



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

**Vaporizzazione di R1234ze(E) in un minitubo microalettato
di diametro esterno 3 mm**

Relatore: Ch.mo Prof. Luisa Rossetto

Correlatori: Simone Mancin

Andrea Diani

Laureando: Lorenzo Magnabosco 1061370

Anno Accademico 2013/2014

Indice

Sommario	1
Introduzione	3
Capitolo 1 - La vaporizzazione	5
1.1 Vaporizzazione in tubo verticale	7
1.2 Vaporizzazione in tubo orizzontale	11
1.3 Miglioramento dello scambio termico	12
Capitolo 2 - I fluidi refrigeranti	15
2.1 Il fluido refrigerante R1234ze	18
Capitolo 3 - Impianto sperimentale	21
3.1 L'impianto	21
3.1.1 Il circuito primario	23
3.1.2 Il circuito secondario dell'acqua calda	27
3.1.3 Il circuito secondario dell'acqua fredda del precondensatore	28
3.1.4 Il circuito secondario dell'acqua fredda del postcondensatore	30
3.2 Sezione sperimentale	31
3.3 Gli strumenti di misura	35
3.4 Il sistema di acquisizione	36
Capitolo 4 - Regressione dei dati sperimentali	39
4.1 Prove di dispersione	39
4.2 Il coefficiente di scambio termico	41
4.3 Il titolo del vapore	42
4.4 Perdite di carico	44
4.5 Analisi dell'incertezza di misura	46

4.5.1	Calcolo dell'incertezza	47
4.5.2	Incetenza sul valore della portata di massa	48
4.5.3	Incetenza sul valore della portata volumetrica	48
4.5.4	Incetenza sui valori di temperatura	48
4.5.5	Incetenza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale	49
4.5.6	Incetenza sulla misura della potenza elettrica	51
4.5.7	Incetenza sul valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale	51
4.5.8	Incetenza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale	52
4.5.9	Incetenza sul valore del titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale	54
4.5.10	Incetenza sul valore del titolo di vapore medio	56
4.5.11	Incetenza sulla misura della pressione	57
4.5.12	Incetenza sul valore del coefficiente di scambio	57
4.5.13	Incetenza sul valore del gradiente di pressione dovuto all'attrito	60
Capitolo 5 - Risultati sperimentali		61
5.1	Influenza della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico	61
5.2	Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico	65
5.3	Flusso termico specifico critico	70
5.4	Influenza della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito	72
5.5	Influenza del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito	75
Capitolo 6 - Correlazioni		79
6.1	Correlazioni per la stima del coefficiente di scambio termico	80
6.1.1	Correlazione di Diani et al. [18]	80
6.1.1.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	83
6.1.2	Correlazione di Wu et al. [17]	89
6.1.2.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	93

6.1.3	Correlazione di Hamilton et al. [22]	100
6.1.3.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	102
6.2	Correlazioni per la stima del gradiente di pressione dovuto all'attrito	104
6.2.1	Correlazione di Diani et al. [18]	104
6.2.1.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	106
6.2.2	Correlazione di Han e Lee [24]	107
6.2.2.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	108
6.2.3	Correlazione di Wu et al. [17]	109
6.2.3.1	Risultati per il fluido refrigerante R1234ze	111
Conclusioni		113
Nomenclatura		117
Bibliografia		121

Sommaro

Negli ultimi anni sono stati condotti numerosi studi per aumentare la dissipazione del calore dei dispositivi elettronici al fine di garantirne il miglior funzionamento.

In tale contesto si inserisce il presente lavoro di tesi, che ha come scopo lo studio della vaporizzazione di R1234ze(E) in un minitubo microalettato di diametro esterno 3 mm, caratterizzando questo processo in termini di coefficienti di scambio termico e di perdite di carico dovute all'attrito.

La scelta di utilizzare un tubo microalettato è dettata dal fatto che si è riscontrato che tale tipologia di tubo permette di ottenere generalmente dei coefficienti di scambio termico maggiori a fronte di un leggero aumento delle perdite di carico rispetto ad un tubo liscio di analoghe dimensioni.

Nel primo capitolo viene illustrato il fenomeno della vaporizzazione, soffermandosi sulle differenze tra vaporizzazione in tubo verticale ed orizzontale, e vengono presentati alcuni metodi per migliorare lo scambio termico.

Nel secondo capitolo vengono presentate le caratteristiche dei fluidi refrigeranti e in particolar modo quelle del fluido oggetto del presente studio, l'R1234ze(E).

Nel terzo capitolo vengono mostrati e descritti l'impianto, la sezione sperimentale, gli strumenti di misura e il sistema di acquisizione.

Il quarto capitolo riguarda la regressione dei dati sperimentali e l'analisi dell'incertezza.

Nel quinto capitolo si presentano i risultati sperimentali ottenuti variando le condizioni operative del fluido, la portata e il flusso termico specifico, a temperatura di saturazione costante pari a 30°C.

Nel sesto capitolo infine si confrontano i risultati ottenuti nelle prove sperimentali con modelli proposti in letteratura: le correlazioni di Diani et al. [18], Wu et al. [17] e Hamilton et al. [18] per il coefficiente di scambio termico e le correlazioni di Diani et al. [18], Han e Lee [24] e Wu et al. [17] per il gradiente di pressione dovuto all'attrito.

Introduzione

In questi anni sono aumentati i flussi termici da asportare dalle apparecchiature elettroniche.

Se il calore prodotto non viene disperso nell'ambiente, l'aumento di temperatura porta facilmente a malfunzionamenti temporanei più o meno gravi od anche a danni permanenti dei dispositivi.

Molti studi confermano che i sistemi di raffreddamento ad aria attualmente in uso stanno raggiungendo i propri limiti prestazionali.

Per questo la ricerca si è indirizzata verso sistemi di raffreddamento alternativi, più efficienti, in grado di operare rispettando i vincoli, soprattutto in termini di peso e volume, dettati dal settore e verso l'utilizzo di nuovi fluidi refrigeranti eco-compatibili.

Uno dei sistemi attualmente al vaglio della comunità scientifica si basa sullo scambio termico realizzato dalla vaporizzazione di un fluido per sfruttare i vantaggi che si hanno in tali condizioni, fondati sostanzialmente sullo scambio di calore latente, ottenendo coefficienti di scambio più elevati rispetto alla sola convezione monofase.

Negli anni si è inoltre accresciuto il problema dell'impatto che i fluidi refrigeranti utilizzati hanno sull'ambiente: si è posta sempre più attenzione a fenomeni quali il buco nell'ozono e l'effetto serra. Per questo le industrie produttrici di fluidi refrigeranti sono costrette a trovare delle alternative valide.

La compatibilità ambientale viene valutata tramite i valori assunti da due indici: il GWP ("Global Warming Potential"), che quantifica l'effetto serra indotto su un certo orizzonte temporale, rispetto all'effetto serra indotto da una quantità analoga di anidride carbonica (che ha GWP=1) e 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 di fluido refrigerante R-12 (che ha ODP=1).

Negli anni trenta del secolo scorso, sono comparsi nel mercato i primi fluidi refrigeranti, i clorofluorocarburi, CFC: sono dei composti chimici formati da atomi di cloro, fluoro e carbonio, come R11 e R12 (ODP=1 e GWP=8100).

Nel 1974 due scienziati americani, Rowland e Molina, scoprirono che il cloro contenuto nei CFC contribuiva all'assottigliamento dello strato di ozono atmosferico permettendo così una maggiore incidenza dei raggi ultravioletti sulla Terra, creando quindi problemi di carattere ambientale.

Con il protocollo di Montreal (1987) ci fu il passaggio dai clorofluorocarburi (CFC) agli idroclorofluorocarburi (HCFC), composti chimici formati da atomi di idrogeno, cloro, fluoro e carbonio, come R22 e R502. In questi nuovi composti l'idrogeno sostituisce parzialmente il cloro presente nei CFC.

L'obiettivo di ottenere una tipologia di fluidi refrigeranti con ODP=0 è stato raggiunto con gli idrofluorocarburi HFC, in cui il cloro è stato completamente eliminato e sostituito dall'idrogeno. Il fluido più rappresentativo di questa categoria è R134a (ODP=0 e GWP=1300).

L'utilizzo di questi fluidi refrigeranti di nuova generazione porta con sé un problema: l'aumento della temperatura del pianeta. Gli obiettivi a breve e medio termine sono stati fissati dal protocollo di Kyoto (11 dicembre 1997): si sono stabilite le quantità di emissioni di gas ad effetto serra che gli stati di tutto il mondo si sono impegnati a ridurre in un certo periodo ed è stato imposto l'utilizzo di fluidi refrigeranti con GWP<150 e ODP=0.

Una delle soluzioni più promettenti a tale riguardo sembra essere quella delle idrofluoroolefine (HFO), che presentano ODP nulli e GWP molto più bassi rispetto a gran parte degli HFC, come R1234ze(E) (ODP=0 e GWP<1), il fluido utilizzato nel presente lavoro di tesi.

Capitolo 1

La vaporizzazione

Per vaporizzazione si intende il processo fisico che consiste nel passaggio di fase di un liquido in vapore a seguito di somministrazione di calore e può avvenire in due modi:

- si ha ebollizione quando si formano bolle di vapore o su una superficie riscaldata (con temperatura maggiore della temperatura di saturazione del liquido) immersa nel liquido o nel liquido stesso;
- si ha evaporazione quando ad una interfaccia liquido-vapore il liquido vaporizza, senza formazione di bolle.

Il fenomeno dell'ebollizione è molto complesso, vi si notano diversi regimi di moto con meccanismi di scambio termico caratteristici e non ancora completamente interpretati.

Si consideri un filo di platino riscaldato elettricamente mentre si trova immerso in acqua in quiete alla temperatura di saturazione. A basso flusso termico specifico q , il calore viene trasferito dal filo all'acqua per convezione naturale. Sul pelo libero del liquido avviene l'evaporazione, mentre non avviene l'ebollizione.

Aumentando il flusso termico specifico e di conseguenza la temperatura di parete del filo, il surriscaldamento provoca la formazione vicino alla superficie del filo stesso di bolle di vapore: tale fenomeno si chiama ebollizione nucleata.

Salendo ancora con la temperatura di parete si attivano sempre più punti di nucleazione sulla superficie del filo, le bolle aumentano di diametro e in frequenza e raggiungono il pelo libero. Le bolle diventano talmente grandi e in numero così elevato che il liquido non bagna più la superficie

del filo: si manifesta così la crisi idrodinamica dell'ebollizione nucleata (punto A figura 1.1). Ne consegue la formazione di uno strato di vapore che ricopre completamente la superficie riscaldata.

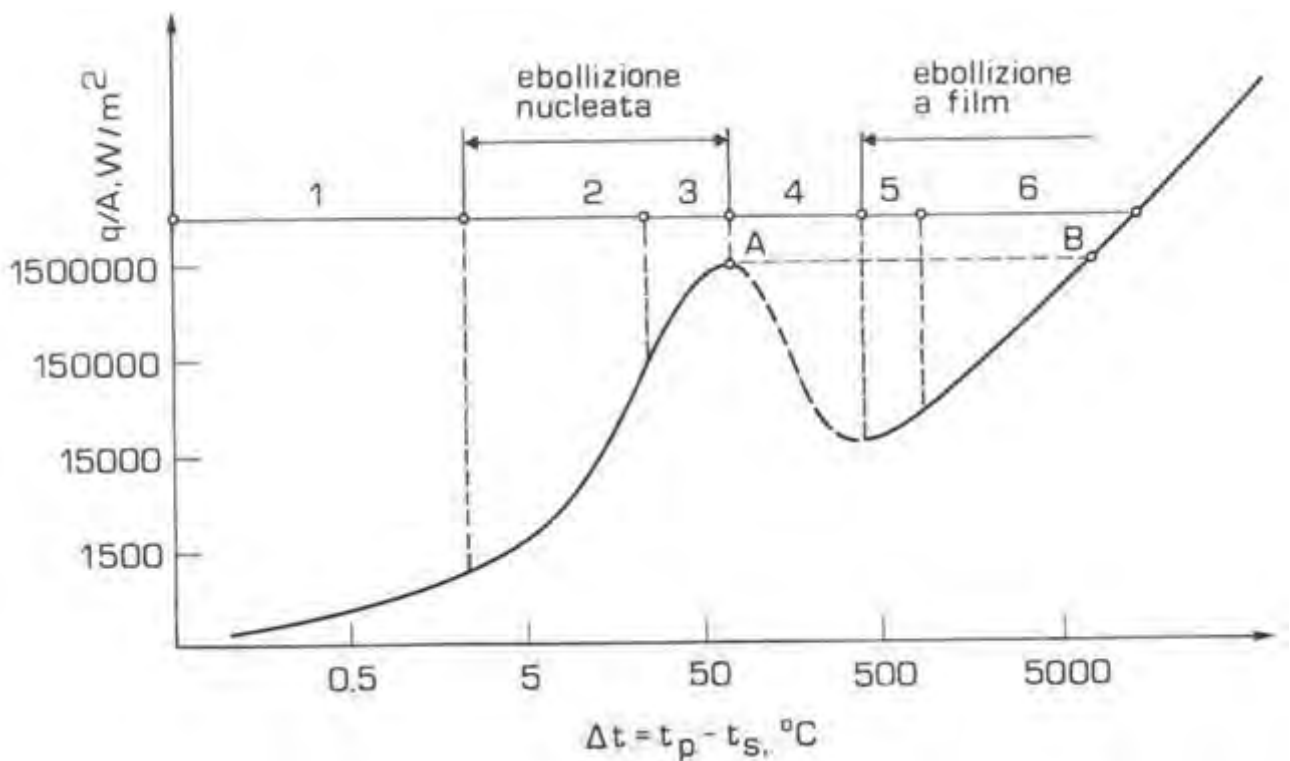


Figura 1.1: andamento del flusso termico specifico ceduto dal filo all'acqua in funzione della differenza tra la temperatura di parete e la temperatura di saturazione su superfici orizzontali piane o cilindriche [1].

Se si può regolare la temperatura della superficie riscaldata (quindi sostituendo il filo di platino con un tubo al cui interno fluisce acqua calda), si può determinare l'andamento della curva di ebollizione a tratto interrotto della regione 4, in tale tratto si ha alternanza tra ebollizione nucleata e ebollizione a film.

Se si controlla il flusso termico dissipato anziché la temperatura della superficie riscaldata, in prossimità del punto A, ad un ulteriore aumento del flusso termico specifico si osserva un brusco aumento della temperatura di parete del filo, con rapido passaggio dal punto A al punto B.

Se la temperatura del filo in B è minore della temperatura di fusione del materiale con cui è realizzato, il flusso termico specifico può essere ancora aumentato.

1.1 Vaporizzazione in tubo verticale

La vaporizzazione in tubo di un liquido o di una miscela bifase liquido-gas trova applicazione nei generatori di vapore, negli evaporatori coassiali, a fascio tubiero e a batteria alettata per l'industria della refrigerazione e del condizionamento.

Si consideri il moto in un condotto verticale (figura 1.2) alimentato alla base con una portata costante di liquido puro sottoraffreddato, che si muove verso l'alto, e con un flusso termico specifico costante lungo tutta la superficie di scambio del condotto.

Nelle sezioni del tubo si instaurano vari regimi di deflusso, a cui corrispondono diversi meccanismi di scambio termico.

Nel primo tratto di condotto si ha un regime di convezione forzata nella fase liquida: il liquido aumenta la propria temperatura e la temperatura di parete non supera il valore caratteristico necessario per la nucleazione di bolle di vapore. Al raggiungimento di un certo valore di $t_p - t_{sat}$ comincia il fenomeno dell'ebollizione nucleata: il regime che si instaura prende il nome di "bubble flow" (moto a bolle).

Al crescere del titolo del vapore le bolle si riuniscono, formando dei tappi di vapore che si alternano a tappi di liquido: si ha allora il regime di "slug flow" (moto a tappi).

Un ulteriore aumento del titolo tende a far posizionare il vapore nella parte centrale del condotto e a far formare uno strato continuo di liquido alle pareti, il film di liquido: quello che si instaura è il regime anulare, "annular flow".

Più progredisce l'evaporazione del liquido, più si riduce lo spessore del film di liquido, fino a che questo non è più in grado di coprire l'intera parete del condotto.

Questo prende il nome di regime di transizione o "mist flow": esso è instabile, la parete si trova alternativamente a contatto con il liquido e con il vapore, fino al punto in cui la parete si presenta completamente asciutta. In tale regione è presente un flusso centrale di vapore che trascina gocce di liquido ed un film di vapore stabile aderente alla parete.

La vaporizzazione continua quindi all'interno della corrente di vapore in corrispondenza delle superfici delle gocce, terminando quando si ha esaurimento della fase liquida.

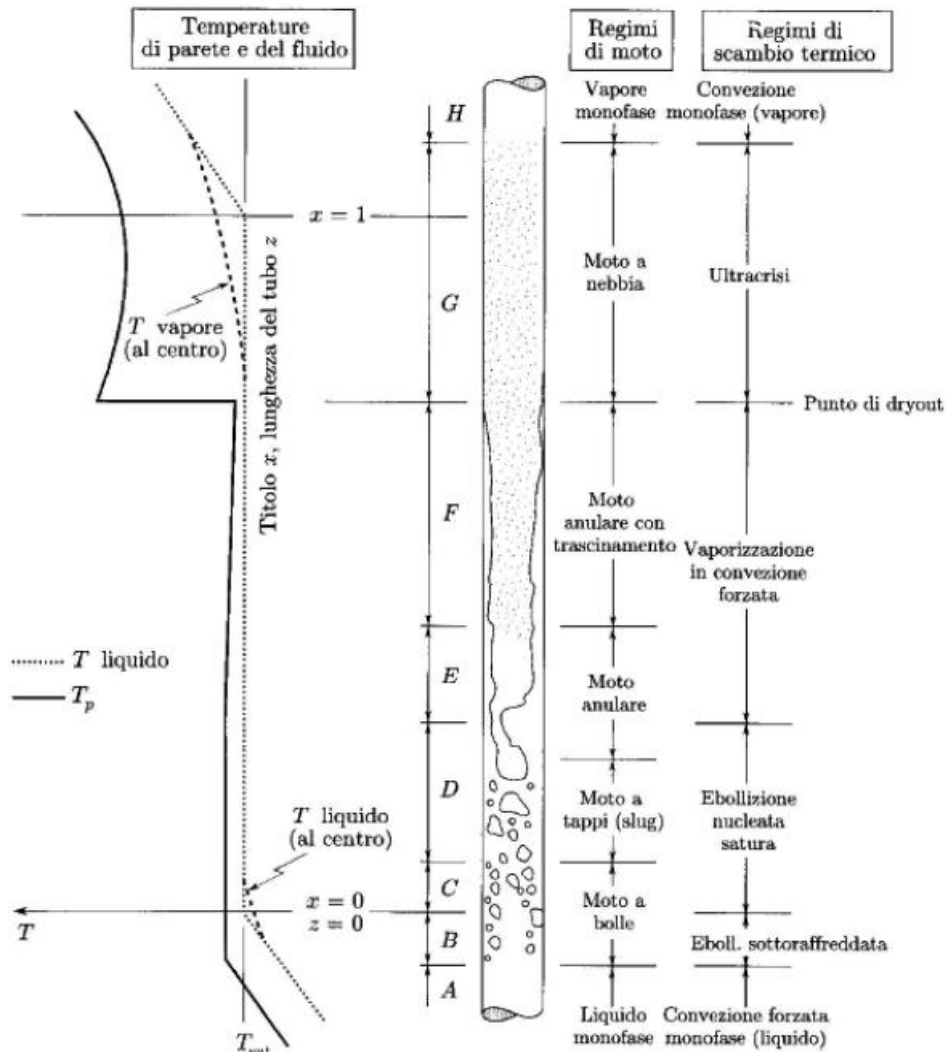


Figura 1.2: regimi di moto, regimi di scambio termico e andamenti della temperatura di parete e della temperatura del fluido lungo un tubo verticale, uniformemente riscaldato, alimentato con una portata di liquido puro sottoraffreddato costante [2].

Analizziamo ora il coefficiente di scambio termico HTC ("Heat Transfer Coefficient"): il suo andamento al variare dei regimi di moto che si formano all'interno del condotto nella vaporizzazione è mostrato in figura 1.3.

Nel primo tratto il meccanismo è di convezione forzata in fase liquida: la differenza di temperatura tra parete e fluido diminuisce ed essendo il flusso termico costante, il valore del coefficiente di scambio termico deve aumentare ($q = HTC * A * \Delta t$).

Nei regimi a bolle e a tappi in cui si instaura l'ebollizione nucleata, lo scambio termico è determinato dall'azione delle bolle e dal moto del liquido.

Durante il regime anulare, come già accennato, il film di liquido tende a ridurre il proprio spessore all'aumentare del titolo del vapore e si intensifica lo sforzo tangenziale che il vapore esercita sul film stesso.

Prende forma così un nuovo meccanismo di scambio termico ove il calore viene trasportato per convezione forzata nel film dalla parete fino all'interfaccia liquido-vapore dove avviene l'evaporazione: l'alta velocità e la forte turbolenza della parte centrale della corrente intensificano gli scambi termici convettivi. Diminuendo lo spessore del film, cala la sua resistenza termica e quindi il coefficiente di scambio termico aumenta, la temperatura di parete cala e la nucleazione viene disattivata.

In questo regime di deflusso il coefficiente di scambio termico aumenta fortemente e raggiunge il suo valore massimo ad un certo valore del titolo per poi diminuire bruscamente in corrispondenza del regime di transizione ("mist flow") verso il regime a nebbia.

Si tratta della crisi termica o "dryout": la parete non è più stabilmente a contatto con il liquido perchè tra loro si forma un film di vapore con bassa conducibilità termica che li separa e che isola termicamente la parete. Per questo motivo il valore del coefficiente di scambio termico si riduce drasticamente.

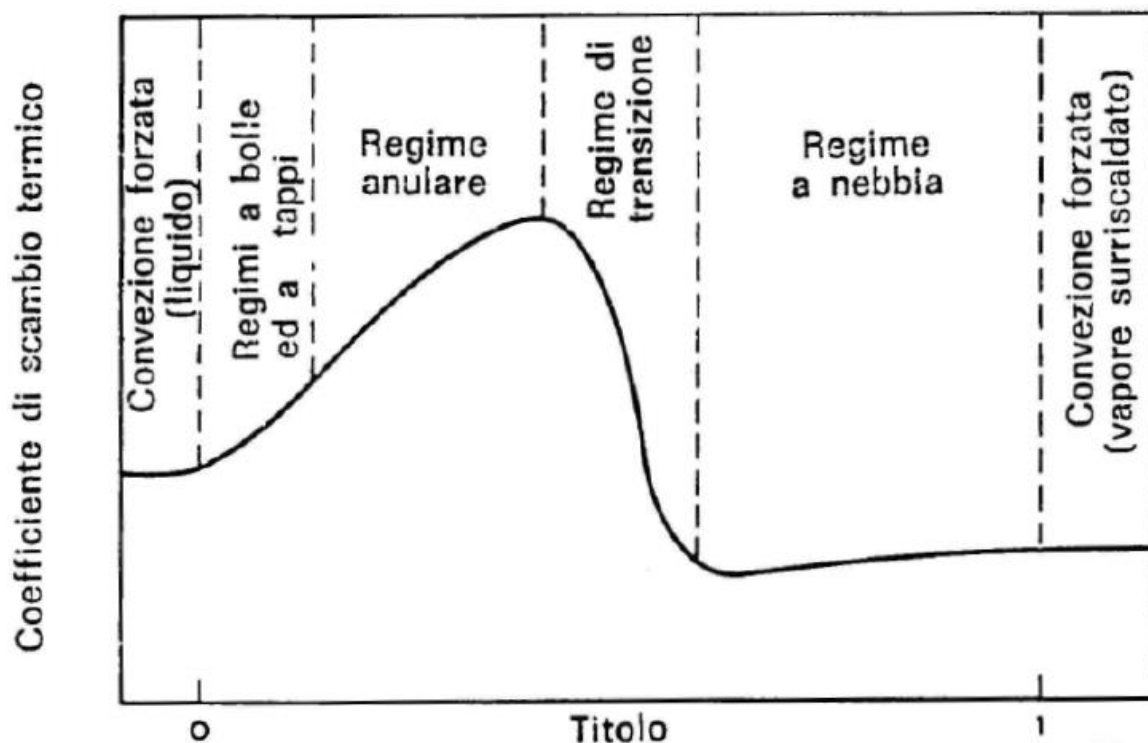


Figura 1.3 : andamento qualitativo del coefficiente di scambio termico nella vaporizzazione ai diversi regimi di moto al variare del titolo del vapore.

Perciò se il flusso termico specifico è costante, come nel caso del riscaldamento elettrico, e il coefficiente di scambio termico diminuisce, allora la temperatura di parete aumenta bruscamente e può diventare pericolosamente alta se si supera il punto di "dryout".

Il fenomeno del "dryout" dipende dal flusso termico specifico applicato, dalla pressione, dalla temperatura, dal titolo in ingresso, dalla portata, dalla geometria e dalle dimensioni della sezione del condotto.

Il "dryout" può avvenire sia nella regione a titolo di vapore medio-alto (regime anulare) che in quella a titolo di vapore basso.

Nel caso avvenga nella regione a titoli medio-alti, la crisi termica avviene quando la portata di liquido (film) che fluisce sulla superficie riscaldata va a zero.

Mentre nel caso avvenga a titoli bassi, sono state formulate delle ipotesi:

- si forma uno strato limite di bolle sulla parete che non permette al liquido di raggiungere la parete;
- a elevati flussi termici i siti di nucleazione si portano a temperature talmente alte durante la crescita della bolla che non vengono ribagnati dal liquido quando la bolla si stacca;
- a basse portate e in presenza di "slug flow" il film di liquido vaporizza dove è più sottile.

1.2 Vaporizzazione in tubo orizzontale

La differenza tra il deflusso in un tubo orizzontale e il deflusso in un tubo verticale è l'effetto che ha la forza di gravità sul fluido.

Nel deflusso in tubo verticale la forza di gravità agiva nella direzione dell'asse del condotto, non creando asimmetrie nel liquido. Mentre se il tubo è orizzontale, si formano delle asimmetrie perchè il liquido tende a scorrere nella parte inferiore del tubo e si possono creare dei tratti del tubo secchi lambiti dal vapore.

In caso di stratificazione in tubi disposti orizzontalmente le configurazioni del moto analizzate in precedenza cambiano, come viene mostrato in figura 1.4, e si riscontra che:

- Il coefficiente di scambio termico medio sul perimetro del tubo è più basso;
- ad alti titoli, con moto anulare, il film di liquido è più sottile nella parte superiore del tubo, quindi si prosciugherà prima dando luogo a un deflusso di vapore a contatto della parete superiore del tubo e restando liquido nella parte inferiore. Il vapore si potrà surriscaldare prima che tutto il liquido sia evaporato.

La differenza tra il deflusso in condotto verticale e orizzontale è tanto maggiore quanto più il diametro del tubo è grande, e la pressione e la portata sono basse. Quindi conviene utilizzare tubi di diametro piccolo e portate maggiori, tenendo sempre in considerazione le perdite di carico che ne conseguono.

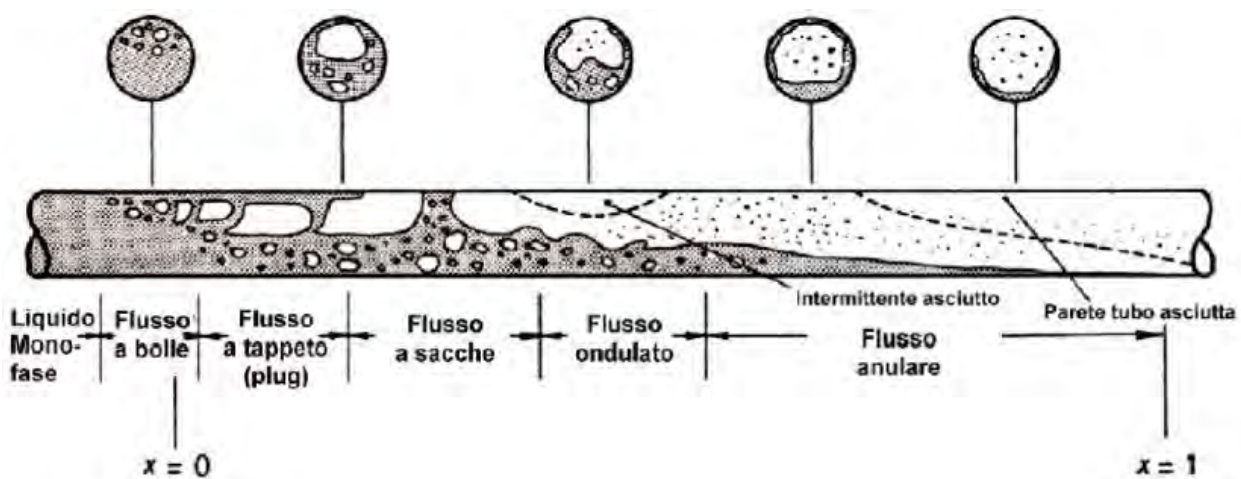


Figura 1.4: regimi di deflusso lungo un tubo disposto con asse orizzontale.

1.3 Miglioramento dello scambio termico

Negli ultimi trent'anni sono stati condotti molti studi per trovare dei metodi sempre più efficaci per innalzare e migliorare lo scambio termico.

La tendenza è quella di usare nei nuovi refrigeratori e nei sistemi per il condizionamento dell'aria tubi di rame con una parete sottile avente la superficie interna ricoperta da alette di dimensioni assai ridotte, i così detti tubi microaletti. I coefficienti di scambio termico di questi tubi sono maggiori del 50-200% rispetto a quelli che si ottengono con tubi lisci aventi le medesime dimensioni. Nonostante la presenza delle alette, la caduta di pressione in questi tubi aumenta solo del 10-40% [3].

La presenza delle microalette nei minitubi provoca l'aumento del valore del coefficiente di scambio termico per questi motivi:

- le alette causano un disturbo dello strato limite vicino alla superficie del tubo;
- in un flusso stratificato la parte bagnata della parete del tubo è maggiore;
- l'area superficiale di scambio è aumentata dalla presenza delle alette;
- la nucleazione di bolle può essere aumentata nelle zone tra le alette;
- ad alti valori del titolo dove il liquido è presente solo come goccioline nel flusso di vapore, la forma elicoidale delle alette forza un flusso rotativo, per cui le goccioline sono gettate sulla superficie del tubo, innalzando pertanto il titolo di inizio della crisi termica.

Sono state proposti numerosi metodi per incrementare lo scambio termico in ebollizione nucleata all'esterno di tubi (tubi a superficie estesa che utilizzano varie forme di alette).

Varie tipologie di superfici commerciali per incrementare lo scambio termico in ebollizione all'esterno di tubi a superficie estesa sono mostrate in figura 1.5.

Queste superfici presentano zone di nucleazione collegate tra di loro sotto la superficie esterna. Non ci sono punti di nucleazione singoli ma cavità tunnel: in essi il liquido che avanza si surriscalda e il vapore prodotto in un sito può attivare altri siti collegati dai tunnel capillari.

