



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**Condensazione di fluidi refrigeranti in tubi
microaletti di piccolo diametro: analisi
sperimentale e teorica**

Relatore:
Prof.ssa Luisa Rossetto

Correlatore:
Ing. Andrea Diani

Laureando:
Daniele Contato
Matricola 1111196

Anno Accademico 2016/2017

Sommario

I tubi microalettati sono da tempo impiegati nella tecnica ingegneristica per migliorare le prestazioni degli evaporatori e dei condensatori nelle macchine frigorifere o a pompa di calore, in quanto la particolare microgeometria consente di ottenere coefficienti di scambio termico dal 80% al 200% più alti rispetto ad un tubo liscio, con un aumento delle perdite di carico contenuto. In tal modo, è possibile realizzare scambiatori di calore più efficienti ed è possibile ridurre la carica di refrigerante all'interno delle macchine. L'industria sta proponendo tubi microalettati dal diametro sempre più ridotto: i tubi di diametro esterno 5 mm sono ormai utilizzati diffusamente nella realizzazione degli scambiatori, mentre tubi di diametro inferiore sono ancora allo stadio di prototipo e di ricerca. Oltre all'ulteriore beneficio della riduzione della carica di refrigerante, l'utilizzo di tubi di piccolo diametro consente di progettare scambiatori compatti che offrono minori perdite di carico al fluido che lambisce esternamente i tubi, che nella maggioranza dei casi è aria mossa da un ventilatore, incrementando così l'efficienza complessiva della macchina. Gli studi effettuati su tubi di diametro ridotto hanno evidenziato come il meccanismo di scambio termico sia molto diverso rispetto ai tubi di diametro più grande, e che la maggior parte delle correlazioni empiriche proposte dalla letteratura falliscono nel prevedere efficacemente il coefficiente di scambio termico. Sono quindi necessari ulteriori studi per individuare come la geometria del tubo influisca sulle sue prestazioni. Inoltre, l'avvento degli innovativi refrigeranti sintetici a basso impatto ambientale, come le Idro-fluoro-olefine (HFO), impone di effettuare nuove ricerche e raccogliere nuovi dati sperimentali per caratterizzare questi fluidi, che spesso presentano caratteristiche fisiche e di sicurezza diverse rispetto ai convenzionali HFC.

In questa Tesi di Laurea Magistrale, effettuata presso il Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova, sono state analizzate, dal punto di

vista sperimentale, le prestazioni di due refrigeranti, l'R134a e l'R1234ze(E), durante la condensazione all'interno di due tubi microalettati di diametro esterno 3 mm e 4 mm. Le prove sono state realizzate utilizzando l'impianto sperimentale approntato presso il Laboratorio di Trasmissione del Calore in Microgeometrie. In seguito, i risultati sperimentali relativi al coefficiente di scambio termico e alle perdite di carico sono stati confrontati con i valori previsti da alcune correlazioni di letteratura.

La presente Tesi è quindi strutturata nel modo seguente.

Nel Capitolo 1 vengono ripresi i concetti teorici fondamentali sulla condensazione di un fluido all'interno di un tubo, evidenziando come il regime di deflusso influisca in maniera determinante sulle prestazioni, e come queste possano essere migliorate con l'utilizzo di tubi microalettati. Vengono poi illustrate le principali ricerche sulla condensazione dei refrigeranti in tubi microalettati di piccolo diametro.

Nel Capitolo 2 viene illustrato l'impianto sperimentale con il quale sono state effettuate le prove e viene descritta la strumentazione impiegata per la raccolta delle misure.

Nel Capitolo 3 si descrive la procedura con cui, a partire dalle misure dirette, vengono calcolati il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico per attrito. Inoltre, viene descritta la modalità di calcolo dell'incertezza combinata sulle misure indirette in conseguenza delle incertezze degli strumenti di misura.

Nel Capitolo 4 sono riportati i risultati delle prove sperimentali effettuate con i due fluidi R134a e R1234ze(E), in termini di coefficiente di scambio termico e di perdite di carico per attrito. Utilizzando i dati relativi al refrigerante R1234yf raccolti in precedenti lavori di tesi, viene effettuato un confronto tra le prestazioni dei tre refrigeranti.

Nel Capitolo 5, dopo averne descritto per ciascuna la procedura di calcolo, alcune correlazioni proposte dalla letteratura vengono impiegate per stimare coefficiente di scambio termico e perdite di carico per il tubo liscio e per il tubo microalettato nelle stesse condizioni delle prove sperimentali: i risultati sono confrontati con i dati sperimentali per dare un giudizio sulle prestazioni del tubo microalettato rispetto al tubo liscio, e sulle capacità predittive delle correlazioni in esame.

Nel Capitolo 6 vengono riassunte le conclusioni del lavoro di Tesi svolto.

Sommario	i
Indice	iii
1 Introduzione	1
1.1 Concetti fondamentali sulla condensazione in tubo orizzontale	1
1.1.1 Regimi di deflusso in un tubo liscio orizzontale	2
1.1.2 Dipendenza della trasmissione del calore dal regime di deflusso . .	6
1.2 I tubi microalettati e la condensazione	8
1.2.1 Vantaggi dei tubi microalettati	9
1.2.2 Stato della ricerca sulla condensazione dei refrigeranti in tubi microalettati di piccolo diametro	11
1.3 I refrigeranti a basso impatto ambientale	22
1.3.1 Le generazioni dei refrigeranti	23
1.3.2 I refrigeranti HFO	24
2 Descrizione dell'apparato sperimentale	27
2.1 Impianto sperimentale	27
2.1.1 Circuito del refrigerante	28
2.1.2 Sezione sperimentale	30
2.1.3 Circuiti dell'acqua	32
2.2 Strumentazione di misura utilizzata	35
2.2.1 Termocoppie	35
2.2.2 Trasduttori di pressione	35
2.2.3 Misuratori di portata	36

2.2.4	Sistema di acquisizione	38
3	Analisi dei dati	41
3.1	Procedure di calcolo	41
3.1.1	Calcolo del titolo medio e del coefficiente di scambio termico . . .	42
3.1.2	Calcolo delle perdite di carico	43
3.2	Stima dell'incertezza sulle misure indirette	44
3.2.1	Incetezza sul titolo medio	45
3.2.2	Incetezza sul coefficiente di scambio termico	48
4	Risultati sperimentali	53
4.1	Prove con R134a	53
4.1.1	Coefficiente di scambio termico in condensazione	54
4.1.2	Perdite di carico per attrito	64
4.2	Prove con R1234ze(E)	69
4.2.1	Coefficiente di scambio termico in condensazione	70
4.2.2	Perdite di carico per attrito	73
4.3	Confronto tra refrigeranti	75
4.3.1	Coefficiente di scambio termico in condensazione	75
4.3.2	Perdite di carico per attrito	80
5	Confronto con le correlazioni proposte dalla letteratura	85
5.1	Correlazioni per tubo liscio	85
5.1.1	Modello di Cavallini et al. (2006) [19] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione	86
5.1.2	Modello di Cavallini et al. (2009) [25] per il calcolo delle perdite di carico per attrito	94
5.2	Correlazioni per tubo microaletato	101
5.2.1	Modello di Yu e Koyama (1998) [10] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione	101
5.2.2	Modello di Kedzierski e Goncalves (1999) [12] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito	107
5.2.3	Modello di Han e Lee (2005) [18] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito	116
5.2.4	Modello di Koyama e Yonemoto (2006) [22] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito	126
5.2.5	Modello di Cavallini et al. (2009) [24] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione	136

5.2.6	Modello di Diani et al. (2014) [34] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito	142
5.2.7	Considerazioni riassuntive	152
6	Conclusioni	155
6.1	Risultati del lavoro svolto	155
6.1.1	Risultati sperimentali	156
6.1.2	Confronto con le correlazioni di letteratura	157
6.2	Sviluppi futuri	157
	Elenco delle figure	159
	Elenco delle tabelle	169
	Nomenclatura	173
	Bibliografia	176
	Ringraziamenti	181

CAPITOLO 1

Introduzione

In questo capitolo vengono ripresi i concetti principali della condensazione di un fluido all'interno di un tubo, ovvero la forte interdipendenza tra scambio termico e tipo di deflusso, e i motivi per cui si tende all'utilizzo dei tubi microaletti. Vengono inoltre illustrati gli studi principali svolti sull'argomento della condensazione dei refrigeranti in minitubi microaletti e le conclusioni che se ne possono trarre.

1.1 Concetti fondamentali sulla condensazione in tubo orizzontale

La condensazione di un vapore che scorre all'interno di un tubo orizzontale viene utilizzata in una moltitudine di processi ingegneristici, primi tra tutti la condensazione dei refrigeranti nei cicli inversi frigoriferi o a pompa di calore. Questi tipi di scambiatori sono in massima parte del tipo a batteria alettata, in cui i tubi sono disposti trasversalmente ad un pacco di alette che aumenta l'area disponibile allo scambio termico lato aria. In questa applicazione, il fluido refrigerante scorre all'interno dei tubi, dove condensa cedendo calore all'aria che scorre all'esterno dei tubi, spesso mossa da un ventilatore.

1.1.1 Regimi di deflusso in un tubo liscio orizzontale

Il processo di condensazione coinvolge una miscela bifase composta da una fase vapore ed una fase liquida. Nel caso di un fluido puro, la composizione delle due fasi è ovviamente la stessa, mentre nel caso di una miscela la composizione delle due fasi può essere diversa a seconda della volatilità dei singoli componenti. Le grandezze fondamentali che permettono di caratterizzare il deflusso di una miscela bifase sono:

- il titolo di vapore x del deflusso bifase, definito come il rapporto tra la portata di vapore $\dot{m}_g$ e la portata totale, data dalla somma della portata di vapore e della portata di liquido $\dot{m}_l$

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (1.1)$$

- il grado di vuoto della miscela, ξ , definito come il rapporto tra l'area trasversale del deflusso occupata dalla fase vapore A_g e l'area trasversale totale A

$$\xi = \frac{A_g}{A} \quad (1.2)$$

- le velocità superficiali della fase liquida e della fase gassosa, rispettivamente pari a

$$j_g = \frac{\dot{m} x}{\rho_g A} = \frac{G x}{\rho_g} = \frac{\dot{Q}_g}{A} \quad (1.3)$$

$$j_l = \frac{\dot{m}(1-x)}{\rho_l A} = \frac{\dot{Q}(1-x)}{\rho_l} = \frac{\dot{Q}_l}{A} \quad (1.4)$$

dove con G [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$] si è espressa la portata di massa specifica, data dal rapporto tra la portata totale e l'area trasversale del deflusso. Queste due grandezze sono le velocità riferite alla sezione trasversale totale del deflusso. La somma delle due è la velocità superficiale totale della miscela, ed è pari al rapporto tra la portata volumetrica e l'area trasversale del deflusso;

- le velocità medie della fase liquida e della fase gassosa, definite rispettivamente come

$$u_g = \frac{\dot{m} x}{\rho_g A_g} = \frac{\dot{m} x}{\rho_g A \xi} \quad (1.5)$$

$$u_l = \frac{\dot{m}(1-x)}{\rho_l A} = \frac{\dot{m}(1-x)}{\rho_l A(1-\xi)} \quad (1.6)$$

sono le velocità riferite all'area di deflusso della singola fase;

- la densità della miscela bifase, definita come

$$\rho_m = \rho_g \xi + \rho_l(1 - \xi) \quad (1.7)$$

Esistono vari tipi di deflusso bifase in un tubo orizzontale, ed il manifestarsi di uno rispetto all'altro dipende dalla reciproca intensità delle forze agenti sul fluido. Le forze principali agenti sul fluido sono la forza di gravità e lo sforzo tangenziale. Quest'ultimo, che può essere definito come

$$\tau = \frac{1}{2} f_g \frac{G^2 x^2}{\rho_g} = \frac{1}{2} f_l \frac{G_l^2}{\rho_l} \quad (1.8)$$

dipende in massima parte dalla velocità della fase vapore, che è quella con volume specifico maggiore; i simboli f_g e f_l denotano rispettivamente il fattore di attrito per la fase vapore e il fattore di attrito per la fase liquida come se ciascuna di esse scorresse da sola nel tubo. Dal momento che più elevato è il titolo della miscela bifase, maggiore è la massa di vapore presente e quindi maggiore è la velocità che essa raggiunge. In definitiva, quindi, lo sforzo tangenziale dipende dal titolo di vapore della miscela.

Per quanto riguarda la forza di gravità, essa agisce sempre in direzione normale al deflusso e determina quindi una situazione di asimmetria sulla sezione trasversale, al contrario del caso di moto in tubo verticale in cui la gravità agisce in direzione parallela al moto e quindi si ha perfetta simmetria almeno da questo punto di vista.

I regimi di deflusso che possono essere individuati in un deflusso bifase in un tubo orizzontale sono illustrati in figura 1.1:

deflusso stratificato - a basse velocità del vapore la forza di gravità ha il sopravvento e mantiene il liquido verso il basso, mentre il vapore meno denso scorre nella parte alta del tubo, determinando quindi una separazione abbastanza netta tra le due fasi; se l'interfaccia di separazione è liscia si parla di deflusso stratificato propriamente detto, al contrario se è irregolare con la presenza di onde si individua il deflusso stratificato perturbato;

deflusso intermittente - il vapore forma delle sacche che si muovono nel liquido nella direzione del flusso; possono essere individuati dei sotto-regimi: a bolle allungate, in cui le bolle scorrono nella parte superiore del tubo ad una distanza più o meno uniforme l'una dall'altra ed il liquido non contiene bolle più piccole, e a sacche, in cui nel liquido sono presenti delle bolle più piccole e la separazione tra sacche di vapore non è uniforme;

deflusso a bolle - si ha una fase liquida predominante in cui sono disperse delle bolle; a basse portate le bolle sono concentrate nella parte alta del tubo;

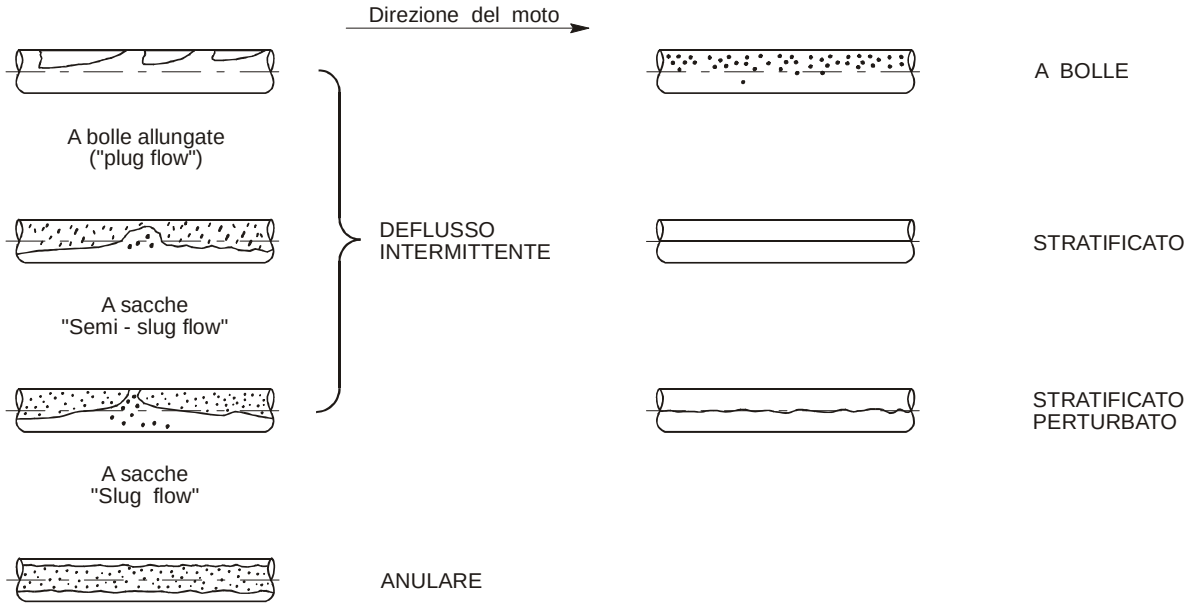


Figura 1.1: Regimi di deflusso per una miscela bifase gas-liquido in un tubo orizzontale, immagine tratta da [39]

deflusso anulare - ad alte velocità del vapore, lo sforzo tangenziale del vapore è vincente, e trascina un sottile film di liquido che ricopre tutta la parete del tubo, mentre il vapore stesso scorre nel nucleo del deflusso al centro del tubo; lo spessore del film è comunque non uniforme lungo la circonferenza a causa della gravità, per cui risulta di spessore maggiore verso il basso.

L'individuazione dei regimi di deflusso avviene tramite l'utilizzo di apposite mappe che visualizzano il campo di esistenza di un regime in funzione di due parametri, spesso adimensionali. La mappa più utilizzata è quella di Taitel e Dukler [4], riportata in figura 1.2, nella quale la transizione tra i regimi di deflusso è espressa utilizzando diversi parametri adimensionali:

$$F = \frac{J_g \rho_g}{\sqrt{g D \cos \beta \rho_g (\rho_l - \rho_g)}} = \frac{G x}{\sqrt{g D \cos \beta \rho_g (\rho_l - \rho_g)}} \quad (1.9)$$

$$K = \left\{ \frac{J_g^2 \rho_g}{g D \cos \beta (\rho_l - \rho_g)} \frac{D J_l}{\nu_l} \right\}^{0,5} \quad (1.10)$$

$$T = \left\{ \frac{\left(-\frac{dp}{dz} \right)_{f,l}}{g \cos \beta (\rho_l - \rho_g)} \right\}^{0,5} \quad (1.11)$$

dove D è il diametro interno del tubo, β è l'angolo di inclinazione dell'asse del tubo rispetto il piano orizzontale, e $(-dp/dz)_{f,l}$ è la perdita di carico per unità di lunghezza

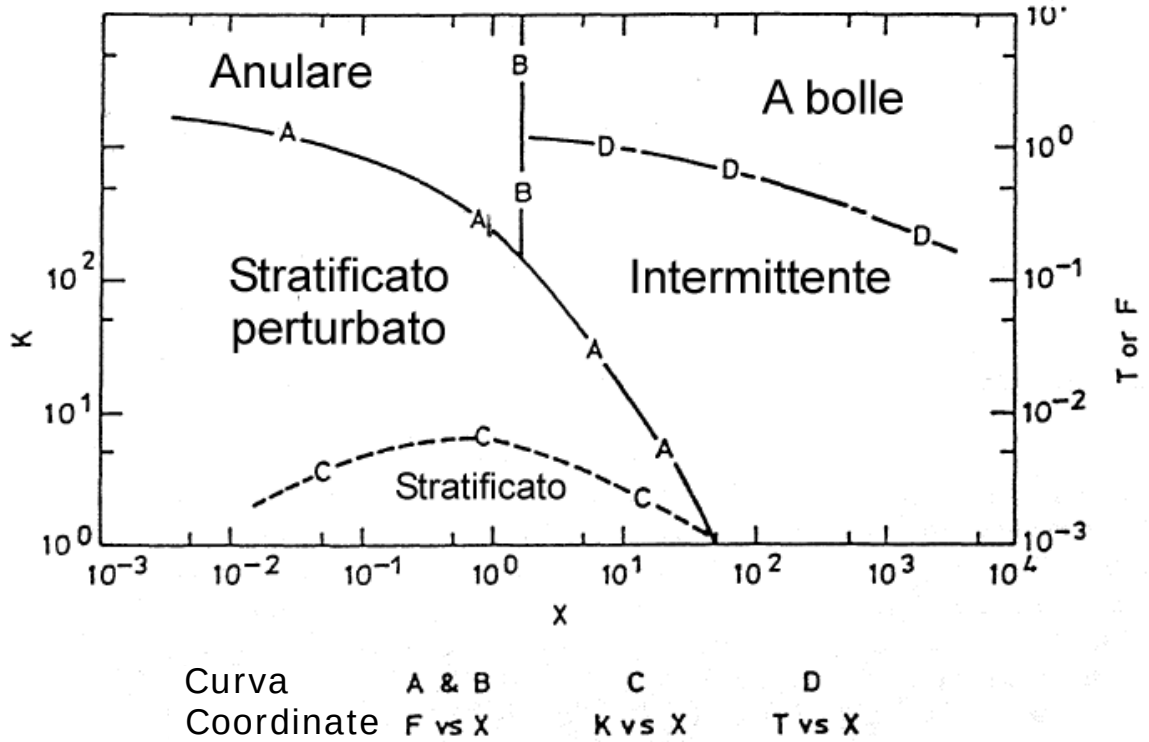


Figura 1.2: Mappa di Taitel e Dukler per deflusso bifase in un tubo orizzontale, immagine rielaborata da [4]

con la sola fase liquida che scorre nel tubo. Le curve di transizione sono espresse in funzione del parametro di Martinelli, definito come:

$$X = \left\{ \frac{\left(-\frac{dp}{dz} \right)_{f,l}}{\left(-\frac{dp}{dz} \right)_{f,g}} \right\}^{0,5} \quad (1.12)$$

che risulta essere il rapporto tra i gradienti di pressione per la fase liquida e la fase gassosa, prese come se ciascuna scorresse da sola nel tubo; questi gradienti possono essere espressi come:

$$\left(-\frac{dp}{dz} \right)_{f,l} = 2f_l \frac{G^2(1-x)^2}{D_h \rho_l} \quad \left(-\frac{dp}{dz} \right)_{f,g} = 2f_g \frac{G^2 x^2}{D_h \rho_g} \quad (1.13)$$

I fattori di attrito sono ottenuti in funzione del rispettivo numero di Reynolds, calcolato utilizzando la portata di massa di ciascuna fase e la corrispondente viscosità. Pur essendo la mappa più conosciuta ed utilizzata per il deflusso bifase in un tubo orizzontale, è bene specificare che le prove sperimentali che ne hanno permesso lo sviluppo furono effettuate con una miscela di aria e acqua. Tale mappa risulta quindi poco precisa quando utilizzata con fluidi sintetici dalle proprietà diverse.

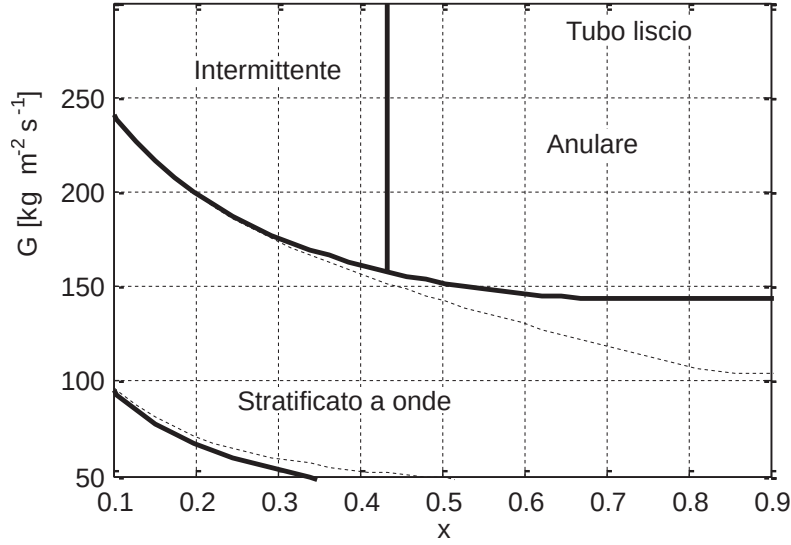


Figura 1.3: Mappa di El Hajal et al. per deflusso bifase in un tubo orizzontale, rielaborata da [15]

Un'altra mappa interessante, perché a differenza della precedente non utilizza coordinate adimensionali, è la mappa di El Hajal [15], che è riportata in figura 1.3, nella quale le curve di transizione tra i vari regimi di deflusso sono visualizzati in funzione del titolo e della portata di massa specifica.

1.1.2 Dipendenza della trasmissione del calore dal regime di deflusso

In un tubo orizzontale, lo scambio termico dipende in maniera determinante dal regime di deflusso che si instaura durante il processo.

Quando la portata è ridotta o il titolo è basso, la velocità del vapore è bassa, il moto è dominato dalla forza di gravità, e di conseguenza il deflusso è di tipo stratificato. Nella parte alta del tubo si ha quindi vapore a bassa velocità che condensa su di una superficie formando un sottile film di liquido che scorre verso il basso per gravità, fenomeno descrivibile dalla teoria di Nusselt. Nella parte bassa del tubo, al contrario, si ha uno spesso strato di liquido in convezione forzata che scambia calore sensibile con la parete del tubo. Il coefficiente di scambio termico locale può quindi essere calcolato con relazioni che combinano il coefficiente di scambio termico in condensazione secondo la teoria di Nusselt, relativo alla parte superiore del tubo, calcolabile con la formula:

$$\alpha \propto \left[\frac{\lambda_l^3 g \rho_l (\rho_l - \rho_g)}{(t_{sat} - t_p) \mu_l D_i} \right]^{0,25} \quad (1.14)$$

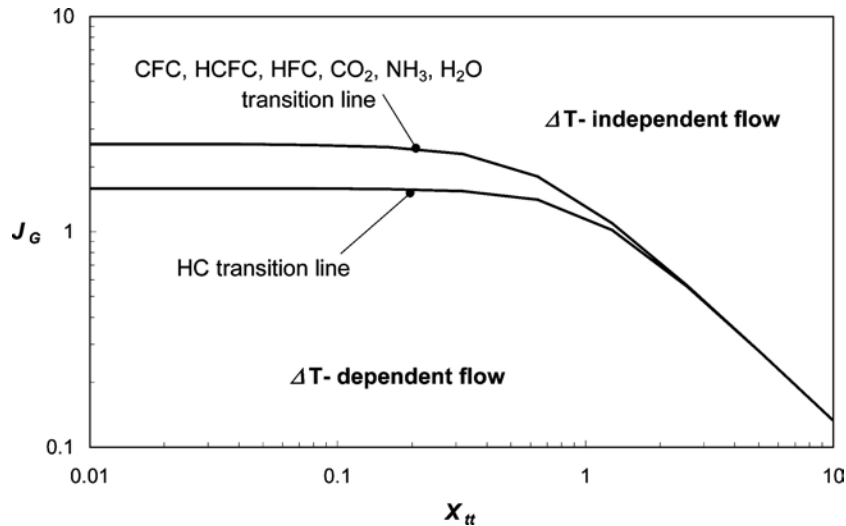


Figura 1.4: Transizione tra deflusso ΔT -dipendente e ΔT -indipendente sulla mappa di Cavallini et al. [19]

ed il coefficiente di scambio termico per convezione forzata del liquido nella parte bassa del tubo. In certi casi, lo spessore del condensato nella parte bassa del tubo è tale per cui lo scambio termico per convezione forzata viene assunto nullo, per cui l'unico contributo al coefficiente di scambio termico è dato da quello relativo alla parte superiore di tubo. Si deve notare che nella teoria di Nusselt il calcolo del coefficiente di scambio termico dipende dalla differenza di temperatura tra fluido in saturazione e parete del tubo.

Se la velocità del vapore è invece elevata, situazione che si verifica ad alte portate specifiche o ad elevati titoli di vapore, lo sforzo tangenziale del vapore è elevato e il deflusso è di tipo anulare. Lo scambio termico avviene in condensazione all'interfaccia tra il film di liquido e il vapore, e per convezione forzata attraverso il film di condensato fino alla parete del tubo. Lo spessore del film di liquido, il suo regime di moto (laminare o turbolento) e in definitiva lo scambio termico sono quindi controllati dallo sforzo tangenziale esercitato dal vapore sul liquido, a sua volta determinato dalla velocità del vapore, che diminuisce molto al diminuire del titolo durante la condensazione. Il coefficiente di scambio termico locale può essere calcolato con correlazioni di derivazione empirica o semi-empirica che utilizzano il coefficiente di scambio termico in convezione forzata opportunamente corretto con dei moltiplicatori bifase che, dipendendo dal titolo di vapore, rendono manifesta l'influenza della velocità del vapore sullo scambio termico. Ulteriori metodi di calcolo analitici per il coefficiente di scambio termico in condensazione in regime anulare si basano sulla teoria dell'analogia tra scambio termico e scambio di quantità di moto, e richiedono procedure di calcolo differenziale ed integrale. A prescindere dalla particolare formula utilizzata, comunque, essendo lo scambio termico determinato dallo sforzo tangenziale del vapore, il coefficiente di scambio termico in condensazione in regime di deflusso anulare non dipende dalla differenza di temperatura tra fluido e parete, a differenza di quanto risulta nel regime stratificato. Riguardo questo

ultimo aspetto, recentemente, Cavallini et al. [19] hanno proposto una semplice mappa, riportata in figura 1.4, per la transizione tra deflusso con scambio termico controllato dalla differenza di temperatura e deflusso con scambio termico indipendente da essa in un tubo liscio. In questa mappa la curva di transizione è data dalla relazione:

$$J_G^T = \left[\left(\frac{7,5}{4,3X_{tt}^{1,111} + 1} \right)^{-3} + C_T^{-3} \right]^{-1/3} \quad (1.15)$$

$$C_T = 1,6 \text{ per idrocarburi}$$

$$C_T = 2,6 \text{ per altri refrigeranti}$$

dove X_{tt} è il parametro di Martinelli per deflusso turbolento in entrambe le fasi, esprimibile come:

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0,1} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \quad (1.16)$$

1.2 I tubi microalettati e la condensazione

Da quanto si è visto a proposito della condensazione in un tubo orizzontale, si può affermare che lo scambio termico è penalizzato nelle condizioni di deflusso stratificato, in cui solo la parte superiore del tubo contribuisce alla condensazione, mentre lo spesso film di liquido alla base agisce nel peggiore dei casi come una resistenza termica molto elevata, che annulla lo scambio termico attraverso di esso. Anche nelle condizioni di deflusso anulare, che di per sé sarebbe favorito dal punto di vista termico, potrebbero sorgere limitazioni alla trasmissione di calore se il moto del film non è turbolento o la velocità del vapore non è sufficientemente elevata da sostenere il film di liquido alle pareti, situazione in cui si passerebbe da deflusso anulare a deflusso intermittente.

Di conseguenza, si può ipotizzare che si potrebbero conseguire dei benefici predisponendo superfici di scambio estese, oltre che all'esterno dei tubi, anche al loro interno, nella forma di microalette, alte qualche decimo di millimetro, di diverse geometrie. I tubi microalettati sono stati sviluppati da Fujie et al. nel 1977 [5]. La forma più diffusa proposta dai costruttori di tubi è quella ad aletta trapezoidale o triangolare in direzione elicoidale lungo l'asse del tubo.

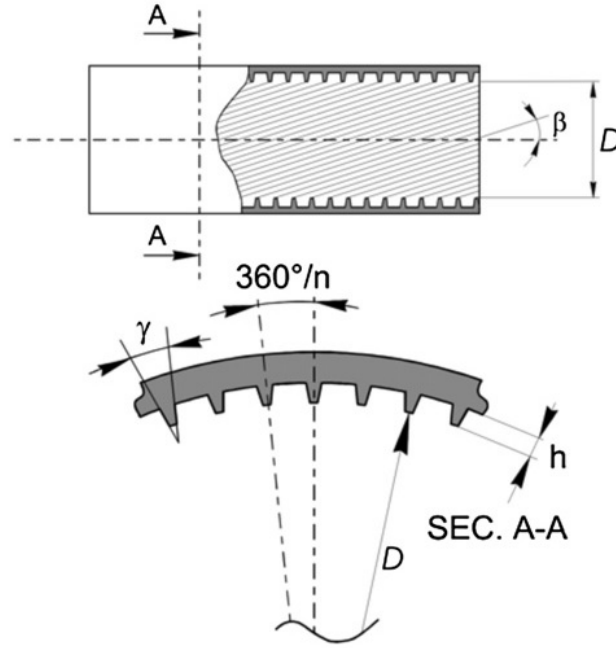


Figura 1.5: Caratteristiche geometriche di un tubo microalettato [14]

1.2.1 Vantaggi dei tubi microalettati

L'aumento dell'area disponibile allo scambio termico dipende dalle caratteristiche geometriche del profilo dell'alettatura. I parametri principali che vengono utilizzati per descrivere la geometria dell'aletta sono la sua altezza h , l'angolo all'apice γ e l'angolo d'elica β , mostrati in figura 1.5. Ovviamente, l'aggiunta delle alette interne aumenta l'area di scambio termico e può portare all'aumento del coefficiente di scambio termico, ma allo stesso tempo comporta inevitabilmente l'aumento delle perdite di carico nel deflusso. Per quantificare la differenza tra il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico di un tubo microalettato rispetto ad un tubo liscio vengono definite le due grandezze Fattore di Incremento (*Enhancement Factor*) EF e Fattore di Penalizzazione (*Penalty Factor*) PF rispettivamente come:

$$EF = \frac{\alpha_{m.a.}}{\alpha_l} \quad (1.17)$$

$$PF = \frac{\Delta p_{m.a.}}{\Delta p_l} \quad (1.18)$$

I tubi microalettati sono particolarmente apprezzati perché sono in grado di promuovere efficacemente lo scambio termico pur mantenendo contenuto l'aumento delle perdite di carico, in quanto sono in grado di realizzare fattori EF che vanno dal 180% al 280% ed oltre, con fattore di penalizzazione da 120% a 180% [14]. Inoltre, pur costando ovviamente di più rispetto i tubi lisci, risultano relativamente più semplici da fabbricare rispetto i tubi con geometrie interne più complesse come i tubi a spina di pesce o come quelli a doppia aletta trasversale.

L'incremento di area dovuto alla presenza delle alette non è però sufficiente a spiegare l'incremento di scambio termico riscontrato con l'utilizzo di questi tubi. Come riscontrato da numerose ricerche ([20, 29, 36] solo per citarne alcune), in alcune condizioni operative l'incremento del coefficiente di scambio termico è superiore al semplice incremento dell'area di scambio termico. La spiegazione di questo fenomeno è da ricercarsi sia nell'influenza che le alette esercitano sul campo di moto, sia nell'azione della tensione superficiale del fluido. Le alette elicoidali infatti inducono una maggiore turbolenza nel moto del fluido rispetto al tubo liscio, e di conseguenza lo scambio termico convettivo è più favorito. La tensione superficiale, dal canto suo, tende a drenare il liquido nei solchi tra le alette, lasciando la loro punta ricoperta solo da un film sottilissimo di liquido, il che favorisce anch'esso la condensazione del vapore. Una ulteriore conseguenza di questi due fenomeni, come evidenziato in [32] e in [29] è il fatto che la transizione da deflusso anulare a deflusso stratificato viene posticipata a velocità del vapore più basse rispetto ai tubi lisci. Ciò avviene perché le alette inducono una componente centrifuga alla velocità del fluido, che unita all'effetto della tensione superficiale mantiene il condensato aderente alla parte alta della parete del tubo anche per velocità del vapore relativamente basse. Come conseguenza, la configurazione di deflusso anulare, che è più favorevole allo scambio termico, viene mantenuta per un tratto di tubo maggiore e per una variazione di titolo maggiore, migliorando così il comportamento termico complessivo del tubo. Doretto et al., in [17], propongono una modifica alla mappa di deflusso di Cavallini et al. [19] che tenga conto del comportamento dei tubi microalettati, per i quali la curva che segna la transizione tra deflusso ΔT -dipendente e ΔT -indipendente è data quindi dalla relazione:

$$J_G^* = 0,6 \left[\left(\frac{7.5}{4.3X_{tt}^{1,111} + 1} \right)^{-3} + 2.5^{-3} \right]^{-1/3} \quad (1.19)$$

Un aspetto fondamentale, osservato in tutte le ricerche citate precedentemente, è che il fattore di incremento del coefficiente di scambio termico, riferito all'area del tubo liscio, è maggiore dell'incremento dell'area di scambio in maniera pronunciata nelle condizioni di deflusso con portata specifica ridotta, mentre è poco pronunciato o addirittura inferiore nei casi con portata specifica più alta come si vede nella figura 1.6 . Questo comportamento può essere spiegato considerando proprio l'effetto della microalettatura sulla transizione tra deflusso stratificato e deflusso anulare. A basse portate specifiche, la configurazione presente in un tubo liscio è quella stratificata, che realizza lo scambio termico più basso. L'aggiunta delle microalette rende più facile e probabile la configurazione anulare anche a queste basse portate, realizzando in tal modo la configurazione più favorevole allo scambio termico e determinando quindi un netto miglioramento del comportamento del tubo ai fini della trasmissione del calore. Al diminuire del titolo, comunque, il vapore

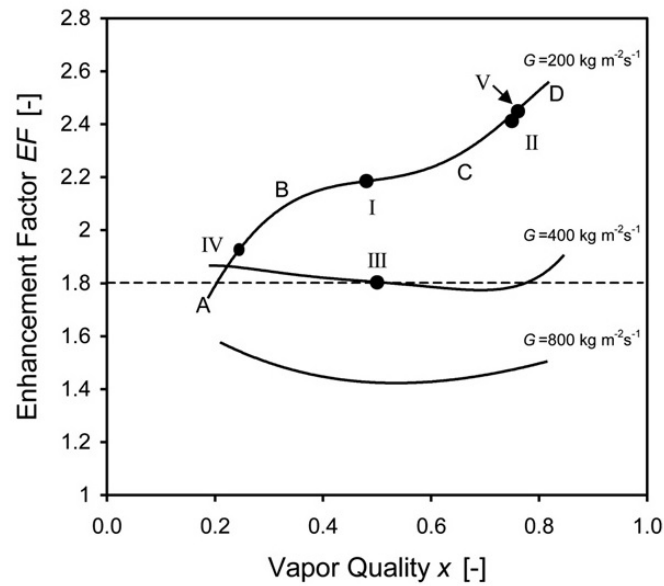


Figura 1.6: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore e della portata specifica; i dati sono relativi a R410A alla temperatura di saturazione di 40 °C [32]

presente in sempre meno quantità non ha la forza di sostenere il deflusso anulare pur essendo in tubo microalettato, per cui il fattore di incremento EF diminuisce al diminuire del titolo. Al contrario, quando la portata specifica è medio-alta ed il titolo elevato, la configurazione realizzata è quella anulare anche in un tubo liscio, per cui le alette forniscono solamente la turbolenza e l'incremento di area di scambio; il miglioramento dello scambio termico rispetto ad un tubo liscio è quindi modesto. E' però interessante notare come in questo caso il fattore EF aumenti, pur leggermente, al diminuire del titolo, perché la transizione a deflusso stratificato viene ritardata a titoli più bassi e la configurazione anulare viene mantenuta maggiormente. Infine, in certi casi con portata specifica molto alta, le alette risultano addirittura dannose, perché il film di liquido trattenuto alla parete è troppo spesso e ricopre completamente o quasi le alette, inibendo la caratteristica della punta di restare asciutta grazie all'effetto della tensione superficiale; inoltre, il film liquido agisce come una notevole resistenza termica, neutralizzando in parte l'aumento dell'area di scambio e peggiorando il comportamento termico del tubo.

1.2.2 Stato della ricerca sulla condensazione dei refrigeranti in tubi microalettati di piccolo diametro

La condensazione dei refrigeranti in tubi microalettati è stata ampiamente studiata in passato, tuttavia la maggior parte delle ricerche sono state effettuate in tubi di diametro

superiore ai 5 mm e con refrigeranti quali l'R22, l'R134a e l'R410A, appartenenti alla seconda e alla terza generazione.

I primi studi sulla condensazione dei refrigeranti in tubi microalettati di ridotto diametro si hanno a partire dagli anni 2000. Han e Lee [18] hanno testato quattro tubi microalettati di differenti caratteristiche geometriche, con diametro interno rispettivamente 8.92, 6.46, 5.1, e 4 mm, utilizzando come fluidi R134a, R22 e R410A. In particolare, il tubo con diametro interno minore è stato testato con portate di massa specifiche che variano da 456 a 1110 kg m⁻² s⁻¹, e per temperature di saturazione che vanno da 18 a 33 °C. I risultati sperimentali mostrano che, nei tubi di diametro più piccolo, il regime di moto predominante è quello anulare. Il fattore di penalizzazione PF delle perdite di carico dapprima aumenta all'aumentare del titolo di vapore, fino a raggiungere un valore massimo in corrispondenza di titolo pari a 0,6, per poi decrescere. Gli autori giustificano questo comportamento affermando che, nell'intervallo di titoli compresi tra 0,4 e 0,6, all'aumentare del titolo il film di liquido alla parete diminuisce di spessore e lascia sporgere una porzione sempre maggiore delle alette, aumentando in tal modo le perdite di carico per attrito dovute al deflusso della fase vapore. Nell'intervallo dei titoli più alti, invece, l'elevata velocità del vapore determina una maggiore intensità della turbolenza, per cui le alette contribuiscono poco nel determinare le perdite di carico per attrito. Alla luce di altri studi su tubi microalettati, gli autori affermano che l'altezza delle alette è un parametro che influenza il valore di titolo di vapore per il quale il fattore PF raggiunge il massimo: alette più lunghe infatti sporgono maggiormente dal film di liquido, e determinano quindi uno spostamento del valore massimo del fattore PF verso titoli più bassi. L'andamento del fattore PF con la portata specifica G non differisce tra i diversi fluidi investigati, e per i tubi con diametro maggiore è simile all'andamento rispetto al titolo, presentando infatti un valore massimo per il fattore PF, che si ottiene nelle condizioni di transizione tra diversi regimi di deflusso. Per quanto riguarda l'effetto di incremento dello scambio termico, gli autori hanno notato che il fattore EF aumenta all'aumentare del titolo di vapore x . All'aumentare del titolo di vapore, infatti, il film di liquido alla parete è più sottile e introduce una resistenza termica minore, ed inoltre l'area delle alette esposta al vapore è maggiore: tutto ciò favorisce notevolmente lo scambio termico in misura maggiore rispetto al semplice incremento di area di scambio. Tuttavia, anche in questo caso, ai titoli più elevati la turbolenza è già elevata e l'effetto delle alette è minore. Per portate specifiche elevate, le alette sono quasi completamente inondate di liquido, la loro efficienza è ridotta e l'effetto del titolo è poco significativo: l'incremento dell'area di scambio è il solo contributo all'incremento del coefficiente di scambio termico. Per portate specifiche basse, invece, il fattore EF aumenta all'aumentare del titolo. L'effetto delle alette è quindi importante per basse portate specifiche, mentre è nullo o comunque ridotto ad elevate portate di massa specifiche. A differenza di quanti

riscontrato per le perdite di carico, il fattore EF differisce a seconda del refrigerante impiegato, infatti è minimo per l'R410A, mentre è maggiore per gli altri due. Ciò spinge gli autori ad affermare che esiste una geometria ottimale per ciascun fluido. Essi notano inoltre che l'effetto del titolo di vapore e della portata specifica sui due fattori PF ed EF è molto simile, per cui affermano che il meccanismo di scambio termico è strettamente legato alle perdite di carico come nell'analogia tra trasferimento di calore e di quantità di moto per il deflusso monofase.

Kim et al. [26] nel 2009 hanno studiato la condensazione di CO_2 a temperature di saturazione molto basse ($-15^\circ C$ e $-25^\circ C$) per portate di masse specifiche di 200, 400 e $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, utilizzando un tubo liscio di diametro interno 3,48 mm ed un tubo microalettato di diametro interno medio 3,51 mm (il diametro medio è definito come il diametro interno di un tubo liscio con la stessa area di deflusso effettiva del tubo microalettato). Il raggiungimento di temperature così basse è stato ottenuto con l'impiego di un fluido idrofluoroetere HFE intermedio, raffreddato da un circuito frigorifero a R404A. Gli autori si sono concentrati sull'influenza che le variazioni di portata specifica, temperatura di saturazione e differenza tra temperatura di parete e temperatura di saturazione hanno sul coefficiente di scambio termico. La variazione di differenza di temperatura tra saturazione e parete del tubo non sembra avere effetto sul coefficiente di scambio termico, questo perché l'alettatura mantiene per tutte le condizioni di prova il regime anulare, per il quale come si è visto il coefficiente di scambio termico non dipende dalla differenza di temperatura. Per il tubo liscio, il coefficiente di scambio termico diminuisce all'aumentare della temperatura di saturazione per due motivi. Innanzitutto, all'aumentare della temperatura di saturazione aumenta la pressione ridotta, di conseguenza si riducono le differenze tra le proprietà delle fasi liquida e vapore, soprattutto nel regime anulare. Inoltre, considerando il regime stratificato, e trascurando lo scambio termico attraverso il film di liquido alla base del tubo, il coefficiente di scambio termico medio può essere calcolato con la relazione di Nusselt per la condensazione sull'esterno di un tubo

$$\alpha = 0,728 \left[\frac{g}{D_e (t_{sat} - t_p)} \right]^{0,25} \left[\frac{\lambda_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_g) \Delta h_{lv}}{\mu_l} \right]^{0,25} \quad (1.20)$$

in cui il secondo fattore (definito indice di proprietà) diminuisce all'aumentare della temperatura di saturazione. Per il tubo microalettato, il coefficiente di scambio termico comunque diminuisce all'aumentare della temperatura di saturazione, essenzialmente a causa dell'aumento della pressione ridotta e della minore differenza tra le proprietà delle due fasi. Essendo il regime stratificato praticamente inesistente nel tubo microalettato del diametro studiato, l'effetto negativo della diminuzione dell'indice di proprietà è ininfluenza. L'effetto della portata è più complesso: inizialmente il coefficiente di scambio

termico prima diminuisce, per poi aumentare di nuovo alle portate specifiche più alte. L'aumento dello scambio termico dato dalle alette, per le portate specifiche intermedie, viene infatti soppresso da molti fattori, tutti dipendenti dalla geometria del tubo e delle alette. Per quanto riguarda invece l'incremento dello scambio termico rispetto al tubo liscio, confrontando i risultati ottenuti con quelli relativi ad un tubo microaletato di diametro maggiore presi da un precedente studio, gli autori notano che il fattore EF è generalmente più basso. Questi risultati si spiegano considerando che l'angolo d'elica è piccolo e il numero di alette è non ottimale per un tubo di quel diametro. Ad alte portate ed a alti titoli, il fattore di incremento è più basso perché l'elevata turbolenza, dovuta alla notevole velocità del vapore, sopprime il drenaggio del liquido. A basse portate e a bassi titoli EF è invece elevato, perché le alette promuovono il regime di moto anulare anziché quello stratificato. Confrontando i risultati sperimentali con i valori calcolati con la correlazione di Kedzierski e Goncalves [12], gli autori verificano la dipendenza del fattore EF dal numero di Reynolds e dal titolo di vapore, anche se i valori sperimentali vengono sovrastimati: la correlazione è infatti stata sviluppata su tubi con alette di geometria molto diversa e con fluidi alogenati.

Huang et al. [27, 28] hanno studiato la condensazione di una miscela di R410A e olio in tubi microaletati di diametro esterno 4 e 5 mm, a 40 °C per portate specifiche che variano da 200 a 500 kg m⁻² s⁻¹. Gli autori si sono concentrati sull'influenza che la concentrazione di olio ha sulle prestazioni del tubo, in modo da avvicinarsi il più possibile alle condizioni operative reali dove l'olio del compressore inevitabilmente si mescola al refrigerante ed entra in circolo nel circuito. Per una concentrazione di olio del 1%, il coefficiente di scambio termico decresce al calare del titolo di vapore, mentre per concentrazioni di olio superiori al calare del titolo il coefficiente di scambio termico prima aumenta fino a raggiungere un massimo per $x = 0,7$, poi cala. Il film di condensato, di spessore sempre maggiore a mano a mano che il titolo decresce, agisce come una resistenza termica che aumenta al diminuire del titolo, mentre la viscosità del film e la resistenza al trasporto di massa diminuiscono al diminuire del titolo di vapore. Questi due effetti contrapposti spiegano l'andamento non monotono del coefficiente di scambio termico alle concentrazioni di olio più alte, per le quali si osserva un valore massimo in corrispondenza di un valore di titolo di circa 0,7. Rispetto alle prestazioni del refrigerante puro, la presenza dell'olio degrada sensibilmente la capacità di scambio termico del fluido. Gli autori definiscono il parametro EF come il rapporto tra il coefficiente di scambio termico della miscela R410A-olio ed il coefficiente di scambio termico del refrigerante puro. EF è sempre minore di 1 e diminuisce all'aumentare del titolo, perché la concentrazione di olio nel film liquido è sempre maggiore e ne aumenta la viscosità e la resistenza al trasporto di massa. Aumentando la concentrazione dell'olio EF ovviamente diminuisce, in maniera poco pronunciata passando da 0% a 1%, e in maniera più pronunciata passando

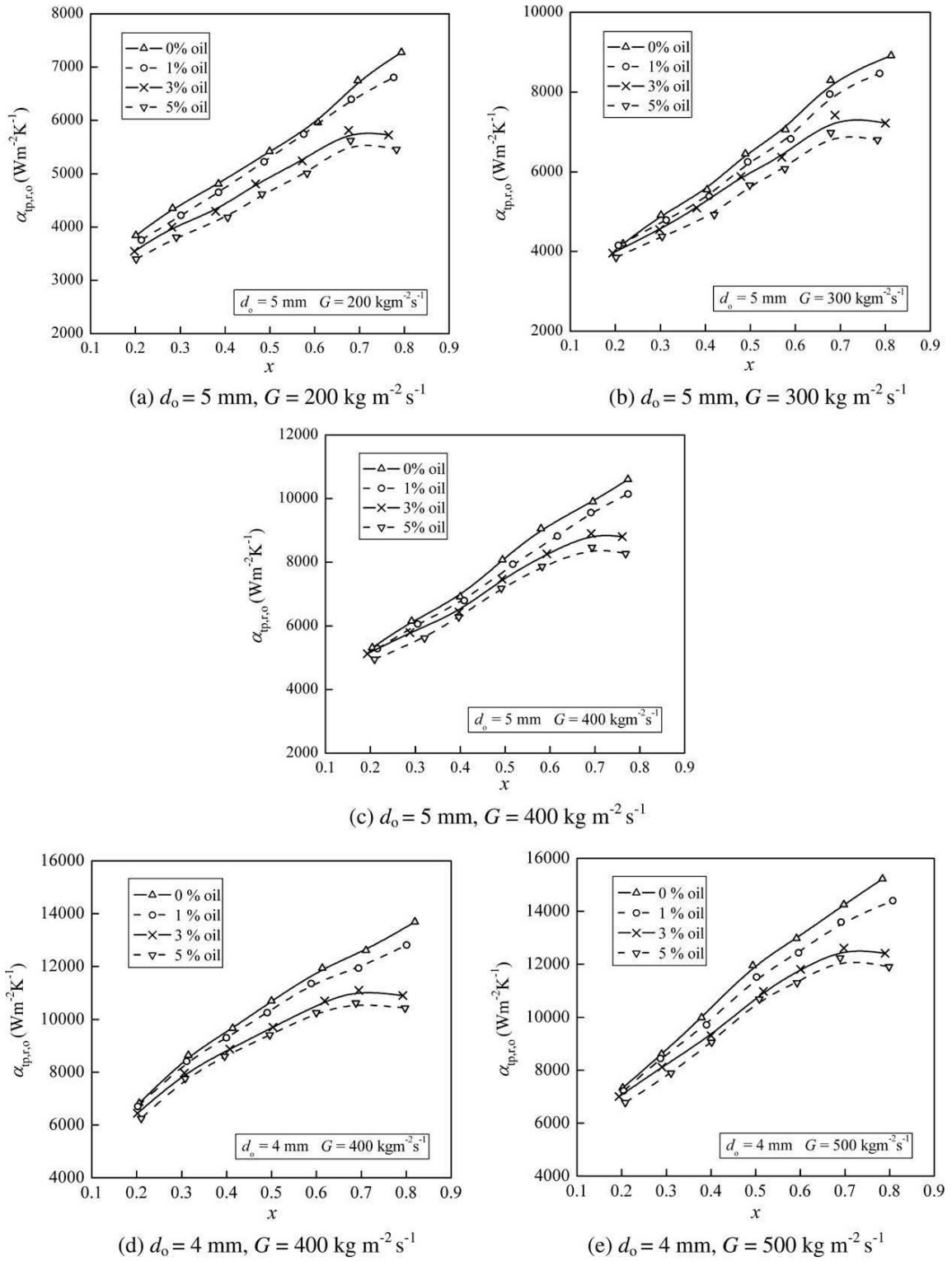


Figura 1.7: Risultati ottenuti da Huang et al. [27] per il coefficiente di scambio termico della miscela R410A-olio in funzione del titolo per diverse portate e concentrazioni di olio, utilizzando i due tubi di diametro 4 mm e 5 mm

a concentrazioni maggiori. L'effetto negativo dell'olio è particolarmente evidente a titoli elevati perché, oltre al degrado delle proprietà di trasporto del film liquido già citate, l'olio ricopre la punta delle alette e ne inibisce l'effetto che queste hanno sulla condensazione. All'aumentare della portata specifica, invece, il fattore EF assume valori crescenti, perché il regime di moto anulare viene mantenuto meglio, controbilanciando in parte il degrado dovuto alla presenza dell'olio. Gli autori confrontano poi i risultati sperimentali con alcune correlazioni proposte dalla letteratura per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione. La correlazione di Usmani e Ravigururajan [13], che considera la concentrazione dell'olio, risulta poco accurata, mentre l'utilizzo delle proprietà della miscela R410A-olio con correlazioni sviluppate per fluidi puri [8, 10, 12, 18, 24] restituisce risultati migliori, soprattutto con l'ultima correlazione citata.

Per quanto riguarda le perdite di carico per attrito, per tutte le portate testate si evidenzia come l'andamento rispetto al titolo di vapore presenti un valore di transizione. Al di sotto di questo titolo di transizione le perdite di carico per attrito della miscela R410A-olio sono minori rispetto a quelle del fluido puro, mentre al di sopra avviene l'opposto, con le perdite di carico della miscela maggiori di quelle del R410A. Le possibili spiegazioni di questo fenomeno fornite dagli autori sono basate sul regime di moto che si sviluppa durante il processo. Al di sotto del valore di titolo di transizione, il regime di moto del fluido puro è stratificato, l'aggiunta dell'olio aumenta in modo considerevole la viscosità della miscela e quindi si assiste ad un decremento del numero di Reynolds e dell'intensità della turbolenza, mentre l'effetto sullo sforzo tangenziale è contenuto in regime stratificato: l'effetto dominante è quindi la riduzione della turbolenza, e comporta la transizione del deflusso della miscela R410A-olio al regime di moto laminare, per il quale le perdite di carico per attrito sono inferiori rispetto al deflusso del solo R410A. Al contrario, quando il titolo di vapore è al di sopra del valore di transizione, si assiste comunque all'incremento della viscosità della miscela refrigerante-olio e quindi alla diminuzione dell'intensità della turbolenza, ma essendo il regime di moto anulare, l'effetto dominante dell'aumento delle viscosità è un aumento dello sforzo tangenziale e quindi delle perdite di carico per attrito.

Nel 2011 Li et al. [30] hanno testato cinque tubi microaletti di diametro esterno 5 mm e diverse geometrie delle alette, utilizzando R22 in condensazione alla temperatura di saturazione di 47°C con portate di massa specifica da 200 a $650\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$. Le perdite di carico in condensazione, riportate in figura 1.8(a), aumentano all'aumentare della portata specifica G , e sono massime per il tubo che presenta diametro idraulico minore e incremento di area maggiore. Il tubo con le alette più basse presenta al contrario le perdite di carico minori. Gli autori hanno confrontato i risultati sperimentali con i valori stimati da sette correlazioni (tre delle quali sono state sviluppate appositamente per i tubi microaletti, tra cui quella di Kedzierski e Goncalves [12], le rimanenti sono invece correlazioni per tubi lisci nelle quali è stata impiegata una rugosità relativa che tiene

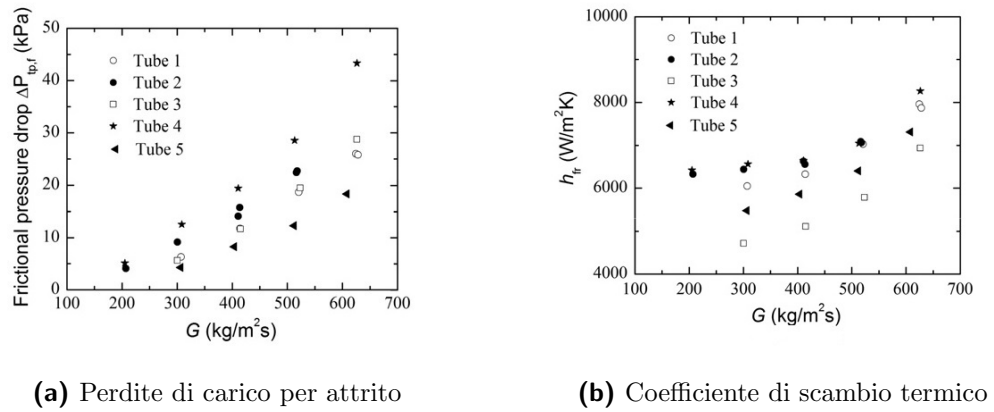


Figura 1.8: Risultati ottenuti da Li et al. [30]

conto delle alette). Il modello migliore è quello di Kedzierski e Goncalves, tuttavia le correlazioni per tubi lisci hanno mostrato un discreto comportamento purché il numero delle alette non superi 50. Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, esso è risultato migliore con il tubo che presenta incremento dell'area di scambio maggiore. Le prestazioni più scadenti si ottengono con il tubo con incremento di area minore. L'andamento rispetto alla portata dipende dalla geometria del tubo, come si vede dalla figura 1.8(b): i tubi con incremento di area minore presentano un andamento molto ripido per il coefficiente di scambio termico, mentre i tubi con maggiore incremento di area mostrano un andamento più appiattito, soprattutto alle basse portate. L'influenza della geometria delle alette sui meccanismi già citati che riducono l'efficienza delle alette alle alte portate specifiche, come la ridotta ritenzione del condensato e la minore turbolenza nei solchi, possono spiegare questo andamento. Gli autori hanno poi effettuato un confronto tra i valori sperimentali del coefficiente di scambio termico ed i valori calcolati con quattro correlazioni. Il modello di Cavallini et al. [11] è in grado di predire efficacemente il coefficiente di scambio termico per tre dei tubi analizzati, mentre lo sovrastima per gli altri due che sono caratterizzati dall'aver diametro idraulico ridotto e elevato numero di alette.

