeles - Rome	AZ621	Salt Lake	unruly passenger	airlive.net
D	13/09/2018	Airbus A350	London Heathrow - Kuala Lumpur	MH1	London Heathrow	landing gear door	NewsinFlight.com
B	16/03/2018		Tampa - San Francisco	2051	Tampa	bird strike during takeoff	fox13
D	25/12/2017	Boeing 777-300	Toronto Ontario - Vancouver		Vancouver	landing weight	vancouver.sun.com
D	29/10/2017	Boeing 777-300	Seattle Tacoma - Seoul		Seattle Tacoma		vancouver.sun.com
B	27/10/2017	Airbus A330-303	Instabul - Montreal	TK35	Instabul	medical emergency	Interestingengineering.com
D	13/10/2017	Boeing 777-200	Atlanta - Tokyo		Milleapolis	medical emergency	vancouver.sun.com
D	07/10/2017	Boeing 777-333ER	Vancouver - Hong Kong		Vancouver	hydraulic problems	vancouver.sun.com
D	04/08/2017	Airbus A380	Sydney - Dallas	QF7	Sydney	flaps retraction problem	theguardian.com
ND	04/08/2017	Boeing 747-40	Sydney - Johannesburg	QF63	Sydney	windscreen cracked	theguardian.com
D	07/07/2017	Boeing 767-300	Seattle Tacoma - Beijing			unruly passenger	vancouver.sun.com
D	19/06/2017	Boeing 747-400	Hong Kong - Anchorage	CX3290	Hong Kong	landing gear problem	avherald.com
D	27/05/2017	Boeing 747-400 cargo	Brussels - Seoul	OZ588	Frankfurt	landing gear door	aviation24.be
D	27/03/2017	Boeing 787	Montreal - Shanghai	AC017	Montreal	engine failure	thesun.co.uk
D	20/12/2016	Boeing 763	Toronto - Tel Aviv	LY30	Toronto	fire engine	ctvnews.ca
D	25/09/2016	Boeing 777-200	Paris Orly - French Guiana Cayenne	AF852	Charles de Gaulle	techincal problems	Leparisien, ilfattoquotidiano
D	20/08/2016	Boeing 777	Auckland - Somoa ApIa	NZ296	Auckland	emergency	nzherald.co.nz

	Date	Aircraft	Track	# flight	Landing airport	Reasons	Source
D	29/03/2016	Boeing 747 - 400	Paris - Mauritius		Paris Orly	technical problems	swissinfo.ch
D	30/01/2016	Boeing 747	London - Chicago	BA295	London Heathrow	landing gear	telegraph.co.uk
D	05/01/2016	Airbus A380	Dubay - London Heathrow	EK5	Toronto	landing gear	Airflygo youtuber, airlive.net
D	23/10/2015	Boeing 787-800 drea.	Addis Ababa - Washington	ETH500	Dublin	emergency	irishTimes.com
D	30/12/2014	Airbus 340-642	Bangkok -London Heathrow	TG916	Bangkok	leaking hydraulics	dailymaily.co.uk
B	17/12/2014	Boeing 767-400	London Heathrow - Newark NJ	UA28	London Heathrow	maintenance issue	telegraph.co.uk
	09/05/2010	Boeing 777-200	Tokyo - Newark Ney Jersey		Newark	hydraulic problem	Joe Ogiba YouTuber, NJ.com
	25/03/2010	A340-300	Hong Kong - London		Hong Kong	medical emergency	theredgiraffe YouTuber
D	30/04/2009	Boeing 777	Seattle Tacoma			lost one of two engines	vancouver.sun.com, JRLZAGS03 YouTuber
D	10/03/1997	Boeing 707-300B	Shannon Ireland - Harare Zimbabwe	ZWKU	Shannon	Fire engine No 3	aviation-safety.net

Tabella 1.2: Documentazione dei rilasci di combustibile effettuati negli ultimi anni. D: fuel dumping, B: indica il consumo del combustibile in volo

Capitolo 2

Stato dell'arte del fuel dumping

Sull'evento del fuel dumping furono svolte ricerche, teoriche e sperimentali sia sul campo sia in laboratorio. Negli anni Settanta, furono svolte due importanti ricerche sul campo la prima realizzata nel 1972 da Cross and Picknett (paragrafo 2.2.2) e la seconda fu condotta nel 1976 da Clewell (paragrafo 2.2.3). Quest'ultima ricerca faceva parte di un importante studio sul fuel dumping realizzato da USAF tra 1972 e 1979 per determinare la natura, l'estensione e gli effetti ambientali dei rilasci di combustibile da parte dei velivoli Air Force. Questo studio era il risultato di una crescente preoccupazione per il potenziale degradamento ambientale del combustibile rilasciato, testimoniata:

- Dalla comunicazione inviata nel 1971 dell'assistente del segretario della difesa della salute e l'ambiente alle segreterie dei dipartimenti militari.
- Dalle diverse inchieste subite.
- Da due reclami di danneggiamento del raccolto.

Questo studio fu affidato alla Environics Division della Air Force Engineering and Services Center (ora Air Force Civil Engineer Center) e i primi responsabili del progetto furono il capitano James T. Haney e il capitano Edward R. Ricco e dal 1976 fu il capitano Harvey J. Clewell.^[F2, F1] Le ricerche condotte tra febbraio del 1972 e dicembre del 1979 possono essere divise principalmente in due aree:

- Studio delle segnalazioni dei rilasci di combustibile da parte dei velivoli USAF raccolti dal 1 gennaio del 1975 al 30 giugno del 1978. Questo lavoro aveva il compito di definire la natura e l'estensione dei rilasci di combustibile da parte dei velivoli USAF.^[F2] La relazione, composta da due volumi fu pubblicata a marzo del 1980 (Clewell III H. J. "Fuel Jettisoning by USAF Aircraft").^[F2]
- Ricerca sperimentale e modello computazionale con il fine di determinare il destino del combustibile rilasciato. La ricerca fu svolta presso la Edward Air Force Base^[F1] nel dicembre del 1976 dalla Meteorology Research Inc. sotto contratto con il laboratorio Air Force

Geophysics (ora Air Force Research Laboratory) e i responsabili del progetto furono R. E. Good e Charles A. Forsberg.^[F2, F1]. In questa area di studio furono pubblicati diversi documenti:

- **Marzo 1977** la Meteorology Research Inc. pubblicò un documento di due volumi “Fuel Dump Plume Characterization” di Merritt M. J. che descriveva in dettaglio i risultati ottenuti dalla ricerca.
- **Agosto 1978** la Air Force Geophysics Laboratory (AFGL) pubblicò la relazione “Breakup Characteristics of JP-4 Vented from KC-135 Aircraft” di Good R. E., Forsberg C. A., Bench P. M.
- **Luglio 1980** fu pubblicata sulla rivista *Journal Aircraft* l’articolo “Drop Formation and Evaporation of JP-4 Fuel Jettisoned from Aircraft” di Clewell III H. J., documento [F4].
- **Settembre 1980** fu pubblicato il documento “Evaporation and Groundfall of JP-4 Jet Fuel Jettisoned by USAF Aircraft” Clewell III H. J., documento [F1] realizzato da AFESC in cui viene fornita una descrizione del modello computazionale e dei risultati ottenuti dalla ricerca sperimentale.
- **Aprile 1983** fu pubblicata sulla rivista *Journal Aircraft* l’articolo “Ground Contamination by Fuel Jettisoned from Aircraft in Flight” di Clewell III H. J., documento [F3] in cui vengono pubblicati i risultati di calcolo del fuel dumping del combustibile JP-8.

Due importanti studi in laboratorio furono svolti nel 1973 da Wasson et al. (paragrafo 2.3.2) e nel 1975 da Dawbarn et al. (paragrafo 2.3.1) ma entrambi i risultati ottenuti in galleria del vento non sono molte valide.

Negli anni Novanta furono fatti diversi progressi sul modello di calcolo che simula la caduta libera e l’evaporazione delle gocce al fine di quantificare l’impatto ambientale e definire l’area di caduta. Il primo modello di calcolo fu sviluppato da Lowell (1959-1960) che nel corso degli anni subì delle modifiche (Clewell 1983 e Pfeifer 1994) ma negli anni Novanta furono realizzati nuovi programmi tra cui: Fuel Dumping Impact Assessment Model (paragrafo 2.1.2) e il Fuel Jettisoning Simulation Model (paragrafo 2.1.3) sviluppati dalla Continuum Dynamics Inc [F25]. Quest’ultimo trae origine dagli studi fatti sui rilasci dei pesticidi per via aerea.

2.1 Modelli di rappresentazione

Williamson and Threadgrill (1974) [133] proposero di studiare la dispersione dello spruzzo e la dinamica delle goccioline attraverso la modellazione matematica in alternativa ai test sul campo permettendo di controllare i vari parametri. Sostenevano che nel modello era necessario considerare simultaneamente il movimento nelle tre dimensioni della goccia, il trasferimento di massa dovuto all’evaporazione ed includere anche il movimento dell’aria.^[F12]

Nei modelli di rappresentazione riportati in seguito non tengono in considerazione delle possibili reazioni chimiche che possono avvenire in atmosfera.^[F1]

2.1.1 AFIT Model

AFIT Model è il risultato di una ricerca che estende il lavoro iniziato negli anni Cinquanta da Lowell (1959 e 1960) [68, 67, 66] e proseguito nei tre decenni successivi da Clewell (1983) e da Pfeiffer (1994) [F11].^[F11]

Lowell sviluppò un modello per rappresentare la caduta libera in aria calma e la simultanea evaporazione di una goccia di combustibile^[F1] JP-4 prima (1959) e poi JP-1 (1960) al fine di studiare il destino del combustibile rilasciato in atmosfera.^[F11] Le condizioni iniziali che devono essere note sono:^[F3, F1]

- La composizione e il diametro originale della goccia
- La velocità e l'altitudine del velivolo
- La temperatura della superficie

Nel 1983 Clewell apportò delle modifiche al modello sviluppato da Lowell sul JP-4 ed applicò il modello ai combustibili JP-8 e Number 2 Diesel rappresentandogli rispettivamente con 30 componenti e 27 componenti.^[F11]

Lowell descrisse il combustibile JP-4 con 10 uguali frazioni di volume distillato avente delle specifiche proprietà fisiche e chimiche.^[F1] Successivamente, Clewell rappresentò il combustibile JP-4 in maniera più dettagliata^[F3] considerando 33 componenti^[F11] ed esprimendo le proprietà fisiche in funzione della temperatura.^[F1] La rappresentazione data da Clewell ha permesso di modellare la gocciolina fino al 99,9% della massa evaporata.^[F11]

Le proprietà dell'aria all'inizio della caduta (temperatura, viscosità e pressione) sono state calcolate utilizzando il modello di atmosfera standard, una volta note le proprietà dell'aria al livello del suolo.^[F3] Al momento del rilascio, fu assunto che la temperatura della goccia fosse uniforme ed uguale alla temperatura ambiente^[F1] cioè la goccia è sempre in equilibrio con la temperatura dell'aria^[F11] e non perde nessun calore nell'evaporazione.^[F11] In seguito, Clewell considerò la temperatura iniziale della goccia pari alla temperatura di stagnazione assumendo un equilibrio termico tra il serbatoio del combustibile e il rivestimento dell'ala. Negli istanti successivi, la goccia può raffreddarsi tramite evaporazione fino a raggiungere un bilancio energetico, definito in una routine che fornisce la temperatura della goccia. Questo equilibrio permette di rappresentare i fenomeni di raffreddamento evaporativo, di radiazione, di conduzione e di insolazione.^[F1]

L'assunzione di Lowell fu fatta per velocizzare i calcoli e sosteneva che non influenzava, in modo significativo, i risultati ad eccezione di alte temperature dell'aria^[F1] (circa $30^{\circ}C$) e di piccole gocce in cui l'evaporazione è molto rapida.^[F11] Clewell osservò che la goccia si raffreddava alla temperatura di equilibrio con l'aria in circa un minuto e si manteneva alla stessa composizione, indipendentemente dalla temperatura. Inoltre, suggerì che la temperatura poteva essere considerata pari o circa alla temperatura dell'aria locale, se la simulazione dura oltre un minuto.

Per definire la dimensione iniziale della goccia Lowell utilizzò il lavoro di Merrigton and Richardson [32] sulla rottura dei getti mentre Clewell considerò una dimensione di $250 \mu m$ con l'obiettivo di ottenere dei risultati conservativi.^[F11]

Questo modello trascura l'effetto della scia del velivolo producendo una sottostima della velocità di caduta iniziale determinando un errore in altitudine di 100 m.^[F1]

La caduta della goccia viene suddivisa in una serie di piccoli intervalli di tempo.^[F1] Ad ogni intervallo vengono calcolate la massa evaporata e la distanza di caduta^[F11] le quali forniscono le condizioni iniziali del passo successivo. Questa approssimazione ad intervalli continua finché la goccia impatta a terra o perde 99,9% della sua massa iniziale.^[F1] Le parti principale del programma sono:

- **Caduta libera.** La distanza di caduta in ogni intervallo di tempo viene calcolata assumendo che nell'intera durata goccia sia sempre alla velocità finale per il suo diametro, densità e altitudine. Inoltre, ogni goccia viene considerata isolata dalle altre gocce che, secondo Lowell, produrrebbe una diminuzione della velocità. Eventuali accelerazioni e decelerazioni sono trascurabili ma Clewell incluse il calcolo del coefficiente di resistenza.^[F1]
- **Evaporazione.** Il rateo di evaporazione^[F11] e la massa evaporata della goccia sono calcolate utilizzando la legge di Raoult in cui ogni componente evapora indipendentemente.^[F1] La variazione della massa e del diametro della goccia sono utilizzati per calcolare la velocità terminale dell'intervallo di tempo successivo^[F11] e le gocce evaporate vengono rimosse dal sistema.^[F1] Clewell inserisce il rateo di evaporazione delle gocce di combustibile^[F1] utilizzando i dati sperimentali di evaporazione ottenuti da Dawbarn^[F3].

I calcoli della caduta libera e dell'evaporazione sono svolti simultaneamente.^[F11] Pfeifer [F11] incluse altri fenomeni:

- **Traposto.** Insieme nel modello un profilo di velocità rappresentativo del vento in modo da descrivere la posizione della goccia in 4D.^[F11]
- **Dispersione atmosferica.** Sviluppò un modello di dispersione in grado di utilizzare i risultati dell'evaporazione per giungere alle isoplete di concentrazione di deposizione a livello del terreno.^[F11] Lowell sviluppò, in un'altra ricerca, un modello di dispersione del JP-4 per valutare la sua infiammabilità utilizzando i risultati ottenuti dal modello AFIT^[F1]. Invece, Clewell considerò la dispersione per determinare il limite superiore della concentrazione sul terreno utilizzando un semplice modello box.

Osservazioni ottenute

Lowell concluse che non c'era nessun problema per rilasci di combustibile fatti a quote superiori a 500 ft [21] e che non c'era od era limitato il pericolo di infiammabilità in quota o a terra. Inoltre, osservo che il combustibile JP-1 non evaporava tanto prontamente quanto il JP-4 a parità di condizioni.^[F11]

Sulla base dei suoi risultati, Lowell concluse che la principale variabile di controllo che determina la perdita di massa della goccia fosse la temperatura dell'aria.^[F11]

2.1.2 Fuel Dumping Impact Assessment Model (FDIAM), 1993

Sotto contratto con il laboratorio Armstrong, Ferrenberg sviluppò questo modello nel 1993 [28] nel tentativo di ottimizzare l'interfaccia utente e di facilitare l'utilizzo del modello AFIT. Questo programma è indipendente ed estende le ricerche fatte da Lowell e Clewell.^[F12]

Il movimento e l'evaporazione della goccia furono modellati essenzialmente allo stesso modo del AFIT model ma diverse assunzioni furono rilassate per avere funzioni di calcolo migliori. Non furono assunti che la goccia fosse sempre alla velocità terminale e chela temperatura iniziale non fosse quella di stagnazione ma la temperatura dell'aria al momento del rilascio. Il movimento della goccia, l'evaporazione e la durata di caduta furono calcolati dal momento della sua creazione e la temperatura fu calcolata in base l'altitudine del velivolo.^[F12]

Per rappresentare la dispersione Ferrenberg divise il profilo di volo del velivolo in una serie di segmenti ad altitudine costante ed assunse che ogni punto del segmento sia soggetto a forze e a condizioni identiche a qualsiasi altro punto. Con questo metodo il modello calcola il trasporto e l'evaporazione di un singolo pacchetto invece della dispersione dell'intero pennacchio.^[F12] In questo modello vengono fatte le seguenti ipotesi:^[F12]

1. Il profilo di volo del velivolo può essere separato in una serie di segmenti individuali, ognuno avente direzione, altitudine e velocità costanti.
2. La direzione e la velocità del vento non cambiano durante il tempo richiesto per rilascio e sedimentazione ma fanno modificare con l'altitudine.
3. Il rateo di rilascio è costante.
4. L'altitudine durante l'evento di rilascio rimane costante.

2.1.3 Fuel Jettisoning Simulation Model (FJSIM), 1994

Come parte di un contratto con la direzione "envirionics" del laboratorio Armstrong, la società Continuum Dynamics Inc sviluppò questo modello tenendo in considerazione i modelli di Lowell, di Clewell e le ricerche compiute sull'applicazione di pesticidi per via aerei, Quackenbush et al. 1994 [90].^[F25, F12] Da quest'ultime ricerche furono prese buona parte del "modello di scia vicina" del modello AGDISP (AGricultural DISPersal) e il modello di dispersione sottovento del modello FSCBG (Forest Service Cramer, Barry, Grim). La principale modifica apportata a questi modelli fu di sostituire il modello di evaporazione basato sull'acqua con un modello di evaporazione multicomponente applicabile a combustibili idrocarburi.^[F12] Il modello contiene:^[F25]

- Un modello di evaporazione multicomponente del combustibile dettagliato e verificato sperimentalmente.
- Le condizioni meteorologiche ambientali parametrizzate.
- Le caratteristiche modellate della scia del velivolo.
- Database con le caratteristiche di molti velivoli USAF ed è possibile inserire altri velivoli.

- Una distribuzione delle dimensioni delle gocce determinate sperimentalmente.

Il modello è stato sviluppato in ambiente Microsoft Windows con un'interfaccia grafica "user - friendly"^[F12] capace di fornire numerosi elementi di input/output e di visualizzazioni. Il programma consente di stimare la posizione, la massa totale, il volume e l'estensione areale della caduta a terra valutando così l'impatto ambientale e sulla salute dei rilasci di combustibile in atmosfera da parte dei velivoli ad ala fissa e rotante.^[F25]

Nel 1993 Teske et al. [119] affermavano che U.S. Department of Agriculture (USDA) Forest e U.S Army volevano capire il "comportamento del materiale spruzzato dal tempo in cui lo spruzzo viene rilasciato dal velivolo fino a quando viene depositato o diffuso a livelli di concentrazione/dosaggio che sono ambientalmente insignificanti quando si verifica la dispersione dello spruzzo".^[F12]

La USDA Forest Service utilizzava selettivamente i rilasci da aerei per controllare i parassiti nelle foreste e la U.S. Army era interessata all'utilizzo di applicazioni spray per strategie di difesa^[F11] ma nel sito Continuum Dynamics [F25] viene affermato che USAF avviò questa ricerca per prevedere con precisione le concentrazioni di superficie del JP-8 al fine di proteggere le persone e risorse a terra.^[F25]

AGricultural DISPersal (AGDISP) e AGDRIFT

AGDISP è la piattaforma di sviluppo per la Forest Service mentre AGDRIFT è la versione normativa Spray Drift Task Force (SDTF) del modello.¹

Questi modelli studiano il comportamento del materiale rilasciato in quota, dalla formazione delle gocce alla deposizione sul terreno o sulla chioma, consentendo di valutare:^[F25]

- I percorsi di deposizione dei pesticidi sulla zona di spruzzatura
- La deposizione sottovento e fuori della zona di applicazione

Il materiale rilasciato viene rappresentato come un insieme discreto di goccioline, riunite in categorie definite da una distribuzione delle dimensioni delle gocce, da un diametro medio e dalla frazione di volume e viene esaminato sequenzialmente dal modello. Le equazioni del moto delle goccioline discrete espresse in forma Lagrangiana forniscono la posizione media del materiale rilasciato e la variazione della posizione media dovuta alle fluttuazioni turbolenti.^[F25]

Tramite dei modelli semplificati^[F11], i programmi AGDISP E AGDRIFT tengono in considerazione dell'evaporazione delle gocce e della loro interazione con l'atmosfera e con la scia del velivolo (vortici, eliche, motori a reazione)^[F25] chiamata, nel modello FSCBG, "modello di scia vicina".

Nel 1979, la Continuum Dynamics Inc. [F25] iniziò a sviluppare un modello di tipo Lagrangiano per studiare la dispersione del materiale rilasciato che portò al modello destinato alla NASA noto come AGDISP [118]. Questo metodo deriva dallo studio svolto negli anni Sessanta dalla U.S. Army

¹SDTF è un consorzio di 38 compagnie chimiche agricole stabilito nel 1990 in risposta ai requisiti sui dati di spostamento dello spruzzo da parte della Agenzia di Protezione Ambientale (EPA). Lo scopo degli studi SDTF fu di quantificare lo spostamento dello spruzzo principale da applicazioni aerea, aria compressa, chemigation, idraulica di terra. "A summary of Ground Application Studies" 1997 by Spray Drift Task Force, David Johnson

sul programma FSCBG. Il modello AGDRIFT è il risultato degli sviluppi e dei perfezionamenti apportati allo schema AGDISP ed è stato validato da 27 studi sul campo, condotti da:^[F25]

- U.S. Department of Agriculture (USDA) Forest Service e dai suoi cooperanti (1972-1995)
- Spray Drift Task Force (SDTF) (1992-1993)

Forest Service Cramer, Barry, Grim (FSCBG)

Questo codice di calcolo nacque negli anni Sessanta dalle attività di modellazione condotta da H. E. Cramer et al. [17] e successivamente modificato da Grimm and Barry (1975) [34], Dumbauld et al. (1975,1977) [24, 25] e da altri ricercatori. Il codice originale FSCBG viene utilizzato quando i processi di diffusione atmosferica diventa importante.^[F12] Questo metodo è il risultato di un lunga collaborazione tra U.S Army e la Forest Service.^[F25]

Questo schema include un modello meteorologico, il "modello di scia vicina" del modello AGDISP, dei fattori di deposizione sul terreno e sulla chioma, dei termini di penetrazione della chioma e modelli di evaporazione.^[F11] I dati di ingresso richiesti sono:^[F12]

- I dati meteorologici
- Le caratteristiche del velivolo
- Informazioni sul percorso del velivolo
- Le specificazioni dell'ugello
- Le caratteristiche materiali dello spruzzo
- Le informazioni sulla chioma

Nel 1993 Rafferty and Bower [91] svilupparono la terza versione del codice, disponibile per personal computer ed affermarono che l'effetto della scia è l'effetto dominante.

2.1.4 Ricerca di Todd, 1995

Su sponsorizzazione della direzione Environics del laboratorio Armstrong Todd svolse, nel 1995, diverse valutazioni sui vari metodi di simulazione, in particolare furono analizzati:^[F12]

1. I risultati ottenuti dai modelli AFIT e FDIAM.
2. I risultati ottenuti da un modello AFIT modificato in cui è stato aggiunto l'evaporazione superficiale del combustibile, con l'obiettivo di calcolare il tempo necessario con cui il combustibile JP-8 evapori una volta che è raggiunto a terra.
3. L'applicazione e l'utilizzabilità dei modelli che descrivono il rilascio del combustibile JP-8.
4. Le altitudini indicate per il rilascio del combustibile.

Il modello AFIT viene utilizzato in uno studio parametrico che consiste nel variare le variabili di ingresso sia per il combustibile JP-4 sia per il combustibile JP-8. In questo modello furono aggiunti solamente i calcoli per l'evaporazione superficiale e non furono apportate delle modifiche alla fisica, alla matematica e alla composizione chimica del combustibile.^[F12]

2.2 Esperimenti sul campo

2.2.1 Merrington and Richardson, 1947

Nel 1947 Merrington and Richardson [78] studiarono la rottura di vari liquidi, tra cui il combustibile lasciati cadere da una torre e da un velivolo a bassa quota. Misurando la traccia lasciata dalle gocce su una carta assorbente ed applicando delle correzioni di evaporazione, determinarono la distribuzione delle dimensioni delle gocce ma non furono in grado determinare una dipendenza della goccia dal diametro.^[F4]

Osservazioni ottenute

Utilizzando degli ugelli di diametri compresi tra 0.076 e 1.67 cm, trovarono che il diametro delle gocce mediato sulla massa (\bar{d}_m) variava in modo inversamente proporzionale alla velocità relativa (V_{rel}) con la seguente relazione.^[F4]

$$V_{rel} \bar{d}_m = 500 \nu^{1/5}$$

dove ν indica la viscosità cinematica del liquido

2.2.2 Cross and Picknett, 1972

Nel 1972 Cross and Picknett [18] svolsero una serie di esperimenti sul campo per definire la distribuzione iniziale delle dimensioni delle gocce rilasciate dai combustibili Avtag (JP-4) e Avtur (JP-1).^[F12] Al combustibile fu aggiunto 0,5% di Unitex SWN che è altamente fluorescente sotto le radiazioni ultraviolette^[F7] in modo che le gocce fossero visibili sulla carta da filtro.^[F1]

In Inghilterra,^[F1] nell'agosto del 1972 ^[F11] il velivolo inglese "Buccaneer"^[F1] volò per 4 volte^[F1] ad una altitudine inferiore di 15 m ad una velocità di 120 m/s rilasciando il combustibile da un tubo di scarico di diametro 6 cm con una portata di 7.5 kg/s in direzione perpendicolare al flusso dell'aria.

Lungo la rotta di rilascio furono posizionati delle carte da filtro^[F1] e le dimensioni delle gocce furono determinate dalla quantità di Unitex SWN residuo rimanente sui filtri.^[F7]

Osservazioni ottenute

Questa ricerca presentava delle limitazioni:

- Non potevano essere visualizzate le gocce con diametro inferiore a 40 μm .^[F7]
- Confrontando la quantità rilasciata e la quantità raccolta, solo il 55% del combustibile rilasciato poteva essere considerato. Le perdite furono attribuite all'evaporazione delle gocce

e all'erba alta che circondava la carta da filtro o al fatto che molto più gocce di combustibile, di quanto ritenuto da Cross and Picknett, di dimensione inferiori a $50 \mu\text{m}$ siano cadute fuori dalla zona di rilevamento.^[F7] Clewell utilizzando un modello di evaporizzazione predi che circa il 40% di combustibile sarebbe evaporato.^[F1]

In questa ricerca il combustibile fu rilasciato in direzione perpendicolare rispetto alla direzione dell'aria e fu ottenuto un diametro mediato sulla massa $\bar{d}_m = 240 \pm 10 \mu\text{m}$, un diametro massimo $d_{max} = 400 \pm 15 \mu\text{m}$ ^[F11] e un diametro minimo di $40 \mu\text{m}$.^[F1] Questi valori furono poi corretti al fine di ottenere i valori corrispondenti al caso in cui i rilasci fossero nella stessa direzione dell'aria e i valori ottenuti furono $\bar{d}_m = 270 \mu\text{m}$ e $d_{max} = 680 \mu\text{m}$.^[F11] Cross and Picknett osservarono una diminuzione delle dimensioni delle gocce all'aumentare della velocità dell'aria e una diminuzione dell'aria all'aumentare della portata di rilascio. La distribuzione iniziale delle gocce appariva essere indipendente dal tipo di combustibile.^[F11]

I due ricercatori stimarono la frazione di combustibile che giunge al suolo in funzione dell'altezza di rilascio e della temperatura a terra, utilizzando i risultati ottenuti da Lowell in cui era stata considerata un'altezza di rilascio di 300 m. Per altezze superiori a 300 m, Cross and Picknett utilizzarono la stessa curva percentuale di evaporazione e diametro della goccia, utilizzata per i primi 300 m, ma, ignorando il cambiamento di composizione, sotto stimarono la percentuale di combustibile raggiungente il terreno.^[F1]

2.2.3 Clewell, 1980

Il modello computazionale, sviluppato nella ricerca di Clewell, aiutava ad interpretare i risultati ottenuti sul campo^[F11] e simulava contemporaneamente l'evaporazione e la caduta libera in atmosfera delle gocce di combustibile. Questo modello utilizzava le misurazioni di distribuzione delle dimensioni delle gocce fatte nella parte sperimentale^[F1] a causa dei differenti risultati ottenuti da Cross and Picknett [18] e da Wasson et al. [130].^[F11] La teoria non è in grado di predire la distribuzione delle dimensioni delle gocce prodotte al momento del rilascio.^[F1]

Gli misurazioni sperimentali furono effettuate in volo eliminando l'influenza dell'effetto suolo, prodotto dai vortici di estremità d'ala, sulle gocce che era invece presente nello studio di Cross and Picknett [18].

Il velivolo cisterna KC-135 volò a diverse velocità (154 m/s, 170 m/s, 180 m/s) e a diverse quote di rilascio di 1580 m, 3730 m e 6250 m.^[F4] Il combustibile fu rilasciato con una portata di 56 kg/s nella direzione di vento favorevole, per minimizzare lo spostamento laterale del combustibile rilasciato,^[F4] attraverso un "boom" di diametro di 10.1 cm in due diverse configurazioni: in posizione alloggiata e in posizione di rifornimento (Il "boom" è lo strumento utilizzato per il rifornimento in volo).^[F1]

Il velivolo di campionamento, Piper Navajo, volò dopo 90 s, per motivi di sicurezza, ad una velocità di 80 m/s attraverso la scia del velivolo cisterna e continuò a volare sull'area di rilascio a diverse altezze. Il velivolo passava perpendicolarmente al pennacchio ad eccezione dell'ultima uscita in cui

volò direttamente lungo la lunghezza del rilascio, ottenendo dei risultati migliori. Ad ogni singolo passaggio del Piper Navajo fu ottenuto un conteggio continuo delle particelle da 30 s fino a 45 s ^[F1] ed era equipaggiato con degli strumenti utilizzati solitamente nelle misurazioni atmosferiche,^[F4] in particolare:

- Strumenti ottici delle dimensioni delle gocce tra cui tre spettrometri di particelle^[F1] e un foil impactor che fu fatto volare per alcuni voli per registrare l'impressione d'impatto delle gocce aventi un diametro più grandi di 250 μm .^[F4]
- Analizzatore dei vapori di idrocarburi.^[F1]
- Nefilometro integrante.^[F1]

La nuvola di combustibile fu visibile dopo 10 min, sotto certe angolazioni dei raggi solari^[F1] ed era costituita solamente dalle particelle di piccole dimensioni. Invece, le particelle più grandi non erano visibili ad occhio nudo e la loro individuazione poteva essere tentata pilotando il velivolo di campionamento in regioni sospette, individuate utilizzando il tracking radar in tempo reale del velivolo cisterna o quello di campionamento. Il velivolo Piper Navajo aveva frequentemente il parabrezza ricoperto con delle piccole gocce simili a quelle incontrate guidando nella nebbia. Questo evento fu indicato come "Evento Splash" e fornivano ulteriori indicazioni sulle dimensioni delle gocce.^[F4]

In totale, furono effettuati 12 rilasci suddivisi in base alla quota di rilascio come:^[F1]

- 6 rilasci a 1580 m indicati come: 2/2, 2/3, 2/4, 2/5, 3/2, 3/3.
- 4 rilasci a 3730 m indicati come 3/4, 4/1, 3/5 e 3/6 ma gli ultimi rilasci furono trascurati nella fase di calcolo.
- 2 rilasci a 6250 m indicati come 4/3, 4/5

I rilasci 4/1, 4/3 e 4/5 furono effettuati con il "boom" in posizione di rifornimento mentre gli altri rilasci furono realizzati in posizione alloggiata.^[F1]

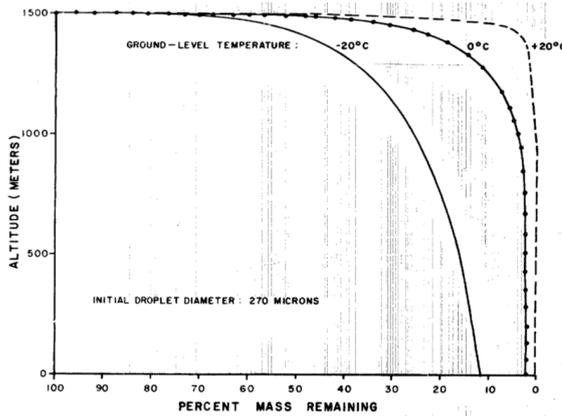
Durante i 4 voli a bassa quota (circa 750 m), svolti nei giorni 6 e 10 dicembre con una temperatura al suolo di 11°C, furono effettuati dei campionamenti a terra in cui furono posizionati 18 stazioni di rilevamento su una griglia quadrata di 2 mi = 3.22 km (figura 2.4). Questi rilasci erano i casi 2/1, 2/3, 3/2, 3/3 insieme a 3/7.^[F1]

Per osservare le dimensioni dello spruzzo di rilascio furono scattate delle fotografie con una fotocamera di puntamento di 100 cm posizionata sotto e lateralmente combustibile^[F4, F1].

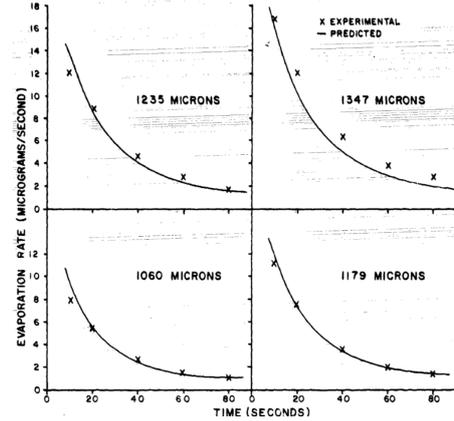
Fase di rilascio

La posizione del "boom" influenza la crescita iniziale del pennecchio^[F1] e le differenze furono osservate dalle fotografie scattate,^[F3] in particolare:

- In posizione alloggiata, lo spruzzo di combustibile viene immediatamente assorbito da uno dei vortici di estremità, producendo una rapida espansione e un arrotolamento del getto di rilascio.



(a) Percentuale di massa rimanente alle diverse quote. *Figura da [F1]*



(b) Confronto con i risultati di Dawbarn et al. [F7]. *Figura da [F1]*

Figura 2.1: Evaporazione della goccia

- In posizione di rifornimento, lo spruzzo si espande lentamente con un lieve arrotolamento e, dopo circa 60 s, il pennacchio viene trascinato da uno dei vortici di estremità assumendo stesse caratteristiche del caso precedente.

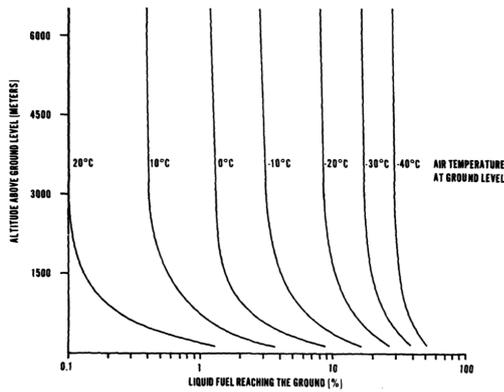
Inoltre, si osservò che la forma a spirale arrotolata rimaneva per diversi minuti^[F3] ed fu assunto che lo spruzzo assumeva un diametro di circa 100 m quando il velivolo di campionamento passò.^[F1] Nel caso di gocce di dimensione 120 – 160 μm , il rateo di caduta iniziale fu circa 150 cm/s ma, dopo circa 100 s,^[F1] il rateo si ridusse a 52, 37 e 35 cm/s, a seconda della quota di rilascio.^[F4] Il rateo iniziale più veloce è dovuta alle forze spingenti verso il basso della scia del velivolo e, dopo 100 s, le gocce si trovano nella condizione di caduta libera, in assenza di queste forze.^[F1]

Quando il velivolo di campionamento passò nella scia di combustibile le gocce ebbero dimezzato la loro dimensione e persero più del 80% della sua massa, sulla base del modello di evaporazione.^[F1] Per ottenere una stima della distribuzione iniziale delle dimensioni delle gocce fu necessario correggere la distribuzione misurata dall'effetto di evaporazione.^[F1]

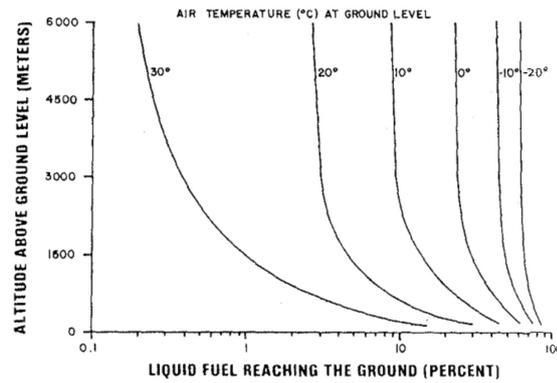
Evaporazione e caduta libera

Nella figura 2.1a sono visualizzati i risultati ottenuti dal modello numerico considerando una goccia di 270 μm rilasciata a 1500 m per tre diverse temperature a terra.^[F1]

L'evaporazione domina nella fase iniziale in cui la goccia perde, dopo circa cinque minuti, da 60% a 90% della sua massa in base alla temperatura al suolo. Successivamente la goccia cade senza subire grandi variazioni nella sua massa in 10 min o 11 h, se la temperatura è rispettivamente -20°C o 20°C . Nel secondo caso la goccia giunge a terra dopo molto tempo perché la dimensione della goccia è molto più piccola rispetto al primo caso.^[F1]



(a) JP-4. Figura da [F1]



(b) JP-8. Figura da [F3]

Figura 2.2: Percentuale di combustibile che giunge a terra a diverse temperature a terra.

Un buon accordo viene raggiunto tra i valori ottenuti dal modello con quegli ottenuti in laboratorio da Dawbarn et al. [F7] in cui è stati considerando una temperatura dell'ambiente di 20°C e una velocità del flusso di 3 m/s (figura 2.1b). Però, a basse temperature fu ottenuto un rateo di evaporazione cinque volte superiore ai dati ottenuti in laboratorio e una possibile spiegazione fu attribuita alle difficoltà incontrate da Dawnbarn et al. [F7].

Quantità che giunge a terra

Il grafico 2.2a ottenuto dal modello numerico ed anche valido per altri velivoli.[F2] La frazione di combustibile che raggiunge a terra, sottoforma di goccioline liquide è principalmente determinata dalla temperatura al suolo.[F2]

Per quote inferiori a 3000 m , la quantità che giunge al suolo diminuisce salendo di altezza, indipendentemente dalla temperatura a terra, in quanto le gocce hanno maggior tempo per poter evaporare.[F3] Mentre, per quote superiori a 3000 m la percentuale di combustibile a terra rimane costante all'aumentare dell'altezza. Per temperature superiori a 0°C più del 98% del combustibile evapora prima di giungere al suolo.[F1] Clewell concluse che l'impatto ambientale sarebbe stato trascurabile se il rilascio fosse effettuato ad una altitudine critica di 6000 m . [F1]

Dai risultati ottenuti da Clewell nello studio del rilascio del combustibile JP8 si osservò che una maggiore quantità di combustibile JP-8 e Jet-A1 giunge a terra rispetto al JP-4, a parità di condizioni (figura 2.2b). Le conclusioni ottenute sul JP-8 sono anche applicabili al Jet-A1 perché rappresenta il combustibile equivalente in ambito civile. Per temperature inferiori a 0°C , più del 20% del combustibile rilasciato giunge a terra, indipendentemente dalla quota di rilascio.

Dimensioni delle gocce

Fu misurato un intero range di dimensioni delle gocce compreso tra $2 - 600\ \mu\text{m}$ ma molte gocce furono più grandi di $500\ \mu\text{m}$. Il diametro mediato sulla massa ottenuto fu di $\bar{d}_m = 165\ \mu\text{m}$ che diventò $\bar{d}_m = 265\ \mu\text{m}$ inseguito alla correzione dell'effetto evaporativo[F1] ed fu un valore simile a quello ottenuto da Cross and Picknett.[F11]

Diametro goccia μm	Densità goccia g/m^3	Densità totale nel range di dimensione
$40 \leq d_p \leq 300$	$\rho(d_p) = 3.67 \cdot 10^{-7} d_p^{1.8}$	0.008
$350 \leq d_p \leq 1000$	$\rho(d_p) = 1 \cdot 10^{-2}$	0.0015
$350 \leq d_p \leq 1000$	$\rho(d_p) = 0.01 e^{-(d_p-350)}/100$	0.0018

Tabella 2.1: Modello di distribuzione. *Tabella da [F4]*

Per rappresentare le condizioni iniziali fu realizzato un modello che definisca la distribuzione di densità iniziale delle gocce a seconda delle dimensioni delle gocce (d_p) valido per tutte le altitudini (tabella 2.1). Nel grafico 2.3c sono riportati le densità delle gocce misurate a tre altitudini diverse e quella ottenuta dal modello.^[F4]

Dal momento che nessuna chiara distinzione fu osservata tra i risultati, ottenuti a differenti altitudini e a configurazioni di boom, le misurazioni acquisite da tutti i rilasci furono mediate insieme ottenendo dei valori compositi. In figura 2.3a vengono riportati, in funzione della dimensione iniziale della goccia, le distribuzioni delle gocce composite di tutti e 10 i rilasci indicate come:

- "AFGL-Corrected" e "AFGL-Experimental" ottenute dal Air Force Geophysics Laboratory (AFGL).
- "This report – corrected" ottenuta dopo dal AFESC, il quale ha apportato delle piccole modifiche ai calcoli svolti dal AFGL.^[F1]

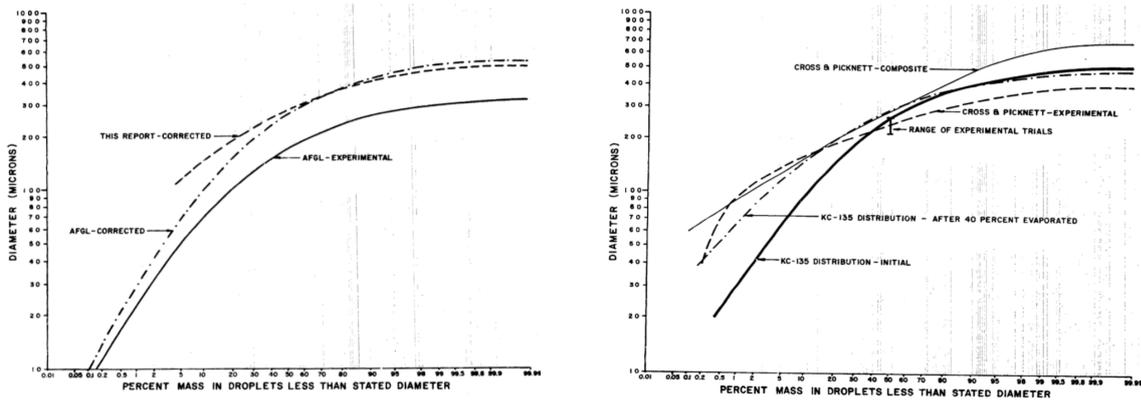
Le due curve "corrected" differiscono nell'intervallo delle gocce più piccole e la distribuzione AFGL è probabilmente la più accurata per due motivi:

- L'AFGL considera i dati ottenuti da tutti e tre spettroscopi.
- L'AFGL utilizza un metodo più sofisticato di sottrazione del background per ottenere il corretto conteggio delle gocce.

La curva di distribuzione delle gocce accordò bene con quella ottenuta da Cross and Picknett [18] e un accordo migliore sarebbe stato ottenuto se nei risultati dei due ricercatori si fosse tenuto in considerazione dell'effetto evaporativo (figura 2.3b). Si confronti quest'ultimo grafico con la figura 2.8.

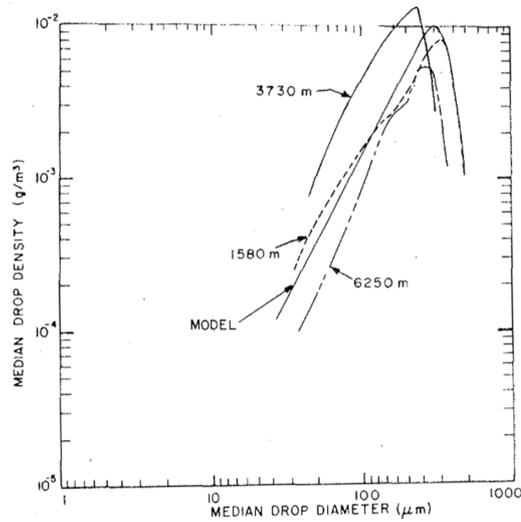
Misurazioni dei vapori

Le concentrazioni medie dei vapori degli idrocarburi ottenute furono inferiori di due o tre fattori rispetto a quelle ricavate assumendo un'evaporazione del 80% di combustibile e un diametro del pennacchio di 100 m e questa differenza fu attribuita all'imprecisione nelle misure dei vapori.^[F1] Il contenuto dei vapori misurati rappresenta circa 11% della combustibile rilasciato.^[F4]



(a) Curva di distribuzione. Figura da [F1]

(b) Confronto con Cross et al. Figura da [F1]



(c) Dimensioni delle gocce. Figura da [F4]

Figura 2.3: Dimensioni delle gocce

Dispersione atmosferica

La massima concentrazione possibile dei vapori di idrocarburi a terra viene determinata dalla capacità dei processi di diffusione atmosferica a trasportare i vapori verso il basso. In condizioni atmosferiche instabili il trasporto verticale è massimo^[F1] e di conseguenza le goccioline hanno minor tempo per disperdersi orizzontalmente.^[F4]

La teoria "gradient-transfer" della diffusione atmosferica può essere utilizzata per stimare la massima concentrazione di vapori a terra.^[F1] Secondo questa teoria:

- La diffusione verticale di un pennacchio, rappresentata dalla deviazione standard σ_z , può essere legata alla componente verticale della diffusione atmosferica degli eddy K_z tramite la seguente relazione, in cui t_{rel} è il tempo misurato dal tempo di rilascio:^[F1]

$$K_z = \frac{\sigma_z^2}{2 t_{rel}}$$

Un profilo di diffusività degli eddy nello strato di mescolamento, riportato in [87] mostra:^[F1]

$$K_z < 100 \text{ m}^2/\text{s}$$

- La diffusione orizzontale del pennacchio, rappresentata dalla deviazione standard σ_y , può essere stimata come:

$$\sigma_y = \text{cost } t = (0,5 \text{ m/s}) t$$

Un buono accordo con i dati sperimentali viene raggiunto per periodi di diffusione del pennacchio da 1 – 100 h.

La massima concentrazione a terra, nel caso di un profilo del pennacchio di tipo Gaussiano, viene raggiunta quando $\sigma_z = z/\sqrt{2}$ [F4] e la più alta concentrazione nel pennacchio viene ottenuta quando la sua larghezza (W) è uguale a $2 \sigma_y$. Di conseguenza, il tempo e la larghezza del pennacchio in cui viene raggiunta la massima concentrazione a terra sarà:[F1]

$$t_{rel,MAX} = \frac{\sigma_z^2}{2 K_z} = \frac{(z/\sqrt{2})^2}{2 \cdot 100 \text{ m}^2/\text{s}} \cong \frac{z^2}{400 \text{ m}^2/\text{s}}$$

$$W_{MAX} = 2 \sigma_y = 2 (0,5 \text{ m/s } t_{rel,MAX}) \cong \frac{z^2}{400 \text{ m}}$$

Quindi, il vento laterale disperde la maggior parte del combustibile:[F4]

- Per più di 5 km nel caso di un rilascio a 1500 m
- Per più di 90 km nel caso di un rilascio a 6000 m

La massima concentrazione a terra espressa in kg/m^3 può essere stimata utilizzando:

- il modello box definito dalla teoria "gradient-transfer" in cui vè stato ignorato la diffusione verso l'alto del pennacchio:

$$\chi_{MAX} = \frac{Q}{V_{ac} W_{MAX} z} \cong \frac{(400 \text{ m}) Q}{V_{ac} z^3}$$

- una diffusione Gaussiana del pennacchio:

$$\chi_{MAX} = \frac{Q}{e \pi \sigma_z \sigma_y V_{ac}} \cong \frac{Q}{e \pi \sigma_z^2 V_{ac}} \cong \frac{2 Q}{e \pi z^2 V_{ac}} \cong \frac{0.234 Q}{V_{ac} z^2}$$

dove Q è la portata di rilascio in $[\text{kg}/\text{s}]$, V_{ac} è la velocità del velivolo, e è il numero di Nepero. Entrambi i modelli forniscono gli stessi risultati solo quando l'altezza di rilascio è 1.5 km. Il modello Gaussiano è più adatto per basse altitudini di rilascio mentre il modello box per altezze sopra allo strato limite.[F1] Da entrambe le espressioni si può osservare che la concentrazione a terra dei vapori di combustibile dipenda dal la portata di rilascio e dalla velocità del velivolo.[F3] Ad esempio, se velivolo vola a 1500 m alla velocità di 150 m/s rilasciando il combustibile con una portata in massa di 50 kg/s la massima concentrazione a terra:

$$\chi_{MAX} \cong \frac{(400 \text{ m}) Q}{V_{ac} z^3} = \frac{(4 \cdot 10^2 \text{ m}) (50 \text{ kg/s})}{(150 \text{ m/s}) (1.5 \cdot 10^3 \text{ m})^3} \cong 39.51 \frac{\mu\text{g}}{\text{m}^3}$$

$$\chi_{MAX} \cong \frac{0.6368 Q}{V_{ac} z^2} = \frac{0.234 (50 \text{ kg/s})}{(150 \text{ m/s}) (1.5 \cdot 10^3 \text{ m})^2} \cong 34.70 \frac{\mu\text{g}}{\text{m}^3}$$

Questi valori sono ben al disotto dello standard di qualità di $160 \text{ g}/\text{m}^3$ [F3]

La massima concentrazione al suolo espressa in kg/m^2 può essere calcolata come:

$$C_{MAX} = (P Q) / (100 V_{ac} W_{MAX})$$

dove P , espresso in [%] indica la percentuale di combustibile che giunge a terra.^[F1]

Nel caso di fuel dumping in qualsiasi altra direzione che non sia parallela alla direzione dell'aria le gocce vengono ulteriormente separate dal processo di sparpagliamento. Le gocce più grandi cadranno più velocemente delle gocce più piccole che tendono ad essere trasportate dal vento. Il tempo di caduta delle gocce più grandi è espresso da $t_{rel} = N z$ dove $N = 18, 12$ e 10 min/km alle temperature rispettive di $0^\circ C$, $-20^\circ C$, $-40^\circ C$ ^[F1] La contaminazione al suolo viene ridotta di un fattore di tre o quattro quando il rilascio di combustibile non viene effettuato in direzione parallela alla direzione dell'aria ma la larghezza al suolo è maggiore.

La distanza in cui il combustibile viene trasportato sottovento prima di giungere a terra è data da $L_{tras} = \bar{U}_{wind} t_{rel}$ dove \bar{U}_{wind} è la velocità media del vento ottenuta dalla media della velocità al suolo e dalla velocità in quota.