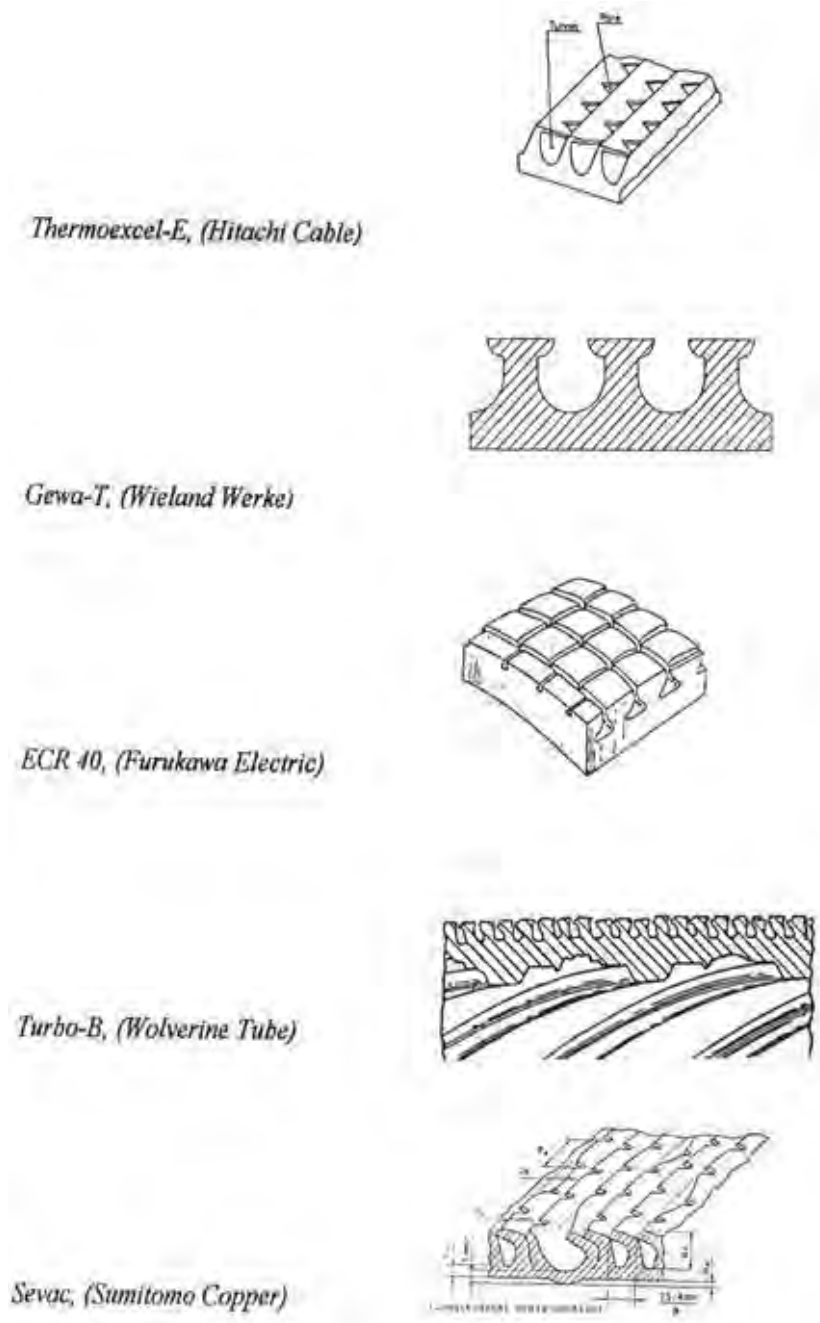


Figura 1.5: superfici commerciali per ebollizione [3].

Un altro tipo di superficie estesa per l'ebollizione nucleata è il tubo ricoperto da una sottile superficie porosa. Le superfici vengono prodotte applicando del materiale sulla superficie liscia: lo strato poroso è formato da legante, polvere metallica, polvere brasante, sinterizzati in forno. A partire da particelle aventi diametri diversi, si possono ottenere matrici con caratteristiche differenti. Con queste superfici con acqua a pressione atmosferica in ebollizione nucleata e flusso termico 40 kW m^{-2} si ottengono variazioni di temperatura $t_p - t_{sat} = 1^\circ\text{C}$, rispetto a $t_p - t_{sat} = 8^\circ\text{C}$ per tubo liscio [2].

L'innalzamento del coefficiente di scambio termico con l'utilizzo delle superfici porose può essere attribuito alle seguenti motivazioni:

- durante l'evaporazione, quando una bolla abbandona la superficie potrebbe essere rilasciato del vapore: tale vapore potrebbe fungere da "bolla-madre" per nuove bolle;
- in una struttura porosa la superficie bagnata è molto ampia.

Negli ultimi anni stanno prendendo piede dei nuovi materiali utilizzati per migliorare lo scambio termico: le schiume metalliche (figura 1.6).

Una schiuma è costituita di un materiale metallico che si ottiene dalla solidificazione di un metallo liquido. Essa ha al suo interno un notevole volume di vuoto.

Sono composte da una interconnessione di fibre di dimensioni e orientamento casuali, generando strutture a celle chiuse o a celle aperte. Le schiume a celle aperte si propongono come nuovi materiali adatti a incrementare il coefficiente di scambio termico durante la vaporizzazione in convezione forzata di un fluido che le attraversa.

Quando un fluido attraversa una schiuma metallica si verificano delle perdite di carico dipendenti dalla struttura della schiuma stessa.



Figura 1.6: schiume metalliche a celle aperte. Fonte <http://crsengine.com>

Capitolo 2

I fluidi refrigeranti

Un fluido refrigerante è utilizzato per trasferire calore in modo ottimale da una sorgente calda ad una fredda.

Il trasferimento di calore può avvenire mediante scambio di calore latente in evaporazione o condensazione e mediante scambio di calore sensibile con riscaldamento o raffreddamento.

Il gas refrigerante deve soddisfare una serie di requisiti che possono essere divisi in due gruppi:

- il refrigerante non dovrebbe essere pericoloso, infiammabile e non dovrebbe avere vie di fuga in caso di manutenzione dell'impianto;
- le proprietà chimiche, fisiche e termodinamiche del refrigerante devono essere adatte per il sistema e per le condizioni di lavoro (al minor costo).

I requisiti che deve possedere il gas refrigerante possono essere specificati come segue:

- Requisiti chimici: stabile (la caratteristica più importante nei sistemi di refrigerazione) e inerte (non deve reagire con ciò che lo circonda);
- Requisiti di benessere, sicurezza e rispetto ambientale: non tossico, non infiammabile, non inquinante l'atmosfera;
- Requisiti termici: temperatura critica, pressione critica e punto di ebollizione appropriati per l'applicazione, alto calore latente, bassa viscosità, alta conduttività termica;
- Requisiti generali: buone proprietà dielettriche, basso punto di congelamento, facile manutenzione, bassi costi del refrigerante.

É impossibile rispettare tutti i requisiti sopra citati per un fluido refrigerante. La caratteristica più importante nei sistemi di refrigerazione è che sia stabile chimicamente. Tutti gli altri criteri non hanno valore se il refrigerante si decompone o reagisce con i materiali usati nel sistema.

Il fluido refrigerante ideale dovrebbe essere totalmente stabile nel suo utilizzo all'interno del sistema ma facilmente decomponibile in atmosfera. Quando il refrigerante è emesso in atmosfera non dovrebbe essere così stabile da rimanere indefinitamente nell'atmosfera stessa.

Quindi un aspetto di primaria importanza è lo studio e la valutazione dell'impatto che questi refrigeranti hanno sull'ambiente.

I principali indici per la valutazione dei danni ambientali sono:

- "Ozone Depletion Potential" (ODP): indice utilizzato per quantificare la capacità distruttiva di ciascun fluido refrigerante nei riguardi dell'ozono calcolata rispetto ad una massa uguale di un fluido CFC, assunto quale riferimento, rilasciata nella bassa troposfera. Come valore di riferimento si è preso il triclorofluorometano R-11, al quale viene dato il valore di ODP di 1. L'ODP può assumere un valore compreso fra 0 e 1.
- "Global Warming Potential" (GWP): indica l'impatto del refrigerante sul riscaldamento dell'atmosfera, cioè quantifica l'effetto serra indotto. Questo valore rappresenta il rapporto fra il riscaldamento globale causato da una particolare sostanza in un determinato periodo di tempo ed il riscaldamento provocato da una stessa quantità di anidride carbonica. L'anidride carbonica ha un GWP di 1 ed è preso come valore di riferimento.
- "Halocarbon Global Warming Potential" (HGWP): e' un indice simile al GWP con la sola differenza che non utilizza CO₂ come parametro di riferimento ma l'R-11.

Il GWP e' un buon indicatore del riscaldamento globale ma non può essere ritenuto esauriente in quanto non tiene conto dell'impatto che il sistema di refrigerazione ha sull'ambiente nel suo complesso, pertanto l'AFEAS ("Alternative Fluorocarbon Environmental Acceptability Study") ha studiato un nuovo indice che tiene conto anche di questi fattori: il TEWI ("Total Equivalent Warming Impact"), indice rappresentativo dell'effetto serra prodotto da un impianto durante la propria vita.

Esso corrisponde alla somma di due fattori, uno diretto e uno indiretto: il DGW ("Direct Global Warming"), che indica l'effetto serra prodotto dalla dispersione in atmosfera dei gas serra (refrigerante dei gruppi frigoriferi o metano delle caldaie), e l'IGW ("Indirect Global Warming") che tiene conto delle emissioni di anidride carbonica connesse alla produzione dell'energia elettrica necessaria a far funzionare l'impianto.

La formula che esprime l'indice TEWI è la seguente:

$$TEWI = DGW + IGW = (M * GWP) + [n (k * E + x * G)]$$

M indica la perdita di gas serra (in kg) nel corso della vita utile dell'impianto ed in fase di smantellamento, GWP è il potenziale di effetto serra delle sostanze perse dall'impianto, k indica i chilogrammi di anidride carbonica emessi per produrre 1 kWh elettrico, E è l'energia elettrica consumata in un anno dall'impianto, x specifica i chilogrammi di anidride carbonica emessi bruciando 1 m³ di metano, G indica i m³ di metano bruciati annualmente dall'impianto e n è il numero di anni di funzionamento dell'impianto.

2.1 Il fluido refrigerante R1234ze(E)

Il fluido refrigerante che è stato utilizzato nel presente lavoro di tesi è R1234ze(E), un fluido appartenente alla famiglia degli HFO (Hydro-Fluoro-Olefin o idrofluoroolefine). R1234ze(E) è un fluido refrigerante di quarta generazione che viene impiegato in sostituzione dell'R134a (un fluido refrigerante sintetico puro appartenente alla categoria degli HFC, Hydro-Fluoro-Carbon o idrofluorocarburi) perchè caratterizzato da GWP = 1300 e ODP = 0.

In tabella 2.1 vengono riportate le caratteristiche del fluido R1234ze(E) e in figura 2.1 viene riportato il suo diagramma pressione-entalpia (p-h). Quest'ultimo grafico è quello più utilizzato per caratterizzare il comportamento del fluido. Infatti per una certa pressione si può capire entro quali valori di entalpia il fluido si troverà nella regione al di sotto della curva a "campana", regione in cui liquido e vapore coesistono (condizioni di saturazione).

nome chimico	1,3,3,3 Tetrafluoropropene
formula molecolare	$C_3H_2F_4$
massa molare	$114,04 \text{ g mol}^{-1}$
temperatura critica	$109,37^\circ\text{C}$
pressione critica	36,363 bar
pressione ridotta a 30°C	0,1591
temperatura del punto triplo	$-104,53^\circ\text{C}$
calore latente di vaporizzazione a 30°C	$162,902 \text{ kJ kg}^{-1}$
densità del liquido a 30°C	$1146,3 \text{ kg m}^{-3}$
densità del vapore a 30°C	$30,564 \text{ kg m}^{-3}$
conducibilità termica del liquido a 30°C	$72,675 * 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
conducibilità termica del vapore a 30°C	$14,056 * 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
viscosità del liquido a 30°C	$188 * 10^{-6} \text{ Pa s}$
viscosità del vapore a 30°C	$12,458 * 10^{-6} \text{ Pa s}$
tensione superficiale a 30°C	$8,2099 * 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$
Aspetto	Incolore
ODP	0
GWP	<1

Tabella 2.1: caratteristiche del fluido refrigerante R1234ze(E).

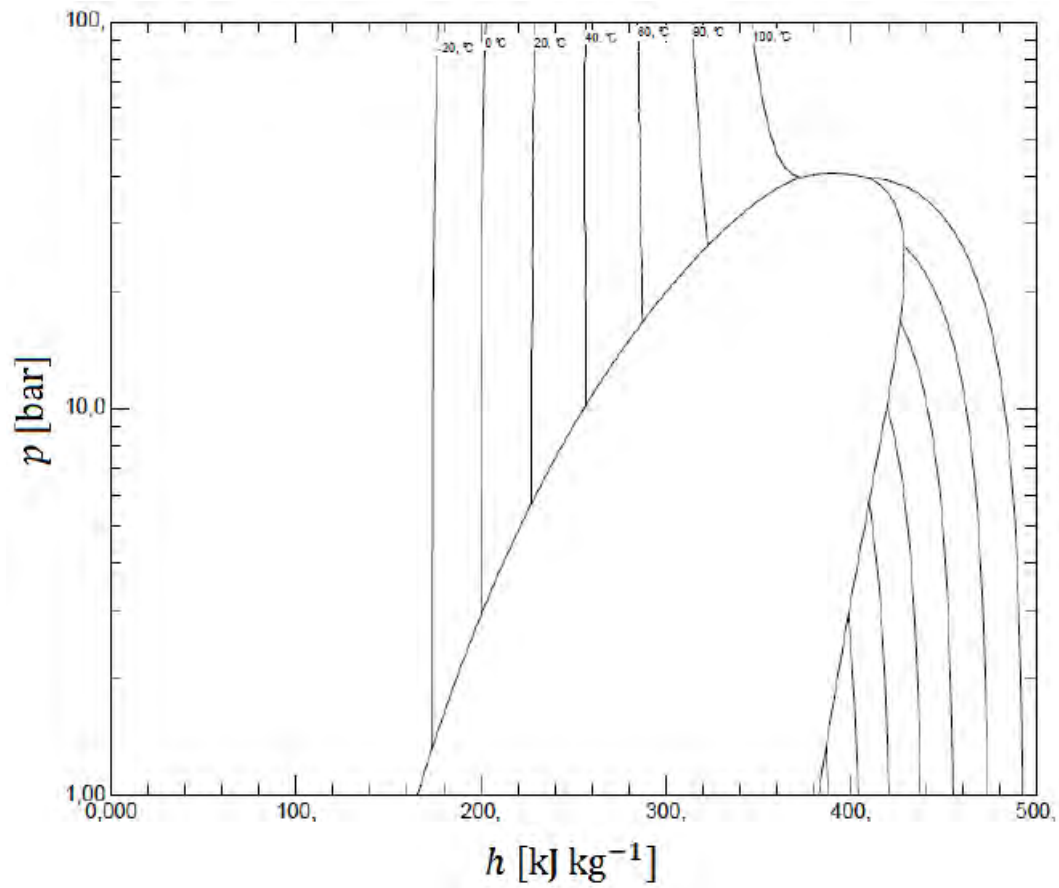


Figura 2.1: diagramma pressione-entalpia p - h del fluido refrigerante R1234ze(E).

Capitolo 3

Impianto sperimentale

In questo capitolo viene descritto l'impianto utilizzato per le prove sperimentali realizzato per studiare il processo di vaporizzazione di un fluido refrigerante all'interno di superfici microstrutturate.

Vengono presentate le caratteristiche della sezione sperimentale, gli strumenti di misura e i sistemi di acquisizione dati utilizzati.

La descrizione dettagliata dell'impianto è stata presentata nella tesi di Salvatore [4].

3.1 L'impianto

Lo schema dell'impianto è rappresentato in figura 3.1.

Si può notare come esso sia costituito da quattro circuiti idraulici: il circuito principale, in cui circola il fluido refrigerante, e tre circuiti secondari nei quali circola acqua a diverse temperature per regolare i parametri del circuito principale e far funzionare correttamente l'impianto nel suo complesso.

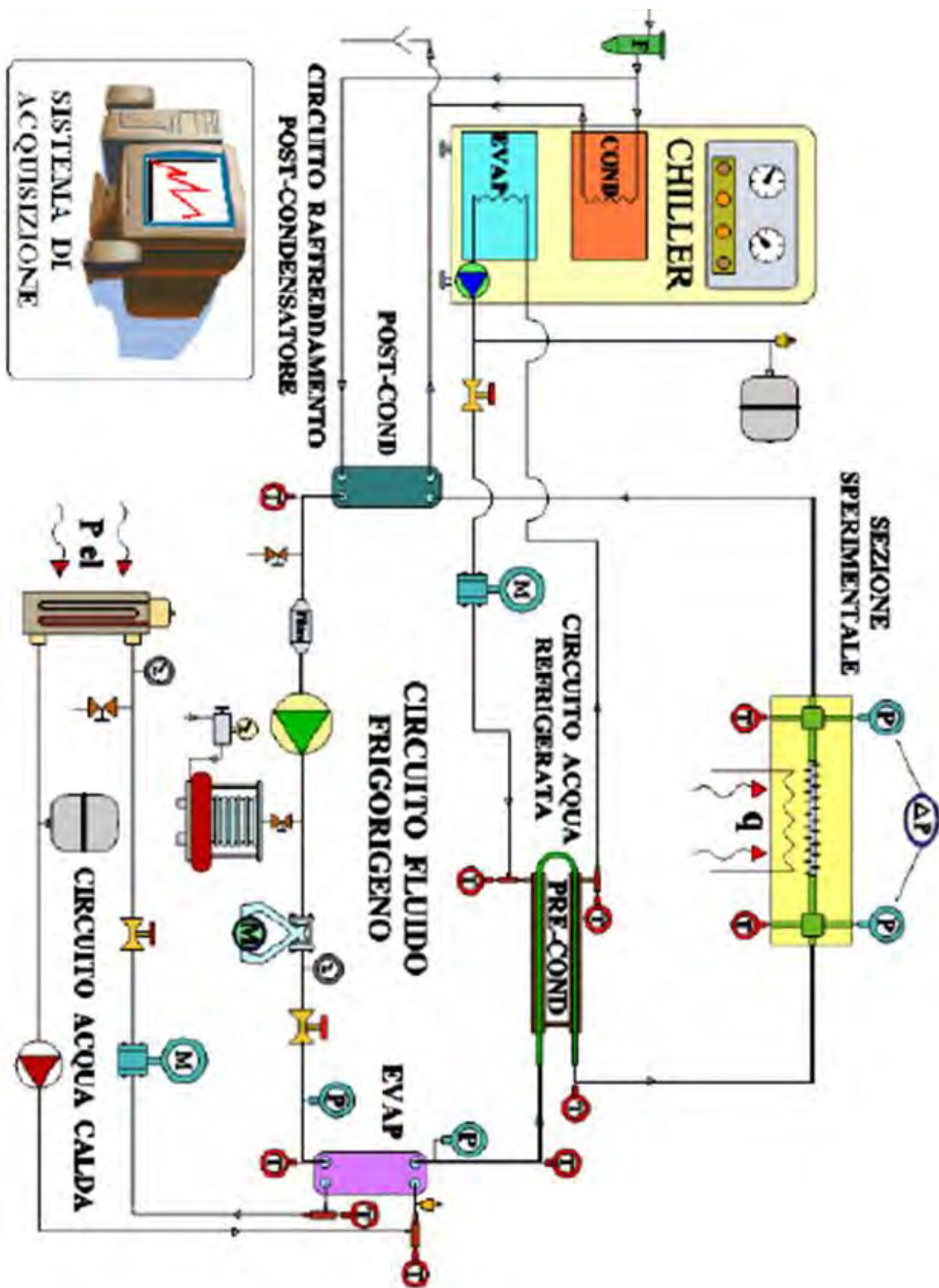


Figura 3.1: rappresentazione schematica dell'impianto sperimentale. Fonte: Salvatore [4].

3.1.1 Il circuito primario

Il circuito primario nel quale circola il fluido refrigerante è mostrato in figura 3.2 e 3.3.

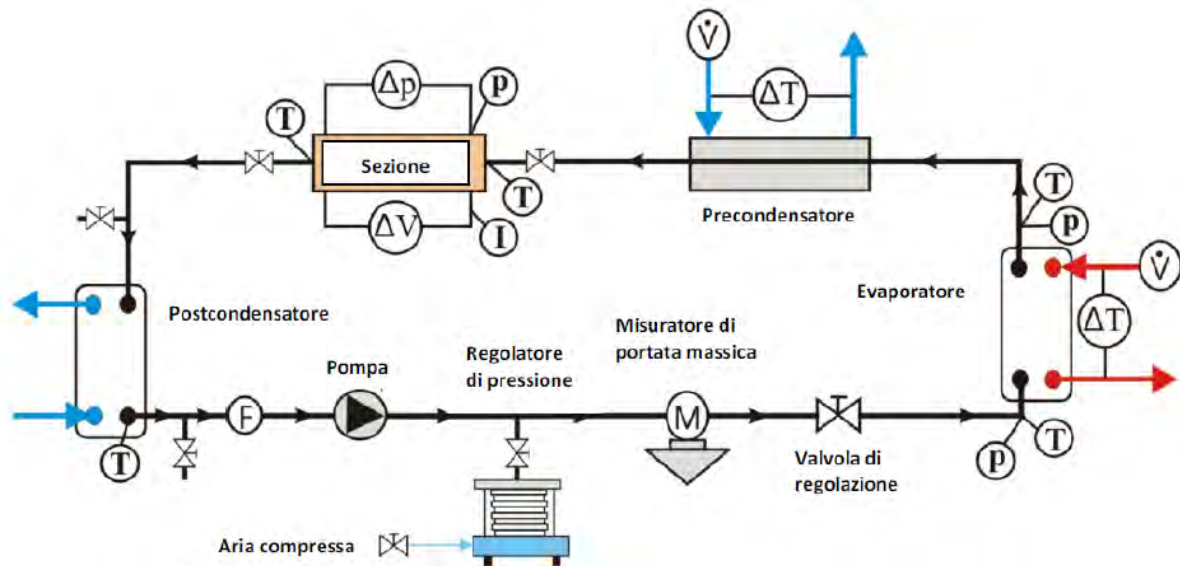


Figura 3.2: rappresentazione schematica del circuito primario del fluido refrigerante. Fonte: Salvatore [4].

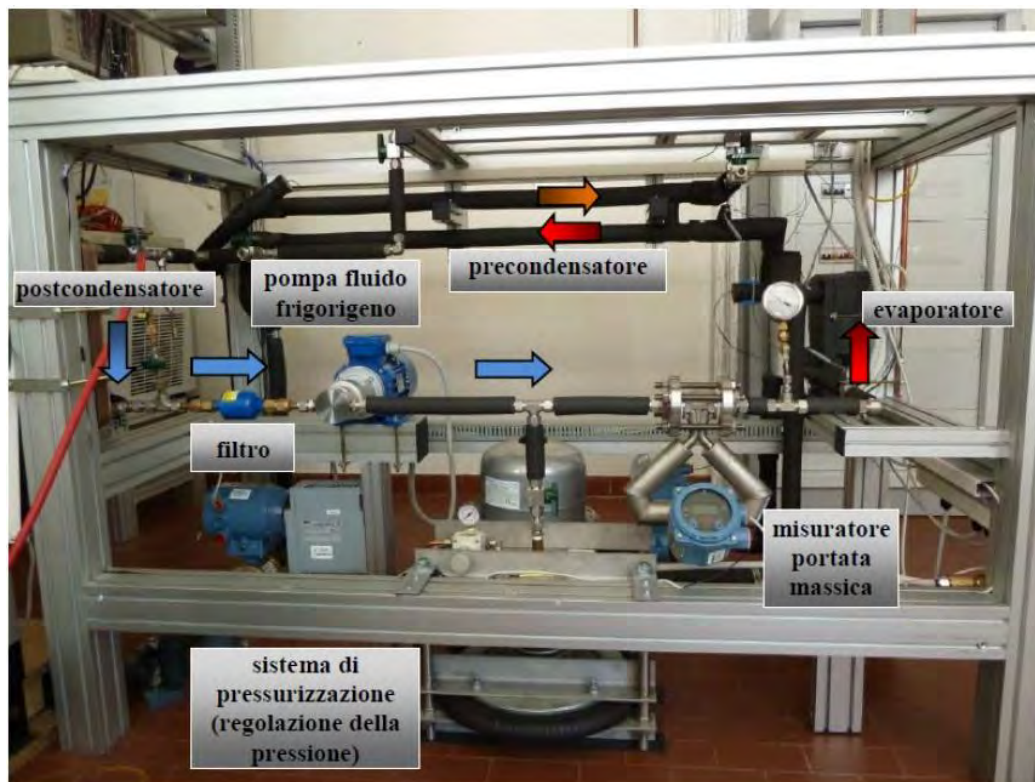


Figura 3.3: circuito primario del fluido refrigerante. Fonte: Salvatore [4].

È un circuito chiuso e il fluido percorre nell'ordine: filtro, pompa di circolazione, sistema di regolazione della pressione del fluido, misuratore di portata massica, valvola di regolazione della portata, evaporatore, precondensatore, sezione sperimentale e postcondensatore.

Il filtro è un filtro disidratatore che consente di bloccare eventuali impurità presenti nei condotti e umidità residua.

La pompa di circolazione garantisce la circolazione del fluido frigorifero.

Il fluido frigorifero all'uscita del postcondensatore è nello stato di liquido sottoraffreddato, passa attraverso il filtro e poi viene aspirato e rimesso in circolazione dalla pompa.

La pompa ha la funzione di vincere le perdite di carico a cui è soggetto il fluido mentre circola nel circuito, le perdite di carico dipendono dalla portata di refrigerante.

La pompa è del tipo a ingranaggi magnetici, non necessita di lubrificazione, è del tipo "oil free", per evitare particelle di olio all'interno dell'impianto, essa è collegata ad un motore trifase a quattro poli che a sua volta è collegato ad un inverter, così da poterne regolare la velocità di rotazione (velocità massima di rotazione $1400 \text{ giri min}^{-1}$ a 50 Hz), quindi si riesce a regolare la portata agendo sul numero di giri della pompa, oltre che con la valvola di regolazione.

Il sistema di regolazione della pressione del fluido è mostrato in figura 3.4.

Esso stabilizza la pressione all'interno del circuito principale al valore desiderato ed è collegato alla rete dell'aria compressa del laboratorio. L'aria compressa fluisce all'interno della camera d'aria in gomma attraverso il regolatore di pressione e con essa si applica pressione al fluido frigorifero circolante nel circuito. Per amplificare la pressione presente nella camera d'aria in gomma si utilizza un soffiello metallico avente due aree di superfici diverse tra loro: la più grande è a contatto con il fluido lato aria, la più piccola è a contatto con il fluido frigorifero.

Mediante il soffiello i due fluidi rimangono separati.

È inoltre possibile mantenere costante il livello di pressione desiderata tramite uno sfiato in atmosfera che è anche utilizzato al termine delle prove sperimentali per togliere l'aria dalla camera di gomma.

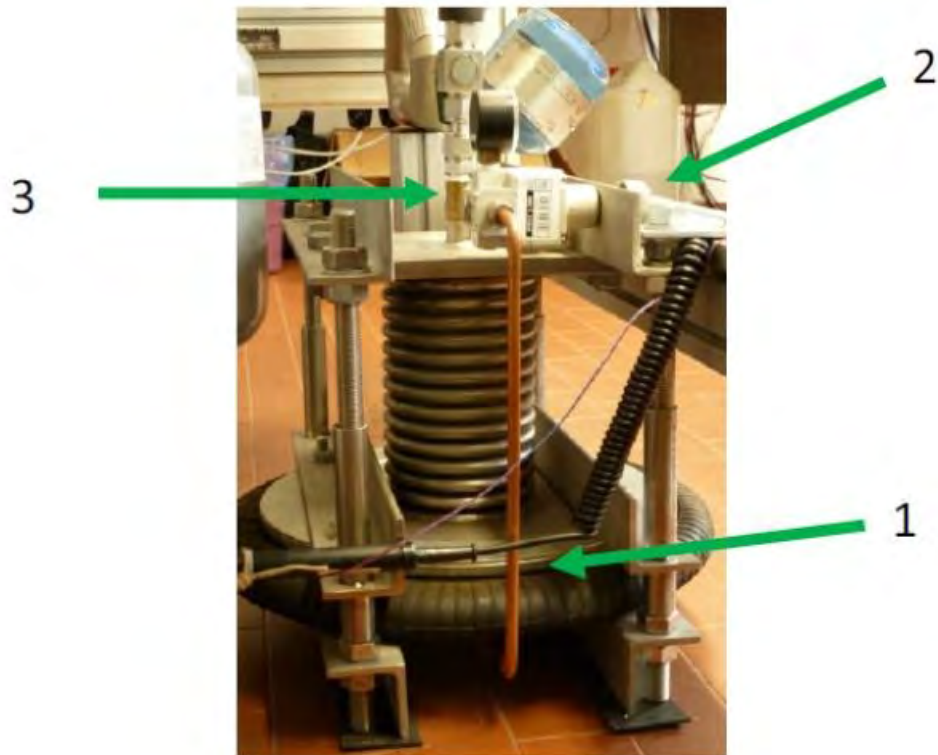


Figura 3.4: Dispositivo di regolazione della pressione. Sono visibili la camera d'aria (1), il regolatore di pressione (2), il soffiello metallico (3). Fonte: foto scattata in laboratorio.

Dopo il sistema di regolazione della pressione, il fluido frigorifero passa attraverso un misuratore di portata massica ad effetto Coriolis, mostrato in figura 3.5.

Questo strumento rileva la portata massica di fluido refrigerante circolante.

Tale dispositivo sfrutta l'effetto Coriolis indotto riproducendo le condizioni di moto relativo, generato applicando delle vibrazioni alla tubazione. Si utilizza l'effetto che le vibrazioni hanno sull'inerzia del fluido per determinarne la portata di massa (la forza di Coriolis che si genera risulta proporzionale alla portata di massa di fluido refrigerante che scorre all'interno del condotto).

Il percorso del fluido continua e attraversa la valvola di regolazione in acciaio inox (pressione massima di esercizio 200 bar).



Figura 3.5: *misuratore di portata massica ad effetto Coriolis. Fonte: foto scattata in laboratorio.*

Poi passa attraverso l'evaporatore, al cui interno il fluido refrigerante viene portato allo stato di vapore surriscaldato (da liquido sottoraffreddato) utilizzando un circuito secondario con acqua calda. L'evaporatore è uno scambiatore a piastre realizzato per ottenere uno scambio in controcorrente tra i due fluidi. L'acqua viene riscaldata e mantenuta alla temperatura voluta mediante un boiler elettrico.

Successivamente il vapore di fluido frigorifero entra nel precondensatore, uno scambiatore di calore tubo in tubo: il fluido refrigerante scorre all'interno, mentre nel tubo esterno fluisce acqua. Il fluido refrigerante condensa parzialmente o totalmente, cedendo calore all'acqua che fluisce nel circuito secondario. Si condensa parzialmente o totalmente a seconda della potenza termica che si fornisce allo scambiatore attraverso l'acqua proveniente dal chiller.

Il titolo di vapore del fluido all'uscita del precondensatore coincide con il titolo di vapore del fluido all'ingresso della sezione sperimentale. Quindi così facendo, controllando portata e temperatura dell'acqua in ingresso al precondensatore, è possibile controllare il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale.

Mentre attraversa la sezione sperimentale, il fluido refrigerante assorbe la potenza termica dissipata per effetto Joule dalla resistenza elettrica. Tale flusso termico porta alla vaporizzazione

parziale o completa del fluido refrigerante. La resistenza elettrica è alimentata da un generatore di potenza (potenza massima erogabile: 900 W).

Lungo la sezione sperimentale sono installate quindici termocoppie per misurare le temperature della parete della sezione e due misuratori di pressione, uno per misurare le perdite di carico e l'altro per la misura della pressione assoluta all'ingresso della sezione.

Uscito dalla sezione sperimentale, il fluido refrigerante attraversa il postcondensatore, uno scambiatore a piastre, in cui condensa completamente e viene sottoraffreddato grazie al flusso termico ceduto dall'acqua di pozzo, che fluisce attraverso lo scambiatore nel circuito secondario, in controcorrente rispetto al fluido refrigerante. Nel precondensatore veniva utilizzata acqua proveniente dal chiller, qui invece viene impiegata acqua di pozzo che si trova a una temperatura variabile tra 15°C e 18°C, temperature sufficienti a condensare completamente il fluido frigorifero e a sottoraffreddarlo.

Il postcondensatore serve per far funzionare la pompa nelle migliori condizioni, essa infatti potrebbe danneggiarsi se dovesse aspirare fluido refrigerante in fase vapore.

La pompa assorbe il fluido refrigerante in uscita dal precondensatore e il ciclo ricomincia.

3.1.2 Il circuito secondario dell'acqua calda

Il circuito secondario dell'acqua calda mostrato in figura 3.6 serve a riscaldare l'acqua da inviare all'evaporatore, per vaporizzare e surriscaldare il fluido frigorifero.

Il circuito è costituito da un boiler elettrico, una pompa multistadio, un misuratore di portata elettromagnetico, una valvola di regolazione, un manometro per controllare la pressione dell'acqua e un vaso di espansione.

L'acqua viene riscaldata con un boiler elettrico di potenza nominale massima di 5 kW. Per controllare la temperatura dell'acqua del boiler si utilizza un termostato di regolazione.

Una pompa multistadio con velocità di rotazione 2800 giri min^{-1} e portata massima 98 l min^{-1} garantisce la circolazione dell'acqua vincendo le perdite di carico.

Il vaso di espansione serve a compensare la dilatazione dell'acqua del circuito causato dall'aumento di temperatura e a mantenere in pressione il circuito.

