



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

Condensazione di R513A in un tubo microalettato e in un tubo liscio

RELATORE: Prof.ssa Luisa Rossetto

CORRELATORE: Ing. Andrea Diani

LAUREANDO: Luca Vettorato

MATRICOLA: 1137543

Anno Accademico 2018/2019

Indice

Sommario.....	1
1 Superfici estese per lo scambio termico.....	3
1.1 Introduzione.....	3
1.2 Tubi alettati internamente.....	5
1.3 Deflusso bifase gas-liquido.....	13
1.3.1 Deflusso entri tubi orizzontali.....	13
1.3.2 Perdite di carico.....	15
1.4 Condensazione.....	16
1.4.1 Condensazione entro tubo orizzontale.....	17
1.5 Studi presenti in letteratura.....	20
2 Sezione sperimentale e simulazione numerica.....	29
2.1 La sezione sperimentale del tubo microfin.....	29
2.2 Realizzazione della sezione sperimentale del tubo liscio.....	31
2.2.1 Calcoli preliminari.....	31
2.2.2 Modellazione e simulazione numerica della sezione.....	37
2.2.2.1 Modello geometrico.....	37
2.2.2.2 Creazione della mesh.....	39
2.2.2.3 Caratteristiche dei materiali.....	39
2.2.2.4 Condizioni al contorno.....	40
2.2.2.5 Risultati della simulazione.....	41
2.2.3 Procedimento costruttivo della sezione.....	43
3 Impianto sperimentale e strumentazione.....	51
3.1 Impianto sperimentale.....	51
3.2 Strumentazione e acquisizione.....	55
3.3 Il fluido R513A.....	63

4 Analisi dei dati	67
4.1 Calcolo del coefficiente di scambio termico, delle perdite di carico e del titolo medio.....	67
4.2 Analisi dell'incertezza.....	71
4.2.1 Calcolo dell'incertezza sul coefficiente di scambio termico in condensazione.....	73
4.2.2 Incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore.....	77
4.2.3 Incertezza sul titolo medio.....	77
5 Risultati sperimentali per il tubo microfin	83
5.1 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 30 °C.....	83
5.1.1 Regimi di deflusso	83
5.1.2 Coefficiente di scambio termico.....	84
5.1.3 Perdite di carico.....	86
5.2 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 40 °C.....	87
5.2.1 Regimi di deflusso.....	87
5.2.2 Coefficiente di scambio termico.....	88
5.2.3 Perdite di carico.....	89
5.3 Confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo tra alte e basse portate specifiche.....	90
5.4 Confronto tra le temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C.....	92
5.5 Prove in adiabatico.....	97
6 Risultati sperimentali per il tubo liscio	99
6.1 Prove in monofase.....	99
6.1.1 Bilanci termici.....	99
6.1.2 Coefficiente di scambio termico.....	101
6.1.3 Confronto con i modelli per il coefficiente di scambio termico in monofase.....	102
6.1.3.1 Modello di Gnielinski [49].....	102
6.1.3.2 Modello di Petukhov e Popov [50].....	103
6.1.3.3 Modello di Dittus-Boelter [51].....	105
6.2 Prove in condensazione.....	106
6.2.1 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 30 °C.....	106

6.2.1.1 Regimi di deflusso.....	107
6.2.1.2 Coefficiente di scambio termico.....	109
6.2.2 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 40 °C.....	111
6.2.2.1 Regimi di deflusso.....	111
6.2.2.2 Coefficiente di scambio termico.....	112
6.2.3 Confronto tra le temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C.....	113
6.3 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin.....	115
6.3.1 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin alla temperatura di saturazione di 30 °C.....	115
6.3.2 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin alla temperatura di saturazione di 40 °C.....	117
7 Confronto con le correlazioni presenti in letteratura.....	121
7.1 Tubo microfin.....	121
7.1.1 Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione.....	121
7.1.1.1 Modello di Cavallini et al. [54]	121
7.1.1.2 Modello di Cavallini et al. [2]	125
7.1.1.3 Modello di Diani et al. [56].....	129
7.1.1.4 Modello di Koyama e Yonemoto [29].....	132
7.1.1.5 Modello di Kedzierski e Goncalves [30].....	137
7.1.1.6 Modello di Hirose et al. [58].....	141
7.1.1.7 Modello di Chamra et al. [31].....	145
7.1.2 Modelli per le perdite di carico in condensazione.....	151
7.1.2.1 Modello di Diani et al. [56].....	151
7.1.2.2 Modello di Han e Lee [59].....	155
7.1.2.3 Modello di Chamra et al. [60].....	158
7.1.2.4 Modello di Wu et al. [61].....	162
7.1.2.5 Modello di Hirose et al. [58].....	166
7.2 Tubo liscio.....	169
7.2.1 Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione.....	169
7.2.1.1 Modello di Cavallini e Zecchin [55].....	169
7.2.1.2 Modello di Cavallini et al. [20].....	172

7.2.1.3 Modello di Shah [62] del 1979.....	176
7.2.1.4 Modello di Dobson e Chato [63] del 1998.....	180
7.2.1.5 Modello di Moser et al. [64] del 1998.....	183
7.2.1.6 Modelli di Kim e Mudawar [65] del 2012.....	186
7.3 Confronto tra i vari modelli.....	192
Conclusioni.....	195
Nomenclatura.....	199
Bibliografia.....	203

Sommario

Negli ultimi anni l'evoluzione normativa-legislativa in ambito europeo ha posto l'attenzione sul problema della riduzione delle emissioni di F-gas, con particolare riferimento al contenimento di quest'ultimi negli impianti di refrigerazione e di condizionamento. È in questo contesto che si inseriscono i tubi microalettati (microfin) di piccolo diametro, che godono di grande considerazione perché permettono di ridurre la carica di refrigerante in essi contenuta, a vantaggio di un minore impatto ambientale; inoltre essi promuovono un incremento dello scambio termico, a fronte di un modesto aumento delle perdite di carico, rispetto a un tubo liscio.

Il lavoro oggetto di questa tesi consiste nell'analisi del processo di condensazione del fluido R513A, in un tubo microalettato e in un tubo liscio.

Questo refrigerante è una miscela azeotropica, costituita da R1234yf/R134a (56%/44%). A differenza dell'R1234yf puro, la miscela R513A non è considerata infiammabile, infatti secondo la classificazione di sicurezza ASHRAE appartiene al gruppo A1 (cioè non è tossica, e non è infiammabile). L'R513A può essere considerato come un sostituto diretto dell'R134a, in quanto ha buone proprietà termodinamiche, con un GWP (Global Warming Potential) più basso dell'R134a (630 vs 1430).

Il lavoro svolto in questa tesi mostra i risultati della condensazione di R513A, dentro un tubo microalettato di diametro interno all'apice dell'aletta di 3.4 mm, avente un numero di alette pari a 40 di altezza 0.12 mm, con angolo all'apice dell'aletta di 43°. Le prove sperimentali sono state eseguite alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C, per portate di massa specifiche variabili da 100 fino a 1000 kg m⁻² s⁻¹. Le prove in condensazione sono state eseguite anche in un tubo liscio, avente diametro interno di 3.5 mm, nelle stesse condizioni operative precedenti.

Nel primo capitolo è presentato, da un punto di vista teorico, il moto bifase gas-liquido all'interno di condotti orizzontali e il processo di condensazione; sono inoltre descritte le caratteristiche delle diverse tipologie di tubi microfin, con un'attenzione particolare agli studi presenti in letteratura.

Nel secondo capitolo viene descritta la sezione sperimentale del tubo microfin utilizzata per le prove in condensazione. Successivamente viene presentato il processo per la realizzazione di una particolare sezione sperimentale, per la condensazione di R513A dentro un tubo liscio. Sono descritti il procedimento costruttivo, i calcoli preliminari, e la simulazione termofluidodinamica con ANSYS, che sono stati eseguiti per prevedere il comportamento della sezione sperimentale.

Nel terzo capitolo sono descritti l'impianto sperimentale, e gli strumenti di misura che sono stati utilizzati durante le prove.

Nel quarto capitolo è riportato il procedimento per l'analisi dei dati sperimentali; successivamente viene presentato il modello di calcolo per l'analisi dell'incertezza sulle grandezze termodinamiche trovate.

Nel quinto e sesto capitolo sono riportati i risultati sperimentali ottenuti dalle prove in condensazione, sul tubo microfin e sul tubo liscio. È riportato poi un confronto tra le prestazioni del tubo liscio e del tubo microfin.

Il settimo capitolo è dedicato al confronto dei dati sperimentali con alcuni modelli presenti in letteratura, per il calcolo del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico. Alla fine del capitolo è presentato un confronto tra i diversi modelli impiegati.

Capitolo 1

Superfici estese per lo scambio termico

1.1 Introduzione

Le industrie della refrigerazione e quelle in ambito automobilistico, utilizzano tipicamente superfici estese nei loro scambiatori di calore. Le superfici estese (come sarà discusso nel dettaglio nei paragrafi successivi) permettono di ottenere un significativo aumento dello scambio termico, con un aumento abbastanza contenuto delle perdite di carico. Gli scambiatori di calore erano inizialmente progettati per superfici di scambio termico piane. Una superficie di scambio termico estesa o migliorata (*“enhanced heat transfer surface”*) ha una geometria particolare che fornisce un valore più elevato del prodotto αA , per unità di superficie rispetto a un tubo liscio. Il termine E_h chiamato rapporto di miglioramento (*“enhancement ratio”*), è definito come il rapporto del prodotto αA di una superficie estesa rispetto a una superficie piana tradizionale:

$$E_h = \frac{\alpha A}{(\alpha A)_p} \quad (1.1)$$

dove α [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$] è il coefficiente di scambio termico, A [m^2] è la superficie di scambio termico, mentre il pedice “ p ” si riferisce alla superficie piana.

Per capire meglio i vantaggi di una superficie estesa, si consideri uno scambiatore di calore a due fluidi in controcorrente. Il flusso termico scambiato è dato dalla seguente relazione:

$$Q = K A \Delta T_m \quad (1.2)$$

dove K [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$] è il coefficiente di scambio termico globale e ΔT_m [K] è la differenza di temperatura media logaritmica. Per comprendere i benefici di una superficie estesa, moltiplicando e dividendo i termini dell’equazione (1.2) per la lunghezza totale L [m] del tubo dello scambiatore si ottiene:

$$Q = \frac{KA}{L} L \Delta T_m \quad (1.3)$$

Il termine L/KA è la resistenza termica globale allo scambio termico, per lunghezza di tubo, ed è data dalla seguente relazione:

$$\frac{L}{KA} = \frac{L}{\eta_1 \alpha_1 A_1} + \frac{L t_w}{\lambda_w A_m} + \frac{L}{\eta_2 \alpha_2 A_2} \quad (1.4)$$

dove i pedici 1 e 2 sono riferiti ai fluidi 1 e 2, rispettivamente, che scorrono all'interno dello scambiatore. Il termine η è l'efficienza della superficie estesa, t_w [m] è lo spessore della parete del tubo, A_m [m²] è l'area della superficie interna del tubo, mentre λ_w [W m⁻¹ K⁻¹] è la conducibilità termica della parete del tubo. Per semplicità nella relazione (1.4) non sono state considerate le resistenze di sporco, che tengono conto dei depositi e delle incrostazioni che si vengono a creare nel corso del tempo sulla superficie di scambio. Le prestazioni dello scambiatore di calore possono essere migliorate se viene aumentato il termine KA/L (o equivalentemente se si riduce la resistenza termica data dalla 1.4). Una superficie estesa viene usata per incrementare i termini $\alpha A/L$, attraverso l'efficienza η che tiene conto in particolare dell'aumento della superficie di scambio (in realtà, come si vedrà nei paragrafi seguenti, l'incremento dello scambio termico è dovuto non solo all'aumento della superficie di scambio, ma anche dall'effetto della geometria della superficie che promuove, nel caso della condensazione, la turbolenza del film di liquido e favorisce il drenaggio del condensato per effetto della tensione superficiale). Riducendo la resistenza termica globale allo scambio termico L/KA , si possono ottenere i seguenti benefici:

1. Riduzione delle dimensioni dello scambiatore: se il flusso termico Q scambiato è mantenuto costante, la lunghezza dello scambiatore può essere ridotta, in questo modo si può ottenere uno scambiatore più compatto. Questo è un grande vantaggio perché da una parte si possono ridurre i costi di realizzazione, e dall'altra riducendo le dimensioni si può abbassare la carica di refrigerante in esso contenuta.
2. Riduzione del ΔT_m : aumentando il termine KA , se il flusso termico Q e la lunghezza L dello scambiatore sono mantenuti costanti è evidente che il ΔT_m , dalla relazione (1.3) può essere ridotto. In questo modo si può ottenere un miglioramento dell'efficienza termodinamica del processo, con un risparmio in termini di costi di esercizio e di gestione dell'impianto.

1.2 Tubi alettati internamente

Da tempo in ambito europeo sono in elaborazione documenti riguardanti limitazioni nell'impiego dei gas fluorurati, e in particolare gli idrofluorocarburi HFC, i perfluorocarburi HC e l'esfluoruro di zolfo (S_6), a causa del loro elevato valore dell'indice di effetto serra GWP. L'industria frigorifera è fortemente coinvolta in questa legislazione. Il regolamento Europeo 517/2014, conosciuto come normativa sugli F-gas, ha stabilito come obiettivo la riduzione delle immissioni di gas fluorurati a effetto serra. In particolare, questo decreto legislativo, fissa alcune date limite, oltre le quali non sarà più possibile utilizzare gas fluorurati a effetto serra su ben precise apparecchiature, oltre un determinato limite. Per tale motivo diventa importante la riduzione della carica di refrigerante all'interno degli impianti. I tubi microfin di piccolo diametro (< 5 mm) sono impiegati dalle aziende che operano nel settore della refrigerazione e del condizionamento, per ridurre la quantità di refrigerante a vantaggio di un minore impatto ambientale; inoltre i piccoli diametri dei tubi permettono di ridurre i volumi e quindi le dimensioni dei macchinari, con un vantaggio in termini di costi e di riduzione degli ingombri.

I tubi microalettati garantiscono coefficienti di scambio termico molto elevati, con un modesto aumento delle perdite di carico. I tubi alettati internamente si possono distinguere in quattro diverse tipologie: tubi low-fin, microfin, herringbone, e tubi cross-grooved.

I tubi low-fin, hanno un numero ridotto di alette elicoidali e presentano un rapporto $h/d_i > 0.05$, dove h è l'altezza dell'aletta e d_i è il diametro interno del tubo. Il tipico tubo low-fin di diametro 19 mm come riportato da Webb et al. [1] presenta un numero n di alette che può variare da 18 a 30, con un'altezza h da 1.5 a 3 mm. I tubi low-fin permettono un buon incremento dello scambio termico, con un significativo aumento delle perdite di carico.

I tubi microfin sono invece caratterizzati da un numero più elevato di alette di altezza ridotta inferiore a 0.05 volte il diametro interno ($h/d_i < 0.05$), e consentono di realizzare incrementi dello scambio termico dello stesso ordine di grandezza (e talvolta superiori) di quelli dei tubi low-fin con minori penalizzazioni dal punto di vista delle perdite di carico.

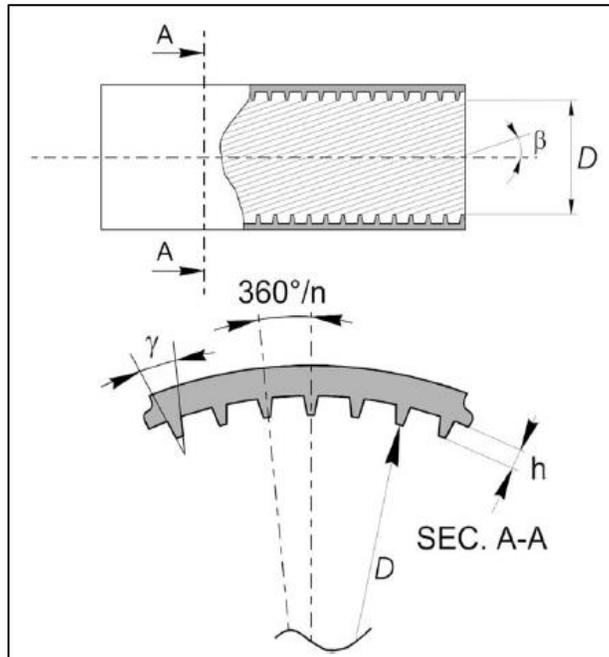


Figura 1.1 - Parametri geometrici caratteristici del tubo microfin [2]

I tubi microfin utilizzati nella pratica industriale sono realizzati tipicamente in rame. Hanno un diametro esterno che può variare da 4 a 15 mm, e presentano un numero n di alette elicoidali che può variare da 50 a 70, con un angolo d'elica β da 6 a 30°, un'altezza h da 0.1 fino a 0.25 mm, con un angolo all'apice γ che può variare da 25 fino a 90°. La figura 1.1 tratta da Cavallini et al. [2] mostra in dettaglio i parametri geometrici caratteristici di un tubo microfin. Il primo tubo microfin fu sviluppato da Fujie et al. [3] per l'azienda giapponese "Hitachi Cable", ed è descritto da Tatsumi [4]. La versione descritta da Shinohara e Tobe [5] è la più vicina a quella che oggi viene realizzata dalle aziende manifatturiere del settore in Giappone, Europa ed America.

La figura 1.2 tratta da Torikoshi e Ebisu [6] mostra i due processi manifatturieri più comuni attraverso i quali sono realizzati i tubi microfin. La figura 1.2a illustra il processo di trafilatura, in cui un semplice tubo viene tirato attraverso una matrice che presenta un set di scanalature elicoidali, con dei rulli applicando una pressione sulla superficie esterna del tubo. La figura 1.2b mostra il processo di goffratura, nel quale una lastra piana di rame viene stampata in rilievo col modello desiderato a scanalature attraverso dei rulli, e successivamente il tubo viene arrotolato in forma circolare e saldato.

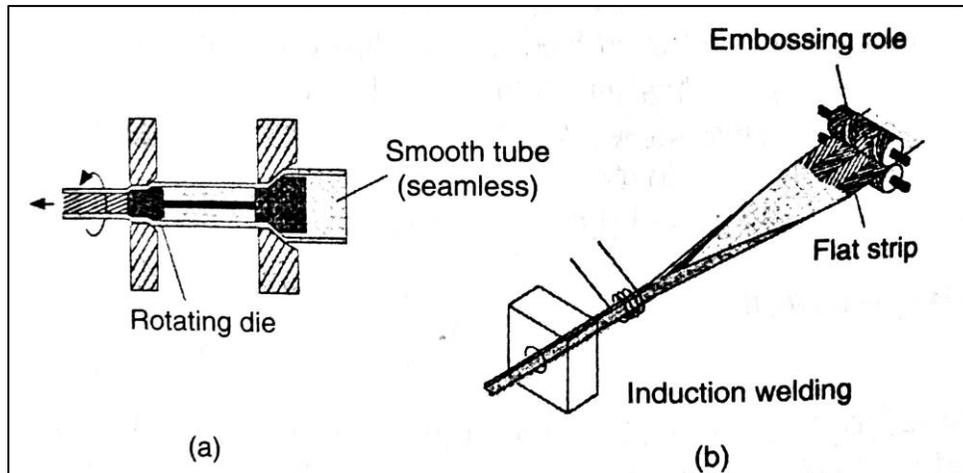


Figura 1.2 - Metodi usati per realizzare i tubi microfin: (a) trafilatura (b) goffratura [6]

A seconda della tipologia di tubo utilizzato e del refrigerante, il tubo microfin fornisce coefficienti di scambio termico in condensazione dal 100 a 300% più elevati rispetto a un tubo liscio tradizionale [1]. La tabella 1.1 tratta da Yasuda et al. [7] mostra i cambiamenti delle caratteristiche geometriche che sono avvenuti a partire dal primo tubo Thermofin realizzato dall'azienda "Hitachi Cable" e le prestazioni che sono state ottenute per le diverse tipologie di tubi.

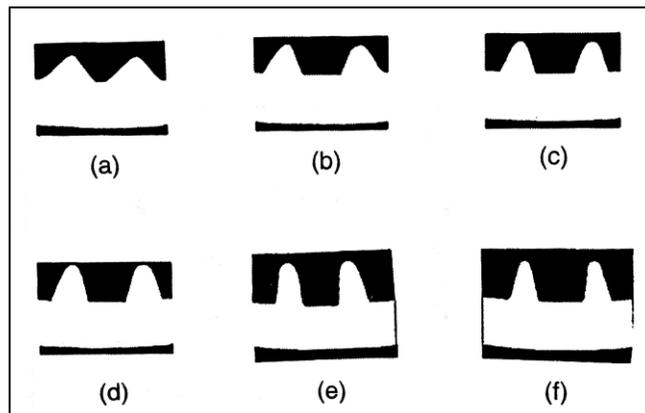


Figura 1.3 - Sezione trasversali delle alette dei tubi microfin realizzato da Hitachi. (a) Thermofin (b) Thermofin EX (c) Thermofin EX (d) Thermofin HEX-C (e) TFIN-HG (f) TFIN-HGL [7]

Year	Geometry	d_o	e	p/e	a	b	n	A/A_p	$W_t/W_{t,p}$	h/h_p
1977	Original	9.52	0.15	2.14	25	90	65	1.28	1.22	1.8
1985	EX	9.52	0.20	2.32	18	53	60	1.51	1.19	2.4
1988	HEX	9.52	0.20	2.32	18	40	60	1.60	1.19	2.5
1989	HEX-C	9.52	0.25	2.32	30	40	60	1.73	1.28	3.1
2001	HEX-C	7.0	0.20	2.32	18	40	50			
2001	TFIN-HGL	7.0	0.22	2.03	16	22	54			
2001	HEX-HG	7.0	0.25	2.32	18	15	57			

Tabella 1.1 - Cronologia dei miglioramenti apportati al primo tubo microfin realizzato da Hitachi [7]

Il primo tubo microfin realizzato nel 1979 di diametro esterno 9.52 mm aveva 65 alette (n), di altezza 0.15 mm (e), 90° angolo all'apice (β), 25° angolo d'elica (α), e un rapporto passo dell'aletta su altezza dell'aletta (p/e) di 2.14. I rapporti delle grandezze mostrate nella tabella rispetto al tubo liscio, sono indicati col pedice "p". Il rapporto $A_i/A_{i,p}$ è l'incremento di area del tubo microfin, mentre $W_t/W_{t,p}$ è il rapporto del peso del tubo microfin rispetto al tubo liscio. Il termine h/h_p è il rapporto tra il coefficiente di scambio termico in condensazione del tubo microfin, rispetto a un tubo liscio di diametro corrispondente al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin, nelle stesse condizioni di portata specifica G . La figura 1.3 mostra l'evoluzione della geometria delle alette corrispondenti ai diversi tubi riportati nella tabella 1.1.

Cavallini et al. [2] hanno dimostrato che il coefficiente di scambio termico in condensazione è influenzato dalla geometria del tubo. L'angolo all'apice dell'aletta, l'angolo d'elica, il numero di alette e l'altezza delle alette sono i parametri geometrici che maggiormente influenzano lo scambio termico in condensazione. Molti ricercatori hanno studiato la condensazione di vari refrigeranti all'interno di tubi microfin, allo scopo di ottimizzare la geometria del tubo e ottenere migliori coefficienti di scambio termico (nel paragrafo sono riportati alcuni degli studi presenti in letteratura sulle prestazioni dei tubi microfin).

Come si vede dalla tabella 1.1, i miglioramenti che sono stati effettuati a partire dal primo tubo microfin prodotto da Hitachi, hanno interessato l'altezza delle alette (e) che è passata da 0.15 mm a 0.25 mm

nella versione migliorata, e l'angolo all'apice dell'aletta (β) che è diventato più acuto passando da 90° fino a 15° nella versione migliorata.

La figura 1.4, tratta da Yasuda et al. [7], mostra i coefficienti di scambio termico in condensazione di R22 all'interno dei tubi di diametro esterno 9.52 mm riportati in tabella 1.1, in funzione della portata specifica G. Come si può osservare il coefficiente di scambio termico in condensazione del tubo HEX-C è circa 3.1 volte maggiore rispetto a quella di un tubo liscio, avente diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin. Il tubo HEX-C, che come si evince dalla figura 1.4 offre le migliori prestazioni dal punto di vista dello scambio termico rispetto alle altre tipologie testate, è caratterizzato come discusso in precedenza, da una maggiore altezza delle alette (e), e da un minore angolo all'apice dell'aletta (β).

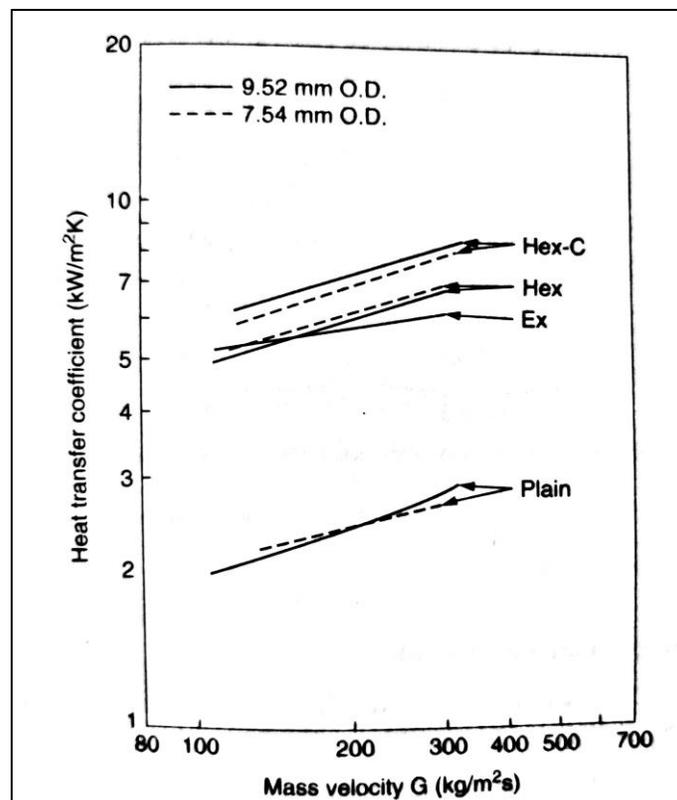


Figura 1.4 – Coefficiente di scambio termico in condensazione di R22 nei tubi microfin riportati in tabella 1.1 [7]

I tubi “cross-grooved”, a differenza dei tubi microfin, presentano un secondo set di scanalature elicoidali con lo stesso angolo d’elica, ma in direzione angolare opposta alla prima e in generale di diversa profondità. Come riportato da Webb et al. [1] la profondità del secondo set di scanalature può variare da un 40 fino a un 80% della profondità del primo set di scanalature. I tubi cross-grooved garantiscono coefficienti di scambio termico superiori di un 25% rispetto a un tubo microfin, con un incremento delle perdite di carico mediamente del 10%. La figura 1.5 mostra come è fatto un tubo cross-grooved rispetto a un tubo microfin, con in evidenza il secondo set di scanalature.

Chamra et al. [8] hanno studiato la vaporizzazione e condensazione di R-22 all’interno di 7 diversi tubi cross-grooved di diametro esterno 15.88 mm. Le migliori prestazioni sono state fornite dai tubi cross-grooved aventi angolo d’elica di 20°. I coefficienti di scambio termico sono circa il 23% più elevati rispetto a un tubo microfin a singola elica, per contro si ha un incremento del 6% delle perdite di carico.

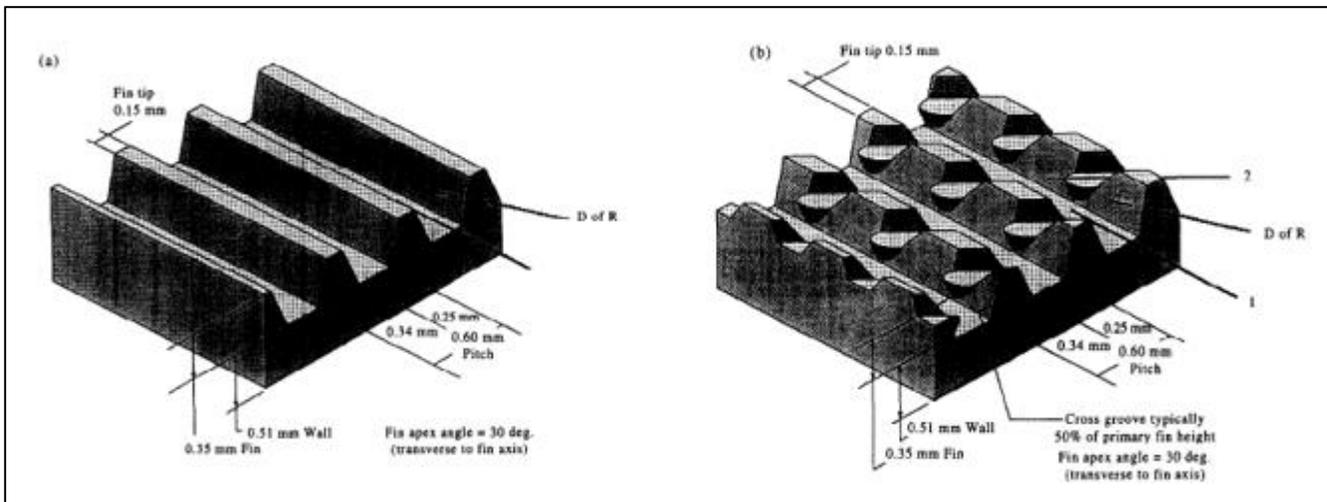


Figura 1.5 – Alette del tubo (a) microfin e (b) cross-grooved [9]

Recentemente sono arrivate sul mercato nuove superfici estese per lo scambio termico entro tubo. Tra queste quelle di maggiore interesse sono sicuramente i tubi “herringbone”. Essi presentano una superficie con scanalature a spina di pesce e sono ricavati a partire da una lastra piana di rame che viene prima rullata, e successivamente viene arrotolata e saldata. Questi tubi presentano un incremento del coefficiente di scambio termico rispetto a un tubo microfin fino al 200% in condensazione, e fino al 90% in vaporizzazione, con un aumento delle perdite di carico di circa il 50-

60%. Ebisu [10] ha studiato la vaporizzazione di R-22 e R407C dentro un tubo herringbone di diametro 7 mm, per confrontare le prestazioni del tubo herringbone con quelle di un tubo microfin. La figura 1.6 mostra i risultati ottenuti per lo scambio termico in vaporizzazione per R-407C. Come si può osservare il tubo herringbone ha fornito un coefficiente di scambio termico fino al 90% più alto rispetto a quello di un tubo microfin a singola elica. Il tubo herringbone testato, rispetto al tubo microfin, ha alette più alte ($h = 0.22$ vs 0.18 mm), un passo minore tra le alette ($p = 0.34$ vs 0.41 mm), e angolo d'elica minore (16° vs 18°). Inoltre, come si vede dalla figura 1.6, i benefici in termini di incremento dello scambio termico aumentano all'aumentare della portata specifica. I meccanismi di incremento dello scambio termico e delle perdite di carico sono dovuti all'aumento dell'area di scambio, e alla particolare configurazione delle scanalature. Secondo gli autori la particolare scanalatura a V distribuisce il condensato, per effetto della capillarità, lungo due direzioni opposte, con la conseguenza che il film di liquido si assottiglia su entrambi i lati del tubo, rispetto alla parte superiore e inferiore del tubo (come si può osservare dalla figura 1.7).

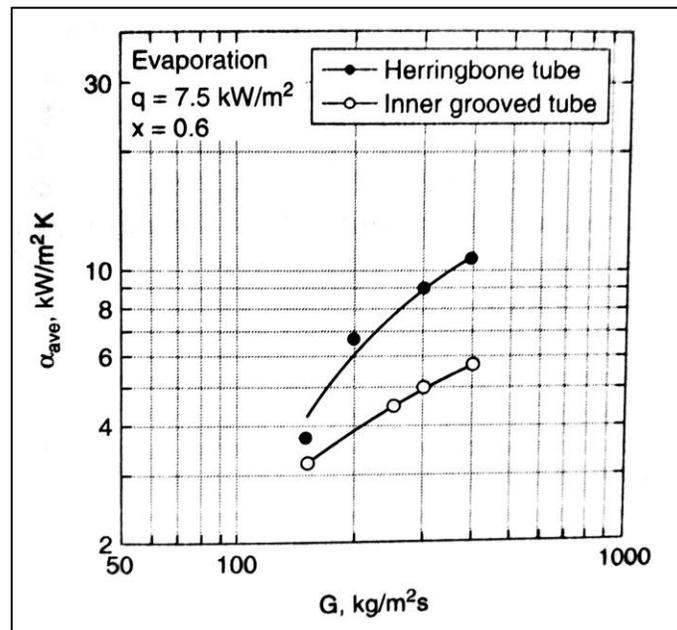


Figura 1.6 – Coefficiente di scambio termico in vaporizzazione per R-407C in funzione della portata specifica [10]

Miyara et al. [11] hanno invece studiato i coefficienti di scambio termico e le perdite di carico in condensazione di R410A e R22 in un tubo herringbone. In analogia a quanto trovato da Ebisu [10], gli autori hanno osservato che, il coefficiente di scambio termico e la perdita di carico in un tubo herringbone, sono più elevati di quelli in un tubo microfin nella zona ad alte portate specifiche, al contrario sono circa uguali nella regione a basse portate specifiche. Gli autori anche in questo caso, come già discusso in precedenza, ritengono che le alette dei tubi herringbone, rimuovano il condensato da entrambi i lati del tubo e lo raccolgano nella parte alta e bassa del tubo. Questo accade nella zona ad elevate portate specifiche ad alti titoli di vapore, mentre nella regione a basse portate specifiche e a bassi titoli di vapore il condensato scorre nella parte bassa del tubo.

La figura 1.7 illustra come si distribuisce il condensato in un tubo microfin e in un tubo herringbone.

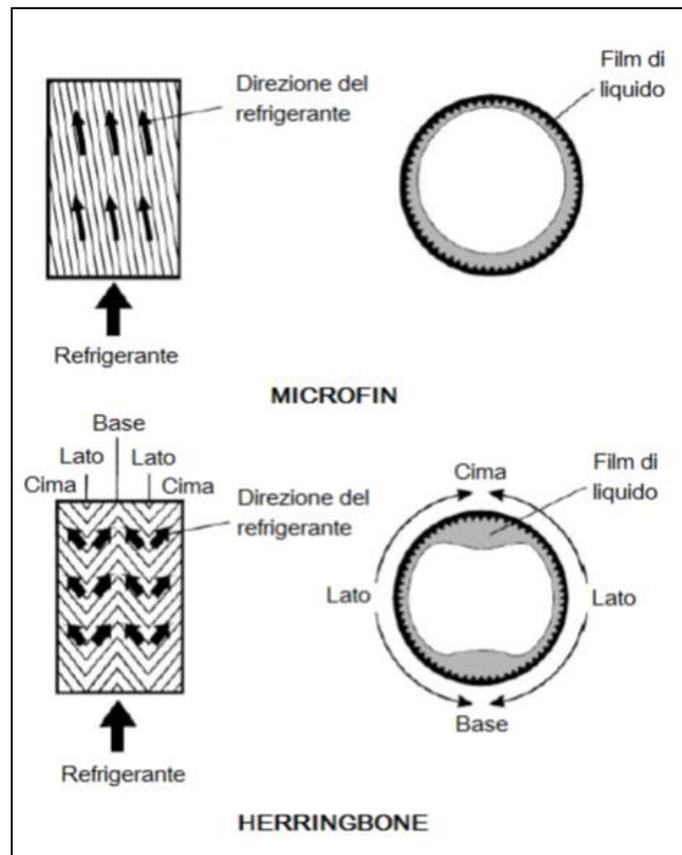


Figura 1.7 – Confronto tra un tubo microfin (in alto) e un tubo herringbone (in basso) [11]

Kim et al. [12] hanno studiato lo scambio termico e le perdite di carico in vaporizzazione all'interno di un tubo herringbone di diametro esterno 9.52 mm con angolo d'elica di 18°. Gli autori hanno trovato che l'angolo di orientazione del tubo rispetto alla verticale, va a penalizzare le prestazioni.

Anche Ebisu [10] ha trovato che se il tubo herringbone viene ruotato di 90° attorno il suo asse, le perdite di carico aumentano da un 30 fino a un 60%, aumentando con la portata specifica.

Questo è il motivo per cui, finora, i tubi herringbone non hanno avuto grande successo.

1.3 Deflusso bifase gas-liquido

I processi con cambiamento di fase (condensazione e vaporizzazione) rivestono grande importanza nelle applicazioni industriali. La loro importanza è legata al fatto che questi fenomeni comportano, in generale, flussi termici molto più elevati di quelli presenti nella convezione senza cambiamento di fase. Numerosi esempi di applicazione della condensazione e della vaporizzazione si trovano, ad esempio, nei generatori di vapore e nei condensatori degli impianti per la produzione di potenza, nei condensatori ed evaporatori degli impianti frigoriferi e nell'industria di processo.

La conoscenza dei meccanismi di scambio termico è quindi fondamentale ai fini di una corretta progettazione dei dispositivi di scambio termico. Il deflusso gas-liquido è il più complesso tra i possibili moti bifase, sia perché l'interfaccia tra le componenti è deformabile sia perché la fase gassosa è comprimibile. Per questi motivi si hanno diversi regimi di deflusso. È importante conoscere le diverse configurazioni nei vari regimi di deflusso, poiché lo scambio termico e le perdite di carico sono direttamente correlate al regime di deflusso che si realizza [13]. Nell'ambito di questa tesi si tratterà di condensazione dentro tubo orizzontale, ragion per cui è utile definire le principali tipologie di deflusso che si possono manifestare in tubo orizzontale.

1.3.1 Deflusso entro tubi orizzontali

Per il deflusso bifase entro tubi orizzontali, i regimi di deflusso che si possono incontrare sono mostrati nella figura 1.8. Una delle maggiori differenze rispetto al deflusso entro tubi verticali, è legata al fatto che nei tubi orizzontali c'è la tendenza alla stratificazione delle fasi che scorrono entro il tubo. Indipendente dal regime di deflusso, per effetto della forza di gravità, il vapore tende a migrare verso la parte alta del tubo, mentre nella parte bassa del canale scorre per lo più liquido.

A bassi titoli si trova un *deflusso a bolle (bubbly flow)* in cui le bolle, come indicato in figura, tendono a

galleggiare sulla parte superiore del tubo.

Quando il titolo aumenta nel *deflusso a bolle*, piccole bolle tendono a fondersi insieme a formare delle sacche di vapore che scorrono nella parte alta del tubo: si parla perciò di *deflusso a sacche (plug flow)*.

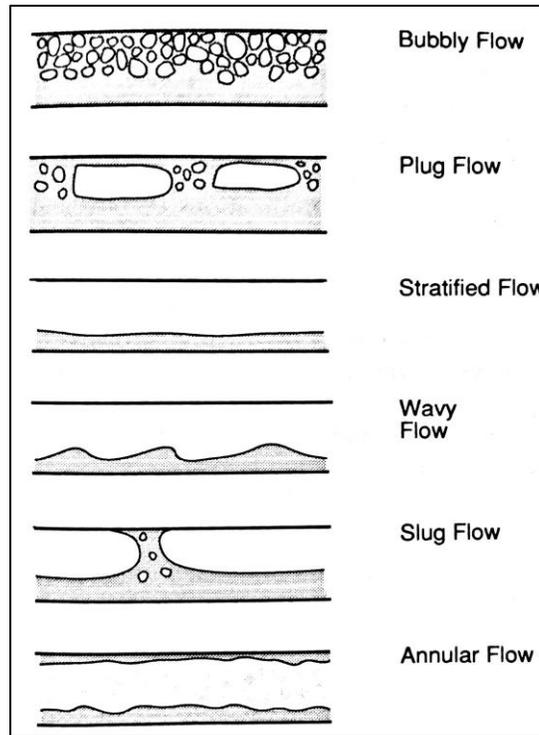


Figura 1.8 – Regimi di deflusso nel moto bifase entro un condotto orizzontale [14]

A basse portate e titoli leggermente maggiori, si può osservare un *deflusso stratificato (stratified flow)*, nel quale il liquido che scorre nella parte inferiore del tubo è separato dalla fase gassosa che fluisce nella parte superiore del tubo da un'interfaccia piana. Se la portata e/o il titolo aumentano nel deflusso stratificato, l'interfaccia di separazione tra le due fasi diventa instabile con la formazione di onde. Questa tipologia di deflusso è chiamata *deflusso stratificato perturbato (wavy flow)*. In questo caso lo sforzo tangenziale esercitato dal vapore all'interfaccia liquido/vapore, insieme alle onde che si formano, può portare a trascinare delle goccioline di liquido all'interno della fase gassosa. Ad alte portate di liquido, le onde possono essere di grande ampiezza. Le creste delle onde si estendono per quasi tutta la larghezza del tubo, formando delle bolle allungate che scorrono vicino alla parte superiore del tubo. Si parla in questo caso di *deflusso a bolle allungate (slug flow)*.

Ad alte velocità del vapore e modeste portate di liquido, si osserva un *moto anulare*, in cui la maggior

parte del liquido scorre lungo la parete del tubo, mentre la fase gassosa fluisce nel nucleo centrale. Come si vede dalla figura 1.8 il film di liquido scorre lungo le pareti del tubo, mentre il gas scorre nella parte centrale del tubo. Lo spessore del film di liquido, però, non è uniforme per effetto della forza di gravità, ma è più sottile nella parte alta del tubo, e più spesso nella parte bassa del tubo. Se le portate di vapore sono elevate, lo sforzo tangenziale esercitato dal vapore può trascinare delle goccioline di liquido che risultano così finemente disperse nella fase gassosa.

La transizione tra i diversi regimi di deflusso può essere investigata attraverso delle mappe dei regimi di deflusso, che sono presenti in letteratura, la più conosciuta delle quali è quella di Taitel e Dukler [15].

1.3.2 Perdite di carico

Applicando a un elemento di tubo di lunghezza dz il principio di conservazione della quantità di moto, nell'ipotesi di regime stazionario, si ottiene per il gradiente di pressione totale la seguente relazione:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dp}{dz}\right) &= \frac{\tau P}{A} + g\rho_M(\sin\beta) + G^2 \frac{d\left[\frac{x^2}{\varepsilon\rho_G} + \frac{(1-x)^2}{(1-\varepsilon)\rho_L}\right]}{dz} \\ &= \left(-\frac{dp}{dz}\right)_f + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_g + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_a \end{aligned} \quad (1.5)$$

in cui P e A sono rispettivamente il perimetro e l'area dell'elemento di tubo, β è l'angolo di inclinazione del tubo rispetto all'orizzontale, τ è lo sforzo tangenziale di attrito alle pareti e ε è il grado di vuoto, mentre ρ_M è la densità della miscela bifase calcolata come:

$$\rho_M = \varepsilon\rho_G + (1-\varepsilon)\rho_L \quad (1.6)$$

Come si può osservare dall'equazione (1.5) il gradiente di pressione totale risulta pari alla somma di tre componenti, una dovuta all'attrito (pedice f), una dovuta alla gravità (pedice g) e una dovuta alla variazione della quantità di moto (pedice a). La componente per gravità risulta significativa solo per tubi verticali. Nell'ambito di questa tesi, si tratterà di condensazione entro tubo orizzontale, per cui il contributo per gravità può essere a buon diritto trascurato.

Le correlazioni empiriche, utilizzate per il calcolo delle perdite di carico per attrito in condensazione, sono riportate nel dettaglio nel capitolo 6, per i vari modelli impiegati.

Per calcolare il gradiente di pressione dovuto alla quantità di moto (vedi equazione 5.13) è necessario

conoscere il grado di vuoto, che può essere calcolato con diverse correlazioni che si trovano in letteratura. Molto utilizzata è l'equazione di *Rohuani* [16] che si può esprimere nella seguente forma:

$$\varepsilon = \frac{x\rho_L}{\left\{C_0[x\rho_L + (1-x)\rho_G] + \frac{\rho_L \rho_G u_{gj}}{G}\right\}} \quad (1.7)$$

$$C_0 = 1 + 0,2(1-x) \left[\frac{g D_h \rho_L^2}{G^2} \right]^{1/4} \quad (1.8)$$

$$u_{gj} = 1,18 (1-x) \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (1.9)$$

Un'altra equazione spesso utilizzata, e meno onerosa dal punto di vista dei calcoli è quella di *Zivi* [17]

$$\varepsilon = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (1.10)$$

1.4 Condensazione

Si parla di condensazione quando un fluido passa dalla fase vapore a quella liquida. Affinché ciò accada è necessario che il vapore saturo entri a contatto con una superficie a temperatura minore. Il condensato che si è formato si sottoraffredda sulla superficie, e così altro vapore condensa sul liquido. Si ha perciò un meccanismo di trasporto di massa, perché il vapore si muove verso la superficie fredda, o verso l'interfaccia liquido-vapore. Il processo di condensazione si regge se il calore latente liberato durante il cambiamento di fase, viene ceduto per convezione e conduzione attraverso il liquido verso la parete fredda [18]. La resistenza termica è quindi concentrata nel film di liquido: è ovvio che con un film di liquido sottile si realizzerà un coefficiente di scambio termico più alto.

1.4.1 Condensazione entro tubo orizzontale

I regimi di deflusso che si verificano durante la condensazione in tubo orizzontale sono già stati illustrati nel paragrafo 1.3 relativo al deflusso bifase gas-liquido. In particolare, si possono distinguere due regimi di deflusso fondamentali come si può vedere dalla figura 1.9. Nella zona di ingresso con titoli elevati domina il regime di deflusso anulare associato a un meccanismo di scambio termico dominato dallo sforzo tangenziale di attrito. Al diminuire del titolo la velocità del vapore diminuisce, e l'effetto della forza di gravità diventa prevalente, anche se ci sarà sempre un piccolo sforzo tangenziale assiale, che causerà disturbi sul film del liquido. Si ha in questo ultimo caso un moto stratificato o stratificato perturbato, mentre ad alte portate si ha moto intermittente.

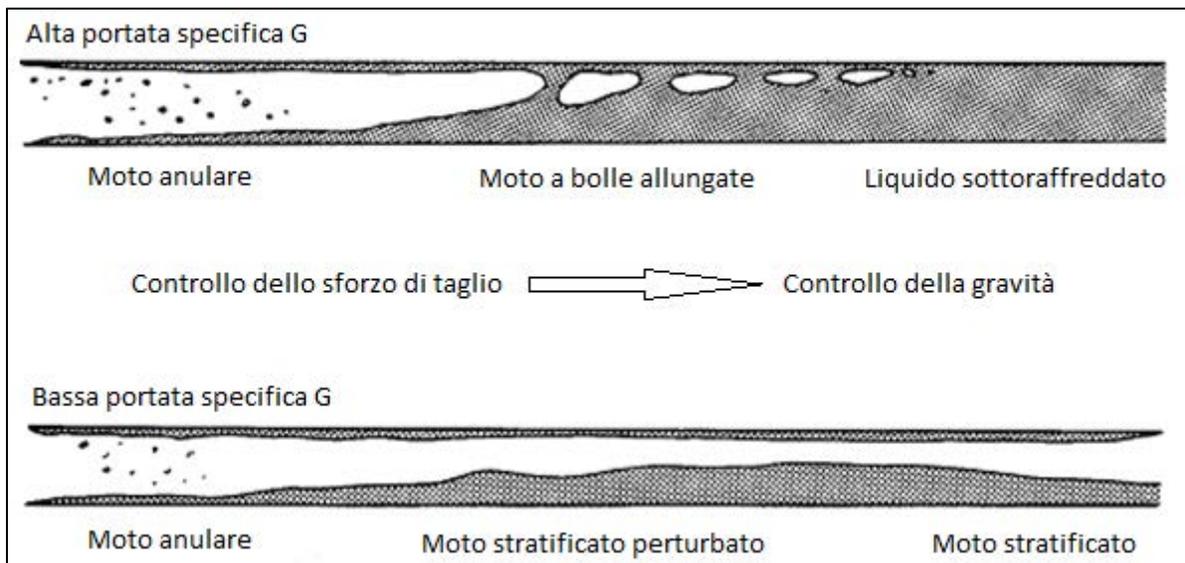


Figura 1.9 – Regimi di deflusso durante la condensazione dentro tubo orizzontale [19]

Palen et al. [19] hanno trovato che i regimi di deflusso durante la condensazione entro tubo orizzontale sono influenzati a seconda che si abbia a che fare con alte portate specifiche o basse portate specifiche. Dalla figura 1.9 si osserva che per alte portate di massa specifiche, il flusso all'ingresso del tubo è di tipo anulare con il film di liquido che scorre a contatto sulla parete del tubo, mentre il vapore è nella parte centrale del tubo. Può accadere che delle goccioline di liquido siano trascinate nel vapore dalle onde che si formano all'interfaccia liquido-vapore. Man mano che la condensazione procede lungo il tubo, come detto in precedenza, la velocità del vapore diminuisce, per cui diminuisce lo sforzo tangenziale

esercitato dal vapore sul liquido, e l'effetto della forza di gravità diventa dominante: per questo motivo il film di liquido diventa più spesso nella porzione inferiore del tubo. Successivamente quando la quantità di liquido aumenta, le onde che si generano possono essere di grande ampiezza e formano delle bolle allungate: si parla allora di deflusso a bolle allungate. Alla fine del tubo si ha tutto liquido e il vapore scompare.

In basso in figura 1.9 è mostrato quello che accade a basse portate di massa specifiche. Si osserva sempre un deflusso anulare all'ingresso del tubo, che diventa stratificato perturbato e poi stratificato nella parte finale del tubo.

Molto utile perché copre tutti i regimi di deflusso e le zone di transizione che si hanno in condensazione in tubo orizzontale, è la correlazione di Cavallini et al. [20]. L'equazione è stata ricavata per fluidi frigoriferi alogenati, vapore d'acqua e anidride carbonica. Il nuovo approccio, suggerito dagli autori, prevede di non considerare i regimi di deflusso, bensì i parametri che influenzano lo scambio termico in condensazione. Per questo motivo si distinguono due regioni: una zona ΔT -dipendente e una zona ΔT -indipendente, dove ΔT è la differenza tra la temperatura di saturazione del refrigerante e la temperatura della parete interna del tubo. Infatti, in un tubo orizzontale, la dipendenza dal coefficiente di scambio termico dal ΔT si ha quando la forza prevalente è quella di gravità; il regime ΔT -indipendente si riferisce alla situazione in cui le forze prevalenti sono quelle di attrito. L'equazione di Cavallini et al. fornisce un coefficiente per deflusso anulare (regime ΔT -indipendente) e un'equazione per il regime stratificato con onde (regime ΔT -dipendente) che interpola i valori dati dalle equazioni per deflusso anulare e per deflusso stratificato senza onde. Gli autori hanno inoltre ricavato un'equazione analitica della curva, che segnala la transizione tra i due regimi sopra citati:

$$J_G^T = \left\{ \left[\frac{7.5}{(4.3 X_{tt}^{1.111} + 1)} \right]^{-3} + C_T^{-3} \right\}^{-1/3} \quad (1.11)$$

in cui la costante C_t vale 1,6 per gli idrocarburi e 2,6 per tutti gli altri refrigeranti. Il parametro X_{tt} è il parametro di Martinelli definito come:

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \quad (1.12)$$

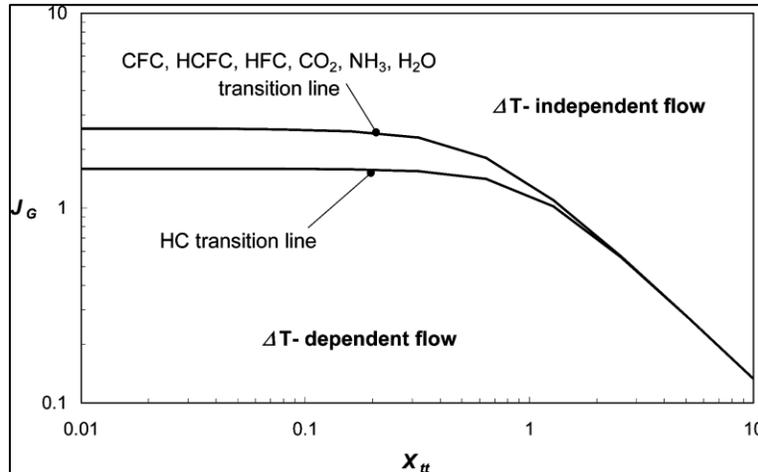


Figura 1.10 – Transizione tra regime ΔT -dipendente e ΔT -indipendente per diversi fluidi frigoriferi [20]

La curva di transizione tra i due regimi di deflusso è riportata in figura 1.10. Nella curva di transizione, in ascissa si ha il parametro di Martinelli X_{tt} già introdotto in precedenza, mentre in ordinata si ha la velocità adimensionale del gas definita come:

$$J_G = \frac{x G}{[g D \rho_G (\rho_L - \rho_G)]^{0,5}} \quad (1.13)$$

dove x è il titolo, G la portata specifica, g l'accelerazione di gravità, D il diametro interno del tubo, ρ_L la densità del liquido, ρ_G la densità del vapore.

Il modello di Cavallini et al. [20], descritto sopra, è sviluppato per determinare il coefficiente di scambio termico in condensazione per fluidi refrigeranti che scorrono dentro tubo liscio.

Doretto et al. [21] hanno osservato i regimi di deflusso durante la condensazione dei refrigeranti R410A, R134A, R236ea in un tubo liscio e in un tubo microfin. Gli autori hanno trovato che in un tubo microfin il film di condensato che si forma alla parete, viene drenato nella scanalatura a spirale per effetto combinato della tensione superficiale, forze centrifughe e gravità, mentre lo sforzo di taglio esercitato dal vapore trascina il liquido nella direzione di deflusso. Per questi motivi, rispetto al tubo liscio, si è reso necessario abbassare la transizione tra deflusso anulare (regime ΔT -indipendente) e stratificato (regime ΔT - dipendente).

La curva di transizione tra i due regimi di deflusso è descritta analiticamente dalla seguente equazione:

$$J_G^* = 0,6 \left\{ \left[\frac{7.5}{(4.3 X_{tt}^{1,111} + 1)} \right]^{-3} + 2.5^{-3} \right\}^{-1/3} \quad (1.14)$$

La figura 1.11 mostra il confronto della curva di transizione per i regimi di deflusso sopra citati, per il tubo liscio (in linea continua) e per il tubo microfin (in linea tratteggiata). In ascissa compare il parametro di Martinelli, mentre in ordinata si ha la velocità adimensionale del gas, già definiti in precedenza.

Come si può facilmente osservare dalla figura la curva di transizione per il tubo microfin è traslata verso il basso rispetto a quella per il tubo liscio.

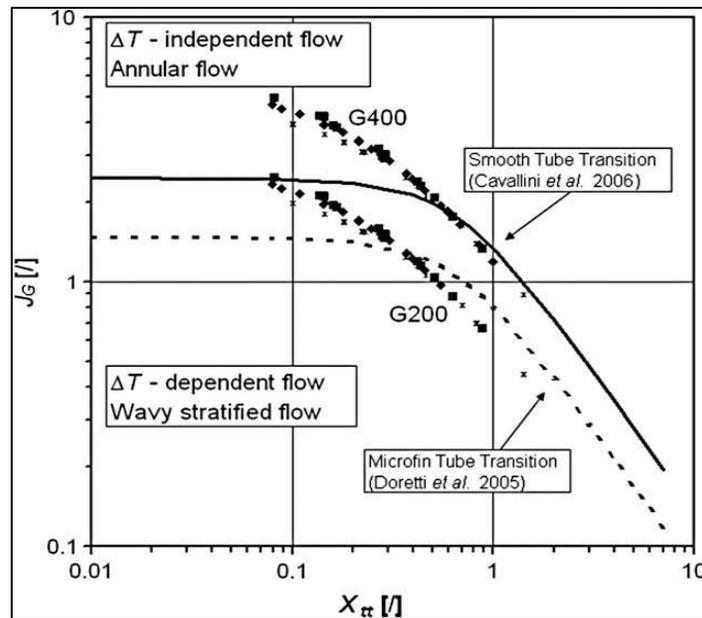


Figura 1.11 – Confronto tra le curve di transizione per tubo liscio [20] (in linea continua) e per il tubo microfin [21] (in linea tratteggiata).

1.5 Studi presenti in letteratura

In questo paragrafo sono riportati alcuni degli studi presenti in letteratura relativi alle prestazioni dei tubi microfin.

In uno dei primi studi dettagliati sui tubi microfin, Ito e Kimura [22] hanno studiato gli effetti della geometria del tubo microfin sulla vaporizzazione convettiva di R22, in un tubo microfin di diametro esterno 12.7 mm, con angolo γ all'apice dell'aletta di 90° . Gli autori hanno trovato che il coefficiente di

scambio termico in vaporizzazione è influenzato dall'angolo d'elica β . In particolare, le migliori prestazioni si sono trovate per un angolo d'elica $\beta=10^\circ$. Essi, inoltre, hanno testato diversi tubi microfin variando l'altezza delle alette da 0.06 fino a 0.16 mm e variando il passo tra le alette da 0.32 fino a 0.54 mm. Hanno trovato sperimentalmente che il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare dell'altezza delle alette, e all'aumentare del passo tra le alette. Per contro hanno osservato un aumento delle perdite di carico di circa il 10% rispetto al tubo liscio.

Yoshida et al. [23] hanno studiato la vaporizzazione di R22 in tubo microfin di diametro interno 12 mm. Sono state considerate portate specifiche G variabili tra 100 e 300 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$. I test sono stati eseguiti su 3 tubi microfin di diversa geometria che gli autori chiamano tubo A, B e C. I primi due tubi testati hanno angolo d'elica β rispettivamente di 10 e 30°, mentre il tubo C ha un primo set di scanalature con angolo d'elica di 30° e un secondo set di scanalature con angolo d'elica di 15°.

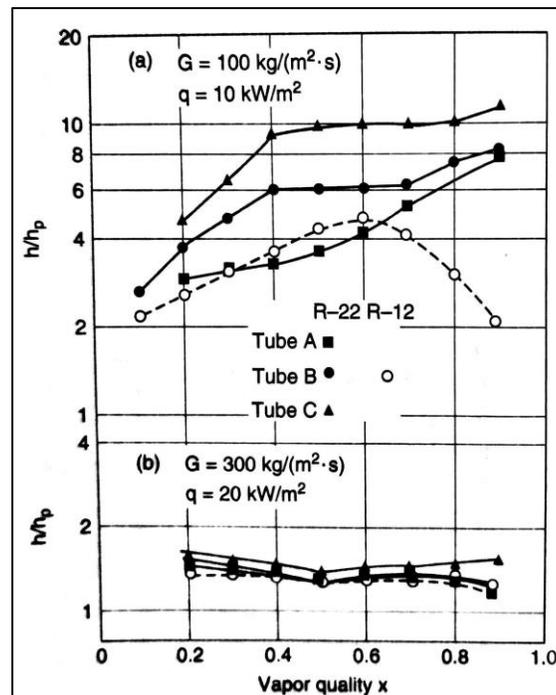


Figura 1.12 – Coefficiente di scambio termico in vaporizzazione di R22 dentro tre tubi microfin di diametro interno 12 mm [23]

La figura 1.12 mostra il rapporto di miglioramento E_h (*enhancement ratio*) tra il coefficiente di scambio termico in vaporizzazione del tubo microfin rispetto a quello del tubo liscio (α/α_p), in funzione del titolo per basse e alte portate specifiche. A una portata specifica $G=300 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ tutti e tre i tubi forniscono

lo stesso $E_h = 1.5$ per $0.2 < x < 0.9$. Al contrario ad una portata specifica $G=100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ i tre tubi mostrano rapporti E_h maggiori. Il tubo B con angolo d'elica di 30° mostra un coefficiente di scambio termico maggiore rispetto al tubo A con angolo d'elica di 10° .

Tsuchida et al. [24] hanno fornito un vasto catalogo di dati sperimentali relativi all'evaporazione e condensazione di R22 in tubi microfin di varia geometria, con diametro esterno variabile da 4 fino a 9.5 mm. La figura 1.23a mette in evidenza gli effetti dell'altezza delle alette per i diversi diametri dei tubi.

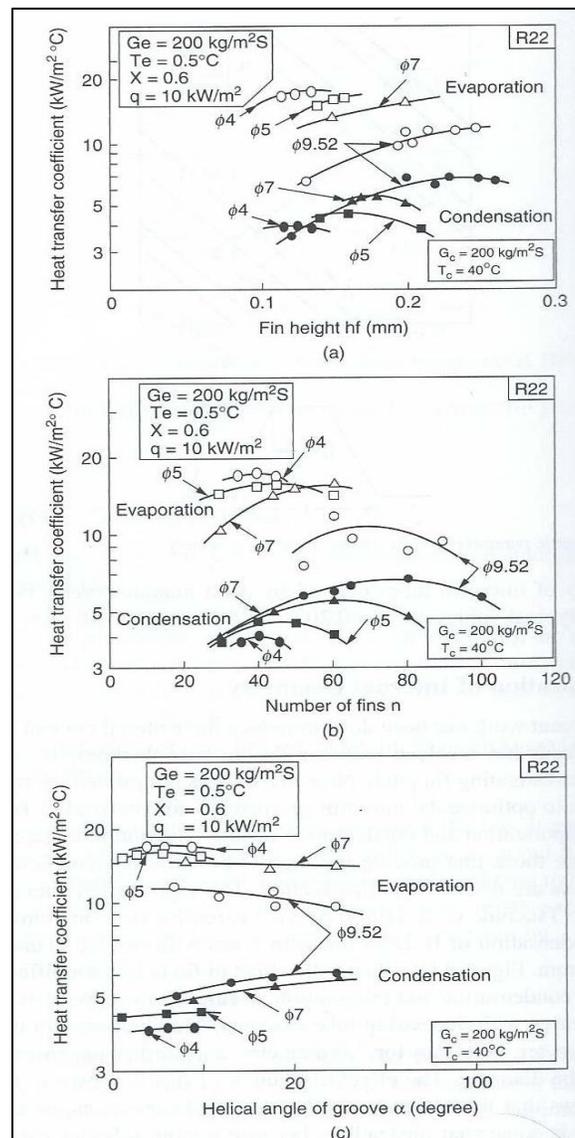


Figura 1.13 – Effetti a) dell'altezza delle alette b) del numero di alette c) dell'angolo d'elica su evaporazione e condensazione di R22 dentro tubi microfin di diverso diametro. [24]

Sia per condensazione che per evaporazione la figura 1.23a mostra che, il valore ottimo dell'altezza dell'aletta che massimizza il coefficiente di scambio termico, diminuisce al diminuire del diametro del tubo. Il valore ottimo dell'altezza dell'aletta, in condensazione, è di 0.13 mm per il tubo di diametro 4 mm, 0.16 mm per il tubo di 7 mm di diametro, e aumenta ulteriormente fino a 0.23 mm per il tubo di 9.52 mm diametro. Gli effetti del numero di alette sul coefficiente di scambio termico sono mostrati 1.23b. Questa figura mostra che il numero ottimale di alette che massimizza il coefficiente di scambio termico, diminuisce al diminuire del diametro del tubo. Gli effetti dell'angolo d'elica sono invece mostrati in figura 1.23c. Tale figura mostra che il coefficiente di scambio termico in condensazione aumenta all'aumentare dell'angolo d'elica, anche se il suo effetto come si può osservare è poco significativo per tubi di diametro 4 e 5 mm.

Ishikawa et al. [25] hanno investigato l'effetto del numero di alette sulla condensazione di R22 all'interno di tubi microfin di diametro 7 mm di diversa geometria. Il numero di alette è stato fatto variare da 55 fino a 85. I test sperimentali condotti hanno dimostrato che il più alto coefficiente di scambio termico in condensazione, si ottiene per il tubo avente un numero di alette pari a 80.

Houfuku et al. [26] hanno studiato l'effetto del numero di alette, sulla condensazione di R-410A all'interno di tubi microfin di diametro 7 mm. Essi hanno trovato, dati sperimentali, che i coefficienti di scambio termico più elevati sono stati forniti per il tubo avente un numero di alette di 54.

Negli ultimi anni diversi autori hanno studiato la condensazione/evaporazione in tubo microfin orizzontale, e hanno proposto numerose correlazioni empiriche o semi-empiriche per il calcolo del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico.

Yu e Koyama [27] basandosi sull'equazione di Haraguchi et al. [28] valida per condensazione in tubo liscio, hanno proposto una correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione per fluidi refrigeranti puri in tubi microfin.

Koyama e Yonemoto [29] hanno modificato l'equazione di Yu e Koyama, e hanno introdotto una nuova correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione e per le perdite di carico in tubo microfin orizzontale. Il modello proposto dagli autori è di tipo empirico, ed è basato sui dati sperimentali di scambio termico in condensazione di R22, R123 e R134a all'interno di undici tubi microfin di diverse dimensioni e geometria.

Kedziersky e Goncalves [30] hanno studiato e proposto una correlazione per il calcolo del coefficiente

di scambio termico in condensazione di refrigeranti puri all'interno di tubi microfin. La correlazione è ottenuta sulla base dei dati sperimentali, trovati dagli stessi autori, relativi alla condensazione di R134a, R410A, R125 e R32 dentro un tubo microfin di diametro 8.51 mm. I test sono stati eseguiti per portate specifiche variabili da $G=85 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G=500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In generale gli autori hanno trovato, per tutte le portate specifiche analizzate, che il coefficiente di scambio termico diminuisce al diminuire del titolo: infatti quando il titolo cala, lo spessore del film di liquido che si forma alla parete aumenta, e quindi la resistenza conduttiva allo scambio termico aumenta penalizzando il coefficiente di scambio. Il refrigerante R32 è quello che sperimentalmente fornisce i valori di scambio termico più elevati: gli autori hanno giustificato il suo comportamento a causa dell'elevato valore della sua conducibilità termica, rispetto agli altri fluidi frigorigeni testati. Il rapporto di miglioramento E_h rispetto al tubo liscio è pari a 3.6. Gli autori hanno suggerito che il drenaggio del liquido dovuto alla forza di tensione superficiale e gli effetti vorticosi hanno una piccola influenza sul miglioramento del coefficiente di scambio termico, che invece viene attribuito alle microalette che permettono una miscelazione all'interfaccia liquido-vapore e una miscelazione turbolenta vicino alla parete.

Chamra e Mago [31] hanno proposto una correlazione di natura semi-empirica per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione, per fluidi frigorigeni puri e miscele, dentro tubi microfin. Il modello sviluppato, è basato sull'analisi teorica della condensazione a film in regime turbolento dentro tubo liscio, a cui sono state apportate modifiche per tenere conto dell'aumento del coefficiente di scambio termico dovuto alle alette. Gli autori, infatti, hanno teorizzato che l'intensificazione del coefficiente di scambio termico nel tubo microfin sia dovuta alla presenza delle alette che, da una parte determinano un incremento dell'area di scambio, e dall'altra sono responsabili dell'aumento della turbolenza nel film di liquido. Il modello proposto è stato poi validato comparando i risultati teorici con oltre 400 dati sperimentali da vari autori. L'equazione fornita è in grado di stimare i dati sperimentali con una deviazione assoluta minore del 20%.

Anche Cavallini et al. [2] hanno proposto una correlazione di natura empirica per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione, per fluidi frigorigeni puri e miscele quasi azeotropiche dentro tubi microfin. Il modello è stato validato da una banca dati di circa 3115 valori sperimentali, ottenuti da diversi autori. Gli stessi autori hanno misurato sperimentalmente i coefficienti di scambio termico durante la condensazione di R22, R134a, R410A dentro un tubo microfin. I dati

sperimentali mostrano che ad alte velocità adimensionali del gas (J_G) il coefficiente di scambio termico non dipende dal ΔT , mentre a basse velocità adimensionali del gas esso dipende dal ΔT : si hanno quindi due diversi regimi di deflusso ΔT -indipendente e ΔT -dipendente che sono già stati descritti nel dettaglio nel paragrafo 1.4.1. Gli autori hanno inoltre mostrato che, il coefficiente di scambio termico, aumenta col titolo e con la portata specifica.

Le nuove regolamentazioni in ambito europeo prevedono l'utilizzo di refrigeranti a basso potenziale di effetto serra (GWP). Per questi motivi i refrigeranti tradizionali, dovranno essere sostituiti con refrigeranti più ecologicamente sostenibili. Ciò, comporta la necessità di investigare le prestazioni di questi nuovi refrigeranti a basso impatto ambientale. In letteratura si trovano diversi studi relativi a queste nuove tipologie di refrigeranti.

Kondou et al. [32] hanno studiato l'ebollizione di una miscela costituita dai refrigeranti R32/R1234ze(E), dentro un tubo microfin orizzontale di diametro interno 5.21 mm. I test sono stati eseguiti a una temperatura di saturazione di 10 °C, per flussi termici specifici di 10 e 15 kW m⁻², per un range di portate specifiche variabili da 150 fino a 400 kg m⁻² s⁻¹. I coefficienti di scambio termico dell'R32 sono risultati maggiori di quelli dell'R1234ze(E), principalmente a causa della maggiore conducibilità termica del liquido, e della più elevata pressione ridotta. La miscela di R32/R1234ze(E) rispetto ai singoli costituenti ha fornito coefficienti di scambio termico minori, a causa della resistenza al trasporto di massa tipica delle miscele zeotropiche.

Park et al. [33] hanno studiato la condensazione di R1234ze(E) all'interno di un tubo a microcanali, costituito da canali rettangolari di diametro idraulico 1.45 mm. I test sono stati eseguiti per portate specifiche variabili da 50 fino a 260 kg m⁻² s⁻¹, flussi termici specifici da 0.6 fino a 62 kW m⁻², e temperature di saturazione variabili da 25 fino a 70 °C. Gli autori hanno trovato che il coefficiente di scambio termico dell'R1234ze(E) è di circa il 15-25% più basso di quello dell'R134a.

Hossain et al. [34] hanno, invece, misurato il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico durante la condensazione di R1234ze(E) all'interno di tubo liscio e in un tubo microfin. Il tubo testato ha un diametro interno di 4.35 mm. Le prove sono state eseguite per portate di massa specifiche variabili da 150 fino a 400 kg m⁻² s⁻¹, e per temperature di saturazione da 35 fino a 45 °C. È stato trovato che il coefficiente di scambio termico dell'R1234ze(E) è di circa il 20-45% più basso di quello dell'R32 ma il 10-30% più elevato di quello dell'R410A per una temperatura di saturazione di 40 °C.

Diani et al. [35] hanno studiato la condensazione di R1234yf all'interno di un tubo microfin orizzontale di diametro interno all'apice dell'aletta di 3.4 mm. Le prove sperimentali sono state eseguite per portate specifiche variabili da 100 fino a 1000 kg m⁻² s⁻¹, titoli da 0.95 fino a 0.2, e temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C. I risultati sperimentali mostrano che i coefficienti di scambio termico aumentano con il titolo e con la portata specifica. Inoltre, si osserva che i coefficienti di scambio termico alla temperatura di saturazione di 40 °C sono minori rispetto a quelli che si ottengono a 30 °C, nelle stesse condizioni di titolo e di portata di massa. Gli autori giustificano questo comportamento considerando le proprietà termofisiche del refrigerante alle diverse temperature di saturazione considerate: a più alta temperatura di saturazione, la densità del vapore è maggiore, perciò a parità di portata di massa specifica, la velocità del vapore è minore, e di conseguenza il contributo della parte convettiva allo scambio termico è minore. Gli stessi autori riportano anche l'andamento delle perdite di carico. Dai dati sperimentali si osserva che le perdite di carico per attrito aumentano all'aumentare della portata di massa, poiché esse dipendono direttamente dal quadrato (quasi) della portata specifica. Inoltre, si trova che, per una data portata di massa specifica, il gradiente di pressione per attrito aumenta col titolo fino a raggiungere un valore massimo per poi decrescere leggermente. Questo accade perché, come suggerito da Cavallini et al. [36], per titoli elevati in deflusso anulare può accadere che delle goccioline di liquido per effetto dello sforzo tangenziale esercitato dal vapore, vengano trascinate nel vapore (*entrainment*): questo comporta che si abbia un incremento apparente della densità della fase vapore, e quindi un abbassamento della velocità e delle perdite di carico.

Diani et al. [37] hanno investigato il coefficiente di scambio termico in condensazione dell'R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin di diametro esterno 4 mm, e diametro interno all'apice dell'aletta di 3.4 mm. I test sono stati eseguiti per portate specifiche variabili da 100 fino a 1000 kg m⁻² s⁻¹, e per temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C. I dati sperimentali hanno mostrato che, in generale, i coefficienti di scambio termico aumentano all'aumentare del titolo e della portata specifica. Per le perdite di carico per attrito si osserva che esse aumentano all'aumentare della portata specifica, e che aumentano col titolo fino a un valore massimo in corrispondenza di un titolo 0.8-0.9 per poi diminuire leggermente. I motivi sono sempre legati all'aumento apparente della densità della fase vapore, dovuta alle goccioline di liquido trascinate nella fase vapore, di cui si è discusso precedentemente.

Negli ultimi anni oltre ai tubi microfin sono stati impiegati anche altre tipologie di tubi a superficie

estesa, ossia i tubi “*cross-grooved*” e i tubi “*herringbone*”, le cui caratteristiche sono state già descritte nel paragrafo 1.2. Di seguito sono riportati alcuni studi che si trovano in letteratura su queste tipologie di tubi.

Uno studio condotto da Liebenberg et al. [38] eseguito su tubi herringbone di diametro 8.9 mm, ha mostrato che questi tubi forniscono coefficienti di scambio termico maggiori di circa il 200% in condensazione, rispetto ai tubi lisci tradizionali. Per contro, a questo aumento del coefficiente di scambio termico corrisponde un incremento di circa il 100% delle perdite di carico rispetto a un tubo liscio. Secondo gli autori questo incremento delle perdite di carico è dovuto alla geometria del tubo che promuove sia la turbolenza nel film di liquido sia il regime anulare, promuovendo maggiori velocità del vapore che si riflettono in un aumento delle perdite di carico.