Son e Oh [31] nel 2012 utilizzano di nuovo anidride carbonica in condensazione a 20 e 30 °C, con portate specifiche da 400 a 800 kg m⁻² s⁻¹, in un tubo liscio di diametro interno 4,95 mm e in un tubo microalettato di diametro interno alla base delle alette di 4,6 mm. Gli autori si sono inizialmente concentrati sull'analisi delle proprietà termodinamiche della CO₂, in quanto le condizioni operative sono vicine a quelle critiche. Le proprietà analizzate (calore specifico; densità, conducibilità termica e viscosità della fase liquida e della fase vapore; tensione superficiale) assumono valori molto diversi rispetto ai refrigeranti convenzionali e per certe condizioni molto favorevoli per ottenere coefficienti di scambio termico elevati. In tal modo, è possibile progettare scambiatori di calore compatti ed

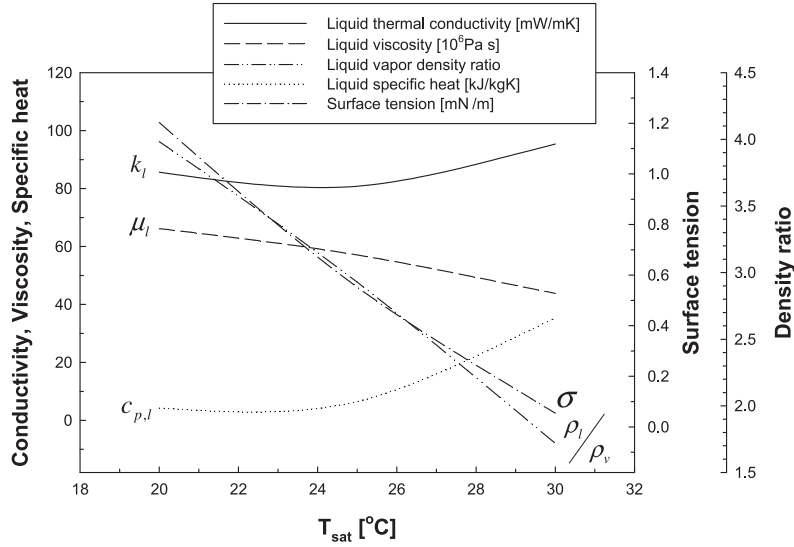


Figura 1.9: Le proprietà termofisiche della CO_2 analizzate da Son e Oh [31]

efficienti. I regimi di deflusso sono stati stimati utilizzando la mappa di Taitel e Dukler: in quasi tutte le condizioni sperimentali il regime di moto è risultato essere anulare, mentre solo alcuni punti alle basse portate e a basso titolo sono risultati in regime stratificato. Gli autori hanno poi analizzato l'effetto che portata e temperatura di saturazione hanno sul coefficiente di scambio termico. All'aumentare della portata specifica il coefficiente di scambio termico aumenta perché aumenta il numero di Reynolds. Nel tubo microalettato si assiste ad un aumento del coefficiente con la portata più marcato rispetto al tubo liscio, perché le alette promuovono in maniera migliore la turbolenza vicino la parete. L'incremento del coefficiente di scambio termico rispetto al tubo liscio è maggiore ad alti titoli, perché è maggiore il contributo convettivo allo scambio termico, e aumenta con la portata. Per quanto riguarda l'effetto della temperatura di saturazione, come in altri studi precedenti si osserva che all'aumentare della temperatura di saturazione, le proprietà termofisiche diventano più sfavorevoli e lo scambio termico diminuisce. Gli autori in seguito hanno confrontato i risultati sperimentali con le previsioni di alcune correlazioni di letteratura, concludendo che tutte falliscono nel prevedere il coefficiente di scambio termico sovrastimando i dati sperimentali, principalmente perché i modelli sono stati sviluppati con fluidi refrigeranti convenzionali che lavorano a pressione più bassa. Le perdite di carico per attrito aumentano con la portata specifica e con la diminuzione della temperatura di saturazione, perché aumenta la viscosità del liquido e diminuisce la densità del vapore. Le perdite di carico del tubo microalettato sono ovviamente maggiori di quelle del tubo liscio a causa del miscelamento turbolento e del minore diametro idraulico. Gli autori comunque notano che, per entrambi i tubi studiati, le perdite di carico risultano minori degli altri refrigeranti grazie alle favorevoli proprietà termofisiche.

Wu et al. [36] hanno impiegato R410A in condensazione a 320 K per studiare le prestazioni

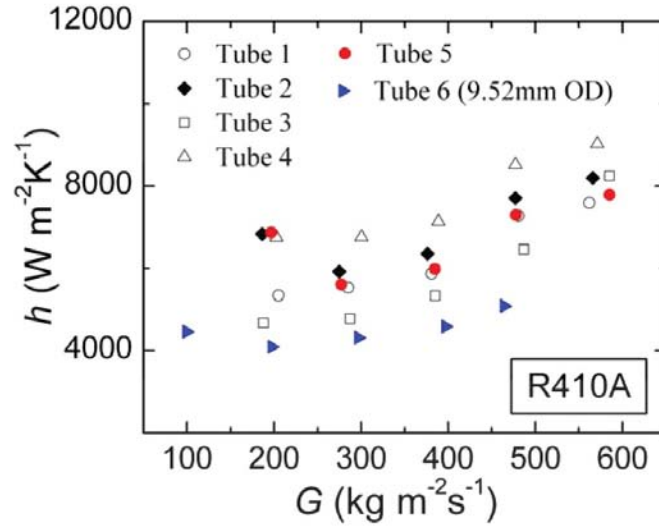


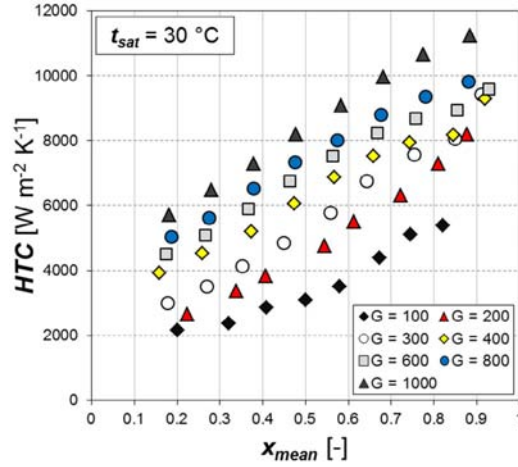
Figura 1.10: Risultati ottenuti da Wu et al. [36] per il coefficiente di scambio termico

di cinque tubi microalettati di diametro esterno 5 mm e diametro interno diverso, per portate di massa specifiche da 100 a 600 kg m⁻² s⁻¹. I risultati sul regime di deflusso confermano il fatto che i tubi microalettati presentano condizioni di transizione da moto anulare a moto stratificato a titoli e portate più bassi rispetto al tubo liscio, per cui le condizioni di deflusso in cui il coefficiente di scambio termico non dipende dalla differenza di temperatura sono più facilmente ottenibili. La transizione è anticipata grazie all'effetto delle alette che, grazie alla forza centrifuga, distribuiscono il film di liquido su tutta la parete del tubo, promuovendo il regime anulare anche a basse portate. I risultati per le perdite di carico per attrito mostrano che esse sono simili in tutti i tubi studiati e sono da 1,1 a 1,2 volte quelle del tubo liscio. Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, i risultati migliori sono stati ottenuti con il tubo che presenta maggiore incremento di area di scambio rispetto al tubo liscio, ma in generale risulta dalle 1,6 alle 2,5 volte maggiore rispetto alle prestazioni del tubo liscio. L'andamento rispetto alla portata specifica G è non monotono, come si evince dalla figura 1.10. In maniera simile a quanto ricavato da Li et al. [30], gli autori attribuiscono questo comportamento all'influenza delle alette sul campo di moto del fluido. L'effetto centrifugo e la ritenzione del condensato promuovono lo scambio termico efficacemente a basse portate, in quanto, come dimostrato da Kedzierski e Goncalves [12], deflussi che presentano numero di Reynolds bassi sono quelli che più vengono migliorati dall'effetto delle alette, a causa della riduzione della grandezza dei vortici turbolenti che più sono piccoli, più sono efficaci nel trasporto di quantità di moto ed energia. Il diverso andamento riscontrato nei tubi dipende dal diverso effetto della tensione superficiale, influenzato dai parametri geometrici dell'aletta (soprattutto l'angolo all'apice). Il confronto con le correlazioni di letteratura [10, 12, 16, 24] mostra che tutte tendono a sottostimare il coefficiente di

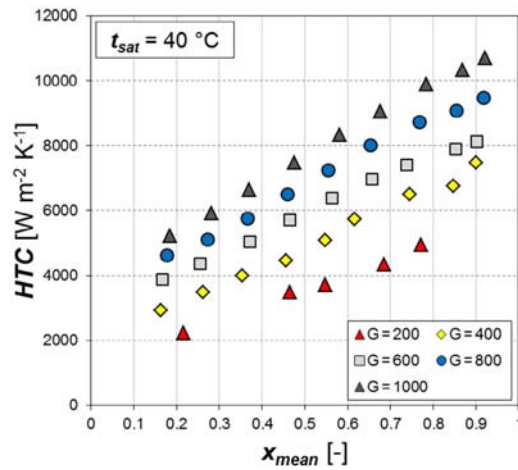
scambio termico soprattutto alle basse portate.

Un tubo microalettato di diametro interno all'apice dell'aletta di 3,44 mm ed un tubo liscio di diametro interno 3,48 mm sono stati testati da Hirose et al. [38] con i refrigeranti R32, R410A e la miscela azeotropica R32/R1270 (composizione 70%/30% su base massica), alla temperatura di saturazione di 35 °C per portate 320, 540 e 750 kg m⁻² s⁻¹. I risultati hanno mostrato che le perdite di carico per attrito diminuiscono al diminuire della portata e del titolo, come ci si sarebbe aspettati, perché ovviamente diminuisce la velocità del vapore e quindi si riduce lo sforzo tangenziale esercitato da esso. Le perdite di carico per il tubo microalettato sono circa 1,5 volte quelle per il tubo liscio, e aumentando la portata si differenziano sempre più a seconda del fluido considerato. Le perdite di carico maggiori sono ottenute con l'R32, seguite dalla miscela R32/R1270 per finire con l'R410A che presenta i valori minori. Il coefficiente di scambio termico diminuisce anch'esso al diminuire del titolo, perché aumenta la resistenza termica del film di liquido che cresce di spessore, e perché velocità del vapore diminuisce e quindi cala il contributo di convezione forzata. I valori maggiori per il coefficiente di scambio termico si ottengono con R32 nella maggioranza delle condizioni, mentre la miscela R32/R1270 e R410A realizzano valori più bassi, in special modo l'R410A.

Nel 2017 Diani et al. [42] hanno studiato la condensazione del nuovo refrigerante a basso impatto ambientale R1234yf in un tubo microalettato di diametro interno all'apice dell'aletta 3,4 mm. Le prove sperimentali sono state condotte in condensazione e in deflusso adiabatico alle temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C, per portate di massa che variavano da 100 a 1000 kg m⁻² s⁻¹. Il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata di massa specifica e del titolo di vapore, come si vede dalle figure 1.11(a) e 1.11(b). Dalle figure si può notare come, alla portata più bassa, i dati sperimentali cambino pendenza in corrispondenza del titolo 0,5, a causa della transizione tra deflusso anulare a deflusso stratificato che si evince dalla mappa di Cavallini et al. [24] riportata in figura 1.12. Un'altra osservazione molto importante è che, a 30 °C, il coefficiente di scambio termico alle portate medio-basse (200, 300 e 400 kg m⁻² s⁻¹) ad alti titolo raggiunge i valori ottenuti alle portate medio-alte (600 e 800 kg m⁻² s⁻¹). Il coefficiente di scambio termico a 30 °C è maggiore rispetto ai 40 °C, in quanto le proprietà termofisiche sono più favorevoli al trasporto di energia. Le perdite di carico in condensazione ed in adiabatico sono del tutto simili tra loro, ed aumentano con la portata, mentre presentano un andamento non monotono con il titolo di vapore, come si vede dalla figura 1.13. Le perdite di carico infatti aumentano fino ad un valore di titolo (che aumenta con la portata specifica) dove presentano un massimo, oltre il quale decrescono. Le ragioni di questa decrescita sono due: il liquido strappato all'interfaccia e trattenuto nel nucleo del deflusso gassoso aumenta virtualmente la densità del vapore, e contemporaneamente il film di liquido più sottile presenta una scabrezza minore.



(a) $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$



(b) $T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C}$

Figura 1.11: Coefficiente di scambio termico ottenuto da Diani et al. [42]

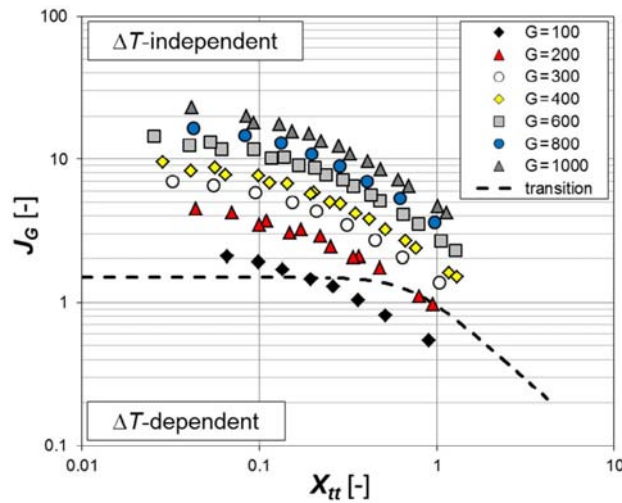


Figura 1.12: Risultati ottenuti da Diani et al. [42] visualizzati sulla mappa di deflusso di Cavallini et al. [24]

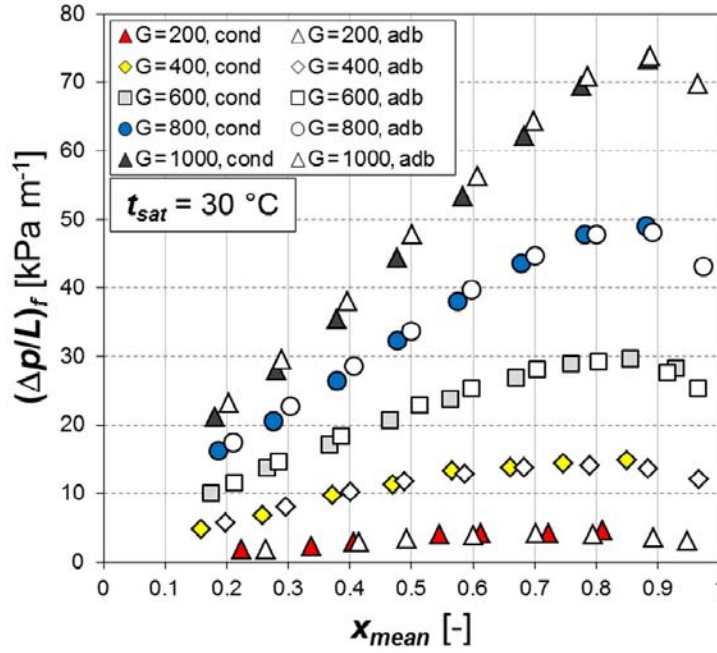


Figura 1.13: Perdite di carico per attrito ottenute da Diani et al. [42] per condensazione a $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$

Infine, nel 2017 Rahman et al. [43] hanno utilizzato R134a in condensazione a 20, 30 e 35°C , per testare un tubo microalettato di diametro esterno 3 mm e diametro idraulico interno 2,13 mm, assieme ad un tubo liscio di diametro interno 2,14 mm. Le portate specifiche investigate sono state 50, 100 e $200 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le perdite di carico per entrambi i tubi ovviamente aumentano all'aumentare del titolo e della portata, con i valori per il tubo microalettato più alti del 10-20% rispetto a quelli ottenuti per il tubo liscio. La diminuzione della temperatura di saturazione comporta la diminuzione della densità del vapore e l'aumento della viscosità del liquido, per cui le perdite di carico aumentano. Il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata, e diminuisce al diminuire del titolo, in quanto come già spiegato il vapore scorre più lentamente e la resistenza termica del film di liquido è maggiore a causa dello spessore. Il confronto tra i due tubi mostra che il coefficiente di scambio termico per il tubo microalettato è più alto del 25-30% rispetto al tubo liscio per titoli di vapore maggiori di 0,5, mentre il comportamento dei tubi è simile a titoli più bassi.

1.3 I refrigeranti a basso impatto ambientale

I fluidi refrigeranti sono da qualche decennio oggetto di un notevole interesse per via della loro influenza diretta ed indiretta sul cambiamento climatico. Infatti, i fluidi refrigeranti possono essere essi stessi dannosi per l'ambiente in quanto promotori di effetto serra o danneggiamento dello strato di ozono. Non bisogna però dimenticare che

le prestazioni delle macchine frigorifere e a pompa di calore (ed il loro costo) dipendono dalle caratteristiche dei fluidi al loro interno, e che quindi un fluido ad impatto nullo sull'ambiente ma dalle prestazioni scadenti comporta un consumo di energia elettrica maggiore e quindi maggiori emissioni indirette di gas serra.

1.3.1 Le generazioni dei refrigeranti

Nella tecnica del freddo, si è soliti individuare quattro generazioni di fluidi refrigeranti. La Prima Generazione di fluidi refrigeranti (1830 - 1930) comprende tutti quei fluidi che vennero impiegati agli albori della tecnica frigorifera come CO_2 , NH_3 , H_2O , eteri, alcol, idrocarburi e svariati altri. Questi fluidi, essendo disponibili in natura, non avevano alcun impatto sull'ambiente, ma ponevano problemi e svantaggi nella progettazione e nel funzionamento delle macchine; inoltre, molti di essi sono fluidi tossici, infiammabili o corrosivi. La seconda generazione di refrigeranti (1931 - 1990) è dominata dall'avvento dei refrigeranti sintetici come cloro-fluoro-carburi CFC, idro-fluoro-carburi HFC e idro-cloro-fluoro-carburi HCFC. Questi fluidi sintetici sono sicuri e non infiammabili, non pongono problemi di progettazione o di funzionamento e sono poco costosi da produrre. Tuttavia, in seguito agli studi di Rowland e Molina, si scoprì che il cloro presente in questi composti interagiva con le molecole di ozono presenti nella stratosfera e ne provocava la degradazione, impoverendo lo strato di ozono e lasciando di conseguenza esposta la superficie terrestre alla radiazione solare più energetica e dannosa. La comunità internazionale rispose al problema approvando nel 1989 il protocollo di Montreal, in base al quale viene proibito l'utilizzo dei fluidi refrigeranti che contengono atomi di cloro e che sono potenzialmente dannosi per l'ozono stratosferico. A tal riguardo, si è introdotto un indice per quantificare l'effetto di un composto sull'ozono, detto indice ODP ("Ozone Depleting Potential"), che viene calcolato ponendo l'ODP del refrigerante R11 come riferimento a 1. Il bando dei refrigeranti CFC segna un importante momento nella storia della cooperazione internazionale, e segna anche il passaggio alla successiva generazione di refrigeranti, la terza: da questo momento in poi, lo sviluppo e l'utilizzo di nuovi refrigeranti risponde innanzitutto ad esigenze di compatibilità con l'ambiente. I fluidi facenti parte di questa terza generazione, oltre ai mai abbandonati fluidi naturali, sono composti HFC che presentano ODP nullo, spesso proposti come miscele di più componenti. Essi presentano quindi un impatto nullo sull'ozono stratosferico, ma molti di essi sono gas ad effetto serra e presentano un indice GWP ("Global Warming Potential") molto elevato (l'R134a, il più noto dei fluidi HFC, ha un GWP di 1400 circa). Per questo motivo, l'Unione Europea ha adottato una serie di regolamenti e direttive [21, 35] che prevede la graduale riduzione delle quantità prodotte e commercializzate dei composti fluorurati con GWP elevato, e nuovi standard per la progettazione e la prevenzione delle perdite; in particolare, nella Direttiva 2006/40/CE [21], viene previsto il bando totale

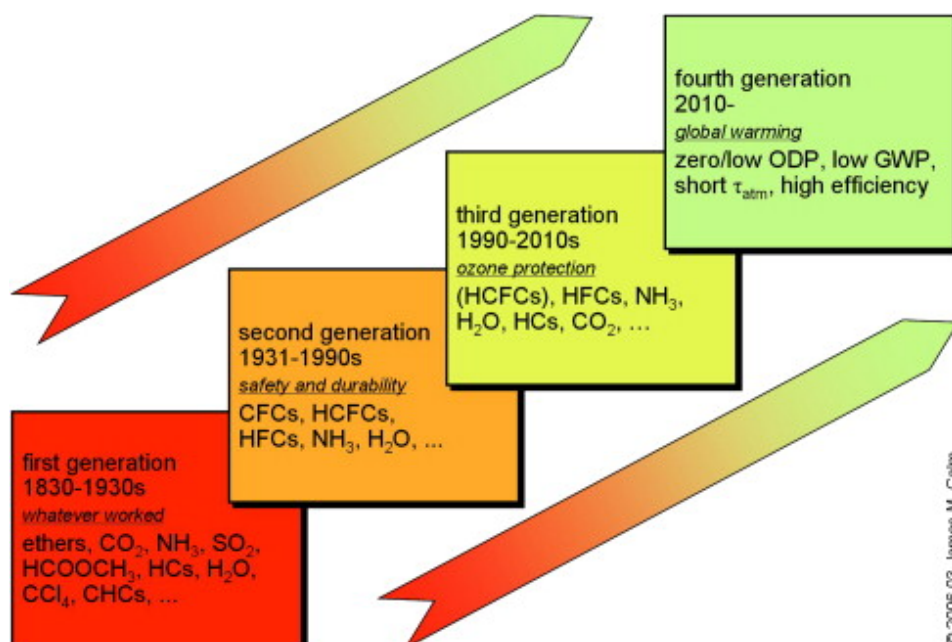


Figura 1.14: Le attuali quattro generazioni dei fluidi refrigeranti, da [23]

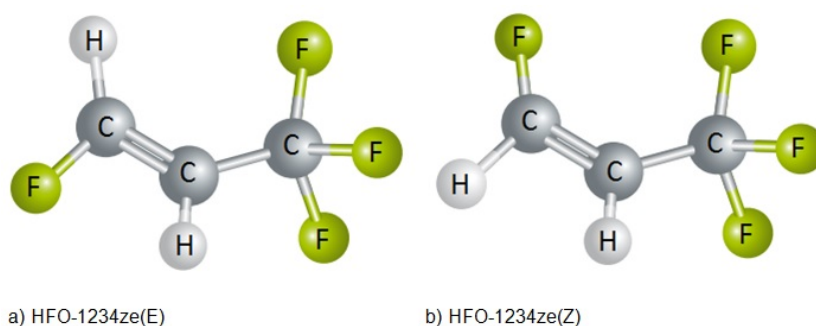


Figura 1.15: Molecole delle due forme isomere del refrigerante R1234ze, immagine proveniente da [37]

dell'utilizzo di fluidi con GWP superiore a 150 per il condizionamento automobilistico a partire dal 2017. Di conseguenza, si sta assistendo allo sviluppo di nuovi fluidi denominati di quarta generazione, che devono avere impatto nullo o basso sia sull'ozono sia sull'effetto serra. Assieme ai fluidi naturali (come propano, isobutano e CO_2), per i quali l'interesse si è grandemente risvegliato, i fluidi sintetici di nuova concezione appartengono alla famiglia delle idro-fluoro-olefine HFO.

1.3.2 I refrigeranti HFO

I principali fluidi rappresentanti di questa categoria sono l'R1234yf e l'R1234ze(E): essi hanno ODP nullo e GWP molto basso, inferiore a 1, e non sono tossici; tuttavia, essi risultano leggermente infiammabili, e l'R1234yf è moderatamente aggressivo nei confronti dei materiali con cui sono realizzate le guarnizioni. Anche le proprietà termodinamiche

Tabella 1.1: Proprietà termodinamiche dei tre refrigeranti oggetto di questa tesi, alla temperatura di saturazione di 30 °C; dati ottenuti da Refprop 9.1 [33]

		R134a	R1234yf	R1234ze(E)
p_{sat}	[bar]	7,70	7,84	5,78
ρ_l	[kg m ⁻³]	1188	1073	1146
ρ_v	[kg m ⁻³]	37,54	43,73	30,52
$c_{p,l}$	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1447	1417	1403
$c_{p,v}$	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1066	1086	998,6
λ_l	[mW m ⁻¹ K ⁻¹]	78,99	62,02	72,51
λ_v	[mW m ⁻¹ K ⁻¹]	14,33	14,38	14,02
μ_l	[Pa s]	1,83e – 04	1,45e – 04	1,88e – 04
μ_v	[Pa s]	1,19e – 05	1,13e – 05	1,25e – 05
σ	[N m ⁻¹]	0,0074	0,0056	0,0082

sono diverse tra i due fluidi: nella tabella 1.1 i due fluidi vengono confrontati con l’R134a, e si può notare che l’R1234ze(E) è un fluido che lavora a pressione più bassa rispetto agli altri due, da cui ci si possono aspettare delle perdite di carico maggiori. Le altre proprietà non sono univocamente a favore dell’uno o dell’altro: l’R1234ze(E) gode di conducibilità termica e viscosità maggiore, mentre l’R1234yf ha un calore specifico più alto.

Le prospettive di utilizzo di questi fluidi sono abbastanza diverse. L’R1234yf, più costoso, presenta minori perdite di carico durante il funzionamento, e viene proposto soprattutto per sostituire l’R134a nelle applicazioni di condizionamento dell’aria per l’industria automobilistica. L’R1234ze si presenta in due forme isomere, la (E) e la (Z), mostrate in figura 1.15, e presenta perdite di carico generalmente più elevate rispetto all’R1234yf. La forma (E) risulta molto meno costosa e adatta per le applicazioni con elevata carica di refrigerante e verrà pertanto impiegata per sostituire l’R134a nelle macchine di nuova progettazione per il condizionamento dell’aria nel settore commerciale, residenziale ed industriale. Al contrario la forma (Z) è più adatta alle applicazioni nei Cicli Rankine a fluido Organico come sostituto del R245fa.

Descrizione dell'apparato sperimentale

In questo capitolo viene presentato l'impianto utilizzato per effettuare le prove sperimentali. Vengono descritti inizialmente i circuiti del refrigerante e dell'acqua, successivamente viene elencata la strumentazione con cui sono stati raccolti i dati, spiegando in breve il principio di funzionamento di ciascun strumento, e riportandone le rispettive caratteristiche metrologiche.

2.1 Impianto sperimentale

L'impianto con cui sono state effettuate le prove sperimentali è situato presso il Laboratorio di Trasmissione del Calore in Micro-Geometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale, ed è visualizzabile in figura 2.1. Con una pressione massima di esercizio di 30 bar ed una portata massima di refrigerante di 72 kg h^{-1} , l'impianto è pensato per svolgere misure di scambio termico e di perdite di carico durante la condensazione, l'evaporazione, il deflusso bifase adiabatico ed il deflusso monofase in apposite sezioni sperimentali sostituibili. I circuiti di cui è costituito l'impianto sono cinque:

- il circuito del refrigerante;
- il circuito ad acqua della sezione evaporante;
- il circuito ad acqua della sezione pre-condensante;



Figura 2.1: L'impianto sperimentale

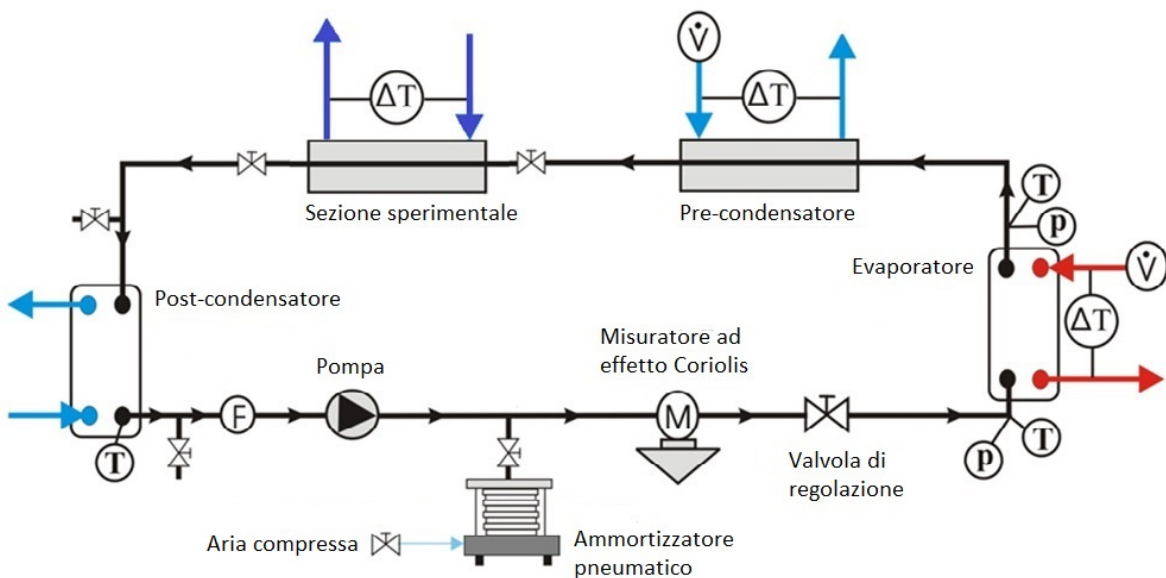


Figura 2.2: Il circuito del refrigerante

- il circuito ad acqua della sezione sperimentale
- il circuito ad acqua della sezione post-condensante e sottoraffreddante.

2.1.1 Circuito del refrigerante

Il circuito in cui scorre il fluido refrigerante oggetto di indagine è realizzato in tubi in acciaio inossidabile, provvisti di tenuta ad ogiva, ricoperti nei tratti sensibili con isolante termico *Armaflex* per limitare le dispersioni termiche verso l'ambiente esterno. Uno schema del circuito del refrigerante è riportato in figura 2.2. Il refrigerante in stato liquido è messo in circolazione da una pompa ad ingranaggi a trascinamento magnetico, in modo

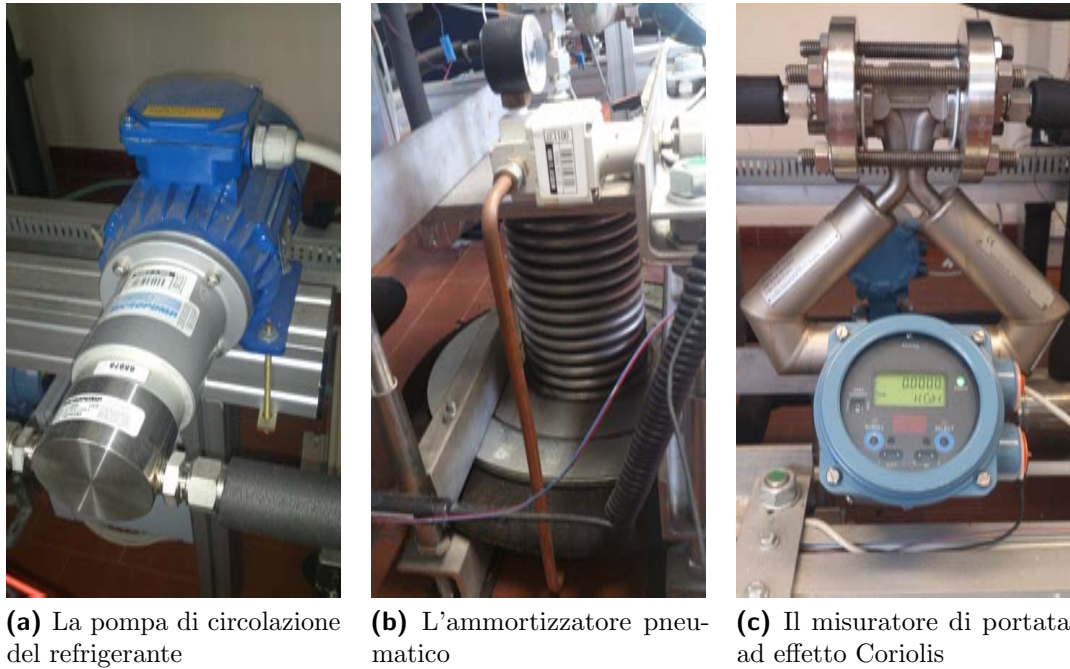


Figura 2.3: Strumentazione del ramo del liquido del circuito del refrigerante

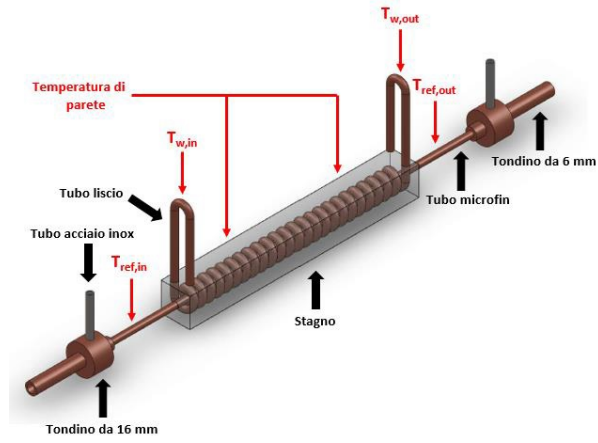
che l'olio lubrificante non contamini il circuito. Per variare la portata, oltre all'azione di una valvola di regolazione, la pompa è dotata di un convertitore di frequenza che ne modifica la velocità di rotazione al valore desiderato dall'utente, immesso tramite un display posto sul quadro elettrico. Subito dopo la pompa, si trova un ammortizzatore pneumatico alimentato dalla linea dell'aria compressa a servizio dei laboratori: grazie ad un regolatore, è possibile gonfiare e sgonfiare manualmente la camera d'aria per regolare la pressione assoluta dell'impianto e mantenere il fluido nelle condizioni di saturazione di interesse. La portata di massa del refrigerante è misurata da un misuratore ad effetto Coriolis posto dopo l'ammortizzatore. La valvola di regolazione situata in seguito permette una variazione della portata più grossolana, laddove l'utilizzo della pompa ne permette un controllo più fino. Si deve precisare che la pompa rimane in azione per gran parte delle condizioni sperimentali, ma alle basse portate specifiche ($100\text{-}150\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$) essa risulta ininfluente sul moto del fluido e deve essere spenta, affidandosi solamente alla circolazione naturale e alla regolazione data dalla valvola. Il refrigerante liquido entra quindi nell'evaporatore, uno scambiatore a piastre, in cui è vaporizzato e surriscaldato a spese del calore ceduto dall'acqua calda. All'ingresso e all'uscita dello scambiatore sono realizzati dei pozzetti di miscelazione in cui sono inserite delle termocoppie per la misura della temperatura, e delle prese di pressione a cui sono collegati i trasduttori di pressione assoluti per mezzo di tubi capillari. Lo scambiatore è interamente ricoperto di *Armaflex* per isolarlo dall'ambiente. Il refrigerante in stato di vapore surriscaldato viene parzialmente condensato, fino ad un valore di titolo desiderato, in un pre-condensatore, uno scambiatore tubo in tubo in cui il refrigerante in

condensazione scorre nel tubo interno mentre acqua proveniente da un refrigeratore scorre in controcorrente nella sezione anulare tra i tubi; il tubo esterno è isolato termicamente con l'*Armaflex*. In tal modo, il fluido entra nella sezione sperimentale, descritta nel paragrafo successivo, in stato di miscela bifase. Anche in questo caso, all'ingresso e all'uscita della sezione sono realizzate delle prese di pressione: all'ingresso la presa è collegata ad un trasduttore di pressione assoluta, mentre un trasduttore di pressione differenziale è collegato ad entrambe le prese di ingresso ed uscita, in modo da misurare le perdite di carico totali. Un pozzetto di miscelazione è realizzato all'ingresso della sezione per inserirvi una termocoppia per la misura della temperatura del refrigerante. All'uscita della sezione sperimentale, è presente uno scambiatore a piastre alimentato ad acqua di pozzo, che funge da post-condensatore per condensare completamente e sottoraffreddare il refrigerante. Infine, un filtro è posto tra quest'ultimo componente e la pompa di circolazione.

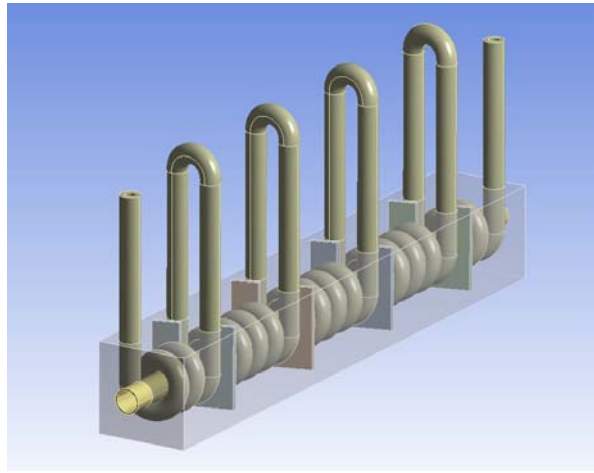
2.1.2 Sezione sperimentale

Le sezioni sperimentali utilizzate sono state costruite in occasione di precedenti lavori di tesi [40, 41]. La soluzione costruttiva adottata con i due tubi di diametro diverso è simile ed è mirata alla realizzazione di una sezione sperimentale compatta ed idonea al conseguimento di una ridotta variazione di titolo di vapore tra ingresso ed uscita. Il tubo microalettato è posto in posizione orizzontale, ed attorno ad esso è avvolto a spirale un tubo liscio in cui scorre l'acqua. Il tutto è immerso in un contenitore in alluminio e riempito con una lega metallica a base di stagno, che garantisce il contatto termico tra tubo microalettato e tubo dell'acqua. La sezione con il tubo di diametro esterno 4 mm è suddivisa in tre sottosezioni, con delle alzate per il tubo dell'acqua all'ingresso e all'uscita di ciascuna sottosezione. L'intenzione originale era infatti quella di misurare la potenza scambiata in ciascuna sottosezione. La sezione con il tubo di diametro esterno 3 mm è invece unica, con le alzate realizzate solo all'ingresso e all'uscita. In entrambi i casi, delle termocoppie sono fissate alla parete del tubo microalettato per la misura della temperatura di parete, e sono state realizzate delle prese di pressione all'ingresso e all'uscita da collegare ai misuratori di pressione assoluta e differenziale. Infine, i tratti terminali sono dotati di tenute ad ogiva per il montaggio nell'impianto.

Le caratteristiche geometriche dei tubi microalettati e delle sezioni sperimentali sono riportate in tabella 2.1. D'ora in avanti ci si riferirà ai due tubi (e per estensione alla sezione sperimentale) con la notazione OD3 ed OD4 rispettivamente per il tubo di diametro esterno 3 mm e 4 mm.



(a) Sezione sperimentale per il tubo di diametro esterno 3 mm, immagine provenienti da [41]



(b) Sezione sperimentale per il tubo di diametro esterno 4 mm, immagine provenienti da [40]

Figura 2.4: Modelli 3D delle sezioni sperimentali utilizzate

Tabella 2.1: Caratteristiche geometriche dei tubi microalettati studiati

	D_e [mm]	D_{apice} [mm]	h [mm]	Numero alette	β [°]	γ [°]	L_α [m]	L_{dp} [m]
OD4	4	3.4	0.12	40	18	43	0.12	0.33
OD3	3	2.4	0.12	40	7	43	0.12	0.27



(a) Diametro esterno 3 mm



(b) Diametro esterno 4 mm

Figura 2.5: Fotografie al microscopio della sezione dei tubi microalettati utilizzati nelle prove



Figura 2.6: Il circuito della sezione evaporante: si notano in basso a destra il riscaldatore elettrico e il vaso di espansione in secondo piano

2.1.3 Circuiti dell'acqua

I circuiti dell'acqua sono quattro, e servono a cedere e sottrarre calore al refrigerante negli scambiatori del circuito principale. Tutti i circuiti dell'acqua fredda sono realizzati in tubi di plastica, quello dell'acqua calda è realizzato in ottone, mentre il circuito dell'acqua per la sezione sperimentale è in tubi di gomma. Tutti i rami di mandata dei circuiti sono isolati termicamente con *Armaflex*, tranne il circuito dell'acqua calda che è interamente ricoperto di materiale isolante.

Circuito della sezione evaporante La sezione evaporante, riportata in figura 2.6 è composta da un riscaldatore elettrico dotato di tre resistenze, ciascuna di potenza 1,67 kW. Due resistenze possono lavorare in modalità acceso/spento, mentre la terza è comandata da un controllore PID che ne modula la potenza. In tal modo, la temperatura dell'acqua prodotta dal riscaldatore è mantenuta costante. Sul ramo in uscita dal riscaldatore è presente un vaso di espansione che si occupa di gestire le variazioni di volume dell'acqua del circuito. Successivamente, una pompa a giri costanti provvede a mettere in circolazione l'acqua nel circuito, che entra nell'evaporatore per cedere calore al refrigerante. All'ingresso e all'uscita dello scambiatore sono realizzati dei pozzetti di miscelazione per l'inserimento delle termocoppie. Un misuratore di portata elettromagnetico, posto in successione allo scambiatore, misura la portata volumetrica dell'acqua.

Circuito della sezione pre-condensante Nel pre-condensatore l'acqua asporta calore dal refrigerante, per cui aumenta di temperatura e deve successivamente essere



Figura 2.7: Refrigeratore di liquido che fornisce acqua al circuito del pre-condensatore

raffreddata. Si utilizza quindi un refrigeratore meccanico a compressione di vapore Air Control Rock 4. In esso, un circuito frigorifero sottrae calore all'acqua in un evaporatore a piastre, e lo rigetta ad acqua di pozzo in un condensatore. L'acqua, raffreddata ad una temperatura leggermente inferiore a quella impostata, viene accumulata in un serbatoio, provvisto di resistenze elettriche che si occupano della regolazione finale della temperatura, da cui viene prelevata per essere inviata a mezzo di una pompa nel circuito pre-condensante. A seconda del titolo di ingresso alla sezione sperimentale desiderato, è possibile impostare la temperatura dell'acqua in uscita sul pannello di controllo della macchina, visibile in figura 2.7(b) e contemporaneamente variare la portata di acqua circolante nel pre-condensatore tramite una valvola. Un misuratore di portata elettromagnetico è posto sul ramo di mandata del circuito per misurare la portata volumetrica dell'acqua. All'ingresso e all'uscita dello scambiatore tubo in tubo, lato acqua, sono realizzati dei pozzetti di miscelazione in cui sono inserite le termocoppie per la misura della temperatura dell'acqua.

Circuito della sezione sperimentale Anche nella sezione sperimentale, l'acqua asporta calore e si riscalda. Essa viene raffreddata in un bagno termostatico Lauda PRO LINE (figura 2.8), dotato di un circuito frigorifero e di resistenze elettriche che mantengono l'acqua del bagno alla temperatura impostata. L'acqua viene mossa da un circolatore ed



Figura 2.8: Il bagno termostatico che fornisce acqua alla sezione sperimentale

inviata alla sezione sperimentale, dove asporta calore al refrigerante e si riscalda, per poi tornare al bagno. Anche in questo circuito si utilizza un misuratore elettromagnetico per misurare la portata volumetrica di acqua. La misura della temperatura è effettuata dalle termocoppie applicate alla sommità delle alzate di ingresso ed uscita del tubo dell'acqua.

Circuito della sezione post-condensante L'unico scopo di questo circuito è quello di riportare il refrigerante in condizioni di liquido sottoraffreddato prima dell'ingresso alla pompa. Il post-condensatore è uno scambiatore a piastre alimentato con acqua di pozzo, che in genere presenta una temperatura compresa tra i 15 ed i 18 °C. Nessuna strumentazione di misura o controllo è prevista su questo circuito, tranne un rubinetto di apertura/chiusura ed un filtro per evitare che acqua eccessivamente sporca entri nello scambiatore a piastre.

2.2 Strumentazione di misura utilizzata

2.2.1 Termocoppie

Le temperature vengono misurate grazie a delle termocoppie rame-costantana. Una termocoppia si basa sull'effetto Seebeck, ovvero la generazione di una differenza di potenziale in un circuito elettrico composto da materiali conduttori o semiconduttori diversi, quando le giunzioni tra i diversi materiali sono mantenute a diverse temperature. Se la temperatura di una giunzione è nota, dalla misura della differenza di potenziale ai capi della termocoppia è possibile risalire alla differenza di temperatura esistente tra le giunzioni e quindi alla temperatura ignota dell'altra giunzione. Per la determinazione della temperatura di riferimento, il laboratorio è dotato di un dispositivo apposito, un KAYE Ice Point Reference visibile in figura 2.9, al cui interno è presente un bagno isolato contenente acqua e ghiaccio e mantenuto a 0°C da un refrigeratore Peltier. I due conduttori della termocoppia sono portati entrambi all'Ice Point Reference, con il conduttore in costantana collegato alla giunzione di riferimento. Il conduttore in rame della termocoppia e l'altro conduttore della giunzione di riferimento sono quindi collegati al sistema di acquisizione. In tal modo, viene misurata la tensione che si genera tra il conduttore in rame della giunzione di misura ed il conduttore in rame della giunzione di riferimento. La giunzione di misura può essere applicata alla parete di un tubo per misurare la temperatura di parete, o essere inserita nelle cavità approntate presso i pozzetti di miscelazione all'ingresso e all'uscita degli scambiatori per misurare la temperatura del fluido.

La taratura delle termocoppie è stata effettuata in occasione dell'assemblaggio dell'impianto, misurando la temperatura dell'acqua di un bagno termostatico con una termoresistenza Pt100 con incertezza tipo $\pm 0,03$ K. Con i dati raccolti nel processo di taratura, è stato possibile costruire una curva tensione-temperatura, che è stata interpolata con una funzione polinomiale. I coefficienti della funzione sono poi stati inclusi nel programma Labview che gestisce la lettura dei dati. Durante le prove sperimentali, quindi, il sistema di acquisizione rileva la tensione ai capi dei conduttori e la converte in un segnale digitale inviato al computer. Il programma Labview si avvale del segnale di tensione digitalizzato e della curva di taratura per calcolare la temperatura. L'incertezza tipo delle termocoppie è di $\pm 0,05$ K.

2.2.2 Trasduttori di pressione

I misuratori di pressione installati nell'impianto sono quattro, collegati al circuito del refrigerante tramite tubi in acciaio inossidabile di piccolo diametro. Per garantire una

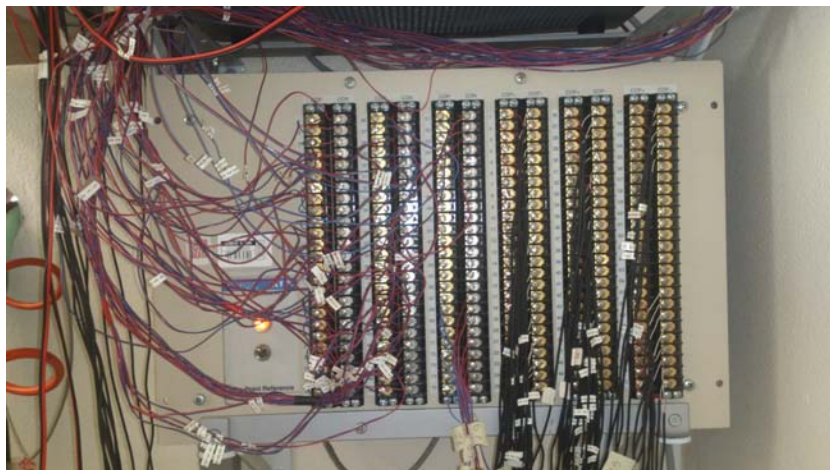


Figura 2.9: Il riferimento di temperatura KAYE per le termocoppie

corretta misura della pressione, si deve fare in modo che in questi tubi il fluido non condensi dando luogo a sacche di liquido, per cui i tubi sono avvolti con delle resistenze elettriche che mantengono il metallo ad una temperatura costante. Un alimentatore elettrico regolabile consente di variare a piacimento la potenza elettrica di riscaldamento.

Tre trasduttori sono misuratori di pressione assoluta, e sono collegati all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore lato refrigerante e all'ingresso della sezione sperimentale. Questi strumenti hanno un fondo scala di 30 bar e una incertezza tipo di ± 1950 Pa. Il quarto trasduttore è invece un misuratore di pressione differenziale, ed è collegato alle prese di pressione realizzate all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale. Questo strumento ha un valore di fondo scala di 1 bar e una incertezza tipo di ± 25 Pa. La misura può essere visualizzata direttamente sul display a cristalli liquidi dello strumento, inoltre tutti i sensori sono collegati via cavo al sistema di acquisizione che raccoglie i segnali analogici e li invia al computer per la lettura da parte di Labview.

2.2.3 Misuratori di portata

Il fluido refrigerante non è un conduttore elettrico, per cui i classici misuratori elettromagnetici impiegabili con l'acqua non possono essere usati. Il misuratore installato funziona grazie al principio dell'effetto Coriolis: il tubo viene messo in oscillazione e dei sensori misurano ampiezza e frequenza delle oscillazioni dei tratti terminali del tubo. La portata di massa fluente nel tubo influenza direttamente l'oscillazione, per cui può essere facilmente misurata rilevando il cambiamento dell'oscillazione del tubo. Il misuratore utilizzato, visibile in figura 2.3(c), è collegato al sistema di acquisizione e fornisce la misura diretta della portata di massa, ha un valore di fondo scala di 400 kg h^{-1} ed una incertezza tipo dello $\pm 0.1\%$ della lettura.



(a) Un misuratore di pressione assoluta



(b) Il misuratore di pressione differenziale

Figura 2.10: Misuratori di pressione



Figura 2.11: Il misuratore di portata elettromagnetico installato nel circuito dell'acqua della sezione sperimentale

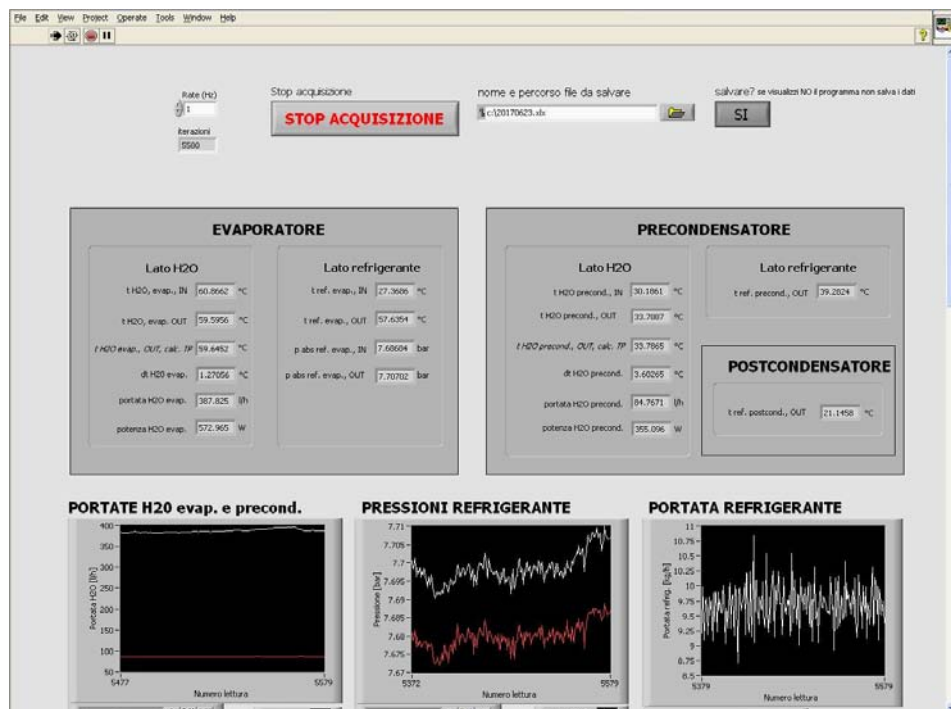
Tabella 2.2: Caratteristiche dei misuratori di portata elettromagnetici

	Fondo scala [l h ⁻¹]	Incertezza tipo % della lettura
Misuratore sezione evaporante	800	±0.25%
Misuratore sezione pre-condensante	650	±0.25%
Misuratore sezione sperimentale	20	±0.5%

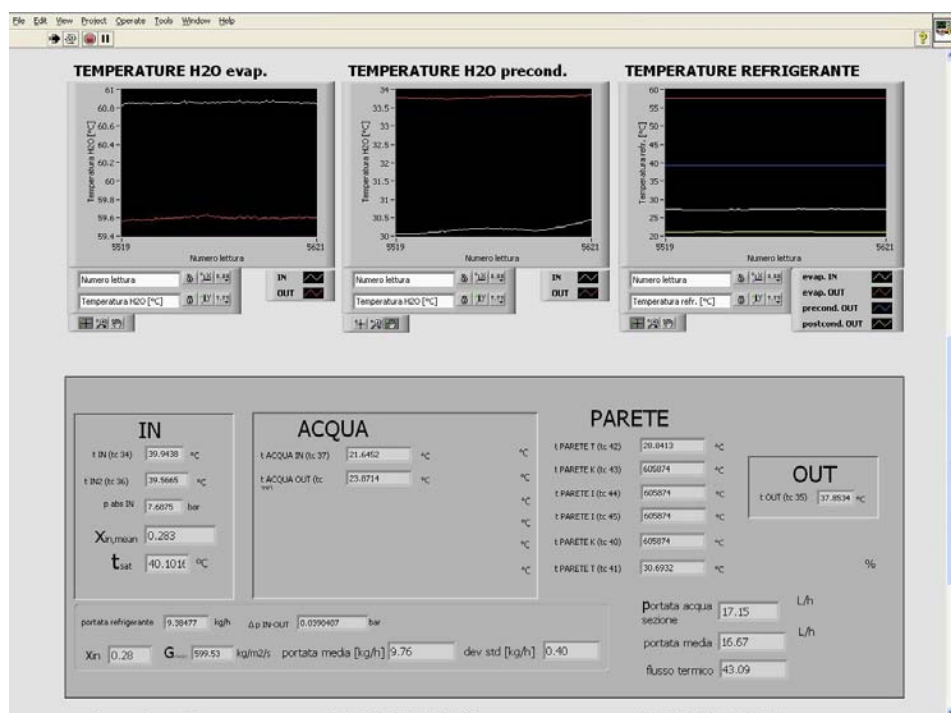
In tre dei circuiti dell'acqua sono invece installati dei misuratori di portata elettromagnetici, che sfruttano le proprietà di conduttività elettrica dell'acqua. Un elettromagnete genera un campo magnetico trasversale alla direzione del flusso: le molecole in movimento subiscono l'influenza del campo e si separano, generando una tensione indotta direttamente proporzionale alla velocità di deflusso. Per cui, conoscendo l'area di deflusso è immediato ricavare la portata volumetrica fluente. I misuratori sono installati sui circuiti dell'acqua della sezione evaporante, della sezione pre-condensante e della sezione sperimentale. I valori di fondo scala e delle incertezze tipo sono riportati in tabella 2.2.

2.2.4 Sistema di acquisizione

Come già detto, tutti gli strumenti di misura sono collegati ad una scheda di acquisizione che raccoglie i segnali analogici inviati dagli strumenti e li converte in formato digitale. La scheda è poi collegata tramite una porta USB al computer, nel quale è presente un'applicazione creata in ambiente Labview, di cui si può vedere una schermata in figura 2.12. Questa applicazione raccoglie le misure con una frequenza imposta dall'utente (per le prove effettuate è stata impostata ad 1 Hz, ovvero una lettura al secondo), ed è in grado di effettuare numerose attività di post-elaborazione. Oltre alla visualizzazione di grafici con l'andamento temporale delle grandezze misurate direttamente, vengono calcolate alcune grandezze indirette come la portata di massa specifica e i flussi termici. Tramite interfacciamento con il database di proprietà termodinamiche Refprop 9.1 [33], vengono inoltre calcolate in contemporanea grandezze indirette quali la temperatura di saturazione e il titolo di vapore. Infine l'applicazione salva per ogni lettura tutte le grandezze misurate direttamente su di un file in formato .xlsx.



(a)



(b)

Figura 2.12: Schermate del programma Labview di gestione delle misure

CAPITOLO 3

Analisi dei dati

In questo capitolo vengono illustrate le procedure di calcolo utilizzate per ottenere i risultati in termini di coefficiente di scambio termico e perdite di carico per attrito, a partire dalle misure raccolte durante le prove. Sono altresì riportati i calcoli relativi alla stima dell'incertezza combinata sulle grandezze intermedie calcolate e sul coefficiente di scambio termico.

3.1 Procedure di calcolo

Tutti i calcoli sono stati effettuati grazie a due script eseguiti in ambiente Matlab. Il primo script si occupa di calcolare il valore medio di ogni grandezza misurata nell'intervallo di acquisizione considerato. Innanzitutto viene modificato il file .xlsx generato dal programma Labview in modo da eliminare le intestazioni letterali, e successivamente esso viene caricato dallo script Matlab in una matrice. Si inseriscono poi i numeri delle letture prese, e in base a queste lo script calcola la media delle 100 letture successive, scrivendo i risultati in un file .xls. Tale file viene quindi caricato dal secondo script, che utilizza i valori mediati per effettuare i calcoli illustrati in seguito. Le proprietà termodinamiche del refrigerante ed in generale di tutti i fluidi oggetto di indagine sono state calcolate direttamente nello script grazie alla possibilità di interfacciare con Matlab il database di proprietà termodinamiche NIST Refprop 9.1 [33].

3.1.1 Calcolo del titolo medio e del coefficiente di scambio termico

Da un bilancio di energia al pre-condensatore si ottiene il calore scambiato q_{pc} che risulta:

$$q_{pc} = \dot{Q}_{a,pc} \rho_a c_{p,a} (T_{a,pc,u} - T_{a,pc,i}) = \dot{m}_{ref} (h_{ev,u} - h_{sez,i}) \quad (3.1)$$

dove $\dot{Q}_{a,pc}$ è la portata volumetrica dell'acqua al pre-condensatore, ρ_a la sua densità e $c_{p,a}$ il suo calore specifico, entrambi calcolati alla temperatura media tra ingresso $T_{a,pc,i}$ ed uscita $T_{a,pc,u}$, $\dot{m}_{ref}$ la portata di massa del refrigerante e $h_{ev,u}$ la sua entalpia all'uscita dall'evaporatore, calcolata conoscendo la temperatura e la pressione. Dall'equazione 3.1 si può calcolare l'entalpia del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale:

$$h_{sez,i} = h_{ev,u} - \frac{q_{pc}}{\dot{m}_{ref}} \quad (3.2)$$

In tal modo, è possibile ottenere il titolo di vapore della miscela bifase all'ingresso della sezione sperimentale:

$$x_i = \frac{h_{sez,i} - h_{sez,i,l}}{h_{sez,i,v} - h_{sez,i,l}} \quad (3.3)$$

dove $h_{sez,i,l}$ e $h_{sez,i,v}$ sono rispettivamente l'entalpia del refrigerante liquido saturo e vapore saturo alla pressione di ingresso della sezione sperimentale. In maniera simile, da un bilancio di energia alla sezione sperimentale si perviene alla formula:

$$q_{sez} = \dot{m}_{a,sez} c_{p,a} (T_{a,sez,u} - T_{a,sez,i}) = \dot{m}_{ref} (h_{sez,i} - h_{sez,u}) \quad (3.4)$$

dove $\dot{m}_{a,sez}$ è la portata di massa dell'acqua nella sezione sperimentale, $c_{p,a}$ il suo calore specifico calcolato alla temperatura media tra ingresso $T_{a,sez,i}$ ed uscita $T_{a,sez,u}$. L'entalpia del refrigerante all'uscita della sezione sperimentale è quindi:

$$h_{sez,u} = h_{ev,i} - \frac{q_{sez}}{\dot{m}_{ref}} \quad (3.5)$$

e il titolo di vapore della miscela all'uscita dalla sezione è:

$$x_u = \frac{h_{sez,u} - h_{sez,u,l}}{h_{sez,u,v} - h_{sez,u,l}} \quad (3.6)$$

in cui le entalpie del liquido e del vapore saturi sono calcolate alla pressione di uscita dalla sezione sperimentale, ottenuta sottraendo alla pressione assoluta all'ingresso le perdite di carico totali misurate. Il titolo di vapore medio nella sezione è quindi:

$$\bar{x} = \frac{x_i + x_u}{2} \quad (3.7)$$

Il coefficiente di scambio termico, relativo all'area di scambio di un tubo liscio equivalente con diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta, si calcola come:

$$\alpha = \frac{q_{sez}}{A_\alpha (\bar{T}_{sat} - \bar{T}_p)} \quad (3.8)$$

dove $\bar{T}_{sat}$ è la temperatura di saturazione media tra quelle calcolate con le pressioni all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale:

$$\bar{T}_{sat} = \frac{T_{sat}(p_{sez,i}) + T_{sat}(p_{sez,u})}{2} \quad (3.9)$$

mentre $\bar{T}_p$ è la temperatura di parete media. L'area di scambio termico è calcolata come:

$$A_\alpha = \pi D_{ap} L_\alpha \quad (3.10)$$

in cui D_{ap} è il diametro all'apice dell'aletta e L_α la lunghezza del tratto di tubo in cui avviene lo scambio termico.