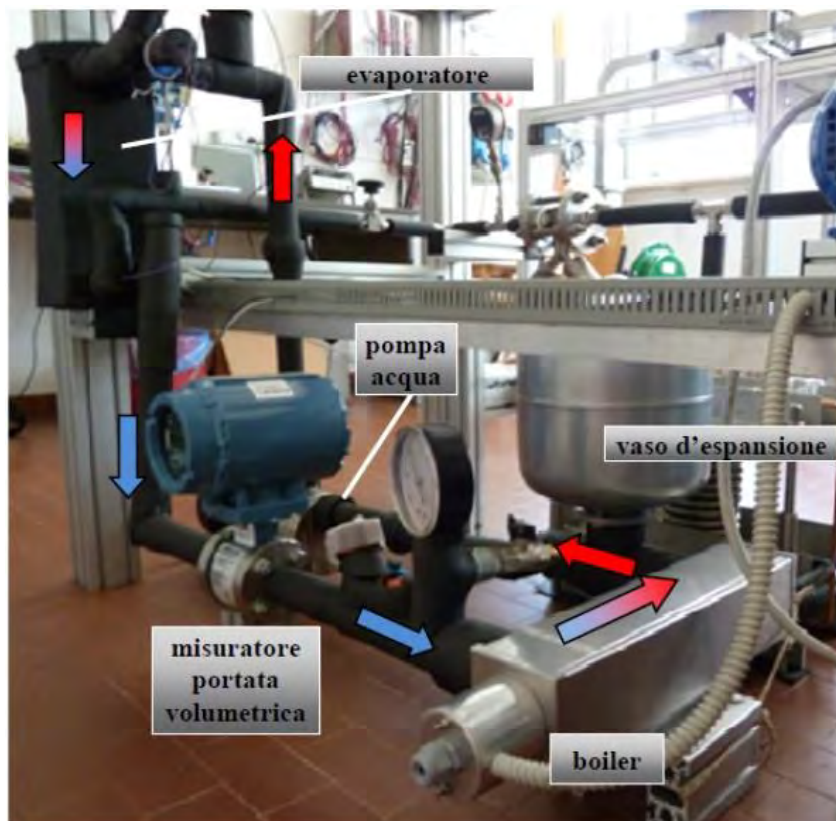


Figura 3.6: circuito secondario dell'acqua calda. Fonte: Salvatore [4].

3.1.3 Il circuito secondario dell'acqua fredda del precondensatore

Nel precondensatore (scambiatore di calore tubo in tubo mostrato in figura 3.7) il fluido frigorifero circolante nel circuito primario condensa scambiando calore con l'acqua fredda inviata dal circuito secondario. Condenserà parzialmente o totalmente a seconda della temperatura e della portata dell'acqua fredda che viene inviata dal chiller. La temperatura minima di uscita dell'acqua dal chiller è di 5°C con oscillazioni di $\pm 0.1^\circ\text{C}$. All'interno del chiller vi è una pompa che invia l'acqua fredda al circuito. L'acqua passa attraverso una valvola di regolazione della portata, un misuratore di portata elettromagnetico e poi ritorna al chiller e il circolo ricomincia.

Il circuito secondario dell'acqua fredda è mostrato in figura 3.8.



Figura 3.7: scambiatore di calore di tipo tubo in tubo. Fonte: Salvatore [4].



Figura 3.8: il circuito secondario dell'acqua fredda: il precondensatore. Fonte: Salvatore [4].

3.1.4 Il circuito secondario dell'acqua fredda del postcondensatore

La funzione del postcondensatore (mostrato in figura 3.9) è di sottrarre calore al fluido frigorifero uscito dalla sezione sperimentale fino a farlo condensare completamente e di sottoraffreddarlo.

Il circuito dell'acqua fredda viene alimentato da acqua di pozzo che si trova ad una temperatura tra 15 - 18°C.



Figura 3.9: il circuito secondario dell'acqua fredda: il postcondensatore. Fonte: Salvatore [4].

3.2 Sezione sperimentale

La sezione sperimentale è costituita da un tubo microaletato con le dimensioni riportate di seguito:

- materiale: rame
- diametro interno all'apice dell'aletta, d_{in} : 2.4 mm
- spessore tubo s : 0.18 mm
- altezza aletta, e : 0.12 mm
- angolo all'apice dell'aletta, α : 43°
- angolo d'elica, β : 7°
- numero di alette, n_s : 40
- lunghezza del tubo, L : 225 mm

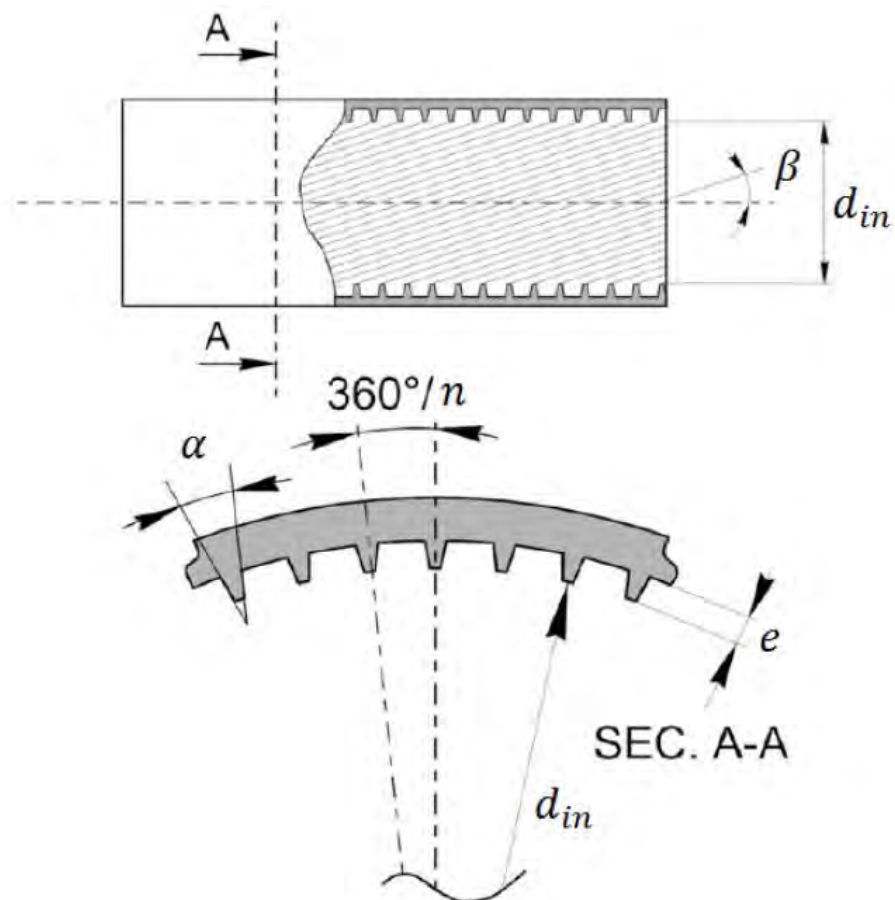


Figura 3.10: parametri geometrici caratteristici di un tubo micro alettato. Immagine tratta da Cavallini et al. [5].

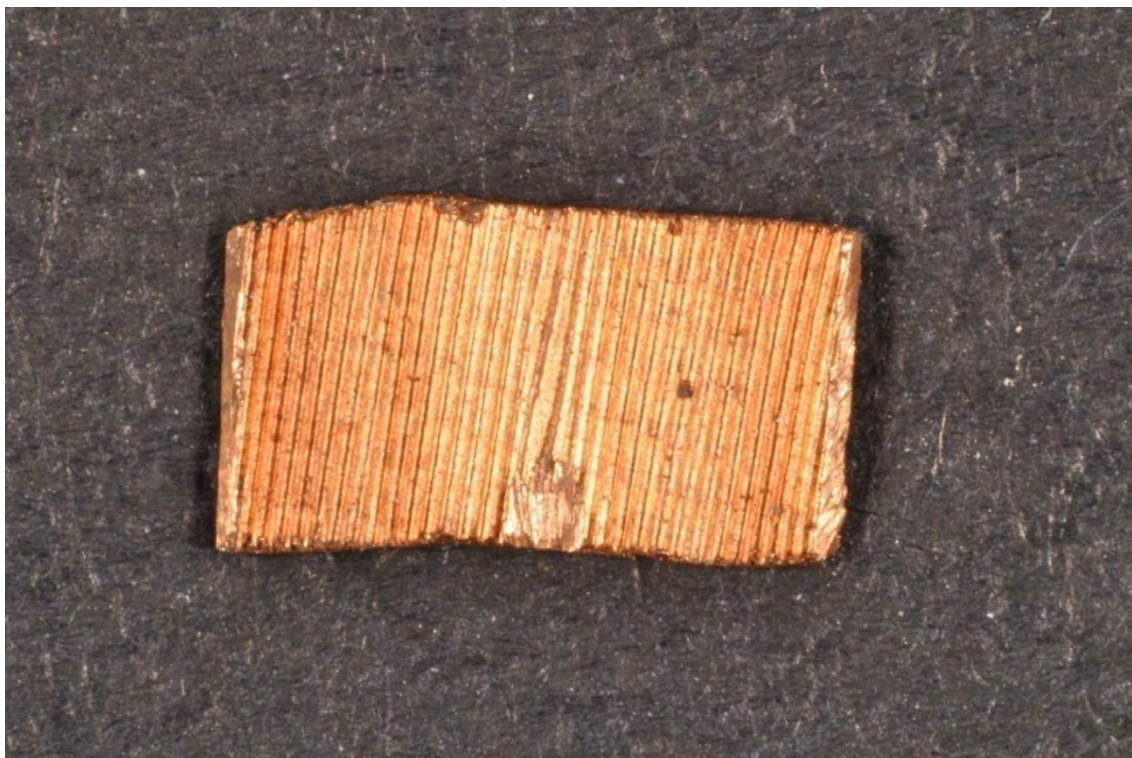


Figura 3.11: struttura interna del tubo microaletato. [foto scattata in laboratorio].

I tubi microaletati aumentano il coefficiente di scambio termico sia in evaporazione sia in condensazione senza introdurre eccessive perdite di carico. Per questo motivo sono molto utilizzati nell'industria del condizionamento e della refrigerazione. L'aumento della superficie di scambio permette di costruire scambiatori molto compatti, riducendo i volumi e di conseguenza anche i costi.

Si è studiato come i parametri del tubo quali diametro interno, diametro esterno, lunghezza e angoli d'elica e all'apice, numero e dimensioni delle alette influenzino lo scambio termico. Su questo tema sono stati scritti numerosi articoli e svolte analisi: Colombo et al. [6], Eckels e Pate [7], Oh e Bergles [8], Rollmann et al. [9] e Yasuda et al. [10].

Il raccoglimento dei risultati degli esperimenti svolti sull'argomento sono di fondamentale importanza per migliorare la conoscenza e la capacità di governare tali fenomeni e rifinire i modelli che sono in uso attualmente.

Il tubo microaletato sperimentato in questo lavoro di tesi è mostrato nelle figure 3.12, 3.13 e 3.14.

È contenuto all'interno di una cava ricavata in una piastra di rame, lunga 225 mm, larga 10 mm e spessa 20 mm, che funge da riscaldatore; il collegamento tra la piastra e il tubo è stato realizzato mediante saldatura. Sulla piastra è stata inoltre ricavata, in corrispondenza della superficie

inferiore, una seconda 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 termorestringente, 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 garantire un buon contatto termico, quindi sono stati posti il filo ed infine una piastrina in alluminio, incollata alla piastra in rame con una resina epossidica.

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 quindici fori equidistanti: 8 da un lato, 7 dall'altro, a distanza di 1 mm dalla superficie inferiore del tubo micro alettato, separati 15 mm l'uno dall'altro, per l'alloggiamento delle termocoppie di tipo T (rame-costantana), che consentono di monitorare le temperature di parete.

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

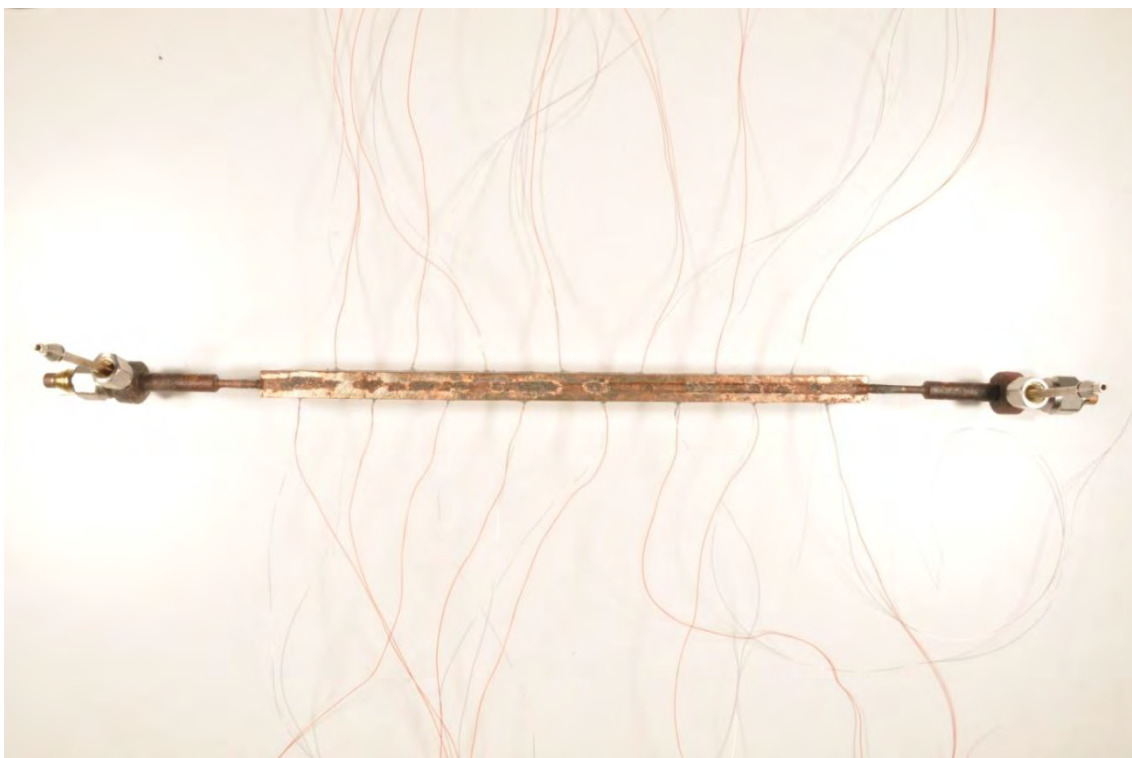


Figura 3.12: immagine dall'alto della sezione sperimentale con termocoppie inserite. [foto scattata in laboratorio].

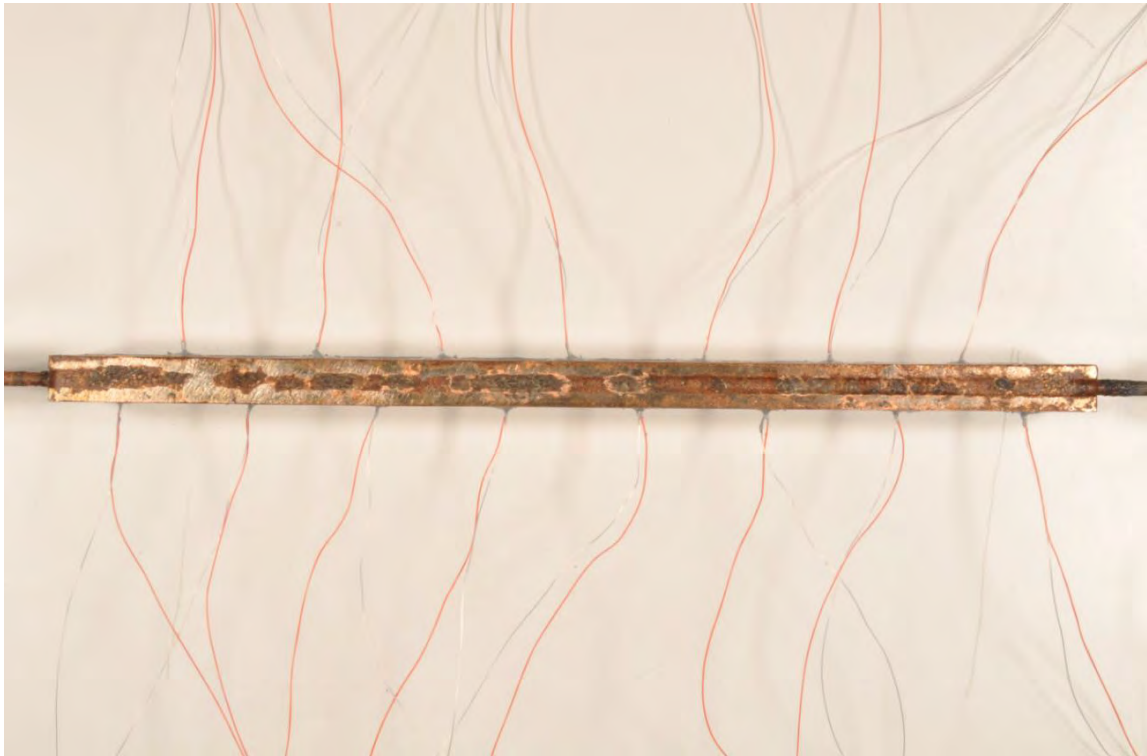


Figura 3.13: immagine dall'alto della sezione sperimentale più nel dettaglio, con termocoppie inserite. [foto scattata in laboratorio].

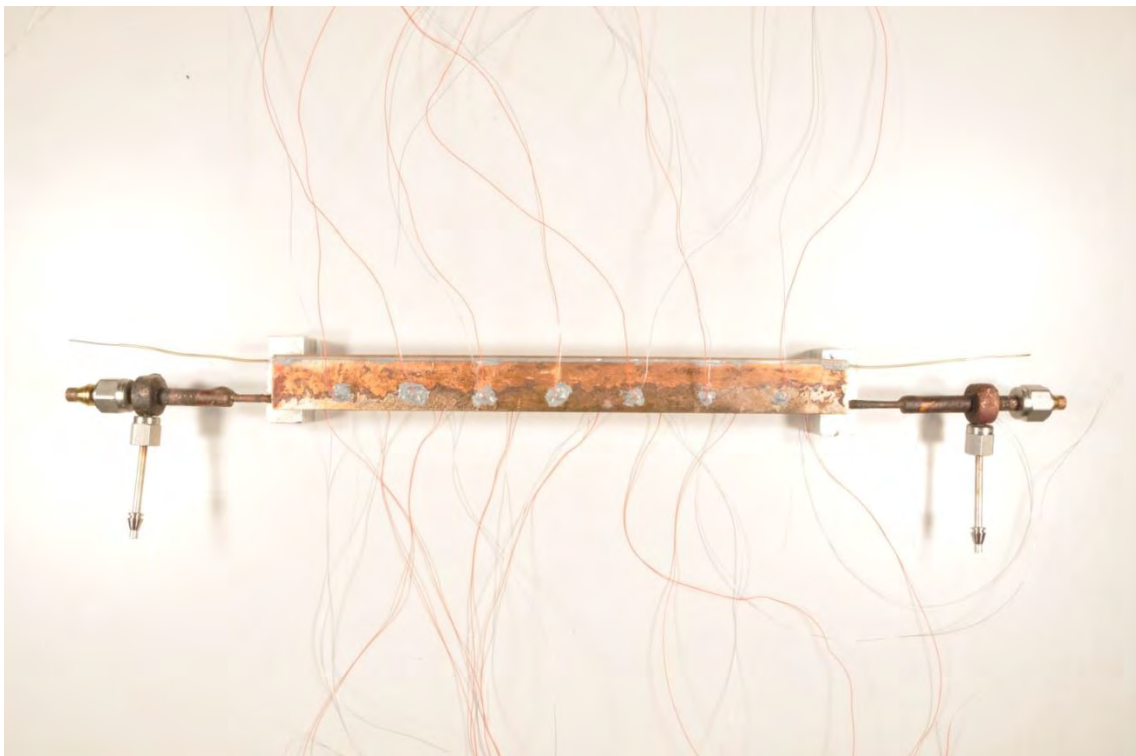


Figura 3.14: immagine della sezione sperimentale, con termocoppie inserite. [foto scattata in laboratorio].

3.3 Gli strumenti di misura

Gli strumenti di misurazione presenti nell'impianto per determinare le caratteristiche del fluido refrigerante che circola nel circuito primario e l'acqua circolante nel circuito secondario sono: termocoppie, termopile, misuratori di pressione assoluta e differenziale, misuratori di portata massica e volumetrica.

Le temperature misurate lato refrigerante sono le temperature all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore e del precondensatore, uscita del postcondensatore, ingresso della sezione sperimentale.

Le temperature misurate lato acqua sono le temperature all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore e del precondensatore.

Le termopile misurano una differenza di temperatura: nel circuito ne viene utilizzata una per misurare la variazione di temperatura tra ingresso e uscita dall'evaporatore lato acqua e una tra ingresso e uscita dal precondensatore lato acqua.

Per la rilevazione delle temperature lato refrigerante vengono utilizzate le termocoppie.

Vengono utilizzati tre misuratori di pressione assoluti relativi al refrigerante: due di essi sono posti in corrispondenza dell'ingresso e dell'uscita dell'evaporatore lato refrigerante, mentre il terzo è collocato all'ingresso della sezione sperimentale.

Viene utilizzato un misuratore di pressione differenziale posto tra ingresso e uscita della sezione sperimentale con lo scopo di misurare le perdite di carico del fluido frigorifero mentre la attraversa.

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

Vengono utilizzati due misuratori di portata volumetrica: uno per misurare la portata d'acqua che circola nel circuito secondario dell'evaporatore e uno per misurare la portata d'acqua nel circuito secondario del precondensatore.

In tabella 3.1 vengono elencati gli strumenti sopra citati con le rispettive incertezze.

Strumento	Incertezza
Termocoppie tipo T	$\pm 0,05$ K
Termopile tipo T	$\pm 0,03$ 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

Tabella 3.1: caratteristiche degli strumenti di misura.

Gli strumenti di misurazione inviano dei segnali di tensione o corrente al sistema di acquisizione, il quale trasforma tali segnali in grandezze fisiche. Tali valori vengono visualizzati sul monitor del computer: utilizzando l'interfaccia LabVIEW [11] vengono mostrati sul video e registrati l'andamento nel tempo delle grandezze fisiche di interesse.

3.4 Il sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione utilizzato è uno chassis (NI cDAQ-9178) mostrato in figura 3.15.



Figura 3.15: NI cDAQ-9178: chassis del sistema di acquisizione. Si notano gli slot per i moduli, l'ingresso per l'alimentazione e la porta di comunicazione USB a cui verrà collegato il computer.

In tale sistema possono essere inseriti fino a otto moduli di diverso tipo, a seconda degli input che si richiedono. Nel nostro caso ne sono stati utilizzati sette: cinque del tipo NI 9213 (figura 3.16a), uno del tipo NI 9208 (figura 3.16b) ed uno del tipo NI 9219 (figura 3.16c).



Figura 3.16: moduli di acquisizione dati: NI 9213 (a), NI 9208 (b), NI 9219 (c).

La serie NI 9213 dispone di 16 canali d'ingresso per le termocoppie. In ogni canale confluiscono due fili, uno proveniente dalla termocoppia e trasporta il segnale della grandezza fisica misurata e l'altro collegato all' "Ice Point Reference" (modello KAYE K170) il quale permette di stabilire 0°C come valore di riferimento per la misurazione delle temperature. Il segnale di input è una tensione. Il modulo NI 9213 prevede una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che arriva a 1200 campioni al secondo e un range di funzionamento compreso tra ± 78.125 mV.

Il modulo NI 9208 ha 16 canali d'ingresso e il segnale di input è un valore di corrente. A questo modulo sono collegati i misuratori di portata e di pressione. Tale modulo ha una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che arriva a 500 campioni al secondo e un range di funzionamento compreso tra ± 22 mV.

Il modulo NI 9219 ha 4 canali d'ingresso e il segnale di input può essere o un valore di tensione o un valore di corrente. Ad esso sono collegati i cavi di alimentazione della resistenza scaldante della sezione sperimentale. Tale modulo ha una risoluzione di 24 bit, una frequenza di campionamento che arriva a 50 campioni al secondo e un range di funzionamento che dipende dal tipo di segnale che si vuole acquisire.

Capitolo 4

Regressione dei dati sperimentali

In questo capitolo verranno riportate le procedure di calcolo che hanno permesso di calcolare i risultati sperimentali e i valori delle incertezze ad essi associati a partire dai dati raccolti durante la campagna di misura.

4.1 Prove di dispersione

La potenza termica dissipata per effetto Joule dalla resistenza scaldante si determina con la relazione 4.1:

$$P_{el} = \Delta V * I \quad (4.1)$$

dove ΔV è la differenza di potenziale applicata ai capi della resistenza e I è la corrente elettrica che viene fatta passare attraverso la resistenza stessa.

Per determinare la potenza realmente trasmessa alla sezione sperimentale si deve tenere conto che una parte della potenza termica viene dispersa verso l'ambiente.

Bisogna determinare tale dispersione: per questo prima dell'inizio delle prove sperimentali si è stimata sperimentalmente la potenza di dispersione verso l'ambiente. Questa stima permette di correggere il valore della potenza termica ricavata con la relazione 4.1 e di determinare quindi la potenza termica netta, P_{netta} , trasferita alla sezione sperimentale.

Quindi la potenza termica netta si esprime secondo la relazione 4.2:

$$P_{netta} = P_{el} - P_{disp} \quad (4.2)$$

Per condurre le prove di dispersione si è creato il vuoto all'interno della sezione sperimentale e si è alimentata la resistenza con potenze di valore variabile per ottenere i valori medi di temperatura di parete desiderati: 30°C, 40°C, 50°C e 60°C.

Il valore della temperatura media di parete \overline{T}_p è stato calcolato tramite la media aritmetica delle temperature rilevate dalle 15 termocoppie posizionate nella sezione sperimentale (relazione 4.3):

$$\overline{T}_p = \frac{1}{15} \sum_{i=1}^{15} T_{tc,i} \quad (4.3)$$

In queste prove si è atteso che il valore della temperatura di parete si stabilizzasse intorno al valore desiderato (30°C, 40°C, 50°C e 60°C) per una data potenza e si è rilevato il punto sperimentale. Quando la temperatura media di parete si stabilizzava, significava che potenza dissipata e potenza fornita avevano valori uguali.

I risultati ottenuti sono mostrati in figura 4.1.

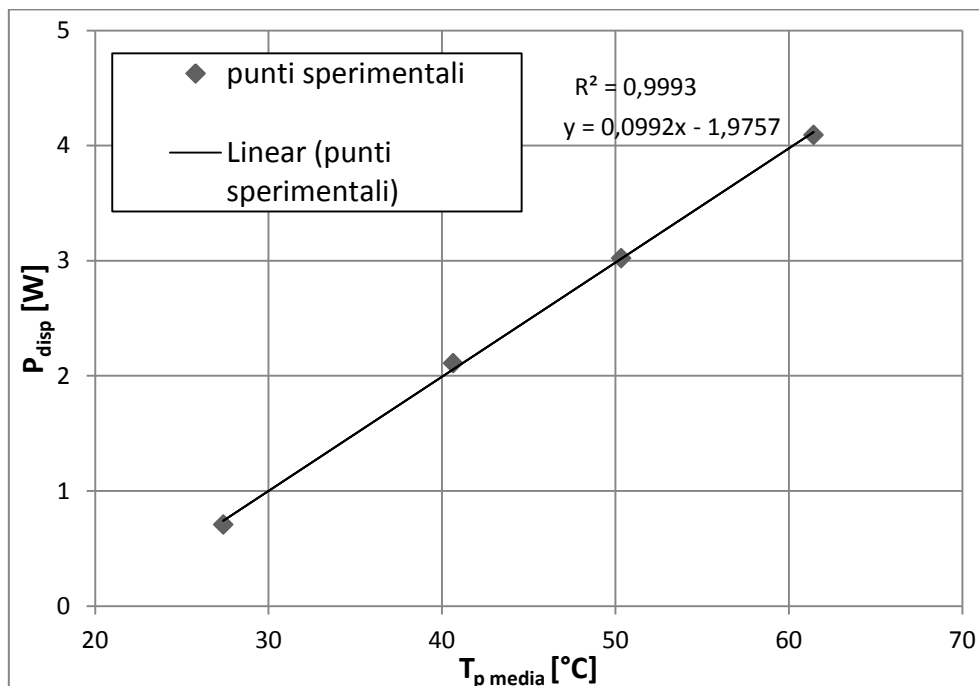


Figura 4.1: potenza elettrica dissipata in funzione della temperatura media di parete \overline{T}_p ottenuta con prove in vuoto.

Dai risultati ottenuti si può vedere come vi sia una relazione lineare tra i valori della potenza di dispersione e la temperatura media di parete. La retta che interpola i punti sperimentali trovati è $y = 0.099x - 1.975$.

Quindi l'espressione della potenza termica netta trasferita alla sezione sperimentale può essere riformulata secondo la relazione 4.4:

$$P_{netta} = \Delta V * I - (0.099 * \overline{T_p} - 1.975) \quad (4.4)$$

4.2 Il coefficiente di scambio termico

Uno degli obiettivi del presente lavoro di tesi è quello di determinare il calore che il fluido refrigerante riesce ad asportare durante il processo di vaporizzazione all'interno della sezione sperimentale in varie condizioni operative. La potenza termica che il fluido refrigerante riesce a sottrarre è dato dalla relazione 4.5:

$$Q = HTC * A * \Delta T \quad (4.5)$$

dove HTC è il coefficiente di scambio termico ("*Heat Transfer Coefficient*"), A è la superficie di scambio termico e ΔT è la differenza di temperatura tra corpo caldo e corpo freddo.

L'espressione 4.6 viene utilizzata per stimare il valore del coefficiente di scambio termico:

$$HTC = \frac{P_{netta}}{A_{in} * (\overline{T_p} - \overline{T_{sat}})} \quad (4.6)$$

dove A_{in} è la superficie di scambio termico definita come la superficie interna di un tubo liscio di lunghezza L avente il diametro interno pari al diametro del tubo microalettato valutato all'apice delle alette (d_{ft}) e si calcola tramite la relazione 4.7:

$$A_{in} = d_{ft} * \pi * L \quad (4.7)$$

\overline{T}_p è la temperatura che si ottiene come media aritmetica dei valori delle termocoppie posizionate sulla parete del tubo microalettato.

\overline{T}_{sat} è la temperatura di saturazione media e risulta dalla media aritmetica tra la temperatura di saturazione del fluido refrigerante in ingresso e in uscita dalla sezione sperimentale, secondo l'equazione 4.8:

$$\overline{T}_{sat} = \frac{T_{sat,i} + T_{sat,out}}{2} \quad (4.8)$$

Le temperature di saturazione all'ingresso e all'uscita sono funzione rispettivamente della pressione del refrigerante all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale.

Il misuratore di pressione assoluta legge direttamente la pressione in ingresso alla sezione sperimentale, mentre per la pressione nella sezione di uscita si calcola mediante l'espressione 4.9:

$$p_{out} = p_i - \Delta p \quad (4.9)$$

dove Δp è la variazione di pressione che subisce il fluido attraversando la sezione, letta dal misuratore di pressione differenziale.

4.3 Il titolo del vapore

Per calcolare il titolo del vapore del fluido refrigerante nella sezione di ingresso della sezione sperimentale si deve prima stimare il valore del potenza termica scambiata tra l'acqua al precondensatore e il fluido refrigerante, valutata con la relazione 4.10:

$$Q_{pre} = \dot{m}_w * c_{p,w} * (T_{w,pre,out} - T_{w,pre,i}) = \dot{m}_{ref} * (h_{ref,pre,i} - h_{ref,pre,out}) \quad (4.10)$$

La portata di massa dell'acqua \dot{m}_w si determina a partire dalla portata volumetrica, letta dal relativo misuratore di portata, installato sul circuito secondario, $c_{p,w}$ è il calore specifico

dell'acqua e la differenza di temperatura tra $T_{w,pre,out} - T_{w,pre,i}$, cioè la differenza di temperatura dell'acqua tra ingresso e uscita del precondensatore, viene misurata dalla termopila.

La portata di refrigerante \dot{m}_{ref} viene letta dal misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis installato nel circuito primario, $h_{ref,pre,i}$ si può calcolare tramite RefProp [12] poichè è funzione della temperatura e della pressione del refrigerante lette all'uscita dell'evaporatore. Si suppone che il moto del fluido refrigerante tra l'uscita dell'evaporatore e l'ingresso al precondensatore sia adiabatico, cioè senza scambio di calore con l'ambiente esterno, quindi la variazione di entalpia in questo tratto risulta nulla.

