



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PALERMO

DIPARTIMENTO DI RICERCHE ENERGETICHE ED AMBIENTALI

DOTTORATO DI RICERCA IN ENERGETICA

S.S.D. - ING-IND/10

TESI DI DOTTORATO

TITOLO

Analisi teorico-sperimentale dell'influenza dei parametri operativi sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di CO₂ e miscele di CO₂ e propano

Il Decano / Coordinatore del Corso di Dottorato:

Prof. F. Castiglia

Tutor:

Prof. F. de Rossi

Dottorando:

Sergio Grauso

Indice

<i>Introduzione</i>	VII
 <i>Capitolo 1</i>	
<i>Definizioni di base per moti bifasici</i>	1
<i>1.1 Introduzione</i>	2
<i>1.2 Titolo termodinamico</i>	2
<i>1.3 Flusso termico</i>	3
<i>1.4 Frazione di vuoto</i>	3
<i>1.5 Flusso di massa</i>	4
<i>1.6 Velocità</i>	4
<i>1.7 Numeri adimensionali</i>	5
<i>1.8 Tensione superficiale</i>	10
<i>1.9 Angolo di contatto</i>	12
<i>1.10 Ebollizione omogenea e eterogenea</i>	13
<i>1.11 Diametro di transizione tra microcanali e macrocanali</i>	28
<i>1.12 Regimi di moto bifasici</i>	31
<i>1.12.1 Classificazione dei regimi di moto bifasici</i>	31
<i>1.13 Le equazioni di bilancio per moti bifasici</i>	36
<i>1.13.1 Modello omogeneo</i>	39
<i>1.13.2 Modello a flussi separati</i>	41
<i>1.14 Modalità di scambio termico durante l'evaporazione di fluidi puri</i>	41
<i>1.15 Miscela binarie e resistenza al trasporto di massa durante l'evaporazione</i>	52
<i>1.15.1 Termodinamica di miscele a due componenti</i>	52
<i>1.15.2 Modalità di scambio termico durante l'evaporazione di miscele binarie</i>	55
<i>1.16 Considerazioni finali</i>	56
 <i>Capitolo 2</i>	
<i>Metodi per la predizione dei regimi di moto e del coefficiente di scambio termico</i>	58

	<i>Indice</i>
2.1 Le mappe per la predizione dei regimi di moto bifasici	59
2.1.1 Mappa di Baker	59
2.1.2 Mappa di Taitel e Dukler	61
2.1.3 Mappa di Steiner	64
2.1.4 Mappa di Kattan, Thome e Favrat	67
2.1.5 Mappa di Zürcher, Thome e Favrat	71
2.1.6 Mappa di Thome e El Hajal	72
2.1.7 Mappa di Wojtan, Ursenbacher e Thome	76
2.1.8 Mappa per la predizione dei regimi di moto dell'anidride carbonica	79
2.1.8.1 Mappa di Yun e Kim	79
2.1.8.2 Mappa di Cheng, Ribatski, Moreno Quibén e Thome	81
2.1.9 Considerazioni conclusive sulle mappe per la predizione dei regimi di moto	82
2.2 Metodi per la predizione del coefficiente di scambio termico per fluidi puri	83
2.3 Metodi basati sul modello additivo lineare	86
2.3.1 Correlazione di Gungor e Winterton	86
2.3.2 Correlazione di Jung	87
2.4 Metodi basati sul modello additivo non lineare	88
2.4.1 Correlazione di Steiner e Taborek	88
2.5 Correlazioni strettamente convettive e strettamente empiriche	91
2.5.1 Correlazione di Gungor e Winterton	91
2.5.2 Correlazione di Del Col per fluidi ad elevate pressioni ridotte	92
2.5.3 Correlazione di Panek	92
2.5.4 Correlazione di Bandarra Filho, Saiz Jabardo e Lima	92
2.5.5 Correlazione di Shah	93
2.5.6 Correlazione di Bandarra Filho	94
2.6 Metodi basati sul regime di moto	94
2.6.1 Correlazione di Wojtan, Ursenbacher e Thome	94
2.6.2 Correlazione di Cheng, Ribatski e Thome	97
2.6.3 Correlazione di Yoon, Cho, Hwang, M.S. Kim, Min e Y. Kim	98

<i>2.7 Considerazioni conclusive sulle correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per fluidi puri</i>	99
<i>2.8 Correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per miscele zeotrope</i>	104
<i>2.8.1 Fattore correttivo di Thome e Shakir sul contributo nucleativo</i>	105
<i>2.8.2 Modello asintotico di Wettermann e Steiner</i>	105
<i>2.8.3 Modello lineare di Bennet e Chen</i>	106
<i>2.8.4 Modello lineare di Jung, Radermacher, Mc Linden e Didion</i>	107
<i>2.9 Considerazioni conclusive sulle correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per miscele zeotrope</i>	108

Capitolo 3

<i>CO₂ e miscele: proprietà termodinamiche e analisi bibliografica sullo scambio termico bifase</i>	112
<i>3.1 Introduzione</i>	113
<i>3.2 Proprietà termodinamiche e di trasporto della CO₂ e confronto con altri refrigeranti</i> 114	
<i>3.3 Svantaggi</i>	122
<i>3.4 Analisi bibliografica: influenza dei parametri operativi sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata ad elevate pressioni ridotte</i>	122
<i>3.5 Proprietà termodinamiche e di trasporto di miscele di CO₂ (R744) e propano (R290)</i> 126	
<i>3.6 Analisi bibliografica sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotrope</i>	131

Capitolo 4

<i>Impianto sperimentale</i>	139
<i>4.1 Introduzione</i>	140
<i>4.2 Descrizione dell'impianto sperimentale</i>	141
<i>4.2.1 Circuito primario</i>	143
<i>4.2.2 Sezione di test diatermana</i>	144
<i>4.2.3 Alimentatore</i>	147

4.2.4 Visualizzatore di flusso	148
4.2.5 Sezione di test adiabatica	149
4.2.6 Valvola di laminazione a regolazione manuale.....	150
4.2.7 Scambiatore di calore a tubi e mantello.....	151
4.2.8 Condensatore a piastre.....	151
4.2.9 Sottoraffreddatore e serbatoio di accumulo	153
4.2.10 Pompa di circolazione.....	153
4.2.11 Preriscaldatore.....	155
4.2.12 Giunti dielettrici.....	157
4.2.13 Vetrini spia.....	158
4.2.14 Valvole di sicurezza.....	158
4.2.15 Vaso di espansione.....	159
4.2.16 Filtro.....	160
4.3 Circuito secondario.....	161
4.3.1 Miscela di acqua e glicole e serbatoio di accumulo.....	162
4.3.2 R404A.....	163
4.3.3 Evaporatore.....	164
4.3.4 Scambiatore di calore interno.....	164
4.3.5 Compressore.....	165
4.3.6 Separatore d'olio.....	167
4.3.7 Condensatore.....	169
4.3.8 Filtro.....	170
4.3.9 Indicatore di liquido.....	171
4.3.10 Valvola a solenoide.....	172
4.3.11 Valvola di espansione termostatica.....	174
4.3.12 Smorzatori di vibrazioni.....	176
4.3.13 Pompa di circolazione della miscela di acqua e glicole.....	176
4.3.14 Pompa.....	177
4.3.15 Pressostato di massima.....	178

4.4 Valutazione del coefficiente di scambio termico	179
4.4.1 Valutazione del flusso termico q	179
4.4.2 Valutazione della temperatura di saturazione	180
4.4.3 Valutazione della temperatura della parete interna del tubo	185
4.5 Valutazione delle perdite di carico nella sezione adiabatica	189
4.6 Valutazione del titolo	190
4.7 Valutazione del titolo in ingresso nella sezione adiabatica	190
4.8 Altre misurazioni	191
4.9 Incertezza delle misurazioni	193
4.10 Acquisizione ed elaborazione dei dati acquisiti	197
4.11 Analisi della propagazione delle incertezze nelle misurazioni	198
4.11.1 Errore nella valutazione del titolo nella sezione di test diabatica	199
4.11.2 Errore nella valutazione del coefficiente di scambio termico nella sezione di test diabatica	201
4.11.3 Errore nella misura del gradiente di pressione nella sezione di test adiabatica	204
4.11.4 Errore nel calcolo del gradiente di pressione dovuto agli attriti viscosi	205
 Capitolo 5	
Risultati sperimentali	207
5.1 Introduzione	208
5.2 CO₂ e R410A: Risultati sperimentali e effetto dei parametri operativi	209
5.2.1 Condizioni operative indagate	210
5.2.2 Andamenti sperimentali dei coefficienti di scambio termico della CO ₂ e dell'R410A	213
5.2.3 Valutazione dell'effetto della pressione ridotta e degli altri parametri operativi sui coefficienti di scambio termico globali medi della CO ₂ e dell'R410A	217
5.2.4 Valutazione dell'effetto dei parametri operativi sui coefficienti di scambio termico locali medi della CO ₂ e dell'R410A	218
5.2.5 Effetto sui regimi di moto e sulla distribuzione dei coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo	229

<i>5.3 Miscele di CO₂ e propano: Risultati sperimentali, effetto dei parametri operativi e della concentrazione</i>	233
<i>5.4 Conclusioni</i>	239
<i>Capitolo 6</i>	
<i>Confronto con i metodi predittivi e analisi statistica</i>	241
<i>6.1 Introduzione</i>	242
<i>6.2 Confronto dei regimi di moto identificati con le mappe predittive</i>	242
<i>6.3 Confronto statistico delle correlazioni al variare della pressione ridotta</i>	246
<i>6.4 Confronto statistico per miscele di CO₂ e propano</i>	252
<i>Riferimenti bibliografici</i>	256
<i>Conclusioni, riepilogo dei principali risultati e possibili sviluppi futuri</i>	267
<i>Indice delle figure</i>	272
<i>Indice delle Tabelle</i>	278
<i>Nomenclatura Essenziale</i>	280
<i>Ringraziamenti</i>	

Introduzione

Contestualizzazione e motivazioni del lavoro

Accordi stipulati a livello europeo e mondiale in ambito di impatto ambientale hanno reso la necessità di individuare alternative ai fluidi refrigeranti clorurati negli impianti operatori. Gli atomi di cloro, contenuti nelle molecole dei refrigeranti tradizionali presentano, infatti, un'azione distruttiva nei confronti dell'ozono stratosferico e, per tale motivo, alcuni accordi internazionali, come il protocollo di Montreal del 1987 e i suoi successivi aggiornamenti, stabiliscono un limite all'utilizzo come fluidi refrigeranti dei clorofluorocarburi (CFC) e degli idroclorofluorocarburi (HCFC). In particolare è stato previsto il bando totale a partire dal 1° gennaio 1996 per i CFC, mentre per gli HCFC, attraverso il Regolamento CE n. 2037/2000 del Parlamento Europeo e del Consiglio del 29 giugno 2000, l'Unione Europea ne stabilisce la progressiva eliminazione, secondo criteri differenti a seconda della tipologia e della potenza dell'impianto e della destinazione d'uso, entro il 2015, rendendo ancora più restrittive le norme di dismissione previste dal protocollo di Montreal.

Sebbene gli idrofluorocarburi (HFC) e loro miscele rappresentano una delle alternative ai refrigeranti clorurati, che, grazie all'assenza di atomi di cloro hanno un potenziale di distruzione dell'ozono nullo, O.D.P.=0, alcuni di loro sono caratterizzati da un elevato potenziale di riscaldamento globale (G.W.P.) diretto (immissione del fluido in atmosfera). Attraverso la direttiva 2006/40/CE del Parlamento Europeo e del Consiglio del 17 giugno 2006, l'Unione Europea stabilisce dei criteri di utilizzo di gas fluorurati in base al valore del G.W.P. In particolare, viene permesso l'utilizzo solo dei fluidi caratterizzati da G.W.P. < 150 limitatamente al settore degli impianti di condizionamento d'aria dei veicoli a motore, caratterizzati tipicamente da frequenti sollecitazioni e pertanto soggetti a maggiori perdite di refrigerante in atmosfera contribuendo in maniera diretta all'incremento dell'effetto serra. Non si escludono in futuro ulteriori restrizioni anche in altri campi di applicazione, condizionando ulteriormente i criteri di scelta del refrigerante che a loro volta sono legati al campo di applicazione, alle proprietà termodinamiche e di trasporto, ad esigenze tecnologiche, economiche e di sicurezza, che a loro volta cercano di ottimizzare l'efficienza dell'impianto garantendo il contributo all'incremento indiretto dell'effetto serra.

Altre strade perseguite dalla comunità scientifica e industriale, oltre agli HFC, sono quella dello sviluppo di nuovi fluidi sintetici, come i refrigeranti idrofluorolefine (HFO), e quella dei fluidi naturali puri, come l'ammoniaca, gli idrocarburi (HC), l'anidride carbonica, nonché miscelati.

Gli HFO, fluidi di nuova generazione, presentano caratteristiche termodinamiche simili a quelle dei refrigeranti tradizionali e alcuni di loro, come l'R1234yf e l'R1234ze, si propongono come alternativa per la sostituzione drop-in dei refrigeranti in via di dismissione, in particolare dell'R134a (caratterizzato da G.W.P. = 1300) negli autoveicoli. Tuttavia i fluidi appartenenti a questa categoria sono caratterizzati da livelli di infiammabilità generalmente inferiori rispetto a quelli degli HC; mentre la loro tossicità è stata dichiarata bassa dai rispettivi produttori, ma è necessario altro tempo per verificarne l'effettiva entità. La conseguente classificazione di questi nuovi refrigeranti ne influenzerà

inevitabilmente i campi di applicazione e le taglie degli impianti in cui possono essere utilizzati (in relazione ai limiti di carica di refrigerante adottabile per ambienti pubblici o residenziali; oppure in deroga a questi limiti di carica per sistemi con sala macchine diretta da personale specializzato); come già avviene con alcuni fluidi naturali, come l'ammoniaca e gli idrocarburi già ampiamente utilizzati nei settori della refrigerazione industriale e domestica, rispettivamente.

Per tali ragioni, tra i fluidi naturali, rinnovato interesse sta suscitando l'anidride carbonica (o R744). Tale fluido, infatti, non contiene atomi di cloro (O.D.P. = 0), contribuisce in misura trascurabile al riscaldamento globale del pianeta (G.W.P. = 1), non è tossico (classe A di tossicità), non è infiammabile (classe 1 di infiammabilità), non necessita di essere recuperato dagli impianti dismessi, può essere ricavato direttamente dall'atmosfera o, meglio, dai prodotti di combustione, è compatibile con la maggior parte dei materiali usualmente impiegati negli impianti operatori, è utilizzabile con i lubrificanti sintetici e minerali ed è caratterizzato da favorevoli proprietà termodinamiche e di trasporto (modesta tensione superficiale, elevata conducibilità termica e ridotta viscosità dinamica della fase liquida).

Il suo utilizzo come fluido di lavoro nei cicli inversi a compressione di vapore risale alla fine del XIX secolo, ma è stato limitato, fino a pochi anni fa, all'utilizzo come fluido di lavoro nel ciclo a bassa temperatura degli impianti a cascata o per impianti di surgelazione e congelazione in climi rigidi (paesi scandinavi); ciò a causa dei problemi tecnologici connessi alle elevate pressioni di saturazione corrispondenti alle temperature di esercizio tipiche degli impianti operatori. Negli ultimi anni le spinte a livello legislativo e il contemporaneo notevole miglioramento tecnologico degli scambiatori di calore e dei compressori per la refrigerazione, ha consentito di superare tali difficoltà costruttive, a fronte di un significativo incremento dei costi, nel caso di applicazioni ad "alta temperatura" (soprattutto settori della climatizzazione residenziale, produzione di acqua calda sanitaria per uso domestico). Per tali applicazioni, inoltre, il valore relativamente basso della temperatura critica (31.1 °C) implica il ricorso a cicli "transcritici", ovvero cicli in cui la cessione di calore all'ambiente esterno avviene in uno scambiatore di calore (detto "gas cooler") a pressione maggiore della pressione critica della CO₂ (73.8 bar), mentre l'evaporazione continua a restare "subcritica", e ciò penalizza in misura significativa il coefficiente di prestazione delle macchine a R744 rispetto agli impianti operatori funzionanti con refrigeranti tradizionali. Pertanto l'utilizzo dell'anidride carbonica come refrigerante in applicazioni ad "elevata temperatura" è maggiormente diffuso nei Paesi nordici caratterizzati da climi più rigidi, piuttosto che nei Paesi con clima mediterraneo.

Una strada per permettere l'utilizzo della CO₂ in applicazioni ad "elevata temperatura" senza dover ricorrere a cicli transcritici è quella di realizzare opportune miscele ad elevata concentrazione di CO₂ con altri fluidi. Tale alternativa comporta una serie di vantaggi, quali quella di sfruttare le caratteristiche termodinamiche e di trasporto favorevoli dell'anidride carbonica, aumentare sia la temperatura che la pressione critica della miscela realizzata e diminuire le pressioni di esercizio a parità di temperatura di saturazione rispetto alla CO₂ pura. Tuttavia tali miscele (miscele zeotrope) sono spesso caratterizzate da un significativo cambiamento di temperatura durante l'evaporazione a

pressione costante (“glide” di temperatura), comportando ulteriori complicazioni nell’accoppiamento del sistema di refrigerazione con i fluidi secondari, ma che, se opportunamente progettato, non necessariamente si traduce in uno svantaggio termodinamico.

Studi preliminari sono stati condotti valutando le prestazioni di cicli termodinamici che adoperano miscele di CO₂ con HFC o con altri fluidi naturali, in particolare gli idrocarburi. Tra le varie alternative alcune miscele di CO₂ e propano risultano particolarmente interessanti in quanto permettono di raggiungere prestazioni migliori rispetto ad un sistema operante con CO₂ pura in un ciclo transcritico, a parità dei livelli di temperatura dei fluidi secondari. Tali studi sono limitati alle prestazioni globali del sistema e non approfondiscono le prestazioni o gli aspetti relativi ai singoli componenti.

Difatti la possibilità di utilizzo di un nuovo refrigerante o di miscele di refrigeranti, in una macchina già esistente in sostituzione di un altro fluido o in un impianto progettato ex-novo, non può prescindere dallo studio sia delle prestazioni globali del sistema che dei singoli componenti del circuito. In riferimento alle trasformazioni di scambio termico ed in particolare all’evaporazione, è noto come l’accurata conoscenza del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico consente di:

- dimensionare correttamente gli evaporatori ed implementare procedure che ne consentano l’ottimizzazione;
- stimare le condizioni di funzionamento e, quindi, i consumi energetici dell’impianto a seguito della sostituzione del refrigerante; ciò permette di confrontare le prestazioni di un sistema funzionante con fluidi diversi in condizioni operative analoghe;
- minimizzare le irreversibilità termodinamiche negli evaporatori e, quindi, aumentare l’efficienza degli impianti, in modo da ridurre il contributo indiretto al riscaldamento globale associato ai consumi di energia elettrica e le relative emissioni rilasciate al momento della conversione termoelettrica in centrale (almeno con riferimento alla nazionale italiana laddove la maggior parte della produzione su territorio nazionale è ottenuta da tali impianti).

Per quanto riguarda la CO₂ pura, diversi studi sperimentali sono disponibili in letteratura sul passaggio di fase liquido-aeriforme in differenti configurazioni geometriche e operative, sia all’interno che all’esterno di superfici riscaldate. Limitandosi al solo fenomeno dell’evaporazione in convezione forzata in condotti, la produzione letteraria degli ultimi dieci anni, relativamente a condizioni operative tipiche per la refrigerazione, è molto vasta; e ricopre diametri da 0.1 a 12.73 mm con temperature di evaporazione tra -25°C a +5 °C, con flussi di massa tra 150 e 1000 kg/m² s e flussi termici in parete riscaldata fino a 40 kW/m². La letteratura risulta carente in esperimenti per temperature di evaporazione maggiori ai +5°C, laddove il campo di temperatura fino a +12 °C risulta comunque interessante per l’applicazione nel settore della climatizzazione e ancor più per la prospettiva interessante di utilizzo di pompe di calore a CO₂ per la produzione di acqua calda sanitaria in paesi a clima mediterraneo. Ciò ha causato di conseguenza la scarsa capacità predittiva dei metodi per il calcolo dei coefficienti di scambio termico, dal momento che le principali correlazioni

disponibili in letteratura sono state messe a punto sulla base di database sperimentali relativi a fluidi tradizionali operanti tipicamente a pressioni ridotte più basse che la CO₂ a parità di temperatura di evaporazione.

Per quanto riguarda le miscele di CO₂ con altri fluidi naturali, invece, al momento in letteratura esistono pochi studi sulle caratteristiche di scambio termico durante il passaggio di fase liquido-aeriforme in convezione forzata. In particolare, riguardo lo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata in macrocanali orizzontali vi sono alcuni studi sperimentali su miscele di CO₂ e propano che coprono un intervallo di variazione di condizioni operative molto ristretto e non permettono di effettuare l'analisi dell'influenza di ogni singolo parametro operativo sulle caratteristiche di scambio termico a parità di altri parametri. Tali miscele sono tipicamente miscele zeotrope caratterizzate da elevate differenze tra la temperatura di bolla e la temperatura di rugiada durante l'evaporazione a pressione costante. Durante l'evaporazione di questo tipo di miscele si verifica il fenomeno della degradazione del coefficiente di scambio termico dovuto principalmente alla resistenza al trasporto di massa che si presenta a causa della differenza di concentrazione dei componenti tra le fasi liquida e vapore della miscela bifasica, dovuto alla maggiore volatilità di uno dei componenti. La maggior parte degli studi sull'evaporazione di miscele caratterizzate da ampi "glide" di temperatura riguardano miscele acquose durante l'evaporazione del fluido in quiete in condizioni di liquido surriscaldato in un recipiente riscaldato ("pool boiling"), mentre pochi riguardano l'evaporazione in convezione forzata e sono comunque relativi a refrigeranti tradizionali. I risultati trovati per il "pool boiling" non sempre si possono estendere all'evaporazione in convezione forzata, e inoltre il comportamento dei refrigeranti tradizionali differisce tipicamente da quello dell'anidride carbonica operante ad elevate pressioni ridotte. Pertanto anche i modelli e le correlazioni sviluppate in tali studi non risultano immediatamente estendibili per le miscele di CO₂.

L'approfondimento dell'influenza dei parametri operativi ad elevate pressioni ridotte per la CO₂ e del fenomeno della degradazione del coefficiente di scambio termico per le miscele di CO₂ e propano risulta necessario per avere a disposizione modelli predittivi accurati per la prototipazione e la produzione di evaporatori operanti con CO₂ pura o sue miscele. Per tali fluidi risulta, quindi, fondamentale ricavare sperimentalmente ulteriori dati e, al tempo stesso, fornire indicazioni sull'accuratezza dei modelli predittivi oggi disponibili.

Obiettivi del lavoro

In base alle motivazioni derivanti dai settori di applicazione della refrigerazione e della climatizzazione elencati in precedenza, ci si è posti per il presente lavoro alcuni obiettivi elencati di seguito:

- fornire un'analisi dello stato dell'arte degli studi sull'evaporazione in convezione forzata della CO₂ pura ed di altri refrigeranti all'interno di macrocanali orizzontali in ampi intervalli di pressioni ridotte;
- fornire un ampio e accurato database del coefficiente di scambio termico locale della CO₂ durante l'evaporazione in convezione forzata in un macrocanale orizzontale per pressioni ridotte maggiori di 0.50;
- valutare l'influenza del titolo, del flusso di massa, della pressione ridotta e del flusso termico sul coefficiente di scambio termico locale della CO₂ pura;
- estendere il database sperimentale in un ampio intervallo di variazione di pressione ridotta ad un ulteriore refrigerante, R410A, per confrontare l'influenza della pressione ridotta e degli altri parametri su questo fluido con gli effetti a parità di condizioni per la CO₂;
- analizzare la struttura del moto bifasico in differenti condizioni operative per mezzo dell'acquisizione diretta di immagini;
- fornire indicazioni sulla capacità dei principali modelli disponibili in letteratura di stimare i valori assoluti e gli andamenti del coefficiente di scambio termico locale della CO₂ e dell'R410A tramite un confronto diretto e un'analisi statistica, sia relativamente all'intero database sperimentale che ai valori corrispondenti ai singoli regimi di moto e pressioni ridotte;
- collezionare un database sperimentale del coefficiente di scambio termico locale di miscele di CO₂ e propano durante l'evaporazione in convezione forzata in un macrocanale orizzontale;
- valutare la capacità delle principali correlazioni disponibili in letteratura di stimare i valori misurati del coefficiente di scambio termico locale delle miscele di CO₂ e propano e tenere conto della degradazione del coefficiente di scambio termico locale, sia con il database sperimentale presentato che con database indipendenti.

Descrizione dell'indagine sperimentale e sua articolazione

L'indagine sperimentale è stata eseguita per mezzo dell'impianto di prova sito presso il laboratorio di Tecnica del Freddo del Dipartimento di Energetica TERMOFLUIDODINAMICA applicata e Condizionamenti ambientali (D.E.TE.C.) della Facoltà di Ingegneria dell'Università degli Studi di Napoli Federico II, impianto realizzato in collaborazione con l'Università degli Studi del Sannio.

L'apparato di prova è costituito da un impianto di circolazione in cui evapora il refrigerante oggetto di studio e da un circuito frigorifero di servizio necessario alla condensazione del fluido di prova. La sezione di test in cui viene misurato il coefficiente di scambio termico locale è costituita da un tubo di acciaio inox AISI 304, orizzontale, liscio, a sezione circolare, di diametro interno pari a 6.00 mm e lunghezza pari a 780.0 mm, riscaldato per effetto Joule mediante il passaggio di corrente continua. L'impianto è stato progettato per operare fino a 60 bar con temperature di esercizio tra -30°C e +50°C

per cui risulta adatto alla sperimentazione anche con l'anidride carbonica fino a temperature di 12°C con flussi di massa compresi tra 100 e 500 kg/m²s e flusso termico in parete fino a 40 kW/m².

Nello specifico le prove sperimentali eseguite hanno riguardato la CO₂ pura per flussi di massa compresi tra 150 e 500 kg/m²s, flussi termici compresi tra 5.0 e 20.0 kW/m² e temperature di saturazione di 7.0°C e 12.0°C, cui corrispondono pressioni ridotte di 0.57 e 0.64, affiancando agli esperimenti l'acquisizione delle visualizzazioni dei regimi di moto.

Per estendere il campo di variazione della pressione ridotta è stato, inoltre, considerato un fluido refrigerante di supporto, l'R410A, per il quale è stato possibile indagare in un ampio intervallo di variazione della pressione ridotta, ovvero tra 0.19 e 0.52 (temperature di saturazione comprese tra 5.0°C e 42.0°C). Gli esperimenti sono stati condotti facendo variare gli altri parametri operativi nelle stesse condizioni della CO₂ pura, al fine di avere un confronto diretto sull'influenza di tutti i parametri. Anche per l'R410A i risultati sperimentali sono stati affiancati dalle visualizzazioni dei regimi di moto, a loro volta confrontati con quelli della CO₂ pura e con alcune mappe per la predizione dei regimi di moto.

Per quanto riguarda le miscele di CO₂ e propano, sono state effettuate prove sperimentali con 2 miscele costituite una da una concentrazione media di CO₂ in massa al 70.0%, e l'altra all'83.2% , entrambe per flussi di massa di 200 e 350 kg/m²s, flussi termici di 10.0 e 20.0 kW/m² e temperature di evaporazione costanti di 7.0°C e 12.0°C.

Organizzazione del lavoro

Nel primo capitolo vengono definiti e descritti i principali parametri e processi che influenzano l'evaporazione in convezione forzata di un fluido refrigerante.

Nel secondo capitolo si riporta una descrizione delle possibili distribuzioni della fase liquida e vapore durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido refrigerante all'interno di un macrocanale orizzontale; inoltre, sono presentati i principali modelli disponibili in letteratura per la predizione dei regimi di moto, del coefficiente di scambio termico per fluidi puri o miscele azeotrope e del coefficiente di scambio termico di miscele zeotrope che tengono conto della resistenza al trasporto di massa tra fase liquida e vapore, la procedura per l'applicazione e i limiti di validità.

Nel terzo capitolo si esaminano, in primo luogo, le proprietà dei fluidi testati e verrà effettuato un confronto delle caratteristiche della CO₂ come refrigerante rispetto ai refrigeranti tradizionali e verranno presentate e discusse le caratteristiche delle miscele di CO₂ e propano. Viene condotta, successivamente, un'analisi dei principali lavori disponibili in letteratura sull'evaporazione in convezione forzata dell'anidride carbonica ed altri refrigeranti in macrocanali orizzontali ponendo attenzione agli studi che indagano in ampi intervalli di pressioni ridotte; analogamente viene fatto per l'evaporazione in convezione forzata di miscele di fluidi caratterizzate da un elevato "glide" di

temperatura con particolare attenzione verso miscele di fluidi naturali e miscele con anidride carbonica.

Nel capitolo quattro si descrive l'apparato sperimentale e le caratteristiche della strumentazione di misura. In tale capitolo è anche presentato il sistema per l'acquisizione dei dati, la procedura per la loro elaborazione, l'analisi della propagazione dell'incertezza di misura e la qualificazione del database sperimentale.

Nel quinto capitolo si descrivono le condizioni operative indagate, si mostrano e si commentano gli andamenti sperimentali del coefficiente di scambio termico locale della CO₂ e dell'R410A al variare della pressione ridotta e al variare degli altri parametri di influenza, mettendo a confronto il comportamento dei due fluidi. Successivamente si descrivono le condizioni operative indagate, si mostrano e si commentano gli andamenti sperimentali del coefficiente di scambio termico locale delle miscele di CO₂ e propano e si confronteranno con quelli della CO₂ pura nelle stesse condizioni operative, al variare dei parametri operativi di influenza.

Nel sesto capitolo si presentano i risultati del confronto diretto dei regimi di moto rispetto ad alcune mappe predittive e si analizzano i risultati del confronto statistico e diretto tra i valori misurati e quelli previsti dai metodi scelti, sia relativamente all'intero database sperimentale che ai dati corrispondenti alle pressioni ridotte, per l'analisi sulla CO₂ pura e sull'R410A, e per i singoli regimi di moto per le miscele di CO₂ e propano.

Capitolo 1

Definizioni di base per moti bifasici

1.1 Introduzione

Per fase si intende una regione dello spazio occupata da una sostanza pura che presenta macroscopicamente caratteristiche omogenee. In una regione di spazio all'equilibrio termodinamico che presenta sia la fase liquida che quella vapore, attraversando la superficie di separazione tra le due fasi, le proprietà intensive rimangono costanti, mentre le proprietà estensive presentano una discontinuità riconducibile alla notevole variazione della distanza media tra le molecole nel passaggio da una fase all'altra.

Quando si considerano moti diatermani di più fasi all'interno di canali le caratteristiche dello scambio termico e delle perdite di carico sono più complesse che nel caso di moti a fase singola. Infatti, alle forze viscosive, d'inerzia e di pressione, presenti nel caso di flussi monofase, si aggiungono i contributi legati all'interazione tra le fasi in corrispondenza dell'interfaccia (tensione superficiale, scambio di quantità di moto) e al modo in cui le fasi si distribuiscono sia nella sezione di attraversamento che lungo la direzione del moto. Inoltre, l'interazione tra le due fasi può dare luogo a fenomeni di instabilità a cui sono associate fluttuazioni nel tempo della distribuzione delle due fasi stesse nella sezione di passaggio e lungo il canale.

Pertanto la descrizione di moti bifasici richiede il ricorso a definizioni di grandezze che tengano conto, da un lato, delle proprietà termodinamiche e di trasporto della singola fase, e, dall'altro, del modo in cui le fasi interagiscono tra loro.

Di conseguenza, i fenomeni associati al passaggio di fase risultano notevolmente complessi, ma allo stesso tempo, rivestono un ruolo fondamentale in numerose applicazioni. Nel seguito vengono definiti e descritti i principali parametri e processi che influenzano l'evaporazione in convezione forzata di un fluido refrigerante all'interno di un canale riscaldato uniformemente; tutte le grandezze cui si farà riferimento sono da intendersi come mediate nel tempo in una determinata regione dello spazio.

1.2 Titolo termodinamico

Con riferimento alla sezione trasversale di un condotto attraversata da un flusso bifasico, si definisce titolo e si indica con x il rapporto tra la portata massica di vapore \dot{m}_v e la portata massica totale \dot{m} in una determinata sezione:

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \quad (1.1)$$

La sua valutazione richiede la misurazione diretta della portata massica della fase vapore per cui, nella pratica, si fa riferimento al cosiddetto titolo termodinamico, assumendo le due fasi in condizioni di saturazione:

$$x = \frac{i(z) - i_l}{i_v} \quad (1.2)$$

Nella (1.2) i_l è l'entalpia specifica del liquido saturo, i_v è la differenza tra l'entalpia specifica del vapore saturo secco e quella del liquido saturo, e $i(z)$ è l'entalpia specifica del fluido in corrispondenza della generica ascissa z calcolata tramite un bilancio di energia nelle ipotesi di flusso monodimensionale e regime stazionario:

$$i(z) = i_{ing} + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \quad (1.3)$$

Nella (1.3) i_{ing} è l'entalpia specifica del fluido all'ingresso del canale e \dot{Q} è la potenza termica fornita fino alla generica ascissa z .

1.3 Flusso termico

Il flusso termico q è definito come il rapporto tra la potenza termica fornita al fluido \dot{Q} e la superficie di scambio termico S :

$$q = \frac{\dot{Q}}{S} \quad (1.4)$$

1.4 Frazione di vuoto

La frazione di vuoto indica la frazione della sezione di attraversamento del canale occupata dalla fase vapore rispetto alla totale (Figura 1.1) e rappresenta uno dei più importanti fattori per la descrizione dei moti bifasici.



Figura 1.1 Sezione trasversale di un condotto circolare attraversato da un flusso bifase.

La frazione di vuoto è un parametro adimensionale così definito:

$$\varepsilon = \frac{A_v}{A} = \frac{A_v}{A_l + A_v} \quad (1.5)$$

dove A_v è l'area dell'aliquota della sezione occupata dalla fase vapore, A_l è l'area dell'aliquota della sezione occupata dalla fase liquida e A è l'area della sezione di attraversamento del canale.

Per la natura dei moti bifasici il valore della frazione di vuoto in una fissata sezione del canale varia nel tempo; di conseguenza, nella pratica si fa riferimento ad un valore mediato nel tempo. La sua misurazione diretta richiede l'utilizzo di metodi ottici o tecniche di attenuazione della radiazione o tecniche elettriche (Wojtan, 2004).

1.5 Flusso di massa

Il flusso di massa G è definito come il rapporto tra la portata massica \dot{m} e l'area della sezione di attraversamento A :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (1.6)$$

Per l'equazione di continuità, il flusso di massa può essere visto come il prodotto della velocità media del fluido per la densità media del fluido.

1.6 Velocità

Nei moti bifasici, la fase liquida e la fase vapore si muovono a velocità differenti; nel seguito si definiscono sia la velocità media che la velocità superficiale di ogni singola fase.

Con riferimento ad una singola fase, per velocità media u si intende il rapporto tra la portata volumetrica \dot{V} e la parte di sezione di attraversamento occupata dalla singola fase:

$$u_l = \frac{\dot{V}_l}{A_l} = \frac{\dot{V}_l}{(1-\varepsilon)(A_l + A_v)} \quad (1.7)$$

$$u_v = \frac{\dot{V}_v}{A_v} = \frac{\dot{V}_v}{\varepsilon(A_l + A_v)} \quad (1.8)$$

u_l e u_v rappresentano la velocità che la singola fase avrebbe se la portata di quella fase attraversasse un condotto di sezione pari alla porzione di sezione da essa occupata.

Il rapporto tra le velocità medie della fase vapore e della fase liquida è detto fattore di scorrimento o "slip ratio".

Dall'equazione di continuità, per ogni singola fase, si può ricavare la relazione tra il flusso di massa, la velocità media e la frazione di vuoto:

$$u_l = \frac{(1-x)}{(1-\varepsilon)} \frac{\dot{m}}{\rho_l A} = \frac{(1-x)}{(1-\varepsilon)} \frac{G}{\rho_l} \quad (1.9)$$

$$u_v = \frac{x}{\varepsilon} \frac{\dot{m}}{\rho_v A} = \frac{x}{\varepsilon} \frac{G}{\rho_v} \quad (1.10)$$

Nella (1.9) e (1.10) il simbolo ρ indica la densità.

Sempre con riferimento ad una singola fase, per velocità superficiale j si intende il rapporto tra la portata volumetrica e la sezione totale di attraversamento:

$$j_l = \frac{\dot{V}_l}{A} = (1-x) \frac{G}{\rho_l} = (1-\varepsilon) u_l \quad (1.11)$$

$$j_v = \frac{\dot{V}_v}{A} = x \frac{G}{\rho_v} = \varepsilon u_v \quad (1.12)$$

j_l e j_v rappresentano la velocità media che avrebbe la singola fase se da sola attraversasse l'intera sezione del condotto. La somma di j_l e j_v è detta velocità superficiale totale.

1.7 Numeri adimensionali

Nei moti bifasici, usualmente, i numeri adimensionali sono definiti con riferimento ad una sola fase. Di seguito sono definiti i numeri adimensionali considerati in questo lavoro.

Numero di Reynolds

Il numero di Reynolds rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosive ed è definito, per la singola fase, come di seguito riportato:

$$Re_l = \frac{\rho_l u_l d_h}{\mu_l} \quad (1.13)$$

$$Re_v = \frac{\rho_v u_v d_h}{\mu_v} \quad (1.14)$$

dove μ rappresenta la viscosità dinamica del fluido e d_h rappresenta il diametro idraulico del condotto. La transizione tra regime laminare e turbolento è basata sul numero di Reynolds; nel caso di moto completamente sviluppato in un condotto a sezione circolare, il numero di Reynolds corrispondente alla comparsa di fenomeni turbolenti è $Re_l=2300$, anche se valori molto più elevati del numero di Reynolds ($Re_l \approx 10000$) sono necessari per raggiungere le condizioni di flusso completamente turbolento.

Il diametro idraulico del condotto è inteso come il diametro a cui corrisponde un cerchio di area uguale a quella della sezione considerata; conseguentemente, esso è calcolato come segue:

$$d_h = \frac{4A}{P} \quad (1.15)$$

Nella (1.15) P è il perimetro del condotto. Nel caso di condotto a sezione circolare ovviamente il diametro idraulico coincide con il diametro del condotto d . Con riferimento alla singola fase, il diametro idraulico ha la seguente espressione:

$$d_h = \frac{4A_l}{P} = \frac{4(1-\varepsilon)A}{P} \quad (1.16)$$

$$d_h = \frac{4A_v}{P} = \frac{4\varepsilon A}{P} \quad (1.17)$$

Di conseguenza le espressioni del numero di Reynolds per la fase liquida e vapore si possono scrivere come segue:

$$Re_l = \frac{4G(1-x)A}{\mu_l P} \quad (1.18)$$

$$Re_v = \frac{4GxA}{\mu_v P} \quad (1.19)$$

Numero di Froude

Il numero di Froude rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze gravitazionali ed è definito come di seguito:

$$Fr = \frac{u^2}{gL} \quad (1.20)$$

dove g è l'accelerazione di gravità e L è una lunghezza caratteristica. Per moti bifasici i valori della velocità media della fase liquida e della fase vapore sono diversi di uno o due ordini di grandezza. Ciò comporta che il numero di Froude assume valori notevolmente diversi per le due fasi e che una definizione di questa grandezza riferita alla velocità media della miscela liquido-vapore risulterebbe poco indicativa delle caratteristiche del moto.

Sperimentalmente si è riscontrato che il numero di Froude riferito alla sola fase liquida è legato alla distribuzione della fase liquida nella sezione del condotto. Infatti, rispetto alla fase vapore, la fase liquida ha una maggiore densità e, quindi, una maggiore forza peso per unità di volume e, a parità di portata massica e di sezione di attraversamento, una minore velocità. Per tali ragione tale parametro è ritenuto significativo per la determinazione della distribuzione delle fasi nella sezione trasversale del condotto.

Nella correlazione di Shah (1982) il numero di Froude per la fase liquida è utilizzato per stabilire se il perimetro del tubo è completamente bagnato dal liquido o parzialmente asciutto. Chen (1963) e Gungor e Winterton (1986) hanno usato il numero di Froude per la fase liquida per il calcolo delle

costanti empiriche che compaiono nelle correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico. L'espressione di Fr_l adottata dagli autori menzionati è la seguente:

$$Fr_l = \frac{G^2}{\rho_l^2 g d} \quad (1.21)$$

Nella mappa di Taitel e Dukler (1976a) per l'individuazione dei regimi di moto bifasici in condotti orizzontali adiabatici è utilizzato il numero di Froude della fase vapore, così definito:

$$Fr_v = \frac{G_v^2}{[\rho_v (\rho_l - \rho_v) d g]^{0.5}} \quad (1.22)$$

dove G_v è il flusso di massa della sola fase vapore.

Numero di Weber

Il numero di Weber rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze di interazione all'interfaccia liquido-vapore legate alla tensione superficiale. Tale gruppo adimensionale può essere definito solo quando sono presenti forze di interfaccia dovute o alla presenza di più sostanze con una stessa fase o alla presenza di più fasi di una stessa sostanza o di sostanze diverse. Tale parametro è indicativo della distribuzione delle fasi lungo il condotto.

Esso è definito come segue:

$$We_l = \frac{\rho_l u_l^2 d_h}{\sigma} \quad (1.23)$$

$$We_v = \frac{\rho_v u_v^2 d_h}{\sigma} \quad (1.24)$$

Nella correlazione di Friedel (1979) per il calcolo delle perdite di carico, il numero di Weber per la fase liquida è così definito:

$$We_l = \frac{G^2 d}{\sigma \rho_H} \quad (1.25)$$

dove ρ_H è la densità della miscela calcolata utilizzando l'ipotesi di flusso omogeneo:

$$\rho_H = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (1.26)$$

Parametro di Martinelli

Il parametro di Martinelli è definito come il rapporto tra i gradienti di pressione che avrebbero la sola fase liquida o vapore se attraversassero da sole il condotto con una portata pari a quella della singola fase ed è calcolato come segue:

$$X^2 = \frac{(\Delta p / \Delta z)_l}{(\Delta p / \Delta z)_v} \quad (1.27)$$

Il parametro di Martinelli è indipendente dalla frazione di vuoto e indica quanto il comportamento della miscela bifasica si avvicina a quello della sola fase liquida ($X \gg 1$) o della sola fase vapore ($X \ll 1$).

La perdita di carico per la singola fase può essere valutata con l'utilizzo delle seguenti relazioni:

$$(\Delta p / \Delta z)_l = -2f_l G^2 \frac{(1-x)^2}{d\rho_l} \quad (1.28)$$

$$(\Delta p / \Delta z)_v = -2f_v \frac{G^2 x^2}{d\rho_v} \quad (1.29)$$

dove i fattori di attrito delle due fasi possono avere le seguenti espressioni:

$$f_l = B_l Re_l^{-n} \quad (1.30)$$

$$f_v = B_v Re_v^{-m} \quad (1.31)$$

Nelle (1.30) e (1.31) le costanti B_l e B_v e gli esponenti m e n sono funzioni del regime di moto e della geometria del condotto. Nell'ipotesi che il regime di moto sia lo stesso per la fase liquida e per quella vapore si ha $B_l = B_v = B$ e $m = n$ per cui risulta:

$$X^2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{(-n+2)/2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{n/2} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.32)$$

Nel caso in cui sia la fase liquida che la fase vapore risultino in regime laminare e il condotto sia liscio a sezione circolare si può assumere $n=1$ (Carey, 1992). Nel caso di tubi lisci a sezione circolare e entrambe le fasi in regime turbolento, invece, è possibile ritenere $n=0.25$ (Carey, 1992); in quest'ultimo caso, allora, risulta:

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.875} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.125} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.33)$$

dove il pedice tt indica che entrambe le fasi sono in regime turbolento. Per tubi lisci a sezione circolare Gungor e Winterton (1986), Zürcher (2000), Steiner (1993a), Kattan (1996) e Yoon et al. (2004) hanno utilizzato $n=0.25$. Taitel e Dukler (1976a) e Lockhart e Martinelli (1949), invece, hanno utilizzato $n=0.2$ per tubi lisci a sezione circolare, ottenendo:

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.34)$$

Numero di Prandtl

Il numero di Prandtl rappresenta il rapporto tra lo spessore dello strato limite di velocità e quello dello strato limite termico. Quelle sostanze che, come gli oli, sono caratterizzati da un numero di Prandtl sensibilmente maggiore di uno, presentano uno strato limite di velocità molto più spesso di quello termico; la situazione opposta si verifica invece per i metalli liquidi che sono caratterizzati da un numero di Prandtl minore di uno. Il valore del numero di Prandtl per l'aria, e più in generale per i gas, è circa pari ad uno; in questo caso, pertanto, gli strati limite termico e di velocità hanno praticamente lo stesso spessore.

Il numero di Prandtl è così definito:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (1.35)$$

dove k è la conducibilità termica.

Numero di Nusselt

Il numero di Nusselt può interpretarsi come il rapporto tra il flusso effettivamente scambiato per convezione e quello che verrebbe trasmesso per conduzione attraverso uno strato di fluido fermo di spessore L . Il numero di Nusselt sarà pertanto sempre maggiore dell'unità (sarà unitario solo se lo scambio termico attraverso lo strato di fluido in quiete avviene per conduzione pura). Esso è così definito:

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (1.36)$$

dove h è la conduttanza convettiva unitaria.

Numero di ebollizione

Il numero di ebollizione rappresenta il rapporto tra il flusso termico in parete e il flusso termico necessario a realizzare la completa evaporazione di un liquido saturo a pressione costante:

$$Bo = \frac{q}{Gi_v} \quad (1.37)$$

Il flusso termico influenza in misura significativa il processo di formazione delle bolle di vapore durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido all'interno di un canale e il numero di ebollizione è l'unico numero dimensionale in cui compare tale parametro.

Numero di Jakob

Il numero di Jakob è così definito:

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta t}{\rho_v i_{lv}} \quad (1.38)$$

Esso rappresenta il rapporto tra il calore sensibile che occorre fornire ad un assegnato volume di liquido sottoraffreddato per portarlo in condizioni di saturazione e il calore latente che occorre fornire per ottenere lo stesso volume di vapore. Esso influenza il processo di formazione, crescita e distacco delle bolle di vapore durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido all'interno di un canale.

Numero di convezione

Il numero di convezione è così definito:

$$Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.39)$$

Esso è una versione modificata del parametro di Martinelli introdotta da Shah (1982) per correlare i suoi dati sperimentali sul coefficiente di scambio termico.

Gungor e Winterton (1987), nella correlazione che hanno messo a punto per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase, hanno utilizzato la seguente espressione del numero di convezione:

$$Co = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.41} \quad (1.40)$$

Numero di Bond

Il numero di Bond è così definito:

$$Bd = \frac{g(\rho_l - \rho_v)d_b^2}{\sigma} \quad (1.41)$$

dove d_b è il diametro della bolla al distacco ovvero il diametro della bolla nell'istante in cui si stacca dalla superficie solida. Esso è il rapporto tra le forze di galleggiamento e le forze di interazione all'interfaccia liquido-vapore legate alla tensione superficiale.

1.8 Tensione superficiale

La tensione superficiale è una forza per unità di lunghezza parallela all'interfaccia tra due fasi. Infatti, con riferimento alla fase liquida e alla fase vapore, è facile osservare (Figura 1.2) che, in prossimità dell'interfaccia, la distanza media tra le molecole è superiore rispetto a quella relativa alla regione interna al liquido.

All'interno del liquido ciascuna molecola è soggetta a forze di repulsione e a forze di attrazione da parte delle molecole circostanti: poiché tutte e due i tipi di forze agiscono in maniera simmetrica in tutte le direzioni, la forza risultante su ciascuna molecola è nulla. A causa dell'aumento della distanza

media tra le molecole, in corrispondenza dell'interfaccia tra le due fasi, rispetto alla regione all'interno del liquido, le forze di repulsione diventano significativamente più piccole, mentre quelle di attrazione diminuiscono solo leggermente. Per tale ragione, ogni molecola in prossimità dell'interfaccia tende ad essere attratta verso la regione all'interno del liquido con conseguente leggera diminuzione della distanza media tra le molecole.

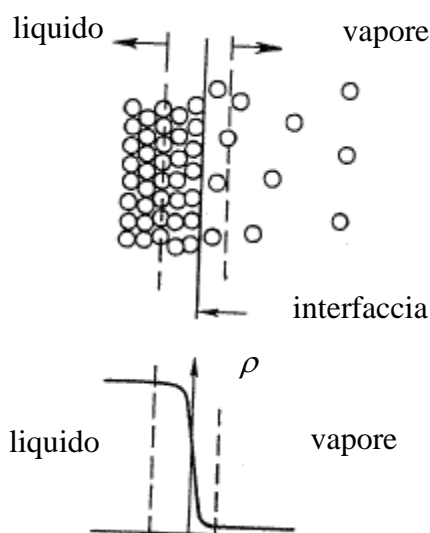


Figura 1.2 Rappresentazione schematica della variazione della densità molecolare in corrispondenza dell'interfaccia tra le due fasi.

Nella direzione parallela all'interfaccia, invece, la diminuzione dell'intensità delle forze di repulsione dovuta all'aumento della distanza media tra le molecole non crea uno squilibrio delle forze agenti su ciascuna molecola grazie alla simmetria delle interazioni. Conseguentemente non c'è una spinta in direzione parallela all'interfaccia tendente ad aumentare la distanza media tra le molecole.

La forza di attrazione che spinge le molecole in prossimità dell'interfaccia verso la regione all'interno del liquido provoca una forza agente, in maniera identica, in tutte le direzioni parallele all'interfaccia stessa. Tale forza per unità di superficie è detta tensione superficiale.

La tensione superficiale, in genere, decresce con la temperatura fino ad annullarsi in corrispondenza della temperatura critica in quanto al diminuire della temperatura la differenza di densità e, quindi, della distanza media tra le molecole delle due fasi si riduce. Oltre che dalla temperatura, la tensione superficiale dipende anche dalla presenza di una o più sostanze tensio-attive (come il sapone) disciolte nel liquido. Di conseguenza, se la temperatura e/o la concentrazione delle sostanze disciolte nel liquido variano attraverso l'interfaccia, la tensione superficiale non sarà uniforme in corrispondenza dell'interfaccia stessa, con il risultato che il liquido in prossimità della regione a più bassa tensione superficiale sarà spinto verso la regione a più alta tensione superficiale: il moto del liquido dovuto a gradienti della tensione superficiale è detto effetto Marangoni.

1.9 Angolo di contatto

L'evaporazione in convezione forzata di un fluido refrigerante all'interno di un canale è fortemente influenzata dal modo in cui la fase liquida e la fase vapore vengono in contatto con la superficie interna del tubo, dal momento che esso influenza i processi di scambio termico. A tal proposito, allora, si consideri una goccia asimmetrica e liscia di liquido in contatto con una superficie solida, orizzontale e liscia, circondata da vapore (Figura 1.3).

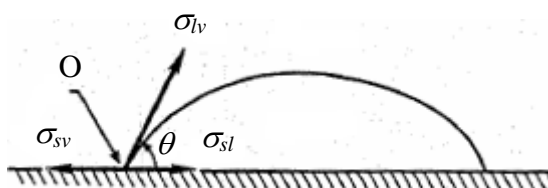


Figura 1.3 Effetto della tensione superficiale nel caso di una goccia di liquido a contatto con una superficie solida piana e liscia.

È esperienza comune che il comportamento di un liquido nei confronti di una superficie solida varia a seconda del tipo di superficie (inclinazione, materiale, rugosità, ecc.) e a seconda del tipo di liquido. L'affinità di un liquido nei confronti di una superficie solida è detta bagnabilità. Quest'ultima è quantificata dal cosiddetto angolo di contatto statico θ definito come l'angolo formato dall'interfaccia liquido-vapore e la superficie solida stessa misurato in corrispondenza del punto O di Figura 1.3 (in tale punto le tre fasi si toccano). Nel caso schematizzato in Figura 1.3 esiste una linea (la curva che definisce la base della goccia) comune a tutte e tre le fasi: tale linea è detta linea di contatto.

Una fissata massa di liquido si distribuisce in misura più o meno marcata su una superficie solida a seconda dell'angolo di contatto statico θ : in particolare, al decrescere di θ la fissata massa liquida si distribuisce in misura sempre più estesa sulla superficie solida; al tendere di θ a zero, la massa di liquido si distribuisce sull'intera superficie solida disponibile formando un sottile film e si dice che il liquido bagna completamente la superficie solida. Per convenzione, un liquido con $0^\circ < \theta < 90^\circ$ si dice bagnabile, un liquido con $90^\circ < \theta < 180^\circ$ si dice non bagnabile e un liquido con $\theta = 180^\circ$ si dice completamente non bagnabile. Quindi, al diminuire dell'angolo di contatto statico, aumenta la bagnabilità del liquido.

Nella Figura 1.3 è rappresentata la tensione superficiale all'interfaccia liquido-vapore σ_{lv} , la tensione superficiale all'interfaccia solido-vapore σ_{sv} e la tensione superficiale all'interfaccia solido-liquido σ_{sl} ; per l'equilibrio meccanico della goccia nel punto O, da un bilancio di forze in direzione orizzontale deve risultare:

$$\sigma_{sv} = \sigma_{sl} + \sigma_{lv} \cos \theta \quad (1.42)$$

In direzione orizzontale, quindi, la forza $\sigma_{lv} \sin \theta$ deve essere bilanciata da una forza verticale diretta verso il basso, ovvero verso la superficie solida; la (1.42) può essere così riscritta:

$$\sigma_{lv} \cos \theta = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (1.43)$$

La (1.43) è detta equazione di Neumann o, più comunemente, equazione di Young. Dalla (1.43) si osserva che tanto più piccola è σ_{lv} tanto più il liquido è bagnabile.

Se la superficie solida non è fissa, si è appurato, tramite fotografie, che l'angolo di contatto cambia a seconda della storia del moto della linea di contatto. A tal proposito si consideri la Figura 1.4 in cui prima (Figura 1.4(b)) un solido è immerso lentamente e verticalmente (dall'alto verso il basso) nel liquido fino a che la linea di contatto raggiunge il punto z_1 . Il liquido nel punto z_1 forma un angolo di contatto, indicato con σ_a , detto angolo di contatto di avanzamento per il modo in cui è stato spostato il solido. In Figura 1.4(c), invece, è riportato il caso in cui il solido è mosso lentamente e verticalmente (dal basso verso l'alto) fino a che la linea di contatto raggiunge il punto z_2 : l'angolo di contatto nel punto z_2 , indicato con σ_r , è detto angolo di contatto di ritorno per il modo in cui è stato spostato il solido. σ_a e σ_r , in genere, non sono uguali: il fenomeno per cui esiste tale differenza è detto isteresi dell'angolo di contatto.

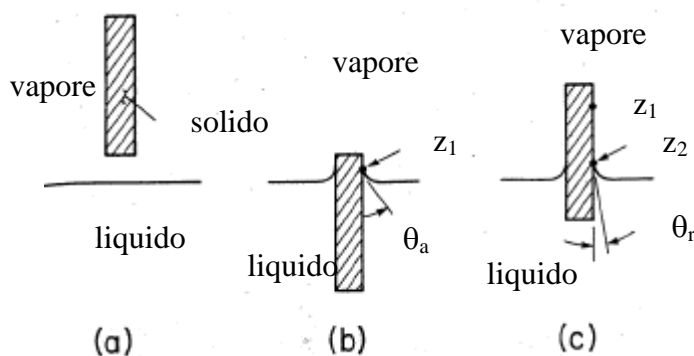


Figura 1.4 Angolo di contatto di avanzamento e di ritorno.

1.10 Ebollizione omogenea e eterogenea

Si consideri una bolla di vapore di raggio r alla pressione p_v immersa in un liquido in quiete alla pressione p_l (Figura 1.5). Supponiamo che la bolla abbia una forma perfettamente sferica e sia in equilibrio termodinamico con il liquido

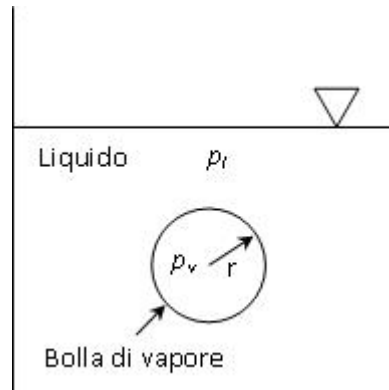


Figura 1.5 Bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico con il liquido circostante.

Si consideri un elemento infinitesimo della superficie della bolla di vapore sotteso dall'angolo solido $d\varphi$ (Figura 1.6).

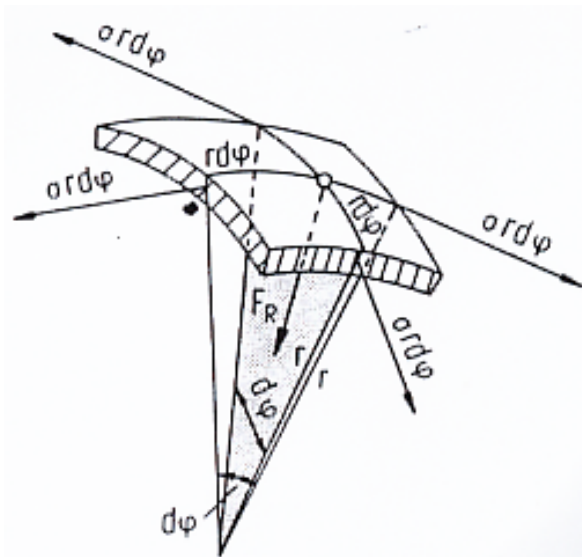


Figura 1.6 Superficie elementare di una bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico con il liquido circostante.

Esso può essere approssimato da un quadrato di lato $rd\varphi$ sui cui lati agiscono le forze esercitate dalla tensione superficiale σ . La risultante di queste forze ha direzione coincidente con quella del raggio della bolla di vapore, verso diretto dall'esterno verso l'interno della bolla di vapore e modulo pari a:

$$dF_R = 2\sigma r d\varphi^2 \quad (1.44)$$

Sull'elemento infinitesimo considerato agiscono anche le forze associate alla pressione p_l e alla pressione p_v . Se la bolla di vapore è in equilibrio termodinamico, allora, essa è in equilibrio meccanico; di conseguenza, da un bilancio di forze nella direzione del raggio della bolla di vapore, si può ricavare la condizione necessaria per l'equilibrio meccanico della bolla di vapore stessa:

$$p_l (rd\varphi)^2 + dF_R = p_v (rd\varphi)^2 \quad (1.45)$$

ovvero:

$$p_v = p_l + \frac{2\sigma}{r} \quad (1.46)$$

Dalla (1.46) risulta che, affinché la bolla di vapore sia in equilibrio meccanico, la sua pressione deve essere maggiore di quella del liquido di una quantità pari a $\frac{2\sigma}{r}$.

D'altronde se la bolla è in equilibrio termodinamico, per essa deve essere verificato anche l'equilibrio termico. Di conseguenza, dette t_l e t_v le temperature del liquido e della bolla di vapore, rispettivamente, deve risultare:

$$t_v = t_l = t \quad (1.47)$$

Infine, per la bolla di vapore, deve essere verificato l'equilibrio di materia per cui i potenziali chimici del liquido e della bolla di vapore devono coincidere:

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_l(p_l, t) \quad (1.48)$$

Le (1.46-1.48) descrivono completamente l'equilibrio termodinamico della bolla di vapore.

Per valori modesti della differenza $p_v - p_l$, il potenziale chimico della bolla di vapore può essere sviluppato in serie di Taylor troncando la serie al termine di primo ordine:

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_v(p_l, t) + \left(\frac{\partial \mu_v}{\partial p_l} \right)_t (p_v - p_l) \quad (1.49)$$

D'altronde $\left(\frac{\partial \mu_v}{\partial p_l} \right)_t = v_v(p_l, t)$ per cui la (1.49) si può riscrivere come segue:

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_v(p_l, t) + v_v(p_l, t)(p_v - p_l) \quad (1.50)$$

Allora, per la (1.46), risulta:

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_v(p_l, t) + v_v(p_l, t) \frac{2\sigma}{r} \quad (1.51)$$

Allora, per la (1.48), la (1.51) si può scrivere come segue:

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_v(p_l, t) + v_v(p_l, t) \frac{2\sigma}{r} = \mu_l(p_l, t) \quad (1.52)$$

La (1.52) è valida per valori modesti della differenza $p_v - p_l$ ovvero, per la (1.46), per valori elevati del raggio r ; di conseguenza la (1.52) può essere applicata al caso di interfaccia piana tra la bolla di vapore e il liquido ($r \rightarrow \infty$). In tal caso, le forze legate alla tensione superficiale non sono presenti per cui $\frac{2\sigma}{r} = 0$ e, quindi, le (1.46-1.48) diventano:

$$p_v = p_l = p_o \quad (1.53)$$

$$t_v = t_l = t \quad (1.54)$$

$$\mu_v(p_v, t) = \mu_v(p_l, t) \quad (1.55)$$

dove $p_o = p_{sat}(t)$.

Di conseguenza, nel caso di interfaccia piana tra bolla di vapore e liquido, poiché $\mu_l(p_l, t) = \mu_l(p_o, t)$, la (1.52) diventa:

$$\mu_v(p_l, t) - \mu_v(p_o, t) + v_v(p_l, t) \frac{2\sigma}{r} = \mu_l(p_l, t) - \mu_l(p_o, t) \quad (1.56)$$

Tenendo conto della (1.50), la (1.56) può essere così riscritta:

$$v_v(p_o, t)(p_l - p_o) + v_v(p_l, t) \frac{2\sigma}{r} = v_l(p_o, t)(p_l - p_o) \quad (1.57)$$

Dalla (1.57) si ricava:

$$p_l = p_o - \frac{v_v(p_l, t)}{[v_v(p_o, t) - v_l(p_o, t)]} \frac{2\sigma}{r} \quad (1.58)$$

$$p_v = p_l + \frac{2\sigma}{r} = p_o + \frac{2\sigma}{r} \left\{ 1 - \frac{v_v(p_l, t)}{[v_v(p_o, t) - v_l(p_o, t)]} \right\} \quad (1.59)$$

Se la differenza $p_l - p_o$ è ridotta è possibile assumere:

$$p_l = p_o - \frac{v_v(p_o, t)}{[v_v(p_o, t) - v_l(p_o, t)]} \frac{2\sigma}{r} \quad (1.60)$$

$$p_v = p_l + \frac{2\sigma}{r} = p_o - \frac{v_l(p_o, t)}{[v_v(p_o, t) - v_l(p_o, t)]} \frac{2\sigma}{r} \quad (1.61)$$

La (1.60) e la (1.61) prendono il nome di equazioni di Thomson; esse stabiliscono il legame tra la pressione delle due fasi nel caso di interfaccia piana $p_o = p(t, r \rightarrow \infty) = p_{sat}(t)$, la pressione del liquido nel caso di interfaccia curva $p_l = p_l(t, r)$ e la pressione della bolla di vapore nel caso di interfaccia curva $p_v = p_v(t, r)$.

Le relazioni tra p_o , p_l e p_v fornite dalle equazioni di Thomson sono diagrammate nella Figura 1.7.

Come si può desumere dalla Figura 1.7, poiché la tensione superficiale è funzione della temperatura, le curve che esprimono p_l e p_v in funzione della temperatura non sono parallele alla curva che esprime p_o in funzione di t .

Dalle (1.60) e (1.61) e dalla Figura 1.7 si osserva facilmente che, per una fissata temperatura t di equilibrio delle due fasi, la pressione della bolla di vapore e del liquido nel caso di interfaccia curva sono minori di quella di equilibrio delle due fasi nel caso di interfaccia piana. In particolare, si osserva che, poiché $v_l(p_o, t) \ll v_v(p_o, t)$, dalla (1.60) e (1.61) risulta:

$$p_l \cong p_o - \frac{2\sigma}{r} \quad (1.62)$$

$$p_v \cong p_o \quad (1.63)$$

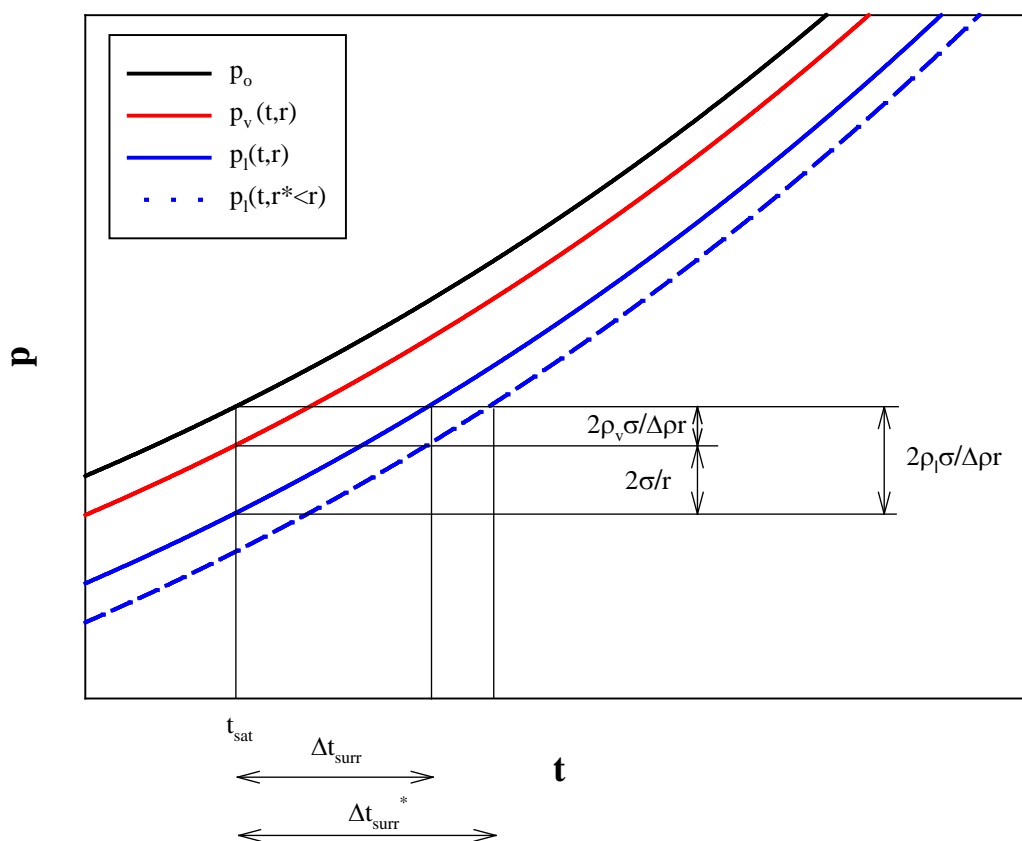


Figura 1.7 Pressione del liquido e della bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico in funzione della temperatura e della curvatura dell'interfaccia.

Ciò vuol dire che, mentre il vapore è quasi in condizioni di saturazione, il liquido che circonda la bolla di vapore deve trovarsi in una condizione di equilibrio metastabile di liquido surriscaldato, cioè deve trovarsi ad una temperatura opportunamente più grande della temperatura di saturazione corrispondente a p_o . Tale condizione è detta di equilibrio metastabile in quanto fornendo sufficiente energia è possibile portare il liquido in una condizione di equilibrio stabile di vapore surriscaldato.

Dalla Figura 1.7, è possibile stabilire qualitativamente a quanto deve essere pari, per una fissata pressione di equilibrio delle due fasi, il surriscaldamento Δt_{surr} del liquido rispetto alla temperatura di saturazione corrispondente alla pressione di equilibrio delle due fasi nel caso di interfaccia piana ($\Delta t_{surr} = t_{sat}(p_o) - t$). Sempre dalla Figura 1.7, è possibile notare che, al diminuire del raggio della bolla di vapore, il surriscaldamento suddetto diventa via via più grande in quanto le curve che esprimono p_l e p_v in funzione della temperatura traslano verso destra.

Per calcolare Δt_{surr} è necessario differenziare la (1.60):

$$\frac{\delta p_l}{\delta t} = \frac{dp_o}{dt} - \frac{d}{dt} \left(\frac{v_v(p_o, t)}{v_v(p_o, t) - v_l(p_o, t)} \frac{2\sigma}{r} \right) \quad (1.64)$$

in cui il termine $\frac{dp_o}{dt}$ può essere ricavato tramite l'equazione di Clausius-Clapeyron:

$$\frac{dp_o}{dt} = \frac{i_{lv} [\rho_l(p_o, t) \rho_v(p_o, t)]}{t_{sat} [\rho_l(p_o, t) - \rho_v(p_o, t)]} \quad (1.65)$$

Ponendo $\Delta\rho = \rho_l(p_o, t) - \rho_v(p_o, t)$ e integrando la (1.64) tra t_{sat} e $t_{sat} + \Delta t_{surr}$ si ottiene:

$$\begin{aligned} (p_l)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} - (p_l)_{t_{sat}} &= \int_{t_{sat}}^{t_{sat} + \Delta t_{surr}} \frac{i_{lv} \rho_l(p_o, t) \rho_v(p_o, t)}{t_{sat} \Delta\rho} dt \\ &- \left(\frac{\rho_l(p_o, t) 2\sigma}{\Delta\rho r} \right)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} + \left(\frac{\rho_l(p_o, t) 2\sigma}{\Delta\rho r} \right)_{t_{sat}} \end{aligned} \quad (1.66)$$

Tenendo conto della (1.60), la (1.66) diventa:

$$(p_l)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} = p_o + \int_{t_{sat}}^{t_{sat} + \Delta t_{surr}} \frac{i_{lv} \rho_l(p_o, t) \rho_v(p_o, t)}{t_{sat} \Delta\rho} dt - \left(\frac{\rho_l(p_o, t) 2\sigma}{\Delta\rho r} \right)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} \quad (1.67)$$

D'altronde $(p_l)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} = p_o$ per cui:

$$\int_{t_{sat}}^{t_{sat} + \Delta t_{surr}} \frac{i_{lv} \rho_l(p_o, t) \rho_v(p_o, t)}{t_{sat} \Delta\rho} dt = \left(\frac{\rho_l(p_o, t) 2\sigma}{\Delta\rho r} \right)_{t_{sat} + \Delta t_{surr}} \quad (1.68)$$

Per valori di Δt_{surr} modesti, la (1.68) può essere semplificata sviluppando i termini a primo e secondo membro in serie di Taylor e troncando la serie ai termini del primo ordine; in tal modo, è possibile, integrando, ricavare la relazione tra il raggio della bolla di vapore e il surriscaldamento del liquido che circonda la bolla di vapore stessa:

$$r = \frac{2\sigma t_{sat}}{i_{lv} \Delta t_{surr} \rho_v(p_o, t)} \left(1 + \frac{\Delta t_{surr}}{t_{sat}} \omega \right) \quad (1.69)$$

dove:

$$\omega = \frac{\Delta \rho t_{\text{sat}}}{\rho_l(p_o, t) \sigma} \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_l(p_o, t) \sigma}{\Delta \rho} \right) \quad (1.70)$$

Mitrović e Stephan (1980) hanno ricavato dei valori di ω compresi tra 0 e 1 per l'acqua e altri fluidi a basso punto di ebollizione. Di conseguenza, per modesti valori di Δt_{surr} e per temperature di saturazione non estremamente basse, il termine $\frac{\Delta t_{\text{surr}}}{t_{\text{sat}}} \omega$ si può considerare molto minore di 1 per cui

la (1.70) si può scrivere come segue:

$$r_{\text{cr}} = \frac{2\sigma t_{\text{sat}}}{i_{\text{lv}} \Delta t_{\text{surr}} \rho_v(p_o, t)} \quad (1.71)$$

Fissato il surriscaldamento del liquido, il valore del raggio della bolla di vapore che si ricava dalla (1.71) è detto raggio critico; esso è così detto in quanto bolle di vapore con raggio minore di r_{cr} non sono in equilibrio termodinamico con il liquido e, necessitando di un maggiore surriscaldamento del liquido stesso, condensano; invece, bolle di vapore con raggio maggiore di r_{cr} continuano a crescere.

Nella Tabella 1.1 è riportato il raggio critico per l'acqua a $t_{\text{sat}}=100$ °C e tre valori del surriscaldamento del liquido: in tali condizioni risulta $\sigma=0.059$ N/m, $\rho_v(p_o, t)=0.59$ kg/m³ e $i_{\text{lv}}=2256.4$ kJ/kg.

Δt_{surr} [°C]	r_{cr} [µm]
1	33.1
10	3.3
40	0.8

Tabella 1.1 Raggio critico dell'acqua a $t_{\text{sat}}=100$ °C al variare del surriscaldamento del liquido.

Si osserva che r_{cr} decresce al crescere del surriscaldamento del liquido passando da 33.1 µm a 0.8 µm.

Dalla (1.71) si ottiene:

$$\Delta t_{\text{surr, cr}} = \frac{2\sigma t_{\text{sat}}}{i_{\text{lv}} r \rho_v(p_o, t)} \quad (1.72)$$

Le bolle di raggio r condensano se Δt_{surr} è minore del surriscaldamento critico del liquido ottenibile dalla (1.72); se, invece, la bolla di vapore è caratterizzata da un surriscaldamento del liquido che la circonda maggiore di $\Delta t_{\text{surr, cr}}$, allora, la bolla continua a crescere. Dalla (1.72) si ricava che, per $r \rightarrow 0$, risulta $\Delta t_{\text{surr, cr}} \rightarrow \infty$.

La formazione di una bolla di vapore all'interno di una massa di liquido surriscaldato prende il nome di “**ebollizione omogenea**”.

Per quanto detto, l'ebollizione omogenea richiede valori infiniti del surriscaldamento del liquido. D'altronde, la formazione di una bolla di vapore all'interno di un liquido surriscaldato in quiete può

essere analizzata anche da un altro punto di vista. Infatti, una bolla di vapore di n molecole continuamente acquista molecole a causa dell'evaporazione del liquido surriscaldato circostante e, contemporaneamente, cede molecole a causa della condensazione all'interfaccia con il liquido surriscaldato che la circonda: la differenza di velocità tra i due suddetti processi contrapposti determina la crescita o il collasso su se stessa della bolla di vapore stessa. Come dimostrato da Carey (1992) tramite la teoria cinetica dei gas, l'ebollizione omogenea può iniziare solo se è verificata la seguente disequazione:

$$J = 1.44 \cdot 10^{40} \left(\frac{\rho_1^2 \sigma}{M^3} \right)^{0.5} \exp \left\{ \frac{-1.213 \cdot 10^{24} \sigma^3}{[t_1 \eta (p_{sat})_{t_1} - p_1]^2} \right\} \geq 10^{12} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (1.73)$$

dove J rappresenta la frequenza con la quale una bolla di vapore passa da n a $n+1$ molecole per unità di volume del liquido surriscaldato, t_1 , p_1 e ρ_1 sono, rispettivamente, la temperatura, la pressione e la densità del liquido surriscaldato, M è la massa molecolare della sostanza, $(p_{sat})_{t_1}$ è la pressione di saturazione corrispondente alla temperatura t_1 , σ è la tensione superficiale e η è così definito:

$$\eta = \exp \left\{ \frac{v_1 [p_1 - (p_{sat})_{t_1}]}{R t_1} \right\} \quad (1.74)$$

Nella (1.74) v_1 è il volume specifico del liquido surriscaldato e R è la costante caratteristica del fluido in fase gassosa.

J è una funzione monotona crescente di t_1 . Risolvendo in maniera iterativa la (1.73), una volta fissato un valore limite di J , è possibile determinare la temperatura che deve raggiungere il liquido surriscaldato, ovvero il suo grado di surriscaldamento, affinché si abbia la formazione di una bolla di vapore. In Tabella 1.2 sono riportati i valori di $\log_{10} J$ per l'acqua a 100 kPa.

t_1 [°C]	$(p_{sat})_{t_1}$ [kPa]	ρ_1 [kg/m ³]	σ [N/m]	$\log_{10} J$ [1/(m ³ s)]
300	8592	712	0.0144	-12.0
310	9869	691	0.0121	17.5
305	9231	702	0.0133	5.2

Tabella 1.2 Valutazione di J per l'acqua a 1000 kPa.

Assumendo come valore limite di J il valore $10^{12} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ e interpolando tra 305 °C e 310 °C, si ricava un valore limite di t_1 pari a 308 °C; tenendo conto che la temperatura di saturazione dell'acqua a 100

kPa è pari a 100 °C, si ricava che, affinché si abbia ebollizione omogenea, il liquido circostante la bolla di vapore deve avere un surriscaldamento di 228 °C.

In Figura 1.8 sono confrontati i valori della temperatura di surriscaldamento del liquido ricavati con la (1.73) assumendo un valore limite di J pari a $10^{12} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ e quelli misurati sperimentalmente per diverse sostanze.

Dalla Figura 1.8 si osserva un ottimo accordo tra i valori teorici e quelli misurati sperimentalmente.

Dunque, in definitiva, per la formazione di una bolla di vapore è necessario che il liquido circostante si trovi in condizioni di equilibrio metastabile di liquido surriscaldato. Il surriscaldamento necessario può essere valutato tramite la (1.72) o la (1.73). Dalla (1.72) si osserva che, affinché una bolla di vapore di raggio infinitesimo ($r \rightarrow 0$) si formi è necessario un surriscaldamento del liquido infinito ($\Delta t_{\text{surr,cr}} \rightarrow \infty$). Dalla (1.73), invece, si ricavano valori del surriscaldamento del liquido dell'ordine dei 200 °C. Sebbene più contenuti rispetto a quelli ricavabili tramite la (1.72), i valori del surriscaldamento del liquido forniti dalla (1.73) sono, comunque, superiori a quelli che si riscontrano nella pratica.

Per determinare i possibili stati di equilibrio metastabile di una sostanza pura, semplice e comprimibile è necessario utilizzare un'equazione di stato: a tale scopo è possibile ricorrere all'equazione di stato di van der Waals o all'equazione di stato di Berthelot. Queste ultime hanno la seguente espressione:

$$\left[\frac{p}{p_{\text{cr}}} + 3 \left(\frac{t}{t_{\text{cr}}} \right)^{-\lambda} \left(\frac{v}{v_{\text{cr}}} \right)^{-2} \right] \left(\frac{v}{v_{\text{cr}}} - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \frac{t}{t_{\text{cr}}} \quad (1.75)$$

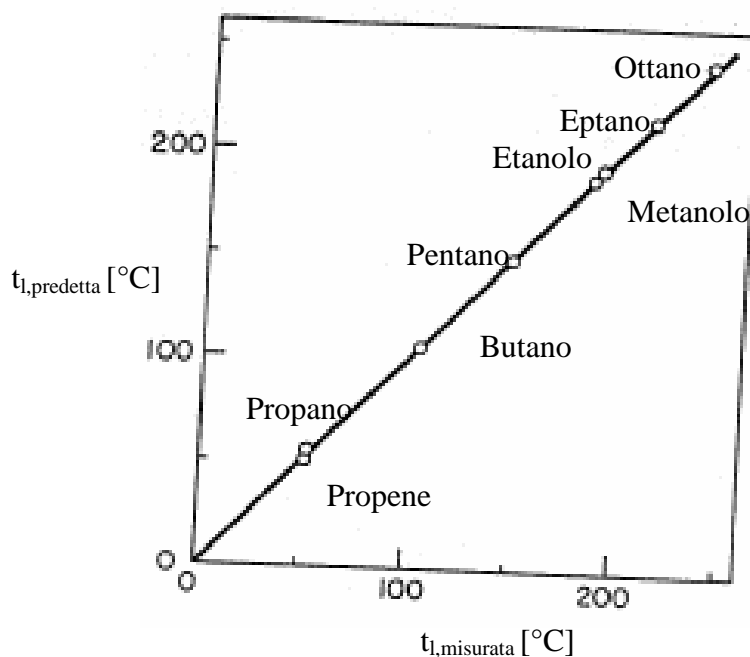


Figura 1.8 Confronto tra i valori della temperatura di surriscaldamento misurati e ottenuti con la (1.73) assumendo un valore limite di J pari a $10^{12} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

dove $\lambda=0$ per l'equazione di stato di van der Waals e $\lambda=1$ per l'equazione di stato di Berthelot.

A partire dalla (1.73) è possibile ricavare, ad esempio tramite l'equazione di van der Waals, l'isoterma ABCDEF relativa a condizioni di equilibrio metastabile nel piano pressione-volume specifico riportata in Figura 1.9.

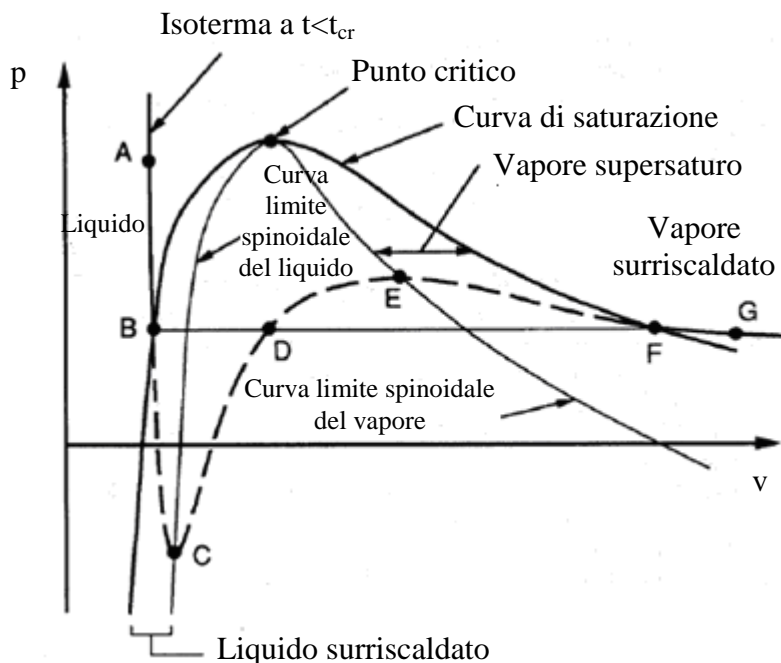


Figura 1.9 Limiti spinoidali e regioni di equilibrio metastabile sul diagramma pressione-volume specifico.

In Figura 1.10 sono riportate nel piano pressione-volume specifico le altre isoterme relative a condizioni di equilibrio metastabile che è possibile costruire tramite la (1.73) e l'equazione di stato di van der Waals.

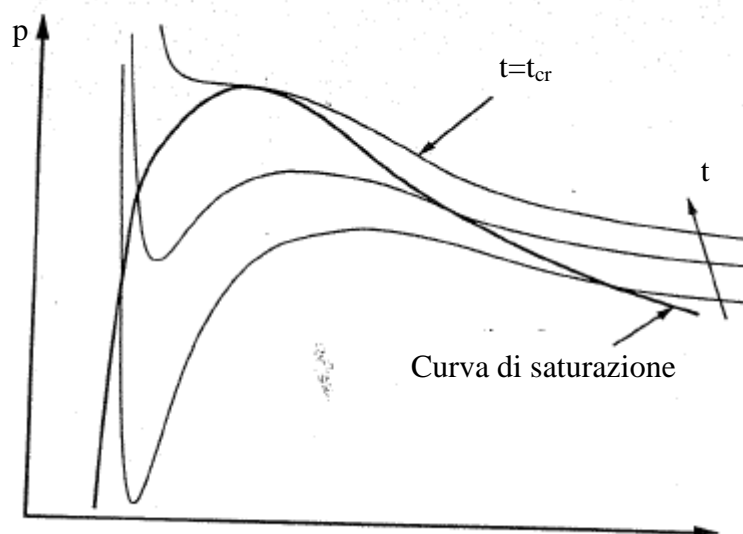


Figura 1.10 Andamento delle isoterme predetto dall'equazione di stato di van der Waals sul piano pressione-volume specifico.

È possibile dimostrare [1.7] che, affinché un sistema chiuso contenente una sostanza pura, semplice e comprimibile non in condizioni di equilibrio termodinamico risulti in condizioni di equilibrio meccanico, deve valere la seguente relazione:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t < 0 \quad (1.76)$$

Relativamente alla Figura 1.9, si osserva che tra i punti C ed E risulta $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t > 0$ e quindi la (1.76)

non è rispettata. La curva luogo dei punti in cui la derivata $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t$ cambia di segno prende il nome di

curva limite spinoidale: tra la curva limite spinoidale del liquido e la curva limite spinoidale del vapore il criterio di stabilità meccanica espresso dalla (1.76) è violato per cui la sostanza non può esistere in nessuno degli stati termodinamici corrispondenti a tale regione; la regione tra la curva limite inferiore e la curva limite spinoidale del liquido rappresenta la condizione di equilibrio metastabile di liquido surriscaldato, mentre la regione tra la curva limite spinoidale del vapore e la curva limite superiore rappresenta la condizione di equilibrio metastabile di vapore supersaturo.

In Figura 1.11 è riportata la curva limite spinoidale del liquido ottenuta con l'equazione di stato di van der Waals e con l'equazione di stato di Berthelot e i valori misurati di surriscaldamento del liquido per diverse sostanze a pressione atmosferica.

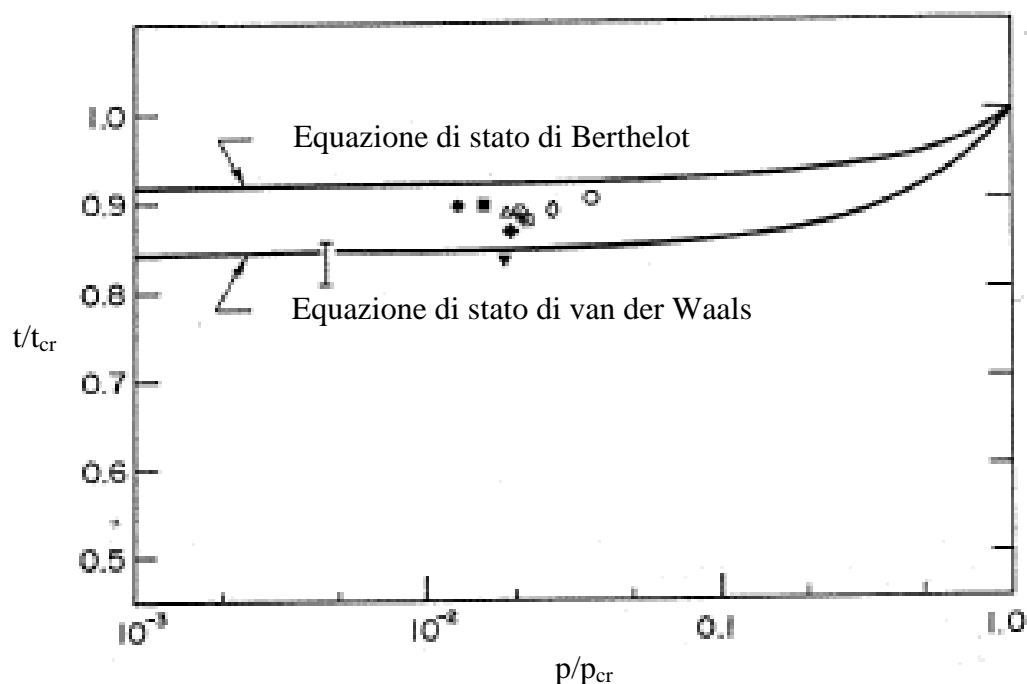


Figura 1.11 Confronto tra i valori misurati e i valori predetti dalle equazioni di stato di van der Waals e di Berthelot del surriscaldamento del liquido.

Si osserva che un liquido può essere surriscaldato fino ad una temperatura di poco superiore all'80% della sua temperatura critica, secondo l'equazione di stato di van der Waals, e di poco superiore al 90% della sua temperatura critica, secondo l'equazione di stato di Berthelot. Quindi i valori del surriscaldamento del liquido necessari alla formazione delle bolle di vapore previsti dalla (1.72) sono notevolmente superiori a quelle possibili secondo l'equazione di stato di van der Waals o di Berthelot. Comunque, anche i valori del surriscaldamento del liquido previsti dalla (1.73) sono superiori a quelli che si riscontrano sperimentalmente. In definitiva, quindi, il fenomeno dell'ebollizione omogenea può verificarsi solo in casi particolari. D'altra parte, la formazione di bolle di vapore non necessariamente deve avvenire in seno ad una massa di liquido surriscaldato, ma si può verificare anche in corrispondenza dell'interfaccia tra un liquido surriscaldato e una parete solida. In quest'ultimo caso, si parla di “**ebollizione eterogenea**”.

Nel caso di ebollizione eterogenea in corrispondenza di una parete solida ideale perfettamente liscia, la trattazione per la valutazione dell'espressione di J è del tutto analoga a quella condotta per il caso di ebollizione omogenea. L'unica differenza sostanziale consiste nella dipendenza di J dall'angolo di contatto statico (nell'ebollizione omogenea quest'ultimo è pari a 0°). Fissato un valore limite di J e l'angolo di contatto statico, è possibile ricavare il surriscaldamento del liquido necessario alla formazione delle bolle di vapore nel caso di ebollizione eterogenea: i valori che si ottengono sono solo leggermente diversi da quelli ricavati nel caso dell'ebollizione omogenea (circa 200°C).

D'altronde la maggior parte delle superfici reali non è perfettamente liscia, ma è caratterizzata da cavità naturali o praticate artificialmente. In tali irregolarità possono restare intrappolati dei volumi di gas incondensabili. Il meccanismo che causa l'intrappolamento di gas incondensabili nelle irregolarità della superficie è schematizzato in Figura 1.12.

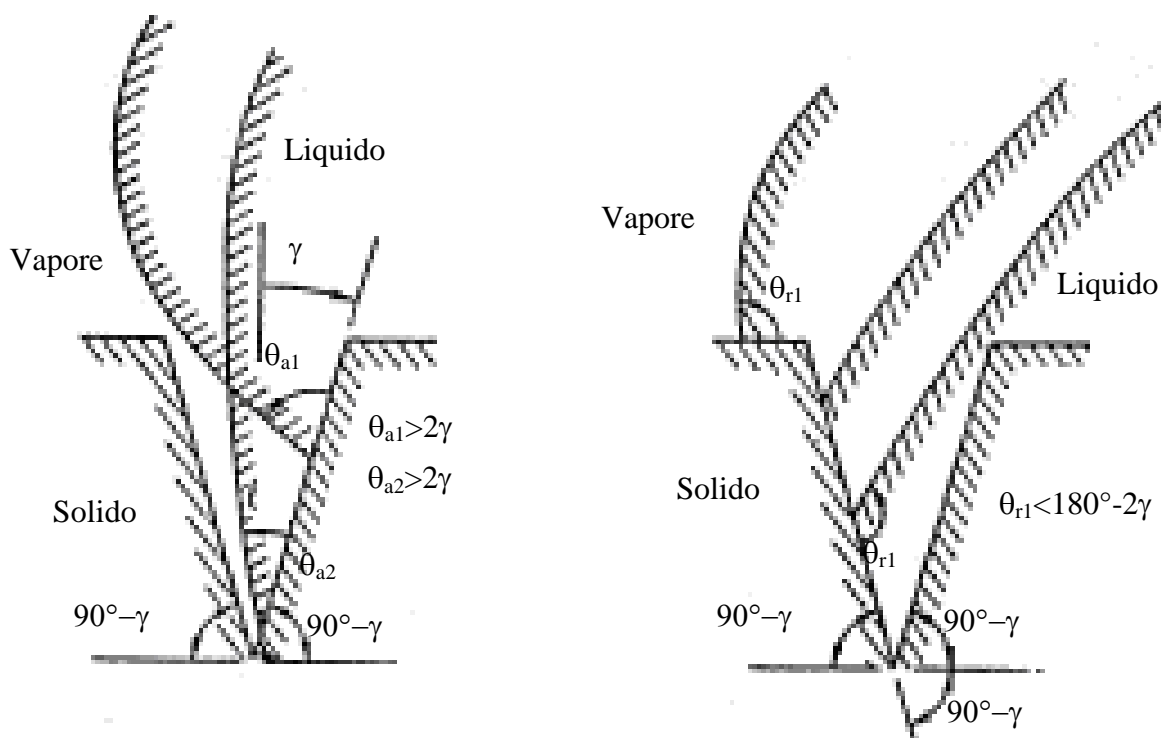


Figura 1.12 Rappresentazione schematica dell'intrappolamento di gas in una cavità.

Quando, durante il riempimento del recipiente, il liquido investe la cavità (Figura 1.12(a)), l'angolo di contatto di avanzamento tende a rimanere lo stesso finché il liquido non comincia a riempire la cavità stessa. Poiché il fronte del liquido è convesso, il "naso" del fronte del liquido impatterà sulla parete opposta prima di toccare il fondo della cavità solo se l'angolo di contatto di avanzamento è maggiore dell'angolo della cavità 2γ . Quindi, perché del gas incondensabile resti intrappolato nella cavità deve risultare:

$$\theta_a > 2\gamma \quad (1.77)$$

A causa del fenomeno dell'isteresi, l'angolo di contatto di avanzamento può essere anche notevolmente maggiore dell'angolo di contatto statico.

Con considerazioni del tutto analoghe è possibile osservare che, nel caso di un fronte di liquido che tornando indietro investe una cavità (Figura 1.12(b)), perché una cavità risulti riempita dal liquido deve risultare:

$$\theta_r < 180^\circ - 2\gamma \quad (1.78)$$

L'angolo di contatto di ritorno può essere anche notevolmente minore dell'angolo di contatto statico per il fenomeno dell'isteresi.

Bankoff (1958) in uno studio sull'intrappolamento del gas e del liquido in cavità, ha notato che le cavità possono essere classificate in 4 categorie: 1) cavità che intrappolano solo gas; 2) cavità che intrappolano solo liquido; c) cavità che intrappolano sia gas che liquido; 4) cavità che non intrappolano né gas né liquido. La distinzione delle cavità presenti su una superficie solida viene fatta sulla base della (1.77) e della (1.78), ovvero sulla base della forma delle cavità e dell'angolo di contatto "dinamico".

Nelle cavità in cui gas incondensabile risulta intrappolato, in pratica, esistono già delle bolle di vapore di fissato raggio. Dalla (1.72) si evince che, al crescere di r , il surriscaldamento del liquido necessario all'accrescimento delle bolle di vapore diminuisce. Di conseguenza, rispetto al caso dell'ebollizione omogenea ($r \rightarrow 0$), nel caso in cui esistono sulla superficie solida delle cavità nelle quali del gas risulti intrappolato, l'accrescimento delle bolle di vapore rappresentate dallo stesso gas incondensabile intrappolato nelle cavità stesso richiede un surriscaldamento del liquido circostante notevolmente inferiore ($10 \div 70$ °C). Ovviamente le cavità che intrappolano solo liquido o non intrappolano né liquido e né gas non rappresentano dei possibili punti di innesco dell'ebollizione eterogenea.

Quindi l'ebollizione omogenea e l'ebollizione eterogenea in corrispondenza di una parete solida perfettamente liscia richiedono surriscaldamenti del liquido notevoli e, quindi, nella pratica, si verificano difficilmente; l'ebollizione eterogenea in corrispondenza di una parete solida con cavità in grado di intrappolare gas incondensabili, invece, richiede livelli di surriscaldamento del liquido significativamente inferiori ($10 \div 70$ °C). Dunque, la formazione delle bolle di vapore nel caso schematizzato in Figura 1.5 è sostanzialmente legata al fenomeno dell'ebollizione eterogenea in corrispondenza delle cavità in grado di intrappolare gas incondensabile presenti sulla superficie solida e, affinché una cavità riesca ad intrappolare del gas incondensabile, è necessario che sia verificata la (1.77) o la (1.78). D'altronde, in conseguenza della (1.72), tanto più grande è il surriscaldamento del liquido a contatto con la parete tanto più grande è il numero delle cavità in corrispondenza delle quali è possibile che si verifichi l'accrescimento delle bolle di vapore. Quindi, il numero di cavità attive ai fini dell'ebollizione eterogenea è funzione dell'angolo di contatto dinamico, dell'angolo della cavità e del surriscaldamento del liquido a contatto con la parete del tubo.

