



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale

TESI DI LAUREA

Vaporizzazione dei refrigeranti R134a e R1234ze all'interno di un mini tubo micro alettato

Relatore: Prof.ssa Rossetto Luisa
Correlatore: Ing. Mancin Simone
Controrelatore: Prof. Zilio Claudio

Laureando: Alfonsini Roberto
Matricola: 1034157

ANNO ACCADEMICO 2013-2014

Indice

Sommario	1
Introduzione	3
1 Tecniche usate per la rimozione di elevati flussi di calore	7
1.1 Raffreddamento mediante deflusso monofase in micro canali	8
1.2 Raffreddamento mediante deflusso monofase e bifase in elementi porosi	10
1.3 Raffreddamento mediante getto liquido	11
1.4 Raffreddamento mediante deflusso bifase in micro canali	12
1.5 Confronto tra le varie tecniche di raffreddamento	16
2 Il processo di vaporizzazione	19
2.1 Ebollizione in un liquido stagnante puro	19
2.2 Vaporizzazione in tubo	21
3 I fluidi refrigeranti	27
3.1 Il fluido refrigerante R134a	30
3.2 Il fluido refrigerante R1234ze(E)	32
4 Impianto sperimentale	35
4.1 L'impianto: descrizione generale	35
4.1.1 Il circuito primario	37
4.1.2 Il circuito secondario dell'acqua calda	41
4.1.3 Il circuito secondario dell'acqua fredda	42
4.2 La sezione sperimentale	45
4.3 Gli strumenti di misura	48
4.4 Il sistema di acquisizione	49

5	Regressione dei dati sperimentali	51
5.1	Prove di dispersione	52
5.2	Il coefficiente di scambio termico	53
5.3	Il titolo di vapore	55
5.4	Perdite di carico	57
5.5	Analisi dell'incertezza	59
5.5.1	Incertezza di ripetibilità	61
5.5.2	Incertezza sul valore della portata di massa	61
5.5.3	Incertezza sul valore della portata volumetrica	61
5.5.4	Incertezza sui valori di temperatura	62
5.5.5	Incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale	62
5.5.6	Incertezza sulla misura della potenza elettrica	64
5.5.7	Incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale	64
5.5.8	Incertezza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale	66
5.5.9	Incertezza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale	67
5.5.10	Incertezza sul valore del titolo di vapore medio	69
5.5.11	Incertezza sulla misura della pressione	70
5.5.12	Incertezza sul valore del coefficiente di scambio termico	70
6	Risultati sperimentali	73
6.1	Fluido refrigerante R1234ze(E)	74
6.1.1	Influenza della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico	74
6.1.2	Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico	79
6.1.3	Flusso termico specifico critico: R1234ze(E)	84
6.1.4	Influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito	87
6.2	Fluido refrigerante R134a	90

6.2.1	Influenza della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico	90
6.2.2	Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico	94
6.2.3	Flusso termico specifico critico: R134a	99
6.2.4	Influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito	101
6.3	Confronto tra le prestazioni ottenute con i due fluidi refrigeranti . . .	104
6.3.1	Raffronto tra i coefficienti di scambio termico	104
6.3.2	Raffronto tra i gradienti di pressione dovuti all'attrito	112
7	Correlazioni	117
7.1	Correlazioni per la stima del coefficiente di scambio termico	117
7.1.1	Correlazione di Wu et al. [75]	117
7.1.2	Correlazione di Yun et al. [77]	133
7.2	Correlazioni per la stima del gradiente di pressione dovuto all'attrito	146
7.2.1	Correlazione di Wu et al. [75]	146
7.2.2	Correlazione di Han e Lee [68]	150
7.3	Correlazione per la stima del titolo di vapore di inizio dryout	154
7.3.1	Correlazione di Padovan et al. [76]	154
	Conclusioni	157
	Nomenclatura	161
	Bibliografia	165

Sommario

L'avvento dei sistemi elettronici modulari integrati, la loro miniaturizzazione e la possibilità di alloggiarli in spazi sempre più ridotti, sta rivoluzionando il settore dell'avionica. Tuttavia questa soluzione introduce una problematica che riguarda la gestione della potenza termica dissipata dagli stessi.

Molti studi condotti negli ultimi anni hanno dimostrato come i sistemi di raffreddamento ad aria, attualmente in uso, stiano raggiungendo i loro limiti prestazionali, a parità di risorse impiegate. Per tale motivo è richiesto un notevole sforzo nella ricerca di sistemi di raffreddamento alternativi, più efficienti, in grado di operare rispettando i vincoli, soprattutto in termini di massa e volume, dettati dal settore.

Uno dei sistemi attualmente al vaglio della comunità scientifica si basa sullo scambio termico realizzato dal deflusso di un fluido bifase.

Proprio qui si inserisce il corrente progetto di tesi, il quale si prefigge di caratterizzare sperimentalmente il processo di vaporizzazione che ha luogo all'interno di un tubo micro alettato, di ridotte dimensioni, al variare del fluido operativo utilizzato.

La scelta di un tubo micro alettato è dettata dalla possibilità di realizzare, generalmente, un coefficiente di scambio termico maggiore rispetto ad un tubo liscio di analoghe dimensioni, a fronte di un modesto aumento delle perdite di carico.

I fluidi operativi impiegati sono stati l'R134a e l'R1234ze(E).

I dati sperimentali raccolti ci hanno permesso di caratterizzare il processo in termini di coefficiente di scambio termico e perdite di carico.

I parametri sono poi stati confrontati con vari modelli ricavati dalla corrente letteratura.

Introduzione

La significativa e continua crescita del traffico aereo negli ultimi anni, ha determinato una forte concorrenza tra le diverse società operanti nel settore per accaparrarsi le più redditizie quote di mercato. Come spesso accade questo ha favorito l'innovazione nel settore, sostenendo un'importante evoluzione dei sistemi avionici.

Negli ultimi anni si è osservata la transizione dai sistemi di controllo analogici ai computer di bordo, con la crescita esponenziale della capacità di memorizzare dati e l'aumento della velocità di trasmissione delle informazioni.

Oggi giorno il concetto di architetture modulari integrate, o IMA (figura 1), si sta affermando sempre più. In questo caso l'avionica di bordo si basa su un insieme di unità autoconsistenti (LRU: *Line Replaceable Unit*) connesse in rete mediante un opportuno *bus*.



Figura 1: esempio di *packaging* di un IMA. Fonte: <http://www.primae.org/>.

Le diverse LRU diventano in questo modo unità periferiche, che integrano, all'interno dello stesso modulo, diverse funzionalità. In presenza di un errore il sistema

può escludere le unità soggette a malfunzionamento, ridistribuendo sulle altre le funzioni implementate dai moduli compromessi, accettando un degrado delle prestazioni ma senza una perdita netta delle funzionalità.

I principali vantaggi offerti da tali soluzioni riguardano i seguenti aspetti:

- riduzione della massa;
- flessibilità;
- affidabilità;
- standardizzazione;
- riduzione dei costi.

Come riportato da un articolo pubblicato su una rivista de Il Sole 24 Ore [1], secondo la Boeing, l'implementazione di queste architetture all'interno del nuovo Dreamliner 787 ha consentito di ridurre la massa dell'avionica di 700 kg, mentre, secondo Airbus, hanno semplificato l'intera elettronica di bordo dell'A380, riducendo della metà il numero di processori utilizzati rispetto ad analoghi velivoli.

Con l'avvento di questi innovativi moduli elettronici si è dovuto anche pensare alla sostituzione degli alloggiamenti (*packaging*) degli stessi, in quanto la soluzione adottata da 35 anni a questa parte, ovvero la tecnologia ARINC 600 (figura 2), ha ormai raggiunto i suoi limiti operativi, come sottolineato durante il *meeting* del progetto europeo PRIMAE [2].

Le nuove soluzioni dovranno:

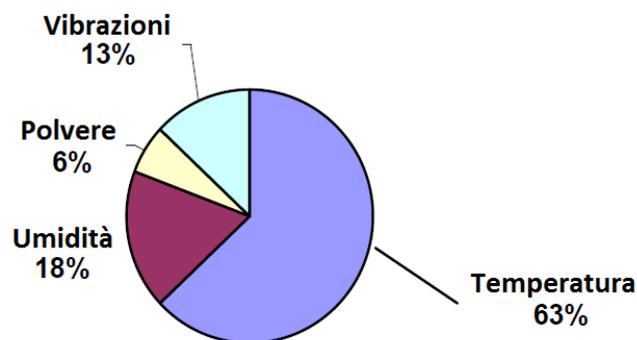
- rispettare vincoli più stringenti in termini di volume occupato, massa del sistema, potenza assorbita e costo;
- essere compatibili con l'utilizzo dei processori di nuova generazione;
- semplificare e alleggerire le connessioni;
- essere standardizzabili;
- aumentare l'affidabilità del sottosistema, mediante la riduzione dei punti caldi e della temperatura media del dispositivo.



Figura 2: esempio di *packaging* oggi in uso. Fonte: <http://www.primae.org/>.

Questi alloggiamenti assicurano l'interfaccia fisica ed elettrica tra il velivolo e l'elettronica di bordo e sono di primaria importanza per la protezione dei moduli elettronici integrati dall'ambiente esterno.

Come si può vedere dalla figura 3, le maggiori cause di malfunzionamento, in grado di compromettere gli equipaggiamenti elettronici, sono strettamente legate alla capacità di interfacciamento e protezione assicurate dall'alloggiamento.



Cause di malfunzionamento

Figura 3: maggiori cause di malfunzionamento dei dispositivi elettronici. Fonte: <http://www.primae.org/>.

La principale causa di malfunzionamento è legata a stress termici, perciò particolare attenzione deve essere dedicata ai dispositivi preposti alla gestione della

potenza termica dissipata, soprattutto in prospettiva di un incremento della stessa con i moduli elettronici di ultima generazione; si prevede infatti che la potenza media dissipata per modulo supererà ben presto i 50 W.

Come sottolineato durante il *meeting* stesso, i sistemi di raffreddamento ad aria attualmente in uso ben presto non saranno più in grado di far fronte alle prestazioni richieste, pertanto si rende necessario lo studio e la messa a punto di nuove soluzioni.

Capitolo 1

Tecniche usate per la rimozione di elevati flussi di calore

Allo stato dell'arte i principali dispositivi utilizzati per il raffreddamento dei moduli elettronici si basano sulla tecnica di raffreddamento ad aria, mediante convezione naturale e forzata. Tuttavia, come riportato in numerosi studi presenti nella letteratura scientifica, quali Wei et al. [3], Webb [4], Kandlikar e Grande [5], Heydari [6], Ortega e Birle [7], Trutassanawin et al. [8] e Cremaschi et al. [9], la convezione forzata di aria sta raggiungendo i propri limiti prestazionali, imposti dalla superficie di scambio termico, dalla portata d'aria e dalla potenza elettrica assorbita dal sistema a disposizione.

La necessità di trovare soluzioni alternative ha portato allo sviluppo di altre tecniche per il raffreddamento dei dispositivi elettronici.

Le tecniche più promettenti, attualmente oggetto di studio, come riportato da Agostini et al. [10], sono quattro:

- raffreddamento mediante deflusso monofase di un fluido operativo in micro canali;
- raffreddamento mediante deflusso bifase di un fluido operativo in micro canali;
- raffreddamento mediante deflusso monofase o bifase di un fluido operativo in elementi porosi (ad esempio schiume metalliche);
- raffreddamento mediante getto liquido.

Come evidenziato da Phelan et al. [11], ricorrere alle tecniche di raffreddamento è l'unico modo per mantenere una temperatura di giunzione¹ sufficientemente bassa. A questo vantaggio principale fanno seguito, di conseguenza, altri fattori positivi, quali l'aumento della velocità computazionale del dispositivo (in virtù della diminuzione della resistenza termica del materiale, conseguente alla diminuzione di temperatura dello stesso), l'aumento dell'affidabilità e l'aumento della vita del componente. D'altro canto, l'utilizzo di tecniche attive di raffreddamento porta con sé l'aumento della complessità dell'apparato e l'aumento del suo costo.

L'obiettivo al quale puntano le industrie di microelettronica e dell'elettronica di potenza è la realizzazione di dispositivi in grado di rimuovere flussi specifici di potenza dell'ordine di 100 W m^{-2} , o superiori, nell'arco di pochi anni, come evidenziato da Sarno e Tantolin [12].

1.1 Raffreddamento mediante deflusso monofase in micro canali

La rimozione di elevati flussi di calore mediante l'utilizzo di dissipatori di calore che sfruttano il deflusso di un fluido monofase all'interno di micro canali è una delle tecnologie, destinate al raffreddamento delle nuove generazioni di *microchip*, ad oggi più competitive.

Un tipico dissipatore di calore a micro canali (di cui un esempio è quello di figura 1.1) consiste in un blocco di materiale ad alta conducibilità termica, sul quale vengono ricavati canali paralleli, di sezione variabile, i cui diametri idraulici² sono compresi tra $50 \mu\text{m}$ e $1000 \mu\text{m}$.

¹La temperatura di giunzione è la temperatura reale che si rileva nei semiconduttori dei dispositivi elettronici; questa è superiore alla temperatura superficiale dell'involucro esterno del *chip* a causa della resistenza termica del materiale dell'involucro, che si oppone al passaggio di calore.

²Il diametro idraulico è un parametro al quale si ricorre quando si ha a che fare con un condotto di sezione non circolare, in modo da poter caratterizzare il deflusso, all'interno del condotto, senza distinguere la forma della sezione di quest'ultimo. Il diametro idraulico è definito dal rapporto tra quattro volte l'area della sezione trasversale del condotto e il perimetro, della sezione trasversale, bagnato dal fluido: $d_{id} = \frac{4A}{pi}$.

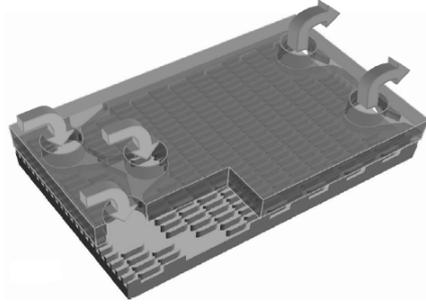


Figura 1.1: dissipatore di calore a micro canali. Fonte: Agostini et al. [10].

Il dissipatore di calore è collegato termicamente alla CPU attraverso un materiale d'interfaccia termica (TIM).

Le prestazioni dei dispositivi così realizzati vengono catalogate sulla base della resistenza termica specifica del dissipatore di calore, definita come riportato nell'espressione 1.1:

$$R_{hs} = \frac{T_h - T_i}{q} \quad (1.1)$$

dove T_h è la temperatura media dell'elemento caldo, T_i è la temperatura d'ingresso del fluido operativo e q il flusso termico specifico dissipato.

Come evidenziato anche da Barbosa et al. [13], qualora la temperatura di giunzione, T_j , venga mantenuta al di sotto di 85 °C, le operazioni logiche nei microprocessori sono più rapide, questi dissipano meno energia e viene assicurata una maggiore affidabilità.

Per confrontare le prestazioni dei vari dispositivi, basati su questa tecnica di raffreddamento, si determina il massimo flusso di calore asportato alla temperatura $T_j = 85$ °C, assumendo che il *chip* sia realizzato di silicio, con dimensioni $10 \times 10 \times 0.525$ mm³ e con $R_{TIM} = 0.06$ K cm² W⁻¹.

Un altro importante parametro che deve essere considerato nella definizione delle prestazioni del dispositivo è il rapporto $\frac{P_P}{Q_d}$, tra la potenza richiesta dalla pompa che garantisce la circolazione del fluido, P_P e la potenza che viene asportata da quest'ultimo, Q_d .

La potenza richiesta dalla pompa viene valutata con l'espressione 1.2:

$$P_P = \Delta p \cdot \dot{V} \quad (1.2)$$

dove Δp è la caduta di pressione che sperimenta il fluido nell'attraversare il dissipatore di calore e \dot{V} la portata volumetrica di fluido che scorre all'interno dell'elemento. Questo rapporto definisce la potenza richiesta dalla pompa, supposta di rendimento unitario, per asportare 1 W di potenza dal *microchip*.

I risultati ottenuti da Tuckerman e Pease [14], Lee e Ho [15], Pijnenburg et al. [16], Colgan et al. [17], Prasher et al. [18], Xie et al. [19], Zhang et al. [20], e Gernert et al. [21], hanno dimostrato che questi sistemi di raffreddamento, utilizzando come fluido operativo l'acqua, riescono ad asportare circa 300 W cm^{-2} , mentre la resistenza termica specifica del dissipatore di calore è all'incirca di $0.18 \text{ K cm}^2 \text{ W}^{-1}$. Tuttavia l'utilizzo di questo fluido operativo, avendo una temperatura di congelamento pari a $0 \text{ }^\circ\text{C}$, limita l'intervallo di temperature di funzionamento dei dispositivi di raffreddamento; questi infatti hanno un limite operativo di $40 \text{ }^\circ\text{C}$ sotto lo zero. L'utilizzo di altri fluidi operativi ha però messo in evidenza un aumento della resistenza termica del dissipatore di calore e un aumento delle perdite di carico, a causa dell'aumento della viscosità dei fluidi operativi.

1.2 Raffreddamento mediante deflusso monofase e bifase in elementi porosi

Un dissipatore di calore costituito da un elemento, di materiale metallico, poroso (figura 1.2) è un'altra opzione che consente di rimuovere elevati flussi di calore.

L'aumento della quantità di calore asportato mediante l'utilizzo di un elemento poroso, rispetto ad un dissipatore di calore a micro canali di analoghe dimensioni, può essere attribuito a vari fattori, tra i quali l'aumento dell'area superficiale di scambio termico e le peculiarità del deflusso del fluido operativo all'interno dei canali della struttura porosa.

I risultati ottenuti da Jiang et al. [22] e [23], Hetsroni et al. [24], Boomsma et al. [25], Zhang et al. [26], Peterson e Chang [27], Chen et al. [28] e Ammerman e You [29], hanno evidenziato che i dissipatori di calore in questione hanno una resistenza termica specifica inferiore a quella presentata da un dissipatore a micro canali, tuttavia a questo beneficio si contrappone un aumento della potenza assorbita dal

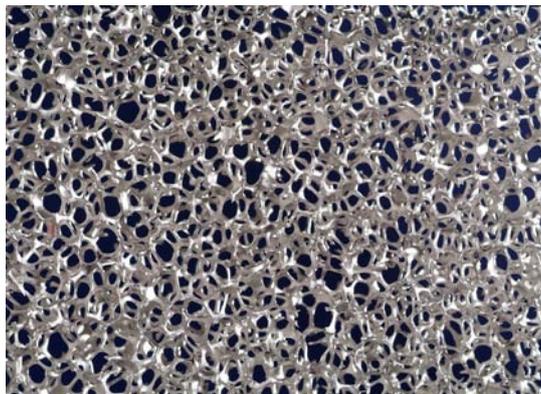


Figura 1.2: esempio di struttura porosa in alluminio.

sistema, in particolare dalla pompa che assicura la circolazione del fluido operativo, a causa delle elevate perdite di carico che si manifestano lungo l'apparato.

Un aspetto rilevante di questa tecnica è la definizione della porosità ottimale al fine di minimizzare la resistenza termica e le perdite di carico.

Sulla base dei confronti eseguiti con dissipatori a micro canali di analoghe dimensioni si può concludere che questa tecnica di raffreddamento è più performante.

1.3 Raffreddamento mediante getto liquido

La configurazione generale di un sistema di raffreddamento a getto liquido è rappresentata in figura 1.3:

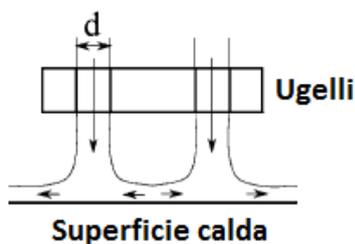


Figura 1.3: configurazione tipica di un sistema di raffreddamento multi getto. Fonte: Agostini et al. [10].

Il principale vantaggio presentato da questa tecnica è la mancanza della resistenza termica d'interfaccia. Tuttavia il calore asportato, pur essendo molto elevato in corrispondenza della zona d'impatto del getto, decresce rapidamente allontanandosi da esso, per questo tale tecnica viene implementata prevedendo un numero multiplo di getti, cercando di ottimizzare il diametro del getto, in modo da coprire una superficie sufficientemente estesa, mantenendo elevata la quantità di calore rimossa.

Come riportato negli studi di Garg et al. [30] e [31], Chung et al. [32], Kim et al. [33], Bintoro et al. [34], Iyengar e Ellsworth [35], Overholt et al. [36], Fabbri e Dhir [37], Fabbri et al. [38] e Brunschwiler et al. [39], un sistema di raffreddamento multi getto è in grado di asportare facilmente un flusso specifico di calore maggiore di 300 W cm^{-2} , a portate moderate (minori di 2.5 l m^{-1}) e con ridotte perdite di carico (minori di 36.05 kPa).

1.4 Raffreddamento mediante deflusso bifase in micro canali

Il trasferimento di calore che si realizza durante il processo di vaporizzazione di un fluido operativo, in moto all'interno di micro canali, è diventato l'argomento di maggior interesse tra gli studiosi del settore negli ultimi anni. Questo è dovuto alle potenzialità mostrate da questa tecnica nei confronti del raffreddamento dei *chip* di nuova generazione.

Il flusso specifico di calore asportato da questi dispositivi è cresciuto dai 30 W cm^{-2} di qualche anno fa, ai 100 W cm^{-2} di oggi, con alcuni prototipi in grado di arrivare già a 300 W cm^{-2} e la convinzione che le prestazioni possano essere ulteriormente migliorate in un prossimo futuro.

L'utilizzo di micro canali della dimensione caratteristica di $0.1 - 1 \text{ mm}$ (figura 1.4), ha richiesto un notevole sforzo di ricerca negli ultimi anni per la messa a punto di nuovi metodi di progettazione e ottimizzazione degli scambiatori di calore impiegati, in quanto, a questo livello di miniaturizzazione, i modelli a macroscale che descrivono il flusso all'interno dei condotti non sono più applicabili, come dimostrato da vari studi sperimentali.

Questi modelli, infatti, arrivano a descrivere correttamente il flusso all'interno di condotti di dimensione caratteristica fino a 3 mm.

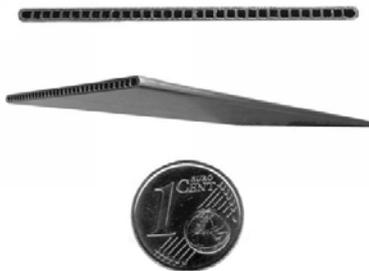


Figura 1.4: configurazione di uno scambiatore a micro canali utilizzato nello scambio termico realizzato con un fluido bifase. Fonte: Agostini et al. [10].

Per questo motivo la maggior parte dei recenti studi hanno avuto l'obiettivo di indagare i meccanismi di scambio termico piuttosto che di incrementare il flusso di calore asportato.

In questo caso la resistenza termica specifica dello scambiatore di calore viene determinata mediante la formula 1.3:

$$R_{hs} = \frac{T_p - T_{sat}}{q} \quad (1.3)$$

dove T_p è la temperatura di parete dello scambiatore di calore, T_{sat} la temperatura di saturazione³ del fluido nelle condizioni operative e q il flusso termico specifico asportato da quest'ultimo.

I risultati ottenuti da Agostini et al. [40], Agostini e Bontemps [41], Sumith et al. [42], Yen et al. [43], Bang e Choo [44], Hetsroni et al. [45], Huo et al. [46], Owhaib et al. [47], Pettersen [48], Steinke e Kandlikar [49], Peters e Kulacki [50], Cho et al. [51], Ribatski et al. [52], Qu e Mudawar [53] e [54], Lee e Mudawar [55] e [56], Faulkner et al. [57], Kosar et al. [58] e Revellin e Thome [59], hanno evidenziato che il coefficiente di scambio termico⁴ aumenta all'aumentare del flusso

³La temperatura di saturazione è la temperatura in corrispondenza della quale il fluido, nelle condizioni operative e, in particolare, alla pressione operativa, subisce un cambiamento di stato, tra la fase liquida e la fase vapore.

⁴Il coefficiente di scambio termico valuta, quantitativamente, l'attitudine di un corpo ad essere percorso dal calore; per essere coerenti con i parametri considerati nei paragrafi precedenti

di calore dissipato dal componente, diminuisce all'aumentare del titolo di vapore⁵ del fluido operativo, e risulta sostanzialmente indipendente dalla portata di fluido che scorre all'interno dei condotti dello scambiatore di calore. Di conseguenza gli autori conclusero che il meccanismo di scambio termico dominante era l'ebollizione nucleata (per una descrizione dettagliata dei meccanismi di scambio termico che si possono presentare durante il processo di vaporizzazione di un fluido si veda il capitolo 2). Questa conclusione è però in disaccordo con quanto emerso dal lavoro di Thome et al. [60], il quale ha dimostrato che il meccanismo dominante è la conduzione di calore attraverso il sottile strato di liquido che si forma in corrispondenza delle pareti dei condotti dello scambiatore di calore. Questo aspetto è inoltre in accordo con l'evidenza sperimentale che il deflusso nei micro canali è principalmente a sacche, o anulare, coerentemente a quanto proposto nel medesimo studio. Ciò ha quindi portato a concludere che i modelli sviluppati per la macroscale non sono adatti a prevedere l'andamento del coefficiente di scambio termico, in quanto non distinguono correttamente né il regime di deflusso, né l'influenza del sottile strato di liquido alla parete.

Un altro aspetto messo in risalto dagli studi sopracitati riguarda i fenomeni di instabilità che si manifestano all'interno dei micro canali. In particolare è stato osservato un fenomeno di dryout ciclico, caratterizzato dall'alternanza di tratti di condotto interessati dal fenomeno del dryout (per una descrizione dettagliata del fenomeno si rimanda al capitolo 2), dove le pareti del condotto sono a contatto con il vapore, seguiti da tratti di condotto in cui le pareti di quest'ultimo tornano ad essere bagnate dal liquido, fenomeno che può essere spiegato con la diminuzione del coefficiente di scambio termico all'aumentare del titolo di vapore del fluido.

Un'altra peculiarità di questa tecnica di raffreddamento riguarda le perdite di carico, in quanto, a parità di flusso termico specifico rimosso, in virtù del fatto che buona parte del calore asportato viene immagazzinato, dal fluido, come calore latente di vaporizzazione, è possibile ricorrere a portate più basse e questo consente,

è sufficiente ricordare che il coefficiente di scambio termico è l'inverso della resistenza termica specifica.

⁵Il titolo di vapore, x , è la percentuale, in massa, di vapore in una miscela liquido-vapore; analiticamente $x = \frac{m_v}{m_t}$, dove m_v è la massa di vapore e m_t la massa totale (somma della massa di vapore e della massa di liquido).

in linea di principio, di ridurre le perdite di carico, nonostante il deflusso di un fluido bifase sia contraddistinto da perdite di carico maggiori rispetto al deflusso monofase.

In sintesi, i principali vantaggi riscontrati con questa tecnica di raffreddamento, rispetto a quelle precedentemente descritte, sono:

- la possibilità di ricorrere a portate più basse, in virtù dell'elevata energia termica assorbita come calore latente di vaporizzazione;
- la possibilità di ottenere elevati coefficienti di scambio termico, sfruttando, principalmente, lo scambio termico che si realizza attraverso il sottile film di liquido presente in corrispondenza delle pareti dei condotti dello scambiatore di calore;
- la possibilità di ridurre, globalmente, le perdite di carico che caratterizzano il deflusso del fluido operativo, in virtù del fatto che le portate sono più basse rispetto agli altri casi per quanto detto al primo punto;
- la possibilità di mantenere una temperatura del fluido pressoché costante;
- la possibilità di ottenere un coefficiente di scambio termico che aumenta all'aumentare del flusso di calore dissipato dal dispositivo elettronico, fattore che contribuisce ad eliminare i punti caldi.

D'altra parte i principali svantaggi, ad oggi, sono:

- mancanza di strumenti affidabili per il dimensionamento dell'apparato, in quanto i meccanismi di scambio termico devono ancora essere investigati a fondo;
- la diminuzione del coefficiente di scambio termico all'aumentare del titolo di vapore del fluido operativo;
- fenomeni di instabilità;
- l'impossibilità di dissipare un flusso di calore maggiore del flusso termico critico, a causa della comparsa del fenomeno del dryout, anche se il flusso critico può essere aumentato incrementando la portata di fluido che scorre nei condotti.

A livello generale questa tecnica di raffreddamento è caratterizzata da basse resistenze termiche specifiche e da bassi consumi di potenza, a parità di calore rimosso, rispetto alle altre tecniche analizzate. Questo secondo aspetto ha una ripercussione significativa sul dimensionamento degli impianti ausiliari e quindi sul costo del sistema.

1.5 Confronto tra le varie tecniche di raffreddamento

Sulla base degli studi precedentemente citati si può concludere che, allo stato dell'arte, la tecnologia a getto liquido permette di dissipare un flusso termico specifico di 1820 W cm^{-2} , a fronte di una caduta di pressione di 241 kPa; la tecnologia che prevede il deflusso monofase di un fluido operativo all'interno di micro canali consente di dissipare un flusso termico specifico di 790 W cm^{-2} , a fronte di una caduta di pressione di 220.4 kPa; la tecnologia che impiega mezzi porosi può arrivare ad asportare un flusso termico specifico di 600 W cm^{-2} , con deflusso monofase, a fronte di una caduta di pressione di 4.5 kPa e 80 W cm^{-2} , con deflusso bifase, a fronte di una caduta di pressione di 103 kPa; infine la tecnologia che ricorre al deflusso bifase di un fluido operativo all'interno di micro canali permette la rimozione di un flusso termico specifico di 94 W cm^{-2} , anche se alcuni test su prototipi sono arrivati a 200 W cm^{-2} , a fronte di una caduta di pressione di 4.12 kPa, o inferiore.

In figura 1.5 è riportata la resistenza termica specifica dello scambiatore di calore, in funzione del rapporto tra la potenza assorbita dalla pompa e la potenza termica asportata, per le tecnologie di raffreddamento fin qui viste.

La soluzione migliore, da un punto di vista delle prestazioni globali, deve trovarsi quanto più vicino possibile all'origine del sistema di riferimento e questo aspetto è presentato dalla tecnologia che ricorre al deflusso bifase di un fluido operativo all'interno di micro canali.

Un altro aspetto a favore di questa tecnica riguarda il fatto che deve essere ancora sviluppata per quanto riguarda l'aumento del flusso termico asportato, dato che negli ultimi anni gli sforzi maggiori sono stati profusi nell'analisi dei meccanismi di scambio termico. Altre peculiarità che fanno prediligere questa tecnica alle altre

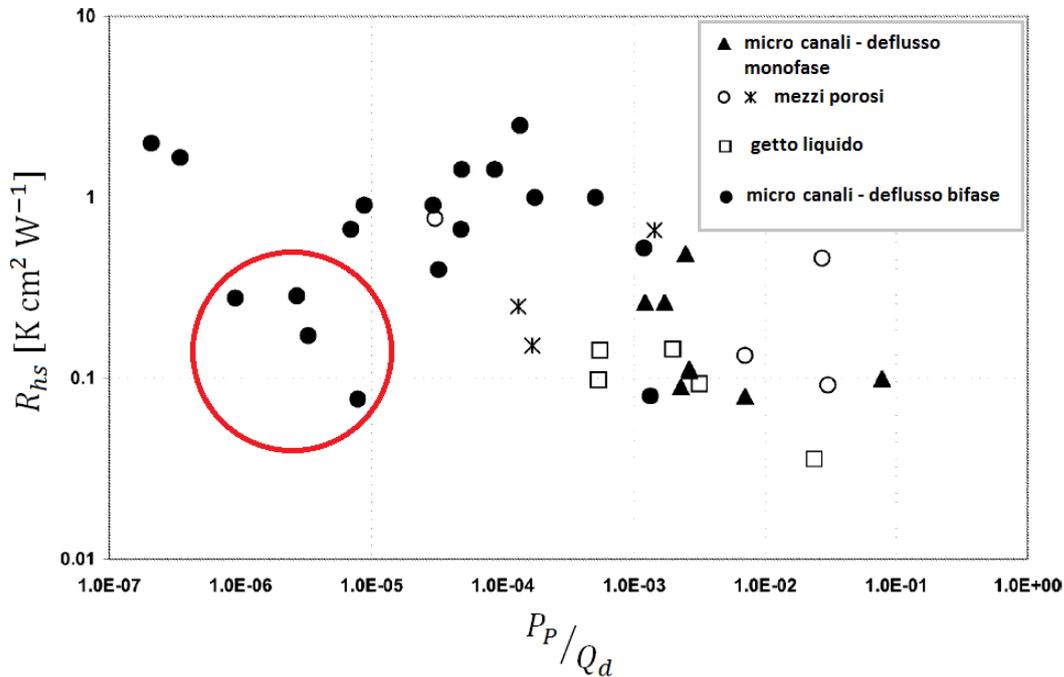


Figura 1.5: resistenza termica specifica dello scambiatore di calore, in funzione del rapporto tra la potenza richiesta dalla pompa e la potenza termica dissipata, per le varie tecnologie di raffreddamento esaminate. Fonte: Agostini et al. [10].

riguardano il fatto che la temperatura del fluido varia molto poco durante il processo di vaporizzazione e che il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico dissipato dal dispositivo elettronico.

La tecnologia che sfrutta il deflusso monofase del fluido operativo in micro canali riesce ad asportare elevati flussi di calore ma a fronte di elevate perdite di carico, rendendo quindi la tecnica poco efficiente; inoltre lungo lo scambiatore di calore si origina un gradiente di temperatura.

I mezzi porosi presentano un'ampia superficie di scambio termico a disposizione, questo comporta, però, un incremento delle perdite di carico.

La tecnica di raffreddamento multi getto può asportare elevati flussi di calore, grazie agli elevati coefficienti di scambio termico realizzati, la resistenza termica è bassa, tuttavia l'efficienza globale non è elevata; si può ottenere una temperatura uniforme solo utilizzando molti getti e il getto può causare l'erosione della superficie del *chip*.

Tra la resistenza termica specifica più bassa, offerta dal raffreddamento a getto e la resistenza termica specifica più elevata, offerta dal raffreddamento mediante deflusso bifase in micro canali, c'è un fattore 70, mentre tra i valori estremi del rapporto $\frac{P_p}{Q_d}$, che corrispondono al deflusso bifase e monofase in micro canali, c'è un fattore $4 \cdot 10^5$.

Considerando che l'efficienza globale è difficile da migliorare, perché essa è in buona parte funzione della potenza assorbita dalla pompa, la quale, a sua volta, è in gran misura determinata dalla quantità di calore da asportare e che la resistenza termica può invece essere diminuita agendo sulle proprietà delle superfici (e quindi sulla scelta dei materiali e sui trattamenti superficiali), o agendo sulle condizioni di deflusso, si può concludere che, dal punto di vista termodinamico, la tecnica più vantaggiosa, oltre che con le maggiori possibilità di sviluppo, è quella basata sul deflusso bifase all'interno di micro canali, in quanto, globalmente, presenta la più alta efficienza.

Proprio questa è la tecnica di raffreddamento considerata, sviluppata e studiata nel corrente progetto di tesi.

Capitolo 2

Il processo di vaporizzazione

Per vaporizzazione si intende il processo di conversione di un liquido in vapore, a seguito dell'aumento dell'energia termica del liquido, ottenuto mediante somministrazione di calore.

Il processo può avvenire in due modi:

- mediante la formazione di bolle di vapore in corrispondenza della superficie di un corpo riscaldato immerso nel liquido, o nel liquido stesso; in questo caso il processo viene chiamato ebollizione;
- mediante la vaporizzazione del liquido all'interfaccia liquido-vapore; in questo caso non si ha la formazione di bolle e il processo è noto con il termine di evaporazione.

Il processo di vaporizzazione può avvenire in un liquido stagnante o in un liquido in movimento (in questo caso si parla anche di vaporizzazione convettiva).

2.1 Ebollizione in un liquido stagnante puro

Nel 1934 Nukiyama [61] condusse la seguente esperienza: in un recipiente pieno d'acqua, a pressione atmosferica, in condizioni di saturazione, immerse un filo di platino. Il filo metallico venne quindi riscaldato elettricamente.

Il flusso termico ceduto dal filo all'acqua è calcolabile nota la caduta di tensione alle estremità del filo e l'intensità di corrente che percorre il filo. La misura della

temperatura di parete del filo può invece essere ricavata dalla misura della resistenza elettrica dello stesso, nota la dipendenza della resistività del materiale, con cui è realizzato il filo, dalla temperatura.

Variando il flusso termico specifico, q , ceduto per effetto Joule dal filo all'acqua e misurata la temperatura di parete del filo, t_p , è possibile tracciare il grafico di figura 2.1:

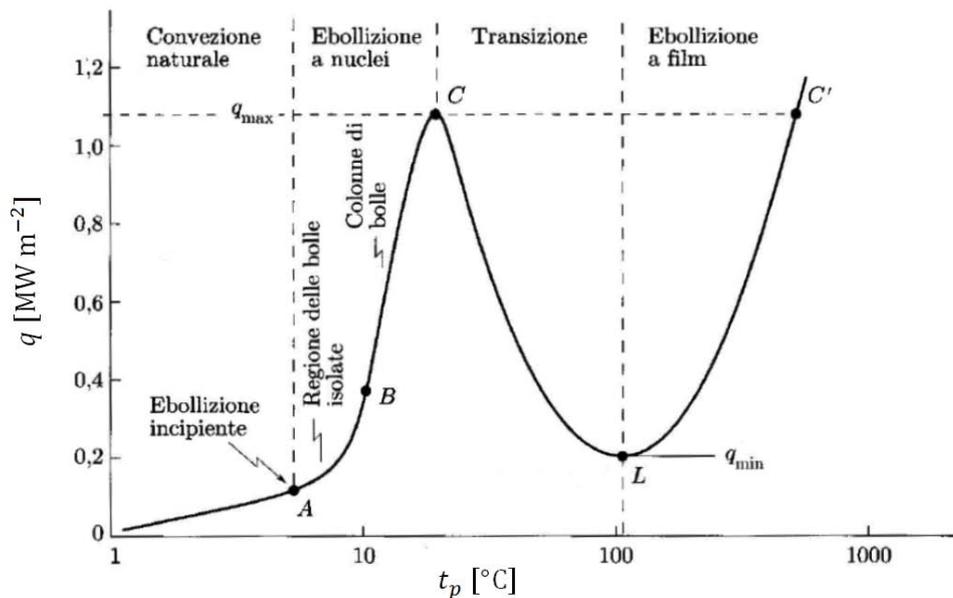


Figura 2.1: andamento del flusso termico specifico ceduto dal filo all'acqua in funzione della temperatura di parete del corpo scaldante.

A bassi q , ovvero fino al punto A di figura 2.1, il calore viene trasferito dal filo all'acqua per convezione naturale. In corrispondenza del pelo libero del liquido avviene il fenomeno dell'evaporazione, mentre in questa zona non ha luogo il fenomeno dell'ebollizione.

Se si aumenta il flusso termico specifico e quindi la temperatura di parete del filo, in corrispondenza della superficie del filo si formano le prime bolle di vapore (per questo tale fenomeno viene chiamato ebollizione nucleata); all'aumentare della temperatura di parete sempre più punti di nucleazione, sulla superficie del filo, diventano attivi produttori di bolle di vapore. Una volta staccatesi dalla superficie del filo, queste bolle di vapore sono responsabili di un'intensa agitazione del liquido.

Ad un certo punto si raggiunge il flusso termico massimo (detto anche critico) per l'ebollizione nucleata; le bolle sono così grandi e in numero così elevato che il liquido non bagna più la superficie del filo.

Aumentando ulteriormente il flusso termico specifico si osserva un brusco aumento della temperatura di parete del filo, con rapido passaggio dal punto C al punto C' di figura 2.1. Se in corrispondenza di questo punto la temperatura del filo è inferiore alla temperatura di fusione del materiale con cui è realizzato, si può aumentare ulteriormente il flusso termico specifico. Ora uno strato di vapore (che ha una conducibilità termica molto minore del liquido) ricopre la superficie del filo, che non risulta più bagnata dal liquido (in questo caso si parla di ebollizione a film). Il vapore lascia il film sotto forma di bolle, ed il calore viene trasmesso per conduzione e convezione attraverso il film.

Riducendo il flusso termico specifico si ripercorre la curva fino al punto L e da qui si salta direttamente al punto B, ovvero si torna nella regione dell'ebollizione nucleata.

Si può operare nella regione di transizione, C-L, solo controllando la temperatura superficiale del corpo caldo. In questa zona si ha l'alternanza tra l'ebollizione nucleata e l'ebollizione a film, con il liquido che tocca la superficie del corpo caldo in maniera intermittente.

L'ebollizione nucleata può essere realizzata anche in un liquido sottoraffreddato. In questo caso la bolla di vapore tende a condensare nel liquido, cedendo calore a quest'ultimo, che quindi aumenta di temperatura. A moderati flussi termici e moderati sottoraffreddamenti la bolla di vapore condensa prima di staccarsi dalla parete, mentre a temperature prossime alla temperatura di saturazione essa lascia la superficie del corpo scaldante e collassa nel liquido.

2.2 Vaporizzazione in tubo

Si considera un tubo verticale, uniformemente riscaldato, alimentato alla base con una portata costante di liquido puro sottoraffreddato. Si suppone che il flusso termico specifico sia sufficientemente basso.

Quanto avviene lungo il condotto è rappresentato nella figura 2.2.

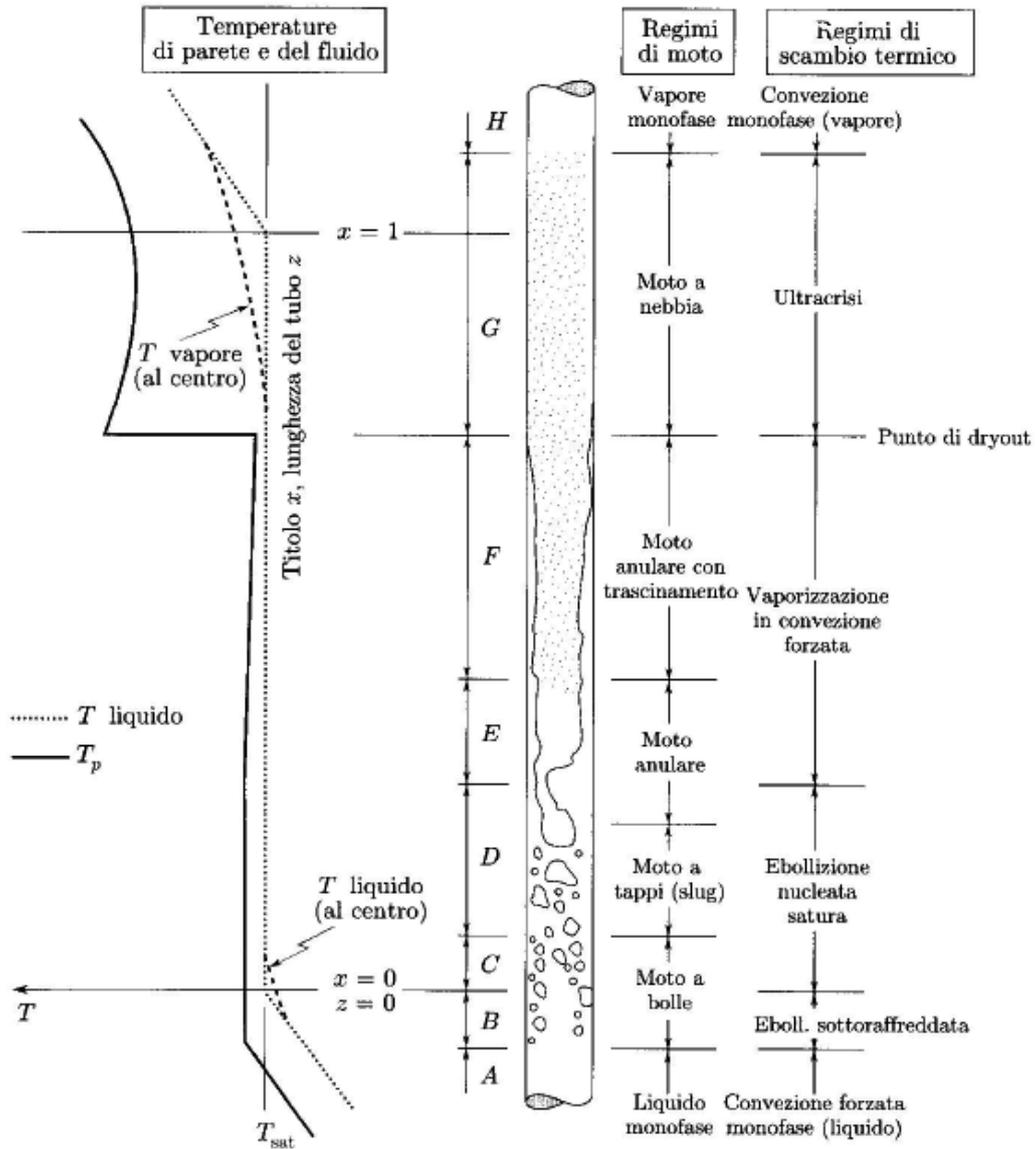


Figura 2.2: regimi di deflusso, regimi di scambio termico e andamenti della temperatura di parete e della temperatura del fluido lungo un tubo verticale, uniformemente riscaldato, alimentato alla base con una portata costante di liquido puro sottoraffreddato.

