

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**



**UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA**

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE DII  
CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA ENERGETICA

TESI DI LAUREA

**Condensazione di R1234yf in tubo “microfin” di  
diametro esterno 3 mm**

RELATORE: Prof.ssa Luisa Rossetto

CORRELATORE: Ing. Andrea Diani

LAUREANDO: Matteo Bocchese

MATRICOLA: 1104674

Anno accademico 2016/2017



# Indice

Sommario .....	1
1 Tubi alettati internamente .....	3
1.1 Caratteristiche .....	3
1.2 Moto bifase gas-liquido .....	7
1.2.1 Regimi di deflusso .....	7
1.2.2 Perdite di carico .....	10
1.3 Condensazione entro tubo .....	14
1.4 Studi presenti in letteratura .....	21
1.4.1 Diametro maggiore di 5 mm.....	21
1.4.2 Diametro minore di 5 mm .....	25
2 Modellazione e simulazione numerica .....	31
2.1 Modellazione 3D.....	31
2.2 Simulazione numerica.....	34
2.2.1 Caratteristiche dei materiali.....	34
2.2.2 Condizioni al contorno .....	34
2.2.3 Risultati della simulazione .....	37
3 Impianto sperimentale .....	43
3.1 La sezione sperimentale .....	43
3.2 Impianto sperimentale.....	47
3.2.1 Strumentazione e acquisizione .....	49
4 Analisi dei dati.....	53

4.1 Proprietà termodinamiche.....	53
4.1.1 Titolo del vapore .....	53
4.1.2 Perdite di carico.....	55
4.1.3 Bilanci termici .....	56
4.1.4 Coefficiente di scambio.....	56
4.2 Calcolo dell'incertezza .....	58
4.2.1 Incertezza sul flusso termico scambiato al precondensatore.....	59
4.2.2 Incertezza sul titolo all'ingresso della sezione .....	59
4.2.3 Incertezza sul flusso termico scambiato alla sezione sperimentale.....	60
4.2.4 Incertezza sul titolo all'uscita.....	61
4.2.5 Incertezza sul titolo medio .....	62
4.2.6 Incertezza sul coefficiente di scambio in condensazione.....	63
4.2.7 Incertezza sul coefficiente di scambio in monofase.....	65
5 Prove sperimentali.....	67
5.1 Prova di tenuta e vuoto della sezione .....	67
5.2 Prove in monofase .....	68
5.2.1 Bilanci termici.....	68
5.2.2 Coefficiente di scambio termico .....	69
5.2.3 Perdite di carico.....	70
5.3 Prove in adiabatico .....	71
5.4 Prove in evaporazione.....	75
5.5 Prove in condensazione .....	77
5.5.1 Regimi di deflusso.....	77
5.5.2 Coefficiente di scambio termico .....	77
5.5.3 Perdite di carico.....	81
5.6 Confronto con tubo microfin di diametro esterno 4 mm .....	82

5.6.1 Coefficiente di scambio termico.....	83
5.6.2 Perdite di carico.....	85
6 Confronto con le correlazioni.....	87
6.1 Modello di Ravigururajan e Bergles [41] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in monofase.....	87
6.2 Modello di Gnielinski [43] per il confronto del coefficiente di scambio termico monofase con il tubo liscio.....	89
6.3 Modello di Koyama e Yonemoto [44] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	91
6.4 Modello di Wang et al. [46] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	94
6.5 Modello di Kedzierski e Goncalves [47] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	95
6.6 Modello di Cavallini et al. [20] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	97
6.7 Modello di Cavallini et al. [48] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	101
6.8 Modello di Chamra et al. [50] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione.....	104
6.9 Modello di Diani et al. [37] per il calcolo del coefficiente di scambio in condensazione.....	107
6.10 Modello di Han e Lee [51] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione.....	109
6.11 Modello di Wu et al. [52] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione.....	110
6.12 Modello di Diani et al. [37] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione.....	112
6.13 Modello di Chamra et al. [53] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione.....	115

6.14 Modello di Cavallini et al. [18] per il confronto del coefficiente di scambio termico con il tubo liscio.....	118
6.15 Modello di Cavallini et al. [54] per il confronto delle perdite di carico con il tubo liscio.....	121
Conclusioni.....	125
Nomenclatura .....	127
Bibliografia.....	131

# Sommario

La Direttiva 2006/40/CE del Parlamento Europeo e del Consiglio, nota come MAC (Mobile Air Condition System), ha tracciato le linee guida per la graduale riduzione dell'uso dei refrigeranti ad alto GWP negli impianti di condizionamento d'aria dei veicoli a motore. Infatti, a decorrere dal 1° Gennaio 2011, gli Stati membri non rilasciano più omologazioni CE o nazionali per veicoli muniti di impianti di condizionamento d'aria destinati a utilizzare fluidi con GWP maggiore di 150. Inoltre, a decorrere dal 1° Gennaio 2017, gli Stati membri rifiutano l'immatricolazione e vietano la vendita e la messa in circolazione dei veicoli nuovi dotati di impianti di condizionamento d'aria destinati a contenere fluidi con GWP maggiore di 150. Il fluido maggiormente utilizzato in questi tipi di impianti di condizionamento è l'R134a con GWP pari a 1430 che quindi necessita di essere sostituito con refrigeranti più ecologicamente sostenibili. Un candidato sostituto dell'R134a è l'R1234yf poiché presenta proprietà termodinamiche simili a quelle dell'R134a e in aggiunta ha un GWP minore di 1. Tale fluido però presenta un indice di infiammabilità A2L e quindi è richiesta una carica di refrigerante ridotta per i nuovi impianti di refrigerazione. Un'ottima soluzione per la riduzione della carica di refrigerante è data dai tubi microfin di piccolo diametro. Il comportamento in condensazione dei tubi microfin di diametro sotto ai 5 mm non è stato oggetto di molti studi e quindi c'è la necessità di arricchire la conoscenza su queste tipologie di tubi.

Il presente lavoro di tesi nasce con lo scopo di studiare la condensazione di R1234yf all'interno di un minitubo alettato internamente di diametro esterno 3 mm analizzandone le prestazioni dal punto di vista dello scambio termico e delle perdite di carico.

Nel primo capitolo viene presentato il moto bifase all'interno di condotti orizzontali e successivamente vengono riportati alcuni studi presenti in letteratura sui tubi microfin, dividendoli in base al diametro maggiore o minore di 5 mm.

Nel secondo capitolo viene creato il modello 3D della sezione che, in seguito, si andrà a simulare per verificare l'andamento della temperatura di parete del microfin e la caduta di pressione del circuito dell'acqua di raffreddamento.

Nel terzo capitolo viene riportata la procedura seguita nel realizzare la sezione di prova fino al montaggio all'impianto sperimentale. Una breve descrizione dell'apparato sperimentale e della strumentazione utilizzata chiude il capitolo.

Il quarto capitolo riporta il processo utilizzato per la riduzione dei dati sperimentali e le incertezze delle grandezze termodinamiche dirette e indirette.

Il quinto capitolo riporta i risultati sperimentali ottenuti durante le prove in adiabatico, in monofase e in condensazione. Viene fatto inoltre un confronto tra le prestazioni del tubo oggetto di questa tesi e quelle di un tubo microfin con diametro esterno 4 mm ottenute da prove svolte in precedenza nel medesimo laboratorio.

Il sesto capitolo riporta il confronto dei dati sperimentali con alcune correlazioni presenti in letteratura sul coefficiente di scambio termico e sulle perdite di carico. Inoltre, sempre tramite modelli presenti in letteratura, sono confrontate le prestazioni del tubo microfin e di un equivalente tubo liscio in termini di "enhancement factor" (EF) e "penalty factor" (PF).



# Capitolo 1

## Tubi alettati internamente

### 1.1 Caratteristiche

Le nuove regolamentazioni ambientali sono sempre più rigide e, oltre a richiedere l'utilizzo di refrigeranti a basso ODP e GWP, hanno come scopo la diminuzione della carica di refrigerante. I tubi alettati rappresentano un'ottima soluzione per quanto riguarda l'incremento del coefficiente di scambio, la diminuzione degli ingombri e la minimizzazione della carica. Si riportano di seguito tre tipologie di tubi alettati internamente: tubi microfin ad elica, tubi "herringbone", tubi "cross-grooved".

Tipici tubi microfin disponibili per applicazioni industriali sono fatti di rame, hanno un diametro esterno ( $D_e$ ) da 4 a 15 mm, presentano 40-70 alette, altezza delle alette ( $h$ ) da 0.1 a 0.25 mm, angolo d'elica ( $\beta$ ) da 6 a 30°, angolo all'apice dell'aletta ( $\gamma$ ) da 25 a 90°. Figura 1.1 rappresenta i parametri geometrici caratteristici dei tubi microfin.

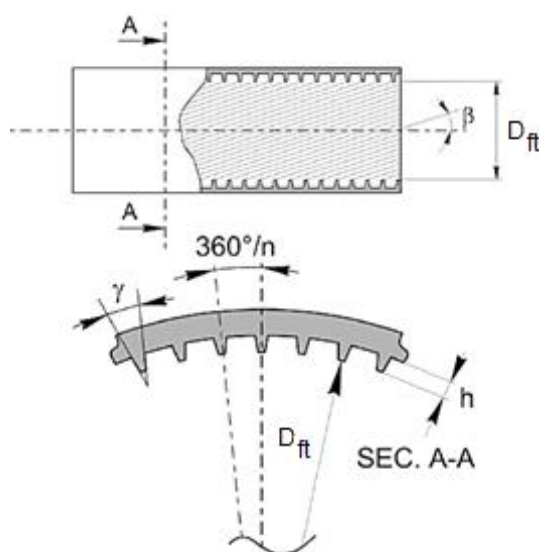


Figura 1.1: Parametri geometrici caratteristici [1].

I tubi microfin tradizionali (diametri sopra i 5 mm) sono stati ampiamente usati negli ultimi dieci anni in evaporatori e condensatori in sistemi di refrigerazione e condizionamento dell'aria e nelle applicazioni per il raffreddamento di componenti elettronici.

Attualmente hanno iniziato ad avere molta importanza i tubi microfin di piccolo diametro (diametri sotto i 5 mm) in modo da costruire scambiatori di calore ancora più compatti e contenere ancor più la carica di refrigerante.

In condensazione ed evaporazione i tubi microfin presentano un aumento del coefficiente di scambio quando equiparato ad un equivalente tubo liscio alle stesse condizioni operative, ma dall'altro lato questi tubi presentano perdite di pressione più alte rispetto ai tubi lisci. Cavallini et al. [1] hanno stabilito che l'incremento del coefficiente di scambio termico può essere giustificato da tre differenti ragioni: primo di tutti l'aumento dell'effettiva superficie di scambio termico e addizionalmente dalla particolare geometria delle alette che promuove sia la turbolenza nel film di liquido sia il drenaggio del condensato per effetto della tensione superficiale del liquido stesso promuovendo una precoce transizione dal deflusso stratificato perturbato al deflusso anulare.

Il coefficiente di scambio termico in condensazione, oltre ad aumentare con il titolo del vapore e con la portata specifica come mostrato da Cavallini et al. [2], è influenzato da alcuni parametri geometrici come l'angolo all'apice, l'angolo d'elica, il diametro interno, il numero di alette e l'altezza delle alette. Tsuchida et al. [3] hanno dedotto che esiste un numero ottimale di alette che ottimizzano le prestazioni in condensazione e questo numero aumenta con il diametro del tubo. Gli stessi autori hanno anche analizzato l'influenza della dimensione delle alette sul coefficiente di scambio e hanno stabilito che esiste un'altezza ottimale delle alette che aumenta con il diametro del tubo. Con un numero di alette maggiore di quello ottimale, Yasuda et al. [4] hanno osservato una diminuzione della sezione di passaggio del liquido nelle scanalature ed un inspessimento del film di liquido nella superficie interna. L'influenza dell'angolo d'elica è stata studiata da Bukasa et al. [5], i quali hanno concluso che sembra esserci un incremento del coefficiente di scambio con l'angolo d'elica. Tutte queste ottimizzazioni, riguardanti la geometria, sono state effettuate utilizzando come parametro da massimizzare il solo coefficiente di scambio e non considerando le perdite di carico associate.

I tubi "herringbone" presentano una superficie con scanalature a spina di pesce e vengono ricavati da una lastra piana di rame, che viene prima rullata e poi curvata e saldata. La

configurazione con scanalature a V, come mostrato in Figura 1.2, distribuisce il condensato lungo le direttrici opposte, rendendo sottile il film di liquido sui lati della sezione di deflusso rispetto all'apice e al fondo.

Miyara et al. [6] hanno testato i coefficienti di scambio termico e le perdite di carico durante la condensazione di R410A e R22 all'interno di un tubo "herringbone". Gli autori hanno riportato che il coefficiente di scambio termico e la perdita di carico di un tubo "herringbone" sono più alti di quelli di un tubo microfin nella regione ad elevate portate specifiche ( $G \geq 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , titolo del vapore  $x > 0.25$ ), mentre sono leggermente più bassi o uguali nella regione a basse portate specifiche ( $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Gli autori suggeriscono che le alette dei tubi "herringbone" rimuovono il liquido da entrambi i lati e lo raccolgono nella parte alta e bassa del tubo. Questa azione avviene solo ad elevate portate specifiche specialmente ad elevati titoli del vapore. A basse portate specifiche e a bassi titoli del vapore il liquido fluisce principalmente nella parte bassa del tubo.

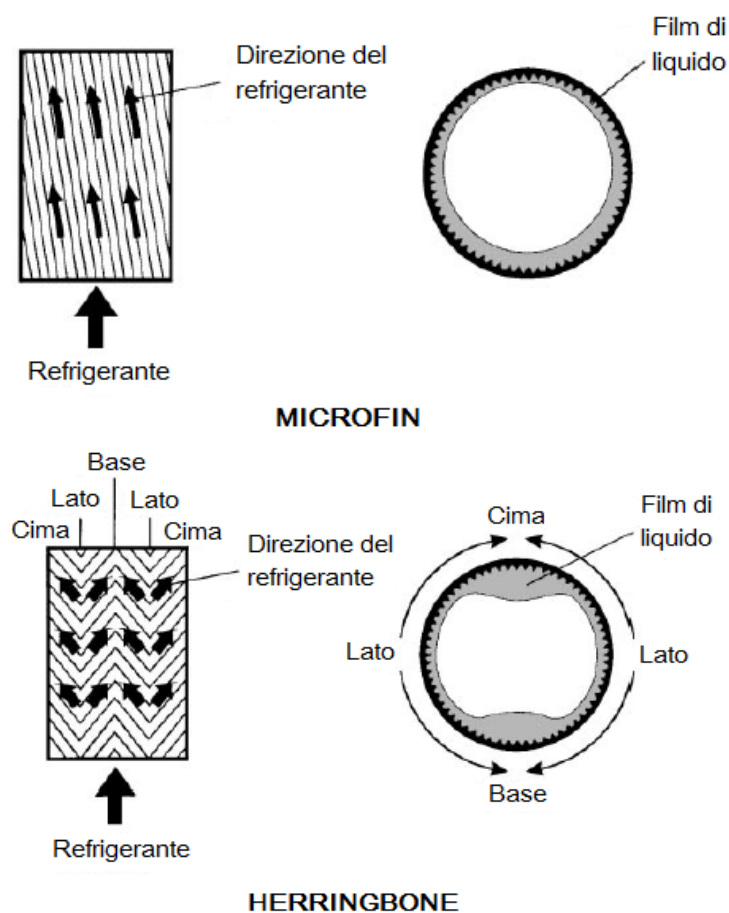
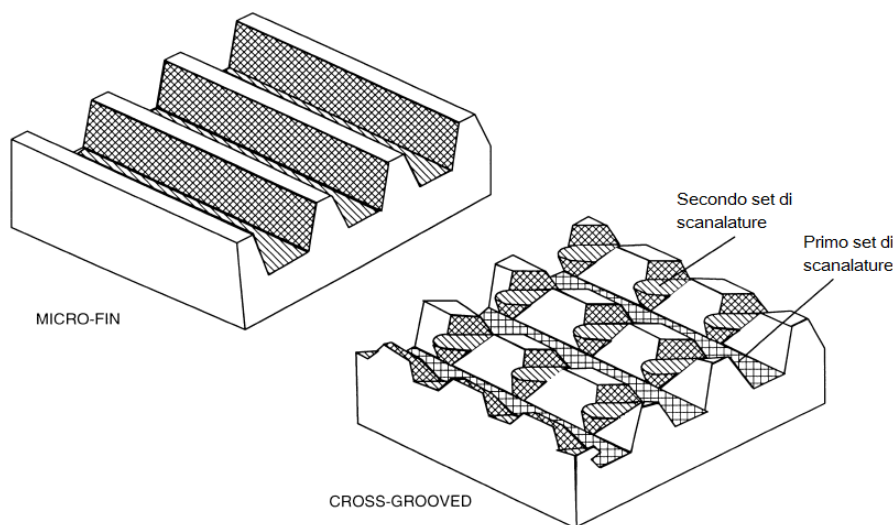


Figura 1.2: Confronto tra tubi microfin ed "herringbone" in regime di deflusso anulare.

Goto et al. [7] hanno testato due tipologie di tubi alettati internamente: un tubo microfin di diametro esterno 8.01 mm ed un tubo “herringbone” di diametro esterno 8.00 mm. Essi hanno eseguito misure in condensazione ed evaporazione utilizzando come fluidi R22 e R410A in un range di portate specifiche tra 200 e 340 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e titoli del vapore da 0 a 1. Gli autori hanno stabilito che in condensazione, alle medesime condizioni operative, il coefficiente di scambio termico locale nel caso di tubo “herringbone” è da 1.1 a 1.9 volte maggiore di quello del tubo microfin. Gli autori spiegano l’incremento del coefficiente di scambio termico in condensazione per la presenza della miscelazione del film di condensato e dell’incremento dell’effettiva superficie di scambio termico dove il sottile film di condensato si forma. Sempre durante questa analisi gli autori hanno riscontrato un aumento delle cadute di pressione dei tubi “herringbone” rispetto a tubi microfin.

Questa tipologia di tubi non ha avuto un grande utilizzo perché, come riportato da Miyara e Otsubo [8], la disposizione del tubo rispetto alla verticale ne va influenzare le prestazioni.

I tubi “cross-grooved” presentano, rispetto ai tubi microfin, un secondo set di scanalature elicoidali con lo stesso angolo d’elica, ma con direzione angolare opposta alla prima ed in genere diversa profondità. I tubi “cross-grooved” presentano coefficiente di scambio termico più alto del 25-30% rispetto ai tubi microfin e perdite di pressione più alte solo del 6-10%; una comparazione tra la superficie dei microfin e dei “cross-grooved” è riportata in Figura 1.3.



*Figura 1.3: Superficie di tubi microfin e tubi “cross-grooved” [1].*

Molto spesso quando si analizzano le prestazioni dei tubi alettati internamente si utilizzano particolari indici per avere informazioni più immediate sulla variazione del coefficiente di scambio e delle perdite di carico rispetto ad un equivalente tubo liscio.

Viene definito “enhancement factor” (EH) il rapporto tra il coefficiente di scambio di un tubo alettato e quello di un tubo liscio alle stesse condizioni operative e con lo stesso diametro interno massimo:

$$EH = \frac{\alpha_{microfin}}{\alpha_{liscio}} \quad (1.1)$$

Viene definito, invece, “pressure drop penalty factor” (PF) il rapporto tra le perdite di carico per attrito per unità di lunghezza di un tubo alettato e quelle di un tubo liscio alle stesse condizioni operative e con lo stesso diametro interno massimo:

$$PF = \frac{(dp/dz)_{f,microfin}}{(dp/dz)_{f,liscio}} \quad (1.2)$$

## 1.2 Moto bifase gas-liquido

### 1.2.1 Regimi di deflusso

I regimi di deflusso entro tubo sono influenzati principalmente dalla geometria del campo di moto e dall’orientazione rispetto alla forza di gravità. I parametri dimensionali che influenzano la transizione di regime di deflusso sono la densità del liquido e del gas  $\rho_L$  e  $\rho_G$ , la tensione superficiale  $\sigma$ , la viscosità del liquido e del gas  $\mu_L$  e  $\mu_G$ , il diametro  $D$ , l’accelerazione di gravità  $g$ , l’inclinazione del condotto, la scabrezza superficiale  $\varepsilon_{sup}$  e le velocità superficiali della fase liquida e della fase gassosa  $J_L$  e  $J_G$ .

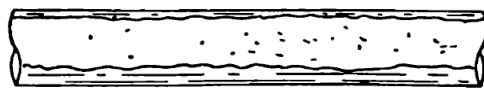
Nel caso di tubo orizzontale i regimi di deflusso che si verificano sono più complessi rispetto ad un tubo orizzontale poiché si ha l’effetto della gravità che, agendo in direzione normale al moto, provoca dissimmetria nei regimi.

I regimi che si possono verificare in un tubo orizzontale [9] sono i seguenti (Figura 1.4):

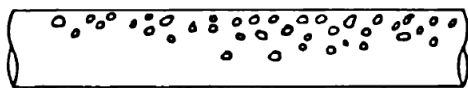
- 1) *Moto anulare*: il liquido scorre formando un film lungo la parete del condotto mentre il gas, contenendo qualche gocciolina di liquido, fluisce nella parte centrale. Lo spessore del film di liquido sarà più sottile nella parte alta del tubo e più spesso in

quella bassa. Tale regime di deflusso si verifica ad alte portate di massa  $\dot{m}$  e ad alti titoli del vapore  $x$  poichè in questo modo aumenta la velocità media della fase vapore ( $u_G = (\dot{m} \cdot x)/(\rho_G \cdot A \cdot \varepsilon)$ ) e di conseguenza lo sforzo di taglio ( $\tau = 0.5 \cdot f_G \cdot \rho_G \cdot u_G^2$ ) che il vapore esercita sul liquido.

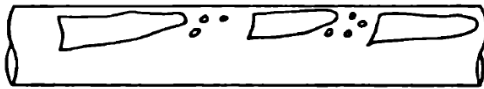
- 2) *Deflusso a bolle*: la fase gassosa fluisce nella fase liquida sotto forma di bolle. Per basse velocità della fase gassosa le bolle sono concentrate nella parte alta del tubo.
- 3) *Deflusso intermittente*: il liquido scorre formando delle sacche separate da bolle di vapore. Nel caso di flusso calmo si verifica il deflusso a bolle allungate che scorrono nella parte alta del tubo e non presentano bolle di vapore; nel caso di elevate portate si verifica il deflusso a sacche in cui nel liquido sono presenti bolle di gas e le onde di liquido hanno ampiezza variabile.
- 4) *Deflusso stratificato o stratificante*: si verifica una netta separazione delle due fasi dovuta alla forza di gravità, con il liquido che scorre nella parte inferiore del condotto e il gas nella parte superiore. A seconda della configurazione dell'interfaccia gas-liquido si parla di regime stratificato oppure stratificato perturbato. Tale regime di deflusso si verifica a basse portate di massa e a bassi titoli del vapore poiché in questo caso l'azione della forza di gravità è dominante rispetto allo sforzo di taglio esercitato dal vapore nel liquido.



Deflusso anulare



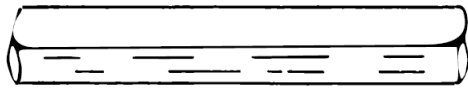
Deflusso a bolle



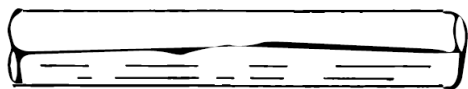
Deflusso a bolle allungate



Deflusso a sacche



Deflusso stratificato



Deflusso stratificato perturbato

Figura 1.4: Regimi di deflusso in tubo orizzontale.

Per determinare facilmente un dato regime di deflusso i dati sperimentali vengono riportati nelle mappe dei regimi di deflusso: consistono in grafici bidimensionali che riportano le zone di transizione dei regimi.

Una mappa molto conosciuta per deflusso adiabatico entro tubo orizzontale o leggermente inclinato di un angolo  $\beta$  rispetto all'orizzontale è quella di Taitel e Dukler [10] la quale considera diversi gruppi dimensionali:

$$F = \frac{G \cdot x}{(g \cdot D \cdot \cos\beta \cdot \rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G))^{0.5}} \quad (1.3)$$

$$K = \left( \frac{J_G^2 \cdot \rho_G \cdot D \cdot J_L}{g \cdot D \cdot \cos\beta \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot v_L} \right)^{0.5} \quad (1.4)$$

$$T = \left( \frac{\left( -\frac{dp}{dz} \right)_{f,L}}{g \cdot \cos\beta \cdot (\rho_L - \rho_G)} \right)^{0.5} \quad (1.5)$$

in funzione del parametro di Martinelli:

$$X_{tt} = \left( \frac{\left( -\frac{dp}{dz} \right)_{f,L}}{\left( -\frac{dp}{dz} \right)_{f,G}} \right)^{0.5} \quad (1.6)$$

in cui i gradienti di pressione per attrito della fase liquida e gassosa che scorrono da sole nel condotto sono calcolati come:

$$\left( -\frac{dp}{dz} \right)_{f,L} = \frac{2 \cdot f_L \cdot G^2 \cdot (1-x)^2}{D_h \cdot \rho_L} \quad (1.7)$$

$$\left( -\frac{dp}{dz} \right)_{f,G} = \frac{2 \cdot f_G \cdot G^2 \cdot x^2}{D_h \cdot \rho_G} \quad (1.8)$$

nella quale i fattori di attrito  $f_G$  e  $f_L$  si calcolano attraverso le equazioni per deflusso monofase in funzione dei rispettivi numeri di Reynolds.

La mappa di Taitel e Dukler [10] viene riportata in Figura 1.5.

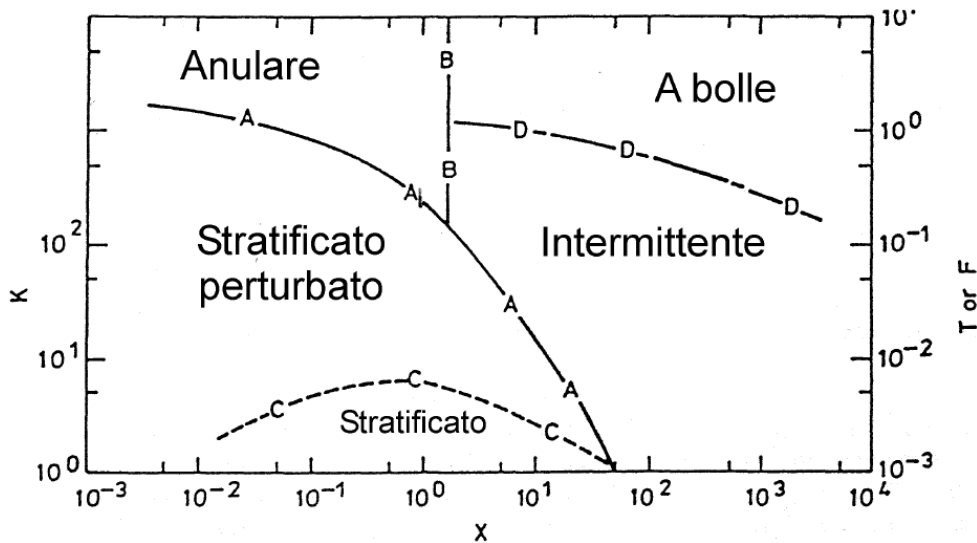


Figura 1.5: Mappa di Taitel e Dukler [10].

Nella mappa, i cambiamenti di regime sono rappresentati da quattro curve di transizione ottenute utilizzando il parametro dimensionale più opportuno:

- 1) Curva A ( $F$  in funzione di  $X$ ) di transizione tra regime stratificato con onde e regime intermittente o anulare;
- 2) Curva B ( $X=1.6$ ) di transizione tra deflusso anulare e intermittente;
- 3) Curva C ( $K$  in funzione di  $X$ ) di transizione tra moto stratificato senza perturbazioni e stratificato perturbato;
- 4) Curva D ( $T$  in funzione di  $X$ ) di transizione tra deflusso a bolle e deflusso intermittente.

### 1.2.2 Perdite di carico

Due approcci sono possibili per la determinazione delle perdite di carico durante il deflusso bifase all'interno di un tubo: si può utilizzare un modello a deflusso omogeneo oppure a deflusso separato.

Applicando il teorema della quantità di moto ad un elemento di tubo di lunghezza  $dz$  si ottiene il seguente gradiente di pressione totale:



$$\begin{aligned} \left(-\frac{dp}{dz}\right) &= \frac{\tau \cdot P}{A} + g \cdot \rho_M \cdot \sin\beta + G^2 \cdot \frac{d\left(\frac{x^2}{\varepsilon \cdot \rho_G} + \frac{(1-x)^2}{(1-\varepsilon) \cdot \rho_L}\right)}{dz} \\ &= \left(-\frac{dp}{dz}\right)_f + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_g + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_a \end{aligned} \quad (1.9)$$

in cui la densità della miscela bifase è calcolata come:

$$\rho_M = \varepsilon \cdot \rho_G + (1 - \varepsilon) \cdot \rho_L \quad (1.10)$$

e  $P$  ed  $A$  sono rispettivamente il perimetro e l'area dell'elemento di tubo,  $\beta$  è l'angolo di inclinazione rispetto all'orizzontale,  $\tau$  è lo sforzo tangenziale di attrito alle pareti ed  $\varepsilon$  il grado di vuoto.

Come si può notare dall'equazione il gradiente di pressione totale è dato dal contributo di tre gradienti: quello per attrito, quello per gravità e quello per quantità di moto. La componente per gravità è rilevante solo per lunghi tubi verticali, mentre la componente per quantità di moto, la quale produce un recupero di pressione durante condensazione e una perdita in evaporazione, e la componente per attrito, non sono trascurabili.

Nel modello a deflusso omogeneo il deflusso bifase si considera come una miscela in cui le due fasi scorrono alla stessa velocità media:

$$u_L = u_G = u \quad (1.11)$$

e quindi si può calcolare il grado di vuoto omogeneo come:

$$\varepsilon_{om} = \frac{\frac{x}{\rho_G}}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{(1-x)}{\rho_L}} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_G \cdot (1-x)}{x \cdot \rho_L}} \quad (1.12)$$

e la densità omogenea:

$$\rho_{om} = \rho_G \cdot \varepsilon_{om} + \rho_L \cdot (1 - \varepsilon_{om}) = \frac{1}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}} \quad (1.13)$$

Nell'ipotesi di deflusso omogeneo il gradiente di pressione totale risulta:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right) = \frac{\tau \cdot P}{A} + g \cdot \rho_{om} \cdot \sin\beta + G^2 \cdot \frac{d\left(\frac{1}{\rho_{om}}\right)}{dz} = \left(-\frac{dp}{dz}\right)_f + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_g + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_a \quad (1.14)$$

I gradienti di pressione per gravità e quantità di moto sono facilmente ricavabili mentre per il calcolo del gradiente di pressione per attrito si fa riferimento alla seguente espressione:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2 \cdot f_{om} \cdot G^2}{D \cdot \rho_{om}} \quad (1.15)$$

con  $f_{om}$  fattore di attrito omogeneo calcolato con le equazioni per il deflusso monofase:

$$f_{om} = \frac{16}{Re_{OM}} \quad Re_{om} = \frac{G \cdot D}{\mu_{om}} < 2000 \quad (1.16)$$

$$f_{om} = 0.079 \cdot Re_{om}^{-0.25} \quad Re_{om} = \frac{G \cdot D}{\mu_{om}} > 2000 \quad (1.17)$$

in cui la viscosità della miscela omogenea può essere calcolata con la seguente espressione:

$$\frac{1}{\mu_{om}} = \frac{x}{\mu_G} + \frac{(1-x)}{\mu_L} \quad (1.18)$$

Se invece si considerano le fasi separate che scorrono ognuna con una propria velocità media, i gradienti di pressione per gravità e quantità di moto necessitano la conoscenza del grado di vuoto che può essere calcolato da diverse correlazioni in letteratura.

Molto conosciuta è l'equazione di Rohuani [11]:

$$\varepsilon = \frac{x \cdot \rho_L}{\left(C_O \cdot (x \cdot \rho_L + (1-x) \cdot \rho_G) + \frac{\rho_L \cdot \rho_G \cdot u_{gj}}{G}\right)} \quad (1.19)$$

$$C_O = 1 + 0.2 \cdot (1-x) \cdot \left(\frac{g \cdot D \cdot \rho_L^2}{G^2}\right)^{0.25} \quad (1.20)$$

$$u_{gj} = 1.18 \cdot (1 - x) \cdot \left( \frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{0.25} \quad (1.21)$$

oppure un'equazione molto usata e di rapida applicazione è quella di Zivi [12]:

$$\varepsilon = \left[ 1 + \left( \frac{1 - x}{x} \right) \cdot \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (1.22)$$

In deflusso bifase adiabatico il gradiente di pressione per attrito può essere correlato al gradiente di pressione per attrito in monofase considerando le fasi liquida o vapore fluenti da sole entro il condotto con la loro reale portata di massa o con la totale portata di massa. Vengono quindi definiti quattro moltiplicatori bifase:

$$\Phi_L^2 = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_f}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,L}} \quad (1.23)$$

*L = fase liquida che scorre con la propria portata di massa*

$$\Phi_G^2 = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_f}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,G}} \quad (1.24)$$

*G = fase vapore che scorre con la propria portata di massa*

$$\Phi_{LO}^2 = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_f}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,LO}} \quad (1.25)$$

*LO = fase liquida che scorre con la totale portata di massa*

$$\Phi_{GO}^2 = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_f}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,GO}} \quad (1.26)$$

*GO = fase vapore che scorre con la totale portata di massa*

dove i gradienti di pressione per attrito in monofase vengono calcolati con le classiche

correlazioni presenti in letteratura le quali fanno uso dei fattori d'attrito  $f$ .

Molte correlazioni possono essere considerate per il calcolo dei moltiplicatori bifase. Si riporta di seguito la correlazione di Friedel [13] valida per moto in tubo orizzontale e verticale con deflusso verso l'alto:

$$\Phi_{LO}^2 = E + 3.23 \cdot F \cdot H \cdot F_r^{-0.045} \cdot W_e^{-0.035} \quad (1.27)$$

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \cdot \frac{\rho_L \cdot f_{GO}}{\rho_G \cdot f_{LO}} \quad (1.28)$$

$$F = x^{0.78} \cdot (1 - x)^{0.224} \quad (1.29)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.91} \cdot \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.19} \cdot \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.7} \quad (1.30)$$

$$F_r = \frac{G^2}{g \cdot D \cdot \rho_m^2} \quad (1.31)$$

$$W_e = \frac{G^2 \cdot D}{\rho_m \cdot \sigma} \quad (1.32)$$

$$\rho_m = \frac{\rho_L \cdot \rho_G}{x \cdot \rho_L + (1 - x) \cdot \rho_G} \quad (1.33)$$

### 1.3 Condensazione entro tubo

La condensazione è definita come la rimozione di calore da un sistema in modo da convertire il vapore in liquido. La condensazione in tubo orizzontale può portare la totale o parziale condensazione del vapore. A seconda delle applicazioni, il vapore all'ingresso può essere surriscaldato, con titolo maggiore di uno, oppure avere un titolo minore di uno. Quindi il processo di condensazione può iniziare con una zona di desurriscaldamento, proseguire con una zona di condensazione e finire con una zona di sottoraffreddamento del liquido.

La condensazione, anche in presenza di vapore surriscaldato, avviene quando la temperatura della superficie di scambio, su cui avviene il desurriscaldamento e la condensazione, è minore della temperatura di saturazione del vapore. Se invece la temperatura di parete è

maggiore della temperatura di saturazione del vapore si avrà solo scambio di calore sensibile convettivo, con coefficiente di scambio ricavabile dalle correlazioni per convezione forzata della fase gas.

Nel caso di condensazione il titolo del vapore cambia man mano che la miscela bifase si sposta nel tubo e quindi all'interno del condotto si possono verificare più regimi di deflusso. Palen et al. [14] hanno illustrato i regimi di deflusso tipici della condensazione entro tubo orizzontale come riportato in Figura 1.6.

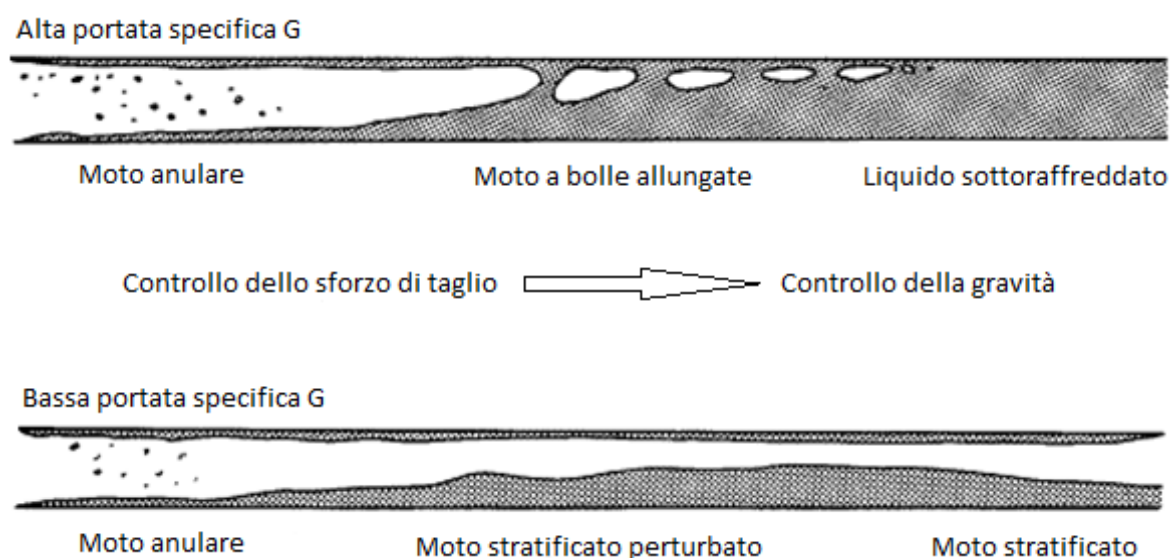
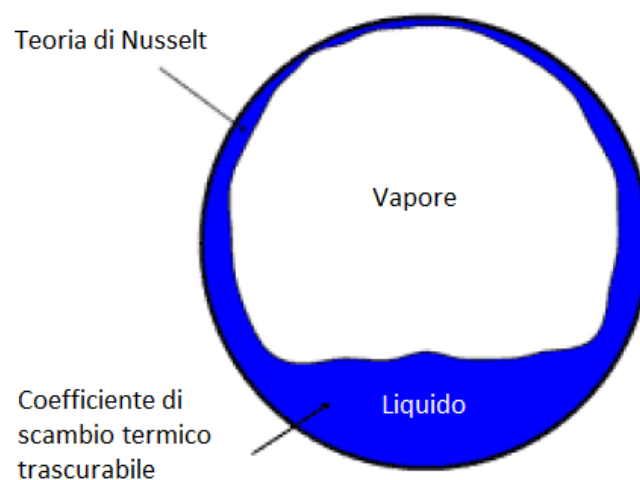


Figura 1.6: Regimi di flusso durante la condensazione entro tubo [14].

La parte alta della Figura 1.6 illustra la situazione ad alte portate di massa in cui il flusso all'ingresso del tubo assume il regime anulare, dove il film di liquido è nel perimetro della parete, il vapore è nella parte centrale del tubo e del liquido è trascinato nel vapore dalle punte delle onde all'interfaccia del film. Man mano che la condensazione procede lungo il tubo, la velocità del vapore diminuisce, diminuisce lo sforzo di taglio esercitato dal vapore sul liquido e quindi il film di liquido diventa più spesso nella parte bassa del tubo che in quella alta. Quando la quantità di liquido aumenta lungo il tubo si inizia incontrare il deflusso a bolle allungate e ancora più avanti, nella parte finale del tubo, il vapore è convertito in liquido.

La parte bassa della Figura 1.6 invece rappresenta la situazione a basse portate di massa in cui la situazione di deflusso anulare all'ingresso del tubo si trasforma rapidamente in deflusso stratificato perturbato per poi passare a quello stratificato nella parte finale del tubo.

C'è una grande similarità tra questi regimi di deflusso e quelli per deflusso bifase adiabatico. Qui, tuttavia, il condensato si forma tutto attorno il perimetro del tubo anche in caso di deflusso stratificato. Come mostrato in Figura 1.7, il regime completamente stratificato, che in caso di deflusso adiabatico presenta tutto il liquido nella zona bassa del tubo, nel caso di condensazione, introduce un piccolo strato di condensato anche attorno il perimetro nella parte alta del tubo. In questa zona si ha condensazione a film descrivibile con la teoria di Nusselt.



*Figura 1.7: Condensazione in deflusso stratificato.*

Per quanto riguarda le mappe dei regimi di deflusso durante la condensazione entro tubo orizzontale, diversi autori hanno affrontato l'argomento nel corso degli anni.

La mappa di Taitel e Dukler [10], sebbene sviluppata per deflusso bifase adiabatico, può essere applicata in sistemi con scambio termico come l'evaporazione e la condensazione poiché durante questi processi si possono avere in successione diversi regimi di deflusso a seguito della variazione del titolo.

El Hajal et al. [15] hanno proposto una nuova mappa dei regimi di deflusso bifase per la condensazione in un tubo liscio orizzontale. Questa mappa è un'estensione della mappa di Kattan et al. [16] sviluppata per evaporazione e deflusso adiabatico all'interno di tubi orizzontali di piccoli diametri. La nuova mappa introduce un metodo medio logaritmico (LM $\epsilon$ ), tra i valori di grado di vuoto omogeneo  $\epsilon_h$  e grado di vuoto non omogeneo  $\epsilon_{ra}$ , per il calcolo del grado di vuoto del vapore  $\epsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{ra}}{\ln\left(\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_{ra}}\right)} \quad (1.34)$$

Questa nuova espressione di grado di vuoto è valida per bassi valori di pressione fino a valori di pressione vicini al punto critico. La mappa dei regimi di El Hajal et al. [15] valida per evaporazione di R134a in un tubo di 8 mm, ad una temperatura di saturazione di 40 °C e assumendo una portata specifica di input per la costruzione della mappa  $G=300 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$  è riportata in Figura 1.8. I regimi presenti nella mappa sono: anulare (A), stratificato (S), stratificato perturbato (SP), intermittente (I), a bolle (B), “mist flow” (MF).

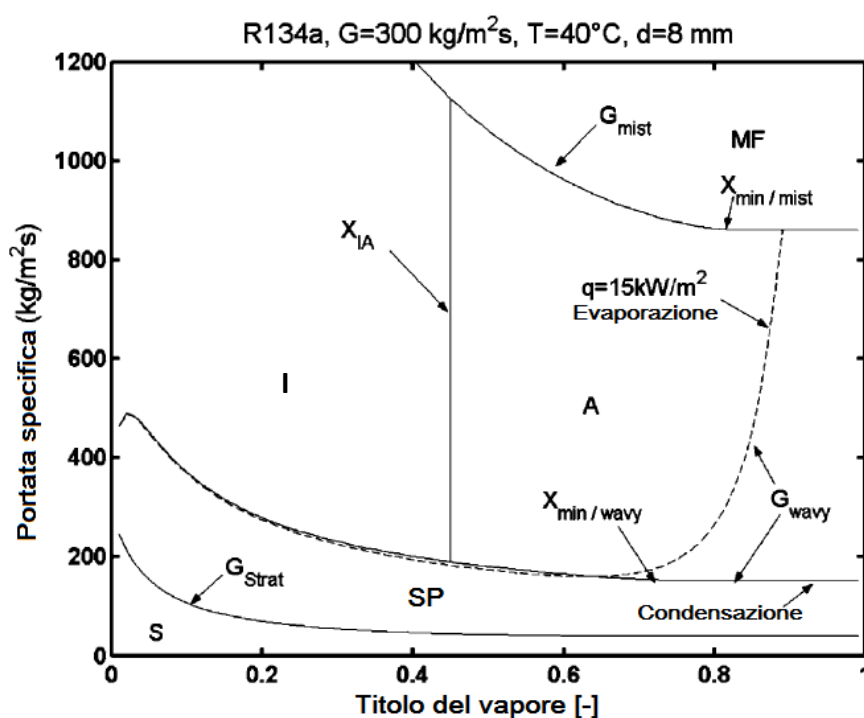


Figura 1.8: Mappa dei regimi di El Hajal et al. [15].

La linea di transizione tra deflusso anulare (A) e stratificato perturbato (SP), nominata “ $G_{wavy}$ ”, ad alti titoli del vapore rappresenta l’inizio del dryout e quindi è funzione del flusso termico. Nella condensazione il dryout non si verifica e quindi si può supporre che la linea di transizione raggiunga il suo minimo valore per poi continuare orizzontalmente fino a titolo del vapore uguale a 1. Ciò significa che il vapore saturo entra a titolo unitario e poi raggiunge la zona di deflusso anulare o stratificato perturbato a seconda che la portata specifica  $G$  sia maggiore o minore della portata specifica “ $G_{wavy}$ ” di transizione. Le altre linee di transizione

rimangono le stesse per l'evaporazione.