Nel caso di fuel dumping con vento laterale le gocce sono diffuse per spargimento su una distanza

$$W = \bar{U}_{wind} \left(\frac{z^2}{400 \text{ m}^2/\text{s}} - 0.06 z N \left[\frac{\text{min}}{\text{km}} \right] \right)$$

Osservazioni a terra

In tutte le misurazioni le persone a terra furono in grado di sentire l'odore del combustibile JP-4 dopo 13 min dal rilascio ma non furono in grado di trovare nessun traccia di combustibile liquido.^[F1]

La massima concentrazione fu ottenuta nell'angolo nord-ovest della griglia, con i rilasci effettuati il 10 dicembre mentre fu raggiunta fuori della griglia di campionamento, quando i rilasci furono svolti il 6 dicembre (figura 2.4). In base alla velocità del vento presente durante gli esperimenti, compresa tra 3 m/s e 8.5 m/s, le gocce furono soffiate a circa 7 km sottovento dal punto di rilascio e fu predetto che le gocce non evaporate raggiungessero il terreno dopo circa 20 min. Non tutte le gocce raggiungono il terreno allo stesso tempo dovuto alle diverse velocità di sedimentazione delle gocce con differenti diametri.^[F1]

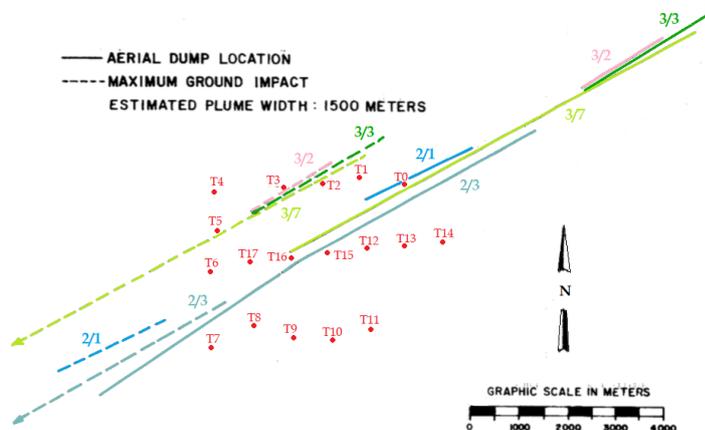


Figura 2.4: Posizione dei punti di campionamento a terra e direzioni di rilascio e di massima concentrazione. La denominazione dei rilasci è riportata a pagina 32. *Figura da [F1]*

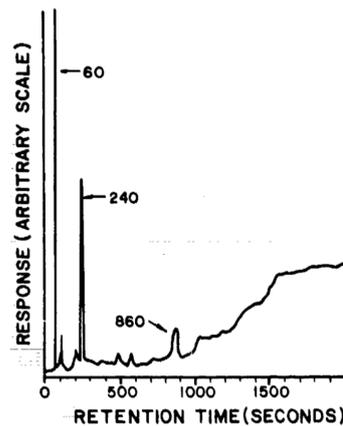


Figura 2.5: Cromatogramma dei vapori del combustibile JP-4. *Figura da [F1]*

Utilizzando le formule, espresse nella sezione dispersione atmosferica (pagina 36) fu stimata una massima concentrazione a terra di 0.11 mg/m^3 in cui fu considerato una diffusione di tipo Gaussiana e i seguenti parametri $Q = 56 \text{ kg/s}$, $\sigma_y = 730 \text{ m}$, $\sigma_z = 548 \text{ m}$, $\bar{U}_{wind} = 175 \text{ m/s}$. La durata di questa concentrazione ad un punto di campionamento dipende dalla lunghezza del pennacchio e il rateo con il quale il vento spazza il pennacchio.^[F1] Le concentrazioni più alte furono ottenute lungo il bordo più ovest della griglia (T4-T8) ma furono ottenuti dei risultati anche lungo la linea centrale (T16-T13). Alcune stazioni fornirono delle concentrazioni ben al di sopra dei livelli aspettati ma le stazioni adiacenti non fornivano nessun risultato. Questa variabilità fu in parte attribuita alla non uniformità del pennacchio in seguito alla rottura e all'avvolgimento della struttura vorticoso.^[F1]

Il cromatogramma dei gas ² (figura 2.5) mostra tre picchi principali i quali hanno un tempo di ritenzione di circa 60 s, 240 s, 860 s ma quest'ultimo valore non fu utilizzato per quantificare i risultati sperimentali. I picchi più grandi del JP-4 registrati da quattro campioni di aria, raccolti nel secondo giorno di test, furono anche presente nell'aria ambiente.^[F1]

Il cromatogramma di molti campioni di aria raccolti nella stazione T4 (figura 2.4), in entrambi i giorni, presenta dei picchi aggiuntivi con dei tempi di ritenzione di 80 s, 210 s, 430 s, 730 s. Clewell ipotizzò che questi picchi fossero prodotti dai fumi scarico del camion utilizzato per andare alle diverse stazioni di campionamento. Questi picchi furono anche presenti nei campioni di aria raccolti nel bacino di Los Angeles e vicino alla base aerea di Tyndall e la loro presenza fu attribuita ai fumi di scarico delle automobili e dei velivoli.^[F1] Anche se la presenza di questi idrocarburi fa di certo aumentare la concentrazione totale degli idrocarburi, non appare influenzare i picchi a 60 s e 240 s.^[F1]

La composizione delle gocce finale assomiglia più al kerosene che al JP-4 con una miscela di idrocarburi aventi un peso molecolare più grande di 150 g/mole.

In accordo con le aspettative, solo piccole concentrazioni di vapori di combustibile giungono a terra anche per quote di rilascio molte basse.

²La cromatografia è una tecnica di separazione che permette di separare i componenti di una miscela e il cromatogramma è un grafico che riporta le concentrazioni dei componenti in funzione del tempo

Dati dei rilasci dei velivoli USAF

Al fine di avere una base dati degli eventi di fuel dumping da parte dei velivoli USAF su cui effettuare un'analisi, il 15 marzo 1973 fu pubblicata la normativa 19-3 "Segnalazione dei rilasci di combustibile". Questa norma richiedeva di segnalare tutti i rilasci di combustibile in casi di non combattimento indicando la dimensione e la posizione del rilascio. Il regolamento fu abrogato a settembre del 1978 quando fu ritenuto che fossero stati raccolti sufficienti dati per effettuare l'analisi. Fu impossibile verificare che ogni rilascio di combustibile avvenuto durante quel periodo fosse stato riportato.^[F2]

Tra il 1 gennaio del 1975 al 30 giugno del 1978 furono registrati una media di 938 rilasci all'anno con una media di combustibile rilasciato in atmosfera di $7276 \cdot 10^3$ kg all'anno. I risultati ottenuti nei primi sei mesi del 1978 furono moltiplicati per 2 per avere un andamento annuo.^[F2]

I diversi rilasci furono raggruppati in base al tipo di comando che i velivoli facevano parte e quegli principali furono:

- Strategic Air Command (SAC)
- Tactical Air Command (TAC)
- U.S. Air Force In Europe (USAFE)
- Other commands

Come si può osservare dalle figure 2.6a 2.6b, i comandi SAC e TAC furono responsabili del 89% del combustibile rilasciato e del 80% dei rilasci mentre il comando USAFE fu il terzo principale contribuente. In particolare, il comando SAC contribuì per 73% del combustibile rilasciato e per 34% dei rilasci mentre il comando TAC costituì per 16% del combustibile rilasciato e 46% dei rilasci. Questa differenza fu dovuta ai diversi velivoli.^[F2]

Tra il 1976 e il 1978 i motivi di rilascio di combustibile in atmosfera da parte dei velivoli del comando SAC furono:

- 58% per motivi di sicurezza di cui il 61% fu legato a problemi con il motore.
- 29,5% fu dovuto a requisiti operati di cui circa 50% fu rappresentato dal velivolo di ricognizione RC-135.
- 9,9% fu rappresentato all'annullamento della missione ed alcune cause furono: malfunzionamento della radio o del compasso; fallimento dell'incontro aereo rendez-vous con l'aviocesterna.

Nel periodo di tempo in cui furono raccolti i dati (figure 2.6c e 2.6d):

- Il numero annuo dei rilasci aumentò. Questo andamento complessivo rispecchiò l'aumento dei rilasci da parte dei velivoli non SAC e questo potrebbe essere dovuto all'aumento delle dichiarazioni dei rilasci da parte di questo comando perché solo il comando SAC aveva già un sistema di segnalazione dei rilasci del combustibile, al momento della pubblicazione del regolamento 19-3.

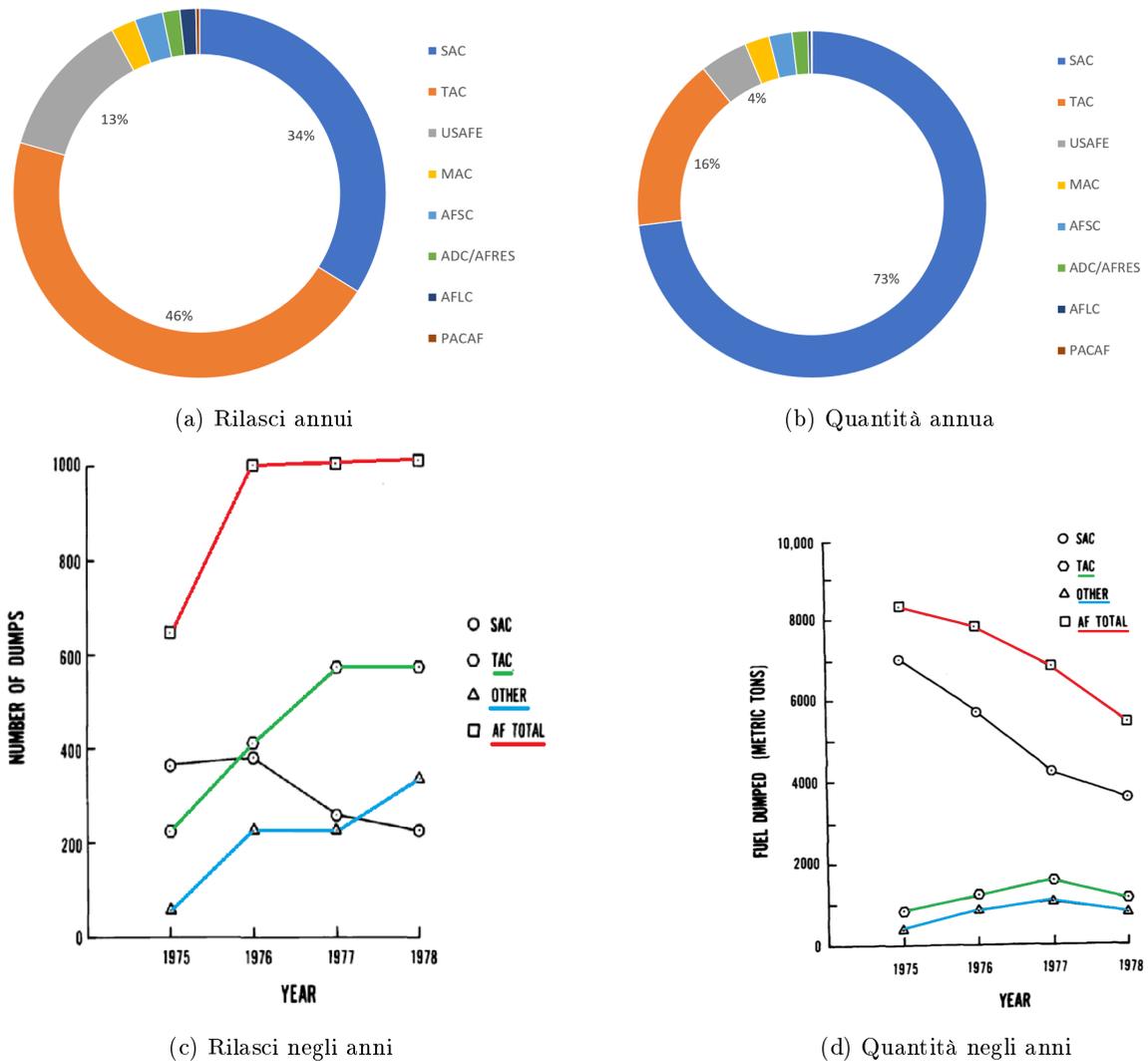


Figura 2.6: Risultati raggruppati per comandi. *Figure e dati da [F2]*

- La quantità rilasciata annua diminuì. Questo risultato complessivo seguì lo stesso andamento della quantità rilasciata dai velivoli del comando SAC mentre le quantità rilasciate dai velivoli degli altri comandi aumentò leggermente. La diminuzione nel comando SAC fu attribuita alla diminuzione del combustibile rilasciato dal velivolo KC-135. La quantità media di ogni rilascio dei velivoli più responsabili rimase circa costante tra il 1975-1978 nonostante piccole fluttuazioni (figura 2.6c).

Nel complesso si passò dai pochi ma grandi rilasci dei velivoli del comando SAC ai tanti e piccoli rilasci dei velivoli dei comandi non SAC.

I seguenti velivoli contribuirono al 88% del combustibile rilasciato e al 78% di tutti i rilasci (figure 2.7a e 2.7b):

- SAC (KC-135 velivolo cisterna, RC-135 velivolo di ricognizione, FB-111 bombardiere)
- TAC e USAFE (F111, F-4)

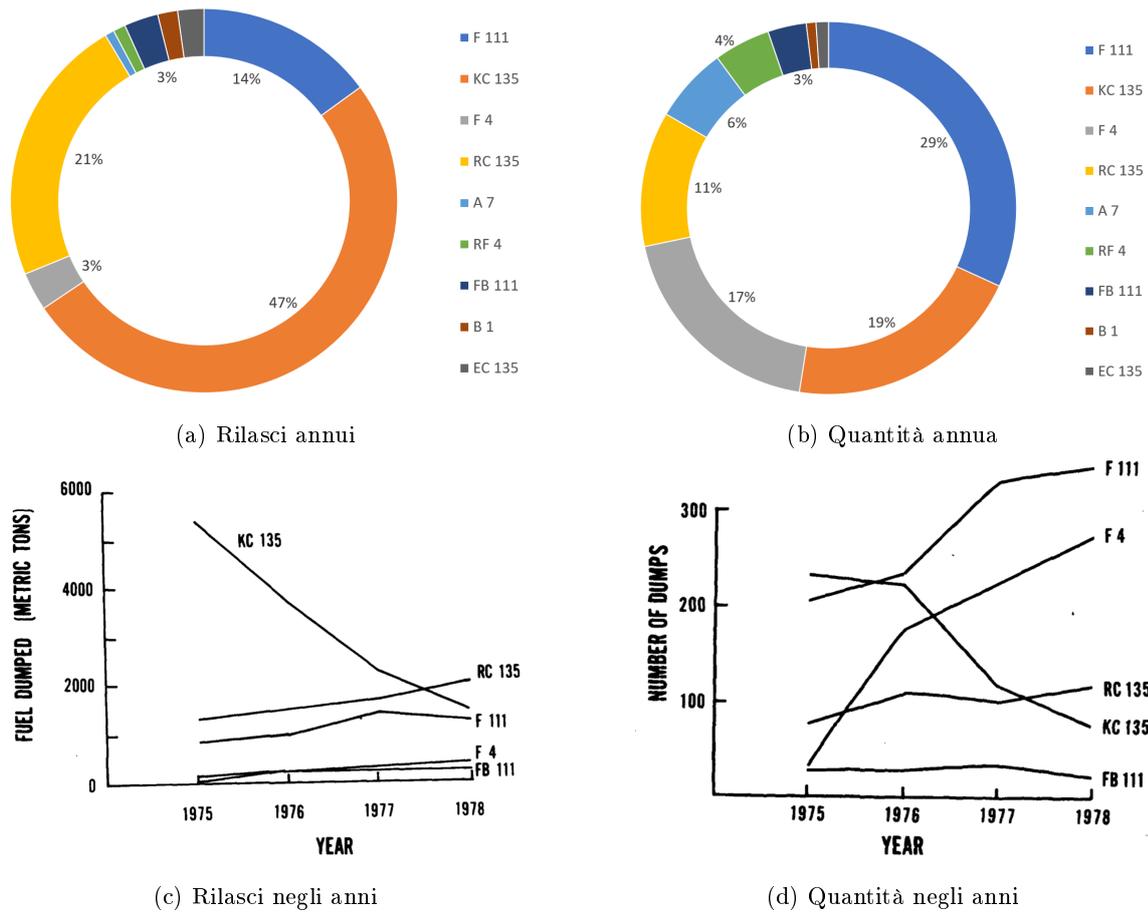


Figura 2.7: Risultati raggruppati per tipi di velivoli. *Figure e dati da [F2]*

Nel 1977 questi velivolo costituirono il 31% di tutti i velivoli U.S. Air Force e il 23% di tutte le uscite. Il quell'anno il velivolo F-111 ebbe la più grande frequenza di rilascio (1.16%) che riflette probabilmente l'alta incidenza dei problemi meccanici.

Nel 1977 il combustibile rilasciato in atmosfera da Air Force fu di 6782 tonnellate ossia 0.07% del combustibile consumato per un costo di 2.2 milioni di dollari ossia 0.14% del costo complessivo del carburante utilizzato.

Più della metà di tutti i rilasci sono inferiori a 5 tonnellate ma tutti i rilasci TAC e USAFE sono inferiori a 10 tonnellate e tutti i rilasci SAC arrivano spesso a 50 tonnellate.

Dai dati raccolti si osservò che il 92% del combustibile rilasciato e il 85% dei rilasci avvenivano ad altitudini superiori a 1500 m e più del 70% dei rilasci SAC avvennero ad una altitudine superiore a 5800 m.

Il rilascio di combustibile da parte della U.S. Air Force non apparve essere una sorgente significativa di inquinamento da idrocarburi ma diveniva importante in alcune aree, dove il rilascio fu concentrato. In alcune aree geografiche il rilascio di combustibile fu ben al disotto delle perdite di gestione del gas e delle emissioni dei gas di scarico dei velivoli militare ma a nord del Maine e a nord dell'Alaska, dove le emissioni da altre sorgenti sono molte bassi, questi rilascio costituivano una frazione rilevante ma di piccola entità.^[F2]

2.3 Esperimenti in laboratorio

2.3.1 Dawbarn, Nut and Pender, 1975

Nel 1975 Dawbarn et al. [F7] presso l'Arnold Engineering Development Center (AEDC) svolsero degli studi sperimentali in laboratorio per osservare il processo di rottura del getto liquido e determinare se la coalescenza delle goccioline fosse un fattore significativo nel processo di rilascio.^[F1] Un'atomizzatore aria-liquido fu posizionato a 1.22 m dal pavimento ed orientato a 45° verso l'alto. Lungo la linea centrale del getto fu posizionato sul pavimento una striscia di carta larga 0.46 m e lunga 15.24 m. L'atomizzatore dell'aria fu concentrico a quello del liquido e l'aria venne alimentata da una serie di serbatoi ad alta pressione. Il liquido provenne da un serbatoio in pressione a cui venne aggiunto un colorante. La durata del flusso liquido fu di circa 5 s e poi venne interrotto prima il flusso di liquido e poi quello dell'aria.^[F7]

La velocità del flusso d'aria all'uscita venne regolata da una valvola posta lungo la linea di alimentazione e fu misurata da un tubo di Pitot in assenza del flusso liquido. La portata del liquido venne calcolata misurando il tempo necessario a raggiungere un certo volume di liquido in un cilindro graduato con la valvola completamente aperta.^[F7]

Dawabarn et al. effettuarono delle misurazioni sia vicino che lontano dall'uscita^[F11] ma non fornivano la distribuzione delle dimensioni delle goccioline. La dimensione approssimata delle goccioline che lasciarono delle macchie circolari fu determinata facendo cadere da un capillare di vetro, accuratamente progettato, una goccia di liquido colorato di una quantità nota su della carta. Lungo il foglio furono posizionati dei campioni e fu ritenuto che furono misurate delle gocce di appena 40 μm tramite l'utilizzo di un comparatore ottico anche se questa misurazione non sia estremamente accurata.^[F7]

Un altro esperimento, svolto da Dawbarn et al., una goccia di combustibile veniva posizionata all'estremità di un filamento di vetro, disposto in verticale, e poi investita di un flusso d'aria. Il test fu svolto anche con temperatura dell'aria di -10°C e -20°C ma furono incontrate diverse difficoltà a causa della formazione di condensa sulle pareti dello strumento. I risultati di questo esperimento furono utilizzati da Clewell per validare il suo programma di calcolo.

Osservazioni ottenute

In vicinanza dell'uscita furono ottenuti dei diametri da 40 a 100 μm e non fu rilevata nessuna goccia più grande di 100 μm oltre 4.57 m. A distanze maggiori di 7.62 m furono osservate gocce di diametro più grande di 2000 μm . Dawbarn et al. spiegarono questi risultati affermando che al momento dell'uscita le goccioline più piccole deceleravano e cadevano vicino al punto di rilascio mentre, le gocce più grandi, continuano ad allontanarsi e potevano ingrandirsi in seguito a collisioni ed assimilazioni con gocce più piccole.^[F11]

Per la distribuzione delle dimensioni delle gocce Dawbar et al. proposero una distribuzione intermedia indicata in figura 2.8 come "AEDC-Suggested Compromise". La curva nominata come

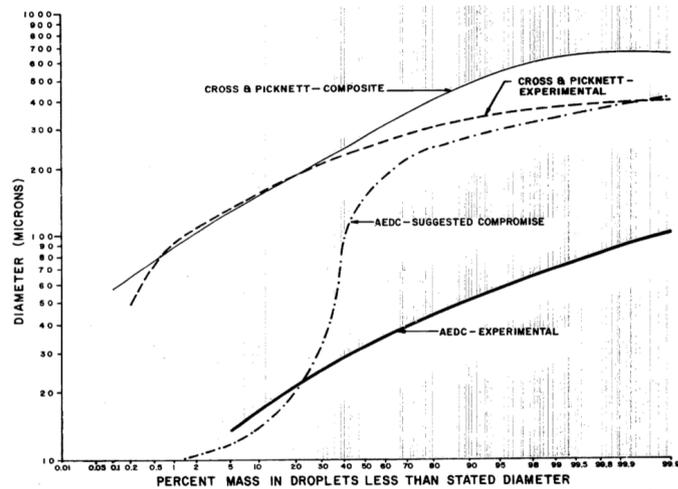


Figura 2.8: Confronto delle distribuzioni delle dimensioni delle gocce ottenute da Dawbarn et al. e da Cross and Pick. *Figura da[F1]*

“Cross and Picknett-composite” è rappresentata dai risultati sperimentali modificati per ottenere i valori del caso in cui il rilascio è effettuato nella direzione dell’aria.^[F1]

2.3.2 Wasson, Darlington and Billingsley, 1973

Tra il 22 novembre del 1973 e il 12 dicembre del 1975 presso l’Arnold Engineering Development Center Wasson et al. [130] provarono a simulare il processo del rilascio del combustibile JP-4 in una galleria del vento. La portata in massa fu variata da 0.02 kg/s fino a 2.2 kg/s, la velocità del flusso di aria venne modificata da 100 m/s a 200 m/s e le condizioni simulate furono quelle all’altitudine comprese tra 12000 ft e 25000 ft.^[F11]. A causa dei vincoli della galleria del vento furono costretti ad utilizzare delle basse portate.^[F7, F11]

Osservazioni ottenute

Affermarono che le gocce assumevano inizialmente un diametro compreso tra 19 μm e 36 μm ^[F11] e per il combustibile JP-4 ottennero un diametro massimo della goccia $d_{max} = 100 \mu\text{m}$ e un diametro mediato sulla massa $25 \mu\text{m} < \bar{d}_m < 55 \mu\text{m}$.^[F7]

2.4 Altri risultati

2.4.1 Evaporazione del combustibile

Nel 1983 Chin and Lefebvre [54] studiarono l’evaporazione degli idrocarburi e calcolarono diverse costanti di evaporazione del combustibile JP-4 e di altri combustibili per aviazione. Le costanti di evaporazione del JP-4 approssimano bene i dati sperimentali.^[F12]

Nel 1993 Renksizbulut and Bussmann [102] studiarono l’evaporazione delle goccioline di combustibile multicomponente principalmente per meglio comprendere la combustione. Inoltre, crearono un modello molto dettagliato dell’evaporazione multicomponente.^[F12]

Osservarono che i componenti del combustibile non sempre evaporavano sequenzialmente dal più volatile a quello meno volatile e una possibile spiegazione poteva essere attribuita al fatto che i componenti di combustibile più volatile rimangono nel cuore della goccia mentre i componenti meno volatili sono nella o vicino alla superficie della goccia. Inoltre, la lenta diffusione di massa della fase liquida nella goccia riduce la velocità con cui i componenti più volatili raggiungono la superficie della goccia. Loro studiarono anche la possibilità di una micro-esplosione prodotta dall'evaporazione di componenti volatili sulla superficie che non sono immediatamente sostituiti dall'interno della goccia. Le loro osservazioni possono essere applicate con validità allo studio dell'evaporazione delle gocce in caduta libera nell'atmosfera.^[F12]

Secondo i due ricercatori l'evaporazione è influenzata da "volatilità dei componenti, rateo di diffusione delle specie, regressione di superficie della goccia, la natura del moto fluido all'interno la goccia".^[F12]

2.4.2 Dimensione minima e massima di una goccia liquida

La dimensione minima di una goccia di cherosene riportata da Sauter nel 1929 fu di $7 \mu\text{m}$.^[F7]

Nel 1931 Castleman [11] riteneva che per velocità relative tra gas e liquido superiori a 100 m/s la dimensione minima è solo una funzione delle proprietà dei fluidi e fu ottenuto un valore di $10 \mu\text{m}$ nel caso di goccioline di acqua.^[F7]

Gli studi di Hinze (1949) [35], Volynski (1948) [126] e Lane and Green (1956) [49] determinarono il numero di Weber^[F4] con cui una goccia di dimensione massima diventa instabile e si rompe^[F7] ed è compresa tra 5.3 e 10. Il valore critico dipende dal modo con cui la velocità relativa varia con il tempo e ha un valore più alto per il caso di gocce di caduta libera.^[F4] Assumendo una goccia di questa dimensione si può stimare la velocità terminale delle gocce in caduta libera (H. Schlichting 1995) [109].^[F7]

Nel 1957 Ingebo and Foster [F9] misurano le distribuzioni di dimensioni delle gocce da getti liquidi atomizzati da un flusso di aria trasversale.^[F9] Dall'analisi dimensionale, ricavarono le espressioni del diametro della goccia mediata nel volume (\bar{d}_v) e del diametro della goccia massima (d_{max}):

$$\bar{d}_v = 3.9 D (Re_g We_{gg})^{-0.25}$$

$$d_{max} = 22.3 D (Re_g We_{gg})^{-0.29}$$

dove $We_{gg} = (\rho_g D V_g^2) / \sigma$, $Re_g = (U_g D) / \nu_g$ sono i numero di Weber e Reynolds, σ è la tensione superficiale tra liquido e gas, D diametro del getto.

Nell'analisi dimensionale assunsero:^[F9]

$$\bar{d}_v = f(D, \rho_l, V_g, \sigma, \rho_g, \mu_g, \mu_l)$$

L'intervallo delle velocità del flusso d'aria tipici del rilascio atmosferico e le proprietà del combustibile sono incluse negli esperimenti di Ingebo and Foster ma il diametro del getto è di ordine di grandezza più grande. Queste due equazioni forniscono dei diametri $\bar{d}_v = 360 \mu\text{m}$ e $d_{max} = 670 \mu\text{m}$ ma i valori misurati sono $240 \mu\text{m}$ e $400 \mu\text{m}$.^[F7]

Capitolo 3

Getto

3.1 Definizione del getto

In generale, con il termine getto viene indicata l'emissione da un orifizio di un liquido o di un gas in un ambiente liquido o gassoso che può avere uno stato termodinamico differente da quello del getto. Nel caso di un getto gassoso turbolento ed a sezione circolare, in un gas, presenta una tipica struttura, costituita da: cuore potenziale, regione di transizione e regione self-similare. In questa ricerca analizzeremo il caso di un getto liquido in un ambiente gassoso.

In corrispondenza dell'orifizio può essere alloggiato un ugello, un eiettore, un atomizzatore. La funzione dell'ugello è di convertire l'energia posseduta dal fluido in energia cinetica ed è presente nelle turbine a gas e a vapore, negli esoreattori, negli endoreattori, nel settore dell'idraulica ed in altre applicazioni. Questo dispositivo può assumere diverse forme: ugello convergente, divergente o di de Laval. Lo eiettore tramite un getto d'aria, di vapore acqueo o di acqua genera una depressione al fine di aspirare un liquido contenuto in un serbatoio. Infine, l'atomizzatore o getto nebulizzatore ha lo scopo di atomizzare (nebulizzare) il getto liquido, ossia di disperdere il liquido in un gas sotto forma di piccolissime gocce. Il termine getto nebulizzatore viene utilizzato in ambiente medico. Con la parola spruzzo (spray) viene indicato il getto di un liquido in gocce o schizzi piccolissimi.

3.2 Primi studi sui getti liquidi in aria

Leonardo Da Vinci svolse i primi studi sul comportamento e sulla rottura del getto e comprese correttamente il comportamento del distacco di una goccia dal rubinetto. Questo accade quando la forza gravitazionale sovrasta le forze di tensione superficiale.^[7] Però, sia Da Vinci che Edmé Mariotte pensarono erroneamente che lo stesso principio governasse anche la rottura del getto.

Una migliore comprensione di questo fenomeno avvenne con gli studi fatti da Laplace and Young sulla curvatura media del getto, negli anni 1804-1805. Il getto di forma cilindrica, assume una curvatura con il minore raggio possibile, al fine di avere la minore superficie. La rottura del getto avviene tanto prima quanto più grandi sono le forze di tensione superficiale.

Successivamente, Felix Savart notò che la rottura del getto avveniva indipendentemente da forze esterne e dalla direzione con cui il getto veniva diretto.^[J7] Sfruttando l'effetto stroboscopica fu in grado di osservare la presenza di piccole gocce tra due gocce principali (dette gocce satellite, paragrafo 3.4.3.3) che sono osservate sia nella fase gocciolamento sia quella del getto. L'osservazione del getto avveniva attraverso un nastro posto in movimento su cui erano presenti delle strisce scure alternate a delle strisce trasparenti. Per analizzare la rottura del getto, propose di considerare le vibrazioni prodotte dall'impatto delle gocce sul dispositivo attraverso il quale getto..

Anni dopo, Joseph Plateau osservò che le oscillazioni diventavano instabili se erano superiori ad una certa lunghezza critica ed affermò che il getto si rompeva in segmenti di uguale dimensione, in modo che le gocce formate da ciascun segmento avesse la minima energia superficiale.^[J11]

Secondo Rayleigh [96, 97] era necessario tenere in considerazione anche la dinamica del getto e concluse che tra tutte le lunghezze d'onda instabili bisognava considerare quella con la massima velocità di crescita.^[J7] Nel 1879 Rayleigh [97] effettuò lo studio di stabilità lineare di un getto liquido inviscido trascurando la gravità e il fluido ambiente e nel 1892 Rayleigh [96, 95] studiò sia il getto fluido dotato di viscosità in un gas inviscido sia un getto gassoso inviscido in un liquido inviscido.^[J11] Inoltre, stimò che il volume formato dalle nuove gocce fosse pari a tutto il liquido racchiuso dall'onda di superficie quando la sua ampiezza fosse uguale al raggio del getto.^[J17]

Maggiori studi sugli spruzzi iniziarono negli anni Cinquanta con il fine di migliorare la combustione nei motori di velivoli e delle autovetture.^[J7] Negli anni Ottanta si iniziò ad ottenere migliori dettagli fisici e maggiori dati sperimentali grazie al miglioramento delle tecniche sperimentali non intrusive.^[J22]

La dinamica del getto coinvolge un ampio numero di proprietà fisiche e in particolare nelle scale molto piccole il getto è anche sensibile alle fluttuazioni termodinamiche mentre nelle grandi scale le interazioni gravitazionali diventano importanti.^[J7]

Lo studio della rottura del getto è molto complesso in quanto viene influenzato da diversi parametri: stati fisici e termodinamici del liquido e del gas, la velocità e la turbolenza del getto e i parametri di progetto dell'ugello.^[J17] Gli effetti che influenzano il processo di rottura sono l'inerzia, le forze aerodinamiche, la tensione superficiale e la turbolenza del gas e del liquido.^[J22]

3.3 Gli atomizzatori

Il processo di atomizzazione di un liquido presenta applicazioni in diverse settori per esempio: industria chimica, meccanica, aerospaziale, civile, scienza e tecnologia dei materiali, metallurgia, processi alimentari, farmaceutica, agricoltura, silvicoltura, protezione ambientale, medicina e altri ancora.^[J8] Per esempio due utilizzi sono: i sistemi di iniezione del combustibile liquido (esoreattori, endoreattori, motori diesel, turbine a gas, fornaci industriali) e le stampanti ink-jet.^[J22]

Questo processo è dovuto all'energia cinetica posseduta dal getto, dall'interazione tra liquido e gas ed eventualmente dall'energia meccanica fornita esternamente, ad esempio da meccanismi rotanti.^[J8]

In base all'energia che determina la rottura del getto liquido, gli atomizzatori possono essere classificati in:^[J8]

- Atomizzatore a pressione
- Atomizzatore pneumatico o atomizzatore twin-fluid
- Atomizzatore rotante
- Atomizzatore ultrasonico
- Atomizzatore elettrostatico
- Generazione di gocce monodimensionali

Il getto può essere caricato elettricamente o magneticamente.^[J7]

3.3.1 Atomizzatore a pressione

Questa tipologia di atomizzatore ha la maggiore efficienza ma presenta alcuni svantaggi:

- Richiede la pressurizzazione del liquido
- Ha una bassa portata in massa
- Produce delle grandi gocce

Viene tipicamente utilizzato in fluidi a bassa viscosità e possono essere di due tipologie, figure 3.1a e 3.1b:

- Semplice, con uno spruzzo rotondo circolare o piatto.
- A turbine, con uno spruzzo composto da un film anulare vorticoso. All'interno della camera dell'atomizzatore è presente un cuore d'aria dovuto al flusso vorticoso ed alla distribuzione di pressione.

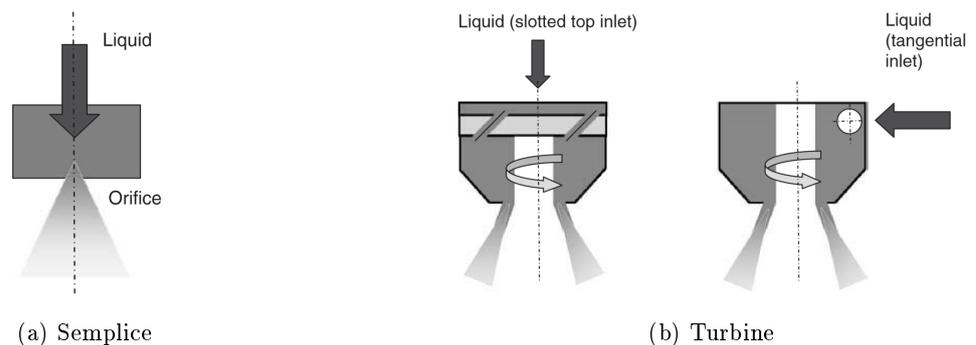
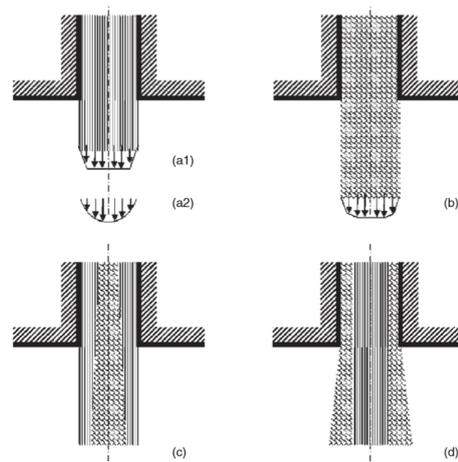


Figura 3.1: Tipologie di atomizzatori a pressione. *Figure da [J8]*

Il flusso all'uscita dell'atomizzatore, figura 3.2, può avere un profilo laminare pienamente sviluppato (a1), un profilo con strato limite sviluppato (a2), un profilo completamente turbolento (b), un profilo con un cuore turbolento (c), o un profilo turbolento esternamente (d). Il grado di turbolenza dipende dal flusso a monte, dai disturbi prodotti dall'orificio o dall'atomizzatore convergente.

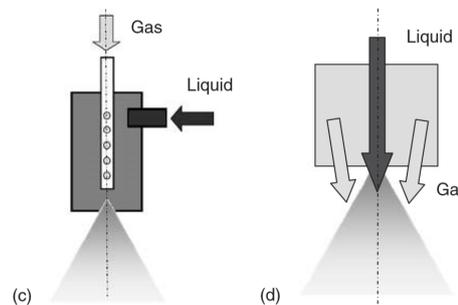
Figura 3.2: Getto di uscita. *Figure da [J8]*

3.3.2 Atomizzatore pneumatico

La rottura del liquido avviene dall'interazione del liquido con un gas pressurizzato. Il liquido e il gas possono entrare in contatto prima di essere espulsi all'interno di una camera, atomizzatore con mescolamento interno oppure quando il liquido viene espulso, atomizzatore con mescolamento esterno (figura 3.3c e 3.3d)

Questo tipo di atomizzatore produce uno spruzzo conico con delle gocce di piccole dimensioni e ha il vantaggio di avere un'elevata portata in massa.

Nell'atomizzatore pneumatico con mescolamento esterno con un flusso di gas coassiale è presente una differenza di pressione tra la pressione di alimentazione e la pressione davanti l'orifizio.

Figura 3.3: Atomizzatore pneumatico. *Figure da [J8]*

3.4 Getto di un atomizzatore a pressione

"Quando un getto liquido emerge dall'ugello la competizione sulla superficie libera tra le forze coesive e quelle distruttive produce delle oscillazioni e delle perturbazioni che sotto certe condizioni favorevoli vengono amplificate producendo la disintegrazione del getto" Lefebvre [55].

La rottura di un getto liquido ad alta velocità può essere scomposto in due parti: nella prima parte, chiamata prima rottura, si formano delle gocce sulla superficie del getto che a loro volta possono rompersi in gocce più piccole nella seconda parte, chiamata seconda rottura (paragrafo 3.4.5).

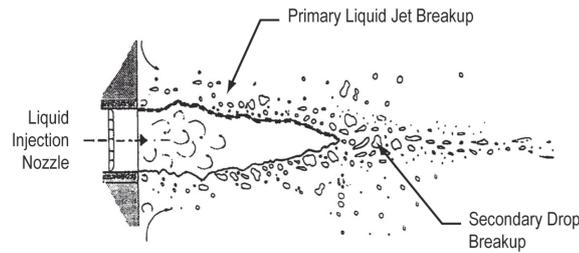


Figura 3.4: Prima e seconda rottura del getto. *Figura tratta da [J22]*

La prima rottura di un getto liquido, espulso attraverso un orificio di sezione circolare in un gas in quiete, può essere suddivisa in diversi regimi, figura 3.5:

- Regime di gocciolamento se l'atomizzatore viene posto in posizione verticale
- Regime di Rayleigh
- Regime di prima rottura "wind-induced"
- Regime di seconda rottura "wind-induced"
- Regime di atomizzazione

Queste condizioni possono essere rappresentate su due differenti grafici ma altre rappresentazione possono essere adottate.^[J17]

Il primo grafico, figura 3.6a, fu realizzato da Grant and Middleman (1966) [33] in cui è riportato la lunghezza di rottura della superficie libera del getto (L_S) in funzione della velocità del getto liquido (U_1). Oltre alla lunghezza L_S viene definita la lunghezza di rottura del cuore del getto L_C . Nella figura 3.6a il regime di Rayleigh è descritto dal tratto CD della curva mentre il regime di prima rottura "wind-induced" viene rappresentato dal tratto EF. Il tratto FG della curva fu proposto da Haenlein (1932) [1] e riteneva che L_S rimaneva costante o decresceva lentamente all'aumentare della velocità per poi diventare bruscamente circa zero. McCarthy and Malloy [75] e Grant and Middleman proposero invece il tratto FH della curva e sostenevano che L_S aumentava all'aumentare della velocità del getto.

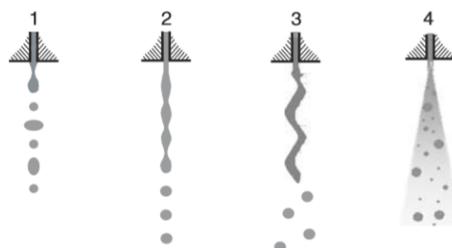
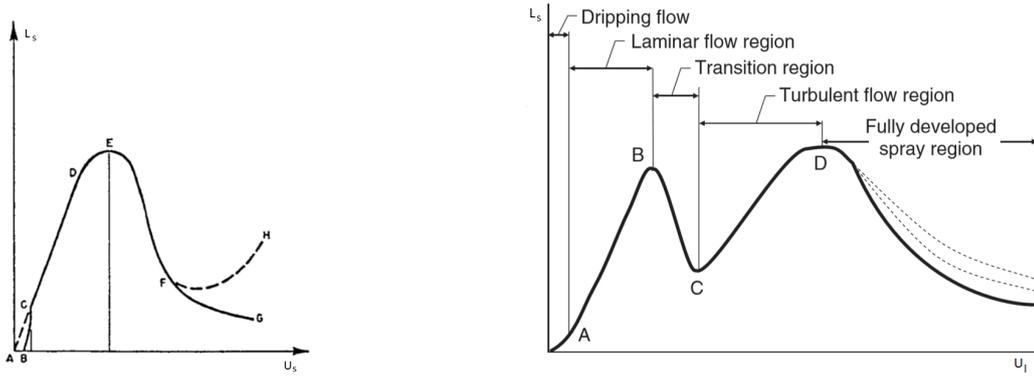


Figura 3.5: Condizioni del flusso in un atomizzatore di pressione. (1) Rayleigh, (2) prima rottura "wind induced" (3) seconda rottura "wind induced" (4) atomizzazione. *Figura da [J8]*



(a) Primo grafico prodotto. *Figura da [J17]*

(b) Grafico successivo. *Figura da [J8]*

Figura 3.6: Grafico $L_S - U_1$

Nel 1966 Grant and Middleman [33] ottennero delle espressioni empiriche per la lunghezza L_S dei tratti riportati nella figura 3.6b.^[J8]

$$\frac{L_S}{D} = 19.5 We_l^{0.5} (1 + 3 Z)^{0.85} \quad \text{tratto laminare}$$

$$\frac{L_S}{D} = 8.51 We_l^{0.32} \quad \text{tratto turbolento}$$

dove Z è il numero di Ohnesorge, We_l è il numero di Weber del liquido e D è il diametro del getto. Il grafico 3.7 fu proposto da Ohnesorge (1936) [128] il quale riportata in scala bi-logaritmica il numero di Ohnesorge in funzione del numero di Reynold del getto liquido. Questo grafico non tiene in considerazioni né lo stato iniziale del getto né l'influenza della pressione ambiente osservata da T. P. Torda nel 1973 [123].

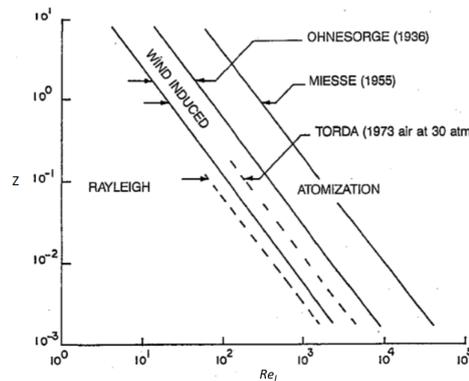


Figura 3.7: Grafico proposto da Ohnesorge. *Figura da [J17]*

Il numero di Weber esprime il rapporto tra le forze d'inerzia e le forze di tensione superficiale ed può essere definito sia per entrambi le fasi:

$$We_l = \frac{\rho_l U_l^2 D}{\sigma} \quad (3.1)$$

$$We_g = \frac{\rho_g U_l^2 D}{\sigma} \quad (3.2)$$

Il numero di Reynolds esprime il rapporto tra le forze d'inerzia e le forze viscosi e può essere definito sia per la fase liquida che per la fase gassosa:

$$Re_l = \frac{\rho_l U D}{\mu_l} = \frac{U D}{\nu_l} \quad (3.3)$$

$$Re_g = \frac{\rho_g U D}{\mu_g} = \frac{U D}{\nu_g} \quad (3.4)$$

Il numero di Ohnesorge rappresenta le proprietà del fluido,^[J1] in particolare la relazione tra le forze viscosi (forze smorzanti) e le forze di tensione superficiale (forze stabilizzanti):

$$Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l D \sigma}} = \frac{1}{Oh} \quad (3.5)$$

dove U_l indica la velocità di uscita del liquido dall'iniettore, D è il diametro della sezione di uscita dell'iniettore, σ è la tensione superficiale tra liquido e gas, μ indica la viscosità dinamica mentre ν la viscosità cinematica.

Sia nel regime di Rayleigh che nel regime di prima rottura wind-induced le dimensioni delle prime gocce sono simili alla dimensione del getto e le lunghezze L_S e L_C coincidono.

Nei regimi di seconda rottura wind-induced e di atomizzazione la rottura del getto inizia dalla superficie libera e le dimensioni delle prime gocce sono più piccole della sezione di uscita dell'atomizzatore.

Nel regime di seconda rottura entrambe le lunghezze L_S e L_C assumono dei valori finiti mentre, nel regime di atomizzazione, L_C assume un valore finito e L_S tende a zero. Un diverso comportamento nel regime di atomizzazione è rappresentato dal taglio a getto, maggiori dettagli sono forniti nella descrizione del regime di atomizzazione (paragrafo 3.4.3.5).

3.4.1 Analisi di stabilità

Nell'analisi di stabilità di un getto liquido vengono studiate alcune sue caratteristiche per la stabilità del getto in seguito all'applicazione di un disturbo armonico. Le analisi di stabilità possono essere sia lineari che non lineari e possono essere suddivise in due categorie principali:^[J1]

- **Temporale.** Ad ogni sezione trasversale, di un getto di lunghezza infinita, viene calcolata la velocità di crescita delle ampiezze del disturbo. Le perturbazioni iniziali possono oscillare o crescere esponenzialmente nel tempo.
- **Spaziale.** In cui vengono considerati un getto di lunghezza semi infinita e una perturbazione che può propagare lungo il getto in maniera periodica nel tempo ed oscillare o crescere esponenzialmente nello spazio.^[J1]

Onde asimmetriche

L'instabilità della superficie libera può essere suddivisa in diversi modi, definiti da una specifica funzione di crescita spaziale. Il disturbo superficiale può crescere in modo simmetrico ($m = 0$) o in modo asimmetrico ($m = 1$) con un movimento oscillatorio avente una grande lunghezza d'onda.^[J17] Rayleigh dimostrò che tutte le onde temporali asimmetriche, in un getto inviscido, erano tutti stabili.^[J11] Nel 1962 Levich [58] effettuò un'analisi di stabilità del primo modo asimmetrico,

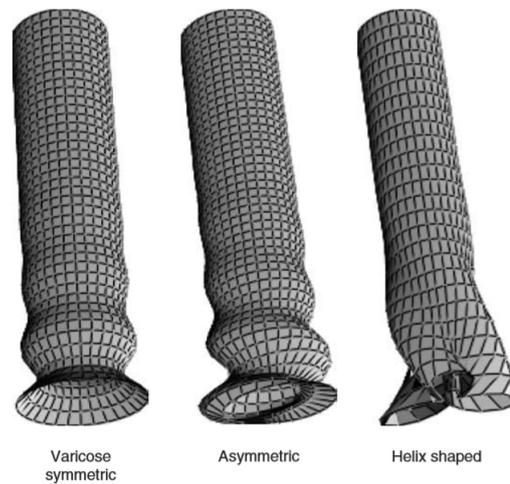


Figura 3.8: Modi d'instabilità di un getto liquido circolare.[J8]

trascurando sia le viscosità del gas e del liquido che la regione ad alta velocità tra i due fluidi ed considerando solo gli effetti assialsimmetrici della tensione superficiale.^[J8] In seguito all'omissione dell'azione asimmetrica dell'interazione aerodinamica sull'interfaccia, Levich affermò che il disturbo assialsimmetrico fosse il modo più instabile.^[J21] Dall'osservazione di un disturbo asimmetrico su un getto liquido inviscido Yang [136] trovò, nel 1992, che il modo asimmetrico era dominante nel processo di rottura di getti ad alta velocità^[J21] ossia, quando il numero di Weber di un getto inviscido in un gas inviscido è nel regime di atomizzazione.^[J11] Nel 1994 Lin and Webb [64] dimostrarono che i disturbi asimmetrici erano delle onde evanescenti quando erano soddisfatte le seguenti condizioni:

$$10^{-4} \leq \frac{\rho_g}{\rho_l} \leq 10^{-2} \text{ and } 10 \leq We \leq 10^3$$

Nel 1995 Li [60] trovò che la massima velocità di crescita temporale di un disturbo assialsimmetrico rimane più alto di quello asimmetrico eccetto quando il getto è quasi inviscido.^[J11]

Analisi temporale di tipo perturbativa

In questo tipo di analisi, il disturbo armonico può essere di diverse tipologie: di pressione, di superficie, di velocità o di temperatura.^[J1] Negli studi riportati in seguito è stato considerato un disturbo di superficie.

Il primo studio di stabilità fu svolto da Rayleigh nel 1879 [97] dove considerò un getto di liquido inviscido, incompressibile, circolare di lunghezza infinita trascurando la gravità e il fluido ambiente. Dall'eguaglianza dell'energia potenziale e di quella cinetica ricavò l'equazione di dispersione per la crescita di disturbi superficiali assialsimmetrici in funzione del tempo.^[J22]

Negli anni successivi, Weber (1931) [131] e Chandrasekhar (1961) [12] modificarono lo studio di Rayleigh introducendo la viscosità del getto e Weber incluse anche l'influenza del gas ambiente, tramite un gas coassiale. Nel 1982 Reitz and Bracco [99] studiarono l'influenza del profilo di velocità considerando un getto dotato di velocità radiale.^[J1] Successivamente, nel 1986, i due ricercatori collegarono i diversi modi di rottura del getto all'equazione di dispersione, ottenuta

dall'analisi di stabilità linear,e introducendo vari ipotesi. In questa analisi fu considerato un getto di liquido viscoso cilindrico di estensione infinita espulso alla velocità U_1 da un atomizzatore di sezione circolare in un gas inviscido, incompressibile e stazionario in cui fu trascurando l'effetto aerodinamico.^[J17] I risultati conseguiti sono riportati nel documento [J17] e descritti al sottoparagrafi 3.4.3. Nel 1993 Mayer [72] realizzò un'analisi di stabilità che era indipendente dal rapporto tra la lunghezza d'onda e il diametro del getto.^[J8]

La teoria della stabilità lineare fornisce:

- Delle descrizioni qualitative dei fenomeni di rottura e predice l'esistenza di vari regimi di disintegrazione ma non è in grado di differenziare i modi di rottura di atomizzazione e di seconda rottura.^[J11]
- Una velocità di crescita necessaria a stimare la lunghezza e il tempo di rottura. I valori ottenuti nei getti a bassa viscosità sono accurati.^[J1]
- Migliori previsioni ad alti valori di Ohnesorge.^[J1]

Presenta però delle limitazioni, tra le quali:

- Non viene tenuto in considerazioni il campo fluido all'interno dell'atomizzatore ma si potrebbe tenere in considerazione dello stato iniziale del getto modificando il valore della perturbazione iniziale η_0 .^[J17]
- Non predice il profilo di velocità negli stadi non lineari dopo la rottura del getto.^[J1]
- Predice solo le gocce principali aventi un volume uguale al volume del picco della lunghezza d'onda con la maggiore crescita.^[J1]
- La velocità di crescita non lineare viene sovrastima a bassi valori di numero d'onda k e sottostima ad alti valori di k , nel caso di bassi valori di Ohnesorge.^[J1]

Analisi spaziale di tipo perturbativa

Se il numero di Weber è sufficientemente grande l'analisi spaziale e temporale possono essere collegati.^[J10]

Viene definito il numero di Weber critico We_{lcr} del fluido come quel valore il cui il getto è convettivamente instabile per valori superiori e assolutamente instabile per valori inferiori. Questo valore è funzione del numero di Reynolds del fluido, del rapporto delle densità e delle viscosità tra il fluido e il gas.

