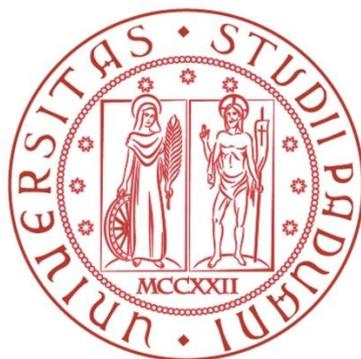


UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA
Dipartimento di Ingegneria Industriale
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica



Tesi di Laurea

**STUDIO SPERIMENTALE DELLO SCAMBIO TERMICO
DURANTE EBOLLIZIONE IN UN MICROCANALE IN
SILICIO**

Relatore

DAVIDE DEL COL

Correlatori

ANDREA FRANCESCON

ANDREA TROVO'

Laureando

MARCO DE VIDO

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

*“Oh che meraviglia non aver mai visto e poi
stupirsi vedendo; oh che meraviglia non
conoscere e poi stupirsi conoscendo; che
cosa stupenda lo stupore!”*

Giorgio Bettinelli, *La Cina in Vespa*

SOMMARIO

La recente spinta alla miniaturizzazione dei sistemi di raffreddamento ha portato ad un crescente interesse verso la vaporizzazione convettiva entro microcanali. L'utilizzo di questi sistemi consenta di dissipare elevati flussi termici specifici, le loro caratteristiche di scambio termico in cambiamento di fase costituiscono un importante argomento di ricerca.

L'obiettivo di questo studio è quello di studiare lo scambio termico in un singolo microcanale in silicio. Il fluido utilizzato è il refrigerante R134a.

Dopo aver compiuto dei test preliminari in monofase, si è passati allo studio dell'innesco dell'ebollizione (ONB) e alla valutazione dei coefficienti di scambio termico in deflusso bifase. Questi ultimi saranno poi confrontati con alcuni modelli presenti in letteratura e sviluppati sia per canali convenzionali che per mini e microcanali.

I coefficienti di scambio termico misurati risultano dipendenti dal flusso termico mentre l'effetto della portata di massa specifica e del titolo di vapore può essere trascurato all'interno dei range analizzati.

Infine, lo stesso studio viene fatto in un microcanale avente eguali dimensioni nominali, ma con delle cavità ricavate artificialmente sulle pareti. La presenza di tali cavità si traduce in un minor flusso termico di innesco e in più alti coefficienti di scambio termico a parità di altre condizioni operative.

INDICE

SOMMARIO	v
INDICE	vii
NOMENCLATURA	xi
-1- INTRODUZIONE	13
1.1 Classificazione dei canali	15
-2- DESCRIZIONE DELL'APPARATO STRUMENTALE	17
2.1 Descrizione dell'impianto	17
2.2 Descrizione della sezione di misura e costruzione del microcanale	19
2.2.1 Assemblaggio della sezione di misura.....	29
2.2.2 Isolamento della sezione di misura	33
2.3 Strumenti di misura.....	39
2.4 Descrizione del sistema di acquisizione.....	40
2.5 Calibrazione delle termocoppie.....	41
-3- TEST PRELIMINARI	45
3.1 Valutazione delle potenze termiche	45
3.1.1 Determinazione di P_{AMB}	46
3.1.2 Determinazione di $P_{IN/OUT}$	48
3.2 Bilanci termici	50
3.3 Corrispondenza p-T di saturazione	52
3.4 Post-calibrazione termocoppie di parete.....	53
-4- STUDIO DEL DEFLUSSO MONOFASE	61
4.1 Perdite di carico	61
4.1.1 Canali convenzionali	61
4.1.2 Moto laminare completamente sviluppato	63
4.1.3 Moto laminare non completamente sviluppato.....	63
4.1.4 Moto turbolento completamente sviluppato e non sviluppato	64
4.1.5 Perdite di carico in mini e microcanali. Stato dell'arte	65
4.1.6 Risultati sperimentali	71
4.2 Scambio termico.....	79
4.2.1 Scambio termico in canali convenzionali.....	79
4.2.2 Scambio termico in mini e microcanali. Stato dell'arte	81
4.2.3 Risultati sperimentali	83
4.3 Conclusioni.....	90

-5- INNESCO DELL'EBOLLIZIONE.....	91
5.1	Introduzione..... 91
5.2	Metodi analitici 92
5.3	Stato dell'arte 99
5.4	Risultati sperimentali 103
5.4.1	Procedura..... 103
5.4.2	Riduzione dati 104
5.4.3	Risultati..... 105
5.5	Visualizzazioni con videocamera ad alta velocità..... 108
5.6	Conclusioni..... 110
-6- SCAMBIO TERMICO PER EBOLLIZIONE IN CONVEZIONE FORZATA.....	111
6.1	Canali convenzionali 111
6.2	Mini e Microcanali 114
6.3	Modelli per canali convenzionali 116
6.4	Modelli per mini e microcanali 119
-7- RISULTATI SPERIMENTALI SU CANALE LISCIO.....	123
7.1	Procedura sperimentale 123
7.2	Riduzione dati 124
7.3	Confronto nuovo/vecchio isolamento 126
7.4	Curve di ebollizione 128
7.4.1	Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 129
7.4.2	Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 132
7.4.3	Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 134
7.4.4	Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 136
7.5	Coefficienti di scambio termico 138
7.5.1	Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 138
7.5.2	Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 139
7.5.3	Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 139
7.5.4	Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 140
7.6	Effetto della portata di massa specifica G 141
7.7	Effetto del titolo di vapore x 142
7.8	Conclusioni..... 143
-8- CONFRONTO CON MODELLI.....	145
8.1	Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 145
8.2	Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 157
8.3	Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 171

8.4	Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	180
8.5	Applicabilità dei modelli.....	190
8.6	Conclusioni.....	193
-9- CONFRONTO CON ALTRI STUDI.....		195
9.1	Singolo microcanale	195
9.2	Evaporatori multicanale	203
-10- NUOVA SEZIONE SPERIMENTALE.....		211
10.1	Costruzione della sezione sperimentale	211
10.2	Caratterizzazione secondo norma ISO 4287	211
10.3	Termocoppie di parete.....	214
10.4	Test preliminari in monofase.....	215
-11- RISULTATI SPERIMENTALI SU CANALE RUGOSO.....		221
11.1	Curve di ebollizione	221
11.1.1	Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	221
11.1.2	Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	225
11.2	Coefficienti di scambio termico.....	227
11.3	Confronto con canale liscio	228
11.3.1	Confronto per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	229
11.3.2	Confronto per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	232
11.4	Conclusioni.....	233
-12- CONCLUSIONI.....		235
BIBLIOGRAFIA.....		237
APPENDICE		243

NOMENCLATURA

A_c	area sezione trasversale [m ²]
$A_{heat}=6.12 \cdot 10^{-5}$	superficie di scambio [m ²]
$Bo=q/(\lambda \cdot G)$	numero di Bond
$Co=[\sigma/(g \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot d_h^2)]^{0.5}$	numero di confinamento
cp	calore specifico [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
d	diametro [m]
d_h	diametro idraulico [m]
dp	caduta di pressione [bar]
F	fattore moltiplicativo ebollizione convettiva
f	fattore d'attrito
$Fr=G^2/(\rho_L^2 \cdot g \cdot d_h)$	numero di Froude
G	portata di massa specifica [kg m ⁻² s ⁻¹]
$g=9.81$	accelerazione di gravità [m/s ²]
h	entalpia specifica [J kg ⁻¹]
HTC	coefficiente di scambio termico bifase [W m ⁻² K ⁻¹]
I	intensità di corrente [A]
L	lunghezza, posizione nel canale [m]
L_e	lunghezza di ingresso idrodinamico
$L_{e,th}$	lunghezza di sviluppo termico
M	massa molare
\dot{m}	portata di massa specifica [kg s ⁻¹]
MAE	errore medio percentuale
Nu	numero di Nusselt
p	pressione [bar]
P	potenza [W]
P_b	perimetro bagnato [m]
Po	numero di Poiseuille
$Pr=cp \cdot \mu / \lambda$	numero di Prandtl
$p_r=p/p_{sat}$	pressione ridotta
q	flusso termico specifico [W m ⁻²]
R	resistenza termica [m ² K W ⁻¹]
r	raggio di bolla
r_o	calore latente [J kg ⁻¹]
Re	numero di Reynolds [-]
$Re_L=(1-x) \cdot G \cdot d_h / \mu_L$	numero di Reynolds liquido
$Re_{LO}=G \cdot d_h / \mu_L$	numero di Reynolds solo liquido
$R_{shunt}=10.3097$	resistenza elettrica calibrata [mΩ]
S	fattore di soppressione ebollizione nucleata
T	temperatura [°C]
T^*	temperatura supertermometro [°C]
v	volume specifico [m ³ kg ⁻¹]
V	differenza di potenziale [V]
v_m	velocità media [m s ⁻¹]
$We=G^2 \cdot d_h / (\rho_L \cdot \sigma)$	numero di Weber
x	titolo di vapore
X_{tt}	parametro di Martinelli

Simboli greci

α	coefficiente di scambio termico [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$]
α_c	rapporto geometrico d'aspetto
γ	fattore equazione Gnielinski
Δ	differenza
ζ	fattore d'attrito perdite concentrate
λ	conducibilità termica [W m^{-1}]
μ	viscosità dinamica [Pa s]
σ	tensione superficiale [N m^{-1}]
τ	sforzo di taglio [MPa]

Pedici

<i>AMB, amb</i>	scambio con ambiente attraverso superficie inferiore
<i>app</i>	apparente
<i>c</i>	critico
<i>CALC</i>	calcolato con modello
<i>cb</i>	ebollizione convettiva
<i>CH</i>	microcanale
<i>CHF</i>	crisi termica
<i>EL</i>	elettrica
<i>f</i>	fluido in condizioni medie tra ingresso e uscita
<i>FD</i>	completamente sviluppato
<i>in</i>	ingresso
<i>IN/OUT</i>	relativo ai tubi da 1/16" di ingresso uscita microcanale
<i>L</i>	liquido
<i>LAM</i>	laminare
<i>max</i>	massimo
<i>min</i>	minimo
<i>MIS</i>	misurato sperimentalmente
<i>MS</i>	sezione di misura
<i>nb</i>	ebollizione nucleata
<i>ONB</i>	innesco dell'ebollizione
<i>out</i>	uscita
<i>ref</i>	refrigerante
<i>sat</i>	saturazione
<i>TC</i>	termocoppia
<i>th</i>	teorico
<i>tp</i>	bifase
<i>tub</i>	tubi da 1/16" di ingresso uscita microcanale
<i>V</i>	vapore
<i>w</i>	parete

- CAPITOLO 1 -**INTRODUZIONE**

Due tra gli attuali motori della ricerca nel campo della refrigerazione sono la sensibilizzazione del problema ambientale e la forte spinta alla miniaturizzazione dei sistemi. Oltre ad altre soluzioni proposte, quali la ricerca di nuovi refrigeranti e l'aumento dell'efficienza delle macchine, una risposta ai problemi suddetti deriva dalla progettazione e costruzione di canali con sezione trasversale sempre più piccola. Si sta passando perciò dai canali convenzionali (con diametro di 5 – 20 mm) a mini e microcanali, con diametri decrescenti fino all'ordine di $10^1 - 10^2 \mu\text{m}$.

I mini – microcanali consentono di ottenere una forte riduzione della carica di refrigerante presente nella macchina, ragione per cui vengono sempre più utilizzati in applicazioni quali il condizionamento domestico e delle automobili. Oltre all'aspetto ambientale anche quello economico pende a favore dei canali di più piccolo diametro; infatti il rapporto tra la superficie in contatto con il refrigerante e l'ingombro dello scambiatore, aumenta al diminuire del diametro del canale. Questo si traduce in minori quantità di materiale adoperato e quindi in minori costi di fabbricazione.

Le loro dimensioni compatte offrono inoltre la possibilità di asportare elevati flussi termici specifici. In quest'ottica il loro utilizzo diventa particolarmente prezioso nel mondo dell'elettronica, per il raffreddamento di processori ma anche di altre parti che rischiano di danneggiarsi in caso di eccessivo surriscaldamento. Tuttavia, come sempre accade nelle applicazioni ingegneristiche, vi è un rovescio della medaglia: diminuendo la sezione di passaggio, infatti, aumentano le perdite di carico e quindi la reale convenienza dei canali di più piccolo diametro, deriva da un compromesso tra i vantaggi suddetti e le maggiori spese di pompaggio.

Nel 1965, Moore [1] evidenziò che il numero di transistor presenti in un microprocessore raddoppia ogni due anni circa. Un maggior numero di transistor significa maggiore potenza di calcolo, ma significa anche dover dissipare maggiori flussi termici, distribuiti su di una superficie sempre più piccola. Guardando alla Figura 1.1, risulta evidente come la legge empirica di Moore, rappresenti la nuova sfida nel campo del raffreddamento dell'elettronica.

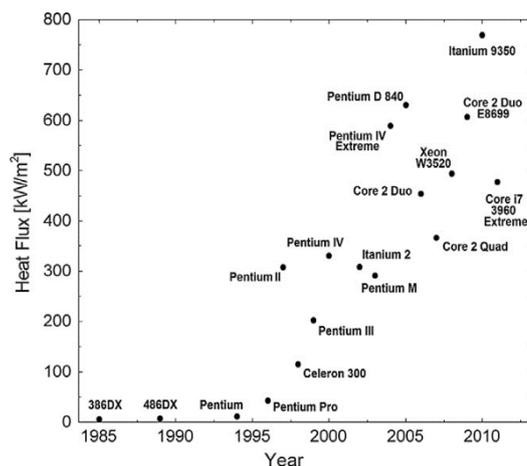


Figura 1.1 Evoluzione cronologica del flusso termico prodotto da microprocessori Intel® [2]

I sistemi di raffreddamento ad aria non consentono di dissipare gli elevati flussi termici richiesti, che potrebbero arrivare, tra qualche anno, ad essere dell'ordine dei 1000 kW m^{-2} . In questo scenario, la soluzione tecnologica più vantaggiosa è la costruzione di dissipatori all'interno dei quali viene fatto scorrere del fluido. L'acqua, a causa della sua elevata conducibilità elettrica, non può essere utilizzata come fluido operativo; per questo motivo i fluidi alogenati, come ad esempio l'R134a, sono tra i principali refrigeranti ad essere utilizzati.

Il principale obiettivo del sistema di raffreddamento nei microprocessori è evitare che la temperatura della superficie diventi maggiore di un certo valore, al di sopra del quale esso non funzionerebbe più. Generalmente un deflusso in monofase liquido porta a dei coefficienti di scambio bassi, il che farebbe incrementare rapidamente la temperatura di parete del processore.

In quest'ottica, la vaporizzazione del fluido all'interno dei minicanali, diventa la soluzione migliore, anche grazie ad altri vantaggi intrinseci. Facendo bollire il fluido, infatti, i coefficienti di scambio termico sono maggiori rispetto al caso monofase, il che consente di mantenere la parete del microprocessore ad una temperatura più bassa. Un altro grande vantaggio è che, a meno delle perdite di carico, la temperatura del fluido rimane costante durante il deflusso, garantendo perciò una temperatura uniforme su tutta la superficie. Inoltre, variando la pressione di saturazione del fluido, tale temperatura può essere regolata a piacimento.

Per questi motivi, risulta evidente come il mondo del raffreddamento nell'elettronica si stia spingendo alla costituzione di un vero e proprio ciclo frigo nel quale il dissipatore costituito da mini e microcanali, funge da evaporatore.

La progettazione di uno scambiatore di calore passa inevitabilmente attraverso la conoscenza dei meccanismi di scambio termico che avvengono al suo interno. Nel caso dei canali di grande diametro, e poi daremo una definizione più precisa della parola "grande", tali meccanismi sono noti e se ne conosce la relativa influenza. Scendendo di diametro, nonostante l'intensa ricerca svolta in questo campo negli ultimi anni, la questione rimane ancora aperta.

Uno dei principali motivi che caratterizza questa differenza, è il fatto che, ai diametri più piccoli, l'effetto della tensione superficiale è maggiore rispetto alla gravità; questo influenza i regimi di deflusso che si instaurano nel canale e quindi i meccanismi di scambio termico.

La vaporizzazione in mini e microcanali è stata studiata utilizzando diverse geometrie della sezione trasversale del condotto (circolare, rettangolare e trapezoidale sono tra le più utilizzate) e fluidi operativi; sono state compiute ricerche sia in canali singoli che in prototipi costituiti da più canali in parallelo.

I coefficienti di scambio ottenuti, seppur determinati in condizioni operative simili, mostrano trend differenti. Utilizzando i dati provenienti da 13 studi differenti, Thome [3] evidenziò otto diversi andamenti del coefficiente di scambio termico in funzione dei parametri di deflusso.

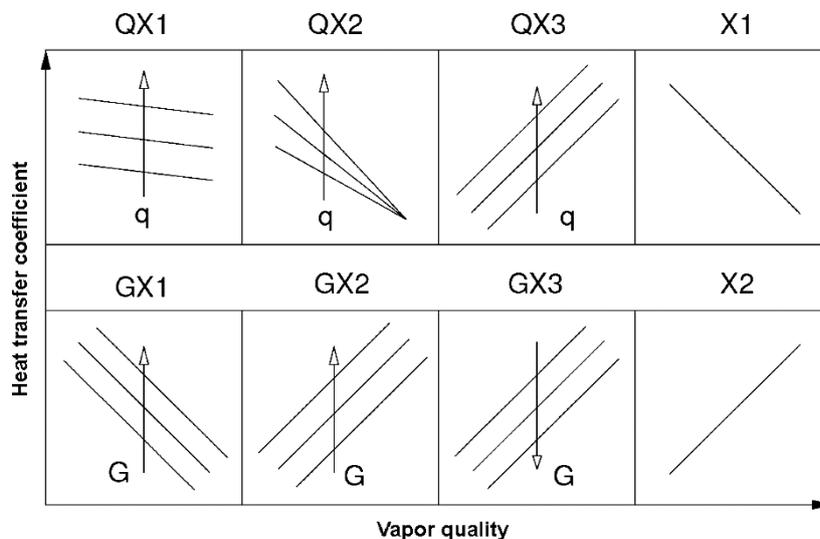


Figura 1.2 Diversi andamenti del coefficiente di scambio termico in mini e microcanali [3]

I motivi che influenzano tale discrepanza non sono ancora ben chiari, ma potrebbero risiedere sia sulla particolarità dei fenomeni che avvengono dentro il canale, che sugli errori di misurazione che si compiono; infatti, poiché si ha a che fare con differenti ordini di grandezza rispetto alla macroscala, la misura dei parametri di interesse risulta notevolmente più difficile.

1.1 Classificazione dei canali

Dal momento che è assodata la differenza, in termini di deflusso bifase, tra i macro e i mini/microcanali è necessario capire quale sia il confine tra queste categorie di condotto, in maniera tale da muovere la progettazione verso un approccio piuttosto che un altro.

Il criterio di classificazione non è unico ma, nel corso degli anni, ne sono stati sviluppati alcuni. Qui di seguito vengono riportati quelli più significativi e di cui si fa maggior riferimento in letteratura.

Mehendale et al. [4] riportarono la seguente classificazione basata sul diametro idraulico:

- Microcanali $1 \mu\text{m} \leq d_h \leq 100 \mu\text{m}$
- Mesocanali $100 \mu\text{m} \leq d_h \leq 1 \text{mm}$

- Canali compatti $1 \text{ mm} \leq d_h \leq 6 \text{ mm}$
- Canali convenzionali $d_h > 6 \text{ mm}$

Kandlikar [5] propose una classificazione differente, ma sempre basata sul diametro idraulico:

- Microcanali $10 \text{ }\mu\text{m} \leq d_h \leq 200 \text{ }\mu\text{m}$
- Minicanali $200 \text{ }\mu\text{m} \leq d_h \leq 3 \text{ mm}$
- Canali convenzionali $d_h > 3 \text{ mm}$

Kew e Cornwell [6] proposero di distinguere i canali, e quindi i relativi modelli per predire il coefficiente di scambio termico, in base al numero di confinamento Co , definito come segue

$$Co = \frac{1}{d_h} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_L - \rho_V)}} \quad (1.1)$$

Il numero di confinamento Co è la radice quadrata dell'inverso del numero di Bond Bo , il quale è il rapporto tra la forza di gravità e di tensione superficiale.

Un numero di confinamento $Co > 0.5$ ($Bo > 4$), indica condizioni di deflusso riconducibili ai microcanali.

Nel caso dello studio sperimentale svolto in questa tesi, le prove di vaporizzazione vengono condotte ad una pressione di saturazione di $T_{\text{sat}}=30^\circ\text{C}$. Introducendo le proprietà richieste nell'Eq. 1.1 si ha $Co=1.44$. Seguendo la classificazione proposta in [6] la sezione di misura utilizzata, e che sarà descritta nel prossimo capitolo, rientra nella categoria dei microcanali.

- CAPITOLO 2 -

DESCRIZIONE DELL'APPARATO STRUMENTALE

In questo capitolo verrà descritto l'apparato strumentale utilizzato durante le prove condotte per questa tesi. Nella prima parte del capitolo troverà spazio una descrizione generale dell'impianto, del deflusso del fluido e degli strumenti di misura adottati. Nella seconda parte invece verrà descritta in modo approfondito la sezione di misura: partendo dalla sua costruzione si arriverà a descriverne l'assemblaggio e l'isolamento. Gli ultimi paragrafi sono dedicati al sistema di acquisizione utilizzato e a cenni sulla calibrazione degli strumenti di misura.

2.1 Descrizione dell'impianto

L'apparato sperimentale utilizzato viene raffigurato in Figura 2.1.

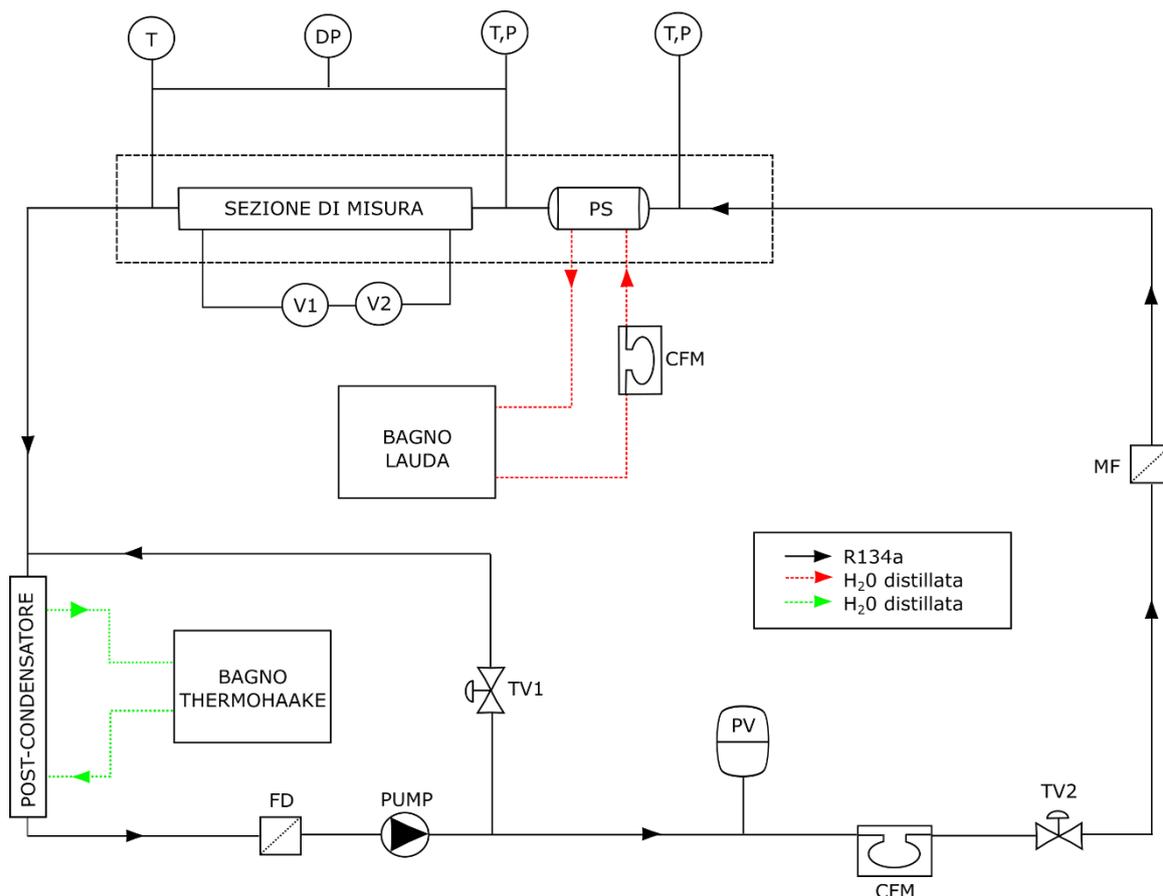


Figura 2.1 Schema dell'apparato sperimentale

Esso è composto da tre circuiti: uno primario dove fluisce il refrigerante R134a e due secondari in cui scorre dell'acqua distillata. Lo scopo dei circuiti secondari è di fornire o

sottrarre calore al primario. Le condotte entro le quali fluisce il refrigerante sono tutte in acciaio inox eccetto per il microcanale che è in silicio. Nell'impianto sperimentale è presente un'ulteriore circuito: quello elettrico. Quest'ultimo permette di fornire potenza elettrica, convertita poi in potenza termica per effetto Joule, alla sezione di misura.

Il refrigerante viene mosso da una pompa ad ingranaggi ISMATEC ISM-405 e fatto fluire attraverso un misuratore di portata ad effetto Coriolis (CFM). Da qui attraversa la valvola di laminazione (TV2) e un filtro meccanico (MF) prima di giungere alla presezione (PS). La presezione è uno scambiatore tubo in tubo, dove da un lato scorre il refrigerante, mentre dall'altro fluisce, in controcorrente, dell'acqua distillata proveniente dal bagno termostato Lauda mod. ProLine RP1845. Dalla PS il refrigerante esce e va alla sezione di misura (MS); regolando il bagno Lauda è possibile ottenere la temperatura desiderata del refrigerante all'ingresso della MS.

Durante i test di ebollizione, il fluido viene fatto evaporare nella sezione di misura. Il calore necessario all'evaporazione viene fornito per effetto Joule dalla resistenza di platino applicata sulla parete inferiore del microcanale. Il compito di alimentare la resistenza è demandato a due generatori di tensione posti in serie: il primo (V1) è un alimentatore ALN mod. 20-20 (0-20 V) mentre il secondo (V2) è un alimentatore MICROSET mod. PD105a (0-15V).

Dopo l'evaporazione, e l'uscita dalla sezione di misura, il fluido viene fatto condensare in un post-condensatore: esso è uno scambiatore tubo in tubo, dove in controcorrente viene fatta scorrere dell'acqua distillata proveniente dal bagno termostato ThermoHaake mod. CT50W. Dopo la condensazione il refrigerante viene fatto fluire attraverso un filtro disidratatore (FD) prima di essere nuovamente aspirato dalla pompa.

La pressione del circuito primario è regolata da un vaso di espansione, pressurizzato esternamente con azoto. La variazione della pressione mediante il vaso di espansione permette di realizzare una gamma di condizioni operative termodinamicamente differenti.

Come accennato, nel circuito secondario della presezione fluisce dell'acqua distillata proveniente da un bagno Lauda mod. ProLine RP1845. La portata d'acqua viene regolata con una valvola a spillo per regolazione fine, mentre la sua misura è affidata ad un flussometro ad effetto Coriolis. La temperatura di set point del bagno Lauda viene scelta dall'operatore e, una volta raggiunta, viene mantenuta entro un intervallo di $\pm 0.01^\circ\text{C}$.

La temperatura dell'acqua in ingresso alla PS viene misurata da una termocoppia in rame-costantana, mentre la differenza di temperatura dell'acqua tra ingresso e uscita viene determinata con una termopila rame-costantana a 3 giunzioni.

Il bagno ThermoHaake mod. CT50W viene impostato ad una temperatura di set point di 8°C ; esso alimenta sia il post-condensatore che un circuito di raffreddamento. Quest'ultimo è costituito da un tubo in gomma posto in stretto contatto con i tubi in acciaio inox del circuito primario. In questo modo viene sottratto calore al refrigerante che mantiene un buon grado di sottoraffreddamento dopo aver attraversato il post-condensatore. Così facendo si evita la

formazione locale di vapore, dovuta alla presenza di eventuali hotspot, il quale intaccherebbe il funzionamento della pompa nonché la stabilità del deflusso stesso.



Figura 2.2 Bagno termostato Lauda (sinistra) e ThermoHaake (destra)

2.2 Descrizione della sezione di misura e costruzione del microcanale

La sezione di misura è composta dal microcanale vero e proprio e da una serie di condotti ausiliari necessari all'adduzione e al disimpegno del refrigerante. Essa può essere schematizzata in Figura 2.3, nella quale si riconoscono: i pozzetti di temperatura di ingresso (1) e uscita (7) con i relativi raccordi a T Swagelok da 6 mm; inoltre si vedono i raccordi a T Swagelok da 1/16" (2 e 6). Si hanno poi i tubi da 1/16" di ingresso (3) e di uscita (5) oltre al microcanale (4), vero cuore della sezione di misura e della cui costituzione si parlerà in seguito.

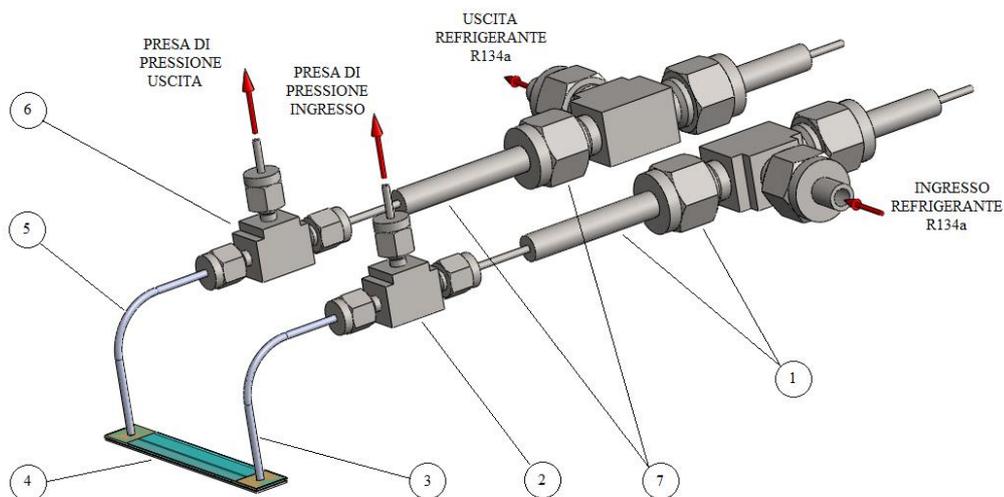


Figura 2.3 Sezione di misura e relativi componenti

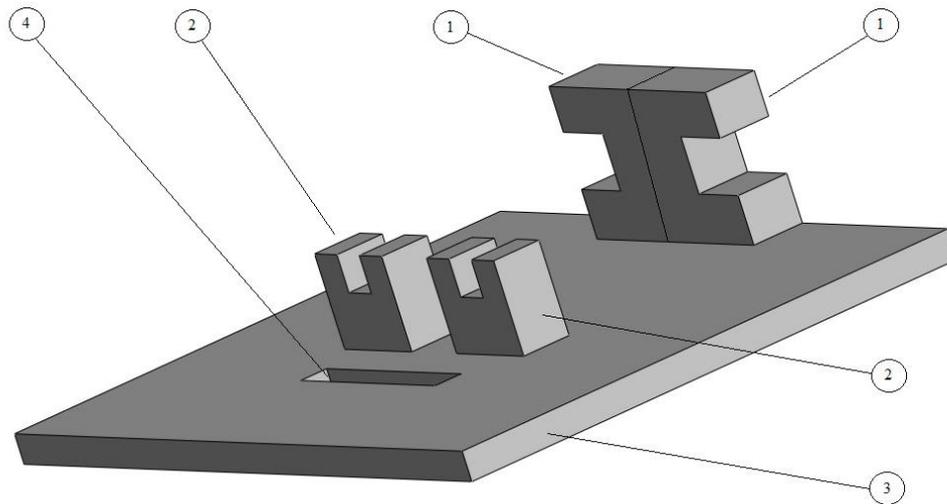


Figura 2.4 Schematizzazione della maschera in PVC per l'assemblaggio e supporto della sezione di misura con relativi componenti. Ganasce grandi (1), ganasce piccole (2) e base (3). Si riconosce anche la sede per il microcanale (4)

La sezione di misura è montata in un sostegno in PVC, schematizzato in Figura 2.4. Quest'ultimo ha una triplice funzione: facilitare l'assemblamento dei vari componenti della sezione di misura, fornire un supporto stabile all'assemblato finale e garantirne il montaggio nell'impianto. Nelle ganasce piccole (2) e in quelle grandi (1) il bloccaggio avviene con dei bulloni, i quali non vengono riportati in Figura 2.4 per chiarezza espositiva. Sempre per questo motivo si è scelto di non rappresentare in un'unica figura la dima e la sezione di misura.

Come si vede in Figura 2.3, la sezione sperimentale gode di simmetria rispetto al piano medio verticale, sicché la sua costituzione all'uscita ricalca esattamente quanto avviene all'ingresso. Quando raggiunge la sezione di misura, il refrigerante fluisce all'interno del pozzetto di temperatura (1) il quale ha una duplice funzione: permettere l'alloggiamento di una termocoppia in inox in grado di misurare la temperatura in ingresso del refrigerante e variare il diametro della sezione di passaggio, che passa da 6 mm a monte a 1/16" a valle. Il pozzetto di temperatura viene mostrato in dettaglio nella figura seguente.

La termocoppia in acciaio inox viene inserita il più a fondo possibile all'interno del tubo da 1/16" così da permettere che la misura di temperatura e pressione avvengano il più possibile nello stesso punto.

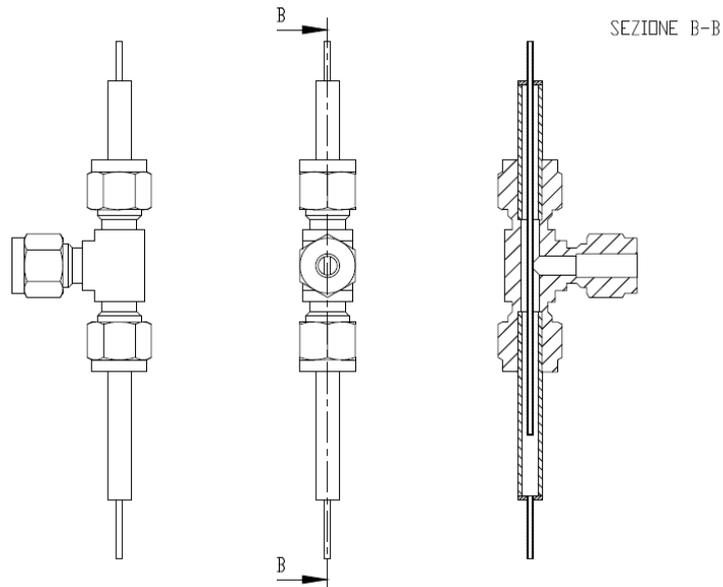


Figura 2.5 Viste e sezione del pozzetto di temperatura

Una volta lasciato il pozzetto di temperatura il fluido incontra il raccorda a T Swagelok da 1/16" (2). Questo raccordo a T permette l'inserimento di un terzo tubo da 1/16". Quest'ultimo tubo viene collegato ad un trasduttore di pressione e consente la misurazione della pressione del refrigerante in ingresso. A valle del raccordo a T (2) il fluido entra nel microcanale (4) fluendo attraverso un tubo da 1/16" (3) che impone una variazione nella direzione del deflusso; tale tubo è saldato al prototipo con modalità che verranno in seguito descritte. Data la costruzione del microcanale, prima di poter scorrere all'interno di esso, il fluido compie un'ulteriore brusca deviazione a 90°.

Dopo avere attraversato il microcanale in silicio, il refrigerante esce ed abbandona la sezione di misura fluendo attraverso dei componenti uguali a quelli introdotti e descritti per il suo ingresso.

Per quanto riguarda il solo microcanale, in Figura 2.6 ne viene riportata una illustrazione schematica.

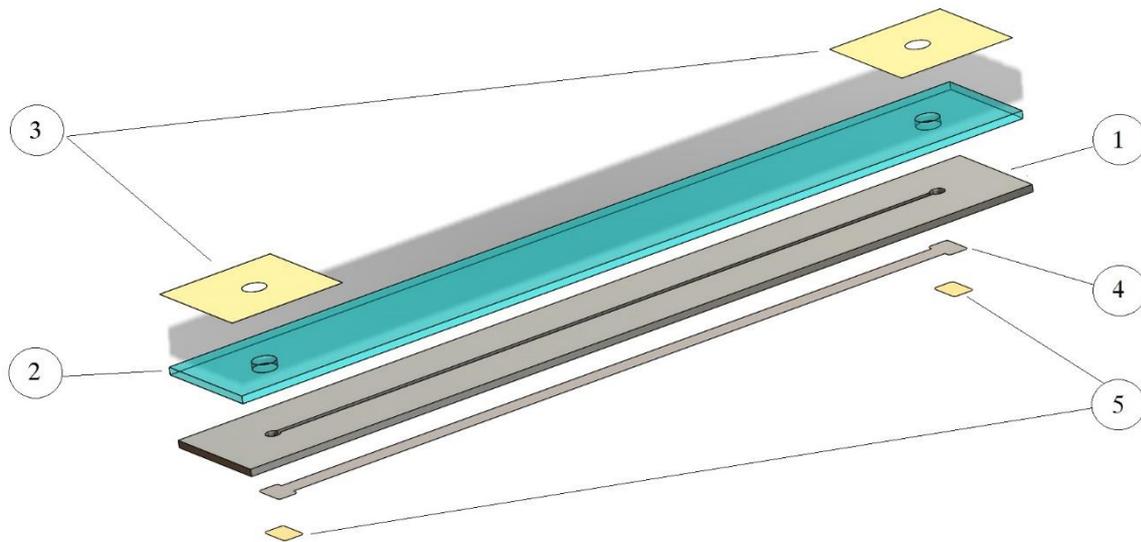


Figura 2.6 Componenti del microcanale: Microcanale in silicio (1), Copertura in vetro borosilicato (2), Ti/Ni/Au (50/350/100 nm) (3), Heater Ti/Pt (20/200 nm) (4), Pad Ti/Ni/Au (50/350/100 nm) (5)

La costruzione del microcanale inizia da un wafer in silicio avente spessore 525 μm , diametro di 4" e orientazione del reticolo cristallino $\langle 100 \rangle$. Allo stato di fornitura dell'azienda, il wafer risulta lucidato da un solo lato, questo perchè in molti processi di microfabbricazione è richiesta la lavorazione di una sola faccia. Nella nostra applicazione, invece, sono richieste lavorazioni su entrambe le facce del wafer. Per tale motivo il primo step necessario è la lucidatura della seconda faccia mediante Chemical-Mechanical Polishing (CMP). Tale operazione riduce lo spessore del wafer da 525 a 500 μm .



Figura 2.7 Aspetto del wafer in silicio dopo CMP

Dopo l'operazione di lucidatura, sulle due superfici del wafer viene depositato uno strato di diossido di silicio (SiO_2) dello spessore di 2 μm . Tale operazione viene chiamata ossidazione termica. Il diossido di silicio isola e protegge il silicio sottostante nelle successive operazioni di fabbricazione, oltre a venire utilizzato come maschera per il trasferimento dei diversi pattern sul wafer. Il silicio, come accade per l'alluminio e il rame, è soggetto a ossidazione se lasciato in atmosfera; tuttavia, l'ossido passivante che si forma naturalmente, non è adatto alla microfabbricazione per due principali motivi: lo spessore che si ottiene, in tempi ragionevoli di esposizione all'atmosfera, non è sufficiente a garantire un'adeguata protezione; inoltre esso non è SiO_2 in condizioni stechiometriche, dunque non è chimicamente stabile. Proprio per queste ragioni suddette è necessario compiere l'ossidazione termica.



Figura 2.8 Wafer di silicio dopo ossidazione termica

Dopo l'applicazione del diossido di silicio si passa alla fotolitografia, la quale consente il traferimento di un'immagine da una maschera alla superficie del wafer, proprio come accade in una comune macchina fotografica dove la luce viene impressa nella pellicola fotografica, mostrando così l'immagine inquadrata.

L'intero processo di fotolitografia può essere scomposto in quattro principali operazioni:

- a) applicazione del film fotosensibile (resist) sulla superficie del wafer;
- b) allineamento maschera-wafer;
- c) esposizione del film fotoresistente alla luce UV;
- d) rimozione del resist esposto

a cui segue poi

- e) rimozione del substrato di SiO_2 .

Il risultato dopo ciascuna operazione viene visualizzato in Figura 2.9.

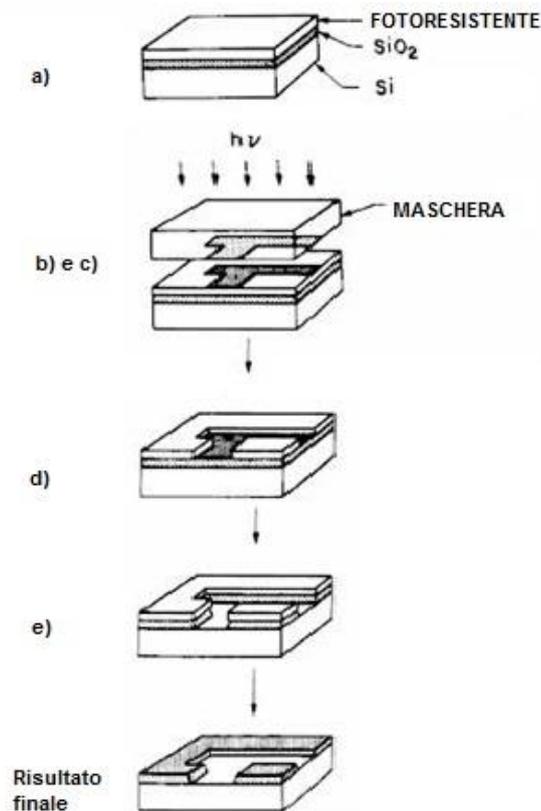


Figura 2.9 Operazioni per fotolitografia (eeemagazine.blogspot.it)

Prima di applicare il film fotoresistente la superficie che lo accoglie deve essere preparata. Per fare ciò viene prima lavata accuratamente con perossido di idrogeno, poi riscaldata a circa 150°C per rimuovere l'umidità. Per evitare la formazione di condensa viene applicato uno strato sottile di HDMS (Hexamethyldisilazane) allo stato gassoso, il quale reagendo con il diossido di silicio rende la superficie idrofobica e permette l'evacuazione dell'eventuale condensa formatasi. Quest'ultima operazione garantirà inoltre una migliore adesione del film fotosensibile.

La deposizione del film fotosensibile sulla superficie del wafer viene compiuta mediante *spin coating*. Alcuni millilitri di resist, posti in soluzione con un solvente che ne regola la viscosità, vengono applicati sulla superficie del wafer, il quale viene successivamente posto in rotazione a ca. 5000 rpm; questo permette una distribuzione continua e uniforme del film fotosensibile sulla superficie. Per la rimozione del solvente, il wafer viene posto in forno a $T=60^{\circ}\text{C}-90^{\circ}\text{C}$ per mezz'ora permettendone così l'evaporazione. Nel nostro caso lo spessore finale del film fotoresistente è di 2 μm .

Dopo l'applicazione del film si passa ad allineare la maschera e il wafer, in modo tale da garantire il trasferimento esatto dell'immagine.

Successivamente il film fotoresistente viene esposto a luce UV. L'esposizione però non è totale ma localizzata, poiché prima di giungere al film, la luce UV attraversa una lente, la cosiddetta maschera, sulla quale è riportata la geometria, al negativo, di ciò che si vuole ottenere sulla superficie del wafer.

Il film fotoresistente esposto alla luce UV subisce un cambiamento chimico e può essere rimosso mediante l'applicazione di un cosiddetto *photolithography developer*. Il risultato che si ottiene è il positivo dell'immagine della maschera, riportata sulla superficie di diossido di silicio. Nel nostro caso l'immagine positiva è data dal canale e il risultato viene schematizzato in Figura 2.10 dove si nota il film fotoresistente rimasto e quello mancante poiché rimosso.

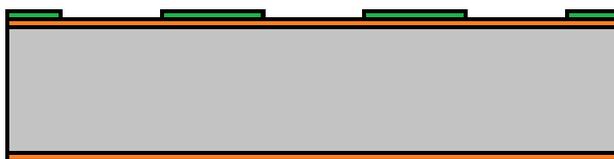


Figura 2.10 Wafer di silicio dopo rimozione del film fotoresistente esposto

L'ossido esposto, non protetto dal film fotoresistente può essere rimosso mediante etching al plasma (*plasma etching*) che avviene utilizzando C_4F_8 ionizzato prodotto in scariche a bassa pressione. Nel plasma etching l'asportazione di materiale si ottiene sia per azione chimica (reazione chimica gas-metallo) che fisica (bombardamento con ioni ad elevata velocità). Il processo per la rimozione dello strato di diossido di silicio viene schematizzato in Figura 2.11.

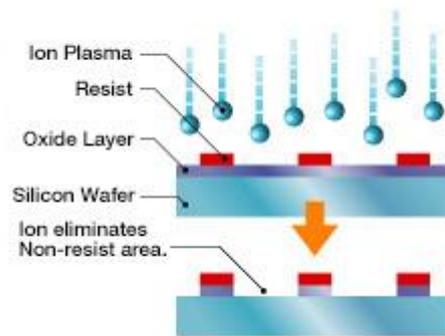


Figura 2.11 Plasma etching per rimozione di SiO_2

Successivamente eventuali tracce di film fotoresistente vengono rimosse mediante due successive operazioni: un plasma di ossigeno e, successivamente, un bagno in un liquido ausiliario (*liquid stripper*) il quale altera le proprietà del fotoresistente e ne permette il distacco dal substrato di SiO_2 . Il risultato dopo queste due operazioni viene mostrato in Figura 2.12.



Figura 2.12 Wafer dopo l'intero processo di fotolitografia

A questo punto il wafer è pronto per la fase successiva, la quale consiste nello "scavo" dei canali nel silicio. Tale operazione viene fatta per *plasma etching* utilizzando SF_6 . L'utilizzo del plasma, e l'orientamento del reticolo cristallino del silicio, consentono di ottenere pareti verticali perpendicolari. La schematizzazione del processo ricalca quanto visto in Figura 2.11 dove a "difesa" del substrato di silicio vi è ora l'ossido (SiO_2) non rimosso nella fase precedente.

L'esposizione al plasma si potrà fintantoché viene raggiunta la profondità di $400\ \mu\text{m}$. Il risultato viene schematizzato in Figura 2.13.

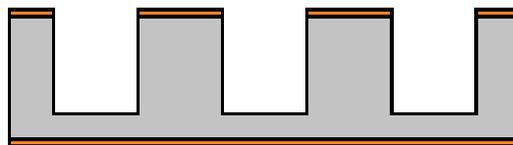


Figura 2.13 Sezione del wafer a seguito dell'incisione della costruzione dei canali

Come si vede in Figura 2.13, la presenza del diossido ha garantito la protezione dal plasma del sottostante silicio. Per le lavorazioni successive l'ossido non è più necessario nella faccia superiore e deve essere quindi rimosso. La rimozione avviene dapprima mediante plasma

etching fino a lasciare 50 – 100 nm di SiO₂ e poi in un bagno detto BOE (Buffered Oxide Etching). L'operazione di rimozione non può essere fatta solo con plasma etching altrimenti ne risulterebbe una superficie ruvida e non adatta alle successive fasi di bonding anodico.

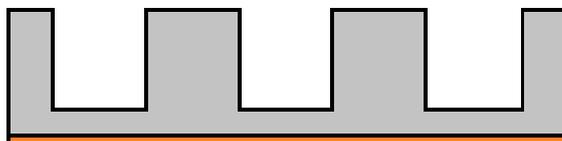


Figura 2.14 Wafer dopo la rimozione del SiO₂ dalla superficie superiore

La copertura del microcanale è costituita da un wafer in vetro borosilicato (commercialmente detto anche vetro pyrex) avente spessore pari a 525 μm. In esso vengono ricavati due fori per ciascun canale. I fori vengono creati mediante foratura con punta diamantata e presentano un diametro pari a 1.6 mm con interasse di 51 mm.

Successivamente, i due wafer vengono uniti attraverso legame anodico (*anodizing bonding*). Prima di passare all' bonding, il wafer di silicio viene accuratamente pulito immergendolo in un bagno contenente una miscela di acido solforico e perossido di idrogeno (acqua ossigenata). Il mix dei due componenti è 4 mol di H₂SO₄ e 1 mol di H₂O₂, che corrisponde al 92% in massa di acido solforico. Questo metodo di lavaggio viene comunemente chiamato *piranha cleaning*, per il caratteristico rumore che si genera dopo l'immersione del wafer nel bagno.

Dopo la pulizia le due superfici sono pronte per essere unite. Il processo di bonding anodico viene schematizzato in Figura 2.15.

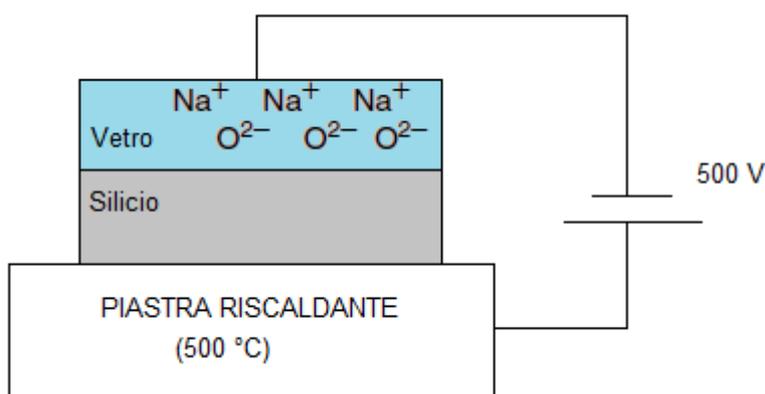


Figura 2.15 Legame anodico tra i wafer di silicio e di pyrex

Quando la temperatura del vetro supera i 400 °C l'ossido di sodio in esso contenuto, si decompone in ioni Na⁺ e ioni O²⁻. Applicando una differenza di potenziale lungo il wafer si ha la migrazione degli ioni Na⁺ verso la parte superiore di esso. Questo spostamento crea all'interfaccia silicio-vetro una regione di svuotamento; la forza elettrostatica che si genera crea un forte contatto tra i due substrati. Il legame covalente tra ioni ossigeno e silicio all'interfaccia è il responsabile dell'unione. Il processo dunque ha inizio riscaldando il sistema

e fornendo una tensione; altro incipit fondamentale è l'applicazione di una pressione per avviare la diffusione degli ioni all'interfaccia.

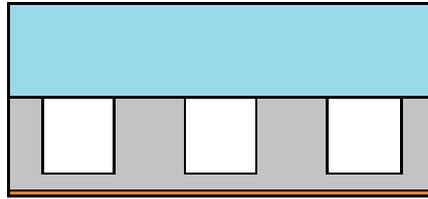


Figura 2.16 Wafer di silicio e vetro dopo legame anodico

Per completare la parte superiore è necessaria la deposizione di tre strati metallici di Ti/Ni/Au in una zona circostante ai due fori praticati nel pyrex. I tre strati vengono depositati mediante un processo chiamato *sputtering*. Del metallo, allo stato solido, viene bombardato con ioni inerti (Argon) ad alta energia. Il risultato del bombardamento è che atomi individuali o gruppi di atomi sono rimossi dalla superficie e spinti verso il wafer. Affinchè la deposizione sia confinata alle zone di interesse e sia omogenea si utilizza una maschera fissa che, proprio come accade nella litografia, limiti il passaggio degli atomi di metallo.

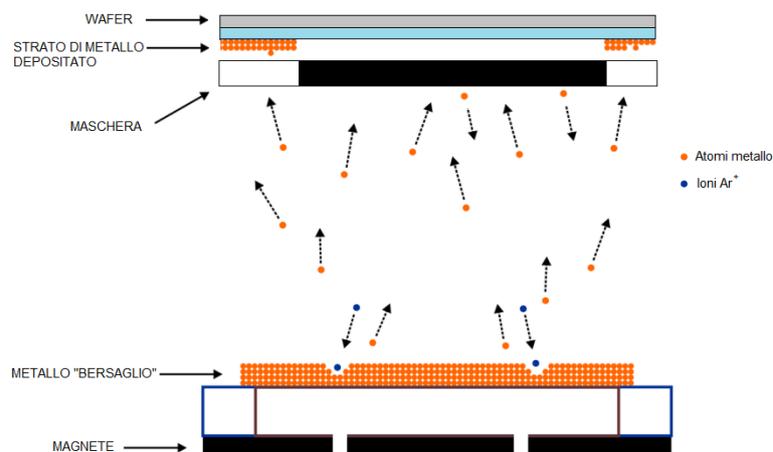


Figura 2.17 Processo di deposizione degli strati metallici (*sputtering*)

Il primo strato a contatto con il vetro è composto da titanio ed ha uno spessore di 50 nm. Il titanio ha lo scopo di migliorare l'adesione dei successivi strati. Sopra di esso si trovano 350 nm di nichel, metallo che garantirà la saldatura tra i tubi da 1/16" di ingresso e uscita del refrigerante e il microcanale stesso. Come ultimo layer viene depositato uno strato di oro di spessore 100 nm; esso fungerà da flussante nelle fasi successive di assemblaggio della sezione di misura.

Una volta conclusa la parte superiore ci si concentra in quella inferiore, dove si procede alla costruzione dell'heater. L'operazione preliminare che si compie è la rimozione dell'ossido (SiO_2) dalla zona inferiore del wafer in silicio. Il diossido di silicio è servito da protezione al

substrato in tutte le operazioni fino a qui svolte, tuttavia ora la sua presenza non è più necessaria. Dopo la rimozione dello strato di ossido il wafer si presenta come in Figura 2.18.

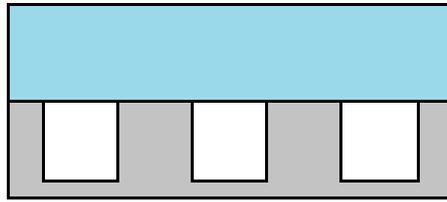


Figura 2.18 Wafer pronto per la costruzione degli heater

Mediante il processo di fotolitografia visto prima, nella superficie inferiore del wafer, viene creata l'immagine negativa degli heater. In sostanza il silicio è completamente ricoperto dal film fotoresistente eccetto nelle zone dove alloggeranno gli heater. Il risultato di questa litografia viene illustrato in Figura 2.19.

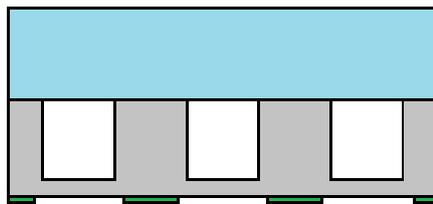


Figura 2.19 Disposizione del resist nella superficie inferiore

Successivamente vengono depositati, mediante sputtering, due strati di metallo: il primo è di titanio mentre il secondo è di platino, con spessore di 20 nm e 200 nm rispettivamente. Dopo la deposizione dei due strati la conformazione del wafer può essere schematizzata come in Figura 2.20.



Figura 2.20 Deposizione di titanio e platino (20/200 nm)

In seguito, ricorrendo ad un fluido ausiliario (*liquid stripper*), viene rimosso il film fotosensibile, il quale, evacuando dal wafer, porta via con sé il metallo sopra depositato. A questo punto, dunque, nella superficie inferiore del wafer rimangono i due strati di titanio e platino esclusivamente negli heater. Il risultato viene mostrato in Figura 2.21.

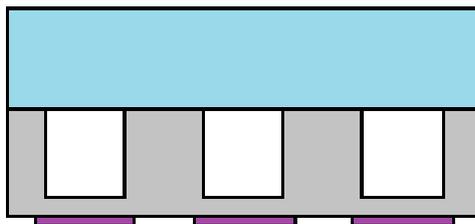


Figura 2.21 Wafer con heater

L'intero processo per la costruzione degli heater, riassunto da Figura 2.19 a Figura 2.21 viene anche detto *lift-off*.

Alle due estremità di ciascun heater vengono depositati tre strati di metalli diverso: titanio, nichel e oro con spessore di 50, 350 e 100 nm rispettivamente; il processo di deposizione avviene mediante sputtering e utilizzo di una maschera che funge da guida come illustrato in Figura 2.17. La presenza di questi tre strati agevolerà la saldatura dei cavi elettrici all'heater.

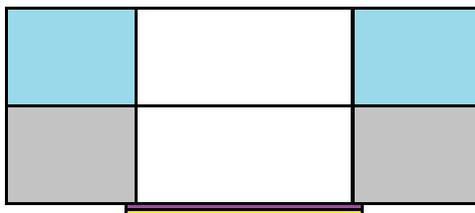


Figura 2.22 Deposizione di Ti/Ni/Au (50/350/100 nm) alle estremità degli heater

A questo punto il wafer viene tagliato mediante una speciale lama rotante per ricavarne 9 microcanali separati. La macchina che esegue l'operazione di taglio si chiama Automatic Dicing Saw.

2.2.1 Assemblaggio della sezione di misura

Nella sezione di misura si trovano sia degli accoppiamenti mobili che fissi. I primi facilitano il montaggio e lo smontaggio della stessa sulla dima in PVC, i secondi invece risultano inefficaci a questo scopo; tuttavia rappresentano l'unica soluzione possibile laddove vengono adottati. I diversi componenti che costituiscono la sezione di misura, e che devono quindi essere assemblati, vengono illustrati schematicamente in Figura 2.23.

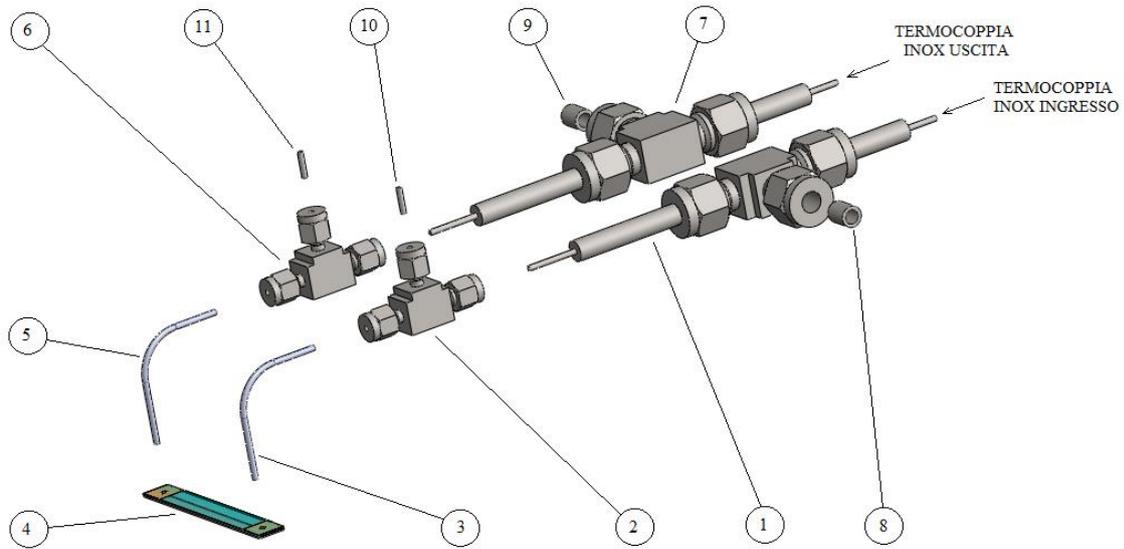


Figura 2.23 Componenti della sezione di misura

La prima operazione di assemblaggio della sezione di misura prevede la saldatura dei tubi (3 e 5) al microcanale (4).

Due segmenti di tubo da 1/16" vengono tagliati, sagomati e ogivati ad una delle due estremità. L'ogivatura non è eseguita in modo standard, ma avviene utilizzando due materiali diversi: acciaio per l'ogiva e ottone per la controgiva. Questo accorgimento permetterà di ottenere una migliore saldatura tra tubo e microcanale. Il risultato finale dell'operazione di ogivatura viene illustrato in Figura 2.24.

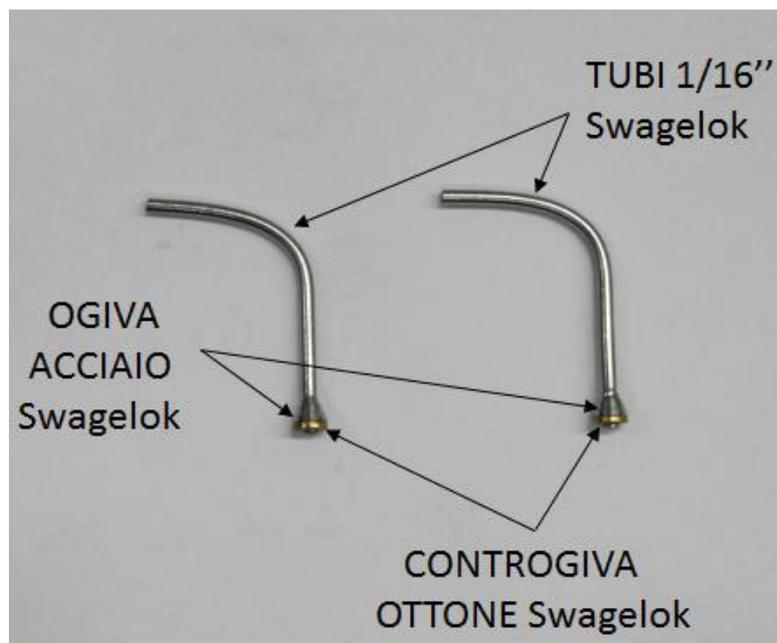


Figura 2.24 Tubi da 1/16" pronti per l'assemblaggio

L'unione tra i tubi da 1/16" e il microcanale avviene per saldobrasatura a stagno. La deposizione dei strati di titanio, nichel e cromo attorno ai fori nel pyrex, garantisce la buona riuscita della saldatura. Il risultato viene illustrato in Figura 2.25.



Figura 2.25 Tubo da 1/16" saldato con stagno al microcanale e ricoperto di colla

Per la saldatura, il prototipo (4) viene inserito nell'apposita sede sulla dima in PVC; nell'apposito foro praticato sul vetro, si inserisce il tubo da 1/16", il quale viene poi mantenuto in posizione avvitandolo nel raccordo a T (2). Durante la fase precedente, abbiamo lasciato che il tubo da 1/16" sporgesse di 1 – 2 mm dall'ogiva (Figura 2.24), in modo che ora possa autocentrarsi nel foro sul pyrex. Il raccordo a T (2) viene fissato nell'apposita ganasca piccola della dima in PVC.

Una volta che tutto è in posizione, si procede alla saldatura del tubo da 1/16" sul microcanale. Durante l'operazione, in (4) viene fatto scorrere azoto in pressione: in questo modo si evita che dello stagno fuso entri all'interno del condotto. La pressione dell'azoto insufflato è di 3 bar; una pressione maggiore provocherebbe lo spargimento dello stagno fuso e quindi una saldatura non ottimale. Dopo aver completato l'unione, la zona unita e l'intera parte ogivata scoperta, vengono cosparse di colla Araldite 20/20 per ottenere una perfetta tenuta.

Una volta saldati entrambi i tubi da 1/16", l'assemblato ottenuto viene lasciato sulla base in PVC e si esegue un controllo per accertarsi dell'assenza di perdite. Una delle due aperture viene tappata ermeticamente mentre l'altra è collegata ad una bombola contenente azoto ad una pressione che può essere variata. Una volta settata una pressione nella bombola, l'assemblato viene cosparso da liquido millebolle che consente la visualizzazione di eventuali perdite. Il test di tenuta è superato se ad una pressione di 15 bar non viene notata alcuna fuga d'azoto.

L'operazione successiva che si compie è l'incollaggio delle termocoppie di parete e la saldatura dei cavi elettrici di alimentazione all'heater del microcanale. Per fare questo l'assemblato ottenuto nelle fasi precedenti viene innanzitutto smontato dal sostegno in PVC. Le termocoppie vengono incollate una ad una all'heater mediante colla epossidica (Araldite 20/11). Durante la polimerizzazione della colla (ca. 1h) esse vengono mantenute in posizione mediante l'ausilio di un supporto snodabile dotato di pinza, comunemente detto terzo dito. Una volta incollate tutte le termocoppie si lascia ad asciugare per una notte.

I due elettrodi vengono saldati con stagno in corrispondenza delle due pad, alle estremità dell'heater.

Il risultato dell'assemblato viene visualizzato in Figura 2.26.

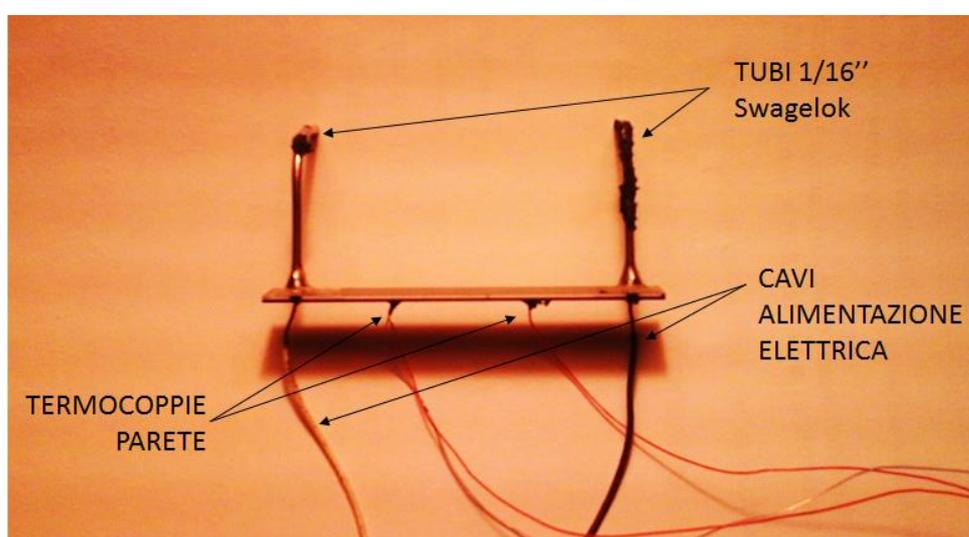


Figura 2.26 Sezione sperimentale pronta per il montaggio

L'insieme viene ora rimontato sulla maschera in PVC. Si fanno passare i cavi elettrici e i fili delle termocoppie attraverso l'apertura rettangolare e quindi si incastra il microcanale nell'apposita sede. Vengono posizionati i raccordi a T da 1/16" (2 e 6) nelle ganasce piccole mentre nei tubi da 1/16" (3 e 5) si inserisce il dado e l'ogiva in teflon; una volta fatte queste due operazioni si provvede ad avvitare il dado, con l'ogiva al suo interno, sul relativo raccordo a T da 1/16". È fondamentale, in questa fase, assicurarsi che il tubo curvo da 1/16" arrivi in battuta nel raccordo a T, garantendo così un perfetto accoppiamento.

Successivamente, sempre con la basetta in PVC sul tavolo, vengono inseriti i due pozzetti di temperatura (1 e 7) posizionando i raccordi a T da 6 mm nelle ganasce grandi. Il pozzetto di temperatura viene fissato avvitando il dado nel corrispondente raccordo a T da 1/16" (2 e 6); per quest'ultimo accoppiamento viene utilizzata un'ogiva in teflon.

La basetta in PVC, con i componenti fin qui assemblati, viene ora montata nell'impianto e fissata utilizzando i bulloni passanti attraverso le ganasce grandi. Successivamente si avvitano nei raccordi a T da 6 mm (1 e 7) i tubi da 6 mm di ingresso (8) e uscita (9) del refrigerante dalla sezione di misura. Una volta che tutto è in posizione si provvede a serrare le ganasce grandi, le ganasce piccole e i dadi di tutti i raccordi. Si inseriscono

infine le termocoppie in acciaio inox nei pozzetti di temperatura. Ultimata questa fase si innestano i tubi da 1/16" (10 e 11) nei raccordi a T (2 e 6) che mettono in comunicazione la sezione di misura con i trasduttori di pressione e si avvitano i corrispondenti dadi.

Per la rimozione della sezione di misura dall'impianto si segue innanzitutto la procedura per il recupero del refrigerante, successivamente vengono chiuse le valvole di ingresso e uscita e si ripercorrono, in senso inverso, le operazioni di montaggio.

2.2.2 Isolamento della sezione di misura

Al fine di limitare le dispersioni termiche nel microcanale e nei tratti di adduzione e disimpegno del refrigerante è necessario provvedere ad isolare la sezione di misura.

I pozzetti di temperatura vengono isolanti mediante dei cilindri cavi in armaflex tagliati a misura e sagomati. Uguale soluzione viene adottata per i tubi da 6 mm di ingresso e uscita del refrigerante. Il risultato viene visualizzato in Figura 2.27.

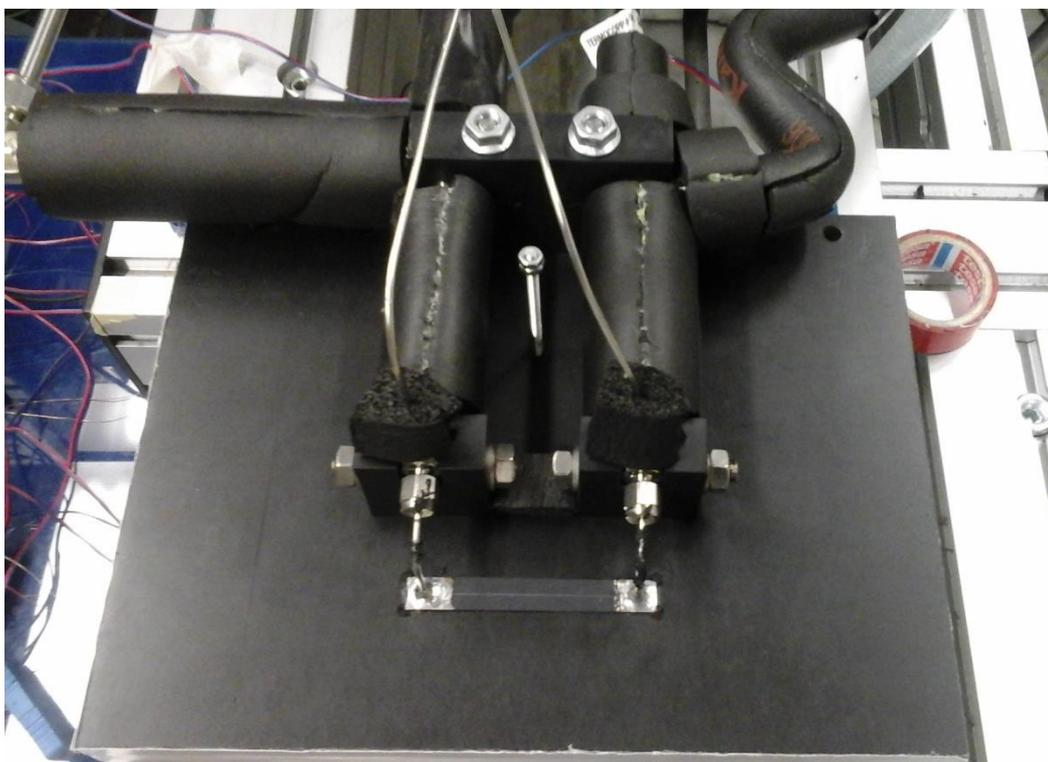


Figura 2.27 Isolamento dei tubi di adduzione e uscita del refrigerante, dei pozzetti di temperatura e delle prese di pressione

Per quanto riguarda il microcanale e i tubi da 1/16" di ingresso e uscita, durante il lavoro si sono adottate due diverse condizioni di isolamento che da qui in avanti chiameremo rispettivamente vecchio e nuovo isolamento.

2.2.2.1 Vecchio isolamento

La prima configurazione di isolamento pensata per il microcanale, consiste in una lastra rettangolare di armaflex di dimensioni 100 x 50 x 5 mm appoggiata sopra il vetro. Nei due lati corti della lastra vengono eseguiti due intagli in maniera tale che essa si possa incastrare tra i due tubi da 1/16". I due tubi da 1/16" vengono isolati sagomando ad hoc dei blocchetti di armaflex. Nella parete inferiore, l'isolamento consiste in tre pezzi di armaflex adesivo.

2.2.2.2 Nuovo isolamento

A causa di alcuni problemi riscontrati durante il lavoro di questa tesi, di cui si discuterà più avanti, è stato necessario passare ad una nuova configurazione dell'isolamento della sezione di misura.

Innanzitutto la cava presente nella superficie inferiore della dima in PVC viene completamente riempita di isolante. Per evitare scivolamenti verso il basso dello stesso, si applica del nastro isolante come si vede in Figura 2.28.

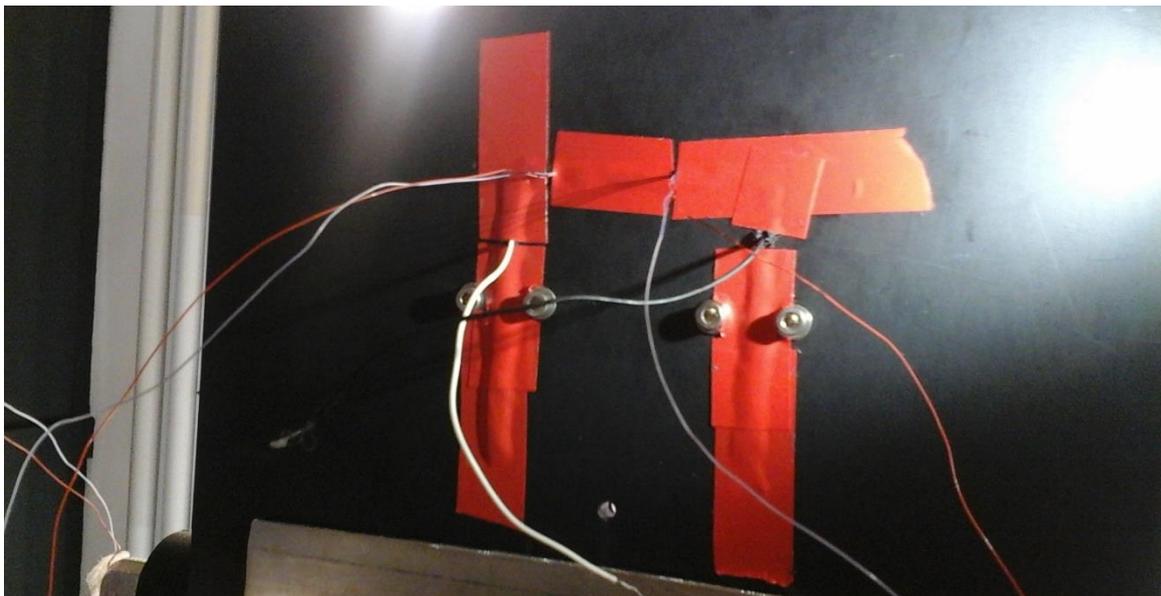


Figura 2.28 Applicazione del nastro adesivo isolante per evitare scivolamenti dell'isolante contenuto nella cava del PVC

Successivamente, sempre nella superficie inferiore della dima in PVC, si adagiano due lastre rettangolari sovrapposte di isolante. Le lastre sono spesse 8 mm e vengono opportunamente sagomate; l'unione reciproca avviene mediante nastro biadesivo. Per l'incollaggio tra questi due strati di isolante e il PVC si utilizza nastro biadesivo. Il risultato finale viene mostrato in Figura 2.31.