Liebenberg e Meyer [17] hanno utilizzato la distribuzione spettrale di potenza delle fluttuazioni del segnale di pressione per predire i regimi di deflusso durante la condensazione dentro tubi microfin e proposero una nuova equazione per la transizione da regime anulare a regime intermittente:

$$x_{IA} = \left\{ \left[ 0.595 \cdot \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-1/1.75} \cdot \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (1.35)$$

Questo titolo del vapore, quindi, fornisce la transizione tra regime anulare e regime intermittente ed è stato usato per aggiornare la mappa di El Hajal et al. [15] e renderla adatta alla condensazione entro tubo microfin. Per quanto riguarda la transizione da regime anulare e intermittente a regime stratificato perturbato, il tubo liscio, quando comparato con il tubo microfin, presenta una portata specifica di transizione più alta. Le transizioni per il tubo liscio (ID 8.11 mm) e per il tubo microfin (ID 8.66 mm) con fluidi R22, R407C e R134a sono rappresentate in Figura 1.9.

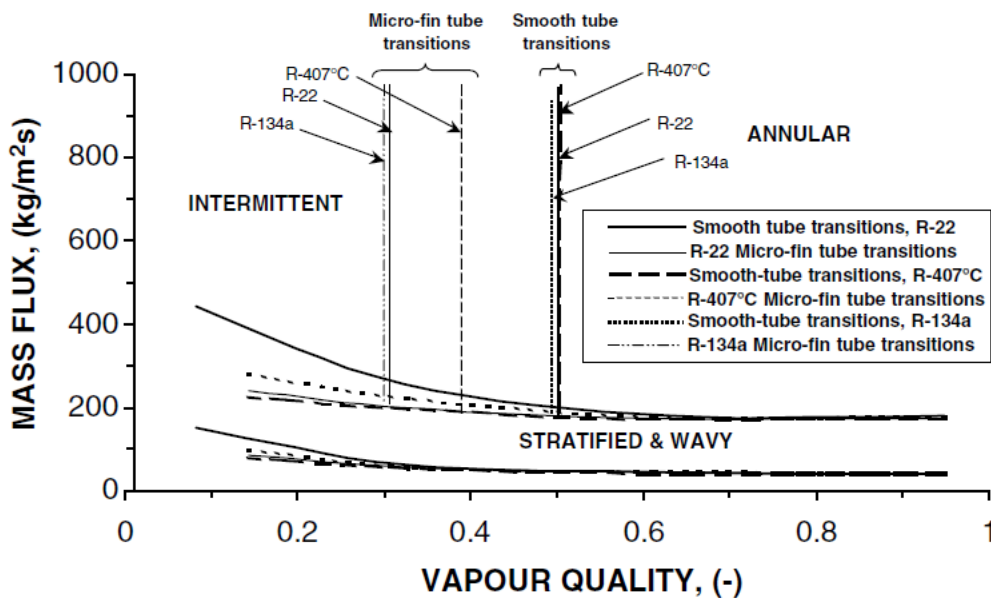


Figura 1.9: Transizioni per tubo liscio e microfin nella mappa di El Hajal [17].

Cavallini et al. [18], nello sviluppo di un modello semplice e di rapida applicazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione all'interno di un tubo liscio



orizzontale, hanno diviso il campo delle possibili configurazioni di flusso in un numero di zone che dipendono dai parametri che influenzano il processo ma non necessariamente dai regimi di deflusso che si osservano durante la condensazione. Per un dato fluido, la portata specifica, la temperatura di saturazione, il titolo del vapore e la geometria del condotto influenzano il coefficiente di scambio termico, il quale però non è sempre dipendente dalla differenza tra la temperatura di saturazione e quella di parete ( $\Delta T$ ). In un tubo orizzontale la dipendenza dal  $\Delta T$  si verifica solo quando la gravità è la forza prevalente. Quindi, questi autori, hanno diviso il campo dei regimi di deflusso in due zone: una dipendente dal  $\Delta T$  e una indipendente da  $\Delta T$ . La mappa dei regimi sviluppata da Cavallini et al. [18] è riportata in Figura 1.10.

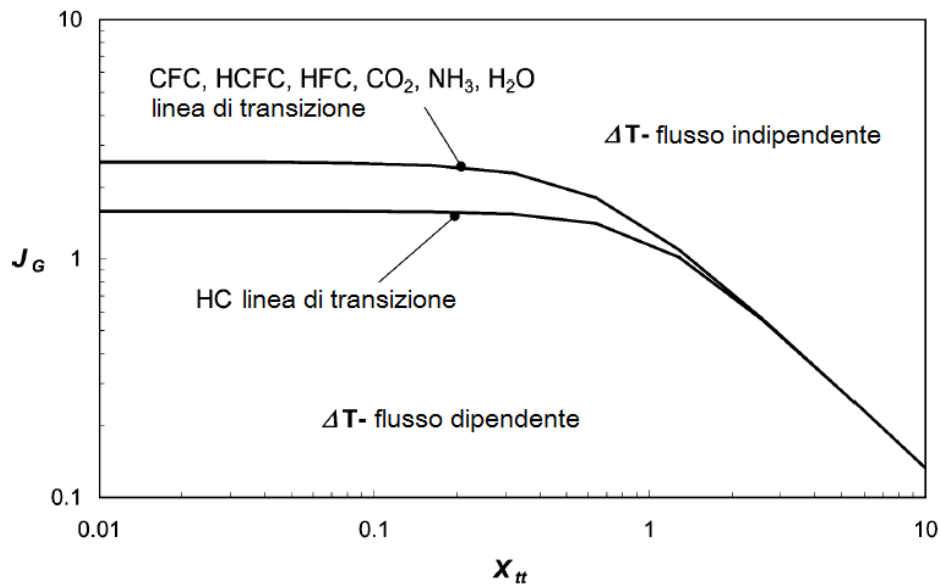


Figura 1.10: Mappa dei regimi di deflusso di Cavallini et al. [18].

La mappa presenta in ordinata la velocità adimensionale del gas  $J_G$ :

$$J_G = \frac{x \cdot G}{[g \cdot D_{ft} \cdot \rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G)]^{0.5}} \quad (1.36)$$

e in ascissa il parametro di Martinelli  $X_{tt}$ :

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \cdot \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \quad (1.37)$$

La velocità adimensionale del gas che stabilisce la transazione tra la zona  $\Delta T$ -dipendente e la zona  $\Delta T$ -indipendente è data dalla seguente equazione:

$$J_G^T = \left[ \left( \frac{7.5}{4.3 \cdot X_{tt}^{1.111} + 1} \right)^{-3} + C_T^{-3} \right]^{-1/3} \quad (1.38)$$

dove:

$$C_T = 1.6 \text{ per idrocarburi}$$

$$C_T = 2.6 \text{ per altri refrigeranti}$$

Doretti et al. [19] hanno osservato i regimi di deflusso durante la condensazione dei refrigeranti R410A, R134a, R236ea all'interno di un tubo liscio e di un tubo microfin ad elica. Essi hanno trovato una buona corrispondenza, nel tubo liscio, tra i regimi di deflusso visualizzati sperimentalmente e la mappa di Cavallini et al. [18], mentre per quanto riguarda il tubo microfin hanno dovuto spostare la linea di transizione tra regime stratificato e anulare a valori più bassi della velocità adimensionale del gas  $J_G$ . Tale curva può essere interpolata dalla seguente equazione fornita da Cavallini et al. [20]:

$$J_G^* = 0.6 \cdot \left\{ \left[ \frac{7.5}{4.3 \cdot X_{tt}^{1.111} + 1} \right]^{-3} + 2.5^{-3} \right\}^{-0.3333} \quad (1.39)$$

La Figura 1.11 mostra le due linee di transizione per tubo liscio e tubo microfin nella mappa di Cavallini et al. [18]; inoltre nella mappa vengono riportati i punti per la portata specifica  $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

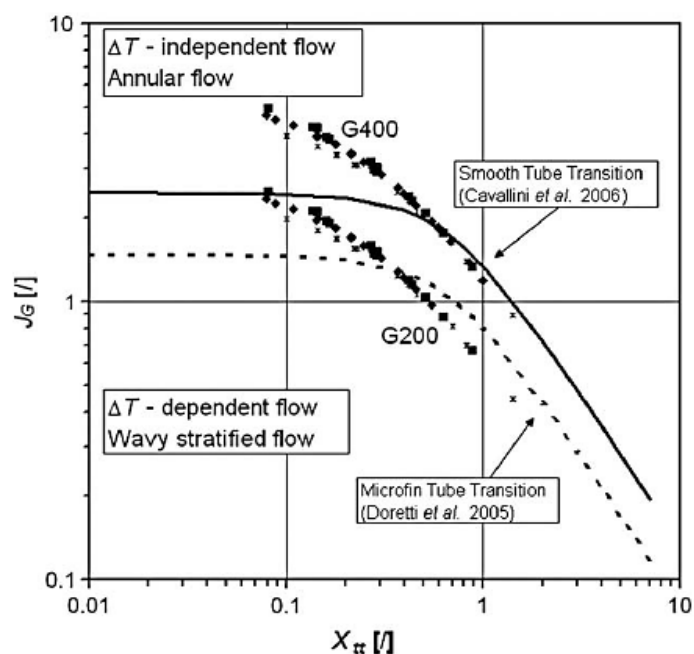


Figura 1.11: Transizioni per tubo liscio e tubo microfin [20].

## 1.4 Studi presenti in letteratura

Nel presente paragrafo si riportano alcuni degli studi presenti in letteratura sulle prestazioni dei tubi microfin. Si farà una distinzione tra tubi microfin con diametro maggiore di 5 mm e tubi microfin con diametro minore di 5 mm.

### 1.4.1 Diametro maggiore di 5 mm

I tubi microfin con diametro maggiore di 5 mm sono stati oggetto di numerosi studi e analisi negli ultimi dieci anni.

Yu e Koyama [21] hanno studiato il coefficiente di scambio termico durante la condensazione all'interno di un tubo microfin orizzontale e hanno trovato che è circa due volte più grande rispetto a quello di un tubo liscio con lo stesso diametro interno. Secondo gli autori questo incremento sembra essere causato principalmente dall'aumento della superficie di scambio termico. Partendo da questo punto di vista hanno modificato l'equazione di Haraguchi et al. [22] per tubi lisci e hanno proposto una nuova correlazione per la condensazione di refrigeranti puri all'interno di tubi microfin. Il coefficiente di scambio termico in condensazione può essere calcolato dalla componente di convezione forzata del numero di Nusselt e dalla componente di convezione naturale. La correlazione di

Yu e Koyama [21] predice bene i dati sperimentali di differenti fonti, relativi a tubi di diametri interni attorno a 9 mm, nella regione ad alte portate specifiche.

Kim e Shin [23] hanno condotto un'analisi sperimentale sul coefficiente di scambio termico durante la condensazione di R22 e R410A all'interno di tubi orizzontali in rame. La sezione sperimentale consiste in due tubi circolari concentrici. Il refrigerante scorre nel tubo interno mentre l'acqua di raffreddamento scorre in contro corrente rispetto al refrigerante nella regione anulare. Il diametro esterno dei tubi testati è di 9.52 mm e la sezione sperimentale ha una lunghezza effettiva di 920 mm. I tubi testati sono: un tubo liscio e sette tubi microfin di diversa geometria. Il tubo esterno è un tubo circolare acrilico con diametro interno di 18 mm. La temperatura di parete è stata misurata attraverso dodici termocoppie attaccate nella superficie esterna del tubo in tre posizioni diverse lungo la lunghezza del tubo e poste sopra, sotto, a destra, a sinistra del tubo rispetto alla direzione circonferenziale. Le prove sono state condotte con flusso termico specifico costante pari a  $11 \text{ kW m}^{-2}$ , temperatura di saturazione di  $45 \text{ }^\circ\text{C}$ , titolo del vapore variato da 0.1 a 0.9 e portata di massa compresa tra 40 e 60  $\text{kg h}^{-1}$ . Dalle analisi dei dati gli autori hanno dedotto che il coefficiente di scambio termico medio, durante la condensazione di R22 e R410A, dei sette tubi microfin è, rispettivamente, 1.7-3.19 e 1.7-9.24 volte più alto di quello del tubo liscio. Per quanto riguarda il confronto tra le prestazioni dei due fluidi, alle stesse condizioni operative, il coefficiente di scambio termico medio per R410A è più piccolo di quello per R22.

Chamra e Mago [24] hanno presentato un nuovo modello per il calcolo del coefficiente di scambio termico durante la condensazione di miscele di refrigeranti all'interno di tubi microfin. Il nuovo modello è sviluppato sulla base di un'analisi teorica della condensazione turbolenta a film all'interno di tubi lisci introducendo parecchie modifiche per tenere in considerazione l'effetto della resistenza termica al trasporto di massa tra la fase liquida e vapore. Circa 200 dati sperimentali, riguardanti tubi microfin con diametri compresi tra 7 e 15.88 mm, sono stati utilizzati per validare il nuovo modello per la condensazione di miscele di refrigeranti.

Akhavan-Behabadi et al. [25] hanno condotto uno studio sulla condensazione di R134a all'interno di un singolo tubo microfin di diametro alla base dell'aletta di 8.92 mm, angolo all'apice dell'aletta di  $25^\circ$  e angolo d'elica di  $15^\circ$ . Il tubo microfin è stato testato a diversi angoli di inclinazione  $\alpha$  rispetto all'orizzontale. I dati sono stati acquisiti per sette diverse inclinazioni del tubo,  $\alpha$ , in un range da  $-90$  a  $90$  e tre diverse portate specifiche di 54, 84 e

107 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ad ogni angolo di inclinazione durante la condensazione di vapore puro di R134a. La sezione sperimentale consiste in uno scambiatore tubo in tubo lungo 1040 mm in cui il refrigerante scorre nel tubo microfin interno mentre l'acqua di raffreddamento scorre in controcorrente nella regione anulare. Dalle prove gli autori hanno stabilito che il coefficiente di scambio è fortemente influenzato dall'inclinazione del tubo e decresce con il diminuire della portata specifica e del titolo del vapore. Il più alto coefficiente di scambio termico si ha con tubo orizzontale ad alti titoli del vapore e con tubo inclinato di +30° a bassi titoli del vapore. Il più basso coefficiente di scambio termico si verifica con tubo verticale. Tale andamento, alla portata specifica  $G = 54 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , è riportato in Figura 1.12.

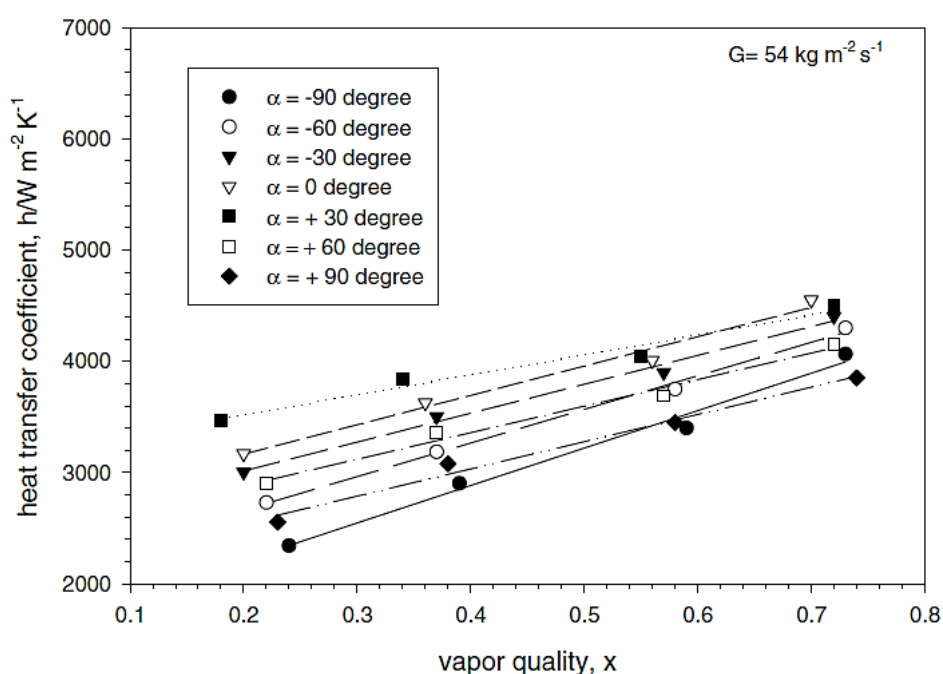


Figura 1.12: Variazione del coefficiente di scambio termico con il titolo del vapore a portata specifica di  $54 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [25].

Cavallini et al. [20] hanno sviluppato una nuova procedura per il calcolo del coefficiente di scambio termico durante la condensazione all'interno di tubi microfin di alogenati, refrigeranti naturali, fluidi puri o miscele quasi azeotropiche. La struttura del modello tiene conto delle caratteristiche geometriche del tubo microfin, delle proprietà termodinamiche e termofisiche del fluido e, infine, del tipo di regime di deflusso bifase che si instaura. Il coefficiente di scambio termico, quindi, è calcolato come combinazione di due termini: il coefficiente di scambio termico per la zona indipendente dal  $\Delta T$  e il coefficiente di scambio

termico per la zona dipendente dal  $\Delta T$ . Per la sua validazione, il modello, è stato comparato con una banca dati di 3115 coefficienti di scambio termico sperimentali misurati in differenti laboratori in tutto il mondo includendo tubi microfin di diverse geometrie interne e differenti refrigeranti come R22, R134a, R123, R410A e CO<sub>2</sub>. Il modello può essere applicato a tubi microfin con  $h/D < 0.04$ , angolo d'elica compreso tra 0° e 30° e con pressioni ridotte nel range 0.1-0.67.

Colombo et al. [26] hanno condotto un'analisi sperimentale sull'evaporazione e condensazione di R134a all'interno di tre tubi con il medesimo diametro esterno di 9.52 mm (due microalettati e uno liscio) riscaldati o raffreddati con acqua. Entrambi i tubi microfin hanno angolo all'apice dell'aletta di 40° e angolo d'elica di 18° mentre presentano diversi numeri di alette (54 e 82). Ogni tubo presenta, in maniera alternata, alette con due altezze diverse. Le prove in condensazione sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di 35 °C, portata specifica tra 100 e 440 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, titolo d'ingresso tra 0.75 e 0.10, differenza di titolo tra 0.10 e 0.70. La sezione sperimentale è costituita da tre componenti in linea, cioè da una "sezione calmante" seguita da due scambiatori di calore tubo in tubo con il refrigerante che scorre nel tubo interno e l'acqua che scorre in controcorrente nella regione anulare. Lo spazio tra le due sezioni viene usato per montare una "sight-glass" per visualizzare i regimi di deflusso in questa posizione intermedia. La Figura 1.13 riporta l'andamento del coefficiente di scambio termico per il tubo liscio (Smooth), per il tubo microfin con 82 alette (HVA), per il tubo microfin con 54 alette (VA), in funzione della portata specifica e alle stesse condizioni operative di titolo medio  $x_m$  e differenza di titolo  $\Delta x$ . Entrambi i tubi microfin esibiscono, alle stesse condizioni operative, valori più alti del coefficiente di scambio termico rispetto al tubo liscio. Tuttavia si può notare che l'andamento del tubo VA non mostra particolari cambiamenti nella sua curva; al contrario l'andamento della curva del tubo HVA si appiattisce per alti valori della portata specifica e tende ai corrispondenti valori del tubo liscio. Questo comportamento trova accordo con l'osservazione di Yasuda et al. [4], sul peggioramento dello scambio termico in condensazione dovuto all'eccessivo numero di alette. Entrambi i tubi microfin presentano un "enhancement factor" minore del rapporto di incremento delle aree interne di scambio termico (rispettivamente 1.55 per tubo VA e 1.82 per tubo HVA); però per il tubo VA tale valore varia tra 1.25 e 1.5, mentre per il tubo HVA varia tra 1 e 1.38 mostrando chiaramente un migliore comportamento, in condensazione, del tubo VA.

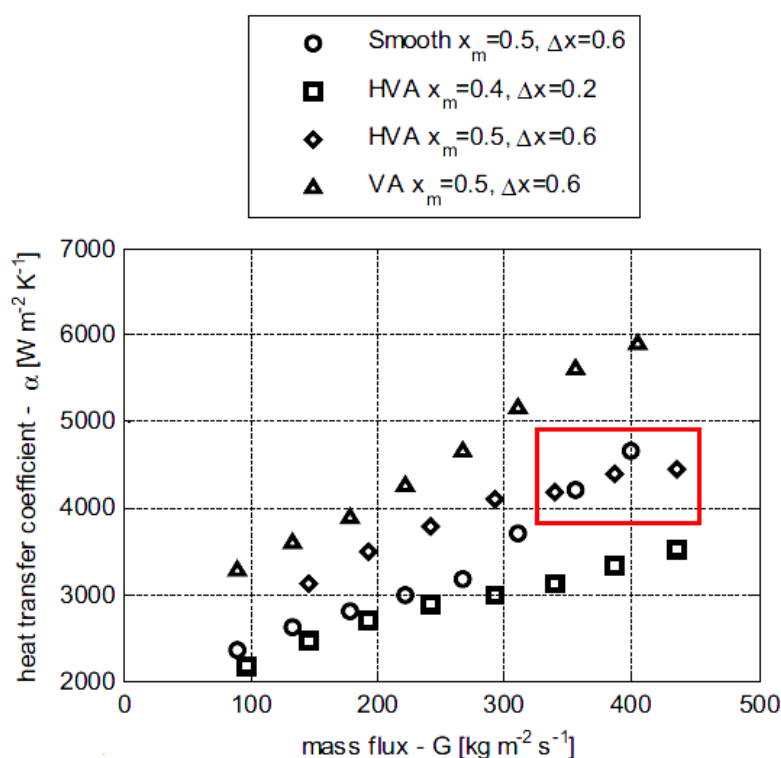


Figura 1.13: Coefficiente di scambio termico in funzione della portata specifica [26].

### 1.4.2 Diametro minore di 5 mm

Tubi microfin di piccolo diametro sono stati usati inizialmente per applicazioni con  $\text{CO}_2$ , a causa della sua alta pressione di lavoro.

Gao e Honda [27] hanno condotto prove sperimentali sull'evaporazione di  $\text{CO}_2$  e una miscela di  $\text{CO}_2$ -olio all'interno di un tubo liscio orizzontale di diametro interno 3 mm e di un tubo microfin orizzontale con un diametro interno di 3.04 mm. Gli esperimenti sono stati condotti a portate specifiche da 190 a 1300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , temperatura di saturazione di 10 °C, flusso termico specifico da 5 a 30  $\text{kW m}^{-2}$ , e rapporto di ricircolo dell'olio (PAG) da 0.01 a 0.72 wt %. Gli autori hanno notato che il coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione della  $\text{CO}_2$  è fortemente influenzato dal flusso termico, sia nel tubo liscio che nel tubo microfin, e che quindi il coefficiente di scambio termico è dominato dall'evaporazione nucleata. Al contrario, nel caso della miscela  $\text{CO}_2$ -olio il coefficiente di scambio termico, sia per il tubo liscio che per il tubo microfin, è quasi indipendente dal flusso termico mentre mostra una forte dipendenza dalla portata specifica (Figura 1.14).

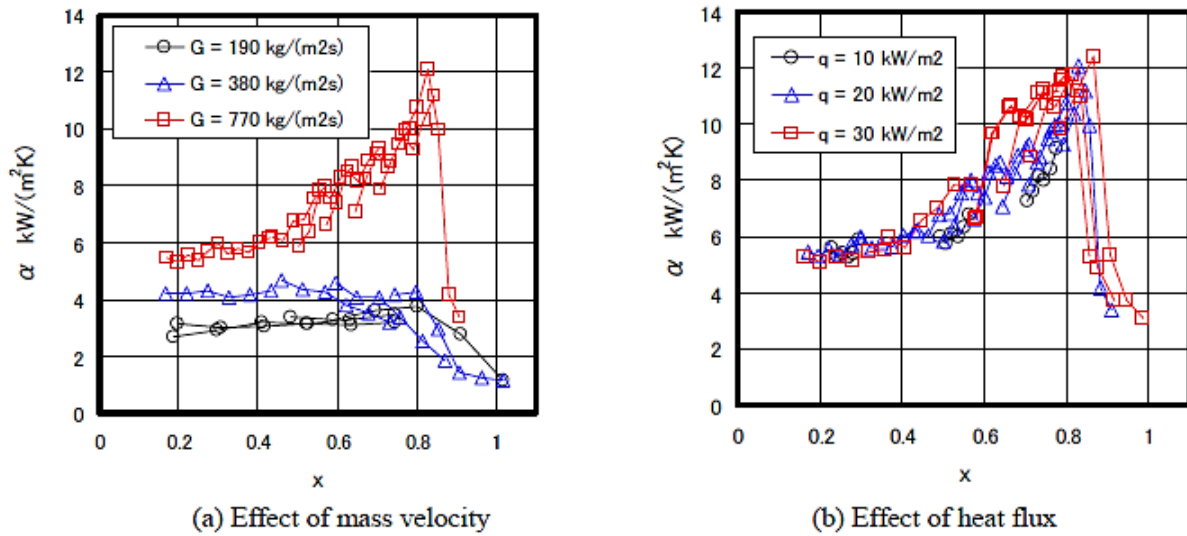


Figura 1.14: Effetto del flusso termico e della portata specifica per il tubo microfin [27].

In questo caso, quindi, il meccanismo di scambio termico è dominato dall'evaporazione convettiva poiché il film d'olio sopprime l'ebollizione nucleata. Il titolo del vapore alla quale si verifica il dryout diminuisce quando aumenta la portata specifica nel caso di tubo liscio, mentre nel tubo microfin sembra non essere influenzato dalla portata specifica.

Dang et al. [28] hanno condotto un'analisi sperimentalmente sul coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione di CO<sub>2</sub> all'interno un tubo microfin di piccole dimensioni (ID 2 mm, angolo d'elica 6.3°) alla temperatura di saturazione di 15 °C, flusso termico specifico da 4.5 a 18 kW m<sup>-2</sup> e portata specifica tra 360 e 720 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Gli autori hanno dedotto che il flusso termico ha un significativo effetto sul coefficiente di scambio termico, mentre il coefficiente di scambio termico non sempre cresce con la portata di massa ma sotto particolari condizioni (portata di massa di 720 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e flusso termico specifico di 9 kW m<sup>-2</sup>) il coefficiente di scambio termico ad alte portate specifiche è minore di quello a più basse portate specifiche, indicando che lo scambio termico convettivo ha un effetto repressivo sull'ebollizione nucleata. Tale andamento è riportato in Figura 1.15.

Wu et al. [29] hanno condotto un'analisi sperimentale sulla condensazione convettiva di R410A dentro ad un tubo liscio (3.78 mm, diametro interno) e sei tubi microfin (4.54, 4.6 e 8.98 mm, diametro all'apice dell'aletta) di differenti geometrie a 320 K di temperatura di saturazione, 99-603 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> di portata specifica, titolo di ingresso 0.8 e titolo di uscita 0.1. Lo schema dell'impianto usato per la condensazione in tubo è riportato in Figura 1.16.



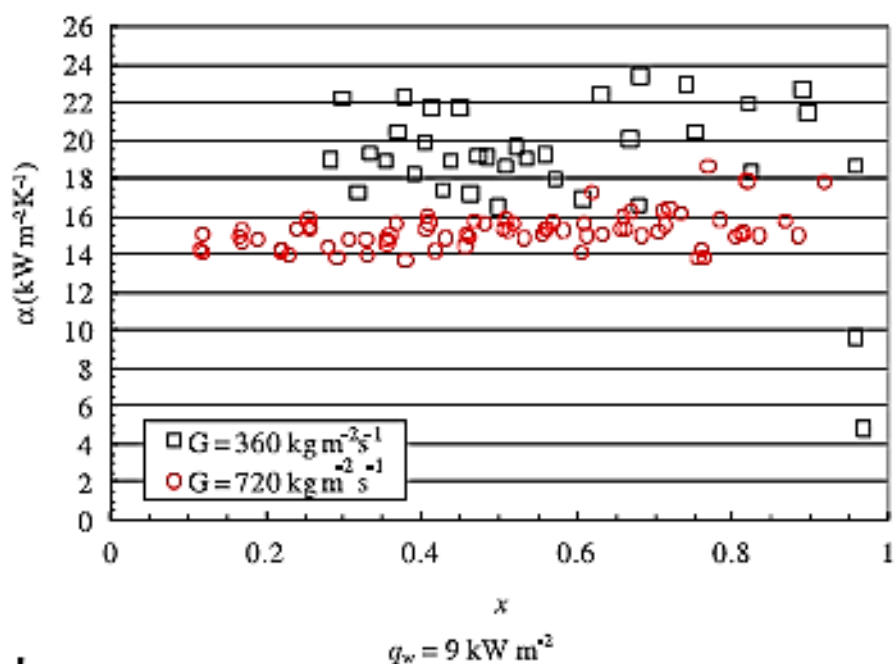


Figura 1.15: Andamento del coefficiente di scambio termico al variare della portata specifica a flusso termico costante [28].

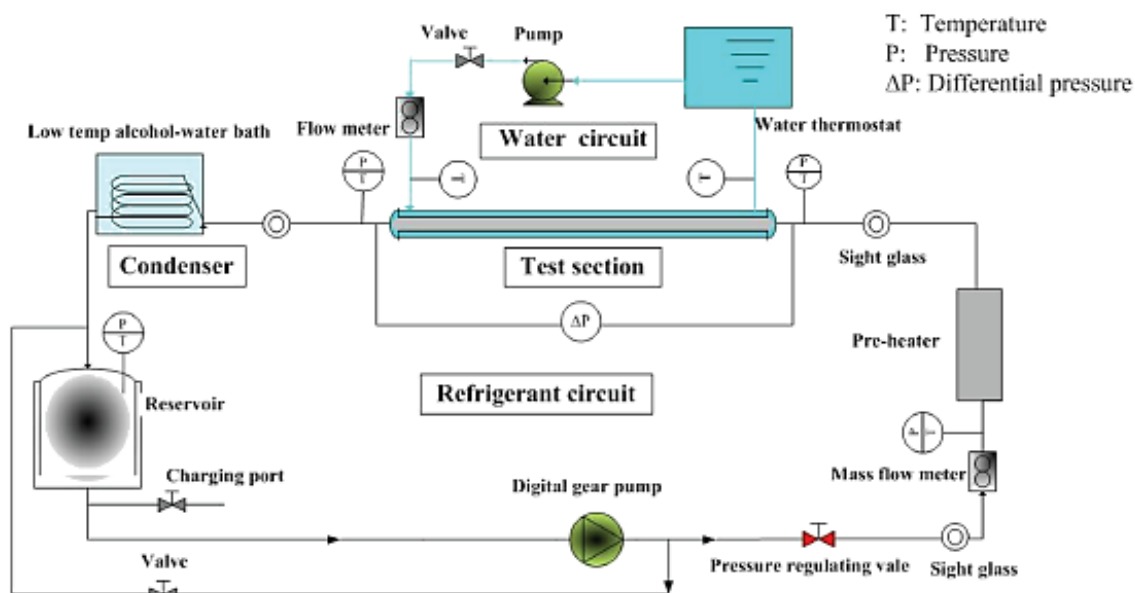


Figura 1.16: Schema dell'impianto [29].

Esso è composto da due circuiti chiusi: il circuito del refrigerante che contiene la sezione sperimentale e il circuito dell'acqua che raffredda la sezione sperimentale. Il circuito del refrigerante è costituito da: un serbatoio di riserva, una pompa ad ingranaggi digitale, una valvola di regolazione della pressione, un misuratore di portata, un preriscaldatore, la sezione sperimentale ed un condensatore. Il liquido sottoraffreddato viene riscaldato elettricamente nel preriscaldatore fino al raggiungimento del titolo desiderato all'ingresso della sezione sperimentale. Successivamente la miscela bifase all'uscita della sezione è totalmente condensata e sottoraffreddata in un bagno acqua-alcool a bassa temperatura. Il circuito dell'acqua include la regione anulare alla sezione sperimentale, un termostato, una pompa centrifuga, una valvola di controllo ed un misuratore di portata magnetico. Gli autori hanno stabilito che, per i tubi microfin, la transizione da regime anulare a regime intermittente diminuisce di 0.2 in titolo del vapore, e la transizione da regime anulare a regime stratificato perturbato si verifica a portate specifiche e a titoli del vapore più bassi se confrontato con un tubo liscio. Inoltre hanno dedotto che i sei tubi microfin hanno lo stesso comportamento con portate specifiche  $G > 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , il coefficiente di scambio termico aumenta quando  $G$  aumenta, mentre per portate specifiche  $G < 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , il coefficiente di scambio diminuisce all'inizio e poi cresce o si mantiene costante quando la  $G$  diminuisce. Tale andamento è riportato in Figura 1.17. Cioè la portata specifica  $G$  non ha un andamento monotono con il coefficiente di scambio termico nei tubi microfin; gli autori spiegano questo particolare andamento perché, in un tubo microfin, il miglioramento del coefficiente di scambio, dovuto all'effetto del drenaggio del liquido a causa della tensione superficiale e alla turbolenza all'interfaccia, è più significativo alle basse portate specifiche che alle alte portate specifiche. Il parametro che più influenza la tensione superficiale, come riportato da Yang e Webb [30], è il raggio di curvatura all'apice delle alette. Un raggio di curvatura all'apice piccolo provoca un effetto della tensione superficiale più grande. Per questo motivo Wu et al. [29] hanno riscontrato che i tubi con raggio all'apice più piccolo presentano tale andamento non monotono ancora più accentuato (si veda l'andamento di "Tube 5" in Figura 1.17).

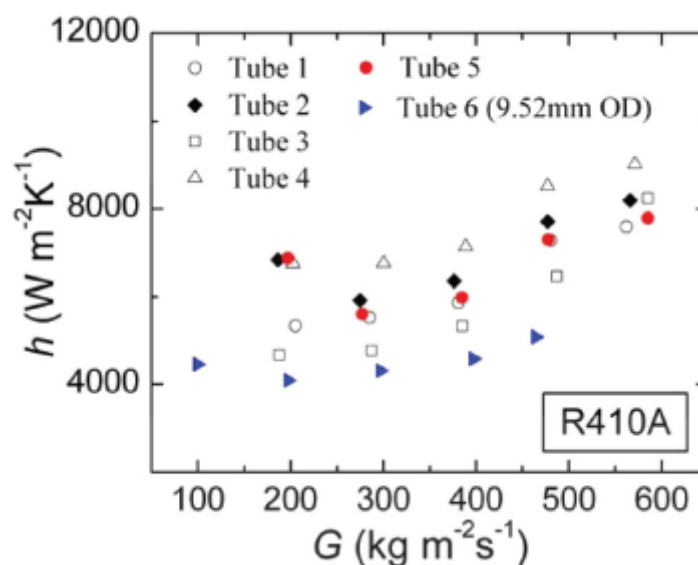


Figura 1.17: Andamento del coefficiente di scambio in funzione della portata specifica [29].

Diani et al. [31] hanno prodotto un'analisi sperimentale sull'evaporazione di R1234yf all'interno dello stesso tubo microfin oggetto del seguente lavoro di tesi. Le prove, eseguite nel laboratorio di Micro Geometrie nel Dipartimento di Ingegneria Industriale all'Università di Padova, sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di 30 °C, con una portata specifica che varia tra 375 e 940 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, flusso termico specifico tra 10 e 50 kW m<sup>-2</sup> e il titolo del vapore da 0.1 a 1. I risultati mostrano che a bassi flussi termici il coefficiente di scambio termico è fortemente influenzato dal titolo del vapore e che quindi il meccanismo di convezione forzata controlla il processo di evaporazione. Al contrario, ad alti flussi termici, il coefficiente di scambio termico non è influenzato dalla portata specifica e debolmente influenzato dal titolo del vapore, significando che il processo di evaporazione è controllato principalmente dall'ebollizione nucleata. Il dryout è verificato solo ad alto flusso termico, a titoli del vapore elevati attorno a 0.94-0.95 e sembra non essere influenzato dalla portata specifica.

Gli stessi autori [32] hanno condotto delle analisi sperimentali sulla condensazione di R1234yf all'interno di un tubo microfin con diametro interno all'apice dell'aletta di 3.4 mm, 40 alette nella circonferenza interna, e ogni aletta ha un'altezza di 0.12 mm. La portata specifica è stata variata da 100 a 1000 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, il titolo del vapore da 0.1 a 1, alle temperature di saturazione di 30 e 40 °C. La differenza di titolo tra ingresso e uscita della sezione sperimentale è tra 0.2 e 0.3 a portata specifica  $G = 100$  kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, e tra 0.03 e 0.04 a

portata specifica  $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Gli autori hanno verificato un forte effetto della portata specifica e del titolo del vapore sui risultati sperimentali: il coefficiente di scambio termico incrementa con la portata specifica e con il titolo del vapore. Il gradiente di pressione per attrito, a portata specifica costante, aumenta con il titolo del vapore fino a raggiungere un valore massimo, per poi scendere leggermente; a titolo del vapore costante il gradiente di pressione per attrito cresce all'aumentare della portata specifica.

Li et al. [33] hanno condotto un'analisi sperimentale sul deflusso monofase e sulla condensazione di R22 all'interno di cinque tubi microfin con stesso diametro esterno di 5 mm e angolo d'elica  $18^\circ$  caratterizzati però da diverso numero di alette, angolo all'apice dell'aletta e diametro alla base dell'aletta. Le prove in monofase sono state eseguite ad una temperatura d'ingresso alla sezione di 317 K, minore di 10 K della corrispondente temperatura di saturazione alla pressione d'ingresso per assicurare il deflusso monofase, e portata variabile da 1.1 a  $2.6 \text{ kg s}^{-1}$ . Le prove in condensazione sono state condotte ad una temperatura di saturazione di  $47^\circ \text{C}$ , portata specifica tra 200 e  $650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , flusso termico specifico da 6 a  $25 \text{ kW m}^{-2}$ , titolo d'ingresso 0.8 e titolo d'uscita 0.1. Nelle prove sperimentali la portata specifica e il flusso termico vengono variati, mentre la temperatura di saturazione e il titolo d'ingresso e uscita sono tenuti costanti. La sezione sperimentale è uno scambiatore di calore orizzontale tubo in tubo di lunghezza due metri, in cui all'interno scorre il fluido refrigerante e nella corona circolare passa l'acqua di raffreddamento in controcorrente.

# Capitolo 2

## Modellazione e simulazione numerica

La simulazione numerica del comportamento della sezione viene eseguita principalmente per due scopi: per controllare la caduta di pressione lato acqua, in modo da verificare che sia inferiore della prevalenza del bagno termostatico, e per controllare l'andamento della temperatura di parete del microfin. L'influenza di tutti gli altri parametri, quali, la sezione del tubo liscio, la velocità dell'acqua all'ingresso della sezione, la presenza del flusso termico longitudinale, l'influenza della conducibilità dei materiali, è stata simulata nei precedenti lavori di tesi [34,35].

### 2.1 Modellazione 3D

Il tubo microfin esaminato ha un diametro interno all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 2.4$  mm, un diametro esterno  $D_e = 3$  mm, ha 40 alette lungo la circonferenza con altezza  $h = 12$  mm, angolo all'apice  $\gamma = 43^\circ$  e angolo d'elica  $\beta = 7^\circ$ . I parametri geometrici del tubo microfin, su una sezione trasversale, sono riportati in Figura 2.1.

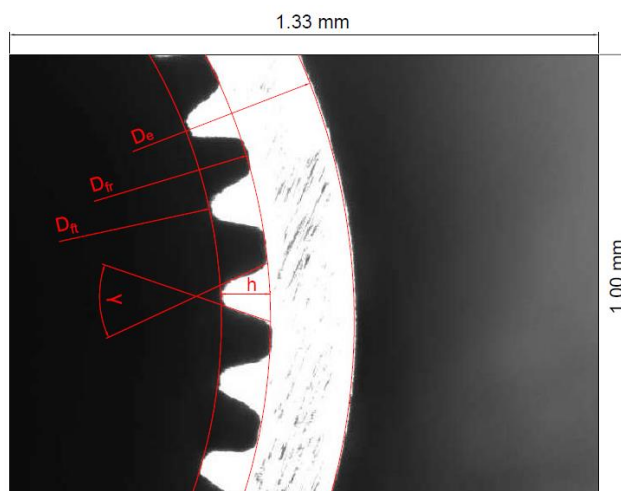


Figura 2.1: Sezione trasversale del microfin.

La sezione sperimentale differisce da quella usata nel precedente lavoro di tesi [34], oltre che per il diametro del tubo microfin testato, anche per la procedura di realizzazione seguita. La sezione precedente vedeva il tubo liscio (diametro interno 1.9 mm), in cui scorre l'acqua fredda di raffreddamento, avvolto attorno al microfin con la presenza di due alzate agli estremi, per misurare la temperatura all'ingresso e all'uscita della sezione, e quattro alzate intermedie per misurare la temperatura dell'acqua all'ingresso e all'uscita dei tre settori interni. In questo modo era possibile calcolare le potenze scambiate nei settori interni e quindi calcolare i coefficienti di scambio locali, oltre a quello medio. Attaccate alla parete del microfin, nella piccola zona scoperta, sotto le quattro alzate interne, erano state installate le quattro termocoppie di parete. In Figura 2.2 è riportato uno schema della sezione precedente.

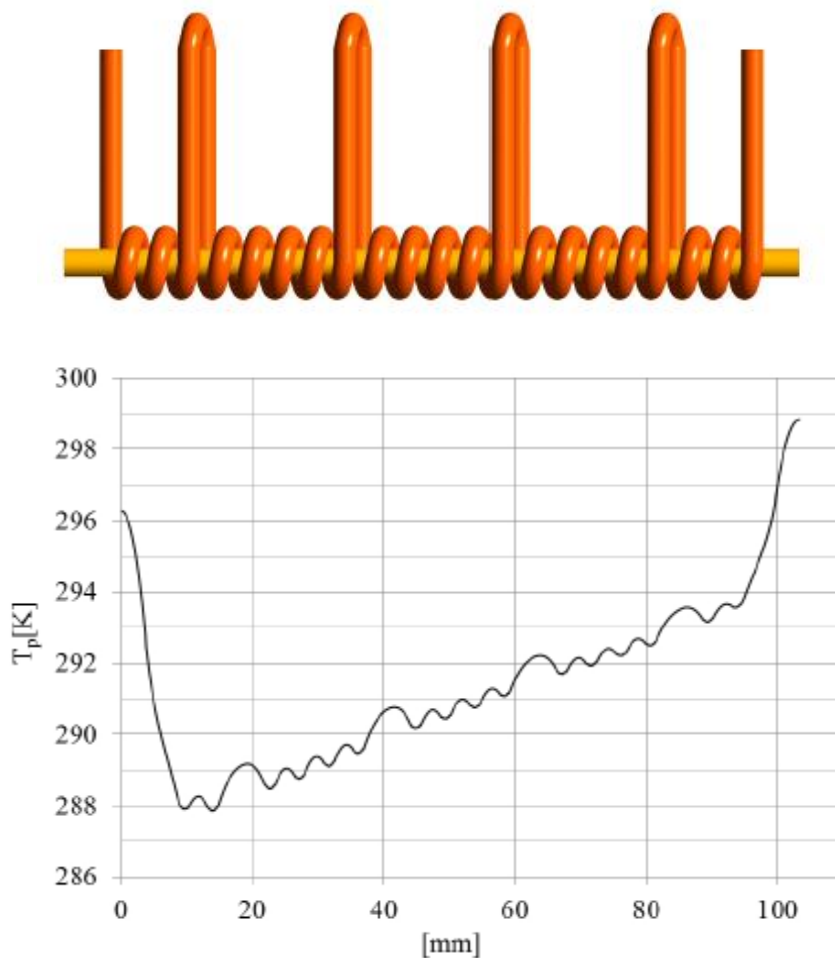
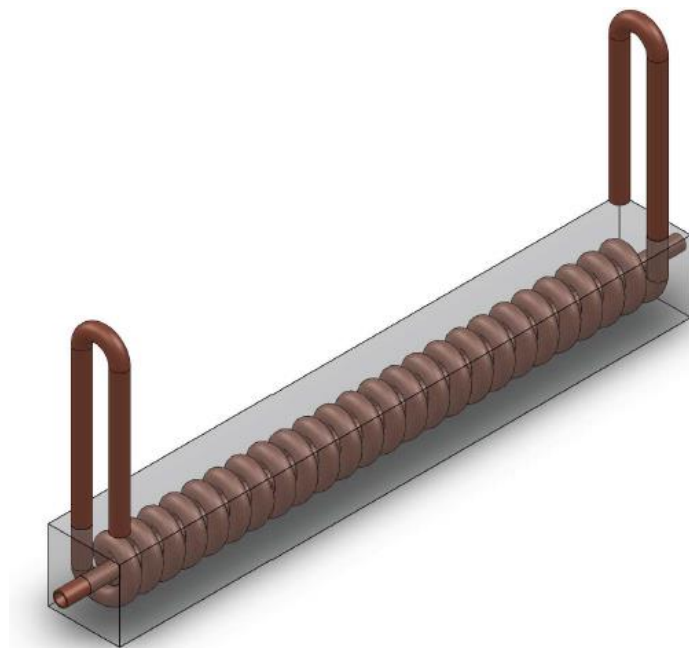


Figura 2.2: Sezione testata in precedenza (in alto) e andamento della temperatura di parete (in basso) [34].