Nel 1973 Keller et al. [46] analizzarono l'instabilità di un getto di lunghezza semi-infinita utilizzando dei disturbi che propagavano nello spazio.^[J10] Nel 1986 Leib and Goldstein [56] studiarono l'instabilità assoluta di un getto inviscido^[J10] in cui considerarono inizialmente un getto liquido inviscido nel vuoto, in assenza di gravità, e poi introdussero la viscosità del getto. Nel primo caso fu ottenuto $We_{lcr} = \pi$ mentre nel secondo caso ricavarono la dipendenza di We_{lcr} dal numero di Reynolds dall'equazione di dispersione di Chandrasekhar.^{[J10][J11]} Inoltre, calcolarono il valore $k_{cut-off}$ sopra

il quale il disturbo veniva smorzato in spazio.^[J10] Nel 1989 Lin and Lian [63] osservarono che all'aumentare della densità del gas aumentava il valore del Weber critico, ampliando di conseguenza la parte di fluido assolutamente instabile.^[J11]

L'instabilità assoluta avviene quando l'inerzia del getto non è sufficientemente grande da portare a valle tutto il disturbo instabile e una parte del disturbo propaga verso monte, ossia quando la velocità del getto è minore della velocità associata a We_{lcr} .^[J11] Questo tipo di instabilità non può essere eliminata né dalla compressibilità del gas (Zhou and Lin 1992 [17r a,b], Li and Kelly 1992 [59]) né dalla sua viscosità (Lin and Lian 1993 [63]).^[J11]

In un getto convettivamente instabile il disturbo, cresce nel tempo, viene trasportato verso valle da un pacchetto di onde con la velocità di gruppo (Lighthill (1987) [61], Mei (1994) [76]). Tutti i regimi di rottura menzionati sono tutti il risultato di un'instabilità convettiva ma si differenziano per i diversi meccanismi fisici.^[J11]

Analisi non-lineare

Le analisi di stabilità di Rayleigh (1879) [97] e Weber [131] sono validi per perturbazioni infinitesime ma non per onde di ampiezza finita. Nel 1968 Wang D. P. [129] dimostrò che nell'analisi di Rayleigh la massa veniva conservata solo al primo ordine^[J24] ed osservò che, a causa degli effetti non lineari, la superficie deformata non assumeva una forma sinusoidale quando l'ampiezza diventa comparabile al raggio del getto.^[J17]

Utilizzando uno schema di espansione fino al terzo ordine e considerando la piccola ampiezza dell'onda iniziale come parametro di espansione Yuen (1968) [137] ottenne delle soluzioni che tenevo in considerazione dell'ampiezza finita dell'onda perturbativa.^[J24] Nel 1970 Nayfeh [80] mostrò la non correttezza dell'analisi del terzo ordine quando k era vicino al $k_{cut-off}$. Questi studi furono svolti considerando un getto liquido inviscido, incompressibile e trascurando gli effetti del gas ambiente.^[J24]

Tramite le teorie non lineari è possibile la descrizione dei legamenti che si formano dopo la rottura del getto nei regimi di Rayleigh e di prima rottura "wind-induced".^[J1]

3.4.2 Parametri d'influenza

Le proprietà dello spruzzo vengono influenzate da un gran numero di parametri: effetti del flusso interno all'atomizzatore, profilo di velocità, turbolenza all'uscita, stati fisici e termodinamico dei due fluidi.^[J11]

Densità del fluido

Per analizzare l'influenza della viscosità, Rayleigh [96, 95] considerò due casi: nel primo caso un getto liquido viscoso in un gas inviscido mentre nel secondo caso un getto gassoso inviscido in un liquido inviscido. Nella prima ipotesi fu ottenuto una lunghezza d'onda infinita per il disturbo più amplificato mentre nella seconda ipotesi fu ottenuta una lunghezza d'onda più grande del 206.5% rispetto alla circonferenza della sezione di uscita.^[J11]

Nel 1931 Weber [131] incluse nel suo studio l'effetto della viscosità del liquido^[J11] ed prediceva che il disturbo diventava instabile a lunghezze d'onda più lunghe e riduceva il rateo di crescita senza alterare il limite di stabilità.^[J1, J17] La sua previsione non fu perfettamente concorde con i risultati sperimentali ottenuti da Sterling and Sleicher [114] nel 1975 e di conseguenza, i due ricercatori modificarono i risultati di Weber ottenendo solo un risultato parziale.^[J11]

Successivamente, nel 1955 Tomotika [122] dimostrò che un disturbo di lunghezza d'onda finita raggiungeva il suo massimo rateo di crescita per un determinato rapporto di viscosità tra gas e liquido.^[J11]

Includendo la densità e la viscosità del fluido Chandrasekhar [12] nel 1961 dimostrò matematicamente la riduzione del rateo di rottura e l'aumento delle dimensioni delle gocce per effetto della viscosità.^[J11]

Densità del gas

Taylor (1962) [117] dimostrò che la densità del gas influenzava fortemente la modalità di rottura del getto.^[J11] Nel regime di autorizzazione il punto di rottura si sposta sempre più vicino alla sezione di uscita all'aumentare della densità.^[J17] In particolare, la densità aumenta il numero di Weber critico e il valore del numero d'onda di cut-off.^[J11]

Rapporto delle densità

Quando $\rho_l/\rho_g > 500$ furono osservati dei piccoli effetti aerodinamici sulla rottura primaria di un getto liquido turbolento emesso in un gas in quiete, [137].^[J26] Per piccoli valori ρ_l/ρ_g furono osservati degli effetti aerodinamici sulla rottura primaria turbolenta che possono essere spiegati dall'unione della rottura primaria con quella secondaria, [41, 42]. Per $\rho_l/\rho_g < 500$ furono osservati degli effetti aerodinamici sulle dimensioni delle gocce dopo la rottura primaria.^[J26]

Geometria dell'atomizzatore

La geometria interna dell'atomizzatore influenza la modalità di rottura nel regime di atomizzazione, come avviene nel caso del taglio a getto. Questa dipendenza diventa importante nel caso di getti ad alta velocità ed in molte teorie viene inclusa in maniera empirica.^[J11]

Grant and Middleman [33] osservarono un getto più stabile nel caso di un'atomizzazione corto rispetto a quello prodotto da un condotto più grande ma nel regime di Rayleigh la lunghezza del condotto non influenza i parametri di progetto.^[J17]

Nel regime di atomizzazione un'atomizzatore con bordi arrotondati produce uno spruzzo meno divergente rispetto ad un'atomizzatore con bordi aguzzi di pari lunghezza. Variando la geometria dell'atomizzazione cambiano i valori di densità e di viscosità con cui avviene la rottura. L'ampiezza dello spruzzo aumenta:^[J17]

- All'aumentare della densità del gas
- Al diminuire della viscosità
- Al diminuire della lunghezza di passaggio per $L/D > 10$ o 20

Utilizzando un atomizzatore con bordi aguzzi con un piccolo rapporto tra lunghezza e diametro l'atomizzazione del getto aumenta all'aumentare della densità del gas ed . Queste conclusioni furono verificate sperimentalmente da Hiroyasu et al. (1991)[6], Reitz (1978) [100] e Reitz and Bracco (1979) [101].^[J11]

Cavitazione

Bergweck [8] supponeva che l'atomizzazione del getto avveniva a causa della cavitazione ma Wu et al. [134] dimostrano che la rottura avveniva anche in sua assenza.^[J17] All'interno dell'atomizzatore può avvenire la cavitazione in specifiche condizioni del flusso e in presenza di un'atomizzatore dotato di nitidezza geometrica.^[J22] La rottura delle bolle di cavitazione produce delle fluttuazioni che intensificano la rottura del getto^[J22] che avverrà a lunghezza d'onda del disturbo più corte.^[J11] A causa della variazione del profilo del flusso all'interno dell'atomizzatore dovuta alla cavitazione e alla separazione del flusso Hiroyasu et al. (1991) [6] notarono degli accorciamenti ed allungamento del getto con delle variazioni di velocità.^[J11] Hiroyasu et al. (1985) [5] e Karasawa et al. (1992) [45] osservarono un flusso in gran parte uniforme e non turbolento all'uscita nel caso di una grande cavitazione in cui non avviene il riattacco alla parete.^[J26]

Lunghezze intatta del cuore e della superficie

Leroux et al. (1995) [57] affermarono che la lunghezza intera della superficie del getto dipende dai parametri di progetto e dalla densità del gas. Invece, la lunghezza del cuore è influenzata dal rapporto delle densità tra gas e liquido e solo debolmente dalla velocità e le proprietà del liquido.^[J11]

3.4.3 Regime di prima rottura

Le descrizioni dei vari modi di prima rottura, riportati in seguito, sono in buona parte le osservazioni tratte da Reitz and Bracco [J17] nel 1986 dall'analisi di stabilità lineare. In questo studio fu considerato "uno spostamento infinitesimo assialsimmetrico della superficie libera del getto" e una componente di Fourier fu espressa come:^[J17]

$$\eta = \Re (\eta_0 e^{ikx + \omega t})$$

dove η_0 indica lo spostamento infinitesimo iniziale, k è il numero d'onda e ω rappresenta la frequenza complessa.

Dall'analisi di stabilità fu ottenuta la seguente equazione di dispersione la quale lega la frequenza complessa della perturbazione iniziale con la sua lunghezza d'onda λ

$$\omega^2 + 2 \nu_l k^2 \omega \left[\frac{I_1'(ka)}{I_0(ka)} - \frac{2kl}{l^2 + k^2} \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \frac{I_1'(la)}{I_1(la)} \right] =$$

$$\frac{\sigma k}{\rho_l a^2} (1 - k^2 a^2) \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \frac{\rho_g}{\rho_l} k^2 \left(U_l - \frac{i\omega}{k} \right)^2 \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \frac{K_0(ka)}{K_1(ka)}$$

Moltiplicando entrambi i membri dell'equazione per il termine $(\rho_l a^3)/\sigma$

$$\frac{\rho_l a^3}{\sigma} \omega^2 + 2 a^3 \mu_l k^2 \sqrt{\frac{1}{\sigma \rho_l a^3}} \left[\omega \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma}} \right] \left[\frac{I_1'(k a)}{I_0(k a)} - \frac{2 k l}{l^2 + k^2} \frac{I_1(k a)}{I_0(k a)} \frac{I_1'(l a)}{I_1(l a)} \right] =$$

$$k a (1 - k^2 a^2) \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(k a)}{I_0(k a)} + \frac{\rho_g \rho_l a^3}{\rho_l \sigma} \frac{2}{2} k^2 U_l^2 \left(1 - i \frac{\omega}{U_l k} \right)^2 \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(k a)}{I_0(k a)} \frac{K_0(k a)}{K_1(k a)}$$

Introducendo alcuni parametri fu ottenuto:

$$\beta^2 + 2 (k a)^2 Z \beta F_1 = k a \left[1 - (k a)^2 \right] F_2 + (k a)^2 W e_g F_3 \quad (3.6)$$

dove a è il raggio della sezione di uscita dell'atomizzatore, $l^2 = k^2 + \omega/\nu$ è la viscosità dinamica del liquido, $\beta = \omega \sqrt{\rho_l a^3/\sigma}$.

3.4.3.1 Regime di Rayleigh

Imponendo $Z = 0$ (liquido inviscido) e $W e_g = 0$ (basse velocità) nell'equazione 3.6 si ottiene l'equazione ricavata da Rayleigh nella sua analisi di stabilità. L'equazione esprime un bilancio tra l'inerzia del liquido e la tensione superficiale rappresentati rispettivamente dal primo e secondo membro dell'equazione.^[J16] La superficie libera del getto è instabile per tutte le lunghezze d'onda $k a < 1$ e la relazione della frequenza complessa descrive bene i risultati sperimentali ottenuti da Donnelly and Glaberson nel 1965 [23].

$$L_S = L_C = \frac{U_l}{\omega_{max}} \ln \left(\frac{a}{\eta_0} \right)$$

dove ω_{max} rappresenta la massima frequenza complessa.

L'intervallo del numero di Weber in cui esiste questo modo di rottura fu definito, dalla osservazione di Ranz (1956) che il gocciolamento non avveniva quando $W e_l > 8$ e dalla sua assunzione che il regime di prima rottura avvenisse quando $W e_g < 0.4$. Il valore di $W e_g$ fu successivamente modificato con il valore $W e_g$ associato alla lunghezza L_S massima ($W e_{gMAX}$) ottenuto da Sterling and Sleicher (1975) [114].^[J11]

$$W e_l > 8 \text{ e } W e_g < 0.4 \text{ oppure } W e_g < W e_{gMAX} \quad (3.7)$$

dove $W e_{gMAX} = 1.2 + 3.41 Z^{0.9}$

3.4.3.2 Regime di prima rottura "wind-induced"

Aumentando la velocità del getto, gli effetti inerziale del gas diventano importanti e il numero di Weber $W e_g$ diventa un parametro di controllo. La rottura del getto continua ad avvenire per l'instabilità delle forze di tensione superficiali, ma l'interazione aerodinamica aumenta e produce una rottura anticipata, come dimostrato da Weber [131].^[J17] All'aumentare della velocità oltre il valore massimo gli effetti aerodinamici sono responsabili della diminuzione della curva nel grafico 3.6.^[J11]

Trascurando la viscosità del gas, Weber ottenne una lunghezza di rottura L_S massima non concorde con i risultati sperimentali in seguito della sovrastima degli effetti inerziali del gas. Successivamente,

Sterling and Sleicher [114] modificarono la teoria di Weber moltiplicando il secondo membro dell'equazione di dispersione per una costante di attenuazione e i risultati ottenuti furono concordi con quegli sperimentali.^[J17] Leroux et al. (1996) [57] introdussero delle modifiche empiriche alla formula di Sterling and Sleicher che tenesse in considerazione della dipendenza della lunghezza L_S massima dal parametro di progetto dell'atomizzatore e dall'intensità della densità del gas.^[J11] L'estremo superiore del numero di Weber dell'intervallo di esistenza di questo regime di rottura corrisponde al caso in cui le forze di tensione superficiale e d'inerzia del gas ambiente sono dello stesso ordine.^[J11]

$$We_{gMAX} < We_g < 13 \quad (3.8)$$

3.4.3.3 Legamenti

Nei due regimi precedenti, alla rottura del getto si formano una goccia principale e una o più piccole gocce chiamate come gocce satellite. Tra le gocce principali si possono formare dei legamenti che possono essere descritti dalle teorie non lineari e dal loro volume è possibile ottenere le dimensioni delle gocce satelliti.^[J1]

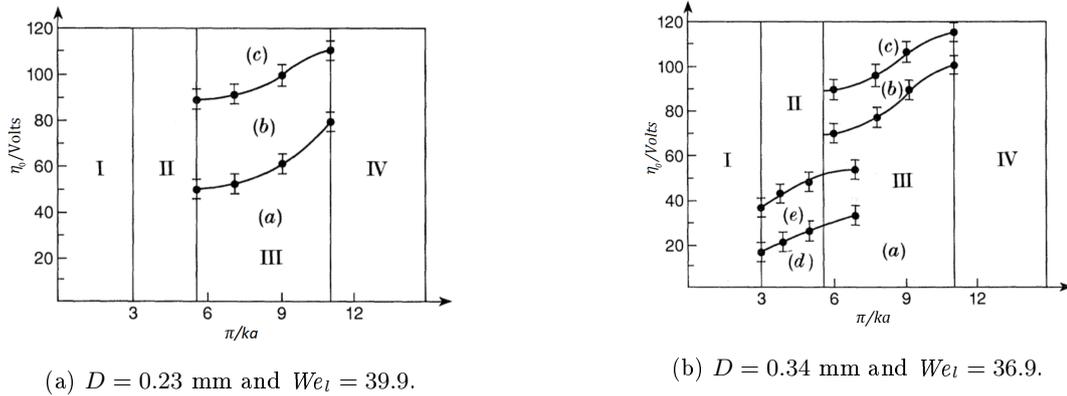
Goedde and Yuen (1970) [31] descrissero la formazione delle gocce satellite da una colonna di liquido e calcolarono la distribuzione di pressione nel liquido utilizzando dei profili d'onda ricavati sperimentalmente. Nella parte contratta della superficie del getto, in vicinanza del punto di separazione, fu osservato un'aumento del gradiente di pressione all'interno del liquido che produce di conseguenza un'accelerazione della rottura del getto. In seguito si forma un legamento fortemente appuntito in cui la distribuzione di pressione interna assume un valore massimo nella punta.^[J24] Poi, il legamento, si arrotola formando una goccia sferica che si può poi rompere in gocce più piccole od unirsi con le gocce principali.^[J1] La pressione all'interno della goccia sia mantiene essenzialmente costante.^[J24]

Lee and Pimbley (1977) [53] studiarono la formazione delle gocce satellite e la loro unione con le gocce principali ed osservarono che, per diverse condizioni delle gocce satelliti si potevano formare:^[J24]

- Nella parte a monte di una goccia principale
- Nella parte a valle di una goccia principale
- Contemporaneamente da entrambe le estremità di una goccia principale

A seconda dell'ampiezza del disturbo iniziale, notarono diversi fenomeni sulle gocce satellite, in particolare:^[J1]

- Se l'ampiezza è piccola, le gocce satelliti non sono completamente staccate dalla goccia principale precedente.
- Se l'ampiezza è più grande, le gocce satelliti si fonde con la goccia principale successiva.
- Se l'ampiezza è molto più grande, le gocce satelliti non si formano.



region	description	boundaries
I	random breakup	$ka > \pi/3$
II	short-wavelength Rayleigh breakup	$\pi/5.5 < ka < \pi/3$
III	medium-wavelength Rayleigh breakup	$\pi/11 < ka < \pi/5.5$
IV	long-wavelength Rayleigh breakup	$ka < \pi/11$

Figura 3.9: Mappa dei regimi di rottura. *Figure da [J24]*

Inoltre, dall'osservazione della quantità di moto fu osservato che se la separazione avveniva a valle l'unione si verifica a monte e viceversa, ma quando la separazione accadeva contemporaneamente da entrambi i lati una goccia satellite stabile si formava.^[J24]

Sulla base dei risultati ottenuti da un getto d'acqua di sezione trasversale $2a$ il cui numero di Weber fu variato nell'intervallo tra 25 e 160 Vassallo and Ashgriz (1991) [J24] divisero il meccanismo di rottura in diverse regioni, figura 3.9:^[J24]

- **Rottura di Rayleigh** ($ka > \pi/3$)

I disturbi dell'ambiente non sono controllati e dominano il processo di rottura. Questo determina una rottura causale senza un particolare schema.

- **Rottura di Rayleigh λ corte** ($\pi/5.5 < ka < \pi/3$)

In questa regione Vassallo and Ashgriz osservarono tre distinti processi di rottura:

- "*uniform breakup*", figura 3.10 a. Nessuna goccia satellite si forma e si verifica una rottura uniforme del getto. Questa rottura si verifica più spesso nei getti di piccoli diametro a parità di intervallo ka e del numero di Weber.
- "*immediate satellite merge*", figura 3.10 b. Si crea una goccia principale e una goccia satellite che si unisce nella parte a monte ad ogni due lunghezze d'onda.
- "*reflexive satellite merging*". Per una particolare combinazione del diametro del getto e del numero di Weber, la goccia satellite può non coalescere nell'impatto con la goccia principale, a causa della sua oscillazione. Il flusso interno, prodotto dall'oscillazione della goccia principale, tende ad allontanare la goccia satellite verso gocce più grandi a causa del trasferimento di quantità di moto. La quantità di massa trasferita dipende dal tempo con cui la goccia satellite rimane a contatto con la goccia principale e il

tempo aumenta all'aumentare dell'ampiezza del disturbo iniziale. Questo trasferimento è dovuto alla presenza di una pressione statica maggiore nella goccia satellite. Nella regione d della figura 3.9b avviene una separazione completa della goccia satellite senza un trasferimento di massa mentre, nella regione e della figura 3.9b, viene osservato una riduzione della dimensione della goccia satellite. Se la goccia viene allontanata a grande velocità, essa si dirige verso la goccia principale a valle a cui si unirà oppure, se viene distaccata a bassa velocità, si unirà nella parte a monte della goccia da cui è stata rilasciata.

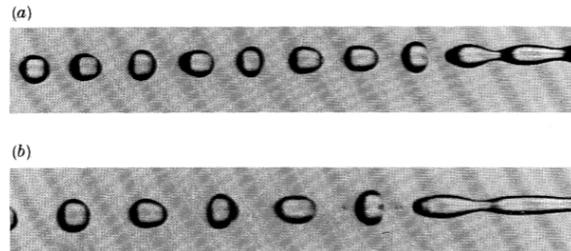


Figura 3.10: Regime di rottura di Rayleigh λ corte. (a) uniform breakup $D = 0.27$ mm, $We = 30.6$, $ka = \pi/4.6$; (b) immediate satellite merge $D = 0.27$ mm, $We = 30.7$, $ka = \pi/5.1$. Figura da [J24]

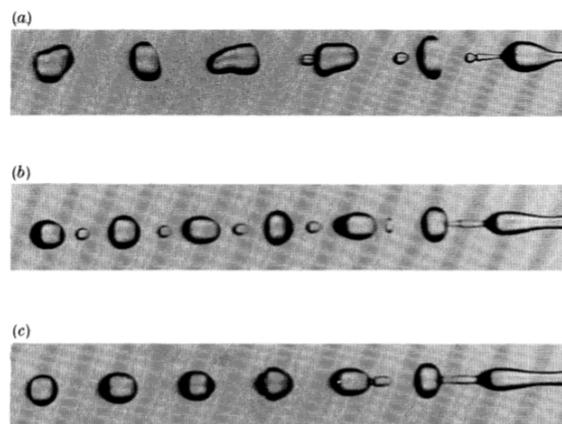


Figura 3.11: Regime di rottura di Rayleigh λ medie. (a) unione a monte $D = 0.34$ mm, $We = 27.3$, $ka = \pi/5.7$; (b) stabile $D = 0.27$ mm, $We = 30.6$, $ka = \pi/5.9$; (c) unione a valle $D = 0.27$ mm, $We = 30.7$, $ka = \pi/5.9$. Figura da [J24]

- **Rottura di Rayleigh λ medie** ($\pi/11 < ka < \pi/5.5$)

In questo tipo di rottura si verifica la formazione di singole gocce satellite ripetibili la cui unione con la goccia principale dipende dall'ampiezza del disturbo iniziale. A basse ampiezze le gocce satellite si uniscono nella parte a monte di goccia principale e all'aumentare dell'ampiezza l'unione avviene sempre più lentamente fino a raggiungere la condizione infinita in cui si ha una goccia satellite stabile che non si unisce con la goccia principale (3.11 a e b). Aumentando ulteriormente l'ampiezza le gocce satellite si uniscono alla goccia principale nella parte di valle (3.11 c) fino a raggiungere la condizione in cui nessuna goccia satellite

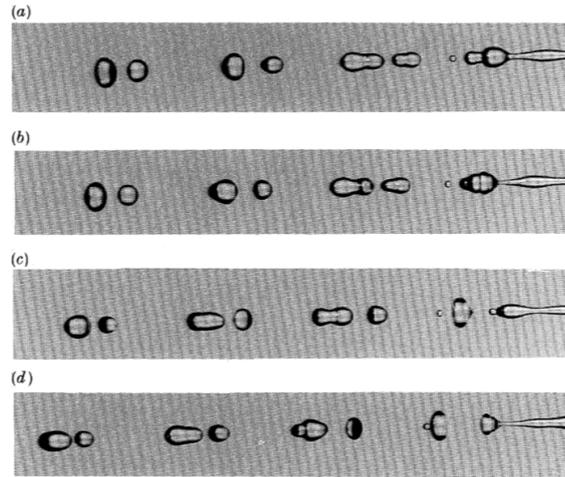


Figura 3.12: Regime di rottura di Rayleigh λ lunghe. (a) due gocce distinte $D = 0.27$ mm, $We = 41.2$, $ka = \pi/13.1$. Figura da [J24]

viene formata. La dipendenza dall'ampiezza del disturbo fu osservata da Pimbley and Lee [53]. L'unione dalla parte di monte è predominante a bassi valori di Weber ma aumentando il numero di Weber aumentano i casi di unione nella parte di valle.

- **Rottura di Rayleigh λ lunghe** ($ka < \pi/11$) Dopo ogni lunghezza d'onda di disturbo si forma un treno periodico di gocce satellite di spaziatura e dimensione irregolare. Aumentando sia l'ampiezza del disturbo sia il numero di Weber il parametro ka diminuisce al fine di formare lo stesso numero di gocce che abbiano un diametro circa uguale a quello del getto.

Dai risultati numerici ottenute dalle equazioni del moto complete non lineari da Ashgriz and Mashayek (1995) [7] si possono osservare le relazioni tra l'inverso del numero di Ohnesorge e le caratteristiche del getto, in particolare:^[J1]

- All'aumentare di ka la lunghezza e il diametro del legamento liquido diminuiscono.
- A bassi valori di Oh nessuna goccia satellite viene formata.
- All'aumentare di Oh :
 - Il punto di rottura si sposta verso il rigonfiamento del getto formando un legamento e una goccia principale.
 - Il tempo di rottura diminuisce.
 - Il diametro del legamento aumenta, a parità di k .

Per numeri di $Oh > 10$ non viene osservata nessuna variazione delle dimensioni delle gocce satellite al variare di questo parametro. A bassi valori di Oh è necessario una pressione più elevata tra il legamento e la goccia, affinché si verifichi la separazione del legamento dalla goccia principale con lo scopo di prevalere sulle forze viscosive. Questo determina una riduzione del diametro del legamento che diventa sottile e filiforme.^[J1]

Ashgriz and Mashayek definirono sul grafico $Oh - ka$ due regioni in cui avviene e non avviene la formazione di gocce satellite (figura 3.13). Quando $ka = 0.7$ si osserva una variazione dell'andamento della linea di demarcazione e, aumentando l'ampiezza del disturbo iniziale, la linea di demarcazione viene spostata verso valori Oh più alti.^[J1]

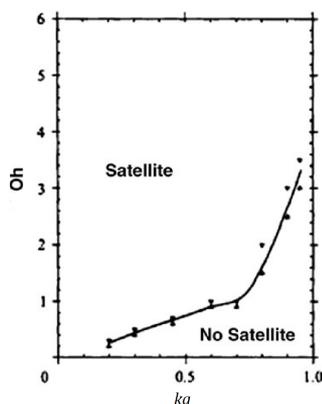


Figura 3.13: Aree di formazione o non formazione di gocce satelliti. *Figura da [J24]*

3.4.3.4 Regime di seconda rottura "wind-induced"

Aumentando ulteriormente il numero di Weber We_g la frequenza complessa massima si sposta sempre più verso lunghezze d'onda più piccole, come si può osservare nell'equazione di dispersione 3.6. In questo regime tutte le onde superficiali sono instabili per valori di $ka > 1$ e la rottura del getto avviene a causa del moto relativo tra il getto liquido e il gas ambiente mentre le forze di tensione superficiale si oppongono a questo processo. Nel caso di getti inviscidi, dalla relazione di dispersione si ottiene che la massima crescita delle onde avviene quando $ka = 1$ e $We_g \cong 12$ ^[J17] e il valore di We_g è un buon accordo con quello ottenuto sperimentalmente da Ranz [94], $We_g = 13$. Alcune teorie non lineari predicono valori $k_{cut-off}$ differenti, per esempio, Laflace [48] nel 1975 propose $k = (2\pi a) \lambda$ mentre Yuen (1968) [137] e Nayfeh (1970) [80] sostenevano che $k_{cut-off}$ dipendesse dall'ampiezza del disturbo iniziale.^[J1]

Nel caso di $ka \gg 1$ gli effetti di curvatura non hanno più importanza e il numero di We_g non è più un parametro di controllo e nel caso limite $ka \rightarrow \infty$ si ottiene lo stesso risultato ottenuto da Taylor (1940) [117] che analizzò la crescita instabile di onde di superficie planare 2D dovute al moto relativo.^[J17]

In questo regime si affermava che il getto fosse composto da un cuore liquido intatto vicino all'uscita dell'atomizzatore e che le gocce sulla superficie libera del getto fossero rimosse dalle forze aerodinamiche, [99].^[J11] Assumendo che le dimensioni delle gocce fossero proporzionali alla lunghezza d'onda, Reitz and Bracco [J17] ricavarono una relazione per la lunghezza di rottura del cuore del getto

$$L_C = \frac{B_1 a}{f(\Gamma)} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (3.9)$$

dove B_1 è una costante di ordine unitario^[J17] ma per ugelli di spruzzi diesel viene consigliato un valore di 4.4, $f(\Gamma)$ è una funzione del numero di Taylor $\Gamma = \rho_l/\rho_g (Re_l/We_l)^2$ che può essere

approssimata, sulla base dei risultati ottenuti da Taylor, come $\sqrt{3}/6 [1 - e^{-10\Gamma}]$.^[J11] Finché il parametro di Taylor $f(\Gamma)$ rimane piccolo la lunghezza L_C rimane al crescere della velocità per poi diminuire.

I due ricercatori ottennero anche una relazione per la lunghezza L_S

$$L_S = \frac{B_2 L_c}{We_g}$$

dove B_2 è una costante che dipende debolmente dalla dimensione della goccia.

Questa lunghezza diminuisce con l'inverso del quadrato della velocità e diminuisce tanto rapidamente quanto più è piccolo il parametro di Taylor $f(\Gamma)$. Questo andamento segue il tratto FG nella figura 3.6, proposta da Haelein [1].^[J17]

Nel 1955 Miesse [79] definì il limite superiore del numero di Weber dell'intervallo di esistenza di questo regime rottura come $We_g > 40.3$ corrisponde all'inizio dell'atomizzazione all'uscita dell'atomizzatore. Nel 1978 Reitz [100] ridefinì nuovamente questo limite come il valore critico tra il rapporto diametro dell'atomizzatore e lunghezza di rottura.^[J11]

$$13 < We_g \quad \text{and} \quad \frac{\rho_g}{\rho_l} < \frac{K \left(\frac{L}{D}\right)}{f(\Gamma)^2} \quad (3.10)$$

dove L e D rappresentano la lunghezza e il diametro dell'atomizzatore, K "è un parametro che tiene in considerazione empiricamente degli effetti dei disturbi iniziali sul flusso dovuti a fenomeni interni all'atomizzatore, come cavitazione, turbolenza, separazione del flusso"^[J11].

3.4.3.5 Regime di atomizzazione

Nel regime di atomizzazione, nelle vicinanze dell'uscita dell'atomizzatore si forma uno spruzzo di forma conica con il vertice posto sul orifizio e l'effetto gravitazionale può essere trascurato in quanto il numero di Froude è molto grande.^[J11] Nei primi studi (O'Rourke and Bracco 1980 [85], Martinelli et al. 1984 [70]) si sostenne che il liquido fosse già finemente atomizzato all'uscita del getto ma, nel caso di uno spruzzo ad alta pressione, il cuore intatto del getto si poteva estendere per centinaia di diametri.^[J16] Nel taglio a getto la rottura avviene dopo molti diametri di distanza nonostante l'elevata velocità del getto. La differenza dei due fenomeni è dovuta alle significative differenze nelle caratteristiche di progetto della parte interna dell'atomizzatore.^[J11]

Furono proposti diversi meccanismi responsabili dell'atomizzazione del getto ma non erano in grado di spiegare completamente i risultati se fosse presi singolarmente. Alcuni processi che furono proposti sono:^[J17]

- La crescita di onde sulla superficie libera
- La riorganizzazione del profilo di velocità del getto
- Le oscillazioni della pressione di alimentazione del liquido
- Il rilassamento del profilo di velocità dello strato limite di parete

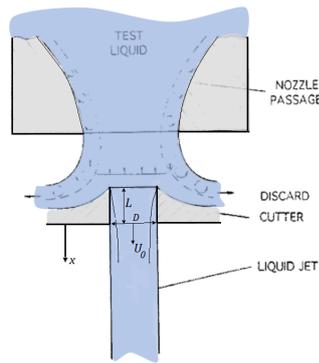


Figura 3.14: Schizzo della sistemazione dell'uscita. *Figura da [J26]*

Il primo processo di rottura predice molti degli andamenti dei risultati sperimentali ottenuti per un dato atomizzatore.^[J17] Il regime di atomizzazione viene rappresentato dall'equazione di dispersione 3.6 in cui $ka \rightarrow \infty$. Utilizzando questa teoria Ranz [93] ricavò nel 1958 l'angolo dello spruzzo dal rapporto tra la velocità assiale della massima crescita dell'onda instabile e la velocità assiale. Gli andamenti furono coerenti con i risultati ma, a bassi valori di densità del gas, i valori misurati presentavano un andamento opposto rispetto ai valori calcolati. Le lunghezze L_C misurate da Hiroyasu et al. (1982) [3] sono in accordo con le lunghezze ottenute dall'equazione 3.9. Se la dimensione della goccia viene collegata alla lunghezza d'onda dell'onda di superficie instabile si può ottenere una buona corrispondenza con i dati esperimenti ma è presente una discrepanza con la densità del gas. Questo meccanismo di rottura non predice le dimensioni e la distribuzione delle dimensioni delle onde instabili al momento della rottura ed nemmeno il tempo tra rotture successive.^[J17]

Un altro processo di atomizzazione è quello di considerare la superficie del getto liquido già perturbata all'uscita dall'atomizzatore da fenomeni che avvengono al loro interno di esso e l'interazione aerodinamica seleziona ed amplifica rapidamente le perturbazioni.^[J17]

3.4.3.6 Getto non turbolento

Per comprendere le conclusioni ottenute dagli studi riportati nei sotto-paragrafi successivi è necessario descrivere le apparecchiature utilizzate negli esperimenti. In tutti le ricerche fu utilizzato un ugello con un profilo definito da Smith and Wang [103] il quale produce all'uscita dell'ugello un profilo di velocità uniforme ("slug flow") ad esclusione dello strato limite che si forma lungo le pareti dell'ugello. Negli studi sperimentali [J28] e [J26] venne posizionato, dopo l'ugello, un condotto a sezione costante caratterizzato dal parametro L/D , ma nella ricerca [J26] venne anche sistemato un dispositivo, chiamato "cutter", tra l'ugello e il condotto (figura 3.14). Il "cutter" rimuoveva lo strato limite e all'uscita del condotto si avevano delle condizioni di flusso che andavano dallo "slug flow" non turbolento ($L/D = 0.15$) ad un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato ottenuto con grandi valori di L/D ed elevati numeri di Reynolds. Il getto turbolento, considerato nelle studi riportati di seguito, appartiene ai regimi di seconda rottura wind-induced e di atomizzazione mentre nel getto non turbolento la vorticità, prodotta nell'iniettore, domina la rottura primaria.^[J26]

Getto a bassa viscosità (acqua e n-eptano)

Nel caso di "slug flow" in presenza del condotto a sezione costante con $L/D = 0.15$, Wu et al. [J26] osservarono che :

- Il flusso all'uscita è circa uniforme e non turbolento .
- La rottura primaria lungo la superficie è eliminata in modo simile al caso del taglio a getto.
- Per $x/D > 30$ appaiono delle irregolarità superficiali di scala relativamente grande, dove x indica la distanza assiale dalla sezione di uscita.

Vicino all'uscita, nel caso di "slug flow" e in assenza del condotto a sezione costante, si formano con un'elevata densità dei legamenti la cui distanza è comparabile alla lunghezza d'onda del disturbo. Questo suggerisce un comportamento simile alla rottura turbolenta di un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato dove le dimensioni sono comparabili alla scala integrale del disturbo (Wu et al. [135]). Alla loro estremità si formano delle gocce secondo i meccanismi di rottura primaria non turbolenta, riportato in [J27]. Aumentando la distanza dalla sezione di uscita la lunghezza d'onda e la densità diminuiscono ma le dimensioni dei legamenti rimangono costanti. A causa della vorticità, generata nello strato limite lungo le pareti del condotto dell'atomizzatore, il rateo di dispersione è più rapido vicino all'uscita che a valle.^[J27] La larghezza del getto aumenta progressivamente sia all'aumentare della distanza sia con la velocità di uscita.^[J27] La lunghezza d'onda dei disturbi è comparabile con il diametro di uscita e i diametri dei legamenti sono molto più piccoli della lunghezza d'onda del disturbo, dovuto all'azione di stripping da parte del flusso del gas.^[J27]

"Delle velocità relative maggiori dovrebbe portare delle dimensioni delle gocce più piccole dopo la rottura sia primaria che secondaria in cui le gocce più piccole si disperdono più rapidamente nella direzione radiale" (Faeth G. M. [43r a,b]).^[J27]

Getto ad alta viscosità (miscela di acqua e glicerolo)

Furono ottenuti simili comportamenti a quelli ottenuti nel caso di un getto a bassa viscosità, sia all'aumentare della distanza dall'uscita dell'atomizzatore che all'aumentare della velocità relativa. Lontano dall'orifizio dell'atomizzatore, le linee di flusso del liquido penetrano in maniera insolita nel gas producendo quasi un rigonfiamento vicino all'uscita, dovuto all'aumento dello strato limite all'interno dell'atomizzatore. Questo comportamento fa aumentare la regione vorticoso del liquido. Le osservazioni sui legamenti sono simili al caso di fluidi a bassa viscosità, ma in questo caso, la zona densa dei legamenti è più estesa e a maggiore distanza e i legamenti sono più lunghi. Questo comporta ad una regione del fluido vorticoso più estesa vicino all'uscita e lungo la superficie.^[J27]

Quando Re_x (numero di Reynolds calcolato utilizzando la distanza dalla sezione di uscita x) è dell'ordine di 10^6 ha inizio il regime di rottura primaria pienamente sviluppato che corrisponde solitamente alla transizione dello strato limite alla turbolenza. La comparsa del regime di rottura pienamente sviluppato può rappresentare la fine dell'influenza da parte dello strato limite, presente sulle pareti dell'atomizzatore.^[J27] Per liquidi a bassa viscosità questo regime viene raggiunto nelle

vicinanze dell'uscita mentre per liquidi ad alta viscosità il getto è ancora in via di sviluppo nella regione $x/D < 50$. Questo suggerisce un legame tra lo sviluppo della vorticità nel liquido e i processi che portano alla rottura primaria.^[J27]

Nelle condizioni [J26] il regime di rottura pienamente sviluppato domina le proprietà della rottura primaria.^[J26]

3.4.3.7 Getto turbolento

Studi negli anni

Nel 1932 Dejuhasz et al. [22] descrissero per primi la rottura primaria turbolenta^[J22] ed osservarono un cambiamento nell'atomizzazione e nel rateo di mescolamento quando il flusso laminare diventò turbolento, come fu osservato da Lee and Spencer nel 1933 [52].^[J28] Quando il flusso laminare passò a turbolento, Phinney [89] rivelò, nel 1973, una riduzione della lunghezza di rottura del cuore del getto (L_C)^[J17] che fu successivamente confermata sia Hiroyasu et al. nel 1982 [3] e da Chehroudi et al. nel 1985 [13].^[J28] Phinney concluse anche che la transizione dal regime wind-induced al regime di atomizzazione avvenisse quando il flusso laminare, uscente dall'atomizzatore, si trasformava in un flusso turbolento.^[J27] Nel 1937 Schweitzer [112] affermava il livello della turbolenza del fluido avesse alcuni effetti sulla stabilità del getto.^[J22] Pertanto, la vorticità contenuta nello strato limite che si sviluppa all'interno dell'atomizzatore domina la rottura primaria vicino all'uscita.^[J27] Inoltre, Phinney osservò la formazione di nuvole bianche composte da piccole gocce, vicino alla sezione di uscita^[J22] e suppose che la turbolenza modificasse lo spostamento iniziale infinitesimo in direzione radiale η_0 della perturbazione.^[J17]

Sia Grant and Middleman [33] che Phinney [89] ottennero dall'analisi dimensionale una correlazione tra le condizioni del flusso e le misure della lunghezza medie di rottura del getto.^[J18]

Hoyt and Taylor (1977 e 1985) [38, 39, 40] osservarono dei piccoli effetti sulla rottura primaria da parte della velocità relativa^[J27] quando il flusso uscente era turbolento e le velocità del gas e del liquido erano comparabili.^[J26]

Dalle misurazioni di Ruff et al. [105, 104, 106] e Tseng et al. [124, 125] fu ottenuto un rateo di mescolamento molto più alto nel caso di un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato rispetto al caso di "slug flow". Nel caso di flusso turbolento, osservarono alla rottura primaria delle dimensioni delle gocce più grandi rispetto al caso non turbolento e le dimensioni erano simili alla scala integrale del liquido. Di conseguenza, affermarono che il risultato della rottura primaria turbolento fosse dominato dalle proprietà della turbolenza del liquido. Nella regione di flusso disperso gli effetti dei flussi separati sono importanti perché osservarono una velocità relativa elevata vicino alla superficie.

I risultati di Sallam et al. (2002 e 2003) [51r a, b] mostrarono che i regimi di rottura di un getto turbolento possono essere descritti in modo simile alle teorie dei getti liquidi non turbolenti e possono essere espressi dalle proprietà della turbolenza.^[J17]

Dipendenza da Re_l e da L/D

La rottura primaria turbolenta è influenzata sia dal parametro L/D del condotto sia dal numero di Reynolds.

Mantenendo costante il numero di Reynolds maggiore di 10^5 , fu ottenuta con $L/D = 4$ una situazione simile a quella del taglio a getto, in cui la superficie del getto rimane intatta mentre, con $L/D = 10$, si verificano dei fenomeni simili a quelli osservati con valori L/D grandi. Invece, con $L/D = 41$ si verificò la rottura primaria turbolenta, descritta al sotto-paragrafo 3.4.3.7.^[J26]

Per valutare l'influenza del numero di Reynolds fu considerato un getto di acqua e glicerolo al 42% espulso attraverso un condotto a sezione costante e con un valore di $L/D = 7$. Per $Re_l = 1.5 \cdot 10^4$ e $2 \cdot 10^4$ la superficie del getto apparve inizialmente liscia, successivamente apparirono delle onde sinuose ed infine avvenne la rottura irregolare a grandi scale. Questo comportamento del getto fu indicato come getto sinuoso. A $Re_l = 3.3 \cdot 10^4$ le parti irregolari del processo di rottura tendevano ad unirsi, o precedere la parte delle onde sinuose eliminando queste onde. Infine, a $Re_l = 4.2 \cdot 10^4$ la superficie del getto si presentò rugosa vicino all'uscita ed ebbe le stesse caratteristiche della rottura primaria turbolenta.^[J26]

Nei casi $L/D \leq 10$ lo strato limite all'interno dell'atomizzatore fu rimosso tramite il dispositivo "cutter" mentre non fu rimosso nel caso $L/D \geq 41$.^[J26]

Quindi, 3.15:

- Per valori di $L/D < 4 - 6$ la transizione del getto laminare è indipendentemente dal valore di Re_l fino a 10^6 . Questo valore può diminuire nel caso di cavitazione come fu osservato da Arai et al. [4, 5, 6] e Karasawa et al. [45].
- Per valori di $L/D > 6$ nell'intervallo di $Re_l = 1 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4$ viene osservata la transizione dal getto sinuoso al getto turbolento e il numero di Reynolds Re_l di transizione diminuisce all'aumentare del parametro L/D .^[J26]

Dipendenza con We_l

Ad alti valori di We_l la formazione delle gocce dai legamenti superficiali inizia a $x/D \approx 10$ e termina a $x/D \approx 66$, appena prima della rottura del cuore del getto. Invece, ad elevati valori di We_l le gocce si formano dai legamenti a $x/D \approx 5$ che continua anche dopo la rottura del cuore del getto.^[J25]

La distanza dalla sezione di uscita al punto in cui avviene sia l'inizio della rottura primaria turbolenta^[J28] che la formazione della prima goccia^[J25] (L_S) fu ottenuta assumendo che:

- L'eddy che crea la prima goccia sia trasportato lungo la superficie liquida con la velocità assiale di uscita dal condotto \bar{U}_l , sulla base delle conclusioni ottenute sulle velocità delle gocce (pagina 77), quindi:^[J28]

$$L_S = \bar{U}_l \tau_i \quad (3.11)$$

dove τ_i è il tempo richiesto ad un eddy di formare una goccia e $\tau_i = l_i/v_{li}$ se l'eddy ha una dimensione caratteristica l_i e una velocità radiale caratteristica v_{li} .^[J28]

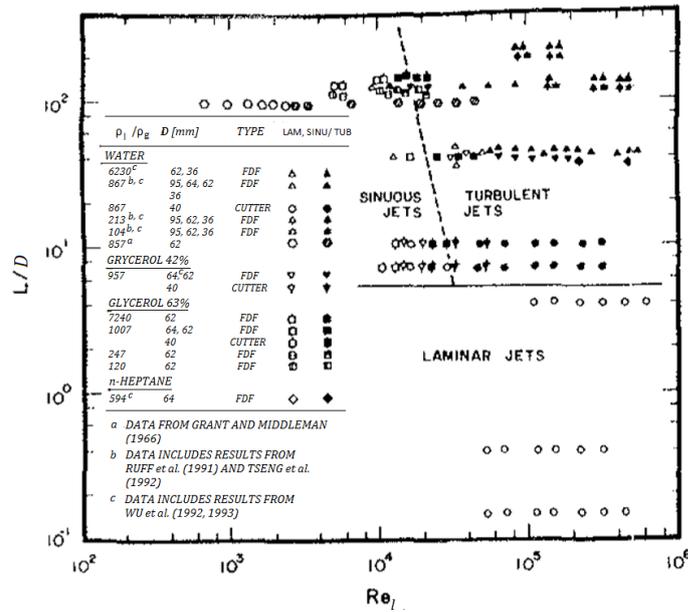


Figura 3.15: Mappa dei regimi di rottura. *Figura da [J26]*

- Il tempo τ_i sia proporzionale al tempo richiesto ad un legamento di raggiungere la sua lunghezza di rottura, ossia^[J28]

$$\tau_i \propto \frac{L_{brk}}{v_{li}} \quad (3.12)$$

L_{brk} è stata ottenuta dall'espressione della lunghezza di rottura del cuore del getto valida nel regime di Rayleigh ricavata da Weber [131]:^[J28]

$$\frac{L_C}{D} \sim \left(\frac{\rho_l D v_{li}^2}{\sigma} \right)^{1/2} + 3 \frac{\mu_l v_l}{\sigma}$$

Questa espressione fu modificata assumendo che il legamento protendente dalla superficie del getto abbia un diametro l_i e una velocità di schizzo v_{li} e trascurando il secondo termine, necessario per fluidi molto viscosi:

$$\frac{L_{brk}}{l_i} \sim \left(\frac{\rho_l l_i v_{li}^2}{\sigma} \right)^{1/2}$$

Sostituendo questa relazione nell'equazione 3.12 fu ottenuto:

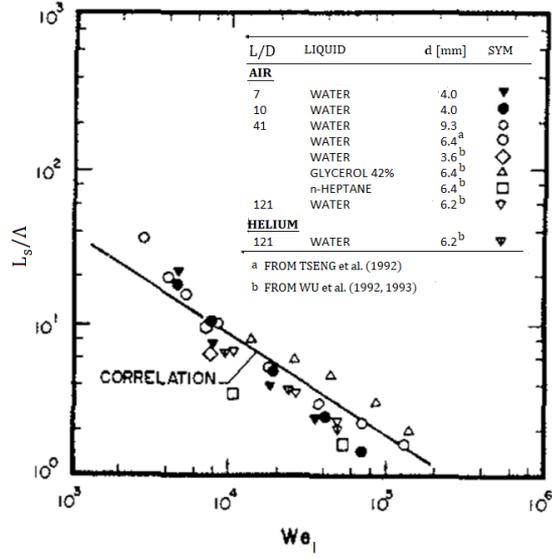
$$\tau_i \sim \left(\frac{\rho_l l_i^3}{\sigma} \right)^{1/2}$$

Sostituendo quest'ultima espressione nell'equazione 3.11 ed assumendo che il diametro della gocciolina all'inizio della rottura $SMD_i = l_i$ si ottiene:^[J28]

$$L_S \sim \bar{U}_l \left(\frac{\rho_l SMD_i^3}{\gamma} \right)^{1/2} = \Lambda \left(\frac{SMD_i}{\Lambda} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho_l \bar{U}_l^2 \Lambda}{\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

$$\frac{L_S}{\Lambda} \sim We_{l\Lambda}^{1/2} \left(\frac{SMD_i}{\Lambda} \right)^{3/2} \quad (3.14)$$

dove Λ è la scala integrale in direzione radiale e $We_{l\Lambda} = \left(\rho_l \bar{U}_l^2 \Lambda \right) / \sigma$.



Sostituendo le espressioni SMD_i/Λ con quelle definite nelle relazioni 3.25 e 3.26 si ottiene:

$$\frac{L_S}{\Lambda} \sim We_{l\Lambda}^{1/2} \left[C_{si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{6/5} We_{l\Lambda}^{-3/5} \right]^{3/2} = C_{Xi} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{9/5} We_{l\Lambda}^{-2/5} \quad (3.15)$$

$$\frac{L_{S_{end}}}{\Lambda} \sim We_{l\Lambda}^{1/2} \left[C_{se} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{-2} We_{l\Lambda} \right]^{3/2} = C_{Xe} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{-3} We_{l\Lambda}^2 \quad (3.16)$$

dove $L_{S_{end}}$ indica la lunghezza finale della rottura della superficie del getto, \bar{v}^* è il valore quadratico medio delle fluttuazioni di velocità radiale mediate nel tempo.

Dall'interpolazione dei dati, figura 3.16:^[J26]

$$\frac{L_S}{\Lambda} = 3980 We_{l\Lambda}^{-0.67} \quad (3.17)$$

Questa espressione è in buon accordo con le misurazioni di un getto di fluido d'acqua e le deviazioni standard del coefficiente e della potenza sono, rispettivamente, 10 e 128. Il coefficiente è molto grande perché \bar{U}_l/\bar{v}^* è molto grande nel flusso di tubo turbolento, se C_{Xi} è dell'ordine unitario.

Una relazione analoga è stata ottenuta nel caso in cui gli effetti aerodinamici sono importanti ed è riportata in [86].^[J26]

Sostituendo \bar{U}_l/\bar{v}^* nell'equazione 3.15 con la relazione definita 3.25 otteniamo un'espressione simile all'equazione 3.14:

$$\frac{L_S}{\Lambda} \sim \frac{C_{Xi}}{C_{si}^{3/2}} \left(\frac{SMD_i}{\Lambda} \right)^{3/2} We_{l\Lambda}^{1/2}$$

Dall'interpolazione dei dati fu ottenuto:^[J28]

$$\frac{L_S}{\Lambda} = 1.43 \left[\left(\frac{SMD_i}{\Lambda} \right)^{3/2} We_{l\Lambda}^{1/2} \right]^{1.08} \quad (3.18)$$

Considerando il diametro D invece di Λ :^[J25]

$$\frac{L_S}{D} \sim We_l^{1/2} \left[C_{si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{6/5} We_l^{-3/5} \left(\frac{\Lambda}{D} \right)^{2/5} \right]^{3/2} = \left(\frac{We_{l\Lambda}}{We_l} \right)^{2/5} \left(\frac{\Lambda}{D} \right)^{3/5} \frac{L_S}{\Lambda} \quad (3.19)$$

$$\frac{L_{Send}}{D} \sim We_l^{1/2} \left[C_{si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*} \right)^{-2} We_l \left(\frac{\Lambda}{D} \right)^2 \right]^{3/2} = \left(\frac{We_l}{We_{l\Lambda}} \right)^2 \left(\frac{\Lambda}{D} \right)^3 \frac{L_S}{\Lambda} \quad (3.20)$$

Per interpolazione con i dati sperimentali queste due relazioni, le quali indicano le posizioni di inizio e di fine della rottura turbolenta superficiale, diventano:^[J25]

$$\boxed{\frac{L_S}{D} = 2000 We_l^{-0.67}}$$

$$\boxed{\frac{L_{Send}}{D} = 1.58 \cdot 10^{-5} We_l^{1.68}}$$

Le curve ottenute da queste due espressioni si intersecano in $We_l^* = 2800$ ma le misure sperimentali indicano $We_l^* = 5200$, figura 3.17. L'assunzione che la goccia si formi alla condizione di massima energia dello spettro di turbolenza (pagina 81) porta ad un numero di Weber critico $We_l^* = 2450$ in cui non avviene nessuna rottura turbolenta. Inoltre, queste curve dividono il grafico della figura 3.17 b in due parti:^[J25]

- Flusso senza rottura superficiale
- Flusso con rottura superficiale

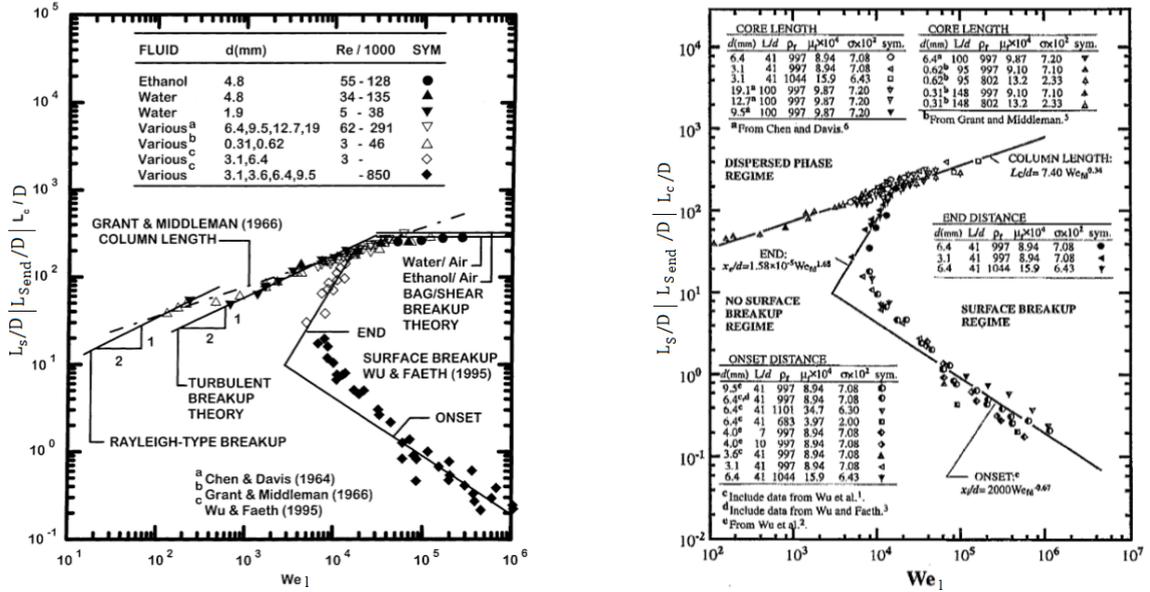
Quindi, figura 3.17:^[J25]

- $We_l \leq 5.2 \cdot 10^3$. Corrisponde al regime di prima rottura wind-induced in cui il getto non subisce una rottura superficie, Reitz e Ruff et al. [100, 105].
- $We_l \geq 5.2 \cdot 10^3$. Il flusso è descritto dalla seconda rottura wind-induced e la rottura superficiale inizia ad una certa distanza dall'uscita dell'eiettore.
- $5.2 \cdot 10^3 \leq We_l \leq 17 \cdot 10^3$. Il liquido subisce sia l'inizio che la fine della rottura superficiale prima che il getto si rompa completamente.
- $We_l \geq 17 \cdot 10^3$. La rottura superficiale continua anche dopo la rottura del cuore del getto.