Quando, in corrispondenza di una cavità in cui del gas incondensabile è rimasto intrappolato, il liquido circostante è sufficientemente surriscaldato la bolla di vapore comincia a crescere. Durante il processo di accrescimento, sulla bolla di vapore agiscono sia forze che tendono a mantenere la bolla ancorata alla superficie solida che forze che tendono a staccare la bolla dalla parete. Certamente la tensione superficiale tende a mantenere la bolla di vapore attaccata alla parete; anche la forza di galleggiamento influenza notevolmente il processo di accrescimento e distacco della bolla di vapore, anche se il suo effetto dipende anche dall'orientamento della superficie solida rispetto alla forza di gravità e al liquido

surriscaldato (ad esempio, nel caso di formazione di una bolla di vapore su una superficie solida orizzontale inferiormente a contatto con il liquido surriscaldato, la forza di galleggiamento tende a non far distaccare la bolla dalla parete, mentre, per la stessa superficie solida orizzontale a contatto con il liquido surriscaldato nella sua parte superiore, la forza di galleggiamento tende a facilitare il distacco della bolla di vapore). D'altronde anche altre forze (quelle legate alla viscosità del liquido, al moto del liquido surriscaldato, alla formazione di bolle nelle immediate vicinanze, all'effetto Marangoni, ecc) possono contribuire in misura più o meno importante a favorire il distacco della bolla di vapore dalla parete. Comunque, quando le forze che contribuiscono ad allontanare la bolla di vapore dalla superficie solida diventano prevalenti su quelle che tendono a mantenere la bolla di vapore ancorata alla cavità, si viene ad avere il distacco della bolla di vapore stessa. Negli ultimi 60 anni, il diametro di distacco della bolla d_b è stato oggetto di numerose indagini sia sperimentali (basate sull'osservazione diretta delle bolle di vapore utilizzando videocamere ad elevate risoluzione e velocità di acquisizione) che teoriche (basate su un bilancio delle forze agenti sulla bolla di vapore). Numerose correlazioni sono state proposte per la valutazione di d_b (Carey, 1992): in molte di esse il diametro di distacco della bolla è espresso in funzione del numero di Bond. Jensen e Memmel (1986) hanno confrontato le correlazioni disponibili in letteratura per la predizione di d_b con numerosi valori del diametro di distacco della bolla ricavati mediante osservazioni dirette del processo di ebollizione eterogenea: essi hanno riscontrato che la correlazione di Kutateladze e Gogonin (1979) fornisce il migliore accordo con i dati sperimentali e hanno implementato una nuova versione della correlazione di Kutateladze e Gogonin (1979) stessa:

$$Bd^{\frac{1}{2}} = 0.91(1.8 + 10^5 K_l)^{\frac{2}{3}} \quad (1.79)$$

dove:

$$K_l = \left(\frac{Ja}{Pr_l} \right) \left\{ \left[\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v)}{\mu_l^2} \right] \left[\frac{\sigma}{g (\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{3}{2}} \right\}^{-1} \quad (1.80)$$

Numerose correlazioni sono state proposte anche per la valutazione della frequenza f_b di formazione delle bolle di vapore in corrispondenza di una cavità attiva. La maggior parte di esse parte dall'assunto che f_b deve essere inversamente proporzionale al diametro di distacco della bolla. Nel 1963, Zuber (1963) ha suggerito la seguente correlazione:

$$f_b = \frac{0.59}{d_b} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (1.81)$$

Successivamente, Malenkov (1972) ha proposto la seguente equazione per il calcolo di f_b :

$$f_b = \frac{1}{d_b \pi} \left(1 + \frac{q}{\rho_v i_{lv} w} \right) w \quad (1.82)$$

dove w è così definito:

$$w = \left[\frac{d_b g (\rho_l - \rho_v)}{2(\rho_l + \rho_v)} + \frac{2\sigma}{d_b (\rho_l + \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.83)$$

Dalla (1.82) si ricava che la frequenza di formazione delle bolle cresce con il flusso termico in parete. Per valori del flusso termico tali che la formazione di una bolla in corrispondenza di una cavità non influenzi la formazione di una bolla di vapore nelle immediate vicinanze, Malenkov (1972) ha proposto la seguente correlazione:

$$f_b = \frac{1}{d_b \pi} \left[\frac{d_b g (\rho_l - \rho_v)}{2(\rho_l + \rho_v)} + \frac{2\sigma}{d_b (\rho_l + \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.84)$$

Si osserva che, mentre dalla (1.81) è $f_b d_b = \text{costante}$, dalla (1.82) si ha che:

- $f_b d_b^{0.5} = \text{costante}$ se d_b è rilevante (il secondo termine in parentesi tonda è trascurabile);
- $f_b d_b^{3/2} = \text{costante}$ se d_b è modesto (il secondo termine in parentesi tonda è rilevante);
- $f_b d_b = \text{costante}$ se il secondo termine in parentesi tonda è prossimo all'unità.

In ogni caso, è importante osservare che le correlazioni disponibili per il calcolo della frequenza di formazione delle bolle di vapore sono basate su considerazioni teoriche e/o solo su un numero limitato di dati sperimentali. Di conseguenza la loro accuratezza non è stata verificata in misura estensiva. Inoltre, è fisicamente intuibile che la dimensione delle cavità sulla parete abbia una qualche influenza sul processo di ebollizione: le correlazioni disponibili, invece, non tengono conto di tale dipendenza.

Le equazioni ricavate in questo paragrafo, comunque, sono relative alla formazione di bolle di vapore all'interno di una sostanza pura in quiete in condizioni di liquido surriscaldato contenuta in un recipiente riscaldato: tale fenomeno è noto in letteratura come “**pool boiling**”. Relativamente al pool boiling di una miscela pluricomponente, le considerazioni fatte possono essere ripetute in maniera del tutto analoga; più in particolare, si può ricavare un'espressione del raggio critico di bolla caratterizzata dalla stessa forma di quella ottenuta per una sostanza pura e il surriscaldamento del liquido necessario alla formazione delle bolle di vapore è approssimativamente dello stesso ordine di grandezza di quello associato ad un fluido puro (Stephan, 1992).

Detto ciò, è fondamentale notare che, come si può anche intuire dalla Figura 1.13, la formazione, l'accrescimento e il distacco delle bolle di vapore favorisce lo scambio termico tra il fluido e la parete riscaldata in quanto:

- l'accrescimento e il distacco di bolle di vapore in corrispondenza di siti attivi vicini genera dei moti convettivi che influenzano positivamente lo scambio termico (Figura 1.13a);
- quando la bolla di vapore si stacca, essa praticamente strappa e trascina con sé un'aliquota dello strato limite termico ovvero un'aliquota di uno spessore di liquido surriscaldato; quest'ultimo viene immediatamente rimpiazzato dal liquido circostante più freddo favorendo lo scambio termico (Figura 1.13b);
- affinché la bolla di vapore si formi è necessario che liquido circostante evapori ovvero è necessario che quest'ultimo assorba un'opportuna potenza termica (Figura 1.13c).

Dunque, la formazione delle bolle contribuisce ad incrementare lo scambio termico tra il fluido in passaggio di fase e il tubo riscaldato grazie alla convezione indotta dall'agitazione delle bolle, alla rimozione di un'aliquota dello strato limite termico conseguente al distacco delle bolle e all'evaporazione del liquido all'interfaccia.

1.11 Diametro di transizione tra microcanali e macrocanali

In letteratura si è soliti distinguere i canali in due principali categorie: i microcanali e i macrocanali. Tale distinzione si rende necessaria in quanto la relativa fenomenologia connessa all'evaporazione in convezione forzata di un fluido è notevolmente diversa. Di conseguenza risulta di fondamentale importanza stabilire un criterio di transizione per fissare un limite di applicabilità dei metodi per la predizione dei regimi di moto, del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico.

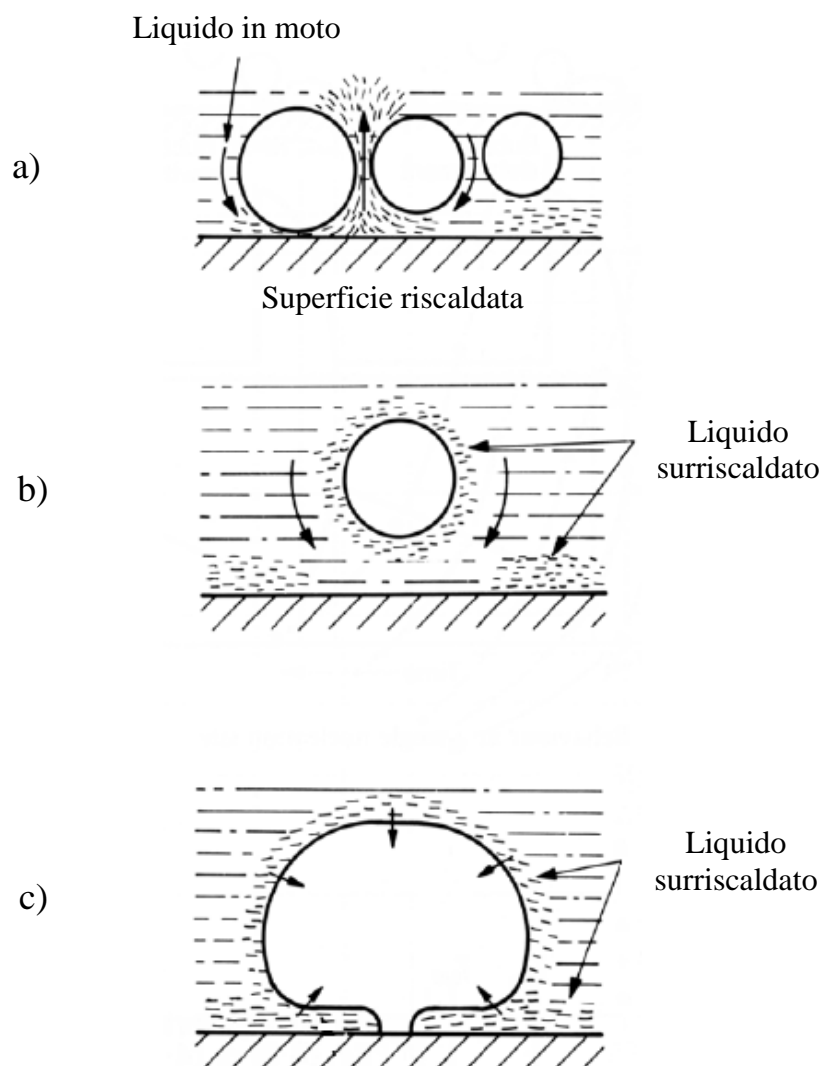


Figura 1.13 Meccanismi di scambio termico associati all'ebollizione eterogenea.

Ad oggi esistono diversi criteri per la distinzione tra microcanali e macrocanali.

Alcuni autori hanno suggerito di effettuare tale distinzione sulla base di un valore soglia del diametro del canale (detto diametro di transizione). Kandlikar e Grande (2003), per esempio, mediante osservazioni sperimentali, hanno distinto i condotti in convenzionali, minicanali e microcanali suggerendo di utilizzare 3 mm come valore del diametro di transizione tra canali convenzionali e minicanali e 200

Tab. 1.1, valore del di

dunque, stabiliscono se la fenomenologia è quella tipica dei macrocanali o dei microcanali semplicemente in base al valore del diametro interno del tubo e indipendentemente dalle condizioni operative e dalle proprietà del fluido. D'altronde, sperimentalmente si è osservato che, fissato il diametro interno del canale e le condizioni operative, i regimi di moto, il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico possono mutare anche notevolmente a seconda del tipo di fluido. Analogamente, si è riscontrato che, fissato il diametro interno del canale e il tipo di fluido, la fenomenologia associata all'evaporazione in convezione forzata risulta diversa a seconda delle

condizioni operative. Di conseguenza, fissare un valore di soglia del diametro interno del tubo per distinguere tra macrocanale e microcanale non ha una sostanziale giustificazione fisica e non trova un efficace riscontro pratico.

Altri sperimentatori, allora, hanno suggerito di effettuare tale distinzione sulla base di un numero adimensionale, detto numero di confinamento Cf , così definito:

$$Cf = \frac{1}{d_h} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0.5} \quad (1.85)$$

dove d_h è il diametro idraulico. Com'è facile notare dalla (1.85), nella definizione di Cf compaiono alcune proprietà termodinamiche del fluido che attraversa il canale. Fissato un valore limite del numero di confinamento Cf_{th} , dalla (1.85) è possibile ricavare l'espressione del diametro di transizione $d_{h,th}$:

$$d_{h,th} = \frac{1}{Cf_{th}} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0.5} \quad (1.86)$$

Kew e Cornwell (1997) hanno scelto il numero di confinamento limite pari a 0.5.

In Figura 1.14 è mostrato il confronto tra il diametro di transizione suggerito da Kandlikar e Grande (2003) e il diametro di transizione suggerito da Kew e Cornwell (1997) per l'acqua e l'anidride carbonica in funzione della pressione ridotta del fluido.

Si osserva che, a differenza di Kandlikar e Grande (2003) per i quali d_{th} è indipendente dalla condizioni operative e dal fluido, secondo Kew e Cornwell (1997) il diametro di transizione può variare da 5.5 mm per l'acqua a 20° C fino a 0.3 mm per l'anidride carbonica a 30 °C.

Successivamente, altri sperimentatori hanno suggerito valori diversi del numero di confinamento di transizione; ad esempio, Suo e Griffit (1964) hanno suggerito di utilizzare $Cf_{th}=3.3$.

Altri criteri per stabilire la transizione tra macrocanali e microcanali sono stati proposti nel corso degli anni (Lin e Piasano (1991), Brauner e Ullmann (1996)), ma, sfortunatamente, al momento, nessuno è ritenuto completamente affidabile e sicuro in quanto il problema della transizione tra macrocanali e microcanali non è stato sufficientemente investigato sperimentalmente (Thome, 2004).

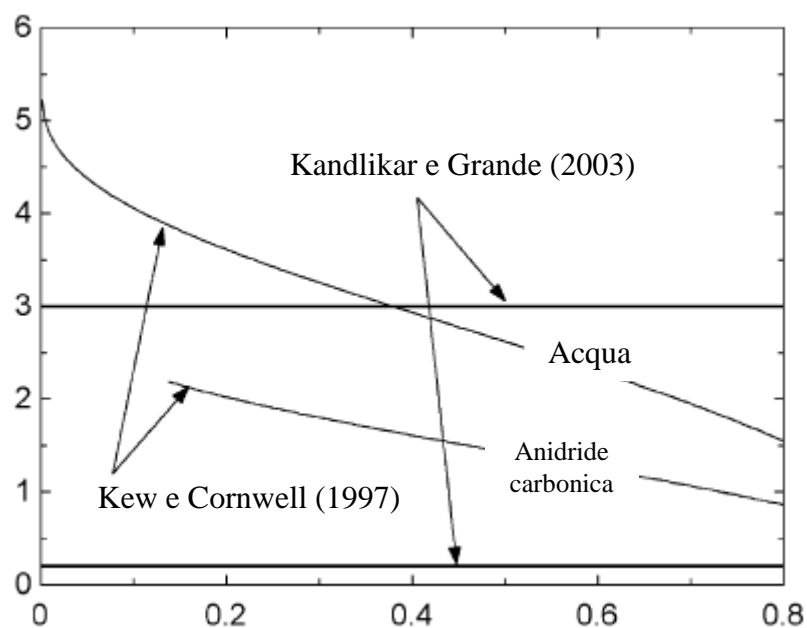


Figura 1.14 Confronto tra il diametro di transizione suggerito da Kandlikar e Grande (2003) e quello suggerito da Kew e Cornwell (1997) per l'acqua e l'anidride carbonica in funzione della pressione ridotta.

1.12 Regimi di moto bifasici

Le perdite di carico e il coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di un refrigerante all'interno di un macrocanale orizzontale sono fortemente influenzati dalla distribuzione della fase liquida e della fase vapore sia lungo il condotto che nella sezione trasversale al moto. Tale distribuzione dipende dalle proprietà del fluido (in particolare dalla tensione superficiale e dalla densità), dalla geometria del condotto e dalla condizione operativa. Le diverse configurazioni che le due fasi possono assumere vengono dette "**regimi di moto**". Di seguito sono descritti e classificati i regimi di moto comunemente riscontrati durante l'evaporazione in convezione forzata di un refrigerante all'interno di un macrocanale orizzontale a sezione circolare.

1.12.1 Classificazione dei regimi di moto bifasici

I regimi di moto che si possono riscontrare nel caso oggetto di studio sono rappresentati schematicamente in Figura 1.15.

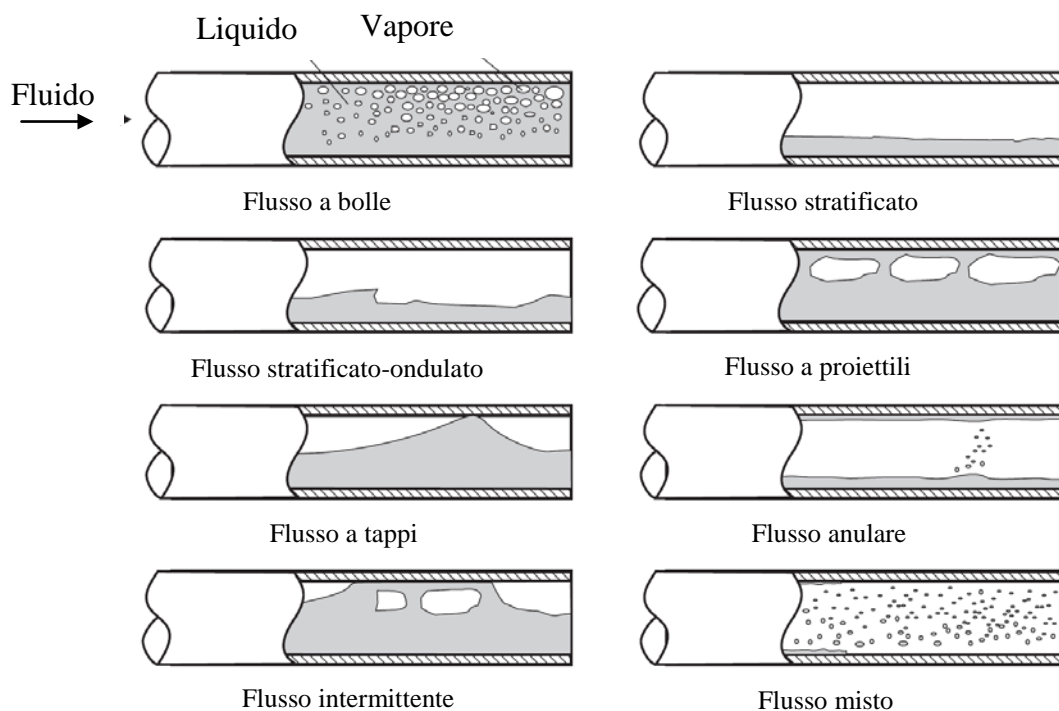


Figura 1.15 Distribuzione delle fasi per regimi di moto bifasici.

Nel seguito sono brevemente descritti i possibili regimi di flusso riportati in Figura 1.15:

- **flusso a bolle (bubbly flow):** le bolle di gas sono disperse nel liquido e sono concentrate nella parte superiore della sezione a causa delle forze di galleggiamento. Nel caso in cui le forze d'attrito prevalgono su quelle di galleggiamento, le bolle tendono a distribuirsi uniformemente nel tubo. Questo regime di moto si riscontra solo per bassissimi valori del titolo ed elevati valori del flusso di massa (in genere inusuali negli impianti di refrigerazione e condizionamento dell'aria di piccola taglia);
- **flusso stratificato (stratified flow):** per effetto della forza di gravità, la fase liquida si raccoglie nella parte inferiore del tubo, mentre la fase vapore resta confinata nella parte superiore del tubo. Le due fasi sono separate da una interfaccia pressoché indisturbata. Tale regime si riscontra per tutto il campo di valori del titolo e per modesti valori del flusso di massa;
- **flusso stratificato ondulato (stratified wavy flow):** rispetto al flusso stratificato, in questo regime si formano delle onde all'interfaccia tra le due fasi che si muovono nello stesso verso del moto; in ogni caso, comunque, la cresta delle onde non raggiunge la parte superiore del tubo. Tale tipo di flusso si verifica per tutto il campo di valori del titolo, ma per valori della velocità media della fase gassosa più elevati rispetto a quelli corrispondenti al flusso stratificato.

Tramite l'analisi perturbativa, si può dimostrare (Carey, 1992) che condizione necessaria affinché le onde all'interfaccia tra la fase liquida e la fase vapore diventino instabili, ovvero crescano indefinitamente nel tempo fino a toccare la superficie interna del condotto (fenomeno dell'instabilità dinamica di Kelvin-Helmholtz), è che la differenza tra la velocità media della fase

liquida e la velocità media della fase vapore superi un valore critico dipendente dalle proprietà del fluido (densità e tensione superficiale) e dal numero d'onda della perturbazione α (inverso della lunghezza d'onda):

$$|u_l - u_v| > u_{cr} = \left\{ \frac{[\sigma\alpha + (\rho_l - \rho_v)g/\alpha](\rho_l + \rho_v)}{\rho_l\rho_v} \right\}^{0.5} \quad (1.87)$$

Si dimostra che esiste un valore critico del numero d'onda in corrispondenza del quale la velocità critica risulta minima:

$$\alpha_{cr} = \left[\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\sigma} \right]^{0.5} \quad (1.88)$$

La velocità critica minima corrispondente ad α_{cr} è pari a:

$$u_{cr,\min} = \left[\frac{2(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l} \right]^{-0.5} \left[\frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{0.25} \quad (1.89)$$

Per una differenza tra le velocità medie delle due fasi inferiore al valore fornito dalla (1.89) non è possibile che si inneschi il fenomeno dell'instabilità dinamica di Kelvin-Helmholtz.

In corrispondenza dell'increspatura all'interfaccia possono staccarsi e risultare disperse nella fase vapore delle goccioline di liquido (tale fenomeno è detto "entrainment"); analogamente, delle gocce di liquido disperse nella fase vapore possono depositarsi sulla fase liquida (tale fenomeno è detto "deposition");

- **flusso intermittente (intermittent flow)**: le onde all'interfaccia tra le due fasi assumono un'altezza tale da riuscire a bagnare in maniera intermittente la parte superiore del tubo. Tale tipo di flusso si riscontra per valori della velocità media della fase gassosa più elevati rispetto a quelli corrispondenti al moto stratificato ondulato e valori del titolo medio-bassi. Il regime di moto intermittente sostanzialmente risulta dalla composizione del flusso a proiettili e del flusso a tappi:

- **flusso a proiettili (plug flow)**: esso rappresenta l'evoluzione del regime a bolle al procedere del passaggio di fase. All'aumentare del titolo, infatti, le bollicine presenti nel bubbly flow si aggregano dando luogo alla formazione di bolle di dimensioni maggiori. Tali bolle risultano avere una forma simile a quella tipica di un proiettile e sono disposte, per effetto delle forze di galleggiamento, nella parte superiore del tubo. Il diametro delle bolle di vapore è, comunque, molto più piccolo di quello del tubo e il liquido bagna tutto il perimetro del tubo stesso. Tale regime di moto si verifica per elevati valori del flusso di massa e modesti valori del titolo ed è anche chiamato **flusso a bolle allungate (elongated bubble flow)**;

– **flusso a tappi (slug flow)**: il diametro delle bolle di vapore aumenta diventando confrontabile con quello del tubo e le bolle di vapore si allungano in maniera tale che il vapore risulta a contatto con la parte superiore del tubo per lunghi tratti; in tale regime di moto, dunque, bolle di vapore allungate di diametro prossimo a quello del tubo e a contatto con la superficie superiore del tubo separano tappi di liquido. Tale regime si instaura per valori del flusso di massa più bassi rispetto a quelli corrispondenti al flusso a proiettili e valori del titolo modesti;

- **flusso anulare (annular flow)**: un anulo di liquido bagna tutto il perimetro del tubo, mentre il vapore scorre all'interno.

Tale regime si instaura quando il rapporto tra la velocità della fase vapore e della fase liquida è molto elevato e l'area occupata dal vapore è ormai prossima all'area della sezione del tubo per cui la forza di gravità non riesce a stratificare il moto. Quando risulta verificata la (1.87), l'interfaccia tra le due fasi può risultare non perfettamente liscia per il fenomeno dell'instabilità dinamica di Kelvin-Helmholtz. In corrispondenza dell'interfaccia, inoltre, il fenomeno del passaggio di gocce di liquido nella fase vapore e della deposizione di gocce di liquido disperse nel vapore sull'anulo di liquido aderente alla parete del tubo possono risultare significativi nel regime anulare. A causa della forza di gravità, lo spessore dell'anulo di liquido nella parte superiore del tubo è in genere minore rispetto alla parte inferiore del tubo stesso. Quando il titolo aumenta, l'anulo di liquido tende gradualmente ad assottigliarsi lasciando la parete del tubo asciutta. Tale asciugamento inizia in corrispondenza della parte superiore del canale, dove l'anulo di liquido è più sottile. Quando l'anulo di liquido è definitivamente scomparso dalla superficie interna superiore del condotto e bagna solo un'aliquota del perimetro del canale, il regime di moto prende il nome di **flusso anulare con parziale asciugamento della parete (dryout)**; il fenomeno dell'entrainment può contribuire in misura determinante al raggiungimento di tale regime di moto: per tale ragione, numerosi studi, sia teorici che sperimentali, sono stati condotti per individuare delle correlazioni in grado di consentire la predizione del flusso di massa di liquido disperso nella fase vapore nel regime anulare (Carey, 1992).

- **flusso misto (mist flow)**: in tale regime la fase vapore occupa tutta la sezione del tubo e piccole gocce di liquido risultano disperse al suo interno.

Wojtan et al. (2005a), oltre a quelli descritti in precedenza, hanno visualizzato un'ulteriore regime di moto, denominato **flusso a tappi+stratificato ondulato (Slug+Stratified wavy flow)**. Tale regime di moto risulta avere caratteristiche intermedie tra quelle del flusso a tappi e quelle del flusso stratificato ondulato; in esso, infatti, sono stati osservati sperimentalmente sia tappi di liquido separati da bolle di vapore allungate di diametro prossimo a quelle del tubo sia una stratificazione delle due fasi con onde all'interfaccia liquido-vapore di ampiezza non sufficiente a bagnare la parete superiore del tubo. Al

crescere del titolo, la frequenza di formazione dei tappi di liquido diminuisce e il regime stratificato ondulato diventa quello dominante.

Il verificarsi dei regimi di moto specificati comporta che:

- ✓ in una fissata sezione, il coefficiente di scambio termico sarà in generale diverso da punto a punto della stessa sezione;
 - ✓ poiché la fase liquida e la fase vapore sono distribuite nelle varie sezioni del tubo in maniera differente, sezione per sezione il coefficiente di scambio termico medio sarà diverso;
 - ✓ fissato un punto di una data sezione, il coefficiente di scambio termico potrebbe variare nel tempo;
 - ✓ le perdite di carico nel canale risultano diverse a seconda dei regimi di moto che si instaurano.
- A tal proposito è importante tenere presente che non tutti i regimi di moto presentati necessariamente si riscontrano durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido all'interno di un macrocanale orizzontale. Anzi, in generale, se ne verificano solo alcuni di essi in dipendenza del tipo di fluido, della geometria del condotto e delle condizioni operative.

1.13 Le equazioni di bilancio per moti bifasici

Lo sviluppo delle equazioni di bilancio per moti bifasici diatermani tridimensionali e instazionari è stata condotta da Ishii (1975). D'altronde la forma di tali equazioni può essere notevolmente semplificata facendo riferimento a quantità mediate nel tempo e/o nello spazio. Tale operazione, ovviamente, ne rende meno onerosa la soluzione con tecniche di calcolo numerico, ma comporta una perdita di informazioni circa le caratteristiche del flusso bifase nel tempo e nello spazio.

Al fine di evidenziare i termini che influenzano la caduta di pressione totale in un moto bifasico, nel seguito si procederà alla scrittura delle equazioni di bilancio della massa e della quantità di moto, nelle ipotesi di regime stazionario e flusso monodimensionale per la singola fase.

A tal proposito, si consideri il moto bifasico in un condotto a sezione costante inclinato rispetto all'orizzontale di un angolo Ω schematizzato nella Figura 1.16. In essa, per semplicità, è schematizzato il caso di regime di moto stratificato; comunque, le equazioni che verranno ricavate relativamente a tale schema potranno essere applicate, nelle ipotesi specificate sopra, anche a tutti gli altri possibili tipi di regimi di moto.

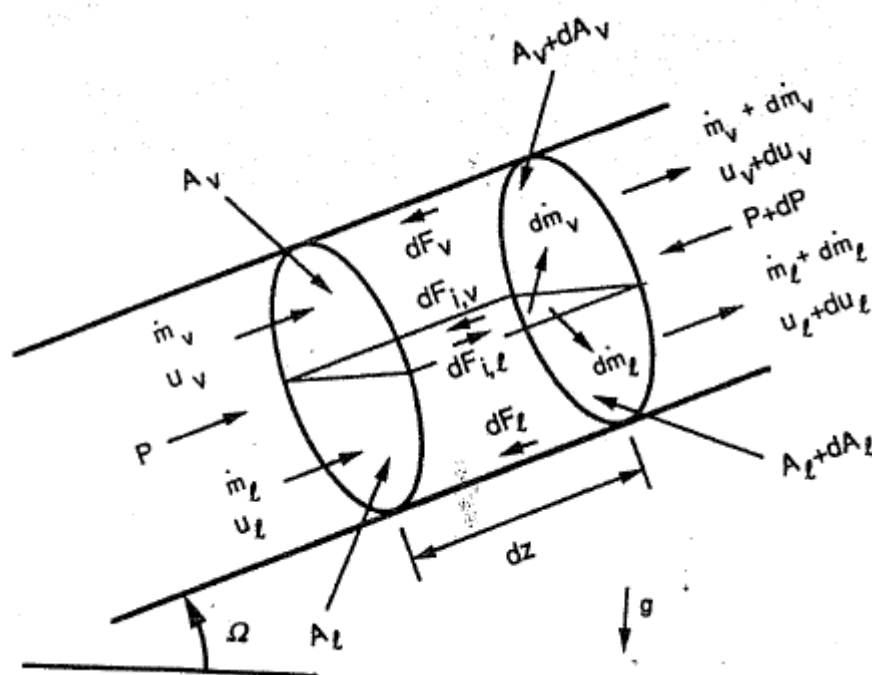


Figura 1.16 Rappresentazione schematica di un moto bifase.

L'equazione di bilancio di massa su un volume di controllo cilindrico infinitesimo di altezza dz e raggio di base pari a quello interno del canale si scrive come di seguito:

$$\dot{m} = \dot{m}_v + \dot{m}_l \quad (1.90)$$

ovvero:

$$\dot{m} = GxA + G(1-x)A \quad (1.91)$$

Differenziando la (1.90) e la (1.91), rispettivamente, si ottiene:

$$d\dot{m}_l = -d\dot{m}_v \quad (1.92)$$

$$\frac{d}{dz}(GxA) + \frac{d}{dz}[G(1-x)A] = 0 \quad (1.93)$$

È opportuno osservare come, rispetto ai moti in fase singola, nel bilancio di massa relativo ai moti bifasici può comparire un termine legato al trasferimento di materia tra le fasi (evaporazione della fase liquida o condensazione della fase vapore) se si considerano volumi di controllo a cavallo tra le due fasi stesse.

Con riferimento ad una superficie di controllo che include solo la fase vapore, di lunghezza dz , il bilancio della quantità di moto nella direzione dell'asse del canale fornisce:

$$\begin{aligned} pA_v - (p + dp)(A_v + dA_v) - dF_v - dF_{i,v} - A_v dz \rho_v g \sin \Omega \\ = (\dot{m}_v + d\dot{m}_v)(u_v + du_v) - \dot{m}_v u_v - d\dot{m}_v u_v + d\dot{m}_l u_l \end{aligned} \quad (1.94)$$

I primi due termini a primo membro della (1.94) rappresentano le forze di pressione che agiscono in direzione parallela al moto sull'aliquota della sezione del tubo occupata dalla fase vapore; i termini dF_v e $dF_{i,v}$ rappresentano, rispettivamente, la forza d'attrito tra la fase vapore e la parete e la forza di superficie dovuta agli sforzi viscosi tra la fase vapore e la fase liquida; i primi due termini a secondo membro della (1.94) tengono conto dello scambio di quantità di moto tra le due fasi dovuto all'accelerazione o al rallentamento della fase vapore; gli ultimi due termini a secondo membro della (1.94) rappresentano lo scambio di quantità di moto tra le due fasi dovuto al passaggio di fase all'interfaccia (al trasferimento di molecole di liquido nel vapore e al trasferimento di molecole di vapore nel liquido); il termine $A_v dz \rho_v g \sin \Omega$, infine, rappresenta le forze di volume dovute al campo gravitazionale.

In maniera del tutto analoga, si ricava l'equazione di bilancio della quantità di moto nella direzione dell'asse del canale con riferimento ad una superficie di controllo includente solo la fase liquida di lunghezza dz :

$$\begin{aligned} pA_1 - (p + dp)(A_1 + dA_1) - dF_1 + dF_{i,l} - A_1 dz \rho_l g \sin \Omega \\ = (\dot{m}_1 + d\dot{m}_1)(u_1 + du_1) - \dot{m}_1 u_1 - d\dot{m}_1 u_1 + d\dot{m}_v u_v \end{aligned} \quad (1.95)$$

È opportuno osservare come, rispetto ai moti in fase singola, nel bilancio di quantità di moto relativo ai moti bifasici può comparire un termine legato all'attrito associato al moto relativo tra le due fasi, che si muovono a velocità medie differenti, e un termine di trasporto di quantità di moto, associato al trasferimento di materia tra le fasi. Si nota, inoltre, che la tensione superficiale non compare direttamente nella (1.94) e nella (1.95) in quanto essa si manifesta all'interfaccia tra la fase liquida e la fase vapore e, quindi, solo in volumi di controllo a cavallo tra le due fasi.

Nell'ipotesi di regime stazionario, risulta:

$$dF_{i,l} = -dF_{i,v} \quad (1.96)$$

Sommando la (1.94) e la (1.95) si ottiene:

$$\begin{aligned} p(A_v + A_1) - (p + dp)(A_v + dA_v + A_1 + dA_1) - dF_v - dF_{i,v} - dF_1 - dF_{i,l} \\ - dzg \sin \Omega (A_v \rho_v + A_1 \rho_1) = d(\dot{m}_v u_v + \dot{m}_1 u_1) \end{aligned} \quad (1.97)$$

Tenendo conto che $A_v + A_1 = A$, della (1.92) e della (1.96), la (1.97) diventa:

$$\begin{aligned} pA - (p + dp)(A + dA_v + dA_1) - dF_v - dF_1 \\ - dzg \sin \Omega (A_v \rho_v + A_1 \rho_1) = d(\dot{m}_v u_v + \dot{m}_1 u_1) \end{aligned} \quad (1.98)$$

ovvero.

$$-pdA - dpA - dF_v - dF_1 - dzg \sin \Omega (A_v \rho_v + A_1 \rho_1) = d(\dot{m}_v u_v + \dot{m}_1 u_1) \quad (1.99)$$

Per ottenere la (1.99) è stata fatta l'ipotesi che i gradienti di pressione nella fase vapore e nella fase liquida coincidano. Questa eventualità è certamente verificata nell'ipotesi fatta di pressione uniforme

in ogni sezione trasversale alla direzione del moto. In generale, però, la (1.99) non è valida nei casi in cui i gradienti di pressione in direzione radiale non siano trascurabili.

La forza di attrito vale:

$$A \left(\frac{dp}{dz} \right)_{fr} dz = -(dF_v + dF_l) \quad (1.100)$$

Tenendo allora conto della (1.5), (1.9) e (1.10), la (1.100) può essere così scritta:

$$\begin{aligned} - \left(\frac{dp}{dz} \right) &= - \frac{p}{A} \left(\frac{dA}{dz} \right) - \left(\frac{dp}{dz} \right)_{fr} + [(1-\varepsilon)\rho_l + \varepsilon\rho_v] g \sin \Omega \\ &+ \left(\frac{1}{A} \right) \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2 A}{\rho_v \varepsilon} + \frac{G^2 (1-x)^2 A}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right] \end{aligned} \quad (1.101)$$

Dalla (1.101) si nota che il gradiente di pressione totale eguaglia la somma del gradiente di pressione dovuto alla variazione di sezione del condotto, il gradiente di pressione dovuto all'attrito, il gradiente di pressione dovuto alla variazione di quota e il gradiente di pressione dovuto all'accelerazione o al rallentamento del fluido. Per un canale a sezione costante, in simboli, la (1.101) può essere, quindi, riscritta come segue:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right) = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{fr} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_z + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{st} \quad (1.102)$$

È importante osservare che la (1.101) è una relazione esatta e il suo utilizzo per la determinazione della perdita di carico totale lungo il canale richiede la determinazione della frazione di vuoto e del titolo. Per alcuni moti bifasici, comunque, date le forti fluttuazioni nel tempo e nello spazio del campo di velocità, si hanno instabilità all'interfaccia liquido-vapore che determinano una distribuzione delle fasi che è fortemente variabile nel tempo. Il ricorso, quindi, a grandezze mediate nel tempo e nello spazio non è sempre possibile in quanto conduce alla perdita di informazioni fondamentali per la determinazione delle caratteristiche del moto. Di conseguenza è giustificato il ricorso a misurazioni sperimentali dirette delle grandezze di interesse piuttosto che a simulazioni numeriche del campo termofluidodinamico.

1.13.1 Modello omogeneo

Il cosiddetto modello omogeneo è un modello semplificato di flusso bifasico fondato, oltre che su quelle specificate nel precedente paragrafo, anche sulle seguenti ipotesi:

- la fase liquida e la fase vapore hanno la stessa velocità media (il fattore di slip è pari a 1);
- la miscela bifasica si comporta come se fosse tutta liquida e con proprietà termodinamiche intermedie tra quelle della fase liquida e della fase vapore.

Uguagliando la velocità media della fase liquida e della fase vapore (esprese dalle (1.9) e (1.10)) si ricava facilmente la seguente espressione della frazione di vuoto:

$$\varepsilon = \frac{x/\rho_v}{\left[\frac{(1-x)}{\rho_l}\right] + x/\rho_v} = \frac{xv_v}{(1-x)v_l + xv_v} \quad (1.103)$$

dove v_l e v_v sono, rispettivamente, il volume specifico della fase liquida e della fase vapore.

D'altronde, trattando la miscela bifasica come se fosse tutta in fase liquida, il contributo al gradiente di pressione totale dovuto agli attriti può essere così espresso:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fr} = \frac{2fG^2}{\rho_H d_h} \quad (1.104)$$

dove f è il fattore d'attrito, d_h è il diametro idraulico ρ_H è la densità media della miscela bifasica definita come segue:

$$\frac{1}{\rho_H} = v_H = v_v x + (1-x)v_l = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (1.105)$$

Tramite la (1.103) e la (1.104), il contributo al gradiente di pressione totale dovuto all'accelerazione o al rallentamento del fluido può essere così riscritto:

$$\left(\frac{1}{A}\right) \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2 A}{\rho_v \varepsilon} + \frac{G^2 (1-x)^2 A}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right] = \left(\frac{1}{A}\right) \frac{d}{dz} (G^2 A v_H) \quad (1.106)$$

Tenendo conto della (1.105), differenziando la (1.106) e ponendo $v_{lv} = v_v - v_l$, si ottiene:

$$\left(\frac{1}{A}\right) \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2 A}{\rho_v \varepsilon} + \frac{G^2 (1-x)^2 A}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right] = \left(\frac{v_H}{A}\right) \frac{d}{dz} (G^2 A) + G^2 \left[v_{lv} \left(\frac{dx}{dz}\right) + x \left(\frac{dv_v}{dz}\right) \right] \quad (1.107)$$

Per ottenere la (1.107) si è supposto che la densità della fase liquida sia costante. La (1.107) può essere così riscritta:

$$\left(\frac{1}{A}\right) \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2 A}{\rho_v \varepsilon} + \frac{G^2 (1-x)^2 A}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right] = \left(\frac{v_H}{A}\right) \frac{d}{dz} (G^2 A) + G^2 \left[v_{lv} \left(\frac{dx}{dz}\right) + x \frac{dv_v}{dp} \left(\frac{dp}{dz}\right) \right] \quad (1.108)$$

tenendo conto che:

$$\left(\frac{dv_v}{dz}\right) = \left(\frac{dv_v}{dp}\right) \left(\frac{dp}{dz}\right) \quad (1.109)$$

Dalla (1.108) si nota che il contributo al gradiente di pressione totale dovuto all'accelerazione o al rallentamento del fluido è composto da tre contributi: il primo contributo tiene conto delle variazioni della sezione del condotto, mentre il secondo e il terzo contributo sono legati alla variazione della velocità della miscela bifasica dovuta ad una variazione del titolo o ad un'espansione del vapore dovuta alla variazione della pressione lungo il canale.

Il modello a flusso omogeneo fornisce un'opportuna descrizione delle perdite di carico bifase per valori del titolo prossimi a 0 o a 1 oppure per flussi bifasici caratterizzati da una ridotta differenza tra la densità della fase liquida e della fase vapore (ciò accade, ad esempio, in prossimità del punto critico). Negli altri casi, una migliore approssimazione può essere ottenuta adottando il modello a flussi separati.

1.13.2 Modello a flussi separati

Nel modello a flussi separati le due fasi viaggiano con velocità medie distinte. Tenendo conto del principio di conservazione della massa ($\frac{d}{dz}(GA) = 0$), il contributo al gradiente di pressione totale dovuto all'accelerazione o al rallentamento del fluido che compare nella (1.101) può essere espresso come segue:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{A}\right) \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2 A}{\rho_v \varepsilon} + \frac{G^2 (1-x)^2 A}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right] = -G^2 \left(\frac{1}{A}\right) \frac{dA}{dz} \left[\frac{x^2 v_v}{\varepsilon} + \frac{(1-x)^2 v_l}{1-\varepsilon} \right] + \\ G^2 \frac{dx}{dz} \left\{ \left[\frac{2xv_v}{\varepsilon} - \frac{2(1-x)v_l}{1-\varepsilon} \right] + \frac{d\varepsilon}{dx} \left[\frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{x^2 v_v}{\varepsilon^2} \right] \right\} \\ + G^2 \frac{dp}{dz} \left\{ \frac{x^2}{\varepsilon} \left(\frac{dv_v}{dp} \right) + \frac{d\varepsilon}{dp} \left[\frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{x^2 v_v}{\varepsilon^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.110)$$

Anche dalla (1.110) si nota che il contributo al gradiente di pressione totale dovuto all'accelerazione o al rallentamento del fluido è composto da tre contributi: il primo tiene conto delle variazioni della sezione del condotto, mentre il secondo e il terzo sono legati alla variazione della velocità della miscela bifasica dovuta ad un cambiamento del titolo o ad un'espansione del vapore dovuta alla variazione della pressione lungo il canale.

1.14 Modalità di scambio termico durante l'evaporazione di fluidi puri

Nel passaggio di fase da liquido ad aeriforme di un refrigerante in moto all'interno di un canale riscaldato, lo scambio termico tra il fluido e il canale stesso avviene sostanzialmente tramite tre meccanismi:

- la convezione forzata;
- l'ebollizione eterogenea;
- l'evaporazione in corrispondenza dell'interfaccia liquido-vapore.

In base alle condizioni operative, è prevalente uno dei tre meccanismi di scambio termico evidenziati e, a seconda del meccanismo di scambio termico dominante, si distinguono diversi “**regimi di ebollizione**”.

Al fine di indagare in maggior dettaglio i possibili regimi di ebollizione, si consideri il caso in cui una fissata portata massica \dot{m} di un dato refrigerante entri in un macrocanale orizzontale a sezione circolare. Si supponga che, all’ingresso del tubo, il fluido si trovi in condizioni di liquido sottoraffreddato ad una pressione p_1 e ad una temperatura $t_{1,in}$ (inferiore alla temperatura di saturazione t_{sat} corrispondente alla pressione p_1). Si supponga, inoltre, che il tubo sia riscaldato: tale riscaldamento può avvenire tramite un altro fluido o per effetto Joule. Nel primo caso si può ipotizzare una temperatura di parete uniforme, mentre nel secondo caso, nell’ipotesi di materiale del tubo omogeneo e isotropo, si può ritenere il flusso termico in parete uniforme. Nel seguito si farà riferimento al caso in cui il condotto sia riscaldato per effetto Joule e si riterrà accettabile l’approssimazione di flusso termico in parete q uniforme. Inoltre, nel seguito si riterranno valide le ipotesi di flusso monodimensionale e di regime stazionario e si supporrà costante la pressione p_1 ovvero si riterranno trascurabili le perdite di carico associate al moto del fluido. Infine, si ammetterà che su tutta la superficie interna del condotto siano presenti siti attivi (ossia cavità contenenti gas incondensabile intrappolato in corrispondenza delle quali è possibile l’innesco del fenomeno dell’ebollizione eterogenea) e che la loro densità sia uniforme.

Finché non iniziano a formarsi le bolle di vapore, nell’ipotesi di liquido a comportamento incomprimibile, la potenza termica trasferita al fluido dall’ingresso fino alla generica ascissa z può essere calcolata come segue:

$$\dot{Q}(z) = \dot{m} [i(z) - i_{1,in}] = \dot{m} c [t_1(z) - t_{1,in}] = h_1 \pi d z [t_{w,i}(z) - t_1(z)] \quad (1.111)$$

dove \dot{m} è la portata massica di fluido, $i(z)$ è l’entalpia specifica del fluido alla generica ascissa z , $i_{1,in}$ è l’entalpia specifica del fluido all’ingresso del canale, c è il calore specifico del liquido, h_1 è il coefficiente di scambio termico convettivo monofase (supposto costante e uniforme), d è il diametro interno del tubo, $t_{w,i}(z)$ è la temperatura della parete interna del canale alla generica ascissa z e $t_1(z)$ è la temperatura del liquido alla generica ascissa z .

Nella regione di flusso monofase, se il flusso termico si mantiene costante, dalla (1.111) si ricava:

$$t_{w,i}(z) = t_1(z) + \frac{\dot{Q}(z)}{h_1 \pi d_i z} = t_1(z) + \frac{q}{h_1} \quad (1.112)$$

ovvero:

$$t_{w,i}(z) = t_{1,in} + q \left(\frac{\pi dz}{\dot{m} c} + \frac{1}{h_1} \right) \quad (1.113)$$

Dalla (1.113) si osserva che, nelle ipotesi specificate, la temperatura della parete interna del tubo cresce linearmente lungo l’asse z .

Ragionando in maniera analoga a quanto fatto nel paragrafo 1.10, è possibile ricavare che, affinché si verifichi la formazione delle bolle di vapore in corrispondenza dei siti attivi, è necessario che la temperatura del liquido all'interfaccia e, quindi, della superficie interna del canale superi la temperatura di saturazione del fluido corrispondente alla pressione p_1 di una quantità opportuna Δt_{surr} . Quando, in corrispondenza di una certa sezione, si verifica tale condizione, il fenomeno dell'ebollizione eterogenea può avere inizio, anche se il fluido in tale sezione è ancora in condizioni di liquido sottoraffreddato (ovvero anche se l'entalpia specifica del liquido in tale sezione è inferiore all'entalpia specifica del liquido saturo corrispondente alla pressione p_1). L'ascissa z_1 in corrispondenza della quale può iniziare il fenomeno dell'ebollizione eterogenea si può ricavare tenendo conto che deve risultare:

$$t_{w,i}(z_1) = t_{sat} + \Delta t_{surr} \quad (1.114)$$

ovvero:

$$t_{w,i}(z_1) = t_{sat} + [t_{w,i}(z_1) - t_{sat}] = t_{l,in} + q \left(\frac{\pi dz_1}{\dot{m}c} + \frac{1}{h_1} \right) \quad (1.115)$$

Dalla (1.115), noto il valore di Δt_{surr} , si ricava:

$$z_1 = \left(\frac{t_{sat} + \Delta t_{surr} - t_{l,in}}{q} - \frac{1}{h_1} \right) \frac{\dot{m}c}{\pi d} \quad (1.116)$$

Dalla (1.116) si osserva che z_1 è tanto più grande quanto maggiori sono il sottoraffreddamento $t_{sat} - t_{l,in}$, la portata massica del fluido e il flusso termico in parete.

È bene osservare che le considerazioni svolte e le equazioni ricavate nel paragrafo 1.10 sono relative al cosiddetto pool boiling ovvero al processo di formazione, accrescimento e distacco di bolle di vapore in un liquido surriscaldato in quiete. Nel caso in cui il fluido è in moto (in tal caso si parla di "**flow boiling**") il fenomeno dell'ebollizione eterogenea risulta fortemente influenzato dalla velocità del fluido; di conseguenza, le equazioni per il calcolo del raggio critico di bolla, del surriscaldamento critico del liquido, del diametro della bolla al distacco e della frequenza di formazione delle bolle vanno opportunamente modificate. Tenuto conto che l'ebollizione eterogenea influenza in misura significativa lo scambio termico, numerosi studi sono stati condotti sul processo di formazione, accrescimento e distacco delle bolle (Moalem et al. (1977), Kolev (1995), Kandlikar et al. (1995), Thorncroft et al. (1998), Situ et al. (2008)): in tutti i casi, comunque, si è evidenziato che, al crescere del flusso di massa, il diametro della bolla al distacco diminuisce, mentre la frequenza di formazione delle bolle diventa più elevata.

Numerose correlazioni semi-empiriche sono state messe a punto anche per la valutazione del surriscaldamento del liquido necessario alla formazione delle bolle. A tal proposito, Bergles e Rohsenow (1964) hanno proposto la seguente equazione per l'acqua:

$$\Delta t_{surr,cr} = \frac{1}{1.80} \left(\frac{q}{5.30 p^{1.156}} \right)^{\frac{p^{0.0234}}{2.41}} \quad (1.117)$$

Sato e Matsumura (1964) hanno sviluppato un'analisi analoga a quella condotta da Bergles e Rohsenow (1964) suggerendo la seguente correlazione:

$$\Delta t_{surr,cr} = \left(\frac{8q\sigma t_{sat}}{k_l i_{lv} \rho_v} \right)^{0.5} \quad (1.118)$$

Davis e Anderson (1966) hanno modificato e esteso il modello proposto da Bergles e Rohsenow (1964) indicando la seguente equazione per il calcolo del surriscaldamento del liquido:

$$\Delta t_{surr,cr} = \frac{(Rt_{sat}^2 / i_{lv}) \ln(1 + \varepsilon')}{1 - (Rt_{sat}^2 / i_{lv}) \ln(1 + \varepsilon')} + \frac{qy'}{k_l} \quad (1.119)$$

dove:

$$y' = \frac{C_\theta \sigma}{p} + \sqrt{\frac{C_\theta \sigma}{p} + \frac{2C_\theta k_l \sigma t_{sat}}{q i_{lv} \rho_v}} \quad (1.120)$$

$$\varepsilon' = \frac{2C_\theta \sigma}{py'} \quad (1.121)$$

$$C_\theta = 1 + \cos \theta \quad (1.122)$$

θ è l'angolo di contatto statico e R è la costante del fluido in fase gassosa..

Per elevate pressioni di saturazione e fluidi con modesta tensione superficiale, Davis e Anderson (1966) hanno suggerito di utilizzare la seguente relazione semplificata:

$$\Delta t_{surr,cr} = \left(\frac{8qC_\theta \sigma t_{sat}}{k_l i_{lv} \rho_v} \right)^{0.5} \quad (1.123)$$

La (1.123) diventa identica alla (1.118) per $\theta = 90^\circ$.

Frost e Dzakowic (1967) hanno proposto una versione modificata della correlazione di Sato e Matsumura (1964) inserendo il numero di Prandtl per la fase liquida:

$$\Delta t_{surr,cr} = \frac{1}{Pr_l} \left(\frac{8q\sigma t_{sat}}{k_l i_{lv} \rho_v} \right)^{0.5} \quad (1.124)$$

Gli autori hanno verificato la capacità della (1.124) di predire i risultati sperimentali relativi a diversi fluidi refrigeranti, inclusi l'acqua, diversi idrocarburi, il mercurio ed i fluidi criogenici. Tramite una delle equazioni (1.17-1.24), è possibile stimare il surriscaldamento del liquido necessario alla formazione delle bolle e, quindi, l'ascissa z_1 .

A partire dall'ascissa z_1 si dice che il fluido è in regime di “**ebollizione nucleata sottoraffreddata**”. Tale regime è riscontrato in numerose applicazioni, come ad esempio i generatori di vapore, e

rappresenta un'opzione di particolare interesse laddove è necessario smaltire densità di potenze superiori ai 100 W/cm^2 , come nel caso del raffreddamento dei microprocessori dei personal computer. Muovendosi oltre l'ascissa z_1 , la temperatura della parete interna del tubo continua a crescere per cui il surriscaldamento del liquido diventa via via più consistente e, quindi, le condizioni diventano via via più favorevoli alla formazione delle bolle di vapore. Per tale ragione si è soliti scindere l'ebollizione sottoraffreddata in "ebollizione nucleata sottoraffreddata parziale" e "ebollizione nucleata sottoraffreddata completamente sviluppata"; i due tratti sono indicati in Figura 1.17.

In genere, nel regime di ebollizione nucleata sottoraffreddata completamente sviluppata, lo scambio termico nucleativo, ovvero legato al processo di formazione, accrescimento e distacco delle bolle di vapore, risulta notevolmente più efficace rispetto a quello convettivo, ovvero legato alla convezione forzata del liquido. Relativamente allo scambio termico associato all'ebollizione eterogenea, è stato verificato sperimentalmente che esso è sostanzialmente indipendente dal sottoraffreddamento del fluido e dal flusso di massa, mentre risulta notevolmente più efficace al crescere del flusso termico e della pressione di saturazione. Infatti, all'aumentare di q , per la (1.115), la temperatura della parete interna del tubo e , e quindi, il surriscaldamento del liquido cresce; allo stesso modo si osserva che, al crescere di p_1 , il raggio critico di bolla fornito dalla (1.72) diminuisce. D'altra, si è osservato che anche la rugosità della superficie interna del condotto influenza positivamente lo scambio

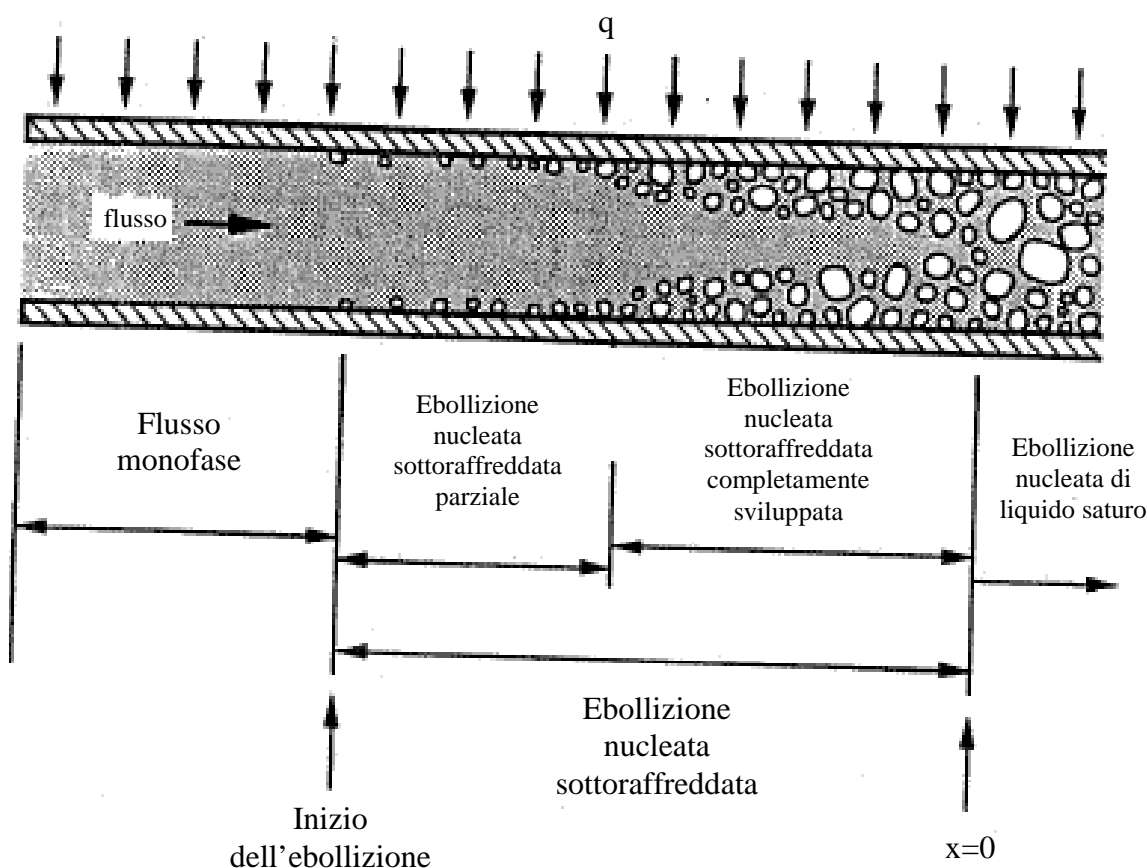


Figura 1.17 Transizione tra i diversi regimi durante l'ebollizione sottoraffreddata.

termico nucleativo, mentre una maggiore bagnabilità del liquido rende l'ebollizione eterogenea meno efficace. Una dipendenza, seppure meno pronunciata rispetto ai fattori sopra evidenziati, del processo nucleativo da altre variabili, quali la dimensione della superficie di scambio termico, la tipologia del riscaldatore, il peso molecolare del fluido, la presenza di gas disciolti, la forza di gravità, e così via, è stata pure riscontrata sperimentalmente.

Comunque, in definitiva, il coefficiente di scambio termico nucleativo si può ritenere, con buona approssimazione, che sia sostanzialmente funzione solo del flusso termico e della pressione di saturazione:

$$h_{nb} \propto q, p_{sat} \quad (1.125)$$

Una volta raggiunto il regime di ebollizione sottoraffreddata, man mano che il passaggio di fase procede la temperatura del fluido aumenta; quando il fluido raggiunge una temperatura media nella sezione pari alla temperatura di saturazione corrispondente alla pressione p_1 (ovvero quando l'entalpia specifica media nella sezione del fluido è pari a quella del liquido saturo alla pressione p_1), si passa al cosiddetto regime di **“ebollizione nucleata di liquido saturo”**: si tratta del regime di ebollizione maggiormente incontrato nelle applicazioni in cui si realizza la completa o quasi evaporazione di un fluido refrigerante (ad esempio negli evaporatori degli impianti frigoriferi e di condizionamento dell'aria).

L'ascissa z_2 in corrispondenza della quale si verifica il passaggio dal regime di ebollizione nucleata sottoraffreddata a quello di ebollizione nucleata di liquido saturo, si ottiene dalla seguente relazione:

$$q\pi dz_2 = \dot{m}c [t_1(z_2) - t_{1,in}] = \dot{m}c [t_{sat} - t_{1,in}] \quad (1.126)$$

essendo $t_1(z_2) = t_{sat}$; dalla (1.126) si ricava:

$$z_2 = \frac{\dot{m}c (t_{sat} - t_{1,in})}{q\pi d} \quad (1.127)$$

Nel regime di ebollizione nucleata di liquido saturo, lo scambio termico tra il fluido e il canale è sostanzialmente governato sia dalla convezione forzata che dall'ebollizione eterogenea. Per valori del titolo medio-bassi, lo scambio termico associato alla formazione, all'accrescimento e al distacco delle bolle è significativamente più efficace di quello relativo alla convezione forzata, ma, man mano che il passaggio di fase ha luogo, la convezione forzata diventa il meccanismo di scambio termico predominante. Infatti, al crescere del titolo, la densità media del fluido diminuisce e la sua velocità media cresce; di conseguenza lo scambio termico convettivo diventa via via più efficace; ciò è tanto più vero quanto maggiore è il flusso di massa. In pratica, quindi, si può ritenere il coefficiente di scambio termico convettivo, ovvero legato alla sola convezione forzata, direttamente proporzionale al titolo e al flusso di massa:

$$h_{cb} \propto x, G \quad (1.128)$$

Alcune delle più importanti correlazioni disponibili in letteratura per la predizione del coefficiente di scambio termico bifase durante l'ebollizione di liquido saturo saranno descritte in dettaglio nel capitolo 2.

L'importanza relativa dei due meccanismi di scambio termico, comunque, varia al crescere del titolo. Infatti, quando si è raggiunto il regime di moto anulare, la frazione di vuoto assume valori elevati e il liquido costituisce un sottile film adiacente alla parete del tubo, mentre nella zona centrale del condotto si trova a fluire la fase vapore. In tale condizione, il trasferimento di potenza termica dal condotto al fluido avviene per convezione attraverso l'anulo di liquido e per evaporazione del liquido all'interfaccia liquido-vapore; man mano che il liquido all'interfaccia evapora, lo spessore del film aderente alla parete diventa via via più sottile per cui la sua resistenza termica va riducendosi: ciò contribuisce ad incrementare in misura ancora più significativa l'efficacia dello scambio termico convettivo. Man mano che ciò accade, se lo scambio termico nucleativo non varia, il coefficiente di scambio termico bifase aumenta; di conseguenza, per un fissato flusso termico in parete e una fissata temperatura di saturazione del fluido, la temperatura della parete interna del tubo andrà diminuendo (legge di Newton). Di conseguenza, il surriscaldamento del liquido a contatto con la parete risulterà sempre meno consistente e ciò tenderà ad estinguere gradualmente la possibilità di formazione delle bolle di vapore e, quindi, il contributo nucleativo allo scambio termico. Quindi, man mano che il passaggio di fase procede, lo scambio termico convettivo diventa sempre più significativo, mentre l'ebollizione eterogenea tende a scomparire: quando il surriscaldamento del liquido non è più sufficiente per la formazione delle bolle di vapore, si passa dal regime di ebollizione nucleata di liquido saturo al regime di "ebollizione convettiva".

Sato e Matsumura (1964) hanno messo a punto una correlazione per la predizione del valore del titolo in corrispondenza del quale lo scambio termico nucleativo è completamente soppresso:

$$x_{SUP} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \quad (1.129)$$

dove, nel caso di un flusso termico in parete uniforme, γ può essere ottenuto come segue:

$$\gamma = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.56} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.11} \left(\frac{q k_l i_{lv} \rho_v}{98 \sigma t_{sat} h_l^2} \right)^{1.11} \quad (1.130)$$

Nella (1.130) il coefficiente di scambio termico in fase liquida è ottenuto con la correlazione di Dittus-Boelter (1930) In Figura 1.18 è riportato l'andamento di x_{SUP} in funzione di γ : è evidente come al crescere di γ , il titolo in corrispondenza del quale l'ebollizione eterogenea è soppressa cresce.

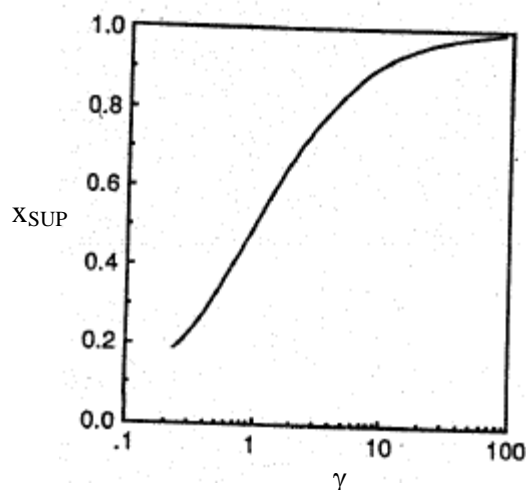


Figura 1.18 Andamento di x_{SUP} in funzione di γ .

Diverse correlazioni sono state proposte per predire il coefficiente di scambio termico bifase durante l'ebollizione convettiva: alcune di esse saranno trattate diffusamente nel capitolo 2.

In definitiva, nell'ebollizione nucleata di liquido saturo, i processi di scambio termico attivi sono sia l'ebollizione eterogenea che la convezione forzata; al crescere del titolo, quest'ultima diventa via via più efficace, mentre la formazione delle bolle di vapore risulta sempre meno accentuata; quando il contributo nucleativo è completamente soppresso, si passa al regime di ebollizione convettiva e lo scambio termico avviene sostanzialmente per convezione attraverso l'anulo di liquido aderente alla parete del tubo e per evaporazione in corrispondenza dell'interfaccia liquido-vapore.

Dal regime di ebollizione convettiva, al procedere del passaggio di fase, si passa al regime di "ebollizione critica". Tale regime di ebollizione comprende il regime di "evaporazione a flusso misto" e il regime di "ebollizione a film" ed è così detto in quanto in esso si assiste ad un brusco aumento della temperatura interna della parete e ad una drastica riduzione del coefficiente di scambio termico bifase medio nella sezione.

Per modesti valori del flusso termico (quali quelli che si riscontrano negli evaporatori degli impianti frigoriferi e di condizionamento dell'aria) il regime di ebollizione critica si instaura quando, una volta che si è stabilito il regime di moto anulare, al crescere del titolo, il film di liquido aderente alla parete tende ad assottigliarsi fino a scomparire del tutto ("dryout") a seguito dell'evaporazione in corrispondenza dell'interfaccia liquido-vapore e del fenomeno dell'entrainment. Come schematizzato nella Figura 1.19, l'asciugamento del canale inizia in corrispondenza della parte superiore del tubo per poi riguardare la restante parte della superficie interna del condotto.

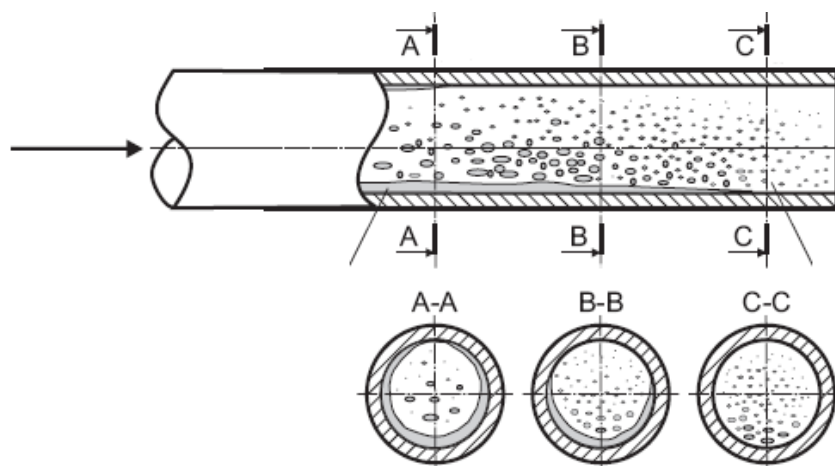


Figura 1.19 Transizione dal regime anulare al regime a flusso misto durante l'evaporazione in un condotto orizzontale.

Lo scambio termico per convezione attraverso la fase vapore è trascurabile rispetto allo scambio termico per convezione attraverso la fase liquida per cui, quando inizia l'asciugamento della parete interna del canale, la temperatura della parete interna aumenta rapidamente e il coefficiente di scambio termico bifase medio nella sezione diminuisce bruscamente.

Al procedere del passaggio di fase, dal regime di moto anulare si giungerà al regime di moto a flusso misto (Figura 1.19) in cui la fase vapore occuperà tutta la sezione del tubo e piccole gocce di liquido potranno risultare disperse al suo interno: si passerà, in tal modo, al cosiddetto regime di “**evaporazione a flusso misto**”. In tale regime, i meccanismi di scambio termico che intervengono sono i seguenti:

- ✓ convezione forzata dalla parete del tubo al vapore;
- ✓ convezione forzata dal vapore alle goccioline di liquido disperse in esso;
- ✓ evaporazione delle goccioline che penetrano nello strato limite termico, ma che non riescono a bagnare la parete del tubo;
- ✓ evaporazione delle goccioline che impattano contro la parete del tubo;

Affinché si abbia scambio termico convettivo tra il vapore e le gocce di liquido in esso disperso, il vapore deve trovarsi in una condizione di equilibrio metastabile di vapore supersaturo. Tale contributo, quindi, è significativo solo se c'è una significativa velocità relativa tra le due fasi e una notevole turbolenza.

L'interazione tra le goccioline disperse nel vapore e la parete dipende dalla temperatura della parete stessa e dalla bagnabilità del liquido. Se la temperatura della superficie interna del condotto è inferiore alla temperatura di Leidenfrost, le goccioline che si avvicinano alla parete possono urtarla e bagnarla; una parte del liquido presente sulla parete può ritornare nel vapore per trascinamento, mentre la restante parte può passare in fase vapore per evaporazione o per conduzione o per ebollizione

eterogenea. Se, invece, la superficie interna del condotto è ad una temperatura superiore a quella di Leidenfrost, le goccioline vaporizzano velocemente quando si avvicinano alla parete, producendo una significativa forza di repulsione che tende a spingerle verso l'interno del canale; in tal caso solo alcune goccioline (quelle con una notevole componente di velocità normale alla parete) possono collidere con la superficie stessa.

In generale, comunque, i meccanismi di scambio termico presenti nell'evaporazione a flusso misto sono di modesta entità per cui il coefficiente di scambio termico medio risulterà modesto raggiungendo i valori tipici della sola fase aeriforme e la temperatura della parete interna del condotto sarà elevata.

Per valori più elevati del flusso termico, dal regime di ebollizione nucleata sottoraffreddata o di liquido saturo si può avere la cosiddetta “**partenza dall'ebollizione nucleata**” e l'instaurarsi del regime di ebollizione a film; in quest'ultimo, la parete del tubo è a contatto con un sottile anulo di vapore, mentre nella parte interna del canale fluisce la fase liquida (a seconda che il liquido sia sottoraffreddato o saturo, rispettivamente, si distingue tra “**ebollizione a film sottoraffreddata**” e “**ebollizione a film di liquido saturo**”); data l'elevata resistenza termica del vapore, nel regime di ebollizione a film, la temperatura della superficie interna del condotto aumenta bruscamente con conseguente drastica riduzione del coefficiente di scambio termico.

L'influenza del flusso termico sui regimi di ebollizione può essere meglio chiarita attraverso la Figura 1.20 (Carey, 1992) (relativa al caso trattato di flusso termico uniforme). Sull'asse delle ascisse della Figura 1.20 compare l'entalpia specifica del fluido, mentre sull'asse delle ordinate è riportato il flusso termico.

Per un ridotto valore del flusso termico (q_1), si passa dall'ebollizione nucleata sottoraffreddata a quella di liquido saturo e, infine, a seguito del dryout, all'evaporazione a flusso misto. Se, d'altra parte, è applicato un flusso termico superiore, la sequenza dei regimi di ebollizione può essere notevolmente diversa. Ad esempio, per un flusso termico q_2 , dall'ebollizione nucleata di liquido saturo si arriva prima nel regime di ebollizione a film saturo e, successivamente, si passa nel regime di evaporazione a flusso misto. Per un valore del flusso termico ancora più elevato (q_3), il passaggio di fase prevede prima l'ebollizione a film sottoraffreddato, poi l'ebollizione a film saturo e infine l'ebollizione a flusso misto.

Il valore del flusso termico per il quale si raggiunge il regime di ebollizione critica ovvero l'evaporazione a flusso misto o l'ebollizione a film prende il nome di “**flusso critico**”.

Il regime di ebollizione critica è caratterizzato da un coefficiente di scambio termico molto modesto e, quindi, da un surriscaldamento della parete notevole. Per evitare gli inconvenienti ad esso connessi, gli scambiatori di calore sono in genere progettati per operare con flussi termici modesti per i quali il passaggio di fase avviene sostanzialmente nei regimi di ebollizione nucleata di liquido saturo e convettiva. A tal proposito, Walley et al. (1974, 1976) e Govan et al. (1988) hanno suggerito dei

metodi analitici per la predizione delle condizioni di innesco del dryout, considerando l'asciugamento in parete come il risultato della

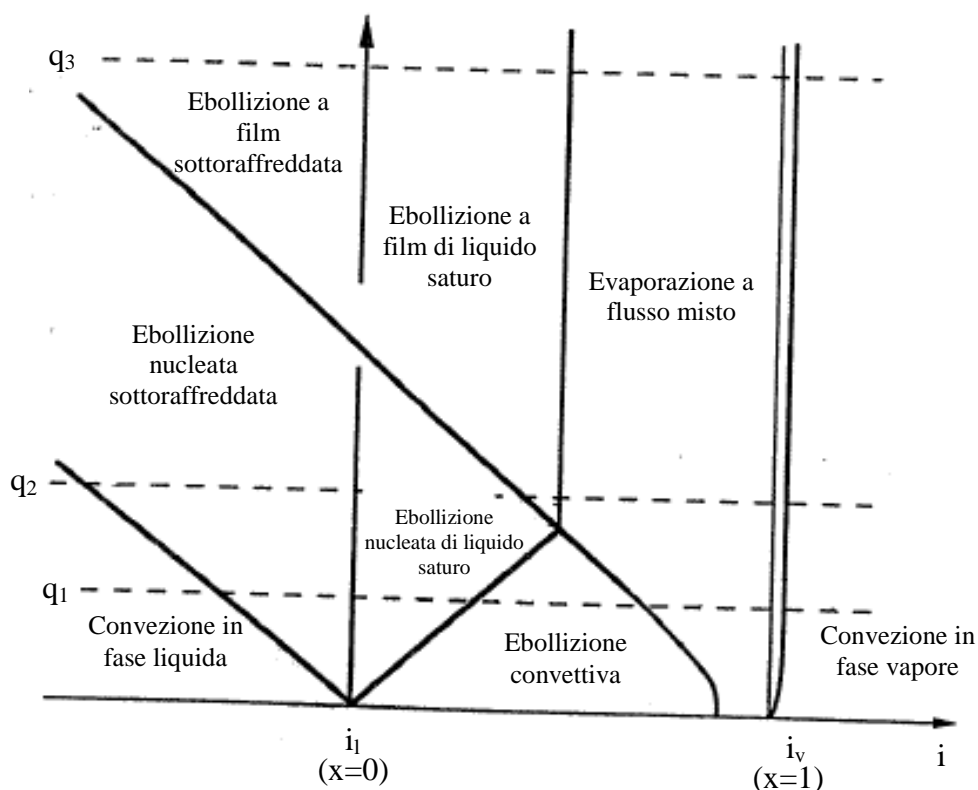


Figura 1.20 Possibili regimi di ebollizione nel caso di flusso termico in parete uniforme a flusso di massa e pressioni costanti.

composizione dei fenomeni dell'evaporazione all'interfaccia, dell'entrainment e del deposition.

In definitiva, il passaggio di fase di un fluido all'interno di un microcanale riscaldato uniformemente è fortemente influenzato dal regime di moto e lo scambio termico, oltre che dalla convezione forzata, dipende anche dalla formazione, l'accrescimento e il distacco delle bolle di vapore e dall'evaporazione all'interfaccia. Di conseguenza, rispetto al flusso monofase, il coefficiente di scambio termico bifase risulta notevolmente superiore (le differenze sono, ovviamente, funzione del tipo di fluido, del diametro del canale e delle condizioni operative) in quanto:

- lo scambio termico per convezione forzata è incrementato grazie alla più elevata velocità della miscela bifasica;
- intervengono altri meccanismi di scambio termico (ebollizione eterogenea e evaporazione all'interfaccia) non presenti durante il flusso della sola fase liquida o della sola fase aeriforme.

Quanto detto è valido non solo nel caso di una sostanza pura, ma anche per miscele pluricomponente. D'altronde, talune differenze si possono riscontrare nel caso di utilizzo di una miscela zeotropica. Nel paragrafo seguente verranno riportate le definizioni di base e il legame tra l'evaporazione e il trasporto di massa per le miscele zeotropiche.

1.15 Miscele binarie e resistenza al trasporto di massa durante l'evaporazione

Il processo di evaporazione di miscele binarie o con più componenti è strettamente legato al processo di trasporto di massa e generalmente la velocità di evaporazione ne risulta limitata a causa di una resistenza al trasporto di massa dovuta all'instaurazione di un gradiente di concentrazione all'interfaccia liquido-vapore.

In questo paragrafo verranno in primo luogo riportate le definizioni di base e alcuni aspetti della termodinamica di miscele binarie e, successivamente, gli aspetti legati alle modalità di scambio termico durante l'evaporazione.

1.15.1 Termodinamica di miscele a due componenti

Per le miscele binarie le condizioni di equilibrio per le quali avviene il cambiamento di fase vengono rappresentate dai diagrammi di fase. Per una miscela binaria che non presenta punti azeotropici, il diagramma di fase è del tipo riportato in Figura 1.21, mentre in Figura 1.22 è riportato il diagramma di fase di una miscela che presenta un punto azeotropico ad una determinata concentrazione dei componenti.

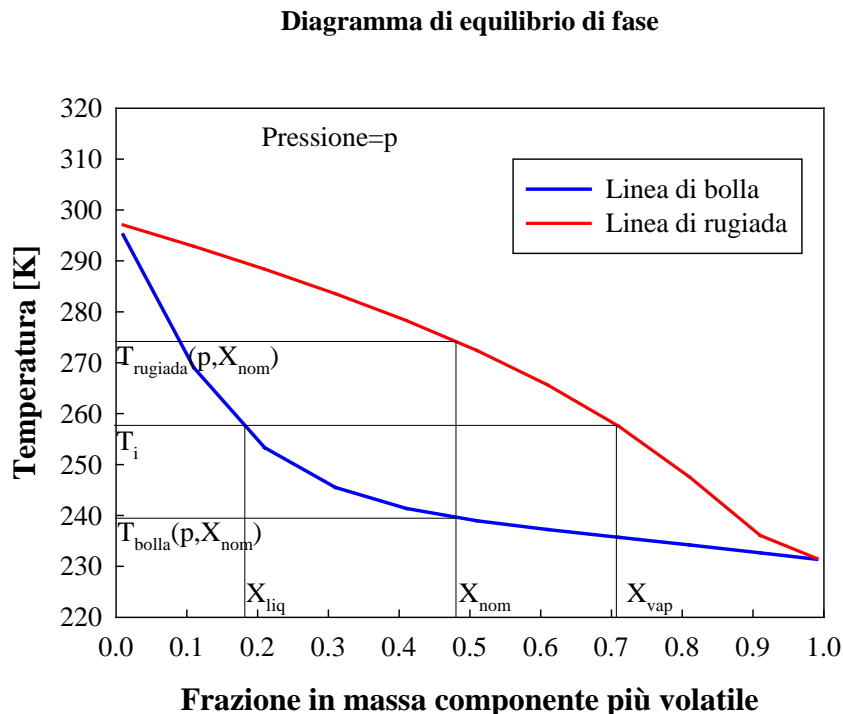


Figura 1.21 Esempio di diagramma di equilibrio di fase per una miscela binaria senza punti azeotropici.

Diagramma di equilibrio di fase

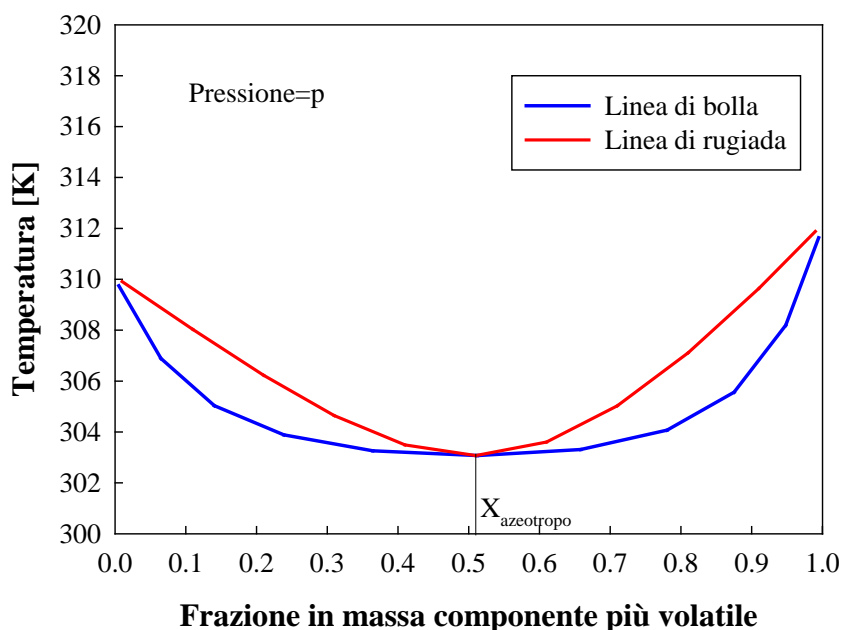


Figura 1.22 Esempio di diagramma di equilibrio di fase per una miscela binaria con un punto azeotropico.

I diagrammi di fase riportati nelle figure rappresentano il comportamento della miscela ad una pressione fissata. Nel diagramma in Figura 1.21, X_{vap} e X_{liq} sono le concentrazioni in massa del componente più volatile nella fase vapore e nella fase liquida, rispettivamente.

La linea di rugiada rappresenta il luogo dei punti in cui si inizia ad osservare la condensazione della miscela binaria, per una determinata composizione, durante il raffreddamento a pressione costante. Analogamente, la linea di bolla rappresenta il luogo dei punti in cui ha inizio l'ebollizione della miscela binaria, per una composizione specifica, durante il riscaldamento a pressione costante. Tali curve rappresentano la transizione di una miscela binaria durante il passaggio di fase (se fatta evaporare o condensare in maniera quasi statica) attraverso una sequenza di stati di equilibrio.

Il diagramma di fase riportato in Figura 1.21 mostra anche che fissate pressione e temperatura, in condizioni di saturazione, la concentrazione del componente più volatile è maggiore nella fase vapore che nella fase liquida. Se si ipotizza il comportamento della fase vapore come quello di una miscela di gas ideali, per la legge di Dalton la pressione parziale di ogni componente, $p_{\text{vap},i}$, è pari alla pressione totale della miscela moltiplicata la frazione molare del componente i -esimo:

$$p_{\text{vap},i} = p \xi_{\text{vap},i} \quad (1.131)$$

dove $\xi_{\text{vap},i}$ è la frazione molare del componenti i -esimo della miscela.

Due modelli ideali legano la pressione parziale di ogni componente con la relativa concentrazione nella fase liquida, ovvero la legge di Henry e la legge di Raoult.

Secondo la legge di Henry la pressione parziale di ogni componente in fase vapore è proporzionale alla frazione molare del componente nella fase liquida:

$$p_{vap,i} = C_H \xi_{liq,i} \quad (1.132)$$

dove C_H è una costante comunemente denominata costante proporzionale di Henry. La legge di Henry è in grado di descrivere in maniera accurata il comportamento di componenti con basse concentrazioni.

Per la legge di Raoult, la pressione parziale del componente i -esimo è data da:

$$p_{vap,i} = p_{p,i} \xi_{liq,i} \quad (1.133)$$

dove $p_{p,i}$ è la pressione di saturazione del componente i -esimo puro alla stessa temperatura della miscela. La legge di Raoult descrive in maniera accurata il comportamento dei componenti per concentrazioni prossime ad 1.

Se consideriamo applicabile la legge di Raoult per le miscela binarie, segue che:

$$p_{vap,1} = p_{p,1} \xi_{liq,1}, \quad p_{vap,2} = p_{p,2} \xi_{liq,2} \quad (1.134)$$

e, dato che la somma delle pressioni parziali dei componenti è pari alla pressione totale della miscela:

$$p = p_{vap,1} + p_{vap,2} = p_{p,1} \xi_{liq,1} + p_{p,2} \xi_{liq,2} \quad (1.135)$$

Combinando e riordinando le equazioni e considerando che $\xi_{liq,1} + \xi_{liq,2} = 1$, dichiarando $\xi_{liq} = \xi_{liq,1}$ si ottiene:

$$\xi_{liq} = \xi_{liq,1} = \frac{p - p_{p,2}(T)}{p_{p,1}(T) - p_{p,2}(T)} \quad (1.136)$$

Nella precedente relazione è stata evidenziata la dipendenza funzionale della pressione dei componenti puri con la temperatura. Pertanto, se la miscela binaria rispetta la legge di Raoult, la variazione di $\xi_{liq} = \xi_{liq,1}$ con T sul diagramma di fase può essere predetta dalle curve dei componenti puri utilizzando l'equazione precedente. Se si applica, inoltre, la legge di Dalton alla miscela in fase vapore all'equilibrio, si ha

$$p_{vap,1} = p_{p,1} \xi_{liq} = p \xi_{vap} \quad (1.137)$$

Per cui, riordinando:

$$\xi_{vap} = \frac{p_{p,1}(T) \xi_{liq}}{p} \quad (1.138)$$

Avendo determinato $\xi_{liq}(T)$ come descritto in precedenza, l'ultima equazione ricavata permette di ricavare $\xi_{vap}(T)$ completando il diagramma di fase in Figura 1.21.

Il modello ricavato dalle leggi di Raoult e di Dalton fornisce una buona descrizione del comportamento delle miscele per diversi fluidi a pressione atmosferica. Tuttavia non tutte le miscele binarie presentano un comportamento descrivibile da tale modello, che tuttavia può fornire andamenti qualitativi simili a quelli mostrati nei diagrammi di Figura 1.21 e 1.22.

1.15.2 Modalità di scambio termico durante l'evaporazione di miscele binarie

Per le miscele binarie il coefficiente di scambio termico bifase è generalmente definito come segue:

$$h = \frac{q}{t_{w,i} - t_{bp}(p_l, \xi_l)} \quad (1.139)$$

dove $t_{bp}(p_l, \xi_l)$ è la temperatura di bolla alla pressione p_l e alla concentrazione del componente più volatile ξ_l . D'altronde, durante il passaggio di fase, il vapore che si genera risulta più ricco del componente più volatile, mentre il liquido presenta una maggiore concentrazione del componente meno volatile, come visto nel paragrafo precedente. Conseguentemente, nella fase liquida, il componente più volatile tende a diffondere verso l'interfaccia liquido-vapore, mentre il componente meno volatile tende a diffondere dall'interfaccia liquido-vapore verso l'interno del liquido. Come conseguenza di tali fenomeni, la temperatura del liquido all'interfaccia $t_{l,i}$ risulterà leggermente più alta di $t_{bp}(p_l, \xi_l)$. Come confermato da Scriven (1959), tale scostamento comporta, rispetto al caso di una sostanza pura, una riduzione del grado di surriscaldamento del liquido e, quindi, una soppressione anticipata del contributo nucleativo. D'altronde, per una miscela binaria, la differenza tra $t_{l,i}$ e $t_{bp}(p_l, \xi_l)$ risulta nulla per $\xi_l=0$ e $\xi_l=1$; all'aumentare di ξ_l da 0 a 1 (ovvero all'aumentare della differenza tra la concentrazione dei due componenti), la differenza tra $t_{l,i}$ e $t_{bp}(p_l, X_l)$ prima cresce fino a raggiungere un massimo e poi decresce; di conseguenza, per una fissata temperatura di parete, al crescere della concentrazione del componente più volatile, il coefficiente di scambio termico bifase (definito dalla (1.139)) presenterà un andamento prima decrescente fino a raggiungere un minimo (corrispondente alla massima differenza tra le concentrazioni dei due componenti) e poi crescente, come evidenziato in Figura 1.23. In tale Figura è riportato (linea tratteggiata) anche l'andamento di h_i in funzione di ξ_l , dove h_i è ottenuto dalla (1.139) facendo riferimento alla temperatura del liquido all'interfaccia $t_{l,i}$ anziché a $t_{bp}(p_l, \xi_l)$. Tale comportamento è stato verificato sperimentalmente da diversi autori (Stephan e Körner (1969), Happel e Stephan(1974)). Ovviamente, il discorso può essere esteso anche al caso di miscele a più di due componenti.

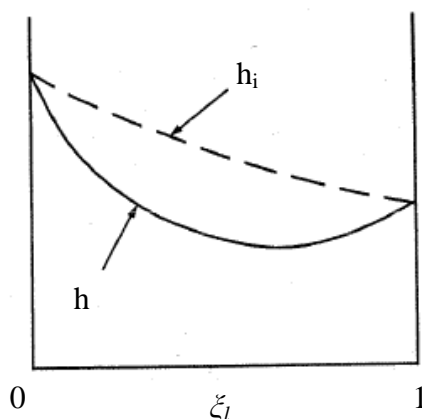


Figura 1.23 Variazione qualitativa del coefficiente di scambio termico bifase in funzione della concentrazione del componente più volatile.

1.16 Considerazioni finali

In questo capitolo sono stati definiti e descritti i principali parametri e processi che influenzano il passaggio di fase liquido-aeriforme di un fluido refrigerante all'interno di un canale riscaldato uniformemente.

Sono stati descritti diversi modelli di relativi al moto bifasico all'interno di canali e tramite un bilancio di massa e di quantità di moto è stato possibile ricavare l'equazione per il calcolo del gradiente totale di pressione, che può essere visto come risultante di tre termini: un termine gravitazionale, uno accelerazionale e uno dovuto all'attrito. Mentre è possibile risalire ai primi due tramite la conoscenza della geometria del condotto e delle proprietà termodinamiche del fluido, per l'ultimo termine è necessario conoscere l'interazione tra la singola fase e la parete, il che richiede la conoscenza esatta della distribuzione geometrica delle fasi in una determinata sezione, l'interazione tra le fasi, la quale comporta sia la conoscenza della distribuzione delle fasi sia la conoscenza delle interazioni all'interfaccia tra liquido e vapore, e viene generalmente predetto da ulteriori modelli.

Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico bifase, si è osservato come esso risulti fortemente influenzato dai regimi di moto e sia legato sostanzialmente a tre meccanismi di scambio termico (convezione forzata, ebollizione eterogenea e evaporazione all'interfaccia liquido-aeriforme): a seconda del tipo di fluido, della geometria del canale e delle condizioni operative, la fase liquida e la fase vapore assumono configurazioni diverse e il meccanismo di scambio termico dominante risulta differente: è evidente, allora, come la risoluzione numerica del campo termico e fluidodinamico per la valutazione del coefficiente di scambio termico bifase risulta molto complicata per cui la sua determinazione non può che essere effettuata sperimentalmente.

Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico bifase per miscele a due o più componenti, si è osservato che esso è influenzato, oltre che dai parametri operativi e dal regime di moto, anche dalla concentrazione dei componenti della miscela e dal comportamento descrivibile dal diagramma di fase. In particolare per miscele zeotrope la fase vapore risulta più ricca in concentrazione del componente più volatile rispetto alla fase liquida durante l'evaporazione a pressione costante. Ciò fa sì che all'interfaccia liquido vapore sia presente un gradiente di concentrazione tra i componenti della miscela, rendendo il processo di evaporazione fortemente legato alla resistenza al trasporto di massa tra le due fasi. Per le miscele zeotropiche tale resistenza risulta rilevante e la velocità di evaporazione della miscela viene limitata, penalizzando il coefficiente di scambio termico rispetto a quello dei relativi fluidi puri costituenti la miscela. Per miscele azeotropiche o quasi-azeotropiche la differenza tra le concentrazioni tra fase liquida e vapore è di entità inferiore rispetto al caso di miscele zeotropiche, rendendo l'effetto della resistenza al trasporto di massa generalmente trascurabile.

Capitolo 2

Metodi per la predizione dei regimi di moto e del coefficiente di scambio termico

2.1 Le mappe per la predizione dei regimi di moto bifasici

La determinazione dei coefficienti di scambio termico è strettamente legata al problema dell'individuazione dei regimi di moto bifasici. Per tale ragione, nel corso degli anni, sono stati sviluppati diversi metodi per valutare la distribuzione della fase liquida e della fase vapore durante l'evaporazione in convezione forzata di un fluido. Per ragioni di carattere pratico, sono state sviluppate delle mappe che consentono di individuare il regime di moto bifasico in funzione del tipo di fluido, della geometria del condotto e delle condizioni operative.

Di seguito sono presentate le mappe più usate, mettendone in evidenza i principi base, le modalità di utilizzo e il database sperimentale utilizzato per la loro implementazione.

2.1.1 Mappa di Baker

Il primo autore a mettere a punto una mappa per la determinazione dei regimi di moto è stato Baker (1954). La Figura 2.1 riporta la rappresentazione di tale mappa (nella versione originale della mappa di Baker le grandezze sull'asse delle ascisse e delle ordinate risultano espresse in unità di misura U.S. e non in unità di misura S.I.). In essa si distinguono 8 diversi regimi di moto; le regioni di esistenza di ciascuno di essi sono delimitate da linee dette curve di transizione. Queste ultime sono state determinate tramite l'osservazione di moti bifasici di miscele di aria e acqua e di olio e aria in condotti orizzontali adiabatici di diametro compreso tra 24.4 e 101.6 mm. Le curve di transizione non cambiano al mutare del fluido, del diametro interno del tubo e delle condizioni operative.

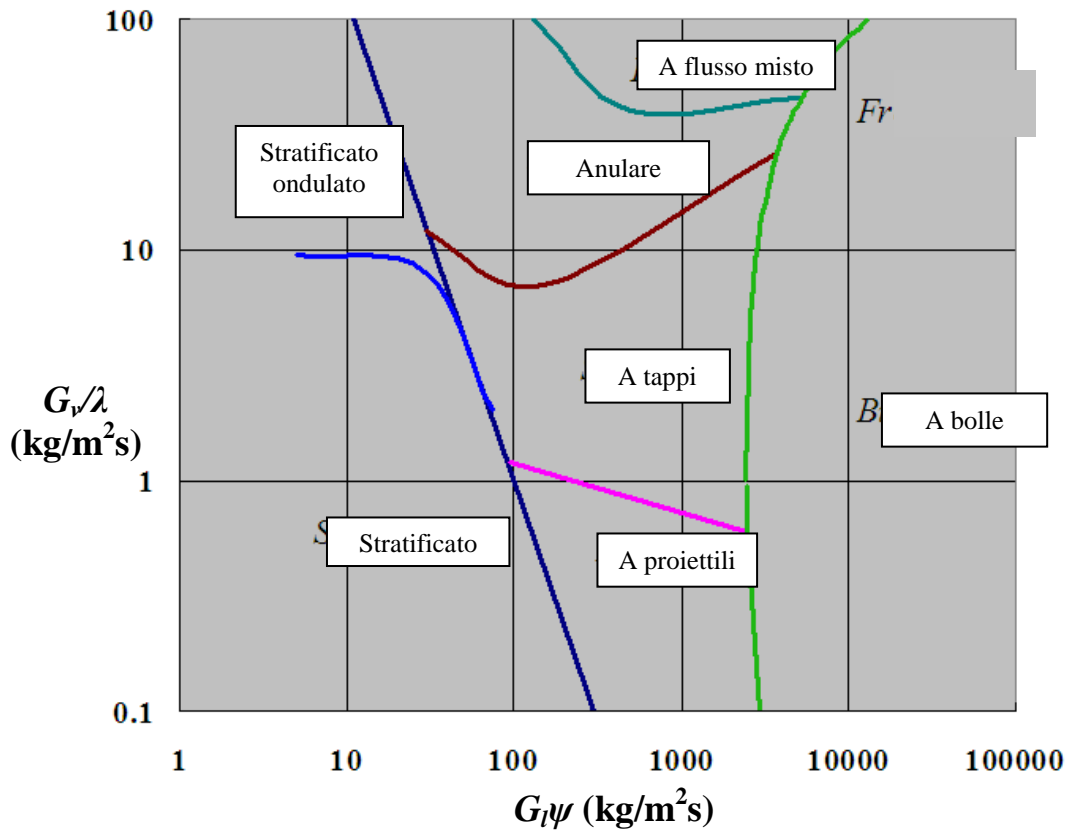


Figura 2.1 Mapa di Baker (1954) per la determinazione dei regimi di moto.