Il piccolissimo spazio presente per attaccare le termocoppie di parete aveva reso tale procedura molto difficile. Se la punta della termocoppia non è completamente aderente alla parete del microfin, ma tra di essi è presente un sottilissimo strato d'aria, la misura della temperatura viene falsata a causa della bassa conducibilità termica dell'aria. Inoltre, come si può notare dalla Figura 2.2, l'andamento della temperatura di parete lungo il microfin non era completamente lineare. Infatti, in corrispondenza delle alzate, si verificava un innalzamento della temperatura di parete poiché il tubo microfin non era completamente avvolto dal tubo liscio e quindi una sovrastima del coefficiente di scambio termico.

Per ovviare a questi problemi, la nuova sezione, è stata costruita seguendo un procedimento diverso (Capitolo 3) e cambiando la geometria del circuito dell'acqua di raffreddamento. Il tubo liscio dell'acqua è completamente avvolto attorno al microfin poiché non vengono più costruite le alzate intermedie ma solo quelle alle estremità in cui sono posizionate le due termocoppie per misurare la temperatura dell'acqua all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale. Due termocoppie di parete, quindi, vengono incollate alla parete esterna del microfin prima di posizionare il circuito dell'acqua di raffreddamento attorno al microfin. L'intero avvolgimento (microfin più tubo liscio) è stato immerso in un parallelepipedo di dimensioni 15x15x12 a cui sono state assegnate le proprietà della lega "60% piombo – 40% stagno". In Figura 2.3 è riportato il modello costruito con il programma SolidWorks®.



*Figura 2.3: Modello 3D della sezione sperimentale.*

## 2.2 Simulazione numerica

A questo punto il modello 3D costruito in SolidWorks® viene importato in ANSYS Fluent®, un programma in grado di fare simulazioni fluidodinamiche e di scambio termico. Durante la simulazione non verrà riprodotto il meccanismo di scambio termico caratteristico della condensazione ma verrà impostato un coefficiente di scambio termico medio all'interno del tubo microfin.

### 2.2.1 Caratteristiche dei materiali

Dopo aver eseguito la mesh, dividendo l'intero volume della sezione in circa 25M di celle tetraedriche ed esaedriche di dimensioni massime 0.2 mm, Fluent® prima di eseguire la simulazione, richiede l'introduzione delle caratteristiche dei materiali utilizzati.

Le proprietà dell'acqua liquida, che scorre nel tubo liscio, vengono considerate costanti e sono quelle di default di Fluent®. Anche per il rame, materiale che costituisce il tubo microfin e il tubo liscio dell'acqua, i valori delle proprietà considerate sono quelli di default di Fluent®, mentre per la lega di stagno (40% stagno - 60% piombo) le proprietà sono ricavate da [36]. Tutte le proprietà sono considerate delle costanti. In Tabella 2.1 sono riportate le proprietà di rame, stagno e acqua.

Solido / Fluido	Densità ( $\rho$ )	Calore specifico ( $c_p$ )	Conducibilità termica ( $\lambda$ )	Viscosità ( $\mu$ )
	[kg m <sup>-3</sup> ]	[J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	[W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
Rame	8978	381	387.6	/
Stagno	9280	230	47.8	/
Acqua	998.2	4182	0.6	0.001003

Tabella 2.1: Proprietà dei solidi e fluidi.

### 2.2.2 Condizioni al contorno

Sono necessarie alcune condizioni al contorno per permettere al programma di eseguire la simulazione. I parametri noti introdotti in Fluent® sono:

- Temperatura di ingresso dell'acqua alla sezione  $t_{w,sez,in}$
- Velocità di ingresso dell'acqua alla sezione  $v_{w,sez,in}$



- Temperatura di saturazione del refrigerante  $t_{sat}$
- Coefficiente di scambio termico in condensazione  $\alpha_{cond}$

La temperatura dell'acqua all'ingresso della sezione è stata impostata pari a  $t_{w,sez,in} = 288$  K ed è mantenuta costante in tutte le simulazioni. Una minore temperatura dell'acqua all'ingresso avrebbe aumentato il flusso termico scambiato e quindi portato ad una eccessiva variazione di titolo tra ingresso e uscita della sezione.

La velocità dell'acqua all'ingresso della sezione è mantenuta costante a  $v_{w,sez,in} = 1$  m s<sup>-1</sup>. Si è deciso di prendere questa velocità per avere un giusto compromesso tra la differenza di temperatura dell'acqua tra ingresso e uscita della sezione e flusso termico scambiato; infatti aumentando la velocità cala il salto di temperatura ma aumenta il flusso termico scambiato. Inoltre, una velocità più elevata porterebbe un aumento delle perdite di carico poiché esse dipendono dalla velocità con esponente (2-n) con n esponente del numero di Reynolds nell'equazione del fattore d'attrito.

La temperatura di saturazione del refrigerante è di  $t_{sat} = 303$  K.

Il coefficiente di scambio termico viene calcolato dal modello proposto da Diani et al. [37] valido per un tubo microfin con diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 3.4$  mm, altezza dell'aletta 0.12 mm, angolo d'elica 18°, angolo all'apice 43°, numero alette 40, titolo  $x < x_{cr}$  e portata specifica  $G$  compresa tra 150 a 940 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Il coefficiente di scambio, in evaporazione, è così calcolato dal modello:

$$\alpha_{evap} = \alpha_{NB} + \alpha_{CV} \quad (2.1)$$

dove  $\alpha_{NB}$  è il coefficiente di scambio termico dovuto all'ebollizione nucleata, mentre  $\alpha_{CV}$  è il coefficiente di scambio termico dovuto alla convezione forzata.

Nel caso di condensazione si considera solo il meccanismo di convezione forzata e quindi il coefficiente di scambio termico, riferito all'area di un tubo liscio con diametro interno uguale al diametro all'apice dell'aletta, diventa:

$$\begin{aligned} \alpha_{cond} = \alpha_{CV} = & 1.465 \cdot \alpha_{LO} \\ & \cdot \left[ 1 + 1.128 \cdot x^{0.8170} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.3685} \cdot \left( \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.2363} \right. \\ & \cdot \left. \left( 1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{2.144} \cdot Pr_L^{-0.1} \right] \cdot Rx^{2.14} \cdot (B_o \cdot Fr)^{-0.15} \cdot \left( \frac{G_0}{G} \right)^{0.36} \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove  $G_0 = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e il coefficiente di scambio per solo liquido  $\alpha_{LO}$  è dato da:

$$\alpha_{LO} = 0.023 \cdot \frac{\lambda_L}{D} \cdot \text{Re}_{LO}^{0.8} \cdot \text{Pr}_L^{0.333} \quad (2.3)$$

gli altri parametri sono definiti nel seguente modo:

$$\text{Pr}_L = \frac{\mu_L \cdot c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (2.4)$$

$$\text{Rx} = \left\{ \frac{2 \cdot h \cdot n \cdot [1 - \sin(\gamma/2)]}{\pi \cdot D_{ft} \cdot \cos(\gamma/2)} \right\} \cdot \frac{1}{\cos \beta} \quad (2.5)$$

$$\text{Re}_{LO} = \frac{G \cdot D_{ft}}{\mu_L} \quad (2.6)$$

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho_V^2 \cdot g \cdot D_{ft}} \quad (2.7)$$

$$\text{Bo} = \frac{g \cdot \rho_L \cdot h \cdot \pi \cdot D_{ft}}{8 \cdot \sigma \cdot n} \quad (2.8)$$

Le proprietà della fase liquida e vapore, ricavate da REFPROP 9.1 [38], sono state calcolate ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

Le variabili libere del modello sono la temperatura di saturazione, la portata specifica e il titolo del vapore. Per eseguire la simulazione abbiamo impostato i parametri riportati in Tabella 2.2.

$t_{sat}$	$G$	$x_{medio}$	$\alpha_{cond}$
[°C]	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	[-]	[W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
30	550	0.6	9998

Tabella 2.2: Variabili del modello di Diani et al. [37]

### 2.2.3 Risultati della simulazione

#### Posizionamento delle termocoppie

In questo paragrafo viene controllata l'eventuale influenza della posizione delle termocoppie sulla misura della temperatura. Le termocoppie per la misura della temperatura dell'acqua all'ingresso e all'uscita della sezione non vengono installate all'interno del tubo ma sulla parete esterna in corrispondenza delle alzate. In Figura 2.4 è riportata la distribuzione di temperatura lungo un piano verticale che seziona il tubo liscio in corrispondenza dell'alzata all'uscita della sezione. Come si può notare la temperatura della parete del tubo liscio percorrendo l'alzata si uniforma alla temperatura dell'acqua che scorre all'interno.

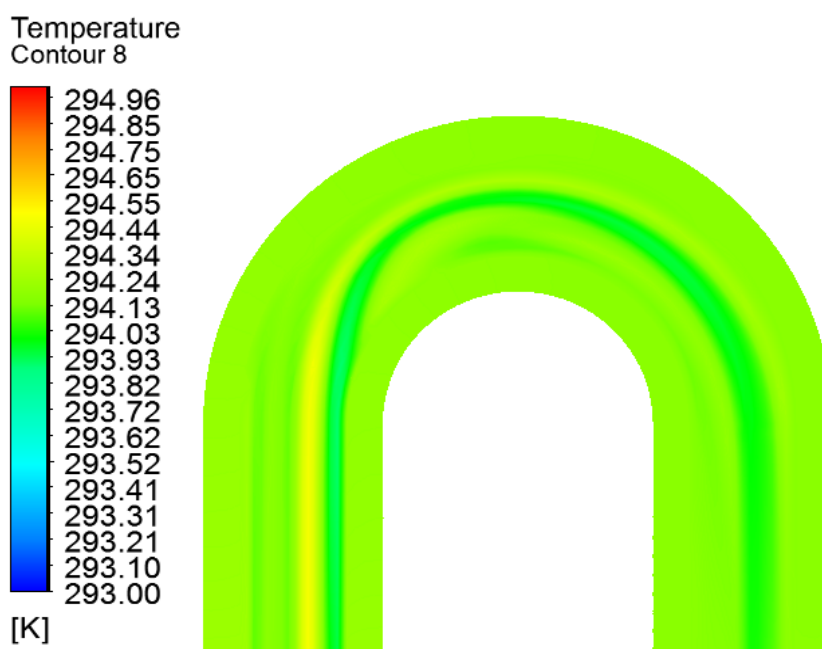


Figura 2.4: Andamento della temperatura sull'alzata all'uscita della sezione.

Anche le termocoppie utilizzate per la misura della temperatura di parete non vengono attaccate direttamente sulla parete interna del microfin ma sulla parete esterna. Dalla Figura 2.5 si vede come la differenza tra la temperatura di parete interna ed esterna si mantenga sui 0.15 K, valore molto vicino all'incertezza delle termocoppie utilizzate.

Il posizionamento delle termocoppie di parete è stato il passaggio più difficile durante l'esecuzione della sezione (capitolo 3.1) poiché, come si vede dalla Figura 2.6, se la termocoppia non è ben posizionata a contatto con la parete del microfin si ha un errore importante sulla temperatura di parete: se la punta della termocoppia si trova ad una distanza

di 1 mm dalla parete si può avere un errore sulla misura di 2 °C e quindi una sottostima del coefficiente di scambio termico.

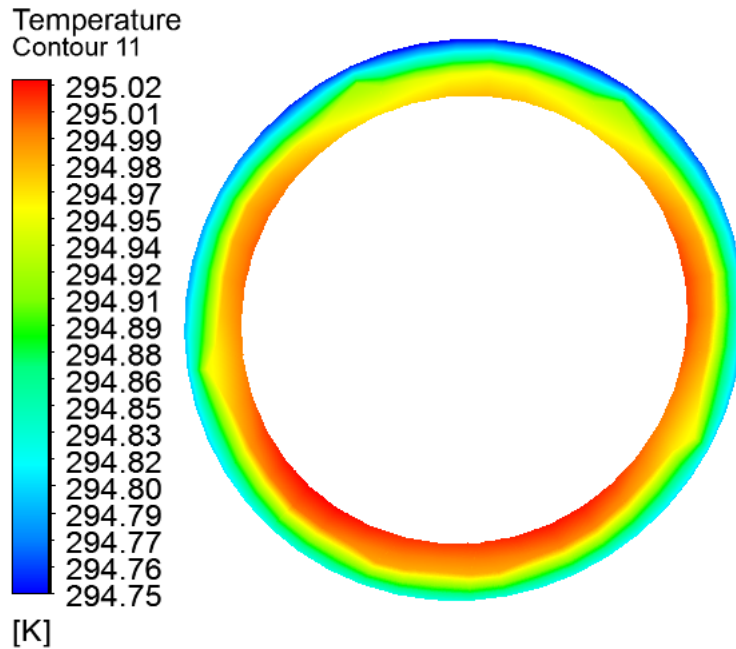


Figura 2.5: Sezione trasversale, in posizione intermedia, del microfin.

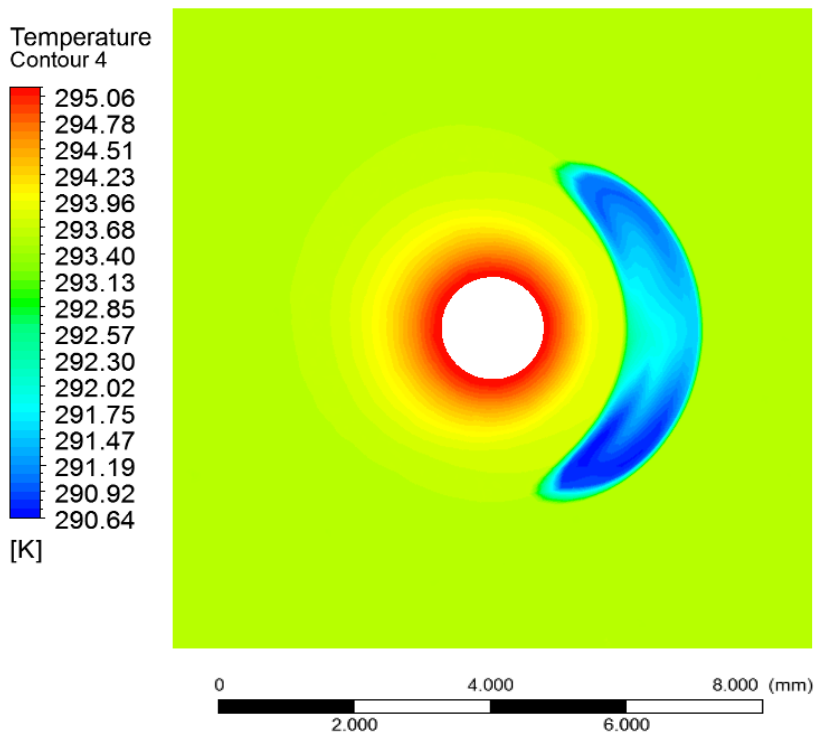


Figura 2.6: Sezione trasversale in posizione intermedia.

### Temperatura di parete del microfin

Come si nota dalla Figura 2.7 l'andamento della temperatura di parete non presenta picchi di temperatura come si verificavano nella sezione precedente (Figura 2.2). L'andamento non presenta un comportamento totalmente lineare ma la temperatura oscilla con un periodo pari al passo dell'elica. Tali oscillazioni sono comunque ininfluenti sulla misura perché presentano un'ampiezza di 0.05 K, che corrisponde all'incertezza delle termocoppie utilizzate. Sempre dalla Figura 2.7 si vede come la temperatura di parete alle estremità della sezione tenda a portarsi alla temperatura di saturazione (303 K); questo comportamento sta a significare la presenza di un flusso termico longitudinale oltre a quello dovuto all'iterazione con il circuito dell'acqua. In Figura 2.8 è riportata la distribuzione cromatica della temperatura lungo il tubo microfin in cui, alle due estremità, sono inclusi, 0.5 cm di tubo microfin non partecipanti allo scambio termico: la temperatura di parete nei due tratti esterni dovrebbe essere pari alla temperatura di saturazione ma assume un valore inferiore per la presenza del flusso termico longitudinale. La Figura 2.9 riporta la distribuzione della temperatura nello stagno in una sezione orizzontale: anche qui si nota come lo stagno risenta della temperatura di saturazione alle due estremità.

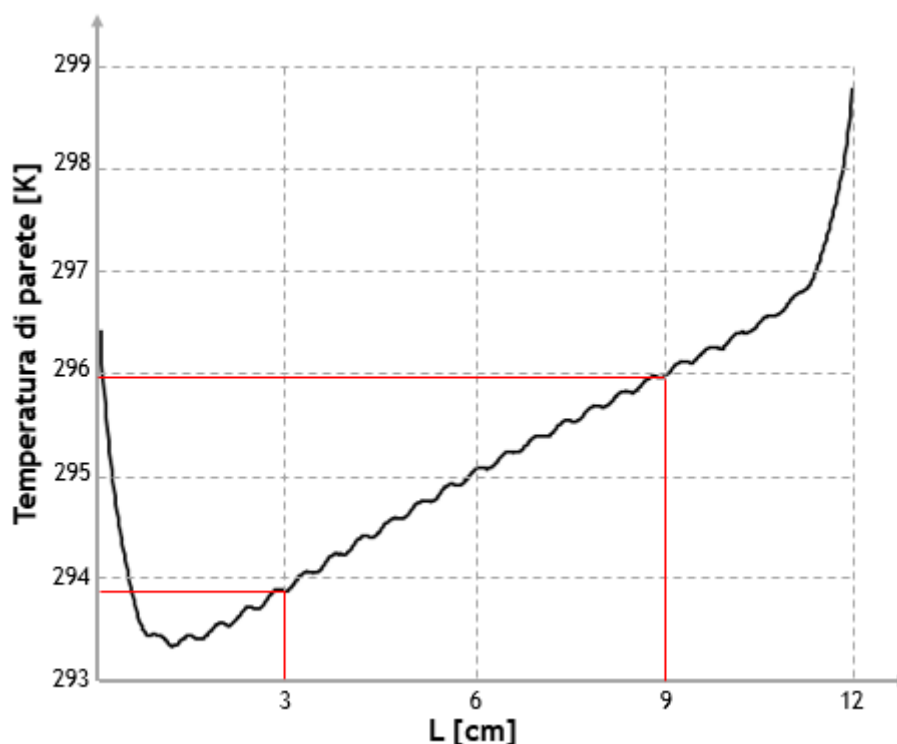


Figura 2.7: Andamento della temperatura di parete lungo la lunghezza del microfin.

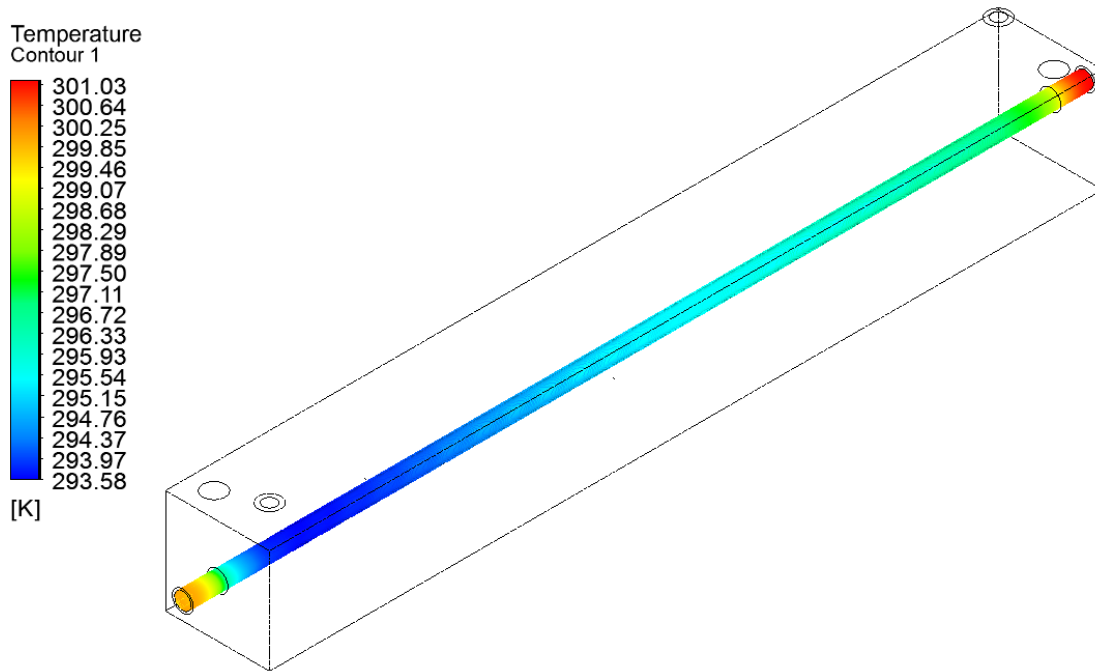


Figura 2.8: Andamento della temperatura di parete del microfin.

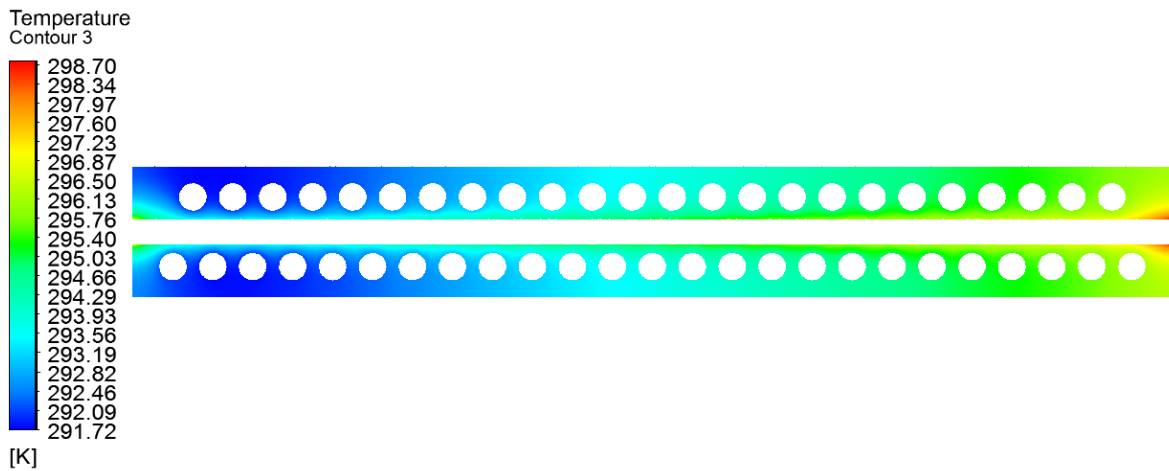


Figura 2.9: Andamento della temperatura nello stagno in una sezione orizzontale.

### Coefficiente di scambio termico

Dai risultati delle simulazioni numeriche è possibile calcolare il coefficiente di scambio termico e confrontarlo con quello impostato preliminarmente, come condizione al contorno, per eseguire la simulazione. Il coefficiente viene calcolato con la seguente equazione:

$$\alpha_{cond} = \frac{q_w}{A_{ft} \cdot (t_{sat} - \bar{t}_p)} \quad (2.9)$$

in cui l'area di scambio è calcolata come:

$$A_{ft} = \pi \cdot D_{ft} \cdot L \quad (2.10)$$

mentre la temperatura di parete viene calcolata come la media tra i due valori misurati, rispettivamente, a 3 cm dall'ingresso e dall'uscita della sezione. La Figura 2.7 riporta (linea rossa) le posizioni delle due termocoppie di parete e le relative temperature.

$$\bar{t}_p = \frac{t_{p,1} + t_{p,2}}{2} \quad (2.11)$$

La potenza termica utilizzata per il calcolo del coefficiente di scambio termico è quella misurata lato acqua dalla conoscenza della temperatura dell'acqua all'ingresso e all'uscita della sezione.

$$q_w = \dot{m}_w \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,out} - t_{w,in}) \quad (2.12)$$

La Tabella 2.3 riporta i risultati delle simulazioni. Il coefficiente di scambio termico ricavato ha un valore molto vicino a quello impostato ( $9998 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ). Questo sta a significare che, l'andamento della temperatura di parete, ottenuto con questa nuova sezione, non porta errori nel calcolo del coefficiente di scambio termico.

$t_{p,1}$	$t_{p,2}$	$t_{w,in}$	$t_{w,out}$	$q$	$\alpha_{cond}$
[K]	[K]	[K]	[K]	[W]	[W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
295.96	293.87	288	294.18	72.78	9960

Tabella 2.3: Risultati della simulazione.





# Capitolo 3

## Impianto sperimentale

### 3.1 La sezione sperimentale

In Figura 3.1 viene riportato un modello 3D, creato preliminarmente con SolidWorks®, della sezione sperimentale per comprendere meglio i vari passi seguiti durante la realizzazione della stessa.

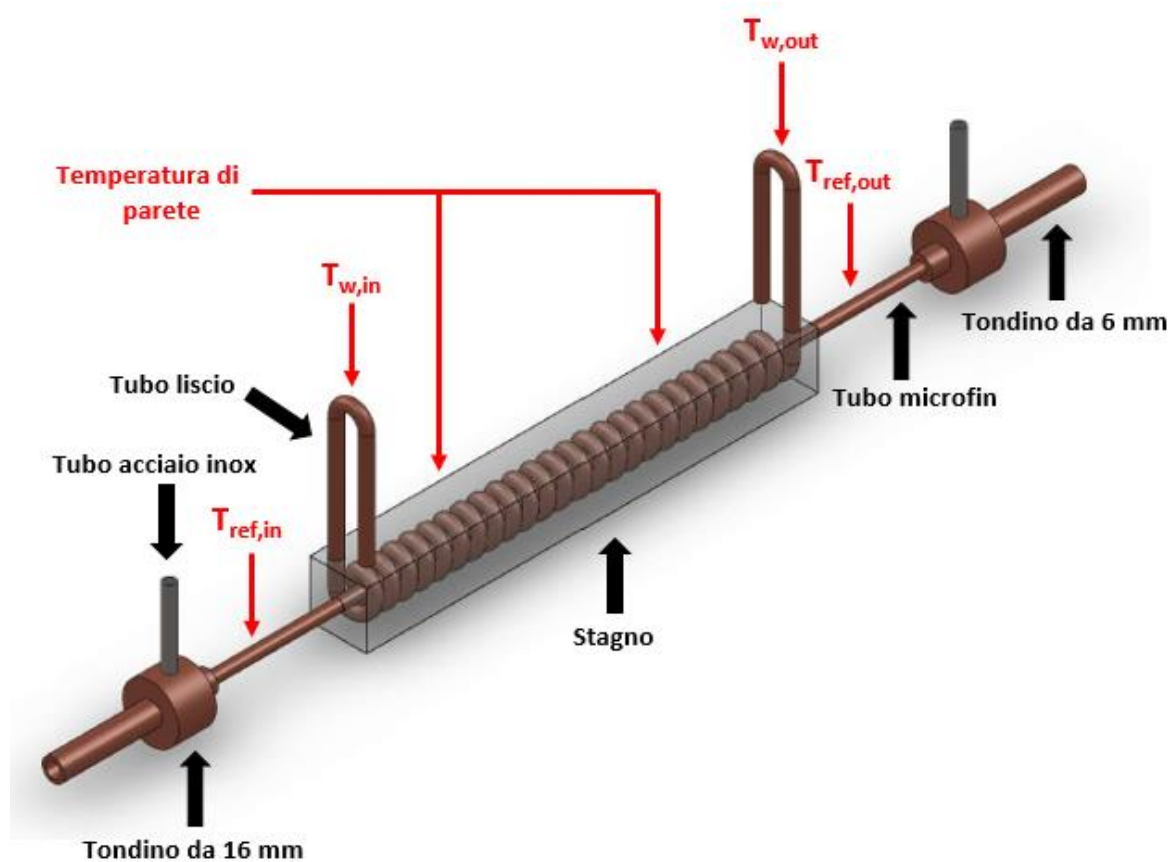


Figura 3.1: Modello 3D della sezione sperimentale.

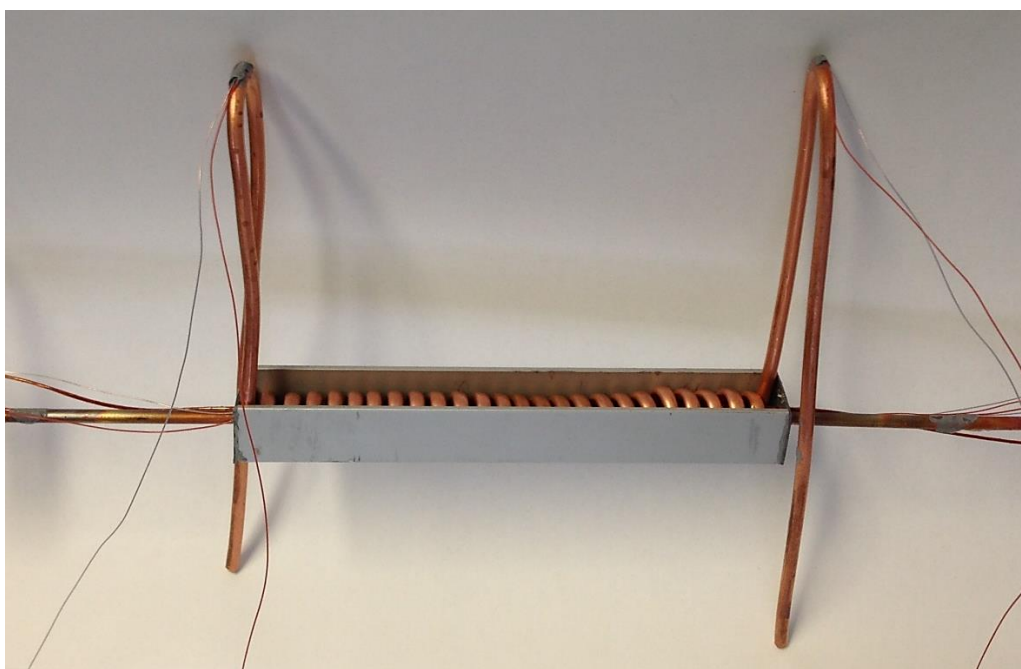
La prima operazione consiste nell'attaccare le due termocoppie di parete al tubo microfin. Esse vengono collegate a 3 cm di distanza dall'ingresso e dall'uscita della sezione. A differenza delle sezioni precedenti, in cui le termocoppie di parete venivano attaccate dopo aver inserito il microfin all'interno della serpentina dell'acqua, in questa sezione le termocoppie vengono attaccate sulla parete del tubo da testare prima di posizionare il circuito dell'acqua. In questo modo, non dovendo posizionare le termocoppie nel piccolo spazio sotto le alzate, ma lavorando sul microfin "nudo", il fissaggio delle stesse è più preciso e affidabile. Il fissaggio è avvenuto tramite una colla bicomponente marmo-ferro, il tutto mantenuto a stretto contatto con il tubo microfin da un pezzo di scotch tolto una volta che la colla si è solidificata. La colla bicomponente, marmo-ferro, da certificato è in grado di resistere a temperature comprese tra -40 e 110 °C, ma da prove in laboratorio si è visto che fino a temperature di 300 °C, nonostante si carbonizzi, resiste e riesce a mantenere il fissaggio. Questa resina quindi risulta adatta al nostro campo operativo essendo la temperatura di fusione della lega di stagno, che si utilizzerà per garantire lo scambio termico, è di circa 230 °C. La stessa colla è stata utilizzata anche per ricoprire l'isolamento delle termocoppie: l'isolamento è in teflon, materiale che mantiene le sue proprietà fino a 250 °C, temperatura di poco superiore a quella di fusione della lega di stagno. In questo modo si garantisce una maggiore resistenza delle termocoppie alle elevate temperature raggiunte durante la fusione. Successivamente si procede con la realizzazione del circuito a spirale dell'acqua che asporterà il calore dal microfin. Non avendo macchinari per la piegatura di tubi, l'operazione viene eseguita manualmente. Da un precedente lavoro di tesi [35] si è visto che la tecnica più efficace è la piegatura del tubo a freddo. Riscaldando il tubo attraverso una pistola termica, per rendere il tubo più malleabile, si formavano delle strozzature e curvature troppo strette che andavano a influenzare il corretto fluire dell'acqua nel tubo e quindi aumentavano le perdite di carico. Le perdite di carico lato acqua devono essere mantenute limitate a causa della limitata prevalenza del circolatore del bagno termostatico. Si è proceduto quindi con la piegatura a freddo. La piegatura del tubo di rame non viene fatta direttamente sul tubo microfin ma su di una barra filettata di diametro leggermente più grande, circa 5 mm, per evitare di sollecitare e deformare il tubo microfin durante l'operazione di avvolgimento. Visto il piccolo diametro del microfin, diametro esterno 3 mm, gli sforzi durante la piegatura del circuito dell'acqua andrebbero a deformarlo provocando delle alterazioni all'alettatura interna. Inoltre, in questo modo, si ottiene un avvolgimento di diametro sufficientemente

grande sui cui inserire il tubo microfin in cui sono già attaccate le termocoppie di parete. Una volta eseguita la piegatura, le spirali, attraverso una pinza, sono state distanziate tra di loro in modo da permettere alla lega di stagno di penetrare in tutti i volumi vuoti e garantire un buon contatto tra il tubo microfin e il circuito dell'acqua.

A questo punto è stato creato un contenitore dove poter inserire il microfin e il circuito dell'acqua e successivamente fare la colata di stagno. Si è utilizzato un profilo di alluminio ad U di dimensioni 15 x 15 mm. Le due estremità del profilo ad U, essendo aperte, sono state chiuse con delle piastrine di acciaio, opportunamente forate per fare passare il microfin, e incollate al profilo tramite il marmo-ferro.

Si è proseguito con il fissaggio, nelle estremità delle alzate, delle due termocoppie per misurare la temperatura in ingresso e uscita dell'acqua e, appena al di fuori del tratto di tubo dove avviene lo scambio termico, le termocoppie per misurare la temperatura di ingresso e uscita del refrigerante.

In Figura 3.2 è riportata la sezione prima di eseguire la colata.

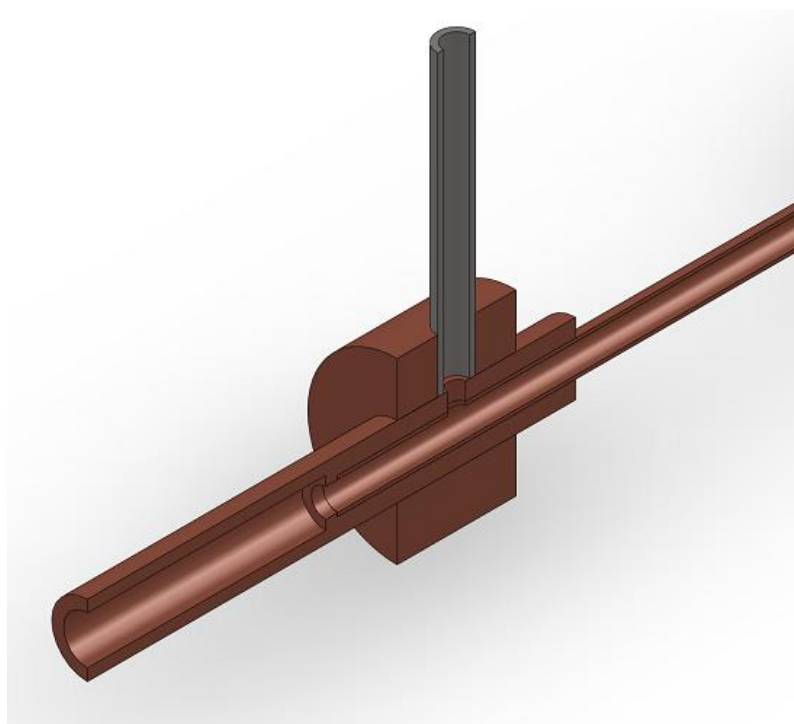


*Figura 3.2: Sezione prima dell'esecuzione della colata.*

A questo punto è stata eseguita la colata della lega di stagno. La lega utilizzata è composta dal 40% di stagno e 60% di piombo. Per fondere la lega si è usata una "pencil torch" a butano con fiamma regolabile. La lega, sotto forma di barra, è stata tagliata opportunamente in

piccoli pezzettini, inseriti nel contenitore di alluminio. La fiamma della torcia, durante la fusione, è stata puntata nella parte bassa della sezione; si è trasferito così il calore necessario alla fusione principalmente per conduzione lungo il profilato, evitando di far raggiungere alle termocoppie temperature troppo elevate che ne avrebbero deteriorato le proprietà dell'isolante.

Come ultima cosa sono state costruite le prese di pressione. In Figura 3.3 viene riportata la sezione 3D delle stesse. Esse sono costituite da tre elementi: un tondino di rame di diametro esterno 6 mm lavorato successivamente al tornio, un tondino di rame di diametro esterno 16 mm forato internamente (diametro interno 6 mm) e trasversalmente in modo da fare da supporto per un terzo elemento: un tubetto di acciaio inox di diametro esterno 1/8" che andrà a trasmettere la pressione al trasduttore. Il tondino di rame da 6 mm è stato lavorato internamente al tornio fino a raggiungere, per metà sezione, un diametro interno di 3 mm, per l'altra metà un diametro interno di 4 mm e nel mezzo una piccola ostruzione in modo da infilare e fissare il microfin per battuta. A questo punto all'esterno viene posizionato il tondino da 16 mm con il tubo di acciaio. Una volta saldati tutti i componenti, con una punta da 2 mm, viene fatto il foro per mettere in comunicazione il tubo di acciaio con il microfin.

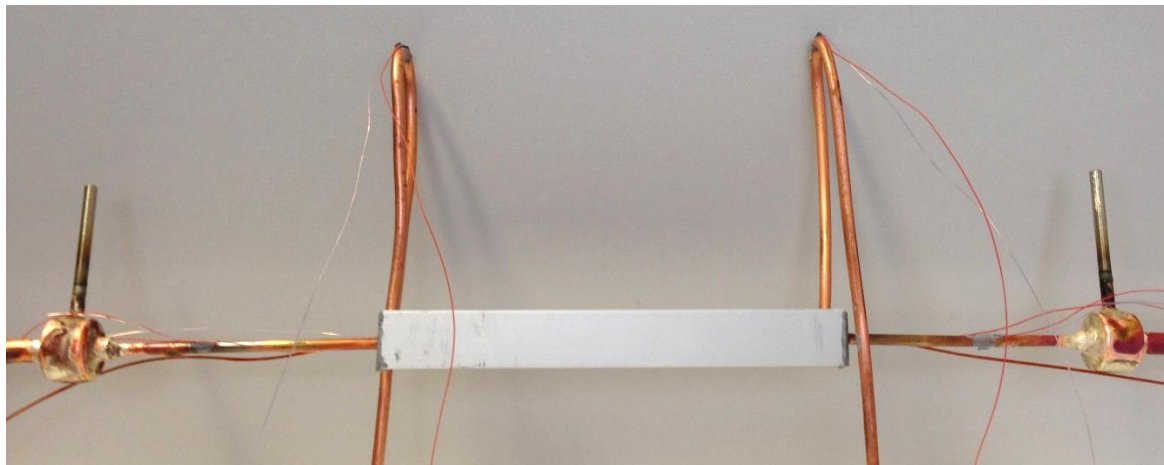


*Figura 3.3: Sezione delle prese di pressione.*

In Figura 3.4 è riportata la sezione sperimentale prima di essere collegata all'impianto.

La sezione è collegata all'impianto sperimentale attraverso un sistema a ogiva e contro ogiva. Queste garantiscono un'ottima tenuta meccanica sia nei collegamenti dell'ingresso e dell'uscita della sezione, sia nei collegamenti delle prese di pressione

L'intera sezione sperimentale, dopo aver effettuato le prove di tenuta, è stata isolata termicamente con Armaflex, materiale isolante flessibile a bassa conducibilità termica.



*Figura 3.4: Sezione sperimentale con prese di pressione.*

## 3.2 Impianto sperimentale

Le prove sono state eseguite nell'impianto sperimentale collocato nel laboratorio di scambio termico in micro-geometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova. Tale impianto permette la realizzazione di misure di perdite di pressione e scambio termico durante condensazione ed evaporazione. Esso ha una massima pressione di esercizio di 3 MPa e la portata di refrigerante può essere variata fino a  $72 \text{ kg h}^{-1}$ .

L'impianto sperimentale è costituito da cinque circuiti: il circuito del refrigerante, il circuito dell'acqua calda per l'evaporatore, il circuito dell'acqua fredda per il pre-condensatore, il circuito dell'acqua calda o fredda per la sezione, il circuito dell'acqua di pozzo per il post condensatore.

Lo schema del circuito del refrigerante è riportato in Figura 3.5. Il refrigerante viene pompato attraverso il circuito da una pompa ad ingranaggi a trascinamento magnetico. Tale pompa lavorando senza olio evita eventuali contaminazione del fluido refrigerante. La pompa è accoppiata ad un inverter in modo da controllare la sua velocità e quindi la portata

di massa del refrigerante. Il refrigerante poi passa all'evaporatore, uno scambiatore a piastre brasato in controcorrente, dove viene vaporizzato e surriscaldato ricevendo calore dal circuito dell'acqua calda. A questo punto il vapore surriscaldato raggiunge il pre-condensatore dove viene parzialmente condensato fino al raggiungimento del titolo desiderato in ingresso alla sezione; il pre-condensatore consiste in uno scambiatore tubo in tubo dove il refrigerante scorre nel tubo interno in contro corrente con l'acqua fredda nella regione anulare. L'uscita del pre-condensatore è connessa all'ingresso della sezione sperimentale attraverso un tubo adiabatico. Il fluido che evapora o condensa nella sezione, è poi condensato e sottoraffreddato nel post-condensatore, che è un altro condensatore a piastre brasato, alimentato in controcorrente con acqua di pozzo. Prima di ritornare alla pompa il refrigerante passa attraverso un filtro in modo da rimuovere eventuali tracce di impurità, presenti nel circuito, che possono danneggiare la pompa, e assorbire l'umidità che può essere presente nell'impianto. Nel tratto tra la pompa e l'evaporatore c'è un regolatore di pressione (damper) connesso alla linea dell'aria compressa che permette il controllo delle condizioni di saturazione nel circuito del refrigerante. A valle del damper è installato un misuratore di portata ad effetto Coriolis, che restituisce direttamente il valore della portata di massa circolante, e una valvola di regolazione per un'ulteriore regolazione della portata. Lungo il circuito del refrigerante sono presenti vari sensori per la lettura dei valori di pressione e temperatura in modo da conoscere lo stato termodinamico.

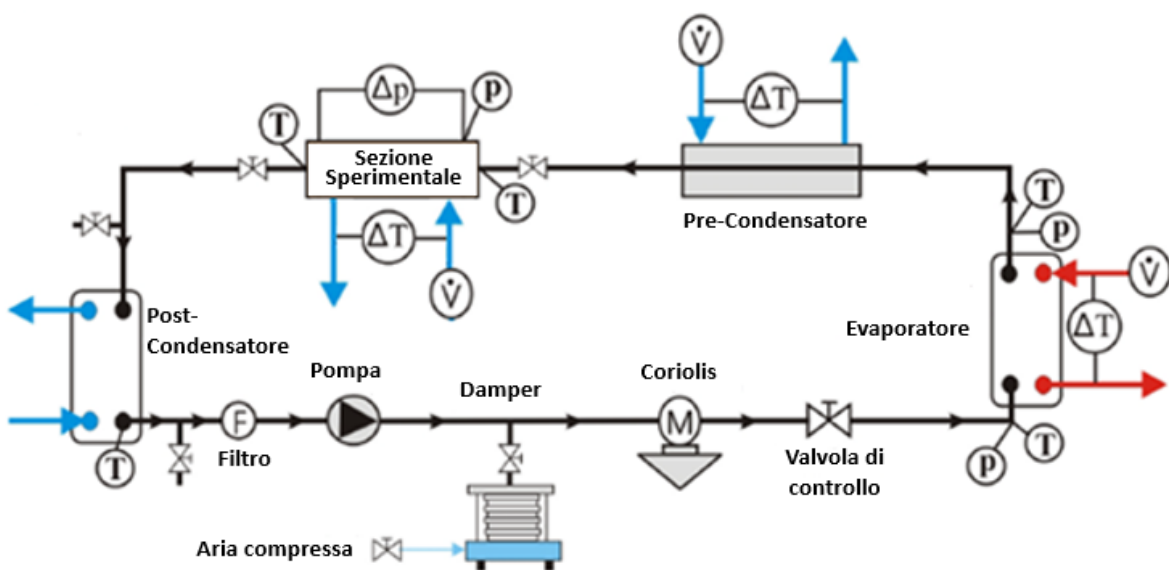


Figura 3.5: Schema del circuito del refrigerante.