Olivier et al. [39] hanno studiato la condensazione di R22, R134a e R407C dentro tre differenti di tipologie di tubi tutti di diametro esterno di 9.5 mm: un tubo liscio, un tubo microfin con angolo d’elica di 18° e un tubo herringbone. Le prove sperimentali sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di 40 °C, per portate di massa specifiche comprese da 400 fino a 800 kg m⁻² s⁻¹. Le osservazioni sui regimi di deflusso hanno mostrato che la transizione tra regime anulare e regime intermittente avviene a un titolo di 0.49 per tubo liscio, di 0.29 per tubo microfin e 0.26 per tubo herringbone. Quindi, la transizione tra regime anulare e regime intermittente per tubi herringbone, avviene a titoli più bassi, questo si riflette nelle perdite di carico, perché in moto anulare il meccanismo di scambio termico è dominato dallo sforzo tangenziale di attrito, perciò le perdite di carico saranno maggiori. I dati sperimentali hanno mostrato che i tubi herringbone, rispetto ai tubi lisci, presentano perdite di carico del 79% maggiori, mentre i tubi herringbone rispetto ai tubi microfin, mostrano perdite di carico di circa il 27% maggiori. Inoltre, gli autori hanno trovato per il tubo herringbone, per i tre refrigeranti testati, un incremento del 40-70% del coefficiente di scambio termico in condensazione rispetto al tubo microfin.

Goto et al. [40] hanno investigato il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico in condensazione ed evaporazione dell’R410A e dell’R22, all’interno di un tubo cross-grooved di diametro esterno 8.01 mm e di un tubo herringbone di diametro esterno 8 mm. Le prove sperimentali sono state eseguite per portate di massa specifiche variabili da 200 fino a 340 kg m⁻² s⁻¹. Gli autori hanno trovato per il tubo herringbone un incremento del 10-90% del coefficiente di scambio termico rispetto al tubo

cross-grooved. Gli stessi autori, sulla base dei dati sperimentali trovati, hanno proposto una correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico e per la stima delle perdite di carico in condensazione, per il tubo cross-grooved e per il tubo herringbone. I risultati ottenuti con le equazioni proposte, differiscono di circa un 20% rispetto ai dati sperimentali.

Alla fine di questa analisi bibliografica possiamo concludere che, le superfici estese per la condensazione/evaporazione di fluidi frigorigeni permettono di ottenere un incremento del coefficiente di scambi termico a fronte di un modesto incremento delle perdite di carico. L'incremento dello scambio termico è dovuto, come si è visto, all'aumento della superficie di scambio e alla geometria delle alette che promuove una maggiore turbolenza nel film di liquido.

Capitolo 2

Sezione sperimentale e simulazione numerica

In questo capitolo vengono descritte nel dettaglio le caratteristiche della sezione sperimentale utilizzata per la condensazione dell'R513A. Nell'ambito di questa tesi si sono valutate le prestazioni di scambio termico in condensazione dell'R513A sia in tubo microfin, che in un tubo liscio. Quindi, si sono utilizzate due diverse sezioni sperimentali, una per il tubo microfin e una per il tubo liscio. La sezione sperimentale relativa al tubo microfin era già esistente, in quanto realizzata in un precedente lavoro di tesi [41], pertanto se ne descriveranno solo le caratteristiche principali. Per quanto riguarda la sezione sperimentale relativa al tubo liscio, quest'ultima è stata realizzata, per questo lavoro di tesi, manualmente, all'interno dei laboratori del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università di Padova, pertanto saranno descritte le varie fasi del procedimento costruttivo.

2.1 La sezione sperimentale del tubo microfin

La sezione sperimentale utilizzata è costituita da un tubo in rame microalettato internamente. Il tubo è lungo 33 cm, ha un diametro esterno (D_o) di 4 mm, diametro all'apice dell'aletta (D_i) di 3.4 mm, ha 40 alette di altezza (h) 0.12 mm, con angolo all'apice dell'aletta (γ) di 43° e angolo d'elica (β) di 18° . La porzione di tubo interessata dallo scambio termico è pari a 10 cm. Le caratteristiche geometriche del tubo microfin sono mostrate in figura 2.1.

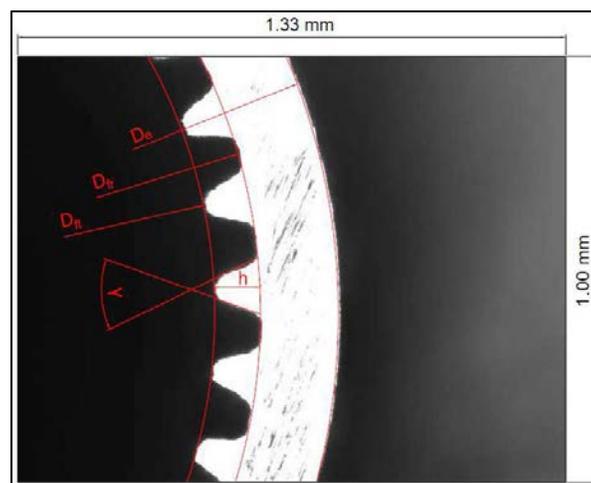


Figura 2.1 – Sezione trasversale del tubo microfin [42]

Il tubo è posto orizzontalmente all'interno dell'impianto sperimentale, ed è avvolto a spirale da un tubo liscio, sempre realizzato in rame. Il refrigerante scorre all'interno del tubo microfin, mentre all'interno del tubo liscio avvolto a spirale scorre l'acqua di raffreddamento proveniente dal bagno termostatico. Il tubo liscio è realizzato sempre in rame, e ha un diametro interno di 1.9 mm e un diametro esterno di 3.2 mm. In figura 2.2 è mostrato uno schema della sezione sperimentale, con il tubo liscio avvolto a spirale attorno al tubo microfin. Come si può vedere dalle frecce in figura 2.2 la spirale presenta quattro alzate in corrispondenza delle quali sono state attaccate le termocoppie. In particolare, sono state inserite quattro termocoppie per la misura della temperatura di parete sulla superficie esterna del tubo microfin in corrispondenza delle alzate, mentre sono state attaccate due termocoppie per la misura dell'acqua, sulla parete esterna del tubo liscio sulla prima e sull'ultima alzata. Per garantire il contatto termico tra le due tubazioni, l'intera sezione è stata collocata all'interno di un contenitore in alluminio, al cui interno è stata fusa una lega di stagno-piombo (40% in massa di stagno, 60% in massa di piombo). Alle estremità della sezione sono state poi realizzate due prese di pressione collegate a un misuratore di pressione assoluta e ad un misuratore di pressione differenziale. L'intera sezione è stata poi isolata termicamente con materiale isolante *Armaflex*.

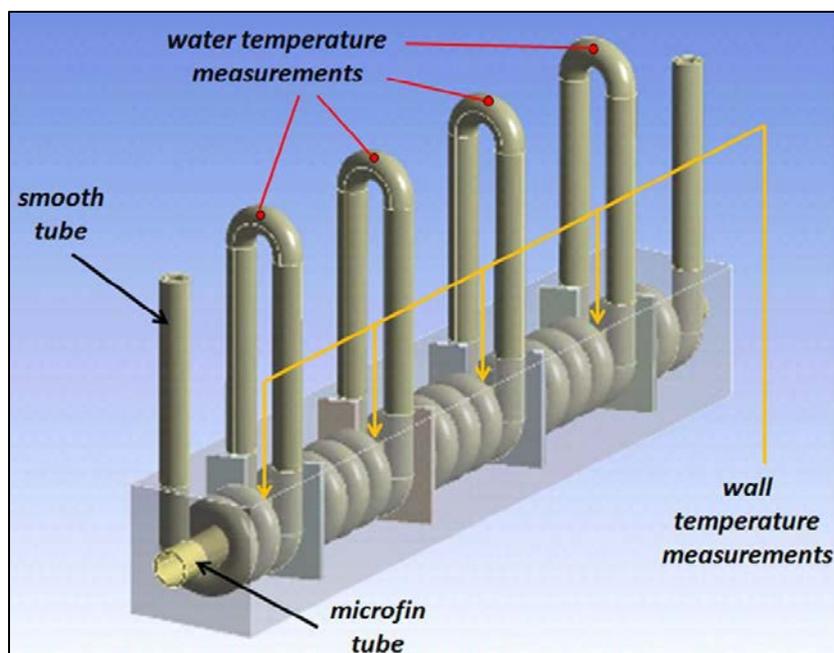


Figura 2.2 – Schema complessivo della sezione sperimentale [35]

La caratteristica innovativa di questa sezione sperimentale è la totale separazione fisica tra l'acqua e la superficie esterna del tubo microfin. Grazie a questa soluzione costruttiva è possibile misurare con precisione la temperatura di parete del tubo orizzontale, grandezza necessaria per calcolare il coefficiente di scambio termico lato refrigerante.

2.2 Realizzazione della sezione sperimentale del tubo liscio

La sezione sperimentale utilizzata è costituita da un tubo liscio realizzato in rame, di diametro interno 3.5 mm. La parte di tubo interessata dallo scambio termico è lunga 200 mm. Il tubo è posto orizzontalmente nell'impianto ed è avvolto a spirale, come nel caso del tubo microfin, da un tubo liscio sempre in rame di diametro interno 1.9 mm e diametro esterno 3.2 mm. Il refrigerante scorre all'interno del tubo microfin, mentre l'acqua di raffreddamento proveniente dal bagno termostatico fluisce all'interno del tubo a spirale.

2.2.1 Calcoli preliminari

Prima della realizzazione della sezione, che verrà inserita all'interno dell'impianto sperimentale, sono stati fatti dei calcoli preliminari per cercare di comprendere e risolvere le inevitabili problematiche proprie di un lavoro sperimentale.

Il primo problema da risolvere riguarda il calcolo delle perdite di carico. La conoscenza delle perdite di carico è fondamentale per stabilire la lunghezza della sezione sperimentale e il corretto posizionamento delle prese di pressione, che saranno poi collegate al trasduttore di pressione assoluta e al trasduttore di pressione differenziale. Infatti, la scelta del tipo di misuratore differenziale di pressione da adottare è correlata al fondo scala dello strumento, che dipende dalle perdite di carico che si verificano nel tratto di tubo considerato. È evidente, infatti, che conviene lavorare vicini al fondo scala dello strumento, per minimizzare l'incertezza di misura. In questa fase di progetto preliminare, per stimare le perdite di carico nel tubo liscio si è utilizzata l'equazione proposta da Cavallini et al. [36]:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \Phi_{LO}^2 2f_{LO}^* \frac{G^2}{D_h \rho_L} \quad (3.1)$$

$$f_{LO}^* = 0,046 Re_{LO}^{-0.2} = 0,046 \left(\frac{G D_h}{\mu_L}\right)^{-0.2} \quad (3.2)$$

$$\phi_{LO}^2 = Z + 3,595 \cdot F \cdot H \cdot (1 - E)^W \quad (3.3)$$

$$W = 1.398 p_R \quad (3.4)$$

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_L}{\rho_G} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.2} \quad (3.5)$$

$$F = x^{0.9525} (1 - x)^{0.414} \quad (3.6)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1.132} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.44} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{3.542} \quad (3.7)$$

$$E = 0.015 + 0.44 \cdot \log \left[\left(\frac{\rho_{GC}}{\rho_L} \right) \left(\frac{\mu_L j_G}{\sigma} \right)^2 \cdot 10^4 \right] \quad \text{se } E \geq 0.95, E = 0.95$$

$$\text{se } E \leq 0, E = 0$$

$$\rho_{GC} \approx \rho_G \left(1 + \frac{(1 - x)E}{x} \right) \quad (3.9)$$

In cui $(dp/dz)_f$ è il gradiente di pressione per attrito, f_{LO}^* è il fattore di attrito, Re_{LO} è il numero di Reynolds per la sola fase liquida, ϕ_{LO} è il moltiplicatore bifase per la fase liquida, p_R è la pressione ridotta, ρ_L è la densità del liquido, ρ_G è la densità della fase vapore, x è il titolo, μ_G è la viscosità della fase vapore, μ_L è la viscosità della fase liquida, σ è la tensione superficiale, j_G la velocità superficiale del gas (già definita dalla 1.13). Si tratta evidentemente di una formula ricorsiva che è stata risolta per via numerica. In mancanza di dati si è deciso, in via preliminare, di utilizzare il fluido frigorifero R1234ze(E) nei calcoli, perché, come osservato da Diani et al. [37], esso è quello che manifesta tra tutti i fluidi testati, le maggiori perdite di carico. Si è quindi in vantaggio di sicurezza. I calcoli sono stati eseguiti ricavando le proprietà termodinamiche di interesse da REFPROP 10 [43] per il fluido R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30 °C. I calcoli sono stati eseguiti per un range di portate specifiche variabili da $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e per titoli da $x = 0.2$ fino a $x = 0.9$. Svolgendo i calcoli si è visto che il gradiente di pressione per attrito minimo si ottiene per la portata $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in corrispondenza di un titolo $x = 0.2$; mentre il gradiente di pressione per attrito massimo si ottiene per la portata specifica $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in corrispondenza di un titolo $x = 0.9$. In figura 2.3 è riportato l'andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo nelle condizioni più

sfavorevoli, cioè per una portata specifica $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

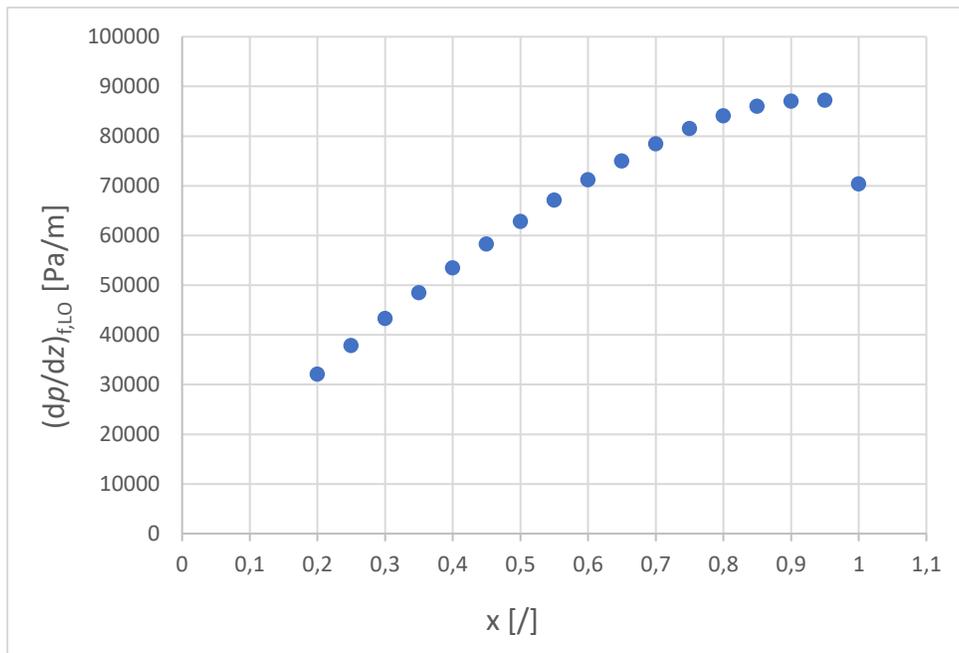


Figura 2.3 – Gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo durante deflusso bifase di R1234ze(E) in tubo liscio per $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ calcolato con l'eq. di Cavallini et al. [36]

Nel dettaglio si è trovato, in corrispondenza dei valori citati in precedenza, un gradiente di pressione minimo per attrito pari a circa 2000 Pa m^{-1} e un gradiente di pressione massimo per attrito pari a circa 87500 Pa m^{-1} . Valutando le caratteristiche dei misuratori di pressione che erano a disposizione in laboratorio, si è deciso di posizionare le prese di pressione ad una distanza di 400 mm l'una dall'altra. Quindi la perdita di carico minima per attrito è $2000 \text{ Pa m}^{-1} \cdot 0.4 \text{ m} = 800 \text{ Pa}$ a cui corrispondono 0.08 bar , mentre la perdita di carico massima per attrito è $87500 \text{ Pa m}^{-1} \cdot 0.4 \text{ m} = 35000 \text{ Pa}$ a cui corrispondono 0.35 bar . Per questi motivi si è deciso di utilizzare un misuratore differenziale di pressione con fondo scala 350 mbar .

Un altro problema affrontato in fase preliminare di progetto riguarda la lunghezza di tubo necessaria per lo sviluppo dello strato limite. Per comprendere meglio il problema, si consideri per semplicità moto laminare in un tubo di diametro D , all'interno del quale entra un fluido con velocità uniforme u . Il problema è visualizzato nello schema di figura 2.4. Sia z la direzione lungo l'asse del tubo. Quando il fluido viene a contatto della superficie si hanno effetti viscosi importanti e lo sviluppo dello strato limite. Alla distanza dall'ingresso z_{idr} il profilo di velocità non cambia più al crescere di z , per cui il moto si dice

che è completamente sviluppato. Il profilo di velocità è parabolico per moto laminare, più piatto per moto turbolento [44].

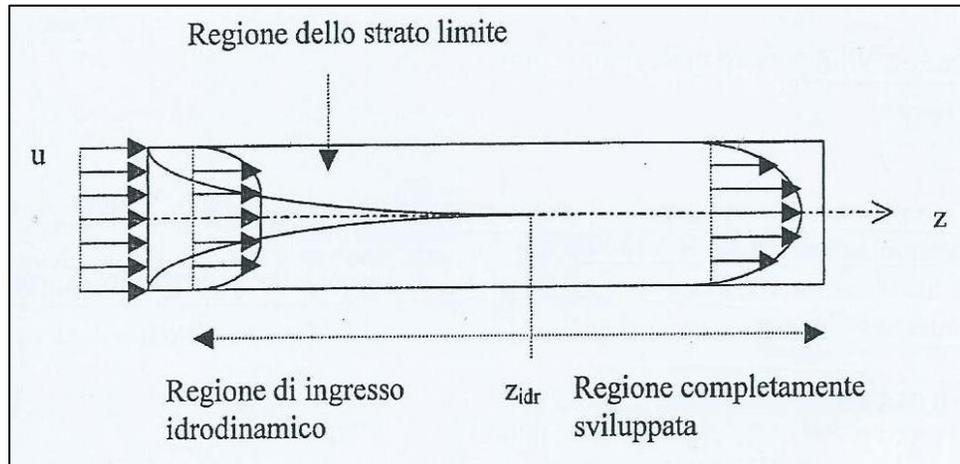


Figura 2.4 – Sviluppo dello strato limite per moto laminare/turbolento in tubo circolare [13]

Definiamo, come indicato in figura 2.4, z_{idr} la distanza tra l'ingresso nel condotto e il punto dove il profilo di velocità è completamente sviluppato, esso è calcolabile come segue [45]:

$$z_{idr}/D_h = 0.056 Re \quad Re \leq 2100 \quad (3.10)$$

$$z_{idr}/D_h = 1.359 Re^{0.25} \quad Re > 10000 \quad (3.11)$$

I calcoli sono stati eseguiti ricavando le proprietà termodinamiche da REFPROP 10 [43]. Svolgendo i calcoli si trova per moto turbolento che il rapporto $z_{idr}/D_h = 17.76$ e moltiplicando per il diametro del tubo $D_h = 0.0035$ m si ottiene $z_{idr} = 0.062$ m. Quindi servono 0.062 m di tubo per avere un profilo di velocità idraulicamente sviluppato.

Per questo motivo si è deciso di prevedere una lunghezza di 100 mm di tubo in ingresso, e 100 mm di tubo in uscita, per avere un profilo di velocità idraulicamente sviluppato.

Riassumendo dai calcoli fatti si è deciso di posizionare le prese di pressione a una distanza di 400 mm l'una dall'altra, e si sono previsti 100 mm di tubo in ingresso e 100 mm di tubo in uscita per avere moto completamente sviluppato. Quindi complessivamente la sezione sperimentale è lunga 400+100+100 = 600 mm, di cui il tratto di tubo interessato dallo scambio termico è lungo 200 mm.

Un altro problema affrontato in fase preliminare di progetto è la stima della differenza di temperatura (ΔT) lato acqua. Infatti, è importante che il ΔT lato acqua sia misurabile dallo strumento, perciò non dovrebbe essere inferiore a 1-2 °C. Per la stima del ΔT lato acqua si è utilizzato il seguente procedimento.

Si consideri uno scambiatore di calore in semplice equicorrente, come in figura 2.5.

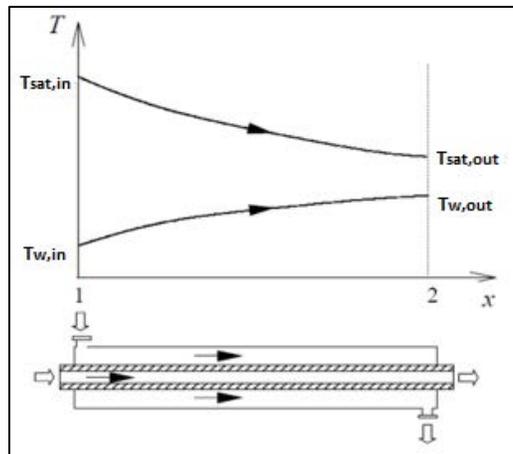


Figura 2.5 – Profili di temperatura in uno scambiatore di calore tubo in tubo in equicorrente

Il flusso termico scambiato q si calcola come

$$q = K_{i,liscio} A_i \Delta T_{ml} \quad (3.12)$$

dove ΔT_{ml} è la differenza di temperatura media logaritmica, mentre K_i è il coefficiente di scambio termico globale lato interno, definiti dalle seguenti relazioni:

$$\Delta T_{ml} = \frac{(T_{sat,in} - T_{w,in}) - (T_{sat,out} - T_{w,out})}{\ln\left(\frac{T_{sat,in} - T_{w,in}}{T_{sat,out} - T_{w,out}}\right)} \quad (3.13)$$

$$K_{i,liscio} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{1}{\alpha_e} \frac{A_i}{A_e}} \quad (3.14)$$

dove $T_{sat,in}$, $T_{sat,out}$, $T_{w,in}$, $T_{w,out}$ sono rispettivamente le temperature di ingresso e uscita del refrigerante e le temperature di ingresso e uscita dell'acqua dallo scambiatore, α_i e α_e sono i coefficienti di scambio termico lato fluido interno ed esterno, A_i e A_e sono le superfici di scambio termico lato fluido interno ed esterno.

Il coefficiente di scambio termico in convezione α_i per il tubo liscio è stato calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [20], di cui si è già parlato nel paragrafo 1.4.1 e di cui si omettono tutte le equazioni. Il prodotto $\alpha_e A_e$ è stato considerato pari a 4.5, sulla base di stime ottenute da precedenti misurazioni. L'area di scambio interna A_i è stata calcolata come $A_i = \pi DL$ dove D è il diametro interno del tubo pari a 3.5 mm mentre L è la lunghezza di scambio termico pari a 200 mm. Si può definire il numero di trasporto NTU come segue:

$$NTU = \frac{K_{i,liscio} A_i}{\dot{C}_{min}} = \frac{K_{i,liscio} A_i}{\dot{m}_w c_p} \quad (3.15)$$

dove c_p è il calore specifico dell'acqua pari a 4184 J kg⁻¹ K⁻¹, mentre \dot{m}_w è la portata di massa d'acqua che scorre nella sezione. Per calcolare la portata d'acqua che fluisce nella sezione sperimentale sono state eseguite delle prove in laboratorio, su un piccolo modello prototipo della sezione, per verificare la tenuta della sezione col tubo liscio. Durante queste prove è stato verificato che facendo funzionare la pompa del bagno termostatico alla massima velocità consentita, la massima portata d'acqua misurata è pari a 14 l h⁻¹. L'efficienza termica dello scambiatore ε nel caso di fluido in cambiamento di fase, si può calcolare come:

$$\varepsilon = 1 - e^{-NTU} \quad (3.16)$$

L'efficienza termica ε dello scambiatore è definita come il rapporto tra il flusso termico effettivamente scambiato q e il flusso termico massimo possibile q_{max} , e si può scrivere che:

$$\varepsilon = \frac{q}{q_{max}} = \frac{q}{(\dot{m}_w c_p)_{min} (T_{sat,in} - T_{w,in})} \quad (3.17)$$

dove $T_{sat,in}$ viene assunta pari a 30 °C, mentre $T_{w,in}$ viene assunta pari a 10 °C.

Noto il flusso termico q effettivamente scambiato, dall'equazione (3.17) è possibile calcolare la differenza di temperatura ΔT lato acqua.

Le condizioni più sfavorevoli (cioè quelle per bassi coefficienti di scambio termico) si manifestano per basse portate specifiche e per bassi titoli. In corrispondenza di una portata specifica $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e per un titolo $x = 0.1$ si trova un flusso termico scambiato $q = 30 \text{ W}$ circa e una differenza di temperatura lato acqua $\Delta T = 2 \text{ °C}$. Quindi il ΔT è all'interno del range di misurabilità dello strumento.

2.2.2 Modellazione e simulazione numerica della sezione

Il crescente sviluppo degli elaboratori elettronici e la necessità di un'analisi sempre più precisa ed affidabile, hanno causato, negli ultimi anni, un continuo evolversi delle metodologie e delle possibilità di calcolo. Per questo motivo la simulazione numerica è uno strumento sempre più utilizzato nell'analisi di fenomeni fisici, che si aggiunge alle conoscenze teoriche e sperimentali. È evidente che i risultati saranno tanto più precisi ed affidabili quanto più il modello realizzato si avvicina al sistema reale da studiare. Il software utilizzato per la simulazione è ANSYS Fluent 18.2, un programma in grado di fare simulazioni fluidodinamiche e di scambio termico. Nella simulazione che si realizzerà non viene simulato il meccanismo di scambio termico per condensazione, ma verrà impostata una temperatura di parete per la sezione di tubo interessata dallo scambio termico.

2.2.2.1 Modello geometrico

L'analisi è iniziata con la definizione della geometria del modello. Lo scopo della simulazione è quello di stimare il flusso termico disperso per conduzione attraverso la parete del tubo: infatti, se il flusso termico disperso per conduzione rispetto alla potenza termica scambiata fosse grande, allora la differenza tra il flusso termico scambiato lato acqua e lato refrigerante sarebbe molto importante, e i bilanci non tornerebbero. È chiaro che per quelli che sono gli scopi operativi, realizzare l'esatta geometria della sezione (che è stata descritta nel dettaglio nel paragrafo 2.2), sarebbe inutilmente

molto oneroso dal punto di vista computazionale. Per questo motivo si è deciso di realizzare un modello semplificato della sezione sperimentale. Il modello semplificato della geometria della sezione è stato realizzato direttamente in ANSYS, utilizzando lo strumento integrato ANSYS DesignModeler. La figura 2.6 mostra il modello 3D della sezione semplificata.

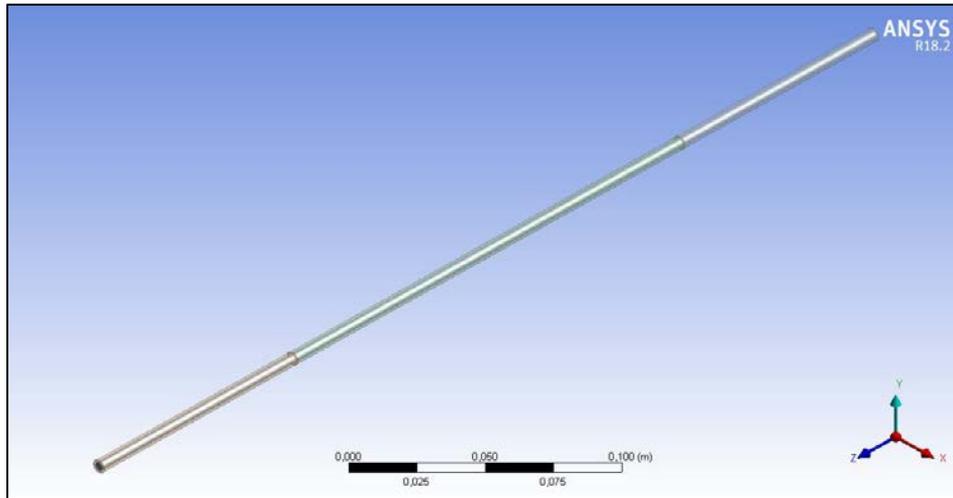


Figura 2.6 – Vista del modello 3D semplificato della sezione sperimentale

Nel modello semplificato realizzato non è stata prevista la serpentina d'acqua avvolta intorno al tubo liscio. La configurazione scelta, come si osserva dalla figura 3.6, prevede l'utilizzo di un tubo liscio di diametro interno 3.5 mm e diametro esterno 5.5 mm che è stato diviso in 3 parti: la prima parte lunga 100 mm è il tratto di ingresso del refrigerante, il secondo tratto centrale lungo 200 mm è la porzione di tubo interessata dallo scambio termico, mentre l'ultima parte lunga 100 mm è il tratto di uscita del refrigerante. Nella figura 2.7 riportata sotto è mostrato in rosso il tratto intermedio, che è la porzione di tubo interessata dallo scambio termico.

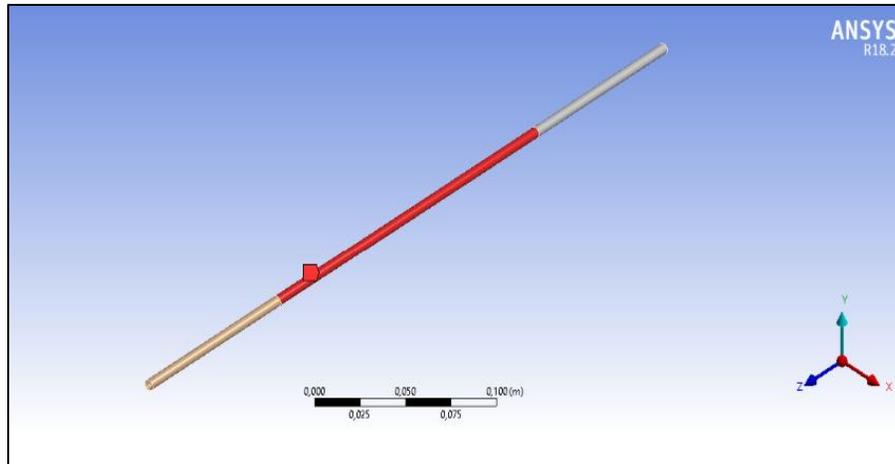


Figura 2.7 – Tratto centrale di tubo interessato dallo scambio termico

2.2.2.2 Creazione della mesh

Dopo avere realizzato il modello geometrico semplificato della sezione, ANSYS prevede di suddividere il volume della sezione sperimentale, in un certo numero di elementi che servono al software per il calcolo ai volumi finiti. Si è deciso di utilizzare per la generazione della mesh, il meshatore automatico di ANSYS. Sono state usate per la discretizzazione della struttura celle di tipo tetraedrico. È stata impostata una dimensione massima della mesh pari a 0.0002 m. L'intero volume della sezione è stato così suddiviso in circa 5 milioni di elementi.

2.2.2.3 Caratteristiche dei materiali

Dopo avere eseguito la mesh, ANSYS Fluent, prima di effettuare la simulazione, prevede l'introduzione delle caratteristiche dei materiali utilizzati.

Il refrigerante R513A oggetto della simulazione, non è inserito nel database di default presente in ANSYS, per questo motivo è stato creato un fluido specifico, a cui sono state assegnate le proprietà dell'R513A ricavate da REFPROP 10. Nella tabella 2.1 sono riportate le proprietà del fluido che sono state impiegate nella simulazione in Fluent.

Densità del liquido ρ_L [kg m ⁻³]	1115.4	Conducibilità termica del liquido λ_L [W m ⁻¹ K ⁻¹]	0.068
Densità del vapore ρ_G [kg m ⁻³]	43.3	Conducibilità termica del vapore λ_G [W m ⁻¹ K ⁻¹]	0.014
Calore specifico del liquido C_{pL} [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1435.6	Viscosità del liquido μ_L [Pa s]	$156.3 \cdot 10^{-6}$
Calore specifico del vapore C_{pG} [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	1090.5	Viscosità del vapore μ_G [Pa s]	$11.82 \cdot 10^{-6}$

Tabella 2.1 – Proprietà termodinamiche dell'R513A ricavate da REFPROP 10 alla temperatura di saturazione di 303 K

Per il tubo è stato scelto come materiale il rame, direttamente tra i materiali presenti nel database di ANSYS.

2.2.2.4 Condizioni al contorno

Per permettere al programma di eseguire la simulazione, è necessario inserire delle condizioni al contorno. I parametri introdotti in ANSYS Fluent sono:

- temperatura di parete lato esterno tubo;
- temperatura di ingresso del refrigerante;
- velocità di ingresso del refrigerante.

La velocità del refrigerante all'ingresso della sezione è stata assunta pari a 2 m s⁻¹. Si è scelto questa velocità come soluzione di compromesso, in quanto valori più elevati comporterebbero un aumento delle perdite di carico.

La temperatura di ingresso del refrigerante è pari alla temperatura di saturazione ovvero 303 K.

La temperatura di parete del tubo è stata assunta di 283 K, pari alla temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento. Infatti, come già detto, l'obiettivo della simulazione è quello di calcolare il flusso termico disperso per conduzione. Quindi, invece di impostare un coefficiente di scambio termico medio all'interno del tubo, si è considerata la condizione più sfavorevole, per cui la parete del tubo si porta

esattamente alla temperatura dell'acqua. Si tratta evidentemente di un caso estremo, in questo modo il risultato che si otterrà dai calcoli è in vantaggio di sicurezza.

2.2.2.5 Risultati della simulazione

In questo paragrafo sono riportati i risultati della simulazione numerica.

Nella figura 2.8 è indicata la distribuzione di temperatura lungo la sezione del tubo. Come si osserva nel tratto iniziale la temperatura è uguale alla temperatura di saturazione del refrigerante di 303 K, nella porzione centrale del tubo la temperatura è uguale a quella impostata, pari alla temperatura dell'acqua di raffreddamento, poi nell'ultimo tratto di tubo la temperatura sale rapidamente senza tendere alla temperatura di saturazione del refrigerante. Questo indica la presenza di un flusso termico disperso per conduzione in direzione longitudinale. In figura 2.9 è invece riportato l'andamento della temperatura di parete.

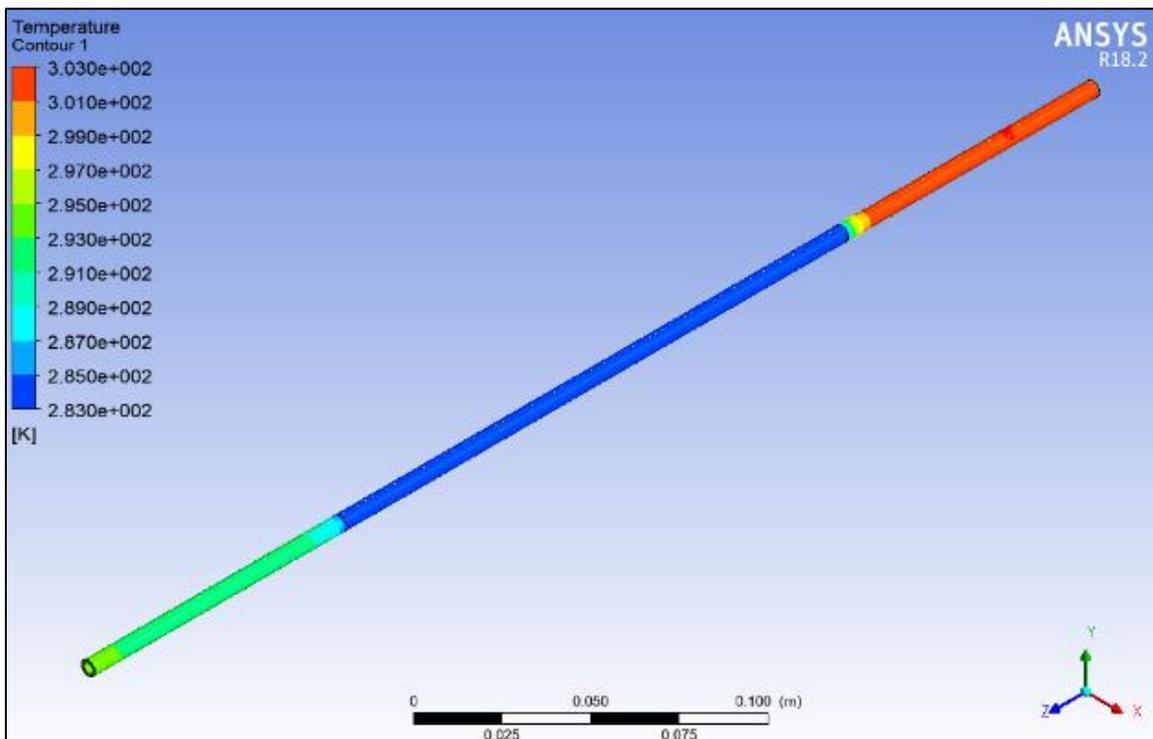


Figura 2.8 – Distribuzione di temperatura lungo la parete del tubo

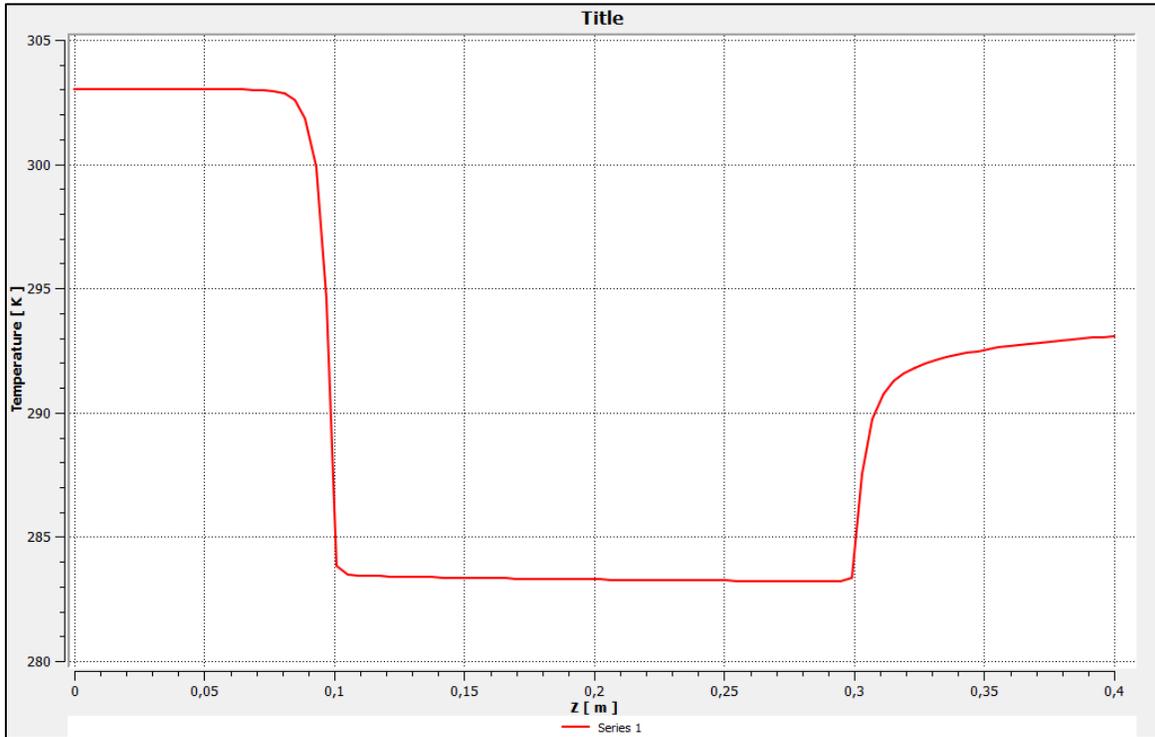


Figura 2.9 – Andamento della temperatura di parete

L'andamento della temperatura di parete, mostrata in figura 2.9, si riferisce a una generatrice tracciata in corrispondenza della parete esterna del tubo. In figura 2.10 è visibile la linea sulla quale è stato tracciato l'andamento della temperatura di parete. Come si vede dalla figura 2.9, all'inizio ($z = 0$ mm) la temperatura del tubo liscio tende alla temperatura di saturazione del refrigerante di 303 K. Nel tratto centrale la temperatura del tubo è pari alla temperatura che è stata impostata, ovvero 283 K, perché abbiamo supposto, nelle condizioni più sfavorevoli, che la parete del tubo si porti alla temperatura di 283 K dell'acqua. Nella porzione finale, la temperatura non tende alla temperatura di saturazione del refrigerante di 303 K, come ci si aspetterebbe allontanandosi dalla sezione di scambio termico: ciò significa che è presente un flusso termico disperso per conduzione in direzione longitudinale.

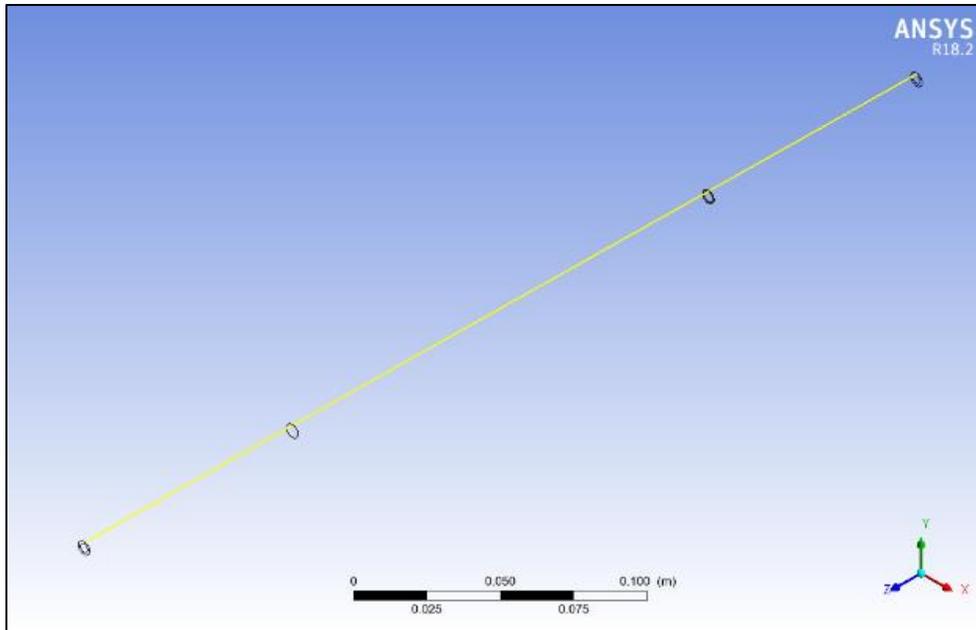


Figura 2.10 – Linea tracciata sulla parete esterna del tubo, in corrispondenza della quale è stato tracciato l’andamento di temperatura di parete mostrato in figura 2.9

Con la “Function Calculator” di ANSYS CFD è stato calcolato che, nelle condizioni più sfavorevoli analizzate, la potenza termica dispersa per conduzione è pari a circa 3 W, a fronte di 180 W scambiati. Quindi significa che, nelle condizioni più critiche, la potenza termica dispersa per conduzione è circa l’1.7% del totale flusso termico scambiato. Per questi motivi, ritenendo il suo contributo trascurabile, si è proceduto alla costruzione vera e propria della sezione.

2.2.3 Procedimento costruttivo della sezione

In questo paragrafo saranno descritti nel dettaglio le varie fasi del procedimento costruttivo della sezione. L’intera sezione sperimentale è stata realizzata manualmente all’interno dei laboratori del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell’Università di Padova.

Prima della costruzione finale della struttura, sono state eseguite delle prove sperimentali in laboratorio, su un piccolo modello prototipo della sezione, allo scopo di valutare la tenuta della sezione e la massima portata d’acqua in grado di scorrere. È stato verificato che la massima portata d’acqua che fluisce nella sezione, alla massima velocità possibile per la pompa del bagno termostatico, è pari a 14 l h⁻¹. È stato inoltre verificato che la caduta di pressione lato acqua è inferiore alla prevalenza del

bagno termostatico. Una volta superata la prova di tenuta si è proceduto alla realizzazione della sezione vera e propria.

La prima fase del procedimento costruttivo riguarda la piegatura del tubo liscio. Infatti, come già detto all'inizio del paragrafo 2.2, la sezione sperimentale è costituita dal tubo liscio, all'interno del quale fluisce il refrigerante, attorno al quale è avvolto a spirale un altro tubo liscio all'interno del quale scorre l'acqua di raffreddamento. Invece di piegare direttamente la serpentina dell'acqua attorno al tubo liscio in cui scorre il refrigerante, si è scelto di piegare il tubo intorno ad un tondino di alluminio (vedi figura 2.11), alettato esternamente e di diametro maggiore di quello esterno del tubo liscio del refrigerante.

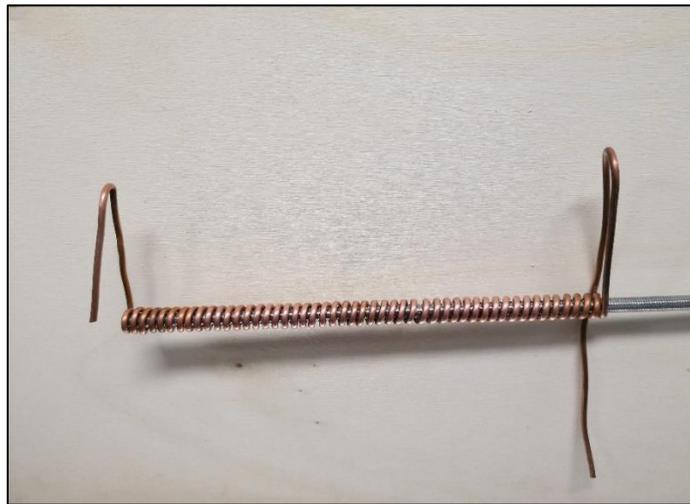


Figura 2.11 – Tubo liscio avvolto intorno al tondino di alluminio

È stato deciso di operare in questo modo perché, piegando direttamente il tubo liscio dell'acqua attorno al tubo liscio del refrigerante, c'era il rischio, a causa dei piccoli spessori in gioco, di deformare plasticamente i tubi, andando inevitabilmente a compromettere lo scambio termico. La piegatura del tubo è stata realizzata direttamente a mano, in questo modo controllando la forza applicata, si sono ottenute spire regolari, senza strozzature che come noto possono inficiare negativamente sulle perdite di carico. Inoltre, dopo aver piegato il tubo intorno al tondino di alluminio, è stato possibile sfilare il tubo semplicemente svitandolo come una vite, e far passare all'interno delle spire il tubo liscio del refrigerante, senza deformare la configurazione ottenuta. Dalla figura 2.11 si può notare che le due estremità del tubo della serpentina d'acqua sono state lasciate opportunamente più lunghe, per essere poi collegate al bagno termostatico. Lo spazio vuoto tra gli avvolgimenti e il diametro esterno del tubo liscio del refrigerante, a cui il tubo sarà avvolto, verrà poi riempito con la colata di stagno fuso per

garantire un efficiente contatto termico. Le spire degli avvolgimenti sono state poi distanziate con delle pinze, in modo che la colata di stagno fuso possa penetrare efficacemente tra le varie spire, cosa che non sarebbe possibile se quest'ultime fossero troppo vicine.

Successivamente sono state costruite le termocoppie a partire da filamenti di Rame e Costantana. Sono stati utilizzati due diversi tipi di termocoppie, con rivestimento in Teflon e con rivestimento in Kapton. Il costruttore dichiara per il rivestimento in Teflon un campo di impiego fino a una temperatura massima di circa 220 °C, mentre il rivestimento in Kapton permette di raggiungere temperature di circa 300 °C. Analizzando il campo di temperatura di impiego delle termocoppie, è stato deciso di fissare alla parete del tubo liscio del refrigerante, 3 termocoppie in teflon sulla parte superiore del tubo e 3 termocoppie in Kapton sulla parte inferiore del tubo. Questo perché, durante la colata di stagno fuso che sarà realizzata in seguito, si raggiungeranno temperature dell'ordine dei 230 °C, condizioni al limite per il rivestimento in teflon. Dal momento che le termocoppie più sollecitate sono quelle posizionate sulla parte inferiore del tubo, perché sono a contatto per un tempo maggiore con la colata di stagno fuso, allora si è deciso di collocare sulla parte inferiore di tubo le termocoppie in kapton che resistono a temperature più elevate. Per incollare le termocoppie sul tubo liscio del refrigerante, sono state ricavate per fresatura delle piccole cave sulla parete del tubo, di profondità di 0.5 mm circa. In questo modo è stato possibile alloggiare le termocoppie all'interno delle cave: l'alloggiamento delle termocoppie nella cave permette un miglior fissaggio delle stesse perché la giunzione è bene in contatto con la parete del tubo, inoltre non permette infiltrazioni d'aria che sarebbero pericolose perché andrebbero a determinare uno strato conduttivo isolante che falserebbe le misure di temperatura. Complessivamente sono state attaccate sei termocoppie sulla parete del tubo (tre sulla parte superiore e tre sulla parte inferiore), due termocoppie sono state attaccate sulla prima e sull'ultima alzata della serpentina dell'acqua per la misura della temperatura di ingresso e uscita dell'acqua, altre due termocoppie sono state incollate sulla parete del tubo liscio all'ingresso e all'uscita per la misura della temperatura di saturazione del refrigerante. Le termocoppie sono state incollate alla parete del tubo liscio nelle cave, prima dell'inserimento del tubo all'interno della serpentina d'acqua. In questo modo non dovendo posizionare le termocoppie nel piccolo spazio sotto le spire, ma lavorando sul tubo liscio del refrigerante senza gli "ostacoli" delle spire, il fissaggio è stato molto più agevole e preciso. L'incollaggio delle termocoppie è stato eseguito tramite una colla epossidica marmo-ferro di marca

“Pattex-Power-Epoxy”: si tratta di una resina polimerica formata da due componenti, una resina base e una indurente, che miscelate insieme si solidificano. La resina attraverso delle prove di laboratorio, si è visto che resiste mantenendo il fissaggio fino a temperature di circa 300 °C, quindi è adatta allo scopo poiché la temperatura di fusione dello stagno per la colata, come detto prima, è di circa 230 °C. La resina viene anche utilizzata anche per ricoprire l’isolamento in teflon delle termocoppie in corrispondenza della giunzione: in questo modo si garantisce una maggiore protezione delle termocoppie alle elevate temperature che si realizzano durante la fusione, cosa che il solo rivestimento in teflon non è in grado di garantire. Le termocoppie realizzate, prima di essere fissate, sono state opportunamente tarate, come sarà descritto nel dettaglio nel capitolo 3. Dopo avere incollato le termocoppie, il tubo liscio del refrigerante viene inserito all’interno della serpentina dell’acqua, che nel frattempo è stata sfilata dal tondino di alluminio. Tale operazione è risultata particolarmente difficoltosa a causa della presenza delle termocoppie. Con molta delicatezza e attenzione, mediante l’uso di una pinzetta di precisione, si sono fatti passare i filamenti delle termocoppie attraverso le spire. Successivamente la sezione sperimentale è stata inserita all’interno di un profilato in alluminio come quello mostrato in figura 2.12. A questo scopo, come si vede in figura 2.12, si è utilizzato un profilato di alluminio a forma di “U” di base 15 mm e altezza 15 mm. Il profilato in alluminio, all’interno del quale è stata collocata la struttura, serve per contenere la colata di stagno. Per permettere il posizionamento del tubo orizzontale sono stati tagliati da materiale di scarto presente in laboratorio, due lamine quadrate di dimensione 15x15 mm, come si può vedere dalla figura 2.12. Sulle due lamine sono stati poi ricavati due fori di diametro leggermente maggiore del diametro esterno del tubo, per facilitare l’inserimento del tubo nel contenitore di alluminio. Dopo l’inserimento della struttura le due lamine sono state incollate, e ricoperte anche lateralmente, con la resina epossidica indurente, per evitare la fuoriuscita dello stagno fuso.



Figura 2.12 – Profilato di alluminio con le due lamine forate all'estremità all'interno del quale viene collocata la sezione sperimentale

Dopo avere posizionato la struttura all'interno del profilato è stato necessario saldare le prese di pressione alle estremità della sezione. È stato previsto di eseguire questa operazione prima della colata dello stagno fuso, per impedire che le elevate temperature raggiunte durante il processo di saldatura, oltre 1000 °C, possano portare alla fusione dello stagno della colata.

Per realizzare la presa di pressione il tubo liscio del refrigerante è stato inserito all'interno di un tubo di rame di diametro esterno 6 mm. Attorno a quest'ultimo è saldato un tondino di rame di diametro interno 6 mm e diametro esterno 12 mm. Questi pezzi sono stati ricavati nell'officina meccanica del laboratorio per tornitura. Quindi questo tondino di rame è stato forato trasversalmente dalla superficie esterna fino all'interno. Conclusa la saldatura si è continuato a forare il tondino fino ad attraversare direttamente il tubo liscio all'interno del quale scorre il refrigerante. È stato poi inserito al suo interno un piccolo tubicino in acciaio inox da 1/8" di diametro realizzando la presa di pressione. Quindi una parte del refrigerante salirà per il tubo di acciaio fino ad arrivare al misuratore di pressione. Prima di inserire il tubicino, è stato limato l'interno del foro con una punta da trapano fine per eliminare la bava del processo di foratura, che altrimenti può portare alla formazione di strozzature della sezione di passaggio, e quindi perdite di carico di tipo concentrato. In figura 2.13 si può vedere il dettaglio di come è fatta una presa di pressione.



Figura 2.13 – Dettaglio della presa di pressione [41]

A questo punto dopo avere saldato le prese di pressione, sono state incollate, sulle estremità delle alzate, due termocoppie per misurare la temperatura di ingresso e uscita dell'acqua, e altre due termocoppie all'inizio e alla fine del tratto di tubo interessato dallo scambio termico (lungo come si è già detto 200 mm), per misurare la temperatura di ingresso e di uscita del refrigerante.

Alla fine del processo di costruzione è stata eseguita la colata con lo stagno. La lega utilizzata è composta dal 40% di stagno e dal 60% di piombo. Inizialmente per fondere la lega si era pensato di usare una "pencil-torch", una torcia a forma di matita con gas butano, a fiamma regolabile. Questa soluzione, però, è stata scartata a causa delle elevate temperature che si raggiungono (fino anche a 1000 °C) che possono danneggiare le termocoppie. Per questo motivo per fondere la lega si è deciso di utilizzare un semplice *phon*, con un diffusore molto piccolo, per convogliare in modo più omogeneo e delicato il flusso d'aria calda solo in direzione della lega di stagno, proteggendo così per quanto possibile le termocoppie dal getto d'aria diretto. La lega di stagno, sotto forma di profilato ad "U", è stata opportunamente tagliata con una pinza in tanti piccoli pezzettini, inseriti progressivamente nel contenitore di alluminio. A colata eseguita si è ottenuto un perfetto contatto termico tra il tubo liscio, all'interno del quale scorre il refrigerante, e il circuito a serpentina dell'acqua di raffreddamento.

La sezione così ottenuta è stata poi collegata all'impianto sperimentale (di cui si parlerà nel dettaglio nel prossimo capitolo) e isolata termicamente con materiale isolante di tipo *Armaflex*.

In figura 2.14 viene riportato un modello 3D della sezione sperimentale del tubo liscio, realizzato con *Autodesk Inventor*, per comprendere meglio le varie fasi del procedimento costruttivo della sezione e in particolare il posizionamento delle termocoppie.

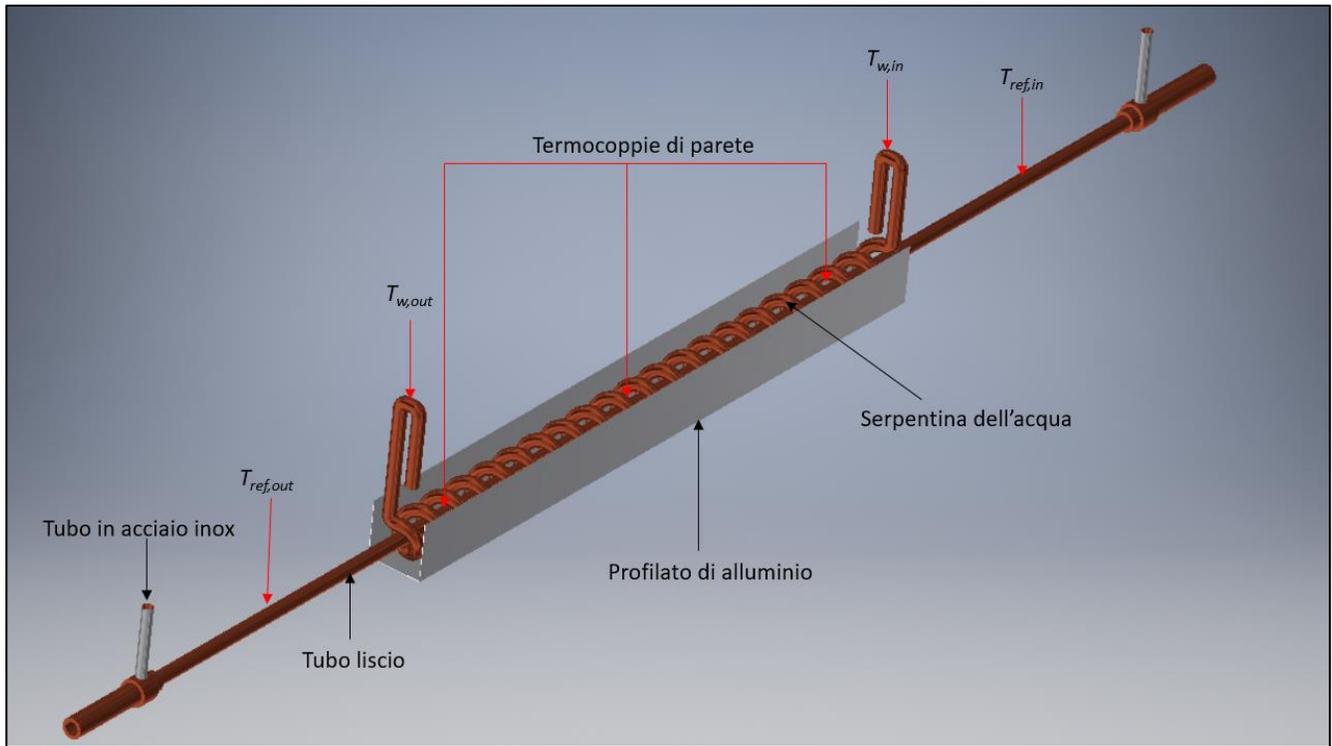


Figura 2.14 – Modello 3D della sezione sperimentale del tubo liscio

Capitolo 3

Impianto sperimentale e strumentazione

3.1 L'impianto sperimentale

L'impianto sperimentale che è stato utilizzato per eseguire le prove di scambio termico in condensazione, è ubicato nel laboratorio di scambio termico in microgeometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università di Padova. L'impianto consente di eseguire prove di scambio termico sia in condensazione che in evaporazione, sebbene nell'ambito di questa tesi si tratterà solo di scambio termico in condensazione. Le caratteristiche dell'apparato sperimentale sono tali da consentire di raggiungere una pressione massima di esercizio di 3 MPa, inoltre la portata di refrigerante può essere variata in un ampio range fino a 72 kg h^{-1} .

L'impianto sperimentale prevede cinque circuiti, che sono i seguenti:

- il circuito del refrigerante;
- il circuito dell'acqua calda per l'evaporatore;
- il circuito dell'acqua fredda per il pre-condensatore;
- il circuito dell'acqua per la sezione sperimentale;
- il circuito dell'acqua per il post-condensatore.

Lo schema del circuito, attraverso il quale è possibile seguire il percorso seguito dal refrigerante è mostrato in figura 3.1. Il refrigerante viene fatto fluire all'interno del circuito mediante una pompa ad ingranaggi a trascinamento magnetico. La pompa ad ingranaggi a trascinamento magnetico permette un flusso stabile del fluido, ideale per una maggiore precisione nel controllo della portata. Inoltre, a differenza delle pompe centrifughe tradizionali, essa non ha problemi di lubrificazione per cui non necessita di olio lubrificante. Questo è un vantaggio notevole, perché l'olio eventualmente presente, potrebbe miscelarsi col refrigerante andando ad alterare le proprietà termodinamiche e termofisiche del refrigerante stesso, penalizzando quindi lo scambio termico. La pompa è collegata ad un inverter, il quale viene comandato attraverso un display digitale, che consente di regolare facilmente la velocità di rotazione della pompa, e quindi la portata di refrigerante. Seguendo il percorso in figura, si trova un regolatore di pressione chiamato *damper*, connesso alla linea dell'aria compressa, che consente attraverso una manopola rotante di regolare la pressione di saturazione del refrigerante. Il refrigerante

passa quindi all'evaporatore: esso non è altro che uno scambiatore a piastre saldobrasato in controcorrente, dove il refrigerante riceve calore dall'acqua calda proveniente dal circuito dell'acqua calda e vaporizza. Il refrigerante all'uscita dall'evaporatore allo stato di vapore surriscaldato, entra poi all'interno del pre-condensatore, dove viene parzialmente condensato fino a raggiungere il valore di titolo desiderato all'ingresso della sezione sperimentale. Il pre-condensatore è un semplice scambiatore tubo in tubo, nel quale il refrigerante scorre nel tubo interno in controcorrente con l'acqua fredda che invece scorre nella regione anulare tra i due tubi. L'uscita del pre-condensatore è connessa all'ingresso della sezione sperimentale attraverso un tubo adiabatico. Il fluido che condensa (parzialmente) nella sezione sperimentale passa poi all'interno del post-condensatore. Si tratta, come nel caso dell'evaporatore, di uno scambiatore a piastre saldobrasato in controcorrente, in cui da una parte entra l'acqua di raffreddamento proveniente da un "chiller", dall'altra parte entra il refrigerante che viene completamente condensato e poi sottoraffreddato. Prima di ritornare alla pompa, il refrigerante viene fatto passare all'interno di un filtro, in modo da rimuovere l'umidità residua e altre impurità, che potrebbero pregiudicare il corretto funzionamento della pompa.

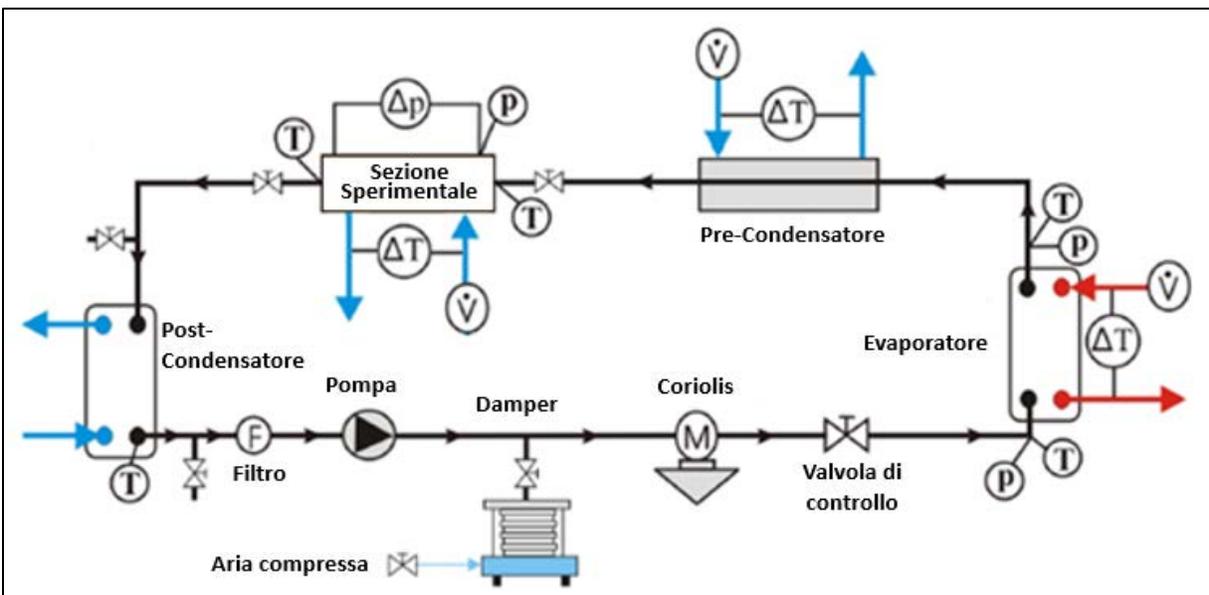


Figura 3.1 – Schema del circuito del refrigerante

Il circuito è anche dotato di diversi strumenti per la lettura di temperatura e pressione, che sono parametri importanti per determinare i diversi stati termodinamici del refrigerante, che servono poi nelle equazioni per calcolare coefficiente di scambio termico e perdite di carico. In particolare, come si vede dalla figura 3.1, a valle del *damper* è stato collocato un misuratore di portata di Coriolis che misura direttamente la portata di massa di refrigerante che scorre nel circuito, ed è presente anche una valvola di regolazione che serve sempre per la regolazione della portata (in particolare durante le prove si è visto empiricamente che è conveniente agire su questa valvola soprattutto alle alte portate).

Nel circuito dell'acqua per la sezione sperimentale, l'acqua calda o fredda, a seconda che si vogliono eseguire prove in evaporazione o condensazione rispettivamente, viene pompata nel circuito a serpentina, da un bagno termostatico di marca *LAUDA PROLINE 1845*, mostrato in figura 3.2.



Figura 3.2 – Foto del bagno termostatico *LAUDA PROLINE 1845*

Il bagno termostatico permette di regolare la temperatura dell'acqua inviata alla sezione, con una precisione di ± 0.01 K rispetto al valore impostato dall'utente attraverso il display digitale. Il bagno termostatico, inoltre, è dotato di una pompa che ha prevalenza di 0.7 bar e ha 8 velocità per poter regolare la portata d'acqua.

Il circuito dell'acqua calda per l'evaporatore fornisce all'evaporatore la potenza necessaria per evaporare e surriscaldare il refrigerante. In questo circuito è presente un boiler elettrico con tre

resistenze di potenza 1.67 kW ciascuna, per un totale quindi di 5 kW. Di queste tre resistenze, due lavorano in modalità on/off mentre la terza prevede la possibilità di regolare la potenza fornita, tramite un regolatore PID. In questo modo si riesce a mantenere la temperatura dell'acqua in ingresso all'evaporatore approssimativamente pari a 60 °C durante le prove in condensazione. La pompa multistadio presente nel circuito non è dotata di inverter, quindi lavora a un regime costante di giri pari a 2800 giri min⁻¹, e serve per inviare l'acqua all'evaporatore, dove cede calore al refrigerante vaporizzandolo. Nel circuito sono presenti anche una valvola per la regolazione della portata, un misuratore di portata magnetico, un vaso di espansione per accogliere le variazioni di volume del fluido e un manometro per la misura della pressione.

Nel pre-condensatore l'acqua fredda proviene da un "chiller". La temperatura dell'acqua all'ingresso dello scambiatore viene settata manualmente attraverso il display digitale del "chiller", fino ad un valore minimo di 5 °C. La presenza di un serbatoio di accumulo e di due resistenze elettriche, permette un controllo più preciso ed accurato della temperatura dell'acqua all'ingresso del pre-condensatore, con una accuratezza di ± 0.1 °C. Il "chiller" al suo interno presenta un ciclo frigorifero a semplice compressione di vapore: l'acqua calda che ha asportato il calore dal refrigerante di ritorno dal pre-condensatore, cede calore all'acqua di pozzo attraverso uno scambiatore a piastre. La portata viene invece regolata attraverso una valvola e misurata attraverso un misuratore di portata magnetico inserito nel circuito. È presente inoltre un vaso di espansione, che serve per accogliere eventuali variazioni di volume dell'acqua. È possibile controllare il calore scambiato al pre-condensatore regolando la portata d'acqua oppure la sua temperatura all'ingresso, e quindi impostare il titolo desiderato all'ingresso della sezione.

Il circuito del post-condensatore è alimentato con acqua che proviene da un "chiller" di marca LAUDA VC 3000. Questo nuovo "chiller" è mostrato in figura 3.3. Il gruppo frigorifero del "chiller", che funziona con refrigerante R404A, è costituito da un compressore alternativo, da un condensatore ad aria che tramite un ventilatore aspira l'aria dalla zona frontale (come si può facilmente intuire dalle aperture presenti sulla parte anteriore della macchina mostrate in figura 3.3) e la espelle dalla parte posteriore, e da un evaporatore coassiale. Tale strumento permette, secondo quanto dichiarato dal costruttore, di mantenere la temperatura costante in un intervallo di ± 0.1 K. La temperatura viene settata manualmente attraverso il display posto in alto nella parte frontale della macchina, come si vede dalla

figura 3.3. All'interno del circuito non sono presenti nessuna valvola di regolazione, né misuratori di portata perché l'obiettivo del post-condensatore è solo quello di condensare completamente il refrigerante prima che questo arrivi alla pompa.

Nei vari circuiti sono presenti diversi sensori di temperatura, per conoscere le condizioni all'ingresso e all'uscita dei vari scambiatori.



Figura 3.3 – Foto del chiller LAUDA VC 3000

3.2 Strumentazione e acquisizione

Termocoppie

Per misurare la temperatura nei vari punti del circuito sono state utilizzate termocoppie di tipo T, cioè con filamenti di rame e costantana. Il principio di funzionamento delle termocoppie è basato sul cosiddetto “*effetto Seebeck*”, dal nome del fisico che per primo studiò il fenomeno. Se due conduttori di materiali differenti A e B sono connessi a costituire il circuito mostrato in figura 3.4, con una giunzione a temperatura T_1 e l'altra giunzione a temperatura T_2 , allora nasce ai capi del circuito una forza elettromotrice (*f.e.m.*) continua. Ciò significa che all'interno dei conduttori scorre una corrente elettrica indotta dalla forza elettromotrice. La *f.e.m.* generata è funzione del tipo dei materiali ed è proporzionale alla differenza di temperatura tra le due giunzioni.

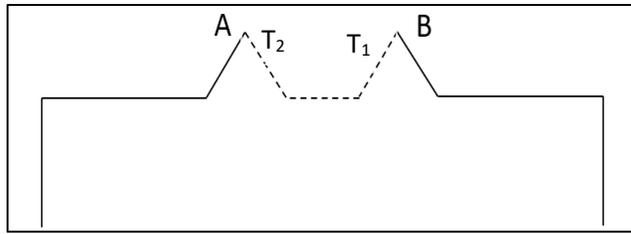


Figura 3.4 – Circuito dell'effetto Seebeck

Dunque, come detto sopra, la termocoppia misura una differenza di temperatura. Per questo motivo è necessario avere a disposizione una temperatura di riferimento. Infatti, una delle due giunzioni della termocoppia è collegata allo zero di riferimento fornito da uno strumento chiamato KAYE Ice Point Reference (mostrato in figura 3.5) in grado di mantenere una temperatura costante di 0 °C come riferimento. Conoscendo la differenza di temperatura, proporzionale alle f.e.m generata, e noto lo zero di riferimento fornito dal KAYE, si ricava facilmente la temperatura di interesse dell'altra giunzione.

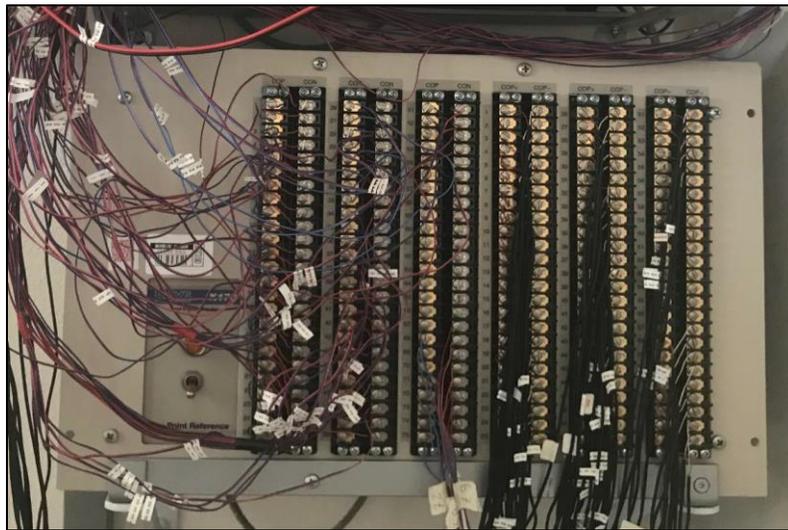


Figura 3.5 – Foto del KAYE Ice Point Reference

Le termocoppie utilizzate nella sezione sperimentale del tubo liscio, descritta nel capitolo 2, prima di essere collegate all'apparato sperimentale, sono state opportunamente tarate. Dalla taratura delle termocoppie si è ricavato il polinomio caratteristico, utilizzato per convertire il valore della tensione fornito dal sensore in un valore di temperatura. Il processo di taratura è stato condotto come segue. Le

termocoppie realizzate, sono state inserite all'interno di un bagno termostatico, in cui l'acqua all'interno del bagno viene mantenuta a un valore costante di temperatura, pari a quello impostato manualmente sul display dello strumento. Il bagno termostatico, dello stesso tipo di quello mostrato in figura 3.2 (ma con un serbatoio più piccolo), permette di regolare la temperatura dell'acqua in esso contenuta, con una precisione di ± 1 °C rispetto al valore impostato. Insieme alle termocoppie è stato immerso, all'interno del bagno d'acqua a temperatura controllata, anche un termometro a resistenza del tipo PT100, chiamato così perché è costituito da un filamento in platino (simbolo Pt) che ha una resistenza elettrica pari a 100 Ω , a 0 °C. La PT100 è in grado di misurare la temperatura dell'acqua del bagno termostatico con una accuratezza di ± 0.03 °C. Ovviamente il bagno d'acqua non è a temperatura perfettamente omogenea in tutti i punti, quindi per fare in modo che le termocoppie e la PT100 siano localizzate (per quanto possibile) nello stesso punto, e quindi misurino la stessa temperatura dell'acqua del bagno in quel punto, sono state legate insieme con del semplice nastro adesivo di carta, così da non potere muoversi.