La scala degli assi coordinati è logaritmica; sull'asse delle ordinate è riportato il rapporto tra il flusso di massa della fase vapore G_v e il parametro adimensionale λ , mentre sull'asse delle ascisse è riportato il prodotto tra il flusso di massa della fase liquida G_l e il parametro adimensionale ψ . I parametri adimensionali λ e ψ sono così definiti:

$$\lambda = \left(\frac{\rho_v}{\rho_{aria}} \frac{\rho_l}{\rho_{acqua}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

$$\psi = \left(\frac{\sigma_{acqua}}{\sigma} \right) \left[\left(\frac{\mu_l}{\mu_{acqua}} \right) \left(\frac{\rho_{acqua}}{\rho_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.2)$$

dove:

$$\rho_{aria} = 1.23 \text{ kg/m}^3;$$

$$\rho_{acqua} = 1000 \text{ kg/m}^3;$$

$$\sigma_{acqua} = 0.072 \text{ N/m};$$

$$\mu_{acqua} = 0.001 \text{ Ns/m}^2.$$

Hashizume (1983), sulla base di osservazioni di moti bifasici adiabatici di due refrigeranti (R12 e R22) in un condotto orizzontale di vetro con diametro interno di 10 mm, ha proposto una versione modificata della mappa di Baker (1954).

2.1.2 Mappa di Taitel e Dukler

Successivamente a quelle di Baker (1954) e Hashizume (1983), sono state messe a punto altre mappe per l'individuazione dei regimi di moto. In tutti i casi, comunque, si tratta di mappe determinate sperimentalmente tramite l'osservazione di moti bifasici in condotti orizzontali adiabatici. Taitel e Dukler (1976b), hanno proposto, per la prima volta, un approccio analitico al problema della valutazione della distribuzione della fase liquida e della fase vapore. Essi hanno basato il loro studio su due regimi di moto fondamentali: quello anulare e quello stratificato; in particolare, per i regimi di moto indicati, hanno ipotizzato un'opportuna distribuzione delle fasi nella sezione del condotto, ottenendo delle relazioni semplificate per le equazioni di bilancio della massa e della quantità di moto. A partire da queste equazioni, Taitel e Dukler (1976b) hanno studiato la stabilità dell'equilibrio per la configurazione geometrica supposta, imponendo delle perturbazioni al moto e indagandone l'evoluzione dinamica. Quando la combinazione di alcuni parametri determinava la non stabilità dell'equilibrio e, quindi, un campo degli spostamenti troppo grandi rispetto alla perturbazione imposta, si riteneva che la configurazione geometrica supposta per le fasi non fosse più stabile. In tal modo è stato possibile determinare le curve di transizione tra i due regimi di moto considerati.

Da un punto di vista grafico, l'utilizzo della mappa di Taitel e Dukler (1976b) prevede la determinazione del parametro di Martinelli X , del numero di Froude per la fase vapore Fr_v e dei parametri T e K .

Nella mappa di Taitel e Dukler (1976b), il parametro di Martinelli è ottenuto dalla seguente relazione:

$$X^2 = \frac{(\Delta p / \Delta z)_l}{(\Delta p / \Delta z)_v} \quad (2.3)$$

dove, per la generica fase k , risulta:

$$(\Delta p / \Delta z)_k = -2f_k \frac{\dot{m}_k^2}{d\rho_k} \quad (2.4)$$

Per $Re_k < 2000$, il fattore d'attrito per la generica fase k è pari a:

$$f_k = \frac{16}{Re_k} \quad (2.5)$$

Per $Re_k \geq 2000$, invece, risulta:

$$f_k = \frac{0.079}{Re_k^4} \quad (2.6)$$

Il numero di Froude per la fase gassosa è ottenuto dalla seguente relazione:

$$Fr_v = \frac{G_v^2}{[\rho_v (\rho_l - \rho_v) dg]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.7)$$

I parametri T e K sono calcolati come segue:

$$T = \left[\frac{(\Delta p / \Delta z)_1}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

$$K = Fr_v Re_1^{1/2} \quad (2.9)$$

dove $(\Delta p / \Delta z)_1$ è ottenuto dalla (2.4).

Una volta determinati il parametro di Martinelli X , il numero di Froude per la fase vapore Fr_v e i parametri T e K , l'utilizzo della mappa Taitel e Dukler (1976b) richiede il passaggio attraverso tre grafici tra loro interdipendenti (Figura 2.2).

Nella Figura 2.2 si distinguono cinque diversi possibili regimi di moto: anulare, stratificato ondulato, stratificato, a bolle e intermittente. A differenza della mappa di Baker (1954), in quella di Taitel e Dukler (1976b) non compare il regime a flusso misto.

Tramite il parametro di Martinelli e il numero di Froude per la fase vapore si può entrare nel grafico (a) della Figura 2.2: se il regime di moto non è anulare, è necessario passare al grafico (b) o al grafico (c) della Figura 2.2 a seconda che, rispettivamente, il punto individuato nel grafico (a) della Figura 2.2 ricada a destra o sinistra della curva di transizione. Se il punto ricade a sinistra della curva di transizione si possono verificare i regimi di moto stratificato o stratificato ondulato; se, invece, il punto ricade a destra della curva di transizione si possono verificare il regime di moto intermittente o a bolle.

Taitel e Dukler (1976b) hanno verificato l'affidabilità della loro mappa confrontandola con osservazioni sperimentali relative a flussi adiabatici in condotti orizzontali di miscele di aria e acqua.

Successivamente, Taitel (1990) ha proposto una versione modificata della mappa presentata nel 1976 insieme a Dukler per consentire la predizione dei regimi di moto anche in condotti adiabatici inclinati rispetto all'orizzontale.

Come nella mappa di Baker (1954) e di Hashizume (1983), anche nella mappa di Taitel e Dukler (1976b) e nella mappa di Taitel (1990), le linee di transizione tra i diversi regimi di moto non cambiano al mutare del fluido considerato, del diametro interno del tubo e delle condizioni operative.

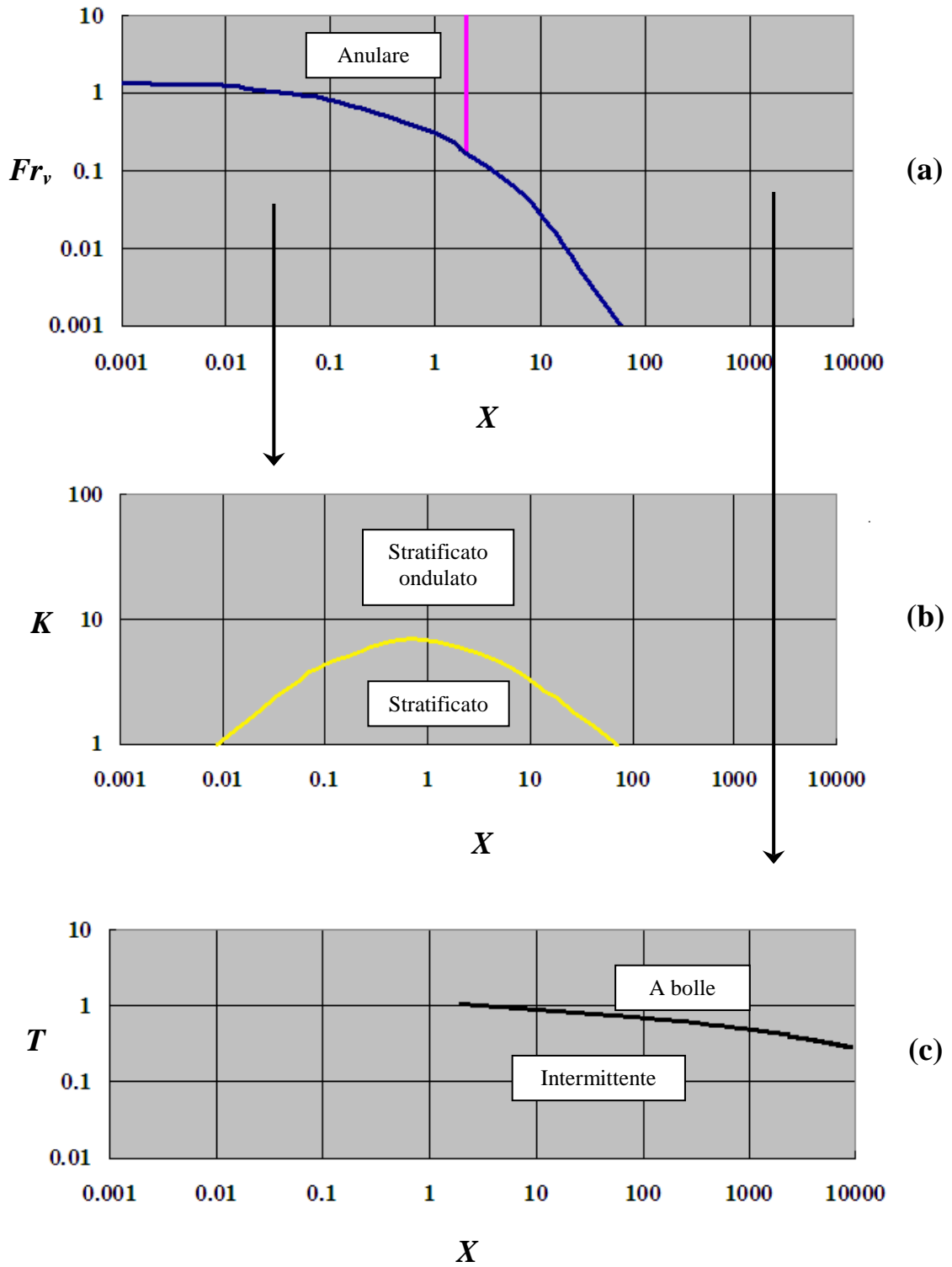


Figura 2.2 Mappa di Taitel e Dukler (1976b) per la determinazione dei regimi di moto.

2.1.3 Mappa di Steiner

Steiner (1993a) ha proposto una versione modificata della mappa di Taitel (1990); rispetto a questa e a tutte quelle messe a punto in precedenza, la mappa di Steiner (1993a) risulta caratterizzata da curve di transizione ricavate con l'R12 e l'R22, dipendenti dal tipo di fluido in base alle proprietà termodinamiche e di trasporto, dal diametro interno del tubo e dalle condizioni operative. Tale mappa è riportata in Figura 2.3 per il caso di fase liquida e fase vapore entrambe in regime turbolento.

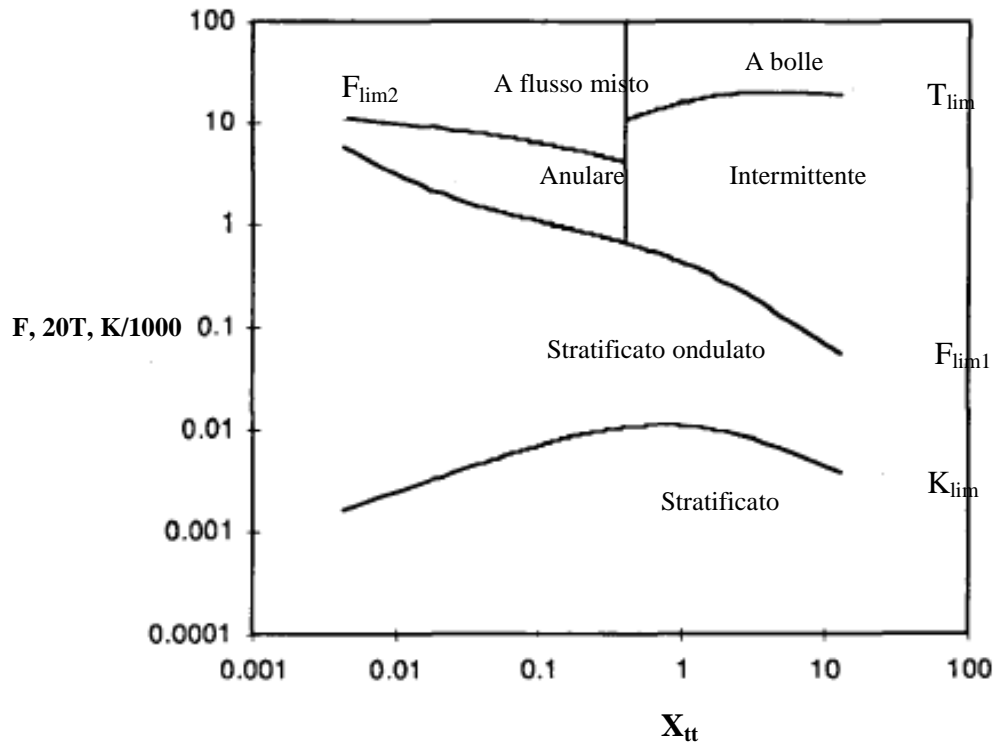


Figura 2.3 Mappa di Steiner (1993a) per la determinazione dei regimi di moto con entrambe le fasi in regime turbolento.

Le coordinate degli assi della mappa di Steiner (1993a) sono di seguito definite:

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.875} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.125} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \quad (2.10)$$

$$F = \left(\frac{G^2 x^2}{gd\rho_l\rho_v}\right)^{0.5} \quad (2.11)$$

$$K = \left(\frac{G^3 x^2 (1-x)}{\rho_v(\rho_l - \rho_v)\mu_l g \cos\varphi}\right)^{0.5} \quad (2.12)$$

$$T = \left(\frac{f_l G^2 (1-x)^2}{2d\rho_l(\rho_l - \rho_v)g \cos\varphi}\right)^{0.5} \quad (2.13)$$

dove φ è l'angolo di inclinazione del condotto rispetto all'orizzontale e $f_l = \frac{0.3164}{\text{Re}_l^{0.25}}$.

Le transizioni tra i diversi regimi di flusso sono definite dai seguenti parametri:

$$F_{\text{lim1}}^2 = \frac{16A_{vd}^3}{\pi^2(1-(2h_{ld}-1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{ld}^2} \left(\frac{Fr}{We} \right)_l + \frac{1}{\cos \varphi} \right] \quad (2.14)$$

$$F_{\text{lim2}}^2 = \frac{7680A_{vd}^2}{\pi^2 f_{ph}} \left(\frac{Fr}{We} \right)_l \quad (2.15)$$

$$K_{\text{lim}}^2 = \frac{226.3^2}{\pi^3} A_{ld} A_{vd}^2 \quad (2.16)$$

$$T_{\text{lim}}^2 = \frac{128}{\pi^2 P_{id}} A_{vd} A_{ld}^2 \quad (2.17)$$

dove:

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_l = \frac{gd^2 \rho_l}{\sigma_l} \quad (2.18)$$

$$f_{ph} = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5A_{ld}} \right) \right]^{-2} \quad (2.19)$$

Nella Figura 2.4 sono riportati tutti i simboli utilizzati per la definizione delle grandezze geometriche necessarie a determinare le curve di transizione tra i regimi di moto.

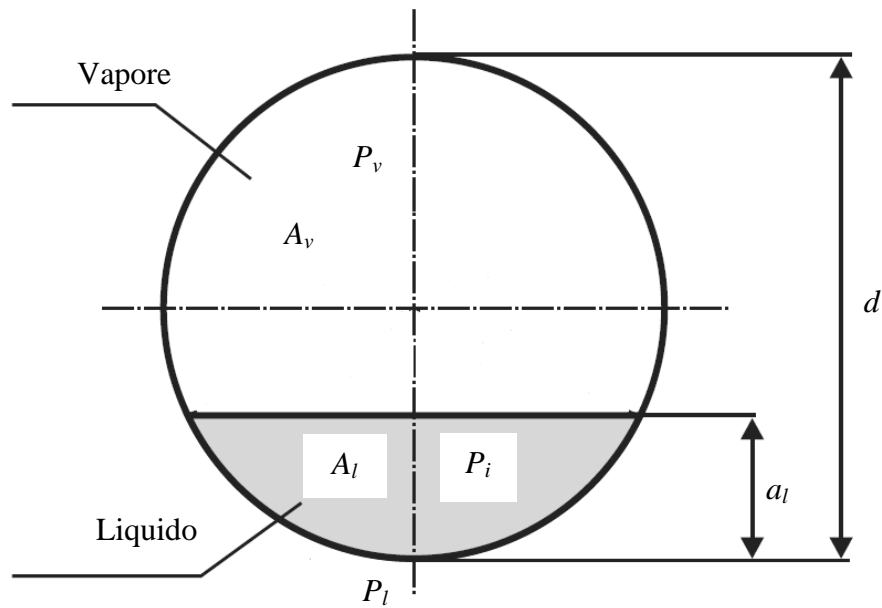


Figura 2.4 Rappresentazione schematica dei parametri geometrici utilizzati nella mappa di Steiner (1993a).

P_l è la misura del perimetro bagnato dal liquido, P_v è la misura del perimetro a contatto con il vapore, a_l è l'altezza del liquido supposto completamente stratificato e P_i è la misura della corda all'interfaccia. In maniera simile, A_l e A_v sono le aliquote della sezione del condotto occupate dalla fase liquida e dalla fase vapore. Tutte queste grandezze sono state adimensionalizzate rispetto al diametro interno del condotto nel seguente modo:

$$a_{ld} = \frac{a_l}{d} \quad P_{ld} = \frac{P_l}{d} \quad P_{vd} = \frac{P_v}{d} \quad P_{id} = \frac{P_i}{d} \quad A_{ld} = \frac{A_l}{d^2} \quad A_{vd} = \frac{A_v}{d^2} \quad (2.20)$$

Le grandezze definite nella (2.20) sono tra loro correlate; in particolare, nel caso in cui $a_{ld} \leq 0.5$, risulta:

$$P_{ld} = \left(8(a_{ld})^{0.5} - 2(a_{ld}(1-a_{ld}))^{0.5} \right) / 3 \quad (2.21)$$

$$P_{vd} = \pi - P_{ld} \quad (2.22)$$

$$A_{ld} = \left(12(a_{ld}(1-a_{ld}))^{0.5} + 8(a_{ld})^{0.5} \right) a_{ld} / 15 \quad (2.23)$$

$$A_{vd} = \frac{\pi}{4} - A_{ld} \quad (2.24)$$

Nel caso in cui $a_{ld} > 0.5$, invece, si ha:

$$P_{vd} = \left(8(1-a_{ld})^{0.5} - 2(a_{ld}(1-a_{ld}))^{0.5} \right) / 3 \quad (2.25)$$

$$P_{ld} = \pi - P_{vd} \quad (2.26)$$

$$A_{vd} = \left[12(a_{ld}(1-a_{ld}))^{0.5} + 8(1-a_{ld})^{0.5} \right] (1-a_{ld}) / 15 \quad (2.27)$$

$$A_{ld} = \frac{\pi}{4} - A_{vd} \quad (2.28)$$

In tutti i casi P_{id} viene calcolato come segue:

$$P_{id} = 2(a_{ld}(1-a_{ld}))^{0.5} \quad (2.29)$$

Per ricavare P_{vd} , P_{vl} , A_{vd} e A_{vl} , è necessario conoscere a_{ld} ; quest'ultimo viene determinato in maniera iterativa mediante il metodo suggerito da Taitel e Dukler (1976), a partire dalla seguente equazione:

$$X_{tt}^2 = \left[\left(\frac{P_{vd} + P_{id}}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\pi^2}{64A_{vd}^2} \right) \left(\frac{P_{vd} + P_{id}}{A_{vd}} + \frac{P_{id}}{A_{ld}} \right) - \frac{1}{T_v^2} \right] \left(\frac{\pi}{P_{ld}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{64A_{ld}^3}{\pi^2 P_{ld}} \right) \quad (2.30)$$

dove:

$$T_v^2 = \left(\frac{f_v G^2 x^2}{2dg\rho_v(\rho_l - \rho_v)\text{sen}\varphi} \right)^{0.5} \quad (2.31)$$

$$f_v = \frac{0.3164}{\text{Re}_v^{0.25}} \quad (2.32)$$

Una volta determinato a_{ld} tramite la (2.30) è possibile valutare gli altri parametri che compaiono nella (2.20) e, quindi, i parametri definiti dalle relazioni (2.14)-(2.17). In tal modo si possono ricavare le curve di transizione della mappa di Steiner (1993a).

Secondo tale mappa, il regime di moto:

- ✓ è stratificato se $K < K_{lim}$;
- ✓ è stratificato ondulato se $F < F_{lim1}$;
- ✓ è a bolle se $T \geq T_{lim}$;
- ✓ è intermittente se $X_{tt} \geq 0.34$ e $F > F_{lim1}$;
- ✓ è a flusso misto se $X_{tt} > 0.51$ e $F \geq F_{lim2}$;
- ✓ è anulare negli altri casi.

Rispetto al caso in cui le due fasi sono in regime turbolento, nel caso in cui tutte le due fasi sono in regime laminare si ha solo una leggera differenza nei valori limite del parametro di Martinelli.

2.1.4 Mappa di Kattan, Thome e Favrat

Rispetto al caso di moti adiabatici, nel caso di moti diatermani altri fattori possono influenzare le configurazioni della fase liquida e della fase aeriforme come, ad esempio, la formazione di bolle nella fase liquida e l'assottigliamento del film liquido aderente alla parete (con eventuale asciugamento della parete superiore del tubo) durante il regime di moto anulare. L'influenza di tali fattori è tanto maggiore quanto maggiore è il flusso termico in parete.

La mappa di Steiner (1993a) è stata sviluppata per moti adiabatici per cui non tiene conto dell'influenza che il flusso termico ha sulla transizione tra i diversi regimi di moto.

Per tener conto di tale influenza sui fenomeni che avvengono durante l'evaporazione in convezione forzata in condotti orizzontali, Kattan et al. (1998), hanno presentato una versione modificata della mappa di Steiner (1993a), utilizzabile sia per moti adiabatici che per moti diabatici. Kattan et al. (1998) hanno ottenuto delle osservazioni dei regimi di moto in due condotti orizzontali di rame con diametro interno pari a 12.00 e 10.92 mm, riscaldati mediante un fluido secondario (acqua). Le visualizzazioni hanno riguardato 2 sostanze pure (R134a e R123), 2 miscele ternarie zeotrope (R402A e R404A) e una miscela binaria azeotropica (R502), con valori della pressione di saturazione compresi tra 1.12 e 8.88 bar, del flusso di massa compresi tra 100 e 500 kg/m²s, del titolo compresi tra 0.04 e 1 e del flusso termico tra 0.4 e 36.54 kW/m².

Nella mappa di Kattan et al. (1998) le curve di transizione sono fornite tramite equazioni che correlano il flusso di massa di transizione tra due regioni contigue con le proprietà termodinamiche del fluido e le grandezze significative per la distribuzione delle fasi nel condotto. Rispetto alla mappa di Steiner (1993a), Kattan et al. (1998), sulla base delle osservazioni sperimentali, hanno:

- ✓ inserito sugli assi coordinati il titolo e il flusso di massa (in tal modo, per un fissato valore del flusso di massa, è possibile seguire sulla mappa, in maniera semplice e immediata, il cambiamento del regime di moto associato all'evaporazione del fluido);
- ✓ modificato la curva di transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente o anulare per bassi valori del titolo;
- ✓ modificato la curva di transizione tra il regime anulare e il regime stratificato ondulato per alti valori del titolo per tener conto dell'influenza del flusso termico sul fenomeno del parziale asciugamento in parete dello spessore del film liquido nel regime anulare;
- ✓ modificato la curva di transizione tra il regime a flusso misto e il regime anulare per evitare che si potesse verificare il passaggio dal regime anulare al regime a flusso misto e il successivo ritorno ancora al regime a flusso misto.

In Figura 2.5 sono evidenziate le differenze tra la mappa di Steiner (1993a) e la mappa di Kattan et al. (1998) per il fluido R410A, con un diametro interno del condotto di 13.4 mm e una temperatura di saturazione di 5 °C, al variare del flusso termico tra 7.5 e 37.5 kW/m². I simboli S, SW, I, A e M indicano, rispettivamente, il regime stratificato, il regime stratificato ondulato, il regime intermittente, il regime anulare e il regime a flusso misto.

Dalla Figura 2.5 è possibile notare come, per alti valori del titolo, al variare del flusso termico, cambia la curva di transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente o anulare. In particolare, a parità di altre condizioni, al crescere del flusso termico, la transizione dal regime anulare al regime stratificato ondulato si verifica per valori via via inferiori del titolo. Inoltre, rispetto alla mappa di Steiner (1993a), la curva di transizione tra il regime stratificato ondulato e intermittente o anulare è stata spostata verso l'alto di 50 kg/m²s sulla base delle osservazioni dei regimi di moto condotte. Nella Figura 2.5 è mostrata anche la modifica alla curva di transizione dal regime anulare al regime a flusso misto necessaria ad evitare un ritorno (previsto dalla mappa di Steiner (1993a)) dal regime a flusso misto al regime anulare non giustificabile fisicamente; nella figura non compare il

regime a bolle in quanto corrispondente a valori del flusso di massa più elevati di quelli riportati sull'asse delle ordinate.

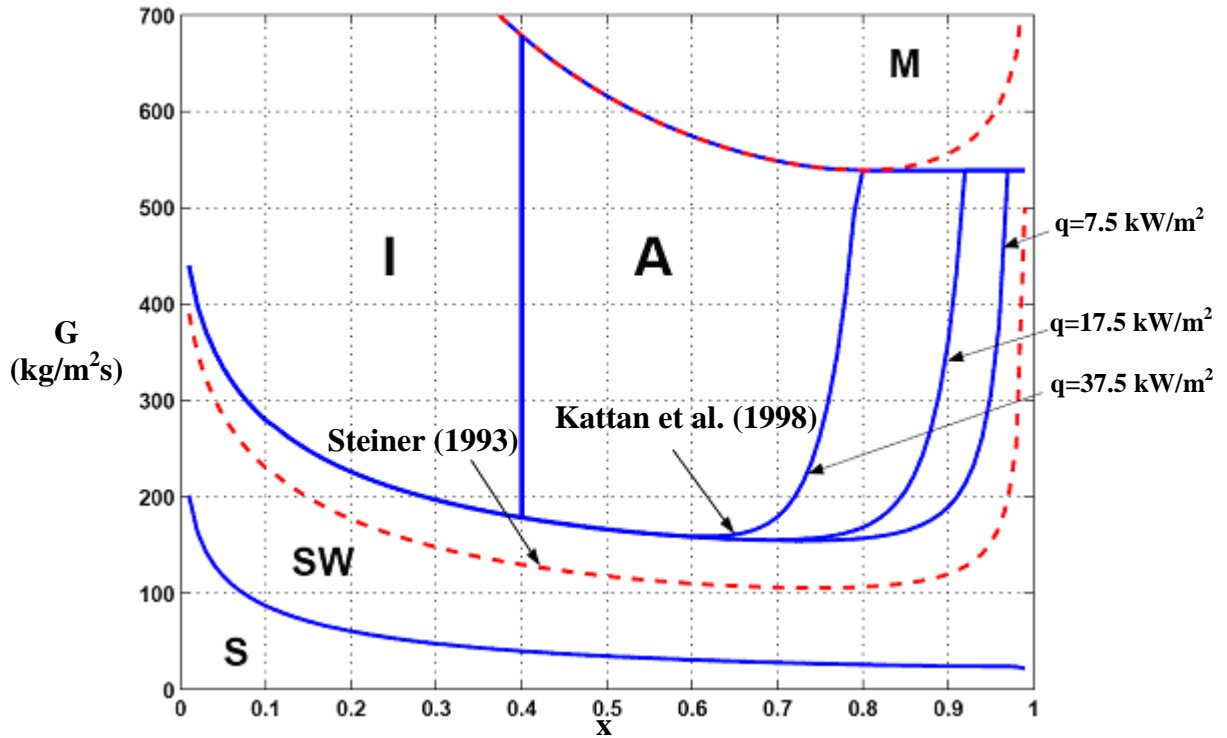


Figura 2.5 Confronto tra la mappa di Kattan et al. (1998) e quella di Steiner (1993a) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.4 mm e una temperatura di 5 °C al variare del flusso termico.

La transizione dal flusso stratificato al flusso stratificato ondulato è calcolata con la medesima equazione adottata da Steiner (1993a)

$$G_{\text{strat}} = \left\{ \frac{(226.3)^2 A_{\text{ld}} A_{\text{vd}}^2 \rho_v (\rho_l - \rho_v) \mu_l g}{x^2 (1-x) \pi^3} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (2.33)$$

Nella mappa di Steiner (1993a) la transizione dal flusso stratificato ondulato al regime intermittente o anulare è definita dalla relazione:

$$G_{\text{wavy,Steiner}} = \left\{ \frac{16A_{\text{vd}}^3 g d \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{\text{ld}} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{\text{ld}}^2} \left(\frac{\text{We}}{\text{Fr}} \right)_1 \right] \right\}^{0.5} \quad (2.34)$$

Kattan et al. (1998) hanno modificato la (2.34) come segue:

$$G_{\text{wavy,Kattan}} = \left\{ \frac{16A_{\text{vd}}^3 g d \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 (1 - (2a_{\text{ld}} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25a_{\text{ld}}^2} (1-x)^{-F_1(q)} \left(\frac{\text{We}}{\text{Fr}} \right)_1^{-F_2(q)} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 \quad (2.35)$$

dove:

$$F_1(q) = 646.0 \left(\frac{q}{q_{cr}} \right)^2 + 64.8 \left(\frac{q}{q_{cr}} \right) \quad (2.36)$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q}{q_{cr}} \right) + 1.023 \quad (2.37)$$

$$q_{cr} = 0.131 \rho_v^{1/2} i_{lv} \left[g(\rho_l - \rho_v) \sigma \right]^{1/4} \quad (2.38)$$

Il flusso critico q_{cr} rappresenta il valore minimo del flusso termico necessario per l'inizio dell'ebollizione nucleata ed, in questo caso, è utilizzato solo per adimensionalizzare il valore del flusso termico q . L'espressione di q_{cr} è ottenuta mediante la correlazione di Kutateladze (1948).

Confrontando la (2.34) con la (2.35) si nota come, rispetto alla mappa di Steiner (1993a), nella mappa di Kattan et al. (1998) sia stata introdotta la dipendenza dal flusso termico mediante i fattori $F_1(q)$ e $F_2(q)$.

Per individuare la transizione tra il regime anulare e il regime a flusso misto, Steiner (1993a) aveva proposto la seguente relazione:

$$G_{mist,Steiner} = \left\{ \frac{7680 A_{vd}^2 g d \rho_l \rho_v}{x^2 \pi^2 f_{ph}} \left(\frac{Fr}{We} \right)_1 \right\}^{0.5} \quad (2.39)$$

dove f_{ph} è ricavato tramite la (2.19).

Kattan et al. (1998) usano ancora la (2.39), ma, rispetto a Steiner (1993a), aggiungono un criterio per evitare il passaggio dal regime a flusso misto al regime anulare. In particolare, nella mappa di Kattan et al. (1998) si determina, dalla (2.39), il valore minimo $G_{mist,steiner_min}$ del flusso di massa corrispondente alla transizione tra il regime anulare e il regime a flusso misto e il titolo x_{min} per cui $G_{mist,Steiner} = G_{mist,Steiner_min}$. Una volta valutato x_{min} , si procede a valutare la curva di transizione tra il regime anulare e quello a flusso misto: tale curva è definita dalla (2.39) per $x < x_{min}$, mentre, per $x > x_{min}$, dalla seguente equazione:

$$G_{mist,Steiner} = G_{mist,Steiner_min} \quad (2.40)$$

Comunque, la transizione dal regime anulare al regime a flusso misto non è stata verificata sperimentalmente da Kattan et al. (1998) in quanto il loro apparato di prova non consentiva di raggiungere i valori del flusso di massa necessari all'instaurarsi del regime a flusso misto.

La transizione al flusso a bolle è calcolata con l'equazione:

$$G_b = \left\{ \frac{256 A_{vd} A_{ld}^2 d^{1.25} \rho_l (\rho_l - \rho_v) g}{0.3164 (1-x)^{1.75} \pi^2 P_{id} \mu_l^{0.25}} \right\}^{1/1.75} \quad (2.41)$$

Così come la transizione dal regime anulare al regime a flusso misto, neanche la transizione al regime a bolle è stata verificata sperimentalmente da Kattan et al. (1998) in quanto il loro apparato di prova non consentiva di raggiungere i valori del flusso di massa necessari all'instaurarsi di tale regime di moto.

Nella Figura 2.5, il regime a bolle non è presente in quanto, per le condizioni operative considerate, è previsto che si verifichi per valori del flusso di massa superiori a 700 kg/m²s.

Nel caso di entrambe le fasi in regime turbolento, nella mappa di Kattan et al. (1998) la transizione tra il regime intermittente e il regime anulare avviene per un fissato valore del parametro di Martinelli (definito dalla (2.10)) pari a 0.4. A questo proposito, è interessante osservare come Taitel e Dukler (1976) avevano suggerito un valore del parametro di Martinelli pari a 1.6 per individuare la transizione tra il regime intermittente e il regime anulare. Ricavando il titolo dalla (2.10) per $X_{tt}=0.4$, Kattan et al. (1998) ottengono il titolo di transizione tra il regime di moto intermittente e quello anulare tramite la seguente:

$$x_{I-A} = \left\{ \left[0.2914 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (2.42)$$

La (2.41) è identica all'equazione proposta da Steiner (1993a) per determinare il passaggio tra il regime intermittente e quello anulare.

L'utilizzo della mappa di Kattan et al. (1998) prevede la determinazione di h_{ld} tramite la (2.30) per $\varphi=0$ (le osservazioni di Kattan et al. (1998), infatti, hanno riguardato condotti orizzontali). Una volta valutato a_{ld} , è possibile determinare gli altri parametri adimensionali che compaiono nella (2.20) e, quindi, le curve di transizione tra i diversi regimi di moto.

Kattan et al. (1998) hanno verificato l'affidabilità della mappa tramite 702 osservazioni sperimentali riscontrando che il 96.2% dei regimi di moto visualizzati veniva predetto correttamente. Successivamente Zürcher et al. (1997) hanno verificato che anche l'85.7% dei regimi di moto osservati con un fluido (R407C) diverso da quelli considerati risultavano predetti in maniera opportuno dalla mappa di Kattan et al. (1998).

2.1.5 Mappa di Zürcher, Thome e Favrat

Sulla base di osservazioni sperimentali dei regimi di moto dell'ammoniaca, Zürcher et al. (1999) hanno proposto una modifica, rispetto alla mappa di Kattan et al. (1998) della curva di transizione tra il regime stratificato e il regime stratificato ondulato e della curva di transizione tra il regime stratificato e il regime intermittente o anulare:

$$G_{strat} = G_{strat,Kattan et al.} + 20x \quad (2.43)$$

$$G_{wavy} = G_{wavy,Kattan et al.} - 75e^{-\left[\frac{(x^2-0.97)^2}{x(1-x)} \right]} \quad (2.44)$$

Zürcher et al. (1999), inoltre, hanno notato titoli di transizione tra il regime anulare e il regime stratificato ondulato troppo modesti per cui hanno proposto di ridurre l'influenza del flusso termico su tale transizione proponendo dei valori diversi di $F_1(q)$ e $F_2(q)$:

$$F_1(q) = 24.12 \left(\frac{q}{q_{cr}} \right) \quad (2.45)$$

$$F_2(q) = 4.825 \left(\frac{q}{q_{cr}} \right) + 1 \quad (2.46)$$

Le osservazioni di Zürcher et al. (1999) hanno riguardato l'evaporazione in convezione forzata dell'R717 in un condotto orizzontale di diametro interno pari a 13.84 mm, per una temperatura di saturazione di 4 °C, un flusso di massa compreso tra 20 e 140 kg/m²s, un flusso termico variabile tra 5 e 58 kW/m² e valori del titolo inclusi tra 0.01 e 0.99.

In Figura 2.6 è confrontata la mappa di Zürcher et al. (1999) con quella di Kattan et al. (1998) per il fluido R410A, un diametro interno del tubo di 13.84 mm, una temperatura di saturazione di 5 °C e due valori del flusso termico (17.5 e 37.5 kW/m²). Si nota facilmente come la curva di transizione tra il regime stratificato e il regime stratificato ondulato sia stata spostata leggermente verso il basso e come la transizione tra il regime anulare e il regime stratificato ondulato avvenga per valori del titolo più elevati; è, inoltre, evidente come nella mappa di Zürcher et al. (1999) l'influenza del flusso termico sulla transizione A-SW sia meno pronunciata rispetto alla mappa di Kattan et al. (1998).

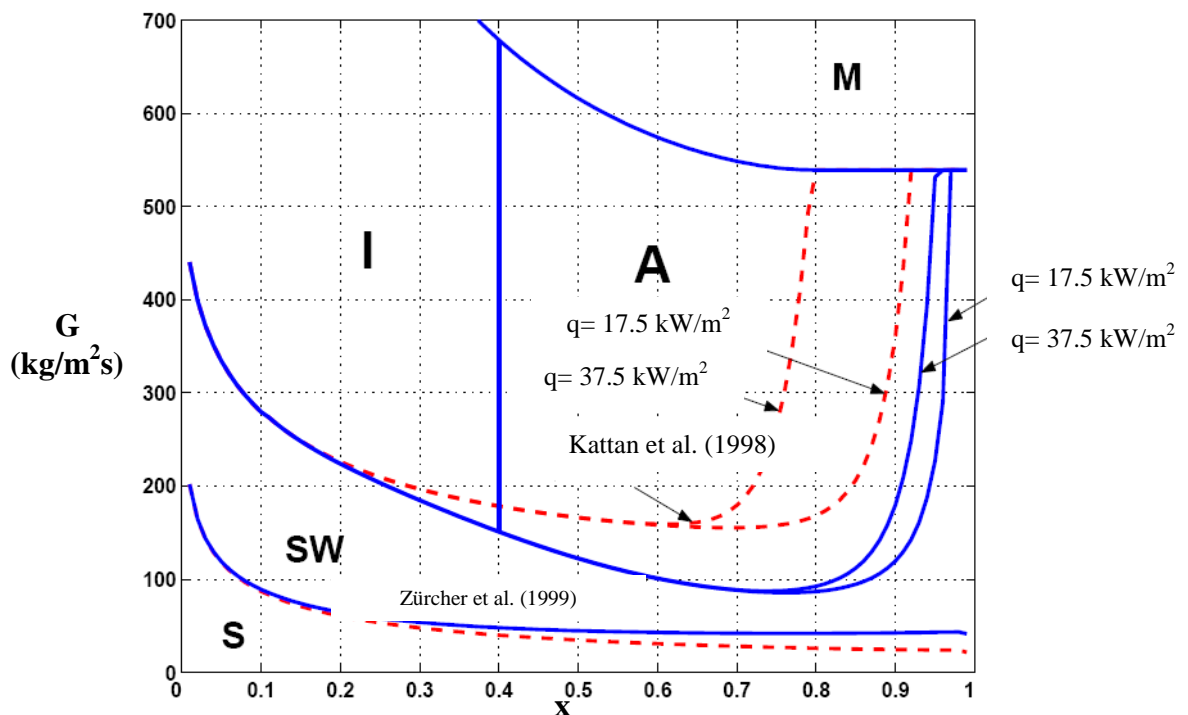


Figura 2.6 Confronto tra la mappa di Zürcher et al. (1999) con quella di Kattan et al. (1998) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C e due valori del flusso termico.

2.1.6 Mappa di Thome e El Hajal

L'utilizzo della mappa di Zürcher et al. (1999) prevede la determinazione delle grandezze adimensionali definite dalla (2.20) tramite una procedura iterativa. Al fine di renderne più veloce e

semplice l'utilizzo, nel 2002, Thome e El Hajal (2002) hanno proposto una versione modificata della mappa di Zürcher et al. (1999) in cui il calcolo dei parametri adimensionali definiti nella (2.20) avviene mediante la determinazione della frazione di vuoto con la seguente equazione esplicita:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_v} \left[\left(1 + 0.12(1-x) \right) \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right) + \frac{1.18(1-x) \left[g\sigma(\rho_l - \rho_v) \right]^{0.25}}{G\rho_l^{0.5}} \right]^{-1} \quad (2.47)$$

La (2.47) è la versione modificata da Steiner (1993b) dell'equazione di Rouhani-Axelsson, relativa all'ipotesi di modello a flussi separati. Tale equazione fornisce la frazione di vuoto in funzione del flusso di massa e delle proprietà del fluido.

Nella mappa di Thome e El Hajal (2002) si valuta la frazione di vuoto mediante la (2.47) e, di conseguenza, è possibile calcolare, in maniera diretta e non più iterativa, i differenti parametri geometrici di interesse:

$$A_{id} = \frac{A(1-\varepsilon)}{d^2} \quad (2.48)$$

$$A_{vd} = \frac{A\varepsilon}{d^2} \quad (2.49)$$

$$a_{id} = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2} \right) \right) \quad (2.50)$$

$$P_{id} = \sin \left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2} \right) \quad (2.51)$$

Per evitare qualsiasi iterazione, l'angolo θ_{strat} che compare nelle (2.50) e (2.51) viene determinato tramite la correlazione proposta da Biberg (1999), nella quale θ_{strat} è funzione solo della frazione di vuoto:

$$\theta_{strat} = 2\pi - 2 \left\{ \begin{array}{l} \pi(1-\varepsilon) + \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/3} \left[1 - 2(1-\varepsilon) + (1-\varepsilon)^{1/3} - \varepsilon^{1/3} \right] \\ - \frac{1}{200} (1-\varepsilon) \varepsilon \left[1 - 2(1-\varepsilon) \right] \left[1 + 4 \left((1-\varepsilon)^2 + \varepsilon^2 \right) \right] \end{array} \right\} \quad (2.52)$$

L'utilizzo della (2.52) comporta una differenza non superiore a 0.00005 radianti rispetto al valore di θ_{strat} ottenuto implementando la mappa di Zürcher et al. (1999).

Già Zürcher (2000), comunque, aveva proposto una mappa con il calcolo della frazione di vuoto mediante la (2.47), evitando così una procedura iterativa. Tale proposta, però, era limitata al regime di moto intermittente e al regime anulare, mentre, nel regime stratificato e nel regime a flusso misto, la valutazione delle grandezze definite dalla (2.20) era del tutto analoga a quella prevista dalla mappa di Zürcher et al. (1999); nel regime stratificato ondulato, Zürcher (2000) proponeva un'interpolazione tra i due metodi per il calcolo della frazione di vuoto; egli, inoltre, aveva introdotto una funzione di dissipazione nell'individuazione della curva di transizione tra il regime stratificato ondulato e il

regime anulare: tali modifiche rendevano la determinazione delle curve di transizione piuttosto lunga e articolata.

Per tale ragione, Thome e El Hajal (2002) hanno proposto di determinare la transizione tra il regime stratificato e il regime stratificato ondulato e la transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente o anulare come suggerito da Zürcher et al. (1999), modificando solo gli esponenti $F_1(q)$ e $F_2(q)$, come di seguito specificato:

$$F_1(q) = 646.0 \left(\frac{q/2}{q_{cr}} \right)^2 + 64.8 \left(\frac{q/2}{q_{cr}} \right) \quad (2.53)$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q/2}{q_{cr}} \right) + 1.023 \quad (2.54)$$

Le espressioni di $F_1(q)$ e $F_2(q)$ fornite dalle (2.53) e (2.54) si distinguono da quelle proposte da Kattan et al. [2.6] espresse dalle (2.36) e (2.37) per il fatto che al posto del flusso termico q compare il rapporto $q/2$; infatti, Thome e El Hajal (2002) sperimentalmente hanno evidenziato un'influenza del flusso termico sulla transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente o anulare meno pronunciata rispetto a quanto previsto dalla mappa di Kattan et al. (1998).

Per le altre transizioni, nella mappa di Thome e El Hajal (2002) si procede in maniera identica alla mappa di Kattan et al. (1998).

In Figura 2.7 è confrontata la mappa di Thome e El Hajal (2002) con quella di Zürcher et al. (1999) per il fluido R410A, un diametro interno del tubo di 13.84 mm, una temperatura di saturazione di 5 °C, un flusso di massa di 200 kg/m²s e due valori del flusso termico (17.5 e 37.5 kW/m²). Nella mappa di Thome e El Hajal (2002), rispetto alla mappa di Zürcher et al. (1999), si riscontra che:

- ✓ nella regione degli alti valori del titolo, la transizione tra il regime anulare e il regime stratificato ondulato avviene per valori più bassi del titolo;
- ✓ l'influenza del flusso termico sulla curva di transizione tra il regime anulare e il regime stratificato ondulato è più accentuata;
- ✓ la transizione tra il regime anulare e il regime a flusso misto avviene per valori più elevati del titolo;
- ✓ nella regione dei bassi titoli, la transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente avviene per valori più elevati del titolo.

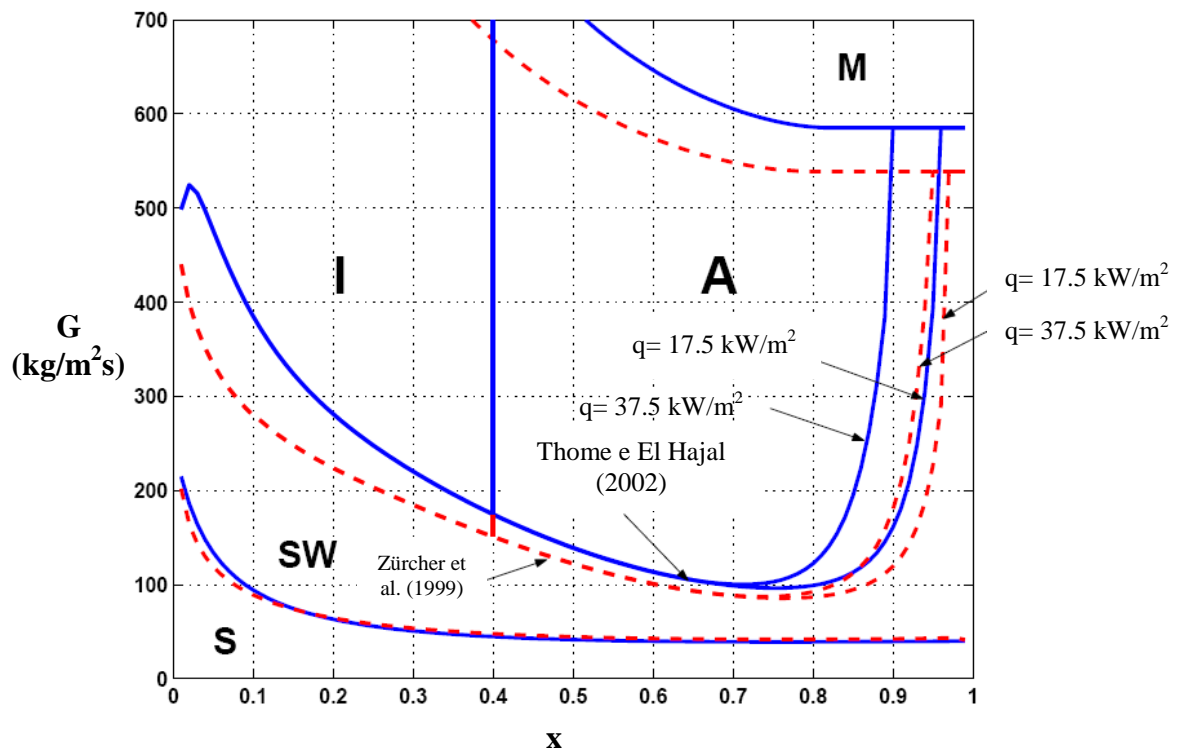


Figura 2.7 Confronto tra la mappa di Zürcher et al. (1999) e quella di Thome e El Hajal (2002) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C, un flusso di massa di 200 $\text{kg/m}^2\text{s}$ e due valori del flusso termico.

Dal momento che il flusso di massa influenza la frazione di vuoto, nella mappa di Thome e El Hajal (2002), a differenza della mappa di Zürcher et al. (1999), le curve di transizione tra i diversi regimi di moto variano con il flusso di massa. A tal proposito, in Figura 2.8 è mostrata la mappa di Thome e El Hajal (2002) per il fluido R410A, un diametro interno del tubo di 13.84 mm, una temperatura di saturazione di 5 °C e un flusso termico di 17.5 kW/m^2 al variare del flusso di massa tra 100 e 300 $\text{kg/m}^2\text{s}$.

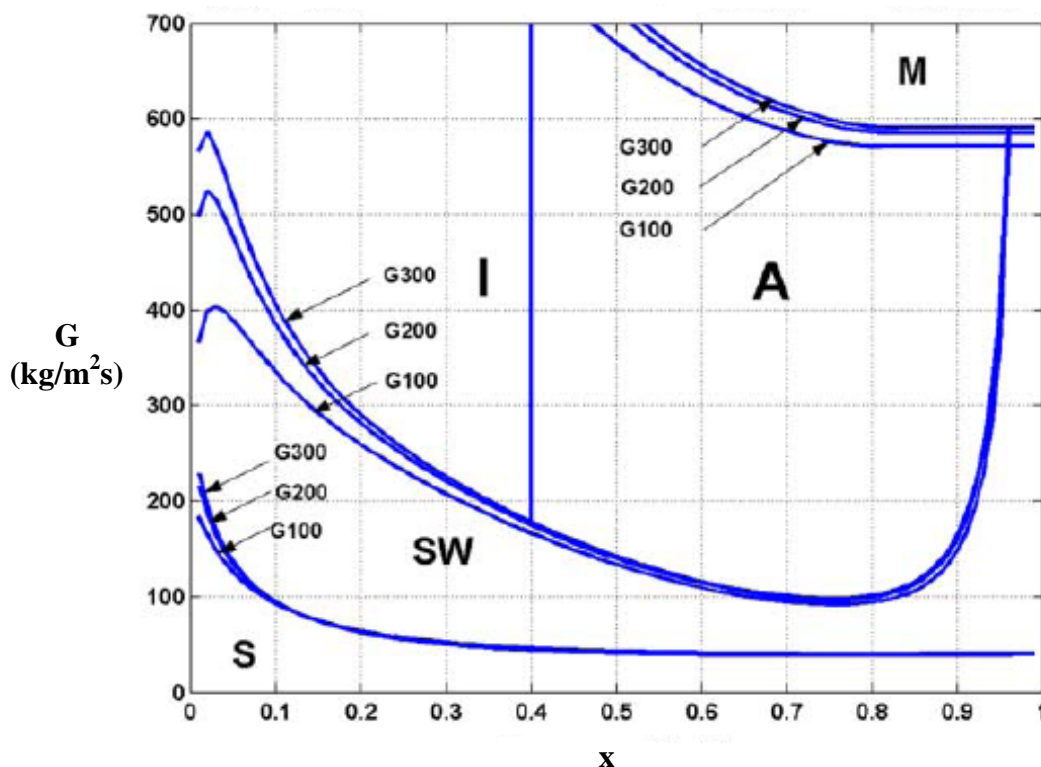


Figura 2.8 Mappa di Thome e El Hajal (2002) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C, un flusso termico di 17.5 kW/m² e 3 valori del flusso di massa.

Dalla Figura si osserva che l'effetto più significativo del flusso di massa si verifica per la transizione tra il regime stratificato ondulato e il regime intermittente per valori del titolo inferiori a 0.1.

2.1.7 Mappa di Wojtan, Ursenbacher e Thome

Sulla base di misurazioni dirette della frazione di vuoto nei regimi di moto stratificato, stratificato ondulato e a tappi e di nuovi valori sperimentali del coefficiente di scambio termico, Wojtan et al. (2005a) hanno modificato la mappa di Thome e El Hajal (2002). Le modifiche sono state apportate sulla base di prove condotte sull'R22 e sull'R410A che hanno permesso di ottenere 325 valori della frazione di vuoto e oltre 1250 valori del coefficiente di scambio termico (di cui 368 nel regime anulare con parziale asciugamento e nel regime a flusso misto).

Le condizioni operative indagate da Wojtan et al. (2005a) sono riassunte nella Tabella 2.1.

	Fluido	d (mm)	G (kg/m ² s)	t _{sat} (°C)	q (kW/m ²)
Misurazioni della frazione di vuoto	R22	13.60	70, 100, 150, 200	5	2.0÷7.5
	R22	8.00	100, 150	5	2.0÷7.5
	R410A	13.60	70, 150, 200, 300	5	2.0÷7.5
Misurazioni del coefficiente di scambio termico	Fluido	d (mm)	G (kg/m ² s)	t _{sat} (°C)	q (kW/m ²)
	R22	13.84	70÷700	5	2.0÷57.5
	R410A	13.84	70÷700	5	2.0÷57.5

Tabella 2.1 Condizioni operative indagate da Wojtan et al. (2005a).

La Figura 2.9 riporta una rappresentazione della mappa di Wojtan et al. (2005a) per una particolare condizione operativa.

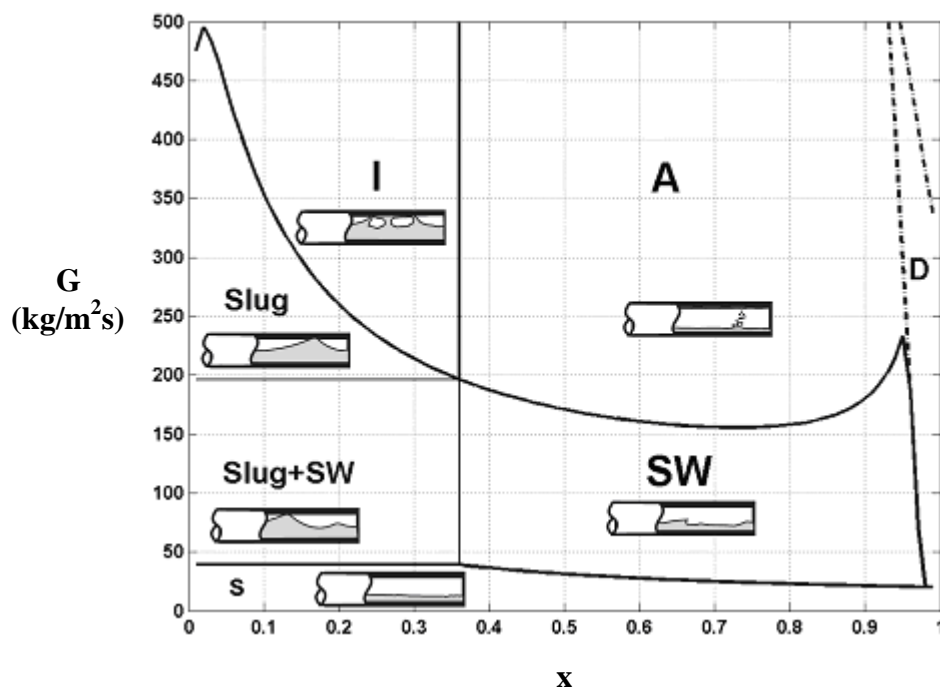


Figura 2.9 Rappresentazione della mappa di Wojtan et al. (2005a) per l'R22, una temperatura di 5 °C, un diametro interno di 13.84 mm, un flusso di massa di 100 kg/m²s e un flusso termico di 2.1 kW/m².

Wojtan et al. (2005a) hanno verificato l'ottimo accordo tra i valori misurati della frazione di vuoto e quelli predetti dalla (2.47). Sulla base di tali misurazioni, Wojtan et al. (2005a), rispetto alla mappa di Thome e El Hajal (2002), hanno:

- ✓ modificato la curva di transizione tra il flusso stratificato e il flusso stratificato ondulato per valori del titolo inferiori a x_{I-A} facendola diventare un segmento della retta di equazione $G=G_{strat}(x_{I-A})$;
- ✓ suddiviso la regione del flusso stratificato ondulato in tre zone: zona del flusso a tappi (indicata con il simbolo Slug nella Figura 2.9), zona del flusso a tappi + stratificato ondulato (indicata con il simbolo Slug+SW nella Figura 2.9) e zona del flusso stratificato ondulato (indicata con il simbolo SW nella Figura 2.9). In particolare:
 - per $G>G_{wavy}(x_{I-A})$ e $x<x_{I-A}$ si ha il flusso a tappi;
 - per $G_{strat}(x_{I-A})<G<G_{wavy}(x_{I-A})$ e $x<x_{I-A}$ si ha un flusso intermedio tra il flusso a tappi e il flusso stratificato ondulato (definito come flusso a tappi+stratificato ondulato);
 - per $x>x_{I-A}$ si ha il flusso stratificato.

Sulla base delle misurazioni del coefficiente di scambio termico, invece, rispetto alla mappa di Thome e El Hajal (2002), nella mappa di Wojtan et al. (2005a):

- ✓ è stata introdotta una specifica regione corrispondente al regime anulare con parziale asciugamento della parete del tubo (nella Figura 2.9 tale regione è indicata con la lettera D);
- ✓ a partire dalla correlazione di Mori et al. (2000) per il calcolo del titolo di inizio dryout, è stata introdotta la curva di transizione tra il regime anulare e il regime anulare con parziale asciugamento in parete mediante la seguente:

$$G_{dryout} = \left[\frac{1}{0.235 \left(\ln \left(\frac{0.58}{x} \right) + 0.52 \right) \left(\frac{d}{\rho_v \sigma} \right)^{-0.17}} \cdot \left(\frac{1}{gd\rho_v (\rho_l - \rho_v)} \right)^{-0.37} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0.25} \left(\frac{q}{q_{cr}} \right)^{-0.70} \right]^{0.926} \quad (2.55)$$

dove q_{cr} è sempre fornito dalla (2.38);

- ✓ a partire dalla correlazione di Mori et al. (2000) per il calcolo del titolo di inizio dryout, è stata introdotta la curva di transizione dal regime anulare con parziale asciugamento in parete al regime a flusso misto con l'equazione:

$$G_{mist} = \left[\frac{1}{0.0058 \left(\ln \left(\frac{0.61}{x} \right) + 0.57 \right) \left(\frac{d}{\rho_v \sigma} \right)^{-0.38}} \cdot \left(\frac{1}{gd\rho_v (\rho_l - \rho_v)} \right)^{-0.15} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.09} \left(\frac{q}{q_{cr}} \right)^{-0.27} \right]^{0.943} \quad (2.56)$$

dove q_{cr} è sempre fornito dalla (2.38);

✓ sono stati imposti i seguenti vincoli:

- se $G_{strat}(x_i) \geq G_{dryout}(x_i)$ allora si impone $G_{dryout}(x_i) = G_{strat}(x_i)$;
- se $G_{wavy}(x_i) \geq G_{dryout}(x_i)$, allora $G_{dryout}(x_i) = G_{wavy}(x_i)$;
- se $G_{dryout}(x_i) \geq G_{mist}(x_i)$, allora $G_{dryout}(x_i) = G_{mist}(x_i)$.

2.1.8 Mappa per la predizione dei regimi di moto dell'anidride carbonica

Le mappe finora presentate sono state implementate in parte o completamente sulla base di osservazioni sperimentali dei regimi di moto e/o tramite la misurazione del coefficiente di scambio termico bifase di fluidi diversi dall'anidride carbonica. D'altronde, tale fluido presenta proprietà termodinamiche e di trasporto profondamente diverse da quelle dei refrigeranti tradizionali. Come già spiegato, tale fluido sta riscuotendo un rinnovato e notevole interesse nell'industria della refrigerazione e del condizionamento dell'aria e nel mondo della ricerca scientifica nazionale e internazionale e, conseguentemente, modelli accurati per la predizione dei regimi di moto rivestono un ruolo fondamentale nella valutazione del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico. Per tali ragioni negli ultimi anni sono state messe a punto delle mappe specifiche per l'individuazione del regime di flusso dell'R744.

2.1.8.1 Mappa di Yun e Kim

Yun e Kim (2004) hanno sviluppato una mappa per la predizione dei regimi di moto dell'anidride carbonica durante l'evaporazione in convezione forzata sulla base di visualizzazioni dirette in un canale orizzontale a sezione rettangolare di base pari a 16 mm e altezza pari a 2 mm.

Yun e Kim (2004) hanno individuato solo tre diversi regimi di moto (a bolle, intermittente e anulare) e hanno proposto dei criteri di transizione tra i regimi di flusso osservati confrontando i criteri di transizione esistenti con le visualizzazioni sperimentali ottenute.

In particolare, la transizione dal regime a bolle al regime intermittente è stimata mediante il modello a flussi separati dalla seguente equazione:

$$j_v \varepsilon = C_0 j \quad (2.57)$$

dove j_v è la velocità superficiale della fase vapore, ε è la frazione di vuoto, C_0 è un parametro che tiene conto della distribuzione delle fasi e j è la velocità superficiale della miscela. Nella (2.57), Yun e Kim (2004) hanno suggerito di utilizzare come valori di ε e C_0 , rispettivamente, 0.2 e 1.11.

Gli autori, inoltre, hanno assunto la transizione tra il regime intermittente e il regime anulare dipendente dalle forze d'inerzia e dalla tensione superficiale per cui hanno proposto un criterio di

transizione basato su uno specifico valore (pari a 20) del numero di Weber della fase vapore così definito:

$$We_v = \frac{\rho_v J_v^2 d_h}{\sigma} \quad (2.58)$$

dove d_h è il diametro idraulico. Il regime anulare si verifica per valori del numero di Weber maggiori di 20.

Per la predizione della transizione tra il regime a bolle e il regime anulare, nella mappa di Yun e Kim (2004) si utilizza ancora la (2.57) ponendo, però, $\varepsilon=0.35$ e $C_0= 1.05$.

Nella Figura 2.10 è mostrata la mappa proposta da Yun e Kim (2004); sulle ascisse è riportato il titolo, mentre sulle ordinate è riportato il flusso di massa. Sulla mappa sono riportate anche le osservazioni sperimentali ottenute dagli autori.

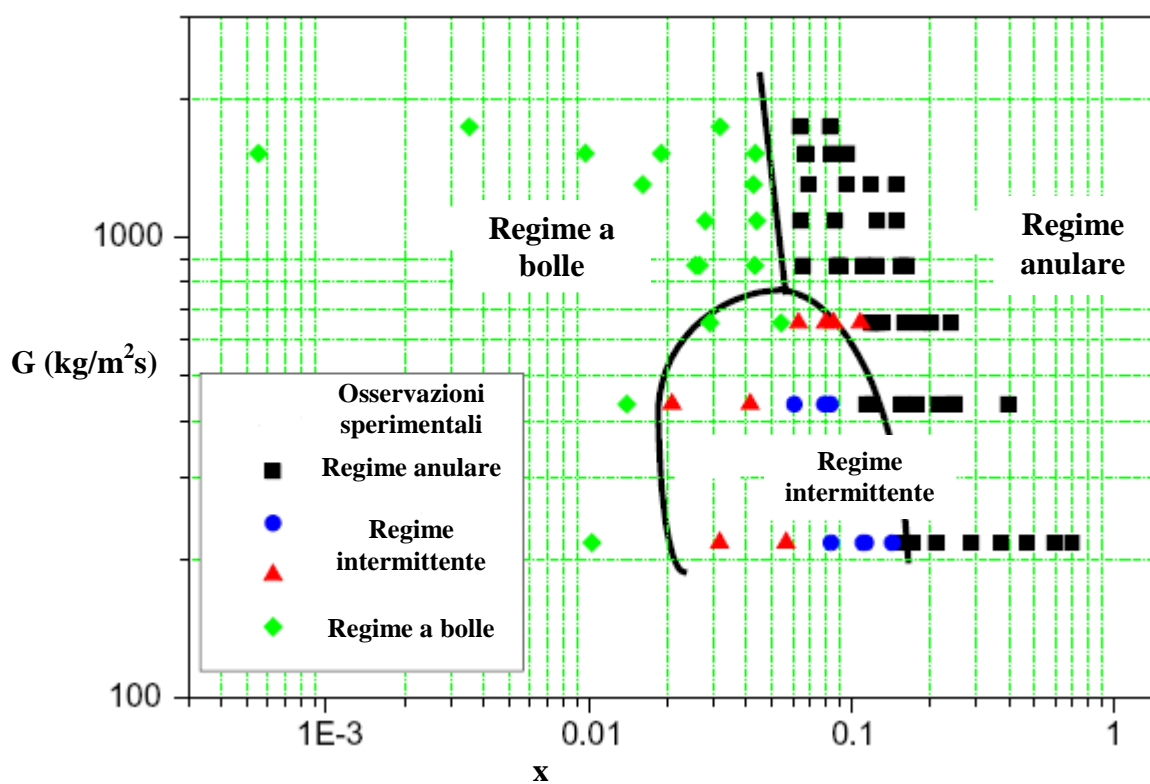


Figura 2.10 Mappa di Yun e Kim (2004) e confronto con le loro osservazioni sperimentali.

2.1.8.2 Mappa di Cheng, Ribatski, Moreno Quibén e Thome

Thome e Ribatski (2006), hanno confrontato le osservazioni sperimentali disponibili in letteratura sull'evaporazione in convezione forzata dell'anidride carbonica con i regimi di moto predetti dalla mappa di Yun e Kim (2004) e dalla mappa di Thome e El Hajal (2002) (sebbene quest'ultima non sia stata implementata specificatamente per la CO₂) riscontrando delle sostanziali divergenze. Dal confronto è scaturito che la transizione tra il regime intermittente e anulare avveniva per valori del titolo notevolmente inferiori a quelli predetti dalla mappa di Thome e El Hajal (2002) e il flusso a bolle si verificava per flussi di massa molto più bassi di quelli previsti dalla mappa di Thome e El Hajal (2002) stessa. Analogamente, la mappa di Yun e Kim (2004) non riusciva a predire in misura soddisfacente la transizione tra il flusso a bolle e il flusso a tappi.

Per tali ragioni, nel 2006 stesso, Cheng et al. (2006, 2007) hanno proposto una versione modificata della mappa di Wojtan et al. (2005a) per la predizione dei regimi di moto dell'anidride carbonica. Tale mappa è stata messa a punto sulla base dei lavori sperimentali disponibili in letteratura sull'evaporazione in convezione forzata della CO₂ in canali orizzontali. In particolare, sono stati presi in considerazione gli studi di Knudsen e Jensen (1997), Yun et al. (2003), Yoon et al. (2004), Koyama et al. (2001), Pettersen (2004) e Yun et al. (2005a) ricavandone 334 valori del coefficiente di scambio termico. La mappa è applicabile per diametri interni del tubo compresi tra 0.8 e 10 mm, per temperature di saturazione comprese tra -28 e 25 °C, per flussi di massa compresi tra 80 e 570 kg/m²s e per flussi termici compresi tra 5 e 32 kW/m².

Successivamente, nel 2008, Cheng et al. (2008a) hanno pubblicato un aggiornamento della mappa presentata nel 2006. Rispetto alla mappa di Wojtan et al. (2005a), nella mappa di Cheng et al. (2008a):

- ✓ in luogo del diametro idraulico è stato proposto l'uso del diametro equivalente per consentirne l'utilizzo anche per tubi a sezione non circolare:

$$d_{eq} = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \quad (2.59)$$

- ✓ è stata modificata la curva di transizione tra il regime intermittente e il regime anulare in modo da prevedere una transizione anticipata:

$$x_{I-A} = \left[1.8^{1/0.875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{-1/7} + 1 \right]^{-1} \quad (2.60)$$

- ✓ è stata modificata la curva di transizione tra il regime anulare e il regime anulare con parziale asciugamento in parete in modo da prevedere una transizione anticipata:

$$G_{dryout} = \left[\frac{1}{0.236} \left(\ln \left(\frac{0.58}{x} \right) + 0.52 \right) \left(\frac{d_{eq}}{\rho_v \sigma} \right)^{-0.17} \cdot \left(\frac{1}{g d_{eq} \rho_v (\rho_l - \rho_v)} \right)^{-0.17} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0.25} \left(\frac{q}{q_{cr}} \right)^{-0.27} \right]^{1.471} \quad (2.61)$$

✓ è stata modificata la curva di transizione tra il regime anulare con parziale asciugamento in parete e il regime a flusso misto in modo da prevedere una transizione anticipata:

$$G_{\text{mist}} = \left[\frac{1}{0.502} \left(\ln \left(\frac{0.61}{x} \right) + 0.57 \right) \left(\frac{d_{\text{eq}}}{\rho_v \sigma} \right)^{-0.16} \cdot \left(\frac{1}{g d_{\text{eq}} \rho_v (\rho_l - \rho_v)} \right)^{-0.15} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.09} \left(\frac{q}{q_{\text{cr}}} \right)^{-0.72} \right]^{1.613} \quad (2.62)$$

Rispetto a quella del 2006, la mappa di Cheng et al. (2008a) è stata implementata su un database sperimentale più ampio (includente altri 10 lavori (Gao e Honda (2005a, 2005b), Tanaka et al. (2001), Hihara (2000), Shinmura et al. (2006), Zhao et al. (2000a, 2000b), Yun et al. (2002, 2005b), Jeong et al. (2005)) per cui risulta applicabile in un range di condizioni operative più esteso:

- ✓ $0.6 \text{ mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 10 \text{ mm}$;
- ✓ $-28 \text{ °C} \leq t_{\text{sat}} \leq 25 \text{ °C}$;
- ✓ $50 \text{ kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$;
- ✓ $1.8 \text{ kW/m}^2 \leq q \leq 46 \text{ kW/m}^2$.

Cheng et al. (2008a) hanno osservato che l'82% delle 28 osservazioni sperimentali di Gasche (2006) risultano predette in maniera corretta dalla loro mappa.

2.1.9 Considerazioni conclusive sulle mappe per la predizione dei regimi di moto

La determinazione dei regimi di moto durante l'evaporazione in convezione forzata in canali orizzontali è fondamentale per la conoscenza della distribuzione delle due fasi in un condotto e, quindi, per la determinazione delle perdite di carico e del coefficiente di scambio termico. Tale problema è stato affrontato ricorrendo a metodi empirici, ovvero basati sull'osservazione diretta del moto, o analitici, basati sulla trattazione delle instabilità dell'equilibrio delle configurazioni geometriche di alcuni regimi di moto particolari.

Storicamente i primi metodi apparsi, per ragioni pratiche di utilizzo, prevedevano l'uso di mappe in cui le variabili di ingresso erano dei parametri misurabili sperimentalmente. All'interno di tali diagrammi erano riportate le regioni relative ai diversi regimi di moto. Successivamente, lo sviluppo degli strumenti di calcolo numerico, ha consentito di ricorrere a procedure analitiche per l'individuazione dei regimi di moto.

Tra le mappe disponibili in letteratura, le più utilizzate sono quelle proposte recentemente da Wojtan, Ursenbacher e Thome (2005a) e da Cheng, Ribatski, Wojtan e Thome (2008a). Entrambe le mappe sono state costruite a partire dal modello analitico proposto da Taitel e Dukler (1976) e implementate mediante l'osservazione dei regimi di flusso, la misurazione diretta della frazione di vuoto e la valutazione sperimentale del coefficiente di scambio termico. La mappa di Wojtan, Ursenbacher e Thome (2005a) è stata messa a punto su dati relativi ai fluidi R134a, R123, R402A, R404A, R502,

R22, R407C e R717, mentre la mappa di Cheng, Ribatski, Wojtan e Thome (2008a) è stata implementata facendo riferimento a lavori sperimentali riguardanti l'anidride carbonica. Tali metodi consentono di predire i regimi di moto in funzione del tipo di fluido, del diametro interno del tubo e di parametri di immediata interpretazione fisica (titolo, flusso di massa, temperatura di saturazione, flusso termico) sia per moti adiabatici che diabatici. Essi permettono di prevedere anche il regime anulare con parziale asciugamento in parete e il flusso misto e tengono conto dell'influenza del flusso termico sulle curve di transizione tra il regime anulare e il regime anulare con parziale asciugamento e tra quest'ultimo e il regime a flusso misto. Da un punto di vista calcolativo, tali mappe richiedono una procedura diretta e non iterativa, ma al tempo stesso necessitano dell'utilizzo di un'implementazione tramite un codice di calcolo per la determinazione delle curve di transizione in ogni condizione operativa testata.

2.2 Metodi per la predizione del coefficiente di scambio termico per fluidi puri

Lo sviluppo di correlazioni per la predizione dei coefficienti di scambio termico durante il passaggio di fase all'interno di un canale riscaldato è oggetto di studio già da molti anni.

Si distinguono sostanzialmente 4 tipi di correlazioni:

- correlazioni basate sulla sovrapposizione degli effetti;
- correlazioni strettamente convettive;
- correlazioni strettamente empiriche;
- correlazioni basate sui regimi di moto.

Le correlazioni basate sulla sovrapposizione degli effetti (anche dette correlazioni basate sul modello additivo) consentono la predizione del coefficiente di scambio termico bifase durante il regime di ebollizione nucleata di liquido saturo.

Durante tale regime di ebollizione, lo scambio termico è legato sia all'ebollizione eterogenea che alla convezione forzata; al crescere del titolo, il contributo nucleativo decresce, mentre il contributo convettivo diventa via via più significativo. Ciascuna delle correlazioni basate sulla sovrapposizione degli effetti fornisce, allora, il coefficiente di scambio termico bifase come somma del contributo nucleativo e del contributo convettivo. Tali correlazioni hanno, dunque, una forma del tipo:

$$h = \left[(Sh_{nb})^n + (Eh_l)^n \right]^{1/n} \quad (2.125)$$

dove h_{nb} è il coefficiente di scambio termico nucleativo e h_l è il coefficiente di scambio termico della sola fase liquida; h_{nb} è moltiplicato per un fattore soppressivo S ($S \leq 1$) che tiene conto del fatto che, al procedere del passaggio di fase, il contributo nucleativo vede diminuire la sua intensità fino a scomparire del tutto, mentre h_l è moltiplicato per un fattore accrescitivo E ($E \geq 1$) che tiene conto del fatto che man mano che il titolo aumenta lo scambio termico convettivo diventa via via più significativo grazie alla maggiore velocità della miscela bifasica rispetto al flusso monofase. I fattori

moltiplicativi S ed E sono ottenuti correlando i dati sperimentali; in genere, il fattore accrescitivo E è funzione del numero di Martinelli, mentre il fattore soppressivo S risulta inversamente proporzionale al numero di Reynolds e aumenta con il titolo. A seconda del valore del parametro n che compare nella (2.125), i metodi basati sulla sovrapposizione degli effetti si distinguono in lineari ($n=1$) e in non lineari ($n \neq 1$). I metodi basati sulla sovrapposizione degli effetti non lineari sono anche detti “asintotici” in quanto il valore del coefficiente di scambio termico bifase si avvicina maggiormente al più grande tra il coefficiente di scambio termico nucleativo e il coefficiente di scambio termico convettivo. Quindi, al crescere dell’esponente n , la transizione tra la regione in cui predomina lo scambio termico nucleativo e la regione in cui predomina lo scambio termico convettivo diventa via via più brusca.

Le correlazioni strettamente convettive sono ottenute ritenendo valide le seguenti ipotesi:

- regime di moto anulare simmetrico;
- fase liquida e fase vapore incomprimibili;
- regime stazionario.

In tali ipotesi il coefficiente di scambio termico bifase può essere scritto come il prodotto del coefficiente di scambio termico della sola fase liquida per un fattore funzione solo del parametro di Martinelli:

$$h = h_l f(X) \quad (2.126)$$

La forma delle correlazioni strettamente convettive può essere giustificata analiticamente tenendo conto che per un flusso monofase si può scrivere:

$$Nu_l = C Re_l^m Pr_l^n \quad (2.127)$$

dove C , m e n sono delle opportune costanti.

Per un flusso bifase, invece, si ha:

$$Nu = C Re^m Pr_l^n \quad (2.128)$$

Dividendo membro a membro la (2.127) e la (2.128), si ricava:

$$\frac{Nu}{Nu_l} = \frac{Re_b^m}{Re_l^m} \quad (2.129)$$

D'altronde:

$$Nu_l = \frac{h_l d}{k_l} \quad (2.130)$$

$$Nu = \frac{h d_h}{k_l} \quad (2.131)$$

$$Re_l = \frac{\dot{m}_l d}{A \mu_l} \quad (2.132)$$

$$\text{Re} = \frac{\dot{m}_l d_h}{A_l \mu_l} \quad (2.133)$$

$$d_h = \frac{4A_l}{P} = \frac{4(\pi d \delta)}{\pi d} = 4\delta \quad (2.134)$$

$$\frac{A}{A_l} = \frac{1}{(1-\varepsilon)} \quad (2.135)$$

dove h_l è il coefficiente di scambio termico monofase, d è il diametro del canale, k_l è la conducibilità termica della fase liquida, d_h è il diametro idraulico del film liquido aderente alla parete, \dot{m}_l è la portata massica della sola fase liquida, A è l'area della sezione del condotto, A_l è l'area della sezione del condotto occupata dalla fase liquida, P è il perimetro del canale, δ è lo spessore dell'anulo di liquido, ε è la frazione di vuoto.

Allora, dalla (2.129), risulta:

$$\frac{h}{h_l} = \frac{1}{(1-\varepsilon)} \quad (2.136)$$

Si può dimostrare che il legame tra la frazione di vuoto e il parametro di Martinelli può essere così scritto:

$$X^2 = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^m \quad (2.137)$$

In definitiva, dalla (2.137) e dalla (2.136), si ricava la (2.126).

Le correlazioni strettamente empiriche, invece, sono ottenute a partire da database sperimentali relativi ad uno o più fluidi refrigeranti e ad un ampio range di condizioni operative. In tali correlazioni, il coefficiente di scambio termico bifasico è legato al coefficiente di scambio termico della sola fase liquida mediante delle costanti e dei numeri adimensionali (parametro di Martinelli, numero di ebollizione, numero di Froude, ecc)

Recentemente è stato proposto un modello di correlazione basato sul regime di flusso bifase. In esso, per ogni sezione del tubo, si valuta l'aliquota bagnata dal liquido e l'aliquota a contatto con la fase vapore e si assume il coefficiente di scambio termico bifase pari alla media pesata del coefficiente di scambio termico della sola fase liquida associato all'aliquota bagnata della superficie del tubo e del coefficiente di scambio termico della fase vapore associato all'aliquota asciutta della superficie del tubo:

$$h = \frac{h_v d \theta_{dry} + d(2\pi - \theta_{dry}) h_l}{2\pi d} \quad (2.138)$$

dove θ_{dry} è l'angolo sotteso dall'aliquota asciutta del tubo. Tali modelli sono ottenuti a partire dalle equazioni di bilancio, tramite opportune ipotesi semplificative sulla distribuzione delle fasi e un'analisi di dati sperimentali. Il loro utilizzo comporta la necessità di implementare una mappa per

l'individuazione dei regimi di moto e, dunque, tempi di calcolo più lunghi rispetto alle altre correlazioni.

2.3 Metodi basati sul modello additivo lineare

Tra le molteplici correlazioni basate sul modello additivo lineare disponibili in letteratura, nel seguito vengono presentate le correlazioni di Gungor e Winterton (1986) e di Jung (1988).

2.3.1 Correlazione di Gungor e Winterton

Gungor e Winterton (1986) hanno proposto una correlazione del tipo:

$$h = S_{GW}h_{nb} + E_{GW}h_l \quad (2.139)$$

Il coefficiente di scambio termico nucleativo h_{nb} è calcolato con la correlazione di Cooper (1984) assumendo una rugosità superficiale pari a $1 \text{ } \square\text{m}$:

$$h_{nb} = 55 p_r^{0.12} (-\log_{10} p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (2.140)$$

dove M è il peso molecolare del fluido.

h_l è ancora il coefficiente di scambio termico della sola fase liquida in convezione forzata ottenuto tramite la correlazione di Dittus e Boelter (1930):

$$h_l = 0.023 \text{Re}_l^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \frac{k_l}{d} \quad (2.141)$$

con $\text{Re}_l = \frac{G(1-x)d}{\mu_l}$ e $\text{Pr}_l = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_l}$.

Il fattore accrescitivo F_{GW} è funzione del numero di ebollizione, del numero di Froude e del parametro di Martinelli, mentre il fattore soppressivo S_{GW} è funzione del numero di ebollizione, del numero di Froude, del parametro di Martinelli e del numero di Reynolds. Più in particolare, se $\text{Fr} < 0.05$ risulta:

$$E_{GW} = \left[1 + 24000 \cdot \text{Bo}^{1.16} + 1.37 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.86} \right] \text{Fr}^{(0.1-2\text{Fr})} \quad (2.142)$$

mentre, se $\text{Fr} \geq 0.05$, si ha:

$$E_{GW} = 1 + 24000 \cdot \text{Bo}^{1.16} + 1.37 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.86} \quad (2.143)$$

Nelle (2.142) e (2.143) il parametro di Martinelli è calcolato con la (1.32).

Per quanto riguarda S_{GW} , invece, se $\text{Fr} < 0.05$:

$$S_{GW} = \left(\frac{1}{1 + 1.15 \cdot 10^{-6} E_{GW}^2 \text{Re}_l^{1.17}} \right) \sqrt{\text{Fr}} \quad (2.144)$$

mentre se $\text{Fr} \geq 0.05$ si ha:

$$S_{GW} = \frac{1}{1 + 1.15 \cdot 10^{-6} E_{GW}^2 \text{Re}_l^{1.17}} \quad (2.145)$$

$$\text{Re}_l = \frac{G(1-x)d}{\mu_l}$$

Nelle (2.144) e (2.145) risulta

Le espressioni del fattore moltiplicativo e soppressivo sono state ottenute dagli autori sulla base di oltre 4300 valori sperimentali del coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di 7 fluidi (acqua, glicole etilenico, R11, R12, R22, R113, R114), sia in canali orizzontali che verticali, con diametro interno compreso tra 2.95 e 32.00 mm, ottenuti in un ampio range di valori della temperatura di saturazione ($-0.7 \text{ }^\circ\text{C} < t_{\text{sat}} < 364.9 \text{ }^\circ\text{C}$), del flusso di massa ($59.2 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 8179.3 \text{ kg/m}^2\text{s}$), del flusso termico ($1.1 \text{ kW/m}^2 < q < 2280.0 \text{ kW/m}^2$) e del titolo ($0 < x < 0.99$).

2.3.2 Correlazione di Jung

Anche Jung et al. (1988) ha proposto una correlazione basata sul modello additivo lineare:

$$h = S_J h_{nb} + E_J h_l \quad (2.146)$$

Nella (2.135) h_l è calcolato ancora con la correlazione di Dittus e Boelter (1930), mentre il coefficiente di scambio termico nucleativo è ottenuto con la correlazione di Stephan e Abdelsalam (1980):

$$h_{nb} = 207 \left(\frac{k_l}{d_b} \right) \left(\frac{q d_b}{k_l t_{\text{sat}}} \right)^{0.745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.581} \text{Pr}_l^{0.533} \quad (2.147)$$

dove d_b è il diametro di distacco della bolla espresso dalla relazione:

$$d_b = 0.0146\theta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0.5} \quad (2.148)$$

Nella (2.148) θ è l'angolo di contatto della bolla supposto pari a 35° .

Il fattore soppressivo S_J dipende dal parametro di Martinelli (fornito dalla (1.32)) e dal numero di ebollizione (fornito dalla (1.33)):

- ✓ se $X_{tt} \leq 1$ risulta $S_J = 4048 X_{tt}^{1.22} \text{Bo}^{1.13}$;
- ✓ se $1 < X_{tt} \leq 5$ risulta $S_J = 2.0 - 0.1 X_{tt}^{-0.28} \text{Bo}^{-0.33}$.

Il fattore accrescitivo E_J è funzione del parametro di Martinelli ed è espresso dalla seguente equazione:

$$E_J = 2.37 \left(0.29 + \frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.85} \quad (2.149)$$

Jung (1988) ha ottenuto le espressioni sopra riportate di S_J e E_J sulla base di oltre 3000 valori sperimentali del coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di R22,

R114, R12, R152a e loro miscele in un condotto orizzontale di acciaio inossidabile con diametro interno di 9.1 mm riscaldato per effetto Joule. Gli esperimenti sono stati condotti in un ampio range di valori della pressione ridotta ($0.08 \div 0.16$), del flusso di massa ($250.0 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 720.0 \text{ kg/m}^2\text{s}$), del flusso termico ($10.0 \text{ kW/m}^2 < q < 45.0 \text{ kW/m}^2$) e del titolo (fino a $x=0.95$).

2.4 Metodi basati sul modello additivo non lineare

Tra le molteplici correlazioni basate sul modello additivo non lineare disponibili in letteratura, nel seguito viene presentata la correlazione di Steiner e Taborek (1992).

2.4.1 Correlazione di Steiner e Taborek

La correlazione di Steiner e Taborek (1992) ha un'espressione fornita dalla (2.125) per un valore dell'indice n pari a 3:

$$h = \left[(h_{nb} \cdot S_{ST})^3 + (h_1 \cdot E_{ST})^3 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.150)$$

Il valore dell'esponente n , così come del fattore accrescitivo F_{ST} e del fattore soppressivo S_{ST} , sono stati ricavati mediante la correlazione di 12514 valori sperimentali del coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di acqua (10152 punti sperimentali), 4 fluidi refrigeranti (R11, R12, R22, R113), 7 idrocarburi (benzene, n-pentano, n-eptano, cicloesano, metanolo, etanolo, n-butano), ammoniacca, elio e azoto, in condotti verticali di diverso materiale (acciaio inossidabile, rame, nickel, argento e ottone), con diametro interno compreso tra 1 mm e 32 mm e con rugosità superficiale compresa tra 0.39 e 3 μm . Il database considerato da Steiner e Taborek (1992) è stato ricavato per un flusso di massa compreso tra 3.9 e 4850 $\text{kg/m}^2\text{s}$, un flusso termico compreso tra 0.1 e 4600 kW/m^2 , tutto il campo di valori del titolo e un ampio intervallo di valori della temperatura di saturazione (tra 90 e 372 °C per l'acqua, tra 58 e 105 °C per l'R11, tra 71 e 129 °C per l'ammoniaca, tra 26 e 100 °C per l'R12, tra 5 e 53 °C per l'R22, tra 1 e 144 °C per l'R113).

Il coefficiente di scambio termico della sola fase liquida è fornito dalla correlazione di Gnielinski (1976):

$$h_1 = \frac{k_l}{d} \left[\frac{\frac{f}{8} (Re_{lo} - 1000) Pr_1}{1 + 12.7 \sqrt{\frac{f}{8}} (Pr_1^{2/3} - 1)} \right] \quad (2.151)$$

dove il fattore d'attrito f è espresso dall'equazione :

$$f = \frac{0.3164}{\sqrt[4]{Re_{lo}}} \quad (2.152)$$

e il numero di Reynolds Re_{lo} è calcolato come segue:

$$\text{Re}_{10} = \frac{\text{Gd}}{\mu_1} \quad (2.153)$$

L'influenza del titolo sul contributo convettivo è tenuta in conto nell'espressione del fattore accrescitivo E_{ST} :

$$E_{ST} = \left[\left[(1-x)^{1.5} + 1.9x^{0.6} (1-x)^{0.01} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left[\frac{h_v}{h_l} x^{0.01} \left[1 + 8(1-x)^{0.7} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.67} \right] \right]^{-2} \right]^{-0.5} \quad (2.154)$$

Nella (2.154) il coefficiente di scambio termico della sola fase vapore è calcolato con la correlazione di Gnielinski (1976).

Si osserva come E_{ST} , oltre che del titolo, è funzione del rapporto tra la densità della fase liquida e della fase vapore.

Il fattore soppressivo S_{ST} è fornito dall'equazione:

$$S_{ST} = x_1 \cdot x_2 \cdot x_3 \cdot x_4 \cdot x_5 \quad (2.155)$$

dove

- x_1 è un fattore correttivo che tiene conto dell'influenza della pressione ridotta sul contributo nucleativo:

$$x_1 = 2.816 p_r^{0.45} + \left(3.4 + \frac{1.7}{1-p_r^7} \right) p_r^{3.7} \quad (2.156)$$

La (2.156) è valida per valori della pressione ridotta fino a 0.95;

- x_2 è un fattore correttivo che tiene conto dell'influenza del flusso termico sul contributo nucleativo; per tutti i fluidi, esclusi i fluidi criogenici (elio e azoto), risulta:

$$x_2 = \left(\frac{q}{q_{rif}} \right)^{0.8-0.1 \exp(1.75 p_r)} \quad (2.157)$$

dove q_{rif} è un valore del flusso termico di riferimento che varia con il tipo di fluido; per i refrigeranti, gli idrocarburi e i fluidi organici risulta $q_{rif}=20000 \text{ W/m}^2$, mentre per i fluidi inorganici (acqua, ammoniaca, anidride carbonica, ecc) è $q_{rif}=150000 \text{ W/m}^2$;

- x_3 è un fattore correttivo che tiene conto dell'influenza del diametro interno del tubo sul contributo nucleativo:

$$x_3 = \left(\frac{d}{d_{rif}} \right)^{-0.4} \quad (2.158)$$

dove d_{rif} è un diametro interno di riferimento pari a 0.01 m;

- x_4 è un fattore correttivo che tiene conto dell'influenza della rugosità interna del tubo sul contributo nucleativo:

$$x_4 = \left(\frac{R_a}{R_{a,rif}} \right)^{0.133} \quad (2.159)$$

dove $R_{a,rif}$ è un valore della rugosità superficiale di riferimento pari a 1 □m; la (2.1
 correlando i dati sperimentali; d'altronde, data la scarsità di informazioni disponibili sull'influenza della rugosità superficiale sul contributo nucleativo, Steiner e Taborek (1992) hanno suggerito di porre $x_4=1$;

➤ x_5 è un fattore correttivo che tiene conto dell'influenza del peso molecolare del fluido sul contributo nucleativo:

$$x_5 = 0.36M^{0.27} \quad (2.160)$$

Per i fluidi con $M > 10$, in alternativa alla (2.160), può essere utilizzata la seguente:

$$x_5 = 0.377 + 0.199 \ln M + 2.8427e - 5M^2 \quad (2.161)$$

La (2.161) è valida solo per valori di x_5 fino a 2.5. Comunque, sia la (2.160) che la (2.161) devono essere applicate ai fluidi diversi da quelli inclusi nel database analizzato da Steiner e Taborek (1992); infatti, per ciascuno di questi ultimi, gli autori hanno fornito i valori del parametro x_5 in forma tabellare.

Dall'analisi condotta, si osserva come il contributo nucleativo nella correlazione di Steiner e Taborek (1992) sia influenzato dalla pressione ridotta, dal flusso termico, dal diametro interno del tubo, dalla rugosità superficiale e dal peso molecolare, ma non dal titolo e dal flusso di massa; infatti, sperimentalmente, Steiner e Taborek (1992) hanno riscontrato un effetto trascurabile di tali parametri sul contributo nucleativo.

Il coefficiente di scambio termico nucleativo h_{nb} è calcolato con il metodo di Stephan e Preusser (1979) in condizioni normalizzate di flusso termico e pressione ridotta; per tutti i fluidi risulta:

$$h_{nb} = 0.1 \left(\frac{k_l}{d_b} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{-0.156} x_6^{0.674} x_7^{0.371} x_8^{0.35} x_9^{-0.16} \quad (2.162)$$

I parametri che compaiono nella (2.162) sono calcolati come segue:

$$x_6 = \frac{q_{rif} d_b}{k_l t_{sat}}$$

$$x_7 = \frac{i_{lv} d_b^2 \rho_l^2 c_{pl}^2}{k_l^2}$$

$$x_8 = \left(\frac{k_l}{\rho_l c_{pl}} \right)^2 \frac{\rho_l}{\sigma d_b}$$

$$x_9 = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_l}$$

con $d_b = 0,0146 \cdot \beta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5}$ e $\beta = 39^\circ\text{C}$. Nella valutazione dei coefficienti x_6, x_7, x_8, x_9 e di d_b , le proprietà del fluido, ad eccezione di ρ_v , devono essere determinate in condizioni normalizzate ovvero per una pressione ridotta pari a 0.1. La densità della fase vapore, invece, deve essere valutata alla pressione di saturazione. Inoltre, nella stima di h_{nb} il valore di q_{rif} è lo stesso per tutti i fluidi e pari a 20000 W/m^2 .

Per numerosi fluidi, comunque, Steiner e Taborek (1992) hanno riportato il valore di h_{nb} in condizioni normalizzate in forma tabellare.

Il termine relativo all'ebollizione nucleata, comunque, deve essere considerato non nullo solo se il flusso termico q è maggiore del flusso termico minimo necessario ad innescare il processo di formazione delle bolle q_{ONB} :

$$q_{ONB} = \frac{2\sigma_{sat} h_l}{r_{cr} \rho_v i_{lv}} \quad (2.163)$$

dove r_{cr} è il raggio critico. Quest'ultimo è assunto pari circa a $0.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

2.5 Correlazioni strettamente convettive e strettamente empiriche

Nel seguito, tra le correlazioni strettamente convettive, vengono presentate la correlazione di Gungor e Winterton (1987), la correlazione di Panek (1992) e la correlazione di Bandarra filho et al. (1997), mentre, tra le correlazioni strettamente empiriche, sono descritte la correlazione di Shah (1976) e la correlazione di Bandarra Filho (1997).

2.5.1 Correlazione di Gungor e Winterton

Al fine di rendere il procedimento di calcolo meno oneroso, nel 1987 Gungor e Winterton (1987) hanno presentato una versione modificata della correlazione proposta nel 1986 per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase:

$$h = h_l \left[1 + 3000 \text{Bo}^{0.86} + \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.41} \right] \quad (2.164)$$

dove h_l è ottenuto con la correlazione di Dittus e Boelter (1930).

Dalla (2.164) si ricava che h è funzione solo del numero di ebollizione e di una versione modificata del numero di convezione espressa dalla seguente:

$$\text{Co} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.41} \quad (2.165)$$

La (2.164) è stata implementata sulla stessa base di dati utilizzata da Gungor e Winterton per mettere a punto la loro precedente correlazione (1986).

2.5.2 Correlazione di Del Col per fluidi ad elevate pressioni ridotte

Basandosi su un database sperimentale relativo a diversi fluidi refrigeranti in un ampio intervallo di pressioni ridotte, Del Col (2010) propone una modifica della correlazione di Gungor e Winterton (1987) che consente di predire in maniera più accurata i risultati sperimentali ad elevate pressioni ridotte, in particolare i coefficienti di scambio termico locali dell'R410A per pressioni ridotte comprese tra 0.49 e 0.53.

La modifica consiste nel moltiplicare per un fattore correttivo, F_p , il coefficiente di scambio termico calcolato con la correlazione di Gungor e Winterton (1987), dove

$$F_p = 1.2$$

La correlazione proposta risulta più accurata per i dati relativi all'R410A rispetto agli altri fluidi studiati nel lavoro di Del Col (2010) per pressioni ridotte più basse.

2.5.3 Correlazione di Panek

Sulla base di misurazioni sperimentali del coefficiente di scambio termico e osservazioni dirette del regime di moto bifasico, Panek (1992) ha proposto la seguente equazione per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase:

$$h = h_1 \left(1 + 3.686 X_{tt}^{-0.563} \right) \quad (2.166)$$

Panek (1992) ha indagato l'evaporazione in convezione forzata dell'R12 e dell'R134a in due condotti orizzontali ($d=10.2$ mm e $d=12.7$ mm) per una temperatura di saturazione di 4.4 °C, valori del flusso termico compresi tra 5 e 30 kW/m², valori del flusso di massa compresi tra 100 e 500 kg/m²s e valori del titolo compresi tra 0.2 e 1 .

