



# Risultati dello studio termofluidodinamico del condensatore asservito all'impianto di raffreddamento dei sistemi di potenza nel settore automotive elettrici

G. Zummo, L. Saraceno, L. Gugliermetti, G. Lancione, F. Nardecchia,  
A. Quintino, F. Bisegna



## RISULTATI DELLO STUDIO TERMOFLUIDODINAMICO DEL CONDENSATORE ASSERVITO ALL'IMPIANTO DI RAFFREDDAMENTO DEI SISTEMI DI POTENZA NEL SETTORE AUTOMOTIVE ELETTRICI

G. Zummo (ENEA), L. Saraceno (ENEA), L. Gugliermetti, G. Lancione, F. Nardecchia (SAPIENZA, DIAEE), A. Quintino (SAPIENZA, DIAEE), F. Bisegna (SAPIENZA, DIAEE)

Aprile 2021

### Report Ricerca di Sistema Elettrico

Accordo di Programma Ministero dello Sviluppo Economico - ENEA

Piano Triennale di Realizzazione 2019-2021 - II annualità

Obiettivo: Tecnologie

Progetto: Tecnologie per la penetrazione efficiente del vettore elettrico negli usi finali

Work package: Mobilità

Linea di attività: LA 2.7 Studio termofluidodinamico del condensatore asservito all'impianto di raffreddamento dei sistemi di potenza nel settore automotive elettrici

Responsabile del Progetto: Claudia Meloni, ENEA

Responsabile del Work package: Maria Pia Valentini, ENEA

Il presente documento descrive le attività di ricerca svolte all'interno dell'Accordo di collaborazione "Test e validazione di un prototipo di condensatore ad alte performance per il settore automotive elettrico"

Responsabile scientifico ENEA: Dott. Giuseppe Zummo

Responsabile scientifico SAPIENZA DIAEE: Prof. Fabio Bisegna

## Indice

SOMMARIO.....	5
ABSTRACT/SUMMARY .....	5
1 INTRODUZIONE.....	6
2 DESCRIZIONE DEL FENOMENO: IL FLOW BOILING.....	7
2.1 PATTERN E MAPPE DI FLUSSO.....	10
2.1.1 Numeri Adimensionali.....	14
2.2 SCAMBIO TERMICO PER EBOLLIZIONE IN CONDOTTO .....	16
2.3 MICRO-SCALA .....	17
2.3.1 Transizione dalla Macro-scala alla Micro-scala .....	17
2.3.2 Pattern e mappe di flusso nei microcanali.....	20
2.3.3 Scambio termico per ebollizione in condotto alla micro scala .....	24
2.3.4 Instabilità di flusso.....	27
3 MODELLI E CORRELAZIONI DI SCAMBIO TERMICO .....	28
3.1 MODELLO A TRE ZONE.....	28
3.1.1 Frequenza delle bolle e spessore dello strato (film) liquido .....	30
3.1.2 Modello di scambio termico.....	31
3.1.3 Sintesi del modello .....	32
3.2 CORRELAZIONI ALLA MACRO SCALA .....	33
3.2.1 Chen .....	34
3.2.2 Shah .....	34
3.2.3 Gungor e Winterton .....	35
3.2.4 Kandlikar .....	36
3.2.5 Liu e Winterton .....	37
3.3 CORRELAZIONI ALLA MICROSCALA.....	38
3.3.1 Lazarek e Black.....	38
3.3.2 Tran et al.....	39
3.3.3 Kew e Cornwell.....	39
3.3.4 Warriier et al.....	40
3.3.5 Kandlikar and Balasubramanian.....	40
3.3.6 Zhang et al.....	41
3.3.7 Lee e Mudawar .....	43
3.3.8 Saoitoh et al.....	44
3.3.9 Bertsch et al.....	45
3.3.10 Mikielewicz.....	45
3.3.11 Li e Wu.....	47
3.3.12 Mohamed and Karayiannis.....	47
3.4 MODELLO SOTTORAFFREDDATO .....	48
3.4.1 Frazione di vuoto e titolo di vapore .....	51
4 VERIFICA DELL'INFLUENZA DI G SUL COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO.....	52
4.1 CONFRONTO DATI SPERIMENTALI IN VOLO-A TERRA .....	58
4.1.1 Curva di ebollizione .....	58
4.1.2 Coefficiente di scambio termico.....	61
4.1.3 Discussione sui modelli di scambio termico .....	61
4.2 COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO – MODELLO TERMODINAMICO E SOTTORAFFREDDATO A CONFRONTO.....	86
4.2.1 Coefficiente di scambio termico e percorsi di flusso a gravità terrestre .....	88
4.3 GROUND DATA ANALYSIS .....	94
4.4 VISUALIZZAZIONE DELLA CURVA DI EBOLLIZIONE E DEL MODELLO DI FLUSSO .....	95
4.5 VALIDAZIONE DEL MODELLO DI FRAZIONE DI VUOTO .....	98
5 STUDIO TERMOFLUIDODINAMICO DEL CONDENSATORE.....	99

5.1	GEOMETRIA .....	100
5.2	APPROCCIO NUMERICO .....	102
5.3	MODELLI DI TURBOLENZA.....	103
5.3.1	<i>Modello k-ε standard (STD)</i> .....	103
5.3.2	<i>Modello k-ε Realizable</i> .....	104
5.3.3	<i>Modello k-ω standard (STD)</i> .....	104
5.3.4	<i>Modello k-ω Shear Stress Transport (SST)</i> .....	105
5.4	MESH DI CALCOLO E MESH SENSITIVITY .....	105
5.5	CONDIZIONI AL CONTORNO E SETUP DEL CODICE .....	106
6	RISULTATI MONOFASE .....	107
6.1	SCELTA DEL MODELLO DI TURBOLENZA.....	107
6.2	CASO 1 – NUMERO ALETTE DI RAFFREDDAMENTO PARI A 297 .....	113
6.2.1	<i>Variazione della portata in entrata</i> .....	113
6.2.2	<i>Variazione della temperatura in entrata</i> .....	121
6.3	CASO 2 – NUMERO ALETTE DI RAFFREDDAMENTO PARI A 150 .....	124
6.3.1	<i>Variazione della portata in entrata</i> .....	124
6.3.2	<i>Variazione della temperatura in entrata</i> .....	127
7	MODELLO NUMERICO BIFASE.....	129
7.1	MODELLO VOLUME OF FLUID (VOF).....	129
7.2	MODELLO DI CAMBIAMENTO DI FASE.....	130
7.3	SIMULAZIONI NUMERICHE .....	131
7.3.1	<i>Variazione di portata in massa entrante</i> .....	132
7.3.2	<i>Variazione di pressione</i> .....	134
7.3.3	<i>Variazione fluidi in entrata</i> .....	139
7.4	DISCUSSIONE RISULTATI PER IL MODELLO BIFASE .....	140
8	CONCLUSIONI.....	140
9	RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI .....	142

## Sommario

In questa annualità lo studio effettuato è stato finalizzato all'acquisizione dei dati necessari all'analisi del comportamento bifase dei fluidi soggetti a differenti condizioni di accelerazione di gravità. L'analisi è stata effettuata considerando sia condizioni di sottoraffreddamento che di saturo e i risultati sono stati confrontati tra loro e con le correlazioni presenti in letteratura. È stata inoltre effettuata e completata la modellazione del componente condensatore asservito all'impianto bifase per il raffreddamento dei componenti di potenza. Tale modellazione è alla base dello studio termofluidodinamico svolto con Ansys Fluent, in varie configurazioni.

## Abstract/Summary

The study carried out during this year of activity was aimed at acquiring the data necessary for the analysis of two-phase fluids subject to different conditions of gravity acceleration. The analysis was carried out considering both subcooling and saturated conditions and the results were compared with each other and with the most relevant correlations found in the literature. The modeling of the condenser component enslaved by the two-phase system for cooling the power components was also carried out and completed. This modeling is the basis of the thermo-fluid dynamic study carried out with Ansys Fluent, in various configurations, in mono and two-phase conditions.

## 1 Introduzione

L'importanza dello studio dello scambio termico è spesso legata all'ottimizzazione dei processi, per prevenire guasti prematuri, aumentare l'efficienza di macchine e sistemi, ridurre la manodopera e i costi umani.

In questo Report, viene presentato, coerentemente con quanto previsto nell'allegato tecnico relativo all'AdC tra SAPIENZA DIAEE ed ENEA dal titolo "Test e validazione di un prototipo di condensatore ad alte performance per il settore automotive elettrico", uno studio del meccanismo di trasferimento di calore in ebollizione (Flow Boiling Heat Transfer, FBHT). Il FBHT è sempre più presente in molti campi dell'ingegneria per applicazioni terrestri, ed è in fase di sviluppo per applicazioni spaziali. L'efficienza della sottrazione di calore associata all'ebollizione per convezione forzata sta infatti consentendo l'implementazione dello scambio termico bifase in molte applicazioni in cui i carichi di potenza sono sufficientemente elevati da rendere poco efficace lo scambio termico monofase. In particolare, i microevaporatori, grazie al loro ridotto peso e ridotte dimensioni, potrebbero svolgere un ruolo fondamentale nella miniaturizzazione dei sistemi di raffreddamento, con inevitabili conseguenze positive anche in termini di riduzione di costo e di problematiche ambientali, come il riscaldamento globale.

Con riferimento al meccanismo di trasmissione del calore, esso può essere suddiviso in termini generali in tre diverse categorie:

- Ebollizione a nuclei, dove il calore viene ceduto per mezzo di bolle di vapore che nucleano, crescono e infine si staccano dalla superficie; questo meccanismo dipende dal flusso di calore;
- Ebollizione convettiva, dove il calore viene condotto attraverso il liquido che evapora all'interfaccia liquido-vapore senza che si formino altre bolle. Il trasferimento di calore dipende dal flusso di massa e dalla qualità del vapore ma non dal flusso di calore;
- Ebollizione a film, dove il calore viene trasferito per conduzione e irraggiamento attraverso una pellicola di vapore che ricopre la superficie riscaldata; il liquido vaporizza all'interfaccia vapore-liquido attorno alle bolle allungate.

Le applicazioni più importanti sono quelle in cui l'ebollizione avviene nei canali, sebbene la maggior parte delle ricerche sull'ebollizione sia stata condotta con sistemi pool boiling, nonostante i risultati ottenuti non possano essere sempre estesi all'evaporazione in convezione forzata, perché a tutti gli effetti è la situazione più semplice da analizzare: il flow boiling infatti accoppia la complessità dello scambio termico al flusso di massa, mentre il pool boiling è una situazione statica. Per quanto riguarda il meccanismo di scambio termico, l'ebollizione nucleata e l'ebollizione a film potrebbero verificarsi sia nel pool boiling sia nel flow boiling, mentre l'ebollizione convettiva solo nell'ebollizione a flusso. A seconda della temperatura del liquido, l'ebollizione può poi essere sottoraffreddata, se la temperatura del liquido è inferiore alla temperatura di saturazione (in questo caso, il processo è noto come ebollizione sottoraffreddata), o satura, se il liquido viene mantenuto alla temperatura di saturazione; completata l'evaporazione, si verifica la cosiddetta crisi termica, limite superiore per le condizioni operative di sicurezza.

Gli obiettivi dell'attività sono due, distinti e separati. Da una parte, c'è la necessità di avere una più chiara visione e interpretazione del fenomeno termico di flow boiling, con particolare riferimento alla possibilità di applicazione nel contesto dell'automotive elettrico a partire dall'approfondimento della conoscenza del fenomeno, fino alla valutazione dell'effetto delle forze inerziali sull'efficienza di scambio termico nel caso del trasporto stradale. Lo studio, prendendo spunto dagli studi sperimentali eseguiti da ENEA, studi a cui il gruppo SAPIENZA ha anche in parte partecipato, ha il compito di mettere in luce l'influenza della gravità sullo scambio termico in ebollizione, verificando se l'effetto delle accelerazioni tipiche dei veicoli stradali rientrano negli intervalli di variazioni significative per lo scambio termico bifase. Dall'altra, a partire dalle conoscenze acquisite e attraverso un approfondito studio dei modelli di turbolenza da applicare, e dopo lo sviluppo della necessaria mesh sensitivity, l'attività ha come obiettivo quello di sviluppare uno studio termofluidodinamico del componente condensatore asservito all'impianto bifase per il raffreddamento dei componenti di potenza utilizzati nel settore automotive elettrico attraverso simulazioni numeriche con codice di calcolo

commerciale, Ansys Fluent, in varie configurazioni, con lo scopo di ottimizzare lo scambiatore, a parità di performance attese.

Vista la mole di argomenti da trattare, si è organizzato il report secondo la seguente struttura: nel paragrafo 2 viene descritto il fenomeno nel dettaglio, presentandone gli aspetti teorico-concettuali e fenomenologici e le grandezze di principale importanza, le mappe termiche e di flusso, la transizione dalla macro alla micro scala; nel paragrafo 3 vengono presentati i diversi modelli di scambio termico e le correlazioni sviluppate nel tempo alla macro e alla micro scala; nel paragrafo 4, sulla base dei dati di misura forniti da ENEA durante le sperimentazioni in volo e a Terra si è verificata l'influenza dell'accelerazione di gravità sul coefficiente di scambio termico, concludendo così la prima parte dell'attività. Dal paragrafo 5 si è affrontato il problema dello studio termofluidodinamico del condensatore, definendone la geometria, i modelli di turbolenza, la mesh sensitivity e le condizioni al contorno; nel paragrafo 6 vengono presentati i risultati delle simulazioni per il monofase, fondamentali, assieme ai dati sperimentali forniti da ENEA, per valutare la risposta delle successive prove in bifase, presentate nel paragrafo 7; nel paragrafo 8 vengono sintetizzate le conclusioni dell'intera attività, a cui seguono i riferimenti bibliografici e un paragrafo dedicato ad abbreviazioni e acronimi.

## 2 Descrizione del fenomeno: il Flow Boiling

Nel processo di Flow Boiling (ebollizione in condotto) un fluido scorre in tubi riscaldati, con formazione di vapore lungo la direzione del flusso. Durante l'ebollizione a flusso si susseguono lungo il canale diversi regimi di scambio termico e pattern di ebollizione, a causa della differente qualità del vapore lungo il canale. I pattern di flusso cambiano anche in relazione all'orientamento del tubo (tubo verticale ovvero orizzontale), per effetto della gravità. Per questo motivo, la configurazione generalmente più utilizzata è la up-flow verticale in cui le forze di galleggiamento aiutano il flusso della miscela liquido-vapore e migliorano lo scambio termico aumentando la velocità di scorrimento tra vapore e liquido, a causa delle loro diverse densità. In Figura 1 vengono rappresentati i diversi regimi di flusso in un tubo verticale, dove il flusso di massa è considerato costante e il flusso di calore uniforme lungo il canale; in figura è mostrato anche l'andamento della temperatura, sia di parete che del fluido.

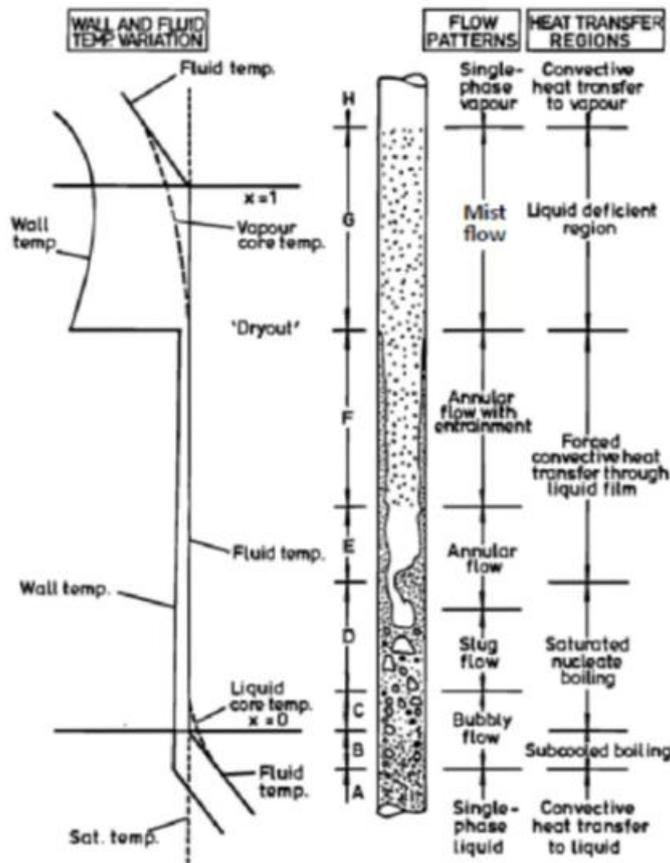
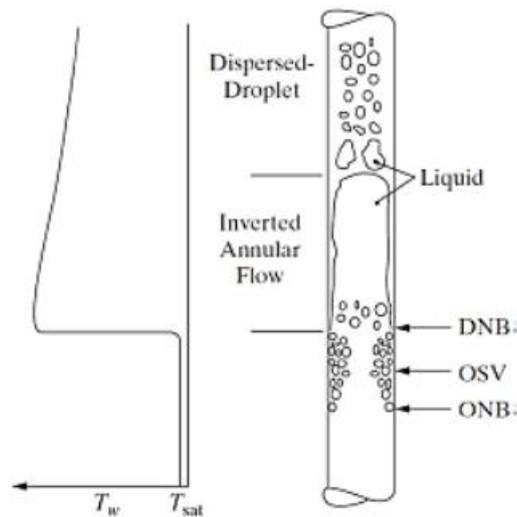


Figura 1. Regimi di flusso in evaporatore verticale

Il liquido entra nella tubazione in condizioni di sottoraffreddamento. La temperatura del fluido è inferiore alla temperatura di saturazione, in questa regione non c'è ebollizione, e il calore viene normalmente trasferito per convezione forzata (monofase). Quando la temperatura della parete raggiunge un opportuno valore, la superficie risulta sufficientemente calda perché si verifichi la formazione di bolle primarie, anche se la temperatura del fluido è ancora inferiore alla temperatura di saturazione (grado di sottoraffreddamento,  $\Delta t_{sub}$ ): questo punto è noto come inizio dell'ebollizione nucleata (Onset of Nuclear Boiling, ONB). Il flusso resta quindi monofase fino a che il liquido non supera la temperatura di saturazione, fatto che normalmente avviene con temperature del fluido mediamente inferiori alla temperatura di saturazione, motivo per cui si parla di ebollizione sottoraffreddata, caratterizzata da piccole bolle alla parete della tubazione e un miglioramento del coefficiente di scambio termico. In questa regione la parete rimane ad una temperatura costante leggermente superiore alla temperatura di saturazione (grado di surriscaldamento,  $\Delta T_{sat}$ ) mentre la temperatura del fluido aumenta fino alla temperatura di saturazione. Innescata l'ebollizione, i nuclei o centri di formazione delle bolle, generalmente individuabili nelle disuniformità e imperfezioni della parete, continuano nella produzione di bolle, nonostante la differenza di temperatura tenda a diminuire ed annullarsi. In Figura 2, viene mostrato l'ONB nella particolare situazione di flusso di calore elevato.



**Figura 2. Regime di flusso in tubo evaporatore verticale.**

L'aggiunta di vapore al flusso lungo il tubo porta ad una transizione fondamentale nel meccanismo di trasferimento del calore. Inizialmente, le bolle che si formano sono scarsamente mobili e portano alla formazione di uno strato bifase a contatto con la parete della tubazione; poi, le bolle si staccano e vengono riportate in seno al fluido, a temperatura inferiore, subendo una lenta condensazione.

Il modello di flusso cambia dunque all'aumentare della temperatura del liquido fino alla  $T$  di saturazione da monofase a bifase, e successivamente, raggiunta la temperatura di saturazione, da "bubbly and slug", dove sono presenti grandi bolle di vapore, con dispersione più o meno omogenea all'interno della fase liquida, che fanno aumentare lo scambio termico, a un regime anulare, con la formazione di un "vapore core" che trascina velocemente il liquido facendo aumentare ancora più velocemente e pericolosamente lo scambio termico. In queste condizioni, il vapore occupa la parte centrale della tubazione, lasciando appunto la parte anulare al liquido, che si assottiglia sempre più nel suo spessore fino a scomparire o spezzarsi in piccoli rivoli. Lo spessore della sottile pellicola liquida nel flusso anulare è spesso tale che la conduttività termica effettiva è sufficiente per impedire che il liquido venga surriscaldato alla temperatura necessaria per consentire la nucleazione delle bolle. Man mano che aumenta il titolo termodinamico (ovvero il rapporto tra la portata massica di vapore e la portata massica totale) nella regione di ebollizione nucleata, si raggiungerà un punto dove si avrà uno shift nel meccanismo di trasmissione del calore. Il processo di ebollizione sarà rimpiazzato dal processo di evaporazione. La convezione forzata trasporta il calore dalla parete all'interfaccia liquido-vapore, dove avviene l'evaporazione. Per un certo valore critico di titolo, si avrà la completa evaporazione del film liquido dalla parete. Questa transizione prende il nome di asciugamento (dryout), ed è accompagnata da una repentina salita della temperatura della superficie della parete. Il processo di trasferimento di calore in questa zona prende il nome di trasferimento di calore convettivo forzato a due fasi.

Questa è la zona di crisi termica, generalmente associata a sistemi a flusso imposto, zona in cui si verifica il passaggio dalle ottime condizioni di scambio termico bifase alle decisamente non buone condizioni di scambio termico monofase tipiche del vapore. Essa rappresenta una zona molto delicata perché associata a condizioni operative di sicurezza: a flusso termico imposto, il peggioramento delle condizioni di scambio termico comporta un innalzamento delle temperature di parete, che può pregiudicare l'integrità del sistema. La crisi termica è causata fondamentalmente dalla presenza di vapore a contatto con le pareti; tale situazione può ingenerarsi per due cause: formazione di uno strato di vapore tra massa liquida e parete scaldante, ovvero assottigliamento e rottura dello strato liquido presente sulla parete (dryout, asciugamento). Il punto di asciugamento è un parametro importante per la progettazione di molte applicazioni perché rappresenta il limite superiore della quantità di evaporazione consentita in un canale in una determinata condizione di flusso di calore.

La regione tra il punto di asciugamento e la regione saturo secca è nota come regione carente di liquidi (nebbia), mentre nella regione di vapore saturo secco, il flusso ritorna ad essere un flusso monofase, e il meccanismo di trasferimento del calore è scambio termico convettivo.

Se il flusso di calore è molto elevato, i regimi di ebollizione del flusso saranno leggermente diversi rispetto a quello descritto in precedenza. L'ONB si verifica quando il fluido è fortemente sottoraffreddato e si verifica la formazione di uno strato frizzante in crescita lungo la parete che rende impossibile la bagnatura della superficie. Si può formare uno strato crescente di bolle vicino al muro e le bolle possono assembrarsi a tal punto da rendere impossibile un contatto macroscopico tra il liquido e la superficie scaldata. Questa condizione è nota come partenza dell'ebollizione nucleata (DNB): il coefficiente di scambio termico si deteriora e la temperatura della parete aumenta fortemente. I picchi di temperatura associati al DNB sono più intensi di quelli del fenomeno di dryout e, per questo, ancora più pericolosi. In generale, rappresentano il limite termico del sistema. Qualora si verificano queste due condizioni, il flusso corrispondente, viene definito flusso critico (CHF). Quando si raggiunge il CHF possiamo avere un danno permanente nel materiale oppure una riduzione delle performance di lavoro. Il flusso critico rappresenta la soglia oltre la quale non possiamo spingerci, perché causeremo un notevole aumento delle temperature nel materiale danneggiandolo inevitabilmente. Il flusso critico può presentarsi sia in condizioni di sottoraffreddamento sia in condizioni di saturazione. Quando il CHF avviene nella regione sottoraffreddata e in condizioni di saturazione, con basse portate di liquido, avremo la crisi termica per DNB. Se ho un titolo alto, il meccanismo che porta al flusso critico è il Dryout. Come si evince dal grafico seguente, la crisi termica per Dryout la abbiamo solo per flussi bassi, mentre per DNB la abbiamo per flussi medio-alti.

In DNB con elevati flussi di calore, per un determinato calo del coefficiente di scambio termico, ho un innalzamento della temperatura della parete che può essere distruttivo per la stessa. Nel Dryout, poiché il flusso è molto più basso, non ho grossi problemi strutturali dovuti alla temperatura di parete.

La crisi termica per DNB avviene quando il vapore che si genera sulla parete non è rimosso velocemente, il che porta alla fine del contatto tra il liquido e la parete, la parete non è più bagnata dal liquido e quindi la sua temperatura si innalza.

La crisi termica per asciugamento (Dryout) è innescata dalla rottura del film liquido nel regime di flusso anulare.

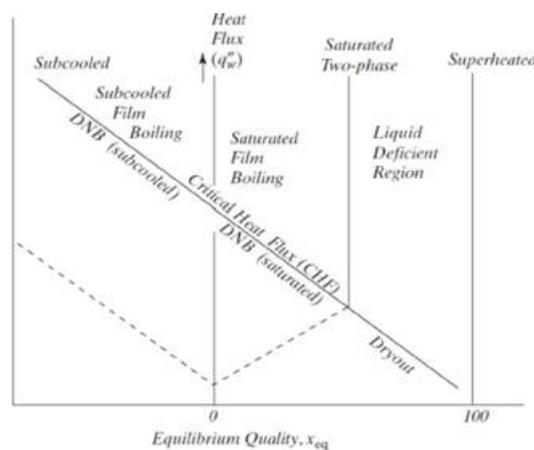


Figura 3. Tipologia di crisi termica in funzione del titolo e del flusso di calore

## 2.1 Pattern e mappe di flusso

Il flusso bifase può assumere diverse configurazioni e forme geometriche, note come pattern di flusso, in base alla distribuzione spaziale delle fasi vapore e liquida nel canale. Di solito i modelli di flusso vengono riconosciuti mediante ispezione visiva. Numerosi studi sperimentali sono stati sviluppati per comprendere la dipendenza dei modelli di flusso da alcuni parametri fondamentali, quali portata, frazione di volume e

proprietà del fluido, come densità, viscosità e tensione superficiale. L'identificazione degli schemi di flusso definiti dalle portate dei componenti viene visualizzata sulle mappe di regime di flusso. Quando i regimi diventano instabili, all'interno della mappa di flusso si identificano delle zone di confine tra i vari modelli di flusso, e la transizione da un modello a un altro è quasi imprevedibile perché può dipendere da altre caratteristiche come la rugosità della superficie o le condizioni di ingresso. Il problema principale delle mappe di flusso è che non possono essere utilizzate per casi generali perché si riferiscono a tubi, geometrie e fluidi specifici. Non esistono ad oggi mappe di flusso universali e adimensionali che considerino anche le proprietà del fluido, e di conseguenza le instabilità ad esso correlate, anche per la configurazione più semplice. Nelle Figure 4 e 5 seguenti, sono rappresentati gli schemi di flusso evaporativo sia per il tubo orizzontale che per quello verticale.

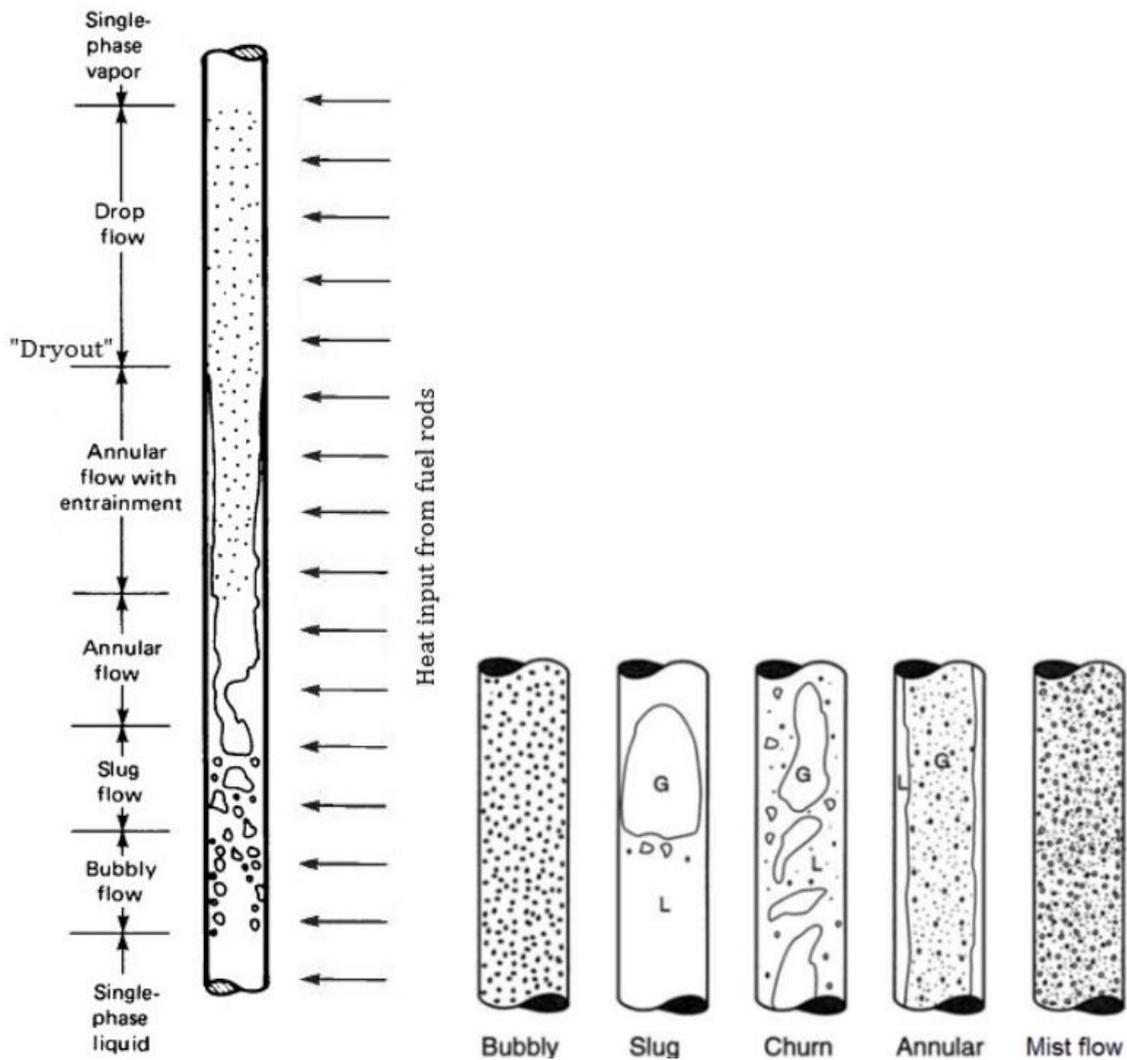


Figura 4. Schemi rappresentativi dei regimi di flusso bifase in tubazione verticale [3]

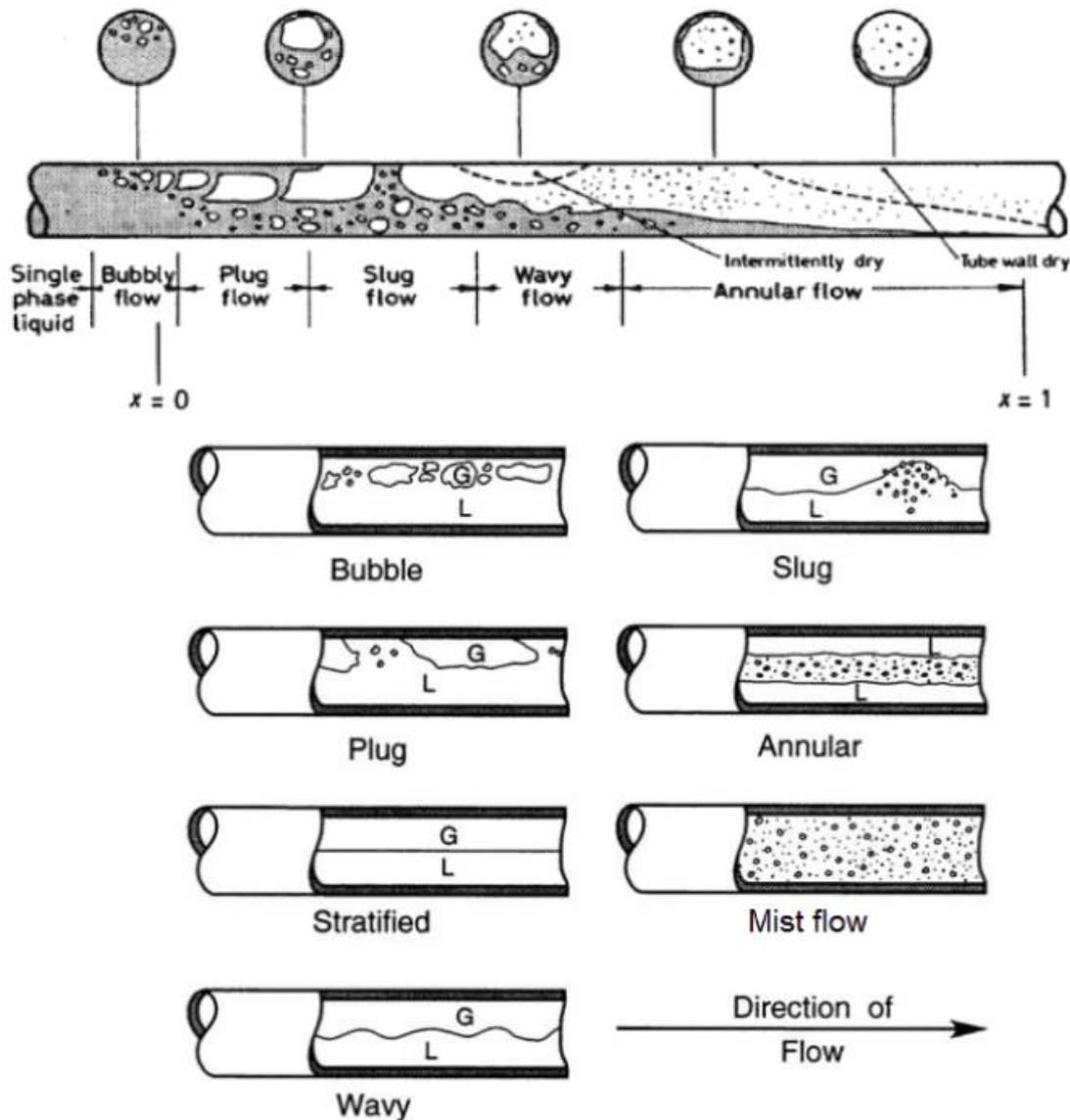


Figure 5. Schemi rappresentativi dei regimi di flusso bifase in tubazione orizzontale [3]

La previsione degli schemi di flusso non è ancora chiara a causa delle varie configurazioni morfologiche che un flusso bifase vapore-liquido può acquisire, anche per la dipendenza da molti parametri, come le forze di tensione superficiale e la diversa densità delle due fasi. Cominciamo a descrivere il flusso in un tubo verticale. Il primo modello di flusso che si incontra è il flusso a bolle (bubbly flow) dove la fase vapore è distribuita come bolle discrete in una fase liquida continua. Da questa condizione, se aumentiamo il numero di bolle, queste si uniscono e formano un flusso intermittente o a tappi (intermittent or slug flow). Qui le bolle hanno approssimativamente il diametro del tubo. La bolla è separata dalla parete del tubo da un sottile strato di film liquido. Queste bolle fluiscono ad alta velocità, possono unirsi e formare una bolla molto grande, che, se troppo grande, si può rompere, e formare una bolla irregolare con una situazione instabile e confusa (Churn Flow). Continuando ad aumentare la massa di vapore nel tubo, si arriva ad una anticipazione del flusso anulare dove al centro si ha una grande parte di vapore con poco liquido. Dopo questa regione si ottiene il vero e proprio flusso anulare (annular flow), in cui il liquido forma una sottile pellicola sulla parete con un nucleo di vapore centrale, dove a differenza della regione precedente, nel fil liquido non sono presenti bolle.

Descriviamo ora brevemente il flusso in un tubo orizzontale. Qui a causa della gravità, il fluido più leggero (il vapore) è concentrato nella parte più alta del tubo. Si comincia sempre dal Bubbly Flow (è simile a quello

verticale), dove ho tante piccole bolle nella parte alta del tubo, come se fosse una schiuma che galleggia su un liquido. Successivamente incontriamo il Plug Flow, che è simile allo Slug Flow del tubo verticale. Ancora una volta, le bolle di vapore tendono ad aggregarsi e viaggiare nella parte alta del tubo. In seguito, incontriamo il flusso stratificato (Stratified Flow). Questo percorso è presente solo per valori molto bassi di velocità del liquido e del vapore. Le due fasi fluiscono separatamente con un'interfaccia relativamente liscio. Come aumentiamo la velocità del vapore, l'interfaccia viene disturbato dalle onde che viaggiano nella direzione del flusso (Wavy Flow). Un ulteriore aumento nella velocità del vapore fa in modo che le onde all'interfaccia si raccolgano fino a formare un proiettile schiumoso che si propaga nel canale ad alta velocità (Slug Flow). In questo regime di flusso la superficie superiore del tubo dietro l'onda è bagnata da un film residuo che drena nella massa di liquido. Aumentando ancora la velocità del vapore, si avrà la formazione di nucleo centrale di vapore, con un film liquido sulle pareti del tubo (Flusso Anulare). Il film liquido non sarà continuo su tutta la superficie del tubo, ma ovviamente, sarà più spesso alla base del tubo. Può presentarsi una regione al centro del vapore in cui vi è disperso il liquido in goccioline [3].

Come descritto in precedenza, le mappe di flusso sono un metodo semplice per rappresentare le transizioni dei modelli di flusso tracciate su un grafico bidimensionale. Nelle Figure 6 e 7 vengono rappresentati

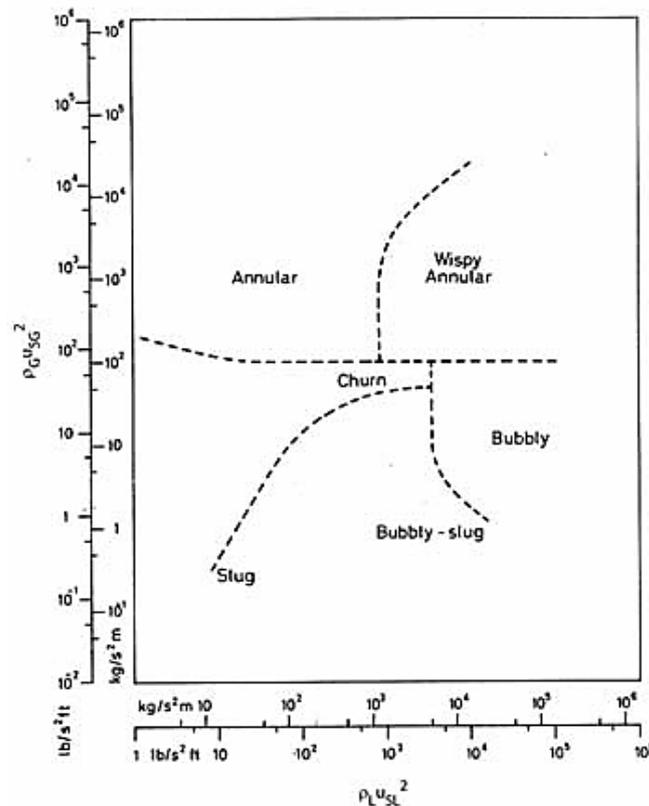


Figura 6. Mappa di flusso per efflusso verticale (Hewitt and Roberts, 1969)

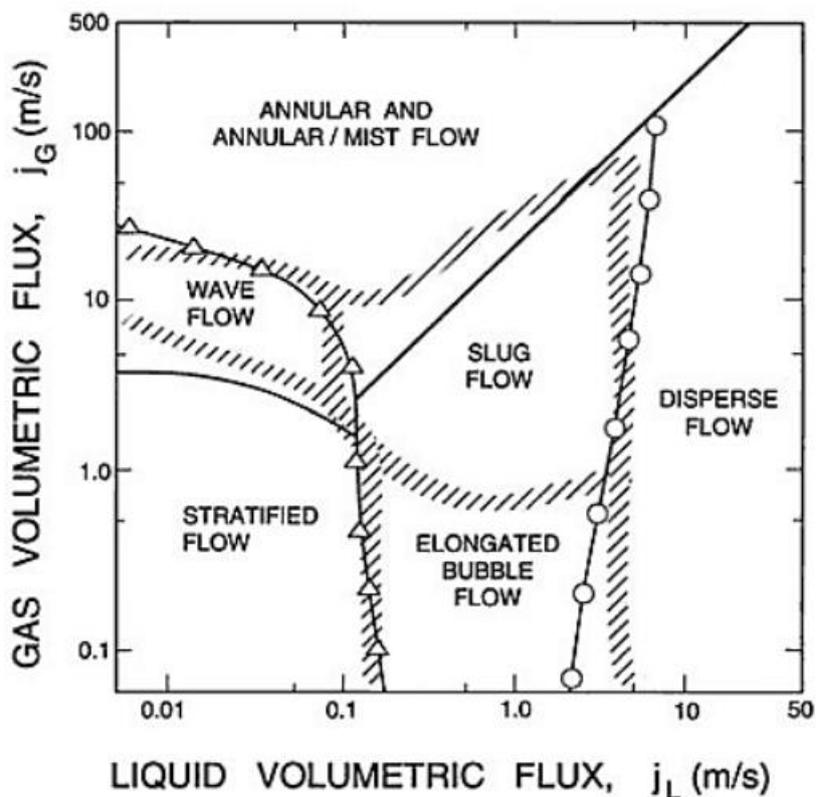


Figura 7. Mappa di flusso a regime per miscuglio aria/acqua in tubazione orizzontale, con diametro 2.5cm a 25°C e 1 bar [4]

### 2.1.1 Numeri Adimensionali

Lo scopo di questa sezione è quello di fornire resoconto di quelli che sono i numeri adimensionali che si andranno ad utilizzare nel proseguo di questo lavoro.

- **Numero di Reynolds:** esso rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e quelle viscosive e descrive il passaggio dal moto laminare al moto turbolento per un fluido in un condotto. È così definito

$$Re = \frac{\rho u d}{\mu} \quad (1)$$

dove  $\mu$  rappresenta la viscosità del fluido,  $\rho$  la sua densità,  $u$  la sua velocità e  $d$  rappresenta il diametro idraulico (inteso come il diametro a cui corrisponde un cerchio di area uguale a quella della sezione considerata. Riportiamo di seguito il calcolo

$$d = \frac{4A}{P} \quad (2)$$

dove  $P$  rappresenta il perimetro del condotto. Ovviamente in caso di condotto a sezione circolare, il diametro idraulico coincide col diametro del condotto.

- **Numero di Nusselt:** il numero di Nusselt può interpretarsi come il rapporto tra il flusso effettivamente scambiato per convezione e quello che verrebbe trasmesso per conduzione attraverso uno strato di fluido fermo di spessore  $L$ . Il numero di Nusselt sarà pertanto sempre maggiore dell'unità (sarà unitario solo se lo scambio termico attraverso lo strato di fluido in quiete avviene per conduzione pura). Esso è così definito

$$Nu = \frac{hL}{K} \quad (3)$$

dove  $h$  è la conduttanza convettiva,  $L$  è la lunghezza caratteristica che dipende dal caso in esame, e  $K$  è la conducibilità termica.

- **Numero di Prandtl:** esso rappresenta il rapporto tra lo spessore dello strato limite di velocità e lo strato limite termico. Le sostanze (come gli oli) che sono caratterizzate dal numero di Prandtl sensibilmente maggiore di uno, presentano uno strato limite di velocità molto più spesso di quello termico; la situazione opposta si verifica per i metalli liquidi che sono caratterizzati da un numero di Prandtl minore di uno. Il valore numerico di Prandtl per l'aria, e più in generale per i gas, è circa pari ad uno. In questo caso, gli strati limite termico e di velocità, hanno lo stesso spessore. Esso è così definito

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (4)$$

dove  $\mu$  è la viscosità dinamica,  $k$  è la conducibilità termica e  $c_p$  il calore specifico.

- **Parametro di Martinelli:** è definito come il rapporto tra i gradienti di pressione che avrebbero la sola fase liquida o vapore se attraversassero da sole il condotto con una portata pari a quella della singola fase ed è calcolato come segue

$$X^2 = \frac{(\Delta p / \Delta z)_l}{(\Delta p / \Delta z)_v} \quad (5)$$

Esso indica quanto il comportamento della miscela bifasica si avvicina a quello della sola fase liquida ( $X \gg 1$ ) o della sola fase vapore ( $X \ll 1$ ). Al numeratore e al denominatore abbiamo le perdite di carico valutabili con delle espressioni facilmente reperibili in letteratura e che per brevità non verranno riportate in questa sezione.

- **Numero di Weber:** rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze di interazione all'interfaccia liquido-vapore legate alla tensione superficiale. Mette in relazione la forza di inerzia con la tensione superficiale. Tale gruppo adimensionale può essere definito solo quando sono presenti forze di interfaccia o dovute alla presenza di più sostanze con una stessa fase o alla presenza di più fasi di una stessa sostanza o di sostanze diverse. Tale parametro è indicativo della distribuzione delle fasi lungo il condotto. È così definito:

$$We = \frac{\rho u^2 d}{\sigma} \quad (6)$$

$\rho$  è la densità,  $u$  è la velocità,  $d$  è una lunghezza caratteristica e  $\sigma$  è la tensione superficiale.

- **Numero di Ebollizione:** esso rappresenta il rapporto tra il flusso termico in parete e il flusso termico necessario a realizzare la completa evaporazione di un liquido saturo a pressione costante:

$$Bo = \frac{q}{G i_{lv}} \quad (7)$$

Il flusso termico influenza in misura significativa il processo di formazione delle bolle di vapore durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido all'interno di un canale. Il numero di ebollizione è l'unico adimensionale in cui compare tale parametro.

- **Numero di Froude:** rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze gravitazionali ed è così definito:

$$Fr = \frac{u^2}{gL} \quad (8)$$

dove  $g$  è l'accelerazione di gravità,  $u$  rappresenta la velocità e  $L$  la lunghezza caratteristica. Per i moti bifasici i valori della velocità media della fase liquida e della fase vapore sono molto diversi tra loro, il che comporta una diversità nel numero di Froude per le due fasi.

- **Numero di convezione:** esso è così definito

$$Co = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \quad (9)$$

Esso rappresenta una versione modificata del parametro di Martinelli introdotta da Shah per correlare i suoi dati sperimentali sul coefficiente di scambio termico.

- **Numero di Capillarità:** rappresenta l'effetto relativo delle forze viscosive rispetto alla tensione superficiale all'interfaccia tra una fase liquida e una fase gassosa o tra fluidi non miscibili. È così definito:

$$Ca = \frac{\mu u}{\sigma} \quad (10)$$

dove  $\mu$  è la viscosità del liquido,  $u$  è la velocità e  $\sigma$  è la tensione superficiale fra due fasi del liquido

- **Numero di Bond:**

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)d_b^2}{\sigma} \quad (11)$$

dove  $d_b$  è il diametro della bolla al distacco, ovvero il diametro della bolla nell'istante in cui si stacca dalla superficie solida. Esso è il rapporto tra le forze di galleggiamento e le forze di interazione all'interfaccia liquido-vapore legate alla tensione superficiale.

## 2.2 Scambio termico per ebollizione in condotto

Il meccanismo di scambio termico per ebollizione in condotto è influenzato da molti parametri come il flusso termico, la pressione, il grado di sottoraffreddamento, la velocità di massa, la transizione del modello di flusso e la dimensione del canale. L'influenza di questi parametri potrebbe comportare un aumento/diminuzione del flusso termico e, per questo motivo, è necessaria un'analisi accurata. Numerosi studi scientifici sono stati condotti per comprendere le relazioni di scambio termico per il processo di ebollizione a flusso, e sono stati sviluppati numerosi metodi per la stima del coefficiente di scambio termico a partire da dati sperimentali sin dagli anni '50.

Roshenow et al. (1952) [5] ha introdotto un concetto importante per le correlazioni di termico in ebollizione, suggerendo che la velocità di scambio termico bifase è dovuta a due meccanismi indipendenti e additivi, i processi di ebollizione nucleata e convettiva:

$$h_{fb} = h_{nb} + h_{cb} \quad (12)$$

Chen et al. (1966) [6], circa 10 anni più tardi, proposero un'estensione di questo concetto, asserendo che l'applicazione di fattori empirici a questi due meccanismi avrebbero potuto permettere ai ricercatori di ottenere nella definizione delle correlazioni un migliore accordo con le osservazioni sperimentali:

$$h_{fb} = S h_{nb} + F h_{cb} \quad (13)$$

dove  $S$  e  $F$  sono rispettivamente un fattore di soppressione dell'ebollizione nucleata e un coefficiente di maggiorazione del contributo legato alla convezione forzata bifase.

Shah et al. (1982) [7] proposero un'analisi comparativa tra i due processi attraverso l'impiego di due numeri adimensionali, il numero di ebollizione e il numero convettivo, che descrivono, rispettivamente, i processi di

ebollizione convettiva e nucleata. Per la determinazione delle condizioni di flusso viene considerato solo un numero alla volta: la scelta del numero giusto è determinata dal dominante tra i due meccanismi e non dalla somma dei due contributi, come sostenuto dapprima da Roshenow e successivamente da Chen.

## 2.3 Micro-scala

### 2.3.1 Transizione dalla Macro-scala alla Micro-scala

In primo luogo, è necessario definire quando un canale possa essere considerato un micro-canale. Non esiste ancora accordo universale per questa classificazione, ma sono molti i criteri, qui appresso riportati, per definire il passaggio dalla micro scala alla macro-scala.

Kew et al. (1997) [8] hanno proposto una soglia basata sul numero di confinamento,  $Co$ :

$$Co = \frac{1}{D_h} \sqrt{\frac{4\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (14)$$

dove il  $\Delta\rho$  rappresenta la differenza della densità fra le due fasi,  $g$  l'accelerazione di gravità,  $\sigma$  la tensione superficiale e  $D_h$  il diametro idraulico: al diminuire di questo, diminuisce il ruolo delle forze di gravità mentre aumenta il ruolo delle forze di tensione superficiale. La soglia per questo criterio è:

- $Co > 0.5$  per la micro-scala
- $Co < 0.5$  per la macro-scala

da cui si può calcolare il diametro idraulico relativo.

Brauner et al. (2007) [9] hanno proposto un limite basato sul numero di Eötvös, che rappresenta il rapporto tra le forze di galleggiamento e le forze di tensione superficiale, ed è espresso come il numero di Bond:

$$E_o = \frac{\Delta\rho_l g D_h^2}{\sigma} \quad (15)$$

dove  $D_h$  il diametro idraulico.  $E_o = 0.2$  è il valore di riferimento stabilito per la transizione da macro a micro-scala.

Cheng et al. (2006) [10] hanno poi introdotto più che una semplice classificazione in due gruppi: la suddivisione risulta essere infatti in micro, meso e macro-canali, in funzione del numero di Bond:

$$B_n = \frac{\rho g L}{\sigma} \quad (16)$$

in cui  $L$  è il diametro del tubo capillare. La classificazione proposta è la seguente:

- $B_n < 0.05$  micro scala
- $0.05 < B_n < 3.0$  meso scala
- $B_n > 3.0$  macro scala

Nel caso di meso scala, la tensione superficiale è dominante, mentre in caso di macro scala sono dominanti gli effetti della gravità. Per quanto riguarda la micro scala, gli effetti della gravità possono essere trascurati rispetto agli effetti della tensione superficiale.

Kew e Cornwell (2001) [11] hanno inoltre proposto un criterio fisico basato sul confinamento della bolla all'interno del canale, definendo il diametro idraulico come:

$$D_{th} = \sqrt{\frac{4\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (17)$$

In questo caso, se il diametro del canale  $D$  è inferiore al diametro idraulico  $D_{th}$ , le leggi macroscopiche non sono adatte per prevedere le transizioni dei modelli di flusso e il coefficiente di trasferimento del calore di ebollizione del flusso.

Kandlikar e Grande (2002) [12] hanno proposto una soglia convenzionale, in modo che il diametro del tubo uguale o superiore a 3 mm possa essere considerato un macro-canale, mentre se il diametro è inferiore a 3 mm può essere considerato come mini canale. Il passaggio, invece, da mini a micro-canale viene fissato al valore di riferimento pari a 0.2 mm. È evidente come il criterio proposto da Kandlikar e Grande (2002) [12], che stabilisce se la fenomenologia è quella tipica dei macro-canali o dei micro-canali semplicemente sulla base del valore del diametro interno del tubo, indipendentemente dalle condizioni operative e dalle proprietà del fluido, rappresenta una importante semplificazione. D'altra parte, sperimentalmente si è osservato che, fissato il diametro interno del canale e le condizioni operative, i regimi di moto, il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico possono mutare anche notevolmente a seconda del tipo di fluido; e, allo stesso modo, che, fissato il diametro interno del canale e il tipo di fluido, la fenomenologia associata all'evaporazione in convezione forzata risulta diversa a seconda delle condizioni operative. Di conseguenza, fissare un valore di soglia del diametro interno del tubo per distinguere tra macro-canale e micro canale non ha una sostanziale giustificazione fisica e non trova un efficace riscontro pratico, seppur può rappresentare una forte semplificazione.

La Figura 8 mostra il confronto tra il diametro di transizione suggerito da Kandlikar e Grande (2002) e il diametro di transizione suggerito da Kew e Cornwell (1997) per l'acqua e l'anidride carbonica in funzione della pressione ridotta del fluido. Si osserva che, a differenza di Kandlikar e Grande (2003) per i quali  $D_{th}$  è indipendente dalle condizioni operative e dal fluido, secondo Kew e Cornwell (1997) il diametro di transizione può variare da 5.5 mm per l'acqua a 20° C fino a 0.3 mm per l'anidride carbonica a 30 °C.

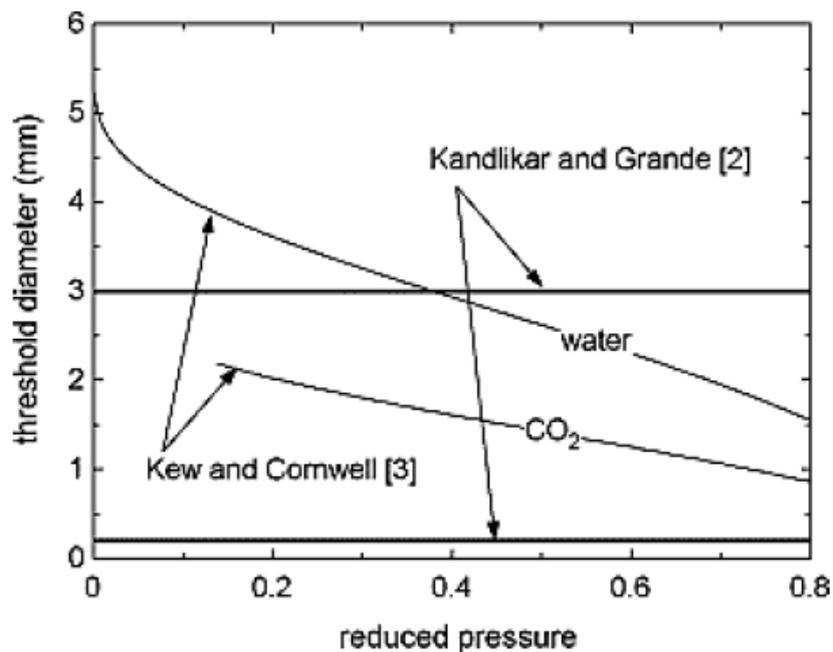


Figura 8. Confronto tra il diametro di transizione suggerito da Kandlikar e Grande (2003) e quello suggerito da Kew e Cornwell (1997) per l'acqua e l'anidride carbonica in funzione della pressione ridotta [13].

Serizawa et al. (2000) [14] hanno fornito un'altra interpretazione per la transizione a micro-canale: sono stati condotti esperimenti di flusso bifase di aria-acqua e vapore-acqua in tubi capillari trasparenti di diametro 25 e 50  $\mu\text{m}$  e riportarono osservazioni di regimi di flusso a bolle, a slug, anulare, ad anello liquido (transizione tra slug e anulare) unico per il flusso in canali di queste dimensioni; con un aumento della portata del gas, il

ponete liquido tra due slug consecutivi di gas diventa instabile ed è osservata una transizione da flusso a slug a flusso ad anello liquido; questo regime di moto non è stato precedentemente osservato in tubi capillari da 1 mm di diametro.

Kawaji et al. (2004) [15] hanno stabilito un legame tra i diversi criteri, riportando la soglia del micro-canale utilizzando cinque diverse procedure, sei numeri adimensionali e le velocità delle due fasi. Pertanto, un micro-canale potrebbe essere identificato da:

- Numero di Bond:

$$Bn = \frac{a\rho L}{\sigma} \ll 4$$

- Numero di Weber per liquido e vapore:

$$We_l = \frac{\rho_l U_l^2 D}{\sigma} \ll 1, \quad We_g = \frac{\rho_g U_g^2 D}{\sigma} \ll 1$$

- Numero di Reynolds per liquido e vapore:

$$Re_l = \frac{\rho_l U_l^2 D}{\mu_l} \ll 2000, \quad Re_g = \frac{\rho_g U_g^2 D}{\mu_g} \ll 2000$$

- Numero capillare:

$$Ca_l = \frac{\mu_l U_l}{\sigma} \ll 2000$$

Thome e Ong (2011) [16] hanno presentato una transizione sperimentale del pattern di flusso a due fasi confrontando lo spessore del film liquido per i fluidi R134a, R236f e R245fa, in un piccolo canale di 1.03 mm, 2.20 mm, e 3.04 mm. È risultato che le forze di gravità superano la tensione superficiale e le forze di taglio quando il numero di confinamento si avvicina a 1,  $Co \approx 1$ . È stata proposta una nuova soglia di transizione basata sul numero di confinamento dove la soglia inferiore del flusso in macroscale è  $Co = 0.3-0.4$  mentre la soglia superiore del flusso simmetrico su microscala è  $Co \approx 1$ , con una regione di transizione (o mesoscale) nel mezzo.

Sulla base dell'equazione di Young-Laplace, Li et al (2003) [17] hanno proposto valori di soglia basati sulla lunghezza del capillare:

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (18)$$

In particolare, il diametro limite è espresso come:

$$d_{threshold} = 1.75 L_{cap} \quad (19)$$

Considerando il diametro critico  $d_{crit}$ , il diametro al di sotto del quale si può trascurare l'effetto della gravità risulta:

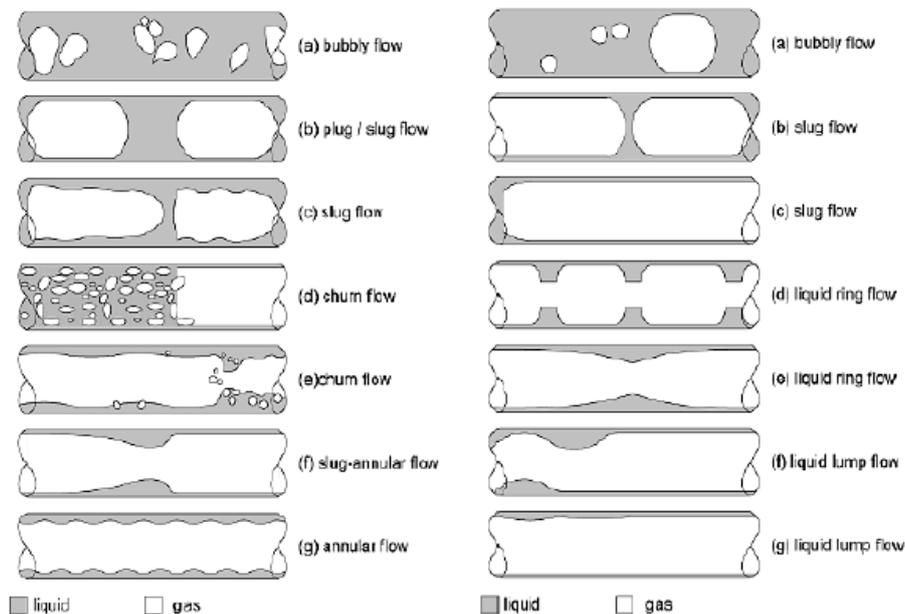
- Se  $d_{in} < d_{crit}$ : effetto di gravità trascurabile rispetto alla tensione superficiale; flusso simmetrico.
- Se  $d_{crit} < d_{in} < d_{threshold}$ : stessa rilevanza della gravità e delle forze di tensione superficiale; flusso stratificato sottile.
- Se  $d_{in} > d_{threshold}$ : effetto di gravità dominante rispetto alla tensione superficiale; flusso simile alla macro scala.

Nonostante tutto quanto riportato, ad oggi non è ancora molto chiaro come definire e prevedere una qualsiasi di queste transizioni. Ulteriori ricerche consentiranno probabilmente una migliore classificazione di queste soglie effettive.

### 2.3.2 Pattern e mappe di flusso nei microcanali

In questo paragrafo vengono descritti i modelli di flusso a due fasi e le mappe di flusso per micro canali. Nella transizione dalla macro alla micro scala, le forze di tensione superficiale diventano più importanti della forza di gravità, e questo si traduce in un cambiamento della configurazione dei modelli di flusso. Alcuni dei modelli di flusso di macro scala vengono gradualmente soppressi con la diminuzione del canale, e l'effetto della gravità diventa trascurabile. In particolare, non c'è più flusso stratificato nei canali orizzontali perché è il risultato di forze di galleggiamento trascurabili in micro scala. Anche tappi, spine e flussi ondulati si trasformano in bolle allungate, note come bolle di Taylor. Di seguito si propone un elenco delle principali ricerche (e dei risultati) sui pattern e sulle mappe di flusso.

Kawaji et al. (2004) [15] hanno presentato un lavoro basato sulla revisione comparativa dei modelli di flusso adiabatico bifase analizzando le differenze tra micro e mini canali. Come già detto in precedenza, i mini canali rappresentano la transizione tra macro e micro canali, e il risultato che consegue dal lavoro di Kawaji et al. (2004), basato l'analisi sullo studio di Triplett et al. (1999), Damianides et al. (1988) e Fukano et al. (1995), Serizawa et al. (2000), Kawahara et al. (2005) e Chung et al. (2004), e rappresentato schematicamente e sinteticamente in Fig. 8, è che i flussi bifase in micro canali e mini canali mostrano somiglianze morfologiche.



**Figura 9: Pattern di flusso bifase in: a) Mini canali; b) Micro canali (Kawaji, 2004)**

Suo et al. (1963) [18] hanno condotto uno studio proponendo la prima mappatura dei pattern di flusso a due fasi in micro canali. L'analisi è stata eseguita per modelli di flusso bifase in canali di diametro 1.03 e 1.60 mm, usando come fluido di lavoro una miscela aria-acqua, acqua-azoto e N<sub>2</sub>-eptano con azoto. Dagli esperimenti condotti, sono stati identificati solo tre distinti schemi di flusso: flusso a bolle, a tappi e anulare (bubbly-slug, slug e annular). La mappa del pattern di flusso proposta da Suo et al. (1963) è mostrato in Figura 10, dove sull'asse x e sull'asse y sono riportati rispettivamente il titolo e il numero capillare.