3.1.2 Calcolo delle perdite di carico

Per il moto di un fluido in un tubo, il gradiente di pressione totale è la somma di tre termini, come si vede dall'equazione 3.11: il gradiente di pressione per attrito, il gradiente di pressione per variazione di quantità di moto e il gradiente di pressione per variazione di quota. Essendo il tubo posto in orizzontale, l'ultimo termine risulta nullo, mentre non lo è il secondo visto che nel processo di condensazione la miscela subisce una variazione di densità.

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{tot} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_f + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{q.d.m.} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_z \quad (3.11)$$

Le perdite di carico totali misurate devono innanzitutto essere divise per la lunghezza del tratto di tubo compreso tra le prese di pressione L_{dp} , e successivamente vanno decurtate della quota dovuta alle perdite di carico per variazione di quantità di moto. Per poter calcolare queste, si è innanzitutto stimato il grado di vuoto della miscela ξ usando il modello di Rouhani e Axelsson [2]:

$$\xi = \frac{x}{\rho_g} \left[C_o \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{U_{GH}}{G} \right]^{-1} \quad (3.12)$$

$$U_{GH} = \left(\frac{1.18}{\sqrt{\rho_l}} \right) [g \sigma (\rho_l - \rho_g)]^{0.25} \quad (3.13)$$

$$C_o = 1 + 0.2(1 - x)(g D)^{0.25} \left(\frac{\rho_l}{G} \right)^{0.5} \quad (3.14)$$

dove ρ_g è la densità della fase vapore, ρ_l la densità della fase liquida, σ la tensione superficiale e G la portata di massa specifica relativa all'area trasversale di deflusso:

$$G = \frac{\dot{m}_{ref}}{A_D} \quad (3.15)$$

L'area di deflusso è anch'essa riferita al tubo liscio equivalente di diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta:

$$A_D = \pi \frac{D_{ap}^2}{4} \quad (3.16)$$

Le perdite di carico per variazione di quantità di moto nel tratto di tubo considerato sono quindi:

$$\Delta p_{q.d.m.} = \left[\frac{G^2 x^2}{\xi \rho_g} + \frac{G^2 (1 - x)}{(1 - \xi) \rho_l} \right]_u - \left[\frac{G^2 x^2}{\xi \rho_g} + \frac{G^2 (1 - x)}{(1 - \xi) \rho_l} \right]_i \quad (3.17)$$

Il gradiente di pressione per attrito è infine calcolabile come:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{tot} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_{q.d.m.} = \frac{\Delta p_{tot}}{L_{dp}} - \frac{\Delta p_{q.d.m.}}{L_{dp}} \quad (3.18)$$

3.2 Stima dell'incertezza sulle misure indirette

Ogni operazione di misura è caratterizzata da una incertezza, che è un parametro associato al risultato di una misura che caratterizza la dispersione dei valori ragionevolmente attribuiti al fenomeno o all'oggetto misurato. Le misure dirette sono affette dall'incertezza tipo associata alle caratteristiche metrologiche dello strumento di misura: per la strumentazione utilizzata in questa ricerca, le caratteristiche degli strumenti sono riportate in tabella 3.1.

Una grandezza misurata indirettamente y è invece legata da una generica funzione f alle

Tabella 3.1: Incertezza tipo degli strumenti utilizzati

Strumento	Incertezza
Termocoppie	$\pm 0,05$ K
Trasduttore di pressione assoluta	± 1950 Pa
Trasduttore di pressione differenziale	± 25 Pa
Misuratore di portata ad effetto Coriolis	$\pm 0.10\%$ della lettura
Misuratore di portata elettromagnetico	$\pm 0.25\%$ della lettura

grandezze misurate direttamente:

$$y = f(x_1, \dots, x_n) \quad (3.19)$$

Ogni parametro indipendente x_i è associato alla propria incertezza u_i , per cui anche la misura indiretta sarà affetta da una incertezza u_y , definita combinata, che dipende dalle incertezze delle misure dirette e dalle relazione che lega la grandezza y alle grandezze x_i .

$$y \pm u_y = f(x_1 \pm u_{x_1}, \dots, x_n \pm u_{x_n}) \quad (3.20)$$

Per poter stimare l'incertezza combinata sulla misura indiretta, innanzitutto si sviluppa la funzione f in serie di Taylor troncata al primo ordine:

$$y \pm u_y = f(x_1 \pm u_{x_1}, \dots, x_n \pm u_{x_n}) = f(x_1, \dots, x_n) + \sum_{i=1}^n u_i \left. \frac{\partial f}{\partial x_i} \right|_{x=x_i} \quad (3.21)$$

Operando alcune semplificazioni [1], si giunge all'espressione per l'incertezza combinata per grandezze scorrelate:

$$u_y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n u_i^2 \left(\left. \frac{\partial f}{\partial x_i} \right|_{x=x_i} \right)^2} = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n u_i^2 \vartheta_i^2} \quad (3.22)$$

dove i termini ϑ_i sono detti *indici di sensibilità* e sono calcolati nel valore x_i .

Sia il titolo medio sia il coefficiente di scambio termico sono funzione di diverse misure dirette e indirette, come si può vedere dalle relazioni riportate nel paragrafo 3.1.1. Di seguito si riportano i calcoli per la stima delle incertezze combinate per le misure indirette coinvolte. Per le grandezze calcolate con il database Refrop 9.1, si è assunta una incertezza pari al $\pm 1\%$ del valore

3.2.1 Incertezza sul titolo medio

Flusso termico al pre-condensatore Derivando l'equazione 3.1 rispetto alle variabili indipendenti si ottiene:

$$\vartheta_{q_{pc},1} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial \dot{Q}_{a,pc}} = c_{p,a} \rho_a (T_{a,pc,u} - T_{a,pc,i}) \quad (3.23)$$

$$\vartheta_{q_{pc},2} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial \rho_a} = \dot{Q}_{a,pc} c_{p,a} (T_{a,pc,u} - T_{a,pc,i}) \quad (3.24)$$

$$\vartheta_{q_{pc},3} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial c_{p,a}} = \dot{Q}_{a,pc} \rho_a (T_{a,pc,u} - T_{a,pc,i}) \quad (3.25)$$

$$\vartheta_{q_{pc},4} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial T_{a,pc,u}} = \dot{Q}_{a,pc} \rho_a c_{p,a} \quad (3.26)$$

$$\vartheta_{q_{pc},5} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial T_{a,pc,i}} = -\dot{Q}_{a,pc} \rho_a c_{p,a} \quad (3.27)$$

L'incertezza sul flusso termico al pre-condensatore q_{pc} è quindi:

$$u_{q_{pc}} = \sqrt{(\vartheta_{q_{pc},1} u_{\dot{Q}_{a,pc}})^2 + (\vartheta_{q_{pc},2} u_{\rho_a})^2 + (\vartheta_{q_{pc},3} u_{c_{p,a}})^2 + (\vartheta_{q_{pc},4} u_{T_{a,pc,u}})^2 + (\vartheta_{q_{pc},5} u_{T_{a,pc,i}})^2} \quad (3.28)$$

Entalpia del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale Derivando l'equazione 3.2 rispetto alle variabili indipendenti si ottiene:

$$\vartheta_{h_{sez,i},1} = \frac{\partial h_{sez,i}}{\partial h_{ev,u}} = 1 \quad (3.29)$$

$$\vartheta_{h_{sez,i},2} = \frac{\partial h_{sez,i}}{\partial q_{pc}} = -\frac{1}{\dot{m}_{ref}} \quad (3.30)$$

$$\vartheta_{h_{sez,i},3} = \frac{\partial h_{sez,i}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{pc}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad (3.31)$$

L'incertezza combinata sull'entalpia del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è:

$$u_{h_{sez,i}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sez,i},1} u_{h_{ev,u}})^2 + (\vartheta_{h_{sez,i},2} u_{q_{pc}})^2 + (\vartheta_{h_{sez,i},3} u_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad (3.32)$$

Titolo di vapore della miscela all'ingresso della sezione sperimentale Derivando l'equazione 3.3 rispetto alle variabili indipendenti si ottengono gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{x_i,1} = \frac{\partial x_i}{\partial h_{sez,i}} = \frac{1}{h_{sez,i,v} - h_{sez,i,l}} \quad (3.33)$$

$$\vartheta_{x_i,2} = \frac{\partial x_i}{\partial h_{sez,i,l}} = \frac{h_{sez,i} - h_{sez,i,v}}{(h_{sez,i,v} - h_{sez,i,l})^2} \quad (3.34)$$

$$\vartheta_{x_i,3} = \frac{\partial x_i}{\partial h_{sez,i,v}} = -\frac{h_{sez,i,l} - h_{sez,i}}{(h_{sez,i,v} - h_{sez,i,l})^2} \quad (3.35)$$

Di conseguenza l'incertezza combinata sul titolo della miscela all'ingresso della sezione sperimentale x_i è:

$$u_{x_i} = \sqrt{(\vartheta_{x_i,1} u_{h_{sez,i}})^2 + (\vartheta_{x_i,2} u_{h_{sez,i,l}})^2 + (\vartheta_{x_i,3} u_{h_{sez,i,v}})^2} \quad (3.36)$$

Flusso termico alla sezione sperimentale Derivando l'equazione 3.4 rispetto alle variabili indipendenti si ottiene:

$$\vartheta_{q_{sez},1} = \frac{\partial q_{sez}}{\partial \dot{Q}_{a,sez}} = c_{p,a} \rho_a (T_{a,sez,u} - T_{a,sez,i}) \quad (3.37)$$

$$\vartheta_{q_{sez},2} = \frac{\partial q_{sez}}{\partial \rho_a} = \dot{Q}_{a,sez} c_{p,a} (T_{a,sez,u} - T_{a,sez,i}) \quad (3.38)$$

$$\vartheta_{q_{sez},3} = \frac{\partial q_{sez}}{\partial c_{p,a}} = \dot{Q}_{a,sez} \rho_a (T_{a,sez,u} - T_{a,sez,i}) \quad (3.39)$$

$$\vartheta_{q_{sez},4} = \frac{\partial q_{sez}}{\partial T_{a,sez,u}} = \dot{Q}_{a,sez} \rho_a c_{p,a} \quad (3.40)$$

$$\vartheta_{q_{sez},5} = \frac{\partial q_{sez}}{\partial T_{a,sez,i}} = -\dot{Q}_{a,sez} \rho_a c_{p,a} \quad (3.41)$$

L'incertezza sul flusso termico alla sezione sperimentale q_{sez} è quindi:

$$u_{q_{sez}} = \sqrt{(\vartheta_{q_{sez},1} u_{\dot{Q}_{a,sez}})^2 + (\vartheta_{q_{sez},2} u_{\rho_a})^2 + (\vartheta_{q_{sez},3} u_{c_{p,a}})^2 + (\vartheta_{q_{sez},4} u_{T_{a,sez,u}})^2 + (\vartheta_{q_{sez},5} u_{T_{a,sez,i}})^2} \quad (3.42)$$

Entalpia del refrigerante all'uscita della sezione sperimentale Derivando l'equazione 3.5 rispetto alle variabili indipendenti si ottiene:

$$\vartheta_{h_{sez,u},1} = \frac{\partial h_{sez,u}}{\partial h_{sez,i}} = 1 \quad (3.43)$$

$$\vartheta_{h_{sez,u},2} = \frac{\partial h_{sez,u}}{\partial q_{sez}} = -\frac{1}{\dot{m}_{ref}} \quad (3.44)$$

$$\vartheta_{h_{sez,u},3} = \frac{\partial h_{sez,u}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{sez}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad (3.45)$$

L'incertezza combinata sull'entalpia del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è:

$$u_{h_{sez,i}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sez,u},1} u_{h_{sez,i}})^2 + (\vartheta_{h_{sez,u},2} u_{q_{sez}})^2 + (\vartheta_{h_{sez,u},3} u_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad (3.46)$$

Titolo di vapore della miscela all'uscita della sezione sperimentale Derivando l'equazione 3.6 rispetto alle variabili indipendenti si ottengono gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{x_u,1} = \frac{\partial x_u}{\partial h_{sez,u}} = \frac{1}{h_{sez,u,v} - h_{sez,u,l}} \quad (3.47)$$

$$\vartheta_{x_u,2} = \frac{\partial x_u}{\partial h_{sez,u,l}} = \frac{h_{sez,u} - h_{sez,u,v}}{(h_{sez,u,v} - h_{sez,u,l})^2} \quad (3.48)$$

$$\vartheta_{x_u,3} = \frac{\partial x_u}{\partial h_{sez,u,v}} = -\frac{h_{sez,u,l} - h_{sez,u}}{(h_{sez,u,v} - h_{sez,u,l})^2} \quad (3.49)$$

Tabella 3.2: Incertezza media sulla misura di titolo di vapore medio per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R134a

$G \text{ [kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	$\bar{u}_{\bar{x}} [-]$			
	OD3		OD4	
	30 °C	40 °C	30 °C	40 °C
100	-	-	0,031	-
150	-	-	0,023	-
200	-	-	0,023	0,023
300	0,024	-	0,021	-
400	0,023	0,024	0,020	0,021
500	0,022	0,022	-	-
600	0,021	0,022	0,020	0,021
800	0,021	0,021	0,020	0,021
1000	0,020	0,021	0,019	0,020

Di conseguenza l'incertezza combinata sul titolo della miscela all'uscita della sezione sperimentale x_u è:

$$u_{x_u} = \sqrt{(\vartheta_{x_u,1} u_{h_{sez,u}})^2 + (\vartheta_{x_u,2} u_{h_{sez,u,l}})^2 + (\vartheta_{x_u,3} u_{h_{sez,u,v}})^2} \quad (3.50)$$

Titolo medio nella sezione sperimentale L'equazione che esprime il titolo medio è la 3.7: derivandola si ottiene:

$$\vartheta_{\bar{x},1} = \frac{\partial \bar{x}}{\partial x_i} = \frac{1}{2} \quad (3.51)$$

$$\vartheta_{\bar{x},2} = \frac{\partial \bar{x}}{\partial x_u} = \frac{1}{2} \quad (3.52)$$

L'incertezza combinata sul titolo medio è:

$$u_{\bar{x}} = \sqrt{(\vartheta_{\bar{x},1} u_{x_i})^2 + (\vartheta_{\bar{x},2} u_{x_u})^2} \quad (3.53)$$

A conclusione, si riportano nelle tabelle 3.2 e 3.3 rispettivamente per le prove con R134a e R1234ze(E), per ciascuna portata specifica, il valore di incertezza media associata alla misura di titolo di vapore medio.

3.2.2 Incertezza sul coefficiente di scambio termico

Area di scambio termico L'area di scambio termico è data dall'equazione 3.10, che derivata fornisce gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{A_{sc},1} = \frac{\partial A_{\alpha}}{\partial D_{ap}} = \pi L_{\alpha} \quad (3.54)$$

$$\vartheta_{A_{\alpha},2} = \frac{\partial A_{\alpha}}{\partial L_{\alpha}} = \pi D_{ap} \quad (3.55)$$

Tabella 3.3: Incertezza media sulla misura di titolo di vapore medio per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R1234ze(E)

G [kg m ⁻² s ⁻¹]	$\bar{u}_x$ [-]	
	30 °C	40 °C
300	0,023	-
400	0,022	0,024
600	0,023	0,022
800	0,021	0,023
1000	0,020	0,022

Si è però deciso di assegnare all'incertezza sul diametro del tubo un valore nullo, cosicché l'incertezza sull'area di scambio risulta:

$$u_{A_\alpha} = \sqrt{(\vartheta_{A_\alpha,1} u_{D_{ap}})^2 + (\vartheta_{A_\alpha,2} u_{L_\alpha})^2} = \vartheta_{A_\alpha,2} u_{L_\alpha} \quad (3.56)$$

Temperatura di saturazione all'ingresso e all'uscita della sezione Per la stima dell'incertezza sulle temperature di saturazione si è seguito un approccio diverso. Si sono infatti calcolate le temperature di saturazione sommando e sottraendo l'incertezza del misuratore alla misura di pressione:

$$T_{sat,i}^- = T_{sat}(p_{ref,i} - u_{p_{ref,i}}) \quad (3.57)$$

$$T_{sat,i}^+ = T_{sat}(p_{ref,i} + u_{p_{ref,i}}) \quad (3.58)$$

Con questi valori si sono poi trovate le incertezze:

$$u_{T_{sat,i}}^- = T_{sat,i} - T_{sat,i}^- \quad (3.59)$$

$$u_{T_{sat,i}}^+ = T_{sat,i}^+ - T_{sat,i} \quad (3.60)$$

L'incertezza effettivamente assegnata alla temperatura di saturazione è la maggiore tra le due incertezze calcolate con le equazioni 3.59 e 3.60 e l'incertezza delle termocoppie:

$$u_{T_{sat,i}} = \max(u_{T_{sat,i}}^-, u_{T_{sat,i}}^+, u_{tc}) \quad (3.61)$$

In maniera del tutto analoga, ma considerando anche l'incertezza del misuratore di pressione differenziale, si procede con il calcolo dell'incertezza sulla temperatura di uscita:

$$T_{sat,u}^- = T_{sat}(p_{ref,i} - u_{p_{ref,i}} - u_{\Delta p}) \quad (3.62)$$

$$T_{sat,u}^+ = T_{sat}(p_{ref,i} + u_{p_{ref,i}} + u_{\Delta p}) \quad (3.63)$$

Tabella 3.4: Incertezza media sulla misura di temperatura di saturazione media per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R134a

$G \text{ [kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	$u_{\bar{T}_{sat}} \text{ [K]}$			
	OD3		OD4	
	30 °C	40 °C	30 °C	40 °C
100	-	-	0,063	-
150	-	-	0,063	-
200	-	-	0,063	0,051
300	0,045	-	0,063	-
400	0,045	0,051	0,063	0,051
500	0,045	0,051	-	-
600	0,045	0,051	0,063	0,051
800	0,045	0,051	0,063	0,051
1000	0,045	0,051	0,063	0,051

Le incertezze intermedie sono quindi:

$$u_{\bar{T}_{sat,u}}^- = T_{sat,u} - T_{sat,u}^- \quad (3.64)$$

$$u_{\bar{T}_{sat,u}}^+ = T_{sat,u}^+ - T_{sat,u} \quad (3.65)$$

Infine, l'incertezza assegnata alla misura di temperatura di saturazione all'uscita dalla sezione sperimentale è data da:

$$u_{T_{sat,u}} = \max(u_{\bar{T}_{sat,u}}^-, u_{\bar{T}_{sat,u}}^+, u_{tc}) \quad (3.66)$$

Temperatura di saturazione media La temperatura di saturazione media si ottiene con l'equazione 3.9. Gli indici di sensibilità corrispondenti sono:

$$\vartheta_{\bar{T}_{sat},1} = \frac{\partial \bar{T}_{sat}}{\partial T_{sat,i}} = \frac{1}{2} \quad (3.67)$$

$$\vartheta_{\bar{T}_{sat},2} = \frac{\partial \bar{T}_{sat}}{\partial T_{sat,u}} = \frac{1}{2} \quad (3.68)$$

L'incertezza combinata è quindi:

$$u_{\bar{T}_{sat}} = \sqrt{(\vartheta_{\bar{T}_{sat},1} u_{T_{sat,i}})^2 + (\vartheta_{\bar{T}_{sat},2} u_{T_{sat,u}})^2} \quad (3.69)$$

Si riportano nelle tabelle 3.4 e 3.5 rispettivamente per le prove con R134a e R1234ze(E), per ciascuna portata specifica, il valore di incertezza media associata alla misura di temperatura di saturazione media.

Tabella 3.5: Incertezza media sulla misura di temperatura di saturazione media per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R1234ze(E)

$G \text{ [kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	$u_{\bar{T}_{sat}} \text{ [K]}$	
	30 °C	40 °C
300	0,082	-
400	0,082	0,067
600	0,083	0,067
800	0,084	0,067
1000	0,084	0,067

Coefficiente di scambio termico in condensazione Il coefficiente di scambio termico è calcolato con l'equazione 3.8, per cui gli indici di sensibilità sono:

$$\vartheta_{\alpha,1} = \frac{\partial \alpha}{\partial q_{sez}} = \frac{1}{A_{\alpha} (\bar{T}_{sat} - \bar{T}_p)} \quad (3.70)$$

$$\vartheta_{\alpha,2} = \frac{\partial \alpha}{\partial A_{\alpha}} = -\frac{q_{sez}}{A_{\alpha}^2 (\bar{T}_{sat} - \bar{T}_p)} \quad (3.71)$$

$$\vartheta_{\alpha,3} = \frac{\partial \alpha}{\partial \bar{T}_{sat}} = -\frac{q_{sez}}{A_{\alpha} (\bar{T}_{sat} - \bar{T}_p)^2} \quad (3.72)$$

$$\vartheta_{\alpha,4} = \frac{\partial \alpha}{\partial \bar{T}_p} = \frac{q_{sez}}{A_{\alpha} (\bar{T}_{sat} - \bar{T}_p)^2} \quad (3.73)$$

Finalmente, è possibile calcolare l'incertezza combinata sulla misura indiretta, che risulta:

$$u_{\alpha} = \sqrt{(\vartheta_{\alpha,1} u_{q_{sez}})^2 + (\vartheta_{\alpha,2} u_{A_{\alpha}})^2 + (\vartheta_{\alpha,3} u_{\bar{T}_{sat}})^2 + (\vartheta_{\alpha,4} u_{\bar{T}_p})^2} \quad (3.74)$$

Nelle tabelle 3.6 e 3.7 sono riportati i valori di incertezza relativa media sulla misura di coefficiente di scambio termico, per ciascuna portata specifica, rispettivamente per le prove con R134a e R1234ze(E).

Tabella 3.6: Incertezza relativa media sulle misure di coefficiente di scambio termico in condensazione, per ciascuna portata specifica sperimentata, per le prove con R134a

G [kg m ⁻² s ⁻¹]	$\bar{u}_\alpha$ [%]			
	OD3		OD4	
	30 °C	40 °C	30 °C	40 °C
100	-	-	6,64 %	-
150	-	-	4,88 %	-
200	-	-	2,80 %	3,54 %
300	6,07 %	-	3,38 %	-
400	4,85 %	4,44 %	3,89 %	2,59 %
500	3,05 %	2,87 %	-	-
600	4,46 %	3,68 %	3,09 %	2,52 %
800	3,32 %	2,23 %	2,67 %	2,22 %
1000	3,88 %	2,96 %	3,03 %	2,05 %

Tabella 3.7: Incertezza relativa media sulle misure di coefficiente di scambio termico in condensazione, per ciascuna portata specifica sperimentata, per le prove con R1234ze(E)

G [kg m ⁻² s ⁻¹]	$\bar{u}_\alpha$ [%]	
	30 °C	40 °C
300	6,83 %	-
400	6,25 %	4,12 %
600	5,72 %	3,08 %
800	3,97 %	2,79 %
1000	3,77 %	2,43 %

Risultati sperimentali

In questo capitolo sono presentati i risultati ottenuti dalle prove sperimentali. In ordine, si hanno i risultati per il coefficiente di scambio termico e per le perdite di carico per attrito relativi al refrigerante R134a durante la condensazione in entrambi i tubi OD3 e OD4 disponibili. Successivamente, vengono illustrati i risultati ottenuti con il nuovo refrigerante R1234ze(E) durante le prove in condensazione nel tubo OD3.

4.1 Prove con R134a

Le prove con il fluido R134a sono state effettuate con entrambi i tubi microaletti disponibili, alle temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C. Durante le prove con il tubo OD3, la portata di massa specifica è stata variata da 300 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 30 °C e da 400 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 40 °C. Nelle prove con il tubo OD4, che garantisce un più ampio intervallo di condizioni sperimentali praticabili soprattutto alle basse portate, la portata di massa specifica è stata variata da 100 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 30 °C e da 200 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 40 °C.

La sezione sperimentale è stata progettata in maniera da realizzare una variazione di titolo ridotta durante la condensazione, in tal modo il coefficiente di scambio termico

Tabella 4.1: Variazione di titolo di vapore realizzata durante le prove di condensazione con il refrigerante R134a nei due tubi analizzati

G [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$\Delta x[-]$			
	OD3		OD4	
	30 °C	40 °C	30 °C	40 °C
100	-	-	0,041 ÷ 0,188	-
150	-	-	0,043 ÷ 0,157	-
200	-	-	0,090 ÷ 0,142	0,087 ÷ 0,136
300	0,051 ÷ 0,113	-	0,076 ÷ 0,111	-
400	0,061 ÷ 0,154	0,055 ÷ 0,125	0,048 ÷ 0,100	0,091 ÷ 0,122
500	0,073 ÷ 0,121	0,124 ÷ 0,175	-	-
600	0,069 ÷ 0,096	0,080 ÷ 0,119	0,051 ÷ 0,079	0,073 ÷ 0,113
800	0,083 ÷ 0,093	0,090 ÷ 0,106	0,054 ÷ 0,066	0,074 ÷ 0,099
1000	0,082 ÷ 0,092	0,077 ÷ 0,109	0,036 ÷ 0,047	0,057 ÷ 0,094

misurato è quanto più possibile vicino all'essere un valore locale e non un valore medio. Le variazioni di titolo massime e minime realizzate durante le prove sperimentali sono riportate nella tabella 4.1.

4.1.1 Coefficiente di scambio termico in condensazione

La figura 4.1 mostra il coefficiente di scambio termico in condensazione in funzione del titolo di vapore, per le prove effettuate con il refrigerante R134a e il tubo OD3, in condizioni di saturazione a 30 °C. L'andamento è monotono crescente con il titolo di vapore, con una pendenza che è simile per tutte le portate specifiche nell'intervallo di titoli tra 0 e 0,5 circa. Sempre in questo intervallo, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata. Ad alti valori del titolo di vapore, si osserva invece un fenomeno decisamente singolare, in quanto a titolo di vapore superiore a 0,8, i dati sperimentali relativi alle diverse portate si raggruppano ed i valori mostrano un brusco aumento. In aggiunta, l'influenza della portata è completamente diversa rispetto ai bassi titoli: si può chiaramente vedere dalla figura 4.1 che i valori maggiori di coefficiente di scambio termico vengono realizzati dalla portata massima ($1000 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) e da quelle più basse ($300 - 400 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), che vengono grandemente intensificate al punto da superare i valori ottenuti dalle medie portate specifiche ($600 - 800 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$). La pendenza delle curve sperimentali infatti è diversa a seconda dell'entità della portata specifica: alle basse portate specifiche, la pendenza della curva è sempre piuttosto ripida, ed aumenta ad alti titoli; al contrario, alle portate più alte, la curva si appiattisce in corrispondenza di un titolo di vapore compreso tra 0,7 e 0,8, e riprende a salire solo in corrispondenza dei titoli più alti e comunque di una entità inferiore rispetto alle portate

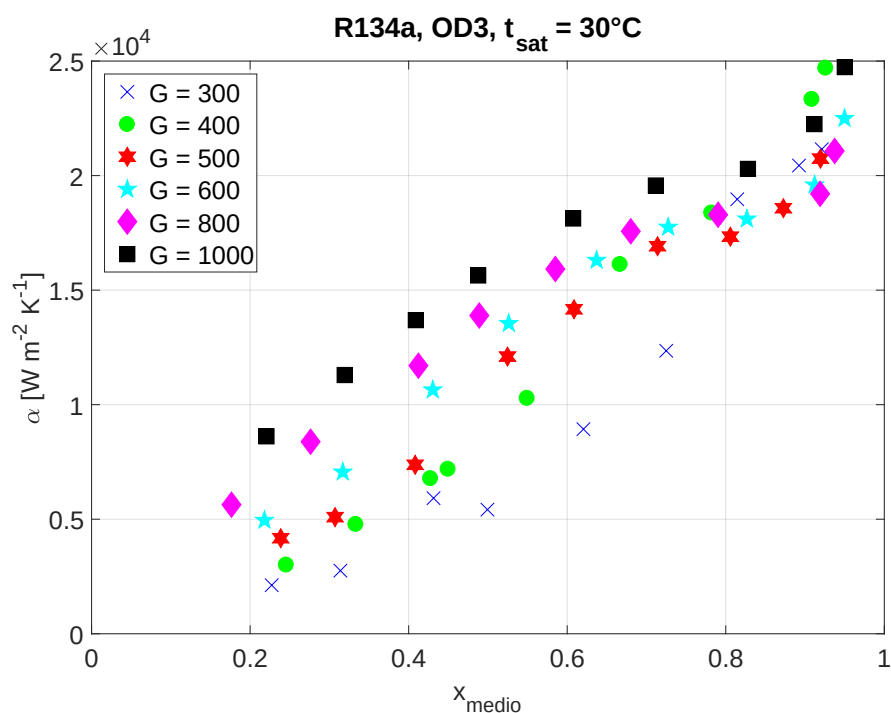


Figura 4.1: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

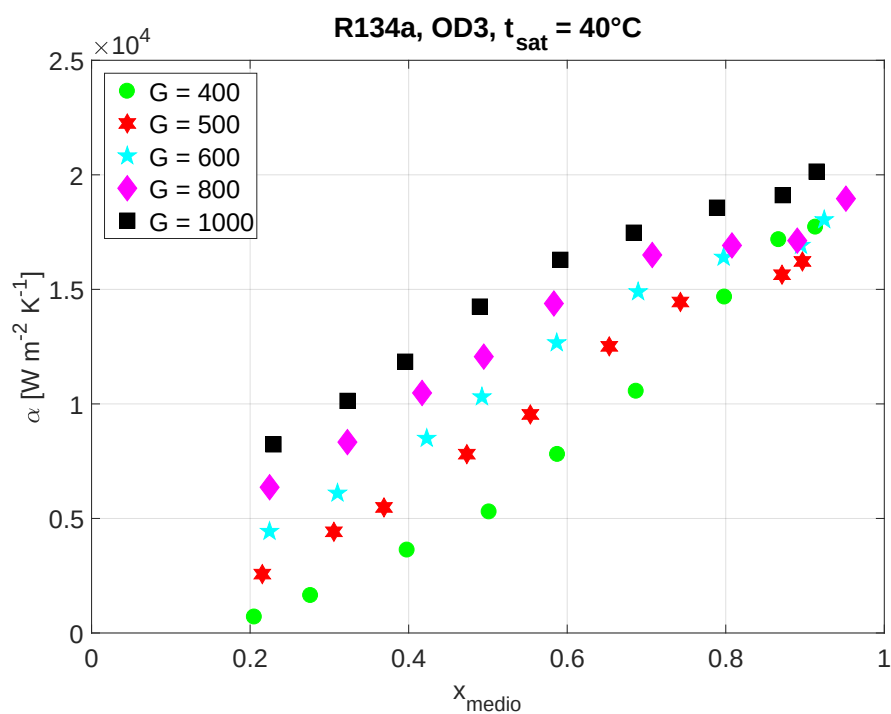


Figura 4.2: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

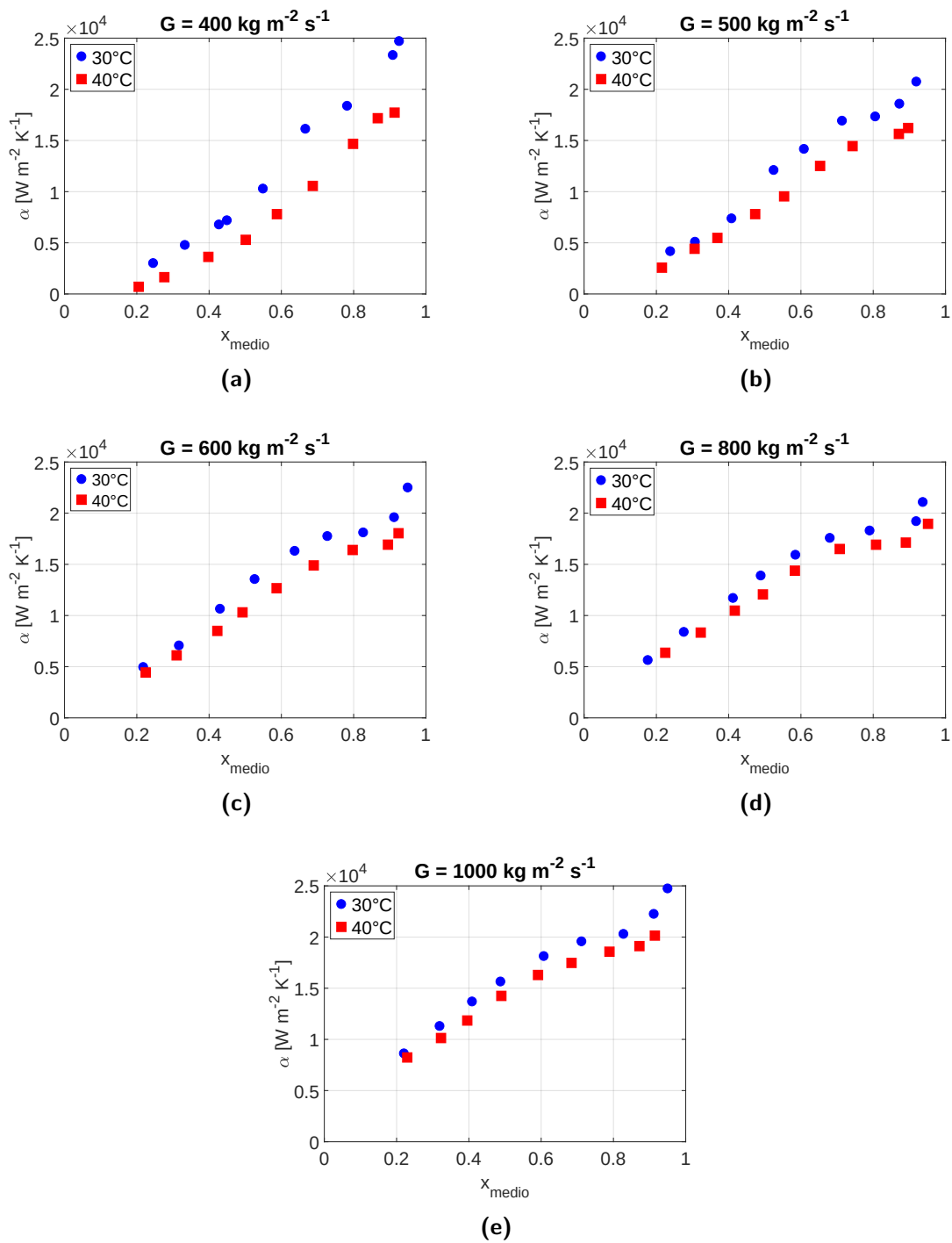


Figura 4.3: Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R134a a 30 °C e a 40 °C per il tubo OD3

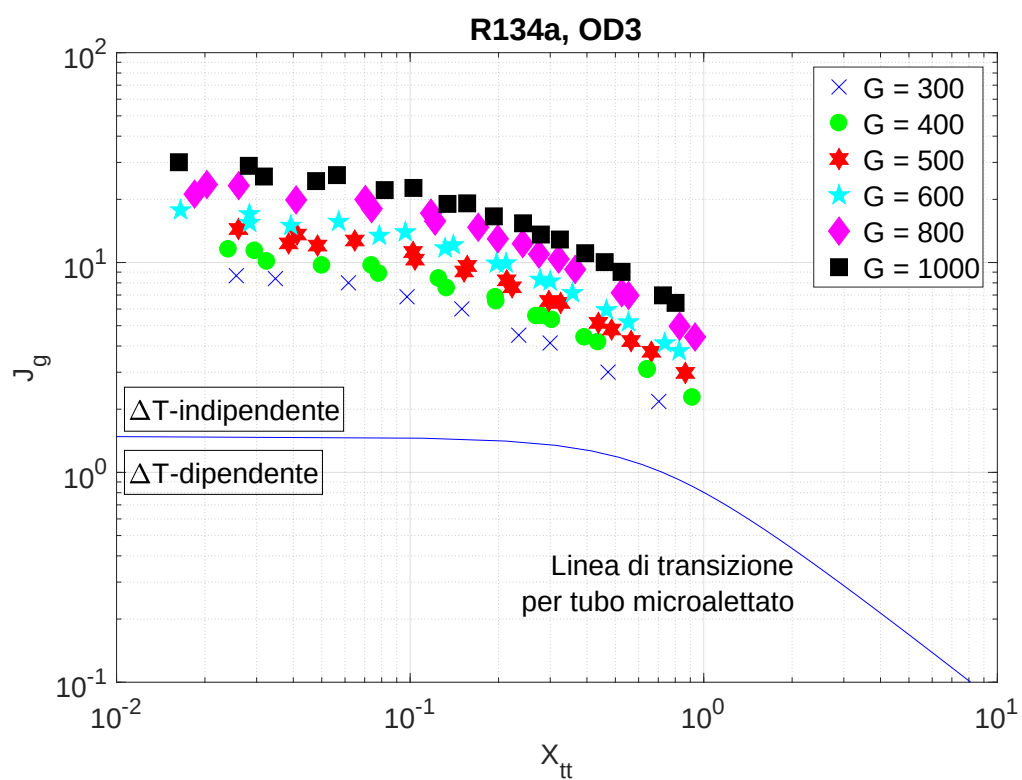


Figura 4.4: Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R134a per il tubo OD3

più basse. La spiegazione di questo fenomeno, riscontrato parzialmente anche in altri studi [30, 36] e ben visibile anche in un precedente lavoro di tesi [41], viene attribuito essenzialmente all'effetto delle alette sul campo di moto del liquido. La ritenzione del condensato ha un effetto migliorativo maggiore a basse portate, come pure la riduzione della grandezza dei vortici turbolenti nel liquido che più sono piccoli, più sono efficaci nel trasporto di energia e quantità di moto. In conclusione, lo scambio termico è grandemente favorito alle basse portate per effetto della tensione superficiale. Alle portate più alte, invece, l'effetto di drenaggio del condensato è meno impattante sullo scambio termico. Inoltre, ragionando sulla geometria delle alette e sul deflusso della fase liquida come suggerito da Yasuda et al. in [7] e ripreso in [24], per un numero di alette maggiore di quello ottimale il liquido incontra delle difficoltà ad entrare nei solchi più stretti, e di conseguenza aumentano lo spessore del film di liquido alla parete e la sua resistenza termica. Il numero ottimale di alette si ottiene dall'equazione proposta in [7]

$$n_{ott} = 4064,4 D_{ap} + 23.257 \quad (4.1)$$

e per il tubo in questione risulta essere 33, di molto inferiore rispetto alle 40 alette presenti. Alle portate più alte e a titoli medio-alti, si assiste quindi ad un fenomeno di "inondazione" delle alette che sono sommerse dal film di liquido e ne viene inibito il loro effetto benefico sulla condensazione. Solo ai titoli di vapore prossimi a 1 il coefficiente ricomincia ad aumentare in maniera significativa, e solo con la portata massima esso raggiunge i valori più elevati. Si può ipotizzare che questo comportamento ai titoli più alti sia dovuto alla limitata presenza di liquido e al contributo della convezione che risulta sufficiente a controbilanciare l'effetto negativo dell'inondazione delle alette. In definitiva, quindi, alle basse portate specifiche l'effetto migliorativo della tensione superficiale contribuisce ad aumentare lo scambio termico anche in condizioni di ridotto effetto convettivo, mentre alle alte portate specifiche e a titoli medio-alti un numero di alette non ottimale causa un decremento del loro effetto benefico e quindi dello scambio termico.

I risultati relativi alle prove effettuate a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$ sono riportate in figura 4.2. Anche in questo caso il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo di vapore e della portata. Infatti, lo spessore e la conseguente resistenza termica del film di condensato aumentano al diminuire del titolo, mentre l'effetto convettivo è ovviamente maggiore ad alti titoli ed elevate portate. Il fenomeno descritto precedentemente per cui il coefficiente aumenta ad alti titoli e basse portate si verifica in maniera più blanda e solamente per la portata più bassa di $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'appiattimento delle curve ai titoli medio-alti si osserva comunque, ed ancora una volta risulta essere maggiore per le portate di 800 e $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In queste condizioni di saturazione la densità del vapore è maggiore, la velocità della fase vapore è minore e quindi l'effetto convettivo è

Tabella 4.2: Proprietà termofisiche del refrigerante R134a alle temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C; dati ottenuti da Refprop 9.1 [33]

Proprietà		$t_{sat} = 30\text{ °C}$	$t_{sat} = 40\text{ °C}$
p_{sat}	[bar]	7,70	10,17
ρ_l	[kg m ⁻³]	1188	1147
ρ_v	[kg m ⁻³]	37,54	50,09
$c_{p,l}$	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1447	1498
$c_{p,v}$	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1066	1145
λ_l	[mW m ⁻¹ K ⁻¹]	78,99	74,72
λ_v	[mW m ⁻¹ K ⁻¹]	14,33	15,45
μ_l	[Pa s]	1,83e-04	1,61e-04
μ_v	[Pa s]	1,19e-05	1,24e-05
σ	[N m ⁻¹]	0,0074	0,0061

minore rispetto alla temperatura di saturazione più bassa. Questo spiega perchè ai titoli di vapore massimi non si ha il repentino incremento dello scambio termico osservato in precedenza e perchè in generale il coefficiente di scambio termico a 40 °C è inferiore rispetto a 30 °C, come si vede dalla figura 4.3. L'effetto della temperatura di saturazione sul coefficiente di scambio termico è maggiormente evidente alle portate più basse, dove è meno preponderante l'effetto convettivo, mentre sono maggiormente influenti le proprietà di trasporto del liquido, visibili in tabella 4.2: viscosità e conducibilità termica del liquido sono maggiori a 30 °C, come pure la densità del liquido e la tensione superficiale.

Il regime di deflusso è stato individuato grazie alla mappa di Cavallini et al. [24], che è riportata in figura 4.4. Da essa si può apprezzare come tutti i punti sperimentali si trovino nella regione di deflusso ΔT -indipendente, quindi in regime di deflusso anulare. Il ridotto diametro del tubo contribuisce a mantenere la velocità di deflusso sufficientemente alta per mantenere il film di liquido alle pareti, aiutato in questo anche dalle alette. L'osservazione della pendenza delle curve del coefficiente di scambio termico nella zona dei titoli più bassi e delle portate specifiche minori (figure 4.1 e 4.2) conferma che non vi è alcuna transizione verso il deflusso stratificato, che invece influenzerebbe l'entità dello scambio termico come si vedrà per il tubo OD4.

I risultati relativi alle prove in condensazione con il tubo OD4 sono visualizzabili nelle figure 4.5 e 4.6, rispettivamente alle condizioni di saturazione di 30 °C e 40 °C. Alla temperatura di saturazione di 30 °C, i risultati relativi alla portata di 100 kg m⁻² s⁻¹ sono solo parziali, in quanto ai bassi titoli il flusso termico scambiato risultava di entità troppo modesta per mantenere le incertezze sperimentali ad un livello accettabile, ed oltretutto il refrigerante usciva dalla sezione sotto forma di liquido sottoraffreddato di oltre 3 K rispetto alla temperatura di saturazione. Il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo di vapore per tutte le portate specifiche considerate,

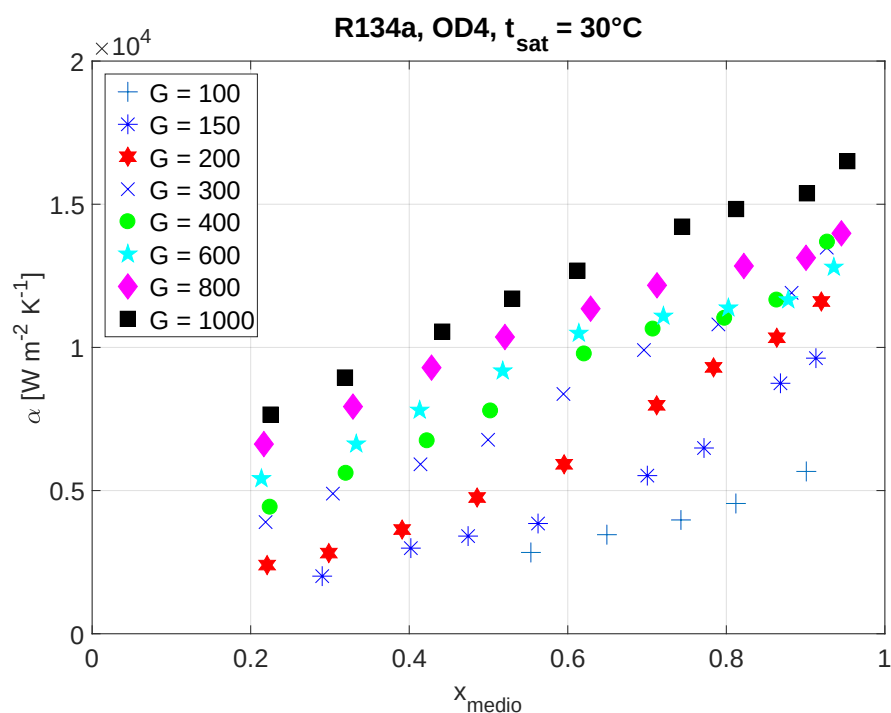


Figura 4.5: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD4 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

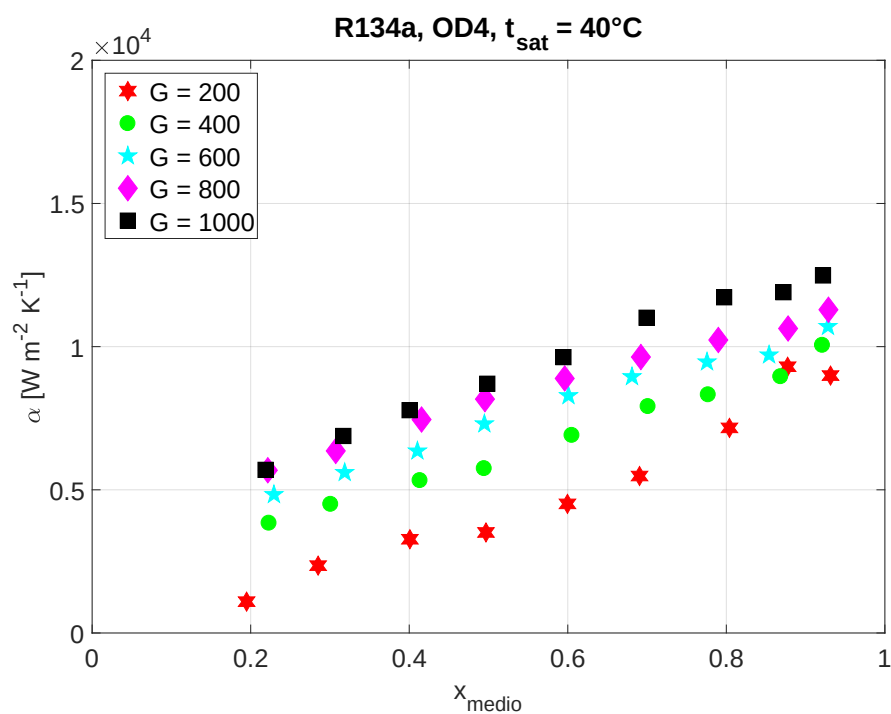


Figura 4.6: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD4 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

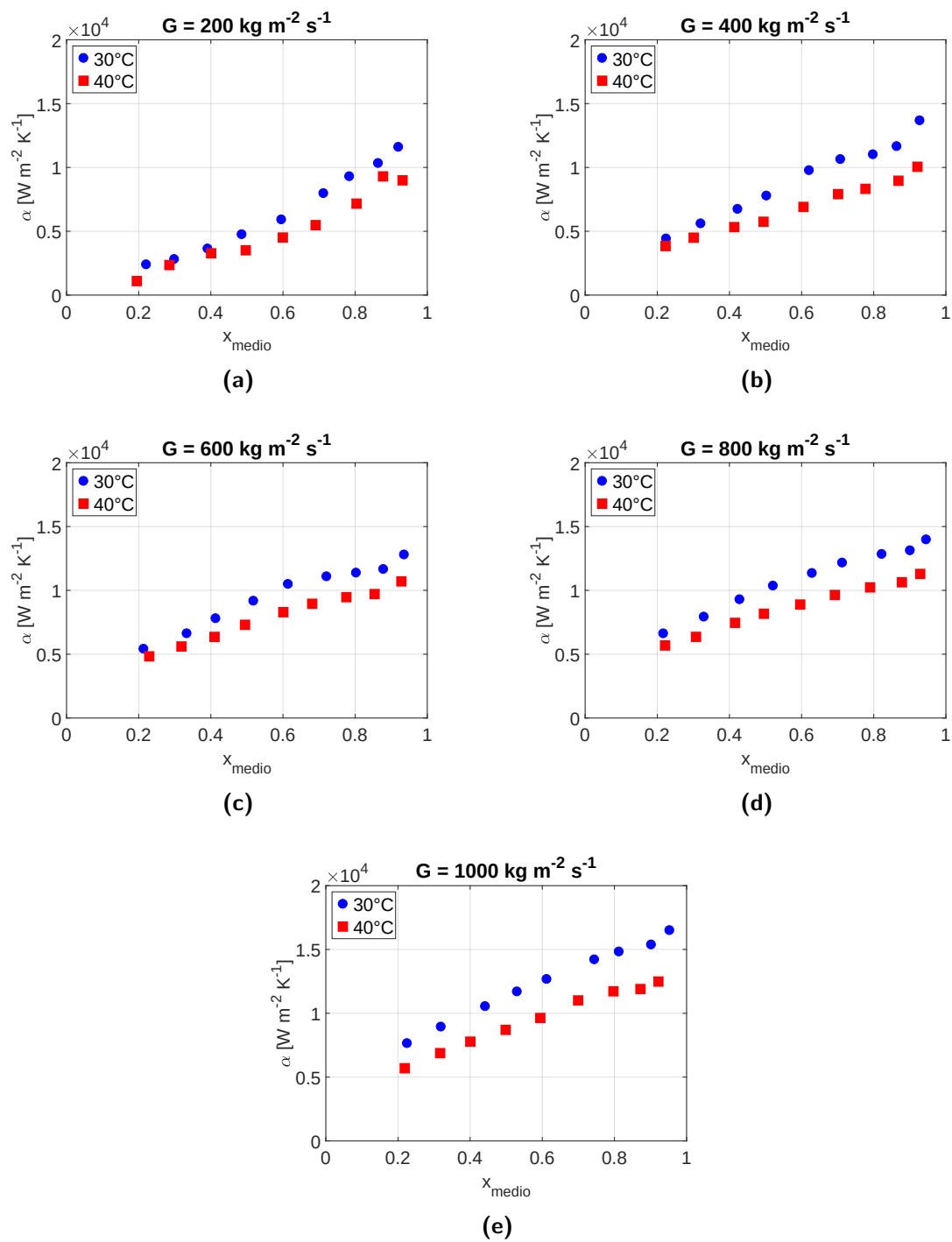


Figura 4.7: Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R134a a 30°C e a 40°C per il tubo OD4

anche se con andamenti differenti. Si ripresenta infatti quanto già notato per il tubo OD3, ovvero che le portate specifiche più basse da $100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ presentano una crescita monotona del coefficiente di scambio termico con il titolo, mentre le portate specifiche maggiori soffrono un appiattimento in corrispondenza dei titoli-medio alti e solo ai titoli prossimi a 1 il coefficiente di scambio termico ricomincia ad aumentare. Questo effetto depressivo si osserva maggiormente per le portate specifiche di $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, più basse quindi rispetto al tubo OD3. Considerando quanto ricavato da Wu et al. in [36] con un tubo dal diametro esterno 5 mm, per i quali le portate più penalizzate erano 200 e $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si può affermare che al diminuire del diametro del tubo il valore di portata penalizzata in termini di scambio termico aumenta. I valori realizzati di coefficiente di scambio termico con il tubo OD4 sono minori di quelli realizzati con il tubo OD3, a causa dell'effetto convettivo minore.

I risultati sperimentali ottenuti nelle condizioni di saturazione a 40°C presentano caratteristiche simili a quelli ottenuti con il tubo OD3, pur essendo di valore inferiore a causa del già citato minore contributo convettivo. Il coefficiente di scambio termico aumenta con il titolo di vapore per tutte le portate. In questa condizione, l'effetto depressivo alle portate medie ed ai titoli medio-alti si apprezza in misura minore rispetto alla temperatura di saturazione di 30°C . E' però interessante notare che per le portate più alte ($800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), e a bassi titoli di vapore, il coefficiente di scambio termico mostra una scarsa dipendenza dalla portata come si può vedere dalle curve di figura 4.6. A parità di titolo di vapore, le curve relative alle portate maggiori sono molto più ravvicinate fra loro rispetto quelle relative alle portate specifiche più basse. Bisogna però tenere conto del fatto che le condizioni a basso titolo di vapore sono quelle con incertezza sperimentale maggiore, dal momento che il flusso termico scambiato è di modesta entità. Il confronto tra i risultati ottenuti nelle due diverse condizioni di saturazione conferma il fatto che il coefficiente di scambio termico a 30°C sia in genere superiore rispetto a quello a 40°C , come si vede dalla figura 4.7. Con questo tubo, si può notare che la differenza tra le prestazioni alle due temperature è più marcata alle portate più alte a differenza di quanto accade con il tubo OD3.

L'analisi dei risultati alle portate più basse permette anche di evidenziare un aspetto che con il tubo OD3 non si verificava, ovvero la transizione tra regimi di deflusso. Con riferimento alle curve per le portate specifiche di $150 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a 30°C , si può notare che ad certo valore di titolo ($0,5$ per $150 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $0,3$ per $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) esse presentano un cambiamento di pendenza, che diventa maggiore dopo questo valore particolare di titolo di vapore. La mappa di deflusso di figura 4.8 conferma quanto appena detto, dal momento che i punti relativi a queste condizioni sono molto vicini alla linea di transizione tra deflusso anulare e stratificato.

A conclusione dell'analisi sulle prestazioni di scambio termico del fluido R134a, si

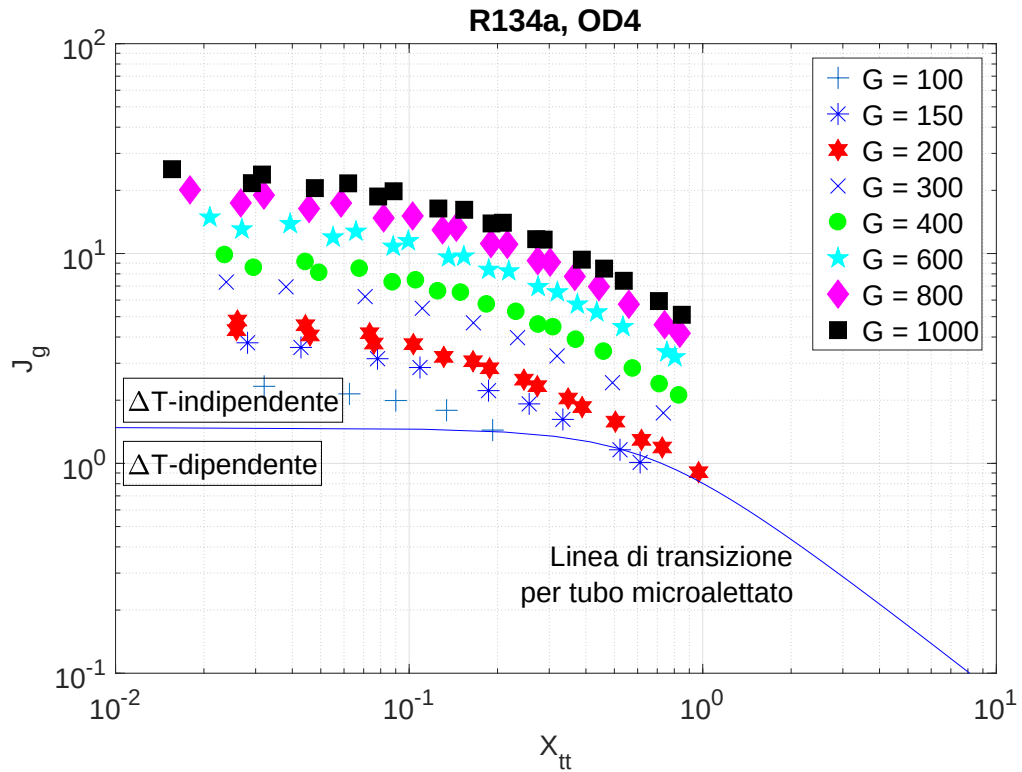


Figura 4.8: Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

può affermare che i risultati migliori si ottengono con il tubo di diametro minore alla temperatura di saturazione più bassa. In figura 4.9 si può vedere l'andamento del coefficiente di scambio termico medio per ogni portata sperimentata con i due tubi e nelle due condizioni di saturazione. A 30 °C l'influenza della portata è complessa e risente dell'effetto che la geometria delle alette ha sul campo di moto della fase liquida: la curva del coefficiente medio cresce in maniera notevole alle basse portate, si appiattisce alle portate intermedie e riprende a crescere per le portate più alte. Il valore di portata in corrispondenza del quale si riduce la pendenza della curva cala all'aumentare del diametro del tubo. A 40 °C, invece, il coefficiente cresce con la portata in maniera monotona senza che si manifestino riduzioni delle prestazioni alle portate intermedie. Il tubo di diametro minore presenta una curva con pendenza maggiore, per cui all'aumentare della portata le sue prestazioni di scambio termico migliorano maggiormente rispetto il tubo di diametro minore. La maggiore intensità della turbolenza è probabilmente la causa di questo comportamento.