Dalla (2.166) è facile notare come nella correlazione proposta, a differenza di quella di Gungor e Winterton (1987), il coefficiente di scambio termico è funzione solo del parametro di Martinelli definito dalla (1.32).

2.5.4 Correlazione di Bandarra Filho, Saiz Jabardo e Lima

Bandarra Filho et al. (1997) hanno misurato il coefficiente di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata dell'R134a in un ampio range di condizioni operative (50 kg/m²s < G < 500 kg/m²s, 3 kW/m² < q < 30 kW/m², -20 °C < t_{sat} < 15 °C, 0.05 < x < 0.90) ottenendo oltre 600 punti sperimentali. Sulla base delle prove condotte, Bandarra Filho et al. (1997) hanno proposto la seguente correlazione:

$$h = h_1 \left(1 + 3.0 X_{tt}^{-0.65} \right) \quad (2.167)$$

Dalla (2.167) si evince che, come nella correlazione di Panek (1992), il coefficiente di scambio termico bifase è funzione solo del parametro di Martinelli definito dalla (1.32).

2.5.5 Correlazione di Shah

Nella correlazione proposta da Shah (1976) il coefficiente di scambio termico bifase è funzione del numero di convezione, del numero di ebollizione e del numero di Froude.

L'utilizzo della correlazione di Shah (1976) prevede innanzitutto la valutazione delle grandezze N ed F e del coefficiente di scambio termico convettivo h_{cb} :

- se $Fr \geq 0.04$ allora $N = Co$;
- se $Fr < 0.04$ allora $N = 0.38 Fr^{-0.3} Co$;
- se $Bo \geq 11 \cdot 10^{-4}$ allora $F = 14.7$;
- se $Bo < 11 \cdot 10^{-4}$ allora $F = 15.43$;
- $$h_{cb} = \frac{1.8}{N^{0.8}}$$

Successivamente è necessario determinare il valore del coefficiente di scambio termico nucleativo h_{nb} .

Tale parametro viene valutato in maniera diversa a seconda del valore del parametro N :

- $N \geq 1.0$

- se $Bo \geq 0.3 \cdot 10^{-4}$:

$$h_{nb} = 230Bo^{0.5} \quad (2.168)$$

- se $Bo < 0.3 \cdot 10^{-4}$:

$$h_{nb} = 1 + 46Bo^{0.5} \quad (2.169)$$

- $0.1 < N < 1.0$

$$h_{nb} = FBo^{0.5} \exp(2.74N^{-0.1}) \quad (2.170)$$

- $N \leq 0.1$

$$h_{nb} = FBo^{0.5} \exp(2.47N^{-0.15}) \quad (2.171)$$

Si osserva come il coefficiente di scambio termico convettivo è funzione solo di N e, quindi, del numero di convezione e del numero di Froude, mentre il coefficiente di scambio termico nucleativo è funzione anche del numero di convezione.

La correlazione di Shah (1976) prevede che il coefficiente di scambio termico bifase risulti pari al prodotto tra il coefficiente di scambio termico della sola fase liquida h_l e il più grande tra i valori calcolati di h_{nb} e h_{cb} :

$$h = h_l \cdot \max(h_{nb}, h_{cb}) \quad (2.172)$$

dove h_1 è ottenuto con la correlazione di Dittus e Boelter (1930).

Shah (1976) ha suggerito di utilizzare la sua correlazione solo per valori del titolo inferiori a quello di inizio asciugamento della parete superiore del tubo senza, però, fornire una correlazione per il calcolo di x_{di} .

L'affidabilità della correlazione è stata implementata mediante circa 3000 valori sperimentali del coefficiente di scambio termico, ottenuti con 6 diversi fluidi (acqua, R11, R12, R22, R113, esano) per valori del flusso di massa da 100 a 2000 kg/m²s, della temperatura di saturazione tra -50 e 190 °C, del flusso termico tra 1.2 e 2000 kW/m², ottenuti in tutto il range di possibili valori del titolo, in condotti sia orizzontali che verticali, con diametro interno fino a 41 mm.

2.5.6 Correlazione di Bandarra Filho

Bandarra Filho (1997) ha proposto una correlazione strettamente empirica a partire da misurazioni del coefficiente di scambio termico dell'R134a durante l'evaporazione in convezione forzata in condotti orizzontali con diametro interno compreso tra 7.04 mm e 10.92 mm, per valori del flusso di massa compresi tra 25 a 500 kg/m²s, del flusso termico compresi tra 1.9 e 40 kW/m², della temperatura di saturazione compresi tra -20 e 20 °C e in tutto il campo di valori del titolo.

La correlazione di Bandarra Filho (1997) fornisce un coefficiente di scambio termico bifase funzione del numero di Froude, del parametro di Martinelli e del numero di ebollizione:

➤ per $Fr < 0.1$:

$$h = h_1 \left(1 + 125 X_{tt}^{-0.65} Bo^{0.3} Fr^{0.5} \right) \quad (2.173)$$

➤ per $Fr \geq 0.1$:

$$h = h_1 \left(1 + 40 X_{tt}^{-0.65} Bo^{0.3} \right) \quad (2.174)$$

2.6 Metodi basati sul regime di moto

Nel seguito, tra le correlazioni basate sul regime di moto verranno presentate la correlazione di Wojtan et al. (2005b), la correlazione di Cheng et al (2008b) e la correlazione di Yoon et al (2004).

2.6.1 Correlazione di Wojtan, Ursenbacher e Thome

La correlazione di Wojtan et al. (2005b) è stata messa a punto sullo stesso database utilizzato per l'implementazione della mappa di Wojtan et al. (2005a). Essa assume che, in ogni sezione del tubo, il coefficiente di scambio termico bifase è funzione del regime di moto ed è direttamente proporzionale al coefficiente di scambio relativo all' aliquota bagnata (h_{wet}) e all' aliquota asciutta (h_v) del canale:

$$h = \frac{\theta_{dry} h_v + (2\pi - \theta_{dry}) h_{wet}}{2\pi} \quad (2.175)$$

dove θ_{dry} è l'angolo corrispondente all'aliquota asciutta del tubo. La valutazione di θ_{dry} è diversa a seconda del regime di moto; quest'ultimo è individuato mediante la mappa di Wojtan et al. (2005a).

La (2.175) vale per tutti i regimi di moto definiti dalla mappa di Wojtan et al (2005a) ad eccezione di quello a flusso misto e di quello anulare con parziale asciugamento in parete.

Il coefficiente di scambio termico della sola fase vapore è calcolato con la correlazione di Dittus e Boelter (1930):

$$h_v = 0.023 Re_v^{0.8} Pr_v^{0.4} \frac{k_v}{d} \quad (2.176)$$

dove:

$$Re_v = \frac{Gxd}{\mu_v \varepsilon} \quad (2.177)$$

Nella (2.177) la frazione di vuoto ε è calcolata con la versione proposta da Steiner (1993b) della correlazione di Rouhani-Axelsson, relativa all'ipotesi di modello a flussi separati.

Il coefficiente di scambio termico relativo all'aliquota del condotto bagnata dal liquido è calcolato con una correlazione basata sul modello additivo non lineare ponendo $n=3$:

$$h_{wet} = (0.8h_{nb}^3 + h_{cb}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (2.178)$$

.ponendo pari a 0.8 il fattore soppressivo del contributo nucleativo.

Nella (2.178) il contributo nucleativo è ottenuto tramite l'equazione di Cooper (1984), mentre il contributo convettivo è ricavato da una versione modificata della correlazione di Dittus e Boelter (1930) per la sola fase liquida:

$$h_{cb} = 0.0133 Re_\delta^{0.69} Pr_1^{0.4} \frac{k_l}{\delta} \quad (2.179)$$

in cui δ è lo spessore del film liquido aderente alla superficie del tubo e il numero di Reynolds relativo allo spessore del film liquido aderente alla superficie del tubo è valutato come segue:

$$Re_\delta = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_1} \quad (2.180)$$

Nella (2.180) la frazione di vuoto ε è calcolata con la versione proposta da Steiner (1993b) della correlazione di Rouhani-Axelsson relativa all'ipotesi di modello a flussi separati, mentre \square è fornito dalla seguente:

$$\delta = \frac{d}{2} - \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \frac{2A_1}{2\pi - \theta_{dry}}} \quad (2.181)$$

Quando il liquido si trova ad occupare più della metà della sezione del canale, la (2.181) fornisce un valore di δ maggiore di $d/2$. Tale risultato non è realistico per cui quando ciò accade nella correlazione

$$\delta = \frac{d}{2}$$

di Wojtan et al. (2005b) si pone

L'espressione del coefficiente di scambio termico bifase per il regime a flusso misto è stata ottenuta modificando la correlazione di Groeneveld (1973) sulla base dei dati sperimentali ottenuti per la messa a punto della mappa di Wojtan et al. (2005a):

$$h_M = 0.0117 \text{Re}_H^{0.79} \text{Pr}_v^{1.06} Y^{-1.83} \frac{k_v}{d} \quad (2.182)$$

dove Re_H è il numero di Reynolds della miscela ottenuto utilizzando il modello a flusso omogeneo:

$$\text{Re}_H = \frac{Gd}{\mu_v} \left(x + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1-x) \right) \quad (2.183)$$

Nella (2.182) Y è un parametro correttivo che tiene conto del fatto che nella definizione di Re_H fornita dalla (2.183), anziché tutte proprietà della miscela bifasica ottenute con il modello a flusso omogeneo, compaiono anche alcune proprietà della sola fase vapore:

$$Y = 1 - 0.1 \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) (1-x) \right]^{0.4} \quad (2.184)$$

Relativamente al regime anulare con parziale asciugamento in parete, il coefficiente di scambio termico bifase è calcolato mediante un'interpolazione lineare:

$$h_{dryout} = h(x_{di}) - \frac{x - x_{di}}{x_{de} - x_{di}} \left[h(x_{di}) - h_{mist}(x_{di}) \right] \quad (2.185)$$

dove $h(x_{di})$ e $h_{mist}(x_{di})$ sono calcolati con la (2.175) e la (2.182), rispettivamente, in corrispondenza del titolo di inizio dryout. Quest'ultimo e il titolo di fine dryout sono ottenuti con le correlazioni di Mori et al. (2000) fornite dalla (2.110) e (2.111), rispettivamente.

Il parametro che tiene conto dei diversi regimi di moto è l'angolo θ_{dry} . Verrà in seguito discusso il procedimento per calcolare l'angolo θ_{dry} stesso per ciascuno dei tipi di flusso previsti dalla mappa di Wojtan et al. (2005a).

Regime a tappi, intermittente e anulare

Per il regime di moto a tappi, intermittente e anulare la parete interna del tubo è completamente e continuamente a contatto con la fase liquida per cui risulta $\theta_{dry}=0$.

Regime stratificato

Nel regime stratificato risulta $\theta_{dry}=\theta_{strat}$ dove θ_{strat} è ottenuto con la correlazione proposta da Biberg (1999), calcolando la frazione di vuoto con la versione proposta da Steiner (1993b) della correlazione di Rouhani-Axelsson, relativa all'ipotesi di modello a flussi separati.

Regime stratificato ondulato

Nel regime stratificato ondulato è utilizzata la seguente equazione per il calcolo di θ_{dry} :

$$\theta_{dry} = \left[\frac{(G_{wavy} - G)}{(G_{wavy} - G_{strat})} \right]^{0.61} \theta_{strat} \quad (2.186)$$

dove G_{wavy} e G_{strat} sono valutati con la (2.35) e la (2.33), rispettivamente.

Regime a tappi+stratificato ondulato

In questo regime di moto sono state osservate sperimentalmente sia onde all'interfaccia liquido vapore di ampiezza non sufficiente a bagnare la parete superiore del tubo che tappi di liquido. Al crescere del titolo, la frequenza di formazione dei tappi di liquido diminuisce e il regime stratificato ondulato diventa quello dominante. I tappi di liquido scompaiono definitivamente per un valore del titolo pari a quello di transizione tra il regime intermittente e il regime anulare x_{I-A} . Per tener conto di tali evidenze empiriche, nel regime a tappi + stratificato ondulato è stata proposta la seguente equazione per il calcolo di θ_{dry} :

$$\theta_{dry} = \frac{x}{x_{I-A}} \left[\frac{(G_{wavy} - G)}{(G_{wavy} - G_{strat})} \right]^{0.61} \theta_{strat} \quad 2.187$$

dove G_{wavy} e G_{strat} sono valutati con la (2.35) e la (2.33), rispettivamente.

2.6.2 Correlazione di Cheng, Ribatski e Thome

Le correlazioni finora presentate sono state implementate sulla base di misurazioni del coefficiente di scambio termico convettivo di fluidi diversi dall'anidride carbonica. D'altronde, tale fluido presenta proprietà termodinamiche e di trasporto profondamente diverse da quelle degli altri fluidi. Thome e Ribatski (2006), hanno confrontato i valori sperimentali del coefficiente di scambio termico della CO_2 durante l'evaporazione in convezione forzata in canali orizzontali ottenuti da Bredesen et al. (1997), Knudsen e Jensen (1977), Yun et al. (2003), Yoon et al. (2004) e Koyama et al. (2004), con i valori predetti da due correlazioni implementate specificatamente per la CO_2 (la correlazione di Yoon et al. (2004) e la correlazione di Hwang et al. (1997)) e da due correlazioni non implementate su dati riguardanti l'R744 (la correlazione di Thome e El Hajal (2002) e la correlazione di Liu e Winterton (1991)). Dal confronto è scaturito un errore assoluto medio compreso tra il 30% e il 46% e una deviazione standard compresa tra il 29% e il 76%.

Per tali ragioni, nel 2008, Cheng et al. (2008b) hanno proposto una versione modificata della correlazione di Wojtan et al. (2005b). Tale correlazione è stata implementata sulla base di 1124 valori del coefficiente di scambio termico estrapolati da 13 diversi lavori indipendenti relativi ad un ampio range di condizioni operative e ottenuti sia con canali singoli a sezione circolare che mediante sezioni

di test multicanali a sezione circolare, triangolare e quadrata, riscaldati per effetto Joule o tramite un fluido secondario.

Rispetto alla correlazione di Wojtan et al. (2005b), nella correlazione di Cheng et al. (2008b) si riscontra che:

- ✓ in luogo del diametro idraulico è stato proposto l'uso del diametro equivalente, definito dalla (2.59), per consentirne l'utilizzo anche per tubi a sezione non circolare;
- ✓ il fattore soppressivo del contributo nucleativo è stato posto pari a 1 per valori del titolo inferiori a x_{I-A} e pari a:

$$S = 1 - 1.14 \left(\frac{d_{eq}}{0.00753} \right)^2 \left(1 - \frac{\delta}{\delta_{I-A}} \right)^{2.2} \quad (2.188)$$

per $x > x_{I-A}$. Nella (2.188), d_{eq} è posto pari a 7.53 se $d_{eq} > 7.53$ mm;

- ✓ è stata modificata l'espressione del coefficiente di scambio termico bifase nel regime a flusso misto:

$$h_{mist} = 2 \cdot 10^{-8} Re_H^{1.97} Pr_v^{1.06} Y^{-1.83} \frac{k_v}{d} \quad (2.189)$$

- ✓ per il calcolo di x_{di} e x_{de} , anziché la (2.110) e la (2.111), sono utilizzate la (2.123) e la (2.124), rispettivamente;
- ✓ è stato calcolato il coefficiente di scambio termico bifase nel regime a bolle mediante la (2.175) con $\theta_{dry}=0$;

2.6.3 Correlazione di Yoon, Cho, Hwang, M.S. Kim, Min e Y. Kim

Yoon et al. (2004) hanno messo a punto una correlazione di tipo fenomenologico per la predizione dei coefficienti di scambio termico dell'anidride carbonica.

Sulla base dei risultati sperimentali ottenuti, hanno proposto una correlazione per il calcolo del titolo in corrispondenza del quale inizia l'asciugamento della parete superiore del tubo:

$$x_{cr,Y} = 38.27 Re_1^{2.12} (1000Bo)^{1.64} Bd^{-4.7} \quad (2.190)$$

dove

$$Re_1 = \frac{G(1-x)d}{\mu_l} \quad e \quad Bd = \frac{g(\rho_l - \rho_v)d^2}{\sigma}$$

Per valori del titolo inferiori a $x_{cr,Y}$ il coefficiente di scambio termico bifase è fornito da una versione modificata della correlazione di Liu e Winterton (1991):

$$h = \left[(S_Y h_{nb})^2 + (E_{Y1} h_l)^2 \right]^{0.5} \quad (2.191)$$

Nella (2.191) risulta:

$$E_{Y1} = \left[1 + 9360x Pr_l \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0.11} \quad (2.192)$$

$$S_Y = \frac{1}{1 + 0.00000E_Y^{0.69} Re_{lo}^{1.11}} \quad (2.193)$$

h_{nb} è calcolato con la correlazione di Cooper (1984) per una rugosità della superficie interna del tubo pari a $1 \mu\text{m}$, mentre h_l è valutato con la correlazione di Dittus e Boelter (1930).

Per valori del titolo superiori a $x_{cr,Y}$, il coefficiente di scambio termico bifase è fornito da una versione modificata della correlazione di Wojtan et al. (2005b) espressa dalla (2.175). Rispetto a quest'ultima, nella correlazione di Yoon et al. (2004) il coefficiente di scambio termico della sola fase vapore h_v è ottenuto con la correlazione di Dittus e Boelter (1930), mentre il coefficiente di scambio termico corrispondente all'aliquota bagnata della superficie interna del tubo h_{wet} è ottenuto con la correlazione di Gungor e Winterton (1987) mediante una modifica del fattore accrescitivo E_{Y2} :

$$E_{Y2} = 1 + 3000Bo^{0.86} + 1.12 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.41} \quad (2.194)$$

Yoon et al. (2004) hanno proposto anche una correlazione per il calcolo dell'angolo sotteso dall'aliquota asciutta della parete interna del tubo:

$$\theta_{dry} = 2\pi 36.23 Re_{lo}^{3.47} Bo^{4.84} Bd^{-0.27} \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{2.6} \quad (2.195)$$

dove $Re_{lo} = \frac{Gd}{\mu_l}$, $Bd = \frac{g(\rho_l - \rho_v)d^2}{\sigma}$ e X_{tt} è calcolato con la (1.32).

2.7 Considerazioni conclusive sulle correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per fluidi puri

Le correlazioni per la predizione dei coefficienti di scambio termico durante il passaggio di fase all'interno di un canale riscaldato si distinguono sostanzialmente in 4 categorie:

- correlazioni basate sulla sovrapposizione degli effetti;
- correlazioni strettamente convettive;
- correlazioni strettamente empiriche;
- correlazioni basate sui regimi di moto.

Le correlazioni basate sulla sovrapposizione degli effetti sono state implementate e messe a punto per la predizione del coefficiente di scambio termico bifase durante il regime di ebollizione nucleata di liquido saturo, nel quale lo scambio termico è legato sia all'ebollizione eterogenea che alla convezione forzata. Ciascuna di tali correlazioni, pertanto, fornisce il coefficiente di scambio come somma del contributo nucleativo e del contributo convettivo.

Le correlazioni strettamente convettive possono essere utilizzate nel regime di ebollizione convettiva ovvero quando si instaura il regime di moto anulare in cui i meccanismi di scambio termico dominanti

sono la convezione forzata e l'evaporazione in corrispondenza dell'interfaccia liquido-vapore. In tali correlazioni, il coefficiente di scambio termico bifase è ottenuto moltiplicando il coefficiente di scambio termico della sola fase liquida per un fattore funzione solo del parametro di Martinelli. Il loro utilizzo è piuttosto semplice e veloce.

Le correlazioni strettamente empiriche, invece, sono ottenute a partire da database sperimentali relativi ad uno o più fluidi refrigeranti e ad un ampio range di condizioni operative. In tali correlazioni, il coefficiente di scambio termico bifasico è legato al coefficiente di scambio termico della sola fase liquida mediante delle costanti e dei numeri adimensionali (parametro di Martinelli, numero di ebollizione, numero di Froude, ecc). A rigore, tali modelli sono applicabili solo nel range di condizioni operative investigate per ottenere il database di partenza. La loro accuratezza, dunque, è fortemente legata all'incertezza dei dati sperimentali da cui sono ricavati, ma il loro uso è semplice da un punto di vista calcolativo.

Nelle correlazioni basate sul regime di flusso, invece, il coefficiente di scambio termico bifase risulta pari alla media pesata del coefficiente di scambio termico della sola fase liquida associato all'aliquota bagnata della superficie del tubo e del coefficiente di scambio termico della fase vapore associato all'aliquota asciutta della superficie del tubo. Tali modelli partono dalle equazioni di bilancio e introducono delle semplificazioni, a partire da ipotesi sulla distribuzione delle fasi e dall'analisi di dati sperimentali. D'altronde il loro utilizzo comporta la necessità di implementare una mappa per l'individuazione dei regimi di moto e, dunque, tempi di calcolo maggiori rispetto alle altre correlazioni.

Nella Tabella 2.2 sono riassunti, per ciascuna delle correlazioni proposte per la predizione del coefficiente di scambio termico bifase, il tipo di modello su cui è fondata, i fluidi testati, la geometria della sezione di test adottata (disposizione e diametro interno del canale), le condizioni operative indagate (campo di variazione del flusso di massa, della temperatura di saturazione, del flusso termico e del titolo) e il numero di punti sperimentali raccolti.

Sebbene siano state implementate a partire da dati sperimentali relativi a geometrie della sezione di test, fluidi e condizioni operative differenti, gli andamenti delle correlazioni proposte (ad eccezione di quella di Cheng et al. (2008b), e della correlazione di Yoon (2004)) per il calcolo del coefficiente di scambio termico sono confrontati in Figura 2.16 relativamente ad un dato diametro interno del canale ($d=6$ mm), ad un fissato fluido (R134a) e ad una particolare condizione operativa ($G=300$ kg/m²s, $t_s=3$ °C e $q=10$ kW/m²).

Autori	Modello	Fluidi	Sezione di test	d (mm)	G (kg/m²s)	t_{sat} (°C)	p/p_{cr}	q (kW/m²)	x	Numero di punti sperimentali
Gungor e Winterton (1986)	additivo lineare	acqua, glicole etilenico, R11, R12, R22, R113, R114	canali orizzontali e verticali	2.95÷32.00	59.2÷8179.3	-0.7÷364.9	-	1.1÷2280.0	0÷0.99	oltre 4300
Jung et al. (1988)	additivo lineare	R22, R114, R12, R152a e loro miscele	canale orizzontale	9.1	250÷720	-	0.08÷0.16	10÷45	0÷0.95	oltre 3000
Steiner e Taborek (1992)	additivo non lineare	acqua, R11, R12, R22, R113, benzene, n-pentano, n-eptano, cicloesano, metanolo, etanolo, n-butano, ammoniacca, elio e azoto	canali verticali	1÷32	3.9÷4850	acqua: 90÷372 °C R11: 58 ÷105 °C ammoniaca: 71÷129 °C R12: 26÷100 °C R22: 5÷53 °C R113: 1÷144 °C	-	0.1÷4600	0÷1	12514
Gungor e Winterton (1997)	strettamente convettiva	acqua, glicole etilenico, R11, R12, R22, R113, R114	canali orizzontali e verticali	2.95÷32.00	59.2÷8179.3	-0.7÷364.9	-	1.1÷2280.0	0÷0.99	oltre 4300
Panek (1992)	strettamente convettiva	R12, R134a	canale orizzontale	10.2, 12.7	100÷500	4.4	-	5÷30	0.2÷1	-
Bandarra Filho et al. (1997)	strettamente convettiva	R134a	canale orizzontale	-	50÷500	-20÷15	-	3÷30	0.05÷1	circa 600
Shah (1976)	strettamente empirica	acqua, R11, R12, R22, R113, esano	canali orizzontali e verticali	≤41	100÷2000	-50÷190	-	1.2÷2000	0÷1	oltre 3000
Bandarra Filho (1997)	strettamente empirica	R12, R22, R134a	canale orizzontale	7.04÷10.92	25÷500	-20÷20	-	1.9÷40	0.1÷0.99	-
Wojtan et al. (2005b)	basata sul regime di moto	R22, R410A	canale orizzontale	13.84	70, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 500, 550, 600, 700	5	-	2.0÷57.5	0÷1	oltre 1250
Cheng et al. (2008b)	basata sul regime di moto	R744	canale orizzontale	0.6÷10	50÷1500	-28÷25	-	1.8÷46	0÷1	1124
Yoon et al. (2004)	basata sul regime di moto	R744	canale orizzontale	7.53	212÷530	-4, 0, 5, 10, 15, 20	-	12.3÷18.9	0÷0.7	-

Tabella 2.2 Quadro riassuntivo delle correlazioni proposte per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase.

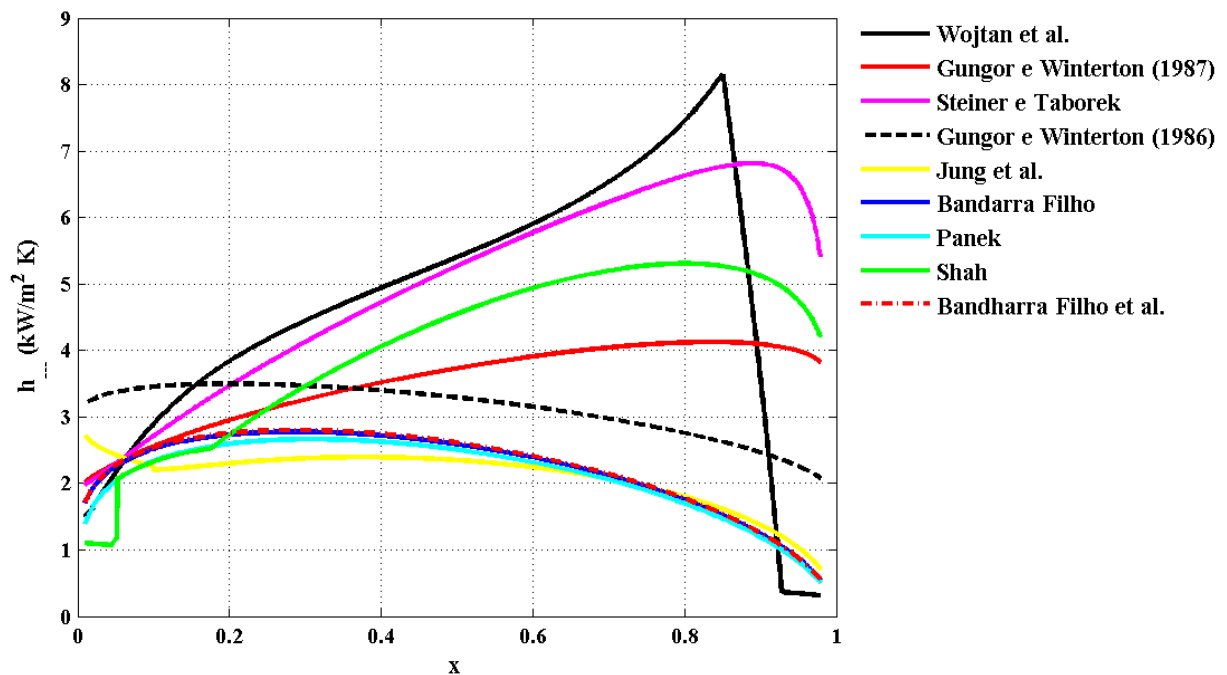


Figura 2.11 Confronto tra le correlazioni proposte per il calcolo del gradiente di pressione relativamente per l'R134a, $d=6$ mm, $G=300$ kg/m²s, $t_{sat}=-3$ °C, $q=10$ kW/m².

Dalla Figura 2.11 si osserva che le correlazioni di Wojtan et al. (2005b), di Steiner e Taborek (1992), di Shah (1976) e di Gungor e Winterton (1987) presentano, all'aumentare del titolo, un andamento del coefficiente di scambio termico prima crescente fino al raggiungimento di un massimo e, poi (una volta che è iniziato l'asciugamento della parete interna del canale), decrescente; per le correlazioni di Gungor e Winterton (1986), di Panek (1992), di Bandararra Filho et al. (1997) e di Bandararra Filho (1997), invece, h prima cresce leggermente fino a raggiungere un massimo per valori modesti del titolo (circa 0.2) e, poi, decresce lentamente man mano che l'evaporazione procede; solo la correlazione di Jung (1988) presenta un andamento decrescente del coefficiente di scambio termico all'aumentare del titolo.

Per la correlazione di Wojtan et al. (2005b), la diminuzione del coefficiente di scambio termico bifase a seguito del dryout risulta molto più marcata rispetto alle altre correlazioni.

È facile notare, inoltre, che, per valori del titolo medio alti, le correlazioni di Wojtan et al. (2005b), di Steiner e Taborek (1992), di Shah (1976) e di Gungor e Winterton (1987) forniscono dei valori del coefficiente di scambio termico significativamente maggiori rispetto agli altri metodi predittivi. Più in particolare, dalla Figura 2.11, si evince che la correlazione di Wojtan et al. (2005b) predice il valore massimo di h più elevato.

Le considerazioni svolte sopra, sebbene siano riferite ad una particolare condizioni operative, risultano essere del tutto generali.

Per quanto riguarda le correlazioni proposte per il calcolo del coefficiente di scambio termico dell'anidride carbonica, si osserva che il modello di Yoon (2004) presenta sempre un andamento

monotono crescente con il titolo, mentre l'andamento di h in funzione di x fornito dalla correlazione di Cheng et al. (2008b) risulta differente al variare delle condizioni operative. A titolo di esempio, l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo predetto dalle due correlazioni è riportato in Figura 2.12 per una particolare condizione operativa ($R744$, $d=6$ mm, $G=300$ kg/m²s, $t_{sat}=-3$ °C, $q=10$ kW/m²).

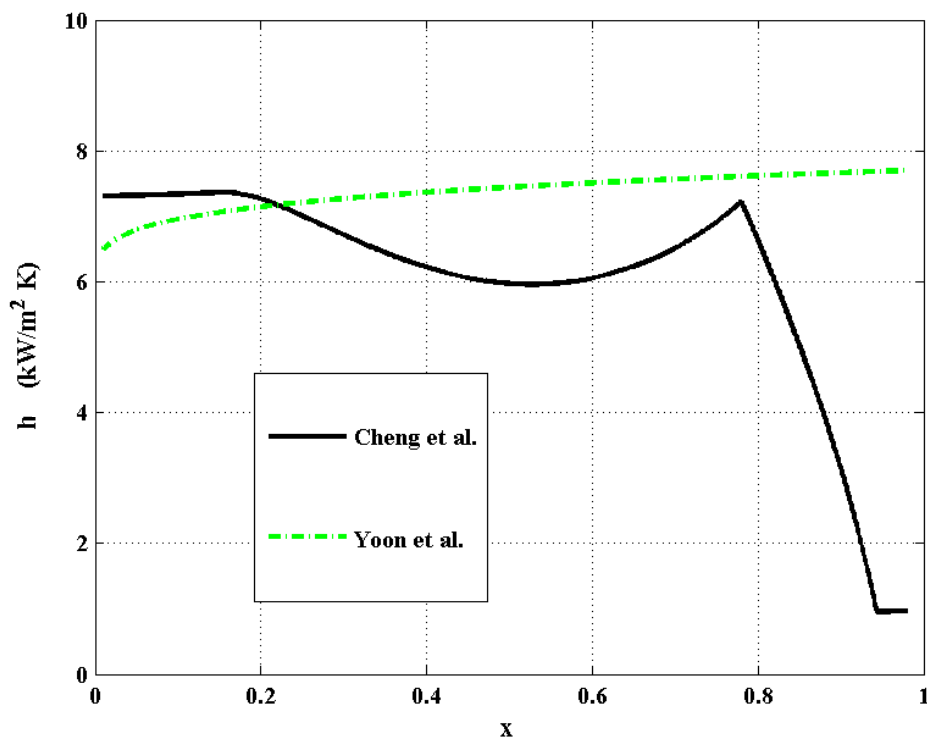


Figura 2.12 Andamento del coefficiente di scambio termico dell'R744 in funzione del titolo previsto dalle correlazioni di Cheng et al. (2008b) e di Yoon et al. (2004) relativamente ad una particolare condizione operativa ($d=6$ mm, $G=300$ kg/m²s, $t_{sat}=-3$ °C, $q=10$ kW/m²).

Relativamente al confronto con i dati sperimentali, Wojtan (2004) ha confrontato i suoi dati sperimentali con i valori predetti dalla sua correlazione. I risultati del confronto possono essere così riassunti:

- R22, canale di diametro interno pari a 8.00 mm, regime di moto stratificato ondulato e anulare: errore medio assoluto pari al 5.6%;
- R410A, canale di diametro interno pari a 8.00 mm, regime di moto stratificato ondulato e anulare: errore medio assoluto pari al 7.7%;
- R22, canale di diametro interno pari a 13.84 mm, regime di moto stratificato ondulato e anulare: errore medio assoluto pari al 4.2%;
- R410A, canale di diametro interno pari a 13.84 mm, regime di moto stratificato ondulato e anulare: errore medio assoluto pari al 6.4%;

Wojtan (2004) ha stimato l'errore medio assoluto come segue:

$$|\bar{\varepsilon}| = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}| \quad (2.196)$$

dove n è il numero di punti sperimentali e l'errore i -esimo ε_i e l'errore medio $\bar{\varepsilon}$ sono così definiti:

$$\varepsilon_i = \frac{h_{pred} - h_{exp}}{h_{exp}} \quad (2.197)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \quad (2.198)$$

Cheng et al. (2008b), infine, hanno confrontato i valori del coefficiente di scambio termico estrapolati da 13 lavori disponibili in letteratura relativi ad un ampio range di condizioni operative e hanno verificato la capacità della loro correlazione di predire il 71.4% dell'intero database considerato con uno scostamento compreso entro il $\pm 30\%$.

2.8 Correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per miscele zeotrope

In letteratura sono disponibili alcuni modelli e metodi predittivi per miscele zeotrope sviluppati specificatamente per l'ebollizione di una miscela in quiete in condizioni surriscaldate in recipiente riscaldato ("pool boiling").

La maggior parte delle correlazioni sviluppate per il calcolo dei coefficienti di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata sono state sviluppate modificando le correlazioni esistenti per fluidi puri o applicando opportuni fattori correttivi, come mostrato negli studi di Monde e Inoue (1997) e di Cheng e Mewes (2006), estendendo sul contributo nucleativo i risultati e i modelli ricavati per il "pool boiling". Poche correlazioni sono state sviluppate appositamente per l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotrope e solo alcune di esse considerano significativo l'effetto della resistenza al trasporto di massa sul contributo convettivo. Di seguito verranno mostrati alcuni dei metodi e dei fattori correttivi proposti per le miscele zeotrope che tengono conto dell'effetto della resistenza al trasporto di massa, sia solo sul contributo nucleativo che anche sul contributo convettivo.

2.8.1 Fattore correttivo di Thome e Shakir sul contributo nucleativo

Il fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) è stato sviluppato principalmente per il “pool boiling”, ma viene tuttavia utilizzato anche per il calcolo del contributo nucleativo calcolato tramite correlazioni per fluidi puri applicate alle miscele. Il fattore correttivo viene calcolato come segue:

$$\left[1 + \frac{h_{id}(\Delta T_{bp})}{q} \left(1 - \exp\left(-\frac{B_0}{\beta_L} \cdot \frac{q}{i_{lv}\rho_l}\right) \right) \right]^{-1} \quad (2.199)$$

dove B_0 è un fattore di scala che tiene conto dell'aliquota del flusso termico totale convertita in calore latente, e viene generalmente assunto pari ad 1.0. β_L è il coefficiente di trasporto di massa della fase liquida, generalmente assunta pari a 0.0003 m s⁻¹, ma può variare tra 0.0001 m s⁻¹ e 0.0005 m s⁻¹. i_{lv} è il calore latente di evaporazione, q è il flusso termico mentre ΔT_{bp} è il “glide” di temperatura relativo alla miscela considerata alla specifica pressione di evaporazione.

h_{id} è il coefficiente di scambio termico ideale ottenuto dall'interpolazione lineare tra i coefficienti di scambio termico calcolati con la stessa correlazione considerando i fluidi puri nelle stesse condizioni operative, pesato sulle concentrazioni molari dei componenti, ovvero:

$$h_{id} = h_1 \tilde{x}_1 + h_2 (1 - \tilde{x}_1) \quad (2.200)$$

Le proprietà termofisiche della miscela vengono valutate su base massica.

2.8.2 Modello asintotico di Wettermann e Steiner

Wettermann e Steiner (2000) hanno sviluppato un modello asintotico per il coefficiente di scambio termico di miscele zeotrope considerando l'effetto della resistenza al trasporto di massa solo sul contributo nucleativo. Il modello asintotico è espresso da un esponente pari a 3, ovvero:

$$h = (h_{nb}^3 + h_{cb}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (2.201)$$

dove h_{cb} viene calcolato come segue:

$$h_{cb} = h_{l0} \left\{ \begin{array}{l} (1-x)^{0.01} \left[(1-x) + 1.2x^{0.4} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.37} \right]^{-2.2} + \\ x^{0.01} \left[\frac{h_{v0}}{h_{l0}} \left(1 + 8(1-x)^{0.7} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.67} \right) \right]^{-2} \end{array} \right\}^{-0.5} \quad (2.202)$$

con h_{l0} pari al coefficiente di scambio termico convettivo della sola fase liquida e h_{v0} pari al coefficiente di scambio termico convettivo della sola fase vapore.

Il contributo nucleativo, h_{nb} , è posto pari a 0 se il flusso termico è inferiore al flusso termico di attivazione dell'ebollizione nucleativa. Se il flusso termico è superiore a tale soglia, il contributo nucleativo viene calcolato con il fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) ma considerando la seguente espressione:

$$\frac{1}{h_{id}} = \frac{\tilde{x}_1}{h_{1,nb}} + \frac{\tilde{x}_2}{h_{2,nb}} \quad (2.203)$$

per l'interpolazione lineare dei coefficienti di scambio termico dei fluidi puri. Inoltre le proprietà termofisiche della miscela vengono calcolate su base molare anziché di massa come proposto originariamente da Thome e Shakir (1987).

Il valore limite del flusso termico al di sopra del quale il contributo nucleativo deve essere considerato e opportunamente corretto viene calcolato come segue:

$$q_B = 3.3(1 - p_r)^{4.7} q_0 \quad (2.204)$$

dove q_0 è un valore di riferimento posto pari a 20000 W m^{-2} , e la pressione ridotta della miscela è calcolata come segue:

$$p_r = p/p_{cr,mix} \quad (2.205)$$

con la pressione critica della miscela pari a $p_{cr,mix} = p_{cr,1}\tilde{x}_1 + p_{cr,2}(1 - \tilde{x}_1)$.

Se il flusso termico supera il valore di soglia espresso nell'equazione precedente, il contributo nucleativo viene calcolato come segue:

$$h_{nb} = h_{eff} \left(1 + \frac{h_{eff}}{q} \Delta T_{bp} \right)^{-1} \quad (2.206)$$

dove h_{eff} è calcolato con il modello controllato dal trasporto di massa proposto:

$$h_{eff} = h_{id} \left[1 - 0.25 \left(\frac{q}{q_{cr,nb}} \right)^{1.5} \right]^{2.15 \frac{\Delta T_{bp}}{(T_{cr,max} - T_{cr,min})}} \quad (2.207)$$

con il flusso termico $q_{cr,nb}$ calcolato come segue:

$$q_{cr,nb} = 2.79 q_{0,cr,nb} p_r^{0.4} (1 - p_r) \quad (2.208)$$

e il flusso termico critico di riferimento calcolato come segue:

$$q_{0,cr,nb} = 0.13 \Delta i_{lv} \rho_v^{0.5} (\sigma g (\rho_l - \rho_v)) \quad (2.209)$$

2.8.3 Modello lineare di Bennet e Chen

Basato sulla struttura classica della correlazione di Chen (1966) dove il contributo nucleativo e convettivo vengono sommati attraverso la somma pesata con il fattore soppressivo e accrescitivo rispettivamente, ovvero

$$h = h_{nb} S + h_{cb} F \quad 2.210$$

e il contributo nucleativo viene calcolato generalmente con una correlazione di "pool boiling" (Cooper (1984) o Stephan e Abdelsalam (1980)) e il contributo convettivo con le correlazioni per

fluidi puri in fase singola (Dittus-Boelter o Gnielinski), Bennet e Chen (1980) sviluppano una modifica al contributo soppressivo attraverso l'applicazione di un fattore correttivo:

$$\left[1 - \frac{c_{p,l}(Y_m - X_m)}{i_{lv}} \left(\frac{dT_b}{dX_m} \right)_{p,bulk} \left(\frac{a}{w} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \quad (2.211)$$

dove Y_m e X_m sono le frazioni massiche del componente meno volatile nella fase vapore e liquida rispettivamente, a è la diffusività termica, w è la diffusività massica, T_b è la temperatura di bolla alla pressione specifica e $c_{p,l}$ è il calore specifico a pressione costante della fase liquida.

Per quanto riguarda il fattore accrescitivo relativo al contributo convettivo, esso è modificato attraverso l'applicazione di un ulteriore fattore correttivo:

$$\left(\frac{Pr_l + 1}{2} \right)^{0.444} \left[\frac{\Delta T}{\Delta T_S} \right]_{mac} \quad (2.212)$$

con

$$\left[\frac{\Delta T}{\Delta T_S} \right]_{mac} = 1 - \frac{q(1 - Y_m)}{i_{lv} w \rho_l \Delta T_S} \left(\frac{dT_b}{dX_m} \right)_{p,bulk} \quad (2.213)$$

dove Pr_l è il numero di Prandtl della fase liquida, ΔT_S è il surriscaldamento e w è il coefficiente di trasporto di massa.

2.8.4 Modello lineare di Jung, Radermacher, Mc Linden e Didion

La struttura dell'equazione è basata sul modello lineare di Chen (1966), il contributo nucleativo è calcolato con la correlazione di Ünal (1986) che pesa i contributi nucleativi calcolati per i fluidi puri pesati sulla massa attraverso un'interpolazione armonica.

In particolare:

$$h_{nb,mix} = \frac{h_{UN}}{C_{UN}} \quad (2.214)$$

con

$$h_{UN} = \frac{h_1 h_2}{h_1 X_1 + h_2 X_2} \quad (2.215)$$

e il relativo fattore correttivo del contributo nucleativo è dipendente dalle composizioni in fase vapore e liquida e della pressione ridotta del componente più volatile, e viene calcolato come segue:

$$\frac{1}{C_{UN}} = \frac{1}{[1 + (b_2 + b_3)(1 + b_4)](1 + b_5)} \quad (2.216)$$

con

$$b_2 = (1 - X) \ln \left(\frac{1.01 - X}{1.01 - Y} \right) + X \ln \left(\frac{X}{Y} \right) + |Y - X|^{1.5}$$

$$b_3 = 0 \text{ se } X > 0.01$$

$$b_3 = \left(\frac{X}{Y}\right)^{0.1} - 1 \text{ se } X < 0.01$$

$$b_4 = 152 \left(\frac{p}{p_{cr,mvc}}\right)^{3.9}$$

$$b_5 = 0.92|Y - X|^{0.001} \left(\frac{p}{p_{cr,mvc}}\right)^{0.66}$$

ponendo $\frac{X}{Y} = 1$ se $X = Y = 0$.

Il fattore correttivo da applicare al contributo nucleativo $h_{nb,mix}$ è pari a:

$$\frac{N}{C_{UN}} \quad (2.217)$$

con N pari al fattore soppressivo della correlazione di Jung (1988).

Il fattore correttivo relativo al contributo convettivo è espresso come:

$$1 - 0.35|Y - X|^{1.56} \quad (2.218)$$

dove Y e X sono le concentrazioni del componente più volatile nella fase vapore e fase liquida rispettivamente.

2.9 Considerazioni conclusive sulle correlazioni per la predizione del coefficiente di scambio termico per miscele zeotrope

Le correlazioni per la predizione dei coefficienti di scambio termico durante il passaggio di fase all'interno di un canale riscaldato per miscele zeotrope possono essere distinte in correlazioni che tengono conto dell'effetto della resistenza al trasporto di massa:

- solo sul contributo nucleativo;
- sul contributo nucleativo e sul contributo convettivo.

A loro volta queste correlazioni possono essere distinte in:

- fattori correttivi applicabili a correlazioni per fluidi puri;
- correlazioni sviluppate appositamente per miscele zeotrope.

I fattori correttivi applicabili alle correlazioni per fluidi puri utilizzate per le miscele zeotrope generalmente derivano da modelli sviluppati per il “pool boiling”, estendibili pertanto al solo contributo nucleativo, come nel caso del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987). Tra le correlazioni sviluppate appositamente per l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotrope, abbiamo la correlazione di Wettermann e Steiner (2000). La considerazione diffusa in molti lavori che l'effetto della resistenza al trasporto di massa sia rilevante esclusivamente sul contributo nucleativo è alla base di tali correlazioni.

Tuttavia, Kedzierski et al. (1992) hanno analizzato dei dati sperimentali relative alle miscele caratterizzate da un elevato “glide” di temperatura nella regione in cui il contributo convettivo risulta

dominante mentre può essere ritenuto trascurabile quello nucleativo. Nel loro studio viene messa in risalto la degradazione del coefficiente di scambio termico rispetto all'interpolazione lineare dei coefficienti di scambio termico dei fluidi puri alle stesse condizioni. Tale degradazione è stata spiegata come l'effetto da un lato della variazione delle proprietà termofisiche della miscela, che devono essere pertanto calcolate utilizzando adeguati modelli di miscelazione, dall'altro lato dall'instaurazione di un gradiente di concentrazione dovuta alla presenza di una resistenza al trasporto di massa. L'analisi condotta dagli autori mostra che utilizzando le correlazioni per fluidi puri e utilizzando le proprietà termofisiche locali della miscela (non le proprietà della miscela considerando le concentrazioni iniziali) e utilizzando un modello per il calcolo delle proprietà non-ideale, forniscono un miglior accordo con i coefficienti di scambio termico ottenuti dall'interpolazione di quelli dei fluidi puri. L'effetto del calcolo delle proprietà è stato stimato pari a circa il 14% della totale degradazione del coefficiente di scambio termico, mentre la parte restante è attribuibile al gradiente di concentrazione e tale effetto è maggiore quanto maggiore è la differenza di concentrazione tra le fasi liquida e vapore, dimostrando che anche nella zona convettiva la degradazione del coefficiente di scambio termico è significativa.

Tra le correlazioni che considerano l'effetto della resistenza al trasporto di massa vi sono le correlazioni di Bennet e Chen (1980) e di Jung et al. (1989a).

La correlazione di Bennet e Chen (1980) risulta di difficile applicazione in quanto richiede una procedura iterativa per calcolo del surriscaldamento della parete del tubo. Inoltre in diversi studi è risultata poco accurata per il calcolo dei coefficienti di scambio termico di miscele zeotrope di refrigeranti (Jung et al. 1989a), laddove si ricorda che tale correlazione è stata ricavata su un ampio database sperimentale di miscele acquose, pertanto non verrà presa in considerazione nell'analisi statistica.

Nella Figura 2.13 vengono riportati gli andamenti delle correlazioni considerate in funzione della concentrazione di CO₂ in miscele di CO₂ e propano, per una fissata condizione operativa.

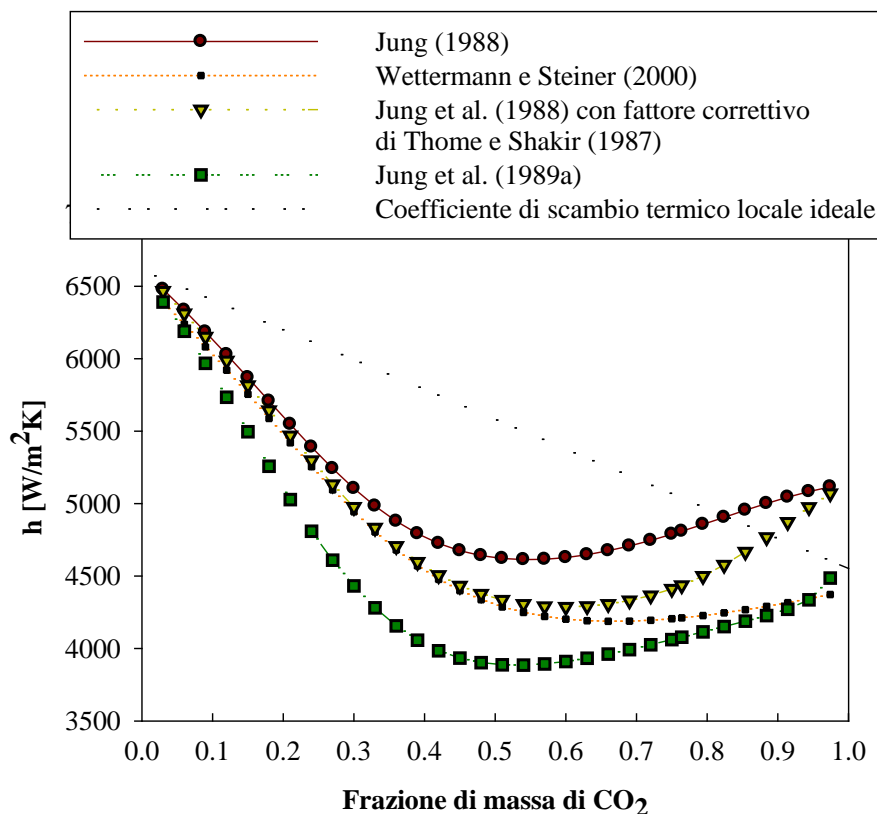


Figura 2.13 Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione della concentrazione di CO_2 di miscele di CO_2 e propano, previsto dalle correlazioni di Jung (1988), di Jung (1988) con l'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987), di Wetterman e Steiner (2000) e di Jung et al. (1989a).

La figura mostra anche l'interpolazione lineare dei coefficienti di scambio termico dei fluidi puri (denominato in figura coefficiente di scambio termico ideale).

Dalla figura si evince che tutte le correlazioni considerate mostrano una degradazione del coefficiente di scambio termico rispetto a quello ideale. In particolare la correlazione di Jung (1988) per fluidi puri mostra la minore degradazione rispetto a quella delle altre, in quanto considera solo la variazione delle proprietà termofisiche della miscela considerando le proprietà locali. L'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) sul contributo nucleativo della correlazione di Jung (1988) comporta una maggiore stima della degradazione del coefficiente di scambio termico. Un simile risultato si ottiene dalla correlazione di Wettermann e Steiner (2000) che stima una degradazione maggiore per concentrazioni maggiori di CO_2 (>60%) rispetto alla correlazione di Jung (1988) corretta con il fattore di Thome e Shakir (1987). Infine la correlazione di Jung (1989a) è quella che presenta il maggior scostamento dal coefficiente di scambio termico ideale, considerando l'effetto della resistenza al trasporto di massa su entrambi i contributi.

Da notare, inoltre, che la degradazione del coefficiente di scambio termico risulta funzione della concentrazione di CO_2 , ed assume un valore massimo differente a seconda della correlazione.

In particolare, nei paragrafi precedenti si è visto come i fattori moltiplicativi dei contributi nucleativo e convettivo siano funzione del “glide” di temperatura e/o della differenza di concentrazione del componente più volatile tra la fase vapore e la fase liquida. A tal proposito si riportano di seguito gli andamenti di tali grandezze in funzione della concentrazione di CO_2 .

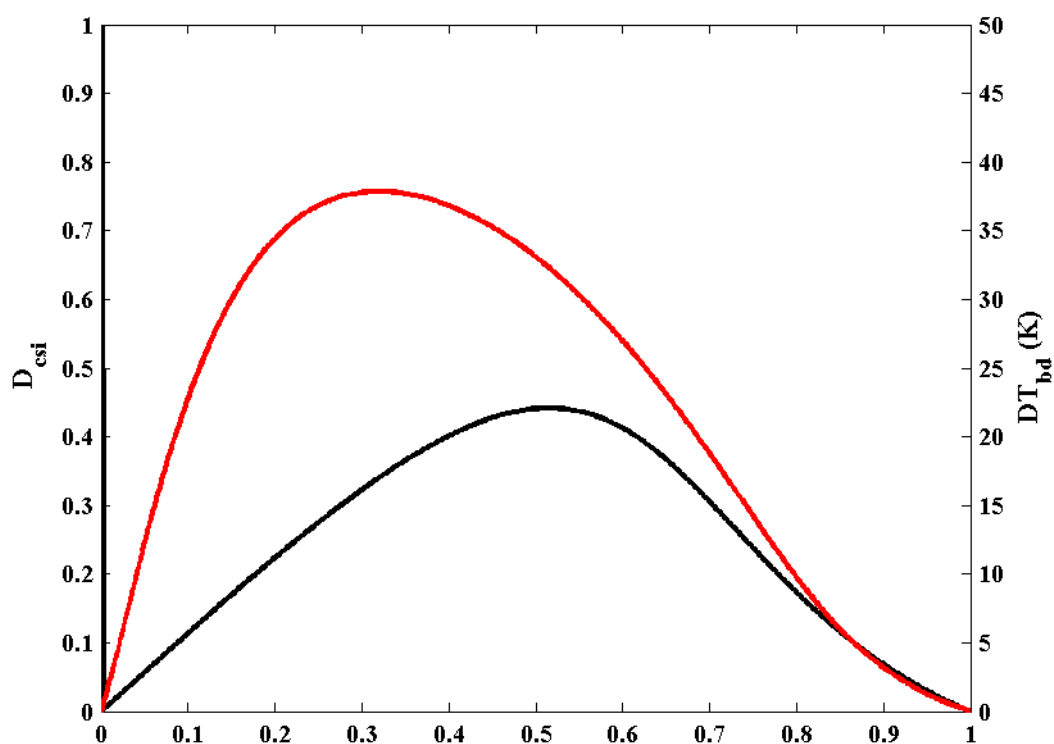


Figura 2.14 Andamento della differenza di concentrazione della CO_2 nella fase vapore e fase liquida (linea nera) e del “glide” di temperatura (linea rossa) in funzione della concentrazione di CO_2 di miscele di CO_2 e propano relativamente ad una particolare condizione operativa ($t_{\text{sat}}=7\text{ }^\circ\text{C}$, $x=0.35$).

Tali andamenti mostrano come la maggiore degradazione del coefficiente di scambio termico si ha per concentrazioni comprese tra i massimi delle due grandezze considerate, ovvero per miscele caratterizzate da una frazione massica prossima ad 1 di uno dei due componenti.

Capitolo 3

CO₂ e miscele: proprietà termodinamiche e analisi bibliografica sullo scambio termico bifase

3.1 Introduzione

L'anidride carbonica rappresenta una delle possibili alternative a lungo termine all'utilizzo dei refrigeranti tradizionali contenenti cloro (CFC, HCFC) o che contribuiscono in maniera significativa all'aumento dell'effetto serra, messi al bando o regolamentati dalle recenti normative nazionali e internazionali in materia di impatto ambientale.

L'anidride carbonica presenta O.D.P. nullo e G.W.P.=1, e le favorevoli proprietà termodinamiche e di trasporto rendono il fluido idoneo all'utilizzo come refrigerante.

Diversi studi sono presenti in letteratura riguardo i suoi possibili campi di applicazione e le prestazioni che si possono raggiungere utilizzando tale fluido (Lorentzen (1994, 1995), Cavallini (2006)), così come le sue caratteristiche di scambio termico bifase necessarie per il corretto dimensionamento degli scambiatori di calore (Thome (1996)).

Nel tempo il suo utilizzo come refrigerante è stato limitato principalmente a causa delle elevate pressioni di saturazione, comportando difficoltà costruttive e problemi tecnologici. Negli ultimi anni tali difficoltà sono state superate dal progresso tecnologico e, inoltre, la possibilità di miscelarla con altri fluidi (HC o HFC) consente di variare opportunamente le proprietà della miscela, abbassando in particolare la pressione di esercizio a parità di livelli di temperatura e aumentando la temperatura critica rispetto a quella della CO₂ pura. In particolare, le miscele di fluidi naturali stanno riscuotendo particolare interesse grazie al loro ridotto impatto ambientale, e le miscele di CO₂ e propano risultano particolarmente interessanti grazie alle favorevoli caratteristiche di entrambi i fluidi come refrigeranti. Al fine di approfondire diversi aspetti dello scambio termico bifase durante l'evaporazione in convezione forzata, in una prima parte del presente capitolo si confronteranno le proprietà termodinamiche e di trasporto dell'anidride carbonica con quelle dei refrigeranti. In conclusione della prima parte si individueranno i lavori presenti in letteratura riguardanti lo scambio termico bifase durante l'evaporazione in convezione forzata ponendo l'attenzione sull'influenza dei parametri operativi e, in particolare, della pressione ridotta.

Successivamente, nella seconda parte del capitolo, si analizzeranno le proprietà termodinamiche e di trasporto di alcune miscele di anidride carbonica e propano per diverse concentrazioni, permettendo di effettuare un confronto al fine di individuare le miscele con le proprietà più idonee al loro utilizzo come fluidi di lavoro. Infine si presenteranno i lavori presenti in letteratura che studiano sperimentalmente le caratteristiche di scambio termico di miscele zeotrope, come le miscele di anidride carbonica e propano, caratterizzate, quindi, dal fenomeno della degradazione del coefficiente di scambio termico .

3.2 Proprietà termodinamiche e di trasporto della CO₂ e confronto con altri refrigeranti

In tabella 3.1 sono confrontate alcune proprietà dell'anidride carbonica con quelle di altri refrigeranti tradizionali.

	R22	R134a	R410A	R717	R744
ODP₁₀₀/GWP₁₀₀	0.05/1700	0/1300	0/1900	0/0	0/1
INFIAMMABILITÀ/TOSSICITÀ	NO/NO	NO/NO	NO/NO	SI/SI	NO/NO
MASSA MOLECOLARE [kg/kmol]	86.5	102.0	72.6	17.0	44.0
TEMPERATURA DI EBOLLIZIONE NORMALE [°C]	-40.8	-26.2	-52.6	-33.3	-78.4
PRESSIONE CRITICA [MPa]	5.0	4.1	4.8	11.4	7.4
TEMPERATURA CRITICA [°C]	96.0	101.1	70.2	133.0	31.0
PRESSIONE DI SATURAZIONE A -20 °C [bar]	2.5	1.3	4.0	1.9	19.7
PRESSIONE DI SATURAZIONE A 30 °C [bar]	11.9	7.7	18.9	11.7	72.1
CAPACITÀ DI REFRIGERAZIONE VOLUMETRICA A -20 °C [kJ/m ³]	2371	1444	3756	2131	14592
CALORE LATENTE DI EVAPORAZIONE A -20°C [kJ/kg]	220	213	249	1329	283
VOLUME SPECIFICO DEL VAPORE SATURO SECCO A - 20°C [m³/kg]	0.093	0.147	0.066	0.625	0.019

Tabella 3.1 Proprietà della CO₂ e confronto con i refrigeranti tradizionali.

Il rinnovato interesse nei confronti dell'anidride carbonica discende dal fatto che essa presenta una serie di caratteristiche estremamente positive:

- non è né infiammabile né tossica (a questo proposito è bene ricordare che l'ammoniaca è infiammabile e tossica per cui è utilizzata, nonostante le sue ottime proprietà termodinamiche, solo negli impianti industriali dove le risorse economiche a disposizione consentono di adottare tutte le precauzioni del caso);
- non comporta danni nei confronti della biosfera per quanto riguarda le azioni note (ODP = 0 e GWP₁₀₀ unitario);
- non comporta problemi di recupero dagli impianti dismessi (si può scaricare nell'ambiente non essendo lesiva dell'ozono stratosferico);
- può essere recuperata dagli scarichi dei processi di combustione in maniera semplice ed economica;
- può essere prodotta a costi estremamente bassi bruciando carbonio in eccesso di aria o per decomposizione termica del carbonato di calcio;
- grazie alla più elevata pendenza della curva di saturazione (Figura 3.1), la variazione di temperatura della CO₂ associata alle perdite di carico nell'evaporatore risulta assai modesta se confrontata con quella degli altri refrigeranti. Per esempio, a 0 °C, la diminuzione di temperatura dell'anidride carbonica, per una perdita di carico di 10 kPa, è di circa 0.1 °C, mentre, sempre a 0 °C, la stessa perdita di carico comporterà una diminuzione di temperatura dell'R134a di 0.9 °C, ovvero circa 10 volte più grande (Tabella 3.2). A parità di perdite di carico, una più elevata diminuzione di temperatura nell'evaporatore è sgradita in quanto, a parità di rapporto di compressione, essa comporta un lavoro di compressione specifico più grande ed una temperatura di fine compressione più elevata.

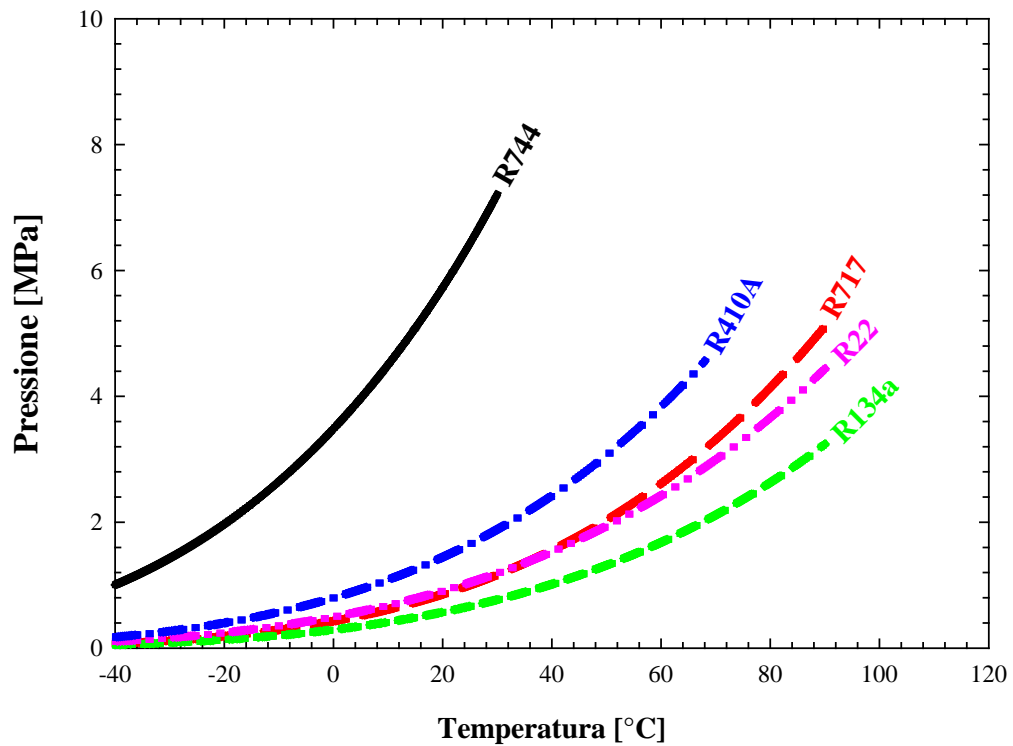


Figura 3.1 Pendenze della curva di saturazione in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

Fluido	t [°C]
R744	0.1
R410A	0.4
R22	0.6
R717	0.6
R134a	0.9

Tabella 3.2 Variazione di temperatura corrispondente ad una perdita di carico di 10 kPa a 0°C.

- come appare evidente dalla Figura 3.2, a parità di temperatura, l'R744 presenta una capacità di refrigerazione volumetrica (pari al prodotto della densità del vapore saturo secco e del calore latente di evaporazione) molto più elevata rispetto agli altri refrigeranti: ciò vuol dire che, a parità di titolo all'uscita della valvola di laminazione, per avere una certa potenza frigorifera, la portata volumetrica di CO₂ sarà più piccola rispetto a quella degli altri fluidi frigoriferi con conseguente riduzione dell'ingombro e del peso ($\dot{Q}_f = \dot{m}(h_1 - h_4) = \dot{V}_4 \rho_4 (h_1 - h_4) = \dot{V}_1 \rho_1 (h_1 - h_4)$).

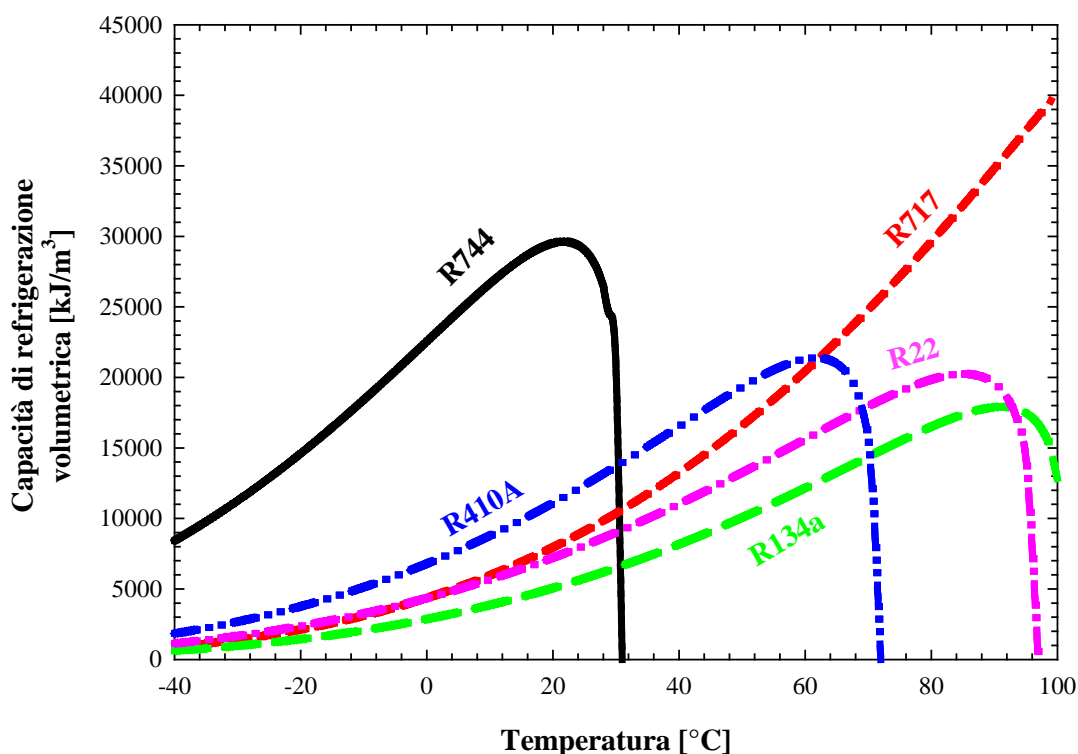


Figura 3.2 Capacità di refrigerazione volumetrica in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

Nella Tabella 3.3 sono riportati i valori della capacità di refrigerazione volumetrica di alcuni refrigeranti ad una temperatura di 0 °C.

Fluido	Capacità di refrigerazione volumetrica a 0 °C [MJ/m ³]
R744	23.0
R410A	6.8
R22	4.3
R717	4.4
R134a	2.8

Tabella 3.3 Capacità di refrigerazione volumetrica di alcuni refrigeranti a 0

A tal proposito è interessante notare, inoltre, che, fissata la temperatura, sebbene la CO₂, presenti un calore latente di evaporazione confrontabile con quello degli altri refrigeranti e decisamente inferiore a quello dell'ammoniaca, la sua capacità di refrigerazione volumetrica è molto favorevole in quanto, rispetto agli altri fluidi frigoriferi, risulta decisamente inferiore il volume specifico del vapore saturo secco (Figura 3.3). L'ammoniaca, per esempio, nel campo di temperatura in cui è utilizzata l'anidride

carbonica, presenta una densità del vapore saturo secco molto più piccola di quella dell'anidride carbonica; ciò, nonostante l' NH_3 presenti un calore latente di evaporazione molto più elevato di quello della CO_2 , comporta che la capacità di refrigerazione volumetrica dell'ammoniaca è molto più bassa di quella dell'anidride carbonica.

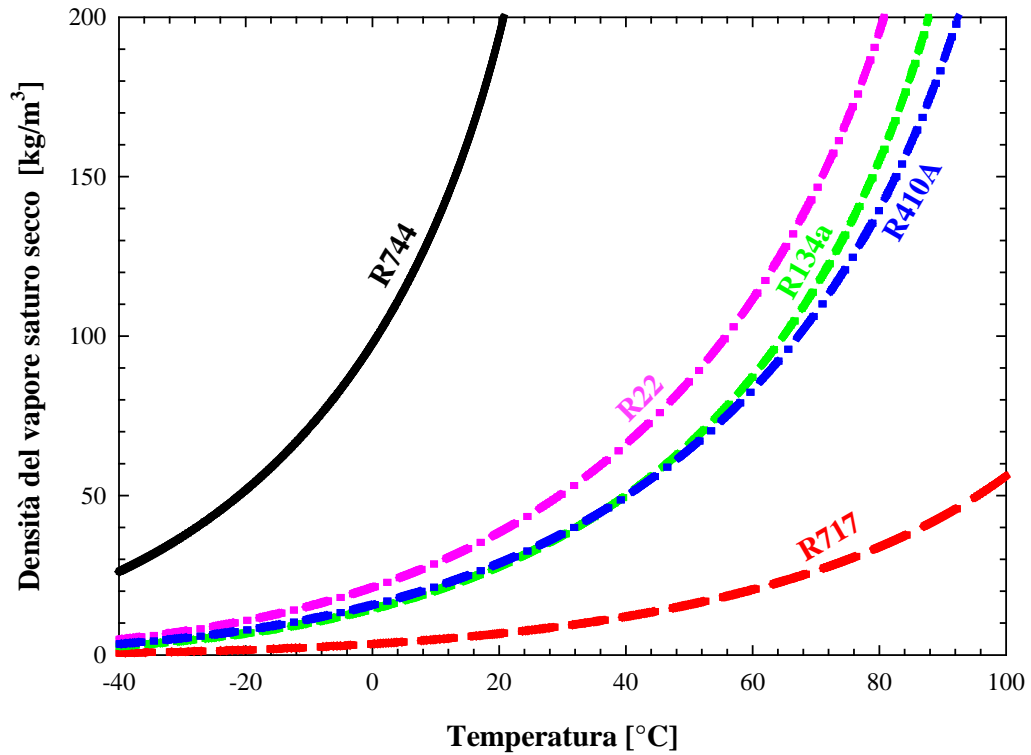


Figura 3.3 Densità del vapore saturo secco in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

A titolo di esempio, nella Tabella 3.4 sono riportati i valori della densità del vapore saturo secco di diversi refrigeranti alla temperatura di 0°C : è facile osservare che, a 0°C , la densità del vapore saturo secco dell'R717 è circa 33 volte più piccola della densità del vapore saturo secco dell'R744.

Fluido	Densità del vapore saturo secco a 0 °C [kg/m ³]
R744	98
R410A	30
R22	21
R717	3
R134a	14

Tabella 3.4 Densità del vapore saturo secco di alcuni refrigeranti a 0 °C.

- la CO₂ presenta una conducibilità termica elevata e ciò consente di migliorare i coefficienti di scambio termico sia in regime di flusso monofase che bifase. A tale proposito, nelle Figure 3.4 e 3.5 è riportata la conducibilità termica dell'anidride carbonica e di altri refrigeranti, in condizioni di liquido saturo e di vapore saturo secco, rispettivamente, al variare della temperatura.

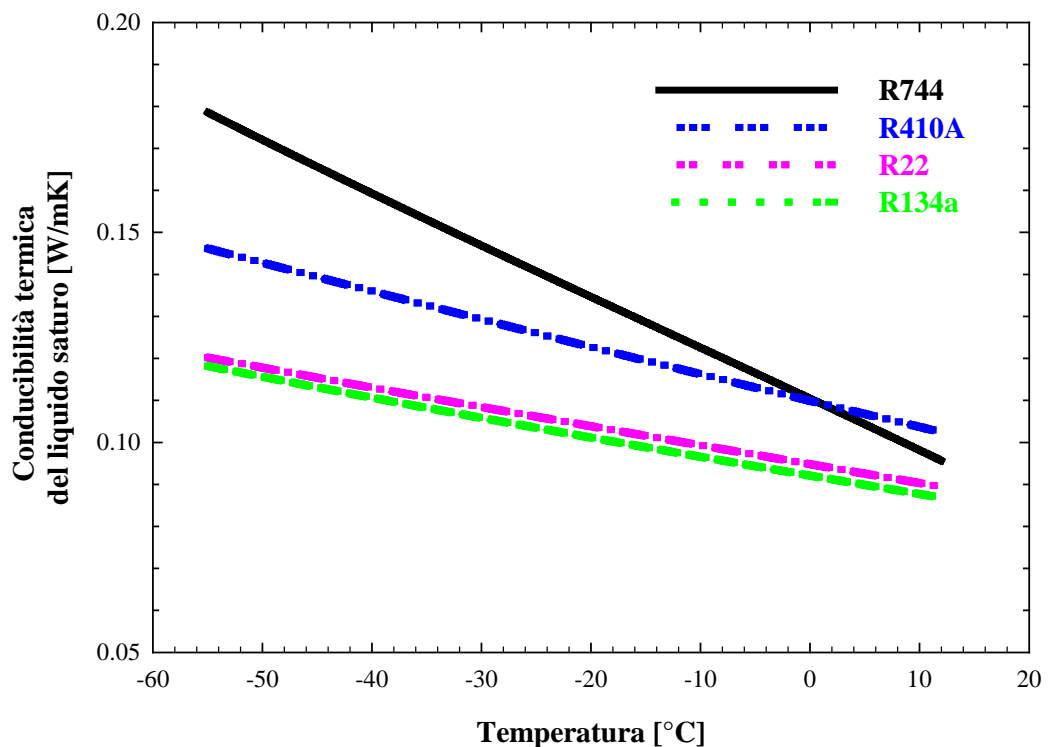


Figura 3.4 Conducibilità termica della CO₂ e di altri fluidi in condizione di liquido saturo in funzione della temperatura.

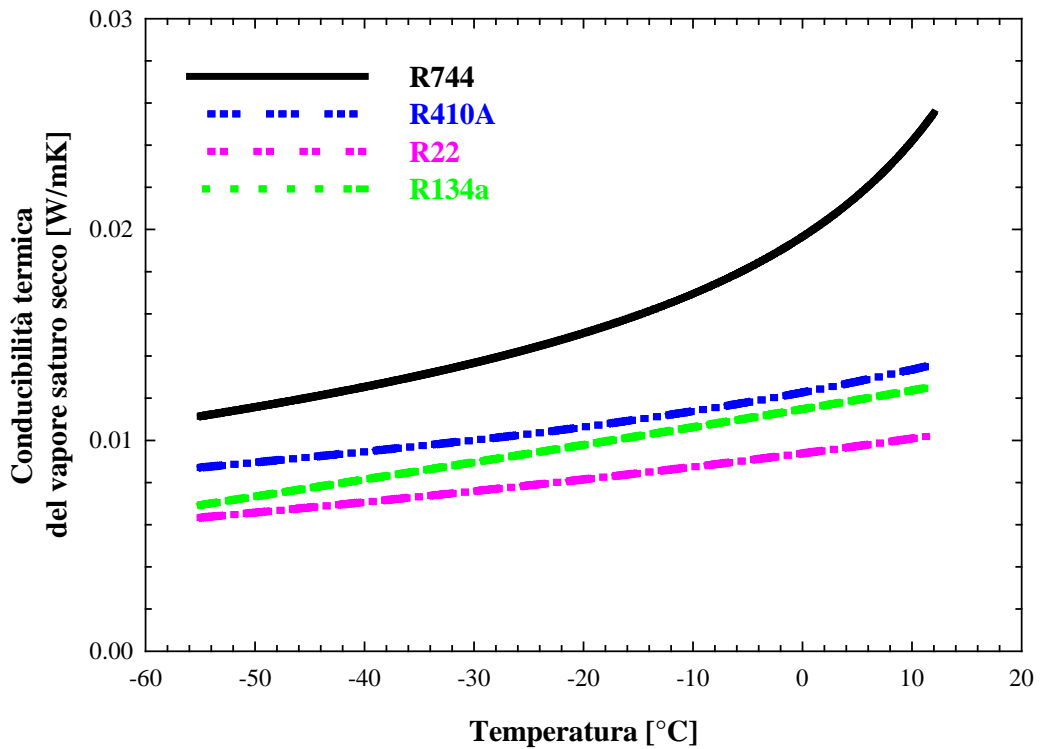


Figura 3.5 Conducibilità termica della CO₂ e di altri fluidi in condizione di vapore saturo secco in funzione della temperatura.

Si osserva che la conducibilità termica della CO₂ in condizioni di liquido saturo e di vapore saturo secco, a 0 °C, è più alta, rispettivamente, del 20 e del 60 % rispetto a quella dell'R134a. Una più alta conducibilità termica consente di operare con una conduttanza unitaria globale più grande e, quindi, a parità di potenza frigorifera, con una superficie di scambio termico più piccola o con un T_{ml} più piccolo;

- l'anidride carbonica è caratterizzata da una viscosità dinamica della fase liquida modesta. Una bassa viscosità dinamica della fase liquida consente di ridurre le perdite di carico sia in regime di flusso monofase che in regime di flusso bifase. In Figura 3.6, è riportata la viscosità dinamica dell'anidride carbonica e di altri refrigeranti, in condizione di liquido saturo, al variare della temperatura.

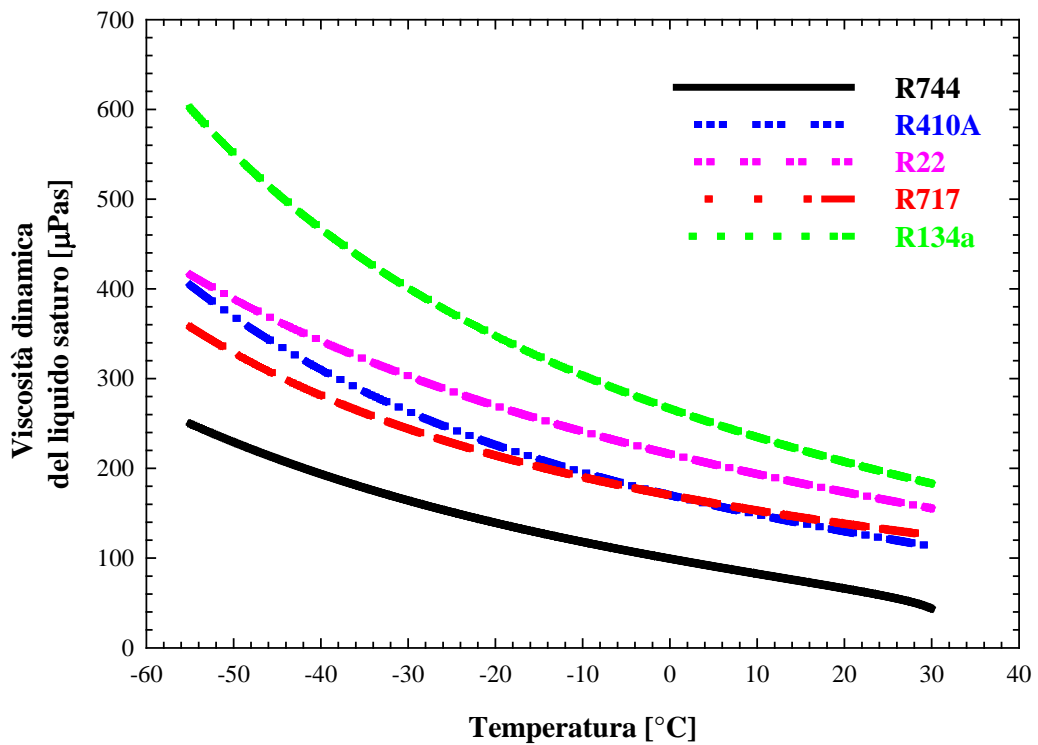


Figura 3.6 Viscosità dinamica della CO₂ in condizione di liquido saturo in funzione della temperatura per diversi valori della pressione.

Si può notare che la viscosità dinamica della CO₂ in condizioni di liquido saturo è solo il 40 % della viscosità dinamica dell'R134a in condizioni di liquido saturo.

Fluido	Viscosità dinamica del liquido saturo a 0 °C [Pa·s]
R744	99
R410A	170
R22	215
R717	170
R134a	266

Tabella 3.5 Viscosità dinamica in condizioni di liquido saturo di alcuni refrigeranti a 0 °C.

- è sostanzialmente compatibile con tutti i materiali usualmente utilizzati nella costruzione degli impianti frigoriferi (a tal proposito è bene ricordare che l'ammoniaca è incompatibile con il rame);

sono stati sviluppati speciali lubrificanti sintetici inerti rispetto ad essa e chimicamente stabili nelle sue tipiche condizioni di utilizzo; più in particolare, studi sperimentali hanno mostrato come gli oli PAO e AN siano scarsamente miscibili con la CO₂, mentre buona è risultata la miscibilità tra l'anidride carbonica e gli oli PAG e POE.

3.3 Svantaggi

Se da un lato sono numerosi i fattori che stanno contribuendo al rinnovato interesse per la CO₂, dall'altro esistono una serie di caratteristiche dell'anidride carbonica che occorre valutare con estrema attenzione nel momento in cui si decide di impiegarla come refrigerante:

- a parità di temperatura, la pressione di saturazione della CO₂ è molto più elevata rispetto a quella degli altri fluidi frigorigeni (Figura 3.1). Tale circostanza ha comportato la necessità di realizzare compressori e scambiatori di calore capaci di sostenere pressioni molto superiori rispetto a quelle dei cicli frigoriferi che utilizzano refrigeranti sintetici, di prevedere opportuni organi di sicurezza (valvole di sfioro) e di prestare particolare cura nella scelta dei raccordi e nella realizzazione delle saldature per garantire alte tenute e, quindi, ridotte perdite di refrigerante;
- temperatura critica molto bassa (31.0 °C), che comporta il ricorso a cicli transcritici per applicazioni ad “alta temperatura”, come per il settore della climatizzazione residenziale.

3.4 Analisi bibliografica: influenza dei parametri operativi sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata ad elevate pressioni ridotte

Le caratteristiche di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata della CO₂ in tubi orizzontali lisci sono state ampiamente studiate in numerosi studi, ma pochi lavori presenti in letteratura coprono ampi intervalli di variazione delle condizioni operative.

Thome e Ribatski (2005) hanno presentato una revisione di lavori in cui si evince che nella maggior parte degli studi sperimentali i coefficienti di scambio termico della CO₂ sono più elevati, a parità di condizione operativa, di quelli dei refrigeranti convenzionali, e ciò è principalmente spiegato da un maggior contributo nucleativo, ricavabile da una forte dipendenza del coefficiente di scambio termico dal flusso termico in parete nella maggior parte delle condizioni operative indagate, generalmente in tutto il campo di variazione del titolo ma in particolare per bassi titoli. Al contrario, riguardo il flusso di massa, non è stata riscontrata una forte dipendenza, bensì una rilevante differenza dell'andamento dei coefficienti di scambio termico locali in funzione del titolo, in funzione anche della pressione

ridotta. In particolare, per pressioni ridotte medio-alte la principale differenza riscontrata è in un andamento decrescente con il titolo dei coefficienti di scambio termico locali della CO_2 nella regione del regime di moto anulare, laddove per i refrigeranti tradizionali si riscontra tipicamente un andamento crescente fino al raggiungimento del regime di dry-out..

Tra i vari studi, nel lavoro di Yun et al. (2003) sono stati valutati sperimentalmente i coefficienti di scambio termico locali della CO_2 in un tubo orizzontale liscio di 6.00 mm di diametro interno per temperature di saturazione pari a 5°C e 10°C, cui corrispondono pressioni ridotte pari a 0.47 e 0.62. Per spiegare i risultati ottenuti, è stato ipotizzato un contributo nucleativo dominante in tutta la regione di evaporazione, ed in particolar modo nella zona a bassi titoli, mentre gli andamenti decrescenti in funzione del titolo sono stati spiegati dall'occorrenza di un parziale asciugamento in parete (dry-out) dello strato di liquido già a valori di titolo medio-bassi.

Partendo da quest'ultima considerazione, nel lavoro di Cheng et al. (2006) è stata sviluppata una mappa diabatica per la predizione dei regimi di moto utilizzando sei differenti database sperimentali, coprendo un intervallo di variazione della pressione ridotta compreso tra 0.21 e 0.87. Inoltre, come descritto nel capitolo precedente, un metodo per la predizione dei coefficienti di scambio termico locali basato su tale mappa è stato appositamente sviluppato per la CO_2 , partendo dalla mappa predittiva presentata nel lavoro di Wojtan et al. (2005a), a sua volta sviluppata con dati sperimentali relativi all'R22 e all'R410A. La mappa predittiva di Cheng et al. (2006) fornisce curve di transizione tra il regime intermittente e l'anulare e tra il regime anulare al regime di dry-out a titoli significativamente più bassi rispetto a quelli predetti dalla mappa predittiva di Wojtan et al. (2005a), essendosi basati sull'osservazione dell'andamento decrescente dei coefficienti di scambio termico locali nella regione del regime di moto anulare, e nella ulteriore riduzione nel regime di dry-out. Riguardo il metodo predittivo dei coefficienti di scambio termico, sono stati modificati i coefficienti e gli esponenti della correlazione di Cooper al fine di migliorare la predizione del contributo nucleativo in funzione della pressione ridotta.

Successivamente, basandosi su ulteriori nuovi database sperimentali e nuove condizioni operative, nel lavoro di Cheng et al. (2008a) è stata migliorata l'accuratezza delle curve di transizione della mappa precedente. In particolare, la transizione tra il regime di moto intermittente e il regime di moto anulare viene predetta a titoli leggermente più alti rispetto alla versione precedente, mentre la transizione al regime di moto di dry-out non è più predetta a bassi titoli, e la nuova curva di transizione presenta un maggior accordo con il più ampio database sperimentale relativo al regime di moto di dry-out.

Mastrullo et al. (2009) hanno investigato sperimentalmente i coefficienti di scambio termico locali della CO_2 per temperature di saturazione comprese tra -7.8°C e 5.8°C, che corrispondono a pressioni ridotte comprese tra 0.38 e 0.55. Sono stati riscontrati andamenti simili a quelli riscontrati nel lavoro di Yun et al. (2003), e questo comportamento è stato spiegato dal fatto che sia l'elevato valore del rapporto tra la densità del vapore saturo e del liquido saturo, ρ_l/ρ_v , sia il basso valore del rapporto tra la conducibilità della fase liquida e lo spessore dello strato di liquido, k_l/δ_l , a pressioni ridotte medie

penalizzano il contributo convettivo allo scambio termico. Analizzando la distribuzione dei coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo, è stato riscontrato che per bassi flussi di massa ($G \approx 200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) e flusso termico $q \approx 10 \text{ kW m}^{-2}$ il coefficiente di scambio termico locale superiore è inizialmente il più elevato a bassi titoli (regione del regime di moto a tappi) mentre per valori del titolo maggiori al 30% diventa il più basso. Il coefficiente di scambio termico locale inferiore e quelli laterali rimangono piuttosto costanti con il titolo e sono dello stesso ordine di grandezza. Osservando tale distribuzione dei coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo, gli autori hanno giustificato il comportamento osservato ipotizzando una transizione al regime di moto stratificato piuttosto che anulare; aumentando il flusso di massa il coefficiente di scambio termico superiore diventa confrontabile con gli altri, facendo supporre una transizione al regime di moto anulare fino a titoli elevati, a differenza della supposta instaurazione di un regime di moto di dry-out a bassi titoli nel lavoro di Yun et al. (2003).

Il particolare andamento decrescente del coefficiente di scambio termico locale medio con il titolo è stato riscontrato, considerando i vari studi, dopo un valore di soglia della temperatura di saturazione (pressione ridotta), dipendente a sua volta dal flusso di massa, dal flusso termico e dalla geometria del tubo. Considerando che questo aspetto sia legato alle transizioni tra i regimi di moto bifasici che sono a loro volta influenzati dall'elevato valore della pressione ridotta, nel lavoro di Mastrullo et al. (2010a) sono stati confrontati i coefficienti di scambio termico locali distribuiti lungo la periferia del tubo supportati da immagini dei regimi di moto della CO_2 e dell'R410A alla stessa pressione ridotta, pari a 0.50. Il comportamento dei coefficienti di scambio termico locali dell'R410A è risultato analogo a quello della CO_2 , infatti anche per l'R410A il coefficiente di scambio termico superiore è risultato il più elevato a bassi valori del titolo per poi diventare il più basso all'aumentare del titolo, dopo una transizione dal regime di moto a tappi.

Da tali studi, pertanto, risulta evidente che la pressione ridotta influenza sia direttamente i valori dei coefficienti di scambio termico locali tramite il cambiamento delle proprietà termodinamiche, sia indirettamente tramite l'influenza sui regimi di moto bifasici. In primo luogo, aumentando la pressione ridotta il raggio di bolla critico diminuisce, incrementando il contributo nucleativo per bassi titoli. Inoltre la differenza tra la densità della fase liquida e della fase vapore diminuisce, comportando maggiori instabilità sulla struttura dei regimi di moto bifasici e modificando le loro transizioni, influenzando a loro volta gli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali distribuiti lungo la periferia del tubo e, quindi, il coefficiente di scambio termico locale medio.

Riguardo l'influenza della pressione ridotta sui coefficienti di scambio termico locali durante l'evaporazione in convezione forzata per refrigeranti diversi dalla CO_2 , in particolare gli HFC o miscele di essi, la maggior parte dei lavori considerano intervalli di variazione della temperatura di saturazione compresi tra -20.0°C e $+5.0^\circ\text{C}$, che per la maggior parte dei refrigeranti alogenati corrispondono a intervalli di variazione della pressione ridotta compresi tra 0.10 e 0.26 (Kim et al. 2002, Greco e Vanoli 2005, Park e Hrnjak 2007, Pamitran et al. 2010).

Recentemente Del Col (2010) ha confrontato i coefficienti di scambio termico locali dell'R22, R134a, R125 ed R410A in un tubo orizzontale liscio di 8.00 mm di diametro interno, variando le temperature di saturazione tra 25°C e 45°C, con una variazione della pressione ridotta compresa tra 0.19 e 0.52 considerando tutte le condizioni operative di tutti i refrigeranti. Tuttavia per ogni singolo refrigerante l'intervallo di variazione della pressione ridotta non supera 0.10. In particolare, per l'R410A gli esperimenti sono stati condotti per pressioni ridotte comprese tra 0.49 e 0.53. Anche in questo caso gli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali sono risultati decrescenti con il titolo, mentre per tutti gli altri refrigeranti considerati, con esperimenti condotti a pressioni ridotte più basse, gli andamenti riscontrati sono crescenti con il titolo o al più costanti. I risultati sperimentali sono stati confrontati con alcune correlazioni ed è stata proposta una modifica della correlazione di Gungor e Winterton (1987) che mostra un buon accordo con i risultati sperimentali presentati nel suo lavoro. Ad ogni modo, la correlazione proposta presenta un'accuratezza differente per ogni fluido e non sempre riesce a cogliere l'andamento dei risultati sperimentali.

Dall'analisi bibliografica effettuata, risulta evidente l'effetto della pressione ridotta sia sul valore assoluto del coefficiente di scambio termico locale sia sull'andamento in funzione del titolo, a sua volta influenzato dagli altri parametri operativi. La maggior parte dei dati sperimentali risultano far parte di database di fluidi differenti e in cui non sempre si riesce ad individuare l'influenza di ogni singolo parametro sul coefficiente di scambio termico locale. Inoltre, diverse interpretazioni sono state fornite sull'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo, la maggior parte delle quali sono state effettuate considerando solo gli andamenti dei coefficienti di scambio termico distribuiti lungo la periferia del tubo, mentre solo alcuni affiancano ai risultati sperimentali le visualizzazioni dei regimi di moto utili ad interpretare in maniera più accurata i risultati sperimentali e spiegare il comportamento del fluido.

Per tale motivo, al fine di conseguire un maggior approfondimento delle caratteristiche di scambio termico della CO₂, e più in generale, dell'influenza di un elevato valore della pressione ridotta e degli altri parametri operativi sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata, in particolare, sui coefficienti di scambio termico globali e locali e sui regimi di moto bifasici, sono stati condotti esperimenti per la CO₂ alle temperature di 7.0°C e 12.0°C, cui corrispondono pressioni ridotte di 0.57 e 0.64. Per estendere l'intervallo di variazione della pressione ridotta è stato considerato il refrigerante R410A che presenta tipicamente elevate pressioni di saturazione rispetto ad altri refrigeranti, e sono state indagate sperimentalmente le caratteristiche di scambio termico in un intervallo di variazione della pressione ridotta compreso tra 0.12 e 0.53, al fine sia di individuare l'effetto della pressione ridotta, a parità di altri parametri operativi, sui coefficienti di scambio termico di un singolo fluido e dei regimi di moto bifasici, sia di confrontarli con quelli della CO₂ per pressioni ridotte simili, ed estendere la dipendenza dei parametri in un più ampio intervallo di variazione delle condizioni operative.

3.5 Proprietà termodinamiche e di trasporto di miscele di CO₂ (R744) e propano (R290).

La realizzazione di miscele di refrigeranti permette di migliorare opportunamente alcune proprietà rispetto ai fluidi puri in modo da renderle idonee all'utilizzo come fluido di lavoro in un determinato campo di applicazione, sulla base di determinati parametri. La miscelazione di due o più componenti, tuttavia, altera anche altre caratteristiche, rendendo necessaria l'individuazione del giusto compromesso nelle alterazioni delle proprietà termodinamiche e di trasporto che possono influenzare le prestazioni dell'impianto. Nel presente paragrafo verrà effettuata un'analisi della variazione delle proprietà termodinamiche e di trasporto di miscele di CO₂ e propano al variare della composizione, al fine di individuare le miscele più idonee al loro utilizzo come refrigerante.

Tutte le proprietà sono state calcolate con il software Refprop 8.0 (Lemmon et al. (2007)), attraverso l'implementazione tramite il software di calcolo Matlab di opportuni codici.

La Tabella 3.6 mostra i valori delle proprietà del punto critico per diverse concentrazioni di CO₂ nelle miscele con propano.

Frazione massica di CO ₂	Temperatura critica (°C)	Pressione critica (bar)
100 %	31.1	73.8
75 %	43.5	69.8
50 %	65.9	69.7
25 %	86.8	60.5
0 %	96.7	42.5

Tabella 3.6 Temperatura e pressione critica delle miscele di CO₂ e propano per differenti concentrazioni di CO₂.

Aumentando la concentrazione di propano nella miscela aumenta la temperatura critica mentre diminuisce il valore della pressione critica.

La Figura 3.6 mostra il diagramma p-T delle miscele considerate.

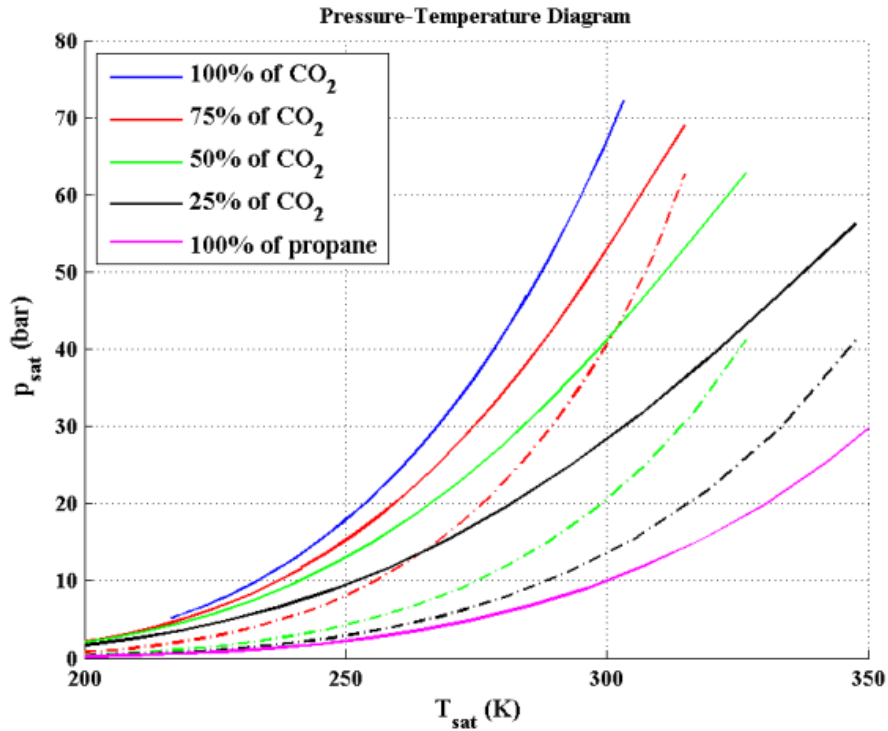


Figura 3.7 Diagramma pressione-Temperatura delle miscele di CO₂ e propano per differenti concentrazioni.