Ovviamente le termocoppie hanno una giunzione immersa nell'acqua del bagno termostatico, e l'altra giunzione collegata allo zero di riferimento fornito dal KAYE. Sono state eseguite varie prove, per diverse temperature dell'acqua del bagno termostatico, in un range di temperature variabile da 10 °C fino a 45 °C, con intervalli di 5 °C tra una temperatura e l'altra. Per ogni prova eseguita e per ogni termocoppia, si è misurato il valore della f.e.m indotta in volt (V): i valori utilizzati derivano da una media di 50 acquisizioni consecutive in un intervallo di tempo pari a 50 secondi, impostando quindi una frequenza di campionamento pari a 1 Hz. Per ogni prova inoltre è stato acquisito il valore di temperatura dell'acqua del bagno termostatico misurato dalla PT100.

Conoscendo il valore della f.e.m indotta tra i due giunti della termocoppia, e noto il valore della temperatura dell'acqua del bagno termostatico misurata dalla PT100, si può facilmente diagrammare la relazione tra f.e.m in V e temperatura in °C. Con un'analisi di regressione lineare, si è quindi trovato il polinomio caratteristico della termocoppia che lega la f.e.m. e la temperatura misurata dalla termocoppia. Nelle figure 3.6 e 3.7 sono riportati i polinomi caratteristici delle termocoppie in teflon e delle termocoppie in kapton. I polinomi caratteristici delle termocoppie sono stati ottenuti con l'analisi di regressione lineare automatica di Office Excel. È stato deciso di assegnare alle termocoppie un'incertezza 0.05 °C, poiché lo scostamento massimo tra la temperatura misurata dalle termocoppie

e quella misurata dalla PT100 era di 0.04 °C.

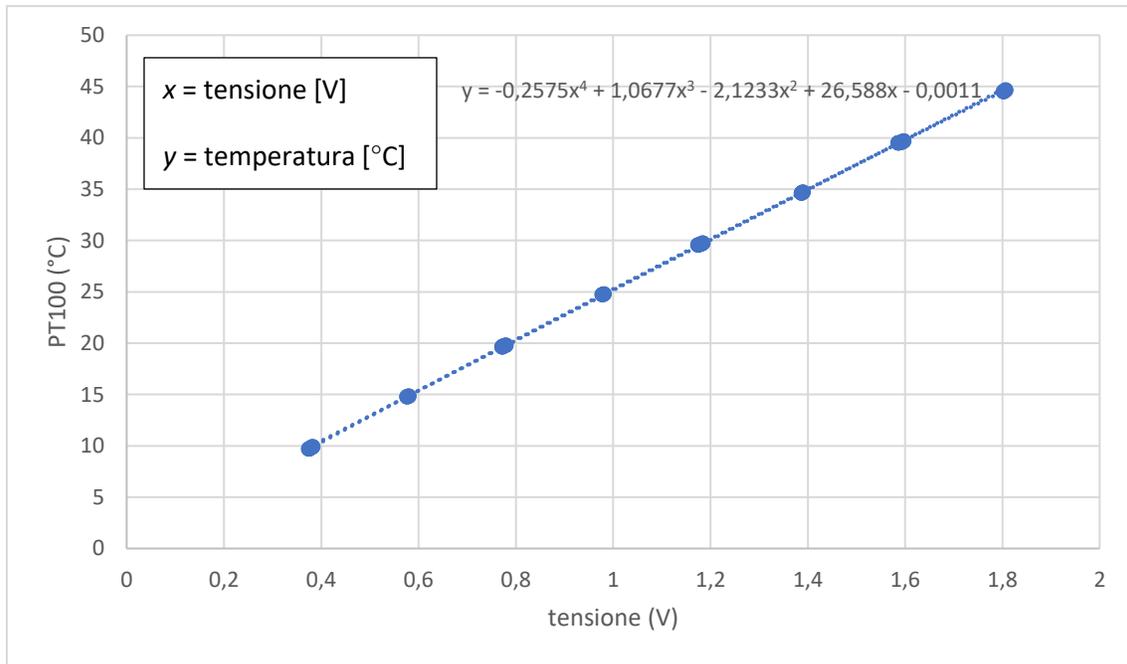


Figura 3.6 – Polinomio caratteristico tensione-temperatura per le termocoppie rivestite in teflon

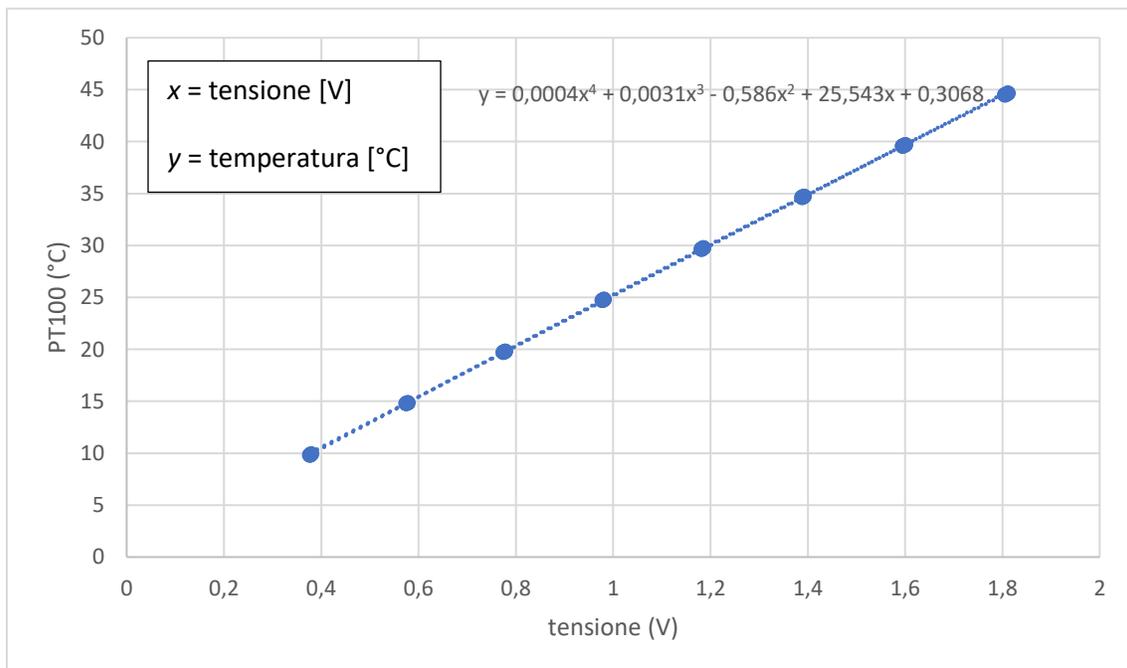


Figura 3.7 – Polinomio caratteristico tensione-temperatura per le termocoppie rivestite in kapton

Misuratore di portata di massa ad effetto di Coriolis

Sempre più spesso negli ultimi anni, a livello industriale, si compiono misure di portata massica in sostituzione delle misure di portata volumetrica, questo perché, la misura della portata di massa, è molto più utile nelle applicazioni che richiedono bilanci di massi dell'impianto. Il misuratore di massa ad effetto di Coriolis viene impiegato per la misurazione della portata di massa del refrigerante. Infatti, spesso, i refrigeranti, per ragioni legate al fatto che negli impianti frigoriferi si trovano a contatto con gli avvolgimenti elettrici del compressore, hanno costante dielettrica nulla, quindi i misuratori di portata magnetici evidentemente non possono essere impiegati. Il misuratore di portata ad effetto di Coriolis si basa sul fatto, che esiste una proporzionalità diretta fra la portata massica e il modulo della forza di Coriolis. Nelle realizzazioni pratiche (vedi figura 3.8) lo strumento si presenta con due tubi in una forma ad omega. Il flussometro è dotato di un magnete e di una bobina che servono per l'eccitazione, che mette in oscillazione i due tubi. Lungo le curve dei tubi del flussometro, si generano delle forze di Coriolis alternate, che inducono un'oscillazione in controfase dei due tratti di condotto. Misurando la differenza di fase di oscillazione, dovuta alle deformazioni elastiche che subiscono i due tratti di tubo, lo strumento fornisce sul display il valore della portata di massa, che è proporzionale allo sfasamento di oscillazione tra i due tubi. Il misuratore ha una pressione massima di esercizio di 40 bar, una portata massima di 400 kg h⁻¹, ed un'incertezza di $\pm 0.1\%$ sul valore misurato.



Figura 3.8 – Foto del misuratore di portata di massa ad effetto di Coriolis

Misuratori di portata volumetrica magnetici

Tali strumenti possono essere utilizzati solo con fluidi elettricamente conduttivi, ragion per cui, come detto in precedenza, non possono essere utilizzati per misurare la portata di refrigerante (poiché non è conduttivo), ma sono adatti a misurare la portata d'acqua nei vari circuiti presenti nell'impianto. I misuratori di portata magnetici (vedi figura 3.9) sono costituiti da un condotto esterno di materiale diamagnetico, di sezione circolare che, in fase operativa, è attraversato da un campo magnetico uniforme, perpendicolare all'asse longitudinale, generato mediante un elettromagnete, assemblato sulla superficie esterna dello strumento. Attraverso il condotto viene fatto fluire il fluido di cui si vuole misurare la portata, e al cui contatto, in posizione diametrica, sono posti due elettrodi, montati perpendicolarmente sia al senso di moto del liquido sia alla direzione del campo magnetico. Il funzionamento dello strumento è legato alla legge di Faraday dell'induzione magnetica:

$$E = \mu H v D \quad (3.1)$$

dove E è la f.e.m. indotta, H è l'intensità del campo magnetico, D è il diametro del tubo, v è la velocità del fluido, μ è la permeabilità magnetica del fluido. Quindi, come si intuisce dalla relazione (3.1), quando l'acqua passa attraverso il campo magnetico prodotto dal magnete, su di essa si induce una forza elettromotrice E (f.e.m) misurata dai due elettrodi, che sarà proporzionale alla velocità del fluido e quindi alla portata.

Nell'impianto sperimentale sono presenti tre misuratori di portata magnetici.

Il misuratore montato nel circuito dell'acqua calda all'evaporatore è in grado di misurare una portata massima di 800 L h^{-1} con un'incertezza di $\pm 0.25\%$ del valore misurato.

Il misuratore montato nel circuito dell'acqua fredda del pre-condensatore è in grado di misurare una portata massima di 650 L h^{-1} con un'incertezza dichiarata di $\pm 0.25\%$ sul valore misurato.

Un terzo misuratore di portata magnetico si trova nel circuito dell'acqua che viene mandata alla sezione sperimentale: esso è in grado di misurare una portata massima di 20 l h^{-1} con un'incertezza di $\pm 0.5\%$ sul valore misurato.

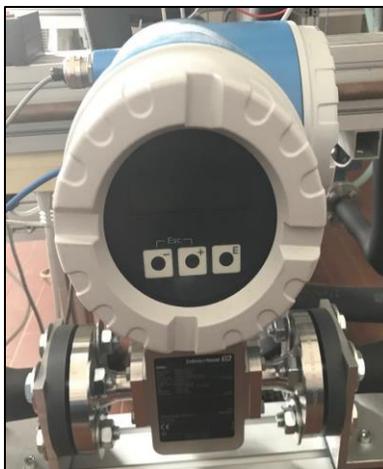


Figura 3.9 – Foto del misuratore di portata elettromagnetico [42]

Misuratori di pressione

Per poter calcolare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico è necessario conoscere la pressione nei vari punti del circuito. Per questo motivo sono stati collocati nell'impianto quattro misuratori di pressione (vedi figura 3.10): ci sono tre misuratori di pressione assoluta e un misuratore di pressione differenziale. I misuratori di pressione assoluta sono montati all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore e all'ingresso della sezione sperimentale. Il misuratore di pressione differenziale è invece collegato ai capi e all'uscita della sezione sperimentale, per misurare la caduta di pressione totale lungo la sezione stessa. Attraverso le prese di pressione, già descritte nel capitolo precedente, il refrigerante sale e raggiunge i misuratori di pressione. Intorno ai tubicini che collegano i misuratori di pressione con la sezione sperimentale, è avvolta una resistenza elettrica scaldante anti-condensa, che serve per vaporizzare eventuali goccioline di liquido residue disperse nella fase vapore.

Per quanto riguarda la sezione del tubo microfin, i misuratori di pressione assoluti misurano una pressione massima di 30 bar con un'incertezza di ± 1950 Pa sul valore misurato; mentre il misuratore differenziale misura una differenza di pressione massima di 1 bar con un'incertezza di ± 0.25 Pa.

Per quanto riguarda la sezione del tubo liscio, come già detto nel capitolo precedente, si utilizza per la sezione sperimentale, un misuratore di pressione assoluto con un fondo scala di 20 bar, e un misuratore di pressione differenziale con un fondo scala di 350 mbar.



Figura 3.10 – A sinistra si vede il misuratore di pressione differenziale identificabile dalla presenza di due uscite, a destra è riportato il misuratore di pressione assoluta. Si noti il dettaglio delle resistenze elettriche (filamenti bianchi) che servono per riscaldare i tubicini connettori impedendo la condensazione del fluido. [42]

Sistema di acquisizione

I segnali rilevati dai vari strumenti precedentemente descritti, vengono inviati ad un sistema di acquisizione, dove i segnali elettrici provenienti dai vari strumenti sono convertiti in segnali digitali. I segnali vengono elaborati utilizzando il software LabVIEW11 della National Instruments. Il software LabVIEW (vedi figura 3.11) permette di visualizzare, sia numericamente sia graficamente, le grandezze acquisite dai vari strumenti. È stata impostata per l'acquisizione dei dati, una frequenza di campionamento di 1 Hz, ovvero il software acquisisce un segnale al secondo per le varie grandezze. Il software LabVIEW è stato inoltre interfacciato con REFPROP9.1, in modo da calcolare le proprietà termodinamiche di interesse per il calcolo del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico. In aggiunta, prima delle prove sulla sezione del tubo liscio, sono stati modificati in LabVIEW, sia i polinomi caratteristici delle termocoppie, utilizzando quelli ricavati dal processo di taratura, sia i polinomi caratteristici dei misuratori di pressione, dal momento che, per la sezione del tubo liscio, sono stati inseriti nell'impianto, come già descritto nel paragrafo 2.2, misuratori di pressione con fondo scala diversi rispetto a quelli usati per la sezione del tubo microfin.

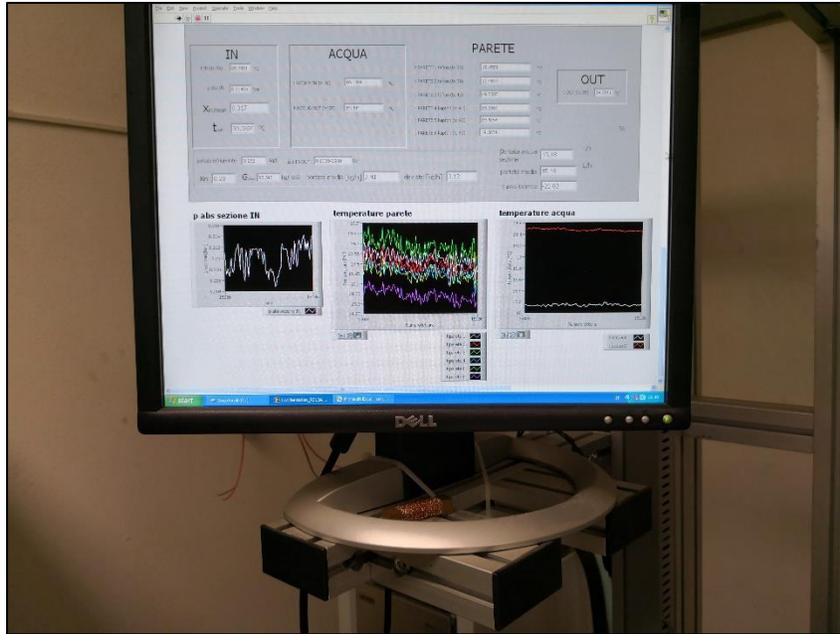


Figura 3.11 – Foto dell’interfaccia grafica di LabVIEW

3.3 Il fluido R513A

L’R513A è il fluido frigorifero, le cui prestazioni di scambio termico in condensazione in un tubo microfin e in un tubo liscio, saranno analizzate nell’ambito di questa tesi. L’R513A è una nuova miscela azeotropica costituita dal 56% di R1234yf e dal 44% di R134a (le percentuali riportate sono da intendersi come frazioni di massa). A volte una miscela è formata, per mantenere le buone caratteristiche termodinamiche di un fluido, con un secondo fluido per annullarne l’infiammabilità. È questo il caso dell’R513A. L’R1234yf è un HFO che ha un GWP < 1 ed è classificato secondo la normativa ASHRAE nella categoria A2L, quindi moderatamente infiammabile; se viene miscelato con R134a si ottiene una miscela, chiamata appunto R513A, non infiammabile. Infatti, l’R513A appartiene secondo la classificazione di sicurezza ASHRAE al gruppo A1.

L’R513A viene proposto come sostituto “drop-in” dell’R134a. Un refrigerante viene chiamato “drop-in” quando può rimpiazzare un fluido frigorifero della vecchia generazione per sostituzione diretta nel medesimo impianto con solo modifiche di poco conto, come il cambio dell’olio lubrificante o dell’organo di laminazione. Infatti, Mota-Babiloni et al [46] hanno comparato i cicli a compressione di vapore operanti con R513A e con R134a, e hanno trovato che l’R513A può sostituire direttamente

l'R134a, cambiando semplicemente la valvola di espansione termostatica.

Affinché, un fluido frigorifero sia sostituito *drop-in* di un secondo refrigerante, è necessario che i due fluidi abbiano la curva pressione-temperatura a saturazione all'incirca coincidenti.

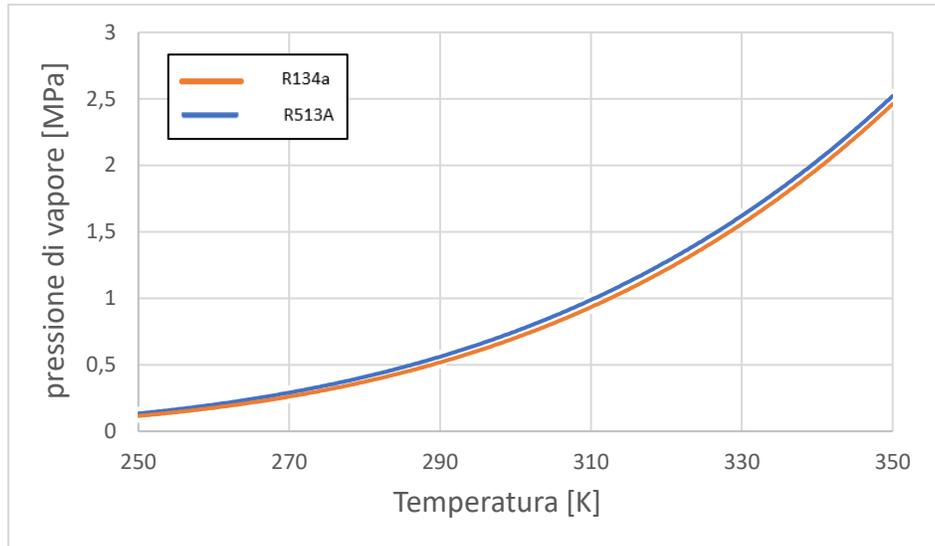


Figura 3.12 – Curve di saturazione pressione-temperatura di R134a e R513A

Si può notare dalla figura 3.12 come l'R513A sia un fluido leggermente a più alta pressione rispetto all'R134a. Le curve di saturazione pressione-temperatura, tuttavia, sono molto vicine ragion per cui l'R513A si può considerare un *drop in* dell'R134a.

In tabella 3.1 sono riportate le principali proprietà termodinamiche dei due fluidi.

	R134a	R513A
classificazione ASHRAE	A1	A1
ODP	0	0
GWP	1430	630
temperatura critica [K]	374.2	368
pressione critica [MPa]	4059.3	3647.8
densità di liquido [kg m^{-3}]	1295.3	1222.4
densità di vapore [kg m^{-3}]	14.3	17.1
c_p del liquido [$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	1.34	1.31
c_p del vapore [$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	0.90	0.92
conducibilità termica del liquido [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	$92 \cdot 10^{-3}$	$79 \cdot 10^{-3}$
conducibilità termica del vapore [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	$11.5 \cdot 10^{-3}$	$11.7 \cdot 10^{-3}$
Viscosità del liquido [Pa s]	$267 \cdot 10^{-6}$	$225 \cdot 10^{-6}$
Viscosità del vapore [Pa s]	$10.7 \cdot 10^{-6}$	$10.5 \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.1 – Proprietà termodinamiche di R134a e R513A, riferite ad una temperatura di 273 K

Capitolo 4

Analisi dei dati

4.1 Calcolo del coefficiente di scambio termico, delle perdite di carico e del titolo medio

Le proprietà termodinamiche e termofisiche di interesse pratico vengono calcolate sia per la fase vapore che per la fase liquida. I valori sperimentali delle grandezze termodinamiche, che sono stati utilizzati nei calcoli, provengono da una media di 100 misurazioni acquisite dal software LabVIEW in un intervallo temporale di 100 s. È stata impostata una frequenza di campionamento pari a 1 Hz, quindi il software acquisisce per le varie proprietà, un dato sperimentale al secondo. Ogni punto sperimentale è acquisito dopo che i vari parametri del sistema (portata, temperature di parete, temperatura dell'acqua al pre-condensatore, ecc.) sono arrivati a un regime stabile, senza cioè variazioni significative nel tempo. Le proprietà termodinamiche dei fluidi sono state calcolate con REFPROP 10 [43]. Le proprietà della fase vapore sono calcolate in corrispondenza della temperatura di saturazione. Le proprietà della fase liquida, come riportato da Heat Exchanger Design Handbook [47], sono calcolate come segue:

- la densità (ρ_L) e la conducibilità termica (λ_L) sono valutate come media matematica dei valori assunti in corrispondenza della temperatura di parete (t_p) e della temperatura di saturazione (t_{sat});
- la viscosità (μ_L) è calcolata con la formula seguente:

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

dove $\mu_{L,sat}$ è la viscosità del liquido alla temperatura di saturazione, mentre $\mu_{L,p}$ è la viscosità del liquido alla temperatura di parete.

Le grandezze di interesse, da calcolare, sono sostanzialmente tre: 1) il coefficiente di scambio termico del tubo microfin e del tubo liscio, 2) le perdite di carico per attrito nel tubo microfin e nel tubo liscio, 3) il titolo di vapore medio nel tubo microfin e nel tubo liscio. Nella trattazione seguente si fa riferimento per semplicità al solo tubo microfin, in quanto per il tubo liscio il procedimento è del tutto analogo, con le uniche differenze che invece del diametro all'apice dell'aletta di usa il diametro interno del tubo, e

delle lunghezze del tubo che sono diverse.

Per calcolare il coefficiente di scambio termico si utilizza l'equazione seguente:

$$\alpha_{cond} = \frac{q_{w,sect}}{A_{ft}(\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad (4.2)$$

nella quale

- A_{ft} è la superficie di scambio riferita all'apice dell'aletta e viene calcolata con l'equazione seguente:

$$A_{ft} = \pi D_{ft} L \quad (4.3)$$

nella quale L è la lunghezza del tratto di tubo interessato dallo scambio termico mentre D_{ft} rappresenta il diametro all'apice dell'aletta;

- \bar{t}_{sat} è il valore medio della temperatura di saturazione; infatti durante la condensazione ci sono delle perdite di carico durante il deflusso del fluido, a cui corrispondono delle perdite di carico, per questo motivo si definisce un valore medio della temperatura di saturazione, calcolata come media matematica tra la temperatura di saturazione alla pressione di ingresso, e la temperatura di saturazione corrispondente alla pressione di uscita;

- t_p è la temperatura di parete, che viene fornita dalla termocoppia di parete;

- $q_{w,sect}$ è il flusso termico scambiato lato acqua nella sezione sperimentale che si può calcolare con l'equazione seguente:

$$q_{w,sect} = \dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad (4.4)$$

nella quale $\dot{m}_{w,sect}$ è la portata di massa d'acqua che fluisce nella sezione sperimentale, che si ricava dalla conoscenza della portata volumetrica letta dal display del misuratore magnetico e dalla conoscenza della densità dell'acqua alla temperatura a cui si trova, $c_{p,w}$ è il calore specifico dell'acqua a pressione costante, $t_{w,sect,out}$ e $t_{w,sect,in}$ sono le temperature dell'acqua all'uscita e all'ingresso della sezione sperimentale, rispettivamente.

Per calcolare il titolo di vapore medio bisogna conoscere il titolo all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale, e ciò si può fare considerando gli opportuni bilanci energetici.

Il bilancio al pre-condensatore si può esprimere nella forma seguente:

$$q_{pc} = \dot{m}_{w,pc} c_{p,w} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) = \dot{m}_{ref} (h_{pc,in} - h_{pc,out}) \quad (4.5)$$

dove q_{pc} è il flusso termico scambiato al pre-condensatore, $\dot{m}_{w,pc}$ è la portata d'acqua al pre-condensatore, $c_{p,w}$ è il calore specifico dell'acqua a pressione costante, $t_{w,pc,out}$ e $t_{w,pc,in}$ sono le temperature dell'acqua all'uscita e all'ingresso del pre-condensatore rispettivamente, \dot{m}_{ref} è la portata di refrigerante, $h_{pc,in}$ e $h_{pc,out}$ sono le entalpie specifiche (cioè per unità di massa) del refrigerante all'ingresso e all'uscita del pre-condensatore rispettivamente.

Si può ritenere, in prima approssimazione, che i tratti di tubo compresi tra evaporatore e pre-condensatore e tra pre-condensatore e sezione sperimentale siano adiabatici, per questi motivi l'equazione (4.5) precedente si può riscrivere nella forma seguente:

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

dove $h_{evap,out}$ è l'entalpia specifica del refrigerante all'uscita dell'evaporatore, che si può calcolare con REFPROP poiché sono note all'uscita dell'evaporatore temperatura e pressione, mentre $h_{sect,in}$ è l'entalpia specifica del refrigerante all'ingresso della sezione che si può ricavare dall'equazione seguente:

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

Si può dunque calcolare il titolo di vapore all'ingresso come segue:

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

dove h_L è l'entalpia specifica del liquido saturo, mentre h_G è l'entalpia specifica del vapore saturo secco, entrambe calcolate con REFPROP nota la pressione del fluido all'ingresso della sezione sperimentale.

Dal bilancio energetico sulla sezione si trova che:

$$q_{w,sect} = \dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) = \dot{m}_{ref} (h_{sect,in} - h_{sect,out}) \quad (4.9)$$

Dalla equazione (4.9) precedente attraverso semplici passaggi algebrici si ricava che:

$$h_{sect,out} = h_{sect,in} - \frac{\dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in})}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.10)$$

Si può dunque calcolare il titolo all'uscita con la relazione seguente:

$$x_{out} = \frac{h_{sect,out} - h_L}{h_G - h_L} \quad (4.11)$$

dove h_L e h_G sono le entalpie specifiche del liquido saturo e del vapore saturo secco rispettivamente, calcolate con REFPROP alla pressione di uscita del refrigerante dalla sezione sperimentale. In realtà non si conosce la pressione in uscita dalla sezione, ma solo la pressione in ingresso. È nota però la differenza di pressione tra ingresso e uscita della sezione, quindi, nota la pressione in ingresso e la differenza di pressione tra ingresso e uscita, si può facilmente determinare la pressione del refrigerante in uscita dalla sezione sperimentale.

Il titolo medio si può quindi computare con la seguente equazione:

$$x_m = \frac{x_{in} + x_{out}}{2} \quad (4.12)$$

Per quanto riguarda le perdite di carico, come è stato descritto nel paragrafo 1.3.2, si deve considerare che il gradiente di pressione totale risulta pari alla somma di tre componenti, una dovuta all'attrito, una dovuta alla gravità e una dovuta alla variazione della quantità di moto. Poiché il tubo è disposto orizzontalmente all'interno dell'impianto sperimentale, è ovvio che il contributo legato alla gravità si possa trascurare. Il termine dovuto alla variazione del gradiente di pressione per quantità di moto, si può calcolare con l'equazione seguente:

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_a = \frac{G^2}{L} \left[\left(\frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} \right)_{out} - \left(\frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} \right)_{in} \right] \quad (4.13)$$

dove $(\Delta P/L)_a$ è il gradiente di pressione dovuto alla variazione della quantità di moto, G è la portata specifica di refrigerante che fluisce all'interno della sezione sperimentale, L è la distanza che intercorre

tra le due prese di pressione (pari a 33 cm nel caso della sezione con tubo microfin e a 40 cm nel caso della sezione con tubo liscio), x è il titolo di vapore, ρ_G e ρ_L sono la densità della fase vapore e della fase liquida del refrigerante rispettivamente, mentre ε è il grado di vuoto che è stato calcolato nell'ambito di questa tesi con la formula di Rouhani e Axelsson [16]:

$$\varepsilon = \frac{x \rho_L}{C_0 [x \rho_L + (1 - x) \rho_G] + \frac{\rho_L \rho_G u_{gj}}{G}} \quad (4.14)$$

$$C_0 = 1 + 0,2(1 - x) \left[\frac{g D_h \rho_L^2}{G^2} \right]^{1/4} \quad (4.15)$$

$$u_{gj} = 1,18 (1 - x) \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (4.16)$$

dove σ rappresenta la tensione superficiale, mentre g è l'accelerazione di gravità.

Si può dunque calcolare il gradiente di pressione per attrito usando la seguente relazione:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{tot} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_a \quad (4.17)$$

dove $(dp/dz)_f$ è il gradiente di pressione per attrito, mentre $(dp/dz)_{tot}$ è il gradiente di pressione totale, ricavato dal misuratore differenziale di pressione. Nelle prove in adiabatico, come si vedrà nel capitolo 6, il contributo dovuto alla quantità di moto sarà nullo, quindi il valore ricavato dal display del misuratore differenziale di pressione, coincide di fatto col gradiente di pressione per attrito.

4.2 Analisi dell'incertezza

La trattazione che viene seguita all'interno di questo paragrafo per l'analisi dell'incertezza è quella suggerita da G. Fanti, Teoria e pratica della misurazione, 2016 [48]. Siano date una variabile misurata x con la relativa incertezza $\pm j$, e una variabile dipendente $y = f(x)$. Se la procedura di misurazione prevede di misurare n volte lo stesso parametro e quindi di farne la media, allora il valore di x è compreso nell'intervallo $\bar{x} \pm i$ e il valore di y entro l'intervallo definita da:

$$\bar{y} \pm \delta y = f(\bar{x} \pm i) \quad (4.18)$$

Sviluppando la (4.18) in serie di Taylor si trova che:

$$\bar{y} \pm \delta y = f(\bar{x}) \pm \left[\left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=\bar{x}} i + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2y}{dx^2} \right)_{x=\bar{x}} i^2 + \dots \right] \quad (4.19)$$

dove si è arrestato lo sviluppo on serie al termine del secondo ordine. Il valore medio di y è pari a $f(\bar{x})$. Il termine all'interno della parentesi quadrata della (5.19) è la stima dell'incertezza δy . Facendo un'approssimazione lineare di δy , in quanto l'incertezza è almeno un ordine di grandezza inferiore al risultato, si ottiene:

$$\delta y \approx \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=\bar{x}} i \quad (4.20)$$

dove il termine $(dy/dx)_{x=\bar{x}}$ viene chiamato indice di sensibilità di y ai cambiamenti di x .

Se si estende il risultato al modello con più di una variabile si ha un risultato q che si può ottenere con la relazione seguente:

$$q = f_1(x_1, x_2, \dots, x_L) \quad (4.21)$$

dove x_1, x_2, \dots, x_L sono le variabili indipendenti. La migliore stima del valore misurato q' è:

$$q' = \bar{q} \pm i_q \quad (P\%) \quad (4.22)$$

dove P è il grado di confidenza, cioè la probabilità che il risultato cada nell'intervallo stimato, mentre \bar{q} è il valor medio di q ricavato da:

$$\bar{q} = f_1(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_L) \quad (4.23)$$

e i_q è l'incertezza ottenuta da:

$$i_q = f_2(i_{x1}, i_{x2}, \dots, i_{xL}) \quad (4.24)$$

Si può definire l'indice di sensibilità i -simo come:

$$\theta_i \approx \left. \frac{\partial q}{\partial x_i} \right|_{x=\bar{x}} \quad i = 1, 2, \dots, L \quad (4.25)$$

La stima più probabile di i_q è data dalla formula di Kline-McClintock [48]

$$i_q = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^L (\vartheta_i i_{x,i})^2} \quad (P\%) \quad (4.26)$$

4.2.1 Calcolo dell'incertezza sul coefficiente di scambio in condensazione

Per calcolare l'incertezza si può utilizzare la formula di Kline-McClintock vista sopra; dobbiamo quindi definire gli indici di sensibilità, calcolando le opportune derivate dall'equazione 4.2:

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, q_{w,sect}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial q_{w,sect}} = \frac{1}{A_{ft}(\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad (4.27)$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, A_{ft}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial A_{ft}} = \frac{-q_{w,sect}}{A_{ft}^2(\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad (4.28)$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, \bar{t}_{sat}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_{sat}} = \frac{-q_{w,sect}}{A_{ft}(\bar{t}_{sat} - t_p)^2} \quad (4.29)$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, t_p} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial t_p} = \frac{q_{w,sect}}{A_{ft}(\bar{t}_{sat} - t_p)^2} \quad (4.30)$$

Applicando l'equazione (4.26) si trova l'incertezza sul coefficiente di scambio termico:

$$i_{\alpha,cond} = \sqrt{(\vartheta_{\alpha_{cond}, q_{w,sect}} i_{q_{w,sect}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, A_{ft}} i_{A_{ft}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, \bar{t}_{sat}} i_{\bar{t}_{sat}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, t_p} i_{t_p})^2} \quad (4.31)$$

dove $i_{q_{w,sect}}$ è l'incertezza sul flusso termico scambiato ed è stata calcolata sempre con l'equazione di Kline-McClintock, definendo gli indici di sensibilità calcolando le derivate dell'equazione (4.4) come segue:

$$\vartheta_{q_{w,sect},\dot{m}_{w,sect}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial \dot{m}_{w,sect}} = c_{p,w}(t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad (4.32)$$

$$\vartheta_{q_{w,sect},c_{p,w}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,sect} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad (4.33)$$

$$\vartheta_{q_{w,sect},t_{w,sect,out}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial t_{w,sect,out}} = c_{p,w} \dot{m}_{w,sect} \quad (4.34)$$

$$\vartheta_{q_{w,sect},t_{w,sect,in}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial t_{w,sect,in}} = -c_{p,w} \dot{m}_{w,sect} \quad (4.35)$$

Quindi l'incertezza con Kline-McClintock si può esprimere come:

$$i_{q_{w,sect}} = \sqrt{\left(\vartheta_{q_{w,sect},\dot{m}_{w,sect}} i_{\dot{m}_{w,sect}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{w,sect},c_{p,w}} i_{c_{p,w}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{w,sect},t_{w,sect,out}} i_{t_{w,sect,out}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{w,sect},t_{w,sect,in}} i_{t_{w,sect,in}}\right)^2} \quad (4.36)$$

dove:

- $i_{\dot{m}_{w,sect}}$ è l'incertezza sulla portata di massa nella sezione sperimentale, per calcolarla si ritiene che la l'incertezza sulla densità dell'acqua valutata alla temperatura a cui essa si trova con REFPROP, sia pari a 1% del valore ricavato da REFPROP;
- $i_{c_{p,w}}$ è l'incertezza sul calore specifico a pressione costante, assunta pari all' 1% del valore fornito da REFPROP;
- $i_{t_{w,sect,in}}$ è l'incertezza sulla temperatura dell'acqua all'ingresso della sezione, che è stata assunta pari all'incertezza sulla termocoppia;
- $i_{t_{w,sect,out}}$ è l'incertezza sulla temperatura dell'acqua all'uscita della sezione sperimentale, che è stata assunta pari all'incertezza sulla termocoppia;
- $i_{A_{ft}}$ è l'incertezza sulla superficie di scambio calcolata sempre con l'equazione di Kline-McClintock come segue:

$$i_{A_{ft}} = \sqrt{(\pi D_{ft} i_L)^2 + (\pi L i_{D_{ft}})^2} \quad (4.37)$$

dove si è attribuita, per ipotesi, un'incertezza di ± 1 mm sulla lunghezza L del tubo, e un'incertezza sul diametro all'apice dell'aletta pari allo 0,05% del valore dello stesso diametro all'apice dell'aletta.

- $i_{\bar{t}_{sat}}$: per la stima dell'incertezza sulla temperatura di saturazione, bisogna ricordare che il suo valore è ricavato a partire da misure di pressione, come media delle temperature di saturazione corrispondenti alle pressioni in ingresso e in uscita. Per quanto riguarda la temperatura di saturazione in ingresso, bisogna ricordare che il misuratore di pressione assoluto ha un'incertezza di ± 1950 Pa, si possono quindi definire le temperature di saturazione in ingresso minima e massima come segue:

$$t_{sat,in}^- = t_{sat}(p_{ref,in} - 1950) \quad (4.38)$$

$$t_{sat,in}^+ = t_{sat}(p_{ref,in} + 1950) \quad (4.39)$$

da cui si ricavano le corrispondenti incertezze minima e massima come differenza tra la temperatura di saturazione in ingresso e le temperature di saturazione in ingresso minima e massima:

$$i_{t_{sat,in}}^- = t_{sat,in} - t_{sat,in}^- \quad (4.40)$$

$$i_{t_{sat,in}}^+ = t_{sat,in} - t_{sat,in}^+ \quad (4.41)$$

L'incertezza attribuita alla temperatura di saturazione in ingresso è il massimo tra le incertezze calcolate con le equazioni (4.40) e (4.41) e l'incertezza delle termocoppie i_{tc} :

$$i_{t_{sat,in}} = \max(i_{t_{sat,in}}^-; i_{t_{sat,in}}^+; i_{tc}) \quad (4.42)$$

Per quanto riguarda la temperatura di saturazione all'uscita, si deve considerare che per il calcolo della pressione di uscita, oltre alla pressione all'ingresso bisogna conoscere anche la pressione del trasduttore differenziale di pressione, quindi bisogna considerare anche l'incertezza del misuratore differenziale di pressione, che come detto nel paragrafo 3.2, è pari a ± 0.25 Pa. Quindi si ha che le temperature di saturazione all'uscita minima e massima si possono calcolare come:

$$t_{sat,out}^- = t_{sat}(p_{ref,out} - 1950 - 25) \quad (4.43)$$

$$t_{sat,out}^+ = t_{sat}(p_{ref,out} + 1950 + 25) \quad (4.44)$$

Quindi le incertezze minima e massima si possono calcolare come:

$$i_{t_{sat,out}}^- = t_{sat,out} - t_{sat,out}^- \quad (4.45)$$

$$i_{t_{sat,out}}^+ = t_{sat,out} - t_{sat,out}^+ \quad (4.46)$$

L'incertezza attribuita alla temperatura di saturazione all'uscita dalla sezione sperimentale è il massimo tra le incertezze calcolate con le equazioni (4.45) e (4.46) e l'incertezza delle termocoppie i_{tc} :

$$i_{t_{sat,out}} = \max(i_{t_{sat,out}}^-, i_{t_{sat,out}}^+, i_{tc}) \quad (4.47)$$

La temperatura di saturazione media è calcolata come media aritmetica, tra la temperatura di saturazione alla pressione di ingresso, e la temperatura di saturazione corrispondente alla pressione di uscita; quindi gli indici di sensibilità si possono determinare con le seguenti relazioni:

$$\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,in}} = \frac{\partial \bar{t}_{sat}}{\partial t_{sat,in}} = \frac{1}{2} \quad (4.48)$$

$$\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,out}} = \frac{\partial \bar{t}_{sat}}{\partial t_{sat,out}} = \frac{1}{2} \quad (4.49)$$

Quindi l'incertezza da attribuire alla temperatura di saturazione si può determinare, con la formula di Kline-McClintock, nel modo seguente:

$$i_{\bar{t}_{sat}} = \sqrt{(\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,in}} i_{t_{sat,in}})^2 + (\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,out}} i_{t_{sat,out}})^2} \quad (4.50)$$

- i_{t_p} è l'incertezza sulla temperatura di parete, che è stata in prima approssimazione assunta pari all'incertezza della termocoppia.

4.2.2 Incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore

Anche in questo caso si utilizza la formula di Kline-McClintock; ovviamente si devono calcolare gli indici di sensibilità, derivando opportunamente l'equazione (4.5):

$$\vartheta_{q_{pc}, \dot{m}_{w,pc}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial \dot{m}_{w,pc}} = c_{p,w} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad (4.51)$$

$$\vartheta_{q_{pc}, c_{p,w}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,pc} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad (4.52)$$

$$\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,out}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,out}} = c_{p,w} \dot{m}_{w,pc} \quad (4.53)$$

$$\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,in}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,in}} = -c_{p,w} \dot{m}_{w,pc} \quad (4.54)$$

Quindi si ottiene con la nota formula di Kline-McClintock che:

$$i_{q_{pc}} = \sqrt{\left(\vartheta_{q_{pc}, \dot{m}_{w,pc}} i_{\dot{m}_{w,pc}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{pc}, c_{p,w}} i_{c_{p,w}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,out}} i_{t_{w,pc,out}}\right)^2 + \left(\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,in}} i_{t_{w,pc,in}}\right)^2} \quad (4.55)$$

dove:

- $i_{\dot{m}_{w,pc}}$ è l'incertezza sulla portata di massa nel pre-condensatore, per calcolarla si ritiene che la l'incertezza sulla densità dell'acqua valutata alla temperatura a cui essa si trova con REFPROP, sia pari a 1% del valore ricavato da REFPROP;
- $i_{c_{p,w}}$ è l'incertezza sul calore specifico a pressione costante, assunta pari all' 1% del valore fornito da REFPROP;
- $i_{t_{w,pc,out}}$ e $i_{t_{w,pc,in}}$ sono le incertezze sui valori di temperatura dell'acqua all'ingresso e all'uscita dal pre-condensatore rispettivamente, che vengono in prima approssimazione poste uguali all'incertezza della termocoppia.

4.2.3 Incertezza sul titolo medio

Il titolo medio è calcolato, come visto nel paragrafo 4.1, come media matematica del titolo in ingresso

e del titolo in uscita. Quindi si deve calcolare l'incertezza sul titolo in ingresso e sul titolo in uscita. Si consideri prima di tutto l'incertezza sul titolo in ingresso. Derivando l'equazione (4.8) si trovano gli indici di sensibilità come segue:

$$\vartheta_{x_{in}, h_{sect,in}} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_{sect,in}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad (4.56)$$

$$\vartheta_{x_{in}, h_L} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_L} = \frac{h_{sect,in} - h_G}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.57)$$

$$\vartheta_{x_{in}, h_G} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_G} = \frac{h_L - h_{sect,in}}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.58)$$

Quindi con la formula di Kline-McClintock si trova che l'incertezza sul titolo in ingresso si può esprimere come:

$$i_{x_{in}} = \sqrt{(\vartheta_{x_{in}, h_{sect,in}} i_{h_{sect,in}})^2 + (\vartheta_{x_{in}, h_L} i_{h_L})^2 + (\vartheta_{x_{in}, h_G} i_{h_G})^2} \quad (4.59)$$

in cui:

- $i_{h_{sect,in}}$ è l'incertezza sull'entalpia in ingresso nella sezione sperimentale. Per calcolare questa incertezza si utilizza sempre l'equazione di Kline-McClintock. Per prima cosa si calcolano gli indici di sensibilità come segue, derivando opportunamente l'equazione (4.7):

$$\vartheta_{h_{sect,in}, h_{evap,out}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial h_{evap,out}} = 1 \quad (4.60)$$

$$\vartheta_{h_{sect,in}, q_{pc}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial q_{pc}} = \frac{-1}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.61)$$

$$\vartheta_{h_{sect,in}, \dot{m}_{ref}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{pc}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad (4.62)$$

E quindi troviamo l'incertezza sull'entalpia in ingresso con la formula di Kline-McClintock come segue:

$$i_{h_{sect,in}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sect,in}, h_{evap,out}} i_{h_{evap,out}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,in}, q_{pc}} i_{q_{pc}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,in}, \dot{m}_{ref}} i_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad (4.63)$$

dove:

- $i_{h_{evap,out}}$ è l'incertezza sull'entalpia in uscita dall'evaporatore;
- $i_{q_{pc}}$ è l'incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore, già calcolata in precedenza attraverso l'equazione (4.55);
- $i_{\dot{m}_{ref}}$ è l'incertezza sulla portata di refrigerante;
- i_{h_L} e i_{h_G} sono invece le incertezze sull'entalpia del liquido e del vapore, rispettivamente, calcolate con REFPROP. Si è assunta per queste grandezze un'incertezza pari a $\pm 1\%$ del valore calcolato attraverso REFPROP.

Si passa dunque al calcolo dell'incertezza sul titolo in uscita. Si procede in maniera analoga a quanto fatto per il titolo all'ingresso. Prima di tutto si calcolano gli indici di sensibilità come segue:

$$\vartheta_{x_{out},h_{sect,out}} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_{sect,out}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad (4.64)$$

$$\vartheta_{x_{out},h_L} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_L} = \frac{h_{sect,out} - h_G}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.65)$$

$$\vartheta_{x_{out},h_G} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_G} = \frac{h_L - h_{sect,out}}{(h_G - h_L)^2} \quad (4.66)$$

e quindi utilizzando la formula di Kline-McClintock si trova che:

$$i_{x_{out}} = \sqrt{(\vartheta_{x_{out},h_{sect,out}} i_{h_{sect,out}})^2 + (\vartheta_{x_{out},h_L} i_{h_L})^2 + (\vartheta_{x_{out},h_G} i_{h_G})^2} \quad (4.67)$$

dove:

- $i_{h_{sect,out}}$ è l'incertezza sull'entalpia in ingresso nella sezione sperimentale. Per calcolare questa incertezza si utilizza sempre l'equazione di Kline-McClintock. Per prima cosa si calcolano gli indici di sensibilità come segue, derivando opportunamente l'equazione (4.10):

$$\vartheta_{h_{sect,out},h_{sect,in}} = \frac{\partial h_{sect,out}}{\partial h_{sect,in}} = 1 \quad (4.68)$$

$$\vartheta_{h_{sect,out},q_{w,sect}} = \frac{\partial h_{sect,out}}{\partial q_{w,sect}} = \frac{-1}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.69)$$

$$\vartheta_{h_{sect,out},\dot{m}_{ref}} = \frac{\partial h_{sect,out}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{w,sect}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad (4.70)$$

e quindi si ottiene con la formula di Kline-McClintock che:

$$i_{h_{sect,out}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sect,out},h_{sect,in}} i_{h_{sect,in}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,out},q_{w,sect}} i_{q_{w,sect}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,out},\dot{m}_{ref}} i_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad (4.71)$$

A questo punto, si possono trovare gli indici di sensibilità per il titolo medio, derivando l'equazione (4.12) e si ottiene che:

$$\vartheta_{x_m,x_{in}} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{in}} = \frac{1}{2} \quad (4.72)$$

$$\vartheta_{x_m,x_{out}} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} = \frac{1}{2} \quad (4.73)$$

Quindi l'incertezza sul titolo medio, con l'equazione di Kline-McClintock, si può esprimere nel modo seguente:

$$i_{x_m} = \sqrt{(\vartheta_{x_m,x_{in}} i_{x_{in}})^2 + (\vartheta_{x_m,x_{out}} i_{x_{out}})^2} \quad (4.74)$$

Nelle tabelle 4.1 e 4.2 vengono indicate le incertezze sul titolo medio e sul coefficiente di scambio termico in condensazione, che sono state trovate svolgendo i calcoli.

Temperatura di saturazione	$i_{\alpha_{cond}}$ (media)	$i_{\alpha_{cond}}$ (massima)	$i_{\alpha_{cond}}$ (minima)	i_{x_m} (media)	i_{x_m} (massima)	i_{x_m} (minima)
30 °C	4.6%	5.8 %	3.1 %	±0.03	±0.03	±0.02
40 °C	3.3 %	4.6 %	2.4%	±0.03	±0.03	±0.02

Tabella 4.1 – Incertezze sul coefficiente di scambio termico e sul titolo medio per le prove in condensazione su tubo microfin.

Temperatura di saturazione	$i_{\alpha_{cond}}$ (media)	$i_{\alpha_{cond}}$ (massima)	$i_{\alpha_{cond}}$ (minima)	i_{x_m} (media)	i_{x_m} (massima)	i_{x_m} (minima)
30 °C	6.6 %	8.2 %	5.4 %	±0,02	±0,03	±0,02
40 °C	5.7 %	6.9%	4.5 %	±0,03	±0,04	±0,02

Tabella 4.2 – Incertezze sul coefficiente di scambio termico e sul titolo medio per le prove in condensazione su tubo liscio.

Capitolo 5

Risultati Sperimentali per il tubo microfin

All'interno di questo capitolo sono riportati i risultati sperimentali, ottenuti dalle prove in condensazione dell'R513A, in un tubo microfin. Le prove in condensazione sono state eseguite per una temperatura di saturazione all'ingresso della sezione sperimentale di 30 °C e per una temperatura di saturazione di 40 °C. Di seguito sono riportati i risultati ottenuti per entrambe le temperature di saturazione considerate.

5.1 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 30 °C

Le prove in condensazione sono state eseguite per portate specifiche variabili da $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G = 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e per titoli medi indicativamente compresi tra 0.2 e 0.9.

5.1.1 Regimi di deflusso

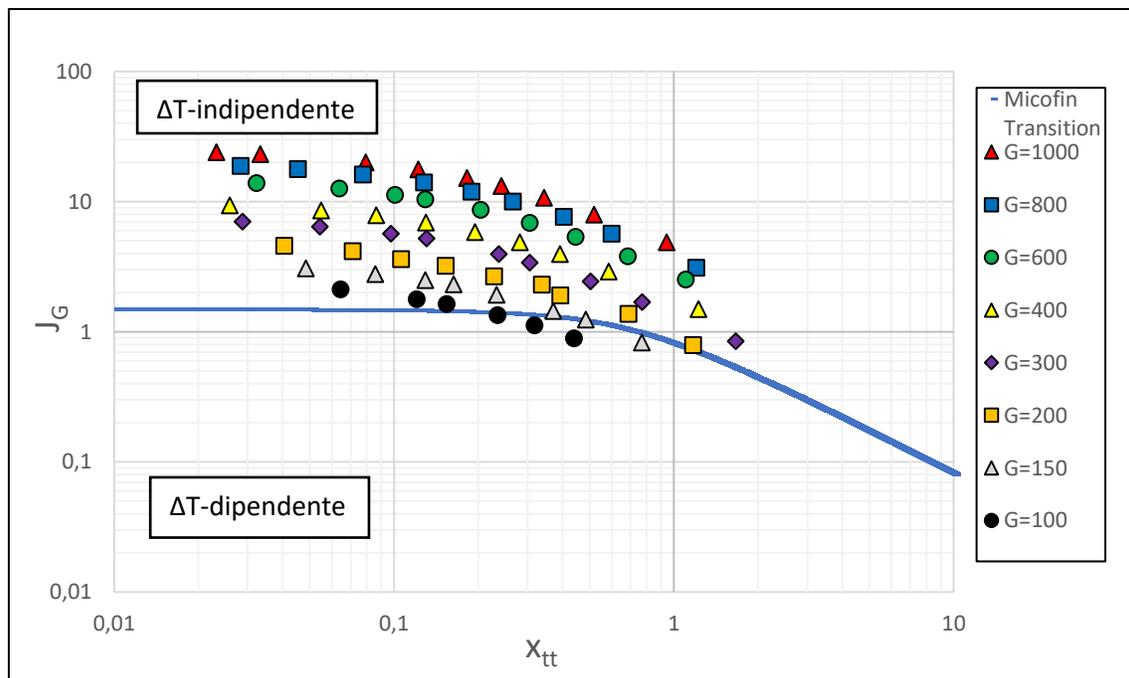


Figura 5.1 – Mappa di deflusso di Doretti et al. [21] per la condensazione di R513A in un tubo microfin ad una temperatura di saturazione di 30 °C

La figura 5.1 riporta i dati sperimentali nella mappa di deflusso di Doretti et al. [21]. La linea colorata in blu rappresenta la linea di transizione tra i due regimi di moto ΔT -dipendente, e ΔT -indipendente. Il regime ΔT -dipendente (sotto la linea di transizione) è controllato dalla forza di gravità ed è correlato ad un deflusso di tipo stratificato; mentre il regime ΔT -indipendente (sopra la linea di transizione) è dominato dallo sforzo tangenziale di taglio esercitato dal vapore, ed è quindi correlato a un deflusso anulare. Come si vede dalla figura 5.1, per basse portate specifiche ($G=100,150,200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) il regime di moto è stratificato per bassi titoli, per poi passare in regime anulare per alti titoli. Alle alte portate specifiche, indicativamente per $G \geq 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, i punti sperimentali cadono nella zona corrispondente a deflusso anulare.

5.1.2 Coefficiente di scambio termico

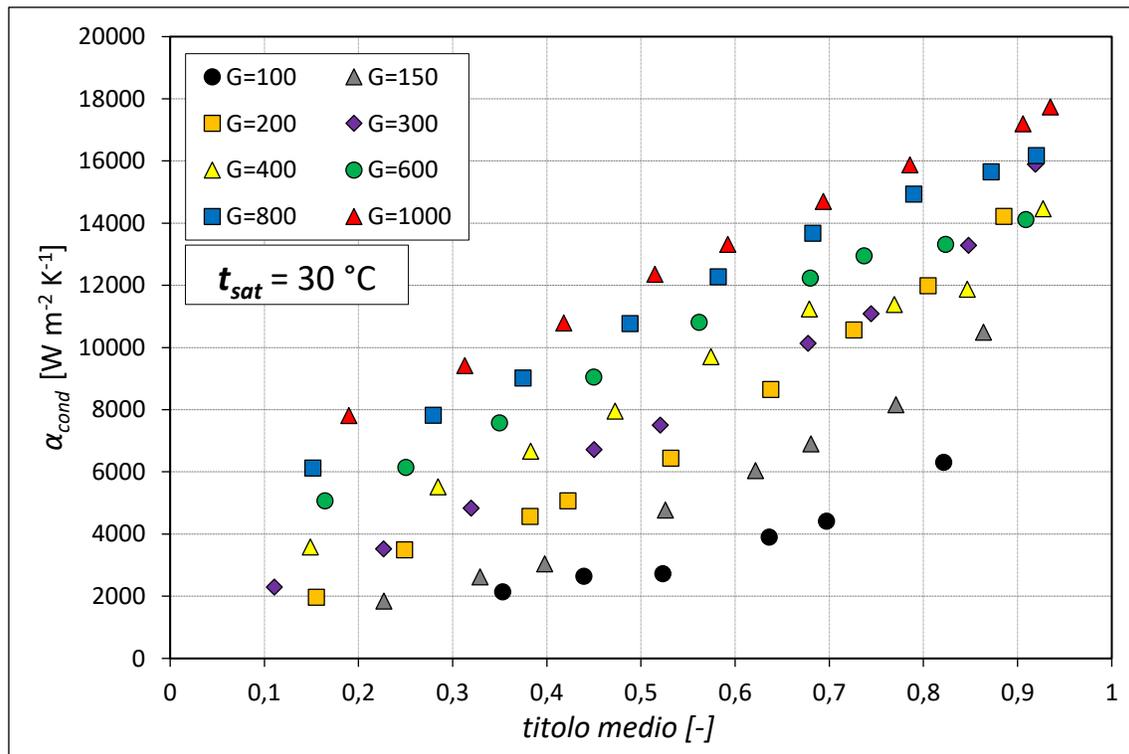


Figura 5.2 – Andamento sperimentale dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, durante la condensazione di R513A ad una temperatura di saturazione di 30 °C

Dall'andamento mostrato in figura 5.2, si vede abbastanza chiaramente che, fissato un certo titolo, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata specifica. Questo accade perché, all'aumentare della portata specifica, aumentano anche la velocità della fase vapore e della fase liquida, e quindi aumenta il contributo convettivo allo scambio termico. Inoltre, si osserva che, a parità di portata specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo: questo comportamento può essere spiegato dal fatto che, all'aumentare del titolo, lo spessore del film di liquido che si forma sulla parete del tubo diminuisce e quindi si riduce la resistenza allo scambio termico. Dalla figura 5.2 si vede, inoltre, che il coefficiente di scambio termico per una portata $G=100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ rimane all'incirca costante ad un valore tra 2000 e $2500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, fino a un titolo di vapore medio di 0.5 . Poi si ha un repentino incremento del coefficiente di scambio termico, fino a raggiungere valori approssimativamente intorno a $6000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Infatti, passando da un titolo 0.35 a un titolo 0.52 il coefficiente di scambio termico passa da $2140 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ a un valore di $2720 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, quindi a fronte di un aumento di 0.17 del titolo si ha un aumento circa del 27% del coefficiente di scambio termico. Invece nei punti immediatamente successivi passando da un titolo 0.52 a un titolo 0.64 il coefficiente di scambio termico passa da $2720 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ a un valore di $3900 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, quindi ad un incremento di 0.12 del titolo corrisponde un incremento del 43% del coefficiente di scambio termico. Il comportamento appena descritto può essere giustificato dalla mappa di deflusso di Doretto et al. [21] riportata in figura 5.1: a basse portate specifiche per bassi titoli si osserva che il regime di deflusso è stratificato, quindi non dipende dal titolo, e questo spiega perché il coefficiente di scambio termico non varia in maniera significativa col titolo. Ad alti titoli, invece, il deflusso è anulare, e ciò è confermato dal fatto il coefficiente di scambio termico varia in maniera considerevole col titolo.

Un comportamento del tutto analogo, anche se meno importante, si manifesta anche per le portate specifiche di 150 e $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Infatti, per queste portate come si osserva dalla figura 5.2, per bassi titoli, la pendenza risulta essere modesta, poiché in questa zona il regime di deflusso è di tipo stratificato (come si evince dalla mappa di deflusso di figura 5.1), e dunque il coefficiente di scambio termico varia poco col titolo. Al contrario, ad alti titoli, si osserva che la pendenza aumenta in modo significativo, perché i punti sperimentali cadono nella zona corrispondente al regime di moto anulare, e quindi il coefficiente di scambio termico aumenta in modo considerevole col titolo. Per tutte le altre

portate specifiche non si manifesta questo effetto, perché i punti sperimentali sono nella zona di deflusso anulare.

5.1.3 Perdite di carico

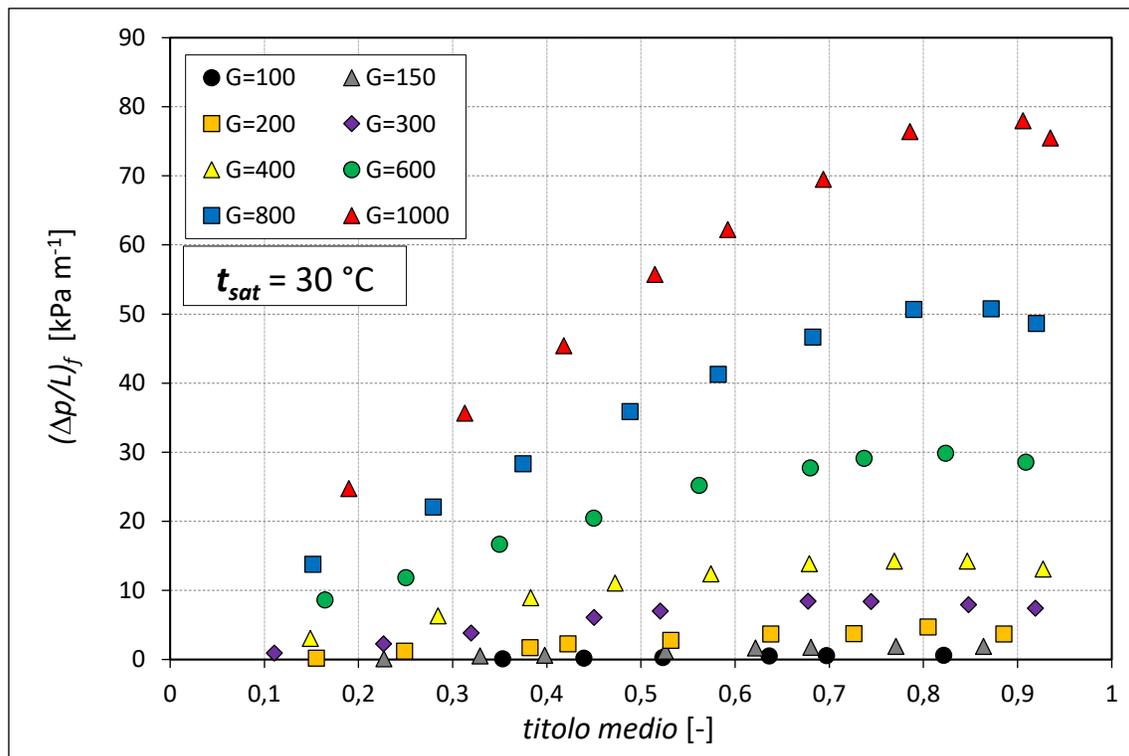


Figura 5.3 – Andamento sperimentale del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio durante la condensazione di R513A ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

La figura 5.3 riporta l'andamento sperimentale del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo. Osservando con attenzione la figura si può notare che all'aumentare della portata specifica aumenta il gradiente di pressione per attrito. Questo accade perché, le perdite di carico per attrito sono proporzionali al quasi quadrato della portata specifica, quindi ovviamente all'aumentare della portata specifica aumenta il gradiente di pressione per attrito. Inoltre, fissata una data portata specifica, il gradiente di pressione per attrito aumenta col titolo fino a raggiungere un valore massimo, in corrispondenza di un titolo 0.9 (circa), per poi decrescere leggermente. Ciò accade perché, come studiato da Cavallini et al. [36], per titoli elevati in deflusso anulare, accade che delle goccioline di liquido per effetto dello sforzo tangenziale esercitato dal vapore, vengano trascinate nel vapore

(*entrainment*): questo comporta che si abbia un incremento apparente della densità della fase vapore, e quindi un abbassamento della velocità e delle perdite di carico.

5.2 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 40 °C

Le prove sono state eseguite per portate specifiche variabili da $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e per titoli medi indicativamente compresi tra 0,2 e 0,9.

5.2.1 Regimi di deflusso

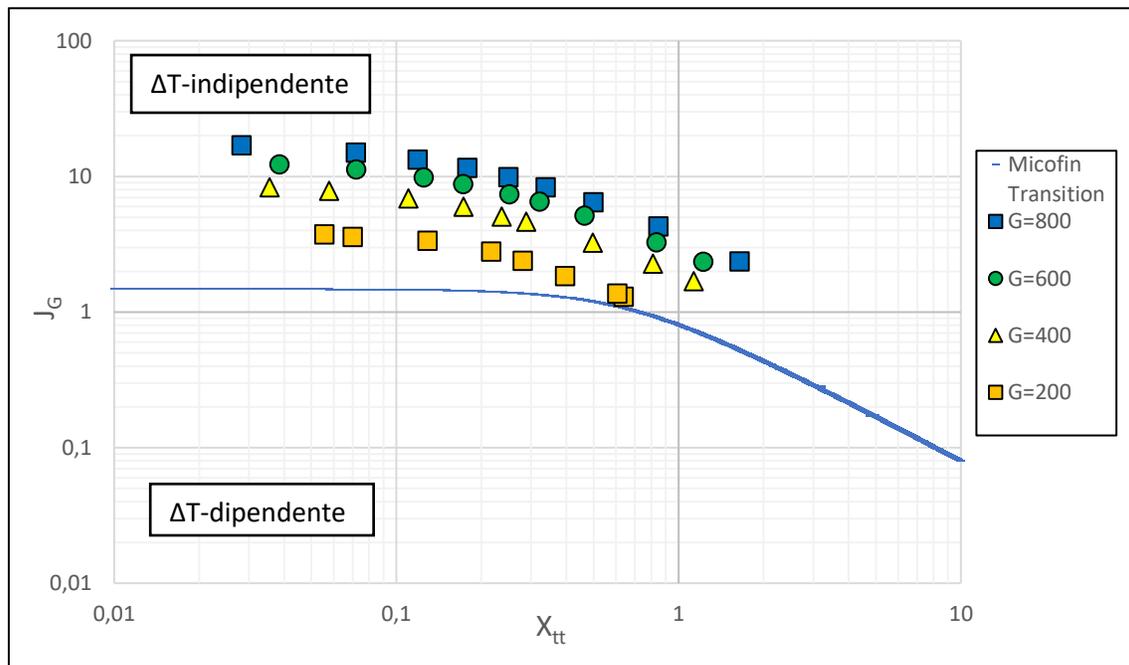


Figura 5.4 - Mappa di deflusso di Doretti et al. [21] per la condensazione di R513A in un tubo microfin ad una temperatura di saturazione di 40 °C

In figura 5.4 sono raccolti i vari dati sperimentali nella mappa di deflusso di Doretti et al. [21], per una temperatura di saturazione pari a 40 °C. Come si può vedere dalla figura 5.4 tutti i punti sperimentali sono posizionati al di sopra della linea di transizione, quindi nella zona corrispondente al deflusso di tipo ΔT -indipendente. Per questo motivo si può concludere che si ha, per tutte le portate specifiche analizzate, un deflusso di tipo anulare.

5.2.2 Coefficiente di scambio termico

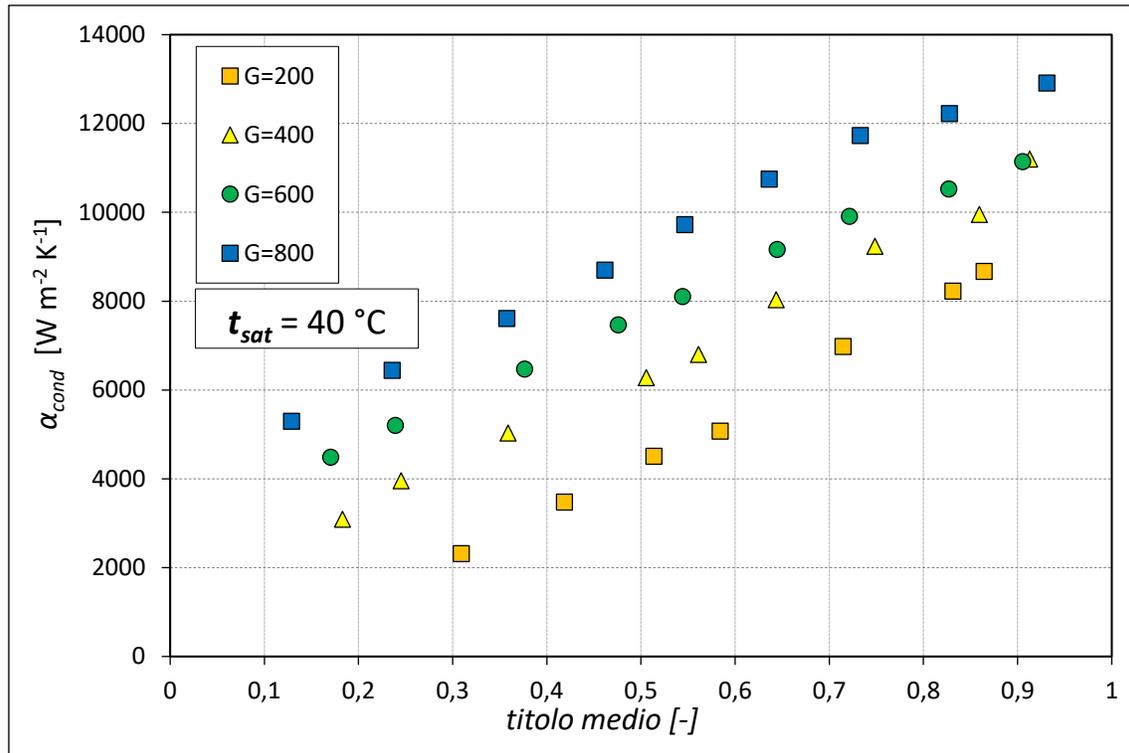


Figura 5.5 – Andamento sperimentale dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, durante la condensazione di R513A ad una temperatura di saturazione di 40 °C

La figura 5.5 riporta l'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, per una temperatura di saturazione di 40 °C. L'andamento che si osserva dalla figura 5.5 è sostanzialmente analogo a quello che è stato ricavato per la temperatura di saturazione di 30 °C. Si osserva che, dato un certo titolo, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata, mentre per una fissata portata specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo. Questo comportamento è dovuto al fatto che lo spessore del film di liquido diminuisce all'aumentare del titolo, quindi diminuisce la resistenza allo scambio termico. Rispetto al caso precedente, relativo alla temperatura di saturazione di 30 °C, non è presente il brusco aumento del coefficiente di scambio termico a basse portate specifiche per alti titoli (perché non sono state investigate le portate specifiche di $G=100, 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Questo conferma che, come previsto dalla mappa di deflusso di figura 5.4, tutti i dati sperimentali cadono nella regione corrispondente al deflusso di tipo anulare.

5.2.3 Perdite di carico

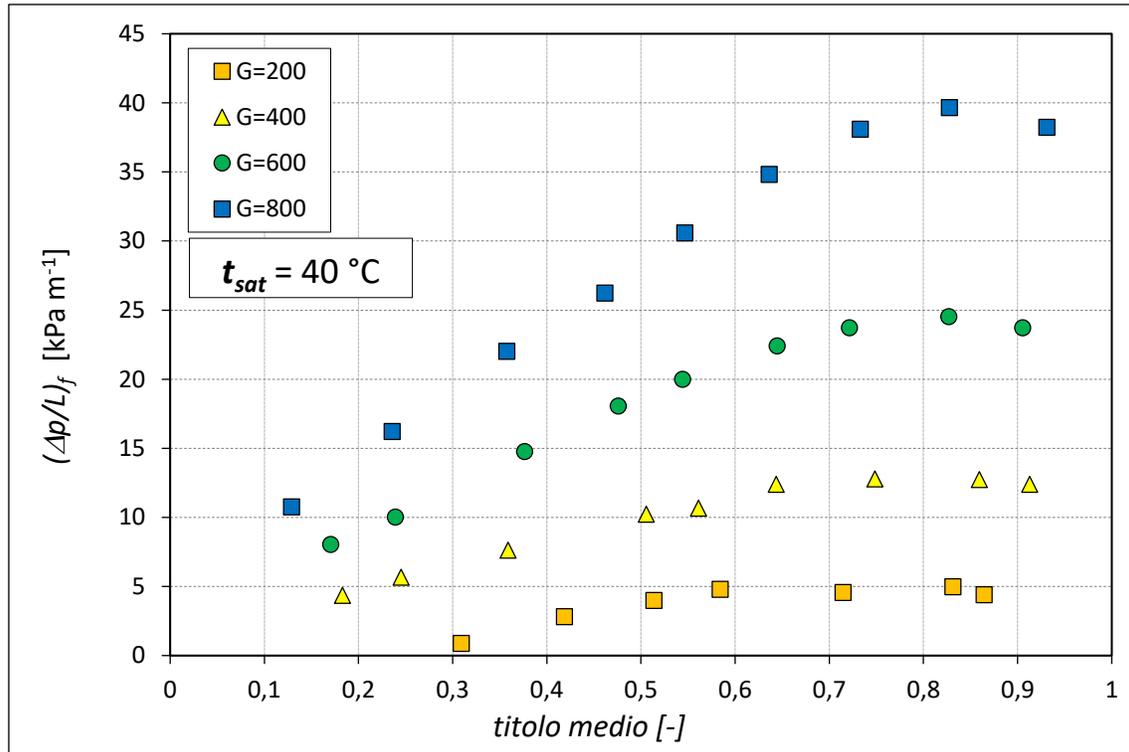


Figura 5.6 – Andamento sperimentale del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio durante la condensazione di R513A ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

La figura 5.6 mostra l'andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio ad una temperatura di saturazione di 40 °C. L'andamento sperimentale è del tutto analogo a quello ottenuto alla temperatura di saturazione di 30 °C, riportato in figura 5.3. Si osserva anche in questo caso che, all'aumentare del titolo, il gradiente di pressione per attrito aumenta fino a raggiungere un valore massimo, per poi decrescere leggermente. Il motivo, come discusso in precedenza, è legato al fenomeno dell'*entrainment*, durante il quale, per effetto dello sforzo tangenziale esercitato dal vapore, goccioline di liquido vengono trascinate via dall'interfaccia liquido-vapore e inglobate all'interno della fase vapore: le goccioline di liquido disperse nella fase vapore comportano un aumento apparente della densità della fase vapore, quindi una riduzione di velocità, e di conseguenza una diminuzione delle perdite di carico. Inoltre, come si può osservare dalla figura 5.6, il titolo in corrispondenza del quale il gradiente di pressione per attrito raggiunge il suo valore massimo, tende a diminuire al diminuire della portata specifica.

5.3 Confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo tra alte e basse portate specifiche

Nei paragrafi precedenti si è analizzato l'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, durante la condensazione di R513A a due diverse temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C. Dall'analisi dei dati è emerso che, in generale, i coefficienti di scambio termico aumentano all'aumentare del titolo. In questo paragrafo si vuole effettuare un confronto sull'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, tra alte e basse portate specifiche.

Nella figura 5.7 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, ad una temperatura di saturazione di 30 °C, per una portata specifica di 200 kg m⁻² s⁻¹ e per una portata specifica di 800 kg m⁻² s⁻¹.