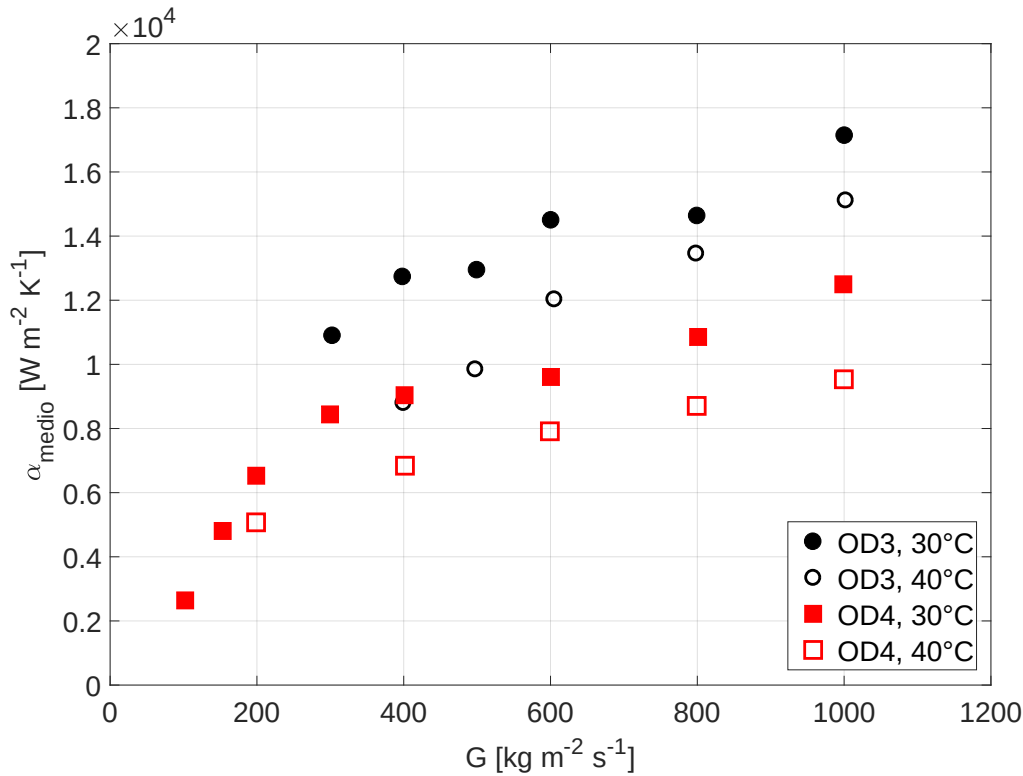


Figura 4.9: Grafico riassuntivo riportante il coefficiente di scambio termico in condensazione medio in funzione della portata specifica per il refrigerante R134a

4.1.2 Perdite di carico per attrito

I risultati relativi alle perdite di carico per attrito sperimentate con il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ e $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$ sono visibili rispettivamente nelle figure 4.10 e 4.11, mentre i risultati ottenuti con il tubo OD4, sempre alle due diverse temperature di saturazione, sono riportati nelle figure 4.12 e 4.13. Nei diagrammi è riportato il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo di vapore alle diverse portate specifiche. I risultati si riferiscono per la maggior parte a prove in condensazione, ma vengono riportati anche i risultati di due prove in adiabatico con il tubo OD4, effettuate per verificare la correttezza dei dati raccolti durante le prove in condensazione. Il gradiente di pressione aumenta all'aumentare della portata a parità di titolo di vapore; l'andamento a portata specifica costante mostra un aumento del gradiente di pressione con l'aumentare del titolo di vapore fino ad un massimo, dopo il quale si osserva una diminuzione. Il valore di titolo per il quale si verifica il massimo delle perdite di carico aumenta all'aumentare della portata, mentre l'ampiezza del massimo è maggiore alle basse portate e minore alle alte portate. Il tratto iniziale a bassi titoli delle curve è approssimabile con una variazione lineare, con una pendenza che aumenta all'aumentare della portata specifica.

Il confronto tra i risultati permette di notare che il gradiente di pressione è maggiore

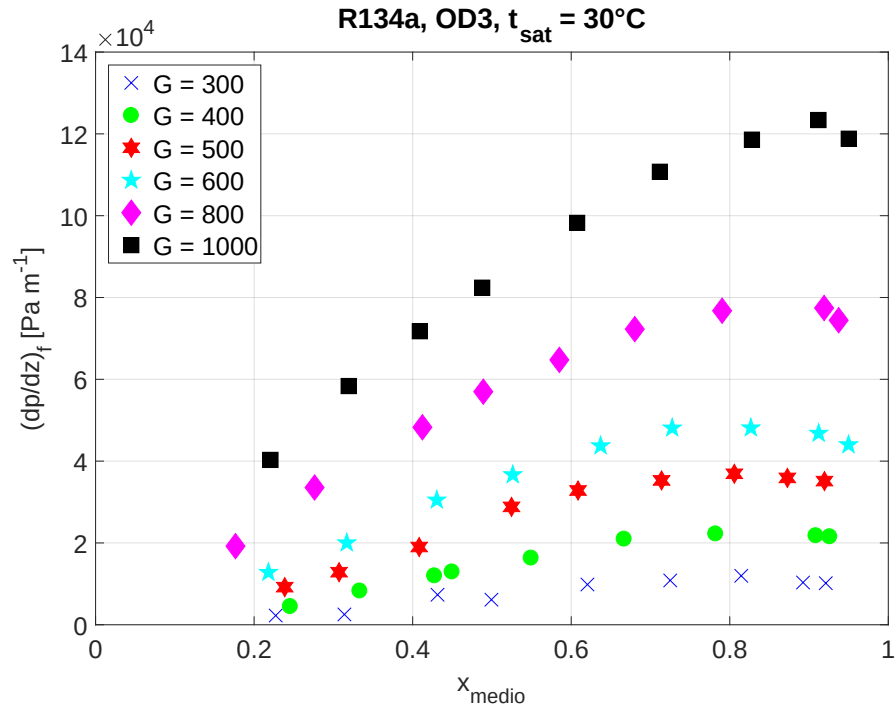


Figura 4.10: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

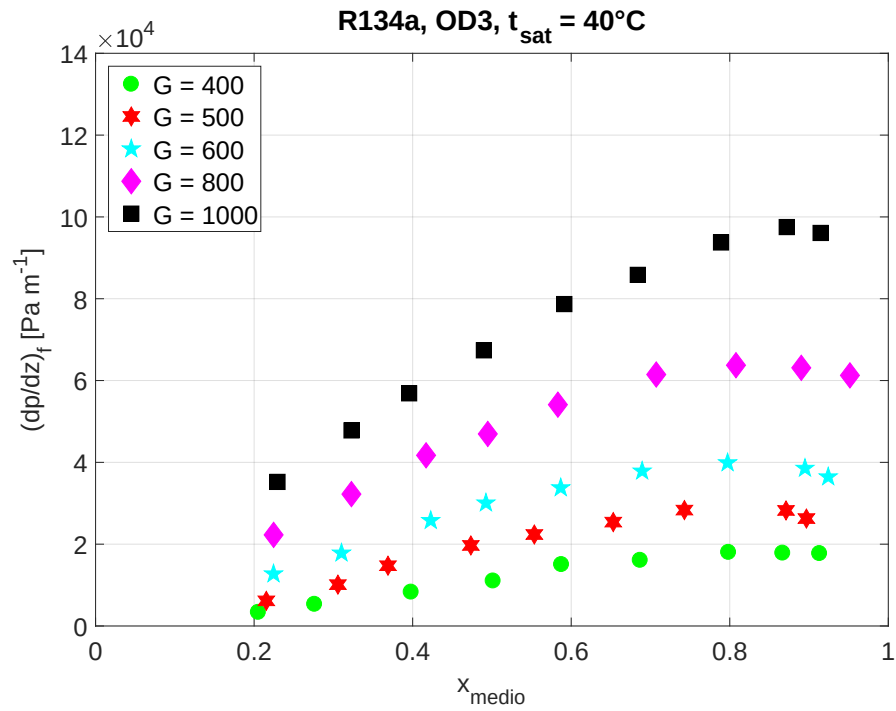


Figura 4.11: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

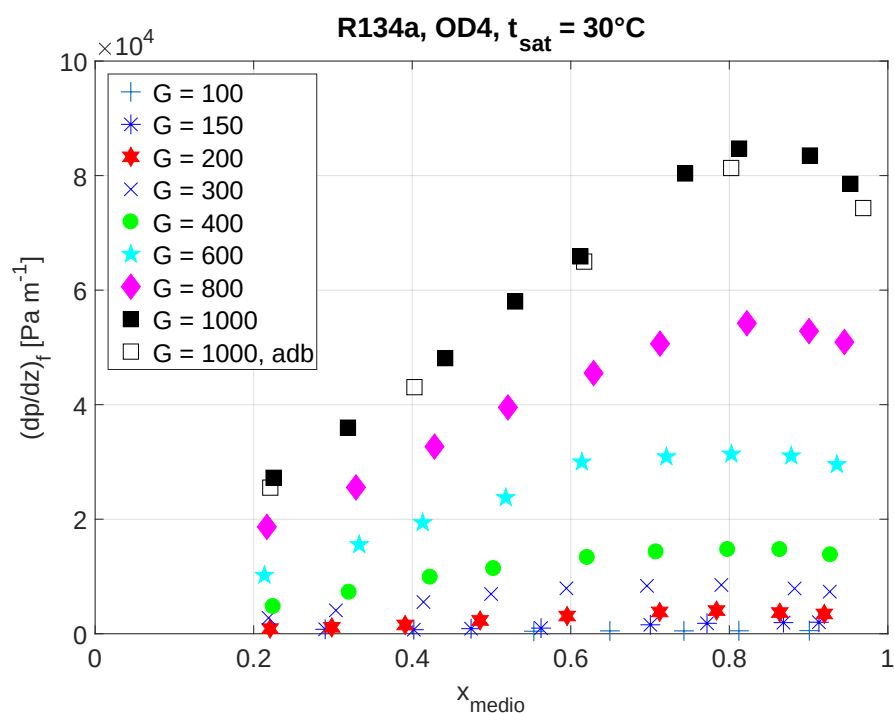


Figura 4.12: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD4 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

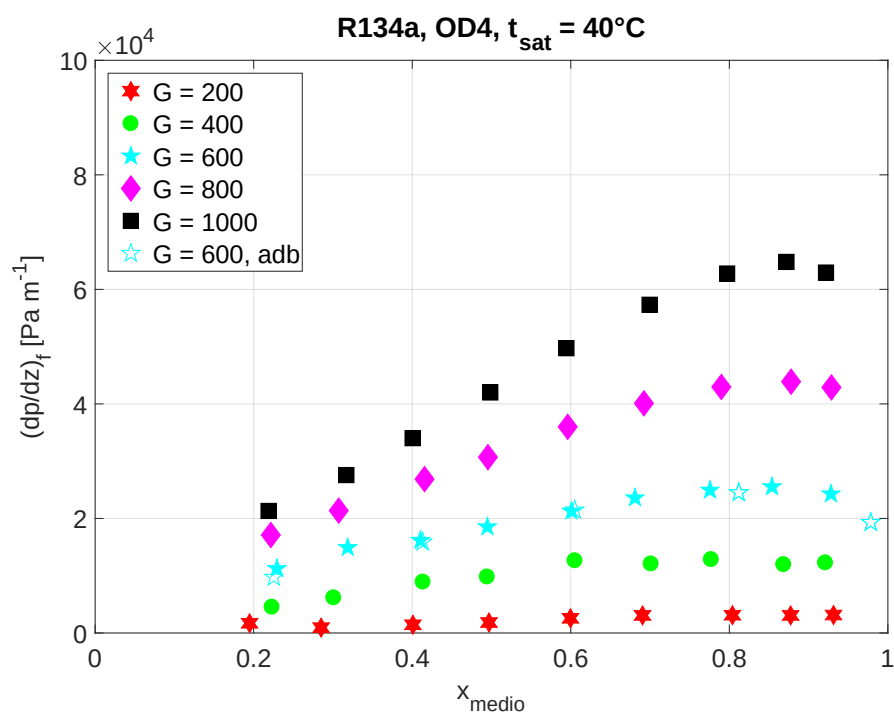


Figura 4.13: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD4 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

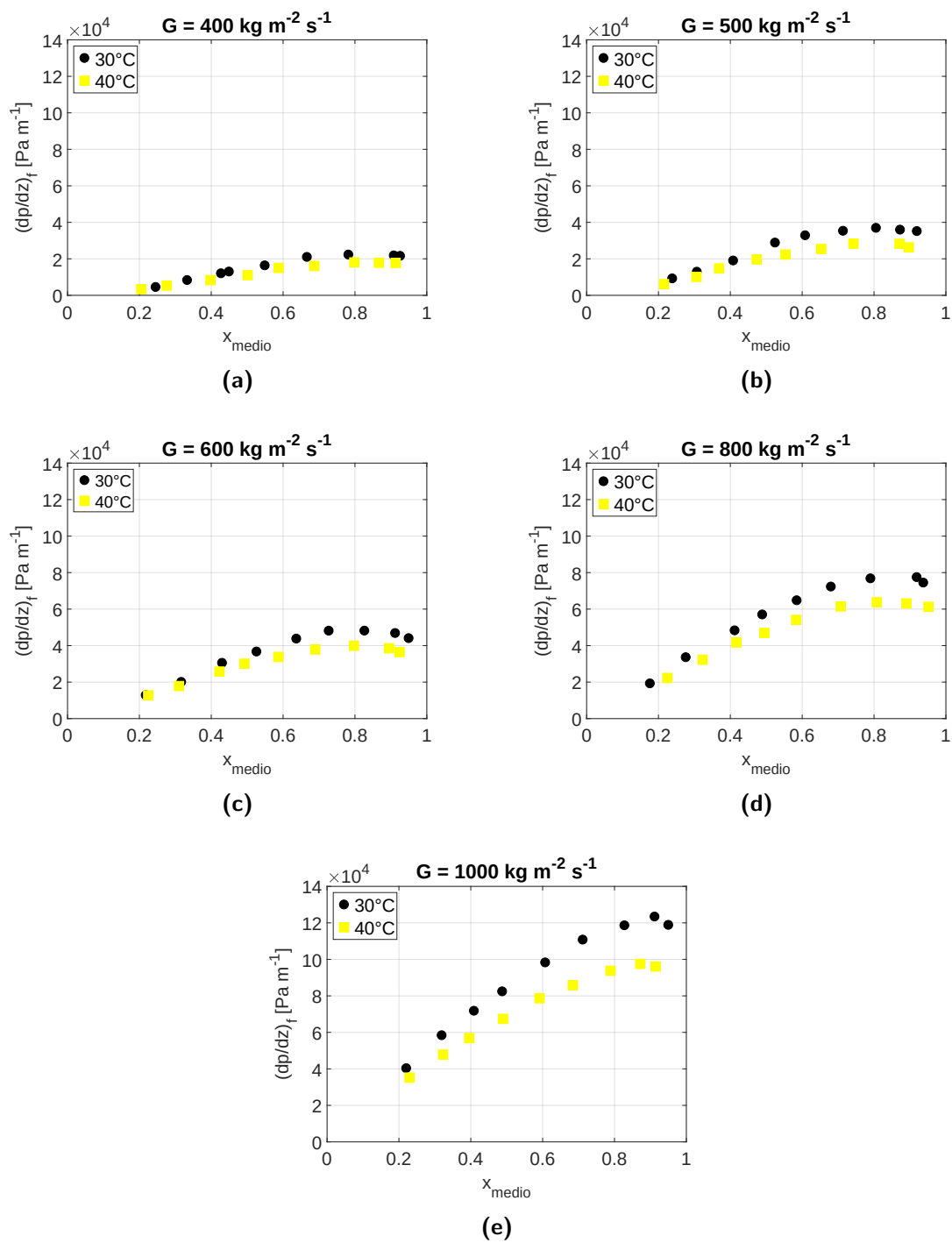


Figura 4.14: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R134a a 30°C e a 40°C per il tubo OD3

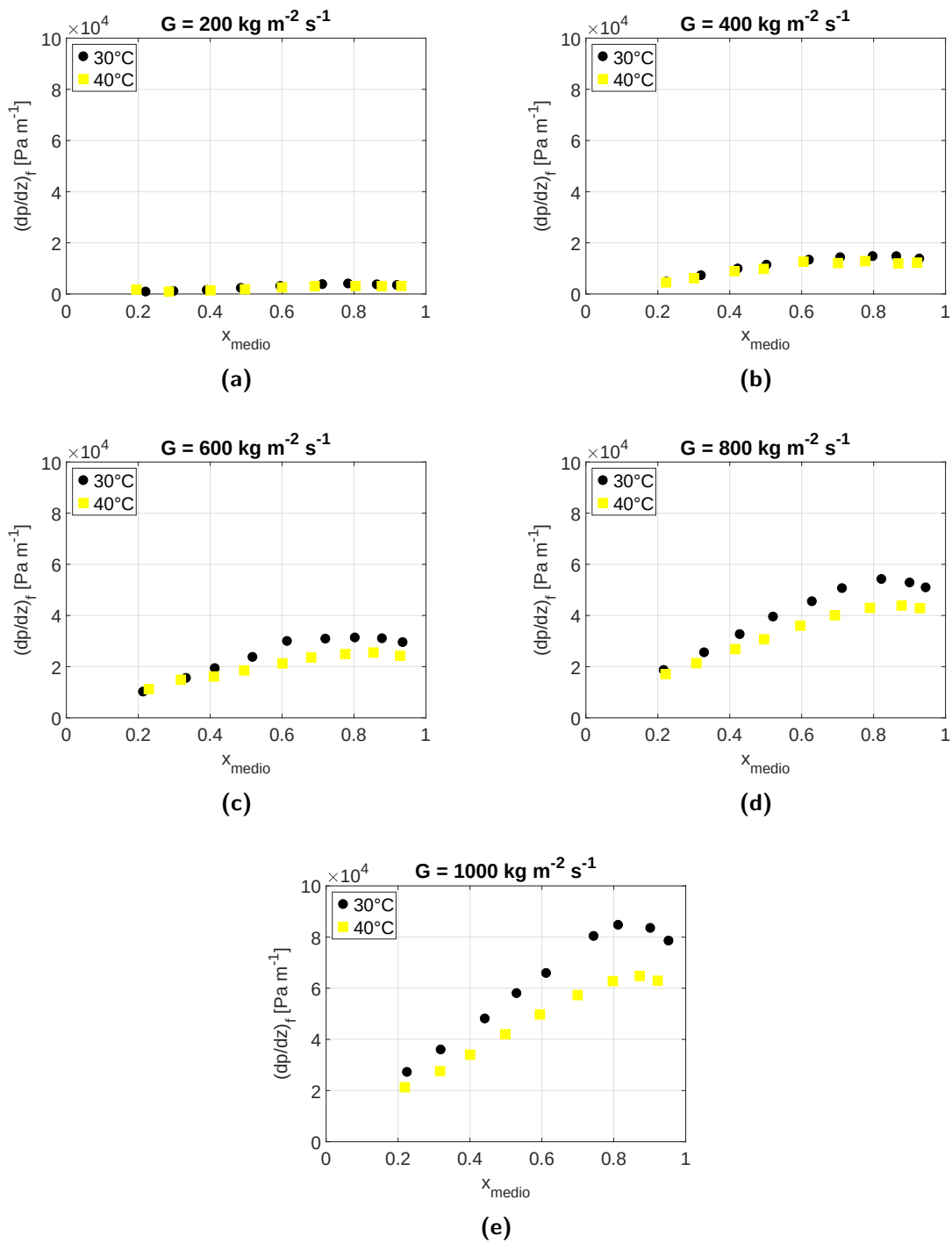


Figura 4.15: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R134a a 30 °C e a 40 °C per il tubo OD4

per il tubo di diametro minore, come giustamente ci si sarebbe aspettati, dal momento che questo è caratterizzato da un diametro idraulico minore. Anche la temperatura di saturazione ha un effetto tutt'altro che trascurabile, come si vede dalle figure 4.14 e 4.15. Infatti la densità del vapore è minore a 30 °C rispetto che a 40 °C, mentre la viscosità del liquido è maggiore, come si vede nella tabella 4.2. La minore densità (o in maniera inversa il maggior volume specifico) costringe il fluido ad avere una velocità maggiore, mentre la viscosità del liquido aumenta gli sforzi viscosi, tutto ciò contribuisce quindi a realizzare perdite di carico maggiori. L'effetto della temperatura di saturazione è evidente in misura maggiore alle alte portate specifiche, dove la velocità raggiunge i valori più alti. Si può quindi dire che con la diminuzione della temperatura di saturazione l'effetto dell'incremento del volume specifico è maggiormente impattante sulle perdite di carico rispetto all'aumento della viscosità del liquido. A basse portate specifiche, al contrario, il gradiente di pressione è praticamente lo stesso al variare della temperatura di saturazione. Bisogna notare però che in queste condizioni l'incertezza sperimentale è più alta, dal momento che il misuratore di pressione differenziale si trova a lavorare in un campo di valori molto bassi e prossimi allo 0.

4.2 Prove con R1234ze(E)

Le prove con il fluido R1234ze(E) sono state effettuate con il tubo OD3, alle temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C. La portata di massa specifica è stata variata da 300 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 30 °C e da 400 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 40 °C. Le variazioni di titolo di vapore realizzate durante le prove sono visualizzabili in tabella 4.3. Per verificare la correttezza delle misure delle perdite di carico per attrito, le prove a 40 °C sono state ripetute in adiabatico per ciascuna portata.

Tabella 4.3: Variazione di titolo di vapore realizzata durante le prove di condensazione con il refrigerante R1234ze(E) nel tubo OD3

G [kg m ⁻² s ⁻¹]	$\Delta x[-]$	
	30 °C	40 °C
300	0,023 ÷ 0,156	-
400	0,066 ÷ 0,146	0,121 ÷ 0,155
600	0,060 ÷ 0,084	0,102 ÷ 0,161
800	0,056 ÷ 0,104	0,080 ÷ 0,108
1000	0,064 ÷ 0,077	0,100 ÷ 0,123

4.2.1 Coefficiente di scambio termico in condensazione

Nella figura 4.16 sono riportate le misure di coefficiente di scambio termico in condensazione alla temperatura di saturazione di 30 °C. Come ci si può aspettare, a parità di portata di massa specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo di vapore, in maniera differente a seconda dell'entità della portata stessa. Infatti, come nel caso del R134a, le portate specifiche più basse mostrano un andamento sempre crescente del coefficiente di scambio termico, mentre le portate intermedie di 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹ mostrano un appiattimento a partire dal valore di titolo di vapore 0,7, per poi riprendere a crescere in maniera ripida. Nella zona a bassi titoli di vapore, quindi, il coefficiente di scambio termico aumenta con la portata di massa specifica, mentre ad alti titoli di vapore ciò non è più valido. I valori massimi di coefficiente di scambio termico si ottengono ad elevati titoli per le portate 1000 kg m⁻² s⁻¹ e 400 kg m⁻² s⁻¹, mentre sempre ad alti titoli la portata di 600 kg m⁻² s⁻¹ realizza i valori più bassi. Per la spiegazione di questo fenomeno, dovuto all'effetto delle alette sul campo di moto della fase liquida, si faccia riferimento a quanto illustrato ampiamente nel paragrafo precedente riguardo i risultati sperimentali del R134a.

Alla temperatura di saturazione di 40 °C i risultati sperimentali, visualizzabili in figura 4.17, mostrano un comportamento abbastanza simile a quello a 30 °C, con la differenza che la pendenza della curva sperimentale è inferiore per tutte le portate e l'effetto di aumento ad alti titoli è contenuto tranne per la portata specifica più bassa. A temperatura più alta infatti il vapore è più denso e quindi è minore l'effetto convettivo dato dalla velocità. I valori massimi di coefficiente di scambio termico si ottengono sempre con la portata massima ad alti titoli di vapore.

Il confronto tra i risultati ottenuti alle due temperature di saturazione, riportato per le portate specifiche comuni in figura 4.18, permette di affermare che i valori di coefficiente di scambio termico maggiori si ottengono sempre a 30 °C, e che per questa temperatura si osserva un andamento molto diverso ad alti titoli di vapore. Infatti, tutte le portate a 30 °C mostrano un deciso aumento del coefficiente di scambio termico per titoli oltre 0,9, mentre al contrario a 40 °C il comportamento cambia a seconda della portata specifica: a 400 kg m⁻² s⁻¹ l'andamento è puramente monotono, mentre le portate medio-alte mostrano l'appiattimento oltre il titolo 0,7 senza poi riprendere a crescere ai titoli massimi.

Il regime di deflusso che si realizza nel tubo è determinato dalla mappa di Cavallini et al. [24] riportata in figura 4.19, da cui si vede che, come nel caso della condensazione di R134a nel tubo OD3, il moto è anulare per tutte le condizioni sperimentali. Ciò è confermato anche dal fatto che gli andamenti del coefficiente di scambio termico a bassi titoli non presentano cambiamenti di pendenza.

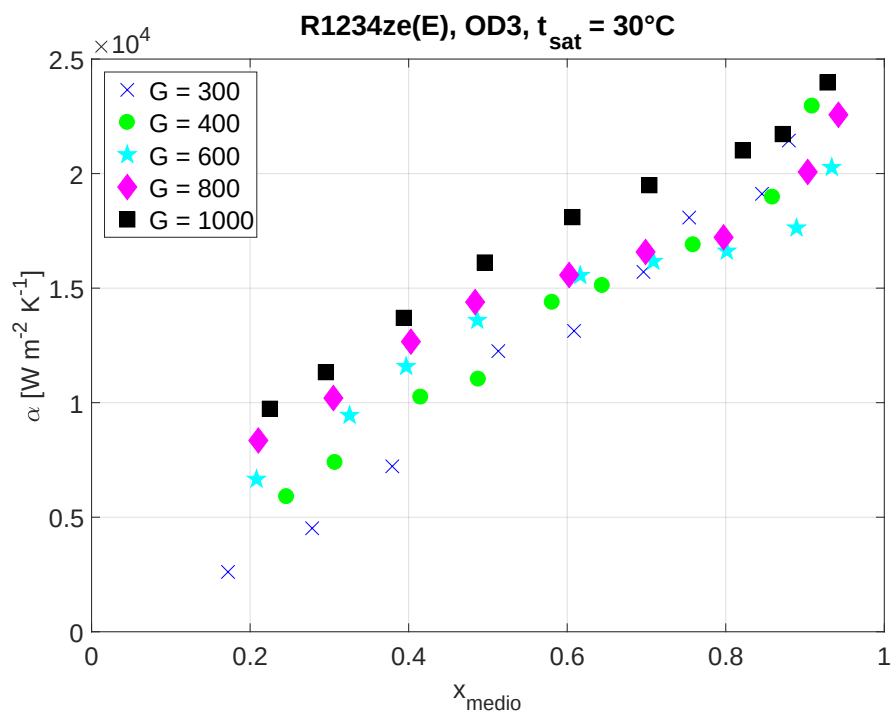


Figura 4.16: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

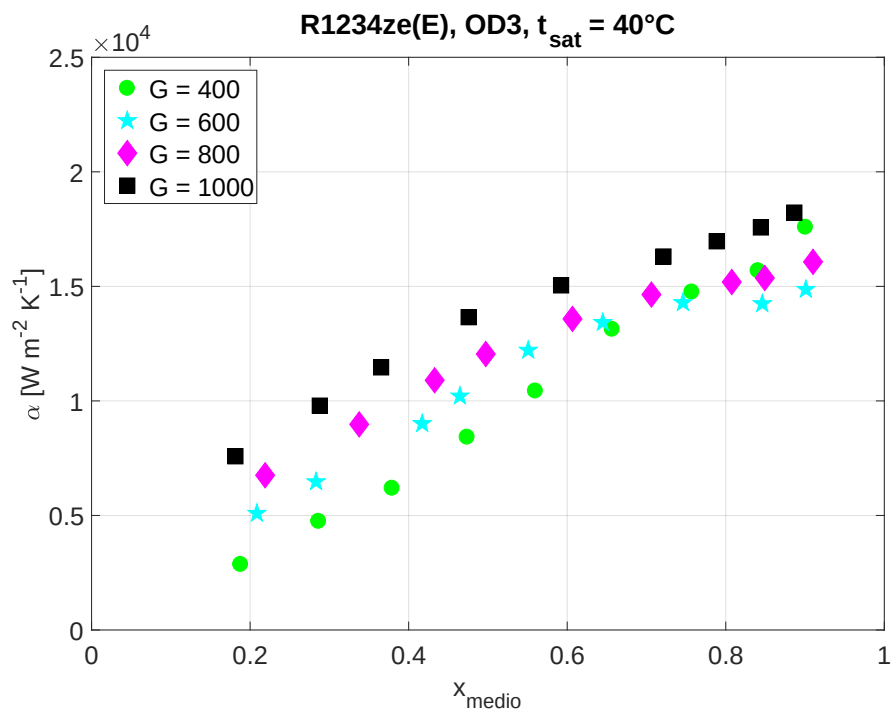


Figura 4.17: Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

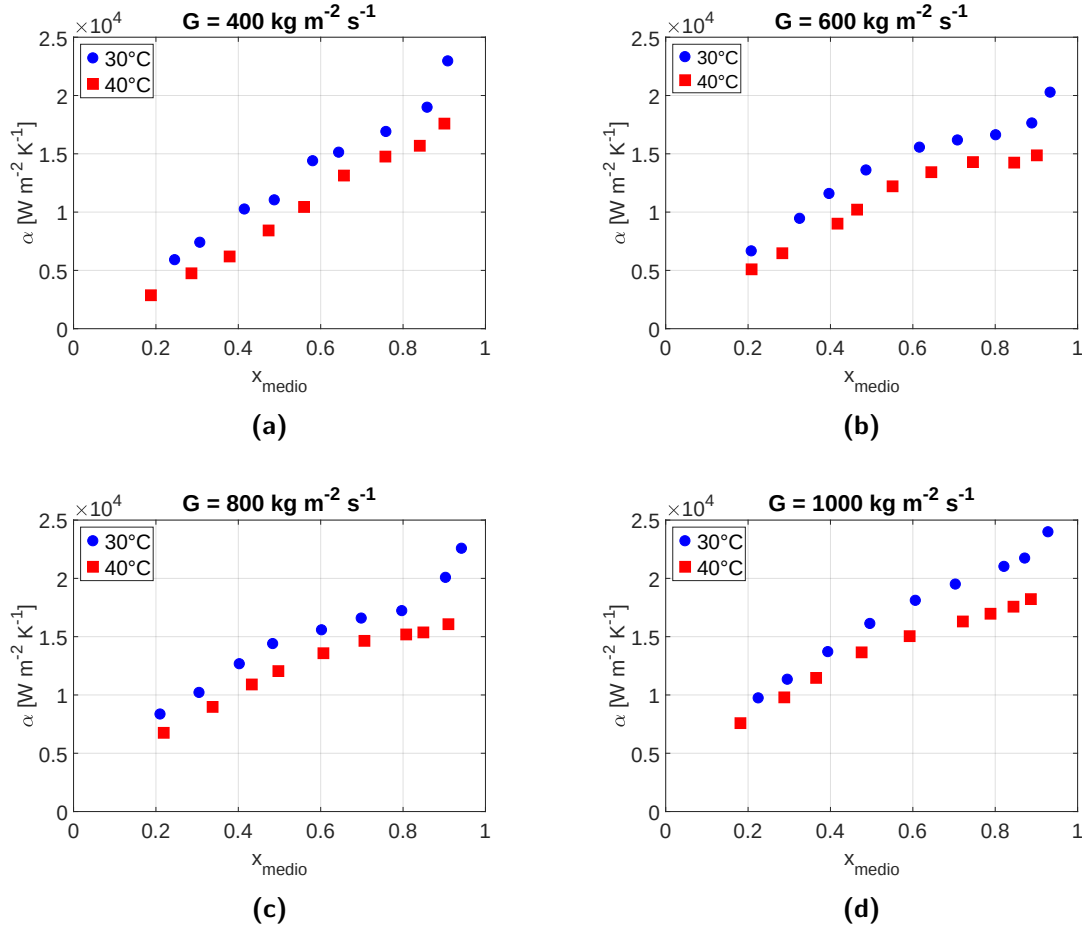


Figura 4.18: Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R1234ze(E) a 30 °C e a 40 °C per il tubo OD3

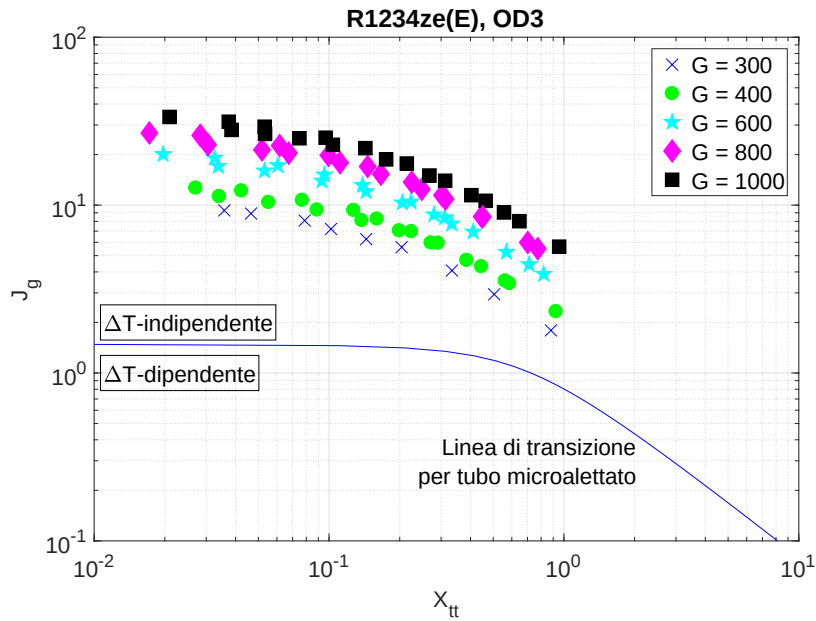


Figura 4.19: Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3

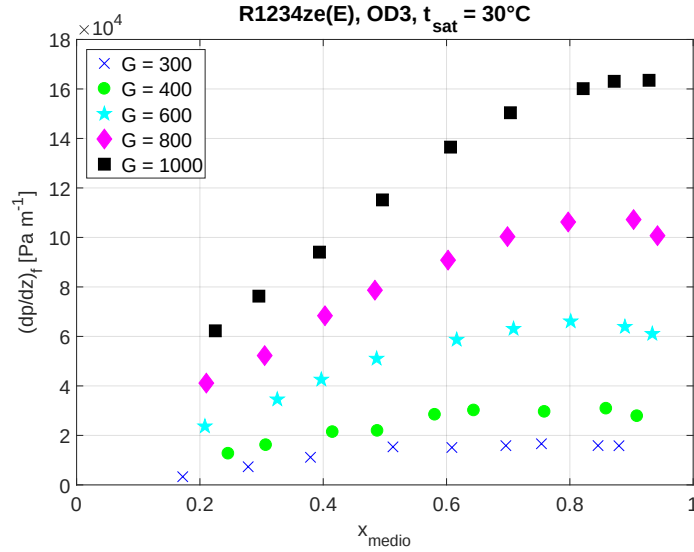


Figura 4.20: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R1234ze(E) con il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

4.2.2 Perdite di carico per attrito

Nelle figure 4.20 e 4.21 sono riportati i risultati relativi al gradiente di pressione per attrito rispettivamente per le prove a 30°C e a 40°C , queste ultime che includono anche le prove effettuate in adiabatico. Per entrambe le temperature di saturazione, l'andamento è del tutto analogo a quanto ottenuto per il refrigerante R134a. Il gradiente di pressione aumenta con la portata specifica a parità di titolo di vapore, mentre l'andamento a portata specifica costante presenta un primo tratto ascendente fino ad un massimo, oltre il quale il gradiente di pressione cala: il valore di titolo di vapore per cui si realizza il massimo aumenta all'aumentare della portata, come di consueto. Le misure in adiabatico si discostano poco da quelle relative alla condensazione per la maggior parte delle portate specifiche analizzate, e solamente la portata massima di $1000 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ presenta una ridotta differenza tra i due risultati soprattutto ad alti titoli di vapore. Una spiegazione di questo scostamento è dato dal fatto che durante la condensazione vi è un trasporto di massa tra la fase vapore e quella liquida, il che comporta una interfaccia tra le fasi più disturbata e quindi maggiore attrito. In adiabatico, invece, lo scambio di massa è ridotto al minimo, e quindi l'interfaccia è meno disturbata, per cui il gradiente di pressione risulta leggermente inferiore.

Il confronto tra i risultati relativi alle due temperature mostra che anche in questo caso le perdite di carico a 30°C sono maggiori rispetto a quelle a 40°C , con lo scostamento tra le due temperature che si accentua all'aumentare della portata specifica e del titolo di vapore. La minore densità del vapore e la maggiore viscosità del liquido sono le cause delle maggiori perdite di carico alla temperatura più bassa.

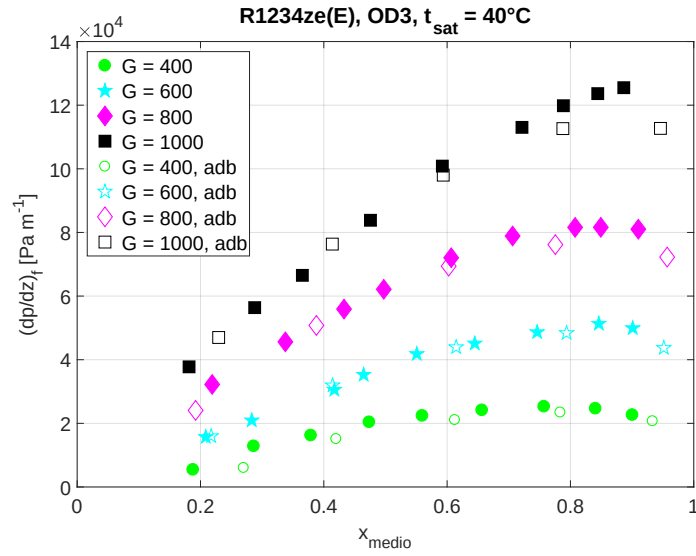


Figura 4.21: Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R1234ze(E) con il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

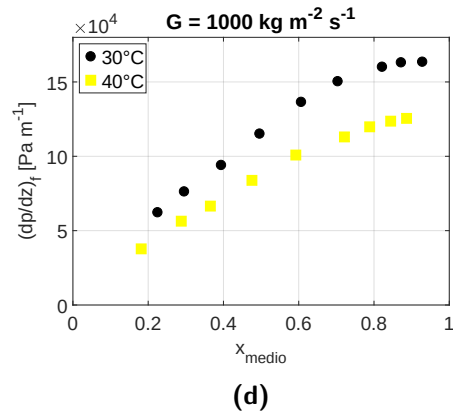
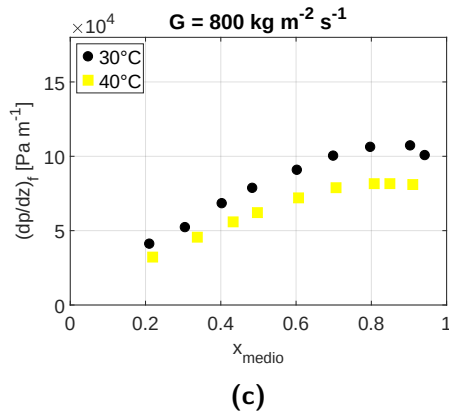
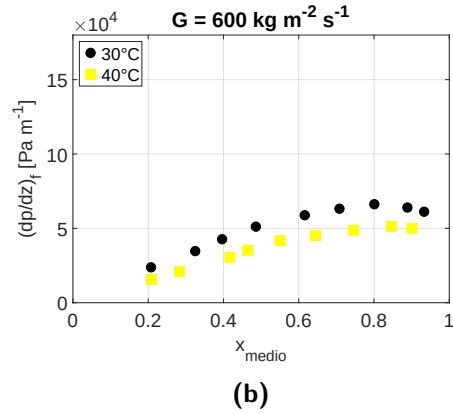
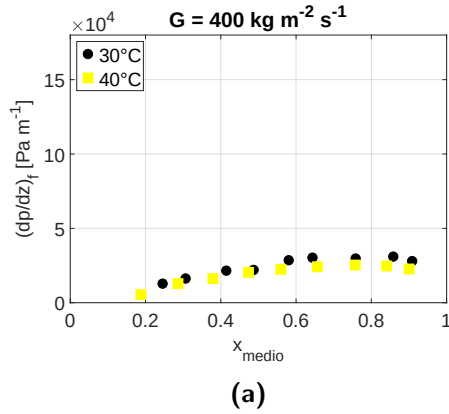


Figura 4.22: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R1234ze(E) a 30°C e a 40°C per il tubo OD3

Tabella 4.4: Portate specifiche sperimentate per i diversi fluidi e tubi microalettati

Tubo	t_{sat}	R134a	R1234ze(E)	R1234yf
OD3	30 °C	300, 400, 500, 600, 800, 1000	300, 400, 600, 800, 1000	300, 400, 600, 800, 1000
	40 °C	400, 500, 600, 800, 1000	400, 600, 800, 1000	-
OD4	30 °C	100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1000	-	100, 200, 300, 400, 600, 800, 1000
	40 °C	200, 300, 400, 600, 800, 1000	-	200, 400, 600, 800, 1000

4.3 Confronto tra refrigeranti

I dati sperimentali raccolti in occasione di questo lavoro di tesi sono confrontati con quelli relativi al fluido R1234yf presentati in due precedenti lavori [40, 41]. Nella tabella 4.4 sono riassunte tutte le portate specifiche sperimentate con i tre fluidi.

4.3.1 Coefficiente di scambio termico in condensazione

Le figure 4.23 e 4.24 confrontano i risultati relativi alle prove sperimentali effettuate con il tubo OD3: sono disponibili per tutti i tre fluidi a 30 °C, mentre solo per l'R134a e l'R1234ze(E) a 40 °C. Le figure 4.25 e 4.26 invece confrontano i risultati sperimentali ottenuti con R134a e R1234yf con il tubo OD4. Fatta eccezione per le condizioni alle portate specifiche più basse a bassi titoli di vapore, il coefficiente di scambio termico realizzato dall'R1234yf è il più basso tra i tre fluidi per il tubo OD3. Ciò è dovuto al fatto che questo fluido presenta una densità del vapore più alta, come si vede dalla tabella 1.1 nel capitolo 1, e di conseguenza per esso è minore l'effetto della convezione; oltretutto, anche la conducibilità termica del liquido è più bassa rispetto agli altri due fluidi. Anche per il tubo OD4, l'R1234yf ha un comportamento termico peggiore rispetto all'R134a, con la differenza tra i due più accentuata a 30 °C. Il confronto tra R134a e R1234ze(E) è invece più ambiguo, in quanto questi due fluidi per molte condizioni sperimentali a 30 °C realizzano coefficienti di scambio termico molto simili tra loro. Invece a 40 °C il fluido R134a mostra un comportamento migliore soprattutto alle portate specifiche intermedie e ad alti titoli di vapore, dove le sue prestazioni sono migliori rispetto a quelle dell'R1234ze(E). In particolare, il refrigerante R1234ze(E) sembra soffrire maggiormente il degrado delle prestazioni ad alti titoli di vapore, dove la curva sperimentale comincia ad appiattirsi a titoli di vapore più bassi rispetto all'altro fluido. Questo comportamento è probabilmente dovuto alla sua tensione superficiale più alta

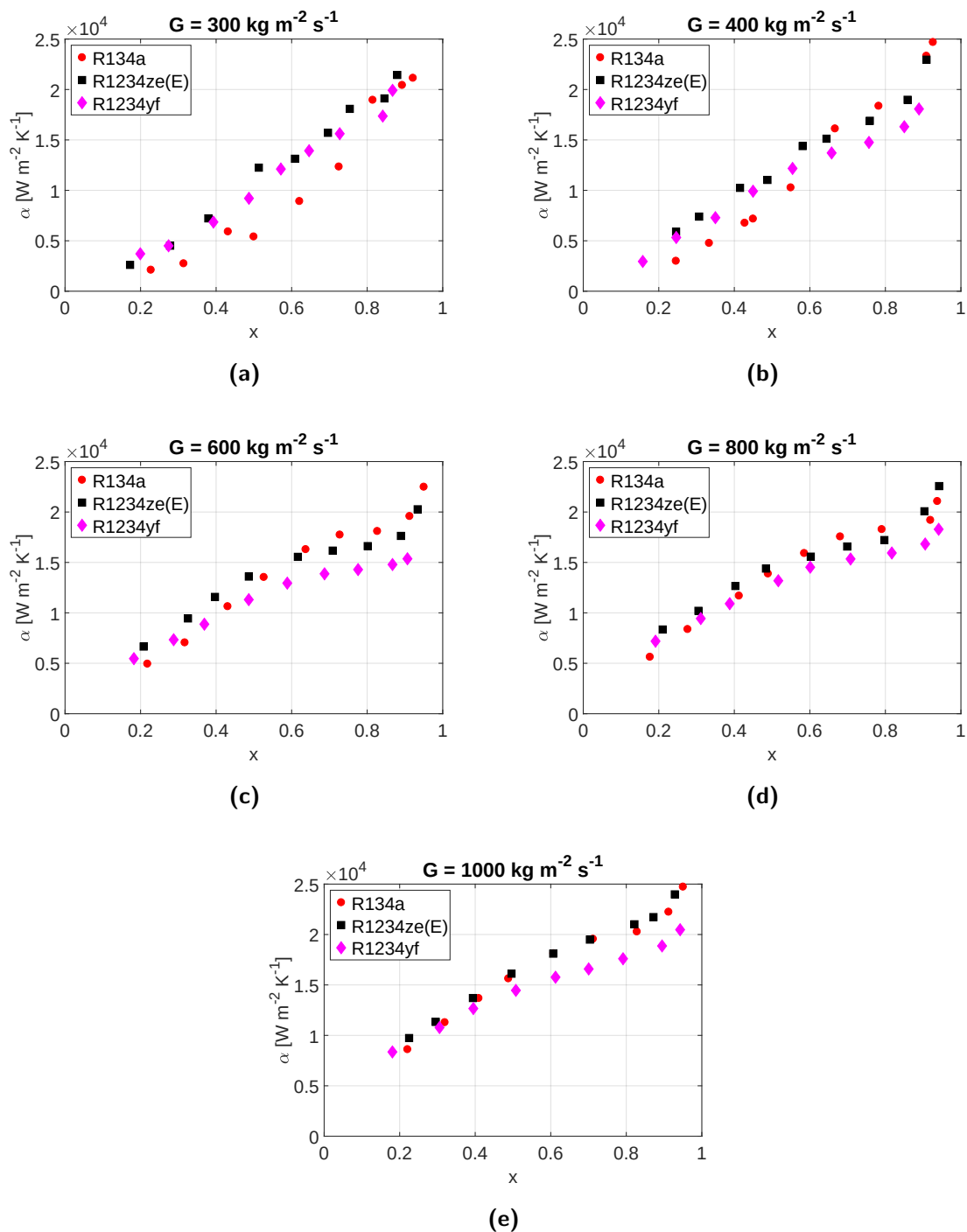


Figura 4.23: Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai tre fluidi R134a, R1234yf e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$

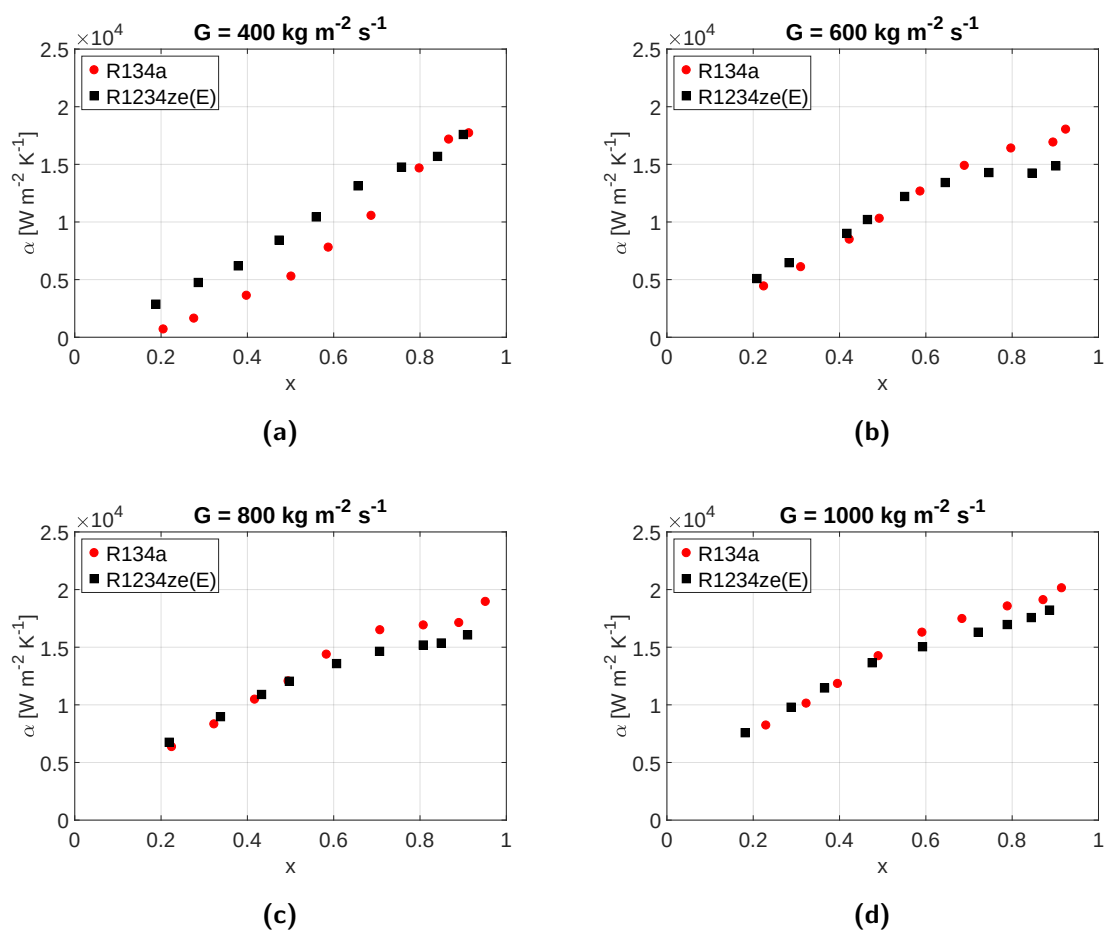


Figura 4.24: Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

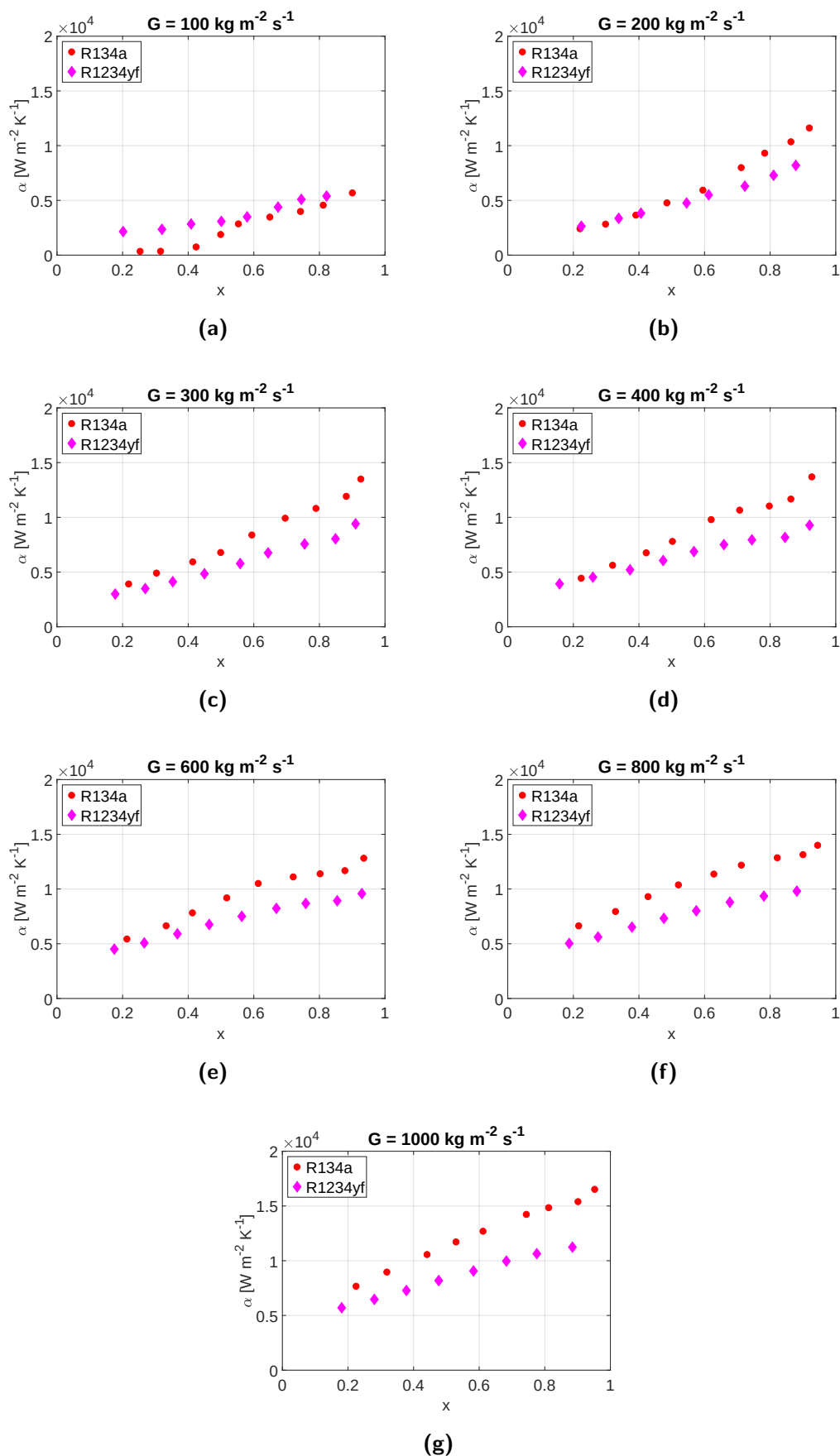


Figura 4.25: Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{\text{sat}} = 30^\circ \text{C}$

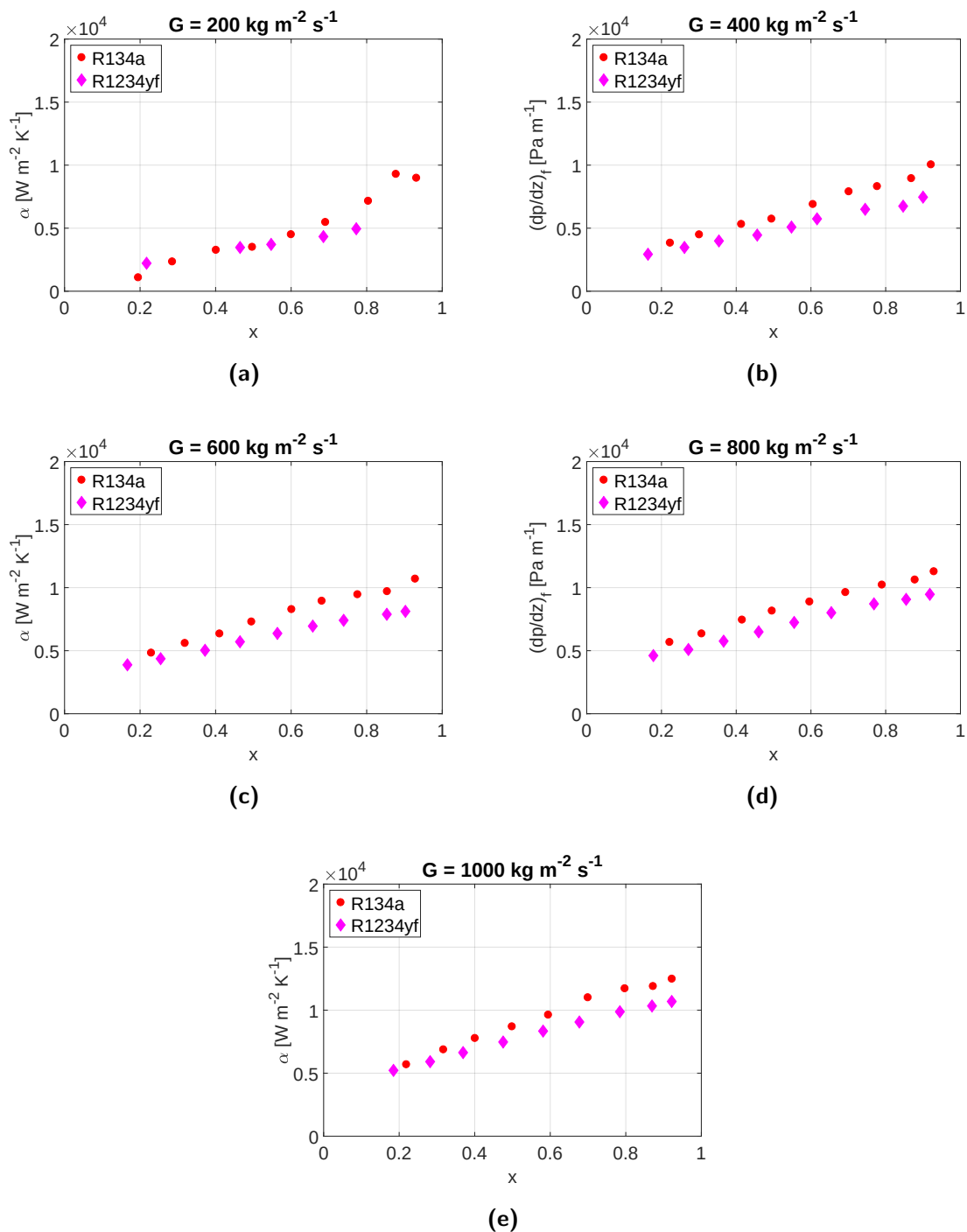


Figura 4.26: Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

rispetto a quella dell'R134a, che causa una maggior quantità di liquido richiamato nei solchi e quindi una maggiore possibilità che lo spessore del film di liquido cresca a tal punto da sommergere completamente le alette. Da quanto appena osservato si può affermare che la scelta della geometria dell'aletta sia particolarmente importante per questo fluido, in quanto un numero eccessivo di alette con canali troppo stretti possono causare il dannoso effetto di aumento eccessivo dello spessore del film di liquido e la conseguente sommersione delle alette.