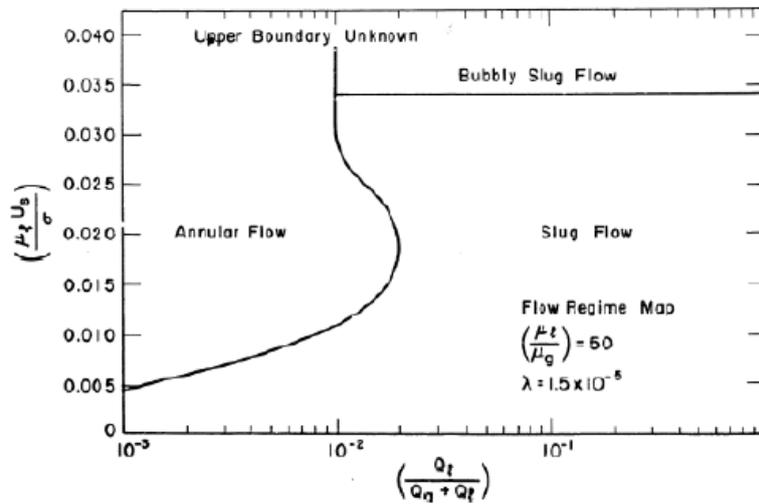


Figura 10. Mappa di flusso micro scala [18]

Serizawa et al (2002) [14] hanno presentato uno studio sull'andamento del flusso in un canale di vetro da 0,100 mm utilizzando vapore-acqua come fluido. In questa analisi, hanno osservato un nuovo modello di flusso che hanno chiamato flusso ad anello liquido; studiando poi un canale da 0,020 mm, sempre utilizzando come fluido il sistema aria-acqua, hanno osservato un altro modello di flusso che hanno chiamato flusso di massa liquida. I risultati sono mostrati in Figura 11.

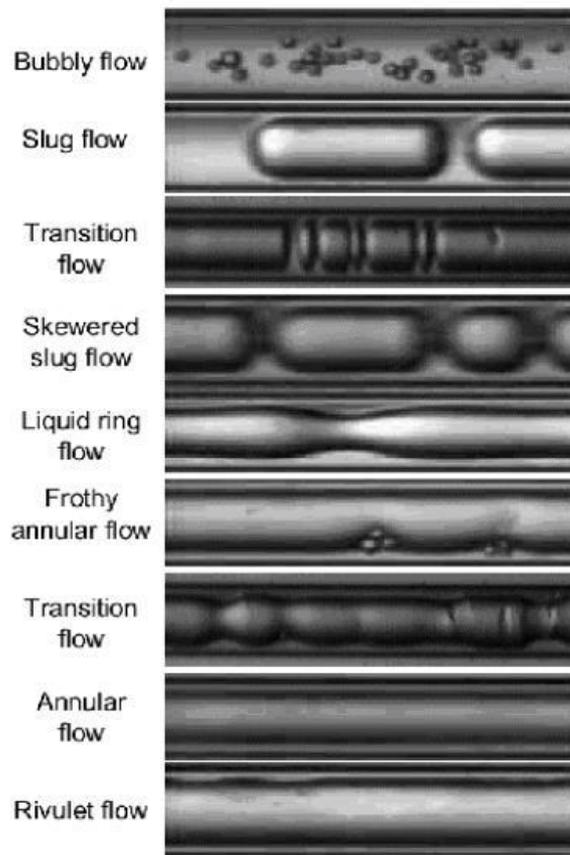


Figura 11. Classificazione degli schemi di flusso in un canale 0.100 mm [14]

Triplet et al. (1999) [19] hanno proposto una mappa di flusso relativa alla velocità superficiale del liquido e del vapore. Sono stati analizzati i modelli di flusso che si presentano nel flusso aria-acqua in canali orizzontali di 1.1 e 1.45 mm. La mappa, come rappresentato in Fig. 12, mostra alcune discrepanze significative per quanto riguarda le transizioni del modello di flusso che, dalla letteratura, possono essere correlate alla profonda differenza fisica tra aria-acqua e R-134a.

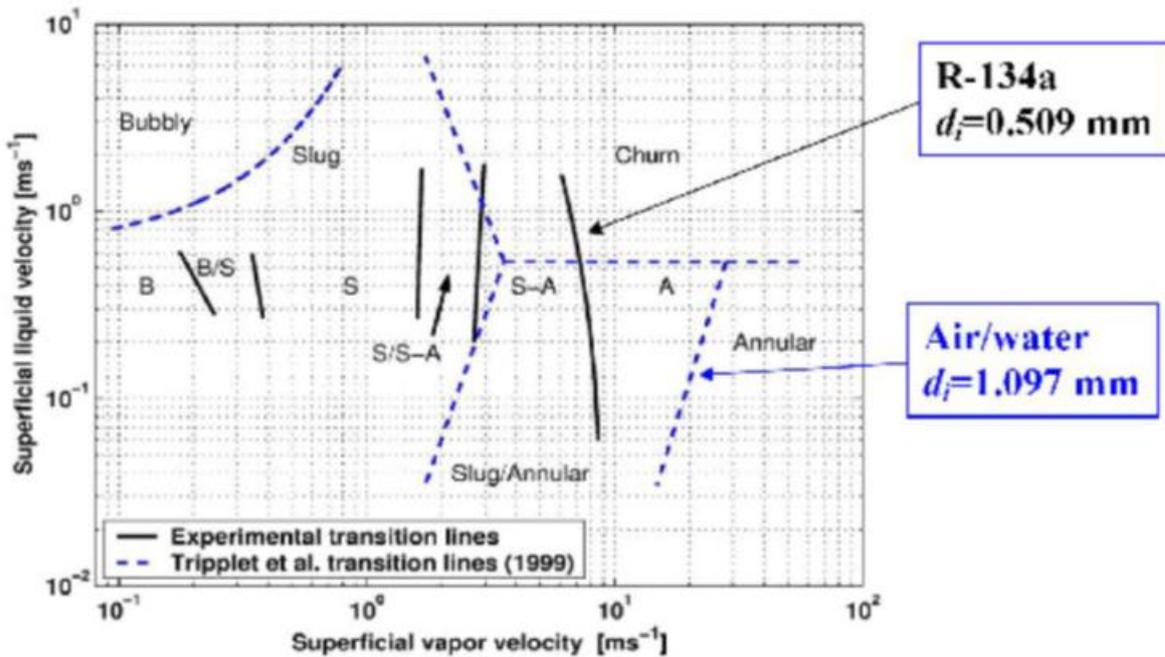
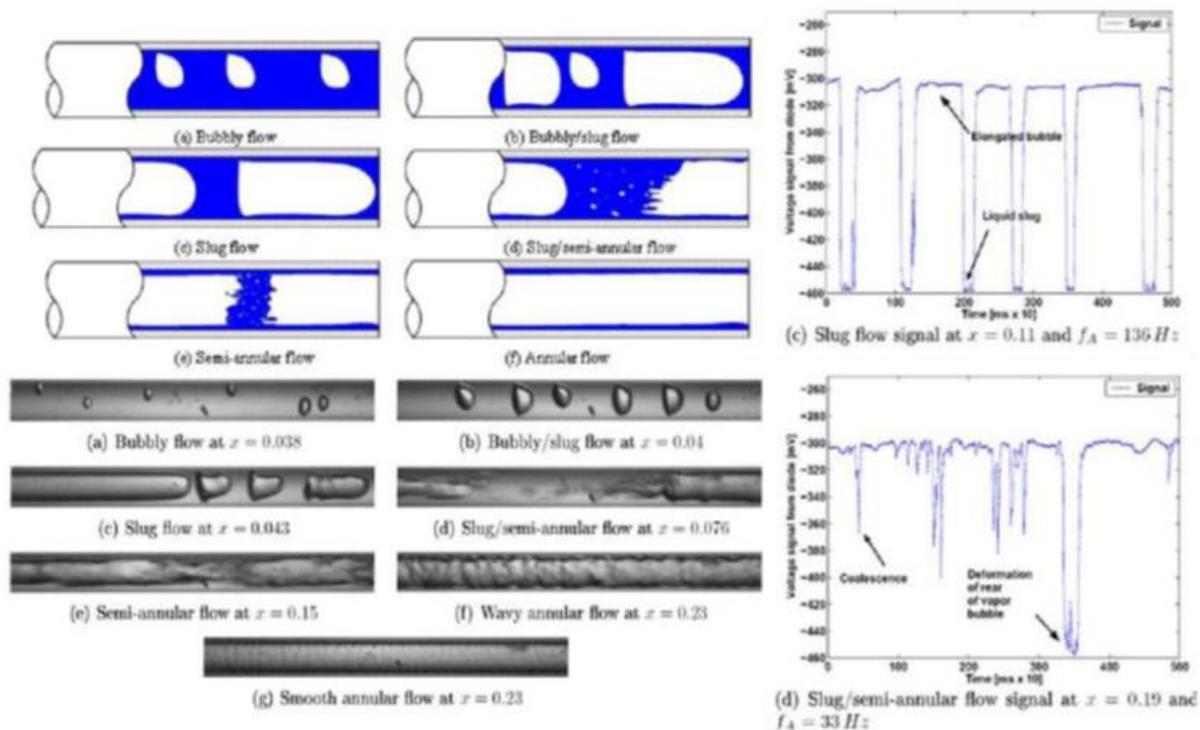


Figura 12. Mappa di flusso per canale 1.1 mm con aria-acqua rispetto a R-134a (Triplet,1999)

Un elemento critico dei modelli di flusso a due fasi nei micro-canali sta nel come individuarli: la telecamera ad alta velocità non è sempre in grado di distinguere i regimi di flusso a causa della difficoltà di identificare e interpretare le immagini, aspetto che dipende principalmente dai ricercatori. Un approccio migliore consiste nell'utilizzare le tecniche ottiche.

Revellin e Thome (2006) [20] hanno proposto un approccio diverso per l'identificazione dei modelli di flusso basato su tecniche ottiche. Il sistema utilizzato era costituito da due laser puntati sul tubo di vetro: la luce emessa dal laser veniva ricevuta da due fotodiodi posti sul retro del canale, in modo rendere possibile la misurazione della frequenza delle bolle (Fig. 13).



**Figura 13. Variazione dell'intensità del laser dopo il passaggio della bolla [20]**

Utilizzando i dati del modello di flusso, la frequenza delle bolle e la correlazione di Wojtan per il flusso termico critico, Revellin (2008) [21] ha realizzato una nuova mappa del modello di flusso (Fig. 14), in cui la classificazione dei regimi di moto è la seguente:

- 1) Regime a bolle isolate:
  - Regime a bolle: bolle di lunghezza inferiore al diametro del canale;
  - Flusso a tappi: bolle di lunghezza superiore al diametro del canale;
  - Flussi a bolle miste: dove la frequenza delle bolle aumenta con l'aumentare del flusso di calore e del titolo del vapore a una velocità di massa fissa;
- 2) regime di bolle di coalescenza:
  - Flussi a tappi: bolle lunghe seguite da tappi liquidi. Alcune bolle corte possono ancora esistere, dove la frequenza delle bolle diminuisce con l'aumentare del flusso di calore e quindi il vapore ad una velocità di massa fissa;
  - Flussi analoghi ai flussi a tappi coalescenti;
- 3) Regime di flusso anulare:
  - Flusso anulare liscio: quasi nessuna onda interfacciale;
  - Flusso anulare ondulato: le onde interfacciali sono molto evidenti;
- 4) Regime di asciugamento:
  - Zona post dry-out: dopo il flusso termico critico alla qualità critica del vapore.

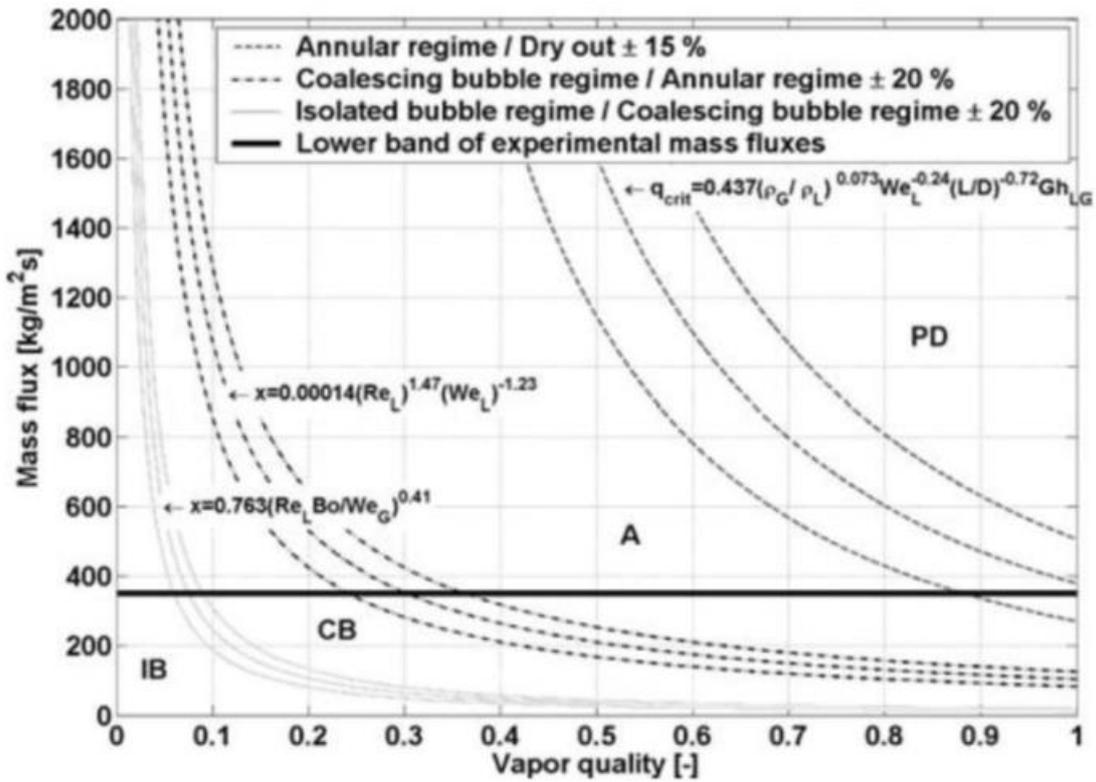


Figura 14. Mappa del modello di flusso evaporativo in micro-canale riscaldato in modo uniforme [21]

2.3.3 Scambio termico per ebollizione in condotto alla micro scala

In questa sezione vengono descritti i principali lavori presenti in bibliografia sulle correlazioni del coefficiente di scambio termico nei microcanali.

Lazarek e Black (1982) [22] (Fig. 15) hanno condotto un esperimento in un canale di acciaio inossidabile da 3,1 mm utilizzando R-113 come refrigerante. I test sono stati eseguiti con un fluido sottoraffreddato all'ingresso e i risultati hanno mostrato una forte dipendenza dal flusso di calore, ma anche un'influenza trascurabile sul titolo del vapore. Questo andamento è particolarmente diverso rispetto all'ebollizione a flusso su macro scala in cui il coefficiente di scambio termico è meno influenzato dal flusso di calore rispetto al titolo del vapore. Per queste situazioni è stata proposta una correlazione del tipo:

$$Nu = 30Re_{lo}^{0.857}Bo^{0.71} \quad (20)$$

in cui non è prevista la dipendenza sul titolo locale di vapore.

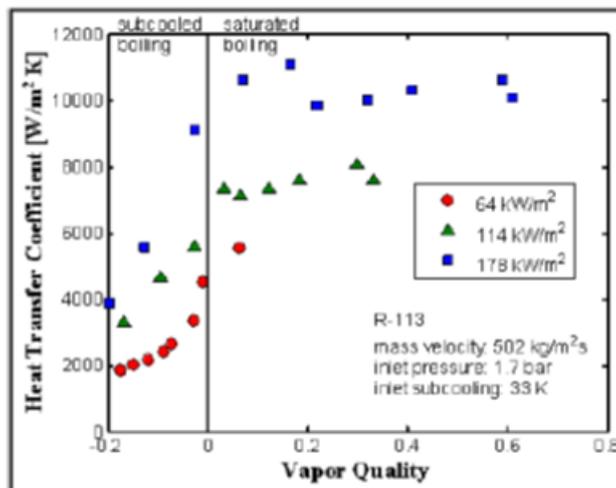


Figura 15. Dati di flusso evaporative in canale in acciaio inossidabile di 3.1 mm con fluido R-113 [22]

Tran et al. (2008) hanno osservato che per surriscaldamenti di parete superiori a 2.75 K i dati di scambio termico esprimono una forte dipendenza dal flusso di calore; tale fenomeno è stato spiegato con il meccanismo dell'ebollizione nucleata in macroscale, e hanno proposto una modifica della correlazione di Lazarek e Black (1982), sostituendo il numero di Reynolds con il numero di Weber, rimuovendo gli effetti viscosi a favore della tensione superficiale.

Thome et al. (2004) hanno determinato le posizioni del canale in cui il flusso si trasforma in regime a tappi prima e, successivamente, ad anulare. Quindi, hanno modificato il precedente modello a due zone per tenere conto del trasferimento di calore locale medio nel tempo, e hanno proposto un nuovo modello a tre zone che tratta l'evaporazione a bolle allungate come un passaggio ciclico da liquido, a evaporazione a bolle allungate, a vapore.

Chen et al. (2004) [23] hanno studiato lo scambio termico in ebollizione di FC-77 in 24 micro canali di silicio di 389 x 389 μm di area nella sezione trasversale. I risultati sperimentali hanno messo in relazione il flusso di calore e l'andamento del flusso: per un flusso termico ridotto il flusso a bolle è dominante, mentre per un flusso di calore più importante appare il flusso anulare. Questo studio ha anche dimostrato che la caduta di pressione e il coefficiente di trasferimento del calore non dipendono dalla portata in ebollizione, a flusso completamente sviluppato.

Nel 2004, Zhang [24] ha proposto l'estensione dello studio di Chen, definendo un coefficiente di scambio termico complessivo che combina i due effetti del meccanismo di ebollizione nucleata e convettiva al posto del modello di sovrapposizione di Chen

$$\alpha = S \alpha_{nb} + F \alpha_{cv} \quad (21)$$

dove S e F sono rispettivamente il fattore di soppressione per l'ebollizione nucleata e il fattore di rafforzamento per l'ebollizione convettiva, come descritto precedentemente. In particolare, Zhang ha proposto di utilizzare un'espressione laminare o turbolenta per tutti i coefficienti di trasferimento di calore del liquido sulla base del valore del numero di Reynolds del liquido. Inoltre, per il fattore bifase, F, hanno usato il valore maggiore di 1 e un'espressione, F', basata sul parametro di Martinelli:

$$F' = 0.64 \sqrt{\left(1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}\right)} \quad (22)$$

dove C è la costante di Chisholm. Il parametro di Martinelli, definito come il rapporto tra i gradienti di pressione che avrebbero la sola fase liquida o vapore se attraversassero da sole il condotto con una portata pari a quella della singola fase, è indipendente dalla frazione di vuoto e indica quanto il comportamento della miscela bifasica si avvicina a quello della sola fase liquida ( $X \gg 1$ ) o della sola fase vapore ( $X \ll 1$ ).

Per il fattore di soppressione S, è stato proposto di usare la stessa espressione usata da Chen con l'unica differenza, sul numero di Reynolds, di usare il numero di Reynolds liquido, presumendo che l'ebollizione nucleata sia la stessa della macroscale, al posto del numero di Reynold a due fasi:

$$S = \frac{1}{1 + 2.54 \cdot 10^{-6} Re_l^{1.17}} \quad (23)$$

Kandlikar et al. (2004) [25] hanno poi modificato le correlazioni per l'ebollizione nucleata e convettiva, in quanto i due coefficienti non sono stati determinati per numero di Reynolds <3000, come accade nei piccoli canali:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{nb}}{\alpha_l} &= 0.6683 C v^{-0.2} (1-x)^{0.8} + 1058 Bo^{0.7} (1-x)^{0.8} F_{sf} \\ \frac{\alpha_{cb}}{\alpha_l} &= 1.136 v^{-0.9} (1-x)^{0.8} + 667.2 Bo^{0.7} (1-x)^{0.8} F_{sf} \end{aligned} \quad (24)$$

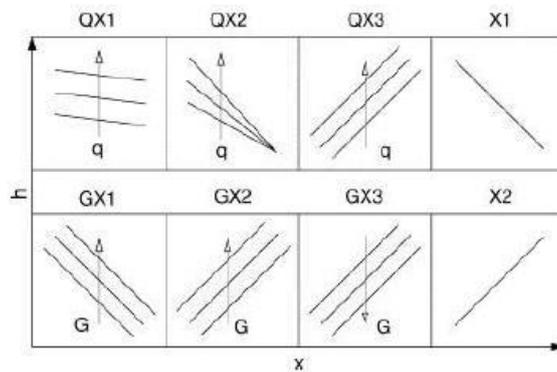
dove  $F_{sf}$  è costante, e dipende dalle caratteristiche del materiale e del fluido.

Saitoh et al. (2005, 2007) [26] hanno studiato l'ebollizione di R-134a in tubi orizzontali da 0.51, 1.12 e 3.1 mm aventi un flusso bifase in ingresso e osservando solo il flusso anulare e intermittente. In particolare, hanno definito il limite di titolo del vapore in ingresso  $x > 0.2$  e, per questo, non sono stati raccolti dati sul flusso di bollicine. Hanno trovato inoltre che la velocità di massa diminuisce con la diminuzione del diametro del tubo anche se aumenta lo scambio termico.

Bertsch et al. (2008, 2009) [27] hanno proposto una correlazione di trasferimento di calore per l'ebollizione a flusso saturo considerando l'effetto della dimensione del canale e applicando una sovrapposizione di ebollizione nucleata e contributi convettivi. Hanno sviluppato un modello che considera fluidi diversi e diametri differenti sulla base di un database di 14 studi. La correlazione è in buon accordo con i risultati sperimentali.

Piascecka et al. (2015) [28] hanno studiato lo scambio termico in minicanali di 1 mm di diametro secondo tre diversi orientamenti: verticale a  $90^\circ$ , e due orizzontali, a  $180^\circ$  e  $0^\circ$ . Hanno proposto una correlazione divisa in due forme, una per ebollizione saturo e una per la sottoraffreddata, ottenendo buoni risultati (tolleranza del +/- 35%).

Agostini et al. (2008) [29] hanno proposto una classificazione delle tendenze osservate in 13 studi precedenti, che descrivono la dipendenza dei coefficienti di scambio termico di ebollizione locale dal titolo del vapore. Sono state proposte in totale otto andamenti per il coefficiente di scambio termico in relazione al titolo del vapore in funzione del flusso di calore e della portata, come mostrato in Figura 16.



**Figura 16. Andamenti qualitativi del coefficiente di scambio termico [29]**

La figura descrive l'influenza del flusso termico nel processo di trasferimento del calore, quando la qualità del vapore aumenta: QX1, QX2 e QX3 rappresentano l'influenza del flusso di calore sul coefficiente di scambio termico; la figura mostra anche l'influenza della portata sul coefficiente di scambio termico: GX1, GX2 e GX3: la portata può avere un effetto positivo o negativo sul trasferimento di calore. X1 e X2 mostrano tendenze in cui non c'è alcuna influenza del flusso di calore e della portata.

In generale, la maggior parte degli studi segue le tendenze QX1 e X1. Concludendo, è possibile considerare per il coefficiente di scambio termico un andamento di questo tipo:

- Aumento, a basso titolo, all'aumentare del flusso di calore e alla diminuzione o costanza del titolo del vapore.
- Brusco decadimento, a titolo elevato, al variare del titolo del vapore; indipendenza dal flusso termico o dalla velocità di massa.

#### 2.3.4 Instabilità di flusso

Nei microcanali condizioni stabili sono difficili da raggiungere: frequentemente si verificano instabilità di flusso a causa del flusso di ritorno del vapore verso il canale di ingresso. Questo fenomeno è stato osservato da molti ricercatori nei loro studi sperimentali.

Hetsroni et al. (2003) hanno studiato gli elevati flussi di calore che si sviluppano in reumidificazione e riempimento semi-periodici di multi-micro canali, osservando un periodo ciclico dell'ordine di 1 Hz attribuito alla crescita e al collasso delle bolle cicliche.

Consolini e Thome (2009) hanno messo in evidenza la differenza sui valori del coefficiente di scambio termico ottenuta con esperimenti che presentavano instabilità rispetto ad esperimenti condotti senza instabilità: a causa delle fluttuazioni della temperatura delle pareti, elevate oscillazioni si riflettono nei coefficienti di scambio termico.

Wen et al. (2010) [30] hanno svolto uno studio particolarmente ben documentato sulla pressione periodica e la temperatura di saturazione, attraverso misurazioni simultanee delle pressioni locali e della loro differenza, e filmati con una telecamera ad alta velocità che riproducono il processo che determina la velocità delle bolle e individua i siti di nucleazione locali (Figura 17).

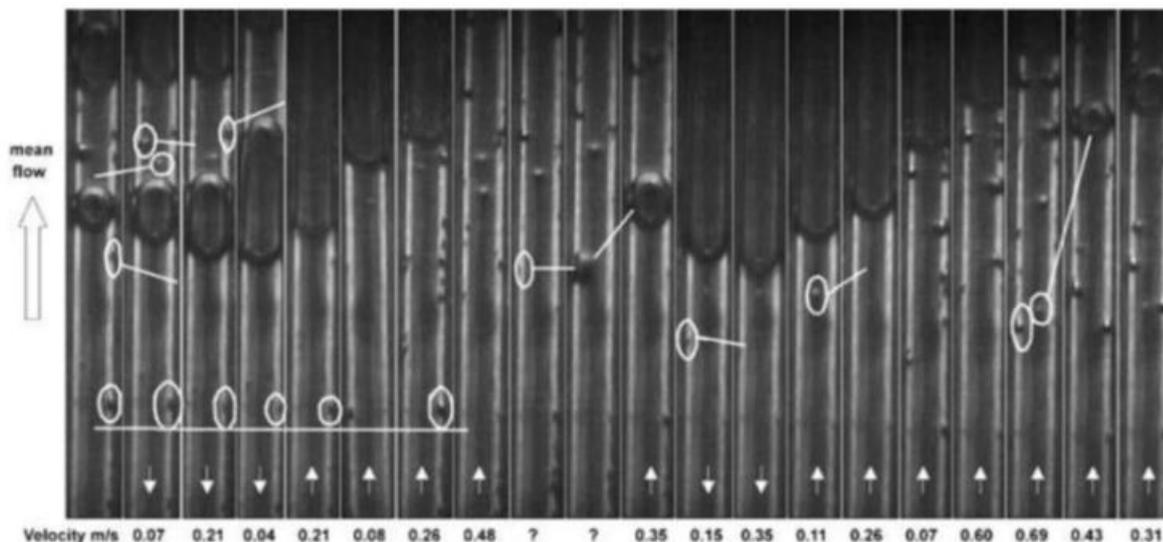


Figura 17. Ebollizione di acqua in canale di diametro 2 mm [30]

Tibirić e Ribatski (2010) hanno focalizzato l'attenzione flussi elevati. La loro spiegazione alla presenza di condizioni di churn, anulari e di dryout si basa sul presupposto che i fronti liquidi assumono una condizione metastabile, poiché la loro temperatura supera la temperatura di saturazione media nel tempo alla pressione locale. Celata et al (2011) hanno osservato l'insorgenza di instabilità nei modelli di flusso durante i loro test eseguiti a basse portate di massa e con un grado ristretto di sottoraffreddamento. Le immagini della sezione di prova sono state registrate per visualizzare la distribuzione del flusso. Contrariamente a quanto osservato da Consolini e Thome (2009), le prestazioni di scambio termico non sembrano risentire della presenza delle instabilità. Questo argomento comunque è da considerarsi di recente sviluppo e ancora non ben approfondito, come si può vedere dalla discrepanza dei risultati negli studi precedenti. Studi futuri sicuramente porteranno ulteriore conoscenza e arriveranno a spiegare il fenomeno delle fluttuazioni di flusso.

### 3 Modelli e Correlazioni di scambio termico

In questo capitolo vengono descritti i modelli di scambio termico e le correlazioni utilizzate per il calcolo del coefficiente di scambio termico. Il modello semi empirico, invece della correlazione, si basa su un modello teorico, ma ipotesi e parametrizzazione vengono effettuate partendo da dati sperimentali. Una sezione del capitolo è dedicata alla descrizione del modello sottoraffreddato per la valutazione della frazione di vuoto e della qualità del vapore.

#### 3.1 Modello a tre zone

Thome, Dupont e Jacobi (2004) [31] hanno proposto un nuovo modello meccanicistico per lo scambio termico in microcanali, per l'evaporazione di bolle allungate. In particolare, hanno descritto il processo come un passaggio ciclico e sequenziale di un "tappo" liquido, seguito prima da una bolla allungata e poi da un "tappo" di vapore. La Figura 18 schematizza il processo.

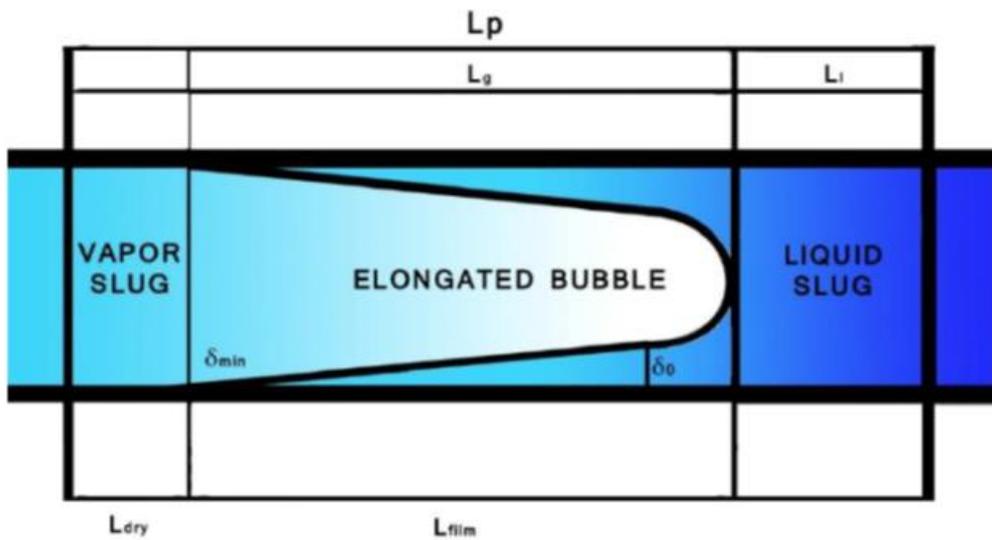


Figura 18. Rappresentazione schematica del modello a tre zone [32]

Nella figura ogni zona è caratterizzata da una lunghezza specifica:

- $L_l$  è la lunghezza del “tappo” liquido
- $L_{film}$  è la lunghezza della bolla allungata
- $L_{dry}$  è il tappo di vapore
- $L_v$  è la somma di  $L_{film}$  e  $L_{dry}$
- $L_p$  è la lunghezza totale delle tre zone

Sempre in Figura 18 sono mostrati due principali spessori del film liquido:

- $\delta_{min}$  è lo spessore minimo del film liquido
- $\delta_0$  è lo spessore iniziale del film liquido

Quando lo spessore della pellicola si assottiglia all'altezza della rugosità superficiale, appare una zona asciutta (Figura 19), e la pellicola si rompe.

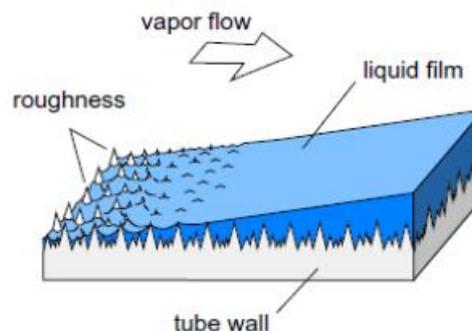


Figure 19. Rappresentazione schematica della transizione da evaporazione a film a zona secca [13]

Normalmente si indicano con  $r$ ,  $d$ ,  $q$ , rispettivamente il raggio del canale, il diametro interno del canale e il flusso termico uniforme e costante sulla superficie.

Nello sviluppo del modello sono state fatte diverse ipotesi, qui riportate:

- a) Flusso a tappi di bolle allungate.
- b) Flusso omogeneo
- c) Il flusso di calore è uniforme e costante nel tempo lungo la parete interna
- d) Liquido saturo all'ingresso con bolle allungate.
- e) Temperature costanti del liquido e del vapore
- f) Assenza di cadute di pressione:  $T_{sat}$  valutato a  $P_{sat}$ .
- g) Nessuna increspatura sul film liquido fino a quando lo stress da taglio del vapore non è trascurabile
- h)  $\delta_0 \ll r$ .
- i) Nessuna inerzia termica della parete del canale.

Fissando un punto lungo la lunghezza del canale, il processo prevede il passaggio ciclico di un "tappo" liquido, seguita da una bolla allungata, e quindi dalla zona secca quando tutto lo spessore del liquido scompare.

### 3.1.1 Frequenza delle bolle e spessore dello strato (film) liquido

I due parametri che giocano un ruolo fondamentale in questo modello di scambio termico sono lo spessore del film liquido e la frequenza di ripetizione del ciclo. Per questo motivo il modello contiene cinque parametri empirici, più dettagliatamente descritti di seguito: tre di questi sono per la valutazione della frequenza, i restanti due sono legati allo spessore iniziale e minimo del film liquido.

Analizzando prima la frequenza, essa può essere definita attraverso lo studio di Plesset et al. (1994) che proponeva un modello limitato alla diffusione del calore per ottenere il tasso di crescita delle bolle. Ciascuna bolla può essere immaginata come un "otturatore" (tappo) che divide il flusso del liquido in successivi frammenti di liquido. Applicando l'ipotesi d), la frequenza è definita come:

$$f_p = \frac{1}{\tau} = \left[ \frac{\rho_L c_{pL} \Delta T_{sat}}{\rho_G h_{LG} R} \right]^2 [12 a_L / \pi] \quad (25)$$

Analizzando ora lo spessore del film liquido, Moriyama e Inoue (1996) hanno proposto una correlazione per la valutazione dello spessore iniziale del film:

$$\frac{\delta_o}{d_i} = C_{\delta_o} \left[ 3 \left( \frac{\mu_L}{\rho_L u_p d_i} \right)^{1/2} \right]^{0.84} \left[ (0.07 We_p^{0.41})^{-8} + 0.1^{-8} \right]^{-1/8} \quad (26)$$

dove il numero di Weber è espresso come:

$$We_p = \frac{\rho_L d_i u_p^2}{\sigma} \quad (27)$$

La Figura 20 mostra lo spessore del film liquido ottenuto dal movimento della bolla rispetto alla velocità del fronte per due diversi diametri di tubi con R-113.

**Figura 20. Spessore iniziale del film previsto [33]**

La variazione dello spessore del film liquido influenza fortemente lo scambio termico, come già accennato, e varia da un massimo di  $\delta_0$  ad un minimo di  $\delta_{min}$ . È possibile calcolare il valore effettivo dello spessore del film mediante un bilancio energetico sulla lunghezza differenziale del film  $\delta_z$ . Applicando l'ipotesi h) e fissando la condizione iniziale per cui in ingresso ( $z = 0$ ) lo spessore del film corrisponde a  $\delta_0$ , l'espressione finale che si ottiene è:

$$\delta(z, t) = \delta_0(z) - \frac{q}{\rho_l \Delta h_{lv}} t \quad (28)$$

Da questo è possibile calcolare  $\delta_0(z)$ . Una volta conosciuti tutti i parametri, la durata massima del film può essere espressa come:

$$t_{dry\ film}(z) = \frac{\rho_l \Delta h_{lv}}{q} [\delta_0(z) - \delta_{min}] \quad (29)$$

La durata massima del film è un parametro importante per comprendere i regimi che si sviluppano all'interno del canale. Infatti, se questo tempo è superiore al tempo impiegato dal vapore per passare attraverso la sezione trasversale, il successivo slug liquido arriva prima che si verifichi il dry-out e lo spessore del film liquido all'uscita non sarà il minimo. Quando lo spessore del film si assottiglia all'altezza della rugosità superficiale, appare una zona asciutta, come mostrato in Fig. 6, il film si rompe e ne consegue un complesso processo di trasferimento del calore che è una funzione di micro geometria, angolo di contatto, flusso di calore, ecc.

Per riassumere, mettendo in relazione  $t_{dry, film}$  e  $t_G$  (tempo di permanenza del vapore):

$$\begin{aligned} t_{dry, film} &> t_G \\ \delta_{end}(z) &= \delta(z, t_G) \\ t_{film} &= t_G \end{aligned} \quad (30)$$

Se invece:

$$\begin{aligned} t_{dry, film} &< t_G \\ \delta_{end}(z) &= \delta_{min} \\ t_{film} &= t_{dry, film} \end{aligned} \quad (31)$$

la durata di asciugamento della parete locale è:

$$t_{dry} = t_G - t_{film} \quad (32)$$

La lunghezza equivalente della zona asciutta alla posizione  $z$  può essere espressa come:

$$L_{dry} = U_p t_{dry} \quad (33)$$

### 3.1.2 Modello di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico locale medio nel tempo definito in questo modello è composto da tre termini principali, uno per ciascuna zona. Di seguito, il coefficiente di scambio termico si riferisce al tappo liquido e di vapore, successivamente alla pellicola liquida. È necessario specificare che il tappo di vapore viene preso in considerazione se lo spessore del film liquido raggiunge il suo valore minimo  $\delta_{min}$ .

I coefficienti relativi alle zone di tappo, sia liquido che vapore, sono calcolati in funzione del rispettivo numero di Nusselt locale e sono legati alle loro lunghezze  $L_l$  e  $L_{dry}$  che passano per una data posizione  $z$ . A seconda dei numeri di Reynolds, vengono utilizzate due espressioni del numero di Nusselt, una per il flusso laminare e

un'altra per il flusso turbolento. Se  $Re < 2300$ , il regime è laminare, e l'espressione del numero di Nusselt, definita da London e Shah (1978), è:

$$\begin{aligned} Nu_{lam\ or\ turb}(z) &= \frac{h \cdot d_i}{k} \\ Nu_{lam}(z) &= 0.455 \sqrt[3]{Pr} \left( \frac{d_i Re}{L(z)} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (34)$$

dove  $L_{dry}$  e  $L_i$  sono usati come  $L(z)$  per lo slug di vapore e liquido per ottenere il valore medio.

$$Nu_{lam,z} = 2 Nu_{lam}(z) \quad (35)$$

Se, invece,  $Re > 2300$ , si verificano la transizione e il flusso turbolento, e si utilizza la correlazione di Gnieliski (1976) per il numero di Nusselt, mediata sulla lunghezza del liquido e dello slug come fatto per il flusso laminare:

$$Nu_{turb,z} = \frac{(f/2)(Re-1000)Pr}{1 + 12.7 \sqrt{f/2}(Pr^{2/3}-1)} \left[ 1 + \left( \frac{d_i}{L(z)} \right)^{2/3} \right] \quad (36)$$

dove con  $f$  si indica il coefficiente di attrito:

$$f = (1.58 \ln Re - 3.28)^{-2} \quad (37)$$

Per evitare discontinuità nel valore del numero di Nusselt a  $Re = 2300$ , viene utilizzata un'espressione continua del coefficiente medio di scambio termico convettivo:

$$\alpha_{slug} = [\alpha_{lam}^4 + \alpha_{turb}^4]^{1/4} = \frac{k}{d_i} [Nu_{lam}^4 + Nu_{turb}^4]^{1/4} \quad (38)$$

Analizzando ora il film liquido e assumendo che il film liquido sottile sia stagnante, il trasferimento di calore locale è regolato dalla conduzione attraverso il film in modo che:

$$\alpha_{film}(z) = \frac{1}{t_{film}} \int_0^{t_{film}} \frac{k_L}{\delta(z,t)} dt \quad (39)$$

Integrato sul periodo di ebollizione, si ricava:

$$\alpha_{film}(z) = \frac{k_L}{\delta_0 - \delta_{end}} \ln \left( \frac{\delta_0}{\delta_{end}} \right) \quad (40)$$

Il problema è che quando  $\delta_{min}$  va a 0,  $\alpha$  va a infinito. Per questo motivo, si presume che  $\delta_{min}$  sia diverso da zero a partire dallo stesso ordine di rugosità superficiale.

Il coefficiente di scambio termico locale medio nel tempo delle tre zone (o due, se non si verifica la zona secca) è:

$$\alpha_{tp} = \frac{t_L}{\tau} \alpha_{slug,L}(z) + \frac{t_{film}}{\tau} \alpha_{film}(z) + \frac{t_{dry}}{\tau} \alpha_{slug,G}(z) \quad (41)$$

### 3.1.3 Sintesi del modello

Nella Figura 21 alla pagina seguente viene riportata una panoramica di tutte le espressioni del modello considerato. L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluid	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Three-Zone model	7 fluids	359-793	0,51-0,79	50-347	2-2634

Tabella 1. Intervalli di applicabilità del modello a tre zone

**Three-zone model:**

Reference heat flux:

$$q_0 = Aq \cdot \left( \frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{Nq}$$

Bubble frequency:

$$f_p = \frac{1}{\tau} = \left( \frac{q}{q_0} \right)^{Nf}$$

Initial film thickness:

$$\frac{\delta_0}{d_i} = C_{\delta_0} \cdot \left[ 3 \cdot \left( \frac{\mu_l}{\rho_l \cdot u_p \cdot d_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{0.04} \cdot \left[ (0.07 \cdot We_p^{0.41})^{-8} + 0.1^{-8} \right]^{-1/8}$$

Weber bubble-slug:

$$We_p = \frac{\rho_l \cdot u_p^2 \cdot d_i}{\sigma}$$

Film thickness:

$$\delta(z, t) = \delta_0(z) - \frac{\sigma}{\rho_l \cdot h_{lg}}$$

Time for dryout:

$$t_{dry, film}(z) = \rho_l \cdot \frac{h_{lg}}{q} \cdot [\delta_0(z) - \delta_{min}]$$

Final film thickness:

If  $t_{dry, film} \Rightarrow t_G$ :

$$\delta_{end}(z) = \delta(z, t_G)$$

$$t_{film} = t_G$$

Else  $t_{dry, film} < t_G$ :

$$\delta_{end}(z) = \delta_{min}$$

$$t_{film} = t_{dry, film}$$

$$t_{dry} = t_G - t_{film}$$

Time for next liquid slug:

Film thickness heat transfer coefficient:

$$\alpha_{film}(z) = \frac{k_l}{\delta_0 - \delta_{end} + 10^{-9}} \cdot \ln \left( \frac{\delta_0}{\delta_{end}} \right)$$

Heat transfer coefficient for developed fluxes, Gnielinski:

$$Nu_{lam \text{ or turb}}(z) = \frac{h \cdot d_i}{k}$$

Friction coefficient  $f$ :

If  $Re \geq 2300$ :

$$Nu_{turb} = \frac{Pr \cdot \xi (Re - 1000)}{1 + 12.7 \cdot \left( \frac{\xi}{8} \right)^{0.5} \cdot \left( Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}$$

$$\xi = (1.58 \cdot \ln(Re) - 3.28)^{-2}$$

Else:

$$Nu_{lam} = 4.36$$

Reynolds bubble-slug:

$$Re = \frac{\rho_l \text{ or } \nu \cdot u_p \cdot d_i}{\mu_l \text{ or } \nu}$$

Medium slugs heat transfer coefficient:

$$\alpha_{slug} = [\alpha_{lam}^4 + \alpha_{turb}^4]^{\frac{1}{4}} = \frac{k_l \text{ or } \nu}{d_i} \cdot [Nu_{lam}^4 + Nu_{turb}^4]^{\frac{1}{4}}$$

Heat transfer coefficient:

$$\alpha_{tp} = \frac{t_l}{\tau} \alpha_{slug,l}(z) + \frac{t_{film}}{\tau} \alpha_{film}(z) + \frac{t_{dry}}{\tau} \alpha_{slug,g}(z)$$

Figura 21. Panoramica delle espressioni utili per il modello a tre zone

### 3.2 Correlazioni alla macro scala

Di seguito sono riepilogate alcune delle correlazioni alla macroscale proposte per il calcolo del coefficiente di scambio termico. In particolare, vengono elencate le correlazioni successivamente utilizzate in questo lavoro:

- Chen (1966) [6]
- Shah (1982) [7]
- Gungor e Winterton (1986) [34]
- Kandlikar (1989) [35]
- Liu e Winterton (1991) [36]

3.2.1 Chen

La correlazione sviluppata da Chen considera il meccanismo additivo del trasferimento di calore tenendo conto dell'ebollizione convettiva nucleata e forzata. Per fare ciò, vengono introdotti due parametri in grado di definire l'interazione tra meccanismi rigidi: F, fattore di potenziamento dell'ebollizione convettiva, e S, fattore di soppressione della crescita delle bolle.

F è una funzione del parametro Martinelli mentre S è una funzione del numero di Reynolds bifase.

L'espressione finale del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = Sh_{F-Z} + Fh_L \quad (42)$$

dove, hL e hF-Z sono rispettivamente il coefficiente di scambio termico per convezione forzata (Dittus-Boelter) e il coefficiente di scambio termico per ebollizione nucleata.

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 22.

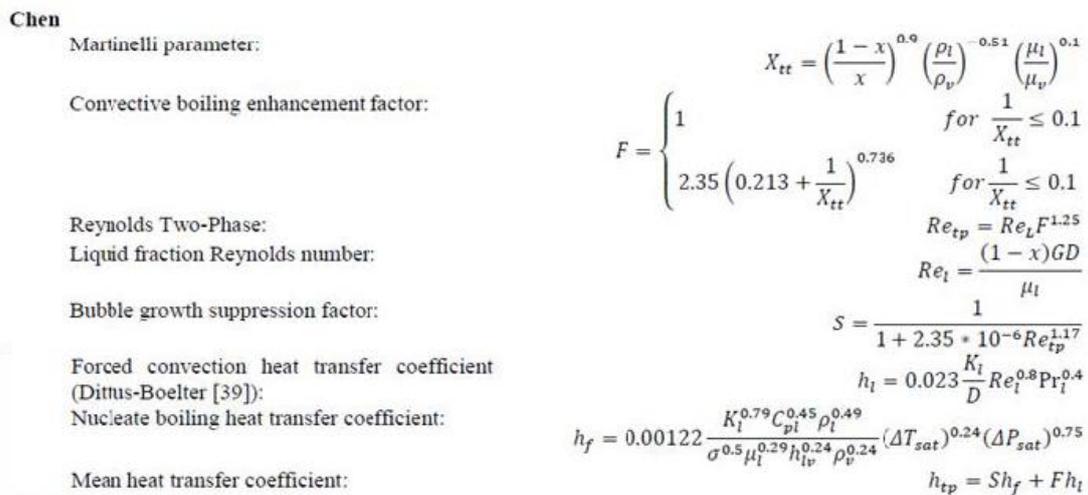


Figura 22. Sintesi della correlazione di Chen

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Chen	6 Fluids	55-3792	-	-	-

Tabella 2. Intervalli di applicabilità del modello di Chen

3.2.2 Shah

Shah ha presentato una correlazione per la valutazione del coefficiente di scambio termico tenendo conto di due meccanismi principali: ebollizione nucleata ed ebollizione convettiva. Questi due meccanismi vengono

messi a confronto nella relazione che analizza i fenomeni prevalenti nel canale. L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = \text{MAX}(h_{cb}, h_{nb}) \quad (43)$$

Dove,  $h_{cb}$  e  $h_{nb}$  sono il coefficiente di scambio termico rispettivamente per ebollizione convettiva e nucleata. Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 23.

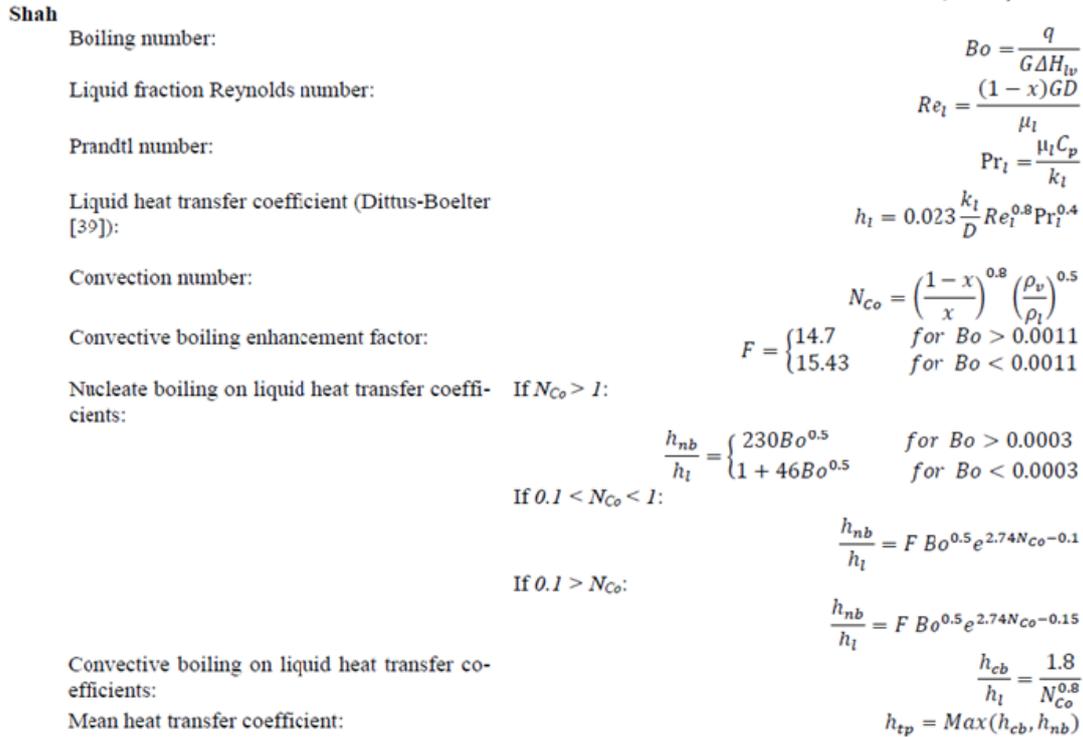


Figura 23. Sintesi della correlazione di Shah

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Shah	R12	40-3308	5-12	70-11071	6,2-2400

Tabella 3. Intervalli di applicabilità del modello di Shah

### 3.2.3 Gungor e Winterton

Gungor e Winterton hanno utilizzato la stessa forma già proposta da Chen con la differenza che per il coefficiente relativo all'ebollizione nucleata è stata presa in considerazione l'espressione di Cooper definita per il pool boiling.

$$h_{tp} = Fh_L + Sh_{nb} \quad (44)$$

dove,  $h_L$  e  $h_{nb}$  sono rispettivamente il coefficiente di scambio termico per convezione forzata (Dittus-Boelter) e il coefficiente di scambio termico per ebollizione nucleata (Cooper). Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 24.

**Gungor and Winterton**

Liquid fraction Reynolds number:

$$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l}$$

Prandtl number:

$$Pr_l = \frac{w_l C_p}{k_l}$$

Boiling number:

$$Bo = \frac{q}{G \Delta H_{lv}}$$

Reduced pressure:

$$P_r = \frac{P}{P_{crit}}$$

Liquid heat transfer coefficient (Dittus-Boelter [39]):

$$h_l = 0.023 \frac{k_l}{D} Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

Convective boiling enhancement factor:

$$E = 1 + 24000 Bo^{1.16} + 1.37 (1/X_{tt})^{0.86}$$

Bubble growth suppression factor:

$$S = \frac{1}{1 + 1.15 \cdot 10^{-6} Re_l^{1.17}}$$

Nucleate boiling heat transfer coefficients (Cooper [38]):

$$h_{nb} = 55 P_r^{0.12} (-\log P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Mean heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = S h_f + F h_l$$

**Figura 24. Sintesi della correlazione di Gungor e Winterton**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Gungor and Winterton	7 Fluids	8-20260	5-32	60-8179	2-4579

**Tabella 4. Intervalli di applicabilità del modello di Gungor e Winterton**

**3.2.4 Kandlikar**

Kandlikar ha proposto una correlazione in cui si inserisce un parametro dipendente dal fluido di lavoro nel termine relativo all'ebollizione nucleata. Anche questa correlazione si basa sull'interazione dei due principali meccanismi di scambio termico, l'ebollizione convettiva forzata e l'ebollizione nucleata.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = MAX(h_{conv}, h_{nb}) \quad (45)$$

dove,  $h_{conv}$  e  $h_{nb}$  sono il coefficiente di trasferimento del calore di ebollizione convettivo e il coefficiente di trasferimento del calore di ebollizione nucleata. Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 25.

### Kandlikar

All liquid Reynolds number:

$$Re_{l0} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Prandtl number:

$$Pr_l = \frac{\mu_l C_p}{k_l}$$

All liquid heat transfer coefficient (Dittus-Boelter [39]):

$$h_{l0} = 0.023 \cdot \frac{k_l}{D} Re_{l0}^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

Convection number:

$$N_{co} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5}$$

Froude number:

$$Fr^2 = \frac{v^2}{gD}$$

Orientation flux exponential constant:

$$C = 0 \text{ for vertical flux}$$

$$C = 0.3 \text{ for horizontal flux}$$

Nucleate boiling heat transfer coefficients

$$h_{nb} = [0.6683 N_{co}^{-0.2} * (25 Fr_{l0})^c + 1058 B o^{0.7} F_{fl}] h_{l0}$$

Convection heat transfer coefficients

$$h_{conv} = [1.136 N_{co}^{-0.9} * (25 Fr_{l0})^c + 667.2 B o^{0.7} F_{fl}] h_{l0}$$

Mean heat transfer coefficients

$$h_{tp} = \text{Max}(h_{conv}, h_{nb})$$

Figura 25. Sintesi della correlazione di Kandlikar

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Kandlikar	10 Fluids	100-6400	5-32	67-8179	4,7-2280

Tabella 5. Intervalli di applicabilità del modello di Kandlikar

### 3.2.5 Liu e Winterton

Liu e Winterton hanno proposto una correlazione in cui la componente di ebollizione nucleata non è dipendente dal numero di ebollizione, ma dal numero adimensionale di Prandtl.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = \sqrt{(F h_{L0})^2 + (S h_{nb})^2} \quad (46)$$

dove  $h_{L0}$  e  $h_{nb}$  sono rispettivamente il coefficiente di scambio termico tutto liquido (Dittus-Boelter) e il coefficiente di scambio termico bollente nucleato (Cooper). F e S sono il fattore di potenziamento dell'ebollizione convettiva e il fattore di soppressione della crescita delle bolle. Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 26.

### Liu and Winterton

All liquid Reynolds number:

$$Re_{l0} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Prandtl number:

$$Pr_l = \frac{\mu_l C_p}{k_l}$$

Reduced pressure:

$$P_r = \frac{P}{P_{crit}}$$

Convective boiling enhancement factor:

$$F = \left[ 1 + x Pr_l \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0.35}$$

Bubble growth suppression factor:

$$S = \frac{1}{1 + 0.055 F^{0.1} Re_{l0}^{0.16}}$$

All liquid heat transfer coefficient (Dittus-Boelter [39]):

$$h_{l0} = 0.023 \cdot \frac{k_l}{D} Re_{l0}^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

Nucleate boiling heat transfer coefficients (Cooper [38]):

$$h_{nb} = 55 P_r^{0.12} (-\log P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Mean heat transfer coefficients

$$h_{tp} = \sqrt{(S h_{nb})^2 + (F h_{l0})^2}$$

**Figura 26. Sintesi della correlazione di Liu e Winterton**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Liu and Winterton	Water	507-19743	2,95-32	12,4-8189	0,35-262

**Tabella 6. Intervalli di applicabilità del modello di Liu e Winterton**

### 3.3 Correlazioni alla microscala

Di seguito sono riassunte alcune delle correlazioni alla micro scala proposte per il calcolo del coefficiente di scambio termico. In particolare, vengono elencate le correlazioni successivamente utilizzate in questo lavoro:

- Lazarek e Black (1982) [22]
- Tran et al. (1996) [37]
- Kew e Cornwell (1997) [38]
- Warriar et al. (2002) [39]
- Kandlikar e Balasubramanian (2004) [25]
- Zhang et al. (2004) [24]
- Lee e Mudawar (2005) [40]
- Saitoh et al. (2007) [26]
- Bertsch et al. (2009) [27]
- Mikielewicz (2010) [41]
- Li e Wu (2010) [42]
- Mohamed e Karayannis (2012) [43]

#### 3.3.1 Lazarek e Black

Lazarek e Black hanno proposto una relazione in cui il coefficiente di scambio termico dipende dal numero di Reynolds del liquido,  $Re_{L0}$ , e dal numero di Nusselt.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = 30 Re_{L0}^{0.857} Bo^{0.714} (k_L/D) \quad (47)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 27.

#### Lazarek and Black

All liquid Reynolds number:

Boiling number:

Two-phase heat transfer coefficient:

$$Re_{l0} = \frac{GD}{\mu_l}$$

$$Bo = \frac{q}{G\Delta H_{lv}}$$

$$h_{tp} = 30 \frac{k_l}{D} Re_{l0}^{0.857} Bo^{0.714}$$

**Figura 27. Sintesi della correlazione di Lazarek e Black**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Lazarek and Black	R113	130-410	3,1	125-751	14-380

Tabella 7. Intervalli di applicabilità del modello di Lazarek e Black

### 3.3.2 Tran et al.

La correlazione Tran è valida sia per l'ebollizione convettiva che per il coefficiente di scambio termico di ebollizione nucleata, ed è stata sviluppata sperimentalmente. Il coefficiente di scambio termico locale è una funzione del numero di Weber del liquido,  $We_L$ , e del numero di ebollizione,  $Bo$ .

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = 840000(Bo^2 We_L)^{0.3} \left(\frac{\rho_L}{\rho_g}\right)^{-0.4} \quad (48)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 28.

#### Tran et al.

Weber number:

Boiling number:

Two-phase heat transfer coefficient:

$$We_L = \frac{G^2 D}{\rho_L \sigma}$$

$$Bo = \frac{G \Delta H_{lv}}{q}$$

$$h_{tp} = 8.4 \cdot 10^5 (Bo^2 We_L)^{0.3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-0.4}$$

Figura 28. Sintesi della correlazione di Tran et al.

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Tran et al.	R12	469-827	2,4-2,92	44-832	0,75-12,9

Tabella 8. Intervalli di applicabilità del modello di Tran et al.

### 3.3.3 Kew e Cornwell

Questa correlazione è stata sviluppata per canali di piccolo diametro in scambiatori di calore bifase. Il modello è una semplice correlazione di ebollizione del pool nucleato, correlata al numero di Reynolds del liquido e al numero di ebollizione.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = 30 Re_{L_0}^{0.857} Bo^{0.714} \frac{k_L}{D} (1-x)^{-0.143} \quad (49)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 29.

**Kew and Cornwell**

All liquid Reynolds number:

$$Re_{l0} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Boiling number:

$$Bo = \frac{q}{G\Delta H_{lv}}$$

Two-phase heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = 30 \frac{k_l}{D} Re_{l0}^{0.857} Bo^{0.714} (1-x)^{-0.143}$$

**Figura 29. Sintesi della correlazione di Kew e Cornwell**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Kew and Cornwell	R141b	-	1,39-3,69	188-1480	-

**Tabella 9. Intervalli di applicabilità del modello di Kew e Cornwell**

**3.3.4 Warrier et al.**

Questa correlazione è stata sviluppata per piccoli canali rettangolari sia per convezione forzata monofase che per l'ebollizione di nucleati sottoraffreddati e saturi. Il modello è una funzione del numero di ebollizione e del titolo.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = \left[ 1 + 6Bo^{1/16} - 5.3x^{0.65}(1 - 855Bo) \right] \frac{4.36k_l}{D} \quad (50)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 30.

**Warriar et al.**

Boiling number:

$$Bo = \frac{q}{G\Delta H_{lv}}$$

Two-phase heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = 4.36 \frac{k_l}{D} \left[ 1 + 6Bo^{1/16} - 5.3x^{0.65}(1 - 855Bo) \right]$$

**Figura 30. Sintesi della correlazione di Warriar et al.**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Warriar et al.	FC84	-	0,75	-	-

**Tabella 10. Intervalli di applicabilità del modello di Warriar et al.**

**3.3.5 Kandlikar and Balasubramanian**

Kandlikar e Balasubramanian hanno modificato la correlazione di Kandlikar su macro scala considerando l'ebollizione nucleata come meccanismo dominante e utilizzando il coefficiente di trasferimento termico monofase laminare per tutto il flusso liquido.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = \max(h_{CBD}, h_{NBD}) (1 - x)^{0.8} h_{L0} \quad (51)$$

dove,  $h_{L0}$ ,  $h_{CBD}$  e  $h_{NBD}$  sono, rispettivamente, il coefficiente di scambio termico di tutti i liquidi, il coefficiente di trasferimento di calore di ebollizione convettiva e il coefficiente di trasferimento di calore di ebollizione nucleata. Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 31.

### Kandlikar and Balasubramanian

All liquid Reynolds number:

Boiling number:

Convection number:

Friction factor

Liquid laminar heat transfer correlation in function of Reynolds:

$Re_{10} < 100$  (directly two phase coefficient)

$100 < Re_{10} < 1600$ :

$1600 < Re_{10} < 3 \cdot 10^3$ :

Linear interpolation between upper and lower coefficient  
 $3 \cdot 10^3 < Re_{10} < 10^4$ :

$10^4 < Re_{10} < 5 \cdot 10^6$ :

Convective boiling heat transfer coefficient:

Nucleate boiling heat transfer coefficient:

Two-phase heat transfer coefficient:

$$Re_{10} = \frac{GD}{\mu_{10}}$$

$$Bo = \frac{q}{G \Delta H_{lv}}$$

$$N_{Co} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0.8} * \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5}$$

$$fr = [1.58 \ln(Re_{10}) - 3.28]^{-2}$$

$$h_{tp} = h_{NBD} (1-x)^{0.8} h_{10}$$

$$h_{10} = 0.023 \frac{k_l}{D} Re_{10}^{0.8} Pr_l^{0.4}$$

$$h_{10} = \frac{(Re_{10} - 1000) Pr_l \left( \frac{fr}{2} \right) \left( \frac{k_l}{D} \right)}{1 + 12.7 \left( Pr_l^{\frac{2}{3}} - 1 \right) \left( \frac{fr}{2} \right)^{0.5}}$$

$$h_{10} = \frac{Re_{10} Pr_l \left( \frac{fr}{2} \right) \left( \frac{k_l}{D} \right)}{1 + 12.7 \left( Pr_l^{\frac{2}{3}} - 1 \right) \left( \frac{fr}{2} \right)^{0.5}}$$

$$h_{CBD} = 1.136 N_{Co}^{-0.9} + 667.2 Bo^{0.7} F_{Fl}$$

$$h_{NBD} = 0.6683 N_{Co}^{-0.9} + 1058 Bo^{0.7} F_{Fl}$$

$$h_{tp} = \max(h_{CBD}, h_{NBD}) (1-x)^{0.8} h_{10}$$

Figura 31. Sintesi della correlazione di Kandlikar and Balasubramanian

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Kandlikar and Balasubramanian	Water, refrigerants	40-6400	0,19-3,2	13-8179	0,3-2280

Tabella 11. Intervalli di applicabilità del modello di Kandlikar and Balasubramanian

### 3.3.6 Zhang et al.

La correlazione di Zhang si basa sulla correlazione Chen su macro scala. È stata sviluppata per il regime turbolento sia lato liquido che vapore. Se ci sono condizioni di flusso diverse da queste, la correlazione non funziona bene. I parametri influenzati dai regimi di flusso, in particolare, sono il numero di Reynolds e il coefficiente di scambio termico monofase.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_L \quad (52)$$

dove,  $h_L$  e  $h_{NB}$  sono, rispettivamente, il coefficiente di scambio termico di tutti i liquidi e il coefficiente di scambio termico di ebollizione nucleata.

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 32.

