

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE

Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale

**EFFETTO DELL'ENTRAINMENT
SULL'EVAPORAZIONE DI GOCCIOLINE IN
UNO SPRAY DILUITO E TURBOLENTO**

Relatore: Prof. Francesco Picano

Correlatore: Dott. Federico Dalla Barba

Laureando: Gabriele Fonti

ANNO ACCADEMICO 2018-2019

Indice

Introduzione	iii
Nomenclatura	v
1 Elementi di fluidodinamica	1
1.1 Dinamica ed equazioni di Navier-Stokes	1
1.2 Turbolenza	3
1.2.1 Navier-Stokes mediate	3
1.2.2 Cascata energetica e scala di Kolmogorov	4
1.2.3 DNS e RANS	5
1.3 Flusso bifase	5
1.3.1 Meccanismi di evaporazione	6
1.3.2 Clustering	7
1.4 Numeri adimensionali	8
2 Modello matematico	11
2.1 Modello matematico numerico	11
2.1.1 Generale e DNS	11
2.1.2 No back reaction	14
2.1.3 Particelle traccianti	15
2.1.4 Traccianti con termini sorgente nulli	15
2.2 Dominio di calcolo	16
3 Confronto tra le simulazioni	19
3.1 Analisi dati	20
3.1.1 Frazione di massa liquida	20

3.1.2	Clustering	21
3.1.3	Frazione di massa di vapore	24
3.1.4	Saturazione	28
3.1.5	Raggio delle goccioline	34
3.1.6	Temperatura e scambio termico	36
3.1.7	Tasso di evaporazione	38
3.2	Risultati	40
	Conclusione	43
	Bibliografia	44

Introduzione

La dinamica di uno spray turbolento multifase coinvolge un gran numero di processi complessi quali transizioni di stato, scambi di massa, quantità di moto ed energia tra le diverse fasi. L'analisi e la comprensione di questi fenomeni risultano perciò di grande interesse nello sviluppo di soluzioni ad alta efficienza e basso impatto ambientale in applicazioni industriali come iniettori e atomizzatori di vario genere. Si pensi per esempio, nello specifico del campo aerospaziale, agli iniettori di carburante negli endoreattori a combustibile liquido o più comunemente alle camere di combustione dei comuni motori per aviazione commerciale.

La letteratura in materia abbonda di pubblicazioni, in particolare il lavoro di Jenny et al. [2] fornisce una descrizione teorica generale della dinamica di uno spray turbolento in presenza di reazioni di combustione, mentre il lavoro di Dalla Barba & Picano [3] si focalizza sullo studio del clustering. Questa tesi riprende il percorso di quest'ultimo lavoro e ha lo scopo di indagare tramite simulazione numerica più nel dettaglio il clustering per entrainment sulle dinamiche della fase liquida e studiare l'interazione dinamica e termodinamica reciproca tra fase gassosa e fase liquida.

Si prende in considerazione un volume di aria secca irrotazionale in cui viene iniettato uno spray turbolento misto di aria secca e acetone in parte vapore e in parte liquido sotto forma di goccioline, il tutto sotto l'ipotesi di regime diluito, ovvero una condizione in cui la dispersione e la dimensione delle goccioline sono tali da non dare luogo a interazioni dinamiche tra le goccioline stesse. Proprio in questo tipo di flussi diluiti riveste un ruolo importante sui processi di evaporazione il meccanismo del clustering, cioè la segregazione preferenziale delle goccioline. In particolare si può distinguere tra clustering inerziale, risultato dell'interazione tra l'inerzia delle goccioline stesse e le strutture turbolente del gas, e clustering per entrainment, risultato invece dell'interazione tra il getto turbolento ed il gas circostante irrotazionale.

I due fenomeni devono essere modellati differientemente in approcci ingegneristici applicativi, come ad esempio nelle tecniche RANS, in cui la descrizione matematica di un problema di questo tipo risulta comoda con un approccio misto euleriano-lagrangiano rispettivamente per la fase continua o gassosa e la fase dispersa o liquida. Sono state realizzate tre simulazioni in DNS (*Direct Numerical Simulation*) da confrontare con l'originale di [3] andando di volta in volta o a modificare gli effetti della turbolenza del flusso sulla dinamica delle goccioline per lo studio sul clustering, oppure a inibire un qualche tipo di scambio sopprimendo nelle equazioni di Navier-Stokes della fase gassosa il corrispondente termine sorgente che le accoppia alla descrizione lagrangiana delle goccioline. Si trova che eliminare lo scambio di quantità di moto, cioè l'apporto dinamico delle goccioline al moto della fase gassosa, non altera i risultati ottenuti dalla simulazione completa, confermando la validità dell'ipotesi di regime diluito. Al contrario, com'è lecito aspettarsi, scambi energetici e di massa modificano sensibilmente la termodinamica del problema, consentendo alla fase gassosa di mantenere temperatura pressochè costante e basso contenuto di vapore con conseguente sensibile incremento del tasso di evaporazione. Per quanto riguarda i meccanismi del clustering si trova che gli effetti dovuti all'inerzia delle goccioline giocano un ruolo nel centro dello spray, laddove l'entrainment interessa la regione di interfaccia tra flusso turbolento e gas in quiete, coinvolgendo un maggior numero di goccioline in un volume maggiore, ma con effetti attenuati rispetto al primo meccanismo.

Nomenclatura

Lettere greche

γ	costante del gas, -
ε	dissipazione viscosa, W
η	lunghezza di Kolmogorov, m
μ	viscosità dinamica, $Pa\cdot s$
ν	viscosità cinematica, m^2/s
ρ	densità, kg/m^3
τ	tensore dello stress viscoso, Pa
τ	tempo, s
Φ_M	frazione di massa, -
Φ_V	frazione di volume, -

Lettere romane

c	calore specifico
g	accelerazione di gravità, m/s^2
k	energia, J
k	conduttività termica, W/mK
L	lunghezza, m
L_v	calore latente, J/kg
m	massa, kg
Nu	numero di Nusselt, -
p	pressione, Pa
Pr	numero di Prandtl, -
r	raggio, m

R	raggio inlet, m
Re	numero di Reynolds, -
S	saturazione, -
S_e	termine sorgente di energia,
S_m	termine sorgente di massa,
S_p	termine sorgente q. di moto,
Sc	numero di Schmidt, -
Sh	numero di Sherwood, -
St	numero di Stokes, -
t	tempo, s
T	temperatura, K
u	velocità, m/s
U	velocità media, m/s
u'	velocità fluttuante, m/s
Y_v	frazione di vapore, -
$Y_{v,s}$	frazione di volume saturo, -

Pedici

d	particella
g	gas
i	indice
l	liquido
v	vapore
V	volume

Capitolo 1

Elementi di fluidodinamica

Di seguito vengono passate brevemente in rassegna le basi teoriche per comprendere gli argomenti trattati in questa tesi a partire dalle equazioni fondamentali della fluidodinamica, per spostarsi al problema della turbolenza e dei flussi multifase (in questo caso bifase). Infine si trova una descrizione dei vari gruppi adimensionali che compariranno nella trattazione e nel modello numerico.

1.1 Dinamica ed equazioni di Navier-Stokes

Trattando la dinamica del moto di un fluido qualsiasi si può scegliere tra due diversi approcci, euleriano e lagrangiano, cambiando il punto di vista sul fluido e modificando di conseguenza la scrittura delle equazioni. L'approccio euleriano consiste nel fissare un volume di controllo nello spazio e descrivere la variazione nel tempo di quello che avviene al suo interno in base al bilancio tra ciò che entra e ciò che esce attraverso le sue superfici. L'approccio lagrangiano prevede invece di fissare l'attenzione su di una particolare porzione di fluido e seguirne l'evoluzione nel tempo e nello spazio. Trattando un campo fluido continuo risulta più comodo il primo approccio.

Si consideri perciò un campo fluido compressibile continuo dove ρ e \mathbf{u} siano densità e velocità e si fissi in esso un volume di controllo. Dal bilancio sui flussi di massa si ricava l'equazione di conservazione della massa o di continuità

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.1)$$

Dal bilancio delle forze sulle superfici esterne del volume di controllo, introducendo l'ipotesi di fluido newtoniano per descrivere il legame costitutivo che lega stress e deformazione, si ricava invece l'equazione vettoriale della quantità di moto (o di momento)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (1.2)$$

la cui variazione è dovuta all'azione della pressione idrostatica p , delle forze di volume gravitazionali $\rho \mathbf{g}$ e agli sforzi viscosi, il cui tensore $\boldsymbol{\tau} = 2\mu \mathbf{e} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I}$ è funzione di μ viscosità dinamica del fluido ed \mathbf{e} componente simmetrica del tensore $\nabla \mathbf{u}$ ¹.

Si ottiene a questo punto il sistema delle quattro equazioni di Navier-Stokes nelle cinque incognite p , ρ , u , v , w e si pone il problema della sua chiusura. Questa è realizzata aggiungendo altre equazioni e altre incognite fino a pareggiare il numero. Generalmente, trattando un gas come nel caso di questa tesi, si mette in campo il primo principio della termodinamica o della conservazione dell'energia

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \rho Q - \nabla \cdot \mathbf{q} - \nabla \cdot (p \mathbf{u}) + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau}) \quad (1.3)$$

dove $k = \tilde{k} + \frac{u^2}{2}$ è la somma di energia interna ed energia cinetica specifiche. Gli addendi a secondo termine corrispondono rispettivamente a sorgenti interne di calore (ρQ), conduzione termica ($-\nabla \cdot \mathbf{q}$), lavoro delle forze di pressione ($-\nabla \cdot (p \mathbf{u})$), lavoro delle forze di volume gravitazionali ($\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}$) e lavoro delle forze viscosi ($\nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau})$).

A queste cinque equazioni si affiancano l'equazione di stato del gas perfetto $p = \rho RT$, l'equazione di Fourier $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$, l'equazione dell'entalpia $h = \tilde{k} + p/\rho = c_p T$ e via discorrendo.

A seconda delle caratteristiche del fluido, della cinetica e geometria del flusso, il campo di moto può assumere diversi regimi: laminare, transitorio e turbolento. La discriminante tra i diversi regimi è, una volta nota la geometria del flusso, il numero di Reynolds, ovvero il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosi che agiscono su un certo volume di fluido, $Re = \frac{\rho \|\mathbf{u}\| L}{\mu}$ con \mathbf{u} e L velocità e lunghezza caratteristiche legate al campo di moto (si veda [1] per i dettagli).

¹ $\nabla \mathbf{u} = \mathbf{e} + \boldsymbol{\omega}$ con $e_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ e $\omega_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$

1.2 Turbolenza

Un flusso turbolento è caratterizzato da un campo di moto istantaneo estremamente non stazionario e casuale, complesso a tal punto da comprendere strutture vorticosi a scale differenti di molti ordini di grandezza. Proprio questa sua caratteristica di casualità fa sì che ad un approccio deterministico sia preferibile un approccio statistico che prenda in considerazione il campo medio, il quale non soffre di casualità, ma è stabile e stazionario.

1.2.1 Navier-Stokes mediate

Si indichi d'ora in avanti il generico campo istantaneo con ϕ , il suo campo medio con Φ ed il suo campo fluttuante con ϕ' che hanno rispettivamente media uguale a sè stesso e media nulla². Si può quindi scindere il campo istantaneo di velocità \mathbf{u} nella somma delle due componenti velocità media \mathbf{U} e velocità fluttuante \mathbf{u}' permettendoci di ricavare, una volta supposta per semplicità densità costante, le equazioni di Navier-Stokes mediate

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \quad (1.5)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \nabla \cdot (-p\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{E} - \rho\langle\mathbf{u}'\mathbf{u}'\rangle) \quad (1.6)$$

nella quale è stata introdotta la notazione con derivata materiale per semplificare la scrittura³. \mathbf{E} è la componente simmetrica media del tensore gradiente della velocità, mentre il termine $\rho\langle\mathbf{u}'\mathbf{u}'\rangle$ prende il nome di tensore degli sforzi di Reynolds, funzione del campo fluttuante. Dal momento che quest'ultimo termine non ha media nulla, si capisce che i due campi non possono essere definitivamente separati.

Stesso discorso si può fare con l'energia che viene scomposta in $k = K + k'$, da cui

²È un'operazione di media statistica calcolata per un dato punto del campo di flusso su un numero n di istanti temporali differenti, $\langle\phi\rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \phi_i$

³Per la generica grandezza ϕ la derivata materiale è $\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\phi$

nascono le due equazioni strettamente collegate

$$\frac{DK}{Dt} = \nabla \cdot \underbrace{\left(-\frac{p}{\rho} \mathbf{U} + 2\nu \mathbf{E} \cdot \mathbf{U} - \mathbf{U} \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle \right)}_{F_K} - \underbrace{2\nu \mathbf{E} : \mathbf{E}}_D + \underbrace{\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle : \nabla \mathbf{U}}_{-P} \quad (1.7)$$

$$\frac{Dk'}{Dt} = \nabla \cdot \underbrace{\left(-\frac{\langle p' \mathbf{u}' \rangle}{\rho} + 2\nu \langle \mathbf{e}' \cdot \mathbf{u}' \rangle - \frac{\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle}{2} \right)}_{F_{k'}} - \underbrace{2\nu \langle \mathbf{e}' : \mathbf{e}' \rangle}_{\varepsilon} - \underbrace{\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle : \nabla \mathbf{U}}_{-P} \quad (1.8)$$

dove F_k è per entrambe il termine di trasferimento spaziale, ovvero che sposta energia da un punto ad un altro senza crearne o dissiparne ed è composto a sua volta di tre termini, in ordine: fluttuazioni di pressione, forze viscosse e trasporto operato dalle fluttuazioni vorticosse. D ed ε sono termini statisticamente positivi e rappresentano la dissipazione di energia, infine $-P$, detto termine di produzione, è statisticamente negativo e quindi responsabile del trasferimento di energia dal campo medio al campo fluttuante (si veda [1] per i dettagli).

1.2.2 Cascata energetica e scala di Kolmogorov

Come già accennato, il flusso turbolento è un problema multiscala perchè vede la compresenza di strutture vorticosse con dimensioni differenti di vari ordini di grandezza. Poichè la dissipazione dell'energia del flusso è dovuta agli sforzi di deformazione causati dalla viscosità del fluido, risulta chiaro che in flussi estremamente turbolenti ($Re \gg 10^3$) l'effetto della viscosità è del tutto trascurabile alle scale più grandi.

Le strutture vorticosse a queste scale non dissipano quindi energia, ma si limitano a generare altri vortici di dimensioni inferiori cedendo loro una quota dell'energia cinetica che possiedono. L'energia è pertanto trasferita a cascata dai vortici grandi verso vortici sempre più piccoli (il termine di produzione $-P$ in 1.7 e 1.8) fino alla scala dove l'effetto della viscosità del fluido è sufficiente a trasformare l'energia cinetica turbolenta in calore. La viscosità dunque determina la scala alla quale avviene questa dissipazione, non la sua entità che dipende soltanto dall'energia introdotta a larga scala (si veda [1]). Da considerazioni sull'analisi dimensionale Kolmogorov esprime la dimensione di questa scala, insieme a velocità e tempo caratteristici di queste strutture vorticosse, in funzione dell'energia turbolenta ε e della viscosità ν ottenendo

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad u_\eta = (\nu \varepsilon)^{1/4}, \quad \tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

1.2.3 DNS e RANS

Numericamente parlando esistono diversi metodi per la risoluzione di un campo fluido, per quanto attiene a questa tesi si descrive ora in breve la simulazione numerica diretta (DNS) e la simulazione *Reynolds average Navier-Stokes* (RANS). La DNS prevede la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes 1.1 e 1.2 discretizzate senza introdurre modelli di turbolenza. Se da un lato un approccio come questo ci permette di conoscere esattamente qualunque processo fisico avvenga nel campo fluido, dall'altro richiede risorse proibitive in termini di tempo e potenza di calcolo al crescere di Re . Questo a causa della necessità di simulare il campo fluido dalle scale più grandi fino alle scale infinitesime alle quali avviene la dissipazione viscosa dell'energia.

L'approccio con RANS invece è largamente impiegato anche per flussi altamente turbolenti in quanto prende in considerazione solamente il campo medio del flusso (equazioni 1.4, 1.5, 1.6). Questo al prezzo della conoscenza del campo di flusso completo e/o istantaneo e introducendo dei modelli di turbolenza che simulino gli effetti della dissipazione viscosa rappresentati dal tensore degli sforzi di Reynolds dell'equazione 1.6.

1.3 Flusso bifase

Un flusso bifase è, come si può facilmente intuire, un tipo di flusso in cui sono presenti due fasi di una o più specie chimiche differenti e per questa tesi si prende in considerazione un flusso turbolento composto da fase gassosa e fase liquida di due specie diverse, aria e acetone. Come viene ampiamente descritto da Jenny et al. [2], la dinamica delle diverse fasi si influenza vicendevolmente a causa dello scambio di quantità di moto all'interfaccia liquido-gas (forze di drag) avendo effetto sulla velocità media dei due campi (gas e liquido), sugli sforzi di Reynolds, sui moti convettivi e di trasporto di massa. La descrizione di un tipo di flusso siffatto deve quindi tener conto dell'interazione fisica, termodinamica ed eventualmente chimica tra le diverse fasi, il cui accoppiamento presenta diversi gradi di complessità a seconda delle caratteristiche del flusso. A questo scopo si distinguono tre regimi di moto in base alla frazione di volume (o di massa) occupata dalla fase dispersa:

1. regime denso per la regione in cui la frazione di volume della fase dispersa è superiore a 10^{-3} . Essa è caratterizzata da una forte interazione delle particelle le

- une con le altre con frequenti collisioni e coalescenza a dominare la loro dinamica;
2. regime diluito o intermedio, nel quale la frazione di volume ha valori compresi tra 10^{-6} e 10^{-3} o, in alternativa, dove la distanza media tra due particelle è superiore a 10 loro diametri. È una regione dove l'influenza della fase gassosa sulla dinamica della fase dispersa è significativa, ma la distanza tra le varie particelle fa sì che la loro reciproca interazione possa essere trascurata;
 3. regime estremamente diluito dove la frazione di volume è inferiore a 10^{-6} e di conseguenza l'influenza sulla fase continua diviene del tutto insignificante.