4.3.2 Perdite di carico per attrito

Nelle figure 4.27 e 4.27 sono riportati i risultati per il gradiente di pressione per attrito per i tre fluidi utilizzati, per il tubo OD3 alle due temperature di saturazione; analogamente, nelle figure 4.29 e 4.29 vengono confrontate le perdite di carico per attrito realizzate dall'R134a e dall'R1234yf nel tubo OD4. Gli andamenti dei gradienti di pressione, con la tipica forma a parabola, sono simili per tutti i fluidi. Il fluido R1234ze(E) mostra le predite di carico maggiori tra i tre fluidi testati nel tubo OD3, in quanto come detto nel paragrafo precedente è caratterizzato da una densità del vapore minore e quindi fluisce nel tubo con una velocità maggiore. La differenza rispetto gli altri due fluidi è maggiore alle portate specifiche più alte. Il confronto tra R134a e R1234yf mostra invece risultati diversi a seconda del tubo. Per il tubo OD3 a 30 °C, infatti, i due fluidi realizzano dei gradienti di pressione per attrito praticamente uguali tra loro, contraddicendo il fatto che l'R1234yf dovrebbe godere di minori perdite di carico dal momento che è caratterizzato da una maggiore densità del vapore rispetto all'R134a. Confrontando i risultati ottenuti con il tubo OD4, invece, si nota che il gradiente di pressione per attrito dell'R134a è leggermente maggiore rispetto a quello dell'R1234yf, soprattutto ad elevate portate specifiche, per entrambe le temperature di saturazione. Nel tubo OD4 quindi è confermata l'influenza della differenza di densità del vapore tra i due fluidi sulle perdite di carico.

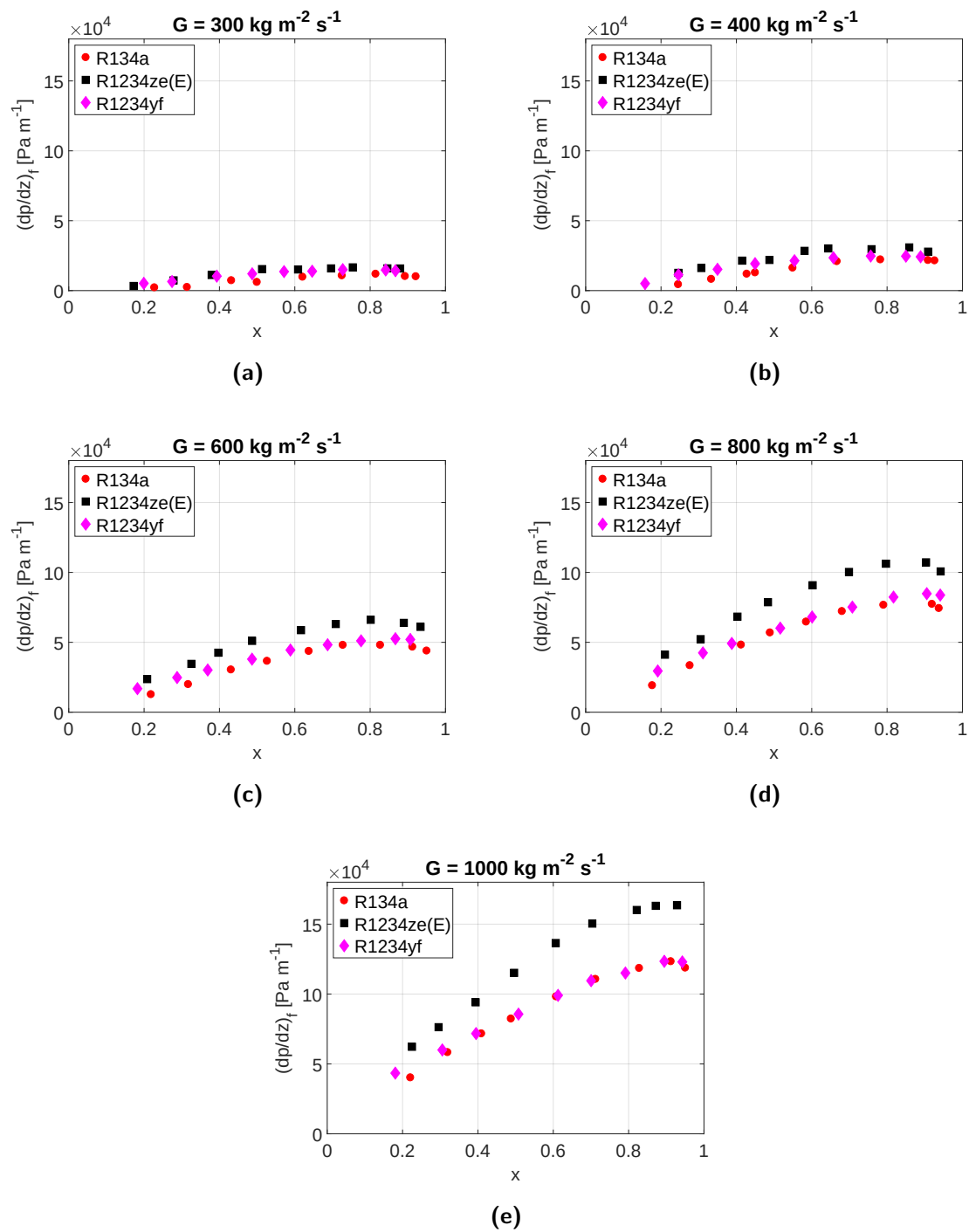


Figura 4.27: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai tre fluidi R134a, R1234yf e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$

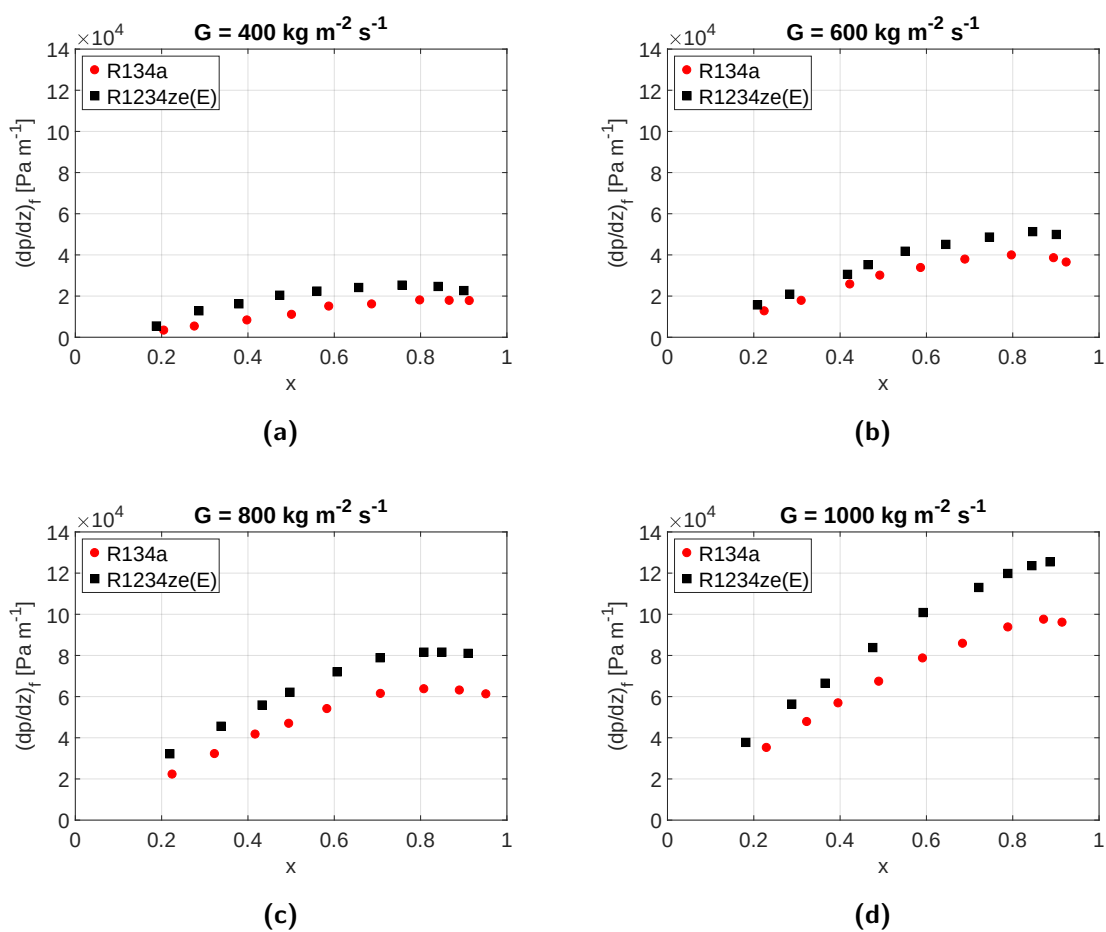


Figura 4.28: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

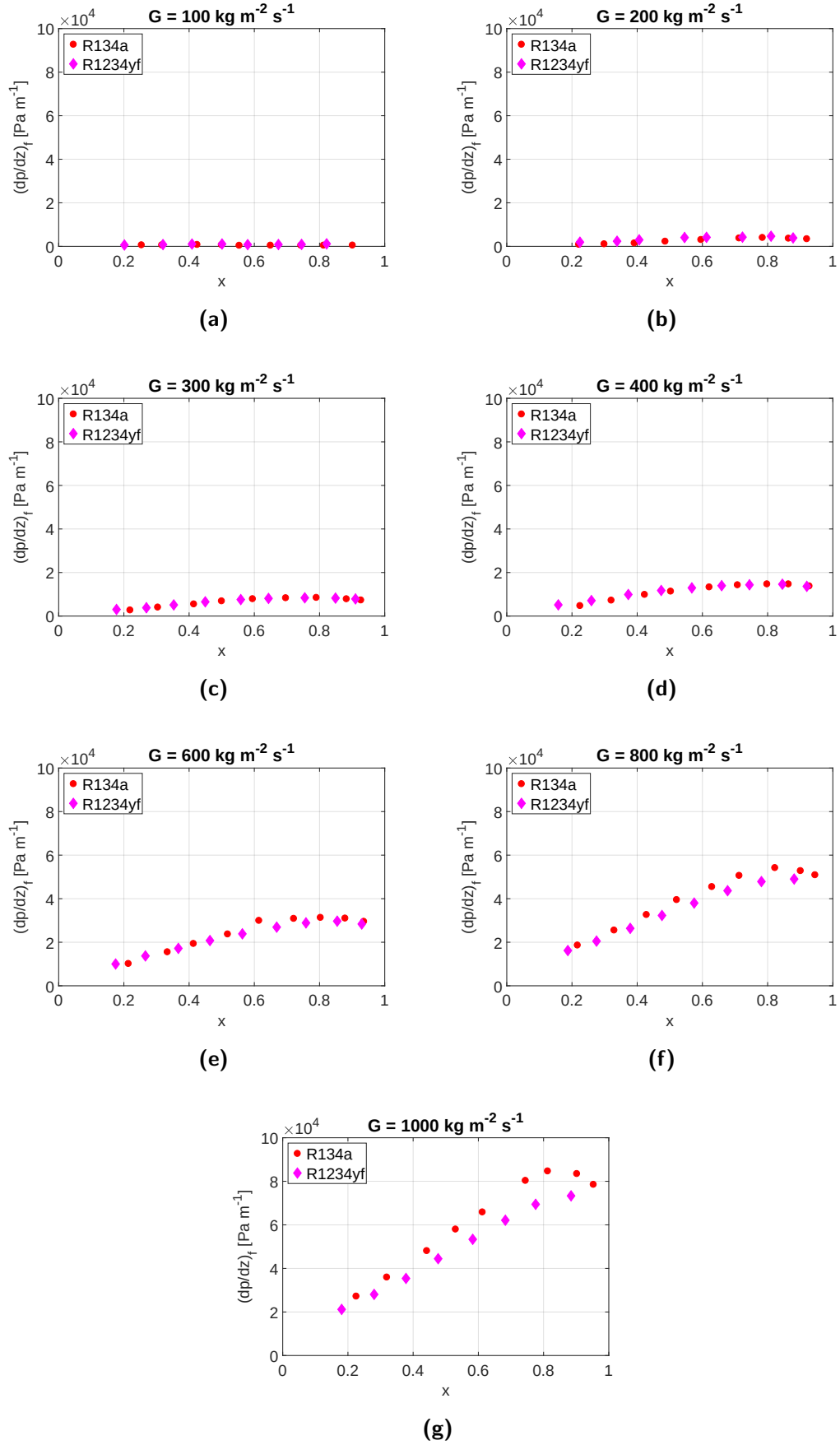


Figura 4.29: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$

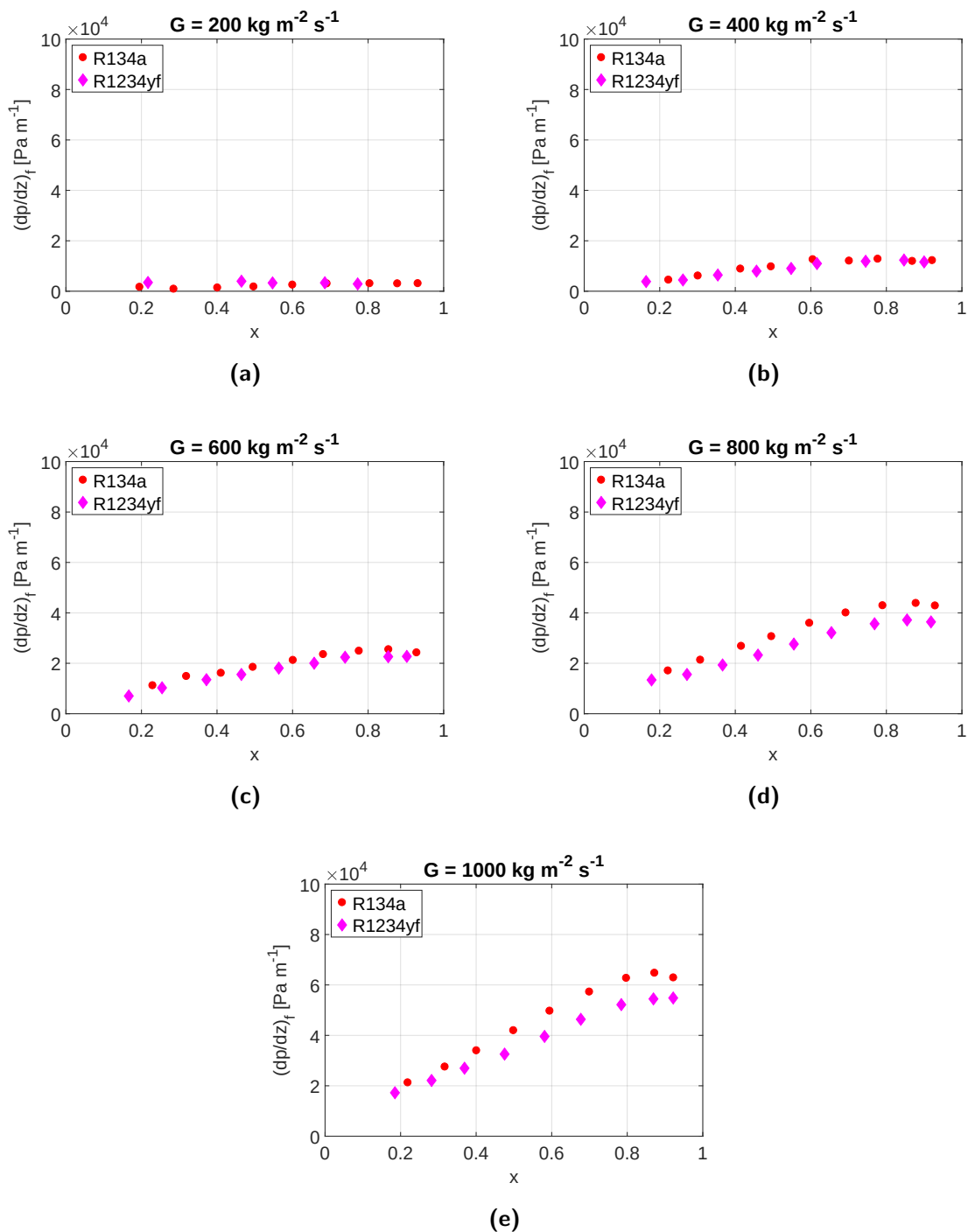


Figura 4.30: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

Confronto con le correlazioni proposte dalla letteratura

In questo capitolo i risultati sperimentali sono confrontati con alcune correlazioni per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito proposte in letteratura. Innanzitutto, vengono stimate le prestazioni di un tubo liscio equivalente, che vengono poi confrontate con i risultati dei tubi microalettati per determinare in quale misura questi ultimi promuovano lo scambio termico. Diverse correlazioni per tubi microalettati sono state poi selezionate ed utilizzate per calcolare le prestazioni di scambio termico e di perdite di carico per i tubi testati, in modo da confrontare i valori previsti con quelli ottenuti sperimentalmente.

5.1 Correlazioni per tubo liscio

Dal momento che non sono disponibili risultati sperimentali relativi alla condensazione in tubi lisci di uguali diametri, vengono utilizzate due correlazioni per stimare il comportamento del tubo liscio. I calcoli sono stati effettuati grazie ad un codice Matlab utilizzando alcuni dati sperimentali per calcolare il titolo di vapore e le proprietà termofisiche. Per mantenere il più possibile i risultati fedeli alle condizioni sperimentali, tutte le proprietà termodinamiche sono state calcolate usando Refprop 9.1 [33] alla pressione media tra ingresso ed uscita dalla sezione misurate nelle prove sperimentali.

5.1.1 Modello di Cavallini et al. (2006) [19] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Procedura di calcolo

Questo modello è stato sviluppato nel 2006 e si basa sulla distinzione tra deflusso ΔT -dipendente e ΔT -indipendente data dall'equazione 1.15. Per il regime di deflusso ΔT -indipendente, ovvero anulare, che si realizza quando $J_g > J_g^T$, il coefficiente di scambio termico in condensazione è dato dall'equazione:

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \left[1 + 1,128 x^{0,8170} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{2,144} \text{Pr}_l^{-0,100} \right] \quad (5.1)$$

dove α_{LO} è il coefficiente di scambio termico in convezione forzata per l'intero deflusso in fase liquida, calcolabile con l'equazione:

$$\alpha_{LO} = 0,023 \text{Re}_{LO}^{0,8} \text{Pr}_l^{0,4} \frac{\lambda_l}{D} \quad (5.2)$$

Re_{LO} è il numero di Reynolds per l'intero deflusso in fase liquida:

$$\text{Re}_{LO} = \frac{G D}{\mu_l} \quad (5.3)$$

e Pr_l è il numero di Prandtl della fase liquida. Si riconosce che il coefficiente di scambio termico in condensazione è il prodotto del coefficiente in monofase e di un moltiplicatore bifase dipendente dal titolo di vapore.

Il regime ΔT -dipendente si realizza quando $J_g < J_g^T$, e racchiude in sé due sotto-regimi, il regime di transizione stratificato perturbato ed il regime stratificato propriamente detto. Il corrispondente coefficiente di scambio termico in condensazione comprende un contributo convettivo ed un contributo corrispondente al regime pienamente stratificato, ed è dato da:

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \left(\frac{J_g^T}{J_g} \right)^{0,8} - \alpha_{STRAT} \right] \left(\frac{J_g}{J_g^T} \right) + \alpha_{STRAT} \quad (5.4)$$

Il contributo convettivo è dato dall'equazione 5.1, mentre il contributo del regime pienamente stratificato è calcolabile come:

$$\alpha_{STRAT} = 0,725 \left[1 + 0,741 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,3321} \right]^{-1} \left[\frac{\lambda_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_v) g \Delta h_{lv}}{\mu_l D \Delta T} \right]^{0,25} + (1 - x^{0,087}) \alpha_{LO} \quad (5.5)$$

Si può notare come l'equazione 5.5 racchiuda in sé il termine per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione secondo la Teoria di Nusselt (equazione 1.14) relativo alla parte superiore del tubo, ed il coefficiente di scambio termico in regime monofase relativo alla parte inferiore del tubo.

Confronto con i risultati sperimentali del R134a

Dal momento che il modello restituisce il coefficiente di scambio termico in condensazione per un tubo liscio, il confronto con i risultati sperimentali viene effettuato calcolando il fattore di incremento EF , definito dall'equazione 1.17, per stimare quanto il tubo microalettato sia in grado di migliorare lo scambio termico rispetto ad un tubo liscio.

Le figure 5.1 e 5.2 mostrano il fattore di incremento in funzione del titolo di vapore alle varie portate, rispettivamente per $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ e per $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD3. Nelle due figure, la linea orizzontale tratteggiata posta in corrispondenza di $EF \approx 1,8$ rappresenta il rapporto di incremento dell'area di scambio termico per il tubo in esame. In generale il fattore EF è quasi sempre maggiore di 1, ad eccezione di pochi punti sperimentali a basso titolo e a bassa portata, in cui però l'incertezza sperimentale è abbastanza alta da poter considerare questi punti poco significativi. Sebbene a bassi titoli di vapore il fattore EF sia perlopiù poco superiore a 1 per tutte le portate, l'andamento ai titoli più alti è molto diverso a seconda della portata specifica, il che può essere un riflesso del particolare comportamento evidenziato per queste condizioni sperimentali nel paragrafo 4.2.1. A 30°C , per portate specifiche inferiori a $500\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, il fattore EF cresce in maniera monotona con il titolo di vapore fino a raggiungere valori molto elevati di 3 ed oltre a titolo massimo. Al contrario, per le portate specifiche di $500\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ e $600\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, il fattore EF prima cresce con la stessa pendenza delle portate inferiori fino ad un titolo di circa 0,6, poi decresce leggermente e infine ricomincia a crescere a titoli oltre lo 0,9. Alle portate specifiche più alte la situazione è ancora differente, in quanto il fattore di incremento ha lo stesso andamento delle portate intermedie ma con pendenze molto minori, tant'è che EF non supera il valore di 1,5 e nemmeno raggiunge il valore del rapporto delle aree, cosa che invece accadeva con tutte le altre portate. A 40°C la situazione è abbastanza simile, ma in generale i valori del rapporto EF sono inferiori rispetto a 30°C . In figura 5.3 è riportato un grafico riassuntivo con il fattore EF in funzione della portata specifica. Per il tubo OD3 si può concludere che alle portate specifiche più alte il miglioramento dello scambio termico è modesto ma poco dipendente dal titolo di vapore, al contrario a mano a mano che la portata specifica si abbassa lo scambio termico viene grandemente enfatizzato ad alti titoli di vapore, mentre lo è molto meno a bassi titoli.

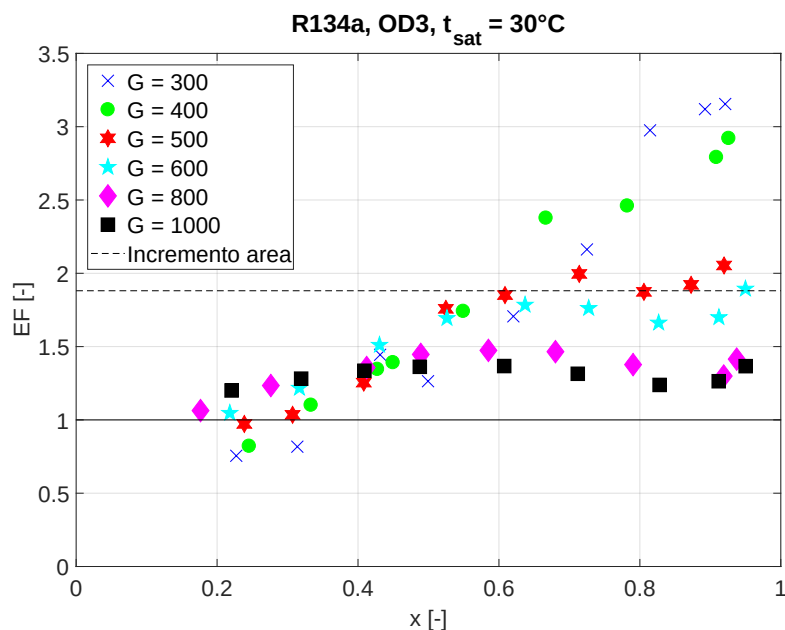


Figura 5.1: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a

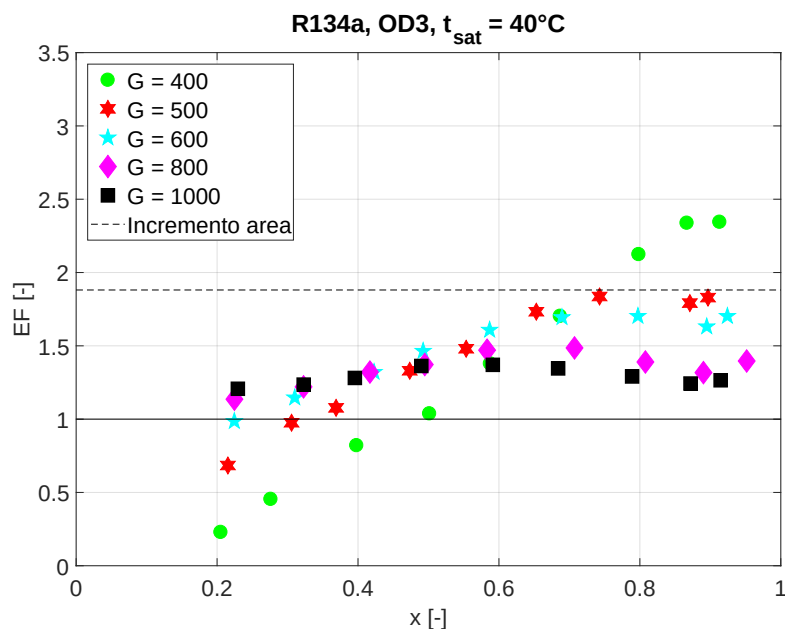


Figura 5.2: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a

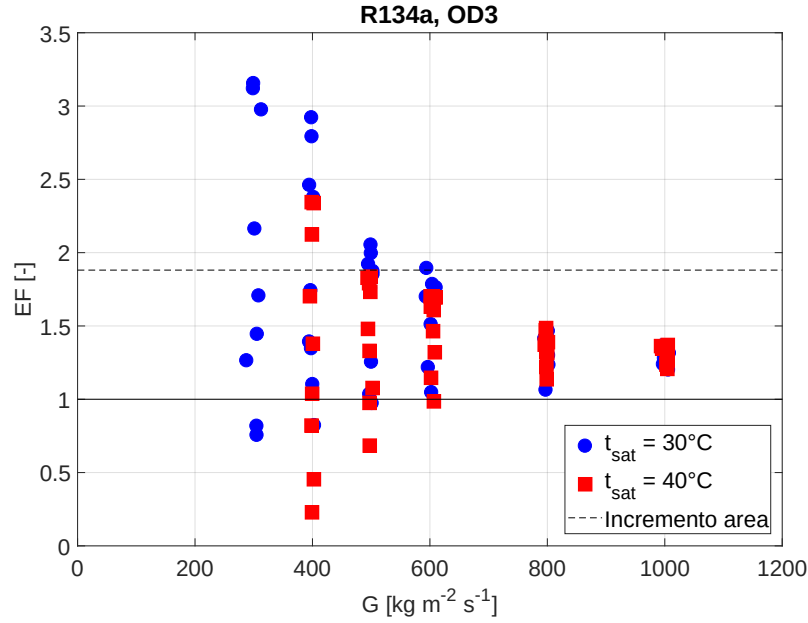


Figura 5.3: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a

I risultati per il tubo OD4 sono visualizzabili nelle figure 5.4 e 5.5 rispettivamente a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$ e per $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$. Come prima, la linea tratteggiata orizzontale posta ad $EF \approx 1,8$ rappresenta il rapporto delle aree di scambio termico per questo tubo. I risultati presentano sia somiglianze che differenze con quelli relativi al tubo OD3. Infatti l'andamento in funzione del titolo di vapore è completamente differente a seconda dell'entità della portata specifica. Si può vedere che alle portate specifiche più basse, il fattore EF aumenta in maniera monotona con il titolo, mentre alle portate specifiche più alte il fattore di incremento è costante o addirittura diminuisce con il titolo di vapore. Il valore di portata per il quale l'andamento cambia è leggermente diverso a seconda della temperatura di saturazione. A 30°C tale valore è $400\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, per la quale il fattore EF mostra un primo tratto crescente fino ad un massimo corrispondente a titolo 0,75, dopo il quale prima decresce, raggiunge un punto di minimo locale a titolo 0,85 e poi ricomincia a salire. A 40°C la portata specifica per cui il comportamento cambia è probabilmente poco inferiore a $400\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, il cui andamento è pressochè costante. Per entrambe le temperature, l'andamento alle portate più alte (oltre $600\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$) è decrescente, e in certe condizioni EF raggiunge valori inferiori a 1: a 30°C ciò accade ai titoli più alti e con le portate specifiche più alte, mentre a 40°C i risultati per $800\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ e $1000\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ sono inferiori a 1 per quasi tutte le condizioni sperimentali. I valori ottenuti a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$ sono infatti molto modesti, tant'è che solo la portata minima testata di $200\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ realizza valori del rapporto EF maggiori del rapporto delle aree Rx . La figura 5.6 che riporta il fattore EF in funzione della portata specifica mostra che in generale le prestazioni del tubo OD4 in termini di miglioramento dello scambio

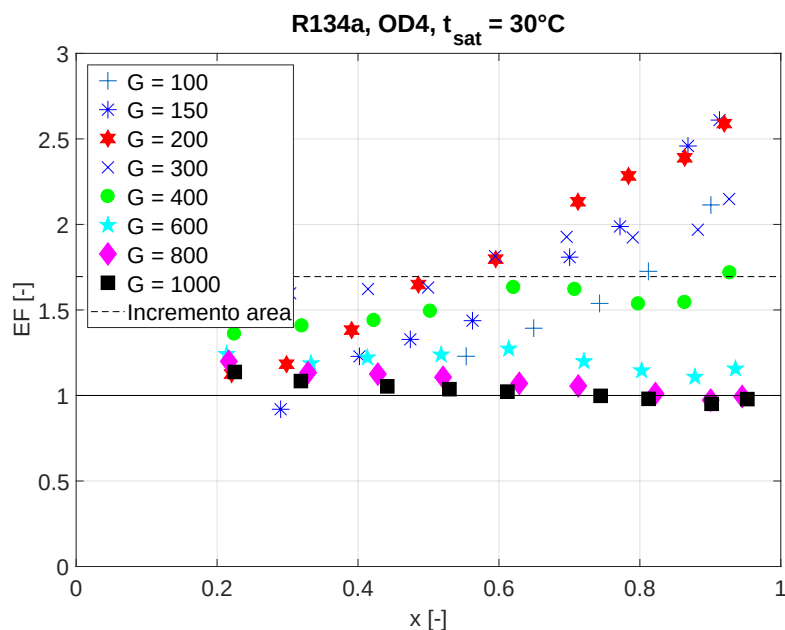


Figura 5.4: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a

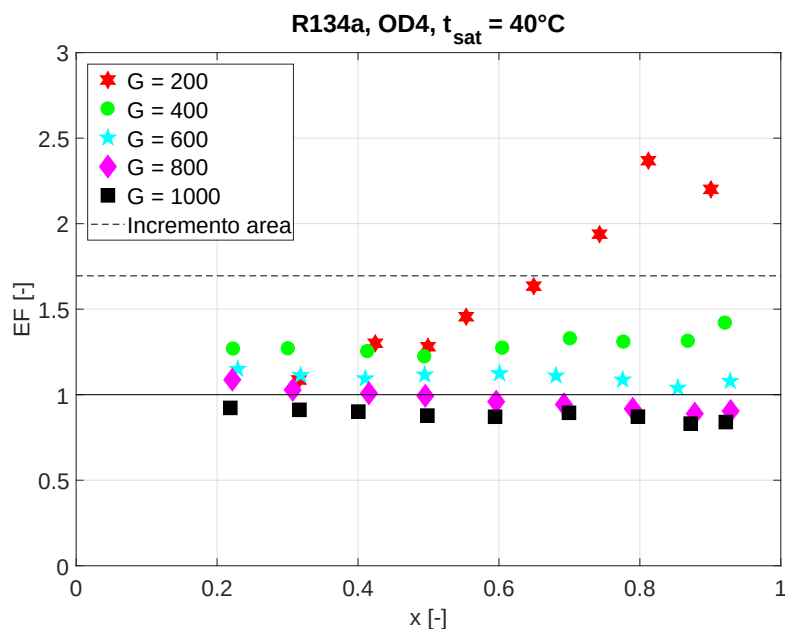


Figura 5.5: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a

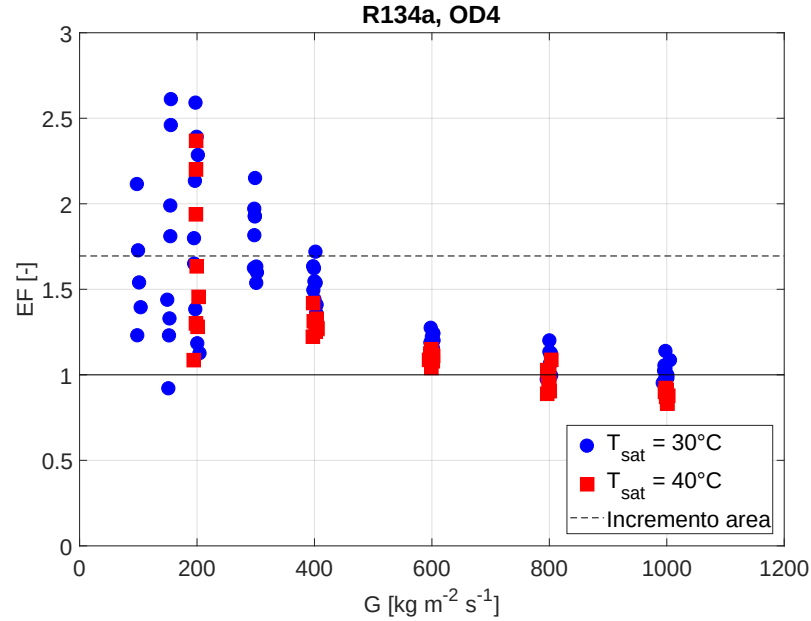


Figura 5.6: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a

termico ricalcano quelle del tubo OD3. Ad alte portate specifiche, il miglioramento è nullo o poco significativo e non dipende dal titolo di vapore, mentre a basse portate lo scambio termico può essere molto incrementato ma con una forte dipendenza dal titolo di vapore. Con il tubo OD4, però, il fattore EF è in genere maggiore a 30 °C, mentre con il tubo di diametro minore la temperatura di saturazione non influenzava il fattore di incremento.

A conclusione di quanto fin qui discusso sull'incremento delle prestazioni di scambio termico dell'R134a, si può affermare che il tubo OD3 migliora lo scambio termico in misura maggiore rispetto al tubo OD4, e che l'effetto maggiore si apprezza a basse portate specifiche e ad alti titoli di vapore. Il motivo del maggiore miglioramento alle basse portate è immediato, dal momento che per queste il regime di deflusso nel tubo liscio sarebbe stratificato, e la presenza delle alette promuove invece il deflusso anulare. La motivazione del perché il fattore EF è molto alto soprattutto a titoli di vapore elevati probabilmente è dato dalla maggiore turbolenza indotta dalla presenza delle alette, che esalta le prestazioni convettive dello scambio termico, e dall'effetto della tensione superficiale, che alle basse portate è più incisivo proprio ad alti titoli.

Confronto con i risultati sperimentali del R1234ze(E)

Le stime del fattore EF relative al refrigerante R1234ze(E) nel tubo OD3 sono riportate nelle figure 5.7 e 5.8 rispettivamente per la temperatura di saturazione di 30 °C e 40 °C. Per

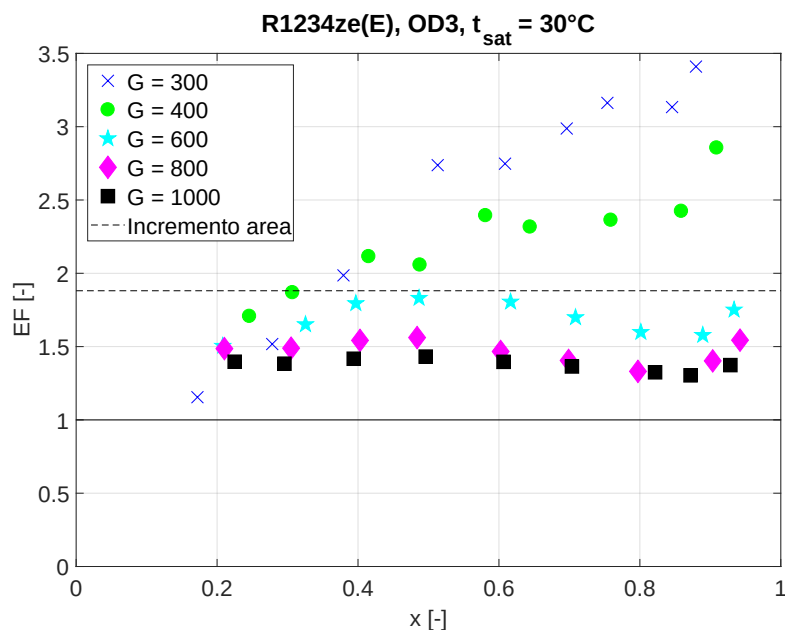


Figura 5.7: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

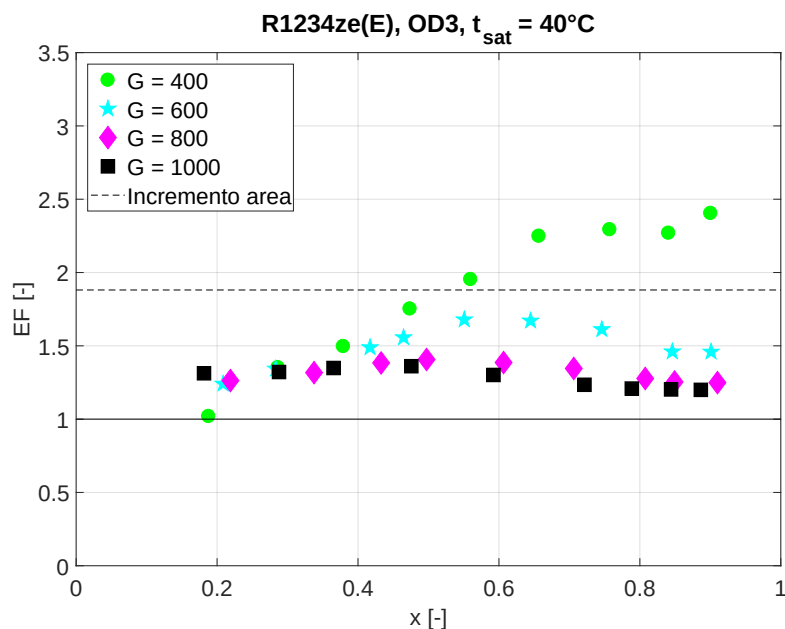


Figura 5.8: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

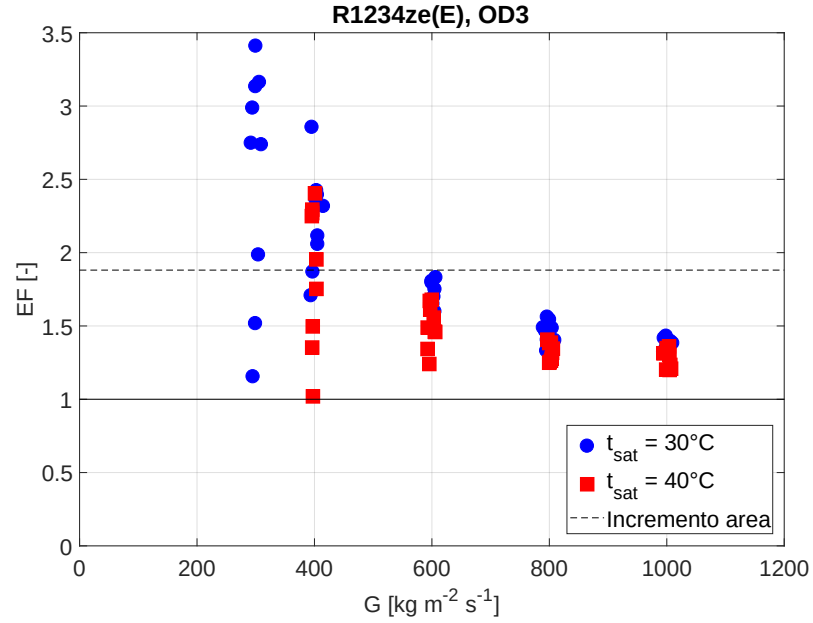


Figura 5.9: Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

entrambe le temperature di saturazione, il fattore di incremento è sempre maggiore di 1, ed il suo andamento in funzione del titolo di vapore è fortemente dipendente dalla portata specifica. In entrambi i casi, infatti, alle portate specifiche più basse (300 e $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), il fattore di incremento aumenta in maniera monotona con il titolo di vapore, e supera il valore del rapporto delle aree Rx per un titolo $0,3 \div 0,4$ a 30°C e per titolo $0,4$ a 40°C . La portata specifica di $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mostra invece un andamento oscillante, prima crescente fino a titolo $0,6$, poi decrescente ed infine nuovamente crescente oltre titolo $0,9$; per questa portata il fattore EF raggiunge il rapporto Rx solo per un intervallo limitato di titoli di vapore a 30°C . Le portate specifiche più alte infine mostrano un andamento quasi costante per entrambe le temperature, in cui il fattore di incremento non giunge mai a valori prossimi al rapporto delle aree. In generale, i valori del fattore EF a 30°C sono maggiori rispetto a quelli a 40°C . Si può quindi affermare che i risultati del fattore di incremento sono sostanzialmente simili a quanto ottenuto per l'R134a per quanto riguarda l'andamento in funzione del titolo di vapore, con il fattore EF dell'R1234ze(E) in generale leggermente maggiore rispetto a quello dell'R134a. La figura 5.9 mostra il fattore di incremento in funzione della portata specifica per le due temperature di saturazione: da essa si può riassumere che il fattore EF a portate specifiche basse è caratterizzato da valori molto diversi a seconda del titolo di vapore, mentre alle portate più alte i valori sono più bassi ma più costanti, inoltre lo scambio termico è migliorato maggiormente tanto più la temperatura è bassa.

5.1.2 Modello di Cavallini et al. (2009) [25] per il calcolo delle perdite di carico per attrito

Procedura di calcolo

Il gradiente di pressione per deflusso anulare ($J_G > 2,5$) è funzione del gradiente di pressione per l'intero deflusso in fase liquida e di un moltiplicatore bifase:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{LO} = \Phi_{LO}^2 2 f_{LO}^* \frac{G^2}{D_h \rho_l} \quad (5.6)$$

in cui il fattore di attrito si calcola con l'espressione:

$$f_{LO}^* = 0,046 \operatorname{Re}_{LO}^{-0,2} = 0,046 \left(\frac{G D_h}{\mu_l}\right)^{-0,2} \quad (5.7)$$

valida per qualunque Re_{LO} . Il moltiplicatore bifase è invece dato dall'equazione:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3,595 F H (1 - E)^W \quad (5.8)$$

i cui termini si calcolano nel modo seguente

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_l}{\rho_v} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,2} \quad (5.9)$$

$$F = x^{0,9525} (1 - x)^{0,414} \quad (5.10)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{1,132} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,44} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{3,542} \quad (5.11)$$

$$W = 1,398 p_r \quad (5.12)$$

$$E = 0,015 + 0,44 \log \left[\left(\frac{\rho_{vc}}{\rho_l}\right) \left(\frac{\mu_l j_G}{\sigma}\right)^2 10^4 \right] \quad (5.13)$$

con i limiti

$$\begin{aligned} E &= 0,95, & \text{se } E > 0,95 \\ E &= 0, & \text{se } E < 0. \end{aligned}$$

La densità $\rho_{v,c}$ relativa al nucleo del deflusso si calcola come

$$\rho_{v,c} = \left[\frac{x + (1 - x) E}{\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1 - x) E}{\rho_l}} \right] \quad (5.14)$$

Per il deflusso stratificato ($J_G < 2,5$) il gradiente di pressione per attrito è il valore maggiore tra quello dato dall'equazione 5.6 e la seguente equazione 5.15 relativa al deflusso interamente monofase

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = 2 f_{LO} \frac{G^2}{D_h \rho_l} \quad (5.15)$$

in cui il fattore di attrito si calcola in modo diverso a seconda del numero di Reynolds

$$f_{LO} = 0,046 Re_{LO}^{-0,2}, \quad \text{se } Re_{LO} > 2000 \quad (5.16)$$

$$f_{LO} = \frac{16}{Re_{LO}}, \quad \text{se } Re_{LO} < 2000. \quad (5.17)$$

Confronto con i risultati sperimentali

Il confronto con i risultati sperimentali viene effettuato calcolando il fattore di penalizzazione PF , definito dall'equazione 1.18, per stimare quanto il tubo microalettato sia penalizzato rispetto ad un tubo liscio in termini di predite di carico per attrito.

Il fattore di penalizzazione del fluido R134a relativo alle prove nei tubi OD3 ed OD4 è riportato nelle figure dalla 5.10 alla 5.15 in funzione del titolo di vapore alle due temperature di saturazione ed in funzione della portata di massa specifica. Osservando le figure, si può notare come il fattore di penalizzazione in certe condizioni, soprattutto a 30 °C risulti inferiore a 1, il che è ovviamente impossibile. Questi risultati erranei dipendono dal fatto che il modello usato per stimare le perdite di carico del tubo liscio cade in difetto alle portate inferiori a 150 kg m⁻² s⁻¹, e del maggior peso dell'incertezza sperimentale sui valori misurati alle basse portate. In questa sede, ci si limiterà quindi ad analizzare i risultati che hanno un significato fisico. Per il tubo OD3, i risultati sono mostrati nelle figure 5.10, 5.11 e 5.12. Il fattore di penalizzazione è maggiore a 40 °C, dove per le portate più alte va da un minimo di 1 ad un massimo di 1,3, ed aumenta con la portata di massa specifica. Per ciascuna portata specifica, i valori massimi si ottengono per titoli attorno a 0,5. A 30 °C il fattore PF è più basso e non supera mai il valore 1,2, anche se la maggior parte dei punti alle basse portate sta al di sotto dell'unità e quindi sono poco significativi.

I risultati relativi al tubo OD4 sono visualizzabili dalla figura 5.13 alla figura 5.15. Anche in questo caso il fattore di penalizzazione è maggiore a 40 °C e assume valori che vanno da 1 a 1,3. I risultati a 30 °C sono particolarmente poco apprezzabili, visto che quasi tutti i punti si trovano al di sotto dell'unità. Le uniche portate specifiche significative sono la 800 e la 1000 kg m⁻² s⁻¹, per la quale il fattore PF raggiunge il massimo di 1,2 a titolo 0,8.

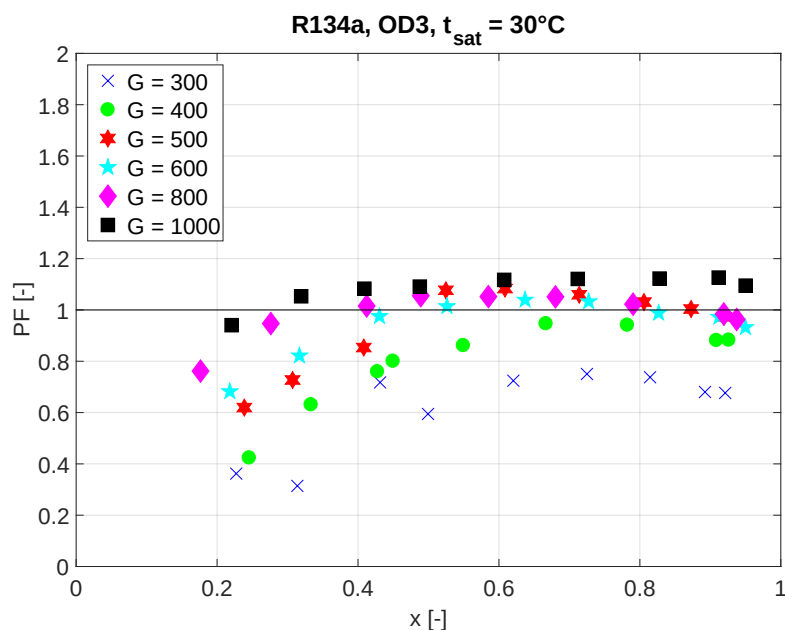


Figura 5.10: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a

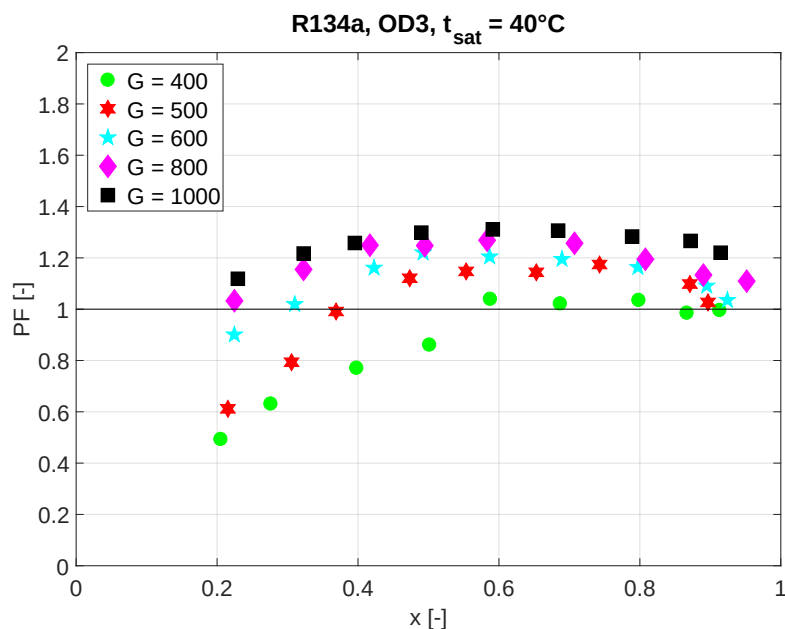
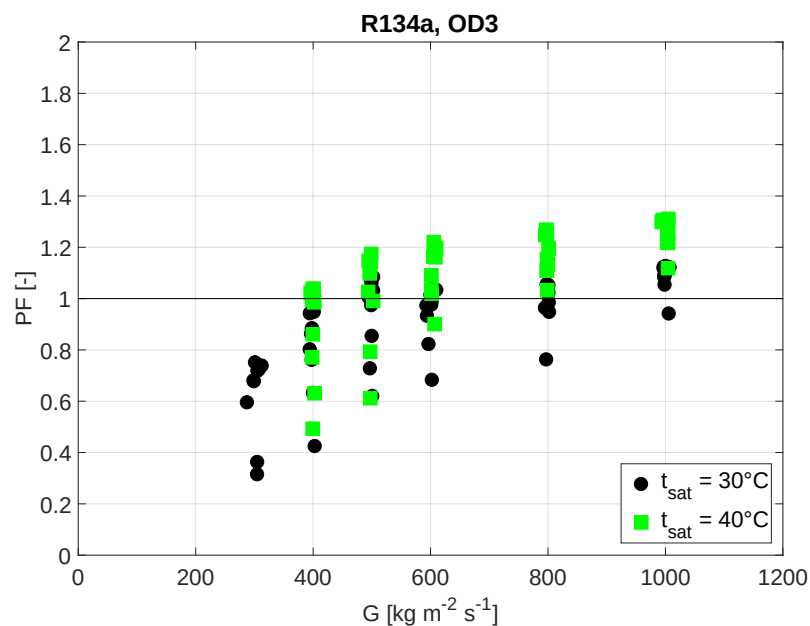


Figura 5.11: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a



[p]

Figura 5.12: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a

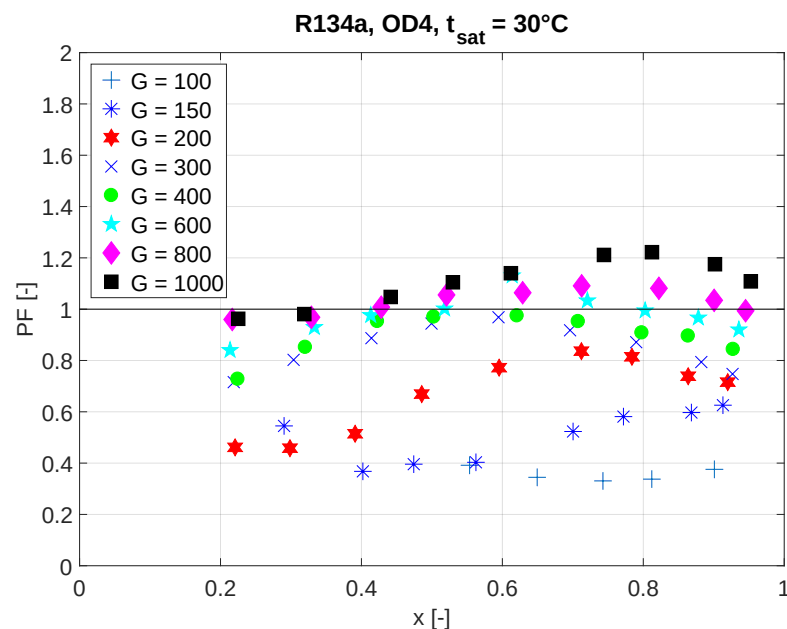


Figura 5.13: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a

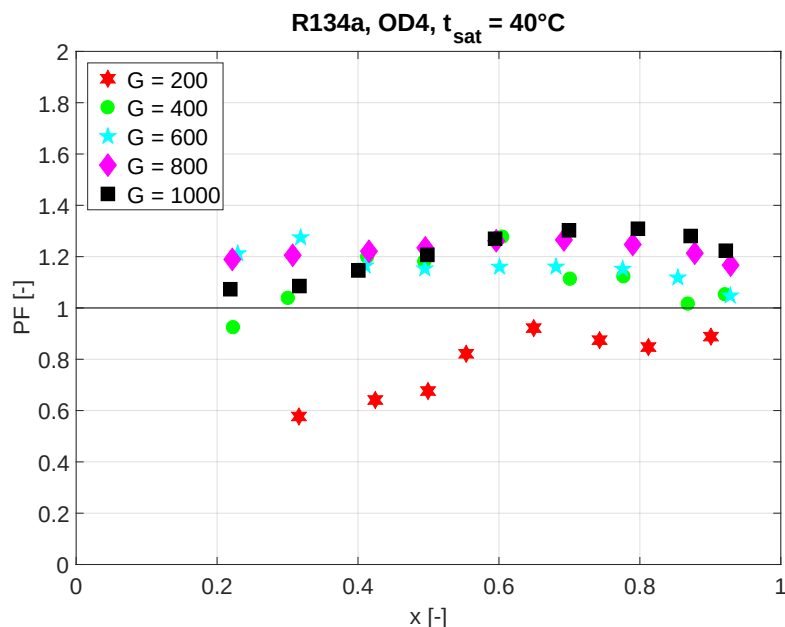
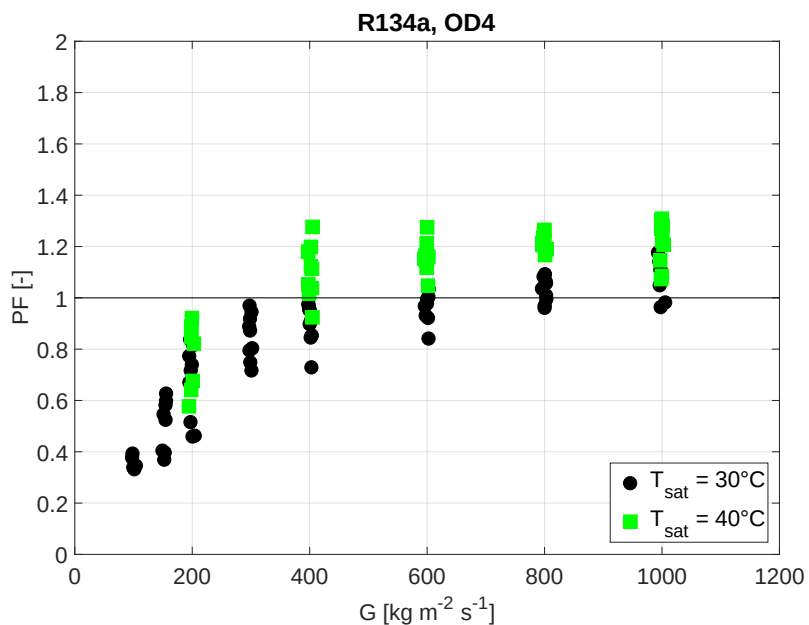


Figura 5.14: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a



[p]

Figura 5.15: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a

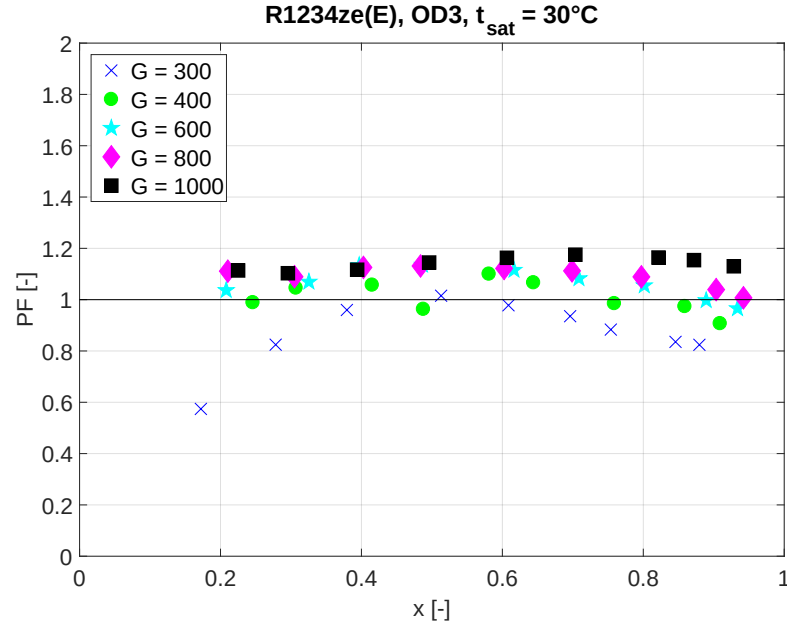


Figura 5.16: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

Il fattore di penalizzazione relativo alle perdite di carico realizzate dal fluido R1234ze(E) nel tubo OD3 sono riportate nelle figure 5.16 e 5.17 in funzione del titolo di vapore per le due temperature di saturazione, e nella figura 5.18 in funzione della portata di massa specifica. I risultati per il fattore PF sono migliori rispetto a quelli ottenuti per l'R134a. Come per il precedente fluido, il fattore di penalizzazione è maggiore, anche se di poco, alla temperatura di saturazione maggiore (40°C), dove per quasi tutti i titoli alle portate medio-alte si posiziona a cavallo del valore 1,2. Alla temperatura di 30°C , il fattore PF è compreso tra 1 e 1,2 in tutti i casi, salvo la portata più bassa per la quale è inferiore a 1 e che quindi risulta poco significativa. Per entrambe le temperature, l'influenza della portata specifica sul fattore PF si riduce all'aumentare della stessa.