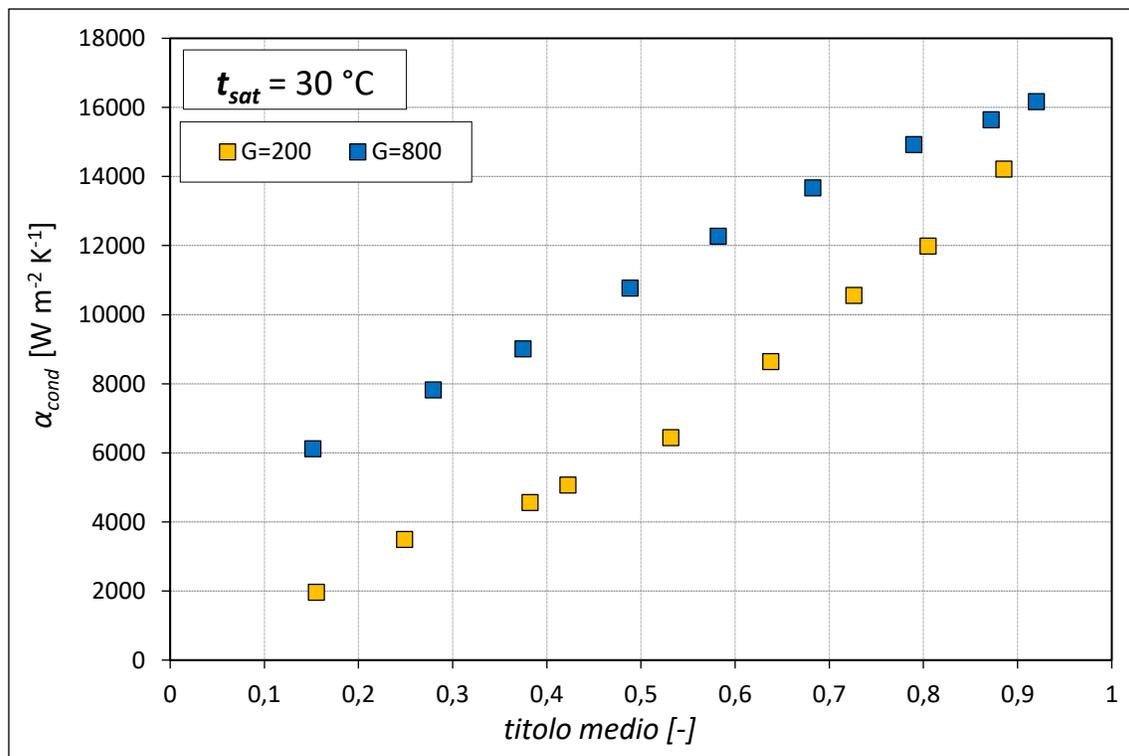


Figura 5.7 – Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo ad una temperatura di saturazione di 30 °C, per le portate specifiche $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Dalla figura 5.7 emerge il fatto che, il coefficiente di scambio termico, è più sensibile alle variazioni del titolo alle basse portate specifiche. Infatti, per basse portate specifiche ($G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) passando da un titolo di 0.15 a un titolo di 0.89 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di $1960 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di $14200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico del 625%. Al contrario per alte portate specifiche ($G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) passando da un titolo di 0.15 a un titolo di 0.92 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di $6100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di $16170 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un incremento del coefficiente di scambio termico del 165%. Si trova dunque, che le portate specifiche più basse, manifestano un aumento percentuale del coefficiente di scambio termico maggiore rispetto a quello delle alte portate specifiche.

Nella figura 5.8 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, ad una temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$, per una portata specifica di $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e per una portata specifica di $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

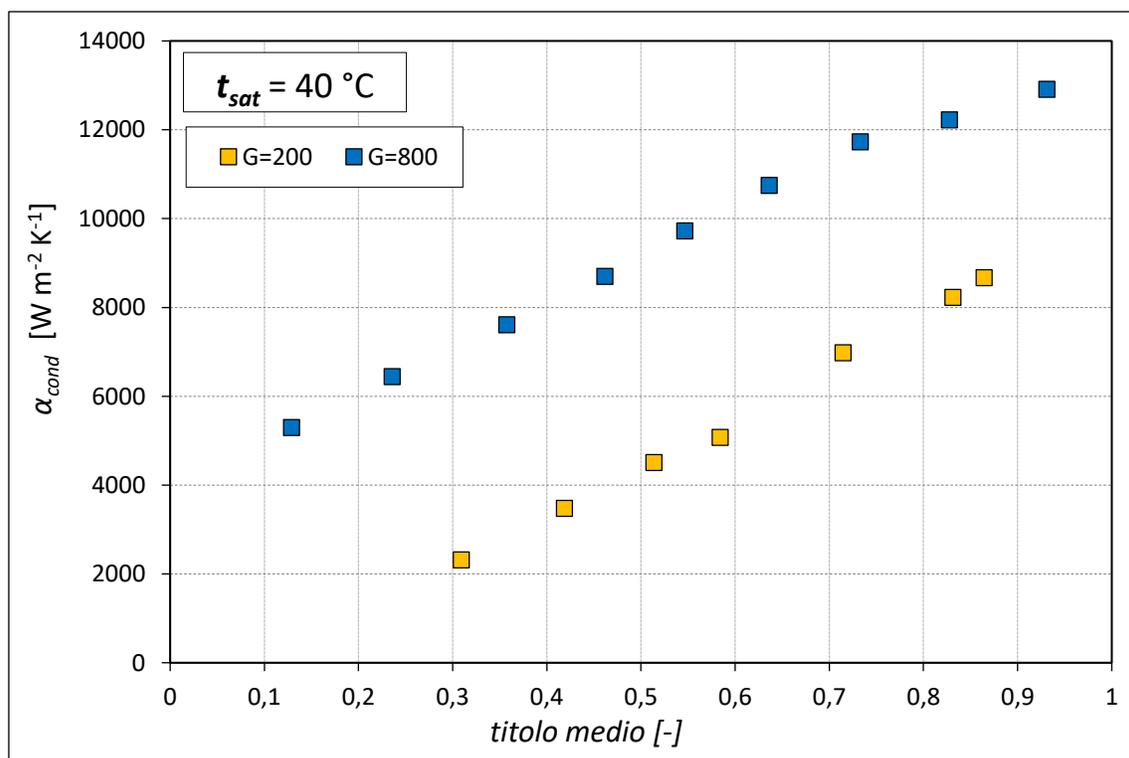


Figura 5.8 - Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo ad una temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, per le portate specifiche $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Dalla figura 5.8 si evince, che il coefficiente di scambio termico, è più sensibile alle variazioni del titolo alle basse portate specifiche. Infatti, alle basse portate specifiche ($G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) passando da un titolo di 0.3 a un titolo di 0.87 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di $2300 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di $8670 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico di circa il 277%. Al contrario alle alte portate specifiche ($G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) passando da un titolo di 0.24 a un titolo di 0.84 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di $6400 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di $12200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un incremento del coefficiente di scambio termico di circa il 91%.

Quindi riassumendo, le portate specifiche più basse, manifestano un aumento percentuale del coefficiente di scambio termico maggiore rispetto a quello delle alte portate specifiche.

5.4 Confronto tra le temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C

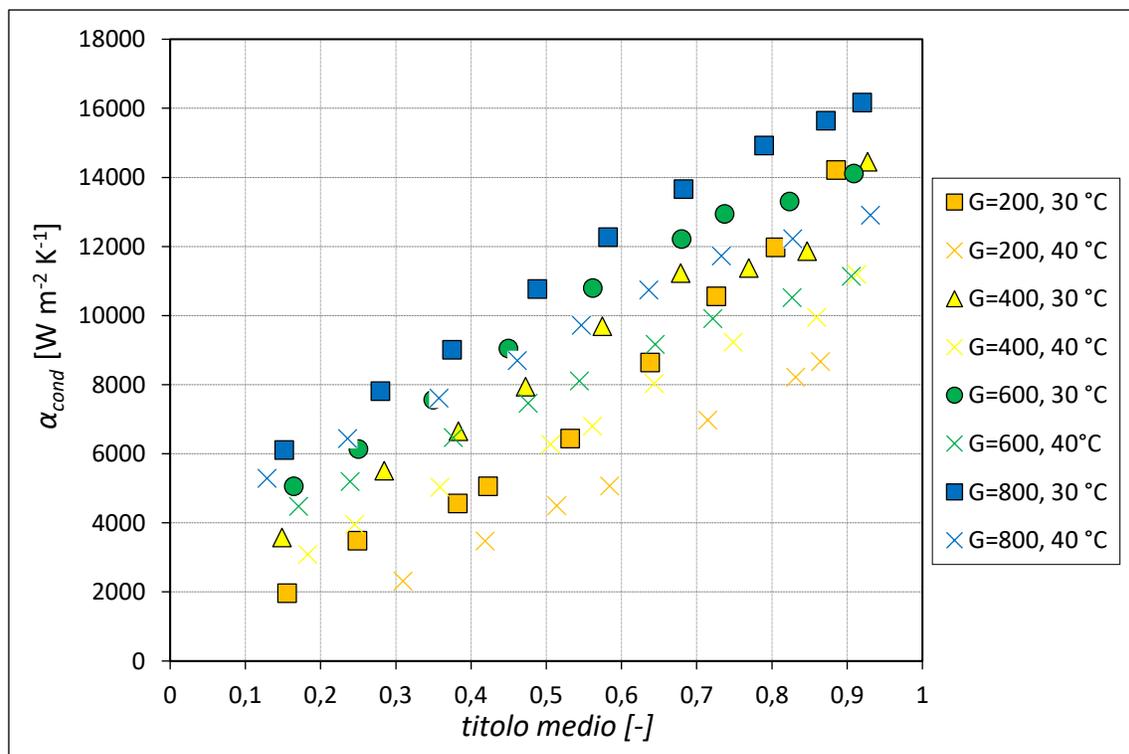


Figura 5.9 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C durante le prove in condensazione di R513A.

La figura 5.9 riporta il confronto tra i coefficienti di scambio termico, in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C. Dalla figura 5.9 si osserva che, in linea del tutto generale, per una fissata portata specifica, ad una temperatura di saturazione minore corrisponde un coefficiente di scambio termico maggiore. La spiegazione di questo fatto si può dedurre dalla tabella 5.1, che riporta le proprietà termodinamiche e termofisiche dell'R513A, in corrispondenza delle due diverse temperature di saturazione investigate.

Proprietà	R513A	R513A
Temperatura di saturazione [°C]	30	40
densità di liquido [kg m ⁻³]	1115.4	1074.4
densità di vapore [kg m ⁻³]	43.3	57.4
c_p del liquido [kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]	1.4	1.5
c_p del vapore [kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]	1.1	1.2
conducibilità termica del liquido [W m ⁻¹ K ⁻¹]	$68.1 \cdot 10^{-3}$	$64.6 \cdot 10^{-3}$
conducibilità termica del vapore [W m ⁻¹ K ⁻¹]	$14.5 \cdot 10^{-3}$	$15.6 \cdot 10^{-3}$
Viscosità del liquido [Pa s]	$156.3 \cdot 10^{-6}$	$137.8 \cdot 10^{-6}$
Viscosità del vapore [Pa s]	$11.8 \cdot 10^{-6}$	$12.2 \cdot 10^{-6}$

Tabella 5.1 – Proprietà termodinamiche e termofisiche dell'R513A alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C; i dati sono stati ricavati da REFPROP 10.

Come si vede dalla tabella 5.1, la densità del vapore dell'R513A alla temperatura di saturazione di 30 °C è circa il 25% più bassa rispetto alla densità del vapore alla temperatura di saturazione di 40 °C. Questo significa che, per una fissata portata specifica, la velocità della fase vapore è maggiore. Alte velocità del vapore implicano una maggiore componente di scambio convettiva, e questo si riflette in un incremento del coefficiente di scambio termico.

In figura 5.10 è mostrato il confronto tra i gradienti di pressione per attrito, in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C.

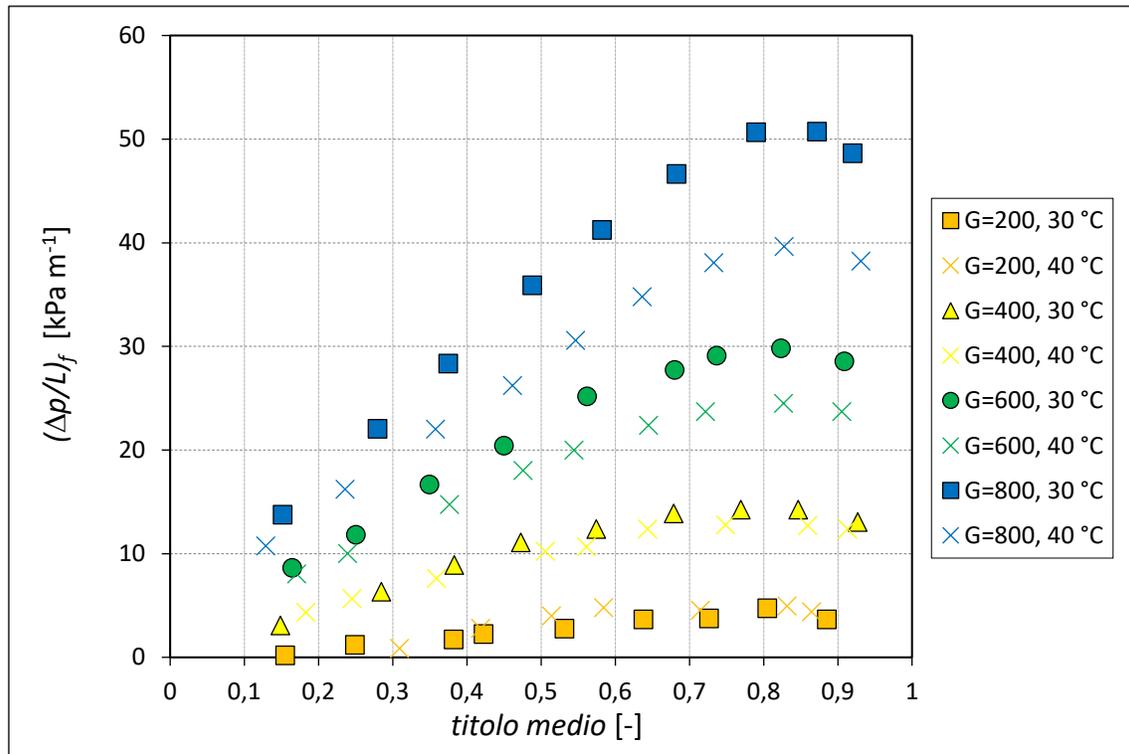
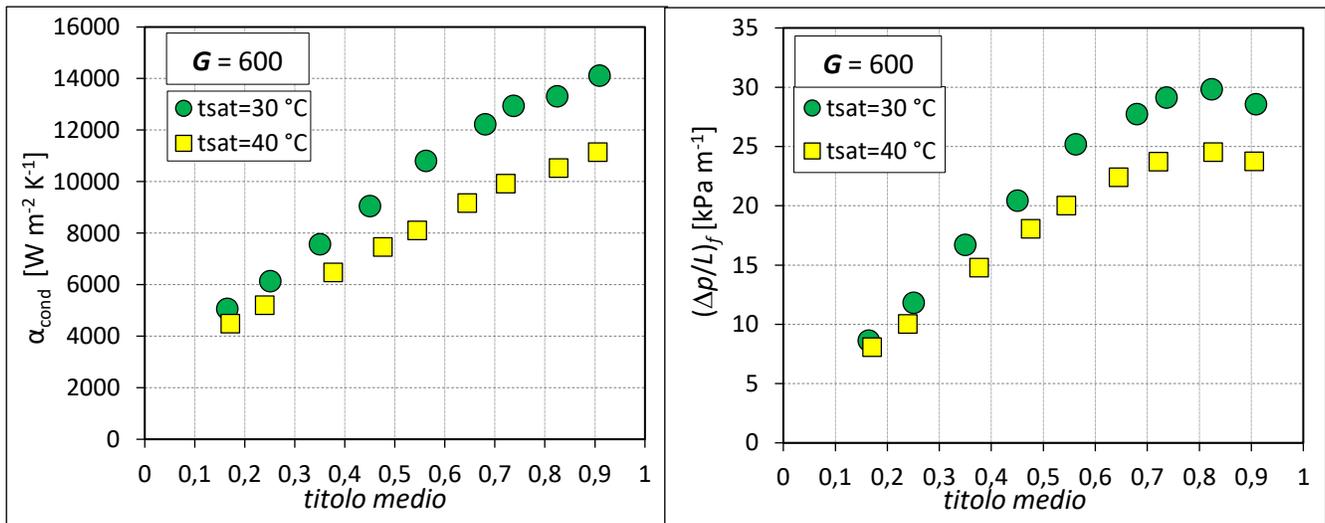
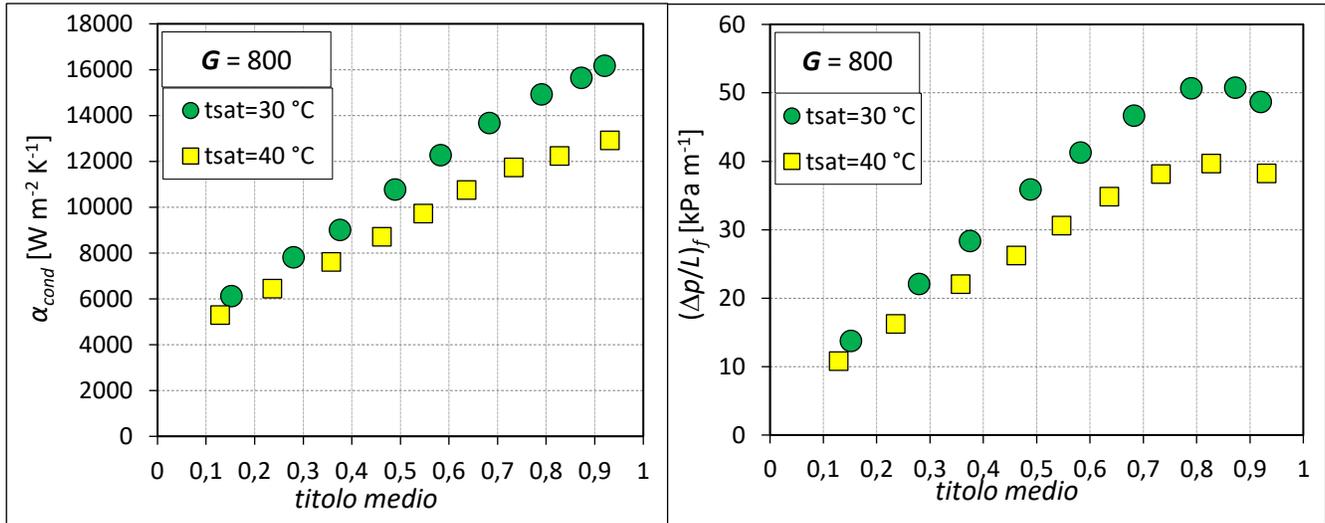
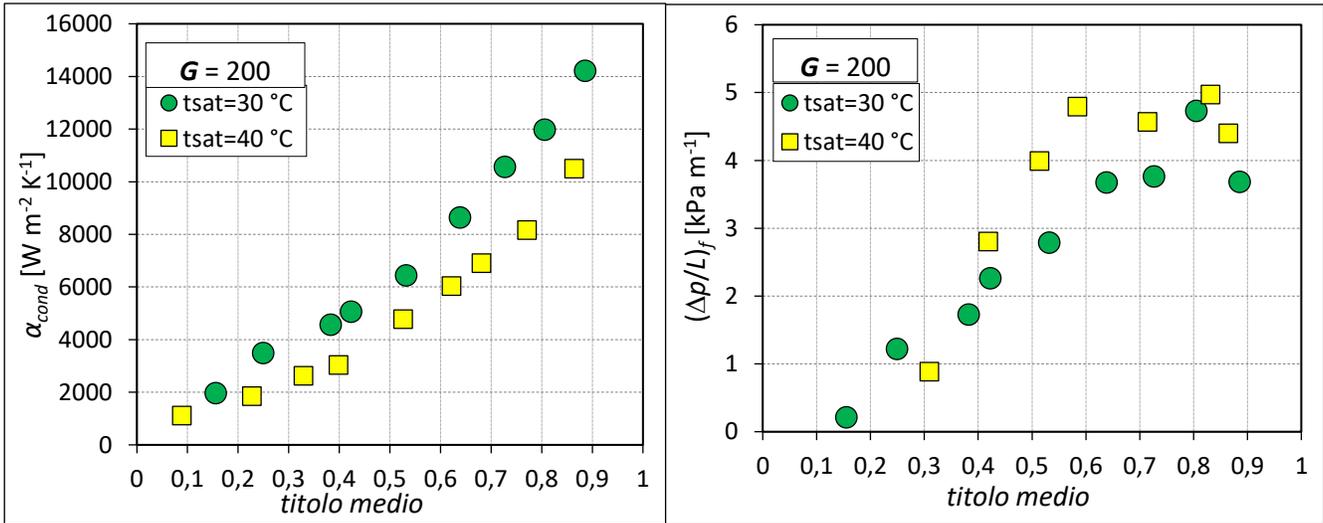
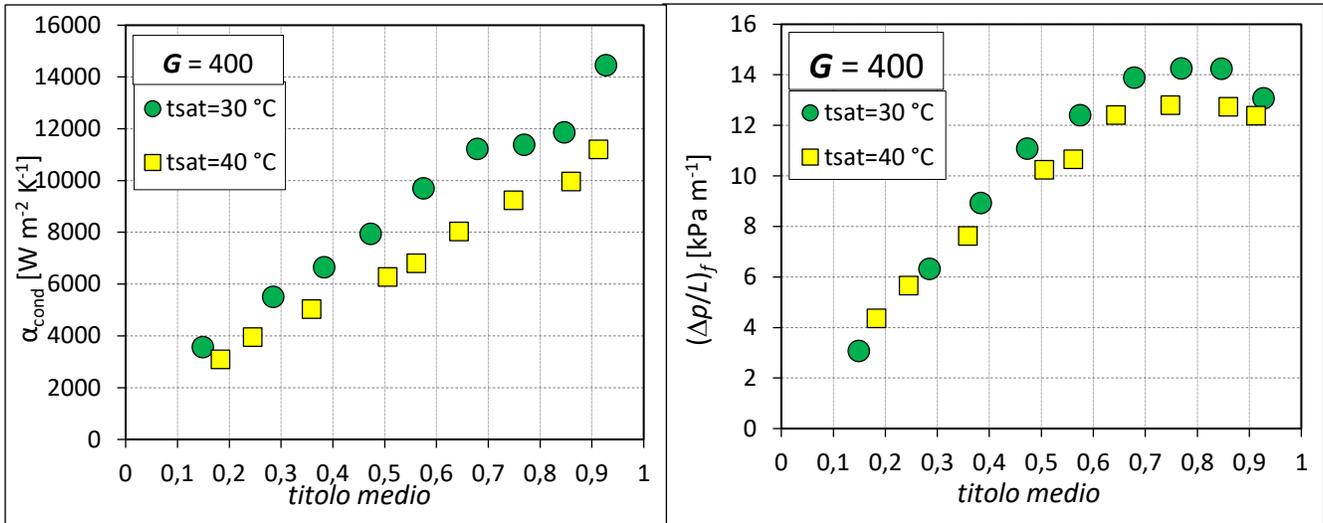


Figura 5.10 – Confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C, durante le prove in condensazione di R513A.

Dalla figura 5.10 si può vedere che, in generale, fissata una certa portata specifica, ad una temperatura di saturazione maggiore corrisponde un gradiente di pressione per attrito minore. Questo comportamento può essere spiegato osservando sempre la tabella 5.1, che riporta le proprietà termodinamiche dell'R513A alle due diverse temperature di saturazione considerate. Come si evince dai dati in tabella 5.1, la densità del vapore dell'R513A alla temperatura di saturazione di 30 °C è circa il 25% più bassa rispetto alla densità del vapore alla temperatura di saturazione di 40 °C. Le alte temperature di saturazione implicano quindi una più elevata densità del vapore, e questo significa che, a parità di portata di massa specifica, la velocità della fase vapore è più bassa, quindi le perdite di carico sono minori.

Per rendere più chiara l'influenza della temperatura di saturazione, sul coefficiente di scambio termico e sul gradiente di pressione per attrito, si riportano i grafici relativi alle singole portate specifiche analizzate per le diverse temperature di saturazione, al fine di rendere più immediato il confronto.





A conclusione di questa analisi, sulla base dei grafici sperimentali ottenuti, possiamo dire che:

- a parità di portata specifica il coefficiente di scambio termico maggiore si ottiene per la temperatura di saturazione più bassa;
- a parità di portata specifica, le perdite di carico minori si ottengono in corrispondenza della temperatura di saturazione più alta. Fa eccezione la portata $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in cui si osserva che il gradiente di pressione per attrito è minore a temperature di saturazione più basse: tale comportamento è attribuibile al fatto che, alle basse portate specifiche, le perdite di carico sono molto basse, quindi si è molto distanti dal fondo scala dello strumento, perciò le misurazioni sperimentali sono affette da un'incertezza più elevata, ecco perché l'andamento strano mostrato in figura.

5.5 Prove in adiabatico

Le prove in adiabatico sono state eseguite nel tubo microfin, allo scopo di verificare l'andamento delle perdite di carico al variare del titolo e della portata. Durante queste prove il circuito dell'acqua della sezione sperimentale non è stato alimentato dal bagno termostatico. Le analisi sono state eseguite alla temperatura di saturazione all'ingresso della sezione sperimentale di 30 °C, per portate specifiche $G = 400, 600, 800, 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'obiettivo di queste prove, come detto in precedenza, è quello di valutare le perdite di carico. Durante il deflusso adiabatico, infatti, il gradiente di pressione dovuto alla quantità di moto (vedi equazione 1.5) si annulla: questo significa che il valore letto dal display del misuratore differenziale di pressione di fatto coincide con la componente del gradiente di pressione per attrito. Si ricorda infatti che il tubo è disposto orizzontalmente, per cui la componente dovuta alla gravità si può tranquillamente ritenere trascurabile. Operando in questo modo, si ha un riferimento con cui andare a comparare i dati delle perdite di carico calcolati durante le prove in condensazione, per verificarne la correttezza.

In figura 5.11 è riportato il confronto tra il gradiente di pressione per attrito misurato sperimentalmente durante le prove in condensazione e il gradiente di pressione per attrito ottenuto dalle prove in adiabatico.

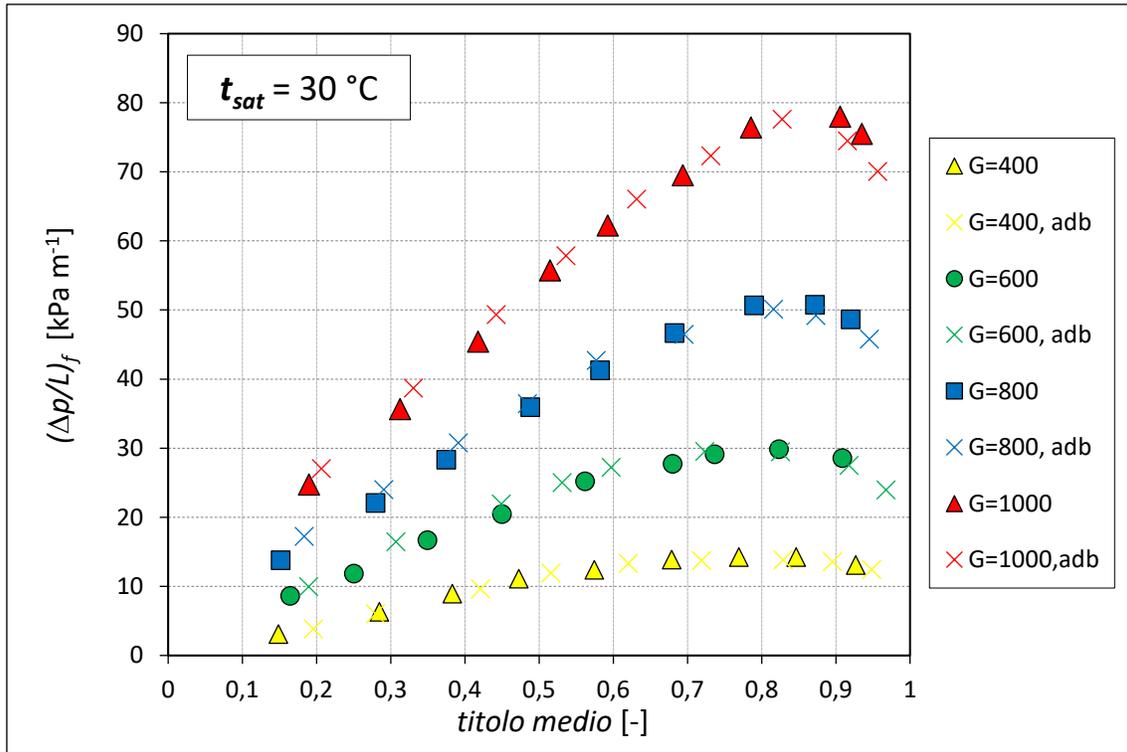


Figura 5.11 – Confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo calcolato durante le prove in condensazione, e il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo calcolato durante le prove in adiabatico in corrispondenza di quattro diverse portate specifiche, ad una temperatura di saturazione di 30 °C su tubo microfin.

Come è evidente dalla figura 5.11, il gradiente di pressione per attrito misurato dal trasduttore differenziale di pressione durante le prove in adiabatico, coincide col gradiente di pressione per attrito calcolato dalle prove in ocndensazione. Questa verifica conferma la bontà delle prove sperimentali che sono state eseguite.

Capitolo 6

Risultati Sperimentali per il tubo liscio

6.1 Prove in monofase

Prima di effettuare le prove in condensazione sul tubo liscio, sono state eseguite le prove in monofase (con solo R513A liquido), allo scopo di controllare la correttezza dei bilanci termici. È stata dunque verificata la differenza tra il flusso termico calcolato lato acqua e lato refrigerante. Per le prove in monofase il pre-condensatore deve essere in grado di condensare completamente il vapore surriscaldato in arrivo dall'evaporatore. Affinché ciò sia possibile, è stata diminuita la temperatura dell'acqua all'ingresso del pre-condensatore ed è stata aumentata la portata. Per essere sicuri di avere condensato completamente il vapore, evitando quindi la presenza di bolle di vapore, è stato mantenuto durante le prove un sottoraffreddamento di circa 10-15 °C. Le prove sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di 40 °C e per un range di portate specifiche variabili tra $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G=1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

6.1.1 Bilanci termici

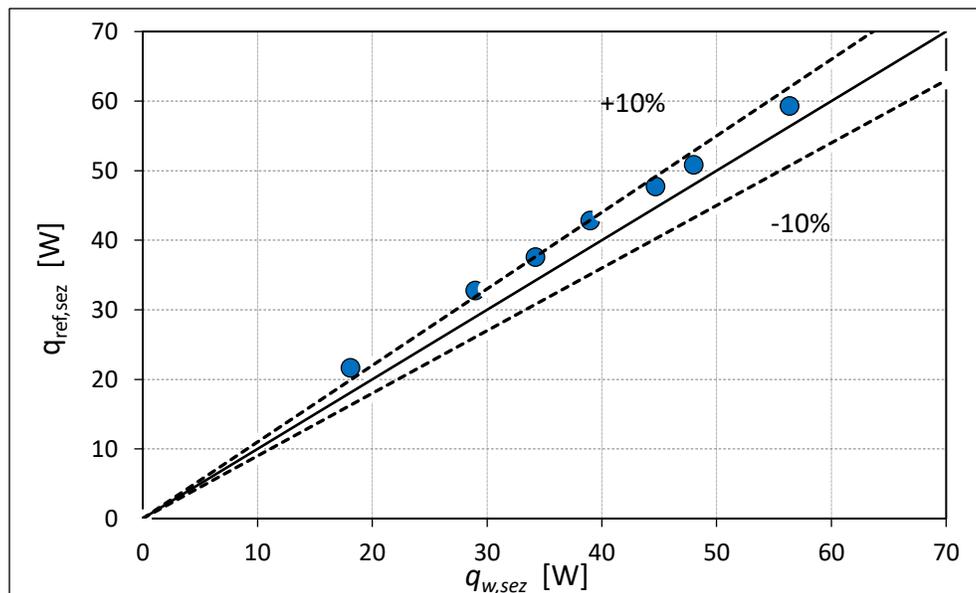


Figura 6.1 – Differenza tra bilancio termico lato acqua e lato refrigerante

La potenza termica lato refrigerante è stata calcolata con la seguente relazione:

$$q_{ref,sez} = \dot{m}_{ref}(h_{sez,in} - h_{sez,out}) \quad (6.1)$$

dove $h_{sez,in}$ e $h_{sez,out}$ sono state calcolate grazie alla conoscenza delle temperature e delle pressioni del refrigerante all'ingresso e all'uscita dalla sezione sperimentale.

Il flusso termico lato acqua risulta:

$$q_{w,sez} = \dot{m}_{w,sez} c_{p,w} (t_{w,sez,out} - t_{w,sez,in}) \quad (6.2)$$

In tabella 6.1 viene riportata la differenza (in W e in percentuale) tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua, in cui si vede che il flusso termico calcolato lato refrigerante è leggermente maggiore di quello calcolato lato acqua.

Portata specifica [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	q_w [W]	q_{ref} [W]	deviazione [%]	deviazione [W]
400	18.2	21.7	18	3.5
500	29.1	32.8	12.4	3.7
600	34.2	37.6	9.5	3.4
700	39	42.8	9.3	3.8
800	44.7	47.7	6.5	3
900	48	50.8	5.7	2.8
1000	56.5	59.2	5.1	2.7

Tabella 6.1 – Differenza tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua

Come si può vedere dalla tabella 6.1 la differenza tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua, è di circa 3 W per tutte le portate analizzate. Tale risultato è perfettamente in accordo con il valore trovato nella simulazione in ANSYS della sezione sperimentale. Infatti, nel paragrafo 2.2.2.5, i

risultati della simulazione termofluidodinamica in ANSYS, hanno evidenziato che il flusso termico disperso per conduzione era proprio di circa 3 W.

6.1.2 Coefficiente di scambio termico

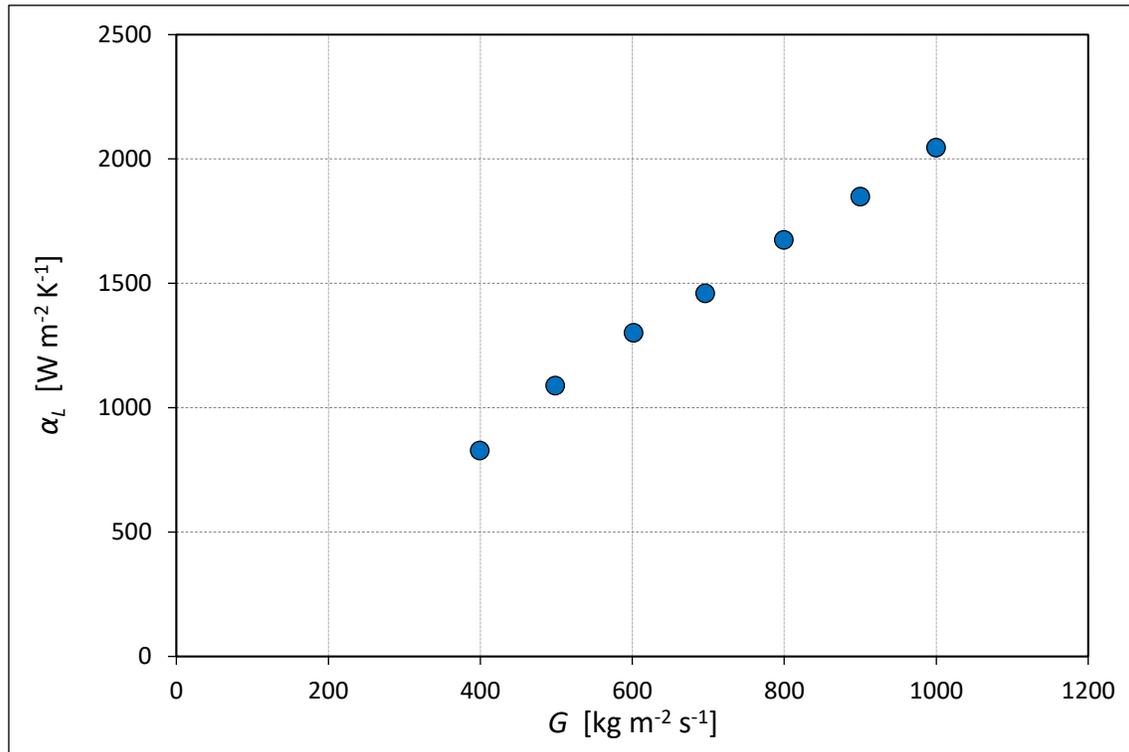


Figura 6.2 – Coefficiente di scambio termico per le prove in monofase in funzione della portata specifica.

Il coefficiente di scambio termico in monofase è stato calcolato con la seguente relazione:

$$\alpha_L = \frac{q_{w,sez}}{A_{ft}(\bar{t}_{ref} - \bar{t}_p)} \quad (6.3)$$

in cui \bar{t}_{ref} è la temperatura media del refrigerante calcolata come media aritmetica tra il valore in ingresso e in uscita della sezione sperimentale, mentre \bar{t}_p è il valore medio tra i valori misurati dalle sei termocoppie di parete (3 sulla parte superiore del tubo in teflon, e 3 sulla parte inferiore in kapton). Nei calcoli si è deciso di utilizzare la potenza termica lato acqua ($q_{w,sez}$) anche se, come visto nel paragrafo precedente, la differenza tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua è molto

piccola, quindi si poteva usare indifferentemente anche la potenza termica lato refrigerante. Come si può vedere dalla figura 6.2, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata specifica: passando da una portata di specifica di 400 a 1000 kg m⁻² s⁻¹, il coefficiente di scambio termico aumenta di circa il 150%.

6.1.3 Confronto con i modelli per il coefficiente di scambio termico in monofase

Di seguito sono riportate alcune correlazioni per calcolare il coefficiente di scambio termico in monofase, in modo da confrontare i risultati sperimentali con i modelli riportati in letteratura. Per il calcolo del coefficiente sperimentale di scambio termico monofase, si è utilizzata la potenza termica lato acqua (ovviamente si poteva utilizzare anche la potenza termica lato refrigerante, poiché come visto nel paragrafo precedente la differenza tra la potenza termica lato acqua e refrigerante è molto piccola). Il confronto con i modelli sperimentali viene eseguito per validare la nuova sezione, allo scopo di verificare che le termocoppie per la misura della temperatura di parete, siano attaccate bene alla parete del tubo.

6.1.3.1 Modello di Gnielinski [49]

Poiché il regime è turbolento ($Re > 10000$), l'equazione suggerita da Gnielinski nella zona del moto turbolento ha la seguente struttura:

$$\alpha = \frac{\lambda_L Nu_L}{D} = \frac{\lambda_L}{D} Nu \left(\frac{Pr_L}{Pr_{L,w}} \right)^{0.11} \quad (6.4)$$

dove il termine Pr_w è il numero di Prandtl valutato alla temperatura di parete, mentre il numero di Nusselt si calcola con la correlazione seguente:

$$Nu = \frac{(\xi/8) (Re_L - 1000) Pr_L}{1 + 12.7 (\xi/8)^{0.5} (Pr_L^{2/3} - 1)} \left\{ 1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right\} \quad (6.5)$$

Il fattore di attrito ξ viene calcolato come:

$$\xi = (1.82 \log_{10} Re_L - 1.64)^{-2} \quad (6.6)$$

In figura sotto è riportato il confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Gnielinski per $7663 < Re < 20403$ e per $3.37 < Pr < 3.44$.

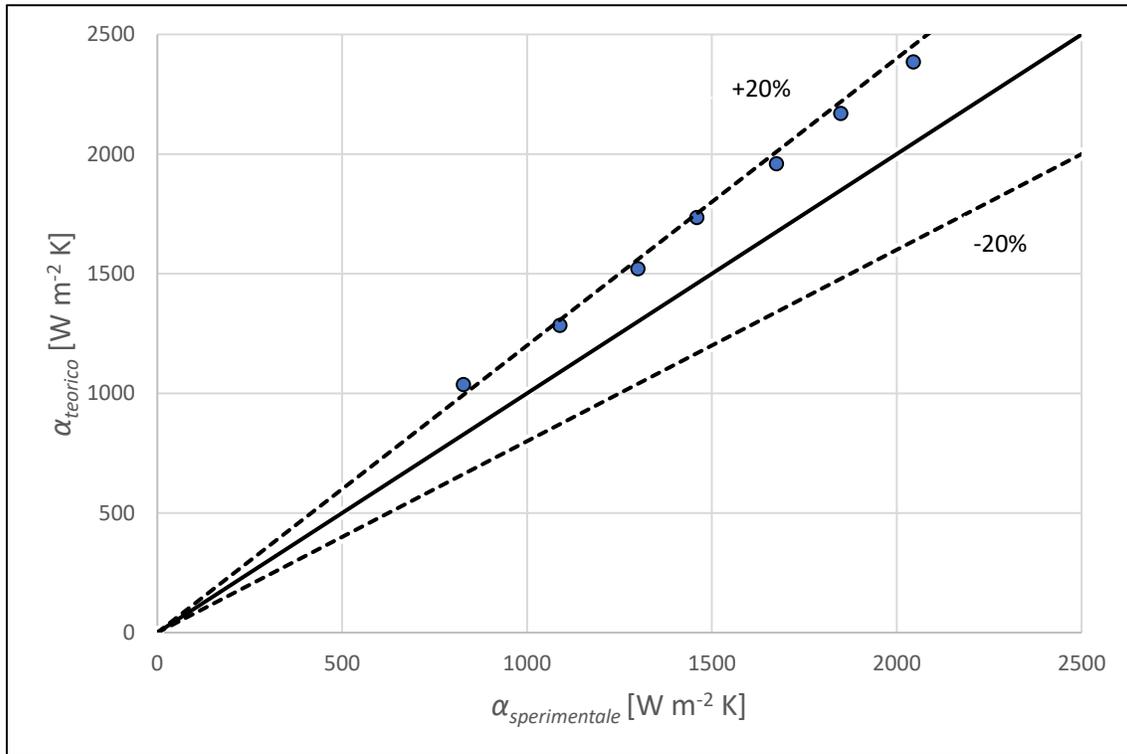


Figura 6.3 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Gnielinski [49], per le prove in monofase su R513A liquido per le portate specifiche $G=400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il modello di Gnielinski complessivamente ha una deviazione relativa del 18,6%, una deviazione assoluta pari a 18,6%, la deviazione standard è del 3%.

6.1.3.2 Modello di Petukhov e Popov [50]

Nella regione di moto turbolento ($Re > 4000$) gli autori hanno suggerito per il calcolo del coefficiente di scambio termico la seguente relazione:

$$\alpha = \frac{\lambda_L \text{Nu}}{D} \quad \text{dove } \text{Nu} = \frac{(\xi/8) (Re_L - 1000) Pr_L}{C + 12.7 (\xi/8)^{0.5} (Pr_L^{2/3} - 1)} \left\{ 1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3} \right\} \quad (6.7)$$

dove il fattore di attrito ξ viene calcolato con l'equazione (6.6), mentre la costante C è definita dalla relazione seguente:

$$C = 1.07 + \frac{900}{Re_L} - \frac{0.63}{1 + 10 Pr_L} \quad (6.8)$$

Confrontando i risultati sperimentali con quelli previsti dal modello si ottiene il grafico riportato in figura 6.4 seguente per $7663 < Re < 20403$ e per $3.37 < Pr < 3.44$.

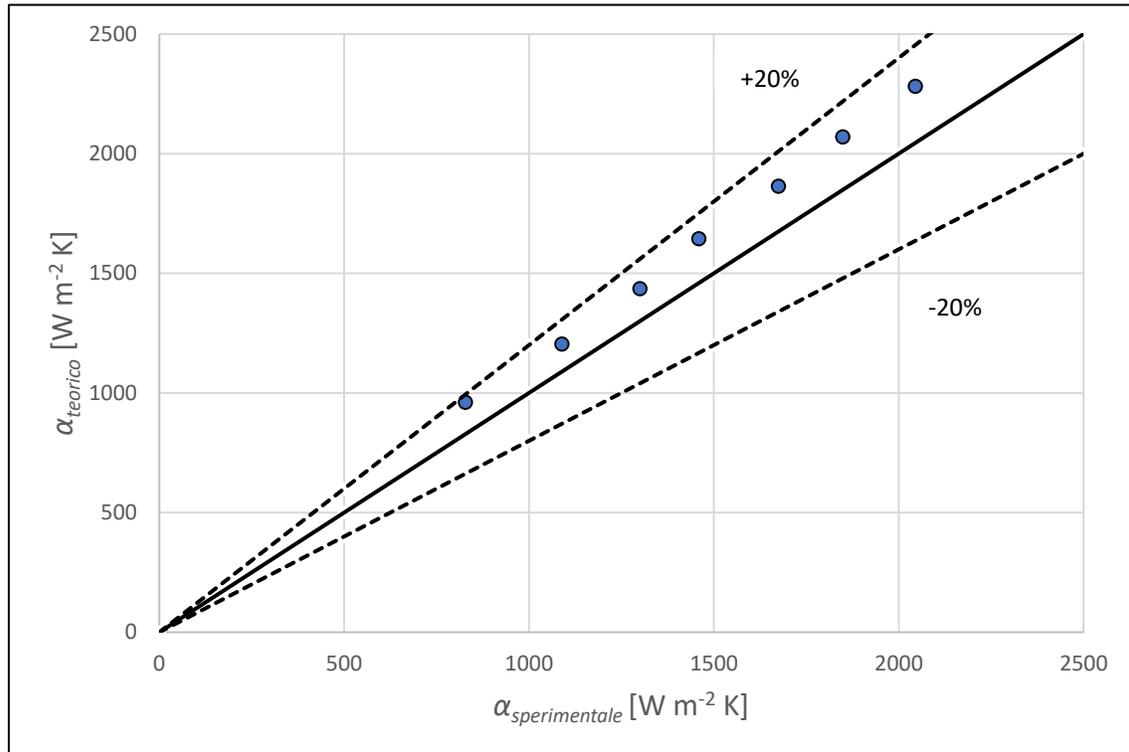


Figura 6.4 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Petukhov e Popov [50], per le prove in monofase su R513A liquido per le portate specifiche $G=400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il modello di Petukhov e Popov ha complessivamente una deviazione relativa del 12,1%, una deviazione assoluta pari a 12,1%, la deviazione standard è del 1,9%.

6.1.3.3 Modello di Dittus-Boelter [51]

La correlazione di Dittus-Boelter è valida per $2500 < Re < 125000$, e per rapporti $L/D > 60$. Nel presente caso si è in regime di moto turbolento, inoltre il rapporto tra la lunghezza del tubo e il suo diametro vale 71.4: si è quindi nel campo di validità della relazione. L'equazione si può esprimere nella forma seguente:

$$\alpha = \frac{\lambda_L \text{Nu}}{D} \quad \text{dove } \text{Nu} = 0.024 \text{Re}_L^{0.8} \text{Pr}_L^{0.33} \quad (6.9)$$

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati che sono diagrammati nella figura 6.5 riportata sotto per $7663 < Re < 20403$ e per $3.37 < Pr < 3.44$.

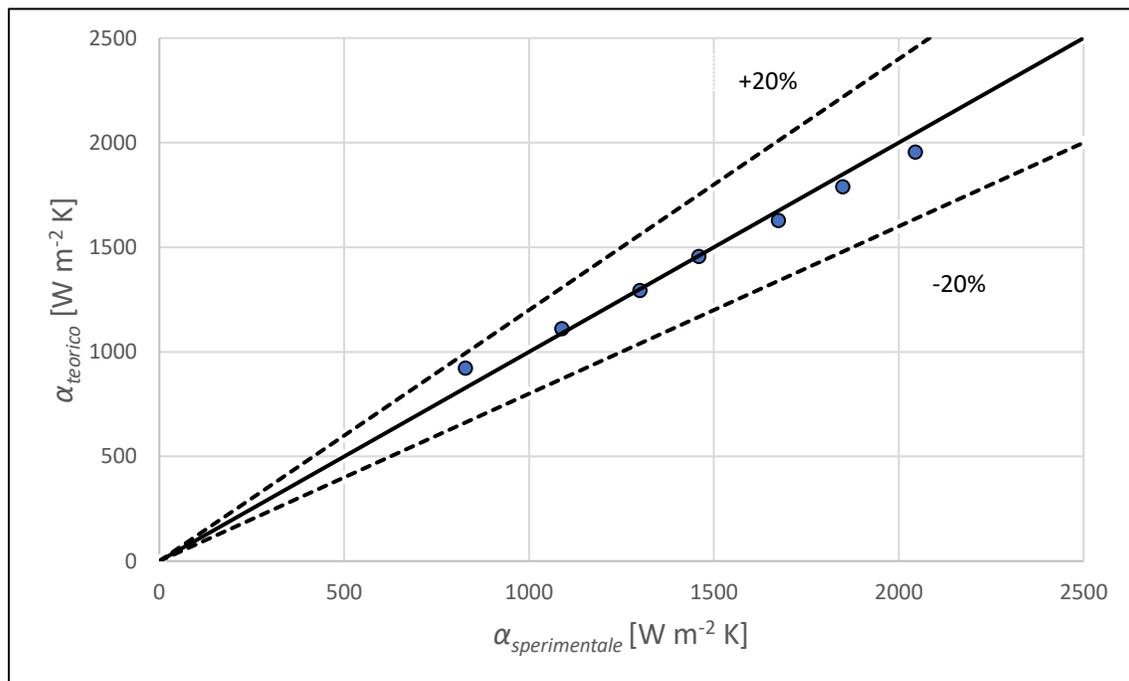


Figura 6.5 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Dittus-Boelter [51], per le prove in monofase su R513A liquido per le portate specifiche $G=400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La correlazione di Dittus-Boelter ha complessivamente una deviazione relativa dello 0,3%, una deviazione assoluta pari a 3,5%, la deviazione standard è del 3,8%.

Modello	e_R [%]	e_A [%]	σ_N [%]
Modello di Gnielinski [49]	18,6	18,6	3
Modello di Petukhov e Popov [50]	12,1	12,1	1,9
Modello di Dittus-Boelter [51]	0,3	3,5	3,8

Tabella 6.2 – Confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per il coefficiente di scambio termico in monofase di R513A dentro un tubo liscio.

In tabella 6.2 è riportato il confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per il coefficiente di scambio termico in monofase. Dai dati trovati si vede che la differenza tra valori sperimentali e valori calcolati con i modelli è molto piccola: infatti si ha una deviazione relativa massima del 18,6 % in corrispondenza del modello di Gnielinski, e una deviazione relativa minima dello 0,3% in corrispondenza del modello di Dittus-Boelter. Si può quindi concludere che le termocoppie di parete sono attaccate bene, è che la sezione è validata. Una volta che la sezione è stata validata, si può passare alle prove sperimentali in condensazione.

6.2 Prove in condensazione

Le prove in condensazione su tubo liscio sono state eseguite per una temperatura di saturazione di 30 °C e per una temperatura di saturazione di 40 °C. Di seguito sono riportati i risultati ottenuti per entrambe le temperature di saturazione considerate.

6.2.1 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 30 °C

Le prove sono state eseguite per portate specifiche variabili da $G=100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G= 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e per titoli medi indicativamente compresi tra 0.2 e 0.9.

6.2.1.1 Regimi di deflusso

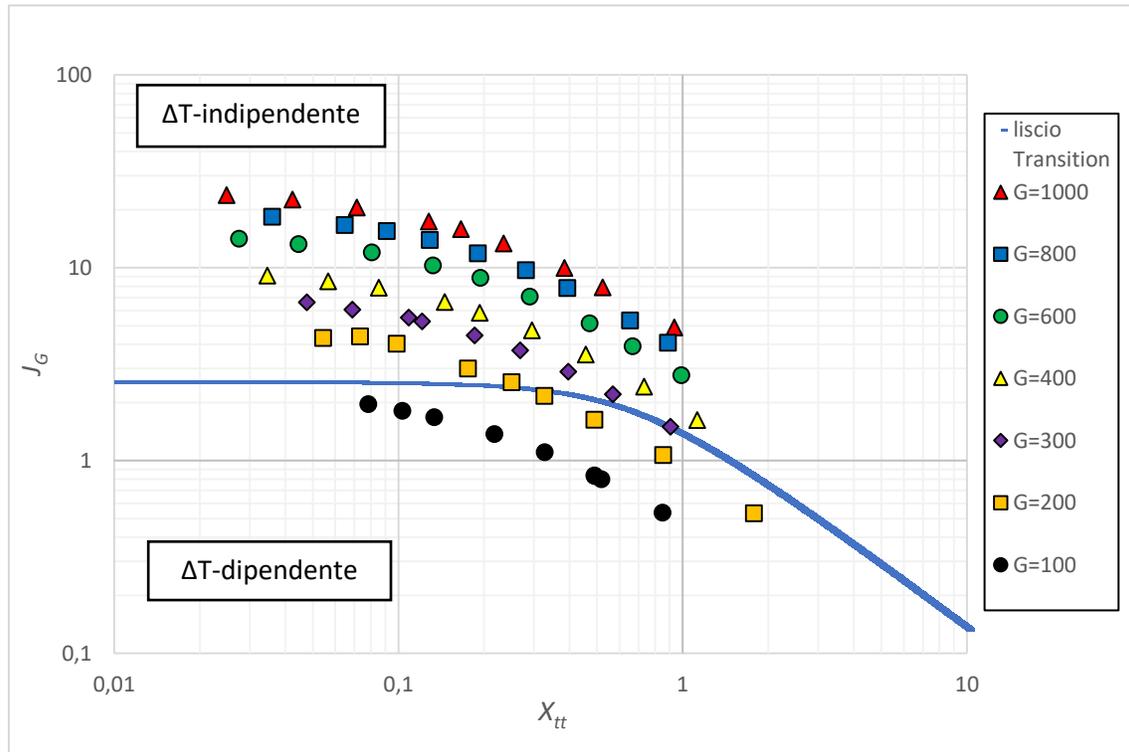


Figura 6.6 - Mappa di deflusso di Cavallini et al. [20] per la condensazione di R513A in un tubo liscio ad una temperatura di saturazione di 30 °C

La figura 6.6 riporta i dati sperimentali nella mappa di deflusso di Cavallini et al. [20]. La linea colorata in blu, come già descritto nel paragrafo rappresenta il confine di transizione tra i due regimi di moto ΔT -dipendente, e ΔT -indipendente. Il regime ΔT -dipendente (sotto la linea di transizione) è governato dalla forza di gravità ed è correlato ad un deflusso di tipo stratificato; mentre il regime ΔT -indipendente (sopra la linea di transizione) è dominato dallo sforzo tangenziale di taglio esercitato dal vapore, ed è quindi correlato a un deflusso anulare. Come si vede dalla figura 6.6, per basse portate specifiche ($G=100, 200, 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) il regime di moto è stratificato. Alle alte portate specifiche, indicativamente per $G \geq 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, i punti sperimentali cadono nella zona ΔT -indipendente corrispondente a un deflusso di tipo anulare.

Per verificare se la mappa di Cavallini sia in grado di predire il regime di deflusso, sono state eseguite delle prove in condensazione a ΔT controllato, dove il ΔT è la differenza tra la temperatura di saturazione e la temperatura di parete. Le prove sono state eseguite a $t_{sat} = 30 \text{ °C}$ per una portata $G=200$

kg m⁻² s⁻¹. Il ΔT è stato mantenuto costante pari a 6 K (in arancione in figura 6.7), mentre nelle prove a ΔT casuale la differenza di temperatura è stata fatta variare tra 7 °C e 16 °C. I risultati sono diagrammati in figura 6.7.

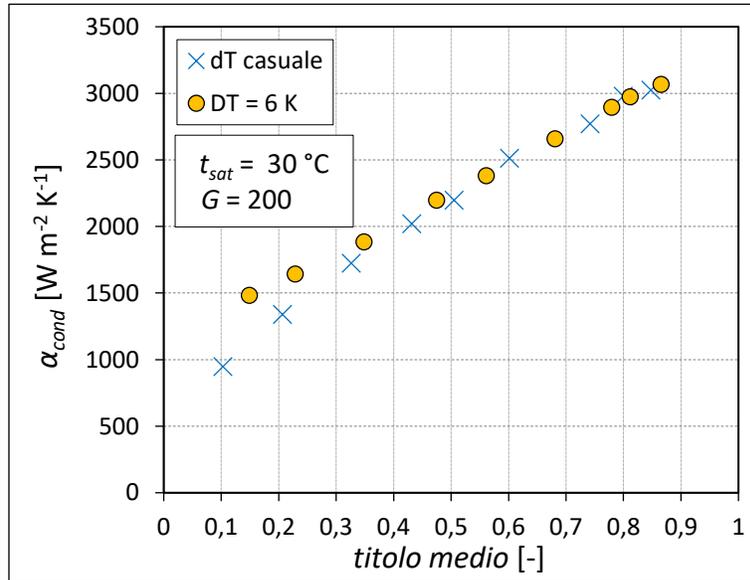


Figura 6.7 – Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, per una ΔT casuale variabile tra 7 °C e 16 °C, e per un ΔT mantenuto costante pari a 6 K.

Dalla figura 6.7 si vede che per bassi titoli, il coefficiente di scambio termico relativo ai primi quattro punti sperimentali dipende dal ΔT , viceversa agli alti titoli il coefficiente di scambio termico non dipende dalla differenza di temperatura: infatti i punti per un ΔT casuale variabile tra 7 °C e 16 °C, e per un $\Delta T = 6$ K sono praticamente coincidenti. Questo andamento è confermato dalla mappa di deflusso di figura 6.6, in cui si vede che, per una portata specifica $G=200$ kg m⁻² s⁻¹ i primi quattro punti sperimentali sono sotto la linea di transizione, quindi nella zona ΔT -dipendente, mentre i punti sperimentali corrispondenti ad alti titoli si trovano sopra la linea di transizione quindi nella zona ΔT -dipendente. L'andamento mostrato dalla mappa di deflusso, è stato dunque confermato anche dalle prove sperimentali.

6.2.1.2 Coefficiente di scambio termico

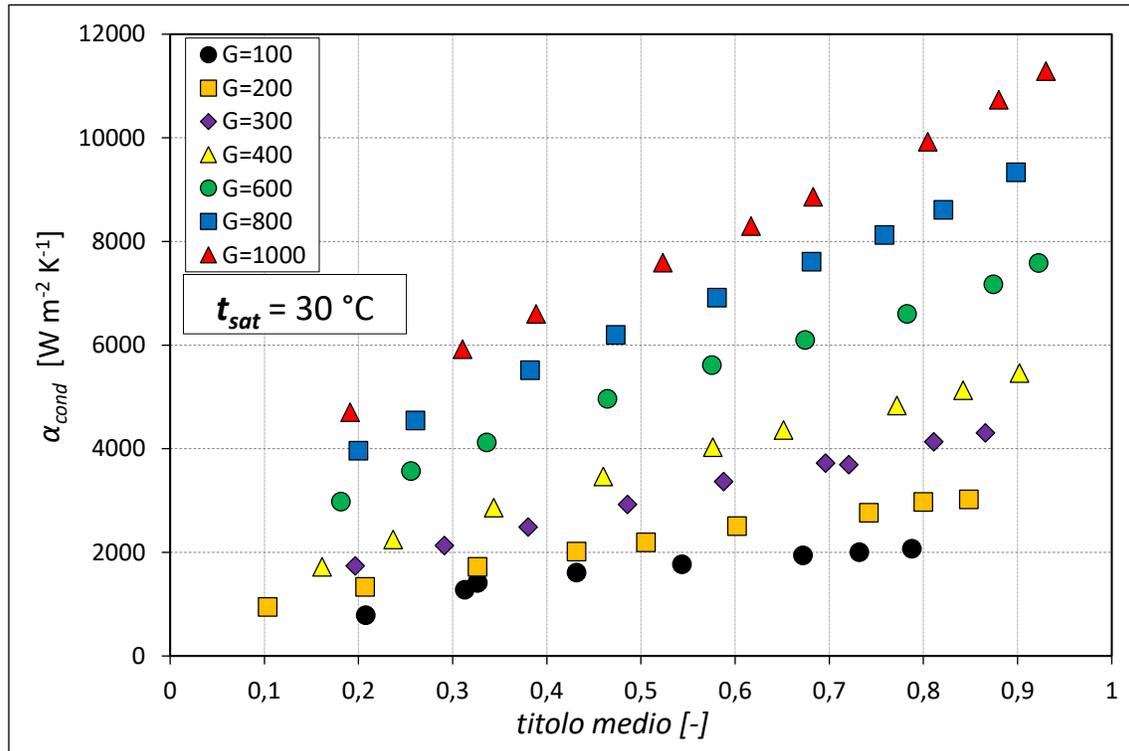


Figura 6.8 - Andamento sperimentale dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, durante la condensazione di R513A in tubo liscio ad una temperatura di saturazione di 30 °C

Dall'andamento mostrato in figura 6.8 si osserva che, fissato un certo titolo, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata specifica. Questo accade perché, all'aumentare della portata specifica, aumenta la velocità della fase vapore, e quindi aumenta il contributo convettivo allo scambio termico. Inoltre, si osserva che, a parità di portata specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo: questo accade perché, all'aumentare del titolo, lo spessore del film di liquido alla parete del tubo diminuisce e quindi si riduce la resistenza allo scambio termico, con la conseguenza che il coefficiente di scambio termico aumenta. Dalla figura 6.8 si osserva inoltre che, per una portata specifica $G=100\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, passando da un titolo 0.2 a un titolo 0.3 il coefficiente di scambio termico passa da $800\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$ a un valore di $1200\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$, quindi a fronte di un aumento di 0.1 del titolo si ha un aumento circa del 50% del coefficiente di scambio termico. Nei punti immediatamente successivi passando da un titolo 0.3 a un titolo 0.4 il coefficiente di scambio termico passa da $1200\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$ a un valore di $1600\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$, per cui ad un aumento di 0.1 del titolo si ha un aumento circa

del 34% del coefficiente di scambio termico. Il comportamento appena descritto può essere giustificato dalla mappa di deflusso di Cavallini et al. [20] riportata in figura 6.6: infatti a basse portate specifiche i punti sperimentali si trovano nel range ΔT -dipendente, quindi per questi punti si ha un moto di tipo stratificato. Il deflusso stratificato è controllato dalla gravità, quindi non dipende dal titolo, e questo spiega perché il coefficiente di scambio termico non varia in maniera significativa col titolo. Dalla figura 6.8 si vede, inoltre, che il coefficiente di scambio termico, per una portata specifica $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, rimane all'incirca costante ad un valore compreso tra 1700 e $2100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, fino a un titolo di vapore medio di 0.5 . Poi si ha un repentino incremento del coefficiente di scambio termico, fino a raggiungere valori approssimativamente intorno a $3000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Infatti, passando da un titolo 0.3 a un titolo 0.5 il coefficiente di scambio termico passa da $1700 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ a un valore di $2100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, quindi a fronte di un aumento di 0.2 del titolo si ha un aumento circa del 23% del coefficiente di scambio termico. Nei punti successivi passando da un titolo 0.5 a un titolo 0.7 il coefficiente di scambio termico passa da $2100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ a un valore di $2800 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, per cui a fronte di un aumento di titolo di 0.3 , si ha un aumento circa del 34% del coefficiente di scambio termico. Questo incremento repentino del coefficiente di scambio termico, può essere spiegato con la mappa di deflusso di Cavallini et al. [20]. Come si vede dalla figura 6.6 per una portata specifica $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ad alti titoli i punti sperimentali si trovano nella zona del deflusso di tipo anulare: in questa regione il moto è controllato dallo sforzo tangenziale di attrito, ed è per questo motivo che il coefficiente di scambio termico varia in maniera considerevole col titolo. Per tutte le altre portate specifiche i punti sperimentali rientrano nella zona di deflusso anulare.

6.2.2 Prove in condensazione a temperatura di saturazione di 40 °C

Le prove in condensazione sono state eseguite per portate specifiche variabili da $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a $G=1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e per titoli medi indicativamente compresi tra 0.2 e 0.9.

6.2.2.1 Regimi di deflusso

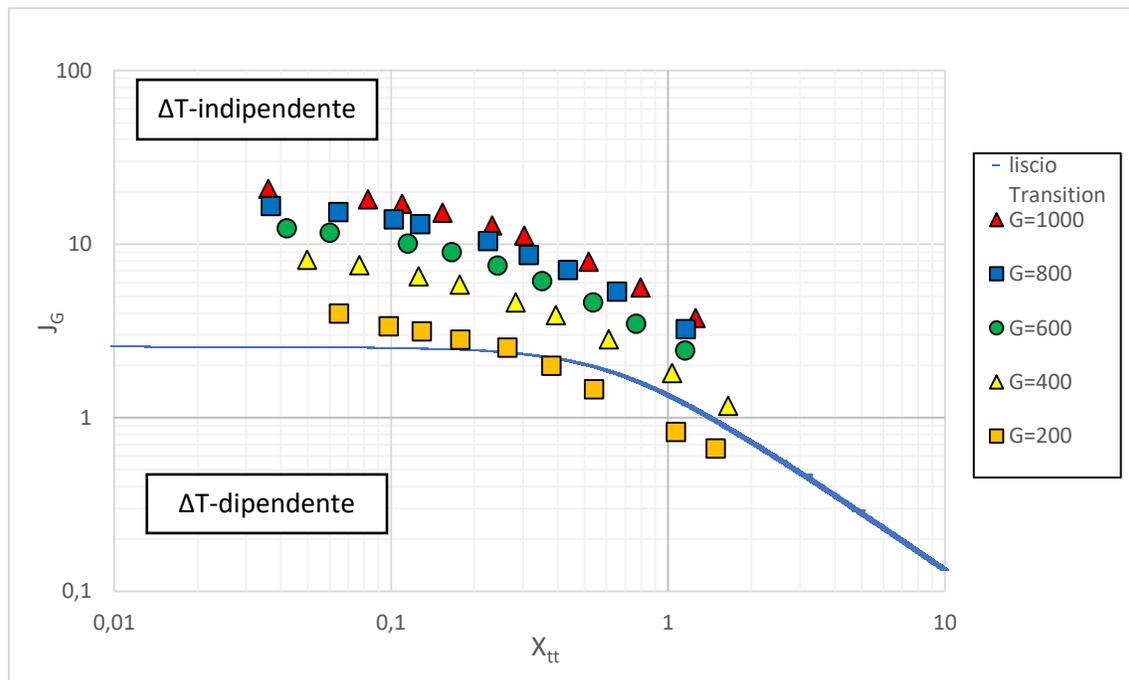


Figura 6.9 - Mappa di deflusso di Cavallini et al. [20] per la condensazione di R513A in un tubo liscio ad una temperatura di saturazione di 40 °C

La figura 6.9 riporta i dati sperimentali nella mappa di deflusso di Cavallini et al. [20]. Il regime ΔT -dipendente (sotto la linea di transizione) è governato dalla forza di gravità ed è correlato ad un deflusso di tipo stratificato; mentre il regime ΔT -indipendente (sopra la linea di transizione) è dominato dallo sforzo tangenziale di taglio esercitato dal vapore, e corrisponde un deflusso anulare. Come si vede dalla figura 6.9, per la portata specifica $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il regime di moto è stratificato per bassi titoli, per poi diventare anulare ad alti titoli. Per tutte le altre portate analizzate, i punti rientrano nella zona ΔT -indipendente, quindi si può ritenere che si verifichi un deflusso di tipo anulare.

6.2.2.2 Coefficiente di scambio termico

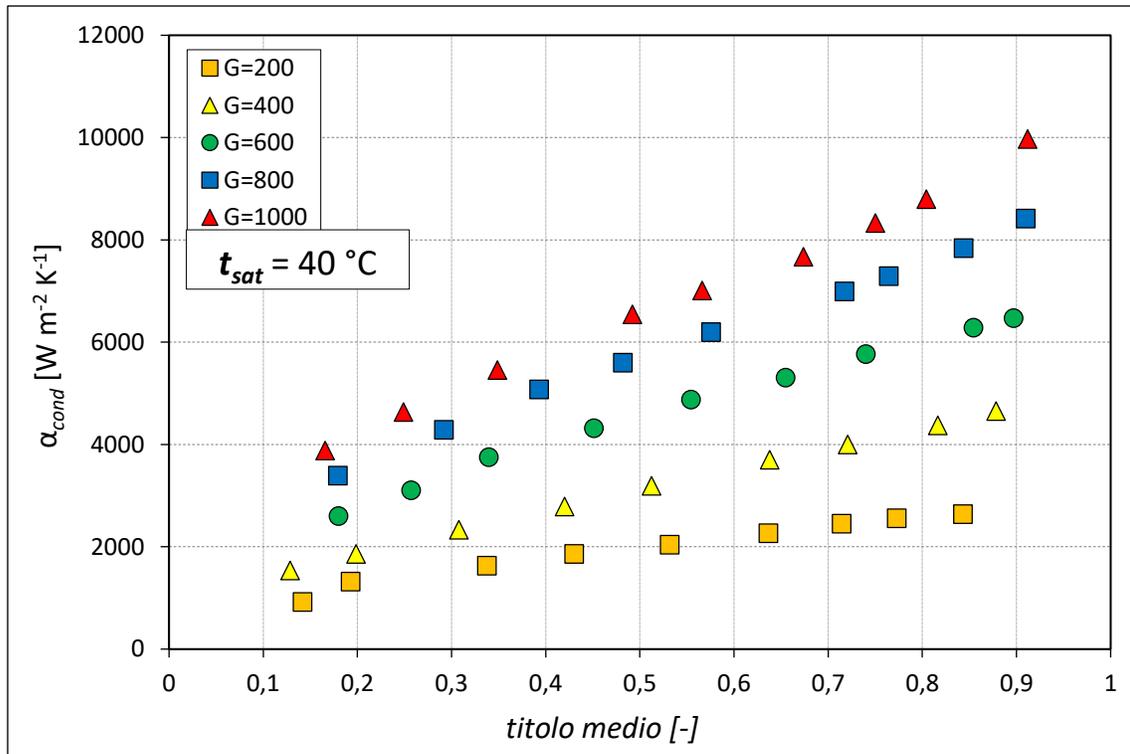


Figura 6.10 - Andamento sperimentale dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, durante la condensazione di R513A in tubo liscio ad una temperatura di saturazione di $40\text{ }^{\circ}C$

In figura 6.10 è riportato l'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, per le varie portate analizzate. L'andamento sperimentale del coefficiente di scambio termico è del tutto analogo a quello del caso precedente, per la temperatura di saturazione di $30\text{ }^{\circ}C$. Si osserva che, per un dato titolo, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata; inoltre, data una certa portata specifica, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo.

6.2.3 Confronto tra le temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C

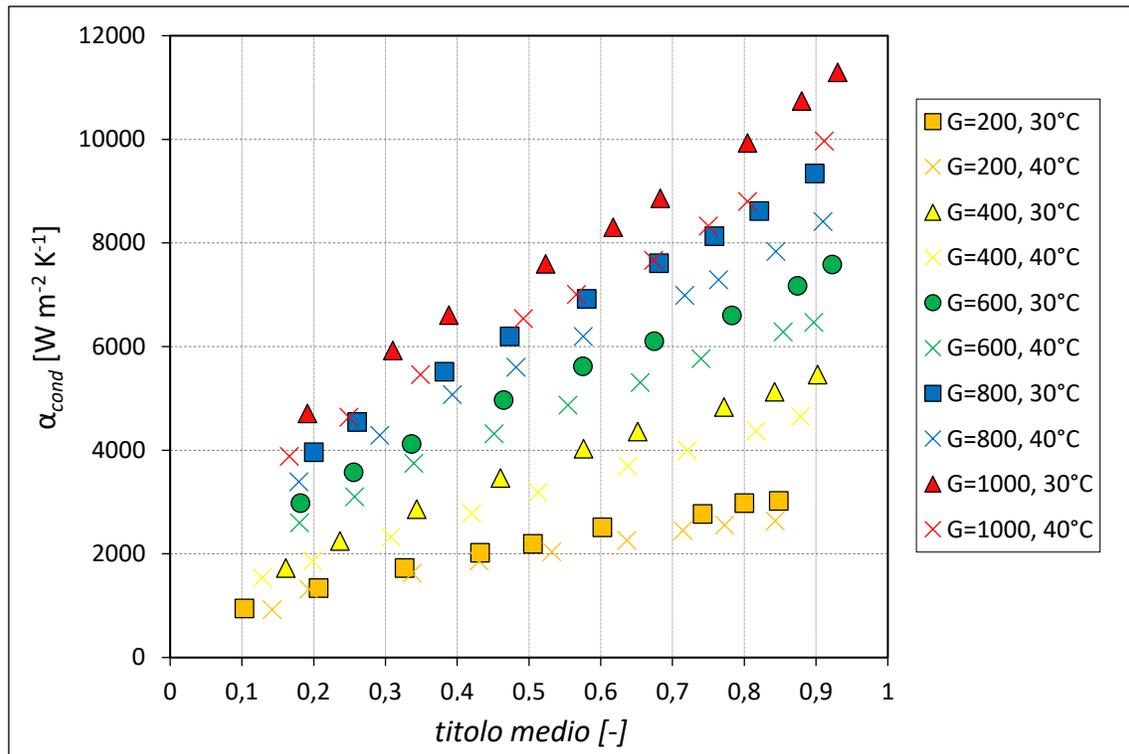


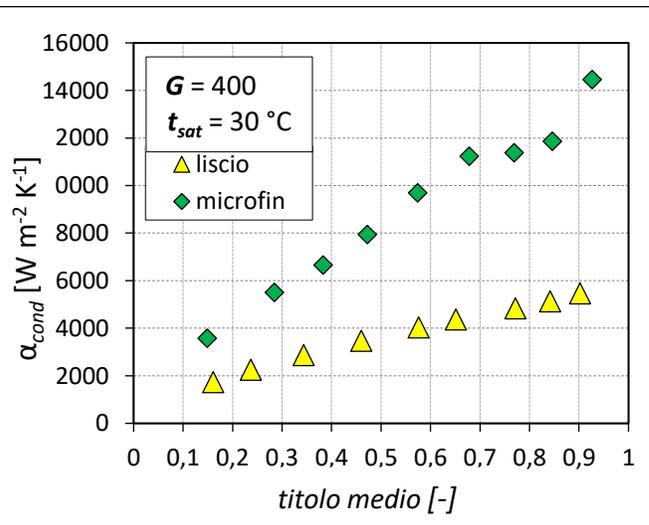
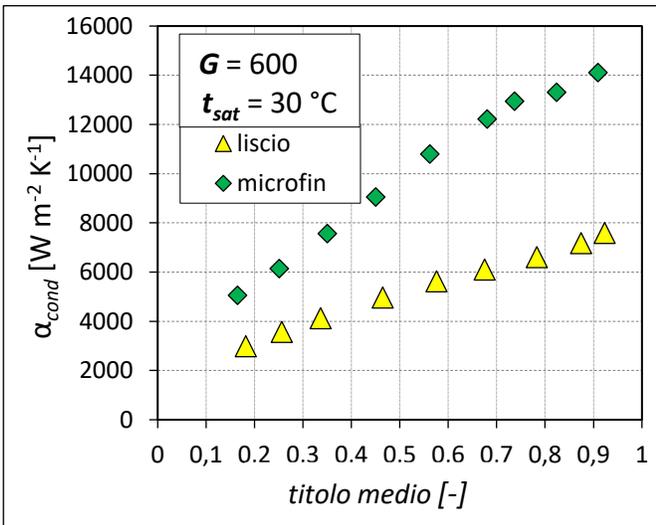
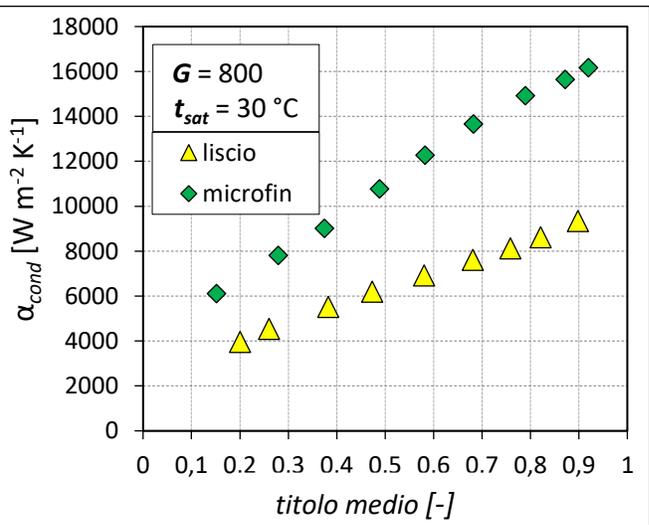
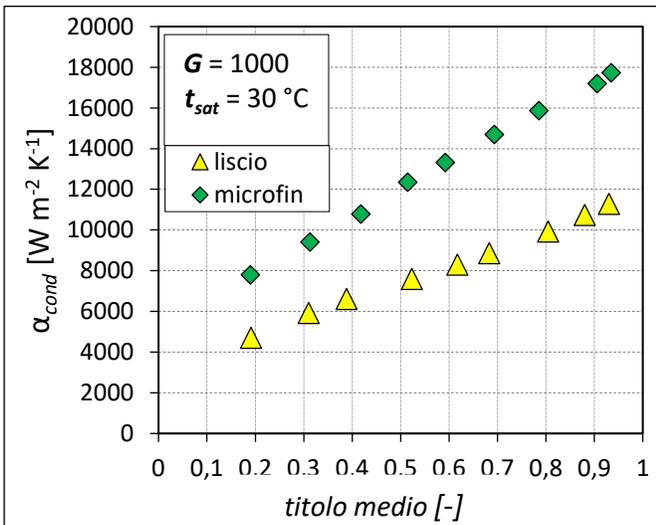
Figura 6.11 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e 40 °C durante le prove in condensazione di R513A.