1.3.1 Meccanismi di evaporazione

La descrizione matematica dei meccanismi alla base del processo di evaporazione sono oggetto del prossimo capitolo, ci si limita qui ad un breve accenno qualitativo per chiarire le idee.

In base a quanto detto nella sezione precedente si deduce che al diminuire della frazione di volume della fase liquida i meccanismi di transizione di stato sono maggiormente governati dalla dinamica della fase gassosa con la conseguenza che diventano preponderanti i fenomeni di convezione e trasporto di massa. Il tasso di evaporazione cresce con la velocità relativa tra la particella e la fase gassosa che la circonda, ma è largamente influenzato dalle condizioni che le goccioline sentono attorno a loro. Infatti i meccanismi di trasporto di massa spostano vapore determinando concentrazioni più o meno alte dello stesso in zone differenti. Maggiore è la concentrazione di vapore che una particella avverte attorno a sé, maggiore sarà anche il grado di saturazione e di conseguenza minore il vapore che potrà emettere.

Al contempo la transizione di stato richiede una certa spesa di energia che viene ripartita tra l'energia interna del fluido e l'energia interna delle particelle con l'effetto di veder diminuire temperatura di entrambe le fasi. D'altra parte le goccioline possono essere trasportate verso zone di gas a temperatura superiore al quale asportano calore, raffreddandolo e riducendo di conseguenza la frazione di vapore saturo, ovvero la frazione di vapore che il gas potrebbe contenere termodinamicamente (si veda il capitolo seguente). Può perciò avvenire che, se la frazione di vapore è superiore alla frazione

di vapore saturo (sovra-saturazione), non solo l'evaporazione venga inibita, ma che si abbia la condensazione del vapore nuovamente verso la fase liquida.

1.3.2 Clustering

Fenomeno peculiare del flusso bifase turbolento in regime diluito è la segregazione preferenziale (*clustering*) della fase dispersa come risultato della sua interazione con le strutture turbolente della fase gassosa.

Si può distinguere tra due meccanismi alla base di questo fenomeno: clustering inerziale e clustering per *entrainment*. Il primo è il meccanismo principale del clustering a piccola scala ed è il risultato del bilancio tra forze di inerzia e le forze di drag di Stokes agenti sulle particelle [3]. Per una particella sospesa in un fluido questa forza di drag può essere espressa come

$$\frac{du_d}{dt} = \frac{9 \rho_g}{2 \rho_d} \frac{u_r^2}{Re_d} \quad (1.10)$$

dove u_d è la velocità assoluta della particella, u_r invece quella relativa al flusso, $u_r = u_d - u_g$. In questa relazione si è tenuto conto che per $Re_d \approx 1$ il coefficiente di drag segue la relazione $C_D = 12/Re$,⁴ (Sirignano [4]).

Il drag tende a trascinare le goccioline lungo le linee di corrente generate dalle complesse strutture vorticosi locali, mentre l'inerzia tende a mantenerle nella loro traiettoria impedendo che seguano perfettamente il flusso. Come risultato si ha che le particelle più pesanti tendono ad essere trascinate fuori dai vortici ed ammassarsi nello shear layer tra queste strutture. Sperimentalmente si trova [2] che un tale meccanismo è guidato dal numero di Stokes St che esprime la risposta temporale delle particelle alle variazioni locali del flusso (vedi pag.9).

Il secondo meccanismo, clustering per *entrainment*, avviene all'interfaccia (*mixing layer*) tra il getto turbolento (in cui sono disperse le goccioline) e la regione indisturbata esterna (in cui invece non ve ne sono) dove le fluttuazioni di velocità tra le due zone generano vortici che, avvolgendosi su sè stessi, intrappolano al loro interno volumi di gas secco. Si crea così un'alternanza di zone a maggiore e minore concentrazione di particelle, che si traduce in segregazione preferenziale delle stesse.

⁴ $Re = \rho_g u_r r_d / \mu_g$ è il numero di Reynolds relativo alla particella. Poichè le particelle sono molto piccole e vengono trascinate facilmente dal fluido, il loro moto relativo al flusso si può considerare laminare a basso Re , anche quando il flusso complessivo è fortemente turbolento

Il clustering può ridurre considerevolmente il tasso di evaporazione locale a causa della più alta concentrazione di vapore e, conseguentemente, saturazione, fino anche a condizioni di sovra-saturazione.

1.4 Numeri adimensionali

Nella descrizione dei fenomeni fisici di scambio termico e di massa nella fluidodinamica risulta comodo esprimerne le leggi matematiche in funzione di grandezze omogenee, attraverso quindi numeri adimensionali. Di seguito si trova un elenco dei numeri utilizzati nel modello matematico insieme a quelli già visti finora, come Re e St (si veda [5] per i dettagli).

Numero di Reynolds È definito come il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosive che agiscono su un certo volume di fluido, se è basso moto laminare, alto turbolento, etc

$$Re = \frac{\rho \|\mathbf{u}\| L}{\mu} \quad (1.11)$$

dove ρ è la densità del fluido, \mathbf{u} la sua velocità e L una lunghezza caratteristica legata al campo di moto. Esso consente, data la geometria del flusso e la natura del fluido, di discriminare tra regime laminare, transitorio o turbolento.

Numero di Prandtl È il rapporto tra viscosità cinematica ν del fluido e la sua diffusività termica α , o sostituendo il rapporto tra la viscosità dinamica per il calore specifico c_p e la conducibilità termica k .

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (1.12)$$

In altre parole, per un dato materiale Pr è una misura del rapporto tra lo scambio termico per conduzione e lo scambio termico per convezione e dipende soltanto dalla natura del materiale.

Numero di Schmidt Analogo del numero di Prandtl per lo scambio di materia, è il rapporto tra la viscosità cinematica e la diffusività di materia D_m

$$Sc = \frac{\nu}{D_m} = \frac{\mu}{\rho D_m} \quad (1.13)$$

A differenza di Pr , Sc è funzione del flusso oltre che del materiale, in quanto D_m è definita come l'opposto del potenziale scalare della velocità, $\mathbf{u} = -\nabla D_m(x, y, z)$.

Numero di Nusselt È una misura del rapporto tra il flusso di calore scambiato per convezione e il flusso di calore scambiato per conduzione

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (1.14)$$

dove h è la trasmittanza, l'inverso della resistenza termica, k e L sempre conduttività e lunghezza caratteristica. Empiricamente si trova che il numero di Nusselt può essere espresso come $Nu = CRe^m Pr^n$ con C , m , n costanti ricavate sperimentalmente.

Numero di Sherwood Analogo del numero di Nusselt per la materia, è il rapporto tra la massa scambiata per convezione e la massa scambiata per diffusione

$$Sh = \frac{K_c L}{D_m} \quad (1.15)$$

dove K_c è rappresenta il coefficiente di trasferimento di materia.

Numero di Stokes Rappresenta per una particella sospesa in un fluido il rapporto tra il tempo caratteristico della particella τ_d e il tempo caratteristico del flusso τ_f ed è, come è già stato accennato, una misura della velocità di risposta della particella alle variazioni del flusso, una misura quindi della sua bontà come tracciante

$$St = \frac{\tau_d}{\tau_f} \quad (1.16)$$

con $\tau_d = 2\rho_d r_d^2 / 9\mu$ e dove ρ_d , r_d sono rispettivamente densità e raggio della particella. In questa tesi si sceglie $\tau_f = \tau_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$, il tempo caratteristico alla scala di Kolmogorov in quanto più piccola scala temporale del flusso. $St < 1$ indica un tempo di risposta delle particelle minore del tempo scala, quindi una migliore accuratezza del tracciamento, tanto migliore quanto vicino a zero, mentre $St > 1$ è proprio di particelle dotate di grande inerzia che si staccano dalle linee di flusso e proseguono per la loro strada. Infine valori di $St \approx 1$ sono interessanti in quanto caratterizzano le particelle soggette a clustering.

Capitolo 2

Modello matematico

Tutte e quattro le simulazioni sono ottenute tramite simulazione numerica diretta (DNS), ma se la prima è DNS pura e semplice, le altre tre introducono approssimazioni nella verosimiglianza fisica del comportamento delle particelle. Il confronto tra le quattro simulazioni mostrerà quale differenza esiste, se esiste, introducendo appunto queste approssimazioni.

Il modello matematico-numerico che viene descritto in questo capitolo si basa sull'accoppiamento *2-way* tra fase gassosa e fase dispersa, ovvero l'influenza reciproca tra gas e particelle per quanto riguarda lo scambio di forze, energia, etc, mentre la condizione di regime diluito consente invece di trascurare completamente le interazioni tra particelle come urti, coalescenza e via discorrendo.

Il modello numerico e le caratteristiche fisiche della simulazione sono dettagliatamente descritte da Dalla Barba & Picano [3] al cui lavoro si rimanda per una trattazione più completa, qui ci si limita ad una descrizione succinta.

2.1 Modello matematico numerico

2.1.1 Generale e DNS

Il codice numerico è composto di due algoritmi: il primo per la fase gassosa risolve Navier-Stokes per basso numero di Mach con approccio euleriano (equazioni 2.1-2.5), il secondo per la fase dispersa con approccio lagrangiano seguendo l'evoluzione di ogni singola gocciolina (equazioni 2.9-2.13).

Le equazioni di Navier-Stokes per la fase gassosa comprendono due equazioni di continuità, una per il gas complessivamente (2.1) e una per il solo vapore (2.2), l'equazione di variazione della quantità di moto (2.3), l'equazione della variazione di energia (2.4) e, per chiudere il sistema, l'equazione di stato dei gas perfetti (2.5)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = S_m \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_v) + \nabla \cdot (\rho Y_v \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_v) + S_m \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{S}_p \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{p_0} (\nabla \cdot (k \nabla T) + S_e - L_v^0 S_m) \quad (2.4)$$

$$p_0 = \rho R_m T \quad (2.5)$$

dove \mathbf{u} , ρ , T , p_0 e P sono rispettivamente velocità, densità totale, temperatura, pressione totale e pressione idrostatica, mentre $Y_v = \rho_v/\rho$ è la frazione di vapore rapporto tra densità del vapore e densità totale. Invece $\gamma = c_p/c_v$ è la costante del gas (rapporto dei calori specifici a pressione volume costanti), k conduttività termica della mi e D_m coefficiente di diffusione di materia (vedi note sui numeri adimensionali), $\boldsymbol{\tau} = \mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - 2/3\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I}$ tensore dello stress viscoso.

L'accoppiamento tra fase gassosa e fase dispersa è garantito dai termini sorgente S_m , \mathbf{S}_p e S_e rispettivamente per massa, quantità di moto ed energia, i cui valori vengono calcolati per ogni nodo della griglia mediando sulle particelle presenti nel volume compreso entro una certa distanza δ dal nodo di coordinata \mathbf{x} considerato

$$S_m = - \sum_{i=1} \frac{dm_{d,i}}{dt} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{d,i}) \quad (2.6)$$

$$\mathbf{S}_p = - \sum_{i=1} \frac{d}{dt}(m_{d,i} \mathbf{u}_{d,i}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{d,i}) \quad (2.7)$$

$$S_e = - \sum_{i=1} \frac{d}{dt}(m_{d,i} c_l T_{d,i}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{d,i}) \quad (2.8)$$

dove $\mathbf{x}_{d,i}$, $\mathbf{u}_{d,i}$, $T_{d,i}$, $m_{d,i}$, r_d sono rispettivamente posizione, velocità, temperatura, massa e raggio della particella i -esima contenuta nel volume di campionamento, mentre c_l e L_v^0 sono calore specifico e calore latente di vaporizzazione del liquido, nello specifico acetone. La dinamica della fase dispersa è materia per il modulo lagrangiano

dell'algoritmo che si basa sul seguente sistema di equazioni

$$\frac{d\mathbf{x}_d}{dt} = \mathbf{u}_d \quad (2.9)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = \frac{f}{\tau_d}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_d) \quad (2.10)$$

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{1}{3\tau_d} \left(\frac{Nu}{Pr} \frac{c_{p,g}}{c_l} (T - T_d) - \frac{Sh}{Sc} \frac{L_v}{c_l} H_m \right) \quad (2.11)$$

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{1}{3} \frac{m_d}{\tau_d} \frac{Sh}{Sc} H_m \quad (2.12)$$

$$\frac{dr_d^2}{dt} = -\frac{Sh}{Sc} \frac{\rho_g}{\rho_l} \nu_g H_m \quad (2.13)$$

con $f = 1 + 0.15Re_d^{0.687}$ e dove $c_{p,g}$, ρ_l , L_v sono rispettivamente il calore specifico a pressione costante del gas, la densità del liquido, il calore latente di vaporizzazione alla temperatura T_d , mentre τ_d è il tempo caratteristico di rilassamento della particella ed è definito come $\tau_d = 2\rho_l r_d^2 / 9\mu$.

Per questioni di stabilità numerica la 2.12 viene sostituita dalla 2.13 (riarrangiamento della $D^2 - law$) quando la massa diventa troppo piccola. Queste equazioni sono scritte in funzione dei numeri adimensionali di Nusselt Nu , Schmidt Sc , Sherwood Sh , a loro volta funzioni dei numeri di Prandtl Pr e Reynolds di particella Re_d

$$Pr = \frac{\mu}{c_p k} \quad (2.14)$$

$$Re_d = \frac{2\rho \|\mathbf{u} - \mathbf{u}_d\| r_d}{\mu} \quad (2.15)$$

$$Nu = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \quad (2.16)$$

$$Sh = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \quad (2.17)$$

Nusselt e Sherwood a loro volta sono funzioni dei parametri F_T , F_M e in ultima di nuovo di Reynolds e Prandtl

$$Nu_0 = 2 + 0.552Re_d^{1/2} Pr^{1/3} \quad (2.18)$$

$$Sh_0 = 2 + 0.552Re_d^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.19)$$

$$F_T = \frac{1 + B_t^{0.7}}{B_t} H_t \quad (2.20)$$

$$F_M = \frac{1 + B_m^{0.7}}{B_m} H_m \quad (2.21)$$

	ρ (kg/m^3)	W (kg/mol)	c_p ($J/(kgK)$)	k ($W/(mK)$)
<i>gas</i>	1.22	2.90×10^{-2}	1038	2.43×10^{-2}
<i>liquido</i>	800	5.81×10^{-2}	2150	1.83×10^{-1}

Tabella 2.1: Parametri fisici del gas (aria secca) e del liquido (acetone): densità ρ , massa molare W , calore specifico a pressione costante c_p e conduttività termica k .

In 2.16 e 2.17 compaiono i parametri H_m , H_t , B_m (numero di Spalding del trasferimento di massa), B_t (numero di Spalding del trasferimento di calore) così definiti

$$H_m = \ln(1 + B_m), \quad B_m = \frac{Y_{v,s} - Y_v}{1 - Y_{v,s}} \quad (2.22)$$

$$H_t = \ln(1 + B_t), \quad B_t = \frac{c_{p,v}}{L_v}(T - T_d) \quad (2.23)$$

In cui fa la sua comparsa $Y_{v,s}$, frazione di vapore calcolata alla superficie della gocciolina, calcolata quindi per un vapore a contatto con il liquido che la origina, dunque per definizione in condizioni di saturazione.

$$Y_{v,s} = \frac{\chi_{v,s}}{\chi_{v,s} + (1 - \chi_{v,s}) \frac{W_g}{W_l}} \quad (2.24)$$

La stima di $Y_{v,s}$ si ottiene termodinamicamente tramite la relazione di Clausius-Clapeyron (2.25) che mette in relazione temperatura e pressione all'equilibrio tra due fasi di una stessa sostanza, riscritta ricavando la frazione molare di vapore $\chi_{v,s}$.

$$\chi_{v,s} = \frac{p_{ref}}{p_0} \exp \left[\frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_d} \right) \right] \quad (2.25)$$

In queste equazioni si trovano il calore latente di evaporazione L_v , le masse molari di liquido e gas W_l , W_g tabulate in Tab.2.1 e Tab.2.2, oltre che una pressione e una temperatura di riferimento p_{ref} e T_{ref} e $R_v = \bar{R}/W_l$ costante dei gas per il vapore.

2.1.2 No back reaction

La seconda simulazione cerca la sua validità nell'ipotesi di moto in regime diluito, ovvero la condizione in cui il numero di goccioline disperse è talmente piccolo da far risultare trascurabile il suo effetto sulla variazione di quantità di moto complessiva del

μ	D_m	$c_{p,v}$	L_v
(kg/(ms))	(m ² /2)	(J/(kgK))	(kJ/kg)
1.75×10^{-5}	1.10×10^{-5}	1300	530

Tabella 2.2: Viscosità dinamica μ e coefficiente di diffusività di materia D_m della miscela aria-acetone, calore specifico a pressione costante del vapore $c_{p,v}$ e calore latente di evaporazione dell'acetone L_v .

fluido, la *back reaction* appunto. A questo scopo è stato appunto posto identicamente nullo il termine sorgente di quantità di moto in 2.3, $\mathbf{S}_p = \mathbf{0}$. Già a questo punto è facile intuire che l'approssimazione introdotta non può essere così grande da modificare considerevolmente il campo di moto, proprio in virtù dell'ipotesi di regime diluito.