A conclusione di questa analisi sul fattore di penalizzazione, si può affermare che le perdite di carico in questi tubi microalettati di piccolo diametro vengono aumentate di circa il $10 \div 20\%$ rispetto al tubo liscio. Questo stesso risultato è stato ottenuto sperimentalmente nelle ricerche citate nel capitolo 1, in particolare da Wu et al. [36] e da Rahman et al. [43]. Confrontando i risultati sul fattore di penalizzazione ottenuti anche dagli altri autori, emerge come esso diminuisca al diminuire del diametro del tubo. Più il diametro del tubo diminuisce, più le perdite di carico del tubo liscio sono infatti alte, ed il loro incremento dovuto alle alette diventa quindi meno incisivo.

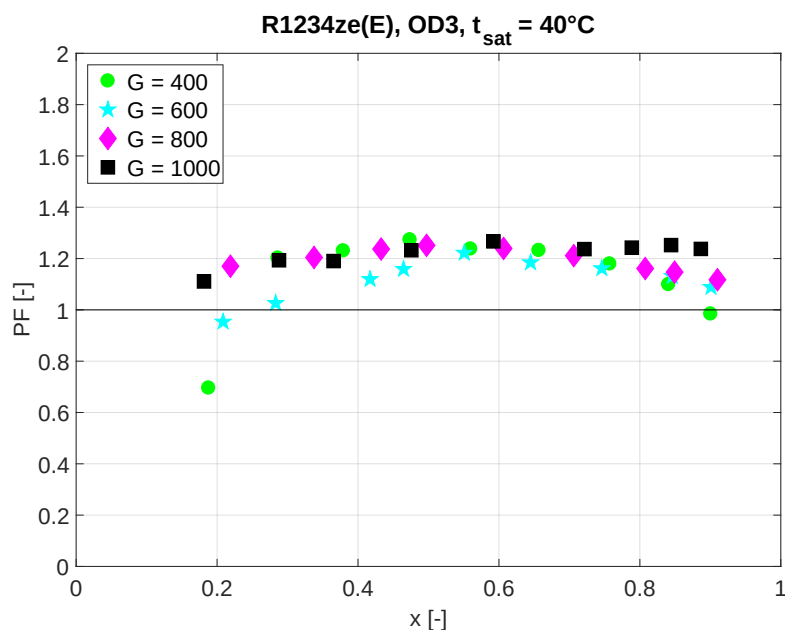


Figura 5.17: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

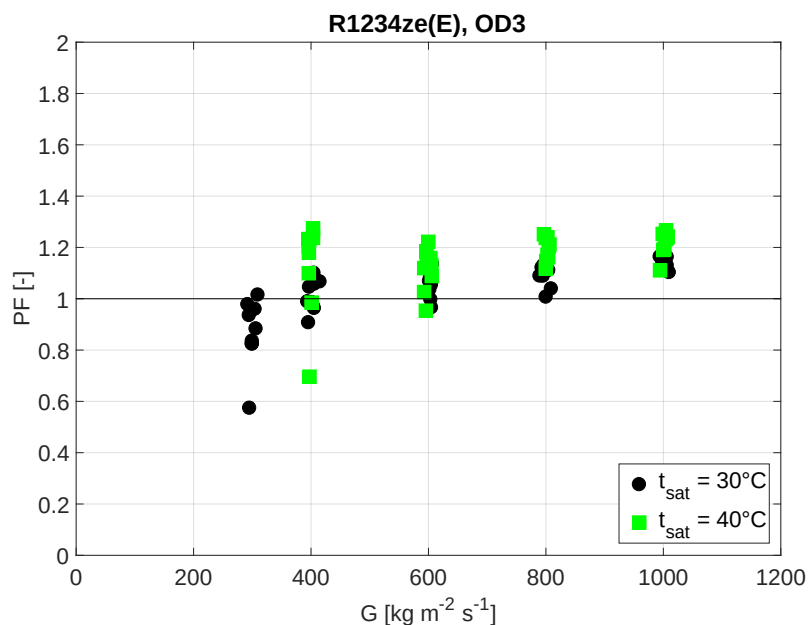


Figura 5.18: Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)

5.2 Correlazioni per tubo microalettato

Varie correlazione sviluppate per i tubi microalettati sono state selezionate e utilizzate per calcolare coefficiente di scambio termico e perdite di carico nelle condizioni sperimentali. Anche in questo caso i calcoli sono stati effettuati grazie ad un codice Matlab che utilizza i dati sperimentali per calcolare il titolo di vapore e le proprietà termofisiche. Tutte le proprietà termodinamiche sono state calcolate usando Refprop 9.1 [33] alla pressione media tra ingresso ed uscita dalla sezione misurate nelle prove sperimentali.

Per dare un giudizio sulla capacità predittiva delle correlazioni, sono state calcolate per ciascun fluido e tubo sperimentati le deviazioni relativa media $\bar{e}_R$, assoluta media $\bar{e}_A$ e standard σ_N , rispetto i valori sperimentali della grandezza generica x

$$\bar{e}_R = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{x_{i,calc} - x_{i,sper}}{x_{i,sper}} \quad (5.18)$$

$$\bar{e}_A = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|x_{i,calc} - x_{i,sper}|}{x_{i,sper}} \quad (5.19)$$

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_{i,calc} - x_{i,sper}}{x_{i,sper}} - \bar{e}_R \right)^2} \quad (5.20)$$

in cui $x_{i,calc}$ è l'i-esimo valore calcolato con la correlazione, $x_{i,sper}$ è l'i-esimo valore sperimentale e n il numero di punti sperimentali.

5.2.1 Modello di Yu e Koyama (1998) [10] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Questo modello, sviluppato nel 1998 a partire da un precedente modello per la condensazione in un tubo liscio e utilizzando dati sperimentali provenienti da più studi su tubi microalettati di diverso diametro, riferisce il coefficiente di scambio termico all'effettiva area di scambio termico del tubo microalettato. Dal momento che invece i risultati sperimentali sono riferiti all'area di scambio del tubo liscio avente diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta, i risultati del modello sono stati ricalcolati e riferiti all'area del tubo liscio in maniera da poter essere direttamente confrontabili con i risultati sperimentali.

Procedura di calcolo

Il numero di Nusselt relativo allo scambio termico in condensazione è definito come:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_{i,m}}{\lambda_l} \quad (5.21)$$

in cui $D_{i,m}$ è il diametro medio interno. Il numero di Nusselt è calcolabile come somma di due contributi, uno relativo alla condensazione in convezione forzata e l'altro relativo alla condensazione in convezione naturale, come espresso dall'equazione:

$$\text{Nu} = (\text{Nu}_F^2 + \text{Nu}_B^2)^{1/2} \quad (5.22)$$

Il termine relativo alla convezione forzata è:

$$\text{Nu}_F = 0,152 [0,3 + 0,1 \text{Pr}_l^{1,1}] \left(\frac{\Phi_V}{X_{tt}} \right) \text{Re}_l^{0,68} \quad (5.23)$$

Pr_l e Re_l sono rispettivamente il numero di Prandtl ed il numero di Reynolds della fase liquida, quest'ultimo calcolato come:

$$\text{Re}_l = \frac{G (1-x) D_{i,m}}{\mu_l} \quad (5.24)$$

X_{tt} è il parametro di Martinelli per moto turbolento in entrambe le fasi, definito dall'equazione 1.16 a pagina 8, mentre Φ_V è un moltiplicatore bifase dato dalla relazione:

$$\Phi_V = 1,1 + 1,3 \left[\frac{G X_{tt}}{\sqrt{g D_{i,m} \rho_v (\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0,35} \quad (5.25)$$

Il termine dell'equazione 5.22 relativo alla convezione naturale è invece calcolato come:

$$\text{Nu}_B = \frac{0,725}{\eta_A^{1/4}} H(\xi) \left(\frac{\text{Ga} \text{Pr}_l}{\text{Ph}_l} \right)^{1/4} \quad (5.26)$$

in cui η_A è il rapporto di incremento dell'area di scambio termico, $H(\xi)$ un termine funzione del grado di vuoto, Ga il numero di Galileo definito come:

$$\text{Ga} = \frac{g \rho_l^2 D_{i,m}^3}{\mu_l^2} \quad (5.27)$$

e Ph_l il numero di Cambiamento di Fase relativo alla fase liquida, definito come:

$$\text{Ph}_l = \frac{c_{p,l} (T_{sat} - T_p)}{\Delta h_{lv}} \quad (5.28)$$

La funzione $H(\xi)$ ha la forma seguente:

$$H(\xi) = \xi + A \sqrt{\xi} \left(1 - \sqrt{\xi}\right), \quad A = 10(1 - \xi)^{0.1} - 8 \quad (5.29)$$

Il grado di vuoto ξ è calcolato con il modello di Smith [3]:

$$\xi = \left[1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_l}{\rho_v} + 0,4 \frac{1-x}{x}}{1 + 0,4 \frac{1-x}{x}}} \right) \right]^{-1} \quad (5.30)$$

Confronto con i risultati sperimentali

Nelle figure 5.19 e 5.20 sono riportati i confronti tra i risultati sperimentali ed i valori calcolati del coefficiente di scambio termico, rispettivamente per l'R134a e l'R1234ze(E) nel tubo OD3 e per l'R134a nel tubo OD4. Il modello in generale sovrastima i dati sperimentali. In dettaglio, nelle figure 5.21, 5.22, 5.23 e 5.24 è riportato il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Da esse si può evidenziare come il modello sovrastimi il coefficiente di scambio termico per tutti i titoli da vapore, in particolare per i bassi titoli. Alle alte portate specifiche, inoltre, il coefficiente è sempre sovrastimato, mentre alle basse portate la stima è accettabile ad alti titoli di vapore. La natura del fluido incide in maniera modesta sulla bontà delle previsioni, in quanto la maggior differenza tra i due fluidi si riscontra a bassi titoli di vapore dove la stima per l'R1234ze(E) risulta migliore. Nella tabella 5.1 sono riportate le deviazioni relative, assolute medie e la deviazione standard per il modello in esame. Da esse si vede come il modello risulti migliore per il tubo OD3 e per il fluido R1234ze(E).

Tabella 5.1: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Yu e Koyama [10] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	51,5 %	55,8 %	73,8 %
	R1234ze(E)	37,6 %	44,1 %	34,2 %
OD4	R134a	70,8 %	72,9 %	89,0 %

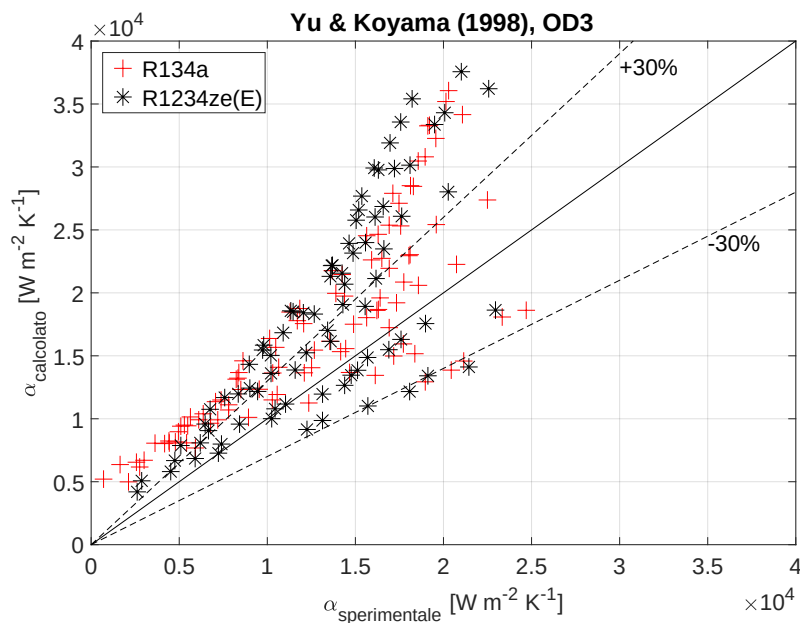


Figura 5.19: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

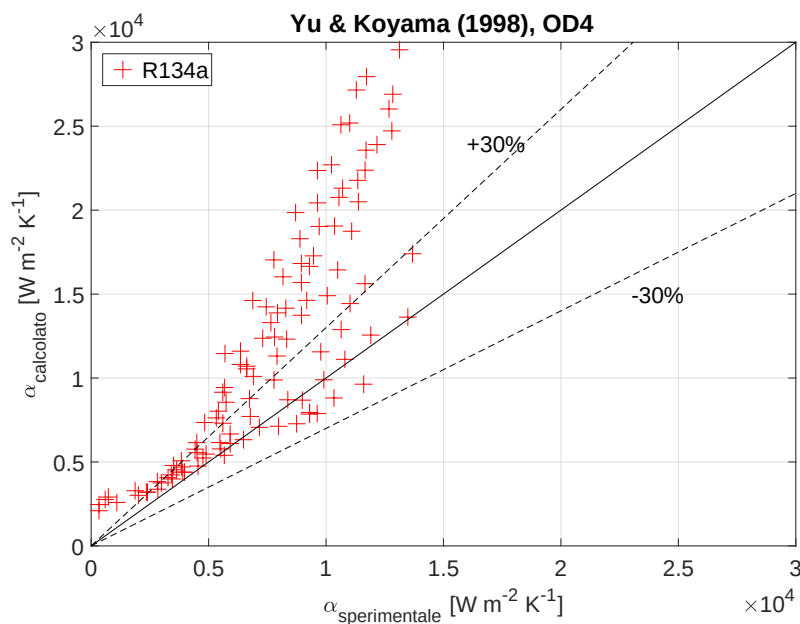


Figura 5.20: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

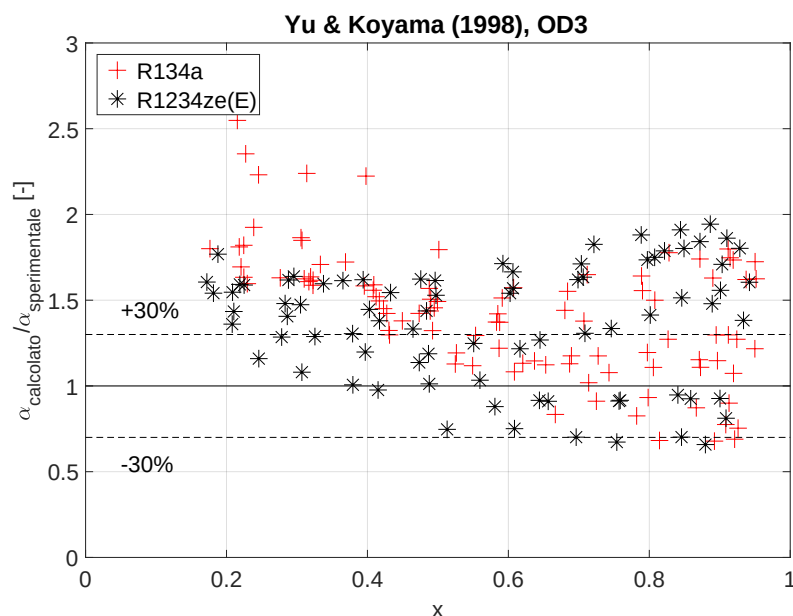


Figura 5.21: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

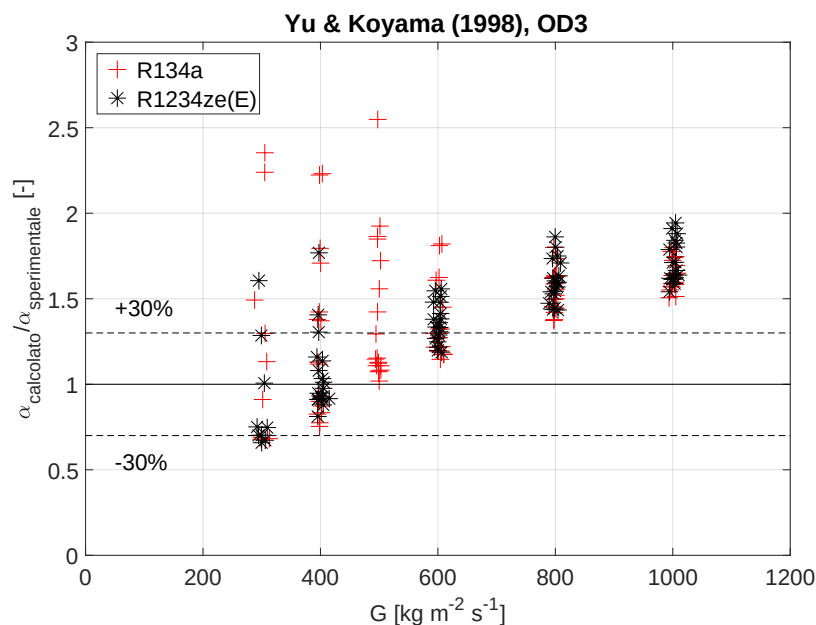


Figura 5.22: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

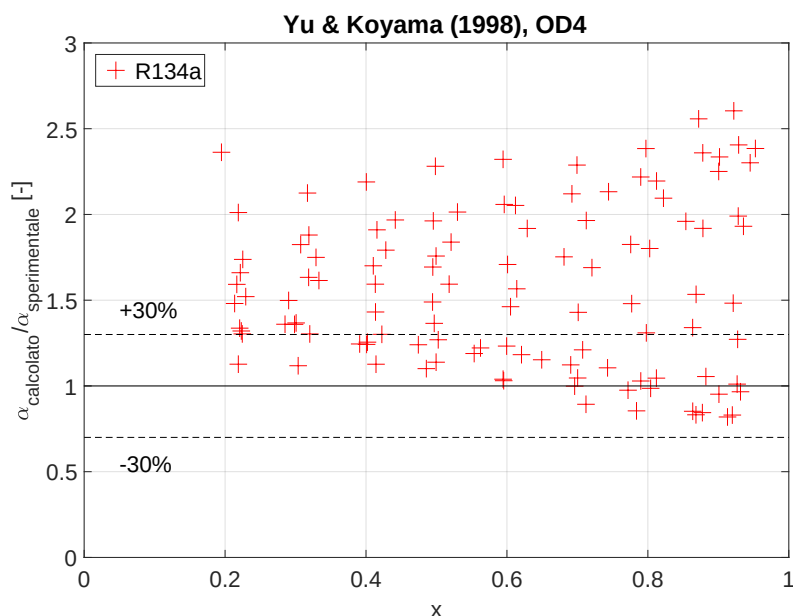


Figura 5.23: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

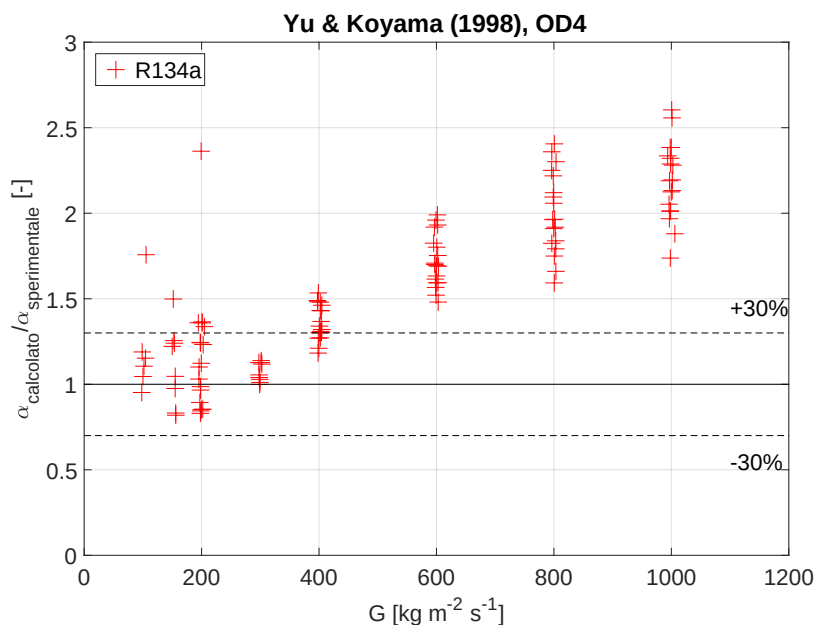


Figura 5.24: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.2 Modello di Kedzierski e Goncalves (1999) [12] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito

Il modello in esame è stato sviluppato nel 1999 a partire da dati sperimentali ottenuti durante la condensazione di quattro refrigeranti (R134a, R410A, R125 e R32) in un tubo microalettato di diametro esterno 9,5 mm. La portata specifica è stata variata da 57 a 552 kg m⁻² s⁻¹, e la temperatura di saturazione da 30 °C a 50 °C. Anche in questo caso, il coefficiente di scambio termico è riferito all'area di scambio termico effettiva interna, per cui i risultati dei calcoli sono stati riferiti all'area del tubo liscio equivalente. A differenza di tutti gli altri modelli, le perdite di carico calcolate sono comprensive del termine relativo alla variazione di quantità di moto, per cui il confronto viene effettuato con il gradiente di pressione totale misurato dal trasduttore di pressione differenziale. Il diametro considerato nel modello è il diametro idraulico del tubo microalettato.

Procedura di calcolo per il coefficiente di scambio termico

Per il calcolo del coefficiente di scambio termico, sono disponibili due correlazioni abbastanza simili tra loro, una che considera la temperatura di parete e l'altra che al contrario non ne dipende. Quest'ultima è quella che ha mostrato i risultati migliori ed è quella illustrata. Il numero di Nusselt relativo allo scambio termico in condensazione è calcolabile con la relazione:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_h}{\lambda_l} = 4,94 \text{ Re}_{LO}^{\beta_1} \text{Pr}_l^{\beta_3} \left(\frac{p}{p_C} \right)^{\beta_4} \left(-\log_{10} \frac{p}{p_C} \right)^{\beta_5} S v^{\beta_6} \quad (5.31)$$

dove gli esponenti sono calcolati come:

$$\beta_1 = 0,235$$

$$\beta_3 = 0,308$$

$$\beta_4 = -1,16 x^2$$

$$\beta_5 = -0,887 x^2$$

$$\beta_6 = 2,708 x$$

Re_{LO} è il numero di Reynolds relativo all'intero deflusso in fase liquida (equazione 5.3), p_C è la pressione critica del refrigerante e Sv è il volume specifico adimensionale:

$$Sv = \frac{v_v - v_l}{v}, \quad \text{con} \quad v = x v_v + (1 - x)v_l \quad (5.32)$$

Il volume specifico della miscela bifase v è una media pesata sul titolo di vapore dei volumi specifici della fase vapore e della fase liquida.

Confronto con i risultati sperimentali per il coefficiente di scambio termico

Nelle figure 5.25 e 5.26 sono riportati i confronti tra i risultati sperimentali ed i valori calcolati del coefficiente di scambio termico, rispettivamente per l'R134a e l'R1234ze(E) nel tubo OD3 e per l'R134a nel tubo OD4. Il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico nella maggior parte dei punti sperimentali, in maniera maggiore per il tubo OD3 rispetto al tubo OD4; alle portate più basse al contrario si ha una notevole sovrastima del coefficiente di scambio termico. Analizzando le figure 5.27, 5.28, 5.29 e 5.30, si nota che alle basse portate c'è una grande dispersione del rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato e quello sperimentale, mentre alle alte portate questo rapporto è più omogeneo. Questo comportamento, che si manifesta in misura maggiore per il tubo OD4, si riflette sull'elevata deviazione standard riscontrata per questo tubo, come si vede dalla tabella 5.2. Le deviazioni relative medie sono negative per il tubo OD3, e lo sono anche nella maggior parte dei punti sperimentali per il tubo OD4, il che conferma la tendenza generale di questo modello a sottostimare il coefficiente di scambio termico. La deviazione relativa media per il tubo OD4 risulta positiva perché alle portate più basse la sovrastima è molto più alta rispetto alla sottostima alle portate maggiori.

Tabella 5.2: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	-20,5 %	40,5 %	56,6 %
	R1234ze(E)	-36,2 %	37,3 %	13,2 %
OD4	R134a	14,2 %	44,6 %	126 %

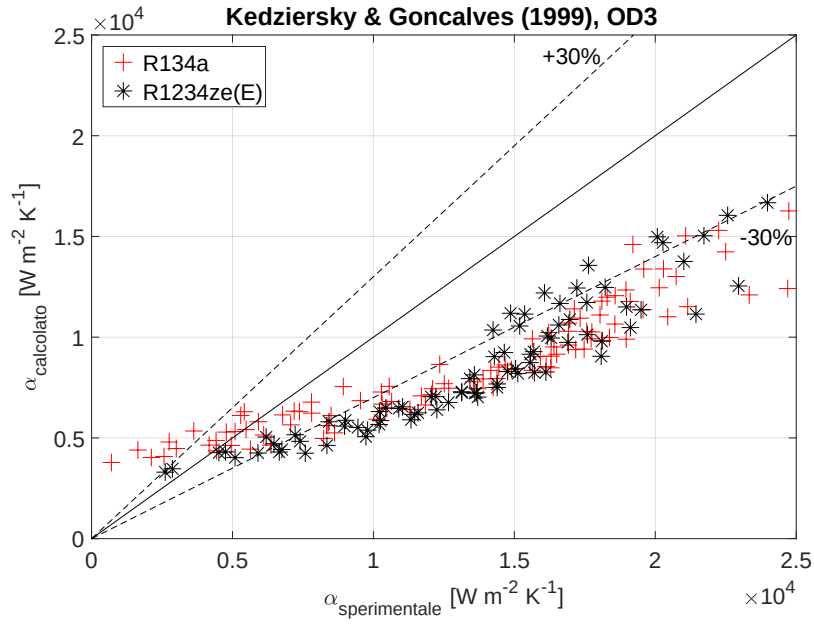


Figura 5.25: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

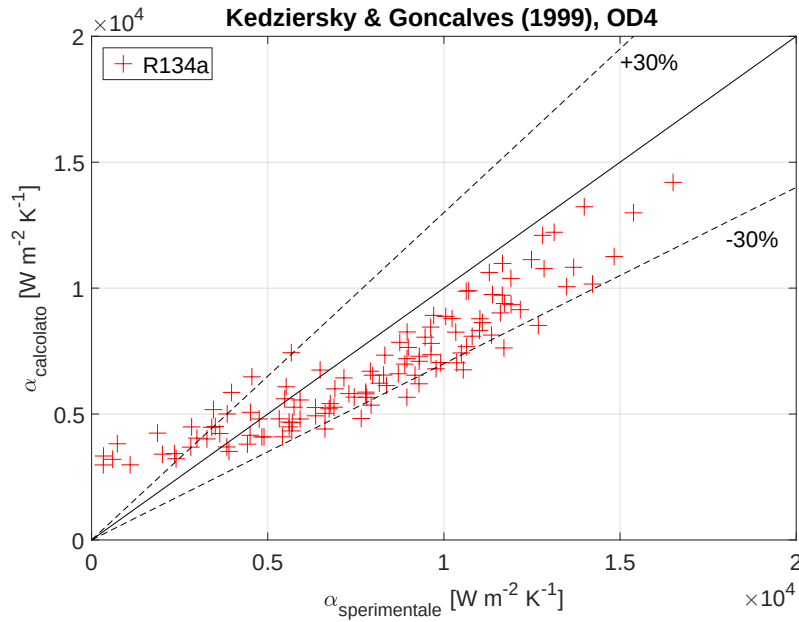


Figura 5.26: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

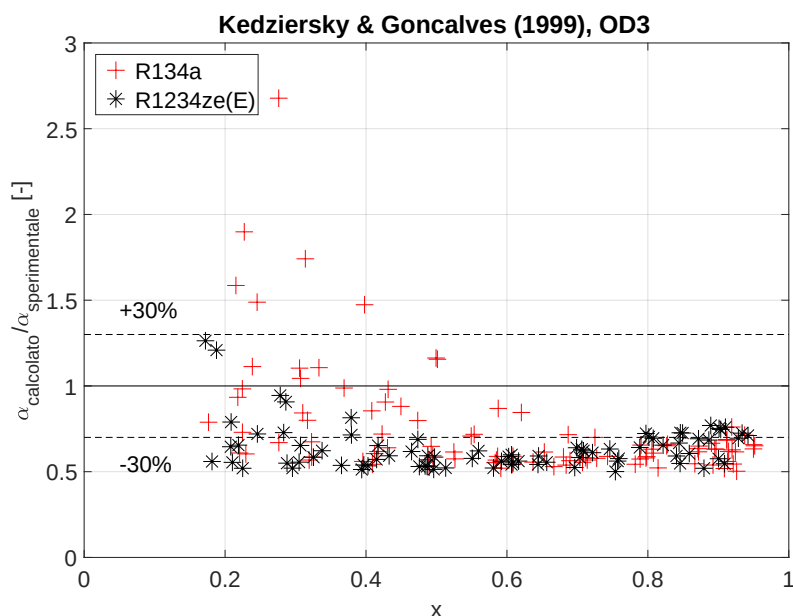


Figura 5.27: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

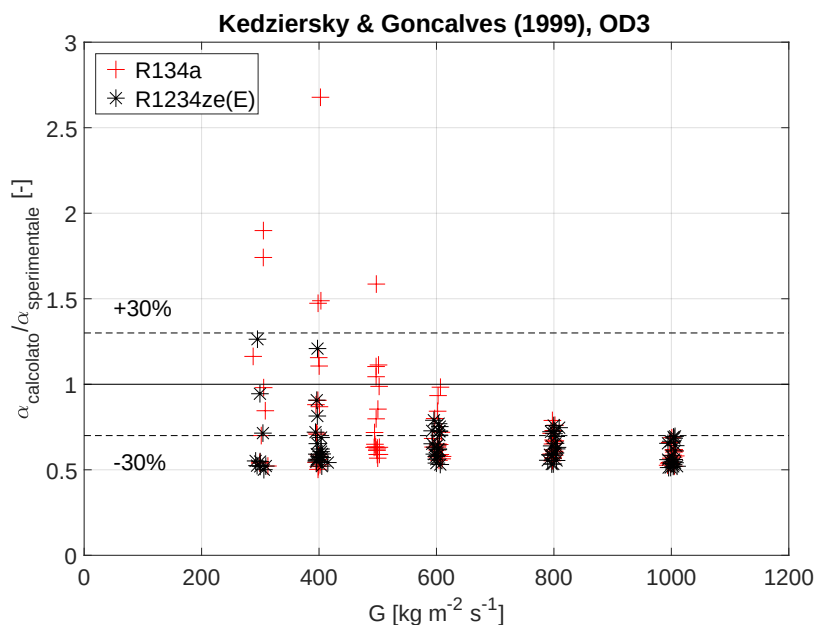


Figura 5.28: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

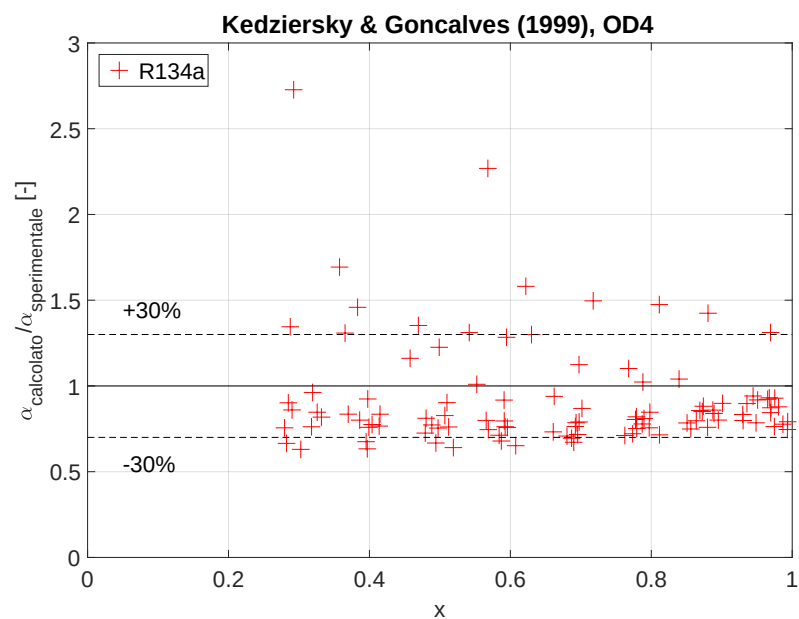


Figura 5.29: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

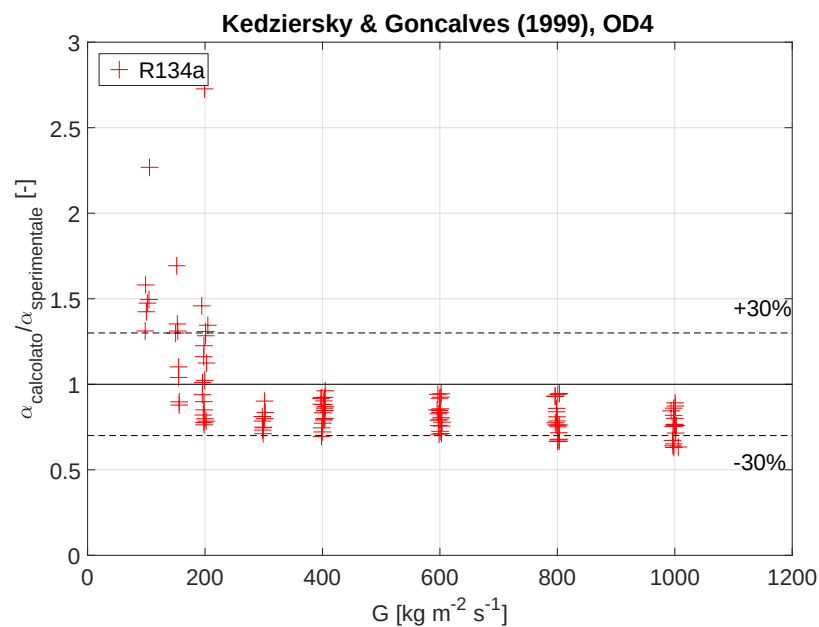


Figura 5.30: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

Procedura di calcolo per le perdite di carico

Per il calcolo delle perdite di carico, il fattore di attrito viene modellato con la relazione

$$f = 0,00228 Re_l^{-0,062} \Phi^{0,211} \quad (5.33)$$

in cui Φ è un moltiplicatore bifase calcolato come

$$\Phi = \frac{\Delta x \Delta h_{lv}}{L g} \quad (5.34)$$

Le predite di carico totali sono quindi

$$\Delta p = \left[\frac{f (v_u + v_i) \Delta L}{D_h} + (v_u - v_i) \right] G^2 \quad (5.35)$$

Confronto con i risultati sperimentali per le perdite di carico per attrito

Nelle figure 5.31 e 5.32 sono riportati i confronti tra i risultati sperimentali ed i valori calcolati del gradiente di pressione totale, rispettivamente per l'R134a e l'R1234ze(E) nel tubo OD3 e per l'R134a nel tubo OD4. Le successive figure 5.33, 5.34, 5.35 e 5.36 mostrano il rapporto tra il valore calcolato ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Per il tubo OD3, il modello sottostima di oltre il 30% il gradiente di pressione del fluido R1234ze(E) a titolo di vapore inferiore a 0,4. I valori calcolati per l'R134a invece ricadono per la maggior parte entro la fascia di valori $\pm 30\%$ per entrambi i tubi. Come si vede dalla tabella 5.3, le deviazioni relative ed assolute medie del tubo OD3 per entrambi i fluidi sono inferiori di quelle del tubo OD4, che presenta inoltre una dispersione maggiore a causa della sovrastima del gradiente di pressione alle basse portate specifiche.

Tabella 5.3: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione totale con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluidi	Gradiente di pressione per attrito		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	6,723 %	16,94 %	22,61 %
	R1234ze(E)	-13,33 %	19,81 %	18,52 %
OD4	R134a	27,78 %	33,59 %	56,76 %

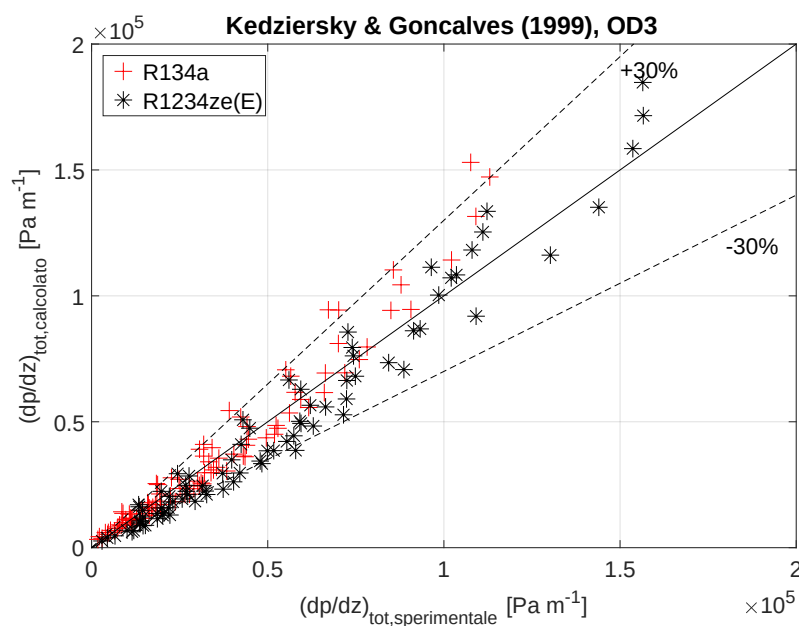


Figura 5.31: Confronto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

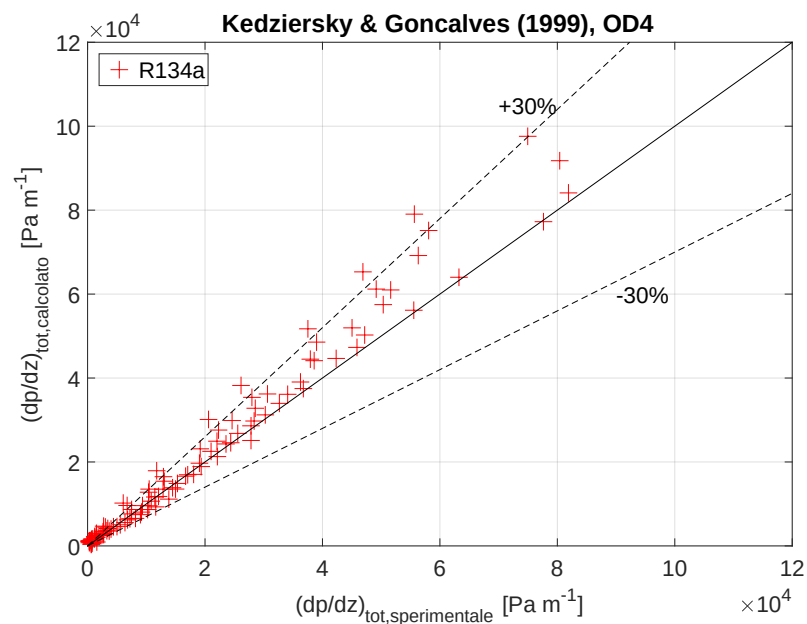


Figura 5.32: Confronto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

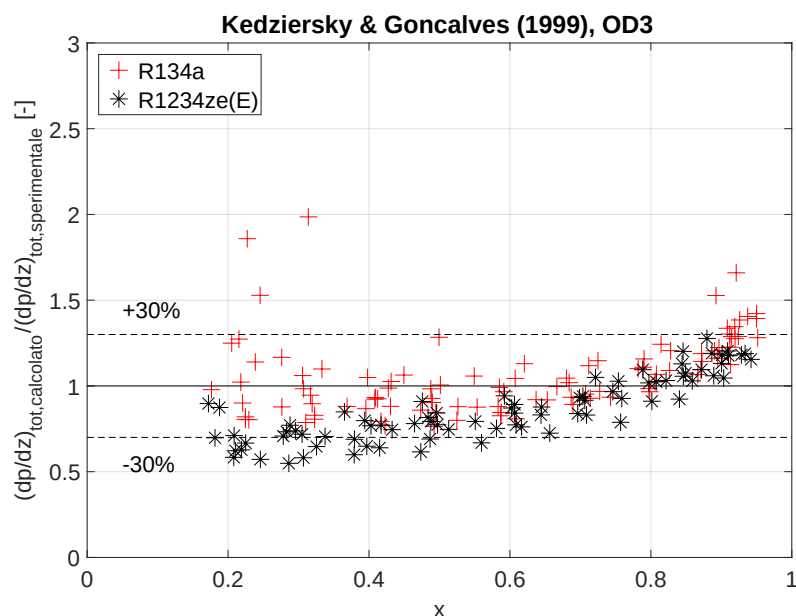


Figura 5.33: Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

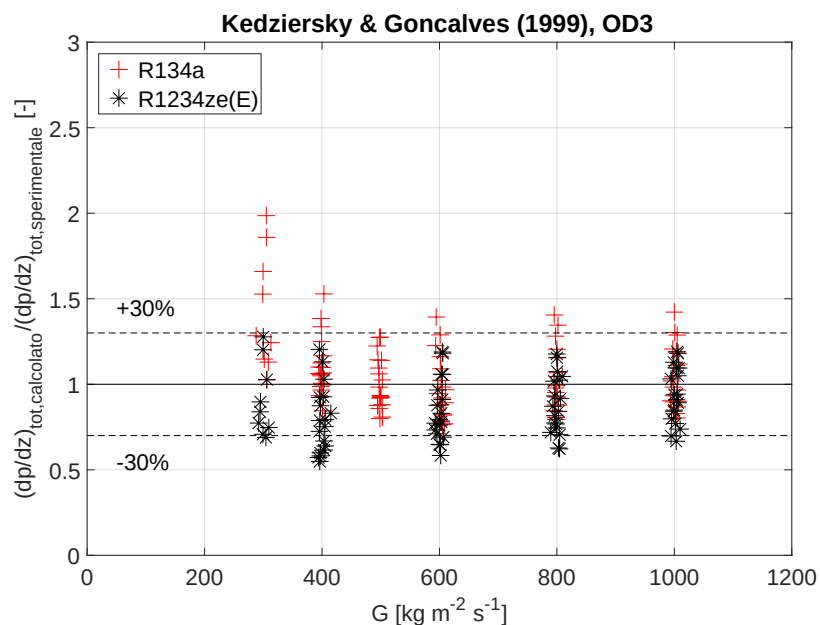


Figura 5.34: Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

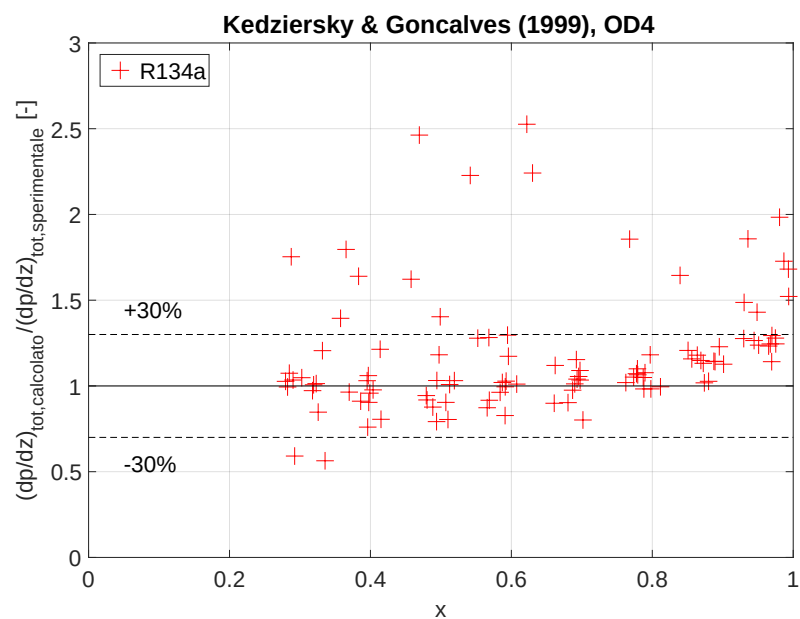


Figura 5.35: Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

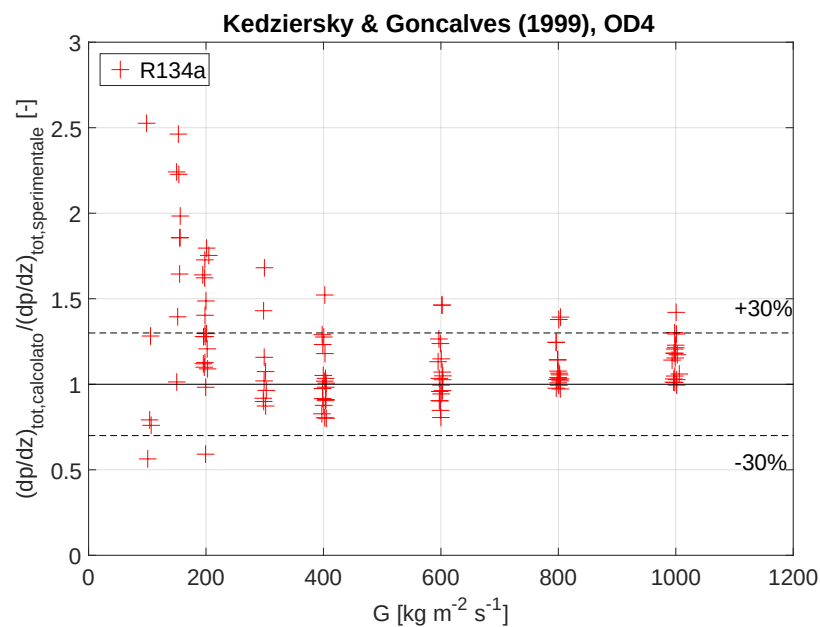


Figura 5.36: Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.3 Modello di Han e Lee (2005) [18] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito

Il modello in esame è stato sviluppato a partire dagli studi su quattro tubi microaletti citati nel capitolo 1 e da altri tre studi sperimentali di altri autori. I tubi testati avevano diametro interno 8.92, 6.46, 5.1, e 4 mm, e sono stati utilizzati come fluidi R134a, R22 e R410A con portate di massa specifiche che variano da 91 a 1110 kg m⁻² s⁻¹, e per temperature di saturazione che vanno da 18 a 33 °C.

Procedura di calcolo per le perdite di carico per attrito

Le perdite di carico per attrito sono calcolate nel modo seguente:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \Phi_l^2 \frac{f [G(1-x)]^2}{2 D_i \rho_l} \quad (5.36)$$

Il fattore di attrito è dato dall'equazione:

$$f = 0,193 \left[\frac{G(1-x)D_i}{\mu_l} \right]^{-0,024} \left(\frac{P_{ax}}{h} \right) \quad (5.37)$$

dove il passo tra le alette in direzione assiale si può calcolare con la relazione geometrica:

$$P_{ax} = \frac{\pi D_i}{n_g \tan \beta} \quad (5.38)$$

Il moltiplicatore bifase che compare nella 5.36 è invece:

$$\Phi_l = 2,684 X_{tt}^{-1,946} \quad (5.39)$$

Confronto con i risultati sperimentali per le perdite di carico per attrito

Analizzando le figure 5.37 e 5.38 che confrontano i risultati sperimentali con i valori calcolati, e le successive figure 5.39, 5.40, 5.41 e 5.42, che mostrano il rapporto tra i valori calcolati e quelli sperimentali in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica, si può affermare che, per tutte le portate meno quelle minime nel tubo OD4, il gradiente di pressione per attrito ai bassi titoli di vapore viene sottostimato, mentre è sovrastimato ad alti titoli. La natura del fluido influisce in maniera discreta sulla qualità della stima, dal momento che la deviazione assoluta per l'R1234ze(E) è superiore anche se di poco rispetto a quella dell'R134a per lo stesso tubo, come si vede dalla tabella

5.5: ciò significa che, in valore assoluto, il valore calcolato per il fluido R1234ze(E) è maggiormente sovrastimato di quello per l'R134a. I valori calcolati rimangono entro la fascia di valori del $\pm 30\%$ del valore sperimentale per titoli compresi tra 0,4 e 0,8. Alle portate specifiche più basse nel tubo OD4 si assiste invece ad una decisa sovrastima del gradiente di pressione per attrito, soprattutto ad alti titoli di vapore.

Tabella 5.4: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Han e Lee [18] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Gradiente di pressione per attrito		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	-6,02 %	20,1 %	23,0 %
	R1234ze(E)	-18,7 %	26,3 %	26,4 %
OD4	R134a	14,1 %	33,5 %	40,7 %

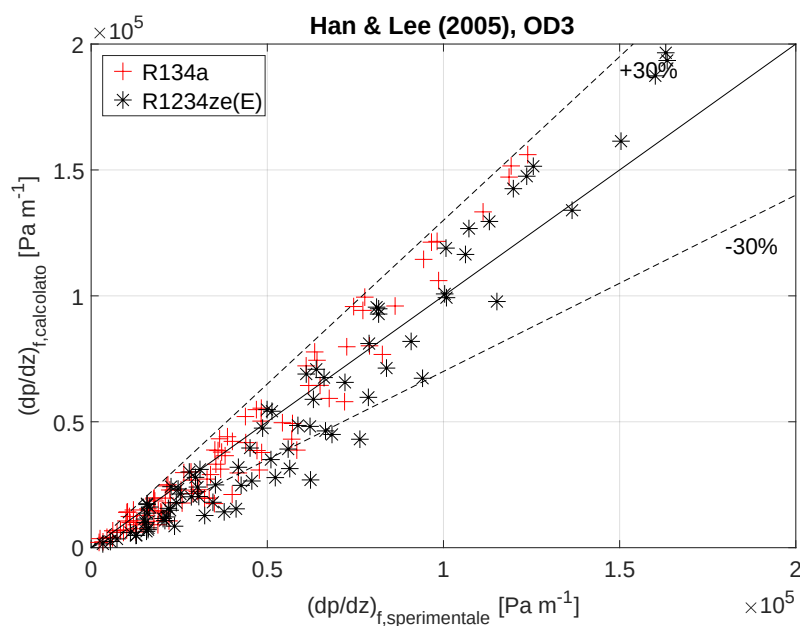


Figura 5.37: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

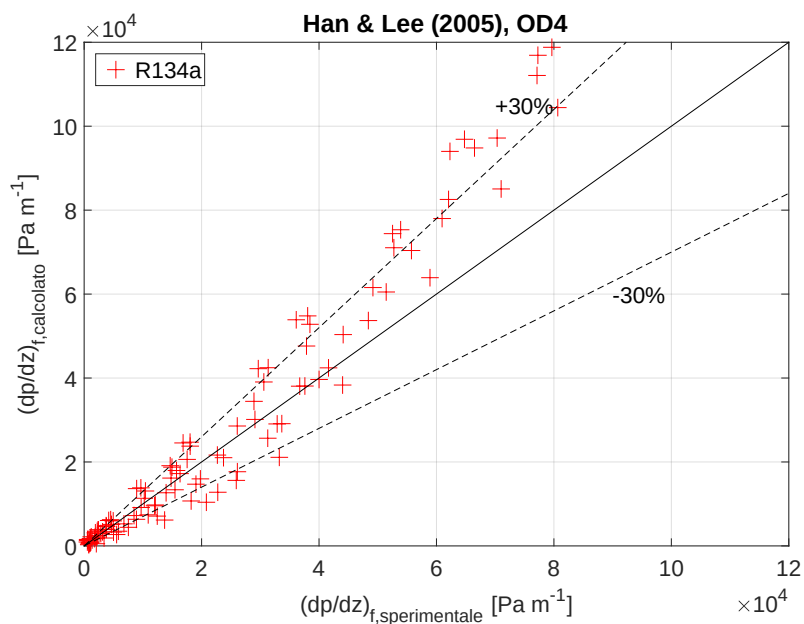


Figura 5.38: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

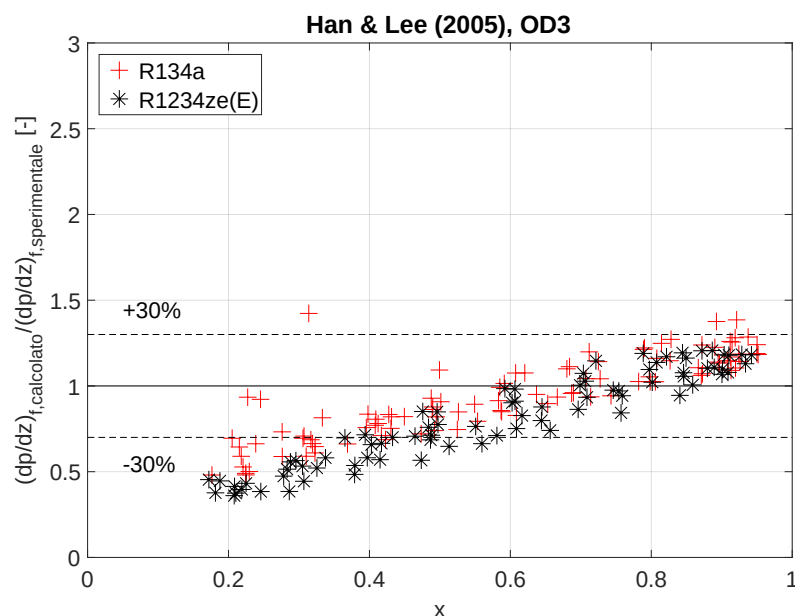


Figura 5.39: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

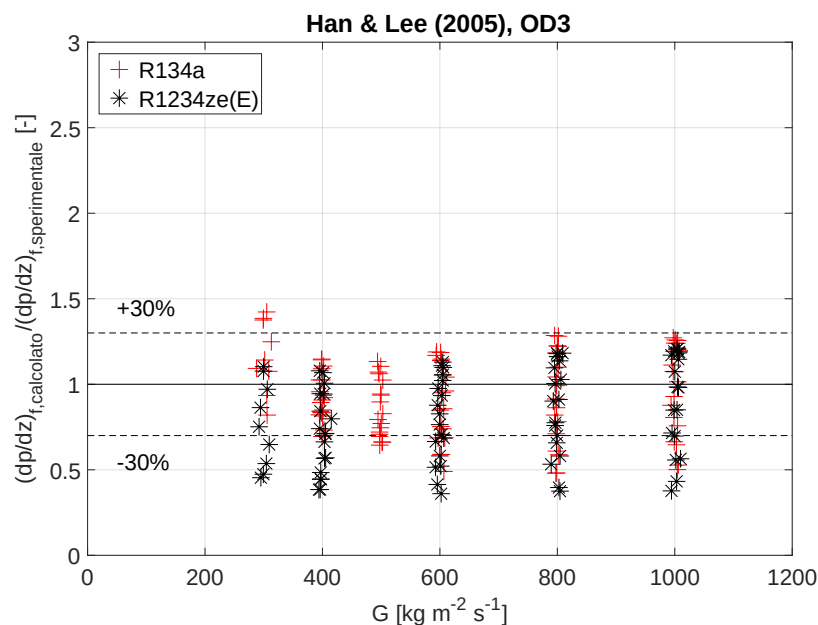


Figura 5.40: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

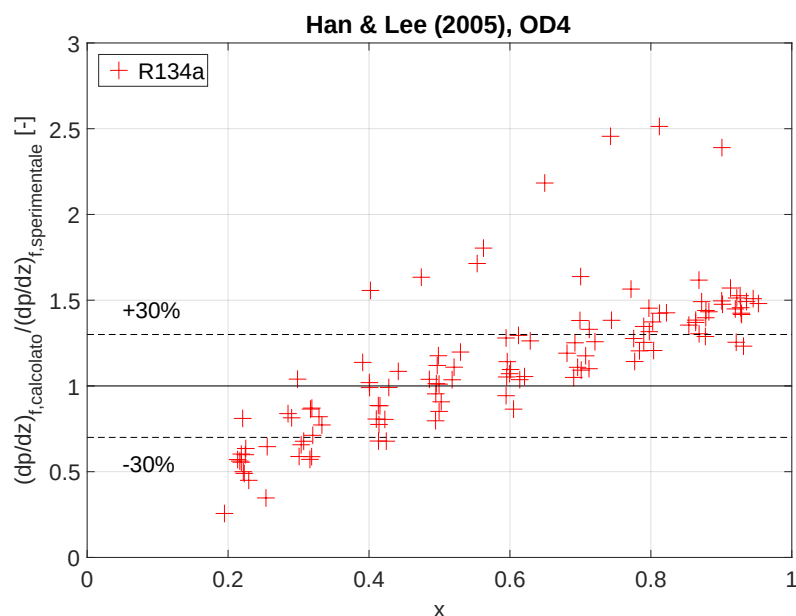


Figura 5.41: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

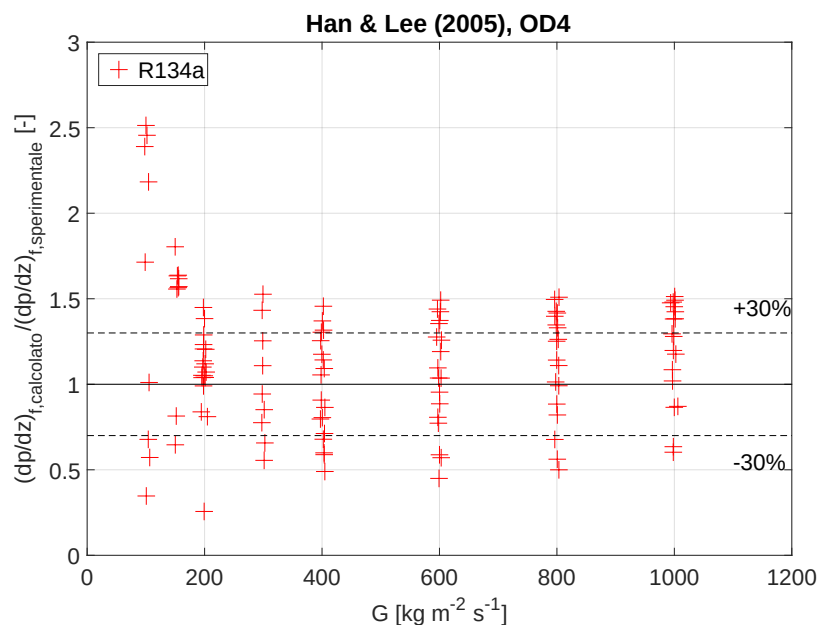


Figura 5.42: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

Procedura di calcolo per il coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico è correlato da una unica espressione esponenziale:

$$\alpha = \frac{\rho_l c_{p,l} u_t}{0,904 h^{+0,592} Pr_l^{0,729} + 2,1335 \ln \frac{\delta}{h}} \quad (5.40)$$

in cui u_t è la velocità di attrito turbolenta, calcolata usando i risultati calcolati per il gradiente di pressione per attrito:

$$u_t = \left(\frac{\tau}{\rho_l} \right)^{0,5} = \left[\frac{D_i}{4 \rho_l} \left(\frac{dp}{dz} \right)_f \right]^{0,5} \quad (5.41)$$

e h^+ è il numero di Reynolds relativo alla rugosità determinata dalle alette:

$$h^+ = \frac{h u_t}{\nu_l} \quad (5.42)$$

Lo spessore del film di liquido δ si calcola come:

$$\delta = (1 - \xi) \frac{D_i}{4} \quad (5.43)$$

che è in funzione del grado di vuoto, calcolato con il modello di Yashar [9]:

$$\xi = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \left[1 + 1,3 Re_{LO}^{-0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,72} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,5} \right]} \quad (5.44)$$

Confronto con i risultati sperimentali per il coefficiente di scambio termico

Le figure 5.43 e 5.44 confrontano i risultati sperimentali del coefficiente di scambio termico con i valori calcolati, mentre le figure 5.45, 5.46, 5.47 e 5.48 mostrano il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Il modello in esame sottostima pesantemente il coefficiente di scambio termico nella maggior parte dei casi per il tubo OD3, a tal punto che quasi tutti i valori calcolati oltre titolo 0,4 sono meno della metà del valore sperimentale. Questo comportamento è assolutamente dominante alle portate specifiche più alte, mentre solo un numero ridotto di punti sperimentali alle basse portate e a basso titolo mostrano una stima discretamente accettabile. Per quanto riguarda le stime per il tubo OD4, esse sono per buona parte entro il limite del -30% , ma non mancano alcuni valori sperimentali molto bassi che vengono invece enormemente sovrastimati. Come conseguenza, le deviazioni assolute visualizzabili nella tabella 5.5

sono elevate per entrambi i fluidi ed entrambi i tubi. La deviazione standard dei valori ottenuti con l'R1234ze(E) è bassa perchè questi vengono tutti sottostimati, mentre per l'R134a, soprattutto con il tubo OD4, i valori sperimentali pesantemente sovrastimati in alcune condizioni hanno come conseguenza una deviazione standard molto alta.