Il circuito dell'acqua calda è progettato in modo da fornire all'evaporatore la potenza per evaporare e surriscaldare il refrigerante. Esso è costituito da una pompa multi stadio, da un boiler elettrico in grado di fornire fino a 5 kW, una valvola per il controllo della portata, un misuratore di portata magnetico, un vaso di espansione per far fronte alle variazioni di densità dell'acqua.

La potenza necessaria nel pre-condensatore è fornita dal circuito dell'acqua fredda, dove, tramite un chiller, è possibile regolare la temperatura dell'acqua all'ingresso dello scambiatore. La portata è invece controllata attraverso una valvola e misurata attraverso un misuratore magnetico. Risulta così possibile modificare il calore scambiato controllando la portata d'acqua o la sua temperatura all'ingresso, e quindi impostare il titolo del vapore desiderato all'ingresso della sezione. Un vaso di espansione è presente per far fronte alle eventuali variazioni della densità dell'acqua.

Il circuito dell'acqua fredda, proveniente dal pozzo, per il post-condensatore non presenta nessuna valvola di regolazione né misuratore di portata poiché l'unico obiettivo di questo scambiatore è di condensare completamente il refrigerante prima che raggiunga la pompa. L'acqua di pozzo solitamente presenta una temperatura compresa tra 15 e 18 °C.

L'acqua calda o fredda, a seconda si voglia evaporare o condensare, nella sezione di prova viene inviata attraverso un bagno termostatico LAUDA PROPYLENE 1845. Esso è composto da una pompa a otto velocità, ha una prevalenza di 0.7 bar, presenta una stabilità della temperatura dell'acqua trattata di  $\pm 0.01$  K.

Nei vari circuiti dell'acqua sono installati alcuni sensori di temperatura per controllare le condizioni all'ingresso e all'uscita degli scambiatori.

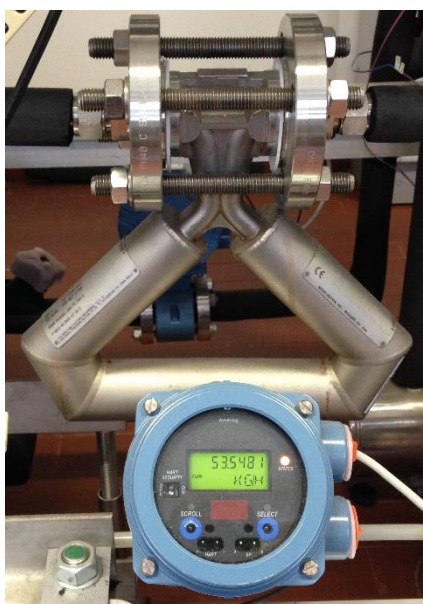
### **3.2.1 Strumentazione e acquisizione**

#### **Termocoppie**

Per misurare la temperatura nei vari punti dell'impianto sono utilizzate termocoppie di tipo T (rame-costantana) con una delle due giunzioni collegate allo zero di riferimento fornito dal KAYE. Attraverso un processo di taratura, utilizzando come riferimento una PT100 con incertezza  $\pm 0.03$  K, si è ricavato il polinomio caratteristico per convertire il valore di tensione fornito dal sensore in valore di temperatura. Le termocoppie utilizzate hanno un'incertezza di  $\pm 0.05$  K.

### Misuratore di portata massico ad effetto Coriolis

Un'immagine del misuratore è riportata in Figura 3.6. Il misuratore ad effetto Coriolis è utilizzato per misurare la portata di massa del refrigerante. Il misuratore si presenta nella versione classica con due tubi racchiusi in una forma a  $\Omega$ : la portata fluida entra all'interno del misuratore mentre l'elettronica induce una forza oscillante facendo vibrare i due tubi. Quando la portata è zero i due tubi vibrano in fase tra loro, mentre quando viene introdotto il flusso le forze di Coriolis causano delle distorsioni e quindi una differenza di fase. Questa sfasatura temporale viene misurata ed è direttamente proporzionale alla portata di massa del fluido. Tale misuratore ha una pressione massima di esercizio di 40 bar, una portata massima di  $400 \text{ kg h}^{-1}$ , un'incertezza dello  $\pm 0.1\%$  della lettura.



*Figura 3.6: Misuratore di portata massico ad effetto Coriolis.*

### Misuratori magnetici di portata volumetrica

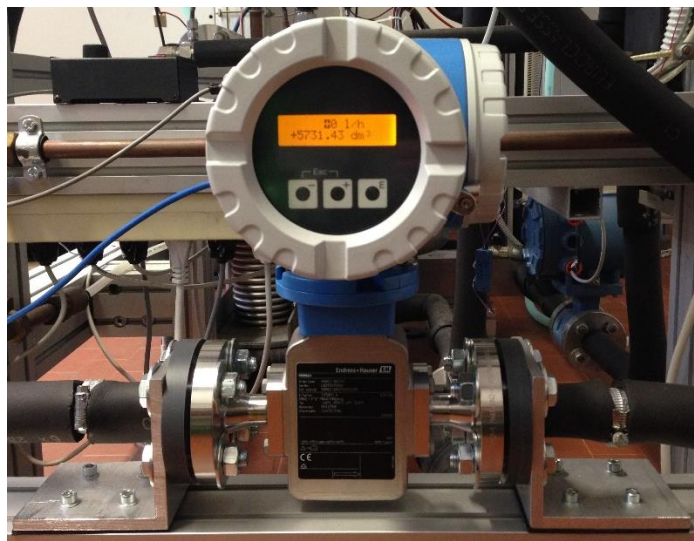
I misuratori di portata volumetrici sono montati nei circuiti dell'acqua fredda al precondensatore, nel circuito dell'acqua calda all'evaporatore, nel circuito dell'acqua alla sezione. Tale misuratori sfruttano le leggi di Faraday: quando l'acqua (conduttore) passa attraverso il campo magnetico prodotto dal trasmettitore, su di essa, si induce una tensione che sarà proporzionale alla velocità del fluido e quindi alla portata.

Il misuratore montato nel circuito caldo ha un fondo scala di  $800 \text{ L/h}$  e un'incertezza dello  $\pm 0.25\%$  della lettura.



Il misuratore montato nel circuito freddo del precondensatore ha un fondo scala di 650 L/h e un'incertezza dello  $\pm 0.25\%$  della lettura.

Durante questa esperienza di tesi è stato aggiunto il misuratore di portata nel circuito dell'acqua della sezione sperimentale; precedentemente la portata veniva misurata attraverso delle pesate. Il misuratore scelto, fornito da Endress+Hauser, presenta un fondo scala di 20 L/h e un'incertezza dello  $\pm 0.5\%$  della lettura. Un'immagine del misuratore è riportata in Figura 3.7.



*Figura 3.7: Misuratore di portata volumetrica della sezione sperimentale.*

### **Misuratori di pressione**

Nel circuito del refrigerante sono presenti quattro misuratori di pressione: tre misuratori di pressione assoluta e un misuratore di pressione differenziale. I tre misuratori assoluti sono montati all'ingresso dell'evaporatore, all'uscita dell'evaporatore e all'ingresso della sezione sperimentale; il misuratore differenziale è installato "ai capi" della sezione sperimentale per misurare la perdita di pressione totale lungo la stessa.

I misuratori di pressione assoluti hanno un fondo scala di 30 bar e un'incertezza dello  $\pm 0.065\%$  del valore di fondo scala.

Il misuratore di pressione differenziale ha un fondo scala di 1 bar e un'incertezza dello  $\pm 0.025\%$  del valore di fondo scala.

In Figura 3.8 è riportata un'immagine del misuratore di pressione assoluto all'ingresso della sezione sperimentale e del misuratore di pressione differenziale.



Figura 3.8: a) misuratore di pressione assoluto; b) misuratore di pressione differenziale.

### Acquisizione

I segnali provenienti dalle termocoppie, dai vari misuratori dell'impianto e da altri dispositivi di monitoraggio sono inviati ad un sistema di acquisizione dati della National Instrument. Attraverso una porta USB l'acquisitore è collegato ad un personal computer e i segnali sono elaborati usando il software LabVIEW 11. Il software permette la visualizzazione numerica e grafica delle grandezze acquisite ed inoltre, interfacciandolo con REFPROP 9.1 [38], è possibile calcolare le proprietà termodinamiche come il titolo in ingresso alla sezione sperimentale.

# Capitolo 4

## Analisi dei dati

### 4.1 Proprietà termodinamiche

Le proprietà termodinamiche del refrigerante in condensazione, quali densità, viscosità e conducibilità termica, sono calcolate in modo diverso per la fase liquida e per la fase vapore. Per il vapore le proprietà sono state calcolate alla temperatura di saturazione  $t_{sat}$ ; per la fase liquida le proprietà, come suggerito in Heat Exchanger Design Handbook [39], sono calcolate nel seguente modo:

- la densità  $\rho_L$  e la conducibilità termica  $\lambda_L$  sono prese come media aritmetica tra i valori alla temperatura di saturazione  $t_{sat}$  e alla temperatura di parete  $t_p$ ;
- la viscosità  $\mu_L$  invece è calcolata come segue:

$$\mu_L = \frac{3 \cdot \mu_{L,sat} + \mu_{L,p}}{4} \quad (4.1)$$

in cui  $\mu_{L,sat}$  e  $\mu_{L,p}$  indicano la viscosità del liquido alla temperatura di saturazione e alla temperatura di parete.

Tutte le proprietà sono state calcolate con REFPROP 9.1 [38] attraverso la conoscenza di pressione e temperatura, o solo tramite la pressione di saturazione nel caso di condensazione.

#### 4.1.1 Titolo del vapore

Il titolo del vapore all'ingresso della sezione sperimentale dipende da flusso termico scambiato al precondensatore e dalle condizioni termodinamiche del refrigerante all'uscita dell'evaporatore:

$$q_{pc} = \dot{m}_{w,pc} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) = \dot{m}_{ref} \cdot (h_{pc,in} - h_{pc,out}) \quad (4.2)$$

in cui  $\dot{m}_{w,pc}$  è la portata di massa dell'acqua al precondensatore,  $c_{p,w}$  è il calore specifico dell'acqua a pressione costante,  $t_{w,pc,out}$  e  $t_{w,pc,in}$  sono, rispettivamente, le temperature di uscita e ingresso dell'acqua al precondensatore. Considerando il lato destro dell'equazione,  $\dot{m}_{ref}$  indica la portata di massa del refrigerante mentre  $h_{pc,in}$  e  $h_{pc,out}$  sono rispettivamente le entalpie specifiche del refrigerante all'ingresso e all'uscita del precondensatore. Poiché il tratto tra l'evaporatore e il precondensatore e il tratto tra il precondensatore e la sezione sperimentale sono adiabatici il bilancio al precondensatore si può riscrivere come:

$$q_{pc} = \dot{m}_{w,pc} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) = \dot{m}_{ref} \cdot (h_{evap,out} - h_{sez,in}) \quad (4.3)$$

in cui con  $h_{evap,out}$  si indica l'entalpia specifica del vapore surriscaldato all'uscita dell'evaporatore, calcolata dalla conoscenza di pressione e temperatura all'uscita dell'evaporatore e, con  $h_{sez,in}$ , l'entalpia specifica del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale.

Dal bilancio termico dell'equazione (4.2) si può ricavare l'entalpia specifica del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale:

$$h_{sez,in} = h_{evap,out} - \frac{\dot{m}_{w,pc} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in})}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.4)$$

e quindi il titolo all'ingresso:

$$x_{in} = \frac{h_{sez,in} - h_L}{h_G - h_L} \quad (4.5)$$

dove  $h_L$  e  $h_G$  sono rispettivamente le entalpie specifiche del liquido e del vapore saturo calcolate dal valore di pressione del refrigerante all'ingresso della sezione.

Il titolo del vapore all'uscita della sezione sperimentale può essere calcolato facendo un bilancio termico sulla stessa:

$$q_{sez} = \dot{m}_{w,sez} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in}) = \dot{m}_{ref} \cdot (h_{sez,in} - h_{sez,out}) \quad (4.6)$$

in cui  $\dot{m}_{w,sez}$  è la portata d'acqua circolante nel tubo liscio,  $c_{p,w}$  è il calore specifico

dell'acqua a pressione costante,  $t_{w,sez,out}$  e  $t_{w,sez,in}$  sono, rispettivamente, le temperature dell'acqua all'uscita e all'ingresso della sezione sperimentale,  $h_{sez,out}$  è l'entalpia specifica del refrigerante all'uscita.

Dal bilancio precedente si può ricavare l'entalpia specifica all'uscita della sezione, come:

$$h_{sez,out} = h_{sez,in} - \frac{\dot{m}_{w,sez} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in})}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.7)$$

e il titolo all'uscita come:

$$x_{out} = \frac{h_{sez,out} - h_L}{h_G - h_L} \quad (4.8)$$

dove, in questo caso, le proprietà del refrigerante sono calcolate dalla conoscenza della pressione di uscita. A questo punto si può calcolare il titolo medio  $x_m$  come media aritmetica tra i valori all'ingresso e all'uscita:

$$x_{medio} = \frac{x_{in} + x_{out}}{2} \quad (4.9)$$

#### 4.1.2 Perdite di carico

Durante il deflusso bifase del refrigerante all'interno del tubo microfin la perdita di pressione totale viene misurata dal trasduttore differenziale. Come riportato nell'equazione (1.9) il gradiente di pressione totale è somma di tre termini: il gradiente di attrito, il gradiente di gravità e il gradiente di quantità di moto. Essendo il tubo microfin in posizione orizzontale il gradiente di pressione dovuto alla gravità è pari a zero. La perdita di carico dovuta alla quantità di moto, per unità di lunghezza, viene calcolata come segue:

$$\left(\frac{dp}{L}\right)_a = G^2 \cdot \left[ \left( \frac{x^2}{\rho_G \cdot \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L \cdot (1-\varepsilon)} \right)_{out} - \left( \frac{x^2}{\rho_G \cdot \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L \cdot (1-\varepsilon)} \right)_{in} \right] \cdot \frac{1}{L} \quad (4.10)$$

dove  $L$  è la distanza tra le due prese di pressione,  $\varepsilon$  il grado di vuoto calcolato con l'equazione

(1.19-1.21) e  $G$  la portata di massa specifica riferita ad un'area di attraversamento corrispondente ad un equivalente tubo liscio con diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta:

$$G = \frac{4 \cdot \dot{m}_{ref}}{\pi \cdot D_{ft}^2} \quad (4.11)$$

Il gradiente di pressione per attrito, quindi, viene calcolato dal gradiente di pressione totale sottraendo il termine per quantità di moto:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{tot} - \left(\frac{dp}{dz}\right)_a \quad (4.12)$$

Per le prove in monofase ed adiabatico il valore di pressione misurato dal trasduttore differenziale è attribuito solamente alla componente per attrito.

### 4.1.3 Bilanci termici

Per verificare se la sezione è stata isolata correttamente, in modo da non avere importanti dispersioni di calore verso l'ambiente, si sono verificati i bilanci termici lato refrigerante e lato acqua. Avendo nella sezione sperimentale una piccola variazione di titolo durante la condensazione, e quindi non potendo passare da vapore saturo a liquido saturo, il controllo dei bilanci termici è stato fatto in regime monofase liquido.

Il bilancio termico lato refrigerante è stato calcolato con la seguente relazione:

$$q_{ref,sez} = \dot{m}_{ref} \cdot (h_{sez,in} - h_{sez,out}) \quad (4.13)$$

in cui  $h_{sez,out}$  e  $h_{sez,in}$  vengono determinate grazie alla conoscenza delle temperature e pressioni del refrigerante all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale.

Il bilancio termico lato acqua risulta:

$$q_{w,sez} = \dot{m}_{w,sez} \cdot c_{p,w} \cdot (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in}) \quad (4.14)$$

### 4.1.4 Coefficiente di scambio

I coefficienti di scambio, sia in monofase che in condensazione, sono riferiti all'area di

scambio  $A_{ft}$  così definita:

$$A_{ft} = \pi \cdot D_{ft} \cdot L \quad (4.15)$$

cioè l'area di un equivalente tubo liscio con diametro interno uguale al diametro all'apice delle alette ( $D_{ft}$ ) del tubo microfin in esame. Con  $L$  viene indicata la lunghezza del tratto di tubo interessato allo scambio termico.

### Coefficiente di scambio in monofase

Il coefficiente di scambio termico in monofase è così calcolato:

$$\alpha_L = \frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)} \quad (4.16)$$

in cui, con  $\bar{t}_{ref}$ , si indica la temperatura media del refrigerante calcolata come media aritmetica tra il valore in ingresso e uscita dalla sezione sperimentale e, con  $\bar{t}_p$ , il valore medio tra i valori di temperatura delle due termocoppie di parete installate. La potenza termica utilizzata nel calcolo è quella lato acqua  $q_{w,sez}$  ma, essendo la differenza tra il flusso termico calcolato lato acqua e quello lato refrigerante molto piccola, come si potrà vedere nel prossimo capitolo, si può utilizzare indifferentemente la potenza termica lato refrigerante  $q_{ref,sez}$ .

### Coefficiente di scambio in condensazione

Il coefficiente di scambio in condensazione è calcolato con la seguente equazione:

$$\alpha_{cond} = \frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{sat} - \bar{t}_p)} \quad (4.17)$$

dove con  $\bar{t}_{sat}$  si indica la temperatura media di saturazione poiché, a causa delle perdite di carico durante il moto del refrigerante entro il tubo microfin, la temperatura di saturazione tende a scendere spostandosi dall'ingresso all'uscita della sezione sperimentale. La temperatura di saturazione media  $\bar{t}_{sat}$  è così calcolata:

$$\bar{t}_{sat} = \frac{t_{sat}(p_{ref,in}) + t_{sat}(p_{ref,out})}{2} \quad (4.18)$$

in cui con  $t_{sat}(p_{ref,in})$  e  $t_{sat}(p_{ref,out})$  si indicano le temperature di saturazione rispettivamente alla pressione in ingresso e all'uscita della sezione.

## 4.2 Calcolo dell'incertezza

Una grandezza fisica, misurata indirettamente, è funzione di  $n$  parametri indipendenti:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (4.19)$$

in cui ogni parametro indipendente ha la sua incertezza  $i_i$ . Quindi la grandezza fisica  $y$  ha la sua incertezza  $i_y$ :

$$y \pm i_y = f(x_1 \pm i_1, x_2 \pm i_2, \dots, x_n \pm i_n) \quad (4.20)$$

Con uno sviluppo di Taylor del primo ordine:

$$\begin{aligned} f(x_1 \pm i_1, x_2 \pm i_2, \dots, x_n \pm i_n) \\ \approx f(x_1, x_2, \dots, x_n) \pm \left( \frac{\partial f}{\partial x_1} i_1 + \frac{\partial f}{\partial x_2} i_2 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_n} i_n \right) \end{aligned} \quad (4.21)$$

e quindi:

$$i_y \approx \pm \frac{\partial f}{\partial x_1} i_1 \pm \frac{\partial f}{\partial x_2} i_2 \pm \dots \pm \frac{\partial f}{\partial x_n} i_n = \pm \vartheta_1 i_1 \pm \vartheta_2 i_2 \pm \dots \pm \vartheta_n i_n \quad (4.22)$$

dove  $\vartheta_i$  sono definiti indici di sensibilità e sono valutati nel punto  $x_i$ . L'incertezza può così essere calcolata con la formula proposta da Kline e McClintok [40]:

$$i_y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot i_i^2} \quad (4.23)$$



### 4.2.1 Incertezza sul flusso termico scambiato al precondensatore

Il calore scambiato al precondensatore viene calcolato con l'equazione (4.2). Derivando tale equazione, gli indici di sensibilità per il calcolo dell'incertezza sul flusso termico scambiato al precondensatore sono:

$$\frac{\partial q_{pc}}{\partial \dot{m}_{w,pc}} = c_{p,w} \cdot (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial q_{pc}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,pc} \cdot (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,out}} = \dot{m}_{w,pc} \cdot c_{p,w} \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,in}} = -\dot{m}_{w,pc} \cdot c_{p,w} \quad (4.27)$$

Quindi l'incertezza sul flusso termico scambiato al precondensatore può essere calcolata come segue:

$$i_{q_{pc}} = \sqrt{\left(\frac{\partial q_{pc}}{\partial \dot{m}_{w,pc}} \cdot i_{\dot{m}_{w,pc}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_{pc}}{\partial c_{p,w}} \cdot i_{c_{p,w}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,out}} \cdot i_{t_{w,pc,out}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,in}} \cdot i_{t_{w,pc,in}}\right)^2} \quad (4.28)$$

Per il calore specifico dell'acqua si è considerato un valore costante di  $4186 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  e un'incertezza del  $\pm 0.2\%$ .

### 4.2.2 Incertezza sul titolo all'ingresso della sezione

L'entalpia specifica del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale viene calcolata tramite l'equazione (4.4). Derivandola si ottengono i seguenti indici di sensibilità:

$$\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial h_{evap,out}} = 1 \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial q_{pc}} = -\frac{1}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{pc}}{(\dot{m}_{ref})^2} \quad (4.31)$$

Quindi l'incertezza sull'entalpia specifica del refrigerante all'ingresso della sezione è calcolata come:

$$i_{h_{sez,in}} = \sqrt{\left(\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial h_{evap,out}} \cdot i_{h_{evap,out}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial q_{pc}} \cdot i_{q_{pc}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h_{sez,in}}{\partial \dot{m}_{ref}} \cdot i_{\dot{m}_{ref}}\right)^2} \quad (4.32)$$

Per calcolare l'incertezza sul titolo all'ingresso deriviamo l'equazione (4.5):

$$\frac{\partial x_{in}}{\partial h_{sez,in}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial x_{in}}{\partial h_L} = \frac{h_{sez,in} - h_V}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial x_{in}}{\partial h_V} = \frac{h_L - h_{sez,in}}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.35)$$

e quindi l'incertezza sul titolo all'ingresso può essere stimata con la seguente relazione:

$$i_{x_{in}} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_{in}}{\partial h_{sez,in}} \cdot i_{h_{sez,in}}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_{in}}{\partial h_L} \cdot i_{h_L}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_{in}}{\partial h_V} \cdot i_{h_V}\right)^2} \quad (4.36)$$

Un'incertezza del  $\pm 1\%$  del valore è stata assegnata alle grandezze termodinamiche calcolate usando REFPROP 9.1 [38].

### 4.2.3 Incertezza sul flusso termico scambiato alla sezione sperimentale

Il calore scambiato alla sezione sperimentale lato acqua viene calcolato con l'equazione (4.14). Derivando tale equazione, si ottengono i seguenti indici di sensibilità:

$$\frac{\partial q_{w,sez}}{\partial \dot{m}_{w,sez}} = c_{p,w} \cdot (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in}) \quad (4.37)$$

$$\frac{\partial q_{w,sez}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,sez} \cdot (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in}) \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial q_{w,sez}}{\partial t_{w,sez,out}} = \dot{m}_{w,sez} \cdot c_{p,w} \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial q_{w,sez}}{\partial t_{w,sez,in}} = -\dot{m}_{w,sez} \cdot c_{p,w} \quad (4.40)$$

Quindi l'incertezza sul calore scambiato alla sezione può essere calcolata come segue:

$$i_{q_{w,sez}} = \sqrt{\left( \frac{\partial q_{w,sez}}{\partial \dot{m}_{w,sez}} \cdot i_{\dot{m}_{w,sez}} \right)^2 + \left( \frac{\partial q_{w,sez}}{\partial c_{p,w}} \cdot i_{c_{p,w}} \right)^2 + \left( \frac{\partial q_{w,sez}}{\partial t_{w,sez,out}} \cdot i_{t_{w,sez,out}} \right)^2 + \left( \frac{\partial q_{w,sez}}{\partial t_{w,sez,in}} \cdot i_{t_{w,sez,in}} \right)^2} \quad (4.41)$$

Per il calore specifico dell'acqua si è considerato un valore costante di  $4186 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  e un'incertezza del  $\pm 0.2\%$ .

#### 4.2.4 Incertezza sul titolo all'uscita

L'entalpia specifica del refrigerante all'uscita della sezione sperimentale viene calcolata con l'equazione (4.7). Derivando si ottengono i seguenti indici di sensibilità:

$$\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial h_{sez,in}} = 1 \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial q_{w,sez}} = -\frac{1}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{w,sez}}{(\dot{m}_{ref})^2} \quad (4.44)$$

Quindi l'incertezza sull'entalpia specifica del refrigerante all'uscita della sezione è calcolata come:

$$i_{h_{sez,out}} = \sqrt{\left(\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial h_{sez,in}} \cdot i_{h_{sez,in}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial q_{w,sez}} \cdot i_{q_{w,sez}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h_{sez,out}}{\partial \dot{m}_{ref}} \cdot i_{\dot{m}_{ref}}\right)^2} \quad (4.45)$$

Dalla conoscenza dell'incertezza sull'entalpia specifica del refrigerante all'uscita della sezione si può trovare l'incertezza sul titolo all'uscita. Derivando l'equazione (4.7):

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{sez,out}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad (4.46)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_L} = \frac{h_{sez,out} - h_V}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_G} = \frac{h_L - h_{sez,out}}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.48)$$

e quindi:

$$i_{x_{out}} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{sez,out}} \cdot i_{h_{sez,out}}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_{out}}{\partial h_L} \cdot i_{h_L}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_{out}}{\partial h_G} \cdot i_{h_G}\right)^2} \quad (4.49)$$

Un'incertezza del  $\pm 1\%$  del valore è stata assegnata alle grandezze termodinamiche calcolate usando REFPROP 9.1 [38].

## 4.2.5 Incertezza sul titolo medio

Derivando equazione (4.9):

$$\frac{\partial x_m}{\partial x_{in}} = \frac{1}{2} \quad (4.50)$$

$$\frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} = \frac{1}{2} \quad (4.51)$$

e quindi l'incertezza sul titolo medio:

$$i_{x_m} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_m}{\partial x_{in}} \cdot i_{x_{in}}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} \cdot i_{x_{out}}\right)^2} \quad (4.52)$$

Assumendo un'incertezza dello  $\pm 1\%$  sulle grandezze termodinamiche calcolate con REFPROP 9.1 [38] e utilizzando le incertezze degli strumenti di misura riportate nel Capitolo 3.2.1, si ottiene un'incertezza media sul titolo medio di  $\pm 0.03$ .

#### 4.2.6 Incertezza sul coefficiente di scambio in condensazione

Il coefficiente di scambio è calcolato con l'equazione (4.17). Prima di procedere con il calcolo dell'incertezza sul coefficiente di scambio si calcolano le incertezze sull'area di scambio e sulla temperatura media di saturazione.

Per l'area di scambio, calcolata con l'equazione (4.15), si introduce un'incertezza di  $\pm 0.5$  mm solo alla misura del tratto di scambio termico  $L$ . L'incertezza sull'area di scambio diventa:

$$i_{A_{ft}} = \pi \cdot D_{ft} \cdot i_L \quad (4.53)$$

Per quanto riguarda la temperatura di saturazione media, essa è calcolata con l'equazione (4.18). Per calcolare l'incertezza sulla temperatura di saturazione alla pressione in ingresso alla sezione si è utilizzato il seguente metodo:

- si sono calcolate le temperature minime e massime sottraendo e sommando l'incertezza del misuratore di pressione assoluta:

$$t_{sat}^- (p_{ref,in}) = f(p_{ref,in} - i_{p_{ref,in}}) \quad (4.54)$$

$$t_{sat}^+ (p_{ref,in}) = f(p_{ref,in} + i_{p_{ref,in}}) \quad (4.55)$$

- si sono calcolate le incertezze su queste temperature:

$$i_{t_{sat}(p_{ref,in})}^- = t_{sat}(p_{ref,in}) - t_{sat}^-(p_{ref,in}) \quad (4.56)$$

$$i_{t_{sat}(p_{ref,in})}^+ = t_{sat}^+(p_{ref,in}) - t_{sat}(p_{ref,in}) \quad (4.57)$$

- e quindi l'incertezza sulla temperatura di saturazione alla pressione di ingresso:

$$i_{t_{sat}(p_{ref,in})} = \max \left( i_{t_{sat}(p_{ref,in})}^-; i_{t_{sat}(p_{ref,in})}^+; i_{termocoppie} \right) \quad (4.58)$$

Nel modo analogo, ma tenendo conto anche dell'incertezza del misuratore di pressione differenziale, si procede per calcolare l'incertezza sulla temperatura di saturazione alla pressione in uscita della sezione. L'incertezza sulla temperatura media di saturazione è così calcolata:

$$i_{\bar{t}_{sat}} = \sqrt{\left(\frac{i_{t_{sat}(p_{ref,in})}}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_{t_{sat}(p_{ref,out})}}{2}\right)^2} \quad (4.59)$$

A questo punto derivando l'equazione (4.17) si ottengono gli indici di sensibilità:

$$\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial q_{w,sez}} = \frac{1}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{sat} - \bar{t}_p)} \quad (4.60)$$

$$\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial A_{ft}} = -\frac{q_{w,sez}}{A_{ft}^2 \cdot (\bar{t}_{sat} - \bar{t}_p)} \quad (4.61)$$

$$\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_{sat}} = -\frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{sat} - \bar{t}_p)^2} \quad (4.62)$$

$$\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_p} = \frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{sat} - \bar{t}_p)^2} \quad (4.63)$$

e quindi l'incertezza sul coefficiente di scambio bifase può essere stimata come segue:

$$i_{\alpha_{cond}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial q_{w,sez}} \cdot i_{q_{w,sez}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial A_{ft}} \cdot i_{A_{ft}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_{sat}} \cdot i_{\bar{t}_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_p} \cdot i_{\bar{t}_p}\right)^2} \quad (4.64)$$

L'incertezza sulla temperatura media di parete viene posta uguale all'incertezza delle termocoppie. Assumendo un'incertezza dello  $\pm 1\%$  sulle grandezze termodinamiche calcolate con REFPROP 9.1 [38] e utilizzando le incertezze degli strumenti di misura riportate nel Capitolo 3.2.1, si ottiene un'incertezza media sul coefficiente di scambio in bifase di  $\pm 3.5\%$ .

#### 4.2.7 Incertezza sul coefficiente di scambio in monofase

Il coefficiente di scambio termico in monofase è calcolato con l'equazione (4.16). Derivando quest'ultima:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial q_{w,sez}} = \frac{1}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)} \quad (4.65)$$

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial A_{ft}} = -\frac{q_{w,sez}}{A_{ft}^2 \cdot (\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)} \quad (4.66)$$

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial \bar{t}_{ref}} = -\frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)^2} \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial \bar{t}_p} = \frac{q_{w,sez}}{A_{ft} \cdot (\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)^2} \quad (4.68)$$

e quindi l'incertezza sul coefficiente di scambio in monofase può essere stimata come segue:

$$i_{\alpha_L} = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha_L}{\partial q_{w,sez}} \cdot i_{q_{w,sez}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_L}{\partial A_{ft}} \cdot i_{A_{ft}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_L}{\partial \bar{t}_{ref}} \cdot i_{\bar{t}_{ref}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha_L}{\partial \bar{t}_p} \cdot i_{\bar{t}_p}\right)^2} \quad (4.69)$$

L'incertezza sulla temperatura media di parete viene considerata pari all'incertezza delle termocoppie. Assumendo un'incertezza dello  $\pm 1\%$  sulle grandezze termodinamiche calcolate con REFPROP 9.1 [38] e utilizzando le incertezze degli strumenti di misura riportate nel capitolo 3.2.1, si ottiene un'incertezza media sul coefficiente di scambio in monofase di  $\pm 5.8\%$ .



# Capitolo 5

## Prove sperimentali

### 5.1 Prova di tenuta e vuoto della sezione

La sezione sperimentale, prima di essere isolata termicamente con Armaflex, è stata installata nell'impianto per verificare la presenza di eventuali perdite di refrigerante. Le parti esposte maggiormente a rischio di perdita sono le saldature delle prese di pressione e le tenute meccaniche con sistema a ogiva e contro ogiva. Aprendo leggermente, e richiudendo subito dopo la valvola all'ingresso della sezione, in modo da isolarla dal resto dell'impianto, si carica la sezione di refrigerante e si monitora l'andamento della pressione all'ingresso della stessa nel tempo. Il grafico di Figura 5.1 riporta questo andamento.

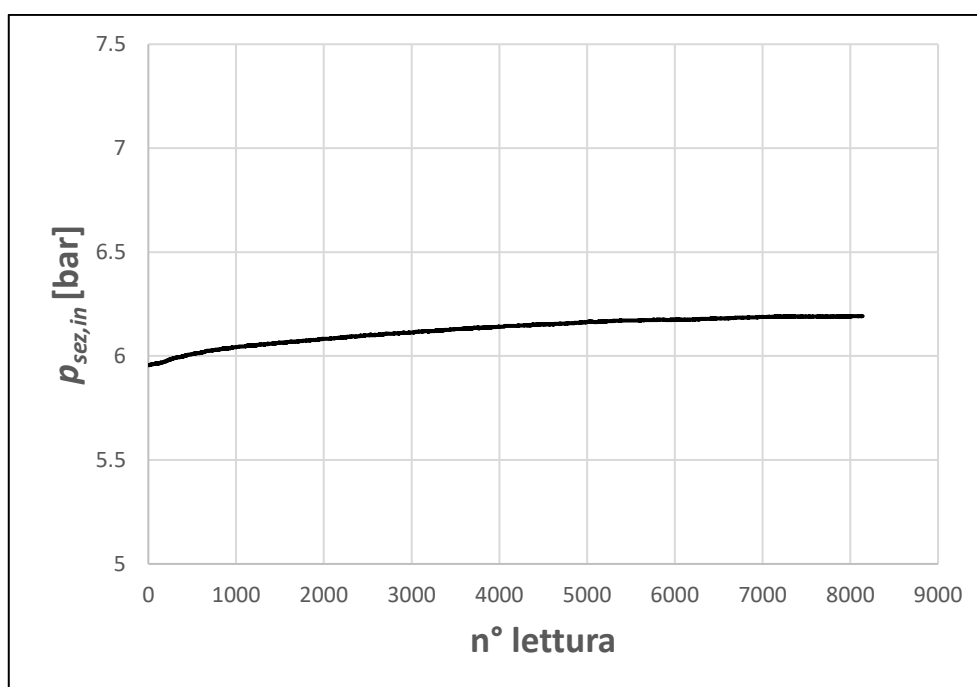


Figura 5.1: Prova di tenuta della sezione sperimentale.

Come si può notare dalla figura, non ci sono perdite nella sezione poiché la pressione non cala, anzi si ha un aumento della pressione all'ingresso dovuto all'aumentare della temperatura esterna e quindi della temperatura del laboratorio (l'impianto è stato acceso alle 12.30 e spento alle 15.00). Dopo aver isolato termicamente la sezione, e prima di metterla in contatto con il resto dell'impianto, con una specifica pompa, è stato creato il vuoto nella sezione sperimentale. Un'ulteriore prova di tenuta è stata fatta controllando, per un tempo di circa 30 minuti, se la sezione riusciva a mantenere il vuoto o entrava aria all'interno. Superata anche questa prova l'impianto è stato acceso regolarmente per iniziare le prove.

## 5.2 Prove in monofase

Durante le prove in monofase l'impianto è portato ad una pressione di saturazione tale da avere una temperatura di saturazione di 40 °C. Per eseguire le prove in monofase il precondensatore deve condensare completamente il vapore surriscaldato in arrivo dall'evaporatore. Questo è reso possibile diminuendo la temperatura dell'acqua all'ingresso al precondensatore e aumentandone la portata. Per assicurarsi di non avere presenza di bolle di vapore viene eseguito un sottoraffreddamento di 15 °C. Le prove in monofase sono state eseguite per un range di portate specifiche, calcolate con l'equazione (4.11),  $400 \leq G \leq 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e mantenendo costante il sottoraffreddamento.

### 5.2.1 Bilanci termici

La potenza termica alla sezione può essere calcolata con l'equazione (4.13) o con l'equazione (4.14). La differenza tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e quello calcolato lato acqua è di circa 1 W per tutte le portate specifiche: tale valore è molto vicino all'incertezza sul calcolo della potenza termica scambiata e, in termini percentuali, è compreso tra  $\pm 10\%$  (Figura 5.2). Come si può notare dalla Figura 5.2, aumentando la portata specifica e quindi la potenza scambiata, la deviazione percentuale tra i due flussi termici calcolati diventa sempre più piccola.

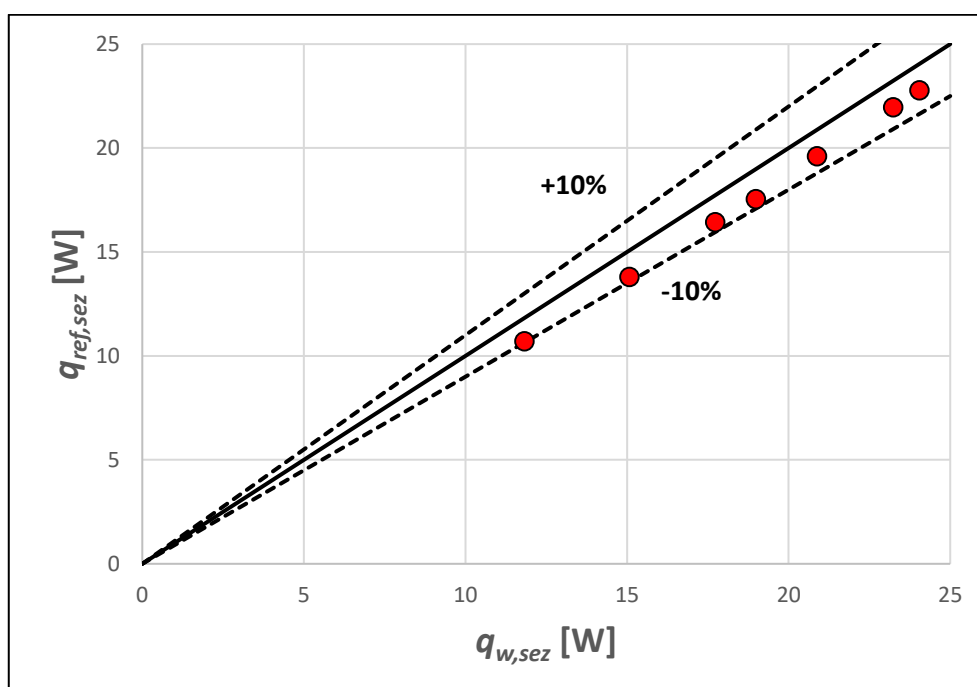


Figura 5.2: Differenza tra il bilancio termico lato refrigerante e lato acqua.

### 5.2.2 Coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico in monofase viene calcolato con l'equazione (4.16). La Figura 5.3 mostra l'andamento del coefficiente di scambio termico monofase in funzione della portata specifica  $G$ . Come si vede dalla figura il coefficiente di scambio cresce all'aumentare della portata specifica: passando dalla portata specifica di 400 a 1000  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  il coefficiente di scambio tende a triplicare.

Nella Tabella 5.1 vengono riportati il valore massimo, minimo e medio dell'incertezza sul coefficiente di scambio in monofase.

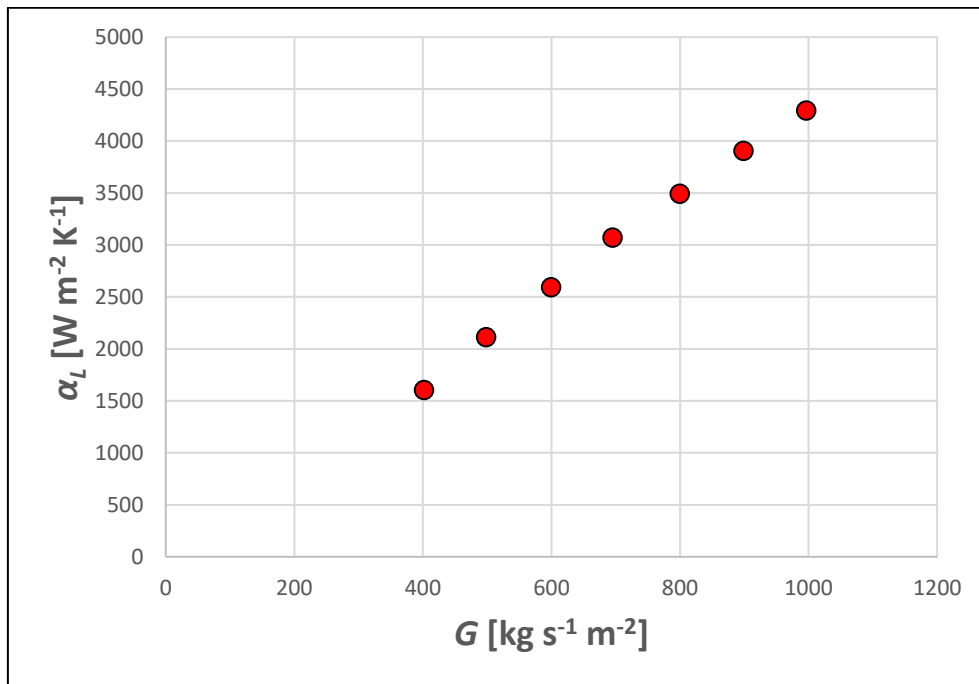


Figura 5.3: Coefficiente di scambio termico monofase sperimentale in funzione della portata specifica.

$i_{\alpha_L, max}$	$\pm 8.6\%$
$i_{\alpha_L, min}$	$\pm 4.4\%$
$i_{\alpha_L, media}$	$\pm 5.8\%$

Tabella 5.1: Incertezza sul coefficiente di scambio in monofase.

### 5.2.3 Perdite di carico

Le perdite di carico durante il deflusso monofase sono molto basse, rispetto a quelle nel moto bifase, e sono riconducibili solo alla componente per attrito. In Figura 5.4 è riportato l'andamento del gradiente di pressione al variare della portata specifica  $G$ .

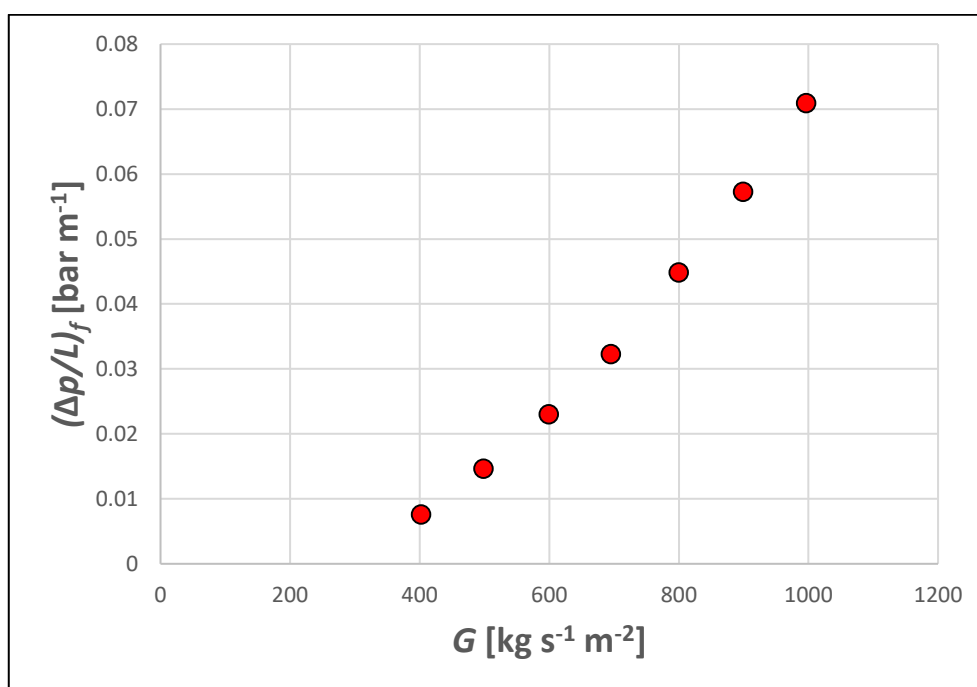


Figura 5.4: Gradiente di pressione monofase in funzione della portata specifica.