Quindi dall'espressione 4.10 si può ricavare il valore dell'entalpia del refrigerante all'uscita del precondensatore, $h_{ref,pre,out}$, che sarà uguale all'entalpia del fluido all'ingresso della sezione sperimentale poichè si suppone che anche questo tratto sia adiabatico.

Ora è quindi possibile calcolare il valore del titolo del vapore nella sezione di ingresso della sezione sperimentale, secondo l'espressione 4.11:

$$x_i = \frac{h_{ref,sez,i} - h_{ref,ls,i}}{r_i} \quad (4.11)$$

dove $h_{ref,ls,i}$ è l'entalpia del liquido saturo alla pressione $p_{i,sez}$ e r_i è il calore latente di vaporizzazione del fluido frigorifero alla pressione $p_{i,sez}$.

Il calore latente di vaporazione r si esprime mediante la formula 4.12:

$$r = h_{ref,vs} - h_{ref,ls} \quad (4.12)$$

cioè la differenza tra l'entalpia del vapore saturo secco e l'entalpia del liquido saturo.

I valori di $h_{ref,ls}$ e r si ottengono da RefProp [12] dal valore della pressione all'ingresso della sezione sperimentale.

Per il calcolo del titolo del vapore in uscita dalla sezione sperimentale x_{out} si deve prima calcolare il valore dell'entalpia del fluido frigorifero all'uscita della sezione sperimentale $h_{ref,sez,out}$. Questa si ottiene dal bilancio di potenza nella sezione sperimentale (relazione 4.13):

$$P_{netta} = \dot{m}_{ref} * (h_{ref,sez,out} - h_{ref,sez,i}) \quad (4.13)$$

dove $h_{ref,sez,i}$ corrisponde a $h_{ref,pre,out}$ calcolato precedentemente.

Nota $h_{ref,sez,out}$ si può stimare il titolo del vapore in uscita con l'espressione 4.14:

$$x_{out} = \frac{h_{ref,sez,out} - h_{ref,ls,out}}{r_{out}} \quad (4.14)$$

dove $h_{ref,ls,out}$ è l'entalpia del liquido saturo alla pressione $p_{out,sez}$ e r_{out} è il calore latente di vaporizzazione del fluido frigorifero anch'esso alla pressione $p_{out,sez}$.

I valori di $h_{ref,ls}$ e r si ottengono da RefProp [12] dal valore della pressione all'uscita della sezione sperimentale.

Quindi una volta calcolati x_i e x_{out} si può passare a calcolare il valore del titolo del vapore medio nella sezione sperimentale con la relazione 4.15:

$$x_m = \frac{x_i + x_{out}}{2} \quad (4.15)$$

4.4 Perdite di carico

Si consideri un elemento di tubo di lunghezza δz , con sezione normale all'asse di deflusso z (orientato nel senso del moto) di area A e perimetro p_i , inclinato di un angolo β rispetto all'orizzontale, nel quale fluisce un fluido con portata totale \dot{m} .

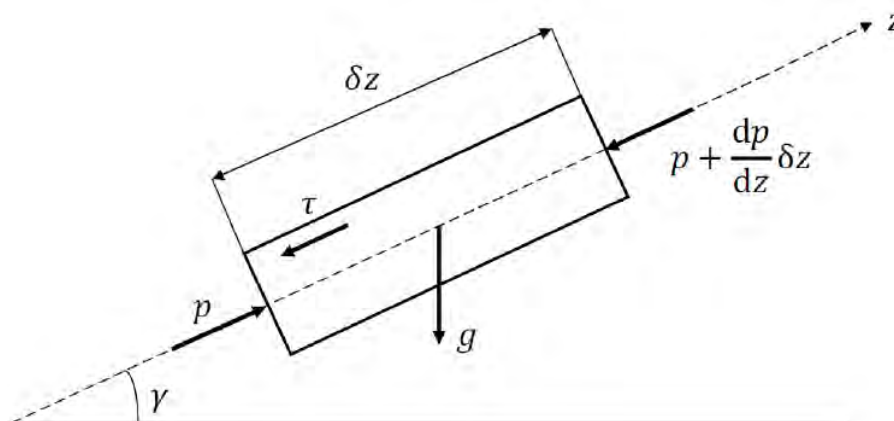


Figura 4.2: tubo di flusso e forze applicate.

Applicando a questo elemento il principio della conservazione della quantità di moto, nell'ipotesi di regime stazionario, si ha che la risultante delle forze esterne agenti (forze di pressione, forze di attrito alle pareti e forze di gravità) è pari alla variazione della quantità di moto del sistema e si esprime con l'equazione 4.16:

$$\left(p - p - \frac{dp}{dz} \delta z\right) A - \tau p i \delta z - \rho_{mb} g (\sin \gamma) A \delta z = d(\dot{m}_l u_l + \dot{m}_v u_v) \quad (4.16)$$

dove τ è lo sforzo tangenziale di attrito alle pareti, p la pressione, ρ_M la densità della miscela liquido-vapore, u_l e u_v rispettivamente la velocità del liquido e del gas, \dot{m}_l e \dot{m}_v le portate del liquido e del gas. Dividendo per $A \delta z$ e ricordando che G è la portata specifica, $G = \frac{\dot{m}}{A}$, e che dal teorema di conservazione della massa (equazione di continuità) la portata totale \dot{m} è costante lungo z , si ottiene l'espressione 4.17:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right) = \frac{\tau P}{A} + g \rho_M (\sin \beta) + G^2 \frac{d \left[\frac{x^2}{\varepsilon \rho_G} + \frac{(1-x)^2}{(1-\varepsilon) \rho_L} \right]}{dz} = \left(-\frac{dp}{dz}\right)_f + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_g + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_a \quad (4.17)$$

Il gradiente di pressione totale risulta pari alla somma delle tre componenti: una dovuta all'attrito (pedice f), una dovuta alla gravità (pedice g) e una dovuta alla variazione di quantità di moto (pedice a).

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

La variazione di pressione totale si ottiene integrando rispetto a z tra $z = 0$ e $z = L$ (lunghezza del condotto) e si esprime con l'equazione 4.18:

$$-\Delta p = (-\Delta p)_f + (-\Delta p)_g + (-\Delta p)_a \quad (4.18)$$

Il termine per gravità è rilevante solo per lunghi condotti verticali, quindi dato che nel presente lavoro il tubo è disposto orizzontalmente, tale componente può essere trascurato.

La variazione totale di pressione viene misurata direttamente dal trasduttore di pressione differenziale e risulta essere la somma della componente relativa all'attrito e alla componente relativa alla variazione della quantità di moto.

Quindi per determinare il valore della variazione di pressione dovuta all'attrito bisogna calcolare prima il valore della variazione della pressione dovuta alla quantità di moto.

Il valore della variazione di pressione dovuta alla variazione della quantità di moto si calcola con l'espressione 4.19:

$$\Delta p_a = G^2 \left\{ \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-x)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_{out} - \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-x)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_i \right\} \quad (4.19)$$

In un recente lavoro di Wojtan [13] si è scoperto che la versione di Steiner [14] del modello di flusso studiato da Rouhani and Axelsson [15] è molto accurata nella determinazione del grado di vuoto [16], che si esprime con la relazione 4.20:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_G} \left[\left(1 + 0,21(1-x) \right) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1,18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0,25}}{G^2 \rho_L^{0,5}} \right]^{-1} \quad (4.20)$$

4.5 Analisi dell'incertezza di misura

Quando si esegue una misurazione, si deve sempre tenere conto che nell'ambiente ci sono fattori che possono interferire con il risultato.

Bisognerebbe infatti eseguire la misurazione in un "ambiente isolato dal resto del mondo" cioè in un ambiente in cui tutte le possibili grandezze di disturbo sono tenute sotto controllo, ma questa condizione non è facile da ottenere, è praticamente impossibile.

Quindi quando si effettua una misurazione, essa sarà sempre affetta da una certa incertezza. L'assegnazione dell'incertezza serve a delimitare un intorno entro cui il parametro misurato può variare e dipende da diversi fattori quali ad esempio l'accuratezza del modello di riferimento e dello strumento di misura, la procedura eseguita per ottenere il valore e l'influenza delle grandezze di disturbo.

Le principali grandezze di disturbo che generalmente intervengono a modificare il risultato di una misurazione sono la temperatura, l'umidità, la pressione, le vibrazioni e le radiazioni.

Nel caso in esame si tiene conto dell'incertezza degli strumenti di misura, dei valori delle grandezze termodinamiche dei fluidi fornite dal programma RefProp [12] e dell'incertezza del valore misurato.

In tabella 4.1 sotto vengono riportate le proprietà di interesse e le rispettive incertezze relative al programma RefProp [12].

Proprietà	Incertezza
Densità dell'acqua	$\pm 0,001\%$ per $p > 1,01$ bar
Densità del fluido refrigerante R1234ze(E)	$\pm 0,5\%$

Tabella 4.1: proprietà termodinamiche valutate mediante RefProp [12] e relative incertezze.

Sulle altre grandezze ricavate dal software ma di cui non vengono fornite le incertezze si assume un valore di incertezza dell'1%.

4.5.1 Calcolo dell'incertezza

L'espressione che lega la variabile dipendente y alle variabili indipendenti g_1, g_2, \dots, g_n si esprime mediante la relazione 4.21:

$$y = f(g_1, g_2, \dots, g_n) \quad (4.21)$$

L'incertezza $i(y)$ si ottiene mediante la combinazione opportuna delle incertezze delle stime di ingresso g_1, g_2, \dots, g_n ed è data dall'espressione 4.22:

$$i(y) = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial g_i}\right)^2 * i^2(g_i)} \quad (4.22)$$

Le derivate parziali $\frac{\partial f}{\partial g_i}$ sono chiamate coefficienti di sensibilità e descrivono come la stima dell'uscita y vari al variare dei valori delle stime d'ingresso g_1, g_2, \dots, g_n .

4.5.2 Incertezza sul valore della portata di massa

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

4.5.3 Incertezza sul valore della portata volumetrica

Secondo la scheda di taratura del misuratore di portata volumetrica elettromagnetico, si considera un'incertezza di $\pm 0.25\%$ sul valore di lettura.

4.5.4 Incertezza sui valori di temperatura

L'incertezza sulle temperature misurate con le termocoppie rimane dell'ordine di grandezza dell'incertezza dello strumento, cioè di ± 0.05 K; lo stesso vale per l'incertezza sui ΔT misurati con le termopile, che hanno un'incertezza sempre di ± 0.03 K.

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

L'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale si determina con la relazione 4.23:

$$h_{r,s,i} = h_{r,ev,out} - \frac{Q_{pre}}{\frac{\dot{m}_r}{3600}} \quad (4.23)$$

Il valore della potenza scambiata al precondensatore si calcola con l'espressione 5.10 e fornisce un valore in Watt e quindi va diviso per 1000 per renderlo coerente con l'unità di misura dell'entalpia che si ottiene dal software RefProp [12]: kJ kg^{-1} .

Il valore della portata \dot{m}_r viene diviso per 3600 per esprimerla in kg s^{-1} , dato che è letta dal misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis in kg h^{-1} .

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.24, 4.25, 4.26:

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial h_{r,ev,out}} = 1 \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial Q_{pre}} = -\frac{3600}{1000 * \dot{m}_r} \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,i}}{\partial \dot{m}_r} = -\frac{Q_{pre} * 3600}{1000 * \dot{m}_r^2} \quad (4.26)$$

Quindi l'incertezza sull'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è fornita dalla relazione 4.27:

$$i(h_{r,s,i}) = \sqrt{i^2(h_{r,ev,out}) + \left(\frac{3600}{1000 * \dot{m}_r}\right)^2 * i^2(Q_{pre}) + \left(\frac{Q_{pre} * 3600}{1000 * \dot{m}_r^2}\right)^2 * i^2(\dot{m}_r)} \quad (4.27)$$

Il valore di $h_{r,ev,out}$ (entalpia del refrigerante all'uscita dell'evaporatore) si ricava da Refprop [12], note temperatura e pressione del fluido frigorifero in tale punto.

Quindi a $h_{r,ev,out}$ si attribuisce un'incertezza dell'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $h_{r,ev,out}$ è di $\pm 2.8 \text{ kJ kg}^{-1}$. Per determinare $i(Q_{pre})$, si parte dall'espressione del potenza termica scambiata tra il fluido refrigerante e l'acqua al precondensatore, fornito dalla relazione 4.28:

$$\frac{Q_{pre}}{1000} = \frac{\frac{\dot{m}_w}{3600} * c_{p,w,l} * \Delta T_{w,pre}}{1000} \quad (4.28)$$

Q_{pre} viene divisa per 1000 per esprimerla in kW e \dot{m}_w viene divisa per 3600 per esprimerla in kg s^{-1} (\dot{m}_w viene letta dal misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis in kg h^{-1}) per essere coerenti con l'unità di misura dell'entalpia.

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.29 e 4.30:

$$\frac{\partial Q_{pre}}{\partial \dot{m}_w} = \frac{c_{p,w,l} * \Delta T_{w,pre}}{3600 * 1000} \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial Q_{pre}}{\partial \Delta T_{w,pre}} = \frac{\dot{m}_w * c_{p,w,l}}{3600 * 1000} \quad (4.30)$$

Non viene calcolato il coefficiente di sensibilità per il calore specifico perchè si ritiene trascurabile la sua incertezza.

Quindi l'incertezza sulla potenza termica scambiata al precondensatore tra fluido refrigerante e acqua è fornita dalla relazione 4.31:

$$i(Q_{pre}) = \sqrt{\left(\frac{c_{p,w,l} * \Delta T_{w,pre}}{3600 * 1000}\right)^2 * i^2(\dot{m}_w) + \left(\frac{\dot{m}_w * c_{p,w,l}}{3600 * 1000}\right)^2 * i^2(\Delta T_{w,pre})} \quad (4.31)$$

La differenza tra la temperatura dell'acqua in ingresso e la temperatura in uscita dal precondensatore ($\Delta T_{w,pre}$) è misurata dalla termopila che ha un'incertezza di $\pm 0.03 \text{ K}$, quindi anche il valore di $\Delta T_{w,pre}$ avrà un'incertezza di $\pm 0.03 \text{ K}$.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata alla misura del valore della potenza termica scambiata al precondensatore tra fluido refrigerante e acqua è $\pm 5\text{W}$.

Ora si può calcolare il valore dell'incertezza assoluta media sulla misura del valore dell'entalpia del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale $i(h_{r,s,i})$: risulta $\pm 2.62 \text{ kJ kg}^{-1}$.

4.5.6 Incertezza sulla misura della potenza elettrica

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

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

L'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale viene calcolata con la relazione 4.32:

$$h_{r,s,out} = h_{r,s,i} + \frac{\frac{P_{netta}}{1000}}{\frac{\dot{m}_r}{3600}} \quad (4.32)$$

Il valore della portata viene diviso per 3600 per esprimerla in kg s^{-1} (\dot{m}_w viene letta dal misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis in kg h^{-1}). Il valore della potenza P_{netta} fornita alla sezione sperimentale viene divisa per 1000 per essere coerenti con l'unità di misura dell'entalpia che si ricava da RefProp [12]: kJ kg^{-1} .

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.33, 4.34 e 4.35:

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial h_{r,s,i}} = 1 \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial P_{netta}} = \frac{3600}{1000 * \dot{m}_r} \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial h_{r,s,out}}{\partial \dot{m}_r} = - \frac{P_{netta} * 3600}{1000 * \dot{m}_r^2} \quad (4.35)$$

Quindi l'incertezza sull'entalpia del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale è fornita dalla relazione 4.36:

$$i(h_{r,s,out}) = \sqrt{i^2(h_{r,s,i}) + \left(\frac{3600}{1000 * \dot{m}_r}\right)^2 * i^2(P_{netta}) + \left(\frac{P_{netta} * 3600}{1000 * \dot{m}_r^2}\right)^2 * i^2(\dot{m}_r)} \quad (4.36)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media legata alla misura del valore dell'entalpia del refrigerante all'uscita della sezione sperimentale è $\pm 2.62 \text{ kJ kg}^{-1}$.

4.5.8 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 viene calcolata con la relazione 4.37:

$$x_i = \frac{h_{r,s,i} - h_{r,ls,i}}{r_i} \quad (4.37)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.38, 4.39 e 4.40:

$$\frac{\partial x_i}{\partial h_{r,s,i}} = \frac{1}{r} \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial h_{r,ls,i}} = -\frac{1}{r_i} \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial r_i} = \frac{-(h_{r,s,i} - h_{r,ls,i})}{r_i^2} \quad (4.40)$$

Quindi l'incertezza sul titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale è fornita dalla relazione 4.41:

$$i(x_i) = \sqrt{\left(\frac{1}{r}\right)^2 * i^2(h_{r,s,i}) + \left(\frac{1}{r_i}\right)^2 * i^2(h_{r,ls,i}) + \left(\frac{h_{r,s,i} - h_{r,ls,i}}{r_i^2}\right)^2 * i^2(r_i)} \quad (4.41)$$

Il valore di $h_{r,ls,i}$ (entalpia del liquido saturo) si ricava da Refprop [12], nota la pressione del fluido frigorifero all'ingresso della sezione sperimentale. Quindi a $h_{r,ls,i}$ si attribuisce un'incertezza dell'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $h_{r,ls,i}$ è di $\pm 0.66 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Il calore latente di vaporizzazione si determina con la relazione 4.42:

$$r_i = h_{r,vs,i} - h_{r,ls,i} \quad (4.42)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.43 e 4.44:

$$\frac{\partial r_i}{\partial h_{r,vs,i}} = 1 \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial r_i}{\partial h_{r,ls,i}} = -1 \quad (4.44)$$

Quindi l'incertezza sul calore latente di vaporizzazione è fornita dalla relazione 4.45:

$$i(r_i) = \sqrt{i^2(h_{r,vs,i}) + i^2(h_{r,ls,i})} \quad (4.45)$$

Il valore di $h_{r,vs,i}$ (entalpia del vapore saturo secco) si ricava da Refprop [12], nota la pressione del fluido frigorifero all'ingresso della sezione sperimentale. Quindi a $h_{r,vs,i}$ si attribuisce un'incertezza dell'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $h_{r,vs,i}$ è di $\pm 2.28 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Quindi si può calcolare l'incertezza assoluta media sulla misura del valore del calore latente di vaporizzazione all'ingresso della sezione sperimentale $i(r_i)$: risulta $\pm 2.37 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Infine si calcola il valore dell'incertezza assoluta media associata alla misura del titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale del fluido frigorifero $i(x_i)$: risulta ± 0.033 .

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

Il titolo di vapore del fluido refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale viene calcolata con la relazione 4.46:

$$x_{out} = \frac{h_{r,s,out} - h_{r,ls,out}}{r_{out}} \quad (4.46)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.47, 4.48 e 4.49:

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{r,s,out}} = \frac{1}{r_{out}} \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial h_{r,ls,out}} = -\frac{1}{r_{out}} \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial x_{out}}{\partial r_{out}} = \frac{-(h_{r,s,out} - h_{r,ls,out})}{r_{out}^2} \quad (4.49)$$

Quindi l'incertezza sul titolo di vapore del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale è fornita dalla relazione 4.50:

$$i(x_{out}) = \sqrt{\left(\frac{1}{r_{out}}\right)^2 * i^2(h_{r,s,out}) + \left(\frac{1}{r_{out}}\right)^2 * i^2(h_{r,ls,out}) + \left(\frac{h_{r,s,out} - h_{r,ls,out}}{r_{out}^2}\right)^2 * i^2(r_{out})} \quad (4.50)$$

Il valore di $h_{r,ls,out}$ (entalpia del liquido saturo) si ricava da Refprop [12], nota la pressione del fluido frigorifero all'uscita della sezione sperimentale. Quindi a $h_{r,ls,out}$ si attribuisce un'incertezza dell'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $h_{r,ls,out}$ è di $\pm 0.63 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Il calore latente di vaporizzazione si esprime secondo l'espressione 4.51:

$$r_{out} = h_{r,vs,out} - h_{r,ls,out} \quad (4.51)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.52 e 4.53:

$$\frac{\partial r_{out}}{\partial h_{r,vs,out}} = 1 \quad (4.52)$$

$$\frac{\partial r_{out}}{\partial h_{r,ls,out}} = -1 \quad (4.53)$$

Quindi l'incertezza sul calore latente di vaporizzazione è fornita dalla relazione 4.54:

$$i(r_{out}) = \sqrt{i^2(h_{r,vs,out}) + i^2(h_{r,ls,out})} \quad (4.54)$$

Il valore di $h_{r,vs,out}$ (entalpia del vapore saturo secco) si ricava da Refprop [12], nota la pressione del fluido frigorifero all'uscita della sezione sperimentale. Quindi a $h_{r,vs,out}$ si attribuisce un'incertezza dell'1% del valore di lettura.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $h_{r,vs,out}$ è di $\pm 2.27 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Quindi si può calcolare l'incertezza assoluta media sulla misura del valore del calore latente di vaporizzazione all'uscita della sezione sperimentale $i(r_{out})$: risulta $\pm 2.36 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Infine si calcola il valore dell'incertezza assoluta media associata alla misura del titolo di vapore all'uscita della sezione sperimentale del fluido frigorifero $i(x_{out})$: risulta ± 0.04 .

4.5.10 Incertezza sul valore del titolo di vapore medio

Il titolo di vapore del fluido refrigerante medio viene calcolato con l'espressione 4.55:

$$x_m = \frac{x_i + x_{out}}{2} \quad (4.55)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con la relazione 4.56:

$$\frac{\partial x_m}{\partial x_i} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} = \frac{1}{2} \quad (4.56)$$

Quindi l'incertezza sul titolo di vapore medio è fornito dalla relazione 4.57:

$$i(x_m) = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 * i^2(x_i) + \left(\frac{1}{2}\right)^2 * i^2(x_{out})} \quad (4.57)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a x_m è di ± 0.026 (0.0192), mentre le incertezze massima e minima assolute risultano essere, rispettivamente, ± 0.033 e ± 0.021 .

4.5.11 Incertezza sulla misura della pressione

Secondo la scheda di taratura, si considera un'incertezza di ± 1950 Pa sul valore di lettura del misuratore di pressione assoluta ed un'incertezza di ± 25 Pa sul valore di lettura del misuratore differenziale.

La pressione assoluta del fluido refrigerante all'uscita della sezione sperimentale viene calcolata con la relazione 4.58:

$$p_{s,out} = p_{s,in} - |\Delta p| \quad (4.58)$$

I coefficienti di sensibilità si determinano con le espressioni 4.59 e 4.60:

$$\frac{\partial p_{s,out}}{\partial p_{s,i}} = 1 \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial p_{s,out}}{\partial \Delta p} = -1 \quad (4.60)$$

Quindi l'incertezza sul calore latente di vaporizzazione è fornita dalla relazione 4.61:

$$i(p_{s,out}) = \sqrt{i^2(p_{s,i}) + i^2(\Delta p)} \quad (4.61)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $p_{s,out}$ è di ± 1950 Pa.

4.5.12 Incertezza sul valore del coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico (HTC) si calcola mediante l'espressione 4.6.

L'incertezza relativa alla superficie di scambio termico A_{in} viene assunta trascurabile.

I coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.62 e 4.63:

$$\frac{\partial HTC}{\partial P_{netta}} = \frac{1}{A_{in} * \Delta T} \quad (4.62)$$

$$\frac{\partial HTC}{\partial \Delta T} = -\frac{P_{netta}}{A_{in} * \Delta T^2} \quad (4.63)$$

Quindi l'incertezza sul coefficiente di scambio termico è fornita dall'equazione 4.64:

$$i(HTC) = \sqrt{\left(\frac{1}{A_{in} * \Delta T}\right)^2 * i^2(P_{netta}) + \left(\frac{P_{netta}}{A_{in} * \Delta T^2}\right)^2 * i^2(\Delta T)} \quad (4.64)$$

ΔT è definito secondo l'espressione 4.65:

$$\Delta T = \overline{T_p} - \overline{T_{sat}} \quad (4.65)$$

Per determinare l'incertezza relativa a ΔT , bisogna prima determinare le incertezze relative a $\overline{T_p}$ e a $\overline{T_{sat}}$.

$\overline{T_p}$ e $\overline{T_{sat}}$ si definiscono con le relazioni 4.66 e 4.67:

$$\overline{T_p} = \frac{1}{15} \sum_{i=1}^{15} T_{p,i} \quad (4.66)$$

$$\overline{T_{sat}} = \frac{T_{sat,i} + T_{sat,out}}{2} \quad (4.67)$$

I rispettivi coefficienti di sensibilità si determinano con le relazioni 4.68 e 4.69:

$$\frac{\partial \overline{T_p}}{\partial T_{p,i}} = \frac{1}{15} \quad (4.68)$$

$$\frac{\partial \overline{T_{sat}}}{\partial T_{sat,i}} = \frac{\partial \overline{T_{sat}}}{\partial T_{sat,out}} = \frac{1}{2} \quad (4.69)$$

Quindi l'incertezza sulla temperatura di parete media e sulla temperatura di saturazione media sono fornite dalle espressioni 4.70 e 4.71:

$$i(\overline{T_p}) = \sqrt{\left(\frac{1}{15}\right)^2 \sum_{i=1}^{15} i^2(T_{p,i})} \quad (4.70)$$

$$i(\overline{T_{sat}}) = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 * i^2(T_{sat,i}) + \left(\frac{1}{2}\right)^2 * i^2(T_{sat,out})} \quad (4.71)$$

Le temperature della parete si rilevano con le termocoppie che hanno un'incertezza di misurazione di ± 0.05 K, quindi l'incertezza legata alla misurazione della temperatura di parete $i(T_{p,i})$ sarà ± 0.05 K.

L'incertezza legata alle temperature di saturazione all'ingresso e all'uscita dalla sezione: ± 0.05 K.

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a $\overline{T_p}$ è di ± 0.01 K.

Mentre il valore dell'incertezza assoluta media legata a $\overline{T_{sat}}$ è di ± 0.035 K.

Per determinare l'incertezza relativa alla differenza di temperatura ΔT , bisogna prima determinare i coefficienti di sensibilità ad essa associati, con le relazioni 4.72 e 4.73:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \overline{T_p}} = 1 \quad (4.72)$$

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \overline{T_{sat}}} = -1 \quad (4.73)$$

Quindi l'incertezza sul valore del ΔT è fornito dalla relazione 5.74:

$$i(\Delta T) = \sqrt{i^2(\overline{T_p}) + i^2(\overline{T_{sat}})} \quad (4.74)$$

Il valore dell'incertezza assoluta media legata a ΔT è di ± 0.037 K.

Le incertezze relative media, massima e minima sulla misura del valore del coefficiente di scambio termico HTC risultano essere, rispettivamente, $\pm 2.4\%$, $\pm 14.21\%$ e $\pm 0.22\%$

4.5.13 Incertezza sul valore del gradiente di pressione dovuto all'attrito

Il valore dell'incertezza relativa al gradiente di pressione dovuto all'attrito si calcola mediante l'espressione 4.75:

$$i(\Delta p)_f = \frac{i_{mis p}}{\Delta p_{f,calc}} \quad (4.75)$$

Dove $i_{mis p}$ indica l'incertezza relativa al misuratore di pressione differenziale ed è uguale a ± 25 Pa.

Le incertezze relative media, massima, minima sulla misura del gradiente di pressione dovuta all'attrito risultano essere, rispettivamente, $\pm 0.21\%$, $\pm 1.60\%$ e $\pm 0.03\%$.

Capitolo 5

Risultati sperimentali

In questo capitolo vengono riportati i risultati che sono stati ottenuti dalle prove sperimentali svolte nel laboratorio di scambio termico in micro geometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale. Le prove sperimentali hanno riguardato la vaporizzazione del fluido refrigerante R1234ze(E) all'interno di un minitubo microalettato.

I parametri analizzati sono i valori del coefficiente di scambio termico e le perdite di carico dovute all'attrito del fluido frigorifero all'interno della sezione sperimentale in condizioni operative diverse. La temperatura di saturazione è stata mantenuta costante e pari a 30°C, la portata di massa specifica di fluido refrigerante G è stata variata da un valore minimo di $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a un valore massimo di $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e il flusso termico specifico q è stato fatto variare da 10 kW m^{-2} a 50 kW m^{-2} .

L'acquisizione dei dati è avvenuta quando l'impianto raggiungeva le condizioni di stazionarietà.

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

In figura 5.1 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore medio applicando un flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} , per quattro diverse portate specifiche.

Analizzando i valori trovati si nota che, con portata $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il valore del coefficiente di scambio termico tende ad aumentare sin dai bassi titoli di vapore con andamento lineare, finché

raggiunge il valore $x_m = 0.58$. Questo andamento si può spiegare col fatto che in queste condizioni il fenomeno della convezione forzata bifase gioca un ruolo importante nel processo di vaporizzazione.

Per titoli di vapore maggiori, la differenza tra la temperatura media di parete e la temperatura media di saturazione è minore di 0.5 K, quindi l'incertezza dei valori trovati è superiore al 10%, per questo tali punti non sono stati riportati nei grafici.

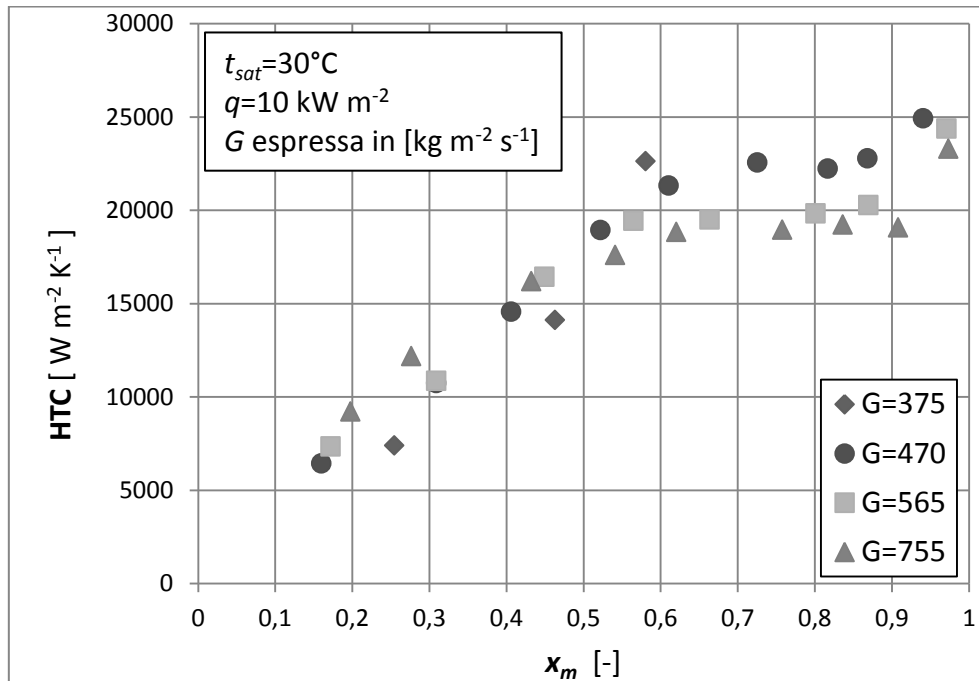


Figura 5.1: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} e a temperatura di saturazione di 30°C .

All'aumentare del titolo del vapore, lo strato di film di liquido presente sulla superficie tende via via ad assottigliarsi. Questo fenomeno ha delle conseguenze sul valore del coefficiente di scambio termico a seconda del rapporto tra l'altezza delle alette e e lo spessore del film di liquido che si forma tra il vapore e la parete.

Nello studio di Wu et al. [17] si riporta che: se l'altezza delle alette e è molto minore dello spessore del film di liquido, le alette sono immerse nel liquido, quindi la parte di film di liquido che supera in altezza le alette diventa una resistenza termica e gli effetti turbolenti all'interfaccia possono essere ridotti.

Se e è molto maggiore dello spessore del film liquido, la superficie di scambio termico per trasferire calore dalla parete al film di liquido diminuisce e di conseguenza lo scambio termico peggiora.

Se il rapporto tra e e lo spessore del film liquido è circa unitario, le alette vengono ricoperte da un sottile film di liquido. L'interazione tra le alette stesse e la portata di fluido refrigerante induce la formazione di onde periodiche che causano instabilità all'interfaccia liquido-vapore. Ciò massimizza lo scambio termico.

Anche per le portate specifiche superiori, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il coefficiente di scambio termico aumenta con andamento lineare dai bassi titoli di vapore rispettivamente fino a $x_m = 0.73$, $x_m = 0.56$ e $x_m = 0.62$.