2.1.3 Particelle traccianti

La terza simulazione introduce una grossa approssimazione per quanto attiene alla verosimiglianza con la fisica del problema. Essa prevede infatti l'utilizzo di particelle traccianti, ovvero goccioline caratterizzate dall'assenza di inerzia propria e che seguono le linee di corrente del fluido punto per punto. In altre parole una particella tracciante è simulata tramite una particella il cui vettore velocità è istantaneamente uguale al vettore velocità del fluido nel punto in cui essa si trova, $\mathbf{u}_d = \mathbf{u}$. Ad ogni modo si noterà che il calcolo di parametri come i numeri di Reynolds e Stokes per le particelle riportati valori non necessariamente nulli, anche se prossimi a zero. Questo si spiega per una questione numerica in quanto la $\mathbf{u}_{d,i}$ della particella i -esima viene confrontata con la \mathbf{u} del gas mediata sui nodi vicini, non perciò con la \mathbf{u} che ci sarebbe nel punto esatto in cui si trova la particella. Le due velocità quindi presentano generalmente valori un po' differenti, da qui la discrepanza.

2.1.4 Traccianti con termini sorgente nulli

La quarta e ultima simulazione è la naturale estensione delle due precedenti in quanto vengono prese in considerazione particelle traccianti e sono posti nulli tutti i termini sorgente che accoppiano l'evoluzione delle goccioline alla dinamica della fase gassosa, ovvero $S_m = 0$, $\mathbf{S}_p = \mathbf{0}$, $S_e = 0$ nelle 2.1-2.5.

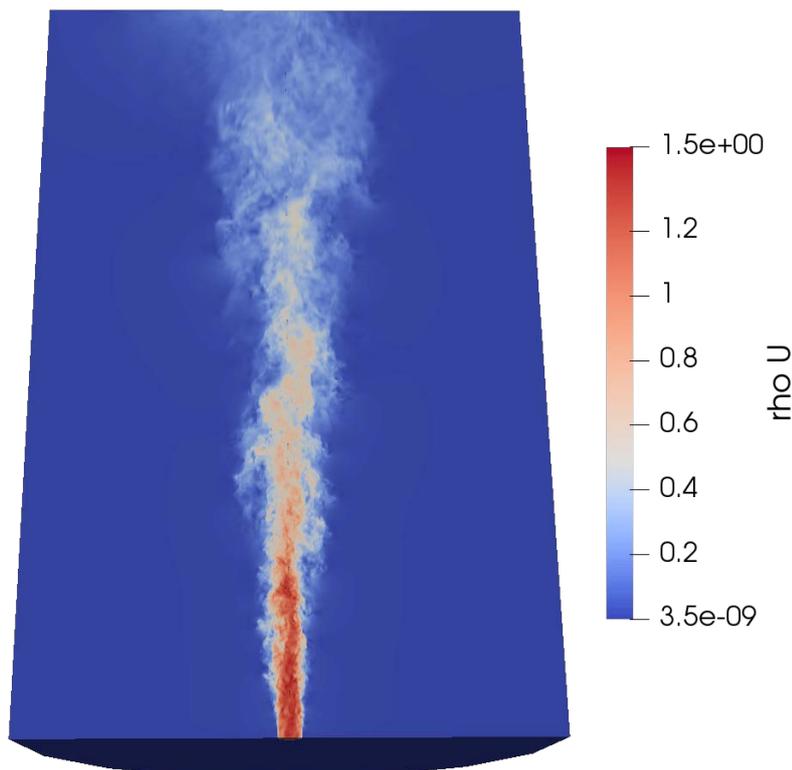


Figura 2.1: Sezione meridiana del dominio di calcolo cilindrico di dimensioni $2\pi \times 22R \times 70R$ in cui viene mostrato un campo istantaneo del modulo della quantità di moto ρu . Il flusso, iniettato dal pipe di raggio R (non mostrato in figura) in regime turbolento con $Re = 6000$, è una miscela di aria secca e acetone sia liquido che gassoso.

In particolare porre nullo il termine sorgente di massa significa che il fluido non acquista la quota di vapore che le goccioline emettono evaporando, porre nullo il termine sorgente di energia significa inibire lo scambio termico tra le due fasi, impedendo al gas di cedere calore al liquido, mediamente più freddo, raffreddandosi appunto. Le goccioline di conseguenza si trovano circondate da gas secco e caldo ed evaporano ad un tasso ben più alto che nella realtà.

2.2 Dominio di calcolo

Il dominio di calcolo è composto da due sezioni differenti: un pipe di dimensioni $2\pi \times R \times 8R$ (necessario per sviluppare flusso turbolento tramite attrito con la parete) che sbocca nella seconda sezione, un cilindro riempito di aria secca di dimensioni $2\pi \times 22R \times 70R$ nelle direzioni circonferenziale θ , radiale r e assiale z (con R raggio del pipe di ingresso

dello spray, $R = 5mm$), discretizzato in una griglia di $N_\theta \times N_r \times N_z = 128 \times 223 \times 640$ punti, fitta quanto basta a far sì che la distanza tra i nodi sia dell'ordine della lunghezza di scala di Kolmogorov $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$. Poichè la dissipazione turbolenta è maggiore nella regione vicina all'ingresso e lungo l'asse, la lunghezza scala η cresce al crescere di z/R e r/R , assumendo valori tipici di $\eta/R = 0.013$ per z/R bassi fino a $\eta/R = 0.03$ a quote maggiori. La mesh perciò è più fitta vicino all'ingresso del getto, diradandosi man mano che ci si sposta lungo gli assi z e r . Uno spray turbolento di aria secca

$T_0(K)$	$p_0(Pa)$	Ψ_m	Φ_v	S_v	Re
275.15	101300	0.28	8×10^{-5}	0.99	6000

Tabella 2.3: Parametri del getto in ingresso: T_0 , p_0 temperatura e pressioni totali (uguali alle statiche poichè $Mach \approx 0$), $\Psi_m = (\dot{m}_{act,l} + \dot{m}_{act,v})/\dot{m}_{aria}$ frazione di portata di massa, $\Phi_v = V_l/V_g$ frazione di volume, $S_v = Y_v/Y_{v,s}$ saturazione, Re numero di Reynolds.

e acetone a pressione e temperatura pari a $101300Pa$, $275.15K$ e le cui proprietà fisiche sono riportate in Tab.2.1 e Tab.2.2 è iniettato nell'ambiente cilindrico a uguali temperatura e pressione al centro di una delle basi, come mostra Fig.2.1. La miscela è proporzionata in modo tale da porsi in regime diluito e in condizioni in ingresso prossime alla saturazione ($S_v = 99\%$) e, come riassunto in Tab.2.3, con frazione di portata di massa Ψ_m (rapporto tra la somma delle portate di acetone liquido e gassoso e la portata di aria secca) pari a 0.28, mentre la frazione di volume $\Phi_v = 8 \times 10^{-5}$ ($\Phi_v = \Phi_m \rho_l / \rho_g$). Imporre $Re = 6000$ significa invece imporre la portata di massa, una volta noti raggio di ingresso e parametri fisici del fluido (noti R e μ si ricava ρu da $Re = \rho u R / \mu$).

Ogni gocciolina ha raggio iniziale pari a $r_{d,0} = 6\mu m$ e si considera completamente evaporata quando questo valore scende sotto un valore di soglia pari a $r_{d,tsh} = 0.5\mu m$, quando cioè ha perso il 99.95% della sua massa, momento in cui la particella viene soppressa ed eliminata dalla simulazione.

Capitolo 3

Confronto tra le simulazioni

In questo capitolo si studiano le quattro simulazioni tramite confronto tra le grandezze termodinamiche dei diversi flussi. Nella discussione le quattro simulazioni sono contraddistinte dalla lettera *a* per la DNS originale di [3] (FULL), dalla lettera *b* per la simulazione con solo back reaction nulla (NO-FORCE), *c* per quella con particelle traccianti e termini sorgenti nulli (TRAC+NO SRC) e *d* per le particelle traccianti con termini sorgente non nulli (TRAC+SRC). Il confronto mostra che non vi è praticamente alcuna differenza tra *a*, *b*, *d* per quanto riguarda la fase gassosa, a riprova del fatto che ci troviamo in regime diluito, condizione in cui l'effetto delle goccioline sul fluido diventa trascurabile. Per quanto concerne la fase dispersa invece esistono delle differenze, ma minime e trascurabili. Al contrario la simulazione *c* presenta sostanziali differenze dalle altre tre sia nella fase gassosa che in quella dispersa in quanto il modello, oltre a presentare le approssimazioni introdotte in *b* e *d*, contiene nulli i termini sorgente di massa S_m , grazie al quale la fase gassosa guadagnerebbe la quota di vapore che le goccioline evaporando emettono, ed il termine sorgente di energia Se , grazie al quale il gas cederebbe calore alle goccioline, mediamente più fredde, raffreddandosi. Infatti lo scambio termico per conduzione nel liquido che compone la gocciolina stessa è più efficiente dello scambio per convezione con l'aria esterna, che ha anche bassa conduttività termica. Di conseguenza le goccioline si raffreddano più velocemente di quanto assorbono calore dal gas. Le goccioline quindi sentono attorno a loro una concentrazione di vapore Y_v e una conseguente saturazione decisamente inferiore a quanto sarebbe realmente, con il risultato di veder incrementato il tasso di evaporazione. Si osserverà infatti in *c* un getto più corto con goccioline meno clusterizzate e vita media più breve.

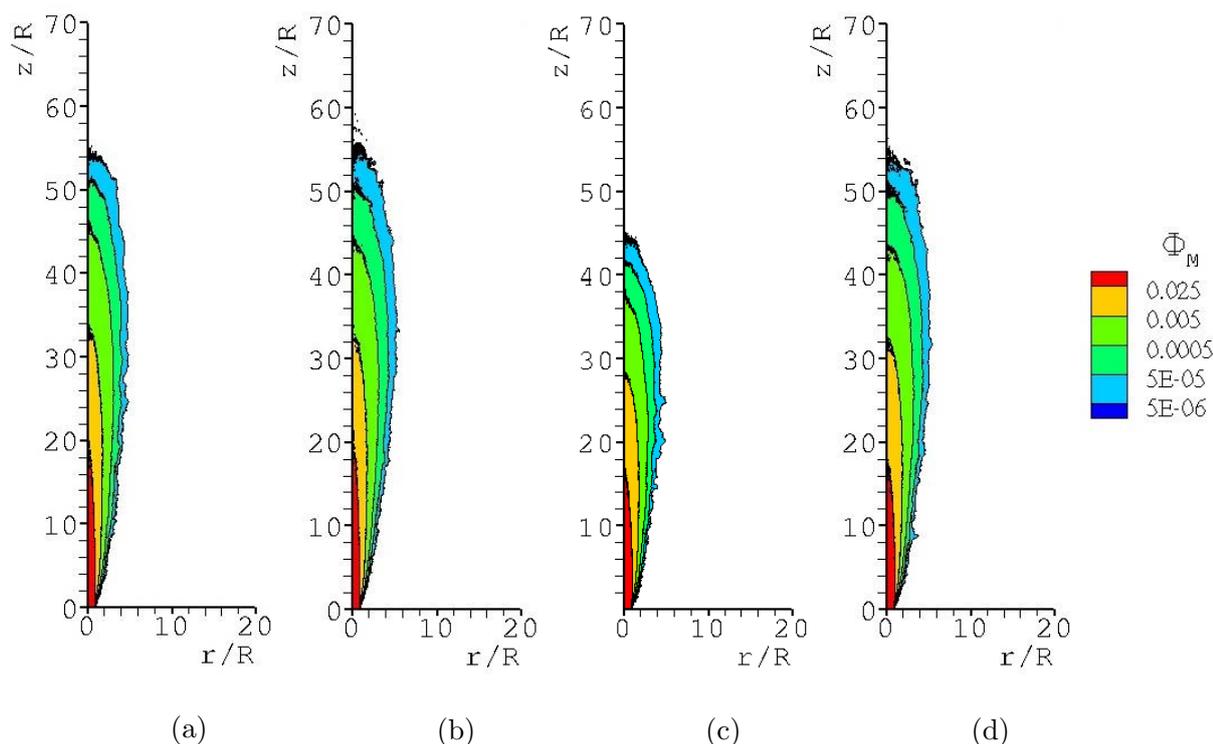


Figura 3.1: Frazione di massa liquida media, $\Phi_M = m_l/m_g$, dove m_l e m_g sono rispettivamente la massa media di acetone liquido e la massa media di gas (vapore più aria) all'interno di ogni cella. La scala esponenziale ci mostra il liquido al 50% ($\Phi_M = 0.025$), 90% ($\Phi_M = 0.005$), 99% ($\Phi_M = 0.0005$) di massa evaporata.

3.1 Analisi dati

3.1.1 Frazione di massa liquida

La Fig.3.1 mostra la frazione di massa liquida media, $\Phi_M = m_l/m_g$, dove m_l e m_g sono rispettivamente la massa media di acetone liquido e la massa media di gas (vapore più aria secca) all'interno di ogni singola cella, al 50% ($\Phi_M = 0.025$), 90% ($\Phi_M = 0.005$), 99% ($\Phi_M = 0.0005$) di liquido evaporato.

Le simulazioni *a* e *b* sono identiche, *d* invece mostra che la metà della massa di particelle traccianti (Fig.3.1d) evapora poco prima ($z/R \approx 18$) delle altre due ($z/R \approx 20$). Questo può spiegarsi con la maggior dispersione dei traccianti, mostrata al paragrafo precedente che si trovano soggetti a condizioni di saturazione più basse sull'asse del getto, dove evaporano più rapidamente, velocità però compensata dalle condizioni termodinamiche più sfavorevoli in periferia (si confronti con Fig.3.10 e Fig.3.20). A z/R

maggiori le simulazioni a , b e d sono sostanzialmente identiche e si può considerare l'acetone completamente evaporato (99,9%) a $z/R \approx 50$.

Contrariamente alle altre tre, c mostra un getto molto più corto con differenze anche del 20% per $\Phi_M \leq 0.025$ e completamente evaporato a $z/R \approx 40$. La differenza tra c e d suggerisce che alla base di questo comportamento non ci sia la minor clusterizzazione, ma ci siano le diverse condizioni termodinamiche dovute alla soppressione di S_m e S_e che definiscono valori di saturazione inferiori.

3.1.2 Clustering

Chiave di lettura per comprendere i risultati delle quattro simulazioni e le differenze che mostrano è la segregazione preferenziale delle particelle che viene misurata attraverso l'indice K definito come

$$K = \frac{\overline{(\delta n)^2}}{\bar{n}} - 1, \quad (3.1)$$

dove \bar{n} è il numero medio di particelle contenute in ogni volume di campionamento ΔV in cui è diviso il dominio, mentre $\overline{(\delta n)^2}$ ne rappresenta la varianza. Un valore di K prossimo a zero indica quindi che non è presente clustering e le particelle tendono a distribuirsi in maniera omogenea, mentre un valore di $K > 0$ indica un numero di particelle presenti in ΔV superiore alla media, ovvero segregazione preferenziale.

La Fig.3.3 mostra la sostanziale uguaglianza tra le simulazioni a e b , nelle quali si osserva una grande concentrazione di particelle nella regione centrale del flusso fino a valori di $K = 40 \div 45$. Nelle simulazioni c e d invece non si riscontra alcun clustering sull'asse del getto ($K \leq 4$). Tutte e quattro invece presentano gli stessi valori di K nella regione periferica del mixing layer.