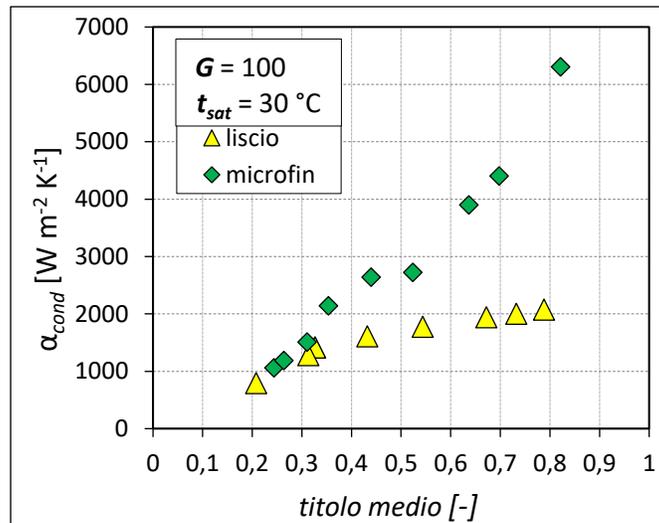
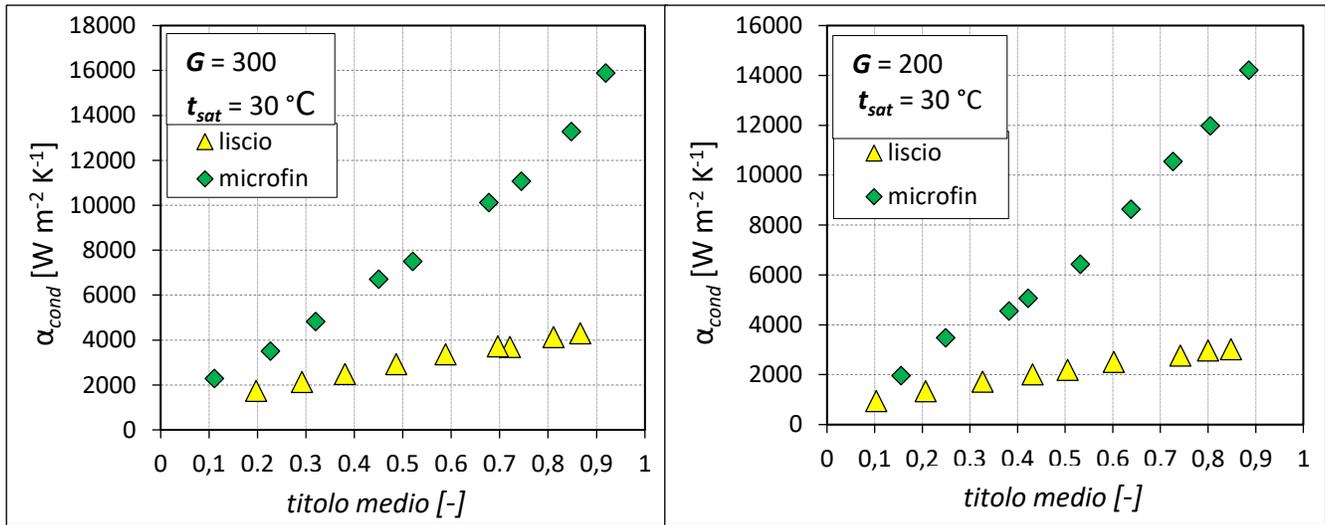
La figura 6.11 mostra il confronto tra i coefficienti di scambio termico, in funzione del titolo medio, a temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C. Dalla figura 6.11 si osserva che, in linea di principio, per una fissata portata specifica, ad una temperatura di saturazione minore corrisponde un coefficiente di scambio termico maggiore. La spiegazione fenomeno si può dedurre dalla tabella 5.1 (riportata in precedenza), che illustra le proprietà termodinamiche e termofisiche dell'R513A, in corrispondenza delle due diverse temperature di saturazione investigate. Come si vede dalla tabella 5.1, la densità del vapore dell'R513A alla temperatura di saturazione di 30 °C è circa il 25% più bassa rispetto alla densità del vapore alla temperatura di saturazione di 40 °C. Questo significa che, per una fissata portata specifica, la velocità della fase vapore è maggiore alla temperatura di saturazione di 30 °C. Alte velocità del vapore implicano una maggiore componente di scambio convettiva, e questo si riflette in un incremento del coefficiente di scambio termico.

6.3 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin

Di seguito sono riportati i grafici che mostrano l'andamento dei coefficienti di scambio termico, per le varie portate analizzate e per le due diverse temperature di saturazione, per il tubo microfin e per il tubo liscio. Il rapporto di incremento d'area R_x del tubo microfin rispetto al tubo liscio viene calcolato con l'equazione (7.3) ed è pari a 1.69.

6.3.1 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin alla temperatura di saturazione di 30 °C





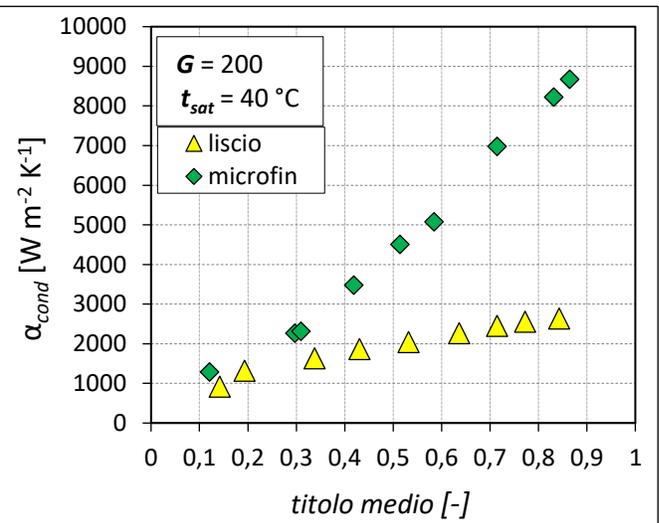
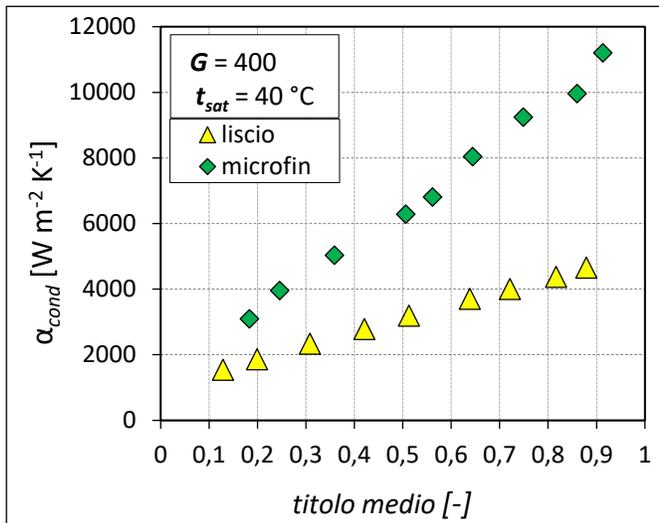
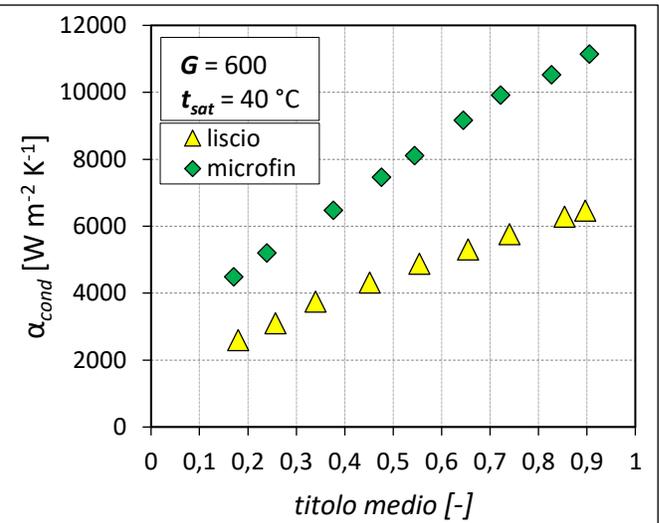
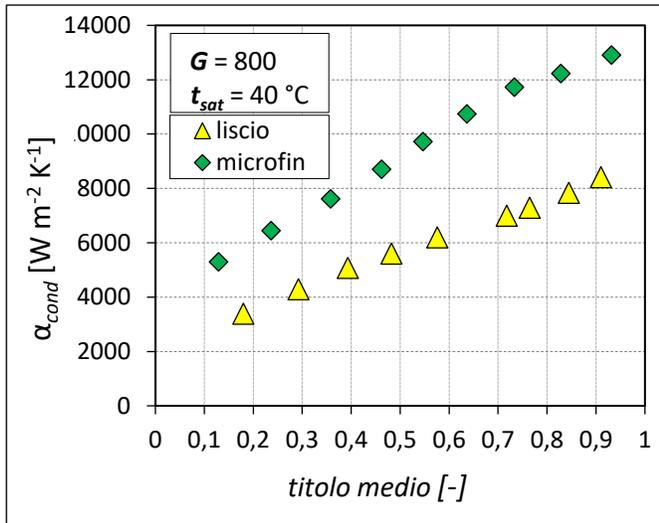
Nelle figure precedenti è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, per il tubo microfin e per il tubo liscio, alle diverse portate analizzate, in corrispondenza di una temperatura di saturazione di 30°C . Dal confronto si vede chiaramente che, in linea generale, il tubo microfin (in verde in figura) garantisce un notevole incremento dello scambio termico rispetto al tubo liscio (in giallo in figura). L'aumento del coefficiente di scambio termico, come discusso nel capitolo 1, è dovuto in parte al semplice aumento della superficie di scambio, ma anche all'effetto della particolare

geometria delle alette che è responsabile della turbolenza nel film di liquido. L'aspetto più interessante che emerge dal confronto riguarda il fatto che, il coefficiente di scambio termico è più sensibile alle variazioni di titolo in corrispondenza delle basse portate specifiche. Consideriamo a titolo di esempio la portata specifica $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, come significativa di quello che accade alle basse portate specifiche, e la portata specifica $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, come significativa di quello che accade ad alte portate specifiche. Ragionando alle basse portate specifiche per il tubo microfin, ad una portata specifica $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ passando da un titolo di 0.15 a un titolo di 0.89 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di circa $1960 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di circa $14200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico del 625%. Per il tubo liscio invece per una portata specifica $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ passando da un titolo di 0.20 a un titolo di 0.85 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di circa $1300 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di circa $3000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico del 106%. Quindi, in termini medi, per il tubo liscio si ha un coefficiente di scambio termico medio di $2150 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, mentre per il tubo microfin il coefficiente di scambio termico medio è di $8000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Usando un tubo microfin si ha dunque un incremento medio dello scambio termico di circa il 272%.

Ragionando alle alte portate specifiche, per il tubo microfin, ad una portata specifica $G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, passando da un titolo di 0.15 a un titolo di 0.92 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di circa $6100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di circa $16170 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico del 165%. Per il tubo liscio, invece, per una portata specifica $G = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, passando da un titolo di 0.20 a un titolo di 0.9 il coefficiente di scambio termico passa da un valore di circa $3960 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ fino a un valore di circa $9300 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$: quindi si ha un aumento del coefficiente di scambio termico del 135%. Quindi, in termini medi, per il tubo liscio si ha un coefficiente di scambio termico medio di $6630 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, mentre per il tubo microfin il coefficiente di scambio termico medio è di $11130 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Usando un tubo microfin si ha dunque un incremento medio dello scambio termico di circa il 68%.

È dunque evidente, sulla base delle considerazioni fatte, che i migliori benefici dell'utilizzo del tubo microfin si hanno alle basse portate specifiche, dove si ha un maggiore incremento percentuale del coefficiente di scambio termico.

6.3.2 Confronto tra tubo liscio e tubo microfin alla temperatura di saturazione di 40 °C



Nelle figure precedenti è mostrato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo, per il tubo microfin e per il tubo liscio, alle diverse portate analizzate, in corrispondenza di una temperatura di saturazione di 40 °C. Esattamente come nel caso precedente (alla temperatura di saturazione di 30 °C), il tubo microfin (in verde in figura) promuove un notevole incremento dello scambio termico rispetto al tubo liscio (in giallo in figura). È confermato il fatto che le portate specifiche più basse presentano un aumento percentuale maggiore del coefficiente di scambio termico. Quindi, in analogia al caso precedente, possiamo dire che i migliori benefici dell'utilizzo del tubo microfin si hanno alle basse portate specifiche. Questo può essere facilmente compreso per via grafica, se guardiamo la pendenza delle varie curve. Per alte portate specifiche ($G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G=600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si può vedere, visivamente, che le pendenze delle curve del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo sono più o meno le stesse per il tubo microfin e per il tubo liscio. Viceversa, alle alte portate specifiche ($G = 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si può osservare, graficamente, che la pendenza della curva del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo è maggiore per il tubo microfin rispetto al tubo liscio (infatti, se si osserva la pendenza della curva del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo per il tubo liscio alla portata di $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si vede che è praticamente quasi piatta).

Quindi riassumendo, a conclusione di questo confronto, possiamo dire che, in generale, il tubo microfin permette un notevole incremento dello scambio termico rispetto al tubo liscio, in tutte le condizioni di temperatura di saturazione e di portata che sono state analizzate. È altresì vero che i migliori benefici, in termini di incremento del coefficiente di scambio termico, da parte del tubo microfin si hanno alle basse portate specifiche, le quali presentano un maggiore incremento percentuale del coefficiente di scambio termico. Il motivo per cui questo accade è legato al fatto che il tubo microfin, grazie alla geometria delle alette, promuove sia la turbolenza del film di liquido, sia il regime anulare. Il fatto che le basse portate presentano un maggiore incremento percentuale del coefficiente di scambio termico è stato trovato anche da Wu et al. [52]. Essi hanno osservato che l'aumento dello scambio termico è dovuto al fatto che le alette del tubo microfin promuovono sia la turbolenza del film di liquido, sia il regime anulare. È chiaro che questo effetto è maggiore alle basse portate specifiche dal momento che, come emerge dalle mappe di deflusso viste in precedenza, i punti sperimentali si trovano nella regione di deflusso stratificato, in cui gli effetti della gravità sono prevalenti. La geometria delle alette favorisce

il moto anulare in cui si ha un meccanismo di scambio termico dominato dalle velocità del vapore, quindi si ha un significativo incremento del coefficiente di scambio termico. Inoltre, come hanno suggerito Cavallini et al. [20], c'è un numero ottimale di alette che massimizza il coefficiente di scambio termico. Il numero ottimale di alette si può calcolare con l'equazione di Yasuda et al. [53]:

$$n_{opt} = 4064.4 D_{ft} + 23.257 \quad (6.10)$$

Nel caso presentato in questa tesi il tubo dovrebbe avere 36 alette invece che 40.

Alle alte portate specifiche, con un numero di alette maggiore rispetto al valore ottimale, le scanalature sono allagate dal liquido, quindi si crea un film conduttivo di liquido che penalizza il coefficiente di scambio termico: ecco perché l'incremento del coefficiente di scambio termico è minore alle alte portate specifiche.

Per una maggiore chiarezza, nelle figure 6.12 e 6.13 seguenti, è riportato l'andamento dell'*enhancement factor* (EF) in funzione della portata specifica e in funzione del titolo. L'*enhancement factor* (EF) è definito come il rapporto tra il coefficiente di scambio del tubo microfin e quello di un tubo liscio nelle stesse condizioni operative.

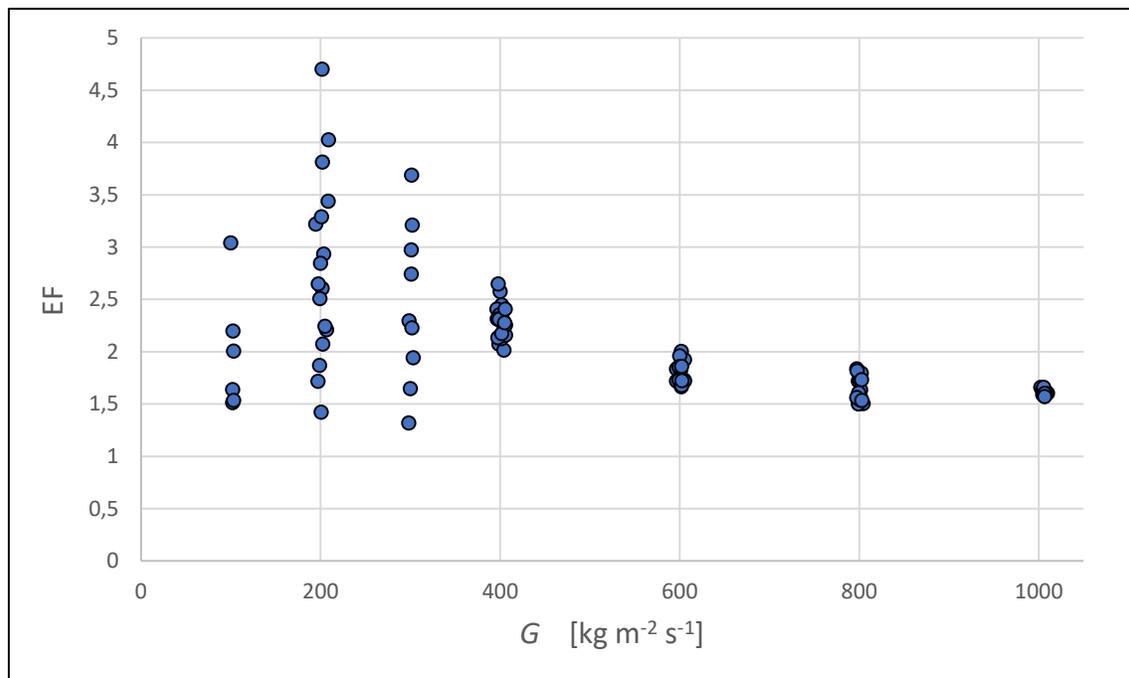


Figura 6.12 – “Enhancement factor” (EF) in funzione della portata specifica

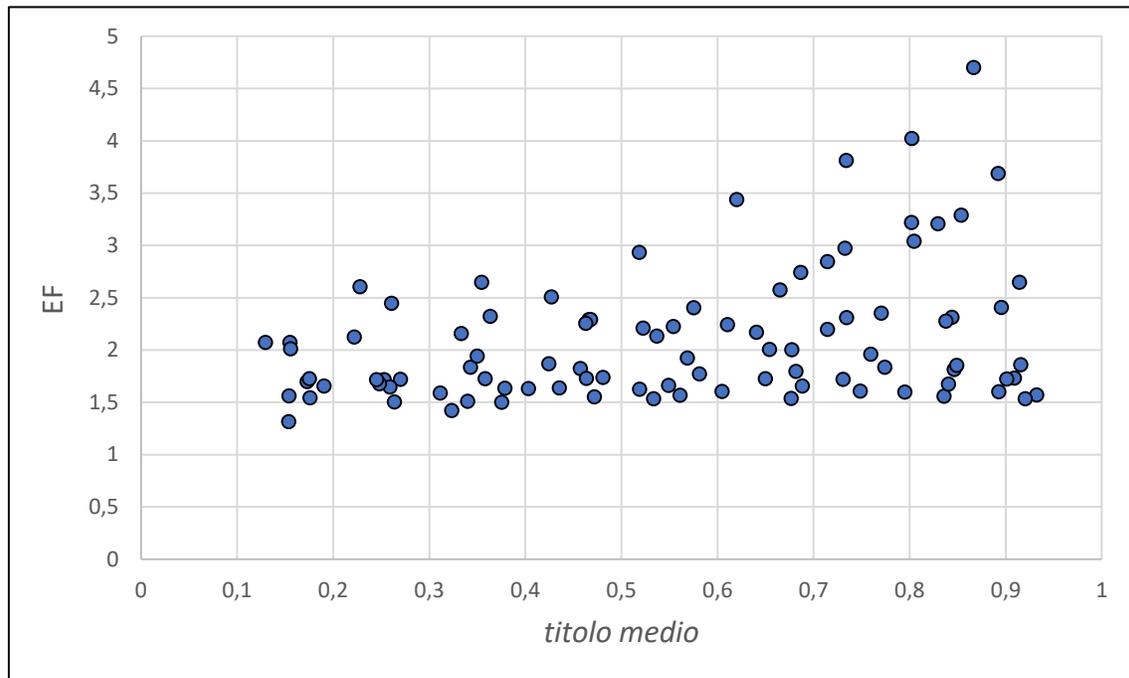


Figura 6.13 – “Enhancement factor” (EF) in funzione del titolo medio

Osservando le figure 6.12 e 6.13 si può concludere che il tubo microfin promuove un coefficiente di scambio termico maggiore rispetto al tubo liscio, un po' in tutte le condizioni di portata specifica e di titolo. Inoltre, come detto in precedenza e come emerge dalla figura 6.12, l'enhancement factor (EF) è molto più elevato alle basse portate specifiche ($G=100, 200, 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), e si riduce progressivamente all'aumentare della portata specifica. Dalla figura 6.13 si può dedurre che l'enhancement factor (EF) aumenta all'aumentare del titolo. Il valore medio dell'enhancement factor (EF) è pari a 2.01. Alle alte portate specifiche ($G > 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si osserva che l'enhancement factor (EF) è pari a 1.69 che è il fattore di incremento dell'area (Rx) del tubo microfin rispetto al tubo liscio. Al contrario alle basse portate specifiche ($G \leq 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) l'enhancement factor (EF) è maggiore del fattore di incremento dell'area (1.69), perché l'aumento dello scambio termico non è dovuto solo all'incremento della superficie di scambio, ma è dovuto anche al fatto che le alette del tubo microfin promuovono sia la turbolenza del film di liquido sia il regime anulare.

Capitolo 7

Confronto con le correlazioni presenti in letteratura

7.1 Tubo microfin

7.1.1 Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione

7.1.1.1 Modello di Cavallini et al. [54]

Il modello è stato sviluppato per il calcolo del coefficiente di scambio termico all'interno di tubi microaletti, sia per fluidi puri sia per miscele. Gli autori hanno validato il modello proposto confrontando i risultati ottenuti con circa 300 punti sperimentali, e hanno trovato una deviazione media assoluta del 15%. Sono stati utilizzati per le prove sperimentali tubi microfin con diametro all'apice dell'aletta compreso tra 6.14 mm e 15.87 mm, e si sono investigate portate specifiche nel range tra 100 e 800 kg m⁻² s⁻¹, ad una temperatura di saturazione costante pari a 23.8 °C. Il modello proposto è applicabile nel seguente range operativo: $Re_{eq} > 15000$, $3 \leq Pr_L \leq 6.5$, $Bo > 3 < Fr < 30$ e per angoli d'elica del tubo microfin $7 < \beta < 30$ °. Gli autori, partendo dall'equazione di Cavallini e Zecchin [55] valida per tubo liscio, hanno proposto per il tubo microaletto la seguente correlazione:

$$Nu = \frac{\alpha D_{ft}}{\lambda_L} = 0.05 Re_{eq}^{0.8} Pr_L^{1/3} Rx^s (Bo Fr)^t \quad (7.1)$$

dove gli esponenti s e t che compaiono nell'equazione precedente derivano da un'interpolazione dei dati, e per le condizioni operative del presente lavoro di tesi in cui il rapporto $(h/D_{ft}) < 0.04$ gli esponenti s e t valgono rispettivamente 2 e -0.26.

$$Re_{eq} = \frac{G D_{ft} \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/2} \right]}{\mu_L} \quad Pr_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (7.2)$$

$$Rx = \left\{ \frac{2 h n_g \left[1 - \sin \left(\frac{\gamma}{2} \right) \right]}{\pi D \cos \left(\frac{\gamma}{2} \right)} + 1 \right\} \frac{1}{\cos \beta} \quad (7.3)$$

Il parametro Rx , definito dall'equazione (7.3) precedente, viene introdotto per tenere conto dell'effetto della geometria delle alette del tubo microfin, sull'incremento del coefficiente di scambio termico.

$$Bo = \frac{g \rho_L h \pi D_{ft}}{8 \sigma n_g} \quad ; \quad Fr = \frac{u_{GO}^2}{g D_{ft}} \quad (7.4)$$

$$u_{GO} = \frac{G}{\rho_G \varepsilon} \quad (7.5)$$

Il prodotto del numero di Bond (Bo) e del numero di Froude (Fr) tiene conto degli effetti della tensione superficiale, e dello sforzo tangenziale di attrito.

Le figure seguenti riportano il confronto tra i valori sperimentali e i valori stimati con la correlazione dell'equazione (7.1).

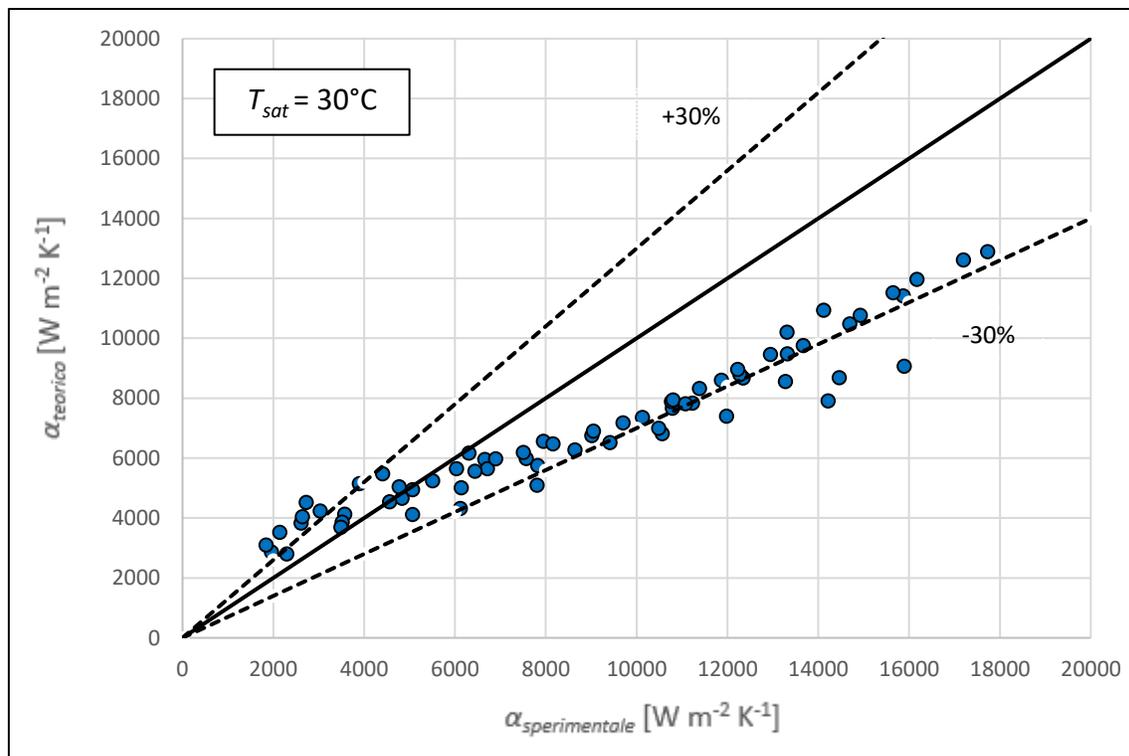


Figura 7.1 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [54] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 30^{\circ}C$

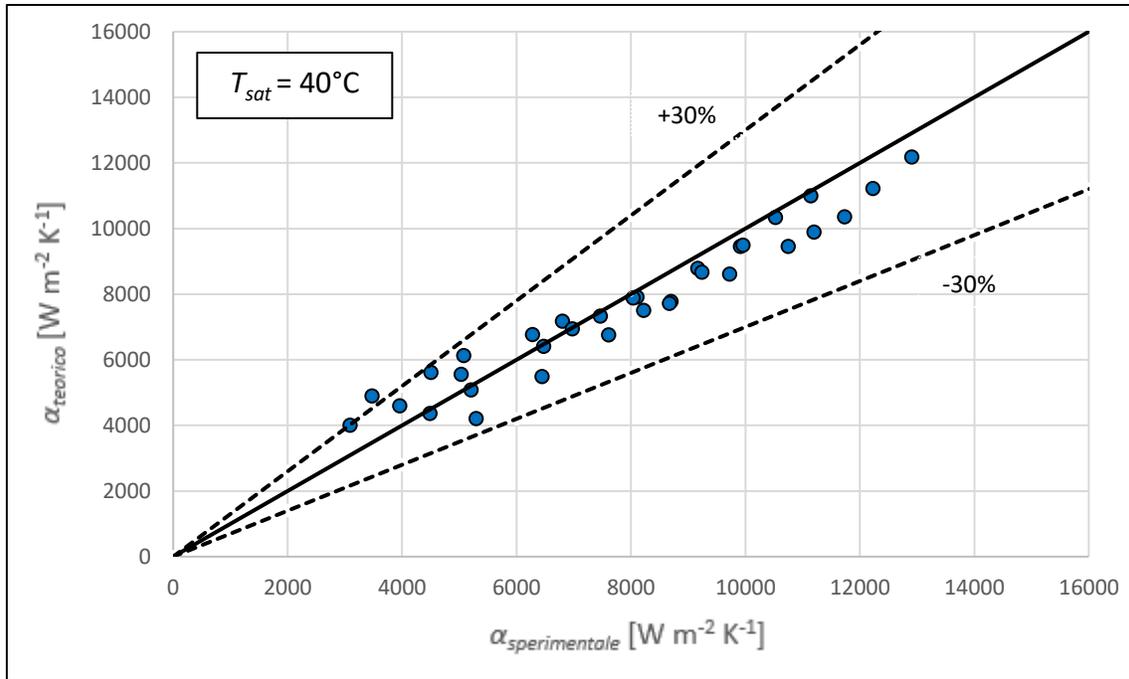


Figura 7.2 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [54] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

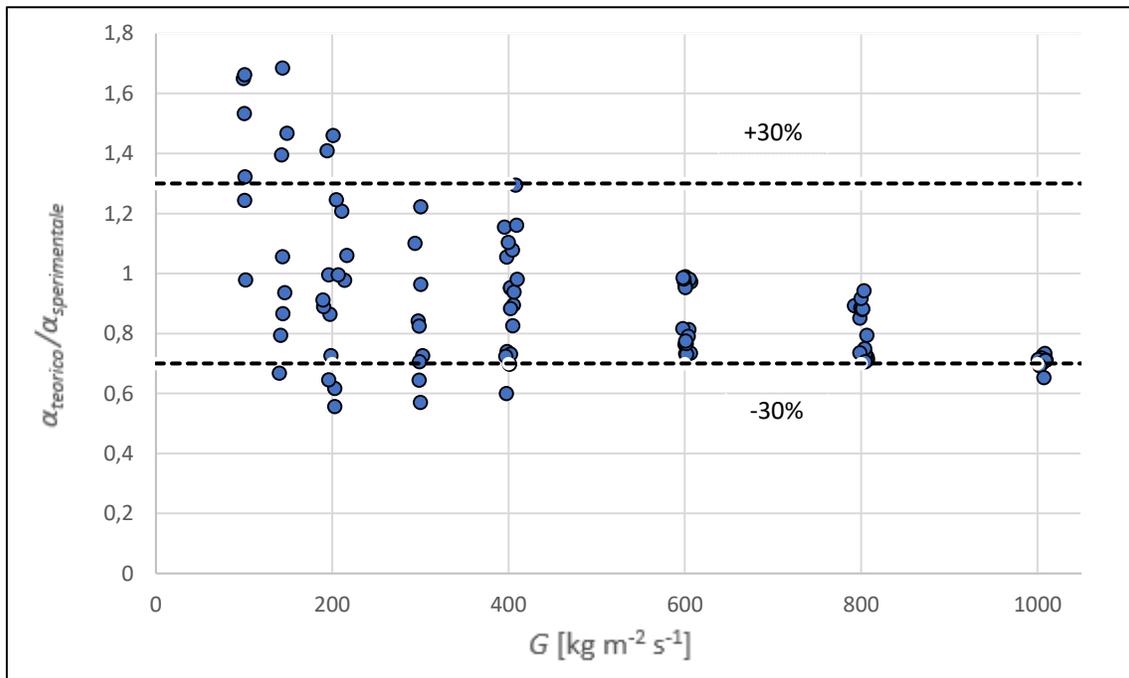


Figura 7.3 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [54] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

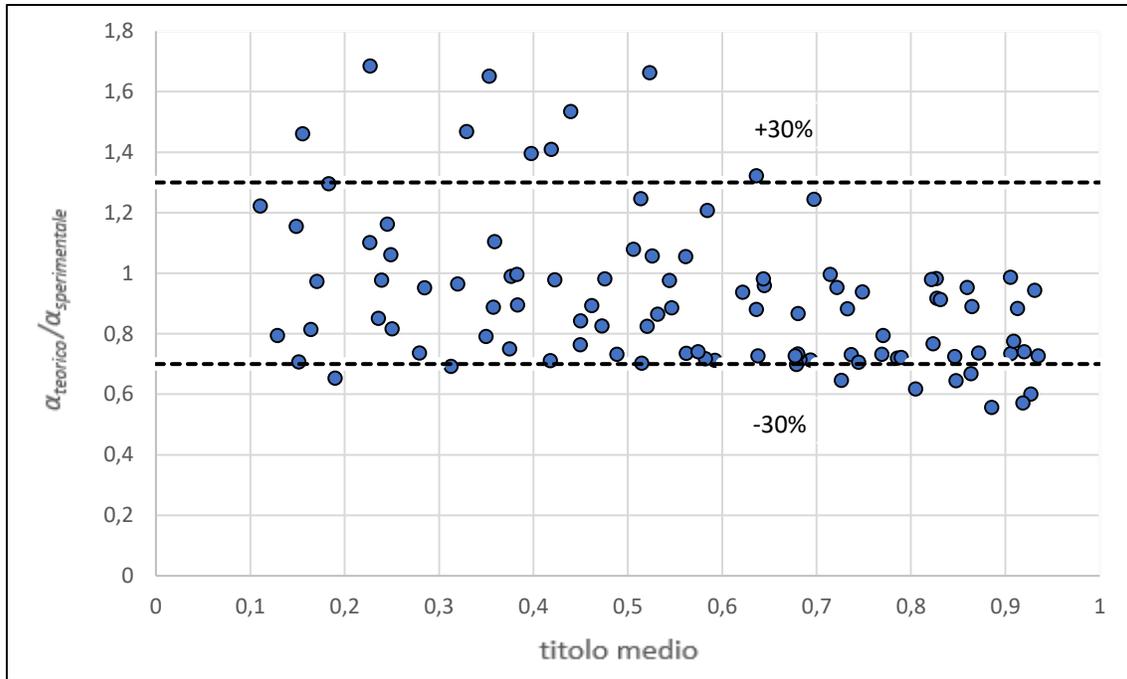


Figura 7.4– Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [54] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A

Il modello è stato applicato a tutti i punti sperimentali, anche se per portate specifiche $G \leq 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si ha che $Re_{eq} < 15000$, quindi si è fuori dal range di applicabilità del modello. Infatti, dalla figura 7.3 si nota che i migliori risultati, in termini di scostamento medio rispetto ai valori previsti dal modello, si ottengono per portate specifiche $G \geq 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre a basse portate si nota che i punti sperimentali cadono al di fuori del range di applicabilità, perciò sono affetti da deviazioni maggiori.

Per quanto riguarda l'effetto del titolo, dalla figura 7.4 si nota che il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico a bassi titoli, mentre tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico ad alti titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C , ha una deviazione relativa del -11.85% , una deviazione assoluta pari a 26.6% , la deviazione standard è del 27.9% .

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C , ha una deviazione relativa del -0.53% , una deviazione assoluta pari a 9.9% , la deviazione standard è del 13.58% .

7.1.1.2 Modello di Cavallini et al. [2]

Il modello si applica per la condensazione di fluidi puri e miscele quasi azeotropiche, in tubi microfin orizzontali. Il modello è applicabile per tubi microalettati nei quali il rapporto $(h/D_{ft}) < 0.04$, con angoli d'elica $7^\circ < \beta < 30^\circ$, angoli all'apice dell'aletta $25^\circ < \gamma < 90^\circ$. Le portate specifiche sono state fatte variare nel range tra 90 e 900 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$. Il coefficiente di scambio termico viene calcolato in riferimento a un tubo liscio, di diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin. Esso viene calcolato come somma di due contributi: un primo termine per la zona ΔT -indipendente (α_A), e un secondo termine per la zona ΔT -dipendente (α_D), e si può dunque scrivere che:

$$\alpha = [\alpha_A^3 + \alpha_D^3]^{0.333} \quad (7.6)$$

dove α_{AS} è il coefficiente di scambio termico convettivo, che viene così calcolato:

$$\alpha_A = \alpha_{AS} A C \quad (7.7)$$

$$\alpha_{AS} = \alpha_{LO} \left[1 + 1.128x^{0.817} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} Pr_L^{-0.1} \right] \quad (7.8)$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} Re_{LO}^{0.8} Pr_L^{0.4} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \left(\frac{G D_{ft}}{\mu_L} \right)^{0.8} Pr_L^{0.4} \quad (7.9)$$

A è un parametro geometrico che tiene conto delle caratteristiche geometriche:

$$A = 1 + 1.119 Fr^{-0.3821} (Rx - 1)^{0.3586} \quad (7.10)$$

$$Fr = \frac{G^2}{g D_{ft} (\rho_L - \rho_G)^2} \quad (7.11)$$

in cui Rx è dato dall'equazione (7.3). La costante C che compare nell'equazione (7.7) è definita nel modo seguente:

$$C = 1 \quad se \left(\frac{n_{opt}}{n_g} \right) \geq 0.8 \quad C = \left(\frac{n_{opt}}{n_g} \right)^{1.904} \quad se \left(\frac{n_{opt}}{n_g} \right) < 0.8 \quad (7.12)$$

Dove n_{opt} è il numero ottimale di alette che viene calcolato con l'equazione seguente:

$$n_{opt} = 4064.4 D + 23.257 \quad \text{con } D[m] \quad (7.13)$$

Il secondo contributo α_D per la zona ΔT -dipendente, viene determinato come segue:

$$\alpha_D = C [2.4x^{0.1206}(Rx - 1)^{1.466}C_1^{0.6875} + 1]\alpha_{D,S} + C(1 - x^{0.087})Rx \alpha_{LO} \quad (7.14)$$

$$\alpha_{D,S} = \frac{0.725}{1 + 0.741 \left[\frac{1-x}{x} \right]^{0.3321}} \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) g h_{LG} \lambda_L^3}{\mu_L D \Delta T} \right]^{0.25} \quad (7.15)$$

dove la costante C_1 si può calcolare in questo modo:

$$C_1 = 1 \quad J_G \geq J_G^* \quad C_1 = \frac{J_G}{J_G^*} \quad J_G < J_G^* \quad (7.16)$$

Dove J_G^* è dato dall'equazione (1.11) mentre J_G è dato dall'equazione (1.13).

Confrontando il modello con i dati sperimentali si ottiene quanto mostrato dalle figure seguenti.

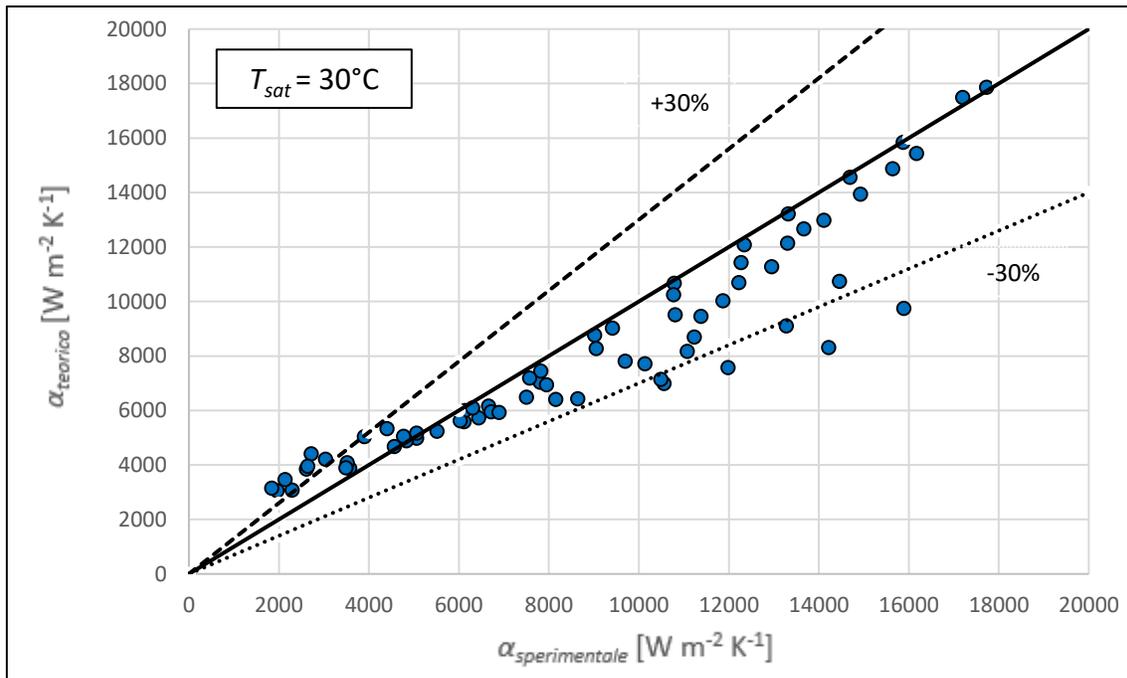


Figura 7.5 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [2] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$

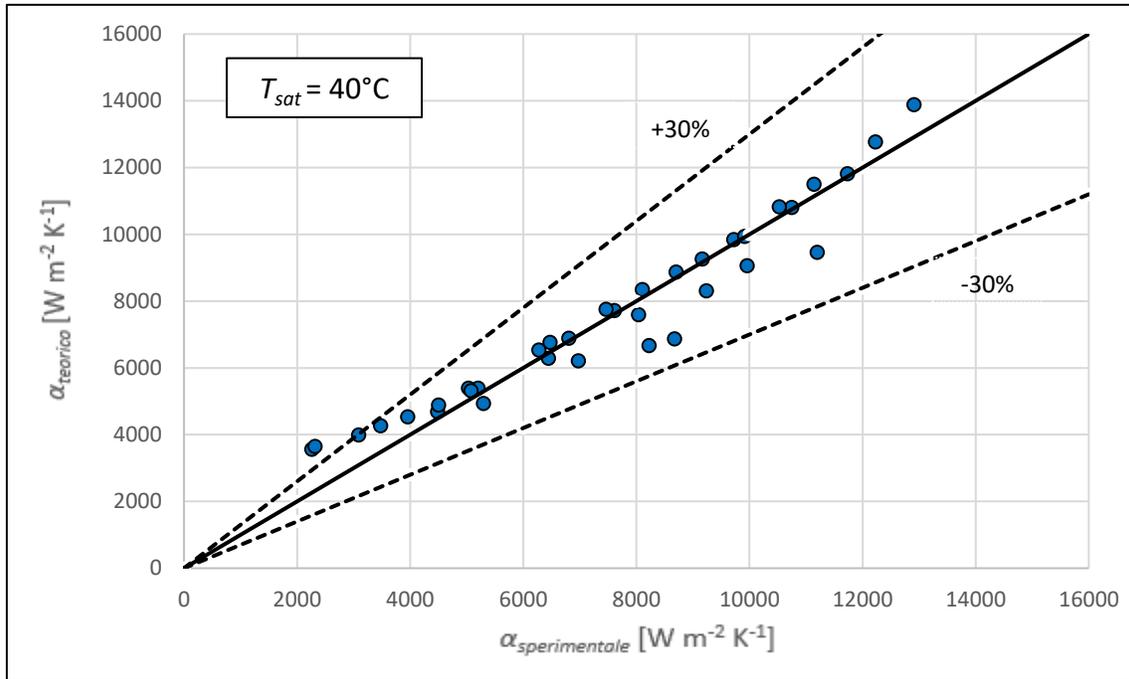


Figura 7.6 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [2] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 40^\circ C$.

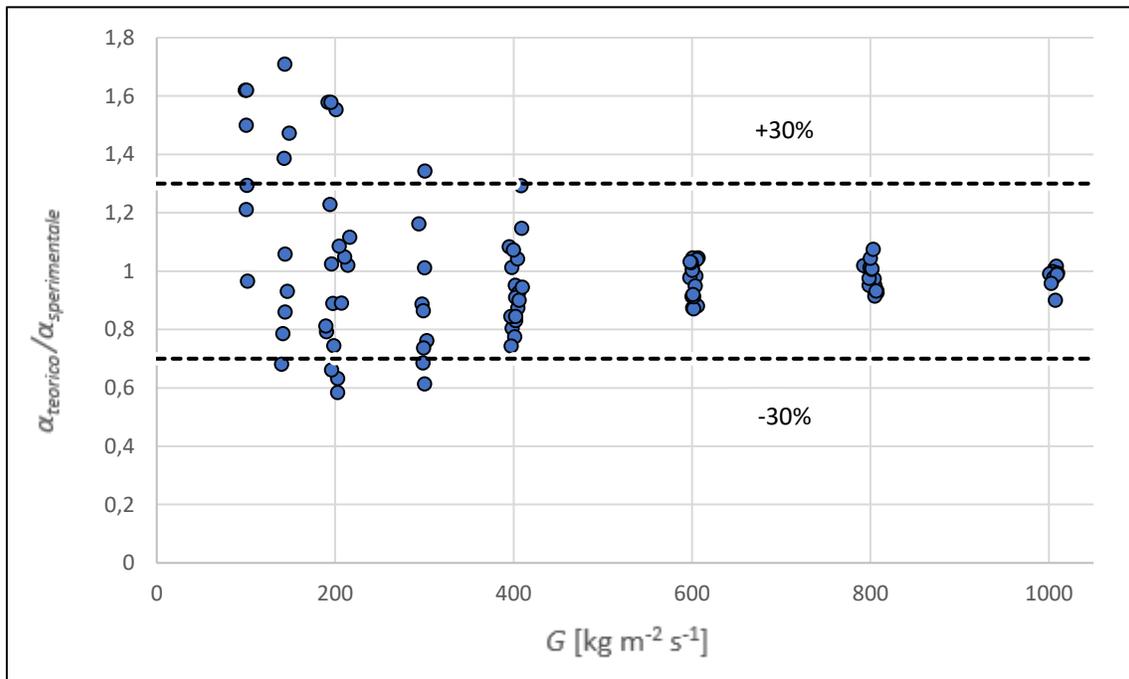


Figura 7.7 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Cavallini et al. [2] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

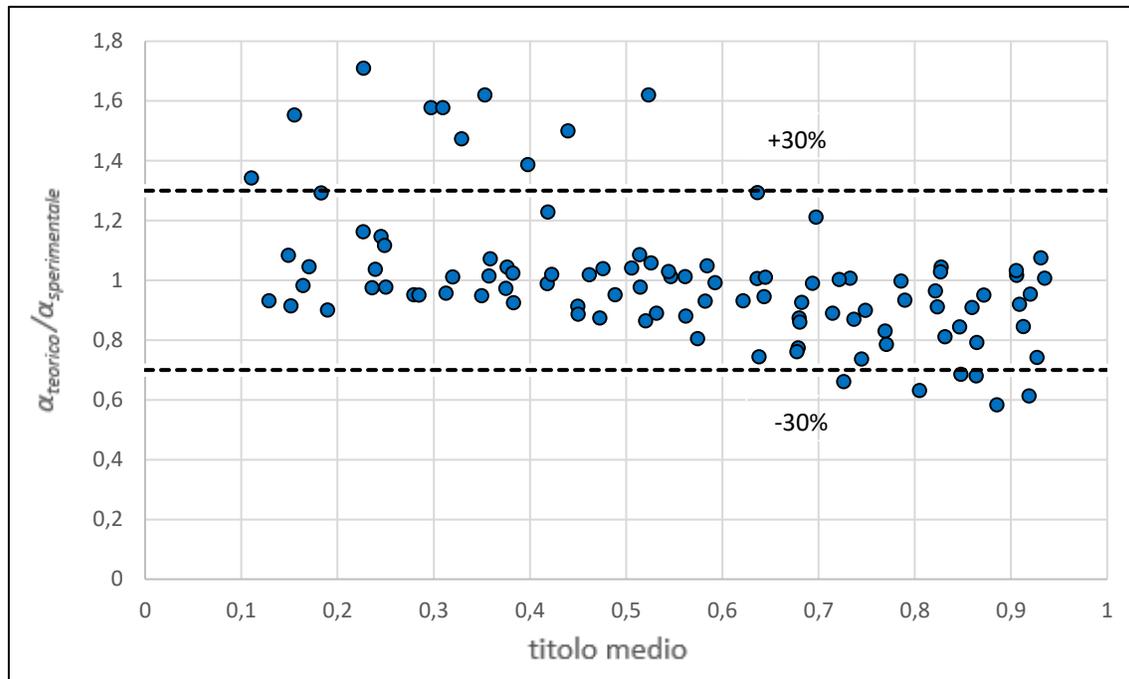


Figura 7.8– Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l’equazione di Cavallini et al. [2] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A

Quello che si osserva è che il modello considerato offre buoni risultati soprattutto per portate specifiche elevate. Infatti, dalla figura 7.7 si vede che, per portate specifiche $G \geq 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il rapporto tra il valore calcolato e il valore sperimentale è perfettamente all’interno del range $\pm 30\%$; al contrario al diminuire della portata specifica aumenta la differenza tra il valore calcolato col modello e il valore sperimentale. Per quanto riguarda l’effetto del titolo, dalla figura 7.8 si può osservare come il modello tenda a sovrastimare il coefficiente di scambio ai bassi titoli (si può vedere graficamente che i punti sovrastimati per più del 30% sono relativi a bassi titoli); viceversa il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico agli alti titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del -1.71% , una deviazione assoluta pari a 17.05% , la deviazione standard è del 17.1% .

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del 4.41% , una deviazione assoluta pari a 10.1% , la deviazione standard è del 13.8% .

7.1.1.3 Modello di Diani et al. [56]

Questo modello è stato proposto per la vaporizzazione di R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin con diametro all'apice dell'aletta pari a 3.4 mm. Le prove sperimentali sono state eseguite per il refrigerante R1234ze(E), per una temperatura di saturazione di 30 °C, con portate di massa specifiche variabili da 190 fino a 940 kg m⁻² s⁻¹, e con titoli compresi tra 0.2 e 0.99. Gli autori hanno trovato che il coefficiente di scambio termico in vaporizzazione è la somma di due contributi: un contributo dovuto alla vaporizzazione convettiva e un secondo termine che tiene conto dell'ebollizione nucleata. Durante il processo di condensazione è abbastanza intuitivo pensare che si possa applicare la sola componente convettiva, trascurando di fatto il contributo dell'ebollizione nucleata. Le equazioni proposte sono le seguenti:

$$\alpha_{\text{evap}} = \alpha_{\text{NB}} + \alpha_{\text{CV}} \quad (7.17)$$

dove il contributo per la sola componente convettiva è:

$$\alpha_{\text{cond}} = \alpha_{\text{CV}} = 1.465 \alpha_{LO} \left[1 + 1.128 x^{0.8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} \text{Pr}_L^{-0.1} \right] \text{Rx}^{2.14} (\text{Bo Fr})^{-0.15} \left(\frac{G_0}{G} \right)^{0.36} \quad (7.18)$$

dove $G_0 = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mentre α_{LO} si può calcolare come segue:

$$\alpha_{LO} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \text{Re}_{LO}^{0.8} \text{Pr}_L^{0.333} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \left(\frac{G D_{ft}}{\mu_L} \right)^{0.8} \text{Pr}_L^{0.333} \quad (7.19)$$

in cui Pr_L si calcola con l'equazione (7.2), Rx si calcola con l'equazione (7.3), il numero di Bond si calcola con l'equazione (7.4), mentre il numero di Froude (Fr) si calcola come segue:

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho_G^2 g D_{ft}} \quad (7.20)$$

Nelle figure seguenti sono riportati i risultati dell'applicazione del modello usando solo la componente convettiva.

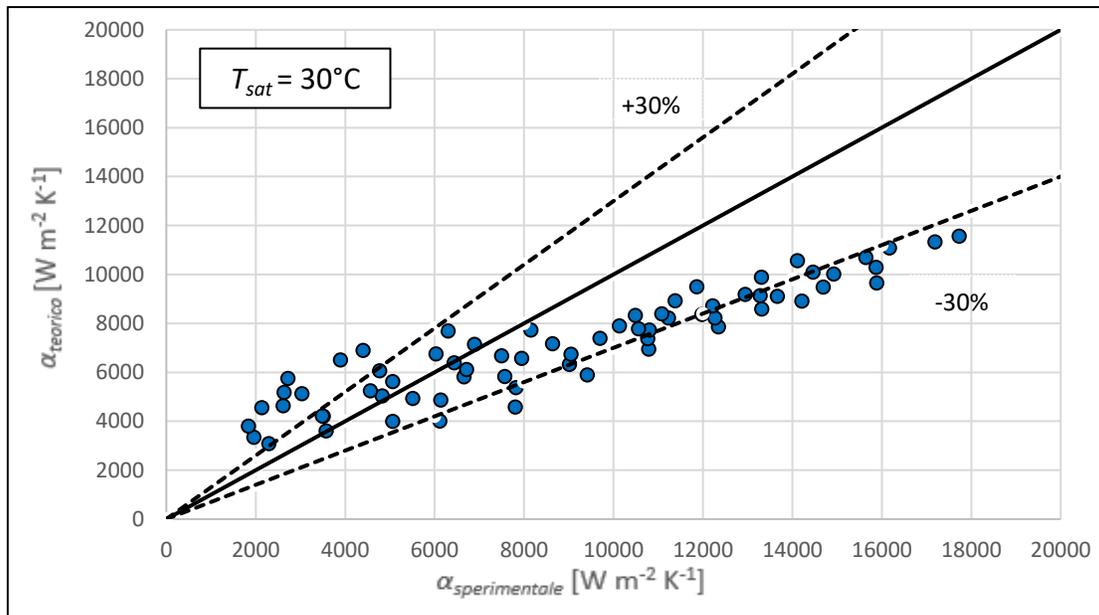


Figura 7.9 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Diani et al. [56] per la condensazione di R513A a $t_{\text{sat}} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$

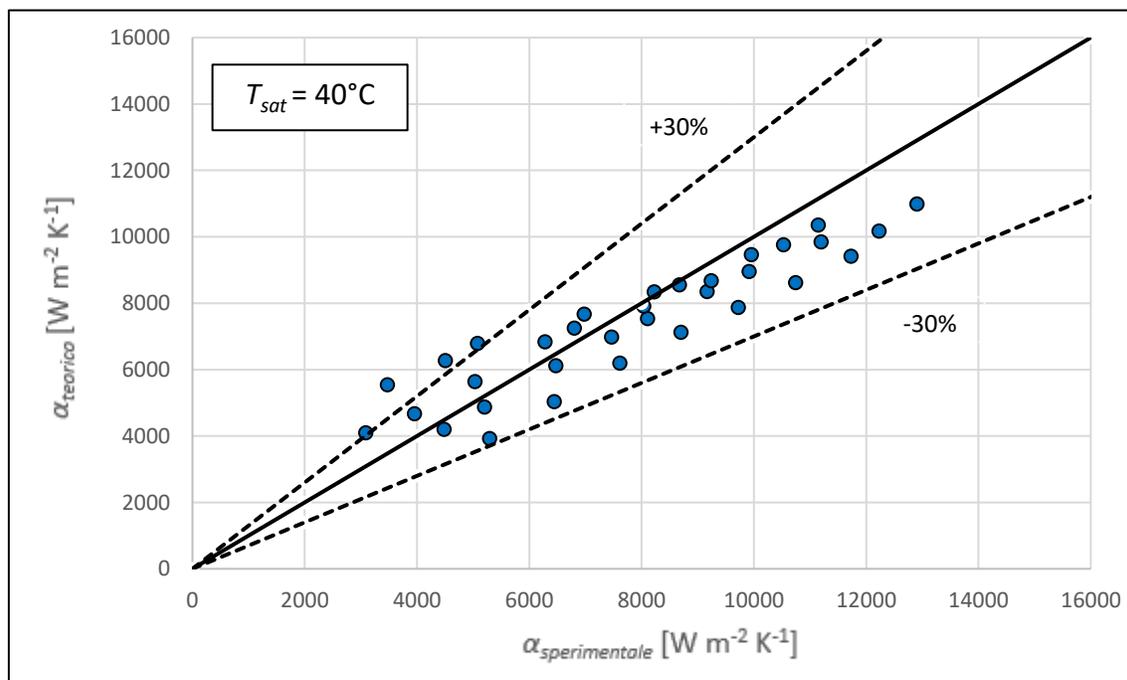


Figura 7.10 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Diani et al. [56] per la condensazione di R513A a $t_{\text{sat}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$

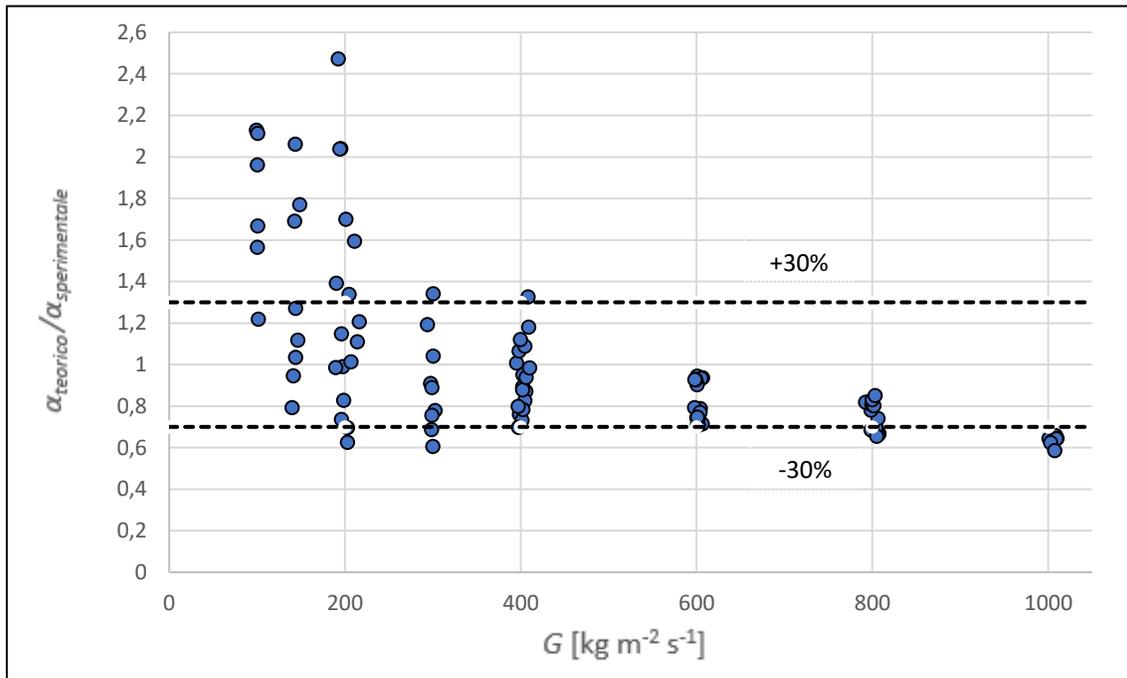


Figura 7.11 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Diani et al. [56] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

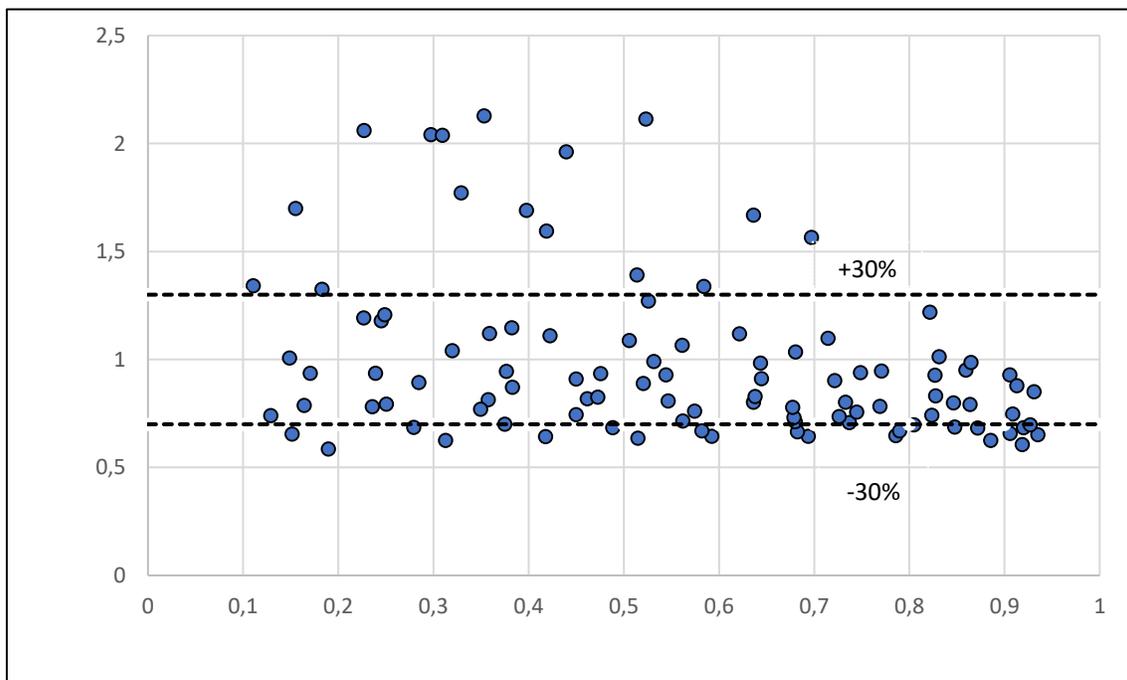


Figura 7.12 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Diani et al. [56] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalla figura 7.11 si può dedurre che il modello offre buoni risultati per portate specifiche elevate ($G \geq 300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), mentre per basse portate specifiche il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico. In particolare, come si può vedere dalla figura 7.12, il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico a bassi titoli ($x < 0.5$); al contrario tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico ad alti titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del -5.1%, una deviazione assoluta pari a 32.6%, la deviazione standard è del 24%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del -1.3%, una deviazione assoluta pari a 14.7%, la deviazione standard è del 12.4%.

I risultati, alla temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, sono affetti da errori molto elevati, perché è stato applicato il modello anche per le basse portate ($G = 100$ e $150 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), laddove il modello è stato sviluppato per portate specifiche $G \geq 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Se si considerano solo i punti sperimentali all'interno del range di applicabilità del modello (cioè per $G \geq 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), allora si trova una deviazione relativa del -20%, una deviazione assoluta pari a 26.4%, la deviazione standard è del 11%, risultati nettamente migliori rispetto al caso precedente, in cui si era applicato il modello anche fuori dai limiti di applicabilità.

7.1.1.4 Modello di Koyama e Yonemoto [29]

Gli autori hanno sviluppato questo modello modificando l'equazione di Yu e Koyama [27], e hanno introdotto una nuova correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione, all'interno di tubi microfin orizzontali. Il modello proposto dagli autori è di tipo empirico, ed è basato sui dati sperimentali di scambio termico in condensazione di R22, R123 e R134a all'interno di undici tubi microfin di diverse dimensioni e geometria: con diametro esterno variabile da 7 a 10 mm, numero di alette compreso tra 30 e 85, angoli all'apice dell'aletta tra 27° e 58° , angoli d'elica compresi tra 7° e 30° e con altezza delle alette compresa tra 0.16 e 0.24 mm. Le portate specifiche analizzate variano da 112 fino a $500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La correlazione proposta per calcolare il numero di Nusselt è:

$$\text{Nu} = (\text{Nu}_F^2 + \text{Nu}_N^2)^{1/2} \quad (7.21)$$

dove i due termini Nu_F e Nu_N sono i contributi dovuti rispettivamente alla convezione forzata e naturale, che si possono calcolare nel modo seguente:

$$Nu_F = 2.12 \sqrt{f_G} \Phi_G \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.1} \left(\frac{x}{1-x} \right) Re_L^{0.5} Pr_L^{0.5} \quad (7.22)$$

dove f_G è il fattore di attrito che viene calcolato con l'equazione di Carnavos [57]:

$$f_G = \frac{0.046}{Re^{0.2} F^*} \quad (7.23)$$

$$F^* = \left(\frac{A_{fa}}{A_{fn}} \right)^{0.5} (seca)^{0.75} \quad (7.24)$$

$$Re_L = \frac{G(1-x)d_i}{\mu_L} \quad (7.25)$$

in cui A_{fa} è l'area attuale di deflusso, mentre A_{fn} è l'area nominale di deflusso computata come quella di un tubo liscio avente diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin.

Il termine Φ_G è il moltiplicatore bifase di deflusso che viene calcolato come:

$$\Phi_G = 1 + 1.2 Fr^{0.05} X_{tt}^{0.5} \quad (7.26)$$

dove il numero di Froude è definito come:

$$Fr = \frac{G}{\sqrt{g d_i \rho_G (\rho_L - \rho_G)}} \quad (7.27)$$

Il secondo contributo relativo alla convezione naturale viene calcolato come:

$$Nu_N = 1.98 \frac{H(\xi)}{\eta_A^{0.5} Bo^{0.1}} \left(\frac{Ga Pr_L}{Ph_L} \right)^{0.25} \quad (7.28)$$

dove η_A è un parametro che serve per tener conto dell'intensificazione dell'area di scambio per mezzo delle alette del tubo microfin e si può calcolare come:

$$\eta_A = 1 + 2 \left[\sec\left(\frac{\gamma}{2}\right) - \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \right] \frac{h n}{\pi d_i \cos(\beta)} \quad (7.29)$$

Il numero di Bond è definito come:

$$Bo = p d_i g \frac{\rho_L - \rho_G}{\sigma} \quad (7.30)$$

dove p è il passo delle alette:

$$p = \frac{\pi d_i}{n \tan \beta} \quad (7.31)$$

Il numero di Galileo è definito come:

$$Ga = \frac{g \rho_L^2 d_i^3}{\mu_L^2} \quad (7.32)$$

Mentre Ph_L è il numero di cambiamento di fase definito come segue:

$$Ph_L = c_{p,L} \frac{t_{sat} - t_p}{h_{LG}} \quad (7.33)$$

Il termine $H(\xi)$ è definito nel modo seguente:

$$H(\xi) = \varepsilon + \{10(1 - \varepsilon)^{0.1} - 8.9\} \sqrt{\varepsilon} (1 - \sqrt{\varepsilon}) \quad (7.34)$$

Il grado di vuoto ε viene calcolato con la seguente relazione:

$$\varepsilon = \left[1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(0.4 + 0.6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_G}{\rho_L} + 0.4 \left(\frac{1-x}{x} \right)}{1 + 0.4 \left(\frac{1-x}{x} \right)}} \right) \right]^{-1} \quad (7.35)$$

L'applicazione del modello ai dati sperimentali fornisce i dati che sono diagrammati nelle figure seguenti.