<b>Zhang et al.</b>	
Liquid fraction Reynolds number:	$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l}$
Vapor fraction Reynolds number:	$Re_v = \frac{xGD}{\mu_v}$
Prandtl liquid number:	$Pr_l = \frac{\mu_l C_{pl}}{k_l}$
Prandtl vapor number:	$Pr_v = \frac{\mu_v C_{pv}}{k_v}$
Martinelli parameter:	$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{f_l}{f_v}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.5}$
Expansion coefficient of liquid phase:	$\beta = \frac{\rho_{bulk} - \rho_{film}}{[\rho_{film}(T_{film} - T_{bulk})]}$
Nusselt relation for or $Re_L$ :	<p>If <math>Re_L &lt; 2000</math> (laminar flow):</p> $Nu_{Collier} = 0.17 Re_l^{0.33} Pr_l^{0.43} \left(\frac{Pr_l}{Pr_v}\right)^{0.25} \left[\frac{\max(4.36, Nu_{Collier})}{\mu_l^2} \frac{g\beta \rho_l^2 D_h^3 (T_w - T_b)}{\mu_l^2}\right]^{0.1}$ <p>If <math>Re_L &gt; 2300</math> (Dittus-Boelter):</p> $Nu = 0.023 Re_{10}^{0.8} Pr_l^{0.4}$ <p>If <math>2000 &lt; Re_L &lt; 2300</math>: Linear interpolation between upper and lower coefficient</p>
Liquid heat transfer coefficient:	$h_l = \frac{k_l}{D} Nu$
Friction factor in function of $Re_{g \text{ or } L}$ :	<p>If <math>Re_{g \text{ or } L} &lt; 1000</math>:</p> $fr_{1 \text{ or } v} = \frac{16}{Re_{1 \text{ or } v}}$ <p>If <math>Re_{g \text{ or } L} &gt; 2000</math>:</p> $fr_{1 \text{ or } v} = 0.046 Re_{1 \text{ or } v}^{-0.2}$ <p>If <math>2000 &lt; Re_{1 \text{ or } g} &lt; 2300</math>: Linear interpolation between upper and lower coefficient</p>
Chilsom constant:	<p>For <math>Re_L &lt; 1000</math> and <math>Re_g &lt; 1000</math>: <math>X = X_N</math> and <math>C = 5</math></p> <p>For <math>Re_L &gt; 2000</math> and <math>Re_g &lt; 1000</math>: <math>X = X_N</math> and <math>C = 10</math></p> <p>For <math>Re_L &lt; 1000</math> and <math>Re_g &gt; 2000</math>: <math>X = X_T</math> and <math>C = 12</math></p> <p>For <math>Re_L &gt; 2000</math> and <math>Re_g &gt; 2000</math>: <math>X = X_T</math> and <math>C = 20</math></p> <p>Else: Linear interpolation between upper and lower coefficient</p>
Two-phase frictional multiplier:	$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$
Convective boiling enhancement factor:	$F' = 0.64 \Phi_l$
Nucleate boiling suppression factor:	$F = \max(F', 1)$
Nucleate boiling heat transfer coefficient (Foster-Zuber):	$S = (1 + 2.5310^{-5} Re_l^{1.17})^{-1}$
Two-phase heat transfer coefficient:	$h_{nb} = 0.00122 * \frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{lv}^{0.24} \rho_v^{0.24}} (\Delta T_{sat})^{0.24} (\Delta P_{sat})^{0.75}$ $h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_l$

Figura 32. Sintesi della correlazione di Zhang et al.

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Zhang et al.	Water, refrigerants	101-866	0,78-6	23,4-2939	2,95-2511

Tabella 12. Intervalli di applicabilità del modello di Zhang et al.

### 3.3.7 Lee e Mudawar

Lee e Mudawar hanno sviluppato il modello in funzione della qualità. Infatti, meccanismi diversi sono associati a differenti qualità. In particolare, flussi di calore di bassa qualità corrispondono a un meccanismo di ebollizione nucleata mentre flussi di calore di alta qualità corrispondono all'evaporazione anulare della pellicola.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$\begin{aligned}
 -\text{per } x < 0.05: & \quad h_{tp} = 3.865X^{0.267}h_L \\
 -\text{per } 0.05 < x < 0.55: & \quad h_{tp} = 436.48Bo^{0.522}We_L^{0.351}X^{0.665}h_L \\
 -\text{per } x > 0.55: & \quad h_{tp} = \text{MAX}(108.6X^{1.665}h_g, h_g)
 \end{aligned} \quad (53)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 33.

#### Lee and Mudawar

Martinelli parameter:

$$\begin{aligned}
 X_{vt} &= \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \\
 X_{vv} &= \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5} \left(\frac{f_l Re_g^{0.25}}{0.079}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5}
 \end{aligned}$$

Friction factor in function of  $Re_{g \text{ or } l}$ :

If  $Re_{g \text{ or } l} < 1000$ :

$$f_{l \text{ or } v} = \frac{16}{Re_{l \text{ or } v}}$$

If  $Re_{g \text{ or } l} > 2000$ :

$$f_{l \text{ or } v} = 0.046Re_{l \text{ or } v}^{-0.2}$$

If  $2000 < Re_{l \text{ or } g} < 2300$ :

Linear interpolation between upper and lower coefficient

Weber number:

$$We_l = \frac{G^2 D}{\rho_l \sigma}$$

Reynolds numbers:

$$Re_v = \frac{xGD}{\mu_v}$$

$$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l}$$

Prandtl numbers:

$$Pr_{l \text{ or } v} = \frac{\mu_{l \text{ or } v} C_{pl \text{ or } v}}{k_{l \text{ or } v}}$$

Liquid or Vapor heat transfer coefficient (Dittus-Boelter):

$$h_{l \text{ or } v} = 0.023Re_{l \text{ or } v}^{0.8} Pr_{l \text{ or } v}^{0.4} \frac{k_{l \text{ or } v}}{D}$$

Two-phase heat transfer coefficient:

for  $x < 0.05$ :

$$h_{tp} = 3.856X_{tt}^{0.267}h_l$$

for  $0.05 < x < 0.55$ :

$$h_{tp} = 436.48Bo^{0.522}We_l^{0.351}X_{tt}^{0.665}h_l$$

for  $x > 0.55$ :

$$h_{tp} = \text{Max}(108.6X_{tt}^{1.665}h_g, h_g)$$

Figura 33. Sintesi della correlazione di Lee e Mudawar

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Lee and Mudawar	Water, R134a	144-660	0,35	127-654	159,938

**Tabella 13. Intervalli di applicabilità del modello di Lee e Mudawar**

3.3.8 Saoitoh et al.

Anche Saitoh et al. hanno basato il lavoro sul modello di Chen, e la correlazione è stata adattata per considerare l'effetto del diametro del canale. In particolare, nella formula è stato introdotto il numero Weber.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_L \quad (54)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 34.

**Saitoh et al.**

Reynolds numbers:

$$Re_v = \frac{xGD}{\mu_v}$$

$$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l}$$

Weber number:

$$We_l = \frac{G^2 D}{\rho_l \sigma}$$

Martinelli parameter:

for  $Re_L > 1000$  and  $Re_g > 1000$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1}$$

for  $Re_L < 1000$  and  $Re_g > 1000$

$$X_{tt} = (Re_v^{-0.4}) \left(\frac{G_l}{G_v}\right)^{0.5} \left(\frac{f_l}{f_v}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.5}$$

Friction factor in function of  $Re_{g\ or\ l}$ :

If  $Re_{g\ or\ l} < 1000$ :

$$f_{r_{i\ or\ v}} = \frac{16}{Re_{i\ or\ v}}$$

If  $Re_{g\ or\ l} > 2000$ :

$$f_{r_{i\ or\ v}} = 0.046 Re_{i\ or\ v}^{-0.2}$$

If  $2000 < Re_{l\ or\ g} < 2300$ :  
Linear interpolation between upper and lower coefficient

Liquid heat transfer coefficient  $h_L$ :

For  $Re_L < 1000$  (Dittus-Boelter):

$$h_l = 0.023 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \frac{k_l}{D}$$

For  $Re_L > 1000$  (Developed flow):

$$h_l = 4.36 \frac{k_l}{D}$$

Convective boiling enhancement factor:

$$F = 1 + \frac{\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{1.05}}{1 + We_v^{-0.4}}$$

Bubble growth suppression factor:

$$S = \frac{1}{1 + 0.4(10^{-4} F^{1.25} Re_l)^{1.4}}$$

Bubble diameter:

$$D_b = 0.512 \left[\frac{\sigma}{g}(\rho_l - \rho_v)\right]^{0.5}$$

Nucleate boiling heat transfer coefficient:

$$h_{nb} = 207 \frac{k_l}{D_b} \left(\frac{qD}{k_l T_l}\right)^{0.745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.581} Pr_l^{0.533}$$

Two-phase heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_l$$

**Figura 34. Sintesi della correlazione di Saoitoh et al.**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Saitoh et al.	R134a	350-500	0,5-1,1	150-450	0,5-39

Tabella 14. Intervalli di applicabilità del modello di Saitoh et al.

### 3.3.9 Bertsch et al.

Bertsch et al. hanno considerato l'ebollizione nucleata e l'ebollizione convettiva forzata tenendo conto anche del confinamento delle bolle in piccoli tubi. L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_{conv} \quad (55)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 35.

#### Bertsch et al.

Reynolds numbers:

$$Re_{v0} = \frac{GD}{\mu_v}$$

$$Re_{l0} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Prandtl numbers:

$$Pr_{l\ or\ v} = \frac{\mu_{l\ or\ v} C_{pl\ or\ v}}{k_{l\ or\ v}}$$

Reduced pressure:

$$P_r = \frac{P}{P_{crit}}$$

Confinement number:

$$Co = \frac{\sqrt{\sigma/g\Delta\rho}}{D}$$

Liquid or Vapor turbulent heat transfer coefficient (Dittus-Boelter):

$$h_{l0\ or\ v0} = 0.023 Re_{l0\ or\ v0}^{0.8} Pr_{l0\ or\ v0}^{0.4} \frac{k_{l0\ or\ v0}}{D}$$

Vapor and liquid laminar heat transfer coefficient:

$$h_{l0\ or\ v0} = \frac{k_{l0\ or\ v0}}{D} \left[ 3.66 + \frac{0.0668 * \frac{D}{L} Re_{l0\ or\ v0} Pr_{l0\ or\ v0}}{1 + 0.04 * \left( \frac{D}{L} Re_{l0\ or\ v0} Pr_{l0\ or\ v0} \right)^{\frac{2}{3}}} \right]$$

Convective boiling enhancement heat transfer coefficient:

$$h_{conv} = (1 - x)h_{l0} + xh_{v0}$$

Convective boiling enhancement factor:

$$F = 1 + 80 * (x^2 - x^6) e^{-0.6 * Co}$$

Nucleate boiling heat transfer coefficient (Cooper):

$$h_{nb} = 55 P_r^{0.12 - 0.434 \log R_p} (-\log P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Bubble growth suppression factor:

$$S = (1 - x)$$

Mean heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = Sh_{nb} + Fh_l$$

Figura 35. Sintesi della correlazione di Bertsch et al.

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Bertsch et al.	12 fluids	100-517	0,16-2,92	20-3000	4-1150

Tabella 15. Intervalli di applicabilità del modello di Bertsch et al.

### 3.3.10 Mikielewicz

Questo modello è stato sviluppato partendo dall'analogia tra quantità di moto e trasferimento di energia. La dissipazione di energia in un flusso bifase in condizioni di stato stazionario è considerata come la dissipazione di energia viscosa nello strato limite. Mikielewicz ha proposto la correlazione per canali di diametro sia convenzionale che piccolo.

L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$\frac{h_{tp}}{h_{L0}} = \sqrt{\Phi_{MS}^n + \frac{1}{1+P} \left(\frac{h_{nb}}{h_{L0}}\right)^2} \quad (56)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Figura 36.

**Mikielewicz**

Reynolds number:

$$Re_{10} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Prandtl numbers:

$$Pr_l = \frac{\mu_l C_{pl}}{k_l}$$

Reduced pressure:

$$P_r = \frac{P}{P_{crit}}$$

Nucleate boiling enhancement heat transfer coefficient (Cooper):

$$h_{nb} = 55 P_r^{0.12 - 0.434 \log R_p} (-\log P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Friction factor:

$Re_{10} < 4000$ :

$$f_1 = \frac{\rho_l}{\rho_v} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.25}$$

$$f_2 = \frac{k_v}{k_l}$$

Else:

$$f_1 = \frac{\rho_l \mu_l}{\rho_v \mu_v}$$

$$f_2 = \frac{\mu_v C_{pl}}{\mu_l C_{pv}} \left(\frac{k_l}{k_g}\right)^{1.5}$$

Convective number of Muller-Steinhagen:

$$\Phi_{MS} = \left[1 + 2 \left(\frac{1}{f_1} - 1\right) Co^{-1} x\right] (1-x)^{\frac{1}{3}} + \frac{x^3}{f_2}$$

Convective additive factor:

$$P = 0.00253 Re_{10}^{1.17} Bo^{0.6} (\Phi_{MS} - 1)^{-0.65}$$

All liquid heat transfer coefficient:

If  $Re_{10} < 4000$ :

$$h_{10} = \frac{k_l}{D} \left[ 3.66 + \frac{0.0668 \left(\frac{D}{L}\right) Re_{10} Pr_{10}}{1 + 0.04 \left(\frac{D}{L}\right) Re_{10} Pr_{10}} \right]$$

Else:

$$h_{10} = 0.023 * Re_{10}^{0.8} Pr_{10}^{0.4} \frac{k_{10}}{D}$$

Two-phase on liquid only heat transfer coefficients:

$$\frac{h_{tp}}{h_{10}} = \sqrt{\Phi_{MS}^n + \frac{1}{1+P} \left(\frac{h_{nb}}{h_{10}}\right)^2}$$

**Figura 36. Sintesi della correlazione di Mikielewicz**

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Mikielewicz	Water, refrigerants	76-1155	2-4,26	100-500	11-100

**Tabella 16. Intervalli di applicabilità del modello di Mikielewicz**

### 3.3.11 Li e Wu

Li e Wu hanno sviluppato il modello basando lo studio sui risultati sperimentali dell'ebollizione a flusso saturo nei canali mini e micro. L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$h_{tp} = 334Bo^{0.3}(BdRe_L^{0.36})^{0.4} \frac{k_L}{D} \quad (57)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Fig. 37.

#### Li and Wu

Reynolds number:

$$Re_l = (1-x) \frac{GD}{\mu_l}$$

Boiling number:

$$Bo = \frac{q}{G \Delta H_{lv}}$$

Bond number:

$$Bn = \frac{\rho_l g D^2}{\sigma_l}$$

Two-phase heat transfer coefficients:

$$h_{tp} = 334 \frac{k_l}{D} Bo^{0.3} (Re_l^{0.36} Bd)^{0.4}$$

Figura 37. Sintesi della correlazione di Li e Wu

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Li and Wu	12 fluids	3471-6412	0,19-2,01	190-570	5-20

Tabella 17. Intervalli di applicabilità del modello di Li e Wu

### 3.3.12 Mohamed and Karayiannis

Mohamed e Karayiannis hanno proposto una correlazione statistica riferita ai micro canali. La correlazione è espressa come funzione di diversi numeri adimensionali, come il numero di ebollizione, numero di Weber, il numero di Reynolds del liquido e il numero di confinamento. Gli autori hanno anche fornito una diversa espressione del coefficiente di trasmissione del calore in relazione al diametro idraulico e alla qualità. L'espressione del coefficiente di scambio termico è:

$$\begin{aligned}
 & \text{–Per } 4.26 > D > 1.1 \text{ mm:} & h_{tp} &= 3320 \frac{Bo^{0.63} We_L^{0.2} Re_L^{0.11} k_L}{Co^{0.6} D} \\
 & \text{–Per } D = 0.52 \text{ mm e } x < 0.3: & h_{tp} &= 3320 \frac{Bo^{0.63} We_L^{0.2} Re_L^{0.11} k_L}{Co^{0.6} D} \\
 & \text{–Per } D = 0.52 \text{ mm e } x > 0.3: & h_{tp} &= 5324 \left[ \frac{Bo^{0.3} We_L^{0.25}}{N_{Co}^{0.25}} \right]^{1.79} \frac{k_L}{D}
 \end{aligned} \quad (58)$$

Tutti i parametri, con le relative formule, sono espressi in Fig. 38.

**Mohamed and Karayiannis**

Reynolds numbers:

$$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l}$$

Martinelli parameter:

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1}$$

Nucleate boiling enhancement heat transfer coefficient (Cooper):

$$h_{nb} = 55P_r^{0.12-0.434\log R_p} (-\log P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Confinement number:

$$Co = \frac{\sqrt{\sigma/g\Delta\rho}}{D}$$

Enhancement Factor:

$$F = \left(1 + \frac{2.812Co^{-0.408}}{X_{tt}}\right)^{0.64}$$

Suppression Factor

$$S = \frac{1}{1 + 2.56 * 10^{-6} (Re_l * F_{new}^{1.25})^{1.17}}$$

Two-phase liquid heat transfer coefficients for turbulent flow:

$$h_l = 0.023 Re_{l0}^{0.8} Pr_{l0}^{0.4} \frac{k_{l0}}{D}$$

Two-phase heat transfer coefficient:

$$h_{tp} = S h_{nb} + F h_l$$

Figura 38. Sintesi della correlazione di Mohamed and Karayiannis

L'intervallo di applicabilità del modello è il seguente:

	Fluids	Pressure [kPa]	Diameter [mm]	Mass Flux [kg/m <sup>2</sup> s]	Heat Flux [kW/m <sup>2</sup> ]
Mohamed and Karayannis	R134a	600-1400	0,52-4,26	100-500	0,17-158

Tabella 18. Intervalli di applicabilità del modello di Mohamed and Karayiannis

**3.4 Modello sottoraffreddato**

In questa sezione viene descritto un modello sviluppato da Delhaye (2004) [44], che tratta l'ebollizione sottoraffreddata. In particolare, questo modello consente il calcolo della frazione di vuoto e del titolo del vapore. Per ebollizione sottoraffreddata si intende il fenomeno per cui si verifica la formazione di bolle anche se il fluido non è a temperatura di saturazione. L'ebollizione sottoraffreddata è un processo di ebollizione molto importante in alcuni casi specifici, come nel caso di basse pressioni, ma anche in situazioni di fluido all'ingresso del tubo la cui temperatura è molto inferiore alla temperatura di saturazione. La Figura 39 mostra il fenomeno:

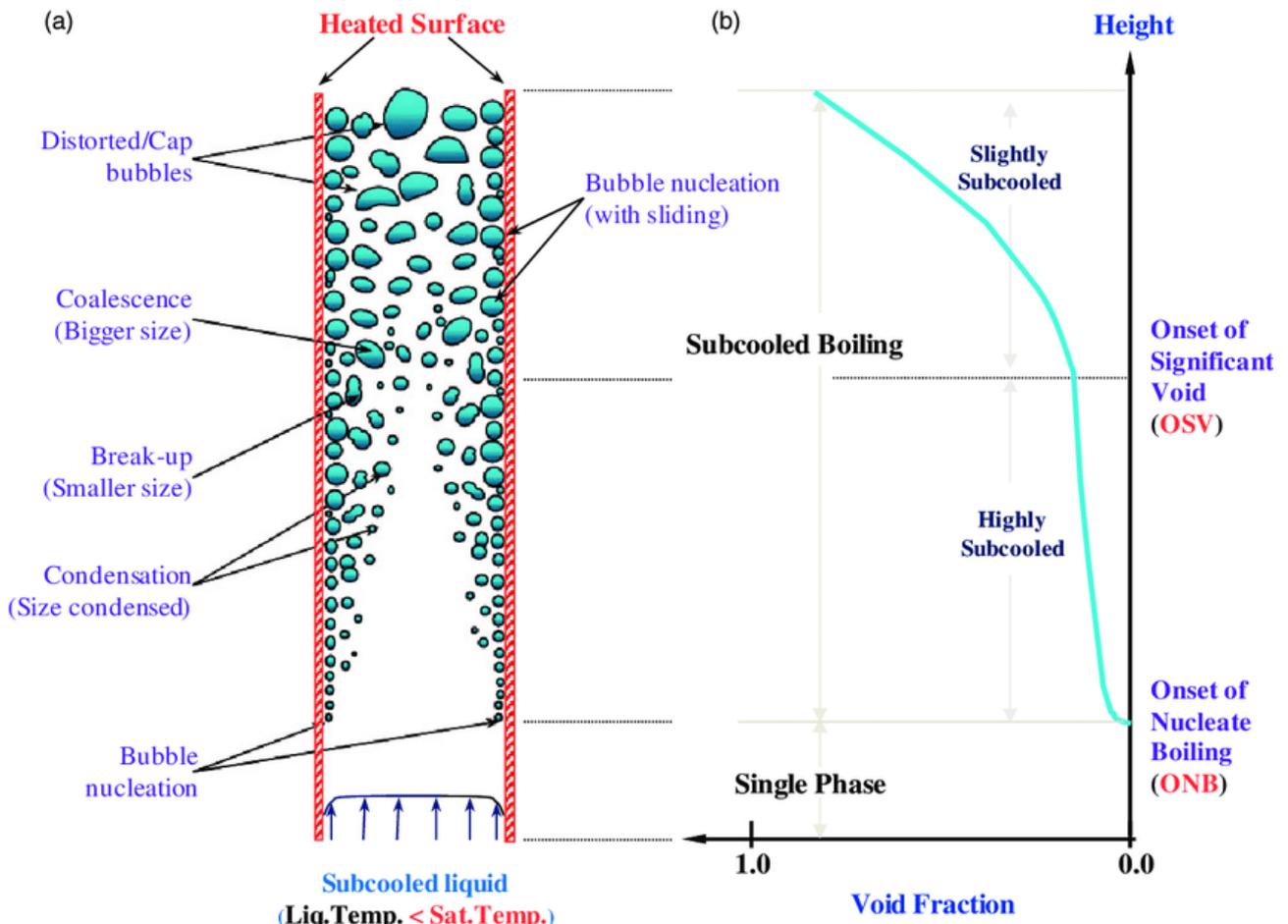


Figura 39. Descrizione del fenomeno di ebollizione sottoraffreddata [45]

L'ebollizione sottoraffreddata inizia quando la temperatura di parete raggiunge un certo surriscaldamento rispetto alla temperatura di saturazione, e viene raggiunto il punto ONB (Onset of Nucleate Boiling). La fase di ebollizione che segue immediatamente il raggiungimento dell'ONB è chiamata Partial Developed Boiling (PDB). In questa regione, il fluido è ancora altamente sottoraffreddato e la frazione di vuoto aumenta molto lentamente. Quando la frazione di vuoto raggiunge un valore piuttosto elevato, si raggiunge il cosiddetto OSV (Frazione di Vuoto Significativo): da questo punto in poi, il fluido è leggermente sottoraffreddato e la frazione di vuoto aumenta molto più velocemente. L'ebollizione in questa fase è chiamata Fully Developed Boiling (FDB). Quando la temperatura del liquido raggiunge la temperatura di saturazione, termina l'ebollizione sottoraffreddata e inizia l'ebollizione satura. In Figura 40 vengono mostrati sia l'andamento della temperatura della parete che quello della massa.

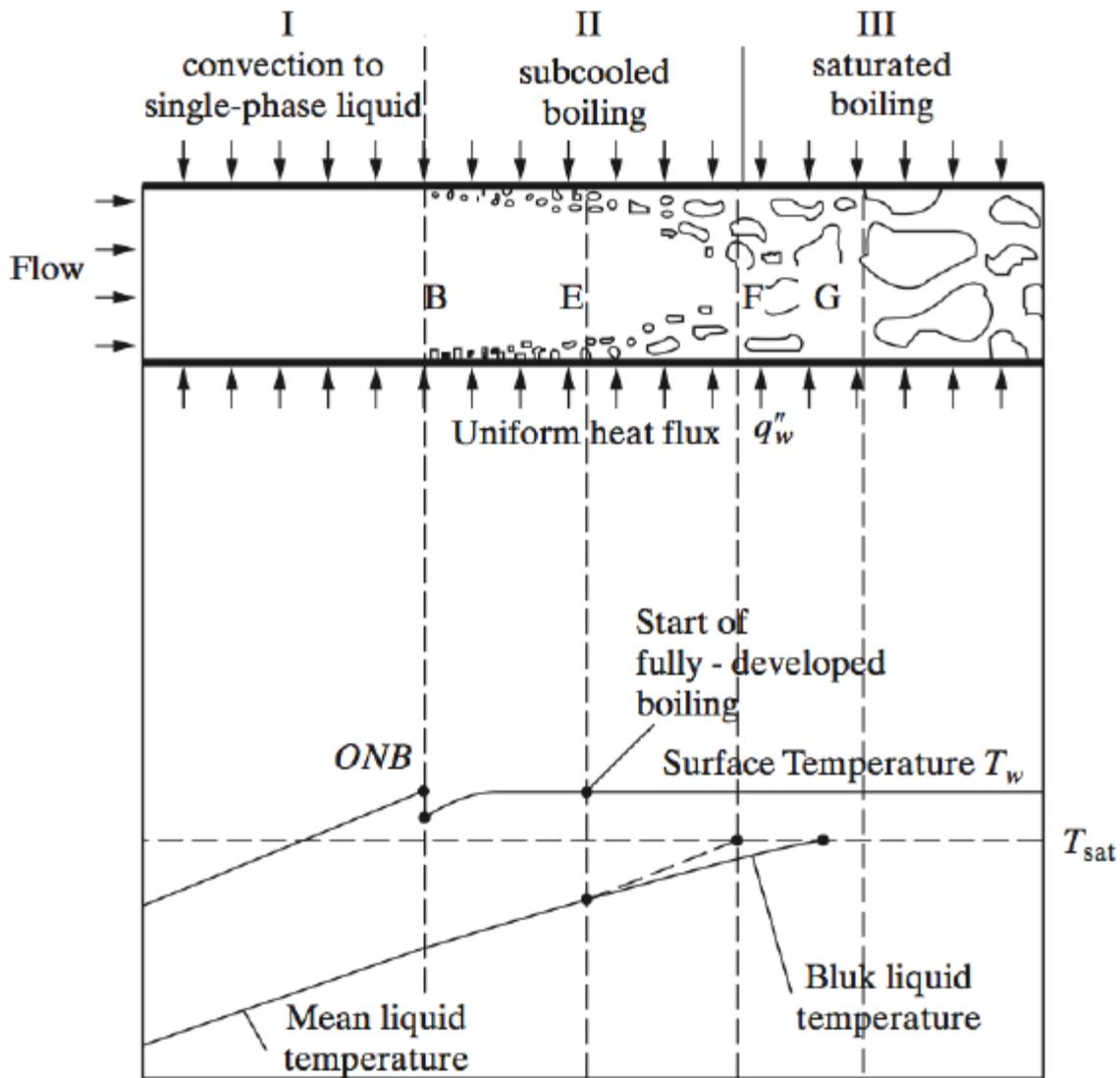


Figura 40. Andamento della temperatura della massa e della parete in ebollizione sottoraffreddata [46]

Prima di descrivere i modelli per il calcolo della frazione di vuoto e del titolo del vapore, è necessario definire le modalità con cui calcolare le posizioni di ONB e OSV, rispettivamente,  $Z_{ONB}$  e  $Z_{OSV}$ . Queste due posizioni saranno parametri di input nel modello per il calcolo della frazione di vuoto. Partendo da un bilancio energetico,  $Z_{ONB}$  può essere espresso come:

$$Z_{ONB} = \frac{G c_{pl} D}{4} \left[ \frac{((T_{sat} - T_{lin}) + (\Delta T_{sat})_{ONB})}{Q} - \frac{1}{h_{l,conv}} \right] \quad (59)$$

dove  $h_{l,conv}$  è la correlazione di Petukhov-Gnieliski. Tutte le proprietà del fluido, ad eccezione di  $c_{pl}$ , sono valutate alla temperatura del film, che è il valore medio tra la temperatura di massa e la temperatura di parete, entrambe valutate a  $Z_{ONB}$ . Il  $c_{pl}$  viene valutato alla temperatura media tra ingresso e ONB. Il  $\Delta T_{sat}$  della parete può essere valutato come segue:

$$(\Delta T_{sat})_{ONB} = \left( \frac{8 \sigma Q T_{sat}}{k_{l,sat} H_{lv,sat} \rho_g} \right)^{0.5} Pr_l^{0.95} \quad (60)$$

Dal bilancio energetico, è anche possibile calcolare la temperatura della massa liquida in ogni posizione; tale temperatura a OSV è espressa come:

$$T_{l,OSV} = \Delta T_{OSV} - T_{sat} \quad (61)$$

dove  $\Delta T_{OSV}$  è definito in relazione al numero di Peclet:

- se  $Pe < 700000$ :  $\Delta T_{OSV} = 0.0022 \cdot \frac{QD}{k_l}$
- se  $Pe > 700000$ :  $\Delta T_{OSV} = 153.8 \cdot \frac{Q}{G \cdot c_{p,l}}$

avendo definito il numero di Peclet come:

$$Pe = \frac{G c_{p,l} D}{k_l} \quad (62)$$

Alla luce di questo, è possibile definire  $Z_{osv}$  anche dal bilancio energetico:

$$Z_{OSV} = Z_{ONB} + [H_l(T_{l,OSV}) - H_l(T_{l,ONB})] \frac{GD}{4Q} \quad (63)$$

### 3.4.1 Frazione di vuoto e titolo di vapore

Lahey e Moody (1977) [47] hanno proposto un modello per il calcolo della frazione di vuoto, in particolare nell'ebollizione completamente sviluppata (Fully Developed Boiling, FDB). Il modello proposto è basato sul precedente modello di Zuber (1965) [48] modificato in alcuni aspetti. L'espressione modificata della frazione di vuoto è la seguente:

$$\alpha = \frac{x_v \rho_l G}{C_0(x_v \rho_l + (1-x_v) \rho_v)G + V_g \rho_l \rho_v} \quad (64)$$

dove:

- $x_v$ , è il titolo del vapore
- $C_0$  è il parametro distribuito
- $V_g$  è la velocità alla deriva del peso

Analizzando il titolo del vapore, Delhaye (2004) ha migliorato questo modello che tendenzialmente porta a una sovrastima della frazione di vuoto in FDB, perché il modello assumeva nel PDB titolo del vapore pari a zero. Sapendo che il titolo all'equilibrio termodinamico è:

$$x_{eq}(z) = \frac{H(z) - H_{l,sat}}{H_{lv}} \quad (65)$$

Delahye ha proposto un titolo di vapore non in equilibrio per tenere conto della nucleazione nella regione di ebollizione sottoraffreddata. L'espressione è stata sviluppata con una tangente iperbolica per approssimare il titolo in modo che la formula finale sia:

$$x_v(Z) = 0.01\xi \left\{ x_{eq}(Z) - x_{eq}(Z_{ONB}) \left[ \tanh \left( \left( \frac{x_{eq}(Z)}{x_{eq}(ONB)} \right) - 1 \right) + 1 \right] \right\} \quad (66)$$

$$x_v(z) = x_{eq}(z) \quad \text{if} \quad x_{eq}(Z) \geq x_v(Z)$$

dove  $\xi$  è una costante identificata dall'iterazione per consentire la continuità della funzione titolo al punto di transizione OSV. Nel punto OSV, il titolo del vapore è:

$$x_{v,OSV} = \frac{1}{\left( \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \cdot \left( \frac{1 - \alpha_{OSV}}{\alpha_{OSV}} \right) + 1 \right) \alpha_{OSV}} \quad (67)$$

$\alpha_{OSV}$  è la frazione di vuoto originale del modello Griffith (1958) modificata da Delhay (2004) per estendere il campo di applicabilità, introducendo la lunghezza capillare  $L_{cap}$ . La formula è:

$$\alpha_{OSV} = \frac{4a}{D} \quad (68)$$

$$a = 7.5 \frac{Q k_l Pr_l}{h_l^2 [T_{sat} - T_l(z_{OSV})]} \frac{L_{cap}}{D} \quad (69)$$

dove:

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (70)$$

Per quanto riguarda il parametro di distribuzione, la frazione di vuoto è molto influenzata da questo parametro. Di seguito si riporta il modello descrittivo di  $C_0$  proposto da Nabizadeh (1980).

$$C_0 = \left( 1 + \frac{1 - x_v}{x_v} \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1} \cdot \left( 1 + \frac{1}{n} \cdot Fr^{-0.1} \cdot \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^n \cdot \left( \frac{1 - x_v}{x_v} \right)^{\frac{11-n}{9}} \right) \quad (71)$$

Rispetto al parametro di distribuzione, la velocità alla deriva del peso influisce meno sulla frazione di vuoto, e la sua espressione è:

$$V_g = 1.41 \left( \frac{\sigma \cdot g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right)^{0.25} \quad (72)$$

## 4 Verifica dell'influenza di g sul coefficiente di scambio termico

Nella presente sezione, viene fatta una valutazione dell'influenza dell'accelerazione di gravità sul coefficiente di scambio termico bifase, anche in condizioni di microgravità, facendo riferimento, come concordato con il gruppo di lavoro di ENEA, alle esperienze condotte da ENEA nell'ambito delle attività sperimentali condotte nei progetti finanziati ESA che hanno previsto campagne di volo parabolico per la valutazione dell'effetto delle forze inerziali sull'efficienza dello scambio termico in ebollizione (flow boiling), con variazioni dell'accelerazione di gravità nell'intervallo 0-2g, con periodi transitori da 5 a 10 secondi, e con prove a terra, per verificare se le accelerazioni tipiche dei veicoli stradali rientrano negli intervalli di variazioni significative per lo scambio termico bifase.

Per la suddetta valutazione, si prenderanno a riferimento quindi i dati forniti da ENEA relativi alla campagna di misura effettuata a Novembre 2017 con la configurazione MicroBo (Microgravity Boiling) con sezione di prova verticale, in volo parabolico a differenti quote/livelli di gravità (indicati qui con TEST1, TEST2, TEST3, TEST4), e i dati ottenuti sempre da ENEA, con il medesimo sistema, nel Dicembre 2018 a terra (TEST5, TEST6). Per la descrizione del sistema e del set sperimentale, e di tutte le attività sperimentali e le misure eseguite,

non comprese all'interno di questa attività, si rimanda ai relativi documenti ENEA. Per quanto necessita a questa attività, si riportano solo qui di seguito per chiarezza delle figure informative della sezione di prova sperimentale (Figura 41 e Figura 42) e il posizionamento delle termocoppie (Figura 43 e Figura 44).



**Figura 41. Sezione di prova**



**Figura 42. Particolare della sezione di prova**

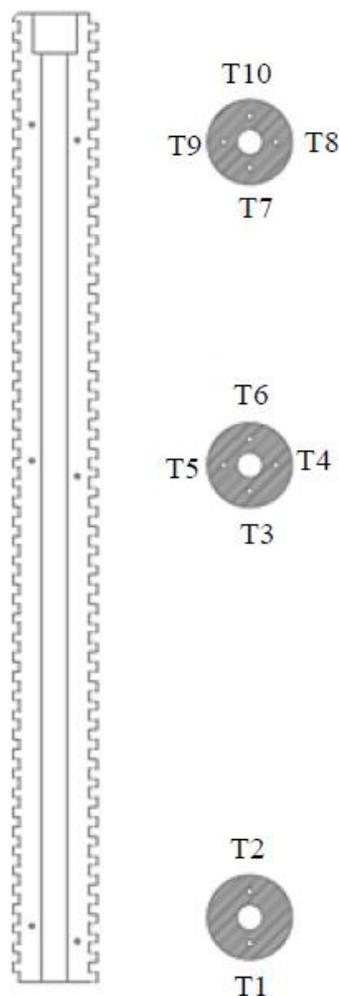


Figura 43. Visualizzazione schematica della disposizione delle termocoppie sulla sezione prova

THERMOCOUPLES			
	Position 1	Position 2	Position 3
	T1,T2	T3,T4,T5,T6	T7,T8,T9,T10
Axial position from the inlet [m]	0,0151	0,071	0,1311
Axial position from the inlet [%]	10,06	47,33	87,4

Figura 44. Posizionamento delle termocoppie sulla sezione prova

Per i test a terra e per quelli in volo, come dichiarato dai responsabili ENEA, è stata seguita una procedura molto simile: in particolare, si richiede che sia stato raggiunto lo stato stazionario prima di avviare l'acquisizione, per cui tutti i parametri (temperatura in ingresso, pressione di esercizio e portata) devono risultare costanti nel tempo. La procedura con cui sono state eseguite le misure è la seguente:

- accesi tutti i componenti, è necessario impostare i parametri di lavoro monitorando il sistema di controllo da interfaccia grafica del software
- analizzando l'impianto partendo dalla pompa ad ingranaggi, la portata viene imposta e controllata dall'operatore e il liquido freddo entra nel preriscaldatore

- qui, il liquido viene riscaldato alla temperatura desiderata, appena al di sotto della temperatura di saturazione, modificando il grado di sottoraffreddamento. Variando il segnale in ingresso, l'operatore può controllare la temperatura all'uscita del preriscaldatore, che viene misurata da termocoppie;
- quindi, il liquido caldo fluisce nella sezione di prova in cui avviene l'ebollizione. Qui, le temperature delle pareti vengono misurate in diverse posizioni da dieci termocoppie. All'ingresso della sezione di prova viene misurata la pressione e l'operatore, tramite le valvole nel circuito d'aria, regola la pressione di esercizio desiderata. In questa fase può essere necessario recuperare la pressione nel serbatoio dell'aria utilizzando la pompa a mano;
- all'uscita della sezione di prova, il fluido caldo entra nel condensatore dove si condensa. La temperatura del fluido in uscita dal condensatore è controllata dall'operatore tramite ventilatori. Terminata la fase di regolazione, il loop in meno di un minuto raggiunge lo stato stazionario.

In Figura 45, viene riportata una matrice sintetica dei test effettuati da ENEA, su cui sono state eseguite le analisi per la verifica dell'effetto della forza di gravità.

Name	Mass Flux	T inlet	P inlet	$\Delta T_{sub}$	Heat flux range	Gravity level		
	kg/ m <sup>2</sup> s	°C	bar	°C	kW/ m <sup>2</sup>	1g	0g	2g
TEST 1	117	48	1,6	22	6,5 – 65,6	✓	✓	✓
TEST 2	221	50	1,6	20	9,8 – 75,8	✓	✓	✓
TEST 3	331	50	1,6	20	6,6 – 85,6	✓	✓	✓
TEST 4	375	50	1,6	20	5,4 – 56,1	✓	✓	✓
TEST 5	221	45	1,8	23	2,5 – 94,6	✓	X	X
TEST 6	221	45	1,3	19	7,3 – 64,3	✓	X	X

**Figura 45. Matrice dei test sperimentali con indicazione di parametri di input e valore di g**

Nel seguito, verrà dapprima presentato un confronto (non eseguito prima di ora) tra i dati sperimentali acquisiti in volo e a terra, e in particolare curve di ebollizione, coefficienti di scambio termico, e analisi degli schemi di flusso, validando i risultati attraverso il complesso di correlazioni precedentemente introdotte, presentate e discusse; successivamente, l'attenzione verrà spostata sugli schemi di flusso con lo scopo di studiare e rappresentare il flusso anulare vicino alla crisi termica, mantenendo il controllo della pressione.

L'importanza del flow boiling in condizioni di microgravità è correlata alla sfida futura di sviluppare un sistema di raffreddamento efficiente e compatto per applicazioni spaziali, a causa dei flussi di calore molto ampi utilizzati nelle apparecchiature satellitari come radar e antenne. Flussi termici elevati incidono sulla riduzione delle dimensioni, del peso e del costo dei sistemi di gestione termica. La gravità ha una forte influenza sulla macroscale mentre non dovrebbe svolgere un ruolo importante nel flow boiling dei micro canali, in quanto, come evidenziato in precedenza, l'effetto delle forze di galleggiamento diventa trascurabile rispetto all'effetto della tensione superficiale in micro scala. In questo report si ritiene opportuno fare un cenno alle condizioni di microgravità in quanto si farà riferimento agli studi sperimentali condotti da ENEA, i quali hanno dimostrato una significativa influenza della gravità sullo scambio termico in ebollizione in determinate condizioni. In particolare, i dati a disposizione ottenuti da campagne di volo parabolico con progetti ESA (European Space Agency), hanno riguardato variazioni dell'accelerazione di gravità da 0 a 2 g, con periodi transitori da 5 a 10 secondi, valori coerenti con quanto ci si può attendere per i veicoli stradali ad alimentazione elettrica.

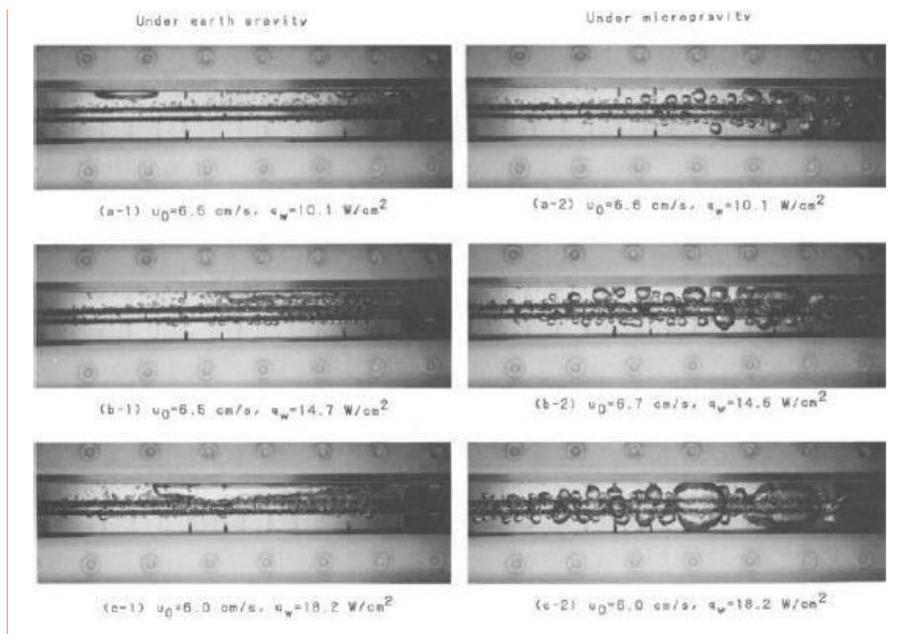
Per quanto riguarda l'ebollizione a flusso in microcanali in condizioni di bassa gravità, la letteratura non è ampia perché è un argomento recente e sempre in fase di sviluppo. Questo è anche il motivo per cui gli esperimenti sui dati sono spesso in discrepanza l'uno con l'altro. Molte piattaforme gravitazionali sperimentali possono essere utilizzate per eseguire queste analisi come, ad esempio, il volo parabolico e la torre di caduta. Il problema nell'esecuzione di tali esperimenti risiede nella difficoltà di ottenere dati sperimentali durante i test a causa di un inevitabile grado di incertezza per ogni tipo di piattaforma gravitazionale sperimentale. Sono qui riportati molti degli studi sul flusso bifase in micro canali in condizioni di gravità quasi zero.

Ohta et al. (1982) hanno eseguito studi sull'ebollizione a flusso in microgravità in un canale verticale da 8 mm. I risultati hanno mostrato una notevole influenza della gravità sulla dimensione delle bolle. Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, hanno osservato che la gravità ha una piccola influenza sul trasferimento di calore, concludendo che il principale meccanismo di trasferimento del calore è l'ebollizione nucleata. Crowley et al. (1991) hanno misurato la temperatura del liquido e la temperatura della parete in una sezione di condensazione in condizioni di microgravità ottenute con voli parabolici. Hanno osservato un aumento del coefficiente di scambio termico in microgravità; non sono state tuttavia raggiunte condizioni di stazionarietà durante l'intera finestra di microgravità di 20 secondi e, per questo motivo, l'interpretazione dei dati non è stata possibile. Ma et al. (2001) hanno condotto studi, in torre di caduta, sull'ebollizione convettiva forzata in condizioni di micro gravità e gravità normale. Il fluido di lavoro scelto è stato FC-72 e il canale veniva riscaldato da una piastra quadrata piana. Per le condizioni di microgravità, gli autori hanno concluso che il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della velocità del flusso, il distacco dalla parete delle bolle è facilitato quando la portata aumenta e, all'aumentare della portata, la rilevanza della gravità sul processo risulta ridotta.

Gli studi condotti da Westheimer et al. (2001), hanno analizzato il flusso in ebollizione in uno scambiatore di calore anulare di vetro. Gli esperimenti furono condotti in volo parabolico usando come fluido l'R-113, concentrando l'attenzione principalmente sui modelli di flusso. Gli autori hanno osservato che, in micro gravità:

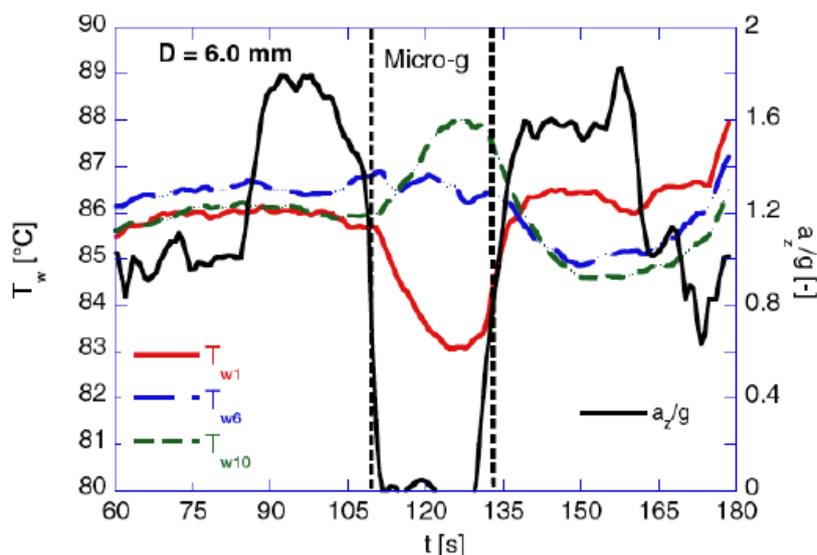
- le transizioni del regime di flusso in microgravità possono essere causate con minore scambio di calore;
- le mappe del regime di flusso gravitazionale normale e i dati visivi non corrispondevano ai dati visivi e alle mappe del regime di flusso in microgravità;
- tutte le mappe dei regimi di flusso di microgravità danno un risultato simile per i calcoli di: titolo, coefficiente di scambio termico e temperatura dello scambiatore di calore;
- il trasferimento di calore massimo si è verificato da qualche parte nello scambiatore di calore vicino al passaggio dal flusso a bolle a quello a tappi.

Saitoh et al. (2005, 2007) hanno analizzato il flusso in ebollizione in un canale orizzontale in cui, al centro, era presente una barra riscaldante. Questo sistema è stato testato durante un volo parabolico con una finestra di microgravità di 22 s. Il risultato ottenuto è stato che le bolle si sono staccate a fatica dall'asta del riscaldatore a causa della riduzione della galleggiabilità in microgravità. Le bolle scorrevano lungo l'asta crescendo lungo la superficie dell'asta, come si può vedere in Figura 18. Il comportamento in condizioni di microgravità è risultato più chiaro per velocità del fluido in ingresso inferiore, flusso di calore più elevato e sottoraffreddamento in ingresso inferiore. Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, invece, sono state osservate piccole differenze tra micro e gravità normale.



**Figura 46. Visualizzazione del flusso in condizioni normali e di microgravità in un canale orizzontale con barra riscaldante interna [49]**

Celata e Zummo (2008) [32] hanno eseguito l'analisi del flow boiling in volo parabolico testando un canale Pyrex verticale, utilizzando FC-72 come fluido di lavoro, osservando le variazioni di temperatura delle pareti a diverse gravità. In Figura 19 vengono presentati gli andamenti della temperatura delle pareti.



**Figura 47. Andamento delle temperature di parete durante il volo parabolico [50]**

Come mostrato in figura, nessuna variazione sulla temperatura delle pareti si verifica in condizioni di gravità normale e iper gravità, sia in traiettoria ascendente che discendente, mentre in micro gravità l'andamento della temperatura delle pareti cambia leggermente. In particolare, la temperatura della parete (linea rossa), misurata all'inizio del tratto riscaldato, tende a diminuire in microgravità favorendo lo scambio termico. Andamento opposto si osserva per la temperatura della parete (linea verde), misurata alla fine del tratto riscaldato, suggerendo una riduzione dello scambio termico. Per la temperatura misurata al centro del

canale, la linea blu, essa sembra non essere influenzata dalla variazione di gravità. Come risulta dalla figura, Gli autori hanno anche sottolineato che per titoli elevati, l'ebollizione nucleata non è più il principale meccanismo di trasferimento del calore, essendo sostituita dalla convezione forzata. In questo regime, la dimensione delle bolle ha un impatto trascurabile sul trasferimento di calore e gli effetti della variazione della gravità diventano meno rilevanti.

Luciani et al. (2009) [33] hanno analizzato il flow boiling in microgravità in microcanali con tre diversi diametri: 0.49 mm, 1.18 mm e 1.89 mm. I test sono stati eseguiti in voli parabolici utilizzando HFE-7100 come fluido. Gli autori hanno osservato alcune differenze nel modello di flusso tra la gravità normale e micro gravità: mentre in gravità normale è stato riconosciuto un flusso a bolle con alcune bolle allungate, in condizioni di microgravità il modello di flusso è stato spostato in flusso a tappi/churn (Figura 20).

Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, non si notano differenze sostanziali tra condizioni normali e di iper gravità, mentre in condizioni di microgravità gli autori riferiscono un aumento del coefficiente di scambio termico.

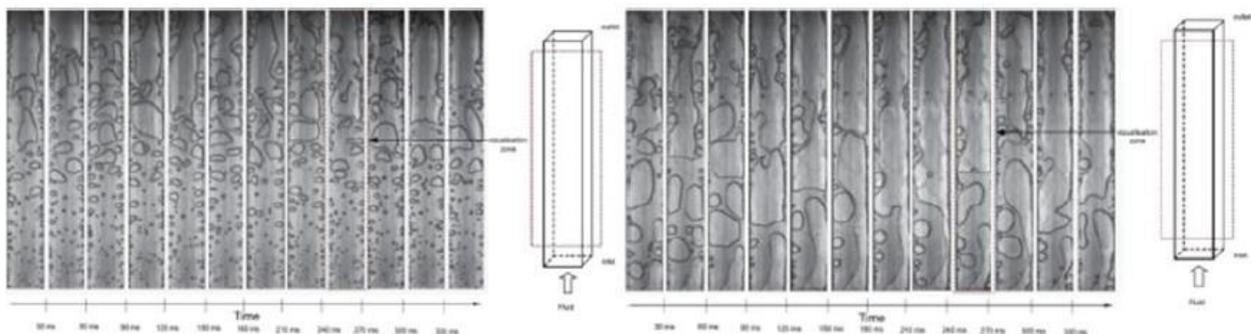


Figure 48. Visualizzazione in gravità normale e micro gravità (rispettivamente a sinistra e destra) [51]

#### 4.1 Confronto dati sperimentali in volo-a terra

In questa sezione vengono descritti i risultati dei TEST 1, TEST 2, TEST 3 e TEST 4 condotti con gravità variabile. Nello specifico, i dati acquisiti durante queste sperimentazioni sono stati analizzati per la rappresentazione delle curve di ebollizione e la valutazione del coefficiente di scambio termico mediante i modelli di scambio termico precedentemente descritti.

##### 4.1.1 Curva di ebollizione

In primo luogo, vengono presentate le curve di ebollizione. Il surriscaldamento della parete, riportato in ascissa  $x$ , è direttamente collegato con il flusso di calore, riportato sull'asse delle ordinate  $y$ . In questa analisi, il surriscaldamento della parete viene valutato rispetto alla temperatura media della parete, ottenuta dalle misure delle termocoppie poste in posizione 2.

- $T_{w2}$ , è il valore medio della temperatura misurata dalle termocoppie poste in posizione 2 (P2, Fig. 47 e Figura 49)

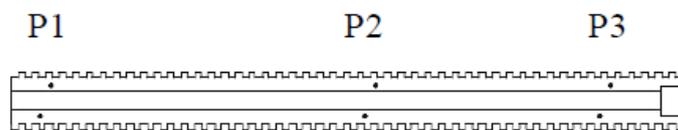
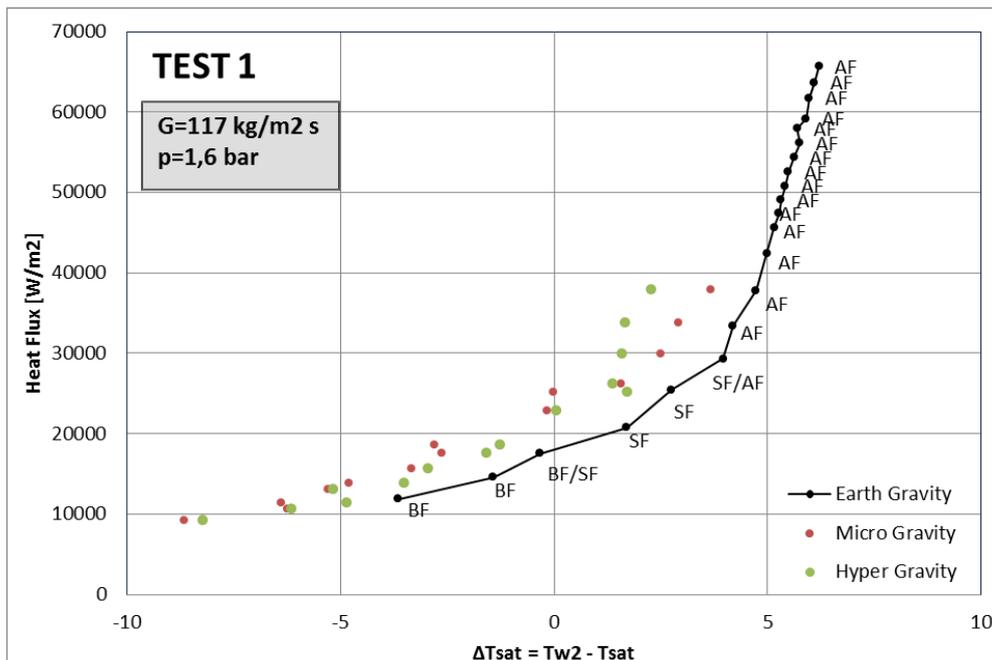


Figura 49. Vista schematica della posizione delle termocoppie lungo la sezione di prova

Nei grafici seguenti sono riportati anche gli schemi di flusso ottenuti per ogni punto sperimentale tracciato sulla curva, in modo da comprendere meglio il processo. In particolare, si è indicato con:

- BF = flusso a bolle
- BF / SF = transizione da flusso a bolle a flusso a tappi
- SF = flusso a tappi
- SF / AF = transizione da flusso a tappi a flusso anulare
- AF = flusso anulare

Come si può vedere dalle Figure 50-53, l'ebollizione inizia in regime sottoraffreddato con un  $\Delta T_{sat}$  negativo. Il fluido entra con un certo grado di sottoraffreddamento e l'ebollizione inizia prima nella zona parzialmente sviluppata e poi nella regione completamente sviluppata. All'aumentare del flusso termico, la temperatura della parete raggiunge un certo grado di surriscaldamento, e inizia l'ebollizione saturata. La regione di ebollizione del film si verifica per flussi termici elevati e inizia il modello di flusso anulare. Qui, il trasferimento di calore risulta fortemente migliorato; la curva tende a diventare verticale, quindi il surriscaldamento della parete aumenta leggermente all'aumentare del flusso termico.



**Figura 50. Curva di ebollizione relativa al TEST1 a diverse gravità**

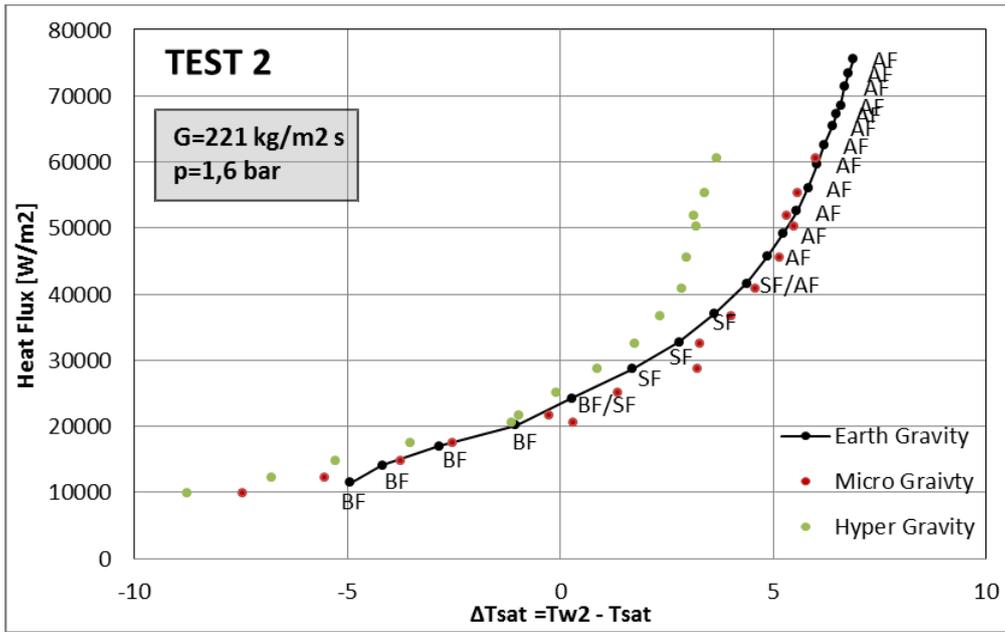


Figura 51. Curva di ebollizione relativa al TEST2 a diverse gravità

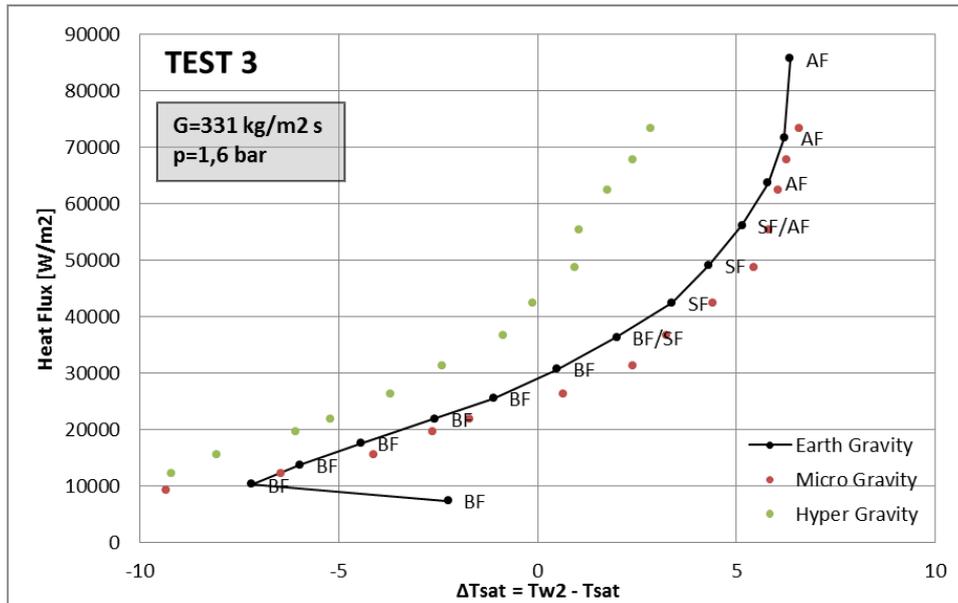


Figura 52. Curva di ebollizione relativa al TEST3 a diverse gravità

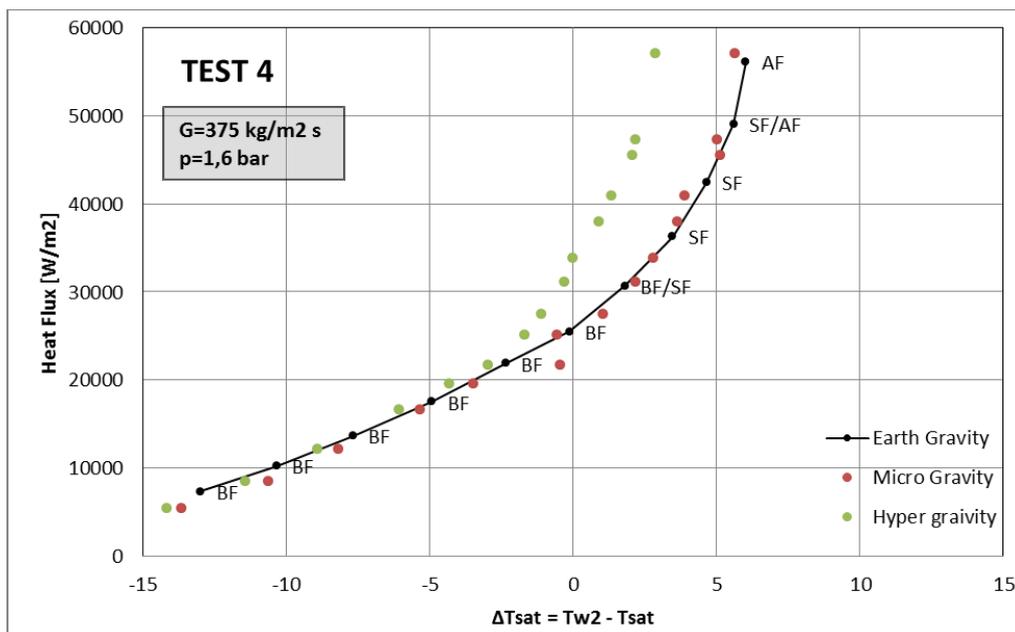


Figura 53. Curva di ebollizione relativa al TEST4 a diverse gravità

Il processo di ebollizione, come discusso, dipende dall'effetto della tensione superficiale e dall'effetto delle forze di galleggiamento. Nei micro canali, l'effetto della gravità è trascurabile rispetto alla tensione superficiale, quindi non dovrebbero esserci differenze sostanziali tra le curve di gravità normale, microgravità e ipergravità. Questo risulta quasi vero per la micro gravità rispetto alla gravità normale, specialmente per flussi di massa elevati, mentre sembra non essere vero per valori di gravità maggiori. Ciò è probabilmente legato al fatto che durante il volo parabolico non sono state raggiunte vere e proprie condizioni stazionarie a livello di ipergravità. Si può anche notare, dalle curve di ebollizione, che il trasferimento di calore sembra essere migliorato in condizioni di ipergravità; la curva si trova sul lato sinistro del grafico, il che significa minore grado di surriscaldamento della parete necessario a parità di flusso di calore. Ciò potrebbe dipendere dalle turbolenze indotte che in microgravità non sono presenti perché non c'è velocità relativa tra vapore e liquido che, invece, influenza il meccanismo di ebollizione alla gravità normale e, soprattutto, a valori di gravità maggiore.

Come riportato da ENEA, in tutti questi test, il fluido entra nella sezione di prova con un certo grado di sottoraffreddamento, e l'ebollizione a un certo valore di flusso di calore viene sottoraffreddata. I flussi termici a ebollizione satura si hanno tra 20.000 W/m<sup>2</sup> e 30.000 W/m<sup>2</sup> per TEST 2,3 e 4, mentre per TEST 1, a portate inferiori, l'ebollizione saturata si verifica tra 15.000 W/m<sup>2</sup> e 20.000 W/m<sup>2</sup>. È anche importante notare che non sono stati acquisiti dati monofase, che rappresenterebbero però un riferimento essenziale per le simulazioni termofluidodinamiche, e che quindi sono state comunque svolte, come verrà successivamente descritto. Solo nel TEST 3, il punto ONB viene riportato solo per le condizioni di gravità terrestre.

#### 4.1.2 Coefficiente di scambio termico

In questa sezione sono riportati i risultati del coefficiente di scambio termico, proponendo il confronto tra i dati di gravità terrestre e microgravità. I dati di iper gravità non sono stati presi in considerazione in quanto non sono state raggiunte condizioni stazionarie durante la parabola ascendente e discendente. Per il calcolo di tutte le proprietà dei fluidi è stato utilizzato il programma REFPROP (REference fluid PROPERTIES), sviluppato dal National Institute of Standards and Technology (NIST), che calcola le proprietà termodinamiche di fluidi di importanza industriale e delle loro miscele.