Il clustering in 3.3a e 3.3b è dovuto alle proprietà inerziali delle particelle (come visto al capitolo 1), proprietà virtualmente assenti nei traccianti per loro stessa natura (3.3c e 3.3d) che presentano una distribuzione più omogenea. In particolare non si ha alcun clustering nella regione centrale del getto proprio perchè le goccioline non restano intrappolate nello shear layer tra i vortici e viaggiano liberamente verso la periferia. Qui vanno invece incontro a segregazione preferenziale perchè subentra il meccanismo di

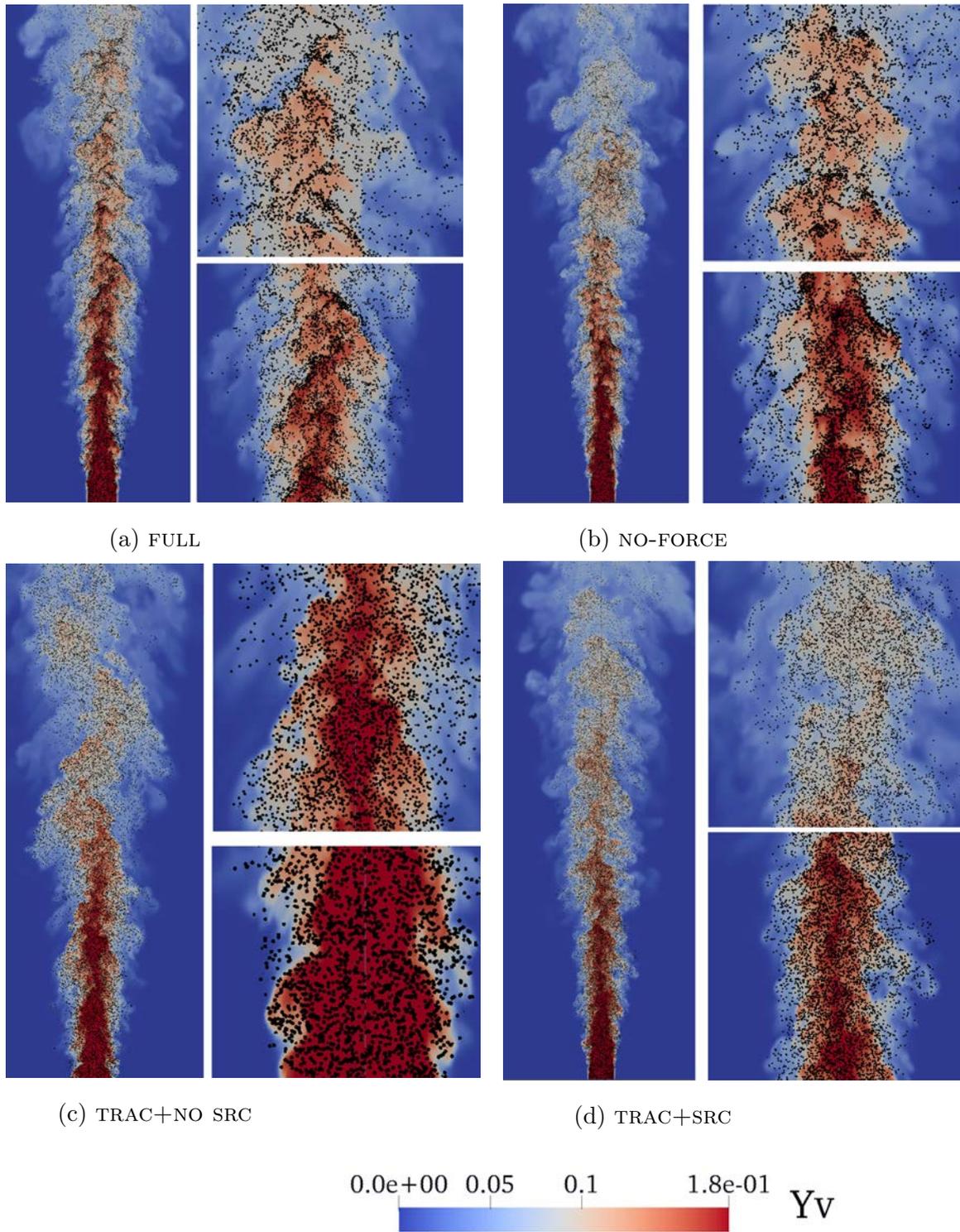


Figura 3.2: Campi istantanei delle goccioline sovrapposte alla frazione di vapore Y_v in cui si nota chiaramente la presenza di clustering al centro del getto e nelle zone di maggior concentrazione di vapore in *a* e *b*, invece la distribuzione più omogenea delle goccioline in *c* e *d* dove è presente solo l'entrainment.

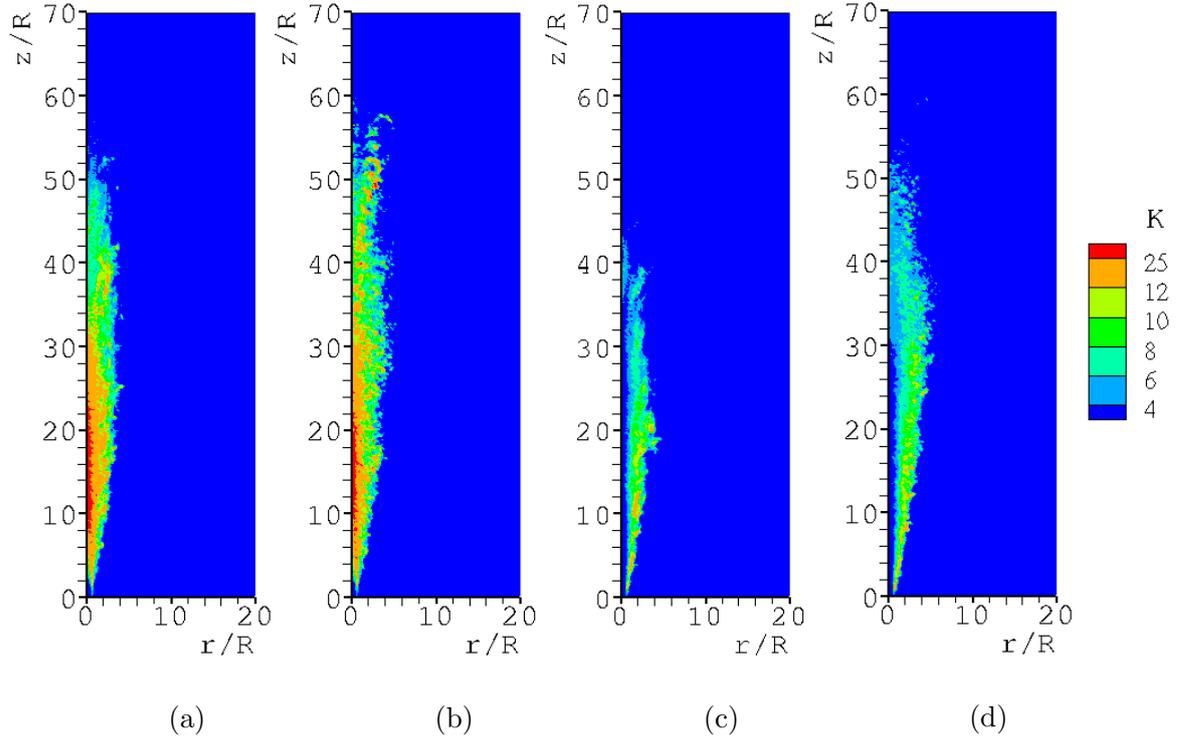


Figura 3.3: Indice K di clustering della fase dispersa. Si nota chiaramente la segregazione preferenziale delle goccioline sull'asse nelle simulazioni a e b ($K = 40 \div 45$), nelle quali è presente l'effetto inerziale. Al contrario le goccioline in c e d hanno proprietà inerziali nulle per definizione (traccianti, $St_\eta \approx 0$) e non sono perciò affette da clustering vicino all'asse. Per tutte e quattro invece si osservano gli stessi valori di clustering al mixing layer dovuto all'entrainment (mediamente $K = 6 \div 10$ con punte fino a 25), che si riduce a essere l'unico meccanismo di segregazione in c e d .

entrainment che coinvolge tutta la regione periferica in maniera pressochè omogenea con valori di K compresi tra 6 e 10, con piccole zone di maggiore concentrazione con valori fino a $K = 25$. Si può osservare dal confronto tra i valori di K che il meccanismo inerziale è molto più efficace di quello per entrainment nella clusterizzazione delle goccioline, ma coinvolge la sola regione dell'asse al contrario dell'entrainment che opera in tutta la periferia. Clustering inerziale e per entrainment sono presenti entrambi nelle prime due simulazioni, nelle quali il primo dei due è il meccanismo padrone del comportamento dinamico della fase dispersa, nelle ultime due invece il solo entrainment si riduce a essere l'unico meccanismo di segregazione delle particelle.

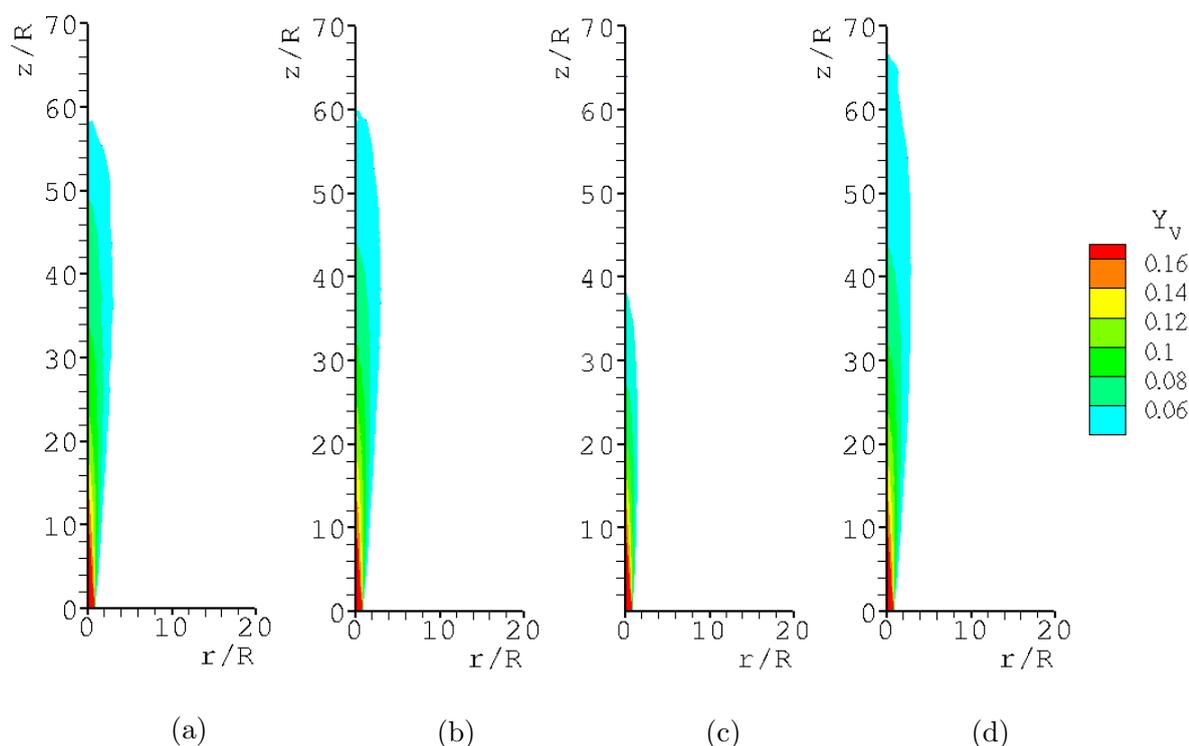


Figura 3.4: Frazione di massa di vapore, $Y_v = \rho_v/\rho$, con ρ_v densità del vapore e ρ densità totale del gas contenuti nel volume di campionamento.

3.1.3 Frazione di massa di vapore

Fig.3.4 mostra la frazione di volume o concentrazione di vapore $Y_v = \rho_v/\rho$, che in altre parole altro non è che la densità parziale del vapore di acetone. Come ormai assodato, c differisce dalle altre tre e permette di osservare quanto influisce l'evaporazione delle goccioline sulla quantità totale di vapore. In 3.4c infatti è rappresentata soltanto la quantità di vapore già presente in ingresso che non è incrementata dalla quota emessa dalle goccioline ed è un metodo indiretto di vedere come si distribuirebbe il vapore in un flusso monofase. Fino a $z/R \approx 10$ le quattro simulazioni mostrano simili valori di Y_v , segno che per tutte e quattro la dispersione della quantità di vapore iniziale non è sufficiente a garantire condizioni favorevoli all'evaporazione, mantenendo alta la saturazione. Al crescere di z/R la dispersione aumenta favorendo l'evaporazione ed entra in gioco il contributo delle goccioline in a , b e d .

Le medie di Y_v condizionate sulle particelle ($Y_{v,DC}$) di Fig.3.5 forniscono un'analisi più esaustiva di quanto appena detto considerando l'andamento radiale della concentrazione di vapore a differenti distanze dall'origine. Trova conferma quanto detto poc'anzi:

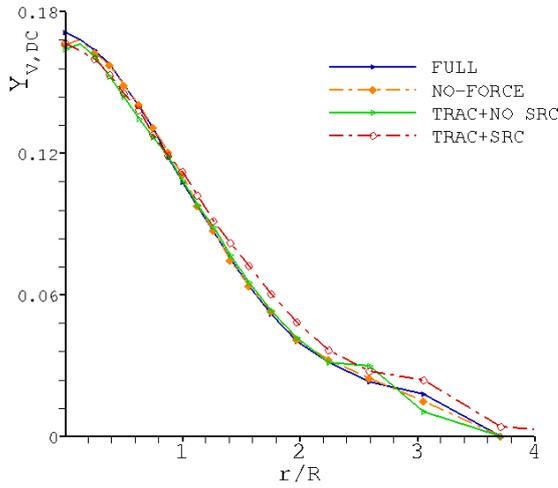
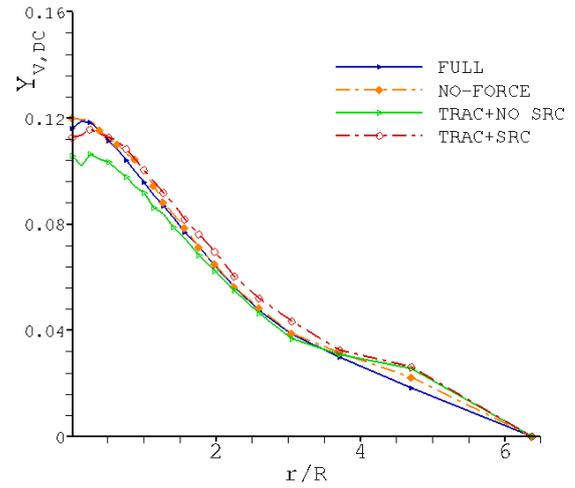
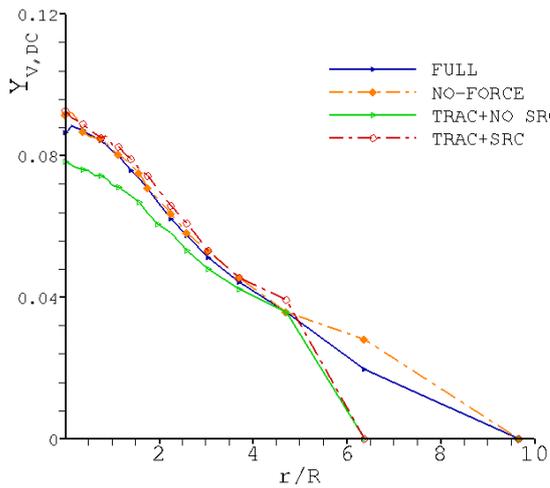
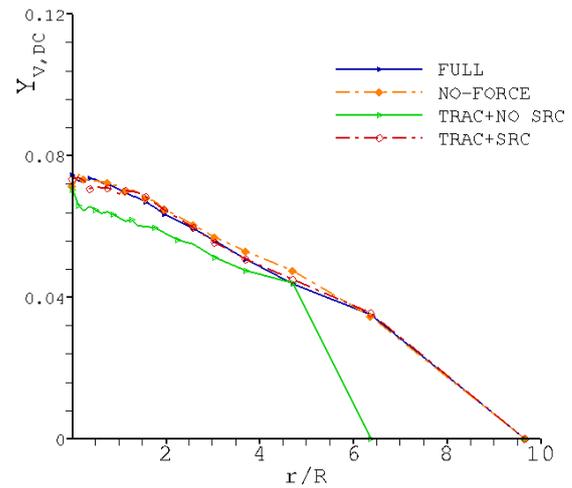
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.5: Profili radiali della concentrazione di vapore media condizionata sulle particelle $Y_{v,DC}$ a differenti distanze dall'origine. La differenza tra TRAC+NO SRC e le altre tre (molto simili) dà una misura delle quote di vapore emessa dalle goccioline in evaporazione in rapporto alla quantità di vapore iniziale.

le goccioline sono soggette a condizioni simili in *a*, *b* e *d*, mentre in *c* sentono una concentrazione di vapore mediamente inferiore del 10-15%. Fig.3.6 mostra la sostanziale uguaglianza tra FULL e NO-FORCE, indice che i soli scambi di quantità di moto in regime diluito non influiscono sulla distribuzione del vapore e più in generale sul moto della fase gassosa.