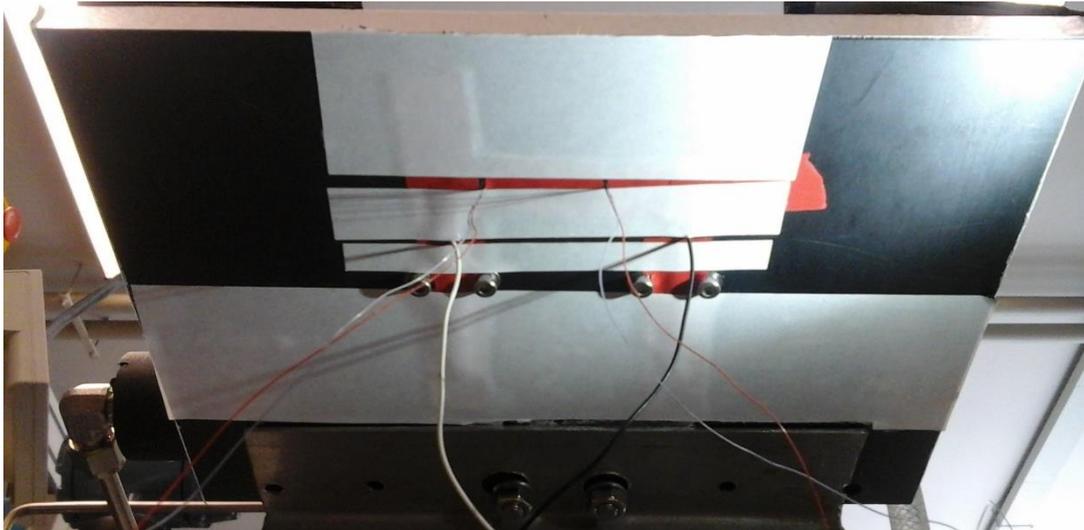


Figura 2.29 Applicazione del nastro biadesivo sulla dima in PVC

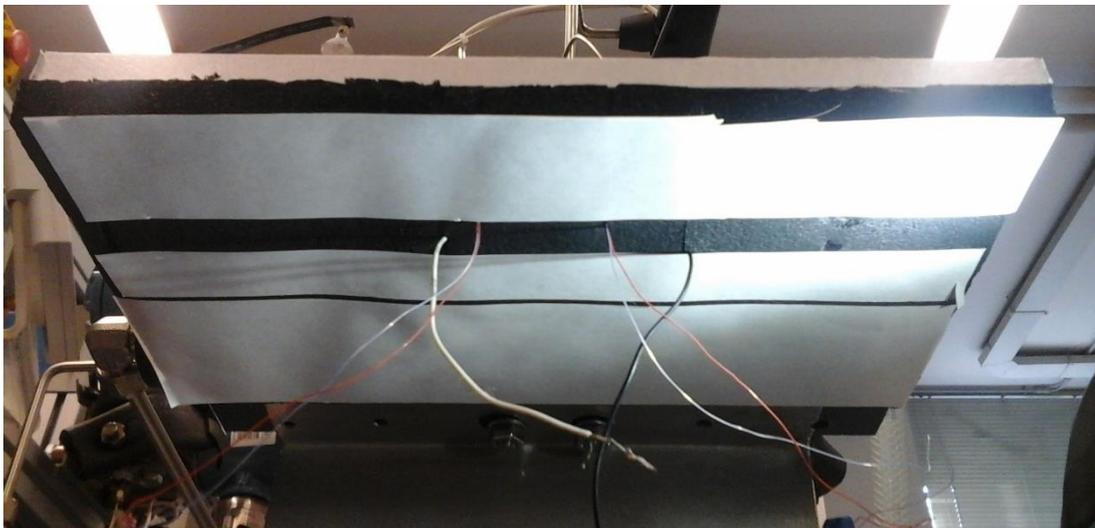


Figura 2.30 Primo strato inferiore di isolante e applicazione del nastro biadesivo per il secondo strato di isolante

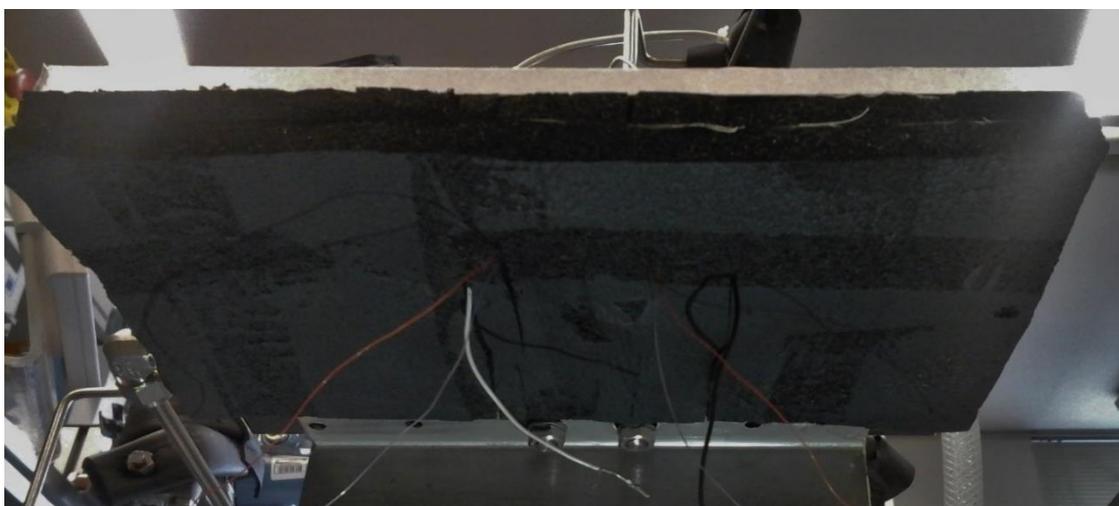


Figura 2.31 Risultato finale dell'isolamento della superficie inferiore della sezione di misura

Dopo aver concluso la parte inferiore, si ritagliano due lastre rettangolari di isolante avente spessore 5 mm. Le due sagome vengono incollate alla superficie superiore della dima in PVC utilizzando del nastro biadesivo. Il risultato di tale operazione viene mostrato in Figura 2.32.

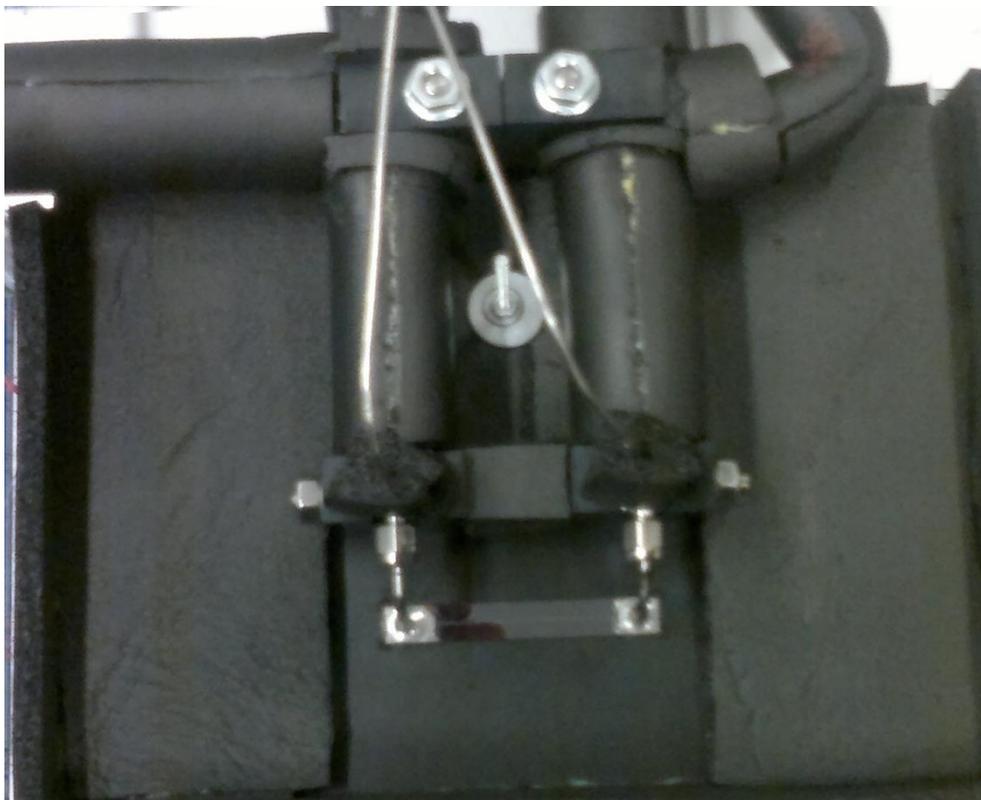


Figura 2.32 Isolamento della parte superiore della sezione di misura.

Come si vede in Figura 2.32, la zona circostante al microcanale non viene inglobata in quest'ultimo isolamento. Per isolare la parte superiore del microcanale si usa una lastra rettangolare di armaflex di spessore 5 mm, la quale dopo essere sagomata ed intagliata per alloggiare i tubi di ingresso e uscita del refrigerante, viene adagiata e incastrata nella sede precedentemente ricavata. Un isolamento mobile offre la possibilità di effettuare visualizzazioni con la videocamera ad alta velocità.

Succeivamente si ritaglia una lastra di armaflex di spessore 10 mm a forma di "C". Tale sagoma viene appoggiata nella superficie superiore della sezione di misura. Non avviene nessun incollaggio permanente con gli strati sottostanti, in maniera tale da consentire una facile rimozione quando si debbano compiere delle visualizzazioni o ispezioni. L'applicazione di questo ulteriore strato viene mostrato in Figura 2.33.

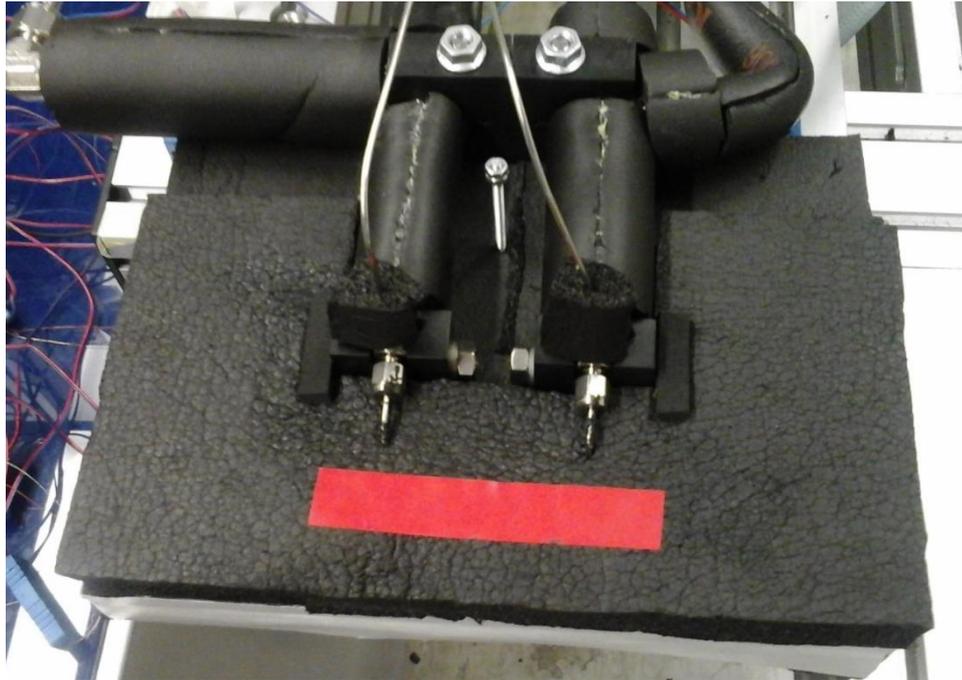


Figura 2.33 Risultato dopo l'applicazione del secondo strato superiore

Dei ritagli rettangolari di armaflex dello spessore di 5 mm vengono incollati tra loro a formare due blocchetti identici che servono ad isolare i tubi di ingresso e di uscita rimasti scoperti, come visibile in Figura 2.33. I blocchetti non vengono incollati agli strato superiori per facilitare il disassemblaggio dell'isolante. Dopo il piazzamento dei blocchetti la parte superiore della sezione di misura si presenta come in Figura 2.34.



Figura 2.34 Blocchetti per l'isolamento dei tubi da 1/16"

Nelle superfici verticali degli strati inferiori si applicano delle strisce laterali di nastro biadesivo che serviranno successivamente per incollare le coperture laterali. La copertura laterale avviene con lastre rettangolari di armaflex dello spessore di 5 mm. L'incollaggio di esse avviene esclusivamente sugli strati inferiori per non precludere la possibilità di rimozione di quelli superiori in fase di visualizzazione con telecamera ad alta velocità.

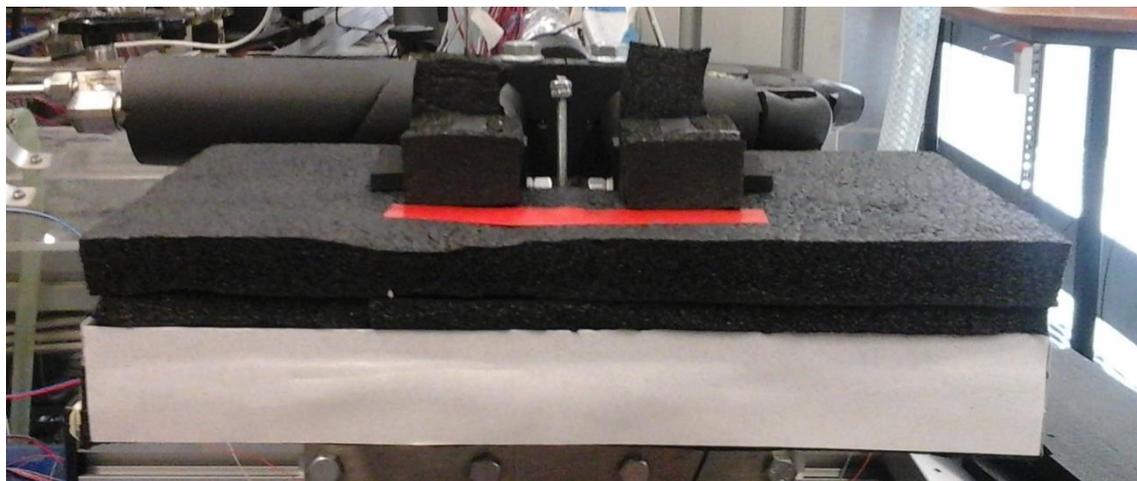


Figura 2.35 Applicazione del nastro biadesivo per l'incollaggio delle coperture laterali

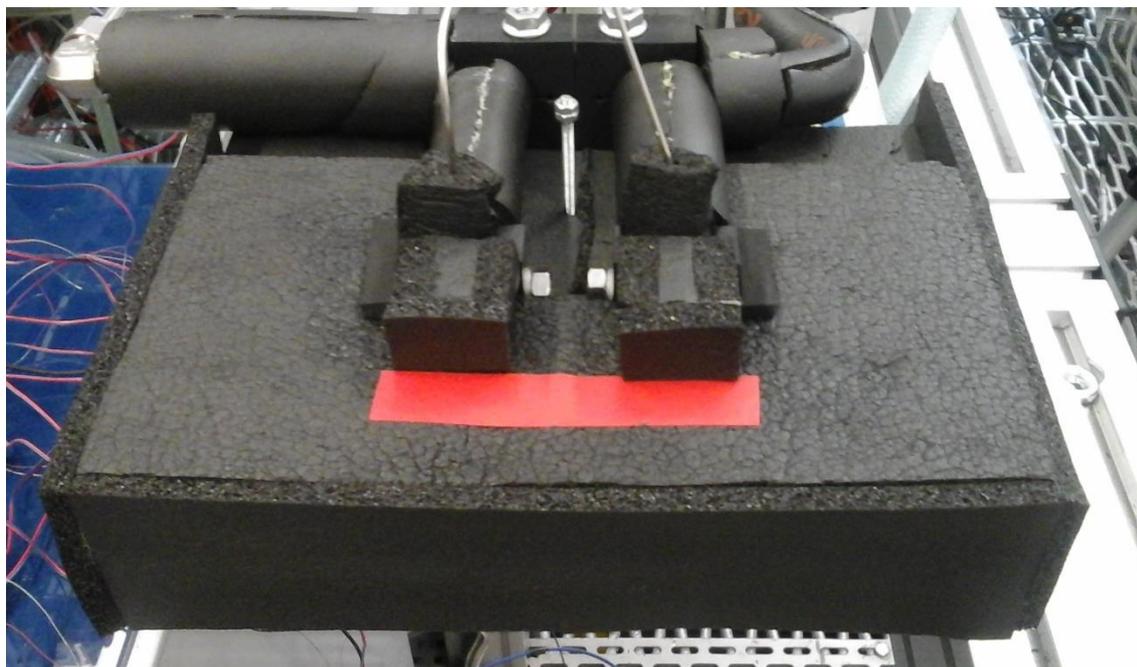


Figura 2.36 Sezione di misura dopo l'incollaggio delle coperture laterali

Utilizzando la stessa tecnica descritta per i blocchetti visibili in Figura 2.34, se ne costruisce uno per isolare i dadi delle ganasce piccole, i quali, come si vede in Figura 2.36, risultano esposti in ambiente. Dopo l'applicazione di quest'ultimo, il nuovo isolamento della sezione di misura è concluso e il risultato viene mostrato in Figura 2.37.

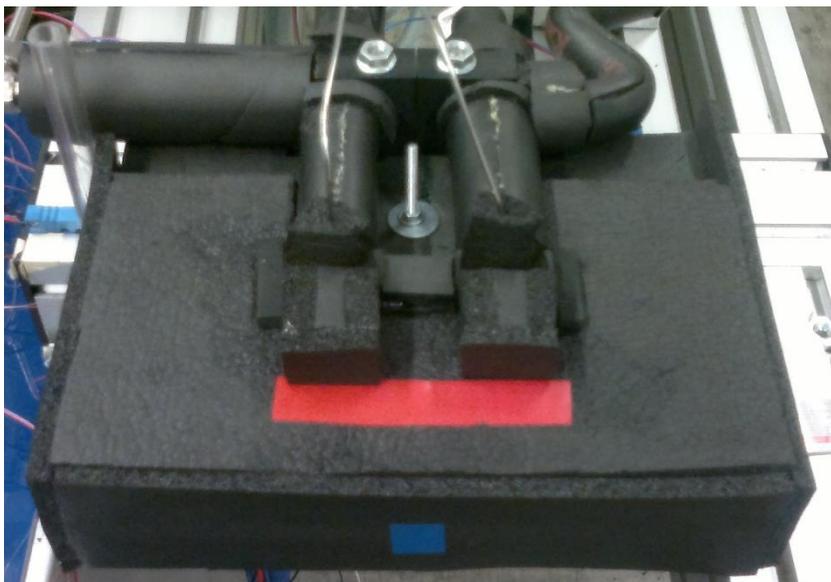


Figura 2.37 Configurazione finale della sezione di misura con il nuovo isolamento

2.3 Strumenti di misura

In questo paragrafo vengono elencati, e brevemente descritti, gli strumenti di misura adottati durante lo studio sperimentale svolto.

Per misurare la portata di massa specifica di refrigerante circolante nell'impianto viene utilizzato un misuratore di portata ad effetto Coriolis.

Per le misure di temperatura sia in presezione che nella sezione di misura, vengono utilizzate delle termocoppie. Concentrandoci sulla sezione di misura, per la determinazione della temperatura di ingresso e di uscita del refrigerante si usano due termocoppie di tipo K (in acciaio inox), mentre per la misura della temperatura di parete si utilizzano due termocoppie di tipo T (rame-costantana).

La misurazione di pressione del refrigerante all'ingresso del microcanale è affidata ad un trasduttore di pressione relativo Rosemount in grado di misurare fino a 50 bar. Il trasduttore è collegato alla presa di pressione posta localmente sulla sezione di misura attraverso un tubo da 1/16".

La presa di pressione in ingresso, e quella di uscita, vengono collegate a due trasduttori differenziali di pressione Rosemount posti in parallelo. Il primo permette di misurare una perdita di pressione fino a 1 bar con risoluzione di 0.01 bar; il secondo invece ha una portata di 0.01 bar con risoluzione di 0.1 mbar.

Per le prove di ebollizione si fornisce una potenza elettrica, convertita poi in termica per effetto Joule, alla sezione di misura. Come è noto la potenza elettrica è il prodotto tra la differenza di potenziale e l'intensità di corrente circolante. La misura della tensione viene affidata direttamente al sistema di acquisizione, mentre per l'intensità di corrente, la si calcola dalla misura della differenza di potenziale ai capi di una resistenza calibrata (*shunt resistance* $R_{shunt}=10.3097\text{ m}\Omega$). Quest'ultima permette di trasformare il segnale di corrente in uno di tensione e quindi interpretabile dal sistema di acquisizione in dotazione.

2.4 Descrizione del sistema di acquisizione

Si vuole ora descrivere il sistema di acquisizione il quale consente di tradurre i segnali elettrici (tensione) generati dagli strumenti di misura visti nel paragrafo precedente, in valori numerici visibili a monitor e salvabili in un file di testo.



Figura 2.38 Flow chart per l'ottenimento dei risultati sperimentali

In Figura 2.39 viene riportato lo schema della sezione di misura con indicati i dati di output dell'acquisizione. Tali dati verranno poi elaborati per ottenere i risultati sperimentali: la parte di riduzione dati verrà curata più avanti nel testo.

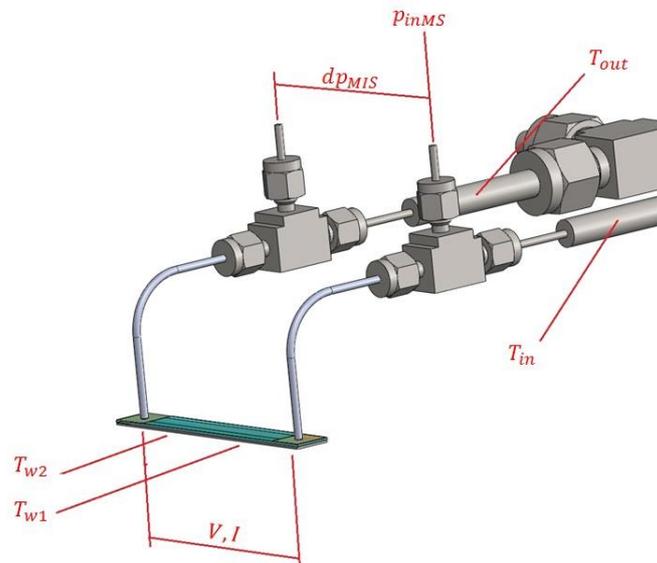


Figura 2.39 Grandezze fisiche rilevate e posizionamento di esse nella sezione di misura

Le grandezze fisiche di nostro interesse, e rilevate dal sistema di acquisizione sono:

- Temperatura del refrigerante in ingresso alla MS (T_{in});
- Temperatura del refrigerante in uscita MS (T_{out});
- Pressione del refrigerante all'ingresso della MS (p_{inMS});
- Differenza di pressione tra ingresso e uscita (dp_{MS});
- Temperature di parete (T_w i-esima);
- Tensione applicata ai capi della resistenza in platino (V);
- Intensità di corrente circolante (I);
- Temperatura ambiente (T_{amb})

Il sistema di acquisizione in dotazione al laboratorio è composto principalmente dai seguenti elementi: due componenti hardware, ovvero una scheda di acquisizione e un PC, e il software LabVIEW.

Il software LabVIEW consente di visualizzare a monitor le grandezze misurate. Esso permette inoltre di compiere operazioni booleane tra di esse, nonché il collegamento istantaneo con RefProp, offrendo così la possibilità di una prima, grezza, elaborazione dati e di avere un maggior controllo sull'impianto. Un altro aspetto pratico di LabVIEW è la visualizzazione a monitor dell'andamento temporale delle variabili misurate. In questo modo risulta facile individuare il sopraggiungimento delle condizioni di stabilità dell'impianto.

L'acquisizione dei dati dura 50 secondi, durante i quali il software registra altrettanti valori di ciascuna grandezza. In output, LabVIEW restituisce tre file dati composti da una matrice di numeri, in cui ciascuna colonna corrisponde ad una grandezza misurata. Due di questi file contengono rispettivamente il valore medio e la deviazione standard di ciascuna variabile; il terzo, invece, riporta tutti i 50 valori registrati ad ogni acquisizione.

Poiché l'acquisizione viene fatta in condizioni stabili, i valori medi sono quelli più significativi e verranno usati in fase di riduzione dati.

2.5 Calibrazione delle termocoppie

Prima di procedere con l'acquisizione dei dati sperimentali e con l'assemblaggio della sezione di misura, viene svolta la calibrazione di tutte le termocoppie utilizzate.

Per la calibrazione viene utilizzato un pozzetto di temperatura, il quale viene schematizzato in Figura 2.40.

Nella cavità esterna scorre dell'acqua distillata proveniente dal bagno termostato Lauda, mentre in quella interna vi è dell'acqua in quiete.

Nella camera interna vengono annegate le giunzioni delle termocoppie da calibrare. Assieme alle termocoppie viene inserita la sonda di un super termometro (Hart Scientific Super Thermometer II) che garantisce una misura di temperatura con un'accuratezza di ± 0.001 K. La differenza tra il valore di temperatura registrato dal super termometro e quello misurato dalla termocoppia, indica la correzione da applicare a quest'ultime.

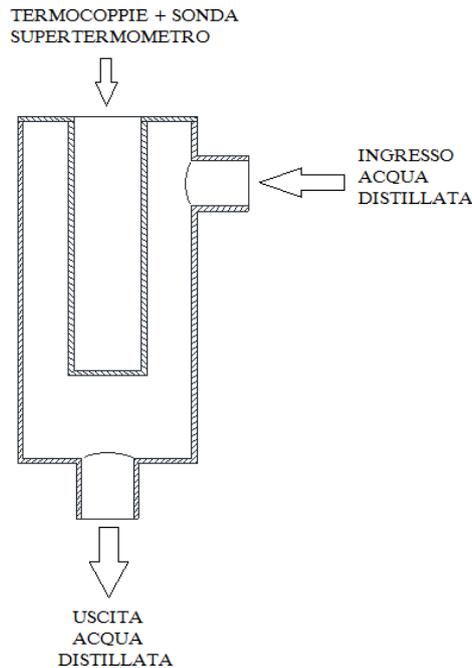


Figura 2.40 Schematizzazione del pozzetto per la calibrazione delle termocoppie utilizzate

Denominando T^* la temperatura misurata dal super termometro, e T_{TC} quella misurata dalla termocoppia in esame, possiamo scrivere la seguente uguaglianza

$$T^* = T_{TC} + (T^* - T_{TC}) \quad (2.1)$$

I risultati della calibrazione vengono plottati in un grafico come quelli riportati in Figura 2.41. In ascissa si riporta la temperatura misurata dalla termocoppia da tarare, mentre in ordinata vi è la differenza di temperatura tra la misura del super termometro e quella della termocoppia ($T^* - T_{TC}$).

Per ciascuna termocoppia i risultati vengono interpolati con una retta, perciò la correzione sarà una funzione lineare.

Una volta ottenute le curve riportate in Figura 2.41, si inserisce la correzione all'interno dei blocchi del software LabVIEW. La sintassi da usare viene riportata in Tabella 2.1.

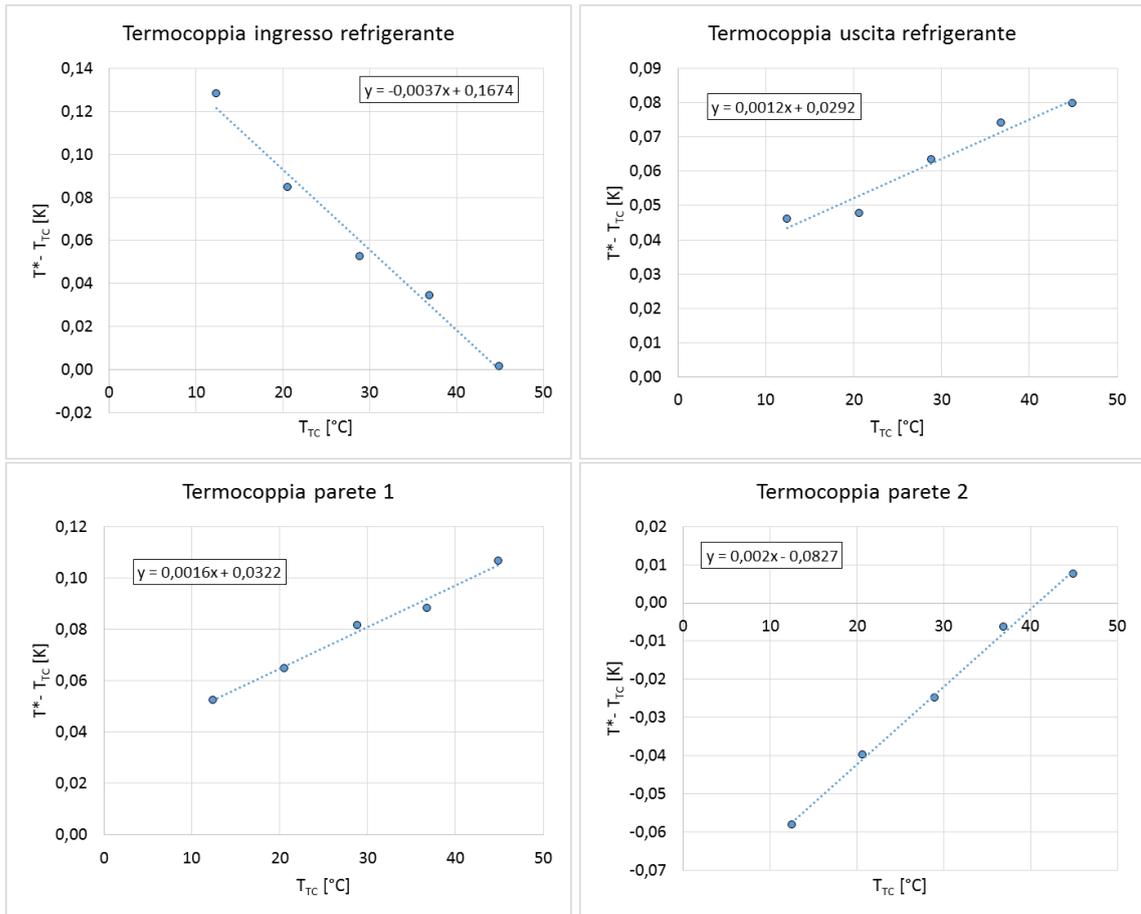


Figura 2.41 Calibrazione delle termocoppie per canale liscio

Termocoppia	Blocco LabVIEW
Inox, ingresso refrigerante	$y=x+(-0.0037*x+0.1674)$
Inox, uscita refrigerante	$y=x+(0.0012*x+0.0292)$
Tipo T, parete 1	$y=x+(0.0016*x+0.0322)$
Tipo T, parete 2	$y=x+(0.002*x-0.0827)$

Tabella 2.1 Blocchi di calibrazione inseriti in LabVIEW

- CAPITOLO 3 -

TEST PRELIMINARI

Nella prima parte di questo capitolo verrà esposto il modello considerato per la valutazione dei flussi termici scambiati tra la sezione di misura e l'ambiente esterno. Saranno dunque descritte le ipotesi fatte e i test condotti per determinare ciascuna potenza termica scambiata. Nei paragrafi successivi saranno curati, invece, i test preliminari eseguiti per validare le misurazioni effettuate, e confermare sperimentalmente i flussi termici prima supposti. Seguirà infine un'ultima sezione nella quale si ricaverà una correlazione in grado di correggere a posteriori la misura delle termocoppie di parete, consentendo una migliore stima della temperatura di parete stessa.

3.1 Valutazione delle potenze termiche

Considerata la geometria della sezione di misura illustrata nel precedente capitolo, si ipotizza la presenza dei flussi termici schematizzati in Figura 3.1.

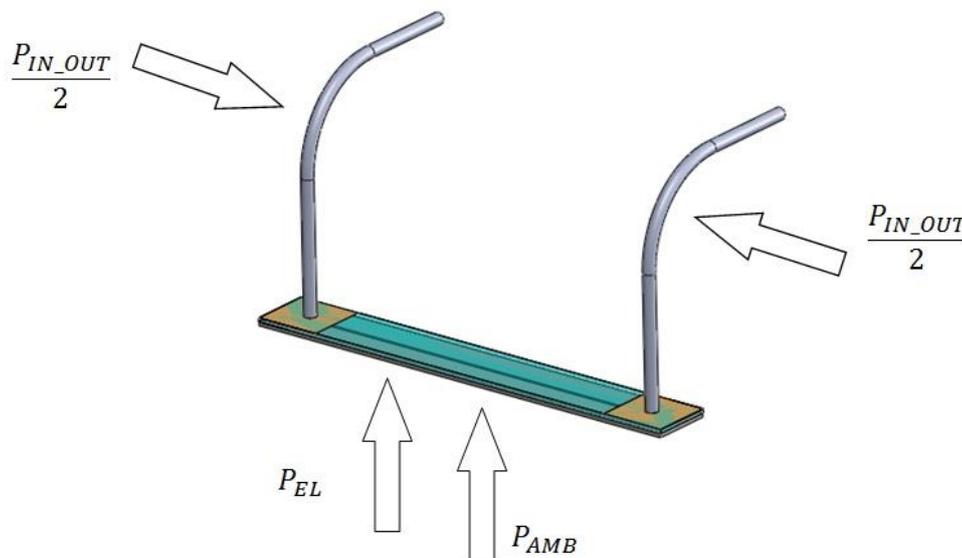


Figura 3.1 Potenze termiche considerate nella sezione di misura

Per convenzione, la potenza termica (o flusso termico) è considerata positiva, se è entrante nella sezione di misura, ovvero assorbita dal fluido.

Si indica con P_{EL} la potenza elettrica fornita all'heater del microcanale. Si ipotizza che la trasformazione da potenza elettrica a termica per effetto Joule avvenga con rendimento unitario.

La potenza P_{AMB} invece, viene scambiata tra la superficie inferiore del microcanale e l'ambiente. Si ipotizza che l'entità di questo flusso termico sia funzione della differenza di

temperatura tra la temperatura media di parete e la temperatura ambiente, nonché delle condizioni di isolamento adottate.

Come mostrato in Figura 3.1 si considera inoltre, la potenza termica $P_{IN/OUT}$ la quale viene assorbita dalla sezione attraverso i tubi da 1/16" di ingresso e di uscita del refrigerante. Per ipotesi, tale flusso termico è dipendente dalla differenza di temperatura tra la temperatura media del fluido tra ingresso e uscita e la temperatura ambiente. Si ipotizza inoltre che il valore di $P_{IN/OUT}$ dipenda dalle condizioni di isolamento.

Detta P la potenza termica globale assorbita dal prototipo, essa può essere calcolata come riportato in Eq. 3.1

$$P = P_{EL} + P_{AMB} + P_{IN/OUT} \quad (3.1)$$

Conoscendo la pressione e la temperatura del refrigerante all'ingresso e all'uscita della sezione di misura, l'Eq. 3.1 può essere riscritta come:

$$P = \dot{m} \cdot (h_{out} - h_{in}) \quad (3.2)$$

dove h è l'entalpia specifica, mentre \dot{m} la portata di massa specifica. Qualora il deflusso sia monofase, l'Eq. 3.2 diviene:

$$P = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{out} - T_{in}) \quad (3.3)$$

Si capisce dunque che durante l'analisi sperimentale condotta alcuni termini come la potenza P_{EL} e P sono sempre note grazie alle misurazioni effettuate. Tuttavia per chiudere l'Eq. 3.1, e quindi determinare il reale flusso termico assorbito dal fluido, è necessario conoscere anche gli altri due termini $P_{IN/OUT}$ e P_{AMB} .

3.1.1 Determinazione di P_{AMB}

Creando il vuoto nella sezione di misura, il bilancio in Eq.3.1 può essere riscritto nella seguente forma

$$P_{EL} = P_{AMB} \quad (3.4)$$

Infatti, nessun assorbimento né dispersione di potenza avviene nei tratti di ingresso e di uscita, i quali si portano all'equilibrio termico con l'ambiente stesso. Inoltre, proprio a causa dell'assenza del fluido all'interno della sezione di misura, la potenza totale P è nulla.

La procedura per la valutazione di P_{AMB} , prevede dunque di creare il vuoto nella sezione di misura e di applicare una potenza elettrica P_{EL} . Per l'Eq. 3.4 e le ipotesi fatte, Quest'ultimo flusso termico (P_{EL}) è interamente scambiato con l'ambiente esterno attraverso la superficie inferiore del microcanale.

I test per la determinazione di P_{AMB} iniziano applicando una differenza di potenziale di 1 V ai capi dell'heater. La temperatura misurata dalle termocoppie di parete aumenta fino a raggiungere un valore costante nel tempo. Al sopraggiungere di questo, viene fatta partire l'acquisizione. Successivamente la tensione viene aumentata di 1 V e le operazioni si ripetono. Le prove terminano quando una o più termocoppie di parete misurano una temperatura superiore ai 55°C, la quale rappresenta il limite di sicurezza per evitare il degrado termico della colla che le unisce alla parete stessa.

Come detto in apertura di capitolo, si ipotizza che la potenza termica P_{AMB} sia funzione della differenza di temperatura tra la parete inferiore (T_w) e l'ambiente (T_{amb}), nonché delle condizioni di isolamento.

La temperatura di parete viene calcolata come media aritmetica dei valori registrati da ciascuna termocoppia incollata. La temperatura ambiente, invece, viene misurata da una termocoppia posta localmente. Tale termocoppia è inserita in un tubicino di PVC che garantisce la schermatura da eventuali correnti d'aria che porterebbero ad oscillazioni transitorie della misura.

I risultati sperimentali vengono plottati in un grafico (Figura 3.2) recante in ascissa la differenza di temperatura tra parete e ambiente, e in ordinata la potenza elettrica imposta.

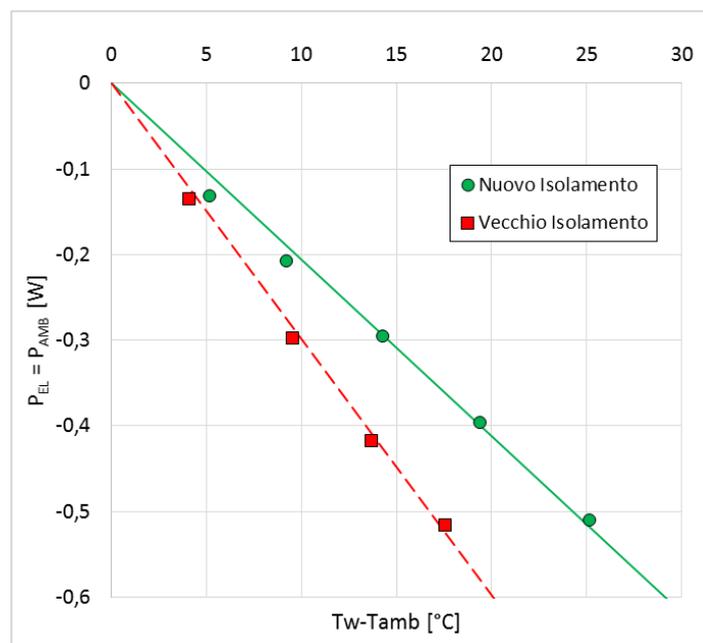


Figura 3.2 Risultati sperimentali per flusso termico attraverso la superficie inferiore (P_{AMB})

Come si vede in Figura 3.2 i dati misurati ben si adagiano su di una semiretta uscente dall'origine.

Tuttavia essi sono rappresentativi esclusivamente nel caso di $T_w - T_{amb} > 0$ e $P_{AMB} < 0$, poiché la potenza che misuriamo viene dissipata (e quindi per convenzione negativa) dalla superficie inferiore. Questo rappresenta un limite dovuto alla procedura sperimentale adottata: è infatti impossibile, a meno di importanti modifiche strutturali, raffreddare la parete del microcanale

al di sotto della temperatura ambiente e determinare quindi la potenza termica assorbita dall'ambiente ($P_{AMB} > 0$).

Per sopperire a tale mancanza di dati, si ipotizza che i meccanismi di scambio termico siano indipendenti dalla direzione del flusso.

Fatta questa ipotesi, in Figura 3.3 viene mostrata la curva definitiva usata per valutare la P_{AMB} su tutto il campo di differenza di temperatura tra la superficie inferiore del microcanale e l'ambiente esterno.

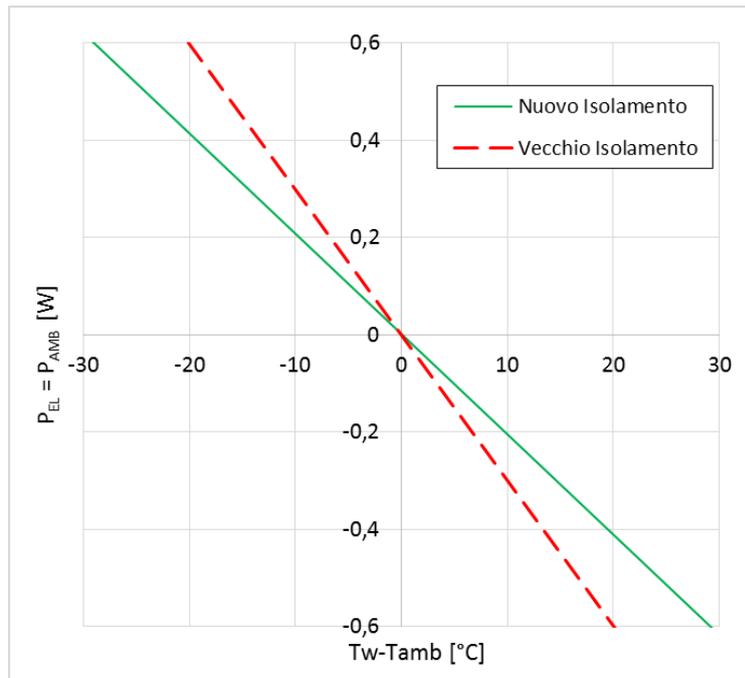


Figura 3.3 Determinazione sperimentale di P_{AMB}

Le rette interpolatrici dei risultati sperimentali hanno equazione

$$P_{AMB} = -0.0299 \cdot (T_w - T_{amb}) \quad (3.5)$$

per il vecchio isolamento, mentre

$$P_{AMB} = -0.0206 \cdot (T_w - T_{amb}) \quad (3.6)$$

per il nuovo isolamento.

3.1.2 Determinazione di $P_{IN/OUT}$

Il secondo passo che ci consente una più adeguata stima del flusso termico P entrante nel fluido, è la valutazione della potenza scambiata tra fluido e ambiente in ingresso e in uscita, ovvero cercare una correlazione in grado di fornirci il valore del termine denominato $P_{IN/OUT}$ nell'Eq. 3.1.

Qualora fosse applicata potenza elettrica nulla, l'Eq. 3.1 può essere riscritta nella seguente forma

$$P_{IN/OUT} = P - P_{AMB} \quad (3.7)$$

in cui viene evidenziato il termine cercato.

Per compiere le misurazioni utili alla risoluzione del metodo analitico proposto in Eq. 3.7, è necessario ripristinare il refrigerante all'interno della sezione di misura.

Dopo il ripristino del refrigerante, il circolatore viene acceso e la pressione dell'impianto viene aumentata fino ad un valore di ca. 15 bar assoluti, in modo tale da garantire un deflusso monofase del refrigerante.

Le prove vengono condotte a tre differenti valori di portata di massa specifica, compresi tra 1000-2300 kg m⁻² s⁻¹. Per ciascuna portata la temperatura di ingresso dell'R134a nella sezione di misura viene fatta variare impostando diversi valori di set point del bagno Lauda. La potenza elettrica è nulla.

Per risolvere l'Eq. 3.7, e quindi calcolare sperimentalmente $P_{IN/OUT}$, la potenza termica globale P viene determinata secondo la Eq. 3.3, mentre la P_{AMB} secondo la Eq. 3.5 o Eq. 3.6 in funzione delle condizioni di isolamento.

Come detto in apertura di capitolo, si ipotizza che $P_{IN/OUT}$ sia dipendente dalla differenza di temperatura tra la temperatura media del fluido e l'ambiente. Poiché la conformazione dell'isolante attorno ai tubi da 1/16" non varia nelle due configurazioni di isolamento, quest'ultimo parametro non influisce sul valore di $P_{IN/OUT}$.

La temperatura media del fluido (T_f) viene calcolata come la media aritmetica tra i valori di ingresso e di uscita del fluido, misurati rispettivamente da ciascuna delle due termocoppie in inox. La misura della temperatura ambiente (T_{amb}) avviene utilizzando la stessa termocoppia descritta nel paragrafo precedente

In Figura 3.4 vengono plottati i valori sperimentali di $P_{IN/OUT}$, in entrambe le configurazioni di isolamento, in funzione della differenza di temperatura $T_f - T_{amb}$.

Il flusso termico $P_{IN/OUT}$, presenta una dipendenza lineare da $T_f - T_{amb}$. I punti sperimentali risultano simmetrici rispetto all'origine, il che ci consente di fittare i dati con un'unica retta passante per l'origine di equazione

$$P_{IN/OUT} = -0.0339 \cdot (T_f - T_{amb}) \quad (3.8)$$

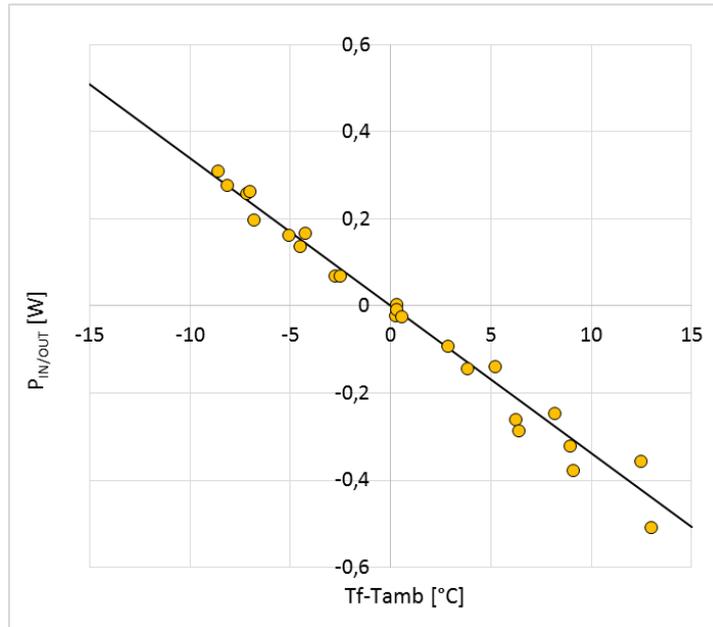


Figura 3.4 Determinazione sperimentale di $P_{IN/OUT}$

3.2 Bilanci termici

Come visto nei paragrafi precedenti, la determinazione sperimentale delle diverse potenze termiche da e verso l'ambiente viene fatta ricostruendo condizioni ad hoc che ci permettono di trascurare uno o più termini del bilancio termico riportato in Eq. 3.1.

Tuttavia, nel lavoro sperimentale eseguito, le condizioni operative saranno ben diverse da queste, e saranno in genere presenti tutti i contributi sopra descritti. E' necessario perciò accertarsi che le correlazioni trovate, abbiano un riscontro sperimentale anche quando siano applicate in situazioni diverse da quelle per le quali sono state esse determinate.

Viene dunque eseguita una campagna di test la quale prevede di verificare sperimentalmente il seguente bilancio termico

$$\dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{out} - T_{in}) = P_{EL} + P_{AMB} + P_{IN/OUT} \quad (3.9)$$

Le prove sono condotte in un range di portata specifica di massa che varia da 900 a 5500 kg m⁻² s⁻¹, mentre la potenza elettrica fornita spazia da 1.5 – 12 W. Il deflusso del refrigerante è allo stato monofase liquido. Il bagno termostato Lauda viene fatto lavorare ad una certa temperatura di set point che rimarrà costante durante tutti i test.

Le prove sperimentali di validazione iniziano fissando una certa portata e fornendo una potenza elettrica $P_{EL}=1.5$ W. Successivamente la portata viene mantenuta costante mentre viene incrementata la potenza elettrica. Durante l'esecuzione delle prove a portata più bassa è necessario accertarsi che, aumentando la potenza elettrica, non subentri l'ebollizione. Se così fosse non sarebbe più valido il bilancio di Eq. 3.9.

Per ogni punto sperimentale, oltre alla misura di portata, vengono registrate le temperature del fluido in ingresso e uscita dal microcanale, le temperature di parete; da queste misure, e applicando le Eqq. 3.5 – 3.8, si calcola ciascun termine contenuto nell'Eq.3.9.

Definendo $P_{MIS} = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T$ e $P_{CALC} = P_{EL} + P_{AMB} + P_{IN/OUT}$ possiamo plottare in un unico grafico questi due valori, il che ci permette una verifica visiva del bilancio termico. Il risultato di questa analisi viene illustrato in Figura 3.5.

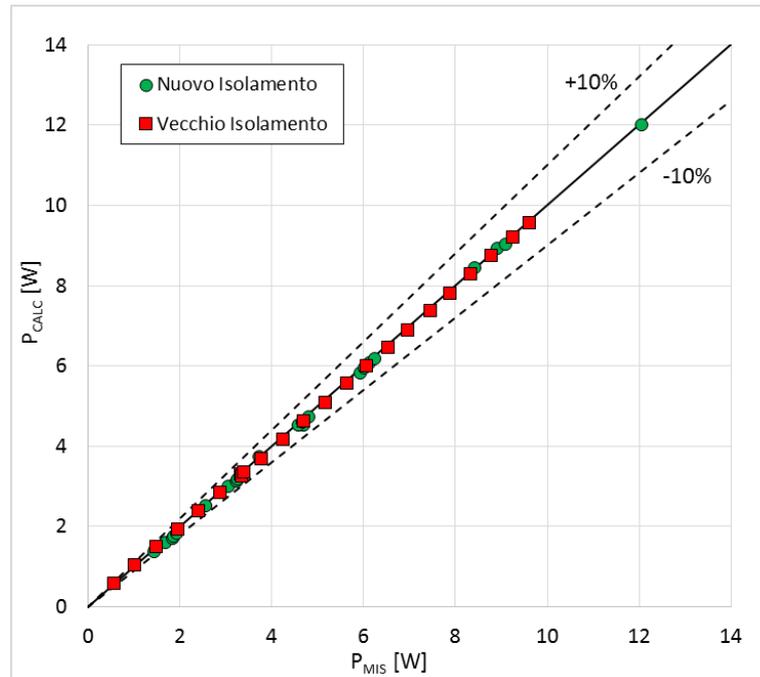


Figura 3.5 Verifica sperimentale del bilancio termico

Come si vede dalla Figura 3.5, v'è un'ottima accordanza tra i valori di potenza misurata sperimentalmente e calcolata. Questo porta a confermare la validità delle correlazioni prima esposte e ci consente di utilizzarle in qualsiasi condizione operativa.

Utilizzando gli stessi dati, possiamo anche validare le misure di temperatura e pressione all'ingresso e all'uscita. In particolar modo, essendo il deflusso monofase deve valere la seguente uguaglianza

$$\dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{out} - T_{in}) = \dot{m} \cdot (h_{out} - h_{in}) \quad (3.10)$$

dove i valori di entalpia specifica h_{in} e h_{out} vengono calcolati conoscendo il valore di temperatura e pressione del fluido rispettivamente all'ingresso e all'uscita della sezione di misura. La valutazione dell'entalpia specifica viene fatta utilizzando il database RefProp ver. 7.0.

Come si vede in Figura 3.6, le misurazioni confermano l'uguaglianza di Eq. 3.10; validando quindi l'intera catena di misura.

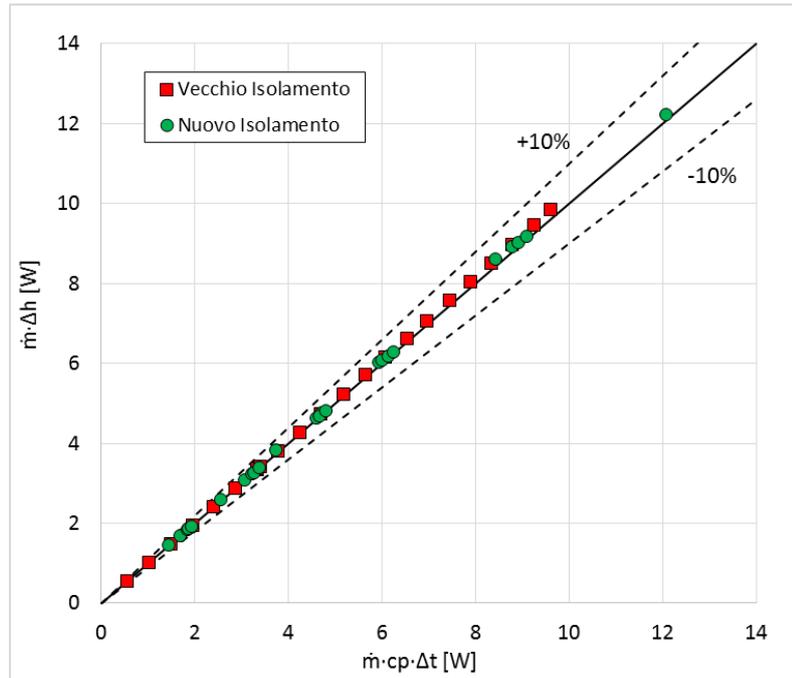


Figura 3.6 Validazione delle misure di temperatura e pressione in ingresso e uscita

3.3 Corrispondenza p-T di saturazione

Come è noto dalla termodinamica, per la legge delle fasi di Gibbs, lo stato di equilibrio di un fluido in regime bifase è completamente definito a meno di una variabile; ragione per cui fissando la pressione, la temperatura sarà univocamente definita e viceversa. Basandosi su tale principio termodinamico, si vuole compiere un'ulteriore validazione delle nostre misurazioni andando a verificare sperimentalmente la corrispondenza pressione-temperatura. L'idea è quella di riscaldare il fluido a monte della sezione di misura affinché giunga all'ingresso di essa con titolo $x > 0$. Non viene fornita alcuna potenza elettrica sull'heater e il fluido la abbandona ancora allo stato liquido-vapore.

Tali prove hanno un duplice obiettivo: da una parte verificare che la misura della termocoppia in inox e della presa di pressione siano in accordo, dall'altra accertarsi che nel nostro impianto fluisca del refrigerante R134a puro.

Si definisce T_{sat} la temperatura misurata dalla termocoppia in inox e $T_{sat}^* = f(p_{out})$ la temperatura ricavata da RefProp sulla base della pressione misurata dai traduttori di pressione. Il confronto tra queste due grandezze viene mostrato in Figura 3.7.

Come si vede in Figura 3.7, la differenza tra la temperatura di saturazione calcolata e quella misurata nel 90% dei casi è inferiore ai 0.3°C, dunque entro l'incertezza sperimentale delle termocoppie di inox. Tale risultato conferma la presenza di fluido R134a puro all'interno dell'impianto nonché valida ulteriormente le misurazioni compiute.

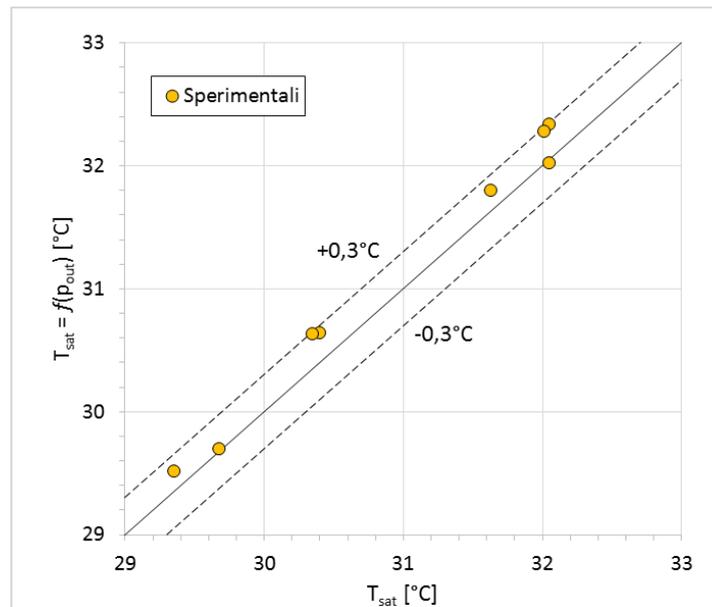


Figura 3.7 Corrispondenza pressione-temperatura di saturazione

3.4 Post-calibrazione termocoppie di parete

Nei paragrafi precedenti di questo capitolo è stata verificata la validità delle misurazioni, tuttavia prima di procedere con la sperimentazione è necessario accertarsi dell'esattezza della temperatura di parete ottenuta dalle termocoppie ivi incollate.

Questo viene fatto con delle prove in regime monofase a portata costante ($G=2300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) senza fornire potenza elettrica. La temperatura di set point del bagno Lauda viene fatta variare in modo tale da ottenere diversi valori di temperatura media del fluido nel microcanale. In particolar modo la differenza di temperatura tra la temperatura media del fluido e quella ambiente viene variata da -9 a $+13^{\circ}C$.

Questi test vengono condotti sia con il nuovo che con il vecchio tipo di isolamento. I risultati ottenuti vengono riportati in Tabella 3.1 e Tabella 3.2.

VECCHIO ISOLAMENTO						
G [kg/m ² s ⁻¹]	p_{in MS} [bar]	T_{amb} [°C]	T_{in} [°C]	T_{out} [°C]	T_{w1} [°C]	T_{w2} [°C]
2322	14,591	26,56	17,47	18,45	19,74	20,11
2324	14,597	26,47	19,06	19,87	20,95	21,26
2324	14,621	26,56	22,07	22,57	23,23	23,41
2323	14,582	26,44	23,79	24,04	24,37	24,46
2325	14,623	26,42	27,00	26,94	26,74	26,68
2325	14,653	26,32	30,38	29,95	29,22	29,00
2325	14,670	26,40	33,00	32,26	31,10	30,78
2327	14,661	26,10	35,50	34,55	32,97	32,51
2323	14,678	25,89	39,61	38,16	35,91	35,28

Tabella 3.1 Test post calibrazione termocoppie parete con vecchio isolamento

NUOVO ISOLAMENTO						
G	p _{in MS}	T _{amb}	T _{in}	T _{out}	T _{w1}	T _{w2}
[kg/m ² s ⁻¹]	[bar]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]
2371	14,146	25,40	16,88	17,67	18,51	18,68
2374	14,164	25,63	18,53	19,13	19,79	19,94
2374	14,211	26,25	21,54	21,94	22,35	22,43
2376	14,264	26,77	23,88	24,10	24,33	24,37
2375	14,299	26,82	27,15	27,12	27,03	27,01
2375	14,336	27,10	30,09	29,83	29,47	29,39
2375	14,365	27,27	32,71	32,29	31,69	31,55
2374	14,379	27,13	35,68	34,98	34,08	33,86
2374	14,409	27,09	40,05	39,04	37,73	37,42

Tabella 3.2 Test post calibrazione termocoppie parete con nuovo isolamento

Come si vede in Tabella 3.1 e Tabella 3.2, il nuovo isolamento porta a dissipazioni minori a parità di salto di temperatura tra fluido e ambiente. Tale conclusione può essere graficamente visualizzata in Figura 3.8, dove viene riportata la potenza globale P calcolata come in Eq. 3.3 in funzione della differenza tra temperatura media del fluido (T_f) e la temperatura ambiente (T_{amb}).

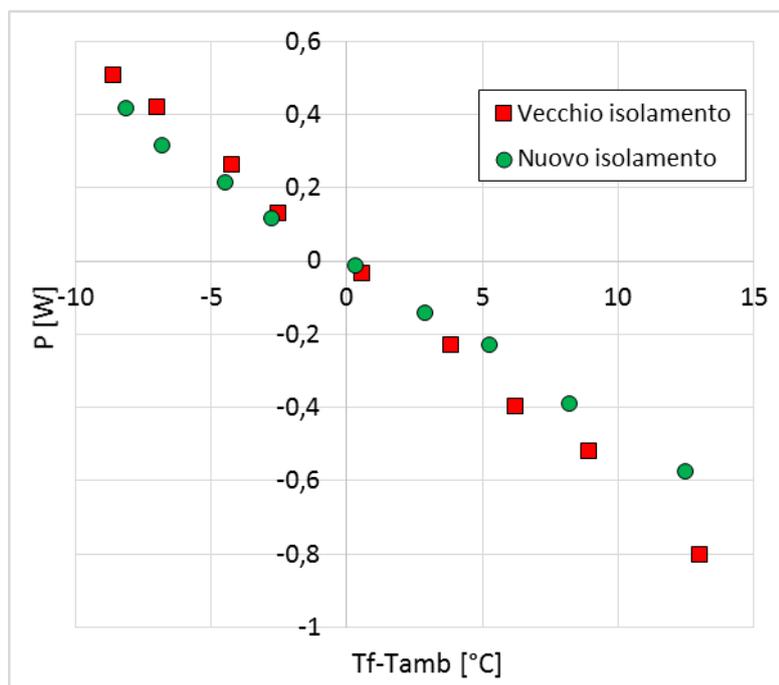


Figura 3.8 Potenza termica totale scambiata dalla sezione di misura

Conoscendo la potenza termica globale P e la differenza di temperatura $T_f - T_{amb}$, applicando l'Eq. 3.1 e l'Eq. 3.8 si calcola il termine P_{AMB} , ricordando che durante i test $P_{EL} = 0$.

Questo flusso termico P_{AMB} viene illustrato in Figura 3.9, dove è plottato in funzione della differenza tra la temperatura media del fluido (T_f) e quella ambiente (T_{amb}).

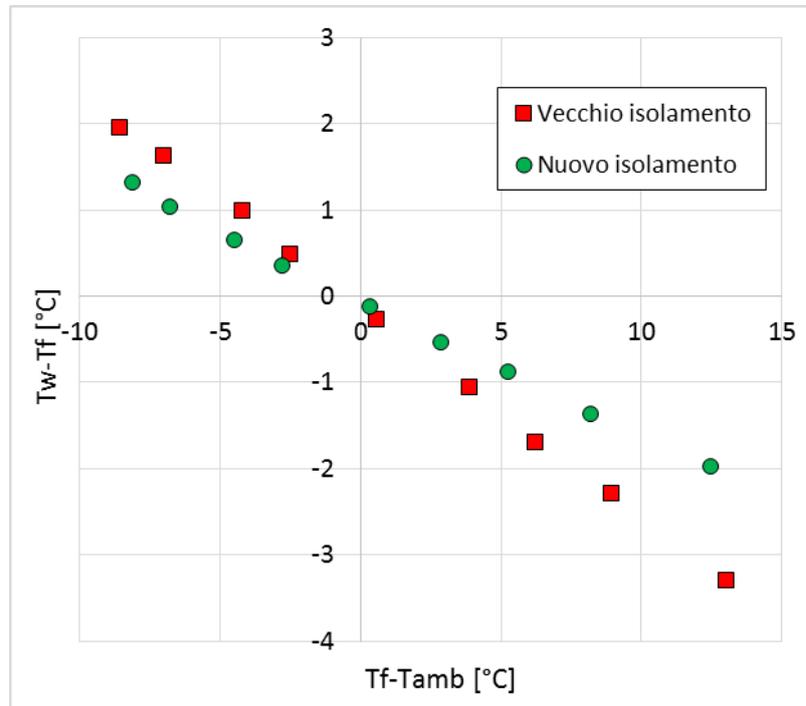


Figura 3.9 Potenza termica scambiata nella superficie inferiore

Dalla Figura 3.9, si nota la riduzione del flusso termico P_{AMB} nel caso del nuovo isolamento, che si dimostra quindi essere migliore del vecchio.

Nel caso di deflusso completamente adiabatico, la temperatura di ingresso del fluido corrisponderebbe a quella di uscita; inoltre, in tal caso, la temperatura di parete sarebbe pari a quella del fluido.

Dai risultati sperimentali mostrati in Tabella 3.1 e Tabella 3.2, è evidente, però, la presenza di un flusso termico; ci si aspetta quindi una temperatura di parete diversa da quella del fluido. Viene a questo punto ipotizzato un modello monodimensionale di resistenze termiche in serie che viene schematizzato in Figura 3.10. Nella figura si riporta anche l'andamento di temperatura ipotizzato. Si fa notare che, in prima istanza, si pensa che la colla con cui è fissata la termocoppia di parete abbia un effetto modellizzabile con una resistenza termica aggiuntiva R_3 .

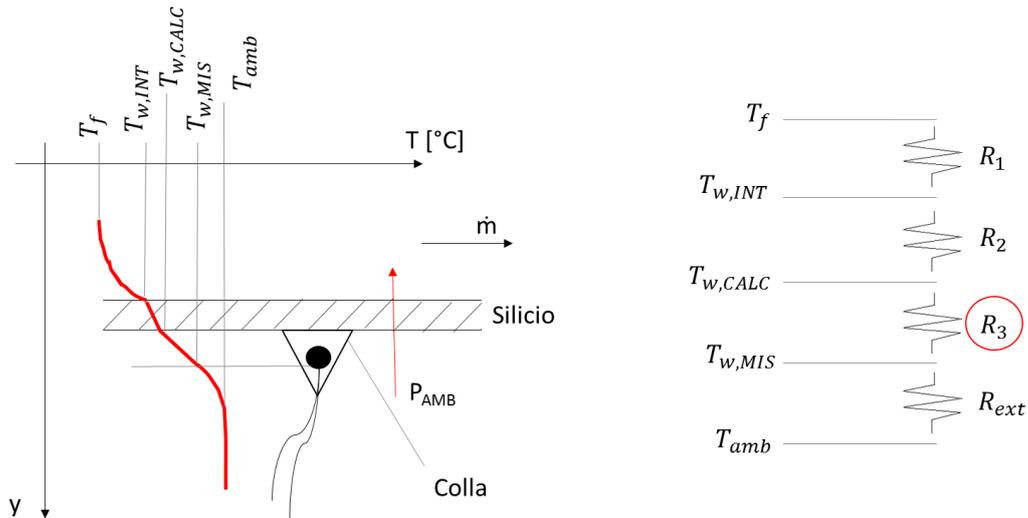


Figura 3.10 Profilo di temperatura ipotizzato in corrispondenza della termocoppia di parete

La resistenza termica R_1 lato interno fluido, può essere espressa come $R_1 = \frac{1}{\alpha_f}$, dove α_f rappresenta il coefficiente di scambio termico convettivo lato fluido. Esso viene valutato utilizzando la correlazione proposta da Gnielinski e riportata in Eq. 3.11 e Eq. 3.12.

$$\alpha_f = \frac{\left(\frac{\gamma}{8}\right) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\frac{\gamma}{8}} \cdot (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_h}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \cdot \frac{\lambda_f}{d_h} \quad (3.11)$$

con

$$\gamma = (1,8 \cdot \log_{10}(Re) - 1,64)^{-2} \quad (3.12)$$

La resistenza termica R_2 invece è riconducibile alla conduttività del silicio e al suo spessore secondo l'Eq. 3.13.

$$R_2 = \frac{s_{Si}}{\lambda_{Si}} \quad (3.13)$$

Lo spessore del silicio risulta pari a $s_{Si} = 100 \mu\text{m}$ mentre la conduttività del materiale è pari a $\lambda_{Si} = 147 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Nel modello monodimensionale sviluppato, dato il piccolo spessore e l'elevata conduttività dei materiali utilizzati (200 nm di platino e 20 nm di titanio) non si considera la resistenza termica data dall'heater.

In base allo schema di Figura 3.10, a partire dalla temperatura media del fluido è possibile ricondursi ad una temperatura media di parete esterna ($T_{w,CALC}$) mediante l'Eq. 3.14.

$$T_{w,CALC} = T_f + \frac{P_{AMB}}{A_{heat}} \cdot (R_1 + R_2) \quad (3.14)$$

Il valore di temperatura media di parete calcolato secondo l'Eq. 3.14, viene confrontato con quello misurato dalle termocoppie ($T_{w,MIS}$). In Figura 3.11 viene riportata la differenza tra le due temperature in funzione del flusso termico P_{AMB} .

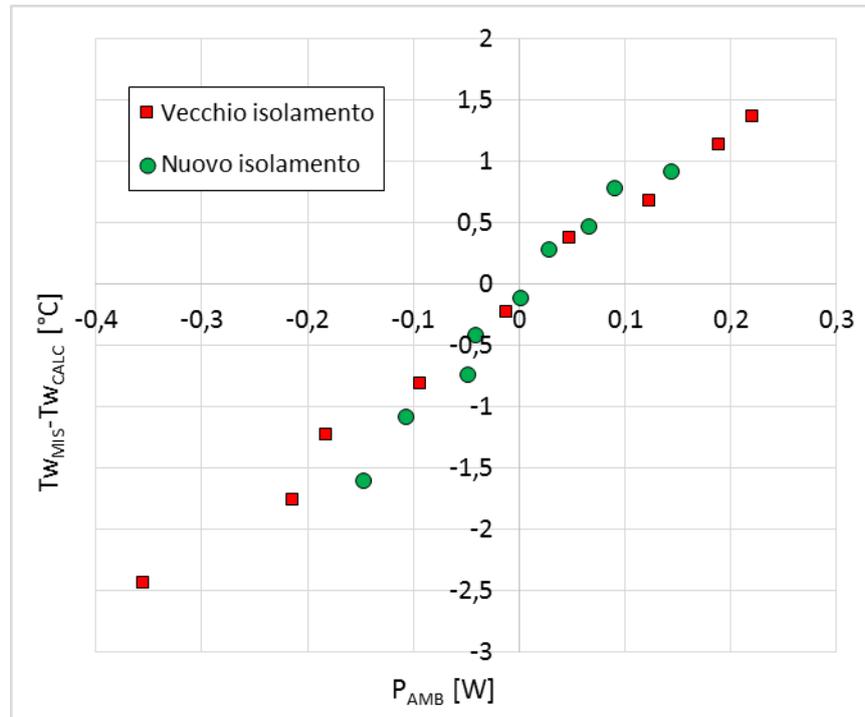


Figura 3.11 Differenza tra la temperatura di parete CALCOLATA e MISURATA

Come si vede dalla Figura 3.11, i punti seguono un andamento lineare; inoltre, indipendentemente dalle condizioni di isolamento, essi si adagiano su di un'unica retta di equazione:

$$T_{w,MIS} - T_{w,CALC} = 7.2162 \cdot P_{AMB} \quad (3.15)$$

In base allo schema di Figura 3.10, la resistenza termica R_3 è esprimibile come in Eq. 3.16

$$R_3 = \frac{T_{w,MIS} - T_{w,CALC}}{\frac{P_{AMB}}{A_{heat}}} \quad (3.16)$$

La pendenza della retta riportata in Figura 3.11 è proporzionale dunque alla resistenza termica aggiuntiva R_3 , di cui avevamo ipotizzato l'esistenza. Il fatto che i punti riportati in Figura 3.11, si adagino su di un'unica retta avvalorata tale ipotesi.

Dopo aver valutato R_3 , è interessante compiere un'analisi di sensitività delle varie resistenze termiche al fine di capire il peso di ciascuna di esse. Tale analisi viene illustrata in Figura 3.12 per ciascuna condizione di isolamento.

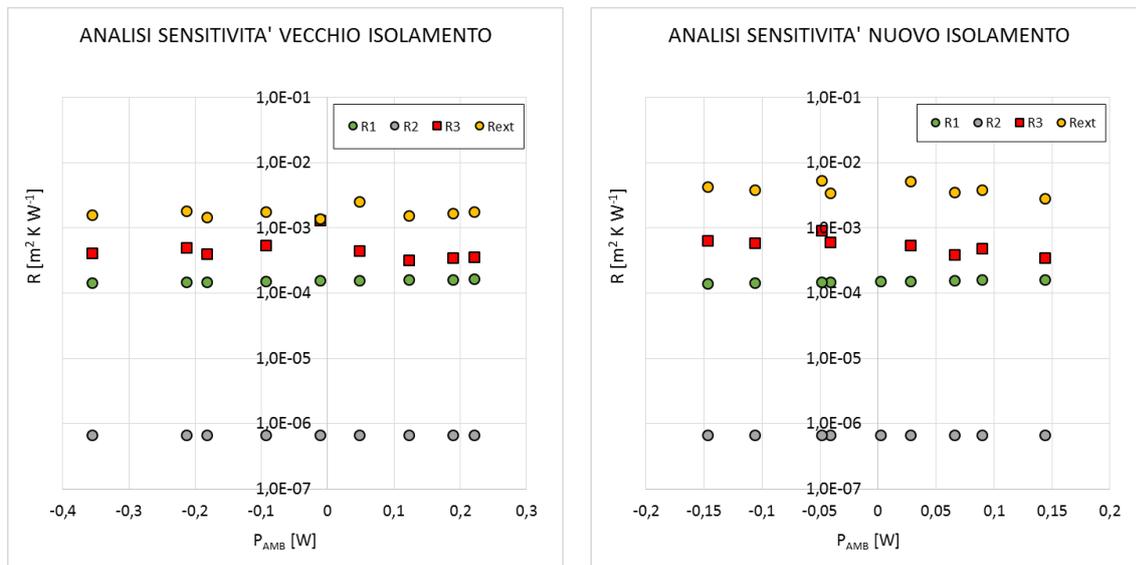


Figura 3.12 Analisi di sensitività delle resistenze termiche considerate

Si nota come il contributo dato dalla conducibilità del silicio (R_2) sia pressoché trascurabile, mentre le altre resistenze presentano ordini di grandezza comparabili.

Quanto detto finora è valido per il caso di potenza elettrica nulla $P_{EL}=0$ e quindi in base alla Figura 3.1, l'unico flusso termico scambiato attraverso la superficie inferiore del microcanale è P_{AMB} , funzione della differenza di temperatura $T_f - T_{amb}$.

Nelle test sperimentali successivi, è fondamentale fornire una certa potenza elettrica P_{EL} . In tale caso, la parete inferiore della sezione si porta ad una certa temperatura media T_w , e il flusso termico P_{AMB} risulta funzione della differenza di temperatura $T_w - T_{amb}$, come si vede in Figura 3.3.

Per capire come applicare la correzione in presenza di potenza elettrica fornita ci si avvale dello schema illustrato in Figura 3.13.

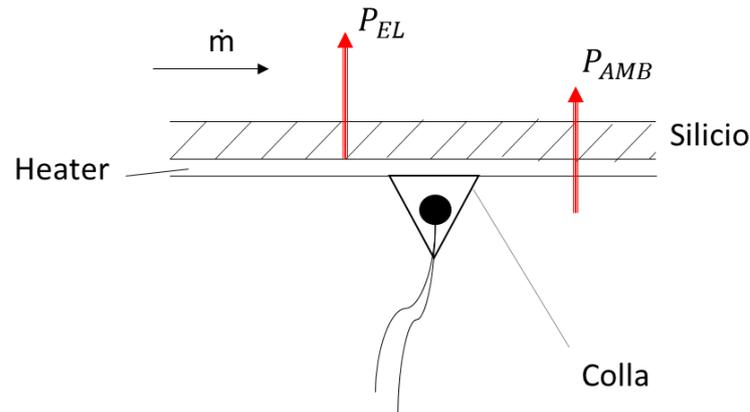


Figura 3.13 Dettaglio dei flussi termici attraverso la parete inferiore del microcanale

In tal caso l'unico flusso termico attraversante la resistenza R_3 è esclusivamente P_{AMB} . In ogni condizione operativa, dalla misura delle termocoppie di parete, si conosce la temperatura media di parete T_w , e quindi dalla Figura 3.3 ci si può calcolare la corrispondente potenza termica P_{AMB} scambiata.

Usando i risultati riportati in Figura 3.11 e l'Eq. 3.15, la temperatura di parete esterna corretta ($T_{w,REAL}$) può essere calcolata come

$$T_{w,REAL} = T_{w,MIS} - (T_{w,MIS} - T_{w,CALC}) \quad (3.17)$$

L'applicazione dell'Eq. 3.17 consente di stimare un valore più accurato della temperatura esterna di parete.

Per quanto detto finora, la correzione della temperatura risulta funzione del flusso termico P_{AMB} , il quale è a sua volta funzione della differenza di temperatura tra la temperatura media di parete (T_w) e la temperatura ambiente (T_{amb}). Unendo le Eqq. 3.5, 3.6 e 3.15 si ottengono le correlazioni definitive di correzione, in funzione del termine $T_w - T_{amb}$, sia per il nuovo che per il vecchio isolamento. Esse vengono plottate in Figura 3.14.

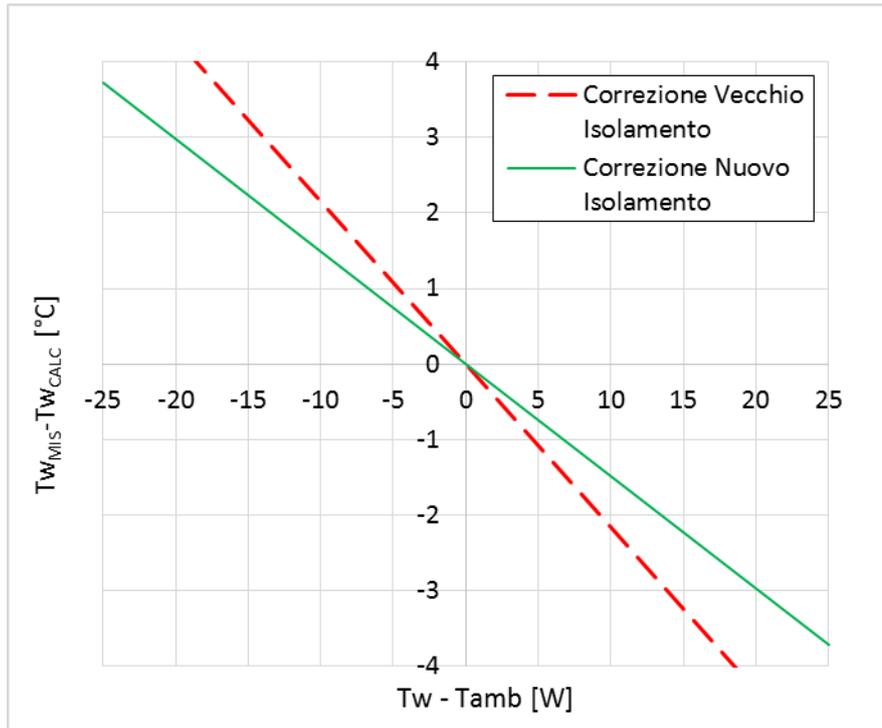


Figura 3.14 Correzione da applicare sulle termocoppie di parete

In particolar modo risulta

$$(T_{w,MIS} - T_{w,CALC}) = -0.216 \cdot (T_w - T_{amb}) \quad (3.18)$$

per la vecchia configurazione di isolamento, e

$$(T_{w,MIS} - T_{w,CALC}) = -0.148 \cdot (T_w - T_{amb}) \quad (3.19)$$

per la nuova.

Come si intuisce, il modello proposto permette il calcolo di una correzione, in termini di temperatura, identica per ciascuna termocoppia di parete. A rigore dunque, quanto descritto non vale localmente e non sarebbe adatto qualora si volesse stimare il valore puntuale della temperatura di parete. Tuttavia si ipotizza che la correzione sia applicabile anche localmente e quindi la temperatura di parete puntuale, possa essere calcolata usando l'Eq. 3.17, dove però il termine $T_{w,MIS}$ sarà il valore misurato dalla singola termocoppia e non un valore medio come descritto in precedenza.

- CAPITOLO 4 -

STUDIO DEL DEFLUSSO MONOFASE

In questo capitolo verrà studiato il deflusso del refrigerante allo stato monofase liquido. La struttura di questo capitolo, si suddivide in due argomenti fondamentali: le perdite di carico e lo scambio termico. Per entrambi si descriveranno alcuni modelli validi per i canali convenzionali oltre all'esposizione dello stato dell'arte per i microcanali.

Si passerà poi a mostrare i risultati sperimentali ottenuti durante lo studio svolto. Questi ultimi saranno infine confrontati con i risultati derivanti dalla teoria per i macrocanali, per valutare se quest'ultima è applicabile anche ai microcanali.