#### 4.1.3 Discussione sui modelli di scambio termico

In questa attività sono stati testati diversi modelli di scambio termico: correlazioni sia per macro che per micro scala, ma anche un modello meccanicistico come il modello a tre zone. I risultati sperimentali di diversi studi sono difficili da confrontare poiché non esiste alcun benchmark ufficialmente accettato. I coefficienti di scambio termico calcolati locali e i coefficienti di scambio termico sperimentali locali vengono qui mostrati per comprendere la validità di ciascun modello utilizzando, nella seguente analisi, il modello sottoraffreddato. Per tutti i modelli studiati, vengono riportati due grafici corrispondenti ai due livelli di gravità, gravità terrestre e micro gravità. Tutti i punti sperimentali delle quattro prove sono tracciati sullo stesso grafico e differenziati per colore.

a) Modello a tre zone

Il modello a tre zone proposto da Thome considera i parametri di input presentati in Tabella 19:

$\delta_{min}$	0.30 $\mu m$
$C_{\delta_0}$	0.29
$n_f$	1.74
$n_a$	-0.5
$\alpha_a$	3328

Tabella 19. Parametri di input del modello a tre zone

Il fluido utilizzato sia per gli esperimenti a terra che in volo è il C6F14, perfluoresano. Il valore della gravità è fissato a 9,81 m/s<sup>2</sup> durante le prove a terra e 0,01 m/s<sup>2</sup> durante le prove in volo. Il confronto tra coefficiente di scambio termico sperimentale e calcolato, a gravità normale e micro, è mostrato nelle Figure 54-55.

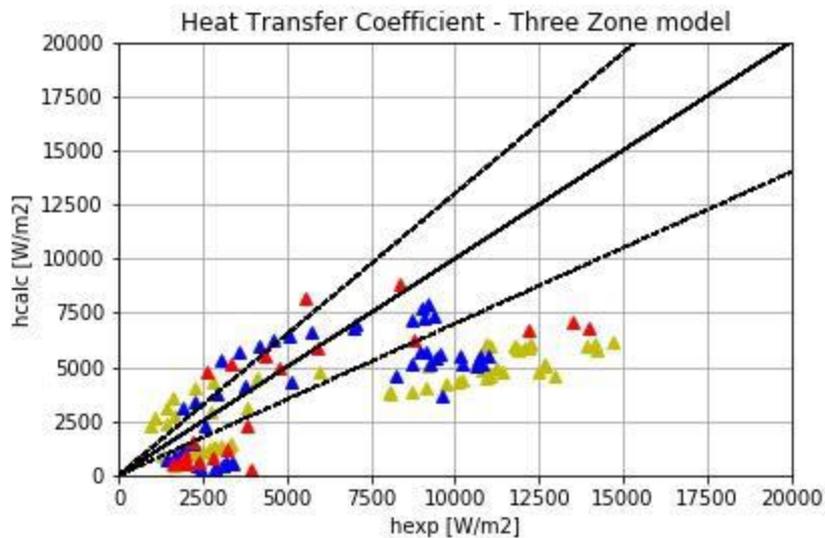
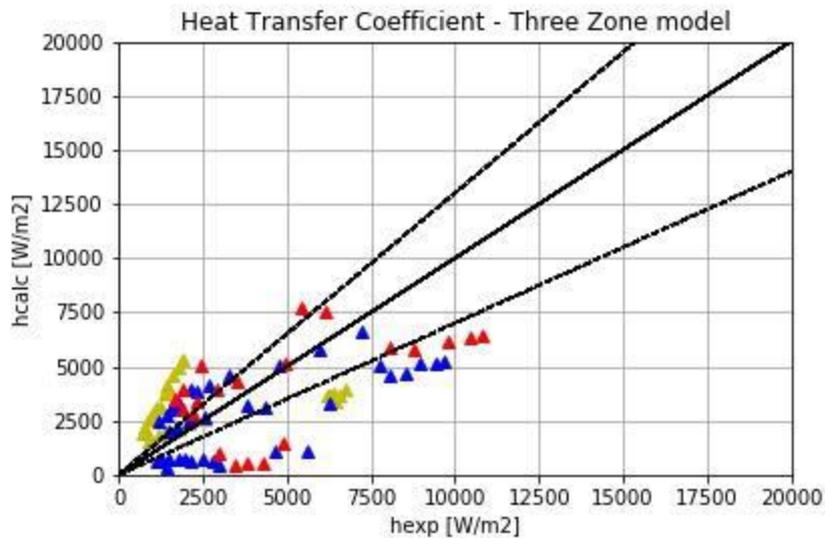


Figura 54. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato per modello a tre zone a gravità normale



**Figura 55. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato per modello a tre zone in microgravità**

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 52,6% e del 17,1% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 71,1% e il 18,1% dei dati rientra nella banda di errore del 30%, dove con MAPE si è indicato il Mean Absolute Percentage Error, misura di quanto le previsioni sono vicine ai risultati, definito come:

$$MAPE = \frac{100\%}{N} \sum_{i=0}^N \frac{|A-C|}{A} \quad (73)$$

con A valore misurato effettivo della quantità da prevedere, C valore calcolato e N il numero di valori misurati. MAPE rappresenta quindi l'errore medio commesso per una singola previsione.

Di più, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto, i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	59.7	6.7	108.2	10.0
<b>TEST2</b>	45.3	27.1	52.0	23.1
<b>TEST3</b>	48.4	23.8	55.3	19.1
<b>TEST4</b>	57.7	16.7	61.7	20.0

**Tabella 20. Valutazione dei risultati ottenuti con il modello a tre zone**

Da quanto risulta, i migliori risultati si sono ottenuti in TEST2, mentre i peggiori in TEST1.

b) Correlazioni alla micro e alla macro scala

La stessa analisi è stata eseguita per le correlazioni su micro scala e macro scala. Tutte le correlazioni studiate sono riportate in Tabella 21.

MICROSCALE	MACROSCALE
-Lazarek and Black	-Chen
-Tran et al.	-Shah
-Kew and Cornwell	-Gungor and Winterton
-Warrier et al.	-Kandlikar
-Kandlikar and Balasubramanian	-Liu and Winterton
-Zhang et al.	
-Lee and Mudawar	
-Saitoh et al.	
-Bertsch et al.	
-Mikielewicz	
-Li and Wu	
-Mohamed and Karayiannis	

Tabella 21. Elenco delle correlazioni studiate alla micro e alla macro scala

c) Correlazioni alla microscala

Nel seguito si riportano le analisi delle correlazioni alla microscala.

- Lazarek e Black: Figure 56 e 57

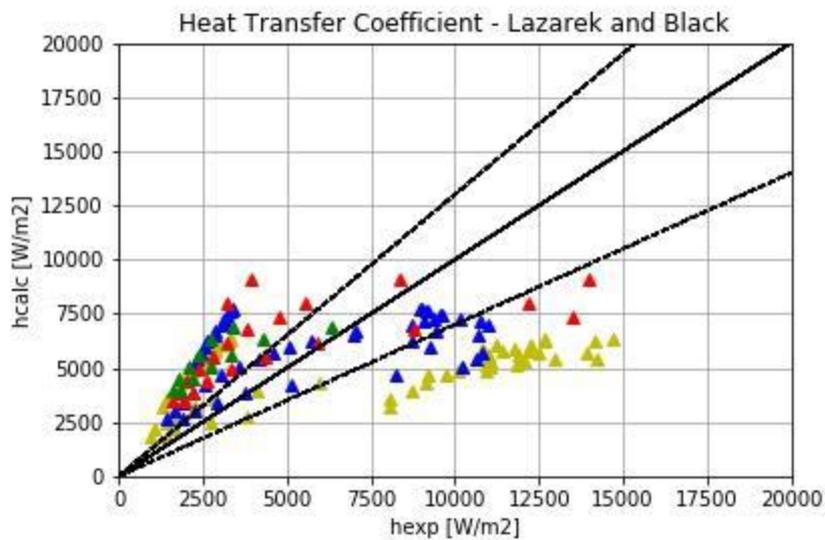
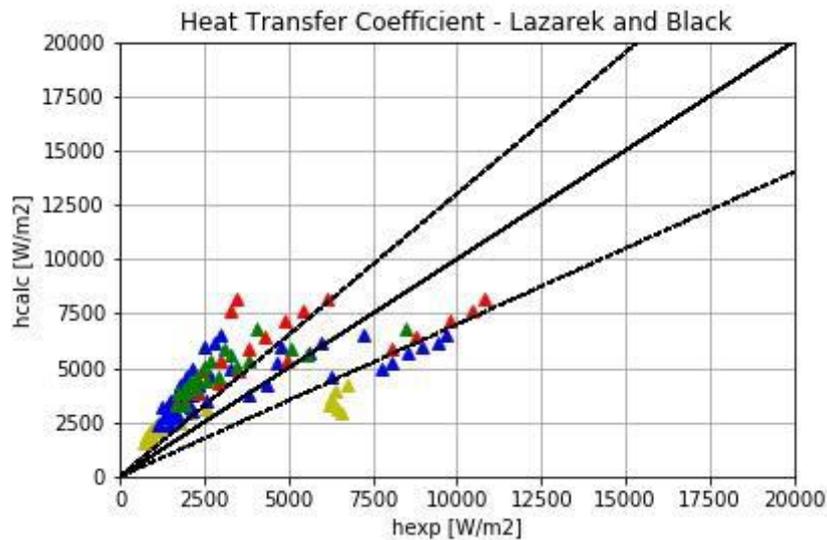


Figura 56. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Lazarek e Black a gravità normale



**Figura 57. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Lazarek e Black in microgravità**

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 68,8% e del 21,5% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 73,3% e il 16,1% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Di più, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto, i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	68.9	8.5	87.9	3.3
<b>TEST2</b>	57.2	41.2	67.9	20.0
<b>TEST3</b>	70.8	18.2	60.3	27.3
<b>TEST4</b>	102.2	8.3	73.6	15.0

**Tabella 22. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Lazarek e Black**

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 1 sono i peggiori.

- Tran et al.: Figura 58 e 59

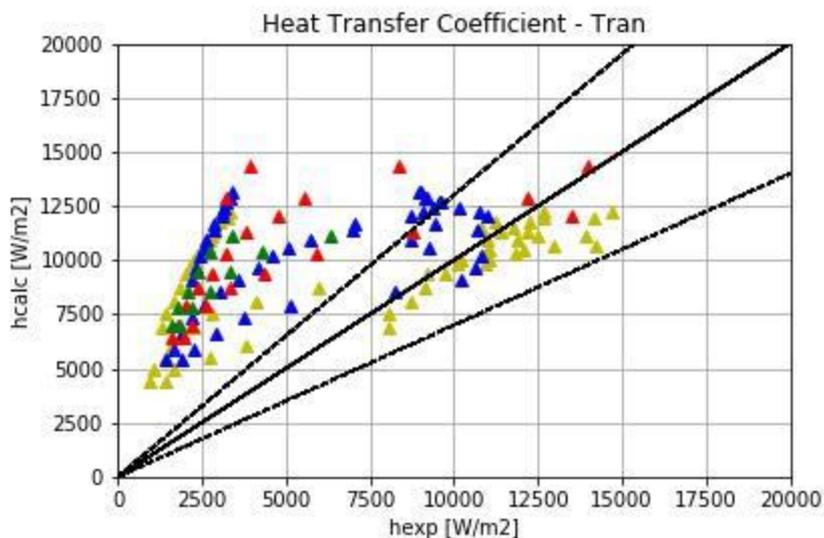


Figura 58. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Tran et al. a gravità normale

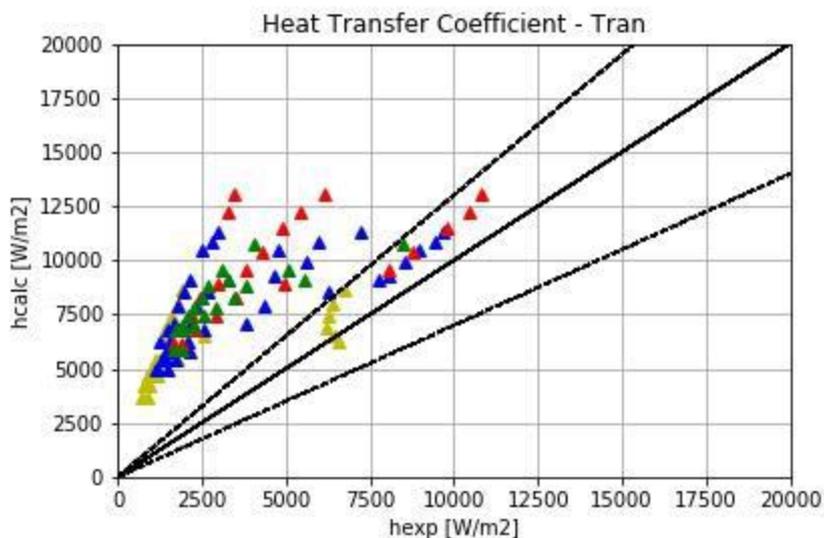


Figura 59. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Tran et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 160,4% e del 31,3% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 207,4% e il 16,1% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	145.6	50.8	227.7	20.0
TEST2	143.0	21.6	190.4	15.0
TEST3	175.0	18.2	151.4	22.7
TEST4	243.6	0	189.0	5.0

Tabella 23. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Tran et al.

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 1 sono i peggiori.

- Kew e Cornwell: Figura 60 e 61

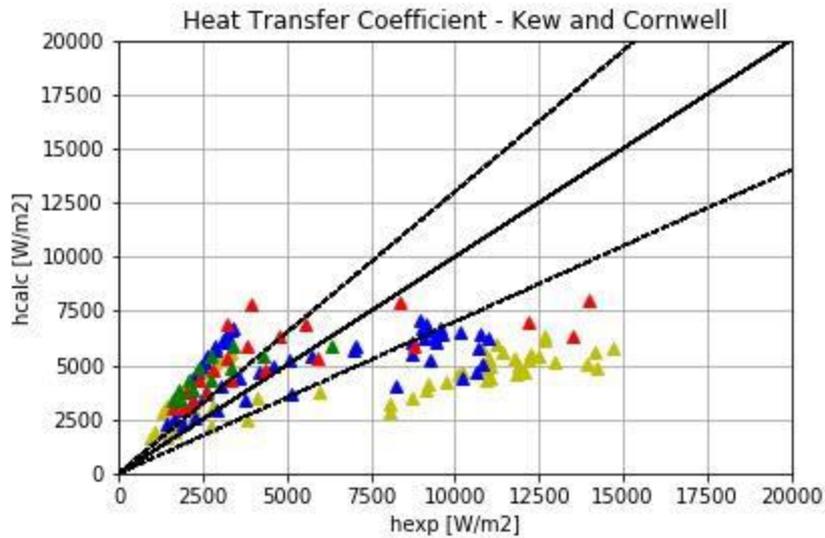


Figura 60. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kew e Cornwell a gravità normale

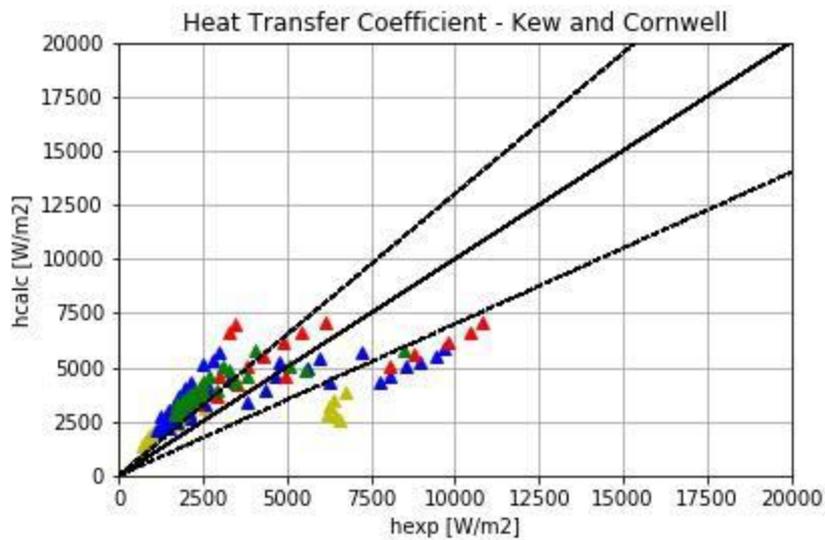


Figura 61. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kew e Cornwell in micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 56,6% e del 20,8% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 57,7% e il 18,8% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	60.9	10.2	73.6	4.2
TEST2	47.9	33.3	54.6	34.6
TEST3	53.1	22.7	45.0	58.3
TEST4	75.1	16.7	52.3	40.0

Tabella 24. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Kew e Cornwell

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 1 sono i peggiori.

- Warrier et al.: Figura 62 e 63

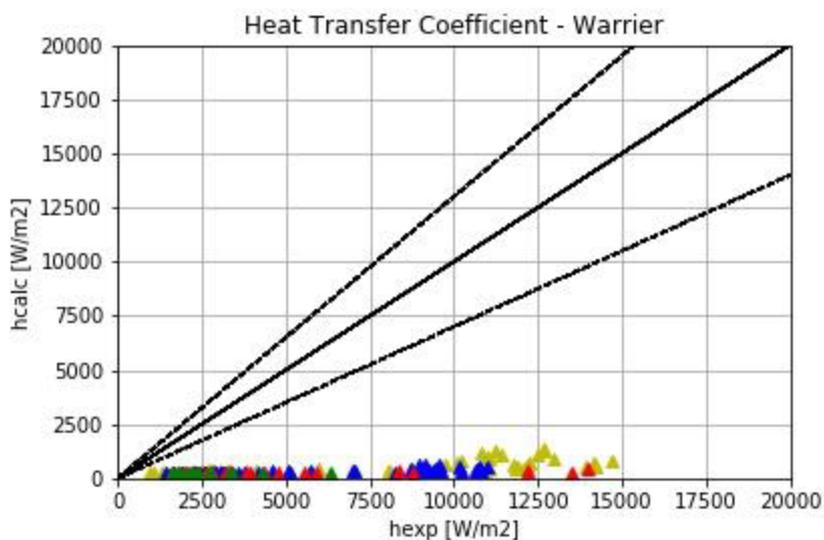


Figura 62. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Warrier et al. a gravità normale

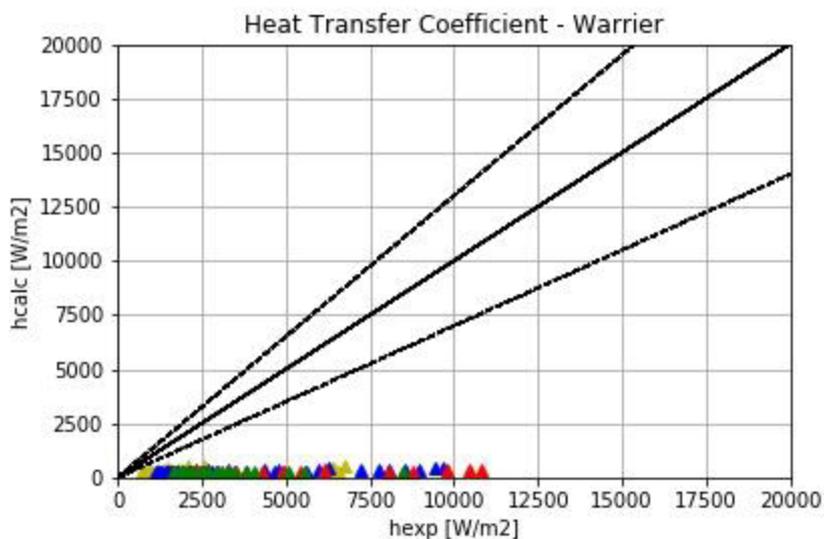


Figura 63. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Warrier et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 90,1% e dello 0,0% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio dell'85,6% e lo 0,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	88.7	0.0	76.5	0.0
TEST2	91.5	0.0	87.8	0.0
TEST3	91.1	0.0	91.5	0.0
TEST4	88.7	0.0	89.4	0.0

Tabella 25. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Warrier et al.

In questo caso, TEST 3 presenta risultati peggiori sia in gravità normale che in micro gravità anche se non si ottengono buoni risultati per ogni test infatti non è risultato alcun punto all'interno dell'errore.

- Kandlikar and Balasubramanian: Figura 64 e 65

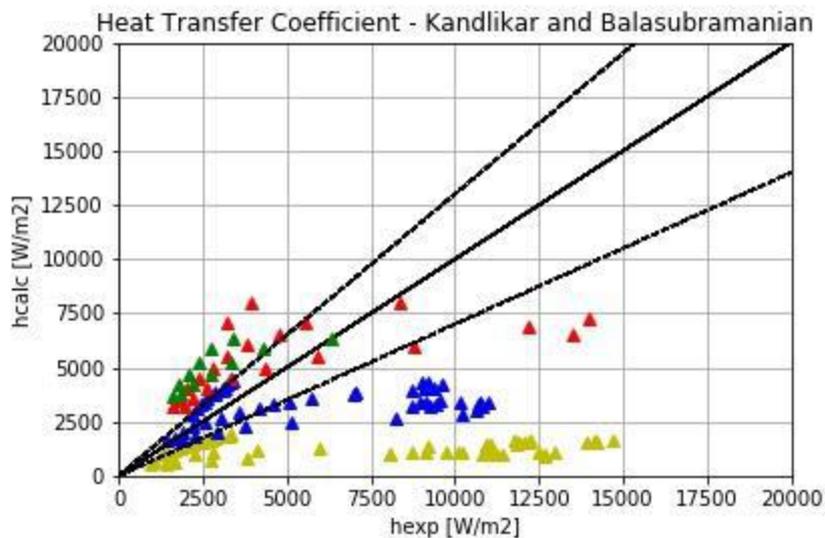


Figura 64. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kandlikar and Balasubramanian a gravità normale

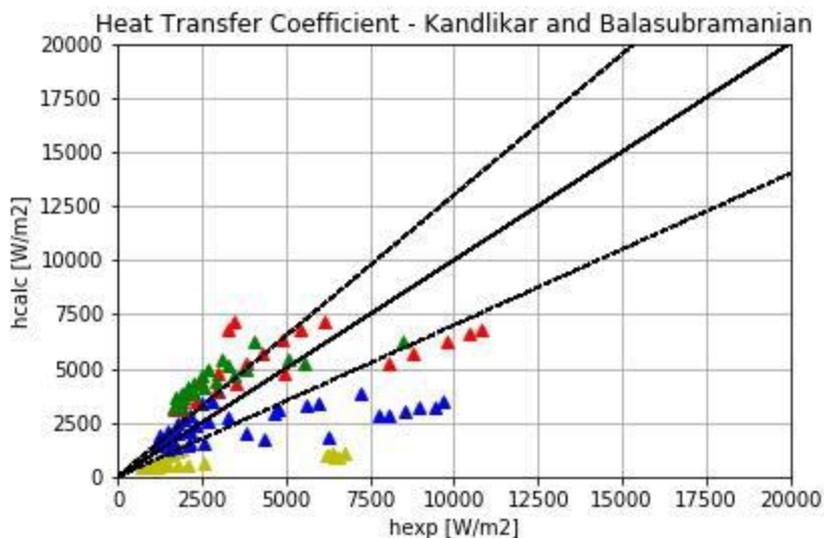


Figura 65. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kandlikar and Balasubramanian in micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 58,3% e del 16,7% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio del 63,1% e il 25,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	66.2	6.7	51.0	10.0
TEST2	39.4	29.4	35.1	45.0
TEST3	58.9	18.2	49.8	18.2
TEST4	89.5	8.3	64.9	15.0

Tabella 26. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Kandlikar and Balasubramanian

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori sia nella gravità normale che in quella micro.

- Zhang et al.: Figura 66 e 67

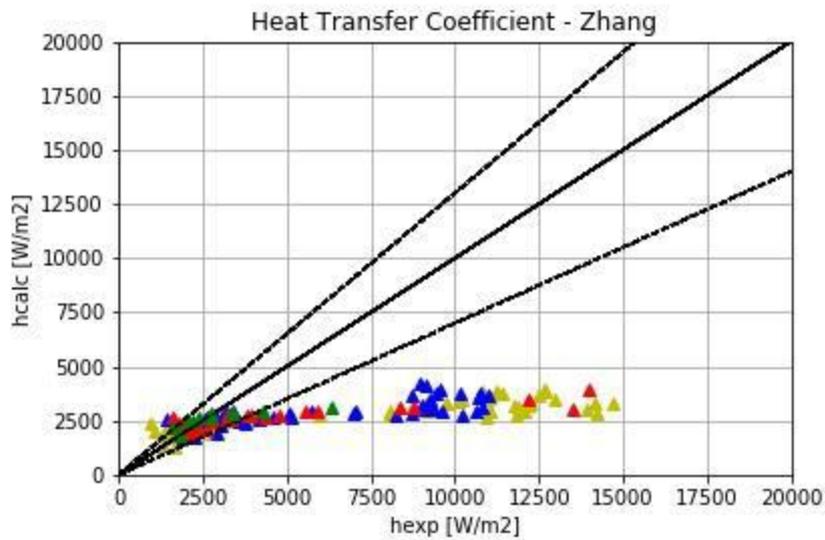


Figura 66. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Zhang et al. a gravità normale

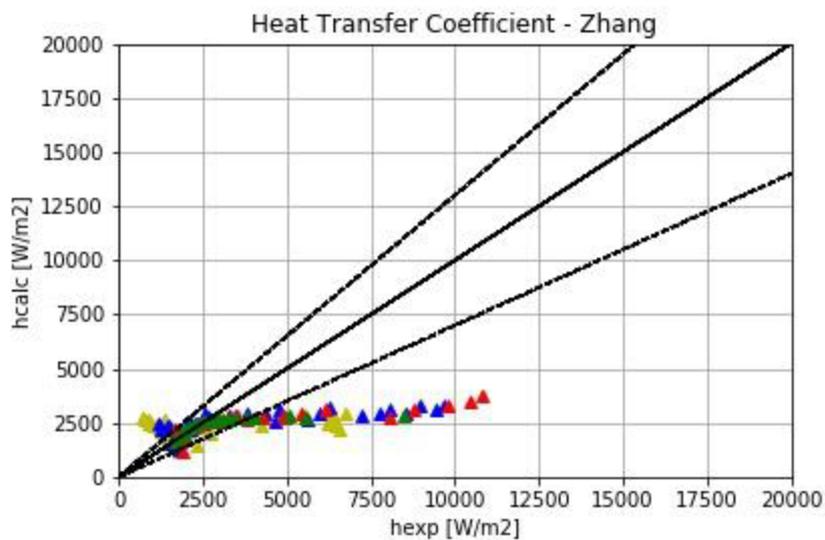


Figura 67. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Zhang et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 40,3% e del 42,1% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 43,2% e il 50,9% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	48.4	38.9	76.9	28.6
<b>TEST2</b>	40.0	37.3	36.1	51.3
<b>TEST3</b>	36.7	50.0	32.5	45.5

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST4	18.2	75.0	17.4	80.0

Tabella 27. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Zhang et al.

In questo caso, TEST1 presenta i peggiori risultati in entrambe le condizioni di gravità.

- Li e Mudawar: Figura 68 e 69

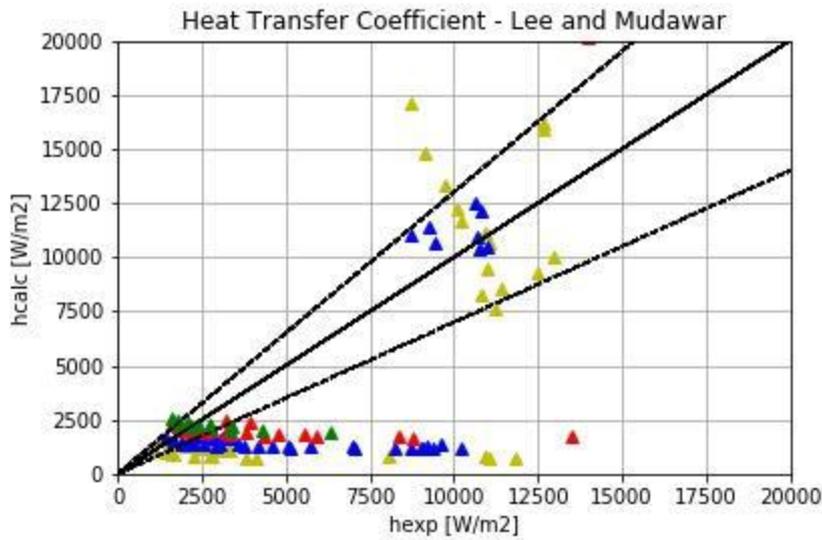


Figura 68. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Li e Mudawar a gravità normale

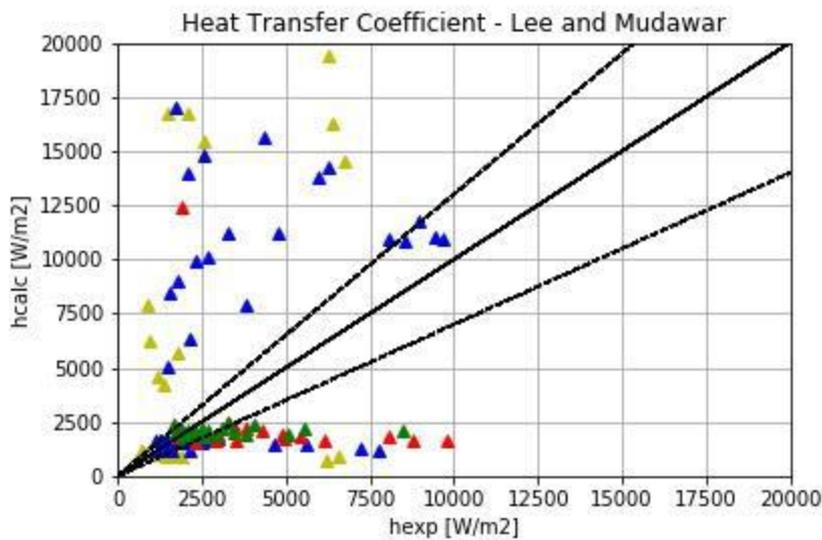


Figura 69. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Li e Mudawar In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 55,8% e del 31,9% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio del 129,3% e il

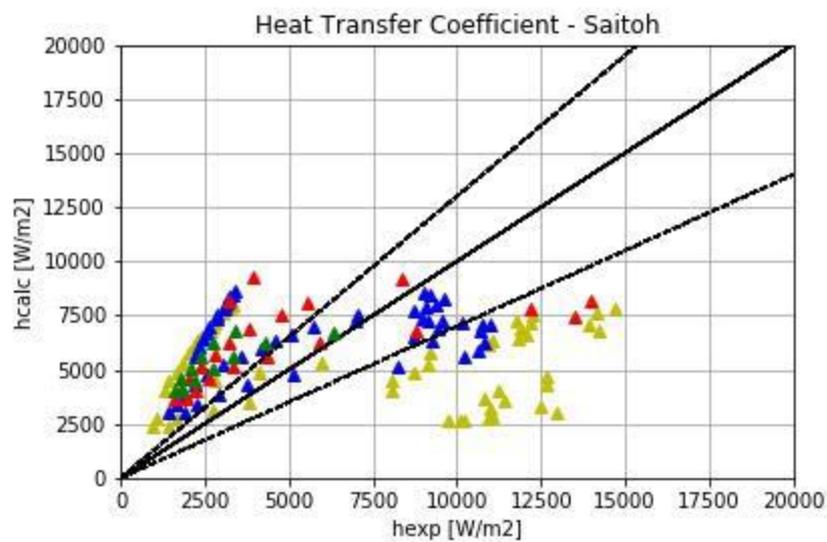
33,0% dei dati all'interno della banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	62.9	28.8	232.9	20.0
<b>TEST2</b>	62.1	29.4	136.0	35.0
<b>TEST3</b>	43.7	7.27	74.3	22.7
<b>TEST4</b>	31.0	50.0	30.0	60.0

**Tabella 28. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Li e Mudawar**

In questo caso, TEST1 presenta i peggiori risultati in entrambe le condizioni di gravità.

- Saitoh et al.: Figura 70 e 71



**Figura 70. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Saitoh et al. a gravità normale**

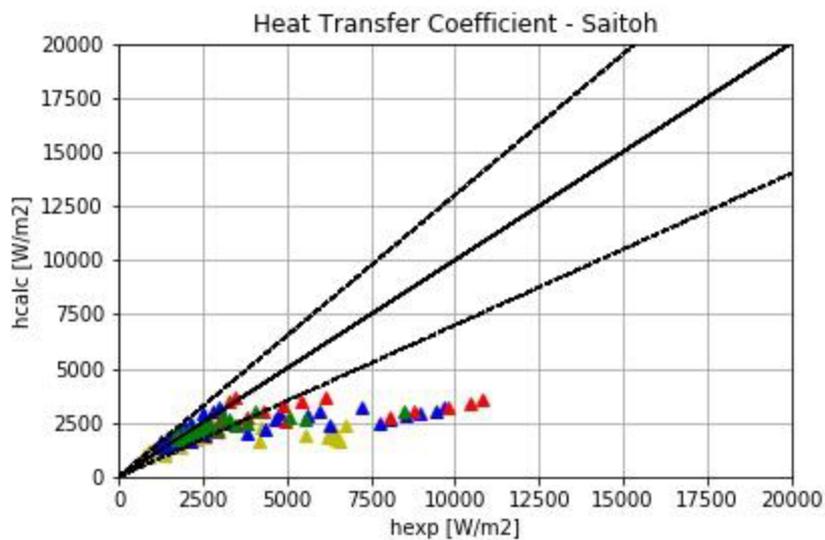


Figura 71. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Saitoh et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio dell'82,2% e del 18,1% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 49,7% e il 31,3% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Analizzando, invece, ogni singolo test precedentemente descritto:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	91.8	6.8	53.3	53.3
TEST2	68.4	33.3	46.2	40.0
TEST3	75.8	18.2	53.8	4.5
TEST4	103.0	8.3	45.5	10.0

Tabella 29. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Saitoh et al.

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 3 sono i peggiori.

- Bertsch et al.: Figura 72 e 73

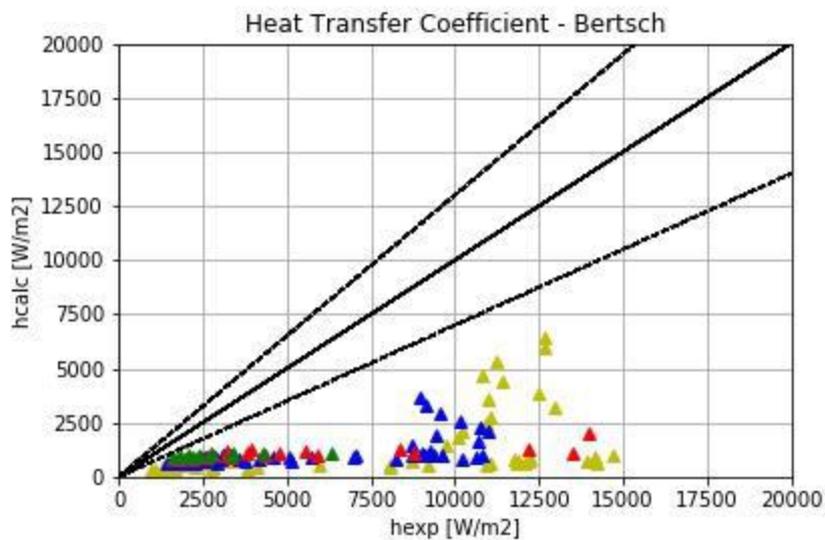


Figura 72. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Bertsch et al. a gravità normale

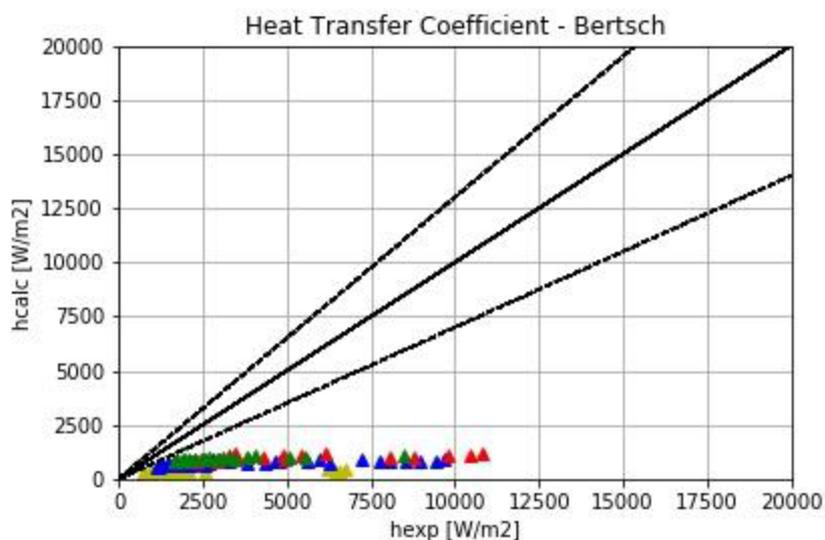


Figura 73. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Bertsch et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 74,7% e lo 0,0% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio del 71,5% e lo 0,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	79.7	0.0	74.9	0.0
<b>TEST2</b>	74.7	0.0	71.4	0.0
<b>TEST3</b>	70.6	0.0	72.9	0.0

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST4</b>	60.7	0.0	65.4	0.0

Tabella 30. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Bertsch et al.

In questo caso, il TEST 1 presenta i risultati peggiori sia in gravità normale che in micro gravità anche se non si ottengono buoni risultati per ogni test, infatti non è risultato alcun punto all'interno dell'errore.

- Mikielewicz et al.: Figura 74 e 75

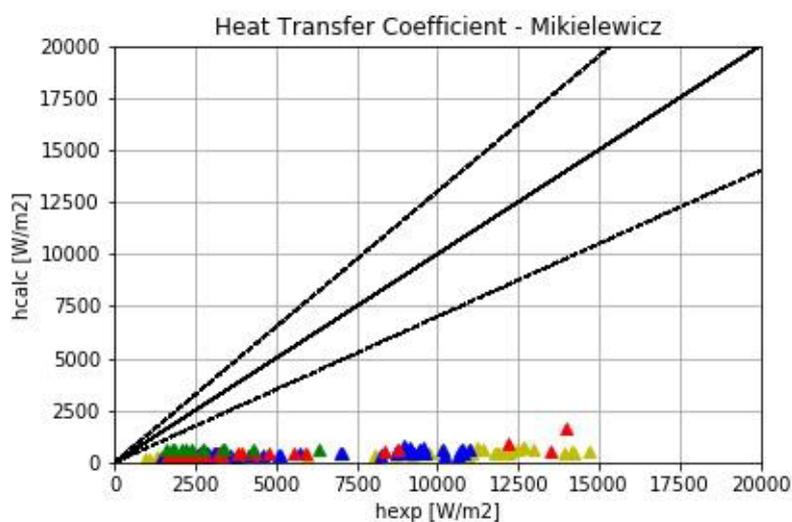


Figura 74. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Mikielewicz et al. a gravità normale

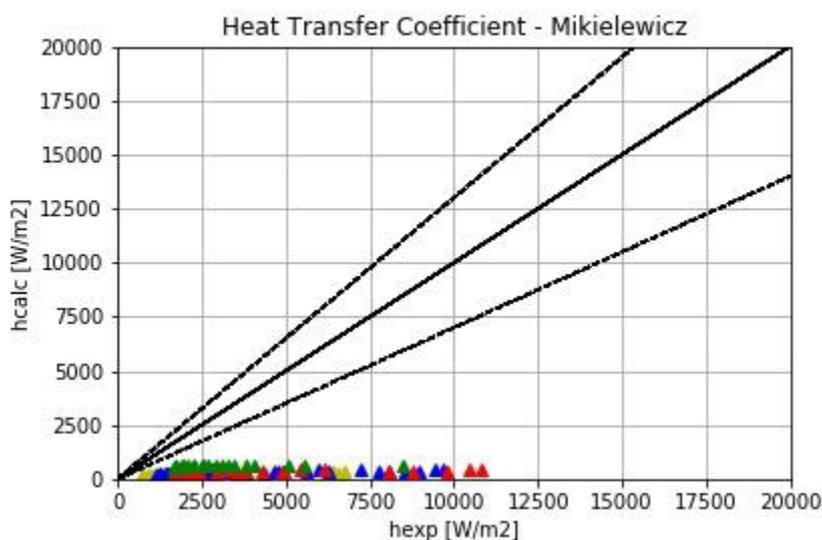


Figura 75. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Mikielewicz et al. In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio dell'88,1% e dello 0,0% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio dell'85,2% e lo 0,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	89.6	0.0	83.9	0.0
<b>TEST2</b>	90.2	0.0	88.5	0.0
<b>TEST3</b>	88.7	0.0	90.6	0.0
<b>TEST4</b>	74.9	0.0	76.9	0.0

Tabella 31. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Mikielewicz et al.

In questo caso, il TEST 2 presenta risultati peggiori sia in gravità normale che in micro gravità, anche se in effetti non si ottengono buoni risultati per ogni test, infatti non è risultato alcun punto all'interno dell'errore.

- Li e Wu: Figura 76 e 77

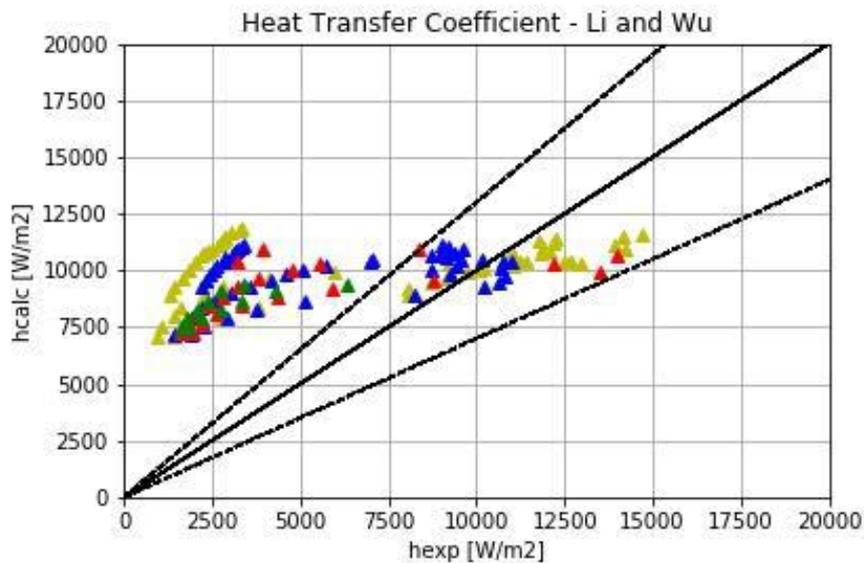


Figura 76. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Li e Wu a gravità normale

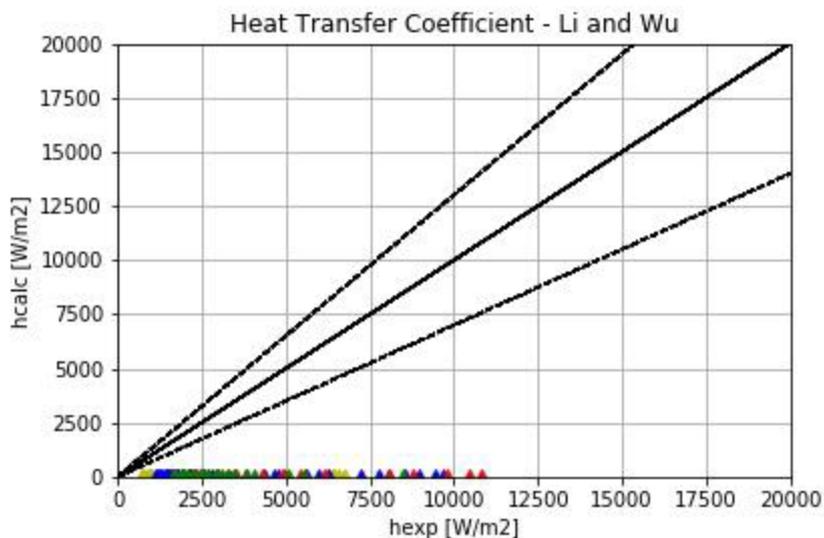


Figura 77. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Li e Wu In micro gravità

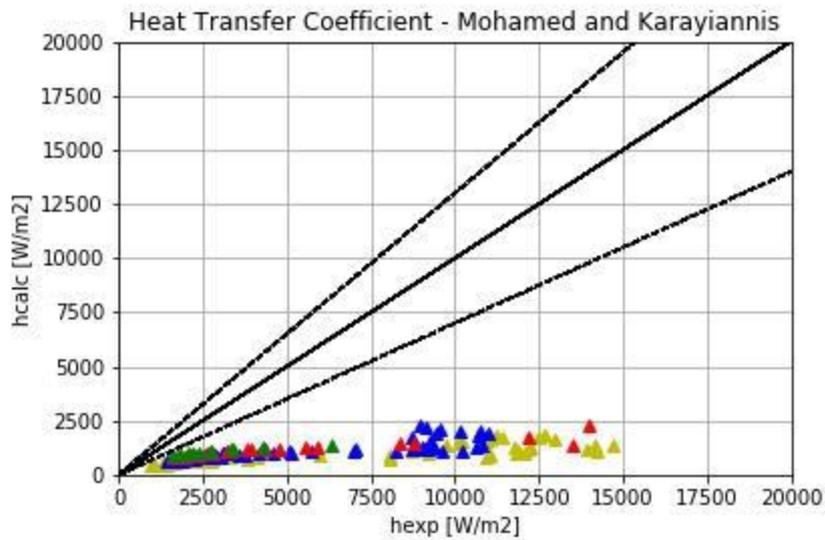
Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 175,7% e del 37,5% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio del 96,3% e lo 0,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	191.4	50.8	94.5	0.0
TEST2	146.3	39.2	96.7	0.0
TEST3	166.5	18.2	97.5	0.0
TEST4	229.1	0.0	97.0	0.0

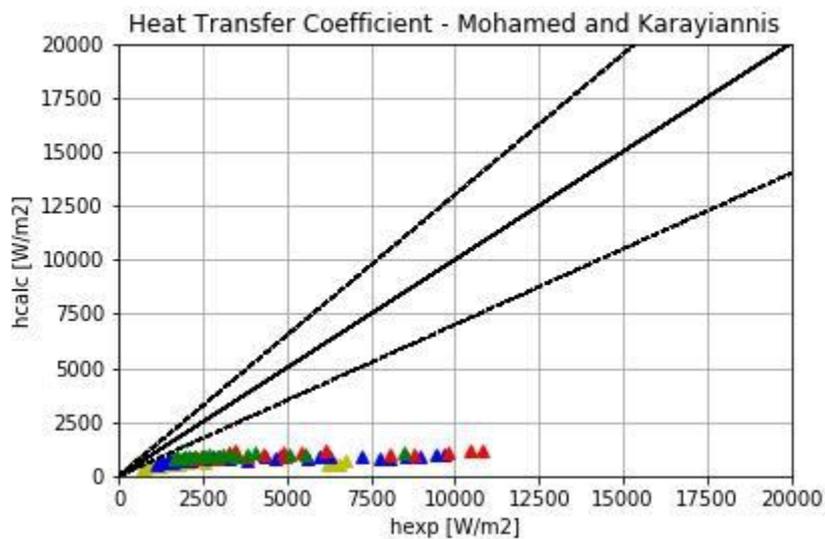
Tabella 32. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Li e Wu

Qui, non si ottiene alcun buon risultato in micro gravità. A gravità normale, il TEST 1 ha fornito il peggior risultato in termini di MAPE ma i migliori risultati in termini di numero di punti.

- Mohamed and Karayiannis Figura 78 e 79



**Figura 78. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Mohamed and Karayiannis a gravità normale**



**Figura 79. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Mohamed and Karayiannis In micro gravità**

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 73,1% e dello 0,0% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 67,9% e lo 0,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	191.4	50.8	94.5	0.0
<b>TEST2</b>	146.3	39.2	96.7	0.0

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST3</b>	166.5	18.2	97.5	0.0
<b>TEST4</b>	229.1	0.0	97.0	0.0

Tabella 33. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione Mohamed and Karayiannis

TEST 1 presenta i risultati peggiori in gravità normale e TEST 3 in micro gravità. Non si ottengono buoni risultati per ogni test, infatti nessun punto nell'errore è risultato.

d) Correlazioni alla macroscale

Nel seguito si riportano le analisi delle correlazioni alla microscale.

- Chen: Figura 80 e 81

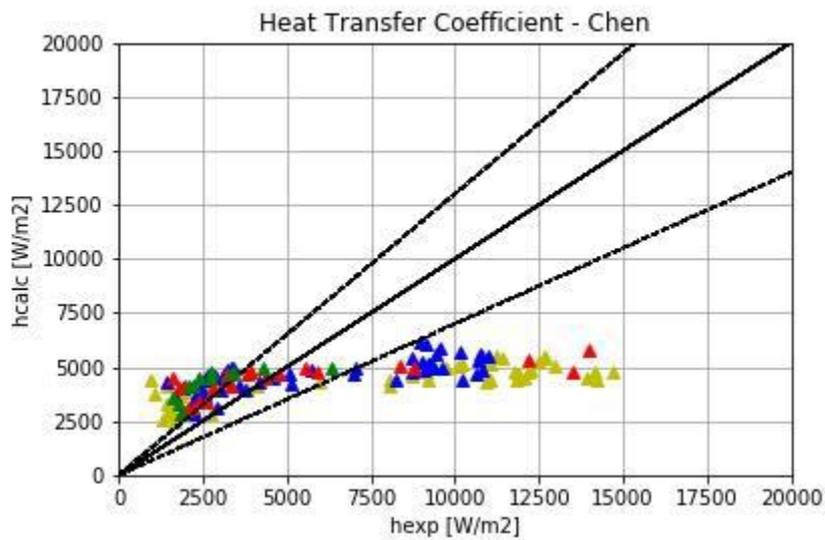
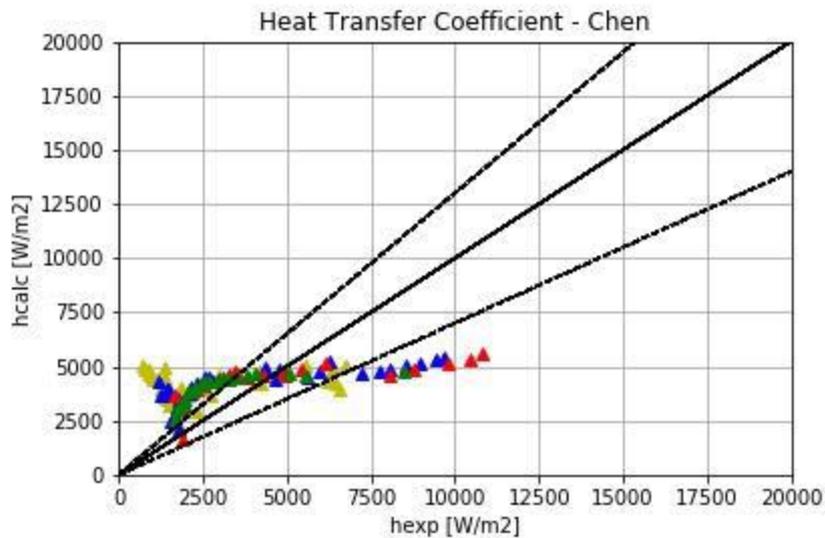


Figura 80. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Chen a gravità normale



**Figura 81. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Chen In micro gravità**

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 59,5% e del 17,4% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio del 92,1% e il 24,0% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	72.2	10.2	180.2	19.0
<b>TEST2</b>	48.2	17.6	69.8	21.6
<b>TEST3</b>	50.0	36.4	42.1	36.4
<b>TEST4</b>	66.4	16.7	52.5	25.0

**Tabella 34. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Chen**

In questo caso, TEST1 presenta i peggiori risultati in entrambi i casi studiati di normale e microgravità.

- Shah: Figura 82 e 83

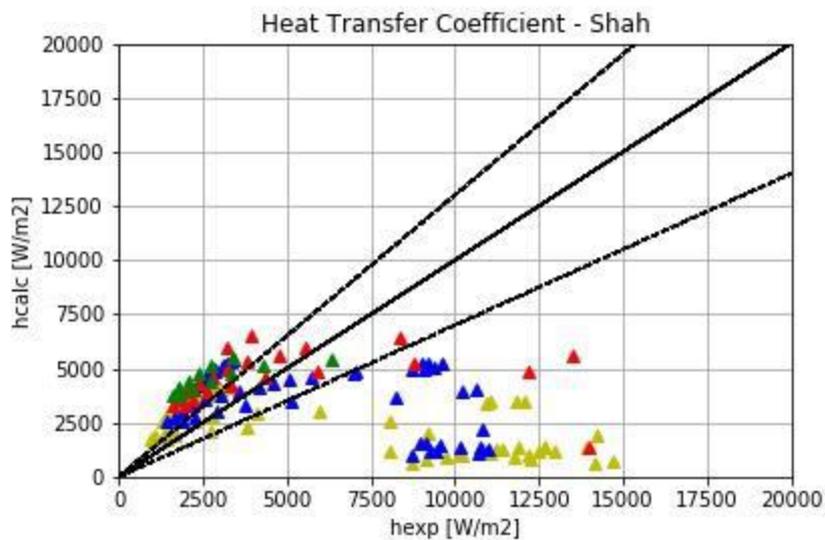


Figura 82. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Shah a gravità normale

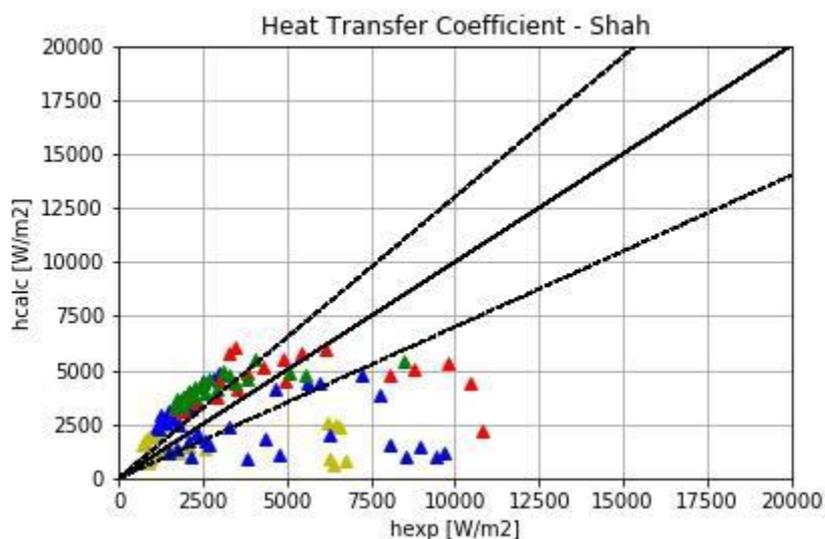


Figura 83. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Shah In micro gravità

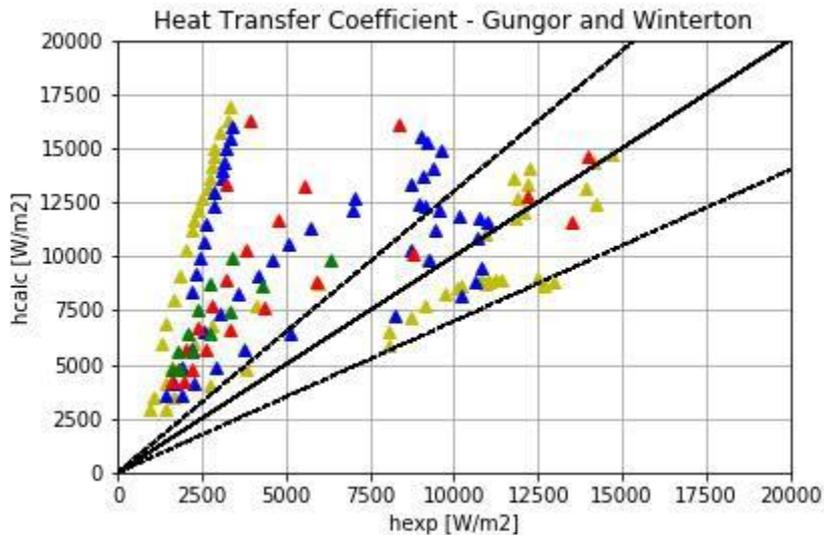
Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 61,5% e del 17,4% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 59,5% e il 24,1% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	66.1	13.6	63.2	26.7
TEST2	54.0	17.6	64.3	20.0
TEST3	55.5	27.3	47.2	31.8
TEST4	78.8	16.7	59.7	20.0

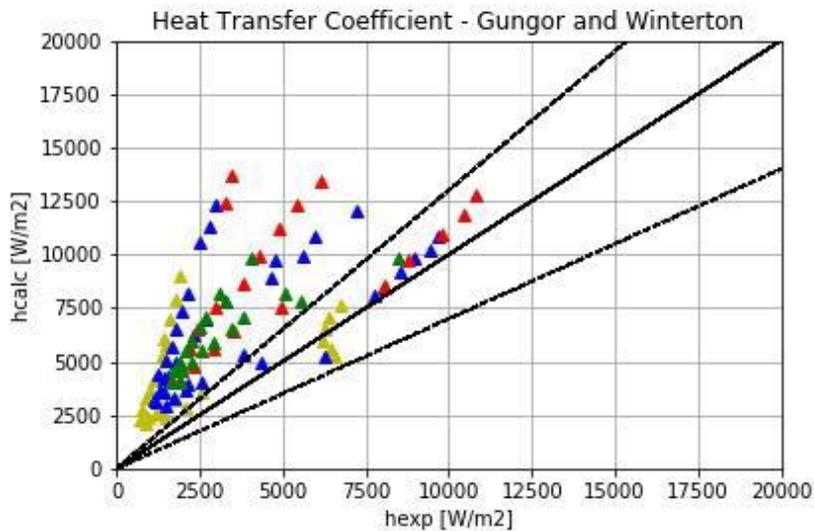
Tabella 35. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Shah

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 2 sono i peggiori.

- Gungor and Winterton: Figura 84 e 85



**Figura 84. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Gungor and Winterton a gravità normale**



**Figura 85. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Gungor and Winterton In micro gravità**

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio del 140,5% e del 31,3% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 136,6% e il 17,9% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
<b>TEST1</b>	148.8	47.5	171.2	20.0
<b>TEST2</b>	131.3	25.5	131.0	20.0
<b>TEST3</b>	127.2	18.2	110.7	22.7
<b>TEST4</b>	163.0	0.0	121.8	5.0

Tabella 36. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Gungor and Winterton

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 1 sono i peggiori.

- Kandlikar: Figura 86 e 87

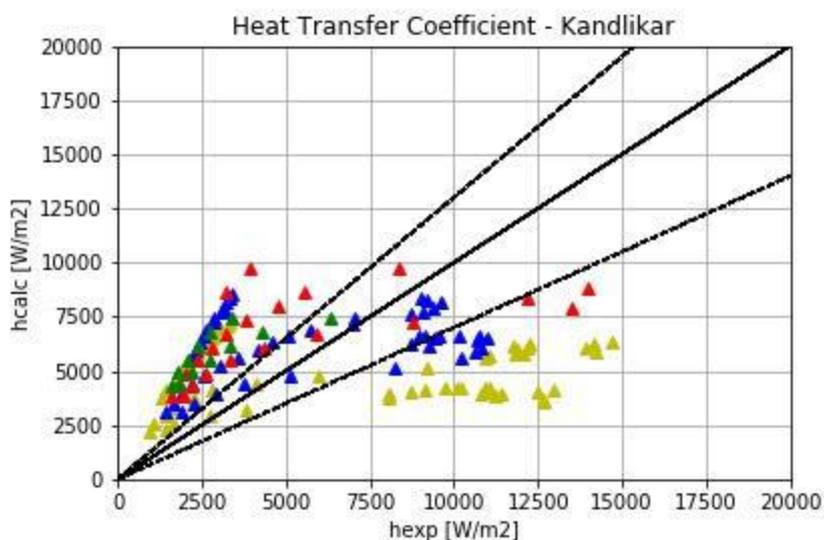


Figura 86. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kandlikar a gravità normale

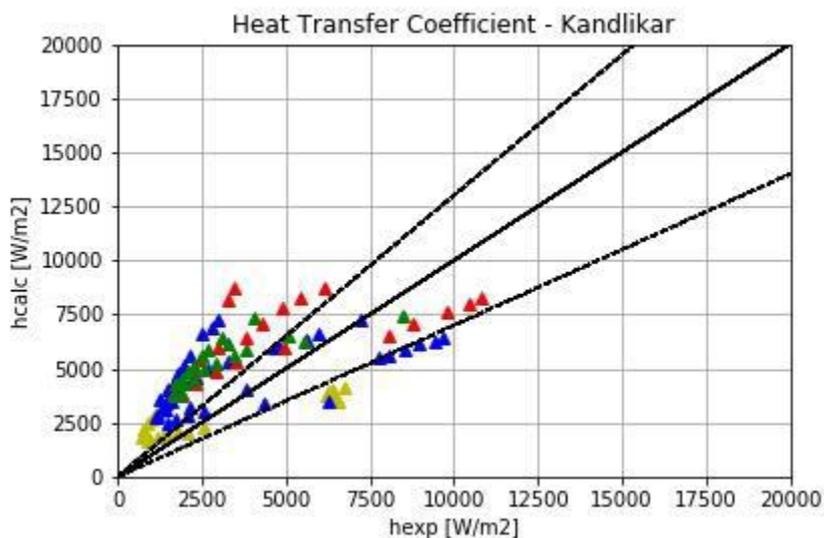


Figura 87. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Kandlikar In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce un MAPE medio dell'83,1% e del 16,0% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, è risultato un MAPE medio dell'88,5% e il 5,4% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	84.2	6.8	102.3	10.0
TEST2	69.0	29.4	82.1	22.5
TEST3	84.6	13.6	73.7	27.3
TEST4	121.4	8.3	92.9	15.0

Tabella 37. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Kandlikar

In questo caso, il TEST 4 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 1 sono i peggiori.

- Liu e Winterton: Figura 88 e 89

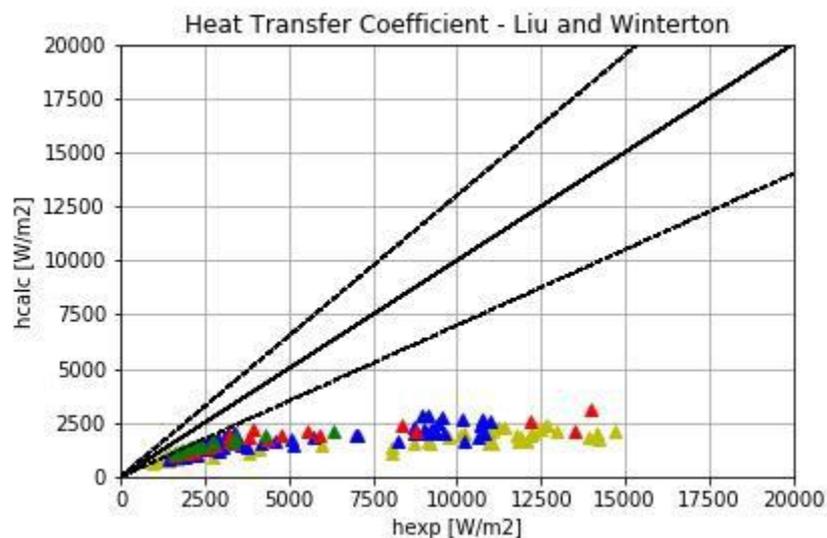


Figura 88. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Liu e Winterton a gravità normale

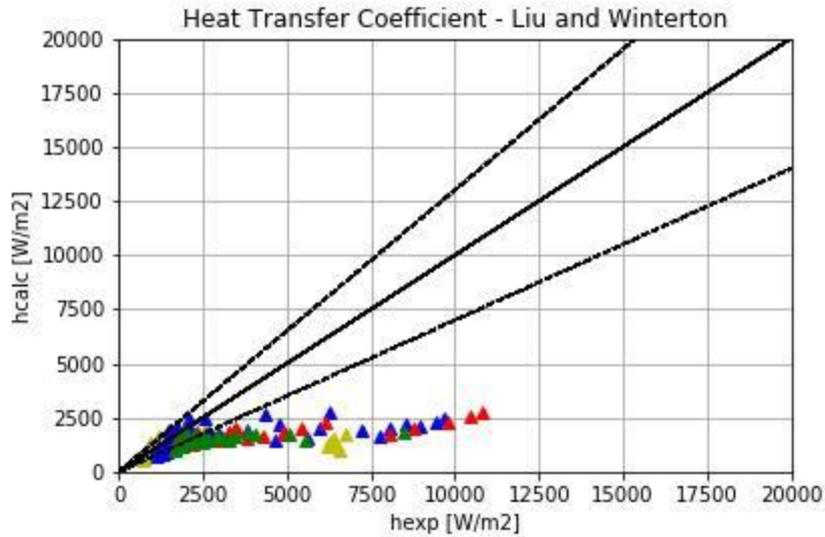


Figura 89. Coefficiente di scambio termico sperimentale vs calcolato secondo Liu e Winterton In micro gravità

Considerando i dati a terra, il modello fornisce una MAPE media del 58,2% e del 2,8% dei dati entro la banda di errore del 30%. Considerando i dati di microgravità, invece, si ottiene un MAPE medio del 43,0% e il 29,5% dei dati rientra nella banda di errore del 30%. Inoltre, analizzando ogni singolo test precedentemente descritto i risultati sono:

	Normal Gravity		Micro Gravity	
	Average MAPE %	% data in error bands	Average MAPE %	% data in error bands
TEST1	62.5	5.1	37.1	53.3
TEST2	60.1	0.0	42.4	27.5
TEST3	54.7	0.0	50.9	13.6
TEST4	42.5	8.3	44.1	15.0

Tabella 38. Valutazione dei risultati ottenuti con la correlazione di Liu e Winterton

In questo caso, il TEST 1 presenta i risultati peggiori in gravità normale mentre, per quanto riguarda la micro gravità, i risultati del TEST 3 sono i peggiori.