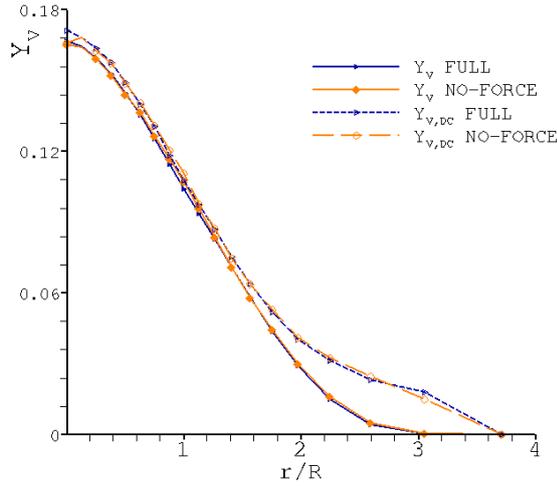
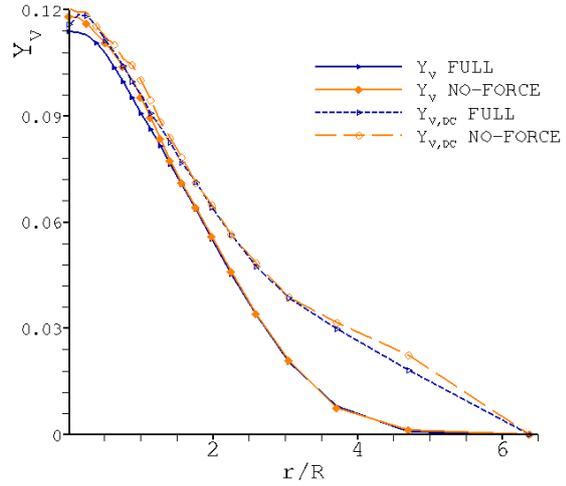
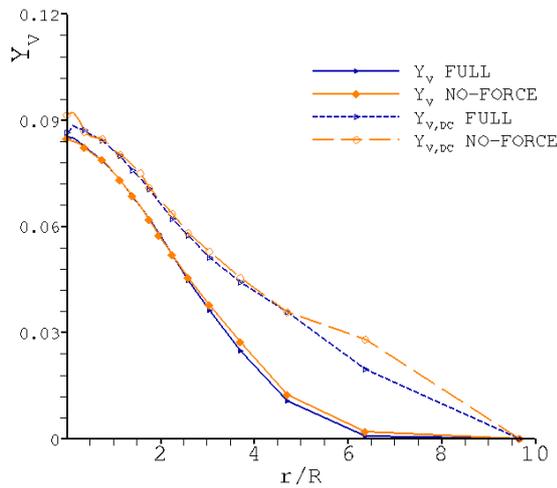
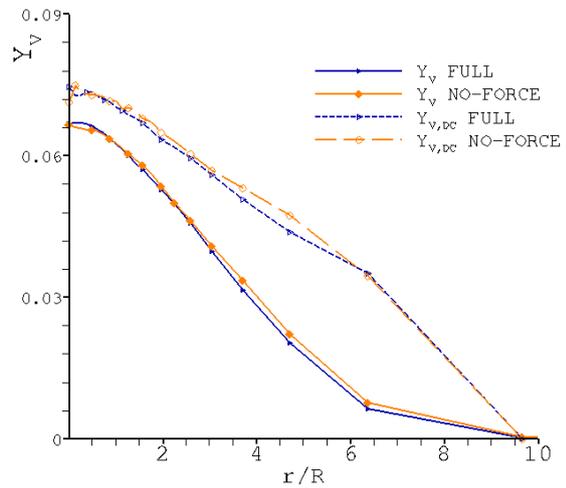
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.6: Profili radiali della concentrazione di vapore media e media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra FULL e no NO-FORCE.

Al contrario Fig.3.7 mostra la grande differenza che si ottiene se a essere trascurato è invece l'apporto di massa dovuto all'evaporazione. La differenza tra le Y_v della DNS originale e della TRAC+NO SRC aumenta col crescere di z/R con valori massimi sull'asse intorno al 10% a $z/R = 20$, fino al 14% per $z = 40R$. Similmente avviene con $Y_{v,DC}$ perchè oltre a essere minore la quantità di vapore, è minore pure il numero di particelle presenti, che si manifesta anche nella minor larghezza del getto lungo r/R all'aumentare della quota. In Fig.3.8 si osserva invece la differenza di Y_v dovuta soltanto

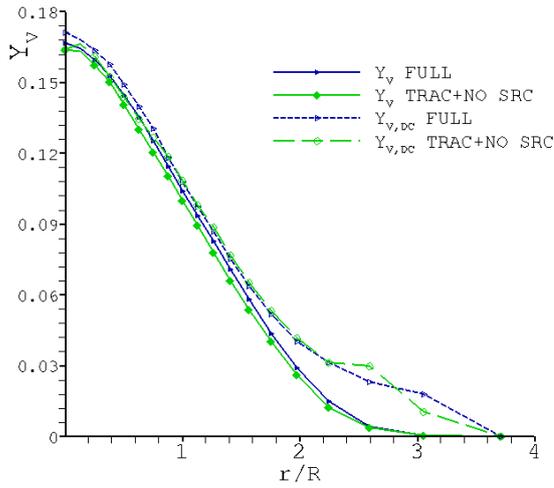
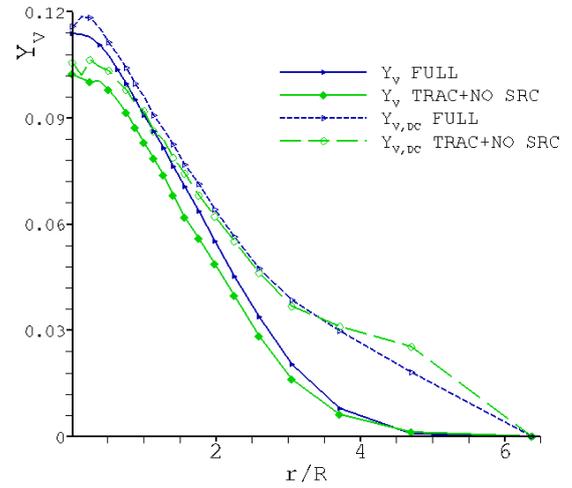
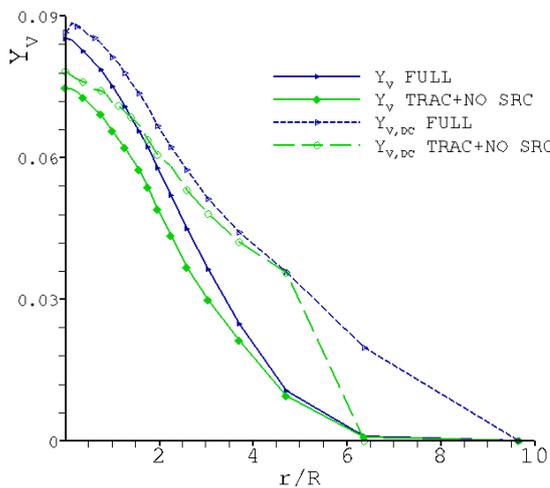
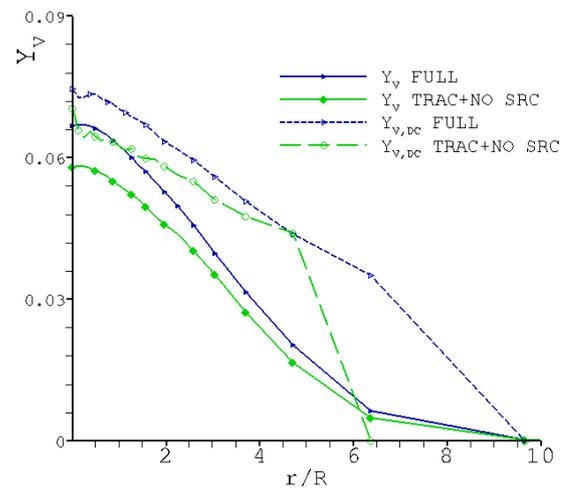
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.7: Profili radiali della concentrazione di vapore media e media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra DNS e TRAC+NO SRC. Entrambe le medie TRAC+NO SRC sono inferiori delle medie di FULL in quanto sono inferiori sia la Y_v complessiva che il numero di particelle su cui calcolare la media condizionata (confronta con Fig.3.16)

all'assenza di clustering inerziale sull'asse. La media Y_v mostra differenze apprezzabili solo in 3.8d attorno all'asse frutto della diversa distribuzione della fase dispersa nei due casi. Nella simulazione FULL infatti le particelle tendono a restare concentrate e quindi ad evaporare nella regione assiale anche a grande distanza dall'origine del getto. Nella simulazione con particelle traccianti al contrario le goccioline tendono a distribuirsi più

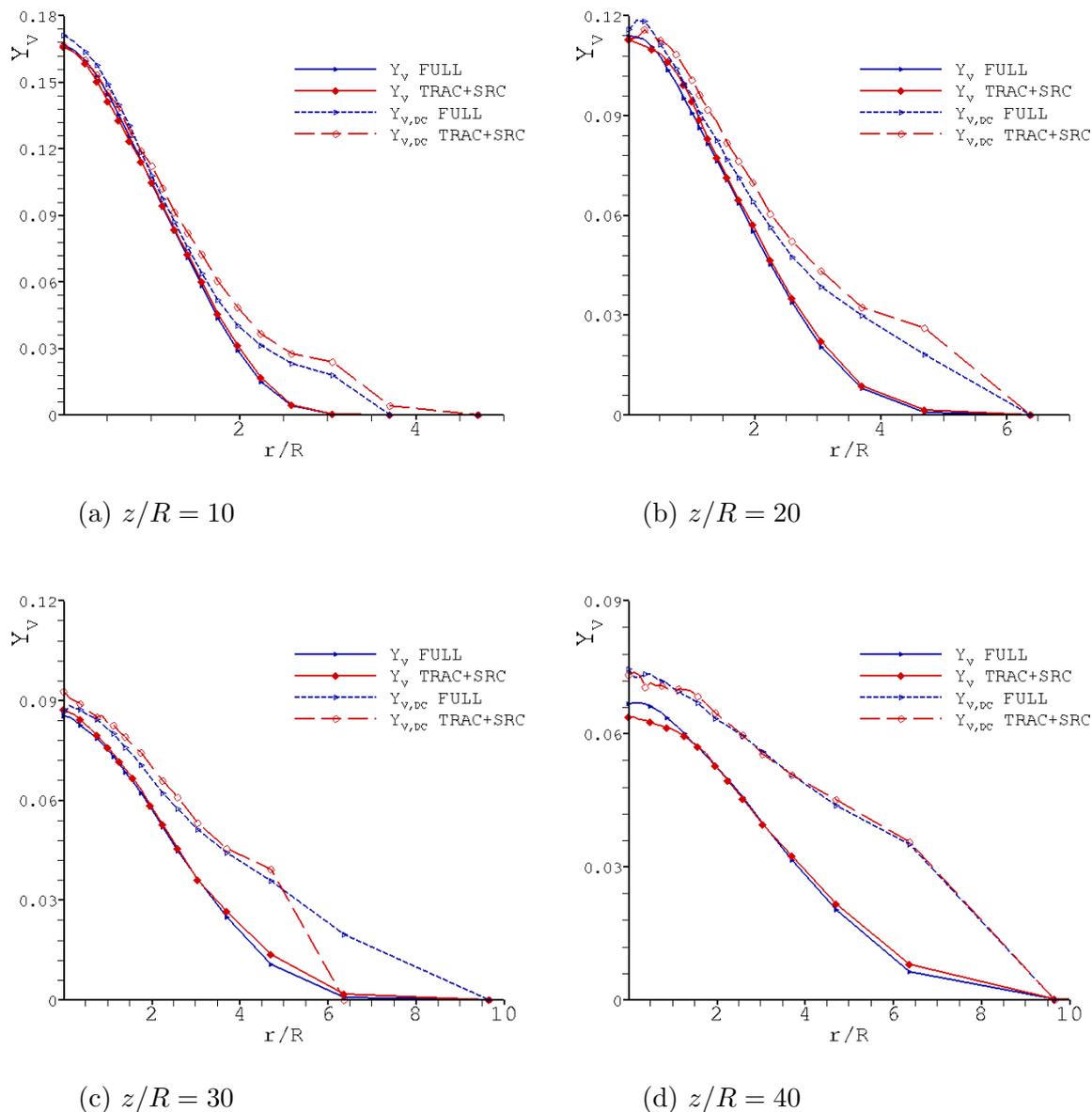


Figura 3.8: Profili radiali della concentrazione di vapore media e media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra FULL e TRAC+SRC.

liberamente nel getto migrando verso r/R maggiori, fenomeno che appunto si ritrova indirettamente nelle medie condizionate più alte per $z/R = 10 \div 30$.

3.1.4 Saturazione

La saturazione media è mostrata in Fig.3.9. Essa è definita come rapporto tra la frazione di vapore effettiva Y_v (Fig. 3.4) e la frazione di vapore saturo $Y_{v,s} = Y_{v,s}(p_0, T)$

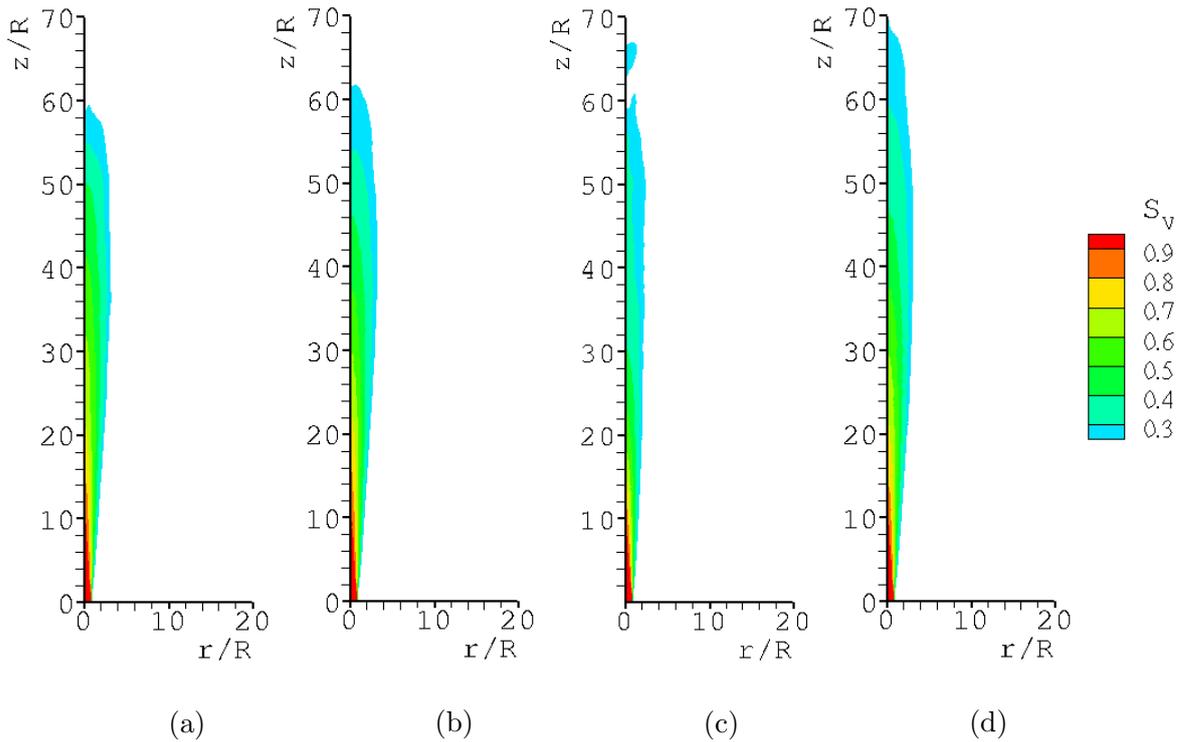


Figura 3.9: Saturazione media, $S = Y_v/Y_{v,s}$, dove Y_v la frazione di vapore reale, $Y_{v,s}$ la frazione di vapore in condizioni di saturazione.

corrispondente alla condizione locale di saturazione calcolata termodinamicamente, come visto al capitolo 2. Esattamente come imposto nei parametri iniziali, subito a valle dell'ingresso del getto la saturazione assume valori prossimi all'unità, regione in cui di conseguenza è inibita l'evaporazione del liquido, per poi diminuire man mano che ci si sposta lungo l'asse z . Il grafico non mostra sostanziali differenze tra le simulazioni per quanto riguarda la fase gassosa, se non ovviamente in c . Per un esame più accurato di quello che riguarda le goccioline di acetone si fa invece riferimento ai grafici da Fig.3.10 a 3.14 in cui sono riportate la saturazione media condizionata sulle particelle ($S_{v,DC}$) a diverse quote z/R , i confronti tra b , c e d con la DNS originale e le PDF della saturazione (S_d). I valori assunti da $S_{v,DC}$ sono in parte diretta conseguenza dei valori assunti da Y_v i cui andamenti sono facilmente riconoscibili in quelli di Fig.3.10 e seguenti, in parte conseguenza delle condizioni termodinamiche del gas attraverso $Y_{v,s}$. Come per la frazione di vapore, la saturazione avvertita dalle particelle traccianti (Fig.3.13) è maggiore di quella di FULL lontano dall'asse e minore vicino, soprattutto spostandosi verso valle, sempre a causa del maggior numero di goccioline disperse nella zona periferica.