### 5.3 Prove in adiabatico

Le prove in adiabatico vengono eseguite con l'unico scopo di controllare l'andamento delle perdite di carico al variare della portata specifica e del titolo all'ingresso della sezione sperimentale. Durante queste prove il circuito dell'acqua non viene alimentato. Le analisi sono svolte alle temperature di saturazione di 30 e 40 °C, il titolo all'ingresso è variato tra 0.2 e 1, la portata specifica, calcolata con l'equazione (4.11), è compresa tra 400 e 1000 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Le Figure 5.5 e 5.6 riportano l'andamento delle perdite di carico in funzione del titolo all'ingresso per quattro valori della portata specifica, rispettivamente per le temperature di saturazione di 30 e 40 °C. Come si nota dalle due figure, i gradienti di pressione, a parità di portata specifica, aumentano all'aumentare del titolo fino a raggiungere un valore massimo, dopo del quale tendono ad una leggera diminuzione, mentre, a parità di titolo all'ingresso, i gradienti di pressione aumentano all'aumentare della portata specifica. Dal confronto delle Figure 5.5 e 5.6 si nota l'effetto della temperatura di saturazione: a portata specifica e titolo del vapore costante, più alta è la temperatura di saturazione e più bassi sono i gradienti di pressione. Questo comportamento si può spiegare ragionando sulla densità del vapore: essa è più alta a 40 °C e quindi si ha una minore velocità del vapore ( $v_G = G_G \cdot \rho_G^{-1}$ ).

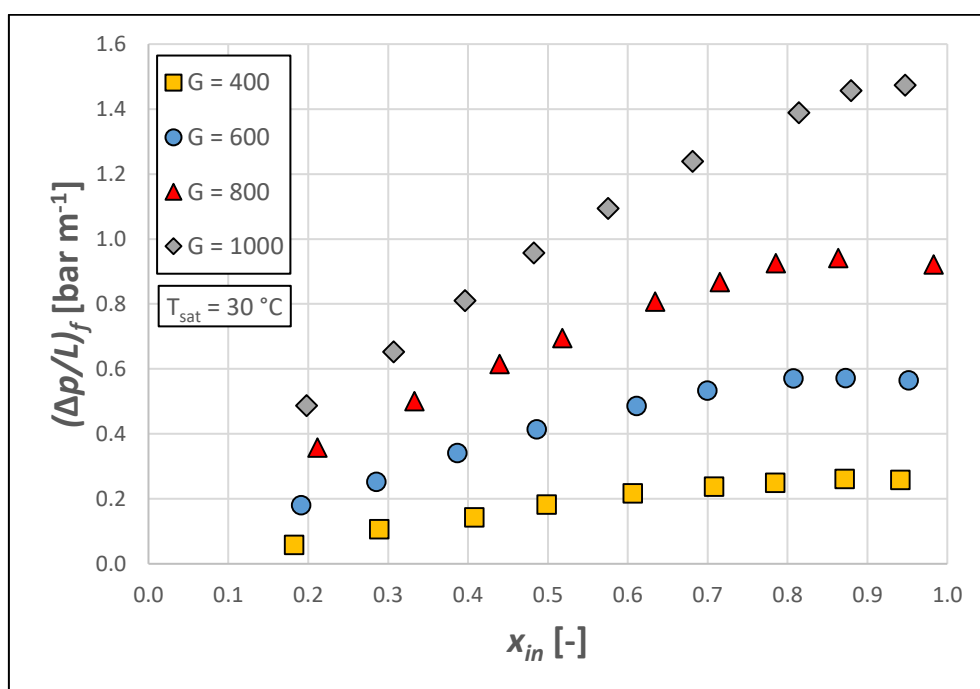


Figura 5.5: Gradiente di pressione a  $30\text{ }^\circ\text{C}$  di saturazione in funzione del titolo all'ingresso per quattro valori di portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

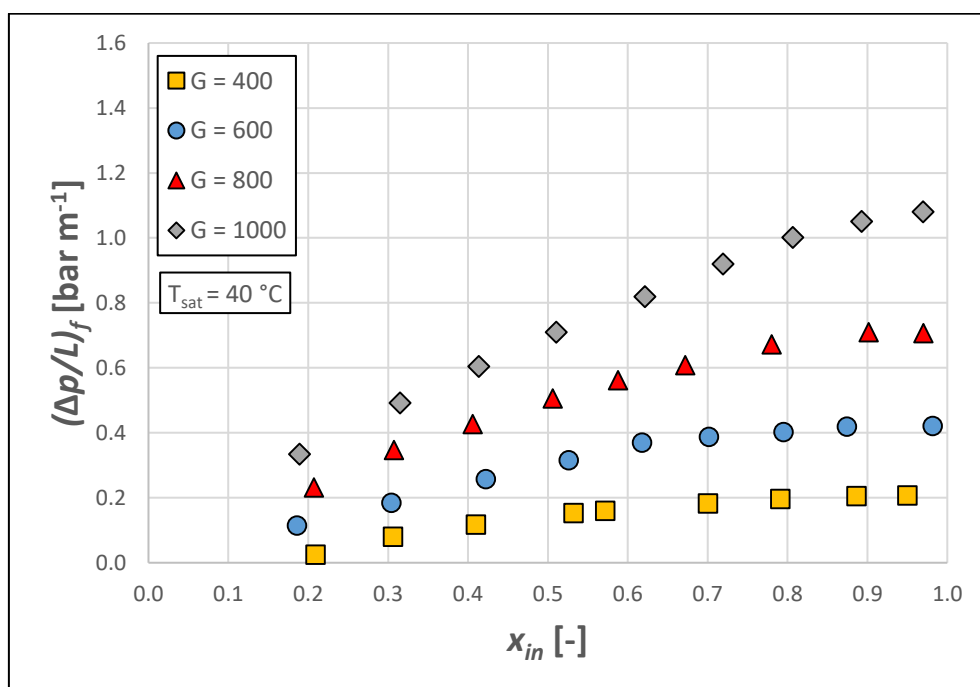


Figura 5.6: Gradiente di pressione a  $40\text{ }^\circ\text{C}$  di saturazione in funzione del titolo all'ingresso per quattro valori di portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

Le Figure 5.7 e 5.8 riportano la variazione della temperatura di saturazione tra ingresso e uscita della sezione, a  $30$  e  $40\text{ }^\circ\text{C}$ , a seguito delle perdite di carico.

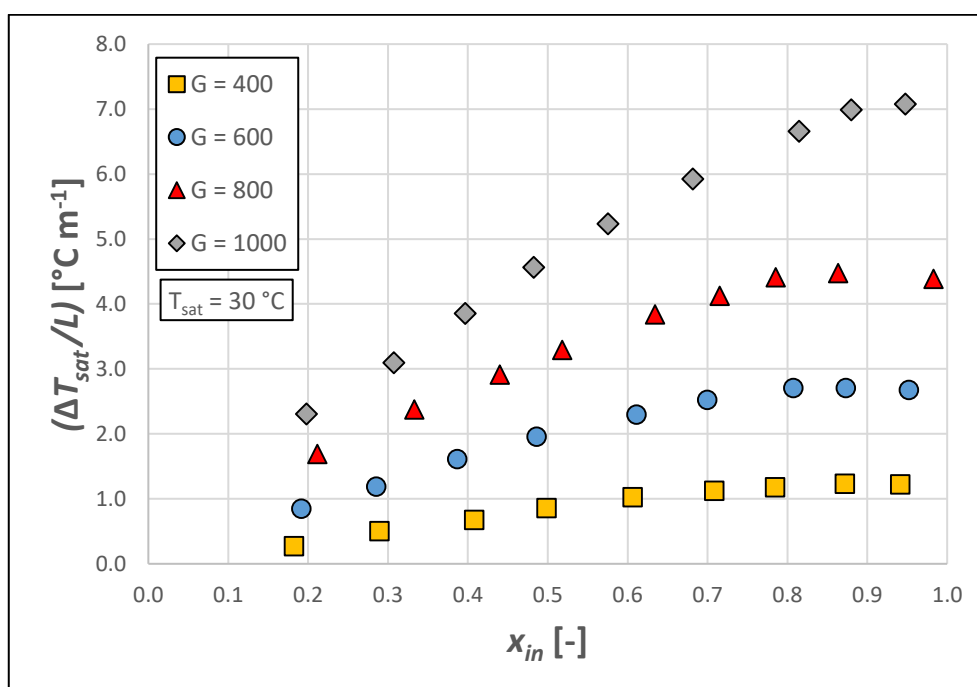


Figura 5.7: Variazione della temperatura di saturazione a  $30^{\circ}\text{C}$  in funzione del titolo all'ingresso per quattro valori di portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

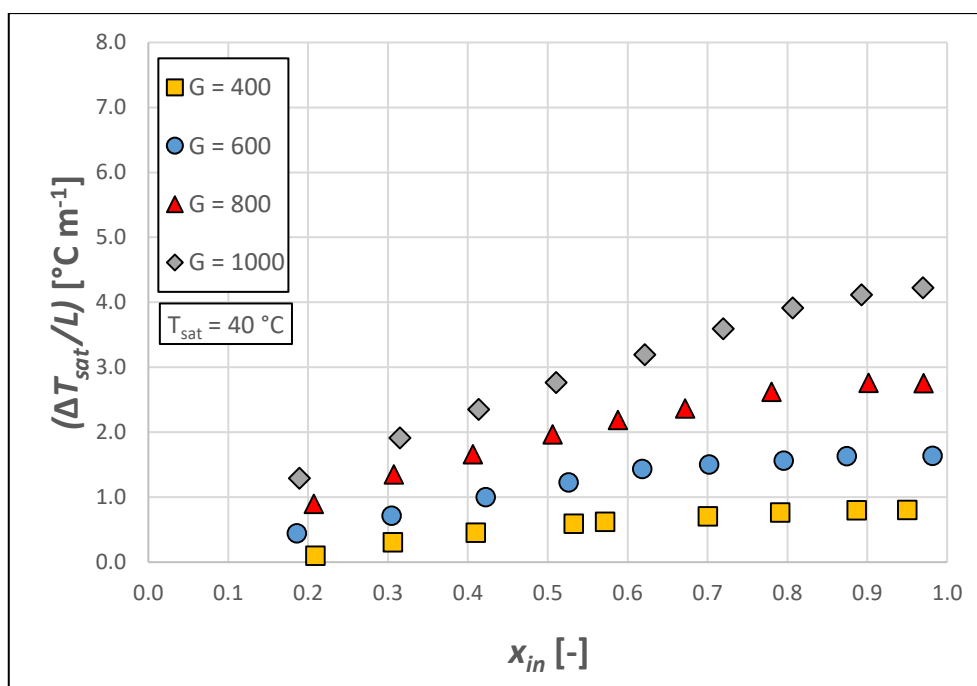


Figura 5.8: Variazione della temperatura di saturazione a  $40^{\circ}\text{C}$  in funzione del titolo all'ingresso per quattro valori di portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

In Figura 5.9 sono riportate le perdite di carico, alla portata specifica  $G = 800 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , in funzione del titolo all'ingresso alle temperature di saturazione di 30 e 40 °C. La diminuzione del gradiente di pressione all'aumentare della temperatura di saturazione si nota di più agli alti titoli: in questa zona si ha più vapore nella miscela bifase e quindi l'effetto dovuto alla crescita della densità del vapore con la temperatura di saturazione è più significativo. Per le altre portate specifiche l'andamento del gradiente di pressione per le due temperature di saturazione è il medesimo. In Figura 5.10 è riportata la variazione della temperatura di saturazione, alla portata specifica  $G = 800 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , in funzione del titolo all'ingresso alle temperature di saturazione di 30 e 40 °C. Anche per il gradiente di temperatura l'andamento si mantiene il medesimo alle altre portate specifiche analizzate.

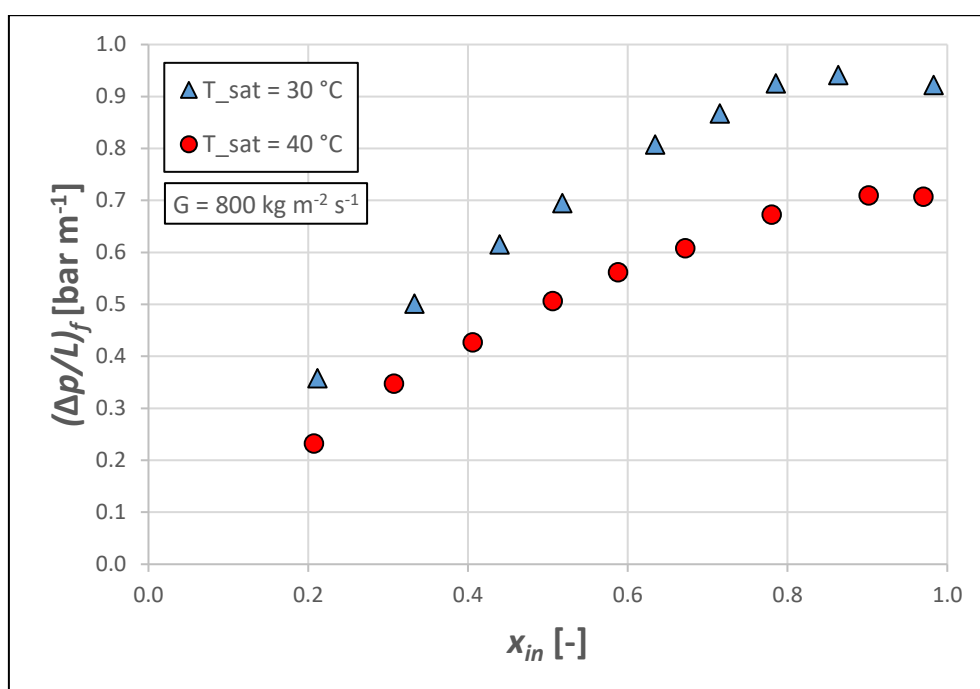


Figura 5.9: Gradiente di pressione in funzione del titolo all'ingresso per due valori della temperatura di saturazione.



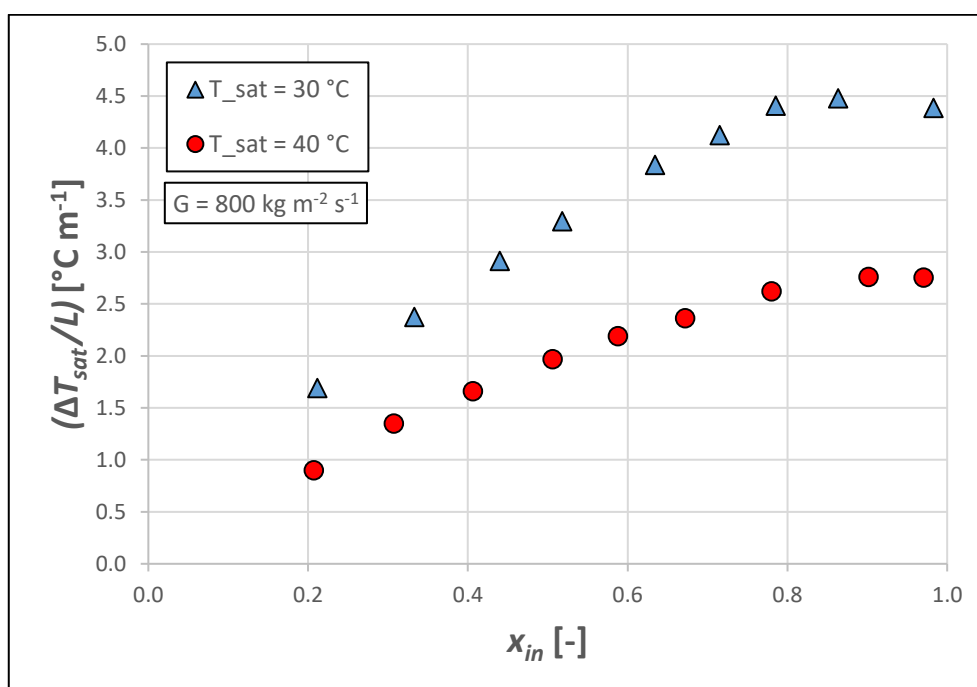


Figura 5.10: Variazione della temperatura di saturazione in funzione del titolo all'ingresso per due valori della temperatura di saturazione.

## 5.4 Prove in evaporazione

Le prove in evaporazione sono state svolte solo per verificare il corretto funzionamento delle termocoppie di parete. Sono stati presi alcuni punti sperimentali e confrontati con i valori raccolti durante prove in evaporazione, sul medesimo tubo, eseguite in precedenza [31]. Nelle precedenti prove in evaporazione, il calore necessario era fornito da una resistenza elettrica in nickel-cromo, mentre, nella sezione attuale, il calore è fornito dall'acqua calda in ingresso alla sezione.

La riduzione dei dati in evaporazione viene eseguita con le medesime formule del Capitolo 4.1 aggiustate nel seguente modo:

- nella formula (4.6), del bilancio termico alla sezione, viene aggiunto un segno meno al secondo membro;
- il coefficiente di scambio, calcolato con l'equazione (4.17), viene moltiplicato per il fattore -1.

Il flusso termico specifico è riferito alla superficie esterna del tubo microfin ed è calcolato con l'equazione (5.1):

$$HF = \frac{q_{w,sez}}{\pi \cdot D_e \cdot L} \quad (5.1)$$

in cui con  $D_e$  si indica il diametro esterno del tubo microfin.

Nella Figura 5.11 sono riportati i tre punti sperimentali (indicati con un quadrato vuoto) nel grafico delle prove in evaporazione eseguite in precedenza. In Tabella 5.2 sono definiti i tre punti sperimentali alla temperatura di saturazione di 30 °C: dal confronto tra le prime due misure si è valutata l'eventuale influenza del titolo sulla misura della temperatura di parete; mentre dal confronto tra la seconda e la terza misura si è controllata l'eventuale influenza della portata specifica sulla temperatura di parete. Per tutte e tre le misure l'errore relativo percentuale, rispetto alle prove precedenti, è al di sotto dello  $\pm 6\%$ .

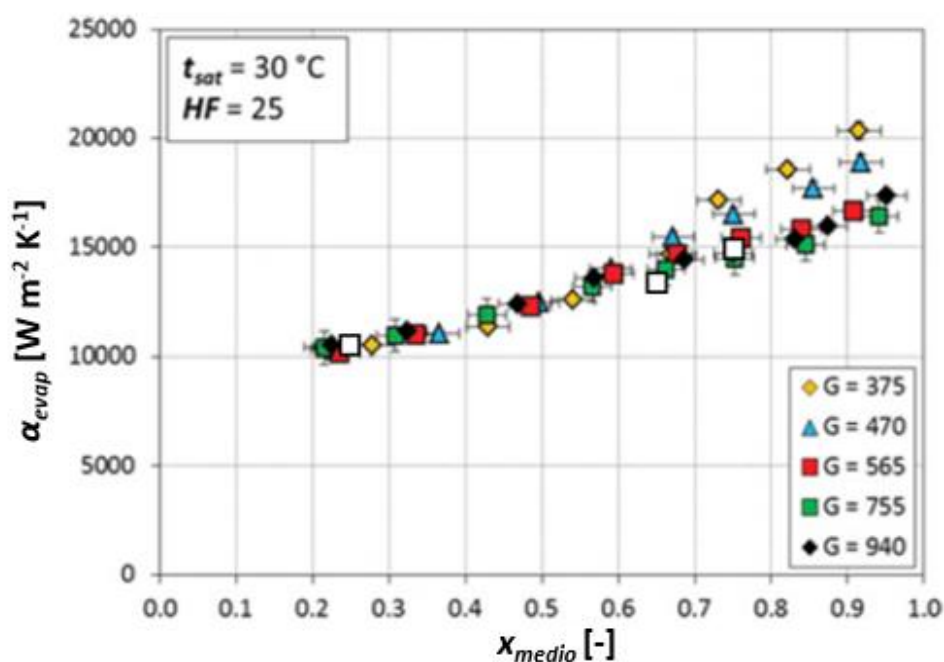


Figura 5.11: Coefficiente di scambio termico in evaporazione in funzione del titolo medio per diversi valori di portata. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

	$G$	$x_{medio}$	$HF$	$\alpha_{evap}$	$\alpha_{evap,precedente}$	$e_R$ %
	[kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	[-]	[kW m <sup>-2</sup> ]	[W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]	[W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]	[-]
<b>1° misura</b>	600	0.25	25	10911	10500	-3.9
<b>2° misura</b>	600	0.65	25	13353	14000	4.6
<b>3° misura</b>	500	0.75	25	14663	15500	5.4

Tabella 5.2: Confronto tra i dati in evaporazione.

## 5.5 Prove in condensazione

Le prove in condensazione sono state eseguite alla temperatura di saturazione di 30 °C per un range di portate specifiche, calcolate con l'equazione (4.11), da 250 a 1000 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e titolo del vapore medio variato tra 0.2 e 0.95. La temperatura dell'acqua all'ingresso della sezione sperimentale è variata tra 13 e 21 °C in modo da non avere, rispettivamente, una variazione troppo piccola del titolo tra ingresso e uscita alle alte portate specifiche e un'eccessiva variazione di titolo alle basse portate specifiche.

### 5.5.1 Regimi di deflusso

La Figura 5.12 riporta i dati sperimentali nella mappa dei regimi di deflusso di Cavallini et al. [18]. Tutti i dati ricadono nella zona indipendente dal  $\Delta T$ , controllata dallo sforzo di taglio, e quindi il flusso può essere considerato anulare.

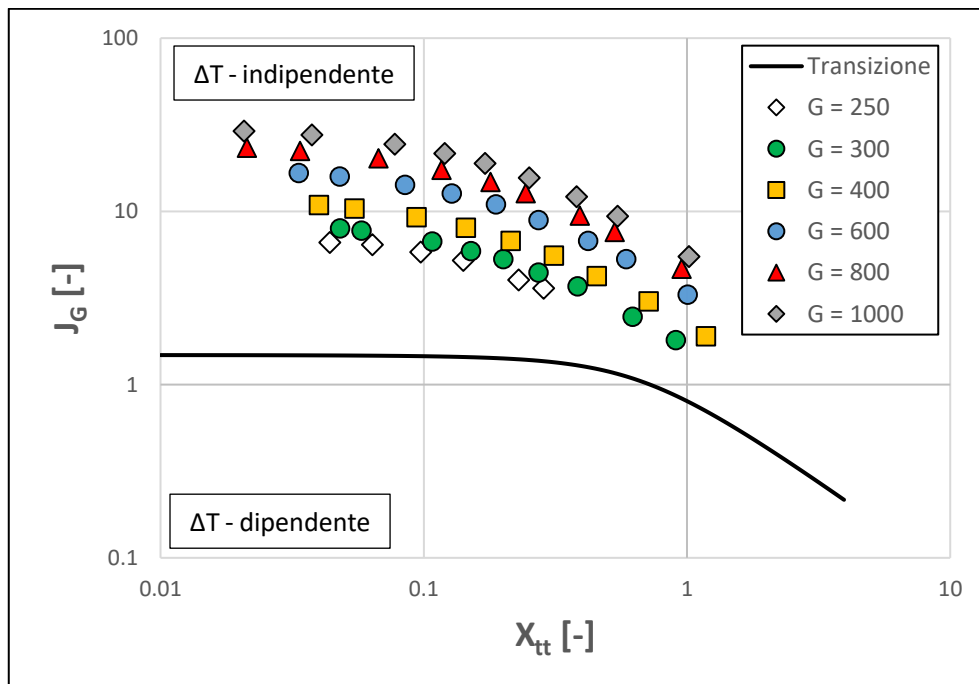


Figura 5.12: Dati sperimentali plottati nella mappa dei regimi di deflusso di Cavallini et al. [18]. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

### 5.5.2 Coefficiente di scambio termico

In Figura 5.13 è riportato il coefficiente di scambio termico in condensazione in funzione del titolo medio del vapore alla temperatura di saturazione di 30 °C. Il grafico può essere

diviso in due zone: la zona a bassi titoli fino a  $x_{medio} = 0.6$ , e la zona ad alti titoli. Come si può notare, in queste due aree, il coefficiente di scambio ha due comportamenti diversi al variare della portata specifica. Nella zona a bassi titoli (Figura 5.14), il coefficiente di scambio cresce all'aumentare del titolo medio e all'aumentare della portata specifica. Nella zona ad alti titoli (Figura 5.15), il coefficiente di scambio, cresce, all'aumentare del titolo medio per tutte le portate specifiche, e all'aumentare della portata specifica solo alle alte portate specifiche, ma, per portate specifiche sotto i  $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , esso aumenta al diminuire della portata (Figura 5.16).

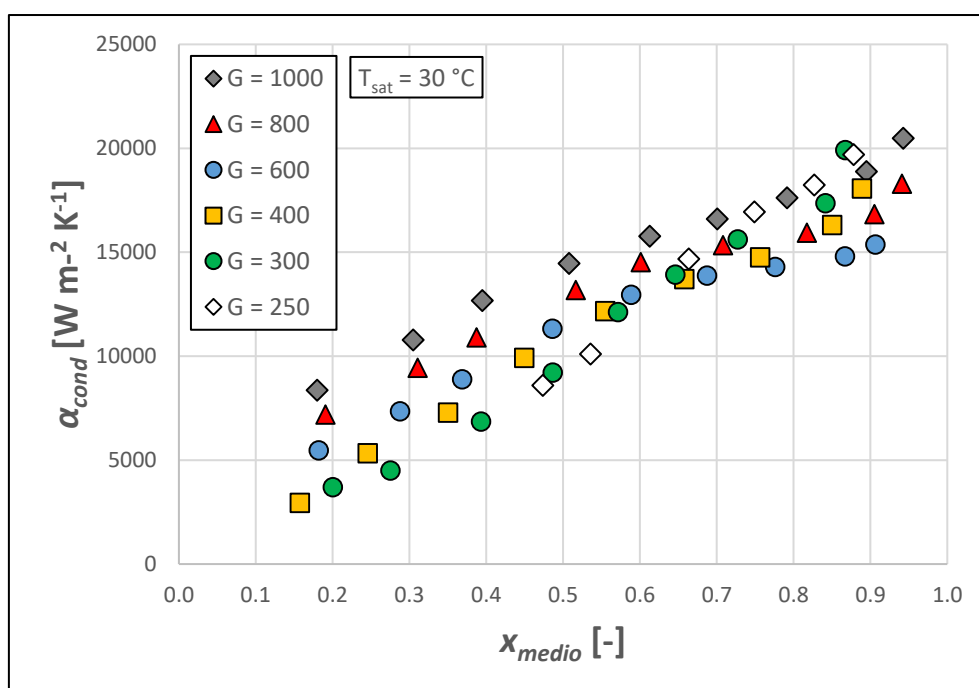


Figura 5.13: Coefficiente di scambio termico sperimentale in funzione del titolo del vapore per diversi valori della portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ .

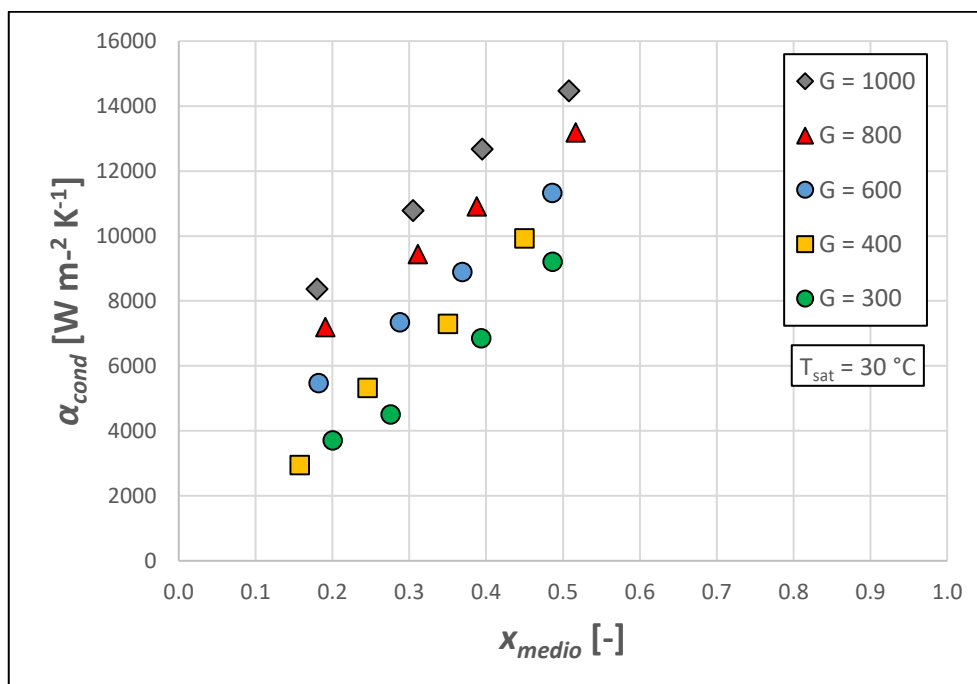


Figura 5.14: Coefficiente di scambio termico in condensazione a bassi titoli del vapore. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

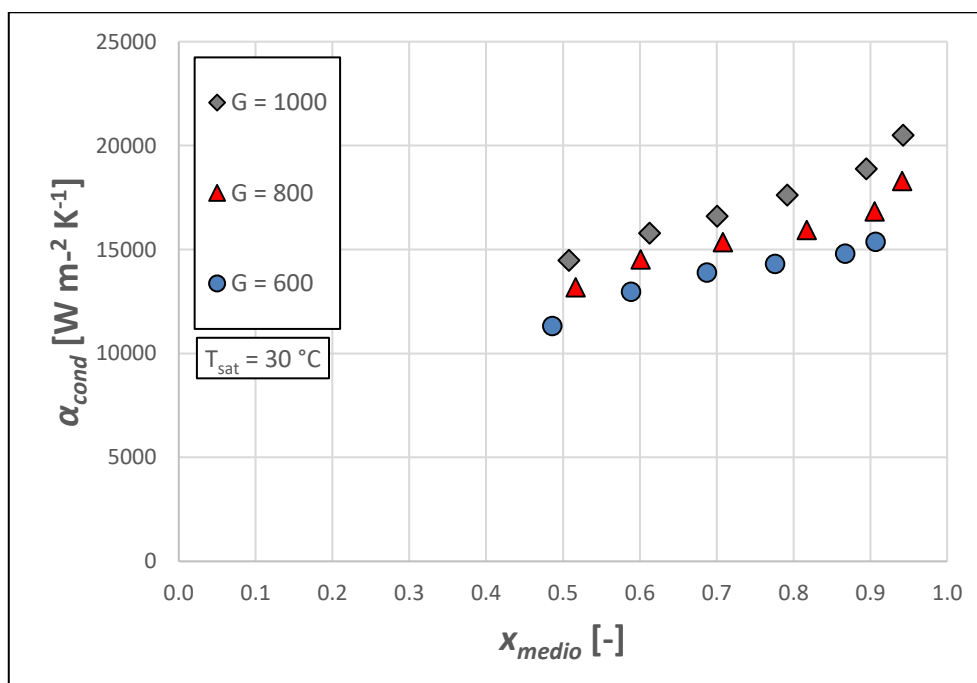


Figura 5.15: Coefficiente di scambio termico in condensazione ad alti titoli del vapore e ad alte portate specifiche. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

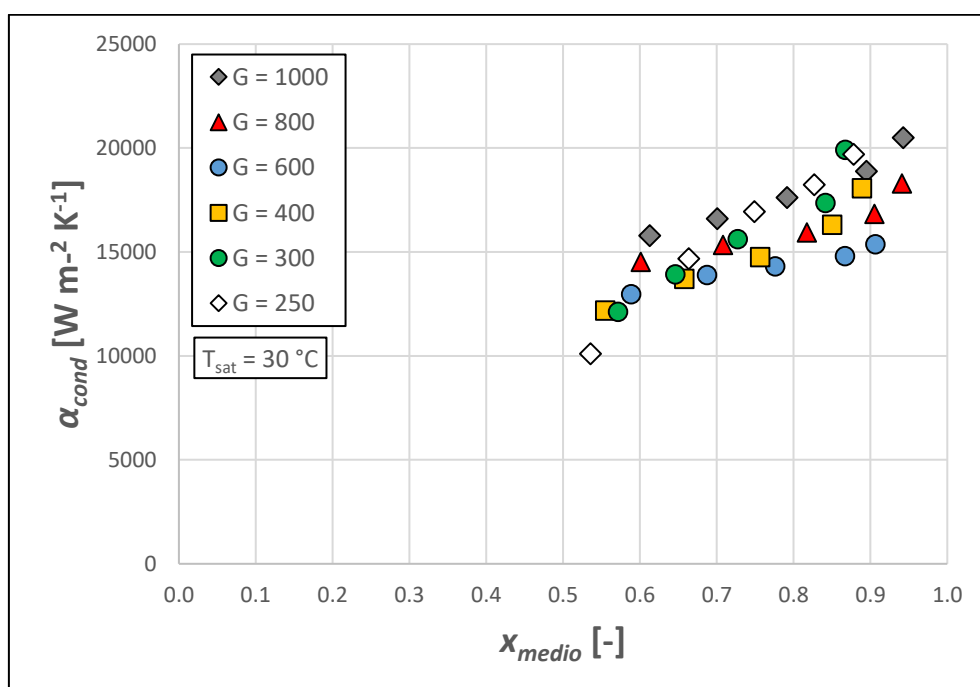


Figura 5.16: Coefficiente di scambio termico in condensazione ad alti titoli del vapore. Portata specifica espressa in  $[kg\ m^{-2}\ s^{-1}]$ .

Un comportamento simile è stato riscontrato da Wu et al. [29], come descritto in 1.4.2, e da Eckels e Tesene [41]. Gli autori [41] associano tale comportamento all'eccessiva incertezza del coefficiente di scambio ad alti titoli e a basse portate specifiche; nel caso in esame la causa di questo comportamento è da imputare ad altri fenomeni poiché il massimo errore percentuale sul coefficiente di scambio (Tabella 5.3) è del  $\pm 5.4\%$  e non influisce sull'andamento.

$i_{\alpha_{cond,max}}$	$\pm 5.4\%$
$i_{\alpha_{cond,min}}$	$\pm 2.5\%$
$i_{\alpha_{cond,media}}$	$\pm 3.5\%$

Tabella 5.3: Incertezza sul coefficiente di scambio in condensazione.

Osservando il comportamento delle curve del coefficiente di scambio termico (Figura 5.13) a portata specifica costante si notano due andamenti diversi: ad alte portate specifiche, le curve, in corrispondenza del titolo medio di 0.6, subiscono un significativo "appiattimento", mentre, a basse portate specifiche, questo cambiamento di pendenza è meno accentuato.

Secondo l'equazione proposta da Yasuda et al. [4] il numero ottimale di alette è dato dall'equazione:

$$n_{opt} = 4064.4 \cdot D_{ft} + 23.257 \quad D_{ft}[m] \quad (5.2)$$

che per il tubo testato risulta  $n_{opt} = 33$  a fronte delle 40 alette presenti (18% in più del numero ottimale). Avendo un numero di alette maggiore il canale alla base tra le alette sarà più stretto. Alle alte portate specifiche e agli alti titoli del vapore, dove si hanno velocità elevate, il refrigerante non riesce incanalarsi e quindi risente meno dell'azione delle alette sull'aumento del coefficiente di scambio provocando l'appiattimento della curva del coefficiente di scambio alle alte portate e agli alti titoli. Inoltre, ragionando sul comportamento delle curve del coefficiente di scambio termico alle basse portate, si può fare riferimento a quanto discusso da Yang e Webb [30]: essi affermano che l'incremento del coefficiente di scambio dovuto alla tensione superficiale si manifesta maggiormente alle basse portate e agli alti titoli ed è fortemente influenzato da alcuni parametri geometrici quali l'altezza delle alette, raggio all'apice dell'aletta, angolo all'apice e rapporto tra l'area di attraversamento basata sul diametro all'apice dell'aletta e l'area di attraversamento reale. Per questa particolare geometria di tubo testato sembra che, a parità di titolo, diminuendo la portata specifica, l'aumento del coefficiente di scambio a causa della tensione superficiale sia prevalente sulla diminuzione del coefficiente di scambio causato dalla diminuzione della portata specifica.

### 5.5.3 Perdite di carico

La Figura 5.17 mostra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio del vapore alla temperatura di saturazione, all'ingresso della sezione, di 30 °C. Le perdite di carico per attrito durante la condensazione sono calcolate sottraendo le perdite di carico per quantità di moto alle perdite totali misurate. Il comportamento delle perdite di carico in condensazione è simile a quello in adiabatico. Come si vede dalla Figura 5.17, il gradiente di pressione è fortemente influenzato dalla portata specifica e dal titolo del vapore. A parità di portata specifica il gradiente di pressione aumenta con il titolo del vapore fino ad un valore massimo, dopo del quale leggermente diminuisce. Tale valore massimo si verifica per titoli di vapore sempre più grandi aumentando la portata specifica. Questo andamento si può spiegare considerando il trascinamento del liquido, che avviene durante il regime di deflusso dominato dallo sforzo di taglio, dove lo sforzo di taglio è responsabile della separazione delle gocce di liquido dall'interfaccia liquido-vapore. L'introduzione delle gocce di liquido

nella corrente gassosa aumenta la densità della fase vapore, si ha quindi una diminuzione della velocità del vapore e la conseguente diminuzione del gradiente di pressione. Inoltre, aumentando il titolo del vapore, il film di liquido diventa sempre più sottile e la rugosità del liquido all'interfaccia diminuisce. Quindi ad una data portata specifica il gradiente di pressione diminuisce dopo aver raggiunto il picco, mentre, a parità di titolo del vapore, il gradiente di pressione aumenta all'aumentare della portata specifica.

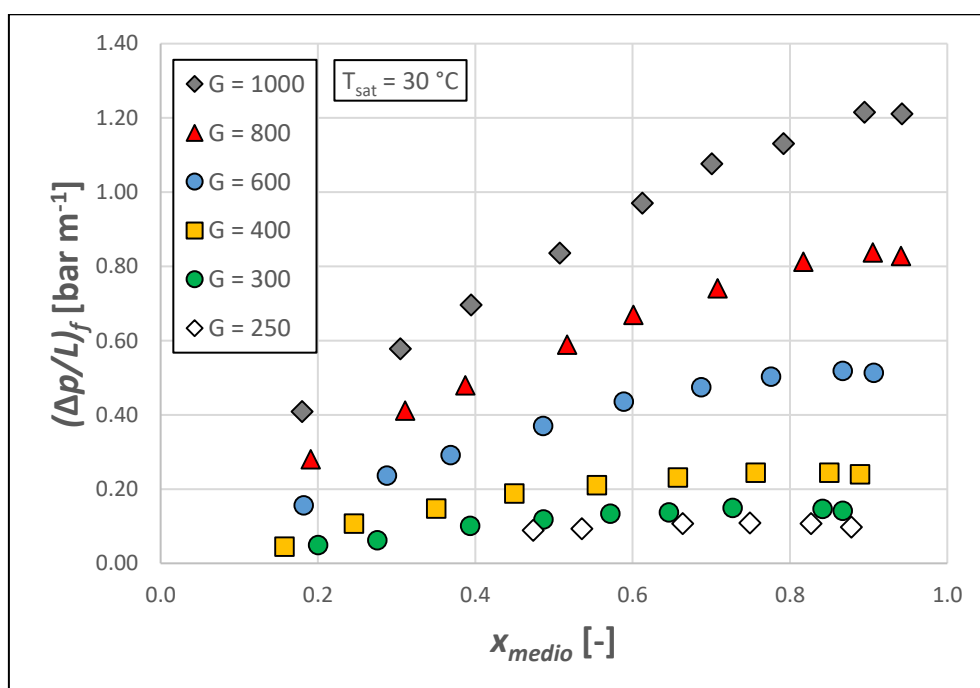


Figura 5.17: Gradiente di pressione in funzione del titolo medio per sei valori di portata specifica. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

## 5.6 Confronto con tubo microfin di diametro esterno 4 mm

In questa sezione vengono confrontate le prestazioni in condensazione, alla temperatura di saturazione di 30 °C, del tubo microfin trattato finora con quelle di un tubo microfin con diametro interno all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 3.4$  mm, diametro esterno  $D_e = 4$  mm, 40 alette lungo la circonferenza, altezza alette  $h = 12$  mm, angolo all'apice dell'aletta  $\gamma = 43^\circ$  e angolo d'elica  $\beta = 18^\circ$ . I dati sperimentali relativi al tubo con diametro esterno 4 mm sono state acquisiti nel medesimo impianto sperimentale [32].



### 5.6.1 Coefficiente di scambio termico

Nella Figura 5.18 e 5.19 sono riportati i coefficienti di scambio per i due tubi in funzione del titolo del vapore, rispettivamente, per la portata specifica di 1000 e 300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Si nota, per entrambe le portate specifiche, un coefficiente di scambio più alto per il tubo con diametro esterno 3 mm. Tale incremento in termini di scambio termico si manifesta maggiormente agli alti titoli per entrambe le portate specifiche. Per la portata  $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  l'incremento passa da un fattore 1.5, a titolo 0.2, a un fattore 1.8, a titolo 0.9. Per la portata specifica  $G = 300 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  questa influenza del titolo si nota maggiormente; l'incremento passa da un fattore 1.2, a titolo 0.2, a un fattore 2, a titolo 0.9; ai bassi titoli il coefficiente di scambio termico per i due tubi ha lo stesso andamento.

Dalla figura 5.20 si può notare che, nella zona ad alti titoli ( $x > 0.5$ ), il coefficiente di scambio per il tubo con diametro esterno 3 mm, alla portata specifica di 300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , è più alto del coefficiente di scambio del tubo con diametro esterno 4 mm alla portata specifica di 1000  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

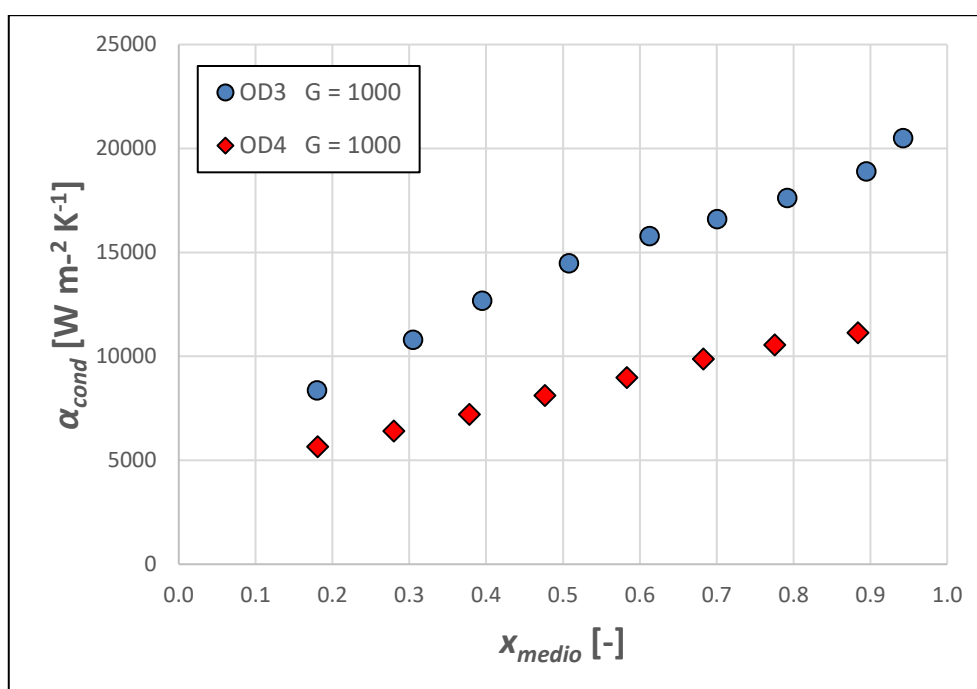


Figura 5.18: Coefficiente di scambio termico per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ].