In figura 2.3 è invece riportato l'andamento, qualitativo, del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore del fluido e dei regimi di deflusso.

Nel primo tratto di tubo (regione A di figura 2.2) il liquido aumenta la propria temperatura e la temperatura di parete rimane al di sotto del valore necessario

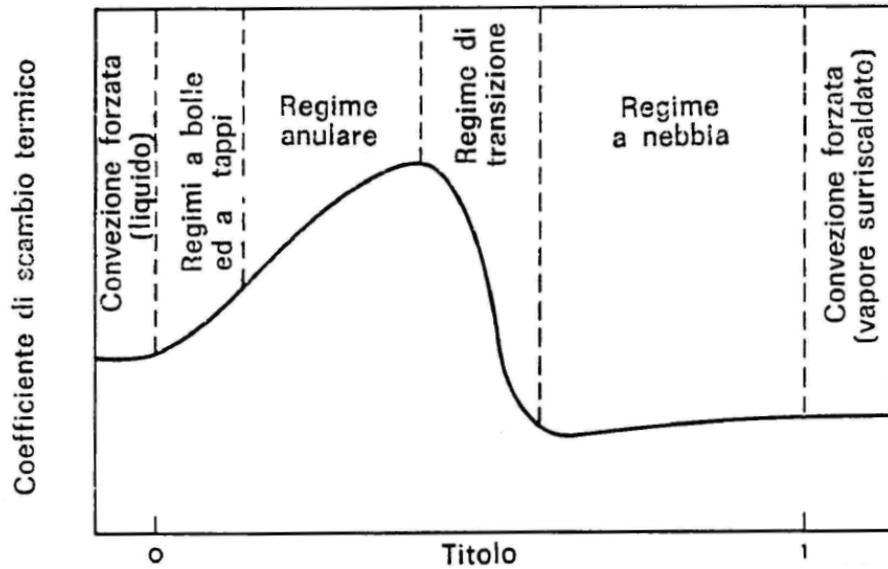


Figura 2.3: andamento qualitativo del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore e dei regimi di deflusso.

a promuovere la nucleazione delle bolle di vapore. In questa regione lo scambio termico avviene per convezione forzata nella fase liquida. Poiché il coefficiente di scambio termico è costante, a meno delle variazioni delle proprietà del fluido con la temperatura, la differenza di temperatura tra la parete del tubo ed il fluido è costante e le due temperature crescono linearmente lungo il tubo (ovvero con la coordinata z).

Ad una certa coordinata z la temperatura di parete sarà sufficientemente alta da promuovere la nucleazione delle bolle di vapore. Il fenomeno, in un primo tratto, può avvenire in presenza di liquido sottoraffreddato (tratto B), in questo caso si parla di ebollizione nucleata in liquido sottoraffreddato. Lungo questo tratto di tubo la temperatura di parete è circa costante e la differenza di temperatura tra parete e fluido diminuisce linearmente con z , in quanto, le bolle di vapore, condensando, cedono il calore latente al liquido, che pertanto aumenta di temperatura. Avendo imposto costante il flusso termico specifico, in questo tratto il coefficiente di scambio termico aumenta.

Nelle regioni C e D si ha ebollizione in liquido saturo; il titolo di vapore aumenta

con la coordinata z , mentre il coefficiente di scambio termico si mantiene costante.

Nelle regioni B, C e D il regime di deflusso è dapprima a bolle, quindi a sacche, ed infine anulare e il titolo di vapore aumenta con la coordinata z .

All'aumentare del titolo di vapore, lo spessore del film liquido, nel moto anulare, diventa sempre più sottile, mentre cresce lo sforzo tangenziale esercitato dal vapore sul film liquido. Il calore viene trasportato, per convezione forzata, attraverso il film liquido, dalla parete all'interfaccia liquido-vapore, dove avviene l'evaporazione del liquido; in questa regione si parla quindi di vaporizzazione in convezione forzata bifase. Al diminuire dello spessore del film, la resistenza termica ad esso associata cala, il coefficiente di scambio termico aumenta e la temperatura di parete diminuisce. In seguito alla diminuzione della temperatura di parete, i siti di nucleazione sulla parete del condotto si disattivano e l'ebollizione viene soppressa (regioni E ed F di figura 2.2).

Ad un certo valore critico del titolo di vapore avrà luogo la completa evaporazione del film liquido. La fase liquida può ancora essere presente sotto forma di gocce, trascinate dal vapore, nel centro del tubo (regime a nebbia). In corrispondenza della parete è ora presente vapore. In questa regione il coefficiente di scambio termico è uno-due ordini di grandezza inferiore rispetto al coefficiente di scambio termico che si ha nella regione della convezione forzata bifase. Questa transizione è nota come crisi termica o dryout.

Nel caso in cui il flusso termico specifico sia una variabile indipendente, questa regione è caratterizzata da un aumento della temperatura di parete.

All'aumentare del titolo di vapore, essendo la portata con la quale si alimenta il condotto costante e data la differenza tra la densità della fase liquida e la densità della fase vapore, aumenta la velocità di deflusso e quindi il coefficiente di scambio termico convettivo, con conseguente diminuzione della temperatura di parete.

Nella regione monofase (in cui è presente vapore surriscaldato) il coefficiente di scambio termico si attesta al valore del coefficiente di scambio termico che si realizza con deflusso monofase di gas, mentre la differenza di temperatura tra parete del condotto e fluido torna ad essere costante.

Se si mantiene costante la portata che fluisce all'interno del condotto e si aumenta il flusso termico specifico, si nota che l'ebollizione in liquido sottoraffreddato inizia prima, il coefficiente di scambio termico nella regione dell'ebollizione nucleata è

più elevato ma si mantiene inalterato nella regione di convezione forzata bifase e il fenomeno del dryout si verifica a titoli di vapore più bassi. Se si aumenta ancora il flusso termico specifico, l'ebollizione in liquido sottoraffreddato viene ulteriormente anticipata, il coefficiente di scambio termico nella regione dell'ebollizione nucleata è ancora più elevato, tuttavia, in questa regione, all'aumentare del titolo di vapore, si osserva un abbassamento improvviso del coefficiente di scambio termico; in questo punto ha luogo la transizione ad ebollizione a film: un film di vapore riveste la parete del tubo, mentre il liquido scorre nella parte centrale del condotto. Il flusso termico viene trasferito attraverso il film di vapore, che ha una conducibilità termica più bassa del liquido, pertanto il coefficiente di scambio termico che si ottiene è più basso. Aumentando ulteriormente il flusso termico specifico questa transizione avviene nella regione dell'ebollizione in liquido sottoraffreddato.

Se il tubo viene disposto con asse orizzontale la differente densità delle fasi ne provoca la stratificazione, come rappresentato in figura 2.4:

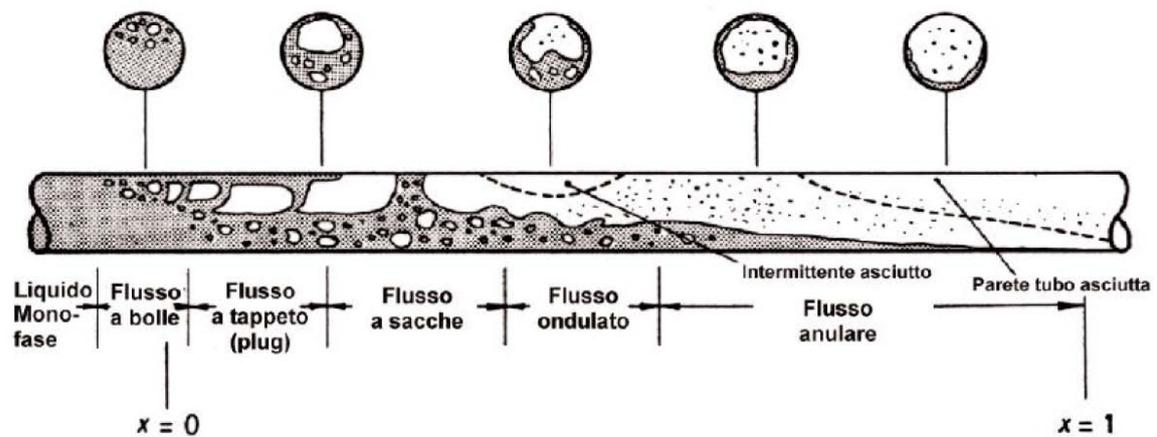


Figura 2.4: regimi di deflusso lungo un tubo disposto con asse orizzontale.

Capitolo 3

I fluidi refrigeranti

Il refrigerante è il fluido che consente di trasferire calore da una sorgente calda ad una sorgente fredda.

Il trasferimento di energia può avvenire mediante scambio di calore latente (durante il processo di vaporizzazione o condensazione del fluido) e/o mediante scambio di calore sensibile (durante la fase di riscaldamento o raffreddamento del fluido).

Dal punto di vista operativo, il fluido refrigerante ottimale:

- deve avere un'elevata densità sia allo stato liquido che allo stato gassoso, per ridurre le dimensioni dell'impianto di raffreddamento;
- deve avere un elevato calore latente, per massimizzare il calore trasferito;
- deve avere un'elevata capacità termica¹, per massimizzare il calore sensibile trasferito;
- deve avere una bassa viscosità, per ridurre le perdite di carico;
- deve avere un elevato valore di conduttività termica, sia in fase liquida che in fase vapore;

¹Definito il calore specifico di un fluido come la quantità di calore necessaria per far variare di 1 °C la temperatura dell'unità di massa, la capacità termica dello stesso è definita dal prodotto tra il calore specifico e la massa di fluido presente nell'impianto.

- deve essere stabile: il fluido deve conservare, nel tempo, le proprietà fisico-chimiche nelle varie condizioni operative;
- non deve essere tossico;
- non deve essere infiammabile;
- deve essere facilmente reperibile;
- deve avere un basso costo.

Per incontrare una così ampia varietà di caratteristiche oggi giorno la soluzione più praticata è il ricorso ai fluidi refrigeranti sintetici.

I fluidi refrigeranti sintetici derivano da idrocarburi semplici, come metano ed etano, ai quali vengono sostituiti parzialmente, o totalmente, gli atomi di idrogeno con atomi di alogeni, ovvero con atomi di fluoro (si ottengono così i fluidi HFC, o fluidi non alogenati) e cloro (si ottengono così i fluidi CFC e HCFC, o fluidi alogenati).

Un ulteriore aspetto, che sta assumendo sempre più importanza, è la compatibilità ambientale del fluido refrigerante.

La compatibilità ambientale viene valutata sulla base dei valori assunti da due indici, l'ODP (*Ozone Depletion Potential*), che quantifica la capacità distruttiva del fluido refrigerante nei confronti dell'ozono, rispetto alla capacità distruttiva di una stessa quantità del fluido refrigerante R-12 (per il quale si assume un ODP pari a 1) e il GWP (*Global Warming Potential*), che quantifica l'impatto del fluido refrigerante sul riscaldamento dell'atmosfera (ovvero ne quantifica l'effetto serra indotto), con riferimento ad un dato intervallo temporale, rispetto all'effetto serra indotto da una stessa quantità di anidride carbonica (per la quale si assume un GWP pari a 1).

Sebbene il GWP sia un buon indicatore del riscaldamento globale indotto dalla dispersione, in atmosfera, del fluido refrigerante, non può essere ritenuto esaustivo, in quanto non tiene conto dell'impatto ambientale dell'impianto di refrigerazione nel suo insieme, pertanto l'AFEAS (*Alternative Fluorocarbon Environmental Acceptability Study*) ha introdotto un nuovo indice, più completo, che tiene conto anche di quest'ultimo aspetto, il TEWI (*Total Equivalent Warming Impact*).

Il TEWI tiene conto non solo degli effetti diretti del fluido refrigerante, ma anche di quelli indiretti, dovuti alle emissioni di CO₂ connesse alla produzione dell'energia elettrica necessaria a far funzionare l'impianto.

Il TEWI è definito dall'espressione 3.1:

$$\text{TEWI} = m_r \cdot \text{GWP} \cdot E \cdot T_o \quad (3.1)$$

dove m_r è la massa di refrigerante, E l'energia assorbita dall'impianto in un anno e T_o la vita operativa, stimata, dell'impianto.

L'importanza di tali tematiche assume un aspetto più chiaro se si considerano i numeri che ruotano attorno a questo mondo.

Un dossier redatto recentemente da Legambiente [62], rivela che nel solo 2012 sono stati immessi, nel mercato italiano, circa 10600 tonnellate di gas refrigeranti, con uno stock che ha raggiunto le 100000 tonnellate e un potenziale effetto serra di 250 milioni di tonnellate equivalenti di CO₂, circa il 50% del totale delle emissioni di gas serra, annuali, nazionali.

Se a questi numeri si affianca la determinazione delle autorità europee competenti, che nel 1994, con il protocollo di Montreal, hanno messo al bando i CFC e che oggigiorno si accingono a dismettere gli HCFC entro il 2015, si comprende l'importanza dedicata alla messa a punto di fluidi refrigeranti di nuova generazione e l'impegno profuso nel testare questi nuovi prodotti negli impianti esistenti, al fine di garantirne le prestazioni per cui erano stati progettati.

Tutti questi aspetti sono stati presi in considerazione nel corrente progetto di tesi, che, oltre ad aver caratterizzato il processo di vaporizzazione all'interno della sezione sperimentale con uno dei fluidi refrigeranti ad oggi più usati, l'R134a, si è posto, come elemento di innovazione, la verifica delle prestazioni di un fluido refrigerante di nuova generazione, l'R1234ze(E), che presenta un GWP pari a $\frac{1}{200}$ il valore dell'R134a.

3.1 Il fluido refrigerante R134a

Il primo fluido refrigerante impiegato per caratterizzare sperimentalmente il processo di vaporizzazione all'interno della sezione sperimentale è stato l'R134a. Questo è un fluido refrigerante sintetico puro, appartenente alla famiglia degli HFC, le cui caratteristiche sono riportate in tabella 3.1.

Tabella 3.1: caratteristiche del fluido refrigerante R134a, se non diversamente specificato le proprietà si intendono riferite alla temperatura di saturazione di 30 °C.

nome chimico	1,1,1,2 Tetrafluoroetano
formula molecolare	CH_2FCF_3
massa molare	102.03 g mol ⁻¹
temperatura di ebollizione a 1.01 bar	-26.074 °C
temperatura critica	101.06 °C
pressione critica	40.593 bar
pressione ridotta	0.1897
temperatura del punto triplo	-103.3 °C
calore latente di vaporizzazione	173.1 kJ kg ⁻¹
densità del liquido	1187.5 kg m ⁻³
densità del vapore	37.535 kg m ⁻³
conducibilità termica del liquido	$78.992 \cdot 10^{-3}$ W m ⁻¹ K ⁻¹
conducibilità termica del vapore	$14.336 \cdot 10^{-3}$ W m ⁻¹ K ⁻¹
viscosità del liquido	$183.13 \cdot 10^{-6}$ Pa s
viscosità del vapore	$11.907 \cdot 10^{-6}$ Pa s
tensione superficiale	$7.417 \cdot 10^{-3}$ N m ⁻¹
aspetto	incolore
ODP	0
GWP	1300

La molecola di base del fluido refrigerante non contiene atomi di cloro, pertanto l'ODP del fluido è nullo, tuttavia l'R134a è caratterizzato da un GWP elevato.

Il modo più usuale per esaminare il comportamento di un fluido refrigerante è quello offerto dal diagramma pressione-entalpia, riportato in figura 3.1.

La curva a forma di campana sottende l'insieme dei punti in cui il fluido si trova in condizioni di saturazione, ovvero indica qual è l'intervallo di valori della pressione del fluido, in funzione del contenuto di entalpia di quest'ultimo, in cui si ha la coesistenza tra la fase liquida e la fase vapore.

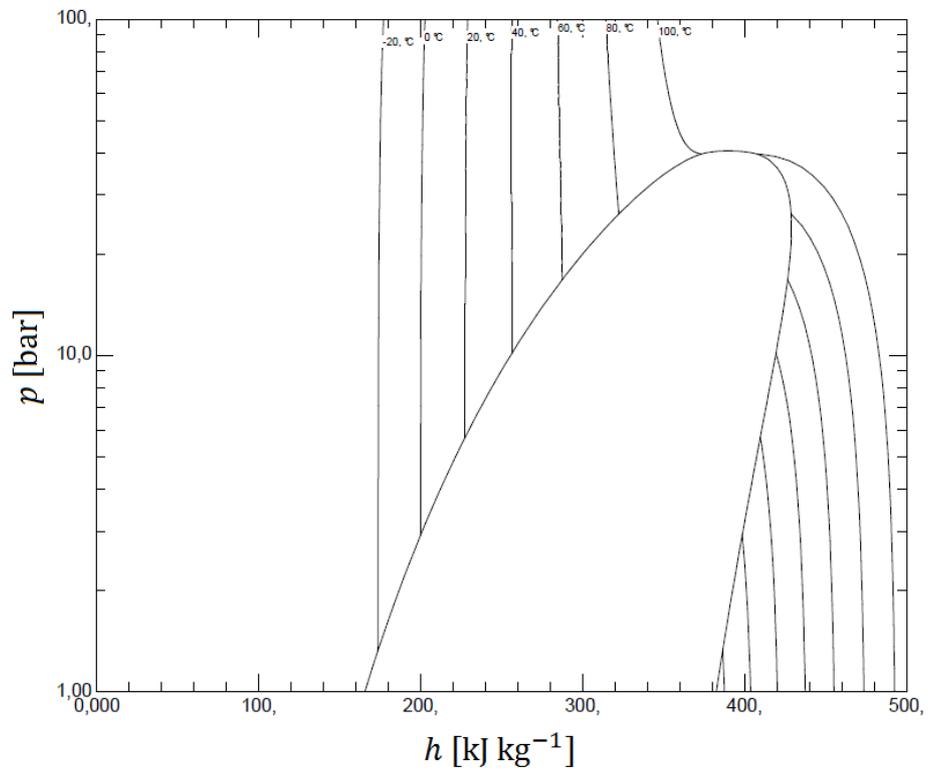


Figura 3.1: diagramma pressione-entalpia per il fluido refrigerante R134a.

3.2 Il fluido refrigerante R1234ze(E)

Il secondo fluido refrigerante impiegato è stato l'R1234ze(E). Questo è un fluido refrigerante di quarta generazione, sviluppato per sostituire l'R134a, in quanto, oltre a presentare un ODP nullo, è caratterizzato da un GWP basso. Le caratteristiche di questo fluido sono riportate in tabella 3.2, mentre in figura 3.2 ne viene riportato il diagramma pressione-entalpia.

Tabella 3.2: caratteristiche del fluido refrigerante R1234ze(E), se non diversamente specificato le proprietà si intendono riferite alla temperatura di saturazione di 30 °C.

nome chimico	1,3,3,3 Tetrafluoropropene
formula molecolare	$C_3H_2F_4$
massa molare	114.04 g mol ⁻¹
temperatura di ebollizione a 1.01 bar	-18.95 °C
temperatura critica	109.37 °C
pressione critica	36.363 bar
pressione ridotta	0.1591
temperatura del punto triplo	-104.53 °C
calore latente di vaporizzazione	162.902 kJ kg ⁻¹
densità del liquido	1146.3 kg m ⁻³
densità del vapore	30.564 kg m ⁻³
conducibilità termica del liquido	$72.675 \cdot 10^{-3}$ W m ⁻¹ K ⁻¹
conducibilità termica del vapore	$14.056 \cdot 10^{-3}$ W m ⁻¹ K ⁻¹
viscosità del liquido	$188 \cdot 10^{-6}$ Pa s
viscosità del vapore	$12.458 \cdot 10^{-6}$ Pa s
tensione superficiale	$8.2099 \cdot 10^{-3}$ N m ⁻¹
aspetto	incolore
ODP	0
GWP	6

In figura 3.3 vengono invece confrontate le curve di saturazione dei due fluidi refrigeranti oggetto di studio.

Come si evince, a parità di temperatura di saturazione il fluido refrigerante R134a presenta una pressione di saturazione maggiore del fluido refrigerante R1234ze(E).

L'influenza di quest'aspetto verrà evidenziata nel capitolo preposto all'analisi dei risultati sperimentali.

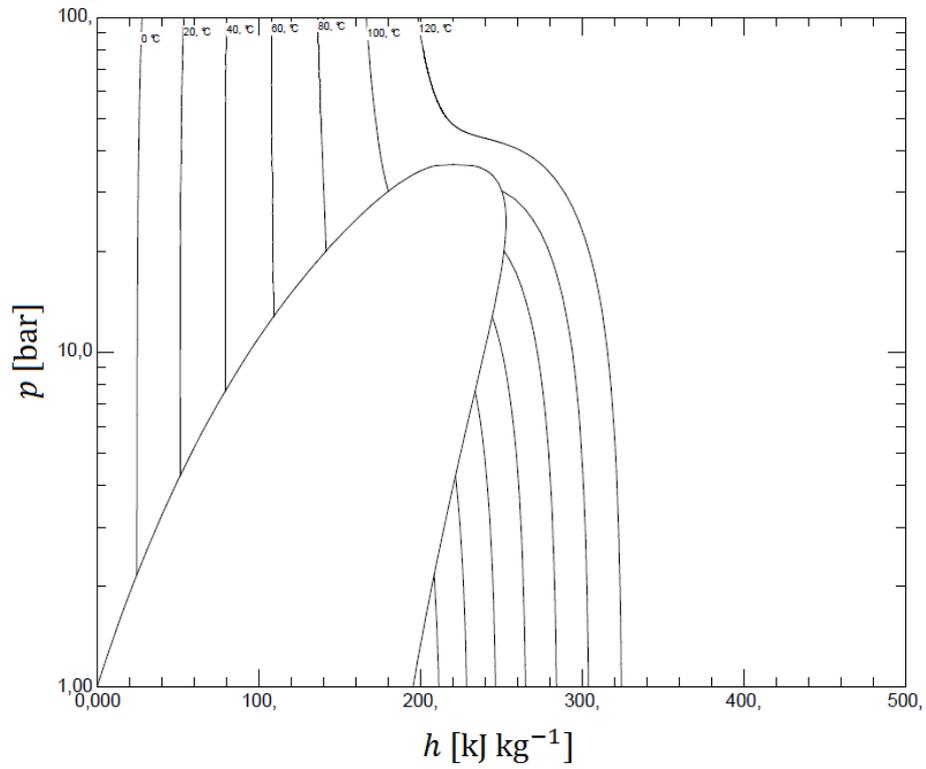


Figura 3.2: diagramma pressione-entalpia per il fluido refrigerante R1234ze(E).

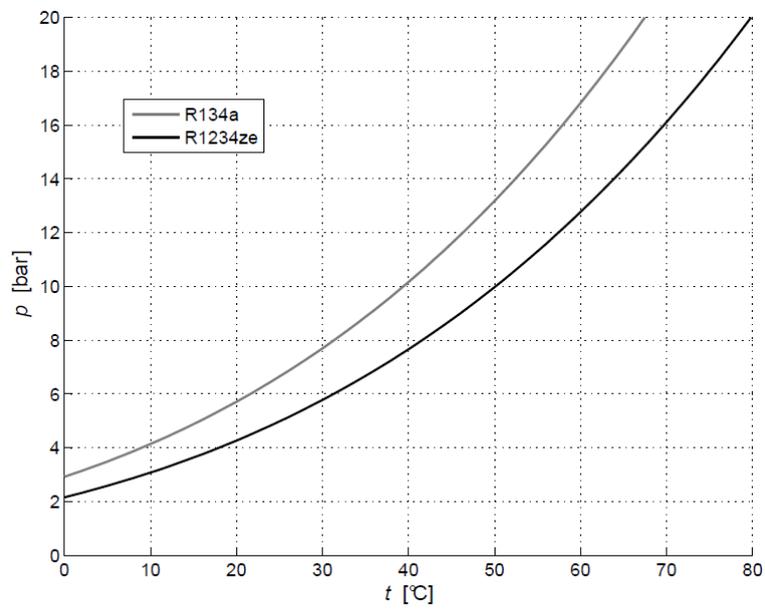


Figura 3.3: curve di saturazione per i fluidi refrigeranti R134a e R1234ze(E).

Capitolo 4

Impianto sperimentale

L'impianto utilizzato, descritto in dettaglio da Salvatore [63], è stato realizzato per lo studio del processo di vaporizzazione di un fluido refrigerante all'interno di una sezione sperimentale.

Per riprodurre le condizioni riscontrate nelle applicazioni che riguardano il raffreddamento di componenti elettronici, viene utilizzata una resistenza elettrica, con il fine di simulare il flusso termico ceduto dal dispositivo al fluido refrigerante.

Le condizioni operative che caratterizzano il fluido durante il deflusso all'interno della sezione sperimentale sono rilevate mediante sensori di temperatura e di pressione e monitorate grazie ad un sistema di acquisizione dati, che permette di visualizzare in tempo reale i vari parametri.

4.1 L'impianto: descrizione generale

L'impianto sperimentale, schematicamente rappresentato in figura 4.1, è costituito da quattro circuiti idraulici, uno principale, nel quale circola il fluido refrigerante e tre secondari, nei quali circola acqua; questi ultimi sono utilizzati per regolare i parametri di funzionamento del circuito principale.

Tutte le tubazioni ed i componenti sono stati isolati termicamente.

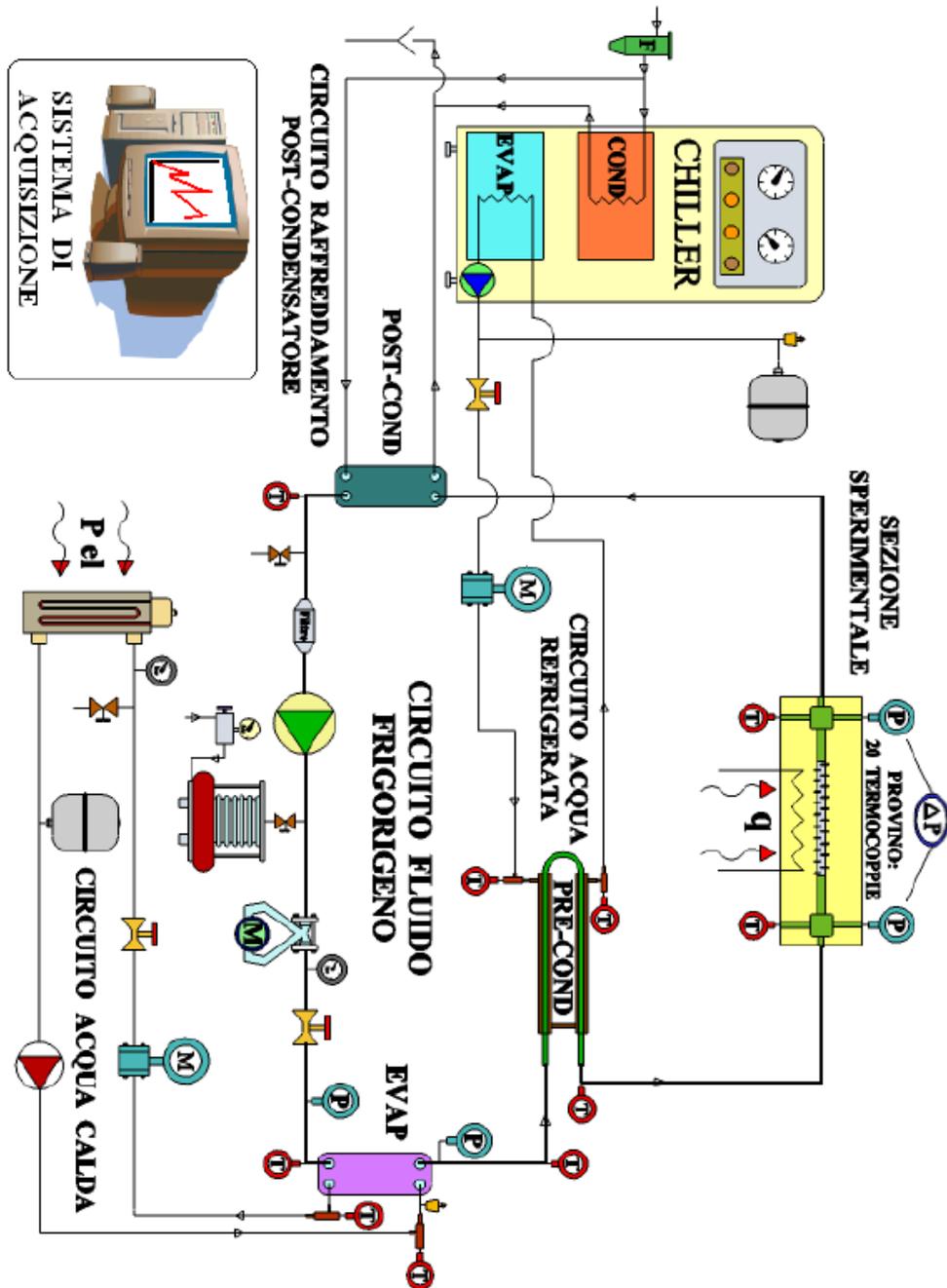


Figura 4.1: rappresentazione schematica dell'impianto sperimentale. Fonte: Salvatore [63].

4.1.1 Il circuito primario

Il circuito del fluido refrigerante (figure 4.2 e 4.3) è un circuito chiuso, costituito da: filtro, pompa di circolazione, sistema di pressurizzazione, misuratore di portata massica, valvola di regolazione della portata, evaporatore, precondensatore, sezione sperimentale e postcondensatore.

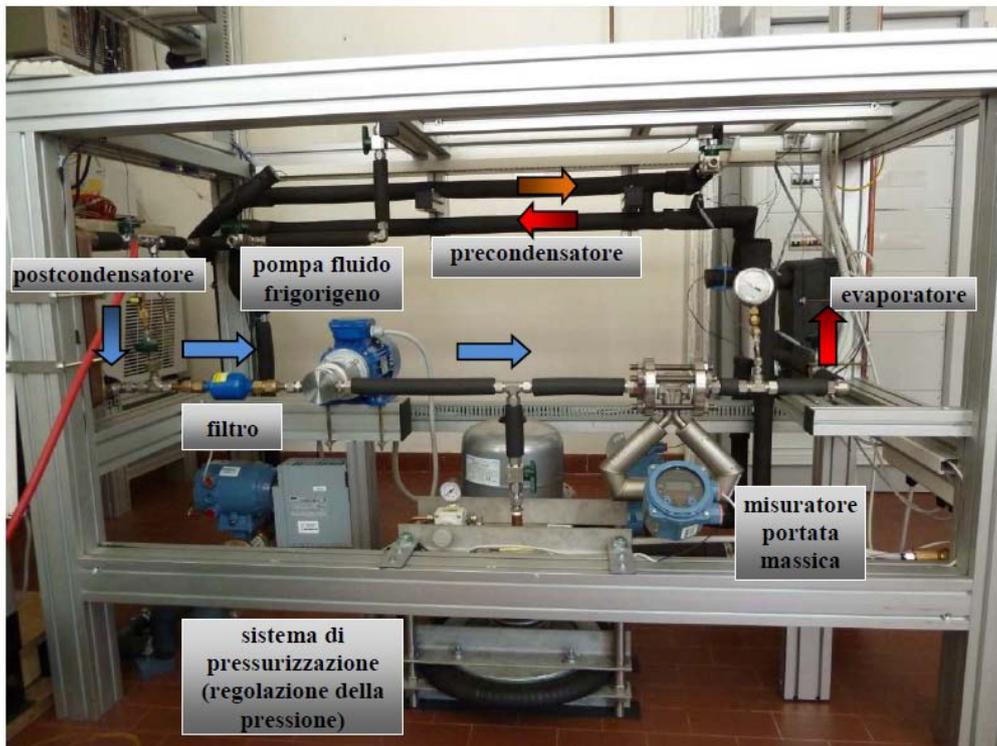


Figura 4.2: circuito primario del fluido refrigerante. Fonte: Salvatore [63].

La circolazione del fluido refrigerante è assicurata dalla pompa di circolazione e l'ordine con cui il fluido percorre i vari elementi segue quello con cui questi sono stati elencati.

All'uscita del postcondensatore il fluido refrigerante, qui nello stato di liquido sottoraffreddato, dopo aver attraversato un filtro disidratatore, che consente di bloccare l'eventuale umidità e possibili impurità presenti all'interno dei condotti, viene aspirato dalla pompa e rimesso in circolazione.

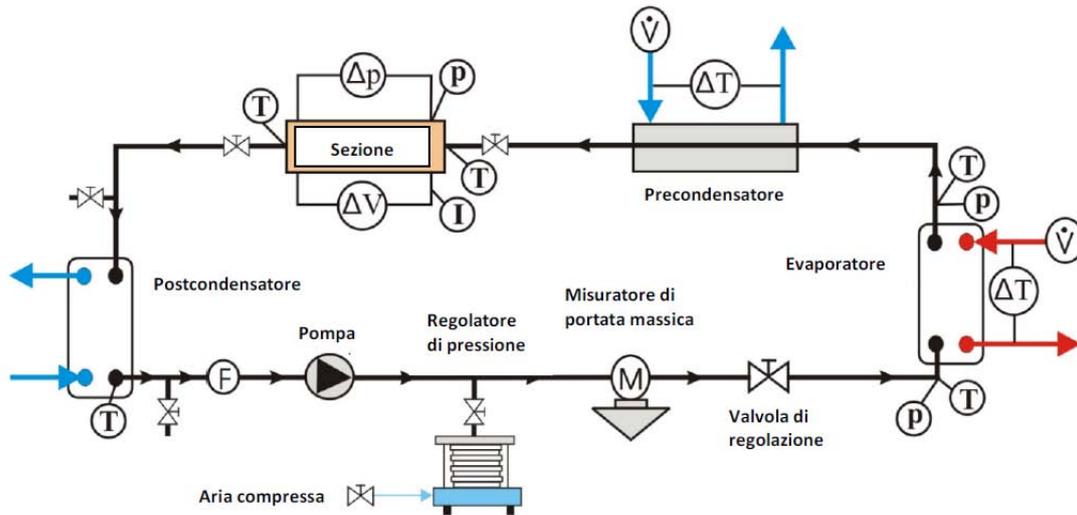


Figura 4.3: rappresentazione schematica del circuito primario del fluido refrigerante. Fonte: Salvatore [63].

La pompa di circolazione è una pompa ad ingranaggi e ha la sola funzione di vincere le perdite di carico, dipendenti dalla portata di fluido refrigerante in circolo.

L'entità delle perdite di carico è legata alla viscosità del fluido refrigerante.

La pompa è collegata ad un motore trifase a quattro poli, a sua volta collegato ad un inverter, che consente di regolare la velocità di rotazione della pompa (la velocità di rotazione nominale è di $1370 \text{ giri min}^{-1}$ a 50 Hz); ciò permette di regolare la portata di fluido refrigerante in circolo.

La tubazione di mandata è collegata ad un sistema di pressurizzazione ad aria compressa (figura 4.4), il quale ha il compito di stabilizzare la pressione all'interno del circuito principale al valore voluto.

Il dispositivo è collegato alla rete dell'aria compressa del laboratorio. Questa fluisce all'interno della camera d'aria in gomma attraverso il regolatore di pressione. Un soffiato metallico amplifica la pressione presente all'interno della camera d'aria in gomma e la trasmette al fluido refrigerante che fluisce nel circuito principale, grazie alla differenza di area esistente tra la sezione trasversale della camera d'aria in gomma e la sezione trasversale del pistone del soffiato metallico.

Uno sfiato in atmosfera, lato aria, consente di mantenere costante il livello di pressione desiderato.

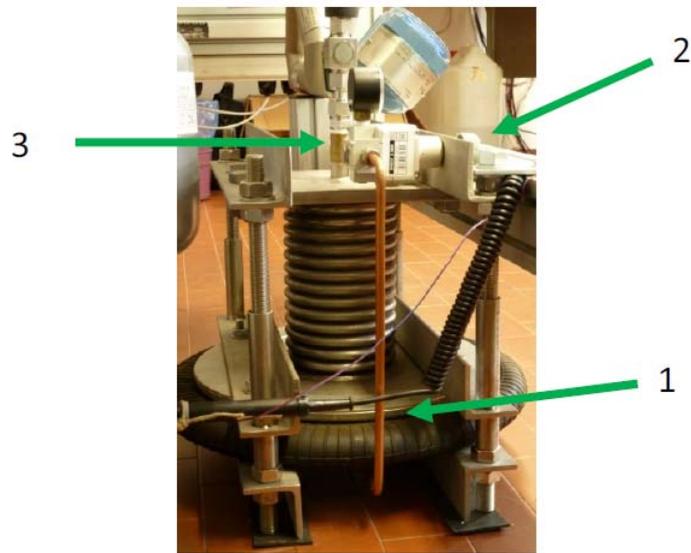


Figura 4.4: dispositivo di regolazione della pressione del fluido refrigerante; 1: camera d'aria in gomma, 2: regolatore di pressione dell'aria, 3: soffietto metallico. Fonte: Salvatore [63].

Impostando pressioni di qualche bar all'interno della camera d'aria in gomma si può incrementare la pressione del fluido refrigerante fino a circa quindici bar.

A valle di questo elemento è installato un misuratore di portata massica ad effetto Coriolis (figura 4.5).

Questo strumento rileva la portata di massa, di fluido refrigerante, che fluisce nel circuito principale sfruttando l'effetto Coriolis, indotto riproducendo le condizioni di moto relativo, generato applicando delle vibrazioni alla tubazione (la forza di Coriolis che si genera risulta proporzionale alla portata di massa di fluido refrigerante che scorre all'interno del condotto).

A seguire è presente un manometro, che consente di tenere sotto controllo la pressione del fluido refrigerante, una valvola di regolazione della portata in acciaio inox (pressione massima di esercizio 200 bar) e uno scambiatore di calore a piastre (l'evaporatore), all'interno del quale il fluido refrigerante viene portato dallo stato di liquido sottoraffreddato allo stato di vapore surriscaldato, grazie al flusso termico ricevuto dall'acqua calda, che fluisce, in controcorrente rispetto al fluido refrigerante, nel circuito secondario. L'acqua viene riscaldata e mantenuta alla temperatura voluta mediante un boiler elettrico.



Figura 4.5: misuratore di portata massica ad effetto Coriolis. Fonte: Salvatore [63].

Il vapore surriscaldato entra quindi nel precondensatore, uno scambiatore di calore di tipo tubo in tubo. Qui il fluido refrigerante (che scorre nel tubo interno, in rame) condensa parzialmente, o totalmente, cedendo calore all'acqua che fluisce attraverso lo scambiatore, nel circuito secondario. L'acqua viene raffreddata e mantenuta alla temperatura impostata tramite un chiller.

In questo modo è possibile controllare il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, in quanto, se i condotti sono adeguatamente isolati, il titolo di vapore del fluido all'uscita del precondensatore coincide con il titolo di vapore del fluido all'ingresso della sezione sperimentale.

Il fluido refrigerante, nell'attraversare la sezione sperimentale, assorbe la potenza termica dissipata, per effetto Joule, dalla resistenza elettrica, alimentata da un generatore di potenza (potenza massima erogabile: 900 W). Tale flusso termico ne comporta la parziale, o completa, vaporizzazione.

Lungo la sezione sperimentale sono installate venti termocoppie e due misuratori di pressione, per monitorare l'andamento della temperatura di parete della sezione e per valutare le perdite di carico che hanno luogo attraverso quest'ultima.

Dopo aver percorso la sezione sperimentale, il fluido refrigerante entra nel post-condensatore, dove viene completamente condensato e sottoraffreddato all'interno di uno scambiatore di calore a piastre, grazie al flusso termico asportato dall'acqua

di pozzo, che fluisce attraverso lo scambiatore, in controcorrente rispetto al fluido refrigerante, nel circuito secondario.

Quest'ultimo passaggio serve a far funzionare correttamente la pompa, la quale potrebbe danneggiarsi in presenza di fluido refrigerante in fase vapore (un funzionamento a secco potrebbe causare il surriscaldamento e quindi danni permanenti alla pompa).

A valle del postcondensatore la pompa assorbe il fluido refrigerante e il ciclo si ripete.

4.1.2 Il circuito secondario dell'acqua calda

Il circuito secondario dell'acqua calda (figura 4.6) ha la funzione di fornire, all'evaporatore, il flusso termico necessario a vaporizzare e surriscaldare il fluido refrigerante.

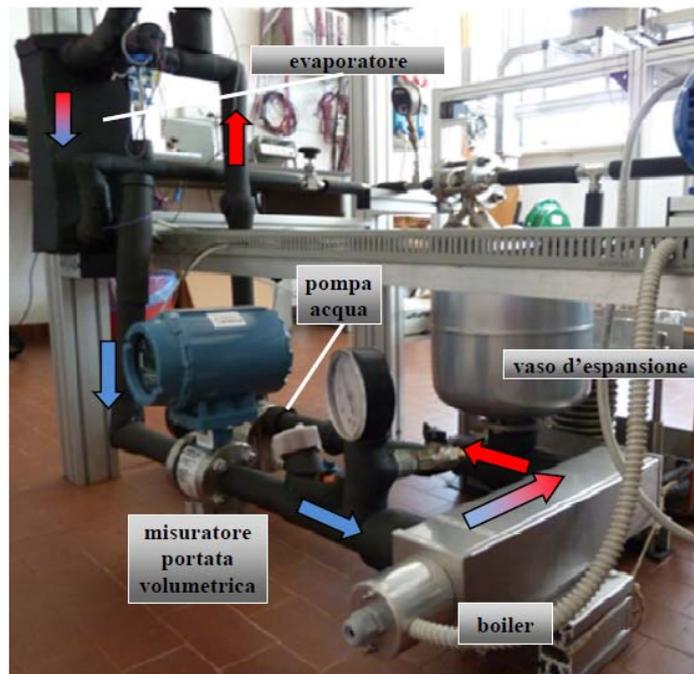


Figura 4.6: circuito secondario dell'acqua calda. Fonte: Salvatore [63].

L'acqua viene riscaldata mediante un boiler elettrico in acciaio inox (potenza massima nominale 5 kW).