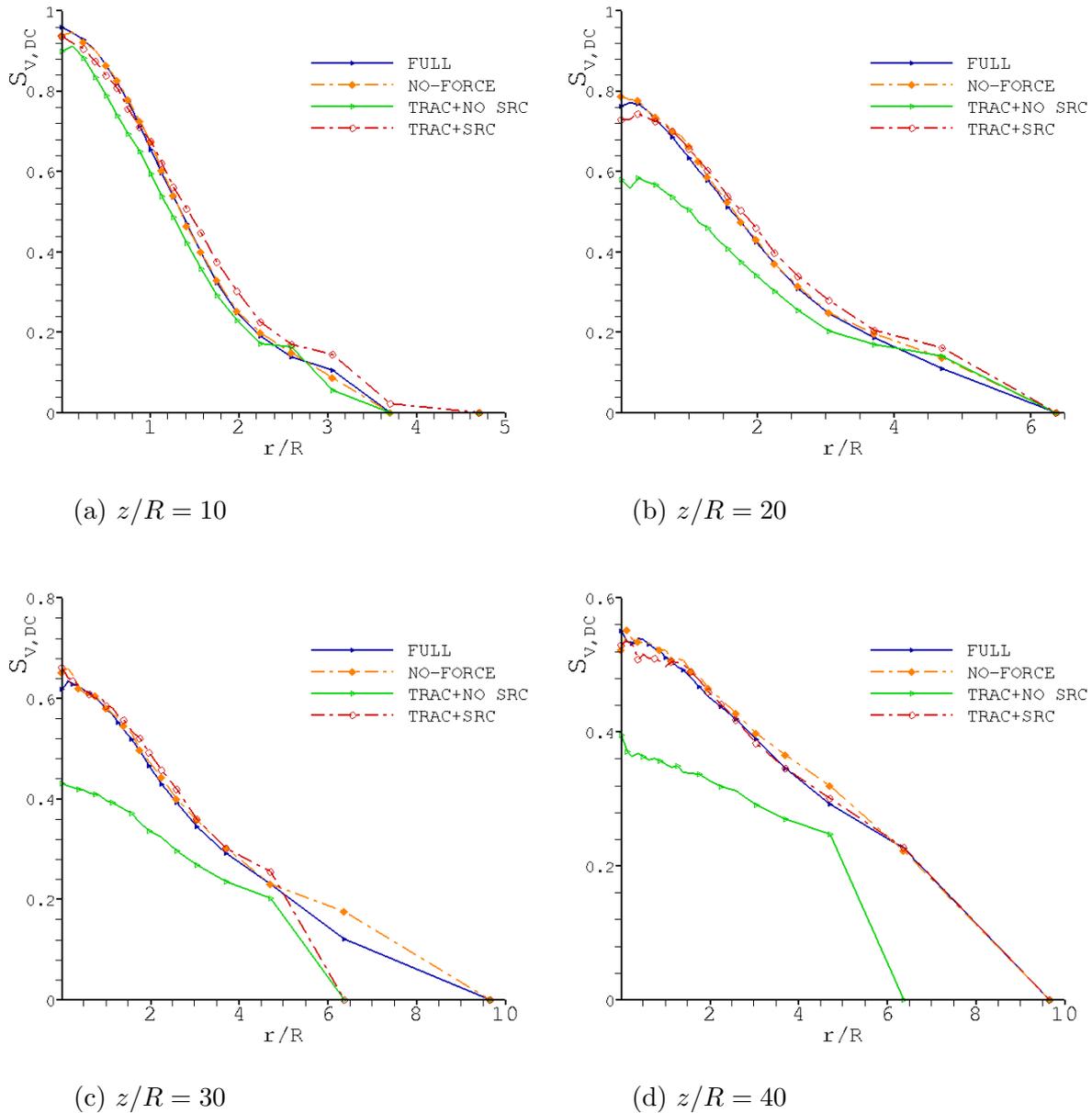


Figura 3.10: Profili radiali della saturazione media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine. Si ritrovano gli andamenti di Y_v (Fig.3.4) con differenza marcata in mixing dovuta ai valori superiori di $Y_{v,s}$.

Differenze massime sull'asse inferiori del 25 ÷ 30% distinguono invece la simulazione *c* dalle altre giustificando così l'alto tasso di evaporazione riscontrato (si veda pag.38). In questo caso non solo è più bassa la quantità di vapore contenuto nel gas, ma dal confronto con Fig.3.17 ci si accorge che la più alta temperatura del gas consente di avere più alti valori di vapore saturo. Questo fenomeno è imputabile al termine sorgente di

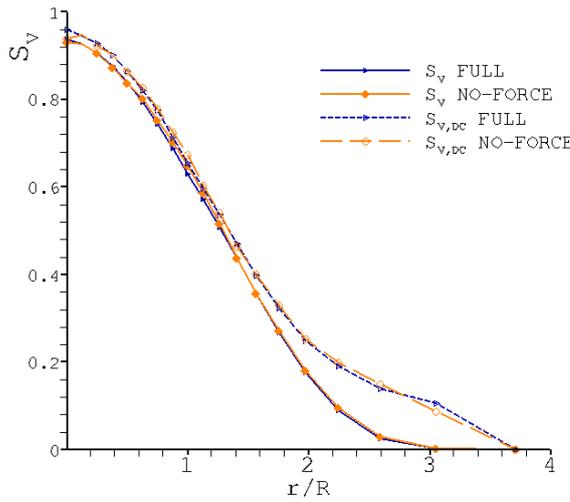
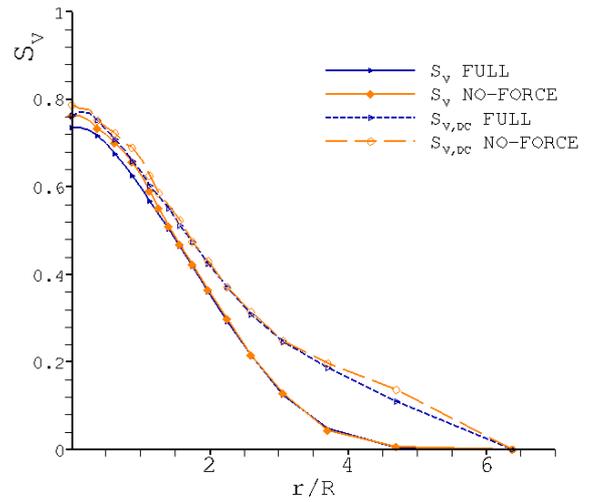
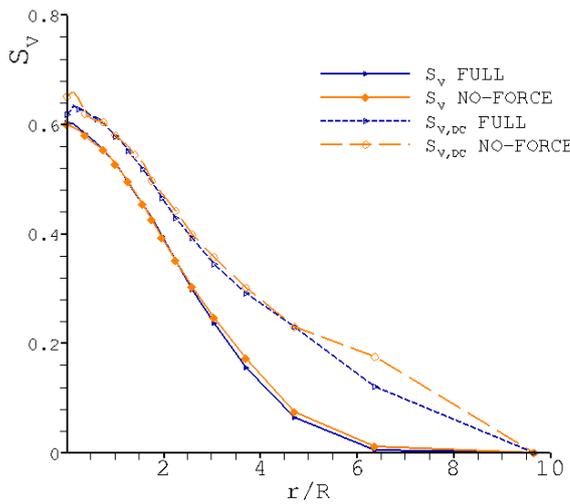
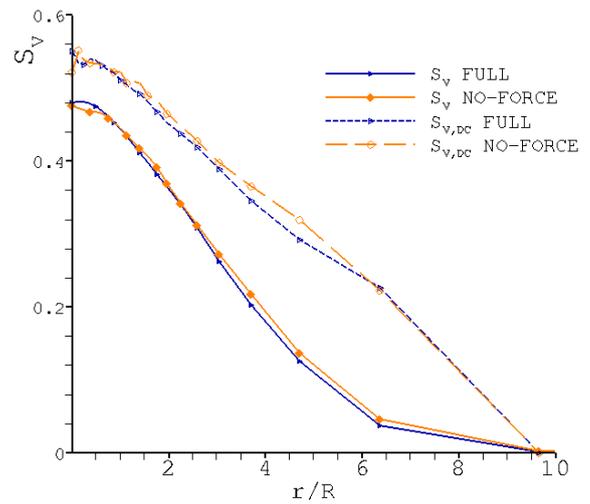
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.11: Profili radiali della saturazione media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra FULL e NO-FORCE.

energia $S_e = 0$ che controlla lo scambio termico tra liquido e gas. Le goccioline infatti evaporando sono mediamente più fredde del gas e tendono a raffreddarlo, come avviene in *a*, *b* e *d*, processo che è trascurato in questo caso consentendo una temperatura media del gas più alta (vedi Fig.3.17). Le PDF di Fig.3.14, non essendo grandezze mediate, mostrano tutti i valori di saturazione sentiti dalle singole particelle (S_d). Questo permette di mettere in luce l'esistenza di un certo numero di particelle nella zona subito

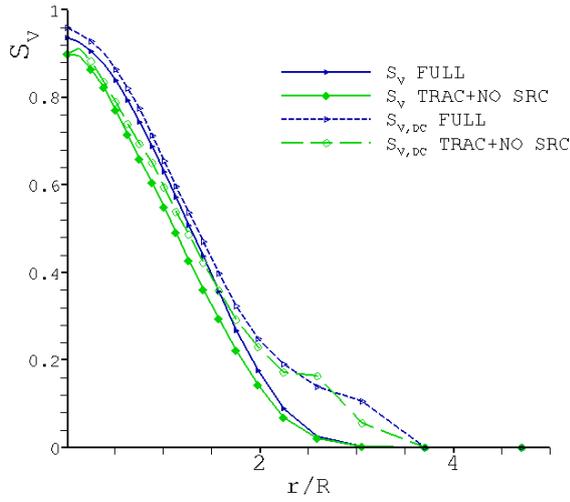
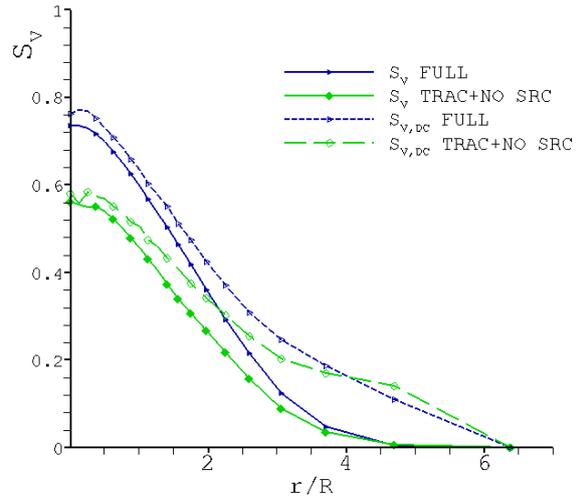
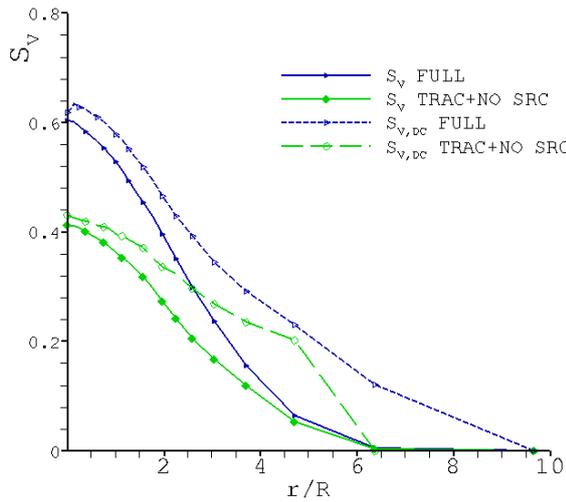
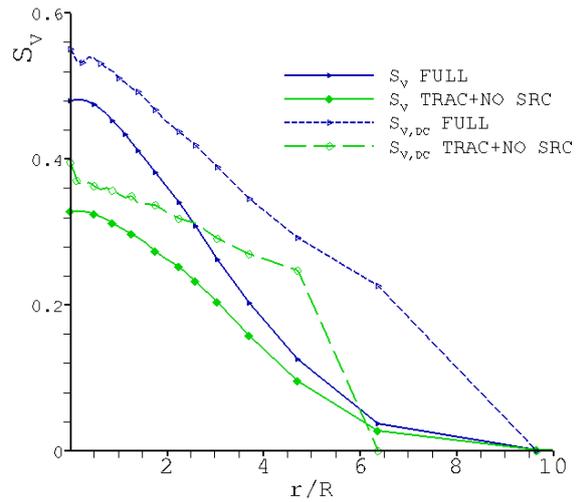
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.12: Profili radiali della saturazione media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra FULL e TRAC+NO SRC.

a valle dell'ingresso del getto in condizione di sovra-saturazione ($S_d > 1$), condizione nella quale non solo l'evaporazione del liquido è inibita, ma che addirittura procede in senso inverso condensando. In questa regione di ingresso perciò la distribuzione di questo tipo di eventi nelle simulazioni *a* e *b* è sostanzialmente identica, riducendosi invece anche del 30% (per un numero di eventi dell'ordine di 10^{-3}) nelle simulazioni *c* e *d*. Poiché *c* e *d* presentano valori simili, il fenomeno non può essere imputato ai termini

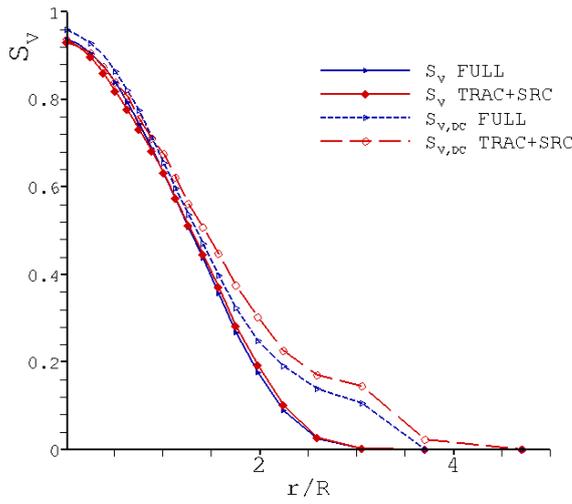
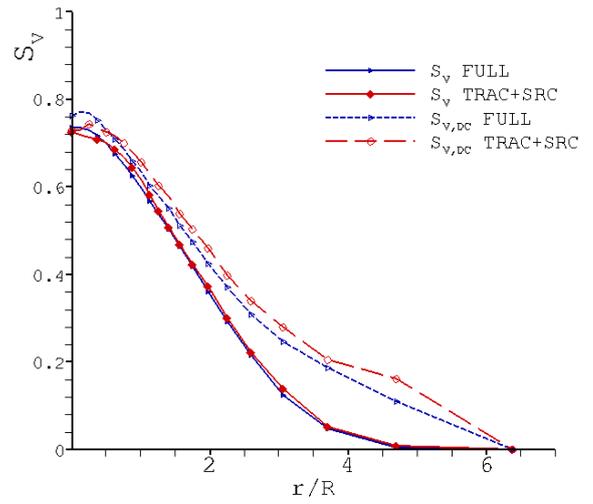
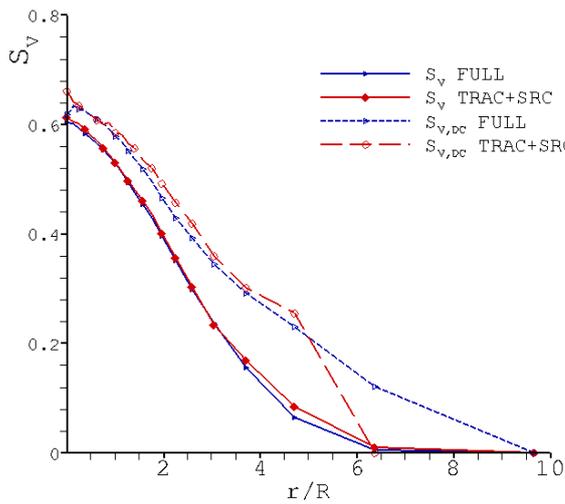
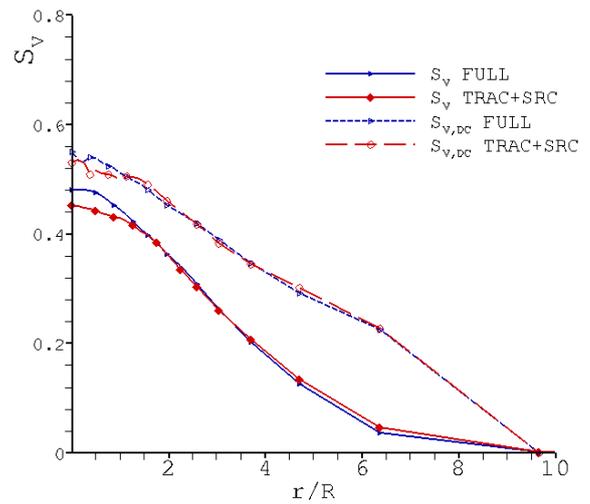
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.13: Profili radiali della saturazione media condizionata sulle particelle a differenti distanze dall'origine per confronto tra FULL e TRAC+SRC. L'uguaglianza a z/R medio-bassi tra gli andamenti delle rispettive S_v e i valori leggermente superiori di $S_{v,DC}$ nei traccianti indicativi del maggior numero di goccioline disperse nella regione periferica piuttosto che sull'asse.

sorgente nulli, ma è diretta conseguenza del diverso clustering della fase dispersa in a e b . Le particelle infatti aggregandosi danno vita a zone con maggiore concentrazione di vapore, quindi ad un maggior valore della saturazione.