#### 4.2 Coefficiente di scambio termico – modello termodinamico e sottoraffreddato a confronto

Molti modelli di scambio termico precedentemente descritti, presentano scarsi risultati anche con un MAPE medio superiore al 100%, anche se un numero considerevole di dati rientrava nella fascia di errore +/- 30%. Pertanto, i due metodi di valutazione mostrano un andamento diverso. Questo potrebbe essere correlato al fatto che sono stati sviluppati modelli che considerano solo l’ebollizione satura. Ciò significa che i punti sperimentali in saturazione forniscono buoni risultati, mentre nell’ebollizione sottoraffreddata, i risultati sono molto lontani da quelli aspettati. Avendo un gran numero di dati sottoraffreddati, la media dell’errore ne risente.

In questo paragrafo, è stato effettuato un confronto tra il coefficiente di scambio termico valutato col modello sottoraffreddato (precedentemente descritto) e il modello termodinamico in termini di MAPE e numero di punti dentro la banda di errore.

Lo studio è stato sviluppato solo per i modelli di scambio termico che hanno restituito i migliori risultati, per entrambe le condizioni, a gravità terrestre e in condizioni di microgravità.

NORMAL GRAVITY				
	Average MAPE %		% data in error bands	
	Subcooled model	Thermodynamic model	Subcooled model	Thermodynamic model
<b>THREE ZONE</b>	52.6	50.4	17.1	4.2
<b>MACRO SCALE</b>				
Chen	59.5	52.0	17.4	52.1
Shah	61.5	81.4	17.4	0.0
Gungor and Winterton	140.5	17.1	31.3	83.3
Kandlikar	83.1	46.0	16.0	12.5
Liu and Winterton	58.2	80.3	2.8	0.0
<b>MICRO SCALE</b>				
Lazarek and Black	68.8	44.1	21.5	18.8
Tran et al.	160.4	12.8	31.3	87.5
Kew and Cornwell	56.6	49.6	20.8	10.4
Kandlikar and Balasubramanian	58.3	75.9	16.7	0.0
Zhang et al.	40.2	68.0	43.1	0.0
Lee and Mudwar	55.8	70.9	31.9	39.6
Saitoh et al.	82.2	44.2	18.1	18.8
Li and Wu	175.7	10.8	37.5	100.0

**Tabella 39. Confronto tra i risultati del modello sottoraffreddato e del modello termodinamico alla gravità terrestre**

in condizioni di gravità terrestre sono stati riscontrati miglioramenti per alcuni modelli. In particolare, per quanto riguarda la macroscale, la correlazione di Gungor e Winterton ha restituito i risultati migliori, passando da un MAPE del 140,5%, ottenuto dal titolo del vapore, ad un MAPE del 17,1%, utilizzando il titolo termodinamico. Anche la percentuale di punti all'interno della banda aumenta dal 31,3% all'83,7%.

Nella microscale, le correlazioni che hanno mostrato maggiori miglioramenti utilizzando il titolo termodinamico, sono Tran et al. e quella di Li e Wu.

Con Tran et al. si è passato da un MAPE del 160,4% ad un MAPE del 12,8% e il numero di punti dentro la banda di errore è aumentato dal 31,3% all'87,5%.

Con la correlazione di Li e Wu si è passati da un MAPE del 175,5% ad uno del 10,8% e il numero di punti dentro la banda di errore è aumentato dal 37,5% al 100,0%

NORMAL GRAVITY				
	Average MAPE %		% data in error bands	
	Subcooled model	Thermodynamic model	Subcooled model	Thermodynamic model
<b>THREE ZONE</b>	71.1	40.6	18.2	5.9
<b>MACRO SCALE</b>				
Chen	92.1	59.5	24.0	23.5
Shah	59.5	70.1	24.1	0.0
Gungor and Winterton	136.6	10.1	24.1	0.0
Kandlikar	88.5	31.8	5.4	35.3
Liu and Winterton	43.0	77.2	29.5	0.0
<b>MICRO SCALE</b>				
Lazarek and Black	73.3	35.8	16.1	10.4
Tran et al.	207.4	16.5	16.1	35.4
Kew and Cornwell	57.7	43.4	18.8	0.0
Kandlikar and Balasubramanian	61.1	63.1	25.0	0.0
Zhang et al.	43.2	91.5	50.9	17.6
Lee and Mudwar	129.3	91.5	33.0	0.0
Saitoh et al.	49.7	67.6	31.3	0.0
Li and Wu	96.3	92.4	0.0	0.0

**Tabella 40. Confronto tra i risultati del modello termodinamico e sottoraffreddato in condizioni di microgravità**

Anche in microgravità, le correlazioni sopra menzionate, mostrano gli stessi miglioramenti, ad eccezione della correlazione di Li e Wu. Questo perché tale correlazione dipende dalla gravità, infatti il risultato è sostanzialmente diverso, anche in condizioni di sottoraffreddamento, sia nel caso di gravità terrestre, che nel caso di microgravità. Sottolineando i migliori risultati, Gungor e Winterton, sono passati da un MAPE del 136,6% ad uno del 10,1% e il numero di punti dentro la banda di errore è aumentato dal 16,1% al 35,4%.

Con la correlazione di Tran et al. si è passati da un MAPE del 207,4% ad uno del 16,5% e il numero di punti entro la banda di errore è aumentato dal 17,9% al 100,0%.

#### 4.2.1 Coefficiente di scambio termico e percorsi di flusso a gravità terrestre

In questa sezione, alcuni dei modelli precedenti, sono stati valutati considerando i percorsi di flusso. Questa analisi permette di capire quanto bene funzioni un modello per differenti percorsi di flusso, e quindi per flussi di calore diversi, per condizioni di ingresso fisse. TEST 3 e TEST 4 non sono presi in considerazione a causa della mancanza di dati raccolti. I dati presenti di seguito si riferiscono solamente a condizioni di gravità terrestre. Il coefficiente di scambio termico adimensionale ( $h_{calc} / h_{exp}$ ) è mostrato in funzione del titolo di vapore. Sono stati testati il modello a tre zone, le correlazioni su macroscale e quelle su microscale. Tuttavia non tutte le correlazioni sono state prese in considerazione in questa analisi. Sono state prese in considerazione solo quelle che presentavano i migliori risultati a gravità terrestre dalla precedente analisi. In particolare le correlazioni di microscale analizzate sono:

- Lazareck e Black
- Tran et al.
- Kandlikar e Balasubramanian
- Kew e Cornwell
- Li e Wu

Nelle figure che seguono sono riportate anche le regioni dove avvengono i percorsi di flusso. Vengono mostrate due linee di transizione: BF/SF che rappresenta la linea di transizione da flusso a bolle a flusso a tappi e SF/AF, che rappresenta la transizione da flusso a tappi a flusso anulare.

### TEST 1 – Bassa portata

Partendo dal modello a tre zone, mostrato in figura 90, si può notare che non si hanno buoni risultati a bassa portata. In effetti, abbiamo solo pochi punti nel range +/- 30% e tutti i punti si riferiscono al regime di flusso a tappi.

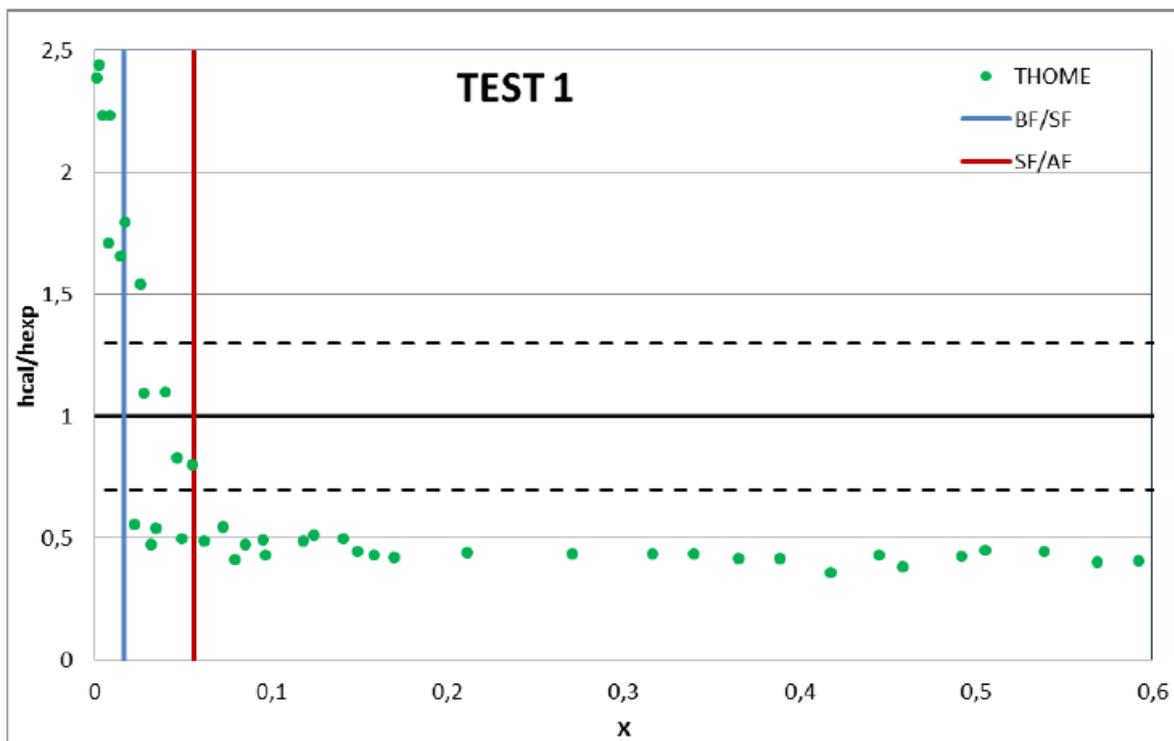


Figura 90. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso a basse portate – modello a tre zone

Nel seguente grafico sono riportati i risultati delle correlazioni in macroscale

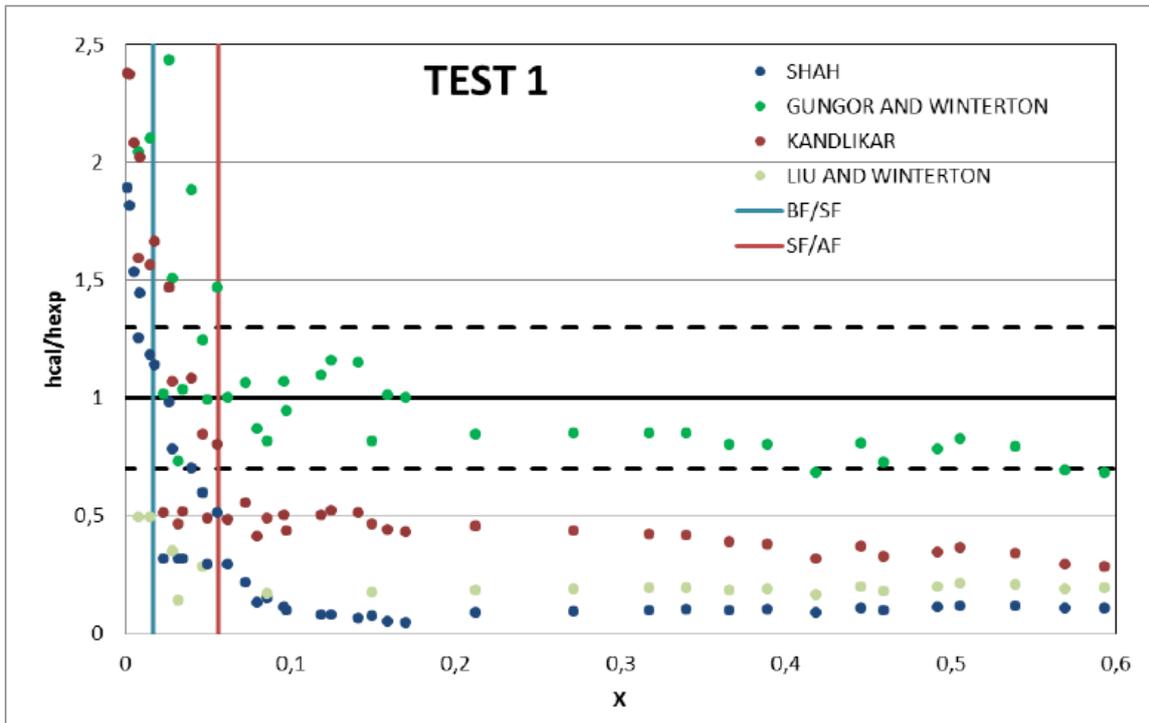


Figura 91. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso a basse portate – correlazione in macroscale

Tra tutte le correlazioni in macroscale studiate, il risultato migliore è quello di Gungor e Winterton, in particolare modo per il flusso anulare. Non si sono raggiunti buoni risultati con la correlazione di Liu e Winterton, mentre la correlazione di Shah e Kandlikar presenta i risultati migliori per il flusso a tappi.

v

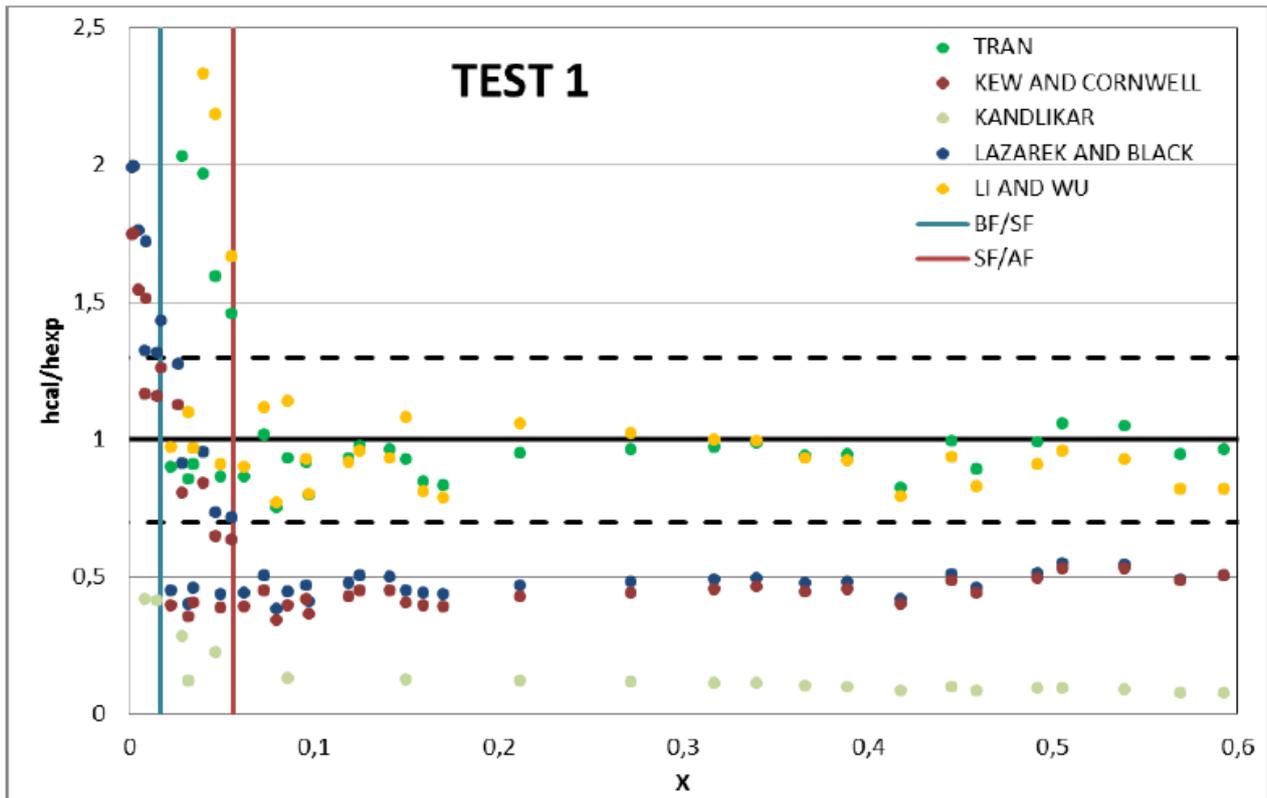


Figura 92. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso a basse portate – correlazione in microscala

Tra tutte le correlazioni in microscala studiate, il risultato migliore è quello di Tran et. Al e Li e Wu, in particolar modo per il flusso anulare. Non si sono raggiunti buoni risultati con la correlazione di Kandlikar e Balasubramanian, mentre le correlazioni di Kew e Cornwell e Lazarek e Black presentano i risultati migliori per il flusso a tappi.

### TEST 2 – Portata elevata

Partendo dal modello a tre zone, mostrato in figura 93, si può notare che non si hanno buoni risultati per una portata elevata. Ci sono solo pochi punti nel range di +/- 30%, per entrambi i flussi, sia a tappi che anulare.

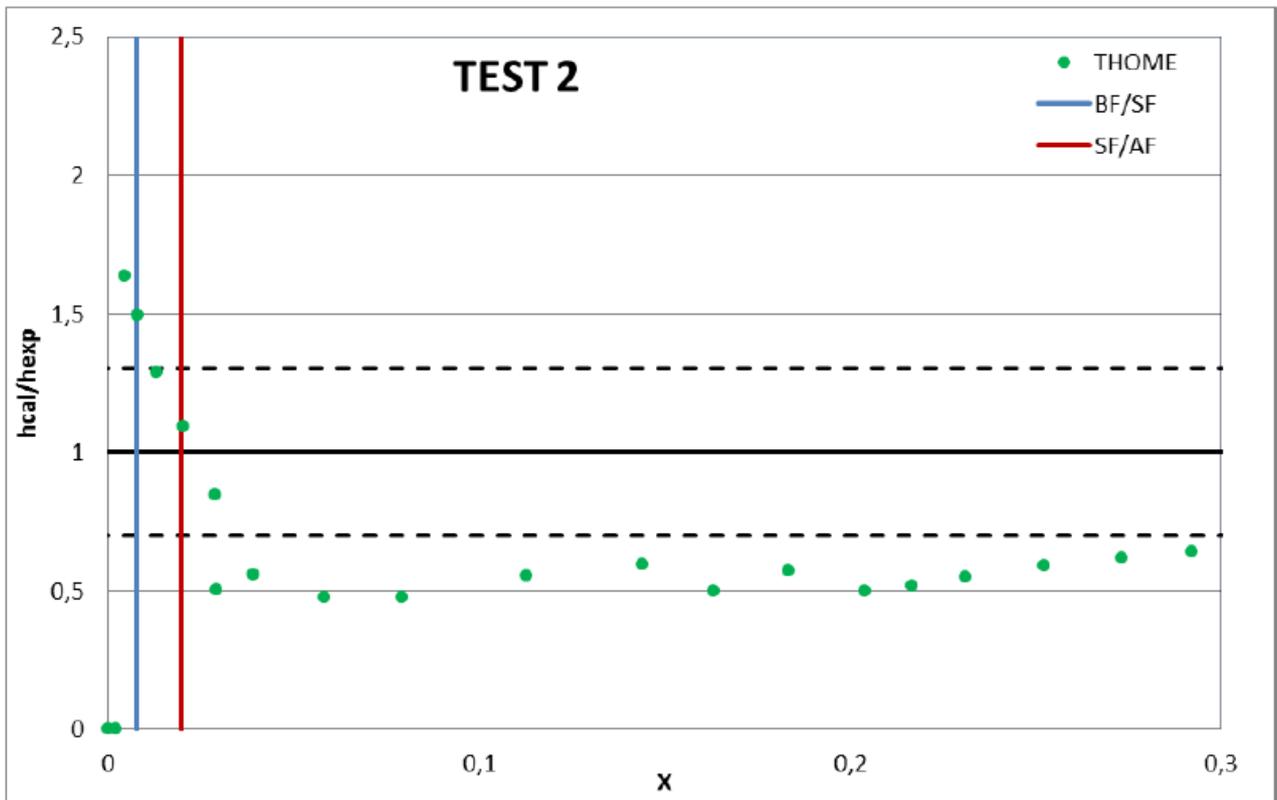
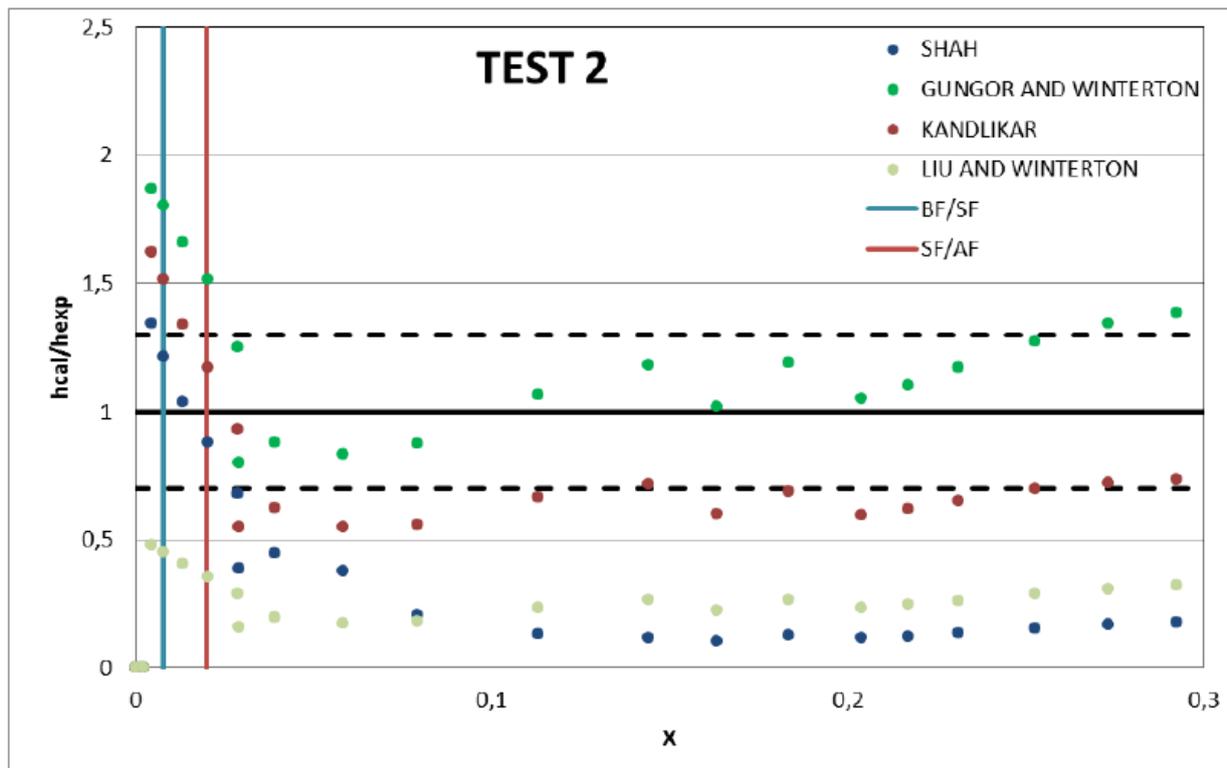


Figura 93. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso ad alte portate – modello a tre zone

Nel seguente grafico sono riportati i risultati della correlazione in macroscale



**Figura 94. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso ad alte portate – correlazione in macrosca**

Anche in questo caso, tra tutte le correlazioni in macrosca studiate, il miglior risultato è quello di Gungor e Winterton, ma solo nel flusso anulare. Non si sono raggiunti buoni risultati dalla correlazione di Liu e Winterton, mentre il risultato migliore per il flusso a tappi si ha con la correlazione di Shah e Kandlikar.

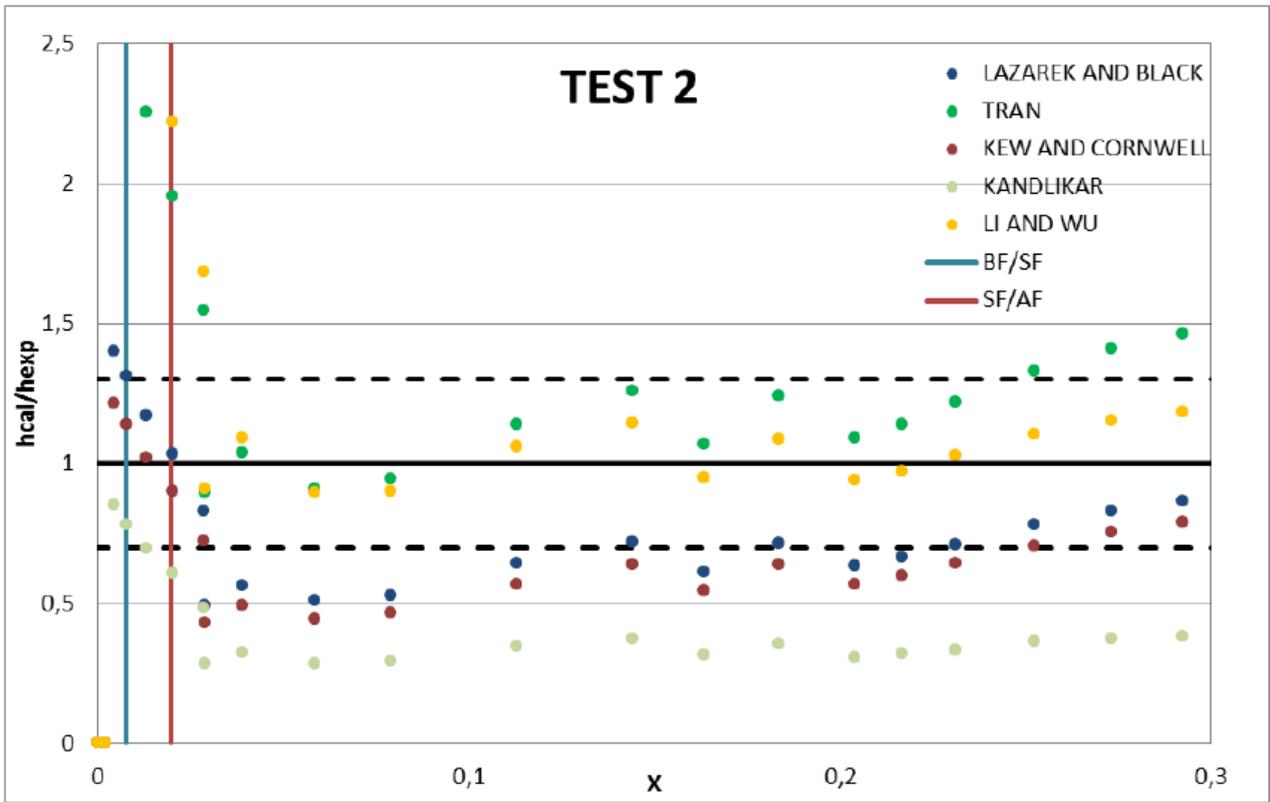


Figura 95. Confronto tra coefficiente di scambio termico adimensionale e titolo del vapore per analisi del percorso di flusso ad alte portate – correlazione in microscala

Tra tutte le correlazioni in microscala studiate, il miglior risultato si ottiene con la correlazione di Tran et al. e con quella di Li e Wu, solo per il flusso anulare. Non si ottengono buoni risultati, invece da Kandlikar e Balasubramanian, in effetti solo pochi punti sono dentro la banda di errore nel flusso a bolle e nel flusso a tappi, mentre le correlazioni di Kew e Cornwell e Lazarek e Black, presentano i migliori risultati, rispettivamente per il flusso a tappi e per il flusso anulare. In realtà con la correlazione di Lazarek e Black, otteniamo risultati nel flusso anulare proprio sulla linea della banda di errore.

Si può effettuare una osservazione generale per tutte le figure precedentemente riportate. Per molte delle correlazioni analizzate, sia per la macro che per la micro scala, e sia per il modello a tre zone, il coefficiente di scambio termico calcolato sovrastima quello sperimentale nel flusso a bolle e in quello a tappi, mentre, nel flusso anulare, il coefficiente di scambio termico calcolato, tende a sottostimare quello sperimentale. Più in generale, si può affermare che il coefficiente di scambio termico sperimentale è maggiore di quello calcolato, essendo la maggior parte dei punti sperimentali in flusso anulare.

### 4.3 Ground data analysis

Come precedentemente spiegato, TEST 5 e TEST 6 sono stati analizzati in modo differente. Questi due test non sono stati effettuati durante un volo parabolico, quindi non c'è comparazione tra diversi livelli di gravità. L'attenzione qui è principalmente sui percorsi di flusso perché lo scopo è studiare le condizioni di flusso anulare, vicino la crisi termica, mantenendo il controllo della pressione. Il problema è che con l'aumentare del flusso termico, diventa sempre più difficile, quasi impossibile, mantenere la pressione all'ingresso costante, a causa dei limiti del volume del contenitore. Per testare questi due sistemi ad alti flussi termici, si è aggiunto un serbatoio supplementare, aumentando così il volume disponibile. In questo caso, con l'aumento del flusso termico, una parte del fluido dentro il sistema è stata immessa nel serbatoio addizionale, in modo che fosse ancora possibile il controllo della pressione all'ingresso, tramite PID, azionando le

elettrovalvole. In questo modo è stato possibile eseguire tutte le misure sperimentali nelle stesse condizioni di ingresso. L'analisi di questi dati sperimentali si riferisce in maggior modo alle curve di ebollizione e alla visualizzazione dell'andamento del flusso piuttosto che alla valutazione del coefficiente di scambio termico, come è stato fatto per le prove sperimentali sopra descritte.

#### 4.4 Visualizzazione della curva di ebollizione e del modello di flusso

Nella figura seguente, è riportata la curva di ebollizione del TEST 5 con le immagini del percorso del flusso registrate durante gli esperimenti. Come anche mostrato, il TEST 5 è stato eseguito con una portata massica di  $221 \text{ kg/m}^2\text{s}$  (10 l/h) ad una pressione di circa 1.8 bar.

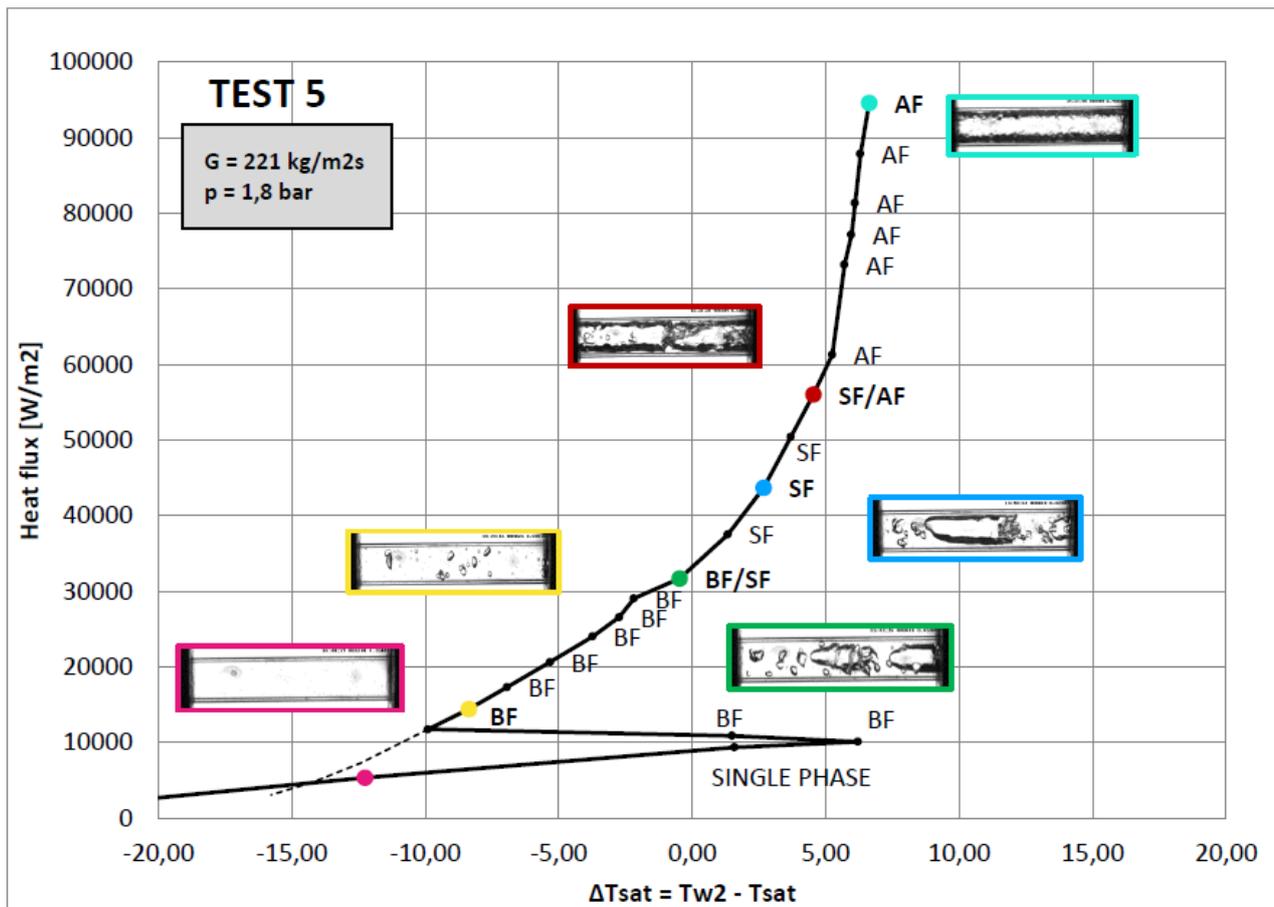


Figura 96. Curva di ebollizione con visualizzazioni dei percorsi di flusso – TEST 5

Il liquido entra nella sezione di prova sottoraffreddato,  $\Delta T_{sub}$  di circa  $23 \text{ }^\circ\text{C}$ , l'ebollizione è sottoraffreddata fino ad un flusso termico di circa  $30.000 \text{ W/m}^2$ . Successivamente, inizia l'ebollizione saturata a  $94.588 \text{ W/m}^2$ . Il fluido inizia a bollire con un  $\Delta T$  compreso tra la temperatura di parete e la temperatura di saturazione di circa  $6 \text{ }^\circ\text{C}$ , dove la temperatura di parete presa in considerazione è quella misurata dalle termocoppie poste a metà della lunghezza riscaldata.

Questo esperimento è stato condotto cominciando dalla acquisizione dei dati ad alti flussi, perché, avendo il problema di controllare la pressione dell'impianto, era necessario capire quale fosse il limite massimo del sistema anche con i serbatoi aggiuntivi. Partendo dal flusso massimo e diminuendolo gradualmente tutte le acquisizioni sono state effettuate regolando la quantità di fluido nel circuito principale, attraverso i serbatoi aggiuntivi, potendo così monitorare la pressione dell'impianto. Costruendo la curva di ebollizione in questo modo, dai valori di flusso più grandi a quelli più piccoli, si perdono le informazioni riguardo l'ONB. Questo

può essere visto dalla parte tratteggiata della figura 96. L'ONB, è rappresentato dal picco a destra che si trova a bassi flussi, circa  $10.000 \text{ W/m}^2$ . Come si può vedere, questo è il punto dove avviene la transizione da monofase liquido a flusso a bolle. Per verificare l'esatto punto dell'ONB è necessario fare alcune misure partendo da bassi flussi e aumentandoli a poco a poco, finché non avviene la transizione da flusso a bolle a flusso a tappi. Tuttavia, deve essere specificato che la transizione tra un tipo di flusso e un altro non è ben definita universalmente, ma dipende dall'osservazione dell'autore. Per queste ragioni, è più corretto riferirsi ad una regione di transizione che ad un punto di transizione. L'immagine seguente rappresenta una visione qualitativa dei percorsi di flusso. Si riferisce a flussi di calore crescenti, partendo dal monofase liquido fino al flusso anulare. In particolare:

- Contorno rosa – flusso in monofase liquido
- Contorno giallo – flusso a bolle
- Contorno verde – transizione da flusso a bolle a flusso a tappi
- Contorno blu – flusso a tappi
- Contorno rosso – transizione da flusso a tappi a flusso anulare
- Contorno celeste – flusso anulare

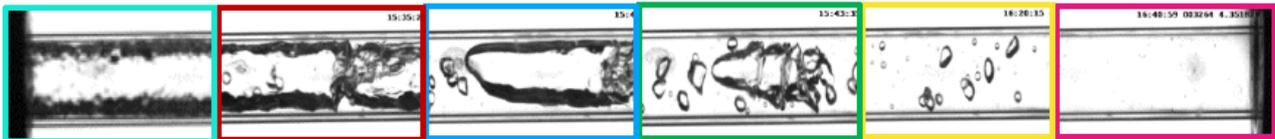
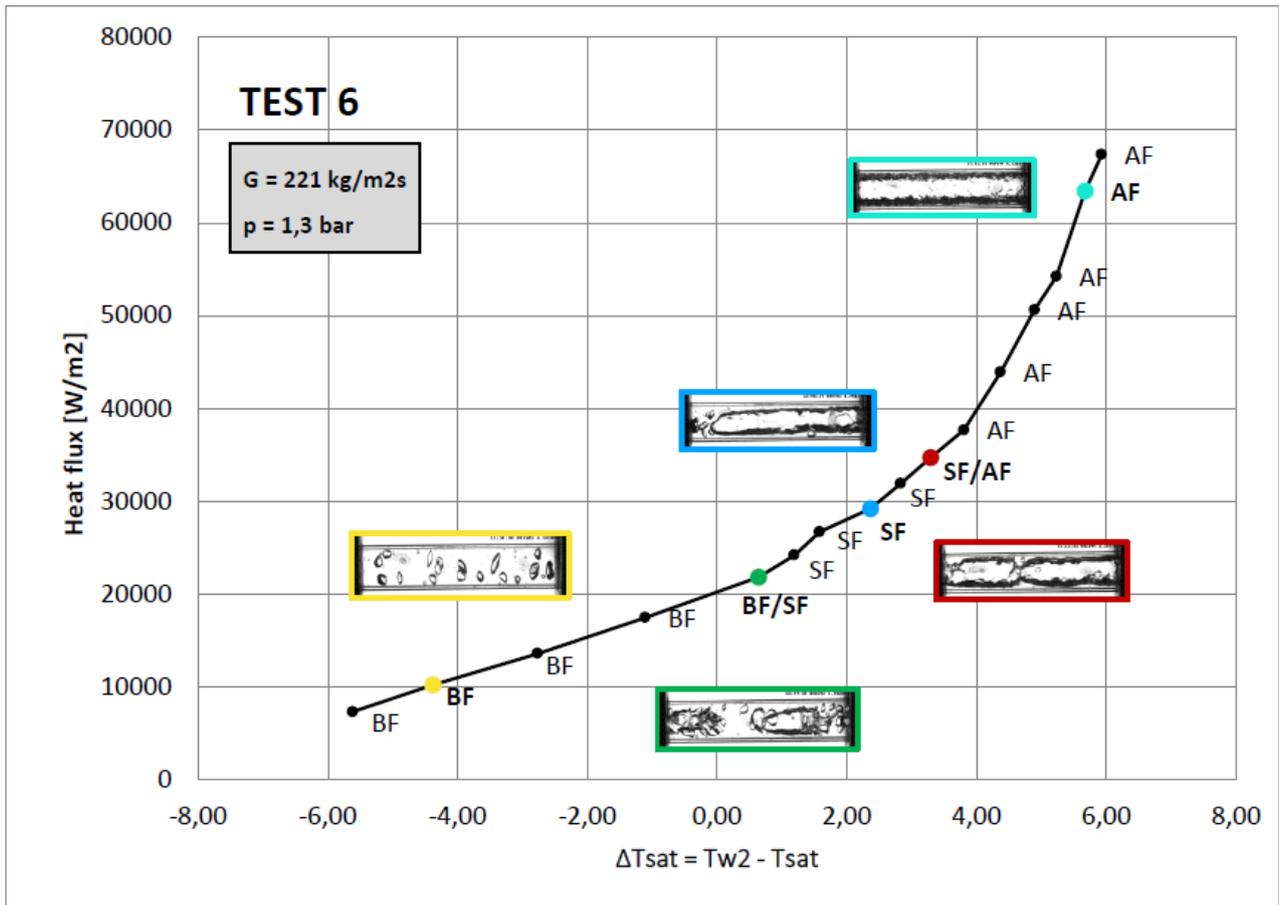


Figura 97. Visione qualitativa dei regimi di flusso con incremento di flusso di calore – TEST 5

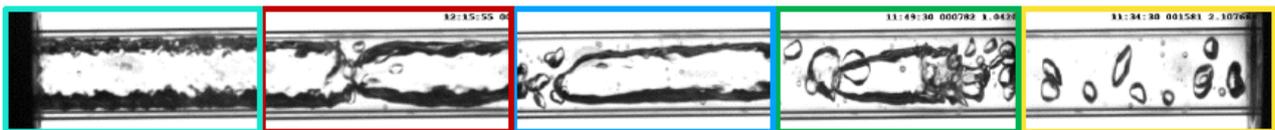
In questo test le due regioni di transizione sono evidenziate in rosso e in verde. La verde mostra la transizione da flusso a bolle a flusso a tappi, mentre la rossa mostra quella da flusso a tappi a flusso anulare. Concentrando l'attenzione sul flusso anulare, è possibile notare che lo spessore del film liquido è sottile (il rapporto tra lo spessore del film liquido misurato dall'immagine e il raggio del tubo è 0.31). questo significa che il sistema è vicino alla crisi termica, anche se non la raggiunge, perché se il flusso termico fosse stato ulteriormente aumentato, il controllo dei parametri di ingresso, come pressione e temperatura di ingresso, si sarebbe perso, anche con dei serbatoi addizionali.

Presentiamo ora i risultati del TEST 6. TEST 6 è stato eseguito con una portata massica di  $221 \text{ kg/m}^2\text{s}$  (10 l/h), come per il TEST 5, ma con una minor pressione, di circa 1.3 bar.



**Figura 98. Curva di ebollizione con visualizzazioni dei percorsi di flusso – TEST 6**

Anche in questo caso, il fluido all'ingresso della sezione di prova è altamente sottoraffreddato,  $\Delta T_{sub}$  di circa  $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ , l'ebollizione è sottoraffreddata fino a valori di flusso di circa  $20.000\text{ W/m}^2$ . Poi comincia l'ebollizione satura. Confrontando i risultati col TEST 5, si può notare che il valore di flusso di calore per il quale avviene l'inizio dell'ebollizione satura, è inferiore al TEST 6. Questo è dovuto alla pressione operativa, che influenza la temperatura di saturazione, che è inferiore al TEST 5. Questo test, invece, a differenza del precedente, è stato effettuato partendo dal flusso termico minimo fino al massimo. Contrariamente al precedente test, non è stata effettuata alcuna acquisizione in un'unica fase liquida, perché non è possibile mantenere costante la pressione. Questo è il motivo per cui i dati si riferiscono direttamente al flusso a bolle. Anche in questo caso, con il TEST 6 viene fornita una visione qualitativa dei regimi di flusso. Come detto, non sono stati raccolti dati di monofase liquido e gli stessi criteri sono stati usati per l'analisi del test precedente per lo studio dei regimi di flusso.



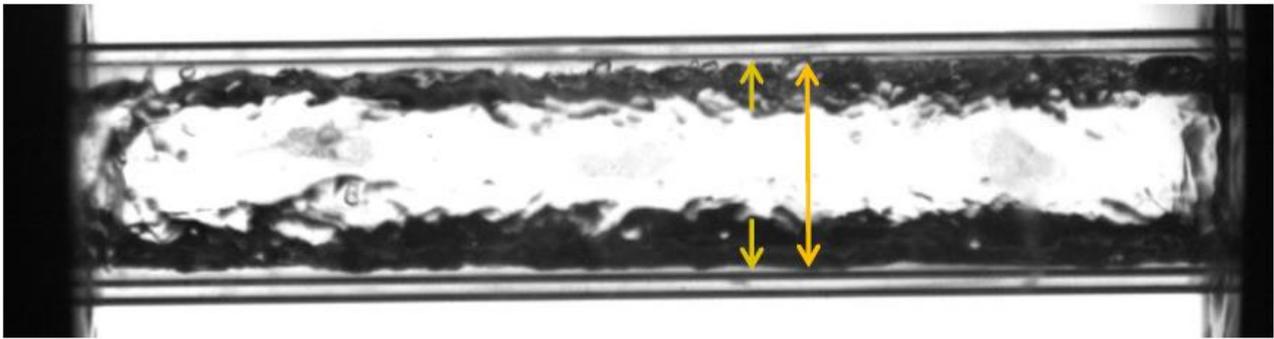
**Figura 99. Visione qualitativa dei regimi di flusso con incremento di flusso di calore – TEST 6**

È ancora più chiaro da queste immagini il sottile strato di liquido presente nel flusso anulare. È anche possibile osservare che le turbolenze all'interfaccia liquido – vapore si sono ridotte rispetto al precedente test. Da ciò possiamo dedurre che per il massimo flusso termico, il sistema è molto vicino alla crisi termica. Confrontando i massimi valori di flusso raggiunti dal TEST 5 e dal TEST 6, si nota come i valori siano differenti. In particolare, nel TEST 5 il valore è attorno a  $90.000\text{ W/m}^2$  mentre nel TEST 6 si aggira attorno a  $70.000\text{ W/m}^2$ . Questo non fa altro che sottolineare il problema dei regimi di flusso. Non possono essere strettamente legati al flusso

termico perché dipendono da alcuni parametri operativi. Uno di questi parametri è la pressione, e la temperatura di saturazione, come già discusso.

#### 4.5 Validazione del modello di frazione di vuoto

In questa sezione, si descrive una analisi per la validazione del modello della frazione di vuoto, calcolato dal software. Il modello preso in considerazione per il calcolo della frazione di vuoto è quello proposto da Lahey e Moody. Dalle immagini, in particolare da quelle del flusso anulare, è possibile calcolare la frazione di vuoto. Il flusso anulare ben si adatta a questo tipo di studi perché, misurando lo spessore del film liquido sulla parete e confrontandolo con diametro del tubo, è possibile comprendere la percentuale di vapore confrontata con quella del liquido nel canale, come mostrato nelle figure seguenti. La figura 100 si riferisce al TEST 5.



**Figura 100. Metodo qualitativo per la valutazione della frazione di vuoto dalle immagini acquisite**

Prendendo in considerazione uno specifico flusso termico, nel quale è presente il flusso anulare, il confronto tra immagine e modello è stato fatto considerando la posizione 3 (P3), che è quella più vicina all’uscita del canale di prova. Questo perché, come già detto, l’acquisizione delle immagini dei regimi di flusso non è stata fatta direttamente sulla sezione di prova, perché questa non è trasparente.

	Heat Flux [W/m <sup>2</sup> ]	Void Fraction [-]		Relative Error %
		Model	Image	
TEST-5	84872	0.647	0.625	0.04
TEST-6	63430	0.469	0.476	0.02

**Tabella 41. Validazione del modello della frazione di vuoto**

Come si può notare dalla tabella 42, il modello fornisce buoni risultati con un errore relativo dello 0.04 % per il TEST 5 e dello 0.02 % per il TEST 6.

Questa è ovviamente una verifica qualitativa, perché i risultati dovuti alla misura diretta delle immagini possono essere influenzati da vari fattori, come ad esempio la difficoltà nel calcolare l’esatto spessore dalle immagini, o il fatto che il tubo dove si ha il regime di flusso, non è la sezione di prova stessa, ma è l’uscita del canale del canale di prova, e non è riscaldata ne isolata termicamente. Per questa ragione, questo tipo di validazione, è soggetta a grandi gradi di incertezza.

Un ulteriore controllo che si può fare con le immagini è quello relativo all’inizio dell’ONB. Il controllo deve essere fatto sul flusso di calore. Riguardo il TEST 5, sia l’ebollizione satura che quella sottoraffreddata possono essere verificate, mentre per il TEST 6 solo l’ebollizione satura, perché la misura comincia direttamente con il flusso a bolle.

TEST 5		
	Heat Flux [ $W/m^2$ ]	
	ONB	Saturated Boiling
Model	14398	37484
Images	10069	29029

**Tabella 42. Validazione del modello di ONB e punto di inizio di ebollizione saturo rispetto al flusso di calore – TEST 5**

TEST 6	
	Heat Flux [ $W/m^2$ ]
	Saturated Boiling
Model	29217
Images	21835

**Tabella 43. Validazione del modello di ONB e punto di inizio di ebollizione saturo rispetto al flusso di calore – TEST 6**

In questo caso i risultati della validazione sono meno accurati che nella precedente analisi, specialmente riguardo l'ebollizione sottoraffreddata. Questo può dipendere dal fatto che l'inizio dell'ebollizione è fortemente influenzata dalla rugosità della superficie, come affermato da Garimella et al. (2010) [65]. Studiando innanzitutto il TEST 5, il modello fornisce un errore relativo del 30 % riguardo l'ONB e del 23 % per l'ebollizione saturo.

Analizzando il TEST 6, è stata studiata solo l'ebollizione saturo e il modello fornisce un errore relativo del 25 %. Bisogna però dire che i modelli studiati non sono stati sviluppati per questi fluidi di lavoro e per queste pressioni operative, quindi le discrepanze nei risultati possono essere dovute anche a questo.

Una più accurata valutazione del modello, con un confronto approfondito, che studi le bolle di Taylor nel flusso a tappi riguardante la valutazione della frazione di vuoto, è lasciato a studi futuri.

## 5 Studio termofluidodinamico del condensatore

L'attività svolta si è concentrata sullo studio termofluidodinamico di uno scambiatore di calore per auto elettrica, in diverse condizioni di funzionamento. In particolare, è stato considerato un modello di scambiatore utilizzato da ENEA per delle prove sperimentali in laboratorio.

In questa ricerca, il software commerciale Ansys Fluent v. 14.5 [52] è stato utilizzato per le simulazioni.

A causa dell'elevata complessità costruttiva, si sono effettuate analisi numeriche su una sezione dello scambiatore in 2D, in regime di flusso stazionario. L'elevata complessità è dovuta alla presenza di un numero elevato di alette di raffreddamento che compongono il corpo dello scambiatore. Sarà comunque prevista un'analisi tridimensionale a valle dei risultati ottenuti con le simulazioni bidimensionali.

Sono state condotte analisi al variare della portata in entrata dello scambiatore, al variare della temperatura del fluido e analisi al variare del numero di alette di raffreddamento presenti. Dapprima si è effettuata un'analisi con flusso monofase, per poi simulare un flusso bifase, così da confrontare le due situazioni operative. Si è considerata la situazione peggiore possibile a livello operativo, cioè in assenza di flussi d'aria atti a raffreddare meccanicamente il sistema dall'esterno.

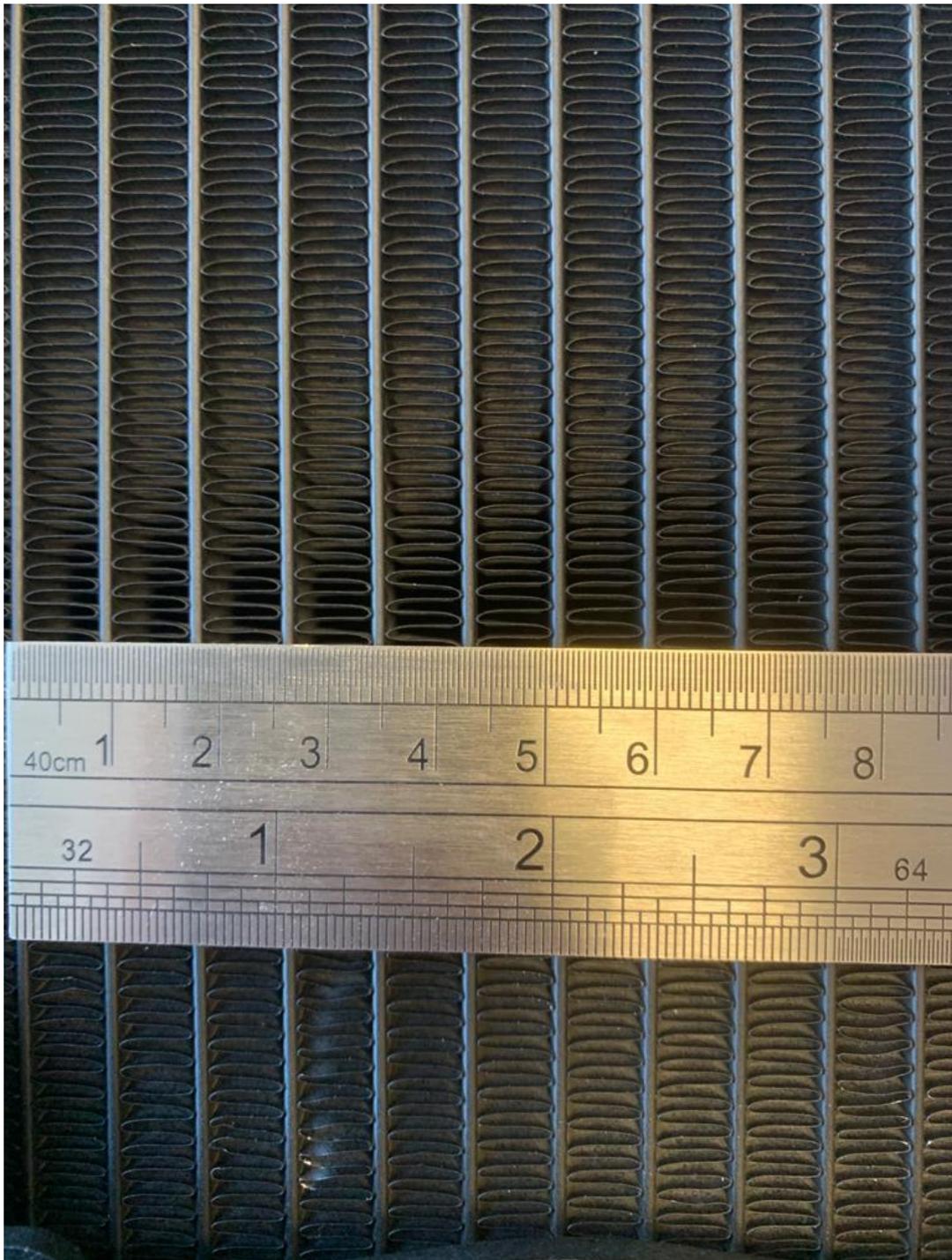
Sono stati estratti campi di temperatura e velocità e andamenti della temperatura in corrispondenza di ogni riga di alette presenti. Sono stati infine confrontati i risultati di tutte le simulazioni effettuate nelle diverse condizioni, così da avere un'indicazione per l'applicazione reale prevista su auto elettrica.

### 5.1 Geometria

La geometria analizzata in questo studio è stata fornita da ENEA ed è mostrata in figura 90. Si compone di uno scambiatore di calore composto da due tubazioni laterali dove scorre il fluido, che a sua volta si riversa in 36 condotte interne, composte da 10 microcanali per condotta. Tra i vari canali sono posizionate delle alette di raffreddamento, in numero di 297 tra un canale e l'altro (figura 102).



Figura 101. Scambiatore di calore analizzato.



**Figura 102. Particolare costruttivo delle alette di raffreddamento.**

Le dimensioni dello scambiatore sono 35.78 cm x 37 cm con profondità pari a 2 cm. I tubi laterali hanno diametro esterno di 2 cm, mentre il diametro dei fori di entrata ed uscita del fluido è pari a 0.8 cm. La geometria reale 3D sopra descritta è stata semplificata in un dominio di calcolo 2D che rappresenta la sezione longitudinale sul piano xy centrale della sezione sperimentale originale (Figura 103). Lo scambiatore è costituito di alluminio ed inizialmente al suo interno scorre acqua.

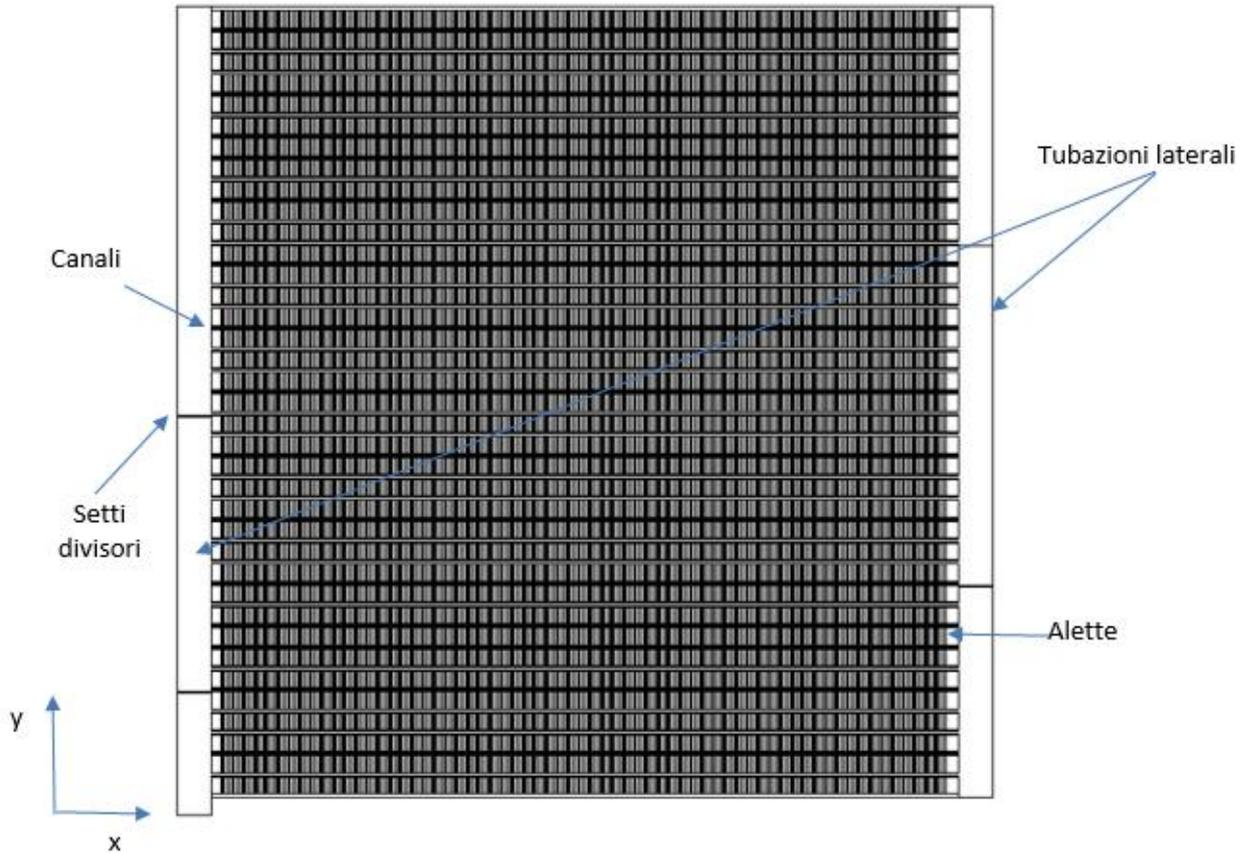


Figura 103. Modello geometrico implementato nel codice di calcolo.

## 5.2 Approccio numerico

I processi convettivi nei fluidi sono tipicamente descritti da equazioni differenziali alle derivate parziali che derivano dai principi generali di conservazione per i sistemi aperti. Ad esempio, l'equazione di conservazione dell'energia, che governa la distribuzione della temperatura, è ottenuta dal primo principio della termodinamica mentre l'equazione di continuità e di Navier-Stokes, che determinano il campo di velocità, si ottengono a partire dal principio di conservazione della massa e dalla seconda legge di Newton (intesa come principio di conservazione della quantità di moto). Le tre equazioni appena elencate vengono riportate di seguito:

$$\bar{u}_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) = 0 \quad i = 1,2,3 \quad (74)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad i = 1,2,3 \quad (75)$$

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}'_i \bar{u}'_j) + g_i \quad i = 1,2,3 \quad (76)$$

dove:  $u$  la componente di velocità  $T$  è la temperatura,  $g_i$  è l'accelerazione dovuta alla gravità,  $p$  la pressione,  $\mu$  la viscosità e  $\rho$  la densità. Il tensore degli sforzi di Reynolds  $\bar{u}'_i \bar{u}'_j$  (qui, l'apice indica la fluttuazione intorno alla media) è di solito modellato utilizzando una proporzionalità lineare al grado di sforzo (Boussinesq eddy-viscosity model):

$$-\overline{u'_i u'_j} = \frac{\mu_t}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (77)$$

dove  $\delta_{ij}$  è il delta di Kronecker). L'energia cinetica turbolenta  $k$  e la viscosità turbolenta  $\mu_t$  vengono determinate aggiungendo alle equazioni 75 e 76 due o più equazioni aggiuntive [52].

Ottenere una soluzione diretta di questo sistema di equazioni è possibile solo per alcuni casi particolari; in generale, infatti, per le normali applicazioni il costo computazionale sarebbe eccessivo. Tale problema viene risolto tramite l'utilizzo delle equazioni mediate su intervalli di tempo sufficientemente lunghi o su spazi abbastanza grandi. Tutto ciò si rende necessario al fine di filtrare le piccole oscillazioni del campo termo fluidodinamico che, caratterizzate da un valore medio nullo, si sviluppano su stretti intervalli di tempo e zone limitate dello spazio [53].

In tal modo si introducono sforzi e flussi termici specifici "turbolenti" che derivano dagli scambi di quantità di moto e d'energia legati alle piccole fluttuazioni di velocità. Questo rende necessario l'introduzione di un modello per la chiusura del sistema.

### 5.3 Modelli di turbolenza

La presenza di flussi turbolenti nella maggior parte dei fenomeni fisici naturali rende necessario la mediazione delle equazioni della termo fluidodinamica. Tali flussi si distinguono per la presenza di vortici, caratterizzati da elevati numeri di Reynolds e fenomeni dissipativi causati dall'azione degli sforzi viscosi che tolgono energia al moto medio convertendola in calore. I vortici più grandi si dividono e trasmettono energia ai vortici più piccoli, i quali si scindono a loro volta fino ad arrivare ad una scala per cui gli effetti viscosi sono preponderanti e per cui l'energia cinetica viene dissipata in calore. La dissipazione di energia dipende, naturalmente, da quanta energia viene trasferita alle scale minori. Tale comportamento fu teorizzato da Kolmogorov e prende il nome di "scala di Kolmogorov" [54].

L'aspetto più importante sta nel fatto che i valori delle grandezze (velocità, temperatura, pressione) variano nel tempo con una frequenza molto alta (100-1000 Hz) attorno ad un valor "medio" che invece varia molto più lentamente. Da qui l'idea di studiare la turbolenza tramite i metodi della statistica.