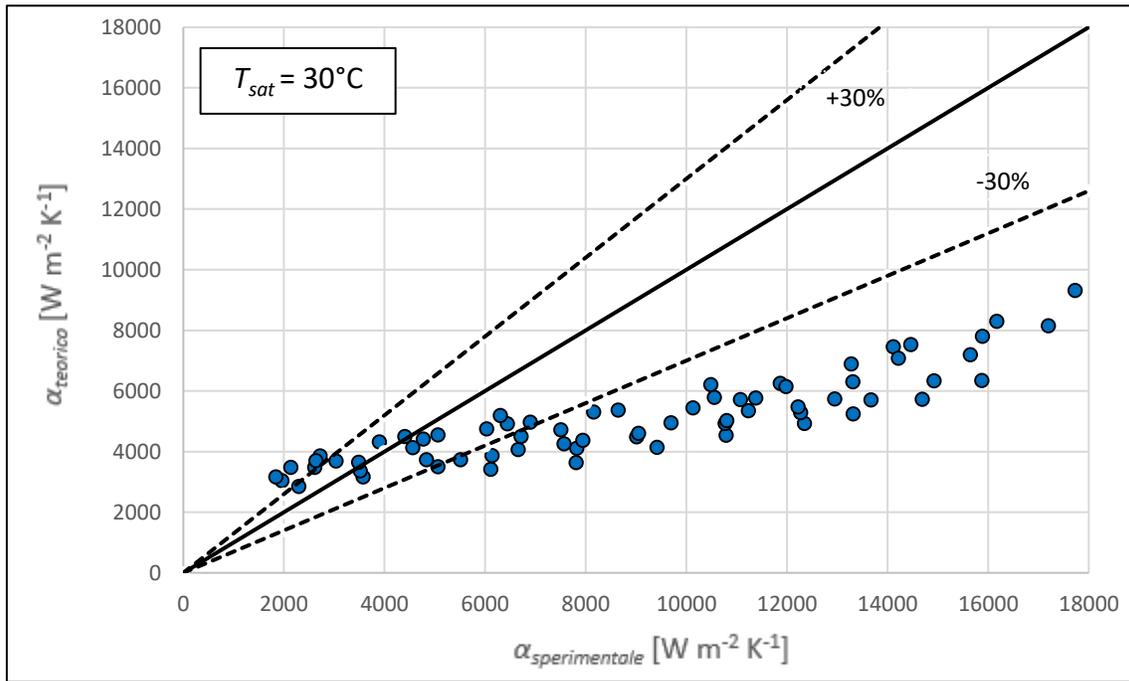


Figura 7.13 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Koyama e Yonemoto [29] per la condensazione di R513A a $t_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$

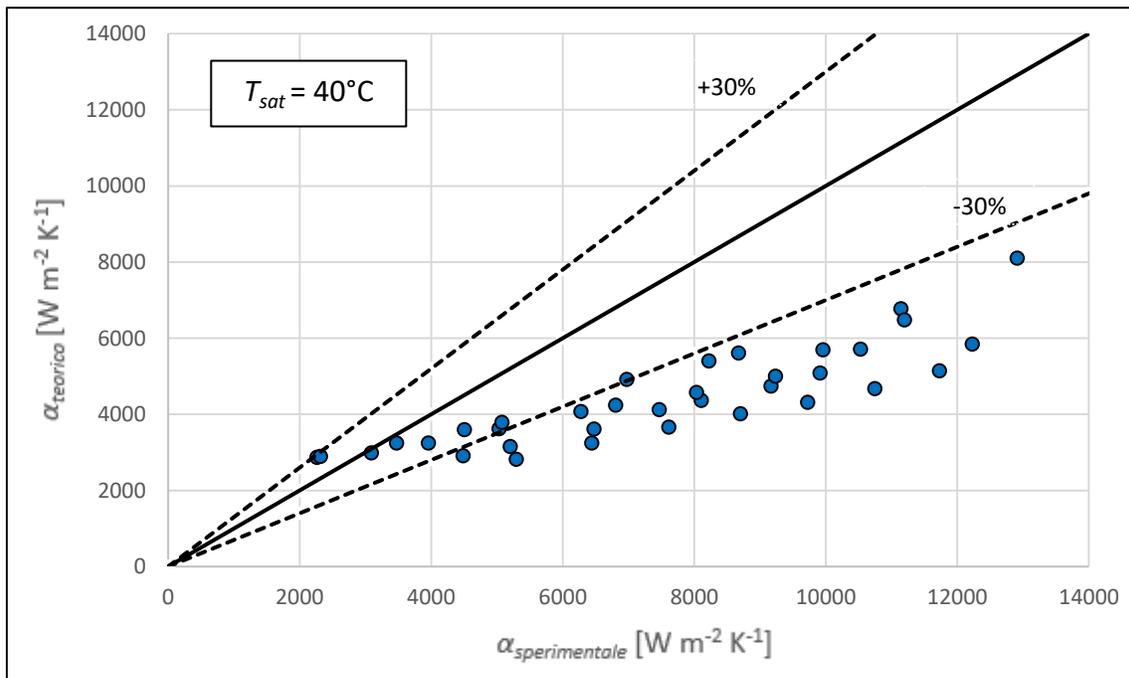


Figura 7.14 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Koyama e Yonemoto [29] per la condensazione di R513A a $t_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C}$

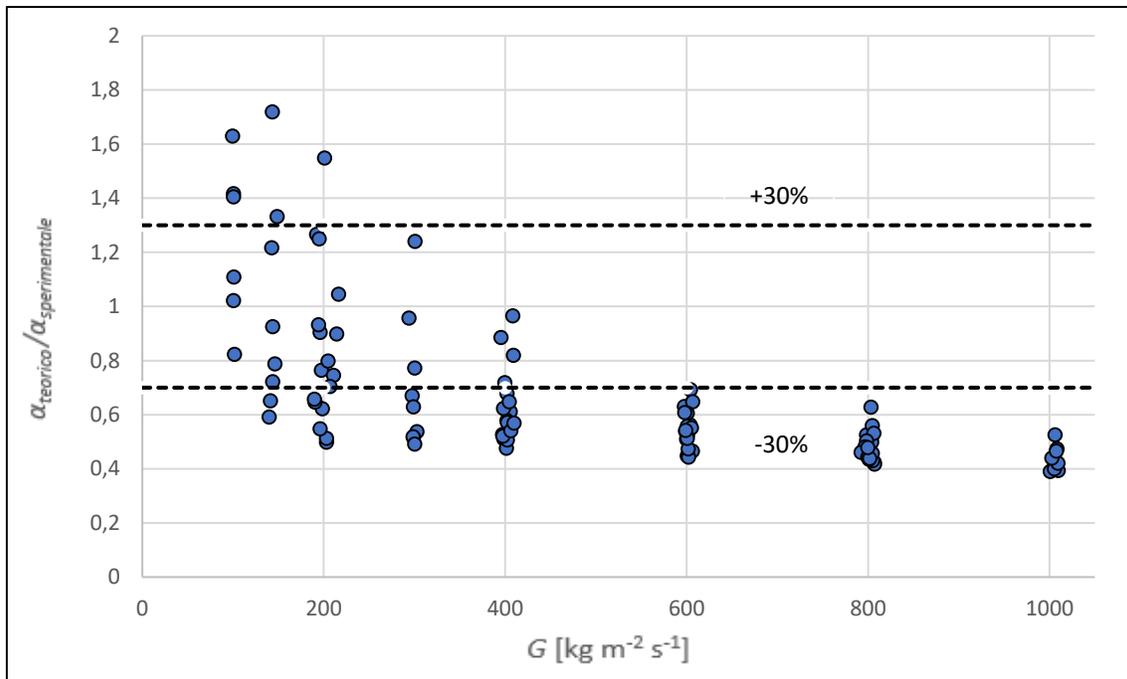


Figura 7.15 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Koyama e Yonemoto [29] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

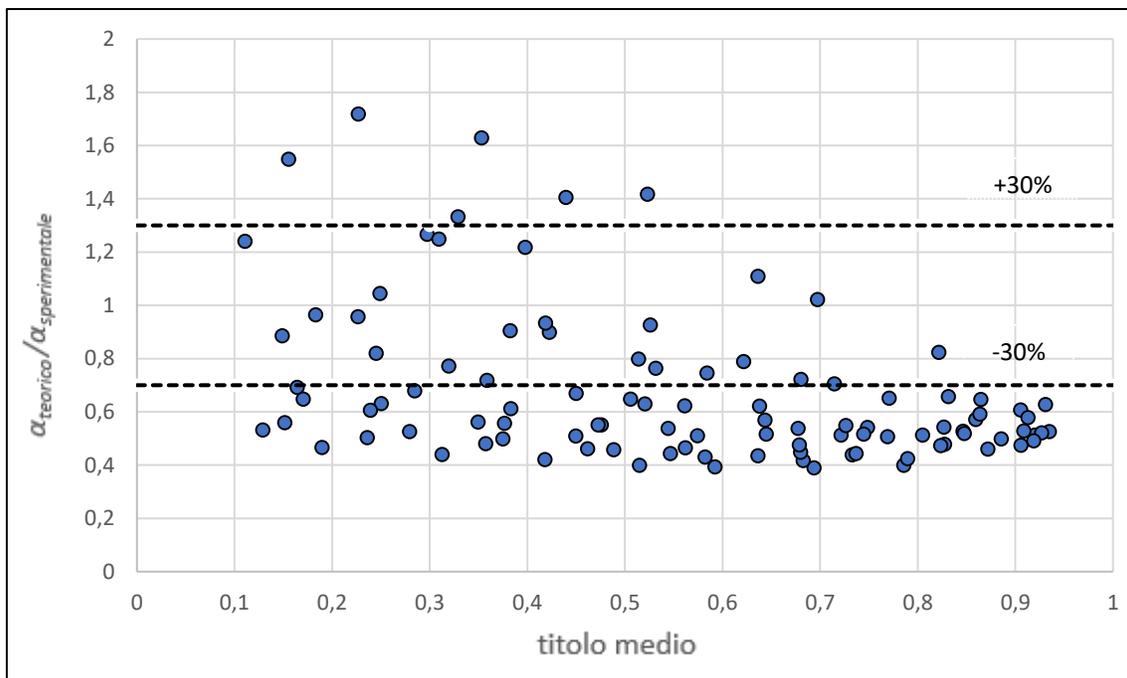


Figura 7.16 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Koyama e Yonemoto [29] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Osservando le figure precedenti possiamo dire che, in generale, il modello considerato tende a sottostimare un po' in tutte le condizioni analizzate il coefficiente di scambio termico: in particolare questo avviene per le alte portate specifiche.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del -30.5%, una deviazione assoluta pari a 41.3%, la deviazione standard è del 16.7%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del -35.6%, una deviazione assoluta pari a 38.6%, la deviazione standard è del 13.2%.

È opportuno considerare il fatto che il modello è stato sviluppato per portate specifiche fino a 500 kg m⁻² s⁻¹, mentre nelle analisi mostrate in figura lo si è applicato per tutte le portate analizzate. Se si considerano solo i punti sperimentali nel campo di esercizio in cui il modello è stato validato (ovvero per portate specifiche minori di 500 kg m⁻² s⁻¹) i risultati sono discretamente migliori. Infatti, in questo caso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha circa una deviazione relativa del -16.35%, una deviazione assoluta pari a 34.3%, la deviazione standard è del 17.5%; mentre per una temperatura di saturazione di 40 °C, il modello ha circa una deviazione relativa del -23.3%, una deviazione assoluta pari a 29.3%, la deviazione standard è del 12.2%.

7.1.1.5 Modello di Kedzierski e Goncalves [30]

Gli autori hanno proposto una correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione di refrigeranti puri all'interno di tubi microfin. La correlazione è ottenuta per via empirica dai dati relativi alla condensazione di R134a, R410A, R125 e R32 dentro un tubo microfin di diametro 8.51 mm. Il tubo microfin utilizzato per le prove sperimentali ha un diametro all'apice dell'aletta di 8.51 mm, un numero di alette pari a 60 di altezza 0.2 mm, e un angolo d'elica di 18°. Le prove sperimentali sono state eseguite per portate specifiche variabili tra circa 50 e 500 kg m⁻² s⁻¹. La correlazione proposta dagli autori per lo scambio termico in condensazione è la seguente:

$$Nu = \frac{\alpha D_h}{\lambda_L} = 2.256 Re_L^{0.303} Ja^{0.232x} Pr_L^{0.393} \left(\frac{p_r}{p_{cr}}\right)^{-0.578x^2} \left(-\log_{10} \frac{p_r}{p_{cr}}\right)^{-0.474x^2} Sv^{2.531x} \quad (7.36)$$

in cui p_r è la pressione del refrigerante nelle condizioni operative, mentre p_{cr} è la pressione critica del refrigerante. Il diametro idraulico D_h viene calcolato con la seguente relazione:

$$D_h = \frac{4 A_C \cos \beta}{n S} \quad (7.37)$$

dove A_C è l'area effettiva di passaggio, S è il perimetro dell'aletta, n è il numero di elette, mentre β è l'angolo d'elica. Il numero di Jakob è definito come segue:

$$Ja = \frac{h_{LG}}{c_{p,L} (t_{sat} - t_p)} \quad (7.38)$$

dove h_{LG} è il calore latente di cambiamento di fase. Il termine Sv è il volume specifico adimensionale che viene calcolato con la seguente relazione:

$$Sv = \frac{v_G - v_L}{v} \quad (7.39)$$

dove v è il volume specifico della miscela che viene calcolato come un media pesata dei volumi della fase liquida e della fase vapore con la seguente relazione:

$$v = x v_G + (1 - x)v_L \quad (7.40)$$

I confronti tra i dati sperimentali e i valori calcolati attraverso il modello sono riportati nelle figure seguenti.

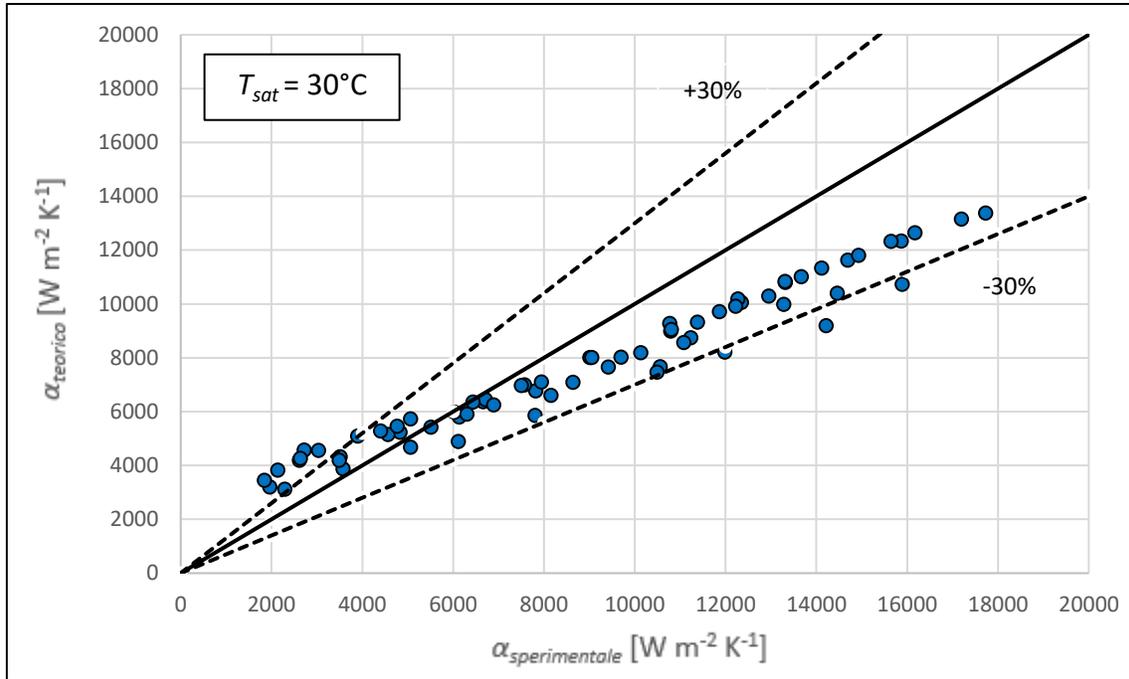


Figura 7.17 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Kedzierski e Goncalves [30] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$

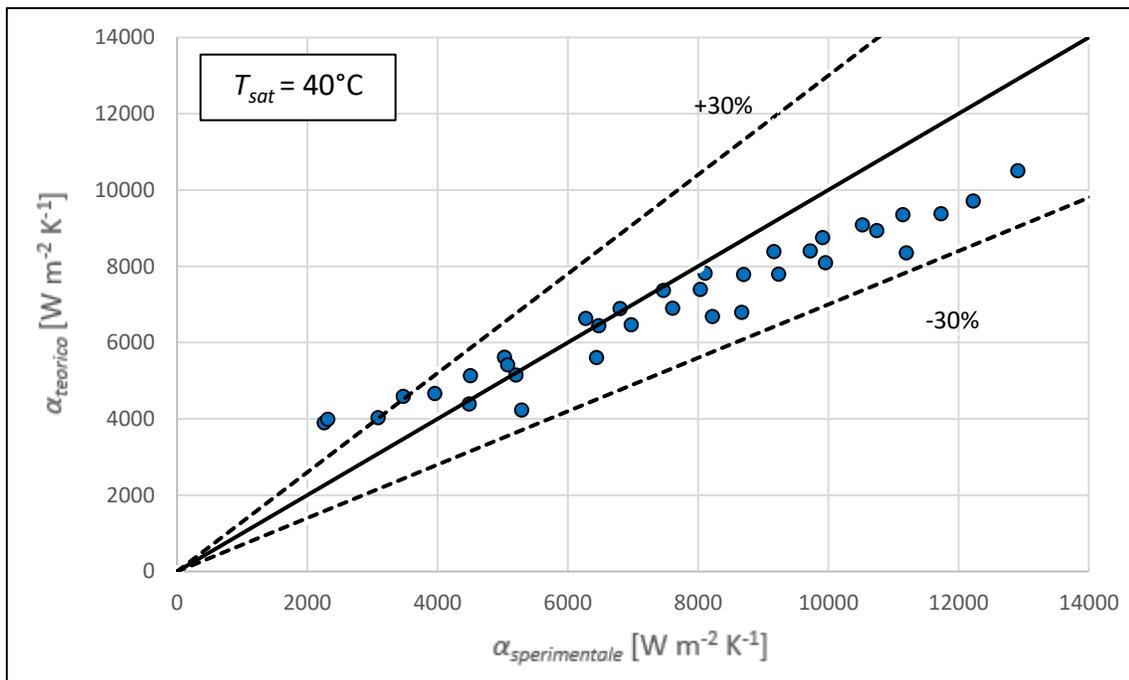


Figura 7.18 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Kedzierski e Goncalves [30] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

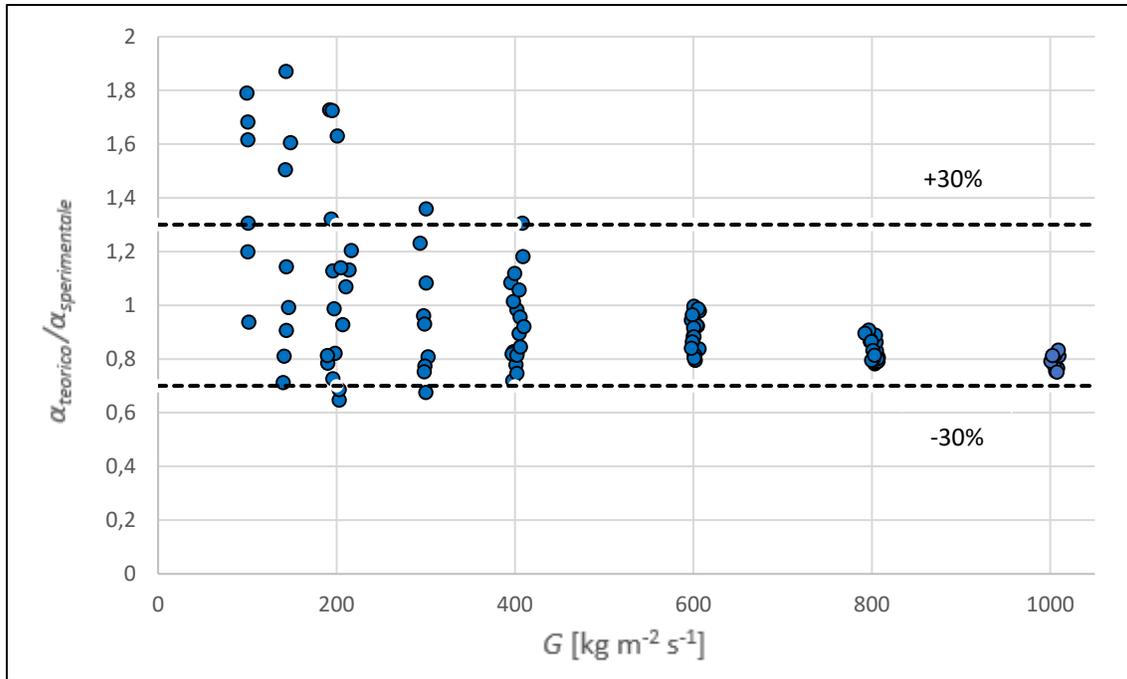


Figura 7.19 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Kedzierski e Goncalves [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

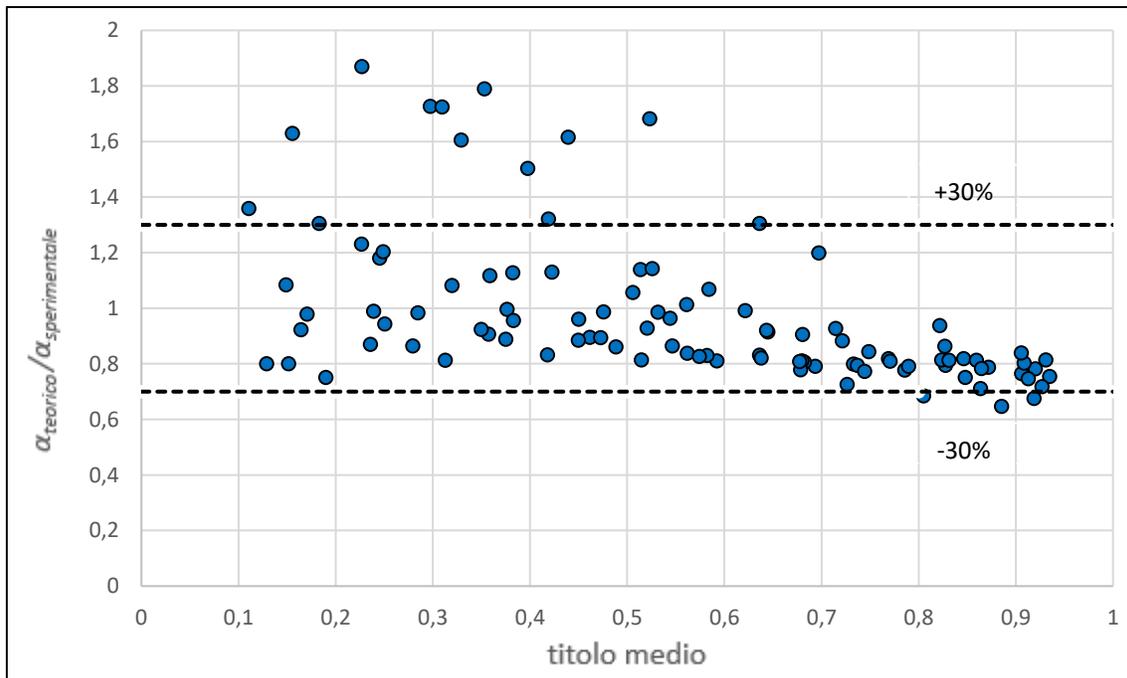


Figura 7.20 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Kedzierski e Goncalves [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti si può notare come il modello tenda a sovrastimare il coefficiente di scambio termico alle basse portate specifiche (per $G > 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), quelle per cui è stato sviluppato il modello stesso; al contrario alle alte portate specifiche per $G > 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello tende a sottostimare leggermente il coefficiente di scambio termico. In figura 7.20 è mostrato l'effetto del titolo, da cui si evince che le migliori prestazioni del modello si hanno ad alti titoli, mentre a bassi titoli ($x < 0.5$) il coefficiente stimato è talvolta molto maggiore di quello sperimentale.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del -3.3%, una deviazione assoluta pari a 22.6%, la deviazione standard è del 17.4%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del -1.43%, una deviazione assoluta pari a 16.6%, la deviazione standard è del 16.1%.

7.1.1.6 Modello di Hirose et al. [58]

Gli autori hanno proposto una correlazione per calcolare il coefficiente di scambio termico in condensazione in tubo microfin, utilizzando i dati ricavati dalla condensazione di R32, R152a, e R410A. Le prove sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di $35 \text{ }^\circ\text{C}$ e per un range di portate specifiche da 100 fino a $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Il tubo microfin utilizzato ha un diametro esterno di 4.04 mm, ha 40 alette di altezza 0.18 mm, con angolo all'apice di 14° e angolo d'elica di 17° . Gli autori hanno sviluppato questo modello partendo dall'equazione di Yu e Koyama [27] riportata di seguito:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_{cond} d}{\lambda_L} = \sqrt{\text{Nu}_F^2 + \text{Nu}_B^2} \quad (7.41)$$

dove i due termini Nu_F e Nu_B sono i contributi in condensazione dovuti alla convezione forzata e naturale rispettivamente. Il contributo dovuto alla convezione naturale si calcola con la seguente relazione:

$$\text{Nu}_B = 1.60 \eta^{-0.25} \text{Bo}^{-0.20} H(\xi) \left(\frac{\text{Ga Pr}_L}{\text{Ph}_L} \right)^{0.25} \quad (7.42)$$

dove η è un parametro che serve per tener conto dell'intensificazione dell'area di scambio per mezzo delle alette del tubo microfin e si può calcolare con l'equazione (7.29), $H(\xi)$ e il grado di vuoto ϵ si possono calcolare con le equazioni (7.34) e (7.35), il numero di Galileo Ga viene calcolato con

l'equazione (7.32), il numero di cambiamento di fase Ph_L viene calcolato con l'equazione (7.33), mentre il numero di Bond è definito dalla seguente relazione:

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_G) g d^2}{\sigma} \quad (7.43)$$

Per calcolare il contributo dovuto alla convezione forzata, gli autori hanno osservato che il coefficiente di scambio termico dipende dal regime di deflusso. Essi hanno utilizzato il numero di Froude modificato da Solliman (Fr_{so}), per suddividere i regimi di moto: il deflusso è anulare per $Fr_{so} > 20$, mentre è stratificato per $Fr_{so} < 20$. Il numero di Froude modificato da Solliman si può calcolare con la seguente relazione:

$$Fr_{so} = 0.025 Re_L^{1.59} \frac{\left[\frac{1 + 1.09 X_{tt}^{0.039}}{X_{tt}} \right]^{1.5}}{Ga^{0.5}} \quad se \quad Re_L = \frac{G(1-x)D_{ft}}{\mu_L} \leq 1250 \quad (7.44)$$

$$Fr_{so} = 1.26 Re_L^{1.04} \frac{\left[\frac{1 + 1.09 X_{tt}^{0.039}}{X_{tt}} \right]^{1.5}}{Ga^{0.5}} \quad se \quad Re_L = \frac{G(1-x)D_{ft}}{\mu_L} > 1250 \quad (7.45)$$

Il termine Nu_F dovuto alla convezione forzata si può calcolare con le seguenti relazioni:

$$Nu_F = 7.85 \sqrt{f_G} \left(\frac{\Phi_G}{X_{tt}} \right) \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.1} Re_L^{0.47} \quad se \quad Fr_{so} < 20 \quad (7.46)$$

$$Nu_F = 15.4 \sqrt{f_G} \left(\frac{\Phi_G}{X_{tt}} \right) \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.1} Re_L^{0.43} \quad se \quad Fr_{so} > 20 \quad (7.47)$$

Il fattore di attrito f_G viene calcolato con la seguente relazione:

$$f_G = 0.26 Re_G^{-0.38} \eta^{0.95} (\cos \beta)^{-2.8} \quad (7.48)$$

mentre il moltiplicatore bifase Φ_G si calcola in questo modo:

$$\Phi_G = 1 + 1.55 X_{tt}^{0.4} \quad (7.49)$$

I risultati ottenuti applicando il modello sono riportati nelle seguenti figure.

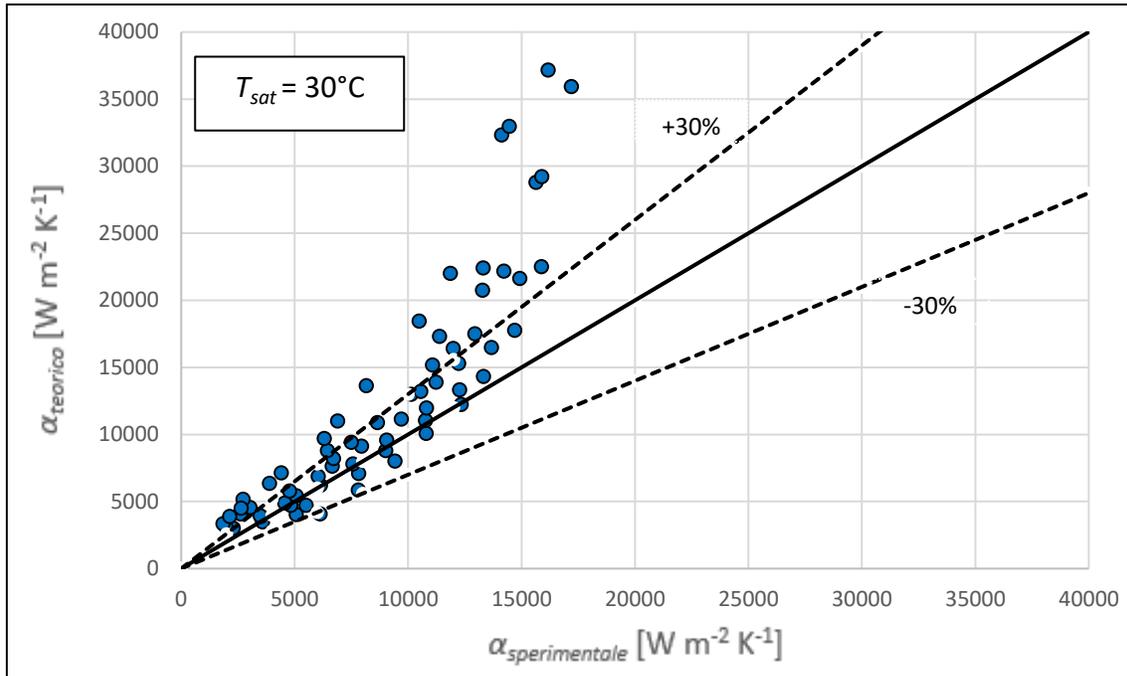


Figura 7.21 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Hirose et al. [58] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 30^\circ\text{C}$

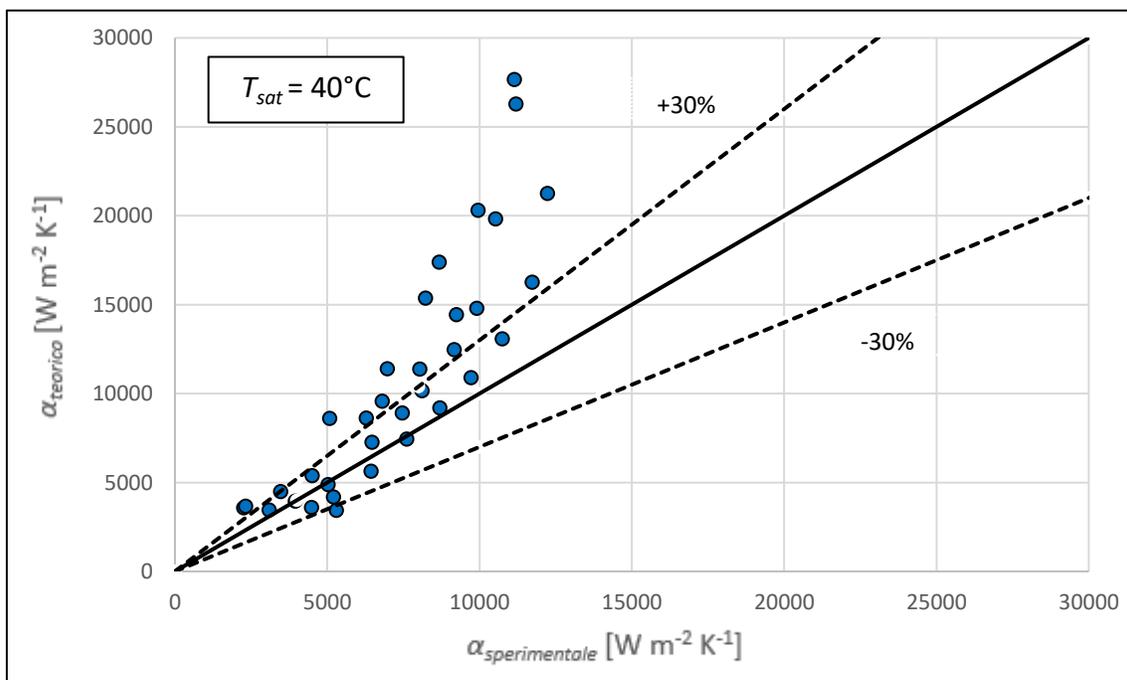


Figura 7.22 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Hirose et al. [58] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$

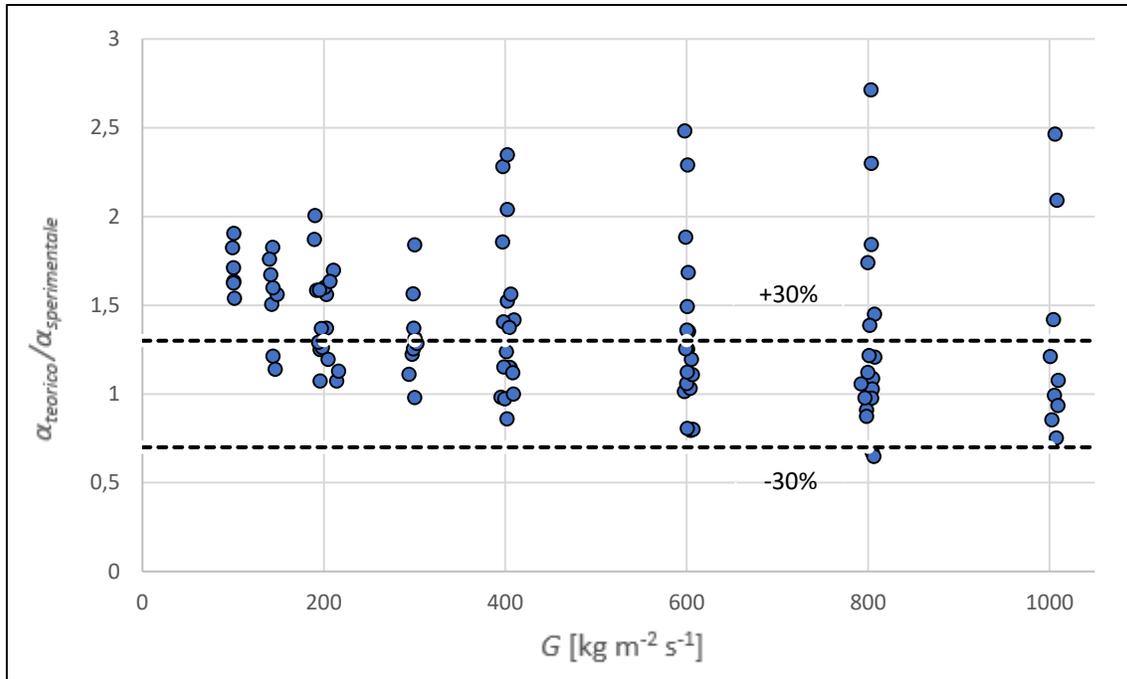


Figura 7.23 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Hirose et al. [58] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

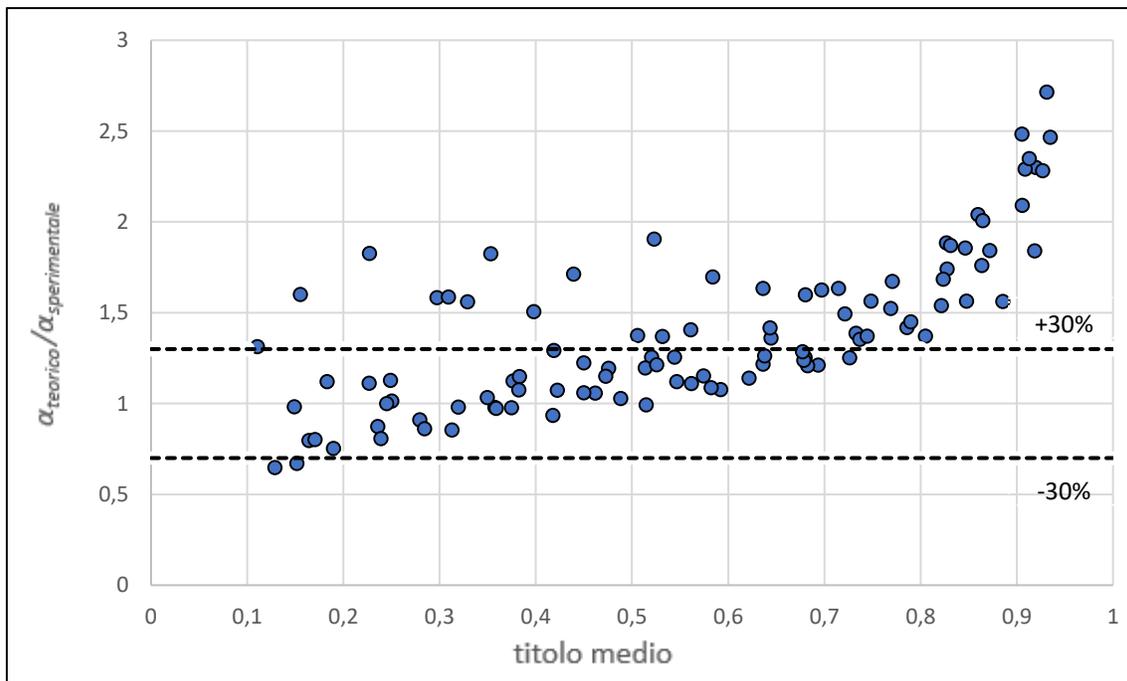


Figura 7.24 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Hirose et al. [58] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti emerge che il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, di ben oltre il 30%, un po' a tutte le portate. Inoltre, come si osserva dalla figura 7.24 che mostra l'effetto del titolo, si ha che all'aumentare del titolo aumenta la tendenza del modello a sovrastimare il coefficiente di scambio termico: si osserva, infatti, che ad alti titoli il rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato col modello e quello sperimentale, sale con una pendenza molto elevata. Probabilmente questo comportamento ad alti titoli è dovuto alla particolare geometria del tubo testato. Il tubo che è stato utilizzato in questa tesi ha alette di altezza 0.12 mm e angolo all'apice dell'aletta di 43°, mentre il tubo utilizzato dagli autori ha alette con un'altezza maggiore, di 0.18 mm e con angolo all'apice minore di 14°. La maggiore pendenza delle alette del tubo (43° vs 18°) probabilmente promuove una maggiore turbolenza del film di liquido e favorisce il drenaggio del condensato, e questo determina un significativo incremento dello scambio termico: ecco perché ad alti titoli si ha un significativo aumento del coefficiente di scambio termico rispetto ai valori previsti dal modello.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 37%, una deviazione assoluta pari a 40.8%, la deviazione standard è del 35.8%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 43.4%, una deviazione assoluta pari a 48.7%, la deviazione standard è del 42.7%.

7.1.1.7 Modello di Chamra et al. [31]

Gli autori hanno proposto una correlazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione in tubi microfin, basata su dati relativi alla condensazione di R22, R134a e R12. La condensazione avviene in tubi microfin aventi diametro esterno variabile tra 6.35 e 15.88 mm, aventi un numero di alette tra 21 e 80 di altezza compresa tra 0.12 e 0.38 mm, con angolo d'elica tra 7° e 30°, e angolo all'apice compreso tra 10° e 90°. Le prove sono state eseguite per portate specifiche comprese tra 40 e 800 kg m⁻² s⁻¹, e per titoli medi compresi tra 0.05 e 0.95. Il modello proposto è basato su un'analisi teorica della condensazione turbolenta a film dentro tubo liscio, a cui sono state aggiunte delle modifiche, per tenere conto dell'intensificazione dello scambio termico dovuta alla geometria delle alette del tubo microalettato. Il coefficiente di scambio termico in condensazione viene calcolato con la seguente relazione:

$$\alpha = \frac{0.208 \rho_L c_{p,L} \left(\frac{\tau_w}{\rho_L}\right)^{0.224}}{T^+} R_x^{1.321} \quad (7.50)$$

in cui il fattore R_x è un parametro, che tiene conto dell'incremento di area per effetto della geometria delle alette del tubo microfin, che viene calcolato con l'equazione (7.3). Il termine T^+ è la temperatura adimensionale e viene calcolato con l'equazione seguente:

$$T^+ = \delta^+ \text{Pr}_L \quad \text{se } \delta^+ \leq 5 \quad (7.51)$$

$$T^+ = 5 \left[\text{Pr}_L + \ln \left[1 + \text{Pr}_L \left(\frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right] \quad \text{se } 5 < \delta^+ \leq 30 \quad (7.52)$$

$$T^+ = 5 \left[\text{Pr}_L + \ln(1 + 5 \text{Pr}_L) + 0.5 \ln \left(\frac{\delta^+ - 2.5}{27.5} \right) \right] \quad \text{se } \delta^+ > 30 \quad (7.53)$$

dove il termine δ^+ è lo spessore adimensionale del film di liquido che si può calcolare come segue:

$$\delta^+ = 0.866 \text{Re}_L^{0.5} \quad \text{se } \text{Re}_L = \frac{G(1-x)D_{ft}}{\mu_L} \leq 1600 \quad (7.54)$$

$$\delta^+ = 0.051 \text{Re}_L^{0.87} \quad \text{se } \text{Re}_L = \frac{G(1-x)D_{ft}}{\mu_L} > 1600 \quad (7.55)$$

Il termine τ_w è lo sforzo tangenziale di attrito che è definito dalla relazione seguente:

$$\tau_w = \left(\frac{dp}{dz} \right)_f \frac{D_{ft}}{4} \quad (7.56)$$

dove il gradiente di pressione per attrito si calcola come:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz} \right)_{f,LO} = \frac{\Phi_{LO}^2 \cdot 2 f_{LO} G^2}{D_{ft} \rho_L} \quad (7.57)$$

Il moltiplicatore bifase Φ_{LO} si calcola come:

$$\Phi_{LO} = \sqrt{(1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_{GO}}{\rho_G f_{LO}} + \frac{3.24 x^{0.78} (1-x)^{0.224} H}{\text{Fr}^{0.045} \text{We}^{0.035}}} \quad (7.58)$$

In cui i parametri che compaiono nell'equazione seguenti sono definiti dalle relazioni seguenti:

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{g D_{ft} \rho_m^2} \quad (7.59)$$

$$\rho_m = \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)^{-1} \quad (7.60)$$

$$\text{We} = \frac{G^2 D_{ft}}{\rho_m \sigma} \quad (7.61)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.7} \quad (7.62)$$

I termini f_{GO} e f_{LO} sono i fattori di attrito per la fase vapore e per la fase liquida, rispettivamente, e si possono calcolare con la seguente relazione:

$$f_{GO} = \max(f_{GO1}, f_{GO2}) \quad (7.63)$$

$$f_{GO1} = 0.079 \left(\frac{G D_{ft}}{\mu_G} \right)^{-0.25} \quad \text{per flusso turbolento } \frac{G D_{ft}}{\mu_G} > 2000 \quad (7.64)$$

$$f_{GO1} = \frac{16}{\left(\frac{G D_{ft}}{\mu_G} \right)} \quad \text{per flusso laminare } \frac{G D_{ft}}{\mu_G} \leq 2000 \quad (7.65)$$

$$f_{GO2} = \frac{[1.74 - 2 \log(2 \text{Rxf})]^{-2}}{4} \quad \text{valida sia in regime laminare che turbolento} \quad (7.66)$$

$$f_{LO} = \max(f_{LO1}, f_{LO2}) \quad (7.67)$$

$$f_{LO1} = 0.079 \left(\frac{G D_{ft}}{\mu_L} \right)^{-0.25} \quad \text{per flusso turbolento } \frac{G D_{ft}}{\mu_G} > 2000 \quad (7.68)$$

$$f_{LO1} = \frac{16}{\left(\frac{G D_{ft}}{\mu_L} \right)} \quad \text{per flusso laminare } \frac{G D_{ft}}{\mu_G} \leq 2000 \quad (7.69)$$

$$f_{Lo2} = \frac{[1.74 - 2 \log(2 R_{x_f})]^{-2}}{4} \quad \text{valida sia in regime laminare che turbolento} \quad (7.70)$$

Il termine R_{x_f} è la rugosità relativa che si può esprimere con la seguente relazione:

$$R_{x_f} = \frac{0.18 \left(\frac{h}{D_{ft}} \right)}{(0.1 + \cos \gamma)} \quad (7.71)$$

I risultati ottenuti applicando il modello sono diagrammati nelle figure seguenti.

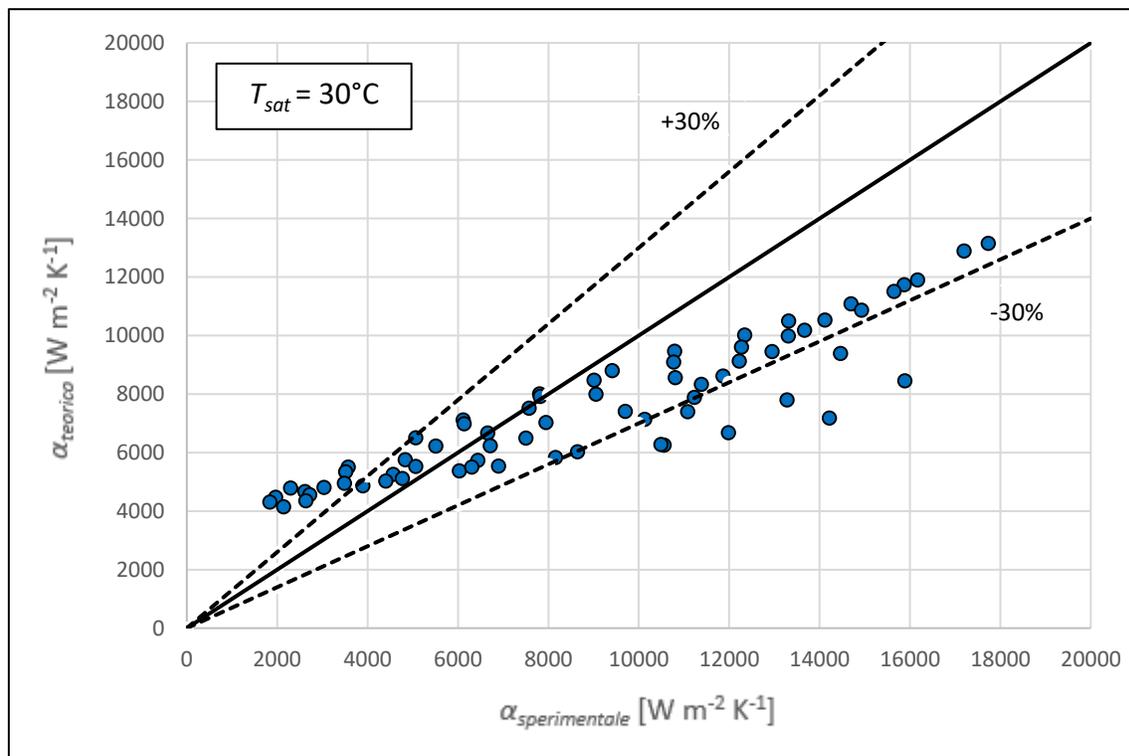


Figura 7.25 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Chamra et al. [31] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 30^{\circ}C$.

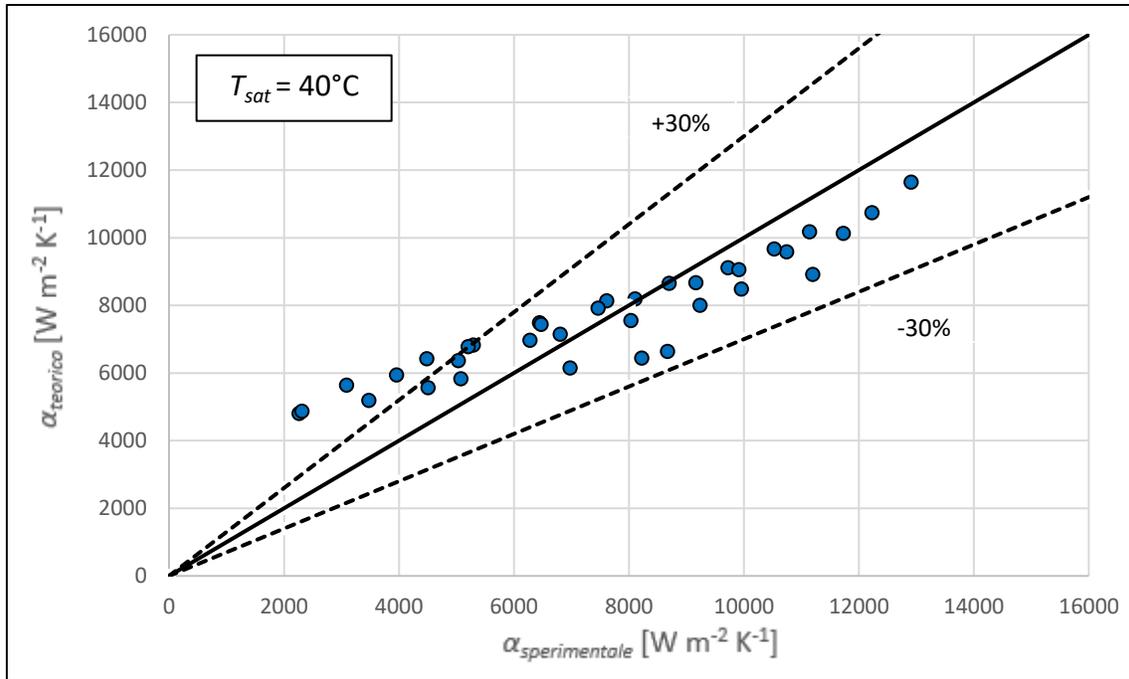


Figura 7.26 – Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello calcolato con l'equazione di Chamra et al. [31] per la condensazione di R513A a $t_{sat} = 40^\circ\text{C}$.

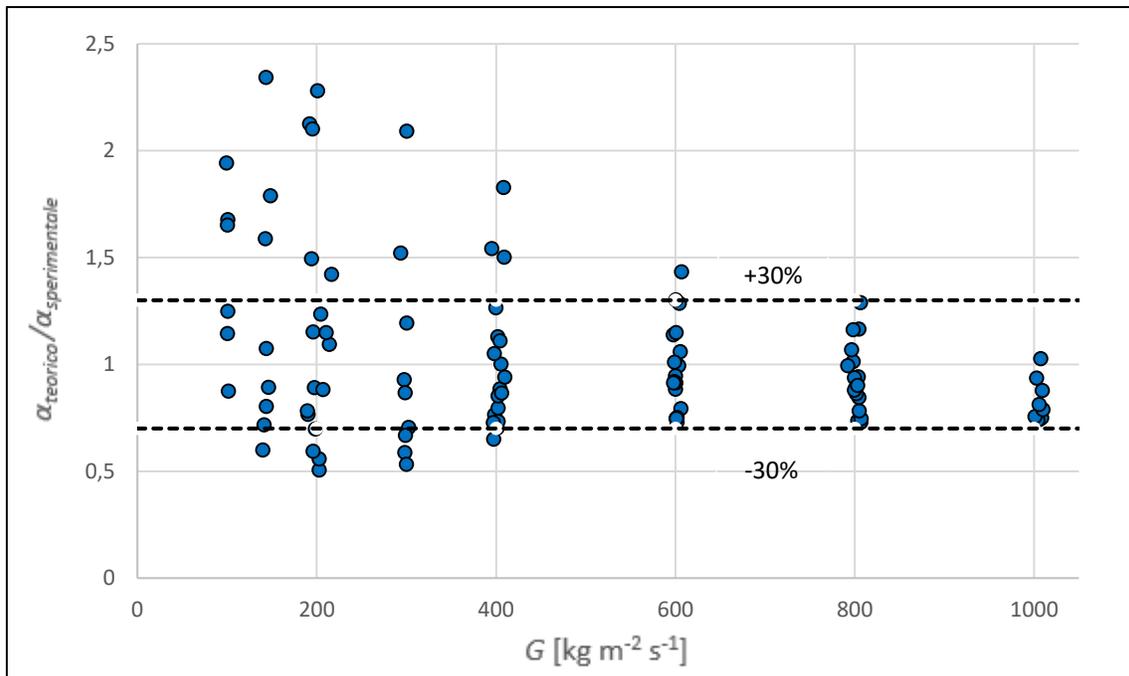


Figura 7.27 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Chamra et al. [31] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

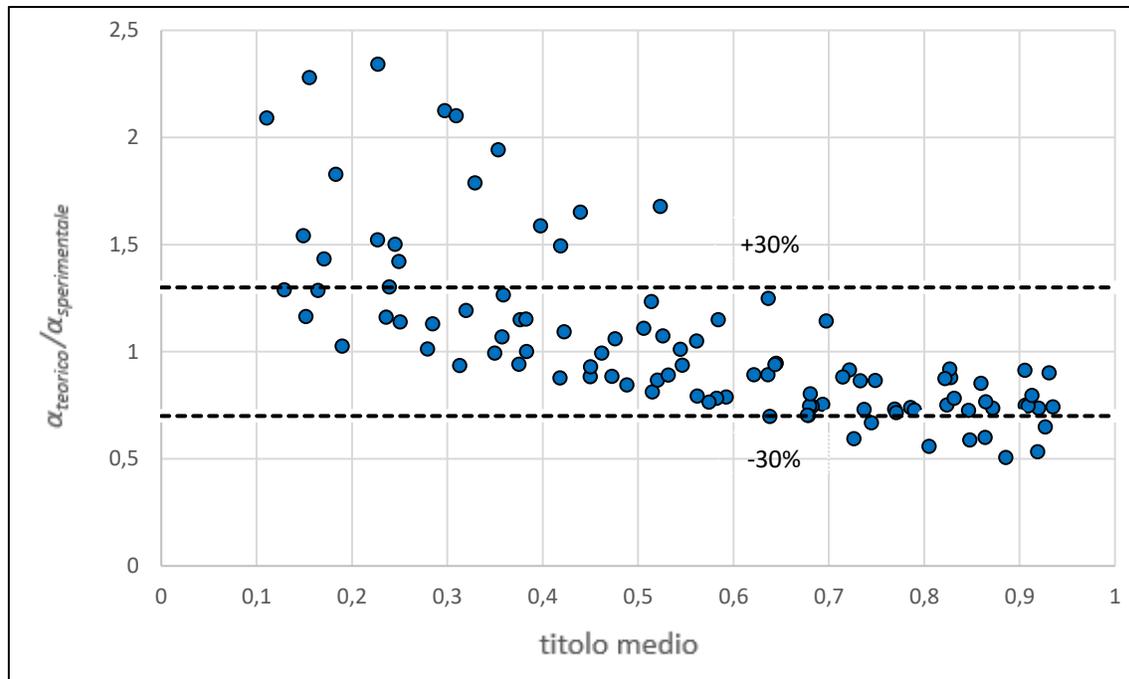


Figura 7.28 – Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con l'equazione di Chamra et al. [31] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Come si osserva dalla figura 7.27 il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico alle alte portate specifiche ($G > 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Alle basse portate specifiche, invece, non si osserva un trend particolare, il modello tende sia a sottostimare che a sovrastimare il coefficiente di scambio termico. I punti sovrastimati e sottostimati di più del 30% si trovano sempre alle basse portate specifiche. In figura 7.28 si osserva l'effetto del titolo: è evidente che per bassi titoli ($x < 0.5$) il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, viceversa ad alti titoli ($x > 0.5$) il modello sottostima il coefficiente di scambio termico. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C , ha una deviazione relativa del -1.2%, una deviazione assoluta pari a 31%, la deviazione standard è del 27.2%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C , ha una deviazione relativa del 12.5%, una deviazione assoluta pari a 23.7%, la deviazione standard è del 27.4%. Se consideriamo solo le alte portate specifiche, cioè per $G \geq 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per cui il modello come visto dalla figura 7.27 fornisce i risultati migliori, la deviazione del modello si riduce. In questo caso, infatti, il modello per una temperatura di saturazione di 30 °C , ha una deviazione relativa del -13%, una deviazione assoluta pari a 20.2%, la deviazione standard è del 10.9%; invece per una temperatura di saturazione di 40 °C , si ha

una deviazione relativa del 6.8%, una deviazione assoluta pari a 17.1%, la deviazione standard è del 17.7%. Come è evidente, considerando solo le alte portate specifiche, il modello fornisce risultati discretamente migliori.

7.1.2 Modelli per le perdite di carico in condensazione

Di seguito sono riportati alcuni modelli presenti in letteratura per il calcolo delle perdite di carico in condensazione in tubi microalettati. Per confrontare i dati dei diversi modelli teorici con i dati sperimentali si è deciso di considerare solo le portate specifiche maggiori di $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$: questo perché per basse portate specifiche, le perdite di carico sono molto piccole quindi molto difficili da misurare, inoltre si è lontani dal fondo scala dello strumento, per cui i valori misurati sperimentalmente sono affetti da un'incertezza molto elevata.

7.1.2.1 Modello di Diani et al. [56]

Le prove sperimentali sono state eseguite nelle stesse condizioni che sono state riportate nel paragrafo 7.1.1.3, che per non appesantire la trattazione non vengono ripetute. Il gradiente di pressione per attrito viene calcolato con la seguente relazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \Phi_{LO}^2 \cdot 2 f_{LO} \frac{G^2}{D_{ft} \rho_L} \quad (7.72)$$

Il moltiplicatore bifase Φ_{LO} è calcolato come segue:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3.595 \cdot F \cdot H \cdot (1 - E)^w \quad (7.73)$$

dove i parametri che compaiono nell'equazione precedente si possono calcolare come:

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_L}{\rho_G} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.2} \quad (7.74)$$

$$E = 1 + 0.331 \ln\left(\frac{\mu_L G x}{\rho_G \sigma}\right) + 0.0919 \quad \text{se } 0 \leq E \leq 0.95 \quad (7.75)$$

$$\text{se } E < 0, \quad E = 0 \quad (7.76)$$

$$\text{se } E > 0.95, \quad E = 0.95 \quad (7.77)$$

$$W = 1.398 \frac{p}{p_{cr}} \quad (7.78)$$

$$F = x^{0.9525} (1 - x)^{0.414} \quad (7.79)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1.132} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.44} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{3.542} \quad (7.80)$$

Il fattore di attrito è stato calcolato, sia in regime laminare che turbolento, con la seguente equazione:

$$f_{LO} = \frac{[1.74 - 2 \log(2 R x_f)]^{-2}}{4} \quad (7.81)$$

dove $R x_f$ è la rugosità relativa che viene calcolata con l'equazione (7.71).

Nelle figure seguenti è riportato il confronto tra il modello e i dati sperimentali.

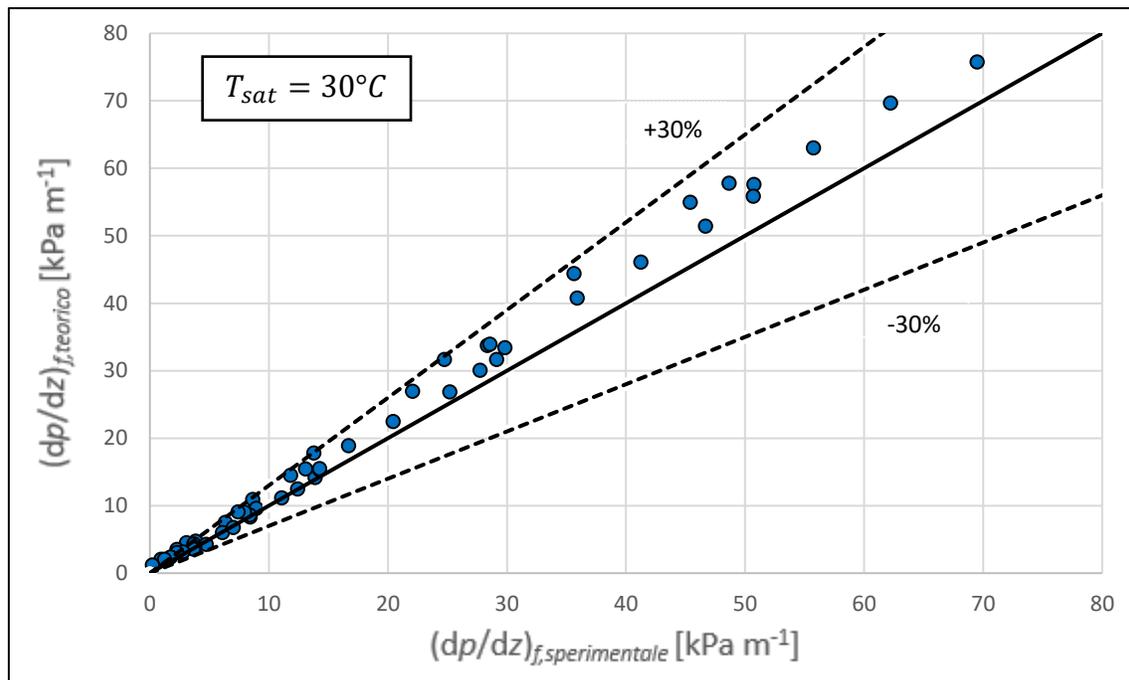


Figura 7.29 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Diani et al. [56] ad una temperatura di saturazione di 30 °C

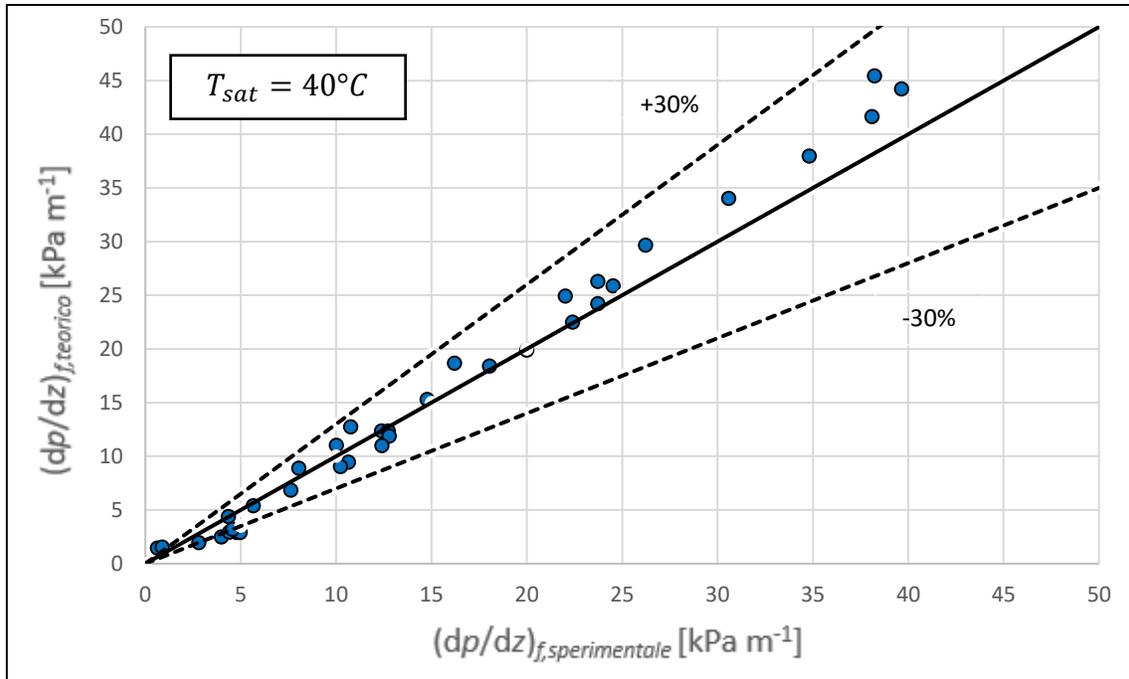


Figura 7.30 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Diani et al. [56] ad una temperatura di saturazione di 40 °C

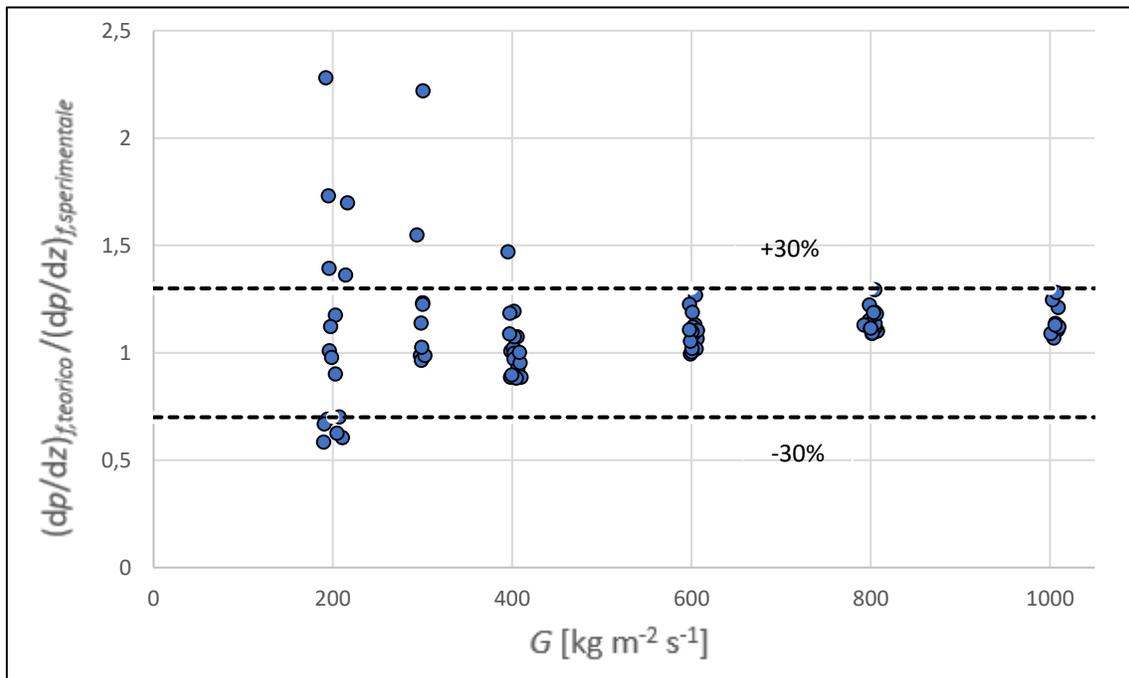


Figura 7.31 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [56] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

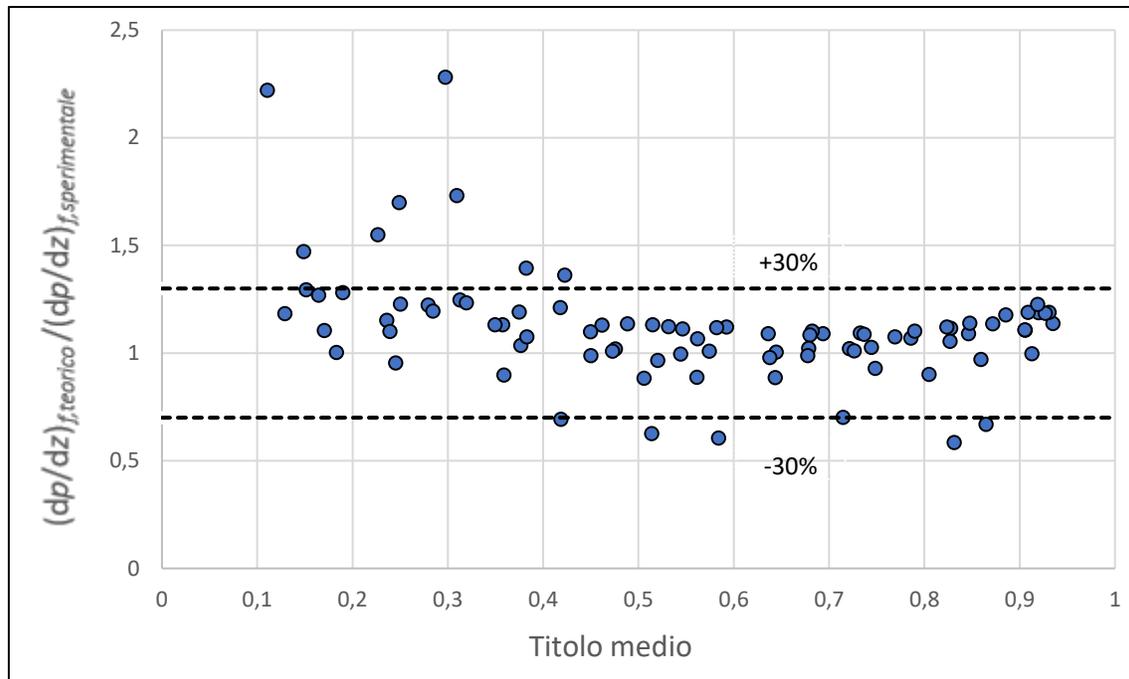


Figura 7.32 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [56] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalla figura 7.31 emerge che c'è una grande differenza (maggiore del 30%) tra i valori sperimentali e quelli calcolati col modello teorico, soprattutto alle basse portate specifiche ($G = 200$ e $300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Al contrario all'aumentare della portata specifica si osserva che la discrepanza tra valori teorici e sperimentali è all'interno del range $\pm 30\%$. Per quanto riguarda l'effetto del titolo si osserva, dalla figura 7.32, che il modello tende a sovrastimare il gradiente di pressione per attrito anche di più del 30% principalmente ai bassi titoli ($x < 0.5$).

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del 17.5%, una deviazione assoluta pari a 18.1%, la deviazione standard è del 20%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$, ha una deviazione relativa del 2.7%, una deviazione assoluta pari a 18.2%, la deviazione standard è del 24.5%.

7.1.2.2 Modello di Han e Lee [59]

Gli autori hanno sviluppato un modello per il calcolo delle perdite di carico in condensazione in tubo microfin, partendo dai dati sperimentali relativi alla condensazione di R22, R134a e R410A dentro quattro diverse sezioni sperimentali. I quattro tubi microfin testati hanno diametro interno di 4, 5.1, 6.46 e 8.92 mm, numero di alette pari a 60 con altezza compresa tra 0.12 e 0.15 mm, angoli all'apice dell'aletta compresi tra 48° e 53°, e angoli d'elica compresi tra 9° e 25°. Le prove sono state eseguite per portate specifiche variabili nel range tra 90 e 1100 kg m⁻² s⁻¹. Il gradiente di pressione per attrito si può calcolare come:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_L^2 f_L \frac{[G(1-x)]^2}{2 D_{ft} \rho_L} \quad (7.82)$$

il fattore di attrito f_L viene calcolato con l'equazione seguente:

$$f_L = 0.193 \left[\frac{G(1-x) D_{ft}}{\mu_L} \right]^{-0.024} \left(\frac{p}{h} \right)^{-0.539} \quad (7.83)$$

dove p è il passo delle alette che viene calcolato con l'equazione (7.31). Il moltiplicatore bifase Φ_L^2 viene calcolato come di seguito:

$$\Phi_L^2 = 2.684 X_{tt}^{-1.946} \quad (7.84)$$

dove X_{tt} è il parametro di Martinelli.

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati che sono riportati nei grafici seguenti.

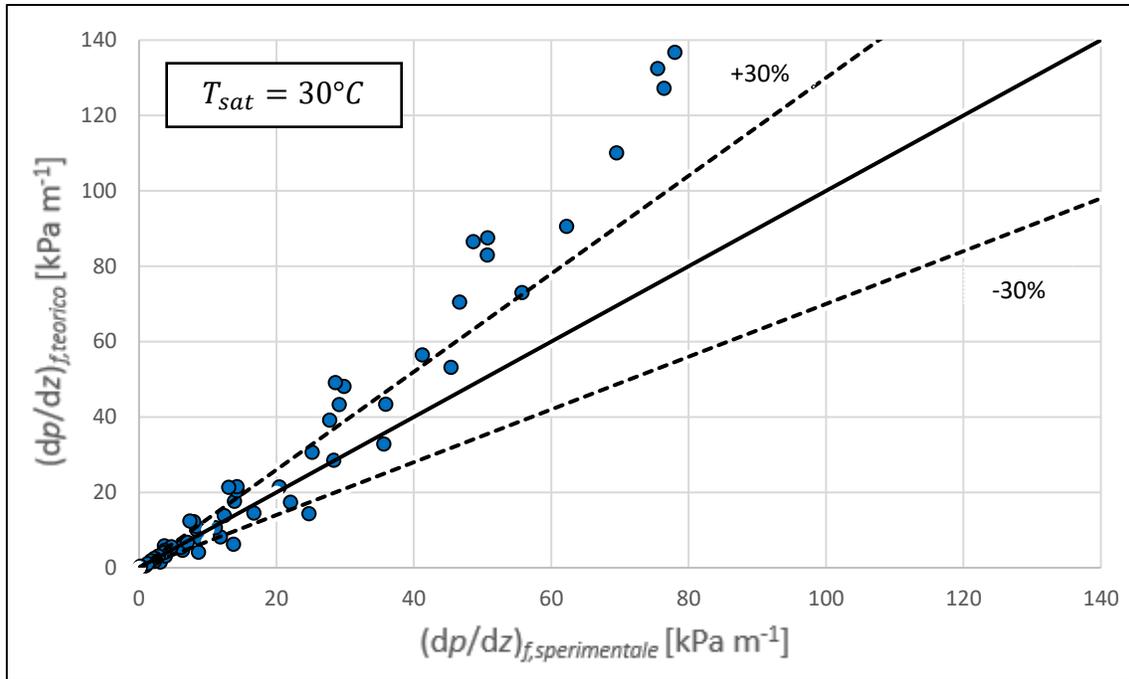


Figura 7.33 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Han e Lee [59] ad una temperatura di saturazione di 30 °C

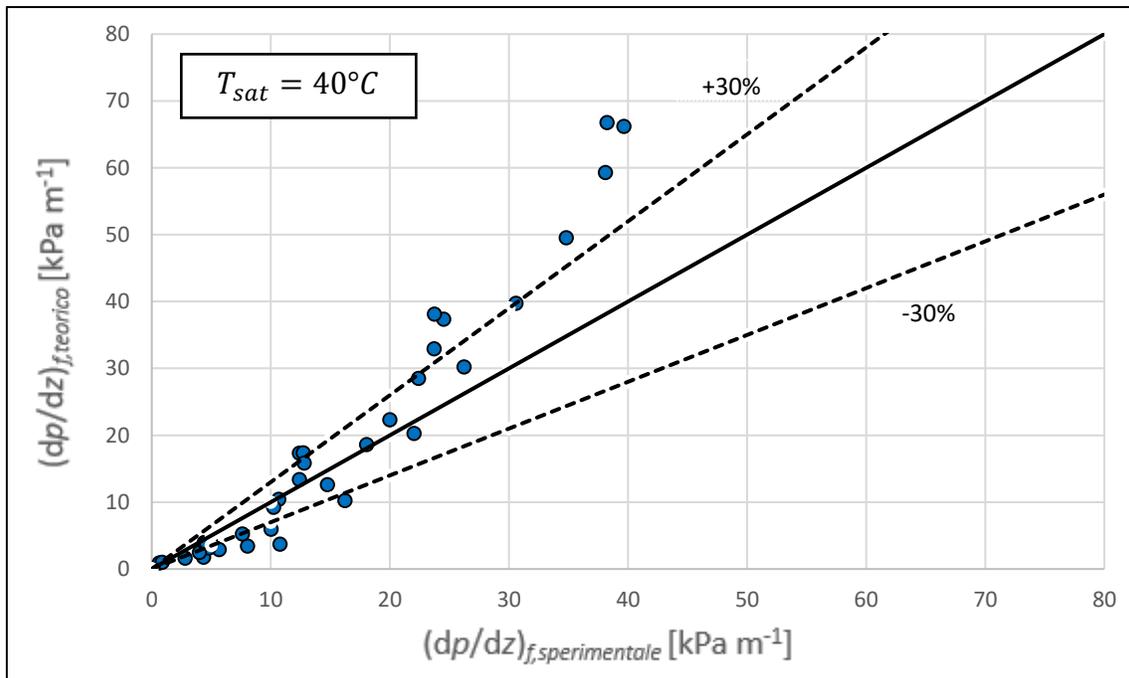


Figura 7.34 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Han e Lee [59] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

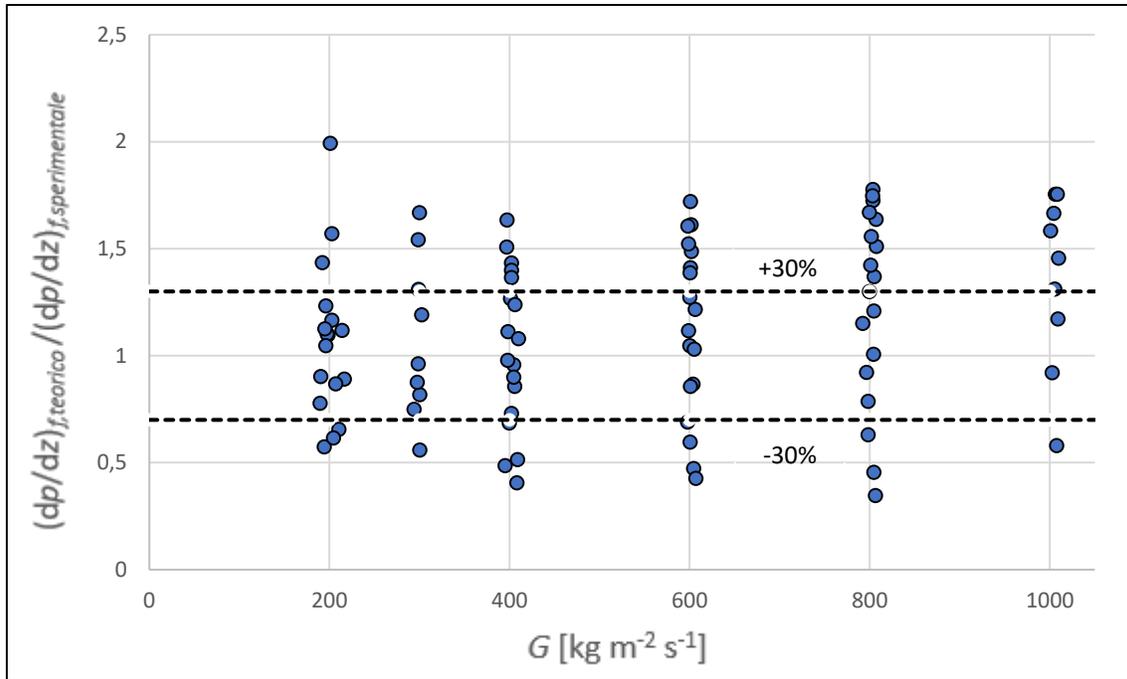


Figura 7.35 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [59] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

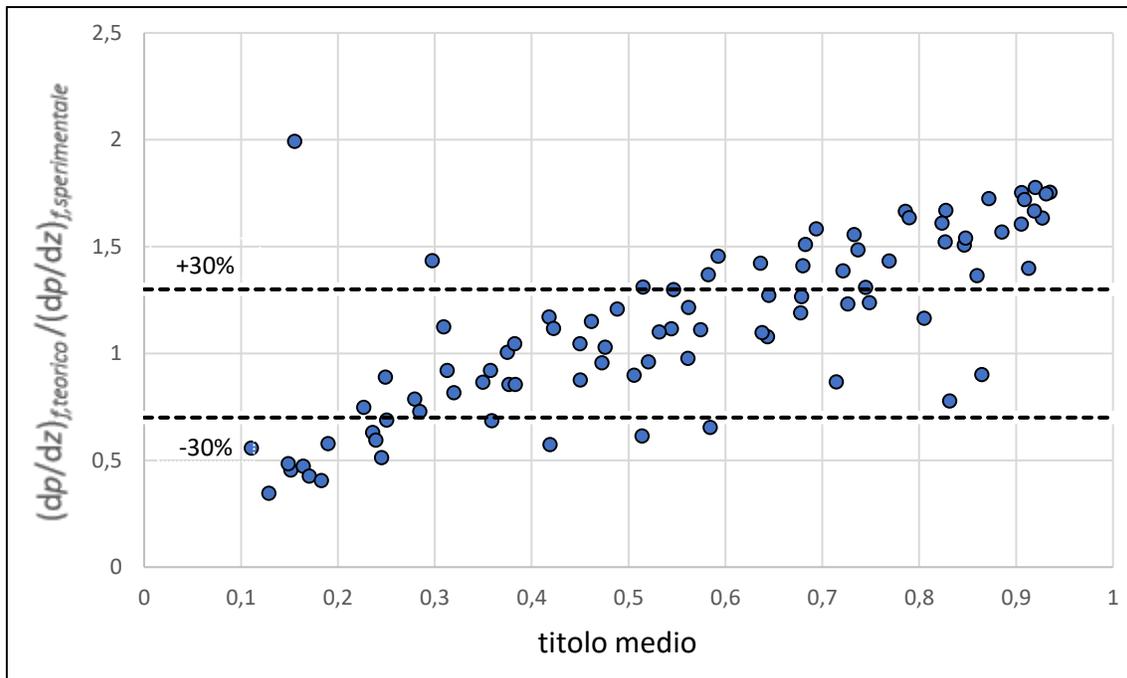


Figura 7.36 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [59] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti non si osserva un effetto particolare della portata specifica. Si può notare dalla figura 7.35, che il modello tende sia a sovrastimare che a sottostimare le perdite di carico un po' a tutte le portate specifiche analizzate. Per quanto riguarda l'effetto del titolo, come emerge dalla figura 7.36, si può dire che il modello tende a sottostimare, di anche più del 30%, il gradiente di pressione per attrito a bassi titoli ($x < 0.5$); al contrario il modello sovrastima, di anche più del 30%, il gradiente di pressione per attrito ad alti titoli ($x > 0.5$).