A differenza dei fluidi puri, ogni miscela presenta un “glide” di temperatura, tanto maggiore quanto maggiore è la concentrazione di propano nella miscela. Ad esempio, per una pressione di saturazione di 30 bar la temperatura di bolla della miscela con il 75% di CO₂ in massa è pari a 1.5°C mentre la temperatura di rugiada è di 16.4°C. Per la miscela con il 50% di CO₂ tali valori valgono, rispettivamente, 10.9°C e 41.3°C, mentre per la miscela con il 25% di CO₂ valgono 30.4°C e 60.4°C. Pertanto i “glide” di temperatura per le miscele al 75%, 50% e 25% di CO₂ in massa valgono, rispettivamente, 14.9°C, 30.0°C e 30.4°C.

La Figura 3.7 mostra gli andamenti della conducibilità termica al variare della temperatura di saturazione. La linea a tratto continuo è relativa alla fase liquida, mentre quella tratteggiata è relativa alla fase vapore.

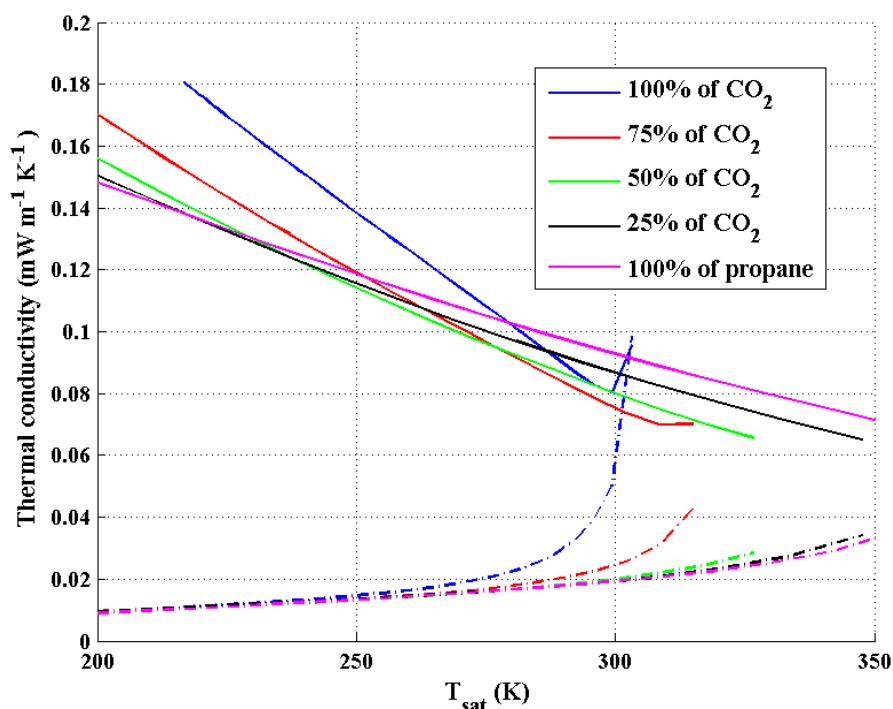


Figura 3.8 Conducibilità termica della fase liquida e della fase vapore delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

La conducibilità termica della fase liquida della CO₂ pura è sempre maggiore rispetto a quelle con il 75% e il 50% in massa di CO₂, mentre è maggiore rispetto a quella della miscela al 25% di CO₂ e del propano puro per temperature inferiori a 287 K e 280 K rispettivamente. Per una temperatura pari a 250 K la conducibilità termica della fase liquida della miscela con il 75% di CO₂ è circa il 14% inferiore rispetto a quella della CO₂ pura, mentre quella delle miscele con il 50% e 25% di CO₂ sono circa il 17% inferiori. A 280 K invece la conducibilità termica della fase liquida della CO₂ pura è il 10% maggiore rispetto alle miscele con il 75% e il 50% di CO₂, mentre è il 4.5% e lo 0.6% maggiore rispetto alla miscela con il 25% di CO₂ e del propano puro rispettivamente. A 300 K la CO₂ pura presenta una conducibilità termica della fase liquida maggiore del 6.6% rispetto alla miscela con il 75% di CO₂, mentre è confrontabile con la miscela con il 50% di CO₂. Le conducibilità termiche della fase liquida della miscela al 25% di CO₂ e del propano puro sono l'8% e il 15% maggiori rispetto alla CO₂ pura, rispettivamente.

Riguardo la fase vapore, le conducibilità termiche sono dello stesso ordine di grandezza per entrambi i fluidi puri e tutte le miscele considerate per temperature inferiori a 273 K. Per temperature maggiori, la conducibilità termica della CO₂ pura e della miscela con il 75% di CO₂ aumentano rapidamente con la temperatura rispetto alle altre miscele e al propano puro (che presenta sempre il valore più basso). Ad esempio a 280 K la conducibilità della fase vapore della CO₂ pura è il 36% più grande rispetto a quella del propano puro, mentre quella miscela con il 75% di CO₂ è circa l'8.2% maggiore del propano puro.

La Figura 3.8 mostra gli andamenti della viscosità dinamica dei fluidi puri e delle miscele considerate al variare della temperatura di saturazione. Anche in questo caso la linea a tratto continuo è relativa alla fase liquida mentre quella tratteggiata alla fase vapore.

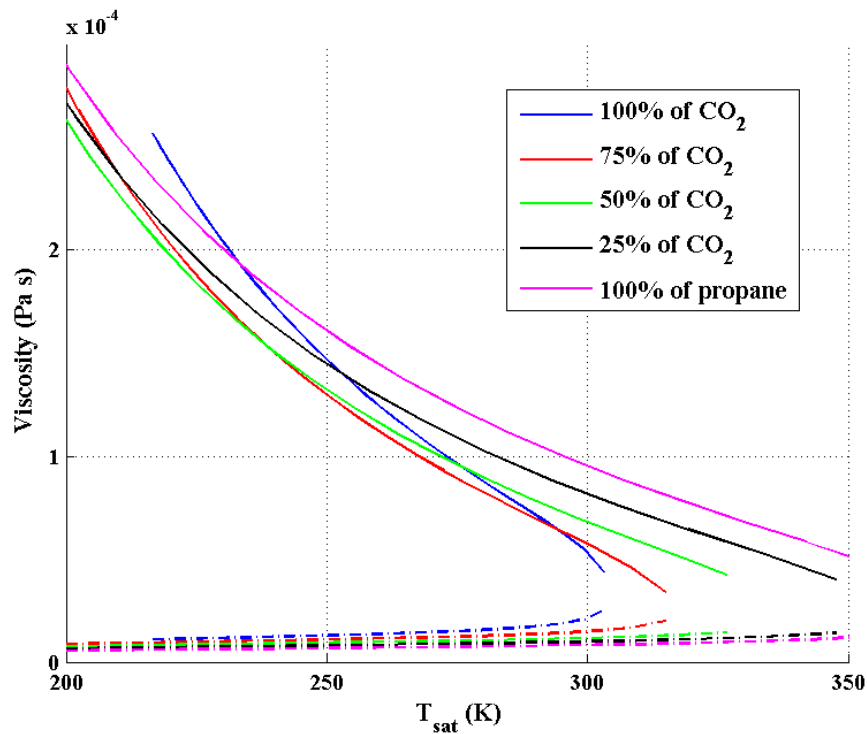


Figura 3.9 Viscosità dinamica della fase liquida e della fase vapore delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

La viscosità dinamica della fase liquida della CO₂ pura diminuisce con la temperatura mentre aumenta la sua pendenza in misura maggiore rispetto a quella delle miscele e del propano puro: per temperature inferiori a 235 K è la più alta, mentre per temperature maggiori di 290 K è la più bassa.

La tensione superficiale è riportata in Figura 3.9. Le linee a tratto continuo per le miscele corrispondono alla condizione del punto di bolla, mentre le linee tratteggiate sono relative al punto di rugiada, che a parità di temperatura di saturazione presentano una pressione inferiore per una fissata composizione.

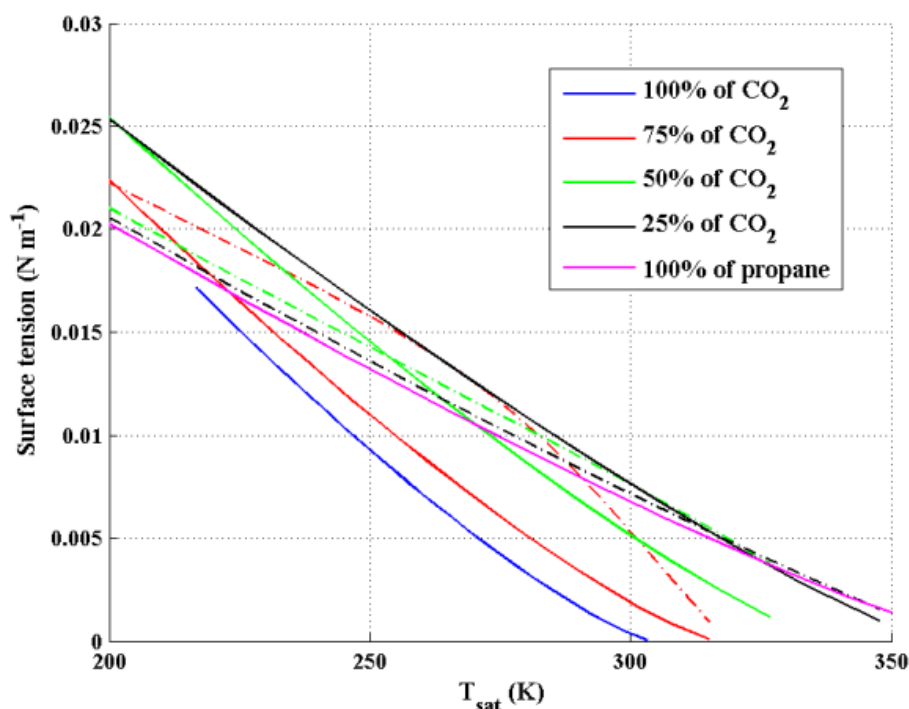


Figura 3.10 Tensione superficiale delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

La tensione superficiale della CO₂ pura è sempre la più bassa rispetto a quella delle miscele e del propano puro. In particolare la tensione superficiale relativa alla linea di bolla aumenta all'aumentare della concentrazione di propano. Durante l'evaporazione a temperatura costante non si ha lo stesso comportamento per le miscele: per la miscela con il 75% di CO₂ la tensione superficiale aumenta al progredire dell'evaporazione per temperature maggiori di 200 K. Per la miscela con il 50% di CO₂, invece, diminuisce per temperature inferiori a 260 K, mentre aumenta, al progredire dell'evaporazione, aumenta. Per la miscela con il 25% di CO₂, infine, si ha una diminuzione della tensione superficiale al progredire dell'evaporazione fino a temperature prossime a quella critica.

Per una temperatura di 280 K il valore più basso della tensione superficiale è della CO₂ pura e vale 3.3 mN m⁻¹, mentre il più alto è della miscela al 25% di CO₂ e pari a 10.8 mN m⁻¹.

Dall'analisi sulle proprietà termodinamiche e di trasporto emerge che per miscele con concentrazione di CO₂ prossime al 75%, si hanno caratteristiche più simili a quelle della CO₂ pura rispetto alle altre miscele, sebbene le pressioni di saturazione corrispondenti siano più alte rispetto alle altre miscele a parità di temperatura di evaporazione. Tuttavia, l'incremento della temperatura critica può risultare sufficiente al passaggio ad un ciclo subcritico in luogo di un ciclo transcritico. Inoltre, basse concentrazioni di propano rendono meno complicato l'utilizzo di tali miscele, presentando un minor livello di infiammabilità rispetto a miscele con concentrazioni maggiori di propano o al propano puro. Per tale motivo le miscele con concentrazioni prossime, o superiori, con il 75% di CO₂ rappresentano un buon compromesso per il loro utilizzo come fluido refrigerante.

Lo studio sperimentale di tali miscele risulta tuttavia complicato dall'effetto dello scostamento della concentrazione circolante nell'impianto rispetto alla concentrazione di carica. Infatti, l'accumulo della fase liquida in alcuni componenti dell'impianto, in particolare nei serbatoi di accumulo e/o condensatori con un grande volume (Johansson e Lundqvist (2001), Kim et al. (2007), Rajapaksha e Suen (2004)), fa sì che la concentrazione della miscela circolante si discosti da quella di carica a causa della differente volatilità dei due componenti, rendendo la fase liquida meno ricca del componente più volatile (in questo caso CO₂). La valutazione dello scostamento della concentrazione effettivamente circolante nell'impianto è di fondamentale importanza al fine di valutare correttamente le caratteristiche del fluido, in quanto cambiano le condizioni di equilibrio bifasico, sia per valutare le prestazioni dell'impianto e l'opportuno accoppiamento con i fluidi secondari a causa del differente cambiamento della temperatura della miscela al progredire dell'evaporazione.

Nel lavoro seguente, in particolare, l'impianto sperimentale è stato caricato con due differenti concentrazioni: una prima miscela con il 75% di CO₂ e 25% di propano in massa, una seconda con l'85% di CO₂ e il 15% di propano in massa. Le concentrazioni circolanti, che variano per ogni condizione operativa a seconda dell'accumulo di liquido nei vari componenti dell'impianto, sono risultate mediamente del 70% di CO₂ per la prima miscela caricata, mentre dell'83.2% di CO₂ per la seconda miscela. La procedura per la valutazione della concentrazione circolante è illustrata nel capitolo successivo, con i dettagli relativi alla valutazione dell'incertezza sulla concentrazione della miscela e la propagazione dell'incertezza sul coefficiente di scambio termico locale.

Le condizioni di prova sono state fissate al fine di valutare l'incidenza dei diversi parametri operativi e le due miscele studiate per valutare l'incidenza della concentrazione sulla degradazione del coefficiente di scambio termico locale cui sono tipicamente soggette le miscele zeotrope con elevato "glide" di temperatura.

Nel paragrafo seguente verrà presentata un'analisi bibliografica sui lavori sperimentali effettuati su miscele di refrigeranti o di fluidi naturali, tra cui l'anidride carbonica, caratterizzate da un elevato "glide" di temperatura durante l'evaporazione.

3.6 Analisi bibliografica sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotrope

L'utilizzo dell'anidride carbonica come refrigerante in applicazioni ad "elevata temperatura" (climatizzazione residenziale) è limitato a causa dell'elevata pressione di saturazione, che richiede maggiori attenzioni in fase di progettazione dell'impianto, e dalla sua bassa temperatura critica che comporta il ricorso a cicli transcritici caratterizzati da maggiori irreversibilità.

Tra altre alternative ai refrigeranti tradizionali vi sono gli idrocarburi (HC) che presentano proprietà termodinamiche che li rendono eccellenti refrigeranti, ma il loro campo di utilizzo è limitato da

esigenze di sicurezza e dalla carica di refrigerante, pertanto vengono generalmente utilizzati in impianti di piccola taglia.

Recentemente la comunità scientifica ha posto l'attenzione verso miscele di CO₂, con HFC e in particolare idrocarburi, che risultano migliorare le prestazioni dei sistemi operanti con CO₂ pura, attraverso la realizzazione di miscele anche con bassa carica di fluidi infiammabili.

Infatti, nei recenti studi di Di Nicola et al. (2005), Kim e Kim (2005), Niu e Zhang (2007) Kim et al. (2007), Kim et al. (2008), vengono studiate le proprietà termodinamiche e le prestazioni di impianti operanti con diverse miscele con CO₂. Uno dei più interessanti risultati è il comportamento di miscele di CO₂ e propano con basse concentrazioni di propano. Come mostra lo studio di Kim et al. (2008), tali miscele permettono di ottenere prestazioni maggiori rispetto ad impianti operanti con CO₂ pura tra gli stessi intervalli di temperatura. Inoltre, aumentano la temperatura critica e il calore latente di vaporizzazione rispetto alla CO₂ pura, mentre diminuisce la temperatura in uscita dal compressore.

Allo stesso tempo, tali miscele sono caratterizzate da un "glide" di temperatura durante l'evaporazione e la condensazione, in dipendenza alle concentrazioni dei componenti della miscela e della pressione operativa. Per miscele con il 75% di CO₂ in massa e 25% di propano, il "glide" di temperatura tra il punto di bolla e il punto di rugiada è di 14.3°C per una temperatura di bolla di 5.0°C. Il "glide" di temperatura influenza le prestazioni del sistema, inoltre il coefficiente di scambio termico durante il passaggio di fase risulta degradato rispetto alla CO₂ pura, come accade generalmente per miscele zeotrope caratterizzate da elevati "glide" di temperatura e mostrato negli studi riportati di seguito.

Thome e Shock (1984) presentano un lavoro di revisione di studi sperimentali, sviluppo di modelli e metodi predittivi messi a punto principalmente per miscele acquose. Fino al 1984 risultano pochi i lavori disponibili in letteratura. Per quanto riguarda i metodi predittivi per le miscele, essi sono stati ricavati estendendo i risultati ottenuti per miscele durante il "pool boiling" sul contributo nucleativo durante l'evaporazione in convezione forzata. Inoltre gli autori sottolineano che la miscelazione di due o più componenti influenza lo scambio termico: in particolare il lavoro di formazione della bolla in una miscela ideale risulta maggiore rispetto al caso di un fluido puro, e la sua crescita richiede un surriscaldamento maggiore. Inoltre anche la velocità di crescita è minore rispetto ai fluidi puri, e ciò è dovuto principalmente dall'aumento locale della temperatura di saturazione dovuto dall'evaporazione preferenziale del componente più volatile. Stesso risultato per la frequenza del distacco delle bolle. Questi effetti penalizzano generalmente il coefficiente di scambio termico, il quale risulta inferiore se confrontato con l'interpolazione lineare pesata sulla frazione massica dei coefficienti di scambio termico dei due fluidi puri alle stesse condizioni operative (in termini di pressione di saturazione, flusso di massa, flusso termico e geometria del condotto).

Un lavoro più recente è quello di Cheng e Mewes (2006) che presentano una revisione di lavori sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata per miscele azeotropiche, quasi-azeotropiche e zeotropiche in diverse configurazioni geometriche (macro/mini canali, orizzontali/verticali). Pochi studi riguardano le miscele caratterizzate da un elevato glide di temperatura. Anche i metodi predittivi riportati nel lavoro sono stati sviluppati principalmente

utilizzando database sperimentali di miscele caratterizzate da un “ glide” di temperatura non sempre elevato.

Da un punto di vista generale, tali metodi tengono conto dell’effetto della resistenza al trasporto di massa solo sul contributo nucleativo, mentre considerano trascurabile o meno importante l’effetto sul contributo convettivo, come visto nel capitolo precedente.

Ponendo l’attenzione sulle miscele caratterizzate da un ampio glide di temperatura, la Tabella 3.7 riporta una sintesi degli studi sperimentali sullo scambio termico durante l’evaporazione in convezione forzata di tali miscele in macro-canali: i lavori sono elencati in ordine per autore/anno, fluidi, geometria e configurazione del condotto, tipo di superficie.

Uno dei primi lavori è quello di Bennet e Chen (1980), in cui vengono studiate miscele di acqua e glicole etilenico caratterizzate da un elevato “glide” di temperatura, durante l’evaporazione in convezione forzata in tubi verticali lisci di 25.6 mm di diametro interno, e i coefficienti di scambio termico locali valutati sperimentalmente sono stati confrontati con una correlazione sviluppata appositamente per miscele acquose. La maggior parte dei punti sperimentali sono relativi ad una condizione di regime di moto anulare, ed è stato trovato che la resistenza al trasporto di massa influenza sia il contributo nucleativo che quello convettivo.

Nello studio di Ross et al. (1987) vengono studiate miscele di R152a/R13B1 per diverse concentrazioni in un tubo orizzontale liscio di 9.00 mm di diametro interno. In tale studio sono stati analizzati i coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo, ed è stato riscontrato un comportamento opposto rispetto al caso di fluidi puri, facendo supporre l’instaurazione di un gradiente di concentrazione lungo la circonferenza della sezione trasversale del tubo, e un gradiente di temperatura all’interfaccia liquido-vapore. Inoltre viene messo in evidenza che la soppressione del contributo nucleativo risulta più complessa da predire, ed avviene a titoli più bassi rispetto ai fluidi puri.

Risultati simili sono mostrati nello studio di Jung et al. (1989b) in cui sono stati valutati i coefficienti di scambio termico di miscele con R22/R114 in un tubo orizzontale liscio di 9.00 mm di diametro interno. Gli esperimenti sono stati condotti ad una pressione ridotta costante, pari a 0.08, per tutte le miscele e per i 2 fluidi puri. La maggior parte dei risultati sperimentali ricadono nella regione in cui il contributo convettivo risulta dominante, e anche in questo caso è stato riscontrato che il contributo nucleativo diventa soppresso a titoli più bassi rispetto al caso di fluidi puri. È stata riscontrata una forte degradazione del coefficiente di scambio termico attribuita sia alla variazione non lineare delle proprietà termofisiche e al parametro di Martinelli o, equivalentemente, al fattore accrescitivo dell’equazione di Chen (1996) (che è funzione del parametro di Martinelli per le miscele, mentre per i fluidi puri è funzione solo della pressione ridotta e del titolo). L’analisi condotta per questi fattori mostra che l’effetto della variazione non lineare delle proprietà termofisiche è 2-3 volte più basso rispetto a quello causato dalla variazione della temperatura di equilibrio dovuta alla miscelazione dei componenti e alla variazione della composizione della fase liquida ad elevati titoli.

Niederkruger et al. (1992) ha confrontato i risultati sperimentali per diverse miscele di R846/R12 in tubi orizzontali lisci di 14.00 mm di diametro interno. I risultati sperimentali appartengono alla regione in cui il contributo nucleativo è dominante ed è stata riscontrata la degradazione del coefficiente di scambio termico. In particolare maggiore è il titolo maggiore è la variazione della composizione della fase vapore, penalizzando lo scambio termico. Gli esperimenti mostrano che anche la velocità del fluido influenza la resistenza al trasporto di massa. È stata proposta una modifica del metodo di Schlünder (1986) per tenere in conto della degradazione del coefficiente di scambio termico per le miscele.

Sami e Schnotale (1992) hanno condotto esperimenti con miscele di R22/R114 e R22/R152a in tubi orizzontali con superficie estesa di 32.4 mm di diametro interno e hanno confrontato i risultati con quelli relativi ai fluidi puri, proponendo una correlazione specifica per il calcolo del coefficiente di scambio termico medio durante l'evaporazione per miscele in tubi con superfici estese.

Shin et al. (1997) hanno condotto esperimenti su miscele di R32/R134a, R32/R125 e R290/R600a in tubi orizzontali di 7.7 mm di diametro interno. Nel loro lavoro è stato messo in evidenza che la degradazione del coefficiente di cambio termico è differente a seconda delle composizioni iniziali della miscela, ed è stata riscontrata una variazione circonferenziale dei coefficienti di scambio termico lungo la periferia del tubo: nel regime di moto anulare la variazione dello spessore dell'anulo di liquido causa un gradiente di concentrazione circonferenziale. I risultati sperimentali sono stati confrontati con la correlazione di Gungor e Winterton (1987) con l'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) riscontrando un buon accordo.

Wettermann e Steiner (2000) hanno studiato i coefficienti di scambio termico delle miscele binarie di R116/R134a e di miscele ternarie di R116/R846/R134a. Gli esperimenti sono stati condotti mantenendo come parametro costante la pressione di evaporazione e i risultati sperimentali sono stati confrontati con quelli dei fluidi puri operanti alla stessa pressione. I risultati sono stati segregati per regime di ebollizione dominante (nucleativo o convettivo) variando il flusso termico in un ampio intervallo in modo da distinguere i termini che causano la degradazione del coefficiente di scambio termico. È stato trovato che per bassi flussi termici ed alti titoli la degradazione dello scambio termico è trascurabile rispetto all'interpolazione lineare dei coefficienti di scambio termico dei fluidi puri alla stessa pressione. Questa considerazione è confermata dall'analisi statistica con alcune correlazioni per fluidi puri che mostrano un buon accordo con i risultati sperimentali se si tiene conto delle proprietà termofisiche locali, ovvero considerando le concentrazioni che variano durante l'evaporazione della fase liquida e della fase vapore a causa della volatilità preferenziale del componente più volatile. La degradazione del coefficiente di scambio termico è invece stata riscontrata significativa nel caso di regime nucleativo dominante (elevati flussi termici) attribuita all'incremento della resistenza al trasporto di massa all'interfaccia liquido-vapore sulla superficie delle bolle. È stata proposta una correlazione che tiene conto dell'effetto, basata sul modello del controllo del trasporto di massa. I coefficienti di scambio termico misurati vengono predetti con un errore medio relativo del 15%.

Barbosa e Hewitt (2001) presentano i risultati sperimentali di miscele di idrocarburi per tubi verticali e li hanno confrontati con un modello predittivo che tiene conto sia dell'effetto della resistenza al trasporto di massa che l'effetto idrodinamico dello scambio di gocce ad alti titoli che contribuisce alla degradazione allo scambio termico. Quest'ultimo effetto risulta significativo, secondo gli autori, nella regione del regime a flusso misto dove il distacco della fase liquida comporta una temperatura all'interfaccia maggiore rispetto a quella della massa di fase liquida ottenuta dal bilancio di entalpia locale sul flusso di massa.

Autori	Fluidi	Grandezza del tubo / configurazione / tipo di superficie	Autori	Fluidi	Grandezza del tubo / configurazione / tipo di superficie
Bennet e Chen (1980)	Acqua/glicole etilenico	25.6 mm d.i., tubo vertical liscio	Wetterman e Steiner (2000)	R116/R134a R116/R846/R134a	14.0 mm d.i., tubo orizzontale liscio
Ross et al. (1987)	R152a/R13B1	9.0 mm d.i., tubo orizzontale liscio	Barbosa e Hewitt (2001)	n-pentani/ iso-octani	25.4 mm I.D., tubo vertical liscio
Jung et al. (1989a)	R22/R114	9.0 mm d.i., tubo orizzontale liscio	Cho et al. (2010a)	R744/R290	4.0 and 4.13 mm d.i., tubi orizzontali e verticali, superfici lisce e estese
Niederkruger et al. (1992)	R846/R12	14.0 mm d.i., tubo orizzontale liscio	Cho et al. (2010b)	R744/R290	4.0 mm d.i., tubo liscio inclinato di 45°
Sami e Schnotale (1992)	R22/R114, R22/R152a	32.4 mm d.i., tubo orizzontale con superficie estesa	Orian et al. (2010)	R22/DMAC	19.05 mm d.i., tubo orizzontale liscio
Shin et al. (1997)	R32/R134a, R290/R600a, R32/R125	7.7 mm d.i., tubo orizzontale liscio	Zou et al. (2010)	R290/R170	8.0 mm d.i., tubo orizzontale liscio

Tabella 3.7 Riepilogo di lavori sperimentali sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotropiche.

Coerentemente con questa ipotesi, i risultati del modello confermano l'aspetto di tale fenomeno mostrando delle temperature in parete maggiori. L'accuratezza della correlazione peggiora all'aumentare della pressione, dato che la maggior parte dei metodi utilizzati per sviluppare la correlazione proposta sono stati a loro volta sviluppati utilizzando database sperimentali relativi a basse pressioni.

Cho et al. (2010a, 2010b) hanno studiato sperimentalmente miscele di anidride carbonica e propano considerando composizioni in massa di CO₂ del 100%, 75%, 50% e 25%, in tubi lisci e con superficie estesa di 4.00 e 4.13 mm di diametro interno per flussi di massa compresi tra 212 e 656 kg m⁻²s⁻¹ e flussi termici compresi tra 15 e 60 kW m⁻². Gli esperimenti sono stati condotti mantenendo costante la pressione di evaporazione al valore corrispondente al punto di bolla per diverse temperature comprese tra -10°C e +30°C. Le inclinazioni dei tubi sono: verticali, orizzontali e inclinati di 45°C. Anche in questi studi i risultati mostrano una degradazione dei coefficienti di scambio termico rispetto alla CO₂ pura. Riguardo i loro risultati sperimentali, si riscontrano differenze significative negli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali con il titolo delle miscele 75/25 e le altre miscele alle altre concentrazioni: la miscela 75/25 mostra un andamento decrescente con il titolo similmente alla CO₂ pura. Per le altre miscele i coefficienti di scambio termico prima decrescono con il titolo e poi aumentano nuovamente. Nel lavoro di Cho et al. (2010a) il valore medio del coefficiente di scambio termico della miscela 75/25 risulta circa il 91% rispetto a quello della CO₂ pura.

In Orian et al. (2010) sono presentati i risultati sperimentali di miscele di R22 e DMAC in un tubo orizzontale liscio di 19.05 mm di diametro interno. La miscela testata è caratterizzata da un elevatissimo "glide" di temperatura (circa 200°C) e la fase vapore è stata considerata composta solo da R22, dovuto alla differenza tra i punti di ebollizione normali dei componenti puri. È stato osservato e confermato sia dagli esperimenti che dal confronto con le correlazioni che il contributo nucleativo all'evaporazione può essere trascurato in tutta la regione di variazione del titolo. Infatti la correlazione di Dittus-Boelter per fluidi puri è in grado di predire i risultati sperimentali con un errore relativo sempre inferiore al 30% e nella correlazione di Chen (1966) il contributo convettivo risulta 10 volte maggiore rispetto al contributo nucleativo. La forma originale della correlazione di Chen (1966) mostra un buon accordo con i risultati sperimentali, sebbene trascurando il termine del contributo nucleativo la correlazione fornisce risultati migliori.

Zou et al. (2010) presentano esperimenti condotti con miscele di R290/R170 in un tubo orizzontale liscio di 8.00 mm di diametro interno. La degradazione del coefficiente di scambio termico è stata riscontrata principalmente nella zona di regime nucleativo dominante, mentre per il contributo convettivo l'effetto della resistenza al trasporto di massa è risultato trascurabile. È stato inoltre proposto un modello asintotico per correlare il coefficiente di scambio termico utilizzando un fattore

correttivo per il contributo nucleativo dipendente dal glide di temperatura e dalla differenza di frazione molare del componente più volatile tra la fase vapore e la fase liquida.

La raccolta bibliografica presentata mostra che sono pochi gli studi relativi all'evaporazione in convezione forzata di miscele caratterizzata da un elevato "glide" di temperatura, in particolare per miscele di fluidi naturali. Inoltre, l'assunzione frequente che l'effetto della resistenza al trasporto di massa nella regione convettiva può essere trascurato, adottato per miscele con bassi "glide" di temperatura (minori di 5°C), non può sempre essere estesa con efficacia a miscele caratterizzate da un ampio "glide" di temperatura, come per le miscele di CO₂ e propano. Gli unici lavori relativi alle miscele di CO₂ e propano sono quelli già citati di

Cho et al. (2010a, 2010b). Tuttavia in questi studi le condizioni operative indagate non permettono di effettuare una valutazione diretta sull'influenza di ogni singolo parametro sul coefficiente di scambio termico locale, dato che non sono individuabili delle grandezze in comune rese costanti, se non solo la temperatura di bolla per le varie miscele. In questo modo, durante gli esperimenti condotti a pressione costante per ogni miscela, la pressione è differente dalle altre e la stessa variazione di temperatura risulta differente.

Per tale motivo in questo studio sono stati valutati sperimentalmente i coefficienti di scambio termico fissando la temperatura di saturazione come parametro di confronto, al fine di valutarne l'effetto così come per gli altri parametri operativi (flusso di massa, flusso termico, titolo). Gli esperimenti hanno riguardato 2 tipi di miscele, una con concentrazione media di CO₂ circolante del 70.0% e 30.0% di propano, e l'altra con l'83.2% di CO₂ e il 16.8% di propano. Le prove sono state effettuate per temperature di evaporazione pari a 7.0°C e 12.0°C, flussi di massa di 200 e 350 kg m⁻²s⁻¹ e flussi termici di 10.0 e 20.0 kW m⁻².

Capitolo 4

Impianto sperimentale

4.1 Introduzione

Le misurazioni dei coefficienti di scambio termico e le visualizzazioni dei regimi di moto dei fluidi e delle miscele considerate durante l'evaporazione in convezione forzata sono state effettuate con un impianto sperimentale dell'Università degli Studi del Sannio sito presso il Laboratorio di Tecnica del Freddo del Dipartimento di Energetica, Termofluidodinamica e Condizionamenti ambientali (D.E.TE.C.) dell'Università degli Studi di Napoli FEDERICO II.

In particolare l'impianto è stato progettato per studiare le caratteristiche termofluidodinamiche durante il passaggio di fase liquido-aeriforme dell'anidride carbonica.

L'accurata conoscenza delle caratteristiche di scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata consente di dimensionare correttamente gli evaporatori ed implementare procedure che ne consentano l'ottimizzazione; stimare le condizioni di funzionamento e, quindi, i consumi energetici dell'impianto a seguito della sostituzione del refrigerante; minimizzare le irreversibilità termodinamiche connesse agli evaporatori stessi e, quindi, massimizzare l'efficienza degli impianti, permettendo così anche di contenere il contributo indiretto al riscaldamento globale del pianeta.

Al fine di valutare i coefficienti di scambio termico locali e le perdite di carico locali in un ampio intervallo di condizioni operative, l'impianto sperimentale utilizzato consente di indagare sperimentalmente tali caratteristiche al variare del titolo, del flusso di massa, della temperatura di saturazione e del flusso termico. L'apparato di prova consente di variare le grandezze di influenza in maniera indipendente e in un ampio intervallo di condizioni operative comunemente riscontrate nel funzionamento degli evaporatori ad espansione secca (tutto il campo di valori del titolo, flusso di massa compreso tra 100 e 500 kg m⁻²s⁻¹, temperature di saturazione comprese tra -10 e 50°C e flusso termico fino a 40 kW m⁻²).

L'apparato sperimentale consta di due circuiti:

- **il circuito primario**, entro il quale fluisce il refrigerante del quale si vogliono valutare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico in regime stazionario;
- **il circuito secondario**, costituito da un impianto frigorifero a compressione di vapore il cui scopo è quello di fornire la potenza frigorifera necessaria alla condensazione del fluido di prova.

Di seguito si procederà con un'analisi dettagliata delle caratteristiche tecniche di tutti i componenti costituenti i due circuiti, il sistema per l'acquisizione dei dati, la procedura per la loro elaborazione, l'analisi della propagazione dell'incertezza di misura e il sistema di visualizzazione ed acquisizione delle immagini. Saranno presentati anche i test preliminari condotti per la verifica della capacità dell'impianto di raggiungere le condizioni operative previste in fase di progetto, la corretta calibrazione degli strumenti di misura, la possibilità di realizzare misurazioni consistenti con la desiderata incertezza e la ripetibilità delle misurazioni.

Per ulteriori informazioni riguardo la messa a punto dell'impianto e i test preliminari è possibile fare riferimento al lavoro di de Rossi et al. (2009).

4.2 Descrizione dell'impianto sperimentale

L'apparato sperimentale è costituito da due circuiti: il circuito primario, entro il quale fluisce il refrigerante da testare, ed il circuito secondario, costituito da un impianto frigorifero a compressione di vapore, il cui scopo è quello di sottrarre la potenza necessaria alla condensazione del fluido di prova.

Nelle Figura 4.1 e 4.2 sono riportate, rispettivamente, una foto e una rappresentazione schematica dell'intero impianto.

Il circuito primario è un impianto di circolazione i cui componenti principali sono il preriscaldatore, la sezione di test diabatica, la sezione di test adiabatica, i tre scambiatori di calore (uno a tubi e mantello, uno a piastre e uno coassiale), all'interno dei quali il fluido di prova condensa, e la pompa di circolazione.

Nel circuito primario il moto del fluido è garantito da una pompa a trascinamento magnetico. Quest'ultima è collegata ad un inverter tramite il quale è possibile modificare la portata massica del refrigerante. Il fluido, in condizioni di liquido sottoraffreddato, entra nel preriscaldatore dove riceve potenza termica mediante 4 resistenze elettriche avvolte intorno al tubo e attraversate da corrente alternata; un autotrasformatore consente di modificare la tensione di alimentazione delle resistenze elettriche e, quindi, la potenza termica fornita al refrigerante in modo da modificare, mantenendo costanti le altre condizioni operative, il valore del titolo all'ingresso della sezione di test diabatica.

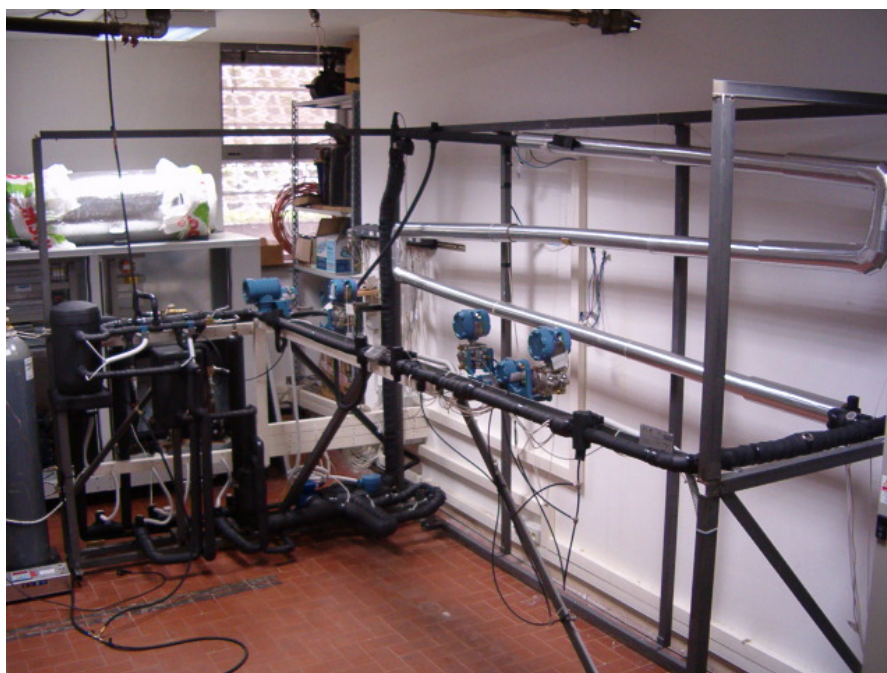


Figura 4.1 Foto dell'apparato sperimentale.

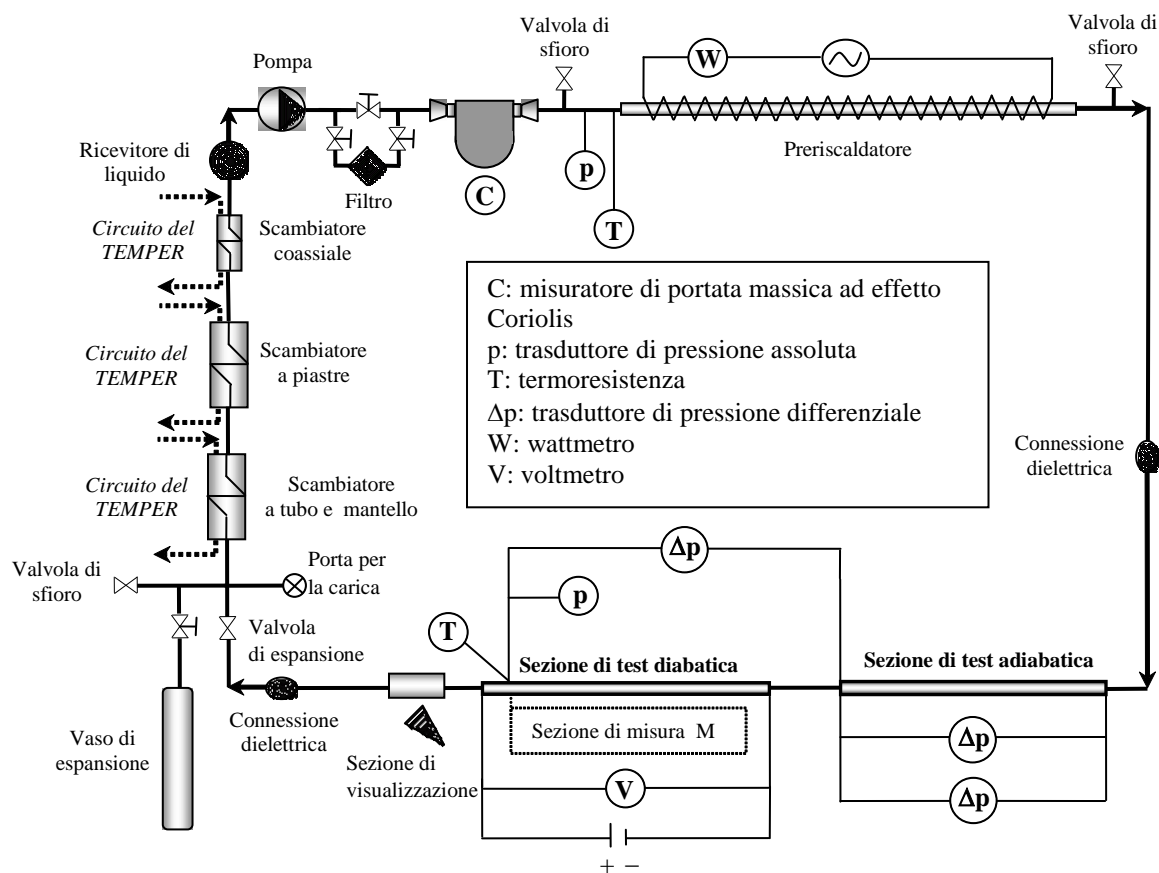


Figura 4.2 Schema dell'apparato sperimentale.

Uscito dal preriscaldatore, il fluido entra nella sezione di test diabatica e, poi, nella sezione di test adiabetica. Prima dell'ingresso nella sezione di test diabatica il refrigerante passa attraverso un tratto orizzontale dritto di lunghezza sufficiente a consentire il completo sviluppo del moto.

Nella sezione di test diabatica, viene somministrata potenza termica al refrigerante per effetto Joule, mediante il passaggio di corrente continua direttamente nel tubo di prova; la potenza termica trasferita al fluido di prova nella sezione di test diabatica può essere variata con continuità controllando la tensione di uscita da un alimentatore in corrente continua. La valutazione del coefficiente di scambio termico locale è effettuata nella sezione di misura M. Il gradiente di pressione locale, invece, è misurato nella sezione di test adiabetica.

La condensazione del refrigerante avviene in uno scambiatore di calore a tubi e mantello e/o in uno scambiatore di calore a piastre, disposti in serie. A valle di quest'ultimo è inserito uno scambiatore di calore a tubi coassiali per garantire le condizioni di liquido sottoraffreddato all'aspirazione della pompa di circolazione.

La sottrazione di potenza termica nei tre scambiatori di calore posti a valle della sezione adiabetica avviene mediante un fluido termovettore (miscela di acqua e glicole al 50%/50% in massa) che

presenta un basso punto di congelamento. Il desiderato raffreddamento della miscela di acqua e glicole è realizzato mediante un impianto frigorifero a compressione di vapore nel quale evolve il fluido R404A; il moto della miscela di acqua e glicole, invece, è garantito da una pompa a trascinamento magnetico collegata ad un inverter, tramite il quale è possibile modificare la velocità di rotazione della pompa stessa. Variando la temperatura e/o la portata massica del fluido termovettore è possibile modificare la pressione di saturazione nella sezione di misura M.

Lungo tutto il circuito primario sono collocati, in apposite postazioni, dei vetrini-spia adibiti al monitoraggio delle condizioni del flusso di refrigerante e, a valle della pompa di circolazione, è posizionato un filtro per impurità, che può essere anche by-passato. In tre diversi punti del circuito primario, inoltre, sono posizionate delle valvole di sicurezza al fine di evitare che la pressione superi il valore massimo ammissibile (55 bar). All'ingresso della sezione adiabatica e all'uscita della sezione diabatica, infine, è inserito un giunto dielettrico per impedire il passaggio di corrente dalla sezione di test diabatica al resto dell'apparato.

Il circuito primario, inoltre, è accuratamente coibentato con:

- ✓ materiale elastomerico a celle chiuse ($k=0.040$ W/mK a 40 °C) di spessore pari a 32 mm per lo scambiatore di calore a piastre;
- ✓ elastomero espanso ($k=0.040$ W/m K a 40 °C) per lo scambiatore di calore a tubi e mantello, lo scambiatore a tubi coassiali, il ricevitore di liquido, le tubazioni e i raccordi;

coppelle in lana di roccia ($k=0.075$ W/m K a 300 °C) di spessore di 5 cm per la sezione di preriscaldamento.

4.2.1 Circuito primario

Lo scopo dell'impianto sperimentale è la valutazione dei coefficienti di scambio termico e delle perdite di carico, sull'intero campo di variazione del titolo, durante l'evaporazione in convezione forzata, con particolare attenzione ai regimi di moto che si instaurano, e al variare dei seguenti parametri:

- ✓ flusso di massa G ;
- ✓ flusso termico q ;
- ✓ temperatura di saturazione T_{sat} .

Per tale ragione si è scelto di adottare un impianto di circolazione in luogo di un impianto a compressione di vapore in quanto:

- ✓ negli impianti a compressione di vapore, l'olio di lubrificazione del compressore circola, insieme al refrigerante, in un'aliquota stimabile intorno al 2÷4% della massa del refrigerante; ciò non consente di misurare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico del refrigerante puro, ma esclusivamente di miscele di refrigerante ed olio di lubrificazione, le quali presentano

caratteristiche diverse al variare del tipo e della percentuale di lubrificante in circolo. Con il circuito primario in esame, invece, si possono determinare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico del refrigerante puro e, eventualmente, di miscele di refrigerante e di quantità note di olio lubrificante, messe artificialmente in circolazione;

- ✓ in un impianto a compressione di vapore, il fluido in uscita dalla valvola di laminazione si trova in condizione di vapore saturo con un valore del titolo che si attesta intorno al 20%; si intuisce, quindi, l'impossibilità di realizzare la completa evaporazione del fluido nell'evaporatore. Tale limitazione non si presenta nel circuito primario in esame, potendo il fluido entrare nel tubo di prova anche in condizioni di liquido sottoraffreddato;
- ✓ in un impianto a compressione di vapore i vincoli da imporre per il corretto funzionamento dell'impianto (surriscaldamento all'uscita dell'evaporatore, refrigerante in fase liquida all'uscita dal condensatore) costituiscono dei limiti al campo di variabilità delle condizioni operative. Di conseguenza, pur ricorrendo a sistemi di regolazione del numero di giri del compressore o della temperatura e/o della portata massica del fluido freddo al condensatore, le condizioni di funzionamento che si possono raggiungere sarebbero limitate.

I componenti principali del circuito primario sono:

- ✓ una pompa a trascinamento magnetico;
- ✓ un preriscaldatore;
- ✓ una sezione di test diatermana;
- ✓ un visualizzatore di flusso in plexiglas;
- ✓ una sezione di test adiabatica;
- ✓ una valvola di laminazione;
- ✓ uno scambiatore di calore a tubi e mantello;
- ✓ uno scambiatore di calore a piastre;
- ✓ uno scambiatore di calore a tubi coassiali;
- ✓ un serbatoio di liquido;
- ✓ un vaso di espansione.

4.2.2 Sezione di test diatermana

Uno schema della sezione di test diatermana è riportato in Figura 4.3.

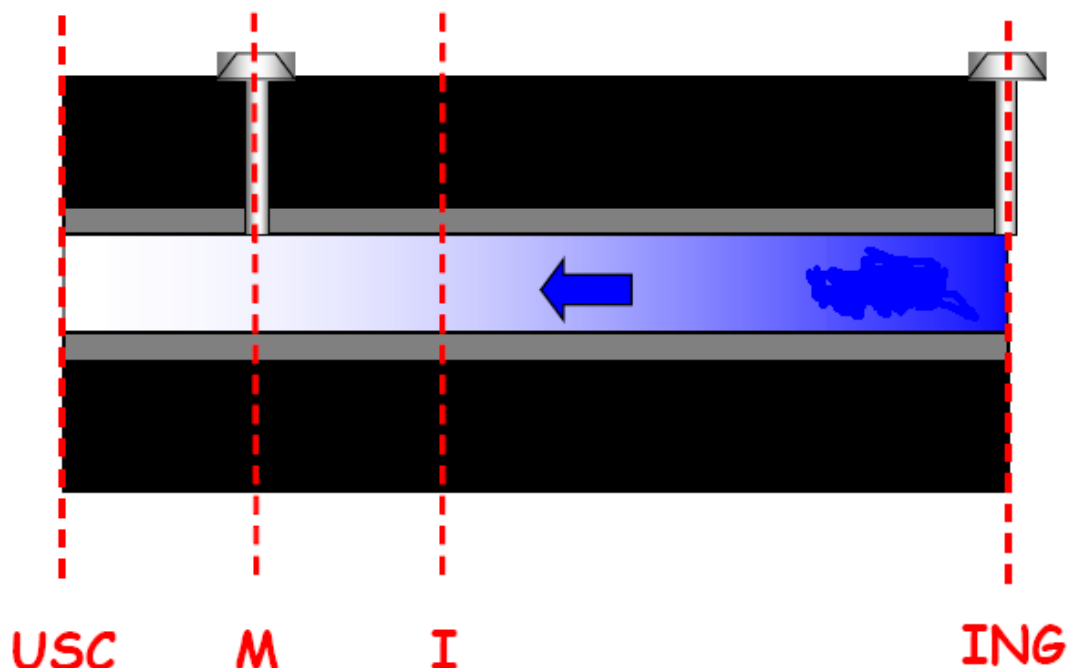


Figura 4.3 Schema della sezione di test diatermana.

La sezione di prova è stata scelta in modo da mantenere una continuità con le precedenti attività del Laboratorio che hanno riguardato l'ebollizione in convezione forzata di refrigeranti HCFC, CO₂ e HFC puri e miscelati tra loro, in un tubo orizzontale liscio di acciaio inossidabile 304 con raggio interno di 3.00 mm; per tali ragioni, la sezione di test diatermana è costituita da un tubo orizzontale liscio di acciaio inossidabile tipo 304 ($k = 14.4 \text{ W/mK}$ a 20 °C).

Il certificato di calibrazione riporta un valore del raggio interno r_i pari a $3.00 \pm 0.05 \text{ mm}$, intendendo che $\pm 0.05 \text{ mm}$ definisce un intervallo avente un livello di fiducia del 90%. Per quanto riguarda la lunghezza del tubo $L_{\text{ING-OUT}}$, il costruttore ne ha fornito un valore di $780.0 \pm 0.5 \text{ mm}$, dove $\pm 0.05 \text{ mm}$ definisce un intervallo avente un livello di fiducia del 90%.

Per poter apprezzare le variazioni di pressione, la sezione di misura M è posta a 640.0 mm dall'ingresso del condotto riscaldato.

È possibile valutare la variazione di titolo tra l'ingresso e l'uscita della sezione di misura M da un bilancio di energia sulla sezione di test diatermana:

$$\dot{Q} = \dot{m} \Delta h_{ev} \Delta x \quad (4.1)$$

dove \dot{Q} è la potenza termica fornita al fluido nella sezione di test diatermana, \dot{m} è la portata massica di refrigerante, Δh_{ev} è il calore latente di evaporazione, Δx è la variazione di titolo, q è il flusso termico in parete, r_i è il raggio interno del tubo e l è la lunghezza del tubo.

Dalla definizione del flusso termico, essendo quest'ultimo uniforme, vale la relazione:

$$\dot{Q} = 2\pi q r_i l \quad (4.2)$$

Uguagliando la (4.1) e la (4.2) si ottiene:

$$\dot{m} \Delta h_{ev} \Delta x = 2\pi q r_i l \quad (4.3)$$

Indicando con G il flusso di massa del refrigerante, dalla (4.3) si ricava :

$$G \pi r_i^2 \Delta h_{ev} \Delta x = q 2\pi r_i l \quad (4.3')$$

ovvero

$$\frac{\Delta x}{l} = \frac{2q}{r_i G \Delta h_{ev}} \quad (4.4)$$

Poiché l'impianto è stato progettato in particolare per la CO₂ e per condurre esperimenti al variare di G tra 100 e 500 kg/m²s, di q tra 5 e 40 kW/m² e di t_{sat} tra -15 e 0 °C, è facile osservare che:

$$\left(\frac{\Delta x}{l} \right)_{\max} = 0.58 \quad (4.5)$$

Lo spessore è stato scelto a partire dalla cosiddetta formula delle caldaie

$$\sigma = \frac{pr}{s} \quad (4.6)$$

da cui

$$s = \frac{pr}{\sigma} \quad (4.7)$$

Per $p = p_{\max} = 55 \text{ bar}$, $r_i = 0.003 \text{ mm}$ e $\sigma = \sigma_{\text{SN } 304} = 2.6 \cdot 10^2 \text{ N/mm}^2$ ($\sigma_{\text{SN } 304}$ = tensione di snervamento dell'acciaio inossidabile) si ricava $s = 0.063 \text{ mm}$. Assumendo un fattore di sicurezza pari a 10 ovvero imponendo $\sigma = \frac{1}{10} \sigma_{\text{SN } 304}$ risulta $s = 0.63 \text{ mm}$.

Per ragioni costruttive e commerciali si è scelto s pari a 1.0 mm.

Volendo trasferire potenza termica al fluido per effetto Joule e volendo calcolare tale potenza termica tramite una misura diretta di tensione, si è proceduto alla valutazione della resistenza elettrica del tubo. Nella Tabella 4.1 sono riportati i valori delle resistenze elettriche dei vari tratti del tubo di prova ad una temperatura di circa -5.0°C misurate sperimentalmente con il metodo volt-amperometrico. Le incertezze riportate in Tabella 4.1 sono fornite dal costruttore del tubo di prova e definiscono un livello di fiducia del 90% per quanto riguarda i valori delle distanze e del 99% in relazione ai valori delle resistenze elettriche. I valori di temperatura indicati derivano dalla media aritmetica di dodici

valori della temperatura esterna del condotto ottenuti tramite 4 termoresistenze Pt100 disposte lungo il tubo.

Tratto	Lunghezza L [mm]	Temperatura [°C]	Resistenza elettrica [Ω]
ING-USC	780.0±0.5	30.00	0.0264910Ω ±0.2649mΩ
ING-M	640.0±0.5	30.00	0.0224344Ω ±0.2243mΩ
ING-I	580.0±0.5	30.00	0.0203312±0.2033mΩ
M-I	60.0±0.5	30.00	0.0023208Ω ±0.0232mΩ

Tabella 4.1 Resistenze elettriche dei tratti della sezione di test diatermana.

4.2.3 Alimentatore

I capi del tubo di prova sono collegati ad un alimentatore in corrente continua (Figura 4.4) tramite dei cavi di rame di sezione retta di 177 mm²e lunghezza pari a 2.5 m.



Figura 4.4 Alimentatore

Tensione in ingresso [V]	Corrente in uscita [A]	Tensione in uscita [V]
400	20÷220	0÷48

Tabella 4.2 Caratteristiche dell'alimentatore

Le caratteristiche principali dell'alimentatore in corrente continua sono illustrate nella Tabella 4.2; i valori della tensione e della corrente di uscita possono essere regolati con continuità tramite il pannello di controllo.

L'alimentatore è collegato al tubo tramite dei fili in rame di sezione opportuna per evitare un eccessivo riscaldamento.

In Figura 4.5 è riportato il punto di connessione dell'alimentatore ai capi del tubo riscaldato.



Figura 4.5 Punto di collegamento tra l'alimentatore e la sezione di test diadiatica

4.2.4 Visualizzatore di flusso

Il visualizzatore di flusso è costituito da un tubo in vetro di diametro interno pari a 6.0 mm, diametro esterno pari a 19.75 mm e lunghezza pari a 90.0 mm (Figura 4.6).

Esso è connesso all'impianto tramite due flange e, per garantire la tenuta necessaria tra il visualizzatore e le flange, sono state poste una guarnizione o-ring in gomma ed una guarnizione a disco di teflon.

La forza di chiusura assiale è garantita tramite un sistema di serraggio con quattro tiranti.

È stata posta particolare attenzione al montaggio del visualizzatore di flusso al fine di garantire l'allineamento di quest'ultimo alle sezioni di test diatermana e adiabatica; infatti, eventuali disallineamenti produrrebbero una modifica non trascurabile del regime di moto bifasico.

Al fine di evitare pericoli per gli operatori connessi ad un'eventuale rottura del visualizzatore di flusso è stato predisposto un opportuno vetro di protezione.

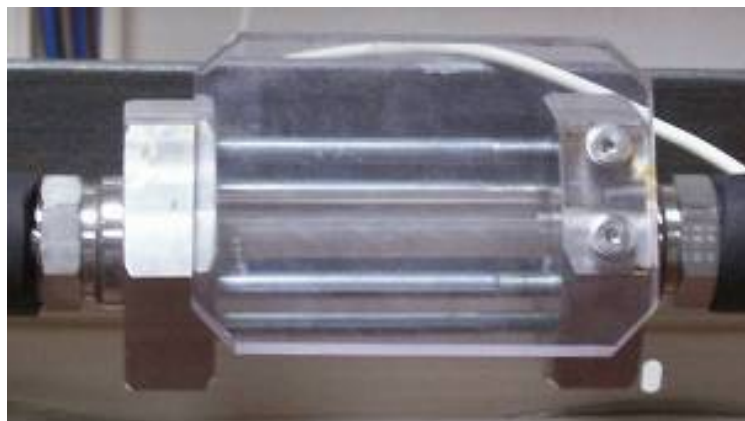


Figura 4.6 Visualizzatore di flusso

4.2.5 Sezione di test adiabatica

La sezione di test adiabatica è costituita da un tubo orizzontale liscio di acciaio inossidabile tipo 404 ($k=14.4 \text{ W/mK}$ a 20 °C) con diametro interno di 6.00 mm , diametro esterno di 8.00 mm e lunghezza di 1000.0 mm .

L'utilizzo della sezione di test adiabatica è necessario per la determinazione del gradiente di pressione locale. Quest'ultimo, infatti, è funzione dei seguenti parametri: flusso di massa del fluido G , proprietà termodinamiche del fluido, geometria e configurazione del tubo. Anche la frazione di sezione occupata dalle due fasi e la relativa distribuzione all'interno della sezione giocano un ruolo importante. A tal proposito ricordiamo che, durante l'evaporazione, si ha un cambiamento nel regime di moto che causa differenti frazioni e distribuzioni del liquido e del vapore nella sezione trasversale. Detta z l'ascissa lungo la direzione dell'asse del condotto, si può assumere che:

$$\frac{dp}{dz}(z) = f(G, \text{proprietà del fluido, geometria e disposizione del tubo}) \quad (4.8)$$

dove l'espressione analitica della funzione del gradiente locale, per tenere conto dei diversi fattori indicati, necessita di espressioni differenti a seconda del regime di flusso.

Nel progetto degli evaporatori, è necessario calcolare la perdita di carico per una fissata geometria e disposizione del tubo e per fissate condizioni operative (il flusso di massa di fluido, le proprietà termodinamiche del fluido e il flusso termico in parete q). Le proprietà termodinamiche del fluido sono funzione della pressione statica p e del titolo x .

La perdita di carico misurata su una lunghezza finita corrisponde all'integrale della (4.9):

$$\Delta p(z_{out}, z_{in}) = \int_{z_{in}}^{z_{out}} \frac{dp}{dz}(\text{fluido}, G, p, x, D) dz \quad (4.9)$$

Da questo integrale non è possibile risalire al valore della funzione integrando se non in casi particolari e cioè quando la lunghezza del tratto considerato tende a zero o quando la funzione integrando stessa è costante. Il primo caso non è compatibile con la necessità di realizzare misurazioni

accurate. D'altro canto la funzione integrando si mantiene costante quando risultano verificate le seguenti ipotesi:

- ✓ regime stazionario,
- ✓ trascurabilità dell'effetto delle perdite di carico sulle proprietà termodinamiche del fluido,
- ✓ sezione costante,
- ✓ adiabaticità del condotto.

4.2.6 Valvola di laminazione a regolazione manuale

A valle della sezione di test adiabatica è stata posizionata una valvola di laminazione per evitare rischi di rottura durante le prove relative alla sola fase liquida. Tramite la valvola di laminazione (completamente aperta durante il normale funzionamento dell'apparato sperimentale) è possibile avere un tratto di impianto in cui circola vapore saturo (fluido comprimibile) e quindi scongiurare forti aumenti di pressione conseguenti al riscaldamento. È stata utilizzata una valvola di laminazione unidirezionale in linea della TF Italy modello FT1253/5 tipo 38 (Figura 4.7).

In tale tipo di valvola di laminazione, la regolazione avviene ad opera di uno spillo che ottura la sezione di passaggio del fluido; la posizione dello spillo è regolata tramite una manopola la cui movimentazione avviene tramite una filettatura M20x1. Il corpo della valvola è di ottone 58 nichelato, lo spillo è di acciaio X10CrNiS 1809, la manopola è di GD-AlSi12 e l'anello antiestrusione è in PTFE. La sua pressione massima di esercizio è di 210 bar, mentre la sua temperatura di esercizio deve essere compresa tra -20 e 100 °C.



Figura 4.7 Valvola di laminazione a regolazione manuale coibentata.

4.2.7 Scambiatore di calore a tubi e mantello

Questo tipo di condensatore è costituito da una batteria di tubi percorsi dal fluido freddo e da un mantello esterno in acciaio in cui scorre il refrigerante. I tubi sono in acciaio inossidabile 316 con alettatura ricavata per estrusione e saldati alle piastre tubiere. Lo scambiatore a tubi e mantello ha un diametro esterno di 219 mm, un'altezza di 380 mm, un volume del mantello di 12 dm³ e un volume dei tubi di 0.8 dm³. In Figura 4.8 è riportata una foto dello scambiatore di calore coibentato e disposto verticalmente.



Figura 4.8 Scambiatore di calore a tubi e mantello.

4.2.8 Condensatore a piastre

Lo scambiatore di calore a piastre, di cui in Figura 4.9 è possibile vedere un esploso del processo costruttivo, è costituito da una batteria di piastre in acciaio inossidabile; ogni piastra presenta sulle sue opposte facce due serie diverse di plichi o pieghe con superficie corrugata. Le piastre vengono solitamente brasate sotto vuoto, generando un complesso molto rigido, compatto e resistente alla pressione; quando le piastre vengono affacciate e sottoposte al trattamento di brasatura, danno luogo a dei canali di sezione modesta attraverso i quali si fanno passare i due fluidi.

Il sistema di canalizzazioni ottenuto genera dei flussi di fluido altamente turbolenti che offrono pochissima resistenza alla trasmissione del calore.

La turbolenza che si crea all'interno dei canali, oltre ad aumentare lo scambio termico, agisce in modo preventivo anche contro lo sporco, diradando gli interventi di pulizia chimica. Alle estremità di ciascuna piastra sono presenti quattro fori.

Una volta impilate le piastre, tali fori danno luogo a quattro canali che costituiscono i condotti di ingresso e di uscita dei fluidi caldo e freddo. Ogni canale tra due piastre è alimentato da uno solo dei due fluidi tramite un opportuno sistema di tenute. I due canali adiacenti sono alimentati alternativamente dai due fluidi in controcorrente.

La caratteristica principale di questo tipo di scambiatore è l'elevato rapporto superficie di scambio/volume che incide ovviamente su elevati vantaggi dal punto di vista di una elevata efficienza con uno scarso ingombro.

Il condensatore a piastre utilizzato nell'impianto è il modello CBH 27-50H della Alfa Laval (Figura 4.10); è costituito da 50 piastre di acciaio inossidabile 316 con spessore di 0.40 mm e presenta una pressione di esercizio massima di 55 bar.

Esso, inoltre, è caratterizzato da una superficie di scambio di 1.2 m² e da un volume di circa 4.5 dm³.

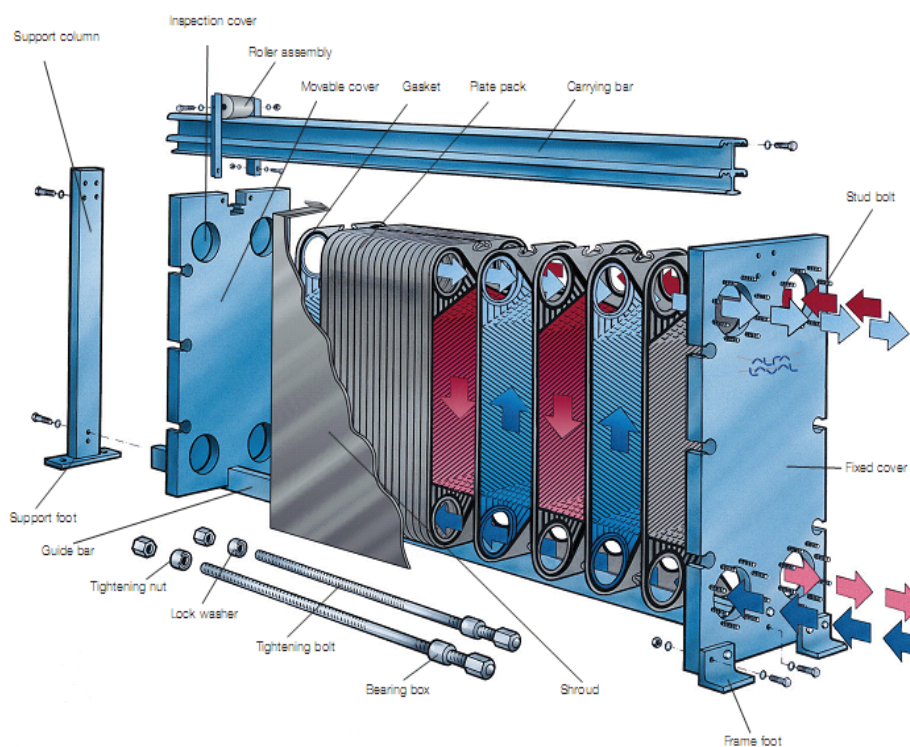


Figura 4.9 Condensatore a piastre.



Figura 4.10 Condensatore a piastre.

4.2.9 Sottoraffreddatore e serbatoio di accumulo

Il sottoraffreddatore è costituito da uno scambiatore di calore a tubi coassiali della lunghezza di circa 200 mm; in Figura 4.11 ne è riportata la sua rappresentazione. Il serbatoio di accumulo ha un volume di circa 2 dm³ ed è posto all'uscita del sottoraffreddatore. Esso è posto ad un'opportuna altezza in maniera tale da garantire il battente di liquido necessario a evitare la cavitazione della pompa. Inoltre, questo elemento è utile per effettuare la fase di avvio dell'impianto e per garantire la continuità di alimentazione della pompa anche nelle fasi di variazione delle condizioni operative.



Figura 4.11 Sottoraffreddatore e serbatoio.

4.2.10 Pompa di circolazione

La pompa di circolazione è del tipo a trascinamento magnetico. Tale tipo di pompa garantisce l'assenza di perdite del fluido movimentato in quanto l'albero motore è collegato alla girante che attraversa la cassa statorica. La trasmissione del moto avviene grazie ad un accoppiamento magnetico e il magnete dell'albero-motore trasmette il movimento rotatorio all'altro magnete accoppiato alla girante. Più in particolare, per l'impianto presentato, è stata scelta una pompa a trascinamento magnetico volumetrica a 2 ingranaggi serie 220 modello GC – M23 J F5 S 6 della Techma gpm s.r.l. (Figura 4.12) dotata di motore elettrico trifase bipolare di potenza pari a 0.37 kW alimentato a 240 V (50 Hz) e dotato di termistori che ne bloccano il funzionamento in caso di riscaldamento eccessivo.

Il corpo della pompa è in acciaio inossidabile 316; il magnete motore è in ferrite, mentre il magnete interno è in ferrite ricoperto di acciaio inossidabile 316; l'albero degli ingranaggi è in acciaio inossidabile 316; gli attacchi delle tubazioni sono contrapposti a 180° con filettatura 3/8" NPT femmina. Essa è stata progettata per elaborare anidride carbonica con una portata volumetrica regolabile tra 1.3 dm³/min (a 1650 giri/min) e 2.5 dm³/min (a 3400 giri/min) per una pressione

differenziale di 2.0 bar. La pompa selezionata può lavorare nell'intervallo di temperatura $-29\div 149\text{ }^{\circ}\text{C}$ con una pressione massima alla mandata di 103 bar.



Figura 4.12 Pompa a trascinamento magnetico.

Al fine di variarne il numero di giri e, quindi, il flusso di massa del fluido tra 200 e 350 $\text{kg/m}^2\text{s}$, la pompa di circolazione è stata accoppiata con un inverter della SSD drives serie 650V (Figura 4.13); esso consente di avere una frequenza in uscita compresa tra lo 0 e il 100% della frequenza in ingresso.



Figura 4.13 Inverter.

4.2.11 Preriscaldatore

Il preriscaldatore è costituito da un tubo in acciaio inossidabile tipo 304 con diametro interno di 6.0 mm, diametro esterno di 8.0 mm e lunghezza totale di 10.0 m. Per facilitare il moto bifasico del fluido al suo interno è costituito da tre tratti rettilinei con un'inclinazione del 10%, ciascuno lungo 3.2 m e collegati da due tratti verticali della lunghezza di 0.20 m (Figura 4.14). Il riscaldamento del refrigerante avviene attraverso quattro nastri riscaldanti in fibra di vetro della Briskheat avvolti ad elica intorno al tubo (Figura 4.15). Ciascuno di essi è largo 25 mm, lungo 2440 mm e alimentato con una tensione di 240 V in corrente alternata è in grado di fornire una potenza termica di 830 W potendo raggiungere una temperatura massima di 482°C. La scelta di utilizzare delle cospelle in lana di roccia per la coibentazione del preriscaldatore è legata alla circostanza che in corrispondenza dei nastri scaldanti la temperatura può superare quella di applicabilità dell'isolante elastomerico.



Figura 4.14 Preriscaldatore.

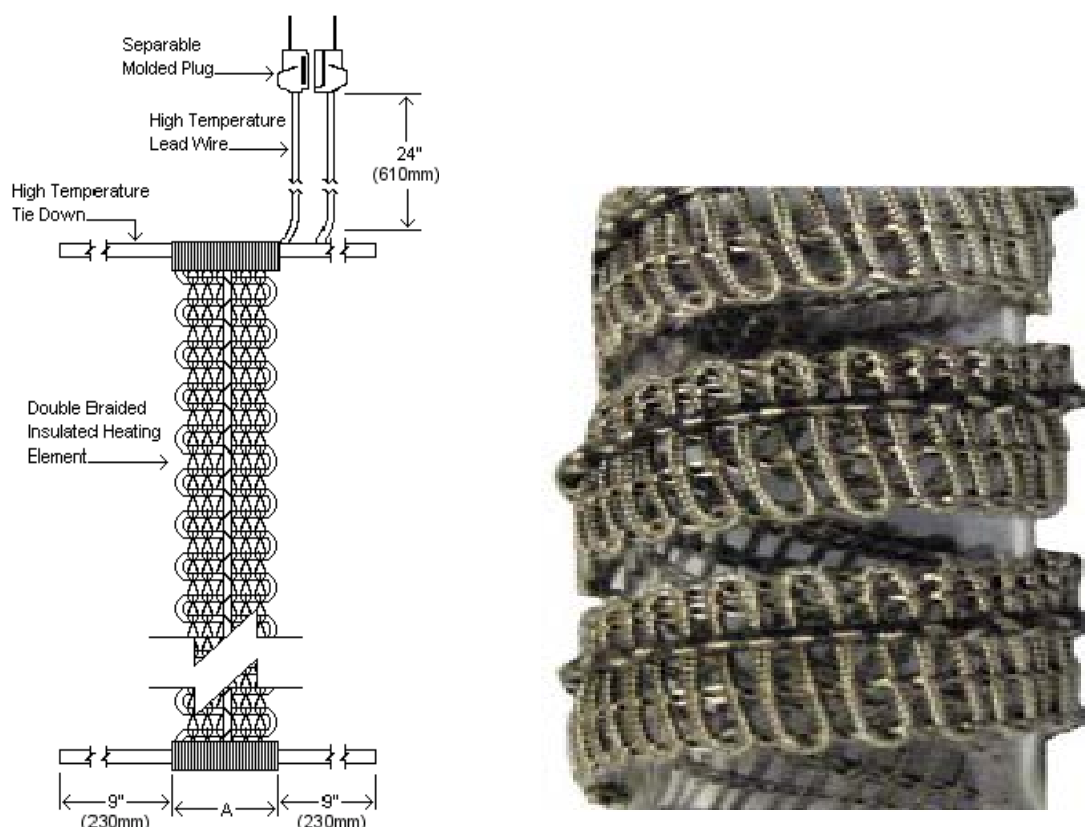


Figura 4.15 Resistenze elettriche del preriscaldatore.

Tramite i nastri scaldanti è possibile fornire una potenza termica di 3.32 kW; l'impianto è stato progettato per indagare un flusso di massa di refrigerante massimo di $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$, ovvero una portata massica massima di $1.413 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$, e una temperatura di saturazione massima di $0 \text{ }^\circ\text{C}$. Per $T_{\text{sat}} = 0 \text{ }^\circ\text{C}$

risulta $\Delta h_{\text{ev},\text{MAX}} = (h_{\text{vs}} - h_{\text{l}})_{\text{MAX}} = 288 \text{ kJ/kg}$ e, quindi, $\dot{Q}_{\text{MAX}} = m_{\text{MAX}} \Delta h_{\text{ev},\text{MAX}} = 3.25 \text{ kW}$. Dunque, nell'ipotesi di ingresso del fluido in condizioni di liquido saturo, nel preriscaldatore è teoricamente realizzabile la completa evaporazione del fluido di lavoro.

Le resistenze elettriche utilizzate sono collegate ad un autotrasformatore che consente di variare la tensione di alimentazione e quindi di regolare la potenza termica fornita al fluido; in tal modo è possibile operare in maniera tale da ottenere il titolo desiderato all'ingresso della sezione diabatica.

Il trasformatore utilizzato è il modello VC00010 della TEMPCO (Figura 4.16); esso viene alimentato da corrente di 220 V (50/60 Hz) e consente di avere in uscita una tensione variabile tra 0 e 280 V, una corrente di 7.5 A e una potenza massima di 2.1 kW.

Per ridurre la resistenza termica di contatto tra i nastri scaldanti e la superficie esterna del tubo, prima della coibentazione con le coppelle di lana di roccia, le resistenze elettriche sono state immerse in un grasso siliconico ad elevata conducibilità termica (9 W/m K).



Figura 4.16 Variatore di tensione.

4.2.12 Giunti dielettrici

A monte e a valle della sezione di test diatermana è installato un giunto dielettrico (Figure 4.17, 4.18). Per garantire la tenuta tra l'isolatore termoplastico e il dado, sono utilizzate una guarnizione o-ring a sezione quadrata di fluorocarburo FKM posta sulla superficie esterna del tubo e una guarnizione a disco di PTFE sulla parte frontale.

I giunti dielettrici, grazie alle elevatissime resistenze elettriche degli isolanti termoplastici ($10^7 \Omega$ a 10 V in corrente continua a 20 °C) impediscono il passaggio di corrente continua dalla sezione di test diatermana al resto dell'impianto; essi, inoltre, permettono di disconnettere la sezione di test diatermana e, quindi, di lasciare aperta la possibilità, in futuro, di poter condurre esperimenti su un tubo di prova differente.



Figura 4.17 Giunto dielettrico.

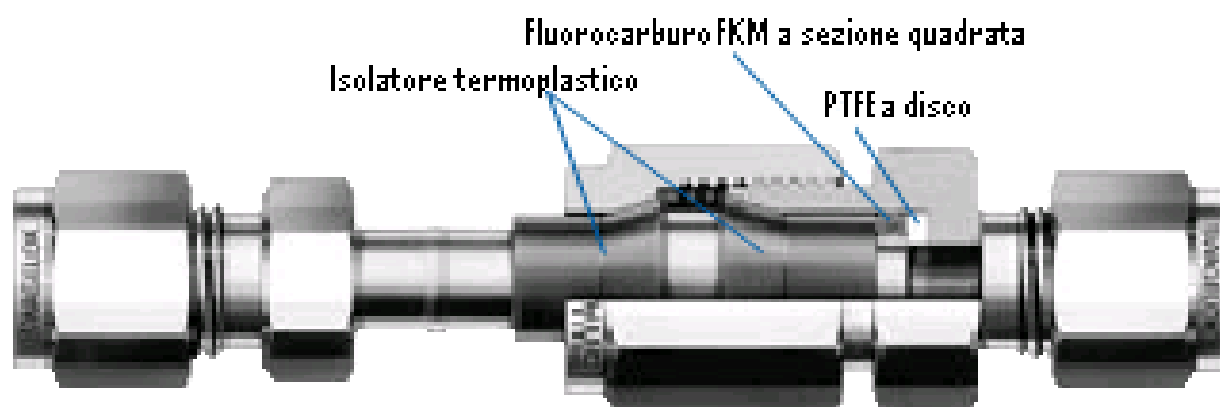


Figura 4.18 Giunto dielettrico.

4.2.13 *Vetrini spia*

I vetrini spia presentano un corpo in ottone su cui è avvitato un tappo in acciaio il cui fondo è in vetro (Figura 4.19). La spia in vetro è fusa direttamente nel fondo del tappo di acciaio, permettendo così l'eliminazione totale delle guarnizioni di tenuta tra il vetro e il tappo, con conseguente eliminazione di possibili fughe di refrigerante. Tale vetrini consentono il costante monitoraggio della fase del fluido di lavoro in diversi punti dell'impianto.



Figura 4.19 Vetrino spia.

4.2.14 *Valvole di sicurezza*

Le valvole di sicurezza sono utilizzate per fare in modo che la pressione nell'impianto non superi il valore massimo compatibile con la resistenza dei componenti; quando la pressione nell'impianto supera il valore di taratura prefissato, la forza applicata dal fluido sull'otturatore supera la forza di chiusura della molla provocando l'apertura della valvola. Questa si richiude quando la pressione controllata scende al di sotto della pressione di taratura di una quantità detta scarto di chiusura.

Sono state utilizzate 3 valvole di sicurezza (Figura 4.20), poste all'ingresso dello scambiatore a tubi e mantello, all'inizio e alla fine del preriscaldatore. Si tratta di valvole a scarico convogliato del tipo a molla diretta prodotte dalla Nuova General Instruments, con corpo in ottone e molla in acciaio, con

diametro della sezione di ingresso di ½” e della sezione di uscita di 1””; la pressione di taratura scelta è di 55 bar non potendo superare tale valore al fine di evitare problemi al condensatore a piastre.



Figura 4.20 Valvola di sicurezza.

4.2.15 Vaso di espansione

Durante le prove il refrigerante si trova in condizione di vapore saturo con temperatura di saturazione compresa tra -15 e 0 °C e la pressione è pari a quella di saturazione a quella temperatura; quando l'impianto viene fermato, si porta all'equilibrio termico con l'ambiente.

A seconda della carica di refrigerante, il sistema raggiungerà una pressione all'equilibrio termico che, nel peggiore dei casi, sarà quella di saturazione dell'anidride carbonica alla temperatura ambiente. Siccome la pressione di saturazione della CO₂, già a 20 °C, risulta superiore alla pressione di taratura delle valvole di sicurezza (55 bar), si è pensato di inserire un vaso di espansione.

Il vaso di espansione è stato dimensionato in maniera tale che, aprendone il rubinetto di accesso quando l'impianto viene fermato, il volume a disposizione del fluido aumenti di una quantità tale che, per un riscaldamento a volume specifico costante fino a 30 °C, la pressione risulti in ogni caso inferiore ai 55 bar.

Esso è costituito da un serbatoio cilindrico di acciaio inossidabile 316 con diametro di 88.9 mm, altezza di 1000.0 mm, volume di 4.8 dm³, pressione ammissibile di 100 bar e temperature di esercizio tra -50÷130 °C (Figura 4.21).



Figura 4.21 Vaso di espansione.

4.2.16 Filtro

A valle della pompa, è presente un bypass, su cui è montato un filtro (modello FMP038 dalla MPFILTRI). In Figura 4.22 è riportato uno spaccato del filtro utilizzato; esso è stato montato a valle della pompa, dovendo lavorare con un fluido monofase.

La lunghezza del filtro è di 150 mm, il corpo e il contenitore dell'elemento filtrante sono di alluminio anodizzato, la pressione di lavoro massima è pari a 110 bar, la temperatura di lavoro deve essere compresa tra -25 e 110 °C, le guarnizioni di tenuta sono di nitrile NBR, il volume interno del filtro è di 0.28 dm³ e la portata volumetrica massima è di 90 dm³/min.

L'elemento filtrante è una rete di acciaio inossidabile inserita tra due reti di sostegno, anch'esse di acciaio inossidabile, con una pressione differenziale di collasso di 20 bar e con un grado di filtrazione di 10 µm.



Figura 4.22 Filtro e circuito di bypass.

4.3 Circuito secondario

Il circuito secondario è costituito da un impianto frigorifero a compressione di vapore il cui obiettivo è il raffreddamento della miscela di acqua e glicole utilizzata come fluido termovettore per realizzare la condensazione dell'R410A (Figura 4.23).

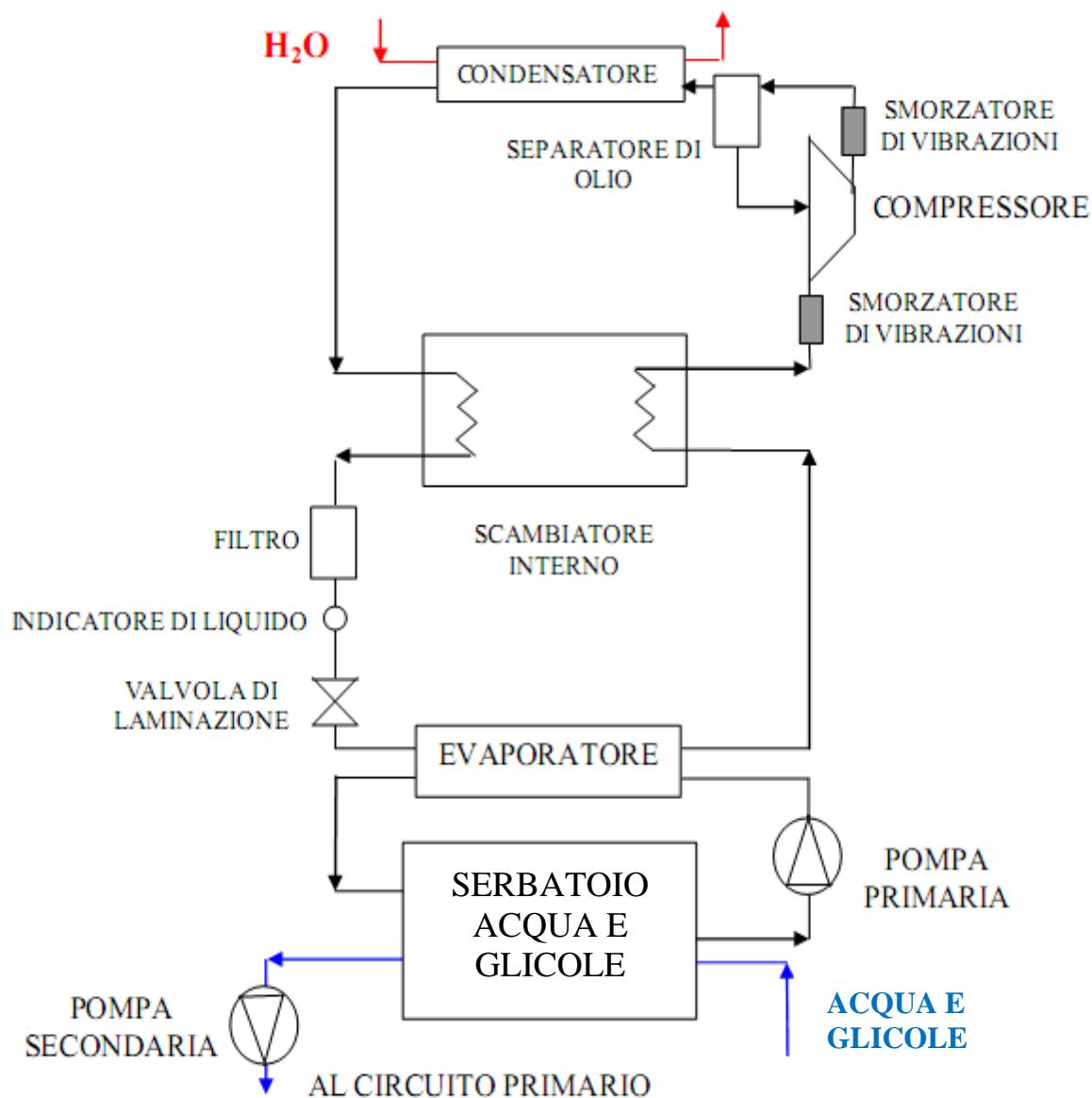


Figura 4.23 Schema circuito secondario.

4.3.1 Miscela di acqua e glicole e serbatoio di accumulo

Il fluido termovettore utilizzato è una miscela di acqua e glicole al 50%/50% in massa ed è contenuto in un serbatoio di volume pari a 200 l a contatto diretto con l'evaporatore del gruppo frigorifero di servizio. Tale serbatoio presenta le caratteristiche riportate in Tabella 4.3:

Tipo	verticale
Volume utile	200 dm ³
Temperature esercizio	-40 °C ÷ 30°C
Pressione esercizio	pressione atmosferica

Tabella 4.3 Caratteristiche del serbatoio della miscela di acqua e glicole.

4.3.2 R404A

Il gruppo frigorifero annesso all'impianto primario opera col fluido refrigerante R404A, una miscela ternaria zeotropica di HFC composta da:

- ✓ R143a (52% in peso);
- ✓ R125 (44% in peso);
- ✓ R134a (4% in peso).

Nella Tabella 4.4 sono riportate alcune sue proprietà. Esso presenta $ODP = 0$ e $GWP_{100} = 3770$, è chimicamente inerte, non tossico e non infiammabile; non è compatibile con gli oli minerali e alchilbenzenici per cui va impiegato un olio di esteri sintetici.

Massa molecolare [g/mol]	97.60
Punto di ebollizione a p_{amb}	- 46
Glide di temperatura di ebollizione [K]	0.9
Temperatura critica [°C]	72.1
Pressione critica [kPa]	3731.5
Densità critica [kg/M]	484.5
Calore latente di evaporazione [kJ/kg]	200.3
Viscosità dinamica a 25°C [mPa s]	Liquido saturo: 0.130 Vapore saturo secco: 0.016

Tabella 4.4 Proprietà dell'R404A

4.3.3 Evaporatore

L'evaporatore del circuito secondario è uno scambiatore di calore del tipo a piastre rappresentato in Figura 4.24. Le sue principali caratteristiche tecniche sono riportate nella Tabella 4.5.



Figura 4.24 Evaporatore a piastre.

Potenza nominale	3.5 kW
Portata massica massima fluido caldo	511 kg/h
Portata massica minima fluido caldo	73 kg/h
Temperatura ingresso fluido caldo	-20°C
Temperatura uscita fluido caldo	-30 °C

Tabella 4.5 Specifiche tecniche dell'evaporatore.

4.3.4 Scambiatore di calore interno

Lo scambiatore di calore interno è del tipo a tubi e mantello (Figura 4.25). Esso consente di sottoraffreddare il liquido saturo in uscita dal condensatore (in modo da garantire che in testa alla valvola di laminazione si abbia liquido sottoraffreddato) e di surriscaldare il vapore saturo secco in uscita dall'evaporatore.



Figura 4.25 Scambiatore interno.

4.3.5 *Compressore*

Il compressore utilizzato è il modello DORIN K750CC-02 (Figura 4.26).

Nella Figura 4.27 sono riportate una vista frontale e laterale del compressore stesso.



Figura 4.26 Compressore Dorin K750CC-02.

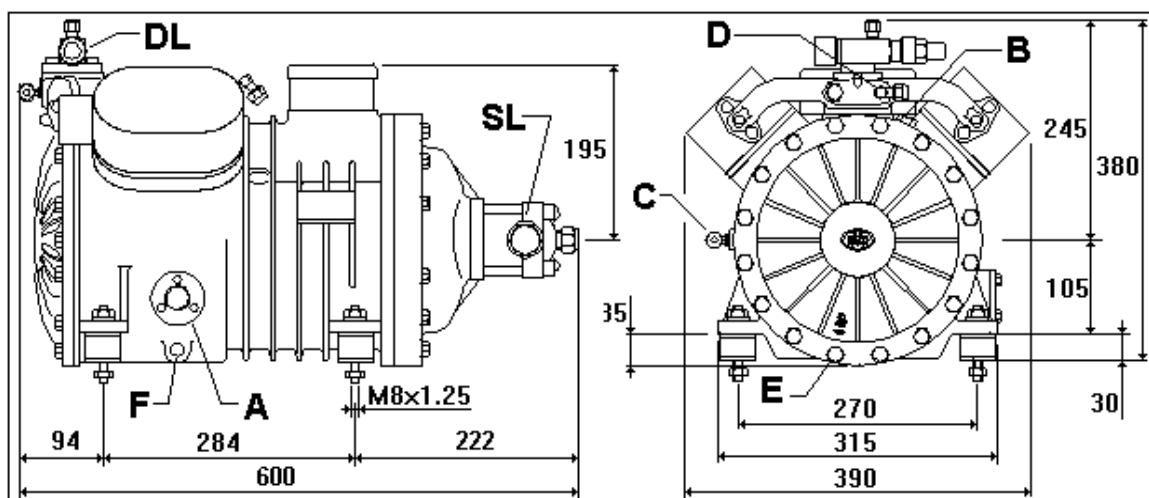


Figura 4.27 Compressore Dorin K750CC-02.

In quest'ultima si possono individuare i seguenti elementi:

- A: spia olio;
- B: tappo carica olio;
- C: presa bassa pressione;
- D: presa alta pressione;
- E: tappo scarica olio;
- F: resistenza carter;
- DL: rubinetto mandata;
- SL: rubinetto aspirazione.

Si tratta di un compressore semiermetico volumetrico a quattro cilindri. A differenza di un compressore ermetico, è possibile l'accesso diretto a vari elementi della macchina soggetti a verifica o sostituzione, sia della parte elettrica che meccanica. Le sue caratteristiche tecniche principali sono riportate nella Tabella 4.6. L'olio di lubrificazione utilizzato è il POE 32 (2.5 kg).

Volume spostato	32.54 m ³ /h
Alesaggio	61 mm
Corsa	32 mm
Corrente assorbita	29.4 A
Velocità di sincronismo	1500 giri/min
Pressione massima di esercizio	22 bar (per la bassa pressione) 30.5 bar (per l'alta pressione)
Tensione	220-240 V
Resa frigorifera (Tco=30°C;Tev=-30°C)	8380 W

Tabella 4.6 Specifiche tecniche del compressore Dorin K750CC-02.

4.3.6 Separatore d'olio

In un impianto frigorifero la funzione di lubrificazione è destinata al compressore; l'olio è destinato a ridurre le forze d'attrito tra le parti in movimento del compressore (la minimizzazione di tali forze migliora l'efficienza del compressore), a contenere l'usura delle parti mobili incrementando la vita utile della macchina, a dissipare il calore; infatti esso assorbe l'energia termica generata dall'attrito e dalla fase di compressione. In più allontana i frammenti microscopici di materiale metallico che immancabilmente contaminano l'impianto, attenua il rumore generato nella macchina, funge da sigillante per impedire infiltrazioni del refrigerante fra le zone di alta e bassa pressione del compressore e limita la formazione di corrosione.

La miscibilità dei fluidi frigoriferi con l'olio comporta trasferimenti di olio nel resto dell'impianto e ciò nuoce principalmente agli scambiatori di calore (condensatore e, soprattutto, evaporatore) poiché ne aumenta la resistenza termica; di qui nasce l'esigenza di separare l'olio dal fluido frigorifero facendolo tornare nel carter del compressore in modo da mantenervi un livello compatibile con una corretta lubrificazione degli organi in movimento. Tale obiettivo viene perseguito inserendo un separatore d'olio all'uscita del compressore.

Il separatore d'olio utilizzato nel nostro impianto è del tipo a collisione: un suo schema di funzionamento è riportato nella Figura 4.28.

La miscela non omogenea di refrigerante e olio è costretta ad attraversare due reti metalliche a magliatura fine. La tensione superficiale dell'olio fa sì che questo si raccolga su tali reti in gocce e precipiti sul fondo per gravità. La frazione di olio rimasta legata al refrigerante in minute gocce è costretta ad una brusca curvatura di 180°.

La forza centrifuga che agisce sulle gocce d'olio è notevolmente più grande di quella che agisce sul refrigerante, che è in fase aeriforme. In questo modo si ottiene una separazione dell'olio dal refrigerante che, comunque, non è completa. L'olio depositato sul fondo tramite un collegamento al carter ritorna al compressore per differenza di pressione. L'apertura del collegamento è garantita da un galleggiante.

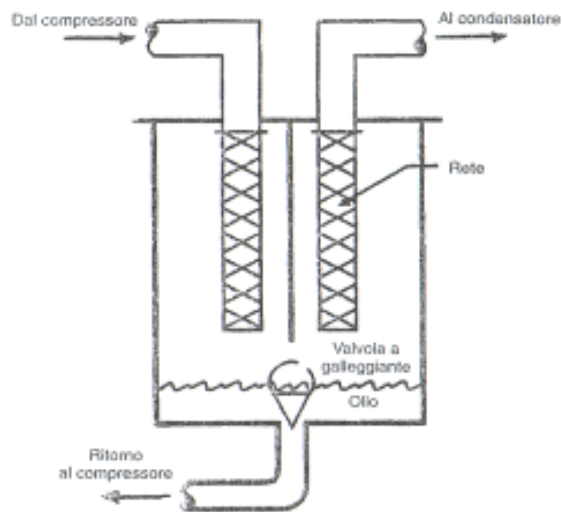


Figura 4.28 Schema funzionale del separatore d'olio.

Il modello di separatore d'olio utilizzato nel nostro impianto, mostrato in Figura 4.29, è un CARLY Turboil 3007 MMS.



Figura 4.29 Separatore d'olio.

Le sue caratteristiche tecniche principali sono riportate in Tabella 4.7.

Volume	2.3 dm ³
Massima pressione di lavoro	31 bar
Massima temperatura di lavoro	80 °C
Minima temperatura di lavoro	- 40 °C

Tabella 4.7 Specifiche tecniche del separatore d'olio.

4.3.7 Condensatore

Il condensatore (Figura 4.30) è del tipo a tubi e mantello della ALFA LAVAL modello CFC-12 CE. Nel mantello esterno fluisce il refrigerante, mentre nel fascio tubero circola acqua di pozzo.

Le sue caratteristiche tecniche principali sono riportate nella Tabella 4.8.



Figura 4.30 Condensatore Alfa Laval CFC-12 CE.