4.1 Perdite di carico

La prima parte di questo paragrafo è dedicata ad una breve introduzione teorica e ai modelli proposti per i canali convenzionali. Seguirà poi una breve descrizione dello stato dell'arte sulle perdite di carico nei mini e microcanali. Infine ci si dedicherà alla parte sperimentale

4.1.1 Canali convenzionali

Un elemento infinitesimo di fluido, di lunghezza dx in un condotto di diametro d , è sottoposto a delle forze di pressione, causate da una differenza di pressione dp che vengono bilanciate dalle forze d'attrito; queste ultime legate ad uno sforzo di taglio τ_w alla parete.

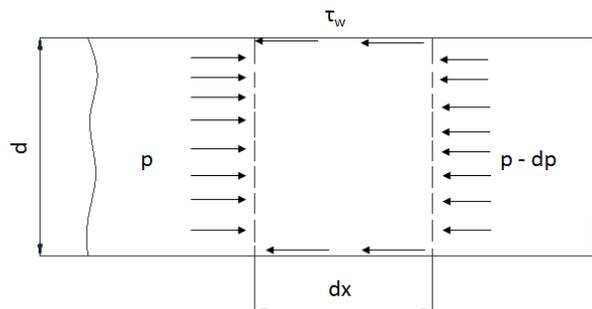


Figura 4.1 Equilibrio di elemento fluido in condotto

L'equilibrio delle forze, raffigurato in Figura 4.1, viene espresso secondo l'Eq. 4.1.

$$\left(\frac{\pi}{4} \cdot d^2\right) \cdot dp = (\pi \cdot d \cdot dx) \cdot \tau_w \quad (4.1)$$

Nell'ipotesi di fluido Newtoniano, lo sforzo di taglio τ_w può essere scritto come in Eq. 4.2, ed è legato al gradiente di velocità locale alla parete mediante la viscosità dinamica μ .

$$\tau_w = \mu \cdot \left(\frac{du}{dy} \right)_w \quad (4.2)$$

dove μ è la viscosità dinamica e du/dy rappresenta il gradiente di velocità locale, nei pressi della parete.

Unendo le Eq. 4.1 e 4.2 il gradiente di pressione, lungo l'elemento considerato, è

$$\frac{dp}{dx} = \frac{4 \cdot \tau_w}{d} \quad (4.3)$$

Il fattore di attrito f , è il gruppo adimensionale dello sforzo di taglio alla parete, ed è definito come il rapporto tra le forze d'attrito e quelle tangenziali. In letteratura vi sono principalmente due modi di esprimere il fattore di attrito e, a seconda della loro definizione, prendono il nome rispettivamente di fattore di Darcy e di Fanning. D'ora in avanti, se non esplicitamente specificato, parlando di fattore di attrito, si intenderà quello di Fanning che è definito come in Eq. 4.4.

$$f = \frac{2 \cdot \tau_w}{\rho \cdot v_m^2} \quad (4.4)$$

dove v_m è la velocità media del fluido nel canale.

Unendo le Eq. 4.3 e 4.4 la caduta di pressione Δp , dovuta all'attrito, in un canale di lunghezza L_{CH} diviene

$$\Delta p = \frac{2 \cdot f \cdot \rho \cdot v_m^2 \cdot L_{CH}}{d} \quad (4.5)$$

Nel caso che la geometria della sezione del condotto non sia circolare, nell'Eq. 4.5 invece del diametro d , viene usato il diametro idraulico d_h , definito come

$$d_h = \frac{4 \cdot A_c}{P_b} \quad (4.6)$$

dove A_c è l'area della sezione trasversale di passaggio del fluido, mentre P_b è la lunghezza del perimetro bagnato. Dato che lo studio è compiuto su un canale a sezione quadrata, d'ora in avanti si farà espressamente riferimento proprio al diametro idraulico.

Il fattore di Fanning usato nell'Eq. 4.5 dipende dalla geometria del canale, dalla scabrezza della superficie, nonché dal tipo di moto nel condotto. Di seguito si riportano alcune correlazioni presenti in letteratura per la determinazione del fattore di Fanning in condotti di grande diametro. Le equazioni proposte vengono suddivise a seconda del regime di moto entro cui sono valide.

4.1.2 Moto laminare completamente sviluppato

Si parla di flusso laminare o di regime laminare quando il moto del fluido avviene con scorrimento di strati infinitesimi gli uni sugli altri, senza alcun tipo di rimescolamento di essi, nemmeno su scala microscopica. Il profilo di velocità del fluido nel canale ha andamento parabolico, come rappresentato in Figura 4.2. Tale profilo viene talvolta denominato profilo alla Hagen-Poiseuille.

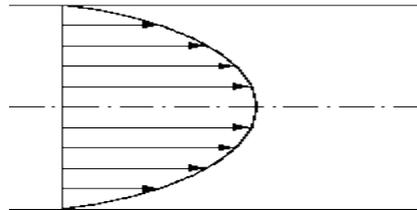


Figura 4.2 Profilo di velocità in regime laminare

Con questo profilo di velocità, τ_w e f , possono essere ricavati analiticamente dalle Eq. 4.2 e 4.4. Perciò, nel caso di regime laminare completamente sviluppato, il fattore d'attrito di Fanning assume la seguente forma

$$f = \frac{Po}{Re} \quad (4.7)$$

dove Re è il numero di Reynolds calcolato come

$$Re = \frac{\rho \cdot v_m \cdot d}{\mu} \quad (4.8)$$

mentre Po viene detto numero di Poiseuille ed è funzione della geometria del canale. Per canale a sezione circolare si ha $Po=16$. Shah e London [7] forniscono l'Eq. 4.9 per il calcolo del numero di Poiseuille in un canale a sezione rettangolare avente lato corto pari ad a e lato lungo pari a b .

$$Po = 24 \cdot (1 - 1.3553 \cdot \alpha_c + 1.9467 \cdot \alpha_c^2 - 1.7012 \cdot \alpha_c^3 + 0.9564 \cdot \alpha_c^4 - 0.2537 \cdot \alpha_c^4) \quad (4.9)$$

Il termine α_c presente nell'Eq. 9, è il rapporto d'aspetto del canale ed è definito come il rapporto tra la dimensione maggiore e quella minore, ovvero $\alpha_c=a/b$. Nel caso di canale a sezione quadrata si ha $\alpha_c=1$ e quindi $Po=14.227$.

4.1.3 Moto laminare non completamente sviluppato

Entrando in un condotto, il profilo di velocità si sviluppa, raggiungendo, se la lunghezza totale del canale è tale da permetterlo, il profilo parabolico che poi permane a meno di disturbi esterni. La lunghezza compresa tra l'ingresso del canale e il punto in cui il moto diviene completamente sviluppato viene detta lunghezza di ingresso, oppure lunghezza di sviluppo. L'andamento del profilo di velocità nella zona di sviluppo viene schematizzato in Figura 4.3.

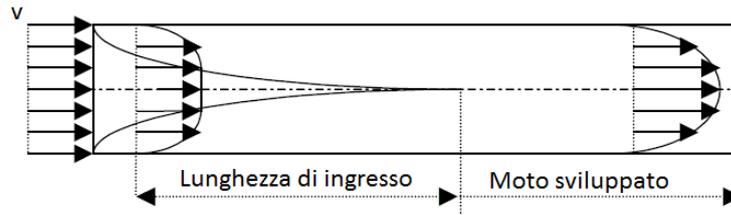


Figura 4.3 Profilo di velocità nella zona di ingresso

4.1.4 Moto turbolento completamente sviluppato e non sviluppato

Qualora le forze viscosi non siano più sufficientemente elevate da contrastare le forze d'inerzia, il moto delle particelle di fluido non è più ordinato come nel caso laminare, ma segue traiettorie caotiche, caratterizzando così un deflusso definito turbolento.

Comunemente, in letteratura, si riporta che il regime laminare vale per $Re < 2300$, mentre quello turbolento si verifica per $Re > 10^4$. Valori intermedi del numero di Reynolds sono caratteristici di un regime di transizione.

Qualora il moto sia turbolento, completamente sviluppato, il profilo di velocità del fluido nel canale non è più parabolico, ma assume una forma che prevede valore di velocità nullo sulle pareti e poi valore circa costante, e pari alla velocità media, in tutto il resto della sezione. Tale profilo viene rappresentato in Figura 4.4.

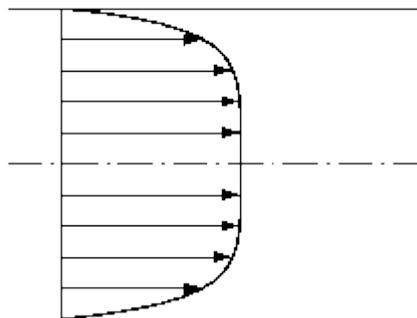


Figura 4.4 Profilo di velocità in regime turbolento sviluppato

Per un moto turbolento completamente sviluppato in un canale liscio, la correlazione maggiormente diffusa in letteratura per la stima del fattore d'attrito è quella di Blasius (Eq. 4.11)

$$f = 0.0791 \cdot Re^{-0.25} \quad (4.11)$$

Essa vale per $Re > 4000$ ed è stata ricavata per canali convenzionali. Altre espressioni del fattore d'attrito in regime turbolento sono state sviluppate negli anni. Tra di esse si riportano quelle ricavate da Haaland [8] (Eq. 4.12)

$$f = \left[-3.6 \cdot \log_{10} \left(\left(\frac{\varepsilon/d_h}{3.7} \right)^{1.11} + \frac{6.9}{Re} \right) \right]^{-2} \quad (4.12)$$

e la seguente, proposta da Churchill [9]

$$f = 2 \cdot \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + A^{-\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (4.13)$$

dove

$$A = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} - \left[2.457 \cdot \ln \left(\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9} + 0.27 \cdot \frac{\varepsilon}{d_h} \right) \right]^{16} \quad (4.14)$$

L'equazione di Churchill (Eq. 4.13 – 4.14) ha validità in tutto il regime di moto e può dunque essere applicata per $Re > 0$.

4.1.5 Perdite di carico in mini e microcanali. Stato dell'arte

Nel corso degli anni diversi studi sono stati compiuti per valutare il fattore d'attrito in minicanali e microcanali. In generale è stato mostrato che la teoria convenzionale sopra proposta, può essere applicata anche nei condotti di più piccolo diametro. Non mancano comunque i pareri contrari e soprattutto non mancano le contraddizioni. Alcuni autori hanno elaborato dei lavori di review, nei quali vengono illustrate le possibili cause di tale discordanza nei risultati. Tra le principali, e più influenti cause, si ricordano gli errori di misura e la non corretta valutazione delle perdite di pressione all'ingresso e all'uscita del canale. Si accenna anche alla non precisa misurazione delle dimensioni geometriche della sezione trasversale e al fatto che alcuni autori trascurino lo sviluppo del moto. Ultimo fattore è la rugosità, spesso nemmeno calcolata e presa in considerazione in molti articoli, ma che può diventare di fondamentale importanza quando si parla di mini e microcanali.

Kandlikar et al. [10] riportano che per il calcolo del fattore d'attrito in caso di moto laminare, l'Eq. 4.9 può essere utilizzata anche in microcanali a sezione rettangolare.

Per quanto riguarda il moto laminare in sviluppo, gli autori consigliano di calcolare la lunghezza di ingresso mediante la seguente espressione

$$L_e = 0.05 \cdot Re \cdot d_h \quad (4.15)$$

Per tenere conto delle perdite di carico nella lunghezza di ingresso, viene introdotto un fattore d'attrito apparente f_{app} . Quindi le perdite di carico in una lunghezza x dall'ingresso di un canale avente diametro idraulico d_h si determinano secondo l'Eq. 4.16.

$$\Delta p = \frac{2 \cdot f_{app} \cdot \rho \cdot v_m^2 \cdot x}{d_h} \quad (4.16)$$

La differenza tra il fattore d'attrito apparente per una lunghezza x , e il fattore d'attrito relativo al moto completamente sviluppato f_{FD} , è espresso in termini di un termine $K(x)$ e che rappresenta quindi l'incremento delle cadute di pressione nella regione di ingresso

$$K(x) = (f_{app} - f_{FD}) \cdot \frac{4 \cdot x}{d_h} \quad (4.17)$$

Utilizzando l'Eq. 4.17, l'Eq. 4.16 può essere riscritta come

$$\Delta p = \frac{2 \cdot f_{FD} \cdot \rho \cdot v_m^2 \cdot L}{d} + K(x) \cdot \frac{\rho \cdot v_m^2}{2} \quad (4.18)$$

Molto spesso in letteratura non viene fornita un'espressione del termine $K(x)$, ma piuttosto del fattore d'attrito f_{app} , motivo per cui, nel calcolo delle perdite di carico, l'Eq. 4.16 trova maggiore impiego pratico qualora $x < L_e$

Se $x > L_e$ l'incremento sulle perdite di carico tende ad un valore costante $K(\infty)$, denominato fattore di Hagenbach. Steinke e Kandlikar [11] consigliano di utilizzare l'Eq. 4.19 per il calcolo del fattore di Hagenbach in un canale rettangolare.

$$K(\infty) = 0.6796 + 1.2197 \cdot \alpha_c + 3.3089 \cdot \alpha_c^2 - 9.5921 \cdot \alpha_c^3 + 8.9089 \cdot \alpha_c^4 - 2.9959 \cdot \alpha_c^5 \quad (4.19)$$

In [10] viene fornito uno schema di calcolo per valutare le perdite di pressione in regime turbolento. Per tenere conto della zona di sviluppo del moto, come per il moto laminare, viene definito un fattore di attrito apparente f_{app} . Per la stima di f_{app} , gli autori suggeriscono di utilizzare la seguente correlazione, proposta a sua volta da Phillips [12]

$$f_{app} = A \cdot Re^B \quad (4.20)$$

dove

$$A = 0.09290 + \frac{1.01612}{x/d_h} \quad (4.21)$$

$$B = -0.268 - \frac{0.32930}{x/d_h} \quad (4.22)$$

Nel caso di canale a sezione rettangolare le Eq. 4.20 – 4.22 possono essere egualmente usate, a patto che il numero di Reynolds venga calcolato come in Eq. 4.23.

$$Re = \frac{\rho \cdot v_m \cdot \left[\left(\frac{2}{3} \right) + \left(\frac{11}{24} \right) \left(\frac{1}{\alpha_c} \right) \left(2 - \frac{1}{\alpha_c} \right) \right] \cdot d_h}{\mu} \quad (4.23)$$

Peng et al. [13] analizzarono il deflusso monofase di acqua in canali rettangolari aventi diametro idraulico da 133 μm a 367 μm con un rapporto geometrico d'aspetto variante da 0.333 fino a valore unitario. I risultati sperimentali ottenuti dai ricercatori mostrarono una forte discrepanza con i valori predetti dalla teoria convenzionale, sia per quanto riguarda il fattore d'attrito che per la transizione laminare-turbolento. Nella fattispecie il fattore d'attrito risulta essere maggiore, mentre la transizione laminare-turbolento avviene ad un numero di Reynold più basso.

Acosta et al. [14] studiarono il flusso dell'elio allo stato gassoso in diversi microcanali a sezione rettangolare caratterizzati da diametro idraulico compreso tra 368.9 μm e 990.4 μm e rapporto geometrico variante da 0.019 a 0.05. Le condizioni di deflusso erano tali da coprire un range del numero di Reynolds da 1300 a 22000.

L'obiettivo del loro lavoro era capire se le correlazioni valide per canali convenzionali lisci, a sezione rettangolare e con elevato rapporto geometrico fossero applicabili in condotti capillari. I risultati sperimentali portarono a confermare la loro applicabilità in regime turbolento, a patto che la superficie fosse lucidata a specchio, configurazione quasi mai ottenibile nelle costruzioni reali. In regime laminare viene invece confermata la teoria secondo il quale il prodotto $f \cdot Re = Po$ rimane costante e dipende esclusivamente dal rapporto geometrico tra le dimensioni della sezione trasversale. Gli autori conclusero quindi che la correlazione di Shah e London (Eq. 9) può essere interpolata anche ai bassi valori del rapporto α_c .

Ding et al. [15] studiarono invece le perdite di carico del refrigerante R134a attraverso un microcanale a sezione quadrata. Le sezioni di misura adottate dai ricercatori erano due e prevedevano diametro idraulico differente, pari a 400 μm e 600 μm rispettivamente. I prototipi non erano un canale singolo, bensì un certo numero di condotti in parallelo: 12 nel primo caso, 8 nel secondo. Come si evince dalla Figura 4.5 le correlazioni relative ai macrocanali sottostimano fortemente il fattore d'attrito.

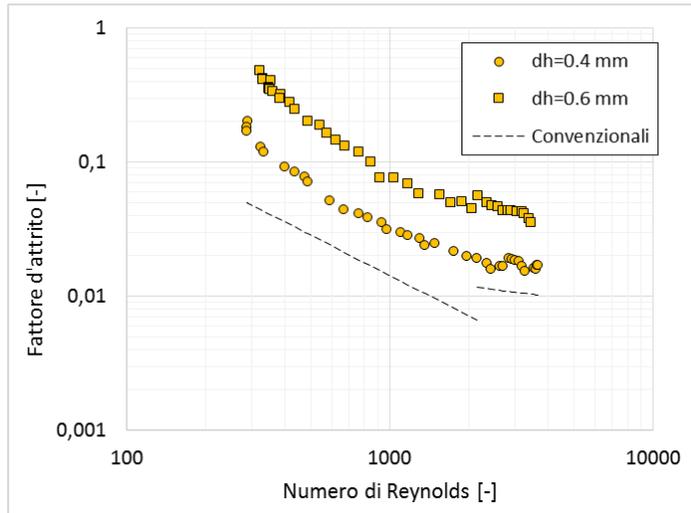


Figura 4.5 Confronto tra fattore d'attrito misurato e calcolato per R12 [15]

Dalle evidenze sperimentali, i ricercatori notarono inoltre che, in regime laminare, il prodotto $f \cdot Re$ non è indipendente da Reynolds. Tale osservazione può essere visualizzata graficamente in Figura 4.6.

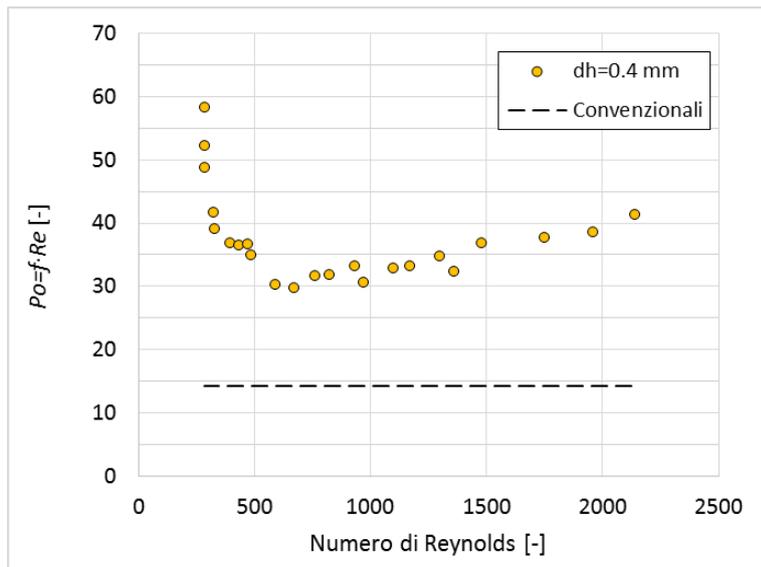


Figura 4.6 Numero di Poiseuille per R12, $d_h=0.4$ mm [15]

Sulla base dei risultati ottenuti, gli autori, svilupparono una correlazione per la stima del fattore d'attrito in regime laminare.

Le conclusioni ottenute da Ding et al. sembrano non confermare l'idea che le correlazioni convenzionali siano applicabili ai condotti di più piccolo diametro. Tuttavia, nel loro lavoro i risultati sperimentali vengono confrontati con le correlazioni riferite a canale liscio (in particolar modo l'eq.15 di Blasius in regime turbolento). Inoltre, nonostante le prese di pressione siano rispettivamente a monte dell'ingresso e a valle dell'uscita, nessuna correzione viene applicata al valore differenziale di pressione misurato. Una sommaria misurazione della rugosità superficiale viene effettuata dagli autori, i quali riferiscono che essa abbia un certo

effetto e non può essere trascurata. Tuttavia una rielaborazione dei dati sarebbe utile per verificare le conclusioni esposte nell'articolo.

Usando una basetta in alluminio, sulla quale venivano ricavati un certo numero di canali paralleli, Hegab, Bari e Ameer [16] misurarono sperimentalmente le perdite di pressione del refrigerante R134a. La copertura delle sezioni è fatta con una lastra di vetro incollata all'alluminio mediante una colla attivata a UV. I ricercatori costruirono quattro diverse sezioni di misura caratterizzate da diverso diametro idraulico, il quale varia da 112 μm a 210 μm , da differente rapporto geometrico (tre prototipi hanno $\alpha_c=1.0$ mentre uno ha $\alpha_c=1.5$) e differente rugosità superficiale. Le condizioni sperimentali permettono di coprire un range del numero di Reynolds da 1280 a 13000.

Il fattore d'attrito misurato, plottato al variare del numero di Reynolds, può essere visualizzato in Figura 4.7.

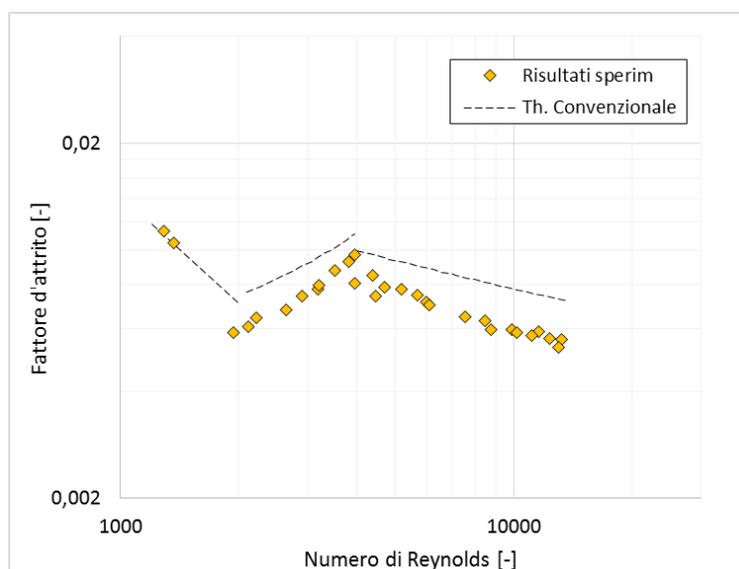


Figura 4.7 Fattore d'attrito misurato. Valori relativi a tutte le sezioni testate in [16]

Nella figura vengono tracciate la curva di Shah e London per il regime laminare (Eq.9) e le curve di Bhatti e Shah per regime transitorio e turbolento. Tutte sono sviluppate per i macrocanali.

Poiché, come si vede in Figura 4.7, i dati sono tutti allineati in un comune andamento gli autori, gli autori affermarono che il rapporto geometrico e la rugosità superficiale non hanno effetto sul fattore d'attrito. Tuttavia il range di rugosità e rapporto geometrico testato non è così ampio da poterne apprezzare una sostanziale variazione e quindi valutare in maniera opportuna l'effetto di essi.

Vedendo la distribuzione dei risultati, i ricercatori proposero $Re=2000$ come numero di Reynolds critico, al di sotto del quale il regime di moto può essere considerato laminare. Per $Re>4000$ invece il moto è turbolento, mentre valori intermedi rappresentano il regime transitorio laminare-turbolento.

In regime laminare, anche se sono disponibili pochi punti, notarono che le correlazioni convenzionali fittano bene i risultati sperimentali, mentre la stessa cosa non si può dire per il regime transitorio e turbolento, per i quali si hanno valori più bassi rispetto a quelli predetti. Tuttavia si nota che i punti sperimentali hanno eguale andamento della teoria convenzionali; tale fatto, come riferito dagli stessi autori, non fa escludere la presenza di un errore sistematico ancora non identificato al momento della pubblicazione.

Hrnjak e Tu [17] studiarono le perdite di carico del refrigerante R134a durante deflusso monofase in condotti rettangolari. Il materiale usato per la costruzione dei prototipi è il PVC e viene analizzato il deflusso monofase sia allo stato liquido che allo stato gassoso. Per il loro studio essi costruirono 5 diverse sezioni di misura, caratterizzate da differenti dimensioni geometriche e quindi diversi rapporti d'aspetto; in particolar modo il diametro idraulico varia da 69.5 μm a 304.7 μm . Le diverse sezioni di misura differiscono inoltre per la rugosità superficiale.

Le misure di pressione vengono prese direttamente sul canale, mediante la creazione di due prese di pressioni locali. Esse vengono inoltre collocate ad adeguata distanza dall'ingresso e dall'uscita del canale, in modo tale da eliminare disturbi dovuti all'imbocco e allo sbocco. La distanza a cui vengono collocate è inoltre tale da garantire un moto completamente sviluppato. Per il calcolo della lunghezza di ingresso, gli autori si sono riferiti a [18].

Dalle evidenze sperimentali risulta che i punti, nonostante siano presi a due stati diversi, si allineano su un'unica curva comune riportata in Figura 4.8 e Figura 4.9.

Hrnjak e Tu, osservarono inoltre che, per le sezioni più lisce, in regime laminare il prodotto $f \cdot Re$ dipende esclusivamente dalle caratteristiche geometriche del condotto ed è ben approssimabile mediante la correlazione di Shah e London, riportata in Eq.9. Per la sezione a più alta rugosità invece, tale equazione sottostima il fattore d'attrito misurato sperimentalmente. Gli autori imputano esclusivamente alla rugosità tale aumento del fattore d'attrito.

Per quanto riguarda la regione di transizione laminare turbolento, i ricercatori riportano che essa avviene per numeri di Reynolds compresi tra 2200 e 2300. Tali valori sono leggermente più bassi rispetto alla teoria convenzionali, ma in linea con altri lavori quali Wu e Little [19]. Tuttavia, ancora una volta nella sezione a più elevata rugosità superficiale, le cose non sono uguali; infatti, in essa, la transizione avviene a $Re=1570$.

Secondo l'opinione degli autori per $Re>3000$ il moto può essere considerato turbolento. Il fattore d'attrito misurato sperimentalmente a $Re>3000$, viene predetto bene dalla relazione di Churchill, purché avvenga una corretta valutazione della scabrezza relativa e/d_h . Infatti, anche nelle sezioni a rugosità più bassa, con valori del rapporto R_a/d_h che nella teoria convenzionale sarebbero considerati condotti lisci, il fattore d'attrito misurato è maggiore del 30% circa rispetto a quello predetto mediante la relazione di Churchill. Tale fatto conferma quanto affermato da Acosta *et al.* secondo i quali le correlazioni per canali convenzionali lisci

sono applicabili a patto che la superficie sia lucidata a specchio e che quindi anche piccoli valori della scabrezza relativa abbiano influenza sul fattore d'attrito nei microcanali.

L'andamento dei valori sperimentali ottenuti nella sezioni più liscia viene mostrato in Figura 4.8, dove il fattore d'attrito (di Darcy, non di Fanning) è plottato al variare del numero di Reynolds.

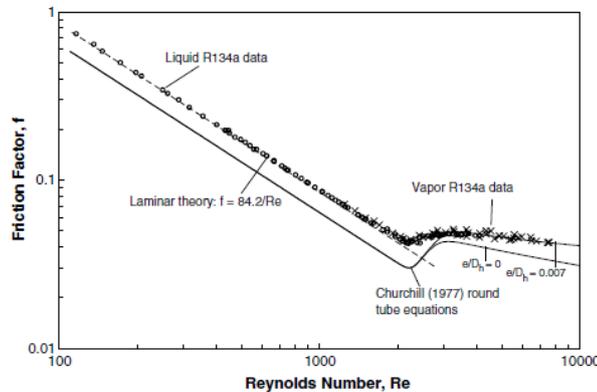


Figura 4.8 Fattore d'attrito (di Darcy) nella sezione più liscia [17]

In Figura 4.9 viene mostrato invece il fattore d'attrito (di Darcy, non di Fanning) contro il numero di Reynolds relativo al caso della sezione a più elevata rugosità relativa. Si fanno notare le differenze suddette per quanto riguarda la transizione e la validità delle correlazioni convenzionali.

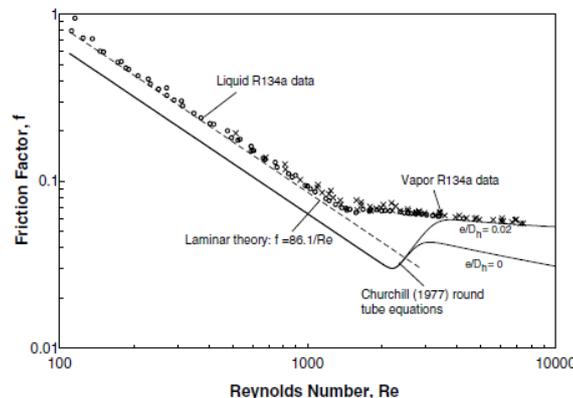


Figura 4.9 Fattore d'attrito (di Darcy) nella sezione a più elevata rugosità [17]

L'obiettivo del nostro lavoro è misurare sperimentalmente il fattore d'attrito, ricavandolo dalla perdita di pressione totale registrata dal trasduttore differenziale. Si vuole inoltre ricavare per quale numero di Reynolds avvenga la transizione da regime laminare a regime turbolento. I risultati ottenuti verranno poi confrontati con le correlazioni convenzionali espresse in precedenza.

4.1.6 Risultati sperimentali

In questa sezione si descrive la procedura sperimentale seguita e la riduzione dati sviluppata per il calcolo del fattore d'attrito sperimentale. In seguito tali valori vengono confrontati con

i modelli sviluppati per i canali convenzionali e con lo schema di calcolo proposto da Kandlikar et al. [10].

4.1.6.1 Procedura sperimentale

Le misure di perdite di carico vengono eseguite con la sezione isolata. Per rendere le condizioni di deflusso adiabatiche non viene applicata nessuna potenza elettrica. Per avvicinarci ulteriormente a tali condizioni, il bagno termostato Lauda viene programmato ad una temperatura di set point tale per cui il refrigerante entri nella sezione di misura ad una temperatura prossima a quella ambiente; in questo modo il deflusso avviene all'equilibrio con l'ambiente circostante e lo scambio di calore con esso viene minimizzato. La campagna di prove inizia usando una portata di massa specifica pari a $G = 250 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; successivamente essa viene incrementata, a parità delle altre condizioni operative, fino ad un valore $G = 4000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Tale range di portata specifica ci permette di coprire un intervallo di numero di Reynolds $Re = 500 - 8000$.

4.1.6.2 Riduzione dati

Guardando alla geometria della sezione di misura, descritta nel Capitolo 2, si capisce che la pressione non viene misurata esattamente all'ingresso e all'uscita del microcanale: perciò il valore dp_{TOT} misurato dal trasduttore differenziale non corrisponde esclusivamente alla caduta di pressione nel canale, ma comprende anche le perdite che avvengono all'ingresso e all'uscita e che devono essere conteggiate in fase di riduzione dati. Per la valutazione di tali perdite, si utilizzano delle espressioni valide per canali convenzionali. In questa fase dunque, si ipotizza che tali espressioni abbiano validità anche nei microcanali, semplicemente interpolando i risultati a più basso diametro idraulico.

A valle della presa di pressione in ingresso, il fluido scorre in un tubo da 1/16", il quale impone una curva a 90° al deflusso. La geometria di tale curva viene riportata in Figura 4.10.

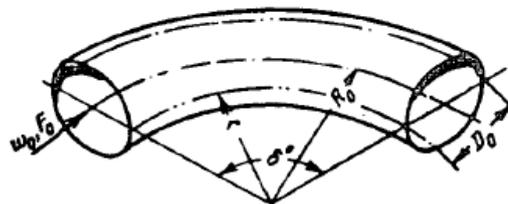


Figura 4.10 Geometria della curva [20]

La curva è fonte di una perdita concentrata di pressione, che può essere quantificata usando l'Eq. 4.24, suggerita all'interno di Idelchik [20]

$$\Delta p_1 = \zeta \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} = \left(0.0175 \cdot \lambda \cdot \frac{R_0}{d} \cdot \vartheta \right) \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \quad (4.24)$$

dove $\lambda=f(Re, R_0/d_h)$

Proseguendo nel deflusso, il fluido subisce un'improvvisa e brusca deviazione di 90° accompagnata da una riduzione dell'area di passaggio. Per costruzione della sezione di prova infatti, una volta lasciato il tubo da 1/16", il fluido si immette nel microcanale di sezione quadrata di lato $400 \mu\text{m}$.

La perdita di carico quindi consta di due contributi: il primo relativo alla brusca deviazione del flusso, mentre il secondo riferito alla variazione dell'area di passaggio del fluido.

Per stimare le perdite relative alla brusca deviazione si fa riferimento a [20]. Il caso che maggiormente si avvicina alla geometria reale viene rappresentato in Figura 4.11.

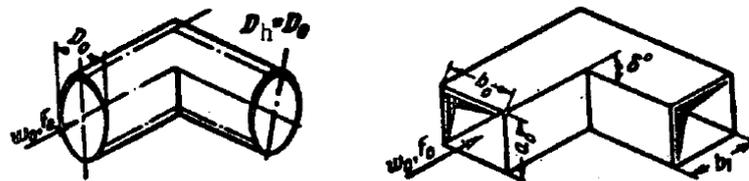


Figura 4.11 Geometria della brusca deviazione a 90° [20]

La perdita di carico Δp_2 e il fattore d'attrito ζ relativo alla perdita concentrata, vengono calcolati utilizzando la seguente equazione

$$\Delta p_2 = \zeta \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} = (C_s \cdot A \cdot \zeta_1) \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \quad (4.25)$$

dove $C_s=f(\text{geometria sezione trasversale})$, $A=f_1(\delta^\circ)$ e $\zeta_1=f_2(\delta^\circ)$.

Come si vede in Figura 4.11, la perdita concentrata calcolata con l'Eq. 4.25, è relativa ad una deviazione avente medesima sezione trasversale sia in ingresso che in uscita. Nella geometria reale non è così. Per tenere conto di tale fatto, viene calcolato un fattore d'attrito ζ' relativo al caso di gomito con sezione circolare di diametro pari al diametro interno dei tubi da 1/16". Successivamente viene valutato ζ'' pensando ad una sezione quadrata con lato pari a $400 \mu\text{m}$. Avendo questi due valori, relativi ai due casi estremi, il fattore d'attrito ζ utilizzato per il calcolo finale della perdita di pressione per brusca deviazione, è la media tra i due. L'Eq. 4.25, permette di valutare una perdita di carico concentrata dovuta ad una brusca deviazione nel deflusso, tuttavia non tiene conto della variazione di sezione. Per valutare quest'ultima fonte di perdita di pressione viene usata l'equazione di Bernoulli (Eq. 4.26)

$$\Delta p_3 = p_{CH} - p_{tub} = \frac{\rho \cdot (v_{tub}^2 - v_{CH}^2)}{2} \quad (4.26)$$

Come detto all'inizio di questo paragrafo, durante i test viene misurata una differenza di pressione dp_{TOT} tra le due prese di pressione visualizzabili in Figura 2.39, la perdita di carico

nel canale (dp_{CH}) però non corrisponde a tale valore misurato, ma viene ottenuta sottraendone le varie componenti sopra calcolate. La perdita di pressione lungo il microcanale perciò viene calcolata come segue:

$$dp_{CH} = dp_{TOT} - (\Delta p_1 + \Delta p_2 - \Delta p_3)_{out} - (\Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3)_{in} \quad (4.27)$$

Considerando che lo stato del fluido è monofase sia all'ingresso che all'uscita, la densità ρ richiesta nelle Eqq. 4.24 – 4.26 viene valutata usando la temperatura e la pressione misurate all'ingresso della sezione di misura. Per lo stesso motivo, la si considera costante lungo tutto l'attraversamento del microcanale. Sfruttando queste ipotesi, e la simmetria nella geometria della sezione di misura, l'Eq. 4.27 può essere riscritta come in Eq. 4.28.

$$dp_{CH} = dp_{TOT} - (2 \cdot \Delta p_1 + 2 \cdot \Delta p_2)_{in} \quad (4.28)$$

Dal calcolo della perdita di pressione nel solo canale, possiamo valutare il fattore d'attrito sperimentale f_{MIS} utilizzando la seguente espressione

$$f_{MIS} = \frac{dp_{CH} \cdot \rho \cdot d_h}{2 \cdot G^2 \cdot L_{CH}} \quad (4.29)$$

la quale, come si nota, è l'inversa dell'Eq. 4.5.

4.1.6.3 Risultati sperimentali

Prima di riportare qualunque altro risultato sperimentale è interessante compiere un'analisi di sensitività delle varie componenti di perdita espresse in Eq. 4.28. L'esito di questa analisi viene riportato nel grafico di Figura 4.12, recante in ascissa il numero di Reynolds e in ordinata il valore, in percentuale, di ciascuna componente di caduta di pressione.

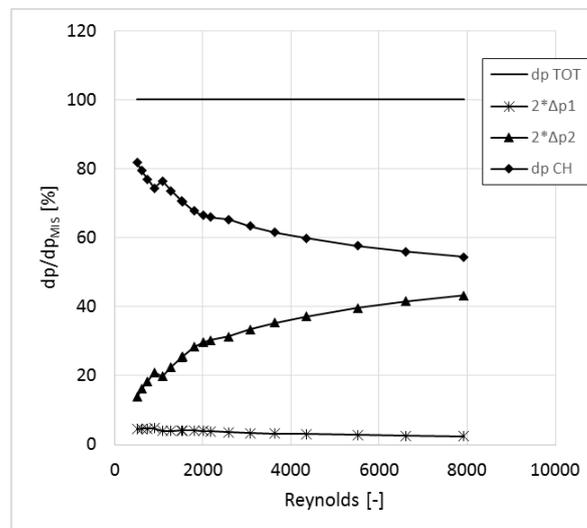


Figura 4.12 Analisi di sensitività delle componenti di perdita di pressione

Per i numeri di Reynolds più bassi tra quelli testati, si vede come le perdite in ingresso e uscita ($2 \cdot \Delta p_1 + 2 \cdot \Delta p_2$) pesino in maniera ridotta. Al crescere del numero di Reynolds, la componente relativa alla curva ($2 \cdot \Delta p_1$) rimane costante e di entità pressoché trascurabile (3-5 %), mentre l'effetto delle cadute di pressione dovute alla deviazione di 90° ($2 \cdot \Delta p_2$) aumentano di importanza fino ad arrivare ad essere circa il 50 % delle perdite di pressione totali. Da questa prima analisi si capisce come la misura ottenuta dal trasduttore differenziale di pressione non possa essere considerata equivalente alla caduta di pressione che avviene nel solo microcanale, ma sia invece necessario stimare le altre componenti di perdita e detrarle dalla misura dp_{TOT} ottenuta.

Dalla determinazione del fattore d'attrito sperimentale f_{MIS} , e in particolar modo plottando tale risultato in funzione del numero di Reynolds, è possibile valutare per quale valore di quest'ultimo avvenga la transizione del moto da laminare a turbolento. In Figura 4.13 viene proposto questo studio.

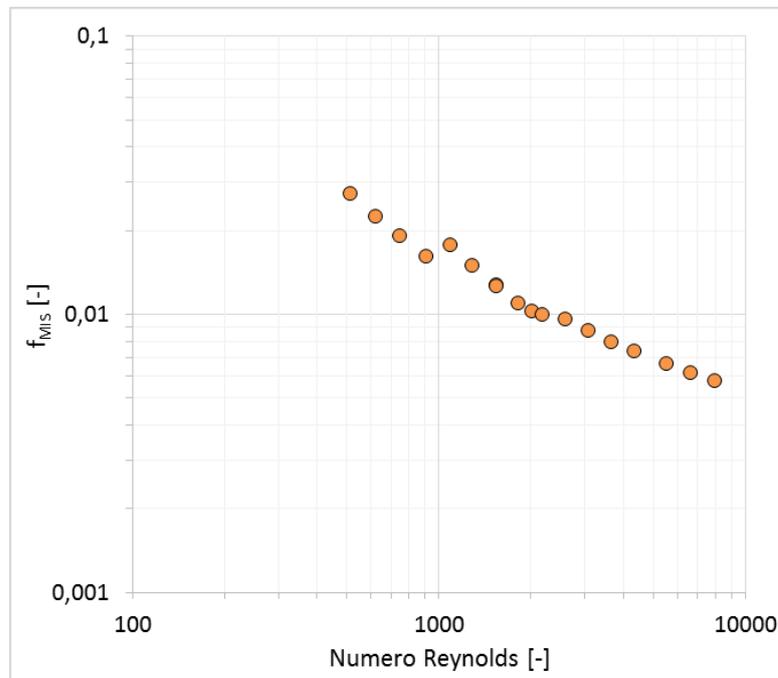


Figura 4.13 Fattore d'attrito sperimentale in funzione del numero di Reynolds

Per $Re < 1000$ si nota un andamento decrescente lineare del fattore d'attrito. Per quanto detto in precedenza si conclude che in tale zona il regime di moto è laminare. Per $Re = 1000$ notiamo una variazione nell'andamento del fattore d'attrito; la pendenza della curva ritorna poi costante a $Re > 2500-3000$. Ne concludiamo che a valori di Re compresi tra 1000 e 2500-3000 avviene un transitorio tra moto laminare e turbolento, mentre a $Re > 2500-3000$ abbiamo moto turbolento. Queste conclusioni non sono in linea con la teoria convenzionale la quale prevede un moto laminare fino a $Re = 2300$ e moto turbolento per $Re > 4000$. Tuttavia altri studi sperimentali condotti in microcanali ([15], [21]) riportano una transizione a numeri di Reynolds minori e più vicini ai risultati da noi ottenuti.

Successivamente il fattore d'attrito f_{MIS} viene confrontato con i valori ottenuti secondo le equazioni di Shah London (Eq. 4.9) Blasius (Eq. 4.11), Haaland (Eq. 4.12) e Churchill (Eq. 4.13 – 4.14). Si ricorda che tali equazioni hanno validità per canali convenzionali e presuppongono che il moto sia completamente sviluppato. In tali espressioni appare inoltre il termine ε/d_h ; nel nostro caso si pone $\varepsilon/d_h=0$ data la bassa scabrezza della superficie.

Il confronto con le correlazioni proposte viene presentato, sia in termini di fattore d'attrito, sia in termini di perdita di pressione dp_{CH} .

La comparazione con le correlazioni suddette viene illustrata in Figura 4.14, Figura 4.15 e Figura 4.16.

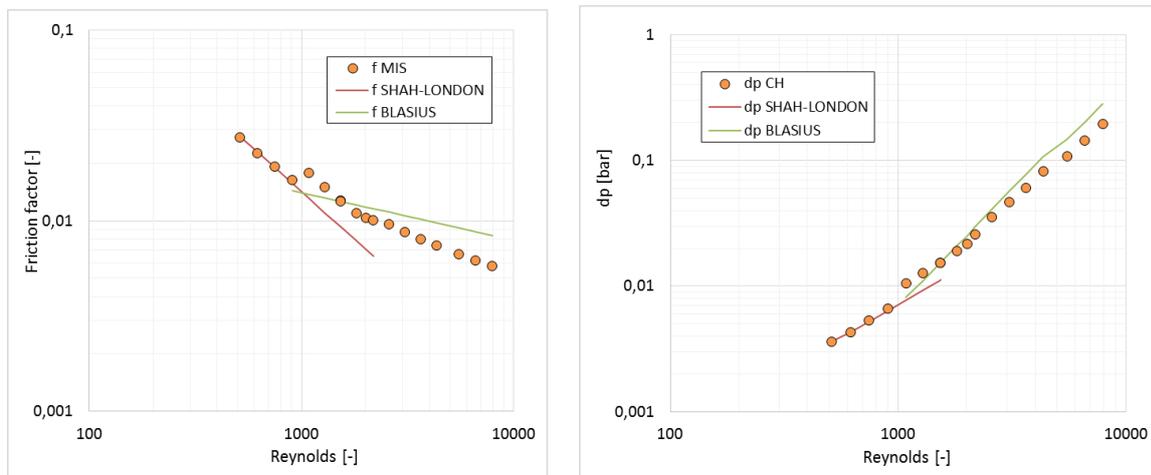


Figura 4.14 Confronto dei risultati sperimentali con correlazioni di Shah London (Eq.4.9) e di Blasius (Eq.4.11)

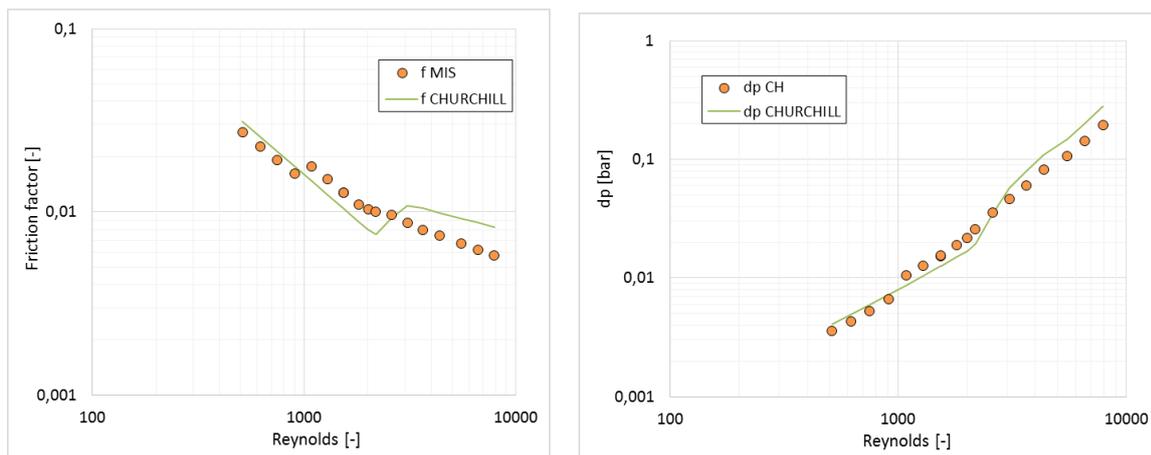


Figura 4.15 Confronto dei risultati sperimentali con correlazione di Churchill (Eq. 4.13 – 4.14)

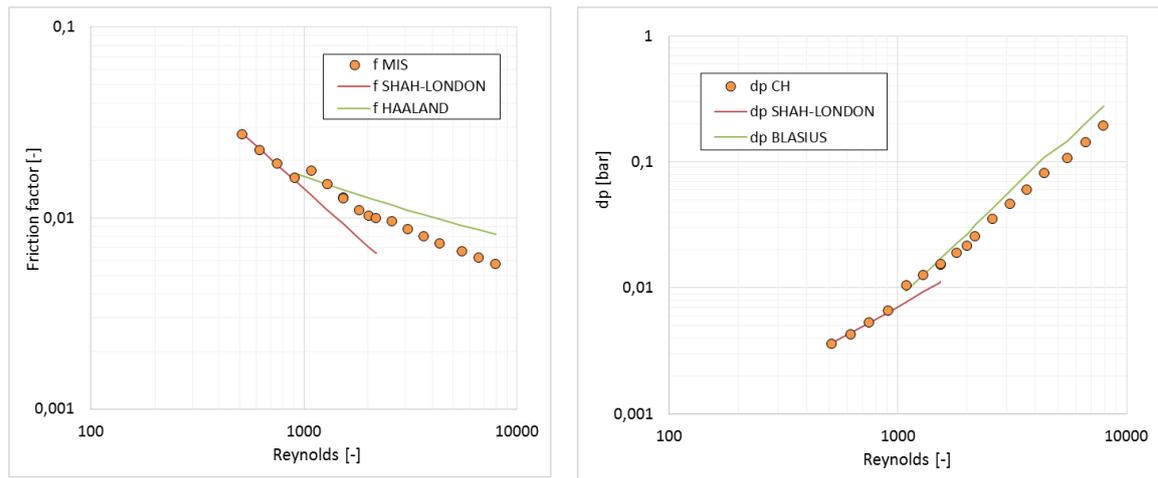


Figura 4.16 Confronto dei risultati sperimentali con correlazioni di Shah London (Eq.4.9) e di Haaland (Eq.4.12)

Per il calcolo del fattore d'attrito secondo [10], è necessario valutare se il moto sia completamente sviluppato o meno. Il moto è considerato completamente sviluppato se la lunghezza del canale ($L_{CH}=51\text{ mm}$) è minore della lunghezza di ingresso L_e calcolata secondo la Eq. 4.15. Il risultato di questa analisi viene riportato in Figura 4.17.

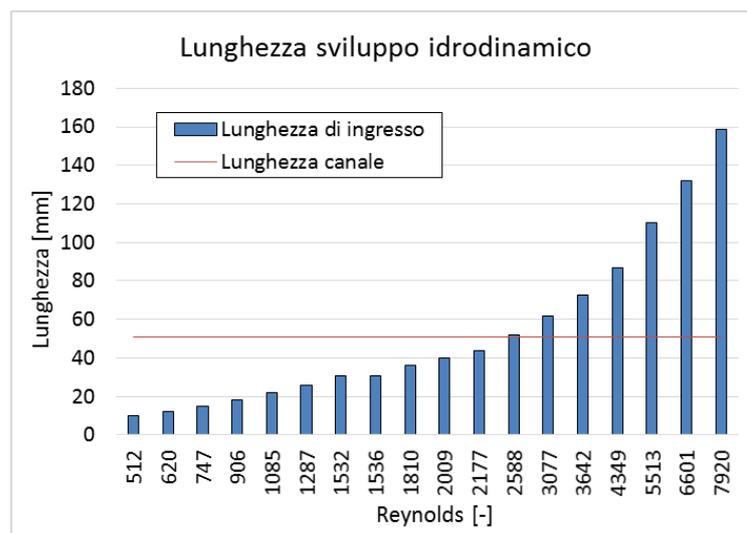


Figura 4.17 Lunghezza di ingresso vs numero di Reynolds per le condizioni operative dei test

Come si vede dalla Figura 4.17, la lunghezza di ingresso non è quasi mai trascurabile rispetto alla lunghezza totale del canale e dunque le correlazioni sopra proposte devono essere adeguatamente implementate per tenere conto degli effetti sul fattore d'attrito in tale regione. Una volta calcolata la lunghezza di ingresso, ipotizzando che sia abbia regime laminare per $Re < 1000$ e turbolento per $Re > 1000$, possiamo calcolare le perdite di carico secondo lo schema di calcolo proposti da Kandlikar et al. [10]. Il confronto tra la caduta di pressione misurata dp_{CH} e quella così calcolata, viene riportato in Figura 4.18.

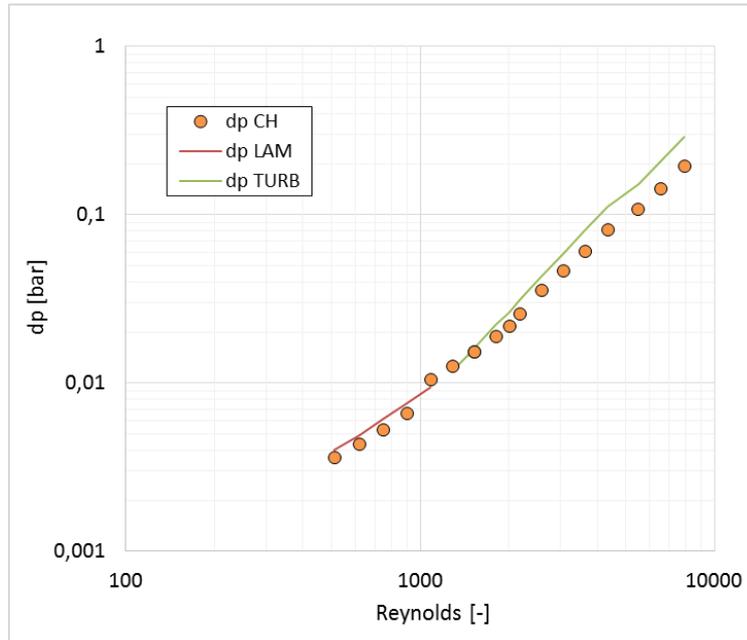


Figura 4.18 Confronto tra le perdite di pressione sperimentali e calcolate secondo [10]

Per quantificare il grado di accuratezza di una correlazione piuttosto di un'altra, viene calcolato per ognuna di esse l'errore medio percentuale (MAE) secondo l'Eq.25

$$MAE = \frac{1}{n} \cdot \sum_1^n \left| \frac{dp_{CALC} - dp_{CH}}{dp_{CH}} \right| \cdot 100 \quad (4.30)$$

In Tabella 4.1 si riporta il valore di tale errore medio percentuale, il quale è stato valutato separatamente nei due regimi di moto e per ciascuna espressione utilizzata.

MAE [%]	Laminare (Re < 1000)	Turbolento (Re > 1000)
Kandlikar et al [10]	12,2	19,6
Shah London (Eq. 4.9)	1,9	
Blasius (Eq. 4.11)		16,5
Churchill (Eq. 4.13-4.14)		20,7
Haaland (Eq. 4.12)		19,0

Tabella 4.1 Errore medio relativo percentuale MAE

In regime laminare, la correlazione di Shah e London fornisce i migliori risultati per quanto riguarda la previsione delle perdite di carico lungo il canale. In regime turbolento, invece l'equazione di Blasius (Eq. 4.11) garantisce il minor errore medio percentuale tra le correlazioni considerate. Sia l'espressione di Shah London (Eq.4.9) che di Blasius sono riferite al caso di moto completamente sviluppato idraulicamente.

Alla luce dei risultati ottenuti, il miglior assetto per la previsione delle perdite di pressione nel canale è quello presentato in Figura 4.14.

4.2 Scambio termico

Viene qui trattata la parte relativa allo scambio termico. Come per il paragrafo precedente, dopo una parte introduttiva sui macrocanali, si passerà ad illustrare lo stato dell'arte in canali di più piccolo diametro. Seguirà infine il lavoro sperimentale svolto.

4.2.1 Scambio termico in canali convenzionali

Si riportano alcune tra le espressioni adimensionali raccomandate per il calcolo dei coefficienti medi della convezione termica entro condotti convenzionali.

4.2.1.1 Moto laminare

All'imbocco del condotto, se il fluido e la parete sono a due temperature diverse si avrà un certo flusso termico scambiato per convezione. A causa della non uniformità del profilo di temperatura del fluido, si avrà la presenza di uno strato limite locale nelle vicinanze della parete. Ad una certa distanza $L_{e,th}$ dall'ingresso il profilo di temperatura diviene uniforme e il moto può essere considerato completamente sviluppato. I meccanismi e l'entità dello scambio termico variano a seconda che il moto sia completamente sviluppato o meno.

In base a [22], nei canali convenzionali, la lunghezza di sviluppo termico viene calcolata secondo l'Eq. 4.31

$$L_{e,th} = 0.05 \cdot Re \cdot Pr \cdot d_h \quad (4.31)$$

laddove Nu e Re vengono valutati alla temperatura media del fluido tra ingresso e uscita.

Qualora il moto sia laminare e completamente sviluppato ($L_{CH} > L_{e,th}$), il numero di Nusselt dipende esclusivamente dalle condizioni al contorno. Con condotto a sezione circolare con flusso termico applicato costante applicato alla parete si ha $Nu=4.36$, Nel caso di condotto a sezione rettangolare con flusso termico su tre lati, costante ed uniforme su tutta la superficie, in [23] si consiglia di usare l'Eq. 4.32.

$$Nu_{FD} = 8.235 \cdot (1 - 1.883 \cdot \alpha_c + 3.767 \cdot \alpha_c^2 - 5.814 \cdot \alpha_c^3 + 5.361 \cdot \alpha_c^4 - 2 \cdot \alpha_c^5) \quad (4.32)$$

Per canale a sezione quadrata si ha $Nu_{FD}=3.55$.

Qualora il flusso sia laminare, sviluppato idraulicamente, ma non ancora termicamente, si fa riferimento all'Eq. 4.33 di Sieder e Tate [24]

$$Nu = 1.86 \cdot \left(Re \cdot Pr \cdot \frac{d}{L} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (4.33)$$

nella quale vengono considerati gli effetti della viscosità. Ad elevati valori del prodotto $(Re \cdot Pr \cdot d_h/L)^{1/3}$, per il calcolo del numero di Nusselt medio si può fare riferimento ad un'altra espressione presente in letteratura, e che viene riportata in Eq. 4.34.

$$Nu = 1.953 \cdot \left(Re \cdot Pr \cdot \frac{d}{L} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.34)$$

L'Eq. 4.32 e l'Eq. 4.34 rappresentano gli asintoti a cui tende il numero di Nusselt se il moto è, rispettivamente, sviluppato e non. Shah e London [7] forniscono una relazione analitica per stimare il numero di Nusselt tra questi due asintoti. L'espressione proposta in [7] può tuttavia essere sostituita, con buona approssimazione, dall' Eq. 4.35 [25]

$$Nu = \left[3.55^3 + 0.6^3 + \left(1.953 \cdot \left(Re \cdot Pr \cdot \frac{d}{L} \right)^{\frac{1}{3}} - 0.6 \right)^3 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (4.35)$$

4.2.1.2 Moto turbolento

In caso di moto turbolento, l'influenza della zona di ingresso sullo scambio termico è molto minore rispetto al caso del regime laminare. Proprio per tale motivo si fa spesso riferimento ad alcune correlazioni determinate esclusivamente per moto sviluppato.

Le espressioni presenti in letteratura sono anche in questo caso molteplici, tra le più usate si menzionano quella di Dittus-Boelter [24] (Eq. 4.36) e di Gnielinski (Eq. 4.37-4.38).

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (4.36)$$

$$Nu = \frac{\left(\frac{\gamma}{8}\right) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\frac{\gamma}{8}} \cdot (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_h}{L}\right)^{2/3} \right] \quad (4.37)$$

dove

$$\gamma = (1.8 \cdot \log_{10} Re - 1.64)^{-2} \quad (4.38)$$

L'equazione di Dittus-Boelter è valida per $Re > 10000$, mentre quella di Gnielinski per $Re > 2300$, risultando perciò valida anche nella zona di transizione laminare-turbolento.

4.2.2 Scambio termico in mini e microcanali. Stato dell'arte

Diversi studi sono stati compiuti negli anni per capire se le correlazioni valide nella teoria convenzionale siano in grado di prevedere lo scambio termico in canali di piccolo diametro. A tal proposito pareri e risultati discordanti sono stati esposti dai ricercatori.

Per microcanali a sezione rettangolare, Kandlikar et al. [10] suggeriscono di calcolare la lunghezza di sviluppo termico secondo l'Eq. 4.39

$$L_{e,th} = 0.1 \cdot Re \cdot Pr \cdot d_h \quad (4.39)$$

In regime laminare completamente sviluppato idraulicamente e flusso termico costante ed uniforme sulle pareti del canale, per il calcolo del numero di Nusselt gli autori suggeriscono l'Eq. 4.40.

$$Nu = 8.235 \cdot (1 - 10.6044 \cdot \alpha_c + 61.1755 \cdot \alpha_c^2 - 155.1803 \cdot \alpha_c^3 + 176.9203 \cdot \alpha_c^4 - 72.9236 \cdot \alpha_c^5) \quad (4.40)$$

Nel caso di microcanale a sezione quadrata dall'Eq. 4.40 risulta $Nu=3.191$.

Per il calcolo del coefficiente di scambio termico locale con moto laminare, sviluppato idraulicamente ma non ancora termicamente, in [10] viene usato lo schema di calcolo proposto da Phillips [12], nel quale il numero di Nusselt è funzione della geometria della sezione trasversale e delle condizioni al contorno: in particolar modo se i lati interessati allo scambio termico sono tre o quattro. Le espressioni non vengono riportate poiché riferite ad un'analisi locale anziché globale come quella svolta in questo lavoro.

In regime turbolento ($Re > 2300$), e in transizione laminare-turbolento, Kandlikar et al. [10] suggeriscono l'Eq. 4.41 sviluppata a sua volta da Adams et al. [26]

$$Nu = Nu_{Gn} \cdot (1 + F) \quad (4.41)$$

dove

$$F = 7.6 \cdot 10^{-5} \cdot Re \cdot \left[1 - \left(\frac{d_h}{1.164} \right)^2 \right] \quad (4.42)$$

e Nu_{Gn} è calcolato secondo l'Eq. 4.37 – 4.38.

Peng et al. [21] studiarono le caratteristiche dello scambio termico all'interno di un microcanale a sezione rettangolare utilizzando diverse sezioni di prova con diametro idraulico da 133 a 367 μm e rapporto d'aspetto da 0.33 a 1. I risultati da loro ottenuti deviano da quelli ottenuti con le correlazioni convenzionali.

Peng e Wang (1993) ottennero sperimentalmente il numero di Nusselt medio in un microcanale a sezione rettangolare con dimensioni 600 x 700 μm . Gli autori notarono che in regime laminare vi è una dipendenza tra Nu e Re , contrariamente a quanto afferma la teoria convenzionale. I modelli convenzionali, inoltre sovrastimano Nu rispetto ai valori sperimentali.

Wang e Peng [27] mostrarono come in regime turbolento la correlazione di Dittus-Boelter sovrastimi il numero di Nusselt rispetto ai risultati sperimentali. Anche Debray et al. [28] misurarono valori di Nu più piccoli rispetto ai macrocanali; gli autori giustificarono tale differenza con il fatto che le condizioni al contorno ipotizzate, non corrispondano esattamente alla realtà sperimentale.

Lee et al. [29] confrontarono i loro risultati sperimentali, ottenuti in regime laminare su cinque differenti microcanali aventi diametro idraulico compreso tra 194 e 534 μm , con i dati predetti dalle correlazioni convenzionali. Gli autori dimostrarono una netta differenza tra i due risultati, soprattutto qualora il deflusso non sia termicamente sviluppato.

Altri studi quali Harms et al. [30], Popescu et al. (2002) e Qu e Mudawar [31] dimostrano che le differenze, in termini di scambio termico in regime laminare, tra le correlazioni sviluppate per i canali convenzionali e i risultati sperimentali sono pressoché nulle, e qualora tali differenze esistano rientrano comunque nell'incertezza delle misurazioni.

Adams e al. (1999) studiarono lo scambio termico in microcanali rettangolari con diametro idraulico maggiore di 1.13 mm in regime turbolento; i risultati sperimentali mostrano una buona concordanza con l'equazione di Gnielinski (Eq. 4.37-4.38).

Sobhan e Garimella [32] confrontarono i risultati derivanti da diverse correlazioni proposte negli anni per la stima dello scambio termico in microcanali. Il paragone tra esse e la teoria convenzionale porta a diverse conclusioni: in regime laminare tutte le espressioni considerate mostrano che Nu non è costante, ma è una funzione di Re . Anche nella teoria convenzionale l'Eq. 4.33 di Sieder-Tate mostra una dipendenza tra Nu e Re ; tuttavia le correlazioni proposte per i microcanali mostrano una maggiore influenza di Re . In regime turbolento l'Eq. 4.36 di Dittus-Boelter viene presa a riferimento; le espressioni sviluppate per i microcanali mostrano in generale un maggiore aumento di Nu all'aumentare di Re . Si precisa che alcune delle espressioni esaminate dagli autori in regime turbolento sono della forma $Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n$, proprio come Dittus-Boelter, con i valori di m , n ricavati dal fitting di dati sperimentali ([19], [27]).

Rahman [33], sperimentando lo scambio termico in una sezione multicanale, ottenne valori sperimentali di Nusselt maggiori rispetto a quanto predetto dalle correlazioni convenzionali. L'autore spiegò tale fatto sottolineando l'importanza della rugosità superficiale, la quale disturba, ed eventualmente rompe, lo strato limite.

Incrociando i dati provenienti da diversi lavori, Morini [34] illustra come in alcuni studi, pur testando canali con eguale diametro idraulico e usando lo stesso fluido operativo, si abbiano risultati discordanti in termini di numero di Nusselt. L'autore indica come possibile causa la rugosità, il cui valore in alcuni studi è ignoto. Morini indica inoltre che grazie alle migliori tecniche di fabbricazione e di misurazione oggi disponibili, le differenze tra i dati sperimentali e la teoria per i macrocanali si stanno assottigliando. Questo porta a pensare che, i dati sperimentali meno recenti, non possano fornire un termine di paragone utile per confermare o meno la teoria convenzionale ai microcanali

4.2.3 *Risultati sperimentali*

In questa sezione si descrive la procedura sperimentale seguita e la riduzione dati sviluppata per il calcolo del coefficiente di scambio termico convettivo. In seguito tali valori vengono confrontati con i modelli sviluppati per i canali convenzionali.

4.2.3.1 *Procedura sperimentale*

I test vengono condotti facendo circolare una portata di refrigerante attraverso il microcanale e fornendo una certa potenza elettrica all'heater. Settando in maniera opportuna la temperatura di set point del bagno Lauda e avendo l'attenzione di non aumentare troppo la potenza elettrica fornita, il deflusso viene mantenuto monofase allo stato liquido. La temperatura di ingresso del fluido viene mantenuta di 10°C inferiore rispetto alla temperatura ambiente. La campagna prove prevede di testare sette differenti potenze elettriche ($P_{EL} = 1.5, 3, 4.5, 6, 9$ e 12W), ottenendo così dei flussi termici specifici q variabili da 24.5 a 195 kW m^{-2} . Il range di portata di massa specifica è $G = 260 - 5500\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, che ci consente di ottenere numeri di Reynolds da 600 a 11000.

G	P_{EL}	q	Re
[$\text{kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$]	[W]	[kW m^{-2}]	[-]
260 – 5500	1.5	24.5	600 – 11000
530 – 5500	3	48	1200 – 11000
900 – 5500	4.5	73	1850 – 11000
1100 – 5500	6	95	2400 – 11000
1600 – 5500	9	140	4400 – 11000
5500	12	195	11000

Tabella 4.2 Condizioni operative dei test in monofase

Al fine di arrivare in stabilità in tempi più brevi, una volta fatta l'acquisizione per una certa potenza elettrica e portata, quest'ultima viene mantenuta costante, mentre la prima viene incrementata. Quando si raggiunge la massima potenza elettrica consentita per quella

portata, allora anche quest'ultima viene variata. Le condizioni operative testate vengono riportate in dettaglio in Tabella 4.2.

4.2.3.2 Riduzione dati

Come già detto in precedenza, l'obiettivo del nostro studio è quello di ottenere un valore globale del coefficiente di scambio termico lungo il microcanale. D'ora in avanti esso verrà indicato con il termine α_{MIS} . Esso viene determinato secondo l'Eq. 4.43.

$$\alpha_{MIS} = \frac{P/A_{heat}}{T_w - T_f} = \frac{q}{T_w - T_f} \quad (4.43)$$

dove T_w è la temperatura media reale della parete inferiore, T_f la temperatura media del fluido e A_{heat} , invece, rappresenta l'area di scambio, che nel nostro caso coincide con i tre lati del canale, poiché si considera il vetro come isolante e quindi non interessato al flusso termico proveniente dalla resistenza. Si ha dunque $A_{heat} = 6.12 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$.

Nell'Eq. 4.43 il termine P corrisponde alla potenza termica assorbita dal fluido nel canale ed è calcolata come riportato in Eq. 4.44.

$$P = P_{EL} + P_{AMB} \quad (4.44)$$

Per la descrizione e la determinazione dei termini contenuti in Eq. 4.44 si rimanda a § 3.1.

Per quanto riguarda il calcolo della temperatura reale di parete T_w si rimanda al § 3.4, dove è riportato il metodo per correggere il valore misurato dalla termocoppia.

Il termine T_f riportato in Eq. 4.43, rappresenta la temperatura media del fluido e viene valutato secondo l'Eq. 4.45

$$T_f = (T_{in} + T_{out})/2 \quad (4.45)$$

dove T_{in} e T_{out} rappresentano rispettivamente la temperatura del refrigerante in ingresso e uscita dalla MS. Entrambe queste temperature vengono misurate dalle termocoppie tipo K inserite nel corrispondente pozzetto di temperatura. Si fa notare che in prima approssimazione si ipotizza che la temperatura del fluido non vari nel tratto di sezione di misura che intercorre tra il pozzetto di temperatura e il microcanale.

Dalla conoscenza del coefficiente di scambio termico sperimentale α_{MIS} , si calcola il numero di Nusselt sperimentale Nu_{MIS} utilizzando la seguente espressione

$$Nu_{MIS} = \frac{\alpha_{MIS} \cdot d_h}{\lambda_f} \quad (4.46)$$

La conducibilità termica λ_f viene calcolata alla temperatura media T_f e pressione media p_f , quest'ultima determinata secondo l'Eq. 4.47

$$p_f = p_{in} - \frac{dp_{TOT}}{2} \quad (4.47)$$

4.2.3.3 Risultati sperimentali

Nel seguito vengono riportati i risultati sperimentali ottenuti secondo la procedura e la riduzione precedentemente descritte.

Il calcolo del coefficiente di scambio termico ci permette innanzitutto di validare la correzione introdotta in § 3.4. La correzione si basa sull'ipotesi fondamentale che il coefficiente di scambio termico lato fluido (α_f) sia quello calcolato con l'equazione di Gnielinski (Eqq. 4.37 - 4.38), viene dunque condotta un'analisi volta a capire se i coefficienti di scambio termici sperimentali sono paragonabili effettivamente a quelli predetti con l'equazione di Gnielinski. Dato che la correlazione di Gnielinski è valida per $Re > 2300$, per il confronto vengono utilizzati solo i punti sperimentali con tale caratteristica. Tali punti vengono plottati, in funzione del numero di Reynolds, nel grafico di Figura 4.19. Nello stesso vengono riportati anche i coefficienti di scambio predetti con le Eqq. 4.37 - 4.38.

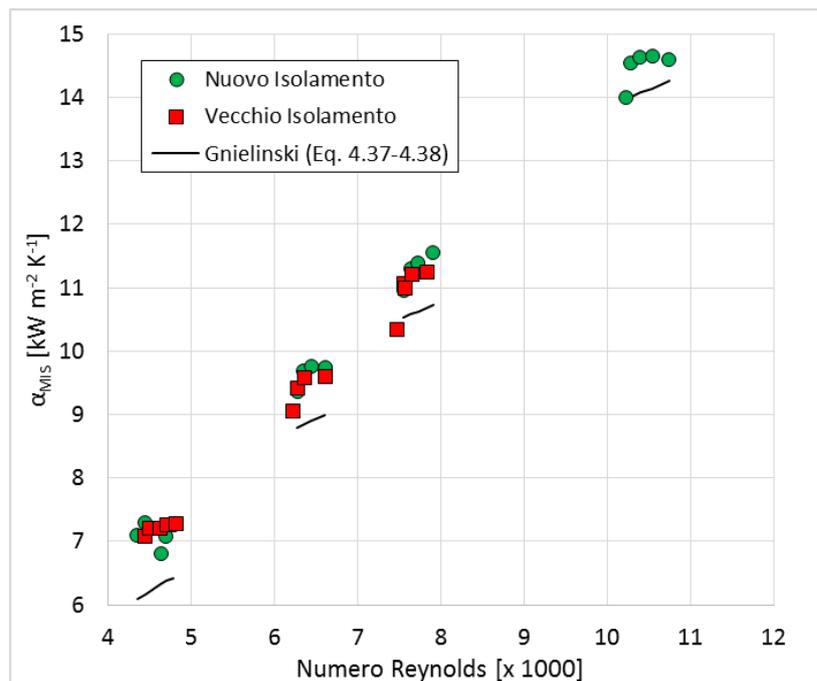


Figura 4.19 Punti sperimentali per validazione della post calibrazione delle termocoppie di parete

Come si vede in Figura 4.19, indipendentemente dalla configurazione dell'isolante, il coefficiente α_{MIS} è lo stesso a parità di numero di Reynolds. L'errore percentuale medio tra il valore misurato e quello predetto da Gnielinski risulta $MAE=7.5\%$. Queste due conclusioni portano alla validazione della correzione proposta, la quale risulta applicabile per ogni condizione operativa. A riprova di questo, in Figura 4.20 vengono plottati i coefficienti di scambio sperimentali calcolati secondo l'Eq. 4.48.

$$\alpha_{MIS} = \frac{q}{T_{w,TC} - T_f} \quad (4.48)$$

dove $T_{w,TC}$ è la temperatura media di parete non corretta, ed è quindi la media tra i valori misurati direttamente dalle termocoppie.

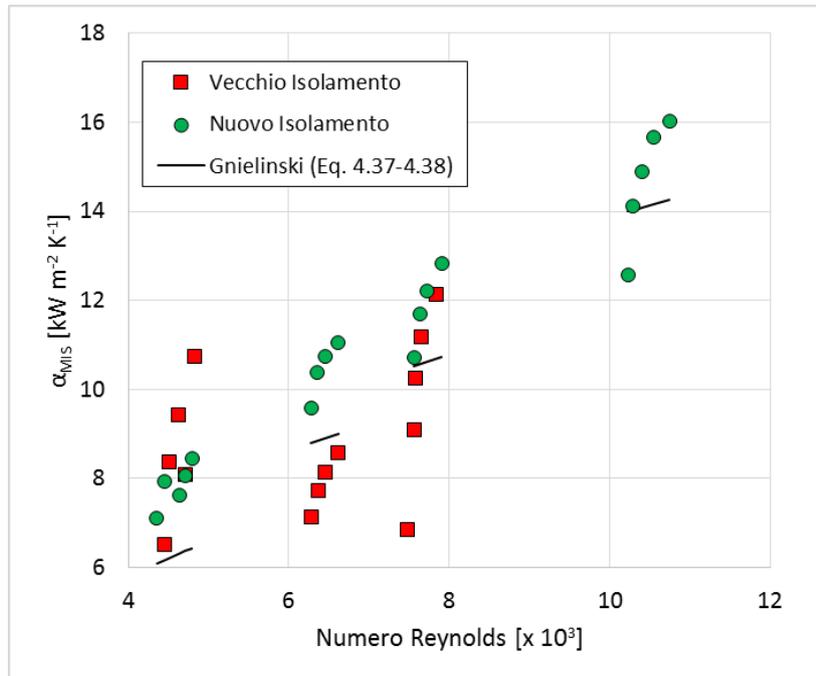


Figura 4.20 Coefficiente di scambio termico sperimentale (Eq. 4.48) senza l'applicazione della correzione in § 3.4

E' evidente, da Figura 4.20, un elevato scattering che non consente una corretta interpretazione dei dati.

D'ora in avanti, se non espressamente dichiarato, per coefficiente di scambio termico α_{MIS} si intende quello calcolato secondo l'Eq. 4.43.

In Figura 4.21 e Figura 4.22 si riportano tutti i risultati sperimentali ottenuti, plottandoli in funzione del numero di Reynolds.

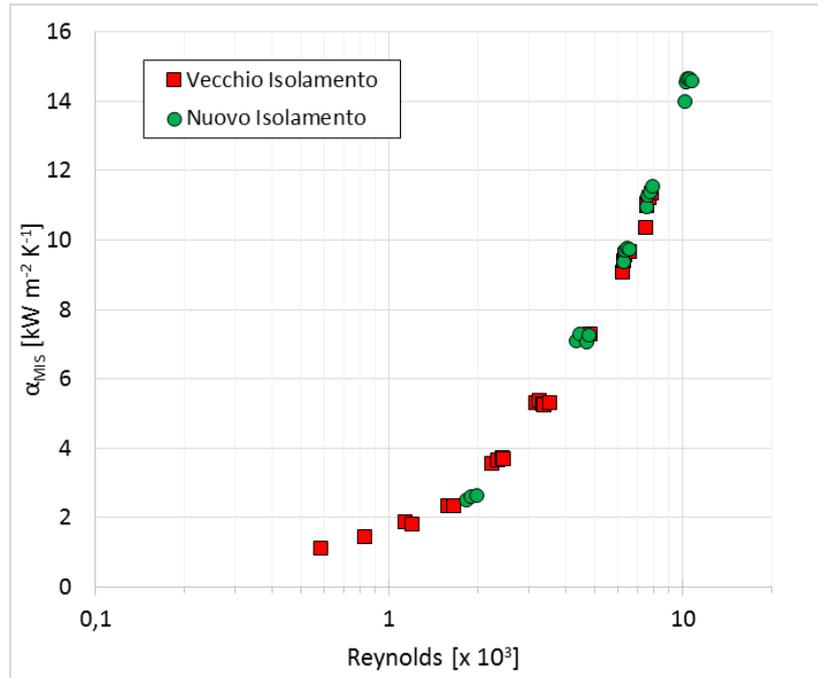


Figura 4.21 Coefficiente di scambio termico sperimentale in funzione del numero di Reynolds

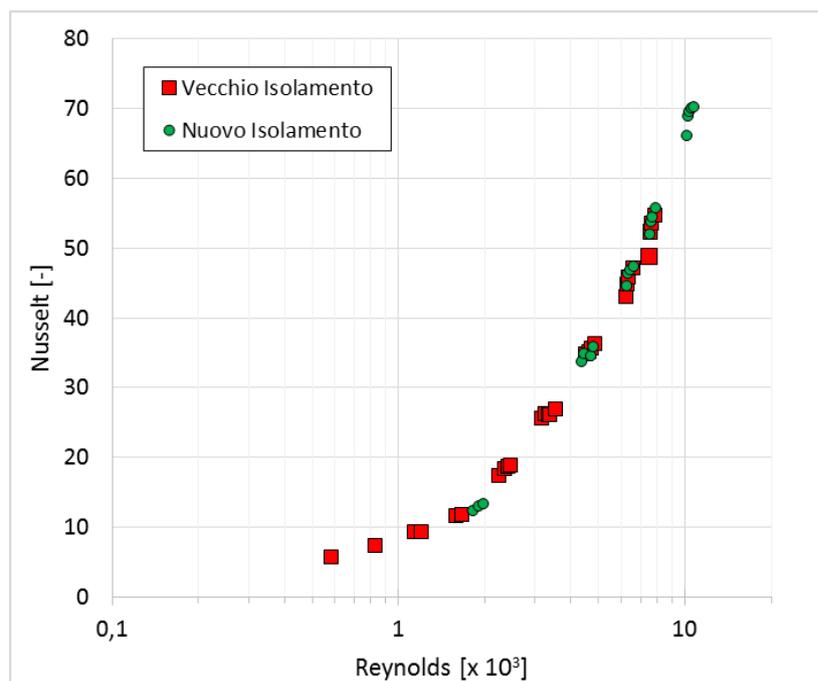


Figura 4.22 Numero di Nusselt sperimentale in funzione del numero di Reynolds

Per $Re=1500-2000$ le curve mostrate in Figura 4.21 e Figura 4.22, presentano una variazione. Questo risultato conferma le conclusioni fatte in § 4.1.6.1, dove si era visto che per $Re < 1000$ il moto è laminare, mentre per $Re > 2500-3000$ il moto può essere considerato turbolento, con una zona di transizione per valori intermedi. Si nota inoltre che ai numeri di Reynolds più bassi tra quelli testati, il coefficiente di scambio termico α_{MIS} , e il numero di Nusselt Nu_{MIS} ,

non sono costanti. Questo perché, data la presenza della brusca deviazione all'ingresso e la ridotta lunghezza del microcanale, il moto non è ancora sviluppato termicamente.