Man mano che il punto, in cui ha inizio la rottura superficiale, si avvicina alla sezione di uscita si amplia la zona dissolta del getto fino a raggiungere le condizioni del regime di atomizzazione.^[J25] Il comportamento iniziale della rottura primaria turbolenta è in gran parte simile alla seconda rottura wind-induced in cui il punto di rottura si sposta verso la sezione di uscita all'aumentare della velocità di emissione del liquido.^[J28] Nel 1966 Grant and Middleman [33] proposero per primi una relazione tra la lunghezza di rottura del cuore del getto e il numero di Weber We_l , in cui:

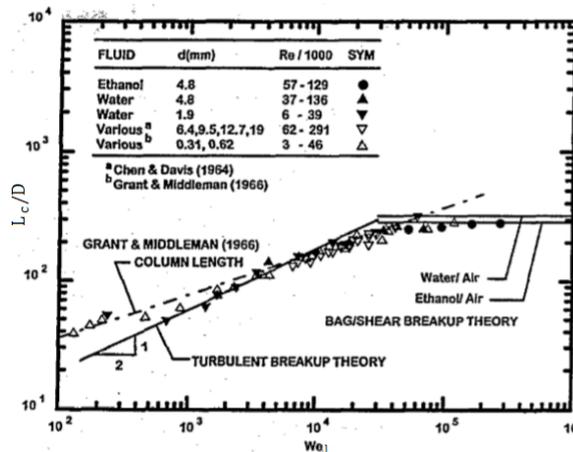
$$\frac{L_C}{d} = 8.51 We_l^{0.32} \quad \text{per } 1 \cdot 10^2 \leq We_l \leq 1 \cdot 10^5$$

Questa relazione fornisce una buona corrispondenza con le misurazioni sperimentali nell'intervallo in cui è We_l definito^[J18] ma, a bassi valori di Weber, è influenzato dagli effetti di transizione



(a) Figura da [J19]

(b) Figura da [J25]



(c) Figura da [J18]

Figura 3.17: Lunghezze di rottura in funzione di We_l da ricerche diverse

verso un getto caratterizzato da un profilo di velocità in uscita laminare e da una rottura di tipo di Rayleigh.^[J19] Negli anni successivi, furono introdotti nuovi regimi di rottura con le associate relazioni $L_c - We_l$ valide per l'intervallo di We_l che sono attribuite. I dati sperimentali suggeriscono una transizione dalla rottura turbolenta a dei differenti meccanismi di rottura per bassi ed alti valori di We_l .^[J18]. Dalla figura 3.17:

- $We_l < 4 \cdot 10^2$ Regime di rottura debolmente turbolento

Una semplice correlazione può essere ottenuta dall'analisi del modo di rottura di Rayleigh. Assumendo che la velocità nel flusso rimanga costante ed uguale a \bar{U}_l la rottura del getto avverrà al tempo t_r , di conseguenza, la lunghezza di rottura del cuore del getto:^[J19]

$$L_c = \bar{U}_l t_r$$

Introducendo l'espressione di t_r definita da Weber [131].^[J19]

$$\frac{L_C}{D} = C_r We_l^{1/2}$$

dove C_r è una costante funzione del livello di disturbo del cuore all'uscita del getto e ha un ordine di grandezza unitario.^[J19]

Dall'interpolazione dei dati sperimentali:

$$\boxed{\frac{L_C}{D} = 5 We_l^{1/2}}$$

Il fatto che, a piccoli valori di We_l , L_C/D abbiamo un comportamento simile a quello del regime di rottura di Rayleigh conferma l'esistenza di una transizione dalla rottura di Rayleigh ad una rottura turbolenta.^[J19]

• $6.7 \cdot 10^2 < We_l < 1.37 \cdot 10^4$ **Regime di rottura turbolento**^[J19]

La rottura del cuore del getto avviene quando le dimensioni delle gocce, che si formano sulla superficie del getto, sono comparabili al diametro del cuore stesso.^[J25] Assumendo che il diametro della goccia SMD sia $SMD \sim D$ e che la distanza dalla sezione di uscita x sia $x = L_C$ ed introducendo queste assunzioni nella relazione 3.27 di $SMD/\Lambda(x)$ si ottiene:^[J18]

$$\frac{D}{\Lambda} = C_{Sx} \left(\frac{x D^{1/2}}{\Lambda^{3/2} We_l^{1/2}} \right) = C_{Sx} \frac{D}{\Lambda} \frac{1}{We_l^{1/3}} \left(\frac{L_C}{D} \right)^{2/3}$$

$$\boxed{\frac{L_C}{D} = C_c We_l^{1/2}}$$

dove C_c è un parametro empirico di ordine unitario.

Questa relazione differisce dalla correlazione di Grant and Middleman perché la loro correlazione include dati appartenenti a vari regimi di rottura.^[J19]

Dall'interpolazione dei dati:

$$\frac{L_C}{D} = 7.40 We_l^{0.34} \quad \text{per } 1 \cdot 10^2 \leq We_l \leq 1 \cdot 10^6$$

$$\frac{L_C}{D} = 2.1 \cdot We_l^{1/2} \quad \text{per } 7 \cdot 10^2 \leq We_l \leq 3 \cdot 10^4$$

Sono state ottenute due diverse relazioni in quanto sono stati considerati alcuni dati sperimentali diversi. Entrambe le relazioni considerano le misurazioni fatte da Grant and Middleman e da Chen and Davis ma la prima relazione considera i dati riportati in [J25] seconda i dati riportati in [J18].

• $3 \cdot 10^4 < We_l < 3 \cdot 10^5$ **Regime di rottura di tipo bag/shear.**

$$\boxed{\frac{L_C}{D} = C_{bs} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}} \quad (3.21)$$

Da interpolazione dei dati sperimentali:

$$\frac{L_C}{d} = 11 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad \text{per etanolo } We_l \geq 1 \cdot 10^5$$

L'espressione di L_C/D è indipendente da We_l in accordo con la teoria e la lunghezza di rottura del cuore è poco influenzata dalla variazione del rapporto di densità.^[J18] L'equazione 3.21 fu ottenuta considerando:^[J18]

$$- L_c = \bar{U}_l t_{bs}$$

- La relazione del tempo di rottura bag/shear del cuore del getto t_{bs} è riportata in [74]:

$$t_{bs} = C_{bs} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \frac{D}{\bar{U}_l}$$

Fu assunto che il coefficiente C_{bs} non variasse significativamente al variare con il valore di Weber.^[J19]

La correlazione dell'equazione 3.21 è identica alle prime correlazioni ottenute da Arai et al. [3] e Chehouni et al. [13] sulla lunghezza di rottura di un getto liquido in presenza di grandi pressioni. È molto probabile che nel caso di grande pressione i meccanismi aerodinamici includono l'unione della rottura primaria e della rottura secondaria dei legamenti.^[J18]

Descrizione del regime di rottura turbolento

In seguito viene riportata la descrizione effettuata da Wu et al. [J28] relativa alla rottura di un getto d'acqua emesso da un condotto a sezione costante con i seguenti parametri: $L/D = 41$, $Re_l \cong 14 \cdot 10^4$ e $We_l \cong 6.2 \cdot 10^4$

Vicino all'uscita dell'eiettore, la superficie apparve irruvidita e la sua posizione media si gonfia esternamente.^[J28] Il motivo della scomparsa della ruvidità superficiale è dovuto al fatto che i piccoli disturbi completano la loro crescita molto più rapidamente che i disturbi più grandi. Il rigonfiamento è dovuto al cambiamento del profilo di velocità del getto con la conseguente riduzione della produzione di turbolenza in cui le strutture più piccole scompaiono prima. Il rigonfiamento è dovuto alla riorganizzazione del profilo medio di velocità da quello di un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato ad uno circa piatto.^[J28]

La rugosità superficiale diventa più fine all'aumentare del numero di Reynolds del getto liquido mentre le scale più grandi non dipendono molto dal numero di Reynolds.^[J28]

Sembra essere un effetto dello spettro di potenza della turbolenza del liquido in cui, l'energia cinetica disponibile per distorcere la superficie ad alti k , aumenta all'aumentare del numero di Reynolds.^[J28]

Dei legamenti superficiali sporgono dalla superficie con un orientamento casuale mostrando dei piccoli effetti di resistenza al moto del gas indicando che i processi di rottura siano dominati dalle proprietà della turbolenza del fluido.^[J28] Il loro moto è in gran parte risultato delle fluttuazioni di velocità del liquido in quanto la direzione non è collegata con la velocità relativa del gas.^[J28]

Descrizione della rottura turbolenta debolmente sviluppata

A piccoli valori di We_l il numero di Reynolds del getto è piccolo ed avvicinandosi a valori di $2 \cdot 10^3$ gli effetti di turbolenza debolmente sviluppata diventano importanti, dimostrato da un comportamento

di tipo transizionale e dal cambiamento della relazione L_C-We_l . Per valori di We_l più piccoli fu osservata una rottura del cuore del getto secondo il regime di Rayleigh.^[J18]

Per piccoli numeri di Reynolds la rottura del cuore dipende dai disturbi che il liquido subisce al passaggio attraverso l'iniettore i quali sono difficili da controllare (Weber (1931)[131] e Sallam et al. 1999 [108]).^[J19]

La descrizione di questo modo di rottura avviene considerando un getto liquido con una turbolenza all'uscita debolmente sviluppata e con $We_l = 235$ e $Re_l = 5030$.

Il cuore del getto fu distorto in modo assialsimmetrico ma non in modo significativo dalla turbolenza e la sua rottura avvenne in maniera simile a quella del regime di Rayleigh. L'intervallo dei diametri delle gocce fu limitato e le dimensioni delle gocce più grandi furono circa due volte il diametro del cuore del getto che è una caratteristica della rottura di Rayleigh.^[J19]

Assumendo che gli effetti aerodinamici e gli effetti viscosi sono piccoli e la rottura del cuore avvenga quando l'ampiezza dei disturbi superficiali, presenti all'uscita, raggiunge l'asse del getto.

Rottura "Bag/shear breakup"

A numeri di Weber relativamente grandi la rottura del cuore del getto è legato sia agli effetti aerodinamici responsabili della rottura secondaria delle gocce che alla rottura primaria di un getto liquido non turbolento investito da una corrente di gas trasversale.

Il meccanismo di rottura del cuore turbolento cambia quando il valore di We_l eccede il $We_l = 10^5$.^[J18]

Le distorsioni superficiali di piccola scala sono assenti perché gli eddies di piccola dimensione, responsabili di queste deformazioni, sono scomparsi ma rimangono le distorsioni su grande scala del cuore liquido. Nella "bag/shear breakup", la distorsione del cuore del getto è maggiore rispetto agli altri modi rottura^[J18] in cui parti del getto vengono spostati lateralmente portando a dei modi di rottura simili a quegli osservati durante la rottura di un getto non turbolento investito da un flusso di gas trasversale.^[J19]

Due diverse tipologie di rottura furono osservati:

- **Rottura del cuore "like-bag"**. Lungo il cuore deformato del getto compaiono delle strutture simili a "bag" che sono simili alle strutture formate nella rottura secondaria "bag breakup" e alla rottura di un getto di liquido investito da un flusso di gas trasversale.^[J18] Successivamente, queste strutture si rompono creando delle gocce.^[J19]
- **Rottura del cuore "like-shear"**. Lungo il getto si forma dei legamenti che producono delle gocce al momento della loro rottura. Questa rottura è simile alla "sheet-thinning breakup" della rottura secondaria.^[J19]
- **Rottura del cuore combinato**. Come nella rottura secondaria questa modalità è una combinazione dei due modi di rottura precedenti (Dai and Faeth 2001).^[J19]

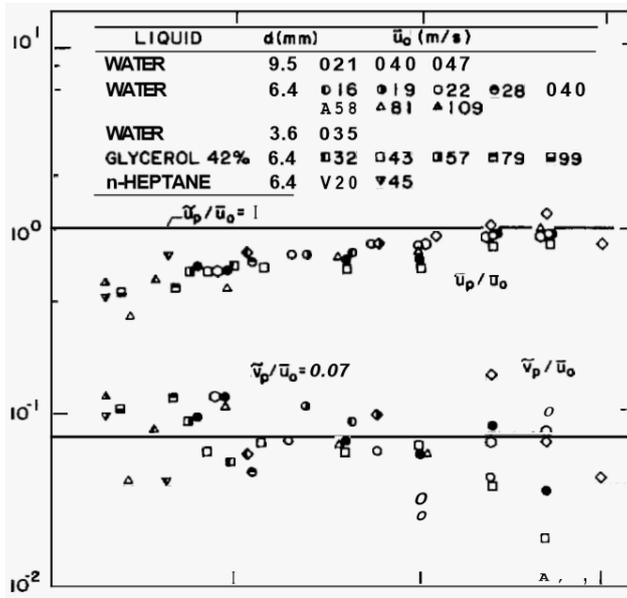
Velocità delle gocce

Il rapporto tra la velocità assiale della particella mediata sulla massa (\tilde{u}_p) e la velocità assiale uscente dall'iniettore mediata nel tempo (\bar{U}_l) ha un valore di circa 0.6 molto vicino all'uscita ed aumenta fino a raggiunge il valore circa 1 per $x/D > 20$, figura 3.18a. Questo comportamento può essere spiegato assumendo che la velocità assiale della goccia, dopo la rottura primaria, è all'incirca la velocità assiale vicina alla superficie liquida^[J28] in quanto il loro rapporto tra \tilde{u}_p e la velocità assiale locale alla superficie del getto (\bar{u}_s) è $\tilde{u}_p/\bar{u}_s = 0.88$, figura 3.18b.^[J19]

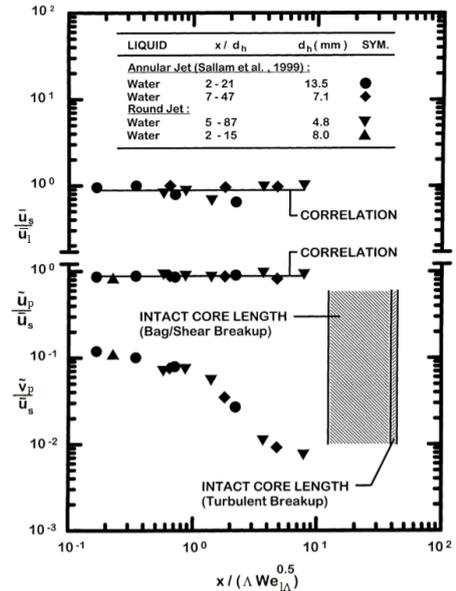
Dal grafico 3.18b si osserva che \bar{u}_s/\bar{U}_l è circa indipendente dalla distanza assiale nella lunghezza del cuore liquido e il loro rapporto è $\bar{u}_s/\bar{U}_l = 0.89$.^[J19]

Per gli alti numeri di Reynolds ($Re_l = 110000 - 780000$) i calcoli ottenuti da "Locally Homogeneous Flow "(LHF) mostrano che, nella regione $x/D < 20$, le velocità medie nel liquido evolvono da distribuzioni di flusso di tubo pienamente sviluppato ad un profilo di velocità circa piatto con una velocità media di circa $0.92 \bar{U}_l$ indipendente delle condizioni del flusso [104, 124]. Il valore più basso vicino all'uscita è dovuto all'effetto ritardante nel passaggio dalle velocità di pareti alla velocità assiale vicino alla superficie.^[J28]

Per $x/D < 20$, il rapporto tra la velocità radiale della particella mediata sulla massa (\tilde{v}_p) e \bar{u}_s è $\tilde{v}_p/\bar{u}_s \approx 0.37$ che tende a diminuire per grandi valori di x/D , figura 3.18b.^[J28] La variazione di con la distanza assiale è abbastanza plausibile.^[J19] Le velocità radiale della goccia appare essere comparabile alle fluttuazioni della velocità radiali di un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato.^[J28]



(a) \tilde{u}_p/\bar{U}_l e \tilde{v}_p/\bar{U}_l . Figura da [J28]



(b) \tilde{u}_p/\bar{u}_s e \tilde{v}_p/\bar{u}_s e \bar{u}_s/\bar{U}_l . Figura da [J19]

Figura 3.18: Velocità delle particelle in funzione della distanza dalla sezione di uscita

3.4.4 Formazione, distribuzione e dimensioni delle gocce

3.4.4.1 Distribuzione delle gocce

Nella rottura possono essere presenti un insieme di gocce liquide dotato di una certa distribuzione delle dimensioni delle gocce e descritto da dei diametri caratteristici.

Nel 1977 Simmons [113] studiò la distribuzione delle gocce di spray emessi da vari tipi di ugelli ed osservò che il rapporto tra il diametro mediato sulla massa e il Sauter Mean Diameter è $\bar{d}_m/SMD \approx 1.2$ e la dimensione massima delle gocce fu circa $3 \bar{d}_m$.^[J1]

Ruff et al. [106] studiarono la distribuzione delle gocce sia lungo l'interfaccia dopo la rottura sia nella zona di mescolamento, probabilmente dopo la seconda rottura di uno "slug flow" e di un flusso di tubo pienamente sviluppato. In tutte le condizioni la distribuzione fu ben rappresentata dalla distribuzione normale della radice universale di Simmons.^[J27]

Non turbolento

Dopo la rottura primaria la distribuzione delle dimensioni delle gocce soddisfa la distribuzione normale della radice universale di Simmons.^[J27, J26] Prendendo in considerazione tutti i risultati in [J27] viene ottenuto un rapporto $\bar{d}_m/SMD = 1.18$ con un intervallo di confidenza del 95% compreso tra 1.14 – 1.22.

Turbolento

Dopo la rottura primaria turbolenta la distribuzione delle dimensioni delle gocce è in accordo con la funzione di distribuzione normale della radice universale di Simmons con rapporto $\bar{d}_m/SMD = 1,17$ con un intervallo di confidenza del 95% compreso tra 1.11 – 1.23.^[J28, J26] Man mano che il punto di rottura si sposta verso l'uscita, il valore del diametro SMD delle gocce, all'inizio della rottura primaria turbolenta, diminuisce.^[J28]

3.4.4.2 Dimensioni delle gocce

Nel 1970 Rutland and Jamerson [107] utilizzarono la stessa tecnica di Yuen (1968) [137] per predire la formazione delle gocce satellite in cui assunsero che il liquido contenuto nella cresta delle onde principale formi la goccia primaria mentre quello contenuto nella cresta delle onde secondarie forma le gocce secondarie. I loro risultati, come quegli di LaFrance [48] dimostrano che le dimensioni delle gocce finali sono molto influenzate dalla lunghezza d'onda del disturbo ed in modo minore dalla grandezza del disturbo iniziale.^[J24] Le dimensioni delle gocce sono definite una volta definito il diametro SMD in quanto è noto il rapporto \bar{d}_m/SMD . Dalla distribuzione delle dimensioni delle gocce si può osservare che il SMD è molto più grande nel caso di flussi turbolenti [106].^[J27]

Flusso non turbolento

In seguito viene descritto la formazione di una goccia da un legamento che si è formato da un'onda superficiale nel regime pienamente sviluppato. Il diametro del legamento fu assunto uguale al

diametro della sezione di uscita e fu considerato un rapporto $\rho_l/\rho_g > 500$ al fine di trascurare gli effetti aerodinamici.

Il moto relativo tra il gas e il liquido produce uno strato limite sul lato di sopravvento dell'onda e la velocità relativa viene assunta circa uguale alla velocità dell'onda. Le dimensioni delle gocce dopo la rottura primaria furono assunte pari allo spessore dello strato limite all'estremità del legamento (figura 3.19a). Per ricavare una relazione per la dimensione della goccia, dopo la sua formazione, fu assunte le seguenti ipotesi:^[J27]

- Il diametro SMD è proporzionale allo spessore dello strato limite superficiale
- La distanza che lo strato limite crescente è proporzionale a D
- La velocità relativa dello strato scala come \bar{U}_l
- Lo strato limite della superficie è laminare

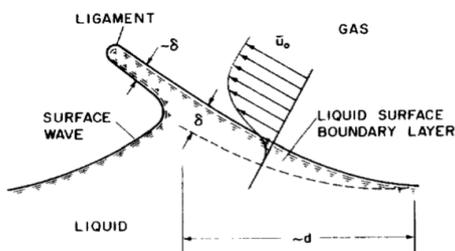
L'equazione che fu ottenuta è:

$$\frac{SMD}{D} = \frac{C_B}{Re_l^{1/2}} \quad (3.22)$$

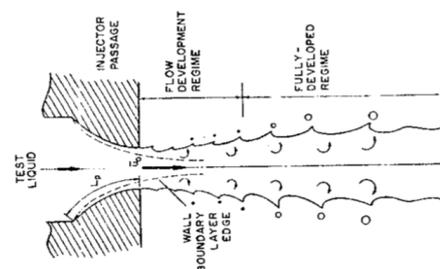
dove C_B è una costante empirica.

Le proprietà di crescita dell'onda superficiale determinano la loro dimensione ma il diametro della goccia viene controllata dallo sviluppo dello strato limite. Questa conclusione è sostenuta dal fatto che la goccia è più piccola della lunghezza d'onda.^[J27] Lo stripping aerodinamico non gioca nessun ruolo nel meccanismo di rottura primaria non turbolenta.^[J26] La vorticità del liquido influenza la rottura primaria^[J27] e, di conseguenza, il fenomeno fu modificato includendo l'effetto dominante della vorticità in uscita, figura 3.19b.^[J26] Per la descrizione di questo nuovo meccanismo fu assunto:

- Lo strato limite, presente lungo dell'eiettore abbia una lunghezza L_{BL} e che crei la regione vortica liquida responsabile della rottura primaria.
- La dimensione della goccia al momento della rottura, rappresentata da SMD , sia proporzionali allo spessore dello strato limite all'uscita dell'eiettore.
- Lo spessore dello strato limite all'uscita del getto scali nello stesso modo di uno strato limite laminare lunghezza L_{BL} presente su lamina piana investita dal gas ad una velocità \bar{U}_l .



(a) Prima spiegazione. Figura da [J27]



(b) Successiva spiegazione. Figura da [J26]

Figura 3.19: Meccanismo di rottura primaria di un getto liquido turbolento

Fino a quando si presenta una situazione di rottura primaria pienamente sviluppata, il valore del diametro SMD aumenta all'aumentare della distanza.^[J27] Nel regime di rottura primaria pienamente sviluppata il rateo di crescita è più basso^[J27] o indipendente dalla distanza^[J26] e il valore di SMD subisce delle grandi variazioni dovute:^[J27]

- Ridotta velocità relativa vicino alla superficie
- Aumento della lunghezza d'onda all'aumentare della distanza

Le prime relazioni proposte sulle dimensioni medie delle gocce, formatosi dopo la rottura primaria si poggiavano su due approcci:^[J27]

1. Rottura aerodinamica basata sulla teoria di crescita lineare dell'onda, proposta inizialmente da Taylor e successivamente modificata da Ranz [93] e Levich [58]. Taylor assunse che la dimensione della goccia fosse proporzionale all'onda con la più rapida crescita. Per piccoli valori di $\Gamma^{-1/2}$ Ranz e Levich proposero la seguente relazione:

$$We_{gSMD} = C_B$$

Levich affermò che We_{gSMD} aumentava con $\Gamma^{-1/2}$ e la rottura primaria cessava quando $\Gamma^{-1/2} \approx 1$

2. Teoria di crescita delle onde "sheltered" proposto sia da Mayer [71] che Adelberg [2] che si basa sul modello di crescita delle onde superficiali di Jeffreys [44]. Mayer propose la relazione:

$$We_{gSMD} = C_B \Gamma^{-1/3}$$

dove Γ è il numero di Weber e We_{gSMD} è il numero di Weber definita considerando come dimensione caratteristica il diametro SMD .

Nessuna delle correlazioni di Taylor, Levich, Mayer e Adelberg fornivano una buona corrispondenza con i risultati sperimentali e una nuova relazione fu ottenuta dalla 3.22 considerando il primo meccanismo di rottura riportato in [J27] e il secondo meccanismo esposto in [J26] che include la vorticità

$$We_{gSMD} = C_B \frac{We_g}{Re_l^{1/2}}$$

$$We_{gSMD} = C_{NT} \left(\frac{L_{BL}}{D} \right)^{1/2} \frac{We_g}{Re_l^{1/2}}$$

dove C_B è una costante empirica derivata dalla equazione 3.22, C_{NT} è una costante empirica.

Dall'approssimazione dei dati sperimentale:^[J26, J27]

$$We_{gSMD} = 16 \left(\frac{We_g}{Re_l^{1/2}} \right)^{0.82}$$

$$We_{gSMD} = 7 \left[\left(\frac{L_{BL}}{D} \right)^{1/2} \frac{We_g}{Re_l^{1/2}} \right]^{0.87}$$

Il processo di seconda rottura rende We_{gSMD} , numero di Weber utilizzando SMD , circa costante come le velocità relative cambiano.^[J27] Le equazioni sono tratte dai riferimenti [J27, J26].

Con la seconda espressione, riportata in [J26], sono state ottenute delle buone corrispondenze con i dati di tutti i liquidi, gas, velocità e diametri di uscita, considerati. L'equazione non dovrebbe essere utilizzata nelle regioni in via di sviluppo dopo le dimensioni delle gocce sono più piccole.^{[J27][J26]}

Dai risultati [J26] e da quegli [125] fu osservata una lieve riduzione del diametro SMD all'aumentare della densità del gas. La differenza tra le potenze di scala delle relazioni teoriche e sperimentali, 1 e 0.87, rappresenta il piccolo contributo aerodinamico alla rottura primaria pienamente sviluppata, $SMD \sim \rho_g^{-0.13}$.^[J26]

Le dimensioni delle gocce all'interno di tre deviazioni standard dal valore della distribuzione normale della radice universale porta $0.098 \leq d_p/SMD \leq 3.5$ contenete 99.7% della massa dello spruzzo.^[J27]

Flusso turbolento

In seguito, viene riportata la descrizione della formazione di una goccia da un eddy turbolento^[J28] riportato in [J28] e fu considerato un rapporto $\rho_l/\rho_g > 500$ in modo da trascurare gli effetti aerodinamici.

L'eddy ha una dimensione caratteristica l_i , una velocità radiale caratteristica v_{li} e in base ai risultati riportati alla pagina 77, fu ipotizzato che l'eddy fosse trasportato a valle dalla velocità media locale \bar{U}_l , figura 3.20b.^[J28]

La rottura delle gocce dai legamenti e la disintegrazione delle grandi gocce avviene con un processo analogo al processo di rottura di Rayleigh.^[J28] Ruff et al. [135] ipotizzò che l'inizio della rottura primaria turbolenta avvenisse quando la quantità di moto delle fluttuazioni di pressione nel liquido fossero sufficiente per raggiungere le forze di tensione superficiale. Inoltre, affermarono che la dimensione caratteristica di un eddy fosse comparabile con la scala integrale del getto in direzione radiale Λ .^[J28]

La goccia più piccola non è comparabile con la micro-scala di Kolmogorov perché il suo diametro è molto più grande della lunghezza di Kolmogorov. Di conseguenza, la sua dimensione fu assunta comparabile a quella dell'eddy più piccolo avente sufficiente energia cinetica per fornire l'energia superficiale necessaria per formare una goccia. La relazione della dimensione della gocce al momento della creazione fu ottenuta uguagliando l'energia cinetica di un eddy all'energia superficiale richiesta per formare una goccia:^[J28]

$$\frac{\pi \rho_l l_i^3 v_{li}^2}{12} \sim \pi l_i^2 \sigma C_l \quad (3.23)$$

dove C_l è un fattore empirico dell'ordine unitario che tiene conto delle varie geometrie e dei fattori di ridimensionamento.^[J25]

La dimensione caratteristica dell'eddy l_i deve essere inferiore alla scala integrale ma maggiore della scala di Kolmogorov, quindi, l_i fu considerato all'interno dell'intervallo inerziale dello spettro di

turbolenza, in cui:

$$\frac{v_{li}^2}{\bar{v}^*} \sim \left(\frac{l_i}{\Lambda}\right)^n \quad (3.24)$$

dove \bar{v}^* è la distribuzione quadratica media delle fluttuazioni di velocità radiali, mediata nel tempo; $n = -1$ nell'intervallo integrale mentre per l'intervallo inerziale $n = 1/3$ e la transizione tra i due regimi fu ignorata.^[J25]

Assumendo che la goccia abbia un diametro comparabile con l_i , ossia $SMD_i = l_i$ ^[J28] dalla sostituzione della relazione 3.24 nella relazione 3.23, considerando in un caso $n = -1/3$ e in un altro $n = -1$ fu ottenuto:

$$\frac{SMD_i}{\Lambda} = C_{Si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{6/5} We_{l\Lambda}^{-3/5} = \left[C_{Si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{6/5} \left(\frac{\Lambda}{D}\right)^{2/5} We_l^{-3/5} \right] \frac{D}{\Lambda} \quad (3.25)$$

$$\frac{SMD_{end}}{\Lambda} = C_{Se} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{-2} We_{l\Lambda} = \left[C_{Se} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{-2} \left(\frac{\Lambda}{D}\right)^2 We_l^{-3/5} \right] \frac{D}{\Lambda} \quad (3.26)$$

dove i pedici i e end associati a SMD si riferiscono all'inizio e alla fine della rottura superficiale e \bar{U}_l/\bar{v}^* è circa costante quando il flusso in uscita è un flusso di tubo turbolento pienamente sviluppato.

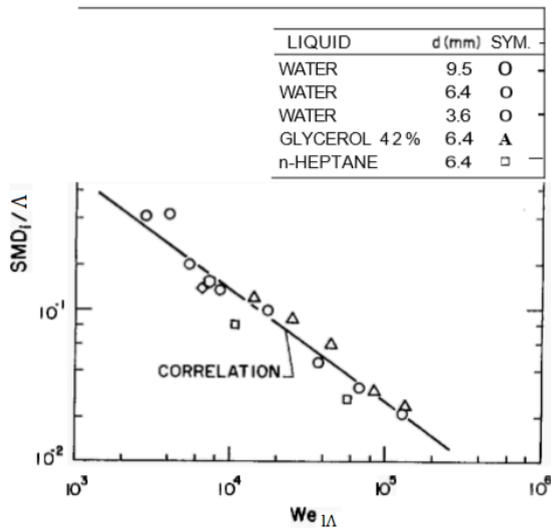
Dall'interpolazione dei dati si ottiene, figura 3.20a:^[J28]

$$\frac{SMD_i}{\Lambda} = 133 We_{l\Lambda}^{-0.74}$$

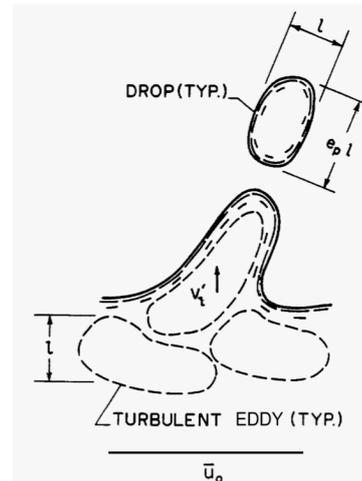
Una diversa correlazione, riportata in [86], fu ottenuta per tenere in conto degli effetti aerodinamici.^[J26]

L'intervallo delle dimensioni delle gocce è:^[J25]

$$C_{Si} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{6/5} \left(\frac{\Lambda}{D}\right)^{2/5} We_l^{-3/5} \leq \frac{SMD}{D} \leq C_{Se} \left(\frac{\bar{U}_l}{\bar{v}^*}\right)^{-2} \left(\frac{\Lambda}{D}\right)^2 We_l$$



(a) Diametro SMD delle gocce in funzione di $We_{l\Gamma}$ Figura da [J28]



(b) Meccanismo di formazione di una goccia dalla superficie del getto. Figura da [J28]

Figura 3.20: Gocce all'inizio della rottura primaria turbolenta

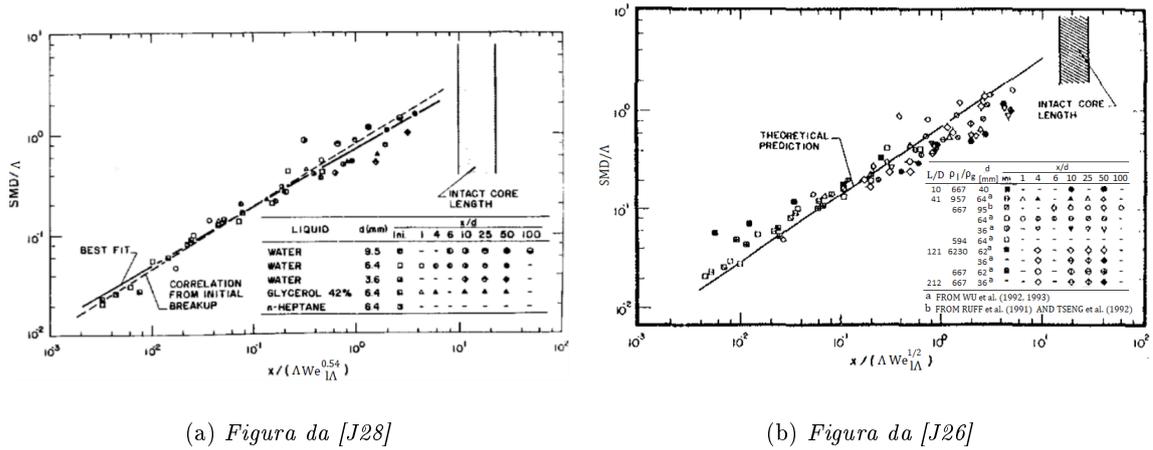


Figura 3.21: Diametro SMD della goccia al momento della rottura in funzione della distanza dall'atomizzatore

Al fine di ottenere una relazione che esprima la variazione di SMD al variare della distanza della sezione di uscita, fu assunto:^[J28]

- Le gocce appena formate siano vicino alla superficie perché le gocce appena formate hanno la maggiore velocità radiale.
- Il diametro SMD è proporzionale alla goccia più grande nella distribuzione delle dimensioni delle gocce perché il diametro è SMD viene dominato dalle gocce più grandi in una particolare posizione.
- Il meccanismo di rottura di Rayleigh.
- $SMD = l_i$

Da una procedura simile a quella che porta all'equazione 3.14 si ottiene:

$$\frac{SMD}{\Lambda} = C_{Sx} \left(\frac{x}{\Lambda We_{f\Lambda}^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (3.27)$$

Considerando l'espressione 3.18 dopo essere manipolata si ottiene:

$$\frac{SMD_i}{\Lambda} = \left(\frac{1}{1,43} \right)^{50/81} \left(\frac{x_i}{\Lambda We_{f\Lambda}^{0.54}} \right)^{50/81} = 0.80 \left(\frac{x_i}{\Lambda We_{f\Lambda}^{0.54}} \right)^{0.62}$$

Dall'interpolazione dei dati si ottiene, figura 3.21:

$$\frac{SMD}{\Lambda} = 0.69 \left(\frac{x}{\Lambda We_{f\Lambda}^{0.54}} \right)^{0,57}$$

Le piccole differenze tra le due curve ottenute dall'interpolazione dei dati sperimentali e dalla teoria sono piccole rispetto alle incertezze sperimentali.^[J28] La corrispondenza tra i valori sperimentali e quegli ottenuti dalla correlazione cambia a seconda del parametro L/D :^[J26]

- $10 < L/D < 212$ l'equazione approssima bene i risultati.

- $L/D = 10$ i valori sperimentali sono comparabili con quegli ottenuti con $L/D > 40$ se

$$\frac{x}{(\Lambda We_{l\Lambda}^{1/2})} \geq 4 \cdot 10^{-4}$$

- $L/D = 7$ i valori sperimentali sono più grandi di quelli ottenuti con $L/D > 40$ con piccoli valori di $x/(\Lambda We_{l\Lambda}^{0.54})$. La spiegazione più promettente per questi valori è lo sviluppo incompleto dello spettro di turbolenza (le gocce iniziali sono più grandi della scala di Kolmogorov)

Il più grande valore di SMD misurato ha un ordine di grandezza pari circa a Λ mentre il valore di SMD delle gocce più piccole, formate all'inizio della rottura, sono un ordine di grandezza più grandi della scala di Kolmogorov.^[J28] Nella regione dell'interfaccia ci sono le gocce più grandi e irregolari con delle gocce circolari più piccole vicino alla superficie.

Per piccoli valori di x/D :^[J28]

- Il parametro SMD/Λ è abbastanza piccolo che le gocce vengono formate da eddies ad alti valori di k dello spettro di turbolenza. Le gocce formate dalla rottura primaria sono più o meno circolari in quanto gli eddies in questa regione sono circa isotropi.
- Le condizioni sono dominate dalla rottura dei legamenti secondo il regime di Rayleigh[132].

All'aumentare della distanza aumenta la zona dispersa, il diametro delle gocce vicino alla superficie e la densità numerica delle gocce ma la frazione volumetrica del liquido rimane bassa, minimizzando gli effetti di possibili collisioni. La larghezza della zona aumenta progressivamente con la distanza.^[J28]

A grandi valori di x/D il parametro $SMD/\Lambda \rightarrow 1$ così che le gocce siano formate dagli eddies a bassi valori di k dello spettro di turbolenza.^[J28] Gli eddies più piccoli producono le gocce più piccole che decadono prima delle gocce più grandi.^[J18]

All'aumentare della velocità del liquido diminuiscono le dimensioni delle gocce ma aumenta la densità numerica delle gocce vicino alla superficie. Ad alti numeri di Re la frazione volumetrica nella fase dispersa è indipendente dalle condizioni del flusso.^[J28] Il fatto che il diametro SMD tenda alla scala integrale in direzione radiale (Λ), vicino alla rottura del cuore liquido, è consistente con la rottura completa del getto.^[J28]

3.4.5 Seconda rottura

La seconda rottura ha inizio quando "le gocce entrano in una regione in cui si rompono in una moltitudine di piccoli frammenti a causa delle forze aerodinamiche distruttive".^[J9] Molti spruzzi includono significativi livelli di rottura secondaria dimostrato dai valori di SMD e dalla distribuzione delle dimensioni delle gocce, dopo la rottura primaria. Aumentando la velocità del getto aumenta progressivamente il numero delle gocce che subiscono la rottura secondaria.^[J27]

I risultati della questa rottura non dipendono dal diametro del getto^[J27] e il numero di Weber include le due forze più importanti: le forze aerodinamiche distruttive e le forze di tensione superficiale ricostituenti. Più il numero di Weber We è grande, maggiore è la probabilità di rottura di una goccia.

Se viene assunto che la velocità relativa tra il fluido e il gas delle grandi gocce, soggette alla seconda rottura, sia approssimata:

- Alla velocità relativa nella zona di mescolamento [16, 106], le gocce saranno instabili, nel regime di seconda rottura, quando $We_{gp} \geq 6.5$.^[J27]
- Alla velocità di uscita del liquido \bar{U}_l , le gocce saranno instabili, nel regime di seconda rottura, quando $We_{gp} \geq 13$.^[J26]

dove $We_{gp} = (\rho_g U_p^2 d_p) / \sigma$ è il numero di Weber di una goccia sferica di il diametro d , chiamato numero di Weber transizionale.

3.4.5.1 Modalità di rottura delle gocce

Le forze viscosive sono significative quando il numero Ohnesorge $Z_p > 0.1$ e riducono la probabilità di disintegrazione dalle gocce perché ostacolano la sua deformazione e dissipano l'energia fornita dalle forze aerodinamiche.^[J9] Per alti valori di Z_p i modi di rottura secondaria rimangono inalterati ma fu osservato un aumento del numero di Weber transizionale e del tempo di rottura. Per valori di Ohnesorge $Z_p < 0.1$, la rottura delle gocce è indipendente dal Z .

È richiesto un certo periodo di tempo affinché avvenga la rottura secondaria della goccia e i vari modi rottura, descritti in seguito, sono definiti considerando una goccia immersa in un gas inviscido.^[J9]

Entrando in un campo di fluido perturbativo la goccia viene deformata da una distribuzione diseguale di pressione statica, applicata sulla superficie della goccia, ma le forze di tensione superficiale tendono a ripristinare la forma sferica della goccia producendone un'oscillazione.^[J9]

I possibili modi di rottura:

- **Rottura vibrazionale** ($We_{gp} < 11$)

Questo modo di rottura può avvenire in alcuni casi e produce delle grandi gocce.^[J9]

- **Bag breakup** ($11 < We_{gp} < 35$) figura 3.22a

La separazione dello strato limite del gas, sulla goccia deformata, produce una differenza di pressione tra il punto di arresto e la scia che preme al centro della goccia, nel lato a monte, creando una "bag". La parte più esterna della goccia forma un anello toroidale che è collegato alla "bag". Dopo un certo periodo di tempo, la "bag" esplose in una moltitudine di piccoli gocce e successivamente anche l'anello si rompe in alcune grande gocce. Le gocce più grandi domineranno il rateo di evaporazione successivo.^[J9]

- **Bag-stamen breakup** ($16 < We_{gp} < 28$) figura 3.22b

Questa tipologia di rottura, osservata da Zhao et al. (2010)[138], differisce dalla rottura "bag breakup" per la presenza di una forma simile ad uno stame al centro della borsa.^[J30]

- **Sheet-thinning breakup** ($80 < We_{gp} < 350$) figura 3.23a

Rager and Nicholls (1969)[92] proposero il meccanismo "shear-stripping" in cui sull'interfaccia

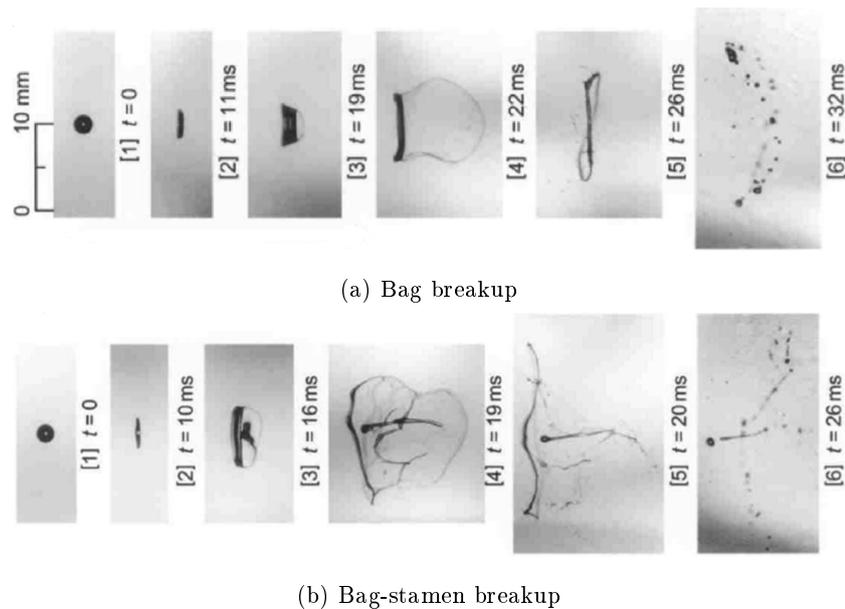


Figura 3.22: Immagini sperimentali della rottura di una goccia liquida realizzate da Suzuki and Mitachi. *Figura da [J30]*

interna della goccia si sviluppa uno strato limite sotto l'azione degli sforzi di taglio del flusso del gas. Quando lo strato limite diventa instabile dai lati della goccia viene emessa del liquido. Questo tipo di rottura dovrebbe essere una funzione del numero di Reynolds ma è contraddittorio con le osservazioni fatte da Liu and Reitz (1997) [65]. Proposero, invece, il meccanismo "sheet-thinning breakup". Inizialmente la goccia si deforma in una forma simile ad un disco con uno spessore che si assottiglia dal centro alla periferia^[J30] e il bordo più esterno si deflette nella direzione del flusso dovuto all'inerzia del gas. Nel bordo del disco, si forma un foglio circolare che si rompe in legamenti, i quali si rompono a sua volta in una varietà di piccole gocce. Questo processo continua fino alla completa disintegrazione della goccia iniziale o una parte della goccia rimane nel caso in cui le forze aerodinamiche diventano trascurabili.^[J9]

- **Multimode breakup** ($35 < We_{gp} < 80$)

La rottura della goccia deformata è una combinazione tra "bag breakup" e "sheet-thinning breakup".^[J9]

- **Dual bag breakup**

Questo modo di rottura fu rilevata da Cao et al. (2007)[10] e può essere classificato come un sotto modo del multimode breakup.^[J30]

- **Catastrophic breakup** ($We_{gp} > 350$) figura 3.23b

Questa rottura fu osservata solo negli esperimenti di shock tube ad elevati valori di Weber. Sulla parte a monte della goccia deformata si formano delle onde di superficie che penetrarono all'interno, producendo la rottura in una moltitudine di piccole gocce.^[J9] Molti autori suggerirono che le onde entranti nella goccia sono quelle dell'instabilità di Taylor-Rayleigh.^[J30]

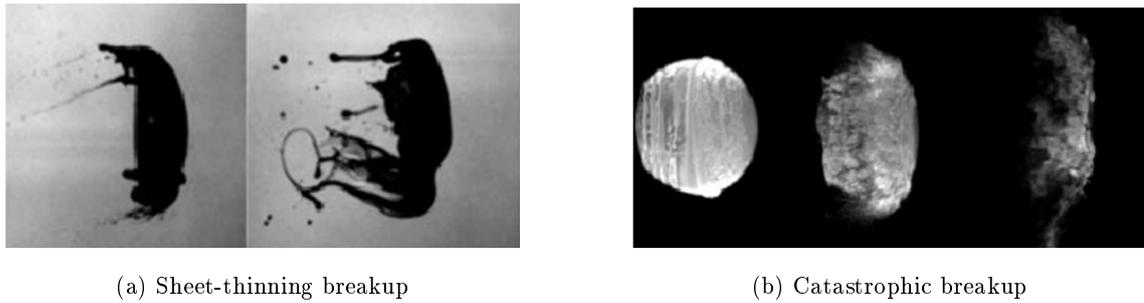


Figura 3.23: Immagini sperimentali della rottura di una goccia realizzate Theofanous et al. [121] con "shadowgraphic technique", immagine a sinistra, e tecnica "Laser Induce Fluorescence", immagine a destra. *Figura da [J30]*

- **Shear-induced entrainment**

Questo meccanismo di rottura fu ipotizzato esistere ad alti valori del numero di Weber in seguito alle conclusioni ottenute da Theofanous et al. (2004 e 2007) [120, 121]. ed affermarono che le forze di taglio influenzano il processo di rottura quando $We_{gp} > 100$ mentre dominano per $We_{gp} > 1000$.

Per numeri di Weber $We_{gp} < 80$ Theofanous et al. (2004 e 2007) [120, 121] e Zhao et al. (2010) [138] conclusero che l'instabilità di Taylor-Rayleigh determina il tipo di rottura delle gocce. Zhao et al. ricavarono anche delle relazioni che legano il numero d'onda di Taylor-Rayleigh nella dimensione massima trasversale della goccia (N_{RT}) e il tipo di rottura.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{3}} < N_{RT} < 1 & \text{ bag breakup} \\ 1 < N_{RT} < 2 & \text{ bag-stamen breakup} \\ N_{RT} > 2 & \text{ multimode breakup} \end{aligned}$$

3.4.5.2 Collisione e coerenza

I fenomeni osservati sperimentalmente dopo la collisione delle gocce sono: coalescenza, rimbalzo, separazione riflessiva, separazione di stretching.^[J2] La cosa più importante dell'interazione collisionale delle gocce è la stabilità o l'instabilità di una collisione, cioè se le gocce collidenti:^[J2]

- Si uniscono e formano una goccia stabile con un volume uguale alla somma dei loro volumi;
- Si separano mantenendo il loro volume iniziale o formando gocce più piccole di quelle originali.

Le proprietà che influenzano le collisioni delle gocce sono: le proprietà fisiche dei fluidi, le dimensione, la velocità e la traiettoria delle gocce.^[J2] L'interazione collisionale di due goccioline liquide di dimensione uguale o diversa è in genere un processo complesso che non permette una descrizione teorica con mezzi analitici.