Dopo tale valore del titolo il coefficiente di scambio termico assume un andamento costante al variare del titolo di vapore, per poi cominciare ad aumentare nuovamente in modo lineare a $x_m = 0.87$ per $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e a $x_m = 0.91$ per $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Per le quattro portate specifiche, il valore del coefficiente di scambio termico va sempre aumentando al crescere del valore del titolo di vapore non riscontrando alcuna evidenza sperimentale del fenomeno del "dryout".

Fra le tre portate specifiche analizzate, si registra un valore massimo del coefficiente di scambio termico per $x_m = 0.94$ con portata $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

In figura 5.2 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore medio, applicando un flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} , per cinque diverse portate specifiche.

Con la portata specifica $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il valore del coefficiente di scambio termico rimane circa costante fino a un valore del titolo medio $x_m = 0.36$ probabilmente perchè in queste condizioni il processo di vaporizzazione è controllato dal fenomeno dall'ebollizione nucleata.

Successivamente il valore comincia ad aumentare linearmente col titolo di vapore fino a $x_m = 0.86$. Per le portate $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il tratto costante iniziale scompare e l'andamento del coefficiente di scambio termico aumenta sin dai bassi valori del titolo del vapore.

A parità di titolo di vapore si osserva che i punti sperimentali, ricavati per queste quattro portate di massa specifiche, sono simili a bassi titoli di vapore fino a $x_m = 0.33$, ciò si può spiegare col fatto che il processo di vaporizzazione sia dominato dall'ebollizione nucleata.

A parità di titolo di vapore, si vede che i valori del coefficiente di scambio termico tendono a distanziarsi per valori del titolo medio-alti mostrando un aumento del coefficiente di scambio termico al diminuire della portata di massa specifica. Questo comportamento può essere spiegato ipotizzando l'esistenza di una portata di massa specifica ottimale che dipenda dalle condizioni operative del deflusso.

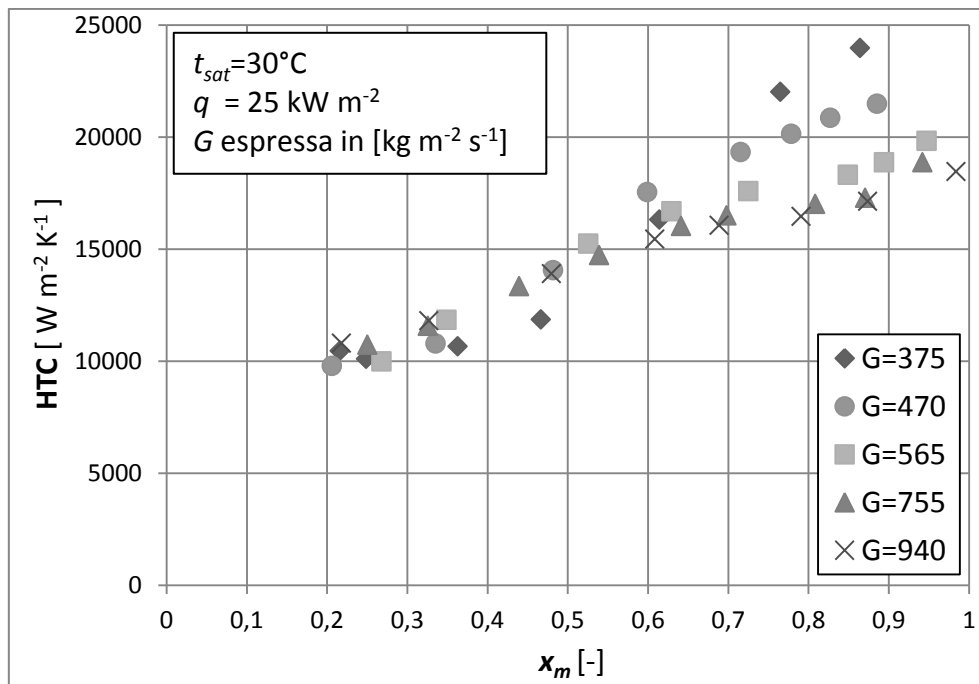


Figura 5.2: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} e a temperatura di saturazione di 30°C .

Fra le tre portate specifiche analizzate, si registra un valore massimo del coefficiente di scambio termico per $x_m = 0.86$ con portata $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il fenomeno del "dryout" non si è sperimentalmente manifestato dato che il valore del coefficiente di scambio termico per tutte le portate ha un andamento sempre crescente con il titolo di vapore e non si registrano bruschi cali del suo valore.

In figura 5.3 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore medio, applicando un flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} , per tre diverse portate specifiche.

Per tutte e tre le portate specifiche analizzate si nota che il coefficiente di scambio termico aumenta in maniera lineare rispetto al titolo di vapore sin dai bassi titoli.

A parità di titolo di vapore, i valori sperimentali trovati per le tre diverse portate di massa specifiche sono molto simili, quindi il processo di vaporizzazione risulta dominato dall'ebollizione nucleata.

Anche per questo flusso termico, non si è sperimentalmente osservato il fenomeno del “dryout”.

Il valore massimo del coefficiente di scambio si ottiene per $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con $x_m = 0.91$.

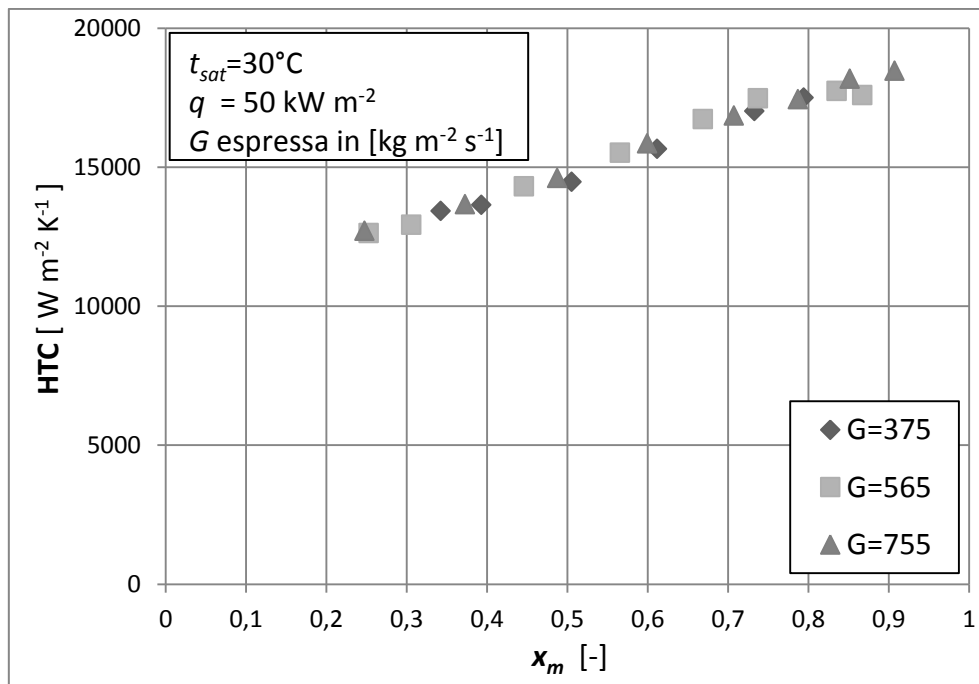


Figura 5.3: effetto della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico, al flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} e a temperatura di saturazione di 30°C .

5.2 Influenza del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico

In figura 5.4 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico alla portata specifica $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in funzione del titolo di vapore medio, applicando i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

Con flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, i valori del coefficiente di scambio termico aumentano linearmente all'aumentare del titolo del vapore. Per titoli di vapore medi maggiori a 0.6, la differenza di temperatura tra la temperatura di parete e la temperatura di saturazione è minore di

0.5 K, quindi l'incertezza dei valori trovati è superiore al 10%, quindi non sono stati riportati nei grafici.

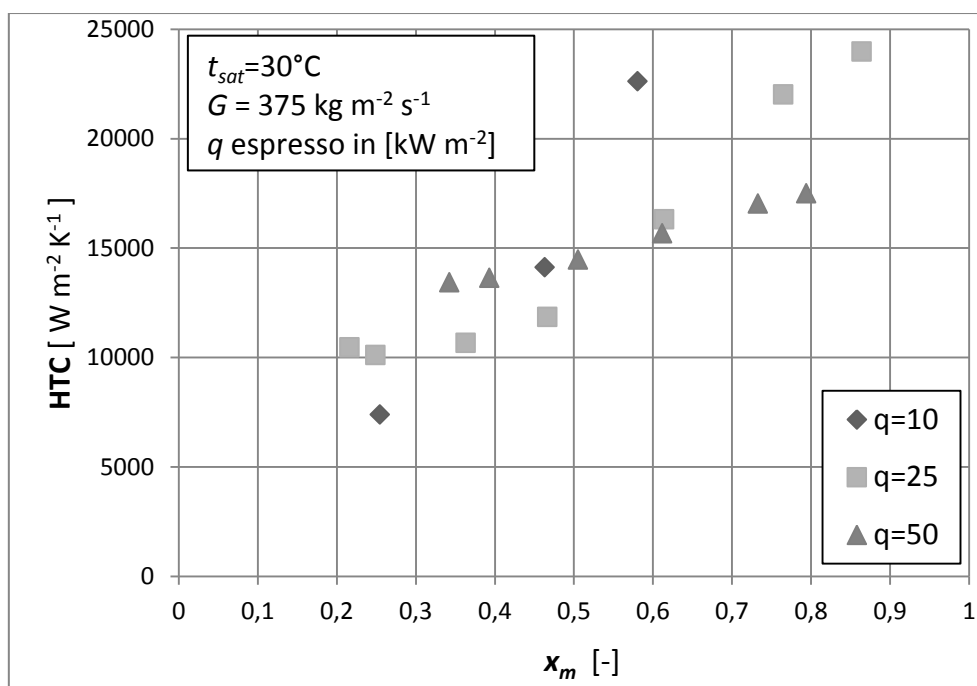


Figura 5.4: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata di massa specifica $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e a temperatura di saturazione di 30°C .

Per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, gli andamenti del coefficiente di scambio termico sono circa costanti fino, rispettivamente, al titolo di vapore $x_m = 0.36$ fino al titolo $x_m = 0.39$. Si nota che maggiore è il flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale, maggiore è il coefficiente di scambio termico: ciò suggerisce che in questi tratti l'ebollizione nucleata gioca un ruolo importante nel processo di vaporizzazione.

Questa tendenza va scemando all'aumentare del titolo del vapore. A titoli di vapore più elevati, il coefficiente di scambio termico cresce linearmente all'aumentare del titolo del vapore; ciò suggerisce che in questa regione il fenomeno della vaporizzazione in convezione forzata bifase prevale sull'ebollizione nucleata. Il coefficiente di scambio termico per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ è quello che aumenta meno all'aumentare del titolo di vapore: a titoli di vapore medio-alti il valore del coefficiente di scambio termico risulta minore di quelli ottenuti per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Fra le tre portate specifiche analizzate, si registra un valore massimo del coefficiente di scambio termico per $x_m = 0.86$ con $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Per tutti i flussi termici specifici imposti, non si è sperimentalmente osservato il fenomeno del "dryout".

In figura 5.5 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico alla portata specifica $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in funzione del titolo di vapore medio, applicando i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

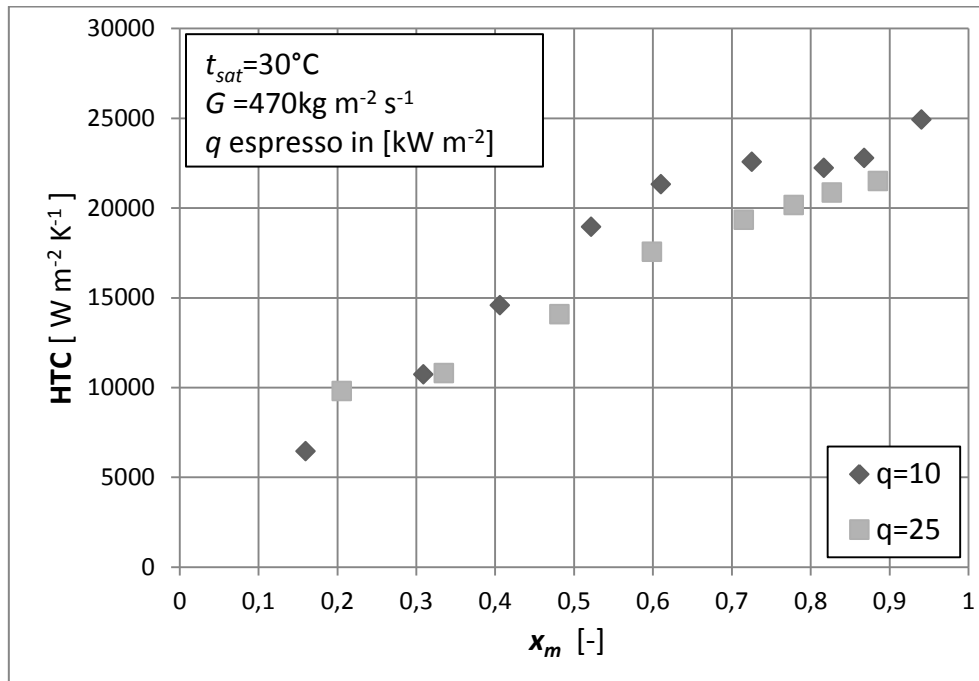


Figura 5.5: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata di massa specifica $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e a temperatura di saturazione di 30°C .

Con flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, il coefficiente di scambio termico aumenta linearmente all'aumentare del titolo del vapore fino a $x_m = 0.73$ quindi in questa regione il fenomeno della vaporizzazione risulta dominato dalla convezione forzata bifase. Poi si mantiene circa costante fino a $x_m = 0.87$ e poi ricomincia a salire.

Con flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, il coefficiente di scambio termico mantiene un andamento circa costante fino a $x_m = 0.34$, poi aumenta in maniera lineare fino ad alti titoli del vapore.

Il valore massimo del coefficiente di scambio si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ con $x_m = 0.94$.

Non si è sperimentalmente manifestato il fenomeno del "dryout".

In figura 5.6 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in funzione del titolo di vapore medio applicando i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

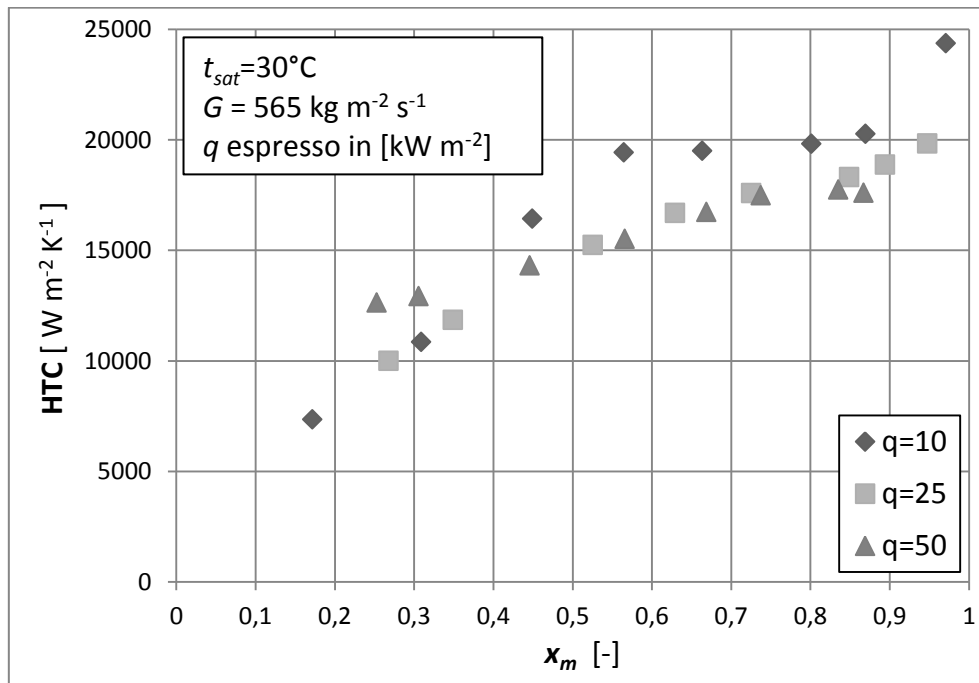


Figura 5.6: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata di massa specifica $565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e a temperatura di saturazione di 30°C .

Il coefficiente di scambio termico aumenta linearmente già a partire da bassi valori del titolo del vapore.

Per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il valore del coefficiente di scambio termico si mantiene circa costante per il tratto che va da $x_m = 0.56$ a $x_m = 0.87$, e poi ricomincia a salire.

A bassi titoli del vapore, con $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ si hanno valori del coefficiente termico maggiori rispetto ai casi con $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, poi questa tendenza si inverte ai titoli alti: il coefficiente di scambio termico per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ è quello che aumenta meno all'aumentare del titolo di vapore.

Il valore massimo del coefficiente di scambio si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ con $x_m = 0.95$.

In figura 5.7 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico alla portata specifica $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in funzione del titolo di vapore medio, applicando i flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

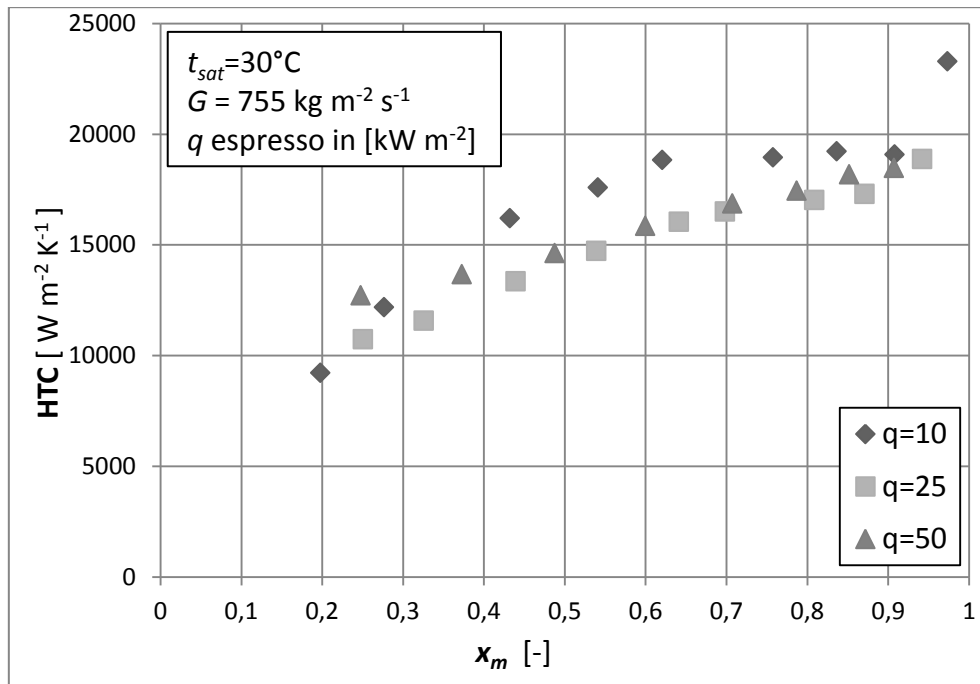


Figura 5.7: effetto del flusso termico specifico sul coefficiente di scambio termico, alla portata di massa specifica $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e a temperatura di saturazione di 30°C .

Come nel caso precedente, il coefficiente di scambio termico aumenta linearmente già a partire da bassi valori del titolo del vapore per tutti i flussi termici analizzati.

Per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il valore del coefficiente di scambio termico assume un andamento crescente lineare nel primo tratto fino a $x_m = 0.62$, poi rimane costante fino a $x_m = 0.91$, per poi ricominciare a salire.

A flussi termici specifici $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, per titoli inferiori a 0.5, maggiore è il flusso termico specifico, maggiore è il valore del coefficiente di scambio termico, mentre per titoli più alti non si nota alcun effetto del flusso termico sul coefficiente di scambio termico.

Non si nota alcuna evidenza sperimentale del fenomeno del “dryout”.

Il valore massimo del coefficiente di scambio termico si ottiene per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ con $x_m = 0.97$.

5.3 Flusso termico specifico critico

In figura 5.8 è riportato l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico specifico per tre portate di massa $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mantenendo sempre costante la temperatura di saturazione a 30°C e il titolo del vapore all'ingresso della sezione sperimentale, x_i , a 0.3. L'obiettivo di questa prova è quello di individuare a quale valore del flusso termico specifico compare il fenomeno del "dryout": tale valore viene chiamato flusso termico specifico critico.

Dall'analisi dei risultati ottenuti si nota che il valore del flusso termico specifico critico aumenta all'aumentare della portata di massa specifica G .

Con $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il flusso termico critico si manifesta per circa $q = 90 \text{ kW m}^{-2}$; con $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si manifesta per circa $q = 140 \text{ kW m}^{-2}$; con $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si manifesta per circa $q = 165 \text{ kW m}^{-2}$.

Dall'osservazione dei dati sperimentali nel tratto da $q = 0$ fino a $q = 40 \text{ kW m}^{-2}$ si nota che, a parità di flusso termico specifico, il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della portata di massa specifica: ciò dimostra che il processo di vaporizzazione è dominato dalla convezione forzata bifase.

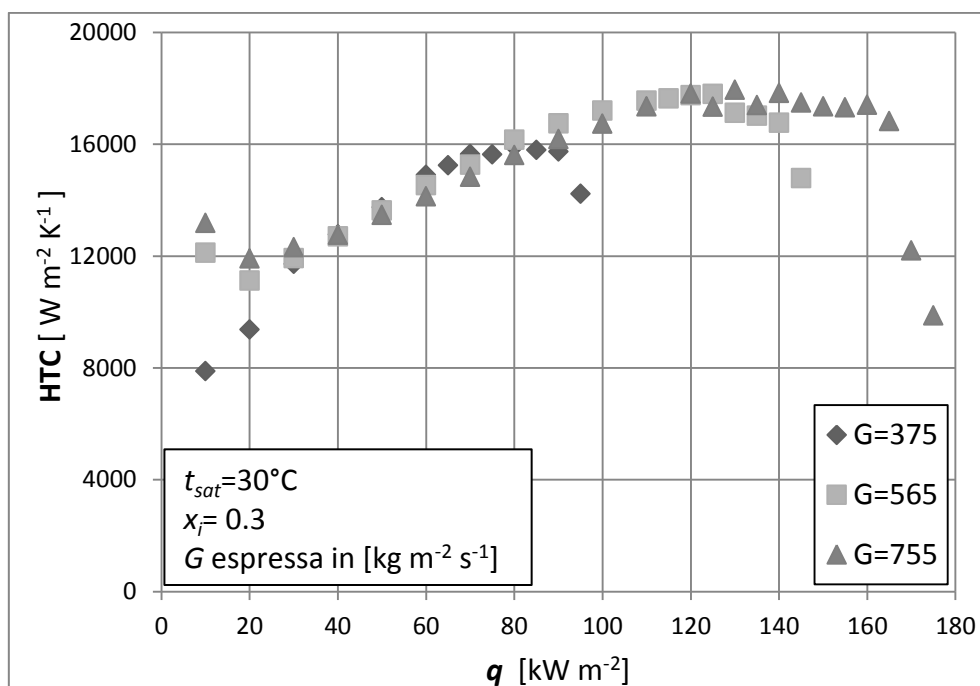


Figura 5.8: andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico specifico fornito alla sezione sperimentale mantenendo la temperatura di saturazione a 30°C e titolo $x_i=0.3$.

Per flussi termici maggiori di $q = 40 \text{ kW m}^{-2}$, non si riscontra più questo comportamento e, a parità di flusso termico imposto, i valori dei coefficienti di scambio termico sono molto simili al variare della portata di massa specifica: in questa regione il processo di vaporizzazione è dominato dall'ebollizione nucleata.

Questi risultati sono molto utili da un punto di vista applicativo perchè simulando il flusso termico specifico critico, mantenendo costante il titolo di vapore $x_i = 0.3$ all'ingresso della sezione sperimentale, si identifica la capacità massima che ha il fluido refrigerante analizzato (R1234ze(E)) di asportare calore in condizioni molto simili a quelle che si verificano all'interno di un ciclo frigorifero, per la particolare forma e geometria della sezione sperimentale analizzata.

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

La variazione totale di pressione del fluido refrigerante tra ingresso e uscita della sezione viene misurata direttamente dal trasduttore di pressione differenziale e risulta essere la somma della componente relativa all'attrito e della componente relativa alla variazione della quantità di moto. Quindi per ottenere il valore del gradiente di pressione dovuto all'attrito bisogna sottrarre alla variazione della pressione totale la componente relativa alla variazione della quantità di moto (vedi paragrafo 4.4).

In figura 5.9 è riportato l'andamento del gradiente di pressione dovuto all'attrito in funzione del titolo medio del vapore per quattro portate di massa specifiche $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mantenendo costante la temperatura di saturazione, 30°C , e il flusso termico specifico, $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$. I valori del gradiente di pressione dovuti all'attrito sono stati rapportati alla lunghezza della sezione sperimentale sede delle perdite di carico ($L = 0.34 \text{ m}$).

Dai risultati sperimentali si nota che all'aumentare della portata, il gradiente di pressione dovuto all'attrito aumenta in modo significativo: ciò si spiega col fatto che il gradiente di pressione è proporzionale al quadrato della velocità con cui il fluido frigorifero attraversa la sezione sperimentale.

La velocità del fluido è a sua volta proporzionale alla portata di massa: $\dot{m} = \rho * A * u$ (ρ è la densità del fluido refrigerante, A la sezione di attraversamento e u la velocità di attraversamento del fluido frigorifero).

Andamenti simili si ottengono applicando flussi termici costanti $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ con le tre portate di massa $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, come mostrato nelle figure 6.10 e 6.11. Per la prova con flusso termico imposto $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ si sono analizzate anche le portate di massa $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

A parità di portata specifica, il gradiente di pressione dovuto all'attrito aumenta all'aumentare del titolo di vapore fino a raggiungere un valore massimo, dopo il quale scende leggermente.

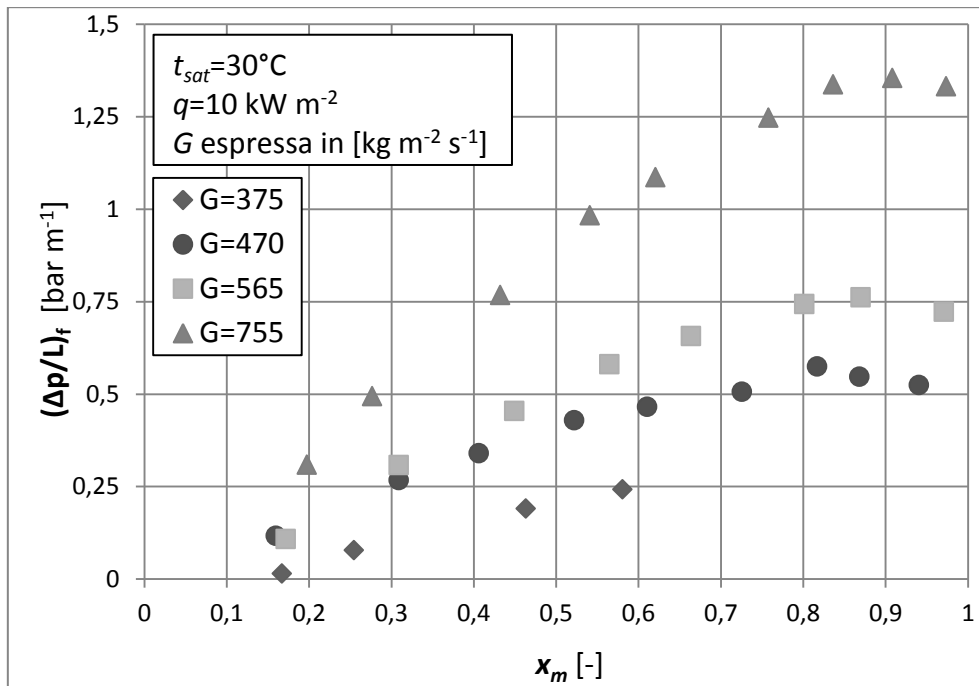


Figura 5.9: effetto della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con flusso termico specifico di 10 kW m^{-2} e temperatura di saturazione di 30°C .

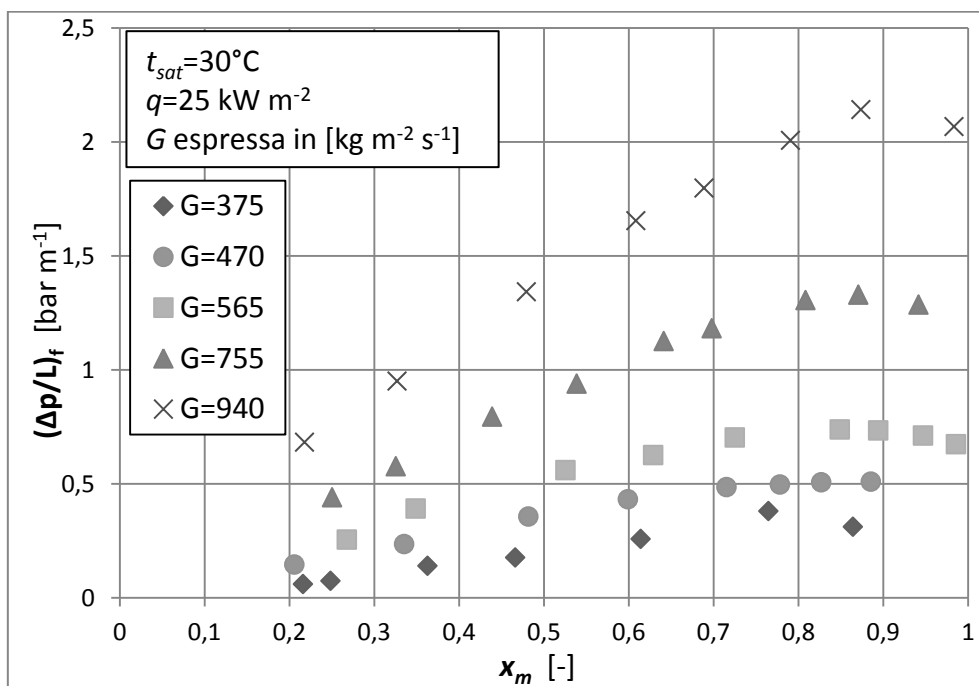


Figura 5.10: effetto della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con flusso termico specifico di 25 kW m^{-2} e temperatura di saturazione di 30°C .

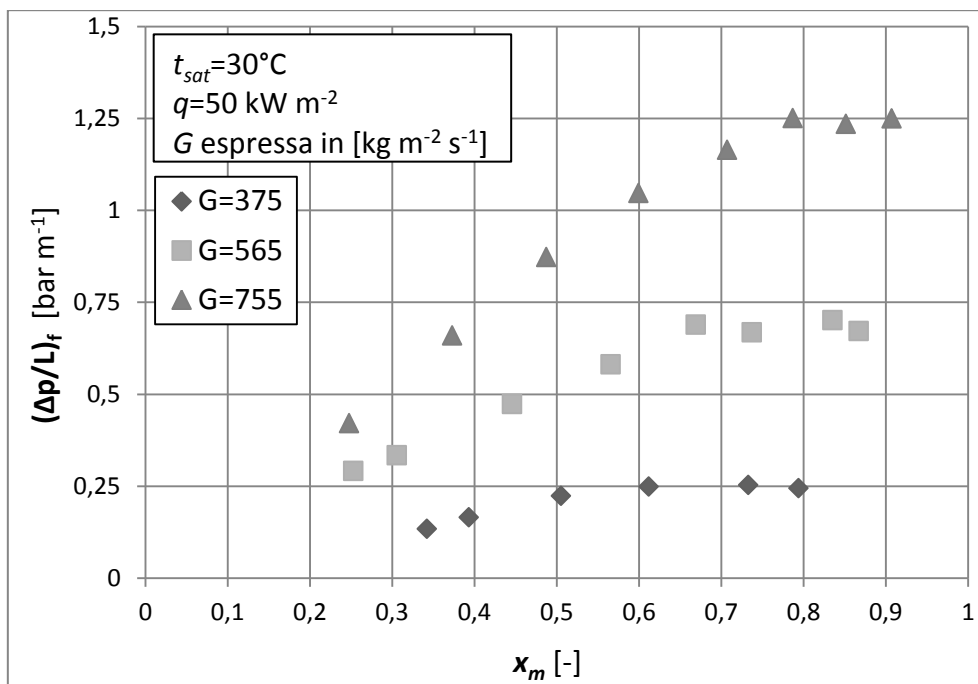


Figura 5.11: effetto della portata di massa specifica sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con flusso termico specifico di 50 kW m^{-2} e temperatura di saturazione di 30°C .