In base a quanto visto nelle figure precedenti (Figura 4.21 e Figura 4.22), i risultati sperimentali non dipendono dalle condizioni di isolamento; perciò d'ora in avanti si farà riferimento ad essi senza specificare in quale configurazione siano ottenuti. Essi vengono di seguito confrontati con le correlazioni presentate in § 4.2.1 e § 4.2.2.

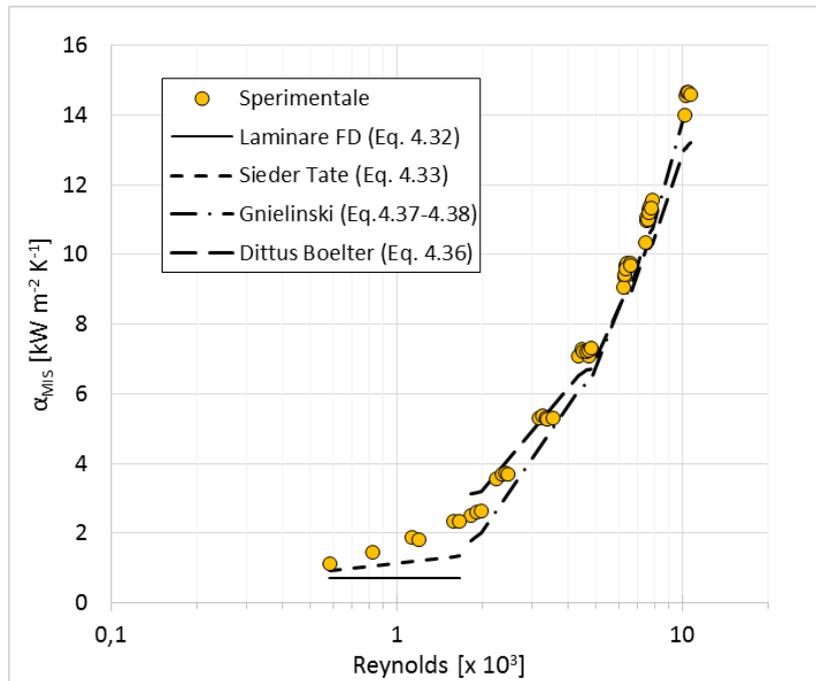


Figura 4.23 Confronto tra coefficienti sperimentali e modelli convenzionali

Guardando al confronto illustrato in Figura 4.23 e Figura 4.24 si vede che in regime turbolento ($Re > 2000$) i risultati sperimentali vengono ben fittati dalle correlazioni di Dittus-Boelter e di Gnielinski. In particolare modo lo scarto medio percentuale risulta $MAE = 7.5\%$ per Dittus-Boelter e $MAE = 11.5\%$ applicando Gnielinski.

In regime laminare ($Re < 2000$) si nota una dipendenza tra Nu_{MIS} e Re , imputabile allo sviluppo termico del moto; tuttavia, nonostante l'espressione di Sieder-Tate (Eq. 4.28) tenga conto di questo, essa non interpola al meglio l'andamento misurato.

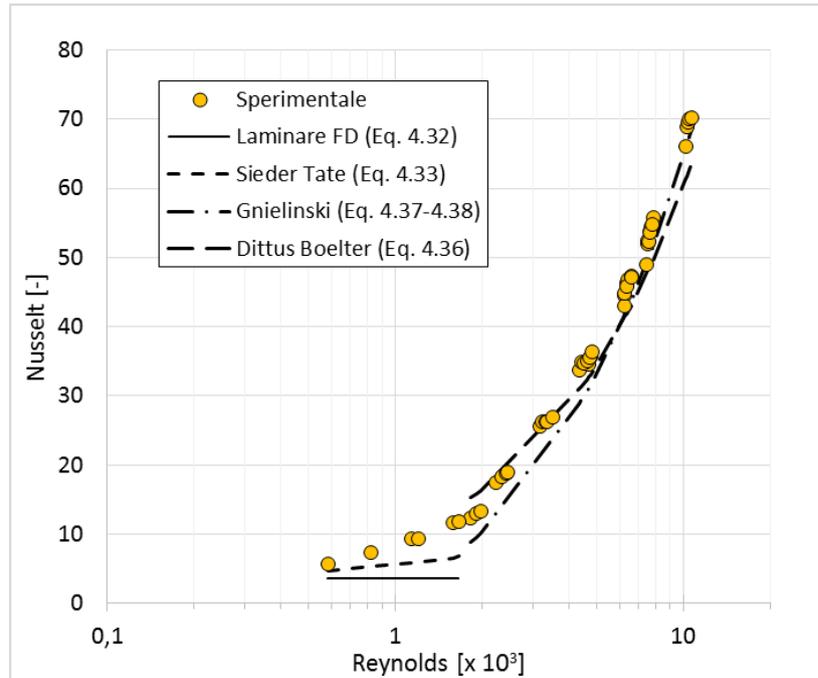


Figura 4.24 Confronto tra Nu_{MIS} e modelli convenzionali

Di seguito viene riportato il confronto suddiviso nei due regimi di moto. In Figura 4.25 viene plottato il coefficiente di scambio termico predetto in funzione di quello misurato.

Se si considera l'Eq. 4.27, valida per moto completamente sviluppato, notiamo che la discrepanza tra i valori misurati e quelli calcolati è notevole, ed in particolar modo l'errore commesso è maggiore del 20%. Applicando invece le equazioni (Eq. 4.28 e 4.30), le quali tengono conto della zona di ingresso termico, si osserva un lieve miglioramento.

La stessa analisi viene compiuta in regime turbolento e illustrata in Figura 4.26.

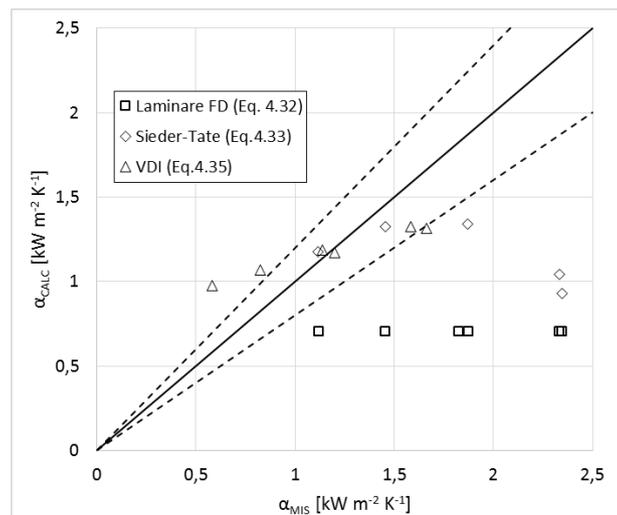


Figura 4.25 Confronto tra coefficiente di scambio termico misurato e predetto in regime laminare

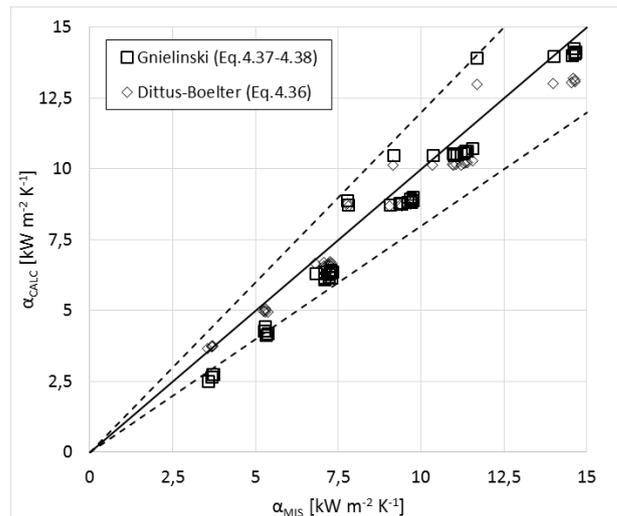


Figura 4.26 Confronto tra coefficiente di scambio termico misurato e predetto in regime turbolento

In regime turbolento, le correlazioni di Gnielinski e di Dittus-Boelter portano a risultati soddisfacenti in termini di stima del coefficiente di scambio termico, in quanto, come si vede in Figura 4.26, l'errore percentuale che si compie non supera mai il 20%.

4.3 Conclusioni

Prima di passare allo studio del deflusso in ebollizione, vengono eseguiti dei test in regime monofase allo stato liquido. Vengono dapprima effettuate delle prove per valutare le perdite di carico che si verificano durante il deflusso, per poi passare allo studio dello scambio termico. L'obiettivo del lavoro svolto, e riportato in questo capitolo, è di capire se la teoria valida per canali convenzionali possa essere applicata anche ai canali di più piccolo diametro. Dai test effettuati si denota che il passaggio da moto laminare a moto turbolento avviene per $Re=1000 - 1500$, che risulta più basso rispetto ai grandi canali. Tale risultato è tuttavia in accordo con altri studi eseguiti nei microcanali, come ad esempio [17].

Nonostante Kandlikar e al. [10] consiglino di utilizzare un apposito schema di calcolo che tiene conto dello sviluppo del moto, la migliore previsione delle perdite di avviene utilizzando correlazioni sviluppate per moto completamente sviluppato.

Per quanto riguarda lo scambio termico si è dimostrato che la post-calibrazione delle termocoppie di parete è assolutamente necessaria per ottenere risultati indipendenti dalla configurazione dell'isolamento. Si è osservato inoltre che le equazioni sviluppate per i macrocanali non predicono bene i risultati in regime laminare, però funzionano molto bene in regime turbolento.

- CAPITOLO 5 -

INNESCO DELL'EBOLLIZIONE

In questo capitolo verrà trattato l'inesco dell'ebollizione. Dopo un'introduzione volta a spiegare l'importanza del fenomeno seguirà una sezione in cui verranno esposti alcuni modelli analitici presenti in letteratura. Successivamente si passerà a descrivere lo stato dell'arte ed infine si illustreranno i risultati ottenuti durante lo studio sperimentale svolto.

5.1 Introduzione

Per vaporizzazione si intende il processo di conversione di un liquido in vapore a seguito di somministrazione di calore. Normalmente esso può avvenire in due modi:

- si parla di ebollizione quando si formano bolle di vapore su una superficie riscaldata immersa nel liquido;
- si ha invece evaporazione quando ad un interfaccia liquido-vapore, il liquido vaporizza, senza formazione di bolle.

In alcune situazioni i due meccanismi possono coesistere. Ancora il processo di vaporizzazione potrà avvenire in liquido stagnante o in un liquido in movimento (vaporizzazione convettiva). La situazione di nostro interesse è proprio quest'ultima, ed è necessario conoscere il punto di inizio della vaporizzazione per adeguare di conseguenza la progettazione. Il processo di vaporizzazione convettiva verrà descritto in dettaglio nel capitolo successivo.

Spesso in letteratura, il termine ebollizione viene utilizzato come sinonimo di vaporizzazione.

Nel caso di liquido stagnante, i primi studi sull'ebollizione furono compiuti da Nukiyama [35] il quale, condusse la seguente esperienza: in un recipiente pieno di acqua a pressione atmosferica, e in condizione di saturazione, immerse un filo di platino. Il filo metallico era riscaldato elettricamente. Il flusso termico ceduto dal filo era calcolabile conoscendo la tensione ai suoi capi e l'intensità di corrente. La temperatura della parete del filo veniva ricavata da misure di resistenza elettrica. Nukiyama variò il flusso termico specifico, ceduto per effetto Joule e misurò la risultante temperatura di parete del corpo scaldante.

Anche grazie a rilevamenti fotografici, egli fu in grado di dimostrare l'esistenza di diversi regimi di ebollizione e li correlò a diversi meccanismi di scambio termico. I risultati ottenuti dimostrarono che l'ebollizione viene innescata per un certo surriscaldamento della parete (*temperature overshoot*), a seguito del quale il coefficiente di scambio termico aumenta e quindi la temperatura di parete diminuisce. Studi seguenti, compiuti indipendentemente da altri ricercatori, confermarono le teorie di Nukiyama.

Negli anni successivi venne rivolta sempre più attenzione allo studio della nucleazione, e diversi modelli analitici furono sviluppati nel caso di ebollizione in liquido stagnante; tra

questi si ricorda Hsu [36]. L'approccio analitico usato in [36] venne ricalcato da altri ricercatori per lo studio della vaporizzazione in convezione forzata, dapprima in canali convenzionali per poi passare ai minicanali e microcanali negli ultimi decenni. Gli studi eseguiti in quest'ultime categorie di condotti tendono a confermare la possibilità di interpolare le correlazioni sviluppate per i canali di più grande diametro.

Nella prima parte di questo capitolo verrà svolta una panoramica su quelli che sono i principali modelli analitici sviluppati per la determinazione dell'innescò di ebollizione all'interno di canali convenzionali. Seguirà poi una presentazione di alcuni studi sperimentali eseguiti in canali di piccolo diametro per la valutazione di questo importante parametro.

5.2 Metodi analitici

Nonostante siamo portati a pensare alla parete interna di un condotto come a qualcosa di perfettamente liscio, è ormai più che dimostrata la presenza di picchi e avvallamenti. Le cavità, sempre presenti e distribuite statisticamente sull'intera parete interna, contengono al loro interno del vapore. La situazione può essere schematizzata in Figura 5.1.

Il nucleo di vapore contenuto nella cavità è in equilibrio con il liquido circostante se viene soddisfatta la seguente eguaglianza delle forze agenti.

$$p_V - p_L = \frac{2 \cdot \sigma}{r} \quad (5.1)$$

dove p_V rappresenta la pressione del vapore (pensato in condizioni di saturazione) nel nucleo, p_L la pressione del liquido circostante, r il raggio di curvatura dell'interfaccia liquido-vapore, mentre σ è la tensione superficiale del fluido. Oltre all'equilibrio meccanico si ha anche equilibrio termico, perciò $T_V = T_L$.

La cavità può trattenere del vapore anche in presenza di liquido fortemente sottoraffreddato; pensiamo infatti di avere una situazione come quella illustrata in Figura 5.1.

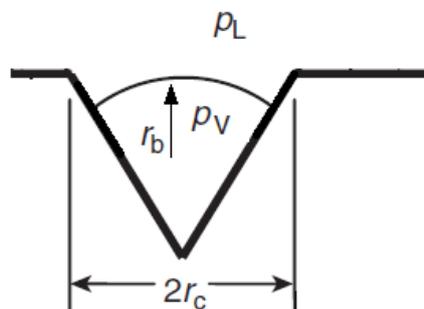


Figura 5.1 *Interfaccia liquido-vapore in una cavità con liquido sottoraffreddato*

Poiché si ha equilibrio termico, il liquido si trova ad una temperatura $T_L = T_V$, la quale è la temperatura di saturazione per una pressione $p_V < p_L$; perciò il liquido è sottoraffreddato. Ciononostante non è preclusa la presenza di vapore all'interno della cavità: il vapore arretra, e l'interfaccia assume una forma concava rispetto al liquido. La tensione superficiale è

responsabile di una diminuzione della pressione rispetto a p_L e quindi il vapore sussiste in equilibrio all'interno della cavità.

Nel caso di moto entro un condotto con flusso termico imposto alla parete, il fluido entra allo stato liquido sottoraffreddato e proseguendo lungo il canale si riscalda. Nonostante la temperatura nel cuore del fluido sia inferiore a quella di saturazione, localmente, vicino alla parete, il liquido risulta essere surriscaldato. In queste condizioni una bolla all'equilibrio può essere schematizzata come in Figura 5.2.

A causa del surriscaldamento, del liquido all'interfaccia liquido-vapore evapora e la bolla cresce di volume. Crescendo in dimensioni si possono verificare due casi. Nel primo la bolla cresce di volume e incontrando gli strati freddi del fluido condensa all'istante e sparisce; nell'altro invece la bolla cresce e raggiunge una dimensione tale per cui non rimane più attaccata alla parete ma si stacca da essa. In entrambi i casi, sia che la bolla si stacchi o sparisca, alla fine rimane del vapore nella cavità e il processo può ricominciare.

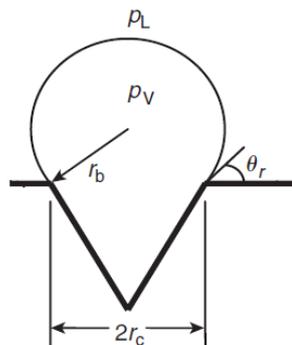


Figura 5.2 Schematizzazione della formazione di una bolla in liquido surriscaldato

Le condizioni minime di flusso termico, e surriscaldamento della parete, a cui avviene il distacco della bolla dalla parete, rappresentano l'innesco di ebollizione, detto anche Onset of Nucleate Boiling (ONB).

Viene di seguito illustrato il metodo analitico proposto da Hsu [36], e seguito da altri ricercatori, per la determinazione di queste condizioni.

Come visto, le piccole cavità presenti nella parete trattengono del vapore e fungono quindi da siti di nucleazione. L'equilibrio delle forze presenti sulla bolla in formazione è riportato in Eq. 5.1.

Si assumano le seguenti ipotesi di lavoro: (i) proprietà del fluido costanti, (ii) flusso termico uniforme e costante sulla parete e (iii) condizioni stazionarie.

Si assume inoltre che il liquido circostante alla bolla abbia un andamento di temperatura lineare, che viene schematizzato in Figura 5.3.

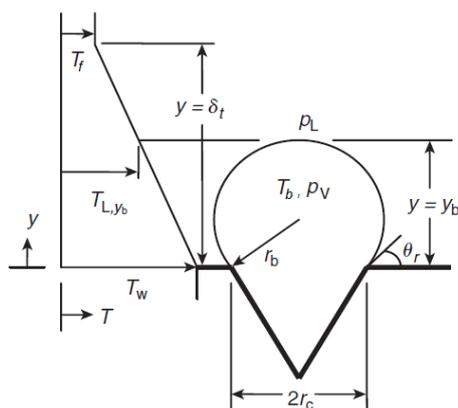


Figura 5.3 Schematizzazione del profilo di temperatura attorno ad una bolla

Si ipotizza che il principale meccanismo di scambio termico tra fluido e parete sia la conduzione, ragione per cui si può scrivere

$$T_w - T_f = \frac{q \cdot \delta_t}{\lambda_f} \quad (5.2)$$

dove T_w e T_f rappresentano rispettivamente la temperatura di parete e del cuore liquido, mentre λ_f è la conducibilità termica del fluido.

Pensando che il naso della bolla sia ad una distanza y_b dalla parete, la temperatura locale T_{L,y_b} del liquido è determinata mediante interpolazione lineare secondo l'Eq. 5.3

$$T_{L,y_b} = T_w - \left(\frac{y_b}{\delta_t}\right) \cdot (T_w - T_f) \quad (5.3)$$

Introducendo l'equazione di Clausius-Clapeyron e ipotizzando che quest'ultima valga anche in forma finita, la differenza di pressione $p_V - p_L$ viene riscritta in Eq. 5.4 in termini di differenza di temperatura di saturazione.

$$\frac{p_V - p_L}{T_{sat}(p_V) - T_{sat}(p_L)} = T_{sat}(p_f) \cdot \frac{r_0}{v_V - v_L} \quad (5.4)$$

Il vapore all'interno della bolla è considerato in condizioni di saturazione, dunque vale $T_{sat}(p_V) = T_b$. Con $T_{sat}(p_L)$ viene indicata la temperatura di saturazione del liquido, calcolata alla pressione p_L ; per chiarezza espressiva tale termine verrà indicato d'ora in avanti più brevemente come T_{sat} . I termini v_V e v_L indicano rispettivamente il volume specifico del vapore e del liquido. Il calore latente di vaporizzazione r_0 viene calcolato alla pressione p_L .

Combinando l'Eq. 5.1 e l'Eq. 5.4 e assumendo che $v_V - v_L = v_V$ poiché $v_V \gg v_L$ si ottiene:

$$T_b = T_{sat} - \frac{2 \cdot \sigma}{r_b} \cdot \frac{T_{sat}}{\rho_V \cdot h_{LV}} \quad (5.5)$$

Per avere accrescimento della bolla, la temperatura del liquido nel naso della bolla deve essere maggiore di quella del vapore interno; così facendo del liquido all'interfaccia evapora permettendone l'aumento di volume. Le condizioni limite per avere una bolla stabile di raggio r_b sono dunque rappresentate dall'uguaglianza tra le due temperature citate. Tale uguaglianza viene espressa in Eq. 5.6, utilizzando le Eq. 5.3 e Eq. 5.5

$$\left(\frac{y_b}{\delta_t}\right) \cdot (T_w - T_b) - (T_w - T_{sat}) + \frac{2 \cdot \sigma}{r_b} \cdot \frac{T_{sat}}{\rho_V \cdot r_0} = 0 \quad (5.6)$$

Per quanto riguarda il surriscaldamento e sottoraffreddamento del liquido possiamo scrivere:

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_f \quad (5.7)$$

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat} \quad (5.8)$$

Introducendo l'angolo di contatto θ , la cui definizione è deducibile dalla Figura 5.3, in Eq. 5.9 e Eq. 5.10 vengono correlate tra di loro: il raggio di bolla r_b , il raggio della bocca della cavità r_c (supposta circolare) e l'altezza della bolla y_b .

$$r_b = \frac{r_c}{\sin \theta} \quad (5.9)$$

$$y_b = r_b \cdot (1 + \cos \theta) \quad (5.10)$$

Combinando le Eqq. 5.6, 5.9 e 5.10, si arriva ad un'equazione di secondo grado in cui la variabile è il raggio della cavità. Se sono note tutte le condizioni di deflusso e il flusso termico imposto, le due soluzioni vengono espresse secondo l'Eq.11.

$$\{r_{c,min}, r_{c,max}\} = \frac{\delta_t \cdot \sin \theta}{2 \cdot (1 + \cos \theta)} \cdot \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}}\right) \cdot \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{8 \cdot \sigma \cdot (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \cdot (1 + \cos \theta)}{\rho_V \cdot h_{LV} \cdot \delta_t \cdot \Delta T_{sat}^2}}\right) \quad (5.11)$$

Qualora una cavità avesse raggio caratteristico compreso tra questi due valori, essa rappresenterebbe un potenziale sito di nucleazione attivo, cioè con caratteristiche tali da poter far nucleare una bolla stabile. L'Eq. 5.11 può essere espressa in forma grafica in Figura 5.4.

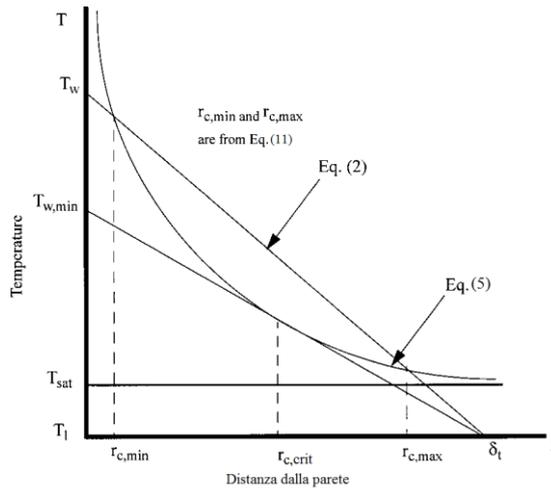


Figura 5.4 Rappresentazione grafica del criterio analitico per valutazione dell'ONB

Guardando la Figura 5.4, la determinazione dell'ONB consiste nella valutazione del flusso termico che consenta di avere un profilo di temperatura del fluido, che sia tangente alla curva che rappresenta l'equilibrio termico in funzione del raggio di bolla (Eq. 5.4). Sotto tali condizioni risultano attivi soltanto i siti di nucleazione aventi raggio caratteristico $r_{c,crit}$. Tale valore è calcolato annullando il radicale nell'Eq. 5.11.

Conoscendo il raggio critico di cavità, mediante l'Eq. 5.9 si risale ad un raggio di bolla critico, caratteristico della prima bolla stabile che si forma. Procedendo a ritroso il ragionamento precedentemente fatto, si arriva al calcolo del flusso termico specifico q , che sarà denominato q_{ONB} , poiché per quelle condizioni di deflusso, rappresenta il minimo flusso termico necessario a generare una bolla stabile. Ci si aspetta infatti che per flussi termici $q > q_{ONB}$ le bolle che si formano da cavità attive ($r_{c,min} < r_c < r_{c,max}$) crescano e si stacchino dalla parete. L'ipotesi fondamentale affinché il modello abbia senso è che sia sempre presente una cavità avente raggio caratteristico $r_c = r_{c,crit}$.

Come detto il modello analitico fu proposto per la prima volta da Hsu [36]. Egli assunse inoltre che, nella configurazione di bolla stabile, valga $y_b = 1.6 \cdot r_b$, il che corrisponde ad un angolo di contatto $\vartheta = 53.1^\circ$. Valutando quindi il raggio critico di cavità e di bolla in queste condizioni, il flusso termico di innesco è espresso come:

$$q_{ONB} = \frac{\lambda_f \cdot r_0 \cdot \rho_V}{12.8 \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \cdot \Delta T_{sat}^2 \quad (5.12)$$

Sato e Matsumura [37] ipotizzarono che al momento della nucleazione la bolla abbia una forma semisferica. Essi ipotizzarono inoltre che, quando inizia l'ebollizione, il cuore liquido si trovi esattamente alla temperatura di saturazione T_{sat} . Stando alla terminologia usata in precedenza vale dunque $\Delta T_{sub} = 0$;

Secondo queste considerazioni l'espressione per il calcolo del flusso termico diviene

$$q_{ONB} = \frac{\lambda_f \cdot r_0 \cdot \rho_V}{8 \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \cdot \Delta T_{sat}^2 \quad (5.13)$$

Davis e Anderson [38] estesero l'analisi di Hsu considerando l'angolo di contatto come una variabile. La loro analisi portò a formulare l'Eq. 5.14 per il calcolo del flusso termico q_{ONB}

$$q_{ONB} = \frac{\lambda_f \cdot r_0 \cdot \rho_V}{8 \cdot (1 + \cos \theta) \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \cdot \Delta T_{sat}^2 \quad (5.14)$$

Liu, Lee e Garimella [39] considerarono sempre l'uguaglianza tra la temperatura del liquido all'apice della bolla e la temperatura interna della bolla stessa come condizione limite per l'inizio dell'ebollizione, tuttavia essi modificarono la teoria di Hsu riscrivendo l'Eq. 5.4 come segue

$$\frac{p_V - p_L}{T_b - T_{sat}} = T_b \cdot \frac{r_0}{v_V - v_L} \quad (5.15)$$

Gli autori ipotizzarono che nelle condizioni di innesco, la temperatura del fluido sia pari a quella di uscita del canale e calcolabile mediante un bilancio termico. Inoltre il profilo di temperatura lungo la sezione trasversale, non viene considerato lineare, ma viene descritto utilizzando il coefficiente di scambio termico monofase per moto laminare completamente sviluppato. Come in [38] l'angolo di contatto viene considerato dagli autori una variabile. Seguendo il modello proposto in [39], per un microcanale singolo a sezione quadrata, l'equazione per il calcolo di q_{ONB} diviene

$$\sqrt{T_{f,out} + q_{ONB} \cdot \frac{d_h}{Nu \cdot \lambda_f}} - \sqrt{T_{sat}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma \cdot (1 + \cos \theta)}{\rho_L \cdot V \cdot h_{LV}} \cdot q_{ONB}} \quad (5.16)$$

Il primo radicale al primo membro rappresenta la temperatura di parete all'uscita del canale; gli autori suggeriscono di scegliere un numero di Nusselt pari a $Nu=3.55$ mentre la temperatura di uscita del fluido $T_{f,out}$ viene calcolata mediante il bilancio proposto in Eq. 5.17.

$$T_{f,out} = T_{f,in} + \frac{q_{ONB} \cdot A_{heat}}{\dot{m}_{ref} \cdot c_p} \quad (5.17)$$

dove A_{heat} rappresenta la superficie di scambio, mentre \dot{m}_{ref} è la portata di massa specifica del refrigerante. Il calore specifico c_p e la densità del liquido ρ_L vengono valutate alle condizioni di temperatura e pressione all'ingresso del canale.

Come è evidente, per il calcolo di q_{ONB} è necessario un processo iterativo.

Kandlikar [40] studiò numericamente il flusso attorno alla bolla ed individuò il punto di ristagno ad una coordinata $y_s = 1.1 \cdot r_b$. La configurazione della bolla all'innescio di nucleazione, è rappresentata in Figura 5.5.

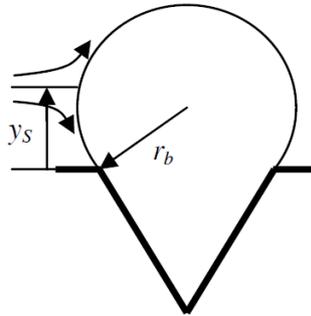


Figura 5.5 Individuazione del punto di ristagno [40]

L'autore suppose che la temperatura del fluido nel punto di ristagno sia uguale a quella sul naso della bolla. Egli concordò con la teoria di Hsu nel definire la condizione limite di nucleazione quella in cui la temperatura all'apice della bolla equivale con la temperatura del vapore contenuto nella bolla. Stando a queste considerazioni, il flusso termico specifico all'innescio di ebollizione viene calcolato secondo la seguente espressione

$$q_{ONB} = \frac{\lambda_f \cdot h_{LV} \cdot \rho_V}{8.8 \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \cdot \Delta T_{sat}^2 \quad (5.18)$$

Nel modello sviluppato da Ghiaasiaan e Chedester [41] si fa preciso riferimento ai microcanali. Secondo gli autori, nei canali di più piccolo diametro, le forze termocapillari sono il maggior fattore di soppressione della bolla che sta accrescendo. Seguendo questa idea, la condizione per la quale le forze termocapillari vengono eguagliate dalle forze aerodinamiche agenti sulla bolla stessa, diventa la condizione limite che rappresenta l'inizio dell'ebollizione. Sviluppando tale eguaglianza gli autori sono arrivati ad una formulazione del flusso termico per l'ONB che viene riportata in Eq. 5.19 – 5.21.

$$q_{ONB} = \frac{\lambda \cdot r}{C \cdot \sigma \cdot T_s \cdot (v_g - v_l)} \cdot \Delta T_{sat}^2 \quad (5.19)$$

$$C = 22 \cdot \frac{\sigma_f - \sigma_w}{\rho_f \cdot u^2 \cdot R^*} \quad (5.20)$$

$$R^* = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_s \cdot (v_g - v_l) \cdot \lambda}{q_{ONB} \cdot r} \quad (5.21)$$

Bergles e Rohsenow [42] ricavarono una correlazione empirica basandosi sui loro risultati sperimentali ottenuti in diversi condotti di acciaio inossidabile e di nichel, usando acqua come

fluido operativo. Essi sperimentarono l'innesco in un range di pressioni da 15 a 2000 psia. La correlazione sviluppata dagli autori per il calcolo del flusso termico di innesco viene riportata in Eq. 5.22

$$q_{ONB} = 1082 \cdot p_L^{1.156} \cdot (1.8 \cdot \Delta T_{sat})^{p_L^{\frac{2.16}{0.0234}}} \quad (5.22)$$

dove p_L viene espressa in bar e ΔT_{sat} in °C.

5.3 Stato dell'arte

Vengono di seguito elencati alcuni lavori sperimentali eseguiti per verificare la validità delle correlazioni sopra proposte. L'obiettivo di questo paragrafo è anche quello di illustrare i diversi metodi utilizzati dai ricercatori per determinare sperimentalmente l'innesco dell'ebollizione.

Celata, Cumo e Mariani [43] valutarono sperimentalmente l'ONB nel caso di deflusso di acqua fortemente sottoraffreddata (fino a 190 K) e ad alta velocità. La sezione di prova utilizzata è un condotto circolare con diametro interno di 8 mm e lunghezza 100 mm. La determinazione dell'innesco di ebollizione (Figura 5.6) viene fatta a partire dalla misura della caduta di pressione lungo il condotto di prova. In particolar modo, gli autori considerarono l'ONB come quel punto in cui le perdite di carico misurate deviano dalla curva teorica relativa a deflusso monofase. Quest'ultima curva è ottenuta considerando la correlazione di Kays e Crawford [23] e che viene riportata in Eq. 5.21.

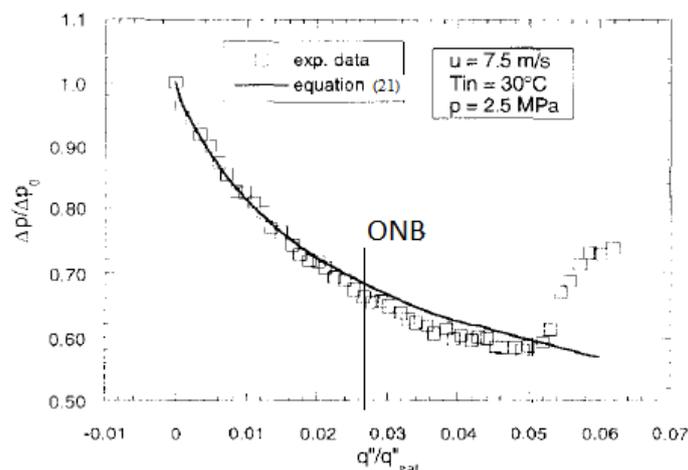


Figura 5.6 Determinazione sperimentale dell'ONB secondo Celata e al. [43]

Il grafico riportato in Figura 5.6 vede in ascissa il rapporto tra il flusso termico applicato (q'') e il flusso termico teorico (q''_{sat}) necessario per portare il liquido dalle condizioni di ingresso a quelle di saturazione. In ordinata, invece, si trova il rapporto tra le perdite di carico

sperimentali (Δp) e quelle (Δp_0) misurate senza applicazione di flusso termico e con eguale temperatura e pressione all'ingresso.

Come detto la curva tracciata in Figura 5.6 segue la relazione suggerita da Kays e Crawford [23]

$$\frac{f}{f_0} = \left(\frac{\mu_w}{\mu_L} \right)^{0.25} \quad (5.21)$$

dove f è il fattore d'attrito misurato nel test, mentre f_0 è il fattore d'attrito misurato in condizioni adiabatiche. Dalle prove sperimentali eseguite dagli autori risulta che $f_0 = 0.318 \cdot Re^{0.25}$. Nell'Eq. 5.21 viene inoltre considerato il rapporto tra la viscosità del liquido alla temperatura di parete (μ_w) e la viscosità del liquido alla temperatura del core liquido (μ_L).

Come si vede in Figura 5.6, inizialmente le perdite di carico diminuiscono all'aumentare del flusso termico imposto. Questo è dovuto al fatto che, aumentando il flusso termico, aumenta la temperatura di parete e quindi diminuisce la viscosità locale. Tuttavia la riduzione della viscosità non è lineare con la temperatura è così non lo è la riduzione delle perdite di carico. Aumentando il flusso termico imposto, si nota inoltre che ad un preciso valore di esso, i punti sperimentali hanno un minimo. Questo minimo porta a pensare che sia quello il flusso termico a cui inizia l'ebollizione. Tuttavia gli autori suggeriscono che tale punto di minimo sia frutto di un compromesso tra la riduzione delle perdite di carico per gli effetti viscosi suddetti e l'innalzamento delle stesse dovuto al crescente numero di bolle presenti. Proprio per tale motivi i ricercatori individuano l'ONB come il punto nelle quale i punti sperimentali divergono dalla curva teorica delle perdite di carico.

In ultima analisi Celata et al. [43] confrontarono i risultati derivanti dalle loro sperimentazioni con i valori di flusso termico di innesco calcolato, per le stesse condizioni di deflusso, con alcune tra le correlazioni presenti in letteratura. Gli autori notarono che molte delle correlazioni non hanno un accordo soddisfacente con i risultati sperimentali; essi attribuirono tale discrepanza al fatto che i modelli vennero sviluppati e verificati per condizioni operative molto differenti rispetto alle loro.

In Figura 5.7 viene mostrato il confronto tra l'ONB misurato sperimentalmente dagli autori e quello calcolato con la correlazione di Thom [44], la quale risulta essere la migliore nel predire i loro risultati.

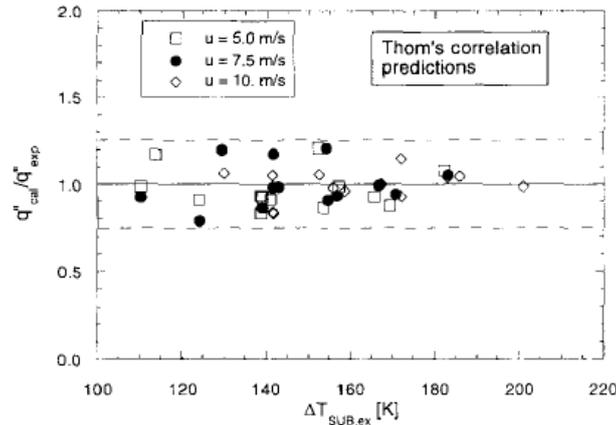


Figura 5.7 Confronto tra dati sperimentali e calcolati secondo correlazione di Thom [43]

Hapke e Boye e Schmidt [45] studiarono sperimentalmente il punto d’inizio dell’ebollizione usando come sezione di prova un condotto circolare avente diametro interno pari a 1.5 mm. Il deflusso è verticale verso l’alto.

L’apparato sperimentale prevede l’utilizzo di una termocamera ad infrarossi in grado di registrare in modo quasi-continuo la temperatura esterna della parete. La termocamera è montata su una guida parallela al canale, ed è in grado di muoversi lungo di essa.

Imponendo alla termocamera un moto ascendente-discendente, gli autori ricavarono il profilo di temperatura esterna di parete per ciascuna condizione sperimentale. Un tipico profilo di temperatura registrato dagli autori in funzione della posizione viene riportato in Figura 5.8.

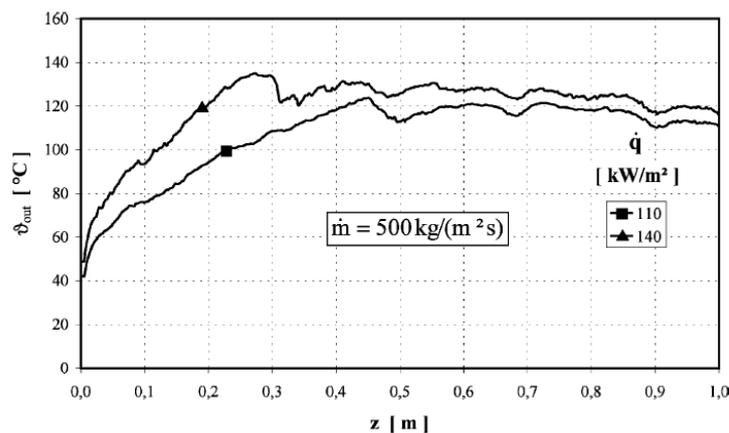


Figura 5.8 Profilo della temperatura di parete esterna misurata [45]

L’innalzamento della temperatura, nel primo tratto di condotto, è riconducibile ad uno scambio termico in monofase. Essa raggiunge un massimo ad una certa distanza z dall’ingresso per poi portarsi ad un valore costante da lì all’uscita. Hapke e i suoi collaboratori affermano che il massimo della curva corrisponde all’inizio dell’ebollizione.

Nel profilo plottato in Figura 5.8, in ordinata si legge la temperatura esterna di parete. Per valutare la temperatura interna di parete, e quindi il surriscaldamento all'inizio dell'ebollizione, viene usato un modello monodimensionale di trasmissione del calore.

In ultima analisi gli autori compararono i loro risultati sperimentali con i valori calcolati secondo i modelli di Sato e Matsumura [37] e Bergles e Rohsenow [42]; il risultato di tale confronto viene visualizzato in Figura 5.9.

La comparazione porta a risultati soddisfacenti fintantoché il flusso termico di innesco è minore di 50 kW m^{-2} . Tale fatto porta gli autori ad affermare che per i canali di piccolo diametro i meccanismi che occorrono all'innesco di ebollizione sono diversi rispetto al caso dei canali convenzionali.

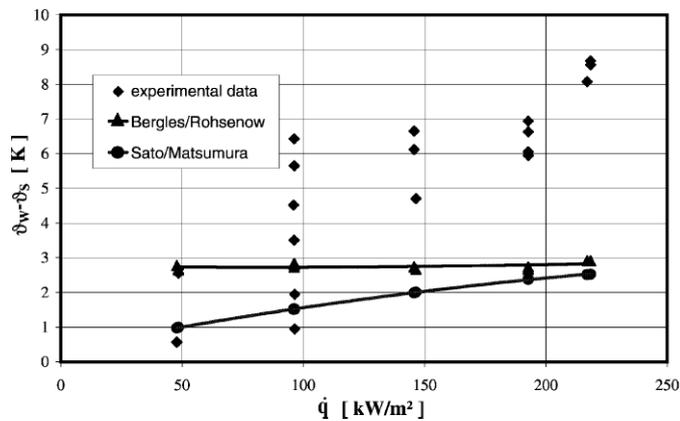


Figura 5.9 Confronto tra valori sperimentali e calcolati [45]

Oltre allo sviluppo del modello analitico descritto in precedenza, Liu, Lee e Garimella [39] compirono uno studio sperimentale sul punto di inizio dell'ebollizione. Le prove furono condotte in una sezione sperimentale composta da 25 microcanali a sezione rettangolare posti in parallelo. La sezione trasversale di ciascun passaggio misura $275 \mu\text{m}$ in larghezza e $636 \mu\text{m}$ in altezza; il fluido operativo utilizzato è l'acqua deionizzata.

L'innesco di ebollizione viene valutato in due modi: tramite visualizzazione con una videocamera ad alta velocità, e tramite misurazione delle perdite di carico. In quest'ultimo caso, come in [43], l'ONB viene individuato nel punto in cui le perdite di pressione misurate deviano da quelle calcolate secondo un modello per deflusso monofase.

Come si vede in Figura 5.10, le due tecniche danno risultati molto simili, a prova del fatto che entrambi i metodi possono essere utilizzati.

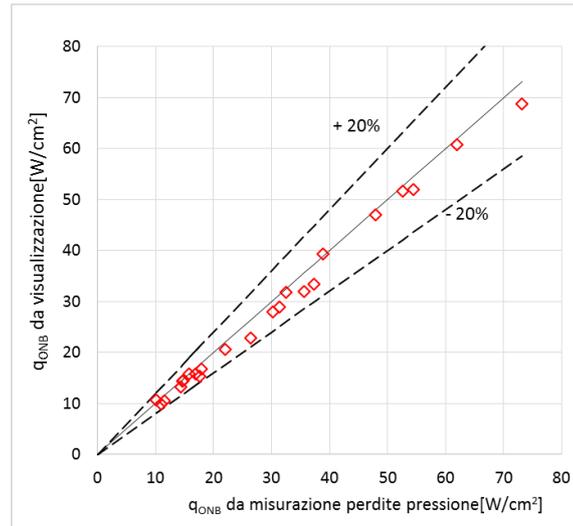


Figura 5.10 Comparazione dei risultati sperimentali ottenuti in [39]

Gli autori confrontarono inoltre i loro dati, con i valori calcolati con il modello da loro proposto. La comparazione viene mostrata in Figura 5.11 ed evidenzia una buona concordanza.

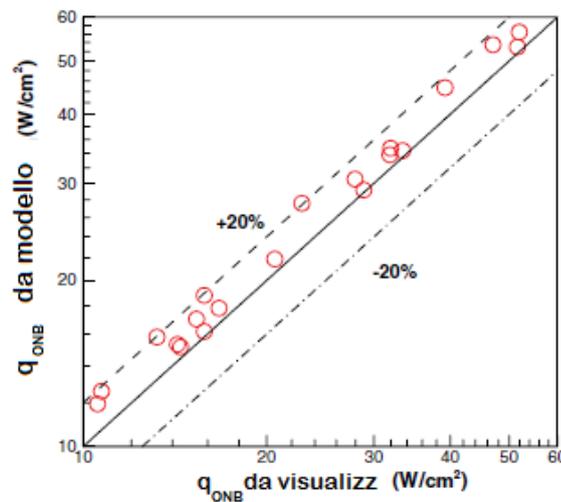


Figura 5.11 Confronto tra flusso termico di inizio ebollizione (da visualizzazione) e calcolato secondo correlazione di Liu et al. Tratto da [39]

5.4 Risultati sperimentali

In questa sezione vengono riportati i risultati sperimentali ottenuti in questo lavoro. Prima però si fa precedere la descrizione della procedura seguita e si accennerà alla riduzione dati. Dopo aver presentato i risultati, li si confronterà con alcuni dei modelli sopra presentati.

5.4.1 Procedura

Vengono testate quattro differenti portate di massa G : 400, 800, 1200 e 1600 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$. Il fluido viene immesso nella sezione di misura allo stato liquido sottoraffreddato, con un grado

di sottoraffreddamento $\Delta T=5$ K. La potenza elettrica fornita sulla resistenza è inizialmente nulla, per poi essere aumentata con step di 0.25 W fino ad arrivare al punto di innesco dell'ebollizione (ONB). La pressione di saturazione viene mantenuta costante durante tutta l'esecuzione delle prove così come la portata di massa specifica.

Le condizioni operative adottate vengono riassunte in Tabella 5.1.

Portata di massa specifica G [kg m ⁻² s ⁻¹]	Temperatura di ingresso T _{in} [°C]	Temperatura di saturazione T _{sat} [°C]
400	25	31
800	25	30
1200	25	30
1600	25	30

Tabella 5.1 Condizioni operative per test su innesco ebollizione

5.4.2 Riduzione dati

Sperimentalmente si considera l'ONB come quel punto in cui si registra un aumento delle perdite di carico (accompagnato da un abbassamento della portata) e una riduzione della temperatura di parete. Il punto di innesco viene identificato da due parametri: il flusso termico specifico q_{ONB} e il surriscaldamento della parete T_w-T_{sat} .

Il flusso termico q viene calcolato come

$$q = \frac{P_{EL} + P_{AMB}}{A_{heat}} \quad (5.22)$$

dove P_{EL} è la potenza elettrica imposta, P_{AMB} la potenza termica scambiata tra il microcanale e l'ambiente attraverso la superficie inferiore, mentre A_{heat} è l'area di scambio, considerata pari ai tre lati del microcanale.

A sua volta la potenza elettrica è determinata come segue

$$P_{EL} = V \cdot I \quad (5.23)$$

dove V è la differenza di potenziale ai capi dell'heater, mentre I è l'intensità della corrente circolante. Il primo termine viene ricavato direttamente dal sistema di acquisizione, mentre il

secondo viene determinato conoscendo la differenza di potenziale ai capi di una resistenza calibrata (*shunt resistance*).

Per la determinazione di P_{AMB} si rimanda al § 3.1.1. Nel punto di innesco il flusso termico specifico viene denominato q_{ONB} .

La temperatura di saturazione T_{sat} viene calcolata utilizzando la misura di pressione ottenuta presa di pressione posta all'uscita del microcanale. Il calcolo viene eseguito utilizzando il software Refprop ver 7.0. La temperatura di parete T_w ne rappresenta la temperatura media, ed è calcolata come la media aritmetica dei valori registrati dalle termocoppie di parete. Tale valore viene successivamente corretto utilizzando le equazioni viste in § 3.4.

Un altro parametro fondamentale per l'individuazione sperimentale del punto di innesco è la caduta di pressione lungo il canale. Essa viene ricavata dalle misure eseguite dal trasduttore di pressione in ingresso e dal trasduttore differenziale tra ingresso e uscita. Il valore registrato da quest'ultimo viene depurato dalle perdite che avvengono tra il punto di misura e l'ingresso/uscita del microcanale. Per la valutazione di tali perdite si rimanda a § 4.1, dove in uscita viene applicato il modello omogeneo qualora da bilancio risulti $x_{out} > 0$.

5.4.3 Risultati

La determinazione sperimentale dell'innesco di ebollizione viene illustrata in Figura 5.12 - Figura 5.15. In ogni grafico si riporta in ascissa il flusso termico specifico q mentre in ordinata, su doppia scala, vengono riportate la caduta di pressione dp_{CH} nel microcanale e la temperatura media di parete T_w .

Indipendentemente dalla portata l'andamento delle cadute di pressione e della temperatura di parete, in funzione del flusso termico è uguale. Aumentando q si nota un innalzamento della temperatura di parete, dovuto al fatto che il deflusso è monofase e il meccanismo di scambio termico è la convezione forzata in fase liquida. Incrementando il flusso termico, le perdite di carico presentano una leggera diminuzione; questo fatto è legato all'aumento della temperatura di parete e la conseguente riduzione della viscosità del liquido a contatto con essa.

Aumentando ulteriormente q , ad un certo valore di esso si nota che la temperatura di parete scende, e le perdite di pressione aumentano vistosamente. Questi due eventi segnalano l'innesco dell'ebollizione all'interno del canale. La prima evidenza è legata ad un maggior coefficiente di scambio termico mentre l'aumento delle perdite di carico è frutto della presenza di bolle.

Continuando ad aumentare la potenza elettrica si nota che le perdite di carico continuano ad aumentare poiché cresce sia il numero di bolle presenti che la frequenza di nucleazione creando quindi maggiore turbolenza nel canale. La temperatura di parete, invece, rimane pressoché costante ad un valore superiore alla temperatura di saturazione del fluido.

I risultati ottenuti vengono riassunti in Tabella 5.2.

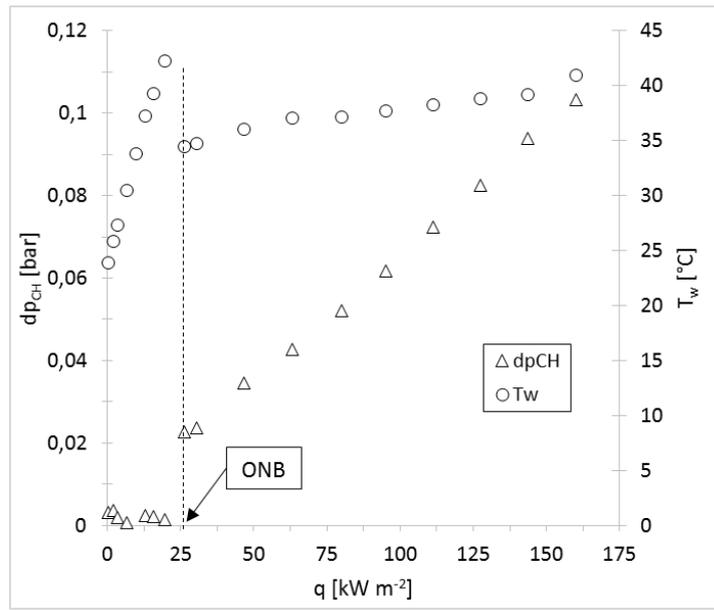


Figura 5.12 Determinazione sperimentale dell'ONB per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

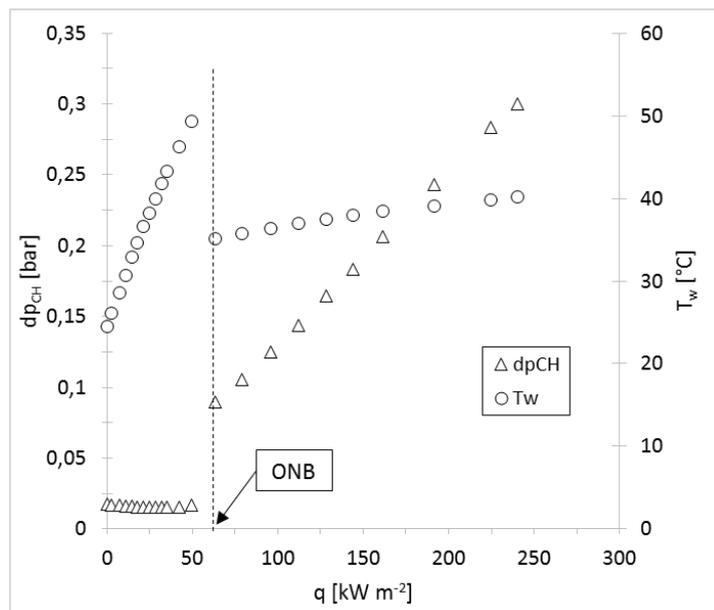


Figura 5.13 Determinazione sperimentale dell'ONB per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

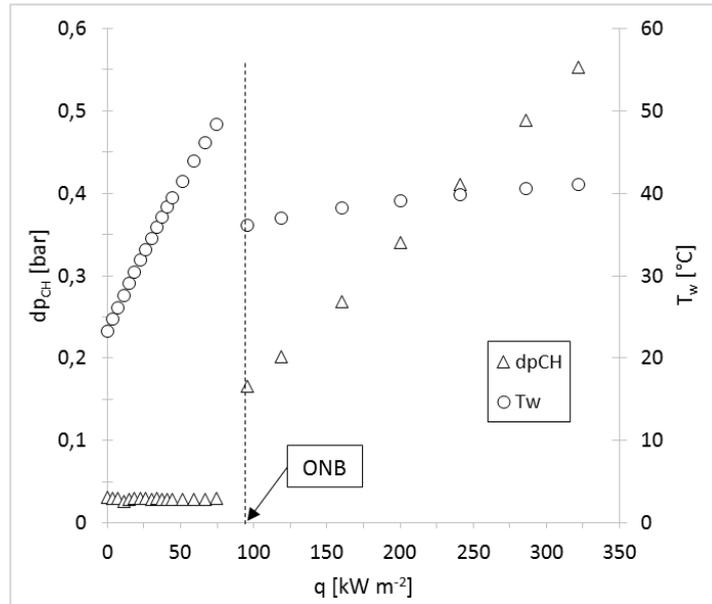


Figura 5.14 Determinazione sperimentale dell'ONB per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

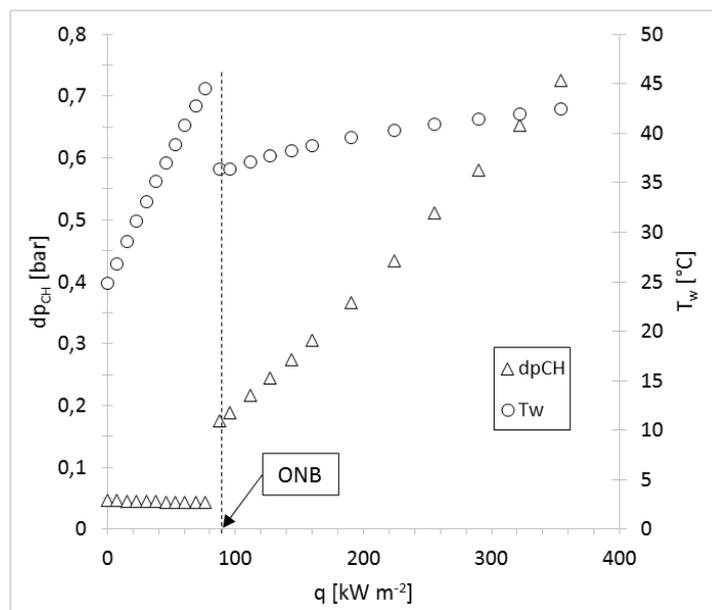


Figura 5.15 Determinazione sperimentale dell'ONB per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Portata di massa specifica G [$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Flusso termico q_{ONB} [kW m^{-2}]	Surriscaldamento parete $(T_w - T_{sat})_{ONB}$ [$^{\circ}\text{C}$]
400	26.5	3.2
800	63.5	4.9
1200	95.7	6.0
1600	88.0	5.3

Tabella 5.2 Risultati sperimentali ONB

Guardando ai risultati ottenuti si può affermare che a parità di pressione di saturazione, l'aumento di portata si riflette in un aumento del flusso termico necessario ad innescare l'ebollizione, tuttavia il surriscaldamento della parete ad innesco avvenuto si assesta intorno a $(T_w - T_{sat})_{ONB} = 5 - 6 \text{ }^\circ\text{C}$.

Il confronto con le correlazioni implementate viene riassunto in Tabella 5.3.

Portata di massa specifica G [$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Sperimentale [kW m^{-2}]	Hsu [36] [kW m^{-2}]	Kandlikar [40] [kW m^{-2}]	Sato – Matsumura [37]	Ghiaasiaan – Chedester [41] [kW m^{-2}]
400	26.5	19	26.4	29.8	10.6
800	63.5	43.0	59.9	67.8	33.3
1200	95.7	64.5	89.7	99.8	62.6
1600	88.0	50.3	70.0	78.2	77

Tabella 5.3 Confronto tra ONB sperimentale e calcolato secondo modelli implementati

Il confronto riportato in Tabella 5.3 porta a dimostrare che i modelli analitici sviluppati predicono in modo soddisfacente il flusso termico di innesco. Tra quelli implementati il migliore risulta essere quello sviluppato da Kandlikar [40] che porta ad un errore medio percentuale $\text{MAE} = 8.2 \%$.

5.5 Visualizzazioni con videocamera ad alta velocità

Per le portate di massa $G=1200$ e $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si sono eseguite delle riprese mediante videocamera ad alta velocità Photron Mini UX100, in grado di registrare fino a 800'000 fps con una risoluzione di 640x8 pixel. Le riprese in questione vengono eseguite a 32'000 fps con una risoluzione di 1280x152 pixel.

Le condizioni operative sono quelle riportate in Tabella 5.1. I test vengono eseguiti a distanza di qualche giorno da quelli descritti precedentemente, tuttavia i risultati ottenuti non differiscono da quelli riportati in Tabella 5.2.

Le immagini significative vengono proposte in Figura 5.16 e Figura 5.17, dove l'immagine originale presa dalla videocamera, viene affiancata da un rendering eseguito con MatLab, il quale permette una visualizzazione più semplificata del fenomeno oltre a fornire informazioni sulle dimensioni delle bolle presenti.

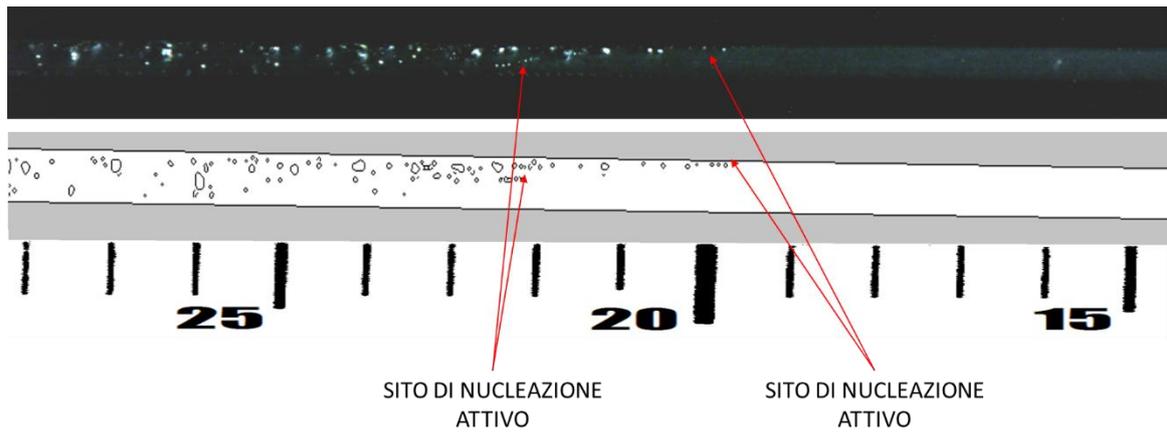


Figura 5.16 Innesco di ebollizione per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $T_{\text{sat}}=30^\circ\text{C}$ ($q=95.7 \text{ kW m}^{-2}$ $x=0.01$)

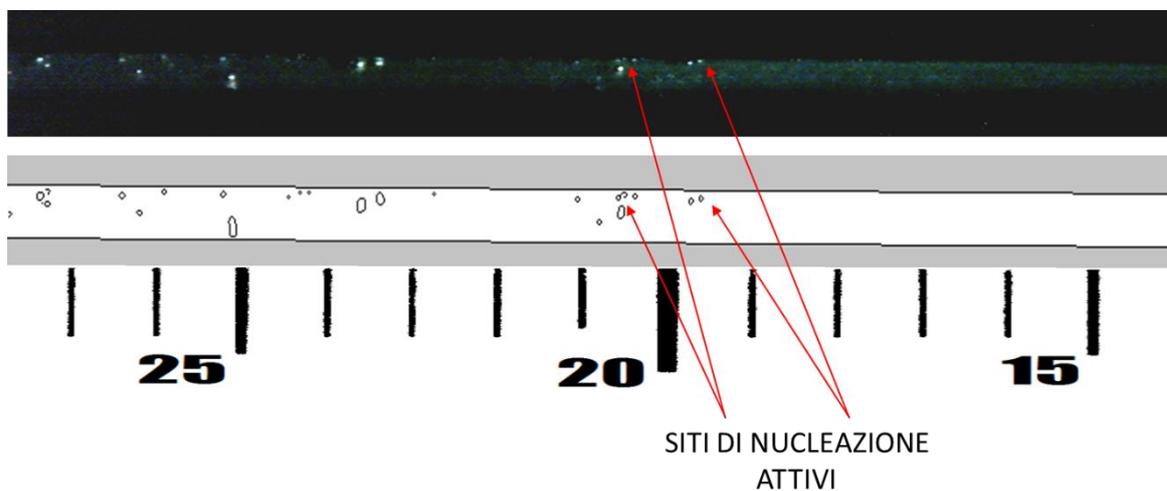


Figura 5.17 Innesco di ebollizione per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $T_{\text{sat}}=30^\circ\text{C}$ ($q=88 \text{ kW m}^{-2}$ $x=-0.01$)

Alla portata più bassa (Figura 5.16) sono ben evidenti delle scie di bolle che dipartono da un unico punto, il sito di nucleazione attivo. Le bolle accrescono e si staccano dalla parete senza mai arrivare ad ostacolare il normale deflusso del fluido lungo il canale. Si fa notare che dei due siti di nucleazione evidenziati in Figura 5.16 uno è sulla parete verticale del canale mentre l'altro è sul fondo dello stesso.

In Figura 5.17, invece, il minor flusso termico imposto causa una minore frequenza di ebollizione e dunque le scie prima evidenziate non si notano. Si osserva inoltre che le bolle quando partono dal sito di nucleazione, non vanno verso il centro del canale, ma seguono la corrente rimanendo adagiate alla parete; solo quando si forma un agglomerato di bolle allora avviene il distacco da quest'ultima. Il basso flusso termico e l'elevata velocità del liquido potrebbero essere tra le cause di tale fenomeno, il quale non è facilmente riportabile in una serie di immagini per la scarsa illuminazione ottenuta durante la ripresa.

Per accertare la veridicità di quanto detto occorrerebbero ulteriori visualizzazioni a flussi termici maggiori.

5.6 Conclusioni

Osservando le perdite di carico e la temperatura di parete è stato individuato, a quattro diversi valori di portata di massa specifica, l'innescò di ebollizione. Dai risultati sperimentali si osserva che, a parità di temperatura di saturazione ($T_{\text{sat}}=30\text{ °C}$), il flusso termico a cui viene innescata l'ebollizione aumenta all'aumentare della portata specifica, tuttavia il surriscaldamento del fluido alla parete rimane circa costante e pari a $(T_w - T_{\text{sat}})_{\text{ONB}}=5 - 6\text{ °C}$. Utilizzando una videocamera ad alta velocità è stato possibile registrare il fenomeno dell'innescò a due portate $G=1200$ e $G=1500\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$. I filmati evidenziano i siti di nucleazione attivi e mostrano come le bolle si distacchino da esso prima di aver raggiunto dimensioni tali da ostacolare la corrente del liquido e provocare quindi reflussi.

- CAPITOLO 6 -

SCAMBIO TERMICO PER EBOLLIZIONE IN CONVEZIONE FORZATA

In questo capitolo verrà descritto il processo di ebollizione in convezione forzata. Saranno introdotte alcune correlazione valide per i macrocanali e altre sviluppate per i microcanali.

6.1 Canali convenzionali

I regimi di deflusso, e le regioni di scambio termico, che si instaurano in un canale bollente con flusso termico costante imposto alle pareti vengono schematizzati in Figura 6.1.

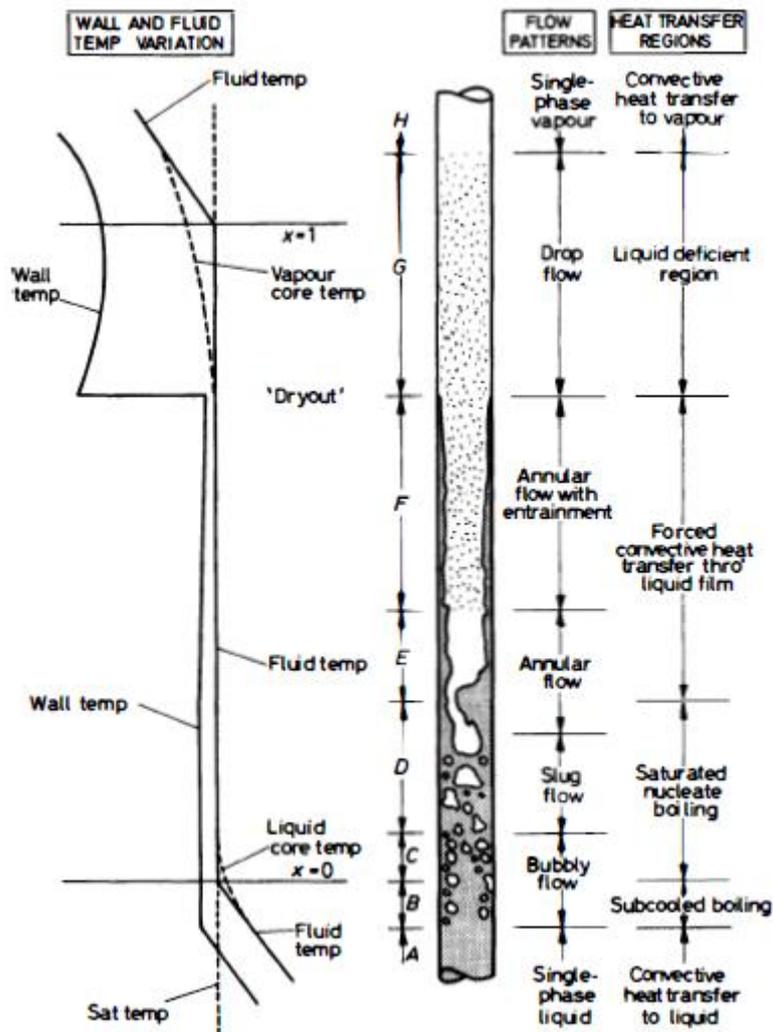


Figura 6.1 Sviluppo di un deflusso bifase in un tubo con flusso termico imposto sulle pareti

Si consideri un tubo verticale alimentato alla base con una portata costante di liquido puro sottoraffreddato, che si muove verso l'alto (Figura 6.1). Il tubo sia uniformemente riscaldato:

il flusso termico sia costante, ed uniforme su tutta la superficie del condotto. Sia esso inoltre sufficientemente basso.

Nel primo tratto di tubo (regione A) il liquido aumenta la propria temperatura e la temperatura di parete rimane al di sotto del valore necessario per la nucleazione: si ha scambio termico per convezione forzata nella fase liquida.

Ad una certa distanza dall'ingresso, la temperatura di parete è sufficientemente alta per dare luogo alla nucleazione di bolle: il fenomeno può avvenire in presenza di liquido sottoraffreddato (tratto B). Si parla quindi di ebollizione nucleata in liquido sottoraffreddato. In questa regione la temperatura di parete è circa costante, la differenza di temperatura tra parete e fluido diminuisce linearmente. Il titolo termodinamico aumenta e il coefficiente di scambio termico, definito come $\alpha = q / (T_w - T_{sat})$, aumenta con esso.

Le bolle cederanno il calore latente alla fase liquida che aumenta di temperatura. Quando l'entalpia media della miscela liquido-gas è pari all'entalpia del liquido saturo alla pressione del sistema il titolo è zero e la temperatura media della massa è pari alla temperatura di saturazione: in realtà si avrà liquido sottoraffreddato nel centro del tubo e vapore generato alla parete a causa del profilo radiale di temperatura.

Nelle regioni C, D si ha ebollizione in liquido saturo, il titolo va aumentando, le temperature della parete e del fluido rimangono costanti e quindi anche il coefficiente di scambio termico. Nelle regioni B e C si ha deflusso a bolle; all'aumentare del titolo le bolle si uniscono e si ha deflusso a sacche (tratto D) e successivamente anulare (E, F).

Proseguendo lungo il tubo, il film liquido alla parete nel moto anulare si assottiglia sempre di più; il cuore gassoso accelera e aumenta quindi, lo sforzo tangenziale esercitato sul film liquido. L'elevata velocità della fase gassosa strappa delle gocce di liquido dall'interfaccia e le trascina con sé.

In questa regione (E, F) il meccanismo di scambio termico cambia: i siti di nucleazione si disattivano, il calore viene trasportato per convezione lungo il film liquido e poi si ha evaporazione all'interfaccia liquido-vapore (evaporazione convettiva).

Quando il film liquido alle pareti si secca si ha la crisi termica (*dryout*); il liquido persiste sotto forma di gocce disperse nel core gassoso. I coefficienti di scambio si abbassano rispetto alla regione precedente. Poiché abbiamo flusso termico costante imposto, la temperatura di parete subisce un marcato innalzamento. La zona compresa tra la crisi termica e il punto in cui l'entalpia media è pari a quella del vapore saturo secco alla pressione operativa viene detta regione povera di liquido. In questa regione (G) aumenta la velocità, poiché aumenta il titolo, e il calore si trasferisce in due modi. Nel primo modo esso attraversa la fase vapore e arriva alle gocce, facendole evaporare all'interfaccia. L'altra modalità è per contatto diretto: le gocce di liquido impattano la superficie ed assorbono il calore latente necessario per l'evaporazione. Si assiste dunque ad una diminuzione della temperatura di parete.

Dopo l'evaporazione di tutte le gocce di liquido, il deflusso è nella regione monofase allo stato vapore (H, regione del vapore surriscaldato). Qui il coefficiente di scambio termico si porta

al valore relativo a scambio termico convettivo di solo gas e la differenza di temperatura tra la parete e il fluido rimane circa costante.

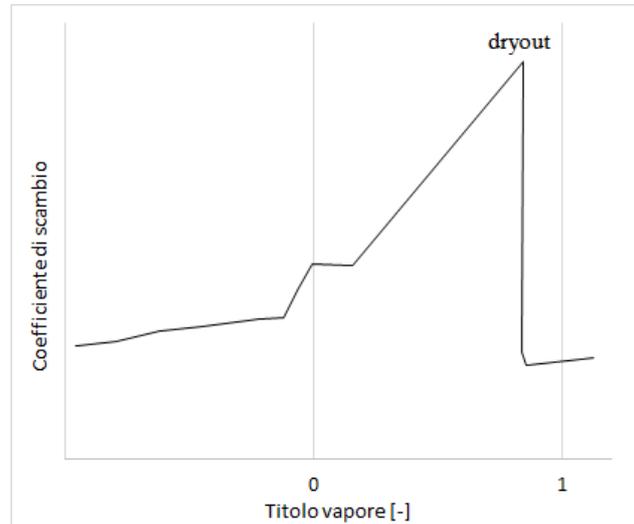


Figura 6.2 Coefficiente di scambio termico in funzione del titolo durante vaporizzazione in tubo

Nel caso di ebollizione in canale orizzontale, il cui processo viene schematizzato in Figura 6.3, la gravità promuove regimi di deflusso asimmetrici (moto stratificato e anulare) con porzioni secche di tubo lambite da vapore. Per questo motivo il coefficiente di scambio termico, medio sul perimetro, è più basso rispetto al tubo verticale. Il dryout parziale inoltre permette la presenza di vapore surriscaldato prima che tutto il liquido sia evaporato. Qualora non avvenisse stratificazione il tubo orizzontale si comporta come quello verticale.

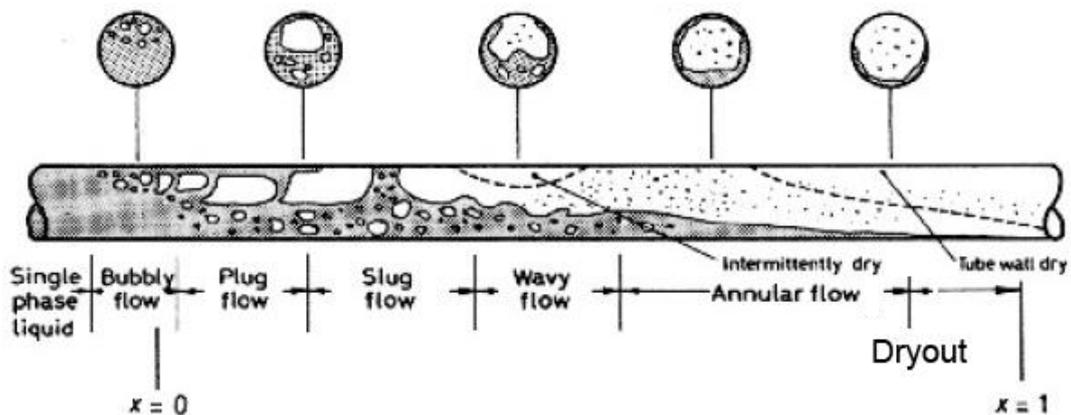


Figura 6.3 Regimi di deflusso durante ebollizione in un tubo orizzontale

Per quanto detto nella parte introduttiva, i meccanismi di scambio termico che intervengono nel flow boiling sono due: l'ebollizione nucleata e l'evaporazione convettiva. Nel primo il coefficiente di scambio termico è funzione del flusso termico imposto alla parete, mentre il secondo dipende dalla velocità, quindi dalla portata di massa specifica G e dal titolo di vapore x .

$$\alpha_{nb} = f(q) \quad (6.1)$$

$$\alpha_{cb} = f(G, x) \quad (6.2)$$

Prima di presentare i modelli sviluppati per la stima del coefficiente di scambio termico bifase è interessante vedere come essi combinino le due componenti sopra citate. La tipica espressione è la seguente

$$\alpha_{tp} = (\alpha_{nb}^n + \alpha_{cb}^n)^{\frac{1}{n}} \quad (6.3)$$

La legge esponenziale di Eq 6.3 viene mostrata in Figura 6.4 per fissate condizioni di pressione di saturazione, portata e titolo.

Si assume che α_{cb} non sia funzione del flusso termico, perciò è rappresentato da una linea orizzontale; mentre il termine legato all'ebollizione nucleata è rappresentato da una retta, poiché tipicamente considerato funzione del flusso termico imposto, ma non della portata.

A seconda del valore di n in Eq. 6.3 negli anni sono stati proposti i diversi modelli che saranno poi descritti in § 6.3.

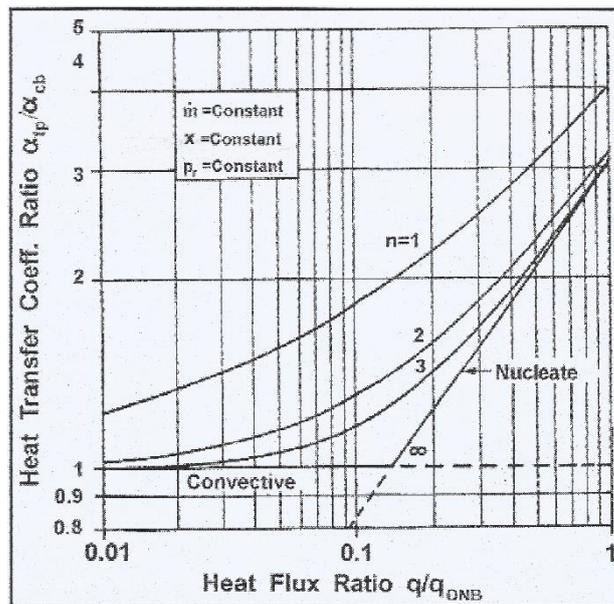


Figura 6.4 Coefficiente di scambio termico bifase in funzione del flusso termico (wlv.com/heat-transfer-databook)

6.2 Mini e Microcanali

La conoscenza dei meccanismi di scambio termico durante ebollizione, in canali di piccolo diametro è una materia di ricerca ancora aperta e tutt'altro che definita. In generale non è facile misurare i coefficienti di scambio termico senza che la misura influisca il risultato stesso. A causa di questa carenza la maggior parte degli studi compiuti in materia si basa sui coefficienti di scambio ottenuti sperimentalmente.

Il trend trovato da alcuni ricercatori (Bao et al. [46], Basu et al. [47]) dimostra che il coefficiente di scambio termico è fortemente influenzato dal flusso termico specifico q , mentre è indipendente dalla portata di massa specifica G e dal titolo di vapore x .