Un termostato di regolazione consente di tenere sotto controllo la temperatura dell'acqua nel boiler.

La circolazione dell'acqua viene assicurata da una pompa multistadio (velocità di rotazione nominale di $2800 \text{ giri min}^{-1}$ a 50 Hz , portata massima elaborabile 98 l min^{-1}), che ha la sola funzione di vincere le perdite di carico.

A monte e a valle dell'evaporatore sono stati realizzati dei pozzetti termometrici, utilizzando dei miscelatori, per la misurazione della temperatura dell'acqua mediante termocoppie e termopile.

Delle termocoppie sono state installate anche in corrispondenza dei gomiti del circuito principale, per la misurazione della temperatura del fluido refrigerante.

La misurazione di queste temperature si rende necessaria al fine di impostare correttamente i bilanci della potenza termica in gioco.

Seguendo il verso di deflusso dell'acqua, questa incontra un misuratore di portata volumetrica elettromagnetico, una valvola di regolazione della portata, un manometro per il controllo della pressione dell'acqua all'interno del circuito e un vaso di espansione a membrana, usato per compensare la dilatazione termica dell'acqua contenuta nel circuito, conseguente alla variazione di temperatura e per mantenere in pressione il circuito, sfruttando l'effetto polmone garantito dal vaso d'espansione stesso.

4.1.3 Il circuito secondario dell'acqua fredda

In corrispondenza del precondensatore (figure 4.7 e 4.8) il fluido refrigerante cede un certo flusso termico all'acqua.

In questo modo il fluido refrigerante condensa parzialmente, o totalmente.

L'acqua viene raffreddata alla temperatura desiderata tramite un chiller (temperatura minima dell'acqua all'uscita $5 \pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$).

La circolazione dell'acqua viene assicurata da una pompa presente all'interno del chiller.

Altri dispositivi ausiliari presenti in questo circuito sono: un misuratore di portata volumetrica elettromagnetico, una valvola per la regolazione della portata e un vaso di espansione a membrana.



Figura 4.7: il circuito secondario dell'acqua fredda: il precondensatore. Fonte: Salvatore [63].

Il postcondensatore (figura 4.9) ha la funzione di assorbire una quantità di calore dal fluido refrigerante tale da farlo condensare completamente e sottoraffreddarlo.

A tal fine si utilizza acqua di pozzo, la cui temperatura oscilla tra i 15 °C e 18 °C, una temperatura sufficientemente bassa per lo scopo a cui è destinata.



Figura 4.8: scambiatore di calore di tipo tubo in tubo. Fonte: Salvatore [63].



Figura 4.9: il circuito secondario dell'acqua fredda: il postcondensatore. Fonte: Salvatore [63].

4.2 La sezione sperimentale

La sezione sperimentale è costituita da un tubo micro alettato internamente (figure 4.10 e 4.11), fornito dalla ditta WIELAND, avente le caratteristiche geometriche riportate in tabella 4.1.

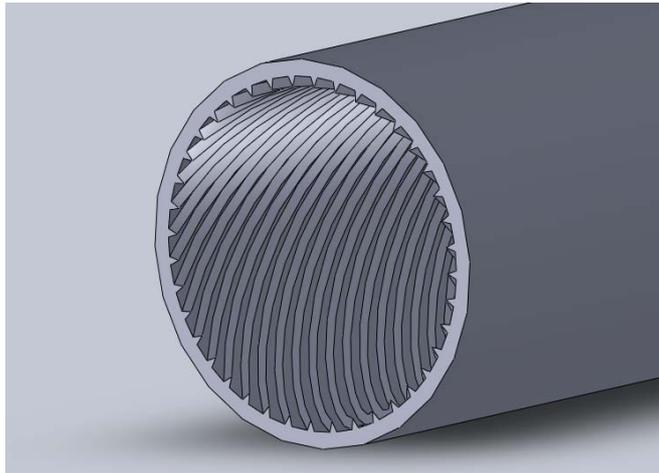


Figura 4.10: riproduzione della sezione sperimentale realizzata mediante SolidWorks [64].

Tabella 4.1: parametri geometrici caratteristici del tubo micro alettato impiegato.

materiale: rame
diametro interno, d_{in} : 3.4 mm
spessore tubo, s : 0.18 mm
altezza aletta, e : 0.12 mm
angolo all'apice dell'aletta, α : 40°
angolo dell'avvolgimento a elica, β : 18°
numero di alette, n : 40
lunghezza del tubo, l : 300 mm

La scelta di una geometria micro alettata è motivata dal fatto che consente di ottenere un coefficiente di scambio termico maggiore (dall'80% al 180%) rispetto al coefficiente di scambio termico che si otterrebbe con un tubo liscio, a parità di parametri geometrici e condizioni operative e questo a fronte di un modesto aumento delle perdite di carico (dal 20% all'80%), come riportato da Cavallini et al. [65], [66] e [67] e da Han e Lee [68].

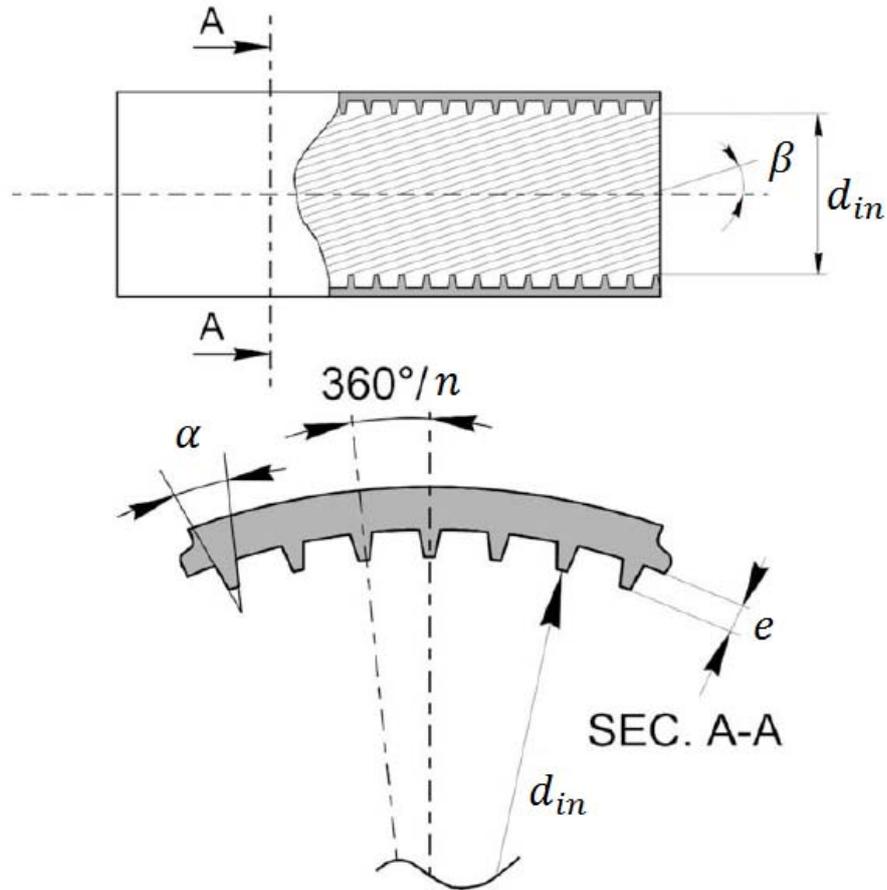


Figura 4.11: parametri geometrici caratteristici di un tubo micro alettato.

Inoltre, come evidenziato da Dang et al. [69], l'utilizzo di una geometria micro alettata consente di ritardare il fenomeno del dryout, che pertanto si manifesterà a titoli di vapore maggiori rispetto a quanto si otterrebbe facendo scorrere il fluido all'interno di un tubo liscio, di dimensioni equivalenti, nelle medesime condizioni operative.

Come sottolineato da Cavallini et al. [70], l'aumento del coefficiente di scambio termico osservato può essere attribuito a tre fattori: innanzitutto la presenza delle micro alette garantisce un aumento della superficie di scambio termico rispetto ad un tubo liscio di dimensioni equivalenti; in secondo luogo gli effetti turbolenti indotti nel film liquido dalle micro alette e l'azione della tensione superficiale favoriscono un regime di deflusso anulare (per capire l'importanza di questo aspetto si veda

l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del regime di deflusso di figura 2.3).

Il tubo micro alettato è contenuto all'interno di una piastra di rame (figura 4.12), lunga 300 mm, larga 10 mm e spessa 20 mm, che funge da riscaldatore; il collegamento tra la piastra e il tubo è stato realizzato mediante brasatura.



Figura 4.12: immagine della sezione sperimentale utilizzata.

Sulla piastra è stata inoltre ricavata, in corrispondenza della superficie inferiore, una cavità, profonda 2 mm, per l'alloggiamento della resistenza scaldante.

Il filo utilizzato è di Ni-Cr, ha un diametro di 0.55 mm e presenta una resistenza di $4.55 \Omega \text{ m}^{-1}$.

Prima di disporlo nella cavità, il filo è stato avvolto con una guarnizione termo-restringente, al fine di assicurare l'isolamento elettrico tra la resistenza scaldante e la sezione sperimentale.

Alla base della cavità che ospita la resistenza è stata applicata della pasta conduttiva, per minimizzare le dispersioni di calore, quindi è stato posto il filo, ed infine il tutto è stato sigillato con della resina epossidica, al fine di assicurare l'isolamento termico ed elettrico verso l'ambiente esterno.

Il riscaldatore è stato alloggiato all'interno di un supporto in alluminio, riempito con uno strato di lana di roccia dello spessore di 30 mm, per isolare termicamente la sezione sperimentale dall'ambiente esterno.

Lungo il riscaldatore sono stati ricavati dieci fori per lato, a distanza di 1 mm dalla superficie inferiore del tubo micro alettato, separati 30 mm l'uno dall'altro, per l'alloggiamento delle termocoppie di tipo T (rame-costantana), che consentono di rilevare le temperature di parete del condotto.

I fori realizzati hanno un diametro di 1 mm e una profondità di 5 mm.

4.3 Gli strumenti di misura

Gli strumenti utilizzati per caratterizzare il deflusso del fluido refrigerante e dell'acqua nei vari circuiti sono: termocoppie, termopile, misuratori di pressione assoluta, misuratori di pressione differenziale, misuratori di portata massica e misuratori di portata volumetrica.

Le temperature misurate sono le seguenti:

- lato refrigerante: temperature all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore, temperatura all'ingresso del precondensatore, temperature all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale, temperature di parete della sezione sperimentale, temperatura all'uscita del postcondensatore;
- lato acqua: temperature all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore, temperature all'ingresso e all'uscita del precondensatore.

Per la rilevazione delle temperature lato acqua sono state impiegate delle termopile, mentre per la rilevazione delle temperature lato refrigerante sono state impiegate delle termocoppie.

Due misuratori di pressione assoluta sono posti rispettivamente all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore, lato refrigerante, mentre un terzo è collocato all'ingresso della sezione sperimentale.

Un misuratore di pressione differenziale è stato installato tra l'ingresso e l'uscita della sezione sperimentale, per rilevare le perdite di carico del fluido refrigerante nel suo deflusso attraverso il condotto micro alettato.

Un misuratore di portata di massa è utilizzato per determinare la portata di fluido refrigerante circolante nel circuito principale.

Per misurare la portata d'acqua che circola nei circuiti secondari è stato impiegato un misuratore di portata volumetrica per il circuito dell'evaporatore e un misuratore di portata volumetrica per il circuito del precondensatore.

In tabella 4.2 vengono riportate le caratteristiche degli strumenti citati.

Le grandezze fisiche misurate dai vari strumenti sono convertite in segnali di tensione o di corrente. Questi segnali sono poi tradotti nelle grandezze fisiche di partenza attraverso delle opportune funzioni di calibrazione.

Tabella 4.2: caratteristiche degli strumenti di misura.

Strumento	Incertezza
Termocoppie tipo T	± 0.05 K
Termopile tipo T	± 0.03 K
Misuratori di pressione assoluta	± 1950 Pa
Misuratore di pressione differenziale	± 25 Pa
Misuratore di portata massica	$\pm 0.10\%$ del valore di lettura
Misuratori di portata volumetrica	$\pm 0.25\%$ del valore di lettura
Potenza elettrica	$\pm 0.13\%$ del valore di lettura

Il monitoraggio del funzionamento dell'impianto viene condotto riproducendo a video l'andamento temporale delle grandezze fisiche di interesse, avvalendosi dell'interfaccia grafica realizzata con LabVIEW [71].

4.4 Il sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione è costituito da uno chassis (NI cDAQ-9178, figura 4.13), in cui possono essere alloggiati fino a otto moduli.



Figura 4.13: chassis NI cDAQ-9178 del sistema di acquisizione, a destra si notano gli 8 *slot* per i moduli, a sinistra i morsetti di alimentazione e la porta USB per il collegamento al computer.

In questo caso si è fatto ricorso all'utilizzo di sette moduli, cinque della serie NI 9213 (figura 4.14a), uno della serie NI 9208 (figura 4.14b), ed infine uno della serie NI 9219 (figura 4.14c).



Figura 4.14: moduli di acquisizione dati: a) NI 9213; b) NI 9208; c) NI 9219.

Il modulo NI 9213 dispone di 16 canali d'ingresso, ai quali vengono collegate le termocoppie. Il segnale d'ingresso è un valore di tensione. In ogni canale confluiscono due fili, uno proviene dalla termocoppia corrispondente e trasporta il segnale della grandezza fisica misurata, l'altro è collegato ad un sistema di *Ice Point Reference* (modello KAYE K170) che fornisce il valore di temperatura di riferimento per le termocoppie ($0\text{ }^{\circ}\text{C}$). Questo modulo ha una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che può arrivare fino a 1200 campioni al secondo e un range di funzionamento di $\pm 78.125\text{ mV}$.

Il modulo NI 9208 ha anch'esso 16 canali, tuttavia, in questo caso, il segnale d'ingresso è un valore di corrente. A questo modulo vengono collegati i misuratori di portata e di pressione. Questo modulo ha una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che può arrivare fino a 500 campioni al secondo e un range di funzionamento di $\pm 22\text{ mA}$.

Il modulo NI 9219 ha 4 canali d'ingresso, che possono ricevere, indifferentemente, valori di tensione o di corrente. A questo modulo vengono collegati i cavi di alimentazione della resistenza scaldante. Questo modulo ha una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che può arrivare fino a 50 campioni al secondo e un range di funzionamento che dipende dal tipo di segnale che si vuole acquisire.

Capitolo 5

Regressione dei dati sperimentali

Per l'elaborazione dei dati è stato implementato un programma in Matlab [72], interfacciato con RefProp [73] per la determinazione delle proprietà del fluido refrigerante e dell'acqua nelle condizioni operative.

Le prove sono state condotte mantenendo la temperatura di saturazione dei due fluidi refrigeranti a 30 °C, a cui corrisponde una pressione di 7.702 bar per l'R134a e una pressione di 5.7843 bar per l'R1234ze(E).

Solo per il fluido refrigerante R1234ze(E) sono state condotte delle prove anche alle temperature di saturazione di 25 °C e 40 °C.

In corrispondenza di ogni condizione operativa analizzata si sono acquisiti 50 valori per ognuno dei parametri termodinamici monitorati. L'acquisizione è sempre avvenuta con il sistema in condizioni di regime stazionario¹. Mediante i 50 valori, si è poi ottenuto un valore medio per ogni grandezza misurata.

Tali valori medi sono quindi stati utilizzati per calcolare i parametri caratteristici del processo.

¹Quando un sistema evolve in regime stazionario i parametri che ne contraddistinguono lo stato si mantengono costanti nel tempo.

5.1 Prove di dispersione

La potenza termica dissipata per effetto Joule dalla resistenza si determina mediante la formula 5.1:

$$P_e = \Delta V \cdot I \quad (5.1)$$

dove ΔV è la differenza di potenziale applicata ai capi della resistenza e I l'intensità di corrente che fluisce attraverso la resistenza.

Questa potenza non è, però, quella trasmessa alla sezione sperimentale, in quanto una parte di essa viene dissipata verso l'ambiente.

Un passaggio fondamentale, prima dell'inizio delle prove sperimentali, consiste quindi nella quantificazione delle perdite, in modo da poter poi correggere la tensione e la corrente con le quali si alimenta la resistenza, per fornire alla sezione sperimentale la potenza termica voluta.

Le prove di dispersione sono state condotte generando il vuoto all'interno della sezione sperimentale e alimentando la resistenza scaldante con potenze variabili, fino ad ottenere i valori di temperatura di parete media, \bar{t}_p (data dalla media delle temperature di parete fornite dalle 20 termocoppie, secondo l'espressione 5.2), fissati, fatta variare, quest'ultima, da 30 °C a 60 °C.

$$\bar{t}_p = \frac{1}{20} \sum_{i=1}^{20} t_{p,i} \quad (5.2)$$

Per ogni potenza si è atteso che la temperatura di parete media raggiungesse un valore stazionario e, una volta ottenuta questa condizione, si è rilevato il punto sperimentale. Il procedimento trova giustificazione nel fatto che, dal momento in cui le temperature di parete non variano più, si può pensare che la potenza fornita eguagli quella dispersa a quella fissata temperatura.

Durante le prove di dispersione si sono rilevati sette punti sperimentali, rappresentati in figura 5.1.

Il grafico evidenzia una relazione lineare tra la temperatura di parete media e la potenza termica dissipata, pertanto, interpolando i punti sperimentali con una retta, la cui espressione risulta essere $y = 0.11043 \cdot x - 32.464$, si può determinare,

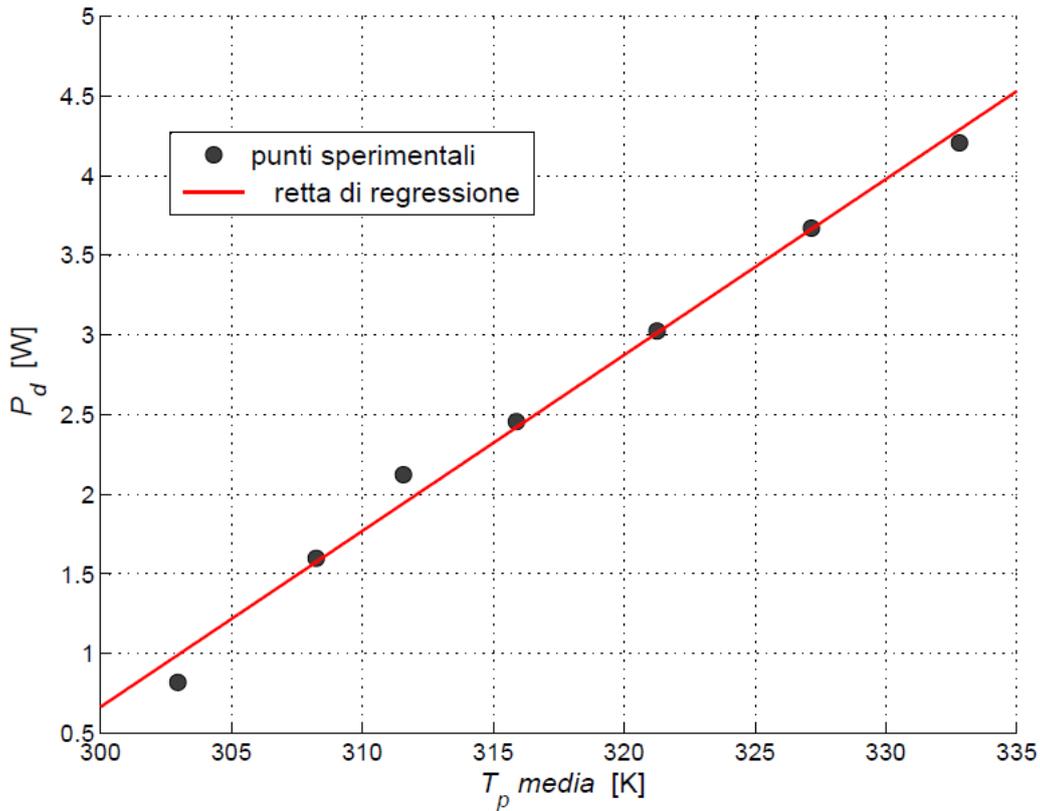


Figura 5.1: potenza termica dissipata in funzione della temperatura di parete media.

mediante l'equazione 5.3, qual è la potenza che deve essere fornita alla resistenza affinché questa trasferisca alla sezione sperimentale la potenza termica voluta.

$$P_e = P_{el} + P_d = Q + 0.11043 \cdot \bar{T}_p - 32.464 \quad (5.3)$$

Sperimentalmente si è verificato che il calore dissipato non è mai maggiore al 4% della potenza elettrica fornita.

5.2 Il coefficiente di scambio termico

Uno dei risultati attesi, del presente lavoro sperimentale, è la quantità di calore che il fluido refrigerante riesce ad asportare durante il processo di vaporizzazione, per unità di area della superficie di scambio termico e per unità di °C.

La potenza termica asportata, Q , risulta proporzionale alla differenza di temperatura tra il corpo caldo ed il corpo freddo, ΔT e alla superficie di scambio termico, A , secondo l'espressione 5.4:

$$Q = HTC \cdot A \cdot \Delta T \quad (5.4)$$

dove il coefficiente di proporzionalità, HTC , è detto coefficiente di scambio termico.

Assunta come superficie di scambio termico, di riferimento, la superficie interna di un tubo liscio avente un diametro pari al diametro valutato all'apice delle alette del tubo micro alettato e stabilito quali sono le temperature che vanno considerate per il calcolo della forzante che determina lo scambio di energia tra i due corpi, l'espressione per la stima del coefficiente di scambio termico assume la forma 5.5:

$$HTC = \frac{P_{el}}{A_{in}(\bar{T}_p - \bar{T}_{sat})} \quad (5.5)$$

dove A_{in} è valutata mediante la relazione 5.6:

$$A_{in} = \pi \cdot d_{ft} \cdot l \quad (5.6)$$

La temperatura di saturazione media è data dal valore medio tra la temperatura di saturazione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale e la temperatura di saturazione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, secondo l'equazione 5.7:

$$\bar{T}_{sat} = \frac{T_{s,i} + T_{s,out}}{2} \quad (5.7)$$

Le temperature di saturazione del fluido refrigerante all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale sono state calcolate a partire dai valori, misurati, delle pressioni del fluido refrigerante.

La pressione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è letta direttamente dal misuratore di pressione assoluta, qui collocato, mentre la pressione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale si ricava dal valore della pressione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale e dal valore della caduta di pressione, che il fluido refrigerante sperimenta attraversando il tubo

micro alettato, letta dal misuratore di pressione differenziale, collocato tra monte e valle del condotto, secondo l'espressione 5.8:

$$p_{s,out} = p_{s,i} - |\Delta p| \quad (5.8)$$

5.3 Il titolo di vapore

Il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale può essere calcolato nota la potenza termica scambiata tra il fluido refrigerante e l'acqua al precondensatore.

La potenza termica, qui ceduta dal fluido refrigerante all'acqua, può essere stimata con l'espressione 5.9:

$$Q_{pre} = \dot{m}_w c_{p,w,l} (t_{w,pre,out} - t_{w,pre,i}) = \dot{m}_r (h_{r,pre,i} - h_{r,pre,out}) \quad (5.9)$$

La portata di massa dell'acqua si determina a partire dalla portata volumetrica, letta dal relativo misuratore di portata, installato sul circuito secondario, nota la densità dell'acqua, determinata mediante RefProp [73] sulla base della pressione e della temperatura operative, parametri utilizzati anche per determinare il calore specifico, a pressione costante, dell'acqua. La differenza di temperatura tra l'ingresso e l'uscita del precondensatore, lato acqua, è letta mediante la termopila installata ai capi dello scambiatore di calore.

La portata di massa di refrigerante è nota, in quanto viene direttamente letta dal misuratore di portata massica ad effetto Coriolis presente nel circuito primario. Anche l'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso del precondensatore risulta nota, in quanto, nell'ipotesi in cui il fluido refrigerante percorra il tratto tra l'uscita dell'evaporatore e l'ingresso del precondensatore in condizioni adiabatiche (cioè senza scambiare calore con l'ambiente esterno), l'entalpia del fluido refrigerante, tra i due punti, non varia e l'entalpia del fluido refrigerante all'uscita dell'evaporatore può essere calcolata, mediante RefProp [73], essendo qui note la sua temperatura e la sua pressione.

Dall'espressione 5.9 si può quindi ricavare l'entalpia del fluido refrigerante all'uscita del precondensatore.

In ipotesi di adiabaticità si può ritenere che l'entalpia del fluido refrigerante all'uscita del precondensatore, nota dall'espressione 5.9, risulti essere uguale all'entalpia che lo stesso possiede all'ingresso della sezione sperimentale.

È quindi possibile determinare il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale mediante la formula 5.10:

$$h_{r,s,i} - h_{r,ls,i} = r_i \cdot x_i \quad (5.10)$$

dove h_{ls} è l'entalpia del liquido saturo alla pressione operativa e r il calore latente di vaporizzazione del fluido refrigerante alla medesima pressione.

Essendo nota la pressione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, questi due parametri possono essere determinati con l'ausilio di RefProp [73], ricordando che il calore latente di vaporizzazione si ottiene dalla differenza tra l'entalpia del vapore saturo secco e l'entalpia del liquido saturo, valutate alla pressione operativa, secondo l'espressione 5.11:

$$r = h_{r,vs} - h_{r,ls} \quad (5.11)$$

Per la determinazione del titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale si procede in maniera analoga, mediante un bilancio di potenza impostato sulla sezione sperimentale (equazione 5.12).

$$P_{el} = \dot{m}_r (h_{r,s,out} - h_{r,s,i}) \quad (5.12)$$

Nell'espressione del bilancio di potenza l'unica incognita è l'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, che può così essere esplicitata.

Questo termine ci permette di determinare il titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, secondo l'espressione 5.13:

$$h_{r,s,out} - h_{r,ls,out} = r_{out} \cdot x_{out} \quad (5.13)$$

dove ora h_{ls} e r sono determinati con riferimento alla pressione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale.

Il titolo di vapore medio si calcola come valore medio tra il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale e il titolo di vapore all'uscita della sezione

sperimentale, secondo l'equazione 5.14:

$$x_m = \frac{x_i + x_{out}}{2} \quad (5.14)$$

5.4 Perdite di carico

Le perdite di carico che hanno luogo lungo il condotto comportano una diminuzione dell'energia posseduta dal fluido refrigerante.

I fenomeni dissipativi, generati dalla viscosità del fluido, si traducono in una progressiva riduzione della pressione del fluido lungo la sezione sperimentale.

Per caratterizzare analiticamente queste perdite si consideri il tratto di tubo di figura 5.2, con sezione normale all'asse z (concorde al senso del moto) di area A e perimetro pi , all'interno del quale scorre il fluido refrigerante, con portata \dot{m} .

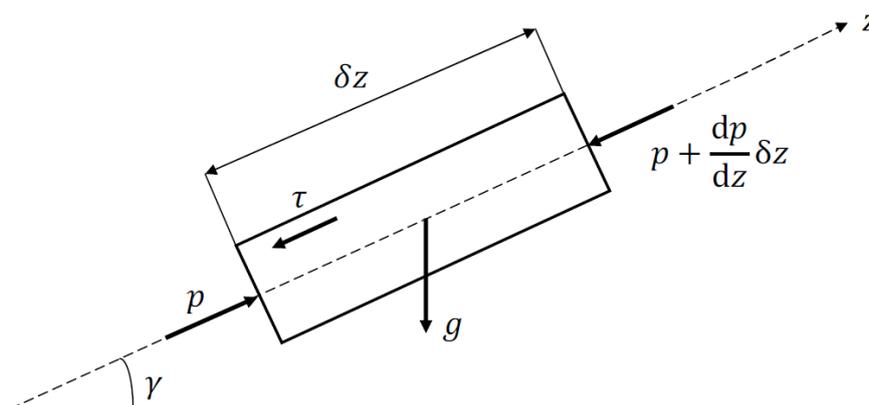


Figura 5.2: tubo di flusso e forze applicate.

Applicando a questo elemento il principio di conservazione della quantità di moto, nell'ipotesi di regime stazionario, si ha che la risultante delle forze esterne agenti sul sistema (forze di pressione, forze di attrito alle pareti e forze di gravità) è pari alla variazione della quantità di moto del sistema, secondo l'espressione 5.15:

$$(p - p - \frac{dp}{dz} \delta z)A - \tau pi \delta z - \rho_{mb} g (\sin \gamma) A \delta z = d(\dot{m}_l u_l + \dot{m}_v u_v) \quad (5.15)$$

dove p è la pressione, τ lo sforzo tangenziale di attrito alle pareti, pi il perimetro del condotto, ρ_{mb} la densità della miscela liquido-gas, u_l e u_v rispettivamente la velocità media del liquido e del gas sulla generica sezione trasversale del condotto e \dot{m}_l e \dot{m}_v le portate di massa del liquido e del gas. Dividendo ambo i membri per $A\delta z$, indicando con G la portata specifica e ricordando che, per il teorema di conservazione della massa, \dot{m} è costante lungo z , si ottiene l'espressione 5.16:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{\tau pi}{A} + \rho_{mb}g(\sin \gamma) + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\varepsilon \rho_v} + \frac{(1-x)^2}{(1-\varepsilon)\rho_l} \right] \quad (5.16)$$

dove ε è il grado (o frazione) di vuoto, definito dalla frazione dell'area trasversale del condotto occupata dal vapore.

I tre termini presenti a secondo membro, nell'espressione 5.16, descrivono, rispettivamente, la caduta di pressione dovuta all'attrito, la caduta di pressione dovuta alla gravità e la caduta di pressione dovuta alla variazione della quantità di moto della massa fluida.

La componente della caduta di pressione dovuta alla variazione della quantità di moto trova giustificazione nella variazione della densità della miscela liquido-vapore. Se la densità del vapore umido diminuisce, mentre la portata di fluido che scorre nel condotto viene mantenuta costante, essendo quest'ultima data dal prodotto $\dot{m} = \rho \cdot A \cdot u$, si ha, di conseguenza, un aumento della velocità con cui fluisce il vapore.

L'aumento della velocità con cui fluisce il vapore, conseguente all'incremento del titolo di vapore, è anche responsabile dell'aumento della tensione tangenziale che agisce all'interfaccia liquido-vapore e, di riflesso, dell'aumento della componente della caduta di pressione dovuta all'attrito.

Integrando rispetto a z su tutta la lunghezza del tubo si ottiene la relazione 5.17:

$$-\Delta p = (-\Delta p)_f + (-\Delta p)_g + (-\Delta p)_a \quad (5.17)$$

Nel lavoro sperimentale qui oggetto di studio, la caduta di pressione totale del fluido refrigerante lungo la sezione sperimentale è misurata direttamente dal trasduttore di pressione differenziale, applicato ai capi della stessa.

Per estrapolare da questa misura la sola componente della caduta di pressione dovuta all'attrito, assunta trascurabile la componente legata alla gravità, essendo

il condotto orizzontale, si deve valutare la componente della caduta di pressione dovuta alla variazione della quantità di moto della massa fluida.

A tal proposito è necessario definire un'espressione per determinare il grado di vuoto.

Questo può essere calcolato mediante diverse correlazioni empiriche disponibili in letteratura.

Quella qui usata è la correlazione definita da Rohuani e Axelsson [74], che esprime il grado di vuoto mediante la relazione 5.18:

$$\varepsilon = \frac{x\rho_l}{Co[x\rho_l + (1-x)\rho_v] + \frac{\rho_l\rho_v u_v}{G}} \quad (5.18)$$

dove il parametro Co è definito dall'espressione 5.19 e il parametro u_v dall'espressione 5.20:

$$Co = 1 + 0.2(1-x) \left[\frac{gd_{id}\rho_l^2}{G^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5.19)$$

$$u_v = 1.18(1-x) \left[\sigma g \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5.20)$$

Stimato il grado di vuoto, la componente della caduta di pressione legata alla variazione della quantità di moto è calcolabile mediante la relazione 5.21:

$$(\Delta p)_a = G^2 \left\{ \left[\frac{x^2}{\rho_v \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\varepsilon)} \right]_{out} - \left[\frac{x^2}{\rho_v \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\varepsilon)} \right]_i \right\} \quad (5.21)$$

5.5 Analisi dell'incertezza

Il risultato di una misura è solamente un'approssimazione del valore del misurando, in quanto tutte le operazioni di misurazione sono affette da incertezza, ovvero ripetendo più volte la stessa misurazione, nelle medesime condizioni (cioè mantenendo costanti tutti i parametri di influenza noti e controllabili), si ottengono risultati diversi, benché compresi all'interno di un certo intervallo di valori.

Si può, pertanto, ipotizzare che il valore del misurando appartenga, con una certa probabilità, a questo intervallo di valori.

Il risultato di una misura, per essere utilizzabile, richiede un'indicazione quantitativa della bontà della misura.

Tale indicazione si esprime mediante l'incertezza, un parametro che caratterizza la dispersione dei valori ottenuti mediante il processo di misura.

La procedura di calcolo dell'incertezza, da attribuire al valore di una misura, è riportata, in dettaglio, nella norma UNI CEI ENV 13005, alla quale si rimanda per gli approfondimenti dei temi qui trattati.

L'incertezza può essere dovuta a vari fattori, nella fattispecie concorrono a comporre questo parametro l'incertezza degli strumenti di misura (si veda la tabella 4.2), l'incertezza associata ai valori delle proprietà termodinamiche, dei fluidi, ricavate mediante RefProp [73] (si veda la tabella 5.1) e l'incertezza di ripetibilità del valore misurato.

Tabella 5.1: proprietà termodinamiche valutate mediante RefProp [73] e relative incertezze.

Proprietà	Incetezza
densità dell'acqua	$\pm 0.001\%$ per $p > 1.01$ bar
calore specifico a pressione costante dell'acqua	$\pm 0.1\%$
densità del fluido refrigerante R134a	$\pm 0.05\%$
densità del fluido refrigerante R1234ze(E)	$\pm 0.5\%$

Analizzando le ripercussioni dei vari termini sui valori d'incertezza da attribuire alle misure delle grandezze fisiche, si è visto che l'incertezza associata al calore specifico, a pressione costante, dell'acqua può essere trascurata.

Per quanto riguarda le proprietà termodinamiche dei fluidi, ricavate tramite RefProp [73], per le quali non è specificato un valore d'incertezza (ovvero per i valori di entalpia e temperatura di saturazione) si assume un'incertezza pari a $\pm 1\%$ del valore di lettura.

5.5.1 Incertezza di ripetibilità

Se il misurando viene determinato a partire dai valori ottenuti dalla misurazione di un certo numero di grandezze fisiche, ovvero se viene definito per mezzo di un metodo di misura indiretto, l'incertezza associata al misurando è detta composta e viene calcolata mediante la legge di propagazione dell'incertezza.

Definita dall'espressione 5.22 la relazione che lega la variabile dipendente, y , alle variabili indipendenti, g_1, \dots, g_n , se le grandezze d'ingresso risultano non correlate tra loro l'incertezza composta della grandezza d'uscita si ottiene mediante la relazione 5.23:

$$y = f(g_1, \dots, g_n) \quad (5.22)$$

$$i(y) = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial g_i}\right)^2 \cdot i^2(g_i)} \quad (5.23)$$

dove le derivate parziali, $\frac{\partial f}{\partial g_i}$, sono dette coefficienti di sensibilità.

I coefficienti di sensibilità rappresentano i pesi attribuiti alle incertezze delle variabili d'ingresso per ottenere l'incertezza composta della variabile d'uscita.

5.5.2 Incertezza sul valore della portata di massa

Secondo quanto fornito dalla scheda di taratura del misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis, si considera un'incertezza di $\pm 0.1\%$ sul valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della portata di massa, è pari a $\pm 0.02 \text{ kg h}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 0.1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 0.02 \text{ kg h}^{-1}$ ($\pm 0.1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.3 Incertezza sul valore della portata volumetrica

Secondo quanto fornito dalla scheda di taratura dei misuratori di portata elettromagnetici, si considera un'incertezza di $\pm 0.25\%$ sul valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della portata volumetrica, è pari a $\pm 0.7 \text{ l h}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 0.25\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 0.5 \text{ l h}^{-1}$ ($\pm 0.25\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.4 Incertezza sui valori di temperatura

Secondo quanto fornito dalla scheda di taratura, si considera un'incertezza di ± 0.05 K sulle misure eseguite con termocoppie, ed un'incertezza di ± 0.03 K sulle misure eseguite con termopila.

5.5.5 Incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale

Il valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale viene determinato mediante la relazione 5.24:

$$h_{r,s,i} = h_{r,ev,out} - \frac{Q_{pre}}{\frac{\dot{m}_r}{3600}} \quad (5.24)$$

La potenza scambiata al precondensatore viene calcolata mediante la relazione 5.9, che fornisce un valore espresso in W, pertanto, nell'espressione 5.24, questo valore viene diviso per 1000, in virtù del fatto che i valori di entalpia sono forniti da RefProp [73] in kJ kg^{-1} ; il valore della portata di refrigerante è invece diviso per 3600, in modo da esprimere questa grandezza in kg s^{-1} (la portata di massa di refrigerante che scorre nel circuito principale viene letta tramite il misuratore di portata massica ad effetto Coriolis, che restituisce un valore espresso in kg h^{-1}).

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 5.25, 5.26 e 5.27:

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial h_{r,ev,out}} = 1 \quad (5.25)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial Q_{pre}} = \frac{-3600}{1000 \cdot \dot{m}_r} \quad (5.26)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial \dot{m}_r} = \frac{Q_{pre} \cdot 3600}{1000 \cdot \dot{m}_r^2} \quad (5.27)$$

L'incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è quindi fornita dalla relazione 5.28:

$$i(h_{r,s,i}) = \sqrt{i^2(h_{r,ev,out}) + \left(\frac{3600}{1000 \cdot \dot{m}_r}\right)^2 \cdot i^2(Q_{pre}) + \left(\frac{Q_{pre} \cdot 3600}{1000 \cdot \dot{m}_r^2}\right)^2 \cdot i^2(\dot{m}_r)} \quad (5.28)$$

L'entalpia posseduta dal fluido refrigerante all'uscita dell'evaporatore, $h_{r,ev,out}$, si determina mediante RefProp [73], note la temperatura e la pressione del fluido refrigerante in questo punto, pertanto, a tale grandezza, si attribuisce un'incertezza pari all'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita dell'evaporatore, è pari a $\pm 4.5 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 2.6 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Per determinare $i(Q_{pre})$, invece, si parte, ancora una volta, dall'espressione del flusso termico scambiato al precondensatore, tra il fluido refrigerante e l'acqua, fornito dalla relazione 5.29:

$$\frac{Q_{pre}}{1000} = \frac{\dot{m}_w \cdot c_{p,w,l} \cdot \Delta t_{w,pre}}{3600 \cdot 1000} \quad (5.29)$$

La potenza termica viene divisa per 1000, in modo da essere espressa in kW, mentre la portata d'acqua viene divisa per 3600, così da risultare espressa in kg s^{-1} (la portata d'acqua viene acquisita in kg h^{-1}), per essere coerenti con l'unità di misura adottata per l'entalpia.

I coefficienti di sensibilità si determinano mediante le relazioni 5.30 e 5.31:

$$\frac{\partial Q_{pre}}{\partial \dot{m}_w} = \frac{c_{p,w,l} \cdot \Delta t_{w,pre}}{3600 \cdot 1000} \quad (5.30)$$

$$\frac{\partial Q_{pre}}{\partial \Delta t_{w,pre}} = \frac{\dot{m}_w \cdot c_{p,w,l}}{3600 \cdot 1000} \quad (5.31)$$

Non è stata calcolata la derivata parziale rispetto al calore specifico, a pressione costante, dell'acqua in quanto, come detto in precedenza, l'incertezza associata a questo termine viene trascurata.

L'incertezza sulla misura della potenza termica scambiata al precondensatore, tra il fluido refrigerante e l'acqua, è perciò data dalla relazione 5.32:

$$i(Q_{pre}) = \sqrt{\left(\frac{c_{p,w,l} \cdot \Delta t_{w,pre}}{3600 \cdot 1000}\right)^2 \cdot i^2(\dot{m}_w) + \left(\frac{\dot{m}_w \cdot c_{p,w,l}}{3600 \cdot 1000}\right)^2 \cdot i^2(\Delta t_{w,pre})} \quad (5.32)$$

Essendo il salto di temperatura, che sperimenta l'acqua tra l'ingresso e l'uscita del precondensatore, a seguito del calore ricevuto dal fluido refrigerante, determinato mediante termopila, l'incertezza associata a questo parametro è ± 0.03 K.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del flusso termico ceduto dal fluido refrigerante all'acqua, al precondensatore, è pari a ± 0.01 kW (incertezza relativa media $\pm 1.8\%$) per il fluido refrigerante R134a e ± 0.01 kW ($\pm 1.3\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E), mentre il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, è pari a ± 5.1 kJ kg⁻¹ (incertezza relativa media $\pm 1.5\%$) per il fluido refrigerante R134a e ± 3.2 kJ kg⁻¹ ($\pm 2.2\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.6 Incertezza sulla misura della potenza elettrica

Secondo quanto fornito dalla scheda di taratura del generatore di potenza, si considera un'incertezza di $\pm 0.13\%$ sul valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della potenza termica fornita alla sezione sperimentale, è quindi pari a ± 0.2 W (incertezza relativa media $\pm 0.13\%$) per il fluido refrigerante R134a e ± 0.2 W ($\pm 0.13\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.7 Incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale

Il valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale viene determinato mediante la relazione 5.33:

$$h_{r,s,out} = h_{r,s,i} + \frac{P_{el}}{\frac{\dot{m}_r}{3600}} \quad (5.33)$$

La potenza termica fornita alla sezione sperimentale viene letta in W, pertanto, nell'espressione 5.33, questo valore viene diviso per 1000, in virtù del fatto che i valori di entalpia sono forniti da RefProp [73] in kJ kg^{-1} ; il valore della portata di refrigerante è invece diviso per 3600, in modo da esprimere questa grandezza in kg s^{-1} (la portata di massa di refrigerante che scorre nel circuito principale viene letta tramite il misuratore di portata massica ad effetto Coriolis, che restituisce un valore espresso in kg h^{-1}).