5.5 Influenza del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito

Nelle figure 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15 si analizzano i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito al variare del flusso termico imposto, mantenendo la portata specifica di massa costante.

Dai risultati ottenuti si evince che il gradiente di pressione dovuto all'attrito, mantenendo la portata costante, non dipende dal flusso termico specifico applicato dato che gli andamenti che si ottengono (al variare del flusso termico specifico imposto) sono molto simili.

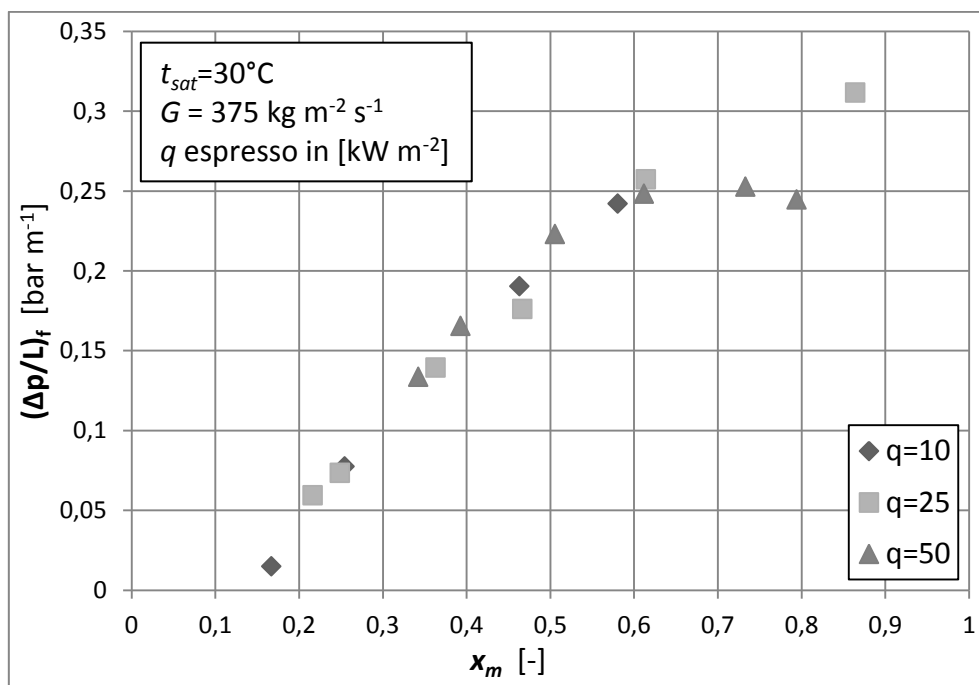


Figura 5.12: effetto del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con portata di massa di $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e temperatura di saturazione di 30°C .

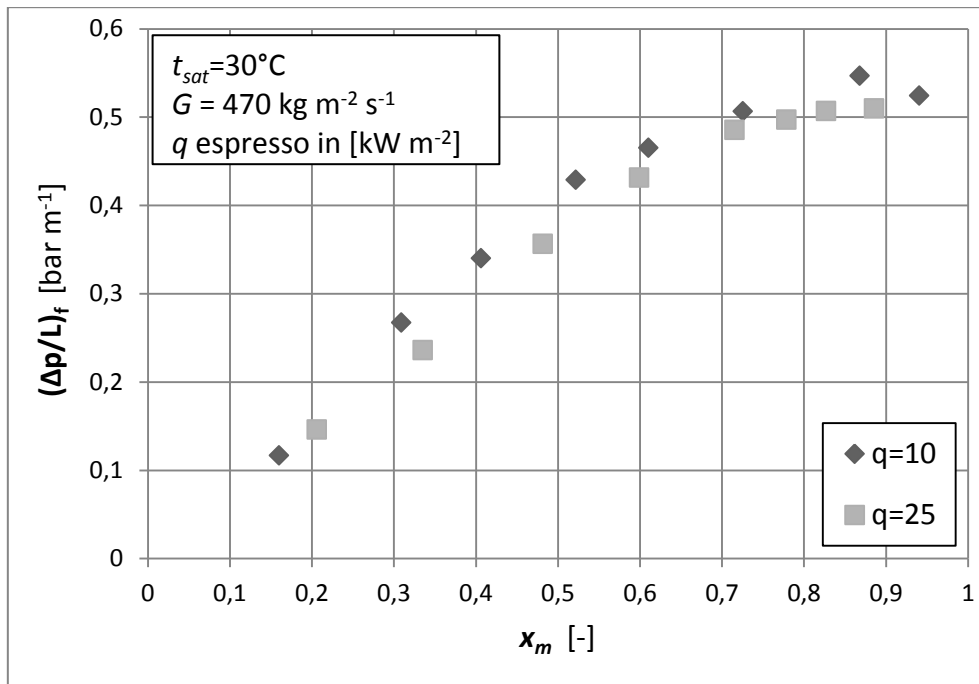


Figura 5.13: effetto del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con portata di massa di $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e temperatura di saturazione di 30°C .

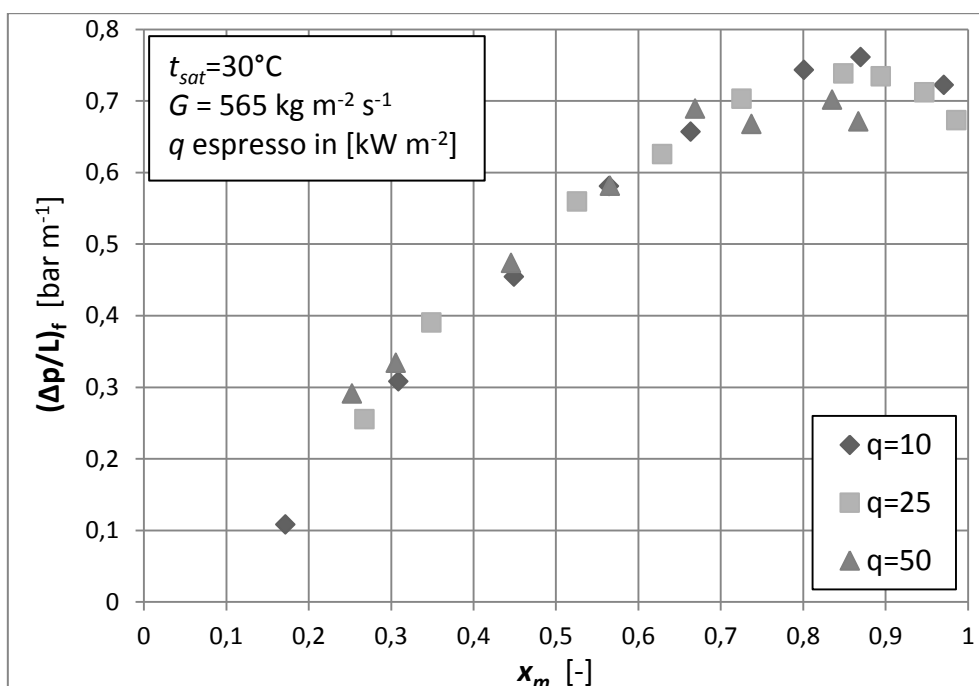


Figura 5.14: effetto del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con portata di massa di $565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e temperatura di saturazione di 30°C .

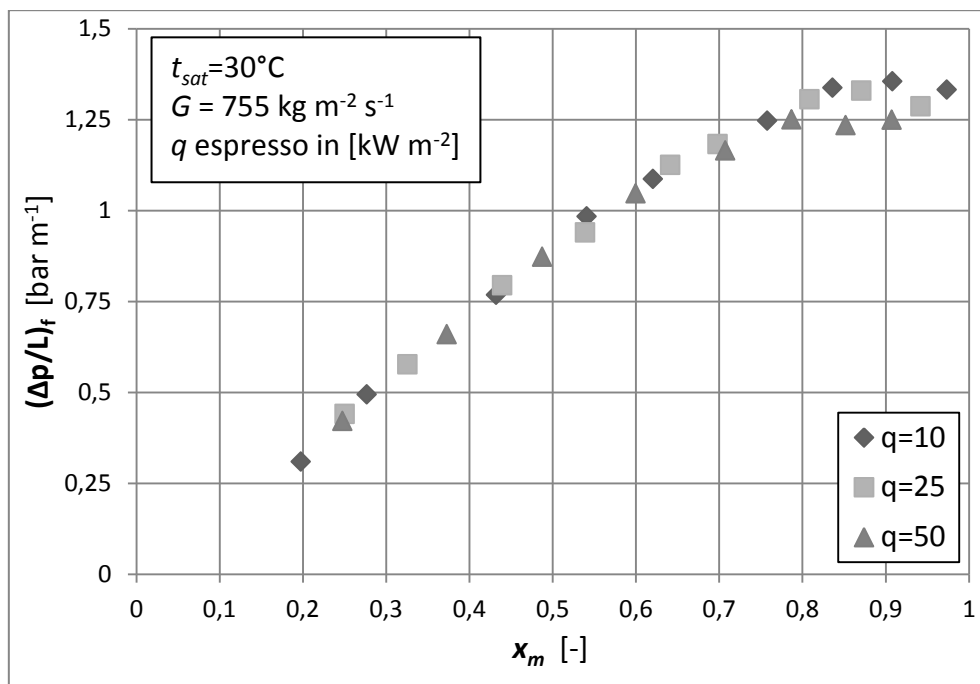


Figura 5.15: effetto del flusso termico specifico sul gradiente di pressione dovuto all'attrito, con portata di massa di $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e temperatura di saturazione di 30°C .

Capitolo 6

Correlazioni

In questo capitolo verranno confrontati i risultati ottenuti dalle prove sperimentali sul coefficiente di scambio termico e perdite di carico dovute all'attrito con i valori stimati da modelli presenti nella letteratura scientifica. Questi sono stati sviluppati per simulare il processo di vaporizzazione di un fluido all'interno di condotti di varie geometrie e dimensioni. É stato inoltre calcolato l'errore relativo medio e assoluto percentuale tra i valori calcolati con i modelli matematici trovati in letteratura e i valori ricavati sperimentalmente secondo le formule 6.1 e 6.2:

$$err_{rel,m}\% = \sum_{i=1}^n \frac{val_{calc,i} - val_{sper,i}}{val_{sper,i}} * 100 * \frac{1}{n} \quad (6.1)$$

$$err_{rel,ass}\% = \sum_{i=1}^n \left| \frac{val_{calc,i} - val_{sper,i}}{val_{sper,i}} \right| * 100 * \frac{1}{n} \quad (6.2)$$

6.1 Correlazioni per la stima del coefficiente di scambio termico

6.1.1 Correlazione di Diani et al. [18]

La prima correlazione per stimare il coefficiente di scambio termico è quella proposta nel lavoro di Diani et al. [18].

Il modello è una versione aggiornata dell'originale proposto da Cavallini et al. [19], presente anche in Padovan et al. [20]; il modello qui presentato è valido per minitubi microaletti con diametro interno calcolato all'apice dell'aletta di 3.4 mm, titolo del vapore minore del titolo del vapore critico ($x < x_{cr}$) e portata di massa specifica G compresa tra 150 e 950 kg m⁻² s⁻¹.

Il coefficiente di scambio termico, HTC_{calc} , si può stimare come la somma di due contributi, secondo l'espressione 6.3:

$$HTC_{calc} = HTC_{NB} + HTC_{CV} \quad (6.3)$$

dove HTC_{NB} si riferisce all'ebollizione nucleata, mentre HTC_{CV} è il termine riferito al contributo della convezione forzata in moto bifase. Il coefficiente riferito all'ebollizione nucleata può essere calcolato utilizzando la relazione proposta da Cooper [21] considerando un fattore correttivo S (espressione 6.4):

$$HTC_{NB} = 0.473 * HTC_{Cooper} * S \quad (6.4)$$

S si esprime secondo l'equazione 6.5:

$$S = 1.36 * \chi_{tt}^{0.36} \quad (6.5)$$

dove χ_{tt} è il parametro di Martinelli e si calcola con la relazione 6.6:

$$\begin{cases} \left[\left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} * \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} * \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.1} \right] & \text{se } \chi_{tt} \leq 1 \\ 1 & \text{se } \chi_{tt} > 1 \end{cases} \quad (6.6)$$

HTC_{Cooper} si esprime secondo l'equazione 6.7:

$$HTC_{Cooper} = 55 * p_{cr}^{0.12} * [-\ln(p_{cr})]^{-0.55} * M^{-0.5} * q^{0.67} \quad (6.7)$$

dove q è il flusso termico specifico (espresso in $W m^{-2}$) riferito all'area di un tubo liscio con diametro interno calcolato all'apice delle alette (d_{ft}), M è la massa molare del refrigerante ($kg kmol^{-1}$) e p_{cr} è la pressione ridotta.

Il flusso termico specifico q si calcola secondo la relazione 6.8:

$$q = \frac{P_{netta}}{\pi * d_{ft} * L} \quad (6.8)$$

dove P_{netta} è la potenza termica fornita alla sezione sperimentale al netto delle perdite per dispersione verso l'ambiente, L è la lunghezza del tubo riscaldata.

Il coefficiente di scambio termico relativo alla convezione forzata bifase HTC_{CV} si calcola secondo l'espressione 6.9:

$$\begin{aligned} HTC_{CV} = & 1.465 * HTC_{LO} \\ & * \left[1 + 1.128 * x^{0.8170} * \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.3685} * \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.2363} * \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{2.144} * Pr_L^{-0.1} \right] \\ & * Rx^{2.14} * (Bo * Fr)^{0.15} * \left(\frac{G_o}{G}\right)^{0.36} \end{aligned} \quad (6.9)$$

dove $G_o = 100 kg m^{-2} s^{-1}$ e il coefficiente di scambio termico del liquido è fornito dall'espressione 6.10:

$$HTC_{LO} = 0.023 * \frac{\lambda_L}{d_{ft}} * Re_{LO}^{0.8} * Pr_L^{0.333} \quad (6.10)$$

I parametri Pr_L , Rx , Re_{LO} , Fr e Bo si definiscono con le relazioni 6.11, 6.12, 6.13, 6.14 e 6.15:

$$Pr_L = \frac{\mu_l * c_{p,L}}{\lambda_L} \quad (6.11)$$

$$Rx = \left\{ \frac{2 * e * n_s * \left[1 - \text{sen} \left(\frac{\gamma}{2} \right) \right]}{\pi * d_{ft} * \cos \left(\frac{\gamma}{2} \right)} + 1 \right\} * \frac{1}{\cos \beta} \quad (6.12)$$

$$\text{Re}_{LO} = \frac{G * D}{\mu_l} \quad (6.13)$$

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho_v^2 * g * d_{ft}} \quad (6.14)$$

$$\text{Bo} = \frac{g * \rho_l * e * \pi * d_{ft}}{8 * \sigma * n_s} \quad (6.15)$$

6.1.1.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 6.1 vengono mostrati i risultati del modello proposto da Diani et al. [18] per predire il valore del coefficiente di scambio termico in relazione ai valori del coefficiente di scambio termico trovati sperimentalmente per tutti i punti analizzati, al variare di portata di massa specifica e di flusso termico specifico imposto.

I valori calcolati dell'errore relativo medio e assoluto, percentuale sui punti analizzati, calcolati mediante le espressioni 6.1 e 6.2, sono rispettivamente -19.82% e 22.36%.

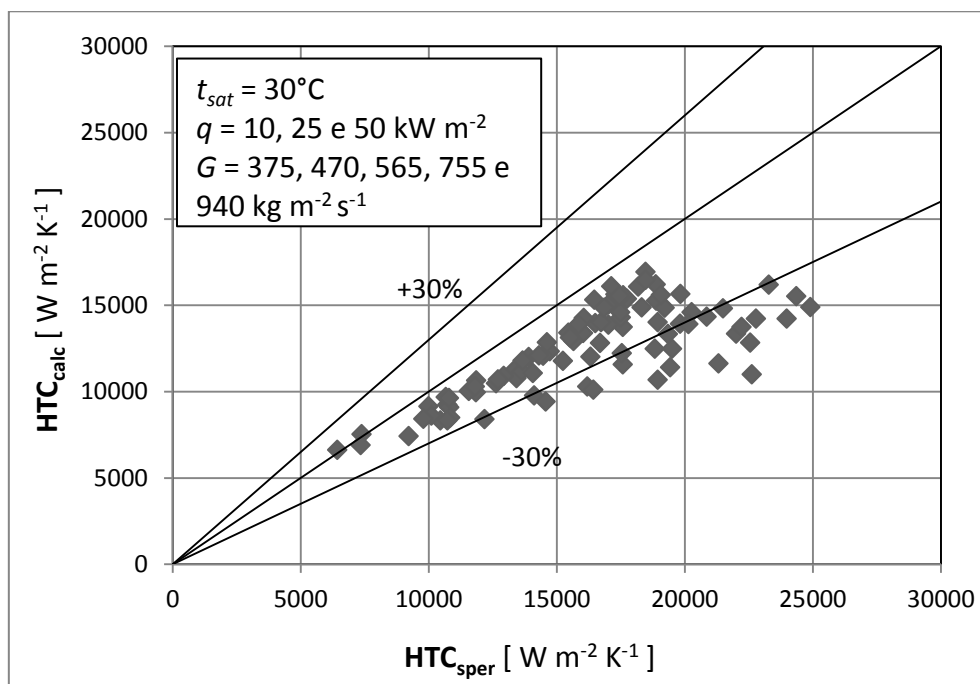


Figura 6.1: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentalmente, per flussi termici specifici compresi tra 10 e 50 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e 940 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Dall'analisi del grafico si può notare come il metodo tenda a stimare accuratamente i valori del coefficiente di scambio termico per titoli bassi e medi, mentre sottostima i valori di poco oltre la banda di dispersione del -30% per titoli alti.

Andando più nello specifico, applicando la correlazione e confrontando i risultati con i valori del coefficiente di scambio termico trovati sperimentalmente, mantenendo costante il flusso termico specifico e variando la portata specifica di massa, si ottengono i risultati mostrati nelle seguenti figure 6.2, 6.3 e 6.4.

Al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il modello stima accuratamente il coefficiente di scambio termico per le quattro portate analizzate ($G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) per titoli del vapore bassi, mentre tende a sottostimare di poco oltre la banda di dispersione del -30% per titoli medio alti.

Ai flussi termici specifici $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello stima molto accuratamente il coefficiente di scambio termico per le portate analizzate.

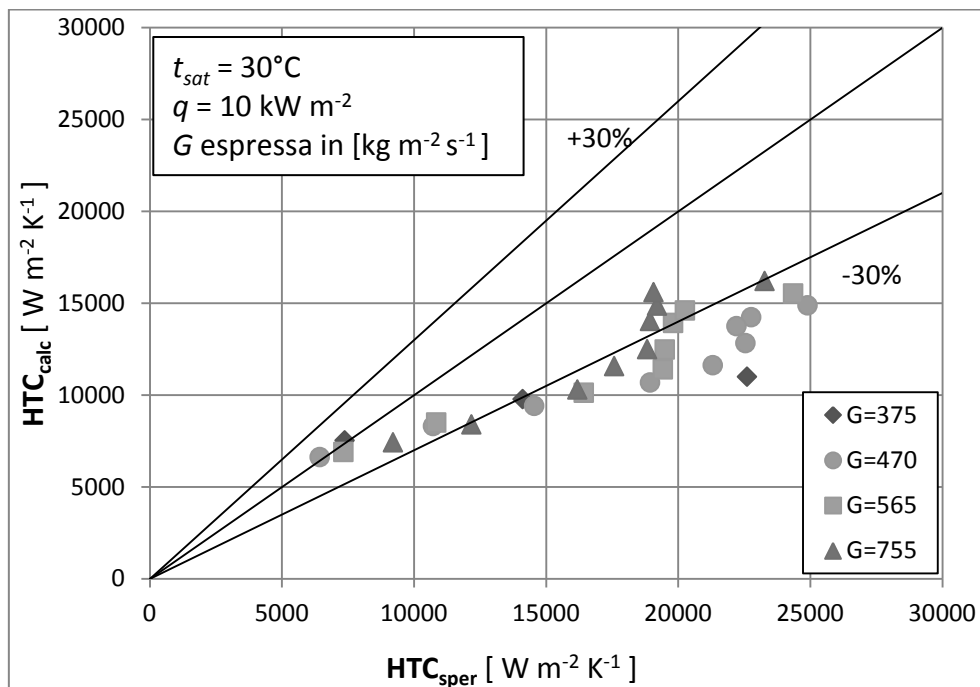


Figura 6.2: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico costante 10 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e 940 $kg m^{-2} s^{-1}$.

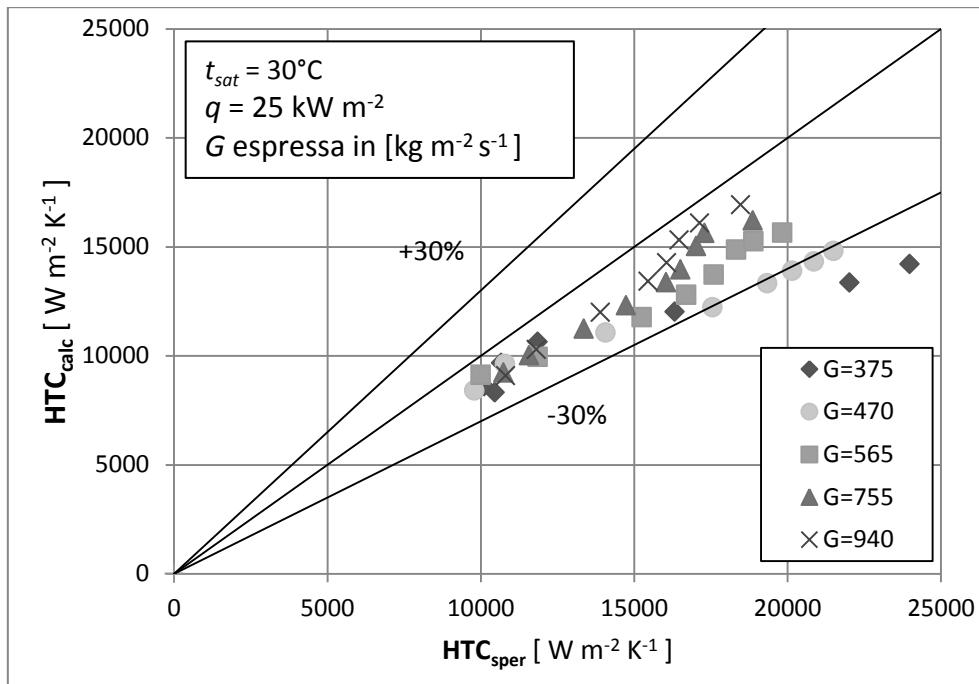


Figura 6.3: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico costante 25 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

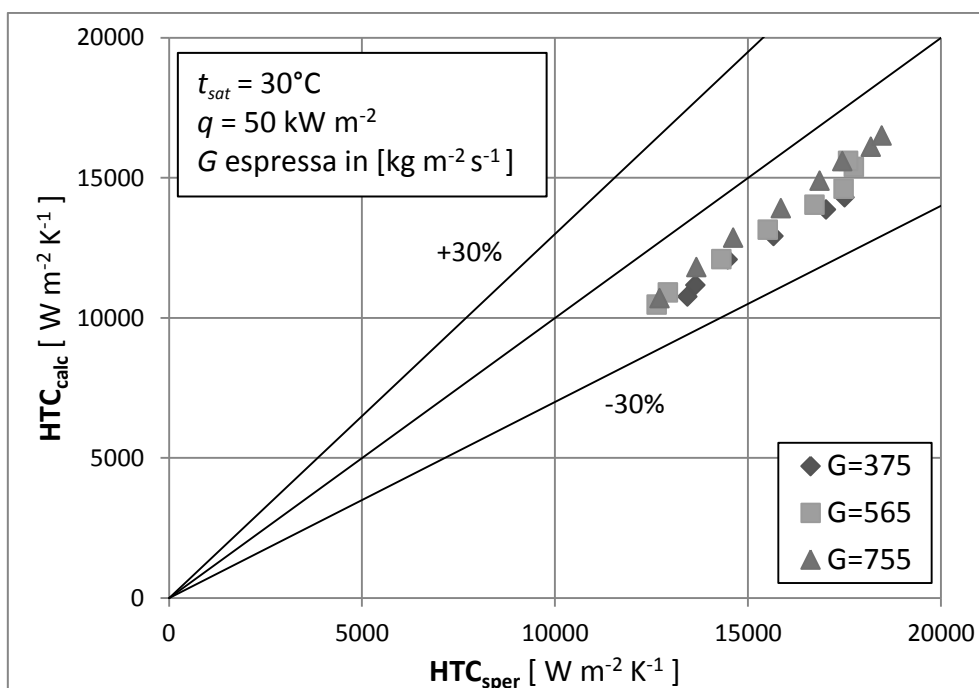


Figura 6.4: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico costante 50 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Nelle figure 6.5, 6.6 e 6.7 sono riportati i risultati del modello, al variare del flusso termico specifico e assunta costante la portata di massa specifica.

Alla portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ al flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ si osserva un'ottima capacità predittiva del modello, mentre ai flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ si riscontra una tendenza del modello a stimare accuratamente i valori sperimentali fino a titoli del vapore medi, poi sottostima di poco oltre la banda di dispersione del -30% per titoli del vapore alti.

Alla portata $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ la correlazione stima accuratamente i valori sperimentali per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, mentre per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ stima accuratamente per titoli bassi, poi sottostima di poco oltre la banda di dispersione del -30%.

Alla portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ai flussi termici specifici $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello fa una stima accurata dei coefficienti di scambio termico mentre al flusso termico specifico $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ tende a sottostimare di poco oltre la banda del -30% per titoli del vapore medio-alti.

Le osservazioni fatte per la portata $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ valgono anche per la portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

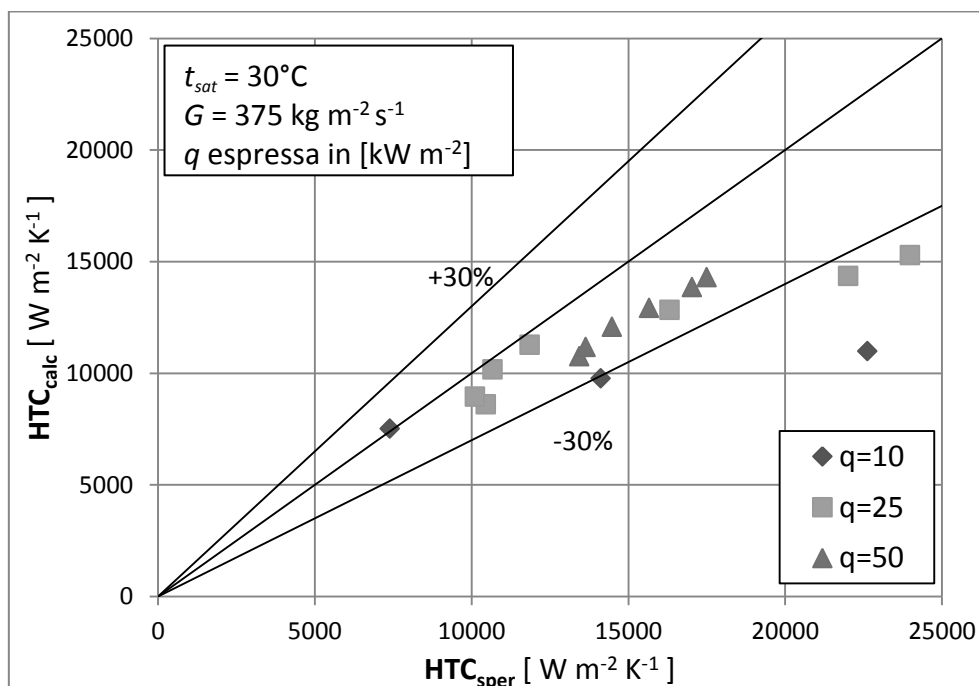


Fig. 6.5: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per portata specifica costante $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico tra 10 kW m^{-2} e 50 kW m^{-2} .

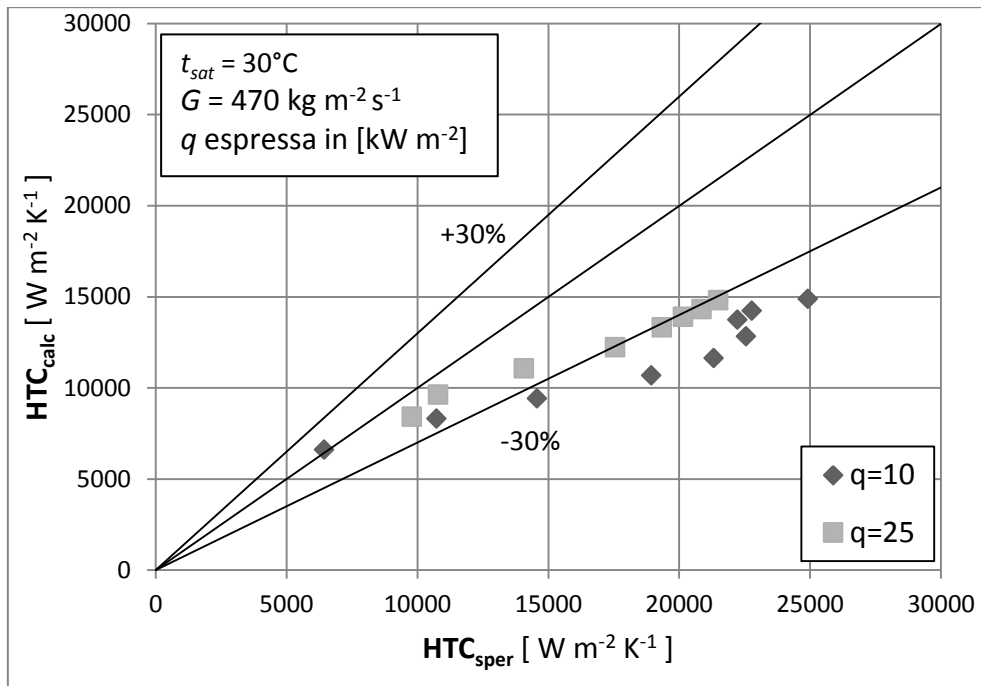


Fig. 6.6: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per portata specifica costante $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico 10 kW m^{-2} e 25 kW m^{-2} .

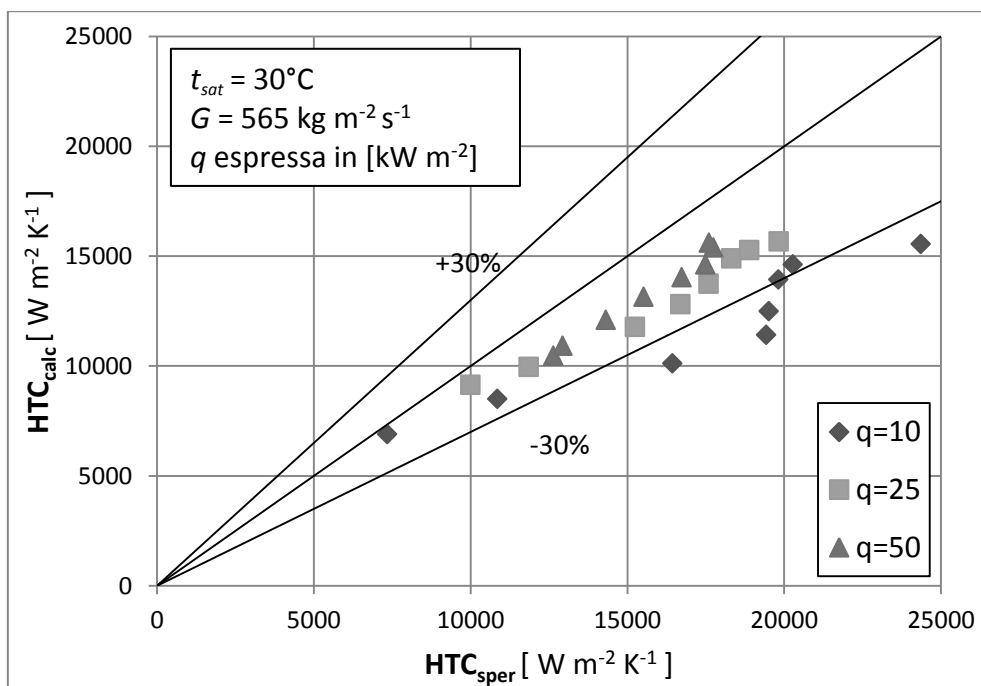


Fig. 6.7: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per portata specifica costante $565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico tra 10 kW m^{-2} e 50 kW m^{-2} .