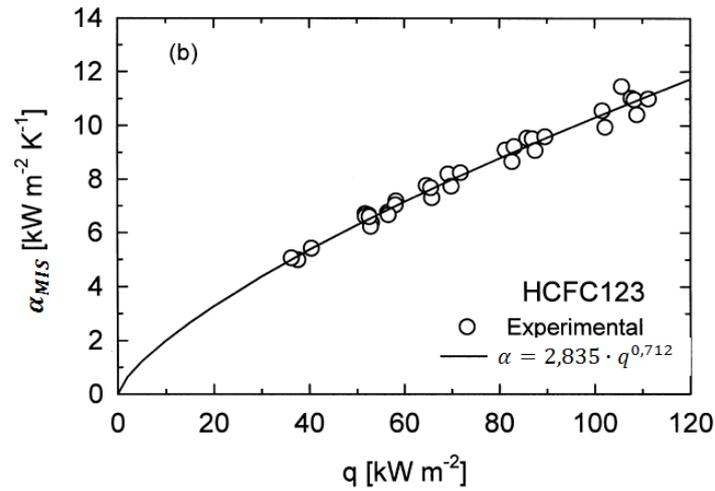


Figura 6.5 Trend sperimentale misurato in [46]

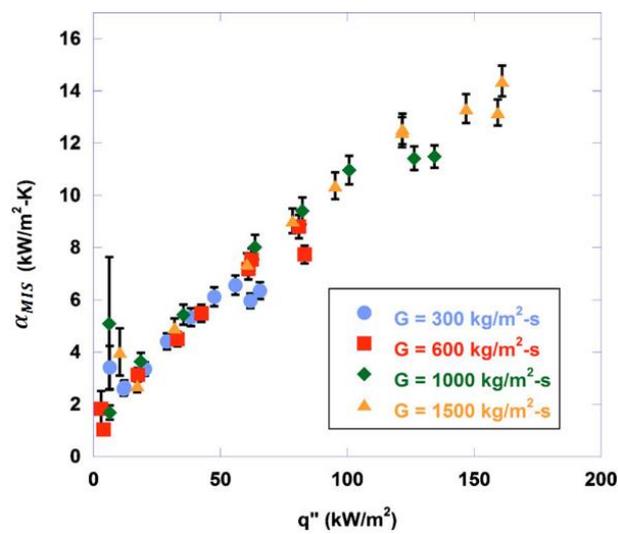


Figura 6.6 Trend sperimentale misurato in [47]

Altri studi invece mostrano che il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare di G ed è influenzato anche dal titolo di vapore x . Questo trend è tipico qualora prevalga la convezione forzata bifase, ovvero il regime di deflusso sia del tipo “a sacche” o anulare. I risultati ottenuti da Lee e Lee [48], riportati in Figura 6.7, sono un ottimo esempio di questa seconda categoria.

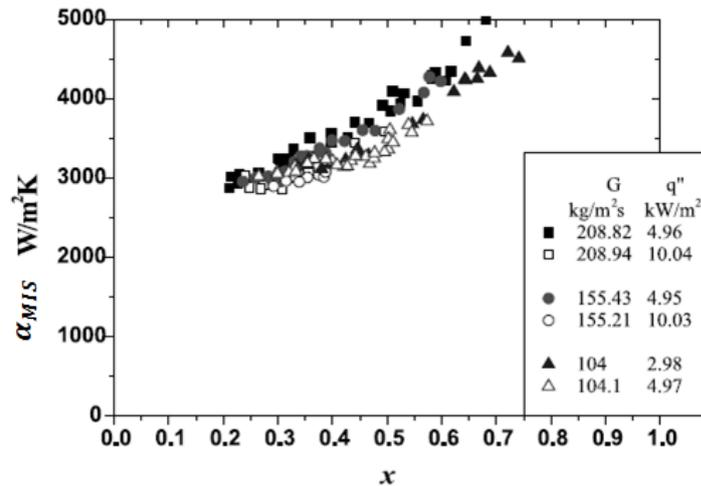


Figura 6.7 Trend sperimentale in [48] ($d_h=0.4$ mm)

La differenza tra i casi sopra riportati, sta nei diversi meccanismi che intervengono nello scambio termico bifase. In [46] e [47] si asserisce che l'ebollizione nucleata sia l'unico meccanismo presente, mentre in [48] si ipotizza l'effetto prevalente dell'evaporazione convettiva.

I parametri che segnano la transizione tra la prevalenza di un meccanismo e l'altro sono: il diametro d_h , il fluido, la portata di massa specifica G , il titolo di vapore x nonché la pressione operativa p_{sat} e il flusso termico q . I risultati ottenuti da Lee e Mudawar [49] mostrano che l'ebollizione nucleata prevale fino a $x \leq 0.05$. Tuttavia ulteriori ricerche dovranno essere condotte per confermare questo valore di transizione, ricordando che esso viene ricavato utilizzando canali paralleli e non un singolo microcanale.

6.3 Modelli per canali convenzionali

Per stimare il coefficiente di scambio termico sono state proposte vari tipi di correlazioni e quasi tutte tengono conto dei due meccanismi sopra descritti: l'ebollizione nucleata e l'ebollizione convettiva. Nella parte introduttiva si è accennato al fatto che molti modelli sviluppati, consistono nel combinare questi due effetti. Con riferimento all'Eq. 6.3 alcuni modelli pongono coefficiente $n=1$ altri $n=2$.

Uno dei primi lavori di ricerca fu compiuto da Chen [50], il quale propose che il coefficiente di scambio termico totale in bifase, sia la somma dei due contributi sopra citati.

$$\alpha_{tp} = \alpha_{nb} + \alpha_{cb} \quad (6.4)$$

A causa del minor surriscaldamento della parte rispetto all'ebollizione stagnante, Chen dedusse che l'ebollizione fosse meno vigorosa, ragione per cui introdusse un fattore di soppressione S .

Durante il flow boiling la formazione di vapore accelera il fluido, ragione per cui lo scambio di calore per convezione sarà maggiore rispetto al coefficiente che mi aspetterei con deflusso monofase.

Per tenere conto di questi due effetti, l'autore riformulò l'Eq. 6.4 che diviene

$$\alpha_{tp} = \alpha_{nb} \cdot S + \alpha_{sp} \cdot F \quad (6.5)$$

Il coefficiente di scambio termico in convezione forzata in monofase α_{sp} viene calcolato secondo l'espressione di Dittus-Boelter

$$\alpha_{sp} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot \left(\frac{\lambda}{d_h}\right) \quad (6.6)$$

mentre il fattore correttivo F viene determinato con l'Eq. 6.7

$$F = \begin{cases} 2.35 \cdot \left(\frac{1}{X_{tt}} + 0.213\right)^{0.736} & \text{se } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0.1 \\ 1 & \text{se } \frac{1}{X_{tt}} > 0.1 \end{cases} \quad (6.7)$$

dove X_u è il parametro di Martinelli ed è definito come

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0.5} \cdot \left(\frac{\mu_L}{\mu_V}\right)^{0.1} \quad (6.8)$$

Basandosi sulla correlazione di Forster e Zuber, Chen propose l'Eq. 6.9 per il coefficiente di scambio termico in ebollizione nucleata

$$\alpha_{nb} = 0.00122 \cdot \left(\frac{\lambda_L^{0.79} \cdot cp_L^{0.45} \cdot \rho_L^{0.49} \cdot g^{0.25}}{\sigma^{0.5} \cdot \mu_L^{0.29} \cdot r_0^{0.24} \cdot \rho_V^{0.24}}\right) \cdot (\Delta T_{sat})^{0.24} \cdot (\Delta p_{sat})^{0.75} \quad (6.9)$$

mentre il fattore di soppressione S è determinato secondo l'Eq. 6.10

$$S = (1 + 2.53 \cdot 10^{-6} \cdot Re_{tp}^{1.17})^{-1} \quad (6.10)$$

ed è funzione del numero di Reynolds bifase Re_{tp} calcolato come

$$Re_{tp} = Re_L \cdot F^{1.25} \quad (6.11)$$

Per applicare il modello di Chen è richiesto un metodo iterativo, necessario per il calcolo del termine ΔT_{sat} nell'Eq. 6.9; tuttavia tale modello rappresenta ancora oggi uno dei metodi di stima più efficaci per i macrocanali.

Gungor e Winterton [51] svilupparono una nuova correlazione basandosi su 4300 punti sperimentali ottenuti da 28 autori diversi e con 7 fluidi diversi. La forma base della correlazione è quella già utilizzata da Chen (Eq. 6.5), ovvero con i singoli contributi sommati. Il coefficiente α_{sp} viene determinato come in Eq. 6.6, mentre i fattori moltiplicativi sono

$$F = 1 + 24000 \cdot Bo^{1.16} + 1.37 \cdot \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.86} \quad (6.12)$$

e

$$S = (1 + 1.15 \cdot 10^{-6} \cdot F^2 \cdot Re_L^{1.17})^{-1} \quad (6.13)$$

Se il numero di $Fr < 0.05$ allora i fattori moltiplicativi diventano

$$F = Fr^{0.1-2 \cdot Fr} \quad (6.14)$$

$$S = \sqrt{F} \quad (6.15)$$

Per il coefficiente di scambio termico in ebollizione nucleata gli autori propongono di utilizzare l'espressione di Cooper, riportata in Eq. 6.16

$$\alpha_{nb} = 55 \cdot p_r^{0.12} \cdot (-\log_{10} p_r)^{-0.55} \cdot M^{-0.5} \cdot q^{0.67} \quad (6.16)$$

Liu e Winterton [52] proposero una correlazione fissando $n=2$ nell'Eq. 6.3. Il termine α_{nb} viene determinato secondo l'Eq. 6.16, mentre α_{sp} è calcolato con l'Eq. 6.6 utilizzando però Re_{LO} . I fattori moltiplicativi F e S sono

$$F = \left[1 + x \cdot Pr_L \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1\right)\right]^{0.35} \quad (6.17)$$

$$S = (1 + 0.055 \cdot F^{0.1} \cdot Re_{LO}^{0.16})^{-1} \quad (6.18)$$

Kandlikar [53] riconosce gli stessi due meccanismi descritti in § 6.1, tuttavia ipotizza che il coefficiente di scambio termico sia il maggiore dei due contributi; la base della correlazione sviluppata è dunque

$$\alpha_{tp} = \max(\alpha_{nb}, \alpha_{cb}) \quad (6.19)$$

dove i due coefficienti vengono determinati come segue

$$\alpha_{nb} = [0.6683 \cdot Co^{-0.2} \cdot (25 \cdot Fr_{LO})^m + 1058 \cdot Bo^{0.7} \cdot F_{fl}] \cdot (1-x)^{0.8} \cdot \alpha_{sp} \quad (6.20)$$

$$\alpha_{cb} = [1.136 \cdot Co^{-0.9} \cdot (25 \cdot Fr_{LO})^m + 667.2 \cdot Bo^{0.7} \cdot F_{fl}] \cdot (1-x)^{0.8} \cdot \alpha_{sp} \quad (6.21)$$

dove $m=0.3$ se $Fr_{LO} < 0.04$ altrimenti $m=0$. Il termine F_{fl} è un fattore che tiene conto del refrigerante utilizzato. Per l'R134a si ha $F_{fl} = 1.63$. Il coefficiente di scambio termico monofase α_{sp} viene calcolato secondo l'equazione di Dittus-Boelter considerando però solo la fase liquida.

6.4 Modelli per mini e microcanali

Anche nei microcanali il coefficiente di scambio termico dipende dal regime di deflusso presente, solo che la corretta previsione di essi è un problema ancora lontano dalla soluzione. Alcuni autori concordano sull'esistenza dei due meccanismi di scambio presenti nei macrocanali, altri invece indicano l'ebollizione nucleata come unico meccanismo. La maggior parte delle correlazioni presenti in letteratura per mini e microcanali vengono sviluppate fittando i risultati sperimentali; esistono tuttavia espressioni provenienti da uno studio teorico del fenomeno.

Lazarek e Black [54] interpolano 728 dati sperimentali provenienti da un loro stesso studio condotto sull'evaporazione del refrigerante R113 in un tubo circolare con diametro interno $d=3.1$ mm. I risultati sperimentali si dimostrarono funzione solo del flusso termico; al che gli autori ipotizzarono che l'unico meccanismo presente fosse l'ebollizione nucleata. La correlazione da loro proposta è

$$\alpha_{tp} = 30 \cdot Re_{LO}^{0.857} \cdot Bo^{0.714} \cdot \frac{\lambda_L}{d_h} \quad (6.22)$$

dove il flusso termico è inglobato nel numero di Bond. Si fa notare che l'esponente proposto dagli autori è molto simile a quello ricavato da Cooper (Eq. 6.16).

Kew e Cornwell studiarono sperimentalmente lo scambio termico del refrigerante R141b in diversi tubi circolari aventi diametro compreso tra 1.39 e 3.69 mm. I loro studi portarono a dimostrare una dipendenza del coefficiente di scambio termico dal titolo di vapore. Per tenere conto di tale effetto essi modificarono l'espressione proposta da Lazarek e Black [54]

$$\alpha_{tp} = 30 \cdot Re_{LO}^{0.857} \cdot Bo^{0.714} \cdot \frac{\lambda_L}{d_h} \cdot (1-x)^{-0.143} \quad (6.23)$$

Sun e Mishima [55] svilupparono una nuova correlazione per il coefficiente di scambio termico in bifase basandosi su un database di 2505 dati ottenuti utilizzando 11 fluidi differenti e canali con diametro idraulico da 0.21 a 6.5 mm. Nei dati a loro disposizione, gli autori riconobbero la forte influenza del flusso termico e l'effetto trascurabile del titolo di vapore. Per tale motivo la correlazione da loro proposta si basa su quella di Lazarek e Black ed è

$$\alpha_{tp} = 6 \cdot Re_{LO}^{1.05} \cdot Bo^{0.54} \cdot We_L^{-0.191} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{-0.142} \cdot \frac{\lambda_L}{d_h} \quad (6.24)$$

Tran et al. [56] studiarono lo scambio termico durante ebollizione del fluido R12 in due tipi diversi di condotto. Il primo a sezione circolare con diametro interno $d=2.46$ mm, il secondo a sezione rettangolare con $d_h=2.4$ mm. Gli autori notarono che il coefficiente di scambio termico dipende fortemente dal flusso termico specifico, mentre l'effetto della portata è pressoché trascurabile. La correlazione da loro suggerita è la seguente

$$\alpha_{tp} = 8.4 \cdot 10^5 \cdot Bo^{0.6} \cdot We_L^{0.3} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{-0.4} \quad (6.25)$$

Seguendo l'approccio di Tran et al. [56], Yu et al. [57] proposero la seguente correlazione modificata

$$\alpha_{tp} = 6.4 \cdot 10^6 \cdot Bo^{0.54} \cdot We_L^{0.27} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{-0.2} \quad (6.26a)$$

Tuttavia studi successivi [58] portarono a modificare l'Eq. 6.26a in Eq. 6.26b la quale garantisce una migliore previsione del coefficiente di scambio termico

$$\alpha_{tp} = 6.4 \cdot 10^5 \cdot Bo^{0.54} \cdot We_L^{0.27} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{-0.2} \quad (6.26b)$$

La comparazione fatta in questo lavoro considera l'Eq. 6.26b.

Warrier et al. [59] misurarono il coefficiente di scambio termico bifase del fluido FC-84 all'interno di un microcanale rettangolare con $d_h=0.75$ mm; essi notarono che tale coefficiente dipende sia dal flusso termico che dal titolo. La correlazione da loro proposta, mostrata in Eq. 6.27, tiene conto di tale influenza, mentre per il coefficiente di scambio termico monofase fa riferimento al caso di regime laminare completamente sviluppato.

$$\alpha_{tp} = \left[1 + 6 \cdot Bo^{\frac{1}{16}} - 5.3 \cdot (1 - 855 \cdot Bo) \cdot x^{0.65} \right] \cdot \alpha_{sp,LAM} \cdot \left(\frac{\lambda_L}{d_h} \right) \quad (6.27)$$

Kandlikar e Balasubramanian [60] estesero la correlazione di Kandlikar [53] al regime laminare e ai mini e microcanali. Rispetto a [53] gli autori propongono di usare il coefficiente di scambio termico del liquido in regime laminare anziché turbolento, inoltre providero ad un aggiustamento degli esponenti e delle costanti presenti al fine di ottenere risultati migliori.

Utilizzando un database di 3899 dati sperimentali provenienti da 14 studi indipendenti utilizzando 12 diversi fluidi, Bertsch et al. [61] svilupparono una nuova espressione per stimare il coefficiente di scambio termico durante ebollizione. L'equazione proposta (Eq. 6.28) deriva dall'interpolazione dei suddetti dati, e si basa sull'addizionabilità dei due meccanismi di scambio termico.

$$\alpha_{tp} = \alpha_{nb} \cdot S + \alpha_{conv,tp} \cdot F \quad (6.28)$$

Per l'ebollizione nucleata gli autori propongono di utilizzare l'espressione di Cooper (Eq. 6.16), mentre il fattore di soppressione S viene valutato come

$$S = (1 - x) \quad (6.29)$$

Il termine convettivo bifase $\alpha_{conv,tp}$ corrisponde alla media pesata tra il corrispondente in monofase liquido e vapore. Per il calcolo di questi ultimi, gli autori suggeriscono di utilizzare la correlazione di Hausen che viene di seguito riportata

$$\alpha_{conv} = \left(3.66 + \frac{0.0668 \cdot \frac{d_h}{L} \cdot Re \cdot Pr}{1 + 0.04 \cdot \left[\frac{d_h}{L} \cdot Re \cdot Pr \right]^{0.667}} \right) \cdot \frac{\lambda_L}{d_h} \quad (6.30)$$

Il fattore moltiplicativo F, è determinato secondo l'Eq. 6.31

$$F = 1 + 80 \cdot (x^2 - x^6) \cdot e^{-0.6 \cdot Co} \quad (6.31)$$

Un approccio diverso è stato utilizzato, invece, da Thome et al. [62] i quali svilupparono un modello, detto anche "a tre zone", per la stima del coefficiente di scambio termico a partire da considerazioni teoriche e modelli quantistici. L'idea alla base del modello è che il deflusso bifase nei microcanali sia descrivibile da una successione di pallottole di vapore, frammazzate da sacche di liquido. Il coefficiente di scambio termico globale tiene dunque conto di due contributi: la convezione forzata monofase in liquido e l'evaporazione sull'interfaccia liquido vapore della pallottola.

Se le condizioni sono tali da “seccare” tutto il film liquido, la pallottola è seguita da una sacca di vapore. In tale caso, nello scambio termico globale si considera anche la convezione forzata in monofase vapore.

- CAPITOLO 7 -**RISULTATI SPERIMENTALI SU CANALE LISCIO**

In questo capitolo si esporranno le curve di ebollizione e i coefficienti di scambio termici ottenuti sperimentalmente. La prima parte del capitolo è dedicata alla descrizione della procedura sperimentale e alla riduzione dati. Di seguito saranno riportati gli esiti delle prove.

7.1 Procedura sperimentale

Le prove di vaporizzazione vengono condotte a quattro differenti valori di portata specifica di massa che variano da 400 a 1600 kg m⁻² s⁻¹. Per ciascuna portata le condizioni operative, riportate in Tabella 7.1, sono le medesime, così come la procedura seguita.

La temperatura del fluido all'ingresso della sezione è pari a alla temperatura ambiente. La pressione di saturazione dell'impianto viene impostata in modo tale che all'ingresso, il fluido abbia un sottoraffreddamento di 5 K.

Al momento dell'accensione dell'impianto, si attendono circa 60-90 minuti prima di iniziare la campagna prove; questo per permettere al sistema di raggiungere condizioni stazionarie. Dopo questo periodo di attesa, viene eseguita la prima acquisizione a potenza elettrica nulla; essa sarà utile per avere una controprova dell'avvenuta stabilità in sede di riduzione dati.

Successivamente la potenza elettrica viene aumentata. Dopo l'aumento della potenza elettrica, se si notano variazioni della portata, si agisce sulla pompa in modo tale da riportarla al valore desiderato. Successivamente si attende la stabilità nelle nuove condizioni operative. Una volta raggiunte, si attendono ulteriori 5-10 minuti prima di acquisire.

Portata di massa specifica G [kg m ⁻² s ⁻¹]	Temperatura di ingresso T _{in} [°C]	Temperatura di saturazione T _{sat} [°C]
400	25	31
800	25	30
1200	25	30
1600	25	30

Tabella 7.1 Condizione operative per test di vaporizzazione

7.2 Riduzione dati

Come vedremo nel succedersi del capitolo, i dati sperimentali vengono raccolti in delle curve di ebollizione e in altri grafici che riportano le misure di coefficiente di scambio termico, titolo e flusso termico specifico imposto al fluido.

Le curve di ebollizione mostrano in ascissa la differenza di temperatura tra la temperatura interna locale di parete (T_w) e la temperatura puntuale di saturazione del fluido (T_{sat}), mentre in ordinata riportano il flusso termico specifico q . E' possibile dunque, tracciare curve differenti per ciascuna termocoppia di parete installata.

Per quanto detto nel Capitolo 3, imponendo una certa potenza elettrica P_{EL} , la potenza termica P assorbita dal fluido nel solo microcanale può essere calcolata come segue

$$P = P_{EL} + P_{AMB} \quad (7.1)$$

dove P_{AMB} corrisponde alla potenza termica assorbita sulla superficie inferiore del prototipo e, come già visto, essa può essere stimata conoscendo la temperatura media di parete T_w . Si fa notare che rispetto al bilancio globale (Eq. 3.1) qui non viene conteggiata la potenza termica assorbita nei tratti di adduzione e disimpegno del fluido; questo perché si considera tale componente "esterna" al canale e quindi non deve essere conteggiata nel bilancio in Eq. 7.1. Nota la potenza termica netta P il calcolo del flusso termico specifico q avviene secondo l'Eq. 7.2

$$q = \frac{P}{A_{heat}} \quad (7.2)$$

dove A_{heat} corrisponde all'area di scambio. Nel nostro caso si considera che il flusso termico venga scambiato esclusivamente sulle tre pareti di silicio del canale. Tale ipotesi presuppone di considerare il vetro come un perfetto isolante, ipotesi accettabile considerando i valori di conducibilità termica del silicio e del vetro.

La temperatura interna di parete viene calcolata a partire dal valore registrato dalla termocoppia ($T_{w,MIS}$) e poi corretto secondo quanto visto nell'Eq. 3.17 e che viene qui di seguito riportata.

$$T_{w,REAL} = T_{w,MIS} - (T_{w,MIS} - T_{w,CALC}) \quad (7.3)$$

La temperatura di saturazione viene ricavata dal valore della pressione locale. In prima approssimazione il profilo di pressione lungo il canale viene considerato lineare. Si ricorda che le pressioni all'ingresso e all'uscita del canale non sono quelle misurate direttamente dai trasduttori di pressione ma vengono considerate le perdite concentrate presenti.

La procedura per la stima delle perdite in ingresso e la valutazione della pressione all'ingresso del microcanale segue quanto detto in § 4.1.6.2.

In uscita le perdite vengono valutate applicando il modello omogeneo, il quale si basa sull'idea che la fase liquida e la fase gassosa abbiano eguale velocità all'interno del condotto. Le correlazioni usate per la stima delle perdite di pressione sono formalmente uguali a quelle riportate in § 4.1.6.2, solo che le proprietà termodinamiche (densità e viscosità dinamica) della miscela vengono calcolate come

$$\rho_{tp} = \left(\frac{x}{\rho_V} - \frac{1-x}{\rho_L} \right)^{-1} \quad (7.4)$$

per la densità, mentre

$$\mu_{tp} = \left(\frac{x}{\mu_V} - \frac{1-x}{\mu_L} \right)^{-1} \quad (7.5)$$

per la viscosità dinamica.

Una volta calcolati i valori di pressione all'ingresso (p_{inCH}) e all'uscita (p_{outCH}) del canale e considerato l'andamento lineare di essa, il valore locale p^* , ad una distanza dall'ingresso L_{TC} corrispondente al punto di incollaggio della termocoppia, può essere trovato per interpolazione lineare.

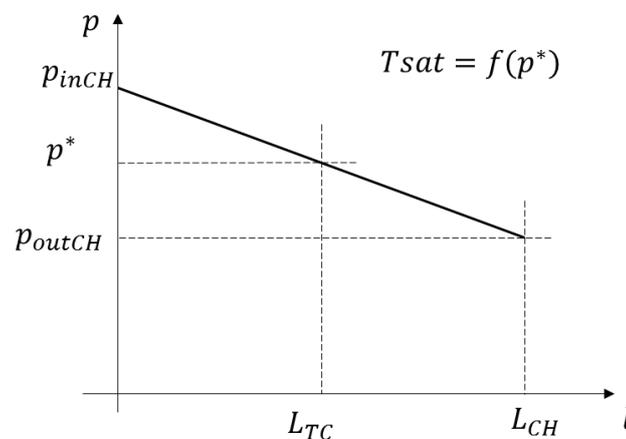


Figura 7.1 Valutazione della pressione locale

Dal valore di $p_{sat}=p^*$, mediante l'utilizzo del software RefProp ver. 7.0, si risale alla corrispondente temperatura locale di saturazione.

Un altro dato che viene riportato nello studio sperimentale, è il coefficiente di scambio termico bifase: esso viene indicato con il termine HTC . Qualora sia necessario per evitare incomprensioni, viene usato, con lo stesso significato, il termine HTC_{MIS} .

Conoscendo il flusso termico specifico q e la differenza di temperatura tra la temperatura interna locale di parete (T_w) e la temperatura di saturazione del fluido in quella posizione (T_{sat}), il coefficiente di scambio termico viene valutato secondo l'Eq. 7.6

$$HTC = HTC_{MIS} = \frac{q}{T_{w,REAL} - T_{sat}} \quad (7.6)$$

Dal momento che alla parete si sono incollate due termocoppie, per ogni condizione sperimentale è possibile misurare due coefficienti di scambio

Per il titolo di vapore si considera un andamento lineare tra il valore di ingresso x_{inCH} e quello di uscita x_{outCH} . Il titolo in ingresso e in uscita vengono calcolati rispettivamente con l'Eq. 7.7 e l'Eq. 7.8.

$$x_{inCH} = \frac{h_{in} - h_L}{h_V - h_L} \quad (7.7)$$

$$x_{outCH} = \frac{h_{out} - h_L}{h_V - h_L} \quad (7.8)$$

Il termine h_L indica l'entalpia del liquido saturo, mentre h_V quella del vapore saturo secco. Entrambe vengono valutate alla pressione di ingresso del canale (p_{inCH}). Nell'Eq. 7.7 h_{in} indica l'entalpia del fluido all'ingresso del canale, è dunque funzione della temperatura di ingresso, misurata con termocoppia in inox, e della pressione p_{inCH} . Le entalpie h_{in} , h_L , h_V vengono tutte valutate utilizzando il software RefProp 7.0.

L'entalpia in uscita h_{out} , invece, viene calcolata attraverso il bilancio termico in Eq. 7.9.

$$h_{out} = h_{in} + \frac{P}{\dot{m}} \quad (7.9)$$

7.3 Confronto nuovo/vecchio isolamento

Seguendo la riduzione dati sopra descritta, si sono ottenuti dei risultati in entrambe le configurazioni di isolamento della sezione di misura. Il confronto viene presentato in Figura 7.2 - Figura 7.5.

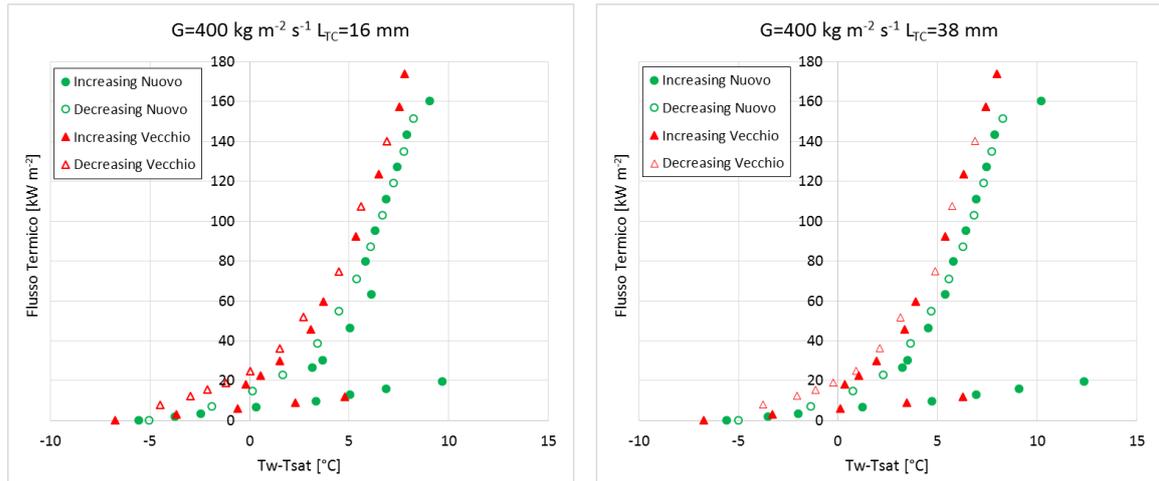


Figura 7.2 Confronto curve di boiling per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nelle due configurazioni di isolamento

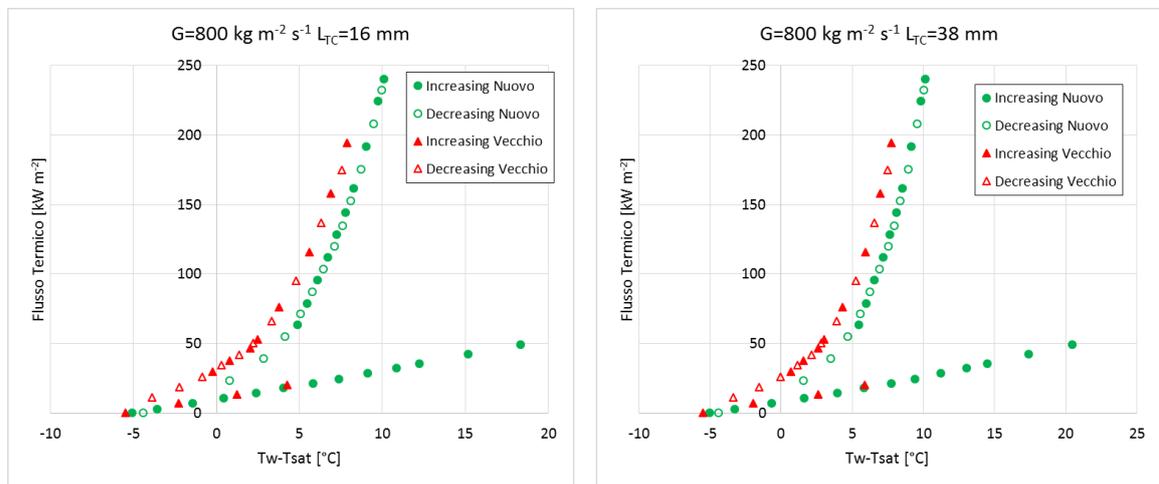


Figura 7.3 Confronto curve di boiling per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nelle due configurazioni di isolamento

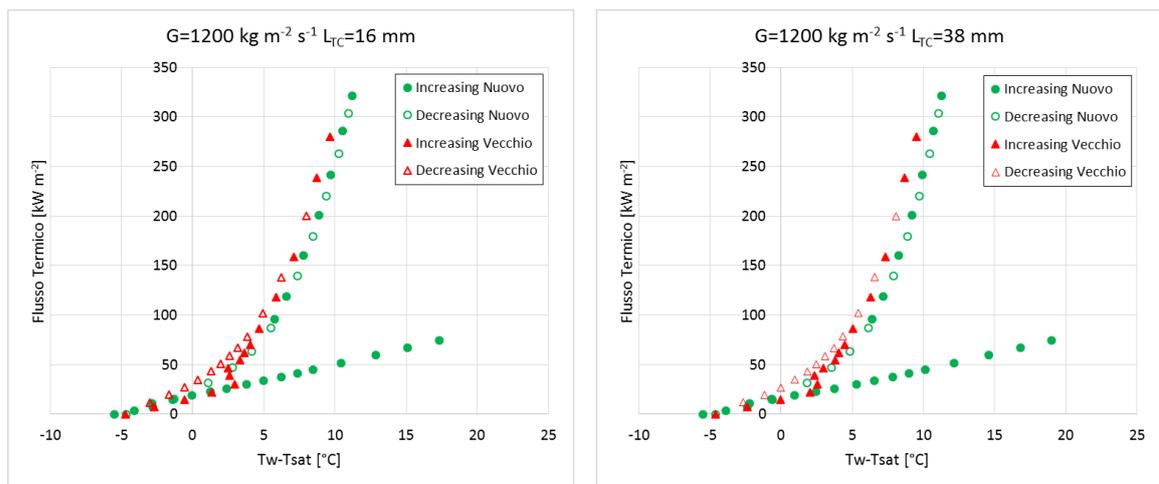


Figura 7.4 Confronto curve di boiling per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nelle due configurazioni di isolamento

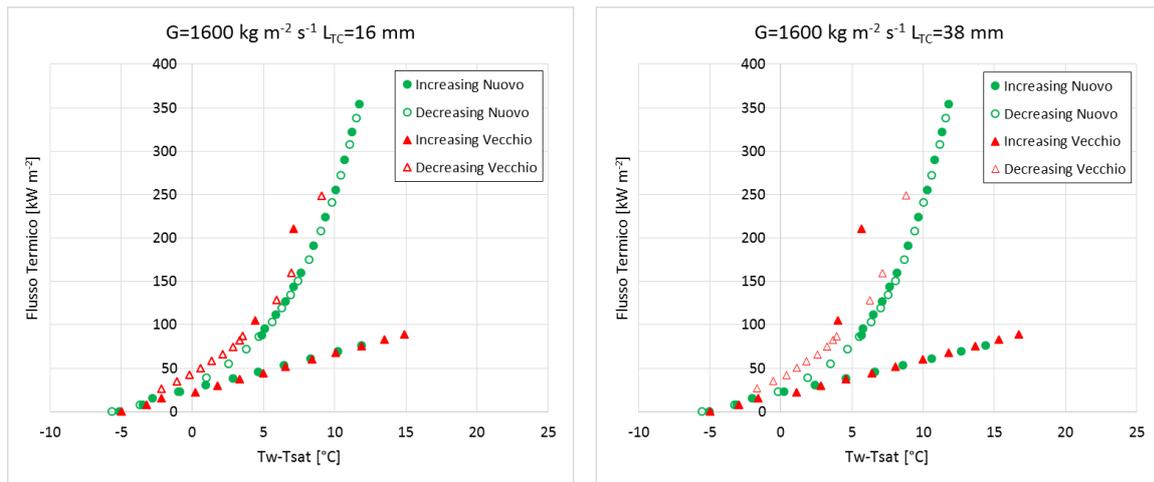


Figura 7.5 Confronto curve di boiling per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nelle due configurazioni di isolamento

Le curve di boiling coincidono fintantoché il deflusso è monofase liquido. Una volta innescata l'ebollizione, a parità di flusso termico specifico, nel nuovo isolamento si registra una differenza di temperatura $T_w - T_{sat}$ maggiore rispetto al vecchio isolamento. Questo offset è compreso tra 0.7 e 1.4 °C e i motivi di tale traslazione sono da imputare alla correzione della temperatura di parete, la quale si rivela efficiente in regime monofase, meno in bifase. Tuttavia, dato le condizioni di incollaggio e le ipotesi semplificate fatte per la correzione in § 3.4, gli esiti del confronto si ritengono soddisfacenti e confermano la possibilità di utilizzare i dati raccolti. D'ora in avanti si farà riferimento ai risultati ottenuti con il nuovo isolamento. Ciò non toglie che nei prototipi successivi si dovrà dedicare maggiore cura e attenzione alla fabbricazione e all'incollaggio delle termocoppie di parete, al fine di evitare le problematiche riscontrate in questi test.

7.4 Curve di ebollizione

Si ripotano di seguito le curve di boiling ottenute secondo la procedura e la riduzione dati sopra esposte. I risultati verranno presentati suddividendoli in funzione della portata di massa specifica G . Si ricorda che, data la presenza di due termocoppie di parete, siamo in grado di ottenere due distinte curve per ciascuna portata.

Dopo aver illustrato le curve di boiling, in ciascun paragrafo, si riporta una tabella in cui vengono elencati i dati utilizzati per la determinazione del coefficiente di scambio termico.

Per il calcolo dei coefficienti di scambio, non si considerano i punti immediatamente successivi all'innescò, poiché in tali condizioni non vi è corrispondenza tra la temperatura misurata in uscita dalla termocoppia in inox e quella valutata, in condizioni di saturazione, alla p_{ouCH} . Vengono invece utilizzati quelli in cui il titolo di vapore locale x è $x > 0$ e la differenza di temperatura suddetta non supera ± 0.2 °C.

Ad ogni paragrafo, perciò, si riporta in un grafico la comparazione tra le due temperature appena descritte nei punti utilizzati per la misura del coefficiente di scambio termico.

7.4.1 Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

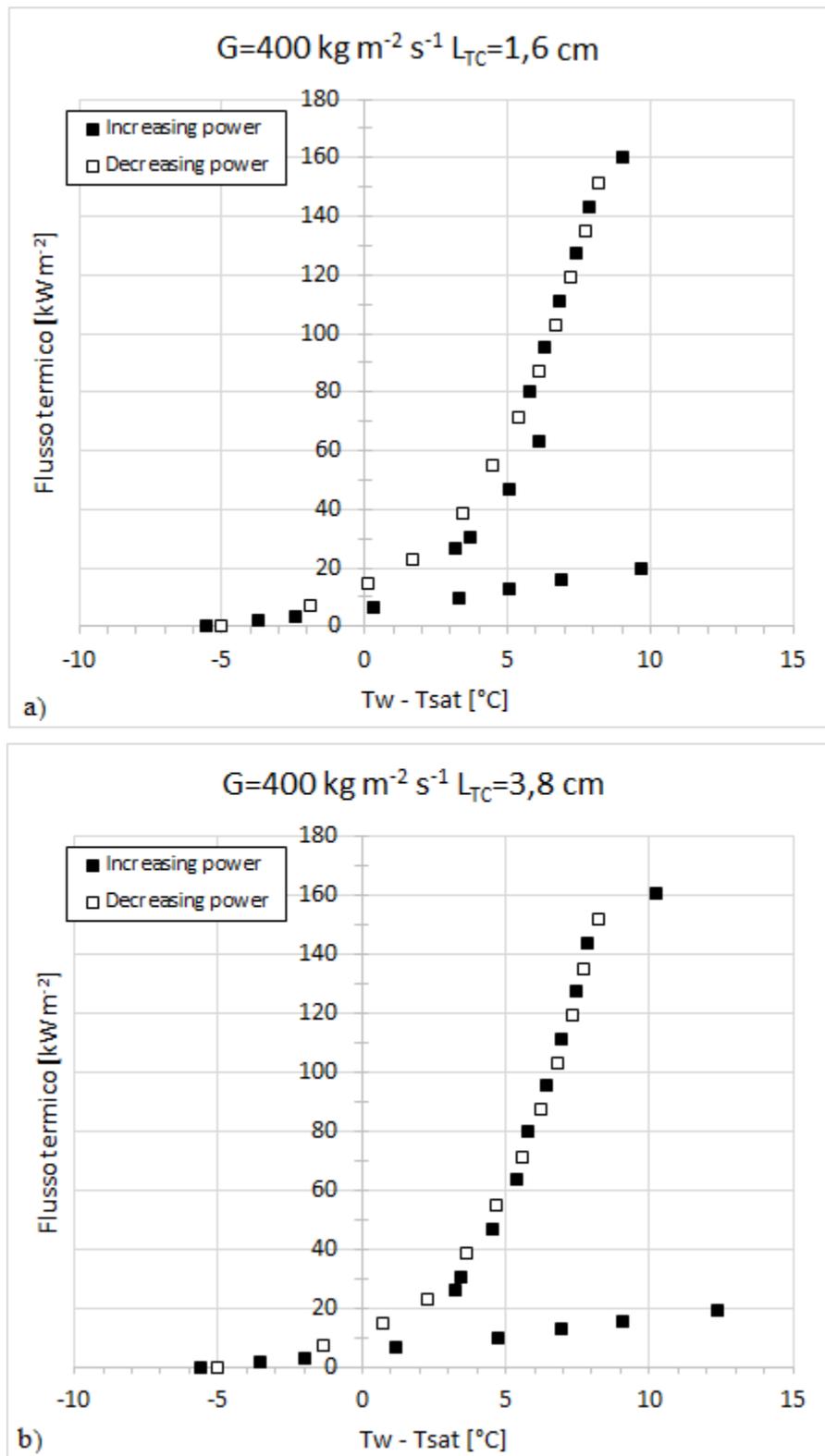


Figura 7.6 Curve di ebollizione per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{sat}=31 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{in}=25 \text{ }^\circ\text{C}$

Aumentando il flusso termico, si nota all'inizio un andamento lineare della curva. Tale andamento è riconducibile a deflusso monofase. Aumentando il flusso termico, la temperatura di parete sale, fino a che, ad un certo punto, diminuisce bruscamente. Questo

evento è sinonimo di inizio dell'ebollizione. Continuando ad aumentare il flusso termico, si nota che la temperatura di parete aumenta, ma meno rapidamente rispetto al caso monofase. Ciò significa che i coefficienti di scambio sono maggiori e nel microcanale si è instaurato un moto bifase.

In corrispondenza della termocoppia di parete più vicina all'ingresso (Figura 7.6 *in alto*) si osserva che subito dopo l'innesco dell'ebollizione, la curva segue una certa pendenza, che poi cambia per farsi più ripida. La spiegazione di questo fatto è che a $q=27 \text{ kW m}^{-2}$ vi è stato l'innesco che ha portato alla riduzione della temperatura di parete locale; tuttavia, ad un flusso termico maggiore, si sono attivati ulteriori siti di nucleazioni che hanno comportato un'ulteriore diminuzione della temperatura di parete. Tale fenomeno non viene registrato dalla seconda termocoppia di parete, il che ci porta a pensare che verso l'uscita del canale, la maggior parte dei siti di nucleazione si attivi fin da subito.

In entrambe le curve di Figura 7.6 si osserva che il punto misurato al flusso termico maggiore ($q=160 \text{ kW m}^{-2}$), non è allineato con gli altri, ma si porta ad un maggior surriscaldamento della parete: esso rappresenta l'inizio della crisi termica. Accortisi di questo evento già in fase di acquisizione, si è scelto di non aumentare ulteriormente il flusso termico per preservare l'integrità della sezione sperimentale. Per una portata $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la crisi termica avviene a $q_{CHF}=160 \text{ kW m}^{-2}$ con titolo $x=0.21$ e $x=0.58$ rispettivamente sulle due termocoppie.

q [kW m ⁻²]	x_{TC1} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC1}$ [°C]	x_{TC2} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC2}$ [°C]
71	0,07	5,36	0,24	5,58
80	0,09	5,80	0,28	5,80
87	0,10	6,08	0,30	6,25
95	0,11	6,30	0,34	6,40
103	0,13	6,68	0,37	6,81
111	0,14	6,85	0,40	6,93
119	0,15	7,24	0,44	7,30
127	0,17	7,43	0,47	7,44
135	0,18	7,73	0,50	7,73
143	0,19	7,89	0,52	7,86
152	0,21	8,21	0,57	8,26

Tabella 7.2 Dati per il calcolo di HTC_{MIS} . $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

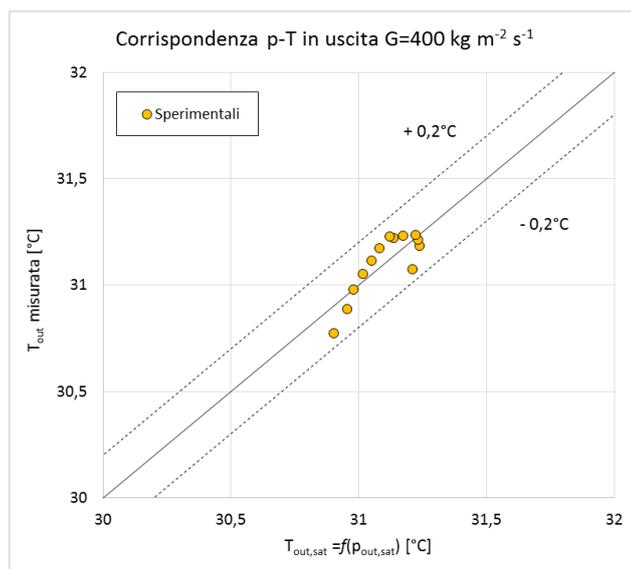


Figura 7.7 Corrispondenza p-T all'uscita del canale nei dati per il calcolo di HTC_{MIS} a $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

7.4.2 Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

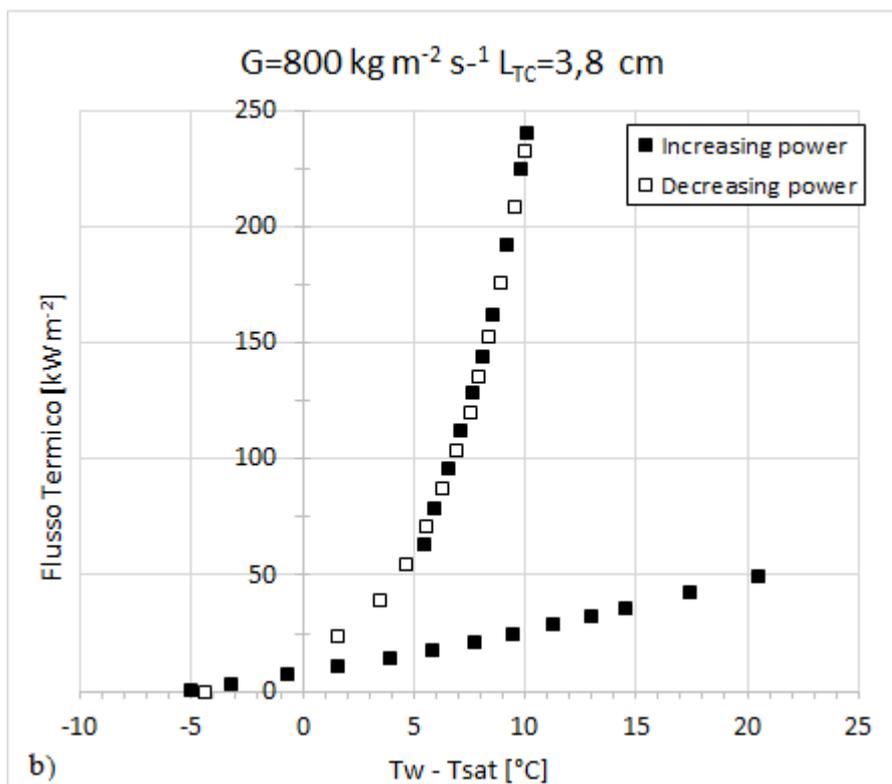
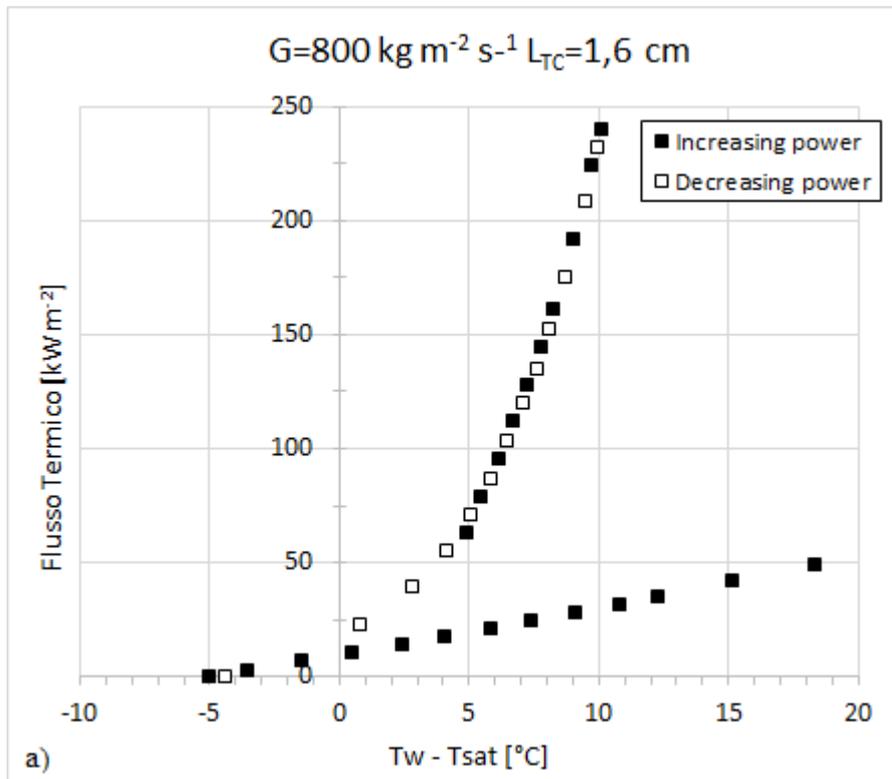


Figura 7.8 Curve di ebollizione per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{sat}=30 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{in}=25 \text{ }^\circ\text{C}$

Aumentando il flusso termico imposto, la temperatura di parete aumenta con andamento lineare fino ad essere di ca. 20 °C maggiore rispetto alla temperatura di saturazione del fluido. A questo punto essa diminuisce bruscamente per l'insorgere dell'ebollizione. Continuando ad aumentare il flusso termico la temperatura di parete aumenta, ma in maniera meno rapida rispetto a quanto avveniva prima dell'ebollizione. I test vengono condotti con flusso termico $q=0 - 240 \text{ kW m}^{-2}$. Volutamente non si raggiunge la crisi termica per evitare danni provocati dal repentino aumento della temperatura di parete.

q [kW m ⁻²]	x_{TC1} [-]	$(T_w-T_{sat})_{TC1}$ [°C]	x_{TC2} [-]	$(T_w-T_{sat})_{TC2}$ [°C]
112	0,05	6,71	0,19	7,14
120	0,06	7,10	0,20	7,51
128	0,07	7,24	0,22	7,63
135	0,07	7,58	0,23	7,95
144	0,08	7,76	0,25	8,10
153	0,09	8,08	0,27	8,38
162	0,10	8,25	0,29	8,51
175	0,11	8,70	0,32	8,91
192	0,12	9,01	0,35	9,16
208	0,13	9,48	0,38	9,57
224	0,15	9,73	0,42	9,79
232	0,16	9,95	0,43	10,00
240	0,16	10,09	0,45	10,11

Tabella 7.3 Dati per il calcolo di HTC_{MIS} . $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

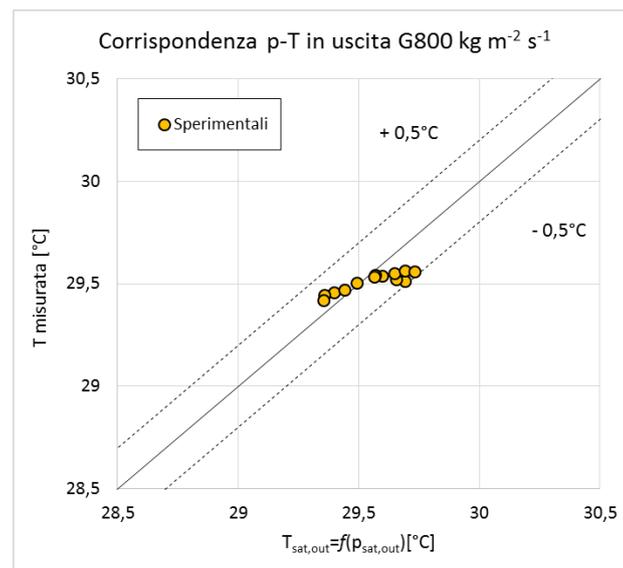


Figura 7.9 Corrispondenza p-T all'uscita del canale nei dati per il calcolo di HTC_{MIS} a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

7.4.3 Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

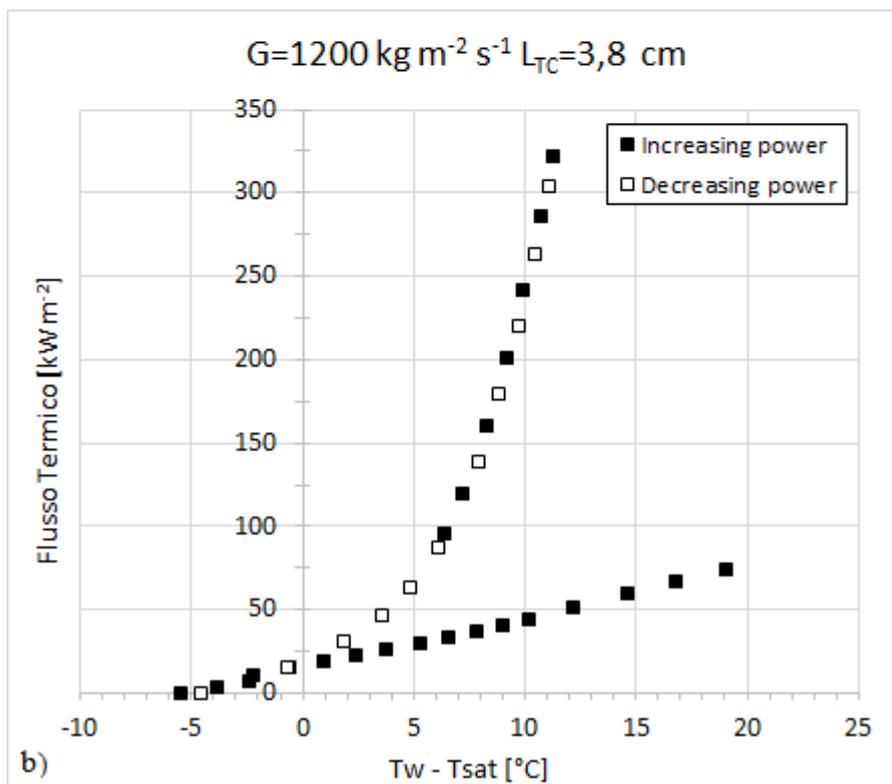
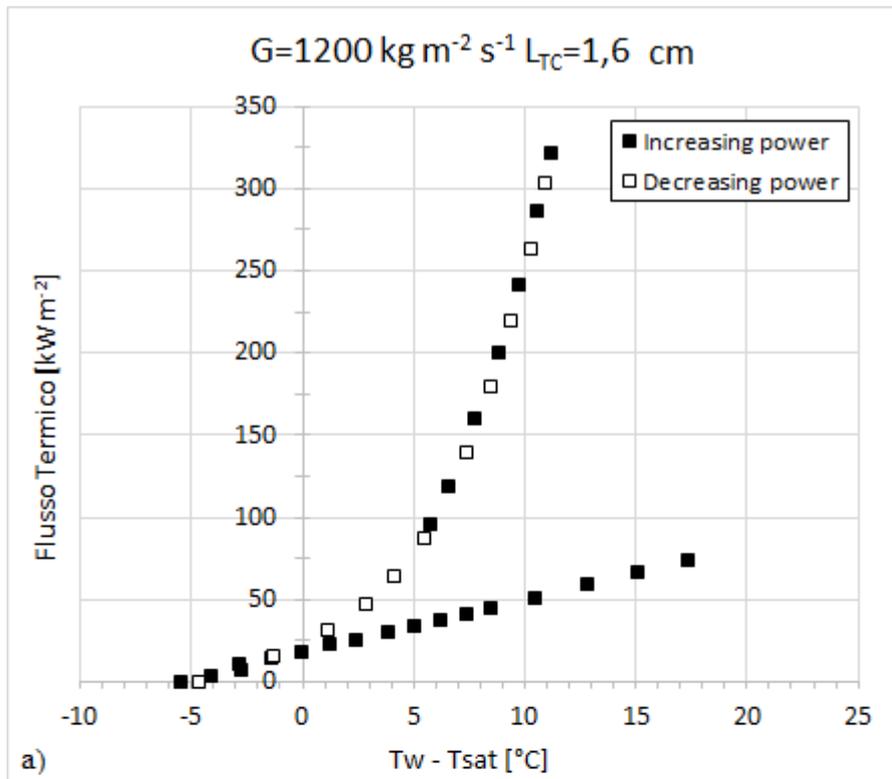


Figura 7.10 Curve di ebollizione per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{sat}=30 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{in}=25 \text{ }^\circ\text{C}$

Aumentando il flusso termico imposto, la temperatura di parete aumenta con andamento lineare fino ad essere di ca. 15 – 20 °C maggiore rispetto alla temperatura di saturazione del fluido. A questo punto essa diminuisce bruscamente per l’insorgere dell’ebollizione. Continuando ad aumentare il flusso termico la temperatura di parete aumenta, ma in maniera meno evidente rispetto a quanto avveniva prima dell’ebollizione. I test vengono condotti con flusso termico $q=0 - 322 \text{ kW m}^{-2}$. Volutamente non si raggiunge la crisi termica per evitare danni provocati dal repentino aumento della temperatura di parete.

q [kW m ⁻²]	x_{TC1} [-]	$(T_w-T_{sat})_{TC1}$ [°C]	x_{TC2} [-]	$(T_w-T_{sat})_{TC2}$ [°C]
160	0,04	7,78	0,17	8,26
180	0,05	8,45	0,20	8,86
201	0,06	8,85	0,22	9,19
220	0,08	9,41	0,25	9,69
241	0,09	9,71	0,28	9,94
263	0,10	10,26	0,31	10,43
286	0,11	10,56	0,34	10,69
304	0,12	10,95	0,36	11,06
322	0,14	11,20	0,39	11,29

Tabella 7.4 Dati per il calcolo di HTC_{MIS} . $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

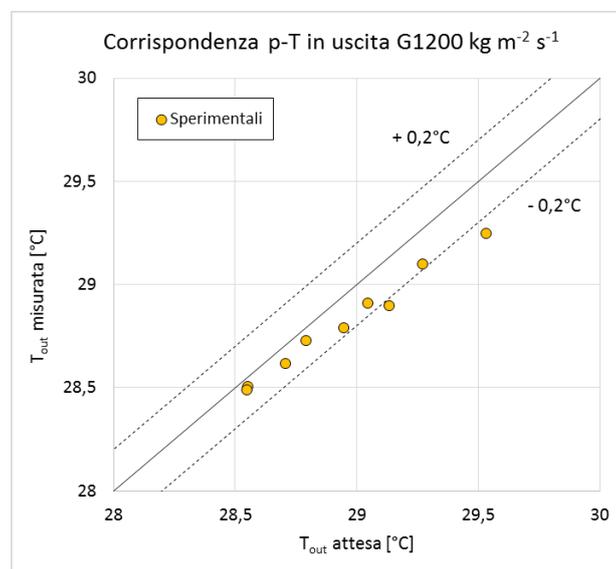


Figura 7.11 Corrispondenza p-T all’uscita del canale nei dati per il calcolo di HTC_{MIS} a $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

7.4.4 Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

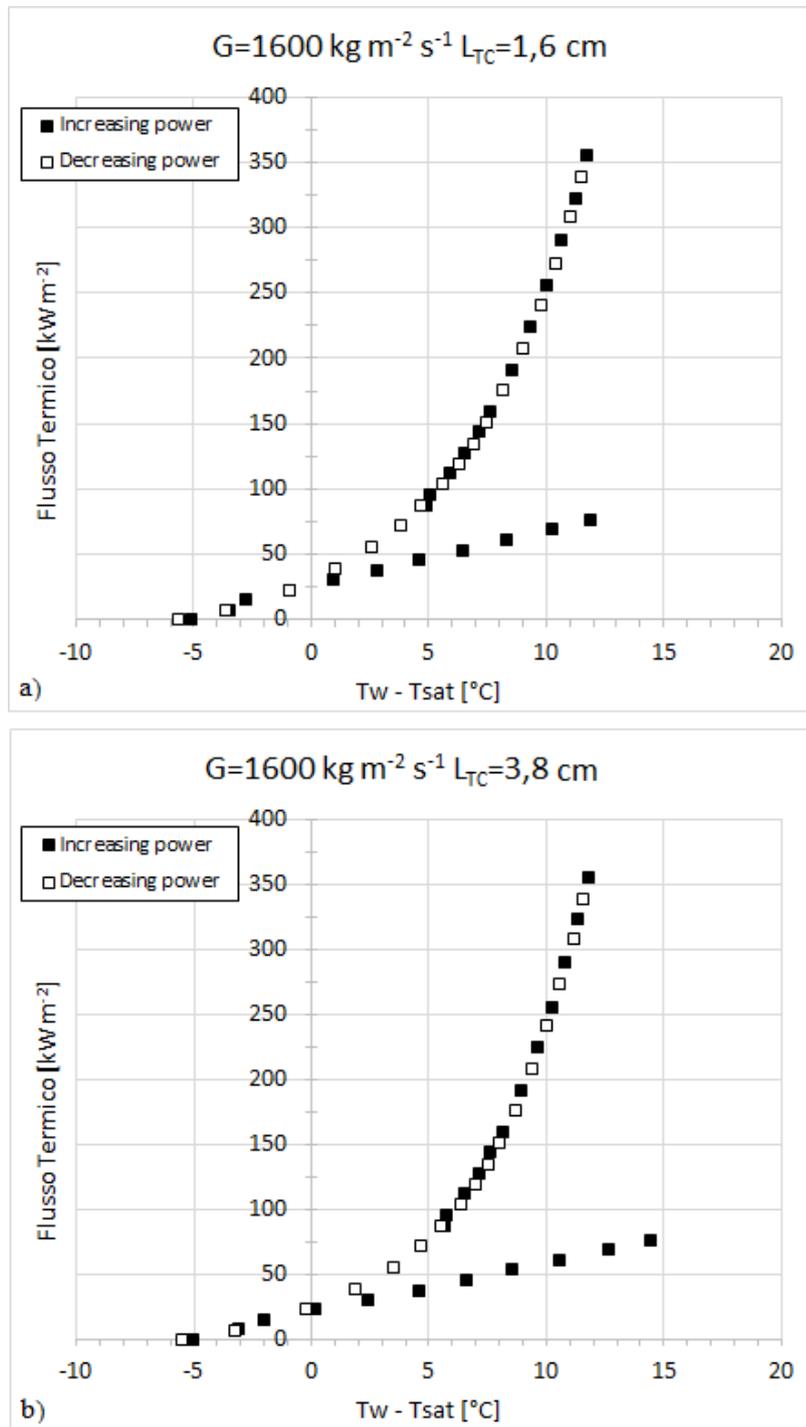


Figura 7.12 Curve di ebollizione per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{sat}=30 \text{ °C}$, $T_{in}=25 \text{ °C}$

Aumentando il flusso termico imposto, la temperatura di parete aumenta con andamento lineare fino ad essere di ca. 20 °C maggiore rispetto alla temperatura di saturazione del fluido. A questo punto essa diminuisce bruscamente per l'insorgere dell'ebollizione. Continuando ad aumentare il flusso termico la temperatura di parete aumenta, ma in maniera meno evidente rispetto a quanto avveniva prima dell'ebollizione. I test vengono condotti con flusso termico

$q=0 - 322 \text{ kW m}^{-2}$. Volutamente non si raggiunge la crisi termica per evitare danni provocati dal repentino aumento della temperatura di parete.

q [kW m ⁻²]	x_{TC1} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC1}$ [°C]	x_{TC2} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC2}$ [°C]
224	0,02	8,19	0,12	8,67
241	0,07	11,06	0,26	11,15
256	0,03	8,52	0,14	8,92
273	0,07	10,67	0,24	10,81
290	0,03	9,04	0,16	9,40
308	0,06	10,42	0,22	10,57
322	0,04	9,36	0,18	9,64
338	0,05	10,05	0,20	10,27
354	0,05	9,79	0,19	10,04

Tabella 7.5 Dati per il calcolo di HTC_{MIS} . $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

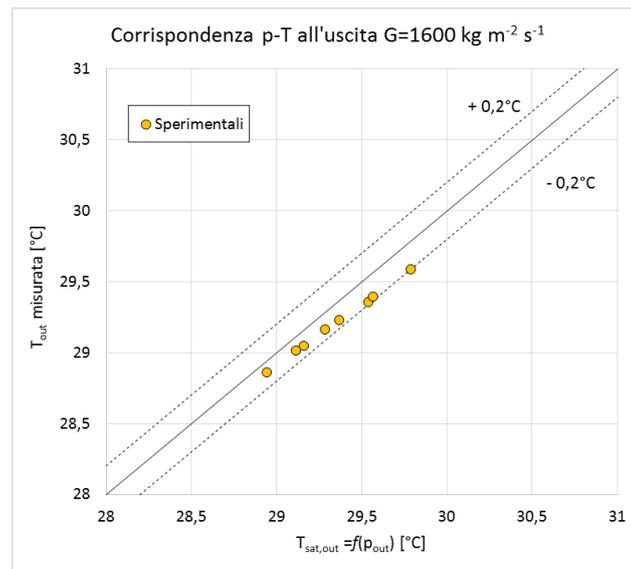


Figura 7.13 Corrispondenza p-T all'uscita del canale nei dati per il calcolo di HTC_{MIS} a $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

In Figura 7.14 si riportano, in un unico grafico, tutte e quattro le curve di boiling ottenute in corrispondenza della seconda termocoppia ($L_{TC}=38 \text{ mm}$). Per $G=400$ e $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ le curve coincidono sia con potenza crescente (I) che decrescente (D). Alle portate più elevate, le curve si differenziano esclusivamente nel tratto monofase. Dal confronto di Figura 7.14 si evidenzia la lieve influenza della portata nello scambio termico bifase.

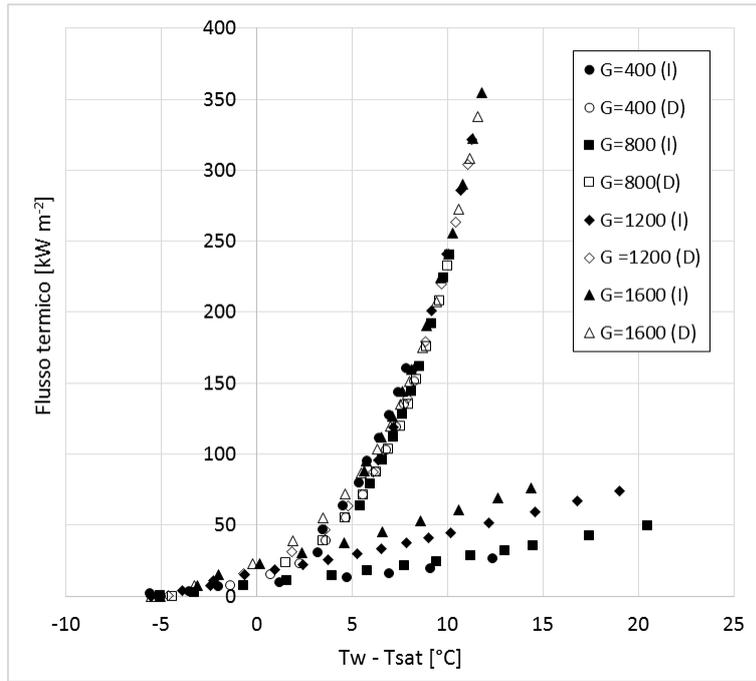


Figura 7.14 Influenza della portata di massa specifica G sulle curve di ebollizione

7.5 Coefficienti di scambio termico

In questa sezione si riportano i coefficienti di scambio termico misurati. Essi vengono raccolti in quattro paragrafi in funzione della portata di massa specific. Per ciascuna portata, verrà plottato un grafico recante i risultati ottenuti, in funzione del titolo e al variare del flusso termico specifico q .

7.5.1 Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

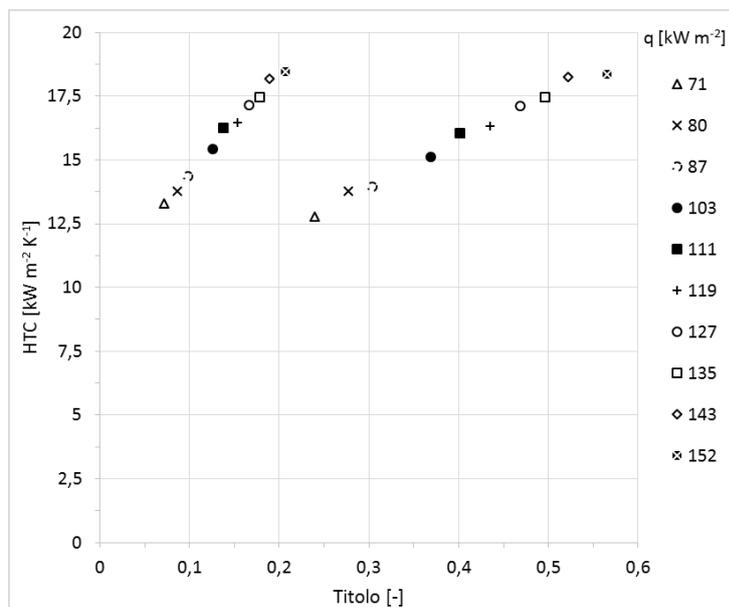


Figura 7.15 HTC_{MIS} in funzione del titolo di vapore per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Guardando la Figura 7.15 si nota che all'aumentare del flusso termico, aumenta il coefficiente di scambio termico. Ai flussi termici più bassi $q < 80 \text{ kW m}^{-2}$ il titolo ha un effetto sul coefficiente di scambio termico, in particolar modo quest'ultimo decresce all'aumentare del primo. Per flussi termici $q > 80 \text{ kW m}^{-2}$, invece non vi è alcuna influenza del titolo e il coefficiente di scambio termico rimane costante a parità di flusso termico q imposto.

7.5.2 Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

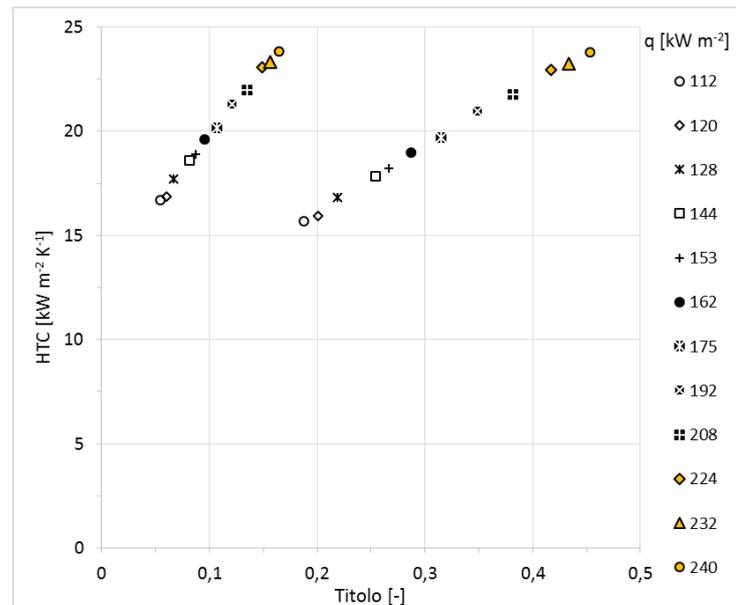


Figura 7.16 HTC_{MIS} in funzione del titolo di vapore per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Alla portata di massa specifica $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ globalmente il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico. Fintantoché il flusso termico è $q < 130 \text{ kW m}^{-2}$ il coefficiente di scambio termico è leggermente influenzato dal titolo di vapore x ; in particolar modo quest'ultimo decresce all'aumentare del primo. A flussi termici superiori invece, non vi è più alcun effetto del titolo, per lo meno fino ai valori raggiunti durante le prove.

7.5.3 Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Come si vede in Figura 7.17, alla portata di massa specifica $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ globalmente il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico. Fintantoché il flusso termico è $q < 180 \text{ kW m}^{-2}$ il coefficiente di scambio termico è influenzato dal titolo di vapore x ; in particolar modo quest'ultimo decresce all'aumentare del primo. A flussi termici superiori invece, non vi è più alcun effetto del titolo, per lo meno fino ai valori raggiunti durante le prove.

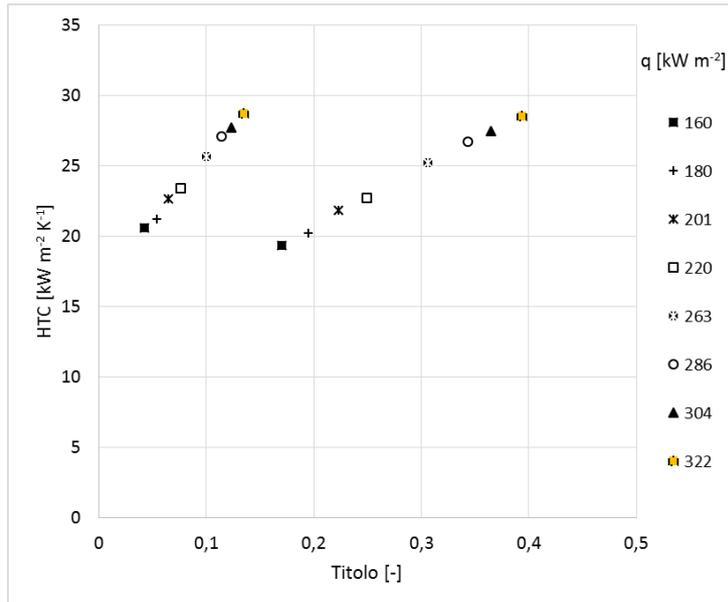


Figura 7.17 HTC_{MIS} in funzione del titolo di vapore per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

7.5.4 Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

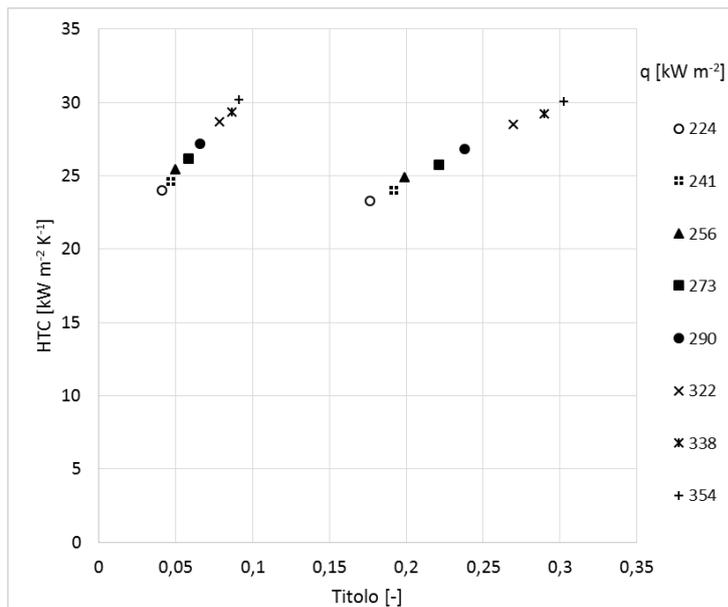


Figura 7.18 HTC_{MIS} in funzione del titolo di vapore per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Alla portata di massa specifica $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ globalmente il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico specifico. Per i flussi termici sperimentati, non vi è alcun effetto del titolo di vapore x .

7.6 Effetto della portata di massa specifica G

Già in Figura 7.14 si era evidenziato il lieve effetto della portata sulle curve di ebollizione. Vogliamo ora tradurre tale concetto in termini di coefficiente di scambio termico. Per farlo vengono plottati i due seguenti grafici.

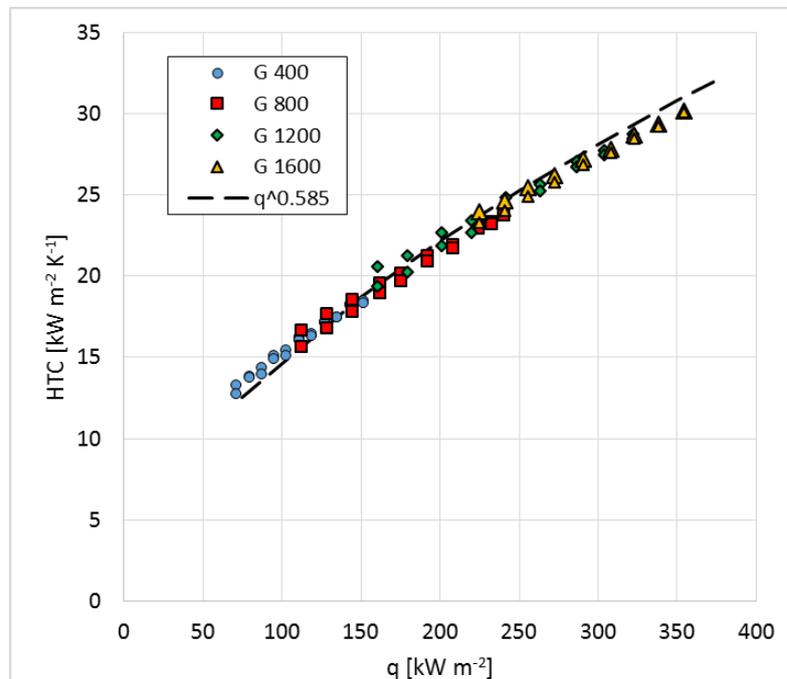


Figura 7.19 HTC_{MIS} in funzione di q per tutte le portate di massa testate

Nel grafico riportato in Figura 7.19, tutti i coefficienti di scambio misurati, indipendentemente dalla portata, vengono plottati in funzione del flusso termico imposto. Come si vede, i punti sperimentali si adagiano su un'unica curva. Questo evidenzia che l'unico tra i due parametri ad influire sul coefficiente di scambio termico è il flusso termico. In base a quanto mostrato in Figura 7.19, nel range di condizioni operative da noi testato, la curva che meglio interpola i dati è $HTC = q^{0.585}$. Si fa notare come l'esponente del flusso termico sia molto simile a quello proposto da Cooper (Eq. 6.16). Si ricorda che l'espressione di Cooper è stata sviluppata per l'ebollizione nucleata nel caso di pool boiling.

Lo stesso concetto, ma in maniera differente, viene espresso in Figura 7.20. Qui, il coefficiente di scambio termico viene rappresentato in funzione della portata di massa specifica, al variare del flusso termico. Si nota che a parità di flusso termico, il coefficiente non dipende dalla portata di massa specifica.