3.5 Getto di un atomizzatore pneumatico con flusso del gas coassiale

La rottura e l'atomizzazione di un getto liquido iniettato in un flusso di gas ad alta velocità è fondamentalmente differente da quello che avviene per lo stesso getto di liquido in un gas in quiete.^[J23] Nel caso in cui il flusso di quantità di moto del gas fosse dello stesso ordine od eccedesse quello del liquido l'atomizzazione viene prodotta da un trasferimento di energia cinetica dal gas al liquido. Questo tipo di atomizzazione viene realizzata da gli atomizzatori chiamati gas-assisted o airblast/air-assisted. Una tipica configurazione per gli atomizzatori pneumatici è quello coassiale.^[J23]

La prima classificazione dei vari modi di rottura di un getto coassiale fu realizzata da Farago and Chigier (1992) [27], rappresentati nella figura 3.25:

- **Rayleigh breakup.** Il diametro della goccia principale è dell'ordine del diametro del getto e la rottura può essere
 - **assialsimmetrica** $We_{g,rel} < 15$
 - **non assialsimmetrica** $15 < We_{g,rel} < 25$
- **Membrane breakup** ($25 < We_{g,rel} < 70$). Si formano dei legamenti del tipo membrana e il diametro delle gocce è più piccolo del diametro del getto.
- **Fiber breakup** ($100 < We_{g,rel} < 5000$). Questo meccanismo di rottura assomiglia ai regimi di atomizzazione e di seconda rottura "wind-induced" tipici di un getto liquido in un gas in quiete. Dalla superficie del getto si formano delle fibre che si rompono in modo simile al modo di di Rayleigh non assialmmetrico.
- **Superpulsating breakup** ($Re/We_{g,rel}^{1/2} < 100$ ^[J13]). Il modo di rottura delle strutture liquide instazionarie cambia nel tempo. L'esponente di $We_{g,rel}$ è stato modificato a 1/4 da Mayer and Branam.^[J13]
- **Digitation breakup** fu osservato da Lasheras et al. [50, 51].^[J30]

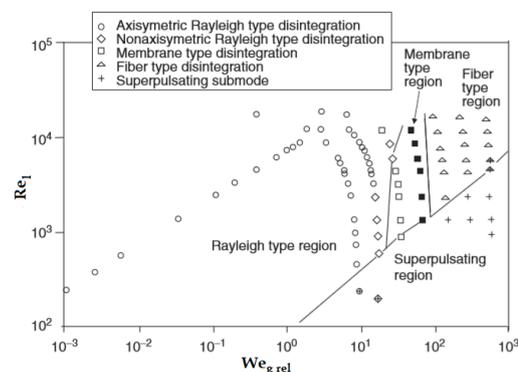


Figura 3.24: Grafico dei regimi di rottura di Farago and Chigier [27]. *Figura da [J8]*

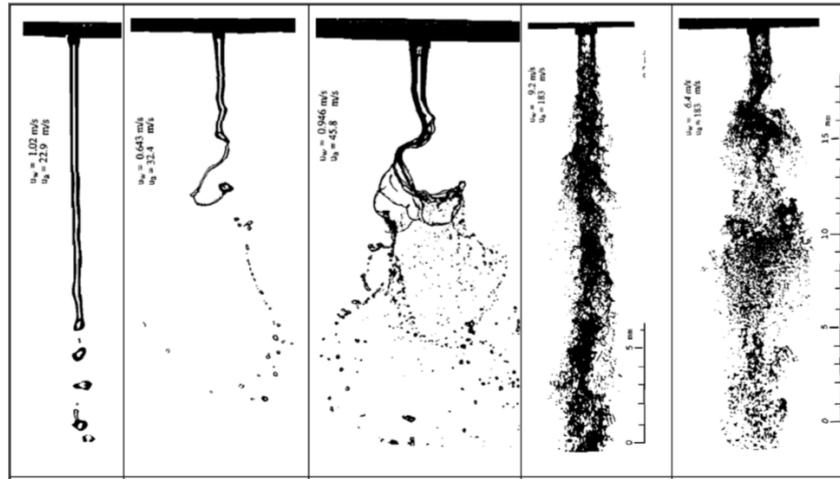


Figura 3.25: Regimi di rottura di un atomizzatore "twin-fluid". Immagine di Farago and Chigier [27]. Da sinistra verso destra: Rayleigh axisymmetric breakup, Rayleigh no-axisymmetric breakup, membrane breakup, fiber breakup, superpulsating breakup. *Figura da [J30]*

Queste modi di rottura possono essere rappresentate nel grafico 3.24 dove viene il numero di Reynolds del getto liquido in funzione del numero di Weber del gas relativo. Nel 1999 Czerwonatis and Eggers [19] proposero un altro metodo di classificazione che considerava tre regimi:^[J13]

- "Drop breakup" (Rayleigh breakup);
- "Wave breakup" (prima e seconda rottura "wind induced")
- "Ligament breakup" (seconda rottura "wind induced" e atomizzazione)

Hopfinger (1998) [37] introdusse il rapporto delle quantità di moto del gas e del liquido definito come:^[J8]

$$M = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2} \quad (3.28)$$

Utilizzando un atomizzatore differente da quello utilizzato da Farago and Chigier [27], in termini di dimensioni geometriche (diametro del getto liquido, rapporto dei diametri gas/liquido) Lashers et al. [50, 51] suggerirono che il rapporto del flusso di quantità di moto fosse un importante parametro, aggiuntivo ai parametri Re_l e $We_{g,rel} = [\rho_g (U_l - U_g)^2] / \sigma$, necessario per la classificazione dell'atomizzazione di getti coassiali.^[J29]

3.5.1 Stato dell'arte

Il primo studio sperimentale fatto sull'atomizzazione coassiale fu svolto da Nukiyama and Tanasawa nel 1939 [82] che ricavarono un'espressione per il diametro SMD delle gocce in funzione dei parametri di iniezione.^[J23]

L'instabilità che si forma sull'interfaccia tra gas e liquido, fluenti in direzioni paralleli fu studiata alla metà del XX secolo da Taylor (1963) e da molti altri, come: Reitz and Bracco (1982), Lin and Lian (1989), Mansour and Chigier (1991), Lin (1995), Raynal (1997), Villermaux (1998).^[J23]

Nel 1868 von Helmholtz [127] studiò l'effetto destabilizzante generato dalla discontinuità di velocità sull'interfaccia e poi nel 1871 Kelvin [47] realizzò un'analisi più dettagliata del problema includendo la tensione superficiale e la gravità.

Il fatto che nell'instabilità di Kelvin-Helmholtz la lunghezza d'onda dipenda linearmente dalla tensione superficiale e dall'esistenza di una forte dipendenza dalla velocità del fluido più veloce si ottengono dei risultati discordi con le osservazioni sperimentali. Inoltre, considerando l'interfaccia come uno strato limite infinitamente sottile sono state ottenute delle lunghezze d'onda inconsistenti con le misure sperimentali fatte su getti coassiali liquido-gas. Questa inconsistenza deriva dal fatto che il solo modo di produrre un profilo di taglio tra due flussi fluenti in direzioni parallele è quello accelerargli in due canali separati, divisi da un parete.^[J23]

L'analisi di Raynal (1997) [98] mostrò che lo strato limite formato nell'atomizzatore avevano un effetto dominante nel determinare la lunghezza d'onda dell'instabilità d'interfaccia e che la lunghezza dipendesse dallo spessore dello strato di vorticità del gas e dal rapporto delle densità.^[J23]

3.5.2 Descrizione

La rottura primaria di questo tipologia di getto può essere divisa in due parti:^[J29]

- La perturbazione superficiale del getto viene innescata vicino all'uscita dell'atomizzatore.

Eroglu and Chigier (1991) [26] e Mayer and Branam (2004) [73] sostenevano che la perturbazione iniziale veniva intensificata dagli eddies presenti nel getto liquido se era turbolento all'interno dell'atomizzatore. Invece, se il liquido veniva emesso sotto le condizioni laminari secondo Marmottant and Villermaux (2004) [69] l'instabilità iniziale viene prodotta dall'instabilità di Kelvin-Helmholtz.^[J29] La lunghezza d'onda più instabile è proporzionale allo spessore dello strato limite gassoso formato nell'atomizzatore anulare.^[J30]

- Questa perturbazione è poi amplificata sotto l'influenza delle forze aerodinamiche, con la seguente rottura del getto.^[J29]

Le strutture liquide che si estendono dalla superficie liquida vengono accelerate dalla resistenza di forma prodotta dal flusso del gas e sono soggette all'instabilità di Rayleigh-Taylor.^[J29]

L'alta velocità del gas trasferisce della quantità di moto all'interfaccia tra liquido e gas e le strutture degli eddy di grande scala contenute nel gas impattano sul getto liquido producendo:^[J11]

- Stretching
- Destabilizzazione
- "Flapping" del getto liquido

Ad elevate portate d'aria, il getto liquido cilindrico instabile subisce un "flapping motion" che lo trasforma in un foglio liquido arricciato. Successivamente il foglio liquido viene strecciato in una membrana limitata da dei bordi più spessi che si rompono in legamenti e gocce di varie dimensioni.^[J11]

3.5.3 Parametri

La velocità di iniezione, la pressione ambiente, la velocità relativa, la turbolenza interna ai fluidi e le forze aerodinamiche sono i parametri che influenzano le caratteristiche del getto.^[J13]

Nel 2004 Mayer and Branam [J13] effettuarono degli esperimenti per comprendere l'influenza dei vari parametri sulla struttura del getto e i risultati sono riportati di seguito.

Velocità del liquido

All'aumentare della velocità di uscita del liquido, diminuisce la lunghezza d'onda del disturbo superficiale e all'aumentare del numero di Reynolds aumenta l'energia turbolenta che crea delle piccole strutture superficiale influenzate dagli eddies più piccoli aventi un maggiore contenuto energetico. Se gli eddies hanno sufficiente velocità radiale possono portare alla formazione di gocce sulla superficie libera.^[J13]

Pressione ambiente

All'aumentare della pressione ambiente, la lunghezza d'onda diminuisce sia in presenza che in assenza di una velocità relativa tra gas e liquido (figura 3.26) e si verificò solo una piccola variazione dall'ampiezza del disturbo superficiale. La differenza tra le lunghezze d'onda ottenute a bassa pressione ed ad alta pressione diminuì all'aumentare della velocità del liquido e l'ampiezza del disturbo fu più piccola con pressioni ambiente più grandi.^[J13]

All'aumentare della distanza dalla sezione di uscita l'ampiezza del disturbo aumenta.^[J13]

Il disturbo superficiale era più influenzato dalla velocità di iniezione che dalla pressione ambiente e la sua ampiezza sembrava non essere significativamente influenzata né dalla pressione ambiente né dalla velocità di iniezione.^[J13]

Densità ambiente

La variazione della pressione produce sia una variazione della tensione superficiale sia della densità. In presenza di una variazione della densità, fu osservato un diverso andamento della differenza tra lunghezza d'onda, ottenute alle pressioni di 1 Mpa e 6 Mpa, a seconda della presenza o meno di una velocità relativa e diminuiva all'aumentare della velocità di iniezione da 5 m/s a 20 m/s (figura 3.27). Questo dimostra che l'aumento di pressione in senza di forze aerodinamiche produce una maggiore diminuzione della lunghezza d'onda.^[J13]

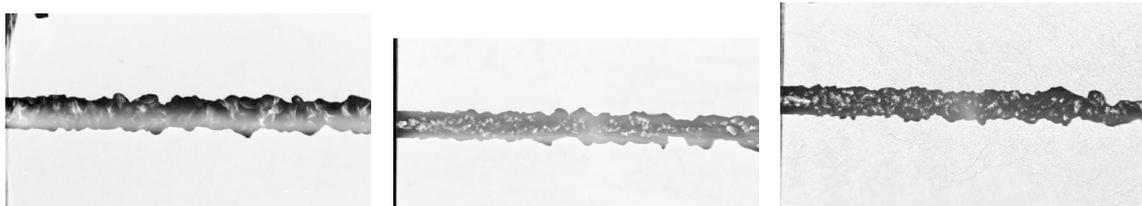
(a) $p_g = 0.1 \text{ MPa}$ (b) $p_g = 1 \text{ MPa}$ (c) $p_g = 6 \text{ MPa}$

Figura 3.26: $Re = 7500$, $U_l = 5 \text{ m/s}$, $U_g = 5 \text{ m/s}$, $D = 2.2 \text{ mm}$, $D_g = 10 \text{ mm}$. *Figure da [J13]*

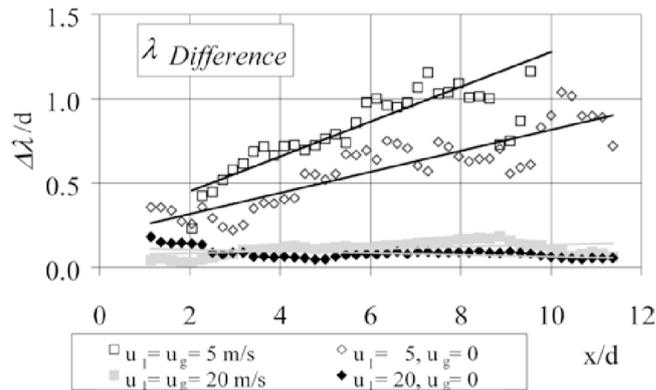


Figura 3.27: Differenza tra le Lunghezza d'onda ottenute con una pressione di 1 MPa e di 6 MPa in funzione della distanza dalla sezione di uscita. *Figure da [J13]*

Velocità relativa

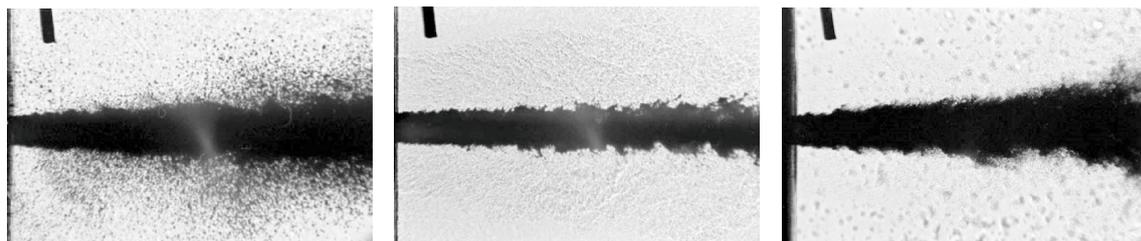
Quando la velocità relativa fu diminuita il getto sembrava stabilizzarsi mentre quando la velocità aumentò la lunghezza d'onda diminuì e si formarono delle gocce. Aumentando ulteriormente questa differenza di velocità il diametro delle gocce diminuisce e il getto appare come uno spruzzo. A parità di velocità relativa, una minore diffusione in direzione assiale e una minore perdita di massa avviene quando la velocità del gas è maggiore di quella del liquido (Figure 3.28).^[J13]

Lunghezza di rottura della superficie del getto

Questa lunghezza è funzione della turbolenza interna, delle forze aerodinamiche e dalla velocità di iniezione. Con un'alta velocità di iniezione, la lunghezza di rottura non varia più di tanto né con la pressione né con la velocità di iniezione, invece con una bassa velocità di iniezione la lunghezza di rottura diminuisce all'aumentare delle forze aerodinamiche.^[J13]

Lunghezza di rottura del cuore del getto

Molti autori proposero diverse correlazioni per la lunghezza di rottura del cuore del getto tra cui Eroglu et al. 1991 [26], Engelbert et al. 1995, Lasheras et al. 1998 [51], Porcheron et al. 2012, Leroux et al. 2007. (tabella 3.29) Anche se ogni correlazione fornisce una buona corrispondenza con i dati sperimentali dalla quale fu ricavata, nessuna di esse è in grado di predire corrette le lunghezze di rottura ottenute dagli altri esperimenti.^[J29]



(a) $U_l = 20 \text{ m/s}$, $U_g = 0 \text{ m/s}$

(b) $U_l = 20 \text{ m/s}$, $U_g = 20 \text{ m/s}$

(c) $U_l = 20 \text{ m/s}$, $U_g = 40 \text{ m/s}$

Figura 3.28: $Re = 30000$, $p_g = 6 \text{ MPa}$, $D = 2.2 \text{ mm}$, $D_g = 10 \text{ mm}$. *Figure da [J13]*

Misurando le lunghezze di rottura di getti liquidi circolari in un flusso d'aria coassiale anulare, Eroglu et al. [26] ricavarono che la lunghezza di rottura:^[J11]

- Diminuisce all'aumentare di We_g
- Aumenta all'aumentare di Re_L .

Eroglu et al.	$\frac{L_c}{D_L} = 0.66We_G^{-0.4}Re_L^{0.6}$
Engelbert et al.	$\frac{L_c}{D_G - D_L} = 5.3MR^{-0.3}$
Lasheras et al.	$\frac{L_c}{D_L} = \frac{6}{\sqrt{M}}$
Porcheron et al.	$\frac{L_c}{D_L} = 2.85 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.38} Oh^{0.34} M^{-0.13}$
Leroux et al.	$\frac{L_c}{D_L} = \frac{10}{M^{0.3}}$

Figura 3.29: Correlazioni per la lunghezza di rottura del cuore del getto. *Figura da [J30]*

Una prima causa della discrepanza tra le diverse correlazioni empiriche è dovuto al fatto che la lunghezza di rottura del cuore è fortemente dipendente dai dettagli della geometria dell'iniettore in quanto il flusso al suo interno influenza la rottura primaria.^[J29] Un'altra causa è dovuta agli errori di misurazione prodotti con la "shadowgraph technique" in quanto le gocce strappate dalla superficie del getto durante le prime fasi della rottura oscurano l'osservazione del cuore liquido.^[J29] La tecnica Laser Induce Fluorescence (LIF) è nuova tecnica ottica, basata sull'illuminazione continua interna al cuore del getto liquido proposta da Charalampous et al. nel 2009 per effettuare le misure della lunghezza del cuore liquido. I loro risultati dimostrano che la tecnica LIF può fornire un definizione più accurata della geometria del getto liquido rispetto la "shadowgraph technique".^[J29]

3.5.4 Goccioline

Da studi esperimenti di Nukiyama and Tanasawa (1939) [82] e da molte altre ricerche, come ad esempio Rizkalla and Lefebvre (1975), Lorenzetto and Lefebvre (1977) hanno portato ad una sovrabbondanza di espressioni empiriche per i diametri delle goccioline medi di uno spruzzo di getto coassiale.^[J23] La dipendenza delle dimensione della gocciolina primaria sulla velocità del gas atomizzante è espressa molto bene secondo una legge di potenza $d_p \propto U_g^n$ con $0.7 \leq n \leq 1.5$.^[J23]

Capitolo 4

Simulazione numerica

4.1 Metodi di simulazione computazionale

Le simulazioni numeriche possono mostrare molti più dettagli di quegli che è possibile catturare negli esperimenti.^[J30] Per rappresentare il regime di atomizzazione di un getto liquido furono sviluppati dei modelli semplificativi ma possono essere anche utilizzati i metodi LES e DNS.

Il modello della rottura primaria può considerare solo l'instabilità delle onde crescenti sulla superficie libera oppure una combinazione tra l'instabilità delle onde e la turbolenza, considerando anche la dinamica di cavitazione.^[J3]

Il primo modello realizzato da Reitz and Diwakar nel 1987 e sviluppato in seguito da Reitz nello stesso anno [J16] assume diverse nominazioni: blob model, stripping rate model o Kelvin-Helmholtz model. Questo schema trae origine dall'analisi di stabilità di Kelvin-Helmholtz linearizzata al primo ordine^[J3] sviluppata da Reitz and Bracco e descritta nel paragrafo 3.4.3. Il liquido viene rilasciato in maniera mono dispersa come una sequenza discreta di pacchetti di gocce (blob), contenente delle gocce sferiche di dimensione pari a quella della sezione di uscita. I pacchetti sono emessi con un rateo pari alla portata in massa ed è assegnata una velocità radiale, la cui espressione differisce tra i modelli di Reitz and Diwakar e Reiz. Dovuto all'azione di stripping, le gocce subiscono una rottura superficiale trasformandosi in gocce più piccole, chiamate gocce prodotto. Al momento della rottura, il numero delle gocce contenute nel pacchetto aumenta, nel primo modello, mentre nel modello di Reitz, vengono introdotti dai pacchetti iniziali dei nuovi pacchetti contenenti delle gocce prodotto, quando vengono soddisfatte due specifiche condizioni.^[J16] Nel 1998 Patterson et al. [88] inserirono all'interno del modello la componente di Rayleigh-Taylor per meglio predire la rottura secondaria.^[J3] Al fine di includere nel blob model gli effetti della turbolenza fu sviluppato il modello Tblob presentato nella relazione^[J22] del 2007 in cui fu anche creato il modello TTAB (Turbolent TAB) per tenere in considerazione del moto turbolento nella rottura secondaria.^[J22] Il secondo modello fu creato nel 1998 da Huh et al. [43] per modellare lo spruzzo diesel. In questo schema la perturbazione iniziale sulla superficie del getto viene prodotta dalle fluttuazioni

turbolente generata dagli sforzi di taglio sulle pareti dell'atomizzatore e da possibili effetti di cavitazione.^[J3]

Il modello TAB (Taylor Analogy Breakup) adatto per l'atomizzazione secondaria^[J22] fu sviluppato nel 1987 da O'rourke and Amsden [83] e si basa sull'analogia tra una goccia distorta ed oscillante ed un sistema massa-molla. La forza di richiamo, esterna e smorzante sono rappresentate rispettivamente dalla tensione superficiale, dalla forza aerodinamica del gas e dagli effetti viscosi. La limitazione principale è data dal fatto che viene tenuta traccia solo di un modo di oscillazione e ad alti numeri di Weber è necessario tenere in considerazione anche di altri modi. Comunque, a bassi numeri di Weber sono stati ottenuti buoni accordi con i dati sperimentali.^[J3]

I seguenti schemi rappresentano l'intera rottura del getto comprendente sia della rottura primaria sia di quella secondaria:

- Il modello ETAB (Enhanced Taylor Analogy Breakup) fu sviluppato nel 1997 da Tanner [115, 116]. Dall'osservazione dei risultati della rottura di un getto liquido ad alta pressione, Tanner notò che delle gocce di varie forme e dimensione si formavano all'uscita dell'atomizzatore e decise di includere nel modello TAB la rottura primaria.^[J22] Questo schema conserva la dinamica di deformazione della goccia del modello TAB e la dimensione della goccia si riduce in maniera continua finché raggiunge una condizione stabile.^[J3]
- Il modello USB (Unified Spray Breakup) fu realizzato nel 2006 da Chryssakis et al. [14, 15] e divisero il processo di rottura in tre sotto parti: atomizzazione primaria, deformazione della goccia e atomizzazione secondaria. L'atomizzazione primaria si basa sul metodo di Huh et al. e gli altri due sotto processi vengono applicati alle gocce prodotte dalla rottura primaria. La seconda rottura è divisa in base a quattro modi di rottura: bag breakup; multimode breakup, shear/stripping breakup e catastrophic breakup.^[J3]
- Il modello CAB (Cascade Atomization and Drop Breakup) è un ulteriore sviluppo del modello ETAB. Questo schema è stato sviluppato per simulare la frammentazione del cuore liquido all'uscita dell'atomizzatore nel caso di getti ad alta pressione. La disgregazione del cuore viene rappresentata emettendo delle gocce grandi come la sezione di uscita che si rompono man mano in gocce più piccole fino a raggiungere una condizione stabile. La rottura primaria viene ritardata finché viene raggiunta la lunghezza della rottura osservata negli esperimenti e la distorsione e il criterio di rottura sono definiti dall'oscillatore della goccia di Taylor.^[J3]

I coefficienti presenti in questi modelli devono essere determinati sulla base dei risultati sperimentali. Nonostante, questi modelli forniscono buone predizioni non tengono in conto della turbolenza all'interno del condotto di passaggio, ad eccezione dei modelli Tblob, TTAB e di Huh et al.^[J22]

Nel 1980 Bogy et al. modellarono numericamente la rottura di un getto semi infinito utilizzando le equazioni quasi uni-dimensionali della dinamica dei getti. I risultati ottenuti furono in buono

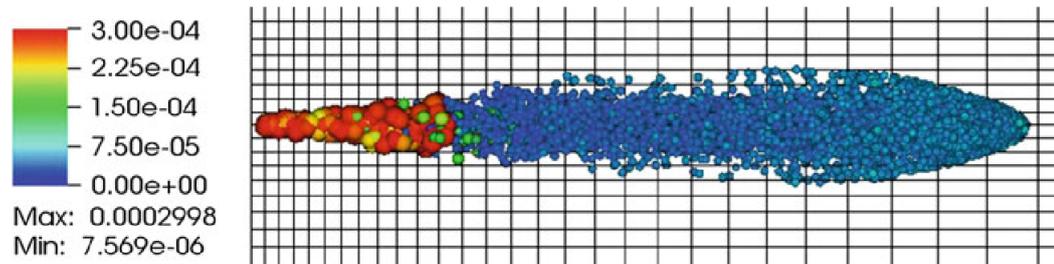


Figura 4.1: Simulazione della rottura di un getto non evaporativo utilizzando il metodo CAB ($D = 0.3$ mm, $t_{inj} = 1.2$ ms, $p_g = 1.1$ MPa). La scala in figura definisce i raggi delle gocce. *Figura da [J3]*

accordo con quegli asintotici ricavati da Bogoy nel 1979 [9] ma non fu ottenuto un completo accordo con le osservazioni sperimentali.^[J1]

Fromm (1984), Shokoochi and Elrol (1987), Child and Mansour (1988), Liang and Ungewitte (1992), risolsero le equazioni di Navier-Stokes con un metodo ai volumi finiti per predire l'instabilità dell'interfaccia e la rottura del getto. A basse velocità furono ottenuti dei buoni accordi con i dati sperimentali. Leboissetier and Zaleski (2001) tentarono di simulare un liquido spray utilizzando un metodo pseudo DNS multidimensionale.^[J22] Utilizzando un metodo DNS del sistema di flusso multifase è stato possibile descrivere il comportamento complesso del getto liquido e l'interfaccia liquido-gas, includendo il processo di frammentazione primaria (Klein et al., 2001, 2002; Lafaurie et al., 1998; Lozano et al., 1994; Mayer, 1993; Zaleski et al., 1995, 1997, 2003; Scardovelli and Zaleski, 1999).^[J8] Nel caso di getti fluidi a bassa viscosità si ottengono buoni risultati utilizzando il metodo DNS (N. N. Mansour and T. S. Lundgren 1990).^[J1] Questi modelli numerici forniscono una descrizione fisica completa della rottura con minime assunzioni ma dall'altra parte sono richiesti piccoli step di tempo e una griglia fine nell'intero dominio.

Klein and Janicka (2003) e De Villiers et al. (2004) utilizzarono il metodo LES per calcolare il flusso bifase e in particolare De Villiers et al. simularono il getto sotto condizioni di funzionamento più realistiche di un motore diesel.^[J22]

Nelle ricerche degli ultimi quindici anni furono utilizzati metodi LES o DNS per modellare la turbolenza al fine di catturare meglio gli effetti non stazionari sulle dinamiche dell'interfaccia. Gli errori numerici derivanti da alti rapporti di densità possono essere grandi e fino al 2014 molte delle simulazioni numeriche pubblicate erano state limitate a rapporto di densità non più grandi di 100 (metodi LES: Herrmann 2010; Herrmann et al. 2011; Desjardins et al. 2008 Pai et al. 2008, Kim et al, 2007. Metodi VOF: Fuster et al. 2009, Tomar et al. 2010. Metodi CLSVOF: Ménard et al. 2007; Lebas et al 2009; Shinjo and Umemura 2010).^[J29] Nei metodi LES e DNS per simulare un getto ad alta velocità è richiesto degli elementi spaziali di dimensioni submicron e step temporali di tipo pico secondo.^[J22]

Per lo studio del getto diesel furono sviluppati anche altri modelli ad esempio i modelli LISA e KIWA. Il modello LISA (Linearized Instability Sheet Atomization) fu sviluppato da Schmidt et

al. [111, 110] nel 1999 per rappresentare la rottura primaria del getto uscente da un atomizzatore turbine solitamente presente nei motori diesel ad iniezione diretta.^[J3] Lo schema KIVA realizzato da Amsden, O'Rourke et al. [84] nel 1985 risolve le equazioni tridimensionali della fluidodinamica transitoria reattivo chimicamente e risolve le equazioni della dinamica di uno spray liquido evaporativo. In particolare, vengono risolte le leggi di bilancio della massa, della quantità di moto, dell'energia interna e le variabili scalari della turbolenza k e ϵ , e, tramite i termini sorgente, vengono rappresentati gli scambi di massa, quantità di moto ed energia tra il gas e le particelle. Questo modello è in grado di determinare:^[J16]

- L'interazione tra il gas e le gocce dello spruzzo;
- La coalescenza e collisione delle gocce;
- Gli effetti delle gocce sulla turbolenza del gas

Una simulazione numerica del rilascio del combustibile da un elicottero fu realizzato nel 2004 da D'Alascio [20] per analizzare il complesso campo fluido durante i test di volo.

4.2 Equazioni

Le equazioni del moto di un fluido instazionario, incompressibile e viscoso, utilizzate nella simulazione, sono state espresse tramite il metodo Large Eddy Simulation (LES). L'essenza del metodo LES è di calcolare esplicitamente i moti di grande scala e di modellare l'influenza delle scale più piccole sulle scale più grandi.^[J15] I vortici di grande scala trasportano la maggior parte delle fluttuazioni di energia e sono, quindi, responsabili del mescolamento turbolento. Inoltre, i grandi vortici sono in generale anisotropi e la loro dimensione è limitata dalla geometria del flusso mentre i piccoli vortici tendono ad essere più universali ed isotropi.^[J30]

La separazione delle scale avviene applicando l'operazione di filtraggio spaziale all'equazione del moto e la generica operazione di filtraggio:^[J15]

$$\bar{J}(\vec{x}, t) = \int_{\Omega} [G(\vec{r}, t) J(\vec{x} - \vec{r}, t)] d\vec{r}$$

dove \vec{r} è la larghezza del filtro spaziale e il valore ideale dovrebbe essere più piccolo della lunghezza dell'intervallo inerziale, $G(\vec{r}, t)$ è la funzione di filtro e le più comuni funzioni sono: filtro box, filtro Gaussiano, filtro "sharp spectral".^[J15] Questa funzione soddisfa la condizione:

$$\int_{\Omega} G(\vec{r}, t) d\vec{r} = 1$$

Questa operazione scompone ogni grandezza del fluido in una componente filtrata (\bar{U} , \bar{P} , \bar{F}^{ST}) e in una componente residua, chiamata anche componente di sotto-griglia (u' , p' , f'^{ST}). In generale:

$$j' \equiv J - \bar{J}$$

I campi ottenuti di \bar{U} , \bar{p} , e τ_{ij}^r sono casuali, tridimensionali ed instazionari anche se il flusso è staticamente stazionario ed omogeneo.^[J15] Le equazioni del moto filtrate non sono chiuse e la

chiusura viene raggiunta tramite la modellazione della parte anisotropa del tensore degli sforzi di sotto-griglia $\rho\tau_{ij}^r$.^[15] Nelle simulazioni è stato adottato il modello dinamico localizzato nel modello di Smagorinsky per esprimere questo tensore (paragrafo 4.3). Questo termine è il solo termine che differenzia l'equazione di bilancio della quantità di moto filtrata da quella non filtrata.

4.2.1 Equazione di continuità

L'equazione di continuità per il fluido considerato è:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

Applicando il filtro spaziale otteniamo:

$$\boxed{\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0}$$

Dalla differenza tra l'equazione filtrata e quella non filtrata otteniamo l'equazione di continuità della componenti residue:

$$\boxed{\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0}$$

4.2.2 Equazione di bilancio della quantità di moto

L'equazione di bilancio della quantità di moto in forma differenziale, per questa tipologia di fluido:

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho F_i^{ST} \quad (4.1)$$

dove:

- \vec{F}^{ST} è la forza di tensione superficiale per unità di massa
- $\rho \vec{g}$ è la forza gravitazionale
- τ_{ij} è il tensore degli sforzi viscosi

$$\tau_{ij} = 2 \mu S_{ij} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \vec{U}) \delta_{ij}$$

Per l'equazione di continuità la relazione diventa:

$$\tau_{ij} = 2 \mu S_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.2)$$

dove S_{ij} rappresenta la parte anisotropa e simmetrica del tensore degli sforzi viscosi, δ_{ij} è la delta di Kronecker definita come:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{se } i \neq j \\ 1 & \text{se } i = j \end{cases}$$

4.2.2.1 Equazione di quantità di moto filtrata

Applicando il filtro spaziale all'equazione di bilancio della quantità di moto (eq. 4.1):

$$\frac{\partial(\rho\bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{U}_i\bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho\tau_{ij}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho\bar{F}_i^{ST} \quad (4.3)$$

dove:

- $\bar{\tau}_{ij}$ è il tensore degli sforzi filtrato nello spazio:

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu\bar{S}_{ij} = \mu\left(\frac{\partial\bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}\right) \quad (4.4)$$

- $\rho\tau_{ij}^{sgs}$ è il tensore degli sforzi di sotto-griglia:

$$\rho\tau_{ij}^{sgs} = \rho(\bar{U}_i\bar{U}_j - \bar{U}_i\bar{U}_j) = \rho\left(\tau_{ij}^r + \frac{2}{3}k_{sgs}\delta_{ij}\right) = \rho\tau_{ij}^r + \frac{2}{3}\rho k_{sgs}\delta_{ij} \quad (4.5)$$

dove k_{sgs} è l'energia cinetica di sotto-griglia e δ_{ij} è la delta di Kronecker.

Includendo l'espressione dei tensori degli sforzi e utilizzando l'equazione di continuità

$$\rho\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial t} + \rho\bar{U}_j\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_i\left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{U}_j)}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\bar{p} + \frac{2}{3}\rho k_{sgs}\right) + \frac{\partial[2\mu\bar{S}_{ij} - \rho\tau_{ij}^r]}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho\bar{F}_i^{ST}$$

$$\boxed{\rho\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial t} + \rho\bar{U}_j\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\bar{p} + \frac{2}{3}\rho k_{sgs}\right) + \frac{\partial[2\mu\bar{S}_{ij} - \rho\tau_{ij}^r]}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho\bar{F}_i^{ST}} \quad (4.6)$$

Il campo di velocità filtrato dipende dalla tipologia e dalla larghezza del filtro attraverso il modello degli sforzi di sotto griglia.^[J15]

4.2.2.2 Equazione dei residui

L'equazione è ottenuta dalla differenza tra l'equazione di bilancio della quantità di moto filtrata (4.3) e quella non filtrata (4.1)

$$\frac{\partial[\rho(\vec{U} - \bar{U})]}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho(\vec{U}\vec{U} - \bar{U}\bar{U})] = -\nabla(p - \bar{p}) + \nabla \cdot (\tau - \bar{\tau}) + \rho(\vec{F}^{ST} - \bar{F}^{ST})$$

Le componenti residue della pressione, del tensore degli sforzi e della forza di tensione superficiale vengono definite come:

$$\begin{aligned} p' &= p - \bar{p} \\ \tau' &= \tau - \bar{\tau} = 2\mu S_{ij} - 2\mu\bar{S}_{ij} = 2\mu S'_{ij} \\ \vec{F}'^{ST} &= \vec{F}^{ST} - \bar{F}^{ST} \end{aligned}$$

Sostituendo queste definizioni nell'equazione:

$$\frac{\partial\rho u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\rho(U_i U_j - \bar{U}_i \bar{U}_j)] = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial\tau'_{ij}}{\partial x_j} + \rho F'_i{}^{ST}$$

Sviluppando il secondo termine al primo membro e utilizzando l'equazione di continuità otteniamo:^{[J15], Ex. 5.20}

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho (U_i U_j - \bar{U}_i \bar{U}_j)] &= \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \rho [(\bar{U}_i + u'_i)(\bar{U}_j + u'_j) - \bar{U}_i \bar{U}_j - \tau_{ji}^{sgs}] \} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \rho [\bar{U}_i u'_j + \bar{U}_j u'_i + u'_i u'_j - \tau_{ji}^{sgs}] \} \\ &= u'_j \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_j} + u'_i \frac{\partial(\rho \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial(\rho u'_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \tau_{ji}^{sgs})}{\partial x_j} \end{aligned}$$

Sostituendo questo risultato nell'equazione ed utilizzando l'equazione di continuità

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_i \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j)}{\partial x_j} \right] + u'_j \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial(\rho u'_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \tau_{ji}^{sgs})}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} + \rho F_i^{ST} \\ \rho \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_j \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial(\rho u'_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \tau_{ji}^{sgs})}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} + \rho F_i^{ST} \end{aligned}$$

Raggruppando i due termini contenenti u'_j ed introducendo le espressioni dei tensori degli sforzi τ_{ji}^{sgs} e τ'_{ij} (relazioni 4.4 e 4.5):

$$\rho \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \tau_{ji}^{sgs})}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial \rho (\bar{U}_i + u'_i)}{\partial x_j} + \rho F_i^{ST}$$

$$\boxed{\rho \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(p' + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \right) + \frac{\partial(2\mu S'_{ij} - \rho \tau_{ij}^r)}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_j} + \rho F_i^{ST}} \quad (4.7)$$

Sostituendo nell'equazione 4.6 le componenti mediate con quelle residue si ottiene l'equazione 4.7 ad eccezione del penultimo termine e della forza gravitazionale.

4.2.3 Equazione di bilancio dell'energia cinetica

Per questa tipologia di fluido l'equazione di bilancio dell'energia cinetica per unità di massa:

$$\rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = -U_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + U_k \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j} + U_j \rho g_j + U_j \rho F_j^{ST} \quad (4.8)$$

dove $K(\vec{x}, t)$ è l'energia cinetica per unità di massa:

$$K = \frac{1}{2} \vec{U} \bullet \vec{U}$$

Sviluppando il primo e il secondo termine al secondo membro dell'equazione 4.8 e utilizzando l'equazione di continuità:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} &= - \left[\frac{\partial(pU_j)}{\partial x_j} - p \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right] + \left[\frac{\partial(\tau_{jk} U_k)}{\partial x_j} - \tau_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \right] + U_j \rho g_j + U_j \rho F_j^{ST} \\ \rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} &= - \frac{\partial(pU_j)}{\partial x_j} + \left[\frac{\partial(\tau_{jk} U_k)}{\partial x_j} - \tau_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \right] + U_j \rho g_j + U_j \rho F_j^{ST} \end{aligned}$$

Introducendo la definizione di τ_{jk} (relazione 4.2) e riorganizzando i termini:

$$\rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = - \frac{\partial(pU_j - 2\mu U_k S_{jk})}{\partial x_j} - 2\mu S_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + U_j \rho g_j + U_j \rho F_j^{ST}$$

Il secondo termine al secondo membro:^{[J15], Ex. 5.19}

$$\begin{aligned} 2\mu S_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} &= \mu \left(S_{kj} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + S_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \right) \\ &= \mu S_{kj} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \right) \\ &= 2\mu S_{kj} S_{kj} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Sostituendo nell'equazione:

$$\boxed{\rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = - \frac{\partial (p U_j - 2\mu U_k S_{jk})}{\partial x_j} - 2\mu S_{jk} S_{jk} + U_j \rho g_j + U_j \rho F_j^{ST}}$$

L'energia cinetica filtrata in spazio è composta da 2 componenti:^[J15]

$$\bar{K} = \frac{1}{2} \bar{\mathbf{U}} \bullet \bar{\mathbf{U}} = \frac{1}{2} (\bar{\mathbf{U}} \bullet \bar{\mathbf{U}} + \bar{\mathbf{U}} \bullet \bar{\mathbf{U}} - \bar{\mathbf{U}} \bullet \bar{\mathbf{U}}) = \frac{1}{2} \bar{\mathbf{U}} \bullet \bar{\mathbf{U}} + \frac{1}{2} \tau_{jj}^{sgs} = \hat{K} + k_{sgs}$$

dove:

- \hat{K} è l'energia cinetica filtrata
- k_{sgs} è l'energia cinetica di sotto-griglia

4.2.3.1 Equazione dell'energia cinetica filtrata

L'equazione di bilancio della variabile \hat{K} viene ottenuta moltiplicando scalarmente l'equazione 4.3 per $\bar{\mathbf{U}}$:

$$\bar{\mathbf{U}} \bullet \left[\frac{\partial (\rho \bar{\mathbf{U}})}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \bar{\mathbf{U}} \bar{\mathbf{U}}) \right] = \bar{\mathbf{U}} \bullet \left[-\nabla \bar{p} + \nabla \bullet [\bar{\boldsymbol{\tau}}] - \nabla \bullet (\rho [\tau^{sgs}]) + \rho \bar{\mathbf{g}} + \rho \bar{\mathbf{F}}^{ST} \right]$$

Sviluppando i termini contenuti all'interno della parentesi quadre al primo membro, secondo la derivata composta e sviluppando il termine di pressione:

$$\begin{aligned} \bar{U}_k \left[\rho \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] + \bar{U}_k \left[\rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} + \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \bar{U}_j)}{\partial x_j} \right] &= -\bar{U}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \bar{U}_k \frac{\partial \bar{\tau}_{jk}}{\partial x_j} + \dots \\ &\quad - \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \\ \rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} + \bar{U}_k \bar{U}_k \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{U}_j)}{\partial x_j} \right] &= - \left[\frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} - \bar{p} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} \right] + \bar{U}_k \frac{\partial \bar{\tau}_{jk}}{\partial x_j} + \dots \\ &\quad - \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \end{aligned}$$

Per l'equazione di continuità

$$\rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \bar{U}_k \frac{\partial \bar{\tau}_{jk}}{\partial x_j} - \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \quad (4.10)$$

Dalla derivata composta di $\bar{\tau}_{jk}$ e τ_{jk}^{sgs} :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} &= - \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{U}_k \bar{\tau}_{jk} - \bar{U}_k \rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} - (\bar{\tau}_{jk} - \rho \tau_{jk}^{sgs}) \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \\ \rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} &= - \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j - \bar{U}_k \bar{\tau}_{jk} + \rho \bar{U}_k \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} - (\bar{\tau}_{jk} - \rho \tau_{jk}^{sgs}) \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \end{aligned}$$

Introducendo le definizioni di $\bar{\tau}_{jk}$ e τ_{jk}^{sgs} (relazioni 4.5 e 4.4) e riorganizzando i termini:

$$\rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \right) \bar{U}_j - (2\mu \bar{S}_{jk} - \rho \tau_{jk}^r) \bar{U}_k \right] - 2\mu \bar{S}_{jk} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} + \dots$$

$$+ \rho \tau_{jk}^r \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST}$$

Per l'equazione di continuità ed utilizzando l'espressione 4.9:

$$\rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \right) \bar{U}_j - (2\mu \bar{S}_{jk} - \rho \tau_{jk}^r) \bar{U}_k \right] - (2\mu \bar{S}_{jk} - \rho \tau_{jk}^r) \bar{S}_{jk} + \dots$$

$$+ \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST}$$

Introducendo la definizione di alcuni parametri

$$\boxed{\rho \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} + \frac{\partial T_{\hat{K}}}{\partial x_j} = -\epsilon_{\hat{k}} - \mathcal{P} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST}}$$

dove:^[J15]

- I termini al primo membro costituiscono il trasporto di energia cinetica.
- $-\epsilon_{\hat{k}}$ rappresenta la dissipazione viscosa del campo di velocità filtrato

$$\epsilon_{\hat{k}} = 2\mu \bar{S}_{jk} \bar{S}_{jk}$$

- \mathcal{P} è il rateo di produzione di energia cinetica residua ma il segno negativo davanti a \mathcal{P} rappresenta il trasferimento di energia cinetica dai moti filtrati ai moti di sotto-griglia.

$$\mathcal{P} = -\rho \tau_{jk}^r \bar{S}_{jk}$$

In media $\mathcal{P} > 0$ ma, localmente, può avvenire che $\mathcal{P} < 0$, questo fenomeno è chiamato "backscatter". Questo processo non viene rappresentato nel caso in cui si utilizza il metodo di Smagorinsky perché all'interno del termine \mathcal{P} sono contenute derivate al secondo ordine $\mathcal{P} = 2\nu_{sgs} \bar{S}_{jk} \bar{S}_{jk} > 0$.

4.2.3.2 Equazione dell'energia cinetica di sotto-griglia

Per ricavare questa equazione, l'equazione di bilancio della energia cinetica (eq. 4.8) viene filtrata in spazio e sottratta all'equazione di \hat{K} (eq. 4.10):

$$\left[\frac{\partial (\rho \bar{K})}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (\rho \bar{U}_j \bar{U}_k \bar{U}_k)}{\partial x_j} \right] - \left[\frac{\partial (\rho \hat{K})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{U}_j \hat{K})}{\partial x_j} \right] = \left[- \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \overline{U_k \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j}} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \right] + \dots$$

$$- \left[- \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \bar{U}_k \frac{\partial (\bar{\tau}_{jk})}{\partial x_j} - \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j g_j + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \right]$$

$$\frac{\partial (\rho k_{sgs})}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (\rho \bar{U}_j \bar{U}_k \bar{U}_k)}{\partial x_j} - \frac{\partial [\rho \bar{U}_j (\bar{K} - k_{sgs})]}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\bar{p} \bar{U}_j - \bar{p} \bar{U}_j)}{\partial x_j} + \overline{U_k \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j}} - \bar{U}_k \frac{\partial (\bar{\tau}_{jk})}{\partial x_j} + \dots$$

$$+ \bar{U}_k \frac{\partial (\rho \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} + \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} - \rho \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST}$$

Dallo sviluppo dei termini viscosi otteniamo:^[J15]

$$\begin{aligned} \overline{U_k \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j}} &= \overline{\mu U_k \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right)} = \mu \left[\overline{U_k \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_j^2}} + \overline{U_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right)} \right] \\ &= \mu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{U_k \frac{\partial U_k}{\partial x_j}} \right) - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} \right] = \mu \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 (\overline{U_k U_k})}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} \right] \\ \overline{U_k \frac{\partial (\overline{\tau}_{jk})}{\partial x_j}} &= \overline{\mu \overline{U_k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right)} = \mu \left[\overline{U_k \frac{\partial^2 \overline{U_k}}{\partial x_j^2}} + \overline{U_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_j} \right)} \right] \\ &= \mu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{U_k \frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_j}} \right) - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} \right] = \mu \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 (\overline{U_k U_k})}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} \right] \\ \overline{U_k \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j}} - \overline{U_k} \frac{\partial (\overline{\tau}_{jk})}{\partial x_j} &= -\mu \left[\frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 (\overline{U_k U_k} - \overline{U_k} \overline{U_k})}{\partial x_j^2} \right] \end{aligned}$$

Sostituendo questa relazione nell'equazione e svuoluppando il termine τ_{jk}^{sgs}

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho k_{sgs})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{U_j} k_{sgs})}{\partial x_j} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{p U_j} - \overline{p} \overline{U_j} + \frac{1}{2} \rho \overline{U_j U_k U_k} - \rho \overline{U_j} \overline{K} \right] + \dots \\ -\mu \left[\frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial^2 k_{sgs}}{\partial x_j^2} \right] &+ \left[\frac{\partial (\rho \overline{U_k} \tau_{jk}^{sgs})}{\partial x_j} - \rho \tau_{jk}^{sgs} \frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_j} \right] + \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}} - \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}} \end{aligned}$$

Introducendo la relazione di τ_{jk}^{sgs} (relazione 4.5) otteniamo:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \rho \overline{U_j} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} &= - \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{p U_j} - \left(\overline{p} + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \right) \overline{U_j} + \rho \overline{U_k} \tau_{jk}^r + \frac{1}{2} \rho \overline{U_j U_k U_k} - \rho \overline{U_j} \overline{K} \right] - \mu \frac{\partial^2 k_{sgs}}{\partial x_j^2} \right\} \dots \\ &- \mu \left[\frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{U_k} \partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j} \right] - \rho \tau_{jk}^r \overline{S}_{jk} + \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}} - \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}} \end{aligned}$$

Introducendo alcune definizioni:

$$\boxed{\rho \frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \rho \overline{U_j} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} + \frac{\partial T_{k_{sgs}}}{\partial x_j} = -\varepsilon_{k_{sgs}} + \mathcal{P} + \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}} - \rho \overline{U_j} \overline{F_j^{ST}}}$$

4.2.4 Fluidi bifase

Un fluido bifase può essere descritto utilizzando diversi metodi Euleriani che possono essere classificati^[J14] in:

- **Metodi di superficie.** L'interfaccia, che separa le due fasi, può essere rappresentata come un'interfaccia netta oppure da una funzione polinomiale che unisce dei punti chiamati "marker point", metodo interface tracking. I metodi di "interface tracking" sono:^[J12]
 - Metodo "Level Set" proposto da Osher and Sethian nel 1988
 - Metodo "Height Function"
 - Metodo "Particle on Interface" presentato da Daly nel 1969

L'accuratezza di questi metodi dipendono fortemente sia dalla stabilità che dalla precisione dei metodi di interpolazione (Hyman 1984).^[J12] Con questi metodi si hanno delle difficoltà nel caso di superfici complesse.^[J14]

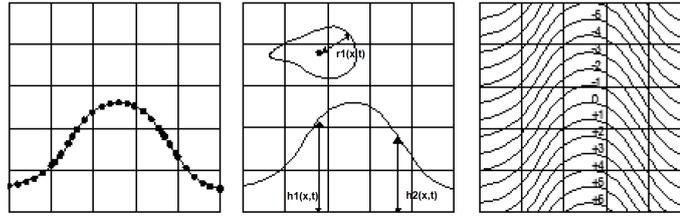


Figura 4.2: Metodi di superficie. Da sinistra: "Particle on Interface", "Height Function" "Level Set". Schema tratto da Galambos (2012). *Figura tratta da [J12]*

- **Metodi di volume.** L'interfaccia è definita come bordo di un certo volume e l'intero dominio è segnato da particelle senza massa o da una funzione indicatore.^[J12] Questi metodi sono adatti nel caso di superfici complesse^[J14] ma non definiscono la posizione della interfaccia. Le tecniche più note sono:^[J12]

- Particelle senza massa. Il primo schema realizzato da Harlow and Welch nel 1965 fu il metodo Marker and Cell (MaC).
- Frazione di volume. Furono proposti tre diversi schemi:
 - * metodo DeBar proposto da DeBar nel 1974 [21]
 - * metodo SLIC (Simple Line Interface Calculation) realizzato da Noh and Woodward nel 1976 [81]
 - * metodo VoF (Volume of Fluid) avanzato da Hirt and Nichols nel 1981 [36]

Questi metodi utilizzano una funzione indicatore scalare.^[J12]

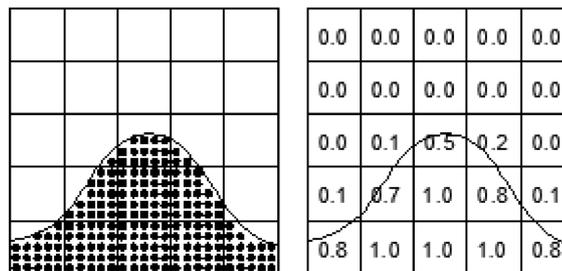


Figura 4.3: Metodi di volume. Da sinistra: "Marker and Cell", "Volume of Fluid". Schema tratto da Galambos (2012) *Figura tratta da [J12]*

- **Metodo combinato.** Un metodo di questo tipologia è lo schema CLSVoF che costituisce una combinazione del metodo di volume, Volume of Fluid, e del metodo di superficie, Level Set.

In questa tesi è stato adottato il metodo VoF in cui la funzione indicatore:^[J6]

$$\alpha(\vec{x}_c, t) = \frac{1}{|\Omega|} \int_{\Omega} \mathbb{I}(\vec{x}, t) d\Omega$$

dove:

$$\mathbb{I}(\vec{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{se } \vec{x} \in \mathbb{R}_l \\ 0 & \text{se } \vec{x} \in \mathbb{R}_g \end{cases}$$

Questa funzione permette di utilizzare una sola equazione invece di utilizzare tante equazioni quante sono le fasi ma gli svantaggi del metodo VoF sono: l'assenza di una superficie netta tra le fasi^[J14], l'eliminazione delle piccole gocce o bolle nel caso di una simulazione con grandi celle di calcolo^[J14], un'eccessiva introduzione di diffusione numerica se si utilizza i metodi convenzionali di discretizzazione.^[J30] La funzione α viene utilizzata come peso nelle definizioni delle proprietà fisiche delle fasi e, di conseguenza, la densità e la viscosità di un fluido bifase:^[J6]

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_l \mathbb{I}(\vec{x}, t) + \rho_g [1 - \mathbb{I}(\vec{x}, t)] \\ \mu &= \mu_l \mathbb{I}(\vec{x}, t) + \mu_g [1 - \mathbb{I}(\vec{x}, t)] \end{aligned}$$

Sostituendo questa espressione nell'equazione di continuità ed integrando sull'intero dominio:^[J6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_l - \rho_g) \mathbb{I}(\vec{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial [(\rho_l - \rho_g) \mathbb{I}(\vec{x}, t) U_j]}{\partial x_j} + \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g U_j)}{\partial x_j} &= 0 \\ \int_{\Omega} \frac{\partial (\rho_l - \rho_g) \mathbb{I}(\vec{x}, t)}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \frac{\partial [(\rho_l - \rho_g) \mathbb{I}(\vec{x}, t) U_j]}{\partial x_j} d\Omega &= 0 \end{aligned}$$

Assumendo che sia il volume della cella di calcolo che le densità delle due fasi non variano né in spazio né nel tempo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[(\rho_l - \rho_g) \int_{\Omega} \mathbb{I}(\vec{x}, t) d\Omega \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\rho_l - \rho_g) U_j \int_{\Omega} \mathbb{I}(\vec{x}, t) d\Omega \right] &= 0 \\ (\rho_l - \rho_g) \frac{\partial}{\partial t} [\Omega \alpha] + (\rho_l - \rho_g) \frac{\partial}{\partial x_j} [U_j \Omega \alpha] &= 0 \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (U_j \alpha)}{\partial x_j} &= 0 \end{aligned} \quad (4.11)$$

Quest'ultima equazione è anche uguale alla seguente equazione:^[J20]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (U_j \alpha)}{\partial x_j} + \frac{\partial [\vec{U}_{rel} \alpha (\alpha - 1)]}{\partial x_j} = 0 \quad (4.12)$$

Questa equazione è stata ottenuta "assumendo che i contributi delle velocità del gas e del liquido all'evoluzione della superficie libera siano proporzionali alla frazione di fase corrispondente, e l'effettiva velocità del fluido viene definita come media pesata"^[J20]:

$$\vec{U} = \vec{U}_l \alpha + \vec{U}_g (1 - \alpha)$$

Sostituendo questa relazione nell'equazione di continuità:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ \alpha \left[(\vec{U}_l - \vec{U}_g) \alpha - (\vec{U}_l - \vec{U}_g) + \vec{U}_l \right] \right\} &= 0 \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{U}_l) + \nabla \cdot [\vec{U}_{rel} \alpha (\alpha - 1)] &= 0 \\ \nabla \cdot [\vec{U}_{rel} \alpha (\alpha - 1)] &= 0 \end{aligned}$$

dove $\vec{U}_{rel} = \vec{U}_l - \vec{U}_g$ è la velocità relativa tra le due fasi.