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 5.34, 5.35 e 5.36:

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial h_{r,s,i}} = 1 \quad (5.34)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial P_{el}} = \frac{3600}{1000 \cdot \dot{m}_r} \quad (5.35)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial \dot{m}_r} = \frac{-P_{el} \cdot 3600}{1000 \cdot \dot{m}_r^2} \quad (5.36)$$

L'incertezza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale è quindi fornita dalla relazione 5.37:

$$i(h_{r,s,out}) = \sqrt{i^2(h_{r,s,i}) + \left(\frac{3600}{1000 \cdot \dot{m}_r}\right)^2 \cdot i^2(P_{el}) + \left(\frac{P_{el} \cdot 3600}{1000 \cdot \dot{m}_r^2}\right)^2 \cdot i^2(\dot{m}_r)} \quad (5.37)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, è pari a $\pm 5.1 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1.3\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 3.2 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1.7\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.8 Incertezza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale

Il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale si determina mediante la relazione 5.38:

$$x_i = \frac{h_{r,s,i} - h_{r,ls,i}}{r_i} \quad (5.38)$$

I coefficienti di sensibilità sono forniti dalle relazioni 5.39, 5.40 e 5.41:

$$\frac{\partial x_i}{\partial h_{r,s,i}} = \frac{1}{r_i} \quad (5.39)$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial h_{r,ls,i}} = \frac{-1}{r_i} \quad (5.40)$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial r_i} = \frac{-(h_{r,s,i} - h_{r,ls,i})}{r_i^2} \quad (5.41)$$

L'incertezza da associare al titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale si ottiene perciò dalla relazione 5.42:

$$i(x_i) = \sqrt{\left(\frac{1}{r_i}\right)^2 \cdot i^2(h_{r,s,i}) + \left(\frac{1}{r_i}\right)^2 \cdot i^2(h_{r,ls,i}) + \left(\frac{h_{r,s,i} - h_{r,ls,i}}{r_i^2}\right)^2 \cdot i^2(r_i)} \quad (5.42)$$

L'entalpia del liquido saturo, $h_{r,ls,i}$, si determina mediante RefProp [73], nota la pressione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, pertanto, a tale grandezza, si attribuisce un'incertezza pari all'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del liquido saturo all'ingresso della sezione sperimentale, è quindi pari a $\pm 2.4 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 0.7 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Il calore latente di vaporizzazione si determina mediante la relazione 5.43:

$$r_i = h_{r,vs,i} - h_{r,ls,i} \quad (5.43)$$

I coefficienti di sensibilità sono perciò espressi dalle relazioni 5.44 e 5.45,

$$\frac{\partial r_i}{\partial h_{r,vs,i}} = 1 \quad (5.44)$$

$$\frac{\partial r_i}{\partial h_{r,ls,i}} = -1 \quad (5.45)$$

Il valore dell'incertezza da attribuire a tale grandezza si determina quindi con la relazione 5.46:

$$i(r_i) = \sqrt{i^2(h_{r,vs,i}) + i^2(h_{r,ls,i})} \quad (5.46)$$

L'entalpia del vapore saturo secco, $h_{r,vs,i}$, si determina mediante RefProp [73], nota la pressione del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, pertanto, a tale grandezza, si attribuisce un'incertezza pari all'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del vapore saturo secco all'ingresso della sezione sperimentale, è pari a $\pm 4.1 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 2.3 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E), mentre il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del calore latente di vaporizzazione all'ingresso della sezione sperimentale, è pari a $\pm 4.8 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 2.7\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 2.4 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1.4\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale, è quindi pari a ± 0.03 per il fluido refrigerante R134a e ± 0.02 per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.9 Incertezza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale

Il titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale si determina mediante la relazione 5.47:

$$x_{out} = \frac{h_{r,s,out} - h_{r,ls,out}}{r_{out}} \quad (5.47)$$

I coefficienti di sensibilità sono forniti dalle relazioni 5.48, 5.49 e 5.50:

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{r,s,out}} = \frac{1}{r_{out}} \quad (5.48)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{r,ls,out}} = \frac{-1}{r_{out}} \quad (5.49)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial r_{out}} = \frac{-(h_{r,s,out} - h_{r,ls,out})}{r_{out}^2} \quad (5.50)$$

L'incertezza da associare al titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale si ottiene perciò dalla relazione 5.51:

$$i(x_{out}) = \sqrt{\left(\frac{1}{r_{out}}\right)^2 \cdot i^2(h_{r,s,out}) + \left(\frac{1}{r_{out}}\right)^2 \cdot i^2(h_{r,ls,out}) + \left(\frac{h_{r,s,out} - h_{r,ls,out}}{r_{out}^2}\right)^2 \cdot i^2(r_{out})} \quad (5.51)$$

L'entalpia del liquido saturo, $h_{r,ls,out}$, si determina mediante RefProp [73], nota la pressione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, pertanto, a tale grandezza, si attribuisce un'incertezza pari all'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del liquido saturo all'uscita della sezione sperimentale, è quindi pari a $\pm 2.4 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 0.6 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Il calore latente di vaporizzazione si determina mediante la relazione 5.52:

$$r_{out} = h_{r,vs,out} - h_{r,ls,out} \quad (5.52)$$

I coefficienti di sensibilità sono perciò espressi dalle relazioni 5.53 e 5.54,

$$\frac{\partial r_{out}}{\partial h_{r,vs,out}} = 1 \quad (5.53)$$

$$\frac{\partial r_{out}}{\partial h_{r,ls,out}} = -1 \quad (5.54)$$

Il valore dell'incertezza da attribuire a tale grandezza è quindi espresso dalla relazione 5.55:

$$i(r_{out}) = \sqrt{i^2(h_{r,vs,out}) + i^2(h_{r,ls,out})} \quad (5.55)$$

L'entalpia del vapore saturo secco, $h_{r,vs,out}$, si determina mediante RefProp [73], nota la pressione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, pertanto, a tale grandezza, si attribuisce un'incertezza pari all'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura dell'entalpia del vapore saturo secco all'uscita della sezione sperimentale, è pari a $\pm 4.1 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 2.3 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E), mentre il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del calore latente di vaporizzazione all'uscita della sezione sperimentale, è pari a $\pm 4.8 \text{ kJ kg}^{-1}$ (incertezza relativa media $\pm 2.7\%$) per il fluido refrigerante R134a e $\pm 2.4 \text{ kJ kg}^{-1}$ ($\pm 1.4\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, è quindi pari a ± 0.03 per il fluido refrigerante R134a e ± 0.02 per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.10 Incertezza sul valore del titolo di vapore medio

Il titolo di vapore medio è calcolato mediante la relazione 5.56:

$$x_m = \frac{x_i + x_{out}}{2} \quad (5.56)$$

I coefficienti di sensibilità sono perciò forniti dalla relazione 5.57:

$$\frac{\partial x_m}{\partial x_i} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} = \frac{1}{2} \quad (5.57)$$

L'espressione dell'incertezza associata al titolo di vapore medio si determina quindi con la relazione 5.58:

$$i(x_m) = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot i^2(x_i) + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot i^2(x_{out})} \quad (5.58)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del titolo di vapore medio del fluido refrigerante, è pari a ± 0.03 per il fluido refrigerante R134a e a ± 0.02 per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.11 Incertezza sulla misura della pressione

Secondo quanto fornito dalla scheda di taratura, si considera un'incertezza di ± 1950 Pa sulle misure eseguite con il misuratore di pressione assoluto, ed un'incertezza di ± 25 Pa sulle misure eseguite con il misuratore di pressione differenziale.

La pressione assoluta all'uscita della sezione sperimentale si determina mediante l'espressione 5.59:

$$p_{s,out} = p_{s,i} - |\Delta p| \quad (5.59)$$

I coefficienti di sensibilità si calcolano perciò con le relazioni 5.60 e 5.61:

$$\frac{\partial p_{s,out}}{\partial p_{s,i}} = 1 \quad (5.60)$$

$$\frac{\partial p_{s,out}}{\partial \Delta p} = -1 \quad (5.61)$$

L'espressione dell'incertezza associata a questa grandezza è quindi data dalla relazione 5.62:

$$i(p_{s,out}) = \sqrt{i^2(p_{s,i}) + i^2(\Delta p)} \quad (5.62)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della pressione del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale, è pari a ± 1950 Pa (incertezza relativa media $\pm 0.25\%$) per il fluido refrigerante R134a e a ± 1950 Pa ($\pm 0.3\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

5.5.12 Incertezza sul valore del coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico viene determinato mediante l'espressione 5.5.

In tal caso, trascurata l'incertezza associata alla superficie di scambio termico, i coefficienti di sensibilità si valutano con le relazioni 5.63 e 5.64:

$$\frac{\partial HTC}{\partial P_{el}} = \frac{1}{A_{in} \cdot \Delta T} \quad (5.63)$$

$$\frac{\partial HTC}{\partial \Delta T} = \frac{-P_{el}}{A_{in} \cdot \Delta T^2} \quad (5.64)$$

L'incertezza associata a questo parametro si calcola, quindi, con l'espressione 5.65:

$$i(HTC) = \sqrt{\left(\frac{1}{A_{in} \cdot \Delta T}\right)^2 \cdot i^2(P_{el}) + \left(\frac{P_{el}}{A_{in} \cdot \Delta T^2}\right)^2 \cdot i^2(\Delta T)} \quad (5.65)$$

Il ΔT è definito dall'espressione 5.66:

$$\Delta T = \bar{T}_p - \bar{T}_{sat} \quad (5.66)$$

pertanto, per determinare l'incertezza ad esso associata, bisogna dapprima determinare le incertezze associate alla temperatura di parete media e alla temperatura di saturazione media. Queste si determinano applicando alle relative espressioni, rispettivamente 5.67 e 5.68

$$\bar{T}_p = \sum_{i=1}^{20} \frac{T_{p,i}}{20} \quad (5.67)$$

$$\bar{T}_{sat} = \frac{T_{sat,i} + T_{sat,out}}{2} \quad (5.68)$$

la legge di propagazione dell'incertezza. I coefficienti di sensibilità sono forniti dalla relazione 5.69 per la temperatura di parete media e dalla relazione 5.70 per la temperatura di saturazione media

$$\frac{\partial \bar{T}_p}{\partial T_{p,i}} = \frac{1}{20} \quad (5.69)$$

$$\frac{\partial \bar{T}_{sat}}{\partial T_{sat,i}} = \frac{\partial \bar{T}_{sat}}{\partial T_{sat,out}} = \frac{1}{2} \quad (5.70)$$

Le espressioni che consentono di valutare le incertezze da associare a questi due parametri sono perciò, rispettivamente, 5.71 e 5.72:

$$i(\bar{T}_p) = \sqrt{\sum_{i=1}^{20} \left(\frac{1}{20}\right)^2 \cdot i^2(T_{p,i})} \quad (5.71)$$

$$i(\bar{T}_{sat}) = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot i^2(T_{sat,i}) + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot i^2(T_{sat,out})} \quad (5.72)$$

Va ricordato che, essendo le temperature di parete rilevate mediante termocopie, si ha $i(T_{p,i}) = \pm 0.05$ K, mentre le incertezze assolute sulle temperature di saturazione all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale si ricavano dalle curve di saturazione dei fluidi refrigeranti, note le incertezze sui valori di pressione all'ingresso e all'uscita del condotto e risultano, rispettivamente, ± 0.09 K e ± 0.09 K per il fluido refrigerante R134a e ± 0.23 K e ± 0.25 K per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della temperatura di parete media, è pari a ± 0.01 K per il fluido refrigerante R134a e ± 0.01 K per il fluido refrigerante R1234ze(E), mentre il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura della temperatura di saturazione media, è pari a ± 0.06 K per il fluido refrigerante R134a e ± 0.17 K per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Applicando ora la legge di propagazione dell'incertezza alla relazione 5.66, si possono determinare dapprima i coefficienti di sensibilità ad essa associati, mediante le relazioni 5.73 e 5.74

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \bar{T}_p} = 1 \quad (5.73)$$

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \bar{T}_{sat}} = -1 \quad (5.74)$$

quindi l'incertezza sul valore del ΔT , mediante la relazione 5.75:

$$i(\Delta T) = \sqrt{i^2(\bar{T}_p) + i^2(\bar{T}_{sat})} \quad (5.75)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del ΔT , è quindi pari a ± 0.06 K per il fluido refrigerante R134a e ± 0.17 K per il fluido refrigerante R1234ze(E), mentre il valore dell'incertezza assoluta media, associata alla misura del coefficiente di scambio termico, è pari a ± 272 W m⁻² K⁻¹ (incertezza relativa media $\pm 2.6\%$) per il fluido refrigerante R134a e a ± 566 W m⁻² K⁻¹ ($\pm 5.8\%$) per il fluido refrigerante R1234ze(E).

Capitolo 6

Risultati sperimentali

In questo capitolo vengono riportati i risultati sperimentali ottenuti durante il processo di vaporizzazione dei fluidi refrigeranti.

I parametri caratteristici del processo qui considerati sono il coefficiente di scambio termico, realizzato dal refrigerante, durante il processo di vaporizzazione e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che si manifesta lungo il condotto.

Questi parametri sono stati riportati, in forma grafica, in funzione del titolo di vapore medio realizzato durante il deflusso del fluido refrigerante.

Per ogni refrigerante si è valutata l'influenza della portata di massa specifica, che è stata fatta variare da $190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, del flusso termico specifico (definito dal rapporto tra la potenza termica fornita alla sezione sperimentale, P_{el} e l'area della superficie esterna del tubo micro alettato, A_{est}), fatto variare da 10 kW m^{-2} a 50 kW m^{-2} , del titolo di vapore medio del fluido refrigerante, fatto variare tra 0.18 e 0.99 e, per il solo refrigerante R1234ze(E), della temperatura di saturazione, fatta variare tra $25 \text{ }^\circ\text{C}$ e $40 \text{ }^\circ\text{C}$. Per il fluido refrigerante R134a, invece, tutte le prove sono state condotte mantenendo la temperatura di saturazione all'ingresso della sezione sperimentale costante e pari a $30 \text{ }^\circ\text{C}$.

6.1 Fluido refrigerante R1234ze(E)

6.1.1 Influenza della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico

In figura 6.1 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 10 kW m^{-2} .

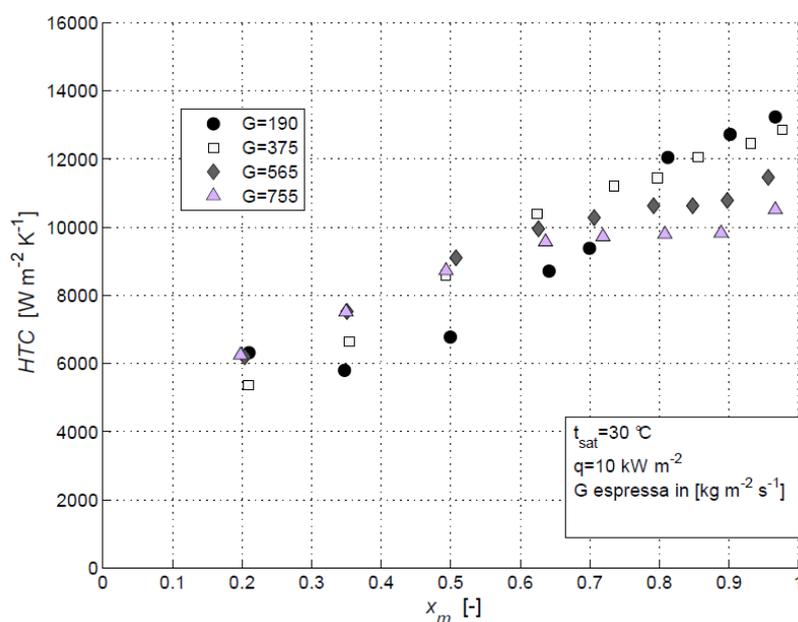


Figura 6.1: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} .

Con riferimento alla portata specifica più bassa, $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si può notare che l'andamento del coefficiente di scambio termico è circa costante fino al titolo di vapore $x_m = 0.34$, presumibilmente perché il processo di vaporizzazione è qui dominato dall'ebollizione nucleata.

Quindi, all'aumentare del titolo di vapore, il coefficiente di scambio termico cresce con andamento pressoché lineare; questo, plausibilmente, perché a titoli di vapore più elevati è il processo di vaporizzazione in convezione forzata bifase a risultare predominante sull'ebollizione nucleata.

Inoltre, man mano che il titolo di vapore aumenta, il film liquido presente in corrispondenza della parete si assottiglia. L'influenza di questo anello di liquido ha conseguenze differenti a seconda dello spessore relativo tra il film liquido e le alette, come riportato da Wu et al. [75]: fintanto che lo spessore del film liquido è maggiore dell'altezza delle alette, queste risultano completamente immerse nel liquido e lo spessore del film che eccede l'altezza delle alette si comporta come una resistenza termica. Quando il rapporto tra lo spessore del film liquido e l'altezza delle alette è prossimo all'unità, queste risultano rivestite da un film liquido molto sottile; in questo caso l'interazione delle alette con il deflusso del liquido genera delle onde periodiche all'interfaccia liquido-vapore. Tale fenomeno d'instabilità promuove un aumento dello scambio termico. In tal senso, un ulteriore contributo all'aumento del calore trasferito può essere dato dalla fase vapore, qualora fluisca con una velocità tale da strappare le onde di liquido dal substrato e a trascinarle via, con sé, sotto forma di goccioline. Tale velocità può essere raggiunta a seguito di un aumento del titolo di vapore, che, aumentando la portata di vapore che fluisce nel condotto, ne provoca un aumento della velocità di deflusso, promuovendo, di riflesso, l'aumento del coefficiente di scambio termico convettivo. Se, tuttavia, a seguito dell'aumento del titolo di vapore, lo spessore del film liquido si riduce fino a diventare minore dell'altezza delle alette, la superficie di scambio termico, che consente il trasferimento del calore dalla parete al film liquido, si riduce e il processo diventa meno efficiente.

All'aumentare della portata di massa specifica il tratto costante iniziale scompare, infatti, per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva fin da subito un aumento del coefficiente di scambio termico con il titolo di vapore.

Questo comportamento è presente sia a bassi che ad alti titoli di vapore alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre per portate specifiche superiori, ovvero per $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ad alti titoli di vapore il coefficiente di scambio termico torna ad assumere un andamento costante.

A parità di titolo di vapore si osserva che, i punti sperimentali, ricavati alle varie portate di massa specifiche, sono simili a bassi titoli di vapore, fino a $x_m = 0.21$, dove il processo di vaporizzazione è, verosimilmente, dominato dall'ebollizione nucleata, si distanziano per titoli di vapore intermedi, mostrando un aumento del coefficiente di scambio termico all'aumentare della portata di massa specifica, in virtù del fatto

che qui è, probabilmente, predominante il processo di vaporizzazione in convezione forzata bifase, mentre ad alti titoli di vapore questa tendenza si inverte. Una spiegazione plausibile per questo comportamento può essere data ipotizzando che esista una portata di massa specifica ottimale, in funzione delle condizioni operative di deflusso.

Il valore massimo del coefficiente di scambio termico lo si ottiene alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.97$.

Per tutte le portate specifiche analizzate il coefficiente di scambio termico è crescente, o al più costante, all'aumentare del titolo di vapore, pertanto in queste condizioni operative il fenomeno del dryout non si manifesta.

In figura 6.2 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 25 kW m^{-2} .

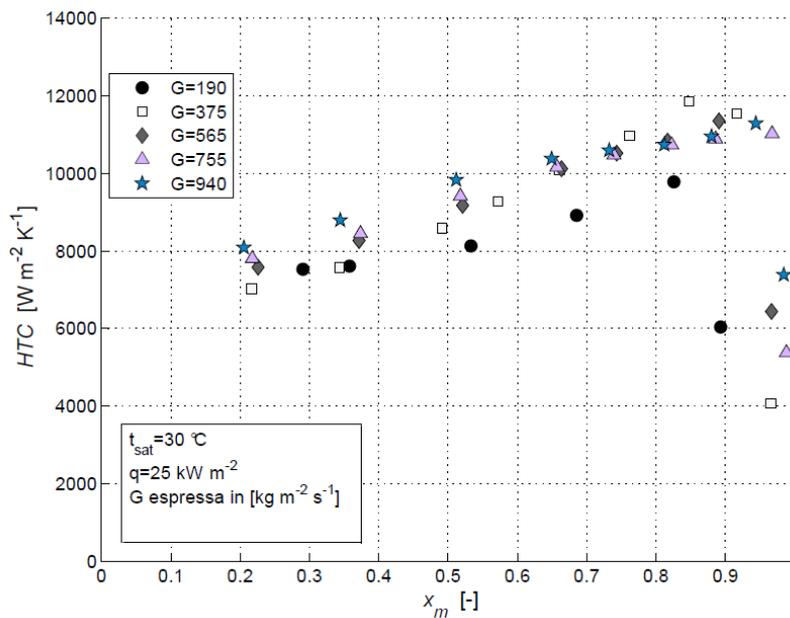


Figura 6.2: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} .

Analogamente al caso precedente, si osserva un andamento costante del coefficiente di scambio termico, a bassi titoli di vapore, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$,

fino a $x_m = 0.36$, successivamente questo aumenta, con andamento lineare, all'aumentare del titolo di vapore, fino a $x_m = 0.82$, valore in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout. Come titolo di vapore di inizio dryout si è scelto l'ultimo valore, restituito dalla regressione dei dati, prima che il coefficiente di scambio termico subisca una diminuzione maggiore dell'incertezza ad esso associata, concordemente a quanto suggerito da Padovan et al. [76].

All'aumentare della portata di massa specifica, l'andamento crescente del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore, è presente già a bassi titoli di vapore.

I motivi, di carattere fisico, alla base di questi andamenti sono analoghi a quelli riportati precedentemente.

All'aumentare della portata di massa specifica si osserva, inoltre, che il fenomeno del dryout appare a titoli di vapore più elevati.

Alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ questo fenomeno ha inizio in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.96$.

A parità di titolo di vapore si osserva, anche in questo caso, che il meccanismo di scambio termico dominante, a bassi titoli di vapore, è l'ebollizione nucleata, in quanto il coefficiente di scambio termico non subisce sensibili variazioni all'aumentare della portata di massa specifica, mentre a titoli di vapore più elevati prevale il meccanismo di vaporizzazione in convezione forzata bifase, in quanto il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata di massa specifica.

Il valore massimo del coefficiente di scambio termico lo si ottiene alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.84$, ancora una volta, presumibilmente, per l'esistenza di una portata specifica ottimale.

In figura 6.3 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 50 kW m^{-2} .

In quest'ultimo caso si può notare che, per tutte le portate specifiche analizzate, il coefficiente di scambio termico, dopo un primo tratto in cui si mantiene all'incirca costante e che termina in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.35$, presenta un andamento crescente, in prima approssimazione con andamento lineare, con il titolo di vapore e questo fino alla comparsa del fenomeno del dryout, che appare a titoli di vapore via via maggiori all'aumentare della portata di massa specifica; in

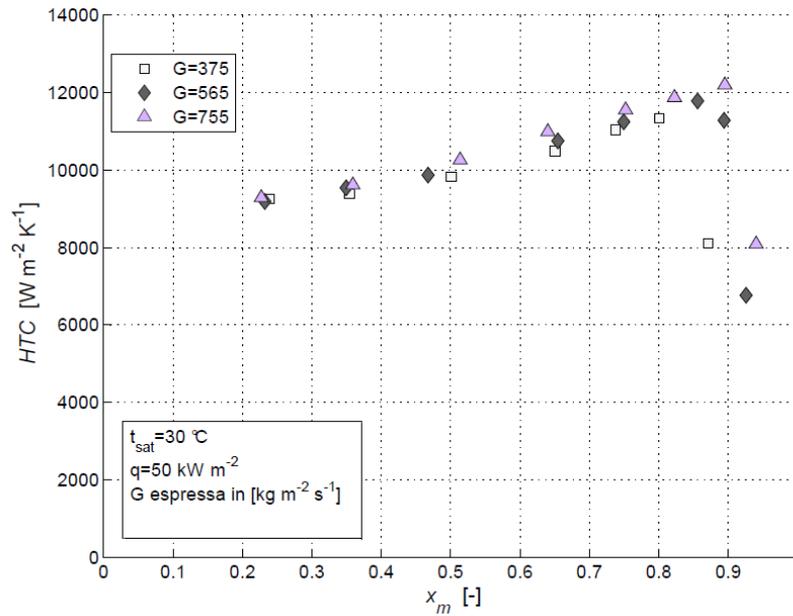


Figura 6.3: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} .

particolare, questo fenomeno inizia in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.8$ per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $x_m = 0.89$ per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

A parità di titolo di vapore, al variare della portata di massa specifica, il coefficiente di scambio termico mostra variazioni minime e ciò suggerisce che il meccanismo di vaporizzazione predominante sia l'ebollizione nucleata.

Il coefficiente di scambio termico massimo si ottiene con la portata specifica più elevata, pari a $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.89$.

6.1.2 Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico

In figura 6.4 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

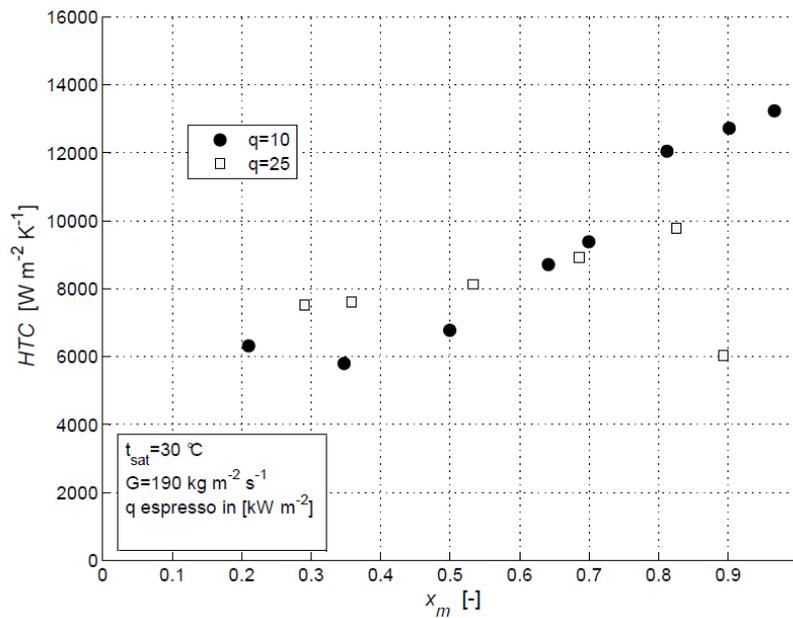


Figura 6.4: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Gli andamenti all'incirca costanti del coefficiente di scambio termico a bassi titoli di vapore, in particolare fino al titolo di vapore $x_m = 0.35$ per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e fino al titolo di vapore $x_m = 0.36$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, suggeriscono che in questo tratto il processo di vaporizzazione è dominato dall'ebollizione nucleata; infatti qui il coefficiente di scambio termico risulta tanto più elevato quanto maggiore è il flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale.

A titoli di vapore più elevati, il coefficiente di scambio termico assume un andamento crescente, con legge in prima approssimazione lineare, all'aumentare del titolo di vapore; ciò suggerisce che in questa regione è la vaporizzazione in convezione forzata bifase a prevalere sull'ebollizione nucleata.

Questo fenomeno è molto meno evidente per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, tanto che ad alti titoli di vapore il coefficiente di scambio termico ottenuto per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ diventa maggiore del coefficiente di scambio termico ottenuto per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Il coefficiente di scambio termico massimo si ottiene, infatti, per il flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, ad un titolo di vapore di circa 0.97.

Per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, inoltre, non si manifesta il fenomeno del dryout, mentre per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ questo compare al titolo di vapore $x_m = 0.82$, con conseguente drastico crollo del coefficiente di scambio termico.

In figura 6.5 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

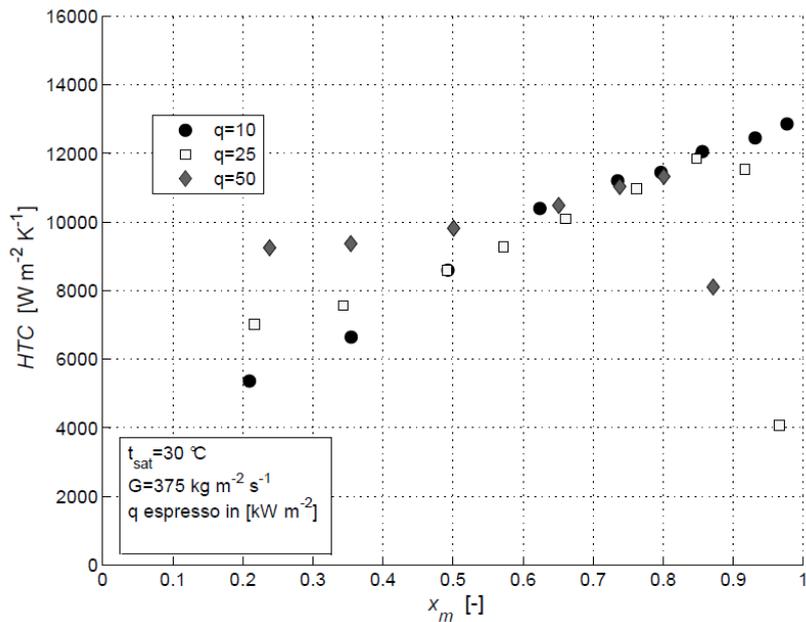


Figura 6.5: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

In questo caso solo per il flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ si nota un andamento inizialmente costante del coefficiente di scambio termico all'aumentare del titolo di vapore e questo fino a $x_m = 0.35$, segno che, in questo intervallo di

valori del titolo di vapore, il meccanismo di scambio termico dominante è l'ebollizione nucleata; dopodiché il coefficiente di scambio termico torna leggermente ad aumentare, con andamento lineare, all'aumentare del titolo di vapore, in virtù del fatto che il meccanismo di scambio termico predominante è, qui, la vaporizzazione in convezione forzata bifase e questo fino a $x_m = 0.8$, titolo di vapore in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout.

A flussi termici specifici minori ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$), invece, si ha un deflusso in convezione forzata bifase già a bassi titoli di vapore, da qui l'andamento crescente, in maniera pressoché lineare, del coefficiente di scambio termico con il titolo di vapore.

Mentre a bassi titoli di vapore il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico, a titoli di vapore più elevati questa evidenza scompare.

In virtù della comparsa del fenomeno del dryout per i flussi termici specifici $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, il coefficiente di scambio termico maggiore lo si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, al titolo di vapore $x_m = 0.98$.

Con riferimento al fenomeno del dryout, si può osservare che esso appare a titoli di vapore tanto più bassi quanto maggiore è il flusso termico specifico, manifestandosi a $x_m = 0.84$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e a $x_m = 0.8$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

In figura 6.6 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Come si evince dal grafico, aumentando la portata di massa specifica il tratto costante manifestato dal coefficiente di scambio termico ad elevati flussi termici specifici, nel caso precedente, scompare.

Alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per tutti e tre i flussi termici specifici analizzati, il coefficiente di scambio termico cresce, con andamento lineare, all'aumentare del titolo di vapore e questo in maniera più evidente per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Sebbene ad un dato titolo di vapore il coefficiente di scambio termico mostri un andamento crescente all'aumentare del flusso termico specifico, questo comportamento diventa via via meno evidente all'aumentare del titolo di vapore, finché il fenomeno del dryout non si manifesta, determinando un crollo del coefficiente di

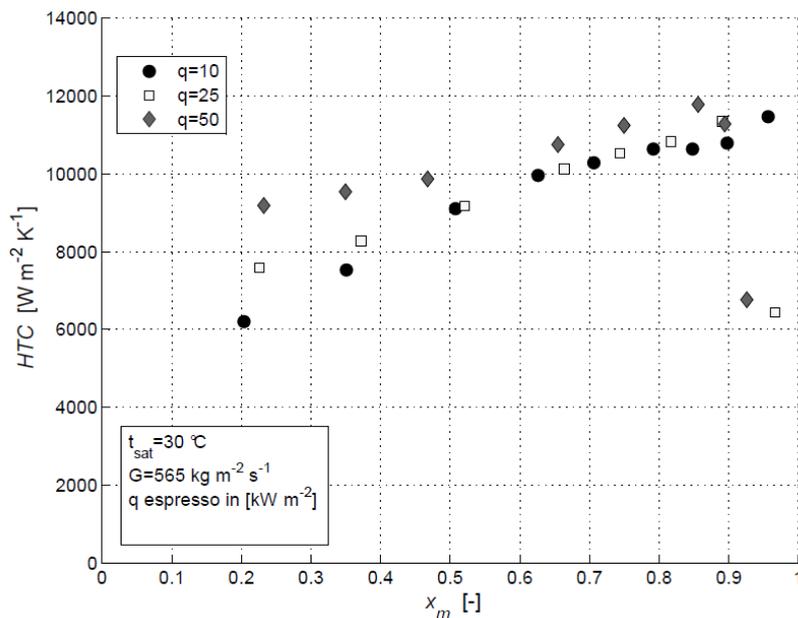


Figura 6.6: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

scambio termico, che ha luogo al titolo di vapore $x_m = 0.86$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ e al titolo di vapore $x_m = 0.89$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Anche in questo caso il titolo di vapore in corrispondenza del quale si manifesta il dryout decresce all'aumentare del flusso termico specifico, mentre un'evidenza sperimentale che contraddistingue questo caso dai precedenti riguarda il flusso termico specifico per il quale si ha il coefficiente di scambio termico massimo; in questo caso, infatti, il coefficiente di scambio termico massimo lo si ottiene con il flusso termico specifico maggiore, pari a 50 kW m^{-2} , in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.86$.

In figura 6.7 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Per quest'ultimo caso analizzato valgono le medesime considerazioni argomentate alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Risulta in questo caso evidente come, fissato il titolo di vapore, il coefficiente di scambio termico aumenti all'aumentare del flusso termico specifico.

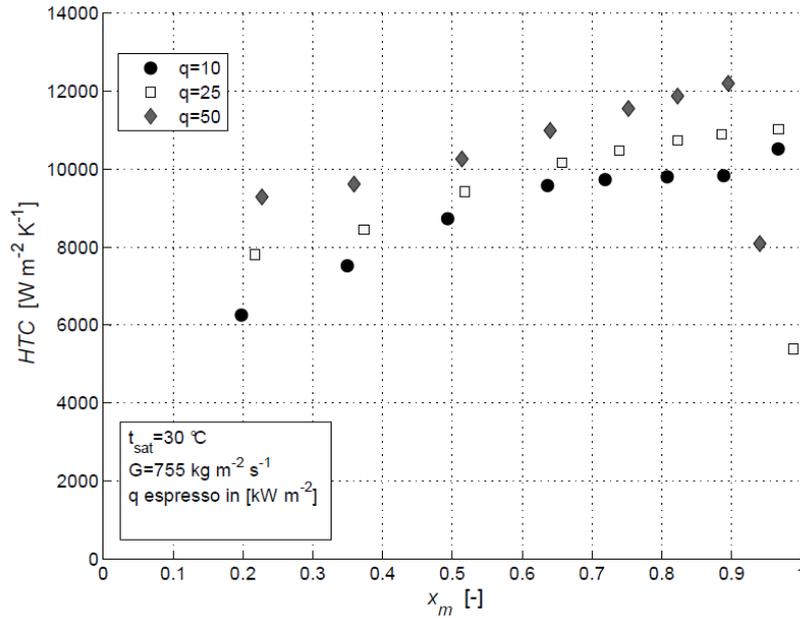


Figura 6.7: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ancora una volta si può notare che il titolo di vapore in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout decresce all'aumentare del flusso termico specifico, passando da $x_m = 0.96$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ a $x_m = 0.89$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, mentre il flusso termico specifico per il quale si ha il coefficiente di scambio termico massimo risulta pari a 50 kW m^{-2} , in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.89$.

6.1.3 Flusso termico specifico critico: R1234ze(E)

In figura 6.8 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del flusso termico specifico, per le portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ottenuto mantenendo costante il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale, pari a 0.3.

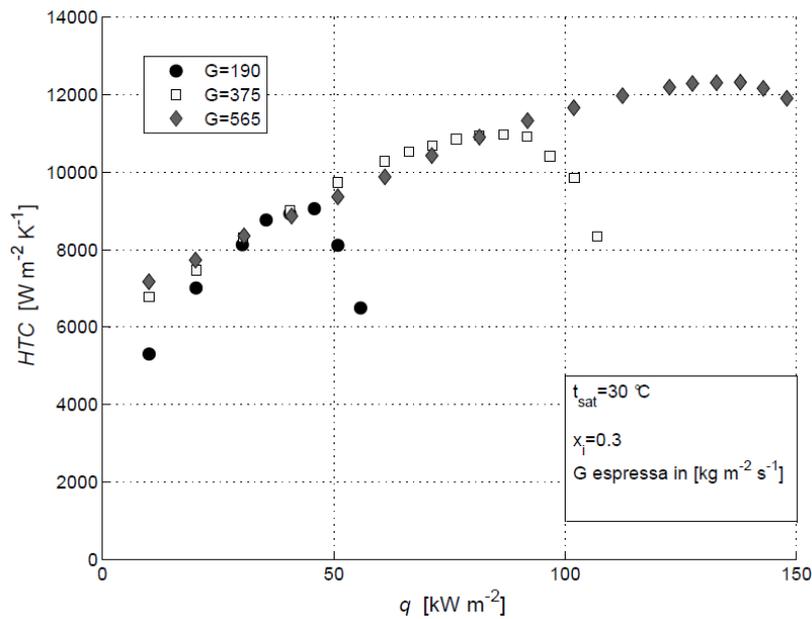


Figura 6.8: andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale.

Queste prove sono state condotte con l'obiettivo di stimare qual è il flusso termico specifico critico, ovvero il flusso termico specifico in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout.

Osservando l'andamento del coefficiente di scambio termico risulta evidente come il flusso termico specifico critico aumenti all'aumentare della portata di massa specifica, risultando prossimo a 50 kW m^{-2} per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, all'incirca di 80 kW m^{-2} per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ed attorno a 130 kW m^{-2} per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Con quest'ultima portata specifica si possono, perciò, già gestire, dal punto di vista termico, i punti caldi dei moduli elettronici integrati di nuova generazione, per

i quali è richiesta una capacità, in termini di flusso termico specifico rimosso, pari a 100 kW m^{-2} , secondo quanto indicato da Sarno e Tantolin [12].

Le informazioni riportate in figura 6.8 permettono di fare anche ulteriori considerazioni, di più ampio respiro, con validità di carattere generale.

Osservando l'andamento del coefficiente di scambio termico, al variare della portata di massa specifica e del flusso termico specifico, appare evidente come a bassi flussi termici specifici questo risulti aumentare all'aumentare della portata specifica, segno che il fenomeno predominante, nel meccanismo di cambiamento di fase del fluido, è la vaporizzazione in convezione forzata bifase.

A flussi termici specifici maggiori, ed in particolare a partire da $q = 30 \text{ kW m}^{-2}$, questa differenza si annulla, mentre, a parità di portata di massa specifica, il coefficiente di scambio termico continua ad aumentare all'aumentare del flusso termico specifico, fino alla comparsa del fenomeno del dryout, segno che in questa regione è il meccanismo dell'ebollizione nucleata il fenomeno predominante che promuove il passaggio di fase del fluido.

I risultati riportati sono di grande interesse applicativo, perché simulano il flusso termico specifico critico, ottenuto mantenendo il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale costante. In questo modo si identifica la capacità massima di asportare calore da parte del fluido refrigerante, all'interno della geometria considerata, in condizioni operative prossime a quelle che si possono riscontrare durante il funzionamento all'interno di un ciclo frigorifero.

Per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ la stessa prova è stata ripetuta anche alle temperature di saturazione di $25 \text{ }^\circ\text{C}$ e $40 \text{ }^\circ\text{C}$, per valutare l'influenza di questo ulteriore parametro nel processo di vaporizzazione del fluido refrigerante.

In figura 6.9 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale, al variare della temperatura di saturazione, per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, assunto costante il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale, pari a 0.3.

Con riferimento alle condizioni operative che caratterizzano il deflusso del refrigerante, è opportuno sottolineare che un aumento della temperatura di saturazione comporta un aumento della pressione di esercizio, la quale risulta di circa 5 bar alla temperatura di saturazione di $25 \text{ }^\circ\text{C}$, di circa 5.8 bar alla temperatura di saturazione di $30 \text{ }^\circ\text{C}$ e di circa 7.7 bar alla temperatura di saturazione di $40 \text{ }^\circ\text{C}$.

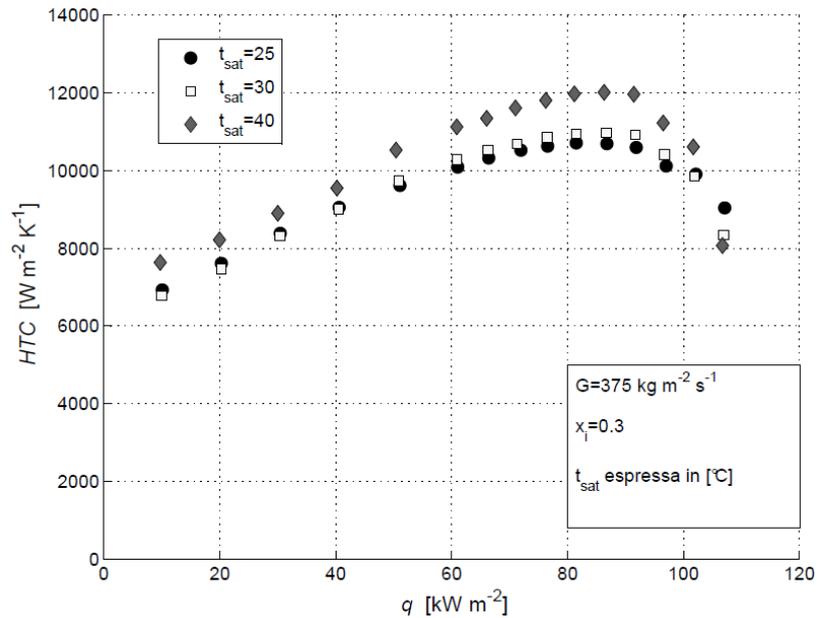


Figura 6.9: effetto della temperatura di saturazione sul coefficiente di scambio termico.

Osservando i risultati riportati in figura 6.9 si può concludere che, fino al flusso termico specifico critico il coefficiente di scambio termico mediamente aumenta all'aumentare della temperatura di saturazione, con un incremento che risulta tanto più marcato quanto maggiore è il flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale, mentre per flussi termici specifici superiori al flusso termico specifico critico le differenze si riducono, tanto che nella regione post dryout si osserva un'inversione di tendenza, con il coefficiente di scambio termico che decresce all'aumentare della temperatura di saturazione.

Con riferimento al flusso termico specifico in corrispondenza del quale appare il fenomeno del dryout, si osserva l'assenza di variazioni apprezzabili passando da una temperatura di saturazione all'altra, attestandosi, in tutti e tre i casi, attorno al valore di 85 kW m^{-2} .

6.1.4 Influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito

In figura 6.10 è riportato l'andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 10 kW m^{-2} .

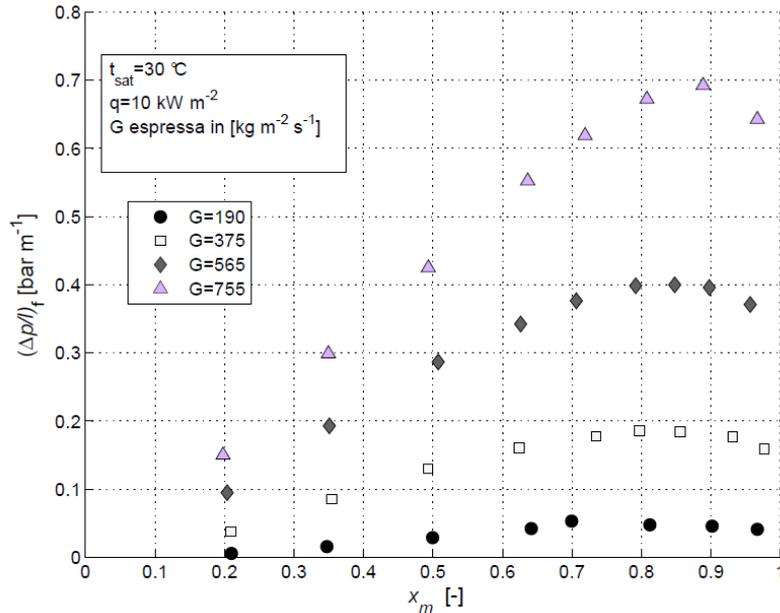


Figura 6.10: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} .

Il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, è definito dal rapporto tra la caduta di pressione, dovuta all'attrito, ottenuta decurtando la caduta di pressione totale del contributo legato alla variazione della quantità di moto e la lunghezza della sezione interessata dalle perdite. In questo caso tale tratto comprende anche le porzioni di sezione a monte e a valle del condotto micro alettato, alle quali si ricorre per uniformare il deflusso all'imbocco e allo sbocco dello stesso; la lunghezza che va considerata è infatti quella che intercorre tra i capi del misuratore di pressione differenziale, ovvero 410 mm.