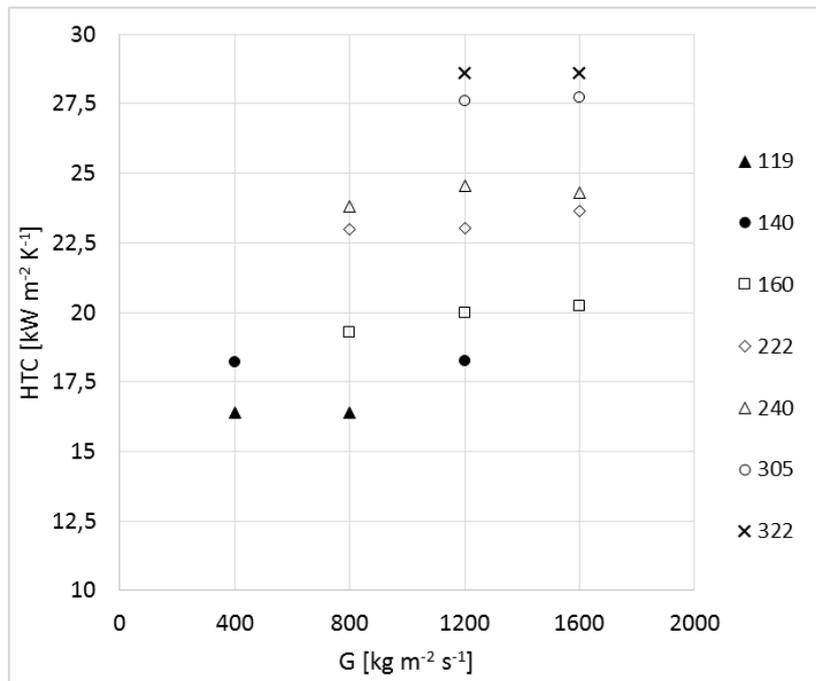


Figura 7.20 HTC_{MIS} in funzione della portata di massa specifica per diversi flussi termici (q in kW m^{-2})

7.7 Effetto del titolo di vapore x

Nel paragrafo precedente si è visto come la portata non abbia alcuna influenza sul coefficiente di scambio termico. Vogliamo ora capire l'influenza del titolo di vapore.

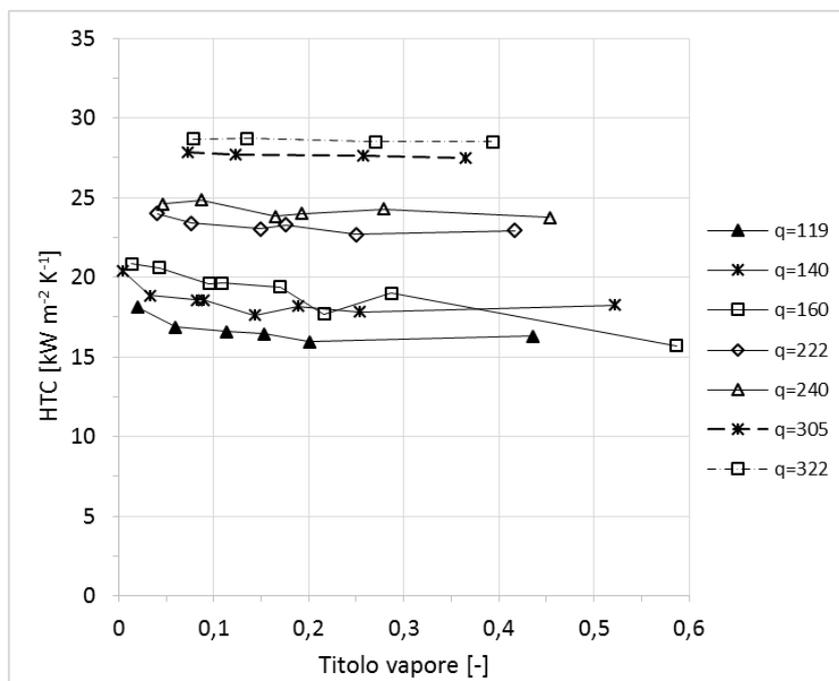


Figura 7.21 HTC_{MIS} in funzione del titolo, al variare del flusso termico imposto (q in kW m^{-2})

Come si vede in Figura 7.21, l'effetto del titolo di vapore sul coefficiente di scambio termico può essere trascurato per tutti i flussi termici sperimentati.

Si fa notare che nel grafico di Figura 7.21, i risultati vengono raggruppati esclusivamente in funzione del flusso termico, non curandoci del fatto che siano presi a portata diversa. Per quanto visto prima, possiamo ritenere valido questo approccio.

7.8 Conclusioni

Per ciascuna portata sperimentata, le curve di boiling mostrano un evidente surriscaldamento della parete prima dell'innescò dell'ebollizione. Il valore di questo surriscaldamento dipende dalla portata ed in particolar modo esso aumenta all'aumentare di quest'ultima.

Nella curva di ebollizione alla portata più bassa, è stato osservato l'insorgere della crisi termica verso l'uscita del microcanale. Alle portate più elevate, per i flussi termici testati, il fenomeno non è stato raggiunto.

Per quanto riguarda i coefficienti di scambio misurati, questi mostrano un'evidente dipendenza dal flusso termico, mentre l'effetto della portata di massa specifica e del titolo di vapore è pressoché trascurabile. Questo ci porta a considerare l'ebollizione nucleata come meccanismo di scambio termico prevalente. A tal proposito, in Figura 7.19, si sono riportati i dati disponibili in funzione del flusso termico. Si osserva che, entro il campo da noi sperimentato, essi sono ben interpolati dalla relazione $HTC=q^{0.585}$. Si fa notare che l'esponente del flusso termico si avvicina a quello proposto da Cooper (Eq. 6.16), la quale è stata sviluppata nel caso di pool boiling, e tiene quindi conto solo dell'ebollizione nucleata come meccanismo di scambio di calore.

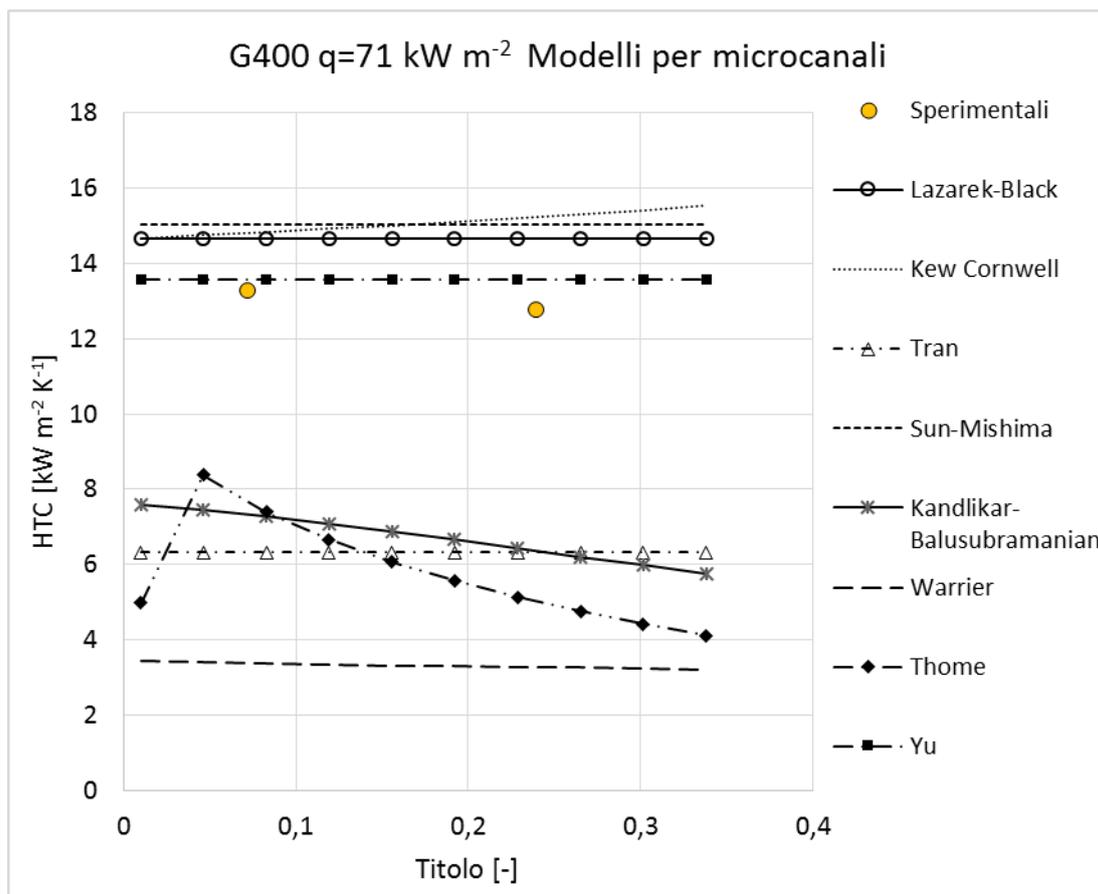
- CAPITOLO 8 -

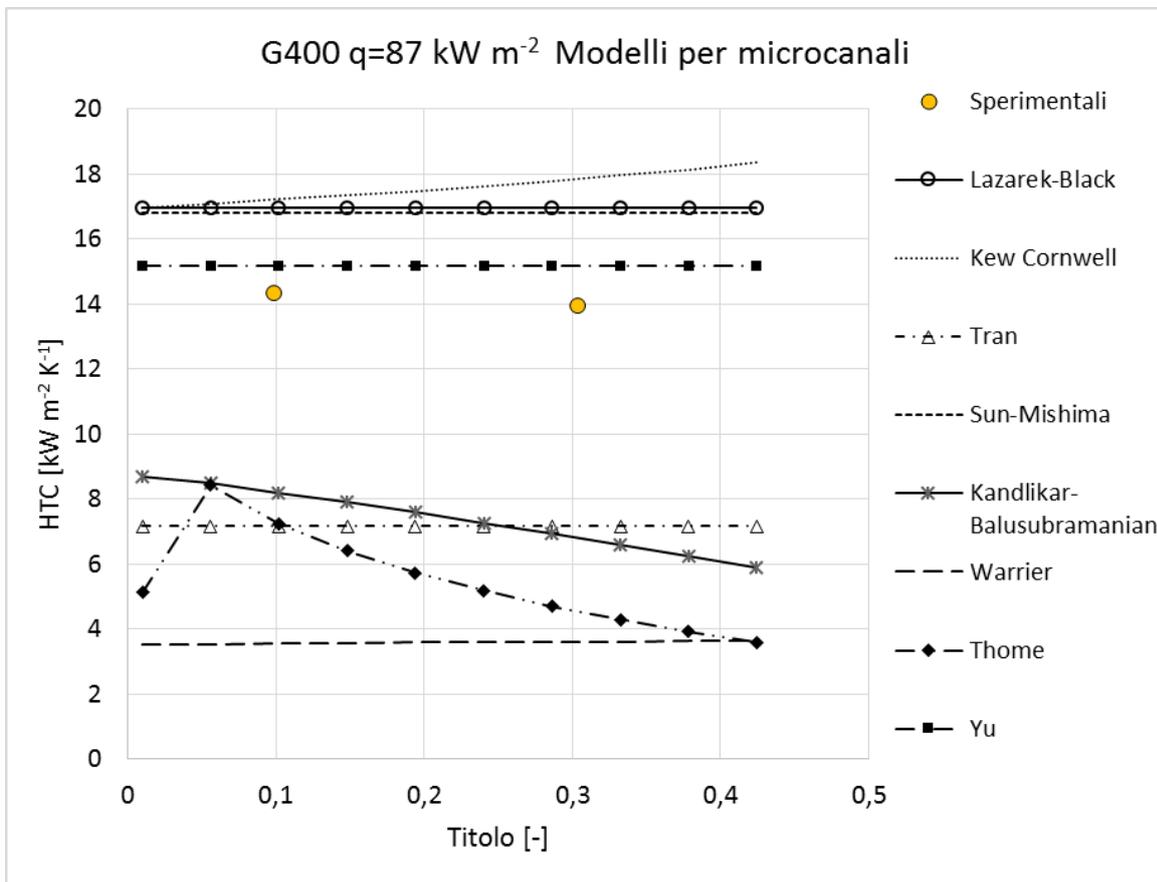
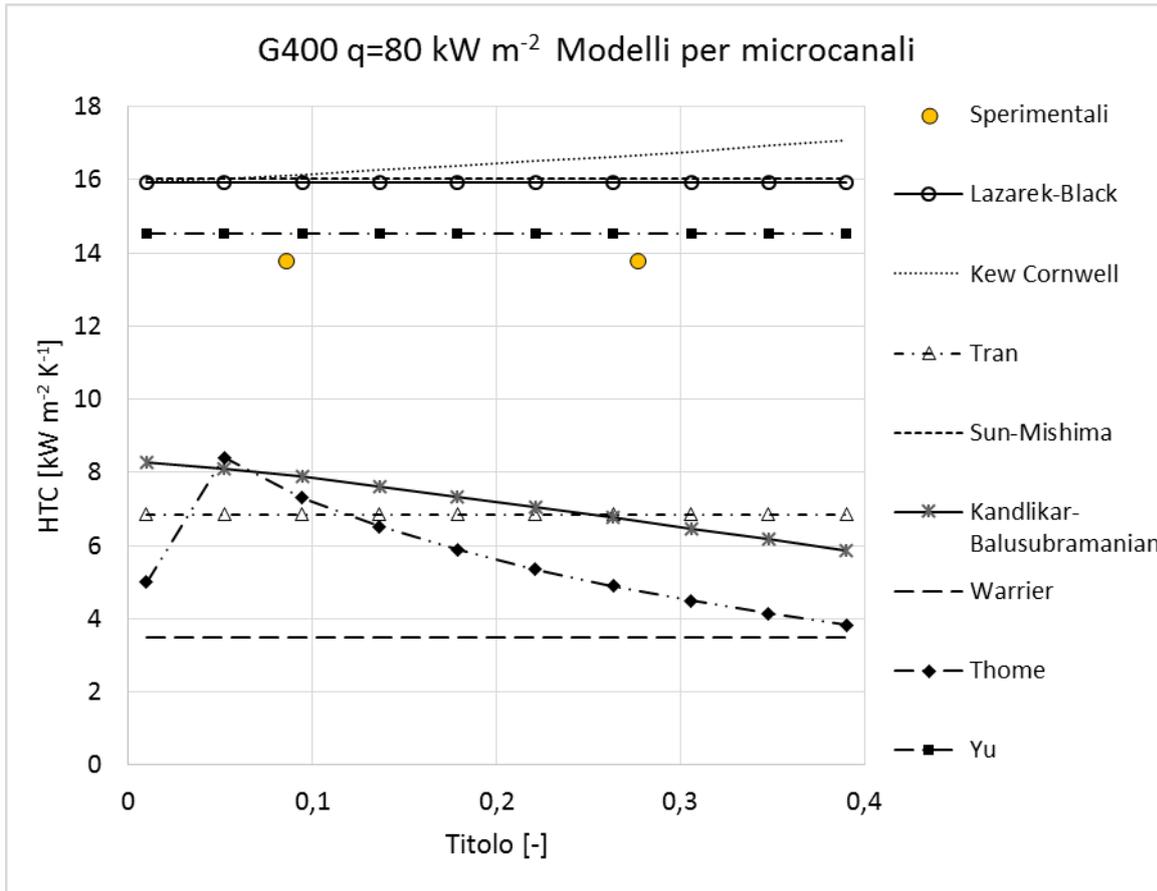
CONFRONTO CON MODELLI

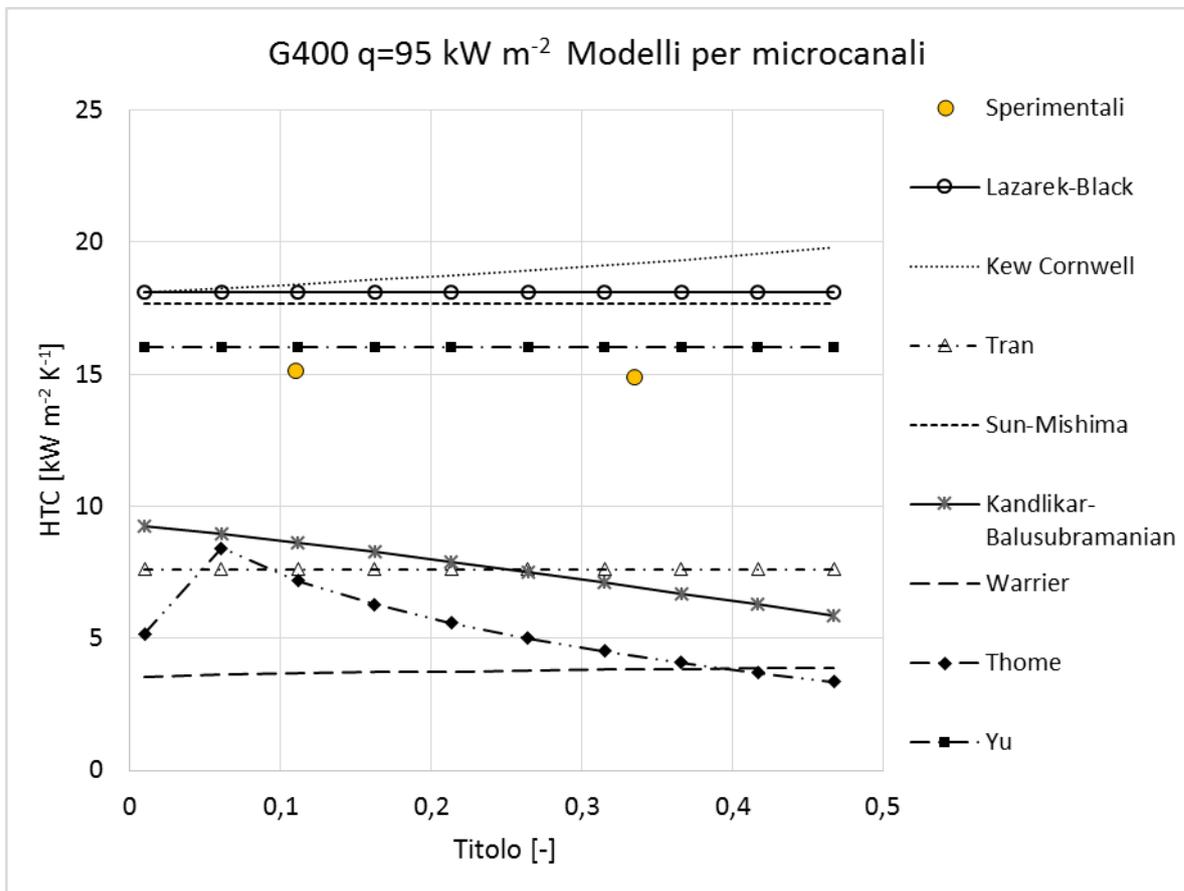
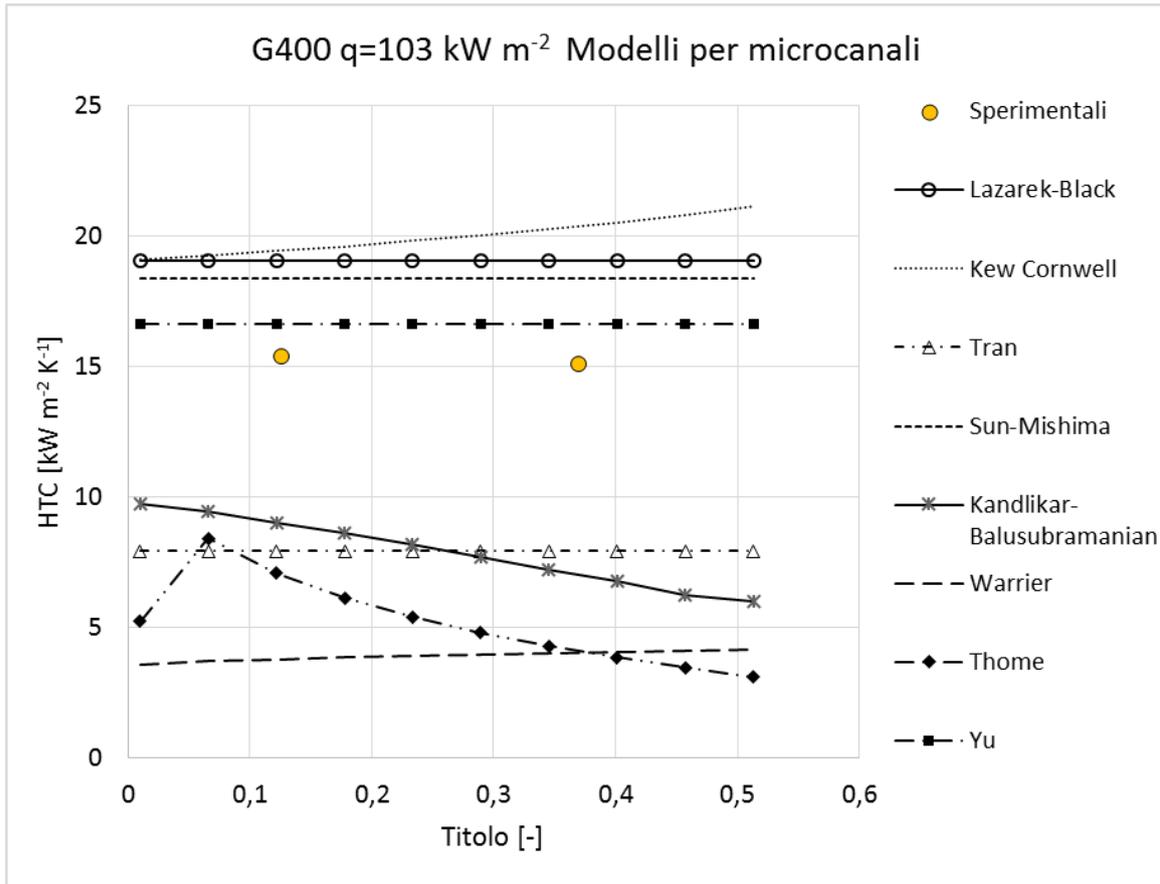
In questo capitolo, i coefficienti di scambio termico misurati, e illustrati nel capitolo precedente, vengono confrontati con i coefficienti di scambio ottenuti mediante l'applicazione dei modelli introdotti in § 6.3 e § 6.4.

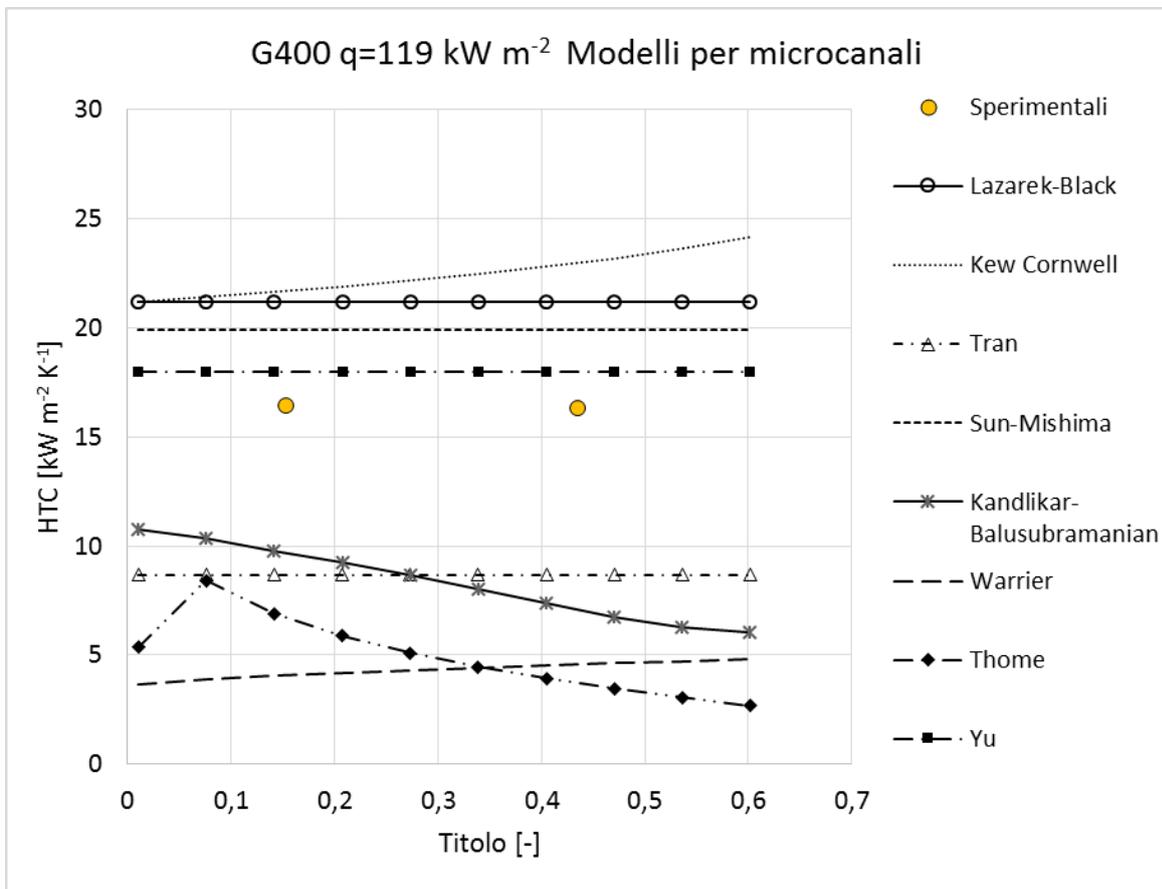
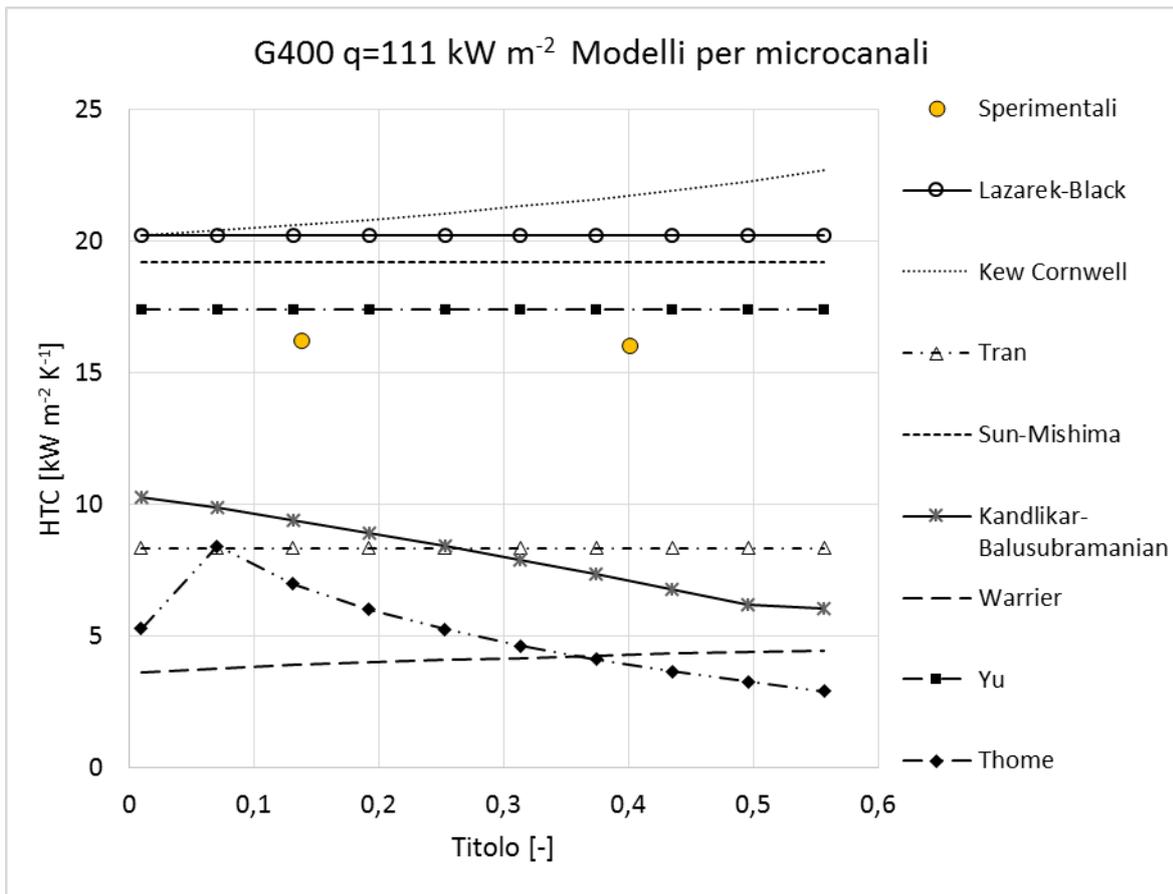
I risultati vengono suddivisi in quattro sezioni: una per ciascuna portata. Per ognuna di esse i coefficienti di scambio misurati vengono plottati, per un certo flusso termico, in funzione del titolo di vapore. Nello stesso grafico si riporta l'andamento predetto dalle correlazioni sopra citate. La comparazione avviene prima con quelle sviluppate per microcanali e successivamente con quelle valide per i condotti convenzionali (macrocanali).

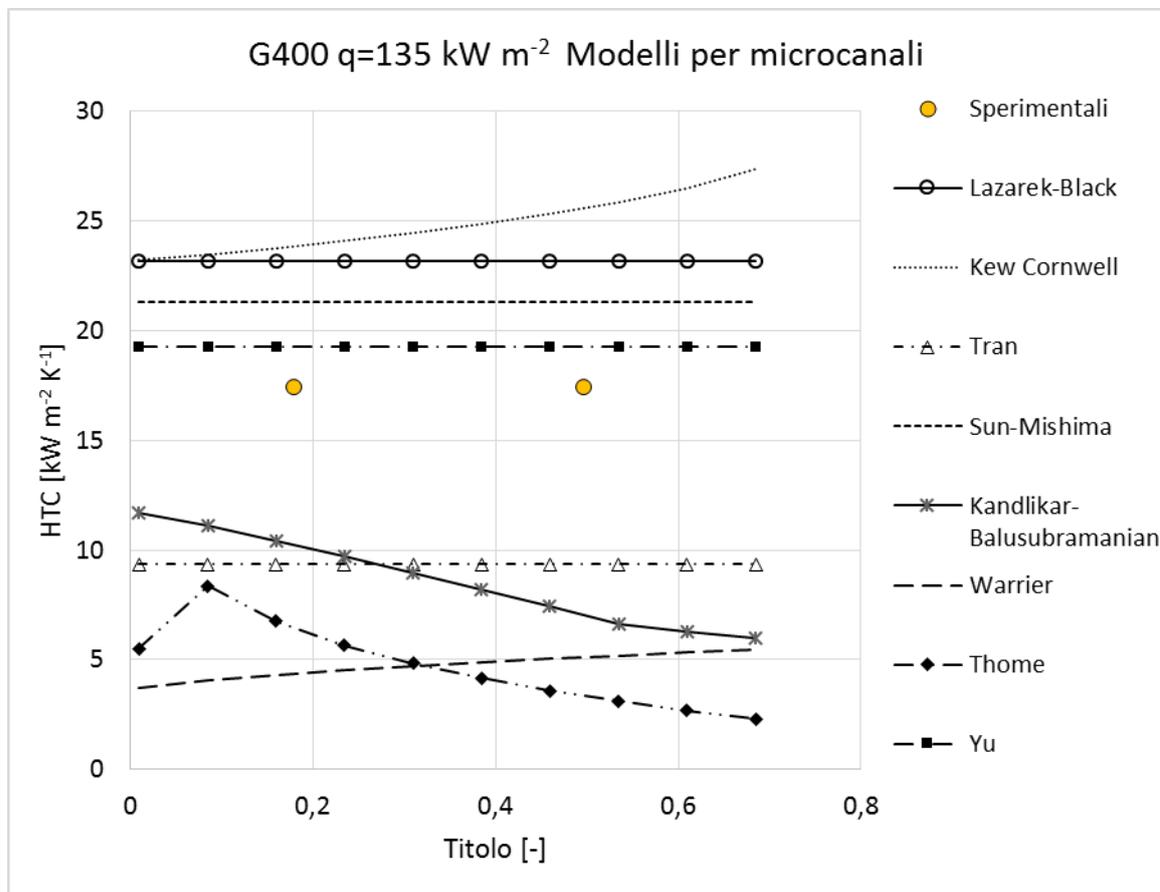
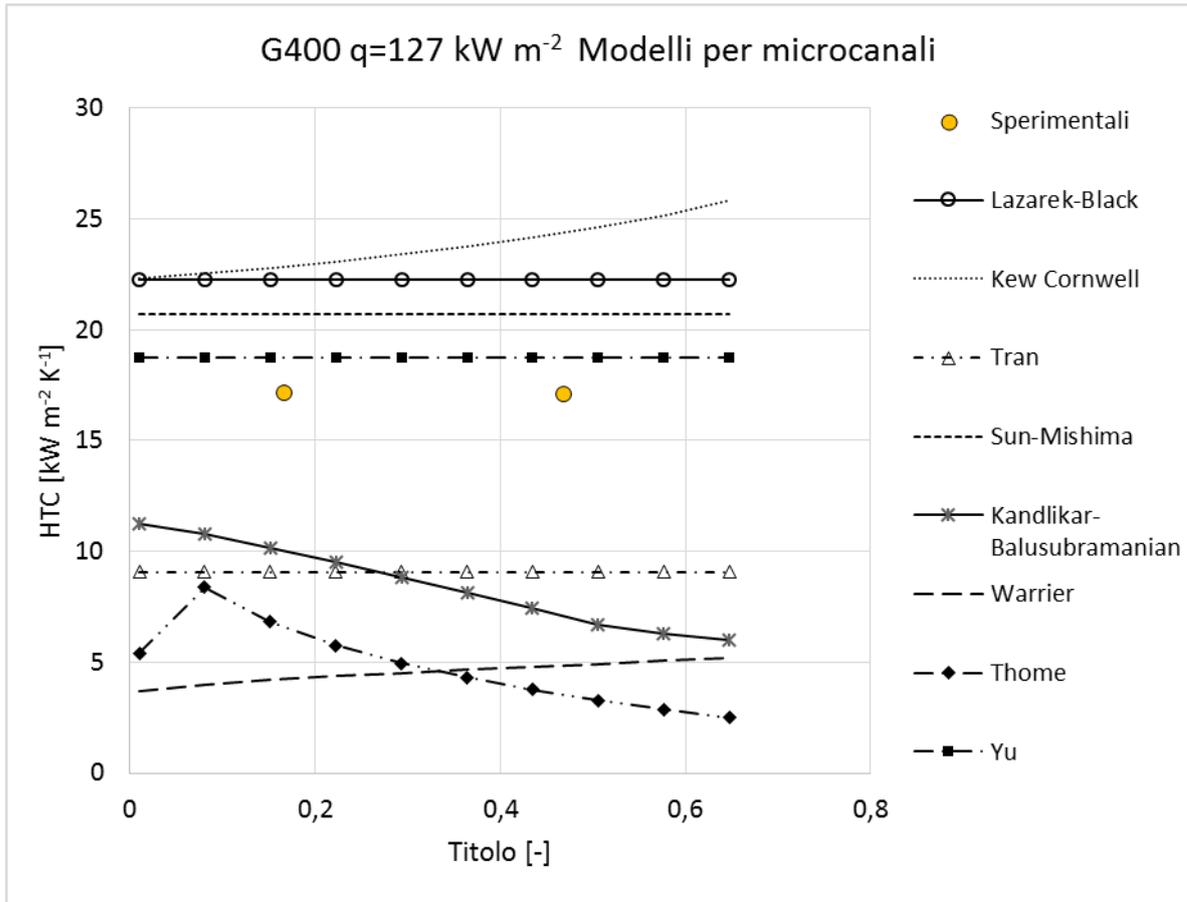
8.1 Risultati per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$











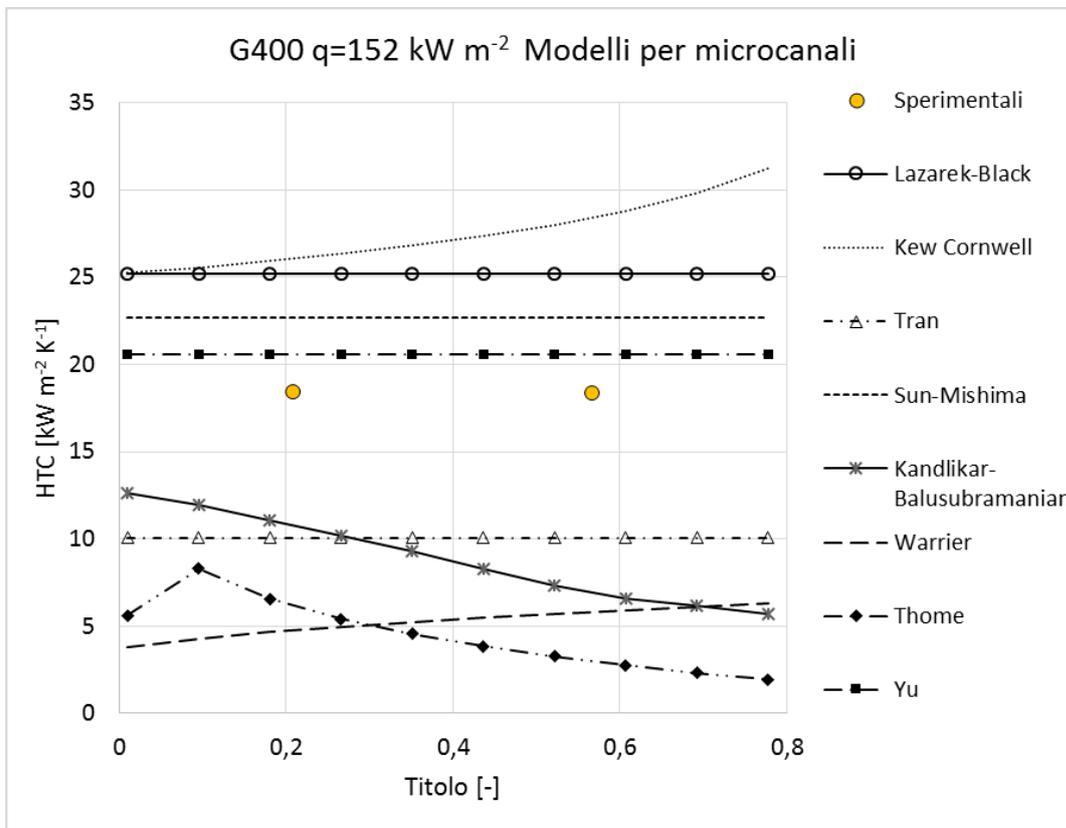
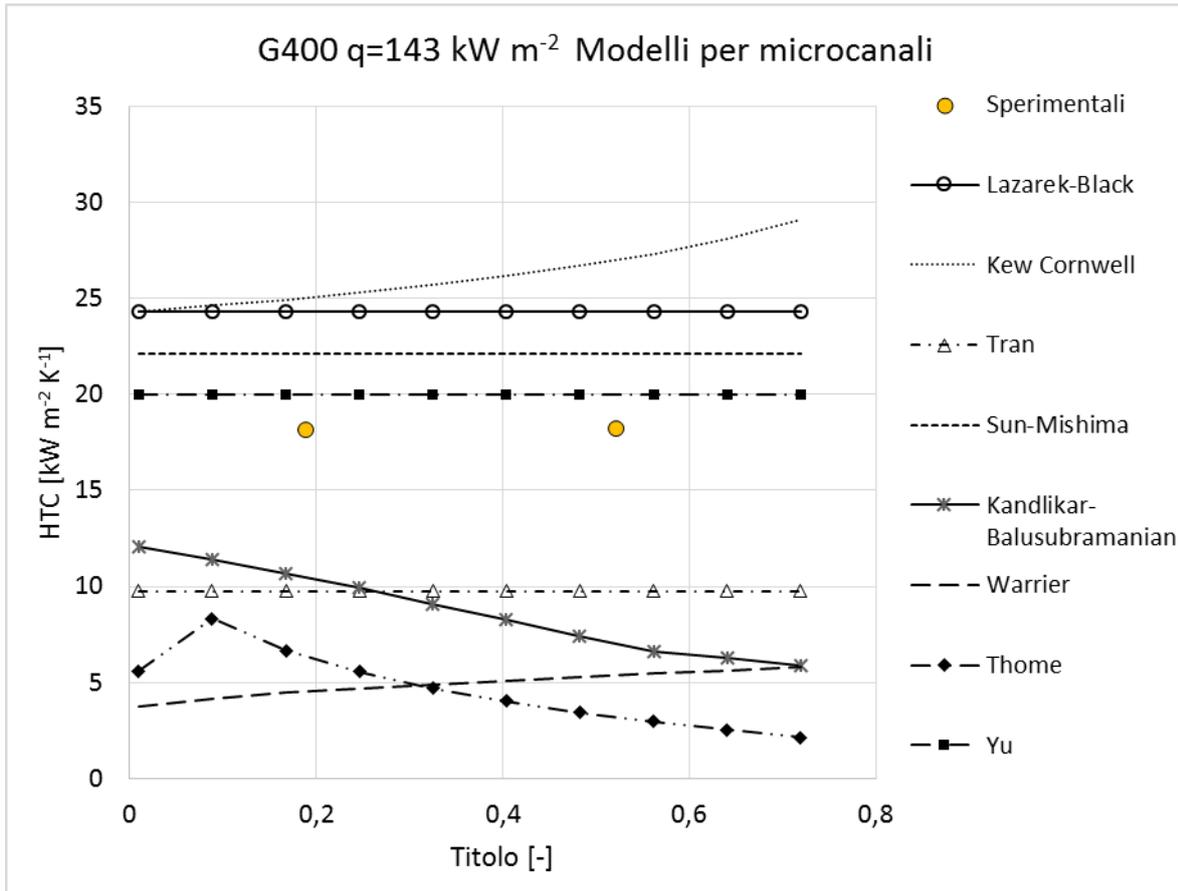
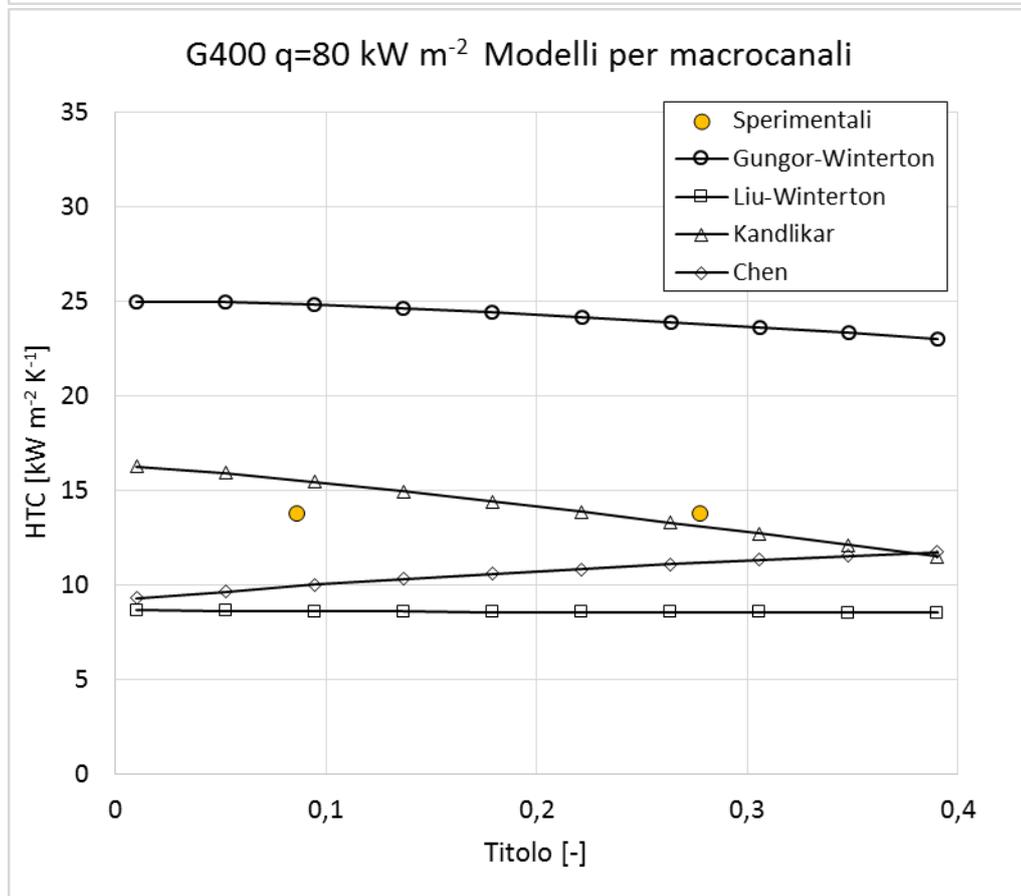
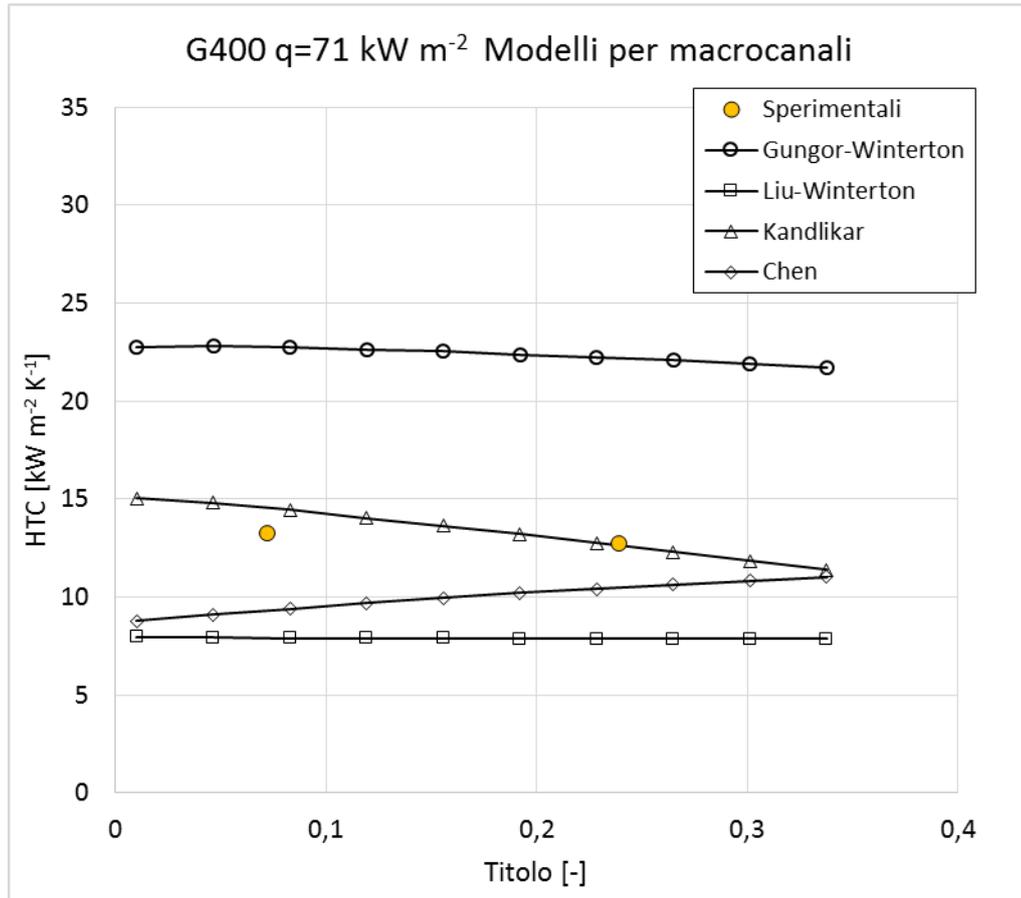
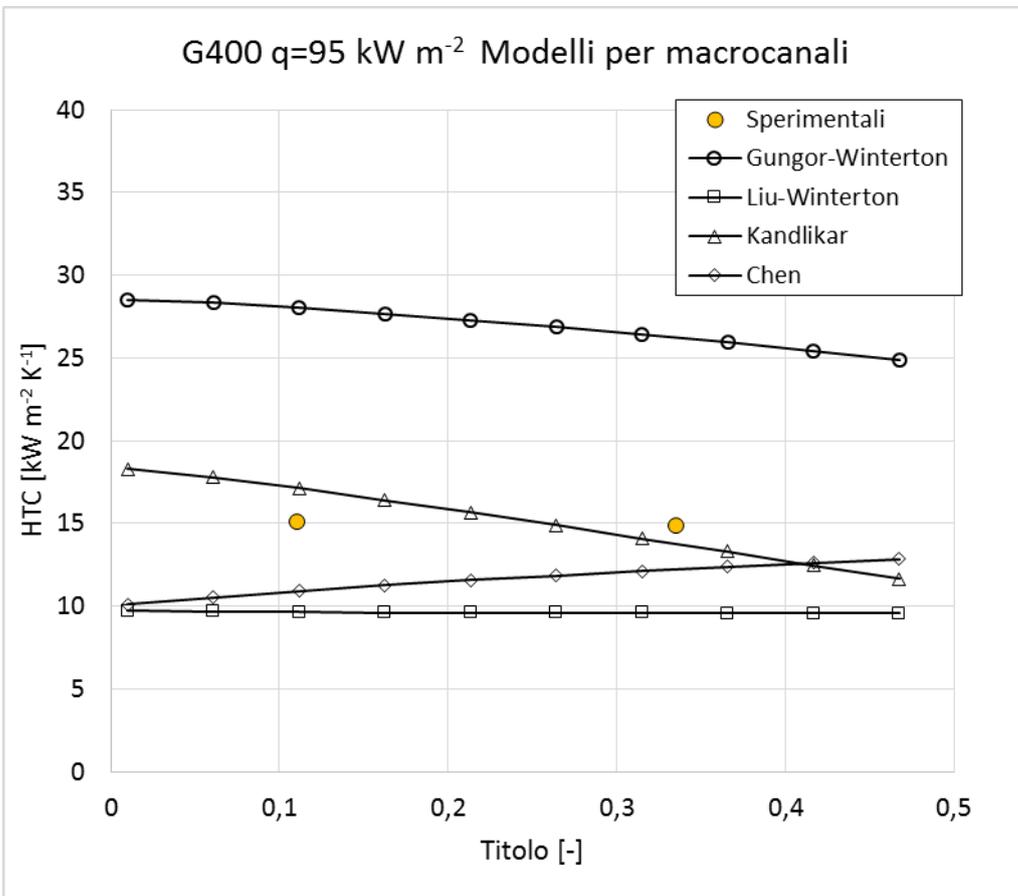
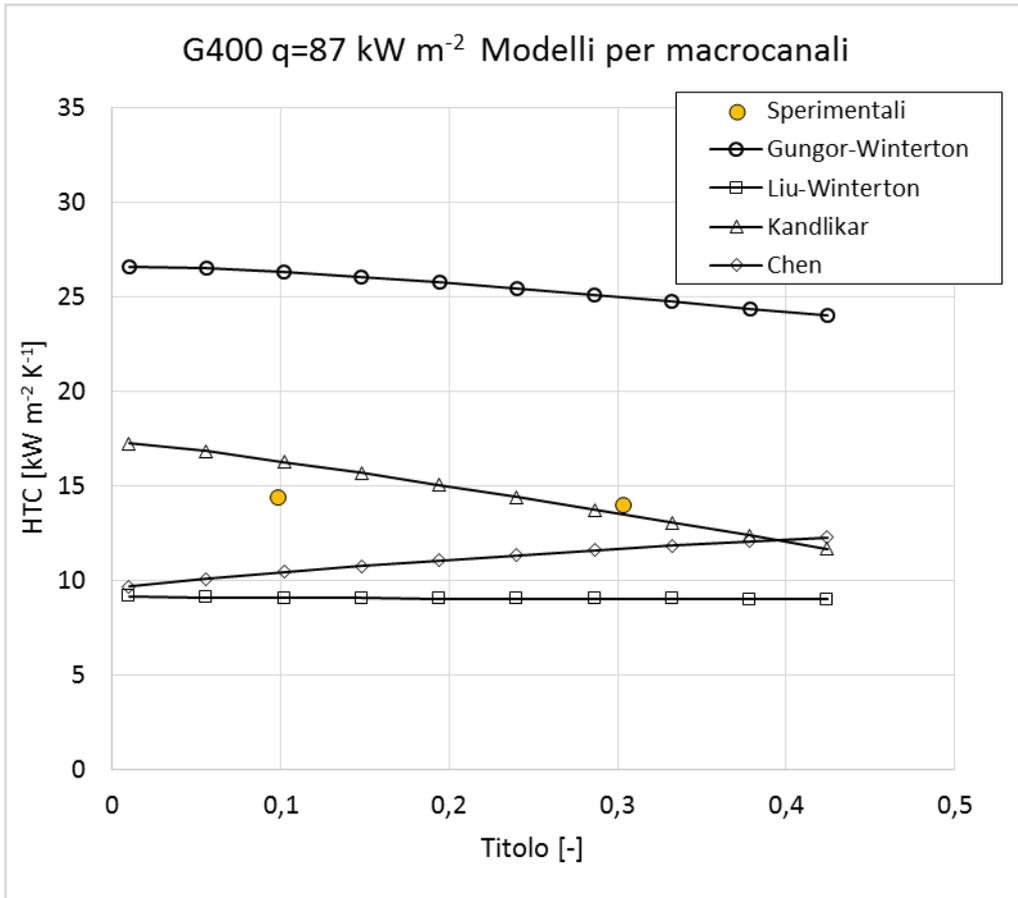
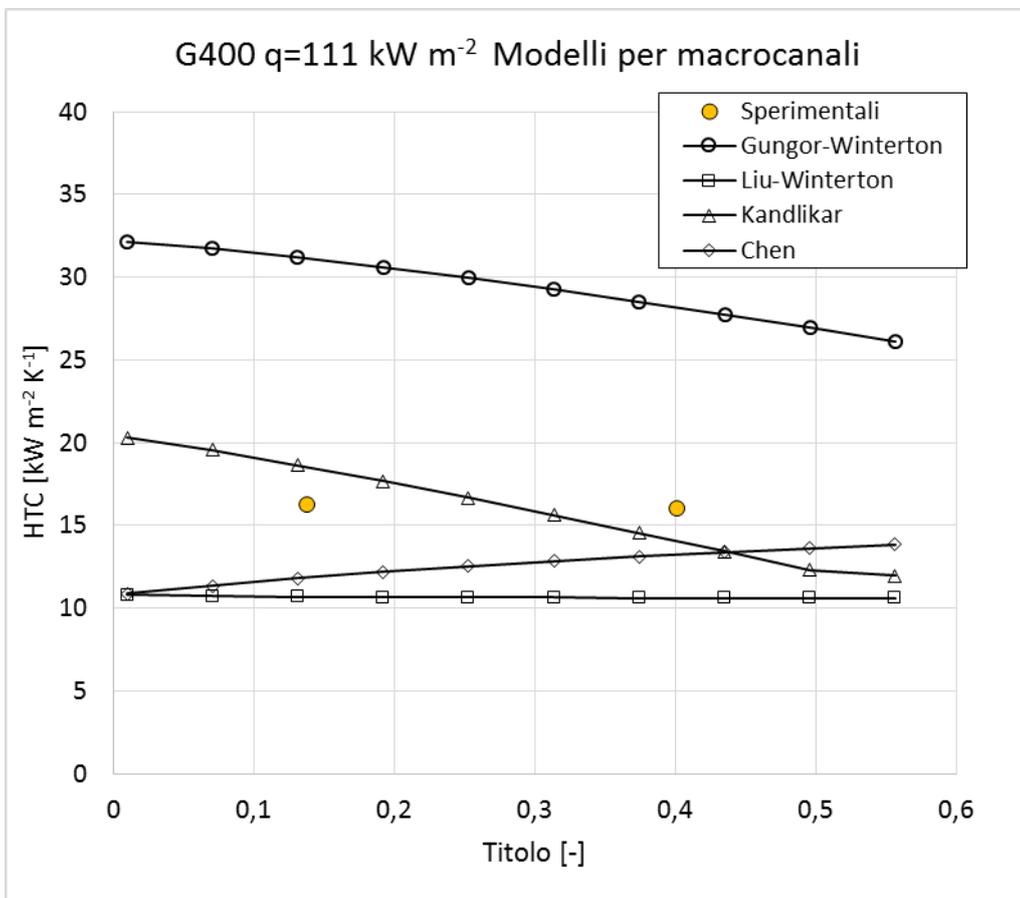
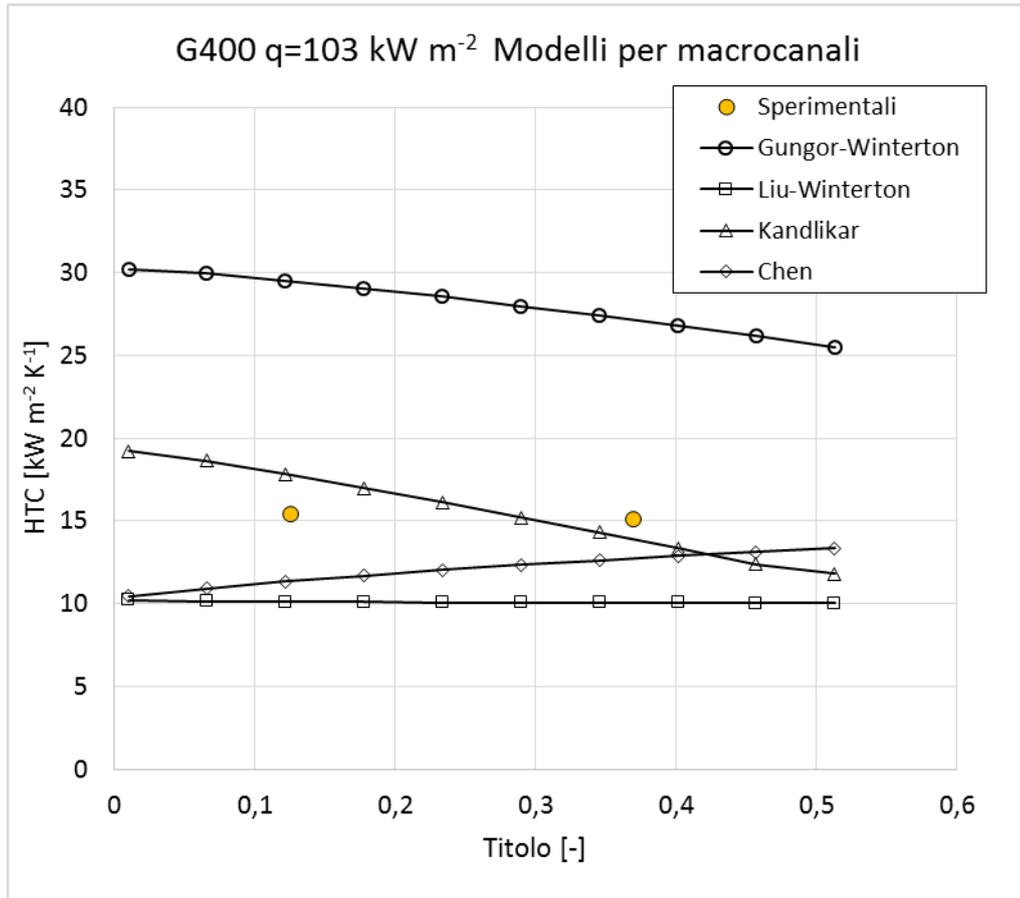
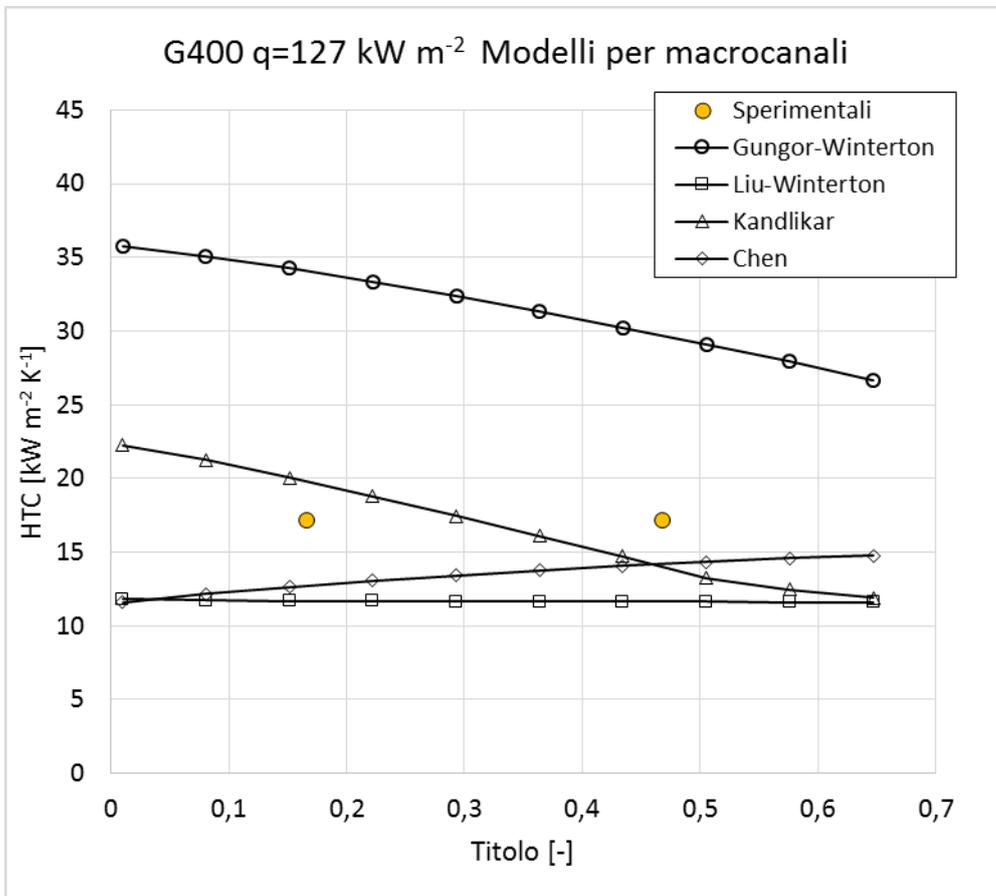
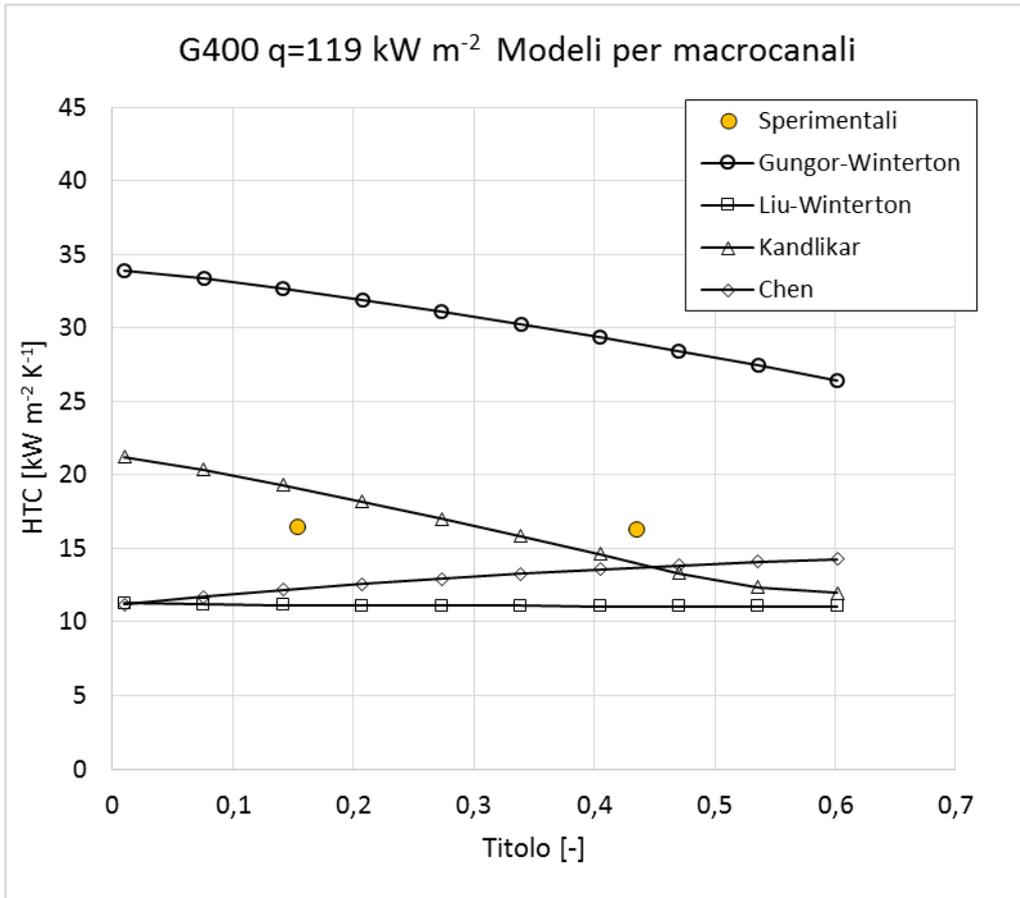


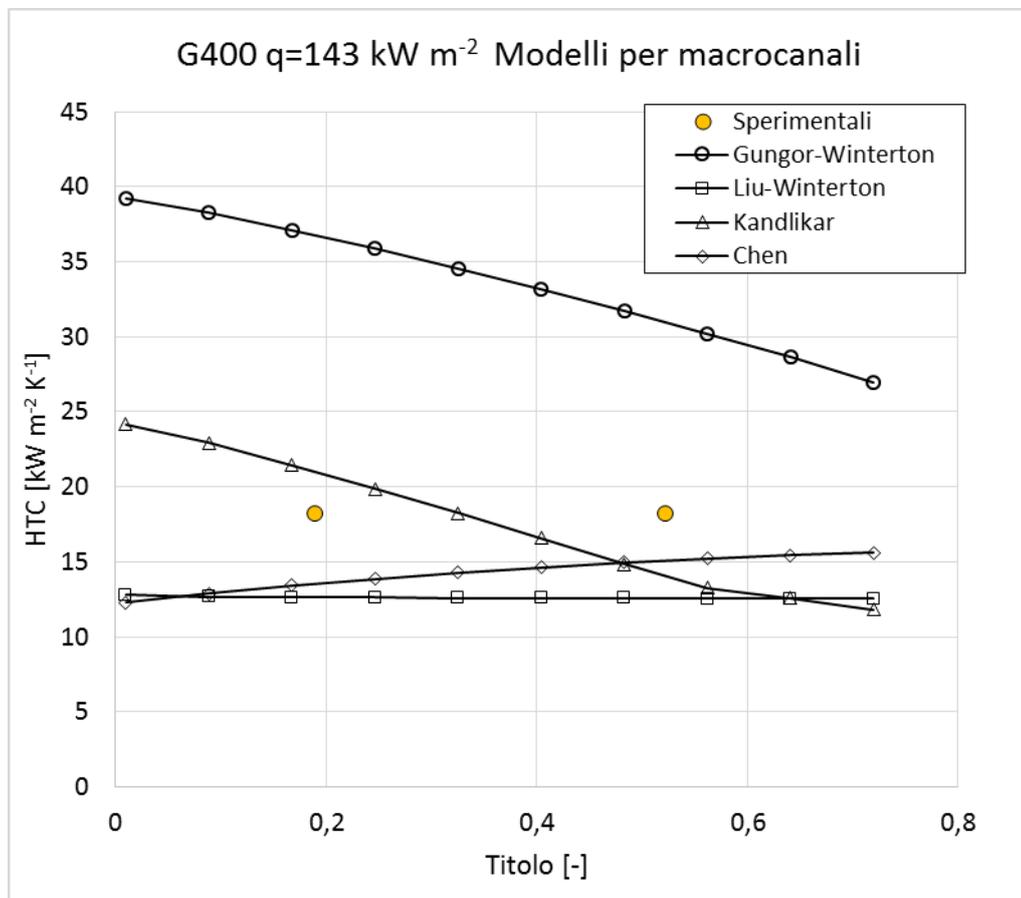
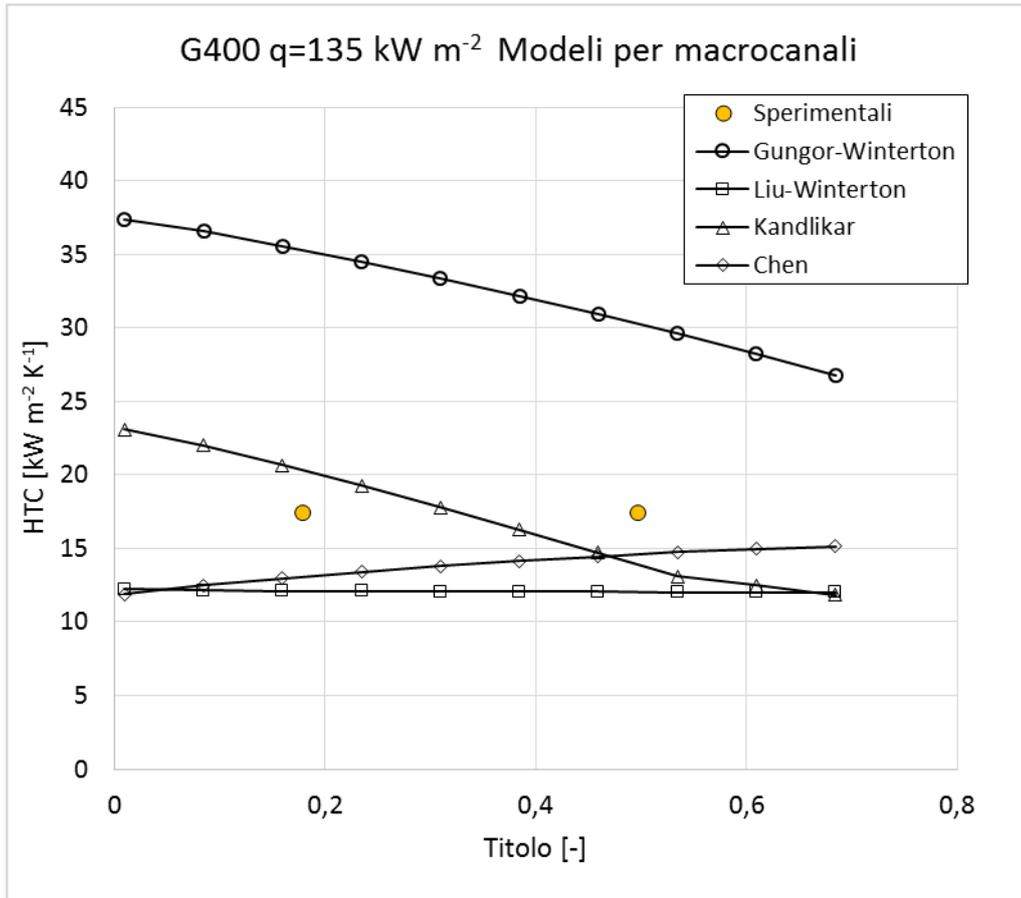
Figura 8.1 Confronto HTC - x tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per microcanali
 $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$