Il termine aggiunto all'equazione 4.11 rappresenta un contributo artificiale alla convenzione della funzione α ed è presente solo nella superficie di interfaccia mentre si annulla all'interno della due fasi. Questo termine viene indicato come *termine di compressione* perché viene interpretato come un'azione di compressione dell'interfaccia rendendola più netta. Questo termine contribuisce significativamente ad una maggiore risoluzione d'interfaccia.^[J20]

4.2.5 Tensione superficiale

La tensione superficiale all'interfaccia genera un gradiente di pressione aggiuntivo risultante in una forza,^[J20] definita utilizzando l'ipotesi di "continue surface force" (FSC):^[J6]

$$\vec{F}^{ST} = \frac{1}{\rho} \int_{\Gamma} \sigma \kappa \delta(\vec{x} - \vec{x}_s) \hat{n} d\Gamma(\vec{x}_s)$$

dove Γ è l'interfaccia tra gas e liquido, σ è il coefficiente di tensione superficiale, $\delta(\vec{x} - \vec{x}_s)$ è la funzione di delta di Dirac, \vec{x}_s indica la posizione della superficie, κ è la curvatura della superficie libera definita come

$$\kappa = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right)$$

4.3 Modellazione della turbolenza

Si è utilizzato il modello di Smagorinsky che, come tutti i modelli di "eddy-viscosity", ammette la proporzionalità tra la parte anisotropa del tensore degli sforzi di sotto-griglia ($\rho \tau_{ij}^r$) e il tensore della velocità di deformazione filtrato \overline{S}_{ij} :^[J15]

$$\rho \tau_{ij}^r = -2 \rho \nu_{sgs} \overline{S}_{ij} =$$

dove ν_{sgs} è detta viscosità di sotto-griglia e Smagorinsky propose:

$$\nu_{sgs} = l_S^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$$

dove l_S è la scala caratteristica dei moti di sotto-griglia che, ponendo $l_S = C_S \Delta$, porta a:

$$\nu_{sgs} = (C_S \Delta)^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$$

dove C_S è il coefficiente di Smagorinsky normalmente uguale a 0.01 ^[J15] e Δ è la larghezza del filtro.

Il modello di Smagorinsky presenta due difetti:

- Elimina il fenomeno di "backscatter" (descritto a pagina 103) come tutti i modelli di "eddy-viscosity"
- Il coefficiente C_S costante porta a predire male i flussi fortemente anisotropi o disomogenei.

Il *modello dinamico* permette di superare, almeno in parte, questi due difetti e fu proposto inizialmente da Germano et al. [29] nel 1991 e successivamente sviluppato da Lilly (1992) [62] e Meneveau et al. (1996) [77]. Il modello dinamico applica due operazioni di filtraggio con uguale o differente larghezza di filtro, indicati come: filtro di griglia (Δ) e filtro test $\tilde{\Delta}$.^[J15]

La larghezza di filtro di griglia è proporzionale alla larghezza della cella del dominio Δx o, per una migliore risoluzione, a $2\Delta x$. La larghezza di filtro test è tipicamente uguale a 2Δ ed è più opportuno eseguire l'operazione di filtro test alle grandezze già filtrate con Δ .^[J15]

Vengono definite i seguenti tensori:^[J15]

$$\begin{aligned}\tau_{ij}^{sgs} &\equiv \overline{U_i U_j} - \overline{U}_i \overline{U}_j \\ T_{ij} &\equiv \widetilde{\overline{U_i U_j}} - \widetilde{\overline{U}_i} \widetilde{\overline{U}_j}\end{aligned}$$

la cui parte anisotropa:^[J15]

$$\begin{aligned}\tau_{ij}^r &\equiv \tau_{ij}^{sgs} - \frac{1}{3} \tau_{kk}^{sgs} \delta_{ij} = -2 \left[c_S \Delta^2 \left(2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}} \right)^{1/2} \right] \overline{S_{ij}} \\ T_{ij}^r &\equiv T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \Delta_{ij} = -2 \left[c_S \widetilde{\Delta}^2 \left(2 \widetilde{\overline{S_{ij}}} \widetilde{\overline{S_{ij}}} \right)^{1/2} \right] \widetilde{\overline{S_{ij}}}\end{aligned}$$

La costante c_s viene indicata come coefficiente di Smagorinsky dinamica e sostituisce la costante C_s^2 indicata nel modello originale di Smagorinsky. L'assenza della potenza permette di includere l'effetto di "backscatter".^[J15]

Un'identità ottenuta da Germano viene chiamata *sforzi irrisolti*.^[J15]

$$\begin{aligned}L_{ij} &\equiv T_{ij} - \widetilde{\tau_{ij}^{sgs}} = \left(\widetilde{\overline{U_i U_j}} - \widetilde{\overline{U}_i} \widetilde{\overline{U}_j} \right) - \left(\widetilde{\overline{U_i U_j}} - \widetilde{\overline{U}_i} \widetilde{\overline{U}_j} \right) = \widetilde{\overline{U}_i} \widetilde{\overline{U}_j} - \widetilde{\overline{U}_i} \widetilde{\overline{U}_j} \\ &= T_{ij}^r - \widetilde{\tau_{ij}^r} + \frac{1}{3} \left(T_{kk} \delta_{ij} - \widetilde{\tau_{kk}^{sgs}} \delta_{ij} \right) = L_{ij}^r + \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij}\end{aligned}\quad (4.13)$$

La parte anisotropa può essere approssimata considerando c_S costante:^[J15]

$$L_{ij}^r \approx c_S M_{ij} = c_S \left\{ 2 \left[\Delta^2 \left[\left(2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}} \right)^{1/2} \overline{S_{ij}} \right] - \widetilde{\Delta}^2 \left(2 \widetilde{\overline{S_{ij}}} \widetilde{\overline{S_{ij}}} \right)^{1/2} \widetilde{\overline{S_{ij}}} \right] \right\}$$

La costante di Smagorinsky c_S viene determinata in modo tale che $L_{ij}^r \approx c_S M_{ij}$ fornisca la migliore approssimazione di L_{ij}^r . Nel 1992 Lilly [62] trovò che l'errore medio quadratico veniva minimizzato quando:^[J15]

$$c_S = \frac{M_{ij} L_{ij}^r}{M_{kl} M_{kl}} \quad (4.14)$$

I modelli dinamici presentano dei problemi con i valori negativi del coefficiente dinamico ($c_S < 0$), in particolare si hanno dei problemi numerici, dei forti gradienti e delle fluttuazioni "windly". Si ha stabilità numerica quando è presente una direzione del flusso omogenea oppure troncando il coefficiente ad un certo valore.^[J4]

Nel 1995 Ghosal et al. [30] svilupparono un nuovo metodo per ottenere dei campi stabili del coefficiente di Smagorinsky nei generici flussi. Siccome c_S varia in spazio, ci sono poche giustificazioni nel ritenere che rimanga costante.^[J15] I ricercatori ottennero un'equazione integrale ma con un costo numerico elevato e con il vincolo di $c_S > 0$.^[J4] Se la variazione spaziale di c_S viene considerata, la differenza tra $L_{ij}^r \approx c_S M_{ij}$ e L_{ij}^r non è più determinata dal valore locale di c_S ma si presenta un problema variazionale di costrizione. Il modello di Smagorinsky con C_s calcolato in questo modo, viene chiamato *modello dinamico localizzato*.^[J15]

La parte anisotropa del tensore degli sforzi di sotto-griglia τ_{ij}^r viene definita utilizzando l'ipotesi di viscosità turbolenta, introdotta da Boussinesq nel 1877, che considera l'analogia matematica con la parte anisotropa del tensore degli sforzi di un fluido Newtoniano:^[J15]

$$\rho \tau_{ij}^r = -2\rho \nu_T \bar{S}_{ij}$$

La viscosità cinematica turbolenta:^[J15]

$$\nu_T = l^* u^*$$

dove l^* e u^* indicano rispettivamente una lunghezza e una velocità di riferimento.

Sia Kolmogorov (1942) che Prandtl (1945) suggerirono che fosse più opportuno legare la scala della velocità all'energia cinetica turbolenta, ossia:^[J15]

$$u^* = c_s k_{sgs}^{1/2}$$

dove c_s è la costante dinamica del coefficiente di Kolmogorov.

Assumendo una lunghezza caratteristica pari alla larghezza di filtro di griglia Δ , l'espressione della viscosità turbolenta:

$$\nu_T = c_s \Delta k_{sgs}^{1/2}$$

Di conseguenza il tensore degli sforzi di sotto-griglia:

$$\boxed{\rho \tau_{ij}^r = -2 \rho c_s \Delta k_{sgs}^{1/2} \bar{S}_{ij}} \quad (4.15)$$

Il valore di k_{sgs} deve essere noto o stimato e, sia Kolmogorov che Prandtl, ricavarono il valore dall'equazione di trasporto di k_{sgs} attribuendo il nome al modello, *modello a singola equazione*.^[J15]

4.4 Discretizzazione delle equazioni

In seguito, si riportano le discretizzazioni, mediante volumi finiti, delle seguenti equazioni.

Le equazioni delle grandezze filtrate:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p_{eff}}{\partial x_i} + \frac{\partial[2\mu_{eff} \bar{S}_{ij}]}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho \bar{F}_i^{ST} \\ \frac{\partial \hat{K}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \hat{K}}{\partial x_j} + \frac{\partial T_{\hat{K}}}{\partial x_j} = -\epsilon_{\hat{K}} - \mathcal{P} + \bar{U}_j g_j + \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \end{cases}$$

L'equazione dell'energia cinetica di sotto-griglia e l'equazione di trasporto della funzione α :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} &= \frac{\partial T_{k_{sgs}}}{\partial x_j} - \epsilon_{k_{sgs}} + \mathcal{P} + \overline{U_j F_j^{ST}} - \bar{U}_j \bar{F}_j^{ST} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial(U_j \alpha)}{\partial x_j} + \frac{\partial[\vec{U}_{rel}(\alpha - 1)]}{\partial x_j} &= 0 \end{aligned}$$

Nelle equazioni sono state utilizzate le seguenti definizioni:

$$\begin{aligned} p_{eff} &\equiv \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k_{sgs} \\ \mu_{eff} &\equiv \mu + \rho \langle \nu_T \rangle = \mu + \Delta \langle c_s \rangle_{xyz} k_{sgs}^{1/2} \end{aligned}$$

Nelle simulazioni sono state considerate le prime due equazioni del sistema delle grandezze filtrate mentre l'equazione di energia cinetica di sotto-griglia viene utilizzata nella modellazione della turbolenza.

Nel metodo ai volumi finiti l'intero dominio di calcolo viene scomposto in piccole celle ed ognuna delle equazioni considerate viene integrata su una cella di calcolo. Nell'integrale di volume l'integrando viene assunto costante, pari al valore medio ed assegnato al centro della cella. Invece, l'integrale di superficie viene approssimato come una sommatoria sulla tutte le facce della cella di calcolo e l'integrando sulla singola cella è assunto uguale al valore al centro della faccia. Con il metodo dei volumi finiti ogni grandezza del fluido è assegnata al centro di ogni cella di calcolo.

4.4.1 Equazione di continuità

L'equazione di continuità viene integrata sulla cella di calcolo di volume Ω_P , figura 4.4

$$\int_{\Omega_P} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} d\Omega = 0$$

Utilizzando il teorema di Gauss

$$\int_{\partial\Omega_P} \bar{U} \cdot \hat{n} dS = 0$$

L'integrale di superficie viene approssimato

$$\sum_{f=1}^G (\bar{U} \cdot \hat{n} S)_f \cong 0$$

dove G indica il numero di facce della cella, figura 4.4.

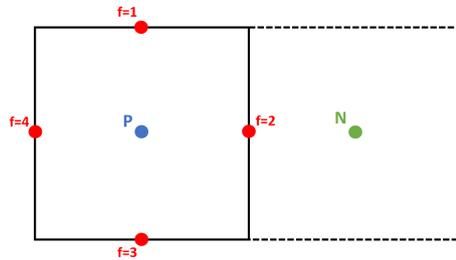


Figura 4.4: Schizzo 2D di una cella di calcolo P e della cella adiacente N in direzione X

4.4.2 Equazione di bilancio della quantità di moto

Un nuovo termine di pressione viene definito dalla combinazione del termine di pressione p_{eff} e del termine gravitazione $\rho \vec{g}$:^[J20, J6]

$$p_d \equiv p_{eff} - \rho \vec{g} \cdot \vec{x}$$

Questa definizione permette di semplificare la definizione delle condizioni al contorno.^[J20] Il gradiente della pressione p_d :

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} &= \frac{\partial p_{eff}}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial (\vec{g} \cdot \vec{x})}{\partial x_i} - \vec{g} \cdot \vec{x} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \frac{\partial p_{eff}}{\partial x_i} - \rho \vec{g} - \vec{g} \cdot \vec{x} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \\ &= -\frac{\partial p_{eff}}{\partial x_i} + \rho \vec{g} = -\frac{\partial p_d}{\partial x_i} + \vec{g} \cdot \vec{x} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Il termine viscoso è stato sviluppato nel seguente modo:^[J6]

$$\begin{aligned}
\frac{\partial [2\mu_{eff}\bar{S}_{ij}]}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] \\
&= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \mu_{eff} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}
\end{aligned}$$

Introducendo questo risultato e la relazione 4.16, l'equazione di bilancio della quantità di moto filtrata in spazio:

$$\frac{\partial (\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p_d}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho \bar{F}_i^{ST}$$

Integrando sul volume della cella di calcolo, di volume Ω_P , figura 4.4:

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega_P} \frac{\partial (\rho \bar{U}_i)}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega_P} \frac{\partial (\rho \bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} d\Omega &= - \int_{\Omega_P} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} d\Omega + \int_{\Omega_P} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) \right] d\Omega + \dots \\
&+ \int_{\Omega_P} \left(\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) d\Omega - \int_{\Omega_P} \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) d\Omega + \int_{\Omega_P} \left(\sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right) d\Omega
\end{aligned}$$

Applicando il teorema di Gauss laddove è presente l'operatore divergenza ed assumendo che il volume della cella non vari nel tempo

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{\Omega_P} (\rho \bar{U}_i) d\Omega \right] + \int_{\partial \Omega_P} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j n_j) dS &= - \int_{\Omega_P} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} d\Omega + \int_{\partial \Omega_P} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} n_j \right) dS + \dots \\
&+ \int_{\Omega_P} \left(\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) d\Omega - \int_{\Omega_P} \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) d\Omega + \int_{\Omega_P} \left(\sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right) d\Omega
\end{aligned}$$

Introducendo le approssimazioni degli integrali di superficie e di volume:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (\rho \bar{U}_i)_P}{\partial t} \Omega_P + \sum_{f=1}^G (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)_f n_j S_f &\cong - \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P \Omega_P + \sum_{f=1}^G \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right)_f n_j S_f + \dots \\
&+ \left[\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right]_P \Omega_P - \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right)_P \Omega_P + \left(\sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right)_P \Omega_P
\end{aligned}$$

dove G indica il numero delle facce della cella di calcolo, il pedice P indica che la quantità contenuta tra parentesi deve essere calcolata al centro della cella, figura 4.4.

Riorganizzando i vari termini

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (\rho \bar{U}_i)_P}{\partial t} &\cong - \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P + \frac{1}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left[\left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right)_f n_j S_f - (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)_f n_j S_f \right] + \dots \\
&+ \left[\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right]_P
\end{aligned}$$

La derivata parziale nel tempo viene approssimata tramite il metodo di Eulero implicito:

$$\begin{aligned}
\frac{(\rho \bar{U}_i)_P^{n+1} - (\rho \bar{U}_i)_P^n}{\Delta t} &\cong - \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} + \frac{1}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left[\left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right)_f n_j S_f - (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)_f n_j S_f \right]^{n+1} + \dots \\
&+ \left[\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right]_P^{n+1}
\end{aligned}$$

A titolo dimostrativo, facendo riferimento alla figura 4.4 in cui $x_j = x_1$, $f = 2$, il primo termine degli sforzi viscosi effettivi e il termine convettivo vengono approssimati:^[J6]

$$\begin{aligned} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_1} \right)_2^{n+1} n_1 S_2 &= (\mu_{eff})_{f=2}^{n+1} \left(\theta_{f=2} \frac{(\bar{U}_i)_N^{n+1} - (\bar{U}_i)_P^{n+1}}{|\vec{x}_N - \vec{x}_P|} \right) S_2 \\ (\rho \bar{U}_i \bar{U}_1)_2^{n+1} n_1 S_2 &= \rho_{f=2}^{n+1} \left[\frac{(\bar{U}_i)_P^{n+1}}{2} (1 + w \theta_{f=2}) + \frac{(\bar{U}_i)_N^{n+1}}{2} (1 - w \theta_{f=2}) \right] (\bar{U}_1)_f^{n+1} n_1 S_2 \end{aligned}$$

Nelle due espressioni sono state utilizzate i termini θ_f e w definiti come:

$$\theta_f = \begin{cases} 1 & \text{se } f \text{ appartiene alla cella } P \\ -1 & \text{se } f \text{ non appartiene alla cella } N \end{cases}$$

$$w = \xi_U (1 - \lambda_\alpha)$$

dove ξ_U e λ_α sono definiti nell'equazione 4.4.4 e a pagina 115.

Raggruppando i vari termini, l'equazione di bilancio della quantità di moto filtrata in spazio:^[J6]

$$A_P (\bar{U}_i)_P^{n+1} \cong - \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} + H - \left[g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right]_P^{n+1} \quad (4.17)$$

dove

$$\begin{aligned} A_P &= \frac{\rho_P^{n+1}}{\Delta t} + \frac{1}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left[(\mu_{eff})_f^{n+1} \frac{\theta_f}{|\vec{x}_N - \vec{x}_P|} S_f + \left(\frac{1 + w \theta_f}{2} \right) (\rho \bar{U}_j)_f^{n+1} n_j S_f \right] \\ H &= \frac{1}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left[A_N (\bar{U}_i)_N^{n+1} \right] + E_P \\ A_N &= (\mu_{eff})_f^{n+1} \frac{\theta_f}{|\vec{x}_N - \vec{x}_P|} S_f - \left(\frac{1 - w \theta_f}{2} \right) (\rho \bar{U}_j)_f^{n+1} n_j S_f \\ E_P &= \left[\frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right]_P^{n+1} + \frac{(\rho \bar{U}_i)_P^n}{\Delta t} \end{aligned}$$

Dovuto al problema con la sistemazione delle variabili collocate, osservati nel caso di flussi con alti rapporti di densità, l'equazione 4.17 viene risolta interpolando $(\bar{U}_i)_P^{n+1}$ sulle facce delle celle:^[J6]

$$\sum_{f=1}^G \left[(\bar{U}_i)_P^{n+1} \right]_f \cong - \sum_{f=1}^G \left[A_P^{-1} \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right]_f + \sum_{f=1}^G \left[A_P^{-1} \left[H - \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right] \right]_f$$

Il flusso di velocità attraverso la superficie della cella di calcolo al passo temporale $n + 1$:^[J6]

$$\begin{aligned} \sum_{f=1}^G \left\{ \left[(\bar{U}_i)_P^{n+1} \right]_f n_j S_f \right\} &\cong - \sum_{f=1}^G \left\{ \left[A_P^{-1} \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right]_f n_j S_f \right\} + \dots \\ &+ \sum_{f=1}^G \left\{ A_P^{-1} \left[\left[H - \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right] \right]_f n_j S_f \right\} \end{aligned}$$

Per l'equazione di continuità:

$$\boxed{\sum_{f=1}^G \left\{ \left[A_P^{-1} \left(\frac{\partial p_d}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right]_f n_j S_f \right\} \cong \sum_{f=1}^G \left\{ \left[A_P^{-1} \left[H - \left(g_j x_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \right)_P^{n+1} \right] \right]_f n_j S_f \right\}}$$

4.4.3 Equazione dell'energia cinetica di sotto-griglia

Utilizzando il metodo dinamico localizzato nel modello di Smagorinsky, per definire il tensore anisotropo di sotto-griglia, relazione 4.15 il termine di produzione:^[J4]

$$\mathcal{P} = -\rho \tau_{jk}^r \bar{S}_{jk} = 2\rho \Delta c_S k_{sgs}^{1/2} \bar{S}_{jk} \bar{S}_{jk}$$

dove il coefficiente dinamico di Smagorinsky c_S è calcolato in modo simile all'equazione 4.14:^[J4]

$$c_S = \frac{L_{ij} \mathcal{M}_{ij}}{\mathcal{M}_{ij} \mathcal{M}_{ij}}$$

dove L_{ij} è definito dalla relazione 4.13 mentre $\mathcal{M}_{ij} \neq M_{ik}$ perché ν_T è differente tra il metodo dinamico localizzato e il metodo originale:^[J4]

$$\mathcal{M}_{ij} = 2 \left[\Delta \left(\widetilde{k_{sgs}^{1/2} S_{ij}} \right) - \tilde{\Delta} \tilde{k}^{1/2} \tilde{S}_{ij} \right]$$

dove \tilde{k} = è definito nella relazione 4.20.

Il termine di trasporto $\langle T_{k_{sgs}} \rangle$ viene rappresentato tramite l'ipotesi del gradiente-diffusione:^[J4, J5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{k_{sgs}}}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[p \bar{U}_j - p_{eff} \bar{U}_j + \frac{1}{2} \rho \overline{U_j U_k U_k} - \rho \bar{U}_k \tau_{jk}^r - \rho \bar{U}_j \bar{K} + \mu \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right] \\ &\cong -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_T \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \left(\langle \nu_T \rangle_{xyz} + \nu \right) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right] \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \left(\nu + \langle c_S \rangle_{xyz} \Delta k_{sgs}^{1/2} \right) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right] \end{aligned}$$

Come nell'equazione di bilancio della quantità di moto, il coefficiente dinamico di Smagorinsky c_S viene considerato costante nello spazio, al fine di garantire la stabilità numerica. Il valore viene ottenuto imponendo che il termine di produzione nell'intero dominio computazionale rimanga costante:^[J4, J5]

$$\langle 2 c_S k_{sgs}^{1/2} \bar{S}_{jk} \bar{S}_{jk} \rangle_{xyz} = 2 \langle c_S \rangle_{xyz} \langle 2 \Delta k_{sgs}^{1/2} \bar{S}_{jk} \bar{S}_{jk} \rangle_{xyz}$$

La rappresentazione del termine di dissipazione trae origine dal fatto che ad alti numeri di Reynolds il rateo di dissipazione ϵ scala come u_0^3/l_0 .^[J15, J4]

$$\epsilon_{sgs} = \frac{c_s^* k_{sgs}^{3/2}}{\Delta}$$

dove c_s^* è ottenuta dall'equaglianza dei secondi membri delle due equazioni del sistema 4.21:

$$\begin{aligned} -\tilde{\epsilon}_{k_{sgs}} + \tilde{\mathcal{P}} + \overline{\rho U_j F_j^{ST}} - \overline{\rho U_j \bar{F}_j^{ST}} &= -\epsilon_{\tilde{k}} + \mathcal{P}_{\tilde{k}} + \overline{\rho U_j F_j^{ST}} - \overline{\rho U_j \bar{F}_j^{ST}} \\ c_s^* &= \left[\mathcal{P}_{\tilde{k}} - \tilde{\mathcal{P}} + \left(\frac{c_s^* k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} \right) - \overline{\rho U_j \bar{F}_j^{ST}} + \overline{\rho U_j F_j^{ST}} \right] \frac{\tilde{\Delta}}{\tilde{k}^{3/2}} \end{aligned}$$

considerando c_s^* filtrata al passo precedente come proposto da Piomelli ed assumendo che la dissipazione non sia negativa:^[J4]

$$\begin{cases} C_*^{n+1} = \left[\mathcal{P}_{\tilde{k}} - \tilde{\mathcal{P}} + \frac{c_s^{*n} k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} - \overline{\rho U_j \bar{F}_j^{ST}} + \overline{\rho U_j F_j^{ST}} \right] \frac{\tilde{\Delta}}{\tilde{k}_{sgs}^{3/2}} \\ C_*^{n+1} \geq 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Per calcolare la costante c_s^* , l'equazione di bilancio della quantità di moto, filtrata in spazio con una larghezza di filtro Δ (eq. 4.3), viene prima filtrata con una larghezza di filtro $\tilde{\Delta}$ e poi viene moltiplicata per \tilde{U}_i :

$$\begin{aligned} \tilde{U}_i \left[\frac{\partial (\rho \tilde{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{U}_j \tilde{U}_i)}{\partial x_j} \right] &= \tilde{U}_i \left[-\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \left[\rho (\widetilde{U_i U_j} - \tilde{U}_j \tilde{U}_i) \right]}{\partial x_j} + \rho g_i + \rho \tilde{F}_i^{ST} \right] \\ \rho \tilde{U}_k \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial t} + \rho \tilde{U}_j \tilde{U}_k \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_j} &= -\tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + \tilde{U}_k \frac{\partial \tilde{\tau}_{kj}}{\partial x_j} - \tilde{U}_k \frac{\partial (\rho T_{kj})}{\partial x_j} - \rho \tilde{U}_j g_j + \rho - \tilde{U}_j \tilde{F}_j^{ST} \end{aligned}$$

dopo alcuni passaggi:

$$\frac{\partial (\rho \mathcal{K})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{U}_j \mathcal{K})}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\tilde{p} \tilde{U}_j)}{\partial x_j} + \tilde{U}_k \frac{\partial \tilde{\tau}_{kj}}{\partial x_j} - \tilde{U}_k \frac{\partial (\rho T_{kj})}{\partial x_j} + \rho \tilde{U}_j g_j + \rho \tilde{U}_j \tilde{F}_j^{ST} \quad (4.19)$$

dove è stato definito:

$$\tilde{K} = \frac{1}{2} \widetilde{U_i U_i} = \frac{1}{2} \tilde{U}_i \tilde{U}_i + \frac{1}{2} (\widetilde{U_i U_i} - \tilde{U}_i \tilde{U}_i) = \frac{1}{2} \tilde{U}_i \tilde{U}_i + \frac{1}{2} T_{ii} = \mathcal{K} + \tilde{k} \quad (4.20)$$

L'equazione ottenuta applicando le operazioni di filtraggio all'equazione dell'energia cinetica (eq. 4.8) con una lunghezza di filtro Δ e poi $\tilde{\Delta}$ viene sottratta all'equazione 4.19 al fine di ottenere l'equazione \tilde{k} . Svolgendo le stesse operazioni fatte per ottenere l'equazione di energia cinetica di sotto-griglia si ottiene la seconda equazione del sistema 4.21 mentre la prima equazione è ottenuta filtrando con una lunghezza di filtro $\tilde{\Delta}$ l'equazione di energia cinetica di sotto-griglia.

Le equazioni poste al confronto per ottenere c_s^* :

$$\begin{cases} \frac{\partial (\rho \tilde{k}_{sgs})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{U}_j \tilde{k}_{sgs})}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{T}_{ksgs}}{\partial x_j} = -\tilde{\epsilon}_{ksgs} + \tilde{\mathcal{P}} + \widetilde{\rho U_j F_j^{ST}} - \rho \widetilde{U_j F_j^{ST}} \\ \frac{\partial (\rho \tilde{k})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{U}_j \tilde{k})}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \tilde{T}_k}{\partial x_j} = -\epsilon_k + \mathcal{P}_k + \widetilde{\rho U_j F_j^{ST}} - \rho \tilde{U}_j \tilde{F}_j^{ST} \end{cases} \quad (4.21)$$

4.4.4 Equazione di trasporto α

Integrando l'equazione (4.12) sul volume della cella di calcolo, di volume Ω_P figura 4.4, e considerando che il volume rimanga costante nel tempo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{\Omega_P} \alpha d\Omega \right] + \int_{\Omega_P} \frac{\partial (\bar{U}_j \alpha)}{\partial x_j} d\Omega + \int_{\Omega_P} \frac{\partial [\bar{U}_{j,rel} (\alpha - 1)]}{\partial x_j} d\Omega = 0$$

Applicando il teorema di Gauss laddove è presente l'operatore di divergenza:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{\Omega_P} \alpha d\Omega \right] + \int_{\partial\Omega} [\alpha \bar{U}_j + \bar{U}_{j,rel} (\alpha - 1)] n_j dS = 0$$

Introducendo l'approssimazione degli integrali di superficie e di volume:

$$\frac{\partial \alpha_P}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left\{ [\alpha \bar{U}_j + \bar{U}_{j,rel} (\alpha - 1)]_f n_j S_f \right\} = 0$$

Utilizzando il metodo di Eulero esplicito

$$\alpha_P^{n+1} = \alpha_P^n - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_{f=1}^G \left[\alpha_f^n (\bar{U}_j)_f^n n_j S_f + (\alpha_f^n - 1) (\bar{U}_{j,rel})_f^n n_j S_f \right]$$

Nel programma OpenFOAM il termine convettivo dell'equazione di trasporto della funzione α viene modificato per ridurre la diffusione ed assume il nome di MULES (Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution).^[J14]

$$\alpha_P^{n+1} = \alpha_P^n - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_{f=1}^N (F_U + \theta_l F_{corr})_f^n$$

Il termine θ_l è un peso che limita la soluzione tra un valore massimo e un valore minimo:^[J14, J6]

$$\theta_l = \begin{cases} 1 & \text{sull'interfaccia} \\ 0 & \text{altrove} \end{cases}$$

Il **termine** F_U rappresenta la discretizzazione del termine convettivo tramite il metodo upwind

$$(F_U)_f^n = (\alpha_f^n)_U (\bar{U}_{j,rel})_f^n n_j S_f$$

$$(\alpha_f^n)_U = \begin{cases} \alpha_P & \text{se } (\bar{U}_{\hat{n}})_f^n > 0 \\ \alpha_N & \text{se } (\bar{U}_{\hat{n}})_f^n < 0 \end{cases} \quad (4.22)$$

Il **termine** F_{corr} è presente solo quando $\theta_l = 1$ e viene introdotto nel metodo MULES per avere una migliore approssimazione del termine convettivo in corrispondenza dell'interfaccia tra le due fasi.

$$F_{corr} = F_{HO} + F_{rel} - F_U$$

I motivi per cui si hanno due termini che rappresentino il termine convettivo, quando $\theta_l = 1$, sono:^[J6]

- Riduzione della diffusione numerica all'interfaccia
- Riduzione del costo computazionale confinando lo schema di ordine superiore all'interfaccia

Il **termine** F_{HO} indica uno schema di discretizzazione specificato dall'utente e può essere espresso in generale come:^[J6]

$$(F_{HO})_f^n = \left[(1 - \lambda_\alpha) (\alpha_f^n)_U + (\alpha_f^n)_{CD} \lambda_\alpha \right] (\bar{U}_j)_f^n n_j S_f$$

dove:^[J6]

- λ_α è un limiter scelto tra gli schemi di "Time Variation Dimishing" (vanLeer, SuperBee, MinMod, QUICK e GammaDifferencing).
- $(\alpha_f^n)_U$ α è discretizzato secondo il metodo upwind (eq. 4.22).
- $(\alpha_f^n)_{CD}$ α è discretizzato secondo il metodo delle differenze centrate

$$(\alpha_f^n)_{CD} = \frac{\alpha_N^n + \alpha_P^n}{2}$$

Introducendo l'espressioni di discretizzazione, la relazione:^[J6]

$$(F_{HO})_f^n = \left\{ \alpha_P^n + \frac{\alpha_N^n - \alpha_P^n}{2} [1 - \xi_U (1 - \lambda_\alpha)] \right\} (\bar{U}_j)_f^n n_j S_f$$

dove:

$$\xi_U = \begin{cases} 1 & \text{se } (\bar{U}_{\hat{n}})_f^n > 0 \\ -1 & \text{se } (\bar{U}_{\hat{n}})_f^n < 0 \end{cases}$$

Il **termine** $(F_{rel})_f^n$ rappresenta il termine di compressione:^[J14, J6]

$$\begin{aligned} F_{rel}_f^n &= \alpha_f^n (1 - \alpha_f^n) \left[(\bar{U}_j)_f^n n_j S_f \right] \\ &= \alpha_P^n + \frac{\alpha_N^n - \alpha_P^n}{2} [1 - \xi_U (1 - \lambda_{\alpha,rel})] \left[\min \left[C_\alpha \frac{|\Phi_f|}{S_f}, \max \left(\frac{|\Phi_f|}{S_f} \right)_\Omega \right] \hat{n}_\alpha \right] \end{aligned}$$

dove C_α è un valore definito dall'utente ed un parametro per restringere la diffusione della superficie mentre il versore:^[J6]

$$\hat{n}_\alpha = \frac{(\nabla \alpha)_f}{|(\nabla \alpha)_f + \delta_n|} \bullet \hat{n} S_f = \frac{\nabla \alpha_N^n + \nabla \alpha_P^n}{|\nabla \alpha_N^n + \nabla \alpha_P^n + 2 \delta_n|} \bullet \hat{n} S_f$$

δ_n è un fattore stabilizzante che tiene in conto delle non uniformità della griglia.

$$\delta_n = \frac{\varepsilon}{\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i \right)^{1/3}}$$

4.5 Risolutore InterFoam

Per la risoluzione delle equazioni di governo viene utilizzato il risolutore di OpenFOAM **interFoam**.

"Risolve l'equazioni di Navier-Stokes per due fluidi immiscibili, isotermi e incompressibili"

Per la risoluzione del campo di pressione e di velocità in OpenFOAM ci sono tre algoritmi: PISO (Pressure Implicit Split Operator), SIMPLE (Semi-Implicit Pressure Linked Equation) e PIMPLE. L'algoritmo PISO viene utilizzato per problemi non stazionari mentre per i casi stazionari viene utilizzato l'algoritmo SIMPLE ed infine l'algoritmo PIMPLE è una combinazione dei due metodi. Viene riportato in forma semplificata il "source file" **interFoam**.

```

while (runTime.run())
{
    CourantNo.H
    alphaCourantNo.H

    setDeltaT.H
    runtime++

    while (pimple.loop())
    {
        alphaControls.H
        alphaEqnSubCycle.H

        Mixture.correction()
    }
}

```

```

    Ueqn.H

    while (pimple.correct)
    {
        pEqn.H
    }

    if (pimple.turbCorr)
    {
        Turbulence -> correct()
    }
}

```

Nei file header `CourantNo.H` e `alphaCourantNo.H` vengono calcolati il numero di Courant e di α Courant medio e della singola cella mentre in `setDeltaT.H` viene determinato il passo temporale tale da produrre il massimo numero di Weber possibile solo se viene inserita la condizione `adjustTimeStep`

Nel file `alphaControls.H` vengono letti i parametri necessari per la risoluzione dell'equazione di trasporto della funzione α :

- `nAlphaCorr` e `nAlphaSubCycles`
- `MULESCorr` e `alphaApplyPrevCorr` entrambi imposti di default a falso
- `icAlpha` (Isotropic compression coefficient) e `scAlpha` (shear compression coefficient) che sono imposti di default uguali a false

All'interno del file `alphaEqnSubCycle.H` viene risolta l'equazione di trasporto di della funzione α tante volte quanto specificato dal parametro `nAlphaCorr` e alla fine del "header" file viene calcolata la nuova densità.

Nel file `mixture.correction()` vengono modificati i valori di ν e μ e viene calcolata la curvatura necessaria per calcolare la forza di tensione superficiale.

Se nel file `fvOption` viene inserito `turbOnFinalIterOnly true` allora `pimple.turbCorr = 1` l'equazioni della turbolenza sono risolte ad ogni iterazione esterna.

4.5.1 UEqn.H

`UEqn.H` è un "header" file chiamato dal "source file" `interFoam.C` per ottenere un'approssimazione del campo di velocità prima di risolvere l'equazione della pressione. Questo campo di velocità viene ottenuto utilizzando il campo di pressione del passo temporale precedente e solo se l'utente impone `momentumPredictor true` nel file `fvOptions`. Viene riportata una forma semplificata di questo file.

```

fvVectorMatrix UEqn
(
    fvm::ddt(rho, U) + fvm::(rhoPhi, U)
    + turbulence -> divDevRhoReff(rho, U)
    ==
    fvOptions(rho, U)
);

if (pimple.momentumPredictor())
{
    solve
    (
        UEqn
        ==
        fvc::reconstruct
        (
            (
                mixture.surfaceTensionForce()
                - ghf*fvc::snGrad(rho)
                - fvc::snGrad(p_rgh)
            ) * mesh.magSf()
        )
    );
}

```

4.5.2 pEqn.H

Il "header file" pEqn.H viene chiamato dal "source file" interFoam.C per risolvere l'equazione della pressione. All'inizio del file vengono definite :

- surfaceScalarField $rAUf$

$$rAuf = fvc::interpolate(1/UEqn.A())$$

- volVectorField $HbyA$

$$HbyA = constrainHbyA(UEqn.H()/UEqn.A(), U, p_rgh)$$

- surfaceScalarField

$$\phi HbyA = fvc::flux(HbyA) + \phi_{ig}$$

dove:

$$\phi_{ig} = (\text{mixture.surfaceTensionForce}() - \text{ghf} * \text{fvc::snGrad}(\rho)) * rAuf * \text{mesh.magSf}()$$

Successivamente avviene il ciclo di iterazione del calcolare della pressione

```

while (pimple.correctNonOrthogonal())
{
    fvScalarMatrix p_rghEqn( fvm::laplacian(rAUf, p_rgh) == fvc::div(phiHbyA) )

    p_rghEqn.setReference( pRefCell, getRefCellValue(p_rgh, pRefCell) )

    p_rghEqn.solve( mesh.solver(p_rgh.select(pimple.finalInnerIter())) )

    if (pimple.finalNonOrthogonalIter)
    {
        phi = phiHbyA - p_rghEqn.flux()
        U = HbyA + 1.0/UEqn.A()*fvc::reconstruct( (phig - p_rghEqn.flux())/rAUf )
    }
}
continuityErrs.H
p == p_rgh + rho*gh

```

Nella funzione `setReference` viene impostato la cella di riferimento e il valore della pressione di riferimento nel caso in cui nessuna pressione di riferimento non viene definita nelle condizioni al contorno.

La risoluzione dell'equazione della pressione viene ripetuta attraverso sia un ciclo interno al file "header" `pEqn.H` con la condizione `while(pimple.correctNonOrthogonal())` sia un ciclo esterno con la condizione `while(pimple.correct)`. Il numero di cicli vengono definiti dall'utente.

4.5.3 `alphaEqn.H`

In questo "header" file viene risolta l'equazione di trasporto della funzione α e questo file viene chiamato dal "header" file `alphaEqnSubCycle.H`. Nella parte iniziale del file viene definito il coefficiente di compressione del flusso della faccia:

```
surfaceScalarField phic (mixture.cAlpha() * mag(phi/mesh.magSf()))
```

A questo termine viene aggiunto il contributo di compressione isotropico se `icAlpha > 0` e/o il contributo di compressione di taglio se `scAlpha > 0`.

Nel caso in cui il metodo "MULES" (Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution) fosse `false`, come di default, il ciclo di risoluzione dell'equazione di α

```

for (int aCorr=0; aCorr<nAlphaCorr; aCorr++)
    #include "alphaSup.H"

    surfaceScalarField phir (phic*mixture.nHatf());

    tmp<surfaceScalarField> talphaPhi1Un
    (
        fvc::flux
        (
            phiCN(),

```

```

        cnCoeff*alpha1+(1-cnCoeff)*alpha1.oldTime(),
        alphaScheme
    )
+
    fvc::flux
    (
        -fvc::flux(-phir, alpha2, alphasScheme),
        alpha1,
        alphasScheme
    )
);

alphaPhi10 = talphaPhi1Un

MULES::explicitSolve
(
    geometricOneField()
    alpha1,
    phiCn,
    alphaPhi10,
    Sp,
    (Su + divU*min(alpha1(), scalar(1))),
    oneField(),
    zeroField(),
);

alpha2 = 1- alpha1;

mixture.correct();
}

```

4.6 Definizione dei vari parametri

4.6.1 Caratteristiche del velivolo

	unità IU	unità SI
h	1091.79 ft	3076 m
V_{ac}	295.46 kts	152 m/s

Tabella 4.1: Caratteristiche del velivolo

La velocità scelta è stata ricavata approssimando ad un valore intero la velocità ottenuta all'altezza di 10000 ft tramite interpolazione lineare delle velocità di 250 kts e di 350 kts specificate alle quote di 6000 ft e 14000 ft - 16000 ft nella En-route della Suisse Aeronautical Information Publication

h	[m]	154	170	180
V_{ac}	[m/s]	1580	3730	6250

Tabella 4.2: Caratteristiche dei rilasci dal velivolo KC-135 negli esperimenti di Clewell

(AIP) (paragrafo 2.1). Successivamente, è stata calcolata l'altezza definitiva di volo, ottenuta tramite interpolazione, imponendo la velocità di 152 m/s.

L'altezza ottenuta è maggiore della quota minima riportata dal manuale Air Traffic Services della CAA (Civil Aviation Authority) (10000 ft), dal manuale del controllo di volo della FAA (Federal Aviation Authority) (2000 ft) e dalla Suisse Aeronautical Information Publication della FOCA (Federal Office of Civil Aviation) (6000 ft).

La velocità del velivolo e l'altezza di rilascio sono simili ai valori utilizzati negli esperimenti condotti da Clewell negli anni Settanta (tabella 4.2), descritti al paragrafo 2.2.3, e si può osservare che la velocità del velivolo è compresa tra le velocità di crociera e di approccio di alcuni velivoli di linea (tabella 4.3).

	Velocità di crociera (TAS)		Velocità di approccio (IAS)	
	unità IU [kts]	unità SI [m/s]	unità IU [kts]	unità SI [m/s]
Airbus A320	450	232	137	71
Airbus A340-600	480	247	160	82
Airbus A330-200	470	242	140	72
Airbus A380-800	520	268	138	71
Boeing 737-400	430	221	137	71
Boeing 747-300	491	253	160	82
Boeing 777-330 ER	490	252	149	77
Boeing 757-200	470	242	137	71
Boeing 767-400	460	237	150	77

Tabella 4.3: Velocità di alcuni velivoli di linea. Dati da *www.SKYbrary.aero*

4.6.2 Proprietà dell'aria

Alcune proprietà dell'aria, all'altezza di 3076 m, sono state calcolate utilizzando le formule della International Standard Atmosphere:

$$\begin{aligned} \frac{T}{T_{sl}} &= 288.15 - 0.0065 h \\ \frac{\rho}{\rho_{sl}} &= \left(\frac{288.15 - 0.0065 h}{288.15} \right)^{4.2558} \\ \frac{p}{p_{sl}} &= \left(\frac{288.15 - 0.0065 h}{288.15} \right)^{5.2558} \end{aligned}$$

La viscosità dinamica è stata calcolata utilizzando l'equazione di Sutherland

$$\frac{\mu}{\mu_{sl}} = \left(\frac{T}{T_{sl}} \right)^{3/2} \frac{T_{sl} + T_S}{T + T_S}$$

in cui il pedice "sl" indica il valore della grandezza al livello del mare e $T_s = 110$

h [m]	T [K]	T [C]	p [Pa]	ρ [kg/m ³]	μ [kg/(m s)]	ν [m ² /s]
0	288.15	15	101325	1.225	$1.7894 \cdot 10^{-5}$	$1.4607 \cdot 10^{-5}$
3076	268.16	-4.81	696434	0.902	$1.6914 \cdot 10^{-5}$	$1.8750 \cdot 10^{-5}$

Tabella 4.4: Proprietà dell'aria al livello del mare e all'altezza di 3076 m

4.6.3 Proprietà del combustibile

Alcune proprietà del combustibile sono state ottenute utilizzando i grafici riportata nella Military Handbook [F16, F18] (figure 4.5 e 4.6) in cui è stato ipotizzato che il combustibile si trovi alla stessa temperatura dell'aria.

	T [K]	T [C]	ρ [kg/m ³]	μ [kg/(m s)]	ν [m ² /s]	σ [N/m]
Jet A	288.15	15	811	$186.5 \cdot 10^{-5}$	$0.230 \cdot 10^{-5}$	$2.37 \cdot 10^{-2}$
	268.16	-4.81	826	$285.0 \cdot 10^{-5}$	$0.345 \cdot 10^{-5}$	$2.55 \cdot 10^{-2}$
Jet A1	288.15	15	811	$146.0 \cdot 10^{-5}$	$0.180 \cdot 10^{-5}$	$2.37 \cdot 10^{-2}$
	268.16	-4.81	826	$223.0 \cdot 10^{-5}$	$0.275 \cdot 10^{-5}$	$2.55 \cdot 10^{-2}$

Tabella 4.5: Proprietà dei combustibili Jet A e Jet A1 al livello del mare e all'altezza di 3076 m

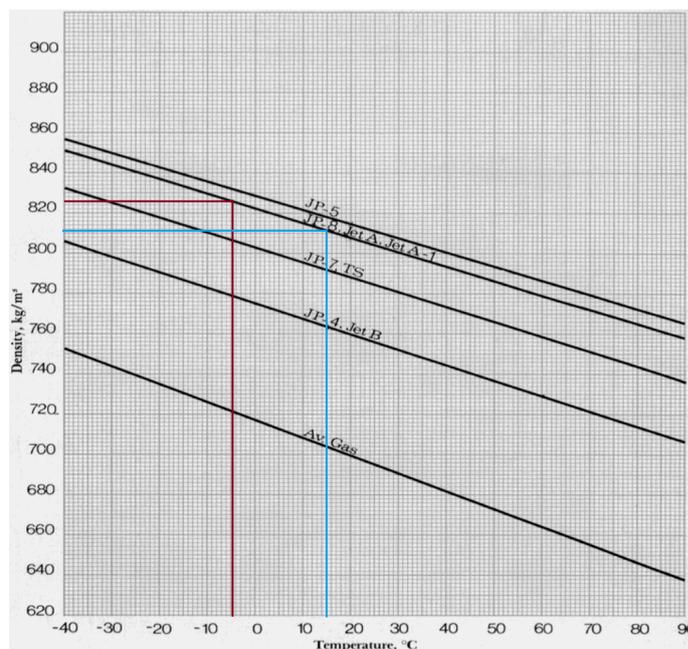
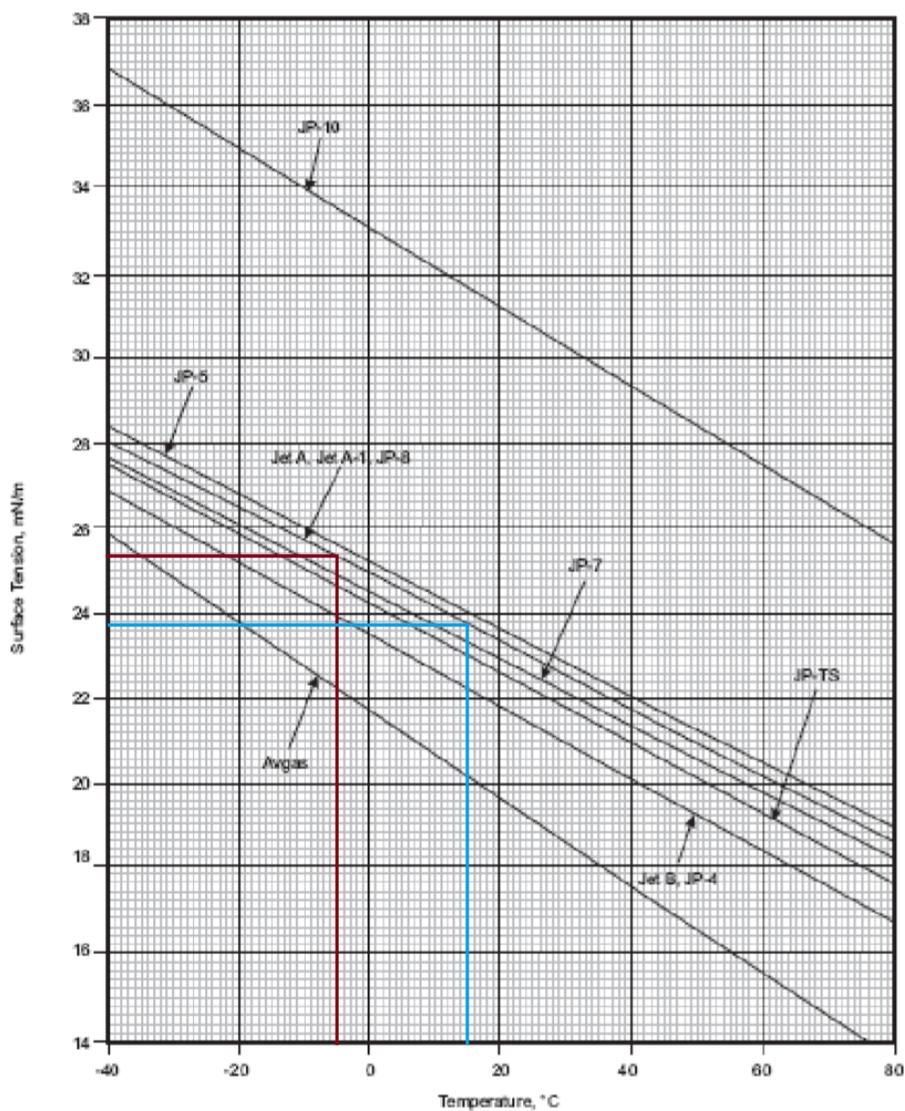
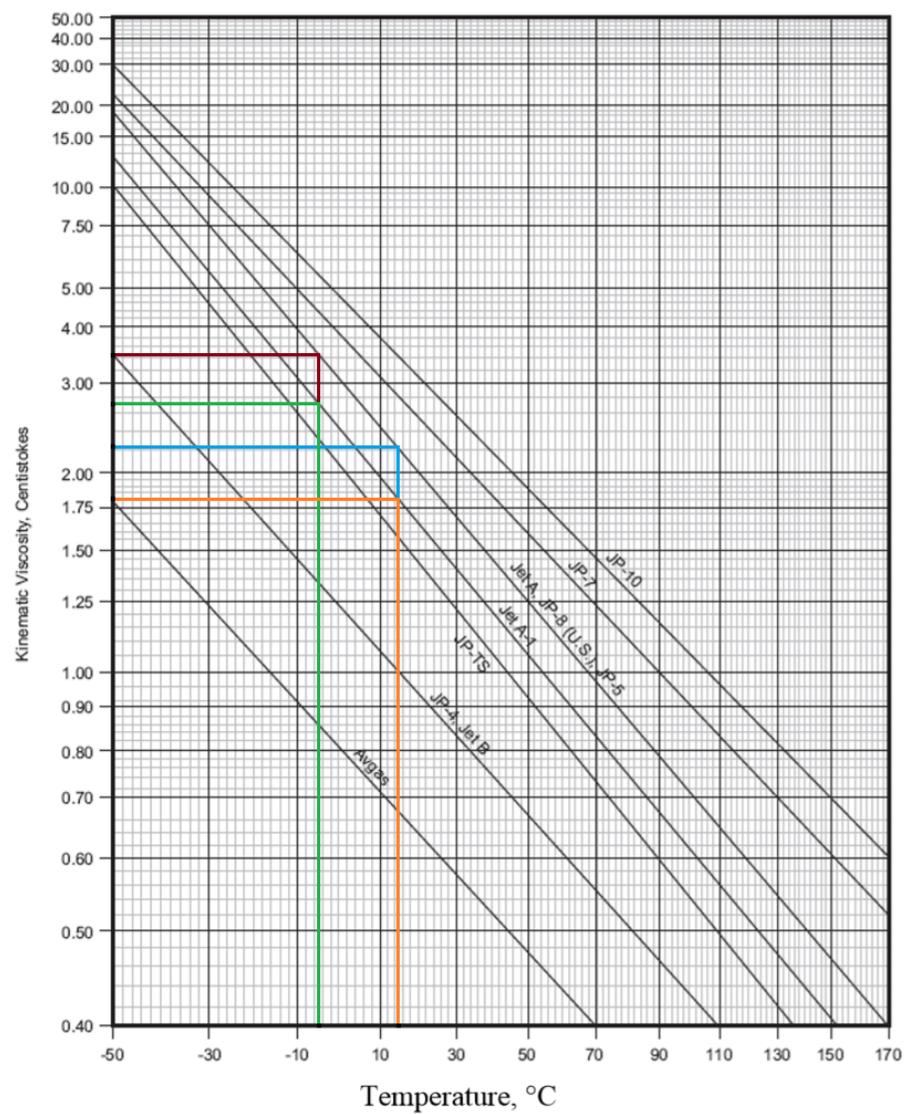


Figura 4.5: Densità in funzione della temperatura. *Figura da [F16]*



(a) Tensore superficiale



(b) Viscosità cinematica

Figura 4.6: Definizione di due proprietà del combustibile in funzione della temperatura. *Figura da [F18]*

4.6.4 Caratteristiche dell'atomizzatore a pressione

Il diametro della sezione di uscita dell'atomizzatore è stato definito sulla base delle fotografie riportate in figura 4.7 e tenendo in considerazione del diametro dell'atomizzatore utilizzato sul velivolo "Buccaneer" nella ricerca di Cross and Picknett del 1932. (tabella 4.6). Non è stato considerato il diametro riportato nella ricerca sperimentale di Clewell perché è la dimensione del dispositivo "boom" utilizzato dai velivoli militari per effettuare il rifornimento in volo .