Capacità	122 kW
Pressione massima tubi (quando circola l'acqua)	7.5 bar
Pressione massima tubi (quando circola l'R404A)	43.0 bar
Pressione massima mantello (quando circola l'acqua)	5.0 bar
Pressione massima mantello (quando circola l'R404A)	30 bar
Temperature di utilizzo del mantello	-10°C ÷ 95°C
Volume tubi	1.0 dm ³
Volume mantello	3.9 dm ³

Tabella 4.8 Specifiche tecniche condensatore Alfa Laval CFC-12 CE.

4.3.8 Filtro

Tra gli agenti contaminanti in grado di provocare inconvenienti molto seri negli impianti frigoriferi, l'acqua riveste una particolare importanza.

La sua presenza è imputabile a varie cause quali:

- un grado di vuoto inadeguato o insufficiente prima della carica del refrigerante;
- rabbocchi effettuati con olio rimasto a contatto con l'aria;
- completamenti di carica eseguiti con refrigerante contenuto in recipienti non essiccati;
- difetti di tenuta nella zona di bassa pressione, soprattutto in impianti non previsti per il funzionamento a basse temperature.

Le alte temperature, associate alla presenza di acqua, danno luogo a fenomeni complessi che esaltano la formazione d'acidi nell'olio di lubrificazione e nel refrigerante; gli acidi organici dell'olio, reagendo con i metalli, favoriscono la formazione di morchie, ossia di grumi vischiosi costituiti da sali metallici insolubili e da grosse molecole d'olio polimerizzato.

Le morchie, a lungo andare, oltre a rendere precaria la lubrificazione degli organi in movimento del compressore, possono intasare valvole e filtri causando il blocco del circuito. Gli acidi provenienti dall'idrolisi del refrigerante (idrolisi che trova nel ferro e nell'alluminio dei compressori un'energica azione catalizzatrice), sono particolarmente corrosivi, specie l'acido fluoridrico. Tali acidi attaccano le superfici metalliche con formazione di sali cristallini penalizzando il coefficiente globale di scambio termico nel condensatore e nell'evaporatore.

La solubilità dell'acqua nei fluidi refrigeranti in fase liquida è molto ridotta, specie a basse temperature. Ne consegue che quando la presenza d'acqua nell'impianto supera i ridottissimi limiti di solubilità consentiti dalle basse temperature, l'acqua in eccesso si trasforma in ghiaccio occludendo parzialmente o totalmente le valvole d'espansione termostatiche e i capillari. Dotare quindi un

impianto frigorifero di un efficace filtro disidratatore sulla linea del liquido diventa un'assoluta necessità.

Il filtro utilizzato nel circuito secondario è montato a valle dello scambiatore interno e a monte dell'evaporatore. Esso è un disidratatore antiacido modello CARLY DCY 303 da 3/8" (Figura 4.31).



Figura 4.31 Filtro Carly DCY 303.

I suoi dati tecnici principali sono riportati nella Tabella 4.9:

Volume	0.6 dm ³
Temperatura massima	80 °C
Temperatura minima	-40 °C
Pressione massima	42 bar (per T ≥ -20 °C) 10 bar (per T < -20 °C)

Tabella 4.9 Specifiche tecniche filtro CARLY DCY 303 da 3/8".

4.3.9 Indicatore di liquido

Dopo il filtro è consigliabile collegare sempre un indicatore di liquido; esso consente di apprezzare il grado di acqua contenuta nel refrigerante e quindi il funzionamento efficiente del filtro. L'indicatore di liquido è costituito da un elemento sensibile a forma di anello il cui colore varia dal verde al giallo in seguito al passaggio di acqua. Il cambiamento di colore è reversibile e, mentre il colore verde indica la siccità del fluido, il colore giallo indica la presenza in esso di una quantità anomala di acqua. In particolare, solo i valori del contenuto di acqua (Tabella 4.10) corrispondenti al colore "verde" sono da considerarsi accettabili per un corretto funzionamento dell'impianto. Quando il verde incomincia a

diventare giallo, “verde Chartreuse”, si è giunti alla soglia di attenzione e l’impianto potrebbe iniziare a risentirne. Quando l’elemento sensibile è diventato “giallo” è necessario sostituire il filtro disidratatore.

COLORE	ACQUA CONTENUTA NEL FLUIDO [ppm]
verde	< 30
verde Chartreuse	30
giallo	> 30

Tabella 4.10 Corrispondenza tra l’umidità del fluido ed il colore dell’indicatore di liquido.

Se le condizioni di carica e di funzionamento dell’impianto sono normali, il fluido refrigerante che transita sotto il vetro dell’indicatore, deve presentarsi completamente liquido. La presenza di bollicine indica una parziale evaporazione del fluido lungo la linea del liquido.

La Figura 4.32 mostra una foto dell’indicatore di liquido CASTEL utilizzato.



Figura 4.32 Indicatore di liquido Castel.

Tale elemento è realizzato con una spia in vetro fusa direttamente nella ghiera metallica. Questo procedimento permette l’eliminazione totale delle guarnizioni di tenuta tra il disco di vetro e la parte metallica dell’indicatore con conseguente eliminazione di possibili fughe di refrigerante.

4.3.10 Valvola a solenoide

La valvola a solenoide è una elettrovalvola, ossia un rubinetto, che consente il passaggio di un fluido, liquido o gassoso, attraverso il varco individuato dalla valvola stessa controllata elettricamente. Il

dispositivo di apertura e chiusura è di tipo meccanico e viene attuato da un solenoide. Il solenoide, percorso da corrente (continua o alternata), attira un nucleo ferroso all'interno di un canale interno, causando così lo spostamento meccanico dell'elemento occludente e quindi l'apertura o la chiusura dell'elettrovalvola.

Nella Figura 4.33 è illustrata schematicamente l'apertura e la chiusura dell'elettrovalvola.

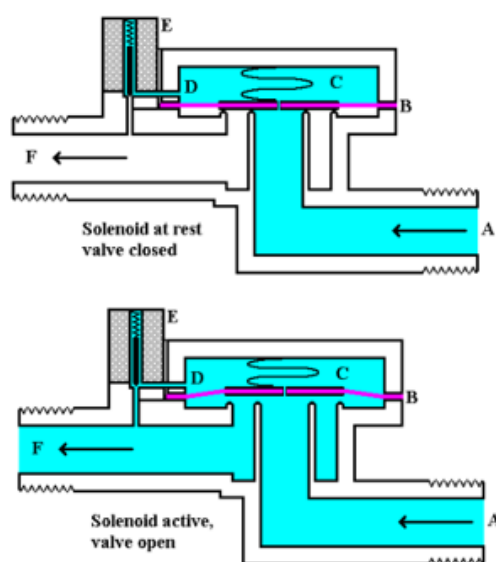


Figura 4.33 Valvola chiusa e valvola aperta.

In essa si distinguono diverse sezioni:

- A: Ingresso;
- B: Diaframma;
- C: Camera di compressione;
- D: Condotto di decompressione;
- E: Solenoide;
- F: Uscita.

La valvola a solenoide impiegata nel nostro impianto è il modello CASTEL 1020/3, mostrato in Figura 4.34.



Figura 4.34 Valvola a solenoide Castel

4.3.11 Valvola di espansione termostatica

La valvola di laminazione installata nell'impianto è una valvola di espansione termostatica. Essa regola l'immissione del refrigerante nell'evaporatore in modo che, in qualsiasi condizione di carico, il liquido possa completamente evaporare in esso e ne esca allo stato di vapore surriscaldato con il grado di surriscaldamento desiderato.

Nella Figura 4.35 è rappresentata schematicamente una valvola di espansione termostatica.

Essa è costituita da una saracinesca collegata ad un piattello; su quest'ultimo preme una molla che è precaricata (tramite una vite) in base ai valori di surriscaldamento che si desidera ottenere.

La sonda di temperatura o bulbo è un elemento cilindrico collegato, tramite un capillare, al piattello.

Il bulbo è caricato in genere con lo stesso refrigerante circolante nell'impianto, R404A nel caso in esame, ed è montato a contatto con la tubazione di uscita dell'evaporatore, in modo da assumere la stessa temperatura del gas aspirato dal compressore.

Il fluido contenuto nel bulbo esercita la pressione p_1 sulla parte superiore del diaframma della valvola di espansione termostatica, tendendo ad aprirla, mentre il refrigerante contenuto nell'evaporatore esercita la pressione p_2 sulla parte inferiore del diaframma della valvola di espansione termostatica e, insieme alla molla, che esercita la pressione p_3 , tende a chiudere la valvola di espansione termostatica; essa apre il suo orifizio quando la pressione al di sopra del diaframma è maggiore di quella al di sotto, cioè quando il refrigerante contenuto nel bulbo si trova ad una temperatura superiore a quella del refrigerante contenuto nell'evaporatore.

In sostanza, in misura proporzionale al surriscaldamento all'uscita dall'evaporatore si ha l'abbassamento del piattello e l'apertura dell'orifizio. La maggiore apertura determina un incremento di portata massica di fluido all'evaporatore con diminuzione del surriscaldamento.

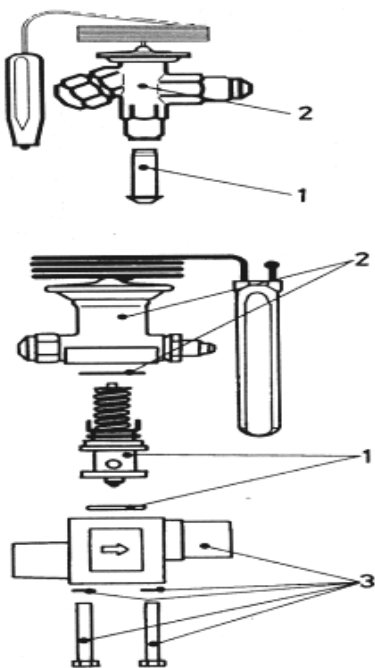


Figura 4.35 Schema costruttivo di una valvola di espansione termostatica.

La valvola utilizzata, mostrata in Figura 4.36, è il modello DANFOSS TES2.

I suoi dati tecnici sono riportati in Tabella 4.11:

Lunghezza del tubo capillare	1500 mm
Massima pressione di lavoro	34 bar
Range temperature di lavoro	-40°C/+10°C

Tabella 4.11 Specifiche tecniche valvola di espansione termostatica DANFOSS TES2.



Figura 4.36 Valvola di espansione termostatica DANFOSS TES2.

4.3.12 Smorzatori di vibrazioni

A tutti i componenti esaminati vanno aggiunti anche due smorzatori di vibrazioni presenti nell'impianto sulla condotta di aspirazione e su quella di mandata del compressore (Figura 4.37).



Figura 4.37 Smorzatore di vibrazioni.

Gli smorzatori di vibrazioni consistono in un tubo metallico flessibile ondulato in acciaio inossidabile o in leghe di rame. Questo flessibile è ricoperto da una treccia di fili in acciaio inossidabile.

La combinazione flessibile-treccia conferisce allo smorzatore di vibrazioni un'eccellente resistenza meccanica, una elevata tenuta alla corrosione e una bassa rigidità. La lunghezza della parte flessibile dipende dal diametro del tubo.

L'installazione di uno smorzatore di vibrazioni permette di ridurre le vibrazioni dei condotti del circuito frigorifero e, quindi, di smorzare il rumore e l'assorbimento delle tensioni interne dovute alla dilatazione/contrazione dei condotti.

La riduzione delle vibrazioni riduce il rischio di rottura per le tubazioni dovuto agli sforzi generati all'avviamento e all'arresto dei compressori alternativi.

Lo smorzatore è montato su tratti rettilinei di tubazioni, su un piano ortogonale alla sorgente di vibrazioni in modo da non subire alcuna sollecitazione a trazione o compressione assiale.

4.3.13 Pompa di circolazione della miscela di acqua e glicole

Per favorire lo scambio termico all'evaporatore tra il fluido refrigerante R404A e la miscela di acqua e glicole contenuta nel serbatoio, è utilizzata una pompa centrifuga monostadio (modello GRUNDFOS TP 40-190/2) il cui scopo è quello di far circolare la miscela di acqua e glicole (Figura 4.38).

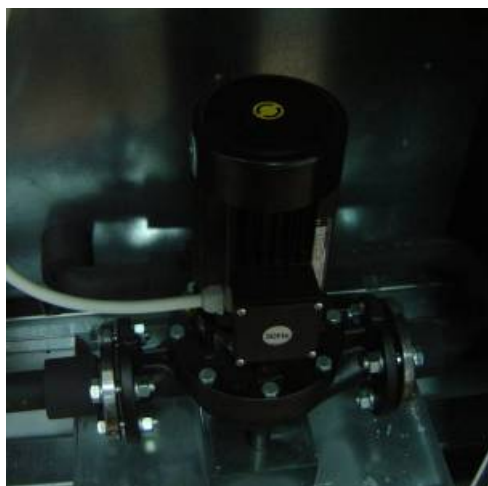


Figura 4.38 Pompa primaria Grundfos TP 40-190/2

Le sue specifiche tecniche sono riportate in Tabella 4.12:

Velocità di rotazione	2855 giri/min
Portata	10.5 m ³ /h
Prevalenza	13.2 m
Gamma temperatura liquido	-25÷90 °C
Materiale corpo pompa	Ghisa
Materiale girante	Acciaio inossidabile
Max temperatura ambiente	40 °C
Max pressione d'esercizio	16 bar

Tabella 4.12 Specifiche tecniche della pompa Grundfos TP 40-190/2.

4.3.14 Pompa

La miscela di acqua e glicole contenuta nel serbatoio è inviata in controcorrente prima nello scambiatore di calore a tubi coassiali, poi nello scambiatore di calore a piastre e, infine, nello scambiatore di calore a tubi e mantello allocati nel circuito primario tramite una pompa a trascinamento magnetico volumetrica a 3 ingranaggi della Techma gpm s.r.l. serie GC modello M5 J D S 6 dotata di un motore elettrico trifase bipolare di potenza pari a 0.37 kW alimentato a 230/400 V (50 Hz) e dotato di termistori che ne bloccano il funzionamento in caso di riscaldamento eccessivo (Figura 4.39). Il corpo della pompa è in acciaio inossidabile 316; il magnete motore è in ferrite, mentre il magnete interno è in ferrite ricoperto di acciaio inossidabile 316; l'albero degli ingranaggi è in acciaio inossidabile 316; gli attacchi delle tubazioni sono contrapposti a 180° con filettatura 3/8" NPT

femmina. Essa è stata progettata per elaborare soluzione acqua/glicole etilenico al 60% con una portata volumetrica regolabile tra 6.5 dm³/min (a 2300 giri/min) e 9.5 dm³/min (a 3000 giri/min) per una pressione differenziale di 2 bar.

La pompa selezionata può lavorare nell'intervallo di temperatura -46÷149 °C e fino ad una pressione di 103 bar. È collegata ad un inverter tramite il quale è possibile variarne il numero di giri e quindi la portata volumetrica della miscela di acqua e glicole per adeguarla di volta in volta alle diverse esigenze.



Figura 4.39 Pompa

4.3.15 Pressostato di massima

Il pressostato è essenzialmente un interruttore azionato da pressioni che agiscono su un soffiutto o su un diaframma e sono contrapposte a pressioni esercitate da molle precaricate.

È costituito da una presa per la pressione di mandata derivata dal rubinetto di servizio del compressore ed un collegamento elettrico ai cavi di alimentazione della bobina di minima tensione.

Se la pressione di mandata supera il massimo valore ammissibile, regolabile attraverso una scala graduata, il pressostato interrompe l'alimentazione elettrica dell'impianto.

Il modello scelto per il circuito secondario, mostrato in Figura 4.40, è il modello KP 17 B a riarmo manuale della Danfoss e presenta un campo di regolazione dell'alta pressione compreso tra 8 e 32 bar.

Per esso la massima pressione di esercizio è stata regolata a 28 bar.



Figura 4.40 Pressostato di massima.

4.4 Valutazione del coefficiente di scambio termico

Il coefficiente di scambio termico locale h è valutato nella sezione M utilizzando l'equazione di Newton per la convezione, cioè come rapporto tra il flusso termico in parete e la differenza tra la temperatura della parete interna del tubo di test e la temperatura di saturazione della CO₂:

$$h = \frac{q}{(T_{w,i} - T_{sat})} \quad (4.10)$$

Per i fluidi puri la temperatura di saturazione è funzione soltanto della pressione di saturazione, ovvero $T_{sat} = T_{sat}(p)$. Per le miscele di CO₂ e propano, e le miscele zeotrope in generale, la temperatura di saturazione risulta funzione della pressione, dell'entalpia e della concentrazione, ovvero $T_{sat} = T_{sat}(p, i, \xi)$.

Per la procedura della valutazione della temperatura di saturazione si rimanda al paragrafo 4.4.2.

4.4.1 Valutazione del flusso termico q

Dal momento che il materiale del tubo è omogeneo e isotropo, il tubo ha simmetria cilindrica, è adiabatico verso l'esterno, la generazione di potenza termica è uniforme e gli effetti di bordo possono essere trascurabili. Il flusso termico è ritenuto costante lungo il condotto riscaldato. Esso è valutato come rapporto tra la potenza termica \dot{Q}_{STD} fornita al fluido testato nel tratto di tubo compreso tra la sezione M e la sezione I e la superficie interna di tale tratto (Figura 4.41).

La valutazione di \dot{Q}_{MI} è ottenuta come prodotto tra la resistenza elettrica R_{MI} del tratto di tubo compreso tra la sezione M e la sezione I e il quadrato della corrente continua I_{STD} che attraversa il condotto riscaldato. Quest'ultima è ottenuta dalla conoscenza della resistenza elettrica del tubo di

prova $R_{\text{ING-USC}}$ e dalla misura diretta della tensione V_{STD} presente ai capi della sezione di test adiabatica.

La valutazione di V_{STD} viene effettuata mediante un voltmetro digitale avente un'accuratezza dello 0.19% del valore letto +0.01% del fondo scala (10V).

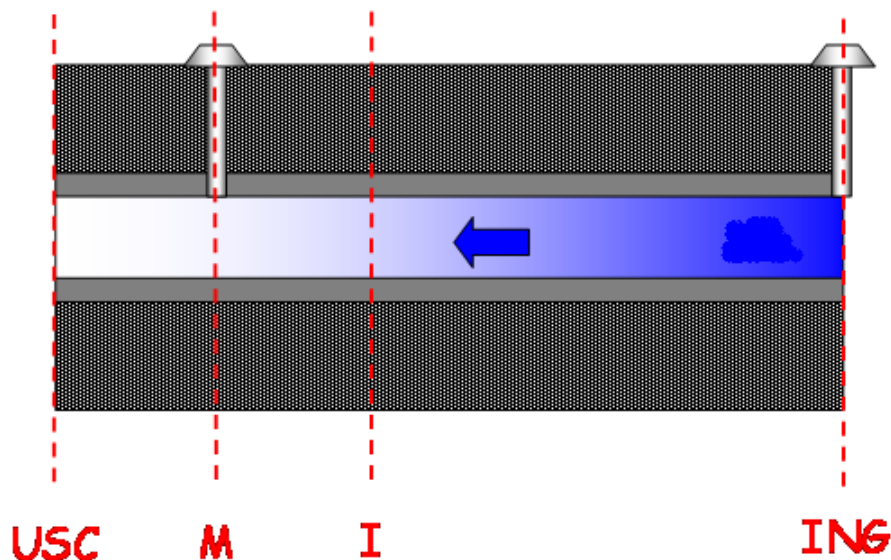


Figura 4.41 Schema della sezione di test diatermana

Tratto	Lunghezza L [mm]	Temperatura [°C]	Resistenza elettrica [Ω]
ING-USC	780.0±0.5	30.00	0.0264910 Ω ±0.2649m Ω
ING-M	640.0±0.5	30.00	0.0224344 Ω ±0.2243m Ω
ING-I	580.0±0.5	30.00	0.0203312±0.2033m Ω
M-I	60.0±0.5	30.00	0.0023208 Ω ±0.0232m Ω

Tabella 4.13 Resistenze elettriche dei tratti della sezione di test diatermana

4.4.2 Valutazione della temperatura di saturazione

La temperatura di saturazione dell'anidride carbonica T_{sat} è calcolata tramite il software di calcolo delle proprietà dei refrigeranti REFPROP 8.0 (Lemmon et al. (2007)) in funzione della pressione assoluta del fluido di lavoro p_M nella sezione M. In ciascuna prova, quest'ultima è ottenuta da una misurazione diretta tramite un trasduttore di pressione assoluta piezoelettrico.

Al fine di limitare l'influenza della presa di pressione sulle misurazioni delle temperature della parete esterna del tubo si è prestata particolare attenzione alla sua realizzazione cercando di limitare al massimo le dimensioni (Figura 4.42).

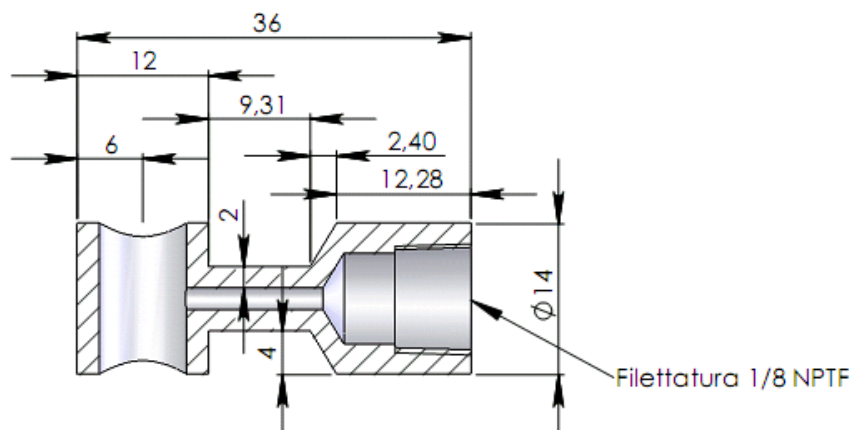


Figura 4.42 Sezione della presa di pressione nella sezione di misura M

Nella sezione di test diabatica, p_M viene valutata con un trasduttore di pressione assoluta della Rosemount modello 2088 Smart (Figura 4.43).

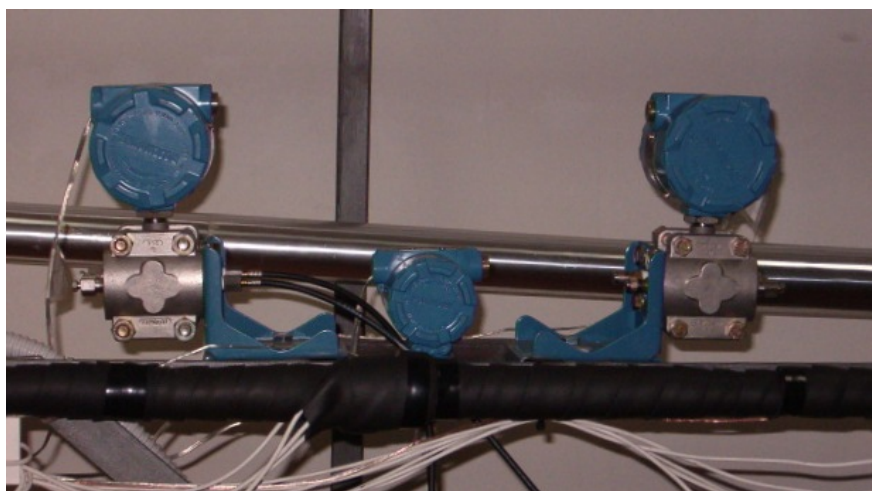


Figura 4.43 Trasduttori di pressione assoluta e differenziale della sezione di test diabatica.

Esso presenta una camera di misura di acciaio inossidabile 316, una pressione di esercizio massima di 550 bar, una velocità di aggiornamento della misura inferiore a 0.05 s, un dead time inferiore a 0.1 s e un segnale analogico in uscita in corrente compreso tra 4 e 20 mA. Esso è tarato tra 0 e 70 bar e con un'accuratezza dello 0,1% del fondo scala.

Nel caso delle miscele di CO_2 e propano, e più in generale di miscele zeotrope, la temperatura di saturazione del fluido risulta funzione, oltre che della pressione, anche dell'entalpia e della concentrazione, $T_{\text{sat}} = T_{\text{sat}}(p_M, i_M, \xi_M)$.

La pressione p_M è valutata come nel caso precedente.

L'entalpia, i_M , viene valutata da un bilancio di energia tra l'ingresso del preriscaldatore e la sezione M. L'entalpia in ingresso al preriscaldatore viene valutata dalle misurazioni di pressione e temperatura, mentre può essere trascurata la sua variazione con la concentrazione, essendo in condizioni di liquido sottoraffreddato.

$$i_M = i_{ING,PH} + \frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}} + \frac{\dot{Q}_{M-ING}}{\dot{m}} \quad (4.11)$$

dove $i_{ING,PH}$ è l'entalpia specifica all'ingresso del preriscaldatore, \dot{Q}_{PH} è la potenza termica fornita nel preriscaldatore, \dot{Q}_{M-ING} è la potenza termica fornita nella sezione di test diabatica tra l'ingresso del tubo di prova e la sezione M e \dot{m} è la portata massica del fluido. La misurazione di \dot{Q}_{PH} viene effettuata tramite un wattmetro della Scientific Columbus modello XL5C5-PAN7-A4 5-1-12-SC. Esso fornisce un segnale analogico in uscita in corrente variabile tra 4 e 20 mA, ha un tempo di risposta inferiore a 1 s, un campo di taratura tra 0÷3600 W e un'accuratezza dello 0.2% del valore letto più lo 0.02% del fondo scala. Il valore di \dot{Q}_{PH} utilizzato per il calcolo di $i_{ING,PH}$ è la media aritmetica delle 60 acquisizioni.

La misurazione di \dot{Q}_{M-ING} è ricavata come prodotto della resistenza del tubo di prova compresa tra la sezione M e la sezione ING e il quadrato della corrente continua che attraversa il condotto riscaldato.

Per il calcolo di $i_{ING,PH}$ è utilizzata la media aritmetica dei valori di \dot{Q}_{M-ING} ottenuti in corrispondenza delle 60 acquisizioni.

La valutazione di $i_{ING,PH}$ è effettuata misurando la temperatura, $T_{ING,PH}$, e la pressione del fluido all'ingresso del preriscaldatore, $p_{ING,PH}$, tramite il software di calcolo delle proprietà termodinamiche dei refrigeranti REFPROP 8.0. Come valore di $T_{ING,PH}$ si utilizza la media aritmetica delle 60 acquisizioni. Allo stesso modo, il valore a $p_{ING,PH}$ è la media aritmetica dei 60 valori acquisiti. La prima è ottenuta tramite una termoresistenza a sonda (Figura 4.44), mentre la seconda è misurata con trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico della Rosemount modello 2088A Smart (Figura 4.45). Per quanto riguarda il sensore di temperatura, esso presenta una guaina in acciaio inossidabile del diametro di 3.2 mm e una lunghezza di 15 cm con un giunto a compressione in acciaio inossidabile tipo MTS-90321 con attacco filettato da 1/8" NPT. Esso presenta un'accuratezza di ± 0.15 °C. Il sensore di pressione, invece, presenta una camera di misura in acciaio inossidabile 316, una pressione di esercizio massima di 110 bar, una costante di tempo di 200 ms, una velocità di aggiornamento della misura inferiore a 0.05 s e un dead time inferiore a 0.1 s. Il segnale analogico in uscita è in corrente e

compreso tra 4 e 20 mA. Lo strumento è stato tarato tra 15 e 50 bar e presenta un'accuratezza dello 0.1% dell'intervallo di taratura.



Figura 4.44 Termoresistenze a sonda all'ingresso del preriscaldatore.



Figura 4.45 Trasduttore di pressione assoluta all'ingresso del preriscaldatore.

La misurazione della portata massica di refrigerante \dot{m} è ottenuta tramite un misuratore di portata massica ad effetto Coriolis (Figura 4.54). Il misuratore di portata a effetto Coriolis utilizzato nell'impianto è il modello ELITE della Micro Motion con flange da 1/2" ANSI 300 con trasmettitore a variabile singola Micro Motion serie MVD con display a cristalli liquidi e uscita analogica in corrente 4÷20 mA.

Le sue principali caratteristiche sono:

accuratezza	0.05 % del valore letto
intervallo di temperatura di utilizzo	240°C ÷ 427°C
intervallo di pressione di utilizzo	0 bar ÷ 413 bar

Tabella 4.14 Principali caratteristiche tecniche del Coriolis



Figura 4.46 Misuratore di portata massica ad effetto Coriolis.

La concentrazione circolante di CO_2 , ξ_M , viene valutata secondo la seguente procedura: si calcola l'entalpia del liquido sotto raffreddato in ingresso al preriscaldatore, come descritto in precedenza; dal bilancio di energia tra ingresso e uscita al preriscaldatore è possibile calcolare l'entalpia in uscita al preriscaldatore, che corrisponde all'entalpia in ingresso alla sezione di test diabatica; le misurazioni di pressione e temperatura della miscela bifasica in uscita al preriscaldatore, permettono di individuare, attraverso un opportuno codice implementato in Matlab tramite l'interfacciamento con il software per il calcolo delle proprietà Refprop 8.0, la miscela con le concentrazioni cui corrisponde il valore di entalpia calcolato con le misurazioni di pressione e temperatura. La temperatura in uscita al preriscaldatore è misurata attraverso una termoresistenza a sonda Pt100 con un'incertezza assoluta di $\pm 0.3^\circ\text{C}$, mentre la pressione è misurata da un trasduttore di pressione piezoelettrico con intervallo di taratura di 0÷50 bar e un'incertezza pari allo 0.1% del fondo scala.

4.4.3 Valutazione della temperatura della parete interna del tubo

La temperatura della parete interna della sezione di test diabatica $T_{w,i}$ viene valutata a partire dall'equazione della conduzione nell'ipotesi di regime stazionario, flusso monodimensionale radiale, generazione uniforme, adiabaticità verso l'esterno del condotto e temperatura della superficie esterna $T_{w,e}$ del tubo nota. Quest'ultima è valutata nella sezione M in corrispondenza di 4 diversi punti (in alto, in basso e ai lati) per tener conto della distribuzione spaziale del coefficiente di scambio termico locale lungo la circonferenza della sezione di misura (Figura 4.47). Per ognuno dei 4 valori della temperatura della parete esterna del tubo misurati (T_{w,e_alto} , T_{w,e_basso} , T_{w,e_sx} , T_{w,e_dx}) viene ricavata la corrispondente temperatura della parete interna del condotto (T_{w,i_alto} , T_{w,i_basso} , T_{w,i_sx} , T_{w,i_dx}).

Per ognuno dei 4 valori di $T_{w,i}$ ottenuti viene ricavato un coefficiente di scambio termico locale; dai 4 valori di h ricavati ($h_{M,alto}$, $h_{M,basso}$, $h_{M,sx}$, $h_{M,dx}$).

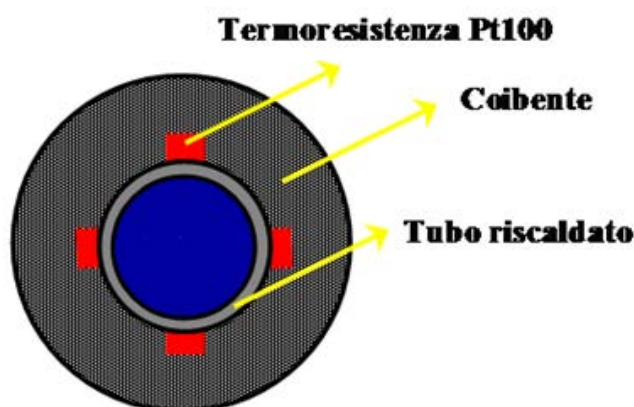


Figura 4.47 Posizionamento delle termoresistenze nella sezione M.

La sezione di misura M è stata posta 20 cm prima dell'uscita della sezione di test diabatica per garantire l'indipendenza della misurazione della temperatura dagli effetti di bordo (Figura 4.48).

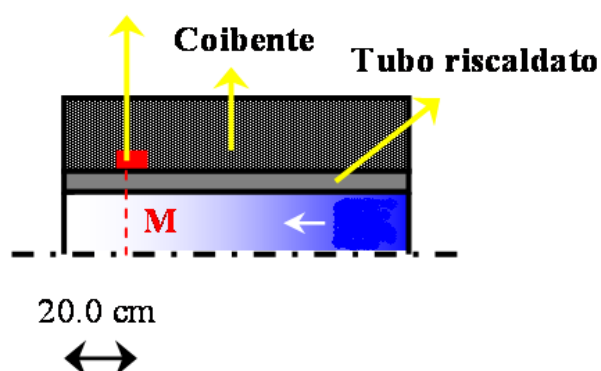
Termoresistenza Pt100

Figura 4.48 Posizionamento della sezione M

Il posizionamento della sezione di misura M è stato stabilito tramite delle simulazioni numeriche con il codice di calcolo agli elementi finiti FLUENT e facendo riferimento ad una geometria bidimensionale. Nello spessore del tubo (supposto di acciaio con conducibilità termica pari a 16.27 W/mK) si è imposta una generazione uniforme \dot{u}''' pari a $4.43 \cdot 10^7$ W/m corrispondente al caso di $q = q_{MAX} = 40$ kW/m². Per il lato interno si è supposto che il fluido avesse una temperatura pari a 0°C (massima temperatura di saturazione del refrigerante per cui è stato progettato l'impianto sperimentale) e si è assegnato un coefficiente di scambio termico convettivo pari a 1000W/m²K trascurando lo scambio termico radiativo. La superficie esterna del tubo, invece, è stata supposta adiabatica verso l'esterno. Il resto dell'impianto è stato schematizzato con due tratti di tubo di acciaio (conducibilità termica pari a 16.27 W/mK e lunghezza pari a 40 cm) adiacenti al condotto riscaldato e supposti adiabatici verso l'esterno e, alle loro estremità, verso il resto dell'impianto; in corrispondenza della loro superficie interna, invece, si è supposto che il fluido abbia una temperatura di 0°C e un coefficiente di scambio termico convettivo pari a 50 W/m²K a destra del tubo di prova e una temperatura di 0°C e un coefficiente di scambio termico convettivo pari a 500 W/m²K a sinistra del tubo di prova, trascurando lo scambio termico radiativo (Figura 4.49).

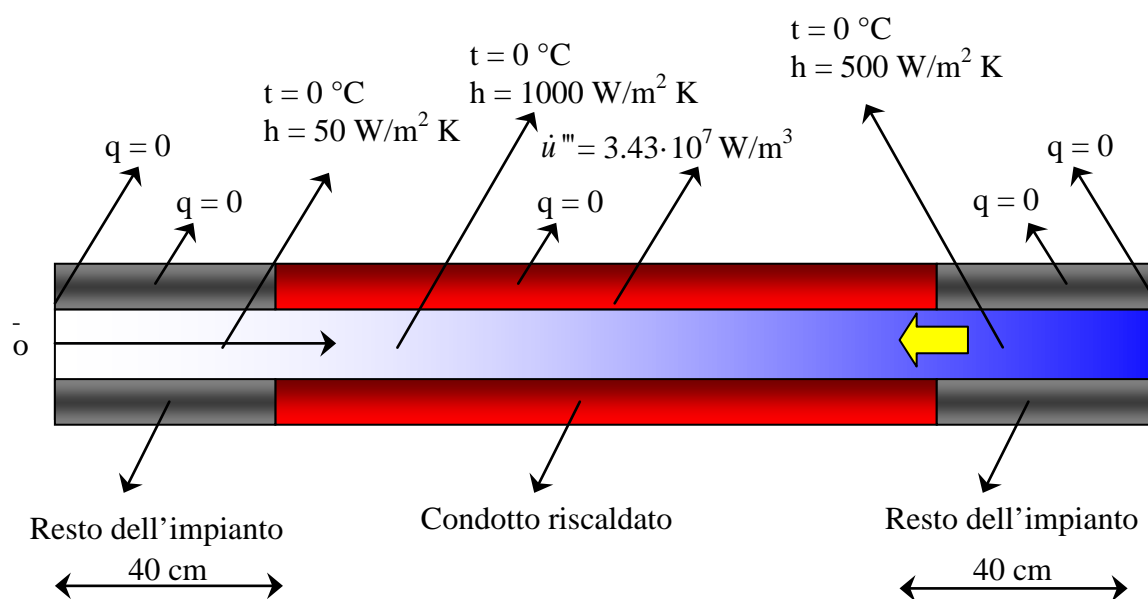


Figura 4.49 Posizionamento della sezione di misura M

In figura 4.50 è riportato uno spaccato della mesh quadrata utilizzata nelle simulazioni.

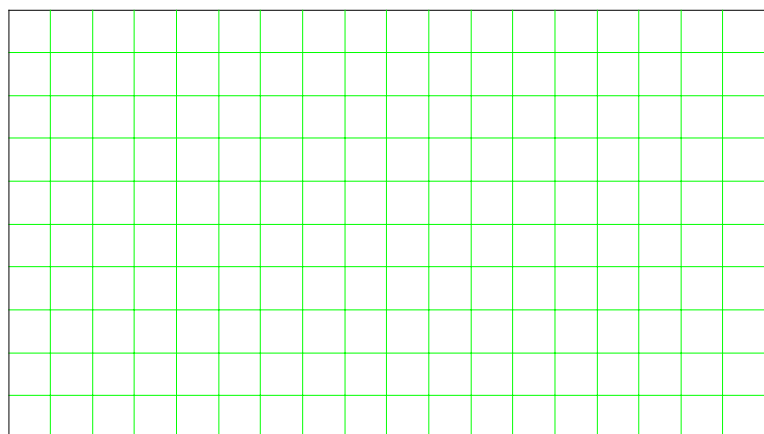


Figura 4.50 Particolare della mesh adottata.

Nella figura 4.51 è mostrato il campo di temperatura nel tubo di prova in prossimità della superficie di separazione del condotto riscaldato dal resto dell'impianto verso l'uscita della sezione di test adiabatica.

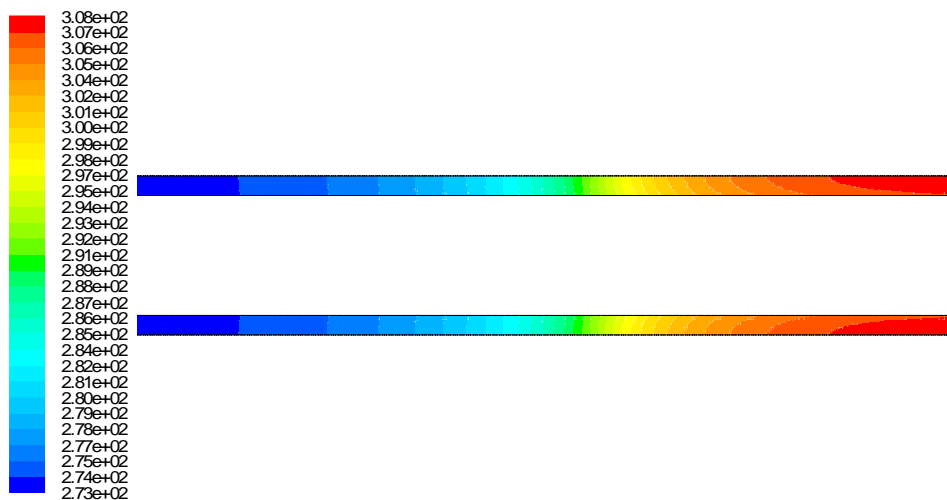


Figura 4.51 Campo di temperatura nello spessore del tubo di prova.

In figura 4.52 è riportato l'andamento della temperatura esterna del tubo lungo il condotto riscaldato ($x = 400$ mm in corrispondenza dell'uscita della sezione di test diabatica): si osserva che $T_{w,e}$ parte da un valore di 293.8 K e raggiunge la temperatura di 308.3 K in corrispondenza di una distanza di 421 mm dall'uscita del condotto di prova.

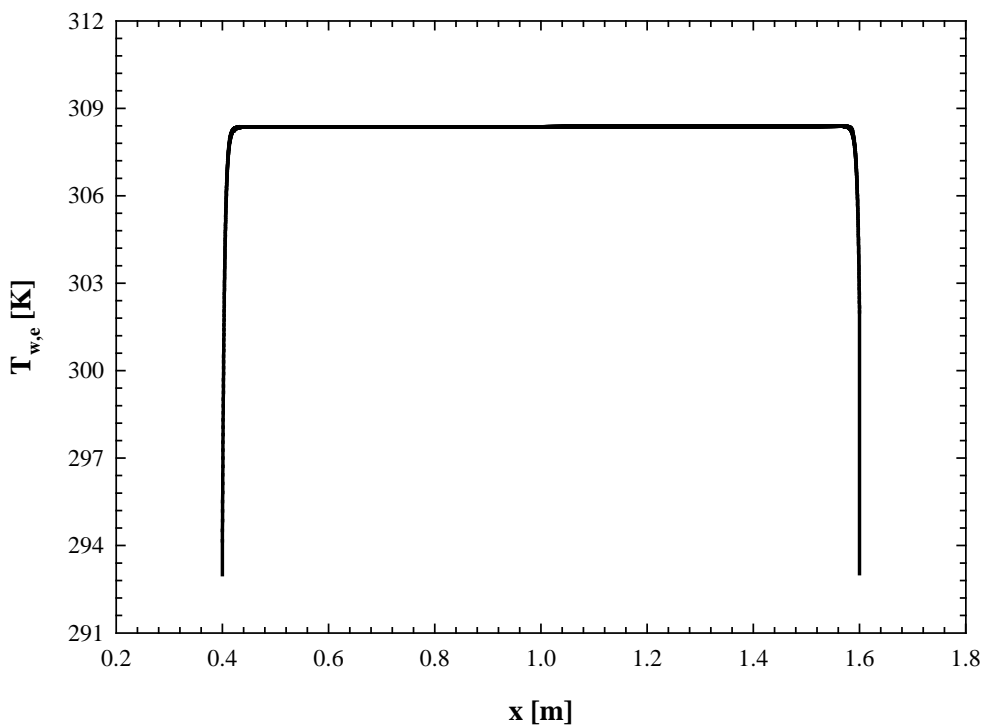


Figura 4.52 Andamento di $T_{w,e}$ lungo il tubo

Le quattro misure della temperatura della parete esterna sono realizzate con termoresistenze Pt100 a 4 fili della TERSID. Le termoresistenze utilizzate sono state tarate dal costruttore tra 80°C e 0°C con un'incertezza di 0.06°C con un livello di fiducia del 95% e tra 0°C e 250°C con un'incertezza di 0.05°C con un livello di fiducia del 95%.

Per garantire il desiderato posizionamento delle 4 termoresistenze sul tubo è stato avvolto sul condotto uno strato sottile di adesivo di isolante elastomerico nel quale sono state realizzate 4 scanalature. Queste ultime sono state riempite con pasta termica e, successivamente, in esse sono stati alloggiati gli elementi sensibili dei sensori di temperatura. Su questi ultimi sono poi stati applicati degli elementini di forma parallelepipedica di isolante elastomerico adesivo e, infine, tramite del nastro isolante si è proceduto a serrare tali elementini sulla superficie del tubo avendo cura che le 4 termoresistenze mantenessero la posizione assegnata (Figura 4.53).



Figura 4.53 Fase intermedia di posizionamento delle termoresistenze nella sezione M.

4.5 Valutazione delle perdite di carico nella sezione adiabatica

Le perdite di carico nella sezione di test adiabatica Δp_{STA} sono valutate con due trasduttori di pressione differenziale di tipo piezoelettrico della Rosemount modello 1151DP Smart (Figura 4.54) collegati in parallelo. I sensori hanno la camera di misura in acciaio 316, una pressione massima di esercizio di 140 bar, una costante di tempo di 200 ms, una velocità di aggiornamento della misura inferiore a 0.05 s e un dead time inferiore a 0.1 s. Il segnale analogico in uscita è in corrente e variabile tra 4 e 20 ma. Ciascuno dei due sensori è caratterizzato da un'accuratezza dello 0.075% dell'intervallo di taratura. Il primo trasduttore presenta un intervallo di taratura 0÷10 kPa, mentre il secondo trasduttore è stato tarato tra 0 e 100 kPa. A seconda del valore delle perdite di carico la misurazione viene effettuata con

l'uno o con l'altro sensore in modo da avere in ogni caso valutazioni accurate anche per valori modesti delle perdite di carico bifase.



Figura 4.54 Trasduttore di pressione differenziale nella sezione di test adiabatica.

4.6 Valutazione del titolo

Il titolo nella sezione M è ottenuto tramite il software REFPROP 8.0[1], dalla conoscenza della pressione assoluta p_M e dell'entalpia specifica i_M , valutata secondo l'equazione (4.11) descritta nel paragrafo 4.4.2. Per una miscela zeotropa, anche in questo caso il titolo risulta funzione della concentrazione circolante, pertanto si eseguirà il calcolo del titolo secondo la procedura descritta nel paragrafo relativo alla valutazione della temperatura di saturazione.

4.7 Valutazione del titolo in ingresso nella sezione adiabatica

Analogamente al caso della valutazione del titolo nella sezione M, il titolo in ingresso nella sezione di test adiabatica si ottiene da un bilancio di energia effettuato tra l'ingresso del preriscaldatore e l'ingresso della sezione di test adiabatica. Nel caso di miscela zeotropa, esso è funzione anche della concentrazione circolante.

In questo caso il bilancio di energia si scrive come segue:

$$i_{ING,STA} = i_{ING,PH} + \frac{Q_{PH}}{\dot{m}}$$

La pressione in ingresso nella sezione adiabatica in questo caso viene calcolata a partire dalla pressione misurata nella sezione M della sezione di test diabatica e dalla misura delle perdite di carico nella sezione di test diabatica e adiabatica.

La pressione assoluta $p_{in,sta}$ si ottiene misurando la pressione assoluta p_M nella sezione M posta a 140.0 mm dall'uscita della sezione di test diabatica (tramite un trasduttore di pressione assoluta piezoelettrico), la perdita di carico $\Delta p_{tot,std}$ tra l'uscita della sezione di test adiabatica e la sezione M e la perdita di carico tra l'ingresso e l'uscita della sezione di test adiabatica.

In definitiva possiamo calcolare la pressione assoluta in ingresso alla sezione adiabatica come:

$$P_{IN,STA} = P_{M,STD} - \Delta p_{OUT,STA-M,STD} - \Delta p_{IN,STA-OUT,STA}$$

4.8 Altre misurazioni

Termoresistenze a 4 fili Pt100 sono utilizzate anche per valutare le temperature della superficie esterna del tubo all'ingresso e all'uscita degli scambiatori di calore, all'ingresso e all'uscita della sezione di test diabatica ed adiabatica e a valle di ciascuna delle 4 resistenze elettriche del preriscaldatore. Ognuna di queste ultime 4 termoresistenze è collegata ad un termostato (Figura 4.55) che stacca l'alimentazione elettrica del preriscaldatore qualora la temperatura superi i 60 °C. È stata inserita anche una termoresistenza a 4 fili Pt100 Ω nel centro della sezione di test diabatica. Essa è stata collegata ad un termostato per assicurare che il livello di temperatura dovuto ad un eccessivo carico o all'assenza del moto del fluido risulti contenuto entro un limite prefissato di 60 °C.

La temperatura della CO₂ in uscita dal preriscaldatore è misurata con una termoresistenza a sonda con guaina in acciaio inossidabile del diametro di 3.2 mm e lunghezza di 15 cm con giunto a compressione in acciaio inossidabile tipo MTS-90321 con attacco filettato da 1/8" NPT.

Per realizzare la circolazione della miscela di acqua e glicole dal serbatoio al circuito primario è stato realizzato un circuito chiuso. Sulla condotta di mandata della pompa secondaria è stato posizionato un misuratore di portata volumetrica con display digitale modello HEDLAND HP 808B-005 MR TRANSMITTER (Figura 4.55).



Figura 4.55 Misuratore della portata volumetrica del TEMPER.

Le sue principali caratteristiche tecniche sono riportata in Tabella 4.15.

Pressione massima	241 bar
Temperatura massima	116 °C
Accuratezza	2% del valore letto

Tabella 4.15 Specifiche tecniche della turbinetta.

Il grado di vuoto raggiunto nell'impianto prima della carica di refrigerante è valutato con un trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico della Rosemount modello 3015TA Smart. Tale sensore presenta una camera di misura in acciaio inossidabile 316, una pressione di esercizio massima di 52 bar, una costante di tempo di 55 ms, una velocità di aggiornamento della misura inferiore a 0.045 s e un dead time di 45 ms. Il segnale analogico in uscita è in corrente e compreso tra 4 e 20 mA. Esso è caratterizzato da un campo di taratura compreso tra 0 e 1 bar e da un'accuratezza dello 0.055% dell'intervallo di taratura.

Le condizioni operative del circuito primario, inoltre, prevedono pressioni di esercizio superiori ai 20 bar per cui è stato necessario porre particolare cura alla realizzazione delle tenute. Al fine di evitare perdite di refrigerante sono stati utilizzati raccordi e connessioni Swagelok, si è fatto largo uso di sigillanti, tra cui il teflon e la loctite, e in alcuni punti dell'impianto si è preferito procedere ad una saldatura ossiacetilenica. Per individuare le perdite è stato utilizzato un rilevatore di perdite ad elio (l'atomo di elio ha dimensioni estremamente ridotte) della Varian modello PHD-4. Tale strumento è in grado di rilevare una concentrazione minima di elio pari a 2 ppm ed è in grado di accorgersi di una perdita di elio anche di $5 \cdot 10^{-7}$ Pa m³/s con un tempo di risposta inferiore ai 2 s.

Una volta caricato l'impianto di prova con elio, tramite il cercafughe descritto si è proceduto ad una attenta e minuziosa verifica della presenza di perdite lungo tutto il circuito primario. Alla fine delle ispezioni e delle necessarie modifiche, è stata monitorato l'andamento della pressione nel circuito primario in funzione del tempo tramite il trasduttore di pressione assoluta all'ingresso della sezione di test diabatica (Tabella 4.16).

Data	Ora	Pressione [bar]
04 novembre 2007	10.30	30.106
	14.50	29.375
	17.00	29.356
07 novembre 2007	16.30	23.625
09 novembre 2007	14.30	20.575

Tabella 4.16 L'andamento della pressione nel circuito primario in funzione del tempo

Dai dati acquisiti è stato possibile appurare la tenuta dell'impianto.

4.9 Incertezza delle misurazioni

Il risultato di una misurazione è solo una stima del valore del misurando. Nel riportare il risultato di una misurazione, dunque, è necessario fornire una qualche indicazione quantitativa della qualità del risultato della misurazione stessa. Senza tale indicazione, infatti, risulta impossibile accertare l'attendibilità delle misure e confrontare misure della stessa grandezza ottenute in laboratori diversi o realizzate nello stesso laboratorio, ma con metodi differenti. Una stima per difetto dell'incertezza di misura, inoltre, porta ad assegnare alla misura una significatività maggiore di quella effettiva, con conseguenti possibili problemi di natura tecnica. Al contrario, sovrastimare l'incertezza di misura sminuisce la qualità della misura, ottenuta magari grazie all'impiego di apparecchiature costose e metodi complessi.

Per tali ragioni, nel seguito è condotta la valutazione dell'incertezza di misura delle grandezze misurate in maniera indiretta, secondo l'approccio suggerito dalla norma UNI CEI ENV 13005 (2000), intitolata "Guida all'espressione dell'incertezza di misura" (essa è la versione ufficiale in lingua italiana della norma europea ENV 13005 del maggio 1999).

Tale norma stabilisce le regole generali per la valutazione e l'espressione dell'incertezza di misura nelle misurazioni che possono essere eseguite, a vari livelli di rigore, in molti campi (dal commercio al dettaglio, alla ricerca di base). Essa è anche applicabile alla valutazione ed all'espressione dell'incertezza associata alla progettazione a tavolino o all'analisi teorica di esperimenti, metodi di misurazione e componenti.

La UNI CEI ENV 13005 definisce l'incertezza tipo $u(Y)$ associata alla misurazione di un misurando Y come quel parametro, associato al risultato di una misurazione, che caratterizza la dispersione dei valori ragionevolmente attribuibili al misurando ed è espressa come scarto tipo. La norma stabilisce

due modalità di valutazione dell'incertezza tipo: valutazione di categoria A e valutazione di categoria B.

La valutazione di categoria A dell'incertezza tipo viene condotta quando del generico misurando Y si hanno n osservazioni Y_i ottenute in condizioni di ripetibilità, ovvero ottenute mantenendo invariate tutte le grandezze che influenzano il risultato della misurazione (principio di misurazione, procedimento di misurazione, osservatore, strumento di misura, condizioni di misura, luogo, ecc). In tal caso l'incertezza tipo è data dalla radice quadrata della varianza sperimentale della media:

$$u(Y) = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2} \quad (4.12)$$

dove \bar{Y} è la media aritmetica delle n osservazioni.

La valutazione di categoria B dell'incertezza tipo, invece, viene effettuata quando del misurando è disponibile una sola misura. In tal caso l'incertezza tipo viene valutata per mezzo di un giudizio scientifico basato su tutte le informazioni disponibili sulla possibile variabilità del misurando; l'insieme di tali informazioni può comprendere:

- ✓ dati di misurazione precedenti;
- ✓ esperienza o conoscenza generale del comportamento e delle proprietà dei materiali e strumenti di interesse;
- ✓ specifiche tecniche del costruttore;
- ✓ dati forniti in certificati di taratura o altri;
- ✓ incertezze assegnate a valori di riferimento presi da manuali.

La norma stessa afferma che l'uso giudizioso dell'insieme di informazioni disponibili per una valutazione di categoria B dell'incertezza tipo richiede capacità di approfondimento basata sull'esperienza e conoscenze generali ed una perizia che può essere appresa con la pratica.

Nella maggior parte dei casi il misurando Y non viene misurato direttamente, ma mediante altre N grandezze X_1, X_2, \dots, X_N attraverso una relazione funzionale f :

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad (4.13)$$

Le N grandezze X_1, X_2, \dots, X_N dalle quali dipende il misurando Y possono essere considerate esse stesse misurandi, e, quindi, possono a loro volta dipendere da altre grandezze, cosicché la relazione funzionale può risultare talmente complicata da non poter essere scritta esplicitamente.

Dalla (4.13) si ricava una stima y del misurando Y usando le stime x_1, x_2, \dots, x_N delle N grandezze X_1, X_2, \dots, X_N :

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (4.14)$$

Se le incertezze tipo associate alla misurazione di x_1, \dots, x_N sono indipendenti e casuali, allora l'incertezza tipo della stima y del misurando Y, detta incertezza tipo composta e indicata con $u_c(y)$, si ricava dalla seguente equazione:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i)} \quad (4.15)$$

dove $u(x_i)$ è l'incertezza tipo associata alla stima x_i della grandezza X_i .

Nel seguito viene valutata l'incertezza tipo composta associata alla misurazione del gradiente di pressione locale, al titolo all'ingresso della sezione di test adiabatica, al coefficiente di scambio termico locale, al titolo nella sezione M, al flusso di massa, al flusso termico e alla pressione di saturazione. Nel fare ciò non verrà considerata l'incertezza associata all'utilizzo del software per il calcolo delle proprietà dei refrigeranti REFPROP 8.0 e al sistema di acquisizione; inoltre, nel seguito, si prenderà in considerazione solo l'incertezza degli strumenti di misura, trascurando il contributo all'incertezza connesso alla loro installazione. A tal proposito, nella Tabella 4.18 sono riportati l'intervallo di taratura e l'incertezza di misura dei principali strumenti utilizzati per la valutazione delle grandezze di interesse.

Variabile	Strumento di misura	Intervallo di taratura	Incertezza
V_{STD}	Voltmetro	0÷10 V	0.19% del valore letto + 0.01% del fondo scala
$t_{w,e}$	Termoresistenza a francobollo Pt100 a 4 fili	-80÷250 °C	0.03 °C
P_{sat}	Trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico	0÷50 bar	0.1% del fondo scala
Δp_{STD}	Trasduttore di pressione differenziale di tipo piezoelettrico	0÷100 kPa	0.075% del fondo scala
$t_{ing,PH}$	Termoresistenza a sonda Pt100 a 4 fili	-50÷100 °C	0.15 °C
$P_{ing,PH}$	Trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico	0÷50 bar	0.1% del fondo scala
\dot{m}	Misuratore ad effetto Coriolis	0÷32 g/s	0.10% del valore letto
\dot{Q}_{PH}	Wattmetro	0÷3600 kW	0.2% del valore letto + 0.02% del fondo scala
Δp_{STA}	Trasduttore di pressione differenziale di tipo piezoelettrico	0÷10 kPa	0.075% del fondo scala
	Trasduttore di pressione differenziale di tipo piezoelettrico	0÷100 kPa	0.075% del fondo scala
$P_{ing,STA}$	Trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico	0÷50 bar	0.1% del fondo scala
t_{TEMPER}	Termoresistenza a sonda Pt100 a 4 fili	-50÷100 °C	0.15 °C
$P_{usc,PH}$	Trasduttore di pressione assoluta di tipo piezoelettrico	0÷50 bar	0.2% del fondo scala

Tabella 4.17 Intervallo di taratura e incertezza di misura dei principali strumenti utilizzati.

4.10 Acquisizione ed elaborazione dei dati acquisiti

La catena di misura è costituita dai seguenti elementi:

- ✓ grandezza fisica di interesse;
- ✓ sensore che trasduce la grandezza fisica di interesse in un segnale elettrico (tensione o corrente);
- ✓ condizionamento del segnale elettrico generato dal sensore (amplificazione, filtraggio);
- ✓ conversione del segnale elettrico analogico in un segnale digitale;
- ✓ invio dei dati digitali ad un elaboratore, il quale elabora i dati seguendo l'algoritmo imposto dal programma di acquisizione;
- ✓ visualizzazione, memorizzazione o utilizzazione dei dati acquisiti ed elaborati.

Il processo di acquisizione dati inizia con la fase di rilevamento, in cui i sensori forniscono in uscita una grandezza elettrica funzione dell'entità o della variazione della grandezza fisica che deve essere misurata. Successivamente, i segnali generati dai sensori sono condizionati in modo che il trasferimento dell'informazione possa avvenire con le caratteristiche di precisione, linearità, immunità al rumore e isolamento elettrico richieste.

Nel caso di utilizzo di più sensori, si ricorre ad un blocco di moltiplicazione analogica (AMUX) che attua la fase di moltiplicazione selezionando uno solo dei segnali analogici di ingresso e trasferendolo in uscita; in tal modo si possono trattare più segnali indipendenti collegati su più canali, impiegando lo stesso convertitore analogico/digitale (ADC). Nel corso della fase di campionamento, il circuito S/H (sample and hold) ha la funzione di campionare, in un tempo relativamente breve, il segnale analogico da convertire e di mantenerlo stabile per tutta la durata della successiva fase di conversione. Il convertitore analogico digitale fornisce in uscita delle stringhe di bit che rappresentano numeri interi proporzionali al valore del segnale analogico di ingresso in un dato istante. Oltre al numero di bit, i parametri fondamentali dei convertitori ADC sono l'escursione massima del segnale di ingresso e il tempo di conversione necessario affinché, ad un segnale stabile in ingresso, corrisponda un valore numerico stabile in uscita. I dati digitali sono poi inviati ad un personal computer in cui vengono memorizzati e sottoposti ad elaborazione.

Nell'impianto di prova presentato, i segnali di misura provenienti dai vari sensori giungono, tramite dei cavi di collegamento, a dei moduli FieldPoint della National Instruments® dove vengono condizionati e inviati al computer tramite il quale le misure effettuate vengono visualizzate e salvate per mezzo del software LabVIEW 7.0. Per l'acquisizione delle misure di temperatura sono stati utilizzati 5 moduli FP-RTD-124, mentre per l'acquisizione di tutte le altre grandezze sono stati utilizzati 2 moduli FP-AI-110. Sia il modulo FP-RTD-124 che il modulo FP-AI-110 presentano 8 canali in ingresso e una risoluzione di 16 bit. Il modulo che alimenta la backplane sulla quale sono montati i moduli FP-RTD-124 e FP-AI-110 è il modello FP-PS-4. Il modulo per l'interfaccia del sistema di acquisizione con il computer è il modello FP-1000 con porta seriale tipo RS-232.

Per ciascun canale sono acquisiti 60 valori, ciascuno ogni 1000 ms per 60 s.

Prima di elaborare i dati, è necessario verificare che il sistema abbia raggiunto la condizione di regime stazionario. I fenomeni associati all'evaporazione in convezione forzata di refrigeranti in condotti sono dei fenomeni per loro natura instazionari; pertanto il regime stazionario si intenderà raggiunto qualora le grandezze misurate conservino, nell'intervallo d'osservazione, uno scarto, rispetto alla loro media aritmetica, contenuto entro un valore limite fissato a priori (100 W/m² per il flusso termico, 0.1 bar per la pressione assoluta nella sezione di misura M, 0.5°C per le temperature T_{w,e_alto}; T_{w,e_basso}, T_{w,e_sx}, T_{w,e_dx}).

Il foglio di calcolo, inoltre, determina, per ognuna delle 60 acquisizioni, h_{alto} , h_{basso} , h_{sx} , h_{dx} e il titolo nella sezione di misura M.

Per ogni acquisizione viene quindi calcolato il seguente valore:

$$h_{Mi} = \left(\frac{h_{alto} + h_{basso} + h_{sx} + h_{dx}}{4} \right) \quad (4.16)$$

A questo punto viene calcolata la media aritmetica, per ognuna dei 60 valori di h_{Mi} così ottenuti.

$$h_M = \left(\frac{\sum_{i=1}^{60} h_{Mi}}{60} \right) \quad (4.17)$$

Per quanto riguarda le perdite di carico nella sezione adiabatica, essendo misurate in maniera diretta da un trasduttore di pressione differenziale, esse vengono ottenute come media delle 60 acquisizioni:

$$\Delta p_{STA} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{60} \Delta p_{tot,i}}{60} \right) \quad (4.18)$$

Il titolo nella sezione M viene ottenuto come media dei 60 valori del titolo calcolati in corrispondenza di ciascuna acquisizione.

In maniera analoga si procede per il titolo all'ingresso della sezione adiabatica:

$$\bar{p}_M = \left(\frac{\sum_{i=1}^{60} p_{Mi}}{60} \right) \quad (4.19)$$

4.11 Analisi della propagazione delle incertezze nelle misurazioni

In questo paragrafo illustrerò la valutazione operativa dell'incertezza legata alle singole misurazioni delle grandezze di interesse secondo le modalità indicate dalla Norma UNI CEI ENV 13005 "Norma all'espressione dell'incertezza di misura" del 31/7/2000, come descritto nel paragrafo 4.9, tenendo conto delle incertezze di misura delle singole strumentazioni.

4.11.1 Errore nella valutazione del titolo nella sezione di test diabatica

Il titolo nella sezione M è ottenuto tramite il software REFPROP 8.0, dalla conoscenza della pressione assoluta p_M e dell'entalpia specifica i_M . Quest'ultima è ottenuta da un bilancio di energia tra la sezione di ingresso del preriscaldatore e la sezione M stessa:

$$i_M = i_{ING,PH} + \frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}} + \frac{\dot{Q}_{M-ING}}{\dot{m}} \quad (4.20)$$

l'incertezza associata al calcolo del titolo x_M è esprimibile come :

$$u_c(x_M) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial p_M}\right)_{i=i_M}^2 \cdot u^2(p_M) + \left(\frac{\partial f}{\partial i_M}\right)_{p=p_M}^2 \cdot u^2(i_M)} \quad (4.21)$$

con

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial p_M}\right)_{i=i_M} &= \frac{\Delta x}{\Delta p} \Big|_{i=i_M} \\ \left(\frac{\partial f}{\partial i_M}\right)_{p=p_M} &= \frac{\Delta x}{\Delta i_M} \Big|_{p=p_M} \end{aligned} \quad (4.22)$$

\dot{Q}_{PH} e \dot{m} sono misurati direttamente.

Pertanto, definendo l'incertezza relativa di una misura come $\varepsilon(y) = \frac{u(y)}{y}$, si ha

$$u(\dot{m}) = 0.0005 \cdot \dot{m} \quad \text{e, equivalentemente,} \quad \varepsilon(\dot{m}) = \frac{u(\dot{m})}{\dot{m}} = 0.0005$$

$$u(\dot{Q}_{PH}) = 0.002 \dot{Q}_{PH} + 0.0002 \cdot 3600 \quad \text{e} \quad \varepsilon(\dot{Q}_{PH}) = \frac{u(\dot{Q}_{PH})}{\dot{Q}_{PH}} = 0.002 + \frac{0.0002 \cdot 3600}{\dot{Q}_{PH}}$$

da qui abbiamo che l'incertezza sarà:

$$\begin{aligned} u\left(\frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}}\right) &= \sqrt{\frac{1}{\dot{m}^2} [0.002 \dot{Q}_{PH} + 0.0002 \cdot 3600]^2 + \left(\frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}^2}\right)^2 [0.0005 \dot{m}]^2} \\ &= \frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}} \sqrt{\left(0.002 + \frac{0.0002 \cdot 3600}{\dot{Q}_{PH}}\right)^2 + 0.0005^2} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Il calcolo della potenza termica fornita nel tratto M-ING è calcolato come

$$\dot{Q}_{M-ING} = R_{M-ING} \cdot I_{STD}^2 \quad e \quad I_{STD} = \frac{V_{STD}}{R_{STD}}$$

dove l'incertezza di misura della differenza di potenziale applicata sulla sezione di test diabatica è valutabile come segue:

$$u(V_{STD}) = 0.0019V_{STD} + 0.0001 \cdot 10 \quad e \quad \varepsilon(V_{STD}) = \frac{u(V_{STD})}{V_{STD}} = 0.0019 + \frac{0.0001 \cdot 10}{V_{STD}} \quad (4.24)$$

La resistenza elettrica del tratto di tubo di prova M-ING presenta un valore nominale di 0.0224344 Ω e un'incertezza dello $\pm 0.01\%$, mentre la resistenza elettrica del tubo presenta un valore nominale di 0.026491 Ω e un'incertezza dello $\pm 0.01\%$.

L'incertezza di misura della corrente I_{STD} è valutabile come segue:

$$u_c(I_{STD}) = \sqrt{\left(\frac{1}{R_{STD}}\right)^2 \cdot u^2(V_{STD}) + \left(\frac{V_{STD}^2}{R_{STD}^2}\right)^2 \cdot u^2(R_{STD})} \quad (4.25)$$

L'incertezza dell'entalpia in ingresso al preriscaldatore viene valutata come segue

$$\begin{aligned} u_c(i_{ING,PH}) &= \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial p_{PH}}\right)_{T_{PH}}^2 u^2(p_{PH}) + \left(\frac{\partial f}{\partial T_{PH}}\right)_{p_{PH}}^2 u^2(T_{PH})} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{\Delta i}{\Delta p}\right)_{T_{PH}}^2 u^2(p_{PH}) + \left(\frac{\Delta i}{\Delta T}\right)_{p_{PH}}^2 u^2(T_{PH})} \cong \left(\frac{\Delta i}{\Delta T}\right)_{p_{PH}} u(T_{PH}) \end{aligned} \quad (4.26)$$

in quanto, trattandosi di liquido sotto raffreddato a pressioni lontane da quella critica, il termine della variazione di entalpia rispetto alla pressione può essere ritenuto trascurabile.

Ricordando che $u(T_{PH}) = 0.15 \text{ } ^\circ\text{C}$:

$$u_c(i_{ING,PH}) = \left(\frac{\Delta i}{\Delta T}\right)_{p_{PH}} [0.15] \quad \text{valutabile con REFPROP}$$

si avrà:

$$u_c(i_M) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial i_{ING-PH}}\right)^2 \cdot u^2(i_{ing-PH}) + \left(\frac{\partial f}{\partial \frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}}}\right)^2 \cdot u^2\left(\frac{\dot{Q}_{PH}}{\dot{m}}\right) + \left(\frac{\partial f}{\partial \frac{\dot{Q}_{M-ING}}{\dot{m}}}\right)^2 \cdot u^2\left(\frac{\dot{Q}_{M-ING}}{\dot{m}}\right)} \quad (4.27)$$

A tal punto è possibile ricavare l'incertezza nel calcolo del titolo nella sezione di misura

$$u_c(x_M) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial p_M}\right)^2 \cdot u^2(p_M) + \left(\frac{\partial f}{\partial i_M}\right)^2 \cdot u^2(i_M)} = \sqrt{\left.\frac{\Delta x_M}{\Delta p_M}\right|_{i=i_M}^2 u^2(p_M) + \left.\frac{\Delta x_M}{\Delta i_M}\right|^2 u^2(i_M)} \quad (4.28)$$

valutabile con REFPROP 8.0.

Nel caso in cui il fluido testato è una miscela zeotropa, all'equazione (4.18) e, di conseguenza, alle equazioni (4.24-4.25) viene aggiunto un'ulteriore termine relativo all'incertezza legata alla composizione della miscela, pari, pertanto, a:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \xi_{CO_2}}\right) \cdot u_c(\xi_{CO_2}) \quad (4.29)$$

dove

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \xi_{CO_2}}\right) = \frac{\Delta f}{\xi_{CO_2,sup} - \xi_{CO_2,inf}}$$

con

$$\begin{aligned} \xi_{CO_2,inf} &= \frac{\text{massa caricata di } CO_2}{\text{massa caricata di } CO_2 + u(\text{carica } CO_2)} \\ \xi_{CO_2,sup} &= \frac{\text{massa caricata di } CO_2}{\text{massa caricata di } CO_2 - u(\text{carica } CO_2)} \end{aligned} \quad (4.30)$$

considerando che l'incertezza sulla carica di CO_2 , $u(\text{carica } CO_2)$, è dovuta all'incertezza di misura della bilancia utilizzata per misurare il peso della bombola contenente il fluido durante la fase di carica dell'impianto. Tale incertezza sul peso è pari a 5g per cui:

$$u_c(\xi_{CO_2}) = \frac{2 \cdot u(\text{carica } CO_2)}{\text{massa caricata di } CO_2 + \text{massa caricata di propano}} + |\xi_{CO_2,M} - \xi_{CO_2,caricata}| \quad (4.31)$$

4.11.2 Errore nella valutazione del coefficiente di scambio termico nella sezione di test diadiabatica

La valutazione del coefficiente di scambio termico all'ingresso della sezione M avviene con la seguente espressione:

$$h = \frac{q}{(T_{w,i} - T_{sat})} \quad (4.32)$$

l'incertezza composta associata al coefficiente di scambio termico è pari a:

$$u_c(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q}\right)^2 u^2(q) + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{w,i}}\right)^2 u^2(T_{w,i}) + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}}\right)^2 u^2(T_{sat})} \quad (4.33)$$

con

$$\checkmark \quad \frac{\partial h}{\partial q} = \frac{1}{(T_{w,i} - T_{sat})}$$

$$\checkmark \quad \frac{\partial h}{\partial T_{w,i}} = -\frac{q}{(T_{w,i} - T_{sat})^2}$$

$$\checkmark \quad \frac{\partial h}{\partial T_{sat}} = \frac{q}{(T_{w,i} - T_{sat})^2}$$

$$q = \frac{R_{MI} I_{STD}^2}{2\pi r_i d_{MI}}$$

Dalla definizione di flusso termico abbiamo che

$$u_c(q) = \sqrt{\left(\frac{1}{A}\right)^2 u^2(\dot{Q}_{MI}) + u^2(A) \left(\frac{\dot{Q}_{MI}}{A^2}\right)^2} = \frac{\dot{Q}_{M3M2}}{A} \sqrt{\frac{u^2(\dot{Q}_{MI})}{\dot{Q}_{MI}^2} + \frac{u^2(A)}{A^2}} \quad (4.34)$$

l'incertezza dell' area A è associata al prodotto $r_i \cdot d_{M3M2}$

$$u_c(d_{MI} \cdot r_i) = \sqrt{(d_{MI})^2 \cdot u^2(r_i) + r_i^2 \cdot u^2(d_{MI})} = r_i \cdot d_{MI} \sqrt{\frac{u^2(r_i)}{r_i^2} + \frac{u^2(d_{MI})}{d_{MI}^2}} \quad (4.35)$$

con $u(d_{MI}) = 0.0005$ ed $u(r_i) = u(r_e) = 0.00005$.

Il calcolo della potenza termica fornita nel tratto MI è calcolato come $R_{MI} \cdot I_{STD}^2$

La resistenza elettrica del tratto di tubo di prova presenta un valore nominale di 0.0224344

Ω e un'incertezza di $\pm 0.0002243 \Omega$, pertanto

$$u_c(Q_{MI}) = \sqrt{(2R_{MI}I_{STD})^2 \cdot u^2(I_{STD}) + (I_{STD})^2 \cdot u^2(R_{MI})} \quad (4.36)$$

L'incertezza di misura della temperatura di saturazione viene valutata tramite REFPROP 8.0, dove le derivate parziali vengono calcolate come rapporti incrementali variando la grandezza di influenza di una quantità opportunamente piccola e sufficiente a valutare la variazione della temperatura di saturazione.

$$u_c(T_{sat}) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial p_M}\right)^2 u^2(p_M) + \left(\frac{\partial f}{\partial i_M}\right)^2 u^2(i_M) + \left(\frac{\partial f}{\partial \xi_M}\right)^2 u^2(\xi_M)} \quad (4.37)$$

L'incertezza di misura della pressione è pari a 0.005 bar, mentre quelle dell'entalpia e della concentrazione vengono calcolate secondo le equazioni (4.18) e (4.31) rispettivamente. Il primo

termine dell'incertezza di misura della temperatura di saturazione, legato all'incertezza di misura della pressione, è presente sia per le miscele che per i fluidi puri, mentre i termini legati all'incertezza dell'entalpia e della concentrazione sono presenti solo per le miscele zeotrope, mentre per fluidi puri tali termini sono nulli.

La temperatura della parete interna della sezione di test diabatica $T_{w,i}$ viene valutata a partire dall'equazione della conduzione nell'ipotesi di regime stazionario, flusso monodimensionale radiale, generazione uniforme, adiabaticità verso l'esterno del condotto e temperatura della superficie esterna $T_{w,e}$ del tubo nota.

Essendo
$$T_{w,i} = -\frac{\dot{u}'''' r^2}{4k} + c_1 \ln r_i + c_2$$

✓ la generazione
$$\dot{u}'''' = \frac{\dot{Q}_{M3M2}}{\pi(r_e^2 - r_i^2)d_{M3M2}}$$

✓
$$c_1 = \frac{\dot{u}''''}{2k} r_e^2$$

✓
$$c_2 = T_{w,e} - c_1 \ln r_e + \frac{\dot{u}''''}{4k} r_e^2$$

Esplicitando otteniamo la seguente relazione di $T_{w,i}$

$$T_{w,i} = -\frac{\dot{u}'''' r_i^2}{4k} + \frac{\dot{u}''''}{2k} r_e^2 \ln r_i + T_{w,e} - \frac{\dot{u}''''}{2k} r_e^2 \ln r_e + \frac{\dot{u}''''}{4k} r_e^2 =$$

$$\frac{\dot{u}''''}{4k} (r_e^2 - r_i^2) + \frac{\dot{u}''''}{2k} r_e^2 \cdot \ln \frac{r_i}{r_e} + T_{w,e}$$

per cui l'incertezza composta associata a $T_{w,i}$ è pari a :

$$u_c(T_{w,i}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial \dot{u}''''}\right)^2 u^2(\dot{u}''') + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial r_e}\right)^2 u^2(r_e) + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial r_i}\right)^2 u^2(r_i) + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial k}\right)^2 u^2(k) + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial T_{w,e}}\right)^2 u^2(T_{w,e})} \quad (4.38)$$

Esplicitando e ritenendo nulla l'incertezza associata alla conducibilità termica k:

$$u_c(T_{w,i}) = \sqrt{\left[\left(\frac{1}{4k} \cdot (r_e^2 - r_i^2) \right) + \left(\frac{r_e^2}{2k} \ln \frac{r_i}{r_e} \right) \right]^2 u^2(\dot{u}''') + \left[\left(\frac{\dot{u}'''}{4k} 2r_e \right) + \left(\frac{\dot{u}'''}{2k} 2r_e \ln \frac{r_i}{r_e} - \frac{\dot{u}'''}{2k} r_e \right) \right]^2 u^2(r_e) + u^2(T_{w,e}) + \left[\left(-\frac{\dot{u}'''}{2k} r_i \right) + \left(\frac{\dot{u}'''}{2k} \cdot \frac{r_e}{r_i} \right) \right]^2 u^2(r_i)} \quad (4.39)$$

e con la seguente incertezza associata alla generazione:

$$u(\dot{u}''') = \sqrt{\left(\frac{1}{(r_e^2 - r_i^2) d_{MI} \pi} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{M3M2}) + \left(\frac{\dot{Q}_{MI}}{(r_e^2 - r_i^2) d_{MI}^2 \pi} \right)^2 u^2(d_{MI}) + \left(\frac{2r_i \cdot \dot{Q}_{MI} \cdot \pi \cdot d_{MI}}{\pi^2 \cdot (r_e^2 - r_i^2) d_{MI}^2} \right)^2 u^2(r_i) + \left(-2 \frac{r_e \pi \cdot d_{MI} \cdot \dot{Q}_{MI}}{\pi^2 (r_e^2 - r_i^2) d_{MI}^2} \right)^2 u^2(r_e)} \quad (4.40)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{1}{(r_e^2 - r_i^2) d_{MI} \pi} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{MI}) + \left(\frac{\dot{Q}_{MI}}{(r_e^2 - r_i^2)^2 \pi d_{MI}^2} \right)^2 u^2(d_{MI}) + \left(\frac{2r_i}{(r_e^2 - r_i^2)} \cdot \dot{u}'''\right)^2 u^2(r_i) + \left(\frac{2r_e}{(r_e^2 - r_i^2)} \cdot \dot{u}'''\right)^2 u^2(r_e)}$$

4.11.3 Errore nella misura del gradiente di pressione nella sezione di test adiabatica.

Per la misura del gradiente di pressione nella sezione di test adiabatica si utilizza la seguente relazione:

$$f = \frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}} \quad (4.41)$$

In cui Δp_{STA} è il valore della caduta di pressione fornito dal sensore piezoelettrico ed L_{STA} è la lunghezza del tratto in cui è effettuata tale misura, corrispondente alla lunghezza della sezione di test adiabatica, che si ricorda essere pari ad 1 m.

L'incertezza legata alla misura del gradiente di pressione è valutabile tramite la seguente espressione:

$$u_c \left(\frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}} \right) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial \Delta p_{STA}} \right)^2 u^2(\Delta p_{STA}) + \left(\frac{\partial f}{\partial L_{STA}} \right)^2 u^2(L_{STA})} \quad (4.42)$$

In questo caso abbiamo:

$$\frac{\partial f}{\partial \Delta p_{STA}} = \frac{1}{L_{STA}} \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial f}{\partial L_{STA}} = -\frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}^2}$$

La $u(\Delta p_{STA})$ è pari allo 0.075% del F.S. del sensore di misura utilizzato, ovvero allo 0.075% di 10 kPa o di 100 kPa, a seconda del sensore utilizzato, e quindi pari a 0.0075 kPa nel primo caso e pari a 0.075 kPa nel secondo caso, mentre la $u(L_{STA})$ è assunta pari a 0.0005m.

Pertanto l'errore di misura del gradiente di pressione, portando $\frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}}$ fuori dalla radice, è pari a:

$$u_c \left(\frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}} \right) = \frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}} \sqrt{\frac{1}{\Delta p_{STA}^2} u^2(\Delta p_{STA}) + \frac{1}{L_{STA}^2} u^2(L_{STA})} \quad (4.44)$$

per cui

$$\varepsilon_c \left(\frac{\Delta p_{STA}}{L_{STA}} \right) = \sqrt{\varepsilon^2(\Delta p_{STA}) + \varepsilon^2(L_{STA})} \quad (4.45)$$

4.11.4 Errore nel calcolo del gradiente di pressione dovuto agli attriti viscosi

Per il calcolo del gradiente di pressione dovuto agli attriti viscosi ricorriamo alla seguente relazione:

$$\Delta p_F = \Delta p_{STA} - \Delta p_{acc} \quad (4.46)$$

Quindi

$$u_c(\Delta p_F) = \sqrt{u(\Delta p_{STA})^2 + u(\Delta p_{acc})^2} \quad (4.47)$$

In cui

$$u(\Delta p_{acc}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial G} \right)^2 u^2(G) + \left(\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial x} \right)^2 u^2(x) + \left(\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial \varepsilon} \right)^2 u^2(\varepsilon)} \quad (4.48)$$

Il termine accelerazionale della caduta di pressione è valutabile secondo la seguente espressione

$$\Delta p_{acc} = G^2 \left\{ \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_{out} - \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_{in} \right\} \quad (4.49)$$

E possibile calcolare i termini per la valutazione dell'incertezza complessiva:

$$\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial G} = 2G \left\{ \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_{out} - \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} \right]_{in} \right\} \quad (4.50)$$

$$u(G) = \sqrt{\left(\frac{1}{A}\right)^2 u(\dot{m})^2 + \left(\frac{\dot{m}}{A^2}\right)^2 u(A)^2} \square \left(\frac{1}{A}\right) u(\dot{m}) \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial x} = G^2 \left\{ \left[\frac{-2(1-x)}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{2x}{\rho_G \varepsilon} \right]_{OUT,STA} - \left[\frac{-2(1-x)}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{2x}{\rho_G \varepsilon} \right]_{ING,STA} \right\} \quad (4.52)$$

$$\frac{\partial \Delta p_{acc}}{\partial \varepsilon} = G^2 \left\{ \left[\frac{-(1-x)^2 \rho_L(-1)}{\rho_L^2(1-\varepsilon)^2} - \frac{x^2 \rho_G}{(\rho_G \varepsilon)^2} \right]_{out} - \left[\frac{-(1-x)^2 \rho_L(-1)}{\rho_L^2(1-\varepsilon)^2} - \frac{x^2 \rho_G}{(\rho_G \varepsilon)^2} \right]_{in} \right\} \quad (4.53)$$

$$u(\varepsilon) = \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)^2 u(x)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial G}\right)^2 u(G)^2} \quad (4.54)$$

La frazione di vuoto è valutabile tramite la seguente espressione:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_G} \left[(1+0.12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right]^{-1} \quad (4.55)$$

Abbiamo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= \frac{1}{\rho_G} \left[(1+0.12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right]^{-1} + \\ &+ \frac{x}{\rho_G} \left[-0.12 \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + (1+0.12(1-x)) \left(\frac{1}{\rho_G} - \frac{1}{\rho_L} \right) - \frac{1.18[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right] \cdot \\ &\cdot (-1) \left\{ \left[(1+0.12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right] \right\}^{-2} \end{aligned} \quad (4.56)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial G} &= \frac{x}{\rho_G} \left[-\frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G^2 \rho_L^{0.5}} \right] \cdot (-1) \cdot \\ &\cdot \left[(1+0.12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right]^{-2} \end{aligned} \quad (4.57)$$

Capitolo 5

Risultati sperimentali

5.1 Introduzione

L'anidride carbonica rappresenta una delle possibili alternative all'utilizzo dei refrigeranti tradizionali, recentemente messi al bando per questioni di impatto ambientale. Questo fluido non ha alcun effetto distruttivo sull'ozono presente nella stratosfera, O.D.P.=0, e presenta un ridotto potenziale di surriscaldamento globale, G.W.P.=1. Inoltre, presenta caratteristiche termodinamiche favorevoli e consente agli impianti operatori utilizzando tale fluido di raggiungere elevate prestazioni in particolar modo nel funzionamento subcritico. L'interesse verso questo fluido, grazie al progresso tecnologico che ha permesso di realizzare componenti in grado di operare a pressioni molto elevate, si rivolge negli ultimi anni anche verso applicazioni ad "alta temperatura", tipiche della climatizzazione residenziale estiva ed invernale, per le quali le condizioni di funzionamento di esercizio sono prossime al punto critico del fluido.

La conoscenza delle caratteristiche termofluidodinamiche sono di fondamentale importanza nella progettazione degli impianti operatori, in particolar modo durante lo scambio termico bifase. Per questo motivo, in questo lavoro sono stati valutati sperimentalmente i coefficienti di scambio termico e i regimi di moto, durante l'evaporazione di CO₂ in convezione forzata in un tubo orizzontale liscio di 6.00 mm di diametro interno, per temperature di evaporazione tipiche degli impianti destinati alla climatizzazione residenziale (7.0°C e 12.0°C).

Nelle condizioni considerate le pressioni di saturazione sono molto elevate e il fluido opera con pressioni ridotte maggiori di 0.50. Un elevato valore della pressione ridotta influenza in modo significativo il valore del coefficiente di scambio termico globale e locale. Inoltre, la pressione ridotta, insieme ai regimi di moto assunti dal fluido durante l'evaporazione in convezione forzata, influenza in modo notevole l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo. Al fine di valutare l'influenza della pressione ridotta sul coefficiente di scambio termico globale e locale in un intervallo più ampio, sono stati condotti esperimenti con un secondo refrigerante, l'R410A, una miscela azeotropica di HFC (50% in massa di R32 e 50% in massa di R125).

La possibilità di utilizzare l'anidride carbonica in applicazioni ad "alta temperatura" senza dover ricorrere a cicli transcritici è perseguibile attraverso la realizzazione di miscele di anidride carbonica. Miscele di anidride carbonica e propano, con basse concentrazioni di propano, risultano tra le più interessanti, in quanto sono caratterizzate da temperature critiche più elevate rispetto all'anidride carbonica pura e presentano, a parità di temperatura di evaporazione, pressioni di esercizio e pressioni ridotte più basse. Inoltre le loro caratteristiche termodinamiche risultano prossime a quelle della CO₂ pura. Sebbene l'utilizzo di tali miscele sia favorito dalle caratteristiche appena descritte, tali miscele risultano caratterizzate da ampi "glide" di temperatura durante l'evaporazione, ovvero l'aggiunta di propano all'anidride carbonica pura da luogo a miscele zeotrope, caratterizzate da una variazione locale delle concentrazioni tra la fase liquida e la fase vapore a causa della preferenzialità di

evaporazione del componente più volatile. Tali miscele sono notoriamente soggette a fenomeni di resistenza al trasporto di massa durante lo scambio termico bifase che comportano una riduzione del coefficiente di scambio termico locale, ovvero una degradazione del coefficiente di scambio termico valutato rispetto alla media ponderata dei coefficienti di scambio termico locali dei fluidi puri costituenti la miscela nelle stesse condizioni operative.

Per tale motivo sono stati indagati sperimentalmente i coefficienti di scambio termico locali di diverse miscele di anidride carbonica e propano con concentrazioni di CO₂ maggiori del 70%, al variare del flusso di massa, del flusso termico, della temperatura di saturazione, valutando in particolar modo l'influenza della composizione sulla degradazione dei coefficienti di scambio termico rispetto a quelli della CO₂ pura.

Nei paragrafi seguenti verranno riportati e analizzati i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A al fine di valutare sia l'influenza delle condizioni operative, quali flusso di massa e flusso termico, sul coefficiente di scambio termico locale in funzione del titolo, sia l'influenza della pressione ridotta sui regimi di moto e sulle caratteristiche di scambio termico, considerando, in particolare, i coefficienti di scambio termico globali, locali medi e i 4 coefficienti di scambio termico locali distribuiti lungo la periferia del tubo.

Successivamente verranno presentati e discussi i risultati sperimentali relativi alle miscele di CO₂ e propano, confrontandoli con quelli dell'anidride carbonica pura e ponendo particolare attenzione all'influenza della composizione sui coefficienti di scambio termico locali. L'analisi permetterà di valutare l'influenza dei parametri operativi sui coefficienti di scambio termico locali e valutarne la degradazione rispetto all'anidride carbonica pura.

5.2 CO₂ e R410A: Risultati sperimentali e effetto dei parametri operativi

In questo paragrafo verranno presentate, nell'ordine, le condizioni operative indagate, l'intero database sperimentale dei coefficienti di scambio termico locali in funzione del titolo al variare delle condizioni operative e, infine, la discussione dei risultati sperimentali effettuata secondo il seguente approccio: confronto dei coefficienti di scambio termico globali medi della CO₂ e dell'R410A in funzione della pressione ridotta e al variare degli altri parametri operativi; confronto dei coefficienti di scambio termico locali medi della CO₂ e dell'R410A al variare di ogni singolo parametro operativo; confronto dei coefficienti di scambio termico locali distribuiti lungo la periferia del tubo di entrambi i fluidi e valutazione dell'influenza della pressione ridotta sui regimi di moto.

5.2.1 Condizioni operative indagate

Le misurazioni dei coefficienti di scambio termico effettuate lungo la periferia della sezione M dell'impianto sono state effettuate, per la CO₂, in 20 distinte condizioni operative. In particolare le misurazioni sono state effettuate per flussi di massa compresi tra 153 kg m⁻²s⁻¹ e 526 kg m⁻²s⁻¹, temperature di saturazione di 6.9°C e 12.0°C, cui corrispondono pressioni ridotte che vanno da 0.56 a 0.64, e flussi termici compresi tra 5.0 kW m⁻² e 20.6 kW m⁻², in tutto il campo di variazione del titolo.

Per l'R410A sono stati considerati flussi di massa e flussi termici simili a quelli considerati per la CO₂, con temperature di saturazione comprese tra 4.8°C e 42.1°C, cui corrispondono pressioni ridotte comprese tra 0.19 e 0.52.

Le tabelle 5.1-5.2 riportano le singole condizioni operative indagate sperimentalmente per ogni fluido, includendo il flusso di massa G (kg m⁻²s⁻¹), la temperatura di saturazione t_{sat} (°C), la pressione di saturazione p_{sat} (bar), la pressione ridotta p_{rid} (-), il flusso termico in parete (kW m⁻²) e il campo di variazione dei titoli indagati.

Per l'R744 puro sono stati ottenuti 363 punti sperimentali, per l'R410A sono stati ottenuti 566 punti sperimentali.

Inoltre, le misurazioni sono state affiancate da oltre 800 acquisizioni video ottenute tramite videocamera ad elevata frequenza di acquisizione delle immagini, utilizzate per l'identificazione dei regimi di moto per l'R744 e l'R410A.

Nella tabella 5.3 sono riportate le incertezze di misura relative massima, minima e media dei coefficienti di scambio termico locali, del gradiente di pressione e del titolo, sia nella sezione M sia in ingresso alla sezione adiabatica, per ciascun fluido.

Fluido	G (kg m ⁻² s ⁻¹)	t _{sat} (°C)	p _{sat} (bar)	p _{rid} (-)	q (kW m ⁻²)	Δx _{sperimentale}
R744	164	7.0	41.76	0.57	5.0	0.16-0.95
R744	163	7.0	41.76	0.57	20.3	0.24-0.99
R744	165	11.9	47.18	0.64	5.1	0.10-0.97
R744	153	12.0	47.30	0.64	20.6	0.32-0.99
R744	209	7.0	41.76	0.57	5.0	0.06-0.99
R744	200	7.0	41.76	0.57	20.3	0.23-0.99
R744	203	12.0	47.30	0.64	5.0	0.05-0.95
R744	211	11.9	47.18	0.64	20.5	0.23-0.98
R744	265	7.0	41.76	0.57	5.0	0.06-0.98
R744	263	6.9	41.66	0.56	20.1	0.18-0.97
R744	263	12.0	47.30	0.64	5.1	0.06-0.98
R744	254	12.0	47.30	0.64	20.4	0.19-0.99
R744	371	7.0	41.76	0.57	5.0	0.04-0.97
R744	354	7.0	41.76	0.57	20.2	0.13-0.99
R744	355	12.0	47.30	0.64	5.0	0.02-0.99
R744	366	12.0	47.30	0.64	20.3	0.13-0.98
R744	526	6.9	41.66	0.56	5.0	0.03-0.77
R744	501	7.0	41.76	0.57	20.1	0.09-0.88
R744	507	12.0	47.30	0.64	5.0	0.02-0.78
R744	511	11.9	47.18	0.64	20.3	0.09-0.97

Tabella 5.1 Condizioni operative indagate con l’anidride carbonica per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

Fluido	G (kg m ⁻² s ⁻¹)	t _{sat} (°C)	p _{sat} (bar)	p _{rid} (-)	q (kW m ⁻²)	Δx _{sperimentale}
R410A	152	5.1	9.39	0.19	5.0	0.09-0.98
R410A	179	5.0	9.36	0.19	20.0	0.26-0.92
R410A	158	20.0	14.48	0.30	5.1	0.01-0.94

R410A	151	20.0	14.48	0.30	20.3	0.22-0.95
R410A	149	40.6	24.61	0.52	5.1	0.01-0.97
R410A	155	42.0	25.45	0.52	20.6	0.25-0.92
R410A	214	5.1	9.39	0.19	5.0	0.08-0.89
R410A	210	5.1	9.39	0.19	19.9	0.21-0.87
R410A	214	20.0	14.48	0.30	5.0	0.02-0.97
R410A	212	20.1	14.52	0.30	20.2	0.22-0.99
R410A	201	41.6	25.21	0.52	5.1	0.01-0.99
R410A	201	42.1	25.52	0.52	20.1	0.04-0.99
R410A	271	5.0	9.36	0.19	5.1	0.05-0.94
R410A	255	5.1	9.39	0.19	20.0	0.15-0.97
R410A	253	20.0	14.48	0.30	5.0	0.06-0.99
R410A	254	20.0	14.48	0.30	20.1	0.13-0.90
R410A	255	42.0	25.45	0.52	5.0	0.01-0.91
R410A	248	42.0	25.45	0.52	21.4	0.01-0.97
R410A	357	5.1	9.39	0.19	5.0	0.05-0.97
R410A	356	5.1	9.39	0.19	19.8	0.13-0.99
R410A	360	20.0	14.48	0.30	5.0	0.08-0.98
R410A	366	20.0	14.48	0.30	20.0	0.09-0.99
R410A	354	41.7	25.27	0.30	5.1	0.01-0.99
R410A	356	42.0	25.45	0.52	21.2	0.04-0.98
R410A	515	5.1	9.39	0.19	5.0	0.06-0.78
R410A	522	4.8	9.30	0.19	20.4	0.04-0.82
R410A	507	20.1	14.52	0.30	5.0	0.04-0.82
R410A	517	19.9	14.44	0.30	20.2	0.04-0.89
R410A	503	42.1	25.52	0.52	5.1	0.01-0.99
R410A	509	42.0	25.45	0.52	20.0	0.01-0.90

Tabella 5.2 Condizioni operative indagate con l'R410A per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

R744	$u_{c,min}$	$u_{c,max}$	$u_{c,m}$	
	$h_m^{(*)}$	1.9	14.6	4.9
	$x_M^{(**)}$	0.002	0.016	0.004
R410A	$u_{c,min}$	$u_{c,max}$	$u_{c,m}$	
	$h_m^{(*)}$	1.4	14.9	5.2
	$x_M^{(**)}$	0.002	0.020	0.004

(*) incertezza di misura relativa (%).

(**) incertezza di misura assoluta.

Tabella 5.3 Incertezza composta minima, massima e media associata alla valutazione di h_M e di x_M .

5.2.2 Andamenti sperimentali dei coefficienti di scambio termico della CO_2 e dell'R410A

In questo paragrafo verrà presentato l'intero database sperimentale dei coefficienti di scambio termico locali medi della CO_2 pura e dell'R410A misurati sulla sezione M della sezione di test diabatica. I risultati sperimentali sono organizzati in maniera tale da poter effettuare agevolmente il confronto al variare di ogni singolo parametro operativo, ovvero al variare della pressione ridotta (temperatura di saturazione), del flusso di massa, del flusso termico e del titolo.