Risulta corretto pertanto pensare la velocità come la risultante di due componenti una fissa e un'altra variabile:

$$u(x, y, z, t) = u'(x, y, z, t) + \bar{u}(x, y, z) \quad (78)$$

dove  $u'(x, y, z, t)$  è definita come "fluttuazione del campo di moto" e la cui media è nulla per definizione. Tale metodo prende il nome di "approccio alla Reynolds" e se applicato alle equazioni di Navier-Stokes permette di ottenere le Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) per il regime stazionario.

Quattro diversi modelli di turbolenza sono stati implementati in Ansys Fluent per risolvere questo problema e per scegliere quello più appropriato per il caso studiato. Nelle seguenti sottosezioni vengono brevemente descritti i quattro modelli di turbolenza.

#### 5.3.1 Modello k-ε standard (STD)

Il modello k-ε standard (STD) è un modello a due equazioni in cui vengono aggiunte due equazioni di trasporto al sistema (75,76). Questo modello, originariamente proposto da Launder e Spalding nel 1972 [54], è diventato uno dei modelli di turbolenza più ampiamente utilizzati poiché fornisce robustezza, economicità computazionale e ragionevole precisione per un'ampia gamma di flussi turbolenti. L'equazione di trasporto per  $k$  deriva dall'Eq. (76), mentre l'equazione di trasporto per la sua velocità di dissipazione,  $\epsilon$ , si basa su un ragionamento fisico:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (79)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (80)$$

dove:

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (81)$$

è la produzione di k dovuta ai gradienti di velocità medi mentre mentre  $C_{1\varepsilon} = 1.44$  e  $C_{2\varepsilon} = 1.92$  sono parametri costanti [55].  $\sigma_k = 1.0$  e  $\sigma_\varepsilon = 1.3$  sono i numeri di Prandtl turbolenti per k e  $\varepsilon$ , rispettivamente. La viscosità turbolenta è correlata ai valori locali di k e  $\varepsilon$  da:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (82)$$

dove  $C_\mu = 0.09$ . Nonostante l'STD k- $\varepsilon$  sia uno dei modelli di turbolenza più utilizzati a causa della sua complessiva semplicità e accuratezza, sono ben noti diversi difetti e svantaggi (cioè previsioni errate di k in particolare all'interno delle regioni di ricircolo) [56], [57], [58].

### 5.3.2 Modello k- $\varepsilon$ Realizable

Il modello k- $\varepsilon$  Realizable è la più recente tra le versioni del modello k- $\varepsilon$  proposte in letteratura [59]. Utilizza un'equazione diversa per  $\mu_t$ , basata sui vincoli di affidabilità: (i) le normali sollecitazioni di Reynolds devono essere positive e (ii) la disuguaglianza di Schwartz per le sollecitazioni di taglio turbolente deve essere mantenuta. Queste due condizioni non sono soddisfatte né dal modello standard né da altri modelli k- $\varepsilon$ . Ciò rende il modello realizzabile particolarmente adatto per prevedere flussi separati e flussi con caratteristiche secondarie complesse [59]. L'equazione di trasporto per k coincide con quella usata nel modello k- $\varepsilon$  standard, mentre l'equazione di trasporto per  $\varepsilon$  deriva dall'equazione di fluttuazione della vorticità quadratica media [60]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (83)$$

mentre i parametri sono  $C_1 = 1.44$ ,  $C_2 = 1.9$ ,  $\sigma_k = 1.0$  e  $\sigma_\varepsilon = 1.2$ .

### 5.3.3 Modello k- $\omega$ standard (STD)

Il modello k- $\varepsilon$  utilizza l'ipotesi di diffusione del gradiente per mettere in relazione le sollecitazioni di Reynolds con i gradienti di velocità media e  $\mu_t$ . Per questo motivo dovrebbe funzionare male per flussi altamente complessi, dove generalmente si verificano grandi gradienti di pressione, separazioni e forti curvature di flusso. Per risolvere questi tipi di flussi, Ansys Fluent implementa l'approccio alternativo sviluppato da [61], noto come modello k- $\omega$  STD, che dovrebbe funzionare meglio per numeri di Reynolds bassi nella regione vicino alla parete e quando la compressibilità e la diffusione del flusso di taglio diventano importanti e anche per i flussi di transizione. Consente inoltre un trattamento vicino alla parete più accurato in base alla spaziatura della griglia. Le equazioni di trasporto per k e la sua velocità di dissipazione specifica,  $\omega$ , sono:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (84)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (85)$$

dove  $G_k$  è la generazione di energia cinetica turbolenta e  $G_\omega$  è la generazione di  $\omega$ .  $Y_k$  e  $Y_\omega$  rappresentano, rispettivamente, la velocità di dissipazione per  $k$  e  $\omega$ , mentre  $\sigma_k$  e  $\sigma_\omega$  sono i numeri di Prandtl turbolenti per  $k$  e  $\omega$ , rispettivamente. Nel caso standard sono considerate costanti (pari a 2).

#### 5.3.4 Modello k- $\omega$ Shear Stress Transport (SST)

Il modello k- $\omega$  SST è l'unica variante del modello standard k- $\omega$  implementato in Ansys Fluent. È stato sviluppato da [62] sulla base del k- $\omega$  STD e di un k- $\epsilon$  trasformato. Il trasporto dello sforzo di taglio turbolento e l'espressione per  $\mu_t$  sono diversi da quelli usati nel modello k- $\omega$  STD. Queste differenze rendono il modello k- $\omega$  SST generalmente più accurato per una più ampia varietà di flussi rispetto al modello standard [62]. Le equazioni di trasporto per  $k$  e  $\omega$  sono:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - Y_k \quad (86)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (87)$$

dove  $\tilde{G}_k$  è la produzione di  $k$ ,  $D_\omega$  è il termine di diffusione incrociata, mentre gli altri termini coincidono con quelli descritti nella sottosezione precedente [52].

#### 5.4 Mesh di calcolo e mesh sensitivity

Poiché il problema presenta una geometria complessa, è stata applicata una griglia non strutturata con un rapporto di allungamento delle celle pari a 1 dovunque (Figura 104).

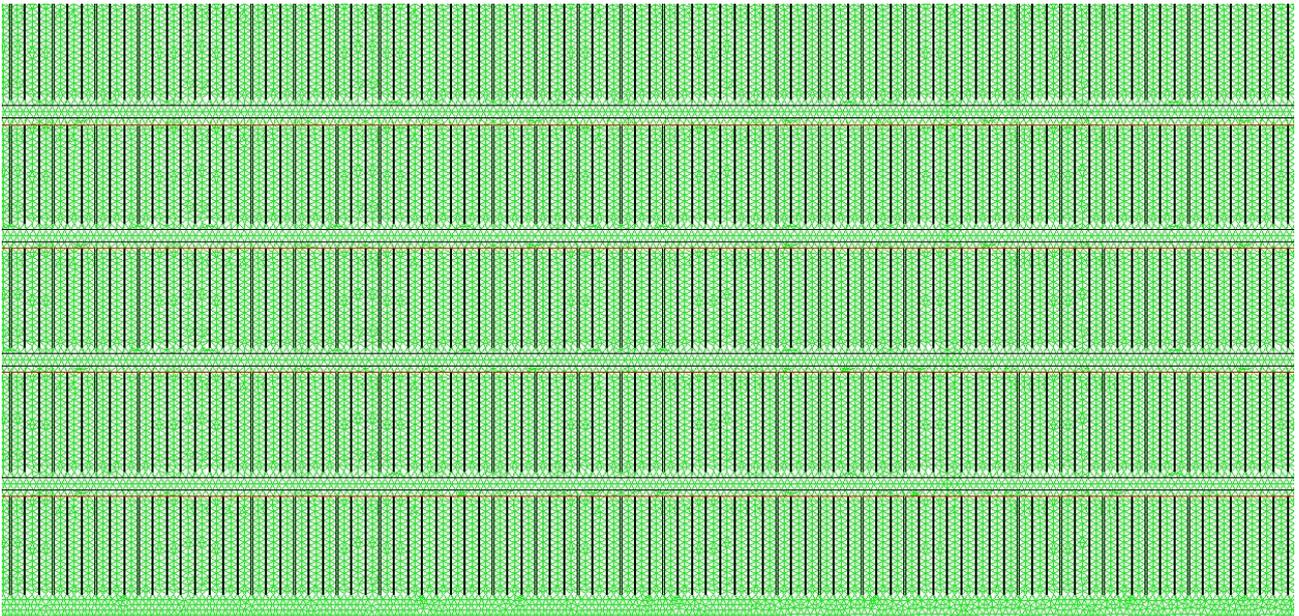


Figura 104. Zoom mesh di calcolo.

La scelta della spaziatura mesh più adatta non è un compito banale poiché l'utilizzo di una mesh troppo grossolana può causare errori notevoli, mentre una mesh eccessivamente fine potrebbe portare a tempi di calcolo irragionevoli. Questo è il motivo per cui qualsiasi simulazione CFD dovrebbe essere preceduta da una

serie di test di indipendenza della soluzione dalla mesh di calcolo. Per il test di indipendenza dalla mesh sono state analizzate tre mesh di diversa densità, affinando solo le sezioni di interesse e cioè le alette dello scambiatore. È stata monitorata la temperatura su di una linea passante al centro della sezione delle alette, lungo la coordinata x; la temperatura è stata quindi confrontata tra le tre griglie, assumendo come riferimento la Mesh A (circa 1 500 000 celle). Nella Tabella 39, si può vedere che la differenza percentuale Δ (%) tra Mesh A e Mesh C è solo del 2%. Ciò mostra che i risultati con Mesh A sono robusti e, allo stesso tempo, il tempo di calcolo è accettabile. Pertanto, in questo lavoro, la Mesh A viene utilizzata per tutte le analisi CFD.

	Mesh A	Mesh B	Mesh C
Numero totale di celle	~ 1 500 000	~ 650 000	~ 3 600 000
Grandezza cella (mm)	0.5	1	0.025
Δ (%)	-	15.76	2.08

**Tabella 44. Caratteristiche delle tre mesh utilizzate per il test di sensibilità e corrispondente differenza percentuale.**

Una stima dell'incertezza numerica associata alle simulazioni numeriche è stata condotta sulla base della differenza tra i risultati ottenuti sulla mesh più fine e l'estrapolazione alla soluzione della mesh zero ( $Dx \rightarrow 0$ ). Il valore estrapolato alla dimensione della mesh zero è stato ottenuto utilizzando la formula di estrapolazione di Richardson [63], che per i casi in cui la dimensione della maglia è ridotta a ½ ad ogni livello di raffinamento può essere scritta come:

$$\Phi^* = \frac{\Phi_B^2 - \Phi_C \Phi_A}{2\Phi_B - \Phi_A - \Phi_C} \quad (88)$$

La variabile  $\phi$  rappresenta il flusso termico misurato su di un'aletta, ottenuto con le diverse mesh, in particolare  $\phi_A$  corrisponde ai flussi ottenuti con Mesh A,  $\phi_B$  corrisponde ai flussi ottenuti con Mesh B e  $\phi_C$  corrisponde ai flussi ottenuti con Mesh C.

La formula è stata applicata al massimo dei flussi termici e tale valore è stato confrontato con quello ottenuto numericamente utilizzando la maglia più fine (Maglia C). La differenza riscontrata è di circa il 5% e quindi un valore leggermente superiore del 10% è stato assunto come incertezza per i flussi di calore.

### 5.5 Condizioni al contorno e setup del codice

Tutte le pareti solide sono state considerate no-slip, con spessori e materiali identici al caso reale. In entrata è stata impostata una condizione di massa entrante (in kg/s), mentre in uscita si è impostata una condizione di "tutta massa uscente". Tra le alette sono stati modellati gli interspazi di aria e sono stati calcolati sia la temperatura che la velocità per ciascuno di essi.

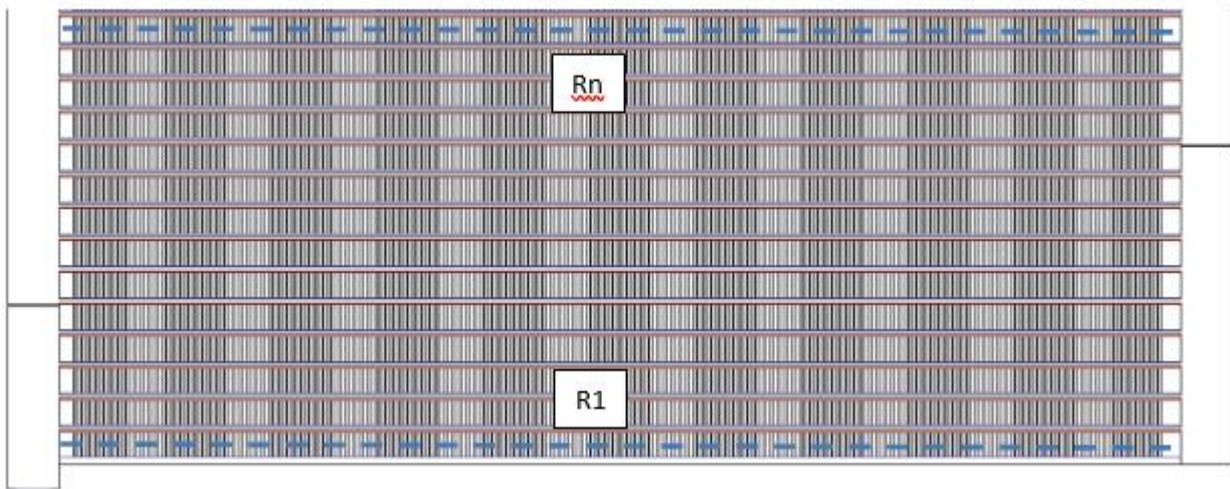
Il solutore numerico utilizza un approccio structured, non-orthogonal, fully collocated, cell-centered, a volumi finiti per la discretizzazione del dominio computazionale, e il vettore di velocità viene scomposto nelle sue componenti cartesiane. I flussi diffusivi fisici delle celle di calcolo vengono approssimati utilizzando uno schema di differenziazione centrale convenzionale del secondo ordine e l'algoritmo PISO [64] viene utilizzato per la correzione della pressione.

L'obiettivo di convergenza basato sulla radice quadrata media (residui) è impostato su  $10^{-7}$ . Le quantità di interesse, come la velocità e l'energia cinetica turbolenta, sono state monitorate in diversi punti della griglia durante il processo di risoluzione per verificare i livelli di stabilità numerica prima che venisse raggiunta la convergenza.

## 6 Risultati monofase

In questa sezione vengono presentati i risultati delle simulazioni termofluidodinamiche effettuate. In particolare, le simulazioni sono state condotte con una singola fase, monofase, con acqua come fluido evolvente.

Vengono mostrati campi di temperatura sia per le parti solide che per le parti liquide ed aeriformi, mentre vengono ovviamente mostrati i campi di velocità per le sole parti fluide ed aeriformi. Le visualizzazioni vengono affidate ai contours delle varie grandezze, generati dal codice Ansys. Sono stati inoltre estratti i valori lungo linee passanti la mezzeria di ogni singola fila di alette (vedi Figura 106), e tali linee sono state indicate con la R ed il numero della fila, partendo dalla base dello scambiatore.



**Figura 106. Visualizzazione linee estrazione dati.**

### 6.1 Scelta del modello di turbolenza

Il primo step è stato la scelta del corretto modello turbolenza da utilizzare per le simulazioni. Sono stati analizzati i quattro principali modelli di turbolenza che vengono utilizzati in letteratura: k-ε standard, k-ε Realizable, k-ω standard, k-ω SST.

Per questo set di simulazioni è stata scelta una temperatura di entrata del fluido pari a 27 °C e massa di acqua entrante pari a 0.006 kg/s.

Nelle Figure 107-108 vengono mostrati i campi di temperatura, con relativo zoom sulla zona d'interesse, e i campi di velocità per i quattro modelli considerati.

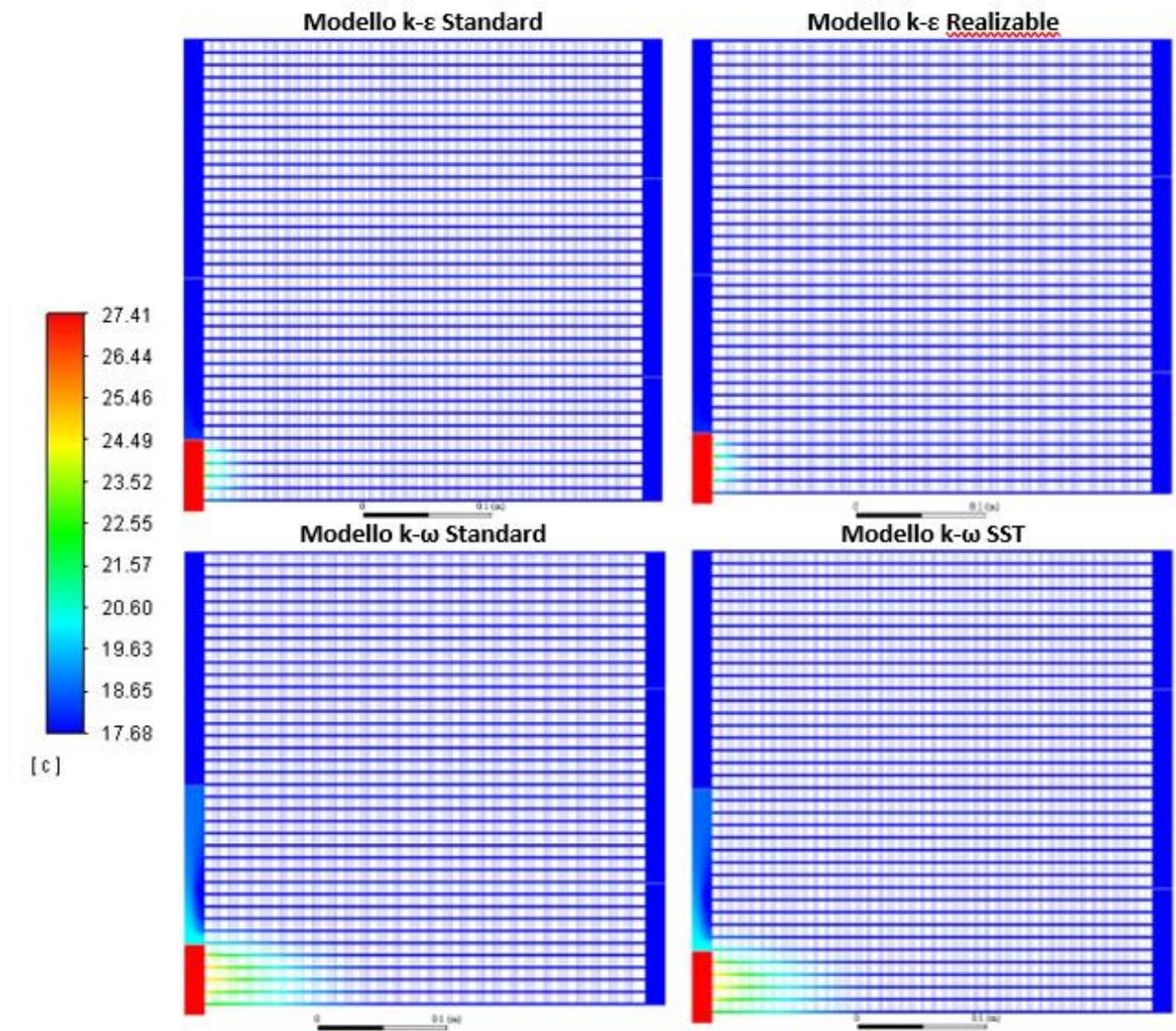
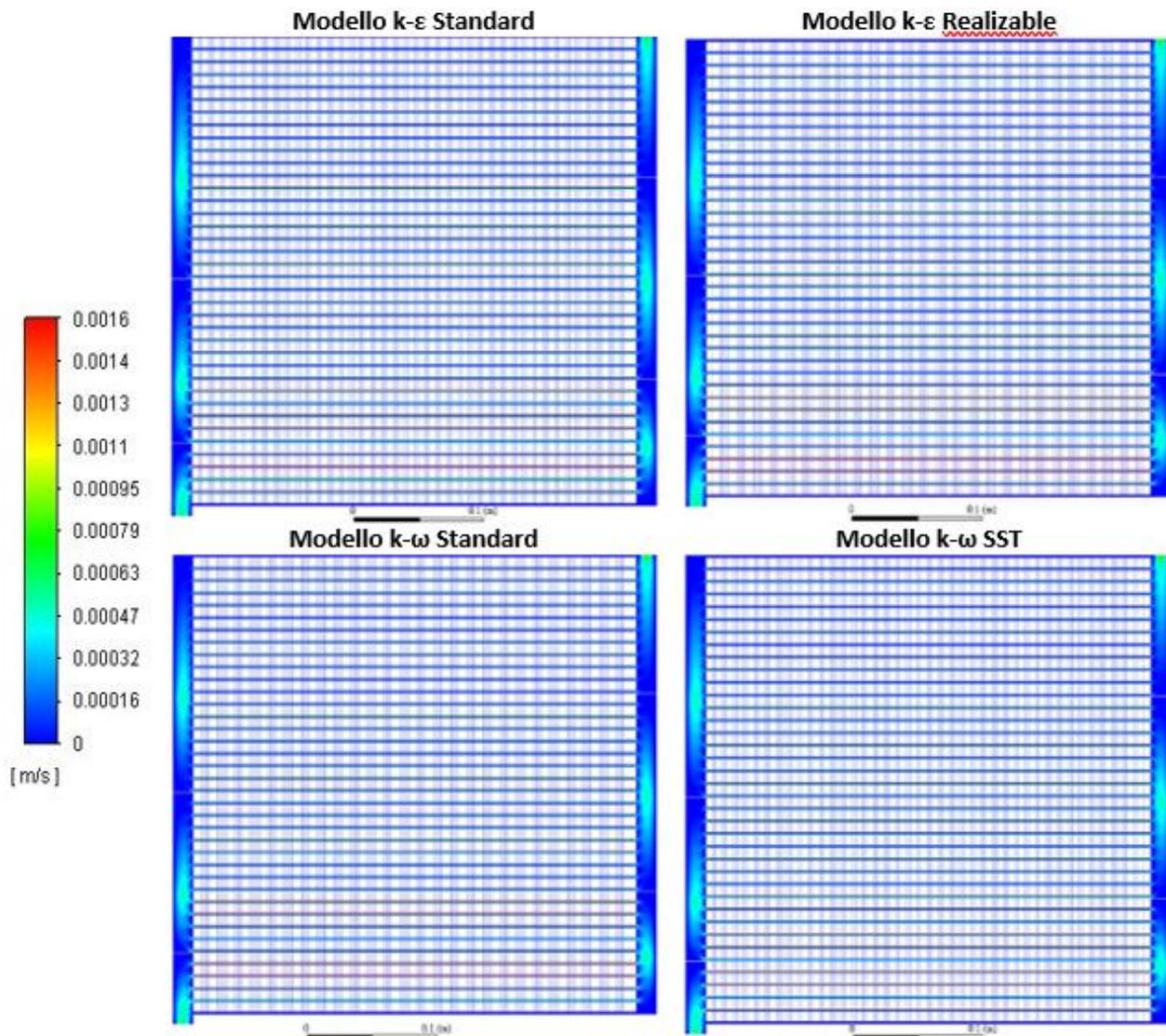


Figura 107. Campo di temperatura per i quattro modelli di turbolenza.



**Figura 108. Campo di velocità per i quattro modelli di turbolenza.**

Dal campo di velocità, non si notano differenze tra i quattro modelli di turbolenza analizzati. Analizzando invece la temperatura, non si notano differenze tra i due modelli  $k-\varepsilon$  e di due modelli  $k-\omega$ , mentre risultano evidenti delle differenze tra le due tipologie di modelli. In particolare, nei modelli  $k-\omega$  sembra che il calore si diffonda maggiormente. Eseguendo uno zoom (Figure 109-110) sulla zona d'interesse, ad esempio per il modello  $k-\varepsilon$  Realizable e  $k-\omega$  SST, questa differenza risulta molto evidente. Per quantificare le differenze si sono estratti gli andamenti di temperatura lungo linee passanti per la mezzeria di ogni fila di alette (come descritto in §3). I risultati vengono mostrati nelle Figure 111-112:

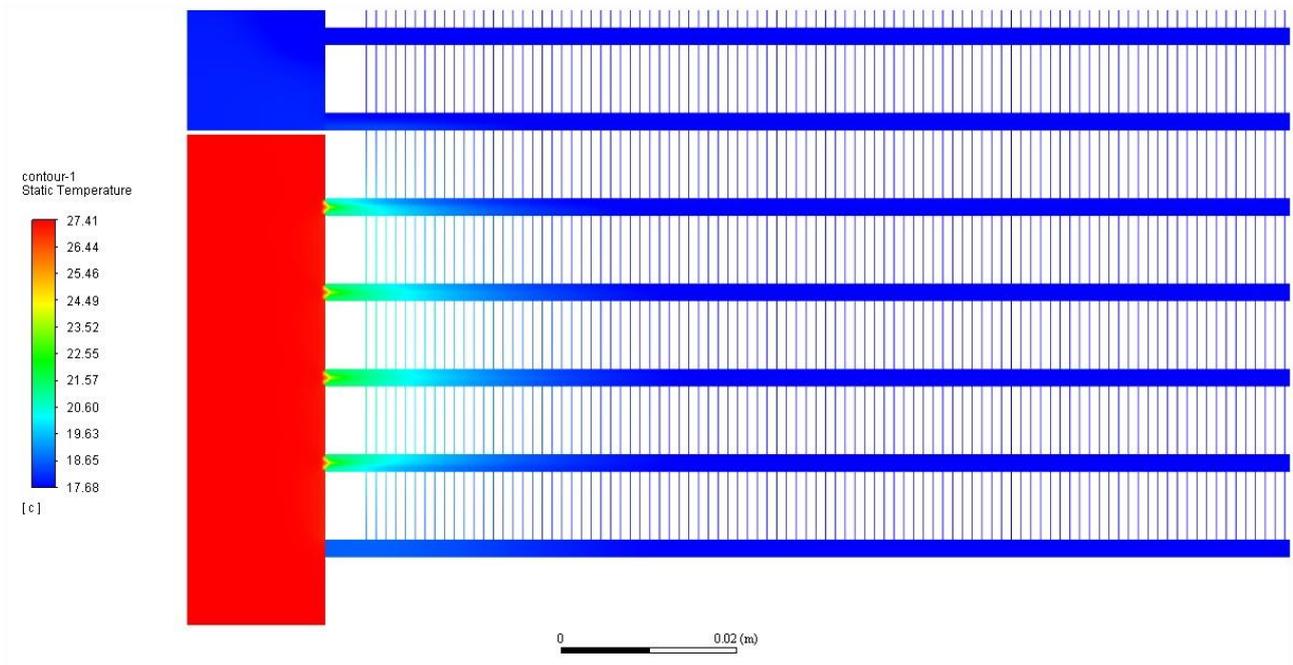


Figura 109. Zoom campo di temperatura per il modello k-ε Realizable.

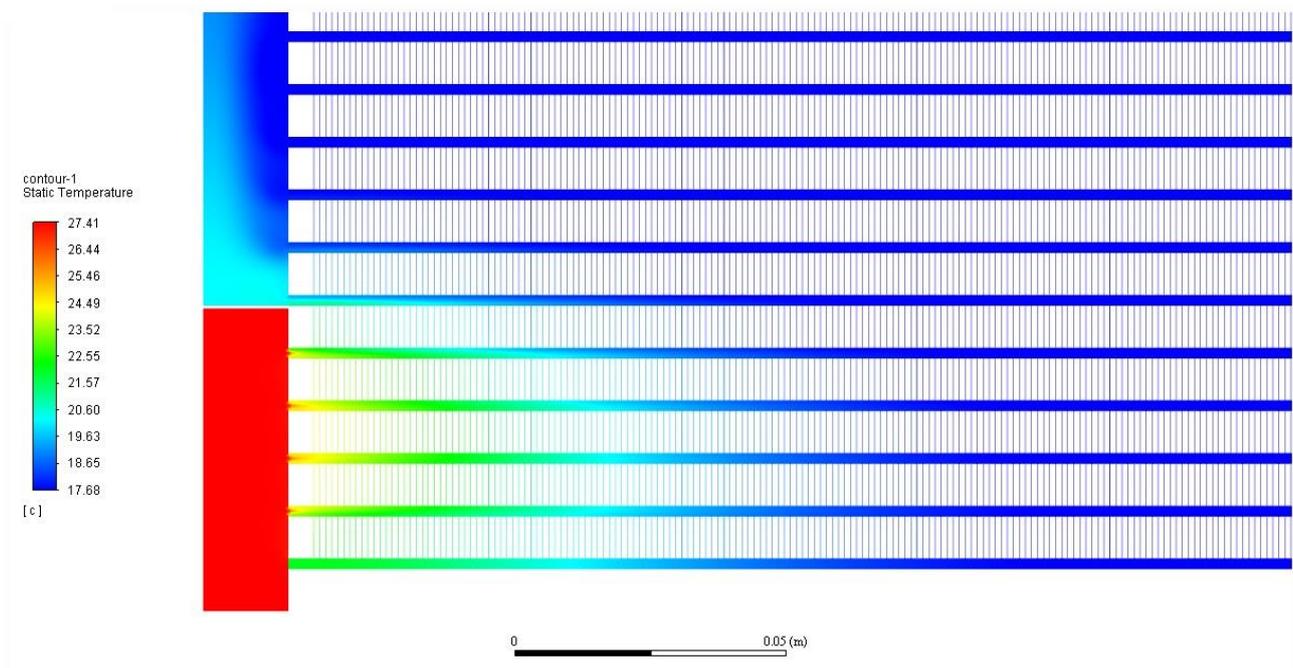


Figura 110. Zoom campo di temperatura per il modello k-ω SST.

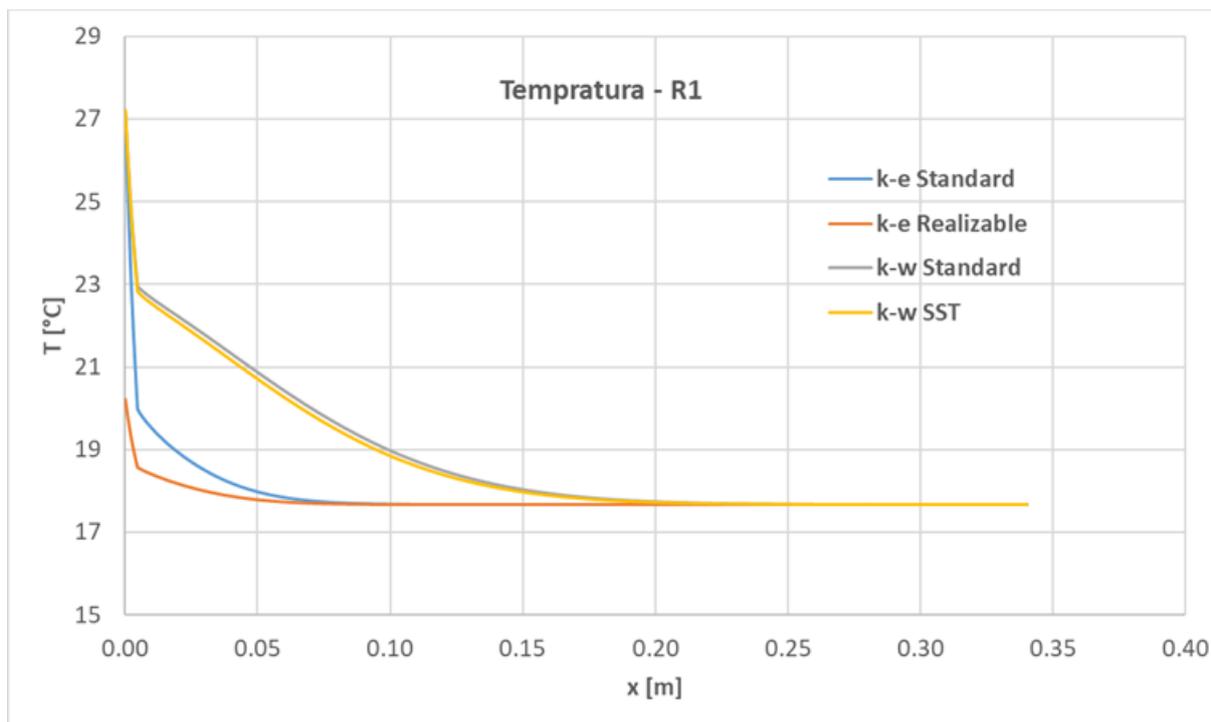


Figura 111. Andamento della temperatura lungo R1.

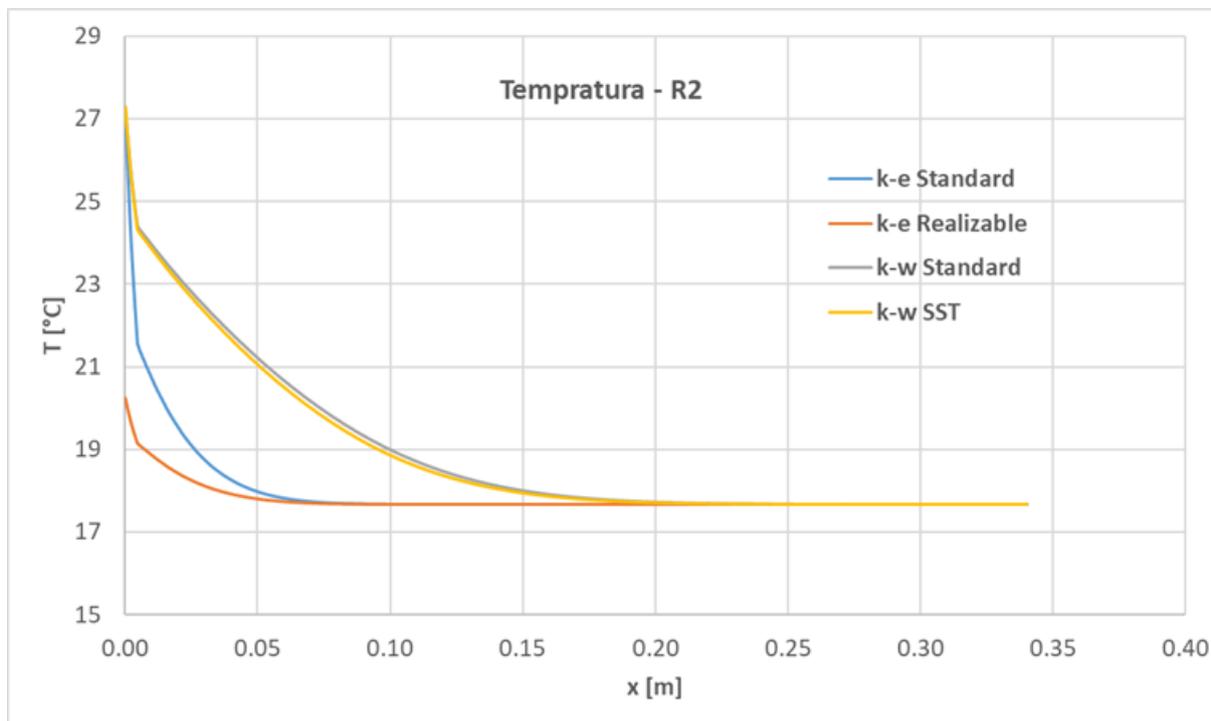


Figura 112. Andamento della temperatura lungo R2.

Anche in questa visualizzazione risulta molta la differenza tra i due modelli di turbolenza: i modelli k- $\omega$  risultano avere una dissipazione verso la temperatura finale molto più graduale. Questo indicherebbe il k- $\omega$  come modello da scegliere per questa tipologia di problemi. Ma investigando anche il grado di energia cinetica turbolenta dei due modelli (Figura 113-114), si può notare come per un caso, il modello k- $\omega$ , questi risultati mal distribuita e con valori molto bassi. Per questo motivo, si è scelto di eseguire le simulazioni con il

modello k-ε. Tra le due tipologie di k-ε, invece, la scelta risulta essere il Realizable, perché date le piccole differenze, è quello che meglio si presta a livello teorico per questa tipologia di problemi (§ 2.3.2).

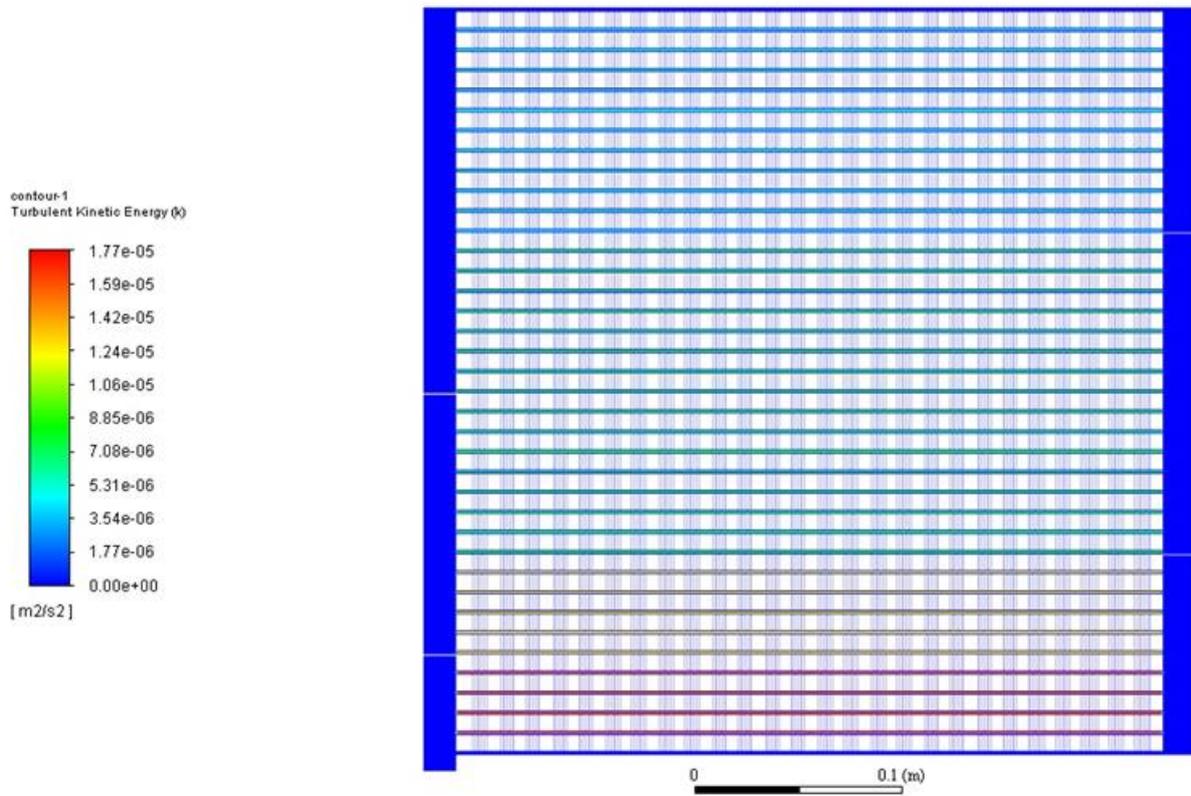


Figura 113. Andamento dell'energia cinetica turbolenta per il modello k-ε Realizable.

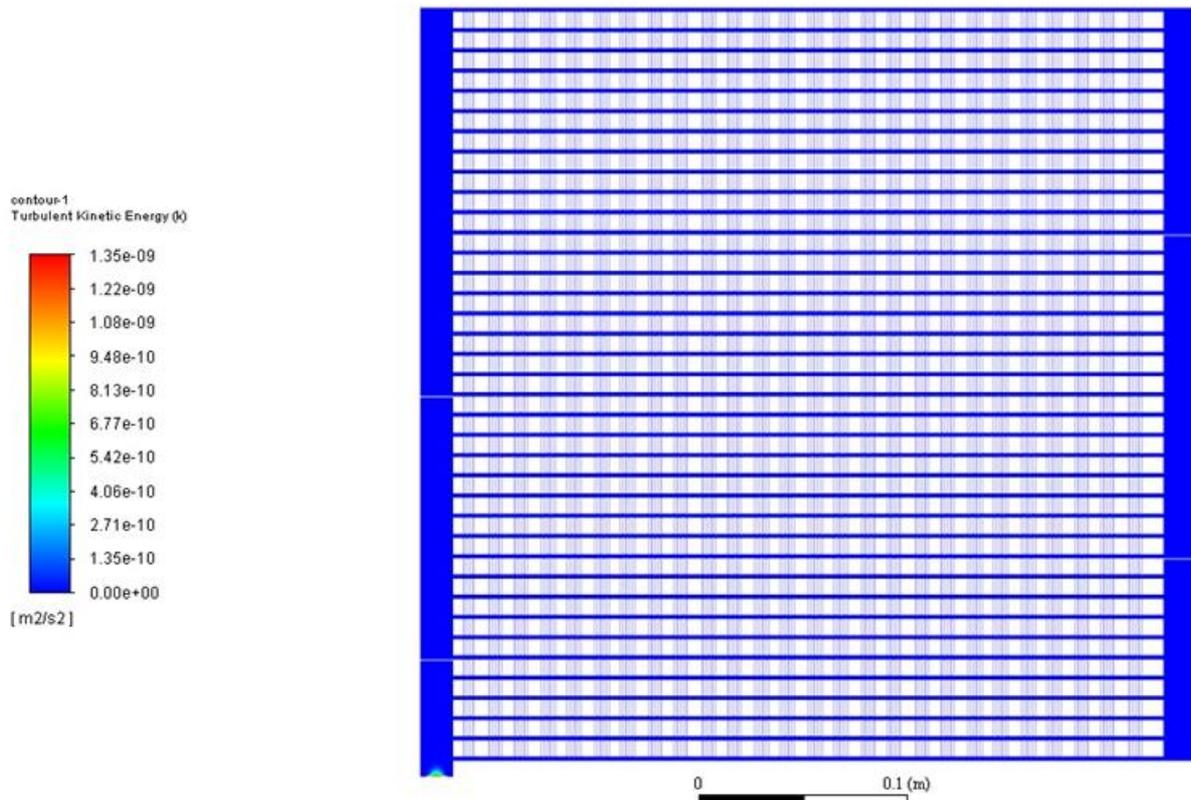


Figura 114. Andamento dell'energia cinetica turbolenta per il modello k-ω SST.

## 6.2 Caso 1 – Numero alette di raffreddamento pari a 297

In questo primo caso è stato considerato lo scambiatore nella sua interezza, cioè con 37 blocchi alettati e 297 alette per blocco.

Vengono mostrati campi di temperatura e velocità al variare della portata in massa di acqua entrante nello scambiatore. Inoltre, si riportano i grafici di confronto della variazione della portata in massa ad una fissata temperatura e grafici della variazione della temperatura di uscita del fluido evolvente a portata in massa fissata.

### 6.2.1 Variazione della portata in entrata

Fissata la temperatura di 27 °C, sono state simulate 8 condizioni con differenti portate in massa, nel range tra 0.006 e 0.768 kg/s. La temperatura ambiente è fissata pari a 17.68 °C. I campi di temperatura sono mostrati nelle Figure 115-118, dove vengono riportati solamente alcuni casi più significativi.

**$\dot{m} = 0.006 \text{ kg/s}$**

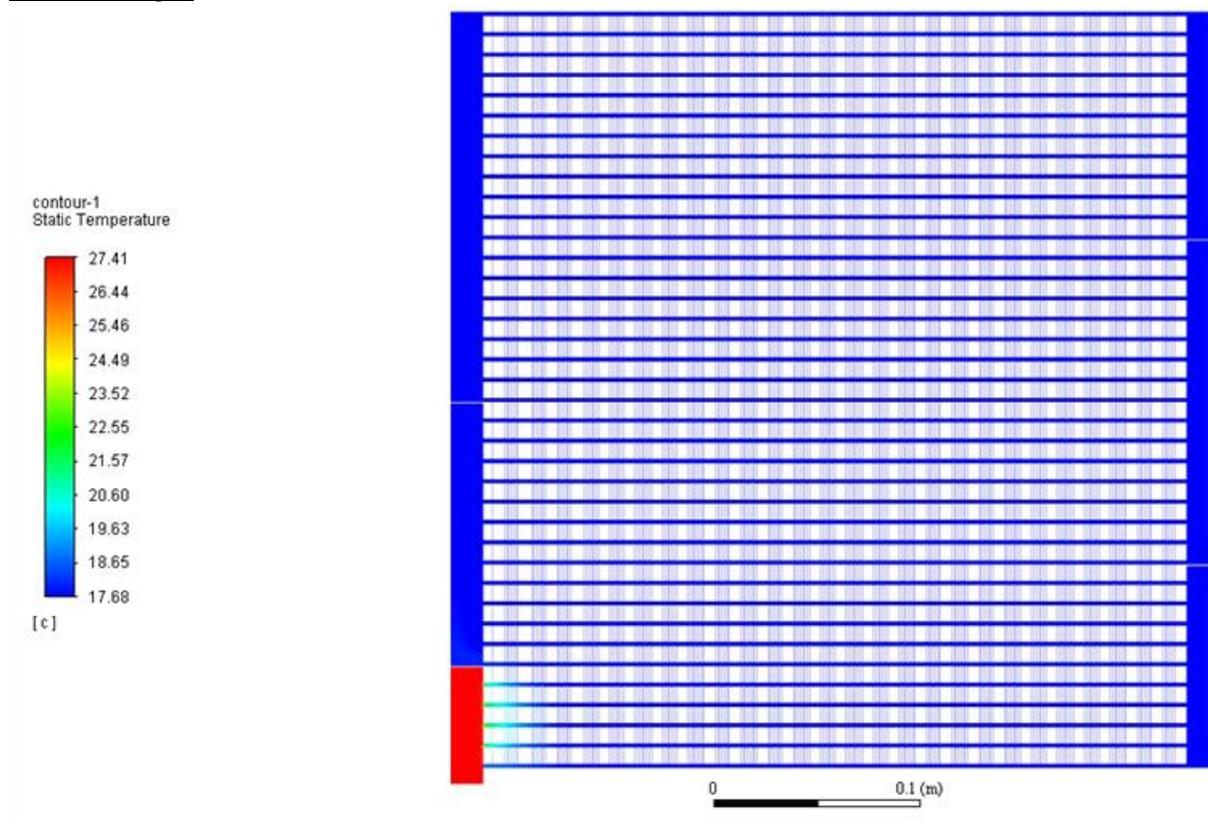


Figura 115. Campo di temperatura per portata pari a 0.006 kg/s

**$\dot{m} = 0.048 \text{ kg/s}$**

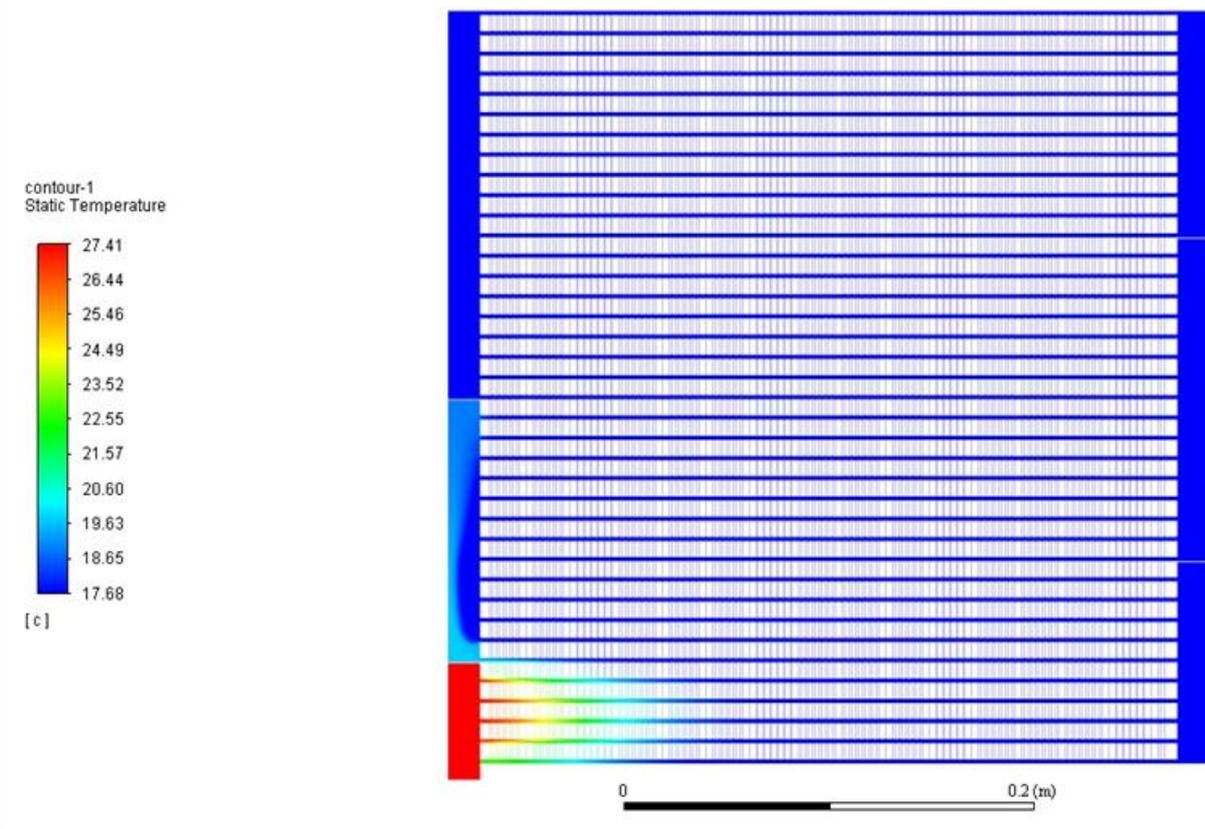


Figura 116. Campo di temperatura per portata pari a 0.048 kg/s

$\dot{m} = 0.192 \text{ kg/s}$

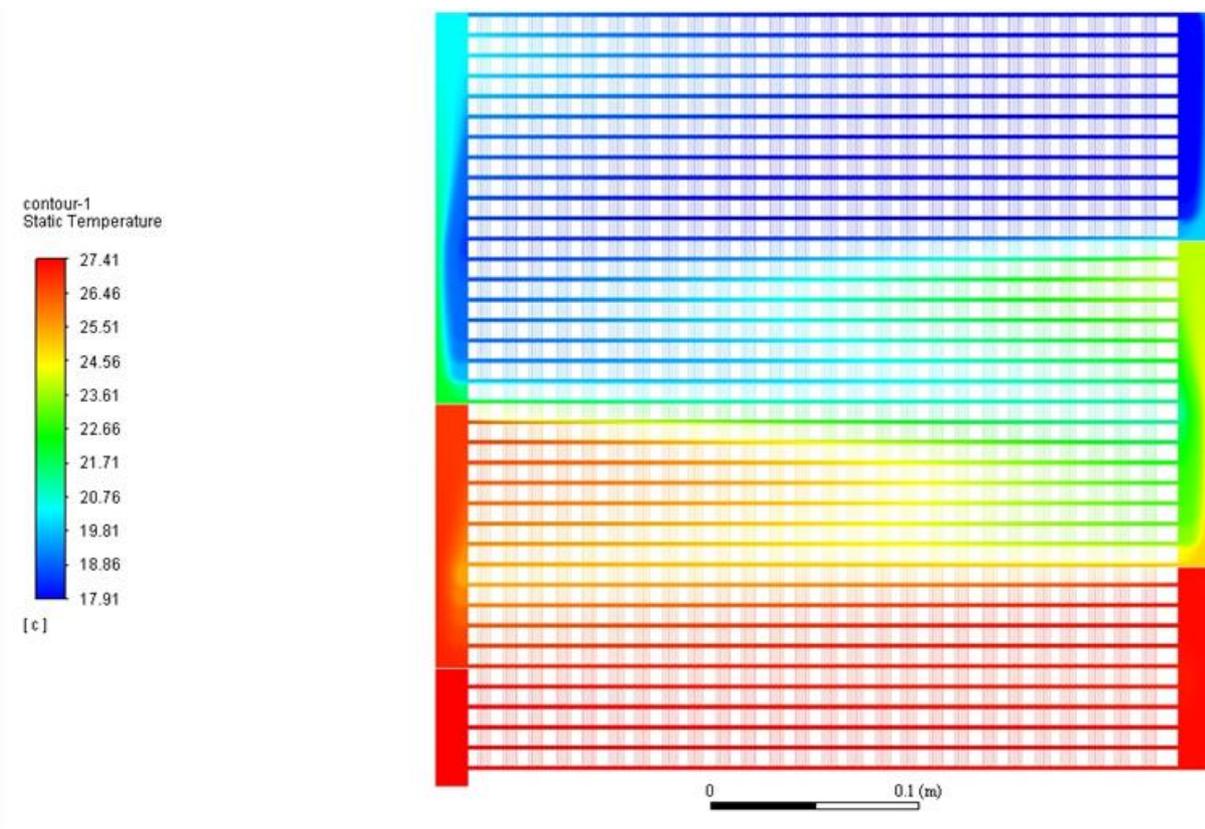
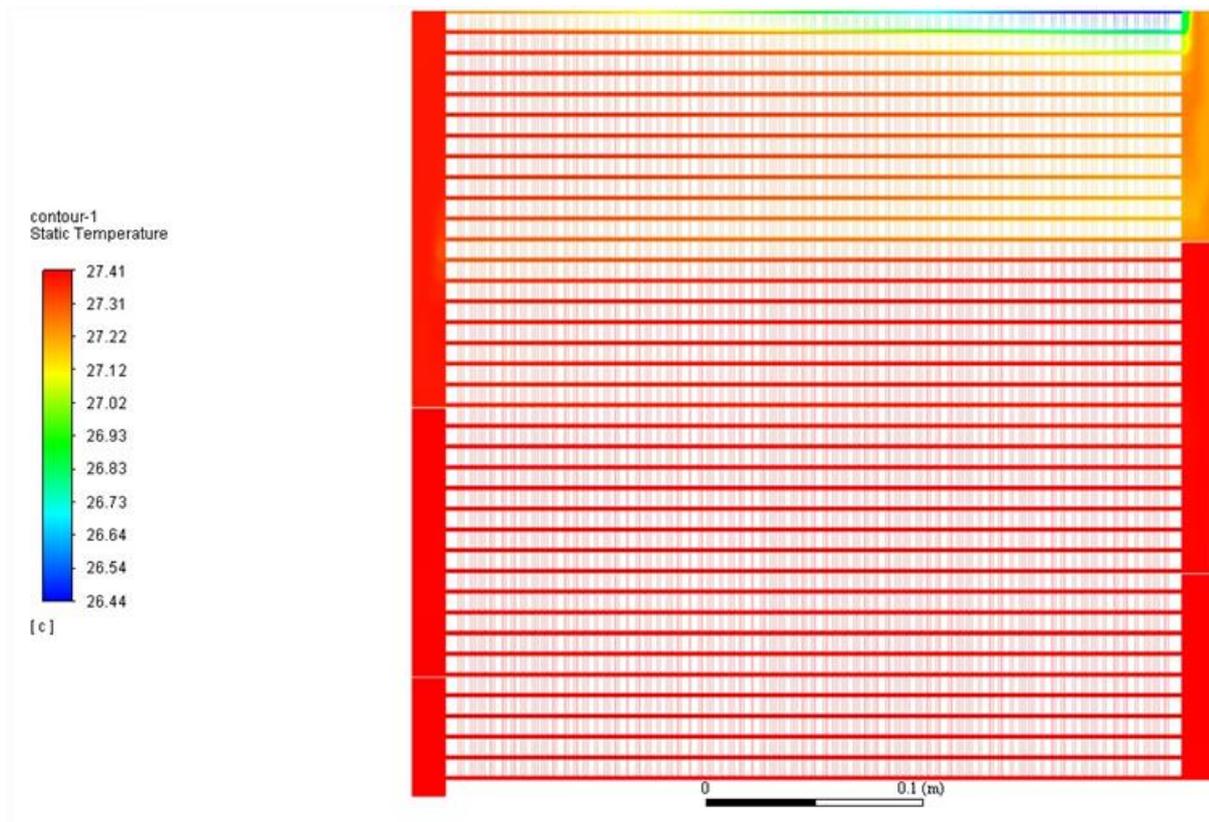


Figura 117. Campo di temperatura per portata pari a 0.192 kg/s

**$\dot{m} = 0.768 \text{ kg/s}$**



**Figura 118. Campo di temperatura per portata pari a 0.768 kg/s**

I risultati mostrano che per portate molto basse (0.006 kg/s), lo scambio termico tra il fluido evolvente e la parte solida dello scambiatore, avviene principalmente nella zona adiacente l'entrata. Il calore si dissipa in poco spazio e la temperatura di uscita risulta pressoché quella ambiente. Aumentando la portata di acqua in entrata, il calore tende a necessitare di molto più spazio per dissiparsi, fino ad un massimo di portata, dove lo scambiatore comincia a diventare inefficace (caso 0.768 kg/s). Fino ad una portata pari a 0.192 kg/s, lo scambiatore risulta sovradimensionato, infatti solamente i 2/3 di esso sono influenzati dallo scambio termico e la temperatura di uscita comincia a crescere di valore.

I risultati per i campi di velocità sono mostrati nelle Figure 119-122. Anche in questo caso vengono riportati solamente i casi più significativi.

$\dot{m} = 0.006 \text{ kg/s}$

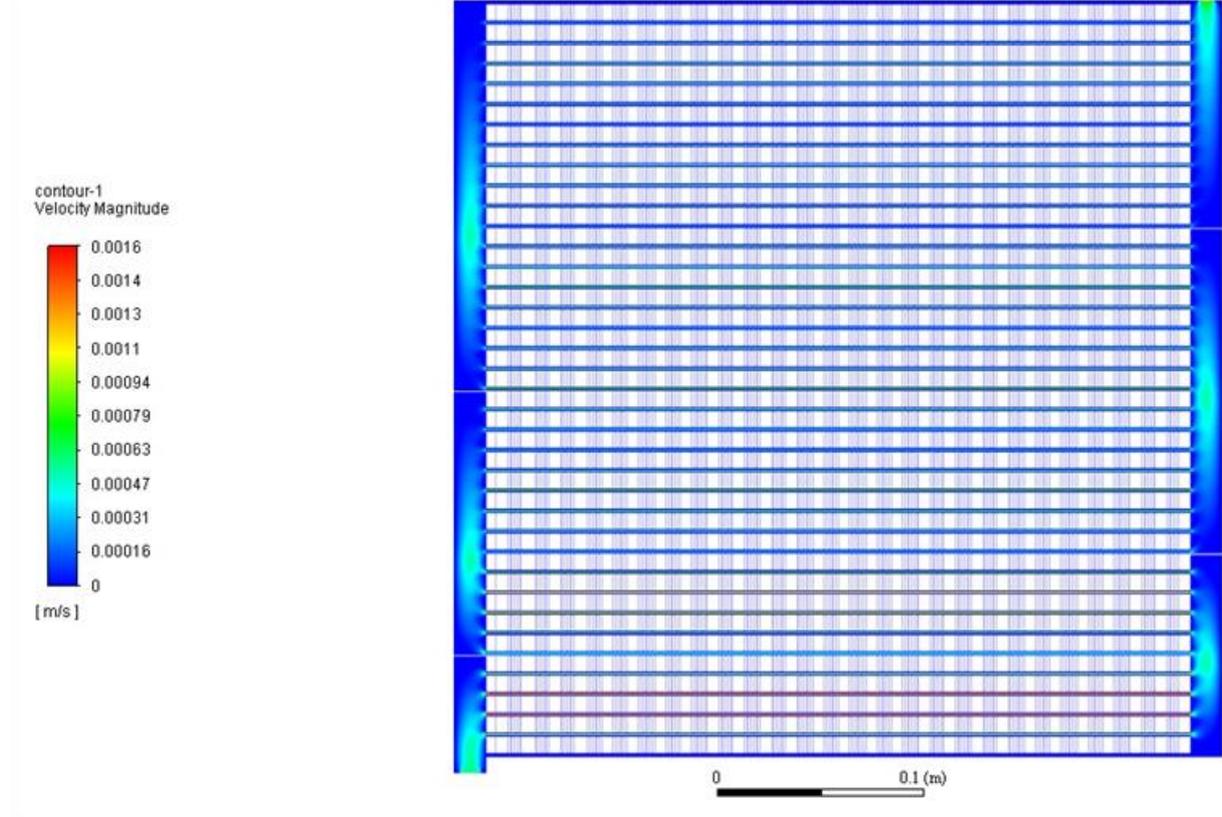


Figura 119. Campo di velocità per portata pari a 0.006 kg/s

$\dot{m} = 0.048 \text{ kg/s}$

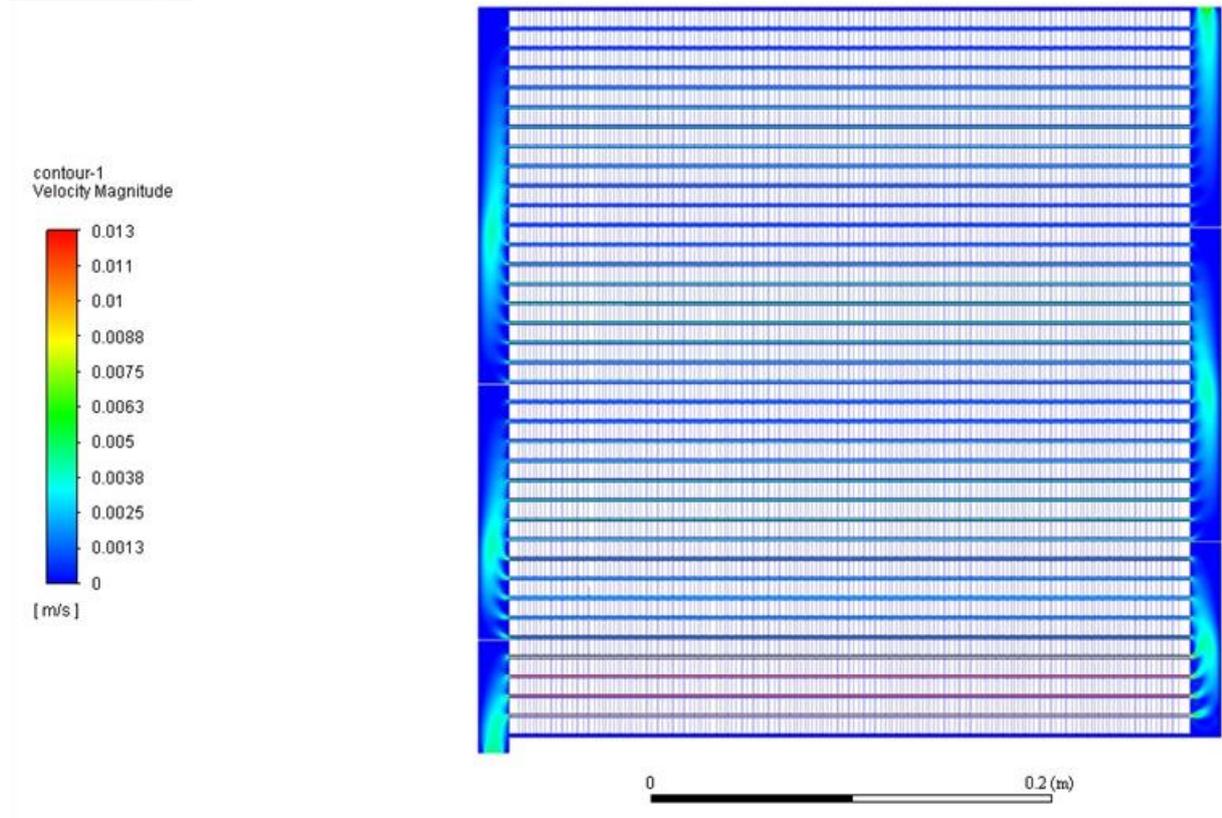


Figura 120. Campo di velocità per portata pari a 0.048 kg/s

**$\dot{m} = 0.192 \text{ kg/s}$**

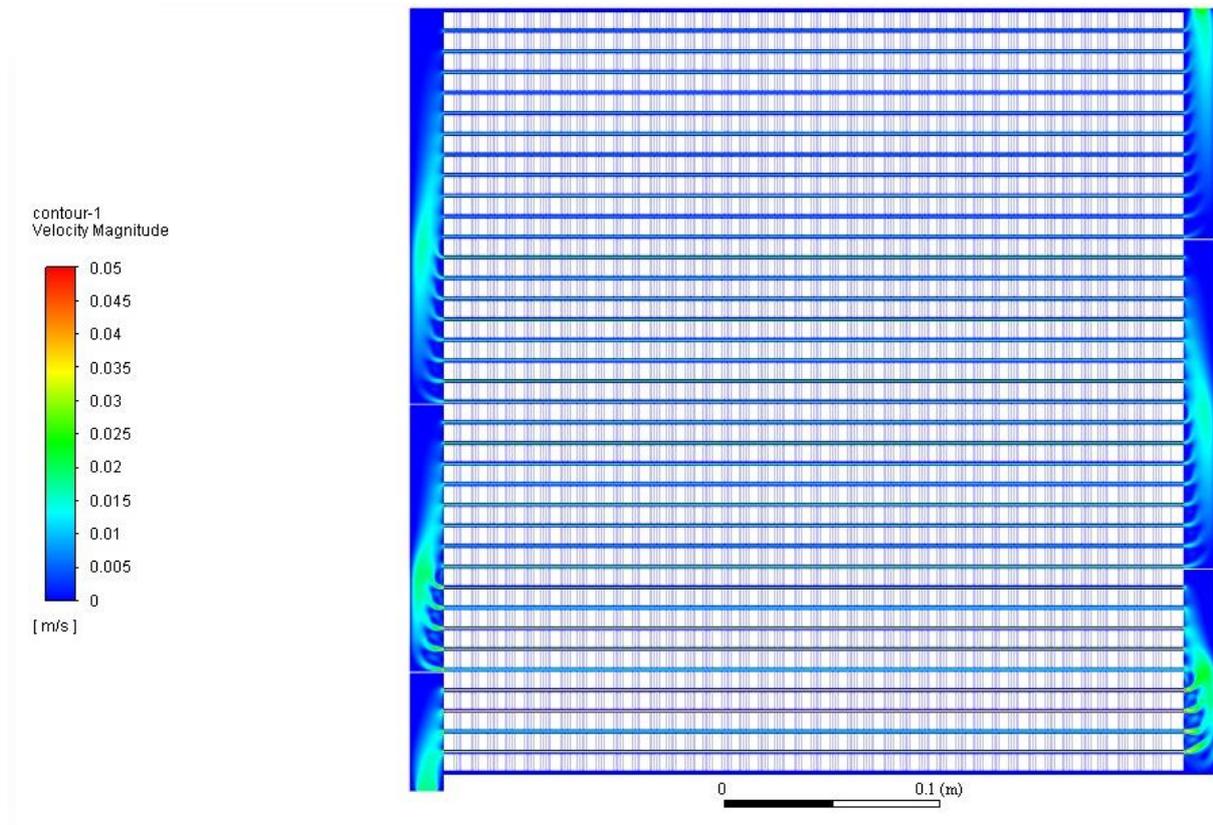


Figura 121. Campo di velocità per portata pari a 0.192 kg/s

**$\dot{m} = 0.768 \text{ kg/s}$**

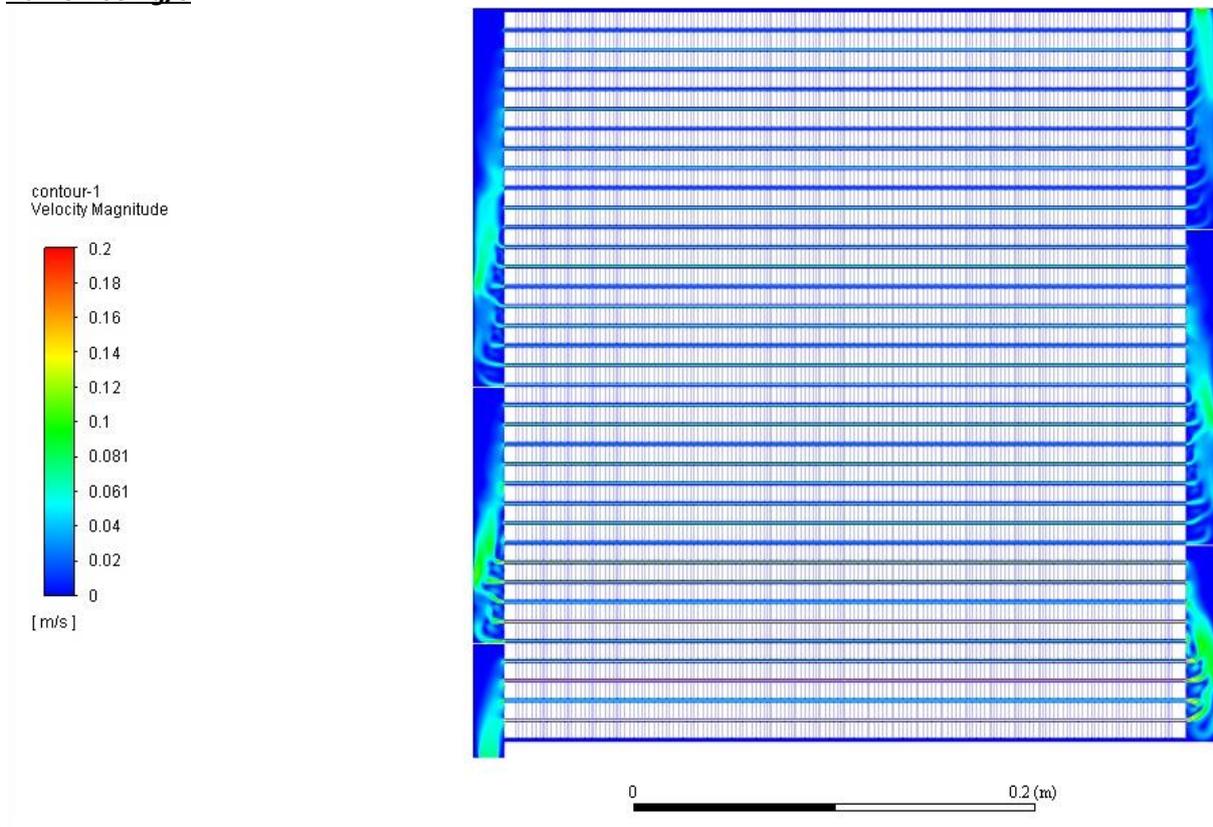


Figura 122. Campo di velocità per portata pari a 0.768 kg/s

Non si notano differenze qualitative nell'andamento della velocità all'interno dello scambiatore. Ovviamente le variazioni di velocità sono proporzionali alla quantità di acqua immessa nello scambiatore.