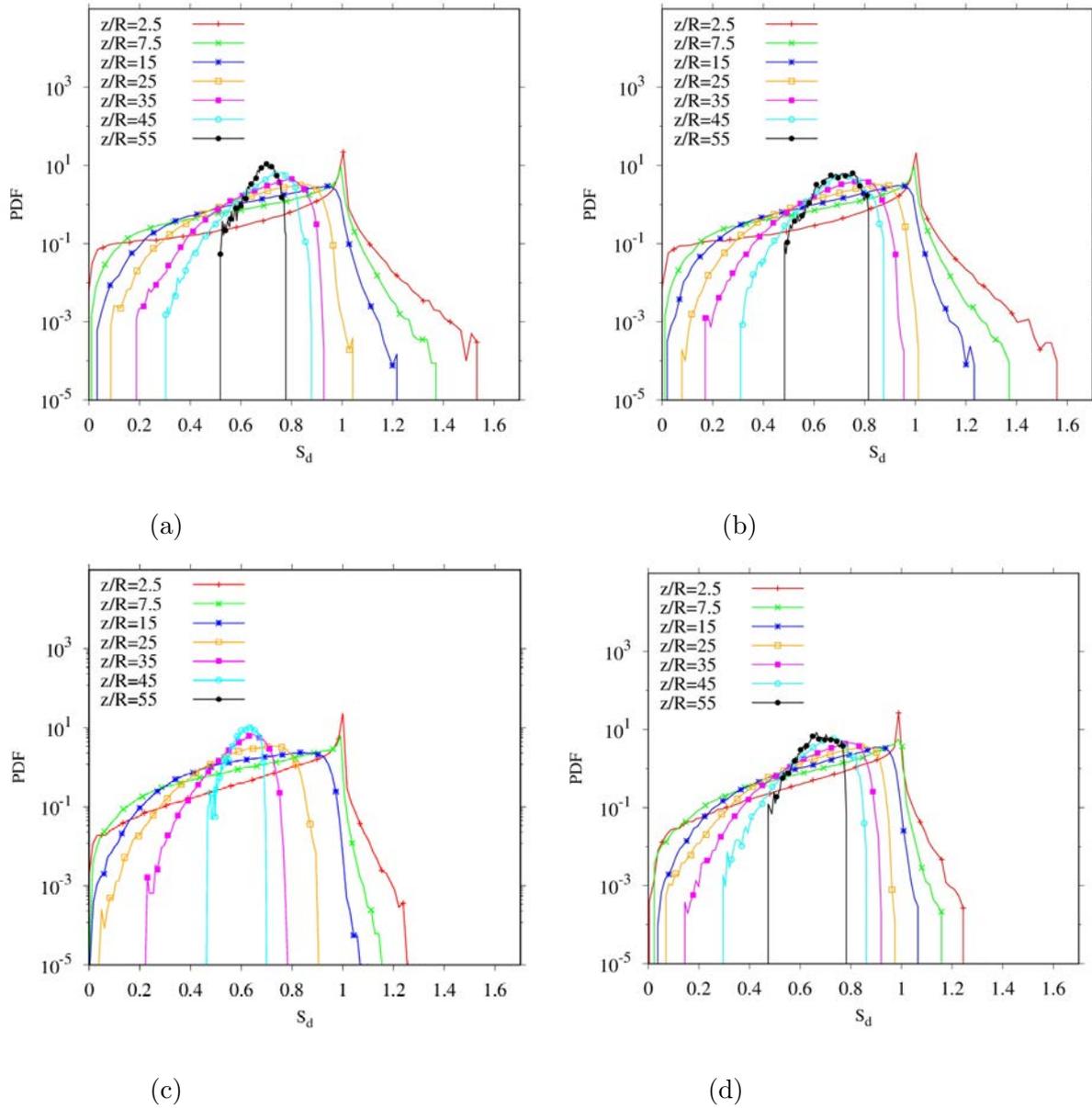


Figura 3.14: PDF della saturazione S_d per (a) FULL, (b) NO-FORCE e (c) TRAC+NO SRC e (d) TRAC+SRC. Un valore di $S_d > 1$ indica che la particella si trova in condizioni di sovra-saturazione, in cui cioè non si ha evaporazione del liquido, ma condensazione. La sovra-saturazione in questo caso, diretta conseguenza del clustering, assume valori per le particelle TRAC+NO SRC e le TRAC+SRC inferiori anche del 30% rispetto alle simulazioni *a* e *b* in cui sono considerati sia clustering inerziale che per entrainment.

3.1.5 Raggio delle goccioline

Nella Fig.3.15 si osserva la distribuzione media dei raggi delle goccioline all'interno dello spray, adimensionalizzati tramite il raggio iniziale $r_{d,0} = 6\mu\text{m}$. Sebbene il confron-

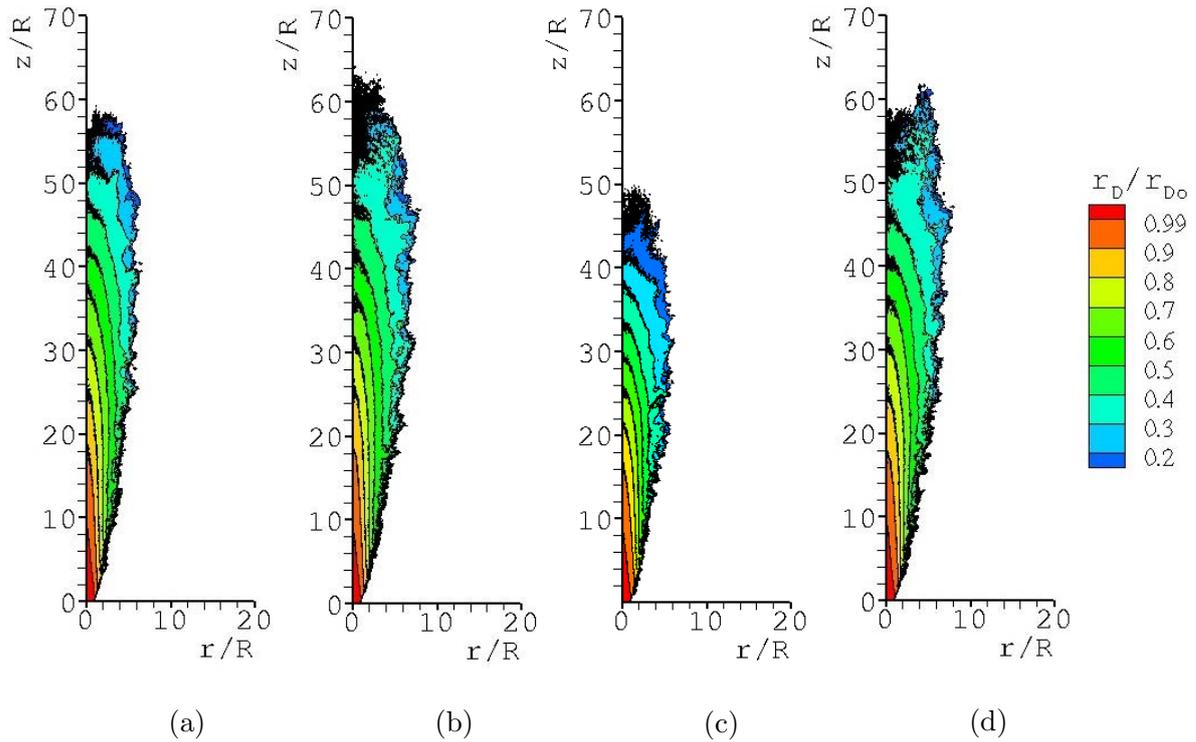


Figura 3.15: Raggio medio delle particelle riscaldato tramite il raggio iniziale $r_{d,0} = 6\mu\text{m}$.

to tramite questo grafico sia utile soltanto per la regione più vicina all'asse in quanto nelle zone del mixing layer e a $z/R > 45$ è presente molto rumore, si osserva la solita sostanziale uguaglianza tra le tre simulazioni *a*, *b* e *d*.

I grafici delle PDF (Fig.3.16) mostrano che a quote basse *a* e *b* si equivalgono, mentre molto a valle dell'ingresso ($z/R \geq 55$) la campana in *a* si fa meno ampia e più alta che in *b* e *d*. In altre parole oltre quella quota si trovano meno goccioline con raggio compreso tra 0.4 e 0.6, la dimensione media è dunque minore, ma il numero complessivo superiore. Si sta parlando comunque di un numero di particelle estremamente basso e trascurabile perchè, come visto già a proposito di Φ_m , a queste quote è già evaporato oltre il 99% della massa del fluido. Discorso a parte lo fa sempre la simulazione *c* dove, come si vede in tutti gli altri grafici PDF, le curve sono simili per forma e dimensione a quelle delle altre tre simulazioni, ma si riferiscono ad una quota inferiore rispetto alle somiglianti in *a*, *b*, *d*. Da questo si ottiene una misura molto diretta di quanto il getto sia più corto, ovvero differenze anche del $20 \div 25\%$ su z/R .

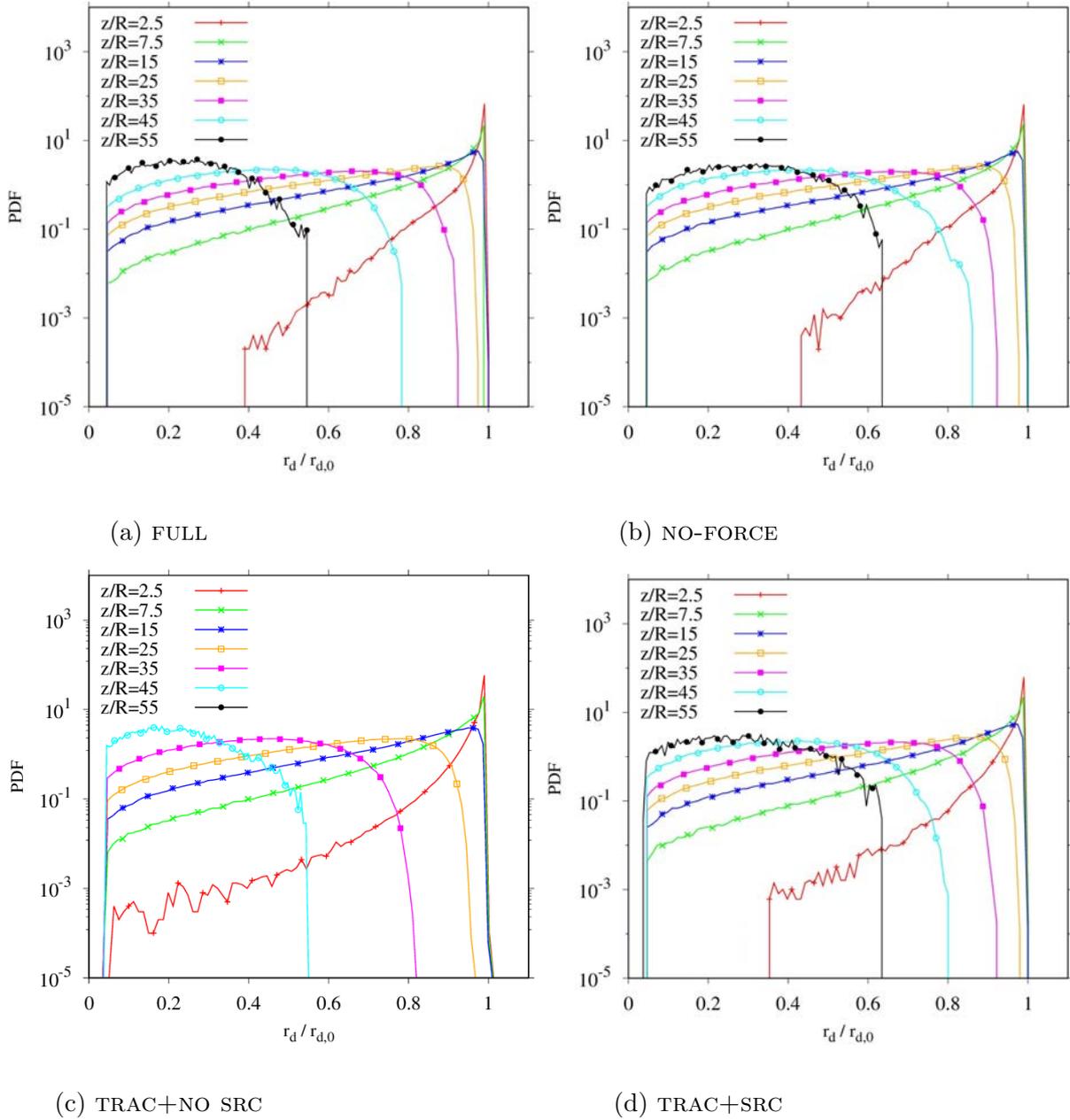


Figura 3.16: PDF dei raggi adimensionalizzati con il raggio iniziale $r_{d,0} = 6\mu\text{m}$. A fronte di una sostanziale uguaglianza nella distribuzione nella maggior parte della lunghezza del getto, per $z/R > 55$ in *a* il numero di particelle con raggio compreso tra 0.4 e 0.6 è inferiore.

3.1.6 Temperatura e scambio termico

L'evaporazione delle particelle richiede una quota energetica pari al prodotto tra il calore latente del liquido e la loro massa, quota che viene fornita a spese dell'energia interna sia della fase gassosa che della fase dispersa con la conseguenza di veder dimi-

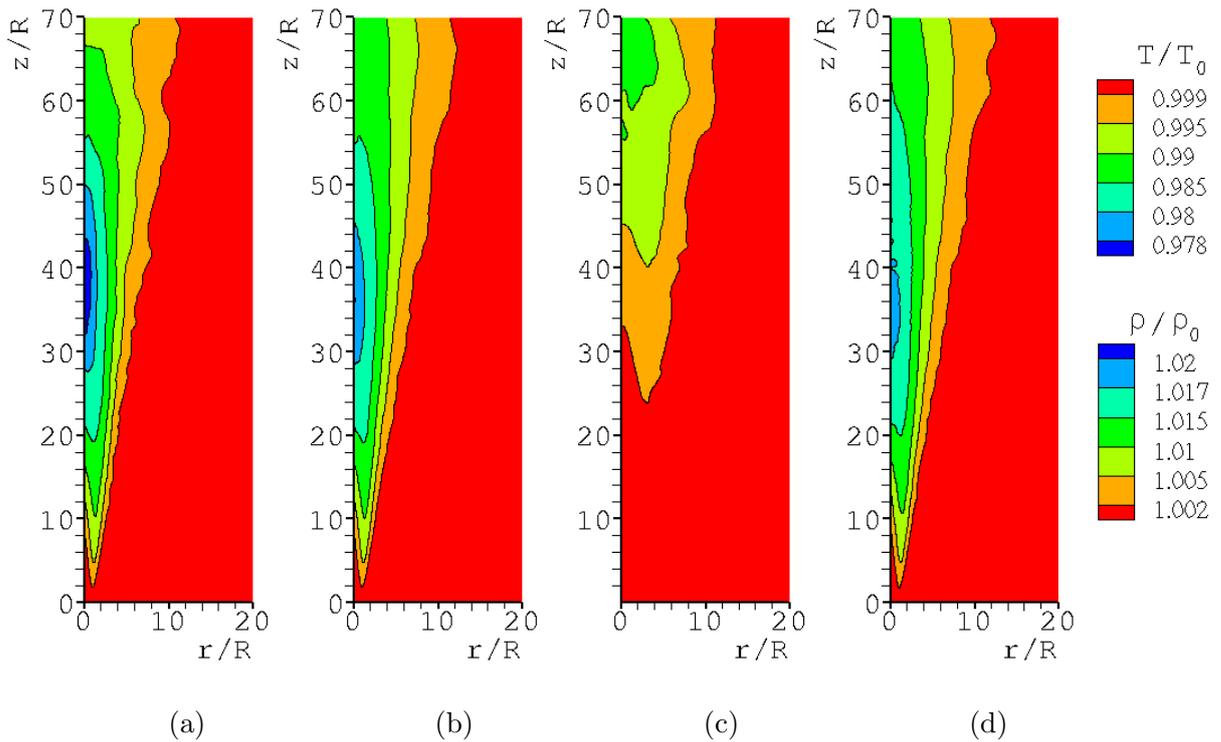


Figura 3.17: Temperatura e densità della fase gassosa riscalate con temperatura e densità in ingresso ($T_0 = 275.15K$). Il grafico è ambivalente in quanto dalla legge dei gas perfetti si ricava $\rho/\rho_0 = (T/T_0)^{-1}$. Parte dell'energia richiesta per l'evaporazione del liquido proviene dall'energia interna del gas che si raffredda cedendola. Differenze massime inferiori a 1% sono presenti tra *a*, *b* e *d*. In *c* la temperatura del gas è approssimativamente costante in quanto è nullo lo scambio termico verso il liquido, $S_e = 0$.

nuire la temperatura di entrambe. Fig.3.17 mostra la temperatura del gas T_g riscalata con la temperatura iniziale del gas del getto e dell'ambiente ($T_0 = 275.15K$).

Fatta eccezione per la simulazione *c* in cui è nullo il termine sorgente di energia S_e , nullo quindi lo scambio termico che asporta calore al liquido (la differenza rispetto ad un valore costante pari a 1 è dovuta soltanto al permanere nel getto di una instabilità dovuta alle condizioni iniziali) (vedi saturazione pag.28), per *a*, *b* e *d* la temperatura ha un minimo nella regione centrale del getto dove si ha il massimo scambio energetico dal gas al liquido dovuto appunto al grande numero di particelle ivi presenti (si confronti con Φ_m). Il massimo scambio energetico specifico si ha invece al mixing layer e poco a valle dell'ingresso (Fig.3.18) dove un piccolo numero di goccioline trova condizioni molto favorevoli per una rapida evaporazione al contatto col gas secco (vedi pag.38). Sebbene in queste tre simulazioni appaia un gradiente di temperatura meno accentuato

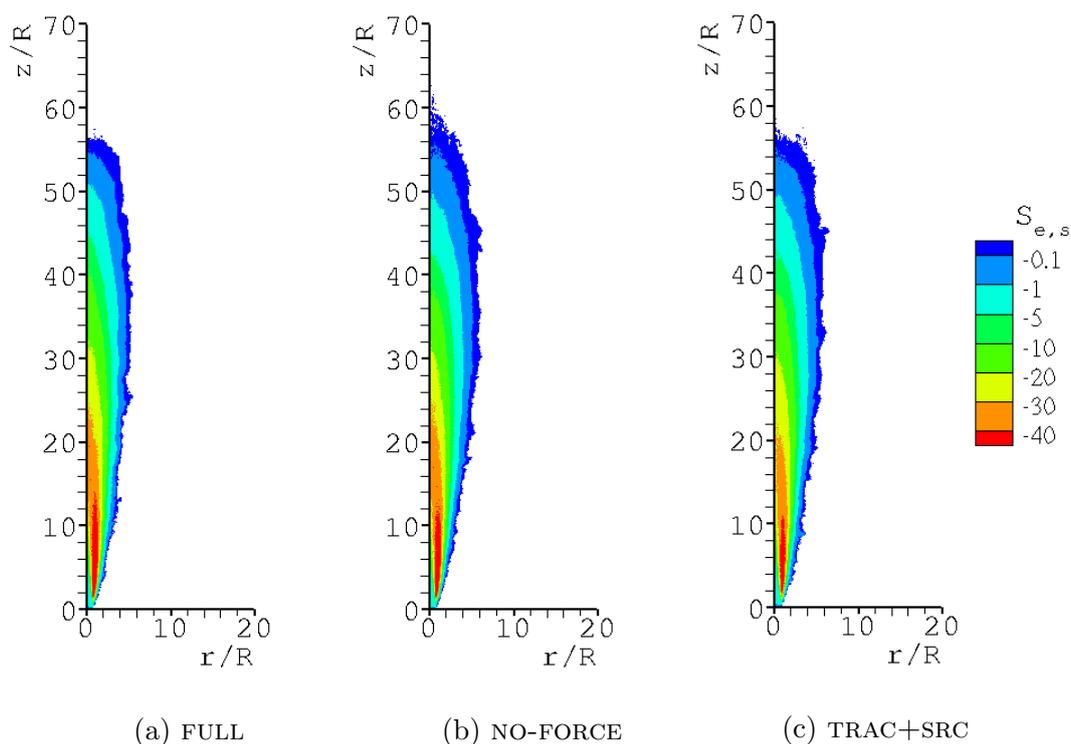


Figura 3.18: Termine sorgente dell'energia sensibile media $S_{e,s} = S_e - L_v^0 S_m$ espresso in [W]. Non è mostrato il grafico per la simulazione TRAC+NO SRC in quanto banalmente ha valore nullo ovunque.

in ordine da *a* a *c*, soprattutto per $z/R > 40$, questa differenza è minore di 1% e quindi del tutto trascurabile.