La velocità di uscita del combustibile è stata definita considerando la velocità riportata da Cross and Picknett, la velocità ottenuta dalla portata indicata nel manuale del sistema combustibile dei velivoli A340 e A330 [F13, F14]. Invece, sono state trascurate la velocità riportata da Clewell perché riferita al dispositivo "boom" e quella ottenuta dalla portata indicata nel manuale del sistema combustibile del velivolo "Challenger" [F15].

		Cross and Picknett	Clewell	A330 A340	Challenger	Definito
diametro	D [m]	0.060	0.101	0.050 ^A		0.050
portata	Q [kg/s]	7.5	5.6	16.67 ^B	0.75-0.92	
velocità	U_l [m/s]	3.477	9.161	5.233	0.471	4

Tabella 4.6: Caratteristiche dell'atomizzatore: definite ed assunte in alcuni ricerche di fuel dumping. *A*: il diametro è stato assunto pari al valore definito in queste simulazioni; *B*: la portata viene assunta al combustibile uscito da entrambe le semiali



Figura 4.7: Diversi atomizzatori in vari aerei di linea

4.7 Metodi di discretizzazione e tipi di risolutori adottati

I metodi di discretizzazione e i tipi di risolutori sono stati mantenuti uguali a quegli definiti nel tutorial `nozzleFlow2D` contenuto all'interno del programma OpenFOAM. I metodi di discretizzazione sono definite all'interno del file `fvScheme` mentre all'interno del file `fvSolution` sono definiti i tipi di risolutori.

termine		Schema di discretizzazione
ddtSchemes		Euler
gradSchemes		Gauss linear
divSchemes	$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U} S)$	Gauss linear
	$\nabla \cdot (\alpha \vec{U} S)$	Gauss vanLeer
	$\nabla \cdot (\alpha \vec{U} S / S)$	Gauss linear
	$\nabla \cdot (k \vec{U} S)$	Gauss limitedLinear 1
	$\nabla \cdot (\tilde{\nu} \vec{U} S)$	Gauss limitedLinear 1
	$\nabla \cdot (\rho \nu_{eff} \nabla^2 (\nabla \vec{U}))$	Gauss limitedLinear 1
laplacianSchemes		Gauss linear corrected
interpolationSchemes		linear
snGradSchemes		corrected

Tabella 4.7: Metodi di discretizzazione

Variabile	Risolutore
alpha	nAlphaCorr 1
	nAlphaSubCycles 4
	cAlpha 1
U, k	smoothSolver GaussSeidel
UFinal, kFinal	smoothSolver symGaussSeidel
p_rgh	GAMG
p_rghFinal, p_corr.*	PCG preconditioner GAMG

Tabella 4.8: Tipi di risolutori *GAMG*: *Geometric Agglomerated algebraic MultiGrid*, *PCG*: *Preconditioned Conjugate Gradient*

4.8 Simulazioni con un dominio 2D

Queste simulazioni sono state suddivise in quattro casi. Nel primo caso è stato studiato l'effetto del rapporto delle densità dei due fluidi sulla lunghezza di rottura superficiale del getto di combustibile mentre nel secondo caso è stato analizzato l'influenza della velocità di uscita del combustibile sulla

lunghezza di rottura superficiale. In questo caso sono stati anche confrontati i risultati ottenuti da diverse versioni del programma OpenFoam. Nel terzo caso è stato esaminato l'effetto della velocità relativa tra il combustibile e l'aria variando la velocità del gas con due diverse velocità del combustibile mantenute costanti. Nel quarto caso è stata considerata una velocità iniziale dell'aria all'ingresso e all'interno del dominio per avere un confronto tra i casi 2D e 3D e per comprendere le impostazioni necessarie al caso 3D.

Alla fine del primo caso è stato definito la densità del gas che sarà utilizzata nelle successive simulazioni.

4.8.1 Impostazioni PIMPLE

Le impostazioni del risolutore PIMPLE sono state mantenute costante durante tutte le simulazioni 2D, ad eccezione del caso 3.14 (paragrafo 4.8.8):

- momentumPredictor no
- nCorrectors 2
- nNonOrthogonalCorrectors 1

4.8.2 Dominio di simulazione

Il dominio di simulazione è stato suddiviso in cinque blocchi: fascia centrale (A), fascia superiore ed inferiore (C_U e C_D), fascia intermedia superiore ed inferiore (B_U e B_D), figura 4.8. Nello studio dell'effetto della densità le dimensioni del dominio sono state mantenute costanti durante tutte le simulazioni mentre sono variate nello studio degli altri effetti, tabella 4.9. La dimensione lungo X è stata modificata nei vari sotto-casi a causa della variazione della velocità d'uscita del combustibile mentre la dimensione in direzione Y è stata variata per diminuire l'influenza dei bordi sul getto liquido.

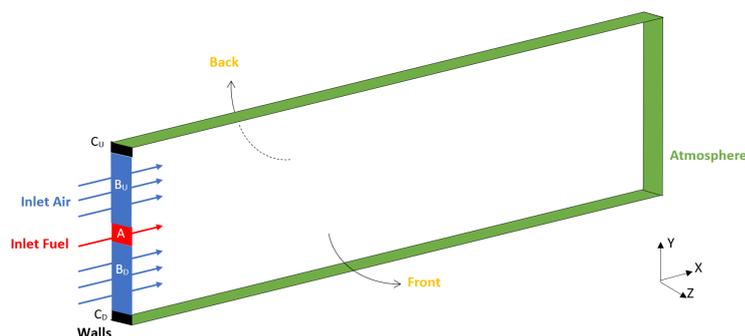


Figura 4.8: Dominio di simulazione circa 2D

4.8.3 Condizioni al contorno e condizione iniziale

Durante tutta la parte di simulazioni 2D le condizioni al contorno non sono state variate, ad eccezione della simulazione 3.14, paragrafo 4.8.8. La tipologia di condizione al contorno, specificate

per `inlet`, `wall`, `atmosphere` e `internalField`, sono le stesse di quelle definite nel tutorial `nozzleFlow2D` presente all'interno del programma OpenFoam, tabella 4.10. Nella terza direzione è stato imposto, per tutte le grandezze, la condizione al contorno "empty" al fine di non avere nessuna soluzione sui bordi `front` e `back`, figura 4.8.

caso		X	Y			Z
			A	$B_U + B_D$	$C_U + C_D$	
1	size [m]	5.000	0.900			0.002
			0.050	0.750	0.100	
	N° cells	500	25	134	16	1
	cell expansion	0.70	1	0.50	0.50	1
2.1, 2.4	size [m]	5.000	1.500			0.002
			0.050	1.400	0.050	
	N° cells	1000	32	350	10	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.50	1
2.2	size [m]	10.000	1.500			0.002
			0.050	1.400	0.050	
	N° cells	1250	32	350	10	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.50	1
2.3, 2.7, 2.8, 3.1, 3.2, 3.3, 3.4, 3.5, 3.6	size [m]	20.000	2.000			0.002
			0.050	1.850	0.100	
	N° cells	2500	20	350	12	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.50	1
2.5	size [m]	1.500	1.500			0.002
			0.050	1.400	0.050	
	N° cells	300	32	350	10	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.50	1
2.6, 3.11, 3.12	size [m]	15.000	2.000			0.002
			0.050	1.850	0.100	
	N° cells	1875	20	350	12	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.50	1
3.7, 3.8, 3.9, 3.10, 3.13 3.14	size [m]	20.000	2.000			0.002
			0.050	1.850	0.100	
	N° cells	2500	15	320	12	1
	cell expansion	0.75	1	0.25	0.5	1

Tabella 4.9: Dimensione e numero di celle del dominio di calcolo nelle simulazioni 2D

		internal field	inletFuel	inletAir	walls	front	back	atmosphere
U	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	noSlip	empty	empty	pressureInlet OutletVelocity
	valore	(0 0 0)				0
$alpha_F$	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	zero Gradient	empty	empty	inletOutlet
	valore	0	1	0				value 0 inletValue 0
k	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	fixed Value	empty	empty	inletOutlet
	valore	$1 \bullet 10^{-11}$	$1 \bullet 10^{-5}$	$1 \bullet 10^{-11}$	$1 \bullet 10^{-11}$			value $1 \bullet 10^{-11}$ inletValue 0.001
$\tilde{\nu}$	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	fixed Value	empty	empty	inletOutlet
	valore	0	0	0	0			value 0 inletValue 0
ν_t	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient	empty	empty	zeroGradient
	valore	$1 \bullet 10^{-11}$						0
p_{rgh}	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient	empty	empty	totalPressure
	valore	0						$p_0 = 0$

Tabella 4.10: Condizioni al contorno nelle simulazioni 2D ad eccezione della simulazione 3.14. La velocità di ingresso dell'aria e del combustibile viene riportato nei vari sottocasi

4.8.4 Tempo della simulazione

La durata della simulazione numerica T_{end} è stata definita a secondo della motivazione dei casi studiati. Nel primo caso è stato definito una durata sufficiente ad ottenere la prima rottura superficiale del getto liquido mentre nel secondo e nel terzo caso si è cercato di definire un tempo di simulazione tale da ottenere la rottura del cuore. L'intervallo di scrittura ΔT_{wrt} è stato scelto in modo da non avere un numero eccessivo di file da dover memorizzare in memoria. (figura 4.11)

4.8.5 Effetto della densità - 1° caso

In ogni simulazione è stata variata solo la densità dell'aria mentre è stata mantenuta costante la viscosità dinamica determinando così una variazione della viscosità cinematica. La velocità iniziale dell'aria, in ingresso e all'interno del dominio $U_g = 0$ e $U_{g_{in}} = 0$. (figure 4.12 e 4.13)

Le lunghezze di rottura del getto, ricavate dalle simulazioni ed indicate come L_S e $L_S 2^\circ$, sono state ottenute misurando la distanza dalla sezione di uscita del combustibile al punto in cui avviene la rottura superficiale del getto, utilizzando lo strumento righello presente all'interno del programma "ParaView". La lunghezza L_S indica la prima rottura superficiale mentre $L_S 2^\circ$ indica la seconda rottura superficiale. (tabella 4.14) Per meglio visualizzare la rottura, la superficie del getto è stata rappresentata dalla curva di livello $\alpha = 0.5$.

caso	T_{end} [s]	ΔT_{ins} [s]	ΔT_{wrt} [s]	N° time step	N° save file	
1.9, 1.1, 1.7	0.6200	0.00025	0.0010	2480	620	
1.2, 1.5, 1.11, 1.3, 1.6, 1.12, 1.4, 1.8, 1.13, 1.10	0.4200	0.00025	0.0010	1680	420	
2.1	OF5	5.0000	0.00080	0.2000	6250	25
	OF8	0.2000	0.0008	0.0100	250	20
2.2	OF5a	23.0004	0.0018	0.2520	12778	91
	OF5b	3.06	0.0018	0.0576	1700	53
	OF6	3.06	0.0018	0.0576	1700	53
	OF8	3.06	0.0018	0.0576	1700	53
2.3 OF5	4.0126	0.0004	0.1000	10032	40	
2.4 OF5	8.8632	0.0075	0.1875	1182	47	
2.5	OF5a	0.2800	0.0004	0.0100	700	20
	OF5b, OF6	4.0000	0.0005	0.0100	8000	400
	OF8	1.0000	0.0005	0.0500	2000	20
2.6 OF8, 2.6 OF5, 2.6 OF6	3.0000	0.0002	0.0500	15000	60	
2.7 OF5	1.0000	0.0002	0.0200	5000	50	
3.1, 3.2, 3.3, 3.4, 3.5	4.5	0.0004	0.0600	11250	75	
3.6	4.2	0.0004	0.0600	10500	70	
3.7	3.7000	0.0003	0.0500	12333	74	
3.8	2.8000	0.0002	0.0600	14000	47	
3.9, 3.10	3.0000	0.0002	0.0500	15000	60	
3.11	25.004	0.0014	0.3122	17860	80	
3.12	19.9998	0.0009	0.2502	22222	80	
3.13, 3.14	3.5	0.0002	0.0500	17500	70	

Tabella 4.11: Tempo di simulazione T_{end} , intervallo di tempo ΔT_{ins} , intervallo di scrittura ΔT_{wrt} , numero di "time step", numero di file salvati nelle simulazioni 2D

	U	We	Re	\widehat{Re}	Z	Oh	Γ
Fuel	4	$2.59 \cdot 10^4$	$7.41 \cdot 10^4$	$1.48 \cdot 10^6$	$2.17 \cdot 10^{-3}$	460	465

Tabella 4.12: Parametri associati al combustibile durante la variare della densità dell'aria

Sono state trovate due diverse relazione tra la lunghezza di rottura della superficie del getto e il rapporto delle densità a causa di due diversi andamenti del termine C_1 in funzione del numero di Weber del gas \widehat{We}_g che avviene intorno a $\widehat{We}_g = 7000$, figura 4.10.

$$\frac{L_{S,th}}{D} = C_1 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} = \begin{cases} \left(1 \cdot 10^{-11} \widehat{We}_g^2 + 0.056 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} & \text{hat } We_g < 7000 \\ \left(8 \cdot 10^{-3} \widehat{We}_g^{0.25} - 0.015 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} & \widehat{We}_g > 7000 \end{cases} \quad (4.23)$$

L'esponente del rapporto delle densità è stata ottenuto dall'interpolazione dei punti riportati in figura 4.9 ed è stato mantenuto uguale tra le due relazioni.

Il valore della variabile C_1 è stato ottenuto tramite due interpolazioni dei punti riportati in figura 4.10 ed ogni valore di $C_{1,Err}$ è stato ricavato in modo tale che la differenza relativa, tra le lunghezze di rottura superficiale ottenute dalla simulazione e dalla relazione teorica fosse inferiore a $1 \cdot 10^{-7}$

Al variare della densità del gas si osserva una variazione degli andamenti degli errori di continuità globale e locale e dei valori residui di k mentre non si osserva una grande variazione dei valori residui di pressione al variare della densità dell'aria, figura 4.11.

caso	ρ_g [kg/m ³]	ν_g [10 ⁻⁵ m ² /s]	ρ_f/ρ_g	ν_f/ν_g	ρ_g/ρ_{De}	We_g	\widehat{We}_g	Γ
1.9	0.601	2.814	1374.4	0.096	0.67	19	377	11227
1.1	0.902	1.875	915.7	0.144	1.00	28	566	7482
1.7	1.352	1.251	610.9	0.216	1.50	42	848	4992
1.2	1.803	0.938	458.1	0.288	2.00	57	1131	3742
1.3	3.607	0.469	229.0	0.576	4.00	113	2263	1871
1.13	5.507	0.307	150.0	0.879	6.11	173	3455	1226
1.4	7.183	0.235	115.0	1.147	7.96	225	4507	940
1.11	8.978	0.188	92.0	1.433	9.95	282	5633	754
1.12	10.868	0.156	76.0	1.735	12.05	341	6819	621
1.10	12.708	0.133	65.0	2.029	14.09	399	7974	531
1.5	14.491	0.117	57.0	2.313	16.06	455	9092	466
1.6	17.957	0.094	46.0	2.867	19.91	563	11267	376
1.8	21.737	0.078	38.0	3.470	24.10	682	13639	310

Tabella 4.13: Variazione dei parametri in seguito alla variazione di ρ_g . ρ_{De} indica la densità dell'aria all'altezza di rilascio di 3076 m, Γ è il numero di Taylor, $Z = Oh^{-1}$ è il numero di Ohnesorge

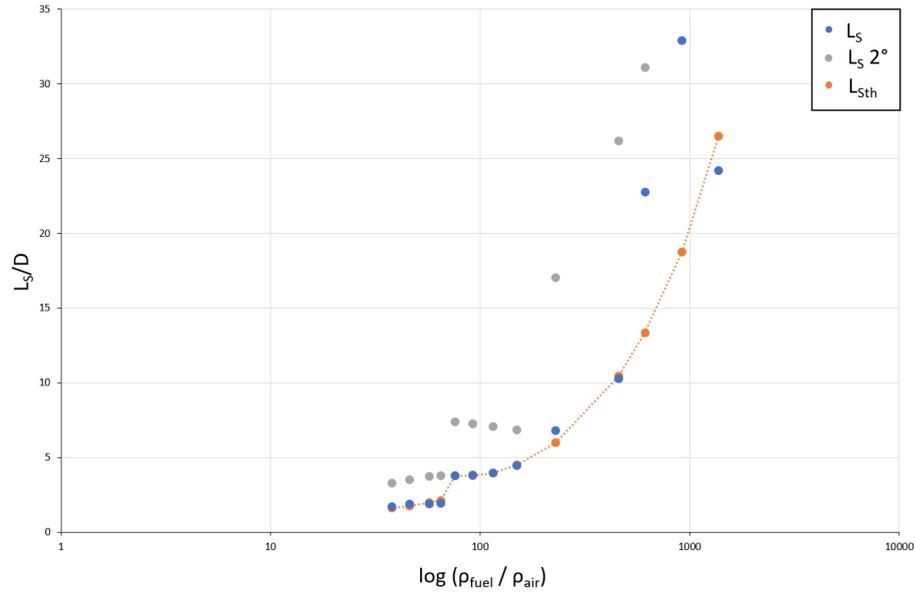


Figura 4.9: Lunghezze di rottura della superficie del getto in funzione del rapporto delle densità

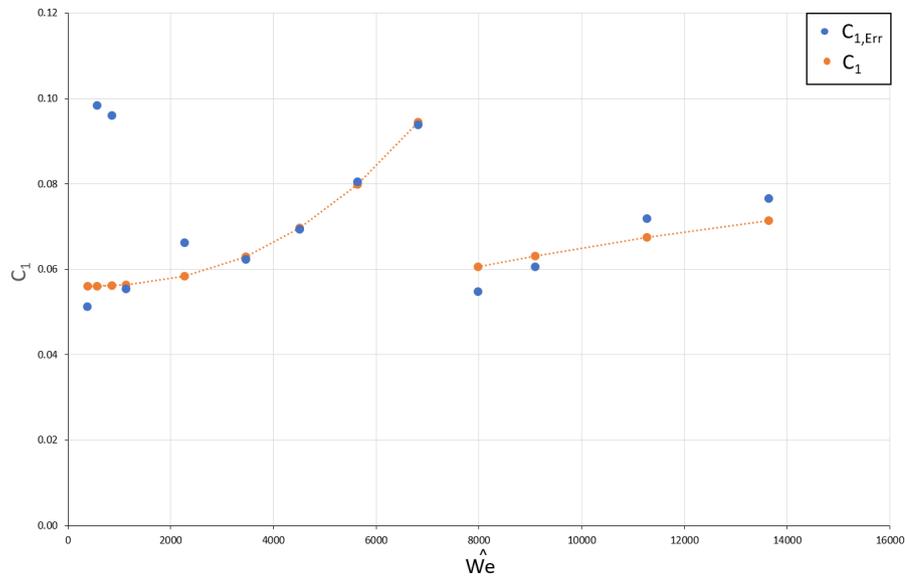
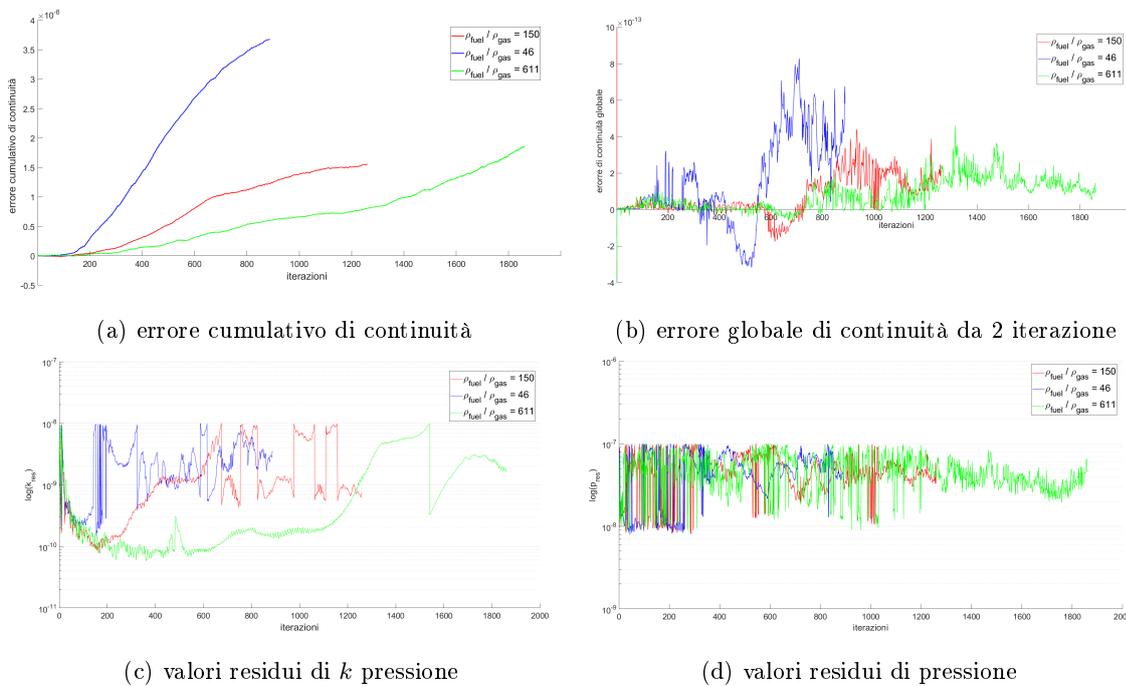
ρ_f/ρ_g	L_S	$L_S 2^\circ$	$L_S/D 2^\circ$	L_S/D	$L_{S,th}/D$	$Err_{rel} [\%]$	$C_{1,Err}$	C_1
1374.4	1.210			24.20	26.49	8.6	0.0511927	0.0560
915.7	1.645			32.90	18.75	75.4	0.0983731	0.0561
610.9	1.137	1.555	31.10	22.74	13.31	70.8	0.09600188	0.0562
458.1	0.514	1.310	26.20	10.28	10.46	1.7	0.0554672	0.0564
229.0	0.340	0.852	17.04	6.80	6.00	13.4	0.06625558	0.0564
150.0	0.223	0.342	6.84	4.46	4.51	1.1	0.06232678	0.0630
115.0	0.198	0.354	7.08	3.96	3.97	0.3	0.06940369	0.0696
92.0	0.190	0.363	7.26	3.80	3.77	0.9	0.08054461	0.0798
76.0	0.188	0.370	7.40	3.76	3.78	0.6	0.0937899	0.0944
65.0	0.096	0.188	3.76	1.92	2.13	9.7	0.054722274	0.0606
57.0	0.095	0.186	3.72	1.90	1.98	4.0	0.060564152	0.0631
46.0	0.094	0.175	3.50	1.88	1.76	6.7	0.07194477	0.0674
21.7	0.085	0.164	3.28	1.70	1.59	7.1	0.07656002	0.0715

Tabella 4.14: Lunghezze L_S e definizione della costante. $Err_{rel} = (L_{S,th} - L_S)/L_{S,th}$

Dopo queste simulazioni, è stata considerato un valore di densità del gas il cui rapporto è circa 57 pur avendo dei errori di continuità maggiori di quelli ottenuti con rapporti più grandi. Questa scelta è stata presa poiché nell'articolo [J29] viene riportato che il rapporto delle densità tra liquido e gas erano inferiori a 100 in molte simulazione svolte fino ad allora, a causa degli errori numerici. Tra i valori inferiori a 100 è stato scelto un rapporto di densità inferiore a 70, valore in cui avviene il cambio di relazione, perché le lunghezze di rottura superficiali variano poco al variare della densità, grafico 4.9. Le proprietà dei due fluidi utilizzati in tutta questa simulazioni sono:

fluido	ρ [kg/m ³]	μ [kg/(m/s ²)]	ν [m ² /s]	σ [kg/s ²]	ρ_l/ρ_g	ν_l/ν_g
fuel	826.0	$2.23 \cdot 10^{-3}$	$2.700 \cdot 10^{-6}$	$2.55 \cdot 10^{-2}$	56.966	2.315
air	14.5	$1.69 \cdot 10^{-5}$	$1.166 \cdot 10^{-6}$			

Tabella 4.15: Proprietà del combustibile e dell'aria considerate nelle successive simulazioni

Figura 4.10: Costante C_1 in funzione del numero di WeberFigura 4.11: Errore numerici in funzione del numero di iterazioni. Con $\rho_{fuel}/\rho_{gas} = 150$ e 46 il tempo di simulazione è stato 0.42 s mentre è di 0.62 s nel caso di $\rho_{fuel}/\rho_{gas} = 611$

4.8.6 Effetto della velocità di uscita del combustibile - 2° caso

Gli intervalli del numero di Weber We_g in cui esista ciascun regime di rottura, di un getto liquido in aria calma, sono definiti nel paragrafo 3.4.3 e i valori estremi, per le proprietà dei due fluidi, sono:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{regime di Rayleigh} & We_l < 8 \exists We_g < 0.4 \\ \text{regime di prima rottura "wind induced"} & 1.21 < We_g < 13 \\ \text{regime di seconda rottura "wind induced"} & 13 < We_g < 40.3 \end{array} \right.$$

Di conseguenza, gli intervalli di velocità:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{regime di Rayleigh} & 0 \text{ m/s} < U_l < 0.210 \text{ m/s} \\ \text{regime di prima rottura "wind induced"} & 0.21 \text{ m/s} < U_l < 0.676 \text{ m/s} \\ \text{regime di seconda rottura "wind induced"} & 0.677 \text{ m/s} < U_l < 1.19 \text{ m/s} \end{array} \right.$$

Per rappresentare i diversi regimi di rottura sono state scelte le velocità medie di ciascun intervallo mentre altre velocità sono state definite per meglio comprendere l'influenza della velocità di emissione del combustibile. (tabella 4.16)

Le lunghezze di rottura superficiale, ottenute dalla simulazione numerica ed indicati come L_S , sono state ricavate con lo stesso metodo utilizzato nel primo caso, descritto a pagina 129. (tabella 4.18)

Durante queste simulazioni si è osservato anche la variazione del punto di rottura del getto a seconda della versione della versione OpenFOAM utilizzata. (tabella 4.18)

caso	fluido	U [m/s]	We_l e We_g	Re_l [10^3]	\hat{We} [10^3]	\hat{Re}_l [10^4]	Z [10^{-3}]	Oh	Γ
2.4	fuel	0.105	18	1.9	0.36	3.89	2.173	460	675501
	air	0	0.313		0.006				
2.2	fuel	0.44	314	8.1	6.27	16.30	2.173	460	38468
	air	0	6		0.110				
2.1	fuel	1	1620	18.5	32.39	37.04	2.173	460	7447
	air	0	28		0.569				
2.5	fuel	2.5	10123	46.3	202.45	92.59	2.173	460	1192
	air	0	178		3.554				
2.3	fuel	4	25914	74.1	518.27	148.15	2.173	460	465
	air	0	455		9.098				
2.6	fuel	6.0	58306	111.1	1166.12	222.22	2.173	460	207
	air	0	1024		20.471				
2.7	fuel	8.0	103655	148.1	2073.10	296.30	2.173	460	116
	air	0	1820		36.392				

Tabella 4.16: Parametri nei vari sotto-casi. Γ numero di Taylor, $Z = Oh^{-1}$ numero di Ohnesorge

OpenFOAM 5.0	2.1 OF5	2.2 OF5a 2.2 OF5b	2.3 OF5	2.4 OF5	2.5 OF5a 2.5 OF5b	2.6 OF5	2.7 OF5
OpenFOAM 6.0		2.2 OF6			2.5 OF6	2.6 OF6	
OpenFOAM v1812	2.1 OF8	2.2 OF8			2.5 OF8	2.6 OF8	

Tabella 4.17: Classificazione dei sotto-casi in base alla versione di OpenFOAM

A causa di due diverse relazione tra la lunghezza di rottura della superficie e il numero di Weber del gas, ottenuta nello studio della variazione della densità, è necessario considerare queste due relazioni anche nello studio dell'influenza della velocità di uscita del combustibile. A seconda del caso in cui $\hat{W}e_g$ è maggiore o minore di 7000 è necessario considerare una relazione piuttosto che l'altra, figura 4.12a.

Per ricavare una relazione che sia funzione del numero di Reynolds liquido, le due relazioni 4.23 sono state moltiplicate per una variabile funzione del numero di Reynolds, C_2 .

$$\frac{L_{S,th}}{D} = C_1 C_2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} = \begin{cases} C_2^1 (1 \cdot 10^{-11} \hat{W}e_g^2 + 0.056) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} & \hat{W}e < 7000 \\ C_2^2 (8 \cdot 10^{-3} \hat{W}e_g^{0.25} - 0.015) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} & \hat{W}e > 7000 \end{cases} \quad (4.24)$$

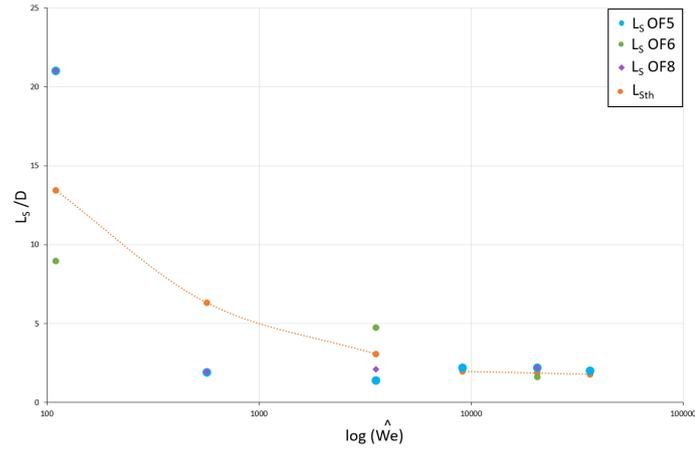
I valori di $C_{2,Err}$, riportati in funzione del numero di Reynolds Re_l (figura 4.13), sono stati ottenuti dividendo la lunghezza di rottura superficiale L_S per i valori ottenuti da una delle due relazioni 4.23, a seconda del numero di Weber $\hat{W}e_g$. (tabella 4.19) Le relazioni sono state definite utilizzando le lunghezze ottenute con la versione OpenFOAM 5 e considerando nel caso 2.2 $L_S/D = 21.00$

Per entrambi i tratti sono stati considerati un'interpolazione di potenza

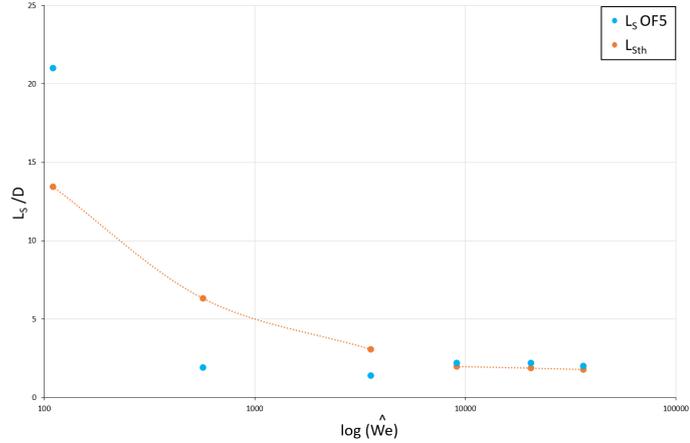
$$C_2 = \begin{cases} a \hat{R}e_l^{-0.922} & \hat{W}e < 7000 \\ b \hat{R}e_l^{-0.734} & \hat{W}e > 7000 \end{cases}$$

caso	L_S			L_S/D		
	OF 5	OF 6	OF v1812	OF 5	OF 6	OF v1812
2.4						
2.2	0.880 1.050	0.448	1.05	17.600 21.00	8.960	21.000
2.1	0.095		0.097	1.900		1.940
2.5	0.070	0.2380	0.105	1.400	4.760	2.100
2.3	0.110			2.220		
2.6	0.110	0.0820	0.110	2.220	1.640	2.200
2.7	0.100			2.000		

Tabella 4.18: Lunghezze L_S ottenute con diverse velocità di uscita del combustibile e con diverse versioni di OpenFOAM



(a) Confronto tra le diverse versioni di OpenFOAM



(b) Lunghezze di rottura ottenute con la versione OF5

Figura 4.12: Lunghezza L_S in funzione del numero di Weber del gas \hat{We}_g

Le costanti a e b sono state ottenute imponendo la condizione che inserendo nella costante C_2 il numero di Reynolds del liquido della prima parte $\hat{Re}_l = 14.81 \cdot 10^5$ si ottenga la relazione 4.23:

$$C_2 \left[\left(\hat{Re}_l \right)_{\text{part1}} \right] = 1 = \begin{cases} a \left(\hat{Re}_l \right)_{\text{part1}}^{-0.922} & \hat{We} < 7000 \\ b \left(\hat{Re}_l \right)_{\text{part1}}^{-0.734} & \hat{We} > 7000 \end{cases}$$

Sostituendo nella relazione 4.24:

$$\frac{L_{S,th}}{D} = \begin{cases} \left(1 \cdot 10^{-11} \hat{We}_g^2 + 0.056 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \left[\frac{\hat{Re}_l}{\left(\hat{Re}_l \right)_1} \right]^{-0.922} & \hat{We} < 7000 \\ \left(8 \cdot 10^{-3} \hat{We}_g^{0.25} - 0.015 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \left[\frac{\hat{Re}_l}{\left(\hat{Re}_l \right)_1} \right]^{-0.734} & \hat{We} > 7000 \end{cases}$$

Gli esponenti del numero di Reynolds e del numero di Weber e le costanti sono state variate in modo tale da ottenere la migliore approssimazione con i dati ottenuti dalla simulazioni. Il numero di Reynolds della prima parte è stato poi incluso nelle costanti:

$$\frac{L_{S,th}}{D} = \begin{cases} \left(4.89 \cdot 10^{-6} \hat{We}_g^2 + 2.74 \cdot 10^4 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{Re}_l^{-0.922} & \hat{We} < 7000 \\ \left(2.71 \cdot 10^2 \hat{We}_g^{0.25} - 5.07 \cdot 10^2 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{Re}_l^{-0.734} & \hat{We} > 7000 \end{cases} \quad (4.25)$$

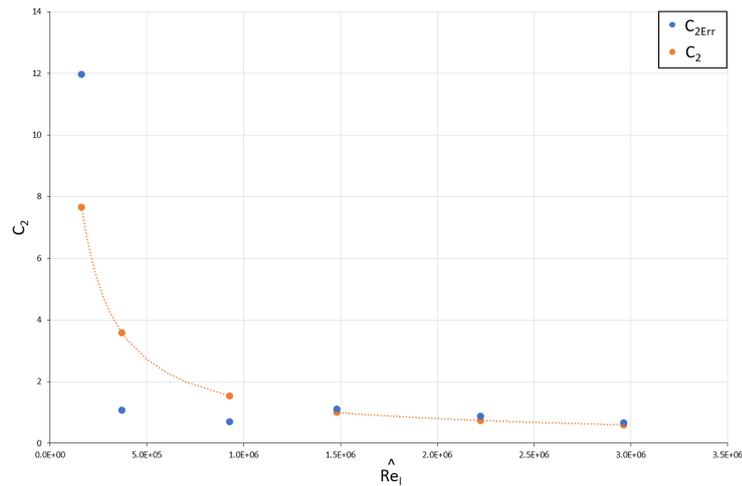
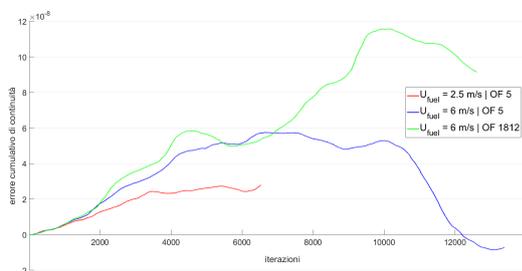


Figura 4.13: Costante C_2 in funzione del numero di Reynolds del liquido

Al variare della velocità del combustibile e della versione di OpenFOAM l'errore di continuità globale e cumulativo cambia, (figura 4.14). In particolare, la variazione dell'errore globale con il numero di iterazione è più evidente in questo caso rispetto al caso precedente dovuto in parte alla differente scala dell'asse delle ordinate.

caso	L_S/D	$L_{S,th}/D$	Err_{rel} [%]	$C_{2,Err}$	C_2
2.2	21.00	13.44	56.3	11.96	7.65
2.1	1.90	6.31	69.9	1.08	3.59
2.5	1.40	3.07	54.4	0.70	1.54
2.3	2.30	1.98	11.1	1.11	1.00
2.6	2.20	1.88	17.1	0.87	0.74
2.7	2.00	1.80	11.1	0.67	0.60

Tabella 4.19: Lunghezze L_S e valori della costante C_2 . $Err_{rel} = (L_{S,th} - L_S) / L_{S,th}$



(a) Errore cumulativo di continuità



(b) Errore globale di continuità

Figura 4.14: Errori numerici in funzione del numero di iterazioni a diverse velocità del gas e a diverse versioni di OpenFOAM. Il tempo di simulazione è stato di 3 s per la velocità di 6 m/s e di 4 s per la velocità di 2.5 m/s

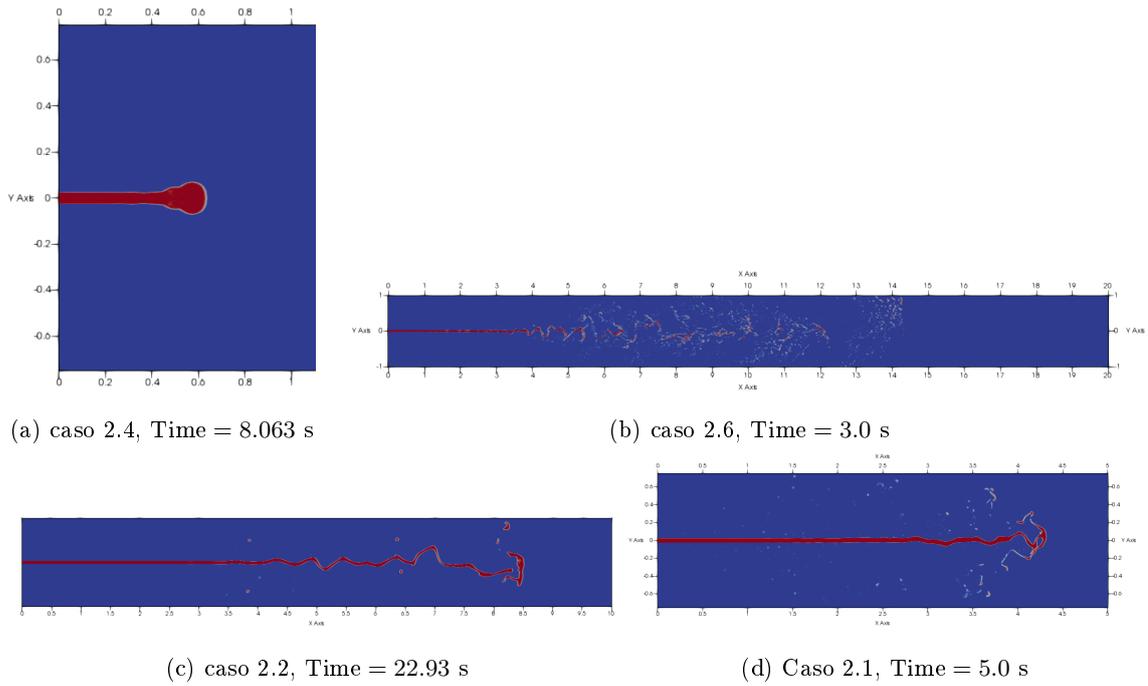


Figura 4.15: Risultati numerici della funzione α ottenuti con diversi valori di velocità di uscita del combustibile con la versione OpenFOAM 5

4.8.7 Effetto della velocità relativa tra gas e liquido - 3° caso

Per osservare questa influenza è stata variata la velocità del gas mantenendo costante la velocità di uscita del combustibile e la velocità dell'aria è stata definita in modo da rappresentare i diversi regimi di rottura di un getto liquido, coassiale ad un flusso d'aria. Sono state scelte altre velocità del gas per comprendere maggiormente l'effetto della velocità relativa. Inoltre, è stata modificata la velocità dell'aria con una diversa velocità del combustibile mantenendo la stessa velocità relativa assunta nella prima variazione, al fine di confronto. Questo studio è stato indicato come i sotto-casi 3.12 e 3.11. (tabella 4.21) Le lunghezze di rottura ottenute in queste due sotto-casi differiscono da quelle ottenute nei sotto-casi 3.4 e 3.6, a parità di velocità relativa e del numero di Weber $We_{g,rel}$. In particolare, nel sotto-caso 3.11 non è stata ottenuta una rottura superficiale del getto, a parità di tempo totale di simulazione adottato nel sotto-caso 3.4. La lunghezza del sotto-caso 3.12 non è stato né riportato in figura né considerato nella definizione delle relazioni. (tabella 4.22)

regime di rottura	casi
Rayleigh simmetrico	3.1, 3.2, 3.3, 3.4, 3.5, 3.11
Rayleigh asimmetrico	3.6, 3.12
Membrane	3.7
Fiber	3.8, 3.9, 3.10, 3.13

Tabella 4.20: Divisione dei vari sotto-casi in base alle tipologie di rottura del getto

caso	fluido	U [m/s]	$We_{g,rel}$	$\hat{We}_{g,rel}$	Re [10^4]	\hat{Re} [10^5]	Z [10^{-5}]	Oh
3.1	fuel	4	0.34	6.9	7.41	14.81	0.792	126292
	air	4.11			17.62	35.23		
3.2	fuel	4	0.92	18.4	7.41	14.81	1.296	77178
	air	4.18			17.92	35.84		
3.3	fuel	4	2.73	54.6	7.41	14.81	2.231	44813
	air	4.31			18.48	36.95		
3.4	fuel	4	4.55	91.0	7.41	14.81	2.879	34730
	air	4.40			18.86	37.72		
3.5	fuel	4	10.58	211.6	7.41	14.81	4.391	22774
	air	4.61			19.76	39.52		
3.6	fuel	4	20.06	401.2	7.41	14.81	6.047	16538
	air	4.84			20.75	41.49		
3.7	fuel	4	47.31	946.3	7.41	14.81	9.286	10769
	air	5.29			22.68	45.35		
3.13	fuel	4	110.34	2206.8	7.41	14.81	14.181	34730
3.14	air	5.97			25.59	51.18		
3.9	fuel	4	150.40	3008.0	7.41	14.81	16.556	6040
	air	6.30			27.01	54.01		
3.8	fuel	4	250.79	5015.8	7.41	14.81	21.379	4677
	air	6.97			29.88	59.75		
3.10	fuel	4	350.28	7005.5	7.41	14.81	25.27	4341
	air	7.51			32.19	64.38		
3.11	fuel	0.5	4.55	91.0	9.26	1.85	23.035	4341
	air	0.90			38.76	7.72		
3.12	fuel	0.5	20.06	401.2	9.26	1851	48.373	2067
	air	1.34			57.44	11.5		

Tabella 4.21: Velocità dei due fluidi e i valori delle variabili

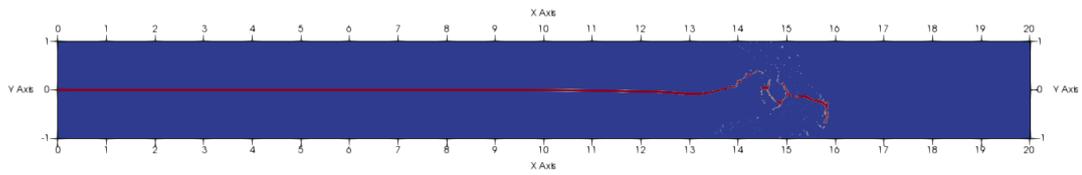
Per ottenere la relazione che esprima la dipendenza della velocità relativa tra gas e liquido l'espressione 4.25 è stata moltiplicata per una variabile C_3 .

$$\frac{L_{S,th}}{D} = C_1 C_2 C_3 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.8523} = \begin{cases} C_3 \left(4.89 \cdot 10^{-6} \hat{We}_{g,rel}^2 + 2.74 \cdot 10^4 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{Re}_l^{-0.922} & \hat{We} < 7000 \\ C_3 \left(2.71 \cdot 10^2 \hat{We}_{g,rel}^{0.25} - 5.07 \cdot 10^2 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{Re}_l^{-0.734} & \hat{We} > 7000 \end{cases}$$

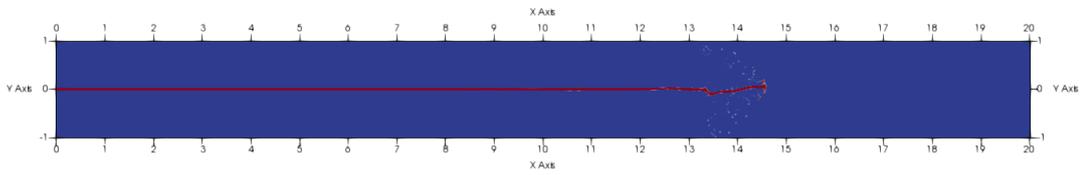
Per esprimere la dipendenza della velocità relativa è stato considerato il termine

$$M = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2}$$

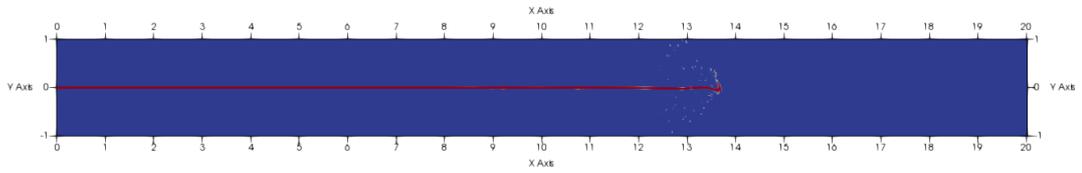
Al fine di ottenere la relazione 4.25 quando la velocità del gas è nulla, è necessario considerare nella costante C_3 la variabile $M + 1$.



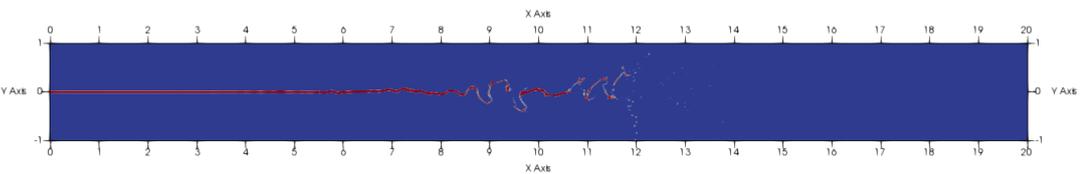
(a) Caso 3.4, Time = 4.50 s



(b) Caso 3.6, Time = 4.02 s



(c) Caso 3.7, Time = 3.70 s

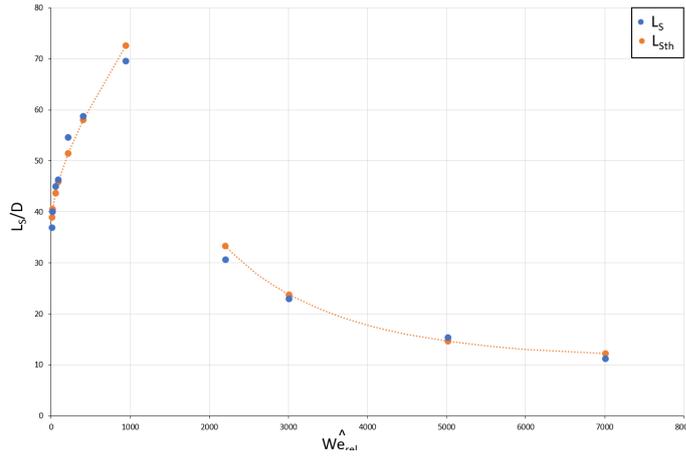
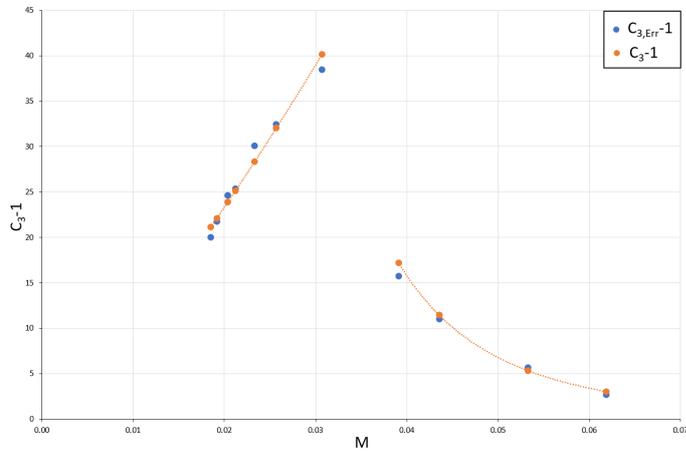


(d) Caso 3.10, Time = 3.00 s

Figura 4.16: Forma del getto a diverse velocità dell'aria ottenute con la versione di OpenFOAM v1812

caso	L_S	L_S/D	L_{Sth}	M	C_3	C_{3int}
3.1	1.845	36.90	38.92	1.85	21.02	20.02
3.2	2.000	40.00	40.55	1.92	22.78	21.78
3.3	2.250	45.00	43.68	2.04	25.63	24.63
3.4	2.315	46.30	45.94	2.12	26.37	25.37
3.5	2.730	54.60	51.49	2.33	31.09	30.09
3.6	2.940	58.80	58.05	2.57	33.47	32.47
3.7	3.480	69.60	72.61	3.07	39.44	38.44
3.13	1.530	15.40	33.28	3.91	16.74	15.74
3.9	1.150	23.00	23.80	4.35	12.03	11.03
3.8	0.770	11.20	14.64	5.33	6.65	5.65
3.10	0.560	30.60	12.25	6.19	3.68	2.68
3.12	0.360	7.2				

Tabella 4.22: Lunghezze di rottura superficiale del getto teorica e sperimentale

Figura 4.17: Lunghezza L_S in funzione $We_{g,rel}$ Figura 4.18: Termine $C_3 - 1$ in funzione di M

I valori della costante $C_{3,Err}$ sono stati ottenuti dividendo le lunghezze di rottura L_S con le lunghezze ottenute dalla relazione 4.25 e sono riportati nella tabella 4.22 e nel grafico 4.18. L'interpolazione dei valori $C_{3,Err}$ è:

$$C_3 = \begin{cases} 3329.5 M^{1.2683} + 1 & M < 0.035 \\ 8 \cdot 10^{-5} M^{-3.788} + 1 & M > 0.035 \end{cases}$$

Al variare della velocità dell'aria gli errore di continuità globale e cumulativo cambiano (figura 4.19). Con una velocità del gas di 7.51 m/s l'errore di continuità cumulativa aumenta con l'aumentare del numero delle iterazioni numeriche mentre si osserva una diminuzione di questo errore con l'assunzione anche di valori negativi nel caso le velocità del gas e del liquido sono più piccole.