Si riportano ora dei grafici della temperatura lungo delle linee passanti per la mezzeria dei blocchi di alette (Figure 123-126), al variare della massa per una determinata temperatura (27 °C). Vengono mostrati delle linee posizionate in zone particolari dello scambiatore, contrassegnate con la nomenclatura vista in §6, ed in particolare sono le linee R1, R11, R19 e R27.

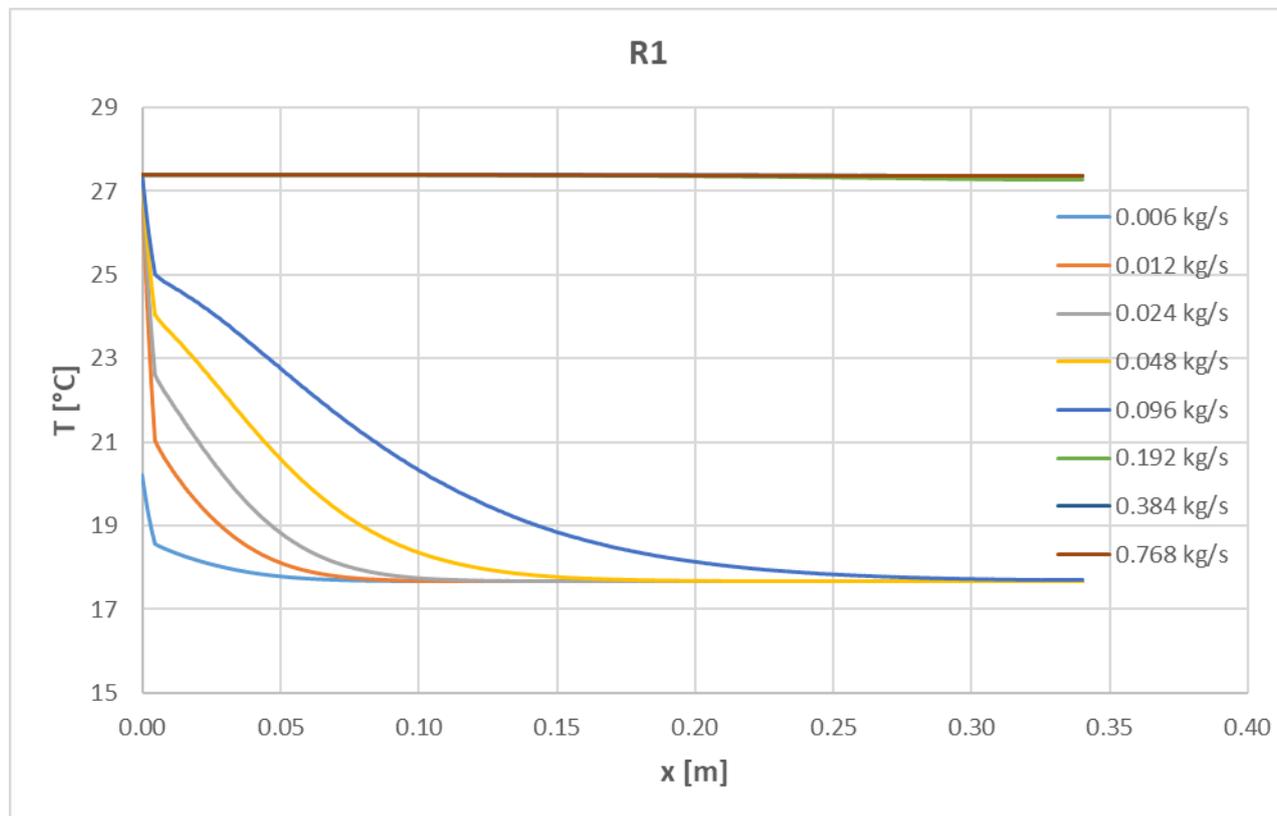


Figura 123. Andamento della temperatura al variare della portata lungo R1

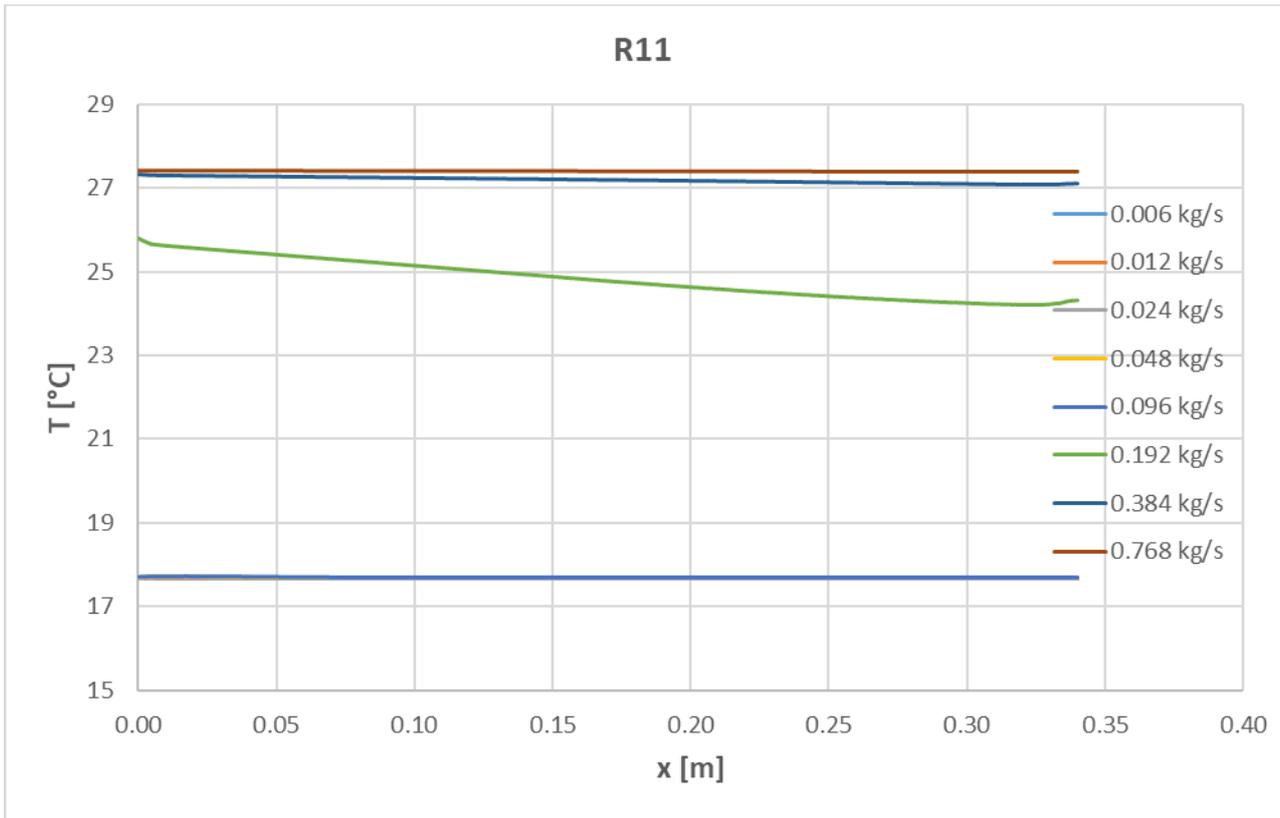


Figura 124. Andamento della temperatura al variare della portata lungo R11

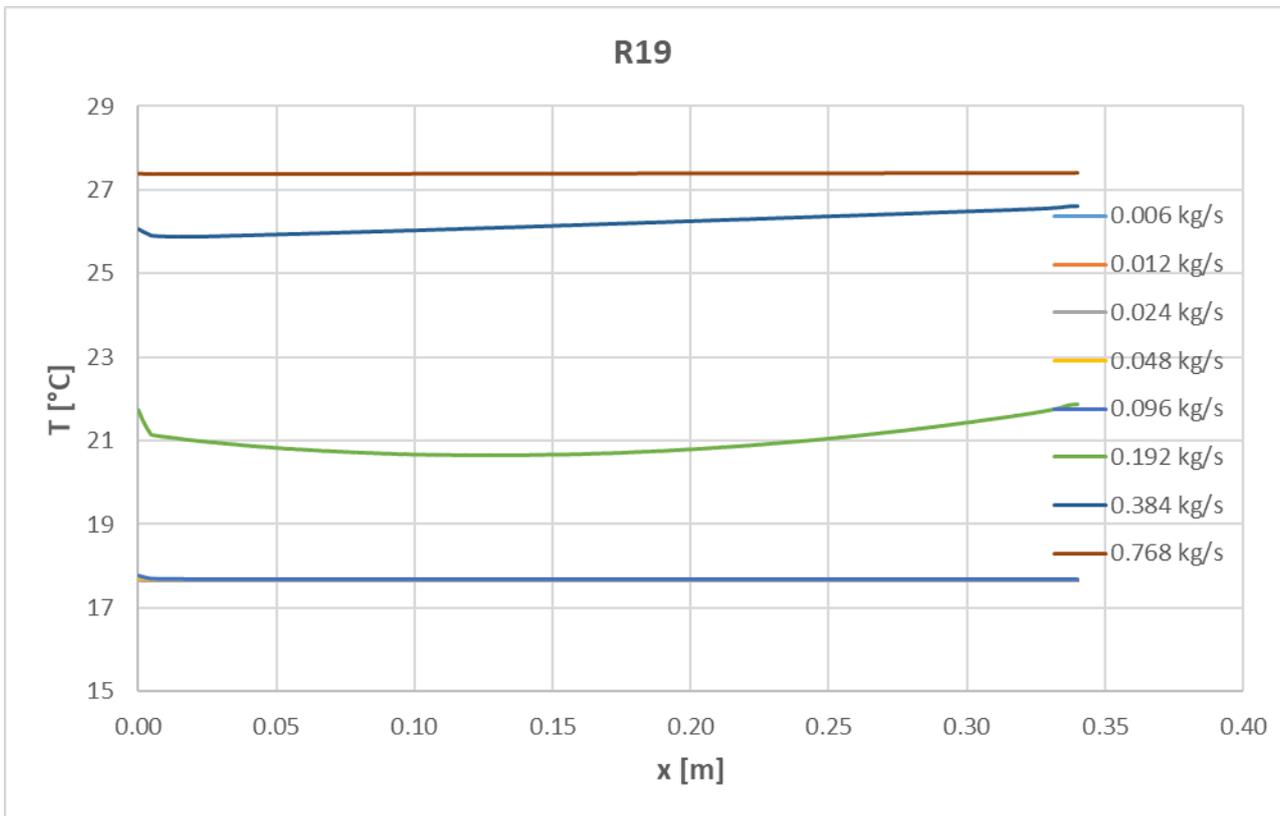


Figura 125. Andamento della temperatura al variare della portata lungo R19

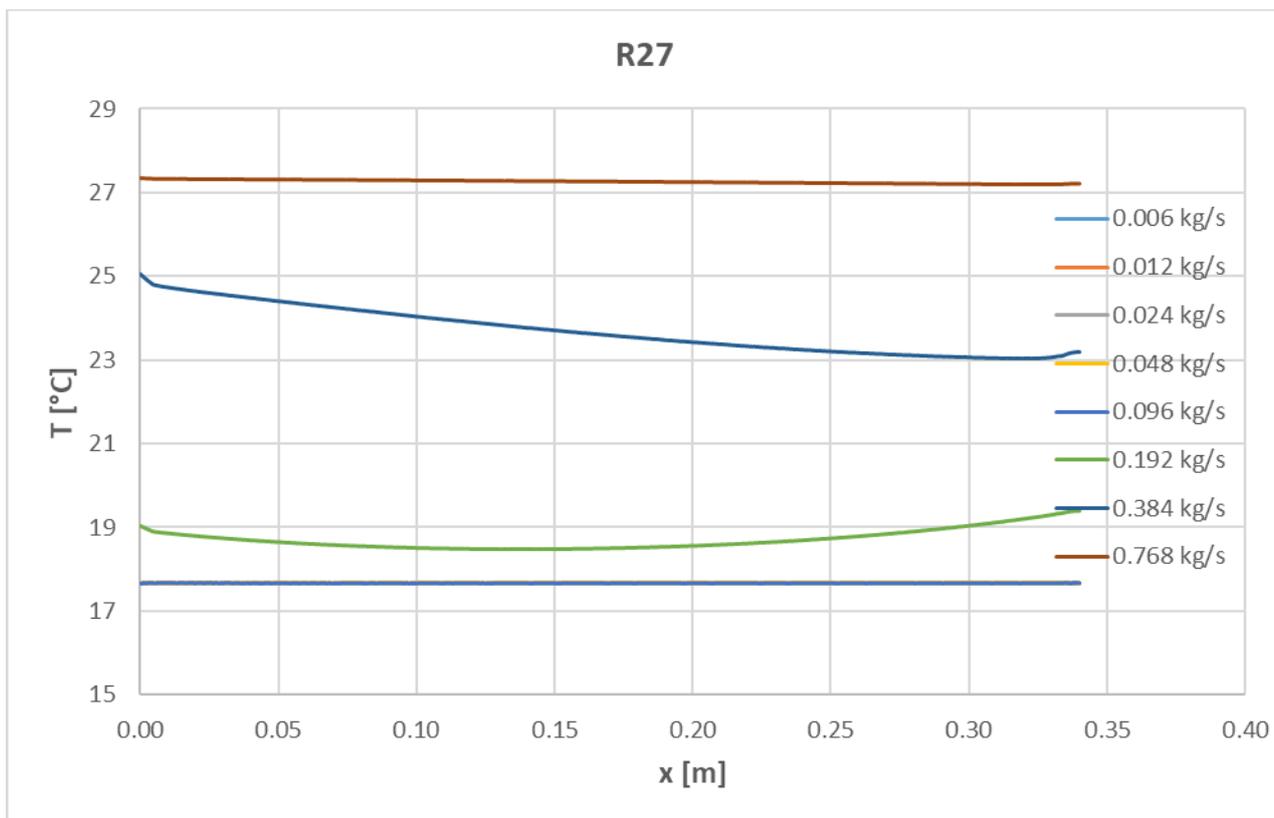
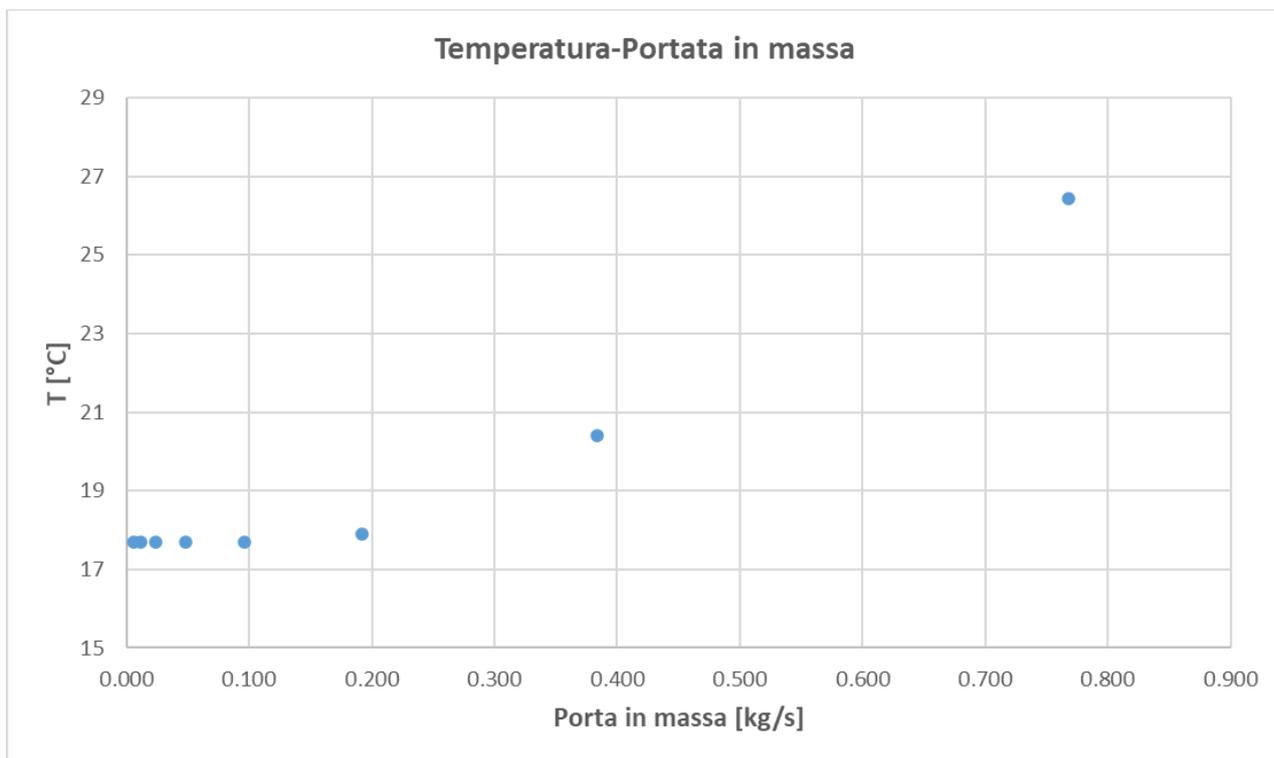


Figura 126. Andamento della temperatura al variare della portata lungo R27

Analizzando i grafici sopra riportati, si nota come al crescere della portata in entrata, la zona d'interesse per lo scambio termico si sposta sempre più in alto sullo scambiatore. Quando la portata è molto alta, 0.768 kg/s, in tutte le zone si riscontra una inefficacia nello scambio termico. A portate molto basse lo scambio termico interessa solo le prime zone alettate, mentre per portate intermedie, 0.092-0.196 kg/s, fino a metà dello scambiatore sia una propagazione della temperatura (curva R19), successivamente, verso i due terzi della geometria (curve R27), lo scambio termico avviene in minima parte. Questo sta ad indicare quanto deve essere grande lo scambiatore in relazione alla portata in entrata che si vuole utilizzare.

Infine, analizzando la temperatura di uscita al variare della portata in massa entrante (con temperatura 27 °C), si può notare che la temperatura in uscita segue un andamento di crescita esponenziale. Per portate in massa molte elevate si nota come lo scambio termico all'interno dello scambiatore è del tutto inefficace e l'acqua esce con la stessa temperatura con cui viene immessa.



**Figura 127. Andamento della temperatura di uscita al variare della portata in entrata**

### 6.2.2 Variazione della temperatura in entrata

Fissati alcuni valori della porta in massa di acqua entrante nello scambiatore, si sono studiati gli effetti dovuti al cambiamento della temperatura in entrata del fluido evolvente. In particolare, le simulazioni sono state eseguite a quattro diverse temperature di entrata dell'acqua, per ogni regime di portata in massa entrante. I valori analizzati sono stati: 20 °C, 27 °C, 34 °C, 48 °C, mentre la temperatura esterna è sempre 17.68 °C.

Nelle Figure 128-131 vengono riportati i casi più significativi, mentre in Tabella 45 vengono mostrati i dati delle temperature di uscita in funzione delle portate in massa e delle temperature dell'acqua entranti.

**T = 20 °C**

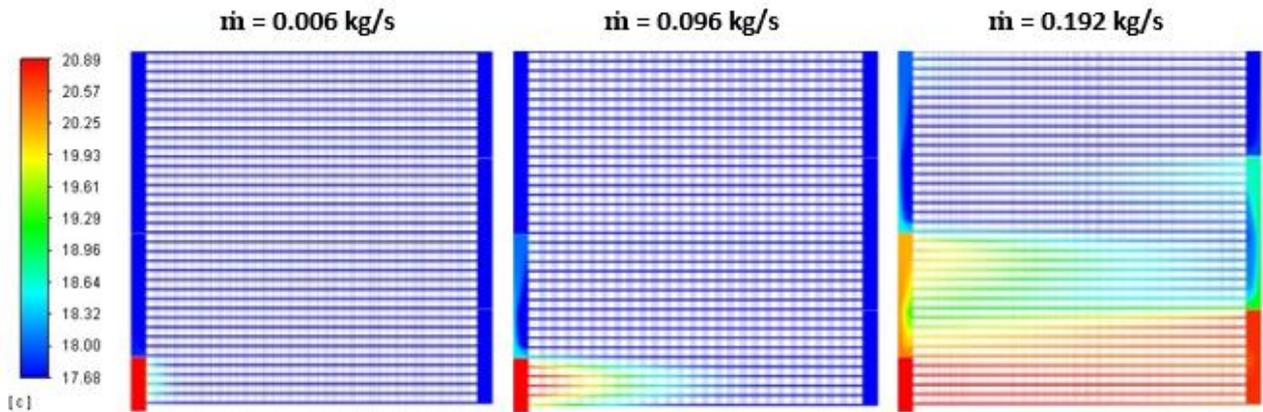


Figura 128. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 20 °C)

**T = 27 °C**

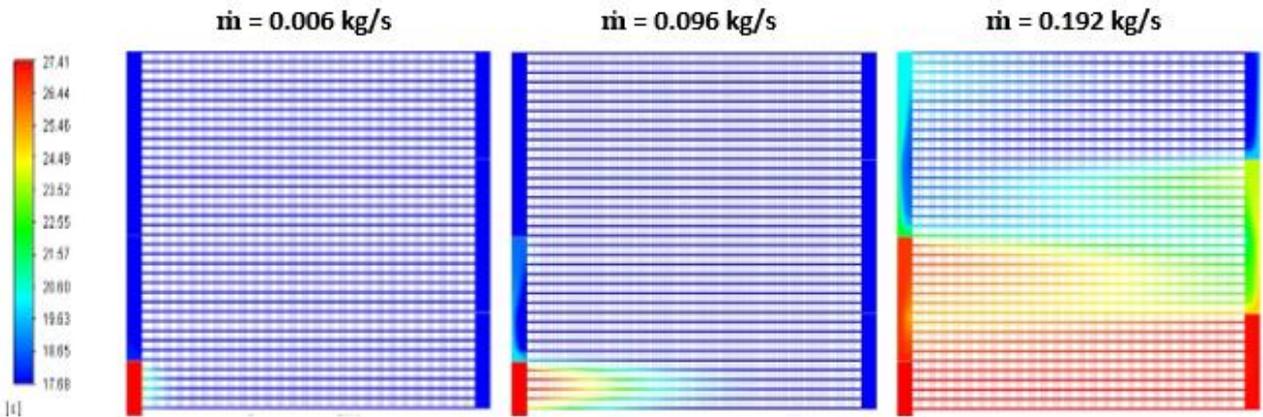


Figura 129. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 27 °C)

**T = 34 °C**

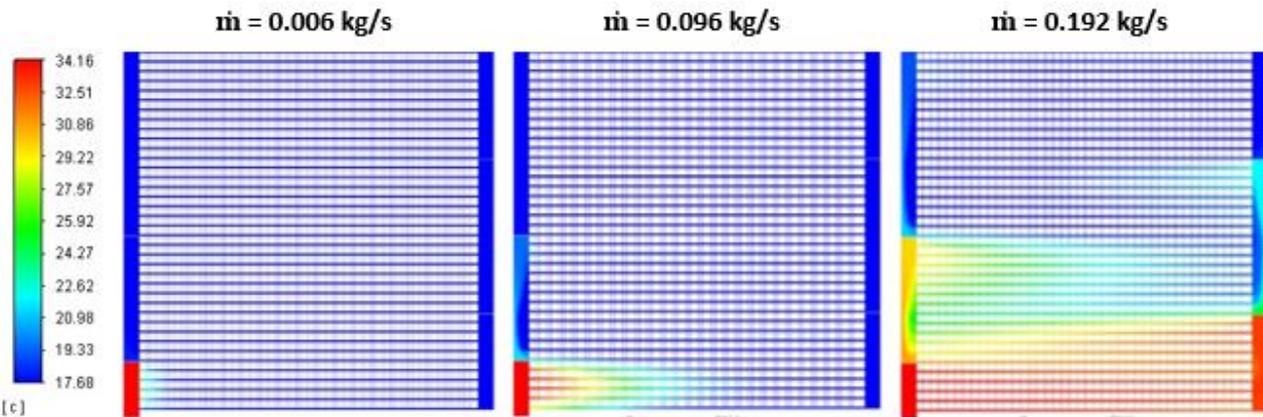
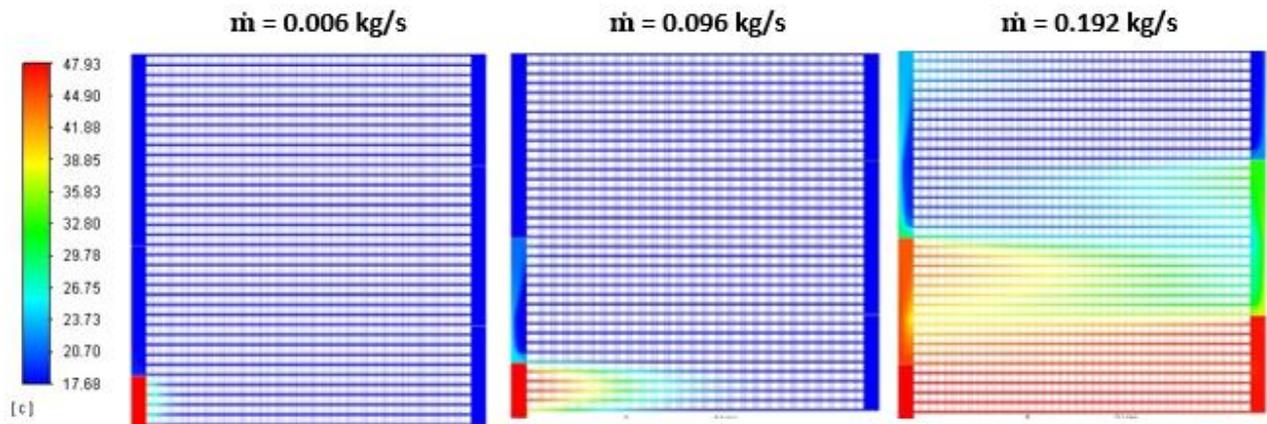


Figura 130. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 34 °C)

**T = 48 °C**



**Figura 131. Campi di temperatura al variare della portata in massa entrante (caso T = 48 °C)**

$T_{in} (°C) / \dot{m} (kg/s)$	0.006	0.012	0.024	0.048	0.096	0.192	0.384	0.768
20.27	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	17.69	19.54	20.24
27.41	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	17.70	20.41	26.44
34.16	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	17.91	32.75	34.14
47.93	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	18.01	45.40	47.92

**Tabella 45. Temperatura in uscita (°C) al variare della temperatura in entrata e della portata in massa.**

Come visto prima, all'aumentare della portata in massa entrante di acqua, si ha un aumento della temperatura di uscita causato dall'inefficienza dello scambio termico. All'aumentare della temperatura di entrata dell'acqua, questo fenomeno si accentua e l'inefficienza dello scambio termico si mostra sempre di più con portate più piccole.

Confrontando i risultati ottenuti con dati sperimentali forniti da ENEA (Tabella 46), si nota che per le portate e le temperature simili le due metodologie sono perfettamente in linea. Quindi le simulazioni numeriche riproducono con buona accuratezza il problema fisico studiato.

$T_{in}$	$T_{out}$	$\dot{m}$	$T_{amb}$
°C	°C	kg/s	°C
20.89	18.28	0.006	18.53
27.44	18.43	0.006	18.35
34.24	18.67	0.006	18.35
41.00	18.69	0.006	18.43
47.93	18.70	0.006	18.67
54.83	18.99	0.006	19.00
20.27	18.58	0.014	19.15
21.97	16.98	0.014	18.46
24.90	17.10	0.014	17.79
28.09	16.90	0.014	17.41
31.33	16.93	0.014	17.12
34.74	17.62	0.014	17.10
39.42	18.57	0.014	17.48
43.27	19.22	0.014	18.04

**Tabella 46. Dati sperimentali ENEA.**

### 6.3 Caso 2 – Numero alette di raffreddamento pari a 150

In questo caso è stata diminuita la parte alettata e quindi, cioè si hanno per i 37 blocchi alettati, 150 alette per blocco.

Anche in questo caso vengono riportati i campi di temperatura e velocità al variare della portata in massa di acqua entrante nello scambiatore. Inoltre, si riportano i grafici di confronto della variazione della portata in massa ad una fissata temperatura e grafici della variazione della temperatura di uscita del fluido evolvente a portata in massa fissata.

#### 6.3.1 Variazione della portata in entrata

Fissata la temperatura a 27 °C, sono state simulate 7 condizioni con differenti portate in massa, nel range tra 0.006 e 0.384 kg/s. La temperatura ambiente è stata fissata pari a 17.68 °C. A differenza del caso precedente non si è questa volta simulato il caso con portata pari a 0.768 kg/s. Infatti, a questo valore di portata, lo scambio termico risultava già non efficace nel caso con tutte le alette e quindi sicuramente avrà il medesimo comportamento anche in questo caso.

I campi di temperatura sono mostrati nelle Figure 132-135, dove vengono riportati solamente alcuni casi più significativi.

**$\dot{m} = 0.006 \text{ kg/s}$**

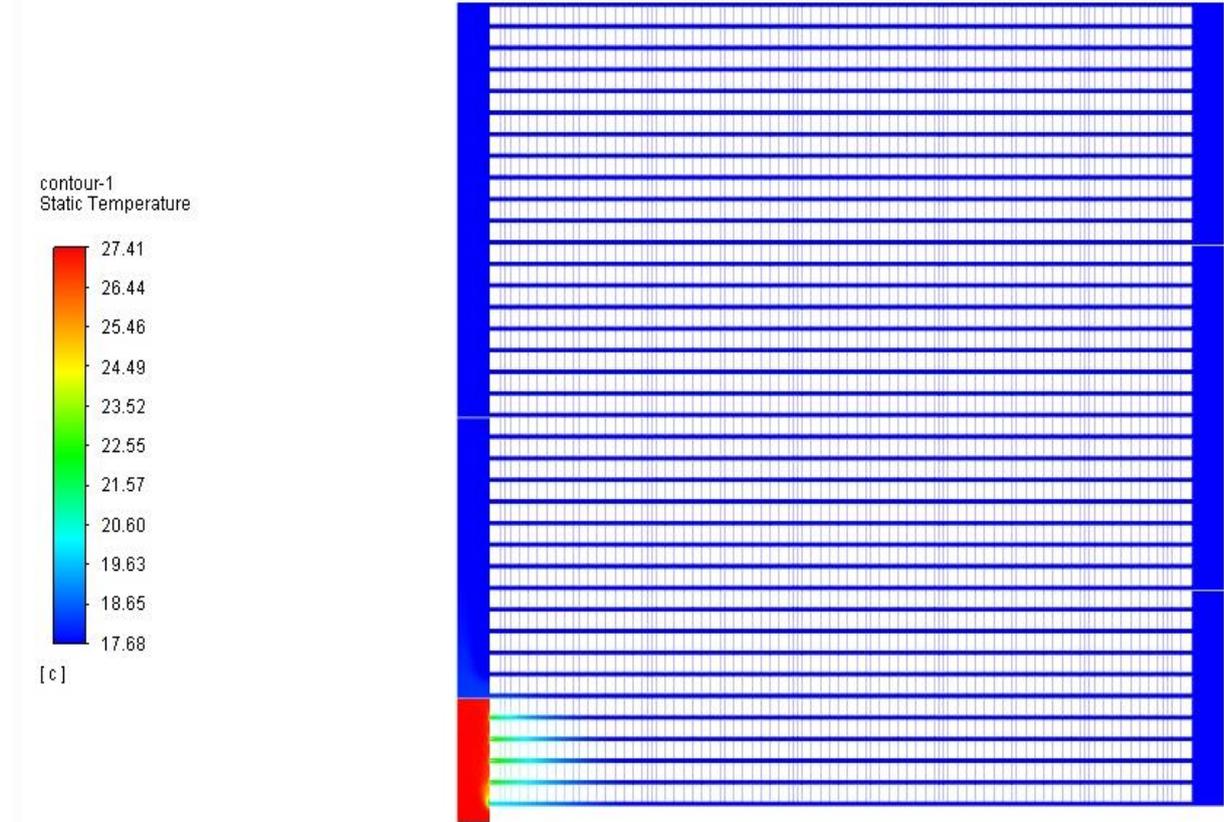


Figura 132. Campo di temperatura per portata pari a 0.006 kg/s

**$\dot{m} = 0.048 \text{ kg/s}$**

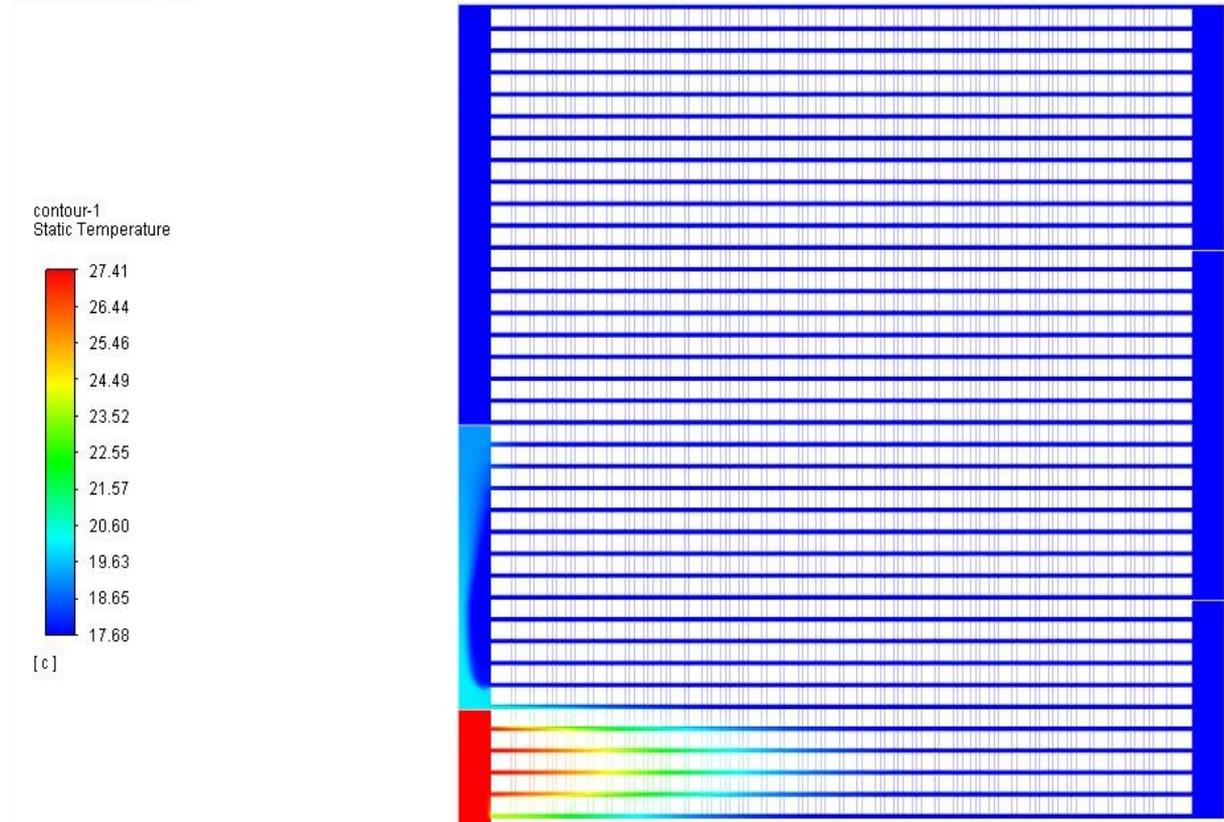


Figura 133. Campo di temperatura per portata pari a 0.048 kg/s

$\dot{m} = 0.192 \text{ kg/s}$

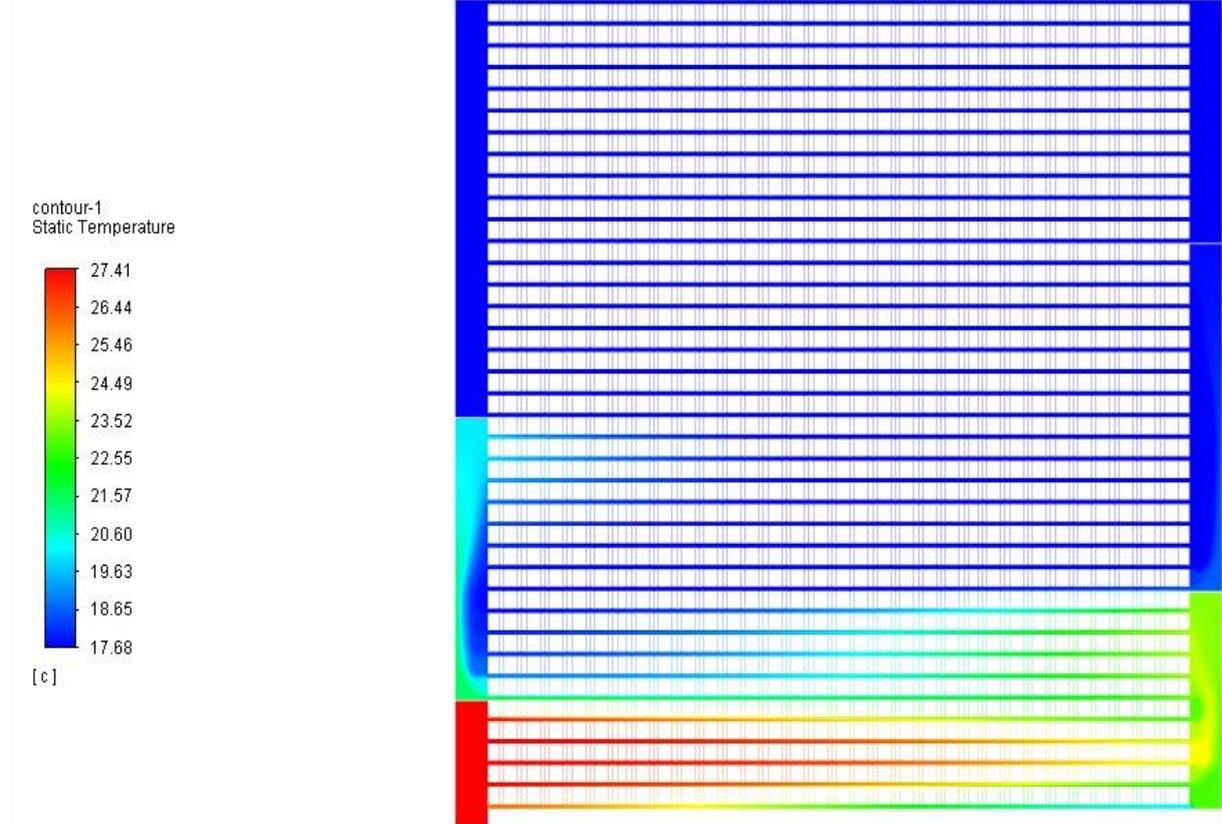


Figura 134. Campo di temperatura per portata pari a 0.192 kg/s

$\dot{m} = 0.384 \text{ kg/s}$

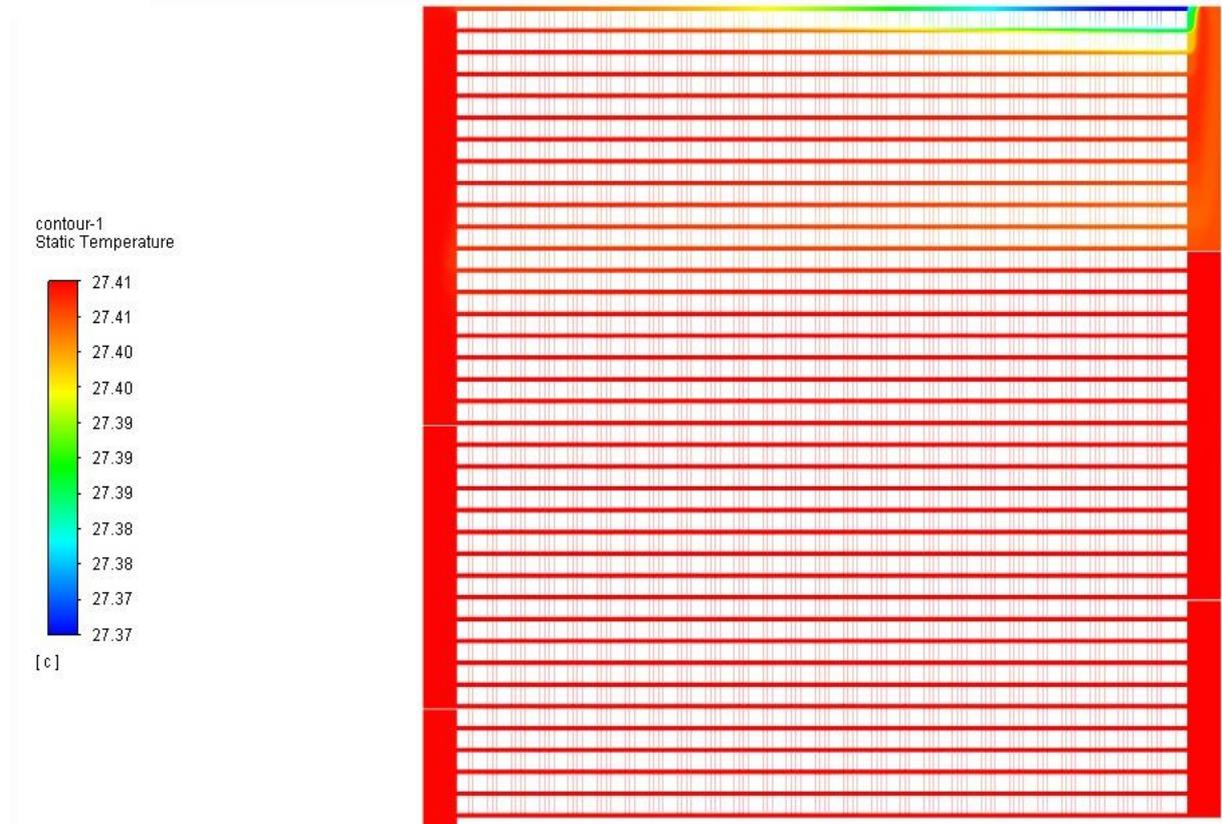
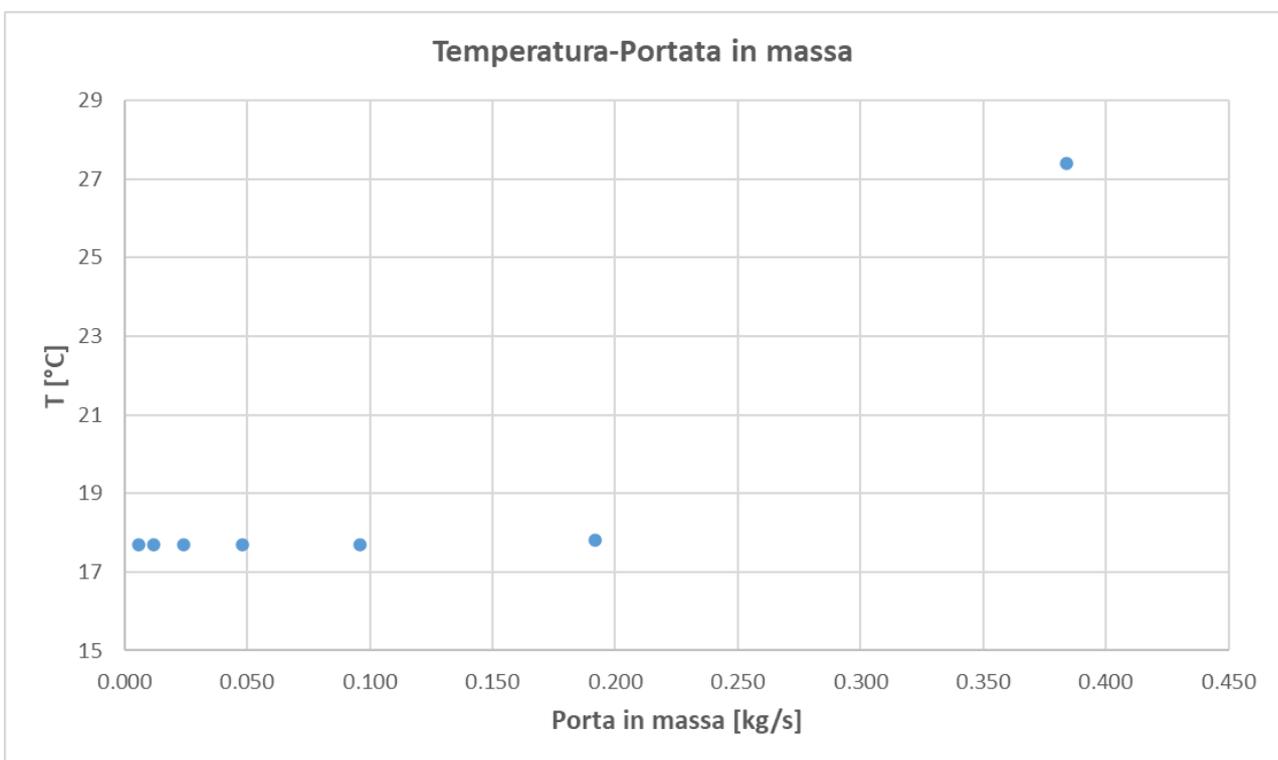


Figura 135. Campo di temperatura per portata pari a 0.384 kg/s

Anche in questo caso, i risultati mostrano che per portate molto basse (da 0.006 kg/s a 0.096 kg/s), lo scambio termico tra il fluido evolvente e la parte solida dello scambiatore, avviene principalmente nella zona adiacente l'entrata. Il calore si dissipa in poco spazio e la temperatura di uscita risulta pressoché quella ambiente. Quando la porta in massa entrante è pari a 0.192 kg/s, lo scambio termico interessa metà scambiatore, dimostrando che anche con alettatura inferiore lo scambiatore considerato risulta sovradimensionato.

Aumentando la portata di acqua in entrata, il calore tende a necessitare di molto più spazio per dissiparsi, fino ad un massimo di portata, dove lo scambiatore comincia a diventare inefficace. In questo caso, il valore limite di portata per cui lo scambiatore non svolge più il suo dovere è 0.384 kg/s.

Infine, analizzando la temperatura di uscita al variare della portata in massa entrante (con temperatura 27 °C), si può notare che la temperatura in uscita segue un andamento di crescita esponenziale, come nel caso precedente, ma come esposto prima, questa volta il limite superiore è a porta in massa inferiore a prima. Proprio a 0.384 kg/s scambio termico all'interno dello scambiatore è del tutto inefficace e l'acqua esce con la stessa temperatura con cui viene immessa.



**Figura 136. Andamento della temperatura di uscita al variare della portata in entrata**

### 6.3.2 Variazione della temperatura in entrata

Anche per questo caso, si sono fissati alcuni valori della porta in massa di acqua entrante nello scambiatore, si sono studiati gli effetti dovuti al cambiamento della temperatura in entrata del fluido evolvente. In particolare, le simulazioni sono state eseguite a quattro diverse temperature di entrata dell'acqua, per ogni regime di portata in massa entrante. I valori analizzati sono stati: 20 °C, 27 °C, 34 °C, 48 °C.

Nelle Figure 137-140 vengono riportati i casi più significativi.

**T = 20 °C**

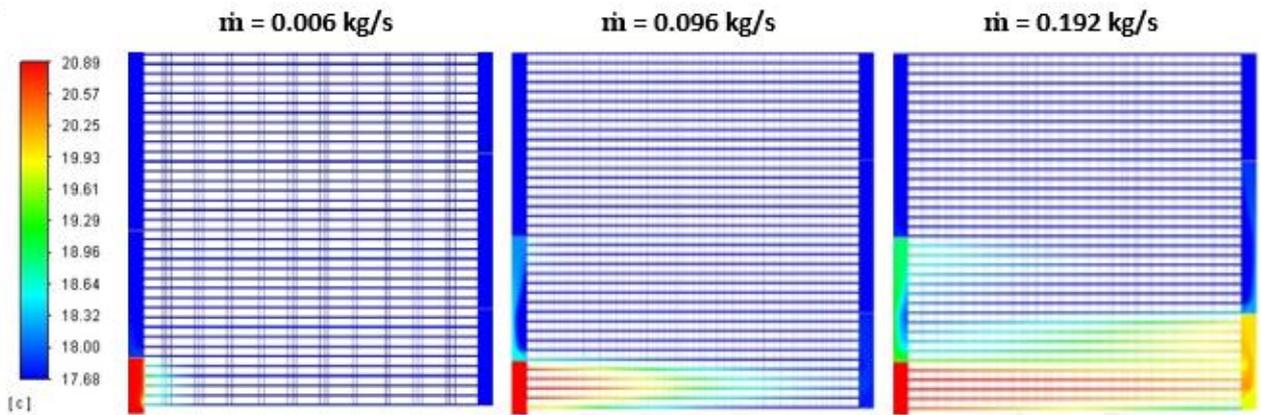


Figura 137. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 20 °C)

**T = 27 °C**

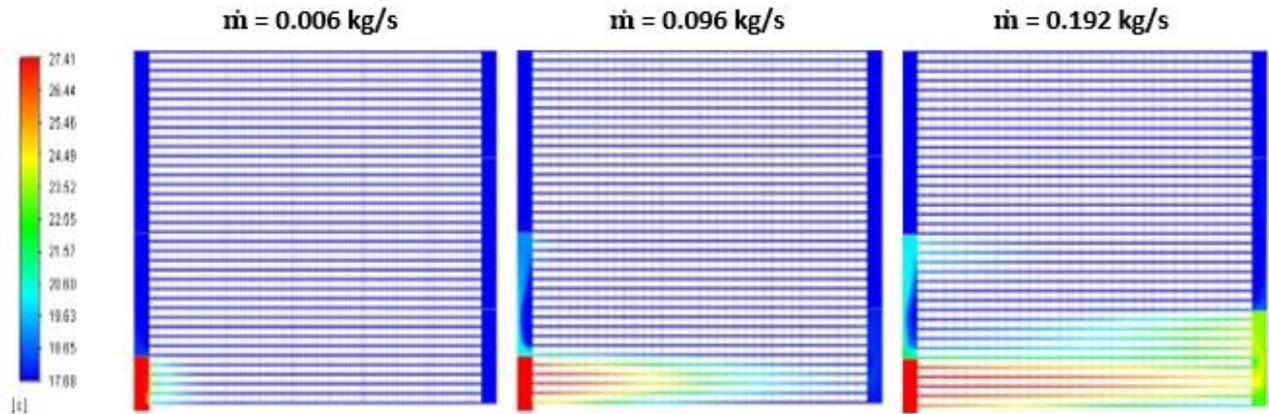


Figura 138. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 27 °C)

**T = 34 °C**

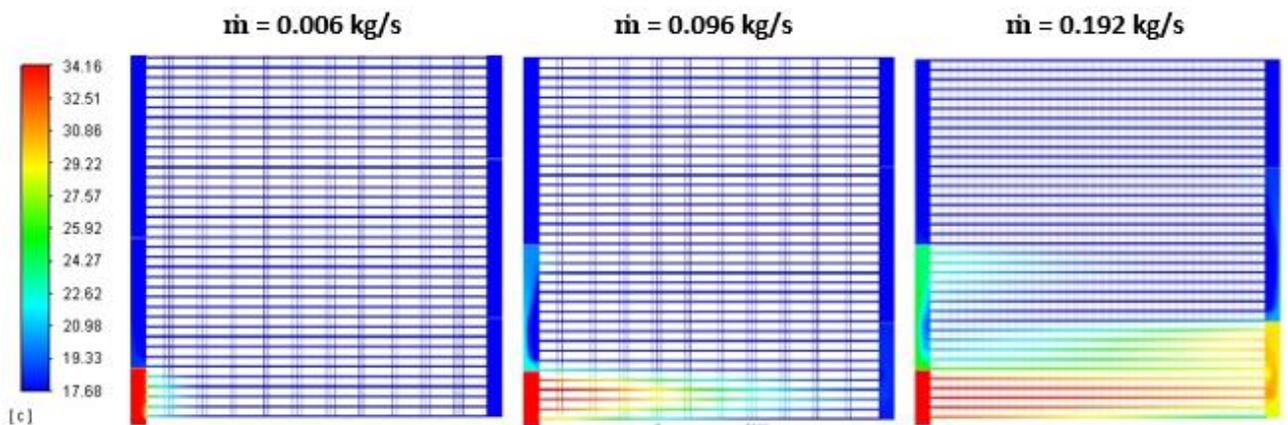
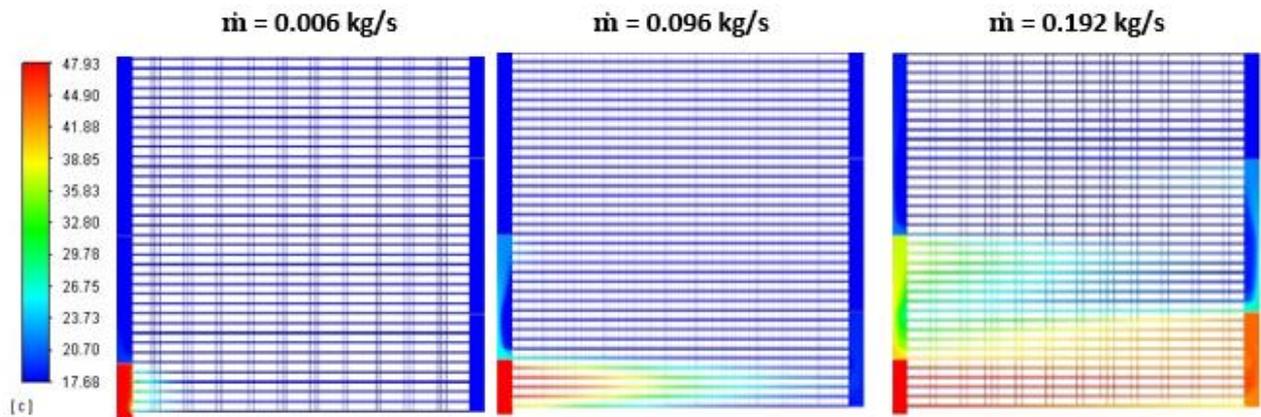


Figura 139. Campi di temperatura al variare della porta in massa entrante (caso T = 34 °C)

**T = 48 °C**



**Figura 140. Campi di temperatura al variare della portata in massa entrante (caso T = 48 °C)**

$T_{in} (°C) / \dot{m} (kg/s)$	0.006	0.012	0.024	0.048	0.096	0.192	0.384
20.27	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	18.20	19.89
27.41	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	19.85	27.40
34.16	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	20.98	32.83
47.93	17.68	17.68	17.68	17.68	17.68	20.70	45.50

**Tabella 47. Temperatura in uscita (°C) al variare della temperatura in entrata e della portata in massa.**

Anche in questo caso, come era ovvio aspettarsi, all'aumentare della portata in massa entrante di acqua, si ha un aumento della temperatura di uscita causato dall'inefficienza dello scambio termico. All'aumentare della temperatura di entrata dell'acqua, questo fenomeno si accentua e l'inefficienza dello scambio termico si mostra sempre di più con portate più elevate. Infatti, nel caso con 297 alette per blocco, il fenomeno si presentava per una portata di 0.384 kg/s e 34 °C di temperatura in entrata, mentre in questo caso avviene ad una portata in massa pari a 0.384 kg/s ma a temperature di entrata inferiori ed in modo molto più evidente.

## 7 Modello numerico bifase

Vengono presentate in questo lavoro delle simulazioni di termofluidodinamica computazionale tramite il metodo VOF (Volume Of Fluid) in grado di simulare direttamente flussi multifase senza la necessità di implementare correlazioni empiriche per la modellazione dell'interazione tra le fasi all'interno del codice numerico.

### 7.1 Modello Volume Of Fluid (VOF)

Numerosi metodi sono oggi disponibili per la simulazione numerica diretta dei flussi multifase. Mentre nei metodi tradizionali tutte le fasi sono considerate presenti nella cella di volume elementare e l'interazione tra le fasi viene calcolata mediante leggi di chiusura semi-empiriche, nelle simulazioni dirette tutte le scale di moto e tutto le configurazioni d'interfaccia vengono risolte direttamente: celle di volume con dimensioni molto più piccole delle dimensioni standard sono quindi necessarie per definire l'interfaccia e di conseguenza il costo computazionale è molto elevato.

In questo lavoro, è stato utilizzato il metodo di simulazione diretta del flusso multifase chiamato Volume Of Fluid (VOF). Questo metodo è in grado di calcolare flussi multifase di fluidi immiscibili che tracciano il moto dell'interfaccia tra di loro. Le simulazioni presentate in questo lavoro sono state ottenute mediante il Metodo VOF implementato nel codice del metodo a volumi finiti Ansys Fluent.

Nel metodo VOF viene utilizzato un campo scalare chiamato "frazione di volume" e che rappresenta la porzione del volume della cella (o dell'area per problemi 2D) riempita con una fase. Considerando un flusso vapore-liquido bifase, quando la frazione di volume del liquido  $\alpha_L = 1$ , significa che la cella è all'interno della fase liquida e quando  $\alpha_L = 0$  significa che è all'interno della fase vapore, mentre la condizione  $0 < \alpha_L < 1$  rappresenta una cella comprendente una porzione dell'interfaccia gas-liquido. In un flusso incomprimibile, la conservazione della massa è equivalente alla conservazione del volume e quindi della frazione di volume.

Le somme delle frazioni di volume di tutte le fasi deve dare l'unità; nel caso considerato di un flusso liquido-vapore, questo porta al vincolo  $\alpha_L + \alpha_G = 1$ .

In generale, un algoritmo VOF è diviso in due parti: una fase di ricostruzione e una fase di propagazione. I tipi più semplici di metodi VOF sono al primo ordine di precisione nella ricostruzione dell'interfaccia, che tipicamente è costituita da una sequenza di segmenti allineati con la griglia.