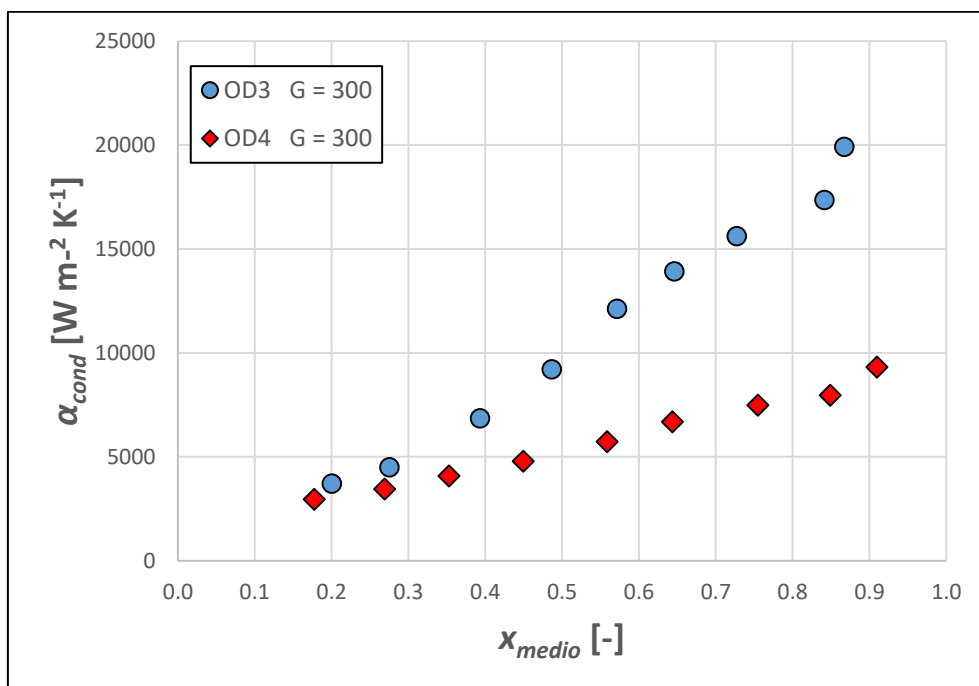


Figura 5.19: Coefficiente di scambio termico per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

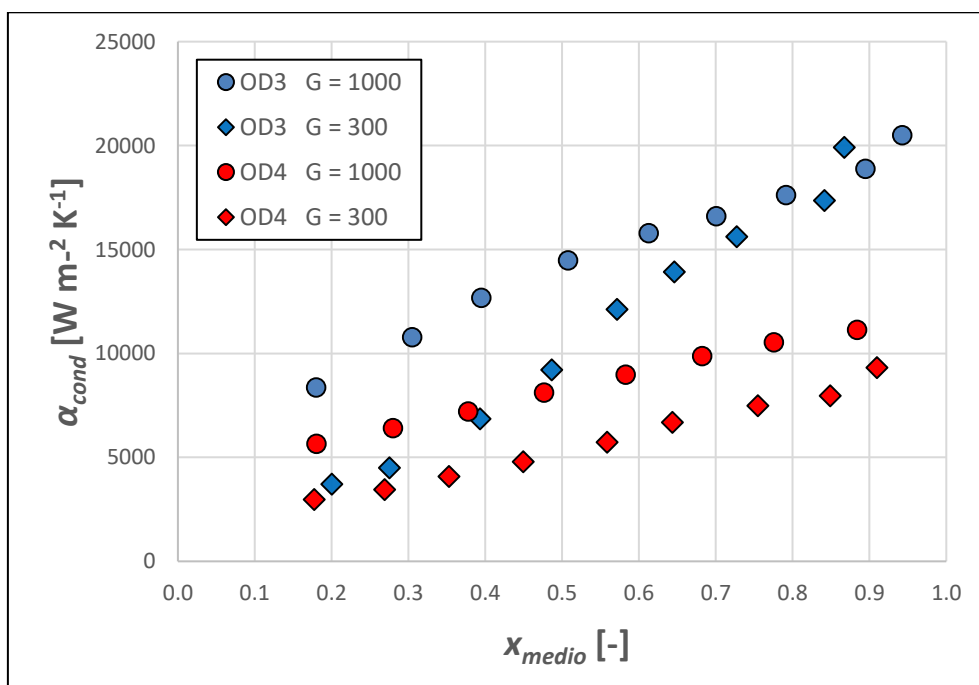


Figura 5.20: Coefficiente di scambio per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in [kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>].

### 5.6.2 Perdite di carico

Nelle Figure 5.21 e 5.22 sono riportati i gradienti di pressione per i due tubi, rispettivamente, alla portata specifica di 1000 e 300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Come si può notare il tubo con diametro esterno 3 mm presenta un gradiente di pressione maggiore per entrambe le portate specifiche. Le portate specifiche intermedie presentano il medesimo comportamento. Valutando la Figura 5.23 si vede come il gradiente di pressione del tubo con diametro esterno 3 mm alla portata specifica di 300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , a parità di titolo, sia minore del gradiente di pressione del tubo con diametro esterno 4 mm alla portata specifica di 1000  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Da quanto discusso nella presente sezione e in 5.6.2 si arriva alla seguente conclusione: il tubo con diametro esterno 3 mm, alla portata specifica di 300  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , presenta un coefficiente di scambio termico più alto di quello del tubo con diametro esterno 4 mm alla portata specifica di 1000  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  e una perdita di carico più piccola. In conclusione, il tubo con diametro esterno 3 mm porta, nella zona ad alti titoli, ad una diminuzione della carica di refrigerante e della potenza di pompaggio rispetto il tubo con diametro esterno di 4 mm.

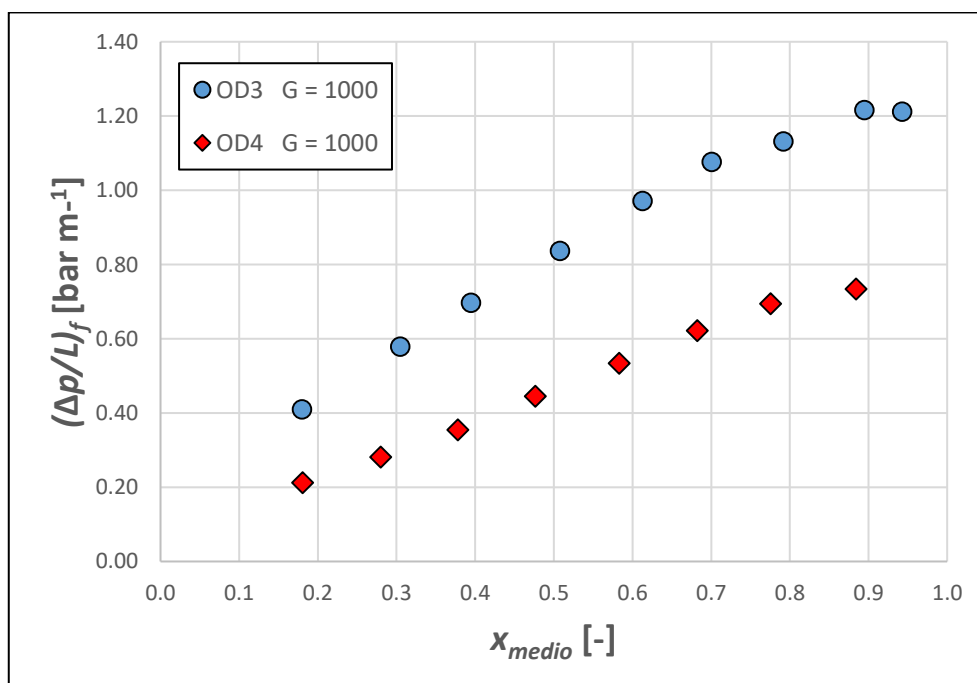


Figura 5.21: Gradiente di pressione per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

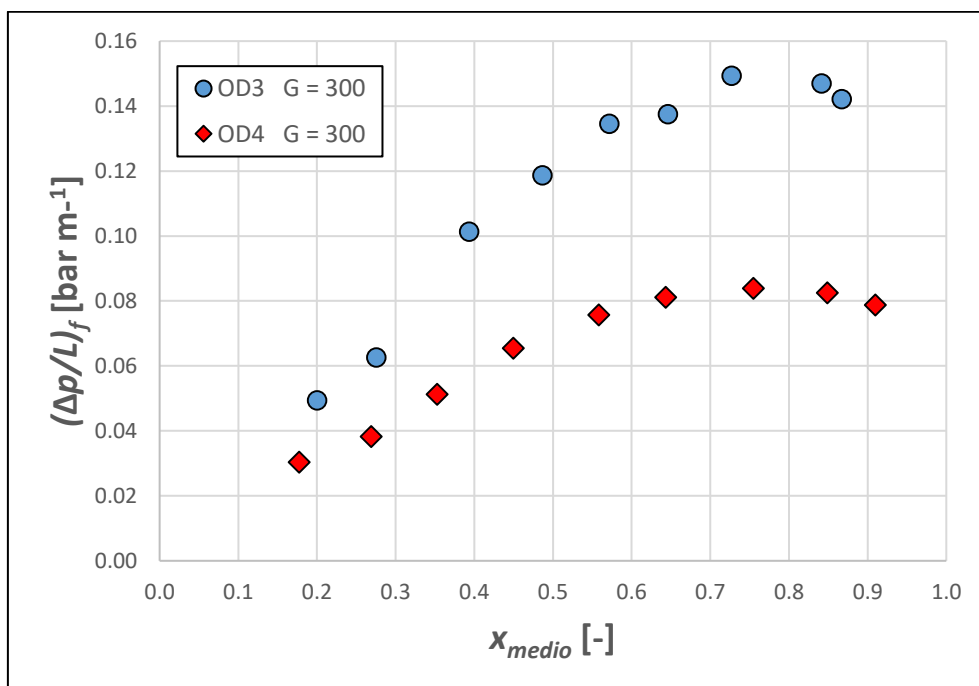


Figura 5.22: Gradiente di pressione per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

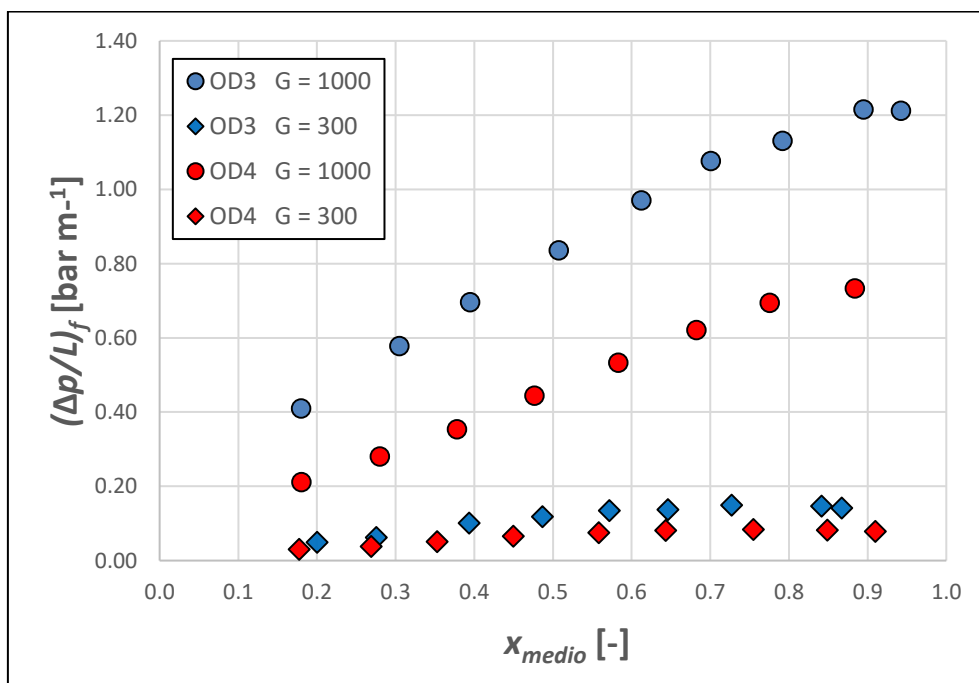


Figura 5.23: Gradiente di pressione per i due tubi in funzione del titolo del vapore. Portata specifica espressa in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

# Capitolo 6

## Confronto con le correlazioni

### 6.1 Modello di Ravigururajan e Bergles [42] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in monofase

Il modello di Ravigururajan e Bergles [42] è stato sviluppato per stimare il coefficiente di scambio termico durante il deflusso monofase all'interno di tubi con superficie estesa tenendo conto anche della geometria del tubo. La correlazione viene fornita come rapporto tra il coefficiente di scambio nel tubo microfin, riferito all'area alla base delle alette, e il coefficiente di scambio di un equivalente tubo liscio con diametro interno uguale al diametro alla base delle alette ( $D_{fr}$ ):

$$\frac{\alpha_{microfin}}{\alpha_{liscio}} = \left\{ 1 + \left[ 2.64 \cdot \text{Re}^{0.036} \cdot \left( \frac{h}{D_{fr}} \right)^{0.212} \cdot \left( \frac{p}{D_{fr}} \right)^{-0.21} \cdot \left( \frac{\beta}{90^\circ} \right)^{0.29} \cdot \text{Pr}^{0.024} \right]^7 \right\}^{1/7} \quad (6.1)$$

in cui il passo assiale  $p$  e il numero di Reynolds vengono definiti nel seguente modo:

$$p = \frac{\pi \cdot D_{fr}}{n \cdot \tan \beta} \quad (6.2)$$

$$\text{Re} = \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu} \quad (6.3)$$

in cui la portata specifica  $G$  è riferita all'area di attraversamento di un equivalente tubo liscio con diametro interno uguale al diametro alla base delle alette  $D_{fr}$  e  $\mu$  è la viscosità alla temperatura media tra ingresso e uscita del refrigerante.

Per il calcolo del coefficiente di scambio del tubo liscio viene suggerita la seguente correlazione:

$$\alpha_{liscio} = \frac{\left(\frac{f}{2}\right) \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12.7 \cdot \left(\frac{f}{2}\right)^{0.5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \frac{\lambda}{D_{fr}} \quad (6.4)$$

in cui  $\lambda$  è la viscosità del liquido calcolata alla temperatura media tra ingresso e uscita del refrigerante ed  $f$  è il fattore di attrito del tubo liscio così definito:

$$f = (1.58 \cdot \ln(Re) - 3.28)^{-2} \quad (6.5)$$

La Figura 6.1 mostra il confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico calcolato e i valori del coefficiente di scambio termico ricavato sperimentalmente.

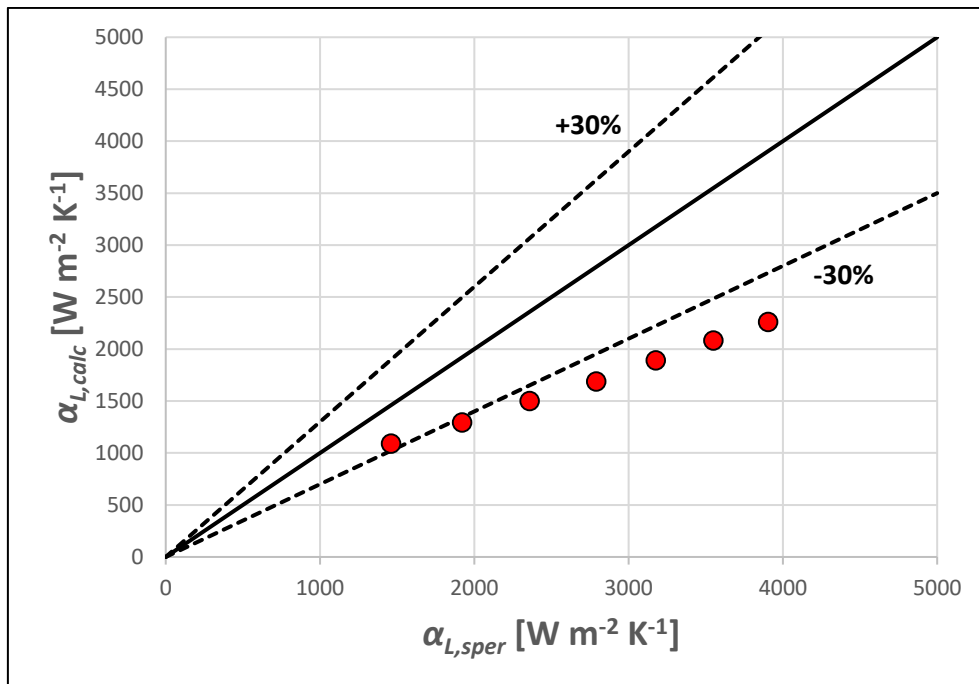


Figura 6.1: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Ravigururajan e Bergles [42] e quello misurato sperimentalmente.

Dal grafico si vede come il modello tenda a sottostimare il coefficiente di scambio termico dal 30 al 40% rispetto il valore sperimentale. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -36.8\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 36.8\%$  e una deviazione

standard  $\sigma_N = 6.1\%$ . Questa incertezza si può spiegare ricordando che il modello di Ravigururajan e Bergles [42] è stato sviluppato partendo da una banca dati riguardante tubi con diametro alla base delle alette compreso tra 10.41 e 50.6 mm (tubo testato:  $D_{fr} = 2.64$  mm) e rapporto  $\beta/90^\circ$  compreso tra 0.3 e 1 (tubo testato:  $\beta/90 = 0.08$ ).

## 6.2 Modello di Gnielinski [43] per il confronto del coefficiente di scambio termico monofase con il tubo liscio

Il modello di Gnielinski [43] è stato adottato per calcolare il coefficiente di scambio in liquido all'interno di un tubo liscio con diametro interno  $D$  uguale al diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft}$  alle stesse condizioni operative delle prove eseguite sul tubo microfin in monofase. Essendo in questo caso nel regime turbolento ( $Re > 4000$ ) l'equazione suggerita da Gnielinski [43] è la seguente:

$$Nu = \frac{(f/8) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr_L}{1 + 12.7 \cdot \sqrt{(f/8)} \cdot (Pr_L^{2/3} - 1)} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \cdot K \quad (6.6)$$

in cui il fattore di attrito  $f$  è calcolato come:

$$f = (1.84 \cdot \log Re - 1.64)^{-2} \quad (6.7)$$

mentre il fattore  $K$ :

$$K = \left( \frac{Pr_L}{Pr_{L,p}} \right)^{0.11} \quad (6.8)$$

in cui con  $Pr_L$  si indica il numero di Prandtl alla temperatura media del refrigerante mentre con  $Pr_{L,p}$  si indica il numero di Prandtl alla temperatura di parete.

La Figura 6.2 riporta l'”enhancement factor” EF, calcolato con l'equazione (1.1), in funzione della portata specifica. Come si vede EF cresce all'aumentare della portata specifica fino a stabilizzarsi al valore di 2. Il basso valore di EF, relativo alla portata specifica  $G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , è dovuto all'incertezza sul coefficiente di scambio a causa della

bassa potenza scambiata nelle prove in liquido. La linea nera presente in Figura 6.2 riporta il fattore di incremento dell'area di scambio termico del microfin rispetto al tubo liscio ( $R_x$ ) calcolato con l'equazione (2.5). Come si può notare l'incremento del coefficiente di scambio termico è molto simile all'incremento dell'area interna di scambio termico ( $R_x=1.88$ ).

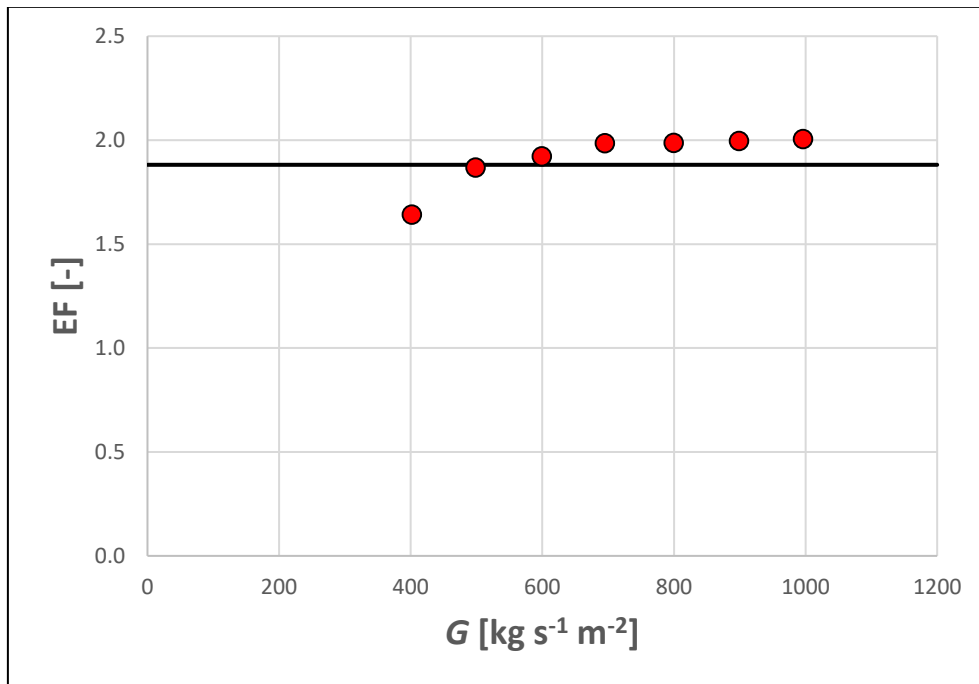


Figura 6.2: “Enhancement factor” in funzione della portata specifica.

Una stima del coefficiente di scambio nel microfin si può ottenere moltiplicando il coefficiente di scambio dell'equivalente tubo liscio per l'incremento dell'area:

$$\alpha_{microfin} = \alpha_{liscio} \cdot R_x \quad (6.9)$$

Il confronto tra il coefficiente calcolato con l'equazione (6.9) e quello sperimentale è riportato in Figura 6.3 in cui si può vedere come questa previsione stimi con cura i valori sperimentali. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = 1.3\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 5.7\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 7.5\%$ . Il modello di Gnielinski [43] a differenza del modello di Ravigururajan e Bergles [42], può essere utilizzato per stimare con cura il coefficiente di scambio termico nelle applicazioni monofase.



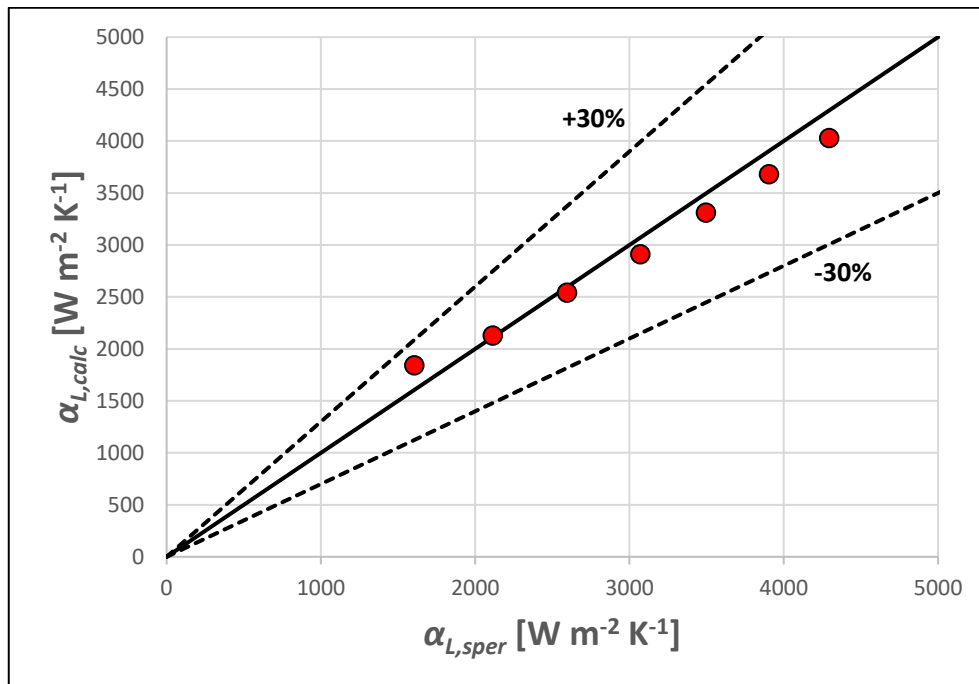


Figura 6.3: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione (6.9) e quello sperimentale.

## 6.3 Modello di Koyama e Yonemoto [44] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Koyama e Yonemoto [44] hanno modificato la correlazione proposta da Yu e Koyama [21] usando correlazioni per il grado di vuoto e per il fattore di attrito sviluppate appositamente per tubo microfin. La correlazione è stata sviluppata usando punti sperimentali di 11 tubi microfin con diametro esterno da 7 a 10 mm, numero alette da 30 a 60, altezza alette da 0.16 a 0.24 mm, angolo d'elica da 7° a 30°, angolo all'apice tra 27° e 58° durante la condensazione di R22, R123 e R134a. Le prove sono state condotte con portate specifiche tra 100 e 500 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>.

La correlazione viene espressa nel seguente modo:

$$Nu = (Nu_F^{0.5} + Nu_N^{0.5})^{0.5} \quad (6.10)$$

dove  $Nu_F$  è il termine dovuto alla componente di convezione forzata e  $Nu_N$  è il termine relativo alla componente di convezione naturale.

Il termine relativo alla convezione forzata è così calcolato:

$$\text{Nu}_F = 2.12 \cdot f_G^{0.5} \cdot \Phi_G \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.1} \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right) \cdot \text{Re}_L^{0.5} \cdot \text{Pr}_L^{0.5} \quad (6.11)$$

in cui  $\text{Re}_L$  e  $\text{Pr}_L$  e  $f_G$  sono rispettivamente il numero di Reynolds e Prandtl del liquido e il coefficiente di attrito calcolato con l'equazione fornita da Carnavos [45]; mentre il moltiplicatore bifase è calcolato come segue:

$$\Phi_G = 1 + 1.2 + \text{Fr}^{0.05} \cdot \text{X}_{tt}^{0.5} \quad (6.12)$$

dove il numero di Martinelli si calcola con l'equazione (1.37) mentre il numero Froude con la seguente equazione:

$$\text{Fr} = \frac{G}{g \cdot d_i \cdot \rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G)} \quad (6.13)$$

Il termine relativo alla convezione naturale viene calcolato come:

$$\text{Nu}_N = 1.98 \cdot \frac{H(\xi)}{\eta_A^{0.5} \cdot \text{Bo}^{0.1}} \cdot \left( \frac{\text{Ga} \cdot \text{Pr}_L}{\text{Ph}_L} \right)^{0.25} \quad (6.14)$$

dove  $\eta_A$ ,  $\text{Bo}$ ,  $\text{Ga}$ ,  $\text{Ph}_L$  e  $H(\xi)$  sono rispettivamente il rapporto di incremento dell'area di scambio termico rispetto a un tubo liscio di diametro interno  $d_i$ , il numero di Bond, il numero di Galileo, il numero di cambiamento di fase e un'equazione funzione del grado di vuoto  $\varepsilon$ , rispettivamente, che sono definiti nel seguente modo:

$$\eta_A = 1 + 2 \cdot [\sec(\gamma/2) - \tan(\gamma/2)] \cdot \frac{h \cdot n}{\pi \cdot d_i \cdot \cos \beta} \quad (6.15)$$

$$\text{Bo} = p \cdot d_i \cdot g \cdot \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \quad (6.16)$$

$$\text{Ga} = g \cdot \rho_L^2 \cdot \frac{d_i^3}{\mu_L^2} \quad (6.17)$$

$$Ph_L = cp_L \cdot \frac{(t_{sat} - t_p)}{h_{LG}} \quad (6.18)$$

$$H(\varepsilon) = \varepsilon + \{10 \cdot (1 - \varepsilon)^{0.1}\} \cdot \varepsilon^{0.5} \cdot (1 - \varepsilon^{0.5}) \quad (6.19)$$

$$\varepsilon = \left[ 1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot \left( \frac{1-x}{x} \right) \cdot \left( 0.4 + 0.6 \cdot \sqrt{\frac{\frac{\rho_L}{\rho_G} + 0.4 \cdot \frac{1-x}{x}}{1 + 0.4 \cdot \frac{1-x}{x}}} \right) \right]^{-1} \quad (6.20)$$

in cui  $d_i$  è il diametro medio, cioè il diametro interno di un tubo liscio avente la stessa sezione di attraversamento del tubo microfin, a cui si fa riferimento per il calcolo del numero di Reynolds e della portata specifica.

Il coefficiente di scambio termico, calcolato con il modello, è riferito all'effettiva superficie di scambio termico interna del tubo microfin. La Figura 6.4 mostra il confronto tra i coefficienti di scambio termico calcolati tramite il modello e quelli calcolati sperimentalmente. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -9.2\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 21.9\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 25.3\%$ .

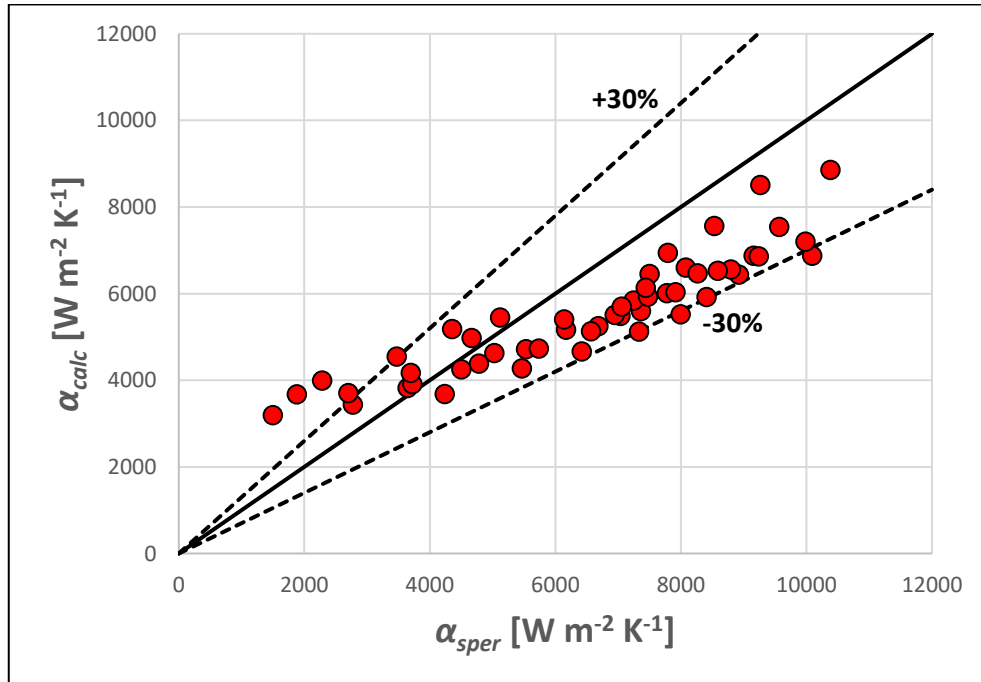


Figura 6.4: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [44] e quello sperimentale.

## 6.4 Modello di Wang et al. [46] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Wang et al. [46] hanno sviluppato un modello per il calcolo del coefficiente all'interno di tubi microfin orizzontali usando dati sperimentali ottenuti da altri autori in precedenza. I dati riguardano sette tubi, con diametro alla base delle alette compreso tra 6.41 e 8.88 mm, numero alette tra 47 e 60, altezza aletta da 0.15 a 0.24 mm, angolo d'elica tra 12° e 20°, e cinque refrigeranti, R11, R123, R134a, R22, R410A. La portata specifica, basata sul diametro alla base delle alette  $D_{fr}$ , è compresa tra 94 e 459 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. La nuova correlazione sviluppata tiene conto della convezione forzata e del drenaggio del condensato assieme agli effetti delle dimensioni del tubo e delle alette, dei parametri del flusso bifase e della tensione superficiale. L'equazione fornita, basata sul diametro alla base delle alette, è la seguente:

$$\begin{aligned} \text{Nu} = \frac{\alpha \cdot D_{fr}}{\lambda_L} = & 0.0089 \cdot \left[ \frac{g \cdot \rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot h_{LG} \cdot D_{fr}^3}{\mu_L \cdot \lambda_L \cdot (t_{sat} - t_p)} \right]^{0.25} \cdot \text{Re}_L^{0.25} \\ & \cdot \text{Pr}_L^{1/3} \cdot \left( \frac{A}{A_c} \right)^{5.6} \cdot \varepsilon_a^{-2/5} \cdot (\sec \beta)^{11.4} \cdot \Phi_G^{3/4} \cdot X_{tt}^{-0.5} \\ & \cdot \text{Bo}^{-1/5} \end{aligned} \quad (6.21)$$

in cui  $A$  è l'effettiva sezione di passaggio del tubo,  $A_c$  è l'area di passaggio riferita al diametro all'apice delle alette  $D_{ft}$ ,  $X_{tt}$  è il parametro di Martinelli calcolato con l'equazione (1.37), mentre  $\Phi_G$ ,  $\text{Fr}$ ,  $\text{Bo}$  e  $\eta_a$  sono, rispettivamente, il moltiplicatore bifase, il numero di Froude, il numero di Bond e il rapporto di incremento dell'area rispetto ad un tubo liscio di diametro interno  $D_{fr}$  calcolati con le seguenti equazioni:

$$\Phi_G = \left[ 1 + \left( 1 + \frac{10}{\text{Fr}} \right)^{-0.5} \cdot (25 \cdot X_{tt} + 1.6 \cdot X_{tt}^2) \right]^{0.5} \quad (6.22)$$

$$\text{Fr} = \frac{G \cdot x}{\sqrt{\rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot D_{fr}}} \quad (6.23)$$

$$\text{Bo} = \frac{g \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot h \cdot D_{fr}}{8 \cdot n \cdot \sigma} \quad (6.24)$$

$$\eta_A = 1 + 2 \cdot [\sec(\gamma/2) - \tan(\gamma/2)] \cdot \frac{h \cdot n}{\pi \cdot D_{fr} \cdot \cos \beta} \quad (6.25)$$

La Figura 6.5 mostra il confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico calcolati con il modello e quelli sperimentali. Il modello sottostima ampiamente tutti i punti sperimentali e presenta una deviazione relativa  $e_R = -62.8\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 62.8\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 10.8\%$ .

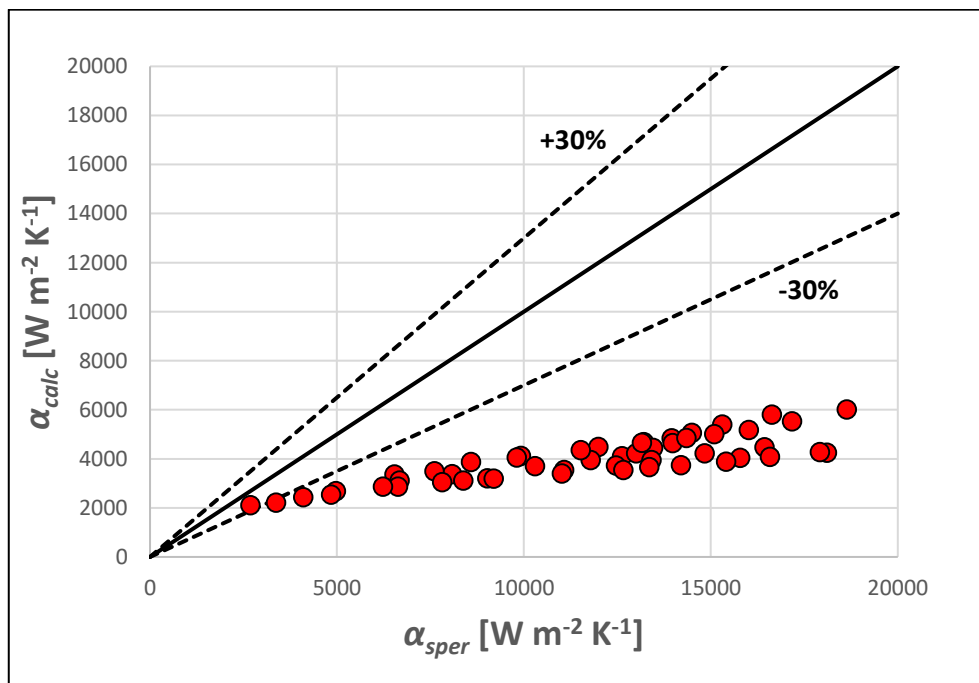


Figura 6.5: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Wang et al. [46] e quello sperimentale.

## 6.5 Modello di Kedzierski e Goncalves [47] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Gli autori, dalle misure del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico, per quattro refrigeranti (R134a, R410A, R125 e R32), hanno sviluppato una correlazione data dal prodotto di proprietà adimensionali. Il tubo testato aveva un diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 8.51$  mm e 60 alette di altezza  $h = 0.2$  mm. Le prove sono state eseguite per un range di portate specifiche tra 85 e 500  $kg m^{-2} s^{-1}$  e titolo da 0 a 1.

Il numero di Nusselt, riferito alla reale superficie di scambio interna, viene così definito:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot D_h}{\lambda_L} = 2.256 \cdot \text{Re}_L^{0.303} \cdot \text{Ja}^{0.232 \cdot x} \cdot \text{Pr}_L^{0.393} \cdot \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{-0.578 \cdot x^2} \cdot \left(-\log \frac{p_r}{p_{cr}}\right)^{-0.474 \cdot x^2} \cdot \text{Sv}^{2.531 \cdot x} \quad (6.26)$$

dove il diametro idraulico del tubo microfin  $D_h$ , è calcolato nel seguente modo:

$$D_h = \frac{4 \cdot A_c \cdot \cos \beta}{n \cdot S} \quad (6.27)$$

in cui  $A_c$  è l'effettiva sezione di passaggio e  $S$  è il perimetro di un'aletta e un canale perpendicolare all'asse dell'aletta. Il diametro idraulico è utilizzato anche per il calcolo del numero di Reynolds.

$\text{Re}_L$ ,  $\text{Ja}$ ,  $\text{Pr}_L$ ,  $P/P_{cr}$ ,  $\text{Sv}$  sono rispettivamente il numero di Reynolds del liquido, il numero di Jakob, il numero di Prandtl del liquido, la pressione ridotta e il volume specifico adimensionale, valutati alle condizioni di saturazione.

Il numero di Jakob e il volume specifico adimensionale sono calcolati come segue:

$$\text{Ja} = \frac{h_{LG}}{c p_L \cdot (t_{sat} - t_p)} \quad (6.28)$$

$$\text{Sv} = \frac{v_G - v_L}{v} \quad (6.29)$$

dove il volume specifico della miscela bifase si può calcolare come:

$$v = x \cdot v_G + (1 - x) \cdot v_L \quad (6.30)$$

In Figura 6.6 è riportato il confronto tra i valori del coefficiente di scambio calcolati con il modello e quelli calcolati sperimentalmente. Il modello tende a sovrastimare ampiamente tutti i punti sperimentali presentando una deviazione relativa  $e_R = 37.7\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 37.9\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 19.6\%$ . I punti che presentano un errore relativo entro il 30% sono quelli ad alti titoli e alle basse portate poiché il modello è stato sviluppato per portate specifiche comprese tra 85 e 500  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

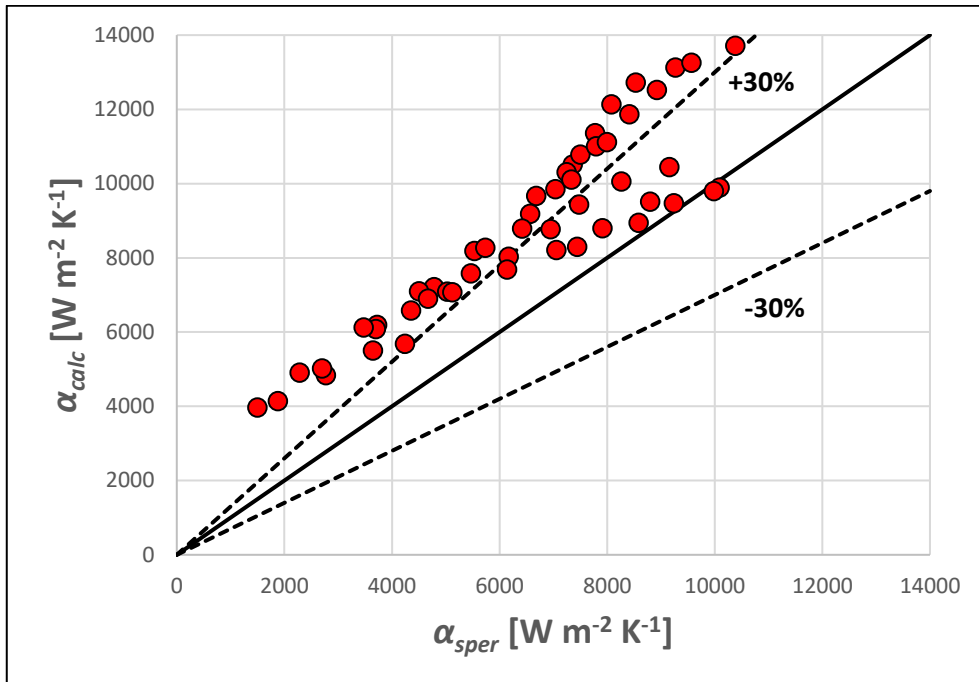


Figura 6.6: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [47] e quello sperimentale.

## 6.6 Modello di Cavallini et al. [20] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Come riportato in 1.4.1, gli autori, hanno sviluppato un nuovo modello per il calcolo del coefficiente di scambio termico durante la condensazione in tubi microfin orizzontali.

Il modello è stato sviluppato utilizzando dati di tubi microfin con diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft} > 6$  mm a fronte dei 2.4 mm del tubo testato. Il modello può essere applicato a tubi con rapporto altezza aletta-diametro  $h/D_{ft} < 0.04$ , angolo d'elica compreso tra  $0^\circ$  e  $30^\circ$ , pressione ridotta compresa 0.1 e 0.67, titolo del vapore tra 0 e 1 e portata specifica compresa tra 90 e 900  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Il coefficiente di scambio termico, riferito all'area di scambio termico di un tubo liscio con diametro interno uguale al diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft}$  del tubo microfin, è calcolato come combinazione di due termini:

$$\alpha = (\alpha_A^3 + \alpha_D^3)^{0.333} \quad (6.31)$$

in cui  $\alpha_A$  indica il coefficiente di scambio termico relativo alla zona indipendente dal  $\Delta T$ ,

mentre  $\alpha_D$  indica il coefficiente di scambio termico relativo alla zona dipendente dal  $\Delta T$ . Il termine per convezione forzata  $\alpha_A$  è ottenuto dall'equazione (6.32) come prodotto tra il coefficiente di scambio termico convettivo per il tubo liscio  $\alpha_{AS}$  (dato da Cavallini et al. [18]), un termine A funzione della geometria (Rx) e del numero di Froude ( $Fr$ ) e il termine C che corregge il coefficiente di scambio termico se il numero di alette  $n$  è maggiore di quello ottimale  $n_{opt}$  (Tsuchida et al. [3]) per il dato diametro.

$$\alpha_A = \alpha_{AS} \cdot A \cdot C \quad (6.32)$$

in cui:

$$\alpha_{AS} = \alpha_{LO} \cdot \left[ 1 + 1.128 \cdot x^{0.817} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \cdot \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \cdot \left( 1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} \cdot Pr_L^{-0.1} \right] \quad (6.33)$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \cdot \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \cdot Re_{LO}^{0.8} \cdot Pr_L^{0.4} = 0.023 \cdot \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \cdot \left( \frac{G \cdot D_{ft}}{\mu_L} \right)^{0.8} \cdot Pr_L^{0.4} \quad (6.34)$$

$$A = 1 + 1.119 \cdot Fr^{-0.3821} \cdot (Rx - 1)^{0.3586} \quad (6.35)$$

con Rx calcolato dall'equazione (2.5);

$$Fr = \frac{G^2}{g \cdot D_{ft} \cdot (\rho_L - \rho_G)^2} \quad (6.36)$$

$$C = 1 \quad \text{se} \quad \left( \frac{n_{opt}}{n} \right) \geq 0.8$$

$$C = \left( \frac{n_{opt}}{n} \right)^{1.904} \quad \text{se} \quad \left( \frac{n_{opt}}{n} \right) < 0.8 \quad (6.37)$$

$$n_{opt} = 4064.4 \cdot D_{ft} + 23.257 \quad D_{ft}[\text{m}]$$

Il termine Rx è il rapporto tra la superficie di scambio del tubo microfin e quella di un tubo liscio con diametro interno uguale al diametro all'apice dell'aletta. La portata specifica e il numero di Reynolds sono basati sul diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft}$ .



Il coefficiente di scambio termico per la zona dipendente dal  $\Delta T$  è espresso in funzione del termine C dall'equazione (6.37), del rapporto di incremento dell'area Rx e del coefficiente di scambio termico ( $\Delta T$  dipendente) per il tubo liscio  $\alpha_{DS}$  (dato da Cavallini et al. [18]).

$$\alpha_D = C \cdot [2.4 \cdot x^{0.1206} \cdot (Rx - 1)^{1.466} \cdot C_1^{0.6875} + 1] \cdot \alpha_{DS} + C \cdot (1 - x^{0.087}) \cdot Rx \cdot \alpha_{LO} \quad (6.38)$$

$$\alpha_{DS} = \frac{0.725}{1 + 0.74 \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.3321}} \cdot \left[ \frac{\lambda_L^3 \cdot \rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot h_{LG}}{\mu_L \cdot D_{ft} \cdot \Delta T} \right]^{0.25} \quad (6.39)$$

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 \quad \text{se } J_G \geq J_G^* \\ C_1 &= (J_G/J_G^*) \quad \text{se } J_G < J_G^* \end{aligned} \quad (6.40)$$

dove  $J_G$  e  $J_G^*$  sono calcolate rispettivamente da equazione (1.36) e da equazione (1.39).