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 20.4%, una deviazione assoluta pari a 36.5%, la deviazione standard è del 24.4%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 3.1%, una deviazione assoluta pari a 33.6%, la deviazione standard è del 20.2%.

7.1.2.3 Modello di Chamra et al. [60]

Gli autori hanno proposto un modello per il calcolo delle perdite di carico in un tubo microfin, basandosi su dati sperimentali relativi alla condensazione di R22, R407C, R12 e R134a. I tubi microfin analizzati hanno un diametro (all'apice dell'aletta) compreso tra 4 e 15.88 mm, hanno alette di altezza compresa tra 0.12 e 0.38 mm, con angolo d'elica variabile tra 0° e 30°. Le prove sperimentali sono state eseguite per portate specifiche fino a 600 kg m⁻² s⁻¹. Il gradiente di pressione per attrito viene calcolato con la seguente relazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \frac{\Phi_{LO}^2 \cdot 2 f_{LO} G^2}{D_{ft} \rho_L} \cdot PF \quad (7.85)$$

Il moltiplicatore bifase viene definito come segue:

$$\Phi_{LO} = \sqrt{(1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_{GO}}{\rho_G f_{LO}} + \frac{3.5310 x^{0.78} (1-x)^{0.224} H}{Fr^{0.0230} We^{0.0059}}} \quad (7.86)$$

in cui il numero di Froude è calcolato con l'equazione (7.59), il numero di Weber è calcolato con l'equazione (7.61), il parametro H è calcolato con l'equazione (7.62), mentre i fattori di attrito della fase vapore e della fase liquida sono calcolati (a seconda che il deflusso sia laminare o turbolento) con le equazioni (7.63-7.71). Il termine PF è il fattore di penalizzazione, che viene introdotto per eseguire il

confronto tra tubo microfin, e tubo liscio con diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin; esso viene calcolato nel modo seguente:

$$PF = \begin{cases} 1.55 & \text{se } \frac{\rho_G}{\rho_L} < 0.01 \\ 1.71 - 17.5 \frac{\rho_G}{\rho_L} & \text{se } 0.01 \leq \frac{\rho_G}{\rho_L} < 0.03 \\ 1.19 & \text{se } \frac{\rho_G}{\rho_L} > 0.03 \end{cases} \quad (7.87)$$

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati che sono riportati nelle figure seguenti:

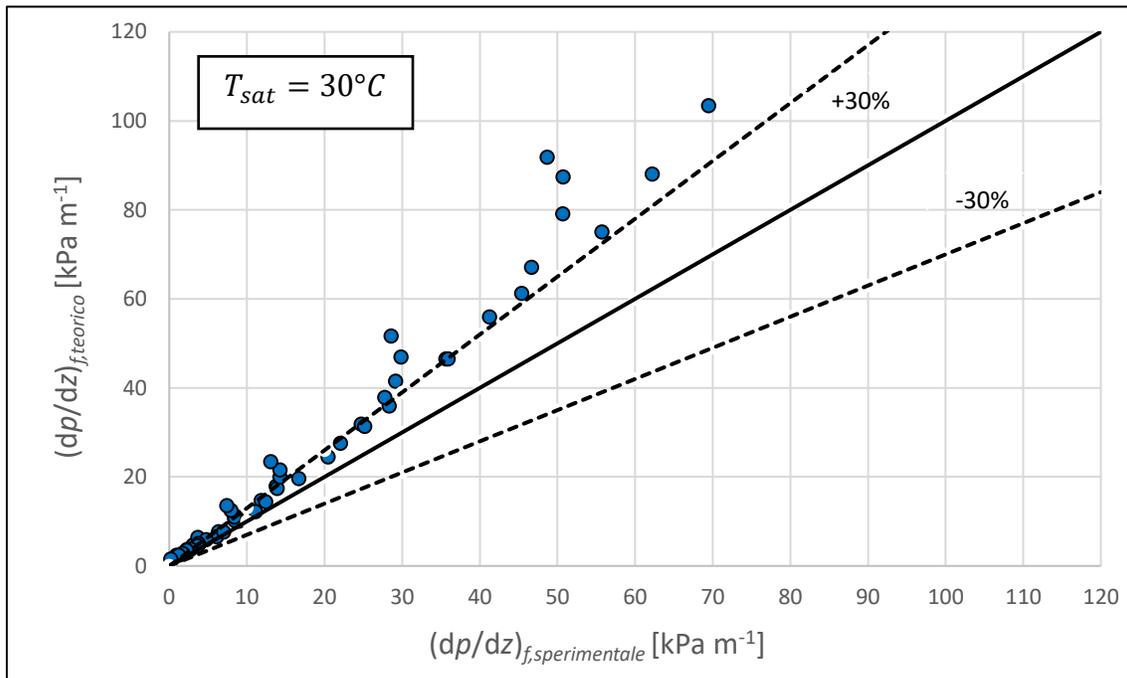


Figura 7.37 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Chamra et al. [60] ad una temperatura di saturazione di 30 °C

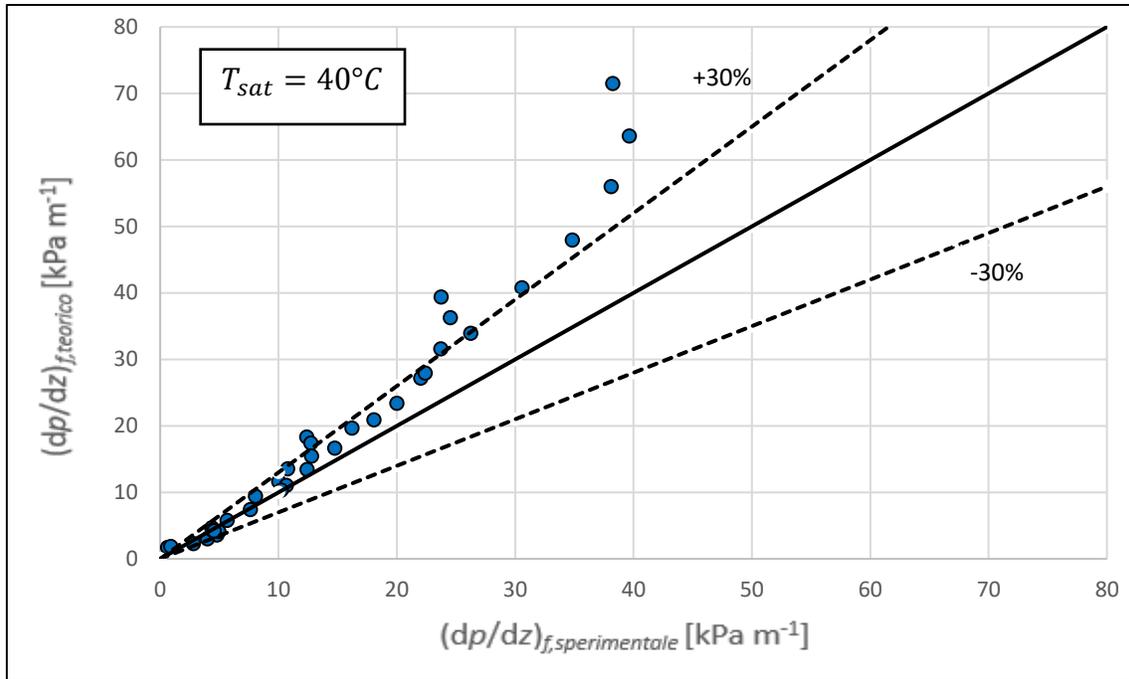


Figura 7.38 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Chamra et al. [60] ad una temperatura di saturazione di 40 °C

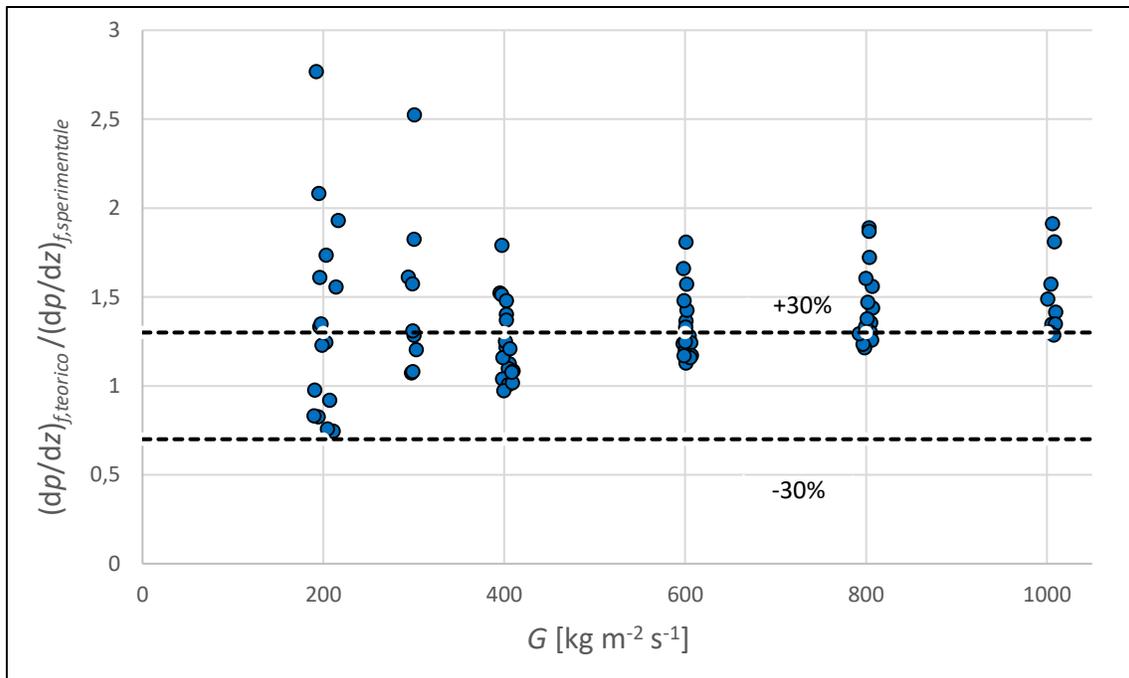


Figura 7.39 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [60] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

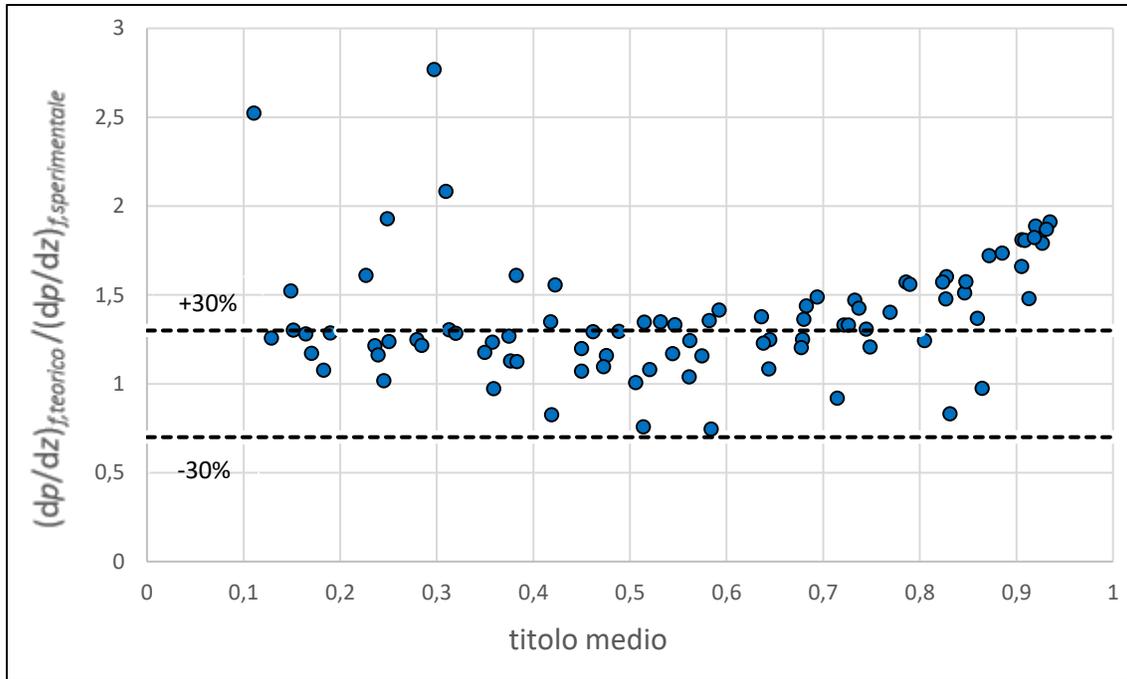


Figura 7.40 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [60] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Come si osserva dalle figure precedenti il modello tende a sovrastimare il gradiente di pressione per attrito un po' a tutte le portate specifiche analizzate e a tutti titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 44.1%, una deviazione assoluta pari a 44.1%, la deviazione standard è del 27.5%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 26.5%, una deviazione assoluta pari a 32.1%, la deviazione standard è del 32.7%.

7.1.2.4 Modello di Wu et al. [61]

Gli autori hanno sviluppato questo modello sulla base dei dati sperimentali ricavati dalla vaporizzazione di R22 e R410A all'interno 5 tubi microfin, aventi stesso diametro esterno di 5 mm. Le prove sono state eseguite per un range di portate specifiche variabili da 100 fino a 620 kg m⁻² s⁻¹, alla temperatura di saturazione di 6 °C. I tubi testati hanno tutti lo stesso diametro esterno di 5 mm, un numero di alette compreso tra 35 e 58 di altezza variabile da 0.10 fino a 0.15 mm, angolo all'apice variabile tra 20° e 40° e angolo d'elica di 18°. Il gradiente di pressione per attrito viene calcolato con la seguente relazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2 f_{tp} G^2}{D_{ft} \rho_{tp}} \quad (7.88)$$

Dove la densità omogenea delle due fasi ρ_{tp} viene calcolata come:

$$\rho_{tp} = \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}\right)^{-1} \quad (7.89)$$

Il fattore d'attrito omogeneo delle due fasi f_{tp} si calcola con l'equazione seguente:

$$f_{tp} = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}_{tp}}\right)^{12} + \frac{1}{(a+b)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (7.90)$$

in cui si ha che:

$$\text{Re}_{tp} = \frac{G D_{ft}}{\mu_{tp}} \quad (7.91)$$

la viscosità omogenea delle due fasi μ_{tp} si calcola con la relazione seguente:

$$\mu_{tp} = \mu_L - 2.5\mu_L \left[\frac{x \rho_L}{x \rho_L + (1-x)\rho_G} \right]^2 + \left[\frac{x \rho_L (1.5\mu_L + \mu_G)}{x \rho_L + (1-x)\rho_G} \right] \quad (7.92)$$

I parametri a e b che compaiono nell'equazione (7.90) sono calcolati con le relazioni seguenti:

$$a = \left[2.457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{Re_{tp}}\right)^{0.9} + (0.27 R_{x_f})} \right]^{16} \quad (7.93)$$

$$b = \left(\frac{37530}{Re_{tp}} \right)^{16} \quad (7.94)$$

dove R_{x_f} è la rugosità relativa che viene calcolata con l'equazione (7.71).

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati seguenti:

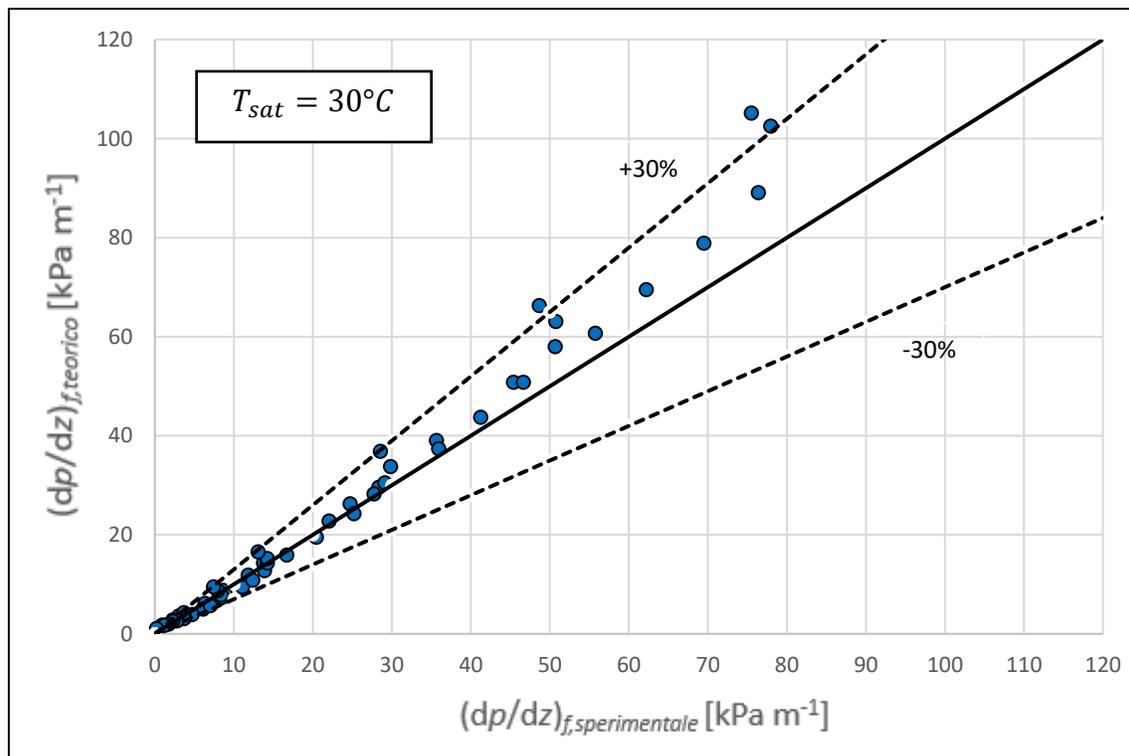


Figura 7.41 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Wu et al. [61] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

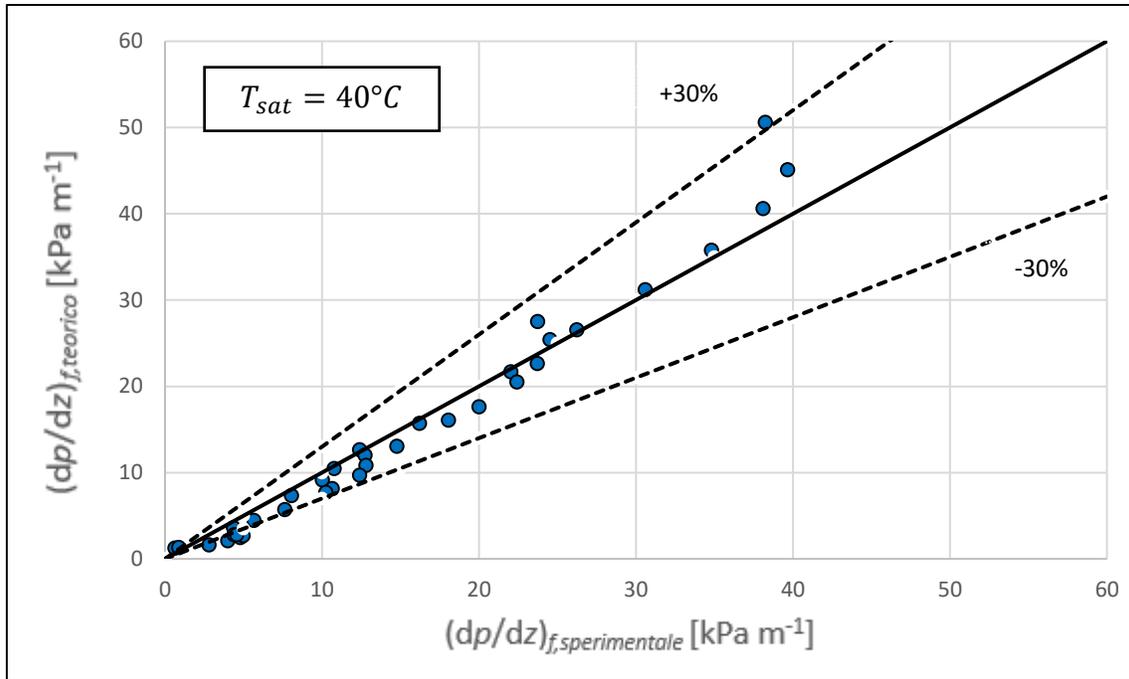


Figura 7.42 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Wu et al. [61] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

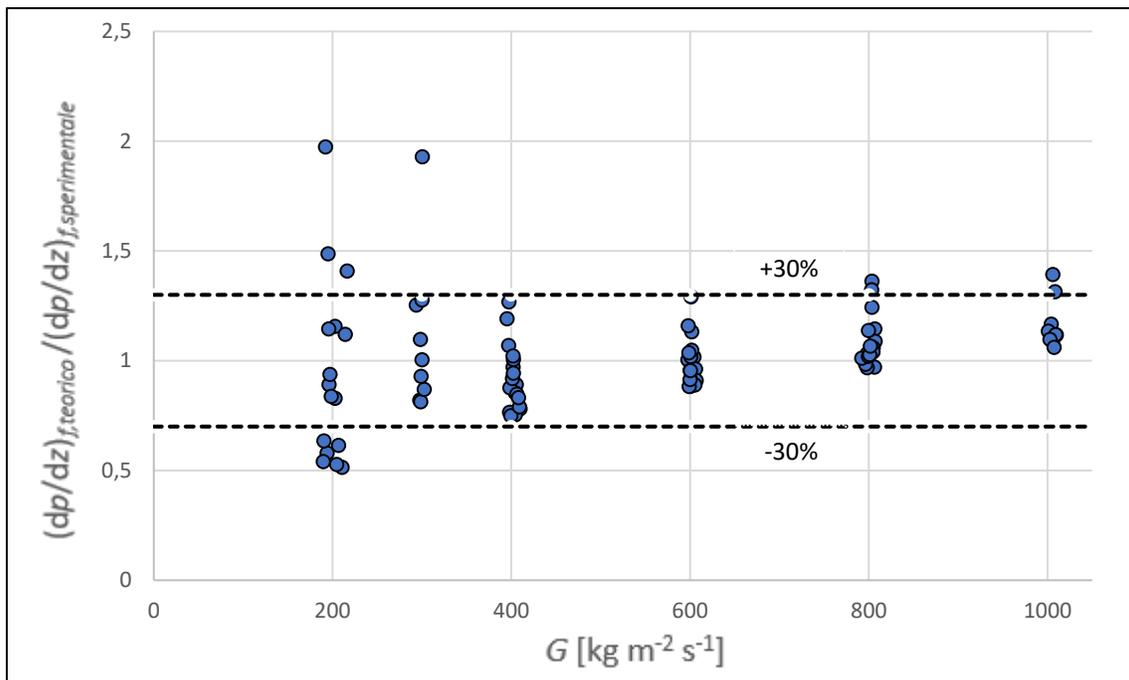


Figura 7.43 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [61] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

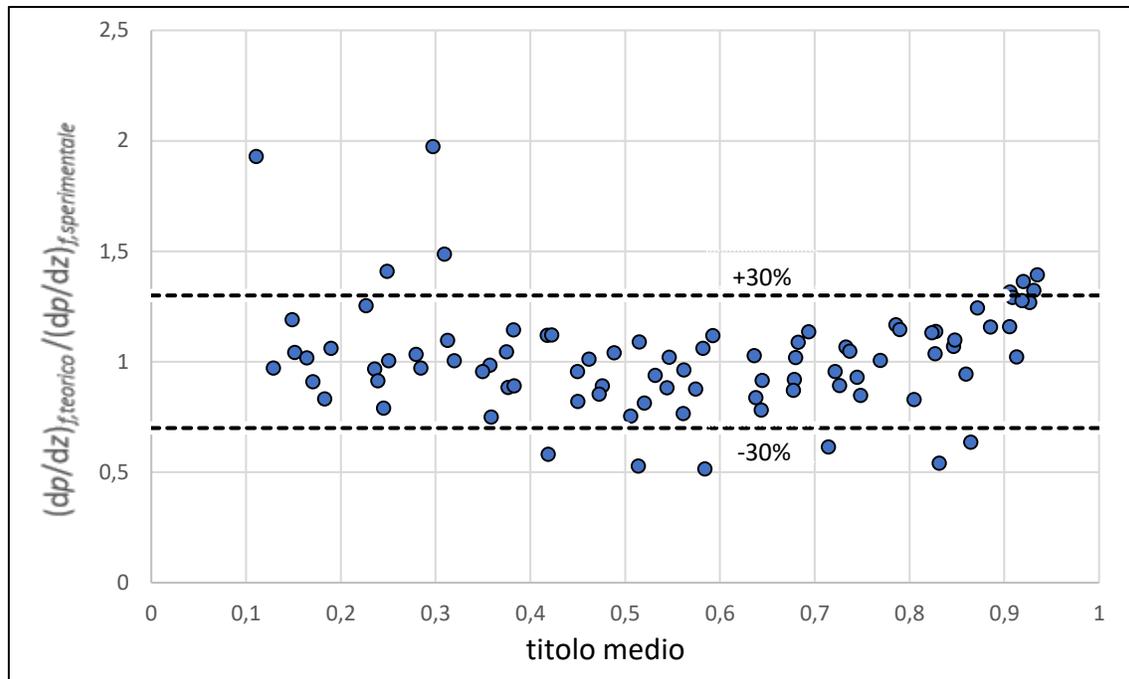


Figura 7.44 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [61] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalla figura 7.43 si può notare che il modello tende a sottostimare il gradiente di pressione per attrito alle basse portate specifiche ($G \leq 400$), viceversa tende a sovrastimare il gradiente di pressione per attrito alle alte portate specifiche. Per quanto riguarda l'effetto del titolo, dalla figura 7.44, non si osserva un andamento particolare: si vede che il modello tende a sottostimare e sovrastimare il gradiente di pressione per attrito un po' a tutti i titoli. Quello che emerge dai diagrammi delle figure precedenti è che la maggiore discrepanza tra modello teorico e valori sperimentali, si ha in corrispondenza di basse portate specifiche e bassi titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 8.1%, una deviazione assoluta pari a 14.4%, la deviazione standard è del 14.8%.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del -7.4%, una deviazione assoluta pari a 20.3%, la deviazione standard è del 20.4%.

7.1.2.5 Modello di Hirose et al. [58]

Gli autori hanno proposto una correlazione empirica, basata sui dati sperimentali ricavati dalla condensazione di R32, R152a e R410A, per calcolare le perdite di carico in condensazione in un tubo microfin. Le condizioni operative in cui è valido il modello sono state descritte nel paragrafo 7.1.1.6, quindi per non essere ridondanti si evita di ripeterle. Il gradiente di pressione per attrito si può calcolare con l'equazione seguente:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_G^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_G \quad (7.95)$$

il moltiplicatore bifase Φ_G è correlato al parametro di Martinelli X_{tt} attraverso la relazione seguente:

$$\Phi_G = 1 + 1.55 X_{tt}^{0.4} \quad (7.96)$$

Il termine $(dp/dz)_G$ che compare nell'equazione (7.95) è il gradiente di pressione per attrito calcolato come se la fase vapore fluisse da solo dentro il tubo, ed è definito dalla seguente relazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_G = \frac{2 f_G G^2 x^2}{\rho_G D_{ft}} \quad (7.97)$$

Il fattore di attrito f_G viene calcolato con l'equazione seguente:

$$f_G = 0.26 \text{Re}_G^{-0.38} \eta^{0.95} (\cos \beta)^{-2.8} \quad (7.98)$$

dove il termine η è un parametro che tiene conto dell'incremento della superficie di scambio per mezzo delle alette, e può essere calcolato con l'equazione (7.29).

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i seguenti risultati.

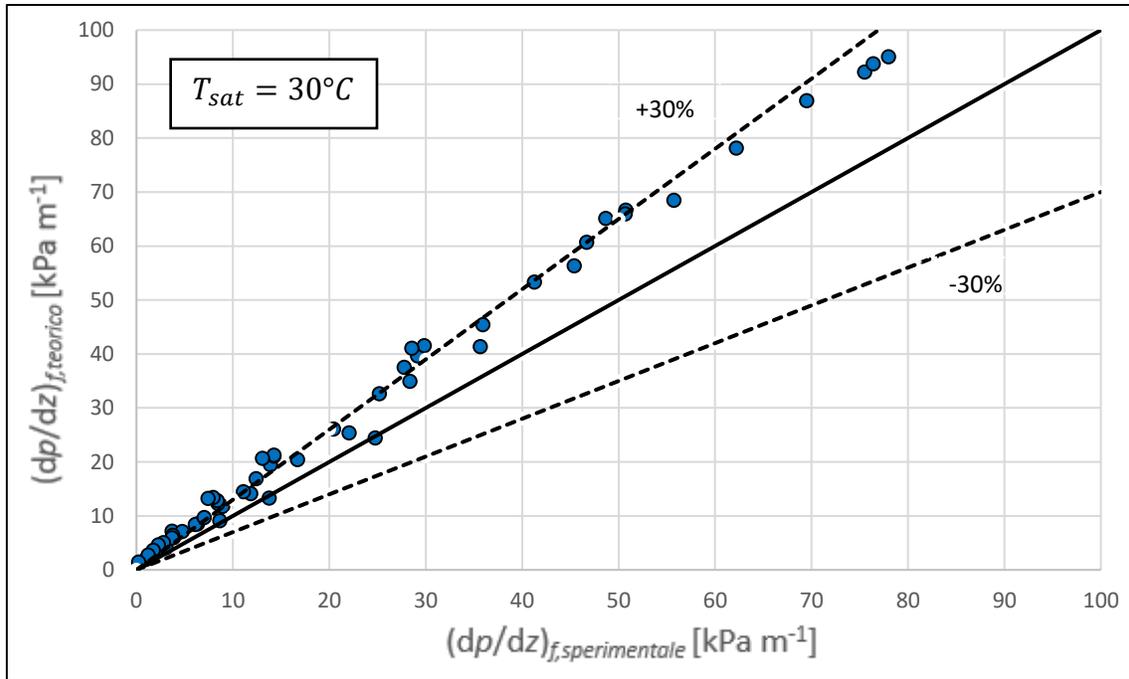


Figura 7.45 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Hirose et al. [58] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

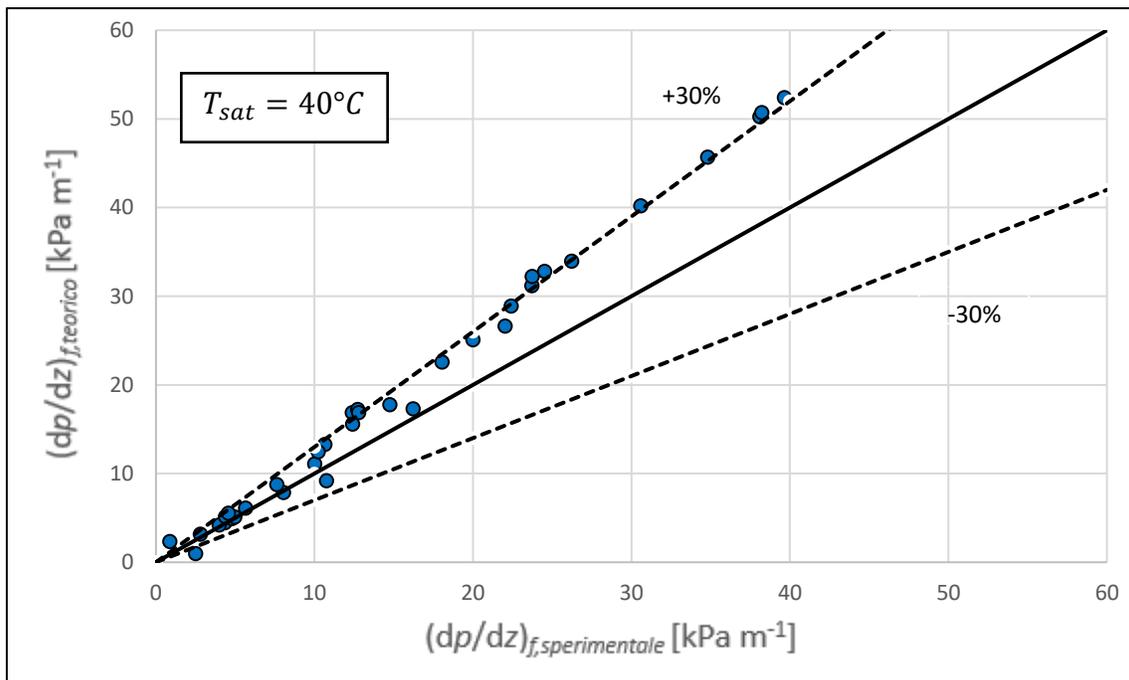


Figura 7.46 - Confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato col modello di Hirose et al. [58] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

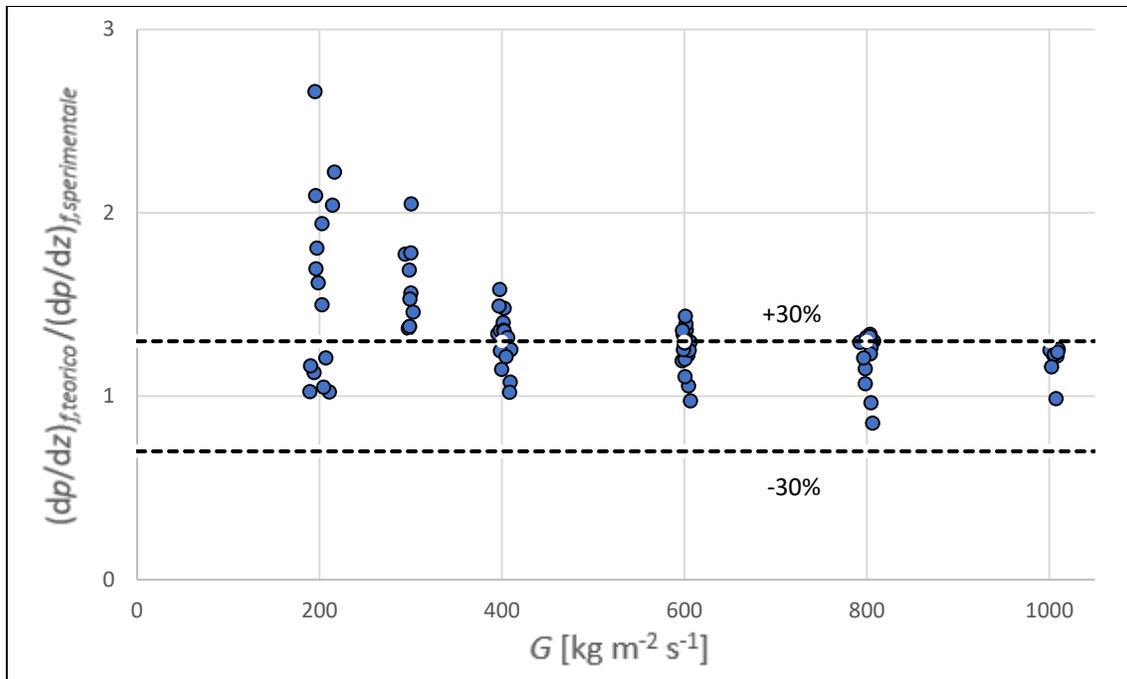


Figura 7.47 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Hirose [58] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

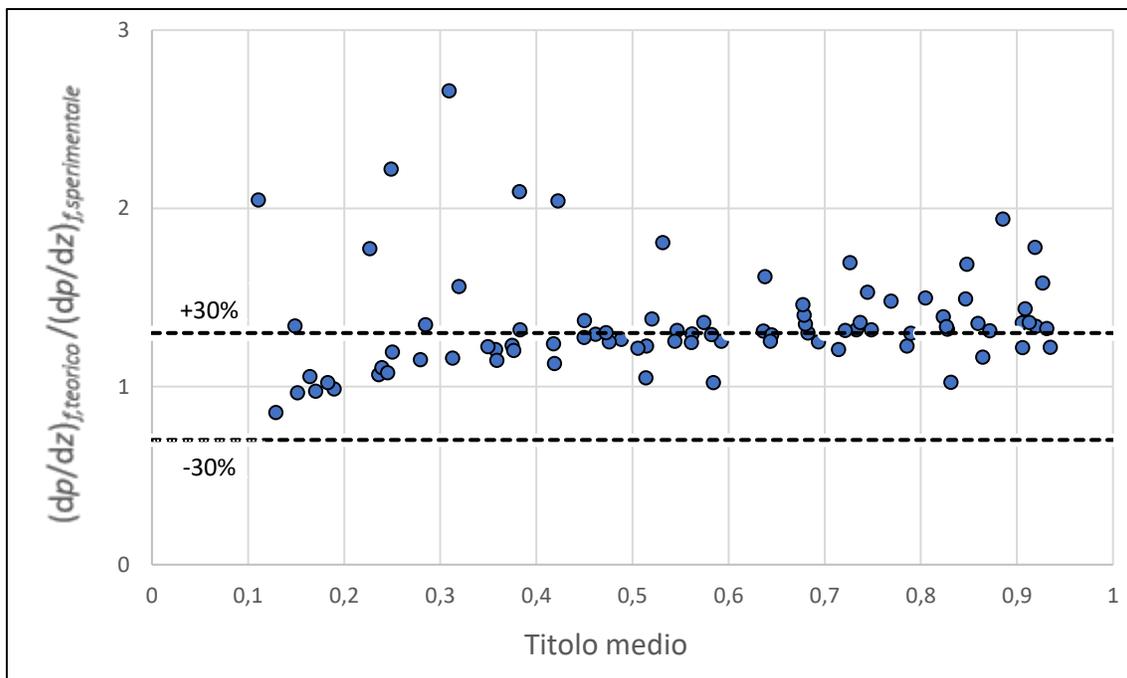


Figura 7.48 - Rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Hirose [58] e quello sperimentale in funzione titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti si può notare che il modello tende a sovrastimare il gradiente di pressione per attrito in tutte le condizioni operative di portata, titolo e temperatura di saturazione. Dalle figure 7.47 e 7.48 si può osservare che le maggiori differenze tra il valore del gradiente di pressione per attrito stimato col modello, e quello misurato sperimentalmente, si hanno per le basse portate specifiche e per bassi titoli. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 42.7%, una deviazione assoluta pari a 42.9%, la deviazione standard è del 27.5%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 24.6%, una deviazione assoluta pari a 25.6%, la deviazione standard è del 27.2%.

Si può osservare che applicando il modello solo alle alte portate specifiche, cioè per $G \geq 400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, allora si ottengono risultati nettamente migliori. Infatti, in queste condizioni il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 28.2%, una deviazione assoluta pari a 28.4%, la deviazione standard è del 12,6%; mentre per una temperatura di saturazione di 40 °C, il modello ha una deviazione relativa del 22.6%, una deviazione assoluta pari a 23.8%, la deviazione standard è del 10.5%.

7.2 Tubo Liscio

7.2.1 Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione

7.2.1.1 Modello di Cavallini e Zecchin [55]

Cavallini e Zecchin hanno sviluppato una correlazione semi-empirica, basata sui dati ricavati dalla condensazione di R12, R22, R113 e R112 dentro un tubo liscio di diametro interno 8 mm. La correlazione è valida nei seguenti campi applicativi:

$$30 \text{ }^\circ\text{C} < T_{sat} < 50 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$10 < \frac{\rho_L}{\rho_G} < 2 \cdot 10^3$$

(7.99)

$$10 < \frac{\mu_L}{\mu_G} < 2 \cdot 10^3$$

$$0.8 < Pr_L < 20$$

L'equazione è stata sviluppata per regime di moto anulare. La correlazione proposta dagli autori ha la struttura seguente:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \cdot 0.05 \text{Re}_L^{0.8} \text{Pr}_L^{0.33} \left[1 + \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \left(\frac{x}{1-x} \right) \right]^{0.8} \quad (7.100)$$

dove i numeri di Reynolds e di Prandtl del liquido sono calcolati come segue:

$$\text{Re}_L = \frac{G (1-x) D}{\mu_L} \quad (7.101)$$

$$\text{Pr}_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (7.102)$$

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati riportati nelle figure seguenti.

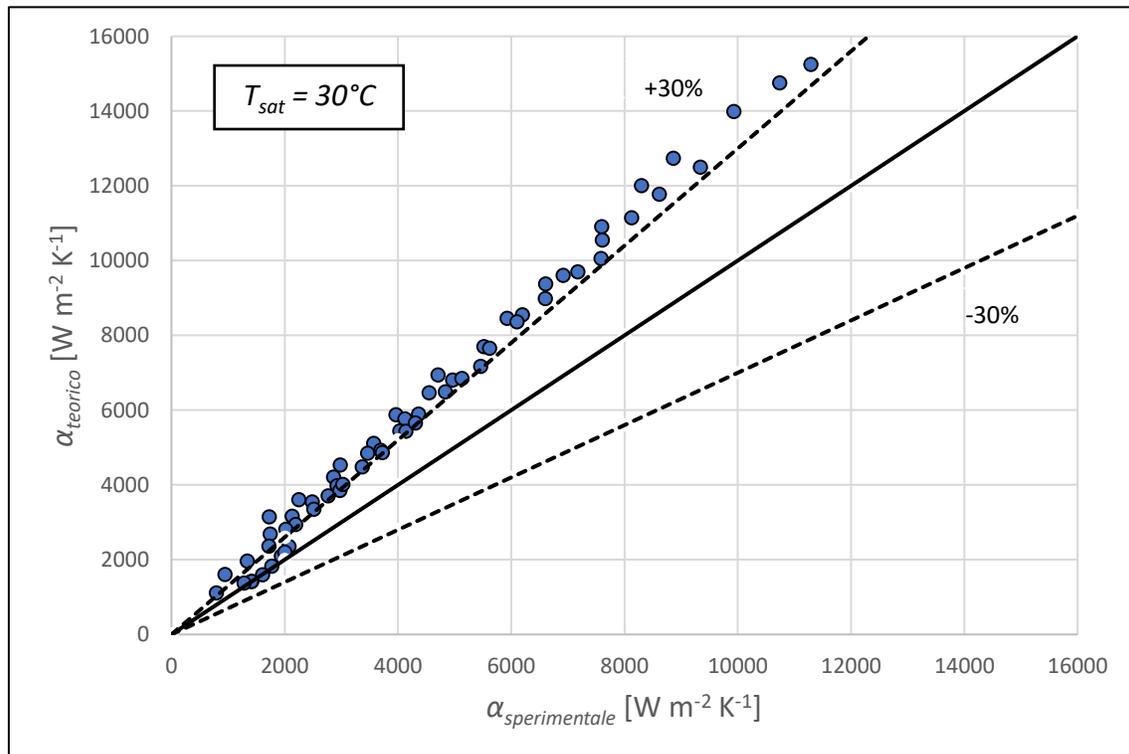


Figura 7.49 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Cavallini e Zecchin [55] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

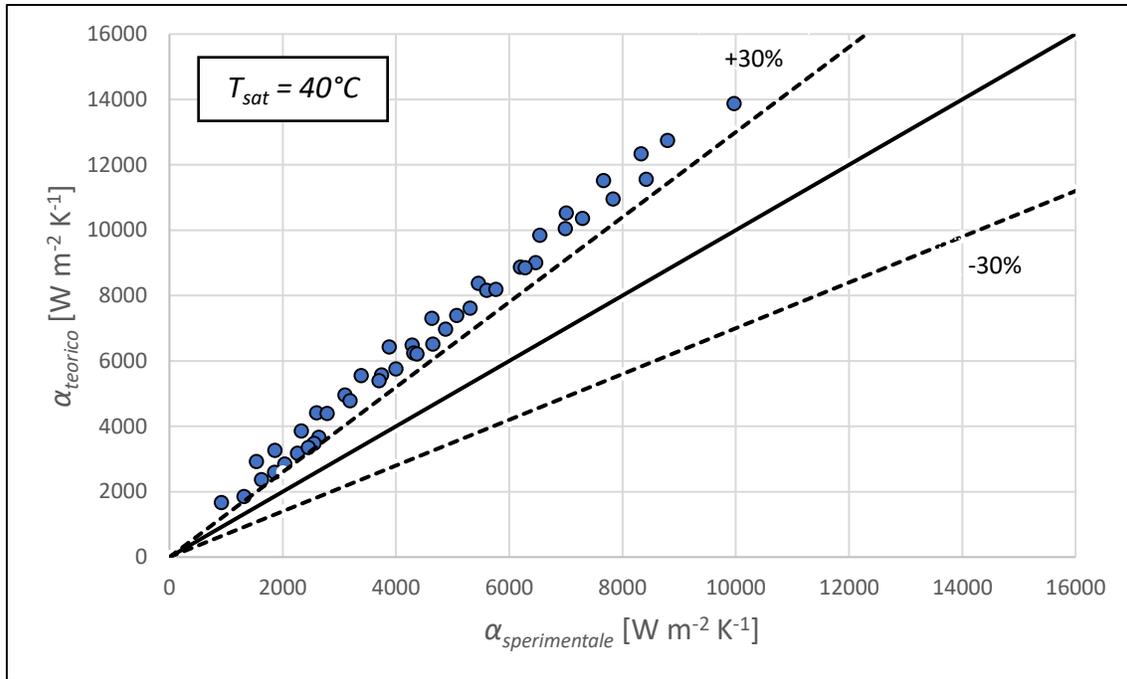


Figura 7.50 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Cavallini e Zecchin [55] ad una temperatura di saturazione di 40°C .

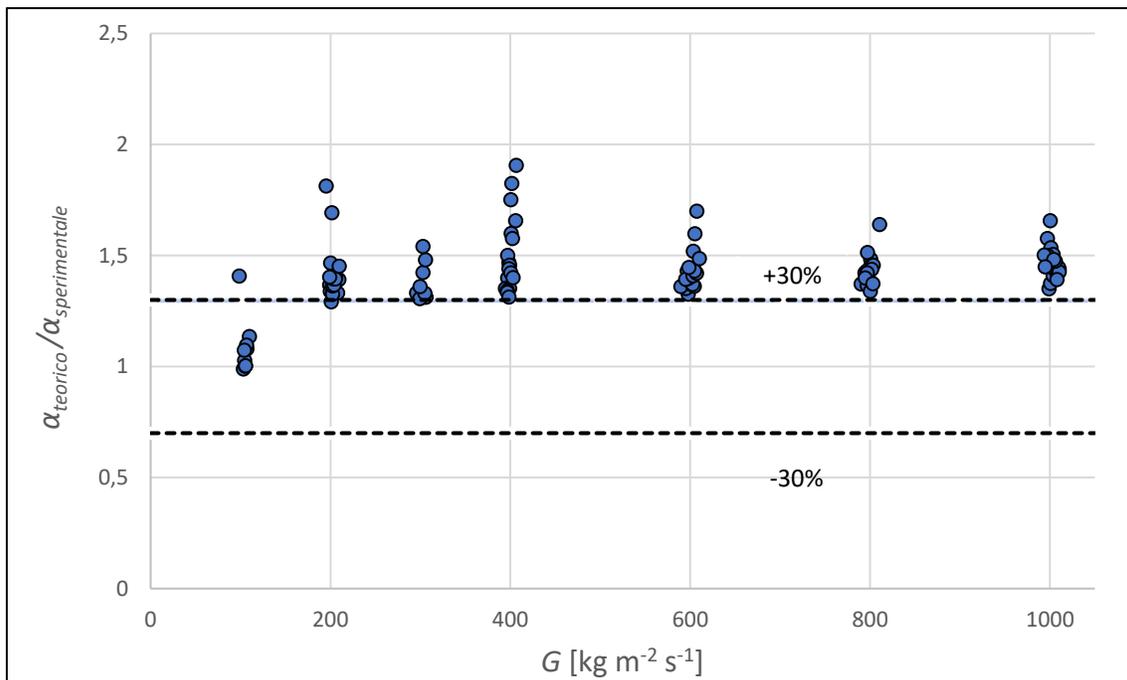


Figura 7.51 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini e Zecchin [55] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

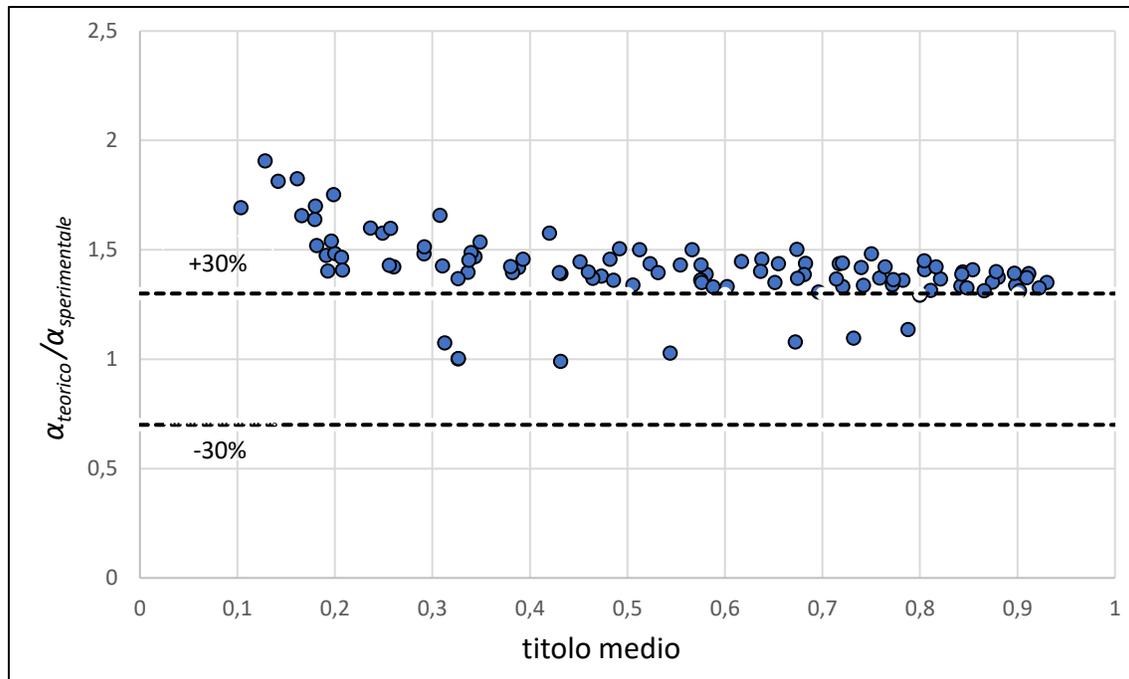


Figura 7.52 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini e Zecchin [55] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure 7.49-7.52 si osserva che il modello teorico tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, in tutte le condizioni operative di portata, titolo e temperatura di saturazione.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 35.7%, una deviazione assoluta pari a 35.7%, la deviazione standard è del 14.7%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 48.1%, una deviazione assoluta pari a 48.1%, la deviazione standard è del 12.3%.

Tali deviazioni sono giustificate dal fatto che il modello, benché sia stato sviluppato per regime anulare, è stato applicato a tutti i punti sperimentali.

7.2.1.2 Modello di Cavallini et al. [20]

Gli autori hanno sviluppato questa correlazione per condensazione di fluidi frigorigeni alogenati, vapor d'acqua e anidride carbonica, dentro tubi lisci orizzontali aventi diametro interno maggiore di 3 mm. Gli autori hanno distinto due regioni di deflusso: una zona ΔT -dipendente e una zona ΔT -indipendente. L'equazione fornisce un coefficiente per deflusso anulare (regime ΔT -indipendente) e un'equazione per il regime stratificato con onde (regime ΔT -dipendente) che interpola i valori dati dalle equazioni per

deflusso anulare e per deflusso stratificato senza onde. Per la regione ΔT -indipendente ($J_G > J_G^T$) il coefficiente di scambio termico è dato dalla seguente relazione:

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \left[1 + 1.128x^{0.8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} \text{Pr}_L^{-0.100} \right] \quad \text{se } J_G > J_G^T \quad (7.103)$$

Per la regione ΔT -dipendente ($J_G \leq J_G^T$) il coefficiente di scambio termico è dato dalla seguente relazione:

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \left(\frac{J_G^T}{J_G} \right)^{0.8} - \alpha_{STRAT} \right] \left(\frac{J_G}{J_G^T} \right) + \alpha_{STRAT} \quad \text{se } J_G \leq J_G^T \quad (7.104)$$

in cui:

$$\alpha_{LO} = 0.023 \text{Re}_{LO}^{0.8} \text{Pr}_L^{0.4} \frac{\lambda_L}{D} \quad \text{dove} \quad \text{Re}_{LO} = \frac{G D}{\mu_L} \quad \text{Pr}_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (7.105)$$

$$\alpha_{STRAT} = 0.725 \left\{ 1 + 0.74 \left[\frac{(1-x)}{x} \right]^{0.3321} \right\}^{-1} \left[\frac{\lambda_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_G) g h_{LG}}{\mu_L D \Delta T} \right]^{0.25} + (1 - x^{0.087}) \alpha_{LO} \quad (7.106)$$

dove h_{LG} è il calore latente, e $\Delta T = (T_{sat} - T_w)$ è la differenza tra la temperatura di saturazione e la temperatura di parete. Il termine J_G è la velocità adimensionale del gas che viene calcolata con l'equazione (1.13), mentre J_G^T è la linea di transizione tra i due regimi di moto che gli autori hanno calcolato con la seguente relazione:

$$J_G^T = \left\{ \left[\frac{7,5}{(4,3 X_{tt}^{1,111} + 1)} \right]^{-3} + C_T^{-3} \right\}^{-1/3} \quad (7.107)$$

Nelle figure di seguito sono riportati i risultati derivanti dall'applicazione del modello ai dati sperimentali.

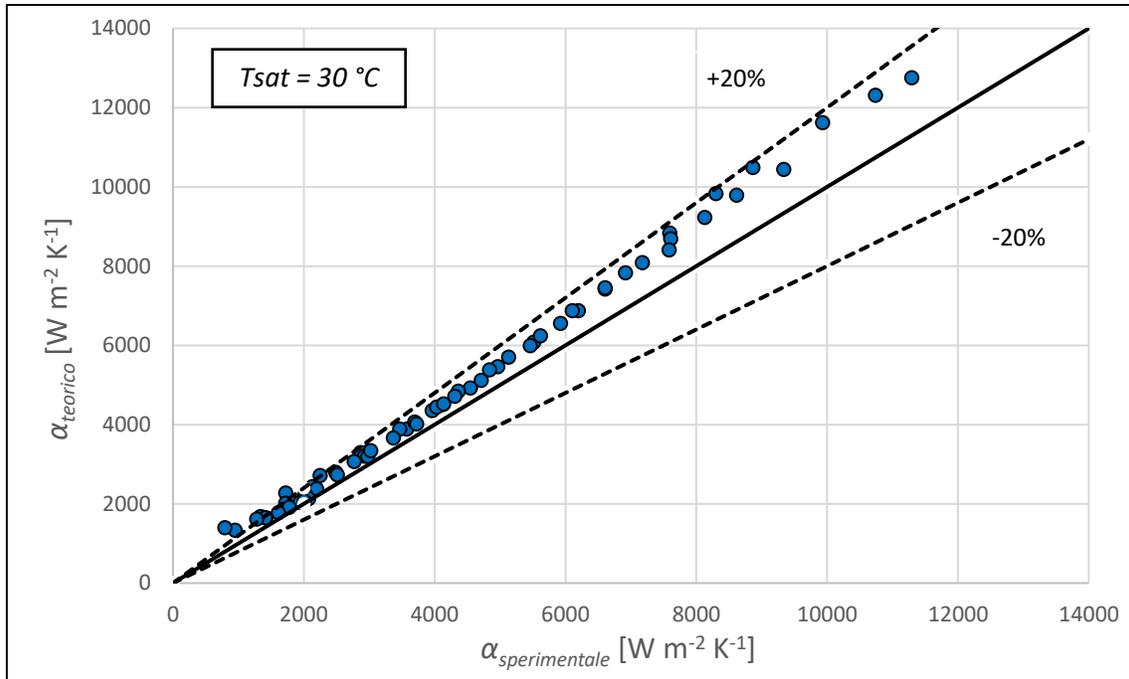


Figura 7.53 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Cavallini et al. [20] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

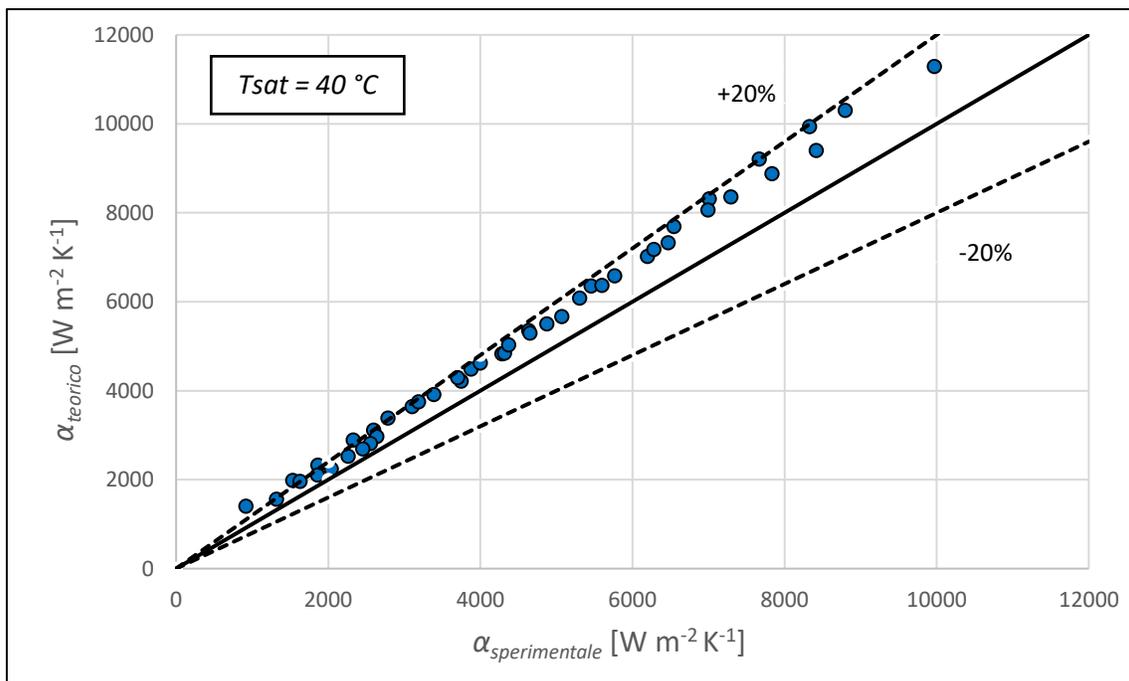


Figura 7.54 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Cavallini et al. [20] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

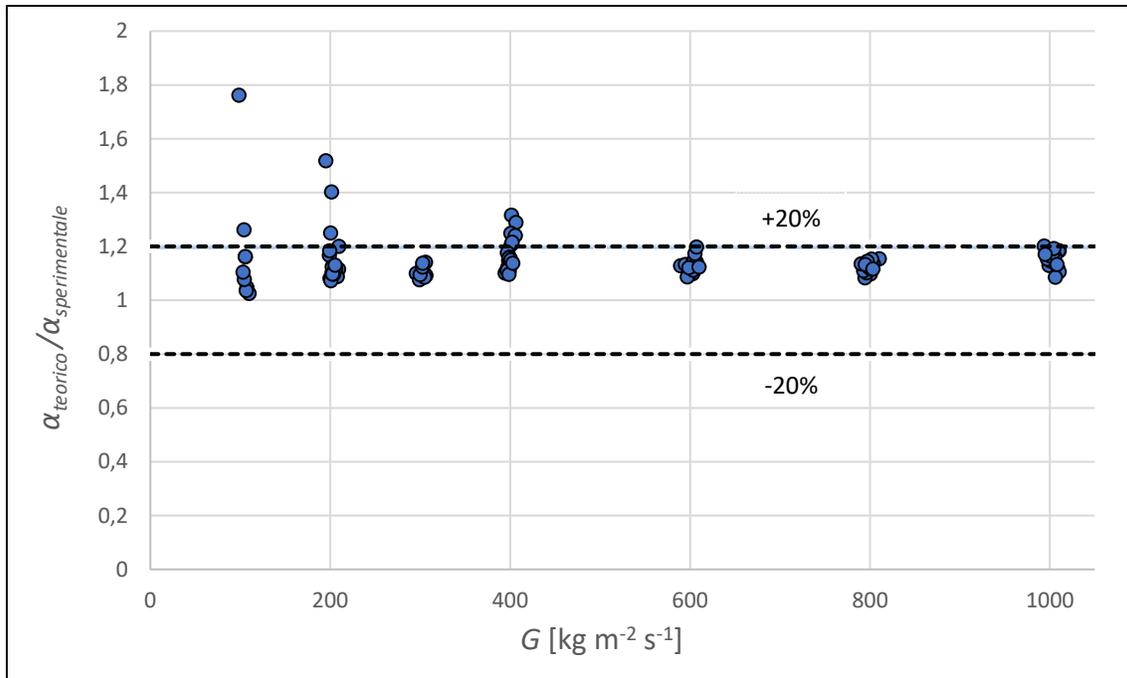


Figura 7.55 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [20] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

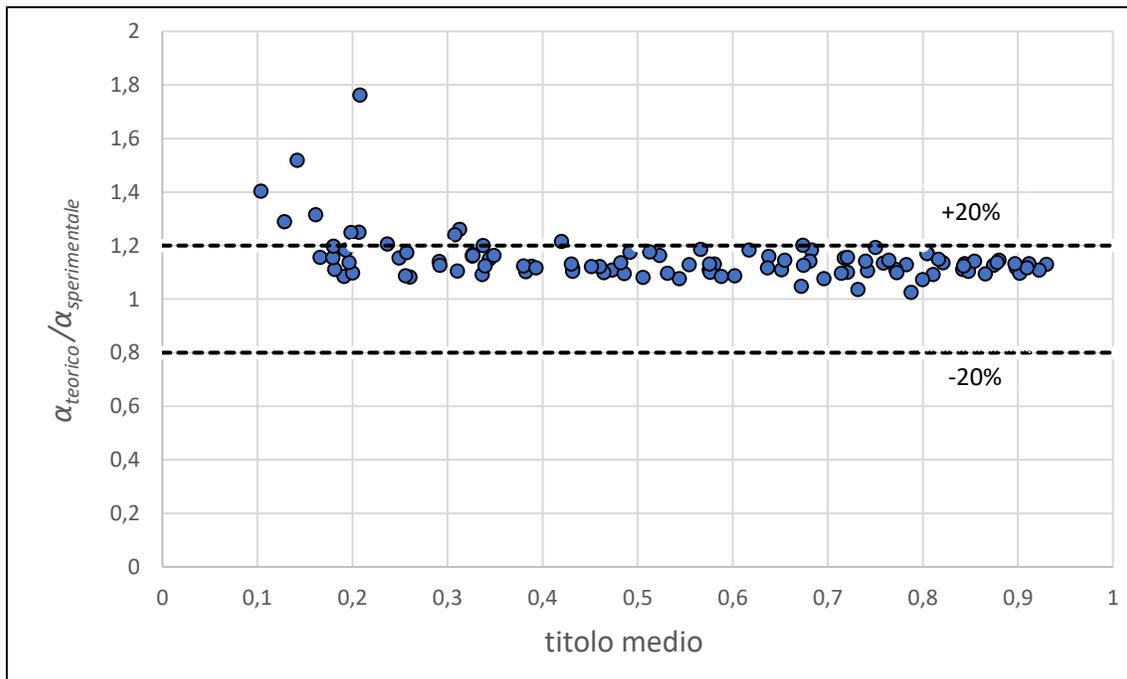


Figura 7.56 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [20] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Come si vede dalle figure precedenti, il modello considerato tende a sovrastimare leggermente il coefficiente di scambio termico un po' in tutte le condizioni operative, per tutte le portate specifiche analizzate e per tutti i titoli. Tuttavia, si osserva che, la discrepanza tra il valore teorico calcolato col modello e quello sperimentale, è per tutte le condizioni operative investigate all'interno del range $\pm 20\%$, dunque il modello teorico fornisce risultati perfettamente in accordo ai dati sperimentali. Dalle figure 7.55 e 7.56 emerge che i punti più sovrastimati si trovano alle basse portate specifiche e a bassi titoli.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 13.6%, una deviazione assoluta pari a 13.6%, la deviazione standard è del 10%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 16.4%, una deviazione assoluta pari a 16.4%, la deviazione standard è del 6.7%.

7.2.1.3 Modello di Shah [62] del 1979

La correlazione proposta da Shah è di tipo empirico, ed è basata sui dati ricavati dalla condensazione di R11, R12, R22, R113, metanolo, etanolo, etilene e benzene, dentro tubi lisci di diametro interno variabile tra 7 e 40 mm. La correlazione è stata sviluppata per moto in regime anulare, ed è valida nelle seguenti condizioni operative:

$$10 < p_{sat} < 9.87 \text{ MPa}$$

$$21 < T_{sat} < 310 \text{ °C} \quad (7.108)$$

$$10 < G < 1600 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$$

La correlazione di Shah si può esprimere nella forma seguente:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \cdot 0.023 \text{ Re}_{L0}^{0.8} \text{ Pr}_L^{0.4} \left[(1-x)^{0.8} + \frac{3.8x^{0.76}(1-x)^{0.04}}{p_r^{0.38}} \right] \quad (7.109)$$

In cui p_r è la pressione ridotta, mentre i numeri di Reynolds e di Prandtl sono calcolati come segue:

$$\text{Re}_{L0} = \frac{G D}{\mu_L} \quad ; \quad \text{Pr}_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (7.110)$$

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati seguenti.