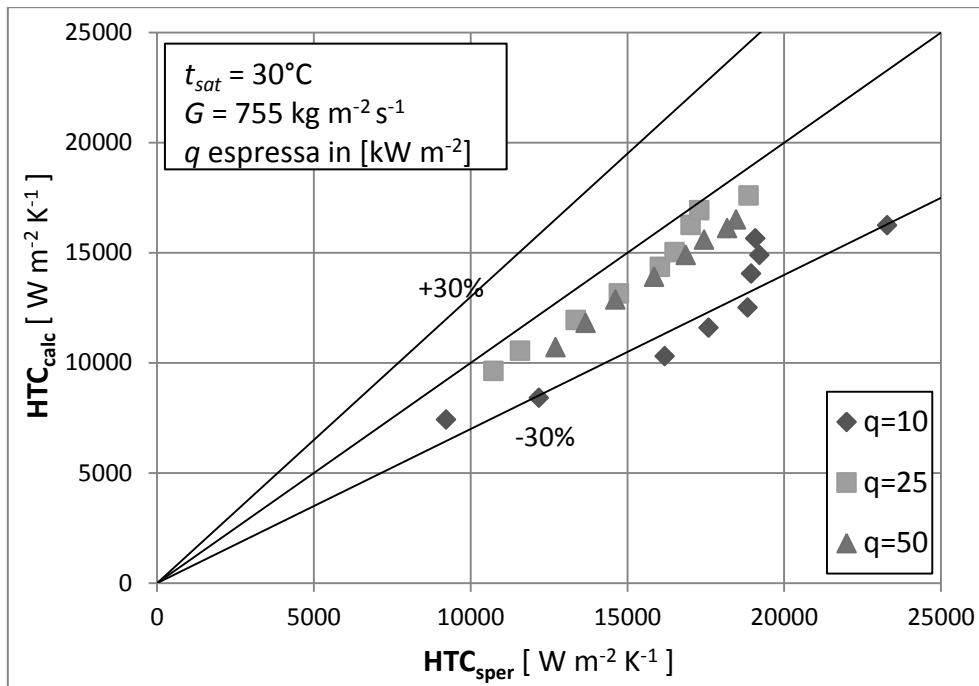


Fig. 6.8: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per portata specifica costante $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico tra 10 kW m^{-2} e 50 kW m^{-2} .

6.1.2 Correlazione di Wu et al. [17]

La seconda correlazione proposta per la valutazione del coefficiente di scambio termico è quella di Wu et al. [17].

Il nuovo modello è applicabile a diversi tipi di fluidi in condotti aventi diametro interno calcolato alla base delle alette che varia da 2.1 mm a 14.8 mm, portate di massa specifica che variano da 100 a 650 kg m⁻² s⁻¹, flussi termici specifici valutati sulla superficie totale interna da 0 a 30 kW m⁻², titolo del vapore di ingresso 0.1 e titolo del vapore di uscita 0.8 e pressione ridotta (definita come il rapporto tra pressione di esercizio e pressione critica del fluido) da 0.08 a 0.69.

Il flusso termico specifico minimo per l'inizio dell'ebollizione nucleata (ONB) durante la fase di vaporizzazione si esprime secondo la relazione 6.16:

$$q_{ONB} = \frac{2 \sigma T_{sat} h_{cb,l}}{r_{crit} \rho_v r} \quad (6.16)$$

dove $h_{cb,l}$ è il coefficiente di scambio termico convettivo che si ha durante l'evaporazione e si calcola con l'espressione 6.17:

$$h_{cb,l} = C Re_{\delta}^m Pr_l^{0,4} \frac{k_l}{\delta} \quad (6.17)$$

dove k_l la conducibilità termica del liquido e δ lo spessore medio del film di liquido presente in corrispondenza della parete del condotto e si calcola secondo l'espressione 6.18:

$$\delta = \sqrt{\frac{A_{cs}}{\pi}} (1 - \sqrt{\varepsilon}) \quad (6.18)$$

A_{cs} è la sezione di attraversamento effettiva.

Re_{δ} è il numero di Reynolds del film di liquido presente in corrispondenza della parete del condotto si calcola secondo l'espressione 6.19:

$$\text{Re}_\delta = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_l} \quad (6.19)$$

μ_l è la viscosità dinamica del liquido e ε è il grado di vuoto che si calcola mediante l'equazione 6.20:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_v} \left[\left(1 + 0,21(1-x) \right) \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1,18(1-x)[g\sigma(\rho_l - \rho_g)]^{0,25}}{G^2 \rho_l^{0,5}} \right]^{-1} \quad (6.20)$$

Se il flusso termico specifico sperimentale è minore di q_{ONB} , il coefficiente di scambio termico si determina con la relazione 6.21:

$$h = h_{cb,l} E_{RB} \quad (6.21)$$

In caso contrario si utilizza l'espressione 6.22:

$$h = [(h_{cv})^3 + (h_{nb})^3]^{\frac{1}{3}} = [(E_{RB} h_{cb,l})^3 + (S h_{pb})^3]^{\frac{1}{3}} \quad (6.22)$$

h_{pb} è il coefficiente di scambio termico convettivo che si otterrebbe con fluido stagnante e S è un fattore correttivo dell'ebollizione nucleata e si calcolano rispettivamente con le relazioni 6.23 e 6.24:

$$h_{pb} = 2,8 * 207 \frac{k_l}{D_b} \left[\frac{(q - q_{ONB}) D_b}{k_l T_{sat}} \right]^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} \text{Pr}_l^{0,533} \quad (6.23)$$

$$S = \frac{1}{\xi} (1 - e^{-\xi}) \quad (6.24)$$

dove D_b è il diametro iniziale della bolla e si calcola con l'equazione 6.25:

$$D_b = 0,51 \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (6.25)$$

ξ è un parametro che si definisce con l'espressione 6.26:

$$\xi = 1,96 * 10^{-5} * \frac{\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{c_{pl}}{h_{lv}} T_{sat}\right)^{1,25} (E_{RB} h_{cb,l}) D_b}{k_l} \quad (6.26)$$

q e A_{cs} si calcolano rispettivamente con le equazioni 6.27 e 6.28:

$$q = \frac{P_{netta}}{A_{cs}} \quad (6.27)$$

$$A_{cs} = \frac{A_{cs}}{A_{ni}} * A_{ni} \quad (6.28)$$

A_{ni} è l'area di attraversamento calcolata all'apice delle alette e il rapporto A_{cs}/A_{ni} si calcola con la relazione 6.29:

$$\frac{A_{cs}}{A_{ni}} = 1 + 2 \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} - \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right] \frac{e}{p_f} \quad (6.29)$$

p_f è la distanza normale tra le alette che si definisce mediante l'espressione 6.30:

$$p_f = \frac{\pi d_{fr} \cos(\beta)}{n_s} \quad (6.30)$$

Il parametro E_{RB} si valuta con la relazione 6.31:

$$E_{RB} = \left\{ 1 + \left[2,64 \text{Re}_\delta^{0,036} \text{Pr}_l^{-0,024} \left(\frac{e}{d_{fr}}\right)^{0,212} \left(\frac{pt}{d_{fr}}\right)^{-0,21} \left(\frac{\beta}{90}\right)^{0,29} \right]^7 \right\}^{\frac{1}{7}} \quad (6.31)$$

dove Pr_l è il numero di Prandtl del film di liquido presente in corrispondenza della parete del condotto, d_{fr} è il diametro del condotto valutato alla base delle alette e pt è la distanza assiale tra le alette e si calcola secondo l'espressione 6.32:

$$pt = \frac{\pi d_{fr}}{n_s \tan(\beta)} \quad (6.32)$$

Il raggio critico della bolla r_{crit} si assume pari a $0.38 \cdot 10^{-6}$ m. Le costanti C ed m sono state ricavate basandosi su risultati sperimentali e studi trovati in letteratura ed hanno rispettivamente un valore di 0.014 e 0.68.

6.1.2.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 6.9 vengono mostrati i risultati del modello introdotto da Wu et al. [17] per predire il valore del coefficiente di scambio termico in relazione ai valori del coefficiente di scambio termico trovati sperimentalmente per tutti i punti analizzati, al variare della portata di massa specifica del fluido refrigerante R1234ze(E) e di flusso termico specifico imposto.

I valori dell'errore relativo medio e assoluto, percentuale sui punti analizzati, si calcolano con le espressioni 6.1 e 6.2 e sono rispettivamente -33.94% e 34.85%.

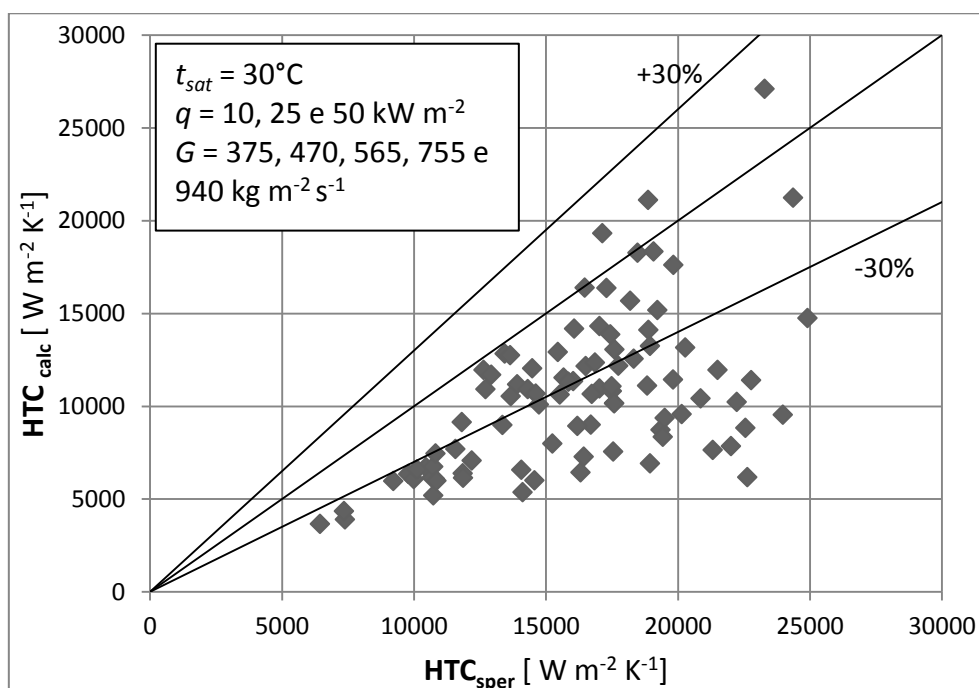


Fig. 6.9: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per flussi termici specifici compresi tra 10 e 50 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e 940 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Dall'analisi del grafico si può notare come il metodo tenda a sottostimare il valore del coefficiente di scambio termico per circa la metà dei punti sperimentali analizzati.

Andando più nello specifico, applicando la correlazione e confrontando i risultati con i valori del coefficiente di scambio termico trovati sperimentalmente, mantenendo costante il flusso termico specifico imposto e variando la portata specifica di massa, si ottengono gli andamenti mostrati nelle seguenti figure 6.10, 6.11 e 6.12.

Mantenendo costante il flusso termico specifico ad un valore di $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e facendo variare la portata ($G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) quasi la totalità dei punti sperimentali oltre la banda di dispersione -30% . I punti ricavati con la portata $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vengono sottostimati sempre di più all'aumentare del titolo del vapore.

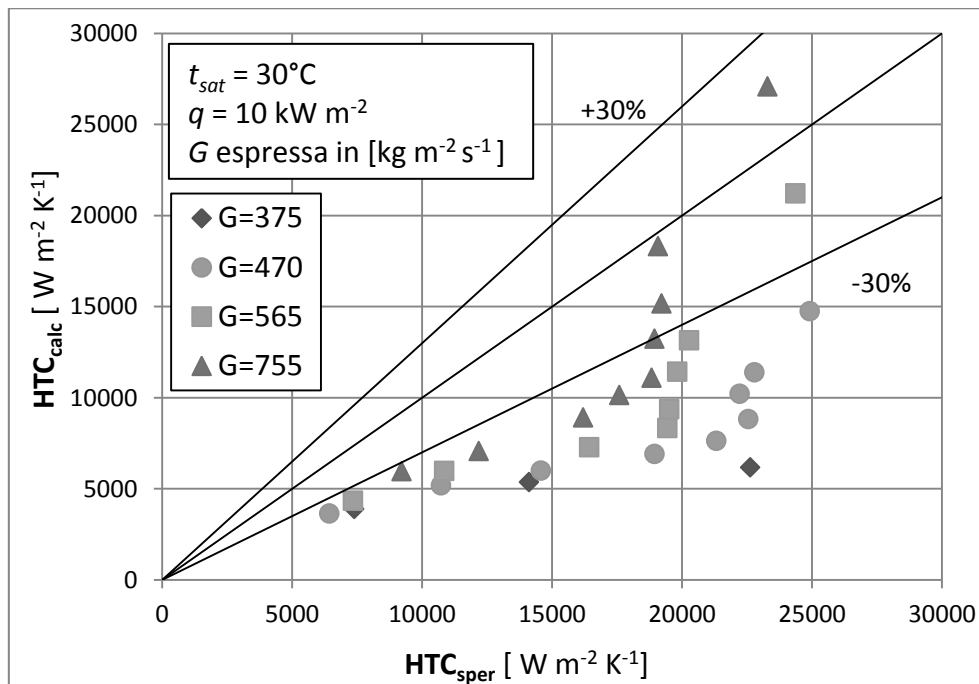


Fig. 6.10: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico 10 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e $755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Mantenendo costante il flusso termico specifico ad un valore di $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e facendo variare la portata ($G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si nota che con le portate $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ c'è un'ottima corrispondenza tra i valori del coefficiente di scambio termico calcolati dal modello e il coefficiente di scambio termico ricavato sperimentalmente.

Per le portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sottostima i valori del coefficiente di scambio termico oltre la banda di dispersione del -30% .

Mantenendo costante il flusso termico specifico ad un valore di $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ e facendo variare la portata ($G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) si nota che tutti i punti trovati alla portata $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ rientrano nella banda di dispersione del $\pm 30\%$, mentre alle portate $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vi è una buona corrispondenza tra i valori calcolati col modello e i valori sperimentali fino a valori del titolo intermedi, poi vengono sottostimati.

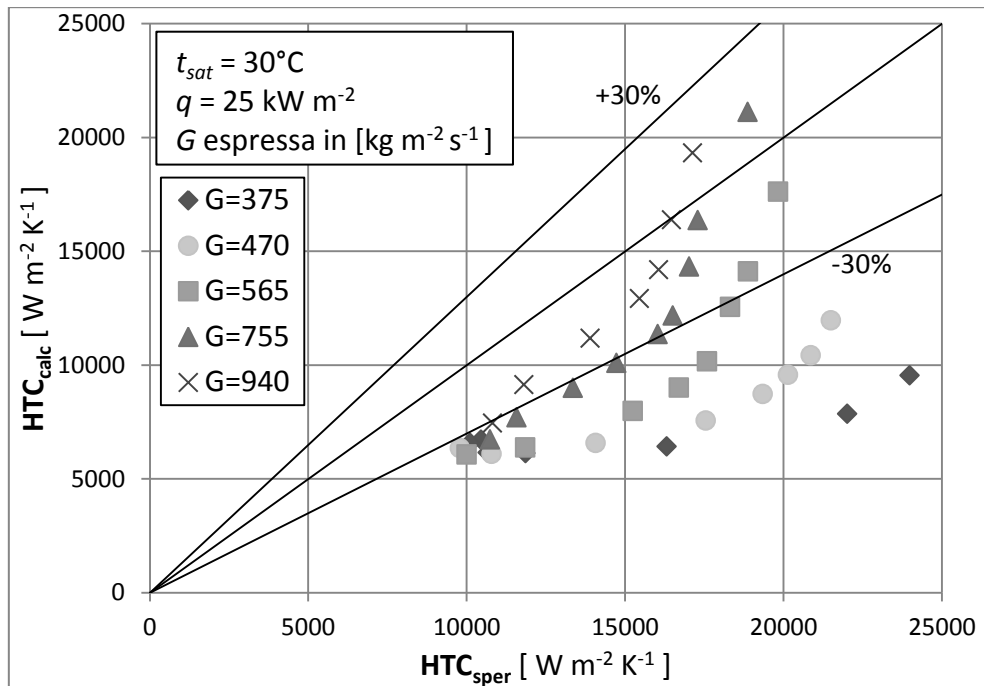


Fig. 6.11: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico $25 kW m^{-2}$ e portate specifiche tra 375 e $940 kg m^{-2} s^{-1}$.

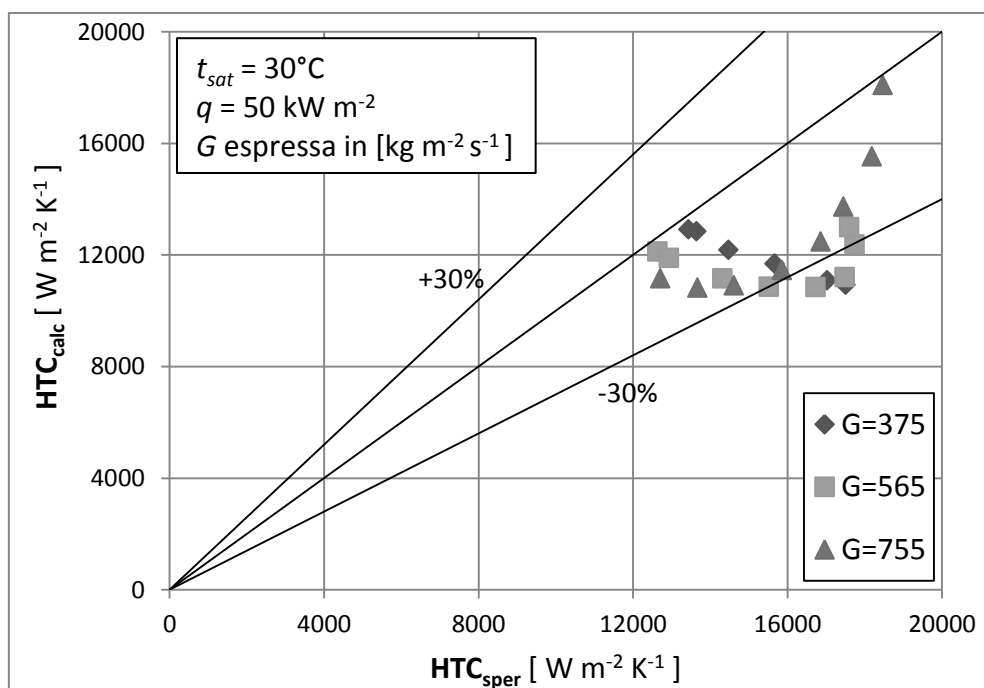


Fig. 6.12: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico $50 kW m^{-2}$ e portate specifiche tra 375 e $755 kg m^{-2} s^{-1}$.

Se invece si mantiene costante la portata di massa specifica e si varia il flusso termico specifico, si ottengono gli andamenti del coefficiente di scambio termico mostrati nelle figure 6.13, 6.14 e 6.15.

Mantenendo costante la portata di massa specifica ad un valore di $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e facendo variare il flusso termico specifico applicato ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$) si nota che ai flussi termici specifici $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico per tutti i valori del titolo del vapore. Mentre con flusso termico specifico $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$, vi è una buona corrispondenza tra i valori calcolati col modello e i risultati ottenuti sperimentalmente fino ai titoli del vapore intermedi, poi i valori vengono sottostimati e escono dalla banda di dispersione del -30%.

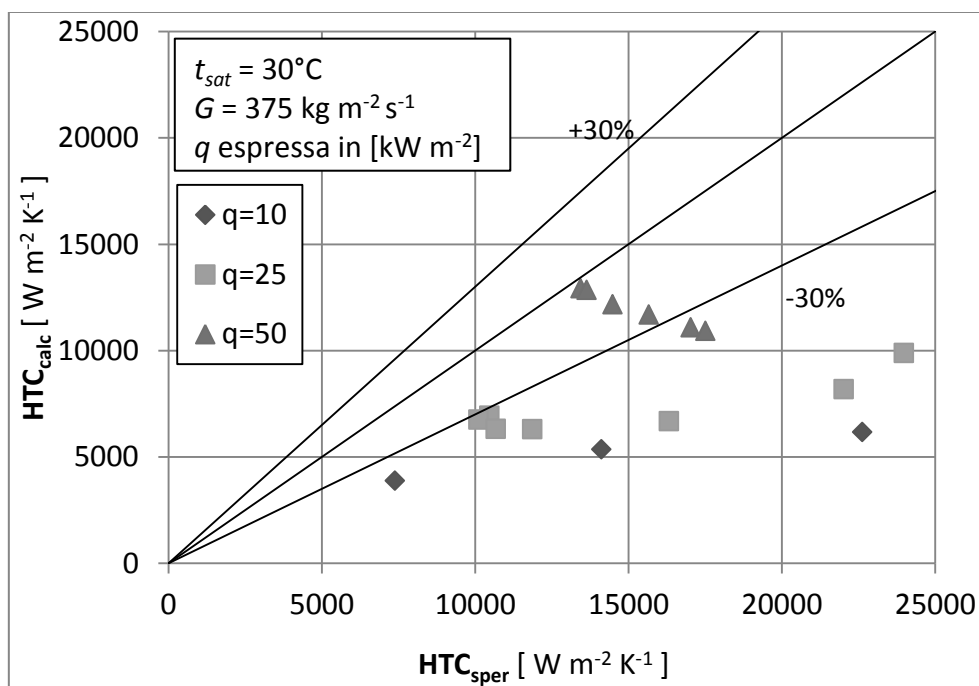


Figura 6.13: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per portata specifica $375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico tra 10 kW m^{-2} e 50 kW m^{-2} .

Mantenendo costante la portata di massa specifica ad un valore di $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e facendo variare il flusso termico specifico applicato ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$) si nota che la correlazione sottostima tutti i punti sperimentali trovati oltre la banda del -30%.

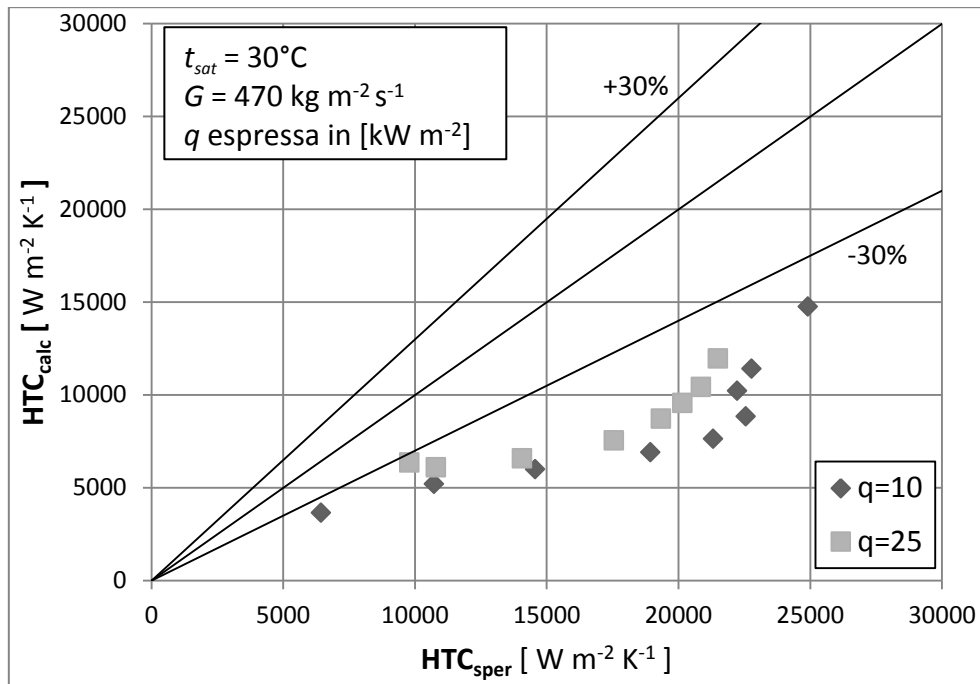


Figura 6.14: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per portata specifica $470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e flusso termico specifico 10 kW m^{-2} e 25 kW m^{-2} .

Mantenendo costante la portata di massa specifica ad un valore di $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e facendo variare il flusso termico specifico applicato ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$) si nota che per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il modello tende a sottostimare tutti i valori trovati sperimentalmente.

Per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ i valori sono sottostimati fino ai valori del titolo intermedi. Per $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ il modello fa una predizione accurata dei risultati ottenuti sperimentalmente solo ai bassi valori del titolo di vapore.

Mantenendo costante la portata di massa specifica ad un valore di $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e facendo variare il flusso termico specifico applicato ($q = 10 \text{ kW m}^{-2}$, $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$) si nota che per $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ il modello tende a sottostimare i valori ottenuti sperimentalmente solo ai bassi titoli del vapore, mentre all'aumentare del titolo c'è una buona corrispondenza.

Per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$ vi è una buona corrispondenza tra il modello e i risultati sperimentali dai bassi agli alti valori del titolo del vapore.

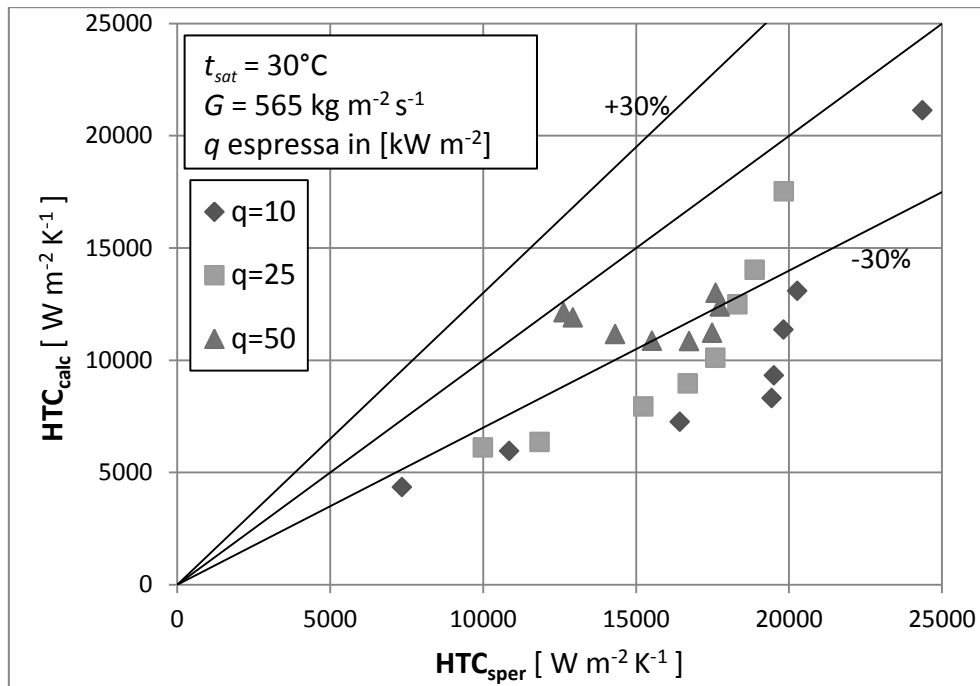


Fig.6.15: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per portata specifica $565 kg m^{-2} s^{-1}$ e flusso termico specifico tra $10 kW m^{-2}$ e $50 kW m^{-2}$.

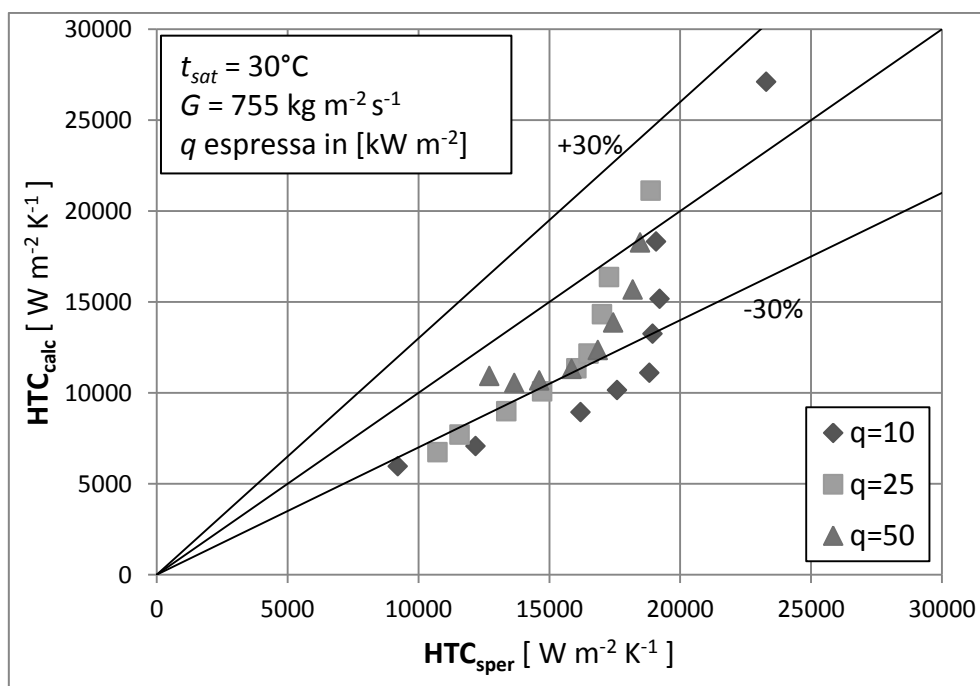


Fig 6.16: confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per portata specifica $755 kg m^{-2} s^{-1}$ e flusso termico specifico tra $10 kW m^{-2}$ e $50 kW m^{-2}$.

Il modello spesso non compie un'accurata predizione dei valori del coefficiente di scambio termico ricavati sperimentalmente; una giustificazione si può trovare nel fatto che il modello è stato validato per portate da $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $G = 650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e per flussi termici specifici da $q = 0$ a $q = 30 \text{ kW m}^{-2}$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori, è lecito aspettarsi che il modello non dia risultati soddisfacenti.

Inoltre, tale modello si basa su un insieme di dati ricavati secondo una metodologia diversa da quella utilizzata nello svolgimento delle prove sperimentali: infatti nel modello di Wu et al. [17] i punti sperimentali sono stati ottenuti mantenendo i titoli del vapore di ingresso e di uscita della sezione sperimentale, rispettivamente, pari a 0.1 e 0.8, mentre nelle prove sperimentali del presente lavoro di tesi è stato fatto variare il titolo di vapore medio tra ingresso e uscita della sezione sperimentale con continuità da 0 a 1. Inoltre il riscaldamento nel modello di Wu et al. [17] il riscaldamento avveniva mediante fluido secondario, non mediante riscaldamento elettrico.

6.1.3 Correlazione di Hamilton et al. [22]

La terza correlazione proposta per la valutazione del coefficiente di scambio termico è quella introdotta da Hamilton et al. [22].

Il modello è valido per tubi di diametro esterno 9.5 mm, portate di massa G che variano in un range che va da $70 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $370 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e per titoli del vapore tra 0 e 0.7.

Il coefficiente di scambio termico $h_{2\phi}$ è calcolato sulla superficie interna totale del tubo e si esprime con la relazione 6.33:

$$h_{2\phi} = \frac{\text{Nu } k_l}{D_h} \quad (6.33)$$

k_l è la conducibilità termica del liquido, Nu è il numero di Nusselt e D_h è il diametro idraulico del tubo, che si calcola secondo l'espressione 6.34:

$$D_h = \frac{(\pi d_{fr}^2 - 2n_s t_b e) \cos \alpha}{\left(s + \frac{2e}{\cos(\frac{\beta}{2})}\right) n_s} \quad (6.34)$$

s è lo spessore tra le alette, e è l'altezza delle alette, α è l'angolo all'apice dell'aletta, β è l'angolo d'elica, t_b è la larghezza della base dell'aletta, n_s è il numero totale di alette, d_{fr} è il diametro del tubo calcolato alla base dell'aletta.

Il numero di Nusselt è stato calcolato seguendo la legge del "Corresponding States" presentata da Cooper [21]. Per calcolare il numero di Nusselt sono stati utilizzati la pressione ridotta (p_r/p_c) e altri termini valutati localmente per tutte le condizioni di flusso analizzate.

Il numero di Nusselt si calcola secondo la relazione 6.35:

$$\text{Nu} = 482,18 \text{ Re}^{0,3} \text{ Pr}^{C_1} \left(\frac{p_r}{p_c}\right)^{C_2} \text{ Bo}^{C_3} \left(-\log_{10} \frac{p_r}{p_c}\right)^{C_4} M_w \quad (6.35)$$

Dove le costanti C_1 , C_2 , C_3 , C_4 e C_5 si calcolano, rispettivamente, mediante le equazioni 6.36, 6.37, 6.38, 6.39 e 6.40:

$$C_1 = 0,51x_q \quad (6.36)$$

$$C_2 = 5,57x_q - 5,21x_q^2 \quad (6.37)$$

$$C_3 = 0,54 - 1,56x_q + 1,42x_q^2 \quad (6.38)$$

$$C_4 = -0,81 - 12,56x_q - 11x_q^2 \quad (6.39)$$

$$C_5 = 0,25 - 0,035x_q^2 \quad (6.40)$$

In tale correlazione, M_w rappresenta la massa molecolare del refrigerante normalizzata rispetto alla massa molecolare dell'idrogeno.