In Figura 6.7 sono confrontati i valori del coefficiente di scambio termico calcolato con il modello con quelli ricavati sperimentalmente. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -26.3\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 27\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 14.7\%$ . Come si può notare dalle Figure 6.8 e 6.9 i valori con un'incertezza maggiore del 30% sono quelli alle basse portate (minori di  $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e agli alti titoli (maggiore di 0.5) poiché in questo intervallo il coefficiente di scambio termico calcolato sperimentalmente non ha più un andamento monotono con la portata specifica. Bisogna considerare inoltre che il tubo testato è un "low-fin", poiché  $h/D_{ft} = 0.05$ , mentre il modello è valido per tubi microfin con  $h/D_{ft} < 0.04$ .

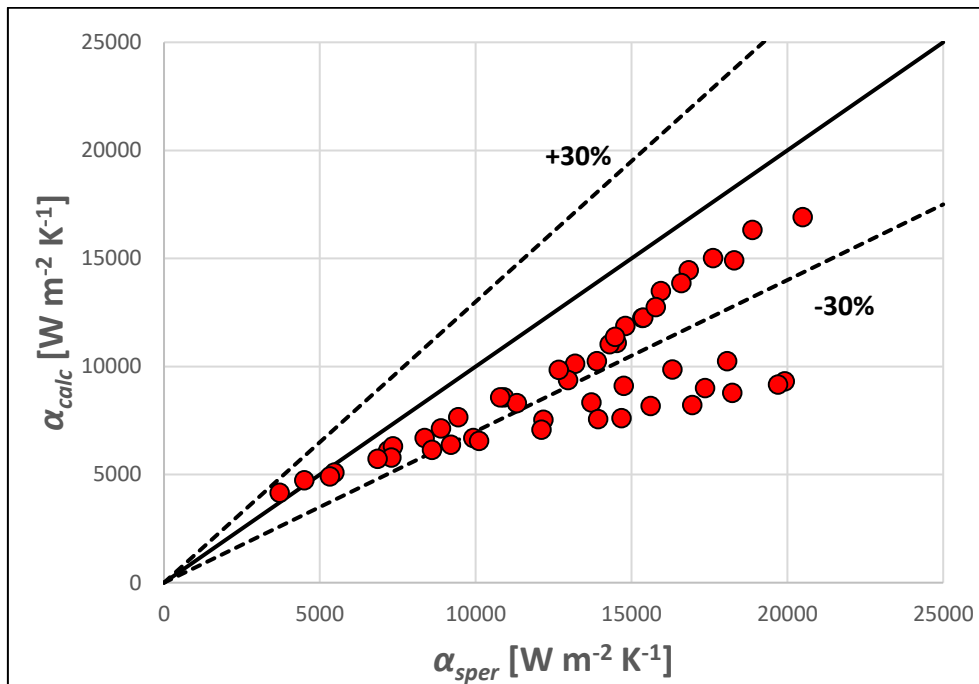


Figura 6.7: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Cavallini et al. [20] e quello sperimentale.

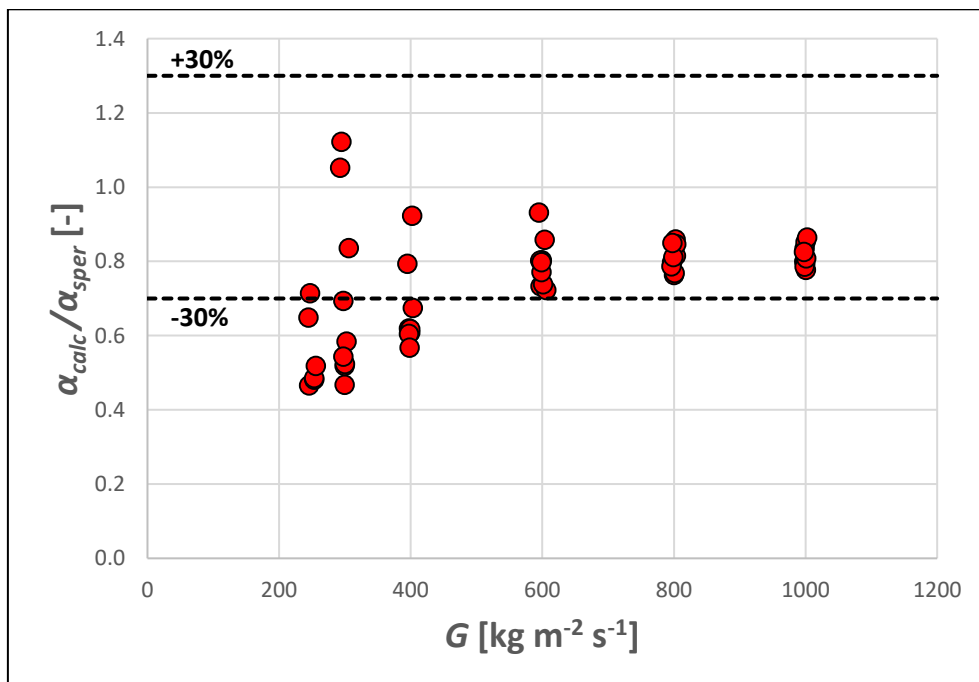


Figura 6.8: Rapporto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Cavallini et al. [20] e quello sperimentale in funzione della portata specifica.

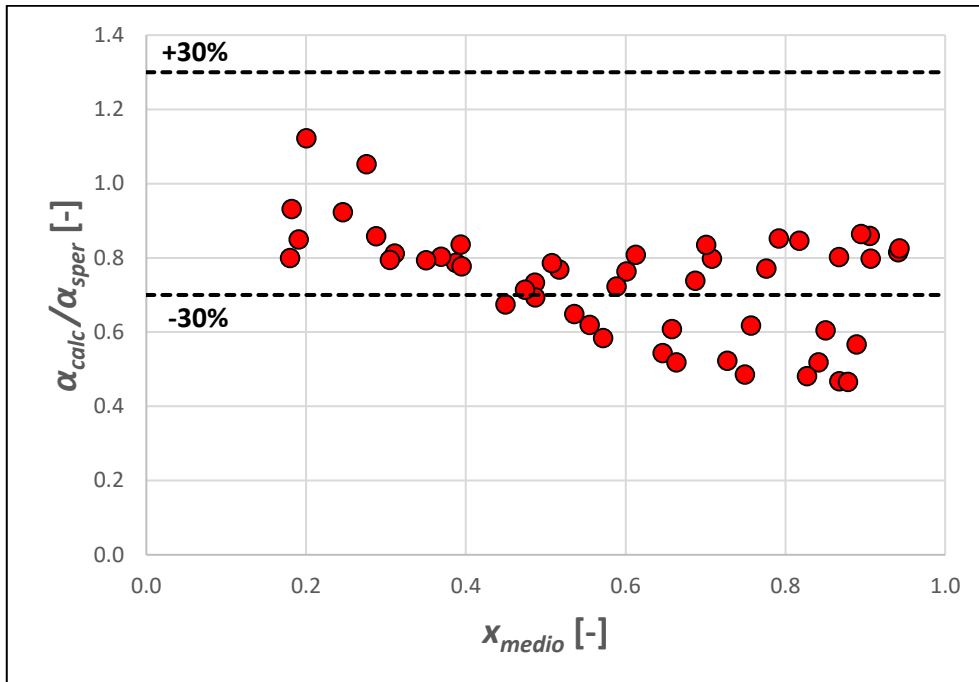


Figura 6.9: Rapporto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Cavallini et al. [20] e quello sperimentale in funzione del titolo del vapore medio.

## 6.7 Modello di Cavallini et al. [48] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Gli autori hanno modificato l'equazione di Cavallini e Zecchin [49], valida per la condensazione entro tubo liscio, aggiungendo due parametri adimensionali: il fattore di incremento dell'area ( $R_x$ ), per tenere conto dell'effetto dell'incremento dell'area, e il prodotto tra il numero di Bond ( $Bo$ ) e il numero di Froude ( $Fr$ ), per tenere conto dell'effetto della tensione superficiale e dello sforzo di taglio. I dati per sviluppare il modello riguardavano tubi con diametri all'apice dell'aletta tra 6.14 e 15.87 mm, numero alette tra 24 e 80, altezza aletta tra 0.12 e 0.635 mm, angolo d'elica tra  $7^\circ$  e  $30^\circ$ , angolo all'apice da  $0^\circ$  a  $90^\circ$ , portata specifica tra 80 e  $868 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e titolo tra 0 e 1.

La correlazione, definita sulla superficie di scambio termico basata sul diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft}$ , è così espressa:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D_{ft}}{\lambda_L} = 0.05 \cdot Re_{eq}^{0.8} \cdot Pr_L^{1/3} \cdot R_x^s \cdot (Bo \cdot Fr)^t \quad (6.41)$$

in cui  $R_x$  è calcolato con l'equazione (2.5), mentre il numero di Reynolds equivalente, il numero di Bond e il numero di Froude sono calcolati come:

$$Re_{eq} = \frac{4 \cdot \dot{m} \cdot \left[ \left( 1 - x + x \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \right) \right]}{\pi \cdot D_{ft} \cdot \mu_L} \quad (6.42)$$

$$Bo = \frac{g \cdot \rho_L \cdot h \cdot D_{ft}}{8 \cdot \sigma \cdot n} \quad (6.43)$$

$$Fr = \frac{u_{GO}^2}{g \cdot D_{ft}} \quad (6.44)$$

dove  $u_{GO}^2$  indica la velocità della fase vapore fluente con la totale portata di massa, ed è definita come:

$$u_{GO} = \frac{G}{\rho_G \cdot \varepsilon} \quad (6.45)$$

con il grado di vuoto  $\varepsilon$  calcolato con l'equazione (1.19-1.21) e portata specifica riferita al diametro all'apice dell'aletta.

Gli esponenti  $s$  e  $t$  dell'equazione (6.41) vengono definiti nella Tabella 6.1 a seconda che il tubo sia un micro-fin, low-fin o cross-grooved.

	<b>micro-fin</b> $h/D_{ft} < 0.04$	<b>low-fin</b> $h/D_{ft} \geq 0.04$	<b>cross-grooved</b>
<b>s</b>	2	1.40	2.10
<b>t</b>	-0.26	-0.08	-0.26

Tabella 6.1: Valore degli esponenti di equazione (6.41)

Il modello può essere applicato nei seguenti range operativi:

$$Re_{eq} > 15000$$

$$3 < Pr_L < 6.5$$

$$0.3 < Bo \cdot Fr < 508$$

$$7^\circ < \beta < 30^\circ$$

In Figura 6.10 è mostrato il confronto tra i valori del coefficiente di scambio calcolati con il modello e quelli sperimentali. Sono riportati solamente i dati che rientravano nel range applicativo del modello. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -4.9\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 25.3\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 27.3\%$ . Come si vede dalla Figura 6.11 il modello tende a sovrastimare alle alte portate specifiche (maggiore di  $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) mentre sottostima alle basse portate specifiche (sono riportati solo i punti ad alti titoli perché quelli a bassi titoli non rientrano nei range operativi del modello). Questo particolare cambiamento è dovuto all'andamento, non monotono con la portata specifica, del coefficiente di scambio termico sperimentale alle basse portate specifiche.

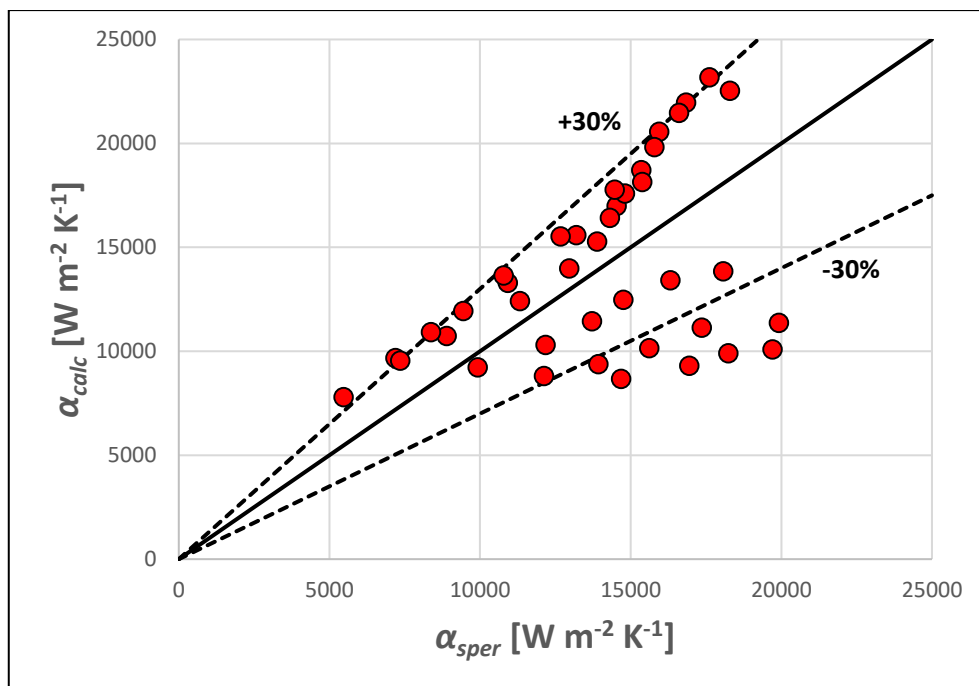


Figura 6.10: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale.

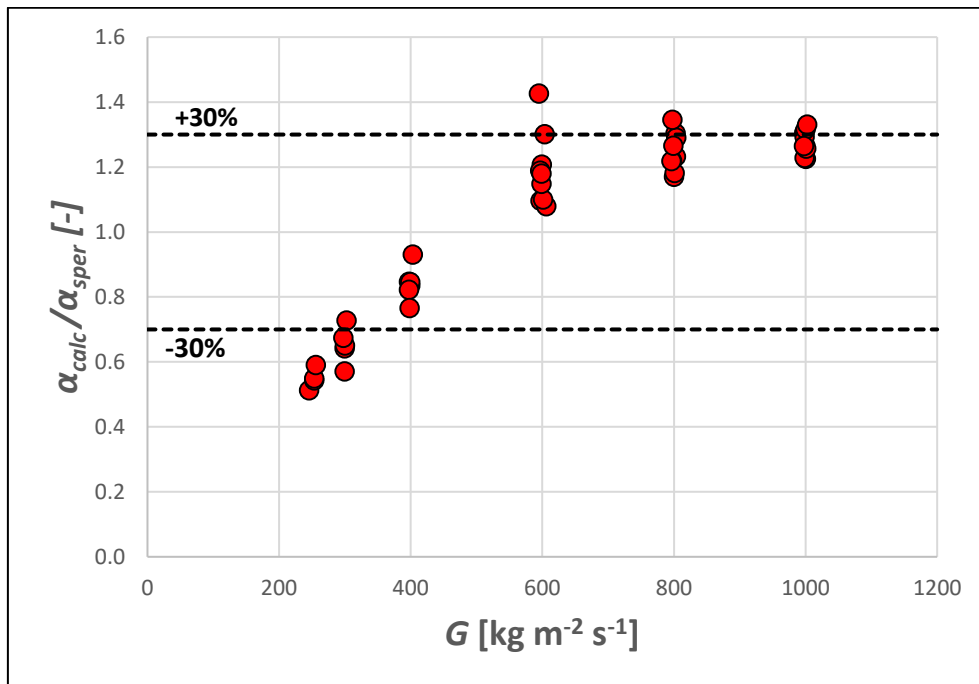


Figura 6.11: Rapporto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale in funzione della portata specifica.

## 6.8 Modello di Chamra et al. [50] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Gli autori hanno sviluppato un modello semi empirico per predire il coefficiente di scambio termico di refrigeranti puri all'interno di tubi microfin di diversa geometria. La correlazione fornita è basata su un'analisi teorica sulla condensazione turbolenta a film all'interno di un tubo liscio, sviluppata assumendo il deflusso anulare in tutta la lunghezza del tubo. Il modello è stato implementato su una banca dati, ricavata da pubblicazioni di altri autori, in cui i tubi analizzati avevano un diametro esterno da 6.35 a 15.88 mm, numero alette compreso tra 21 e 80, altezza alette tra 0.12 e 0.38 mm, angolo d'elica tra 0° e 30°, angolo all'apice tra 15° e 90°, portata specifica tra 40 e 800 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, titolo compreso tra 0.05 e 0.95. L'equazione del coefficiente di scambio termico, riferita all'area basata sul diametro alla base delle alette  $D_{fr}$ , è la seguente:

$$\alpha = \frac{0.208 \cdot \rho_L \cdot c_{p,L} \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho_L}\right)^{0.224}}{T^+} \cdot R_X^{1.321} \quad (6.46)$$

in cui  $R_x$  viene calcolata con l'equazione (2.5) utilizzando il diametro alla base  $D_{fr}$  mentre la temperatura adimensionale  $T^+$  e lo sforzo di taglio  $\tau_w$  sono calcolati come segue:

$$\begin{aligned} T^+ &= \delta^+ \cdot Pr_L \quad \text{se } \delta^+ \leq 5 \\ T^+ &= 5 \cdot \left\{ Pr_L + \ln \left[ 1 + Pr_L \cdot \left( \frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad \text{se } 5 < \delta^+ \leq 30 \\ T^+ &= 5 \cdot \left[ Pr_L + \ln(1 + 5 \cdot Pr_L) + 0.5 \cdot \ln \left( \frac{\delta^+ - 2.5}{27.5} \right) \right] \quad \text{se } \delta^+ > 30 \end{aligned} \quad (6.47)$$

dove lo spessore del film di liquido adimensionale  $\delta^+$ :

$$\begin{aligned} \delta^+ &= 0.866 \cdot Re_L^{0.5} \quad \text{se } Re_L \leq 1600 \\ \delta^+ &= 0.051 \cdot Re_L^{0.87} \quad \text{se } Re_L > 1600 \end{aligned} \quad (6.48)$$

e il numero di Reynolds del liquido è calcolato utilizzando il diametro alla base  $D_{fr}$ .

$$\tau_w = \left( \frac{dp}{dz} \right)_f \cdot \frac{D_{fr}}{4} \quad (6.49)$$

in cui il gradiente di pressione per attrito  $(dp/dz)_f$ :

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_f = \Phi_{LO}^2 \cdot \left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,LO} = \frac{\Phi_{LO}^2 \cdot 2 \cdot f_{LO} \cdot G^2}{D_{fr} \cdot \rho_L} \quad (6.50)$$

in cui la portata specifica è basata sul diametro alla base dell'aletta, il moltiplicatore bifase  $\Phi_{LO}$  si ricava dall'equazione di Friedel (1.27-1.33), mentre i fattori di attrito per la fase liquida  $f_{LO}$  e per la fase vapore  $f_{GO}$  sono calcolati nel seguente modo:

$$\begin{aligned} f_{LO} &= \max(f_{LO1}, f_{LO2}) \\ f_{LO1} &= 0.079 \cdot \left( \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L} \right)^{-0.25} \quad \text{flusso turbolento} \end{aligned} \quad (6.51)$$

$$\begin{aligned}
 f_{LO1} &= \frac{16}{\left(\frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L}\right)} \text{ flusso laminare} \\
 f_{LO2} &= \frac{[1.74 - 2 \cdot \log(2 \cdot Rx_f)]^{-2}}{4} \\
 f_{GO} &= \max(f_{GO1}, f_{GO2}) \\
 f_{GO1} &= 0.079 \cdot \left(\frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L}\right)^{-0.25} \text{ flusso turbolento} \\
 f_{GO1} &= \frac{16}{\left(\frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L}\right)} \text{ flusso laminare} \\
 f_{GO2} &= \frac{[1.74 - 2 \cdot \log(2 \cdot Rx_f)]^{-2}}{4}
 \end{aligned} \tag{6.52}$$

in cui con  $Rx_f$  si indica una rugosità relativa ricavata in modo empirico:

$$Rx_f = \frac{0.18 \cdot \left(\frac{h}{D_{fr}}\right)}{(0.1 + \cos \beta)} \tag{6.53}$$

In Figura 6.12 vengono confrontati i valori del coefficiente di scambio termico calcolati con il modello e quelli sperimentali. Come si può notare dalla figura si vede che il modello presenta un andamento molto simile al modello di Cavallini et al. [18]: cioè il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico entro il 30% per la maggior parte dei punti, tranne per i valori alle basse portate specifiche e agli alti titoli del vapore, in cui il coefficiente di scambio sperimentale presenta un andamento non monotono con la portata specifica. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -24.9\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 30.5\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 23.7\%$ .



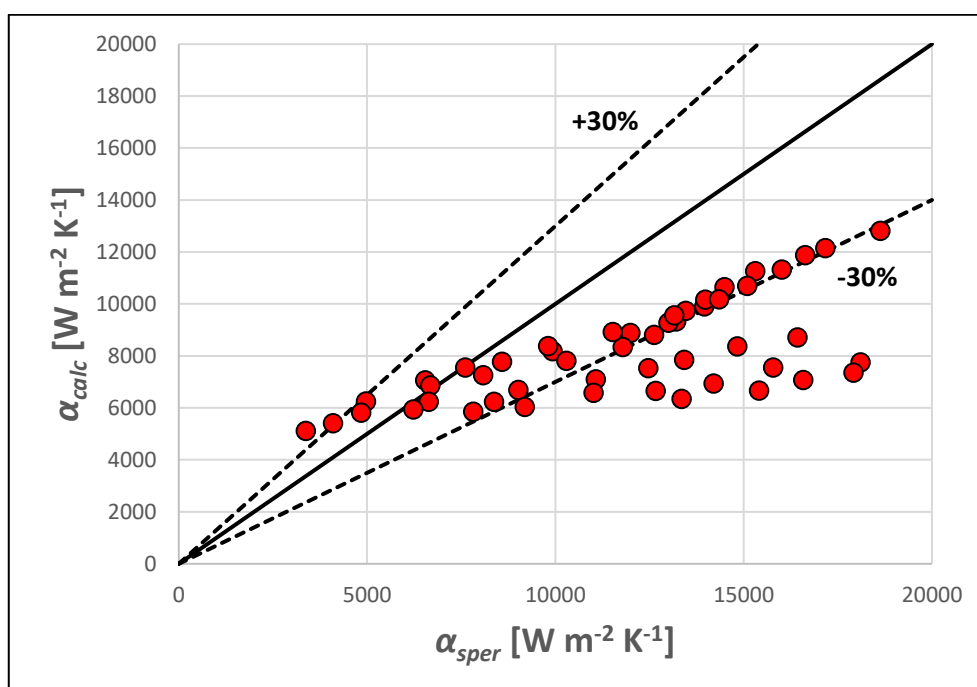


Figura 6.12: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Chamra et al. [50] e quello sperimentale.

## 6.9 Modello di Diani et al. [37] per il calcolo del coefficiente di scambio in condensazione

Il coefficiente di scambio termico è calcolato con il procedimento descritto in 2.2.2. La Figura 6.13 mostra il confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello e quello sperimentale. Il modello sottostima il coefficiente di scambio termico per la maggior parte dei punti mantenendo l'errore relativo entro il 30%. Dalla Figura 6.14 e dalla Figura 6.15 si nota una sottostima del coefficiente di scambio termico, sotto il 30%, per le basse portate e alti titoli. Questo andamento è simile a quello ricavato con il modello di Cavallini et al. [20] e il modello di Chamra et al. [50]; anche in questo caso la presenza di tali punti con errore relativo maggiore al 30% è dovuta all'andamento non monotono del coefficiente di scambio termico sperimentale con la portata specifica alle basse portate specifiche e alti titoli. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -21.5\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 24.6\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 15.1\%$ .

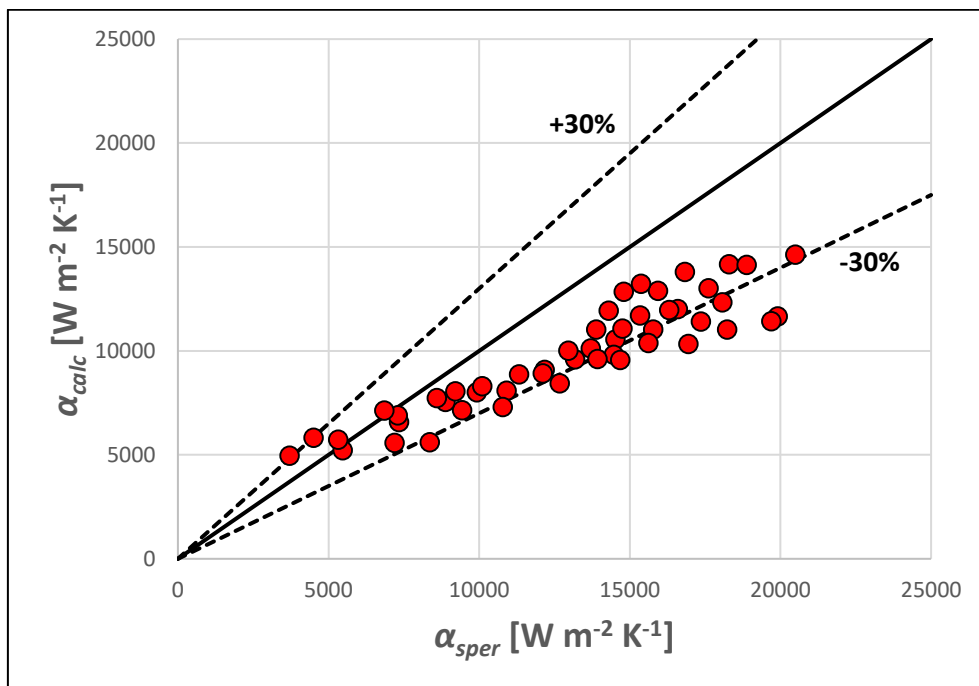


Figura 6.13: Confronto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale.

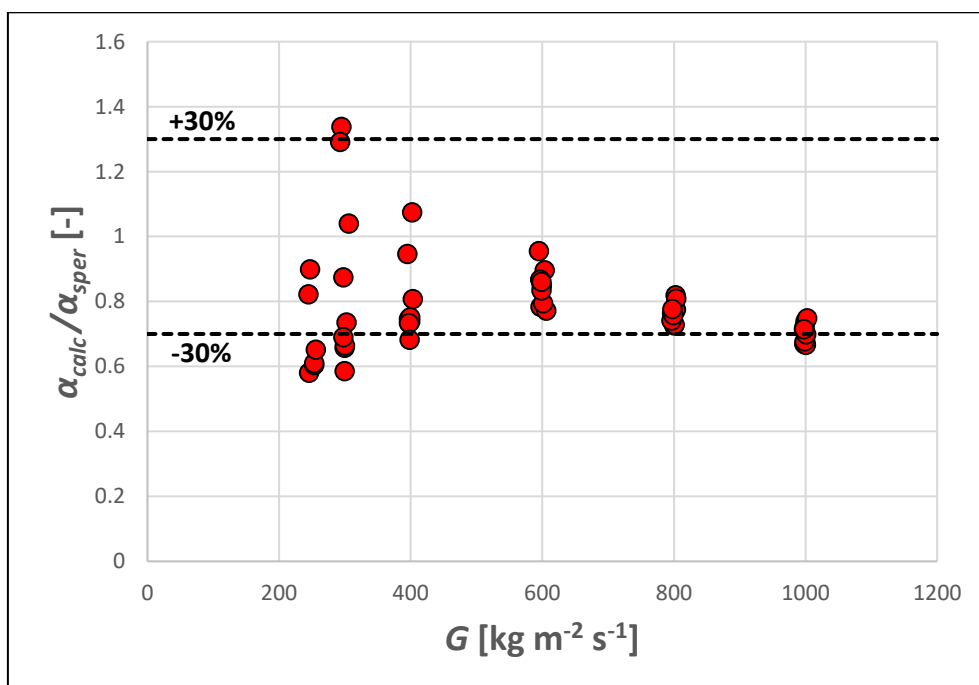


Figura 6.14: Rapporto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale in funzione della portata specifica.

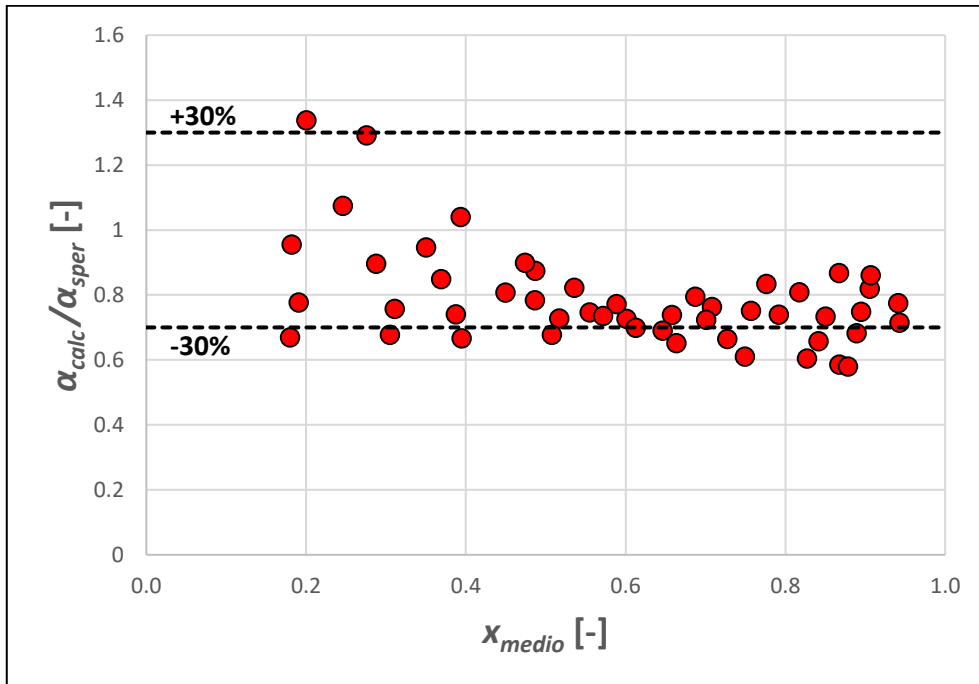


Figura 6.15: Rapporto tra il coefficiente di scambio calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale in funzione del titolo del vapore medio.

## 6.10 Modello di Han e Lee [51] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione

Sulla base di dati sperimentali ricavati durante prove in condensazione di R134a, R22 e R410A all'interno di quattro differenti tubi microfin, con diametro alla base dell'aletta di 8.92, 6.46, 5.1 e 4 mm, altezza aletta tra 0.12 e 0.15 mm, angolo all'apice tra 40° e 53°, angolo d'elica tra 9° e 23°, numero alette 60, e portata specifica da 91 a 1110 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, gli autori hanno proposto una correlazione per il calcolo delle perdite di carico in condensazione. Il gradiente di pressione per attrito per il moto bifase è correlato al gradiente di pressione per la fase liquida attraverso il moltiplicatore bifase  $\Phi_L$ :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_L^2 \cdot \frac{f_L \cdot [G \cdot (1-x)]^2}{2 \cdot D_{fr} \cdot \rho_L} \quad (6.54)$$

dove la portata specifica è basata sul diametro alla base dell'aletta mentre il fattore di attrito della fase liquida  $f_L$  e il moltiplicatore bifase  $\Phi_L$  sono dati da:

$$f_L = 0.193 \cdot \left[ \frac{G \cdot (1-x) \cdot D_{fr}}{\mu_L} \right]^{-0.024} \cdot \left( \frac{p}{h} \right)^{-0.539} \quad (6.55)$$

$$\Phi_L^2 = 2.684 \cdot X_{tt}^{-1.946} \quad (6.56)$$

In Figura 6.16 è mostrato il confronto tra i gradienti di pressione calcolati con il modello e quelli sperimentali. Come si vede il modello sottostima tutti i valori oltre il 30% e globalmente presenta una deviazione relativa  $e_R = -57.5\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 57.5\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 14.8\%$ .

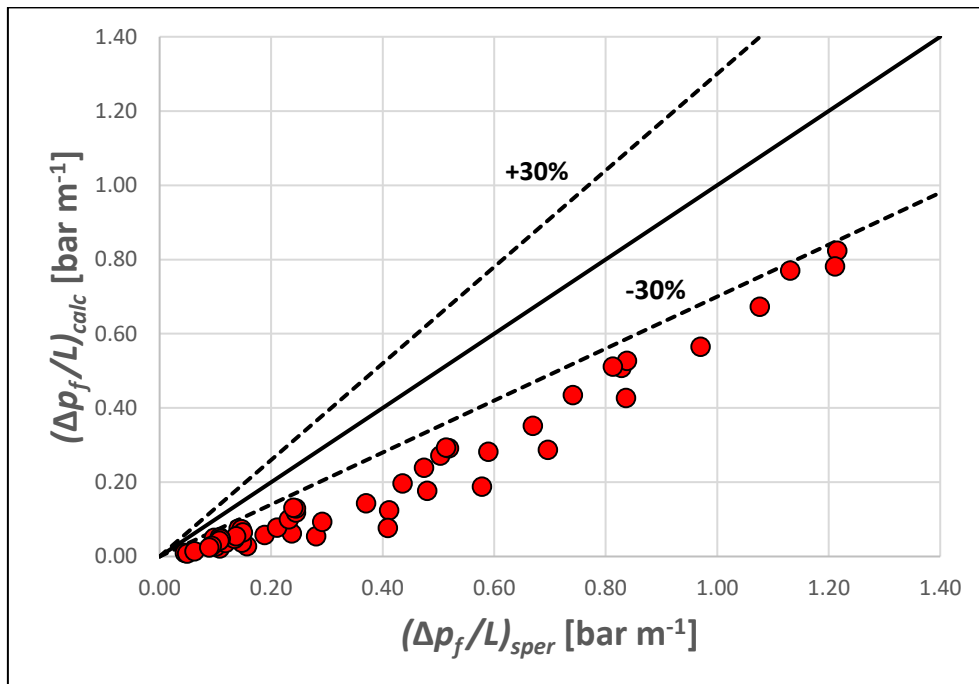


Figura 6.16: Confronto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Han e Lee et al. [51] e quello sperimentale.

## 6.11 Modello di Wu et al. [52] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione

Gli autori hanno sviluppato il modello sulla base dei propri dati sperimentali durante la vaporizzazione di R22 e R410A all'interno di tubi microfin con diametro alla base dell'aletta tra 4.4 e 4.6 mm, altezza dell'aletta da 0.10 a 0.15 mm, angolo d'elica di 18°, angolo all'apice tra 20° e 40°, numero di alette tra 35 e 58. Le prove sono state eseguite con portata specifica

tra 100 e 620 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, temperatura di saturazione di 6°C, titolo all'ingresso e all'uscita, rispettivamente, di 0.1 e 0.8. Per il calcolo delle perdite di pressione viene utilizzato il modello omogeneo e il gradiente di pressione per attrito viene così definito:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2 \cdot f_{om} \cdot G^2}{D_{fr} \cdot \rho_{om}} \quad (6.57)$$

in cui la portata specifica è basata sul diametro alla base dell'aletta, la densità omogenea  $\rho_{om}$  è calcolata con l'equazione (1.13), mentre, la viscosità omogenea  $\mu_{om}$  e il fattore di attrito omogeneo  $f_{om}$  sono calcolati come segue:

$$\begin{aligned} \mu_{om} = \mu_L - 2.5 \cdot \mu_L \cdot \left[ \frac{x \cdot \rho_L}{x \cdot \rho_L + (1-x) \cdot \rho_G} \right]^2 \\ + \left[ \frac{x \cdot \rho_L \cdot (1.5 \cdot \mu_L + \mu_G)}{x \cdot \rho_L + (1-x) \cdot \rho_G} \right] \end{aligned} \quad (6.58)$$

$$f_{om} = 2 \cdot \left[ \left( \frac{8}{Re_{om}} \right) + \frac{1}{(a+b)^{1.5}} \right]^{1/12} \quad (6.59)$$

$$Re_{om} = \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_{om}} \quad (6.55)$$

$$a = \left[ 2.457 \cdot \ln \frac{1}{\left( \frac{7}{Re_{om}} \right)^{0.9} + 0.27 \cdot Rx_f} \right]^{16} \quad (6.60)$$

$$b = \left( \frac{37530}{Re_{om}} \right)^{16}$$

in cui la rugosità relativa  $Rx_f$  è calcolata con l'equazione (6.53).

In Figura 6.17 è riportato il confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello e quello sperimentale. Come si può notare, il modello sottostima tutti i valori sperimentali. I punti che presentano una deviazione standard maggiore sono quelli relativi agli alti titoli (maggiori di 0.8) e alle alte portate (maggiori di 620 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>) poiché escono

dal range operativo del modello. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -36.9\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 36.9\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 11.7\%$ .

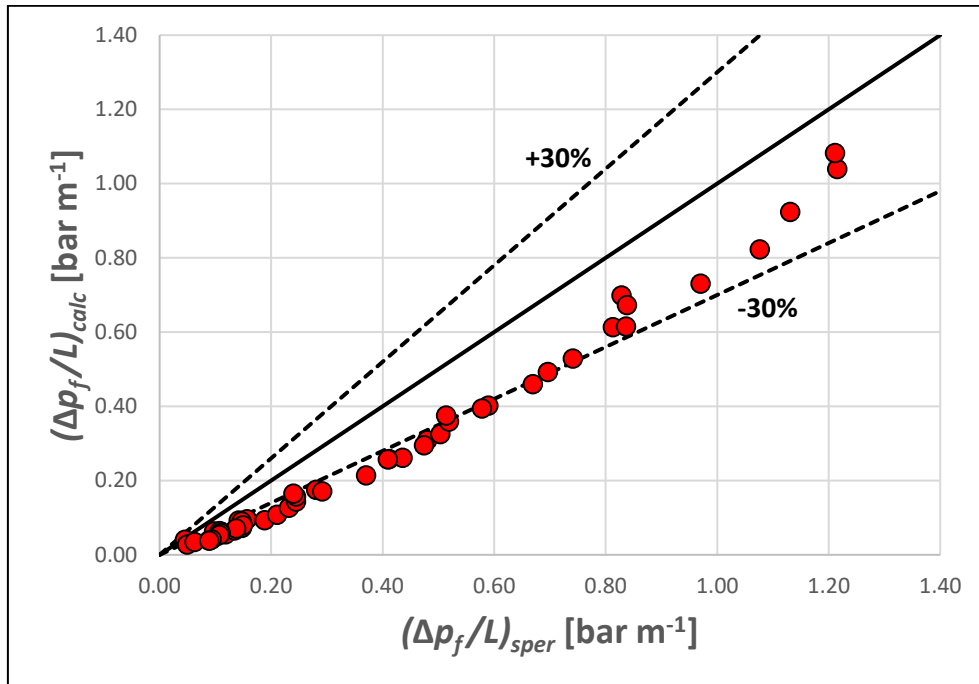


Figura 6.17: Confronto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Wu et al. [52] e quello sperimentale.

## 6.12 Modello di Diani et al. [37] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione

Le caratteristiche del tubo su cui è stato sviluppato il modello sono riportate in 2.2.2. Il gradiente di pressione viene definito nel seguente modo:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \Phi_{LO}^2 \cdot 2 \cdot f_{LO} \cdot \frac{G^2}{D_{ft} \cdot \rho_L} \quad (6.61)$$

in cui il moltiplicatore bifase della sola fase liquida è dato da:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3.595 \cdot F \cdot H \cdot (1 - E)^W \quad (6.62)$$

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \cdot \frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.2} \quad (6.63)$$

$$E = 0.331 \cdot \ln\left(\frac{\mu_L \cdot G \cdot x}{\rho_G \cdot \sigma}\right) + 0.0919 + 1 \quad \text{se } 0 \leq E \leq 0.95$$

$$E = 0.95 \quad \text{se } E > 0.95$$

$$E = 0 \quad \text{se } E < 0$$
(6.64)

$$W = 1.398 \cdot \frac{p}{p_{cr}} \quad (6.65)$$

$$F = x^{0.9525} \cdot (1 - x)^{0.414} \quad (6.66)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1.132} \cdot \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.44} \cdot \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{3.542} \quad (6.67)$$

mentre il fattore di attrito per la sola fase liquida:

$$f_{LO} = \frac{(1.74 - 2 \cdot \log Rx_f)^{-2}}{4} \quad (6.68)$$

in cui la rugosità relativa  $Rx_f$  è calcolata con l'equazione (6.53) usando il diametro all'apice dell'aletta.

La figura 6.18 riporta il confronto tra il gradiente di pressione calcolato tramite il modello e il gradiente di pressione ricavato dalle prove sperimentali. Come si può notare il modello stima il gradiente di pressione entro un errore relativo del  $\pm 30\%$ . Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -7.9\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 9.3\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 9.2\%$ . Dalla Figura 6.19 si può notare un effetto della portata sul modello: infatti, il modello, alle alte portate tende leggermente a sovrastimare fino al 10%, mentre alle basse portate sottostima da 10 al 30%. Dalla Figura 6.20 invece non si nota un significativo effetto del titolo del vapore sul modello.

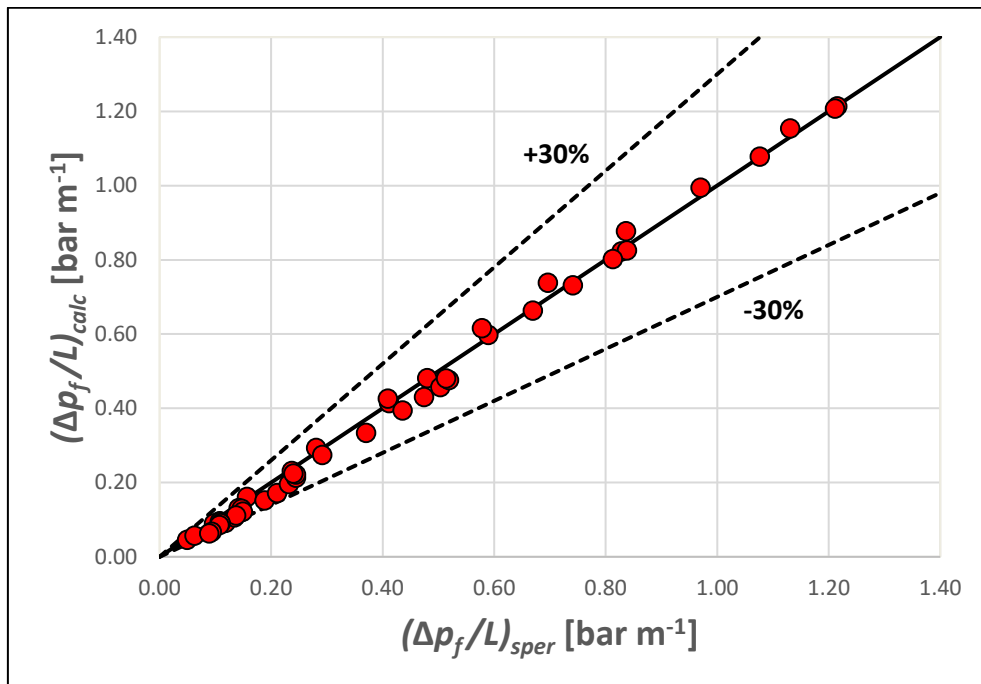


Figura 6.18: Confronto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale.

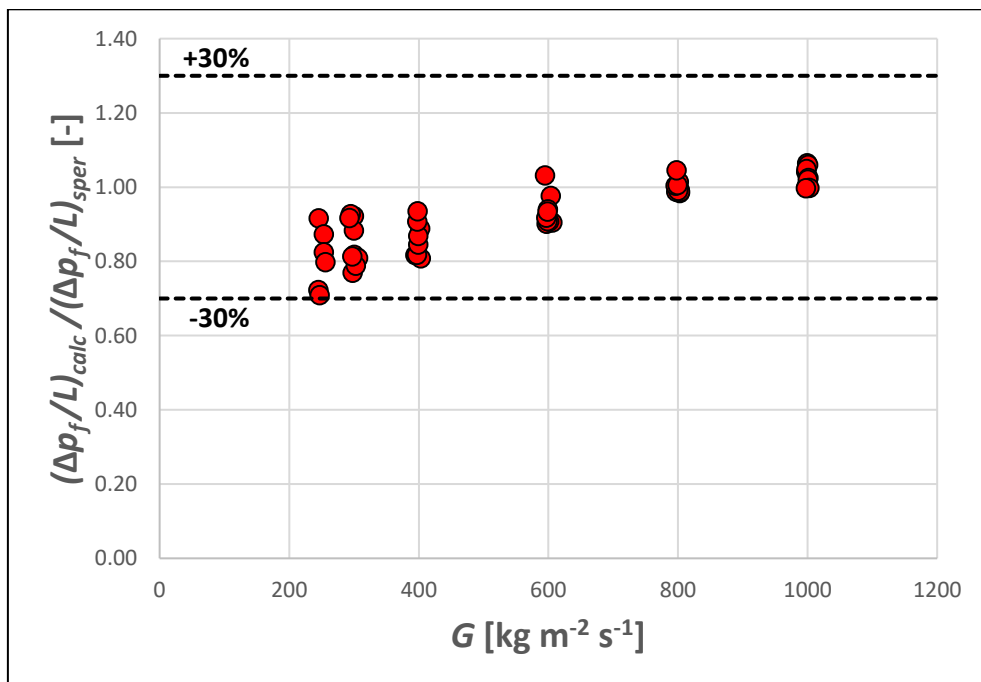


Figura 6.19: Rapporto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale in funzione della portata specifica.