Le PDF di Fig.3.19 mostrano una distribuzione di temperature meno omogenea per bassi z/R nella quarta simulazione, che si armonizza alle prime due spostandosi a quote maggiori fino al valore finale medio $T/T_0 \approx 0.94$. Le simulazioni *c* e *d* assumono valori simili fino a $z/R \approx 25$, laddove i valori di *c* tendono poi a diminuire più velocemente rispetto a *d* all'aumentare della quota, in linea con quanto detto finora sul tasso di evaporazione superiore.

3.1.7 Tasso di evaporazione

In Fig.3.20 è mostrata la variazione media della massa di liquido persa dalle goccioline \dot{m}_d a diverse quote, grafici in cui trova conferma quanto affermato finora. Tutte e quattro presentano, soprattutto a quote medio-basse, il massimo dei valori non al centro del getto, in cui $S_v \approx 1$, ma più esternamente, in accordo con Fig.3.18.

La simulazione TRAC+NO SRC si differenzia dalle altre tre per i valori maggiori fino al

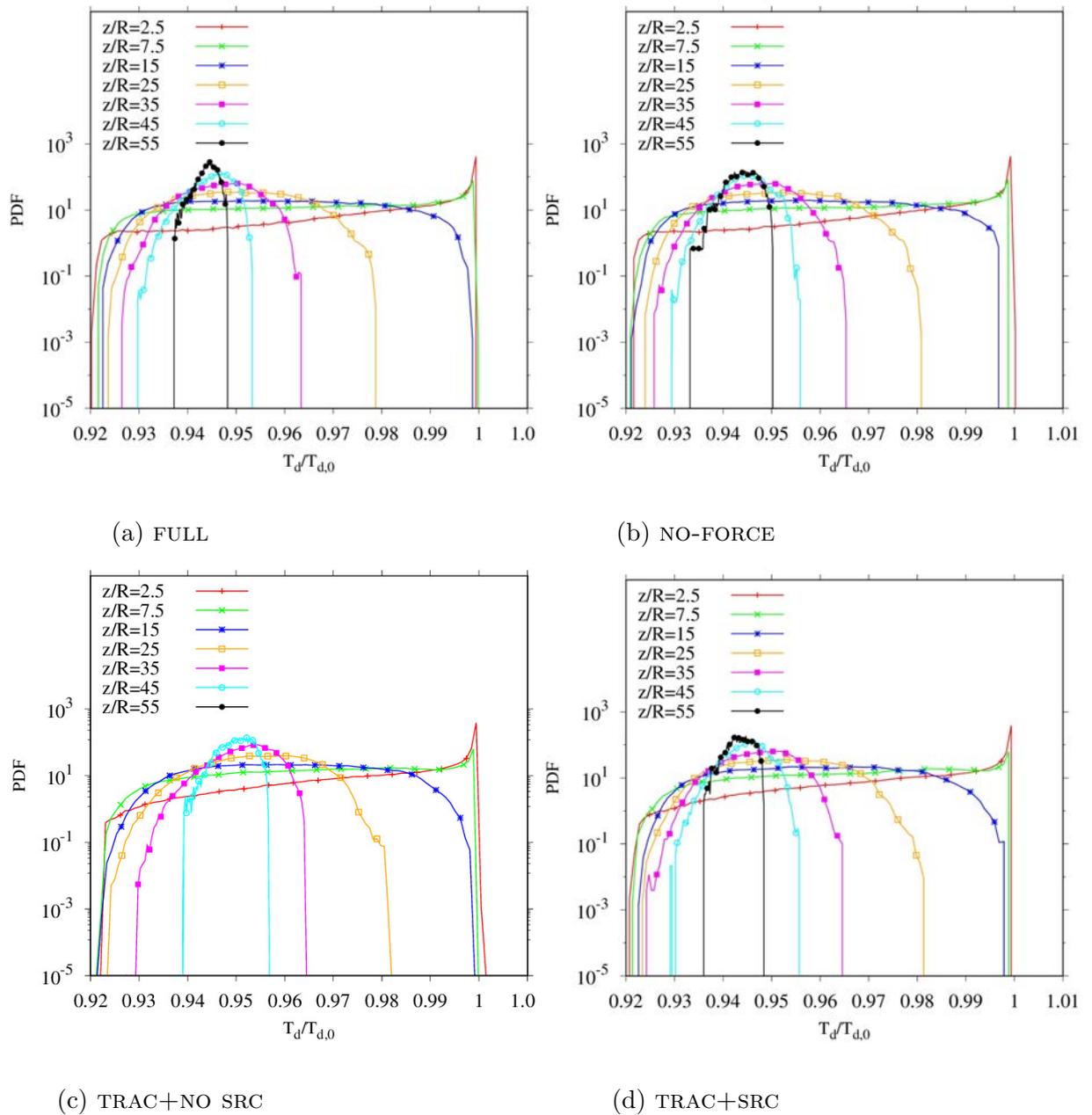


Figura 3.19: PDF delle temperature adimensionali delle goccioline $T_d/T_{d,0}$.

40% rispetto alle altre, giustificando la breve vita media delle goccioline e la piccola lunghezza del getto. La simulazione con particelle traccianti mostra chiaramente che rispetto alla FULL la dispersione di un maggior numero di goccioline che clusterizzano soltanto per entrainment genera condizioni sfavorevoli all'evaporazione nell'ampia regione alla periferia dello spray.

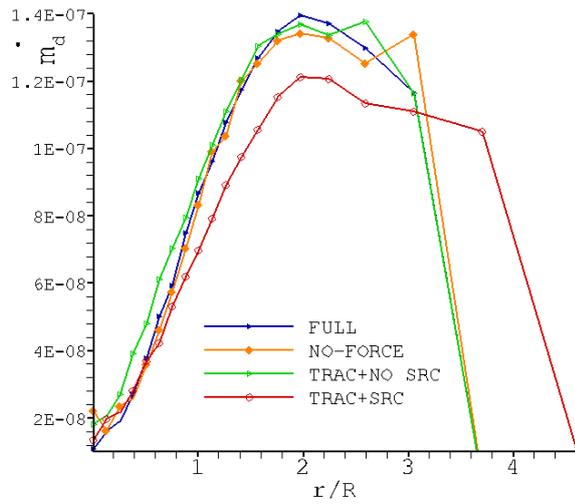
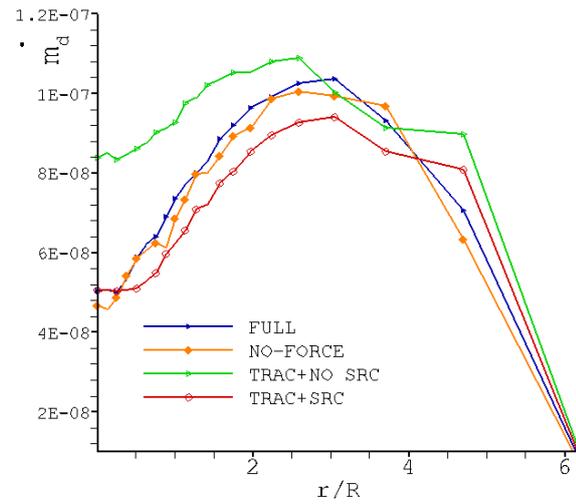
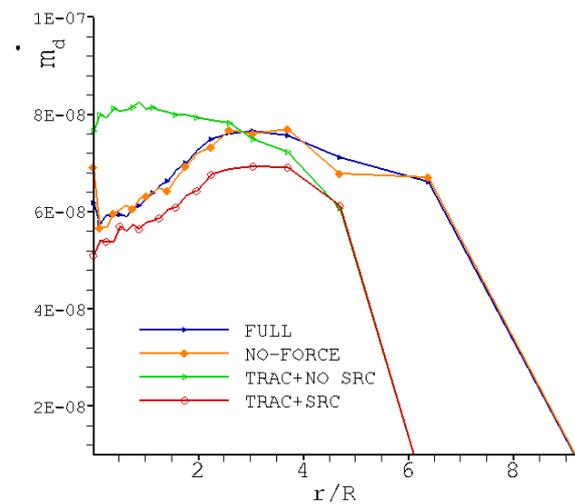
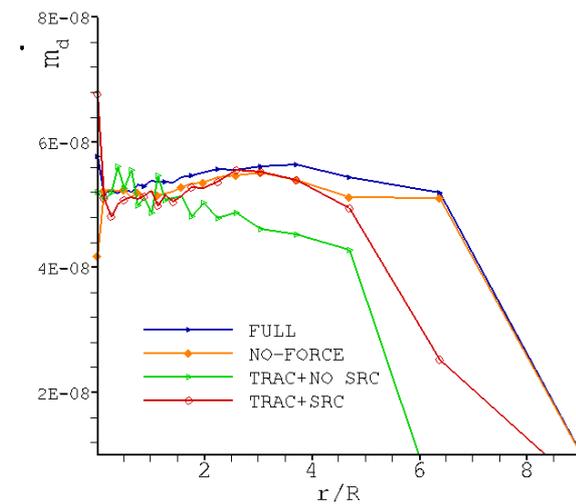
(a) $z/R = 10$ (b) $z/R = 20$ (c) $z/R = 30$ (d) $z/R = 40$

Figura 3.20: Profili radiali del tasso di evaporazione \dot{m}_d a differenti distanze dall'origine per confronto tra le quattro simulazioni.

3.2 Risultati

Dall'analisi dei grafici si può affermare che non vi è differenza tra le simulazioni *a* e *b* né per quanto riguarda la fase gassosa, né per quanto riguarda la fase dispersa, quindi il micromixing dovuto alle forze introdotte dalla fase dispersa non ha un impatto rilevante e può non essere modellato in approcci macroscopici. La simulazione con particelle

traccianti (*d*) invece presenta differenze da *a* nella fase dispersa, in particolare nella segregazione preferenziale che manca del contributo inerziale. Le goccioline tendono quindi a disperdersi più omogeneamente, con valori di saturazione mediamente maggiori e tasso di evaporazione inferiore, ma le condizioni di regime diluito fanno sì che l'effetto finale sulla dinamica della fase gassosa sia trascurabile. La simulazione con traccianti e termini sorgente nulli nelle equazioni della dinamica (*c*) invece mostra differenze sostanziali sia con la fase gassosa che le particelle. In particolare si nota un getto molto più corto ed una vita media delle goccioline più breve dovuti all'alto tasso di evaporazione.

Gli effetti delle approssimazioni introdotte possono pertanto essere riassunti in:

1. termine sorgente di quantità di moto nullo, $\mathbf{S}_p = 0$, non ha effetti di rilievo sulla dinamica della fase gassosa in quanto il numero e la dimensione delle goccioline in condizioni di regime diluito sono piccoli;
2. termine sorgente di massa nullo, $S_m = 0$, il vapore emesso dalle goccioline in evaporazione è virtualmente eliminato dalla simulazione e non va ad incrementare la quota iniziale, che si disperde rapidamente. Si ottengono quindi valori di Y_v inferiori;
3. termine sorgente di energia, $S_e = 0$, è eliminato lo scambio termico tra gas e liquido causando
 - (a) temperatura media del gas circa costante e pari al valore iniziale, quindi valore del vapore saturo termodinamicamente contenibile $Y_{v,s}$ più alto;
 - (b) temperatura media delle goccioline inferiore in quanto l'unica fonte di energia a cui poter attingere per realizzare il processo di evaporazione è la loro energia interna.

La combinazione di questi due effetti porta a valori di saturazione mediamente inferiori e quindi a tassi di evaporazione superiori rispetto alle altre simulazioni.

4. velocità delle goccioline pari a quella del gas, $\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_g$ (particelle traccianti), elimina completamente il clustering inerziale. Le goccioline quindi si disperdono di più nella regione periferica, dove subentra il meccanismo dell'entrainment e

dove si hanno perciò valori di saturazione mediamente più alti, evaporazione viceversa più bassa che con i due meccanismi insieme.

In ogni caso l'effetto globale non è significativo in termini di evaporazione globale. Ciò implica che nella modellistica per evaporazione di spray diluiti il clustering in prima approssimazione può essere trascurato, ma non l'entrainment.

Conclusione

Il problema della descrizione e comprensione dei flussi turbolenti multifase risulta di grande interesse in applicazioni industriali come iniettori di carburante e atomizzatori di vario genere, si è visto infatti quanto complessi siano i processi coinvolti in un flusso di questo tipo e l'influenza reciproca tra le fasi coinvolte.

Sulla scia degli studi sull'argomento si è voluto proseguire nell'analisi condotta da Dalla Barba & Picano [3] ponendo l'attenzione sull'effetto dell'entrainment nell'evaporazione di goccioline di acetone in uno spray turbolento in regime diluito ed evidenziando i contributi dei vari scambi di massa, quantità di moto ed energia tra le due diverse fasi. È stata condotta un'analisi confrontando tre diverse simulazioni realizzate con *Direct Numerical Simulation* (DNS) con la simulazione originale studiata in [3] andando di volta in volta a modificare l'influsso della turbolenza sull'evoluzione delle goccioline o inibire qualche tipo di scambio sopprimendo i corrispondenti termini sorgente nelle equazioni di Navier-Stokes che descrivono la dinamica della fase gassosa.

I risultati del confronto mostrano che eliminare lo scambio di quantità di moto \mathbf{S}_p non altera né la dinamica della fase gassosa né quella della fase dispersa in quanto il numero e la dimensione delle goccioline sono piccoli, confermando la validità dell'ipotesi iniziale di flusso in regime diluito. Ciò implica che le forze che la fase dispersa impone su quella gassosa siano anche trascurabili localmente e che quindi il contributo del micromixing indotto sia trascurabile. Al contrario sopprimere il termine di scambio di massa S_m significa eliminare virtualmente la quantità di vapore emessa dalle goccioline evaporando, vapore che non va ad incrementare la quota presente inizialmente nello spray. Sopprimere il termine di scambio di energia termica S_e invece fa sì che da una parte la temperatura media del gas resti all'incirca costante, dall'altra che la temperatura media delle goccioline sia inferiore in quanto l'unica fonte di energia a cui attingere per il processo di evaporazione è la loro stessa energia interna. La combinazione di questi

due fattori fa sì che le condizioni di saturazione a cui sono sottoposte le goccioline siano molto più favorevoli ad una rapida evaporazione.

Il clustering per entrainment è meno efficace di quello inerziale nel segregare le goccioline, ma interessa tutta la regione periferica dello spray dove le goccioline evaporano velocemente. La simulazione di goccioline (virtualmente) senza inerzia, che quindi non mostrano clustering inerziale, mostra piccole differenze rispetto a quella completamente accoppiata con la differenza maggiore nel livello di clustering nel cuore turbolento del getto. Ciò implica che seppure l'inerzia ha un effetto sul clustering globale, questo ha un effetto molto minore rispetto a quello dovuto all'entrainment. In una visione modellistica quindi il primo può essere trascurato in prima approssimazione, mentre il secondo risulta fondamentale.

I risultati di questo lavoro possono essere di grande aiuto per lo sviluppo di modelli in ambito RANS e LES per la simulazione di spray turbolenti in ambito ingegneristico.

Bibliografia

- [1] Kundu K. Pijush, Cohen M.Ira (2012), *Fluid Mechanics*, Academic Press
- [2] Jenny Patrick, Roekaerts Dirk, Beishuizen Nijso (2012), *Modeling of turbulent dilute spray combustion*, Elsevier
- [3] Dalla Barba Federico, Picano Francesco (2018), *Clustering and entrainment effects on the evaporation of dilute droplets in a turbulent jet*, Università di Padova, Dipartimento di Ingegneria Industriale
- [4] Sirignano William A. (2010), *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*, Cambridge University Press
- [5] Bonacina Cesare, Cavallini Alberto, Mattarolo Lino (1989), *Trasmissione del calore*, CLEUP, Padova