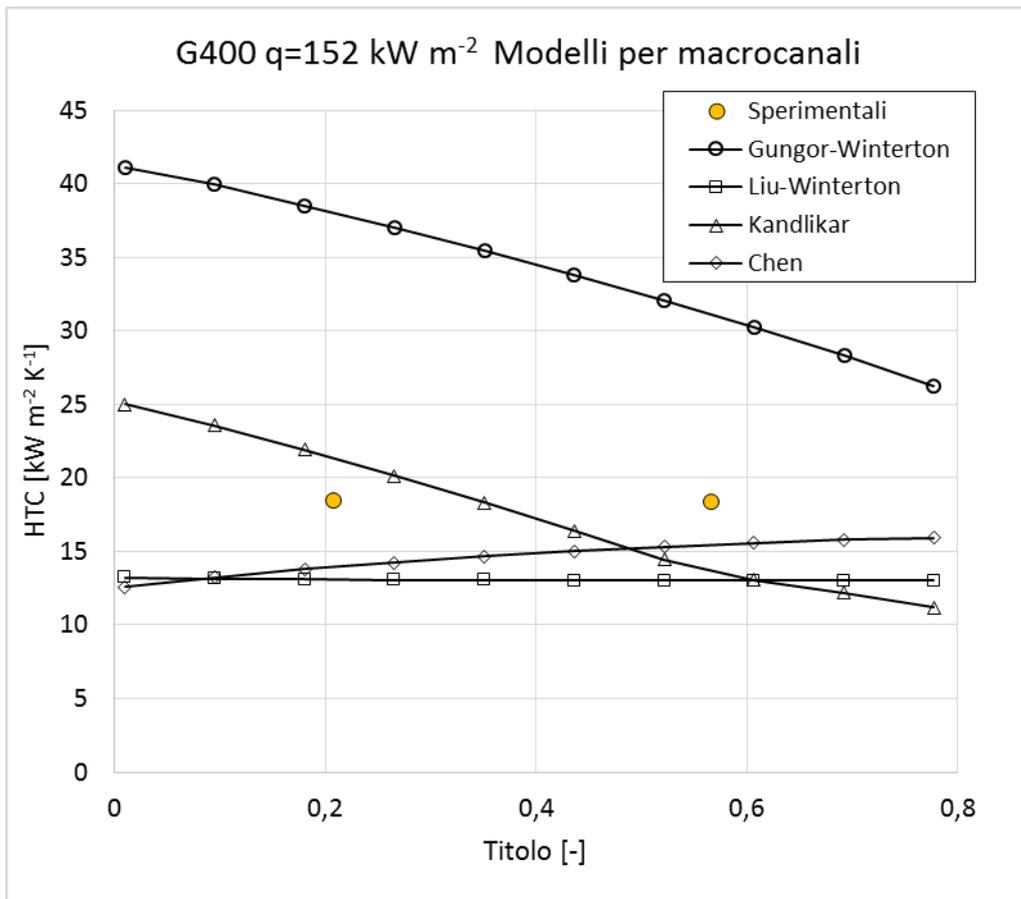
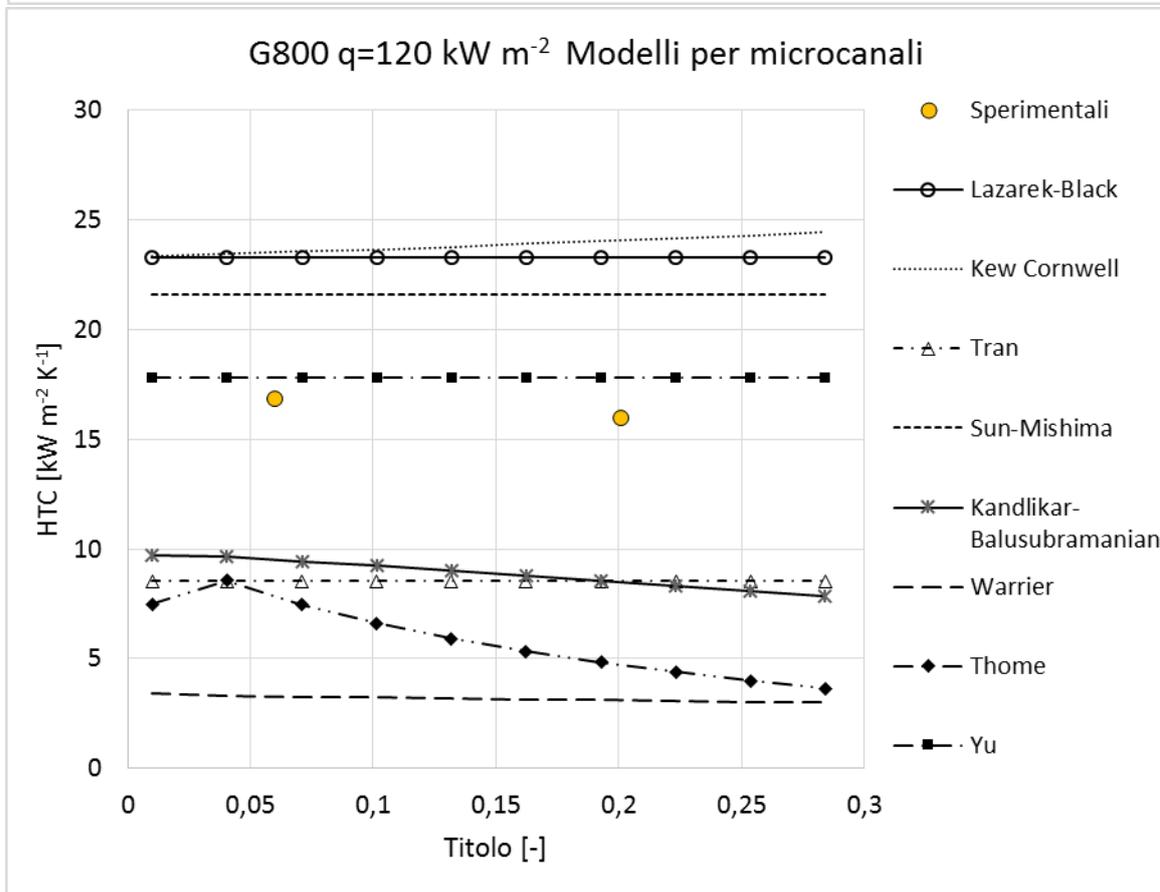
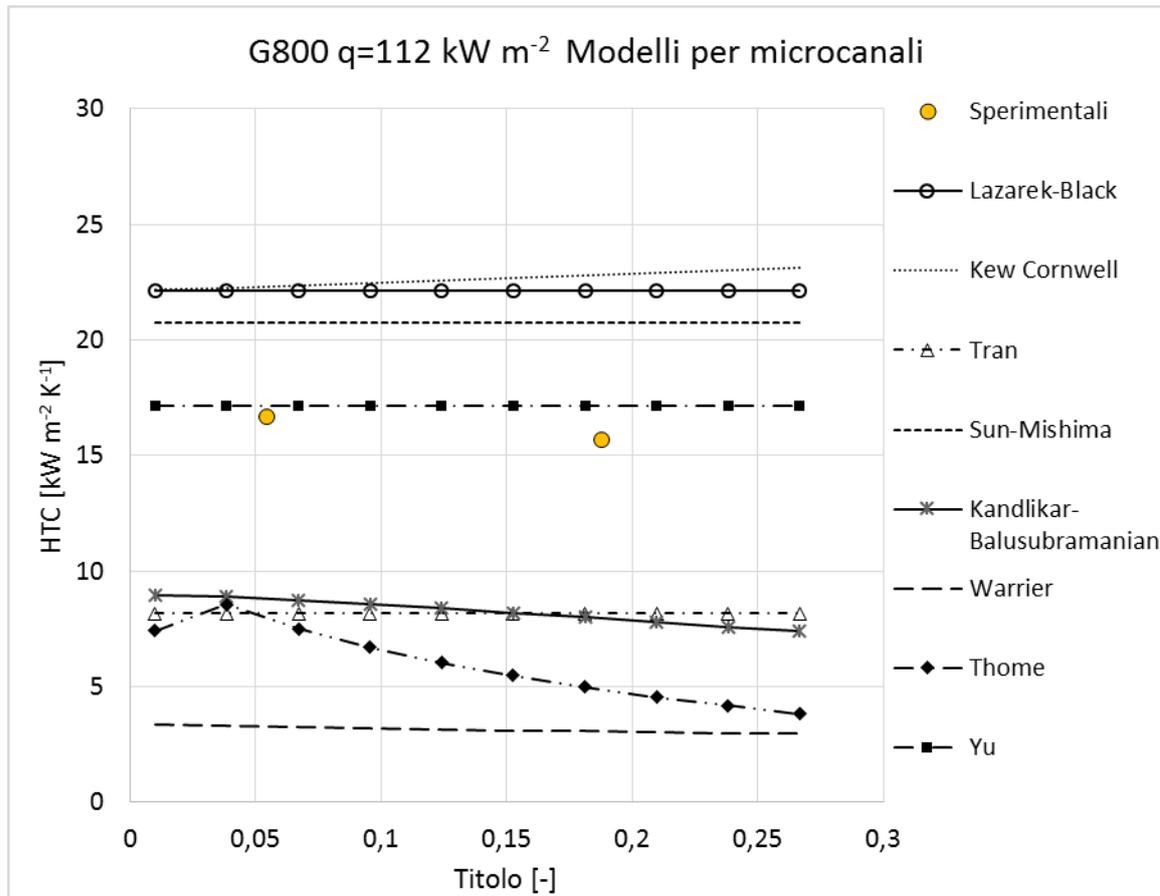
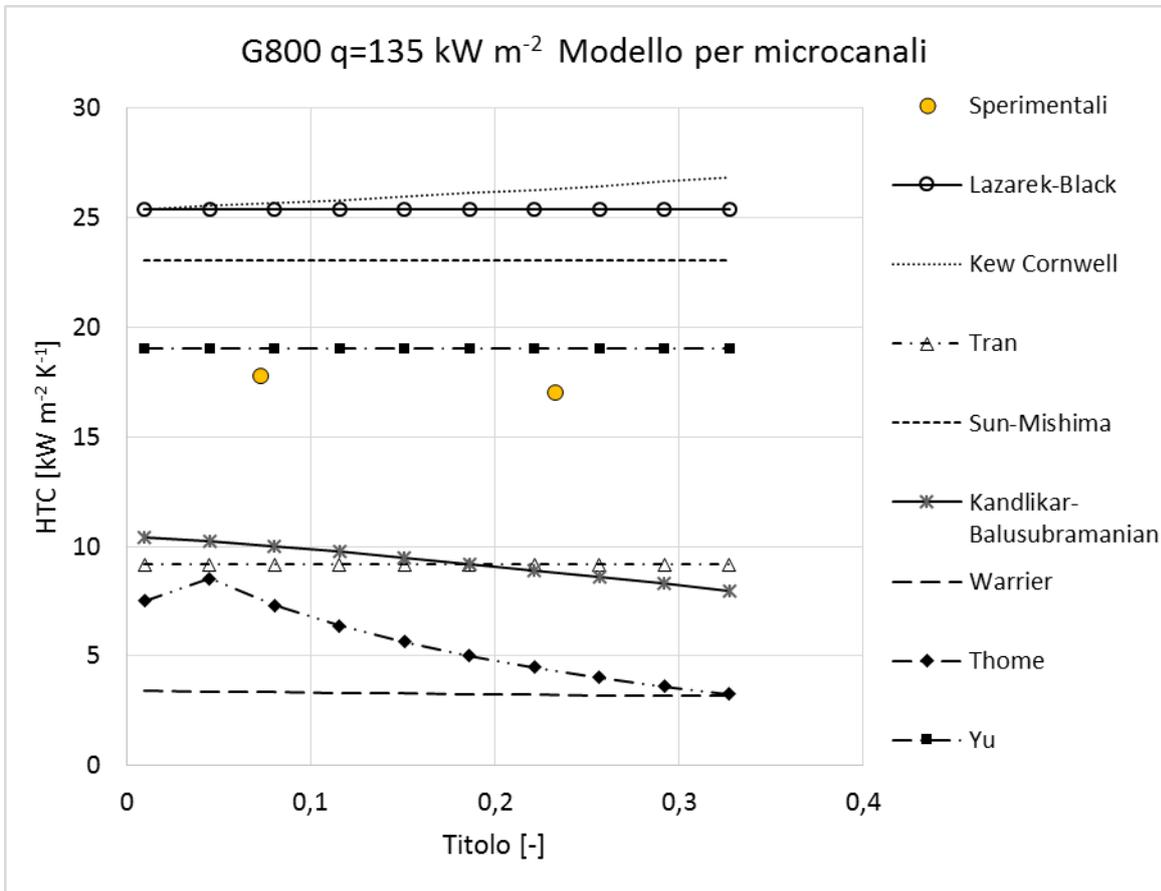
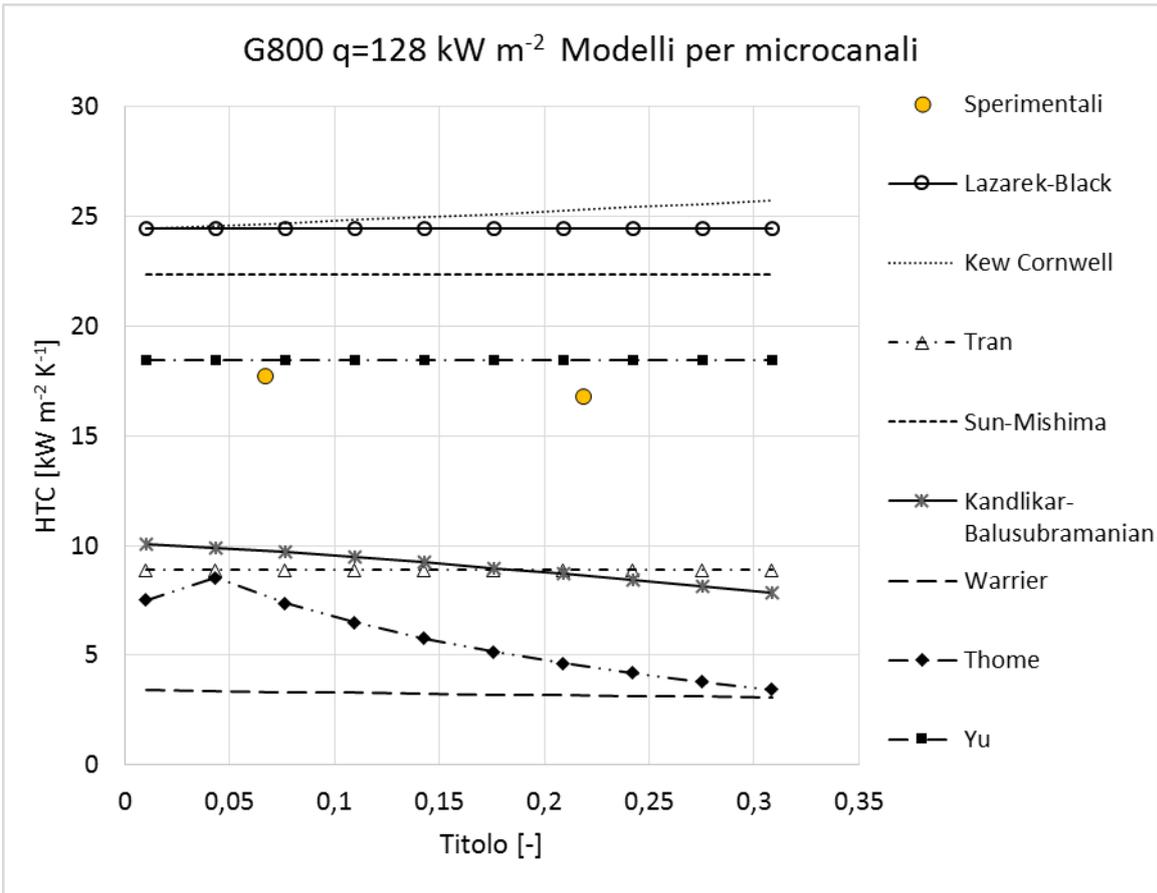
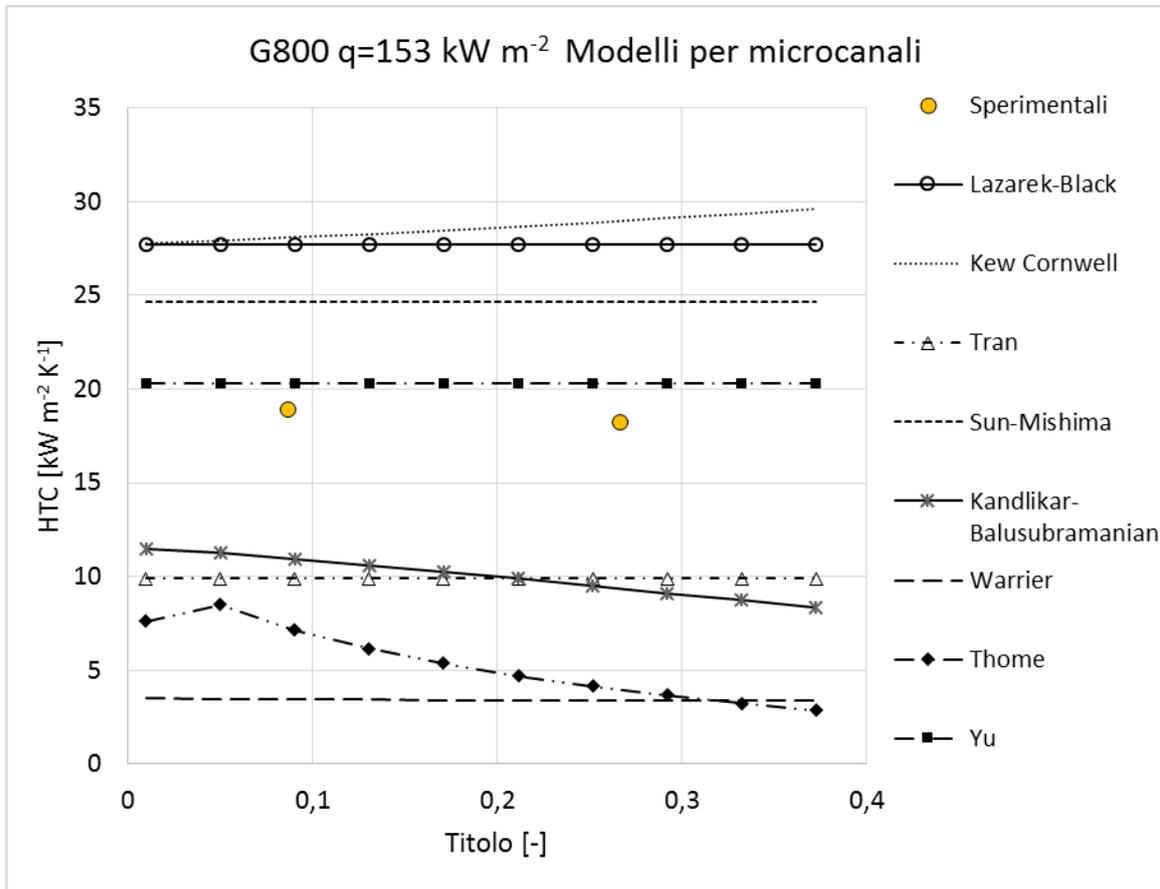
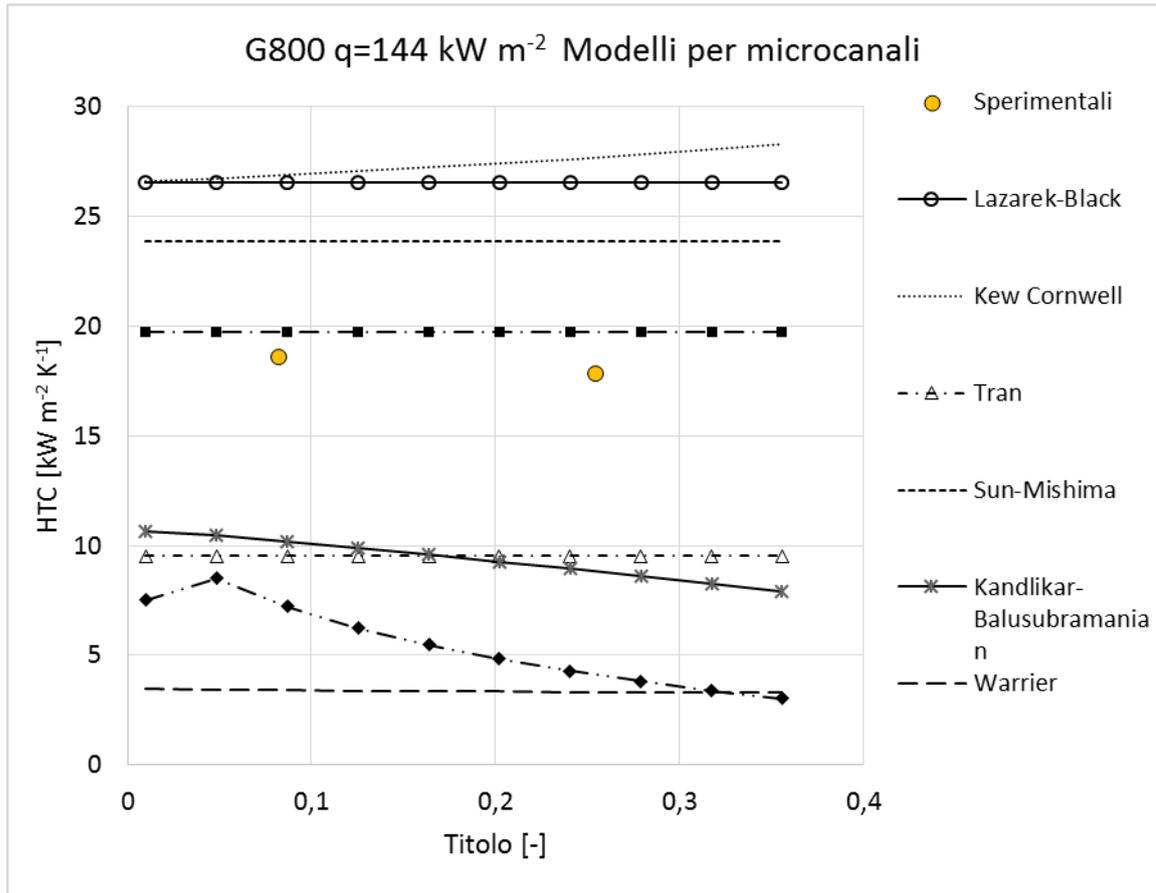


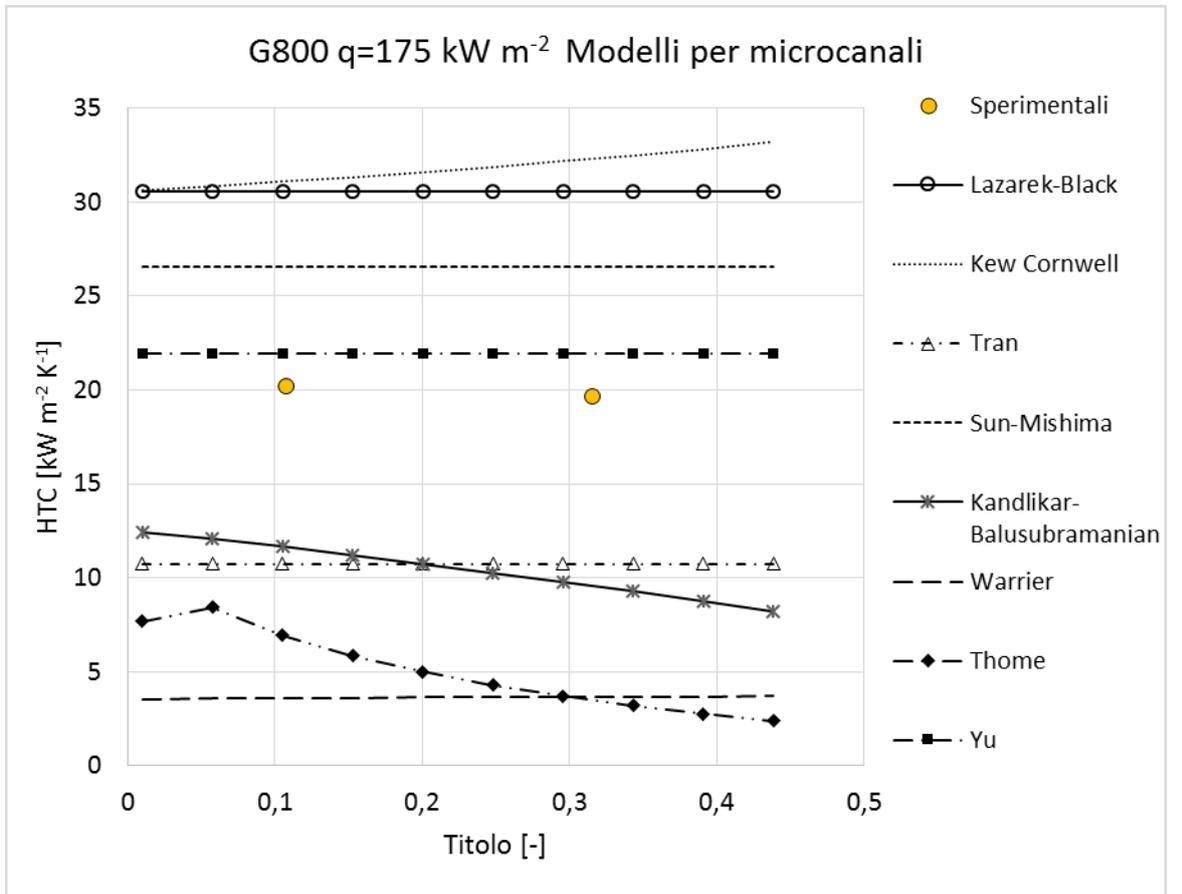
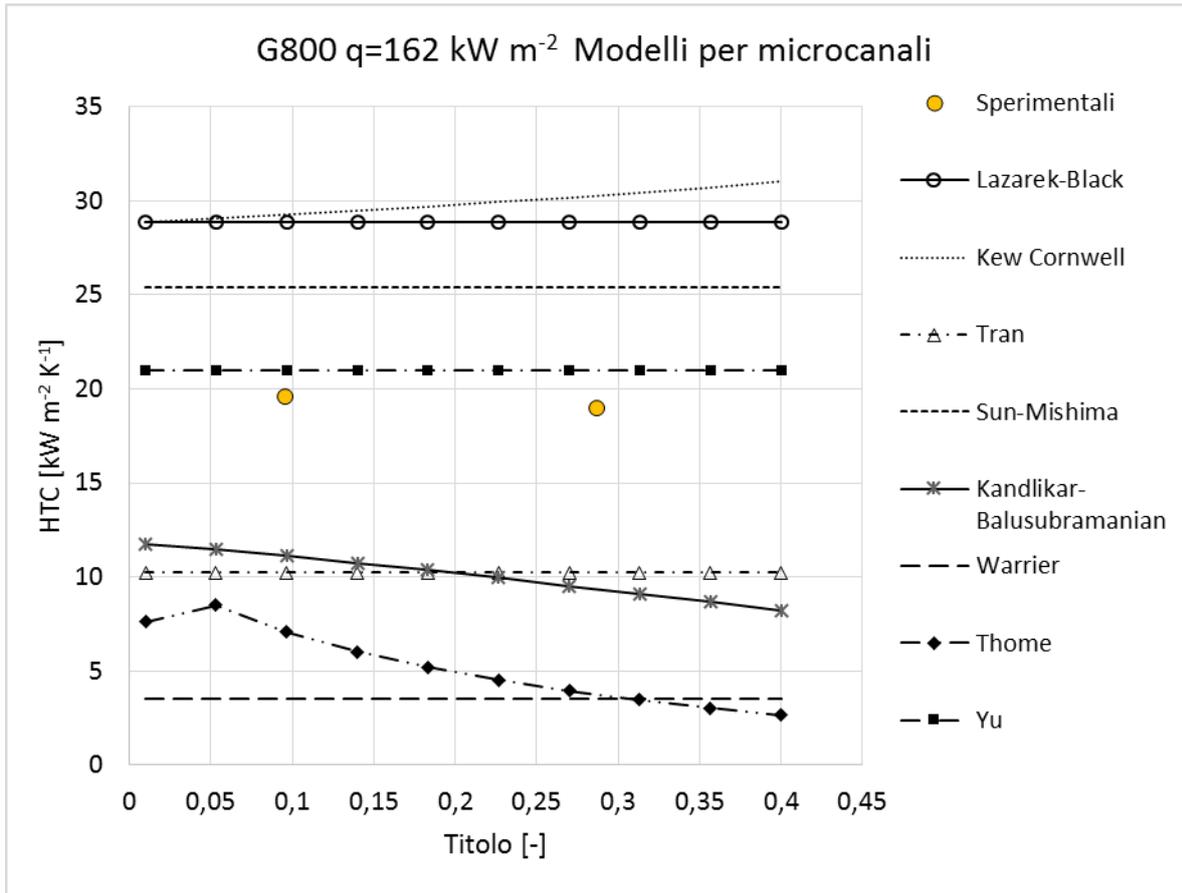
Figura 8.2 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per canali convenzionali $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

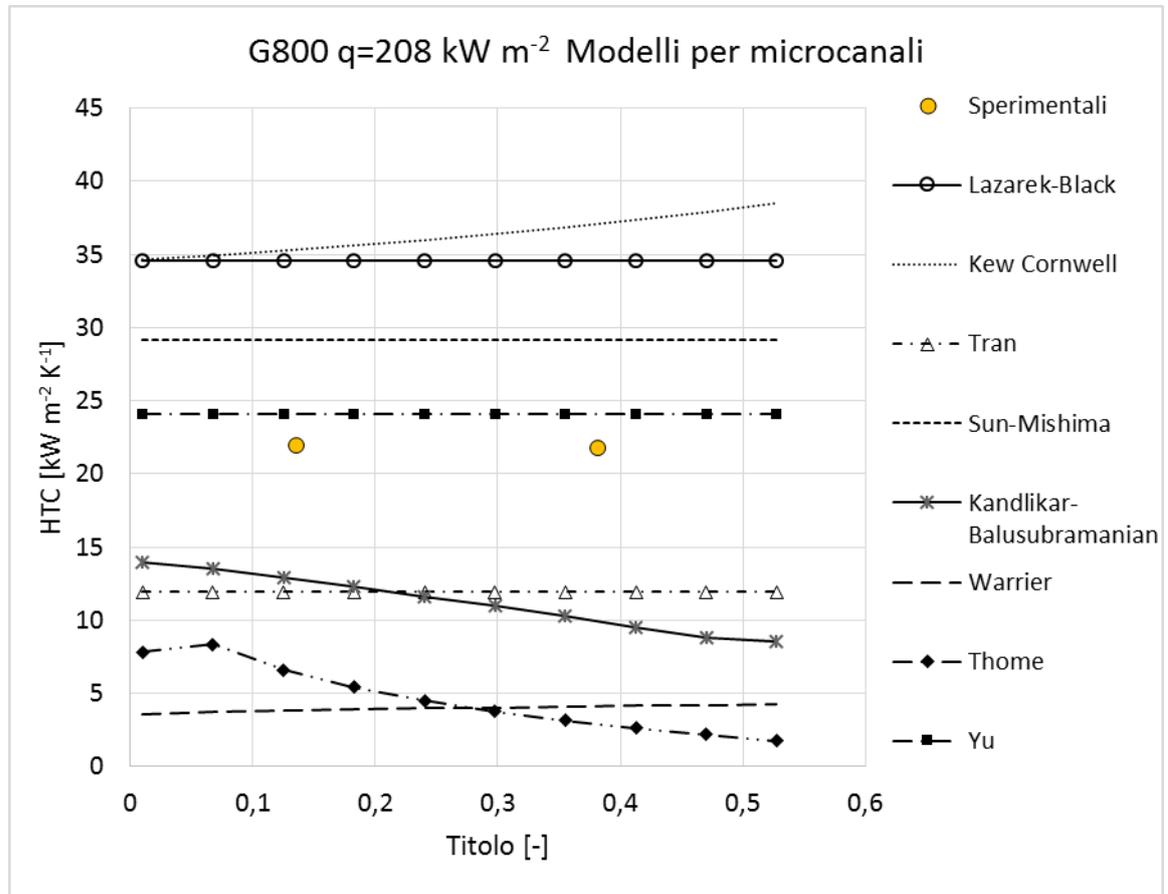
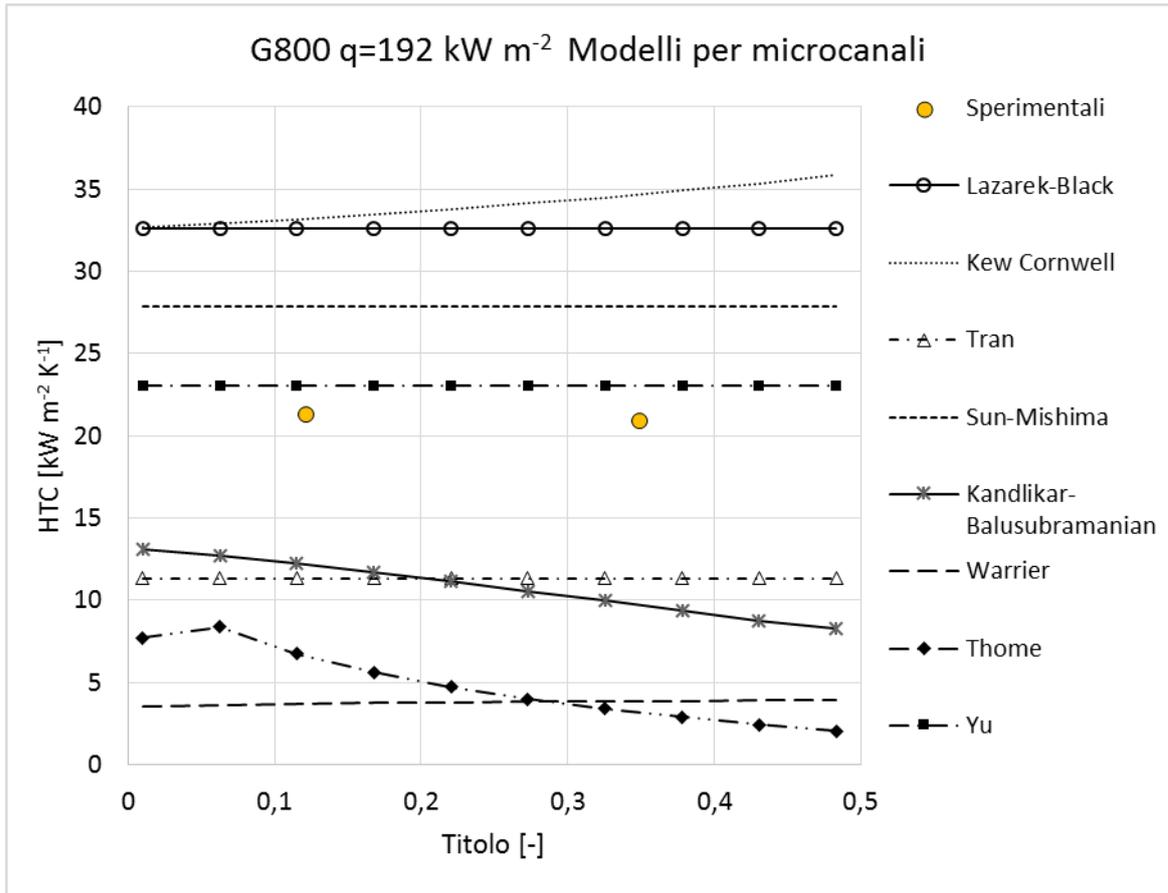
8.2 Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

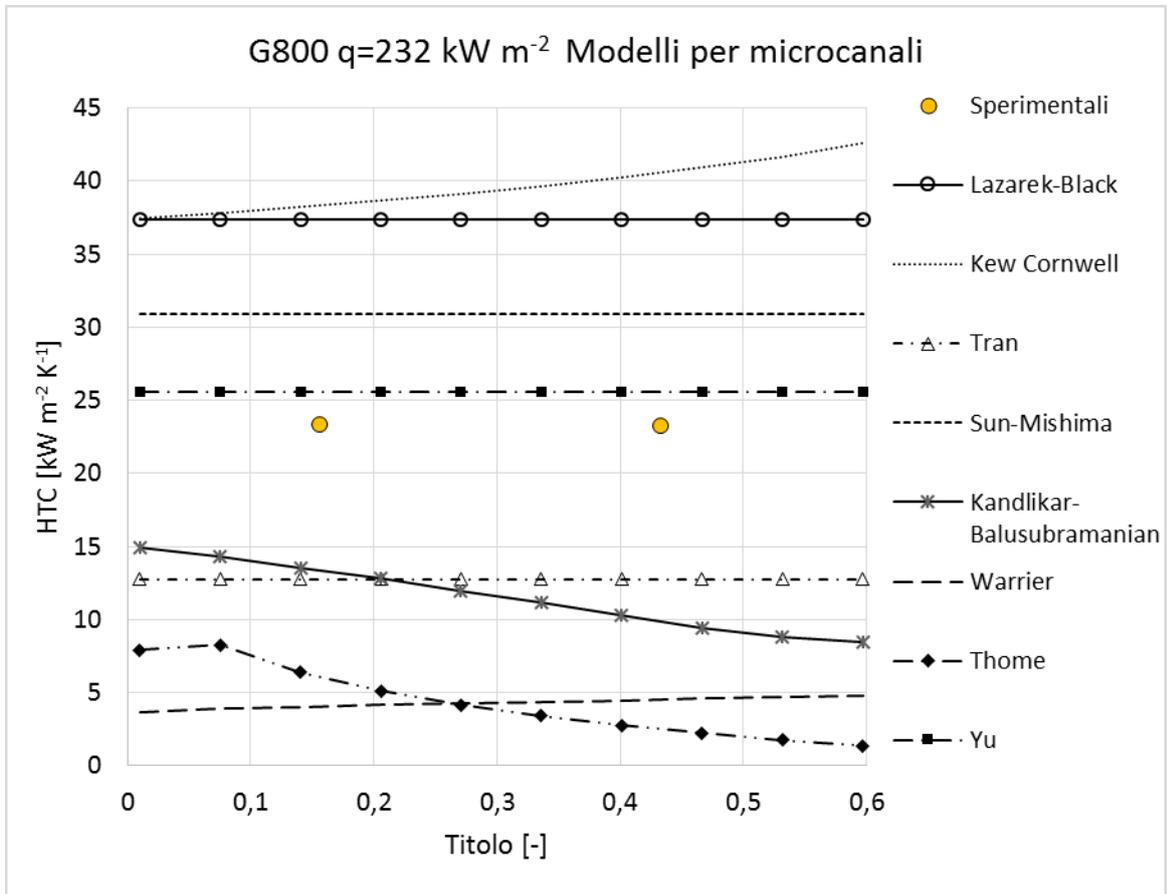
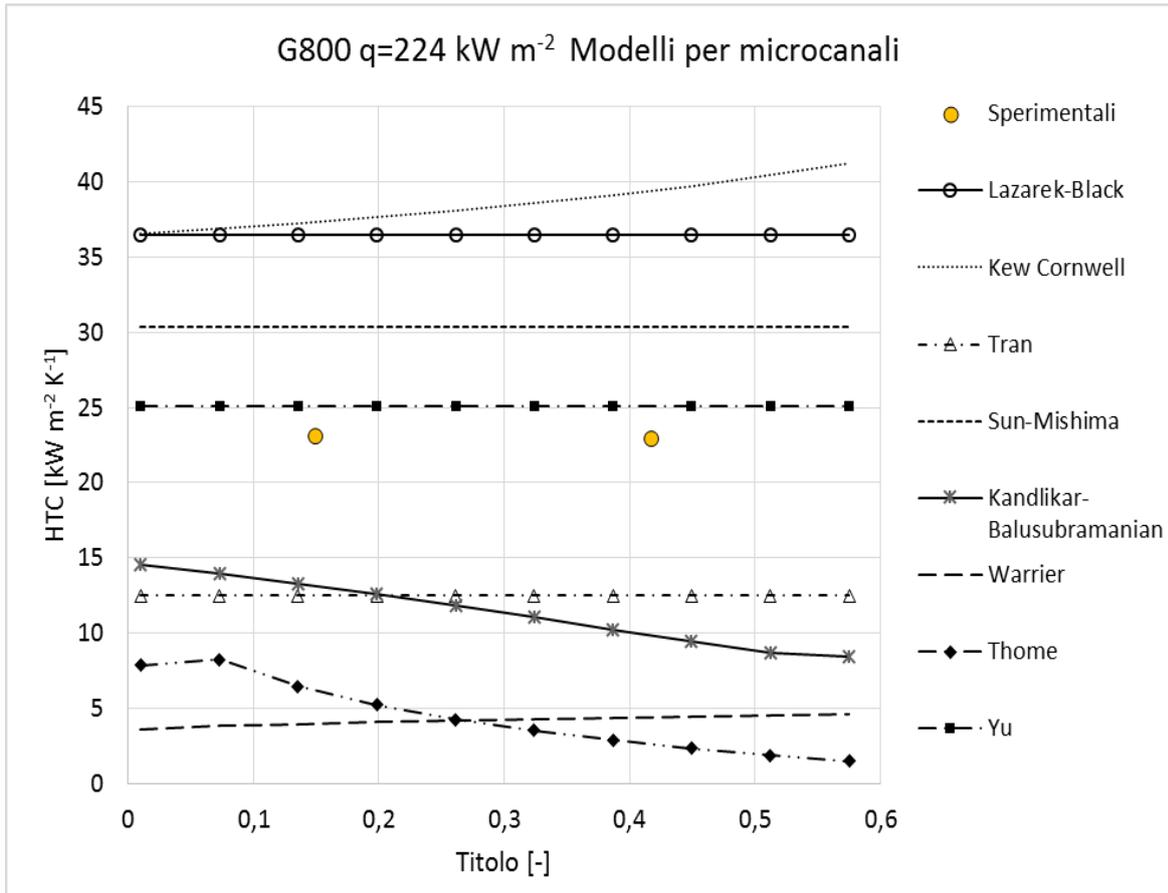












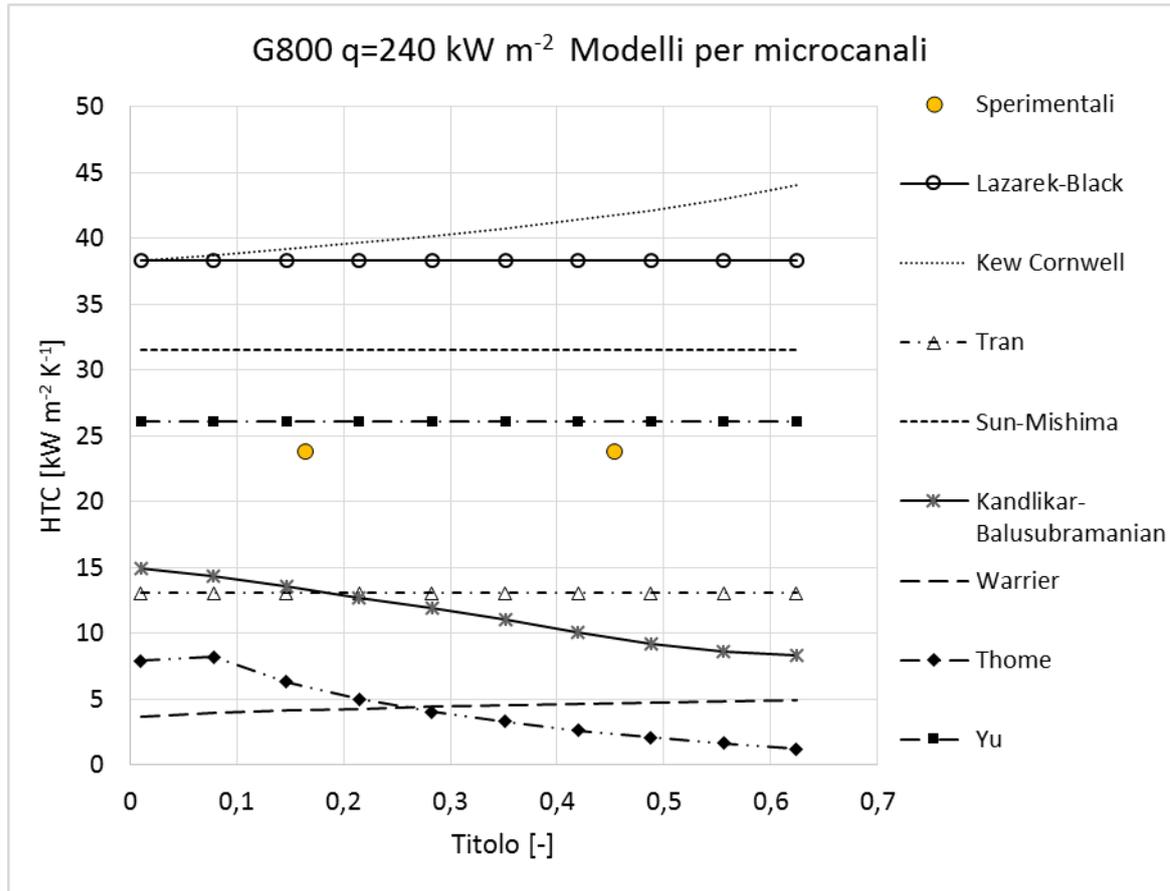
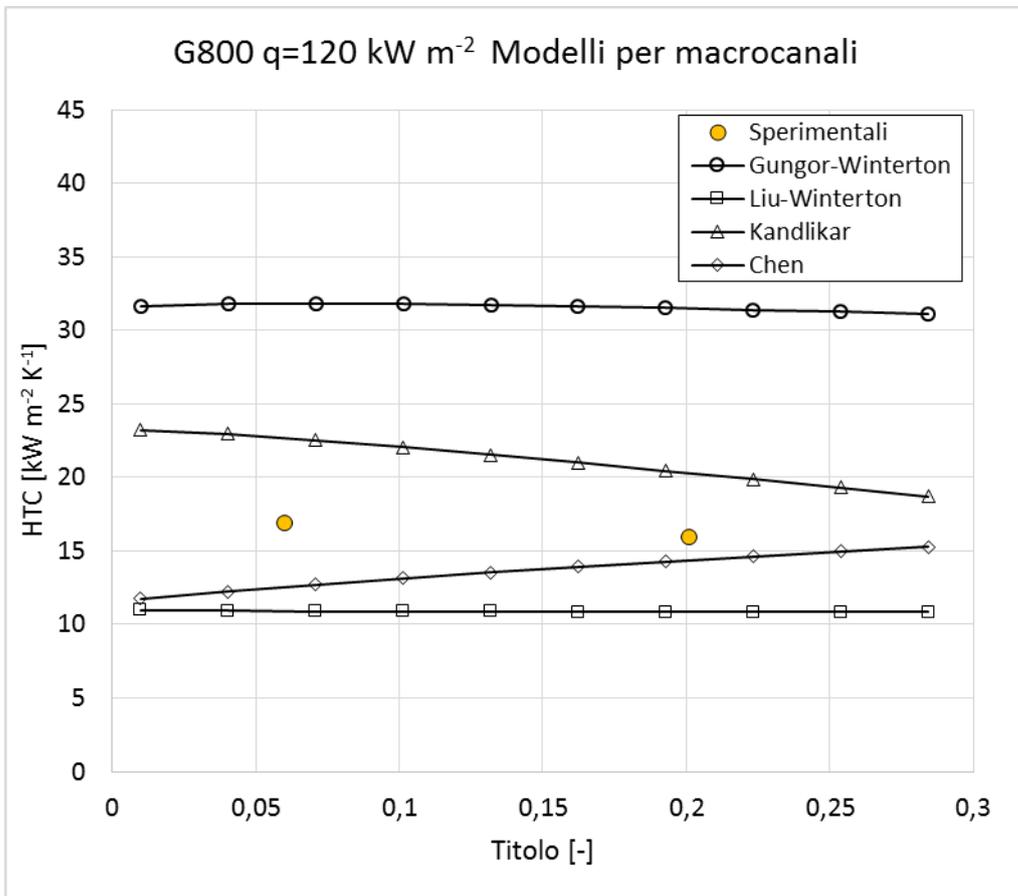
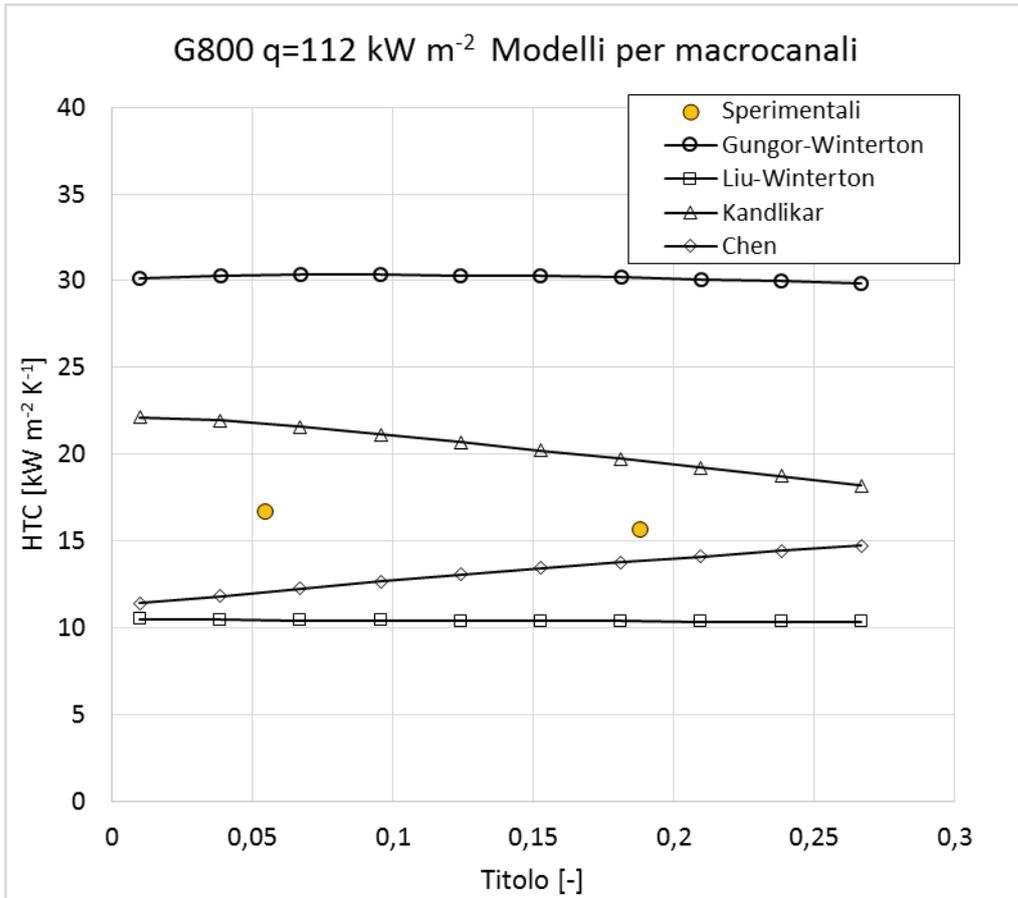
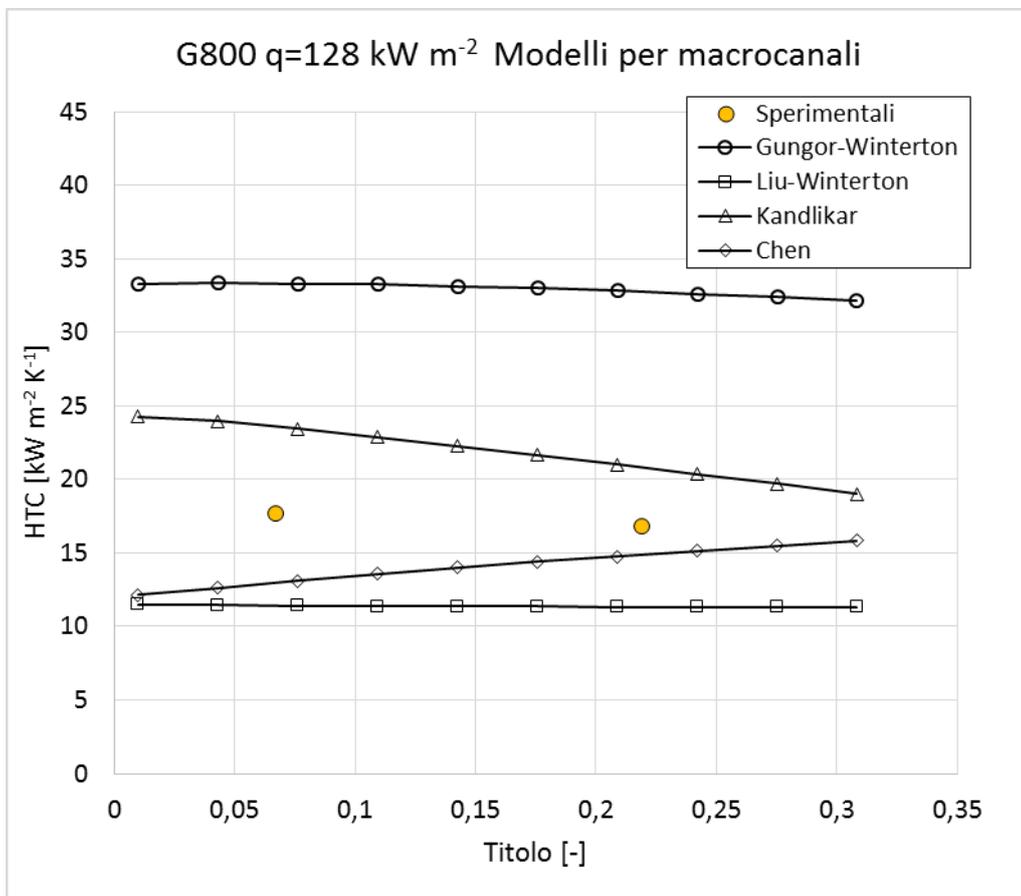
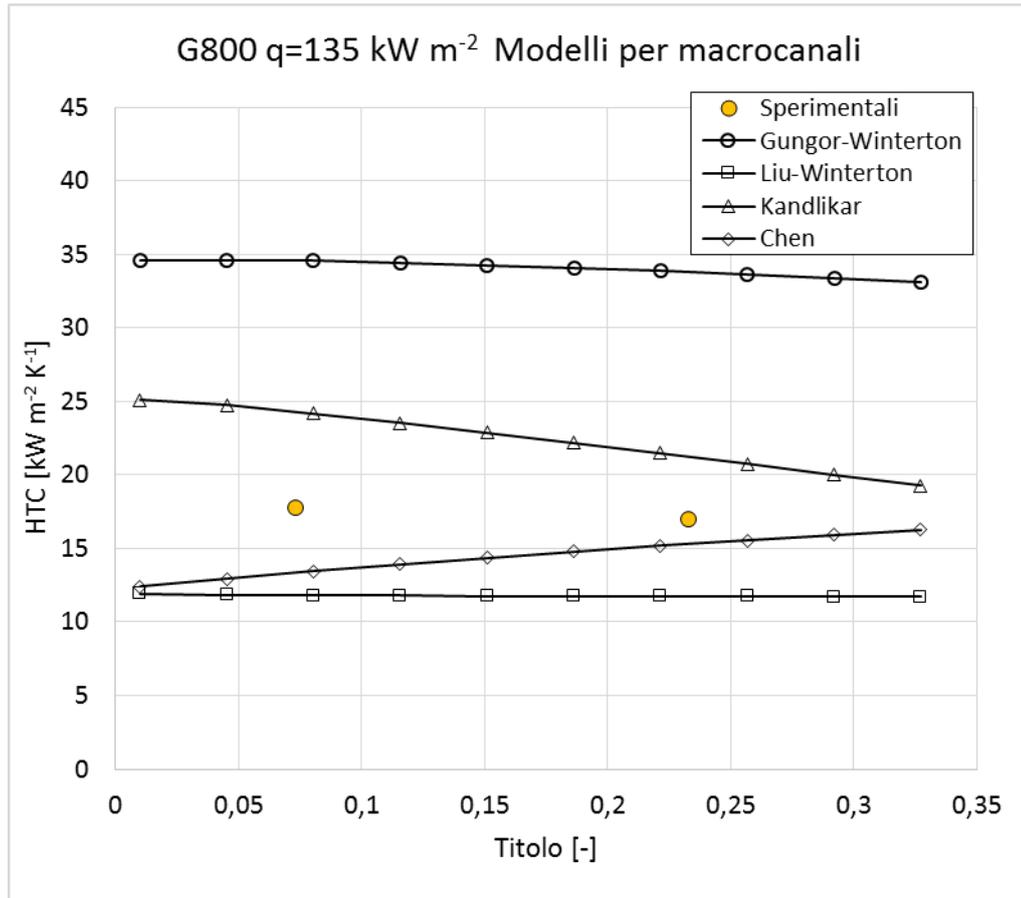
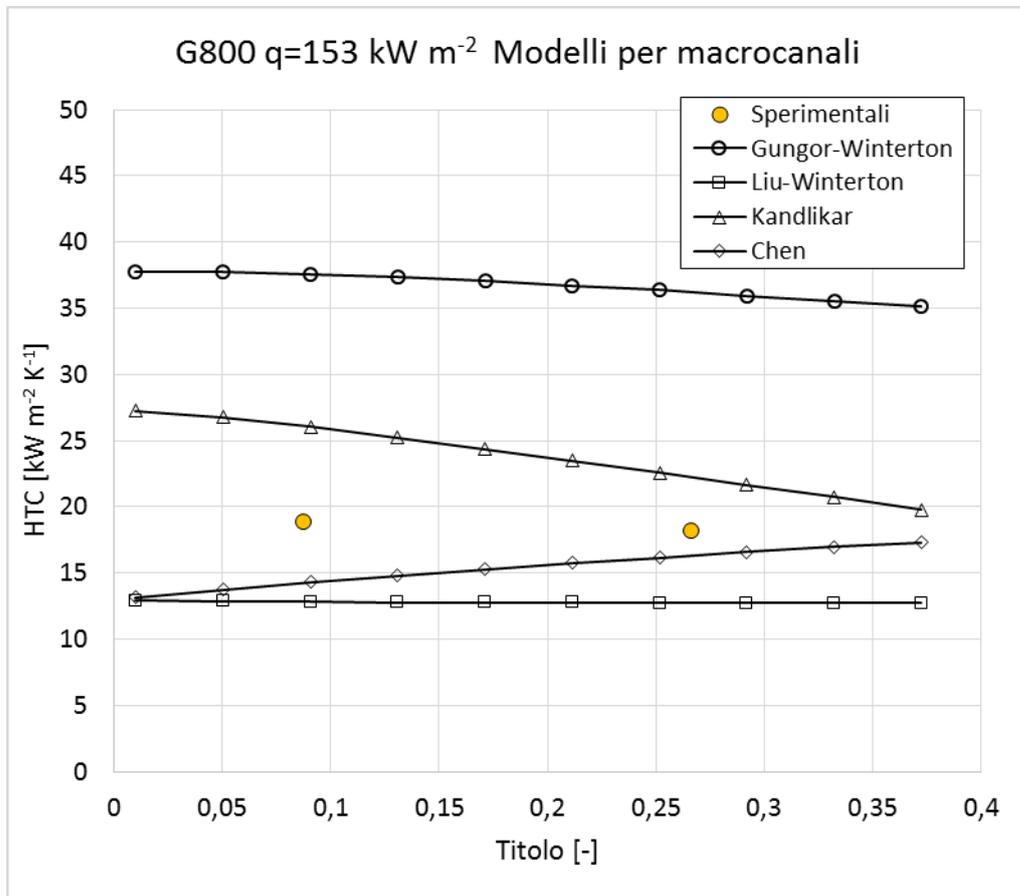
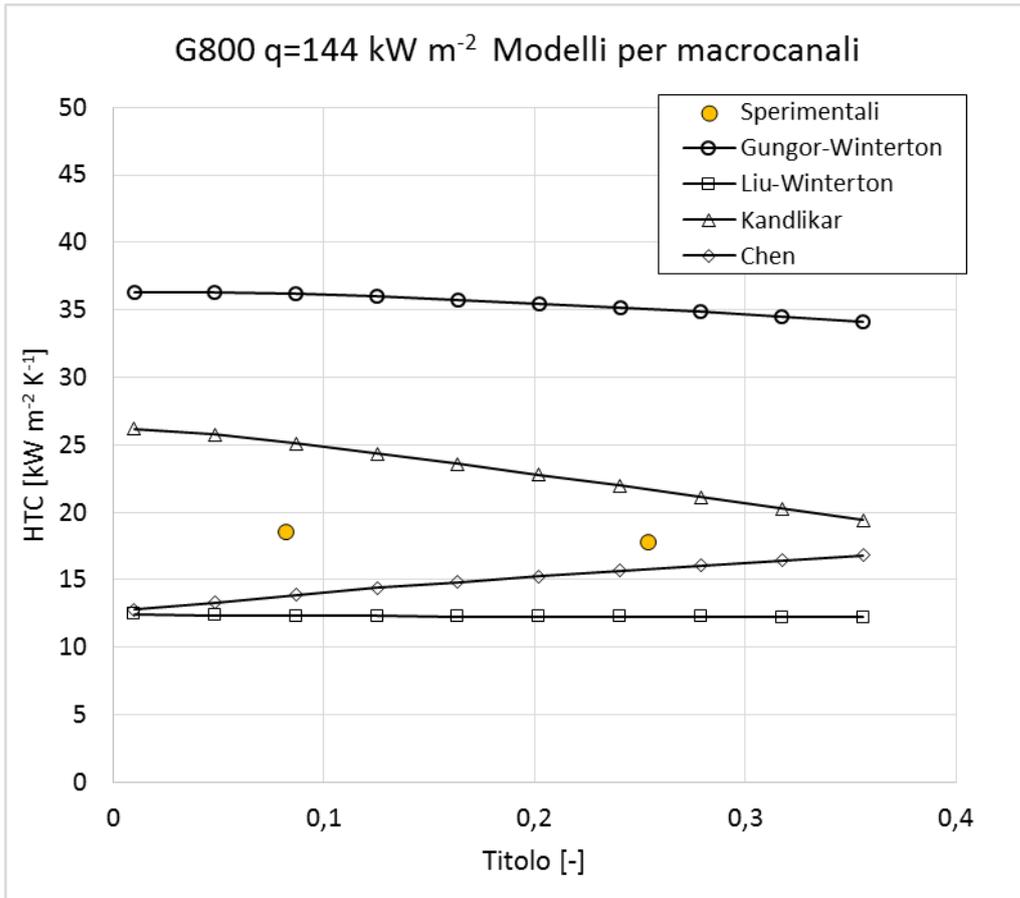
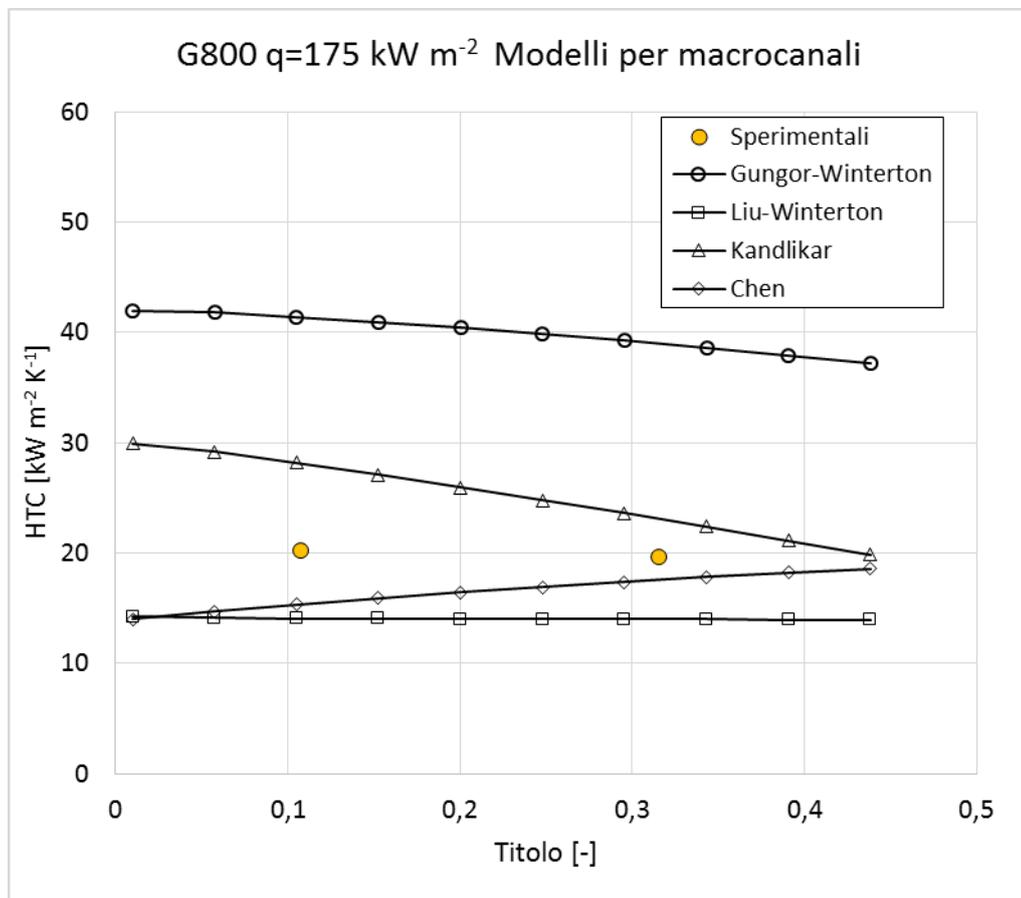
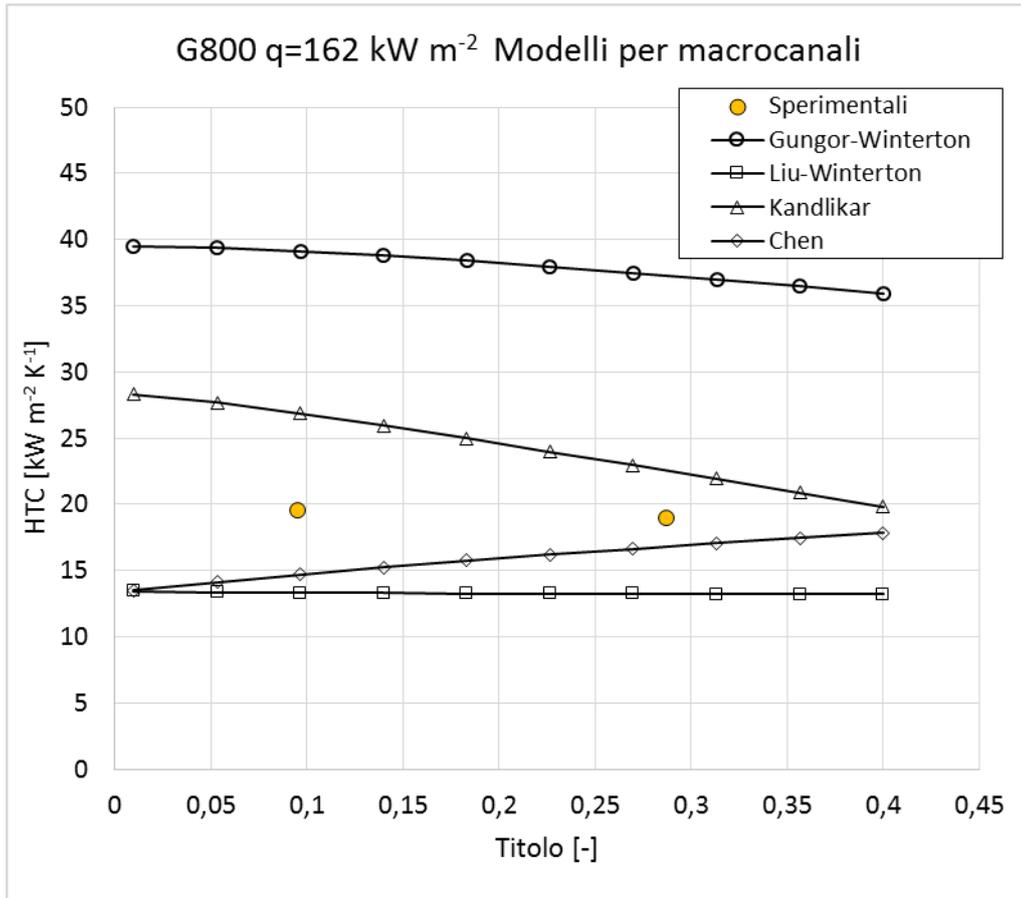


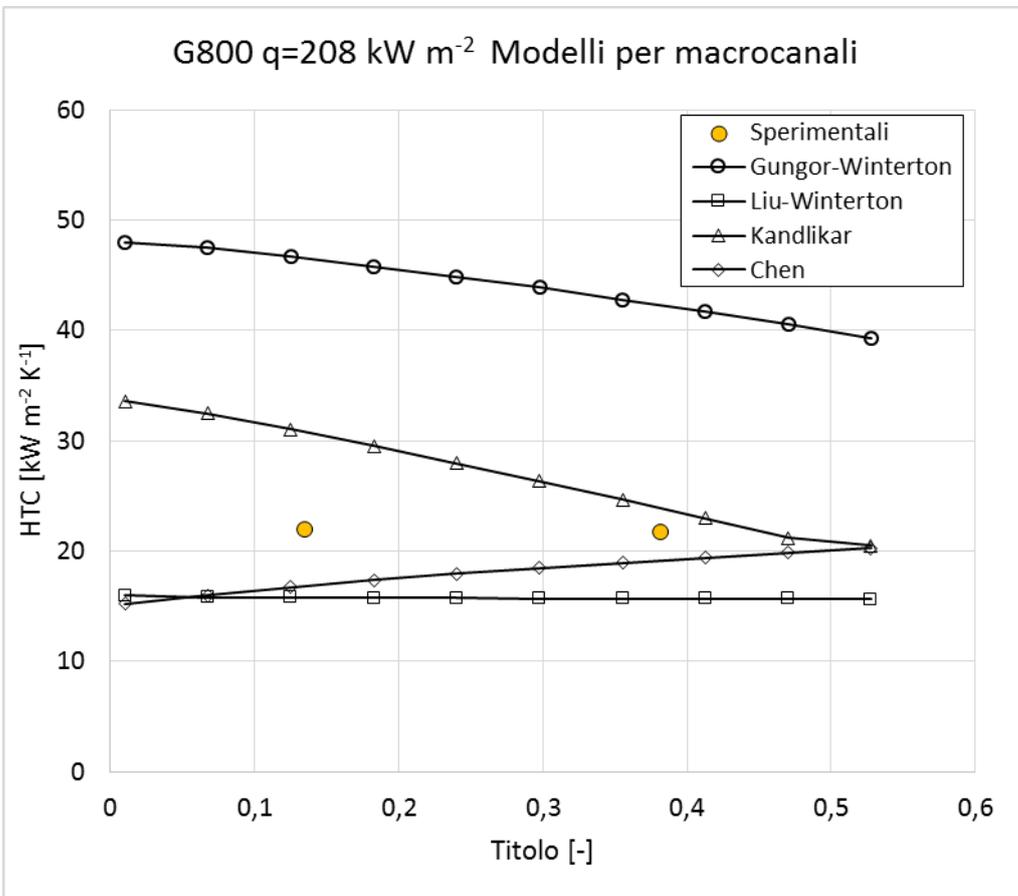
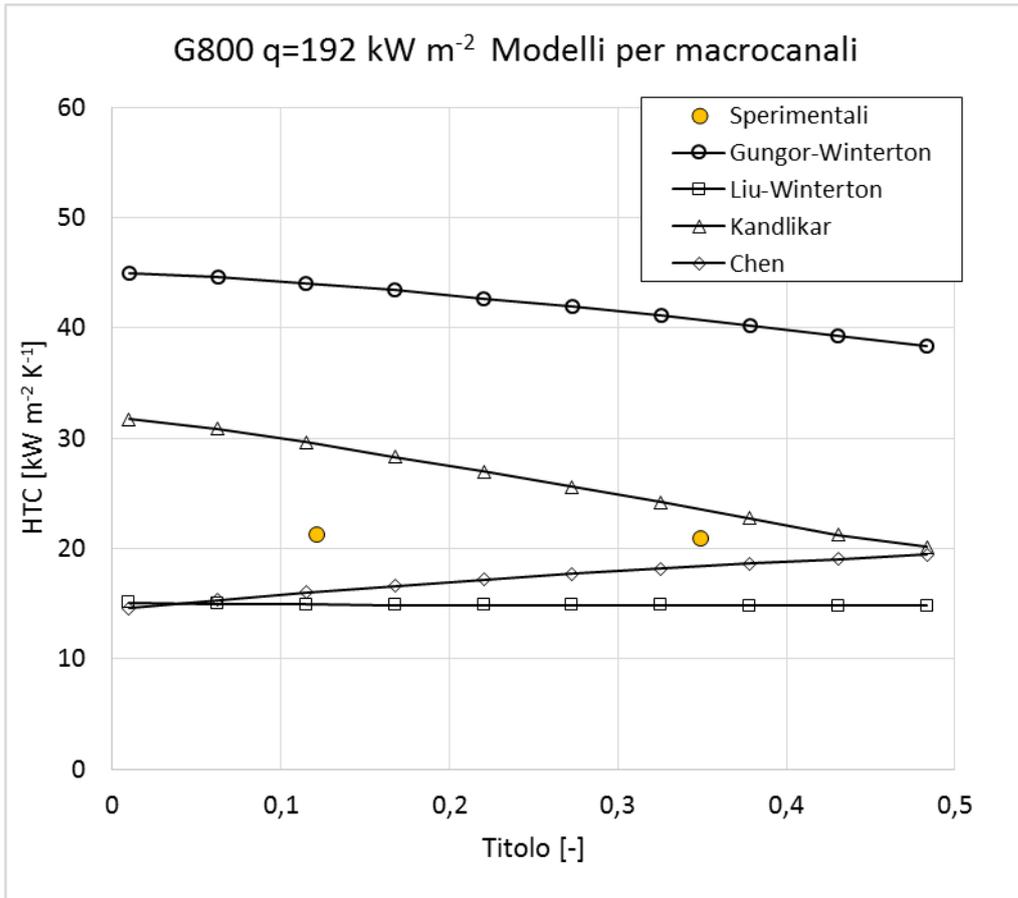
Figura 8.3 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per microcanali $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

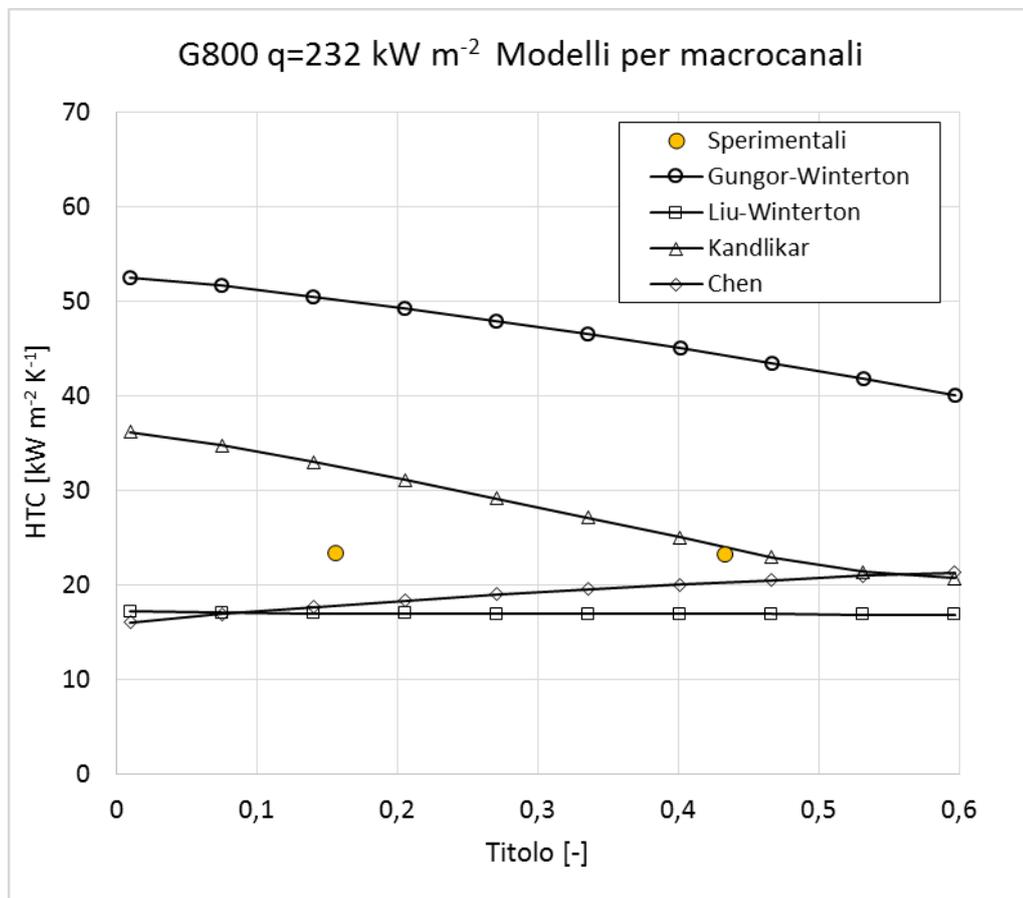
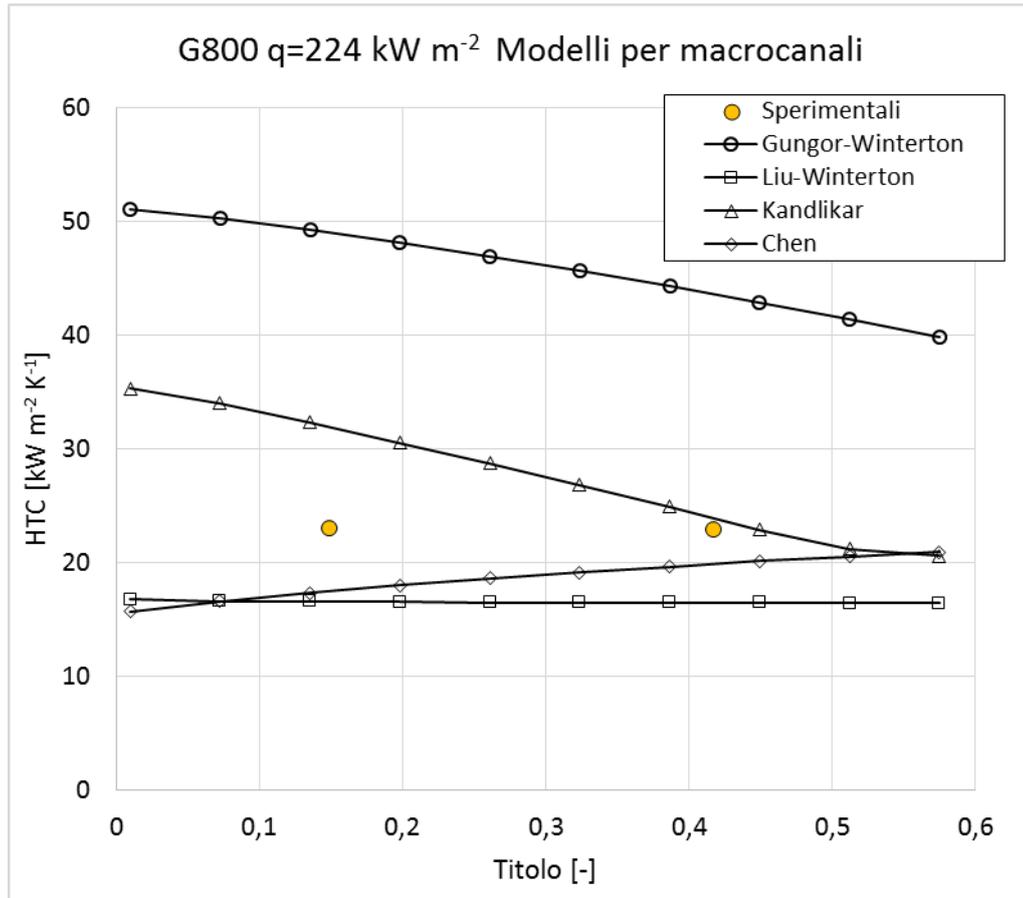