La rappresentazione grafica evidenzia lo stretto legame esistente tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito e la portata di massa specifica che fluisce nel condotto. All'aumentare della portata specifica il gradiente di pressione, dovuto all'attrito,

aumenta significativamente e questo in virtù del fatto che tale parametro è proporzionale al quadrato della velocità con cui il fluido scorre all'interno del condotto, a sua volta funzione della portata che fluisce nel condotto, essendo questa definita dal prodotto $\dot{m} = \rho \cdot A \cdot u$.

A portata specifica costante si può invece osservare il noto andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, di un fluido che scorre in un condotto durante il processo di cambiamento di fase. A bassi titoli di vapore questo coincide, all'incirca, con il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che si manifesterebbe in presenza di deflusso monofase di solo liquido; quindi, all'aumentare del titolo di vapore, aumenta, per poi decrescere e tendere, infine, al gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che si avrebbe in presenza di deflusso monofase di solo gas.

Analoghi andamenti si sono ottenuti variando il flusso termico specifico, come si può notare dalle figure 6.11 e 6.12, nelle quali è rappresentato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, rispettivamente per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

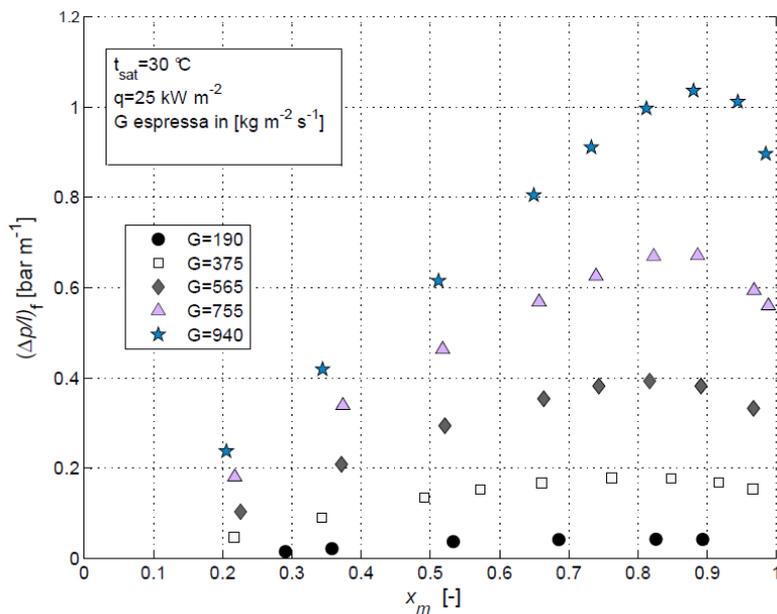


Figura 6.11: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} .

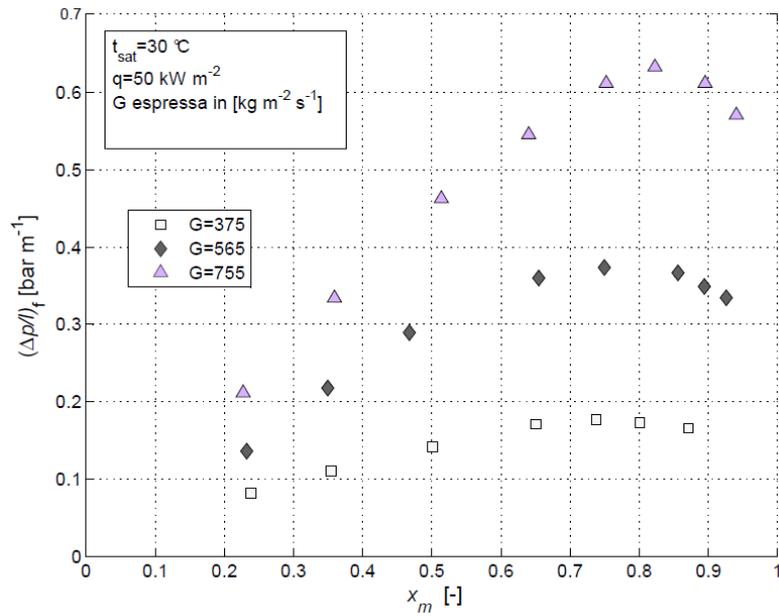


Figura 6.12: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} .

Tale risultato era atteso dato che, come ampiamente verificato in letteratura, il gradiente di pressione bifase, dovuto all'attrito, non dipende dal flusso termico specifico imposto.

6.2 Fluido refrigerante R134a

6.2.1 Influenza della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico

In figura 6.13 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 10 kW m^{-2} .

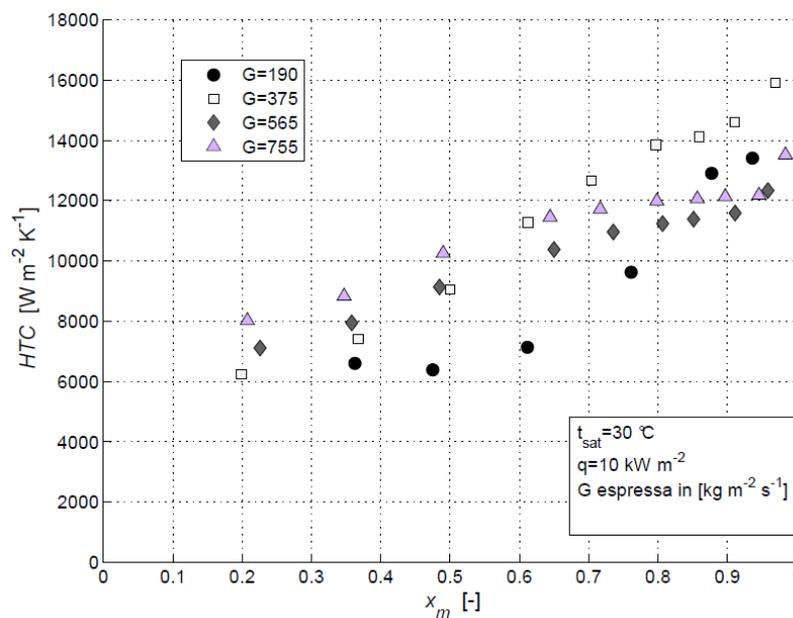


Figura 6.13: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} .

Con riferimento alla portata di massa specifica più bassa, $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si può notare che l'andamento del coefficiente di scambio termico è all'incirca costante fino al titolo di vapore $x_m = 0.47$, presumibilmente perché il processo di vaporizzazione è qui dominato dall'ebollizione nucleata.

Quindi, all'aumentare del titolo di vapore, il coefficiente di scambio termico cresce con andamento pressoché lineare; questo, plausibilmente, perché a titoli di vapore più elevati è il processo di vaporizzazione in convezione forzata bifase a risultare predominante sull'ebollizione nucleata.

All'aumentare della portata di massa specifica il tratto costante iniziale scompare, infatti per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva fin da subito un aumento del coefficiente di scambio termico con il titolo di vapore.

Questo comportamento si manifesta anche ad alti titoli di vapore alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre per portate specifiche superiori, ovvero per $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ad alti titoli di vapore il coefficiente di scambio termico torna ad assumere dapprima un andamento costante, quindi nuovamente crescente.

A parità di titolo di vapore si osserva che, i punti sperimentali, ricavati alle varie portate specifiche, si discostano già a bassi titoli di vapore, evidenziando un aumento del coefficiente di scambio termico con la portata di massa specifica. Tuttavia ad alti titoli di vapore questa tendenza scompare. Una spiegazione plausibile per questo comportamento può essere data ipotizzando, ancora una volta, che esista una portata specifica ottimale, in funzione delle condizioni operative di deflusso.

Il valore massimo del coefficiente di scambio termico lo si ottiene alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.97$.

Per tutte le portate specifiche analizzate al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il fenomeno del dryout non si manifesta.

In figura 6.14 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 25 kW m^{-2} .

In questo caso si osserva un andamento costante del coefficiente di scambio termico, a bassi titoli di vapore, sia per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, fino a $x_m = 0.51$, sia per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, fino a $x_m = 0.35$, quindi esso aumenta, con andamento lineare, all'aumentare del titolo di vapore, fino al titolo di vapore in corrispondenza del quale si manifesta il fenomeno del dryout. A portate specifiche maggiori ($G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si nota un andamento crescente del coefficiente di scambio termico già a bassi titoli di vapore.

I motivi, di carattere fisico, alla base di questi andamenti sono analoghi a quelli riportati precedentemente: a bassi titoli di vapore, l'andamento pressoché costante del coefficiente di scambio termico e la sua scarsa dipendenza dalla portata di massa specifica, trovano giustificazione nel fatto che il processo di vaporizzazione è qui

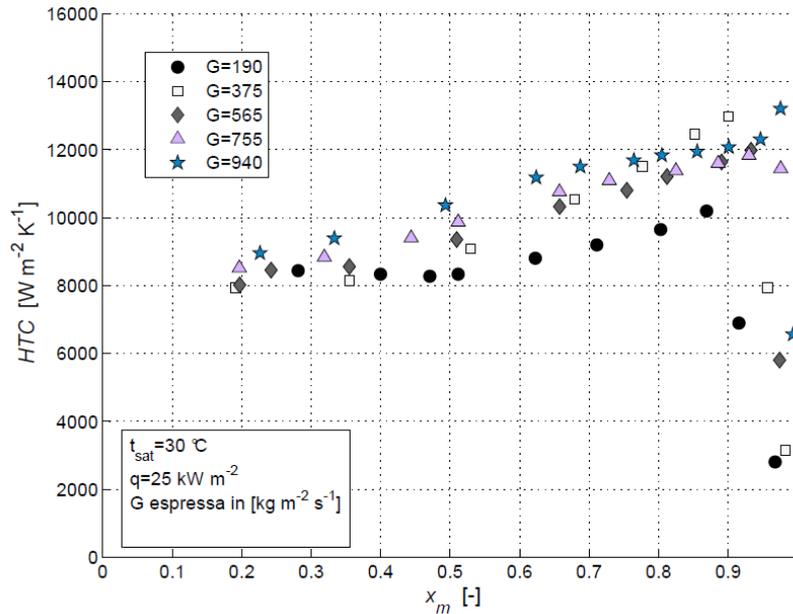


Figura 6.14: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} .

dominato dall'ebollizione nucleata, mentre l'andamento crescente del coefficiente di scambio termico a titoli di vapore più elevati e la sua dipendenza dalla portata di massa specifica, si spiegano con il passaggio del ruolo primario, nel processo di cambiamento di fase del fluido, dal meccanismo di ebollizione nucleata al meccanismo di vaporizzazione in convezione forzata bifase.

All'aumentare della portata di massa specifica si osserva, inoltre, che il fenomeno del dryout si manifesta a titoli di vapore più elevati; alla portata $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ questo fenomeno appare a $x_m = 0.97$.

Il valore massimo del coefficiente di scambio termico lo si ottiene alla portata $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.97$.

In figura 6.15 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per un flusso termico specifico pari a 50 kW m^{-2} .

In quest'ultimo caso si può notare che, per tutte le portate specifiche analizzate, il coefficiente di scambio termico, dopo un primo tratto in cui si mantiene all'incirca costante, che termina attorno al titolo di vapore $x_m = 0.36$, presenta un andamento

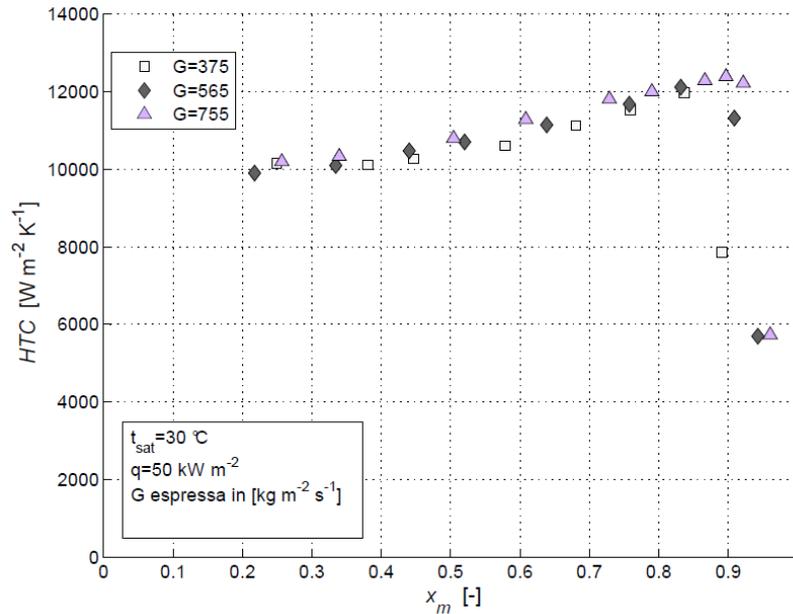


Figura 6.15: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} .

crescente, in prima approssimazione con andamento lineare, con il titolo di vapore e questo fino alla comparsa del fenomeno del dryout, che appare a titoli di vapore via via maggiori all'aumentare della portata di massa specifica; in particolare, questo fenomeno si manifesta in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.83$ per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.89$ per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

A parità di titolo di vapore, al variare della portata di massa specifica, il coefficiente di scambio termico non mostra variazioni e ciò suggerisce che il meccanismo di vaporizzazione dominante sia l'ebollizione nucleata.

Il coefficiente di scambio termico massimo si ottiene con la portata specifica più elevata, pari a $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.89$.

6.2.2 Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico

In figura 6.16 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

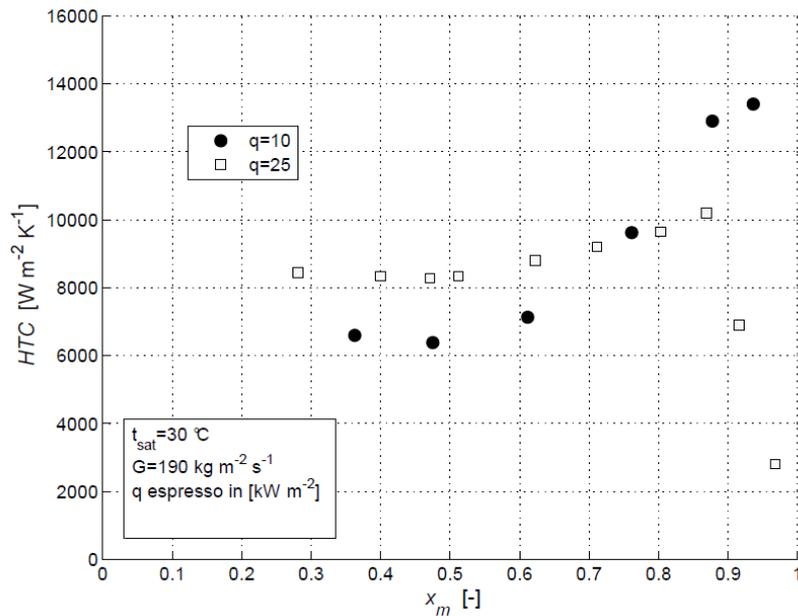


Figura 6.16: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'andamento costante del coefficiente di scambio termico, fino al titolo di vapore $x_m = 0.48$ per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e fino al titolo di vapore $x_m = 0.51$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, suggeriscono che in questo tratto il processo di vaporizzazione è dominato dall'ebollizione nucleata; qui, infatti, il coefficiente di scambio termico risulta tanto più elevato quanto maggiore è il flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale.

A titoli di vapore più elevati il coefficiente di scambio termico assume un andamento crescente, con legge in prima approssimazione lineare, all'aumentare del titolo di vapore e ciò suggerisce che in questa regione è la vaporizzazione in convezione forzata bifase a prevalere sull'ebollizione nucleata.

Questo fenomeno è molto meno evidente al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, tanto che ad alti titoli di vapore il coefficiente di scambio termico ottenuto a $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ diventa maggiore del coefficiente di scambio termico ottenuto a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Il coefficiente di scambio termico massimo si ottiene infatti per il flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.93$.

Per il flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, inoltre, non si manifesta il fenomeno del dryout, mentre per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ questo compare al titolo di vapore $x_m = 0.87$, con conseguente drastico crollo del coefficiente di scambio termico.

In figura 6.17 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

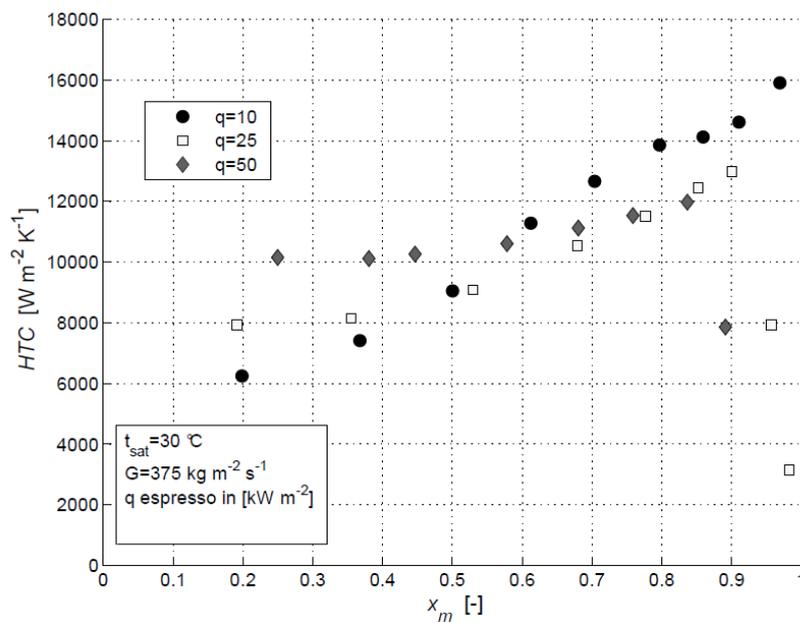


Figura 6.17: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

In questo caso, solo per i flussi termici specifici $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ si nota un andamento inizialmente costante del coefficiente di scambio termico e questo rispettivamente fino a $x_m = 0.36$ e $x_m = 0.44$; dopodiché il coefficiente di scambio termico torna ad aumentare, con andamento lineare, all'aumentare del titolo

di vapore, fino a $x_m = 0.9$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e fino a $x_m = 0.83$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$; in corrispondenza di tali titoli di vapore si manifesta, infatti, il fenomeno del dryout.

Per il flusso termico specifico minore ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$), invece, già a bassi titoli di vapore si nota un andamento crescente del coefficiente di scambio termico con il titolo di vapore.

Mentre a bassi titoli di vapore il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico, segno che in questa regione il meccanismo prevalente, che promuove il cambiamento di fase del fluido, è l'ebollizione nucleata, a titoli di vapore più elevati questa evidenza scompare.

In virtù della comparsa del fenomeno del dryout per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, il coefficiente di scambio termico maggiore lo si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.98$.

Con riferimento al fenomeno del dryout, si può osservare che esso avviene a titoli tanto più bassi quanto maggiore è il flusso termico specifico, manifestandosi a $x_m = 0.9$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e a $x_m = 0.83$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

In figura 6.18 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

All'aumentare della portata di massa specifica il tratto costante, manifestato, nel caso precedente, dal coefficiente di scambio termico al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, scompare, mentre è ancora evidente e si protrae fino al titolo di vapore $x_m = 0.33$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

Oltre tale valore del titolo di vapore, per tutti e tre i flussi termici specifici analizzati, il coefficiente di scambio termico cresce, con andamento lineare, all'aumentare del titolo di vapore e questo in maniera più evidente per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$; segno che in queste condizioni operative il meccanismo predominante, che promuove il cambiamento di fase del fluido, è la vaporizzazione in convezione forzata bifase.

Sebbene ad un dato titolo di vapore il coefficiente di scambio termico mostri un andamento crescente all'aumentare del flusso termico specifico, questo comportamento diventa via via meno evidente all'aumentare del titolo di vapore, finché il fenomeno del dryout non si manifesta, determinando un crollo del coefficiente di

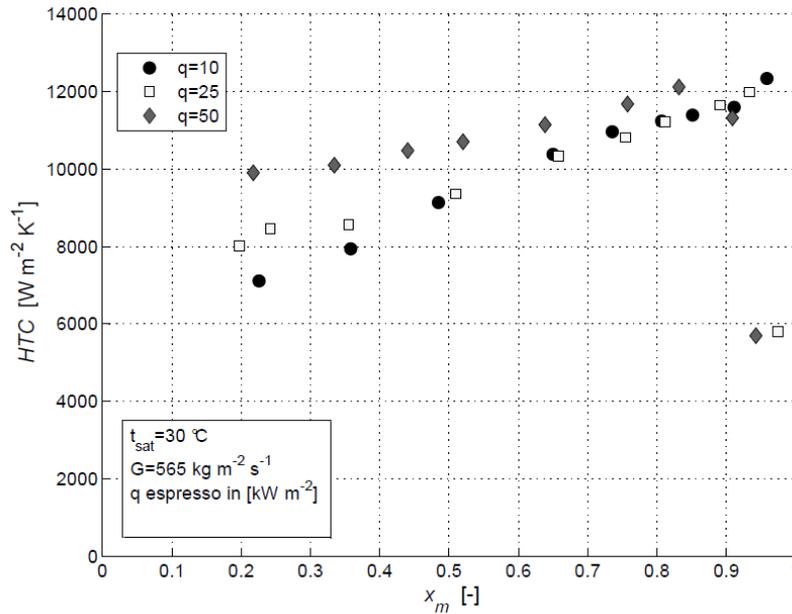


Figura 6.18: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

scambio termico al titolo di vapore $x_m = 0.83$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ e al titolo di vapore $x_m = 0.93$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Anche in questo caso il titolo di vapore in corrispondenza del quale si manifesta il dryout decresce all'aumentare del flusso termico specifico, mentre, in virtù della comparsa di questo fenomeno, ancora una volta il coefficiente di scambio termico massimo lo si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.96$.

In figura 6.19 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, al variare del flusso termico specifico, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Per quest'ultimo caso analizzato valgono le medesime considerazioni argomentate alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Nuovamente, l'effetto del flusso termico specifico si nota solo a bassi titoli di vapore, mentre ad alti titoli di vapore, ed in particolare da $x_m = 0.61$, il coefficiente di scambio termico per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e il coefficiente di scambio termico per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ sembrano equivalersi, fintanto che non si manifesta il fenomeno del

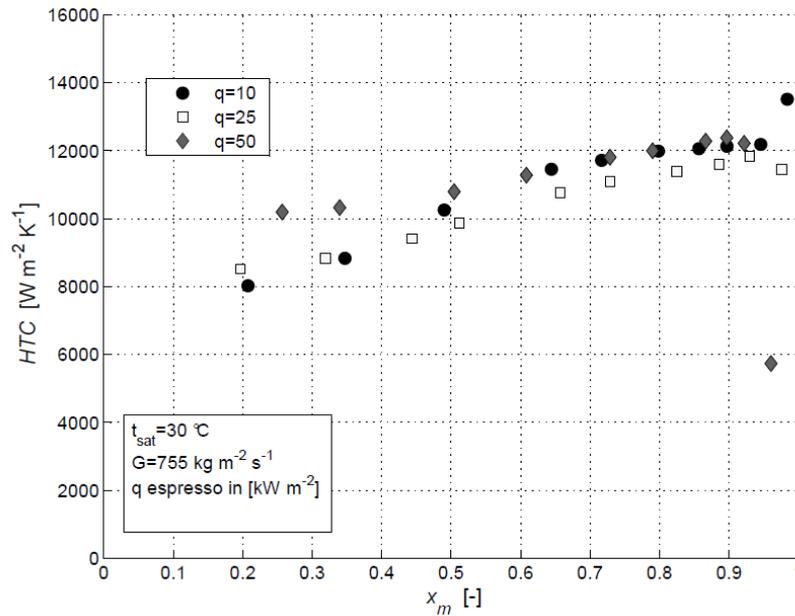


Figura 6.19: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

dryout per il flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

Si può notare, inoltre, ancora una volta, come il titolo di vapore in corrispondenza del quale appare il fenomeno del dryout diminuisca all'aumentare del flusso termico specifico, passando da $x_m = 0.93$ per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ a $x_m = 0.89$ per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, mentre il flusso termico specifico per il quale si ha il coefficiente di scambio termico massimo risulta pari a 10 kW m^{-2} , in corrispondenza del titolo di vapore $x_m = 0.99$.

6.2.3 Flusso termico specifico critico: R134a

In figura 6.20 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico, in funzione del flusso termico specifico, per le portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ottenuto mantenendo costante il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale, pari a 0.3.

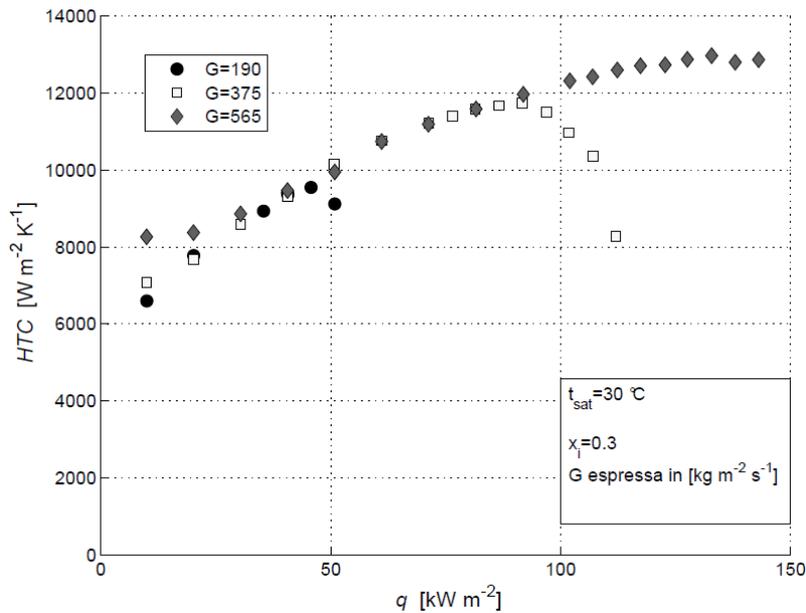


Figura 6.20: andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale.

Osservando l'andamento del coefficiente di scambio termico, risulta evidente come il flusso termico specifico critico cresca all'aumentare della portata di massa specifica, risultando prossimo a 50 kW m^{-2} per $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, all'incirca di 90 kW m^{-2} per $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ed attorno a 140 kW m^{-2} per $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le informazioni riportate in figura 6.20 permettono di fare anche ulteriori considerazioni, di più ampio respiro, con validità di carattere generale.

Osservando l'andamento del coefficiente di scambio termico al variare della portata di massa specifica e del flusso termico specifico, appare evidente come, a bassi flussi termici specifici questo risulti aumentare all'aumentare della portata di massa

specifica, segno che il fenomeno predominante, nel processo di cambiamento di fase del fluido, è la vaporizzazione in convezione forzata bifase.

A flussi termici specifici maggiori, ed in particolare a partire da 30 kW m^{-2} , questa differenza si annulla, mentre, a parità di portata di massa specifica, il coefficiente di scambio termico continua ad aumentare all'aumentare del flusso termico specifico, fino alla comparsa del fenomeno del dryout, segno che in questa regione è il meccanismo dell'ebollizione nucleata a influenzare maggiormente il passaggio di fase del fluido.

Come riportato nell'analisi del fluido refrigerante R1234ze(E), i risultati ottenuti sono di grande interesse applicativo, in quanto mediante essi si identifica la capacità massima di asportare calore da parte del fluido refrigerante, all'interno della geometria considerata, in condizioni operative prossime a quelle che si possono presentare durante il funzionamento all'interno di un ciclo frigorifero.

6.2.4 Influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito

In figura 6.21 è riportato l'andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

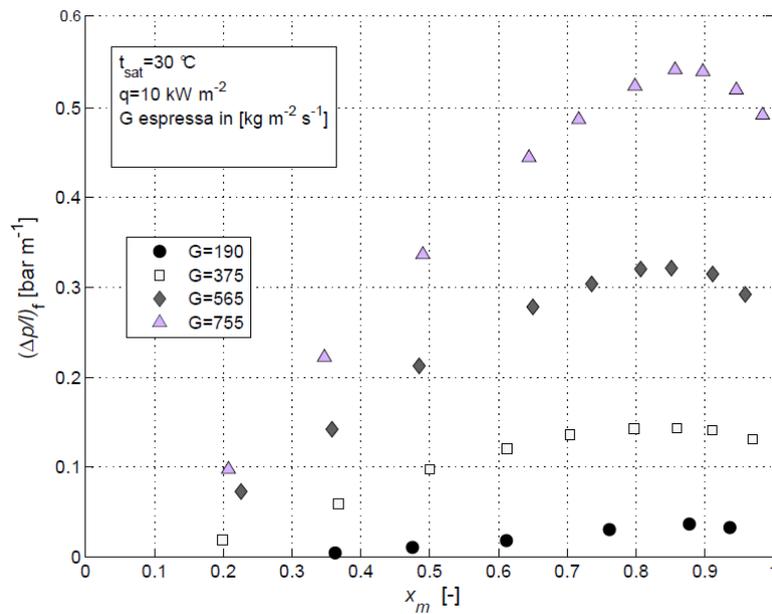


Figura 6.21: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} .

Analogamente a quanto detto nell'analisi dei risultati ottenuti con il fluido refrigerante R1234ze(E), il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, è calcolato come il rapporto tra la caduta di pressione, dovuta all'attrito, ottenuta decurtando la caduta di pressione totale del contributo legato alla variazione della quantità di moto e la lunghezza della sezione interessata dalle perdite, dove questa lunghezza è quella che intercorre tra i capi del misuratore di pressione differenziale, ovvero 410 mm.

La rappresentazione grafica evidenzia lo stretto legame esistente tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito e la portata di massa specifica che fluisce nel condotto. All'aumentare della portata di massa specifica il gradiente di pressione, dovuto

all'attrito, aumenta significativamente e questo in virtù del fatto che tale parametro è proporzionale al quadrato della velocità con cui il fluido scorre all'interno del condotto, a sua volta funzione della portata che fluisce nel condotto.

A portata specifica costante si può invece osservare il noto andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, di un fluido che scorre in un condotto durante il processo di cambiamento di fase. A bassi titoli di vapore questo tende al valore del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che si manifesterebbe in presenza di deflusso monofase di solo liquido; quindi, all'aumentare del titolo di vapore, aumenta, per poi decrescere e tendere, infine, al gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che si avrebbe in presenza di deflusso monofase di solo gas.

Analoghi andamenti si evincono variando il flusso termico specifico, dato che, come ampiamente riportato in letteratura, il gradiente di pressione bifase, dovuto all'attrito, non dipende dal flusso termico specifico imposto. Nelle figure 6.22 e 6.23, è rappresentato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, in funzione del titolo di vapore medio, al variare della portata di massa specifica, rispettivamente per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

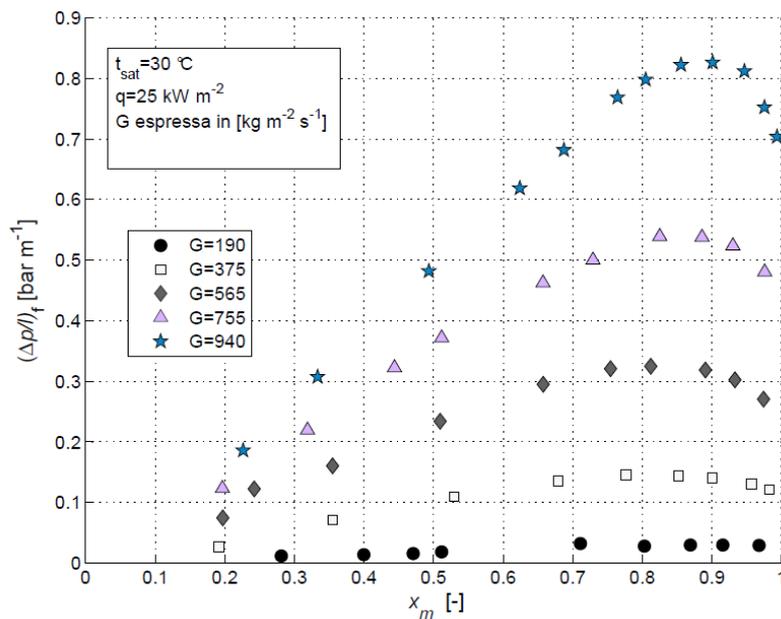


Figura 6.22: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} .

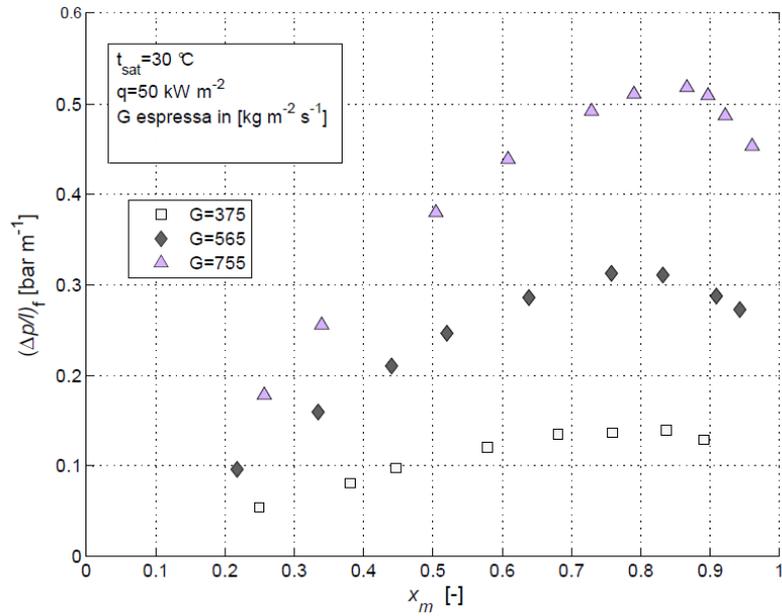


Figura 6.23: influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione, dovuto all'attrito, per un flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} .

6.3 Confronto tra le prestazioni ottenute con i due fluidi refrigeranti

Come accennato nel capitolo 2, il fluido refrigerante R1234ze(E) è un interessante candidato a sostituire il fluido R134a, in varie applicazioni, in virtù del suo minor impatto ambientale, in particolar modo in termini di GWP.

Un importante aspetto da affrontare ed approfondire è perciò il confronto tra le prestazioni offerte dai due fluidi refrigeranti.

L'aver caratterizzato sperimentalmente il processo di vaporizzazione, per i due fluidi, nelle stesse condizioni operative, permette di poter confrontare tra loro sia il coefficiente di scambio termico che il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuti con i due refrigeranti.

6.3.1 Raffronto tra i coefficienti di scambio termico

Nelle figure 6.24, 6.25, 6.26 e 6.27 sono riportati gli andamenti del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, alle portate

$G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

Come si evince dai vari grafici, il coefficiente di scambio termico ottenuto con il refrigerante R134a risulta maggiore rispetto al coefficiente di scambio termico ottenuto con il refrigerante R1234ze(E) a bassi ed alti titoli di vapore alle portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (rispettivamente fino a $x_m = 0.36$ e a partire da $x_m = 0.61$) e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (rispettivamente fino a $x_m = 0.21$ e a partire da $x_m = 0.71$), ed in tutto l'intervallo di titoli di vapore analizzato alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre al di fuori di questi intervalli e alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, non si riscontrano variazioni significative.

Questi scostamenti possono essere spiegati in termini di differenti proprietà termofisiche dei due fluidi refrigeranti alla temperatura di saturazione operativa ($30 \text{ }^\circ\text{C}$).

In particolare si osserva che la conducibilità termica della fase liquida e della fase vapore del fluido refrigerante R1234ze(E) sono minori della conducibilità termica della fase liquida e della fase vapore del fluido R134a, rispettivamente dell'8% e del

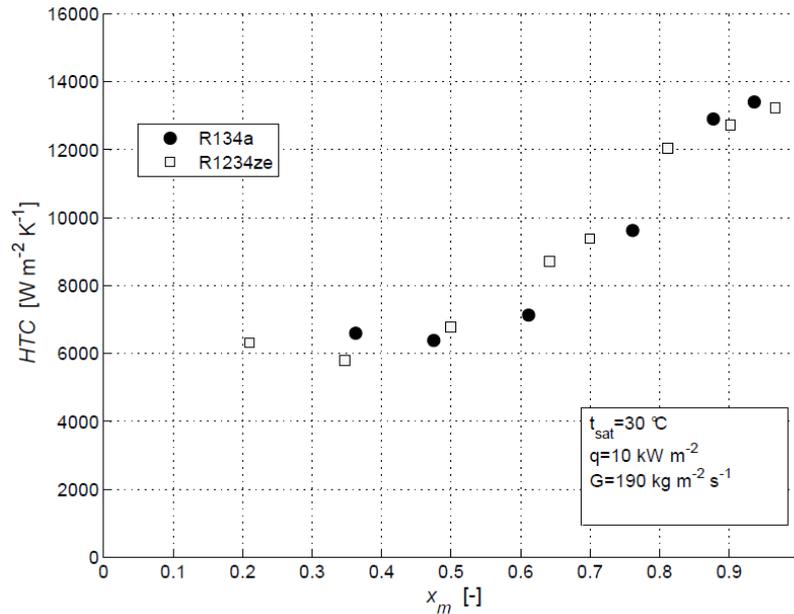


Figura 6.24: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

2%, così come il calore latente di vaporizzazione, che passando dal fluido refrigerante R1234ze(E) al fluido R134a si riduce dell'8%.

Inoltre il fluido refrigerante R134a presenta una pressione ridotta maggiore del fluido R1234ze(E), del 16%, mentre a parità di caduta di pressione il fluido refrigerante R1234ze(E) presenta una caduta di temperatura di saturazione maggiore di quella manifestata dal fluido R134a, di circa il 24% (a 30 °C).

Nelle figure 6.28, 6.29, 6.30, 6.31 e 6.32 sono riportati gli andamenti del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, alle portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Dalle varie prove, condotte a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, si nota un incremento del coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R134a rispetto a quanto ottenuto con il fluido R1234ze(E) a bassi titoli di vapore alle portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, rispettivamente fino al titolo di vapore $x_m = 0.38$ e $x_m = 0.22$, a bassi ed alti titoli di vapore alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (rispettivamente fino a $x_m = 0.35$ e a partire da $x_m = 0.68$), mentre interessa tutto l'intervallo di titoli di

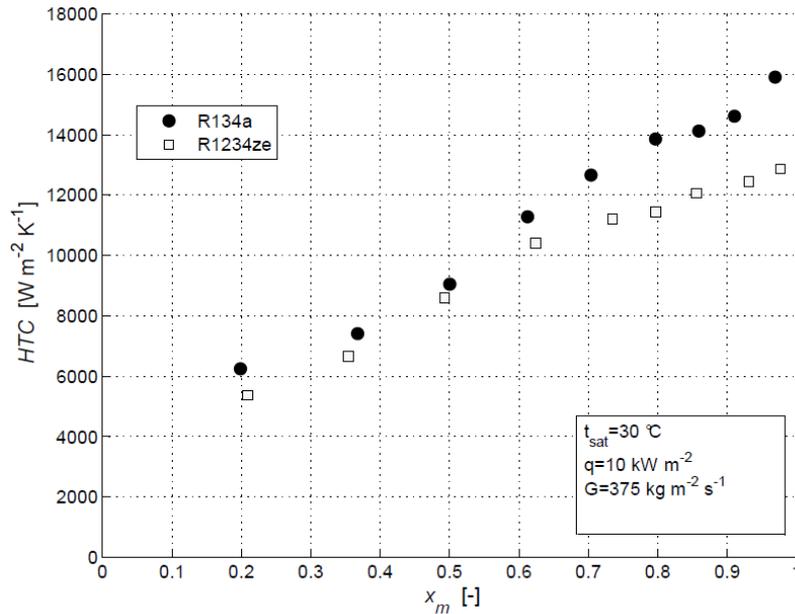


Figura 6.25: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

vapore analizzato alle portate $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Nelle figure 6.33, 6.34 e 6.35 sono riportati gli andamenti del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore medio, alle portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

In quest'ultimo caso si osserva uno scostamento apprezzabile tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R1234ze(E) in tutto l'intervallo di titoli di vapore analizzato e per tutte e tre le portate specifiche indagate: $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, anche se gli scostamenti maggiori si osservano a bassi titoli di vapore, rispettivamente fino al titolo di vapore $x_m = 0.38$, $x_m = 0.45$ e $x_m = 0.34$, mentre a titoli di vapore maggiori questi si riducono.