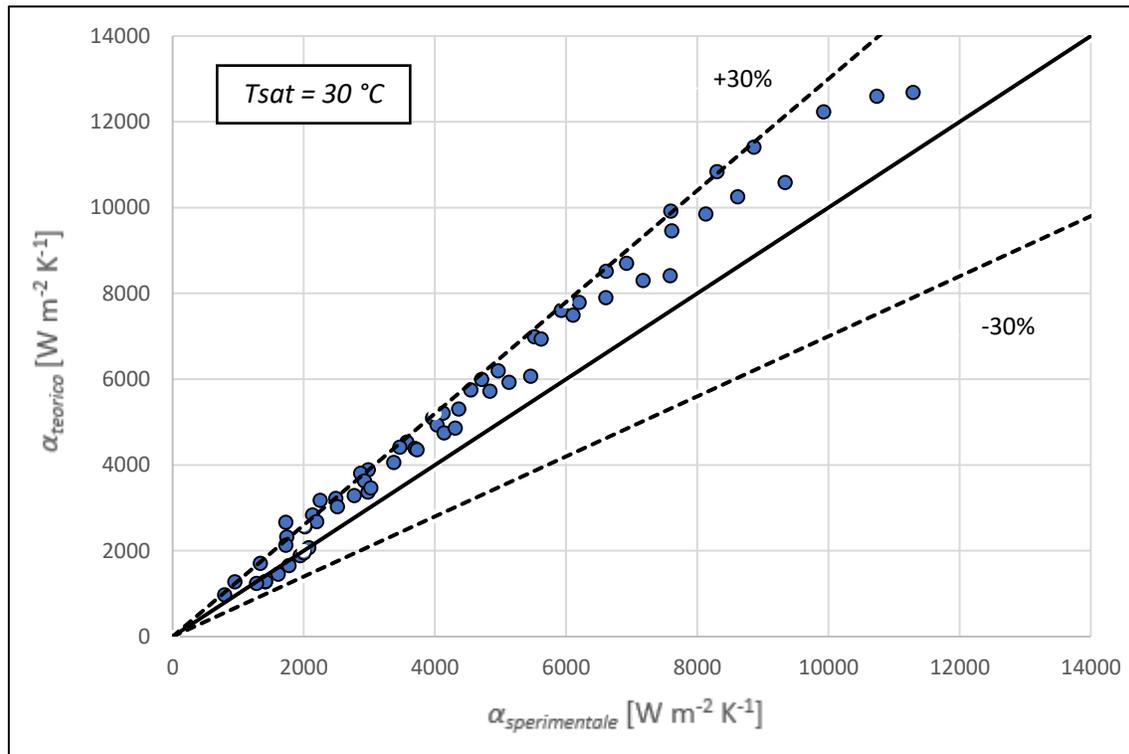


Figura 7.57 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Shah [62] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

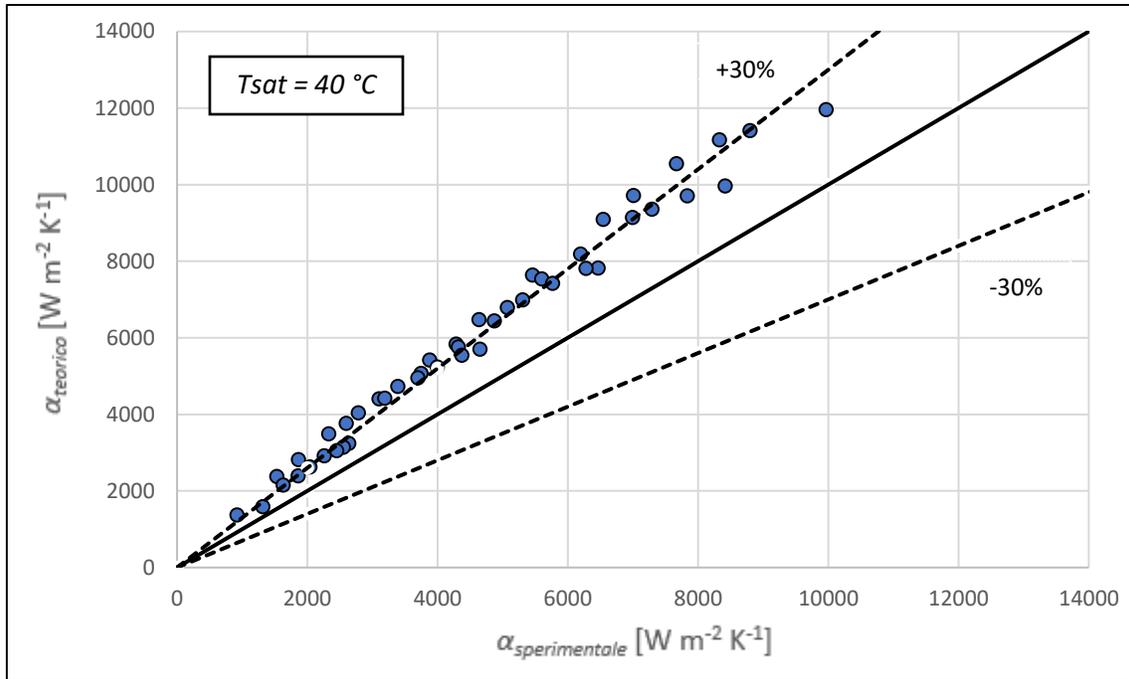


Figura 7.58 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Shah [62] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

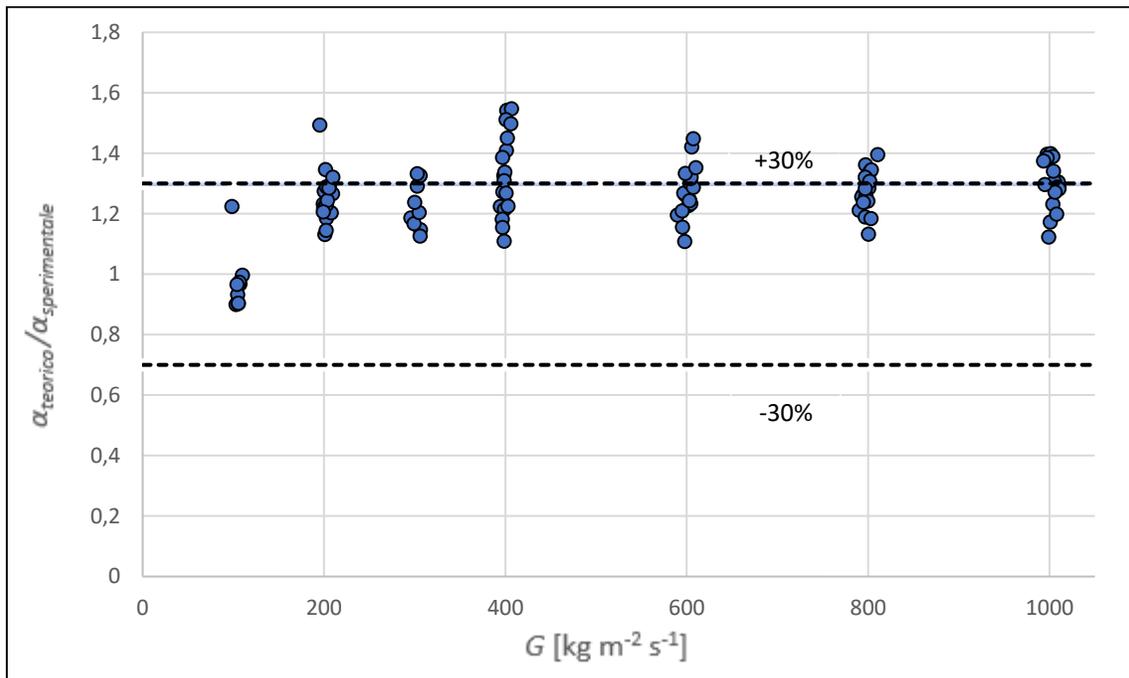


Figura 7.59 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Shah [62] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

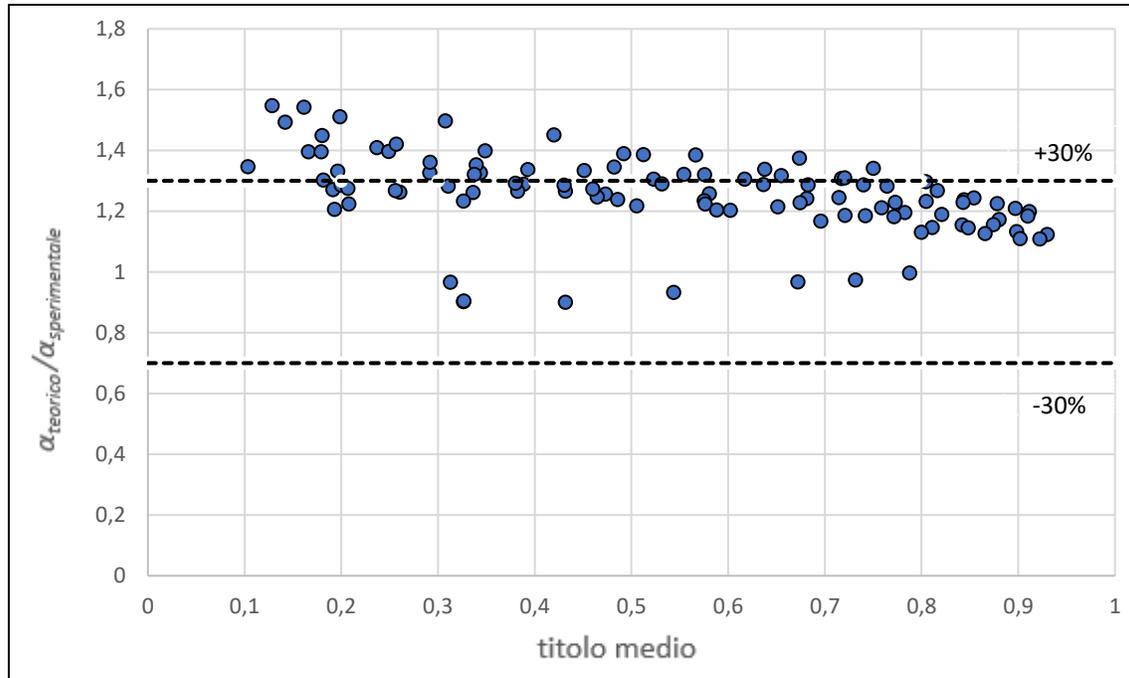


Figura 7.60 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Shah [62] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti si osserva che il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, di anche più del 30%, in tutte le condizioni operative, per tutte le portate specifiche e per tutti i titoli analizzati. Dalle figure 7.59 e 7.60 non si osservano degli effetti particolari da parte della portata specifica e del titolo.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 20%, una deviazione assoluta pari a 21.4%, la deviazione standard è del 9.5%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 33.4%, una deviazione assoluta pari a 33.4%, la deviazione standard è del 8.8%. Quindi il modello fornisce risultati migliori alla temperatura di saturazione di 30 °C.

Il motivo per cui si hanno degli errori così elevati, è legato al fatto che la correlazione proposta, è sviluppata per moto anulare, mentre in questa analisi si è applicata l'equazione a tutti i dati sperimentali, indistintamente dal tipo di deflusso.

7.2.1.4 Modello di Dobson e Chato [63] del 1998

Gli autori hanno sviluppato un modello semi-empirico, per il calcolo del coefficiente di scambio termico in condensazione dentro tubo liscio, basato sui dati ricavati dalla condensazione di R12, R22, R134a e R32, all'interno di tubi di diametro interno variabile tra 3.14 e 7.04 mm. La correlazione proposta è basata sull'equazione di Dittus-Boelter, che è stata opportunamente modificata come segue:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \cdot 0.023 \text{Re}_L^{0.8} \text{Pr}_L^{0.4} g(X_{tt}) \quad (7.111)$$

dove il fattore $g(X_{tt})$ è funzione del parametro di Martinelli e si può calcolare con l'equazione seguente:

$$g(X_{tt}) = 1 + \frac{2.22}{X_{tt}^{0.89}} \quad (7.112)$$

I numeri di Reynolds e di Prandtl sono così definiti:

$$\text{Re}_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \quad ; \quad \text{Pr}_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (7.113)$$

L'equazione proposta è stata sviluppata per moto in regime anulare. Il campo di validità della correlazione è per $35 < T_{sat} < 60$ °C e per portate specifiche comprese nel range tra 70 e 500 kg m⁻² s⁻¹. L'applicazione del modello ai dati sperimentali ha fornito i risultati che sono riportati nei grafici delle figure seguenti.

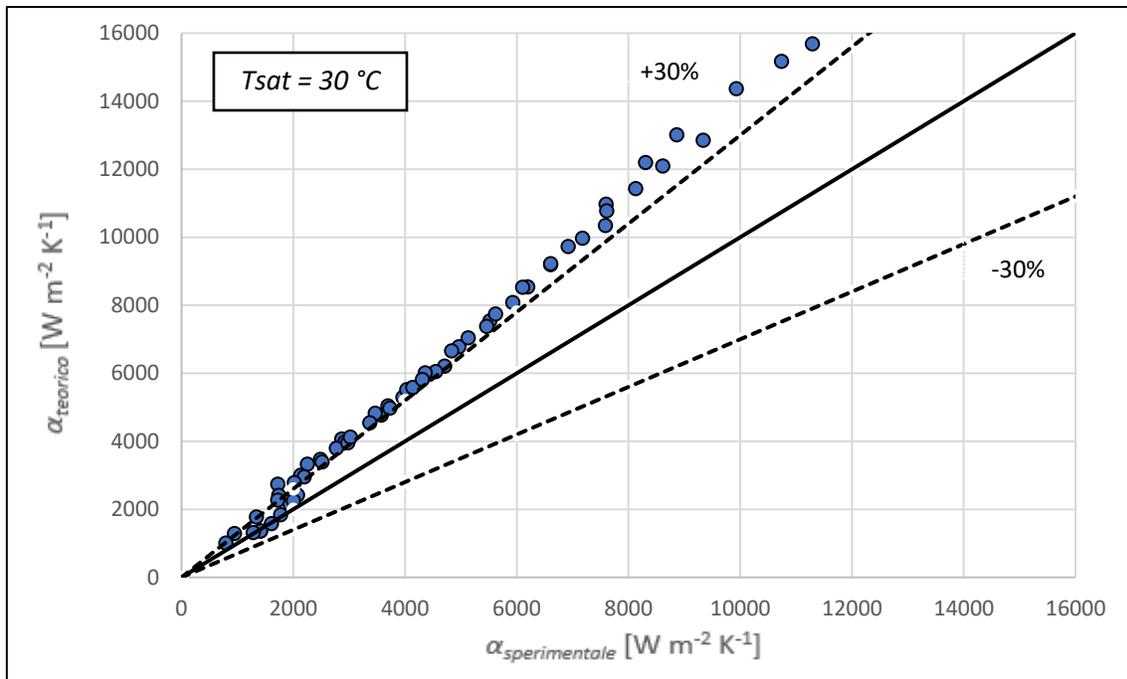


Figura 7.61 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Dobson e Chato [63] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

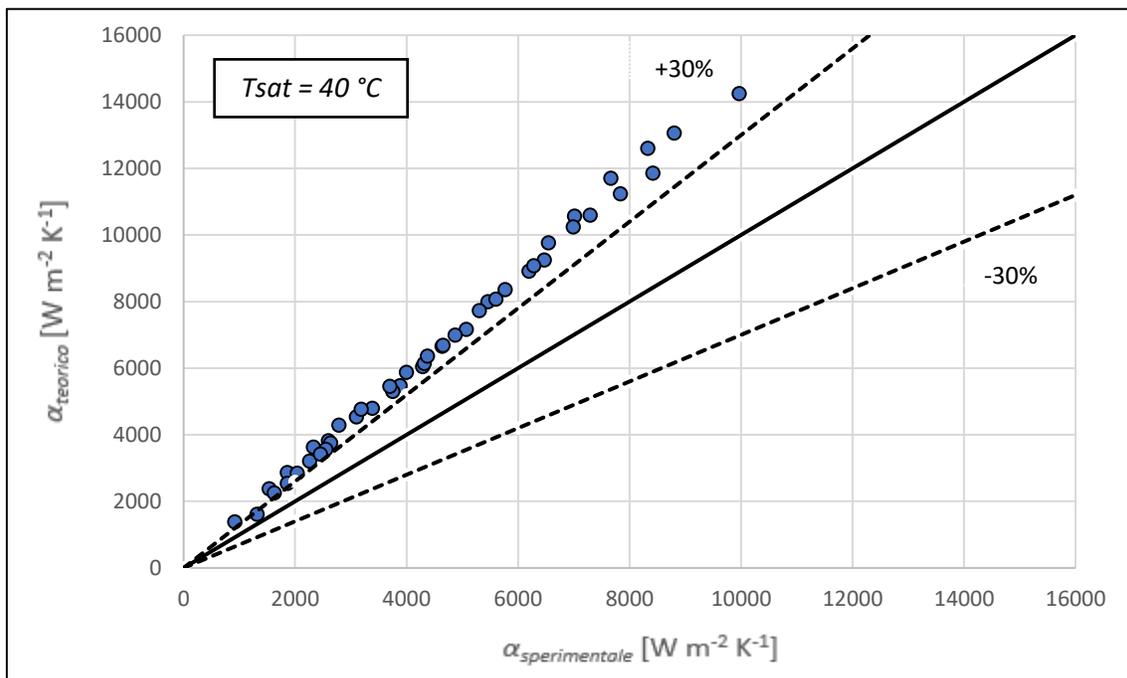


Figura 7.62 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Dobson e Chato [63] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

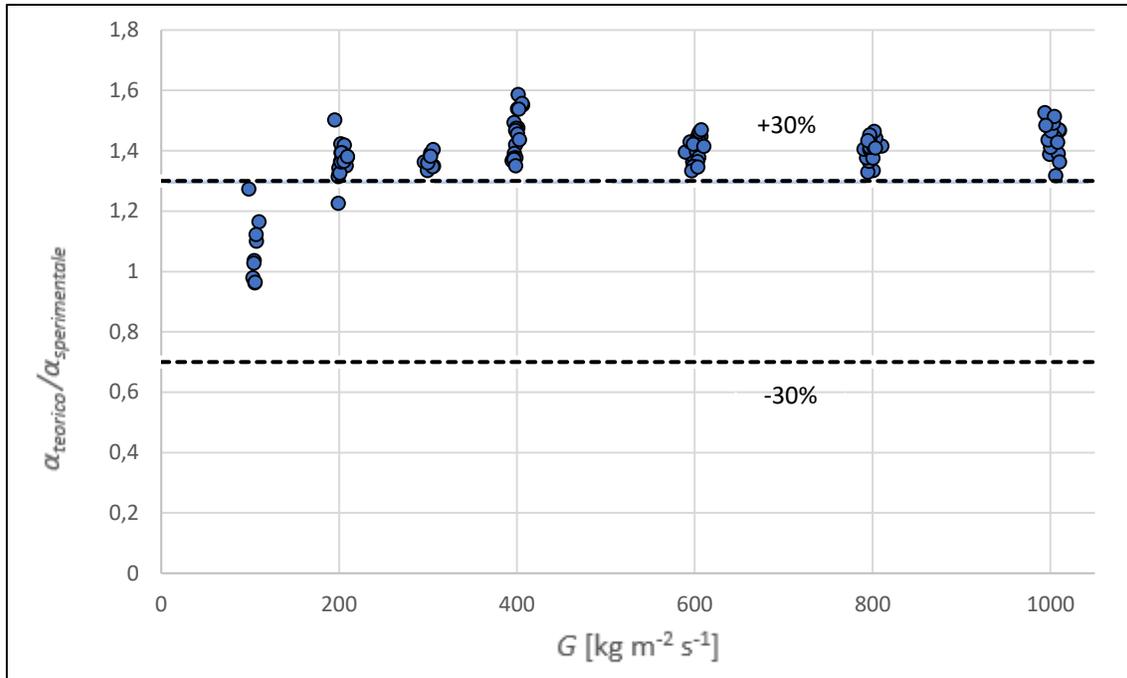


Figura 7.63 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Dobson e Chato [63] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A

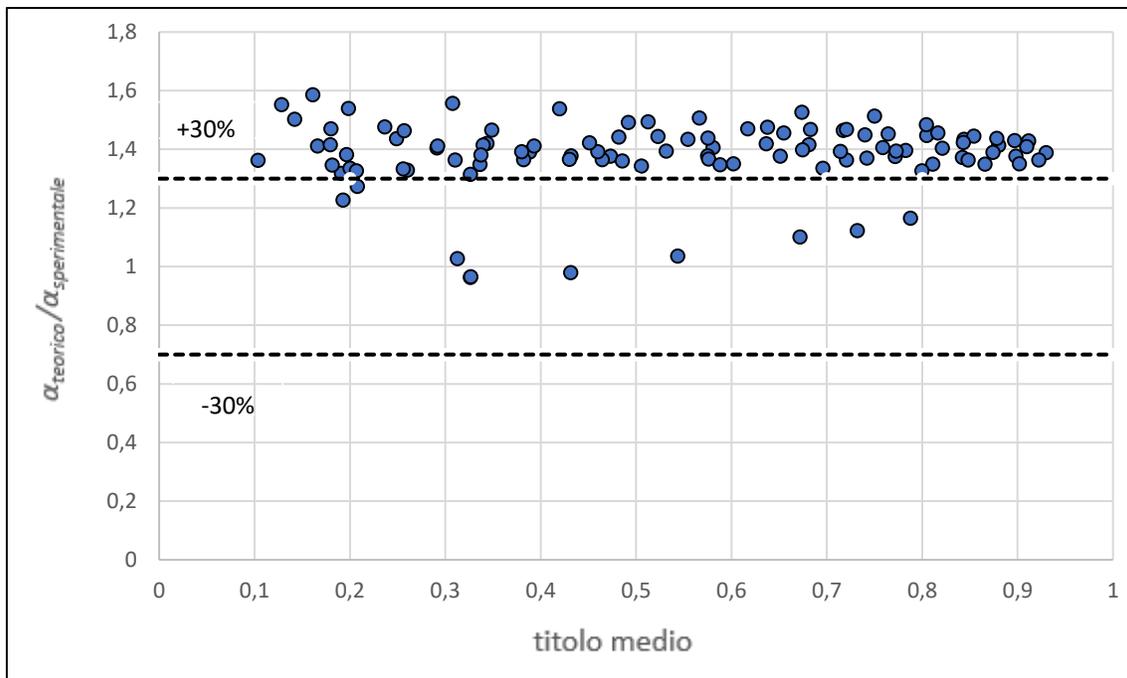


Figura 7.64 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Dobson e Chato [63] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle analisi riportate nelle figure precedenti si osserva che il modello tende a sovrastimare, di anche più del 30%, il coefficiente di scambio termico, in tutte le condizioni di portata specifica e di titolo considerate. Non si nota un effetto particolare della portata specifica o del titolo sul modello.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 33.6%, una deviazione assoluta pari a 33.9%, la deviazione standard è dell' 11.5%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 44.7%, una deviazione assoluta pari a 44.7%, la deviazione standard è del 5.7%.

Il motivo per cui si hanno errori così grandi, tra i valori calcolati col modello e quelli sperimentali, è legato al fatto che il modello è stato sviluppato per moto anulare, mentre nelle analisi che sono state eseguite, si è applicata la correlazione ai dati sperimentali indipendentemente dal regime di moto.

7.2.1.5 Modello di Moser et al. [64] del 1998

Gli autori hanno sviluppato questo modello semi-empirico, per calcolare il coefficiente di scambio termico in condensazione, basato sui dati ricavati dalla condensazione di R11, R12, R22, R125, R134a e R410A, all'interno di tubi lisci con diametro compreso tra 3.14 e 20 mm. La correlazione proposta è valida per moto in regime anulare ed è definita nel modo seguente:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \cdot \frac{0.0994 c_1 Re_L^{c_2} Re_{eq}^{1+0.875c_1} Pr_L^{0.815}}{(1.58 \ln Re_{eq} - 3.28)(2.58 \ln Re_{eq} + 13.7 Pr_L^{2/3} - 19.1)} \quad (7.114)$$

dove i parametri che compaiono nell'equazione precedente sono così definiti:

$$c_1 = 0.126 Pr_L^{-0.448} \quad (7.115)$$

$$c_2 = -0.113 Pr_L^{-0.563} \quad (7.116)$$

$$Re_{eq} = \phi_{L0, Friedel}^{8/7} Re_{L0} \quad (7.117)$$

I numeri di Prandtl e di Reynolds Pr_L , Re_L , Re_{L0} , sono calcolati con le equazioni (7.110) e (7.113), mentre il moltiplicatore bifase di Friedel ($\phi_{L0, Friedel}$) è calcolato con l'equazione riportata in [13].

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i seguenti risultati.

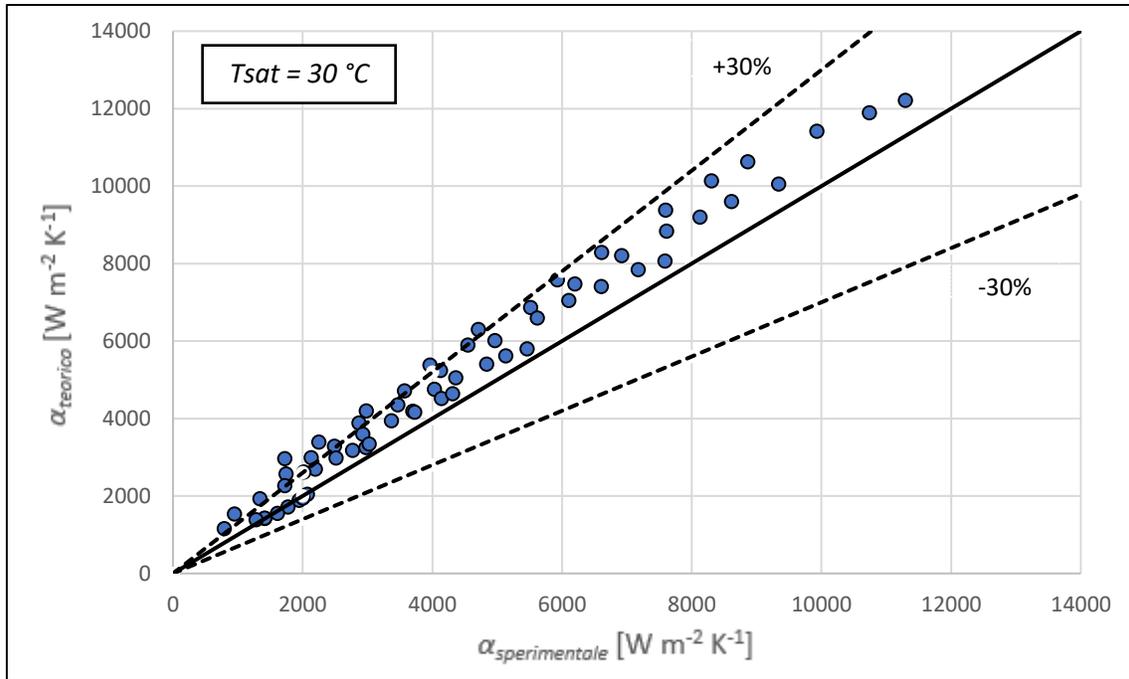


Figura 7.65 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Moser et al. [64] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

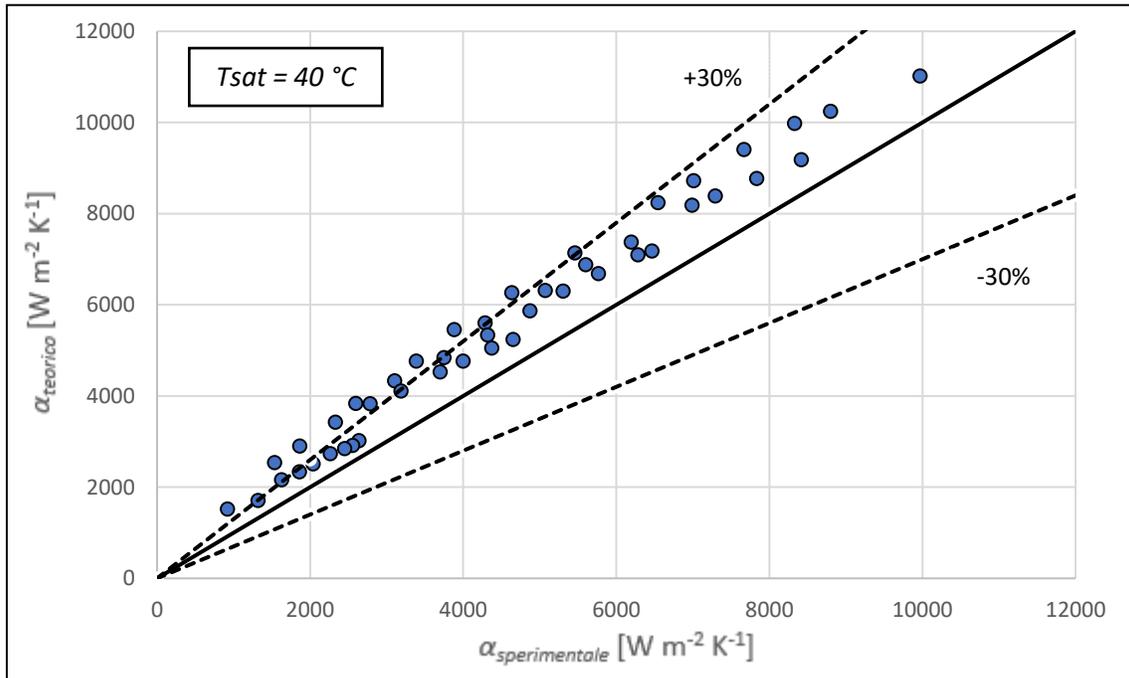


Figura 7.66 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Moser et al. [64] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

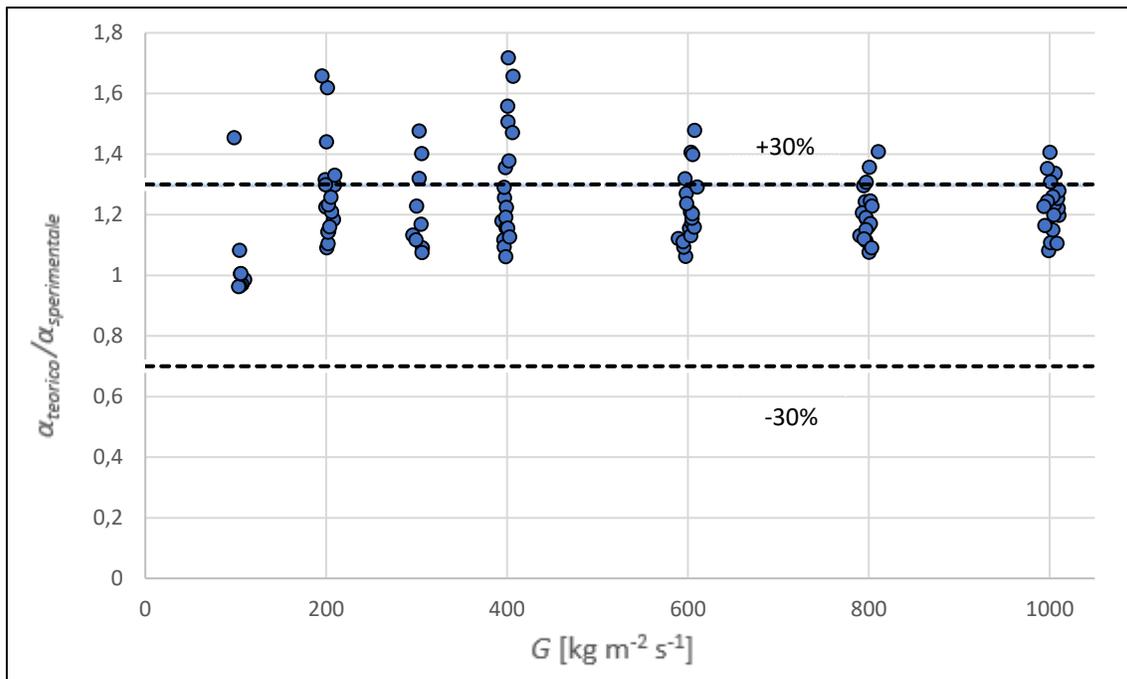


Figura 7.67 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Moser et al. [64] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

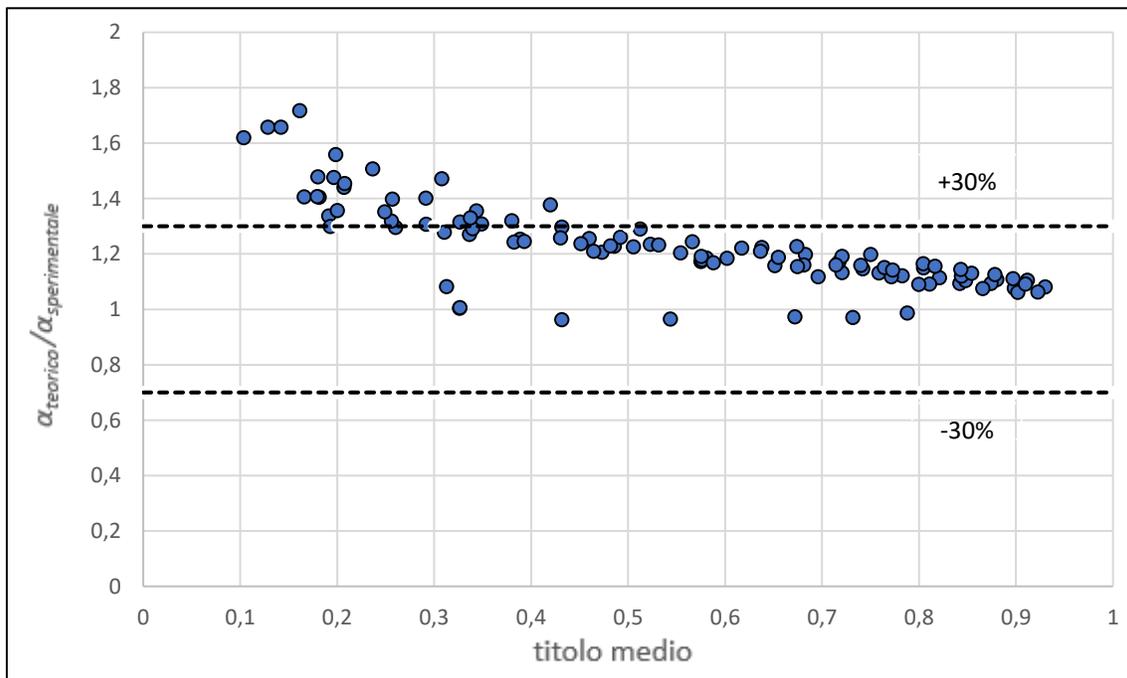


Figura 7.68 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Moser et al. [64] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dalle figure precedenti emerge, che il modello, tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico in tutte le condizioni di portata specifica e di titolo. Dalla figura 7.67 si può osservare che la maggiore differenza tra i valori calcolati col modello e quelli sperimentali, si ha per le basse portate specifiche. Dalla figura 7.68, che mostra l'effetto del titolo, si nota che i punti maggiormente sovrastimati (di anche più del 30%) si trovano a bassi titoli; al contrario ad alti titoli, la discrepanza tra modello teorico e dati sperimentali è all'interno del range $\pm 30\%$.

Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del 20.2%, una deviazione assoluta pari a 20.6%, la deviazione standard è del 15%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del 26.3%, una deviazione assoluta pari a 26.3%, la deviazione standard è del 13.8%.

Bisogna sempre considerare il fatto che la correlazione è stata sviluppata per regime di moto anulare, mentre nelle nostre analisi abbiamo applicato il modello a tutti i dati sperimentali indifferente al tipo di deflusso: questo spiega perché otteniamo errori maggiori del 30%.

7.2.1.6 Modello di Kim e Mudawar [65] del 2012

Gli autori hanno proposto una correlazione universale, cioè valida per tutti i regimi di deflusso, per calcolare il coefficiente di scambio termico in condensazione in tubo liscio. Si tratta di un'equazione ottenuta per via empirica sulla base di circa 4000 dati sperimentali, tratti da diversi autori. Il campo di validità del modello comprende tubi di diametro compreso tra 0.4 e 6.22 mm, portate specifiche comprese tra 50 e 1400 kg m⁻² s⁻¹, e pressioni ridotte del refrigerante comprese tra 0.04 e 0.91. Gli autori hanno proposto due correlazioni, una per deflusso anulare e una per deflusso non anulare.

Per deflusso anulare gli autori hanno proposto la seguente equazione:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \cdot 0.048 \text{Re}_L^{0.69} \text{Pr}_L^{0.34} \frac{\Phi_G}{X_{tt}} \quad \text{se } We^* > 7X_{tt}^{0.2} \quad (7.118)$$

Per deflusso non anulare gli autori hanno suggerito la correlazione seguente:

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{D} \left[\left(0.048 \text{Re}_L^{0.69} \text{Pr}_L^{0.34} \frac{\Phi_G}{X_{tt}} \right)^2 + \left(3.2 \cdot 10^{-7} \cdot \text{Re}_L^{-0.38} \text{Su}_{go}^{1.39} \right)^2 \right]^{0.5} \quad \text{se } \text{We}^* < 7X_{tt}^{0.2} \quad (7.119)$$

dove i parametri che compaiono nelle equazioni precedenti sono definiti come di seguito:

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \quad (7.120)$$

$$\Phi_G = 1 + CX + X^2 \quad X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz} \right)_L}{\left(\frac{dp}{dz} \right)_G} \quad (7.121)$$

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_L = \frac{2 f_L v_L G^2 (1-x)^2}{D} \quad \left(\frac{dp}{dz} \right)_G = \frac{2 f_G v_G G^2 x^2}{D} \quad (7.122)$$

I fattori di attrito per la fase liquida (f_L) e per la fase vapore (f_G) sono calcolati a seconda della tipologia di deflusso, laminare o turbolento, come segue (per compattare la scrittura delle formule si useranno i pedici "L" e "G" separati da una virgola, per indicare che la formula è valida sia per la fase liquida che per la fase vapore):

$$f_{L,G} = 16 \text{Re}_{L,G}^{-1} \quad \text{Re}_{L,G} < 2000 \quad (7.123)$$

$$f_{L,G} = 0.079 \text{Re}_{L,G}^{-0.25} \quad 2000 \leq \text{Re}_{L,G} < 20000 \quad (7.124)$$

$$f_{L,G} = 0.046 \text{Re}_{L,G}^{-0.2} \quad \text{Re}_{L,G} \geq 2000 \quad (7.125)$$

I numeri di Reynolds che compaiono nelle formule sopra sono definiti come segue:

$$\text{Re}_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \quad ; \quad \text{Re}_G = \frac{GxD}{\mu_G} \quad ; \quad \text{Re}_{L0} = \frac{GD}{\mu_L} \quad (7.126)$$

Il parametro Su_{go} è detto numero di Suratman ed è definito come segue:

$$\text{Su}_{go} = \frac{\rho_G \sigma D}{\mu_G^2} \quad (7.127)$$

La costante C che compare nell'equazione (7.121) è calcolata con la seguente relazione:

$$C = 0.39 \text{Re}_{L0}^{0.03} \text{Su}_{go}^{0.10} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.35} \quad \text{Re}_L \geq 2000 \quad \text{Re}_G \geq 2000 \quad (7.128)$$

$$C = 8.7 \cdot 10^{-4} \text{Re}_{L0}^{0.17} \text{Su}_{go}^{0.50} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.14} \quad \text{Re}_L \geq 2000 \quad \text{Re}_G < 2000 \quad (7.129)$$

$$C = 0.0015 \text{Re}_{L0}^{0.59} \text{Su}_{go}^{0.19} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.36} \quad \text{Re}_L < 2000 \quad \text{Re}_G \geq 2000 \quad (7.130)$$

$$C = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{Re}_{L0}^{0.44} \text{Su}_{go}^{0.50} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.48} \quad \text{Re}_L < 2000 \quad \text{Re}_G < 2000 \quad (7.131)$$

Il numero di Weber modificato è così definito:

$$\text{We}^* = 2.45 \frac{\text{Re}_G^{0.64}}{\text{Su}_{go}^{0.3} (1 + 1.09 X_{tt}^{0.039})^{0.4}} \quad \text{Re}_L \leq 1250 \quad (7.132)$$

$$\text{We}^* = 0.85 \frac{\text{Re}_G^{0.79} X_{tt}^{0.157}}{\text{Su}_{go}^{0.3} (1 + 1.09 X_{tt}^{0.039})^{0.4}} \left[\left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^2 \left(\frac{v_G}{v_L}\right) \right]^{0.084} \quad \text{Re}_L > 1250 \quad (7.133)$$

dove v_G e v_L sono i volumi specifici del vapore saturo secco e del liquido saturo del refrigerante.

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i risultati seguenti.

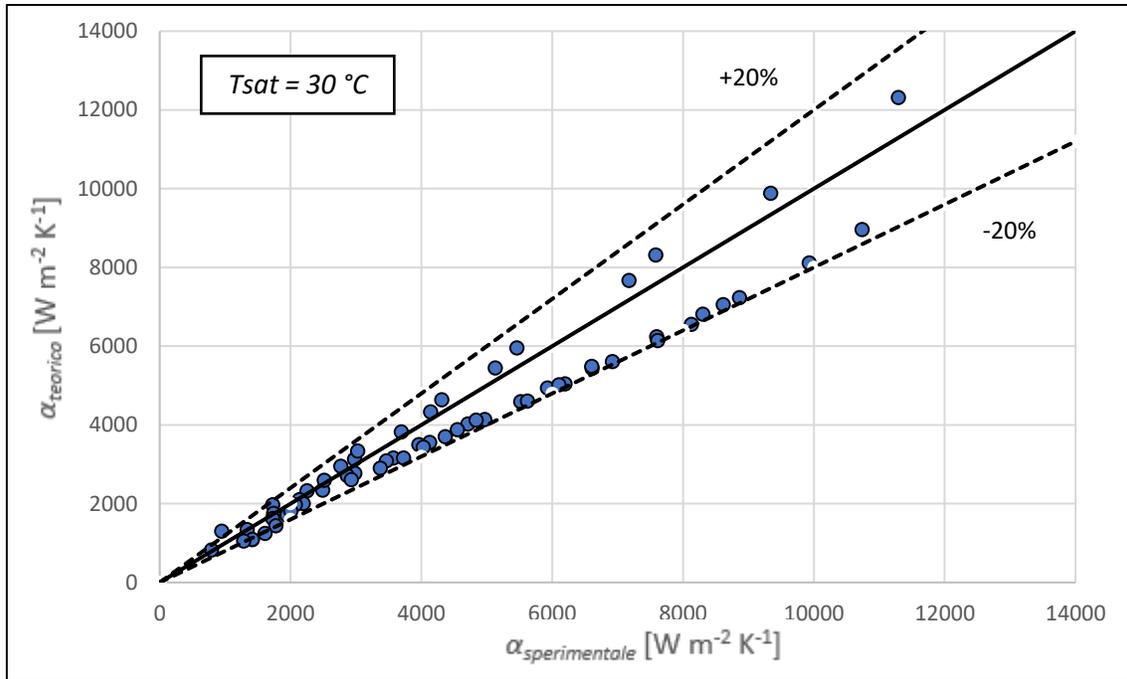


Figura 7.69 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Kim e Mudawar [65] ad una temperatura di saturazione di 30 °C.

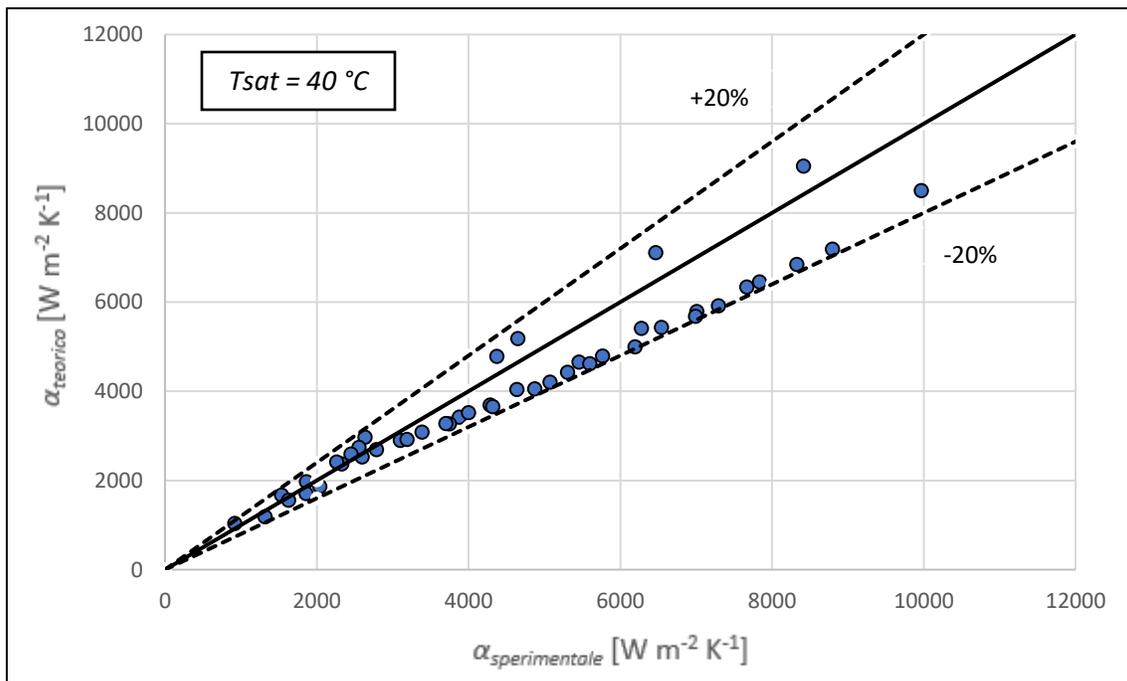


Figura 7.70 - Confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato col modello di Kim e Mudawar [65] ad una temperatura di saturazione di 40 °C.

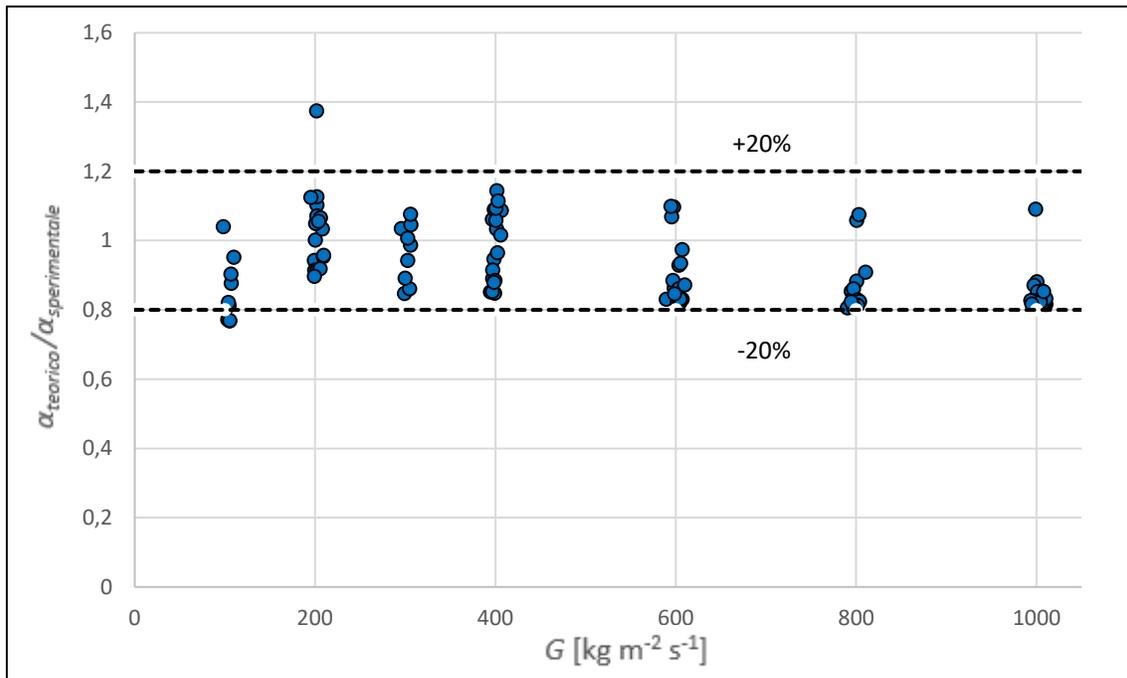


Figura 7.71 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kim e Mudawar [65] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R513A.

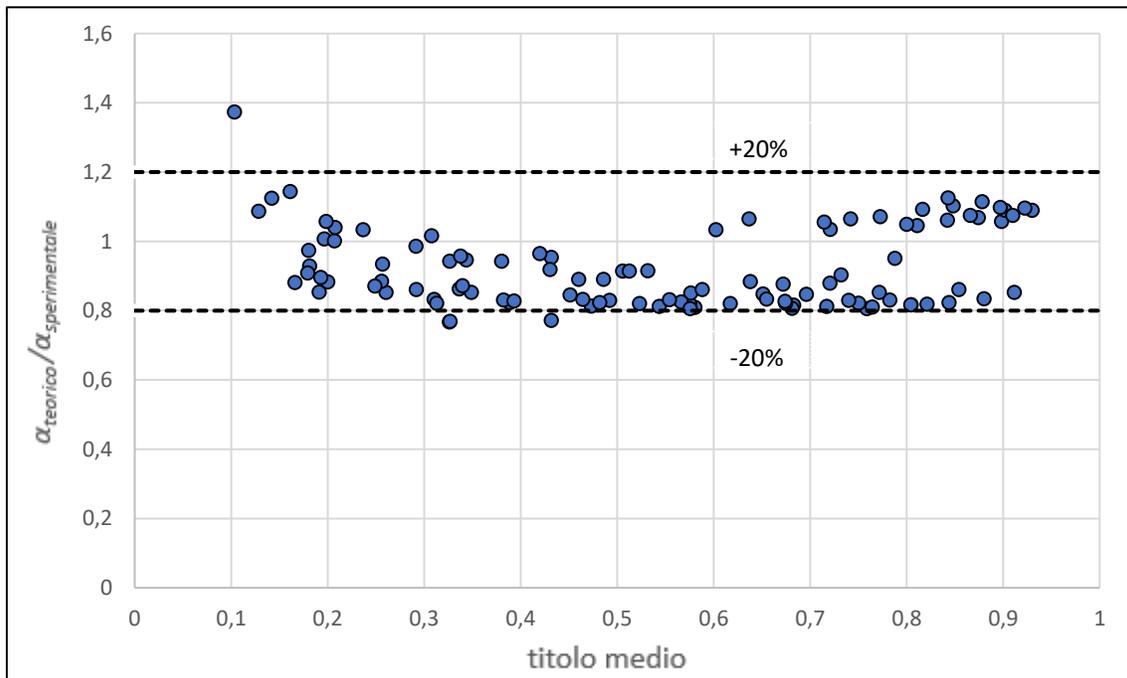


Figura 7.72 - Rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kim e Mudawar [65] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R513A.

Dai grafici ottenuti non si osservano effetti particolari della portata o del titolo. Si può dire che, in generale, la correlazione stima molto bene i dati sperimentali: infatti, la differenza tra i valori calcolati col modello e i dati sperimentali, è sempre, per tutte le condizioni analizzate (di temperatura di saturazione, portata e titolo), compresa nel range $\pm 20\%$. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 30 °C, ha una deviazione relativa del -7.8%, una deviazione assoluta pari a 12.4%, la deviazione standard è del 6.9%. Nel complesso il modello, per una temperatura di saturazione di 40 °C, ha una deviazione relativa del -7.6%, una deviazione assoluta pari a 12.1%, la deviazione standard è del 4.9%.

7.3 Confronto tra i vari modelli

Giova a questo punto riassumere i risultati dei diversi modelli analizzati. Nelle tabelle seguenti sono mostrati i confronti tra le diverse correlazioni considerate, per il tubo microfin e per il tubo liscio. Vengono riportati per i vari modelli le deviazioni relative e_R , assolute e_A e standard σ_N .

Modello	e_R [%]	e_A [%]	σ_N [%]
Modello di Cavallini et al. [54] del 1999	-8.1	21.2	14.9
Modello di Cavallini et al. [2] del 2009	0.4	14.7	16.3
Modello di Diani et al. [56]	-3.9	26.7	22.5
Modello di Koyama e Yonemoto [29]	-32.2	40.4	15.6
Modello di Kedzierski e Goncalves [30]	-2.7	20.6	17.2
Modello di Hirose et al. [58]	39.2	43.5	41.1
Modello di Chamra et al. [31]	4.2	28.5	27.3

Tabella 7.1 – Confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione di R513A dentro il tubo microfin

Modello	e_R [%]	e_A [%]	σ_N [%]
Modello di Diani et al. [56]	11.5	18.2	21.7
Modello di Han e Lee [59]	13.6	35.4	22.8
Modello di Chamra et al. [60]	39.3	37.1	30.9
Modello di Wu et al. [61]	1.9	16.8	17.3
Modello di Hirose et al. [58]	35.6	36.2	28.5

Tabella 7.2 – Confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per le perdite di carico in condensazione di R513A dentro il tubo microfin

Modello	e_R [%]	e_A [%]	σ_N [%]
Modello di Cavallini e Zecchin [55] del 1974	41.3	41.3	15.2
Modello di Cavallini et al. [20] del 2006	14.8	14.8	8.9
Modello di Shah [62]	25.6	26.4	10.9
Modello di Dobson e Chato [63]	38.2	38.4	10.9
Modello di Moser et al. [64]	22.7	23.1	14.7
Modello di Kim e Mudawar [65]	-7.7	12.2	6.2

Tabella 7.3– Confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione di R513A dentro il tubo liscio

Modello	e_R [%]	e_A [%]	σ_N [%]
Modello di Gnielinski [49]	18.6	18.6	3
Modello di Petukhov e Popov [50]	12.1	12.1	1.9
Modello di Dittus-Boelter [51]	0.3	3.5	3.8

Tabella 7.4– Confronto dei dati sperimentali con i diversi modelli per il coefficiente di scambio termico in monofase di R513A dentro un tubo liscio.

Per quanto riguarda il tubo microfin, i modelli che forniscono le migliori previsioni del coefficiente di scambio termico, sono quello di Cavallini et al. [2] e quello di Kedzierski e Goncalves [30]; la migliore stima del gradiente di pressione per attrito è fornita dal modello di Diani et al. [56] e dal Modello di Wu et al. [61]. Per quanto riguarda il tubo liscio, i modelli che forniscono i risultati migliori per lo scambio termico, sono quello di Cavallini et al. [20] e quello di Kim e Mudawar [65].

Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi è stato investigato il processo di condensazione della miscela azeotropica R513A, costituita dal 56% di R1234yf e dal 44% di R134a, all'interno di un tubo microfin e all'interno di un tubo liscio. Il tubo microfin ha un diametro esterno di 4 mm, diametro interno riferito all'apice dell'aletta di 3.4 mm, ha 40 alette di altezza 0.12 mm, con angolo d'elica di 18° e angolo all'apice dell'aletta di 43°. Il tubo liscio ha un diametro interno di 3.5 mm. La sezione sperimentale in esame è costituita dal tubo (microfin e liscio), attorno al quale è avvolto un tubo liscio dove scorre l'acqua di raffreddamento. La sezione sperimentale del tubo microfin era già stata realizzata in precedenza, mentre la sezione sperimentale del tubo liscio è stata realizzata nell'ambito del lavoro svolto in questa tesi. Prima di costruire la sezione sperimentale del tubo liscio sono state svolte delle simulazioni numeriche con il software ANSYSFluent, allo scopo di verificare il flusso termico disperso per conduzione. Si è trovato che la potenza termica dispersa per conduzione è di circa 3 W.

Le prove in condensazione nel tubo microfin sono state eseguite alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C, per portate specifiche variabili da 100 fino a 1000 kg m⁻² s⁻¹, e per titoli compresi indicativamente tra 0.2 e 0.9. Dall'analisi delle prove sperimentali è stato calcolato il coefficiente di scambio termico e il gradiente di pressione per attrito. I punti sperimentali per basse portate specifiche ($G \leq 200$ kg m⁻² s⁻¹) e bassi titoli cadono nella regione ΔT -dipendente della mappa di deflusso, a cui corrisponde un regime di deflusso stratificato, e come risultato si osserva che il coefficiente di scambio termico è poco influenzato dal titolo di vapore e dalla portata specifica. Tutti gli altri punti sperimentali cadono nella regione ΔT -indipendente, a cui corrisponde un regime di deflusso anulare: in queste condizioni il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo e della portata specifica. Il confronto dei dati alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C ha mostrato l'effetto della temperatura di saturazione. Per temperature di saturazione maggiori si hanno coefficienti di scambio termico minori e minori perdite di carico, a causa della minore velocità della fase vapore, dovuta alla maggiore densità della fase vapore. Per quanto riguarda il gradiente di pressione per attrito è emerso che, fissata una data portata specifica, il gradiente di pressione per attrito aumenta col titolo fino a raggiungere un valore massimo, per poi decrescere leggermente. Ciò succede perché, per titoli elevati in deflusso anulare delle goccioline di liquido, per effetto dello sforzo tangenziale esercitato dal vapore, vengono trascinate nel vapore (*entrainment*): si ha quindi un incremento apparente della densità della

fase vapore, e quindi un abbassamento della velocità e delle perdite di carico. I dati sperimentali relativi al coefficiente di scambio termico e al gradiente di pressione per attrito sono stati confrontati con diverse correlazioni empiriche presenti in letteratura. Il modello di Cavallini et al. [2] e il modello di Kedzierski e Goncalves [30] sono quelli in grado di meglio predire i dati sperimentali di scambio termico. Il modello di Cavallini et al. [2] è in grado di stimare il coefficiente di scambio termico con una deviazione relativa, assoluta e standard di 0.4%, 14.7% e 16.3% rispettivamente; il modello di Kedzierski e Goncalves [30] stima il coefficiente di scambio termico con una deviazione relativa, assoluta e standard di -2.7%, 20.6% e 17.2% rispettivamente. I modelli di Diani et al. [56] e di Wu et al. [61] sono quelli in grado di stimare con errori minori il gradiente di pressione per attrito. Il modello di Diani et al. [56] è in grado di stimare il gradiente di pressione per attrito con una deviazione relativa, assoluta e standard di 11.5%, 18.2% e 21.7% rispettivamente. Il modello di Wu et al. [61] è in grado di predire il gradiente di pressione per attrito con una deviazione relativa, assoluta e standard di 1.9%, 16.8% e 17.3% rispettivamente. Dalle prove in adiabatico è emerso che il gradiente di pressione per attrito misurato dal trasduttore differenziale di pressione coincide col gradiente di pressione calcolato durante le prove in condensazione. Ciò accade perché durante il deflusso adiabatico il gradiente di pressione dovuto alla quantità di moto si annulla per cui, dato che il tubo è orizzontale e quindi il contributo legato alla gravità è nullo, il valore misurato dallo strumento coincide con la componente del gradiente di pressione per attrito.

Nel tubo liscio dalle prove in monofase si è visto come la deviazione percentuale tra il flusso termico calcolato lato refrigerante e lato acqua si mantenga all'interno del range $\pm 3W$. I coefficienti di scambio termico ottenuti in monofase sono stati confrontati con i modelli di Gnielinski [49], Petukhov and Popov [50] e Dittus Boelter [51] e si è ottenuta, considerando il migliore dei tre modelli cioè quello di Dittus Boelter, una deviazione relativa, assoluta, standard di 0.3%, 3.5% e 3.8% rispettivamente. Ciò ha permesso di concludere che le termocoppie sono state bene attaccate alla parete del tubo, quindi la nuova sezione è stata validata.

Le prove in condensazione nel tubo liscio sono state eseguite alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C, per un range di portate specifiche da 100 fino a 1000 kg m⁻² s⁻¹, per titoli medi compresi tra 0.2 e 0.9. In analogia a quanto visto per il tubo microfin, anche in questo caso si osserva che i punti sperimentali per basse portate specifiche ($G = 100, 200$ kg m⁻² s⁻¹) e bassi titoli cadono nella regione

ΔT -dipendente della mappa di deflusso, a cui è associato un deflusso stratificato; tutti gli altri punti sperimentali cadono nella regione ΔT -indipendente, a cui corrisponde un regime di deflusso anulare. Il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata specifica perché aumenta la velocità della fase vapore, e quindi la componente convettiva dello scambio termico. Inoltre, fissata la portata specifica, il coefficiente di scambio termico cresce all'aumentare del titolo, perché si riduce lo spessore del film di liquido alla parete, e quindi si riduce la resistenza termica di conduzione allo scambio termico. Confrontando i dati alle temperature di saturazione di 30 °C e di 40 °C si è visto che per temperature di saturazione maggiori si hanno coefficienti di scambio termico minori e più basse perdite di carico, a causa della minore velocità della fase vapore. I dati sperimentali relativi al coefficiente di scambio termico e al gradiente di pressione per attrito sono stati confrontati con diverse correlazioni empiriche presenti in letteratura. Il modello di Cavallini et al. [20] e il modello di Kim e Mudawar [65] sono quelli in grado di stimare il coefficiente di scambio termico con errori minori. Il modello di Cavallini et al. [20] è in grado di stimare il coefficiente di scambio termico con una deviazione relativa, assoluta e standard di 14.8%, 14.8% e 8.9% rispettivamente. Il modello di Kim e Mudawar [65] è in grado di predire il coefficiente di scambio termico con una deviazione relativa, assoluta e standard di -7.7%, 12.2% e 6.2% rispettivamente.

Confrontando i dati sperimentali dello scambio termico del tubo liscio e del tubo microfin si trova che, per tutte le portate specifiche e per tutti i titoli analizzati, si ha un incremento del coefficiente di scambio termico col tubo microfin. Inoltre, l'*enhancement factor* (EF) risulta essere molto più elevato alle basse portate specifiche (100, 150, 200, 300, 400 kg m⁻² s⁻¹) e si riduce progressivamente all'aumentare della portata specifica. Alle alte portate specifiche ($G > 400$ kg m⁻² s⁻¹) si osserva che l'*enhancement factor* (EF) è pari a 1.69 che è il fattore di incremento dell'area (Rx) del tubo microfin rispetto al tubo liscio. Al contrario alle basse portate specifiche ($G \leq 400$ kg m⁻² s⁻¹) l'*enhancement factor* (EF) è maggiore del fattore di incremento dell'area (1.69), perché l'aumento dello scambio termico non è dovuto solo all'incremento della superficie di scambio, ma è dovuto anche al fatto che le alette del tubo microfin promuovono sia la turbolenza del film di liquido sia il regime anulare.

Nomenclatura

A area di scambio termico [m^2]

Bo numero di Bond [-]

c_p calore specifico a pressione costante [$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$]

D diametro [m]

dp/dz gradiente di pressione [$Pa\ m^{-1}$]

e numero di Nepero

f fattore d'attrito [-]

Fr numero di Froude [-]

G portata specifica [$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$]

g accelerazione di gravità [$m\ s^{-2}$]

Ga numero di Galileo [-]

h altezza dell'aletta [m], entalpia per unità di massa [$J\ kg^{-1}$]

i incertezza

J_G velocità adimensionale del gas [-]

Ja numero di Jakob [-]

L lunghezza del tratto interessato dallo scambio termico o dalle perdite di carico [m]

m massa [kg]

\dot{m} portata di massa [$kg\ s^{-1}$]

n numero di alette

Nu numero di Nusselt [-]

P grado di confidenza [-]

p pressione [Pa], passo delle alette [m]

Ph numero di cambiamento di fase [-]

Pr numero di Prandtl [-]

q flusso termico [W]

h calore latente di vaporizzazione [J kg⁻¹]

Re numero di Reynolds [-]

Rx fattore di aumento dell'area [-]

Rxf rugosità relativa [m]

S perimetro di un'aletta [m]

Su numero di Suratman

Sv volume specifico adimensionale [-]

t temperatura [K]

$T+$ temperatura adimensionale [-]

u velocità [m s⁻¹]

v volume specifico della miscela [m³ kg⁻¹], velocità [m s⁻¹]

We numero di Weber [-]

X_{tt} parametro di Martinelli [-]

x titolo di vapore [-]

z direzione dell'asse del tubo

simboli greci

α coefficiente di scambio termico [W m⁻² K⁻¹]

β angolo d'elica [°]

$\delta+$ spessore adimensionale del film di liquido [-]

ΔT differenza tra temperatura saturazione e di parete [K]

Δp variazione di pressione [Pa]

ε grado di vuoto [-]

Φ moltiplicatore bifase [-]

Υ angolo al vertice dell'aletta [°]

η_A parametro per conteggiare l'effetto d'incremento dell'area di scambio termico dell'eq. 7.29

λ conducibilità termica [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]

μ viscosità dinamica [Pa s]

ϑ_i i indice di sensibilità

ρ densità [kg m^{-3}]

σ tensione superficiale [N m^{-1}]

τ sforzo tangenziale d'attrito [Pa]

pedici

a contributo dovuto alla quantità di moto

cond condensazione

cr critica

CV convezione forzata

eq equivalente

evap evaporatore, evaporazione

f contributo dovuto all'attrito

F convezione forzata

ft apice dell'aletta

g alette

G gas/vapore

GO solo gas/vapore

h idraulico

i interno, i-esimo

j j-esimo

in ingresso

L liquido

LO solo liquido

om omogeneo

opt ottimale

out uscita

p parete

pc pre-condensatore

r ridotta

ref refrigerante

sat saturazione

sect sezione sperimentale

t temperatura

tot totale

w acqua

acronimi

EF enhancement factor [-]

GWP global warming potential

ODP ozone depletion potential

Bibliografia

- [1] R.L. Webb, Nae-Hyun Kim, Principles of Enhanced Heat Transfer.
- [2] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto, Condensation of pure and near-azeotropic refrigerants in microfin tube: A new computational procedure, *International Journal of Refrigeration* 32 (2009) 162-174.
- [3] K. Fujie, N. Itoh, T. Innami, H. Kimura, N. Nakayama, and T. Yanugidi, Heat Transfer Pipe, U.S. patent (1977).
- [4] A. Tatsumi, K. Oizumi, M. Hayashi, and M. Ito, Application of inner groove tubes to air conditioners, *Hitachi Rev.*, 32 (1), 55-60 (1982).
- [5] Y. Shinohara, and M. Tobe, Development of an improved thermofine tube, *Hitachi Cable Rev.*, 4, 47-50 (1985).
- [6] K. Torikoshi, and T. Ebisu, Japanese advanced technologies of heat exchanger in air-conditioning and refrigeration applications, in *Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology for the process Industries*, 17-24 (1999).
- [7] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori, and O. Kawamata, Development of condensing Thermofin-HEX-C tube, *Hitachi Cable Rev.*, 9, 27-30 (1990).
- [8] L.M. Chamra, R.L. Webb, and M.R. Randlett, Advanced microfin tubes for evaporation, *International Journal Heat Mass Transfer*, 39, 1827-1838 (1996).
- [9] L.J. Brognaux, R.L Webb and L.M Chamra, Single-phase heat transfer in micro-fin tubes, *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol. 40, pp 4345-4357 (1997).
- [10] T. Ebisu, Evaporation and condensation heat transfer enhancement for alternative refrigerants used in air-conditioning machines, in *Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers*, 579-600 (1999).
- [11] A. Miyara, K. Nonaka, M. Taniguchi, Condensation heat transfer and flow pattern inside a herringbone-type micro-fin tube, *International Journal of Refrigeration* 23 (2000) 141-152.
- [12] M.H Kim, J.S Shin, and C.W Bullard, Heat Transfer and pressure drop characteristics during R22 evaporation in an oval microfin tube, *Journal Heat Transfer*, 123, 301-308 (2001).
- [13] L. Rossetto, Dispense del corso di "termodinamica applicata". Università degli Studi di Padova.
- [14] V. P Carey, Liquid-vapor phase change phenomena, An introduction to the Thermphysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Hemisphere Publishing

Corporation.

- [15] Y. Taitel and A.E. Dukler, A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, *AIChE Journal*, vol. 22, 47-55 (1976).
- [16] S. Z. Rouhani, E. Axelsson, Calculation of void fraction in the subcooled and quality boiling region, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), 393-393.
- [17] S.M. Zivi, Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production, *ASME Journal of Heat Transfer* 86 (1964), 247-252.
- [18] C. Bonacina, A. Cavallini, L. Mattarolo, *Trasmissione del calore*, Cleup, Padova (1977).
- [19] J.W. Palen, G. Breber, J. Taborek, Prediction of flow regimes in horizontal tube-side condensation, *Heat Transfer Engineering* 1 (1979) 47-57.
- [20] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, M. Matkovic, L. Rossetto, C. Zilio, G. Censi, Condensation in horizontal smooth tubes: A new heat transfer model for heat exchanger design, *Heat Transfer Engineering* 27 (2006) 31-38.
- [21] L. Doretti, F. Fantini, C. Zilio, Flow patterns during condensation of three refrigerants: microfin vs smooth tube, *International Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants*, Vicenza, SGE Padova, (2005).
- [22] M. Ito, H. Kimura, Boiling heat transfer and pressure drop in internal spiral-grooved tubes, *JSME*, Vol. 22, 1251-1257 (1979).
- [23] S. Yoshida, T. Matsunaga, H.P. Hong, Heat transfer to refrigerants in horizontal evaporator tubes with internal, spiral grooves, *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, P.J. Marto, 165-172 (1987).
- [24] T. Tsuchida, K. Yasuda, M. Hori and T. Otani, Internal heat transfer characteristics and workability of narrow Thermofin tubes, *Hitachi Cable Rev.*, 12, 97-100 (1993).
- [25] S. Ishikawa, K. Nagahara and S. Sukumoda, Heat transfer and pressure drop during evaporation and condensation of HCFC22 in horizontal copper tubes with many inner fins, *Journal Enhanced Heat Transfer*, 9, 17-24 (2002).
- [26] M. Houfuku, Y. Suzuki, and K. Inui, High-performanc, lightweight thermofin tubes for air conditioners using alternative refrigerants, *Hitachi Cable Rev.*, 97-100 (2001).
- [27] J.Yu, S. Koyama, Condensation heat transfer of pure refrigerants in microfin tubes, *International*

Refrigeration Conference at Purdue, Indiana, USA, 325-330 (1998).

[28] H. Haraguchi, S. Koyama, J. Esaki, T. Fujii, Condensation heat transfer of refrigerants HCFC134A, HCFC123, and HCFC22 in a horizontal smooth tube and a horizontal microfin tube, International Proceeding of 30th National Symposium of Japan, 343-345 (1993).

[29] S. Koyama e R. Yonemoto, Experimental study on condensation of pure refrigerants in horizontal micro-fin tubes – proposal of correlations for heat transfer coefficient and frictional pressure drop -, International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue, July 17-20, (2006).

[30] M.A. Kedzierski e J.M. Goncalves, Horizontal convective condensation of Alternative refrigerants within a micro-fin tube, Enhanced Heat Transfer 6 (1999), 161-178.

[31] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modeling of condensation heat transfer of pure refrigerants in micro-fin tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005), 1293-1302.

[32] C. Kondou, F. Mishima, S. Koyama, Flow boiling of non-azeotropic mixture R32/R1234ze(E) in horizontal microfin tubes, International Journal of Refrigeration, Volume 36, Issue 8 (2013), 2366-2378.

[33] J.E. Park, F. Vakili-Farahani, L. Consolini, J.R. Thome, Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze(E) versus R134a and R236fa, Therm. Fluid Sci., 442-454 (2011).

[34] M.A Hossain, Y. Onaka, A. Miyara, Experimental study on condensation heat transfer and pressure drop in horizontal smooth tube for R1234ze(E), R32 and R410A, International Journal of Refrigeration, 35, 927-938 (2012).

[35] A. Diani, A. Cavallini, L. Rossetto, R1234yf condensation inside a 3.4 mm ID horizontal microfin tube, International Journal of Refrigeration 75, 178-189 (2017).

[36] A. Cavallini, D. Del Col, M. Matkovic, L. Rossetto, Frictional pressure drop during vapour-liquid phase in minichannels: Modelling and experimental evaluation, International Journal of Heat and Fluid flow, 30, 131-139 (2009).

[37] A. Diani, M. Campanale, L. Rossetto, Experimental study on heat transfer condensation of R1234ze(E) and R134a inside a 4.0 mm OD horizontal microfin tube, International Journal of Heat and Mass Transfer 126, 1316-1325 (2018).

[38] L. Liebenberg, J.R. Thome, J.P. Meyer, Flow visualization and flow pattern identification with power spectral density distributions of pressure traces during refrigerant condensation in smooth and microfin

tubes, *Journal of Heat Transfer* 127, 209-220 (2005).

[39] J.A Olivier, L. Liebenberg, J.R. Thome, J. Meyer, Heat transfer, pressure drop and flow pattern recognition during condensation inside smooth, helical microfin, and herringbone tubes, *International Journal of Refrigeration* 30, 609-623 (2007).

[40] M. Goto, N. Inoue, N. Ishiwatari, Condensation and evaporation heat transfer of R410A inside internally grooved horizontal tubes, *International Journal of Refrigeration* 24, 628-638 (2001).

[41] R. Meggio, Sviluppo di una sezione sperimentale per lo studio della condensazione in un tubo microaletato, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, anno accademico 2014-2015.

[42] M. Bocchese, Condensazione di R1234yf in tubo microfin di diametro esterno 3 mm, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, anno accademico 2016-2017.

[43] NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database: REFPROP Version10.

[44] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, T.L. Bergman, A.S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley e SonsInc, 6 edition (2007).

[45] R.K Shaw, D. Sekulic. *Fundamentals of heat Exchanger design*, John Wiley e SonsInc (2003).

[46] A. Mota-Babiloni, J. Navarro-Esbrí, F. Molés, Á. Cervera, B. Peris, G. Verdú, A review of refrigerant R1234ze(E) recent investigations, *Applied Thermal Engineering*, Volume 95 (2016), Pages 211-222.

[47] *Heat Exchanger Design Handbook*, Fluid mechanics and heat transfer 2, G.F. Hewitt, Executive Editor, 1994.

[48] G. Fanti, *Teoria e pratica della misurazione*, appunti per allievi ingegneri meccanici, edizioni Libreria Progetto, Padova (2016).

[49] V. Gnielinski, Capitolo Gb, *VDI-Heat atlas*, VDI Verlag, 1993.

[50] B.S Petukhov, V.N. Popov, Theoretical calculation of heat exchange in turbulent flow in tubes of an incompressible fluid with variable physical properties, *HIGH Temperature*, vol. 1, n.1, 69-83 (1963).

[51] F.W. Dittus, L.M.K. Boelter, Heat transfer in automobile radiators of tubular type, *University of California Publication in Engineering*, vol.2, pp. 443-461.

[52] Z. Wu, B. Sunden, L. Wang, W. Li, Convective condensation inside horizontal smooth and microfin tubes, *Journal Heat Transfer*, 136 (2014).

[53] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori, O. Kawamata, Development of condensing "THERMOFIN-HEX-C

TUBE”, Hitachi Cable Review 9 (1990), 27-30.

[54] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto, A new computational procedure for heat transfer and pressure drop during refrigerant condensation inside enhanced tubes, *Enhanced Heat Transfer* 6 (1999), 441-456.

[55] A. Cavallini, R. Zecchin, A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation, *International Heat Transfer Conference*, vol.3, Tokyo, Japan, 1974, pp. 309-313.

[56] A. Diani, S. Mancin, L. Rossetto, R1234ze(E) flow boiling inside a 3.4 mm ID microfin tube, *International Journal of Refrigeration* 47 (2014), 105-119.

[57] T.C. Carnavos, Heat transfer performance of internally finned tubes in turbulent flow, *Heat Transfer Engineering* 1 (1980).

[58] M. Hirose, J. Ichinose, N. Inoue, Development of the general correlation for condensation heat transfer and pressure drop inside horizontal 4 mm small-diameter smooth and microfin tubes, *International Journal of Refrigeration* 90, 238-248.

[59] D. Han, K.J. Lee, Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), 3804-3816.

[60] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modelling of evaporation and condensation pressure drop in microfin tubes, *Journal of Mechanical Engineering Science* 219 (2005), 61-71.

[61] Z. Wu, Y. Wu, B. Sundén, W. Li, Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries, *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013) 398-408.

[62] M.M. Shah, A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes, *International Journal Heat Mass Transfer* 22, 547-556 (1979).

[63] M.K. Dobson, J.C. Chato, Condensation in smooth horizontal tubes, *ASME Journal Heat Transfer* 120, 193-213 (1998).

[64] K.W. Moser, R.L. Webb, A new equivalent Reynolds number model for condensation in smooth tubes, *ASME Journal Heat Transfer* 120, 410-417 (1998).

[65] S.M. Kim, I. Mudawar, Universal approach to predicting heat transfer coefficient for condensing mini/micro channel flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 56, 238-250 (2013)

Ringraziamenti

Ci sono molte persone che devo ringraziare per avermi aiutato a raggiungere questo importante obiettivo.

Il primo grazie va alla prof.ssa Luisa Rossetto che mi ha dato l'opportunità di poter svolgere questa tesi di laurea, e per gli insegnamenti impartiti durante il mio percorso di studi che mi hanno fatto appassionare alla sua materia.

Sento poi di dover ringraziare il mio Correlatore, l'ing. Andrea Diani per il suo aiuto e i suoi preziosi consigli durante la realizzazione dell'elaborato di tesi. Posso dire di essere stato molto fortunato perché ho conosciuto una persona molto preparata, gentile, disponibile, ed educata, qualità che purtroppo oggi scarseggiano nelle persone.

Grazie,

a mia mamma Mara e mio papà Lino che mi hanno dato la possibilità di studiare sacrificando anche molto del loro tempo per aiutarmi a realizzare questo traguardo. Loro sono sempre stati la mia forza nei momenti difficili e mi hanno sempre sostenuto con amore insegnandomi il significato dell'onestà, del lavoro e del rispetto per gli altri.

Grazie,

ai miei nonni Tersilla e Adelmo che mi hanno cresciuto quando ero piccolo, e che hanno sempre creduto in me, e che da lassù mi hanno dato forza e coraggio nei momenti di difficoltà. Forse nel giorno della mia Laurea saranno coloro di cui sentirò di più la mancanza, ma spero di essere riuscito a renderli orgogliosi di me.

Grazie,

a mia sorella Silvia che ha sempre creduto in me e che mi ha fatto compagnia sia nei giorni felici che in quelli più tristi aiutandomi a sentirmi meno solo.

Grazie,

ai miei amici ingegneri Fabio, Federico, Matteo, Nicolò, Mattia con i quali abbiamo condiviso le difficoltà del corso di studi universitari, con i quali ci siamo sostenuti a vicenda.

Grazie,

a mio cugino Daniele che mi ha sempre aiutato a installare tanti software nel mio PC che mi sono serviti durante il mio percorso di studi.

Grazie,

a tutte le persone che non ho espressamente citato con le quali ho avuto la possibilità di confrontarmi e interagire con loro.

Luca