6.1.3.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 6.17 vengono mostrati i risultati del modello introdotto da Hamilton et al. [22] per predire il valore del coefficiente di scambio termico in funzione dei valori del coefficiente di scambio termico trovati sperimentalmente per tutti i punti analizzati, al variare di portata di massa specifica e di flusso termico specifico impresso.

Si nota subito come i valori che si trovano con la correlazione proposta tendono a sovrastimare i valori del coefficiente di scambio termico trovato sperimentalmente ben oltre la banda di dispersione del +30%.

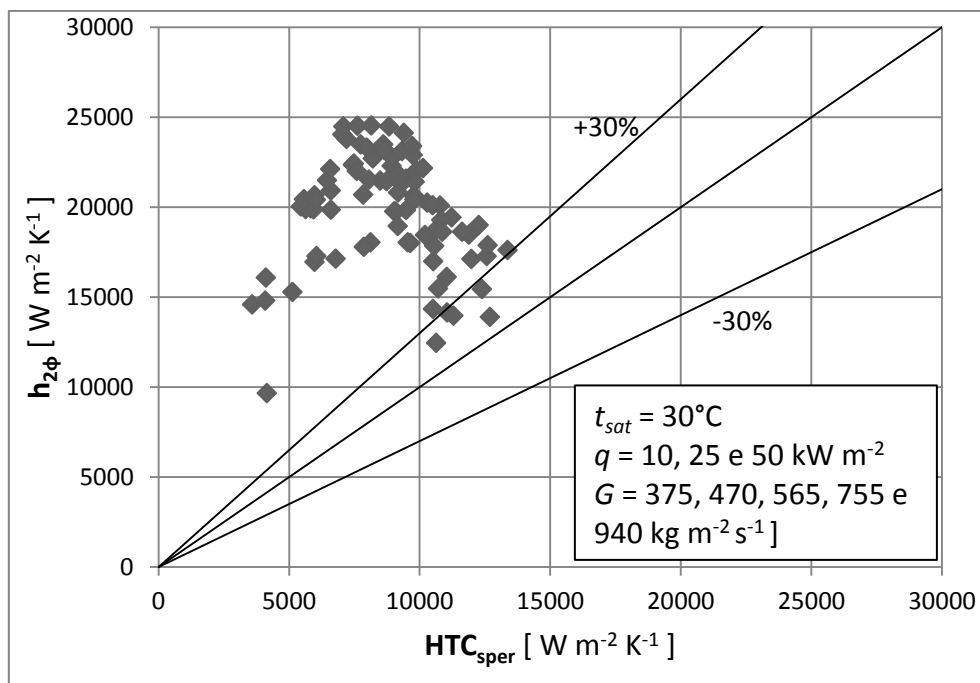


Figura 6.17: : confronto tra i valori del coefficiente di scambio termico ottenuti dalla correlazione di Hamilton et al. [22] e i valori sperimentali, per flussi termici specifici compresi tra 10 e 50 kW m⁻² e portate specifiche tra 375 e 940 kg m⁻² s⁻¹.

I valori dell'errore relativo medio e assoluto, percentuale sui punti analizzati, si calcolano con le espressioni 6.1 e 6.2 e sono rispettivamente 141.46% e 141.46%.

Il modello non compie un'accurata predizione dei valori del coefficiente di scambio termico ricavati sperimentalmente; una giustificazione si può trovare nel fatto che il modello è stato validato per tubi di diametro esterno di 9.5 mm, portate che variano da $G = 70 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a

$G = 370 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per titoli del vapore che variano da $x_m = 0$ a $x_m = 0.7$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori, è lecito aspettarsi che il modello non dia risultati soddisfacenti.

6.2 Correlazioni per la stima del gradiente di pressione dovuto all'attrito

6.2.1 Correlazione di Diani et al. [18]

Il primo modello proposto per la stima della caduta di pressione dovuta all'attrito è quello proposto da Diani et al. [18]: è una nuova procedura proposta per il fluido refrigerante R1234ze(E) all'interno di un minitubo microalettato.

Il modello è validato per casi in cui la portata di massa specifica G sia maggiore di $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e stima la caduta di pressione dovuta all'attrito durante il flusso dell'R1234ze(E) in regime di moto bifase all'interno di un minitubo microalettato.

Il gradiente di pressione può essere calcolato con l'espressione 6.41:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 * 2 * f_{LO,T} * \frac{G^2}{D * \rho_l} \quad (6.41)$$

Il moltiplicatore bifase si calcola con la relazione 6.42:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3.595 * F * H * (1 - E)^W \quad (6.42)$$

dove i parametri Z , H , W , F e $1-E$ si esprimono rispettivamente secondo le equazioni 6.43, 6.44, 6.45, 6.46 e 6.47:

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 * \frac{\rho_l}{\rho_v} * \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.2} \quad (6.43)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{1.132} * \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.44} * \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{3.542} \quad (6.44)$$

$$W = 1.398 * p_{cr} \quad (6.45)$$

$$F = x^{0.9525} * (1 - x)^{0.414} \quad (6.46)$$

$$1 - E = -0.331 * \ln\left(\frac{\mu_l * G * x}{\rho_v * \sigma}\right) - 0.0919 \quad (6.47)$$

Il parametro E ha delle limitazioni che sono espresse nella relazione 6.48:

$$\begin{cases} E = 0.95 & \text{se } E > 0.95 \\ E = 0 & \text{se } E < 0 \end{cases} \quad (6.48)$$

Il parametro $f_{l0,T}$ si ricava dal diagramma di Moody considerando la rugosità relativa, come proposto da Cavallini et al. [23], che si calcola mediante la relazione 6.49:

$$\frac{e}{d_{ft}} = \frac{0.18 * \left(\frac{e}{d_{ft}}\right)}{0.1 + \cos\beta} \quad (6.49)$$

6.2.1.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 6.18 è riportato il gradiente di pressione dovuto all'attrito stimato dal modello proposto da Diani et al. [18] in funzione del gradiente di pressione dovuto all'attrito sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Dato che, come mostrato nelle figure 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15, il gradiente di pressione dovuto all'attrito non dipende dal flusso termico specifico imposto, è sufficiente analizzare la condizione operativa riportata in figura 6.18, che contempla tutte le portate di massa specifiche indagate, per valutare la qualità predittiva del modello.

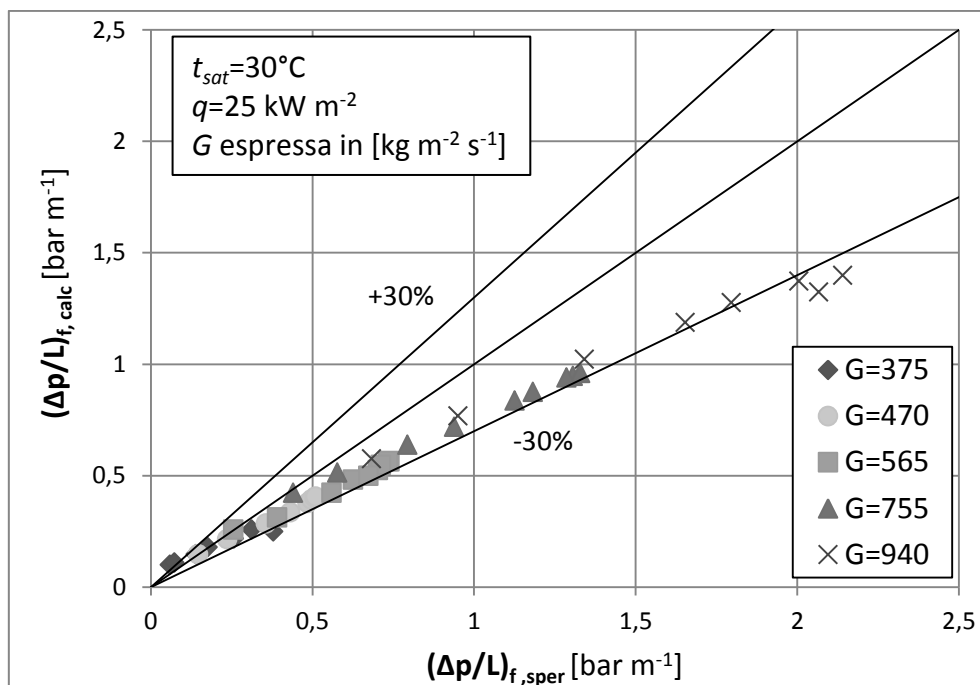


Fig. 6.18: confronto tra i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito ottenuti dalla correlazione di Diani et al. [18] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico 25 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e 940 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello di Diani et al. [18] stima i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito entro la banda di dispersione del $\pm 30\%$ per tutte le portate analizzate: $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

I valori dell'errore relativo medio e assoluto, percentuale sui punti analizzati, si calcolano mediante le espressioni 6.1 e 6.2 e sono rispettivamente -16.06% e 21.73%.

6.2.2 Correlazione di Han e Lee [24]

La seconda correlazione considerata per la stima del gradiente di pressione dovuto all'attrito è quella proposta da Han e Lee [24].

Nel suo studio sono stati analizzati quattro tubi microaletti. Tali tubi hanno un diametro interno alla base dell'aletta rispettivamente di 8.92 ; 6.46 ; 5.1 e 4 mm. Sono stati valutati gli effetti che hanno la portata di massa e il titolo di vapore sulle perdite di carico del fluido refrigerante.

Basandosi sui dati sperimentali si propongono le seguenti correlazioni per la predizione della caduta di pressione dovuta all'attrito, che si stima con l'espressione 6.50:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fr} = \Phi_l^2 \frac{f_1 [G(1-x)]^2}{2d_{fr}\rho_l} \quad (6.50)$$

dove i parametri f_1 e Φ_l^2 si esprimono rispettivamente secondo le relazioni 6.51 e 6.52:

$$f_1 = 0,193 \left[\frac{G(1-x)d_{fr}}{\mu_l} \right]^{-0,024} \left(\frac{pt}{e} \right)^{-0,539} \quad (6.51)$$

$$\Phi_l^2 = 2,684 \chi_{tt}^{-1,946} \quad (6.52)$$

χ_{tt} è il parametro di Martinelli.

6.2.2.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

Dato che, come mostrato nelle figure 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15, il gradiente di pressione dovuto all'attrito non dipende dal flusso termico specifico imposto, è sufficiente analizzare la condizione operativa riportata in figura 6.19, che contempla tutte le portate di massa specifiche indagate, per valutare la qualità predittiva del modello.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ il modello di Han e Lee [24] sottostima i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito per tutte le portate analizzate: $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il modello sottostimava alla soglia della banda di dispersione del -30%, mentre per le altre portate le sottostime sono ancora maggiori.

I valori dell'errore relativo, medio e assoluto percentuale sui punti analizzati si calcolano mediante le espressioni 6.1 e 6.2 e sono rispettivamente -43.83% e 43.83%.

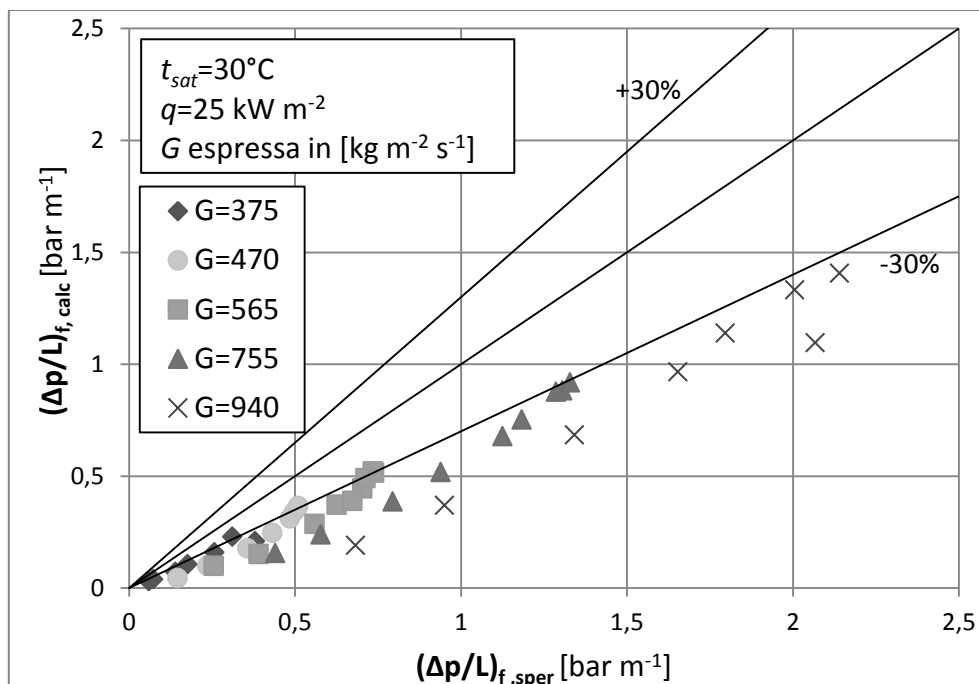


Fig. 6.19: confronto tra i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito ottenuti dalla correlazione di Han e Lee [24] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico 25 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

6.2.3 Correlazione di Wu et al. [17]

Il terzo metodo proposto per stimare il gradiente di pressione dovuto all'attrito è quello introdotto da Wu et al. [17].

La caduta di pressione per attrito si calcola secondo l'equazione 6.53:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2f_{tp}G^2}{d_{fr}\rho_{tp}} \quad (6.53)$$

Dove i parametri ρ_{tp} , μ_{tp} , Re_{tp} e f_{tp} si esprimono mediante le relazioni 6.54, 6.55, 6.56 e 6.57:

$$\rho_{tp} = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}\right)^{-1} \quad (6.54)$$

$$\mu_{tp} = \mu_l - 2,5\mu_l \left[\frac{x\rho_l}{x\rho_l + (1-x)\rho_v}\right]^2 + \left[\frac{x\rho_l(1,5\mu_l + \mu_v)}{x\rho_l + (1-x)\rho_v}\right] \quad (6.55)$$

$$Re_{tp} = \frac{Gd_{fr}}{\mu_{tp}} \quad (6.56)$$

$$f_{tp} = 2 \left[\left(\frac{8}{Re_{tp}}\right)^{12} + \frac{1}{(a+b)^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (6.57)$$

f_{tp} è il fattore di attrito bifase.

I parametri a e b si esprimono secondo le relazioni 6.58 e 6.59:

$$a = \left[2,457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{Re_{tp}}\right)^{0,9} + (0,27Rx_f)} \right]^{16} \quad (6.58)$$

$$b = \left(\frac{37530}{Re_{tp}}\right)^{16} \quad (6.59)$$

Rx_f è una rugosità calcolata empiricamente e si esprime con l'equazione 6.60:

$$Rx_f = \frac{0,18 \left(\frac{e}{d_{in}} \right)}{(0,1 + \cos\beta)} \quad (6.60)$$

6.2.3.1 Risultati per il fluido refrigerante R1234ze(E)

In figura 6.20 è riportato il gradiente di pressione dovuto all'attrito stimato dal modello proposto da Wu et al. [17] in funzione del gradiente di pressione dovuto all'attrito sperimentale, al variare della portata di massa specifica, per il flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$.

Dato che, come mostrato nelle figure 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15, il gradiente di pressione dovuto all'attrito non dipende dal flusso termico specifico imposto, è sufficiente analizzare la condizione operativa riportata in figura 6.20, che contempla tutte le portate di massa specifiche indagate, per valutare la qualità predittiva del modello.

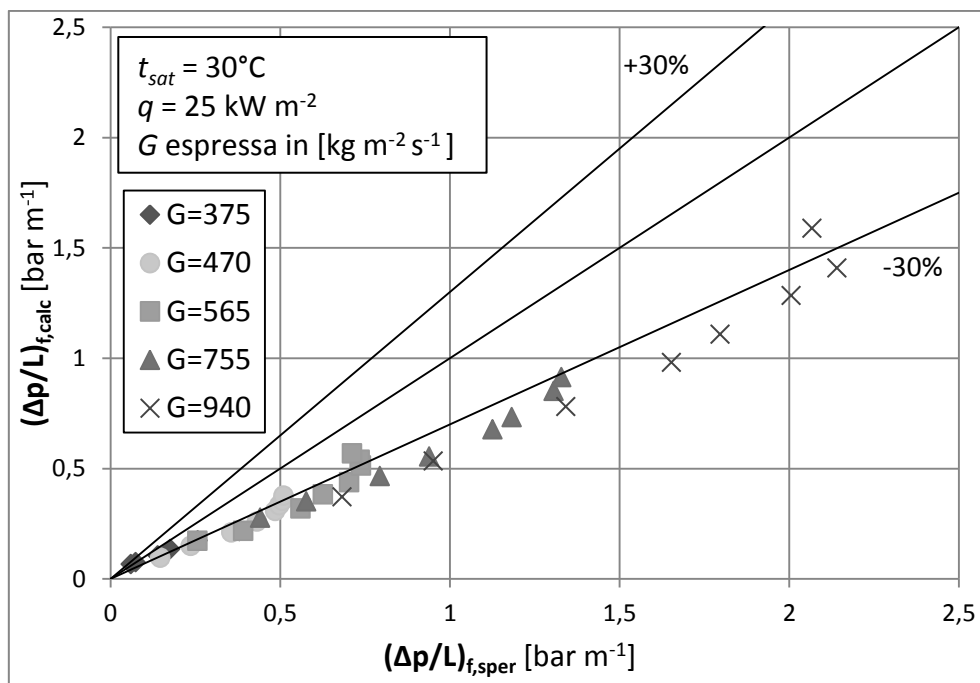


Fig. 6.20: confronto tra i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito ottenuti dalla correlazione di Wu et al. [17] e i valori sperimentali, per flusso termico specifico 25 kW m^{-2} e portate specifiche tra 375 e 940 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Al flusso termico specifico $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$, il modello di Wu et al. [17] sottostima di poco oltre la banda del -30% il gradiente di pressione dovuto all'attrito per tutte le portate analizzate: $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 470 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 565 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $G = 755 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Una giustificazione dei risultati ottenuti si può trovare nel fatto che il modello è stato validato per portate da $G = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $G = 650 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pertanto, al di fuori di tali intervalli di valori, è lecito aspettarsi che il modello non dia risultati soddisfacenti.

Essendo il modello stato sviluppato a partire da punti sperimentali aventi titolo in ingresso e in uscita fissi, non riesce a cogliere l'andamento sperimentale del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo di vapore. Ciò è visibile nel grafico di confronto di figura 6.20.

I valori dell'errore relativo, medio e assoluto percentuale sui punti analizzati si calcolano mediante le espressioni 6.1 e 6.2 e sono rispettivamente -33.13% e 33.13%.

Conclusioni

Il lavoro svolto in questa tesi riguarda lo studio del processo di vaporizzazione del fluido refrigerante di nuova generazione R1234ze(E) in un minitubo microalettato.

Si è caratterizzato il processo di vaporizzazione in termini di coefficiente di scambio termico, realizzato dal fluido durante il processo, e di caduta di pressione dovuta all'attrito, registrato durante il deflusso del fluido refrigerante attraverso la sezione sperimentale.

Il minitubo microalettato (in rame) ha diametro interno calcolato all'apice delle alette pari a 2.4 mm e diametro esterno 3 mm. Questa tipologia di minitubi microalettati può essere utilizzata per dissipare il calore prodotto da dispositivi elettronici oppure nell'ambito del condizionamento dell'aria e della refrigerazione.

Prima di cominciare è stato necessario svolgere una prova per determinare le dispersioni termiche della sezione sperimentale con l'impianto in vuoto, per valutare la potenza realmente trasmessa alla sezione: bisogna tenere conto che una piccola parte della potenza termica fornita attraverso la resistenza alla sezione viene dispersa verso l'ambiente.

Le prove sperimentali sulla sezione sono state eseguite in diverse condizioni operative, variando la portata di massa specifica del refrigerante da un valore minimo di $G = 375 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a un valore massimo di $G = 940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e variando il flusso termico specifico applicato alla sezione sperimentale da $q = 10 \text{ kW m}^{-2}$ a $q = 50 \text{ kW m}^{-2}$.

I risultati sperimentali ottenuti possono essere così riassunti:

- al variare delle condizioni operative, i fenomeni che controllano l'evaporazione sono: l'ebollizione nucleata e la convezione forzata bifase con diverse influenze sull'andamento del coefficiente di scambio termico;
- quando l'ebollizione nucleata è il fenomeno dominante, il coefficiente di scambio termico è fortemente dipendente dal flusso termico specifico q , e solo debolmente dipendente dalla portata di massa e dal titolo del vapore;

- quando prevale il deflusso in convezione forzata bifase, il coefficiente di scambio termico è indipendente dal flusso termico specifico q , e aumenta all'aumentare della portata di massa e all'aumentare del titolo del vapore;
- al variare di portata e di flusso termico imposto, il fenomeno del “dryout” non si è mai sperimentalmente osservato;
- per $q = 25 \text{ kW m}^{-2}$ e ad alti titoli di vapore, al variare della portata di massa specifica, si nota che a parità di titolo di vapore, i valori del coefficiente di scambio termico tendono ad aumentare al diminuire della portata di massa specifica: questo comportamento può essere spiegato ipotizzando l'esistenza di una portata di massa specifica ottimale che dipenda dalle condizioni operative del deflusso;
- analizzando l'andamento del coefficiente di scambio termico mantenendo il titolo di vapore all'ingresso della sezione sperimentale al valore costante $x_i = 0,3$, si riscontra che il fenomeno del “dryout” si manifesta per flussi termici sempre maggiori all'aumentare della portata di massa specifica G ;
- l'aumento della portata influisce sulle perdite di carico: aumentano all'aumentare della portata;
- Le perdite di carico, a parità di portata specifica, aumentano all'aumentare del titolo di vapore fino a raggiungere un valore massimo dopo il quale diminuiscono leggermente;
- il gradiente di pressione dovuto all'attrito non dipende dal flusso termico specifico imposto.

Successivamente, si è passati a confrontare i risultati ottenuti sperimentalmente con i risultati ottenuti applicando dei modelli trovati in letteratura per la predizione del coefficiente di scambio termico e del gradiente di pressione dovuto all'attrito, in varie tipologie di tubi e in differenti condizioni operative.

Per la predizione dei valori del coefficiente di scambio termico si sono utilizzati i modelli di Diani et al. [18], Wu et al. [17] e Hamilton et al. [22], mentre per la predizione del gradiente di pressione dovuto all'attrito si sono implementate le correlazioni proposte da Diani et al. [18], Han e Lee [24] e Wu et al. [17].

Le correlazioni introdotte da Diani et al. [18] sono quelle che predicono meglio sia i valori del coefficiente di scambio termico, sia i valori del gradiente di pressione dovuto all'attrito.

Per quanto concerne i possibili sviluppi futuri, c'è sicuramente la necessità di conoscere i risultati che si otterrebbero con l'utilizzo di altri fluidi refrigeranti, come R134a e R1234yf, per poter valutare le loro prestazioni termiche ed idrauliche.

Un'altra possibilità interessante sarebbe quella di implementare ulteriori modelli per la stima sia del coefficiente di scambio termico, sia del gradiente di pressione dovuto all'attrito durante il processo di vaporizzazione in questa tipologia di tubi.

Un altro studio potrebbe avere come oggetto l'individuazione di correlazioni per poter caratterizzare il processo di vaporizzazione in minitubi microaletti al variare delle caratteristiche geometriche, come il numero di alette, l'altezza delle alette, l'angolo all'apice delle alette, l'angolo d'elica, lo spessore del tubo e il diametro interno del condotto.

Dai dati ottenuti si può concludere che la vaporizzazione di un fluido refrigerante all'interno di minitubi microaletti rappresenta un valido mezzo per dissipare il calore prodotto dai dispositivi elettronici o per scambiare calore in spazi molto ristretti.

Nomenclatura

Simboli latini

A	area [m ²]
Bo	numero di ebollizione [-]
c_p	calore specifico a pressione costante [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
D	diametro [m]
D_b	diametro di partenza delle bolle di vapore [m]
d	diametro [m]
E	energia elettrica consumata in un anno dall'impianto [kWh]
E_{RB}	fattore di aumento del coefficiente di scambio termico convettivo [-]
e	altezza aletta [m]
f	fattore d'attrito [-]
G	portata di massa specifica [kg m ⁻² s ⁻¹]; metano bruciato annualmente dall'impianto [m ³]
g	accelerazione di gravità [m s ⁻²]
HTC	coefficiente di scambio termico [W m ⁻² K ⁻¹]
h	entalpia specifica [J kg ⁻¹], coefficiente di scambio termico [W m ⁻² K ⁻¹]
I	intensità di corrente [A]
i	incertezza [-]
k	conducibilità termica [W m ⁻¹ K ⁻¹]; anidride carbonica emessa per produrre 1 kWh _e [kg/kWh]
L	lunghezza tubo [m]
m	massa [kg]
M	massa molecolare del refrigerante [g mol ⁻¹]; perdita di gas serra [kg]
M_w	massa molecolare del refrigerante normalizzata rispetto alla massa molecolare dell'idrogeno [g mol ⁻¹]
\dot{m}	portata di massa [kg s ⁻¹]
Nu	numero di Nusselt [-]

n	numero punti sperimentali [-]; numero di anni di funzionamento dell'impianto [anni]
n_s	numero di alette [-]
P	potenza [W]
Pr	numero di Prandtl [-]
p	pressione [Pa]
p_f	distanza normale tra le alette [m]
p_i	perimetro [m]
pt	distanza assiale tra le alette [m]
Q	potenza termica [W]
q	flusso termico specifico [$W\ m^{-2}$]
Re	numero di Reynolds [-]
Rx	rugosità relativa [-]
r	calore latente di vaporizzazione [$J\ kg^{-1}$]
r_{crit}	raggio critico della bolla di vapore [m]
S	fattore correttivo dell'ebollizione nucleata [-]
s	spessore tubo [m]
T	temperatura [K]
t	temperatura [$^{\circ}C$]
t_b	larghezza della base dell'aletta [m]
u	velocità media di deflusso [$m\ s^{-1}$]
V	tensione [V]
val	valore [-]
\dot{V}	portata volumetrica [$m^3\ s^{-1}$]
x	titolo di vapore [-]; anidride carbonica emessa bruciando $1\ m^3$ di metano [kg]

Pedici

a	quantità di moto
$calc$	calcolato
CV	convezione forzata bifase

<i>cr</i>	critico
<i>cs</i>	sezione trasversale
<i>cb</i>	convettivo
<i>disp</i>	dispersione
<i>el</i>	elettrica
<i>est</i>	esterna
<i>eva</i>	evaporatore
<i>f</i>	attrito
<i>fr</i>	base delle alette
<i>ft</i>	apice delle alette
<i>g</i>	gravità
<i>h</i>	idraulico
<i>i</i>	ingresso
<i>in</i>	interno
<i>l</i>	liquido
<i>ls</i>	liquido saturo
<i>m</i>	medio
<i>mis p</i>	misuratore di pressione differenziale
<i>NB</i>	ebollizione nucleata
<i>ni</i>	sezione calcolata all'apice delle alette
<i>ONB</i>	flusso termico minimo per l'inizio dell'ebollizione nucleata
<i>out</i>	uscita
<i>p</i>	parete
<i>pb</i>	liquido stagnante
<i>pre</i>	precondensatore
<i>ref</i>	refrigerante
<i>sez</i>	sezione sperimentale
<i>sat</i>	saturazione
<i>sper</i>	sperimentale
<i>tc</i>	termocoppia
<i>tp</i>	bifase
<i>v</i>	vapore

vs	vapore saturo secco
w	acqua

Simboli greci

α	angolo all'apice dell'aletta [°]
β	angolo d'elica [°]
Δ	differenza [-]
δ	spessore medio del film liquido [m]
ε	grado di vuoto [-]
μ	viscosità dinamica [Pa s]
μ_l	viscosità dinamica del liquido [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] C. Bonacina, A. Cavallini, L. Mattarolo, *Trasmissione del calore*, Cleup, 1992.
- [2] L. Rossetto, *Dispense del corso di Termodinamica applicata*, 2012.
- [3] E. Granryd, I. Ekroth, P. Lundqvist, A. Melinder, B. Palm, P. Rohlin. *Refrigerating engineering*, Department of Energy Technology, Division of Applied Thermodynamics and Refrigeration Royal Institute of Technology, KTH, Stockholm, 2011.
- [4] M. Salvatore. *Nuovo impianto sperimentale per la vaporizzazione di fluidi refrigeranti in schiume metalliche*. Master's thesis, Università degli Studi di Padova, 2012.
- [5] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto. *Condensation of pure and nearazeotropic refrigerants in microfin tubes: A new computational procedure*. Int. J. Refrigeration 32, 162-174. 2009.
- [6] L. Colombo, A. Lucchini, A. Muzzio, P. Pittoni. *Experimental results on flow boiling and convective condensation of R134a in microfin tubes*. Dipartimento di Energetica – Politecnico di Milano, Milan, Italy, 5th European Thermal-Sciences Conference, The Netherlands, 2008.
- [7] S.J. Eckles, M.B. Pate. *Evaporation heat transfer coefficients for R-22 in micro-fin tubes of different configuration*. Enhanc. Heat Trans. ASME HTD-202, 117-125. 1992.
- [8] S.Y. Oh, A.E. Bergles. *Experimental study of the effects of the spiral angle on evaporative heat transfer enhancement in microfin tubes*. ASHRAE Trans. 104 (2), 1137-1143. 1998.
- [9] P. Rollmann, K. Spindler, H. Müller-Steinhagen. *Heat transfer, pressure drop and flow patterns during flow boiling of R407C in a horizontal microfin tube*. Heat Mass Transfer. <http://dx.doi.org/10.1007/s00231-011-0857-x>. 2011.

- [10] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori, O. Kawamata. *Development of condensing thermofin-hex-c tube*. Hitachi Cable Rev. 9, 27-30. 1990.
- [11] National Instruments, LabVIEW 6.0.
- [12] NIST, RefProp 9.0.
- [13] L. Wojtan, *Experimental and Analytical Investigation of Void Fraction and Heat Transfer During Evaporation in Horizontal Tubes*, Thesis N& 2978, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland, 2004.
- [14] D. Steiner, VDI-Warmeratlas. (VDI Heat Atlas), in: *Verein Deutscher Ingenieure (Ed.)*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Dusseldorf, 1993 (Chapter Hbb).
- [15] Z. Rouhani, E. Axelsson. *Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions*, Int. J. Heat Mass Transfer 13 383-393. 1970.
- [16] A. W. Mauro, J. M. Quibe'n, R. Mastrullo, J. R. Thome. *Comparison of experimental pressure drop data for two phase flows to prediction methods using a general model*. International Journal of Refrigeration, 30, 1358 -1367. 2007.
- [17] Wu, Z., Wu. Y., Sunden, B., Li, W., 2013. *Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries*. Experimental Thermal and Fluid Science 44, 298-408.
- [18] Diani, A., Mancin, S., Rossetto, L., R1234ze(E) flow boiling inside a 3.4 mm ID microfin tube, *International Journal of Refrigeration* (2014), doi: 10.1016/j.ijrefrig.2014.07.018.
- [19] Cavallini A., Del Col D., Rossetto L., 2006. *Flow boiling inside microfin tubes: prediction of the heat transfer coefficient*, Proceedings of ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, Spoleto, Italy.

- [20] Padovan, A., Del Col, D., Rossetto, L., 2011. *Experimental study on flow boiling of R134a and R410A in a horizontal microfin tube at high saturation temperatures*. Applied Thermal Engineering 31, 3814-3826.
- [21] Cooper M.G., *Saturation nucleate pool boiling: a simple correlation*. 1984. 1st U.K. National Conf. On Heat Transfer, 2, 785-793.
- [22] Hamilton, L.J., Kedzierski, M.A., Kaul, M.P., 2008. *Horizontal Convective Boiling of Pure and Mixed Refrigerants within a Micro-Fin Tube*. J. Enhanced Heat Transfer 15, 211- 226.
- [23] Cavallini, A., Del Col, D., Doretti, L., Longo, G.A., Rossetto, L., 2000. *Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes*, Int. J. Refrigeration, 23, 4-25.
- [24] Han, D., Lee, K.J., 2005. *Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes*. Int. J. Heat Mass Transfer 48, 3804-3816.