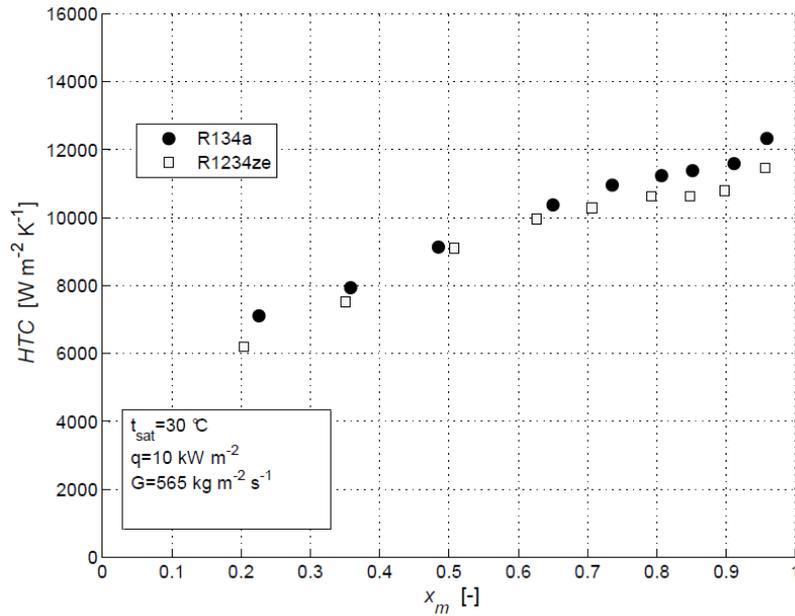


Figura 6.26: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

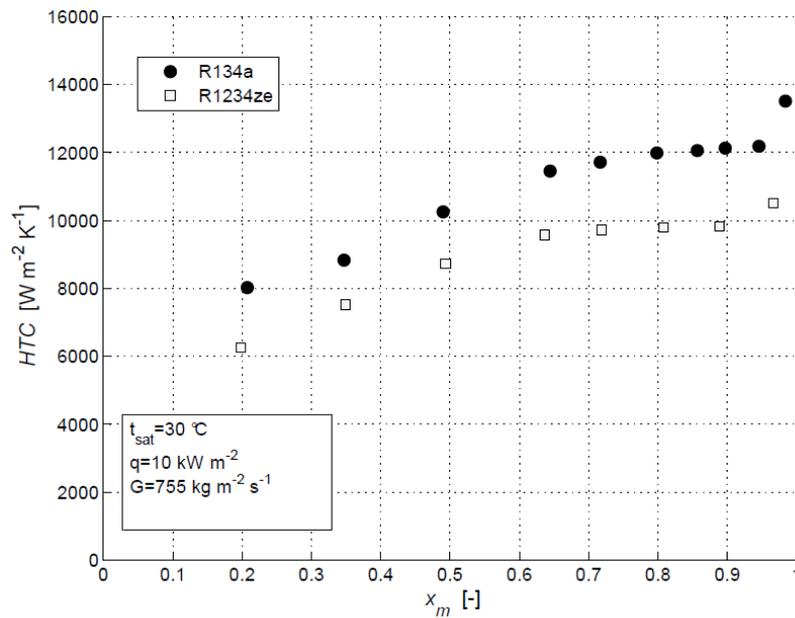


Figura 6.27: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

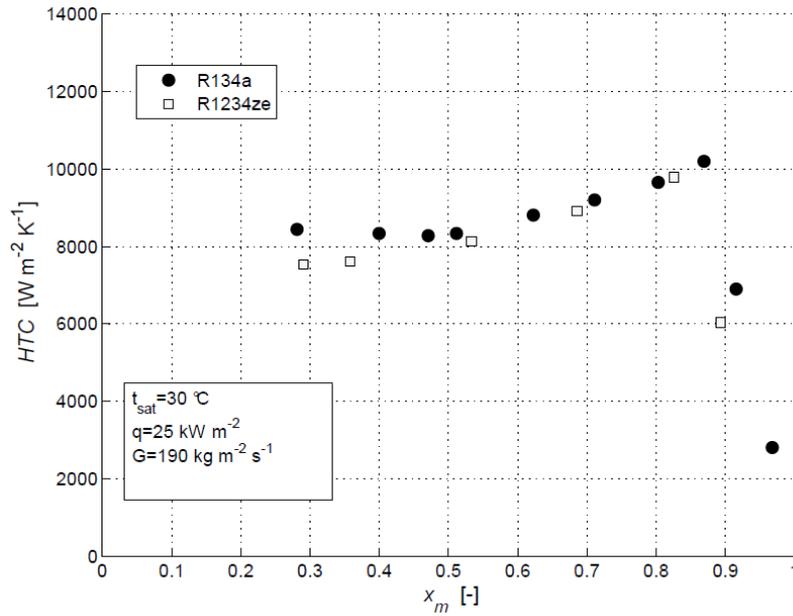


Figura 6.28: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

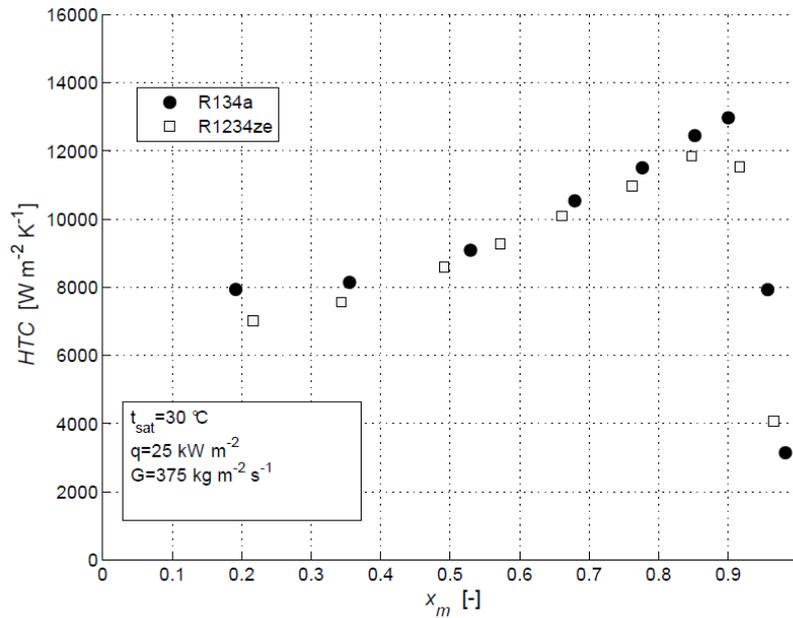


Figura 6.29: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

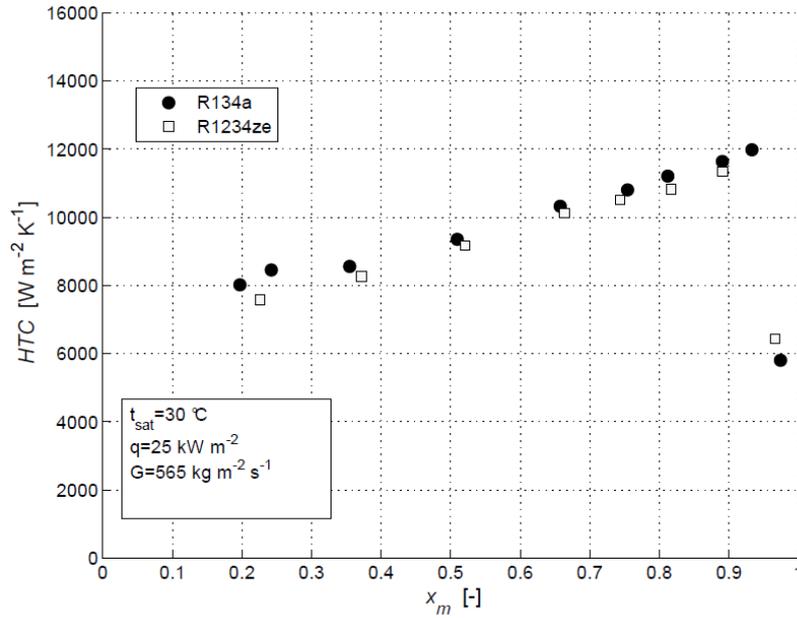


Figura 6.30: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

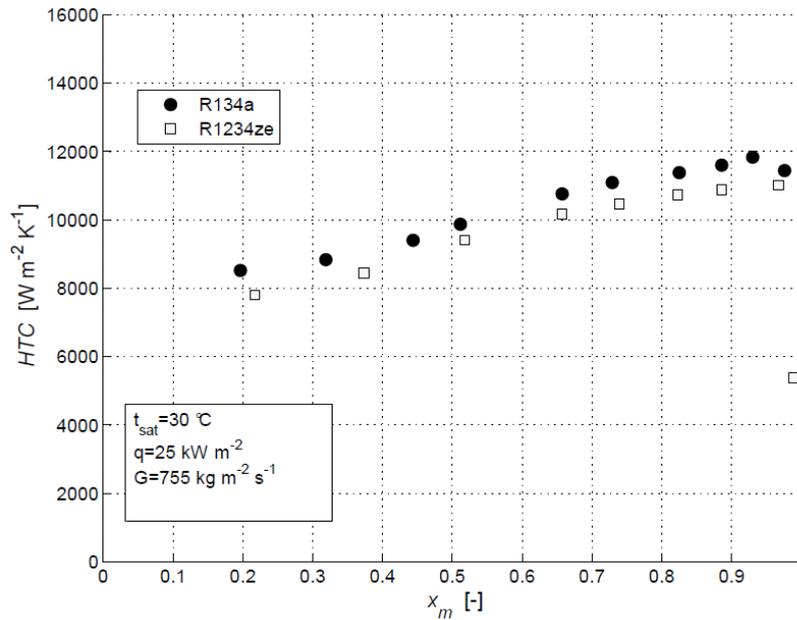


Figura 6.31: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

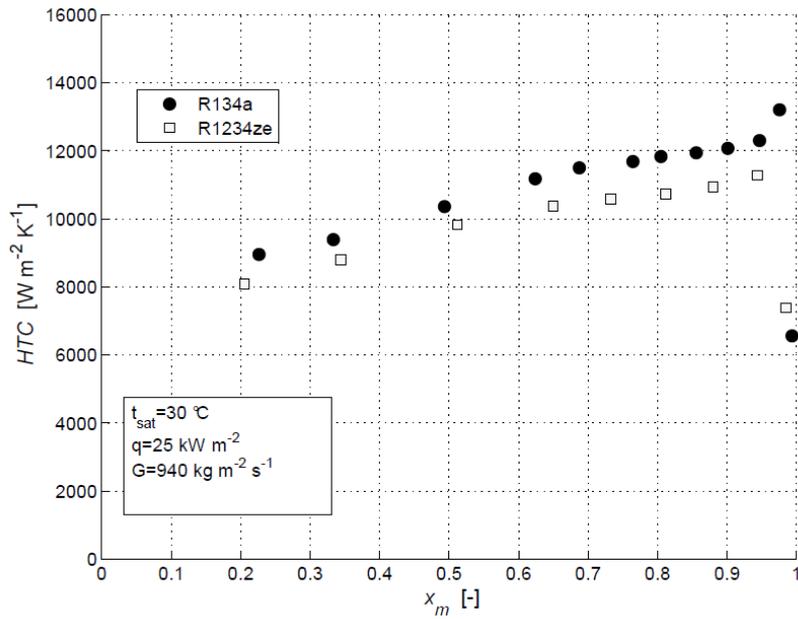


Figura 6.32: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

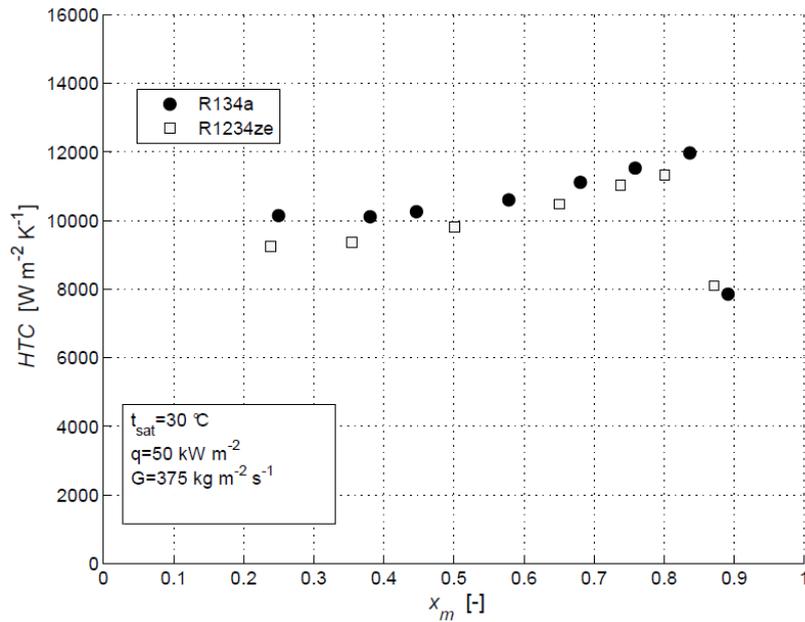


Figura 6.33: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

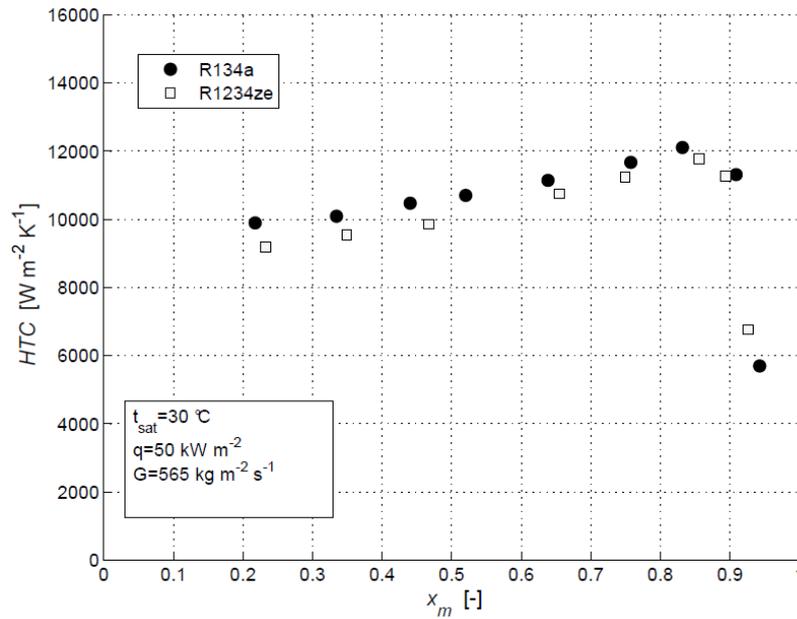


Figura 6.34: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

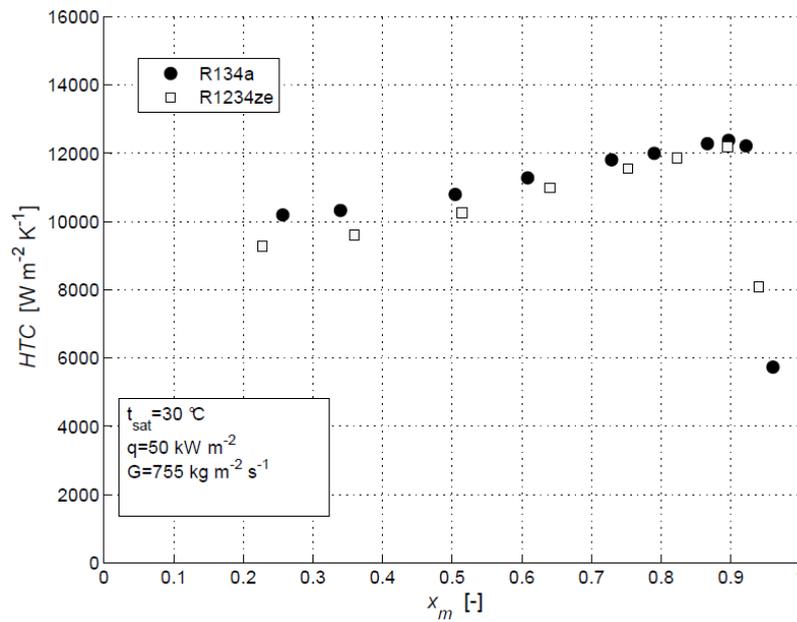


Figura 6.35: confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido refrigerante R1234ze(E) e il coefficiente di scambio termico ottenuto con il fluido R134a, alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

6.3.2 Raffronto tra i gradienti di pressione dovuti all'attrito

Nelle figure 6.36, 6.37, 6.38, 6.39 e 6.40 è riportato l'andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con i due fluidi refrigeranti, in funzione del titolo di vapore medio, alle portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

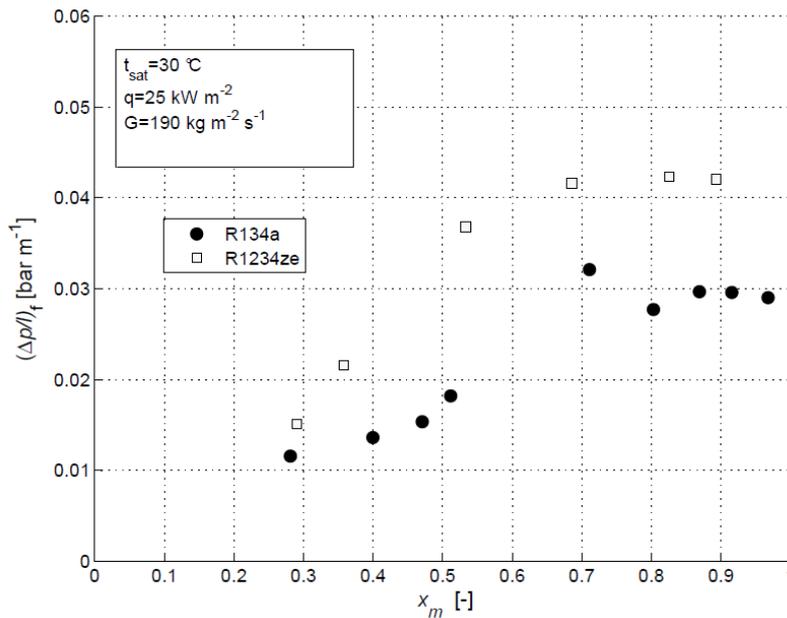


Figura 6.36: confronto tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido R1234ze(E), alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Gli andamenti grafici evidenziano che, per tutte le portate specifiche analizzate, il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, rilevato sperimentalmente per il fluido refrigerante R1234ze(E) risulta maggiore del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, rilevato sperimentalmente per il fluido R134a e questo è verificato in tutto l'intervallo dei titoli di vapore testato, anche se gli scostamenti maggiori si hanno in corrispondenza del massimo delle curve, che seguono, per entrambi i refrigeranti, l'andamento caratteristico che si riscontra durante il processo di vaporizzazione di un fluido all'interno di un condotto.

Anche in questo caso una possibile spiegazione può essere ricercata analizzando

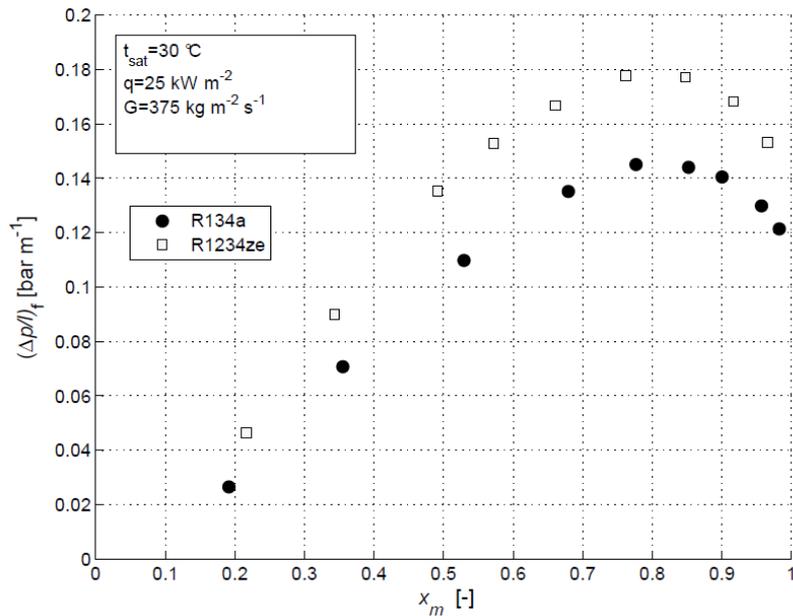


Figura 6.37: confronto tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido R1234ze(E), alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

le proprietà termofisiche che contraddistinguono i due fluidi refrigeranti alla temperatura di saturazione di 30 °C . In particolare, la riduzione della densità della fase vapore del fluido refrigerante R1234ze(E) rispetto al fluido R134a, di circa il 19%, comporta, a parità di portata, un aumento della velocità di deflusso della fase vapore; questo si traduce in un aumento degli sforzi tangenziali che si manifestano all'interfaccia liquido-vapore e di conseguenza in un aumento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito.

Analoghe considerazioni possono essere fatte per la fase liquida, con riferimento all'interfaccia parete-liquido; infatti la densità del liquido, passando dal fluido refrigerante R134a al fluido refrigerante R1234ze(E), diminuisce del 3.5%.

Un ulteriore aspetto che può spiegare le differenti prestazioni mostrate dai due fluidi refrigeranti riguarda l'aumento della viscosità della fase liquida e della fase vapore che si registra passando dal fluido refrigerante R134a al fluido R1234ze(E), rispettivamente del 2.6% e 4.4%.

Alle medesime conclusioni si giunge osservando gli andamenti del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, a $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, in quanto, come

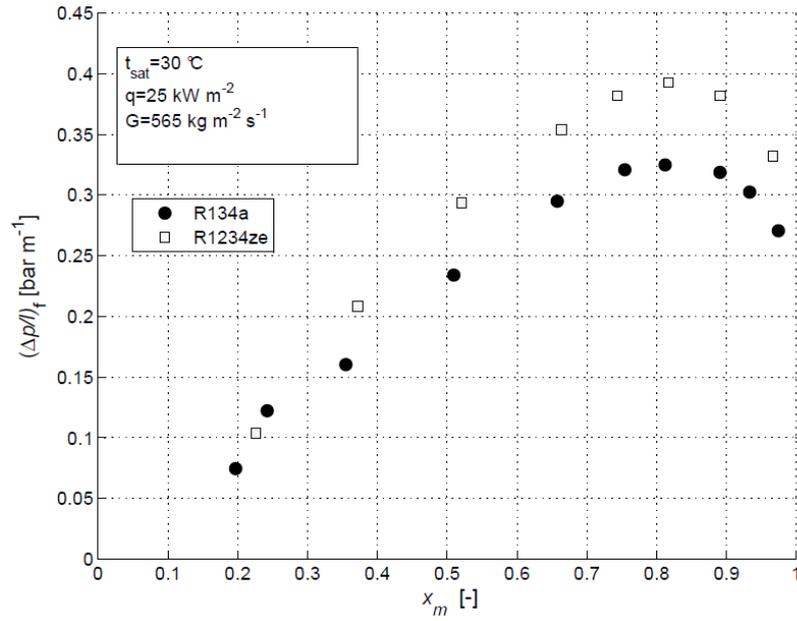


Figura 6.38: confronto tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido R1234ze(E), alla portata $G = 565$ kg m⁻² s⁻¹ e $q = 25$ kW m⁻².

ampiamente dimostrato in letteratura, esso non dipende dal flusso termico specifico imposto alla sezione sperimentale.

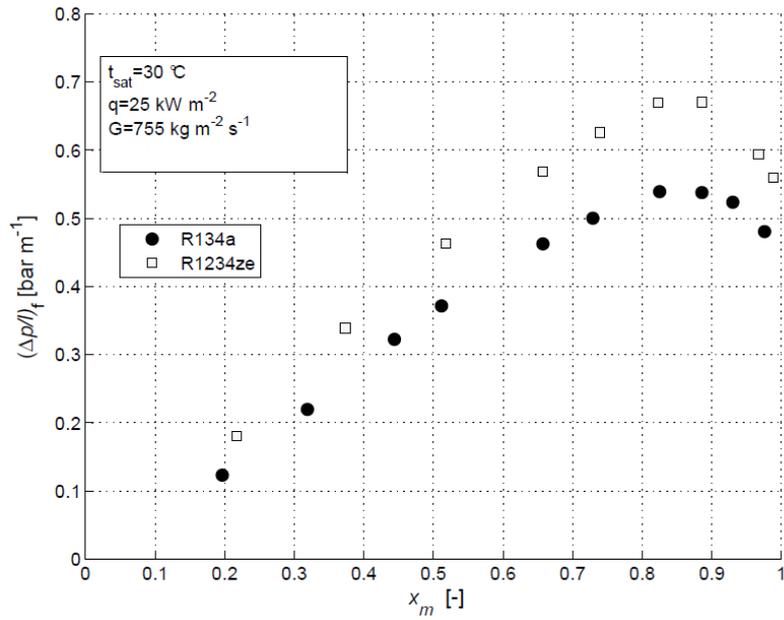


Figura 6.39: confronto tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido R1234ze(E), alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

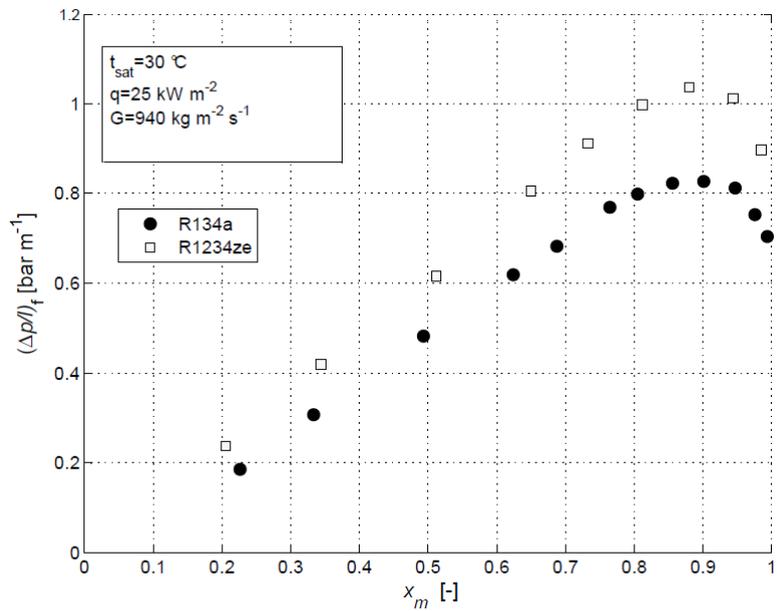


Figura 6.40: confronto tra il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido refrigerante R134a e il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto con il fluido R1234ze(E), alla portata $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Capitolo 7

Correlazioni

In questo capitolo i risultati ottenuti sperimentalmente, in termini di coefficiente di scambio termico e gradiente di pressione, dovuto all'attrito, verranno confrontati con i risultati forniti da alcuni modelli matematici, presenti nella letteratura scientifica, sviluppati per simulare il processo di vaporizzazione di un fluido all'interno di condotti di varie geometrie e dimensioni, con il fine di valutarne le capacità predittive nel caso specifico qui trattato.

7.1 Correlazioni per la stima del coefficiente di scambio termico

7.1.1 Correlazione di Wu et al. [75]

La prima correlazione considerata per la stima del coefficiente di scambio termico è quella di Wu et al. [75].

Per quanto riguarda i parametri geometrici, il modello semi-empirico sviluppato risulta applicabile a condotti con diametro interno, valutato alla base delle alette, variabile tra 2.1 mm e 14.8 mm, mentre, con riferimento alle condizioni operative, il modello è applicabile per portate di massa specifiche variabili tra $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per un flusso termico specifico, riferito alla superficie totale interna (definita dall'espressione 7.15), variabile tra $q = 0 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 30 \text{ kW m}^{-2}$, per una pressione ridotta (data dal rapporto tra

la pressione operativa e la pressione critica del fluido) variabile tra 0.08 e 0.69 e per regimi di deflusso intermittenti ed anulari.

Il modello risulta applicabile per diversi fluidi refrigeranti, anche se non vengono specificati quali.

Le prestazioni del modello sono state valutate fino al titolo di vapore in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout, dove, concordemente a quanto detto nell'analisi dei risultati sperimentali, come titolo di vapore di inizio dryout sperimentale si è scelto l'ultimo valore, restituito dalla regressione dei dati, prima che il coefficiente di scambio termico subisca una diminuzione maggiore dell'incertezza associata a questo parametro.

Il modello propone due espressioni per la stima del coefficiente di scambio termico, sulla base del confronto tra il flusso termico specifico, fornito al condotto micro alettato, sperimentale e il valore assunto dal parametro q_{ONB} , espresso dalla relazione 7.1 e definito come il minimo valore del flusso termico specifico che promuove l'ebollizione nucleata.

$$q_{ONB} = \frac{2\sigma T_{sat} E_{RB} HTC_{cv,l}}{r_{crit} \rho_v r} \quad (7.1)$$

E_{RB} è un parametro introdotto per tener conto dell'aumento del coefficiente di scambio termico convettivo promosso dalle micro alette, $HTC_{cv,l}$ è il coefficiente di scambio termico convettivo che si otterrebbe se il deflusso avvenisse in un tubo liscio di dimensioni equivalenti e r_{crit} il raggio critico delle bolle di vapore, assunto pari a $0.38 \cdot 10^{-6}$ m.

Il parametro E_{RB} viene valutato con l'espressione 7.2:

$$E_{RB} = \left\{ 1 + \left[2.64 \cdot Re_1^{0.036} \cdot Pr_1^{-0.024} \cdot \left(\frac{e}{d_{fr}} \right)^{0.212} \cdot \left(\frac{pt}{d_{fr}} \right)^{-0.21} \cdot \left(\frac{\beta}{90} \right)^{0.29} \right]^7 \right\}^{\frac{1}{7}} \quad (7.2)$$

dove Re_1 e Pr_1 sono, rispettivamente, il numero di Reynolds ed il numero di Prandtl del film liquido presente in corrispondenza della parete del condotto, d_{fr} il diametro del condotto valutato alla base delle alette e pt la distanza assiale tra le alette.

Il parametro $HTC_{cv,l}$ viene invece stimato con l'espressione 7.3:

$$HTC_{cv,l} = C Re_1^m Pr_1^{0.4} \frac{k_l}{\delta} \quad (7.3)$$

dove C ed m sono due costanti di valore rispettivamente pari a 0.014 e 0.68, k_l la conducibilità termica del liquido e δ lo spessore medio del film liquido presente in corrispondenza della parete del condotto.

Il numero di Reynolds del film liquido viene calcolato mediante l'equazione 7.4:

$$\text{Re}_l = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_l} \quad (7.4)$$

dove ε è la frazione di vuoto, calcolata con l'espressione 7.5:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_v} \left\{ (1 + 0.12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_l - \rho_v)]^{0.25}}{G\rho_l^{0.5}} \right\}^{-1} \quad (7.5)$$

e μ_l la viscosità dinamica del liquido.

Il numero di Prandtl è calcolato con l'espressione 7.6:

$$\text{Pr}_l = \frac{c_{p,l}\mu_l}{k_l} \quad (7.6)$$

la distanza assiale tra le alette mediante la relazione 7.7:

$$pt = \frac{\pi d_{fr}}{n_s \tan(\beta)} \quad (7.7)$$

ed infine lo spessore medio del film liquido con l'equazione 7.8:

$$\delta = \sqrt{\frac{A_{cs}}{\pi}} (1 - \sqrt{\varepsilon}) \quad (7.8)$$

dove A_{cs} è l'area della sezione trasversale di deflusso del condotto.

Calcolati i parametri sopra riportati si può procedere alla determinazione del coefficiente di scambio termico.

Se il flusso termico specifico sperimentale è minore di q_{ONB} , il coefficiente di scambio termico si determina con la relazione 7.9:

$$HTC_{calc} = E_{RB} \cdot HTC_{cv,l} \quad (7.9)$$

In caso contrario si deve ricorrere alla relazione 7.10:

$$HTC_{calc} = [(E_{RB} \cdot HTC_{cv,l})^3 + (S \cdot HTC_{pb})^3]^{\frac{1}{3}} \quad (7.10)$$

dove S è un fattore correttivo dell'ebollizione nucleata e HTC_{pb} il coefficiente di scambio termico convettivo che si otterrebbe con liquido stagnante.

Il fattore correttivo dell'ebollizione nucleata si determina mediante la relazione 7.11:

$$S = \frac{1}{\xi}(1 - e^{-\xi}) \quad (7.11)$$

con il parametro ξ definito dall'espressione 7.12:

$$\xi = 1.96 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{\rho_l c_{p,l} T_{sat}}{\rho_v r} \right)^{1.25} \frac{E_{RB} HTC_{cv,l} D_b}{k_l} \quad (7.12)$$

dove D_b è il diametro di partenza delle bolle di vapore, definito dalla relazione 7.13:

$$D_b = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0.5} \quad (7.13)$$

Il coefficiente di scambio termico HTC_{pb} è definito dalla relazione 7.14:

$$HTC_{pb} = 2.8 \cdot 207 \cdot \frac{k_l}{D_b} \left[\left(q - q_{ONB} \frac{A_{it}}{A_{in}} \right) \frac{D_b}{k_l T_{sat}} \right]^{0.745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.581} Pr_1^{0.533} \quad (7.14)$$

q_{ONB} è moltiplicato per A_{it} e diviso per A_{in} per riferire il coefficiente di scambio termico alla superficie di scambio termico interna di un tubo liscio avente un diametro pari al diametro valutato all'apice delle alette del tubo micro alettato, così da essere coerenti con la definizione di coefficiente di scambio termico adottata nella regressione dei dati (si veda l'espressione 5.5). Il modello, infatti, esprime il coefficiente di scambio termico rispetto alla superficie di scambio termico interna totale, A_{it} , definita dalla relazione 7.15:

$$A_{it} = \left\{ 1 + 2 \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} - \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right] \frac{e}{p_f} \right\} A_{fr} \quad (7.15)$$

dove p_f è la distanza normale tra le alette, definita dalla relazione 7.16:

$$p_f = \frac{\pi d_{fr} \cos(\beta)}{n_s} \quad (7.16)$$

mentre q è definito dalla relazione 7.17:

$$q = \frac{P_{el}}{A_{in}} \quad (7.17)$$

Risultati per il fluido refrigerante R134a

Nelle figure 7.1, 7.2 e 7.3 sono riportati i risultati del modello, al variare della portata di massa specifica, assunto costante il flusso termico specifico.

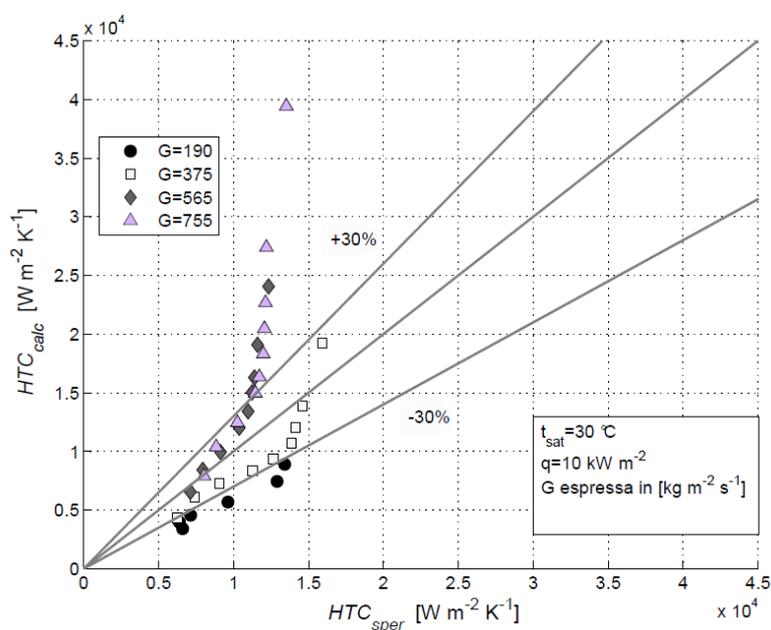


Figura 7.1: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

Al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il modello sottostima tutti i punti sperimentali ottenuti alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il coefficiente di scambio termico restituito dal modello è in buon accordo con i risultati sperimentali, gli scostamenti sono, infatti, contenuti all'interno della banda $\pm 30\%$.

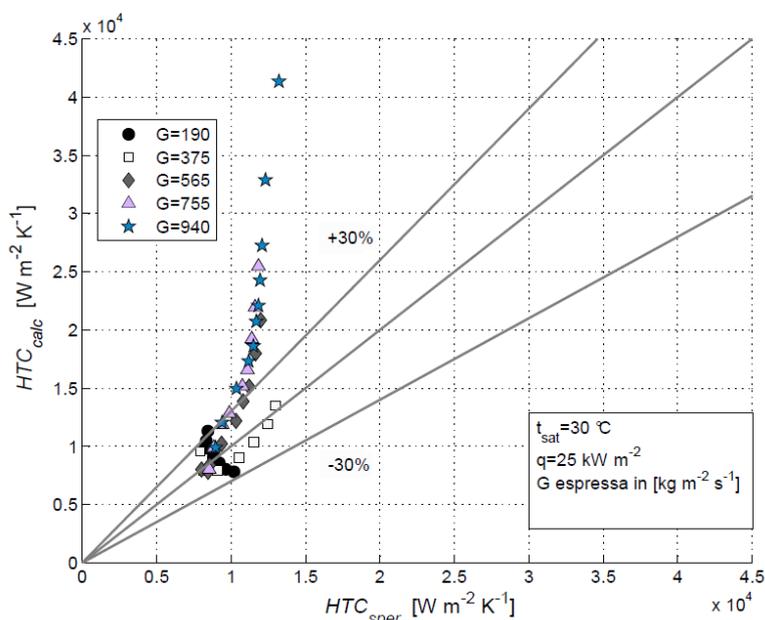


Figura 7.2: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva, invece, una buona corrispondenza solo fino a titoli di vapore intermedi, dopodiché il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, con uno scarto, rispetto ai risultati sperimentali, che aumenta all'aumentare del titolo di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello predice accuratamente il coefficiente di scambio termico per le portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ tale accordo si ha solo fino a titoli di vapore intermedi.

Alle portate $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sovrastima il coefficiente di scambio termico già a partire da bassi titoli di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, fino a titoli di vapore intermedi, per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre questo comportamento si evidenzia sia a bassi che ad alti titoli di vapore alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ad alti titoli di vapore per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ed a titoli di vapore intermedi per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il coefficiente di

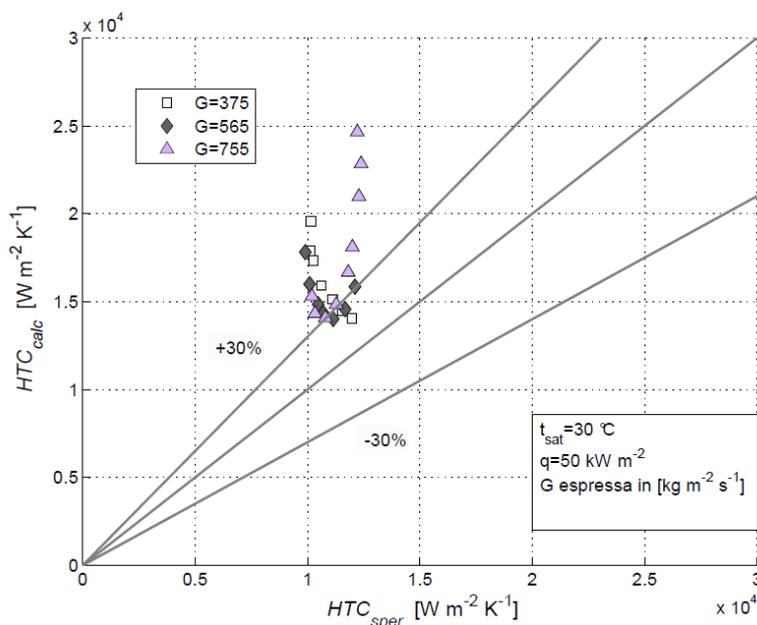


Figura 7.3: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

scambio termico restituito dal modello rientra, invece, nella fascia $\pm 30\%$ dei valori sperimentali.

Questi comportamenti possono trovare giustificazione nel fatto che il modello è stato validato fino alla portata $G = 650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e fino al flusso termico specifico $q = 30 \text{ kW m}^{-2}$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori, è lecito aspettarsi delle prestazioni scadenti. Inoltre, tale modello è basato su una banca dati avente punti sperimentali caratterizzati da titoli di vapore d'ingresso e d'uscita rispettivamente pari a 0.1 e 0.8; tale metodologia di prove è, pertanto, diversa da quella adottata nelle prove sperimentali presentate nel corrente progetto di tesi.

Nelle figure 7.4, 7.5, 7.6 e 7.7 sono riportati i risultati del modello, al variare del flusso termico specifico, assunta costante la portata di massa specifica.

Alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si nota la tendenza del modello a sotto-stimare il coefficiente di scambio termico a $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, mentre vi è una buona corrispondenza tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva una buona capacità predittiva del

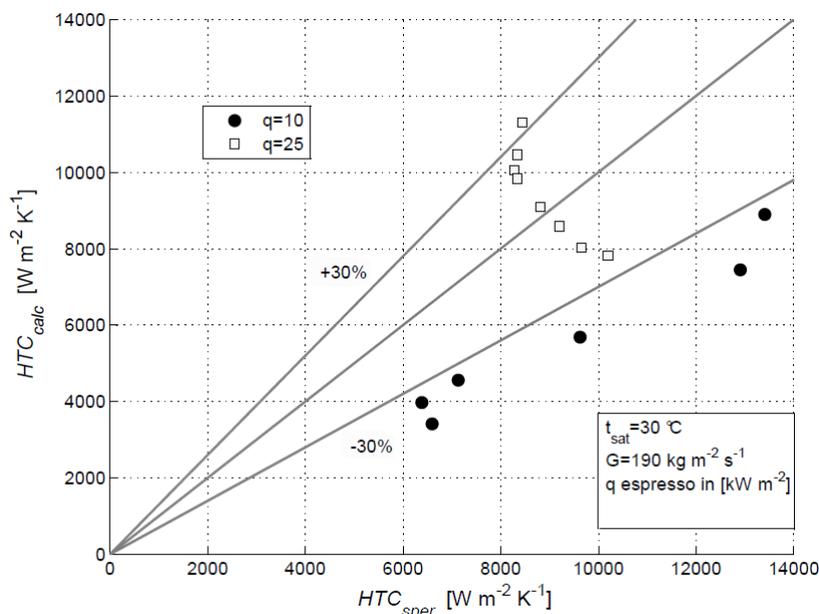


Figura 7.4: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

modello per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$. A $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello tende, invece, a sovrastimare il coefficiente di scambio termico a bassi titoli di vapore, mentre ad alti titoli di vapore i risultati forniti dal modello rientrano nella fascia di valori compresi nella banda $\pm 30\%$ dei valori sperimentali.

Alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si evidenzia una buona corrispondenza, tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali, solo fino a titoli di vapore intermedi per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, in quanto ad alti titoli di vapore il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, mentre questo comportamento si inverte a $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

Alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva una scarsa attinenza con i risultati sperimentale e la capacità predittiva del modello è accettabile solo a bassi titoli di vapore per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

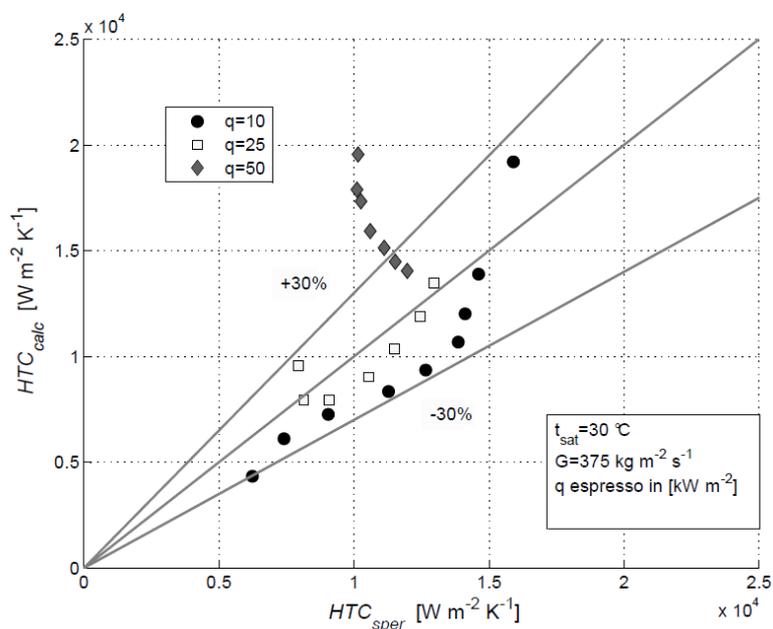


Figura 7.5: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

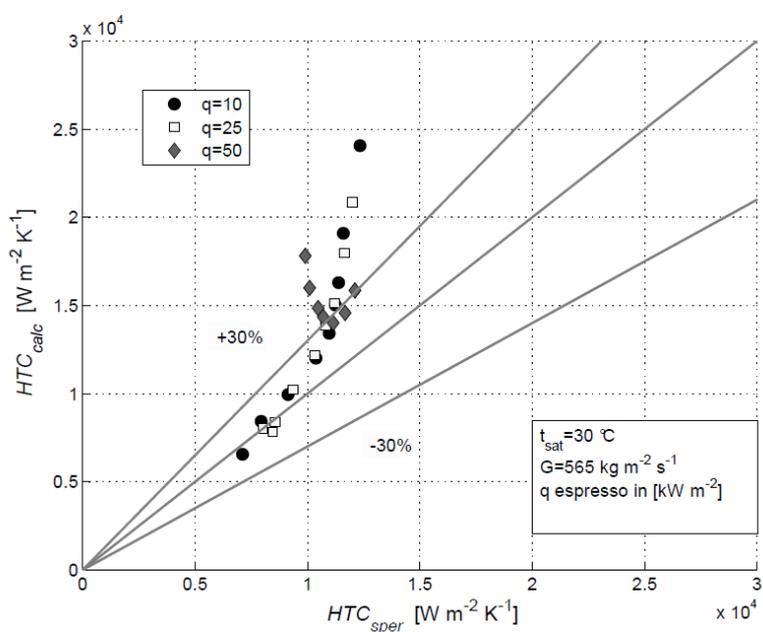


Figura 7.6: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

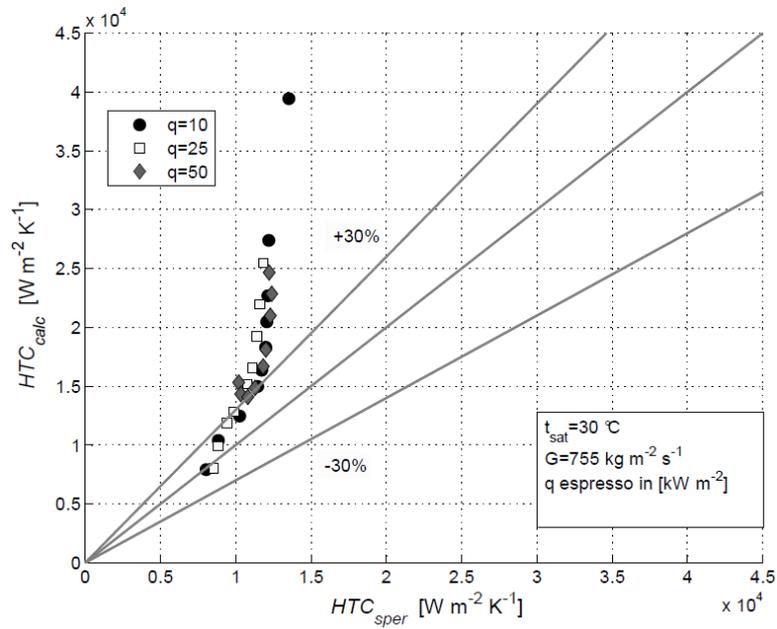


Figura 7.7: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

Nelle figure 7.8, 7.9 e 7.10, sono riportati i risultati del modello al variare della portata di massa specifica, assunto costante il flusso termico specifico.