Tabella 5.5: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Han e Lee [18] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	-33,7 %	50,9 %	57,3 %
	R1234ze(E)	-50,5 %	51,4 %	16,6 %
OD4	R134a	1,45 %	42,3 %	105 %

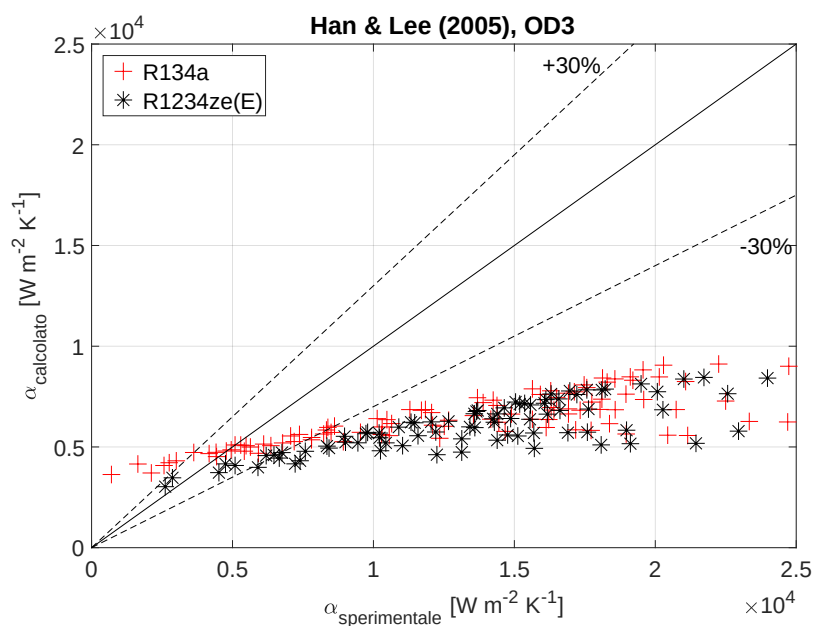


Figura 5.43: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

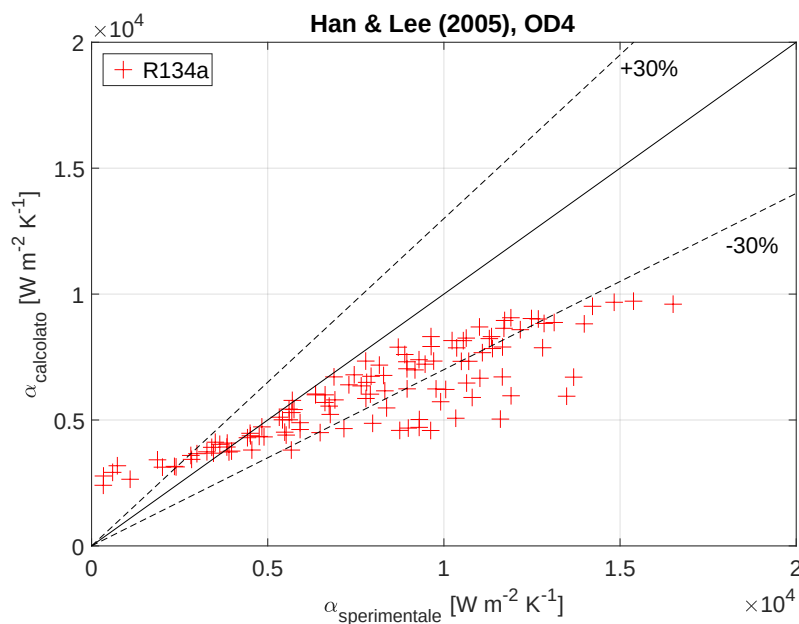


Figura 5.44: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

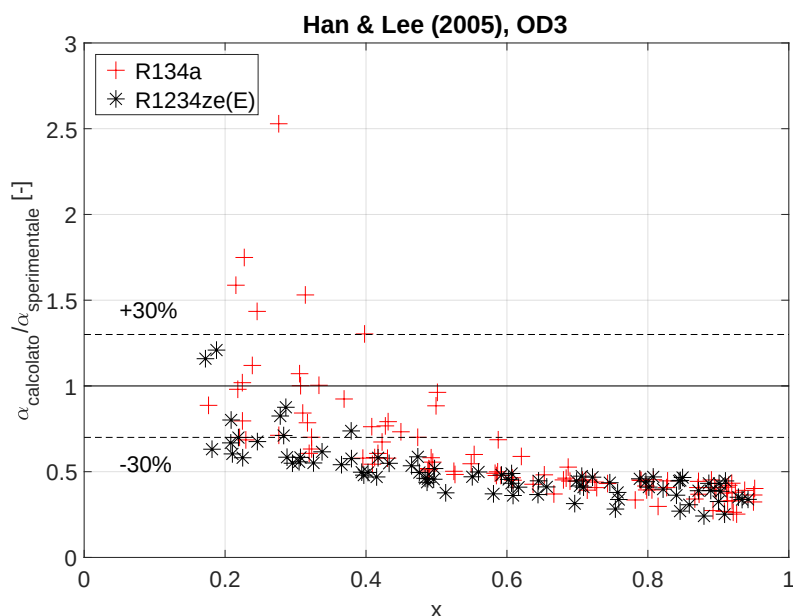


Figura 5.45: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

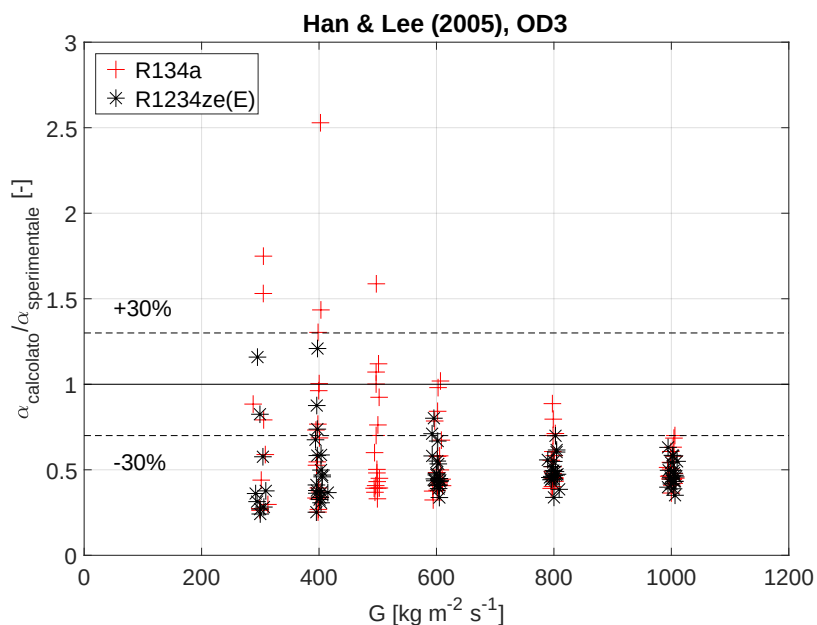


Figura 5.46: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

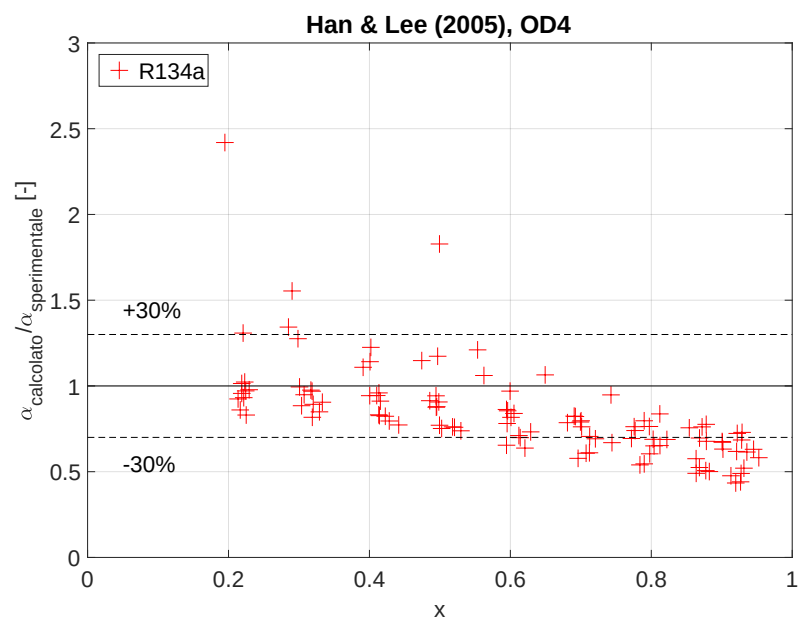


Figura 5.47: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

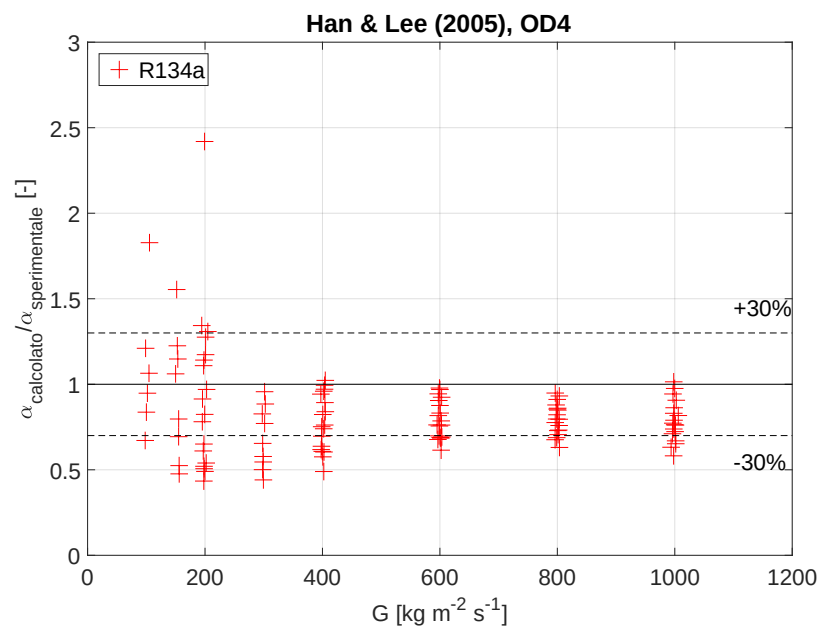


Figura 5.48: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.4 Modello di Koyama e Yonemoto (2006) [22] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito

Questo modello nasce come una evoluzione del modello di Yu e Koyama [10] per quanto riguarda la parte di scambio termico, mentre la parte di perdite di carico è sviluppata *ex novo*. Per lo sviluppo delle correlazioni sono stati utilizzati risultati sperimentali di altri autori e dati raccolti per l'occasione dagli autori del presente modello, studiando un tubo microalettato di diametro esterno 7,52 mm durante la condensazione di R134a alle temperature di 46 °C e 55 °C, per portate specifiche che vanno da 200 kg m⁻² s⁻¹ a 500 kg m⁻² s⁻¹.

Procedura di calcolo per le perdite di carico per attrito

Le perdite di carico per attrito sono calcolate basandosi sulle perdite di carico per attrito della fase vapore corrette da un moltiplicatore bifase

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \Phi_v^2 \frac{2 f_v [G x]^2}{D_i \rho_v} \quad (5.45)$$

Gli autori suggeriscono di calcolare il fattore di attrito f_v con la correlazione di Carnavos [6], mentre il moltiplicatore è calcolato come

$$\Phi_v = 1 + 1,2 Fr^{0,05} X_{tt}^{0,5} \quad (5.46)$$

Fr è il numero di Froude definito come

$$Fr = \frac{G}{\sqrt{g D_i \rho_v (\rho_l - \rho_v)}} \quad (5.47)$$

Confronto con i risultati sperimentali per le perdite di carico per attrito

Le figure 5.49 e 5.50 confrontano i risultati sperimentali del gradiente di pressione per attrito con i valori calcolati. Le figure 5.51, 5.52, 5.53 e 5.54, al solito, riportano il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Il modello in generale sottostima il gradiente di pressione per attrito per quasi tutti i punti sperimentali, in misura maggiore per l'R134a nel tubo OD4 e per l'R1234ze(E) nel tubo OD3. Infatti, i valori calcolati per l'R1234ze(E) sono meno del 30% del valore sperimentale per tutti i punti al di sotto del titolo di vapore 0,7; per l'R134a nel tubo OD3, lo stesso comportamento si ha al di sotto del titolo 0,5, ma

con una dispersione dei punti molto più alta. Per il tubo OD4, solo nelle condizioni oltre il titolo 0,9 il valore stimato è entro il -30% , infatti la deviazione assoluta per questo tubo è la più elevata. Per entrambi i tubi e fluidi, per ciascuna portata specifica tranne alle bassissime portate nel tubo OD4, dove si ha una maggiore dispersione dei punti, le stime vanno da meno della metà del valore sperimentale ai titoli più bassi fino ad una stima quasi uguale al valore sperimentale a titoli elevati. Le deviazioni relative, assolute e standard sono riportate nella tabella 5.6.

Tabella 5.6: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Koyama e Yonemoto [22] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Gradiente di pressione per attrito		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	-24,3 %	25,8 %	15,1 %
	R1234ze(E)	-36,9 %	36,9 %	15,0 %
OD4	R134a	-36,9 %	40,9 %	23,4 %

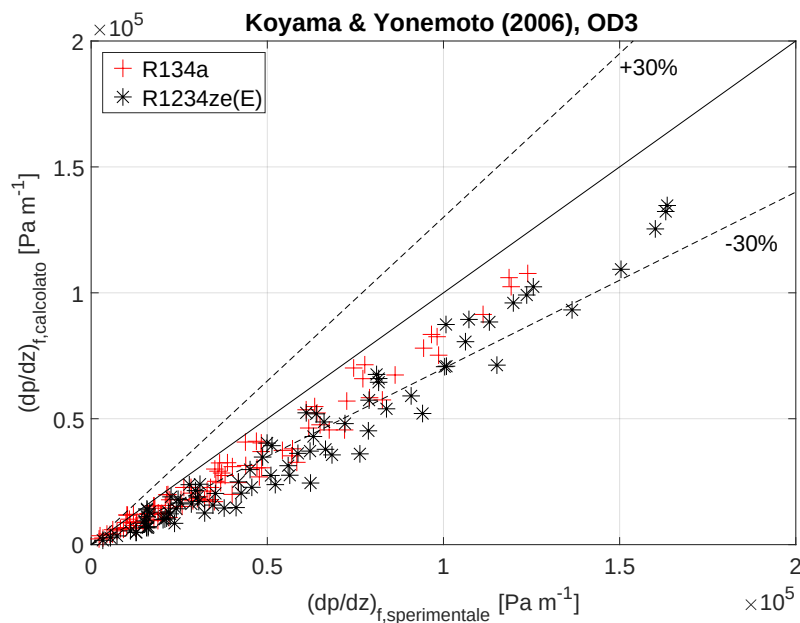


Figura 5.49: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

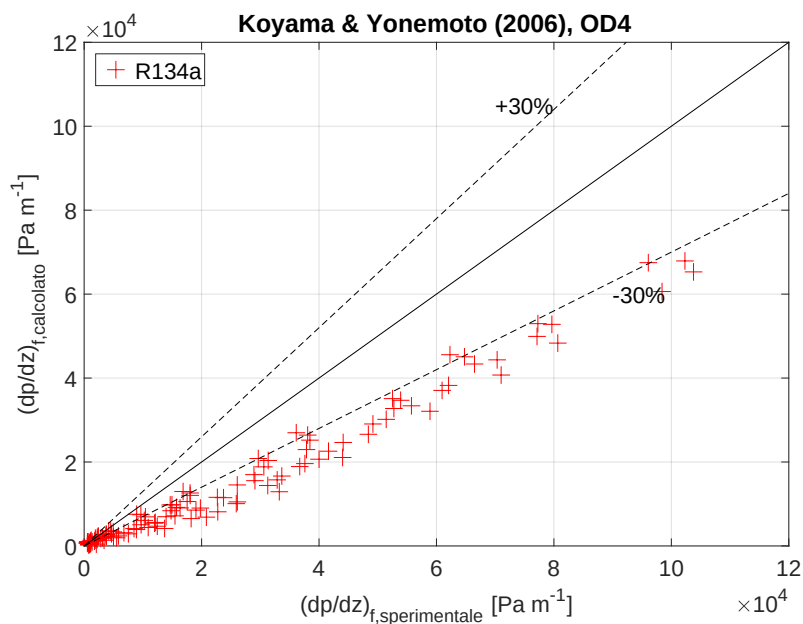


Figura 5.50: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

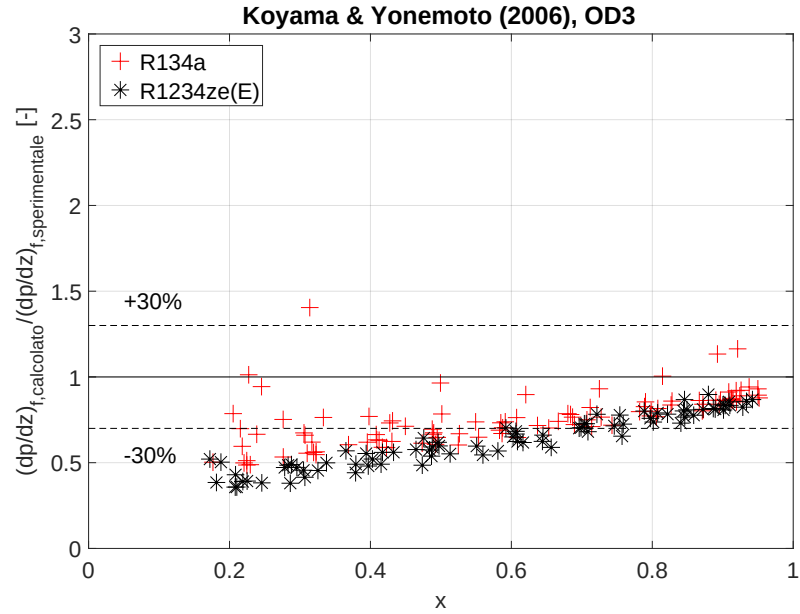


Figura 5.51: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

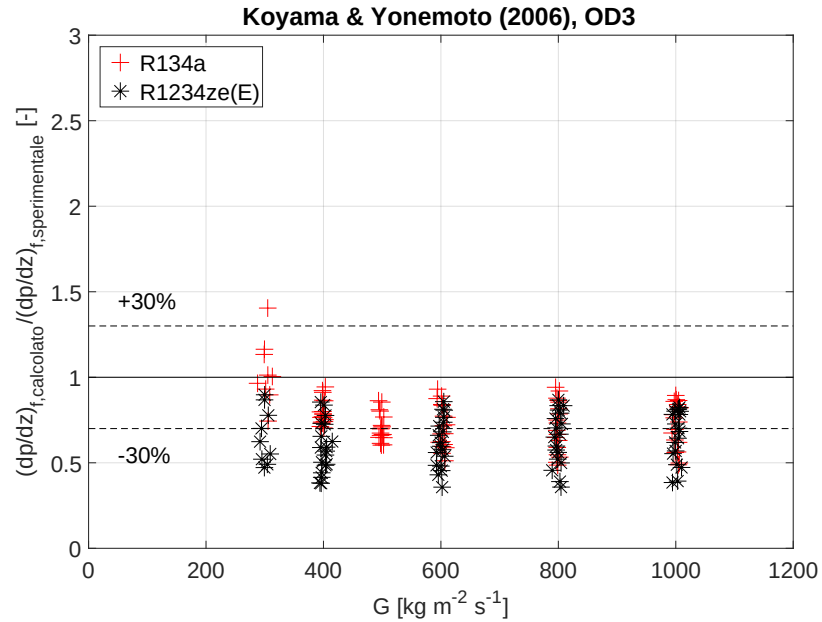


Figura 5.52: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

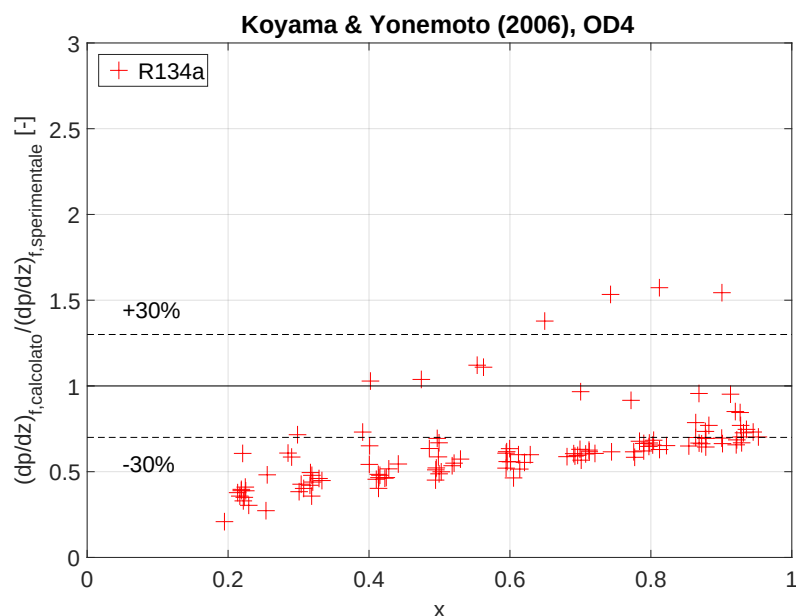


Figura 5.53: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

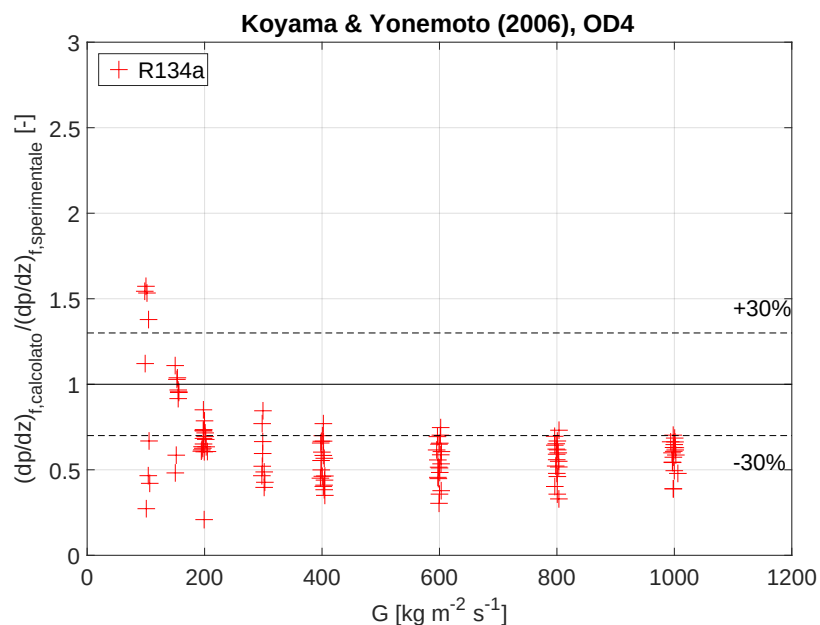


Figura 5.54: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

Procedura di calcolo per il coefficiente di scambio termico

Il calcolo del coefficiente di scambio termico riprende il modello di Yu e Koyama [10]. Il numero di Nusselt è calcolabile come somma di due contributi, uno relativo alla condensazione in convezione forzata e l'altro relativo alla condensazione in convezione naturale, come espresso dall'equazione 5.22. Il termine relativo alla convezione forzata è:

$$\text{Nu}_F = 2,12 \sqrt{f_v} \Phi_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,1} \left(\frac{x}{1-x} \right) \text{Re}_l^{0,5} \text{Pr}_l^{0,5} \quad (5.48)$$

in cui i termini f_v e Φ_v si calcolano come indicato precedentemente per le perdite di carico per attrito. Il termine relativo alla convezione naturale è invece calcolato come:

$$\text{Nu}_B = 1,98 \frac{H(\xi)}{\eta_A^{0,5} \text{Bo}^{0,1}} \left(\frac{\text{Ga Pr}_l}{\text{Ph}_l} \right)^{0,25} \quad (5.49)$$

in cui Bo è il numero di Bond definito come:

$$\text{Bo} = \frac{(P-t) D_i g (\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \quad (5.50)$$

La funzione $H(\xi)$ ha la stessa forma di quella riportata nell'equazione 5.29. Gli autori suggeriscono di calcolare il grado di vuoto ξ con la relazione:

$$\xi = 0,81 \xi_{Smith} + 0,19 x^{100} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,8} \xi_{Omog.} \quad (5.51)$$

che utilizza le stime del grado di vuoto date dal modello di Smith [3] ξ_{Smith} e del modello omogeneo $\xi_{Omog.}$.

Confronto con i risultati sperimentali per il coefficiente di scambio termico

Il confronto tra i valori sperimentali del coefficiente di scambio termico ed i valori calcolati con questo modello è riportato nelle figure 5.55 e 5.56 per i due tubi; nelle successive figure 5.57, 5.58, 5.59, 5.60 il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale è posto in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Per il tubo OD3, a titoli di vapore oltre 0,6 e per le portate specifiche più alte, il modello sottostima i risultati sperimentali, con la maggioranza dei punti posizionata a cavallo della retta che indica il -30% . Per i titoli e le portate più basse, le stime sono più disperse con alcune punte di elevata sovrastima, soprattutto per l'R134a. La tabella 5.7 mostra infatti che la deviazione assoluta media e la deviazione standard dell'R134a nel tubo OD3 sono maggiori rispetto all'R1234ze(E). Per quanto riguarda il tubo OD4, la dispersione del rapporto dei valori è ancor più accentuata alle basse portate, per le quali si può notare

che il coefficiente di scambio termico venga di molto sovrastimato. Tutto ciò si riflette nell'elevata deviazione standard di questi dati.

Tabella 5.7: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Koyama e Yonemoto [22] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	11,0 %	43,9 %	88,0 %
	R1234ze(E)	-15,1 %	30,0 %	34,8 %
OD4	R134a	51,6 %	73,0 %	216 %

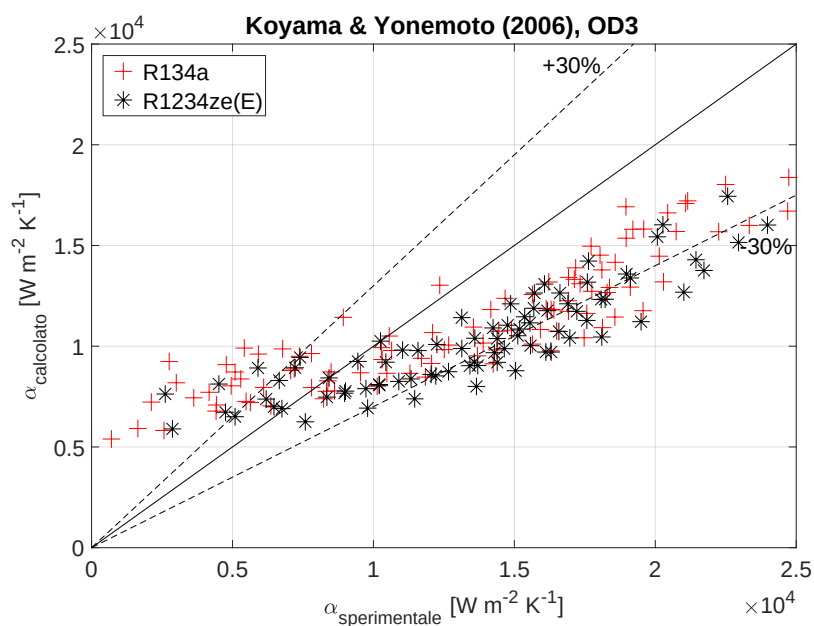


Figura 5.55: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

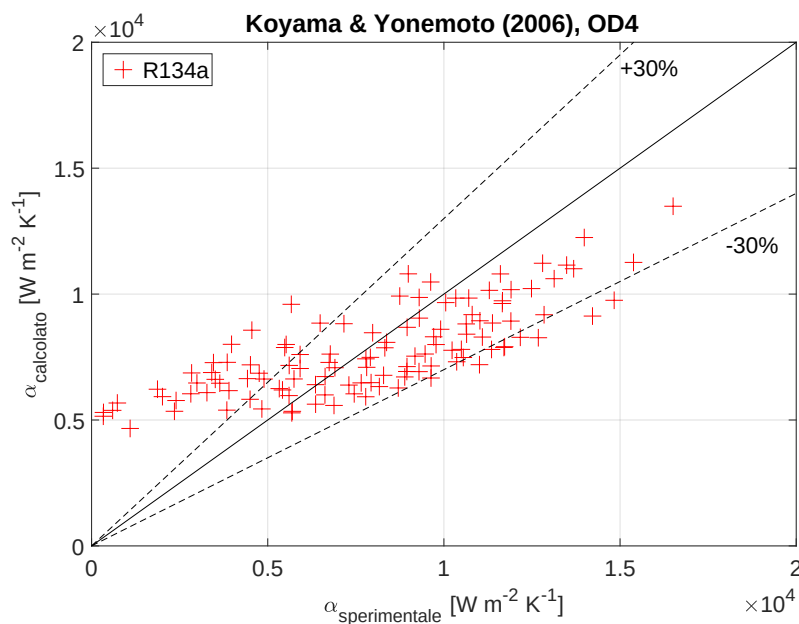


Figura 5.56: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

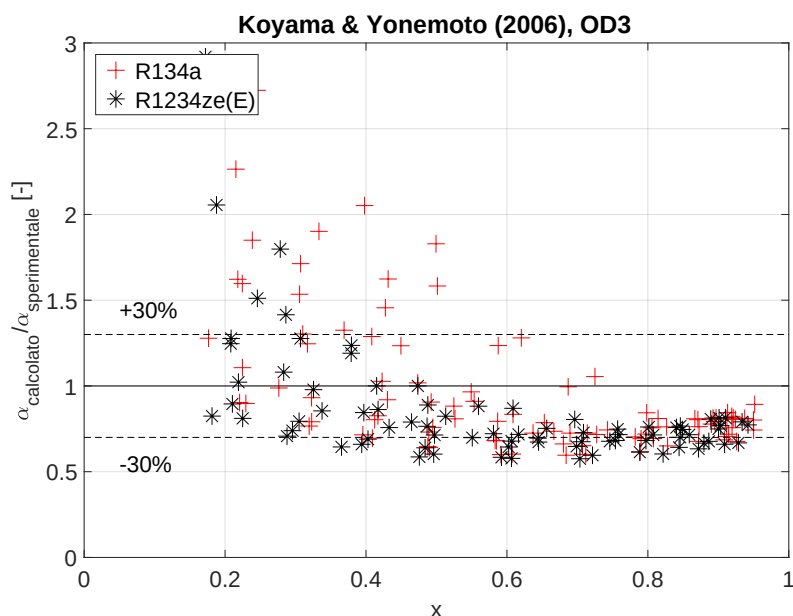


Figura 5.57: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

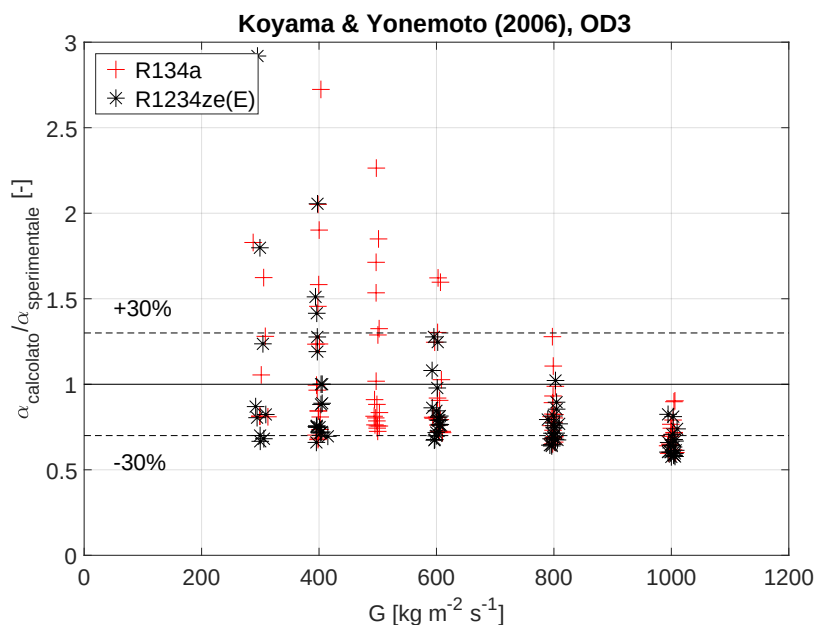


Figura 5.58: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

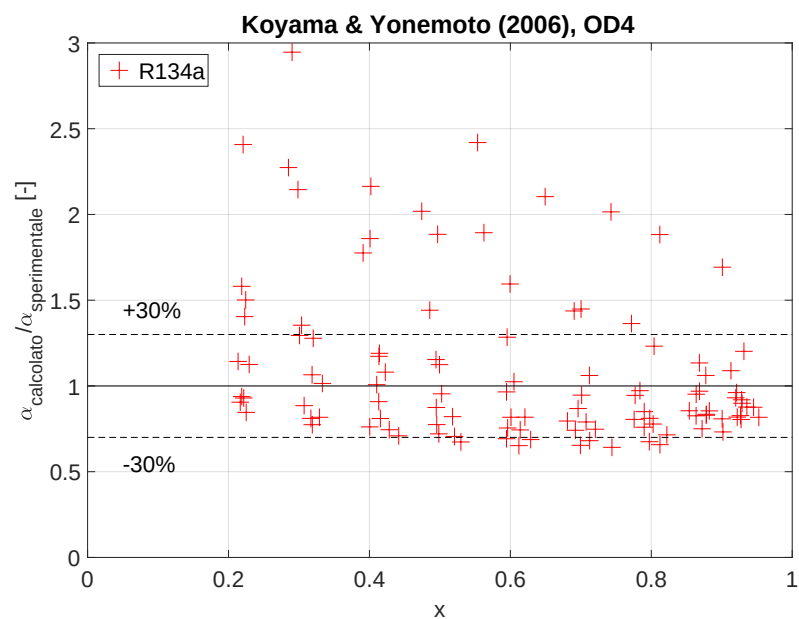


Figura 5.59: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

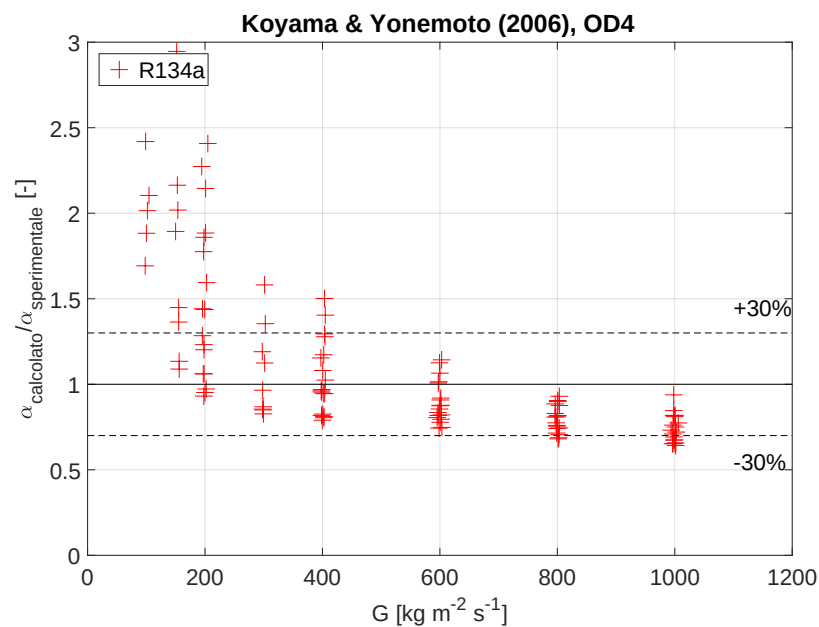


Figura 5.60: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.5 Modello di Cavallini et al. (2009) [24] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione

Questo modello è basato sulla distinzione tra deflusso ΔT -dipendente e ΔT -indipendente data dall'equazione 1.19, ed estende il modello di Cavallini et al. [19] per il tubo liscio ai tubo microaletti, usando un ampio database di risultati sperimentali. Tutti i risultati sono relativi al tubo liscio equivalente con diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta.

Procedura di calcolo

Come molti modelli esaminati, il coefficiente di scambio termico è calcolato come somma di un termine relativo al deflusso anulare e un termine relativo al deflusso stratificato:

$$\alpha = (\alpha_A^3 + \alpha_D^3)^{1/3} \quad (5.52)$$

Il termine relativo al deflusso ΔT -indipendente è il prodotto del coefficiente di scambio termico in regime ΔT -indipendente per il tubo liscio, dato dall'equazione 5.1, e di due moltiplicatori A e C che tengono conto della geometria dell'aletta e del numero di Froude:

$$\alpha_A = \alpha_{AS} A C \quad (5.53)$$

Il termine A si calcola come:

$$A = 1 + 1,119 \text{ Fr}^{-0,3821} (Rx - 1)^{0,3586} \quad (5.54)$$

dove Rx è il fattore di incremento geometrico

$$Rx = \left\{ \frac{2 h n_g \left[1 - \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right) \right]}{\pi D_{ap} \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right)} \right\} \frac{1}{\cos \beta} \quad (5.55)$$

Il termine C tiene conto del fatto che il numero delle alette possa essere diverso da quello ottimale:

$$C = 1, \quad \text{se } (n_{ott}/n_g) \geq 0,8 \quad (5.56a)$$

$$C = \left(\frac{n_{ott}}{n_g} \right)^{1,904}, \quad \text{se } (n_{ott}/n_g) < 0,8. \quad (5.56b)$$

Il numero ottimale di alette è stimato con l'equazione 4.1 citata nel capitolo 4.

Anche il coefficiente di scambio termico per il regime ΔT -dipendente:

$$\alpha_D = C \left[2,4 x^{0,1206} (Rx - 1)^{1,466} C_1^{0,6875} + 1 \right] \alpha_{D,S} + C(1 - x^{0,087}) Rx \alpha_{LO} \quad (5.57)$$

è funzione del corrispondente coefficiente di scambio termico in regime di deflusso ΔT -dipendente per il tubo liscio $\alpha_{D,S}$, calcolato come:

$$\alpha_{D,S} = 0,725 \left[1 + 0,741 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,3321} \right]^{-1} \left[\frac{\lambda_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_v) g \Delta h_{lv}}{\mu_l D_{ap} \Delta T} \right]^{0,25} \quad (5.58)$$

con

$$C_1 = 1, \quad \text{se } J_G \geq J_G^* \quad (5.59a)$$

$$C_1 = \left(\frac{n_{ott}}{n_g} \right)^{1,904}, \quad \text{se } J_G < J_G^*. \quad (5.59b)$$

La velocità adimensionale di transizione per il tubo microalettato J_G^* è calcolata con l'equazione 1.19.

Confronto con i risultati sperimentali

Le figure 5.61 e 5.62 mostrano il confronto tra il coefficiente di scambio termico ricavato sperimentalmente ed il valore calcolato con la correlazione. Nelle figure 5.63, 5.64, 5.65 e 5.66 il rapporto tra i due valori calcolato e sperimentale è messo in funzione del titolo di vapore e della portata specifica. Per il tubo OD3 il modello fornisce una discreta stima del coefficiente di scambio termico, soprattutto per il fluido R1234ze(E), per il quale gli unici punti che si posizionano al di fuori della fascia $\pm 30\%$ sono quelli ad elevato titolo e a bassa portata in cui il valore sperimentale viene sottostimato. La stima del coefficiente di scambio termico per l'R134a è anch'essa buona, salvo per le condizioni a bassa portata specifica e titolo molto basso o molto alto. La sottostima alle basse portate e agli alti titoli, comune ai due fluidi, è probabilmente da imputare all'anomalo comportamento del coefficiente di scambio termico in queste condizioni, ampiamente dibattuto nel capitolo 4. La tabella 5.8 riporta le deviazioni medie relative ed assolute e le deviazioni standard per il modello in esame: si può apprezzare come la deviazione relativa per l'R1234ze(E) nel tubo OD3 sia negativa, indice della tendenza alla sottostima, mentre per l'R134a sia positiva. Le deviazioni assoluta e standard risultano minori per il fluido R1234ze(E), per il quale infatti si è visto le stime del coefficiente di scambio termico siano migliori. I valori calcolati del coefficiente di scambio termico per il tubo OD4 mostrano invece una generale sovrastima rispetto i valori sperimentali. Alle tre portate specifiche più alte i valori sono sempre sovrastimati e si posizionano a cavallo della linea del $+30\%$, mentre

alle tre portate specifiche più basse le stime sono più disperse, in quanto il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale va da un minimo di poco più di 0.7 a 2 e oltre. Di conseguenza, la deviazione standard per queste condizioni è elevata.

Tabella 5.8: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Cavallini et al. [24] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	10,9 %	29,8 %	71,3 %
	R1234ze(E)	-11,0 %	15,9 %	18,1 %
OD4	R134a	53,3 %	55,8 %	133 %

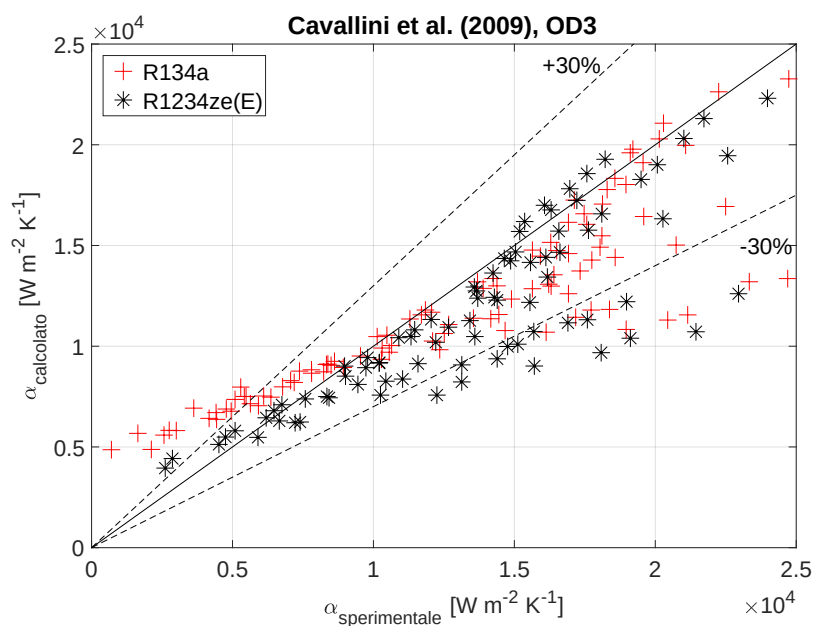


Figura 5.61: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

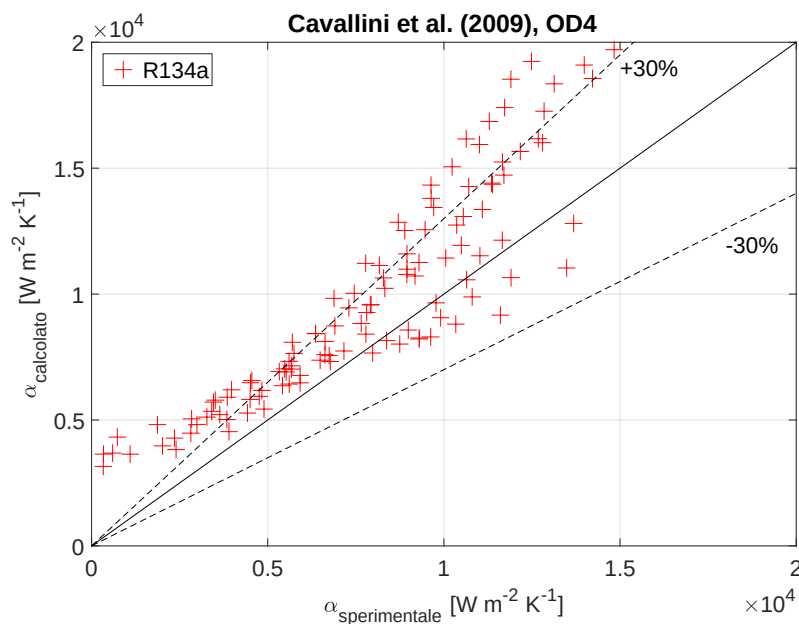


Figura 5.62: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

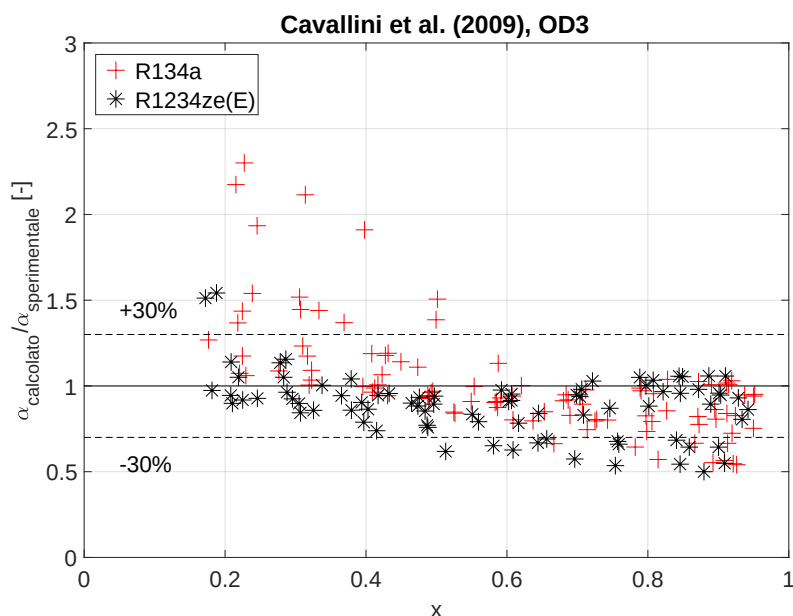


Figura 5.63: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

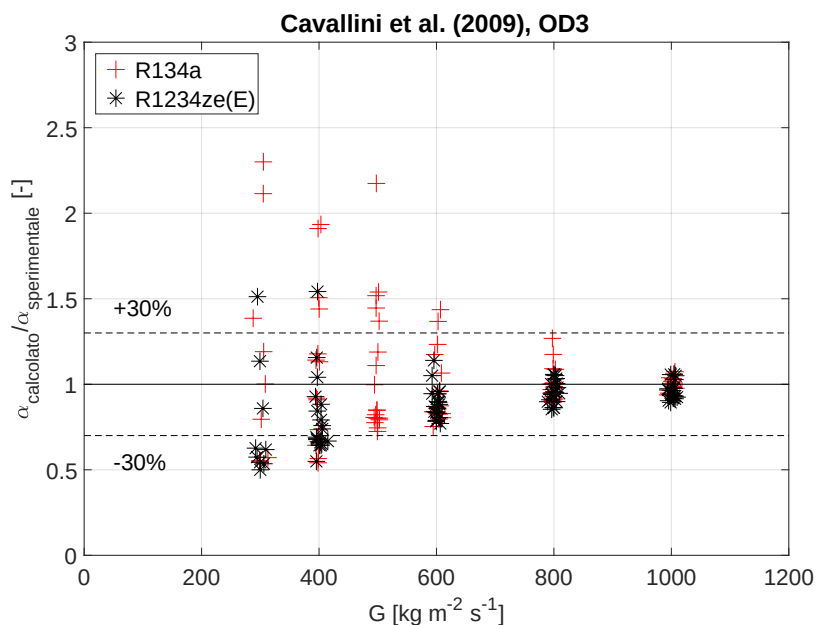


Figura 5.64: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

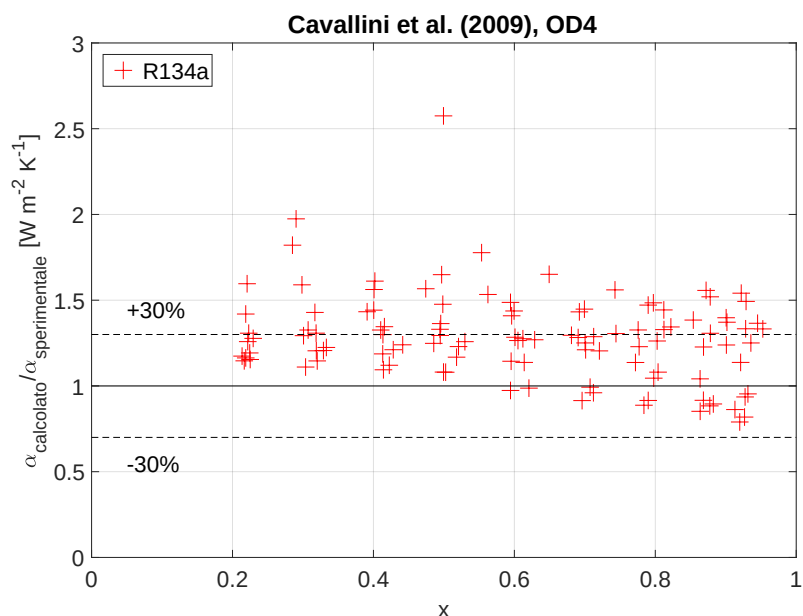


Figura 5.65: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

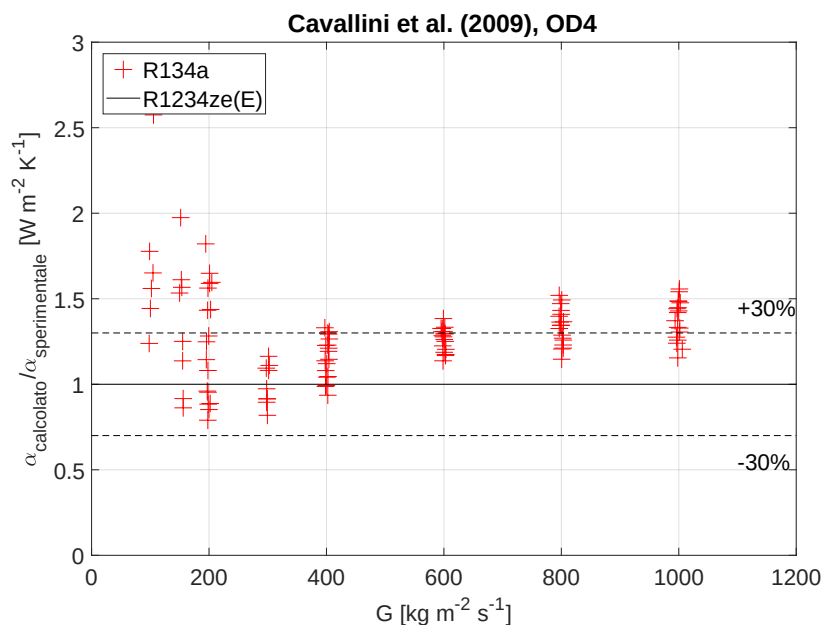


Figura 5.66: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.6 Modello di Diani et al. (2014) [34] per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e delle perdite di carico per attrito

Sebbene questo modello sia stato sviluppato per calcolare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico per attrito durante l'ebollizione in un tubo microalettato orizzontale, è possibile utilizzare le equazioni che descrivono i fenomeni di convezione forzata per calcolare il coefficiente di scambio termico in condensazione, tralasciando i termini relativi ai fenomeni di ebollizione nucleata. Il calcolo delle perdite di carico prescinde dal fenomeno in atto, per cui anche le equazioni proposte per il gradiente di pressione possono essere usate nella condensazione. Il modello è stato sviluppato a partire da prove in vaporizzazione del refrigerante R1234ze(E) in un tubo di diametro interno all'apice dell'aletta pari a 3,4 mm, alla temperatura di saturazione di 30 °C e per portate di massa specifiche che variano da 190 a 940 kg m⁻² s⁻¹. Tutti i risultati sono riferiti al tubo liscio di diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta.

Procedura di calcolo per il coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico è calcolato con l'espressione:

$$\alpha_A = 1,465 \alpha_{LO} \left[1 + 1,128 x^{0,8170} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{2,144} \text{Pr}_l^{-0,1} \right] \cdot R x^{2,14} (\text{Bo Fr})^{-0,15} \left(\frac{G_0}{G} \right)^{0,36} \quad (5.60)$$

in cui il coefficiente di scambio termico per il totale deflusso in fase liquida α_{LO} si calcola al solito con l'equazione 5.2, il numero di Bond ed il numero di Froude vengono definiti rispettivamente come:

$$\text{Bo} = \frac{g \rho_l h \pi D_{ap}}{8 \sigma n_g} \quad (5.61)$$

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho_v^2 g D_{ap}} \quad (5.62)$$

e G_0 vale 100 kg m⁻² s⁻¹.

Confronto con i risultati sperimentali per il coefficiente di scambio termico

Il confronto tra i valori sperimentali del coefficiente di scambio termico ed i corrispondenti valori calcolati è visualizzabile nelle figure 5.67 e 5.68, mentre il rapporto tra il valore calcolato e quello sperimentale in funzione del titolo di vapore e delle portate di massa

specifica è riportato nelle successive figure dalla 5.69 alla 5.72. I risultati per il tubo OD3 mostrano che il coefficiente di scambio termico viene previsto abbastanza fedelmente per entrambi i fluidi, in quanto la maggior parte dei punti ricade sulla bisettrice del grafico di figura 5.67. I valori dell'R134a vengono sovrastimati alle basse portate a bassi titoli di vapore, mentre per entrambi i fluidi il coefficiente a basse portate ed alti titoli viene sottostimato, per lo stesso motivo spiegato nel paragrafo precedente. Alle portate specifiche più alte quasi tutti i valori ricadono abbondantemente entro la fascia del $\pm 30\%$. Anche per il tubo OD4 la maggior parte dei punti si posiziona entro il $\pm 30\%$. In dettaglio, il coefficiente alle portate specifiche più alte è leggermente sovrastimato, mentre accade il contrario per le portate specifiche più basse. Complessivamente, come si vede dalla tabella 5.9 la deviazione relativa media è molto bassa in tutti i casi, mentre quella assoluta media è più bassa per l'R1234ze(E). La deviazione standard dell'R134a è più alta a causa della sovrastima che si riscontra alle basse portate, che essendo di entità rilevante rende più dispersi i risultati.