La relazione che unisce tutte e tre le parti delle simulazioni:

$$\frac{L_{S,th}}{D} = \begin{cases} \left(4.89 \cdot 10^{-6} \hat{W}e_{g,rel}^2 + 2.74 \cdot 10^4 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{R}e_l^{-0.922} (3329.5 M^{1.2683} + 1) & \hat{W}e < 7000 \quad M < 0.035 \\ \left(4.89 \cdot 10^{-6} \hat{W}e_{g,rel}^2 + 2.74 \cdot 10^4 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{R}e_l^{-0.922} (8 \cdot 10^{-5} M^{-3.788} + 1) & \hat{W}e < 7000 \quad M > 0.035 \\ \left(2.71 \cdot 10^2 \hat{W}e_{g,rel}^{0.25} - 5.07 \cdot 10^2 \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.8523} \hat{R}e_l^{-0.734} & \hat{W}e > 7000 \end{cases}$$

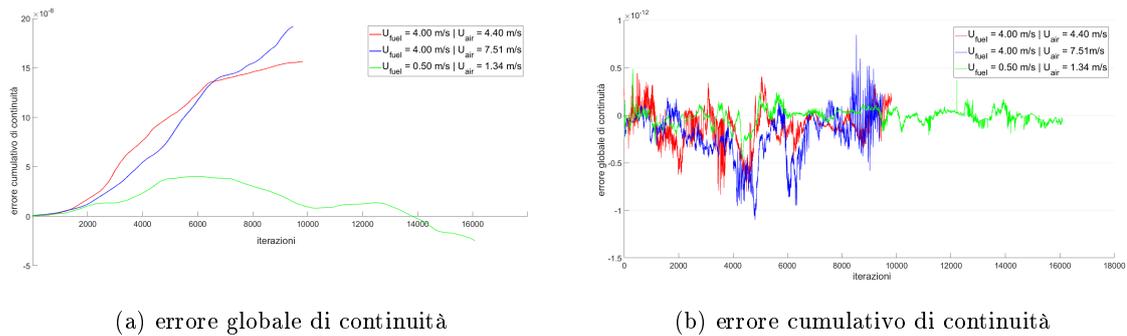


Figura 4.19: Errori numerici in funzione del numero di iterazioni in funzione delle velocità del gas e del liquido. Il tempo di simulazione è stato di circa 20 s, 3 s e 4.5 s per le velocità del gas 1.34 m/s, 7.51 m/s, 4.40 m/s

4.8.8 Velocità iniziale del gas all'interno del dominio - 4° caso

Prima di svolgere la simulazione numerica, in un dominio 3D con una velocità iniziale del gas all'interno del dominio è stata svolta una simulazione 2D. Questa simulazione è stata svolta per utilizzarla come confronto con la simulazione 3D e per capire quale condizioni al contorno imporre.

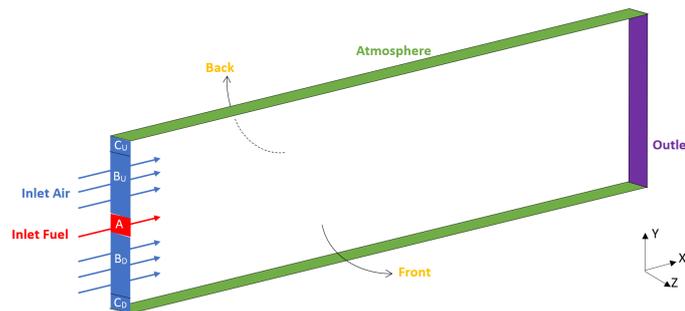


Figura 4.20: Dominio di calcolo nel caso di una velocità iniziale all'interno del dominio

Dominio di simulazione

Nel dominio di simulazione sono state rimosse le pareti presenti nelle precedenti simulazioni e rimpiazzate con un prolungamento dell'ingresso dell'aria fino ai bordi. Inoltre, il bordo **atmosphere** viene ridotto alla parte superiore ed inferiore del dominio ed un nuovo bordo viene inserito alla fine del dominio, chiamato **output**. Quest'ultima modifica è stata necessaria per poter imporre una velocità iniziale all'interno del dominio. La suddivisione in cinque blocchi è stata mantenuta. Le dimensioni e il numero di celle sono riportate nella tabella 4.9, indicato come caso 3.14.

Condizioni al contorno

La tipologia di condizione al contorno sui bordi **atmosphere** e **output** è stata scelta per poter imporre una velocità iniziale del gas all'interno del dominio. Le condizioni iniziali di tutte le variabili, su gli altri bordi del dominio, sono state mantenute uguali a quelle delle simulazioni precedenti, ad eccezione di k in cui è stato considerato un valore iniziale più grande.

		internal field	inletFuel	inletAir	outlet	front	back	atmosphere
U	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	zero Gradient	empty	empty	zero Gradient
	valore	(7.51 0 0)	(4 0 0)	(7.51 0 0)				0
α_F	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	zero Gradient	empty	empty	inletOutlet
	valore	0	1	0				value 0 inlet Value 0
k	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	fixed Value	empty	empty	inletOutlet
	valore	$1 \bullet 10^{-4}$	$1 \bullet 10^{-4}$	$1 \bullet 10^{-4}$	$1 \bullet 10^{-4}$			value $1 \bullet 10^{-4}$ inlet Value 0.001
$\tilde{\nu}$	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	inlet Outlet	empty	empty	inletOutlet
	valore	0	0	0	value 0 inlet Value 0			value 0 inlet Value 0
ν_t	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient	empty	empty	zeroGradient
	valore	$1 \bullet 10^{-4}$						0
p_{rgh}	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	fixed Value	empty	empty	fixed Value
	valore	0			0			0

Tabella 4.23: Condizioni al contorno in presenza di una velocità iniziale del gas

Impostazioni PIMPLE

Rispetto alle precedenti simulazioni, è stato inserito la voce `turbOnFinalIterOnly` ed aumentato a 2 il valore della condizione `nNonOrthogonalCorrectors`. Le impostazioni sono:

- momentumPredictor no
- nCorrectors 2
- nNonOrthogonalCorrectors 2
- turbOnFinalIterOnly true

Tempo di simulazione e parametri

Il tempo di simulazione, il passo temporale e l'intervallo di scrittura sono riportati nella tabella 4.11 sotto la voce caso 3.14. Inoltre nella tabella 4.21 sono riportati le velocità dei due fluidi e i valori dei parametri.

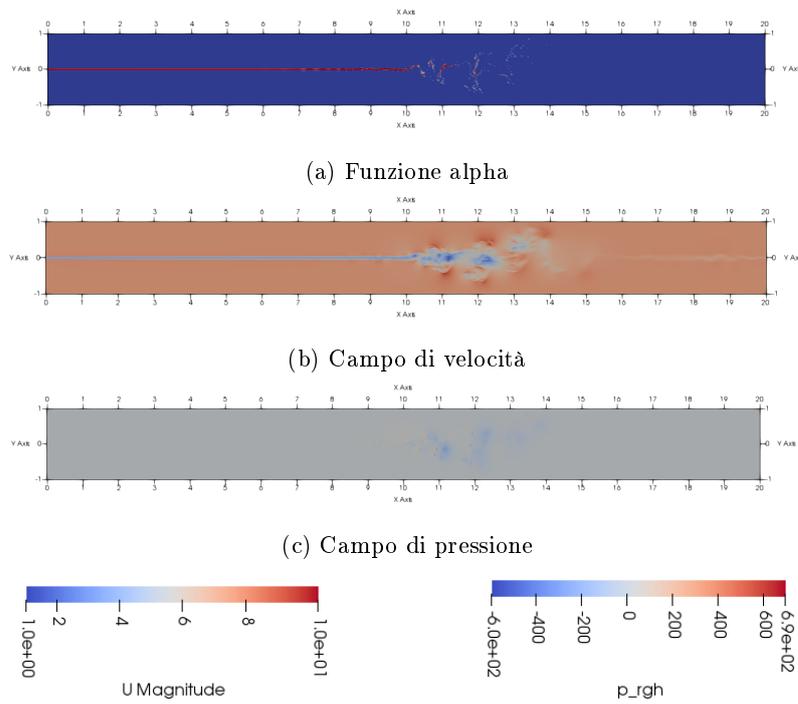


Figura 4.21: Simulazione 2D con una velocità iniziale del gas all'interno del dominio, $T = 3$ s

Osservazioni

La lunghezza superficiale di prima rottura $L_S = 0.415$ m ed è inferiore alla lunghezza ottenuta con le stesse velocità dei due fluidi e con una velocità iniziale del gas, all'interno del dominio, nulla, caso 3.13.

4.9 Simulazione con dominio 3D

Il dominio di simulazione è stato suddiviso in tre parti principale, figura 4.22:

- Parte in cui avviene l'interazione tra il combustibile e l'aria
- Flusso di combustibile all'interno di un tubo di lunghezza $L = 0.1$ m e di diametro $D = 0.05$ m
- Parte dell'aria che circonda il tubo

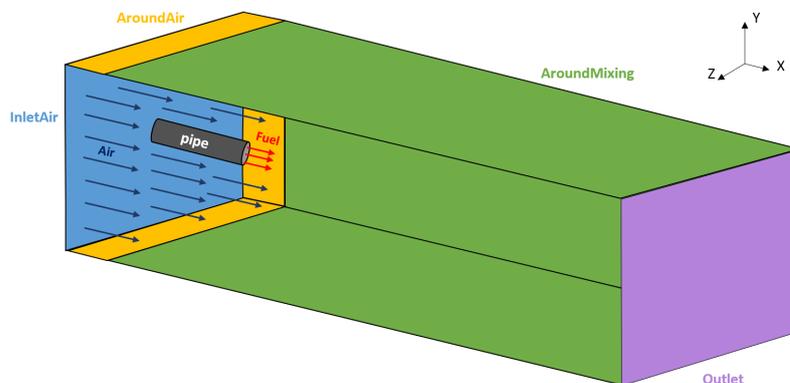


Figura 4.22: Schizzo del dominio

Il numero totale di celle è 2 475 330, figura 4.23 e la suddivisione tra le varie parti:

		N° cells	Cell Expansion	size
asse X	AroundAir	4	0.75	0.10 m
	AroundMixing	1150	4	25.00 m
piano YZ	InletFuel	145		$\Phi = 0.05$ m
	InletAir	2000		2.00 m x 2.00 m
	Outlet	2145		2.00 m x 2.00 m

Tabella 4.24: Caratteristiche del dominio di simulazione 3D

In corrispondenza della sezione d'uscita del combustione sono state realizzate due bordi interni tramite la funzione `createBaffles`: un bordo sulla sezione d'uscita del tubo (`fuelBaffle`) e un bordo sul rettangolo d'aria circostante il tubo (`airBaffle`). Questi due bordi interni permette di inserire delle particolari condizioni quando aria e combustibile si incontrano. In questa situazioni non sono state imposte particolare condizioni e le condizioni imposte su questi bordi per tutte le variabile è `cyclic`.

Condizioni al contorno iniziali

La tipologia di condizione al contorno assegnate sono le stesse di quelle fatte nella simulazione 2D con una velocità iniziale del gas all'interno del dominio. Tutte le celle di calcolo all'esterno del tubo è stata assegnata $\alpha = 0$ ed una velocità $U_{g,in} = 15$ m/s mentre è stato assegnato $\alpha = 1$ ed una velocità $U_l = 4$ m/s all'interno del tubo.

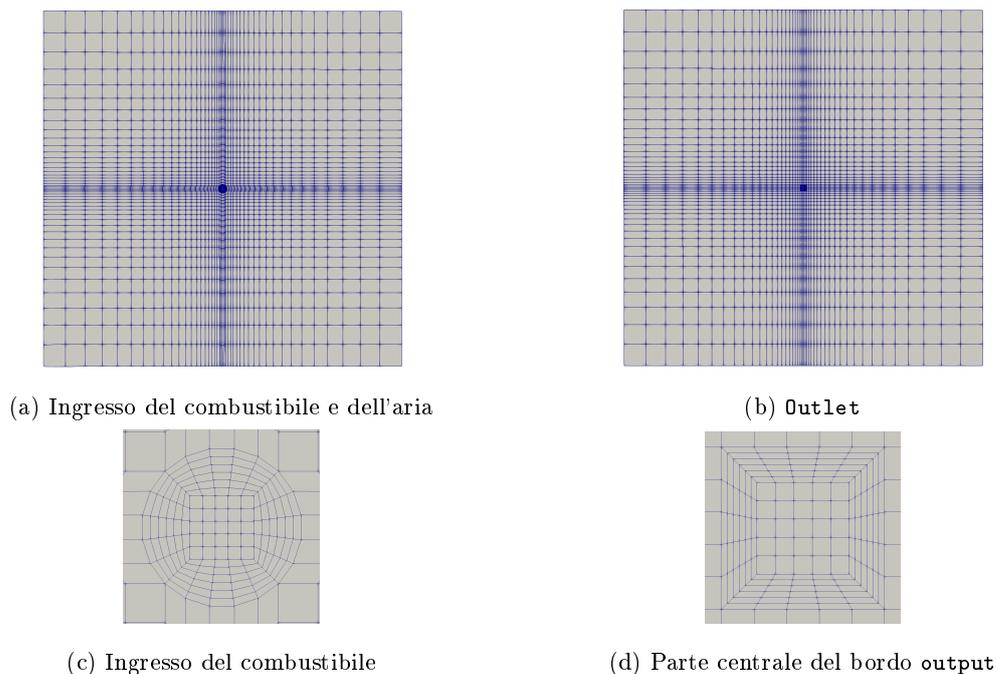


Figura 4.23: Dettagli del dominio di simulazione 3D

		internal field	inletFuel	inletAir	outlet	wallAir wallFuel	aroundAir aroundMixing
U	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	
	valore	...	(4 0 0)	(15 0 0)			
$alpha_F$	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	inletOutlet	zero Gradient	inletOutlet
	valore	...	1	0	value 0 inlet Value 0		value 0 inlet Value 0
k	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	inletOutlet	fixed Value	inletOutlet
	valore	0.01	0.01	0.01	value 0.01 inlet Value 0.0001	0.0001	value 0.01 inlet Value 0.0001
$\tilde{\nu}$	tipo	fixed Value	fixed Value	fixed Value	inletOutlet	fixed Value	inletOutlet
	valore	0.01	0	0	value 0 inlet Value 0		value 0 inlet Value 0
ν_t	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient	zero Gradient
	valore	0.01					
$prgh$	tipo	fixed Value	zero Gradient	zero Gradient	fixed Value	zero Gradient	fixed Value
	valore	0			0		0

Tabella 4.25: Condizioni al contorno fissate nella simulazione 3D

Parametri

Non è stata considerata la stessa velocità del caso 2D con una velocità iniziale dell'aria all'interno del dominio perché è stata ottenuta una leggera rottura del getto. Di conseguenza si è deciso di raddoppiare la velocità del gas.

T_{end} [s]	ΔT_{ins} [10^{-4} s]	ΔT_{wrt}	N° time step	N° file save
3	3	0.06	10000	50

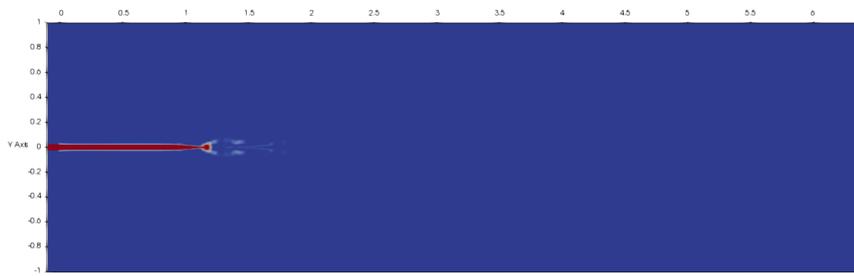
	U	Q [m^3/s]	Q [kg/s]	$We_{g,rel}$ [10^3]	$\hat{W}e_{g,rel}$	Re [10^4]	$\hat{R}e$ [10^6]	Z [10^{-4}]	Oh
fuel	4	$7.85 \bullet 10^{-3}$	6.5	3.44	6.88	7.41	1.48	7.92	1263
air	15	32.0	463.8			64.30	12.86		

Tabella 4.26: Parametri utilizzati nella simulazione 3D. $Z = Oh^{-1}$ numero di Ohnesorge

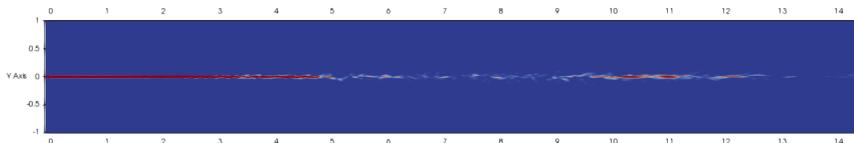
Impostazioni PIMPLE

Le impostazioni del risolutore PIMPLE :

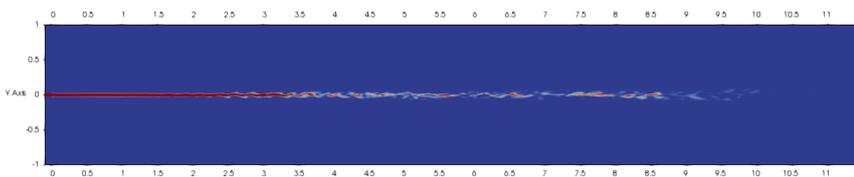
- momentumPredictor no
- nCorrectors 2
- nNonOrthogonalCorrectors 2
- turbOnFinalIterOnly true
- pRefCell 556143 (vertice superiore sinistro nella bordo outlet)
- pReValue 0



(a) Funzione α , $T = 0.24$ s



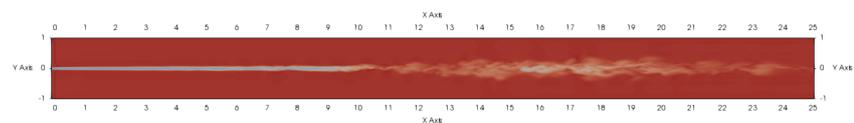
(b) Funzione α , $T = 1.22$ s



(c) Funzione α , $T = 3.00$ s



(d) Funzione $\alpha = 0.3$, 3.00 s



(e) Velocità 3.00 s

Figura 4.24: Simulazione in un dominio 3D

Conclusioni

In questa tesi ho provato a riprodurre numericamente la prima fase del rilascio del combustibile nel caso di fuel dumping utilizzando come riferimento le misure fatte negli esperimenti sul campo e con l'obiettivo di valutare la formazione delle gocce. Infatti, i modelli esistenti che descrivono il destino del combustibile dal suo rilascio fino alla deposizione al suolo, ammettono una distribuzione iniziale delle gocce che si formano dalla rottura del getto di combustibile.

Va osservato che molti degli eventi di fuel dumping, elencati nella tabella 1.2 (pagina 21) sono riportati in seguito a segnalazioni di cittadini o di passeggeri oppure perché la motivazione del rilascio del combustibile fu dovuta a condizioni di emergenza di un passeggero. L'elenco non riporta la totalità dei rilasci di combustibile in atmosfera da parte dei velivoli civili e militari. In alcuni casi, si può leggere, tra fonti diverse, informazioni contrastanti tra fuel dumping e consumo del combustibile in volo.

La quantità annua e la frequenza dei rilasci da parte dei velivoli USAF, riportati tra 1975 e 1978 nella ricerca di Clewell (pagina 40), sono di notevole entità. Bisogna sottolineare il fatto che questa ricerca fu svolta in ambito militare pertanto si potrebbe porre in discussione i valori riportati. In quegli anni, nell'aviazione, si verificavano frequenti problemi meccanici e, in generale, in ambito militare vengono introdotte nuove soluzioni e nuove tecnologie con dei livelli inferiori di sicurezza.

Le misurazioni svolte hanno utilizzato il metodo LES applicato al modello del sistema bifase "Volume of Fluid" tenendo in considerazione della tensione superficiale all'interfaccia gas-liquido per studiare la rottura del getto di combustibile e la formazione delle gocce. Il tensore degli sforzi di sotto-griglia è stato rappresentato dal modello dinamico localizzato del modello di Smagorinsky. È stato utilizzato il programma CFD OpenFOAM che possiede le funzionalità richieste da questo tipo di analisi.

Il metodo è stato validato tramite una trentina di simulazioni di flussi bidimensionali che sono state svolte variando i parametri di controllo del flusso, in modo da determinare la lunghezza di rottura del getto in funzione dei numeri di Reynolds e di Weber ed anche dei rapporti di densità e di energia cinetica tra le due correnti. Diversamente da quanto presente in letteratura, in cui si presentano separatamente il getto liquido in aria ferma e il getto liquido coassiale ad una corrente d'aria, ho cercato di ottenere delle relazioni applicabili ad entrambe le configurazioni.

A causa delle limitazioni delle capacità di calcolo, le simulazioni svolte non sono in completa similitudine fisica con il reale rilascio in quota del combustibile. In particolare, il rapporto delle

densità del combustibile e dell'ambiente esterno è circa sedici volte inferiore al rapporto reale e, essendo inferiore a 500, gli effetti aerodinamici influenzano la rottura primaria turbolenta del getto. Come i disturbi assialsimmetrici hanno una crescita più rapida di quella dei disturbi non assialsimmetrici, per i numeri di Reynolds analizzati, il getto rotondo tende ritardare, a parità di altri parametri, la rottura del getto rispetto ad un flusso bifase. Tuttavia, sarebbe necessario estendere il lavoro presente per analizzare pienamente questi effetti.

Bibliografia

- [1] Haenlein A. Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles (*Disintegration of a Liquid Jet*). Technical Report NACA-TM-659, NACA, 1932. Forschung im Ingenieurwesen Volume 2, Issue 4, pp. 139:149, Aprile 1931.
- [2] M. Adelberg. Mean drop size resulting from the injection of a liquid jet into a high-speed gas stream. *AIAA Journal*, 6(6):1143:1147, 1968.
- [3] M. Arai, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. The breakup of a high speed jet in a high pressure gaseous atmosphere. In *Proceedings of the 2nd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS-82)*, page 69:74, Madison, Wisconsin, 1982.
- [4] M. Arai, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Breakup length and spray angle of high speed jet. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS) 85*, page 1B/4/1:1B/4/10, London, July 1985.
- [5] M. Arai, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Breakup length and spray formation mechanisms of a high speed liquid jet. In *Proceedings of the 4th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, page 177:184, 1988.
- [6] M. Arai, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Breakup length of a liquid jet and internal flow in a nozzle. In *Proceedings of the 5th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS) 91*, volume 26, page 275:282, Gaithersburg, Maryland, 1991.
- [7] N. Ashgriz and F. Mashayek. Temporal analysis of capillary jet breakup. *Journal of Fluid Mechanics*, 291:163:190, 1995.
- [8] W. Bergwerk. Flow pattern in diesel nozzle spray holes. In *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, volume 173(1), pages 655–660, 1959.
- [9] D.B Bogy. Drop formation in a circular liquid jet. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11:207:228, 1979.
- [10] X.-K. Cao, H.-F. Liu, Z.-G Sun, W.-F. Li, and Z.-H. Yu. A new breakup regime of liquid drops identified in a continuous and uniform air jet flow. *Journal of Physics of Fluids*, 19(5), 2007.

- [11] R. A. Castleman Jr. The mechanism of the atomization of liquids. *Bureau of Standards Journal of Research*, 6:369:376, 1931.
- [12] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Clarendon Press: Oxford University Press, 1961.
- [13] B. Chehroudi, Y. Onuma, S.-H. Chen, and F. V. Bracco. On the intact core of full cone sprays. Technical Report 850126, SAE Technical Papers, February-March 1985.
- [14] C. Chryssakis and D.N. Assanis. A unified fuel spray breakup model for internal combustion engine applications. *Atomization & Sprays*, 18(5):375:426, 192008.
- [15] C. Chryssakis, D.N. Assanis, and C. Bae. Development and validation of a comprehensive CFD model of diesel spray atomization accounting for high weber numbers. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical*, (2006-01-1546), 2006.
- [16] R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber. *Bubbles, Drops, and Particles*. Academic Press Inc., 1978.
- [17] H E. Cramer, J. R. Bjorklund, F. A. Record, R. K. Dumbauld, R. N. Swason, J. E. Faulkner, and A. G. Tingle. Development of dosage models and concepts. Technical Report DTC-TR-72-609, U.S. Army Deseret Test Center, 1972.
- [18] N. L. Cross and R. G. Picknett. Ground contamination by fuel jettisoned from aircraft. Technical report, Advisory Group For Aerospace Research and Development (AGARD), 1972.
- [19] N. Czerwonatis and R. Eggers. Strahlzerfall und tropfenwiderstand in verdichteten gasen (disintegration of jet and drop resistance in pressurized gases). In *5th Workshop Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen (Techniques of fluid atomization and investigation of spraying process) (Spray '99)*, number 3, page 1:8. Tagungsband Spray, 1999.
- [20] A D'Alascio. Simulation of fuel jettisoning: A analysis of a complex flow field during flight test using Computational Fluid Dynamics. Technical report, Eurocopter Deutschland, 2004. 30th European Rotorcraft Forum.
- [21] R.B. DeBar. Fundamentals of the KRAKEN code [eulerian hydrodynamics code for compressible nonviscous flow of several fluids in two-dimensional (axially symmetric)]. Technical Report UCID-17366, Lawrence Livermore Laboratory, 1974.
- [22] K.J. Dejuhasz, O.F. Jr. Zahn, and P.H. Schweitzer. *On the Formation and Dispersion of Oil Sprays*, volume 36(25). Literary Licensing LLC., 2013.
- [23] R. J. Donnelly and W. Glaberson. Experiments on the capillary instability of a liquid jet. In *Proceedings of the Royal Society London*, volume 290(1423) of *A*, page 547:556, 1965.

- [24] R. K. Dumbauld, H. E. Cramer, and J. W. Barry. Application of meteorological prediction models to forest spray problems. In *Workshop Aerial Application of Insecticides Against Forest Defoliators*, number DPG-TR-M935P, Missoula, Mointana, 1974.
- [25] R.K. Dumbauld, J. E. Rafferty, and J. R. Bjorklund. Predictions of spray behavior above and within a forest canopy. Technical Report TR-77-308-01, H. E. Cramer Company Inc., 1977.
- [26] H. Eroglu and N. Chigier. Wave characteristics of liquid jets from airblast coaxial atomizations. *Atomization Sprays*, 1:349:366, 1991.
- [27] Z. Farago and N. Chigier. Morphological classification of disintegrated liquid jets in a coaxial air stream. *Atomization and Sprays*, 2(2):137–153, 1992.
- [28] A.J. Ferrenberg. Fuel-dumping impacts assessment model. Technical Report AL/EQ-TR-1993-0011, Armstrong Laboratory, Tyndall AFB, 1993.
- [29] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Journal of Physics of Fluids A*, 3(7):1760:1765, 1991.
- [30] S. Ghosal, T.S. Lund, M. Moin, and K. Akselvoll. A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 286:229:255, 1995.
- [31] E. F. Goedde and M. C. Yuen. Experiments on liquid jet instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 40(3):495–511, 1990.
- [32] R.E. Good, C. A. Forsberg, and P. M. Bench. Breakup characteristics of JP-4 jet fuel vented from a KC-135 aircraft. Technical Report AFGL-TR-78-0190, Air Force Geophysics Laboratory, August 1978.
- [33] R. P. Grant and S. Middleman. Newtonian jet stability. *American Institute of Chemical Engineers*, (4):669:678, 1966.
- [34] B. S. Grim and J. W. Barry. A canopy penetration model for aerielly disseminated insecticide spray released above coniferous forests. Technical Report MEDC-2425, Missoula Equipment Development Center (USDA Forest Service), 1975.
- [35] J.O. Hinze. Forced deformations of viscous liquid globules. *Applied Scientific Research A1*, 1:263:272, 1949.
- [36] C.W. Hirt and B.D. Nichols. Volume of fluid (VOF) Method for the dynamic of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39:201:225, 1981.
- [37] E.J. Hopfinger. Liquid jet instability and the breakup process in liquid-liquid agitated atomization in a coaxial gas stream. *Journal of Thermal Engineering Japanese*, 16:3:319, 1998.
- [38] J.W. Hoyt and J.J. Taylor. Turbulence structure in a water jet discharging in air. *Journal of Physics of Fluids*, 20(10):S253:S257, 1977.

- [39] J.W. Hoyt and J.J. Taylor. Waves on water jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 83(1):119:127, 1977.
- [40] J.W. Hoyt and J.J. Taylor. Effect of nozzle boundary layer on water jets discharging in air. In *International Symposium - Jet and Cavities*, volume 31, page 93:100. American Society of Mechanical Engineers (ASME), 1985.
- [41] L.-P Hsiang and G. M. Faeth. Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5):635:652, 1992.
- [42] L.-P Hsiang and G. M. Faeth. Drop properties after secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(5):721:735, 1993.
- [43] K.Y. Huh, E.J. Lee, and J.Y. Koo. Diesel spray atomization model considering nozzle exit turbulence conditions. *Atomizations & Sprays*, 8(4):453:469, 1998.
- [44] H. Jeffreys. On the formation of water waves by wind. volume 110 of *A. Proceedings of the Royal Society London*, 1926.
- [45] T. Karasawa, M. Tanaka, K. Abe, S. Shiga, and T. Kurahayashi. Effects of nozzle configuration on the atomization of a steady spray. *Atomization and Sprays*, 2(4):411–426, 1992.
- [46] J. B. Keller, S. I. Rubinow, and Y. O. Tu. Spatial instability of a jet. *Journal of Physics of Fluids*, 16(12):2052–2055, 1973.
- [47] Lord Kelvin. Hydrokinetic solutions and observations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 42(281):362:377, 1871.
- [48] P. Lafrance. Non-linear breakup of a liquid jet. *Journal of Physics of Fluids*, 18(4):428:432, 1975.
- [49] W. R. Lane. Shatter of drops in streams of air. *Industrial & Engineering Chemistry*, 43(6):1312:1317, 1951.
- [50] J. C. Lasheras and E. J. Hopfinger. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Review Fluid Mechanics*, 23:275:308, 2000.
- [51] J. C. Lasheras, E. J. Hopfinger, and E. Villermaux. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 357:351:379, 1998.
- [52] D.W. Lee and R.C. Spencer. Photomicrographic studies of fuel sprays. Technical Report NACA-TR-454, NACA, 1934.
- [53] H. C. Lee and W. T. Pimbley. Satellite droplet formation in a liquid jet. *IBM Journal of Research and Development*, 21(1):21–30, 1977.
- [54] A. H. Lefebvre and J. S. Chin. Steady-state evaporation characteristics of hydrocarbon fuel drops. *AIAA Journal*, 21(10):1437:1443, 1983.

- [55] A.H. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Combustion. Hemisphere Publishing Corporation (now Taylor & Francis), 1989.
- [56] S. J. Leib and M. E. Goldstein. Convective and absolute instability of a viscous liquid jet. *Journal of Physics of Fluids*, 29(4), 1986.
- [57] S. Leroux, C. Dumouchel, and Ledoux M. The stability curve of newtonian liquid jets. *Atomization and Sprays*, 6(6):623:647, 1996.
- [58] V.G. Levich. *Physicochemical Hydrodynamics*. Prentice Hall, 1962.
- [59] H.-S Li and R.E. Kelly. The instability of a liquid jet in a compressible airstream. *Physic Fluids A.*, 4(10):2162–2168, 1992.
- [60] X. Li. Mechanism of atomization of a liquid jet. *Atomization Sprays*, 1995.
- [61] J. Lighthill. *Waves in Fluids*. Cambridge Mathematical Library. Cambridge University Press, 1987.
- [62] D.K. Lilly. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Journal of Physics of Fluids A*, 4(3):633:635, 1983.
- [63] S.P Lin and Z.W. Lian. Absolute and convective instability of a viscous liquid jet surrounded by a viscous gas in a vertical pipe. *Journal of Physics of Fluids A.*, 5(3):771:773, 1993.
- [64] S.P. Lin and R. Webb. Nonaxisymmetric evanescent waves in a viscous liquid jet. *Journal of Physics of Fluids*, 6(7), 1994.
- [65] Z. Liu and R. D. Reitz. An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *International Journal of Multiphase Flow*, 23(4):631:650, 1997.
- [66] H.H. Lowell. Free fall and evaporation of JP-1 jet fuel droplets in a quiet atmosphere. Technical report, NASA, March 1960.
- [67] H.H. Lowell. Dispersion of jettisoned JP-4 jet fuel by atmospheric turbulence, evaporation, and varying rates of fall of fuel droplets. Technical Report NASA-TN-D-84, NASA, October 1959.
- [68] H.H. Lowell. Free fall and evaporation of JP-4 jet fuel droplets in a quiet atmosphere. Technical Report NASA-TN-D-33, NASA, September 1959.
- [69] P. Marmottant and E. Villermaux. On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498:73:11, 2004.
- [70] L. Martinelli, F. V. Bracco, and R. D. Reitz. Comparisons of computed and measured dense spray jets. *AIAA Journal*, (95):484:512, 1984.
- [71] E. Mayer. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams. *Journal of the American Rocket Society*, (31):1783:1785, 1961.

- [72] W. Mayer. Zur koaxialen Flüssigkeitszerstäubung im Hinblick auf die Treibstoffaufbereitung in Raketentriebwerken (*Coaxial Liquid Atomization for preparation of rocket engine fuel*). Master's thesis, Erlangen University, 1993.
- [73] W. Mayer, R. Branam, J. Telaar, G. Schneider, and J. Hussong. Characterization of cryogenic jet at supercritical pressures. In *37th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. AIAA Journal, 2001.
- [74] J. Mazallon, Z. Dai, and G.M. Faeth. Primary breakup of nonturbulent round liquid jets in gas crossflows. *Atomization and Sprays*, 9(3):291:312, 1999.
- [75] M. J. McCarthy and N. A. Malloy. Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design. *Chemical Engineering Journal*, 7(1):1:26, 1974.
- [76] C.C. Mei. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. World Scientific Publishing, 1994.
- [77] C. Meneveau, T.S. Lund, and W.H. Cabot. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 319:353:385, 1996.
- [78] A.C. Merrington and E.G Richardson. The breakup of liquid jets. volume 59. Proceedings of the Physics Society, 1947.
- [79] C.C. Miesse. Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. *Industrial & Engineering Chemistry*, 47(9):1690:1701, 1955.
- [80] A.H. Nayfeh. Non-linear stability of a liquid jet. *Journal of Physics of Fluids*, 13(4):841:847, 1970.
- [81] W.F. Noh and P. Woodward. Simple Line Interface Calculation SLIC. In *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, volume 59, page 330:340, University of Twente, Enschede, 1976.
- [82] S. Nukiyama and Tanasawa Y. Experiments on the atomization of liquids in an air-stream. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, 5:68:75, 1939.
- [83] P.J. O'Rourke and A.A. Amsden. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. Technical Report 872089, Society of Automotive Engineers (SAE) Technical, 1987.
- [84] P.J. O'Rourke, A.A. Amsden, J.D. Ramshaw, and J.K. Dukowicz. KIVA: a computer program for two- and three-dimensional fluid flows with chemical reactions and fuel sprays. Technical Report LA-10245-MS, Los Alamos Report, 1985.
- [85] P.J. O'Rourke and F.V. Bracco. Modeling of drop interactions in thick sprays and comparison with experiments. Technical report, Automotive Division of the Institution of Mechanical Engineers, London, November 1980.
- [86] Wu P.-K. and Faeth G.M. Aerodynamic effects on primary breakup of turbulent liquids. *Atomization and Sprays*, 3(3):265:289, 1993.

- [87] F. Pasquill. The dispersion of material in the atmospheric boundary layer - the basis for generalization. Technical report, American Meteorological Society, 1975.
- [88] M.A. Patterson and R.D. Reitz. Modeling the effects of fuel spray characteristics on diesel engine combustion and emissions. Technical Report 980131, Society of Automotive Engineers (SAE) Technical, 1998.
- [89] R. E. Phinney. The breakup of a turbulent liquid jet in a gaseous atmosphere. *Journal of Fluid Mechanics*, 60(4):689:701, 1973.
- [90] T. R. Quackenbush, M. E. Teske, and C. E. Polymeropoulos. A model for assessing fuel jettisoning effects. *Atmospheric Environment*, 28(16):2751:2759, 1994.
- [91] J. E. Rafferty and J. F. Bowers. Comparison of FSCBG spray model predictions with field measurements. *Environmental Toxicology and Chemistry*, 12(3):465:480, 1980.
- [92] A. A. Ranger and J. A. Nicholls. Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal*, 7(2):285:290, 1969.
- [93] W. E. Ranz. Some experiments on orifice sprays. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 36(4), 1958.
- [94] W. E. Ranz. *On sprays and spraying: A survey of Spray Technology for Research and Development Engineers*. Literary Licensing, 2013.
- [95] L. Rayleigh. Xix on the instability of cylindrical fluid surfaces. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(207):177:180, August 1892.
- [96] L. Rayleigh. Xvi on the instability of a cylinder of viscous liquid under capillary force. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(207):145–154, August 1892.
- [97] L. Rayleigh. Vi on the instability of jets. *Proceedings of London Mathematical Society*, s1-10(1):4:13, November 1878.
- [98] L. Raynal. *Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange liquid-gaz*. PhD thesis, Univeristé Joseph Fourier, Grenoble, France, 1997.
- [99] R. D. Reitz and F. V. Bracco. Mechanism of atomization of a liquid jet. *Journal of Physics Fluids*, 25(10):1730–1742, 1982.
- [100] R.D. Reitz. *Atomization and other breakup regimes of a liquid jet*. PhD thesis, Princeton University, 1978.
- [101] R.D. Reitz and F.V. Bracco. On the dependence of the spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions. Automotive Engineering Congress and Exposition 1979 790494, Society Automotive Engineers (SAE) Technical, 1979.

- [102] M. Renksizbulut and M. Bussmann. Multicomponent droplet evaporation at intermediate reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(11):2827:2835, 1993.
- [103] Smith R.H. and Wang C.-T. Contracting cones giving uniform throat speeds. *Aeronautics Scientific Journal*, 11(4):356:360, 1944.
- [104] G.A. Ruff, L.P. Bernal, and G.M. Faeth. Structure of the near-injector region of non-evaporating pressure-atomized sprays. *Journal of Propulsion and Power*, 7(2):221–230, 1991.
- [105] G.A. Ruff, A.D. Sagar, and G.M. Faeth. Structure of the near-injector region of pressure-atomized sprays. *AIAA Journal*, 27(7):901:908, 1989.
- [106] G.A. Ruff, P.-K. Wu, L.P. Bernal, and G.M. Faeth. Continuous and dispersed-phase structure of dense nonevaporating pressure-atomized sprays. *Journal of Propulsion and Power*, 8(2), 1992.
- [107] D. F. Rutland and G. J. Jameson. Theoretical prediction of the sizes of drops formed in the breakup of capillary jets. *Chemical Engineering Science*, 25(11):1689:1698, 1970.
- [108] K.A. Sallam, Z. Dai, and G.M. Faeth. Drop formation at the surface of plane turbulent liquid jets in still gases. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6-7):1161–1180, 1999.
- [109] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, 1955.
- [110] D.P. Schmidt, I. Nouar, P.K. Senecal, C.J. Rutland, M.L. Corradini, and R.D. Reitz. Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6-7):1073–1097, 1999.
- [111] D.P. Schmidt, I. Nouar, P.K. Senecal, C.J. Rutland, J.K. Martin, and R.D. Reitz. Pressure-swirl atomization in the near field. Technical Report 1999-01-0496, Society of Automotive Engineers (SAE) Technical, 1999.
- [112] P.H. Schweitzer. Mechanism of disintegration of liquid jets. *Journal of Applied Physics*, 8(8), 1937.
- [113] H.C. Simmons. The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 99(3):309–314, 1977.
- [114] A.M Sterling and Sieicher C.A. The instability of capillary jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(3):477:495, 1975.
- [115] F.X. Tanner. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical*, (970050):127:140, 1997.
- [116] F.X. Tanner. A cascade atomization and drop breakup model for the simulation of high-pressure liquid jets. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical*, (2003-01-1044):127:140, 2003.

- [117] G. I. Taylor. *Generation of Ripples by Wind Blowing over a Viscous Fluid*, volume 3: Aerodynamics and the Mechanics of Projectiles and Explosions. Cambridge University Press, 1963.
- [118] M. E. Teske, A. J. Bilanin, R. B. Ekblad, and J. W. Barry. AGDISP: The aircraft spray dispersion model, code development and experimental validation. *Transactions of the American Society of Agricultural Engineers*, 32(1):327:334, 1989.
- [119] M. E. Teske, J. F. Bowers, J. E. Rafferty, and J. W. Barry. FSCBG: An aerial spray dispersion model for predicting the fate of released material behind aircraft. *Environmental Toxicology and Chemistry*, 12(3):453:464, 1993.
- [120] T. G. Theofanous, G. J. Li, and T. N. Dinh. Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows. *Journal of Fluids Engineering*, 126(4):516:527, 2004.
- [121] T. G. Theofanous, G. J. Li, T. N. Dinh, and C.-H. Chang. Aerobreakup in disturbed subsonic and supersonic flow fields. *Journal of Fluid Mechanics*, 593:131:170, 2007.
- [122] S. Tomotika. On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid. volume 150(870) of *A*, page 322:337, 1935.
- [123] T. P. Torda. Evaporation of drops and the breakup of sprays. *Acta Astronautica*, 18:383, 1973.
- [124] L.-K. Tseng, G.A. Ruff, and G.M. Faeth. Effects of gas density on the structure of liquid jets in still gases. *AIAA Journal*, 30(6), 1992.
- [125] Wu P.-K. Tseng L.-K. and Faeth G.M. Dispersed-phase structure of pressure-atomized sprays at various gas densities. *Journal of Propulsion and Power*, 8(6), 1992.
- [126] M. S. Volynski. On the breakup of droplets in an air stream. volume 62. Proceedings of the USSR Academy of Science, 1948.
- [127] H. von Helmholtz. On discontinuous movements of fluids. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(214):337:346, 1868.
- [128] W. von Ohnesorge. D]ie Bildung von Tropfen an Düusen und die Auflösung Flüssinger Strahlen (formation of drops by nozzles and the breakup of liquid jets). *Zeitschrift Angewandte Mathematik und Mechanik (Journal of Applied Mathematics and Mechanics)*, 16(6):355:358, 1936.
- [129] D. P. Wang. Finite amplitude effect on the stability of a jet of circular cross-section. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(2):299:313, 1968.
- [130] R.A. et al. Wasson Jr. Droplet diameter and size distribution of JP-4 fuel injected into a subsonic airstream. Technical Report AEDC-TR-74-117, Arnold Air Force Station, 1975.

- [131] C. Weber. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles (*On the Breakdown of a Fluid Jet*). *Zeitschrift Angewandte Mathematik und Mechanik (Journal of Applied Mathematics and Mechanics)*, 11(2):136:154, 1931.
- [132] M.A. Weiss and C.H. Worsham. Atomization in high velocity airstreams. *Journal of the American Rocket Society (JARS)*, 29(4):252:258, 1959.
- [133] R. E. Williamson and E.D. Threadgill. A simulation for the dynamics of evaporating spray droplets in agricultural spraying. *Transactions of the American Society of Agricultural Engineers*, 17(2):254:261, 1974.
- [134] K.J. Wu, C.-C. Su, R.L. Steinberger, D.A. Santavicca, and F.V. Bracco. Measurements of the spray angle of atomizing jets. *Journal of Fluids Engineering*, 105(4):406:413, 1983.
- [135] P.-K. Wu, G.A. Ruff, L.P. Bernal, and G.M. Faeth. Continuous- and dispersed-phase structure of dense non-evaporating pressure-atomized sprays. *Journal of Propulsion and Power*, 8(2):280:289, 1992.
- [136] H. Q. Yang. Asymmetric instability of a liquid jet. *Journal Physics of Fluids*, 4(4), 1992.
- [137] M. C. Yuen. Non-linear capillary instability of a liquid jet. *Fluid Mechanics Journal*, 33(1):151:163, 1968.
- [138] H. Zhao, H.-F. Liu, W.-F. Li, and J.-L. Xu. Morphological classification of low viscosity drop bag breakup in a continuous air jet stream. *Journal Physics of Fluids*, 22(11), 2010.

Bibliografia del Fuel Dumping

- [F1] H. J. Clewell III. Evaporation and groundfall of JP-4 jet fuel jettisoned by USAF aircrafts. Technical Report ESL-TR-80-56, Air Force Engineering & Services Center (AFESC), 1980.
- [F2] H. J. Clewell III. Fuel jettisoning by U.S. Air Force aircraft. Technical Report ESL-TR-80-17, Air Force Engineering & Services Center (AFESC), 1980.
- [F3] H. J. Clewell III. Ground contamination by fuel jettisoned from aircraft in flight. *Journal of Aircraft*, 20(4):382:384, 1983.
- [F4] Harvey J. Clewell III and R. Earl Good. Drop formation and evaporation of JP-4 fuel jettisoned from aircraft. *Journal of Aircraft*, 17(7):450–456, 1980.
- [F5] Rick Colella. Overweight landing? Fuel jettison? What to consider. *AERO- Boeing*, (QTR 03):14:21, 2007.
- [F6] Robert Curley, Melissa Petruzzello, Shiveta Singh, Amy Tikkanen, Grace Young, and Editors of Encyclopedia Britannica. Encyclopedia britannica. kerosene, 2019. <https://www.britannica.com/science/kerosene>.
- [F7] R. Dawbarn, K. W. Nutt, and C. W. Pender. A study of the jettisoning of JP-4 fuel in the atmosphere. Technical Report AEDC-TR-75-49, Arnold Engineering Development Complex (AEDC), 1975.
- [F8] E. Fleuti. Fuel dumping. Technical report, Zurich Airport, February 2012.
- [F9] Robert D. Ingebo and Hampton H. Foster. Drop-size distribution for crosscurrent breakup of liquid jets in airstreams. Technical Report TN-4087, NACA, 1957.
- [F10] J. McGrath. Do airplanes routinely dump their fuel before landing?, March 2011. <https://science.howstuffworks.com/transport/flight/modern/planes-dump-fuel-before-landing1.htm>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F11] Karl Durant Pfeiffer. A numerical model to predict the fate of jettisoned aviation fuel. Master's thesis, Air Force Institute of Technology of Air University, December 1994.
- [F12] Jeffrey M. Todd. A numerical model to predict the fate of jettisoned aviation fuel. Master's thesis, Air Education and Training Command, December 1995.

- [F13] Vv.Aa. Airbus training A330 - fuel. Technical Report seq 200, rev 15, Airbus.
- [F14] Vv.Aa. Airbus training A340 - fuel. Technical Report seq 001, rev 15, Airbus.
- [F15] Vv.Aa. Bombardier challenger 604 - Pilot training guide - Fuel system. Technical report, Bombardier.
- [F16] Vv.Aa. Handbook of aviation fuel properties. Technical Report DTIC-ADA132106, Coordinating Research Council, 1983.
- [F17] Vv.Aa. Aviation fuels technical review. Technical report, Chevron Products Company, 2007.
- [F18] Vv.Aa. Handbook aerospace fuels certification. Technical Report MIL-HDBK-510A, Department of Defense of United States of America, 2014.
- [F19] Vv.Aa. *Manual of Air Traffic Services - Part 1*, sixth edition, April 2015.
- [F20] Vv.Aa. *JO 7110.65X*, October 2017.
- [F21] Vv.Aa. Suisse aeronautical information publication. En route - General rules and procedures, June 2017. <http://aip.engadin-airport.ch/eAIP/2017-06-22/html/index.html>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F22] Vv.Aa. *CS-25 Amendment 22*, November 2018.
- [F23] Vv.Aa. *CS-29 Amendment 6*, December 2018.
- [F24] Vv.Aa. CAA - The MORs code, 2019. <https://www.caa.co.uk/Our-work/Make-a-report-or-complaint/MOR/The-MORs-code/> ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F25] Vv.Aa. Continuum Dynamics Inc., 2019. <https://continuum-dynamics.com/products.html>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F26] Vv.Aa. FAA Part 25 electronic Code Of Federal Regulation, 2019. <https://www.ecfr.gov/cgi-bin/text-idx?node=14:1.0.1.3.11>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F27] Vv.Aa. Heatblur DCS F-14 tomcat, 2019. <http://www.heatblur.se/F-14Manual/cockpit.html>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F28] Vv.Aa. Shell - Civil jet fuel, 2019. <https://www.shell.com/business-customers/aviation/aviation-fuel/civil-jet-fuel-grades.html>, ultimo accesso: 06.10.2019.
- [F29] Vv.Aa. Shell - Military jet fuel, 2019. <https://www.shell.com/business-customers/aviation/aviation-fuel/military-jet-fuel-grades.html>, ultimo accesso: 06.10.2019.

Bibliografia del Getto

- [J1] N. Ashgriz and A. L. Yarin. *Handbook of Atomization and Sprays - Theory and Application*, chapter 1 - Capillary Instability of Free Liquid Jets, page 3:54. Springer, 2011.
- [J2] G. Brenn. *Handbook of Atomization and Sprays - Theory and Application*, chapter 7 - Droplet Collision, pages 157–181. Springer, 2011.
- [J3] C. A. Chryssakis, D. N. Assanis, and F. X. Tanner. *Handbook of Atomization and Sprays - Theory and Application*, chapter 9 - Atomization Model, page 215:232. Springer, 2011.
- [J4] L. Davidson. Large eddy simulation: A dynamic one-equation subgrid model for three-dimensional recirculating flow. In *11th International Symposium on Turbulent Shear Flows*, volume 3, page 26.1:26.6, Grenoble, September 1997.
- [J5] L. Davidson, A. Sohankar, and C. Norberg. A dynamic one-equation subgrid model for simulation of flow around a square cylinder. In W. Rodi and D. Laurence, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, page 227:236. Elsevier Science, November 1999.
- [J6] D.D. Deshpande, L. Anumolu, and M.F. Trujillo. Evaluating the performance of the two-phase solver interFoam. *Computational Science & Discovery*, 5(1), November 2012.
- [J7] J. Eggers and E. Villermaux. Physics of liquid jets. *Reports on Progress in Physics (Institute of Physics Publishing (IOP))*, 71(3), 2008.
- [J8] U. Fritsching. *Multiphase Flow Handbook*, chapter 8 - Spray Systems, pages 8–1:8–31. Taylor & Francis, 2006.
- [J9] D. R. Gueldenbecher, C. López-Rivera, and P. E. Sojka. *Handbook of Atomization and Sprays - Theory and Application*, chapter 6 - Droplet Deformation and Breakup, page 145:156. Springer, 2011.
- [J10] S. P. Lin and Z. W. Lian. Absolute instability of a liquid jet in a gas. *Journal of Physics of Fluids*, 1(3):490:493, 1989.
- [J11] S. P. Lin and R. D. Reitz. Drop and spray formation from a liquid jet. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30:85:105, 1998.

- [J12] P.M.B. Lopes. *Free-surface flow interface and air-entrainment modelling using OpenFOAM*. PhD thesis, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal, August 2013.
- [J13] W. O. Mayer and R. Branam. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. *Experiments in Fluids*, 36(4):528:539, 2004.
- [J14] E. Olsson. A description of isoAdvector- a numerical method for improved surface sharpness in two-phase flows. In H Nilsson, editor, *CFD WITH OpenSource software*, Göteborg, Sweden, January 2018. Chalmers University of Technology.
- [J15] S. B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [J16] R. D. Reitz. Modeling atomization process in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*, 3(4):309:337, 1987.
- [J17] R. D. Reitz and F. V. Bracco. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, volume 3 - Gas-Liquid Flows, page 233:249. Gulf Publishing Company, 1986.
- [J18] K.A. Sallam, Z. Dai, and G.M. Faeth. Breakup of turbulent liquid jets in still gases. *AIAA Journal*, 30th Fluid Dynamics Conference, 1999.
- [J19] K.A. Sallam, Z. Dai, and G.M. Faeth. Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases. *International Journal of Multiphase Flow*, 28:427:449, 2002.
- [J20] M. D. Santiago. Description and utilization of interFoam multiphase solver. Santa Fe, Argentina, 2012. Facultad de Ingeniería y Ciencias Hídricas, Universidad Nacional del Litoral, info-FICH.
- [J21] Y. Shijun, X. Maozhao, and C. Baixin. The breakup and atomization of a viscous liquid jet. *Acta Mechanica Sinica (English Series)*, 12(2):124:134, 1996.
- [J22] H. P. Trinh. Modelling of turbulence effect on liquid jet atomization. Technical report, NASA, Marshall Space Flight Center, 2007.
- [J23] C. M. Varga, J. C. Lasheras, and E. J. Hopfinger. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497:405:434, 2003.
- [J24] P. Vassallo and N. Ashgriz. Satellite formation and merging in liquid jet breakup. volume 433 of *A*, page 269:286. Proceedings of The Royal Society, 1991.
- [J25] P.-K. Wu and G. M. Faeth. Onset and end of drop formation along the surface of turbulent liquid jets in still gases. *Journal of Physics of Fluids*, 7(11):1915:2917, 1995.
- [J26] P.-K. Wu, R. F. Miranda, and G. M. Faeth. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets. *AIAA Journal*, 32th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit(AIAA-94-0561), 1994.

- [J27] P.-K. Wu, G. A. Ruff, and G. M. Faeth. Primary breakup in liquid/gas mixing layers. *AIAA Journal*, 29th Aerospace Sciences Meeting(AIAA-91-0285), 1991.
- [J28] P.-K. Wu, L.-K Tseng, and G. M. Faeth. Primary breakup in gas/liquid mixing layers for turbulent liquids. *AIAA Journal*, 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit(AIAA-92-0462), 1992.
- [J29] F. Xiao, M. Dianat, and McGuirk J. J. LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 60:103:118, 2013.
- [J30] Feng Xiao. *Large Eddy Simulation of Liquid Jet Primary Breakup*. PhD thesis, Loughborough University, 2012.