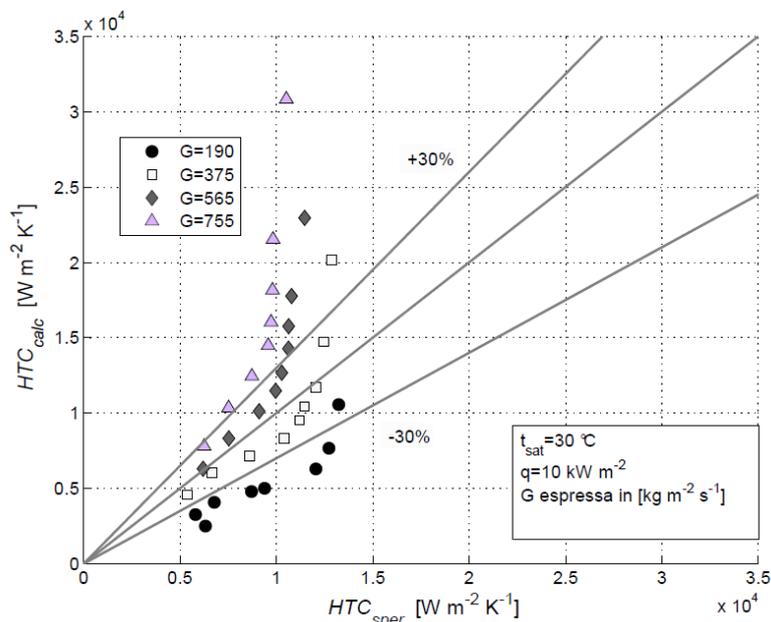


Figura 7.8: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 10\text{ kW m}^{-2}$.

Al flusso termico specifico $q = 10\text{ kW m}^{-2}$, il modello tende a sottostimare i punti sperimentali ottenuti alla portata $G = 190\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$.

Alla portata $G = 375\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ il coefficiente di scambio termico stimato dal modello è in buon accordo con i risultati sperimentali fino ad alti titoli di vapore; entro tale intervallo di valori del titolo di vapore, infatti, gli scostamenti sono contenuti all'interno della banda $\pm 30\%$.

Alle portate $G = 565\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ e $G = 755\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ si osserva, invece, una buona corrispondenza solo fino a titoli di vapore rispettivamente intermedi e bassi, dopodiché il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, con uno scarto, rispetto ai risultati sperimentali, che aumenta all'aumentare del titolo di vapore e della portata di massa specifica.

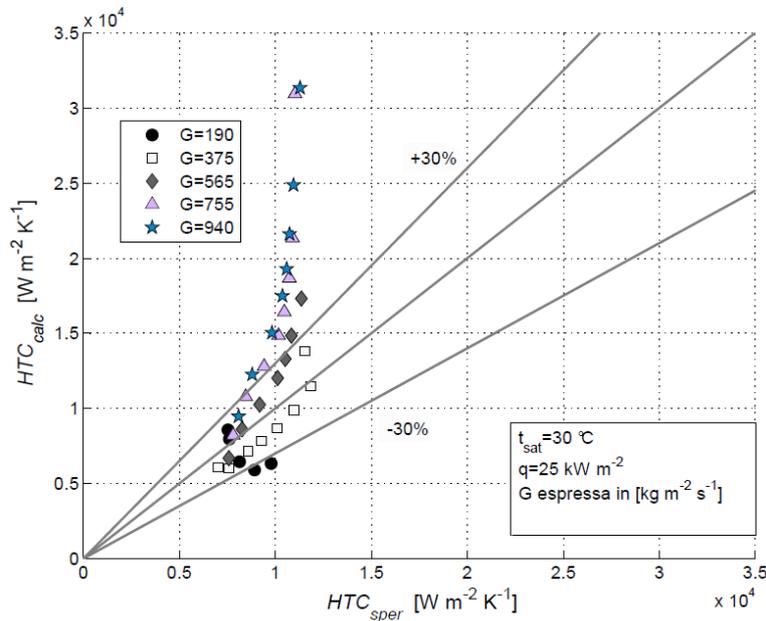


Figura 7.9: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello predice accuratamente il coefficiente di scambio termico per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ questo comportamento si ha solo fino a titoli di vapore intermedi.

Alle portate $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sovrastima il coefficiente di scambio termico già a partire da bassi titoli di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico a bassi titoli di vapore per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre questo comportamento si evidenzia ad alti titoli di vapore alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A titoli di vapore intermedi per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, medio-alti per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e medio-bassi per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il coefficiente di scambio termico restituito dal modello rientra, invece, nella fascia $\pm 30\%$ dei valori sperimentali.

Ancora una volta questi comportamenti possono trovare giustificazione nel fatto che il modello è stato validato fino alla portata $G = 650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e fino al flusso termico specifico $q = 30 \text{ kW m}^{-2}$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori,

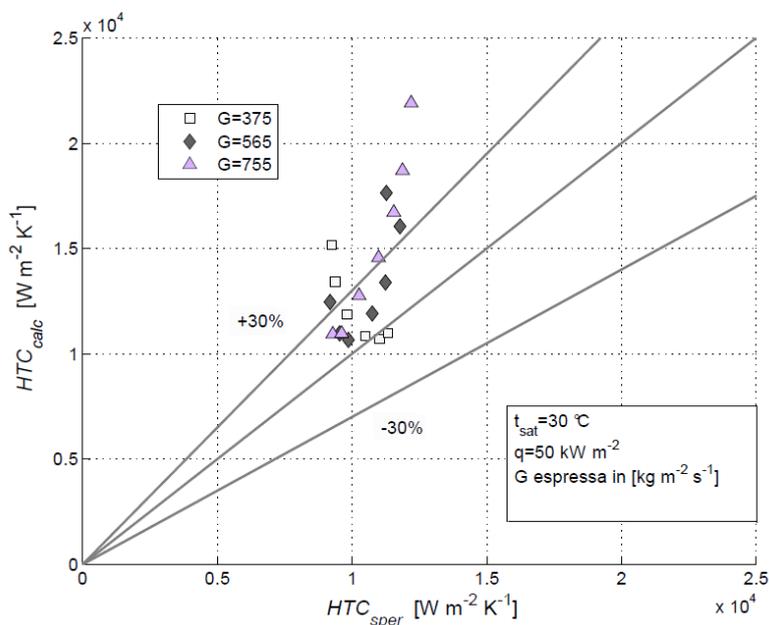


Figura 7.10: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

è lecito aspettarsi delle prestazioni scadenti. Inoltre, tale modello è basato su una banca dati avente punti sperimentali caratterizzati da titoli di vapore d'ingresso e d'uscita rispettivamente pari a 0.1 e 0.8; tale metodologia di prove è, pertanto, diversa da quella adottata nelle prove sperimentali presentate nel corrente progetto di tesi.

Nelle figure 7.11, 7.12, 7.13 e 7.14, sono riportati i risultati del modello al variare del flusso termico specifico, assunta costante la portata di massa specifica.

Alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si nota la tendenza del modello a sottostimare il coefficiente di scambio termico a $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, mentre vi è una buona corrispondenza, tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali, a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ fino a titoli di vapore intermedi.

Alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva una buona capacità predittiva del modello fino ad alti titoli di vapore per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e in tutto l'intervallo di valori del titolo di vapore indagato a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, mentre si evidenzia una tendenza a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, a bassi titoli di vapore, a $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, anche se ad alti titoli di vapore i risultati forniti dal modello

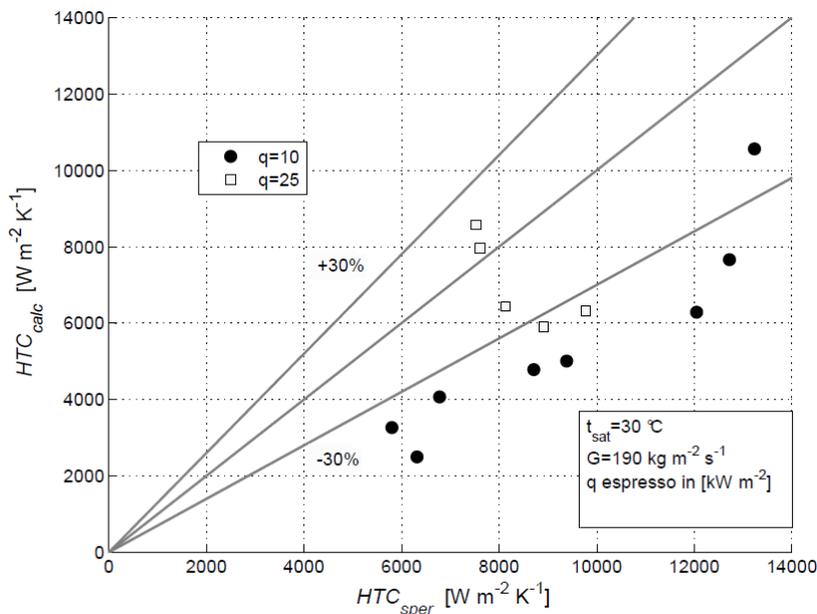


Figura 7.11: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

rientrano nella fascia di valori compresi nella banda $\pm 30\%$ dei valori sperimentali.

Alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si evidenzia una buona corrispondenza, tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali, solo fino a titoli di vapore intermedi per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, in quanto ad alti titoli di vapore il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, mentre si ha una buona corrispondenza solo per titoli di vapore intermedi a $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

Alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva una scarsa attinenza con i risultati sperimentale e la capacità predittiva del modello è accettabile solo a bassi titoli di vapore per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

In tabella 7.1 sono riassunte le prestazioni, globali, del modello, per i due fluidi refrigeranti analizzati, in termini di errore relativo, medio¹ e assoluto², percentuale.

$${}^1 err_{rel,m} = \sum_{i=1}^n \frac{HTC_{calc,i} - HTC_{sper,i}}{HTC_{sper,i}} \cdot 100 \cdot \frac{1}{n}.$$

$${}^2 err_{rel,ass} = \sum_{i=1}^n \left| \frac{HTC_{calc,i} - HTC_{sper,i}}{HTC_{sper,i}} \right| \cdot 100 \cdot \frac{1}{n}.$$

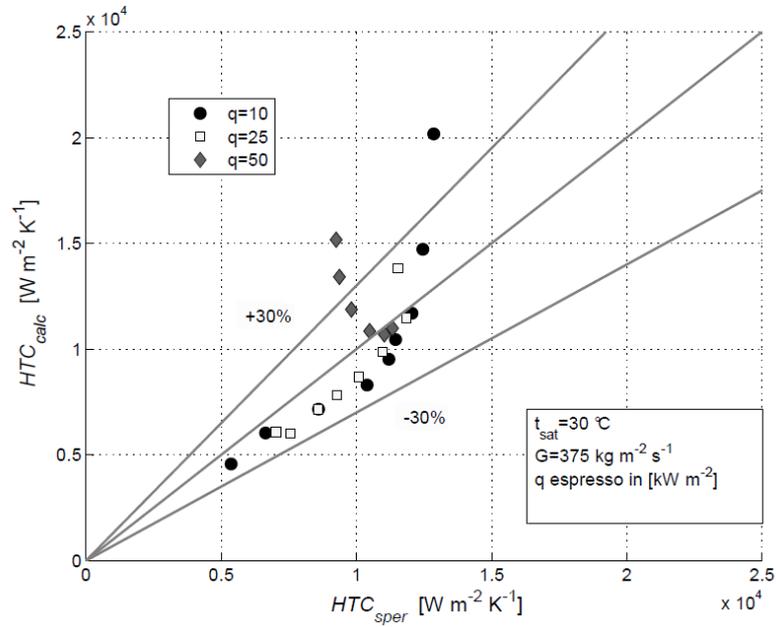


Figura 7.12: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Tabella 7.1: prestazioni, globali, del modello di Wu et al. [75].

Refrigerante	n. punti	$err_{rel,m}$	$err_{rel,ass}$
R134a	101	33.11%	43.34%
R1234ze(E)	90	25.93%	39.98%

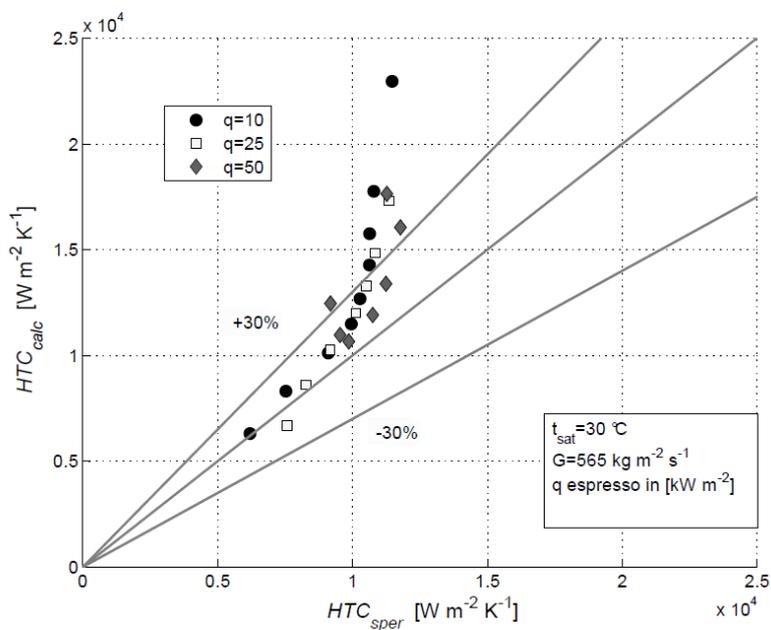


Figura 7.13: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

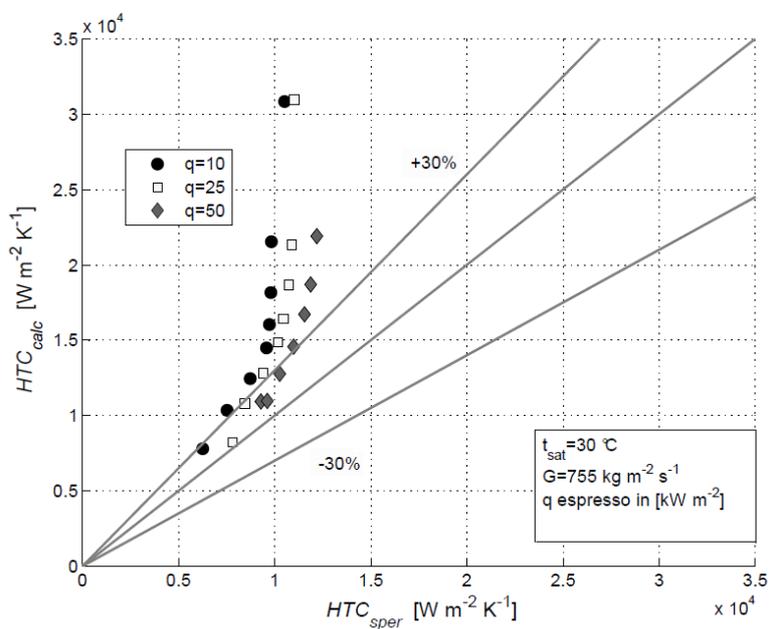


Figura 7.14: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

7.1.2 Correlazione di Yun et al. [77]

La seconda correlazione considerata per la stima del coefficiente di scambio termico è quella di Yun et al. [77].

Il modello è stato sviluppato sulla base di un ampio archivio di dati presenti nella letteratura scientifica.

Per quanto riguarda i parametri geometrici, il modello risulta applicabile a condotti con diametro interno, valutato alla base delle alette, variabile tra 8.509 mm e 14.66 mm, che presentano micro alette di altezza compresa tra 0.12 mm e 0.381 mm e un angolo d'elica variabile tra 15° e 30°. Con riferimento alle condizioni operative, il modello è applicabile per portate di massa specifiche variabili tra $G = 50 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 637 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per un flusso termico specifico variabile tra $q = 5 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 40 \text{ kW m}^{-2}$ e per una temperatura di saturazione variabile tra -15 °C e 70 °C .

I fluidi refrigeranti considerati nello sviluppo del modello sono: R22, R113, R123, R134a e R410A.

Le prestazioni del modello sono state valutate fino al titolo di vapore di inizio dryout, dove, si ricorda, come titolo di vapore di inizio dryout sperimentale si è scelto l'ultimo valore, restituito dalla regressione dei dati, prima che il coefficiente di scambio termico subisca una diminuzione maggiore dell'incertezza associata a questo parametro.

Il coefficiente di scambio termico viene, in questo caso, stimato con l'espressione 7.18:

$$HTC_{tp} = \left[C_1 \text{Bo}^{C_2} \left(\frac{p_{sat} d_{fr}}{\sigma} \right)^{C_3} + C_4 \left(\frac{1}{\chi_{tt}} \right)^{C_5} \left(\frac{Ge}{\mu_l} \right)^{C_6} \right] \text{Re}_l^{C_7} \text{Pr}_l^{C_8} \left(\frac{\delta}{e} \right)^{C_9} HTC_l \quad (7.18)$$

dove le costanti $C_1 \div C_9$ assumono i valori riportati in tabella 7.2.

Il numero di ebollizione, Bo, è valutato con l'espressione 7.19:

$$\text{Bo} = \frac{q}{Gr} \quad (7.19)$$

mentre d_{fr} è il diametro del condotto valutato alla base delle alette.

χ_{tt} è il parametro di Martinelli, espresso dalla relazione 7.20:

Tabella 7.2: valore assunto dalle costanti presenti nell'espressione del coefficiente di scambio termico.

Costante	Valore
C_1	0.009622
C_2	0.1106
C_3	0.3814
C_4	7.685
C_5	0.51
C_6	-0.736
C_7	0.2045
C_8	0.7452
C_9	-0.1302

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1} \quad (7.20)$$

δ è lo spessore del film liquido presente in corrispondenza della parete del condotto, ed è calcolato mediante la relazione 7.21:

$$\delta = \frac{d_{fr}(1-\varepsilon)}{4} \quad (7.21)$$

dove ε è il grado di vuoto, definito dalla relazione 7.5.

HTC_l è il coefficiente di scambio termico realizzato durante il deflusso monofase del fluido all'interno di un tubo liscio di dimensioni equivalenti, valutato con l'espressione 7.22:

$$HTC_l = 0.023 \text{Re}_l^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \left(\frac{k_l}{d_{fr}}\right) \quad (7.22)$$

Risultati per il fluido refrigerante R134a

Nelle figure 7.15, 7.16 e 7.17, sono riportati i risultati del modello, al variare della portata di massa specifica, assunto costante il flusso termico specifico.

Al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il modello è in buon accordo con i risultati sperimentali ottenuti alle portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

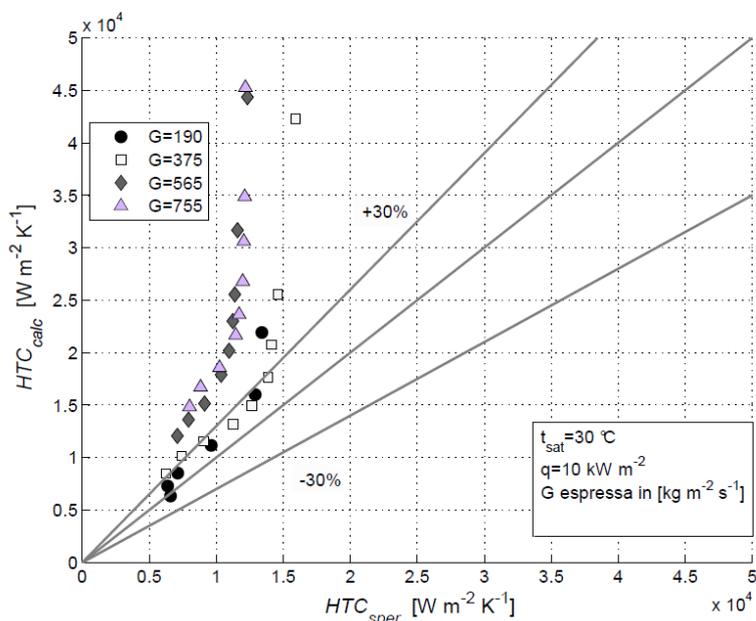


Figura 7.15: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

fino a titoli di vapore intermedi, mentre sovrastima il coefficiente di scambio termico alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ già a bassi titoli di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello predice accuratamente il coefficiente di scambio termico per le portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ rispettivamente fino a titoli di vapore intermedi e bassi, mentre alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sovrastima il coefficiente di scambio termico già a partire da bassi titoli di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il coefficiente di scambio termico stimato dal modello rientra nella fascia $\pm 30\%$ dei valori sperimentali solo alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, fino a titoli di vapore intermedi, mentre questo parametro è sovrastimato alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ già a bassi titoli di vapore.

Questi comportamenti possono trovare giustificazione nel fatto che il modello non è stato sviluppato per condotti micro alettati aventi diametro interno minore di 8.509 mm , per portate di massa specifiche superiori a $G = 637 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e

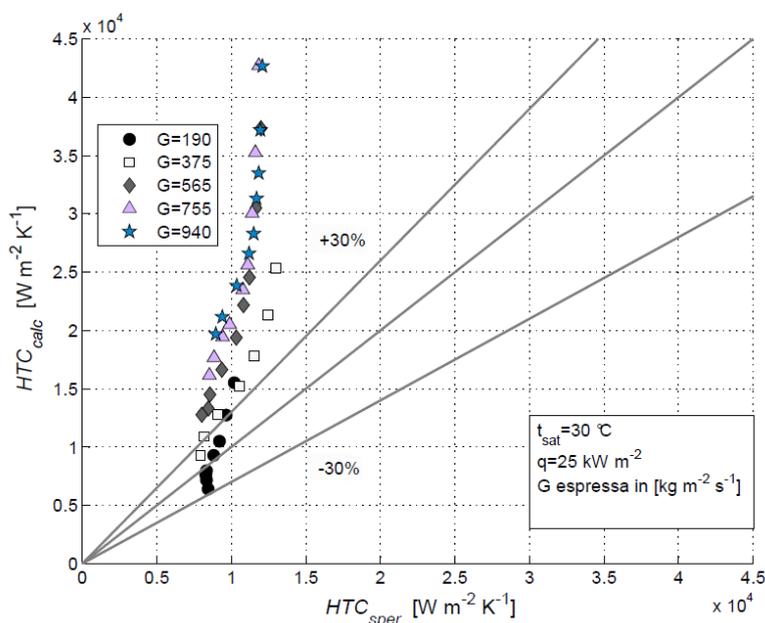


Figura 7.16: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

per flussi termici specifici superiori a $q = 40 \text{ kW m}^{-2}$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori, è lecito aspettarsi delle prestazioni scadenti.

Nelle figure 7.18, 7.19, 7.20 e 7.21, sono riportati i risultati del modello al variare del flusso termico specifico, assunta costante la portata di massa specifica.

Alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vi è una buona corrispondenza tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali, sia a $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ che a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, a titoli di vapore medio-bassi.

Alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si osserva una buona capacità predittiva del modello per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, fino a titoli di vapore intermedi e a $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ a bassi titoli di vapore, con una tendenza a sovrastimare il coefficiente di scambio termico ad alti titoli di vapore per tutte le portate specifiche analizzate.

Alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si evidenzia una scarsa corrispondenza tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali; a queste portate specifiche il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale a tutti i flussi termici specifici analizzati e in tutto

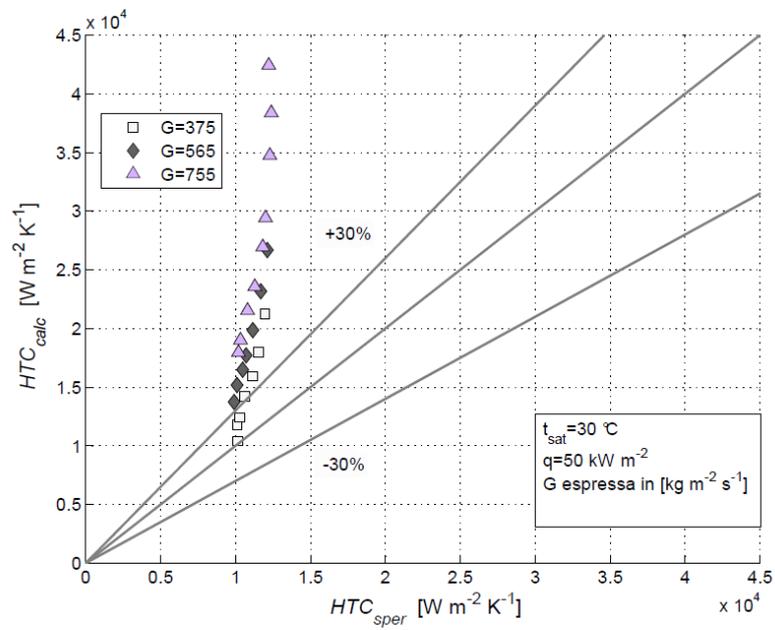


Figura 7.17: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

l'intervallo di valori del titolo di vapore indagato.

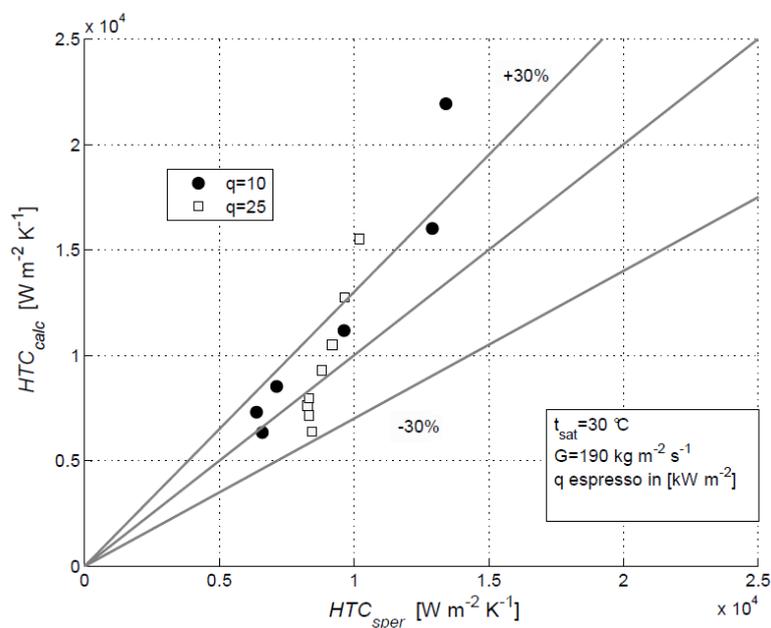


Figura 7.18: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

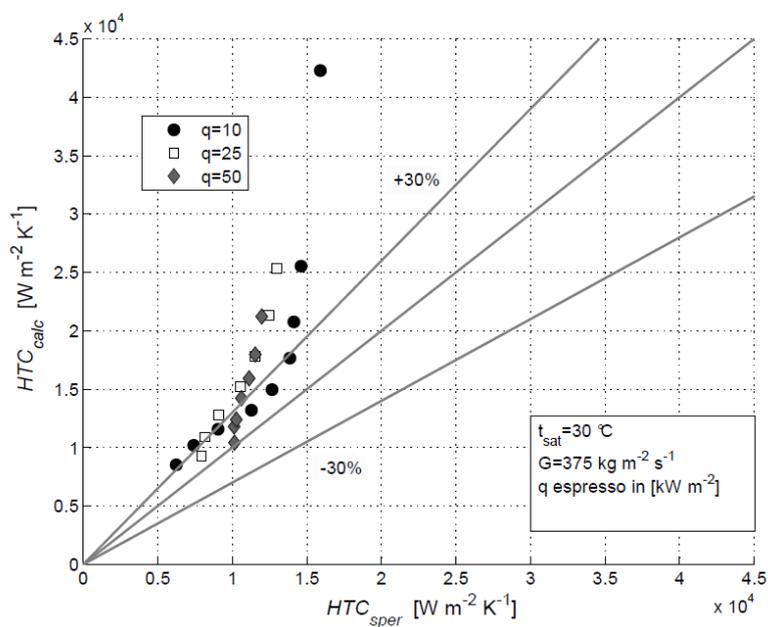


Figura 7.19: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

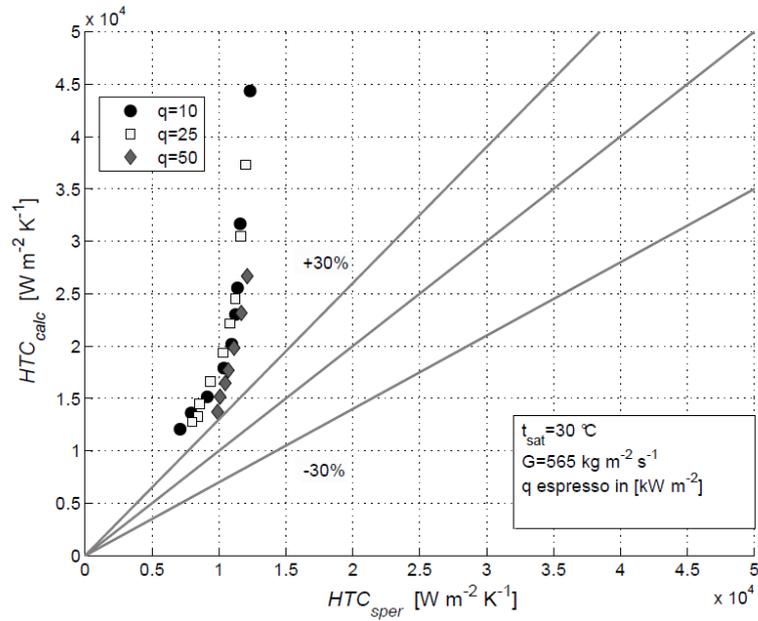


Figura 7.20: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

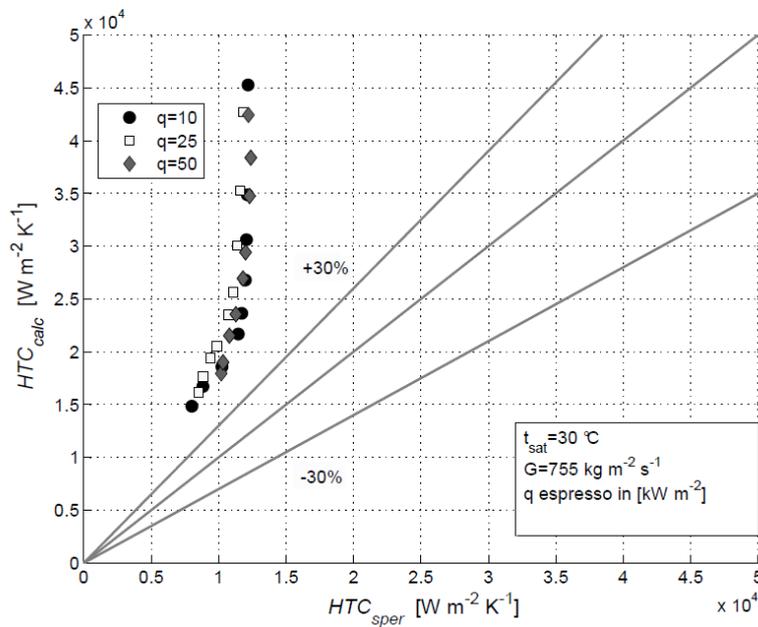


Figura 7.21: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

Nelle figure 7.22, 7.23 e 7.24, sono riportati i risultati del modello al variare della portata di massa specifica, assunto costante il flusso termico specifico.

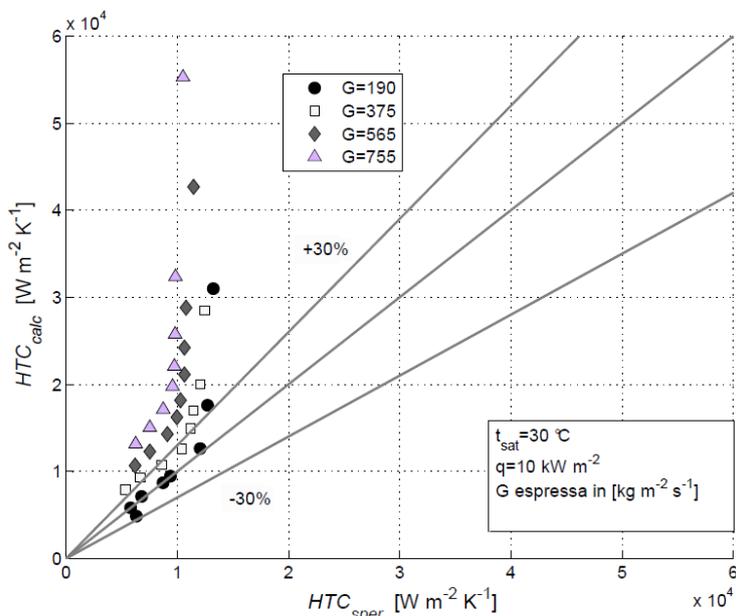


Figura 7.22: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$.

Al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, alle portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il coefficiente di scambio termico stimato dal modello è in buon accordo con i risultati sperimentali fino a titoli di vapore intermedi; entro tale intervallo di valori del titolo di vapore, infatti, gli scostamenti sono contenuti all'interno della banda $\pm 30\%$.

Alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello tende a sovrastimare il coefficiente di scambio termico in tutto l'intervallo di valori del titolo di vapore analizzato, con uno scarto, rispetto ai risultati sperimentali, che aumenta all'aumentare del titolo di vapore e della portata di massa specifica.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello predice accuratamente il coefficiente di scambio termico per le portate $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fino a titoli di vapore intermedi, mentre alle portate

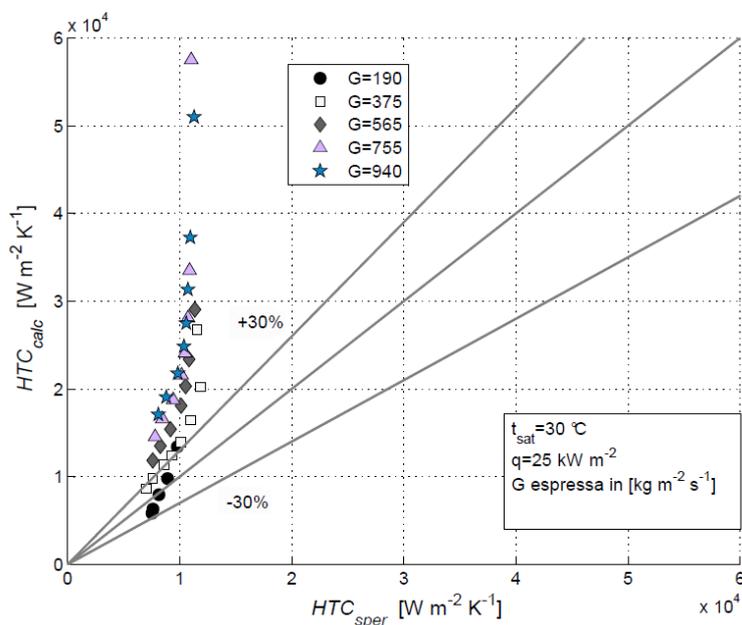


Figura 7.23: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

$G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sovrastima il coefficiente di scambio termico già a partire da bassi titoli di vapore.

Al flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il coefficiente di scambio termico stimato dal modello rientra nella fascia $\pm 30\%$ dei valori sperimentali fino a titoli di vapore intermedi per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre questo parametro è sovrastimato già a bassi titoli di vapore alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ancora una volta, questi comportamenti possono trovare giustificazione nel fatto che il modello non è stato sviluppato per condotti micro alettati aventi diametro interno minore di 8.509 mm, per portate di massa specifiche superiori a $G = 637 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per flussi termici specifici superiori a $q = 40 \text{ kW m}^{-2}$ e per il fluido refrigerante in questione, pertanto è lecito aspettarsi delle prestazioni scadenti.

Nelle figure 7.25, 7.26, 7.27 e 7.28, sono riportati i risultati del modello, al variare del flusso termico specifico, assunta costante la portata di massa specifica.

Alla portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vi è una buona corrispondenza tra i risultati forniti dal modello e i risultati sperimentali, fino ad alti titoli di vapore, sia a

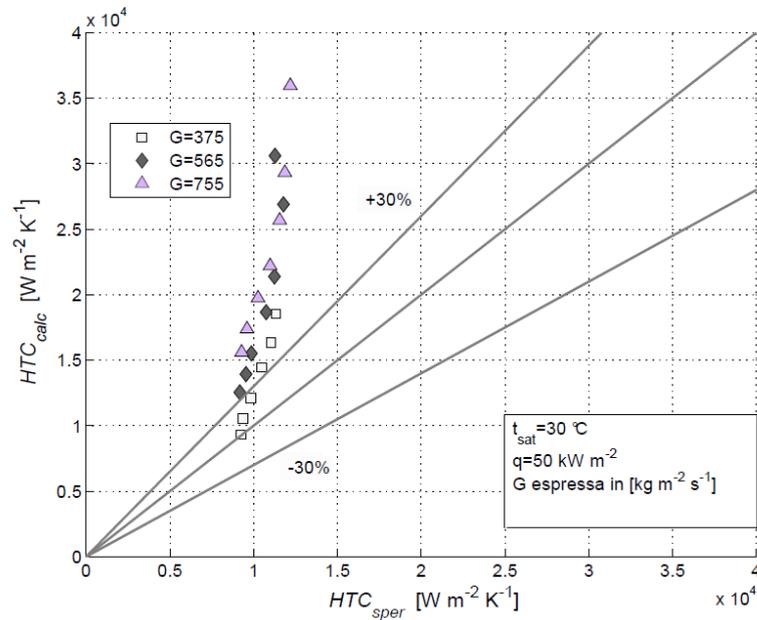


Figura 7.24: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per $q = 50$ kW m $^{-2}$.

$q = 10$ kW m $^{-2}$ che a $q = 25$ kW m $^{-2}$.

Alla portata $G = 375$ kg m $^{-2}$ s $^{-1}$ si osserva una buona capacità predittiva del modello a titoli di vapore intermedi per $q = 10$ kW m $^{-2}$ e a bassi titoli di vapore per $q = 25$ kW m $^{-2}$ e $q = 50$ kW m $^{-2}$, mentre al di fuori di tali intervalli di valori del titolo di vapore il modello sovrastima i risultati sperimentali.

Alle portate $G = 565$ kg m $^{-2}$ s $^{-1}$ e $G = 755$ kg m $^{-2}$ s $^{-1}$ si osserva una scarsa attinenza tra i risultati restituiti dal modello e i risultati sperimentale in tutto l'intervallo di valori del titolo di vapore analizzato e per tutti i flussi termici specifici indagati.

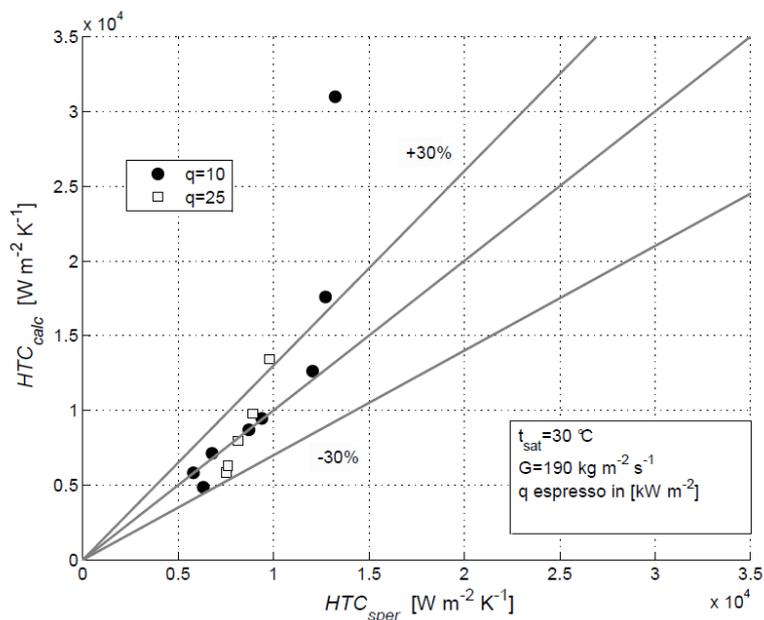


Figura 7.25: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

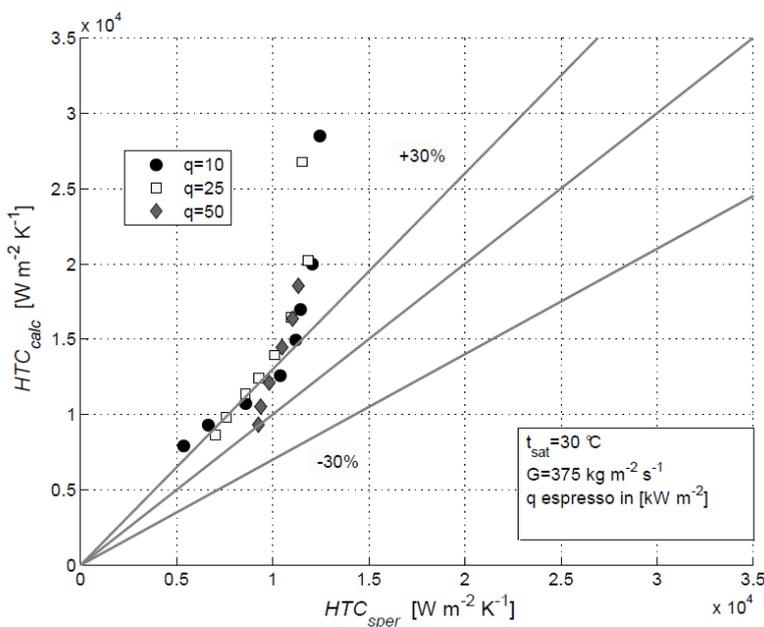


Figura 7.26: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

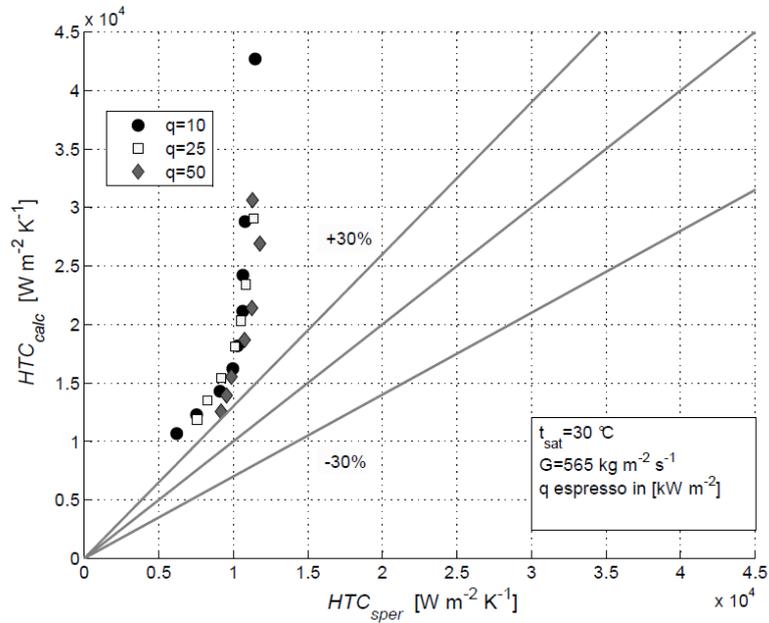


Figura 7.27: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

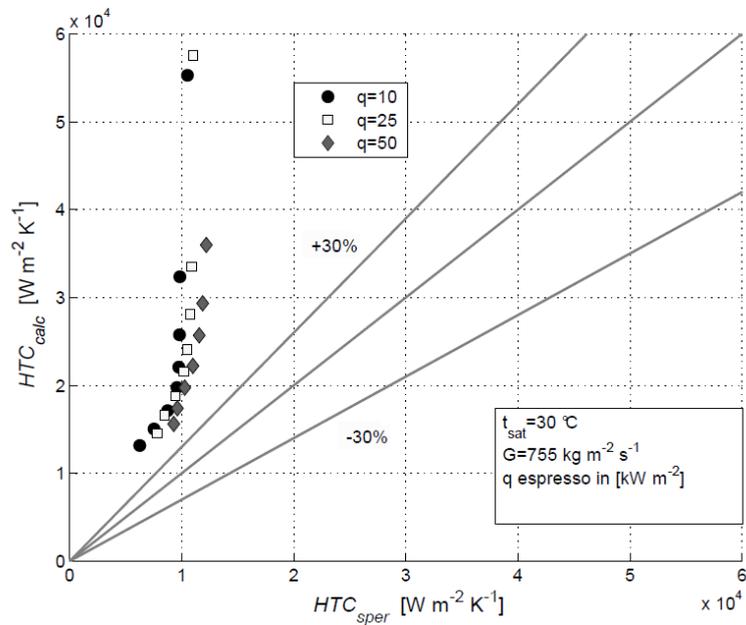


Figura 7.28: andamento del coefficiente di scambio termico ottenuto mediante il modello, in funzione del coefficiente di scambio termico ottenuto per via sperimentale, al variare del flusso termico specifico, per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

In tabella 7.3 sono riassunte le prestazioni, globali, del modello, per i due fluidi refrigeranti analizzati, in termini di errore relativo, medio e assoluto, percentuale.