La figura 5.1 riporta gli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali dell'R744 in funzione del titolo, per diversi valori della pressione ridotta, del flusso di massa e del flusso termico. In particolare, in ciascun grafico sono riportati gli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali per differenti flussi di massa a parità di pressione ridotta e flusso termico.

Muovendosi dai grafici di sinistra verso quelli di destra è possibile effettuare un confronto al variare del flusso termico, a parità di pressione ridotta e per ogni flusso di massa. Muovendosi dai grafici in alto verso i grafici in basso è possibile valutare l'effetto della pressione ridotta a parità di flusso termico e per ogni flusso di massa.

Nelle condizioni operative indagate i coefficienti di scambio termico locali medi misurati nella sezione M risultano crescenti con il titolo, raggiungono un massimo per valori del titolo compresi tra 0.20 e 0.30, dopodiché diminuiscono monotonamente fino all'evaporazione completa nella maggior parte delle condizioni operative (in alcuni casi rimangono al più costanti). In particolare, dopo il raggiungimento del massimo, si ha una diminuzione accentuata del coefficiente di scambio termico fino a valori del titolo di circa 0.40, dopodiché la derivata del coefficiente di scambio termico locale rispetto al titolo aumenta per poi diminuire nuovamente al raggiungimento del dry-out (titoli $x \approx 0.80$) dove si ha una forte diminuzione del coefficiente di scambio termico a causa del parziale asciugamento in parete del tubo. Questo tipo di andamento differisce dal classico comportamento dei fluidi refrigeranti tradizionali, per i quali a seguito del raggiungimento di un massimo e della

successiva diminuzione nella zona a bassi titoli, si ha un nuovo aumento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo (tipica regione in cui si instaura il regime di moto anulare) fino a raggiungere un massimo in corrispondenza del dry-out in corrispondenza del quale il coefficiente di scambio termico diminuisce bruscamente.

Ciò si riscontra, infatti, nel caso dell'R410A per basse pressioni ridotte. In figura 5.2 è riportato l'intero database sperimentale ottenuto per l'R410A. Anche in questo caso i risultati sperimentali sono organizzati in maniera tale da poter effettuare il confronto al variare di ogni singolo parametro operativo secondo la stessa modalità indicata per la CO₂.

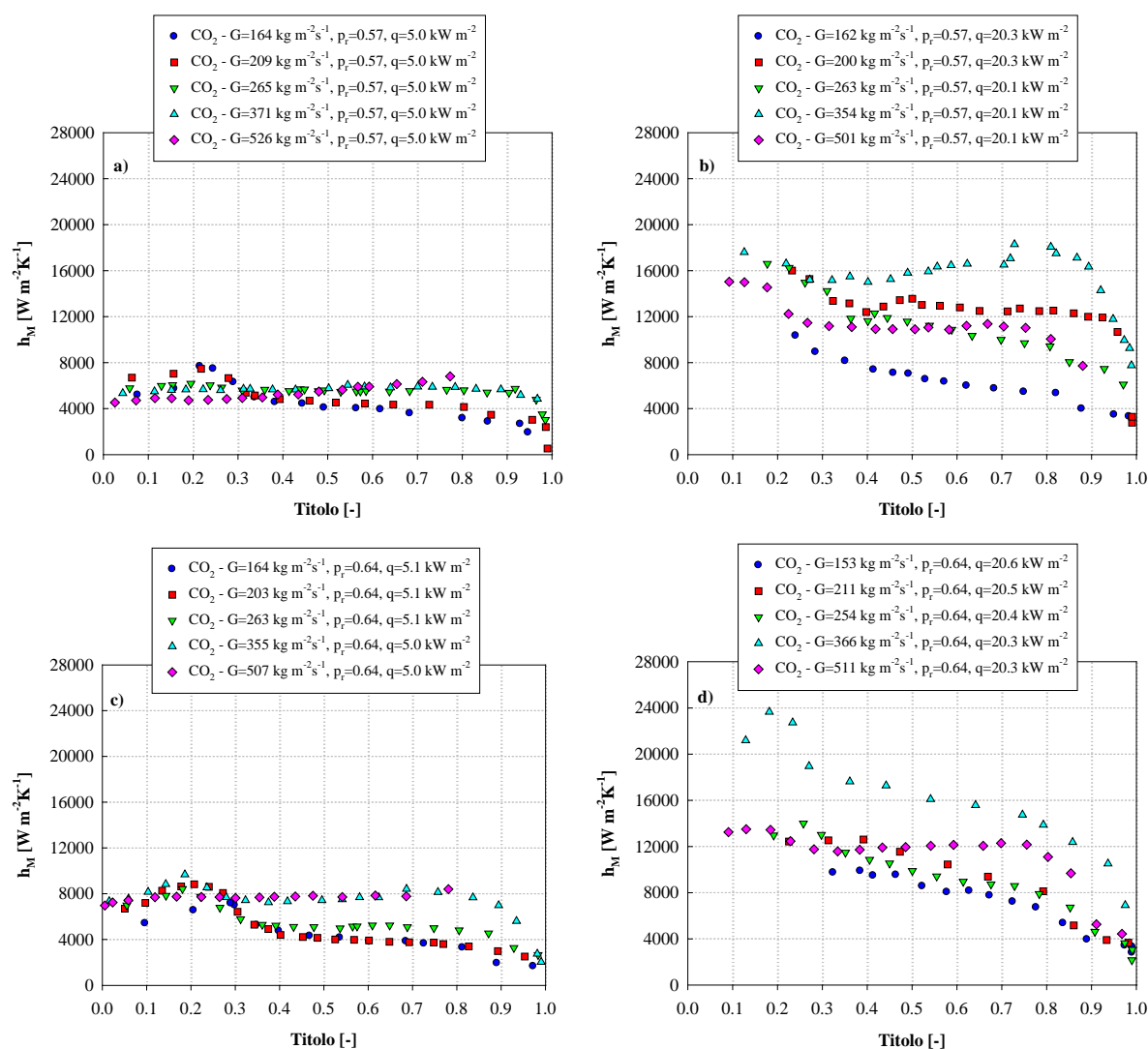


Figura 5.1 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso di massa tra circa 153 e 526 kg m⁻²s⁻¹, per diverse temperature di saturazione (pressioni ridotte) e flussi termici.

L'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo è fortemente dipendente dalle condizioni operative e, in particolar modo, dalla pressione ridotta (temperatura di saturazione). Dai grafici riportati si può notare, in via preliminare, che per temperature di saturazione fino a 20.0°C l'andamento è tipico dei fluidi refrigeranti tradizionali, ovvero il coefficiente di scambio termico raggiunge un massimo relativo nella zona a bassi titoli e per titoli medio-alti l'andamento risulta crescente o costante fino al raggiungimento di un massimo in corrispondenza del dry-out ($x > 0.80$). Per temperature di saturazione più elevate e bassi flussi di massa l'andamento risulta decrescente, nella maggior parte delle condizioni operative, anche per titoli medio-alti, in maniera simile a quanto succede per l'anidride carbonica nelle condizioni operative indagate.

Nei paragrafi seguenti verrà discussa in maniera approfondita l'influenza di ogni singolo parametro operativo. L'analisi partirà dall'effetto della pressione ridotta sul coefficiente di scambio termico globale medio su un ampio intervallo di titoli, che verrà indicato come $h_{\text{medio,globale}}$ ($\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$). Successivamente, verrà analizzato l'effetto della pressione ridotta sugli andamenti del coefficiente di scambio termico locale medio misurato nella sezione M, h_M ($\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$), e sui coefficienti di scambio termico locali distribuiti lungo la periferia del tubo (h_{destra} , h_{sinistra} , $h_{\text{superiore}}$, $h_{\text{inferiore}}$) mediante il supporto dei regimi di moto osservati. Per ognuno dei coefficienti di scambio termico considerato sarà discusso sia l'effetto diretto della pressione ridotta, sia l'effetto che la pressione ridotta ha sull'influenza delle altre condizioni operative, ovvero del flusso di massa, del flusso termico e del titolo e sulle caratteristiche dei regimi di moto che a loro volta influenzano lo scambio termico bifase.

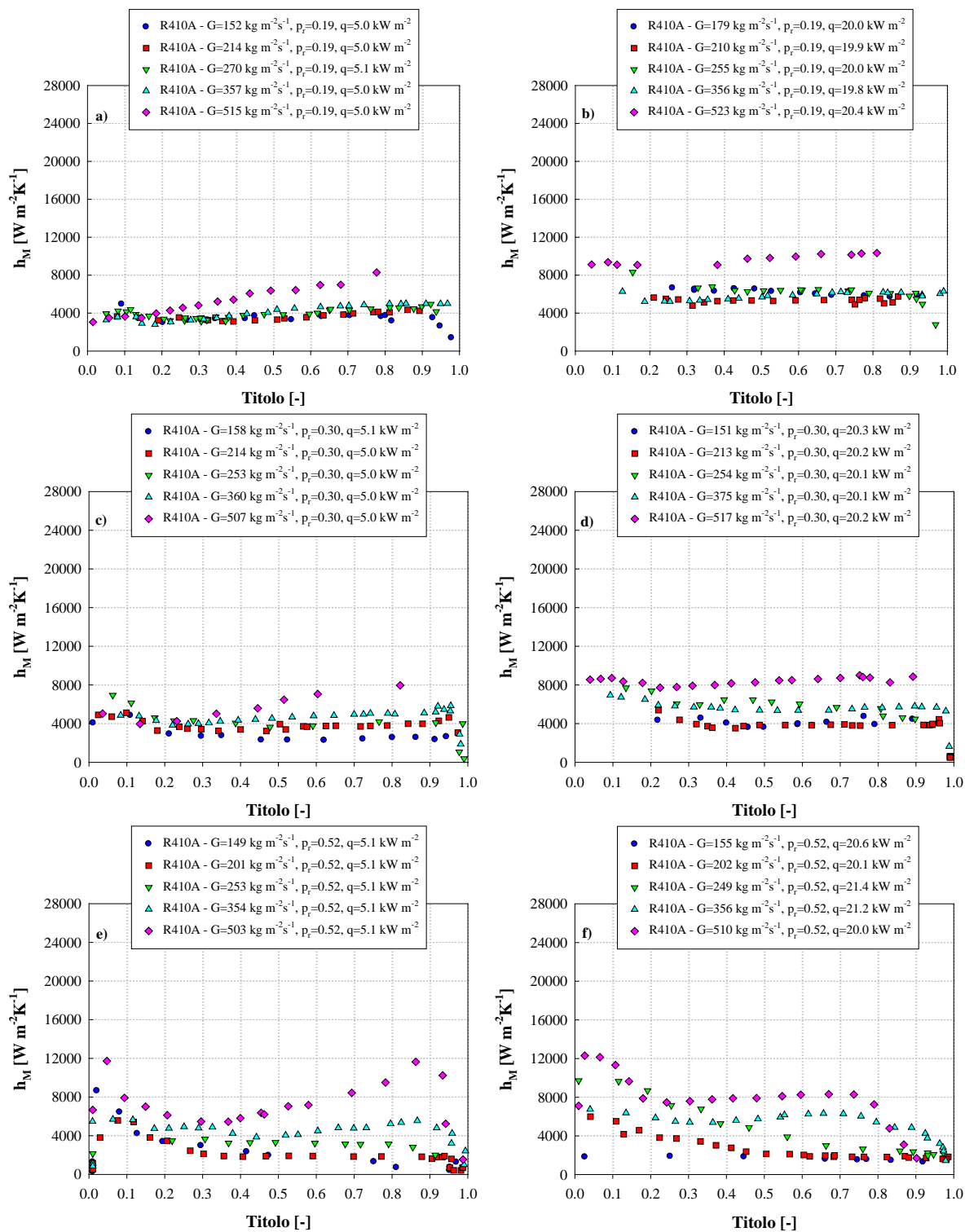


Figura 5.2 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso di massa tra circa 149 e 517 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, per diverse temperature di saturazione (pressioni ridotte) e flussi termici.

5.2.3 Valutazione dell'effetto della pressione ridotta e degli altri parametri operativi sui coefficienti di scambio termico globali medi della CO₂ e dell'R410A

In figura 5.3 sono riportati i coefficienti di scambio termico globale medio dell'R410A e dell'R744 valutati sull'intervallo di titoli che va da 0.20 a 0.80 in funzione della pressione ridotta, per ogni valore del flusso di massa e dei due flussi termici. I grafici sono divisi in due parti: per pressioni ridotte minori o uguali a 0.52 i coefficienti di scambio termico globale medio sono relativi all'R410A, mentre per pressioni ridotte pari a 0.57 e 0.64 sono relativi all'R744. Dai risultati sperimentali è possibile vedere che la pressione ridotta ha un'influenza sul coefficiente di scambio termico globale medio in modo differente a seconda dei valori del flusso di massa e del flusso termico.

Per l'R410A e flusso termico $q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$, per flussi di massa inferiori o pari a $G \approx 250 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ l'incremento della pressione ridotta da 0.19 a 0.52 induce un andamento decrescente del coefficiente di scambio termico globale medio, mentre per flussi di massa $G \approx 350 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $G \approx 500 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ tale andamento risulta crescente in misura maggiore quanto più è elevato il flusso di massa. Passando al caso relativo al flusso termico $q \approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$, l'andamento del coefficiente $h_{\text{medio,globale}}$ in funzione della pressione ridotta risulta essere decrescente per tutti i flussi di massa, ad eccezione del flusso di massa pari a $350 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ per il quale risulta pressoché costante.

Per la CO₂ e $q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$ si ha una variazione trascurabile dell' $h_{\text{medio,globale}}$ per flussi di massa inferiori o pari a $G \approx 250 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ed un forte incremento per flussi di massa più alti. Aumentando il flusso termico, per flussi di massa elevati l'effetto della pressione ridotta è comporta un leggero aumento dell' $h_{\text{medio,globale}}$, mentre per flussi di massa più bassi si ha una diminuzione con la pressione ridotta, ad eccezione del caso di $G \approx 150 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ in cui aumenta.

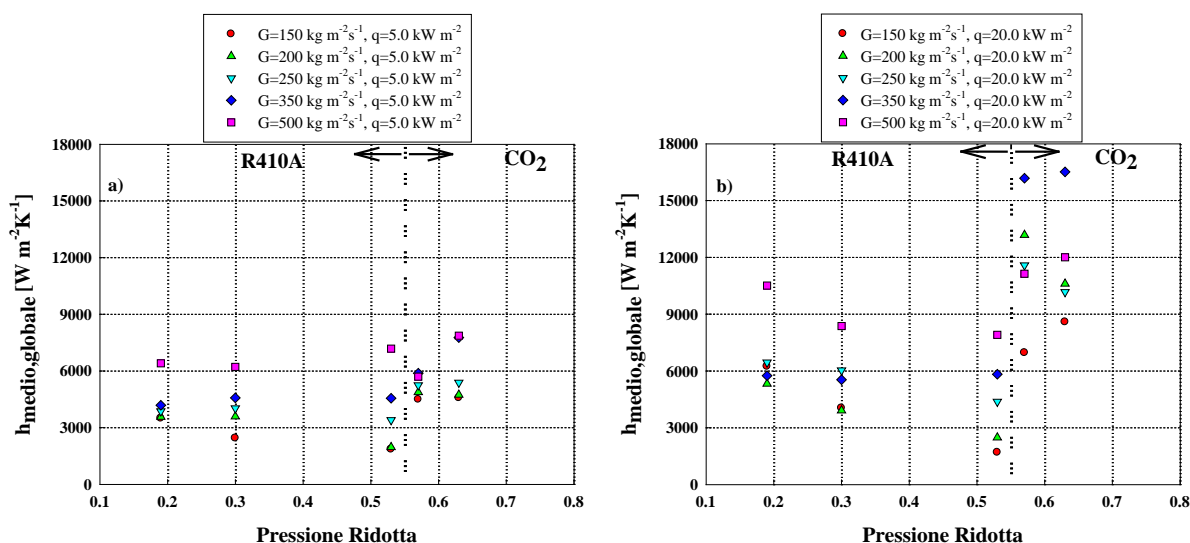


Figura 5.3 Effetto della pressione ridotta e del flusso di massa per $q = 5.0 \text{ kW m}^{-2}$ e $q = 20.0 \text{ kW m}^{-2}$ sul coefficiente di scambio termico globale medio dell'R410A e dell'R744.

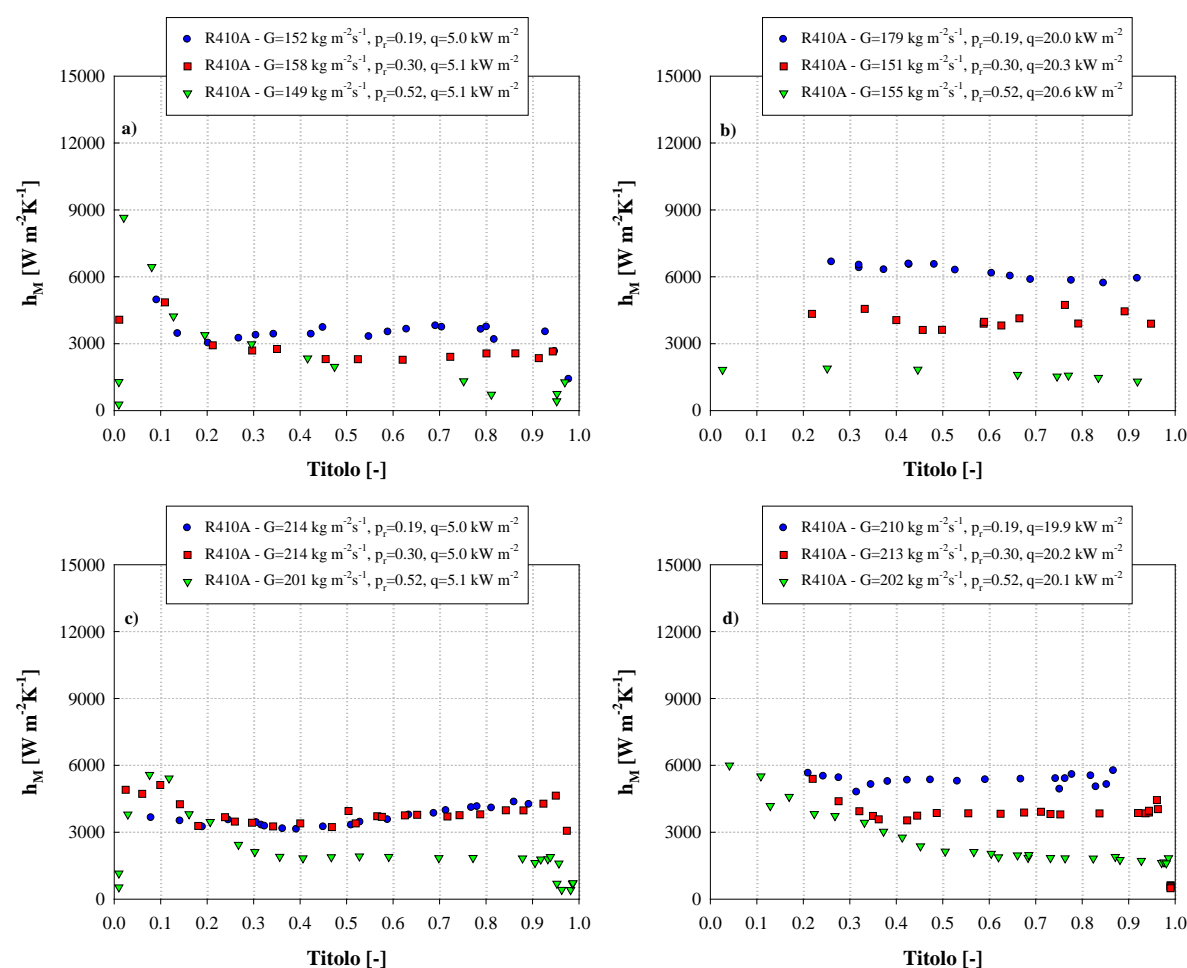
Passando all'analisi dell'effetto degli altri parametri al variare della pressione ridotta, generalmente, per flussi termici bassi ($q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$) e per entrambi i fluidi maggiore è la pressione ridotta maggiore è l'aumento dell' $h_{M, \text{globale}}$ con il flusso di massa (ad eccezione della prova R744 per $G \approx 500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Per $q \approx 20 \text{ kW m}^{-2}$ non è riscontrabile alcuna generalizzazione, sebbene nella maggior parte dei casi si riscontra dapprima un aumento con il flusso di massa, seguito da una diminuzione, generalmente per $G \approx 350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e un successivo aumento per $G \approx 500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Per quanto riguarda il flusso termico si nota un incremento dell' $h_{M, \text{globale}}$ percentualmente maggiore ad elevate pressioni ridotte incrementando il flusso termico.

5.2.4 Valutazione dell'effetto dei parametri operativi sui coefficienti di scambio termico locali medi della CO_2 e dell'R410A

Pressione ridotta

Nelle figure 5.4 - 5.5 si riportano, rispettivamente, gli andamenti del coefficiente di scambio termico locale medio in funzione del titolo dell'R410A e della CO_2 . Ciascun grafico riporta i risultati per un fissato flusso di massa e flusso termico e per diverse pressioni ridotte.



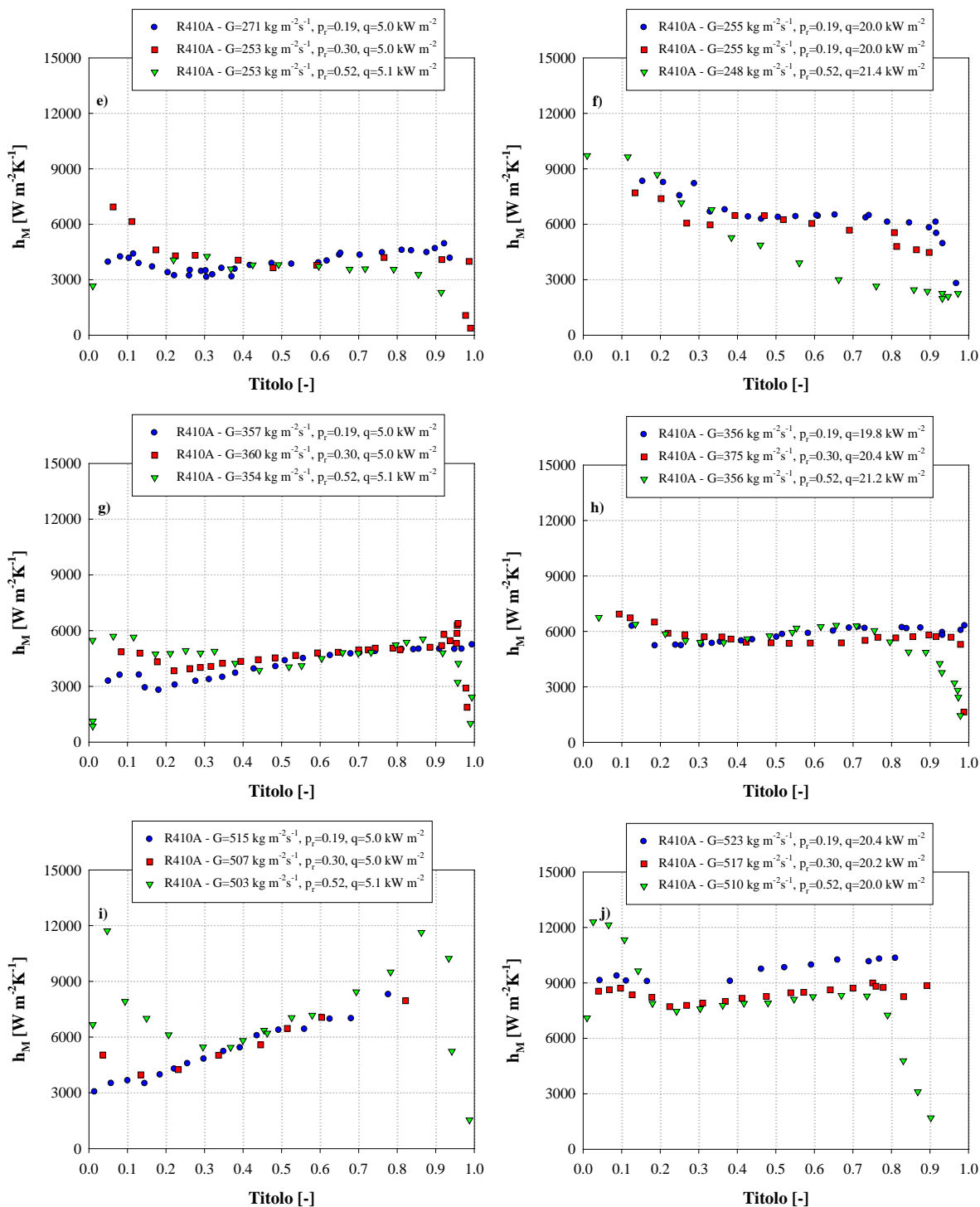
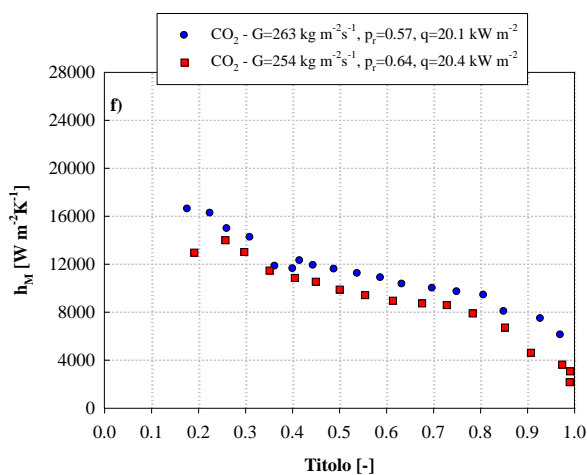
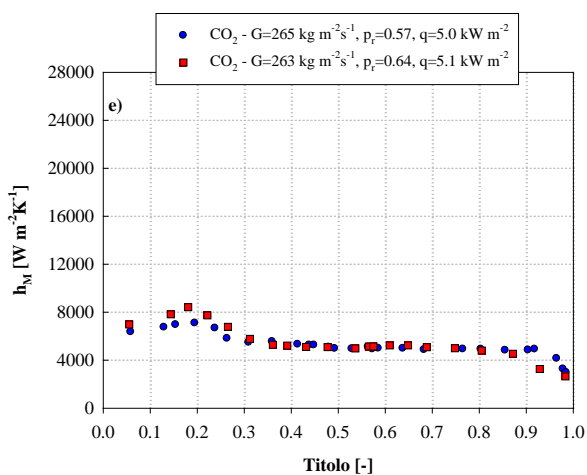
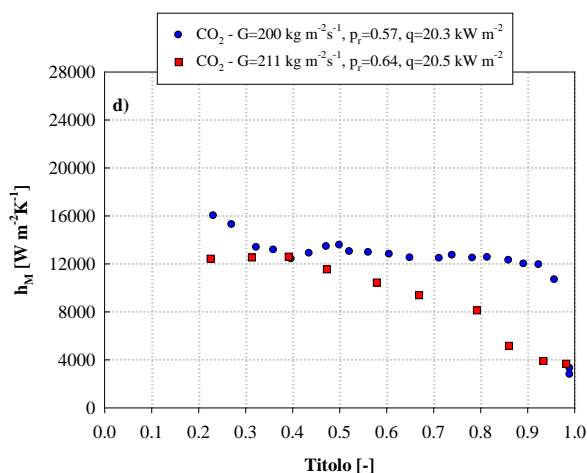
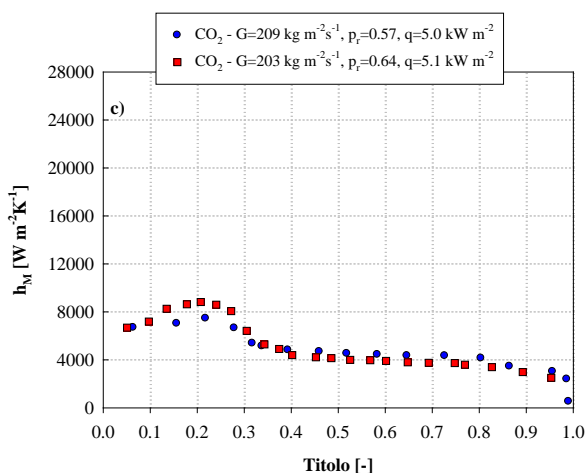
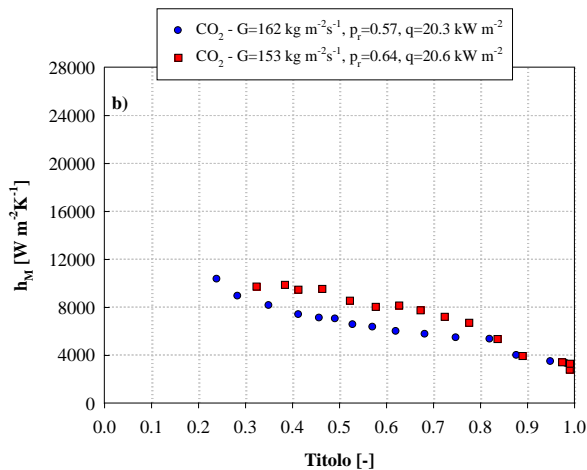
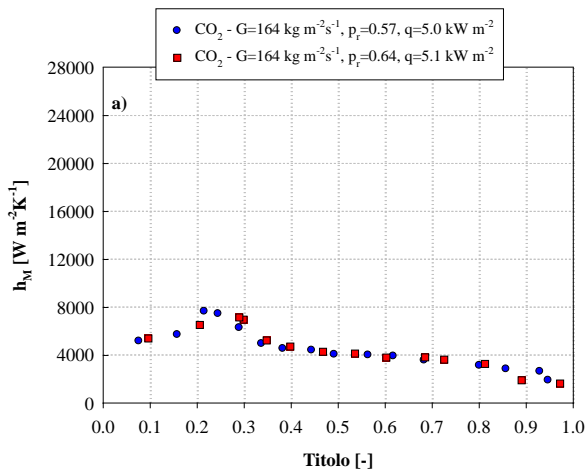


Figura 5.4 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare della pressione ridotta tra circa 0.12 e 0.52, per diversi flussi di massa e flussi termici.



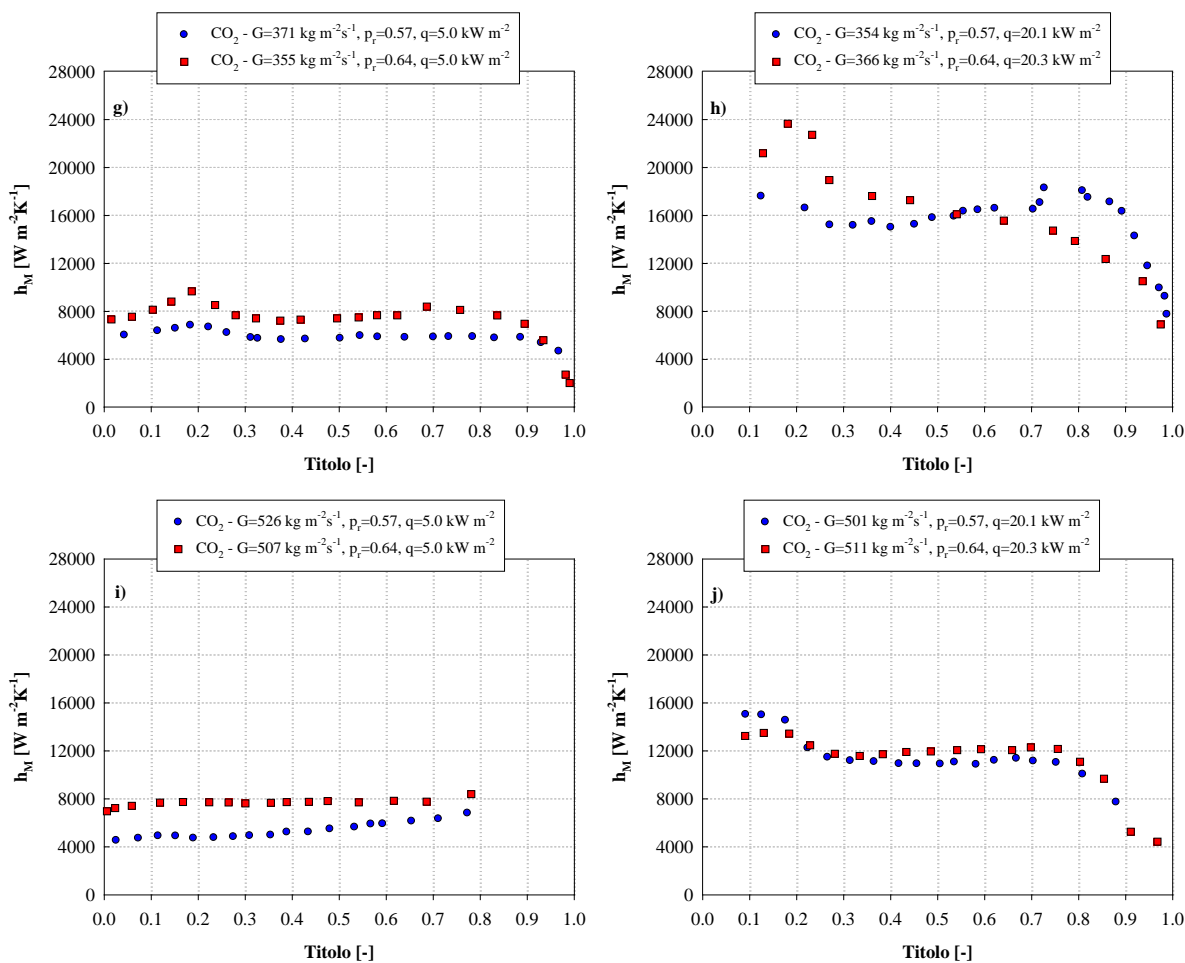


Figura 5.5 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare della pressione ridotta, per diversi flussi di massa e flussi termici.

Partendo dalle pressioni ridotte più basse, per l'R410A e bassi flussi termici ($q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$, Figg. 5.4: a, c, e, g, i), prima del dry-out, si osserva che per titoli inferiori a circa 0.23 si ha un aumento fino al raggiungimento di un massimo e una diminuzione dell' h_M , con massimi tanto più alti quanto più è alta la pressione ridotta. Per titoli maggiori di 0.23, per pressioni ridotte $p_r=0.19$ e $p_r=0.30$ si ha un lieve aumento dell' h_M con il titolo, mentre per $p_r=0.52$ si ha un andamento decrescente, ad eccezione dei flussi di massa 350 e $500 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'inizio del dry-out, corrispondente alla forte diminuzione dell' h_M con il titolo, laddove è stato riscontrato negli esperimenti, avviene per titoli via via più bassi all'aumentare della pressione ridotta. Per flussi termici più elevati, l'aumento della pressione ridotta comporta una diminuzione della derivata di h_M rispetto al titolo più accentuata per bassi flussi di massa, mentre per flussi di massa pari a 350 e $500 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ non si riscontrano significativi cambiamenti.

Per la CO_2 e flusso termico pari a 5.0 kW m^{-2} (Figure 5.5: a, c, e, g, i) si ha un comportamento analogo a quello dell'R410A nella zona a bassi titoli, ma con un massimo dell' h_M più vicino al valore medio. Inoltre, per elevati flussi di massa (350 e $500 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$) non si riscontra un aumento dell' h_M con il titolo nella regione del regime anulare ma un andamento costante, tenendo presente che la pressione ridotta risulta superiore alla massima raggiunta per l'R410A. Per flussi termici più elevati la diminuzione della derivata di h_M rispetto al titolo all'aumentare della pressione ridotta aumenta all'aumentare del flusso di massa, ad eccezione di $G=500 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

In definitiva, l'effetto della pressione ridotta si riscontra per entrambi i fluidi e in quasi tutte le condizioni operative. In particolare, il coefficiente di scambio termico in funzione del titolo raggiunge un massimo nella zona a bassi titoli che risulta crescente con la pressione ridotta. Inoltre, la pendenza della curva del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo varia al variare della pressione ridotta in maniera più o meno intensa a seconda del valore del flusso di massa elaborato e del flusso termico imposto.

Flusso termico

L'aumento del flusso termico da $q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$ a $q \approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$ comporta un aumento dell' h_M in tutta la regione di titoli, fino al raggiungimento del dry-out, per l'R410A, come si può vedere dalle Figure 5.6-5.8, con un incremento maggiore nella regione a bassi titoli. L'aumento del flusso termico comporta, inoltre, una diminuzione della derivata dell' h_M rispetto al titolo, in misura maggiore quanto maggiore è la pressione ridotta. In particolare, per $q \approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$ i coefficienti di scambio termico locali medi dell'R410A risultano generalmente decrescenti, o al più costanti, per titoli superiori a 0.35. Anche per la CO_2 , come mostrato dalle Figure 5.9-5.10, si riscontra un incremento dell' h_M in tutta la regione dei titoli, in misura maggiore nella zona a bassi titoli, laddove il contributo nucleativo risulta dominante. L'aumento del flusso termico comporta, anche in questo caso, una diminuzione della

derivata dell'andamento dell' h_M in funzione del titolo, con un effetto più accentuato per pressioni ridotte più elevate ($p_r=0.64$).

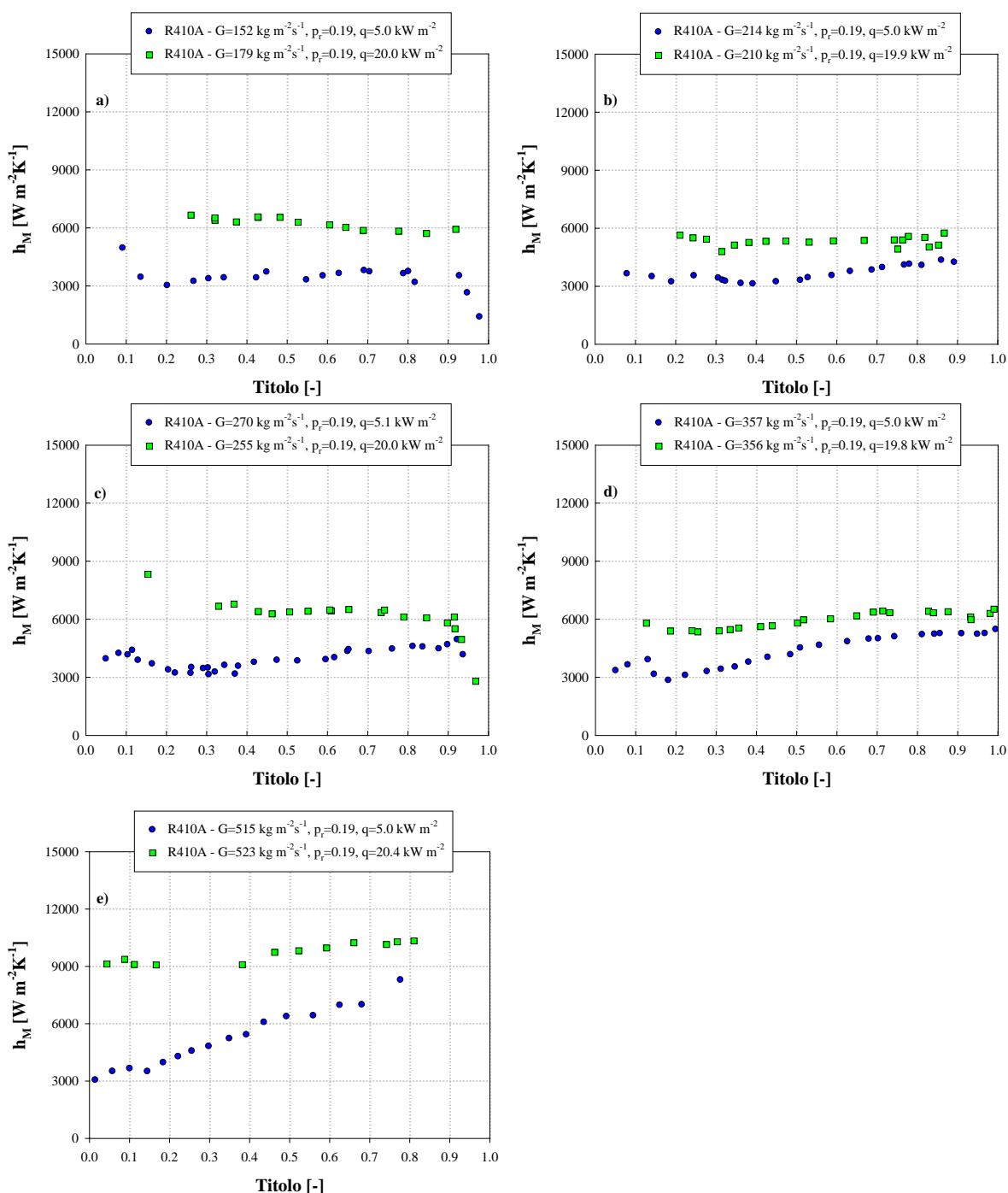


Figura 5.6 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressioni ridotte pari a 0.19 e diversi flussi di massa.

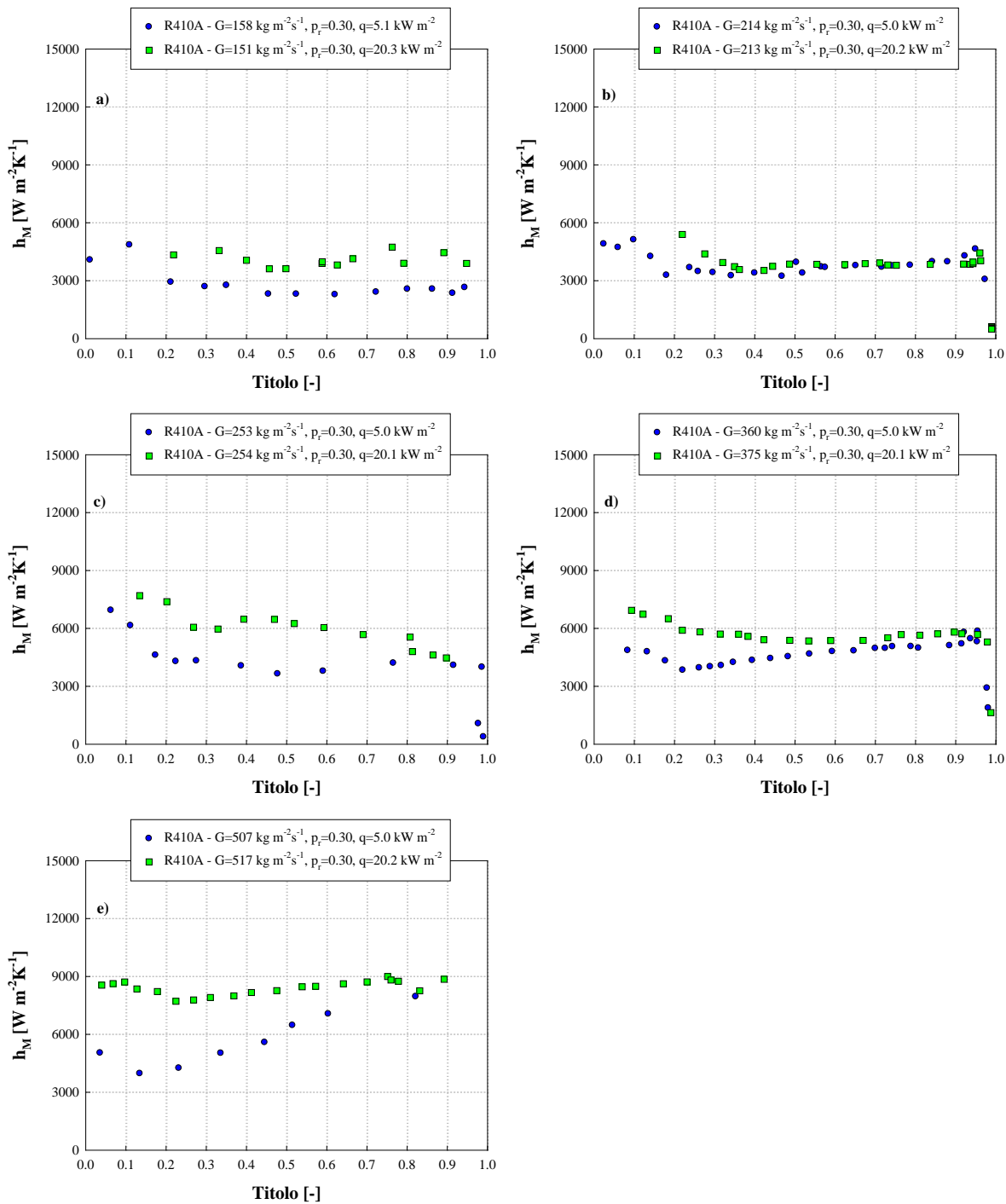


Figura 5.7 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressione ridotta pari a 0.30 e diversi flussi di massa.

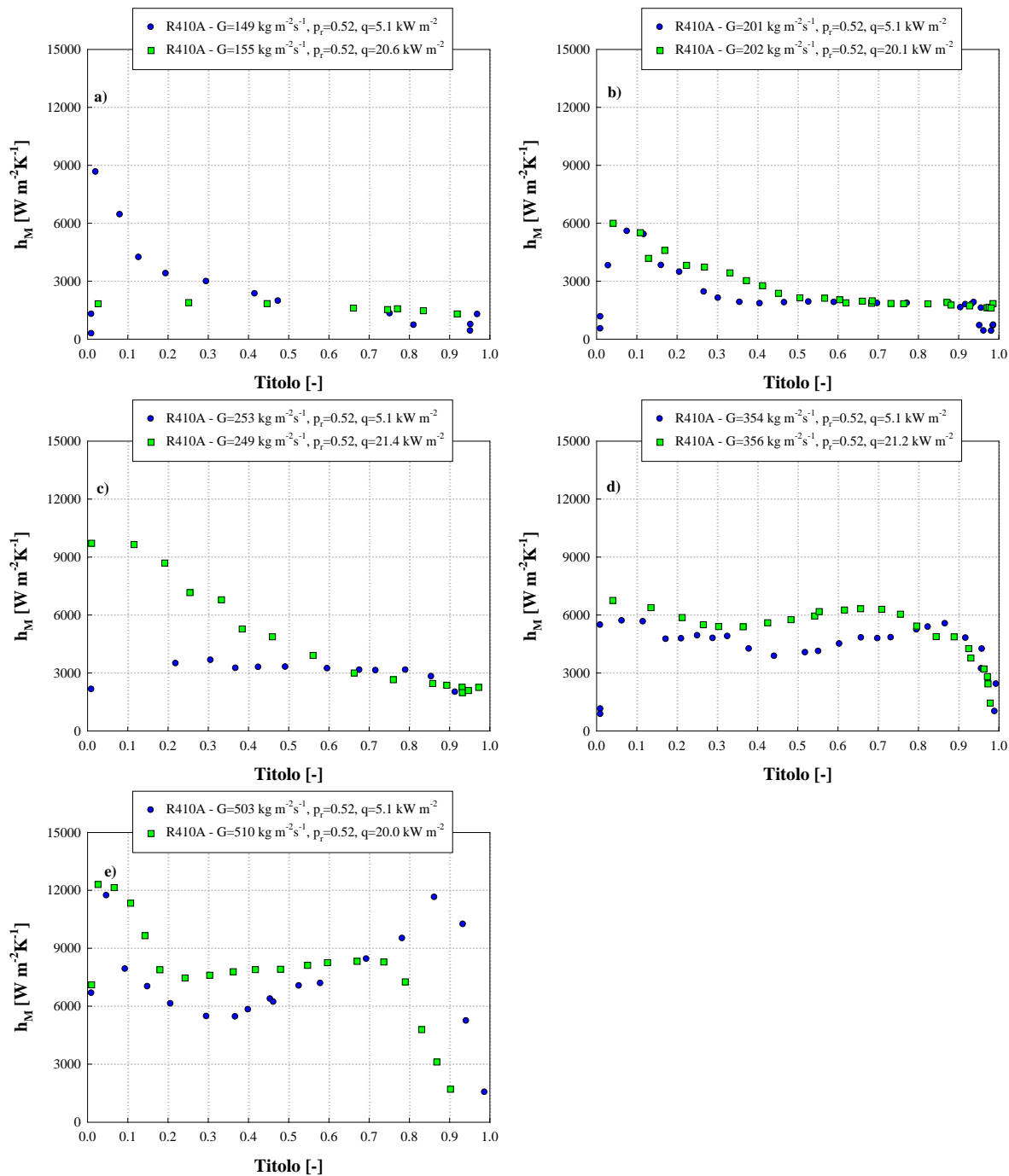


Figura 5. 8 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressione ridotta pari a 0.52 e diversi flussi di massa.

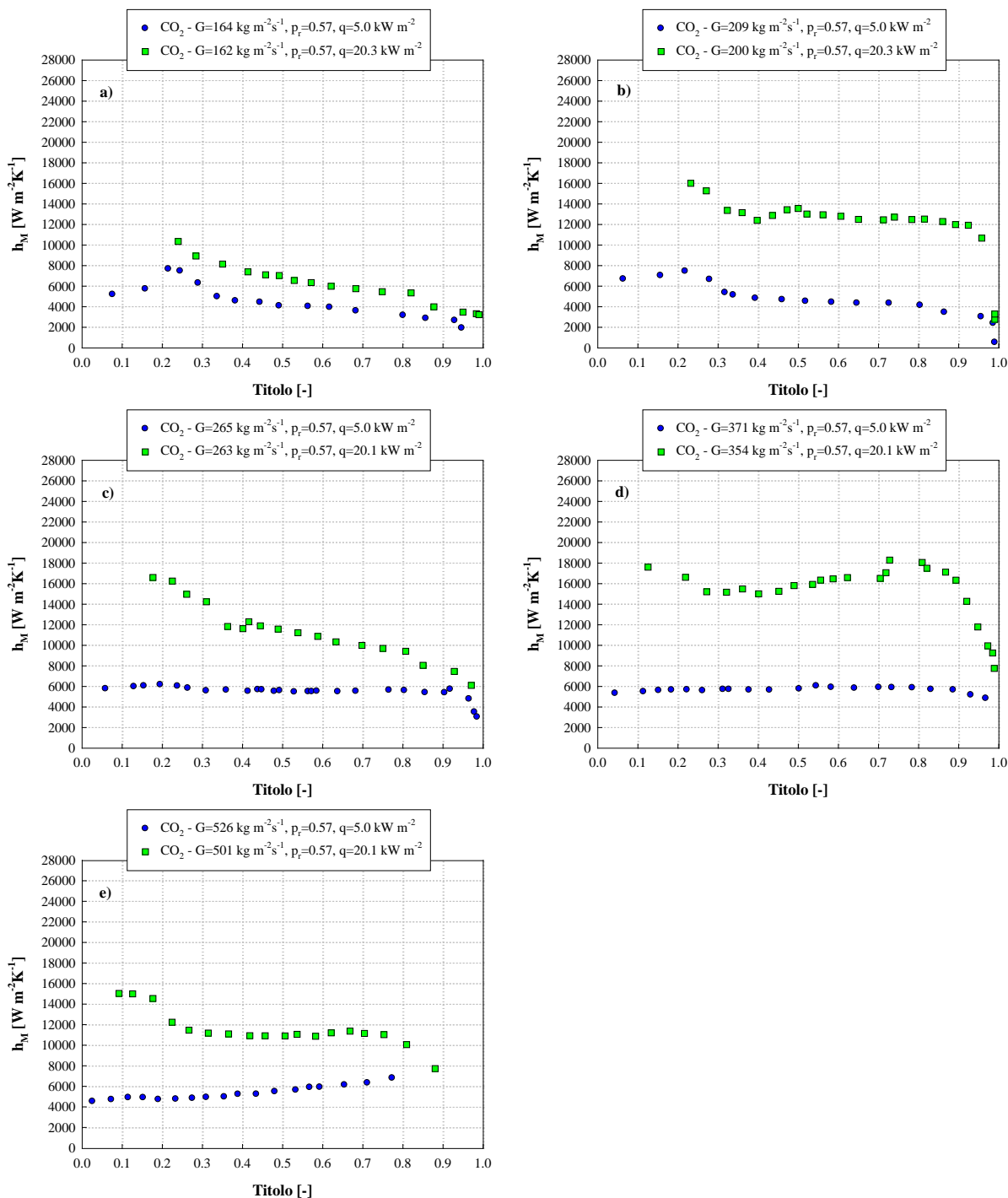


Figura 5.9 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.6 kW m⁻², per pressione ridotta pari a 0.57 diversi flussi di massa.

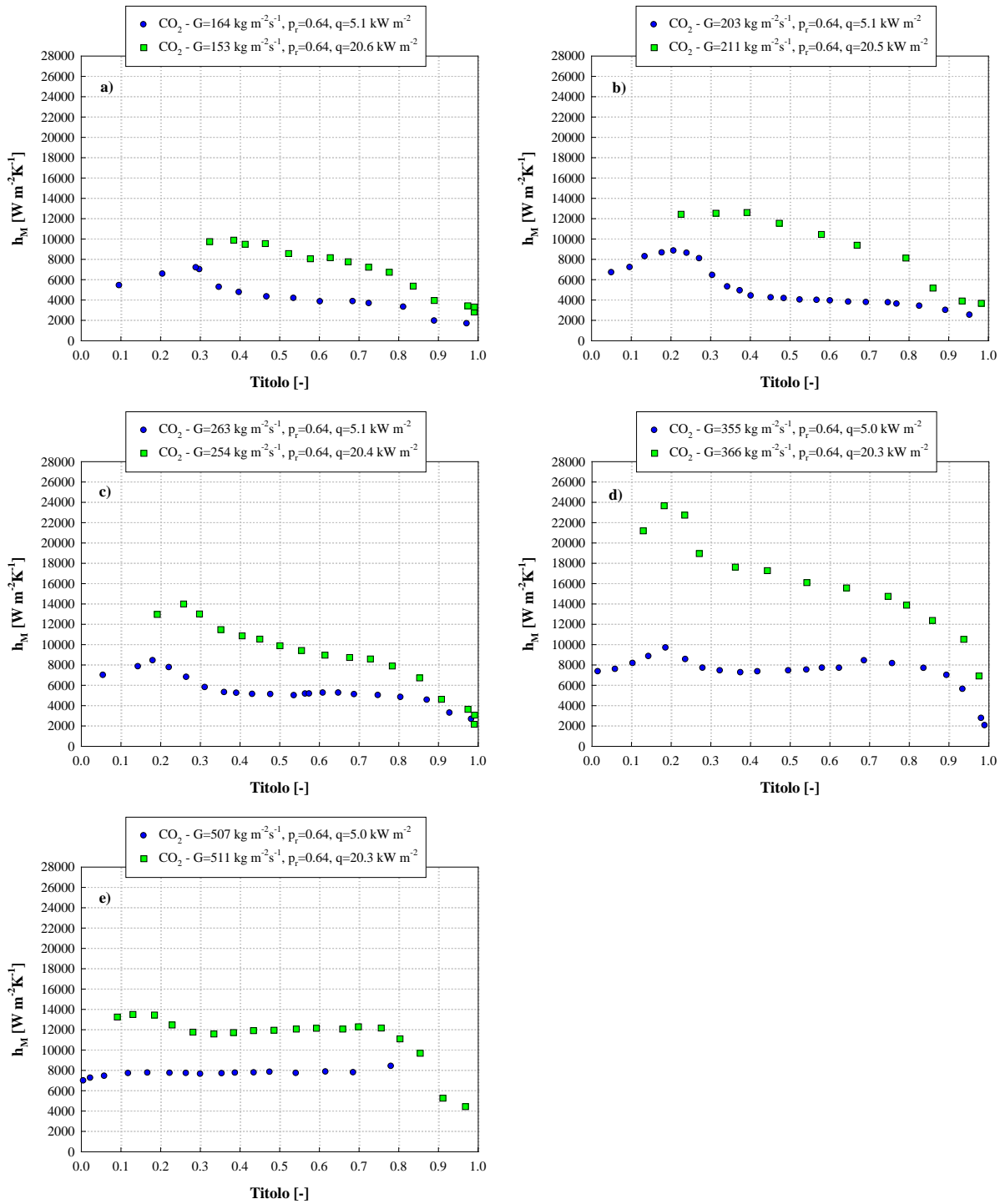


Figura 5.10 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.6 kW m⁻², per pressione ridotta pari a 0.57 diversi flussi di massa.

Come verrà spiegato in maniera dettagliata analizzando la distribuzione dei coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo e i regimi di moto osservati sperimentalmente, ciò dipende dalla particolare struttura del regime di moto anulare assunta ad elevate pressioni ridotte (maggiori di 0.50). Invece, l'aumento dell' h_M che si manifesta nella regione a bassi titoli al crescere del flusso termico, e che risulta tanto maggiore quanto maggiore è il valore della pressione ridotta, è dovuto principalmente all'incremento del contributo nucleativo allo scambio termico bifase. Tale incremento è indotto, da un lato, dall'aumento del flusso termico imposto e, dall'altro, dall'aumento della frequenza di rilascio delle bolle che si sviluppano in parete, a sua volta favorito dalla diminuzione della tensione superficiale del fluido.

Flusso di massa

L'effetto del flusso di massa è riscontrabile nelle Figure 5.1 – 5.2 riportate nel paragrafo 5.2.2. Da tali grafici è possibile vedere che generalmente l'aumento del flusso di massa comporta un aumento del coefficiente di scambio termico locale per valori del titolo medio-alti, dove il contributo convettivo allo scambio termico risulta dominante. Per bassi titoli, invece, si ha, con alcune eccezioni a seconda del flusso termico, una diminuzione del massimo raggiunto dal coefficiente di scambio termico locale all'aumentare del flusso di massa.

Nella Figura 5.11 vengono messi a confronto gli andamenti del coefficiente di scambio termico locale, al variare del flusso di massa, dell'R410A e della CO₂ per pressioni ridotte simili e maggiori di 0.50. Per entrambi i fluidi, per titoli maggiori di circa 0.35 e ad eccezione della zona di dry-out, l'aumento del flusso di massa comporta un cambiamento della pendenza dell' h_M in funzione del titolo. In particolare, il segno della derivata dell' h_M rispetto al titolo risulta negativo per bassi flussi di massa, aumenta all'aumentare di quest'ultimo fino a diventare positivo (o pressoché nullo) per i flussi di massa più elevati.

Inoltre, per la CO₂ l'aumento del flusso di massa comporta una diminuzione del picco dell' h_M nella regione a bassi titoli, mentre per l'R410A non si riscontra questo comportamento. Anche per bassi flussi termici si riscontrano comportamenti simili, con un valore assoluto della derivata dell' h_M in funzione del titolo, laddove di segno positivo, più elevato per l'R410A.

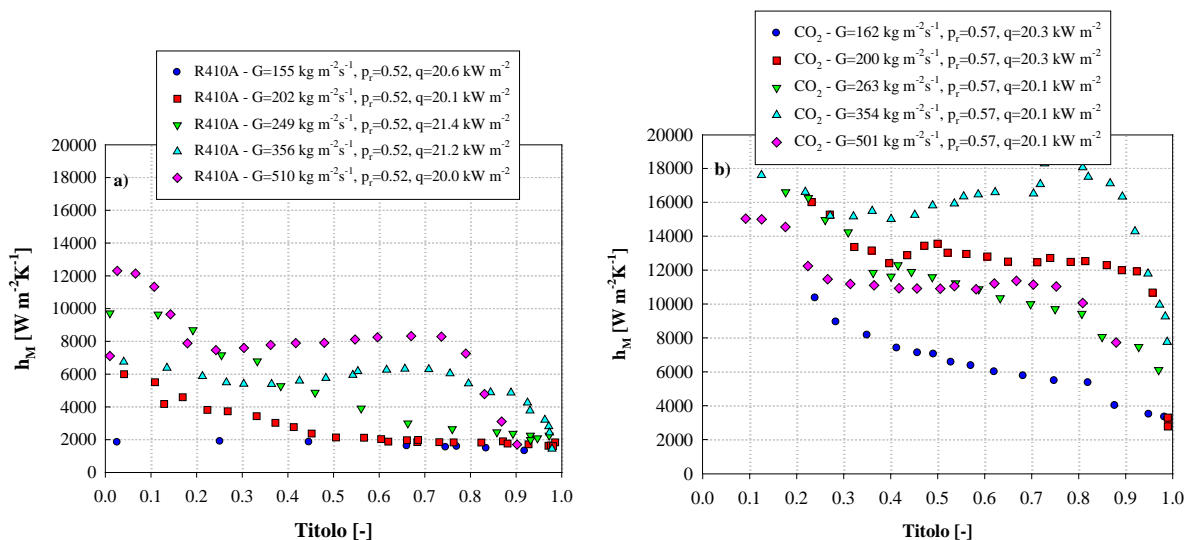


Figura 5.11 Effetto del flusso di massa e del titolo a pressioni ridotte maggiori di 0.50 per l’R744 e l’R410A per flusso termico costante e pari a 20.0 kW m⁻².

5.2.5 Effetto sui regimi di moto e sulla distribuzione dei coefficienti di scambio termico locali lungo la periferia del tubo

Nella Figura 5.12 sono riportate alcune immagini rappresentative dei regimi di moto identificati durante le visualizzazioni.

Titolo	Immagine regime di moto	Regime di moto
0.026		Slug
0.230		<u>Intermittente</u>
0.501		<u>Anulare</u> <u>asimmetrico</u>
0.801		<u>Anulare</u>

Figura 5.12 Immagini relative ai regimi di moto dell’R410A per $G=258 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $t_{sat}=42.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $q=5.0 \text{ kW/m}^2$ e per diversi titoli.

I regimi di moto incontrati durante gli esperimenti sono stati classificati in: regime di moto a tappi o “slug”, intermittente, anulare, anulare asimmetrico e di parziale asciugamento in parete o “dry-out”.

Durante il regime “slug”, la fase liquida è costantemente presente nella parte inferiore del tubo, mentre la restante parte della sezione viene attraversata alternativamente da “tappi” di liquido.

Durante, il regime anulare vi è un anulo distribuito uniformemente lungo la periferia del tubo, mentre all’interno (parte centrale della sezione) vi è il passaggio della fase vapore.

In questo lavoro è stata effettuata una distinzione del regime di moto anulare asimmetrico dal regime di moto anulare propriamente detto (simmetrico), definibile come la sovrapposizione di un regime di moto anulare con un regime di moto stratificato ondulato. In questo tipo di regime la fase liquida non è distribuita in maniera omogenea lungo la sezione, in particolare lo spessore della fase liquida nella parte inferiore è maggiore rispetto a quella superiore, dando luogo ad una asimmetria rispetto all’asse del tubo. Questo regime di moto ha influenza, come sarà descritto in seguito, anche sui coefficienti di scambio termico locali, ed è stato identificato nella maggior parte delle condizioni operative per la CO₂, mentre per l’R410A è stato riscontrato principalmente per pressioni ridotte maggiori di 0.50. La presenza di questo regime può essere spiegata ad elevate pressioni ridotte considerando che la densità della fase vapore tende ad avvicinarsi alla densità della fase liquida. Durante il regime intermittente, si nota una transizione tra il regime di moto “slug” a quello anulare asimmetrico: l’anulo di liquido inizia a formarsi, tuttavia la formazione di onde da luogo al passaggio alternato di tappi di liquido (slug) che modifica il regime di moto anulare dando luogo al fenomeno di intermittenza. Inoltre, durante questo regime di moto si osserva un’elevata turbolenza tra le due fasi che comporta la presenza di bolle nella fase liquida e di gocce di liquido nella fase vapore risultando in un moto caotico e turbolento.

Il regime di moto di “dry-out” è caratterizzabile dall’analisi dei coefficienti di scambio termico locali, laddove, a seguito dell’asciugamento parziale in parete nella parte superiore del tubo, si riscontra una drastica riduzione del coefficiente di scambio termico locale superiore (di conseguenza anche il medio) che lascia dedurre la presenza di vapore e di pareti in fase di asciugatura.

La Figura 5.13 riporta l’andamento dei coefficienti di scambio termico superiore ed inferiore dell’R410A per $G \approx 350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $pr=0.19$ e $pr=0.52$ per entrambi i flussi termici, e dell’R744, $G \approx 350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $pr=0.57$. Nei grafici sono inoltre riportate le regioni dei regimi di moto identificati tramite le visualizzazioni.

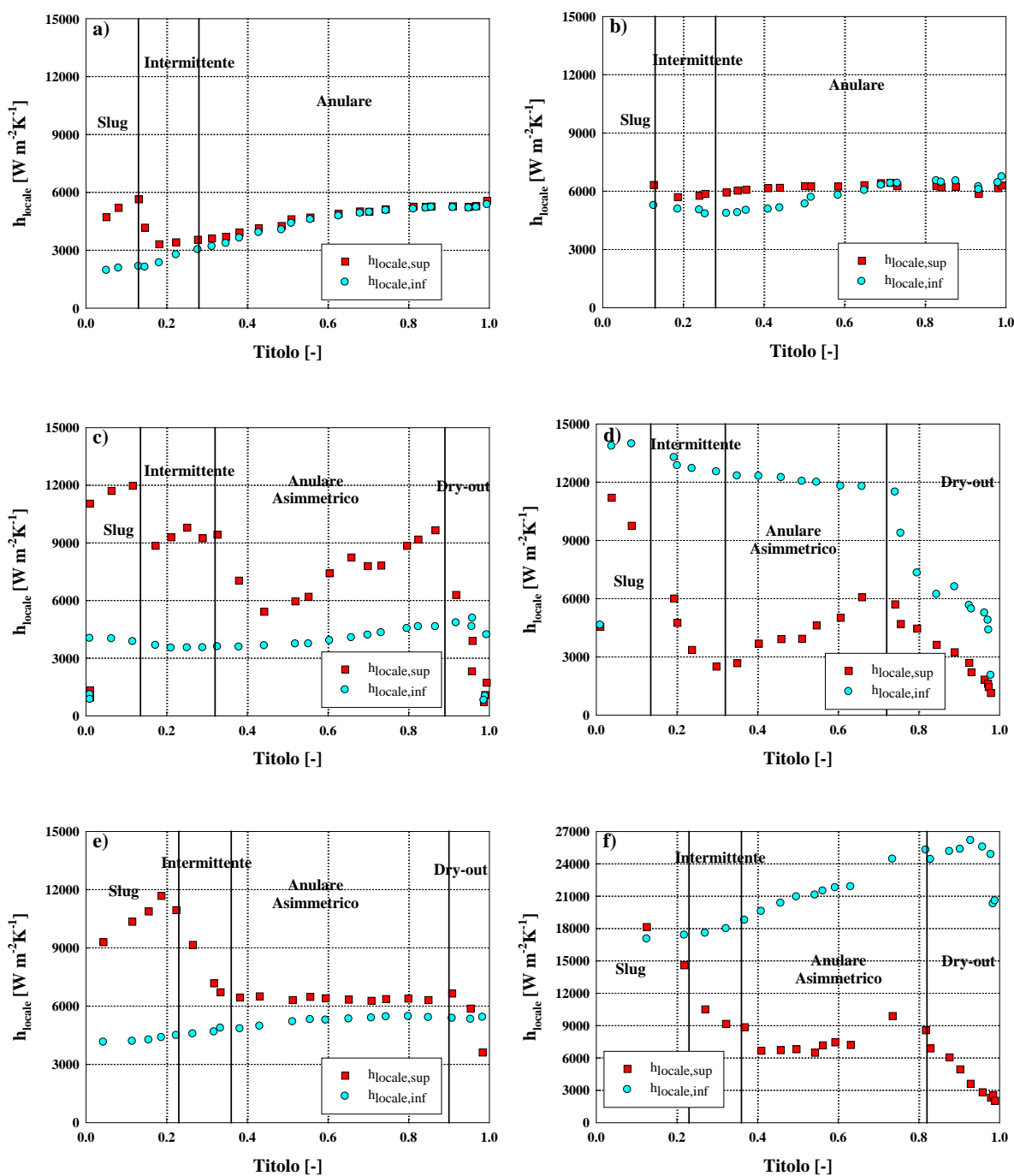


Figura 5.13 Effetto della pressione ridotta sui coefficienti di scambio termico locale distribuiti lungo la periferia del tubo con flusso di massa costante e pari a circa $350 kg m^{-2} s^{-1}$, per: a) R410A, $pr=0.19, q\approx 5.0 kW m^{-2}$, b) R410A, $pr=0.19, q\approx 20.0 kW m^{-2}$, c) R410A, $pr=0.52, q\approx 5.0 kW m^{-2}$, d) R410A, $pr=0.52, q\approx 20.0 kW m^{-2}$, e) $CO_2, pr=0.57, q\approx 5.0 kW m^{-2}$, f) $CO_2, pr=0.57, q\approx 20.0 kW m^{-2}$

Per l'R410A il coefficiente di scambio termico locale inferiore risulta pressoché costante in tutte le regioni dei regimi di moto individuate (ad eccezione della zona successiva al dry-out) e in tutte le condizioni operative riportate, con un aumento all'aumentare del flusso termico. L' $h_{\text{locale,superiore}}$ invece mostra andamenti sensibilmente differenti a seconda dei regimi di moto individuati e delle condizioni operative. In particolare, l' $h_{\text{locale,superiore}}$ aumenta nella regione del regime di moto a tappi, diminuisce dopo la transizione al regime intermittente per poi aumentare nuovamente nella regione del regime di moto anulare, fino al dry-out in cui diminuisce bruscamente. Inoltre, il suo valore aumenta leggermente all'aumentare del flusso termico per pressioni ridotte basse ($p_r=0.19$) mentre diminuisce notevolmente per pressioni ridotte elevate. Il valore rispetto all' $h_{\text{locale,inferiore}}$ risulta essere influenzato fortemente dalle condizioni operative, principalmente dalla pressione ridotta che influenza notevolmente la struttura dei regimi di moto e in particolare il regime di moto anulare.

Infatti, per $p_r=0.19$ è stato riscontrato un regime di moto anulare che non presenta evidenti asimmetrie rispetto allo strato liquido adiacente alla periferia del tubo. Ciò viene confermato se si fa riferimento ai coefficienti di scambio termico locali superiore ed inferiore che nella zona individuata dal regime di moto anulare risultano molto simili tra loro, per entrambi i flussi termici. Inoltre all'aumentare del flusso termico aumentano entrambi i coefficienti di scambio termico locali. Per pressioni ridotte maggiori di 0.50 è stato riscontrato un regime di moto fortemente "asimmetrico", ovvero dove lo strato di liquido superiore risulta più sottile rispetto allo strato inferiore. Ciò comporta, come è possibile vedere dai grafici relativi alla pressione ridotta $p_r=0.52$, che per bassi flussi termici ($q \approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$) l' $h_{\text{locale,superiore}}$ risulta maggiore rispetto a quello inferiore e crescente con il titolo. Ciò si spiega considerando che lo strato di liquido superiore offre una minore resistenza termica rispetto allo strato di liquido inferiore, dando luogo ad un minor surriscaldamento della parte superiore del tubo rispetto a quella inferiore. Inoltre lo spessore dello strato di liquido superiore tende a diminuire ulteriormente all'aumentare del titolo (e della frazione di vuoto) mentre quello inferiore rimane pressoché costante, e ciò spiega l'andamento crescente dell' $h_{\text{locale,superiore}}$ sino al raggiungimento del dry-out in cui la parte di tubo superiore si asciuga parzialmente comportando una forte diminuzione del coefficiente di scambio termico superiore.

Questa caratteristica del regime di moto anulare, sebbene per bassi flussi termici comporta un aumento dello scambio termico nella parte superiore del tubo, all'aumentare del flusso termico dà luogo al fenomeno opposto. Infatti, un flusso termico in parete maggiore ($q \approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$) comporta un parziale e intermittente asciugamento dello strato di liquido sottile adiacente alla parte superiore del tubo, il che induce un aumento della temperatura di parete superiore al quale corrisponde una diminuzione dell' $h_{\text{locale,superiore}}$ rispetto a quello inferiore. Inoltre, mentre il coefficiente di scambio termico inferiore aumenta notevolmente all'aumentare del flusso termico, a causa di un maggior contributo nucleativo allo scambio termico a sua volta favorito dalla pressione ridotta elevata, l' $h_{\text{locale,superiore}}$ diminuisce in maniera sensibile all'aumentare del flusso termico.

Questo tipo di regime di moto fortemente asimmetrico è stato riscontrato anche per la CO₂, e in Figura 5.13 e-f) è possibile riscontrare l'analogia degli andamenti dell' $h_{\text{locale,superiore}}$ e dell' $h_{\text{locale,inferiore}}$ rispetto a quelli dell'R410A per $pr=0.52$.

Quest'effetto può pertanto essere considerato un effetto diretto della pressione ridotta sulla struttura del regime di moto anulare, e conseguentemente sui coefficienti di scambio termico locali.

5.3 Miscele di CO₂ e propano: Risultati sperimentali, effetto dei parametri operativi e della concentrazione

Per le miscele di anidride carbonica e propano sono state effettuate misurazioni per lo stesso campo di variazione della temperatura di saturazione considerato per la CO₂ (cui corrispondono un minimo della pressione ridotta di 0.35 ed un massimo di 0.50), mentre il flusso di massa stato fatto variare tra 200 kg m⁻²s⁻¹ e 350 kg m⁻²s⁻¹ ed il flusso termico tra 10.0 kW m⁻² e 20.5 kW m⁻².

Le miscele di CO₂ e propano sono state indagate in 10 distinte condizioni operative riportate in Tabella 5.4. In tale tabella sono riportate le prove corrispondenti alle stesse condizioni operative della CO₂ pura, cui sono state aggiunte 3 prove sperimentali effettuate con flusso termico pari a 10.0 kW m⁻².

Le prove sperimentali presentate di seguito comprendono 296 punti sperimentali, di cui 188 relative alle miscele di CO₂ e propano.

In tabella 5.5 sono riportate le incertezze di misura relative ai coefficienti di scambio termico e al titolo delle miscele di CO₂ e propano.

Per le miscele di anidride carbonica e propano le incertezze di misura risultano più elevate rispetto all'anidride carbonica pura ed all'R410A a causa della propagazione dell'incertezza legata alla composizione della miscela, dovuta sia all'incertezza legata al peso della massa caricata di ogni fluido costituente la miscela all'interno dell'impianto, sia alla valutazione indiretta della concentrazione circolante attraverso misurazioni di temperatura, pressione ed entalpia in punti diversi dell'impianto.

Per l'analisi dettagliata della propagazione delle incertezze di misura si rimanda al Capitolo 4.

Fluido/ Miscela R744/R290 (%/ % _{in massa})	G (kg m ⁻² s ⁻¹)	t _{sat} (°C)	q (kW m ⁻²)	Δx _{sperimentale}
70.0/30.0	200	9.4	10.0	0.19-0.96
70.0/30.0	203	13.7	10.1	0.25-0.86
70.0/30.0	200	12.5	20.0	0.24-0.86
70.0/30.0	347	10.7	10.2	0.11-0.74
70.0/30.0	350	14.0	10.1	0.10-0.82
70.0/30.0	350	13.6	20.2	0.10-0.81
83.2/16.8	200	6.9	10.0	0.21-0.99
83.2/16.8	200	12.3	10.0	0.24-0.99
83.2/16.8	350	7.7	10.2	0.29-0.98
83.2/16.8	350	12.5	10.1	0.40-0.99
CO ₂ pura	201	7.0	10.0	0.23-0.97
CO ₂ pura	202	12.0	10.0	0.17-0.99
CO ₂ pura	211	11.9	20.5	0.23-0.98
CO ₂ pura	349	7.1	10.0	0.15-0.99
CO ₂ pura	350	12.0	10.0	0.07-0.98
CO ₂ pura	366	12.0	20.3	0.13-0.98

Tabella 5.4 Condizioni operative indagate con miscele di anidride carbonica e propano per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

R744/R290	u _{c,min}	u _{c,max}	u _{c,media}
h _m ^(*)	3.7	23.0	12.0
x _M ^(**)	0.003	0.034	0.012

(*) incertezza di misura relativa (%).

(**) incertezza di misura assoluta.

Tabella 5.5 Incertezza relativa composta minima, massima e media associata alla valutazione di h_m e x_M.

Per le miscele di anidride carbonica e propano le incertezze di misura risultano più elevate rispetto all'anidride carbonica pura ed all'R410A a causa della propagazione dell'incertezza legata alla composizione della miscela, dovuta sia all'incertezza legata al peso della massa caricata di ogni fluido costituente la miscela all'interno dell'impianto, sia alla valutazione indiretta della concentrazione circolante attraverso misurazioni di temperatura, pressione ed entalpia in punti diversi dell'impianto. Per l'analisi dettagliata della propagazione delle incertezze di misura si rimanda al Capitolo 4.

Di seguito verranno presentati i risultati sperimentali dei coefficienti di scambio termico locali medi di miscele di CO₂ e propano. I risultati sperimentali sono organizzati in maniera tale da poter effettuare il confronto al variare di ogni singolo parametro operativo, ovvero al variare della temperatura di saturazione, del flusso di massa, del flusso termico e del titolo. Essendo conseguite a temperatura di evaporazione costante, e dato che le miscele di anidride carbonica e propano sono miscele zeotrope, la pressione di saturazione varia al variare del titolo, da un valore massimo per $x=0$ ad un valore minimo per $x=1$. Pertanto non è possibile effettuare un confronto diretto a parità di pressione di saturazione e, quindi, di pressione ridotta.

Le miscele considerate sono state effettuate caricando l'impianto con due concentrazioni differenti: la prima al 75% di CO₂ e 25% di propano, e la seconda all'85% di CO₂ e 15% di propano. Tuttavia, a causa dei forti gradienti di concentrazione presenti tra la fase liquida e la fase vapore in condizioni di equilibrio bifasico e a causa dell'accumulo di fase liquida e fase vapore in diverse zone dell'impianto in misura differente dipendenti dalle condizioni operative, in ogni prova effettuata è stata rivalutata la concentrazione circolante effettiva nell'impianto. Pertanto le concentrazioni medie delle due miscele sono risultate del 70% di CO₂ e 30% di propano per la prima e dell'83.2% di CO₂ e 16.8% di propano per la seconda. Ogni miscela tuttavia presenta una concentrazione effettiva pari al $\pm 3.0\%$ in concentrazione di CO₂ rispetto alla media di riferimento, a seconda della condizione operativa.

I risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano verranno confrontati con quelli ottenuti con la CO₂ pura. Verranno messe in evidenza le influenze di ogni singolo parametro operativo e della concentrazione delle miscele, ponendo l'attenzione sulla degradazione del coefficiente di scambio termico locale rispetto a quelli dei fluidi puri.

In figura 5.14 sono presentati i risultati sperimentali ottenuti con le miscele di CO₂ e propano e confrontati con la CO₂ pura.

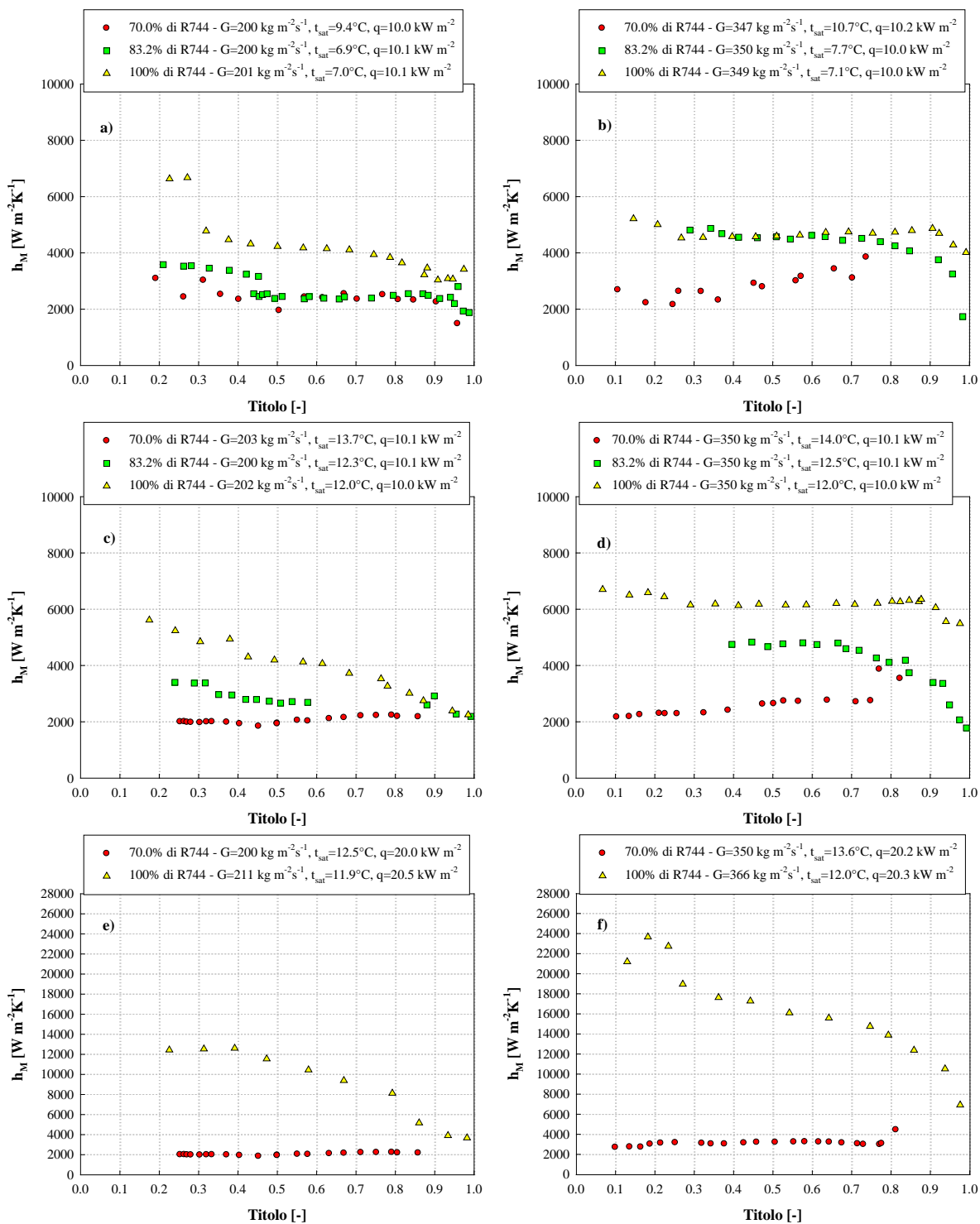


Figura 5.14 Coefficienti di scambio termico locali di miscele di CO₂ e propano e della CO₂ pura al variare della concentrazione, per diversi flussi di massa, flussi termici e temperature di evaporazione.

Come già visto in precedenza, la dipendenza dal titolo dei coefficienti di scambio termico locali medi misurati nella sezione M dell'anidride carbonica pura dipendono dai vari parametri operativi a seconda del peso relativo del contributo nucleativo e convettivo all'evaporazione. Generalmente si riscontra un andamento decrescente in funzione del titolo, la cui pendenza varia a seconda delle condizioni operative, presentando un andamento pressoché costante per flussi termici $q \approx 10.0 \text{ kW m}^{-2}$ e flussi di massa più elevati.

Per le miscele si riscontrano due sostanziali differenze rispetto alla CO_2 pura: andamenti differenti e valori più bassi.

Per le miscele con l'83.2% di concentrazione media di CO_2 , gli andamenti rispetto alla CO_2 pura sono simili, a parità di condizioni operative. Questo è dovuto al fatto che le transizioni dei regimi di moto incontrate per i due refrigeranti sono simili.

Per le miscele con il 70.0% di concentrazione media di CO_2 , gli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali sono monotonamente crescenti con il titolo. Ciò può essere spiegato da una transizione al regime di moto anulare a bassi titoli, per entrambi i flussi di massa. La principale ragione della transizione al regime di moto anulare è dovuta al cambiamento della pressione ridotta e alla conseguente variazione delle proprietà termodinamiche.

$t_{\text{sat}}=5.0 \text{ }^\circ\text{C}, G=200 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$		Liquido saturo			Vapore saturo		
Proprietà	% in massa di CO_2	100	83.2	70	100	83.2	70
	(unità)						
p_{cr}	[bar]	73.8	70.3	70.0	73.8	70.3	70.0
p	[bar]	39.7	34.9	31.4	39.7	28.2	18.0
$p_r^{(*)}$	[-]	0.538	0.496	0.449	0.538	0.401	0.257
ρ_l	[kg m^{-3}]	896	761	695	896	647	567
ρ_v	[kg m^{-3}]	115	97	84	115	73	42
ρ_l/ρ_v	[-]	7.82	7.84	8.27	7.82	8.86	13.5
K	[$\text{mW m}^{-1}\text{K}^{-1}$]	104.3	95.8	93.6	21.6	18.8	17.0
σ	[N m^{-1}]	3.62E-03	4.60E-03	6.10E-03	3.62E-03	7.99E-03	1.12E-02
We_1	[-]	74	69	56	74	46	38
Fr_1	[-]	0.85	1.17	1.41	0.85	1.62	2.11
We_1/Fr_1	[-]	87	58	41	87	29	18

(*) valori stimati per le miscele

Tabella 5.6 Confronto delle proprietà termodinamiche della CO_2 pura e delle miscele di CO_2 e propano.

La Tabella 5.6 riporta il confronto delle proprietà termodinamiche e di alcuni numeri adimensionali della CO₂ pura e delle miscele considerate, per una temperatura di saturazione pari a 5°C e flusso di massa pari a 200 kg m⁻²s⁻¹. I valori sono calcolati per liquido saturo e vapore saturo. I numeri adimensionali sono sempre riferiti alla densità della fase liquida, in maniera da evidenziare l'effetto qualitativo dell'evaporazione sui numeri adimensionali, piuttosto che quantificare in maniera più complessa le variazioni in tali parametri.

Come si può vedere dalla tabella, c'è una grande variazione sia della pressione ridotta passando dalla CO₂ pura alle miscele, sia di tutte le altre proprietà. In particolare, il rapporto tra il numero di Weber e il numero di Froude diminuisce quanto più aumenta la concentrazione di propano nella miscela, dovuto alle variazioni sia della tensione superficiale che della densità della fase liquida. Ciò comporta una transizione al regime di moto anulare per bassi flussi di massa.

Per quanto riguarda i valori coefficienti di scambio termico delle miscele, essi sono più bassi rispetto a quelli della CO₂ pura in tutte le condizioni operative, e in particolare minore è la concentrazione di CO₂ maggiore risulta la differenza. Il minor valore del coefficiente di scambio termico rispetto alla CO₂ pura è in parte dovuta ai minori coefficienti di scambio termico del propano puro (Thome et al. (2008), Choi et al. (2009), Wen and Ho (2005)), in parte è dovuto al fatto che il processo di evaporazione delle miscele zeotrope è affetto dalla degradazione del coefficiente di scambio termico (Carey (1992)).

Come mostrato in diversi lavori (Kedzierski et al. (1992), Ross et al. (1987), Jung et al. (1989a,b), Raja et al.(2009)), questo fenomeno è dovuto al gradiente di concentrazione tra le due fasi necessario all'evaporazione. Il gradiente di concentrazione è significativo sia all'interfaccia liquido-vapore che all'interno della fase liquida, comportando un'ulteriore resistenza all'evaporazione rispetto al caso di un fluido puro. In particolare, maggiore è la differenza di concentrazione tra le due fasi, maggiore è la resistenza all'evaporazione, a parità di temperatura e pressione.

Per le miscele considerate, questi effetti sono amplificati a causa dell'elevato "glide" di temperatura: infatti il "glide" di temperatura maggiore delle miscele al 70.0% di CO₂ comporta degradazioni del coefficiente di scambio termico maggiori rispetto a quelli delle miscele con l'83.2% di CO₂.

Inoltre, l'effetto della degradazione dei coefficienti di scambio termico locali può essere commisurato anche alla variazione delle proprietà termofisiche: a parità di temperatura di saturazione, il processo di evaporazione implica una variazione rilevante della pressione. Infatti, al procedere dell'evaporazione la densità media della miscela bifasica diminuisce anche a causa della diminuzione della pressione ridotta. Contemporaneamente, all'aumentare del titolo diminuisce la conducibilità della fase liquida, mentre la tensione superficiale e la viscosità della fase liquida aumentano gradualmente, influenzando in maniera peggiorativa il coefficiente di scambio termico.

In definitiva, gli esperimenti mostrano una degradazione del coefficiente di scambio termico delle miscele rispetto a quelli della CO₂ pura. Inoltre, è stato rilevato un andamento del coefficiente di scambio termico costante o leggermente crescente con il titolo per le miscele con il 70.0% di CO₂.

5.4 Conclusioni

In questo capitolo sono state presentate le misure del coefficiente di scambio termico acquisite sperimentalmente durante l'evaporazione in convezione forzata di anidride carbonica operante ad elevate pressioni ridotte, ovvero pari a 0.57 e 0.64. Inoltre, sono stati mostrati e classificati i regimi di moto osservati durante la sperimentazione. Quindi, è stata discussa l'influenza che la pressione ridotta, i principali parametri operativi e i regimi di moto hanno sul coefficiente di scambio termico locale e globale. Al fine di estendere l'indagine ad un intervallo più ampio in termini di pressione ridotta, sono state studiate sperimentalmente le caratteristiche di scambio termico di un ulteriore fluido, l'R410A, una miscela azeotropica di HFC (50% in massa di R32 e 50% in massa di R125).

In generale, è possibile riassumere i risultati come segue: per valori elevati della pressione ridotta (maggiore di 0.50), l'R410A ha mostrato andamenti del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo simili agli andamenti riscontrati con la CO₂. L'aumento della pressione ridotta ha indotto sia un aumento dei coefficienti di scambio termico locali nella regione a bassi titoli dovuto all'aumento del contributo nucleativo, sia una variazione della derivata del coefficiente di scambio termico locale rispetto al titolo, la cui intensità è a sua volta funzione degli altri parametri operativi (flusso di massa e flusso termico). Si è riscontrato che l'andamento del coefficiente di scambio termico locale in funzione del titolo è fortemente influenzato dai regimi di moto, a loro volta dipendenti dalla pressione ridotta. In particolare, la struttura asimmetrica del regime anulare esistente esclusivamente ad elevate pressioni ridotte, motiva i più bassi valori assunti dal coefficiente di scambio termico nella parte superiore del tubo rispetto alla parte inferiore del tubo, in corrispondenza dei valori più elevati del flusso termico imposto.

Sono stati successivamente presentati i risultati sperimentali dei coefficienti di scambio termico locali di miscele di CO₂ e propano ad elevate concentrazioni di CO₂. In particolare sono state effettuate prove sperimentali con miscele con concentrazione media di CO₂ pari al 70.0% e all'83.2%. Per le miscele con l'83.2% di CO₂ sono stati riscontrati andamenti dei coefficienti di scambio termico locali simili a quelli della CO₂ pura (costanti o decrescenti con il titolo) a parità di temperatura di evaporazione, flusso termico e flusso di massa, mentre per le miscele con il 70.0% di CO₂ gli andamenti risultano essere leggermente crescenti con il titolo. L'effetto della degradazione del coefficiente di scambio termico è presente per entrambe le miscele, in particolare la miscela con il 70.0% di CO₂ presenta i valori inferiori. Ciò è dovuto alle elevate differenze di concentrazione tra le

fasi liquida e vapore ed al cambiamento delle proprietà termodinamiche e della pressione ridotta durante l'evaporazione a temperatura costante.

Nel prossimo capitolo verrà presentata l'analisi statistica relativa al confronto tra i coefficienti di scambio termico e alcune delle correlazioni esistenti in letteratura. Verranno dapprima presentati i risultati del confronto diretto tra i regimi di moto visualizzati per la CO₂ e l'R410A e alcune mappe predittive. Successivamente, verranno presentati dapprima i risultati relativi alle correlazioni capaci di predire l'effetto della variazione della pressione ridotta, e, in seguito, verranno presentati i risultati relativi alle correlazioni in grado di tenere in conto della resistenza all'evaporazione introdotta dalla presenza di una resistenza al trasporto di massa e, quindi, del gradiente di concentrazione tra le fasi liquida e vapore per le miscele zeotrope.

Capitolo 6

Confronto con i metodi predittivi e analisi statistica

6.1 Introduzione

In questo capitolo verrà presentato il confronto statistico tra i risultati sperimentali e alcuni dei metodi predittivi più quotati esistenti in letteratura.

In particolare, nel primo paragrafo verrà mostrato il confronto tra i regimi di moto identificati sperimentalmente e alcune mappe per la predizione dei regimi di moto: la mappa di Cheng et al. (2008a) per la CO₂, e la mappa di Wojtan et al. (2005a) per l'R410A.

Nel secondo paragrafo verrà presentato il confronto statistico tra i coefficienti di scambio termico locali della CO₂ e dell'R410A calcolati sperimentalmente e alcuni dei metodi predittivi presenti in letteratura, segregando i risultati per pressione ridotta e regimi di moto.

Infine, nel terzo paragrafo verrà mostrato il confronto statistico tra i coefficienti di scambio termico calcolati sperimentalmente per le miscele di CO₂ e propano e alcuni dei metodi predittivi esistenti in letteratura, parte dei quali sviluppati esclusivamente per le miscele zeotrope. Per quest'ultima analisi statistica sono stati considerati anche alcuni database indipendenti presenti in letteratura.

Gli indici statistici utilizzati sono definiti di seguito:

$$\varepsilon_n = \left(\frac{h_{predetto,n} - h_{sperimentale,n}}{h_{sperimentale,n}} \right) \quad (6.1)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \varepsilon_n \quad (6.2)$$

$$|\bar{\varepsilon}| = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\varepsilon_n| \quad (6.3)$$

$$std = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\varepsilon_n - \bar{\varepsilon})^2} \quad (6.4)$$

dove ε_n è l'errore relativo tra il valore del coefficiente di scambio termico locale predetto e quello sperimentale, $\bar{\varepsilon}$ è l'errore relativo medio, $|\bar{\varepsilon}|$ è l'errore medio dei valori assoluti, ovvero il valore medio dei valori assoluti degli errori relativi, e std è la deviazione standard degli errori relativi. Inoltre verrà considerato anche la percentuale dei punti che presentano un errore relativo compreso tra il $\pm 30\%$, e sarà indicato come $\lambda_{30\%}$.

6.2 Confronto dei regimi di moto identificati con le mappe predittive

Le figure 6.1 e 6.2 riportano i regimi di moto identificati sperimentalmente sulle mappe predittive di Cheng et al. (2008a) per la CO₂, e di Wojtan et al. (2005a) per l'R410A rispettivamente.

Dal confronto diretto dei regimi di moto identificati sperimentalmente e i regimi di moto predetti dalla mappa di Cheng et al. (2008a), si nota innanzitutto una regione più ampia in cui è presente il regime di moto a tappi (SL), ovvero per flussi di massa maggiori di 200 kg m⁻²s⁻¹, laddove la mappa predittiva

prevede l'instaurarsi di un regime di moto intermittente (I). La transizione tra il regime di moto a tappi ed il regime intermittente si sposta verso titoli via via più bassi all'aumentare del flusso di massa. Ciò accade per entrambe le temperature di saturazione, con un titolo di transizione individuato sperimentalmente più basso all'aumentare della temperatura di saturazione.