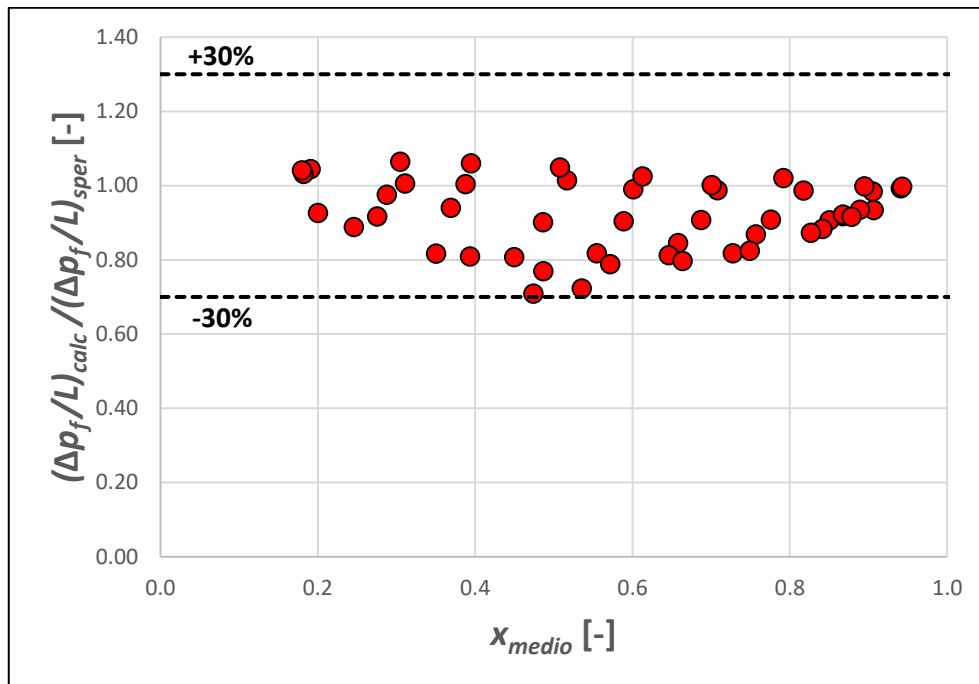


Figura 6.20: Rapporto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Diani et al. [37] e quello sperimentale in funzione del titolo del vapore medio.

## 6.13 Modello di Chamra et al. [53] per il calcolo delle perdite di carico in condensazione

Gli autori hanno creato un modello semi empirico per il calcolo delle perdite di carico di refrigeranti puri e miscele all'interno di tubi microfin per condensazione ed evaporazione. Il modello è basato su una correlazione esistente valida per il tubo liscio. Il modello è stato sviluppato su una banca dati riguardante tubi microfin con diametro alla base dell'aletta tra 4 e 15.88 mm, altezza dell'aletta tra 0.1 e 0.38 mm, angolo d'elica tra 0 e 30°, numero alette tra 21 e 60, portata specifica compresa tra 80 e 600 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e titolo tra 0.1 e 0.95.

La correlazione fornita è la seguente:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{\Phi_{LO}^2 \cdot 2 \cdot f_{LO} \cdot G^2}{D_{fr} \cdot \rho_L} \cdot PF \quad (6.69)$$

in cui il moltiplicatore bifase  $\Phi_{LO}$  è calcolato come:

$$\Phi_{LO}^2 = \left[ (1-x)^2 + x^2 \cdot \frac{\rho_L \cdot f_{GO}}{\rho_G \cdot f_{LO}} + \frac{3.5310 \cdot x^{0.78} \cdot (1-x)^{0.224} \cdot H}{Fr^{0.0230} - We^{0.0059}} \right] \cdot \frac{2 \cdot f_{LO} \cdot G^2}{D_{fr} \cdot \rho_L} \cdot PF \quad (6.70)$$

in cui i parametri H, Fr, We, sono ricavati rispettivamente dalle equazioni (1.30), (1.31) e (1.32). I fattori di attrito per la sola fase liquida e la sola fase gas sono calcolati dalle equazioni di Blasius:

$$\begin{aligned} f_{LO} &= 0.079 \cdot \left( \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L} \right)^{-0.25} && \text{flusso laminare} \\ f_{LO} &= 16 \cdot \left( \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_L} \right)^{-1} && \text{flusso turbolento} \end{aligned} \quad (6.71)$$

$$\begin{aligned} f_{GO} &= 0.079 \cdot \left( \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_V} \right)^{-0.25} && \text{flusso laminare} \\ f_{GO} &= 16 \cdot \left( \frac{G \cdot D_{fr}}{\mu_V} \right)^{-1} && \text{flusso turbolento} \end{aligned} \quad (6.72)$$

La portata specifica è basata sul diametro alla base dell'aletta. Il fattore di penalizzazione PF, definito come il rapporto tra il gradiente di pressione di un tubo microfin e il gradiente di pressione di un tubo liscio con lo stesso diametro alla base dell'aletta, viene così calcolato:

$$\begin{aligned} PF &= 1.55 && \text{se } \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) < 0.01 \\ PF &= 1.71 - 17.5 \cdot \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) && \text{se } 0.01 \leq \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \leq 0.03 \\ PF &= 1.19 && \text{se } \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) > 0.03 \end{aligned} \quad (6.73)$$

In Figura 6.21 viene mostrato il confronto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello e quello ricavato dalle prove sperimentali. Globalmente il modello presenta una deviazione relativa  $e_R = -11.5\%$ , una deviazione assoluta  $e_A = 11.6\%$  e una deviazione standard  $\sigma_N = 5.6\%$ .

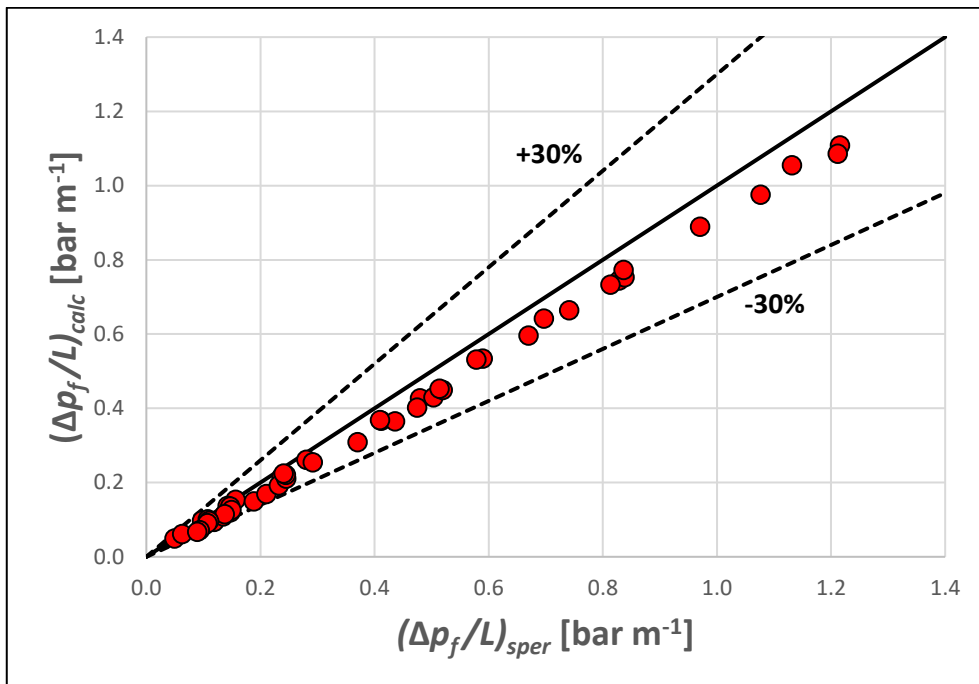


Figura 6.21: Confronto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale.

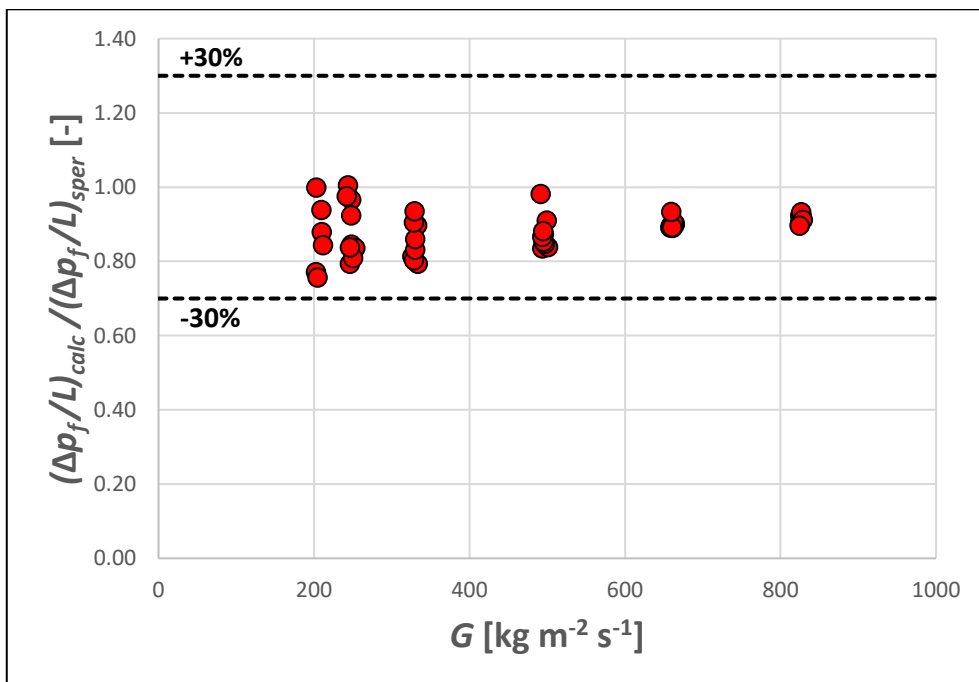


Figura 6.22: Rapporto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione della portata specifica.

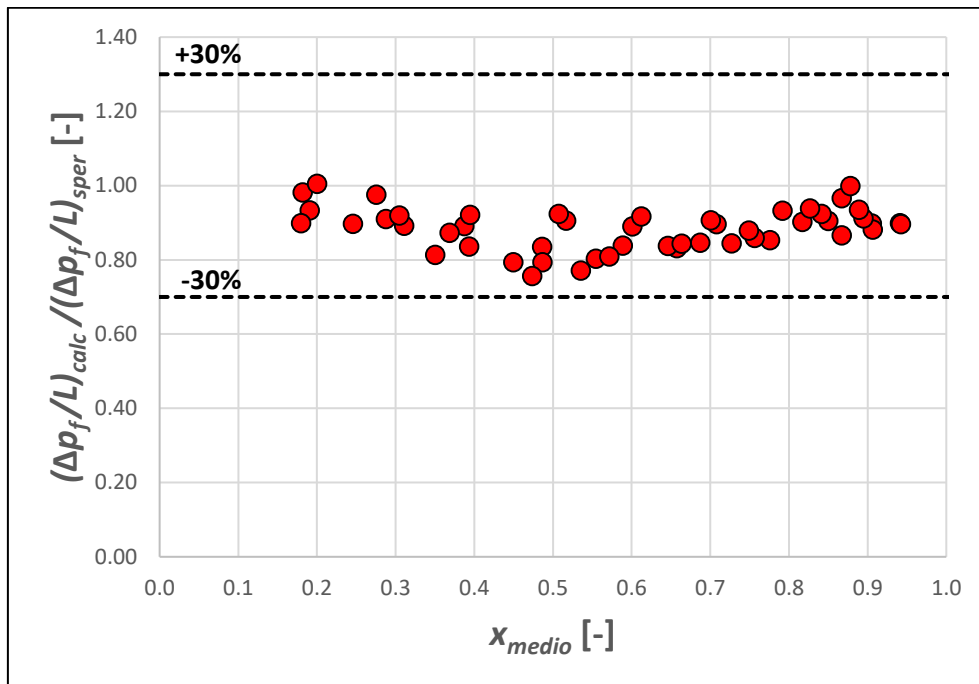


Figura 6.23: Rapporto tra il gradiente di pressione calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione del titolo del vapore medio.

Dalla Figura 6.22 si nota una leggera influenza della portata specifica sul modello: alle basse portate specifiche il modello tende a sottostimare maggiormente. Mentre, dalla Figura 6.23, si nota come il titolo del vapore non abbia una sostanziale influenza sul modello.

## 6.14 Modello di Cavallini et al. [18] per il confronto del coefficiente di scambio termico con il tubo liscio

Il modello di Cavallini et al. [18] è stato utilizzato per calcolare il coefficiente di scambio termico in condensazione di un tubo liscio con diametro interno  $D$  uguale al diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft}$ . Il modello proposto è applicabile durante la condensazione di fluidi refrigeranti all'interno di tubi lisci orizzontali con diametro interno maggiore di 3 mm, portate specifiche tra 18 e 2240 kg m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> e temperatura di saturazione tra -15 °C e 302 °C. Il modello fornisce due equazioni distinte del coefficiente di scambio termico a seconda si rientri nella zona  $\Delta T$ -dipendente o nella zona  $\Delta T$ -indipendente; la mappa di transizione dei due regimi è fornita nello stesso articolo e presentata in 1.3.

Il coefficiente di scambio nella zona  $\Delta T$ -indipendente ( $J_G > J_G^T$ ):

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \cdot \left[ 1 + 1.128 \cdot x^{0.8170} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \cdot \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \cdot \left( 1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} \cdot \text{Pr}_L^{-0.1} \right] \quad (6.74)$$

mentre il coefficiente di scambio nella zona  $\Delta T$ -dipendente ( $J_G \leq J_G^T$ ):

$$\alpha_D = \left[ \alpha_A \cdot \left( \frac{J_G^T}{J_G} \right)^{0.8} - \alpha_{STRAT} \right] \cdot \left( \frac{J_G}{J_G^T} \right) + \alpha_{STRAT} \quad (6.75)$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \cdot \text{Re}_{LO}^{0.8} \cdot \text{Pr}_L^{0.4} \cdot \frac{\lambda_L}{D} = 0.023 \cdot \left( \frac{G \cdot D}{\mu_L} \right)^{0.8} \cdot \text{Pr}_L^{0.4} \cdot \frac{\lambda_L}{D} \quad (6.76)$$

$$\alpha_{STRAT} = 0.725 \cdot \frac{1}{\left[ 1 + 0.741 \cdot \left( \frac{1-x}{x} \right) \right]^{0.3321}} \cdot \left[ \frac{\lambda_L^3 \cdot \rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot h_{LG}}{\mu_L \cdot D \cdot (t_{sat} - t_p)} \right]^{0.25} + (1 - x^{0.087}) \cdot \alpha_{LO} \quad (6.77)$$

dove le velocità adimensionali del gas  $J_G$  e  $J_G^T$  sono calcolate con le equazioni (1.36) e (1.38). In Figura 6.24 e 6.25 viene riportato l'”enhancement factor” EF, calcolato con l'equazione (1.1), in funzione, rispettivamente, della portata specifica e del titolo del vapore medio. La linea nera rappresenta il rapporto tra le aree interne del microfin e del tubo liscio ( $R_x$ ) calcolato con l'equazione (2.5). Il tubo microfin aumenta il coefficiente di scambio rispetto ad un tubo liscio per tutti i punti sperimentali (EF sempre maggiore di 1) con un EF medio di 2.37. Dalla Figura 6.24 si vede come l'aumento del coefficiente di scambio tenda a diminuire aumentando la portata specifica. La Figura 6.25 mostra come per le portate specifiche  $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  l'”enhancement factor” sia sempre minore del rapporto di incremento delle aree interne e cali leggermente all'aumentare del titolo del vapore significando che l'effetto del titolo del vapore, e quindi della velocità del vapore, è più significativo nel tubo liscio. Per la portata specifica  $G = 600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  l'”enhancement factor” si mantiene circa costante con il titolo del vapore. Alle basse portate

specifiche ( $G < 600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) l'“enhancement factor” è sempre maggiore di  $R_x$  e aumenta all'aumentare del titolo del vapore poichè entra in gioco l'effetto della tensione superficiale che si manifesta maggiormente alle basse portate specifiche e agli alti titoli (Yang e Webb [30]), poiché, in questa condizione, le alette non sono completamente bagnate dal liquido ma una parte della loro altezza entra nella zona del vapore e risente della tensione superficiale.

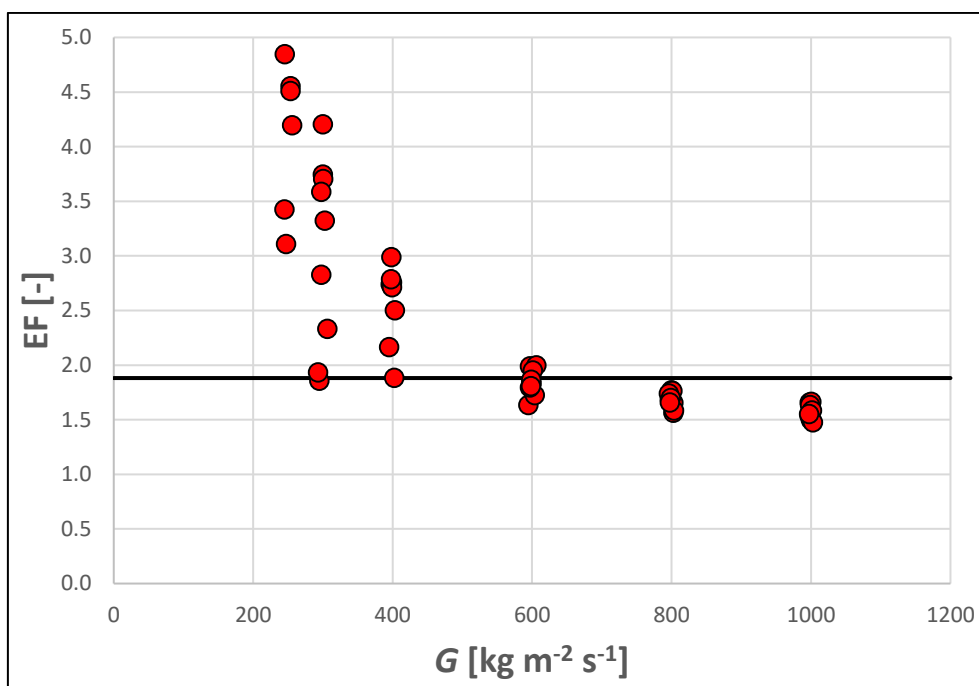


Figura 6.24: “Enhancement factor” in funzione della portata specifica.

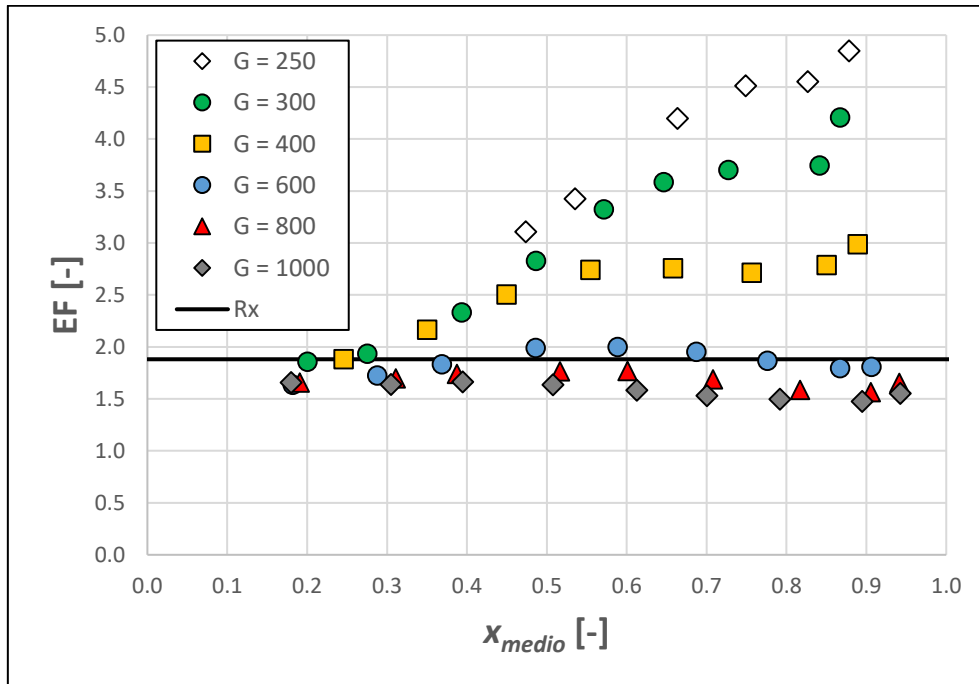


Figura 6.25: “Enhancement factor” in funzione del titolo del vapore medio. Portata specifica in  $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ .

## 6.15 Modello di Cavallini et al. [54] per il confronto delle perdite di carico con il tubo liscio

Il modello di Cavallini et al. [54] è stato utilizzato per calcolare le perdite di carico in condensazione in un tubo liscio con diametro  $D$  uguale al diametro all’apice dell’aletta  $D_{ft}$ . La correlazione è stata sviluppata utilizzando dati di perdite di carico per attrito durante la condensazione in minicanali con diametro idraulico tra 0.51 e 3.25 mm, alla temperatura di saturazione tra 0 °C e 65 °C, portata specifica tra 150 e 1400  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Gli autori forniscono la seguente equazione per il calcolo del gradiente per attrito nel caso di deflusso anulare ( $J_G > 2.5$ ):

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \cdot 2 \cdot f_{LO} \cdot \frac{G^2}{D \cdot \rho_L} \quad (6.78)$$

in cui il fattore di attrito per la sola fase liquida:

$$f_{LO} = 0.046 \cdot \text{Re}_{LO}^{-0.2} = 0.046 \cdot \left( \frac{G \cdot D}{\mu_L} \right)^{-0.2} \quad (6.79)$$

mentre il moltiplicatore bifase per la sola fase liquida è calcolato con l'equazione (6.62-6.66) in cui il parametro E è calcolato come segue:

$$E = 0.0015 + 0.44 \cdot \log \left[ \left( \frac{\rho_{GC}}{\rho_L} \right) \cdot \left( \frac{\mu_L \cdot j_G}{\sigma} \right)^2 \cdot 10^4 \right]$$

$$E = 0.95 \quad \text{se } E \geq 0.95$$

$$E = 0 \quad \text{se } E \leq 0$$
(6.80)

$$j_G = \frac{G \cdot x}{\rho_G} \quad (6.81)$$

$$\rho_{GC} = \left[ \frac{x + (1-x) \cdot E}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{(1-x) \cdot E}{\rho_L}} \right] \quad (6.82)$$

Nel caso di deflusso stratificato ( $J_G < 2.5$ ) viene considerato il valore più alto tra il gradiente di pressione calcolato con l'equazione (6.78-6.81) e il gradiente della sola fase liquida dall'equazione (6.82-6.83):

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{f,LO} = 2 \cdot f_{LO} \cdot \frac{G^2}{D \cdot \rho_L} \quad (6.83)$$

$$f_{LO} = 0.046 \cdot \left( \frac{G \cdot D}{\mu_L} \right)^{-0.2} \quad \text{Re}_{LO} > 2000$$

$$f_{LO} = 16 \cdot \left( \frac{G \cdot D}{\mu_L} \right)^{-1} \quad \text{Re}_{LO} < 2000$$
(6.84)

In Figura 6.26 viene riportato il “penalty factor” PF, calcolato con l'equazione (1.2), in funzione della portata specifica. Il tubo microfin aumenta le perdite di carico rispetto al tubo liscio per tutti i punti poiché il “penalty factor” è sempre maggiore di 1; il “penalty factor”



medio è di 1.32. Dalla Figura 6.26 si nota come il “penalty factor” aumenti all’aumentare della portata specifica.

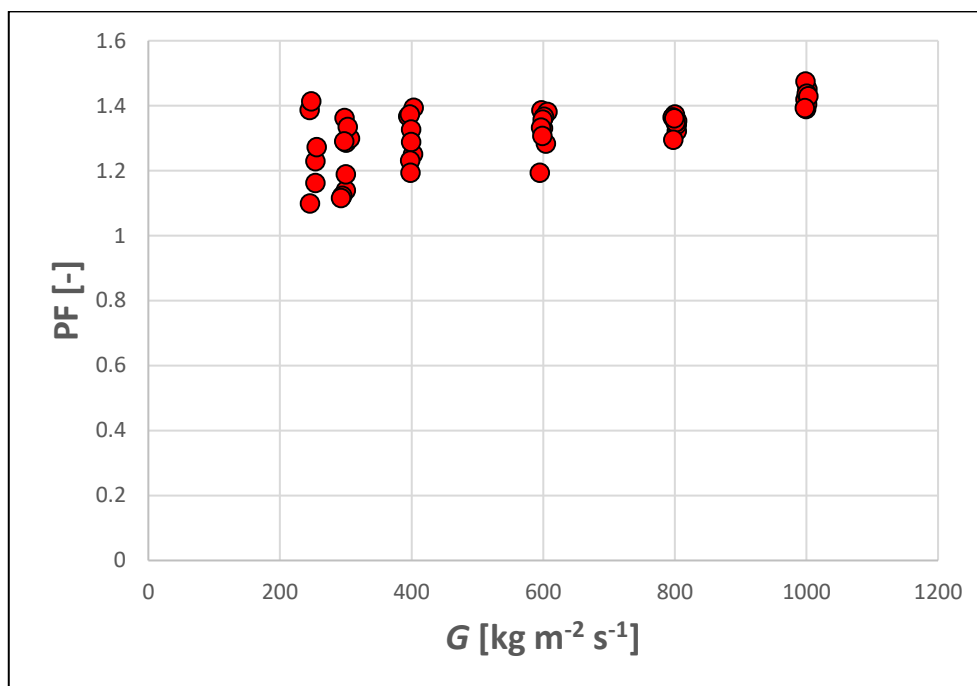


Figura 6.26: “Penalty factor” in funzione della portata specifica.



# Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi si è studiato il processo di condensazione del fluido a basso GWP R1234yf all'interno di un tubo microfin con diametro esterno  $D_e = 3$  mm, diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 2.4$  mm, 40 alette di altezza  $h = 0.12$  mm, angolo all'apice dell'aletta  $\gamma = 43^\circ$ , angolo d'elica  $\beta = 7^\circ$ . La sezione sperimentale è costituita dal tubo microfin con avvolto attorno un tubo liscio dove passa l'acqua di raffreddamento. Poiché il circuito dell'acqua di raffreddamento è stato modificato rispetto alla sezione testata in precedenza (tubo microfin con diametro all'apice dell'aletta  $D_{ft} = 3.4$  mm), attraverso alcune simulazioni numeriche si è verificato preliminarmente l'andamento della temperatura di parete del microfin e l'entità delle perdite di carico nel circuito dell'acqua di raffreddamento; la temperatura di parete in questa nuova sezione ha un andamento più lineare perchè non presenta i picchi di temperatura che si verificavano in precedenza in corrispondenza delle alzate.

Dalle prove in monofase si è visto come la deviazione percentuale tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua si mantenga all'interno del  $\pm 10\%$ . I coefficienti di scambio termico ottenuti in monofase sono stimati con cura dal modello di Gnielinski [43], valido per un equivalente tubo liscio, moltiplicato per il fattore di incremento delle aree interne, con una deviazione relativa globale del -1.3% mentre risultano sottostimati del 36% dal modello di Ravigururajan e Bergles [42].

Le prove in condensazione sono state svolte alla temperatura di saturazione di  $30^\circ\text{C}$ , portate specifiche tra  $250$  e  $1000$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  e titolo del vapore medio tra  $0.2$  e  $0.95$ . Nella zona a bassi titoli ( $x < 0.5$ ) il coefficiente di scambio cresce all'aumentare della portata specifica e del titolo del vapore mentre nella zona ad alti titoli ( $x > 0.5$ ) il coefficiente di scambio termico cresce con il titolo del vapore ma non ha più un andamento monotono con la portata specifica: per portate specifiche sotto i  $600$   $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  ad una diminuzione della portata specifica corrisponde un aumento del coefficiente di scambio termico. Questo particolare andamento si può imputare all'incremento del coefficiente di scambio termico dovuto alla tensione superficiale che si manifesta maggiormente alle basse portate e agli alti titoli. Inoltre

la presenza di un numero di alette maggiore di quello ottimale (Yasuda et al. [4]), alle alte portate specifiche e agli alti titoli dove si hanno velocità del vapore elevate, può impedire al refrigerante di incanalarsi nei canali alla base tra le alette e quindi di risentire dell'effetto delle alette sull'aumento del coefficiente di scambio termico. Alcuni modelli presenti in letteratura sono stati confrontati con i dati sperimentali. Tutti i modelli testati sembrano non essere in accordo con i dati sperimentali poiché sono stati sviluppati su dati riguardanti tubi con diametro maggiore di 6 mm e a causa del particolare andamento non monotono del coefficiente di scambio con la portata specifica. Il migliore risulta essere quello di Diani et al. [37] con una deviazione relativa, standard e assoluta, rispettivamente, del 21.5%, 24.6% e 15.1%.

A portata specifica costante il gradiente di pressione per attrito cresce con il titolo fino a un valore massimo per poi scendere leggermente. A titolo del vapore costante il gradiente di pressione aumenta all'aumentare della portata specifica. Le correlazioni di Diani et al. [37] e Chamra et. [53] stimano il gradiente di pressione per attrito con deviazione relativa, assoluta e standard, rispettivamente, del -7.9%, 9.3%, 9.2% e -11.5%, 11.6%, 5.6%.

Attraverso i modelli di Cavallini et al. [18] e Cavallini et al. [54] sono state confrontate le prestazioni del tubo microfin con quelle di un equivalente tubo liscio, rispettivamente, in termini di "enhancement factor" e "penalty factor", ottenendo i valori medi di 2.37 e 1.32.

Per confermare i dati sperimentali ottenuti sarebbe opportuno testare la sezione sperimentale con altri fluidi frigoriferi ed esaminare ulteriori tubi microfin di piccole dimensioni con diversi parametri geometrici.

# Nomenclatura

$A$	area di scambio termico [ $\text{m}^2$ ]
$Bo$	numero di Bond [-]
$c_p$	calore specifico [ $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]
$D$	diametro [m]
$e$	errore [%]
$EF$	enhancement factor [-]
$f$	fattore di attrito [-]
$Fr$	numero di Froude [-]
$g$	accelerazione di gravità [ $\text{m s}^{-2}$ ]
$G$	portata specifica [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
$h$	altezza aletta [m], entalpia specifica [ $\text{J kg}^{-1}$ ]
$h_{LG}$	calore latente [ $\text{J kg}^{-1}$ ]
$HF$	flusso termico specifico [ $\text{W m}^{-2}$ ]
$i$	incertezza
$j$	velocità superficiale [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$Ja$	numero di Jacob [-]
$J_G$	velocità adimensionale [-]
$J_G^T$	velocità adimensionale di transizione tubo liscio [-]
$J_G^*$	velocità adimensionale di transizione tubo microfin [-]
$L$	lunghezza tratto di scambio termico o perdite di carico [m]
$\dot{m}$	portata di massa [ $\text{kg s}^{-1}$ ]
$n$	numero alette [-]
$Nu$	numero di Nusselt [-]
$p$	pressione [Pa], passo assiale [m]
$PF$	penalty factor [-]
$Ph$	numero di cambiamento di fase [-]

Pr	numero di Prandtl [-]
$q$	potenza termica [W]
Re	numero di Reynolds [-]
Rx	fattore di incremento delle aree interne [-]
$Rx_f$	rugosità relativa [m]
$S$	perimetro di un'aletta e un canale [m]
$Sv$	volume specifico adimensionale [-]
$t$	temperatura [K]
$u$	velocità [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$v$	volume specifico della miscela bifase [ $\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$ ]
$x$	titolo del vapore [-]
$X_{tt}$	parametro di Martinelli [-]
$z$	coordinata lungo la direzione di flusso [m]
$\left(\frac{dp}{dz}\right)$	gradiente di pressione [ $\text{Pa m}^{-1}$ ]

### **Simboli Greci**

$\alpha$	coefficiente di scambio termico [ $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ]
$\beta$	angolo d'elica [ $^\circ$ ]
$\gamma$	angolo all'apice dell'aletta [ $^\circ$ ]
$\delta$	spessore film di liquido [mm]
$\varepsilon$	grado di vuoto [-]
$\lambda$	conducibilità termica [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]
$\mu$	viscosità dinamica [Pa s]
$\rho$	densità [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\sigma$	tensione superficiale [ $\text{N m}^{-1}$ ], deviazione [%]
$\tau$	sforzo di taglio [Pa]
$\Phi$	moltiplicatore bifase [-]

### **Apici**

$A$	assoluto, $\Delta T$ indipendente
$a$	quantità di moto

<i>cr</i>	critica
<i>calc</i>	calcolato
<i>cond</i>	condensazione
<i>D</i>	$\Delta T$ dipendente
<i>e</i>	esterno
<i>evap</i>	evaporazione
<i>F</i>	convezione forzata
<i>f</i>	attrito
<i>fr</i>	alla base dell'aletta
<i>ft</i>	all'apice dell'aletta
<i>G</i>	gas, vapore
<i>g</i>	gravità
<i>GO</i>	solo vapore
<i>in</i>	ingresso
<i>L</i>	liquido
<i>LO</i>	solo liquido
<i>N</i>	standard, convezione naturale
<i>out</i>	uscita
<i>p</i>	parete
<i>pc</i>	precondensatore
<i>R</i>	relativo
<i>ref</i>	refrigerante
<i>S</i>	liscio ("smooth")
<i>sat</i>	saturazione
<i>sez</i>	sezione
<i>sper</i>	sperimentale
<i>STRAT</i>	stratificato
<i>tot</i>	totale
<i>w</i>	acqua





# Bibliografia

- [1] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto, Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes, *International Journal of Refrigeration* 23 (2000) 4-25.
- [2] A. Cavallini, D. Del Col, D. Mancin, L. Rossetto, Thermal performance of R410A condensing in a microfin tube, In: *Proceeding of International Refrigeration Conference at Purdue*, 2006.
- [3] T. Tsuchida, K. Yasuda, M. Hori, T. Otani, Internal heat transfer characteristics and workability of narrow “THERMOFEIN” tubes, *Hitachi Cable Review* 12 (1993) 59-64.
- [4] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori, O. Kawamata, Development of condensing “THERMOFIN-HEX-C TUBE”, *Hitachi Cable Review* 9 (1990) 27-30.
- [5] J.P. Bukasa, L. Liebenberg, J.P. Meyer, Influence of spiral angle on heat transfer during condensation inside spiralled microfin tubes, *HEFAT*, Victoria Falls, Zambia (2003) 1-20.
- [6] A. Miyara, K. Nonaka, M. Taniguchi, Condensation heat transfer and flow pattern inside a herringbone-type micro-fin tube, *International Journal of Refrigeration* 23 (2000) 141-152.
- [7] M. Goto, N. Inoue, N. Ishiwatari, Condensation and evaporation heat transfer of R410A inside internally grooved horizontal tubes, *International Journal of Refrigeration* 24 (2001) 628-638.
- [8] A. Miyara, Y. Otsubo, Condensation heat transfer of herringbone microfin tubes, *International Journal of Thermal Sciences* 41 (2002) 639-645.
- [9] L. Rossetto. Dispense del corso di “trasmissione del calore e termofluidodinamica” sul deflusso bifase gas-liquido. Università degli Studi di Padova.
- [10] Y. Taitel, A.E. Dukler. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 1976.
- [11] S. Z. Rouhani, E. Axelsson, Calculation of void fraction in the subcooled and quality boiling region, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970) 393-393.
- [12] S.M. Zivi, Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production, *ASME Journal of Heat Transfer* 86 (1964) 247-252.

- [13] L. Friedel, Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow, European Two-Phase Flow Group Meeting, June 1979.
- [14] J.W. Palen, G. Breber, J. Taborek, Prediction of flow regimes in horizontal tube-side condensation, *Heat Transfer Engineering* 1 (1979) 47-57.
- [15] J. El Hajal, J.R. Thome, A. Cavallini, Condensation in horizontal tubes, part 1: two-phase flow pattern map, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 3349-3363.
- [16] N. Kattan, J.R. Thome, D. Favrat, Flow boiling in horizontal tubes: Part 1—Development of a diabatic two-phase flow pattern map, *Journal of Heat Transfer* 120 (1998) 140-147.
- [17] L. Liebenberg, J.P Meyer, the characterization of flow regimes with power spectral density distribution of pressure fluctuations during condensation in smooth and micro-fin tubes, *Experimental Thermal and Fluid Science* 31 (2006) 127-140.
- [18] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, M. Matkovic, L. Rossetto, C. Zilio, G. Censi, Condensation in horizontal smooth tubes: A new heat transfer model for heat exchanger design, *Heat Transfer Engineering* 27 (2006) 31-38.
- [19] L. Doretti, F. Fantini, C. Zilio, Flow patterns during condensation of three refrigerants: microfin vs. smooth tube, *Proceeding of IIR International Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants*, August 31 September 2 (2005), Vicenza, SGE Padova, Italy.
- [20] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto, Condensation of pure and near-azeotropic refrigerants in microfin tube: A new computational procedure, *International Journal of Refrigeration* 32 (2009) 162-174.
- [21] J. Yu, S. Koyama, Condensation heat transfer of pure refrigerants in microfin tubes, *International Refrigeration and Air Conditioning Conference* (1998), Purdue University.
- [22] H. Haraguchi, S. Koyama, J. Esaki, T. Fujii, Condensation heat transfer of refrigerants HCFC134a, HCFC123, and HCFC22 in a horizontal smooth tube and a horizontal microfin tube, *Proceeding of 30th National Symposium of Japan* (1993), Yokohama, Japan.
- [23] M. H. Kim, J. S. Shin, Condensation heat transfer of R22 and R410A in horizontal smooth and microfin tubes, *International Journal of Refrigeration* 28 (2005) 949-957.
- [24] L. M. Chamra, P. J. Mago, Modeling of condensation heat transfer of refrigerant mixture in micro-fin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 1915-

1921.

- [25] M. A. Akhavan-Behabadi, R. Kumar, S. G. Mohseni, Condensation heat transfer of R134a inside a microfin tube with different tube inclinations, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 20 (2007) 4864-4871.
- [26] L. P. M. Colombo, A. Lucchini, A. Muzzio, Flow patterns, heat transfer and pressure drop for evaporation and condensation of R134a in microfin tubes, *International Journal of Refrigeration* 35 (2012) 2150-2165.
- [27] L. Gao, T. Honda, Experiments on flow boiling heat transfer of pure CO<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub>-oil mixtures in horizontal smooth and micro-fin tubes, *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, Purdue, 2006.
- [28] C. Dang, N. Haraguchi, E. Hihara, Flow boiling heat transfer of carbon dioxide inside a small-sized microfin tube, *International Journal of Refrigeration* 33 (2010) 655-663.
- [29] Z. Wu, B. Sundén, L. Wang, W. Li, Convective condensation inside horizontal smooth and microfin tubes, *Journal of Heat Transfer* 136 (2014).
- [30] C.Y. Yang, R.L. Webb, A predictive model for condensation in small hydraulic diameter tubes having axial micro-fins, *ASME Journal of Heat Transfer* 119 (1997) 776-782.
- [31] A. Diani, A. Cavallini, L. Rossetto, R1234yf flow boiling heat transfer inside a 2.4 mm microfin tube, *Heat Transfer Engineering* 38 (2017) 303-312.
- [32] A. Diani, A. Cavallini, L. Rossetto, R1234yf condensation inside a 3.4 mm ID horizontal microfin tube, *International Journal of Refrigeration* 75 (2017) 178-189.
- [33] G.Q. Li, Z. Wu, W. Li, Z. K. Wang, X. Wang, H. X. Li, S. C. Yao, Experimental investigation of condensation in micro-fin tubes of different geometries, *Experimental Thermal and Fluid Science* 37 (2012) 19-28.
- [34] F. Parisotto, Condensazione di R1234yf in un minitubo microalettato: analisi sperimentale e numerica, *Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2015/2016.*
- [35] R. Meggio, Sviluppo di una sezione sperimentale per lo studio della condensazione in un microtubo alettato, *Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2014/2015.*
- [36] *Thermal Properties of Metals*, ASM Ready Reference, Fran Cverna, 2002.
- [37] A. Diani, S. Mancin, L. Rossetto, R1234ze(E) flow boiling inside a 3.4 mm ID microfin

- tube, *International Journal of Refrigeration* 47 (2014) 105-119.
- [38] E.W. Lemmon, M.L. Huber, M.O. McLinden, NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1. National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg (2013).
- [39] *Heat Exchanger Design Handbook, Fluid mechanics and heat transfer 2*, G.F. Hewitt, Executive Editor, 1994.
- [40] S.J. Kline, F.A. McClintock, Describing uncertainties in single sample experiments, *Mechanical Engineering* 75 (1953) 3-8.
- [41] S.J. Eckels and B.A. Tesene, A comparison of R-22, R-134a, R-410A, and R-407c condensation performance in smooth and enhanced tubes: part I, heat transfer, *ASHRAE Trans.* 105 (1999) 428-441.
- [42] T.S. Ravigururajan e A.E. Bergles, Development and verification of general correlations for pressure drop and heat transfer in single-phase turbulent flow in enhanced tubes, *Experimental and Thermal Fluid Science* 13 (1996) 55-70.
- [43] V. Gnielinski, On heat transfer in tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 63 (2013) 134-140.
- [44] S. Koyama e R. Yonemoto, Experimental study on condensation of pure refrigerants in horizontal micro-fin tubes – proposal of correlations for heat transfer coefficient and frictional pressure drop -, *International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*, July 17-20, 2006.
- [45] T.C. Carnavos, Heat transfer performance of internally finned tubes in turbulent flow, *Heat Transfer Engineering* 1 (1980).
- [46] H.S. Wang, J.J. Wei, H. Honda, J.W. Rose, Condensation of refrigerant in horizontal microfin tubes: a new correlation, *International Congress of Refrigeration 2007, Beijing*.
- [47] M.A. Kedzierski e J.M. Goncalves, Horizontal convective condensation of Alternative refrigerants within a micro-fin tube, *Enhanced Heat Transfer* 6 (1999) 161-178.
- [48] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto, A new computational procedure for heat transfer and pressure drop during refrigerant condensation inside enhanced tubes, *Enhanced Heat Transfer* 6 (1999) 441-456.
- [49] A. Cavallini e R. Zecchin, A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation, *6th International Heat transfer Conference 1974, Tokyo*.

- [50] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modeling of condensation heat transfer of pure refrigerants in micro-fin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 1293-1302.
- [51] D. Han, K.J. Lee, Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 3804-3816.
- [52] Z. Wu, Y. Wu, B. Sundén, W. Li, Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries, *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013) 398-408.
- [53] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modelling of evaporation and condensation pressure drop in microfin tubes, *Journal of Mechanical Engineering Science* 219 (2005) 61-71.
- [54] A. Cavallini, D. Del Col, M. Matkovic, L. Rossetto, Frictional pressure drop during vapour-liquid flow in minichannels: Modelling and experimental evaluation, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009) 131-139.



## ***Ringraziamenti***

*Doveroso ringraziare da parte mia tutte le persone che, in un modo o nell'altro, con grandi o piccoli gesti, con suggerimenti o incoraggiamenti, mi hanno permesso di arrivare al termine di questo percorso di studi e redigere il mio lavoro di tesi.*

*Parto con il ringraziare il mio Relatore, la Professoressa Luisa Rossetto, per l'opportunità offertami nello svolgere questa esperienza di tesi; il mio Correlatore, l'Ingegnere Andrea Diani e la Dottoranda, l'Ingegnere Mariana Tiemi Tamura, per i continui suggerimenti e l'attenzione dedicatomi in questo periodo.*

*Un ringraziamento particolare va alla mia famiglia, ai miei genitori, Roberto e Giuliana, e a mia sorella Valentina. Senza di loro la mia esperienza universitaria non sarebbe arrivata al termine poiché mi hanno sempre sostenuto economicamente e moralmente condividendo con me tutte le mie decisioni.*

*Infine, ma non per importanza, volevo ringraziare Valentina per aver sempre creduto in me e per avermi supportato nei momenti di difficoltà e i miei amici Nicolò, Elena, Alessia e Filippo con cui ho condiviso i momenti di spensieratezza durante questo percorso. Un particolare abbraccio va ai miei compagni di corso Luca, Manuel, Matteo e Simone con cui ho instaurato un'amicizia vera che va "oltre i banchi di scuola".*

*Matteo*