Tabella 7.3: prestazioni, globali, del modello di Yun et al. [77].

Refrigerante	n. punti	$err_{rel,m}$	$err_{rel,ass}$
R134a	101	91.37%	92.48%
R1234ze(E)	90	93.49%	94.94%

7.2 Correlazioni per la stima del gradiente di pressione dovuto all'attrito

7.2.1 Correlazione di Wu et al. [75]

La prima correlazione considerata per la stima del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, è quella di Wu et al. [75].

Il modello valuta questo parametro con l'espressione 7.23:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2 f_{tp} G^2}{d_{fr} \rho_{tp}} \quad (7.23)$$

dove il fattore d'attrito bifase, f_{tp} , è definito dalla relazione 7.24:

$$f_{tp} = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}_{tp}} \right)^{12} + \frac{1}{(a + b)^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (7.24)$$

con Re_{tp} , a e b definiti, rispettivamente, dalle espressioni 7.25, 7.26 e 7.27:

$$\text{Re}_{tp} = \frac{G d_{fr}}{\mu_{tp}} \quad (7.25)$$

$$a = \left\{ 2.457 \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}_{tp}} \right)^{0.9} + 0.27 \text{R}_{xf}} \right] \right\}^{16} \quad (7.26)$$

$$b = \left(\frac{37530}{\text{Re}_{tp}} \right)^{16} \quad (7.27)$$

e μ_{tp} e R_{xf} rispettivamente dalle equazioni 7.28 e 7.29:

$$\mu_{tp} = \mu_l - 2.5 \mu_l \left[\frac{x \rho_l}{x \rho_l + (1-x) \rho_v} \right]^2 + \frac{x \rho_l (1.5 \mu_l + \mu_v)}{x \rho_l + (1-x) \rho_v} \quad (7.28)$$

$$\text{R}_{xf} = \frac{0.18 \frac{e}{d_{fr}}}{0.1 + \cos(\beta)} \quad (7.29)$$

mentre ρ_{tp} è definito dalla relazione 7.30:

$$\rho_{tp} = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (7.30)$$

Risultati per il fluido refrigerante R134a

In figura 7.29 è riportato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, stimato dal modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

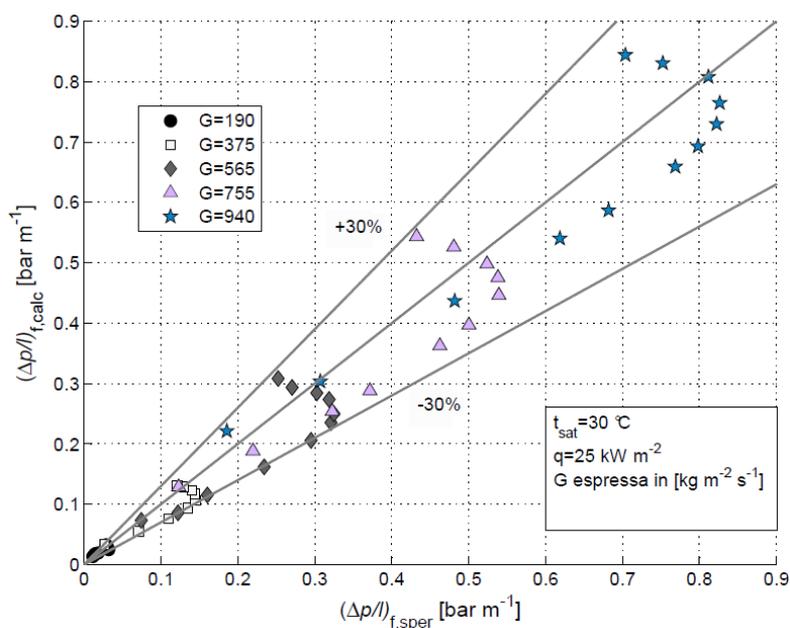


Figura 7.29: andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto mediante il modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Essendo noto, dalla letteratura scientifica, che il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, non dipende dal flusso termico specifico imposto, è sufficiente analizzare la condizione operativa riportata in figura 7.29, che contempla tutte le portate di massa specifiche indagate, per valutare la bontà del modello.

Come si evince dalla figura 7.29, il modello risulta accurato, in quanto, i valori restituiti, alle varie portate di massa specifiche analizzate, sono tutti compresi nella fascia $\pm 30\%$ dei dati sperimentali.

Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

Per quanto detto poc'anzi, anche per il fluido refrigerante R1234ze(E) la capacità predittiva del modello viene valutata al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

In figura 7.30 è riportato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, stimato dal modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

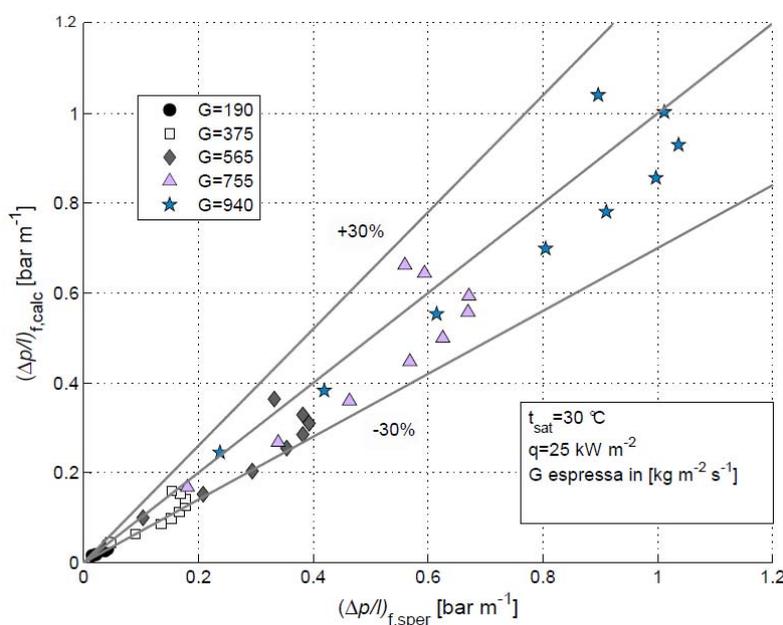


Figura 7.30: andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto mediante il modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Anche in queste condizioni operative il modello si conferma accurato, in quanto, i valori restituiti, alle varie portate di massa specifiche analizzate, sono tutti compresi nella fascia $\pm 30\%$ dei dati sperimentali.

In tabella 7.4 sono riassunte le prestazioni, globali, del modello, per i due fluidi

refrigeranti analizzati, in termini di errore medio³ e assoluto⁴.

Tabella 7.4: prestazioni, globali, del modello di Wu et al. [75].

Refrigerante	n. punti	err_m [bar m ⁻¹]	err_{ass} [bar m ⁻¹]
R134a	114	-0.0294	0.0426
R1234ze(E)	98	-0.0448	0.0539

$${}^3err_m = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta p}{l}_{f,calc,i} - \frac{\Delta p}{l}_{f,sper,i} \right) \cdot \frac{1}{n}.$$

$${}^4err_{ass} = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\Delta p}{l}_{f,calc,i} - \frac{\Delta p}{l}_{f,sper,i} \right| \cdot \frac{1}{n}.$$

7.2.2 Correlazione di Han e Lee [68]

La seconda correlazione considerata per la stima del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, è quella di Han e Lee [68].

La correlazione è stata sviluppata sulla base dei dati sperimentali presentati nell'articolo citato: sono stati testati quattro tubi micro alettati, di diametro interno, valutato alla base delle alette, rispettivamente di 4 mm, 5.1 mm, 6.46 mm e 8.92 mm, con i fluidi refrigeranti R134a, R22 e R410A.

Il parametro viene, in questo caso, stimato mediante l'espressione 7.31:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_1^2 \frac{f_l [G(1-x)]^2}{2d_{fr}\rho_l} \quad (7.31)$$

dove il moltiplicatore bifase d'attrito, Φ_1 , è valutato con la relazione 7.32:

$$\Phi_1^2 = 2.684 \cdot \chi_{tt}^{-1.946} \quad (7.32)$$

e il fattore d'attrito della fase liquida, f_l , con l'espressione 7.33:

$$f_l = 0.193 \left[\frac{G(1-x)d_{fr}}{\mu_l} \right]^{-0.024} \left(\frac{pt}{e} \right)^{-0.539} \quad (7.33)$$

Risultati per il fluido refrigerante R134a

In figura 7.31 è riportato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, stimato dal modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Essendo noto, dalla letteratura scientifica, che il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, non dipende dal flusso termico specifico imposto, è sufficiente analizzare la condizione operativa riportata in figura 7.31, che contempla tutte le portate di massa specifiche indagate, per valutare la bontà del modello.

Come si evince dalla figura 7.31, il modello risulta accurato, in quanto, i valori restituiti, alle varie portate di massa specifiche analizzate, sono quasi tutti compresi nella fascia $\pm 30\%$ dei dati sperimentali. Si osserva, solamente, una tendenza a sottostimare, leggermente, il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, a bassi titoli di vapore, alle portate $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

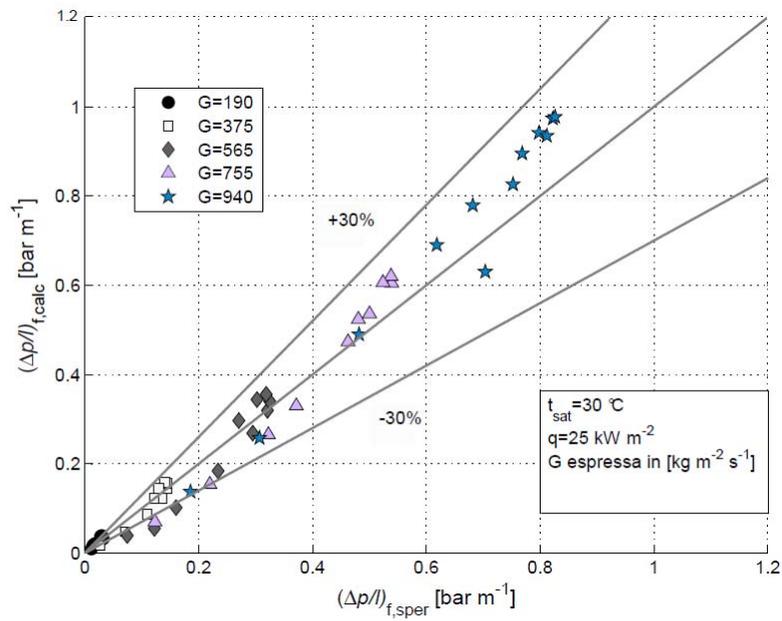


Figura 7.31: andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto mediante il modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25$ kW m⁻².

Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

Per quanto detto poc'anzi, anche per il fluido refrigerante R1234ze(E) la capacità predittiva del modello viene valutata al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

In figura 7.32 è riportato il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, stimato dal modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

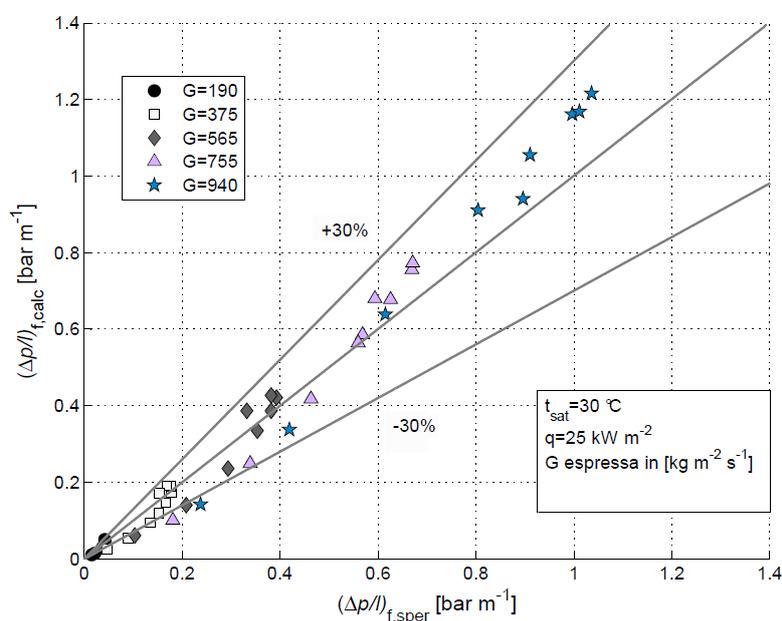


Figura 7.32: andamento del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto mediante il modello, in funzione del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, ottenuto per via sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Anche in queste condizioni operative il modello si conferma accurato, in quanto, i valori restituiti, alle varie portate di massa specifiche analizzate, sono quasi tutti compresi nella fascia $\pm 30\%$ dei dati sperimentali. Si osserva, solamente, una tendenza a sottostimare, leggermente, il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, a bassi titoli di vapore, alle portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

In tabella 7.5 sono riassunte le prestazioni, globali, del modello, per i due fluidi refrigeranti analizzati, in termini di errore medio e assoluto.

Tabella 7.5: prestazioni, globali, del modello di Han e Lee [68].

Refrigerante	n. punti	err_m [bar m ⁻¹]	err_{ass} [bar m ⁻¹]
R134a	114	0.0112	0.0395
R1234ze(E)	98	0.0064	0.0473

7.3 Correlazione per la stima del titolo di vapore di inizio dryout

7.3.1 Correlazione di Padovan et al. [76]

La correlazione di Padovan et al. [76] consente di predire il titolo di vapore in corrispondenza del quale si manifesterà il fenomeno del dryout.

Questo parametro viene valutato con l'espressione 7.34:

$$x_{do} = 0.57 \text{Fr}^{-0.02} \text{Bo}^{-0.07} \quad (7.34)$$

Il numero di Froude, Fr , è espresso dalla relazione 7.35:

$$\text{Fr} = \frac{G_{ft}^2}{gd_{ft}\rho_v(\rho_l - \rho_v)} \quad (7.35)$$

dove G_{ft} è la portata di massa specifica riferita all'area, della sezione trasversale del condotto, valutata all'apice delle alette.

Il modello è valido nelle seguenti condizioni: $3 < \text{Fr} < 50$, $3 \cdot 10^{-4} < \text{Bo} < 12 \cdot 10^{-4}$ e $0.19 < p_{\text{red}} < 0.49$.

Risultati per il fluido refrigerante R134a

In figura 7.33 viene riportata la differenza tra il titolo di vapore di inizio dryout calcolato mediante il modello e il titolo di vapore di inizio dryout ottenuto sperimentalmente, in funzione della portata di massa specifica, ai vari flussi termici specifici analizzati.

Come titolo di vapore di inizio dryout sperimentale si è scelto, concordemente a quanto suggerito dagli autori, l'ultimo valore, restituito dalla regressione dei dati, prima che il coefficiente di scambio termico subisca una diminuzione maggiore dell'incertezza associata a questo parametro.

Per le prove sperimentali effettuate al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ si è assunto come titolo di vapore di inizio dryout $x_m = 1$.

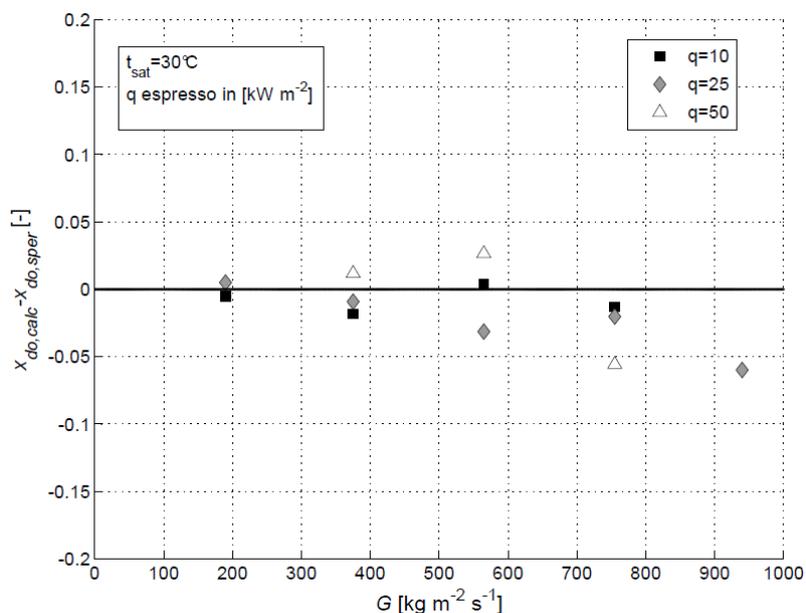


Figura 7.33: andamento della differenza tra il titolo di vapore di inizio dryout calcolato mediante il modello e il titolo di vapore di inizio dryout ottenuto sperimentalmente, al variare della portata di massa specifica, per i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

La figura 7.33 evidenzia che la stima del titolo di vapore di inizio dryout, da parte del modello, presenta uno scostamento massimo, rispetto ai valori sperimentali, di ± 0.01 per $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di ± 0.02 per $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di ± 0.04 per $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di -0.06 per $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e di -0.06 per $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'incertezza associata a questo parametro è ± 0.03 , pertanto il modello risulta in ottimo accordo con i risultati sperimentali alle portate di massa specifiche $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mantenendo una buona accuratezza anche per le portate specifiche superiori ($G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 7.34 viene riportata la differenza tra il titolo di vapore di inizio dryout calcolato mediante il modello e il titolo di vapore di inizio dryout ottenuto sperimentalmente, in funzione della portata di massa specifica, ai vari flussi termici specifici analizzati.

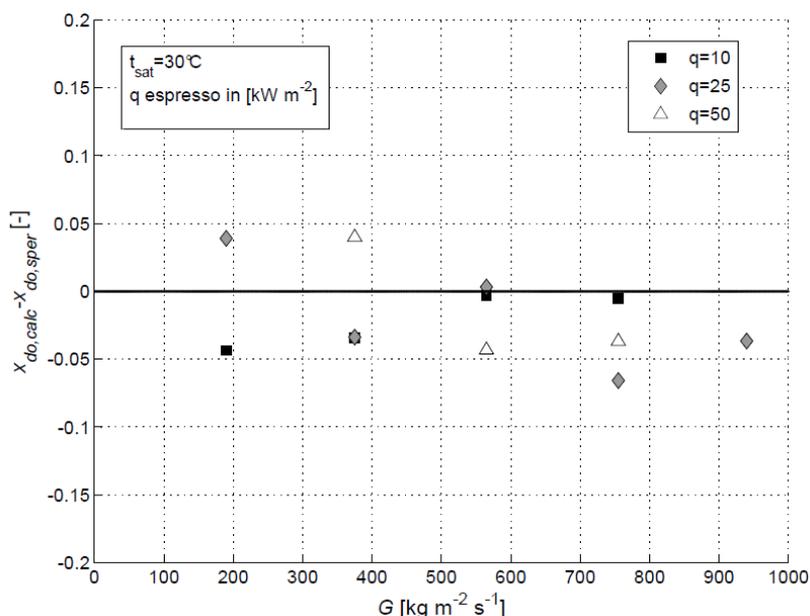


Figura 7.34: andamento della differenza tra il titolo di vapore di inizio dryout calcolato mediante il modello e il titolo di vapore di inizio dryout ottenuto sperimentalmente, al variare della portata di massa specifica, per i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

La figura 7.34 evidenzia che la stima del titolo di vapore di inizio dryout, da parte del modello, presenta uno scostamento massimo, rispetto ai valori sperimentali, di ± 0.045 per $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di ± 0.045 per $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di -0.04 per $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, di -0.07 per $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e di -0.04 per $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'incertezza associata a questo parametro è ± 0.02 , pertanto il modello risulta accurato per tutte le portate di massa specifiche indagate.

Conclusioni

In questa tesi si è studiato il processo di vaporizzazione di due fluidi refrigeranti, uno di uso comune, l'R134a e uno di carattere innovativo per il suo ridotto impatto ambientale, l'R1234ze(E), all'interno di un mini tubo micro alettato (con diametro interno, valutato all'apice delle alette, di 3.4 mm), con il fine di valutare la possibilità d'impiego di sistemi di raffreddamento basati sul deflusso di un fluido bifase, per il controllo termico dei moduli elettronici di nuova generazione, che molti studi ritengono essere il sistema di raffreddamento più promettente.

Il processo di vaporizzazione è stato caratterizzato in termini di coefficiente di scambio termico, realizzato dal fluido durante il processo e mediante il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, sperimentato dal fluido durante il deflusso all'interno della sezione sperimentale.

Le condizioni operative analizzate sono state molteplici, in particolare si è valutata l'influenza della portata di massa specifica, fatta variare tra $G = 190 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, l'influenza del flusso termico specifico fornito al condotto micro alettato, fatto variare tra $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, l'influenza del titolo di vapore medio, tra $x_m = 0.1$ e $x_m = 0.99$ e, per il solo refrigerante R1234ze(E), l'influenza della temperatura di saturazione, tra $25 \text{ }^\circ\text{C}$ e $40 \text{ }^\circ\text{C}$.

I risultati ottenuti hanno messo in evidenza che:

- a seconda delle condizioni operative, i due meccanismi di scambio termico: l'ebollizione nucleata e la convezione forzata bifase, ricoprono ruoli differenti;
- quando prevale l'ebollizione nucleata il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico imposto alla sezione sperimentale, quando prevale il deflusso in convezione forzata bifase il coefficiente di scambio

termico aumenta all'aumentare della portata di massa specifica e del titolo di vapore;

- alcuni andamenti del coefficiente di scambio termico, in funzione del titolo di vapore e della portata di massa specifica, possono essere spiegati con l'esistenza di una portata specifica ottimale;
- al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ non si verifica il fenomeno del dryout;
- il fenomeno del dryout, a parità di flusso termico specifico imposto alla sezione sperimentale, si manifesta a titoli di vapore superiori all'aumentare della portata di massa specifica, mentre, a parità di portata specifica, si manifesta a titoli di vapore superiori al diminuire del flusso termico specifico;
- il gradiente di pressione, dovuto all'attrito, che sperimenta il fluido percorrendo la sezione sperimentale, aumenta all'aumentare della portata di massa specifica, seguendo l'andamento caratteristico che si riscontra durante il deflusso di un fluido bifase, mentre risulta sostanzialmente indipendente dal flusso termico specifico;
- il fluido refrigerante R134a consente di ottenere prestazioni migliori rispetto al fluido refrigerante R1234ze(E), in termini di coefficiente di scambio termico e gradiente di pressione, dovuto all'attrito, in virtù delle sue migliori proprietà termofisiche alla temperatura di saturazione operativa.

I risultati sperimentali sono stati poi confrontati con i risultati di alcuni modelli matematici, presenti in letteratura, atti a predire il coefficiente di scambio termico, il gradiente di pressione, dovuto all'attrito e il titolo di vapore in corrispondenza del quale compare il fenomeno del dryout, per opportune geometrie e dimensioni del condotto e in determinate condizioni operative.

Per quanto riguarda la predizione del coefficiente di scambio termico si sono implementati i modelli di Wu et al. [75] e di Yun et al. [77].

I risultati ottenuti dai modelli si sono manifestati solo parzialmente in accordo con i risultati ottenuti per via sperimentale (ovvero all'interno della fascia $\pm 30\%$) nell'intervallo delle condizioni di validità degli stessi.

Un miglior risultato si è ottenuto nella stima del gradiente di pressione, dovuto all'attrito, da parte dei modelli di Han e Lee [68] e Wu et al. [75] e nella stima del titolo di vapore in corrispondenza del quale appare il fenomeno del dryout, calcolato mediante il modello di Padovan et al. [76].

I possibili sviluppi futuri di questo lavoro riguardano: la necessità di studiare il processo di vaporizzazione con ulteriori fluidi refrigeranti di nuova generazione, quale l'R1234yf, lo sviluppo di un modello matematico per una miglior predizione del coefficiente di scambio termico realizzato dai fluidi durante il processo di vaporizzazione all'interno di condotti micro alettati di piccole dimensioni e la possibilità di caratterizzare il processo di vaporizzazione al variare dei parametri geometrici del condotto micro alettato, quali forma e dimensione delle alette, numero delle alette, angolo d'elica e diametro del condotto.

Complessivamente si può affermare che i risultati ottenuti hanno evidenziato quanto il processo di vaporizzazione, di un fluido refrigerante, all'interno di mini tubi micro alettati, sia promettente dal punto di vista dell'impiego nel raffreddamento dei dispositivi elettronici di nuova generazione.

Inoltre, la selezione delle condizioni operative può permettere l'impiego del refrigerante di nuova generazione, l'R1234ze(E), che presenta simili caratteristiche di scambio termico rispetto al fluido R134a, anche se è contraddistinto da un gradiente di pressione, dovuto all'attrito, più elevato.

Nomenclatura

Simboli latini

A	area [m ²]
Bo	numero di ebollizione [-]
Co	numero di confinamento [-]
c_p	calore specifico a pressione costante [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
D_b	diametro di partenza delle bolle di vapore [m]
d	diametro [m]
E	energia assorbita dall'impianto in un anno [kW h]
E_{RB}	fattore di aumento del coefficiente di scambio termico convettivo [-]
e	altezza aletta [m]
err	errore [-]
Fr	numero di Froude [-]
f	fattore d'attrito [-]
G	portata di massa specifica [kg m ⁻² s ⁻¹]
g	accelerazione di gravità [m s ⁻²]
HTC	coefficiente di scambio termico [W m ⁻² K ⁻¹]
h	entalpia [J kg ⁻¹]
I	intensità di corrente [A]
i	incertezza [-]
k	conducibilità termica [W m ⁻¹ K ⁻¹]
l	lunghezza tubo [m]
m	massa [kg]
\dot{m}	portata di massa [kg s ⁻¹]
n	numero di punti sperimentali [-]
n_s	numero di alette [-]
P	potenza [W]
Pr	numero di Prandtl [-]
p	pressione [Pa]
p_f	distanza normale tra le alette [m]
pi	perimetro [m]

pt	distanza assiale tra le alette [m]
Q	potenza termica [W]
q	flusso termico specifico [W m^{-2}]
R	resistenza termica [$\text{K cm}^2 \text{W}^{-1}$]
Re	numero di Reynolds [-]
R_{xf}	rugosità relativa empirica [-]
r	calore latente di vaporizzazione [J kg^{-1}]
r_{crit}	raggio critico delle bolle di vapore [m]
S	fattore correttivo dell'ebollizione nucleata [-]
s	spessore tubo [m]
T	temperatura [K]
To	vita operativa dell'impianto [anni]
t	temperatura [$^{\circ}\text{C}$]
u	velocità media [m s^{-1}]
V	tensione [V]
\dot{V}	portata volumetrica [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]
x	titolo di vapore [-]

Pedici

a	quantità di moto
ass	assoluto
$calc$	calcolato
cs	sezione trasversale
cv	convettivo
d	dissipata
do	dryout
e	effettiva
el	elettrica
est	esterna
ev	evaporatore
f	attrito
fr	base delle alette
ft	apice delle alette
g	gravità
h	riscaldatore
hs	dissipatore di calore
i	ingresso
id	idraulico
in	interno

<i>it</i>	interna totale
<i>j</i>	giunzione
<i>l</i>	liquido
<i>ls</i>	liquido saturo
<i>m</i>	medio
<i>mb</i>	miscela liquido-gas
<i>ONB</i>	inizio ebollizione nucleata
<i>out</i>	uscita
<i>P</i>	pompa
<i>p</i>	parete
<i>pb</i>	liquido stagnante
<i>pre</i>	precondensatore
<i>r</i>	refrigerante
<i>red</i>	ridotta
<i>rel</i>	relativo
<i>s</i>	sezione sperimentale
<i>sat</i>	saturazione
<i>sper</i>	sperimentale
<i>TIM</i>	materiale d'interfaccia termica
<i>t</i>	totale
<i>tp</i>	bifase
<i>v</i>	vapore
<i>vs</i>	vapore saturo secco
<i>w</i>	acqua

Simboli greci

α	angolo all'apice dell'aletta [°]
β	angolo dell'avvolgimento a elica [°]
Δ	differenza [-]
δ	spessore medio del film liquido [m]
ε	grado di vuoto [-]
μ	viscosità dinamica [Pa s]
ρ	densità [kg m ⁻³]
σ	tensione superficiale [N m ⁻¹]
τ	sforzo tangenziale [MPa]
Φ_1	moltiplicatore bifase d'attrito [-]
χ_{tt}	parametro di Martinelli [-]

Bibliografia

- [1] Architetture modulari e integrate per sistemi avionici, 2013.
- [2] PRIMAE: packaging of future integrated modular avionics and electronics. 2012.
- [3] X. Wei, Y. Joshi, and M. K. Patterson. Experimental and numerical study of stacked microchannel heat sink for liquid cooling of microelectronic devices. *Heat Transfer Engineering*, 129.
- [4] R. Webb. Next generation devices for electronic cooling with heat rejection to air. *Heat Transfer Engineering*, 127.
- [5] S. Kandlikar and W. Grande. Evaluation of single phase flow in microchannels for high flux chip cooling: thermodynamic performance enhancement and fabrication technology. In *2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*, pp. 67-76, 2004.
- [6] A. Heydari. Miniature vapor compression refrigeration system for active cooling of high performance computers. In *8th Inter Society Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems*, pp. 371-378, 2002.
- [7] A. Ortega and J. R. Birle. The evolution of air cooling in electronic systems and observations about its limits. In *7th ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference*, paper K10, 2006.
- [8] S. Trutassanawin, E. Groll, S. V. Garimella, and L. Cremaschi. Experimental investigation of a miniature-scale refrigeration system for electronics cooling. *IEEE, Transactions on Components and Packaging Technologies*, 29.
- [9] L. Cremaschi, E. A. Groll, and S. V. Garimella. Performance potential and challenges of future refrigeration-based electronics cooling approaches. In *Thermal Challenges in Next Generation Electronic Systems*, pp. 119-128, 2007.
- [10] B. Agostini, M. Fabbri, J. E. Park, L. Wojtan, J. R. Thome, and B. Michel. State of the art of high heat flux cooling technologies. *Heat Transfer Engineering*, 28.
- [11] P. E. Phelan, V. Chiriac, and T. Y. T. Lee. Current and future miniature refrigeration cooling technologies for high power microelectronics. In *IEEE, 17th SEMI THERM Symposium*, pp. 158-167, 2001.

- [12] C. Sarno and C. Tantolin. Integration, cooling and packaging issues for aerospace equipments. In *Design, Automation and Test in Europe*, 2010.
- [13] J. R. Barbosa, Jr. Guilherme, B. Ribeiro, and P. A. De Oliveira. A state of the art review of compact vapor compression refrigeration systems and their applications. *Heat Transfer Engineering*, 33.
- [14] D. B. Tuckerman and R. F. W. Pease. High-performance heat sink for VLSI. *IEEE, Electron Device Letters*, 2.
- [15] P. S. Lee and J. C. Ho. Experimental study on laminar heat transfer in microchannel heat sink. In *Inter Society Conference on Thermal Phenomena*, pp. 379-86, 2002.
- [16] R. H. W. Pijnenburg, R. Dekker, C. C. S. Nicole, A. Aubry, and E. H. E. C. Eummelen. Integrated micro-channel cooling in silicon. In *Solid-State Device Research Conference*, pp. 129-132, 2004.
- [17] E. G. Colgan, B. Furman, M. Gaynes, W. Graham, N. LaBianca, J. H. Magerlein, J. R. Polastre, M. B. Rothwell, J. R. Bezama, R. Choudhary, K. Marston, H. Toy, J. Wakil, J. Zitz, and R. Schmidt. A practical implementation of silicon microchannel coolers for high power chips. In *21st IEEE SEMI-THERM Symposium*, pp. 1-7, 2004.
- [18] R. S. Prasher, J. Y. Chang, I. Sauciuc, S. Narasimhan, D. Chau, G. Chrysler, A. Myers, S. Prstic, and C. Hu. Nano and micro technology-based next-generation package-level cooling solutions. *Intel Technology Journal, Electronic Package Technology Development*, 9.
- [19] Y. Q. Xie, J. Z. Yu, and Z. H. Zhao. Experimental investigation of flow and heat transfer for the ethanol-water solution and FC-72 in rectangular microchannels. *Heat and Mass Transfer*, 41.
- [20] H.Y. Zhang, D. Pinjala, T. N. Wong, K. C. Toh, and Y. K. Joshi. Single-phase liquid cooled microchannel heat sink for electronic packages. *Applied Thermal Engineering*, 25.
- [21] N. J. Gernert, K. L. Wert, G. J. Baldassarre, M. J. Wilson, and J. P. Wattlelet. Pumped liquid cooling system for desktop computers. In *38th International Symposium on Microelectronics*, 2005.
- [22] P. X. Jiang, M. H. Fan, G. S. Si, and Z. P. Ren. Thermal-hydraulic performance of small scale micro-channel and porous-media heat-exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44.
- [23] P. X. Jiang, M. Li, T. J. Lu, L. Yu, and Z. P. Ren. Experimental research on convection heat transfer in sintered porous plate channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47.
- [24] G. Hetsroni, M. Gurevich, and R. Rozenblit. Sintered porous medium heat sink for cooling of high-power mini-devices. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27.

- [25] K. Boomsma, D. Poulikakos, and F. Zwick. Metal foams as compact high performance heat exchangers. *Mechanics of Materials*, 35.
- [26] H. Y. Zhang, D. Pinjala, Y. K. Joshi, T. N. Wong, K. C. Toh, and M. K. Iyer. Fluid flow and heat transfer in liquid cooled foam heat sinks for electronic packages. *IEEE, Transactions on Components and Packaging Technologies*, 28.
- [27] G. P. Peterson and C. S. Chang. Two-phase heat dissipation utilizing porous-channels of high-conductivity material. *Journal of Heat Transfer*, 120.
- [28] Z. Q. Chen, P. Cheng, and T. S. Zhao. An experimental study of two phase flow and boiling heat transfer in bi-dispersed porous channels. *International Communications in Heat Mass Transfer*, 27.
- [29] C. N. Ammerman and C. M. You. Enhancing small-channel convective boiling performance using a microporous surface coating. *Journal of Heat Transfer*, 123.
- [30] J. Garg, M. Arik, S. Weaver, and S. Saddoughi. Micro fluidic jets for thermal management of electronics. In *Heat Transfer/Fluids Engineering summer Conference*, pp. 647-654, 2004.
- [31] J. Garg, M. Arik, and S. Weaver. Meso scale pulsating jets for electronics cooling. *Journal of Electron Packaging*, 127.
- [32] Y. S. Chung, D. H. Lee, and P. M. Ligrani. Jet impingement cooling of chips equipped with cylindrical pedestal profile fins. *Journal of Electronic Packaging, Transactions of the ASME*, 127.
- [33] S. Y. Kim, M. H. Lee, and K. Lee. Heat removal by aluminum foam sinks in a multi air jet impingement. *IEEE, Transaction on Components and Packaging Technologies*, 28.
- [34] J. S. Bintoro, A. Akbarzadeh, and M. Mochizuki. A closed-loop electronics cooling by implementing single phase impinging jet and mini channels heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 25.
- [35] M. Iyengar and Jr. M. Ellsworth. Design and analysis of direct liquid multi-jet impingement schemes for electronics application. *International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 375.
- [36] M. R. Overholt, A. McCandless, K. W. Kelly, C. J. Becnel, and S. Motakef. Micro-jet arrays for cooling of electronic equipment. In *3rd International Conference on Microchannels and Minichannels, PART B*, pp. 249-252, 2005.
- [37] M. Fabbri and V. K. Dhir. Optimized heat transfer for high power electronic cooling using arrays of microjets. *Journal of Heat Transfer*, 127.
- [38] M. Fabbri, A. Wetter, B. Mayer, T. Brunswiler, B. Michel, H. Rothuizen, R. Linderman, and U. Kloster. Microchip cooling module based on FC-72 slot jet arrays without cross-flow. In *SEMI-THERM 2006*, p. 54-58, 2006.
- [39] T. Brunswiler, H. Rothuizen, M. Fabbri, U. Kloster, B. Michel, R. J. Bezama, and G. Natarajan. Direct liquid jet impingement cooling with micron-sized

- nozzle array and distributed return architecture. In *ITHERM*, p. 196-203, 2006.
- [40] B. Agostini, B. Watel, A. Bontemps, and B. Thonon. Boiling heat transfer in mini-channels: influence of the hydraulic diameter. In *21st International Congress of Refrigeration*, 2003.
- [41] B. Agostini and A. Bontemps. Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26.
- [42] B. Sumith, F. Kaminaga, and K. Matsumura. Saturated flow boiling of water in a vertical small diameter tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27.
- [43] T. H. Yen, N. Kasagi, and Y. Suzuki. Forced convective boiling heat transfer in microtubes at low mass and heat fluxes. *International Journal of Multiphase Flow*, 29.
- [44] K. H. Bang and W. H. Choo. Flow boiling in minichannels of copper, brass, and aluminium round tubes. In *2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*, pp. 559-564, 2004.
- [45] G. Hetsroni, D. Klein, A. Mosyak, Z. Segal, and E. Pogrebnyak. Convective boiling in parallel microchannels. *Microscale Thermophysical Engineering*, 8.
- [46] X. Huo, L. Chen, Y. S. Tian, and T. G. Karayiannis. Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes. *Applied Thermal Engineering*, 24.
- [47] W. Owhaib, C. Martin-Callizo, and B. Palm. Evaporative heat transfer in vertical circular microchannels. *Applied Thermal Engineering*, 24.
- [48] J. Pettersen. Flow vaporization of CO₂ in microchannel tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28.
- [49] M. E. Steinke and S. Kandlikar. Control and effect of dissolved air in water during flow boiling in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47.
- [50] K. H. Peters and F. A. Kulacki. Flow boiling in microchannels. In *Heat transfer conference and InterPACK*, pp. 861-870, 2005.
- [51] E. S. Cho, J. M. Koo, L. Jiang, R. S. Prasher, M. S. Kim, J. G. Santiago, T. W. Kenny, and K. E. Goodson. Experimental study on two-phase heat transfer in microchannel heat sinks with hot spots. In *19th IEEE SEMI-THERM Symposium*, pp. 242-246, 2003.
- [52] G. Ribatski, L. Wojtan, and J. R. Thome. An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31.
- [53] W. Qu and I. Mudawar. Flow boiling heat transfer in two-phase microchannel heat sinks, i: experimental investigation and assessment of correlation methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46.

- [54] W. Qu and I. Mudawar. Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47.
- [55] J. Lee and I. Mudawar. Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications, part i: pressure drop characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48.
- [56] J. Lee and I. Mudawar. Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications, part ii: heat transfer characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48.
- [57] D. Faulkner, M. Khotan, and R. Shekarraz. Practical design of a 1000 W cm^{-2} cooling system. In *19th IEEE SEMI-THERM Symposium*, pp. 223-230, 2003.
- [58] A. Kosar, C. J. Kuo, and Y. Peles. Boiling heat transfer in rectangular microchannels with reentrant cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48.
- [59] R. Revellin and J. R. Thome. New diabatic flow pattern map for evaporating flows in micro-channels. In *International Heat Transfer Conference*, 2006.
- [60] J. R. Thome, V. Dupont, and A. M. Jacobi. Heat transfer model for evaporation in microchannels, part i: presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47.
- [61] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27.
- [62] M. Mancini and G. Zampetti. I gas refrigeranti in Italia - Impatto ambientale, quantitativi, gestione e recupero degli F-gas nel nostro paese. 2013.
- [63] M. Salvatore. Nuovo impianto sperimentale per la vaporizzazione di fluidi refrigeranti in schiume metalliche. Master's thesis, Università degli Studi di Padova, 2012.
- [64] Dassault Systems, SolidWorks SP0.
- [65] A. Cavallini, G. Censi, D. Del Col, L. Doretto, G. A. Longo, L. Rossetto, and C. Zilio. Experimental heat transfer coefficient and pressure drop during condensation of R22 and R407C inside a horizontal microfin tube. In *International Heat Transfer Conference*, 2002.
- [66] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretto, G.A. Longo, and L. Rossetto. Heat transfer coefficient of HFC refrigerants during condensation at high temperature inside an enhanced tube. In *International Refrigeration Conference*, 2002.
- [67] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, and L. Rossetto. Thermal performance of R410A condensing in a microfin tube. In *International Refrigeration Conference*, 2006.
- [68] D. Han and 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.

- [69] C. B. Dang, N. Haraguchi, and E. Hihara. Flow boiling heat transfer of carbon dioxide inside a small-sized microfin tube. *International Journal of Refrigeration*, 33.
- [70] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G. A. Longo, and L. Rossetto. Heat transfer and pressure drop during condensation inside horizontal enhanced tube. *International Journal of Refrigeration*, 23.
- [71] National Instruments, LabVIEW 6.0.
- [72] MathWorks, MATLAB R2009a.
- [73] NIST, RefProp 9.1.
- [74] S. Z. Rohuani and E. Axelsson. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13.
- [75] Z. Wu, Y. Wu, B. Suden, and W. Li. Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44.
- [76] A. Padovan, D. Del Col, and L. Rossetto. Experimental study on flow boiling of R134a and R410A in a horizontal microfin tube at high saturation temperatures. *Applied Thermal Engineering*, 31.
- [77] R. Yun, Y. Kim, K. Seo, and H. Y. Kim. A generalized correlation for evaporation heat transfer of refrigerants in micro-fin tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45.