Un analogo andamento è stato riscontrato per la transizione tra il regime di moto intermittente e il regime di moto anulare (A), mentre per la mappa tale transizione avviene per un valore del titolo costante per tutti i flussi di massa. All'aumentare della temperatura di saturazione, inoltre, la mappa prevede un titolo della transizione I-A maggiore, mentre dagli esperimenti è stato riscontrato, a parità di flusso di massa, un titolo di transizione più basso all'aumentare della temperatura di saturazione. Per $t_{sat}=7.0^{\circ}\text{C}$ la transizione tra il regime di moto intermittente e quello anulare è predetta a titoli inferiori rispetto a quella incontrata sperimentalmente, ad eccezione per il flusso di massa di circa $500\text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ in cui si ha un buon accordo con i risultati sperimentali, mentre per $t_{sat}=12.0^{\circ}\text{C}$ si ha un buon accordo con i risultati sperimentali solo per il flusso di massa di circa $350\text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

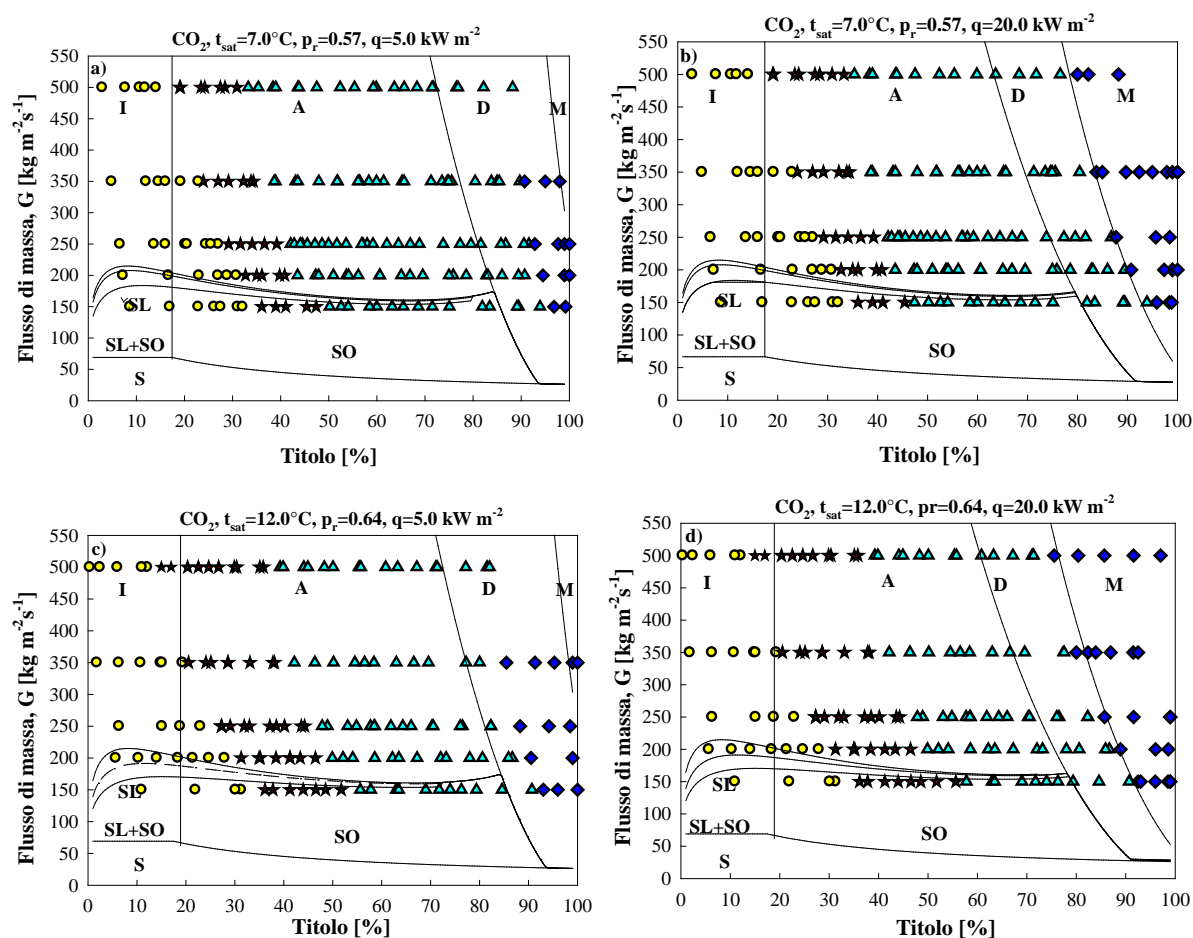


Figura 6.1 Confronto dei regimi di moto della CO_2 identificati sperimentalmente con la mappa di Cheng et al. (2008a).

Per quanto riguarda la transizione al regime di dry-out (D) si riscontra un andamento simile a quello predetto dalla mappa al variare del flusso di massa e del flusso termico. Tuttavia la mappa stima la transizione al regime di dry-out (D) ad un titolo inferiore in tutte le condizioni operative. L'aumento della temperatura di saturazione comporta una diminuzione del titolo di transizione individuato sperimentalmente, mentre per la mappa predittiva la temperatura di saturazione non incide significativamente sulla transizione. Pertanto, l'accuratezza della mappa migliora all'aumentare della temperatura di saturazione. Inoltre, tale accuratezza è maggiore per bassi flussi termici e a parità degli altri parametri.

Il regime di moto misto (M) non viene riscontrato durante gli esperimenti, laddove la mappa prevede una transizione a tale regime per titoli tra l'80% e il 90%, zona ricoperta dalla transizione tra il regime anulare e il regime di dry-out individuata sperimentalmente.

Per quanto riguarda il confronto tra i regimi di moto identificati sperimentalmente con l'R410A e quelli predetti dalla mappa di Wojtan et al. (2005a), si riscontra che, come nel caso dell'anidride carbonica, il regime di moto a tappi è presente anche per flussi di massa maggiori rispetto a quanto predetto dalla mappa, sia per $t_{sat}=20.0^{\circ}\text{C}$ che per $t_{sat}=42.0^{\circ}\text{C}$. Per il flusso di massa $G\approx 200\text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ la transizione al regime intermittente è sempre ben predetta.

Anche per l'R410A si è riscontrata una transizione I-A che avviene a titoli più bassi all'aumentare del flusso di massa, laddove la mappa prevede una transizione a titolo costante per ogni flusso di massa. Inoltre la transizione prevista dalla mappa si trova sempre a titoli più alti rispetto a quelli individuati sperimentalmente. All'aumentare della pressione ridotta, il titolo della transizione I-A previsto dalla mappa aumenta sensibilmente, mentre dagli esperimenti c'è una dipendenza trascurabile, in particolare la curva che intercetta le transizioni ai vari flussi di massa in funzione del titolo aumenta leggermente la concavità risultando in titoli di transizione più alti per bassi flussi di massa e titoli di transizione più bassi per alti flussi di massa all'aumentare della pressione ridotta.

La caratteristica del regime di moto anulare asimmetrico che si riscontra per pressioni ridotte elevate in un'ampia regione non è tenuta in conto dalla mappa che identifica la regione in un'unica zona di regime anulare. Ciò potrebbe essere introdotto al fine di caratterizzare il calcolo del coefficiente di scambio termico per il regime di moto anulare asimmetrico caratteristico ad elevate pressioni ridotte.

Si riscontra invece un ottimo accordo tra le transizioni anulare/dry-out predette sperimentalmente e dalla mappa.

Anche per l'R410A, il regime di moto a flusso misto (M) non è stato riscontrato durante gli esperimenti, laddove la mappa prevede la presenza di questo regime di moto in una regione molto ristretta in corrispondenza di elevati valori del flusso di massa e di titoli che assumono valori all'incirca unitari.

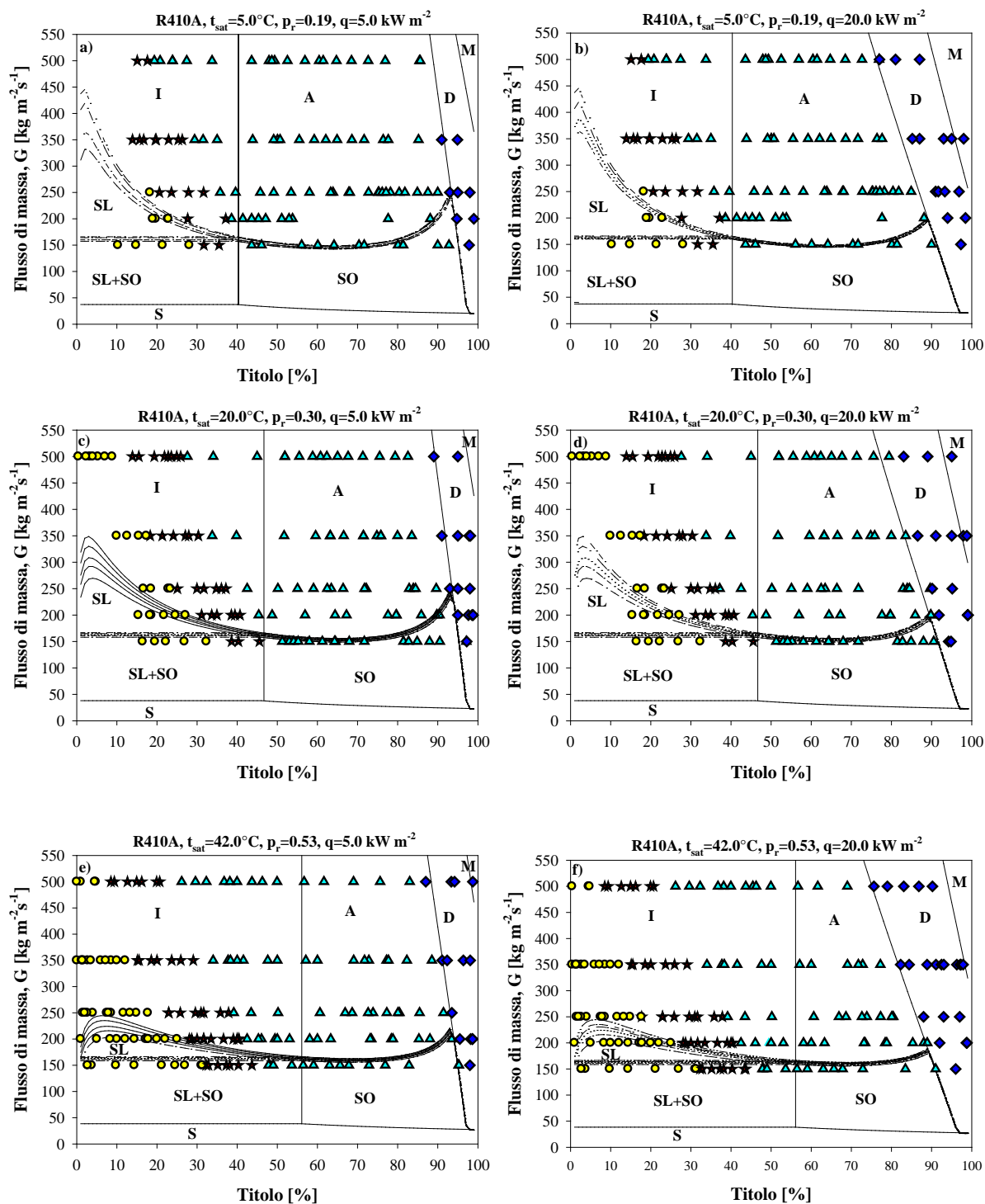


Figura 6.2 Confronto dei regimi di moto dell'R410A identificati sperimentalmente con la mappa di Wojtan et al. (2005a).

6.3 Confronto statistico delle correlazioni al variare della pressione ridotta

In questo paragrafo verranno illustrati i risultati del confronto statistico con alcune correlazioni maggiormente utilizzate in letteratura al fine di valutarne l'accuratezza e la validità di applicazione in un ampio intervallo di variazione di pressione ridotta e degli altri parametri operativi. I risultati sperimentali verranno segregati per pressione ridotta, proprio per individuare le correlazioni che sono in grado di tenerne maggiormente conto, e per regimi di moto.

Le correlazioni considerate per entrambi i fluidi sono le seguenti: Shah (1976), Gungor e Winterton (1986), Gungor e Winterton (1987), Jung (1988), Panek (1992), Steiner e Taborek (1992), Bandarra Filho (1997), Bandarra Filho et al. (1997), Wojtan et al. (2005b) e la recente modifica alla correlazione di Gungor and Winterton (1987) proposta da Del Col (2010). Per l'anidride carbonica sono state inoltre considerate anche le correlazioni di Yoon et al. (2004) e di Cheng et al. (2008b). Dato che queste ultime due correlazioni sono state sviluppate considerando dati sperimentali dell'anidride carbonica anche ad elevate pressioni ridotte, è stato effettuato un confronto anche con il database relativo all'R410A al fine di verificare se l'effetto della pressione ridotta può essere tenuto in conto esaustivamente anche per altri fluidi.

Tra le correlazioni considerate, le correlazioni di Gungor e Winterton (1986), Steiner e Taborek (1992), Wojtan et al. (2005b) e di Cheng et al. (2008b) valutano il contributo nucleativo considerando una dipendenza diretta della pressione ridotta.

La tabella 6.1 riporta i risultati dell'analisi statistica segregati per pressione ridotta e per fluido dell'intero database sperimentale. Le tabelle 6.2 e 6.3 riportano i risultati dell'analisi statistica segregati per pressione ridotta e per fluido dei punti sperimentali appartenenti al regime di moto intermittente e anulare rispettivamente.

In riferimento all'intero database sperimentale (Tabella 6.1), per quanto riguarda l'anidride carbonica, il metodo di Cheng et al. (2008b) presenta il migliore accordo con i risultati sperimentali, con il 26.1% di errore medio assoluto e circa il 71% dei risultati predetti entro il $\pm 30\%$ di errore relativo. Approfondendo l'analisi di tale correlazione considerando i dati relativi ai punti predetti nel regime di moto intermittente (Tabella 6.2) e anulare (Tabella 6.3), il valore di $\lambda_{30\%}$ è del 94.6% per il primo e dell'86.4% per il secondo, mostrando quindi una buona accuratezza per questi regimi di moto. Il valore di $\lambda_{30\%}$ più basso relativo all'intero database sperimentale è dovuto alla predizione di un titolo di transizione al regime di dry-out dalla mappa di Cheng et al. (2008a), come visto nel paragrafo precedente, sensibilmente più basso rispetto a quanto riscontrato negli esperimenti. Ciò comporta una sottostima del coefficiente di scambio termico locale nella regione identificata dalla mappa dal regime di dry-out in un campo di variazione del titolo che va da 0.10 a 0.20 nella zona ad alti titoli, come si evince dalla Figura 6.3 che riporta l'andamento delle correlazioni considerate.

Anche la correlazione di Gungor e Winterton (1986) presenta buoni risultati, sebbene sia caratterizzata da un'elevata deviazione standard dei risultati (pari all'84.0%), indicando che la correlazione non è in grado di predire l'andamento dei risultati sperimentali ma di intercettarne mediamente i valori, come mostra la Figura 6.3. Infatti la correlazione di Gungor e Winterton (1986) generalmente sottostima i valori dei coefficienti di scambio termico locali per bassi titoli mentre li sovrastima per titoli elevati.

Per quanto riguarda la modifica della correlazione di Gungor e Winterton (1987) proposta da Del Col (2010) (non mostrata in figura), che consiste nel moltiplicare il risultato della correlazione di Gungor e Winterton (1987) per un fattore costante pari a 1.2, migliora i risultati statistici rispetto alla correlazione originale, dato che quest'ultima sottostima generalmente i risultati, mostrando tuttavia una buona capacità di cogliere l'andamento dei risultati sperimentali per titoli maggiori di 0.3, ovvero nella zona del regime di moto anulare.

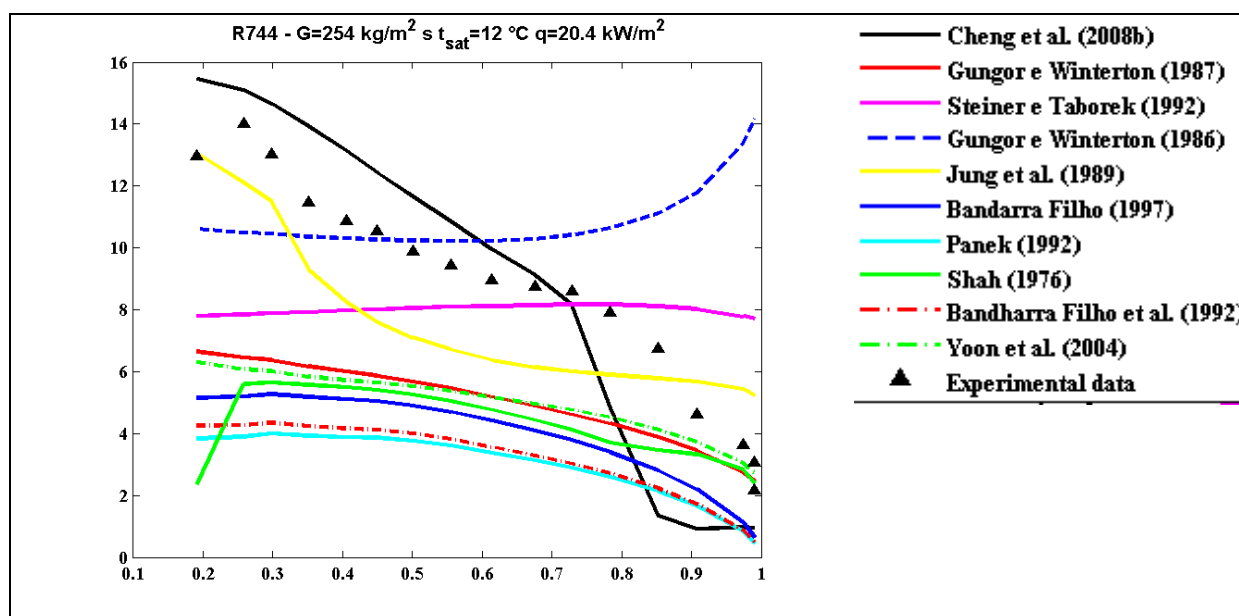


Figura 6.3 Confronto dei valori misurati di h_M della CO_2 e quelli predetti dalle correlazioni, per $G=254 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $t_{sat}=12.0^\circ\text{C}$, $q=20.4 \text{ kW m}^{-2}$.

Sviluppata per	Metodi predittivi	R410A: p _r =0.19 (198 punti sperimentali)				R410A: p _r =0.30 (178 punti sperimentali)				R410A: p _r =0.52 (188 punti sperimentali)				R744: p _r =0.57-0.63 (363 punti sperimentali)			
		ε	ε̄	sd	λ _{30%}	ε	ε̄	sd	λ _{30%}	ε	ε̄	sd	λ _{30%}	ε	ε̄	sd	λ _{30%}
CO ₂	Cheng et al. (2008b)	-6.8	34.0	42.5	53.5	-12.6	31.8	40.0	60.1	43.9	76.3	128.7	38.3	-11.9	26.1	33.8	70.8
	Yoon et al. (2004)	-24.0	27.0	19.6	56.1	-8.9	38.3	78.9	64.0	20.6	52.2	82.2	45.7	-36.4	41.0	30.3	35.3
R410A	Wojtan et al. (2005b)	10.3	31.0	38.6	55.6	17.6	39.3	64.8	51.1	90.8	107.9	168.4	38.3	1.1	30.3	44.1	55.9
	Del Col (2010)	-9.3	15.9	16.8	90.4	6.6	30.9	83.0	85.4	46.7	63.1	98.7	49.5	-27.8	33.1	30.4	50.7
Altri refrigeranti	Gungor and Winterton (1987)	-10.0	18.1	20.0	80.8	32.3	50.6	158.8	65.2	124.3	133.5	184.8	38.3	24.4	41.4	84.0	66.1
	Gungor and Winterton (1986)	-24.4	25.0	14.0	59.1	-11.2	36.2	69.1	63.5	22.3	51.6	82.3	48.4	-39.8	42.1	25.3	20.1
	Steiner and Taborek (1992)	22.6	26.5	22.8	58.1	86.7	90.1	227.4	42.7	280.7	281.8	302.3	11.7	-8.3	33.9	49.0	52.6
	Jung (1988)	2.5	26.8	32.2	61.1	31.9	51.5	156.4	70.8	88.4	101.9	158.0	40.4	-13.5	35.3	56.2	51.8
	Shah (1976)	-20.8	24.0	21.3	63.6	-12.2	38.0	72.4	61.2	8.9	52.8	77.7	41.0	-45.5	48.2	29.2	21.2
	Panek (1992)	-42.0	45.2	28.0	28.3	-45.9	46.4	21.2	21.3	-29.0	40.5	40.7	34.6	-51.2	53.4	26.0	17.9
	Bandharra Filho (1997)	-42.5	43.2	21.9	27.3	-41.5	41.6	20.7	32.0	-15.4	41.0	53.3	39.9	-50.5	51.2	19.6	10.5
Bandharra Filho et al. (1997)	-38.4	43.5	30.5	29.3	-42.3	43.4	22.8	29.8	-22.1	39.9	51.5	41.0	-47.5	50.7	28.4	20.7	

Tabella 6.1 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sull'intero database sperimentale.

Sviluppata per	Metodi predittivi	R410A: $p_r=0.19$ (61 punti sperimentali)				R410A: $p_r=0.30$ (55 punti sperimentali)				R410A: $p_r=0.52$ (77 punti sperimentali)				R744: $p_r=0.57-0.63$ (37 punti sperimentali)			
		ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$
CO ₂	Cheng et al. (2008b)	-19.4	19.4	12.0	66.7	-25.7	25.7	17.2	57.1	27.5	55.3	103.0	55.0	-5.5	14.2	16.3	94.6
	Yoon et al. (2004)	-20.4	29.0	26.8	54.1	-27.5	30.9	20.3	47.3	-6.4	38.0	57.5	53.2	-37.5	45.1	30.2	21.6
R410A	Wojtan et al. (2005b)	-2.3	23.0	27.1	68.9	-12.5	22.1	23.7	67.3	24.9	49.8	75.3	48.1	-13.9	21.4	22.0	65.2
	Del Col (2010)	0.0	14.7	17.7	90.2	-4.8	14.9	18.1	89.1	20.5	39.9	69.1	62.3	-35.6	38.5	19.9	35.1
Altri refrigeranti	Gungor and Winterton (1987)	6.6	14.6	16.5	91.8	7.9	16.0	22.6	89.1	52.3	62.2	109.9	55.8	-5.0	17.9	24.8	81.1
	Gungor and Winterton (1986)	-16.7	18.1	14.8	78.7	-20.7	23.2	15.1	76.4	0.4	36.6	57.6	51.9	-46.4	46.4	16.6	10.8
	Steiner and Taborek (1992)	23.0	27.6	22.8	54.1	33.9	36.3	38.1	63.6	136.1	137.4	147.8	18.2	-38.5	40.4	19.0	16.2
	Jung (1988)	-9.9	23.0	24.7	70.5	-15.7	20.4	18.9	78.2	31.7	53.4	94.7	55.8	-35.9	36.3	18.0	35.1
	Shah (1976)	-21.2	23.8	20.9	63.9	-31.5	32.9	21.8	43.6	-21.8	41.4	45.5	40.3	-67.8	67.8	13.9	2.7
	Panek (1992)	-16.5	26.9	28.6	65.6	-28.5	29.9	17.6	43.6	-22.8	36.5	38.5	41.6	-43.0	47.7	27.2	21.6
	Bandharra Filho (1997)	-20.2	22.6	17.4	68.9	-25.0	25.1	11.8	61.8	-11.4	35.0	47.3	59.7	-42.5	44.8	21.8	16.2
	Bandharra Filho et al. (1997)	-10.1	26.6	31.1	59.0	-22.7	26.1	18.7	65.5	-13.1	35.7	50.8	54.5	-33.4	42.6	31.5	21.6

Tabella 6.2 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sul database sperimentale relativo al regime di moto intermittente.

Sviluppata per	Metodi predittivi	R410A: $p_r=0.19$ (96 punti sperimentali)				R410A: $p_r=0.30$ (66 punti sperimentali)				R410A: $p_r=0.52$ (44 punti sperimentali)				R744: $p_r=0.57-0.63$ (213 punti sperimentali)			
		ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$	ϵ	$ \bar{\epsilon} $	sd	$\lambda_{30\%}$
CO ₂	Cheng et al. (2008b)	12.9	23.9	26.0	67.9	9.0	17.5	20.2	81.4	54.0	61.1	73.3	53.7	1.0	16.5	20.3	86.4
	Yoon et al. (2004)	-25.0	25.0	15.1	63.5	-18.5	19.3	14.3	86.4	17.2	41.6	47.0	43.2	-38.4	39.7	19.7	37.1
R410A	Wojtan et al. (2005b)	27.8	34.1	34.1	51.0	31.4	33.2	26.2	47.0	127.7	130.2	126.8	36.4	19.7	31.1	37.1	55.7
	Del Col (2010)	-10.3	13.8	13.1	97.9	-6.4	12.8	13.0	100	37.9	52.6	62.2	47.7	-28.0	30.1	18.8	57.7
Altri refrigeranti	Gungor and Winterton (1987)	-18.7	19.6	14.7	75.0	0.6	24.2	29.1	66.7	98.7	110.2	117.3	38.6	5.0	23.2	28.4	71.8
	Gungor and Winterton (1986)	-25.3	25.3	10.9	57.3	-22.0	22.2	10.9	75.8	14.9	44.2	51.8	45.5	-40.0	40.2	15.6	17.8
	Steiner and Taborek (1992)	27.3	27.5	15.4	53.1	53.6	53.6	38.0	36.4	274.7	275.2	242.8	6.8	-16.7	26.4	27.5	59.2
	Jung (1988)	11.6	24.6	27.0	66.7	11.5	17.4	16.6	86.4	58.5	63.1	59.9	45.5	-23.8	28.8	24.4	55.9
	Shah (1976)	-15.5	19.9	19.0	70.8	-17.3	17.6	10.6	84.8	13.0	39.9	46.1	40.9	-46.6	46.6	18.3	16.9
	Panek (1992)	-50.3	50.3	17.5	14.6	-46.6	46.6	14.0	15.2	-28.9	31.4	22.7	43.2	-43.2	46.0	26.0	26.3
	Bandharra Filho (1997)	-49.9	49.9	13.4	10.4	-43.5	43.5	14.6	18.2	-14.4	38.1	40.0	25.0	-43.8	44.6	17.6	14.6
	Bandharra Filho et al. (1997)	-48.1	48.2	18.4	17.7	-44.2	44.2	14.8	16.7	-25.7	30.3	23.8	45.5	-39.3	43.1	28.0	31.0

Tabella 6.3 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sul database sperimentale relativo al regime di moto anulare.

In altri lavori presenti in letteratura sull'evaporazione in convezione forzata della CO₂, come in Mastrullo et al. (2009), un buon accordo con i risultati sperimentali sono ottenuti sia con la correlazione di Cheng et al. (2008b) che la correlazione di Jung (1988). Nel lavoro citato vengono considerate differenti condizioni operative, in particolare si ricoprono intervalli di pressioni ridotte tra 0.38 e 0.54 e intervalli minori di flusso di massa e flusso termico, mentre con il presente database sperimentale della CO₂ si hanno stime meno accurate. Tuttavia, per il database sperimentale dell'R410A la correlazione di Jung (1988) presenta risultati migliori, rispetto al database della CO₂, per le pressioni ridotte pari a 0.19 e 0.30, a conferma del fatto che per pressioni ridotte inferiori tale correlazione fornisce risultati più accurati, in particolar modo per pressioni ridotte pari a 0.30 in cui la correlazione presenta circa il 71% dei risultati predetti entro il $\pm 30\%$ dei risultati sperimentali sull'intero database sperimentale, il 78.2% per il regime di moto intermittente e l'86.4% per il regime di moto anulare.

Per quanto riguarda il confronto statistico con il database dell'R410A, le altre correlazioni che presentano buoni risultati per $p_r=0.19$ e $p_r=0.30$ sono la correlazione di Gungor e Winterton (1986), di Shah (1976) e la correlazione di Del Col (2010). Tra queste la correlazione di Del Col (2010) risulta la più accurata, presentando un valore del $\lambda_{30\%}$ pari al 90.4% dei risultati predetti per la pressione ridotta pari a 0.19 e dell'85.4% per la pressione ridotta pari a 0.30. Tali risultati si estendono anche segregando il database per il regime di moto intermittente ed anulare, in particolare per quest'ultimo la correlazione di Del Col (2010) presenta un valore di $\lambda_{30\%}$ pari al 100%.

La correlazione di Wojtan et al. (2005b) risulta più accurata per $p_r=0.19$, mentre all'aumentare della pressione ridotta si riduce il numero di punti predetti nel $\pm 30\%$ di errore. Per $p_r=0.19$ la correlazione di Cheng et al. (2008b) applicata al database sperimentale dell'R410A mostra risultati simili alla correlazione di Wojtan et al. (2005b), mentre per $p_r=0.30$ fornisce risultati migliori rispetto a quest'ultima. Aumentando la pressione ridotta a 0.52, tuttavia, l'accuratezza della due correlazioni è simile, sebbene la correlazione di Cheng et al. (2008b) presenti valori inferiori dell'errore medio e dell'errore medio assoluto. La correlazione di Yoon et al. (2003) sviluppata specificamente per la CO₂ presenta risultati migliori di entrambe le correlazioni, relativamente all'intero database, per tutte le pressioni ridotte.

Per la pressione ridotta $p_r=0.52$, ad ogni modo, nessuna correlazione è in grado di predire in maniera accurata i risultati sperimentali. La maggior parte delle correlazioni sovrastima i dati sperimentali generalmente in tutto il campo di variazione del titolo e in maniera maggiore per elevati flussi termici, ad eccezione delle correlazioni di Panek (1992), Bandarra Filho (1997) e Bandarra Filho et al. (1997) che sottostimano generalmente i dati sperimentali anche per pressioni ridotte più basse. Per $p_r=0.52$ la correlazione di Shah (1976) presenta l'errore medio relativo più basso, pari all' 8.9%, ma presenta elevati valori dell'errore medio assoluto e della deviazione standard, seppure superiori solo alle correlazioni di di Panek (1992), Bandarra Filho (1997) e Bandarra Filho et al. (1997). La

correlazione di Jung (1988) ha un'accuratezza inferiore rispetto alle pressioni ridotte più basse ma è una delle correlazioni, insieme a quella di Shah (1976), che riesce a predire l'andamento dei dati sperimentali nella maggior parte delle condizioni operative, oltre a presentare buona accuratezza nel regime di moto anulare per pressioni ridotte inferiori, in particolar modo pari a 0.30.

6.4 Confronto statistico per miscele di CO₂ e propano

I risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano sono stati confrontati con la correlazione più accurata per l'anidride carbonica pura, ovvero quella di Cheng et al. (2008b), e quella di Jung (1988) che generalmente riesce a predire in maniera accurata i coefficienti di scambio termico per pressioni ridotte medio-basse come si riscontra in letteratura (Mastrullo et al. (2009)) e nella stessa analisi statistica condotta per il database dell'R410A mostrata nel paragrafo precedente.

Sono state inoltre considerate sia le correlazioni di Wettermann e Steiner (2000) e di Jung et al. (1989a) messe a punto specificamente per miscele zeotrope, sia le correlazioni considerate per i fluidi puri con l'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) sul solo contributo nucleativo.

Per quanto riguarda le miscele, il confronto statistico è stato effettuato sia con il database sperimentale delle miscele di CO₂ e propano presentato in questa tesi, comprendente 188 dati sperimentali, sia con database sperimentali indipendenti, quali quello di Cho et al. (2010a) di miscele di CO₂ e propano composto da 60 dati sperimentali (20 punti per ogni miscela, dove le miscele considerate presentano concentrazioni pari al 75%, al 50% e al 25% di CO₂), e il database di Wetterman e Steiner (2000) relativo a miscele zeotrope di R116 e R134a (miscele con circa il 14%, il 40% e il 78% del componente più volatile) composto da 25 dati sperimentali.

La tabella 6.4 riporta il confronto statistico tra i database considerati e le correlazioni per fluidi puri senza modifiche. La tabella 6.5, invece, riporta il confronto statistico tra i database considerati e le correlazioni messe a punto per miscele zeotrope e le correlazioni per fluidi puri con il fattore correttivo di Thome e Shakir (1987).

	Jung (1988)				
	CO ₂ ^(*)	CO ₂ /propano ^(**)	R116/R134a ^(***)	CO ₂ ^(****)	CO ₂ /propano ^(****)
ε	14.4	95.5	145.2	15.9	24.0
 ε̄ 	21.8	95.5	146.8	45.1	35.9
sd	26.2	62.0	151.2	57.1	49.1
λ_{30%}	76.2	10.7	26.7	30.0	60.0
	Cheng et al. (2008b)				
	CO ₂ ^(*)	CO ₂ /propano ^(**)	CO ₂ ^(****)	CO ₂ /propano ^(****)	
ε	17.2	133.6	-2.9	-8.3	
 ε̄ 	52.5	147.9	39.9	51.3	
sd	55.4	123.5	53.8	58.6	
λ_{30%}	19.0	10.7	50.0	26.7	
(*) Questo database (106 punti sperimentali)					
(**) Questo database (188 punti sperimentali)					
(***) Database di Wettermann e Steiner (2000) (25 punti sperimentali)					
(****) Database di Cho et al. (2010) (20 punti sperimentali)					
(*****) Database di Cho et al. (2010) (60 punti sperimentali)					

Tabella 6.4 Confronto statistico delle correlazioni per fluidi puri con i risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano e di database indipendenti.

Database di CO₂ e propano: 188 punti sperimentali	Wettermann e Steiner (2000)	Jung et al. (1989a)	Jung (1988) con fattore correttivo di Thome and Shakir (1987) sul contributo nucleativo	Cheng et al. (2008b) con fattore correttivo di Thome and Shakir (1987) sul contributo nucleativo
ϵ	22.1	43.3	62.0	18.2
$\bar{\epsilon}$	26.5	48.1	62.3	34.1
sd	26.7	46.4	41.7	37.0
$\lambda_{30\%}$	63.5	38.2	18.0	46.6
Database complessivo^(*): 273 punti sperimentali				
ϵ	10.5	29.5	47.4	
$\bar{\epsilon}$	28.7	45.6	55.6	
sd	35.3	52.2	50.2	
$\lambda_{30\%}$	60.8	40.7	25.9	
(*) Comprendente il presente database delle miscele CO₂/propano (188 punti sperimentali), il database sperimentale di Wettermann and Steiner (2000) delle miscele di R116/R134a (25 punti sperimentali), database sperimentale di Cho et al. (2010a) di miscele di CO₂/propano (60 punti sperimentali).				

Tabella 6.5 Confronto statistico delle correlazioni per miscele zeotrope con i risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano e di database indipendenti.

La correlazione di Jung (1988) sebbene presenta generalmente buoni risultati per la CO₂ pura per le condizioni operative considerate (non comprendenti tutte le condizioni operative considerate nel paragrafo precedente) non è in grado di fornire risultati accurati né per le miscele di CO₂ e propano considerate in questo lavoro né con le miscele del database di Wettermann e Steiner (2000) e del database relativo all'anidride carbonica pura di Cho et al. (2010a). La correlazione di Cheng et al. (2008b) presenta risultati migliori solo per il database relativo all'anidride carbonica pura di Cho et al. (2010a).

Per quanto riguarda le correlazioni sviluppate per le miscele zeotrope, la correlazione di Wettermann e Steiner (2000) presenta il miglior accordo con i risultati sperimentali, con il 63.5% dei punti compresi entro il $\pm 30.0\%$ di errore relativo per le miscele studiate in questo lavoro, e il 60.8% per il database comprensivo anche dei database indipendenti. L'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987) sul contributo nucleativo comporta un miglioramento significativo dell'accuratezza solo per la correlazione di Cheng et al. (2008b).

Riferimenti bibliografici

- Barbosa Jr. J. R., Hewitt G. F., 2001. *Forced convective boiling of binary mixtures in annular flow. Part II: heat and mass transfer*. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 44:1475-1484.
- Baker O., 1954. *Design of pipelines for simultaneous flow of oil and gas*. Oil and Gas Journal, 53: 185-190.
- Bandarra Filho E.P., 1997. *Estudo da Transferência de Calor em Ebulição Convectiva de Refrigerantes Halogenados em Tubos Horizontais*. Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- Bandarra Filho E.P., Saiz Jabardo J.M., Lima C.U.S., 1997. *Estudo da Transferência de Calor em Ebulição Convectiva de Refrigerantes em Tubos Horizontais*. III Congresso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica, La Habana, Cuba.
- Bankoff S.G., 1958. AICHE Journal, 4 (28).
- Bennet D. L., Chen J. C., 1980. *Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures*. AICHE Journal, 26 (3): 454-461.
- Bergles A.E., Rohsenow W.M., 1964. *The determination of forced-convection surface boiling heat transfer*. Journal of Heat Transfer, 86: 365-372.
- Biberg D., 1999. *An explicit approximation for the wetted angle in two-phase stratified pipe flow*. Canadian Journal Chemical Engineering, 77: 1221-1224.
- Brauner N., Ullmann A., 2006. *The Prediction of Flow Pattern Maps in Mini Channels*. Proceedings of the 4th Japanese European Two-Phase Flow Group Meeting, Ed. K. Mishima, A. Tomiyama, K. Tsuchiya, G.P. Celata, I. Zun, Kyoto, Japan.
- Bredesen A., Hafner A., Pettersen J., Neksa P., Aflekt K., 1997. *Heat transfer and pressure drop for in-tube evaporation of CO₂*. Proceedings of the International Conference on Heat Transfer Issues in Natural Refrigerants, University of Maryland, USA.
- Carey Van P., 1992. *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Taylor & Francis, Hebron, KY.
- Cavallini A., 1996. *Working fluids for mechanical refrigeration*, invited paper presented at the 19th international congress of refrigeration, The Hague, August 1995, International Journal of Refrigeration 19: 485-496.
- Chen J.C., 1963. *A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*. ASME preprint 63-HT-34 presented at 6th National Heat Transfer Conference, Boston, 11-14 August.
- Chen J.C., 1966. *Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*. Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Dev. 5: 322-329.
- Cheng L., Mewes D., 2006. *Review of two-phase flow and flow boiling of mixtures in small and mini channels*. Int. J. of Multiphase Flow 32: 183-207.

- Cheng L., Ribatski G., Wojtan L., Thome J.R., 2006. *New flow boiling heat transfer model and flow pattern map for carbon dioxide evaporating inside horizontal tubes*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 49: 4082-4094.
- Cheng L., Ribatski G., Wojtan L., Thome J.R., 2007. *Erratum to: "New flow boiling heat transfer model and flow pattern map for carbon dioxide evaporating inside horizontal tubes"*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 50: 391-391.
- Cheng L., Ribatski G., Moreno Quibén J., Thome J.R., 2008a. *New prediction methods for CO₂ evaporation inside tubes: Part I – A two-phase flow pattern map and a flow pattern based phenomenological model for two-phase flow frictional pressure drops*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 51: 111-124.
- Cheng L., Ribatski G., Thome J.R., 2008b. *New prediction methods for CO₂ evaporation inside tubes: Part II - An updated general flow boiling heat transfer model based on flow patterns*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 51: 125-135.
- Cho J.M., Yong J.K., Kim M.S., 2010a. *Experimental studies on the characteristics of evaporative heat transfer and pressure drop of CO₂/propane mixtures in horizontal and vertical smooth and micro-fin tubes*. Int. J. of Refrigeration, 33 (1): 170-179.
- Cho J.M., Yong J. K., Kim M.S, 2010b. *Experimental studies on the evaporative heat transfer and pressure drop of CO₂ and CO₂/propane mixtures flowing upward in smooth and micro-fin tubes with outer diameter of 5 mm for an inclination angle of 45°*. Int. J. of Refrigeration, 33 (5): 922-931.
- Choi K.I., Pamitran A.S., Oh J.T., Kiyoshi S., 2009. *Pressure drop and heat transfer during two-phase flow vaporization of propane in horizontal smooth minichannels*. Int. J. of Refrigeration, 32 (5): 837-845.
- Cooper M.K., 1984. *Saturated nucleate pool boiling: A simple correlation*. First UK National Heat Transfer Conference.
- Davis E.J., Anderson G.H., 1966. *The incipience of nucleate boiling in forced convection flow*. AIChE Journal, 12: 774-780.
- Del Col D., 2010. *Flow boiling of halogenated refrigerants at high saturation temperature in a horizontal smooth tube*. Experimental Thermal and Fluid Science 34: 234-245.
- de Rossi F., Mauro A.W., Rosato, A, 2009. *Local heat transfer coefficients and pressure gradients for R-134a during flow boiling at temperatures between 9°C and 20°C*. Energy Conversion and Management 50 (7): 1714-1721.

- Di Nicola G., Giuliani G., Polonara F., Stryjeck R., 2005. *Blends of carbon dioxide and HFCs as working fluids for the low-temperature circuit in cascade refrigerating systems*. Int. J. of Refrigeration, 28 (2): 130-140.
- Dittus F.W., Boelter L.M.K., 1930. *Heat transfer in automobile radiator of the tubular type*. University of California Publications on Engineering, 2: 443-461.
- Friedel L., 1979. *Improved friction drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow*. European Two-phase Flow Group Meeting, paper E2, Ispra, Italy.
- Frost W., Dzakowic G.S., 1967. *An extension of the methods of predicting incipient boiling on commercially finished surfaces*. ASME paper 67-HT-61, National Heat transfer Conference, Seattle, Washington.
- Gao L., Honda T., 2005a. *Effects of lubricant oil on boiling heat transfer of CO₂ inside a horizontal smooth tube*. 42nd National Heat Transfer Symposium of Japan.
- Gao L., Honda T., 2005b. *An experimental study on flow boiling heat transfer of carbon dioxide and oil mixtures inside a horizontal smooth tube*, IIR 2005 Vicenza Conference-Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Vicenza, Italy.
- Gasche J.L., 2006. *Carbon dioxide evaporation in a single micro-channel*. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 28: 69-83.
- Gnielinski V., 1976. *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow*. International Chemical Engineering, 16: 359-368.
- Govan A.H., Hewitt G.F., Owen D.G., Bott T.R., 1988. *An improved CHF modelling code*. Proceedings 2nd UK Conference Heat Transfer, Institute of Mechanical Engineers, London.
- Greco A., Vanoli G.P., 2005. *Flow-boiling of R22, R134a, R507, R404A and R410A inside a smooth horizontal tube*. International Journal of Refrigeration 28: 872-880.
- Groeneveld D.C., 1973. *Post dry-out heat transfer at reactor operating conditions*, ANS Topical Meeting on Water Reactor Safety, Salt Lake City.
- Gungor K.E., Winterton R.H.S., 1986. *A general correlation for flow boiling in tubes and annuli*. International Journal Heat Mass Transfer, 9: 351-358.
- Gungor K.E., Winterton R.H.S., 1987. *Simplified General Correlation for Saturated Flow Boiling and Comparison of Correlation with Data*. Chemical Engineering Research and Design, 65: 148-156.
- Hashizume K., 1983. *Flow pattern and void fraction of refrigerant two-phase flow in a horizontal pipe*. Bulletin of JSME, 26: 1597-1602.
- Hihara E., 2000. *Heat transfer characteristics of CO₂*. Workshop Proceedings - Selected Issues on CO₂ as working Fluid in Compression Systems, Trondheim, Norway.

- Ishii M., 1975. *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow*, Eyrolles, Paris.
- Hwang Y., Kim B.H., Radermacher R., 1997. *Boiling heat transfer correlation for carbon dioxide*. International Conference on Heat Transfer Issues in Natural Refrigerants, University of Maryland, USA.
- Jensen M.K., Memmel G.J., 1986. *Evaluation of bubble departure diameter correlations*. Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference.
- Jeong S., Cho E., Kim H., 2005. *Evaporative heat transfer and pressure drop in a microchannel tube*. Proceedings of the 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels, Toronto, Ontario, Canada, Part B.
- Johansson A., Lundqvist P., 2001. *A method to estimate the circulated composition in refrigeration and heat pump systems using zeotropic refrigerant mixtures*. International Journal of Refrigeration 24: 798-808.
- Jung D.S., 1988. *Mixture effects on horizontal convective boiling heat transfer*. PhD Thesis, University of Maryland (Electric Power Research Institute Report EPRI ER-6364 Project 8006-2).
- Jung D.S., Radermacher R., Mc Linden M., Didion D., 1989a. *A study of flow boiling heat transfer with refrigerant mixtures*. Int. J. of Heat Mass Transfer, 32: 1751-1764.
- Jung D.S., Mc Linden M., Radermacher R., Didion D., 1989b. *Horizontal flow boiling heat transfer experiments with a mixture of R22-R114*. Int. J. Heat Mass Transfer, 32 (1): 131-145.
- Kandlikar S.G., Mizo V., Cartwright M.D., 1995. *Bubble growth and departure in flow boiling*. ASME Engineering Foundation Conference on Convective Flow Boiling, Banff, Canada.
- Kandlikar S.G., Grande W.J., 2003. *Evolution of microchannel flow passages - thermohydraulic performance and fabrication technology*. Heat Transfer Engineering, 24: 3-17.
- Kattan N., 1996. *Contribution to the heat transfer analysis of substitute refrigerants in evaporator tubes with smooth or enhanced surfaces*. Thesis no. 1498, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne.
- Kattan N., Thome J. R., Favrat D., 1998. *Flow boiling in horizontal tubes: part 1 - development of a diabatic two-phase flow pattern map*. Transactions of the ASME, 120: 140-147.
- Kedzierski M.A., Kim J. M., Didion D.A., 1992. *Causes of the apparent heat transfer degradation for refrigerant mixtures*. National Heat Transfer Conference, 28th, HTD 197: 149-158.
- Kew P.A., Cornwell K., 1997. *Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels*. Applied Thermal Engineering, 17: 705-715.
- Kim J. H, Kim M.S, 2005. *Vapor-liquid equilibria for the carbon dioxide + propane system over a temperature range from 253.15 to 323.15 K*. Fluid Phase Equilibria, 238 (1): 13-19.

- Kim Y., Seo K., Chung J.T., 2002. *Evaporation heat transfer characteristics of R-410A in 7 and 9.52 mm smooth/micro-fin tubes*. International Journal of Refrigeration 25: 716-730.
- Kim, J.H., Cho, J.M., Lee, I.H., Lee, J.S., Kim, M.S., 2007. Circulation concentration of CO₂/propane mixtures and the effect of their charge on the cooling performance in an air-conditioning system, Int. J. of Refrigeration. 30 (1), 43-49.
- Kim J.H., Cho J.M., Kim M.S., 2008. *Cooling performance of several CO₂/propane mixtures and glide matching with secondary heat transfer fluid*. Int. J. of Refrigeration, 31 (5): 800-806.
- Knudsen H.J., Jensen R.H., 1997. *Heat transfer coefficient for boiling carbon dioxide, Workshop Proceedings - CO₂ Technologies in Refrigeration*. Heat Pumps and Air Conditioning Systems, Trondheim, Norway.
- Kolev N.I., 1995. *How Accurately Can We Predict Nucleate Boiling?*. Experimental Thermal and Fluid Science, 10: 370-378.
- Koyama S., Kuwahara K., Shinmura E., Ikeda S., 2001. *Experimental study on flow boiling of carbon dioxide in a horizontal small diameter tube*. IIR Commission B1 Meeting, Paderborn, Germany.
- Koyama S., Lee S., Ito D., Kuwahara K., Ogawa H., 2004. *Experimental study on flow boiling of pure CO₂ and CO₂-oil mixtures inside horizontal smooth and micro-fin copper tubes*. Proceedings of 6th IIR-Gustav Lorentzen Conference, Glasgow, UK.
- Kutateladze S.S., 1948. *On the Transition to Film Boiling Under Natural Convection*. Kotloturbostroenie, 3: 10.
- Kutateladze S.S., Gogonin I.I., 1979. *Growth rate and detachment diameter of a vapor bubble in free convection boiling in saturated liquids*. High Temperature 17: 667-671.
- Lin L., Pisano A.P., 1991. *Bubble forming on a micro line heater, micromechanical sensors, actuators and systems*. ASME DSC 32: 147-164.
- Liu Z., Winterton R.H.S., 1991. *A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli based on a nucleate pool boiling equation*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 34: 2759-2766.
- Lockhart R. W., Martinelli R. C., 1949. *Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component in pipes*. Chemical Engineering Process, 45(1): 39-48.
- Lorentzen G., 1994. *Revival of carbon dioxide as a refrigerant*. International Journal of Refrigeration 17: 292-301.
- Lorentzen G., 1995. *The use of natural refrigerants: a complete solution to the CFC/HCFC predicament*. International Journal of Refrigeration 18: 190-197.

- Malenkov I.G., 1972. *The frequency of vapor-bubble separation as a function of bubble size*. Fluid Mechanical Soviet Research, 1: 36-42.
- Mastrullo R., Mauro A.W., Rosato A., Vanoli G.P., 2009. *Carbon dioxide local heat transfer coefficients during flow boiling in a horizontal circular smooth tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer 52: 4184-4194.
- Mastrullo R., Mauro A.W., Thome J.R., Vanoli G.P., 2010a. *CO₂ and R410A comparison: two-phase flow visualizations and flow boiling measurements at medium (0.50) reduced pressure*. ASME-ATI-UIT 2010, Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems, Sorrento, Italy, 16-19 May 2010.
- Mitrović J., Stephan K., 1980. *Gleichgewichtsraidien von dampfblasen und Flüssigkeitstropfen*. Wärme Stoffübertrag, 13: 171-176.
- Moffat R.J., 1988. *Describing uncertainties in experimental results*. Experimental Thermal and Fluid Science, 1: 3-17.
- Moalem D., Yijl W., van Stralen S.J.D., 1977. *Nucleate boiling at a liquid-liquid interface*. Letters in heat and mass transfer, 4: 319-329.
- Monde M., Inoue T., 1997. *Review on Heat Transfer in Boiling of Binary Mixture*. OTEC, 6: 1-17.
- Mori H., Yoshida S., Ohishi K., Kokimoto Y., 2000. *Dryout quality and post dryout heat transfer coefficient in horizontal evaporator tubes*. Proceedings of 3rd European Thermal Sciences Conference.
- Niu B., Zhang Y., 2007. *Experimental study of the refrigeration cycle performance for the R744/R290 mixtures*, Int. J. of Refrigeration, 30 (1): 37-42.
- Orian G., Jelinek M., Levy A., 2010. *Flow boiling of binary solution in horizontal tube*. Energy, 35: 35-44.
- Pamitran A.S., Choi K.I., Oh J.T., Hrnjak P., 2010. *Characteristics of two-phase flow pattern transitions and pressure drop of five refrigerants in horizontal circular small tubes*, International Journal of Refrigeration 33: 578-588.
- Panek J., 1992. *Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop in Ozone-Safe Refrigerants and Refrigerant-Oil Mixtures*. M.S. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign.
- Park C.Y., Hrnjak P.S., 2007. *CO₂ and R410A flow boiling heat transfer, pressure drop, and flow pattern at low temperatures in a horizontal smooth tube*. International Journal of Refrigeration 30: 166-178.
- Pettersen J., 2004. *Flow vaporization of CO₂ in microchannel tubes*. Experimental Thermal and Fluid Sciences, 28:111-121.

- Raja B., Mohan Lal D., Saravanan R., 2009. *Flow boiling heat transfer study of R-134a/R-290/R-600a mixture in 9.52 and 12.7 mm smooth horizontal tubes: Experimental investigation*. Experimental Thermal and Fluid Science, 33 (3): 542-550.
- Rajakaksha L., Suen K.O., 2004. *Influence of liquid receiver on the performance of reversible heat pumps using refrigerant mixtures*. International Journal of Refrigeration, 27 (1): 53-62.
- Ross H., Radermacher R., Di Marzo M., Didion D., 1987. *Horizontal flow boiling of pure and mixed refrigerants*. Int. J. of Heat Mass Transfer, 30 (5): 979-992.
- Sami S.M., Schnotale J., 1992. *Comparative study of two phase flow boiling of refrigerant mixtures and pure refrigerants inside enhanced surface tubing*. Int Comm. Heat Mass Transfer, 19: 137-148.
- Sato T., Matsumura H., 1964. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineering, 7: 392.
- Schlünder E.U., 1986. *Über den Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Gemischen*. Verfahrens-Technik, 16: 692-698.
- Scriven L.E., 1959. *On the dynamics of phase growth*. Chemical Engineering Science, 10: 1-13.
- Shah M.M., 1982. *Chart correlation for saturated boiling heat transfer: equations and further study*. ASHRAE Transactions, 88: 185-196.
- Shah M., 1976. *A New Correlation for Heat Transfer During Boiling Flow Through Pipes*. ASHRAE Transactions, 82: 66-86.
- Shin J.Y., Kim M.S., Ro S.T., 1997. *Experimental study on forced convective boiling heat transfer of pure refrigerants and refrigerant mixtures in a horizontal tube*. Int. J. of Refrigeration, 20 (4): 267-275.
- Situ R., Ishii M., Hibiki T., Tu J.Y., Yeoh G.H., Mori M., 2008. *Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 5: 6268-6282.
- Steiner D., 1993a. VDI, VDI-Wärmeatlas (VDI Heat Atlas), Verein Deutscher Ingenieure VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Düsseldorf.
- Steiner D., 1993b. *Heat transfer to boiling saturated liquids*. VDI-Wärmeatlas (VDI Heat Atlas), Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Düsseldorf.
- Steiner D., Taborek J., 1992. *Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated by an Asymptotic Model*. Heat Transfer Engineering, 13: 43-67.
- Stephan K., 1992. *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Stephan K., Abdelsalam M., 1980. *Heat transfer correlations for natural convection boiling*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 23: 73-87.

- Stephan K., Preusser P., 1979. *Wärmeübergang beim Behältersieden*. Chemie Ingenieur Technik, 51: 649-679.
- Suo M., Griffith P., 1964. *Two-phase flow in capillary tubes*. Journal of Basic Engineering, 576-582.
- Taitel Y., Dukler A. E., 1976a. *A theoretical approach to the Lockhart-Martinelli correlation for stratified flow*. International Journal of Multiphase Flow, 2: 591-595.
- Taitel Y., Dukler A.E., 1976b. *A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*. A.I.Ch.E. Journal, 22: 47-55.
- Taitel Y., 1990. *Flow pattern transition in two-phase flow*. Proceedings of the 9th International heat Transfer Conference, Jerusalem, 1: 237-254.
- Tanaka S., Daiguji H., Takemura F., Hihara E., 2001. *Boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal tubes*. 38th National Heat Transfer Symposium of Japan.
- Thome J. R., 1996. *Boiling of new refrigerants: a state-of-the-art review*. International Journal of Refrigeration 19: 435-457.
- Thome J.R., 2004. *Boiling in microchannels: a review of experiment and theory*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 25: 128-139.
- Thome J.R., Cheng L., Ribatski G., Vales L.F., 2008. *Flow boiling of ammonia and hydrocarbons: a state-of-the-art*. Int. J. Refrigeration 31: 603-620.
- Thome J.R., El Hajal J., 2002. *Two-phase flow pattern map for evaporation in horizontal tubes: Latest version*. 1st International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Kruger Park, South Africa, April 8-10.
- Thome J.R., Ribatski G., 2006. *State-of-the-art of two-phase flow and flow boiling heat transfer and pressure drop of CO₂ in macro- and micro-channels*. International Journal of Refrigeration, 28: 1-20.
- Thome J.R., Shakir S., 1987. *A new correlation for nucleate pool boiling of aqueous mixtures*. AIChE Symp. Ser., 83 (257): 46-51.
- Thome J.R., Shock A.W., 1984. *Boiling of Multicomponent liquid mixtures*. Advanced in Heat Transfer, 16 (6): 55-156.
- Thorncroft G.E., Klausner J.F., Mei R., 1998. *An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 41: 3857-3871.
- Ünal H.C., 1986. *Prediction of nucleate pool boiling heat transfer coefficients for binary mixtures*. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 29 (4): 637-640.

- UNI CEI ENV 13005, 2000. *Guida all'espressione dell'incertezza di misura*. Norma italiana sperimentale.
- Wen M.Y., Ho C.Y., 2005. *Evaporation heat transfer and pressure drop characteristics of R-290 (propane), R-600 (butane), and mixture of R-290/R-600 in the three-lines serpentine small-tube bank*. Applied Thermal Engineering, 25 (17-18): 2921-2936.
- Wettermann M., Steiner D., 2000. *Flow boiling heat transfer characteristics of wide-boiling mixtures*. Int. J. of Thermal Science, 39: 225-235.
- Whalley P.B., 1974. *Prediction of annular flow parameters for transient flows and for complex geometries*. Br. Report AERE-M2661.
- Whalley P.B., Hutchinson P., Hewitt G.F., 1976. *The calculation of the critical heat flux in forced convective boiling*. Proceedings of 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo.
- Wojtan L., 2004. *Experimental and analytical investigation of void fraction and heat transfer during evaporation in horizontal tubes*. Thèse no. 2978, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Wojtan L., Ursenbacher T., Thome J.R., 2005a. *Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I - A new diabatic two-phase flow pattern map*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48: 2955-2969.
- Wojtan L., Ursenbacher T., Thome J.R., 2005b. *Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part II - Development of a new heat transfer model for stratified-wavy, dryout and mist flow regimes*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48: 2970-2985.
- Yoon S.H., Cho E.S., Hwang Y.W., Kim M.S., Min K., Kim Y., 2004. *Characteristics of evaporative heat transfer and pressure drop of carbon dioxide and correlation development*. International Journal of Refrigeration, 27: 111-119.
- Yun R., Choi C., Kim Y., 2002. *Convective boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal small diameter tubes*. IIR/IIF-Commission B1, B2, E1 and E2-Guangzhou, China.
- Yun R., Kim Y., 2004. *Flow regimes for horizontal two-phase flow of CO₂ in a heated narrow rectangular channel*. International Journal of Multiphase Flow 30: 1259-1270.
- Zuber N., 1963. *Nucleate boiling – the region of isolated bubbles – similarity with natural convection*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 6: 53-65.
- Yun R., Kim Y., Kim M.S., Choi Y., 2003. *Boiling heat transfer and dryout phenomenon of CO₂ in a horizontal smooth tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 46: 2353-2361.
- Yun R., Kim Y., Kim M.S., 2005a. *Convective boiling heat transfer characteristics of CO₂ in microchannels*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48: 235-242.

- Yun R., Kim Y., Kim M.S., 2005b. *Flow boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal mini tubes*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 26: 801-809.
- Zhao Y., Molki M., Ohadi M.M., Dessiatoun S.V, 2000a. *Flow boiling of CO₂ in microchannels*. ASHRAE Transaction, 106: 437-445.
- Zhao Y., Molki M., Ohadi M.M., 2000b. *Heat transfer and pressure drop of CO₂ flow boiling in microchannels*. Proceedings of the ASME Heat Transfer Division.
- Zou X., Gong M. Q., Chen G. F., Sun Z. H., Zhang Y., Wu J. F., 2010. *Experimental study on saturated flow boiling heat transfer of R170/R290 mixtures in a horizontal tube*. Int. J. of Refrigeration, 33: 371-380.
- Zürcher O., 2000. *Contribution to the heat transfer analysis of natural and substitute refrigerants evaporated in a smooth horizontal tubes*. Ph.D. Thesis no. 2122, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne.
- Zürcher O., Thome J.R., Favrat D., 1997. *Prediction of two-phase flow patterns for evaporation of refrigerant R-407C inside horizontal tubes*. Convective Flow and Pool Boiling Conference II, Paper IX-I, Isree, May 18-23.
- Zürcher O., Thome J.R., Favrat D., 1999. *Evaporation of ammonia in a smooth horizontal tube: Heat transfer measurements and predictions*. Journal of Heat Transfer, 121: 89-101.

Conclusioni, riepilogo dei principali risultati e possibili sviluppi futuri

Il presente lavoro ha consentito in primo luogo di rendere disponibili nuovi dati sperimentali durante l'evaporazione in convezione forzata in tubi lisci con diametro interno di 6.00 mm per fluidi naturali quali, l'anidride carbonica e sue miscele con il propano e, inoltre, per l'R410A ad elevata pressione ridotta, come elencato di seguito.

Descrizione del database sperimentale

Sono state indagate 20 distinte condizioni operative per la CO₂, ottenendo 363 valori del coefficiente di scambio termico locale, mentre per l'R410A sono state indagate 30 condizioni operative, ottenendo 566 valori del coefficiente di scambio termico locale. Le misurazioni dei coefficienti di scambio termico locali di entrambi i fluidi sono state affiancate da oltre 800 immagini relative alle visualizzazioni dei regimi di moto ottenute con una videocamera ad elevata frequenza di acquisizione. Le prove sperimentali sono state effettuate, per la CO₂, in un campo di variazione delle grandezze di interesse comunemente riscontrate nel funzionamento degli evaporatori ad espansione secca nell'ambito del condizionamento ambientale (flusso di massa compreso tra 150 e 500 kg/m²s, temperatura di saturazione compresa tra 7.0 e 12.0 °C, cui corrispondono pressioni ridotte di 0.57 e 0.64 rispettivamente, flusso termico compreso tra 5 e 20 kW/m² e tutto il campo di possibili valori del titolo). Per l'R410A sono stati considerati gli stessi valori del flusso di massa e del flusso termico considerati per la CO₂, mentre la temperatura di saturazione è stata fatta variare tra 5 e 42°C, cui corrispondono variazioni di pressione ridotta comprese tra 0.19 e 0.52.

Riguardo le miscele di anidride carbonica e propano, sono stati indagati i coefficienti di scambio termico di miscele con il 70.0% di concentrazione media di CO₂ e 30% di propano, e miscele con l'83.2% di concentrazione media di CO₂ e il 16.8% di propano, in 10 distinte condizioni operative, ottenendo 188 valori del coefficiente di scambio termico locale. Per tali miscele sono stati fatti variare il flusso di massa tra 200 e 350 kg/m²s, la temperatura di saturazione tra 7.0 e 12.0°C, mantenuta

costante durante l'evaporazione e variandone la pressione, flusso termico compreso tra 10 e 20 kW/m² in tutto il campo di possibili valori del titolo.

I risultati sperimentali hanno consentito di valutare la dipendenza del coefficiente di scambio termico della CO₂ e dell'R410A rispetto alle grandezze di influenza; inoltre, sulla base degli andamenti del coefficiente di scambio termico locale lungo la parete della sezione di misura è stata proposta un'interpretazione dei risultati sperimentali consistente con i regimi di moto che possono instaurarsi nelle condizioni operative indagate. Questa indagine è stata approfondita anche con visualizzazioni dirette dei regimi di moto.

Successivamente sono stati confrontati i risultati sperimentali ottenuti sia con la CO₂ che con l'R410A con quelli calcolati con alcuni dei principali metodi predittivi disponibili in letteratura, sia relativamente all'intero database sperimentale che con riferimento ai dati segregati per pressione ridotta; tra le correlazioni per la valutazione del coefficiente di scambio termico sono stati considerati modelli basati sulla sovrapposizione degli effetti, modelli strettamente empirici, modelli strettamente convettivi e modelli basati sul regime di moto.

Interpretazione fisica dei risultati sperimentali

L'analisi dei coefficienti di scambio termico locali e, in particolare, della loro distribuzione intorno alla sezione circolare del tubo al variare del titolo termodinamico e delle altre condizioni operative ha consentito di fornire un'interpretazione degli andamenti sperimentali di questo lavoro e di altri, che sono stati oggetto di commenti spesso tra loro contrastanti.

Infatti, i risultati sperimentali hanno messo in evidenza che il coefficiente di scambio termico mediato nella sezione (inteso come media aritmetica di quattro coefficienti misurati nella parte alta, bassa e ai lati della sezione circolare del tubo) può risultare crescente, costante o decrescente con il titolo, al variare della temperatura di saturazione (pressione ridotta), del flusso di massa e del flusso termico, così come già riscontrato da altri autori. Questa evenienza è chiaramente dipendente dal peso relativo dei quattro coefficienti di scambio termico.

La particolarità che questo studio ha consentito di mettere in evidenza è l'effetto dei singoli parametri operativi sui coefficienti di scambio termico sia per l'anidride carbonica che per un altro fluido, garantendo una maggiore generalità alla conclusione cui si è pervenuti. In particolare, è stato messo in risalto che il coefficiente di scambio termico per la zona inferiore del tubo, laddove è presente per la maggior parte la fase liquida, risulta essere influenzato principalmente dal fenomeno nucleativo e, pertanto, dalla pressione ridotta e dal flusso termico in parete, mostrando un andamento leggermente crescente con il titolo o pressoché costante. Viceversa, nella zona superiore, a seconda della pressione ridotta, del flusso di massa e del titolo (e del conseguente regime di moto), il coefficiente di scambio termico può essere crescente (basse pressioni ridotte e/o elevati flussi di massa) o decrescente (alte pressioni ridotte e/o bassi flussi di massa). Inoltre, il peso relativo del coefficiente di scambio termico superiore rispetto a quello inferiore può variare in funzione delle condizioni operative citate e del

fluido considerato. La combinazione di questi effetti in funzione delle condizioni operative può pertanto determinare andamenti dei coefficienti di scambio termico medi rispetto al titolo sia crescenti che decrescenti.

Con riferimento alle miscele di anidride carbonica e propano è stata confermata la notevole influenza della resistenza al trasporto di materia associata al “glide” di temperatura tra la fase liquida e vapore durante l’evaporazione, laddove si è riscontrato che già per piccole concentrazioni in massa del fluido più alto bollente (il propano) si ha una notevole degradazione del coefficiente di scambio termico convettivo.

Assessment dei metodi predittivi disponibili in letteratura

I risultati dell’analisi statistica mostrano che la correlazione di Cheng et al. (2008b) riesce a predire in maniera più accurata i risultati sperimentali della CO₂, presentando il 70.8% dei punti predetti entro il $\pm 30\%$ del valore misurato, mentre per l’R410A vi sono risultati differenti a seconda della pressione ridotta. In particolare, per pressioni ridotte basse (inferiori a 0.50), le correlazioni di Del Col (2010), Gungor e Winterton (1986) e Jung (1988) riescono a predire in maniera accurata i risultati sperimentali: in particolare la correlazione di Del Col (2010) risulta la più accurata presentando l’90.4% di punti predetti entro il $\pm 30\%$ del valore misurato per una pressione ridotta pari a 0.19, e l’85.4% per una pressione ridotta pari a 0.30. Per questa pressione ridotta, inoltre, relativamente al regime di moto anulare tale correlazione consente di predire entro il $\pm 30\%$ del valore misurato il 100% dei punti. Anche la correlazione di Shah (1976) e le correlazioni di Wojtan et al. (2005b) e di Cheng et al. (2008b) presentano un discreto accordo con i dati sperimentali dell’R410A. Nessuna correlazione, tuttavia, riesce a predire in maniera accurata i risultati sperimentali per pressioni ridotte superiori a 0.50 per l’R410A. Con un confronto diretto delle correlazioni con i risultati sperimentali è stato osservato che le correlazioni di Shah (1976) e di Jung (1988) riescono a cogliere meglio gli andamenti dei risultati sperimentali rispetto alle altre correlazioni anche ad elevate pressioni ridotte.

Anche per le miscele di CO₂ e propano è stata valutata l’influenza dei parametri operativi sui valori assoluti e sugli andamenti dei coefficienti di scambio termico locali, e sono stati confrontati con quelli della CO₂ pura, mostrando significative differenze dovute alla degradazione del coefficiente di scambio termico.

Per le miscele di CO₂ e propano sono state valutate le capacità predittive delle correlazioni che risultano più accurate per la CO₂ pura, ovvero la correlazione di Cheng et al. (2008b) e di Jung (1988), e di alcuni metodi predittivi per miscele zeotrope, tra cui l’applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987). L’analisi statistica è stata inoltre estesa ad altri database indipendenti presenti in letteratura. Tra le correlazioni considerate, il metodo di Wettermann e Steiner (2000), che considera una degradazione del coefficiente di scambio termico sul solo contributo nucleativo, presenta il miglior accordo con i risultati sperimentali, caratterizzato dal 63.5% dei punti sperimentali predetti entro il $\pm 30\%$ del valore misurato sul database delle miscele ottenuto in questo lavoro, e dal

60.8% dei punti sperimentali predetti entro il $\pm 30\%$ del valore misurato relativo a tutti i database considerati.

Possibili sviluppi futuri

Per quanto riguarda gli sviluppi futuri di questo lavoro è opportuno approfondire sia gli aspetti legati all'influenza della pressione ridotta sulle caratteristiche di scambio termico che gli aspetti legati allo scambio termico bifase di miscele zeotrope.

Riguardo l'effetto della pressione ridotta, è auspicabile un ampliamento dei database sperimentali relativamente ad altri fluidi refrigeranti al fine di chiarirne ulteriormente l'effetto e sviluppare modelli predittivi sempre più accurati e validi ampi intervalli di condizioni operative e per fluidi che presentano proprietà termodinamiche molto differenti tra loro.

Per quanto riguarda le miscele di refrigeranti, in particolare di fluidi naturali, tra cui le miscele di anidride carbonica che risultano essere maggiormente interessanti grazie al basso impatto ambientale, è opportuno indagare in ulteriori condizioni operative, sia per le miscele di CO₂ e propano considerate in questo lavoro che per le miscele con altri fluidi naturali.

Tali indagini permetteranno di individuare le miscele che presentano le migliori caratteristiche di scambio termico compatibilmente con l'esigenza di ottenere miscele che garantiscono elevate prestazioni degli impianti a compressione di vapore, e di chiarire ulteriormente l'effetto della degradazione del coefficiente di scambio termico dovuto alla resistenza al trasporto di massa, al fine di migliorare l'accuratezza, tutt'ora limitata, dei metodi predittivi disponibili in letteratura.

Indice delle Figure

Capitolo 1

Figura 1.1 Sezione trasversale di un condotto circolare attraversato da un flusso bifase.

Figura 1.2 Rappresentazione schematica della variazione della densità molecolare in corrispondenza dell'interfaccia tra le due fasi.

Figura 1.3 Effetto della tensione superficiale nel caso di una goccia di liquido a contatto con una superficie solida piana e liscia.

Figura 1.4 Angolo di contatto di avanzamento e di ritorno.

Figura 1.5 Bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico con il liquido circostante.

Figura 1.6 Superficie elementare di una bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico con il liquido circostante.

Figura 1.7 Pressione del liquido e della bolla di vapore sferica in equilibrio termodinamico in funzione della temperatura e della curvatura dell'interfaccia.

Figura 1.8 Confronto tra i valori della temperatura di surriscaldamento misurati e ottenuti con la (1.73) assumendo un valore limite di J pari a $10^{12} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Figura 1.9 Limiti spinoidali e regioni di equilibrio metastabile sul diagramma pressione-volume specifico.

Figura 1.10 Andamento delle isoterme predetto dall'equazione di stato di van der Waals sul piano pressione-volume specifico.

Figura 1.11 Confronto tra i valori misurati e i valori predetti dalle equazioni di stato di van der Waals e di Berthelot del surriscaldamento del liquido.

Figura 1.12 Rappresentazione schematica dell'intrappolamento di gas in una cavità.

Figura 1.13 Meccanismi di scambio termico associati all'ebollizione eterogenea.

Figura 1.14 Confronto tra il diametro di transizione suggerito da Kandlikar e Grande (2003) e quello suggerito da Kew e Cornwell (1997) per l'acqua e l'anidride carbonica in funzione della pressione ridotta.

Figura 1.15 Distribuzione delle fasi per regimi di moto bifasici.

Figura 1.16 Rappresentazione schematica di un moto bifase.

Figura 1.17 Transizione tra i diversi regimi durante l'ebollizione sottoraffreddata.

Figura 1.18 Andamento di x_{SUP} in funzione di γ .

Figura 1.19 Transizione dal regime anulare al regime a flusso misto durante l'evaporazione in un condotto orizzontale.

Figura 1.20 Possibili regimi di ebollizione nel caso di flusso termico in parete uniforme a flusso di massa e pressioni costanti.

Figura 1.21 Esempio di diagramma di equilibrio di fase per una miscela binaria senza punti azeotropici.

Figura 1.22 Esempio di diagramma di equilibrio di fase per una miscela binaria con un punto azeotropico.

Figura 1.23 Variazione qualitativa del coefficiente di scambio termico bifase in funzione della concentrazione del componente più volatile.

Capitolo 2

Figura 2.1 Mappa di Baker (1954) per la determinazione dei regimi di moto.

Figura 2.2 Mappa di Taitel e Dukler (1976b) per la determinazione dei regimi di moto.

Figura 2.3 Mappa di Steiner (1993a) per la determinazione dei regimi di moto con entrambe le fasi in regime turbolento.

Figura 2.4 Rappresentazione schematica dei parametri geometrici utilizzati nella mappa di Steiner (1993a).

Figura 2.5 Confronto tra la mappa di Kattan et al. (1998) e quella di Steiner (1993a) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.4 mm e una temperatura di 5 °C al variare del flusso termico.

Figura 2.6 Confronto tra la mappa di Zürcher et al. (1999) con quella di Kattan et al. (1998) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C e due valori del flusso termico.

Figura 2.7 Confronto tra la mappa di Zürcher et al. (1999) e quella di Thome e El Hajal (2002) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C, un flusso di massa di 200 kg/m²s e due valori del flusso termico.

Figura 2.8 Mappa di Thome e El Hajal (2002) per il fluido R410A, un diametro interno del condotto di 13.84 mm, una temperatura di 5 °C, un flusso termico di 17.5 kW/m² e 3 valori del flusso di massa.

Figura 2.9 Rappresentazione della mappa di Wojtan et al. (2005a) per l'R22, una temperatura di 5 °C, un diametro interno di 13.84 mm, un flusso di massa di 100 kg/m²s e un flusso termico di 2.1 kW/m².

Figura 2.10 Mappa di Yun e Kim (2004) e confronto con le loro osservazioni sperimentali.

Figura 2.11 Confronto tra le correlazioni proposte per il calcolo del gradiente di pressione relativamente per l'R134a, d=6 mm, G=300 kg/m²s, t_{sat}=-3 °C, q=10 kW/m².

Figura 2.12 Andamento del coefficiente di scambio termico dell'R744 in funzione del titolo previsto dalle correlazioni di Cheng et al. (2008b) e di Yoon et al. (2004) relativamente ad una particola condizione operativa (d=6 mm, G=300 kg/m²s, t_{sat}=-3 °C, q=10 kW/m²).

Figura 2.13 Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione della concentrazione di CO₂ di miscele di CO₂ e propano, previsto dalle correlazioni di Jung (1988), di Jung (1988) con l'applicazione del fattore correttivo di Thome e Shakir (1987), di Wetterman e Steiner (2000) e di Jung et al. (1989a).

Figura 2.14 Andamento della differenza di concentrazione della CO₂ nella fase vapore e fase liquida (linea nera) e del “glide” di temperatura (linea rossa) in funzione della concentrazione di CO₂ di miscele di CO₂ e propano relativamente ad una particolare condizione operativa ($t_{\text{sat}}=7\text{ }^{\circ}\text{C}$, $x=0.35$).

Capitolo 3

Figura 3.1 Pendenze della curva di saturazione in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

Figura 3.2 Capacità di refrigerazione volumetrica in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

Figura 3.3 Densità del vapore saturo secco in funzione della temperatura per diversi refrigeranti.

Figura 3.4 Conducibilità termica della CO₂ e di altri fluidi in condizione di liquido saturo in funzione della temperatura.

Figura 3.5 Conducibilità termica della CO₂ e di altri fluidi in condizione di vapore saturo secco in funzione della temperatura.

Figura 3.6 Viscosità dinamica della CO₂ in condizione di liquido saturo in funzione della temperatura per diversi valori della pressione.

Figura 3.7 Diagramma pressione-Temperatura delle miscele di CO₂ e propano per differenti concentrazioni.

Figura 3.8 Conducibilità termica della fase liquida e della fase vapore delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

Figura 3.9 Viscosità dinamica della fase liquida e della fase vapore delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

Figura 3.10 Tensione superficiale delle miscele di CO₂ e propano al variare della temperatura di saturazione.

Capitolo 4

Figura 4.1 Foto dell'apparato sperimentale.

Figura 4.2 Schema dell'apparato sperimentale.

Figura 4.3 Schema della sezione di test diatermana.

Figura 4.4 Alimentatore.

Figura 4.5 Punto di collegamento tra l'alimentatore e la sezione di test diabatica.

Figura 4.6 Visualizzatore di flusso.

Figura 4.7 Valvola di laminazione a regolazione manuale coibentata.

Figura 4.8 Scambiatore di calore a tubi e mantello.

Figura 4.9 Condensatore a piastre.

Figura 4.10 Condensatore a piastre.

Figura 4.11 Sottoraffreddatore e serbatoio.

- Figura 4.12** Pompa a trascinamento magnetico.
- Figura 4.13** Inverter.
- Figura 4.14** Preriscaldatore.
- Figura 4.15** Resistenze elettriche del preriscaldatore.
- Figura 4.16** Variatore di tensione.
- Figura 4.17** Giunto dielettrico.
- Figura 4.18** Giunto dielettrico.
- Figura 4.19** Vetrino spia.
- Figura 4.20** Valvola di sicurezza.
- Figura 4.21** Vaso di espansione.
- Figura 4.22** Filtro e circuito di bypass.
- Figura 4.23** Schema circuito secondario.
- Figura 4.24** Evaporatore a piastre.
- Figura 4.25** Scambiatore interno.
- Figura 4.26** Compressore Dorin K750CC-02.
- Figura 4.27** Compressore Dorin K750CC-02.
- Figura 4.29** Separatore d'olio.
- Figura 4.28** Schema funzionale del separatore d'olio.
- Figura 4.30** Condensatore Alfa Laval CFC-12 CE.
- Figura 4.31** Filtro Carly DCY 303.
- Figura 4.32** Indicatore di liquido Castel.
- Figura 4.33** Valvola chiusa e valvola aperta.
- Figura 4.34** Valvola a solenoide Castel
- Figura 4.35** Schema costruttivo di una valvola di espansione termostatica.
- Figura 4.36** Valvola di espansione termostatica DANFOSS TES2.
- Figura 4.37** Smorzatore di vibrazioni.
- Figura 4.38** Pompa primaria Grundfos TP 40-190/2.
- Figura 4.39** Pompa.
- Figura 4.40** Pressostato di massima.
- Figura 4.41** Schema della sezione di test diatermana.
- Figura 4.42** Sezione della presa di pressione nella sezione di misura M.
- Figura 4.43** Trasduttori di pressione assoluta e differenziale della sezione di test diabetica.
- Figura 4.44** Termoresistenze a sonda all'ingresso del preriscaldatore.
- Figura 4.45** Trasduttore di pressione assoluta all'ingresso del preriscaldatore.
- Figura 4.46** Misuratore di portata massica ad effetto Coriolis.
- Figura 4.47** Posizionamento delle termoresistenze nella sezione M.
- Figura 4.48** Posizionamento della sezione M
- Figura 4.49** Posizionamento della sezione di misura M.

Figura 4.50 Particolare della mesh adottata.

Figura 4.51 Campo di temperatura nello spessore del tubo di prova.

Figura 4.52 Andamento di T_w lungo il tubo.

Figura 4.53 Fase intermedia di posizionamento delle termoresistenze nella sezione M.

Figura 4.54 Trasduttore di pressione differenziale nella sezione di test adiabatica.

Figura 4.55 Misuratore della portata volumetrica del TEMPER.

Capitolo 5

Figura 5.1 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso di massa tra circa 153 e 526 $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$, per diverse temperature di saturazione (pressioni ridotte) e flussi termici.

Figura 5.2 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso di massa tra circa 149 e 517 $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$, per diverse temperature di saturazione (pressioni ridotte) e flussi termici.

Figura 5.3 Effetto della pressione ridotta e del flusso di massa per $q=5.0 \text{ kW m}^{-2}$ e $q=20.0 \text{ kW m}^{-2}$ sul coefficiente di scambio termico globale medio dell'R410A e dell'R744.

Figura 5.4 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare della pressione ridotta tra circa 0.12 e 0.52, per diversi flussi di massa e flussi termici.

Figura 5.5 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare della pressione ridotta, per diversi flussi di massa e flussi termici.

Figura 5.6 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressione ridotta pari a 0.19 e diversi flussi di massa.

Figura 5.7 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressione ridotta pari a 0.30 e diversi flussi di massa.

Figura 5.8 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R410A in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.1, per diverse pressione ridotta pari a 0.52 e diversi flussi di massa.

Figura 5.9 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.6 kW m^{-2} , per pressione ridotta pari a 0.57 diversi flussi di massa.

Figura 5.10 Coefficiente di scambio termico locale medio nella sezione M dell'R744 in funzione del titolo, al variare del flusso termico tra circa 5.0 e 20.6 kW m^{-2} , per pressione ridotta pari a 0.57 diversi flussi di massa.

Figura 5.11 Effetto del flusso di massa e del titolo a pressioni ridotte maggiori di 0.50 per l'R744 e l'R410A per flusso termico costante e pari a 20.0 kW m^{-2} .

Figura 5.12 Immagini relative ai regimi di moto dell'R410A per $G=258 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $t_{sat}=42.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $q=5.0 \text{ kW/m}^2$ e per diversi titoli.

Figura 5.13 Effetto della pressione ridotta sui coefficienti di scambio termico locale distribuiti lungo la periferia del tubo con flusso di massa costante e pari a circa $350 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$, per: a) R410A, $pr=0.19$, $q\approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$, b) R410A, $pr=0.19$, $q\approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$, c) R410A, $pr=0.52$, $q\approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$, d) R410A, $pr=0.52$, $q\approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$, e) CO_2 , $pr=0.57$, $q\approx 5.0 \text{ kW m}^{-2}$, f) CO_2 , $pr=0.57$, $q\approx 20.0 \text{ kW m}^{-2}$.

Figura 5.14 Coefficienti di scambio termico locali di miscele di CO_2 e propano e della CO_2 pura al variare della concentrazione, per diversi flussi di massa, flussi termici e temperature di evaporazione.

Capitolo 6

Figura 6.1 Confronto dei regimi di moto della CO_2 identificati sperimentalmente con la mappa di Cheng et al. (2008a).

Figura 6.2 Confronto dei regimi di moto dell'R410A identificati sperimentalmente con la mappa di Wojtan et al. (2005a).

Figura 6.3 Confronto dei valori misurati di h_M della CO_2 e quelli predetti dalle correlazioni, per $G=254 \text{ kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $t_{sat}=12.0^\circ\text{C}$, $q=20.4 \text{ kW m}^{-2}$.

Indice delle Tabelle

Capitolo 1

Tabella 1.1 Raggio critico dell'acqua a $t_{sat}=100\text{ °C}$ al variare del surriscaldamento del liquido.

Tabella 1.2 Valutazione di J per l'acqua a 1000 kPa.

Capitolo 2

Tabella 2.1 Condizioni operative indagate da Wojtan et al. (2005a).

Tabella 2.2 Quadro riassuntivo delle correlazioni proposte per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase.

Capitolo 3

Tabella 3.1 Proprietà della CO_2 e confronto con i refrigeranti tradizionali.

Tabella 3.2 Variazione di temperatura corrispondente ad una perdita di carico di 10 kPa a 0 °C .

Tabella 3.3 Capacità di refrigerazione volumetrica di alcuni refrigeranti a 0 °C .

Tabella 3.4 Densità del vapore saturo secco di alcuni refrigeranti a 0 °C .

Tabella 3.5 Viscosità dinamica in condizioni di liquido saturo di alcuni refrigeranti a 0 °C .

Tabella 3.6 Temperatura e pressione critica delle miscele di CO_2 e propano per differenti concentrazioni di CO_2 .

Tabella 3.7 Riepilogo di lavori sperimentali sullo scambio termico durante l'evaporazione in convezione forzata di miscele zeotrope.

Capitolo 4

Tabella 4.1 Resistenze elettriche dei tratti della sezione di test diatermana.

Tabella 4.2 Caratteristiche dell'alimentatore

Tabella 4.3 Caratteristiche del serbatoio della miscela di acqua e glicole.

Tabella 4.4 Proprietà dell'R404A

Tabella 4.5 Specifiche tecniche dell'evaporatore.

Tabella 4.6 Specifiche tecniche del compressore Dorin K750CC-02.

Tabella 4.7 Specifiche tecniche del separatore d'olio.

Tabella 4.8 Specifiche tecniche condensatore Alfa Laval CFC-12 CE.

Tabella 4.9 Specifiche tecniche filtro CARLY DCY 303 da 3/8".

Tabella 4.10 Corrispondenza tra l'umidità del fluido ed il colore dell'indicatore di liquido.

Tabella 4.11 Specifiche tecniche valvola di espansione termostatica DANFOSS TES2.

Tabella 4.12 Specifiche tecniche della pompa Grundfos TP 40-190/2.

Tabella 4.13 Resistenze elettriche dei tratti della sezione di test diatermana.

Tabella 4.14 Principali caratteristiche tecniche del Coriolis.

Tabella 4.15 Specifiche tecniche della turbinetta.

Tabella 4.16 L'andamento della pressione nel circuito primario in funzione del tempo.

Tabella 4.17 Intervallo di taratura e incertezza di misura dei principali strumenti utilizzati.

Capitolo 5

Tabella 5.1 Condizioni operative indagate con l'anidride carbonica per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

Tabella 5.2 Condizioni operative indagate con l'R410A per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

Tabella 5.3 Incertezza composta minima, massima e media associata alla valutazione di h_m e di x_m .

Tabella 5.4 Condizioni operative indagate con miscele di anidride carbonica e propano per la valutazione del coefficiente di scambio termico medio nella sezione M.

Tabella 5.5 Incertezza relativa composta minima, massima e media associata alla valutazione di h_m e x_m .

Tabella 5.6 Confronto delle proprietà termodinamiche della CO₂ pura e delle miscele di CO₂ e propano.

Capitolo 6

Tabella 6.1 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sull'intero database sperimentale.

Tabella 6.2 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sul database sperimentale relativo al regime di moto intermittente.

Tabella 6.3 Confronto statistico delle correlazioni con i risultati sperimentali della CO₂ e dell'R410A sul database sperimentale relativo al regime di moto anulare.

Tabella 6.4 Confronto statistico delle correlazioni per fluidi puri con i risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano e di database indipendenti.

Tabella 6.5 Confronto statistico delle correlazioni per miscele zeotrope con i risultati sperimentali delle miscele di CO₂ e propano e di database indipendenti.

Nomenclatura essenziale

Lettere latine

<i>Simbolo</i>	<i>Descrizione</i>	<i>Unità di misura</i>
<i>A</i>	area della sezione trasversale del condotto, regime anulare	(m ²), -
<i>a_l</i>	altezza della fase liquida nella sezione del condotto	(m)
<i>B</i>	parametro nell'espressione del fattore d'attrito	
<i>Bo</i>	numero di ebollizione	
<i>Bd</i>	numero di Bond	
<i>Co</i>	numero di convezione	
<i>c_p</i>	calore specifico a pressione costante	(J/kgK)
<i>D</i>	Flusso anulare con parziale asciugamento in parete	
<i>d</i>	diametro interno del condotto	(m)
<i>d_d</i>	diametro della bolla al distacco dalla parete	(m)
<i>d_h</i>	diametro idraulico del condotto	(m)
<i>dp/dz</i>	gradiente di pressione	
<i>f</i>	fattore di attrito	
<i>f_b</i>	frequenza di formazione delle bolle di vapore	
<i>F</i>	coordinata della mappa di Steiner	
<i>Fr</i>	numero di Froude	
<i>G</i>	flusso di massa	(kg/m ² s)
<i>GWP</i>	Global Warming Potential	kg diCO ₂ equivalenti
<i>g</i>	accelerazione gravitazionale	(m/s ²)
<i>HCFC</i>	idroclorefluorocarburi	
<i>HFC</i>	idrofluorocarburi	
<i>HC</i>	idrocarburi	
<i>h</i>	coefficiente di scambio termico	(W/m ² K)
<i>h_{cb}</i>	coefficiente di scambio termico convettivo	(W/m ² K)
<i>h_{locale}</i>	coefficiente di scambio termico locale	(W/m ² K)
<i>h_m</i>	coefficiente di scambio termico medio nella sezione di misura M	(W/m ² K)

Nomenclatura essenziale

h_{nb}	coefficiente di scambio termico nucleativo	(W/m ² K)
I	corrente elettrica, regime intermittente	(A), -
i	entalpia specifica	(J/kg)
i_{lv}	differenza tra l'entalpia specifica del vapore saturo secco e l'entalpia specifica del liquido saturo	(J/kg)
j	velocità superficiale	(m/s)
Ja	numero di Jakob	
K	parametro mappa di Taitel e Dukler	
k	conducibilità termica	(W/mK)
L	lunghezza caratteristica	(m)
M	regime a flusso misto	
\dot{m}	portata massica	(kg/s)
Nu	numero di Nusselt	
ODP	Ozone Depleting Potential	
p	pressione statica	(bar)
p_r	pressione ridotta	
P	perimetro del condotto	(m)
P_i	lunghezza della corda all'interfaccia	(m)
Pr	numero di Prandtl	
\dot{Q}	potenza termica	(W)
q	flusso termico	(W/m ²)
q_{ONB}	flusso termico di innesco del nucleate boiling	
r	raggio	(m)
R	resistenza elettrica, costante della fase gassosa	(Ω), (J/kgK)
Re	numero di Reynolds	
S	superficie interna del tubo, regime stratificato	(m ²), -
sd	deviazione standard	
$Slug$	regime a tappi	
$Slug+SW$	regime a tappi+stratificato ondulato	
T	parametro mappa di Taitel e Dukler	
t	temperatura	(°C, K)
u	velocità media, incertezza di misura	(m/s), -
u_c	incertezza di misura composta	(%)
V	tensione elettrica	(V)
\dot{V}	portata volumetrica	(m ³ /s)
We	numero di Weber	
x	titolo termodinamico	

x_{di}	titolo inizio dryout	
x_{de}	titolo fine dryout	
x_{SUP}	titolo di soppressione del contributo nucleativo	
X	parametro di Martinelli	
z	distanza lungo il percorso	(m)

Lettere greche

Simbolo	Descrizione	Unità di misura
Δ	variazione finita	
δ	spessore dell'anulo di liquido	(m)
ε	frazione di vuoto	
ε_i	errore iesimo	
$\bar{\varepsilon}$	errore medio	
$ \bar{\varepsilon} $	errore medio assoluto	
λ	parametro mappa di Baker	
μ	viscosità dinamica	(Pas)
θ	angolo di contatto	(rad)
θ_{dry}	angolo sotteso dalla parte asciutta della sezione	(rad)
ρ	densità	(kg/m ³)
σ	tensione superficiale	(N/m)
τ	sforzo tangenziale	(N/m ²)
ψ	parametro mappa di Baker	

Pedici

Simbolo	Descrizione
$calc$	ottenuto dal bilancio di energia
cr	critico
e	esterno
exp	sperimentale
fr	componente dovuta all'attrito viscoso
H	Riferito al modello omogeneo
i	interno
ing	riferito alla sezione di ingresso
j	riferito alla generica sezione di misura, j
k	riferito alla generica fase, k

<i>l</i>	riferito alla fase liquida
<i>lo</i>	riferito alla sola fase liquida
<i>M</i>	Riferito alla sezione di misura M
<i>m</i>	medio
<i>min</i>	minimo
<i>max</i>	massimo
<i>ml</i>	media logaritmica
<i>out</i>	riferito alla sezione di uscita
<i>PH</i>	riferito al preriscaldatore
<i>pred</i>	fornito dalle correlazioni
<i>sat</i>	saturazione
<i>st</i>	componente dovuta all'accelerazione del fluido
<i>STA</i>	riferito alla sezione di test adiabatica
<i>STD</i>	riferito alla sezione di test diabatica
<i>tot</i>	totale
<i>usc</i>	uscita
<i>v</i>	riferito alla fase liquida
<i>w</i>	parete

Ringraziamenti

Ed eccomi qui a scrivere la parte più difficile della tesi: i ringraziamenti. Nei ringraziamenti si cerca di racchiudere in poche righe la riconoscenza verso le persone con cui si è trascorso e condiviso i tre importanti anni del dottorato di ricerca, persone con cui si è instaurato un rapporto indimenticabile e che saranno di “riferimento” e di “modello” per tutta la vita. So già che non riuscirò ad esprimere la dovuta riconoscenza in queste poche righe, perché sono molte le persone che mi sono state accanto in questi preziosissimi anni e, oltre all’impagabile supporto per l’attività di ricerca in se, hanno contribuito sia alla mia formazione che alla mia crescita personale.

Ringrazio il Prof. de’ Rossi e la Prof.ssa Mastrullo che mi hanno dato l’opportunità di inserirmi in un gruppo di ricerca prestigioso, mi hanno affidato impegni e responsabilità ponendomi fiducia permettendomi di vivere esperienze altamente formative e percorrere una strada ricca di soddisfazioni.

Ringrazio il Prof. Vanoli che ho sempre visto come l’ottimismo in persona. Aver avuto l’opportunità di lavorare insieme mi ha fatto capire cosa significhi lavorare in un gruppo di ricerca, è sempre stato un esempio di umiltà e disponibilità e mi ha fatto sentire sempre all’altezza delle aspettative. Fonte di motivazione e di stimolo nella ricerca, modello “professionale” e “umano” da seguire.

William, non so da dove cominciare, impossibile da ringraziare in queste poche righe. Un vero fratello maggiore, sempre presente in questi tre anni, punto di riferimento e guida in questo lungo e difficile percorso. Ha seguito ogni mio passo con molta pazienza, immancabilmente disponibile a fornirmi supporto e confronto continuo per ogni difficoltà, mi ha insegnato a vedere ogni cosa da un punto di vista differente stimolando continuamente la mia curiosità. Esempio di coerenza e ingegnosità, animato da una grande passione per la ricerca che ho costantemente ammirato, facendomi sentire coinvolto e partecipe in ogni attività che abbiamo condiviso, incoraggiandomi e facendomi tenere sempre la testa ben salda sulle spalle, è la persona che mi ha fatto crescere in maniera unica sia da un punto di vista formativo che personale e da cui non smetterò mai di imparare.

Ringrazio i miei colleghi Antonio, Diego, Teresa, Rosa, Giovanni, Carlo e Fabrizio che hanno contribuito a rendere questi tre anni sempre più unici, trasformando ogni occasione di incontro in momenti indimenticabili ed ogni collaborazione in un momento di crescita e di miglioramento.

Ai miei amici da una vita (Stefano, Vincenzo, Giovanni...) che nonostante il passare del tempo, il “maturare” e percorrere strade differenti sono stati sempre fedeli nel “distaccarmi dall’ordinario” e far rimanere costantemente “adolescente” una parte di me.

Ringrazio i miei genitori che hanno supportato ogni mia scelta sin dall’inizio, dandomi piena fiducia e non facendomi mancare mai nulla soprattutto in caso di difficoltà, e sentendosi sempre orgogliosi per ogni mio traguardo.

Ringrazio i miei zii (Elena, Edda e Franco) che hanno costantemente “monitorato” le mie attività. Un ringraziamento particolare a zio Franco per le “lunghe chiacchierate” in cui mi ha puntualmente spronato dandomi preziosi consigli sempre giusti.

Ringrazio Maurizio, Roberto e Rossella per la loro fiducia nei miei confronti e l’aver condiviso con me ogni difficoltà dandomi sempre possibilità di confidarmi e contare sempre sul loro supporto.

Un grazie a Igino che mi ha messo più volte a disposizione il suo grande talento “grafico ed informatico”, risolvendo in molte occasioni diversi imprevisti con mirabile efficacia.

Eliana, la mia più grande fortuna. Con lei ho condiviso questi tre magnifici anni, vivendo questo percorso “in parallelo” che ci ha permesso di sostenerci l’uno con l’altra, di capirci rispettivamente sempre più, di affrontare e superare ogni difficoltà e di vivere altri tre indimenticabili anni insieme. Senza di lei non sarei arrivato così lontano. Grazie.

Ringrazio tutti quelli che in un modo o nell’altro hanno reso questi tre anni indimenticabili, che mi hanno dato tanto e che spero con il tempo potrò ricambiare almeno in piccola parte. Grazie ancora a tutti voi!