Tabella 5.9: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Diani et al. [34] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Coefficiente di scambio termico		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	7,96 %	27,9 %	63,0 %
	R1234ze(E)	-10,1 %	16,3 %	20,1 %
OD4	R134a	6,44 %	29,0 %	62,0 %

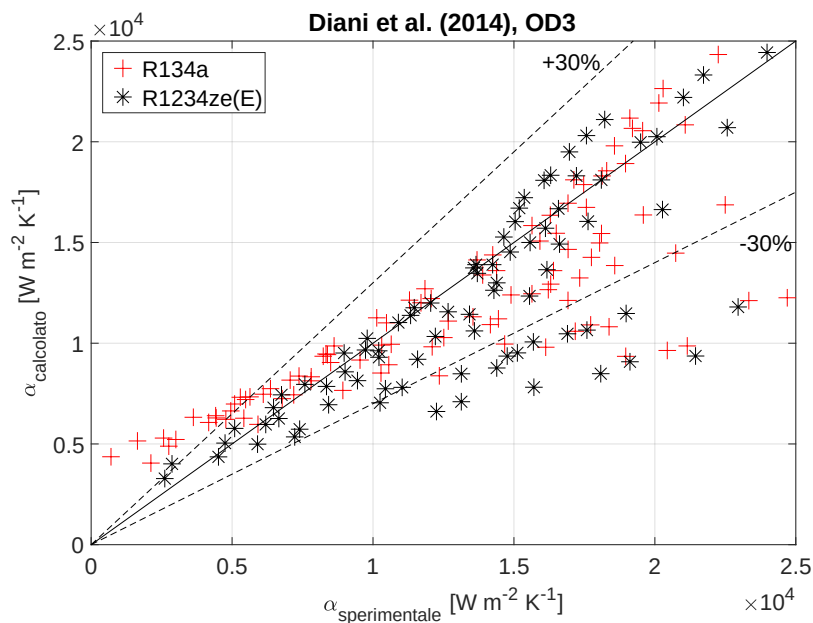


Figura 5.67: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

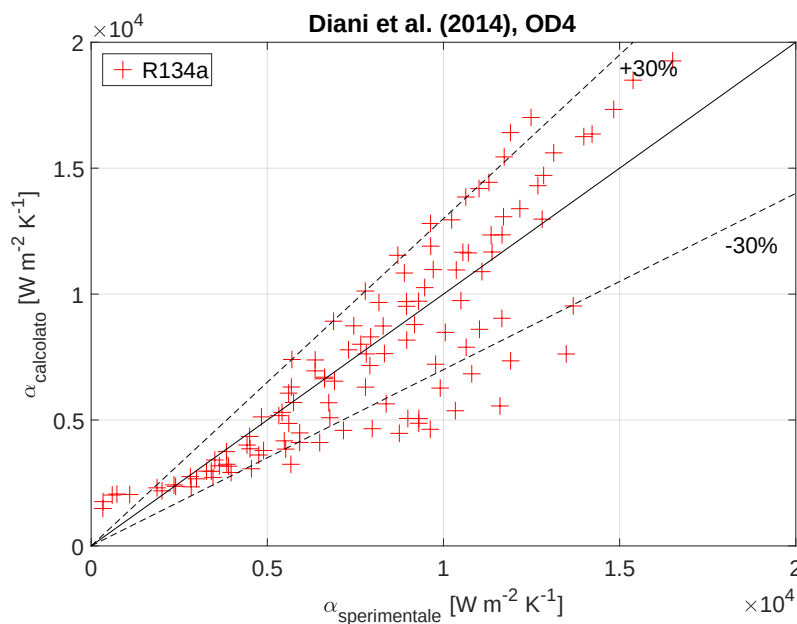


Figura 5.68: Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

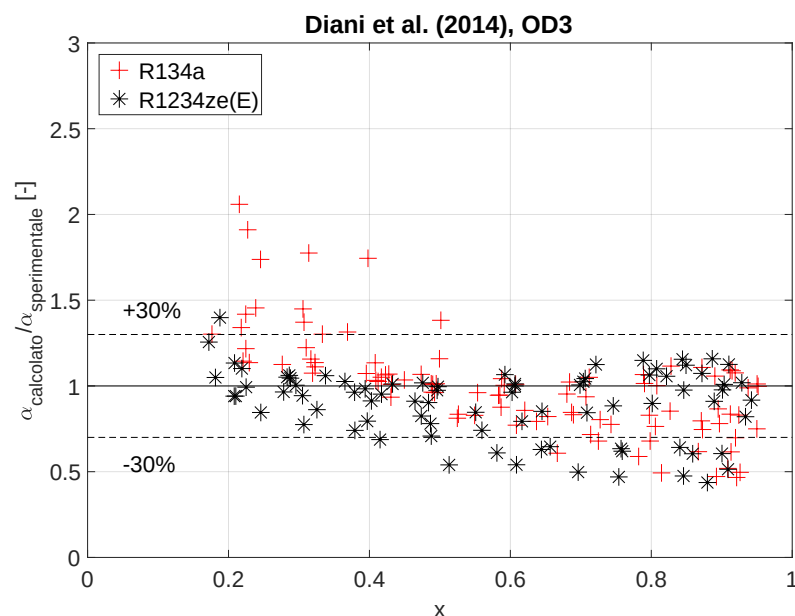


Figura 5.69: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

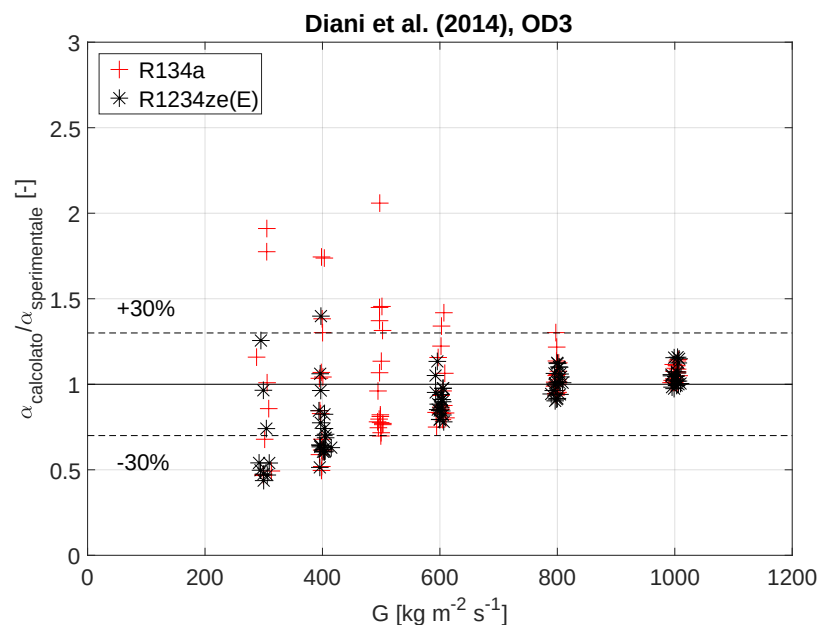


Figura 5.70: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3

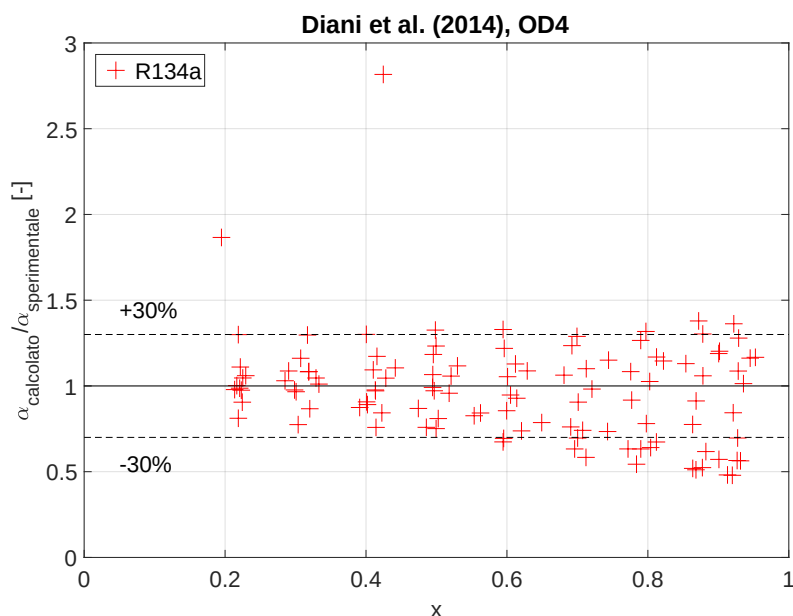


Figura 5.71: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

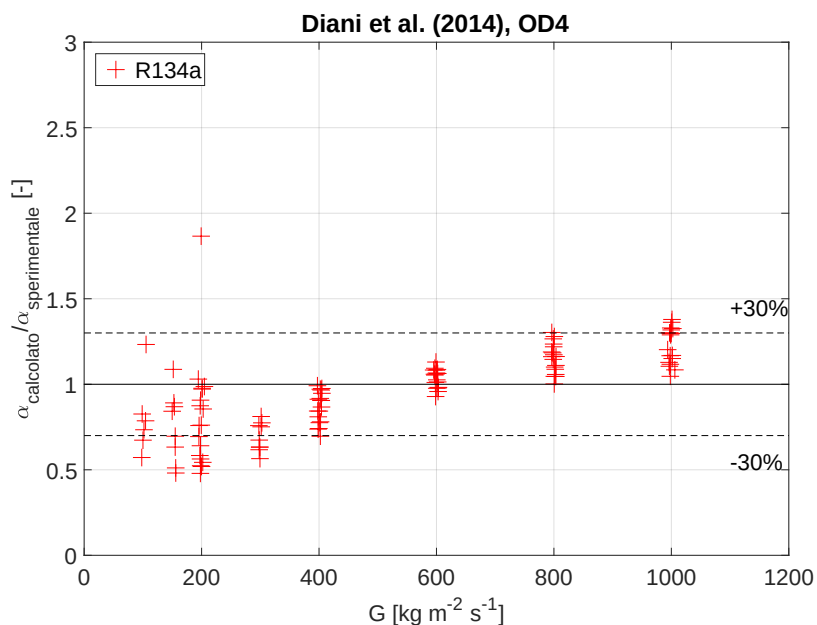


Figura 5.72: Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

Procedura di calcolo per le perdite di carico per attrito

Le perdite di carico per attrito sono calcolate con le perdite di carico relative all'intero deflusso in fase liquida corrette da un moltiplicatore bifase:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 2 f_{LO} \frac{G^2}{D_{ap} \rho_l} \quad (5.63)$$

Il fattore di attrito f_{LO} può essere calcolato con l'equazione:

$$f_{LO} = \frac{\left[1.74 - 2 \log\left(2 \frac{e}{D}\right)\right]^{-2}}{4} \quad (5.64)$$

utilizzando per la rugosità relativa e/D il valore dato dall'espressione seguente che tiene conto delle alette:

$$\frac{e}{D} = \frac{0,18 \frac{h}{D_{ap}}}{0,1 + \cos \beta} \quad (5.65)$$

Il moltiplicatore bifase è invece dato dall'equazione 5.8, i cui termini sono calcolati con le equazioni 5.9-5.12, mentre il parametro E si calcola con l'espressione:

$$1 - E = -0,331 \ln \left[\frac{\mu_l G x}{\rho_v \sigma} \right] - 0,0919 \quad (5.66)$$

con i limiti

$$\begin{aligned} E &= 0,95, & \text{se } E > 0,95 \\ E &= 0, & \text{se } E < 0. \end{aligned}$$

Confronto con i risultati sperimentali per le perdite di carico per attrito

Nelle figure 5.73 e 5.74 sono confrontati il gradiente di pressione per attrito sperimentale ed il gradiente di pressione per attrito calcolato con la correlazione. Le figure dalla 5.75 alla 5.78 mostrano il rapporto tra i due valori in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica. Questo modello risulta essere il migliore tra quelli considerati in quanto quasi tutti i valori calcolati ricadono entro la fascia $\pm 30\%$. Analizzando nel dettaglio i confronti, risulta una leggera sovrastima del gradiente di pressione per il tubo OD3, soprattutto per l'R134a a bassi titoli di vapore; la maggior parte dei valori rimane comunque entro il $+30\%$. Alle portate più basse si assiste al consueto fenomeno di dispersione dei valori stimati che vanno da poco meno del valore sperimentale a più di due volte quest'ultimo. Anche per il tubo OD4 la stima è particolarmente fedele ai valori sperimentali, in quanto solo alcuni valori alle tre portate più basse vengono sovrastimati

di più del 30%. La tabella 5.10 mostra le deviazioni relative e assolute medie, assieme alla deviazione standard. La deviazione relativa è bassa in tutti i casi, ed addirittura quasi nulla per il tubo OD4. La deviazione assoluta è per tutti i casi inferiore al 30%. Dal momento che la maggior parte dei risultati è ben localizzata in prossimità della bisettrice del piano $\alpha_{sperimentale}-\alpha_{calcolato}$ per entrambi i due tubi, la deviazione standard è contenuta in tutti i casi.

Tabella 5.10: Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Diani et al. [34] rispetto i dati sperimentali

Tubo	Fluido	Gradiente di pressione per attrito		
		$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
OD3	R134a	28,5 %	28,5 %	34,6 %
	R1234ze(E)	9,53 %	11,5 %	12,2 %
OD4	R134a	0,692 %	18,1 %	26,9 %

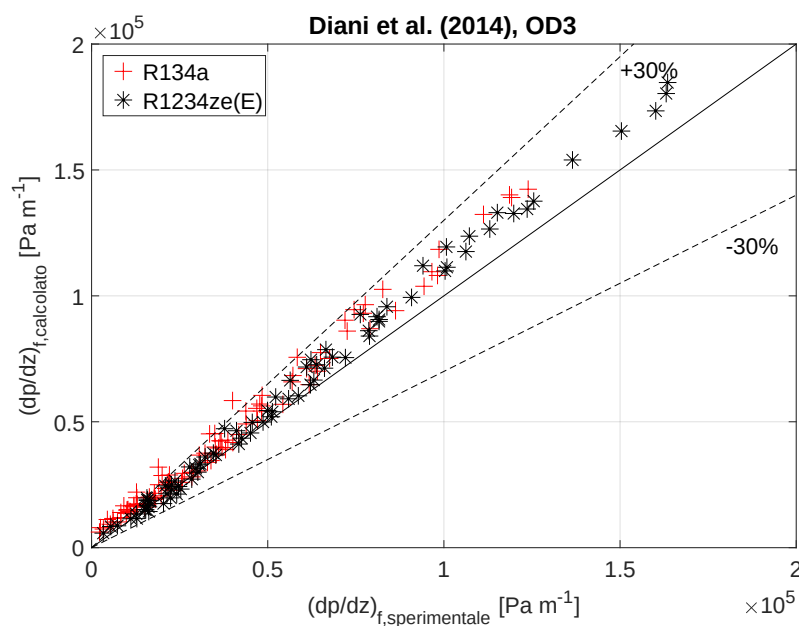


Figura 5.73: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3

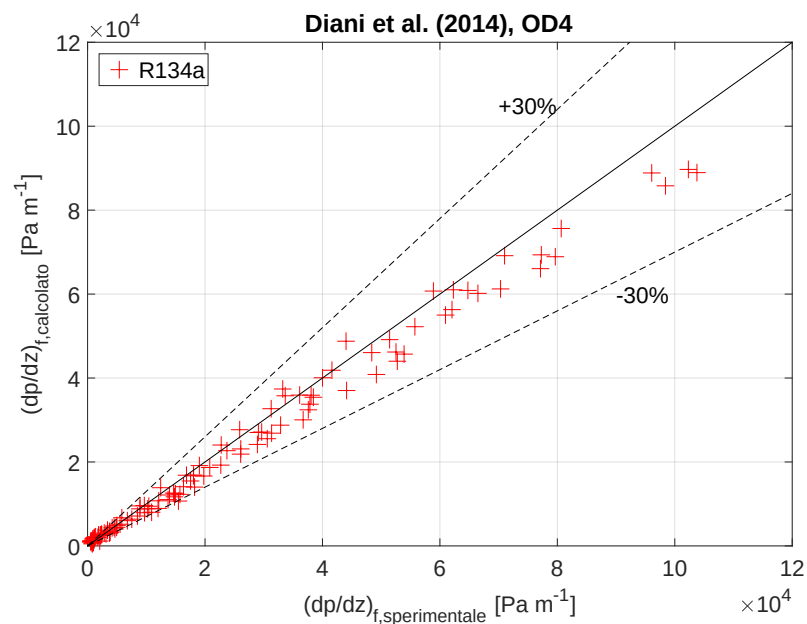


Figura 5.74: Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4

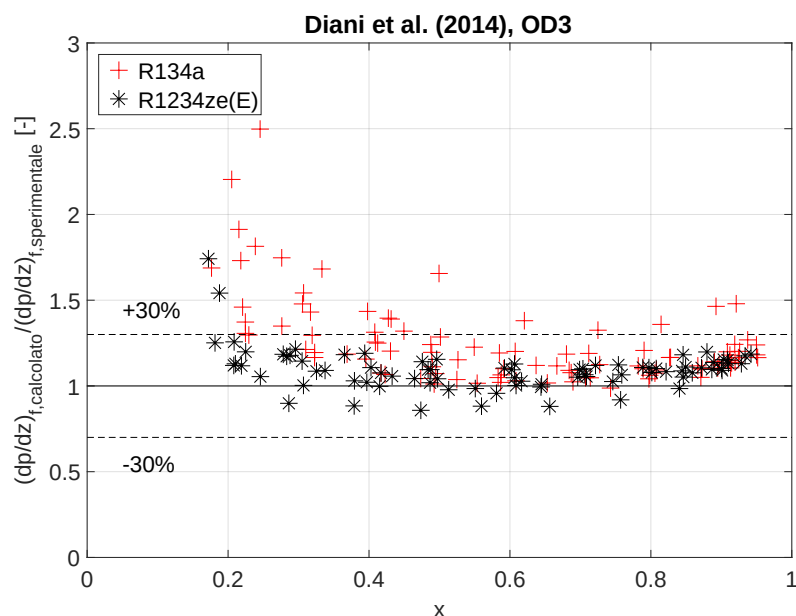


Figura 5.75: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

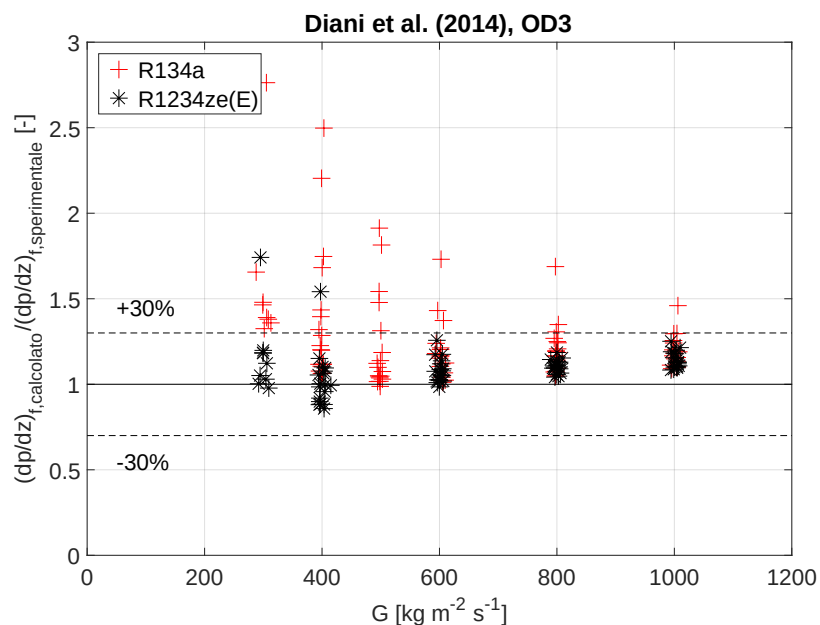


Figura 5.76: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3

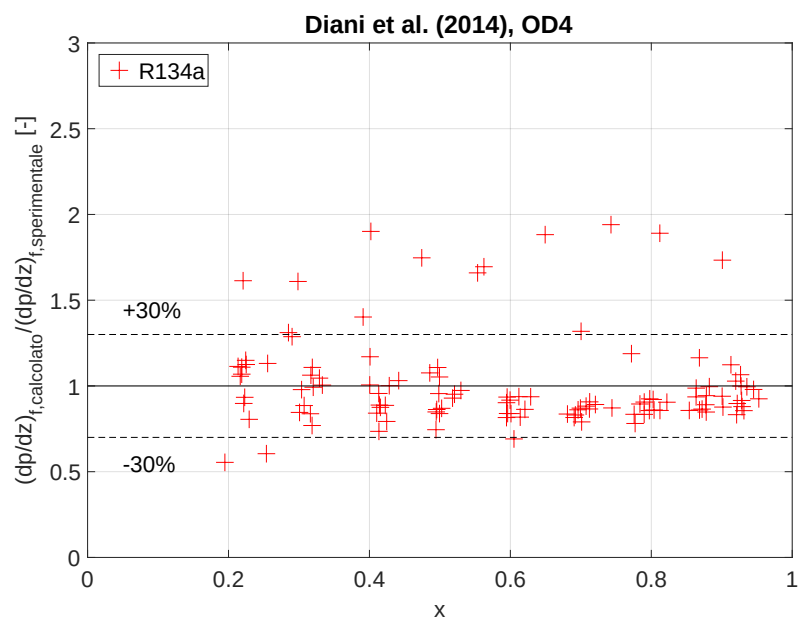


Figura 5.77: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3

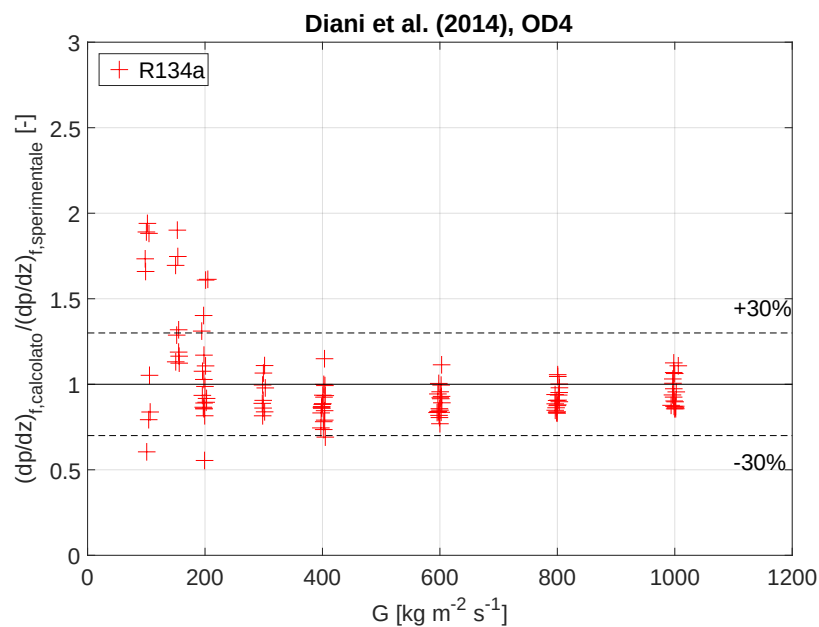


Figura 5.78: Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4

5.2.7 Considerazioni riassuntive

Tabella 5.11: Tabella riassuntiva con le deviazioni relative ed assolute medie e le deviazioni standard dei modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico analizzati

Modello	Tubo	Fluido	$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
Yu e Koyama [10]	OD3	R134a	51,5 %	55,8 %	73,8 %
		R1234ze(E)	37,6 %	44,1 %	34,2 %
	OD4	R134a	70,8 %	72,9 %	89,0 %
Kedzierski e Goncalves [12]	OD3	R134a	-20,5 %	40,5 %	56,6 %
		R1234ze(E)	-36,2 %	37,3 %	13,2 %
	OD4	R134a	14,2 %	44,6 %	126 %
Han e Lee [18]	OD3	R134a	-33,7 %	50,9 %	57,3 %
		R1234ze(E)	-50,5 %	51,4 %	16,6 %
	OD4	R134a	1,45 %	42,3 %	105 %
Koyama e Yonemoto [22]	OD3	R134a	11,0 %	43,9 %	88,0 %
		R1234ze(E)	-15,1 %	30,0 %	34,8 %
	OD4	R134a	51,6 %	73,0 %	216 %
Cavallini et al. [24]	OD3	R134a	10,9 %	29,8 %	71,3 %
		R1234ze(E)	-11,0 %	15,9 %	18,1 %
	OD4	R134a	53,3 %	55,8 %	133 %
Diani et al. [34]	OD3	R134a	7,96 %	27,9 %	63,0 %
		R1234ze(E)	-10,1 %	16,3 %	20,1 %
	OD4	R134a	6,44 %	29,0 %	62,0 %

Nella tabella 5.11 sono riportati tutti i risultati delle deviazioni relative ed assolute medie e alle deviazioni standard dei valori calcolati con i modelli per il coefficiente di scambio termico rispetto i valori sperimentali. Analizzando le deviazioni standard, non si può non notare che essa assume valori particolarmente elevati per il fluido R134a nel tubo OD4 con tutte le correlazioni. Come analizzato per ciascun modello, questo fatto è dovuto in gran parte alle elevate sovrastime che si sono ottenute ai bassi titoli di vapore per le portate più basse, poichè questi risultati sperimentali sono caratterizzati da un incertezza sperimentale più elevata. Al contrario, i valori previsti per l'R1234ze(E) sono molto simili a quelli sperimentali, dal momento che la maggior parte dei modelli più recenti presenta deviazioni assolute minori del 30%. Il modello migliore è quello di Diani et al. [34], per il quale le deviazioni assolute ammontano a 27,88%, 16,34% e 29,03% per i tre casi di studio considerati.

Il riassunto relativo alle correlazioni per il calcolo delle perdite di carico per attrito è visualizzato in tabella 5.12. Quasi tutti i modelli sono accurati nella previsione del

Tabella 5.12: Tabella riassuntiva con le deviazioni relative ed assolute medie e le deviazioni standard dei modelli per il calcolo del gradiente di pressione analizzati

Modello	Tubo	Fluido	$\bar{e}_R$	$\bar{e}_A$	σ_N
Kedzierski e Goncalves [12]	OD3	R134a	6,72 %	16,9 %	22,6 %
		R1234ze(E)	-13,3 %	19,8 %	18,5 %
	OD4	R134a	27,8 %	33,6 %	56,8 %
Han e Lee [18]	OD3	R134a	-6,02 %	20,1 %	23,0 %
		R1234ze(E)	-18,7 %	26,3 %	26,4 %
	OD4	R134a	14,1 %	33,5 %	40,7 %
Koyama e Yonemoto [22]	OD3	R134a	-24,3 %	25,8 %	15,1 %
		R1234ze(E)	-36,9 %	36,9 %	15,0 %
	OD4	R134a	-36,9 %	40,9 %	23,4 %
Diani et al. [34]	OD3	R134a	28,5 %	28,5 %	34,6 %
		R1234ze(E)	9,53 %	11,5 %	12,2 %
	OD4	R134a	0,692 %	18,1 %	26,9 %

gradiente di pressione (per attrito o totale a seconda del modello). Il modello migliore differisce in base al tubo e al fluido considerato, visto che per l'R134a nel tubo OD3 la correlazione di Kedzierski e Goncalves [12] mostra le deviazioni relative ed assolute minori, mentre per il fluido R1234ze(E) nel tubo OD3 e per il tubo OD4 risulta essere migliore il modello di Diani et al. [34].

In questo capitolo conclusivo vengono riassunti i risultati sperimentali ottenuti e le considerazioni che se ne possono trarre sul comportamento dei due tubi microaletti studiati, anche in relazione alle stime sulle prestazioni dei tubi lisci corrispondenti. Si procede poi a trarre le conclusioni sui confronti effettuati tra i risultati sperimentali e le previsioni fornite dai modelli di calcolo considerati. Infine, vengono forniti alcuni suggerimenti per il prosieguo delle ricerche su questo argomento.

6.1 Risultati del lavoro svolto

In questa Tesi si è studiato il comportamento di due tubi microaletti durante la condensazione al loro interno di fluidi refrigeranti diversi, l'R134a e l'R1234ze(E), che è destinato a sostituire il primo. Le prove sono state effettuate utilizzando l'impianto sperimentale approntato presso il Laboratorio di Trasmissione del Calore in Microgeometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova. I due tubi studiati hanno diametro esterno rispettivamente 3 mm e 4 mm, e diametri interni all'apice dell'aletta rispettivamente 2,4 mm e 3,4 mm. I due tubi hanno alcuni parametri geometrici uguali tra loro, come l'altezza dell'aletta di 0,12 mm, l'angolo all'apice dell'aletta di 43° e 40 alette lungo la circonferenza, mentre differiscono per l'angolo d'elica

che è rispettivamente 7° e 18°. Il tubo OD3 è stato testato con entrambi i refrigeranti, mentre il tubo OD4 solo con l'R134a.

6.1.1 Risultati sperimentali

La condensazione dei due fluidi nei due tubi è stata realizzata in diverse condizioni operative e per diversi valori del titolo di vapore di ingresso alla sezione sperimentale. Le prove con R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3 sono state effettuate per portate specifiche da 300 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 30 °C, e per portate specifiche da 400 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 40 °C. Le prove con R134a nel tubo OD4 sono state effettuate per portate specifiche da 100 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ alla temperatura di saturazione di 30 °C, e per portate specifiche da 200 a 1000 kg m⁻² s⁻¹ a 40 °C. La variazione di titolo di vapore realizzata nella sezione sperimentale è stata sempre inferiore a 0,2, in modo che i valori calcolati di coefficiente di scambio termico e gradiente di pressione per attrito siano il più possibile valori locali.

I risultati sperimentali per il tubo OD3 mostrano un particolare comportamento per quanto riguarda la trasmissione del calore, riscontrato per entrambi i fluidi. Per ciascuna portata specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta con il titolo di vapore, ma con un andamento che è diverso a seconda dell'entità della portata stessa. Di conseguenza, il coefficiente di scambio termico aumenta con la portata specifica a bassi titoli di vapore, mentre al contrario ad alti titoli ciò non è più verificato in quanto le portate specifiche 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹ sono penalizzate e vengono scavalcate dalle portate più basse. Questo fenomeno, più accentuato alle condizioni di saturazione più basse, è spiegato dall'influenza delle alette sul campo di moto del liquido, in quanto sembra esistere un numero di alette ottimale per ciascuna portata specifica. I risultati per l'R134a nel tubo OD4 mostrano degli andamenti tendenzialmente affetti dallo stesso fenomeno ma in misura molto minore. In tutte le situazioni, il coefficiente di scambio termico è maggiore a 30 °C rispetto che a 40 °C, a causa delle diverse proprietà termofisiche; confrontando invece i due tubi, i risultati per il tubo OD3 sono migliori grazie al maggiore effetto convettivo.

Per quanto riguarda le perdite di carico per attrito, esse seguono l'andamento a parabola tipico del deflusso bifase, ed aumentano con la portata specifica. Il gradiente di pressione per attrito è maggiore a 30 °C a causa della minore densità del vapore, ed è maggiore per il tubo OD3 visto il minore diametro idraulico. I risultati delle prove in condensazione sono in accordo con quelli di alcune prove effettuate in adiabatico.

Utilizzando i dati ottenuti in precedenti lavori di tesi, si sono confrontati i risultati per i fluidi R134a e R1234ze(E) con quelli relativi al fluido R1234yf. Quest'ultimo fluido realizza dei coefficienti di scambio termico inferiori rispetto agli altri due in entrambi i

tubi testati. Le perdite di carico per attrito sono simili a quelle dell'R134a e inferiori di quelle dell'R1234ze(E) nel tubo OD3, mentre sono inferiori a quelle dell'R134a nel tubo OD4. L'analisi dei risultati per i tre fluidi permette di affermare che l'effetto del numero delle alette sulle prestazioni termiche è diverso a seconda del refrigerante considerato, e quindi per ciascun fluido esiste una geometria ottimale che ne esalta lo scambio termico.

6.1.2 Confronto con le correlazioni di letteratura

Due correlazioni per il tubo liscio sono state utilizzate per stimare il coefficiente di scambio termico e il gradiente di pressione per attrito, da confrontare con i valori ottenuti sperimentalmente per il tubo microalettato calcolando i fattori di incremento EF e penalizzazione PF . Per entrambi i tubi, lo scambio termico è migliorato soprattutto a 30 °C e alle portate più basse, per le quali il fattore EF supera il rapporto delle aree, mentre le portate più alte vengono migliorate significativamente (e comunque meno del rapporto delle aree) solo nel tubo OD3. L'aumento delle perdite di carico è maggiore a 40 °C, ed è contenuto al 20 ÷ 30% per le portate specifiche più alte, mentre i risultati per le portate inferiori sono poco significativi.

Il confronto con i valori calcolati con le correlazioni per il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico per il tubo microalettato mostra che alcuni modelli sono in grado di predire i due valori in maniera abbastanza discreta. Il modello di Diani et al. [34] fornisce i risultati migliori per quanto riguarda la previsione dello scambio termico, anche se tutti i modelli hanno mostrato delle difficoltà a prevedere il coefficiente di scambio termico dell'R134a nel tubo OD4. Quasi tutte le correlazioni sono state invece in grado di predire abbastanza fedelmente il coefficiente di scambio termico del fluido R1234ze(E). Le stime delle perdite di carico per attrito si sono dimostrate più veritiere, in particolare due modelli (Kedzierski e Goncalves [12] e Diani et al. [34]) hanno mostrato un comportamento migliore degli altri.

6.2 Sviluppi futuri

Da quanto si è visto riguardo il coefficiente di scambio termico, è evidente la necessità di indagare a fondo il comportamento termico dei tubi microalettati di piccolo diametro, in modo da determinare come la geometria ed il numero delle alette influisca sul regime di deflusso e quindi sullo scambio termico. Presso il Laboratorio di Trasmissione del Calore in Microgeometrie sono già in programma delle prove sperimentali per lo studio della condensazione del fluido R1234ze(E) nel tubo OD4, alle due diverse temperature di saturazione. Probabilmente questi nuovi test copriranno lo stesso intervallo di portate

specifiche indagato in questa Tesi. Nuovi test con diversi refrigeranti sono necessari per confermare questi comportamenti di scambio termico in tubi microaletti di piccolo diametro, in particolare sono da auspicare delle indagini sui refrigeranti naturali. Parallelamente allo studio di altri fluidi, tubi di diverse geometrie devono essere analizzati, per determinare come il numero e la forma delle alette influiscano sullo scambio termico.

Elenco delle figure

1.1	Regimi di deflusso per una miscela bifase gas-liquido in un tubo orizzontale, immagine tratta da [39]	4
1.2	Mappa di Taitel e Dukler per deflusso bifase in un tubo orizzontale, immagine rielaborata da [4]	5
1.3	Mappa di El Hajal et al. per deflusso bifase in un tubo orizzontale, rielaborata da [15]	6
1.4	Transizione tra deflusso ΔT -dipendente e ΔT -indipendente sulla mappa di Cavallini et al. [19]	7
1.5	Caratteristiche geometriche di un tubo microalettato [14]	9
1.6	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore e della portata specifica; i dati sono relativi a R410A alla temperatura di saturazione di 40 °C [32]	11
1.7	Risultati ottenuti da Huang et al. [27] per il coefficiente di scambio termico della miscela R410A-olio in funzione del titolo per diverse portate e concentrazioni di olio, utilizzando i due tubi di diametro 4 mm e 5 mm .	15
1.8	Risultati ottenuti da Li et al. [30]	17
1.9	Le proprietà termofisiche della CO_2 analizzate da Son e Oh [31]	18
1.10	Risultati ottenuti da Wu et al. [36] per il coefficiente di scambio termico .	19
1.11	Coefficiente di scambio termico ottenuto da Diani et al. [42]	21
1.12	Risultati ottenuti da Diani et al. [42] visualizzati sulla mappa di deflusso di Cavallini et al. [24]	21
1.13	Perdite di carico per attrito ottenute da Diani et al. [42] per condensazione a $T_{sat} = 30\text{ °C}$	22
1.14	Le attuali quattro generazioni dei fluidi refrigeranti, da [23]	24

1.15	Molecole delle due forme isomere del refrigerante R1234ze, immagine proveniente da [37]	24
2.1	L'impianto sperimentale	28
2.2	Il circuito del refrigerante	28
2.3	Strumentazione del ramo del liquido del circuito del refrigerante	29
2.4	Modelli 3D delle sezioni sperimentali utilizzate	31
2.5	Fotografie al microscopio della sezione dei tubi microalettati utilizzati nelle prove	31
2.6	Il circuito della sezione evaporante: si notano in basso a destra il riscaldatore elettrico e il vaso di espansione in secondo piano	32
2.7	Refrigeratore di liquido che fornisce acqua al circuito del pre-condensatore	33
2.8	Il bagno termostatico che fornisce acqua alla sezione sperimentale	34
2.9	Il riferimento di temperatura KAYE per le termocoppie	36
2.10	Misuratori di pressione	37
2.11	Il misuratore di portata elettromagnetico installato nel circuito dell'acqua della sezione sperimentale	37
2.12	Schermate del programma Labview di gestione delle misure	39
4.1	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD3 a $t_{sat} = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	55
4.2	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD3 a $t_{sat} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	55
4.3	Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R134a a $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ e a $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ per il tubo OD3	56
4.4	Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R134a per il tubo OD3	57
4.5	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD4 a $t_{sat} = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	60
4.6	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R134a per il tubo OD4 a $t_{sat} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	60
4.7	Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R134a a $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ e a $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ per il tubo OD4	61
4.8	Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	63
4.9	Grafico riassuntivo riportante il coefficiente di scambio termico in condensazione medio in funzione della portata specifica per il refrigerante R134a	64

4.10	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	65
4.11	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	65
4.12	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD4 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	66
4.13	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R134a con il tubo OD4 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	66
4.14	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R134a a 30°C e a 40°C per il tubo OD3	67
4.15	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R134a a 30°C e a 40°C per il tubo OD4	68
4.16	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	71
4.17	Coefficiente di scambio termico in condensazione del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	71
4.18	Confronto tra il coefficiente di scambio termico del fluido R1234ze(E) a 30°C e a 40°C per il tubo OD3	72
4.19	Mappa di deflusso di Cavallini et al. [24] con i punti sperimentali del fluido R1234ze(E) per il tubo OD3	72
4.20	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R1234ze(E) con il tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	73
4.21	Perdite di carico per attrito ottenute nelle prove sperimentali del fluido R1234ze(E) con il tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$; le portate specifiche in legenda sono in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	74
4.22	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito del fluido R1234ze(E) a 30°C e a 40°C per il tubo OD3	74
4.23	Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai tre fluidi R134a, R1234yf e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$.	76
4.24	Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$	77

4.25	Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$	78
4.26	Confronto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$	79
4.27	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai tre fluidi R134a, R1234yf e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$	81
4.28	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234ze(E) nel tubo OD3 a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$	82
4.29	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$	83
4.30	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito realizzato dai fluidi R134a e R1234yf nel tubo OD4 a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$	84
5.1	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	88
5.2	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	88
5.3	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	89
5.4	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	90
5.5	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	90
5.6	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	91
5.7	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	92
5.8	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	92

5.9	Fattore di incremento dello scambio termico in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	93
5.10	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	96
5.11	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	96
5.12	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R134a	97
5.13	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	97
5.14	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	98
5.15	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD4 con il refrigerante R134a	98
5.16	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 30^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	99
5.17	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione del titolo di vapore alle varie portate specifiche, a $t_{sat} = 40^{\circ}\text{C}$, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	100
5.18	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico per attrito in funzione della portata specifica alle due temperature di saturazione, per il tubo OD3 con il refrigerante R1234ze(E)	100
5.19	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	104
5.20	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	104
5.21	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	105

5.22	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	105
5.23	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	106
5.24	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Yu e Koyama [10] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	106
5.25	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	109
5.26	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	109
5.27	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	110
5.28	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3110	
5.29	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	111
5.30	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	111
5.31	Confronto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	113
5.32	Confronto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	113
5.33	Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	114
5.34	Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3114	

5.35	Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	115
5.36	Rapporto tra il gradiente di pressione totale calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	115
5.37	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	118
5.38	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	118
5.39	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	119
5.40	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	119
5.41	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	120
5.42	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	120
5.43	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	123
5.44	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	123
5.45	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	124
5.46	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	124
5.47	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	125

5.48	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	125
5.49	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	128
5.50	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	128
5.51	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	129
5.52	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3129	
5.53	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	130
5.54	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	130
5.55	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Han e Lee [18] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	133
5.56	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	133
5.57	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	134
5.58	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3134	
5.59	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	135
5.60	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [22] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	135

5.61	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	139
5.62	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	139
5.63	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	140
5.64	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	140
5.65	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	141
5.66	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [24] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	141
5.67	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	144
5.68	Confronto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	144
5.69	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	145
5.70	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	145
5.71	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	146
5.72	Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	146
5.73	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali dei fluidi R134a e R1234ze(E) per il tubo OD3	149

5.74	Confronto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed i risultati sperimentali del fluido R134a per il tubo OD4	149
5.75	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	150
5.76	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per i fluidi R134a e R1234ze(E) nel il tubo OD3	150
5.77	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione del titolo di vapore, per il fluido R134a nel il tubo OD3	151
5.78	Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [34] ed il valore sperimentale in funzione della portata di massa specifica, per il fluido R134a nel il tubo OD4	151

Elenco delle tabelle

1.1	Proprietà termodinamiche dei tre refrigeranti oggetto di questa tesi, alla temperatura di saturazione di 30 °C; dati ottenuti da Refprop 9.1 [33] . . .	25
2.1	Caratteristiche geometriche dei tubi microalettati studiati	31
2.2	Caratteristiche dei misuratori di portata elettromagnetici	38
3.1	Incertezza tipo degli strumenti utilizzati	44
3.2	Incertezza media sulla misura di titolo di vapore medio per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R134a	48
3.3	Incertezza media sulla misura di titolo di vapore medio per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R1234ze(E)	49
3.4	Incertezza media sulla misura di temperatura di saturazione media per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R134a	50
3.5	Incertezza media sulla misura di temperatura di saturazione media per ciascuna portata sperimentata, per le prove con R1234ze(E)	51
3.6	Incertezza relativa media sulle misure di coefficiente di scambio termico in condensazione, per ciascuna portata specifica sperimentata, per le prove con R134a	52
3.7	Incertezza relativa media sulle misure di coefficiente di scambio termico in condensazione, per ciascuna portata specifica sperimentata, per le prove con R1234ze(E)	52
4.1	Variazione di titolo di vapore realizzata durante le prove di condensazione con il refrigerante R134a nei due tubi analizzati	54

4.2	Proprietà termofisiche del refrigerante R134a alle temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C; dati ottenuti da Refprop 9.1 [33]	59
4.3	Variazione di titolo di vapore realizzata durante le prove di condensazione con il refrigerante R1234ze(E) nel tubo OD3	69
4.4	Portate specifiche sperimentate per i diversi fluidi e tubi microaletti	75
5.1	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Yu e Koyama [10] rispetto i dati sperimentali	103
5.2	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] rispetto i dati sperimentali	108
5.3	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione totale con il modello di Kedzierski e Goncalves [12] rispetto i dati sperimentali	112
5.4	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Han e Lee [18] rispetto i dati sperimentali	117
5.5	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Han e Lee [18] rispetto i dati sperimentali	122
5.6	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Koyama e Yonemoto [22] rispetto i dati sperimentali	127
5.7	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Koyama e Yonemoto [22] rispetto i dati sperimentali	132
5.8	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Cavallini et al. [24] rispetto i dati sperimentali	138
5.9	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati di coefficiente di scambio termico con il modello di Diani et al. [34] rispetto i dati sperimentali	143
5.10	Deviazioni relative e assolute medie e deviazione standard dei valori calcolati del gradiente di pressione per attrito con il modello di Diani et al. [34] rispetto i dati sperimentali	148
5.11	Tabella riassuntiva con le deviazioni relative ed assolute medie e le deviazioni standard dei modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico analizzati	152

5.12 Tabella riassuntiva con le deviazioni relative ed assolute medie e le deviazioni standard dei modelli per il calcolo del gradiente di pressione analizzati	153
---	-----

Nomenclatura

Simboli latini

A	Area [m^2]
Bo	Numero di Bond $[-]$
c_p	Calore specifico a pressione costante [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]
D	Diametro [m]
e	Deviazione $[-]$
EF	Fattore di incremento dello scambio termico $[-]$
f	Fattore di attrito $[-]$
Fr	Numero di Froude $[-]$
G	Portata di massa specifica [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]
g	Accelerazione di gravità = $9,81 \text{ m s}^{-2}$
Ga	Numero di Galileo $[-]$
h	Entalpia specifica [J kg^{-1}], altezza dell'aletta [m]
J	Velocità adimensionale $[-]$
j	Velocità superficiale [m s^{-1}]
L	Lunghezza [m]
$\dot{m}$	Portata di massa [kg s^{-1}]

n_g	Numero di alette lungo la circonferenza $[-]$
Nu	Numero di Nusselt $[-]$
P	Passo tra le alette [m]
p	Pressione assoluta [Pa]
PF	Fattore di penalizzazione delle perdite di carico $[-]$
Ph	Numero di cambiamento di fase $[-]$
Pr	Numero di Prandtl $[-]$
$\dot{Q}$	Portata volumetrica [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]
q	Flusso termico [W]
Re	Numero di Reynolds $[-]$
Rx	Fattore di incremento dell'area di scambio riferita al diametro all'apice dell'aletta $[-]$
Sv	Volume specifico adimensionale $[-]$
T	Temperatura assoluta [K]
t	Temperatura [$^{\circ}\text{C}$]
u	Velocità [m s^{-1}], incertezza
v	Volume specifico [$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$]
X	Parametro di Martinelli $[-]$
x	Titolo di vapore $[-]$

Simboli greci

α	Coefficiente di scambio termico [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$]
β	Angolo di inclinazione, angolo d'elica [$^{\circ}$]
$\Delta h_{l,v}$	Calore latente di vaporizzazione [J kg^{-1}]
Δp	Differenza di pressione [Pa]
ΔT	Differenza di temperatura [K]
Δx	Variazione di titolo di vapore $[-]$
δ	Spessore del film di liquido [m]
η_A	Fattore di incremento dell'area di scambio termico $[-]$

γ	Angolo all'apice dell'aletta [$^{\circ}$]
λ	Conducibilità termica [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
ϑ	Viscosità dinamica [$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$]
ν	Viscosità cinematica [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
Φ	Moltiplicatore bifase $[-]$
ρ	Densità [kg m^{-3}]
σ	Tensione superficiale [N m^{-1}]
σ_N	Deviazione standard
τ	Sforzo tangenziale [N m^{-2}]
ϑ	Indice di sensibilità
ξ	Grado di vuoto $[-]$

Pedici

α	Relativo allo scambio termico
A	Deviazione assoluta
a	Acqua
ap	Apice dell'aletta
ax	Direzione assiale
C	Condizioni critiche
$Calc$	Valore calcolato
D	Deflusso trasversale
dp	Relativo alle perdite di carico
e	Esterno
ev	Evaporatore
f	Per attrito
g, v	Fase gassosa, fase vapore
h	Idraulico
i	Ingresso, interno
i, m	Medio interno

<i>in</i>	Ingresso
<i>l</i>	Fase liquida, tubo liscio
<i>LO</i>	Intero deflusso in fase liquida
<i>m.a.</i>	Microalettato
<i>p</i>	Parete
<i>pc</i>	Pre-condensatore
<i>q.d.m.</i>	Per differenza di quantità di moto
<i>R</i>	Deviazione relativa
<i>r</i>	Pressione ridotta
<i>ref</i>	Refrigerante
<i>sat</i>	Saturazione
<i>sez</i>	Sezione sperimentale
<i>Sper</i>	Valore sperimentale
<i>tc</i>	Termocoppia
<i>tot</i>	Totali
<i>tt</i>	Moto turbolento in entrambe le fasi
<i>u</i>	Uscita
<i>z</i>	Per differenza di quota

Bibliografia

- [1] S. Kline e F. A. McClintock. *Describing uncertainties in single sample experiments*. In: *Mechanical Engineering* 75 (1953), pp. 3–8.
- [2] S. Z. Rouhani e E. Axelsson. *Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions*. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13.2 (1970), pp. 383–393.
- [3] S. L. Smith. *Void fractions in two-phase flow: a correlation based upon an equal velocity head model*. In: *Heat and Fluid Flow* 1.1 (1971), pp. 22–39.
- [4] Y. Taitel e A. E. Dukler. *A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*. In: *AIChE Journal* 22.1 (1976), pp. 47–55.
- [5] K. Fujie, M. Itoh, T. Innami, H. Kimura, W. Nakayama e T. Yanagida. *Heat transfer pipe, US Patent 4044797, assigned to Hitachi Ltd*. Ago. 1977.
- [6] TC Carnavos. *Heat transfer performance of internally finned tubes in turbulent flow*. In: *Heat Transfer Engineering* 1.4 (1980), pp. 32–37.
- [7] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori e O. Kawamata. *Development of condensing thermofin-HEX-C tube*. In: *Hitachi Cable Review* 9 (1990), pp. 27–30.
- [8] N. Shikazono, M. Itoh, M. Uchida, T. Fukushima e T. Hatada. *Predictive Equation Proposal for Condensation Heat Transfer Coefficient of Pure Refrigerants in Horizontal Micro-Fin Tubes*. In: *JSME Int. J., Ser. B* 64 (1998), pp. 196–203.
- [9] D. A. Yashar. *Experiments investigation of void fraction during horizontal flow in smaller diameter refrigeration applications*. MS Thesis. University of Illinois, USA, 1998.
- [10] J. Yu e S. Koyama. *Condensation heat transfer of pure refrigerants in microfin tubes*. In: *Proceedings of the International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue University*. 1998.

-
- [11] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G. A. Longo e L. Rossetto. *A new computational procedure for heat transfer and pressure drop during refrigerant condensation inside enhanced tubes*. In: *Journal of Enhanced Heat Transfer* 6.6 (1999).
- [12] M. A. Kedzierski e J. M. Goncalves. *Horizontal convective condensation of alternative refrigerants within a micro-fin tube*. In: *Journal of Enhanced Heat Transfer* 6.2-4 (1999).
- [13] G. I. Usmani e T. S. Ravigururajan. *Two-phase flow heat transfer correlations for refrigerant-oil mixture flows inside augmented tubes*. In: *Journal of Enhanced Heat Transfer* 6.6 (1999).
- [14] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo e L. Rossetto. *Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes*. In: *International Journal of Refrigeration* 23.1 (2000), pp. 4–25.
- [15] J. El Hajal, J.R Thome e A. Cavallini. *Condensation in horizontal tubes, part 1: two-phase flow pattern map*. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.18 (2003), pp. 3349–3363.
- [16] L. M. Chamra, P. J. Mago, M. Tan e C. Kung. *Modeling of condensation heat transfer of pure refrigerants in micro-fin tubes*. In: *International journal of heat and mass transfer* 48.7 (2005), pp. 1293–1302.
- [17] L. Doretti, F. Fantini e C. Zilio. *Flow patterns during condensation of three refrigerants: microfin vs. smooth tube*. In: *Proceeding of IIR International Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants*. A cura di International Institute of Refrigeration. Set. 2005.
- [18] D. Han e Kyu-Jung Lee. *Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes*. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48.18 (2005), pp. 3804–3816.
- [19] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, M. Matkovic, L. Rossetto, C. Zilio e G. Censi. *Condensation in Horizontal Smooth Tubes: A New Heat Transfer Model for Heat Exchanger Design*. In: *Heat Transfer Engineering* 27.8 (2006), pp. 31–38.
- [20] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin e L. Rossetto. *Thermal performance of R410A condensing in a microfin tube*. In: *Proceeding of International Refrigeration and Air Conditioning Conference*. Lug. 2006.
- [21] Parlamento europeo e Consiglio dell'Unione europea. *Direttiva 2006/40/CE del Parlamento europeo e del Consiglio, del 17 maggio 2006 , relativa alle emissioni degli impianti di condizionamento d'aria dei veicoli a motore, che modifica la direttiva 70/156/CEE del Consiglio (Testo rilevante ai fini del SEE)*. 2006.
- [22] S. Koyama e R. Yonemoto. *Experimental Study on Condensation of Pure Refrigerants in Horizontal Micro-Fin Tube–Proposal of Correlations for Heat Transfer Coefficient and Frictional Pressure Drop–*. In: *Proceedings of the International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue University*. 2006.

- [23] J. M. Calm. *The next generation of refrigerants—Historical review, considerations, and outlook*. In: *international Journal of Refrigeration* 31.7 (2008), pp. 1123–1133.
- [24] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin e L. Rossetto. *Condensation of pure and near-azeotropic refrigerants in microfin tubes: A new computational procedure*. In: *International Journal of Refrigeration* 32.1 (2009), pp. 162–174.
- [25] A. Cavallini, D. Del Col, M. Matkovic e L. Rossetto. *Frictional pressure drop during vapour–liquid flow in minichannels: Modelling and experimental evaluation*. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30.1 (2009), pp. 131–139.
- [26] Y. J. Kim, J. Jang, P. S. Hrnjak e M. S. Kim. *Condensation heat transfer of carbon dioxide inside horizontal smooth and microfin tubes at low temperatures*. In: *Journal of Heat Transfer* 131.2 (2009), p. 021501.
- [27] X. Huang, G. Ding, H. Hu, Y. Zhu, Y. Gao e B. Deng. *Condensation heat transfer characteristics of R410A–oil mixture in 5mm and 4mm outside diameter horizontal microfin tubes*. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34.7 (2010), pp. 845–856.
- [28] X. Huang, G. Ding, H. Hu, Y. Zhu, Y. Gao e B. Deng. *Flow condensation pressure drop characteristics of R410A–oil mixture inside small diameter horizontal microfin tubes*. In: *International Journal of Refrigeration* 33.7 (2010), pp. 1356–1369.
- [29] L. P. M. Colombo, A. Lucchini e A. Muzzio. *Flow patterns, heat transfer and pressure drop for evaporation and condensation of R134A in microfin tubes*. In: *International Journal of Refrigeration* 35.8 (2012), pp. 2150–2165.
- [30] G. Li, Z. Wu, W. Li, Z. Wang, X. Wang, H. Li e S. Yao. *Experimental investigation of condensation in micro-fin tubes of different geometries*. In: *Experimental thermal and fluid science* 37 (2012), pp. 19–28.
- [31] C. Son e H. Oh. *Condensation heat transfer characteristics of CO₂ in a horizontal smooth-and microfin-tube at high saturation temperatures*. In: *Applied Thermal Engineering* 36 (2012), pp. 51–62.
- [32] L. Doretto, C. Zilio, S. Mancin e A. Cavallini. *Condensation flow patterns inside plain and microfin tubes: A review*. In: *International Journal of Refrigeration* 36.2 (2013), pp. 567–587.
- [33] E. W. Lemmon, M. L. Huber e M. O. McLinden. *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1, Standard Reference Data Program*. National Institute of Standards e Technology: Gaithersburg, MD. 2013.
- [34] A. Diani, S. Mancin e L. Rossetto. *R1234ze (E) flow boiling inside a 3.4 mm ID microfin tube*. In: *International Journal of Refrigeration* 47 (2014), pp. 105–119.
- [35] Parlamento europeo e Consiglio dell’Unione europea. *Regolamento (UE) n. 517/2014 del Parlamento europeo e del Consiglio, del 16 aprile 2014 , sui gas fluorurati a*

- effetto serra e che abroga il regolamento (CE) n. 842/2006 Testo rilevante ai fini del SEE*. 2014.
- [36] Z. Wu, B. Sundén, L. Wang e W. Li. *Convective condensation inside horizontal smooth and microfin tubes*. In: *Journal of Heat Transfer* 136.5 (2014), p. 051504.
- [37] Department of Energy Technology, School of Industrial Engineering and Management, Royal Institute of Technology, cur. *In short about R1234ze*. 2015. URL: <https://www.kth.se/en/itm/inst/energiteknik/forskning/ett/projekt/koldmedier-med-lag-gwp/low-gwp-news/kort-om-r1234ze-1.561807>.
- [38] M. Hirose, J. Ichinose, D. Jige e Et Al. *Condensation heat transfer and pressure drop of azeotropic mixture refrigerant R32/R1270 inside horizontal small-diameter tubes*. 2015.
- [39] L. Rossetto. *Dispense dalle lezioni del corso di Trasmissione del Calore e Termofluidodinamica*. 2015.
- [40] F. Parisotto. *Condensazione di R1234yf in un minitubo microalettato: analisi sperimentale e numerica*. Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica. Dipartimento di Ingegneria Industriale, Università degli Studi di Padova, 2016.
- [41] M. Bocchese. *Condensazione di R1234yf in tubo “microfin” di diametro esterno 3 mm*. Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica. Dipartimento di Ingegneria Industriale, Università degli Studi di Padova, 2017.
- [42] A. Diani, A. Cavallini e L. Rossetto. *R1234yf condensation inside a 3.4 mm ID horizontal microfin tube*. In: *International Journal of Refrigeration* 75 (2017), pp. 178–189.
- [43] M. M. Rahman, Y. Kudo, M. K. Bashar, K. Kariya e A. Miyara. *Experimental study on condensation heat transfer and pressure drop inside 2.13 mm id smooth and microfin horizontal tube*. In: *Proceedings of the Asian Conference on Thermal Sciences*. Mar. 2017.

Ringraziamenti

Il mio primo ringraziamento va al Relatore di questa Tesi di Laurea, la Professoressa Luisa Rossetto, per avermi fatto apprezzare la disciplina della Trasmissione del Calore e per avermi offerto questa opportunità di Tesi. Di pari importanza è il mio ringraziamento al Correlatore, l'ingegnere Andrea Diani, che mi ha sostenuto in questi mesi e ha contribuito al grande lavoro svolto. Grazie a lui, ho imparato tante cose: a spalmare acqua e sapone alla ricerca di perdite nell'impianto, a dare la massima importanza alla pulizia, soprattutto se si parla di scambiatori a piastre, e a scoprire la verità fondamentale che spesso il *marmo-ferro* è la soluzione a gran parte dei problemi. Un ringraziamento doveroso va anche a Marco Rampin e Roberto, che si prodigano in continuazione per rimediare alle fughe di refrigerante e per mantenere funzionanti le apparecchiature dei laboratori. Un grande ringraziamento va a tutti i docenti che con i loro insegnamenti hanno contribuito a fare di me l'ingegnere che sono.

Non posso non ringraziare chi in un modo o nell'altro ha condiviso con me questi anni di studio. Un grazie enorme a Fabio, che fin dal secondo anno della triennale ha tentato di convertirmi al lato oscuro in modo da abbandonare Matlab per abbracciare la fede in Mathematica. Può però consolarsi perchè è riuscito a farmi odiare Word e venerare $\text{\LaTeX}$, senza cui questa tesi sarebbe stata un incubo da scrivere. Un grazie anche a Claudia, che ha portato la grazia femminile in questo mondo ancora troppo maschilista che è la termotecnica, e che ha la mia invidia per essere andata a zonzo al CERN per mesi a catturare Pokémon nella sala mensa (oltre che a fare la Tesi). Ringrazio anche i miei compagni di treno rodigini, il Cavaliere Jedi Alberto Pellizzari e il Commissario Tecnico del Grignano Calcio Matteo Rossi (a cui si è aggiunto il futuro sindaco di Pozzonovo Enrico), che hanno sopportato la mia saccenza su questioni di fisica tecnica. Non posso non menzionare le donne di Ingegneria dei Materiali, Jenny ed Elena su

tutte, per le quali la necessità di caffè superava la capacità delle aziende di rifornire i distributori automatici, e per questo la loro vera attività di tesi è lo sviluppo di un materiale per fare il caffè riproducibile a volontà; recenti studi indicano comunque che il sushi contribuisce ad alleviare l'astinenza da caffeina in questi esemplari femminili. Infine, una menzione speciale va alla punta di diamante della Scuola di Ingegneria Padovana, il magnifico trio (che col sottoscritto diventa un quartetto) composto da Andrea Incerti Dagli Innumerevoli Soprannomi, da Jashwinder Singh (detto semplicemente Singh) e dall'ormai dottore Michele Rigon. I primi due non vogliono laurearsi e hanno deciso di sfidare il Dipartimento ad una gara di resistenza per vedere chi demorde per primo (faccio il tifo per voi), mentre il terzo ha preso l'infausta decisione di diventare un dottorando e nel frattempo si gode la vita.

Un grazie a Lorenzo, Federico Borsetto, Pietro, Marco Rubiero, Giada e Mattia per sopportare i miei silenzi nella chat di Facebook e i discorsi che io e Mattia ci scateniamo a vicenda; oltre a loro vanno ringraziati tutti i coetanei di Pontecchio con cui ho condiviso l'infanzia. Non meno importanza hanno i membri di When Idiocy Attacks, gruppo che celebra i meme, il gioco e l'internet in generale, di cui faccio parte: Alessio, Andrea De Vito, Azzurra, Federico Zingali, Filippo, Francesco, Matteo Miani, Matteo Rubiero e Simone Paulon. Spesso il gioco on-line o sul tavolo con alcuni di voi ha rischiato di vanificare i miei sforzi per finire gli studi, ma ne è sempre valsa la pena. A conclusione, voglio fare oltre al ringraziamento un ricordo a Marco Chiarelli, che ci ha lasciato ormai da due anni, e che mi gratificava con infinite domande e richieste di delucidazioni su tecnologie fantascientifiche, terminando sempre con "Ma lei che è ingegnere, cosa ne pensa al riguardo?". Domande a cui io ero felicissimo di rispondere ricevendo in cambio tanti aneddoti sui suoi viaggi attorno al mondo e suggerimenti su film, libri, fumetti e serie tv da apprezzare.

Infine, *last but not least*, va fatto forse il ringraziamento più importante di tutti, che va alla mia famiglia, che mi ha sostenuto in tutti questi anni e che si è sempre dimostrata orgogliosa di me: Valeria, Ivano e Michele, grazie.

Non mi resta che ringraziare ancora tutti quanti i presenti e chiunque io abbia dimenticato di nominare di persona in precedenza, e di augurare in bocca al lupo a chi è in procinto di terminare gli studi.

Ad Maiora.