La miscela a due fasi è considerata nel metodo VOF come un unico fluido con proprietà che cambiano a seconda del valore della frazione di volume. Come esempio, la densità e la viscosità  $\mu$  per una miscela vapore-liquido vengono calcolate localmente per ogni cella come segue:

$$\rho = \rho_L \cdot \alpha_L + \rho_G \cdot (1 - \alpha_L) \quad (89)$$

$$\mu = \mu_L \cdot \alpha_L + \mu_G \cdot (1 - \alpha_L) \quad (90)$$

Vengono calcolate tutte le altre proprietà (cioè conducibilità termica, capacità termica, ecc.) per mezzo di una media aritmetica come mostrato nell'Eq. (89) e l'Eq. (90). La seguente equazione di continuità per la frazione di volume liquido  $\alpha_L$  è risolta:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \alpha_L) = \frac{S}{\rho_L} \quad (91)$$

dove  $u$  è la velocità e  $S$  è un termine sorgente di massa dovuto al cambiamento di fase.

Per quanto riguarda l'equazione della quantità di moto, vengono utilizzate le solite equazioni di Navier-Stokes nelle celle dove è presente solo una delle due fasi (es.  $\alpha_L = 0$  o  $\alpha_L = 1$ ). All'interfaccia, invece, compaiono le singolarità e viene mostrata la forza dovuta alla tensione superficiale dall'ultimo termine nella seguente equazione:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (92)$$

L'effetto della tensione superficiale è scritto in termini di salto di pressione attraverso l'interfaccia. La normale alla superficie vapore-liquido  $n$  viene calcolata come gradiente della frazione scalare del volume:

$$n = \nabla \alpha_L \quad (93)$$

Tutti i valori scalari sono condivisi dalla fase in tutto il dominio, quindi durante l'utilizzo non sorgono particolari problemi per il trattamento delle equazioni dell'energia o della turbolenza con il metodo VOF. Queste equazioni si risolvono nello stesso modo del caso di flusso monofase, a condizione che le proprietà fisiche per ciascuna cella siano mediate.

## 7.2 Modello di cambiamento di fase

Nel caso di condensazione di un fluido puro, per l'interfaccia liquido-vapore si può presumere che la temperatura sia la temperatura di saturazione. Questa ipotesi è stata imposta come condizione al contorno nelle simulazioni.

La tecnica numerica utilizzata per fissare la temperatura d'interfaccia è descritta dal seguente equazione:

$$\begin{aligned} S &= -r_L \alpha_L \rho_L \frac{T - T_{SAT}}{T_{SAT}} & T &\geq T_{SAT} \\ S &= r_G \alpha_G \rho_G \frac{T_{SAT} - T}{T_{SAT}} & T &\leq T_{SAT} \end{aligned} \quad (94)$$

dove S è il termine sorgente dovuto al cambiamento di fase nell'equazione di continuità per la frazione di volume liquido,  $\alpha$  è la frazione di volume,  $\rho$  è la densità, T è la temperatura della cella e r è un coefficiente numerico positivo.

Di seguito vengono riportate le equazioni di continuità per le due fasi:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \alpha_L) = \frac{S}{\rho_L} \quad (95)$$

$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \alpha_G) = -\frac{S}{\rho_G} \quad (96)$$

L' Eq. (94) descrive un metodo numerico per fissare la temperatura delle celle appartenenti all'interfaccia vapore-liquido alla temperatura di saturazione senza imporre qualsiasi tipo di modello fisico sul processo di trasferimento di calore e massa. Se a un certo punto della simulazione numerica la temperatura di una cella nel dominio è superiore alla temperatura di saturazione, viene utilizzata la prima delle due equazioni (87): come si può vedere, se questa cella appartiene alla fase gassosa (cioè  $\alpha_L = 0$ ) non viene calcolato alcun trasferimento di massa (cioè  $S = 0$ ); se questa cella appartiene alla fase liquida (cioè  $\alpha_L > 0$ ), invece, un valore negativo del termine sorgente S, significa che viene calcolato il trasferimento di massa dalla fase liquida a quella vapore. Viene utilizzato il termine sorgente corrispondente, dovuto al calore latente di condensazione nell'equazione dell'energia e la temperatura di quella cella è diminuita a causa dell'evaporazione.

Se ad un certo punto la temperatura di una cella nel dominio è inferiore a temperatura di saturazione, viene utilizzata la seconda equazione: se questa cella appartiene al liquido fase (cioè  $\alpha_G = 0$ ) non viene calcolato alcun trasferimento di massa, mentre se questa cella appartiene al vapore fase (cioè  $\alpha_G > 0$ ) viene calcolato un valore positivo del termine sorgente S, che significa trasferimento di massa dal vapore al liquido, e la temperatura della cella viene aumentata dal corrispondente calore latente di condensazione.

Valori eccessivamente piccoli dei coefficienti  $r_L$  e  $r_G$  portano a una deviazione significativa tra la temperatura d'interfaccia e la temperatura di saturazione, mentre quando si usano valori più alti la temperatura all'interfaccia sarà più vicina alla temperatura di saturazione desiderata; tuttavia, valori troppo grande di  $r_L$  e  $r_G$  causano problemi di convergenza numerica.

### 7.3 Simulazioni numeriche

In questa sezione vengono presentati i risultati delle diverse prove effettuate in regime multifase per il condensatore già studiato in monofase.

Si sono eseguite prove con diversi fluidi e miscele in entrata del condensatore, al variare della portata in massa entrante e al variare della pressione del fluido o della miscela in entrata.

I fluidi studiati in questo lavoro sono stati: etanolo in fase vapore, miscela etanolo (96%)/acqua (4%) in fase vapore, il fluido R245FA in fase vapore. Le caratteristiche fisiche di ogni componente vengono riportate di seguito nella Tabella 48.

MISCELA	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$C_p$ [kJ/kgK]	h [kJ/kg]	T saturazione [°C]
Etanolo 96% + H <sub>2</sub> O 4%	796.18	2.63	-135.27	77.96
Etanolo	785.13	2.43	-142.67	78.09
R245FA	5.64	0.92	424.66	14.81

Tabella 48. Proprietà fisiche dei materiali utilizzati.

### 7.3.1 Variazione di portata in massa entrante

La prime prove sono state effettuate impostando come miscela entrante etanolo (96%)/acqua (4%) in fase vapore. Si sono effettuate due tipologie di simulazione, prima con massa entrante pari a 0.006 kg/s e successivamente con massa entrante pari a 0.003 kg/s. Per le condizioni di temperatura e pressione, si sono utilizzati i dati sperimentali forniti da ENEA (Tabella 49):

SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	T <sub>in</sub> [°C]	P <sub>in</sub> [bar]	T esterna [°C]
M1	0.006	44.97	0.23	18.26
M2	0.006	81.25	1.12	17.87
M3	0.003	43.46	0.22	18.15
M4	0.003	81.94	1.15	18.59

Tabella 49. Condizioni al contorno di entrata del flusso.

Vengono di seguito mostrati i campi di temperatura (Figure 141-144) e poi confrontati con i risultati sperimentali forniti sempre da ENEA in Tabella 50.

#### Simulazione M1

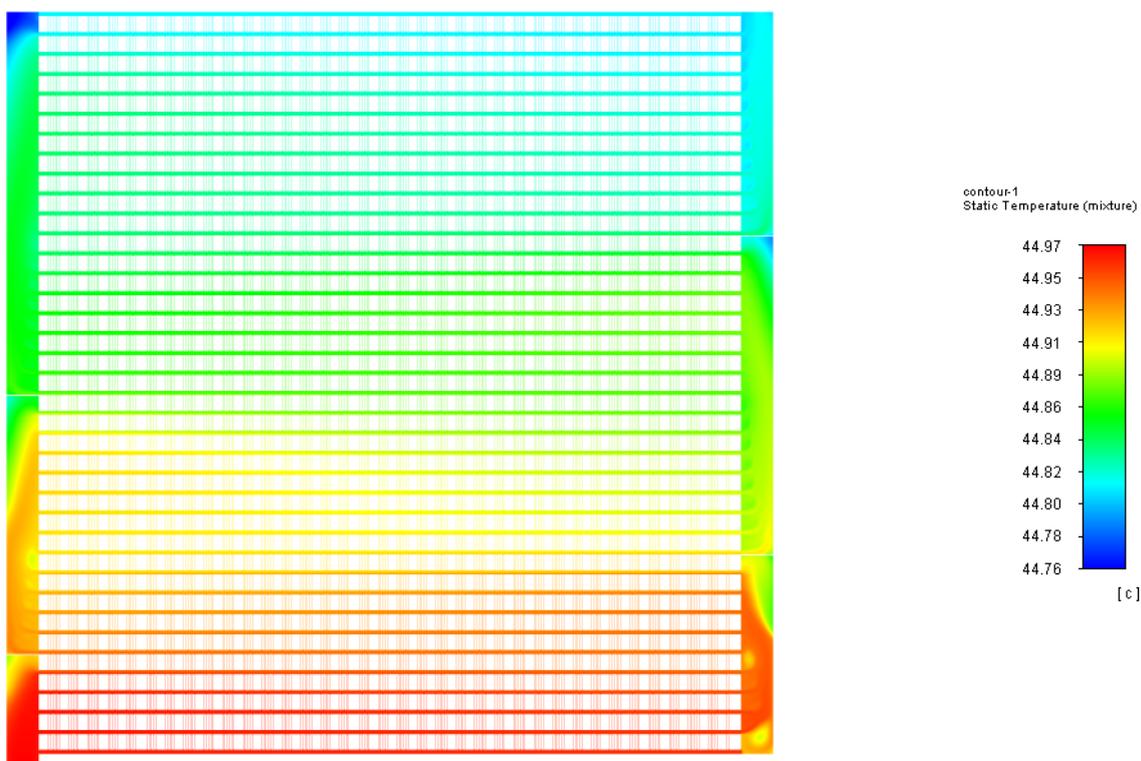
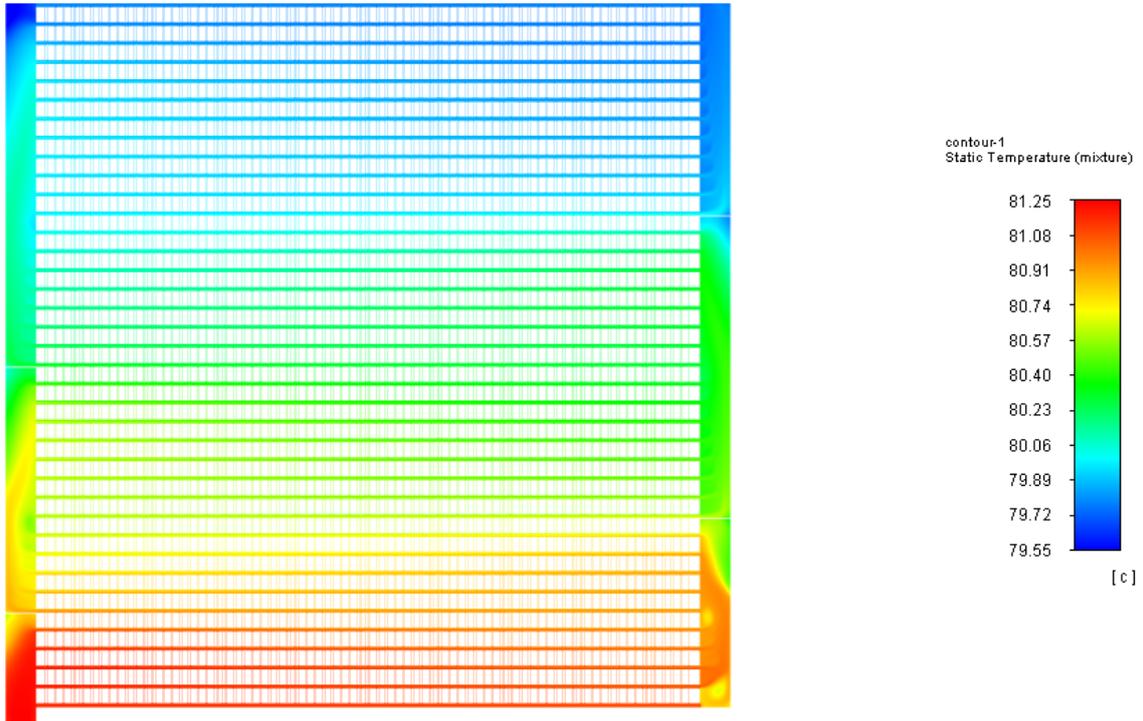


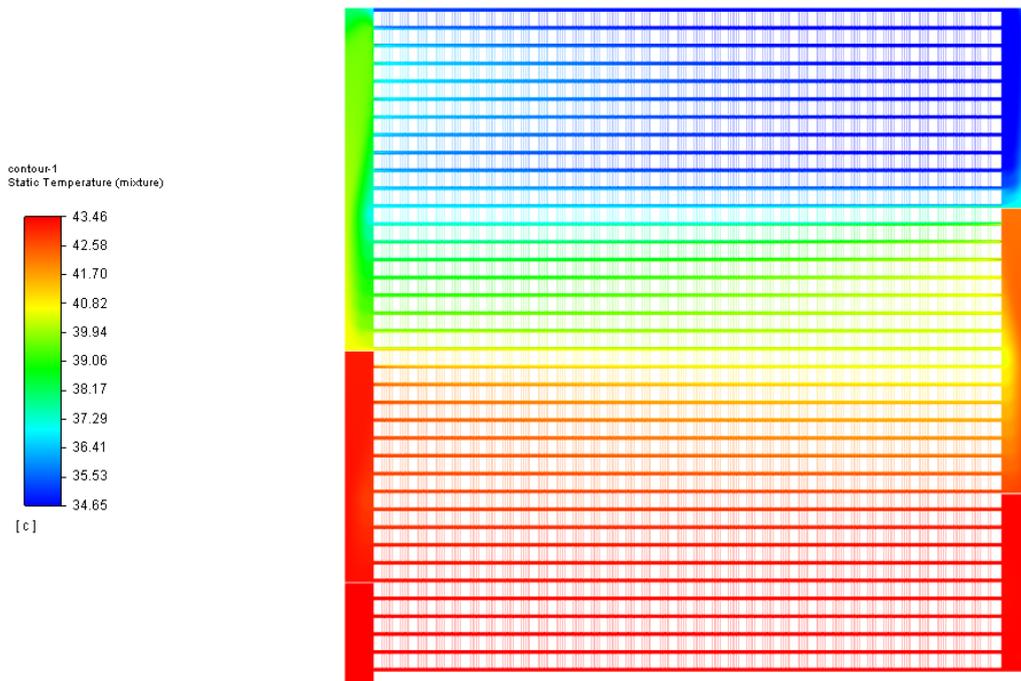
Figura 141. Campo di temperatura per la prova M1

**Simulazione M2**



**Figura 142. Campo di temperatura per la prova M2**

**Simulazione M3**



**Figura 143. Campo di temperatura per la prova M3**

**Simulazione M4**

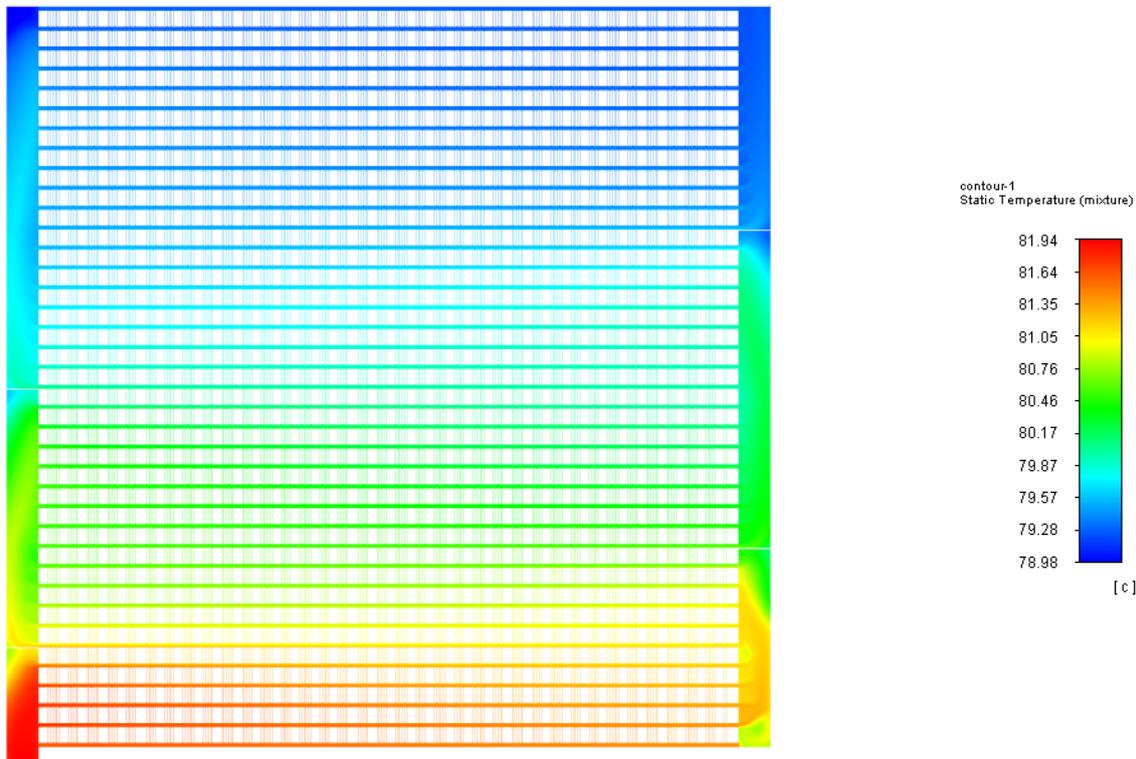


Figura 144. Campo di temperatura per la prova M4

SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	T <sub>in</sub> [°C]	P <sub>in</sub> [bar]	T esterna [°C]	T <sub>OUT</sub> CFD [°C]	T <sub>OUT</sub> EXP ENEA [°C]
M1	0.006	44.97	0.23	18.26	44.83	18.38
M2	0.006	81.25	1.12	17.87	79.55	17.07
M3	0.003	43.46	0.22	18.15	34.65	18.02
M4	0.003	81.94	1.15	18.59	79.00	17.75

Tabella 50. Risultati e confronto per le temperature in uscita.

Analizzando i dati si riscontra la non aderenza ai risultati sperimentali con questi dati fisici d’ingresso della miscela vapore. Questo è dovuto ad un non corretto settaggio del codice di calcolo in queste prime simulazioni in regime multifase. Il problema principale risiede nella non corretta simulazione da parte del codice del passaggio dalla fase vapore alla fase liquida e quindi della condensazione.

**7.3.2 Variazione di pressione**

A valle dei risultati delle simulazioni presentate nel paragrafo precedente, in questa sezione si è cercato di risolvere il problema con simulazioni di diversa tipologia. In questo caso è stato considerato come fluido entrante il solo etanolo in fase vapore, quindi è stata eliminata la presenza di acqua. Fissata la temperatura in ingresso della miscela a 79 °C e fissata la temperatura esterna a 17.68 °C, sono state effettuate simulazioni al variare della pressione d’ingresso del fluido con le medesime portate utilizzate nelle prime esperienze.

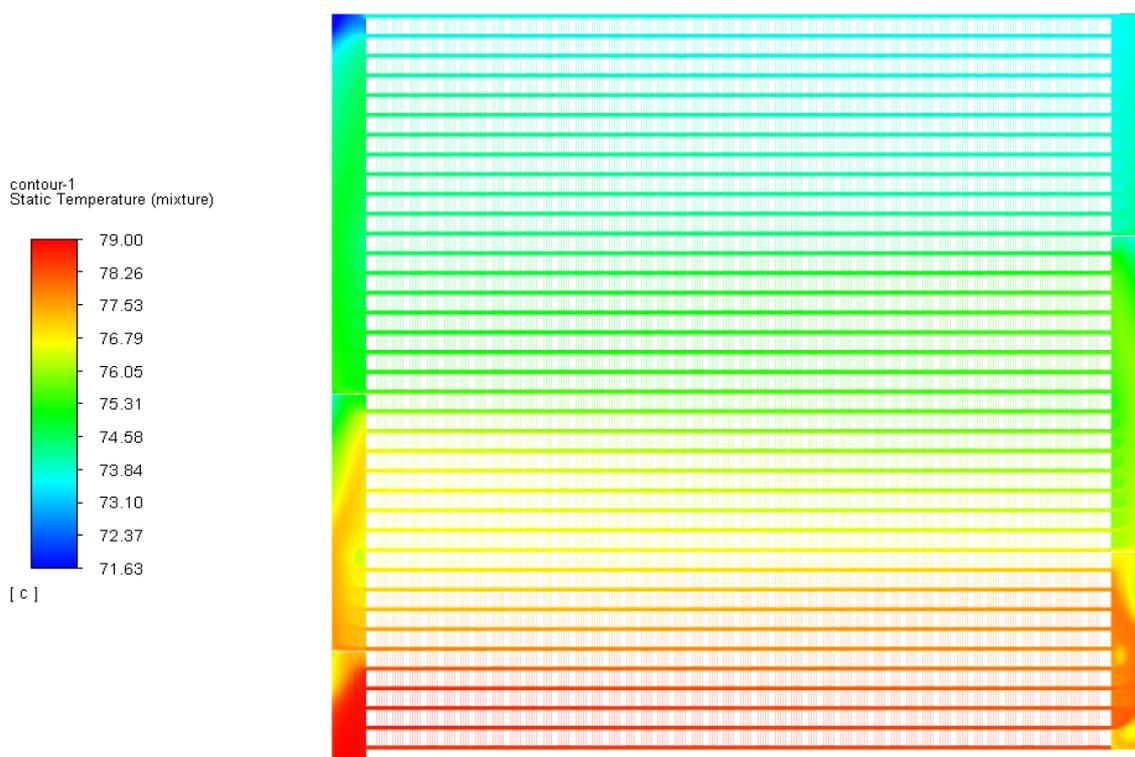
SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	P <sub>in</sub> [bar]	T condensazione [°C]
M5	0.006	0.7	69.33
M6	0.006	0.8	72.55
M7	0.006	0.9	75.45
M8	0.006	1.0	78.09

SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	$P_{in}$ [bar]	T condensazione [°C]
M9	0.003	0.7	69.33
M10	0.003	0.8	72.55
M11	0.003	0.9	75.45
M12	0.003	1.0	78.09

**Tabella 51. Condizioni al contorno di entrata del flusso.**

Vengono di seguito mostrati i campi di temperatura (Figure 145-152). Per questo set di simulazioni, non sono presenti risultati sperimentali. In Tabella 52 vengono inoltre riassunti i principali risultati delle prove effettuate.

**Simulazione M5**



**Figura 145 Campo di temperatura per la prova M5**

**Simulazione M6**

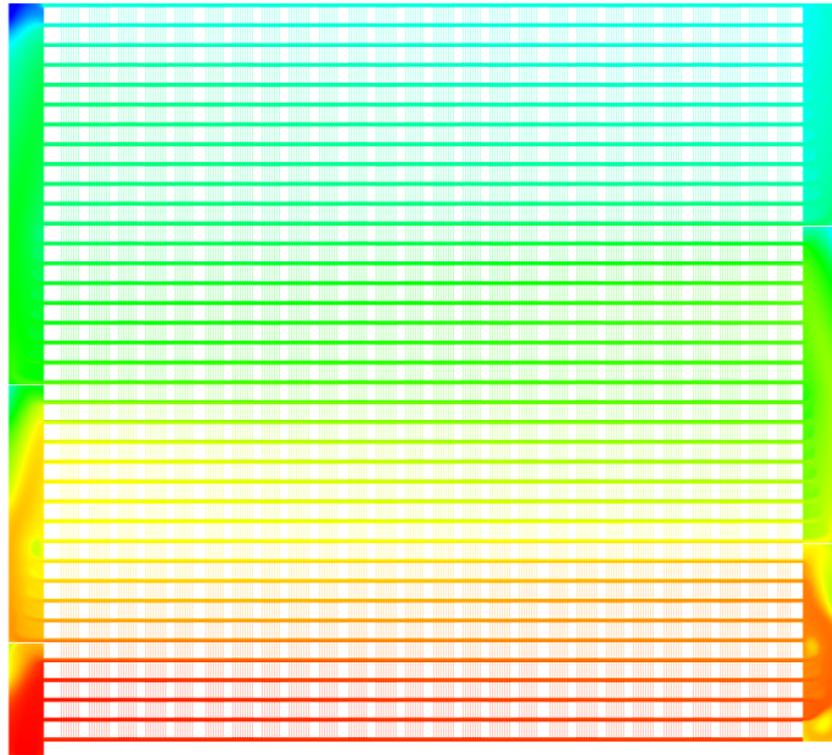
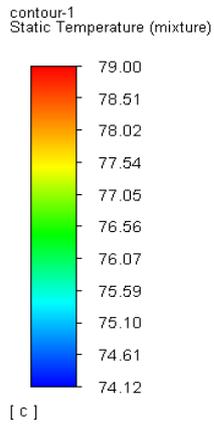


Figura 146. Campo di temperatura per la prova M6

**Simulazione M7**

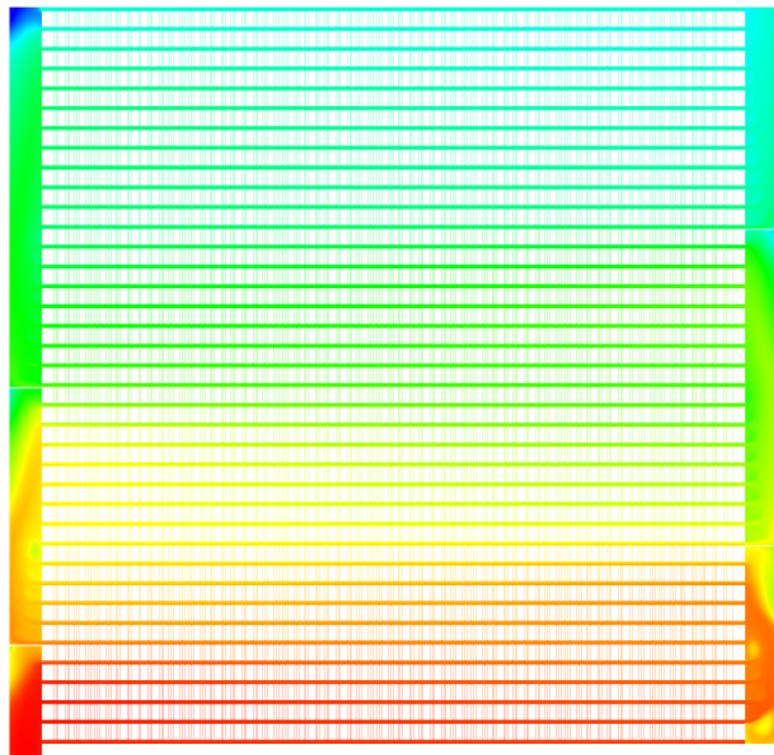
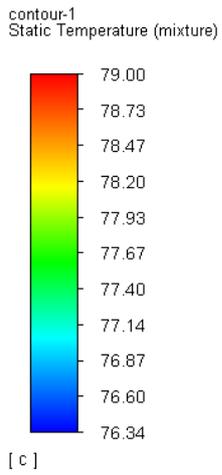


Figura 147. Campo di temperatura per la prova M7

**Simulazione M8**

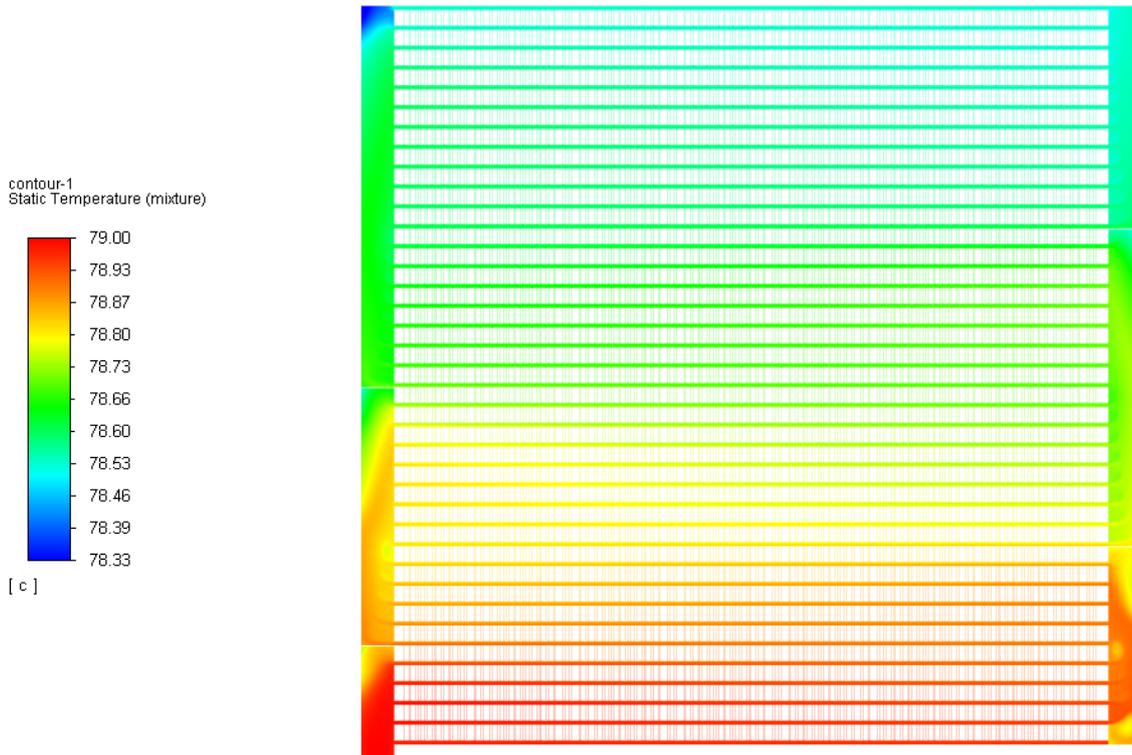


Figura 148. Campo di temperatura per la prova M8

**Simulazione M9**

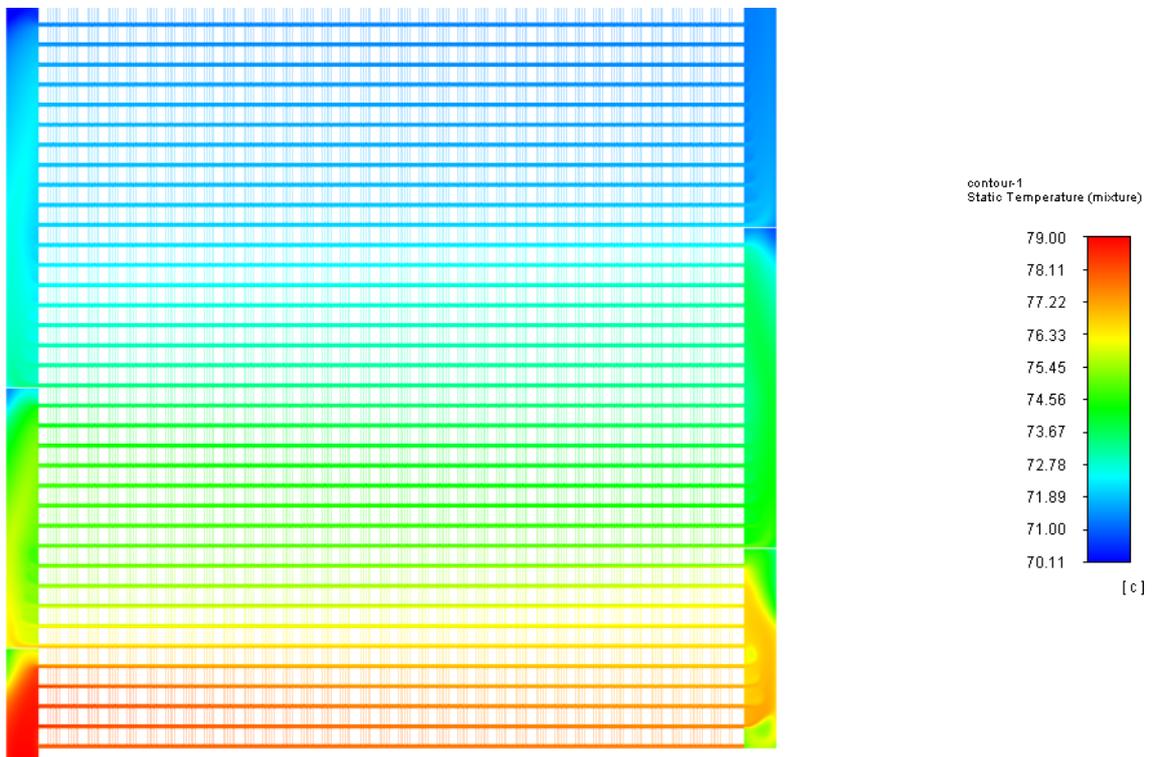


Figura 149. Campo di temperatura per la prova M9

**Simulazione M10**

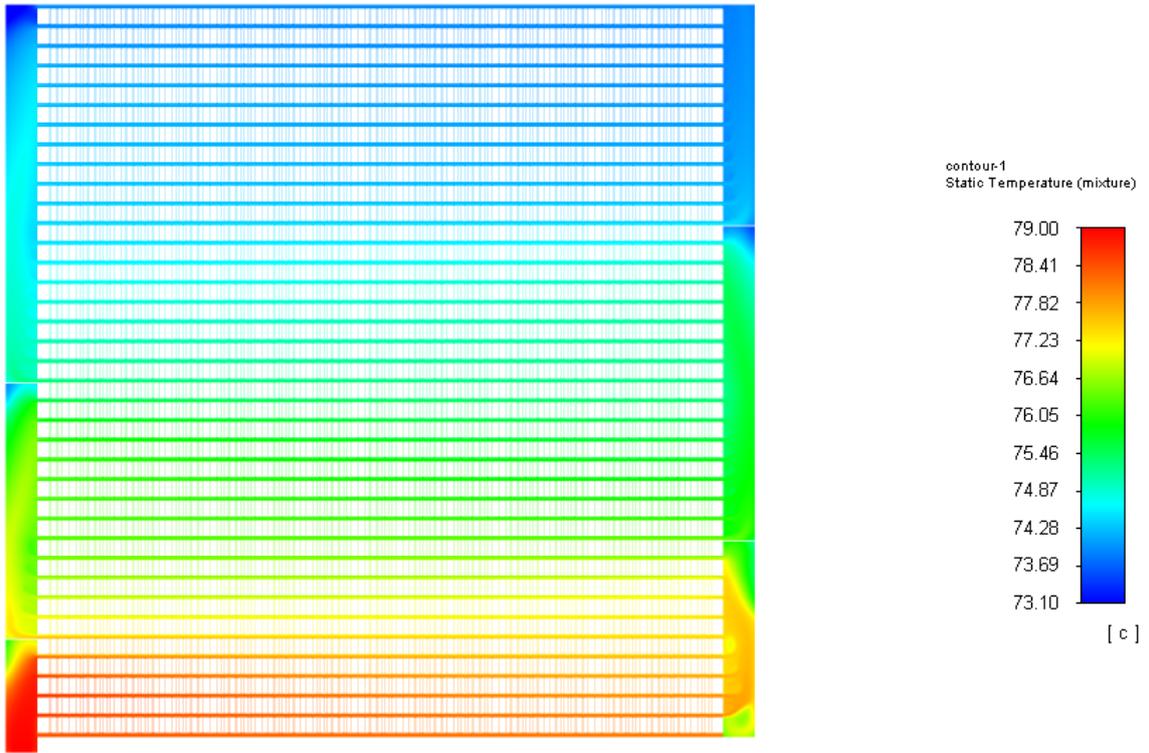


Figura 150. Campo di temperatura per la prova M10

**Simulazione M11**

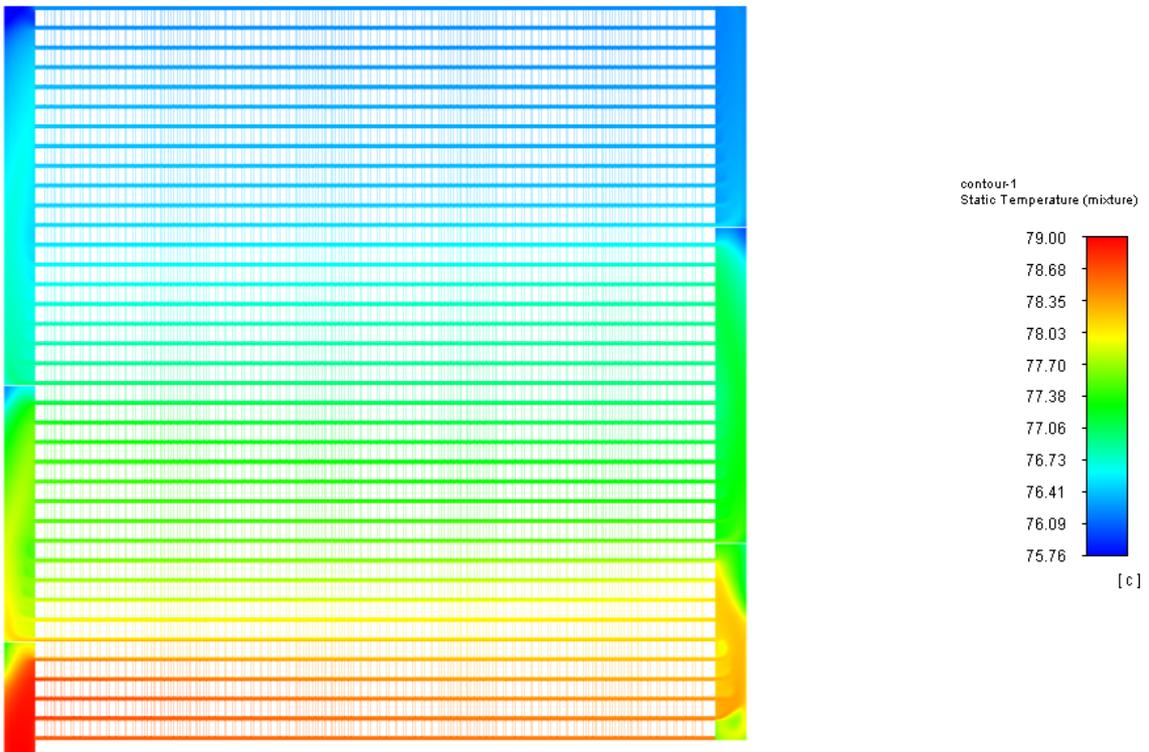
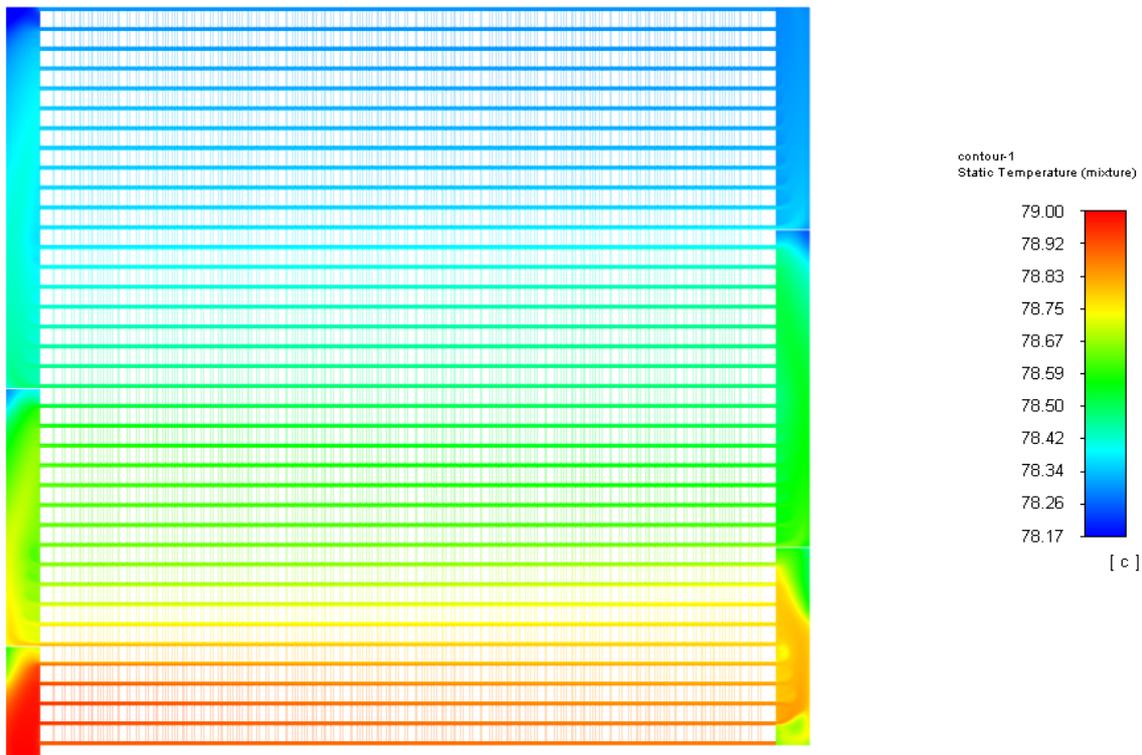


Figura 151. Campo di temperatura per la prova M11

**Simulazione M12**



**Figura 152. Campo di temperatura per la prova M12**

SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	$P_{in}$ [bar]	T saturazione [°C]	$T_{OUT}$ CDS [°C]
M5	0.006	0.7	69.33	73.10
M6	0.006	0.8	72.55	75.30
M7	0.006	0.9	75.45	77.00
M8	0.006	1.0	78.09	78.53
M9	0.003	0.7	69.33	71.50
M10	0.003	0.8	72.55	73.80
M11	0.003	0.9	75.45	78.40
M12	0.003	1.0	78.09	78.38

**Tabella 52. Risultati per le temperature in uscita al variare della pressione di entrata.**

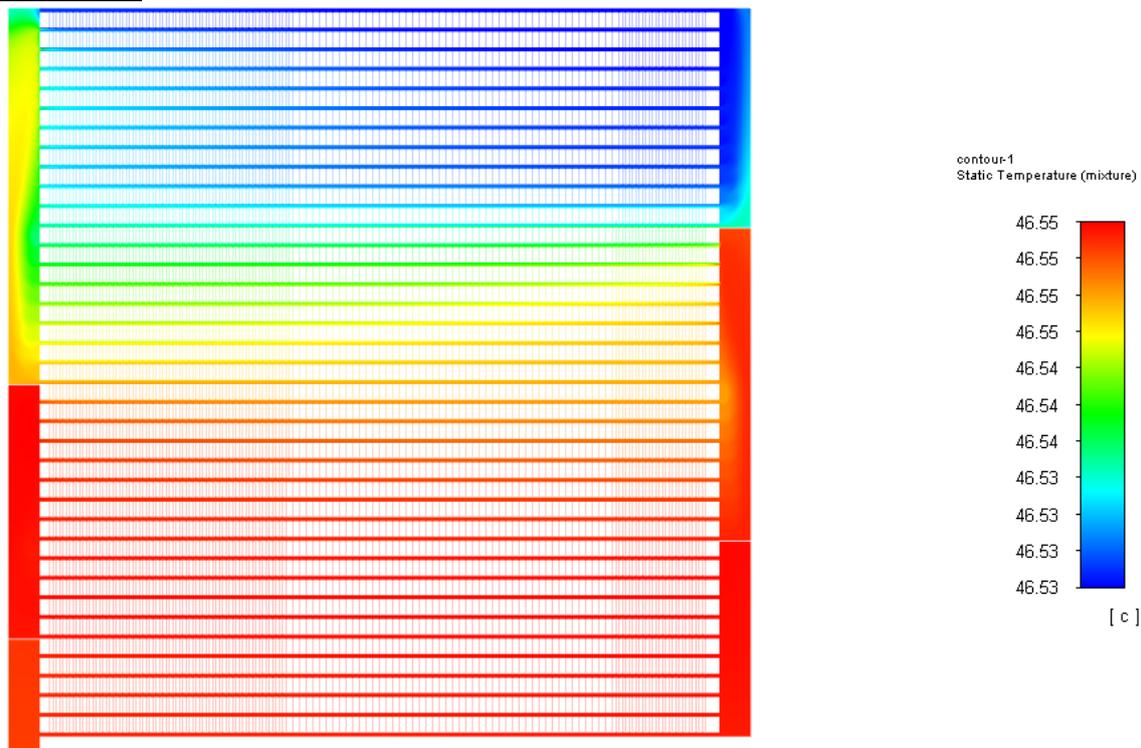
Anche in questo caso i risultati dimostrano che lo scambio termico non avviene efficientemente. Nelle simulazioni al variare della pressione la temperatura della fase vapore è sempre superiore alla temperatura di saturazione e quindi non avviene la condensazione. Questo problema potrebbe essere dovuto o a valori di pressione utilizzati o ad un effettivo errore del modello numerico utilizzato. Per questo motivo si è deciso di effettuare delle simulazioni con un altro fluido immesso nel condensatore.

**7.3.3 Variazione fluidi in entrata**

In questo ultimo set di simulazioni, si è provato a cambiare fluido evolvente, provando con l’R245FA. Si è effettuata una simulazione (caso M13) e si sono confrontati i risultati con la simulazione con i dati sperimentali.

Vengono di seguito mostrati i campi di temperatura (Figura 153) ed i risultati in Tabella 53:

**Simulazione M13**



**Figura 153. Campo di temperatura per la prova M13**

SIMULAZIONE	$\dot{m}$ [kg/s]	$P_{in}$ [bar]	$T_{in}$ [°C]	T saturazione [°C]	T esterna [°C]	$T_{OUT}$ CFD [°C]	$T_{OUT}$ EXP ENEA [°C]
M13	0.006	1.83	46.55	30.81	20.67	46.53	23.96

**Tabella 53. Risultati per le temperature in uscita al variare del fluido in entrata.**

Cambiando fluido all’interno del condensatore, non si ottengono grandi differenze. Nuovamente viene a mancare il passaggio di fase che porta alla condensazione, ed in questo caso la temperatura del vapore è di molto superiore a quella di saturazione.

**7.4 Discussione risultati per il modello bifase**

I risultati ottenuti hanno dimostrato che in determinate condizioni il modello bifase base implementato all’interno del software non è in grado di modellare correttamente il passaggio di fase da vapore a liquido (tramite condensazione). I passi successivi per ovviare a questi problemi saranno quelli di intervenire attraverso degli script esterni, per modificare dapprima la temperatura di saturazione e successivamente le caratteristiche del flusso all’interno del condensatore (es. turbolenza). Un altro possibile miglioramento porterà sicuramente a delle simulazioni tridimensionali, così da mettere in conto l’anisotropia dovuta dalla turbolenza, che potrebbe ricoprire un ruolo molto importante nel flusso all’interno dei micro-canali.

**8 Conclusioni**

In questo report si sono affrontati due macro argomenti: uno studio approfondito del meccanismo di trasferimento di calore in ebollizione (Flow Boiling Heat Transfer, FBHT) in relazione alla sua possibile applicazione in ambito automotive; uno studio termofluidodinamico del componente condensatore asservito all’impianto bifase per il raffreddamento dei componenti di potenza utilizzati nel settore automotive elettrico.

Il primo macro argomento è stato affrontato con lo scopo di valutare l’influenza dell’accelerazione di gravità sul coefficiente di scambio termico bifase, anche in condizioni di microgravità, facendo riferimento alle

esperienze condotte da ENEA nell'ambito delle attività sperimentali nei progetti finanziati ESA, attività che si sono concentrate su campagne di volo parabolico per la valutazione dell'effetto delle forze inerziali sull'efficienza dello scambio termico in ebollizione (flow boiling), con variazioni dell'accelerazione di gravità nell'intervallo 0-2 g, con periodi transitori da 5 a 10 secondi, e con prove a terra, per verificare se le accelerazioni tipiche dei veicoli stradali rientrano negli intervalli di variazioni significative per lo scambio termico bifase. Lo studio si è quindi basato su due approcci principali: il confronto dei dati di volo terrestre e l'analisi dei dati di terra con numerose correlazioni per il calcolo del coefficiente di scambio termico, suddivise in micro e macro scala. L'analisi è stata effettuata considerando sia il modello sottoraffreddato che il modello saturo ed i risultati sono stati confrontati tra loro. Alcuni modelli di scambio termico sono stati studiati confrontando il coefficiente di scambio termico calcolato con gli schemi di flusso osservati durante l'acquisizione dei dati in modo da valutare i modelli anche rispetto ai vari regimi di flusso. I risultati sembrano confermare quanto ottenuto dagli studi sperimentali di ENEA, i quali hanno mostrato un ruolo significativo della gravità, e della variazione di g, sullo scambio termico in ebollizione.

Nella seconda parte, lo studio termofluidodinamico del componente condensatore asservito all'impianto bifase è stato eseguito attraverso simulazioni numeriche tramite codice di calcolo commerciale, Ansys Fluent, in varie configurazioni, con l'obiettivo di ottimizzare lo scambiatore, a parità di performance attese.

Si sono effettuate simulazioni prima in regime monofase, con fluido evolvente acqua e poi prove in bifase con alcune miscele in fase vapore.

Per il monofase i risultati sono stati molto incoraggianti e hanno rispecchiato le prove sperimentali eseguite da ENEA, trovando che lo scambiatore comincia a diventare inefficace quando la portata in ingresso è pari a 0.768 kg/s. Fino ad una portata pari a 0.192 kg/s, lo scambiatore risulta sovradimensionato, e lo scambio termico influenza solamente i 2/3 dell'oggetto.

Per le simulazioni bifase, si sono riscontrati numerosi problemi. I risultati ottenuti hanno dimostrato che in determinate condizioni il modello bifase implementato all'interno del software non è in grado di modellare correttamente il passaggio di fase da vapore a liquido.

I passi successivi da portare avanti nell'annualità successiva saranno quindi quelli di intervenire attraverso degli script esterni da implementare nel codice di calcolo, agendo sulla temperatura di saturazione e successivamente le caratteristiche del flusso all'interno del condensatore (es. turbolenza). Un altro possibile miglioramento porterà sicuramente a delle simulazioni tridimensionali, così da mettere in conto l'anisotropia dovuta dalla turbolenza, che potrebbe ricoprire un ruolo molto importante nel flusso all'interno dei micro-canali.

## 9 Riferimenti bibliografici

1. F. Castiglia, F. de Rossi, S. Grauso, Analisi teorico-sperimentale dell'influenza dei parametri operativi sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di  $CO_2$  e miscele di  $CO_2$  e propano.
2. J. Collier and J. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, 1994.
3. C. N.P. and G. R., *Handbook of Fluids in Motion*, 1983.
4. K. Mandhane, G. J.M. and G. Aziz, "A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes," *International Journal of Multiphase Flow*, 1974.
5. W. Roshenow, "Heat Transfer, A Symposium," 1952.
6. J. Chen, "A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow," *Journal of Industrial & Engineering Chemistry*, 1966.
7. M. Shah, "Chart correlation for saturated boiling heat transfer: equations and further study," *ASHRAE Trans.*, 1982.
8. P. Kew and K. Cornwell, "Correlations For The Prediction Of Boiling Heat Transfer In Small-Diameter Channels," *Applied Thermal Engineering*, 1997.
9. N. Brauner and N. Ullmann, "The Prediction of Flow Pattern Maps In Mini Channels," *Multiphase Science and Technology*, 2007.
10. P. Cheng and W. Wu, "Mesoscale and microscale phase-change heat transfer," *Advances in Heat Transfer*, 2006.
11. P. Kew, S. Lin and K. Cornwell, "Flow boiling of refrigerant R141b in small tubes," *Trans IChemE*, 2001.
12. S. Kandlikar, "Two-phase flow patterns, pressure drop and heat transfer during boiling in minichannel flow passages of compact evaporators," *Heat Transfer Engineering*, 2002.
13. J. R. Thome, "State-of-the-Arte Overview of Boiling and Two-Phase Flows in Microchannels," *Heat Transfer Engineering*, 2006.
14. Serizawa, Z. Feng and Z. Kawara, "Two-Phase Flow in Micro-channels, Ex-perimental Thermal and Fluid Science," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2002.
15. M. Kawaji and P. Chung, "The effect of channel dialeter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels.," *International Journal of Multiphase Flows*, 2004.
16. L. Ong and J. Thome, "Flow boiling heat trasnfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2009.
17. J. Li and B. Wang, "Size effect on two-phase flow regime for condensarion in micro/mini tubes," *Heat Transfer-Asian Research*, 2003.
18. M. Suo, Two-phase flow in capillary tubes, PhD thesis, 1963.
19. T. K.A., S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel-Khalik and D. L. Sadowski, "Gas liquidtwo-phase flow in microchannels. part 1 - Two-phase flow patterns," *International Journal of Multiphase Flow*, 1999.
20. V. Revellin, V. Dupont, T. Ursenbacher, J. Thome and I. Zun, "Characterization of two- phase flows in microchannels: Optical measurement technique and flow parameter results for R-134a in a 0.5 mm channel.," *International Journal of Multiphase Flow*, 2006.
21. R. Revellin and J. Thome, "A theoretical model for the prediction of the critical heat flux in heated microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008.
22. G. Lazarek and S. Black, "Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113.," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1982.
23. L. Chen, S., X. Huo, T. Y. and K. T. G., "Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes," *Applied Thermal Engineering*, 2004.
24. L. Zhang, W. Hibiki and K. Mishima, "Correlation for Flow Boiling Heat Transfer in Mini-Channels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004.
25. Kandlikar and P. Balasubramanian, "An Extension of the Flow Boiling Cor-relation to Transition, Laminar, and Deep Laminar Flows in Mini-Channels and Micro-Channels," *Heat Transfer Engineering*, 2004.
26. S. Saitoh, H. Daiguji and E. Hihara, "Correlation for boiling heat transfer of R134a in horizontal tubes including effect of tube diameter," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007.

27. S. Bertsch, E. Groll and S. Garimella, "A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2009.
28. M. Piasecka, "Experimental study of flow boiling heat transfer in a rectangular minichannel by using various enhanced heating surface," 2015.
29. B. Agostini, T. J. R., F. M. and M. B., "High heat flux two-phase cooling in silicon multimicrochannels," *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 2008.
30. J. T. Wen, Z. T., P. Y. and J. M. K., "Two-phase flow instability analysis for transient electronics cooling," in *In 12th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems.*, 2010.
31. J. Thome, V. Dupont and A. Jacobi, "Heat transfer model for evaporation in microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004.
32. L. Gugliermetti, G. Caruso, L. Saraceno, G. Zummo and G. Celata, "Saturated flow boiling of FC-72 in 1 mm diameter tube," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2016.
33. K. Moriyama and I. A., "Thickness of the liquid film formed by a growing bubble in a narrow gap between two horizontal plates," *Journal of Heat Transfer*, 1669.
34. K. Gungor and R. H. S. Winterton, "A general correlation for flow boiling in tubes," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1986.
35. S. G. Kandlikar, "A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes," *Journal of Heat Transfer*, 1989.
36. L. Z. and R. Winterton, "A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1991.
37. T. N. Tran, M. Wambsganss and D. France, "Small Circular And Rectangular Channel Boiling With Two Refrigerants," *Int. J. Multiphase Flow*, 1996.
38. P. A. Kew and K. Cornwell, "Correlations For The Prediction Of Boiling Heat Transfer In Small Diameter Channels," *Applied Thermal Engineering*, 1997.
39. G. Warrier, V. K. Dhir and L. A. Momoda, "Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2002.
40. J. Lee and I. Mudawar, "Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005.
41. D. Mikielawicz, "A New Method for Determination of Flow Boiling Heat Transfer Coefficient in Conventional-Diameter Channels and Minichannels," *Heat Transfer Engineering*, 2010.
42. W. Li and Z. Wu, "A general correlation for evaporative heat transfer in micro/mini-channels," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 2010.
43. M. M. Mohamed and T. Karayiannis, "Heat transfer correlation for flow boiling in small to micro tubes," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 2012.
44. J. Delhaye, F. Maugin and J. Ochterbeck, "Void fraction predictions in forced convective subcooled boiling of water between 10 and 18 MPa," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004.
45. M. Promotong, C. Cheung, C. Yeoh and S. Vahaji, "CFD investigation of sub-cooled boiling flow using a mechanistic wall heat partitioning approach with Wet-Steam properties," *Journal of Computational Multiphase Flows*, 2018.
46. Bui, J. Williams, N. Dinh and R. Nourgaliev, "STATISTICAL MODELING SUPPORT FOR CALIBRATION OF A MULTIPHYSICS MODEL OF SUBCOOLED BOILING FLOWS," in *Int Conf on Math and Comput Methods Applied to Nucl Sci & Eng*, 2013.
47. R. Lahey and F. Moody, *The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor*, 1977.
48. N. Zuber and J. Findlay, "Average volumetric concentration in two phase flow systems," *Journal of Heat Transfer*, 1965.
49. S. Saitoh, H. Daiguji and E. Hihara, "Correlation for boiling heat transfer of R134a in horizontal tubes including effect of tube diameter," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007.
50. G. Celata and G. Zummo, "Flow boiling in microgravity," in *1° Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás*, 2008.

51. S. Luciani, B. D., L. N. C., T. L. and R. O., "Boiling heat transfer in a vertical microchannel: local estimation during flow boiling with a non-intrusive method," *Multiphase Science and Technology*, 2009.
52. ANSYS Inc., ANSYS Fluent Software Package, v. 14.5, Theory Guide, ANSYS Inc., Canonsburg, PA, USA, 2013.
53. S. Rodriguez, *Applied Computational Fluid Dynamics and Turbulence Modeling*, Springer, 2019.
54. B.E. Launder, D.B. Spalding. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, 1972, London.
55. M. Miozzi, B. Jacob, A. Olivieri, Performances of feature tracking in turbulent boundary layer investigation. *Exp Fluids* 2008;45:765-780. DOI: 10.1007/s00348-008-0531-3.
56. Yang F, Kang Y, Gao Y, Zhong K. Numerical simulations of the effect of outdoor pollutants on indoor air quality of buildings next to a street canyon. *Build Environ* 2015;87:10-22. DOI: 10.1016/j.buildenv.2015.01.008.
57. C. Gori, J. van Beeck, P. Rambaud, Dispersion in the wake of a rectangular building: validation of two reynolds-averaged navier-stokes modelling approaches. *Boundary-layer Meteorol* 2010;137:115-133. DOI: 10.1007/s10546-010-9521-0.
58. Koutsourakis N, Bartzis JG, Markatos NC. Evaluation of Reynolds stress, k- $\epsilon$  and RNG k- $\epsilon$  turbulence models in street canyon flows using various experimental datasets. *Environ Fluid Mech* 2012;12:379-403. DOI 10.1007/s10652-012-9240-9.
59. Shih T-H, Liou WW, Shabbir A, Yang Z, Zhu J. A new k- $\epsilon$  eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows: Model development and validation. *Comput Fluids* 1995;24:227-238.
60. DePaul FT, Sheih CM. A tracer study of dispersion in an urban street canyon. *Atmos Environ* 1985;19:555-559. doi:10.1016/0004-6981(85)90034-4.
61. Wilcox DC *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., 1998, La Canada, California.
62. Menter FR Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal* 1994;32:1598-1605.
63. L.F. Richardson, The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems including differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam, *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 210 (1911) 307-357.
64. R.I. Issa, Solution of the implicitly discretized fluid flow equation by operator splitting, *Journal of Computational Physics* 62 (1986) 40-65.
65. J. Benjamin and S. Garimella, "Surface Roughness Effects on Flow Boiling in Microchannels," *Birck and NCN Publications*, 2010

### **Luca Gugliermetti**

Ingegnere nucleare, PhD in Energia & Ambiente, autore di più di 37 articoli a conferenza e su riviste internazionali. Esperto di sistemi di raffreddamento, HVAC, radiazioni nucleari, monitoraggio e tutela dei beni culturali, microelettronica e lavorazioni meccaniche. Attualmente assegnista di ricerca presso l'Agencia nazionale per le nuove tecnologie, l'energia e lo sviluppo economico sostenibile (ENEA) nel dipartimento Tecnologie Energetiche e Fonti Rinnovabili (TERIN).

### **Giorgia Lancione**

Giorgia Lancione è un ingegnere di ricerca e sviluppo che si occupa della progettazione di sistemi di raffreddamento bifase a circolazione forzata per l'elettronica ad alta potenza per applicazioni spaziali, server e computer ad alte prestazioni. Ha lavorato alla sperimentazione e allo sviluppo di soluzioni di raffreddamento prima dell'industrializzazione del prodotto. Il suo background è di Ingegnere Energetico con esperienza nella modellazione e nella sperimentazione del trasferimento di calore bifase. Si è laureata in Energy Engineering nel 2019 presso l'Università di Roma "La Sapienza". Ha partecipato alla campagna sperimentale a gravità zero dell'ESA nel 2019 a bordo dell'Airbus A300 (Volo Parabolico) Zero-g.

### **Fabio Nardecchia**

Dipartimento DIAEE Sapienza, via Eudossiana 18, 00184, Roma

Nato a Roma nel 1977, è tecnico di laboratorio presso il dipartimento di Ingegneria Astronautica, Elettrica ed Energetica (DIAEE). È stato assegnista di ricerca Post-Doc presso il dipartimento di Ingegneria Astronautica, Elettrica ed Energetica (DIAEE) dal 2016 al 2020. Laureato in Ingegneria Astronautica (2009) e Dottore di Ricerca in Energia e Ambiente (2016). Docente per il corso di Technical Systems per il Corso di Laurea in Architettura Restauro. Ha svolto supporto alla didattica per i corsi di Aerodinamica. Gasdinamica, Fisica Tecnica, Edifici Ecosostenibili e Progettazione delle Smart Cities. Autore di oltre 30 lavori pubblicati su riviste e congressi nazionali ed internazionali. È referee per importanti congressi e riviste scientifiche internazionali. Titolare di consulenze e collaboratore per vari contratti di ricerca nell'ambito della diagnosi energetica, dell'efficienza energetica, della normativa, della pianificazione e della conversione energetica.

### **Alessandro Quintino**

Dipartimento DIAEE, Sapienza, via Eudossiana 18, 00184, Roma

Ingegnere aeronautico e dottore di ricerca in Fisica Tecnica, è Ricercatore a Tempo Determinato di tipologia B (SC 09/C2 ssd ING-IND/10) presso il Dipartimento di Ingegneria Astronautica, Elettrica ed Energetica dell'Università degli Studi di Roma Sapienza. Autore di oltre 50 lavori scientifici su riviste di rilevanza internazionale, svolge attività di ricerca nell'ambito della termodinamica applicata, della trasmissione del calore per convezione naturale e forzata in fluidi puri, miscele e nanofluidi, dell'ottimizzazione energetica degli impianti termotecnici.

### **Fabio Bisegna**

Dipartimento DIAEE, Sapienza, via Eudossiana 18, 00184, Roma

Ingegnere meccanico, Dottore di Ricerca e Professore di II fascia presso il DIAEE, SAPIENZA Università di Roma. Membro del Collegio del Dottorato di Ricerca in Energia e Ambiente. Membro dell'Istituto Conservazione e Valorizzazione Beni Culturali (ICVBC) del CNR. Autore di circa 170 lavori pubblicati su riviste e congressi nazionali ed internazionali. È referee per congressi e riviste scientifiche internazionali. Associate Editor del Journal of Cultural Heritage (Elsevier) e dell'International Journal of Photoenergy. Partecipa attivamente a gruppi di ricerca nazionali e internazionali finanziati e/o sostenuti da CNR, ENEA, MIUR, IEA. È

membro di Comitati Organizzativi e Tecnici di Conferenze Nazionali e Internazionali (AEIT, IEEE, IBPSA, CIE). Attualmente, nell'ambito della ricerca, si occupa degli aspetti visivi, non visivi ed energetici associati alla radiazione luminosa naturale e/o artificiale, con sviluppi in ambito fotobiologico e della sicurezza per la popolazione e per i lavoratori. Si occupa inoltre di aspetti connessi con lo sviluppo delle smart cities per le tematiche relative all'energia, al comfort e alla sicurezza.