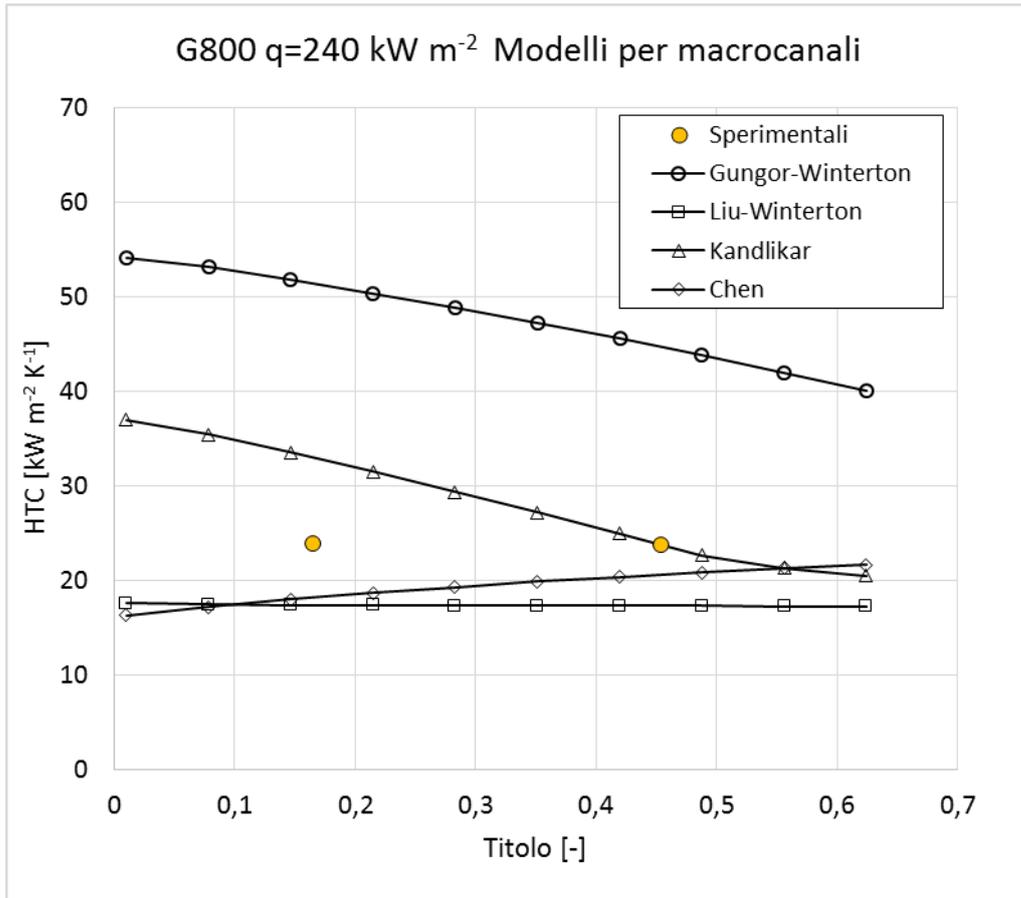
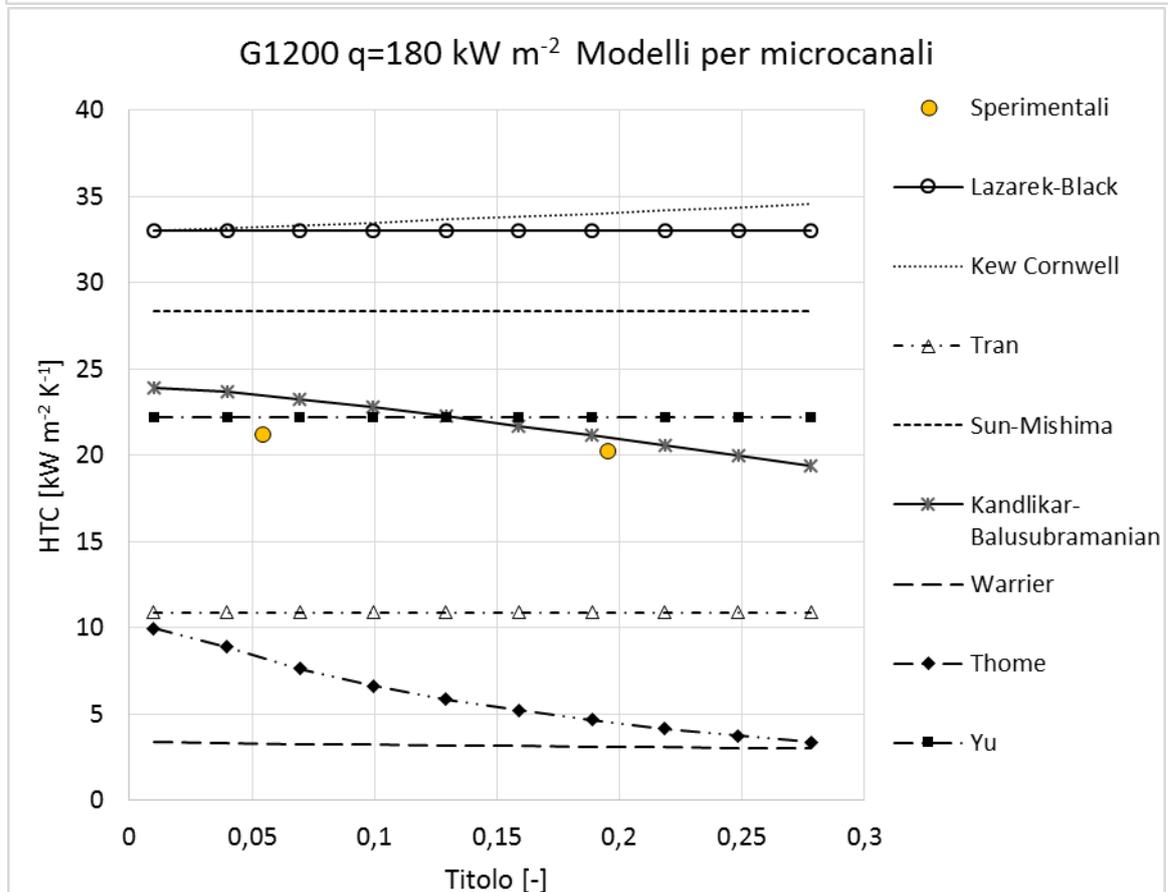
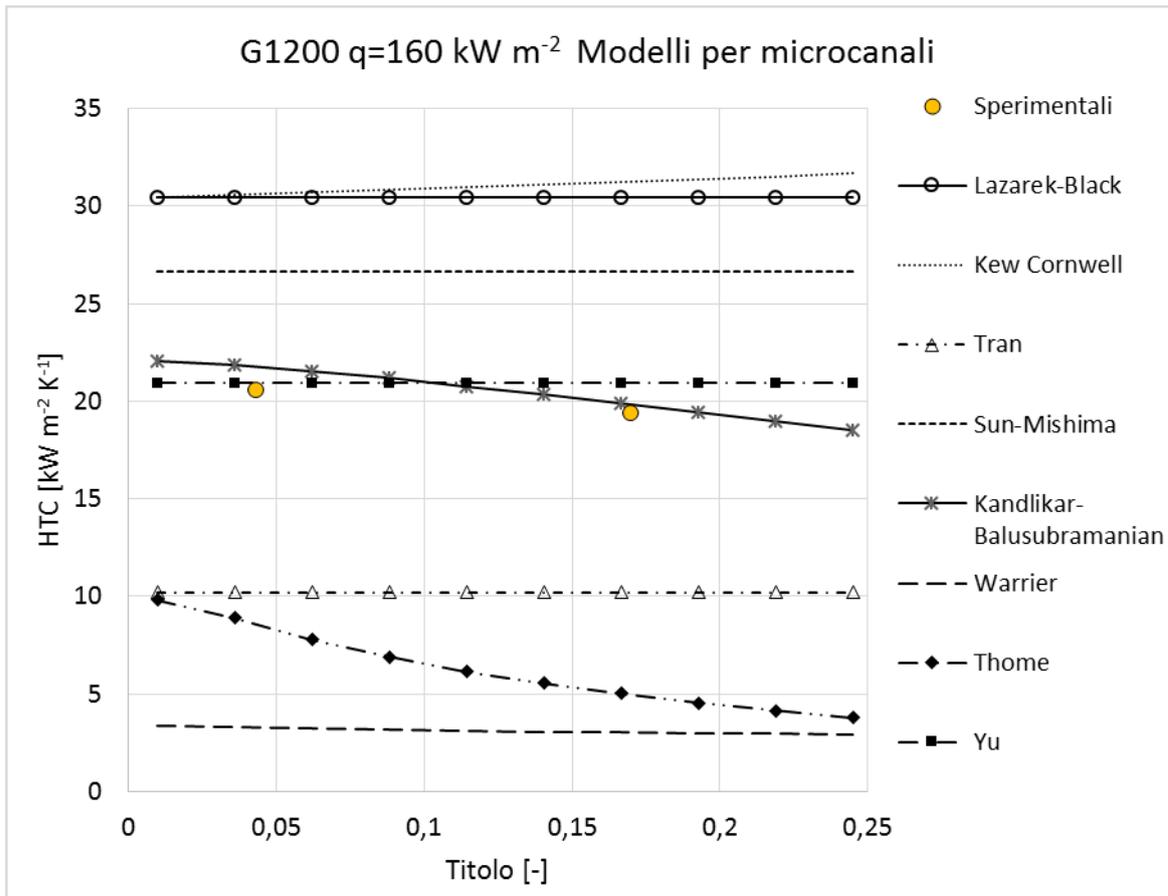
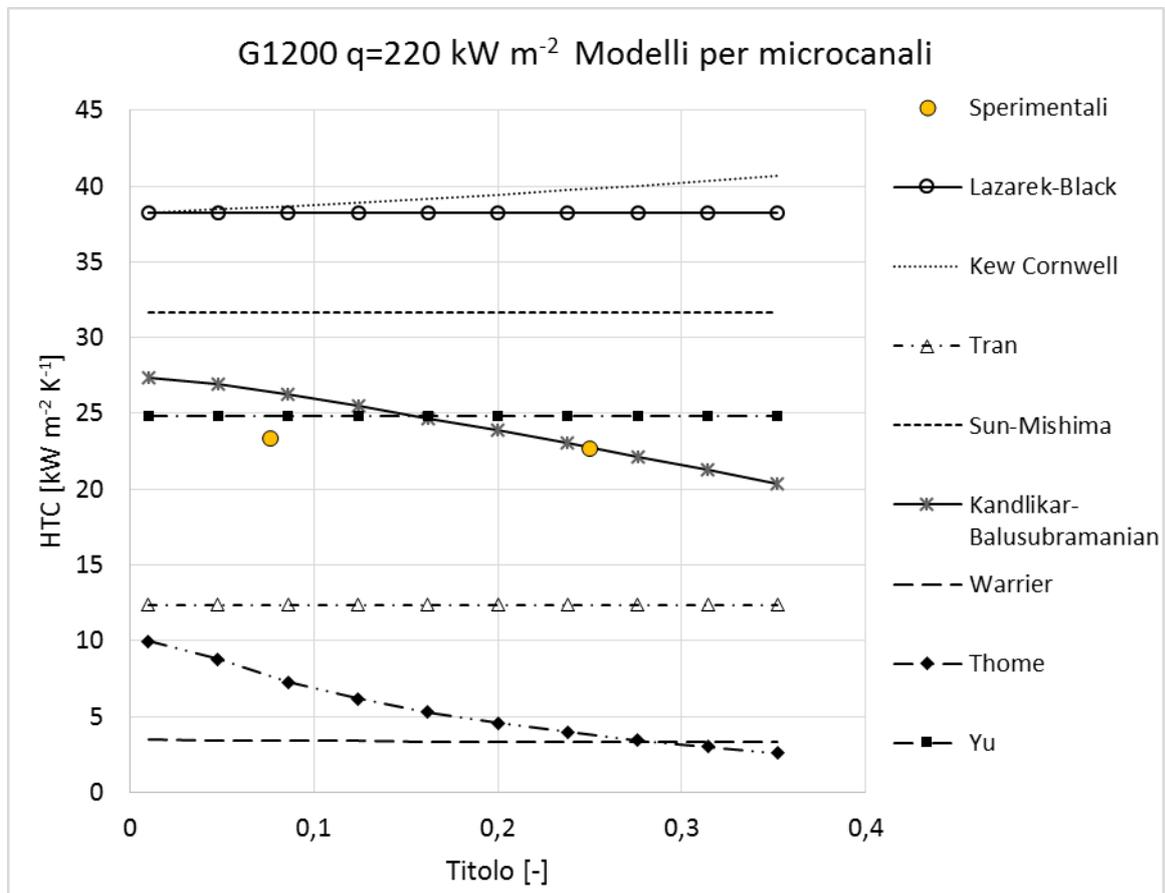
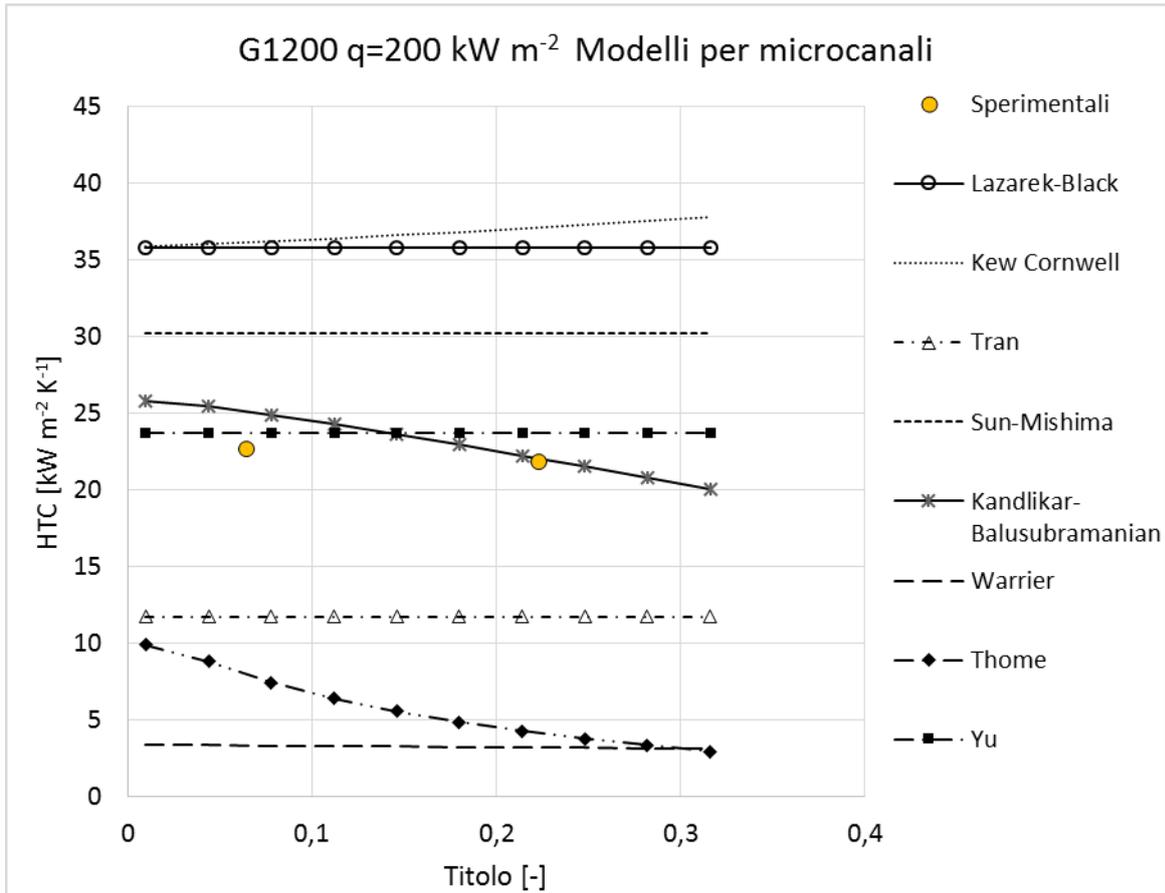
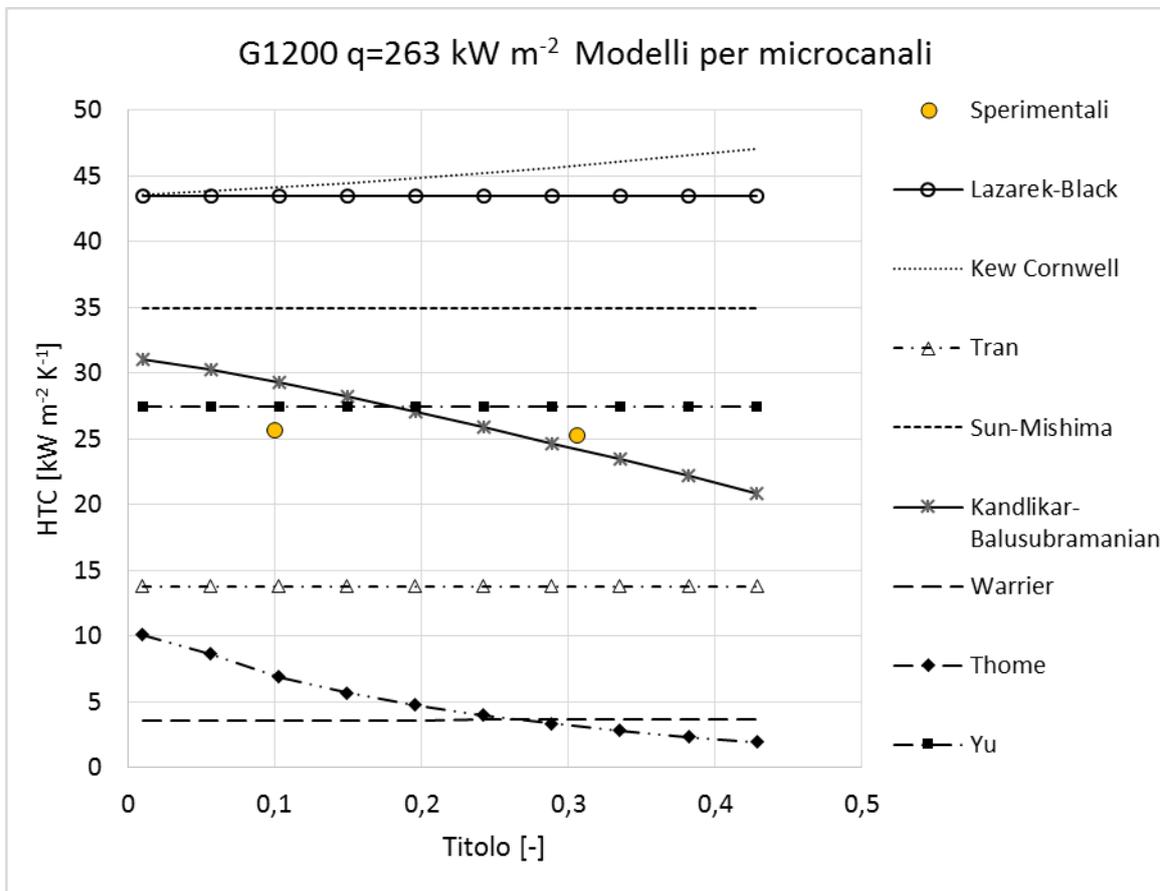
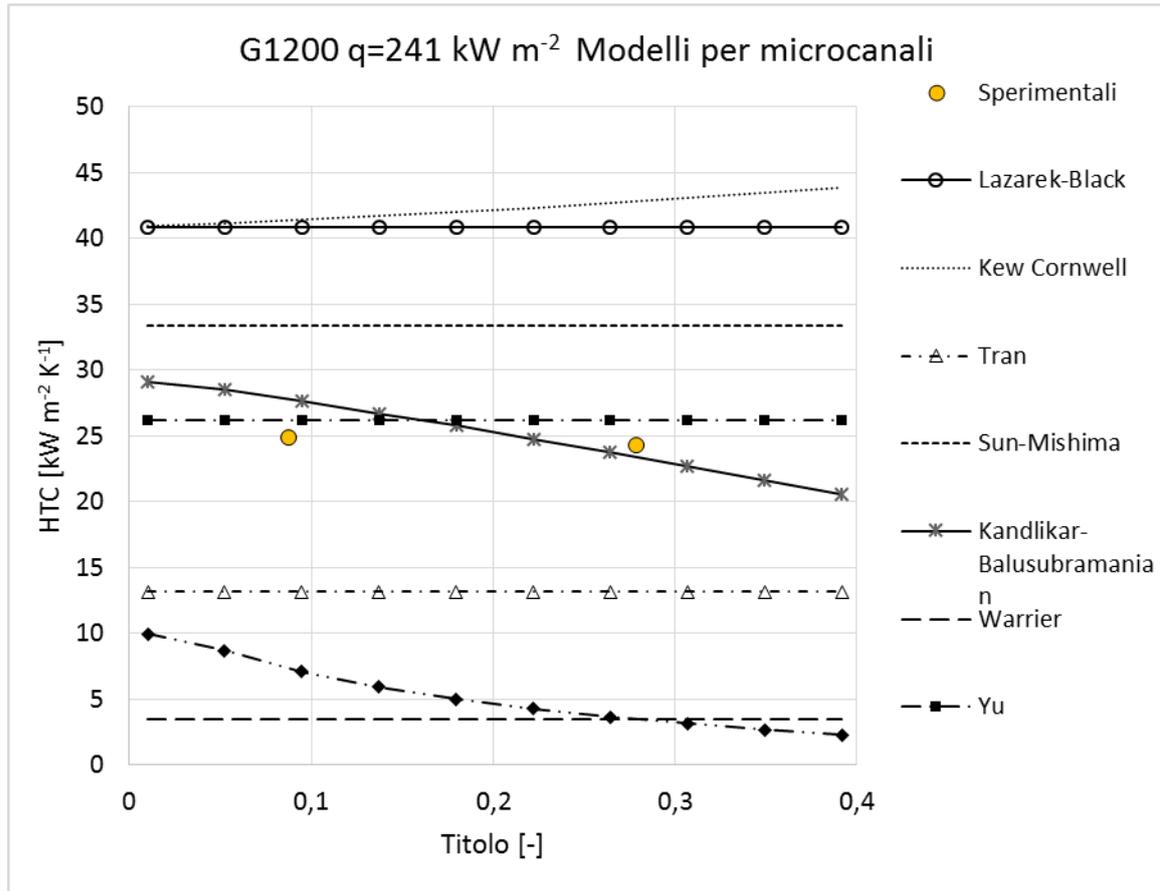


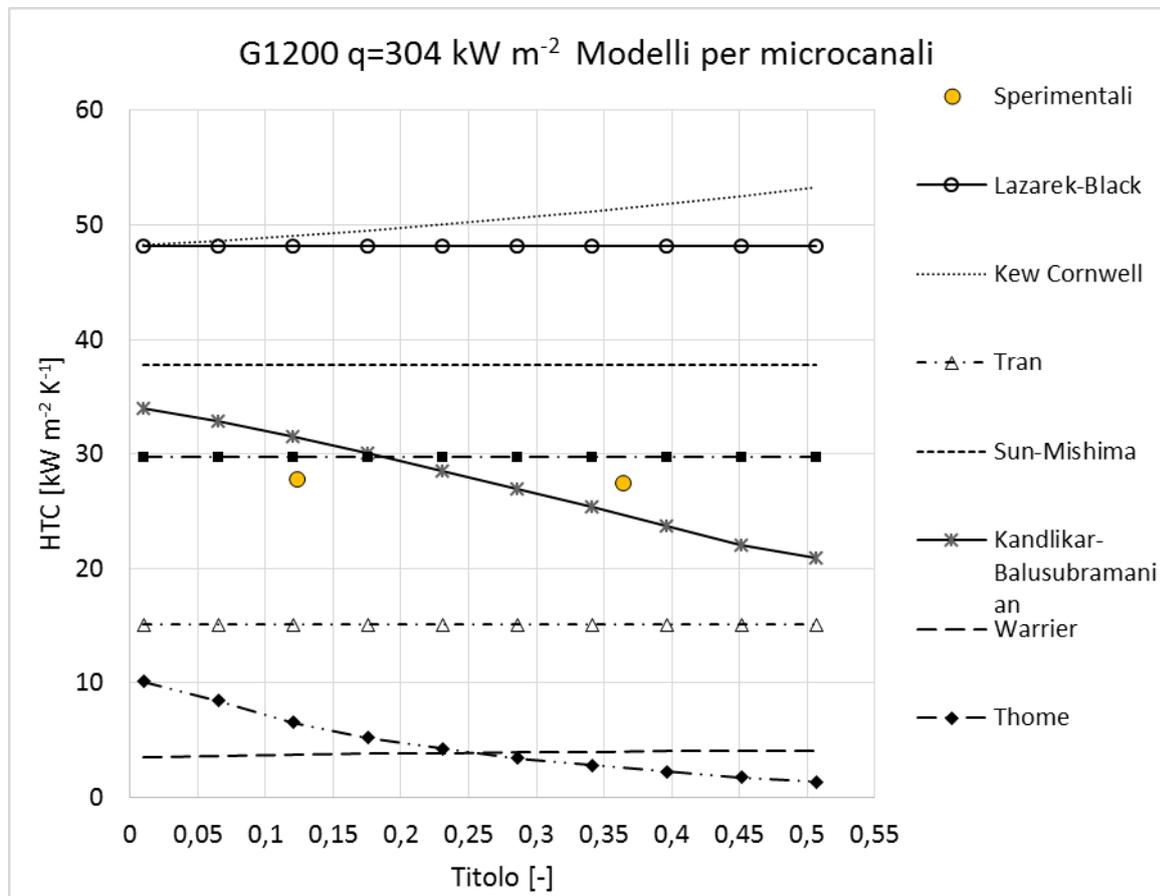
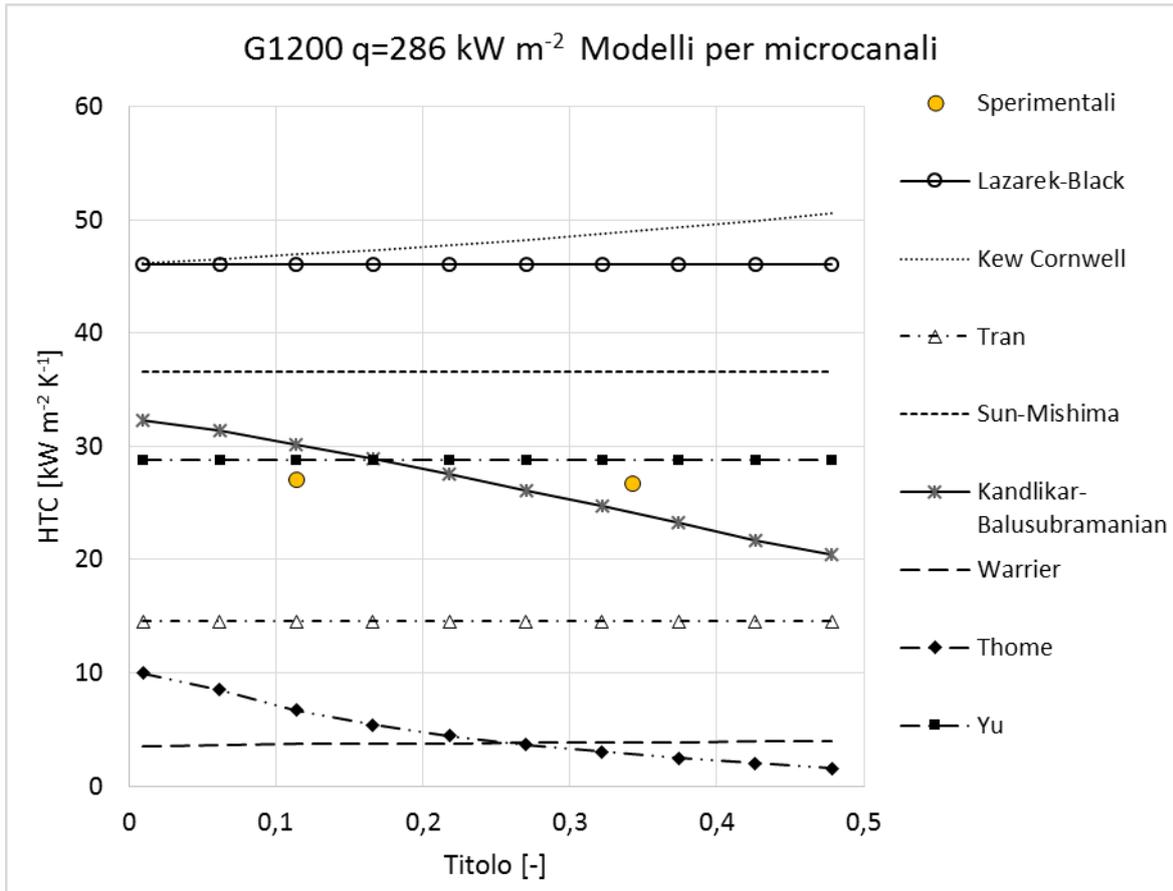
Figura 8.4 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per canali convenzionali $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

8.3 Risultati per $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$









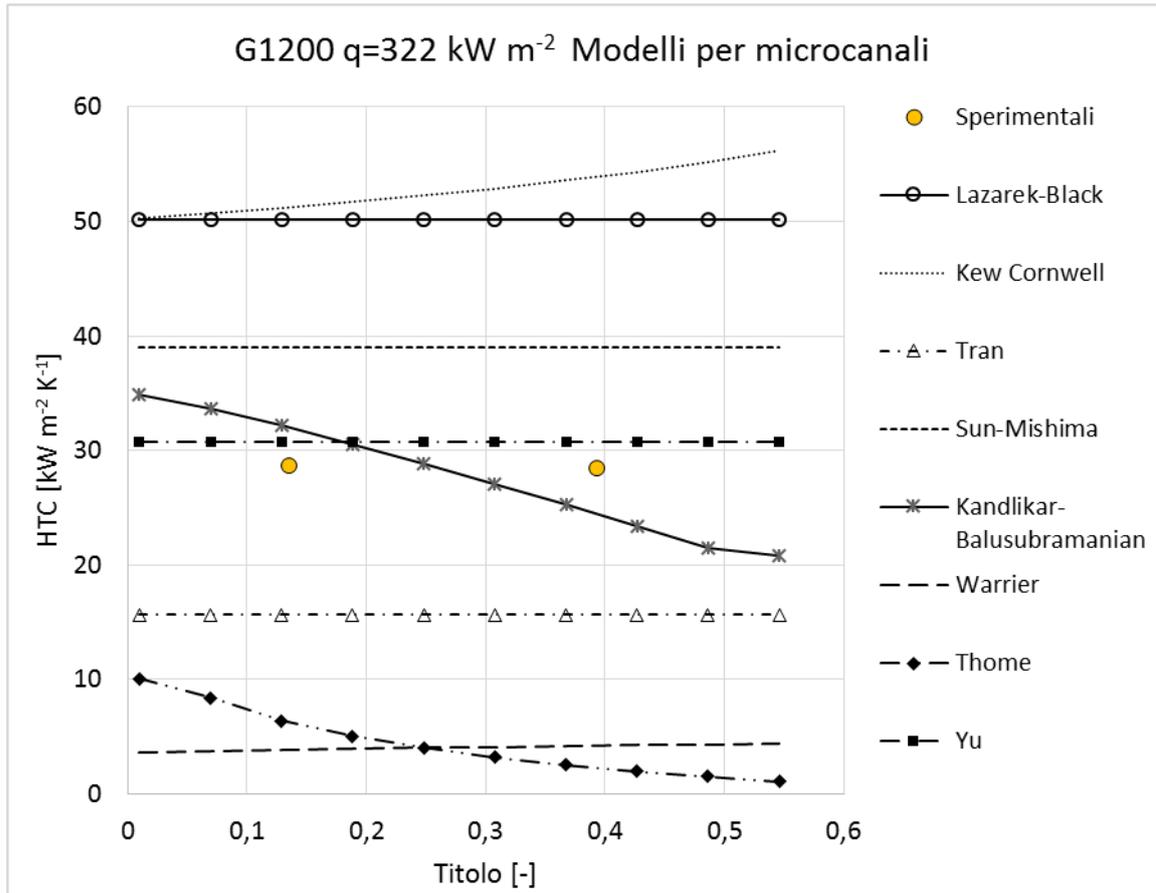
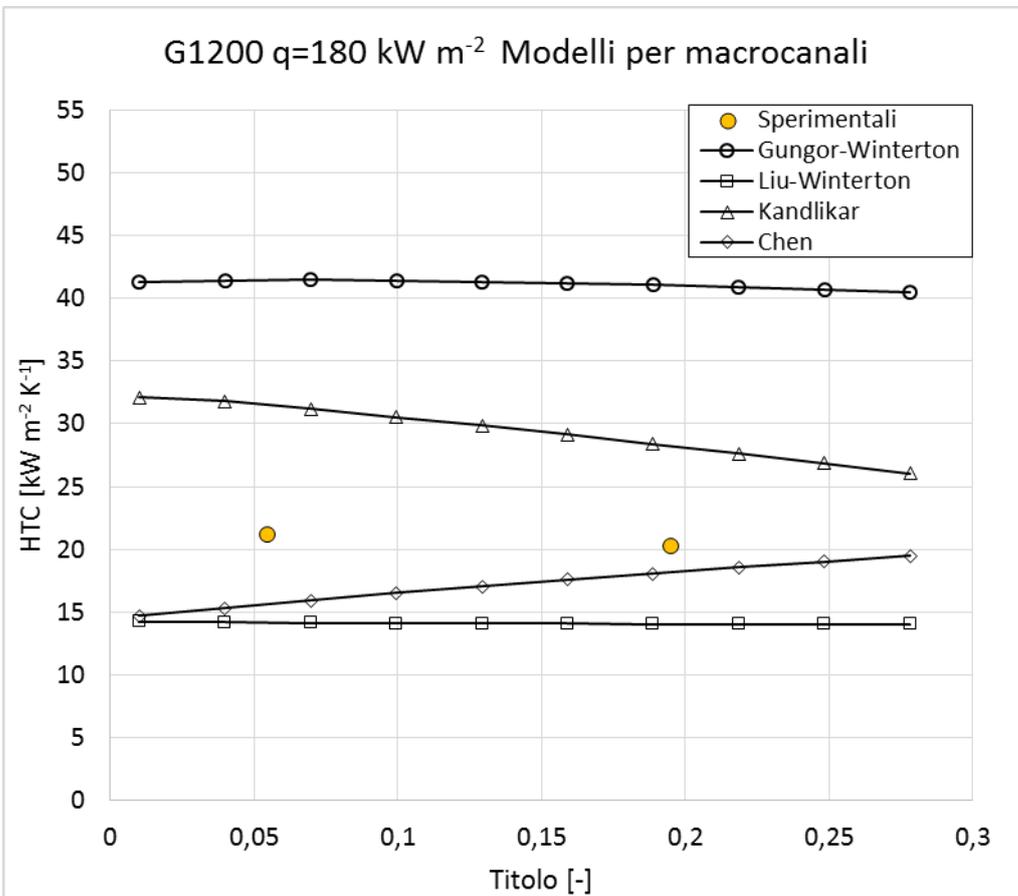
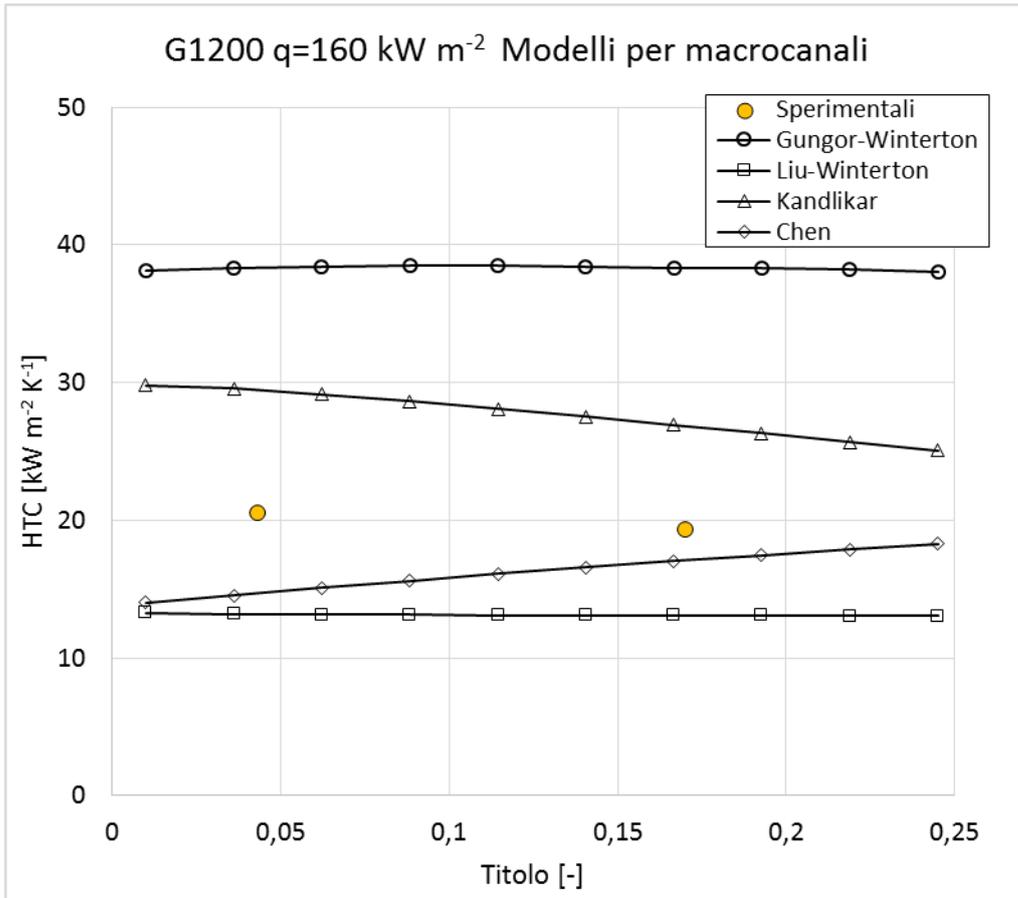
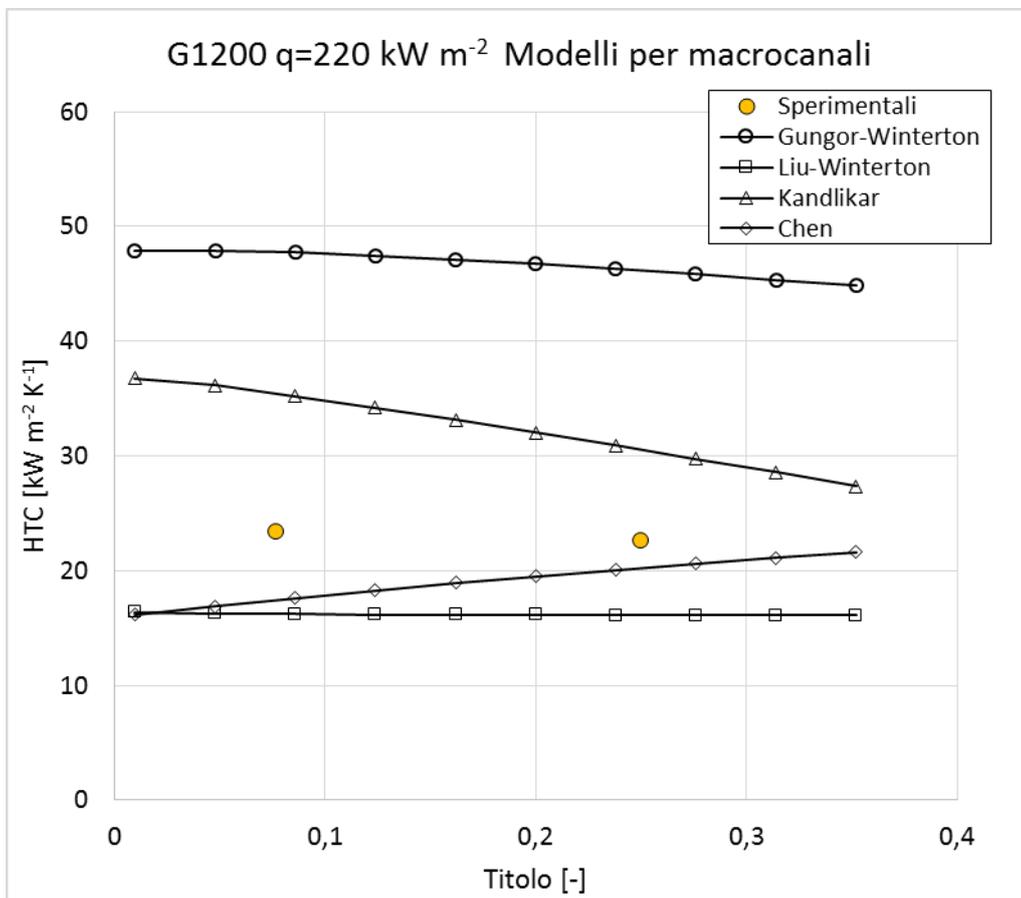
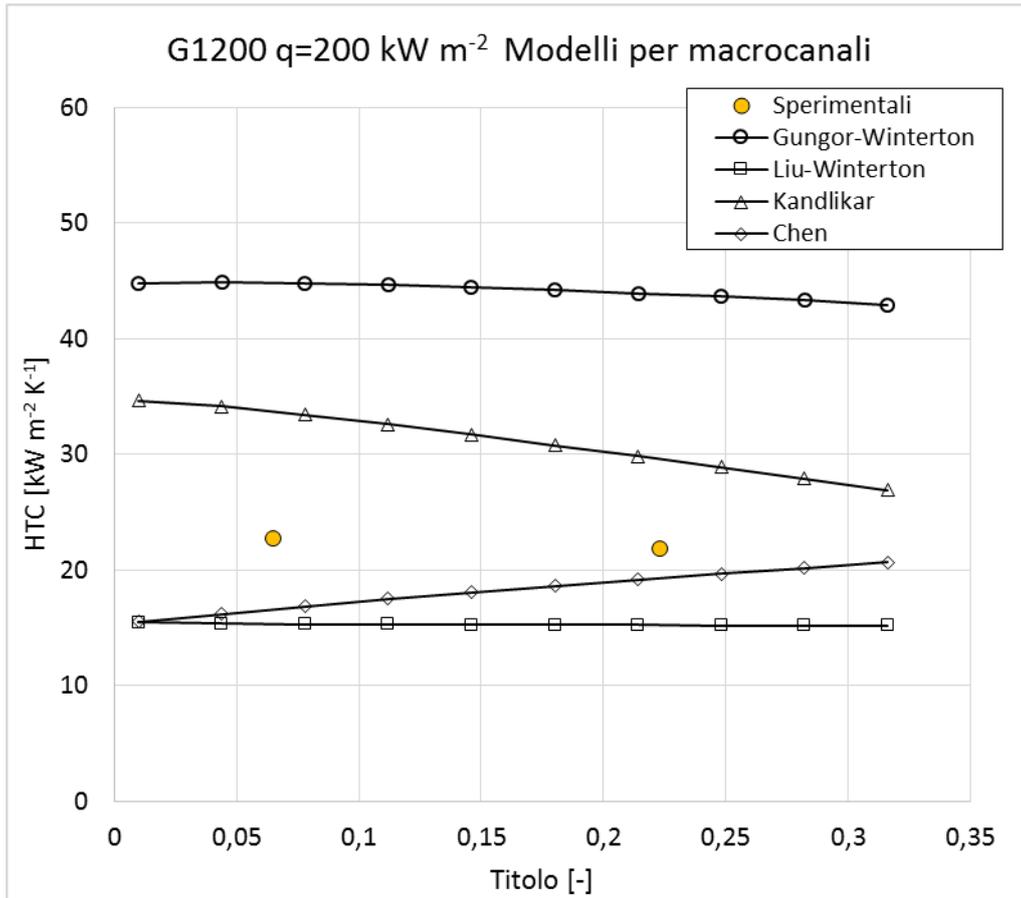
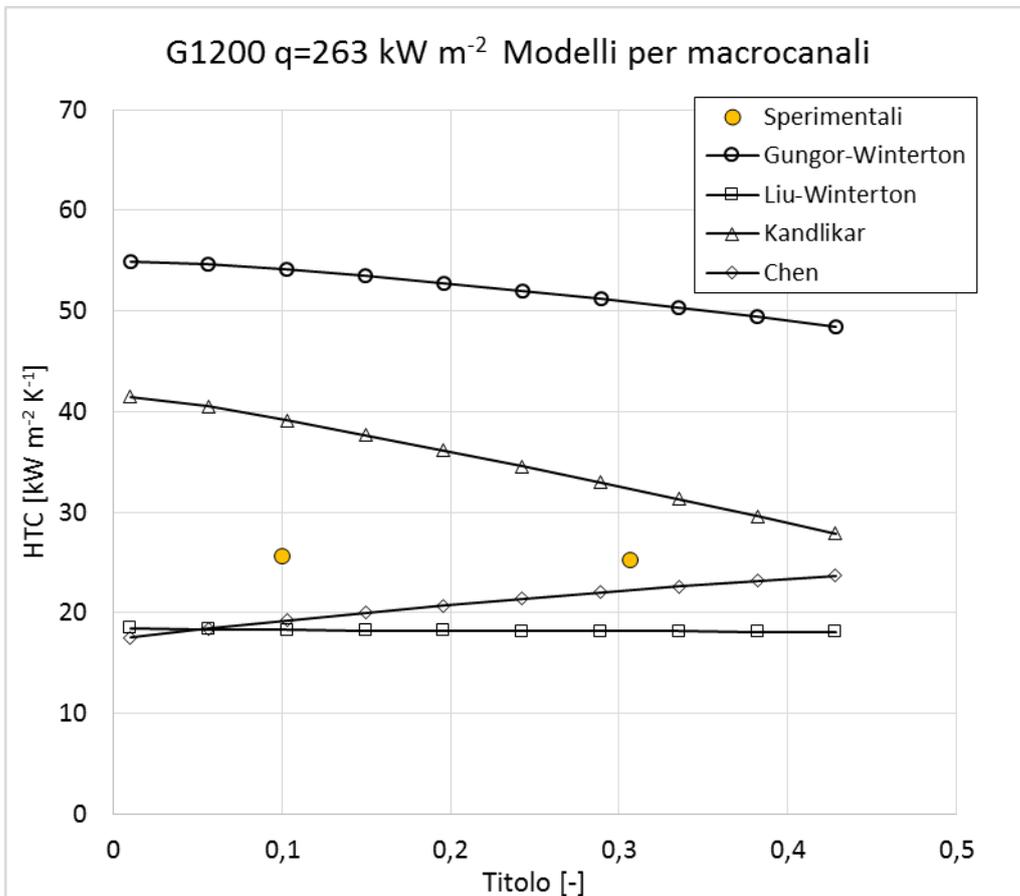
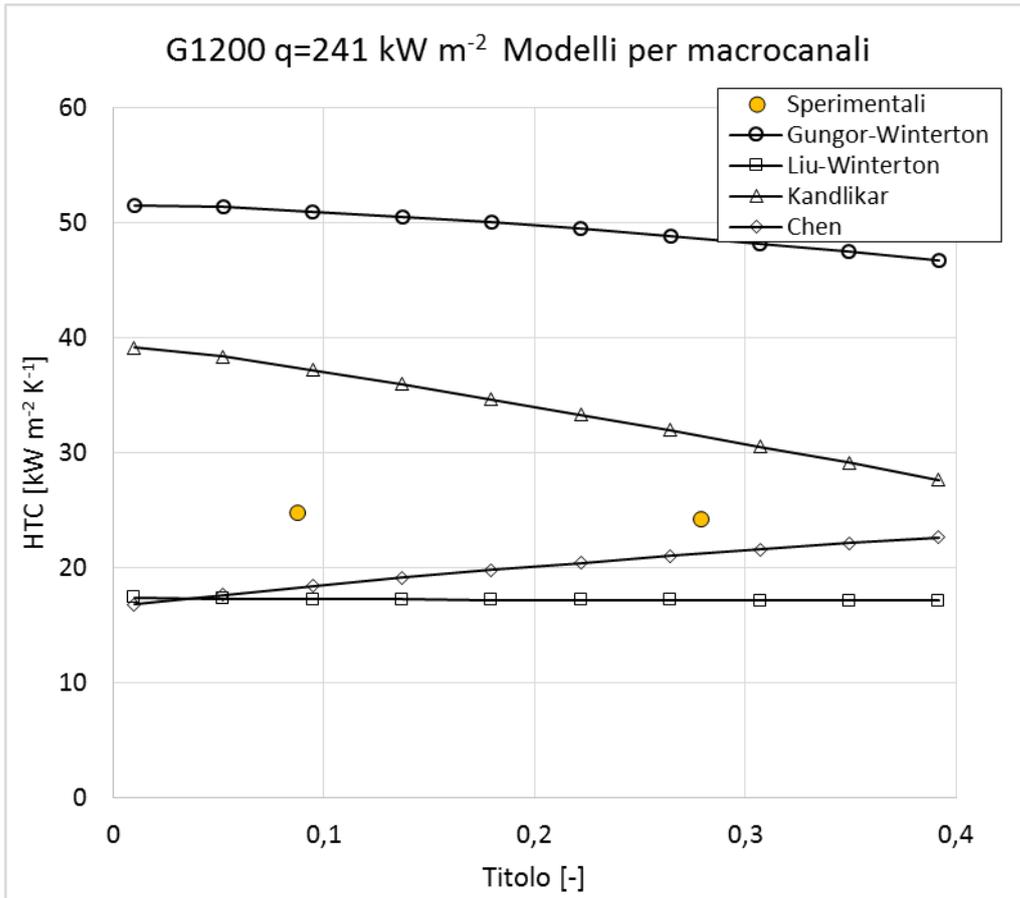
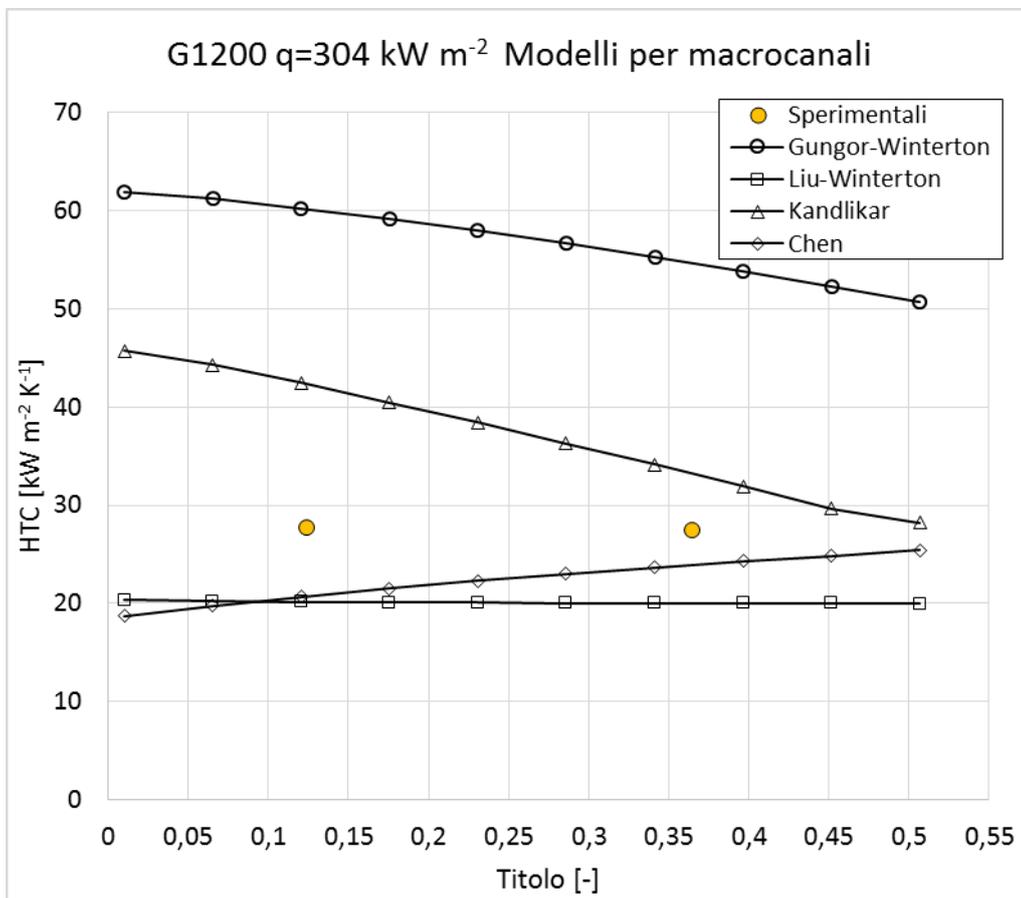
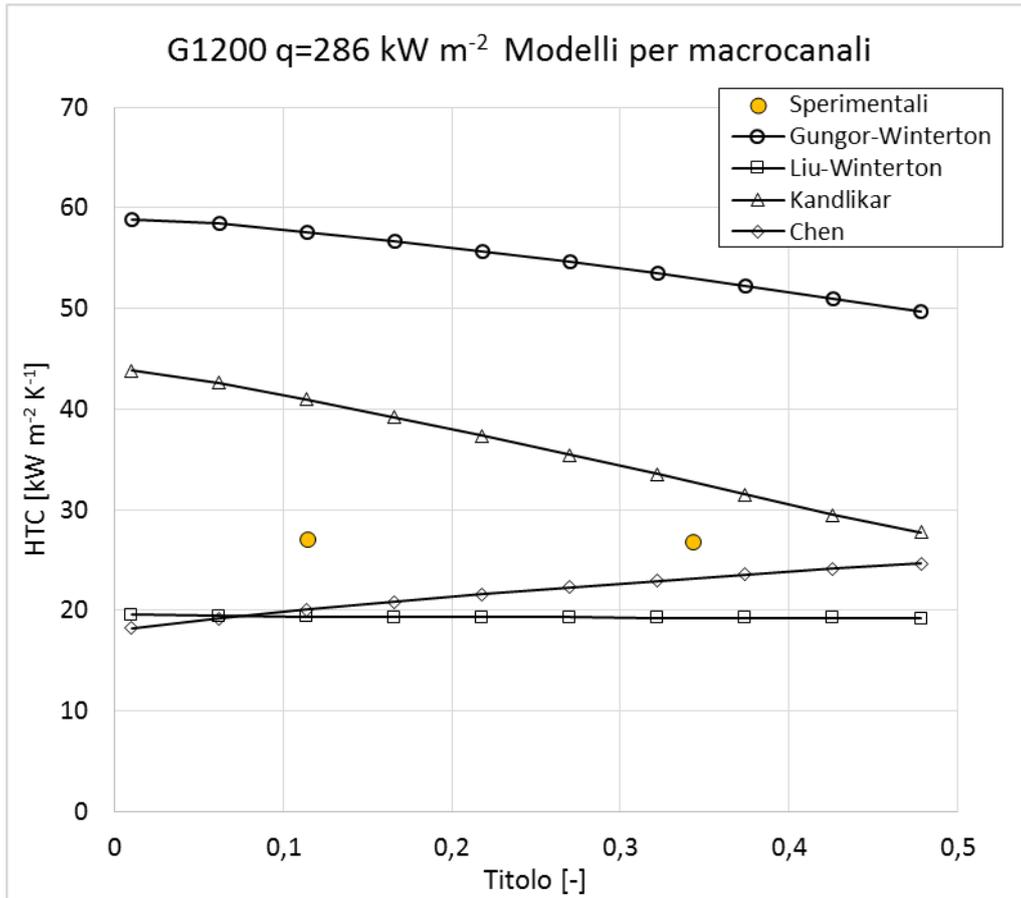


Figura 8.5 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per microcanali $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$









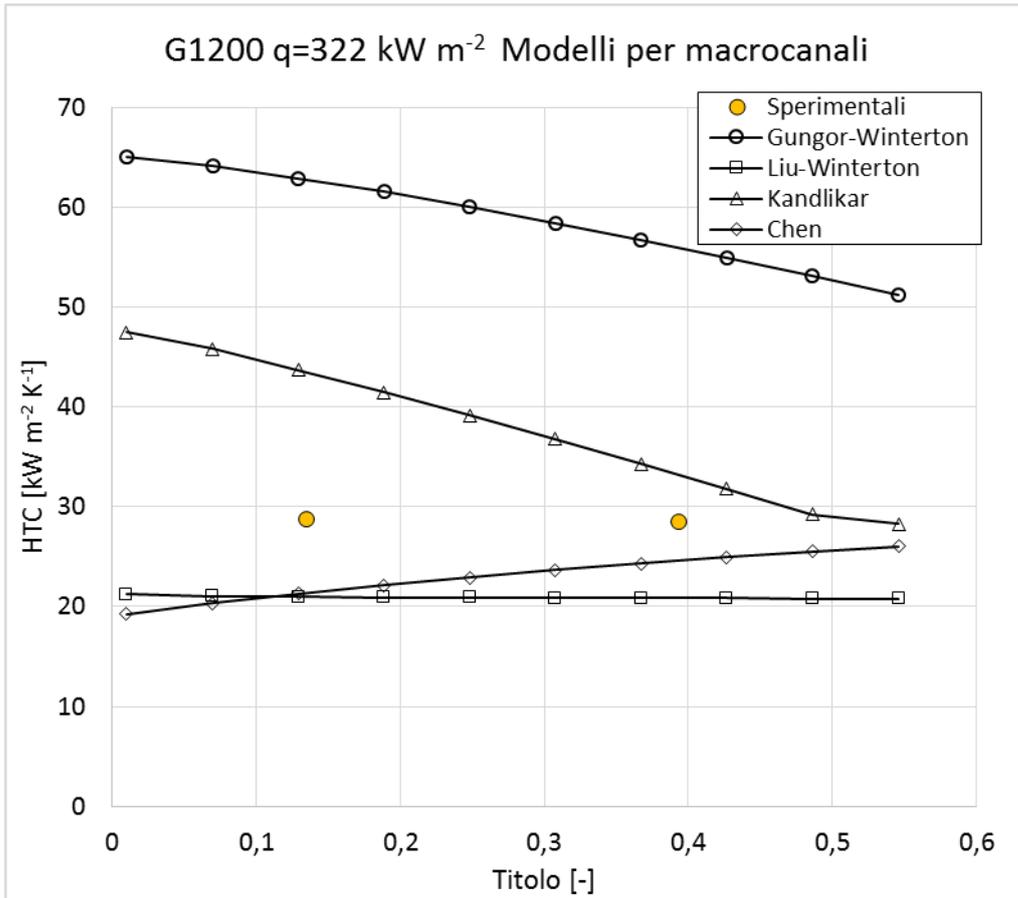
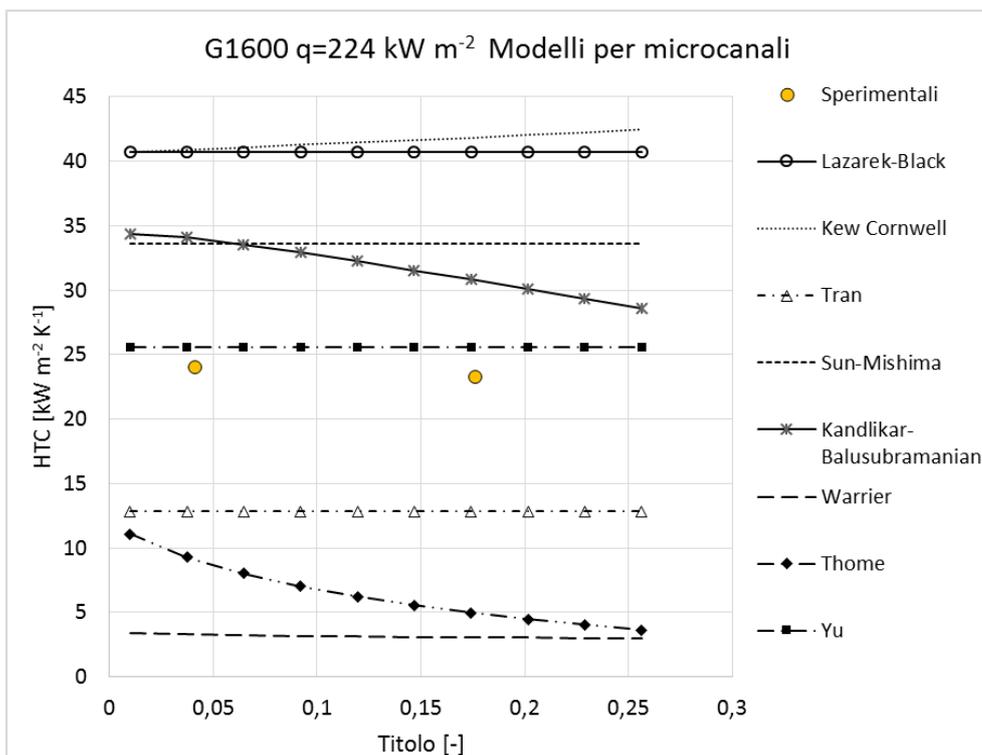
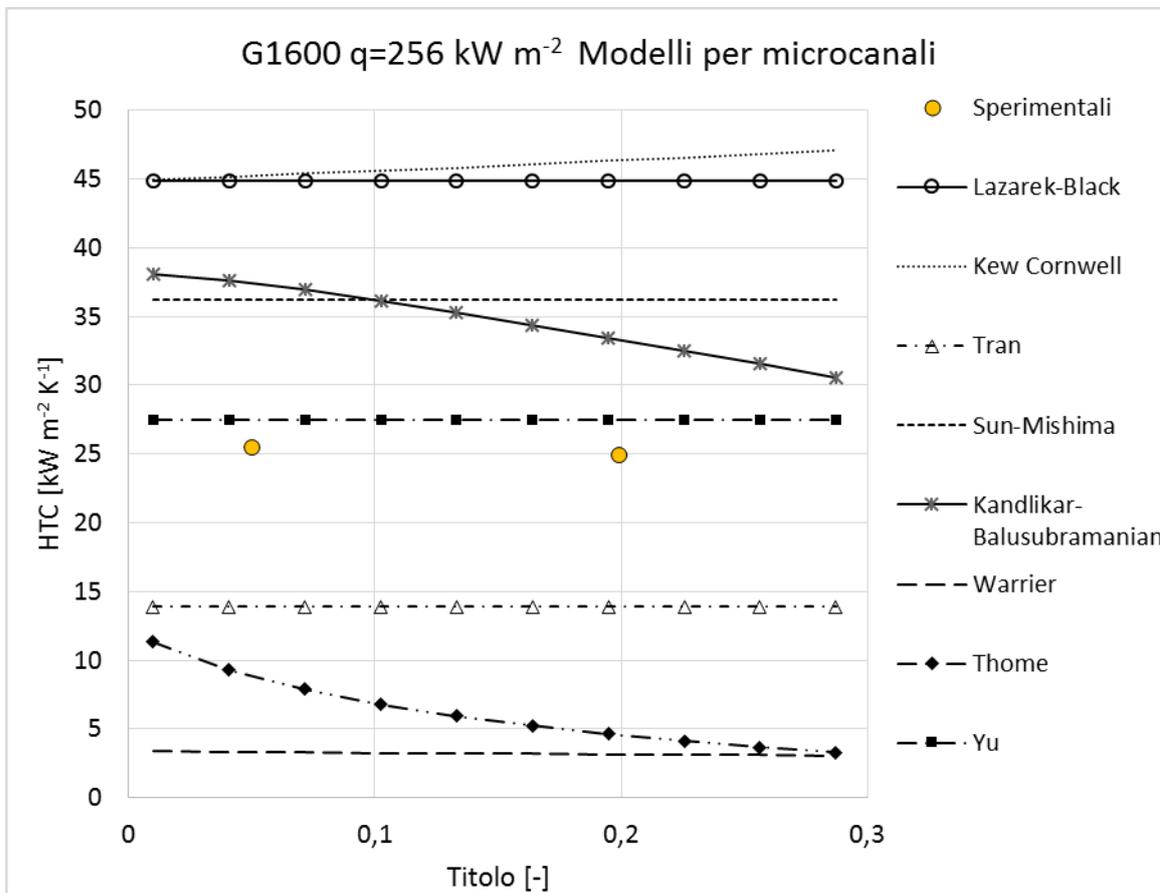
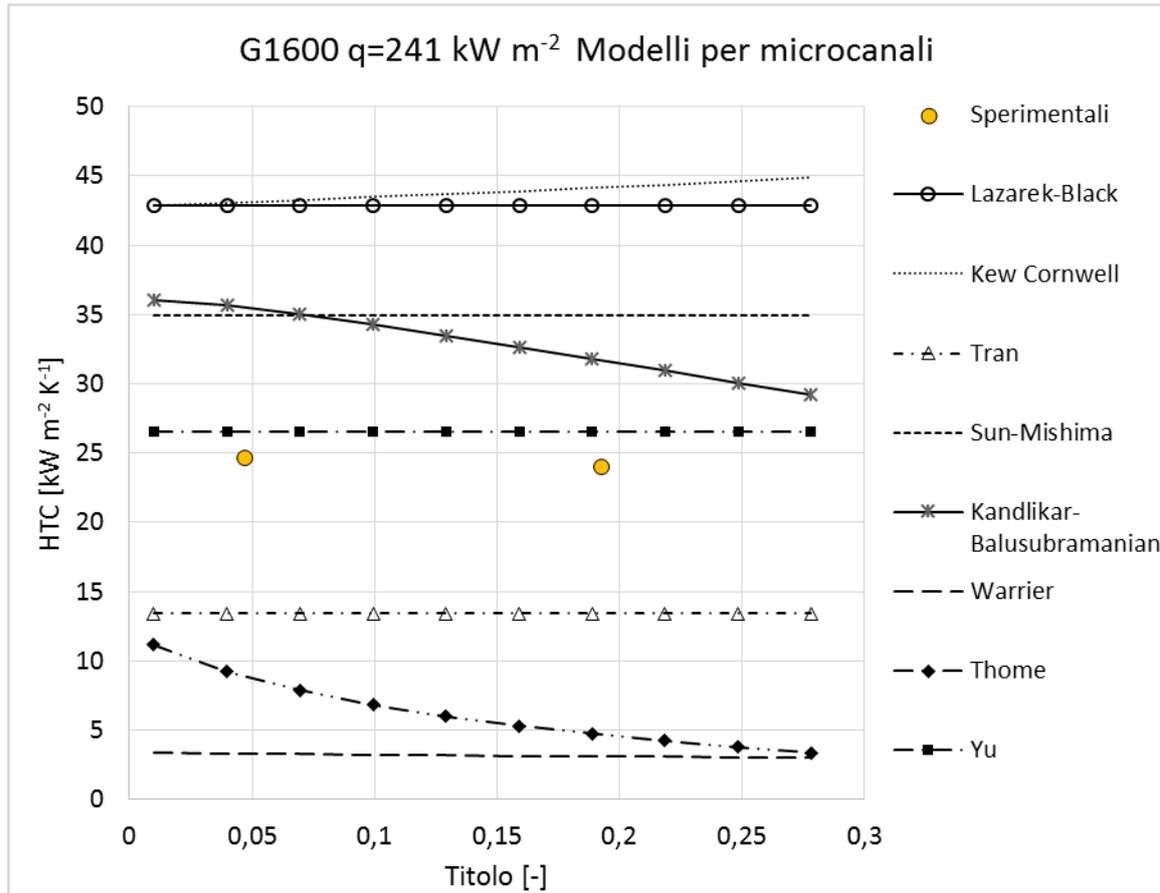
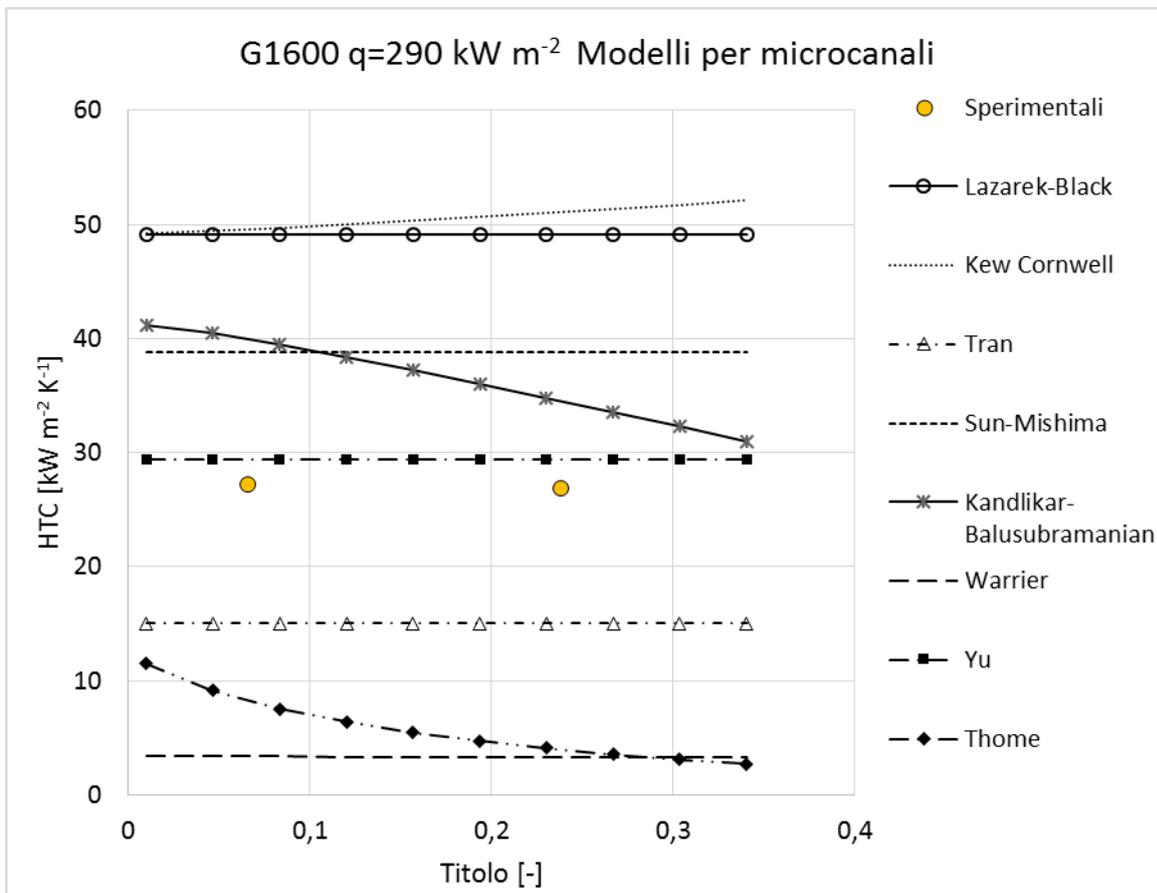
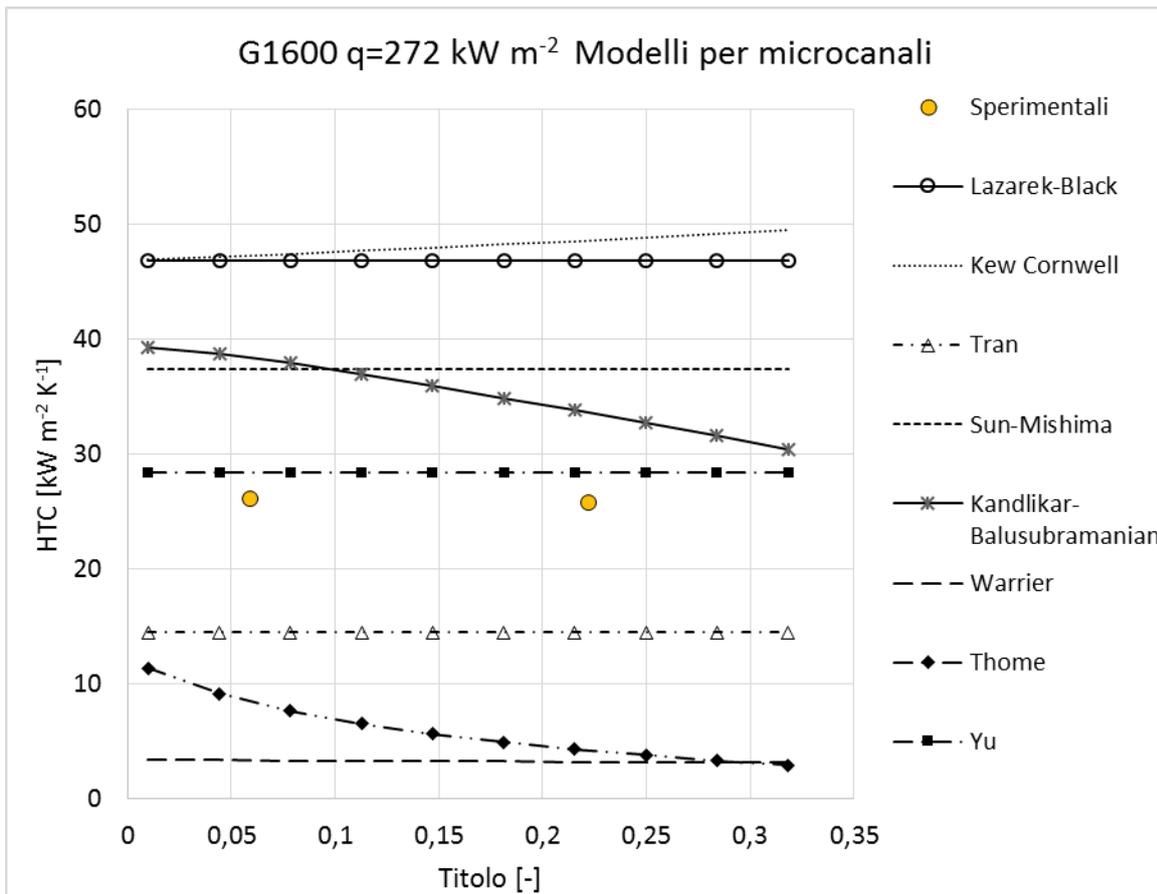


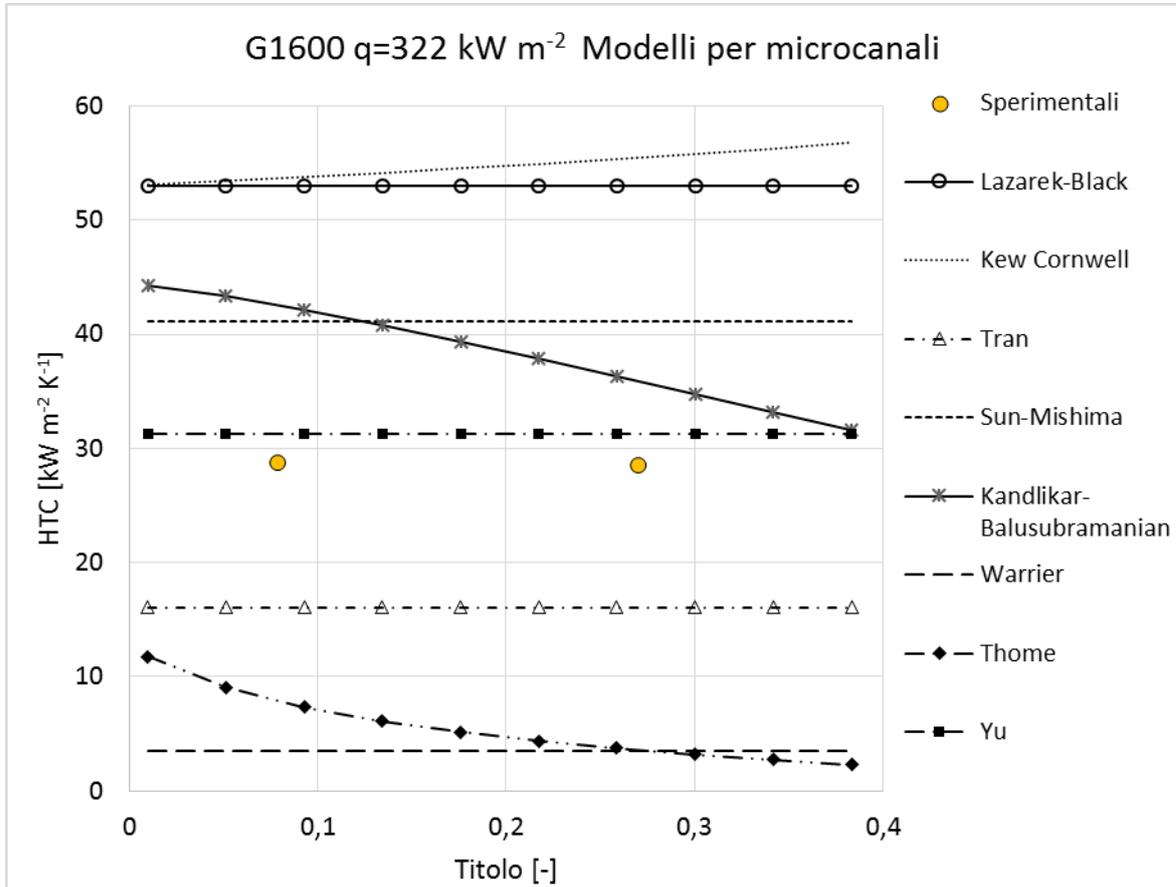
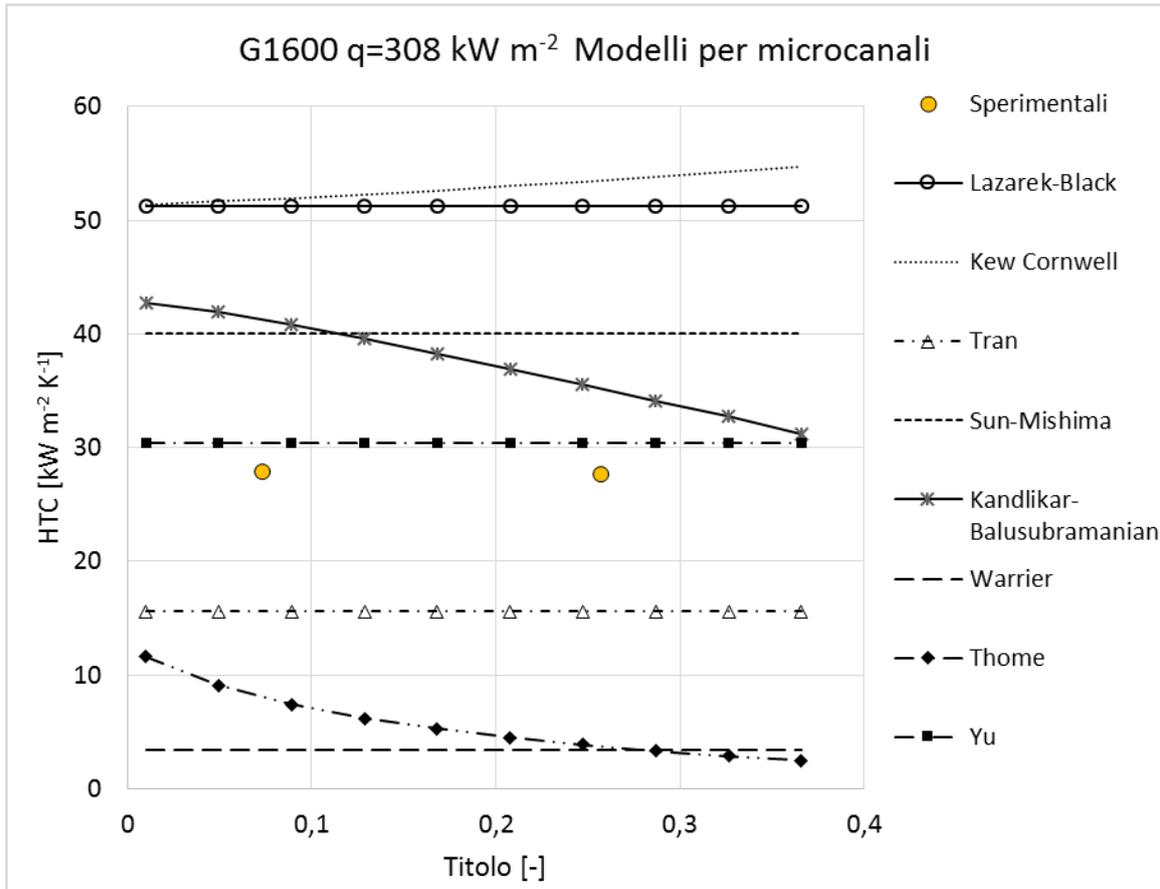
Figura 8.6 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per canali convenzionali $G=1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

8.4 Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$









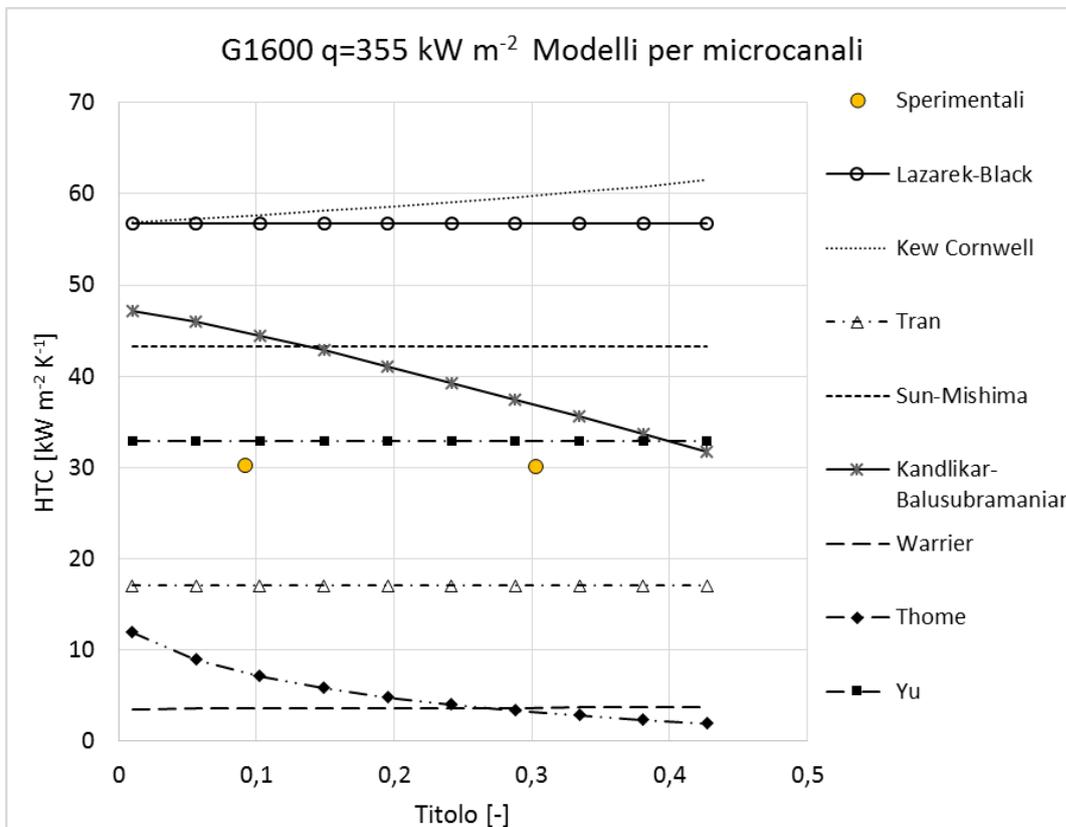
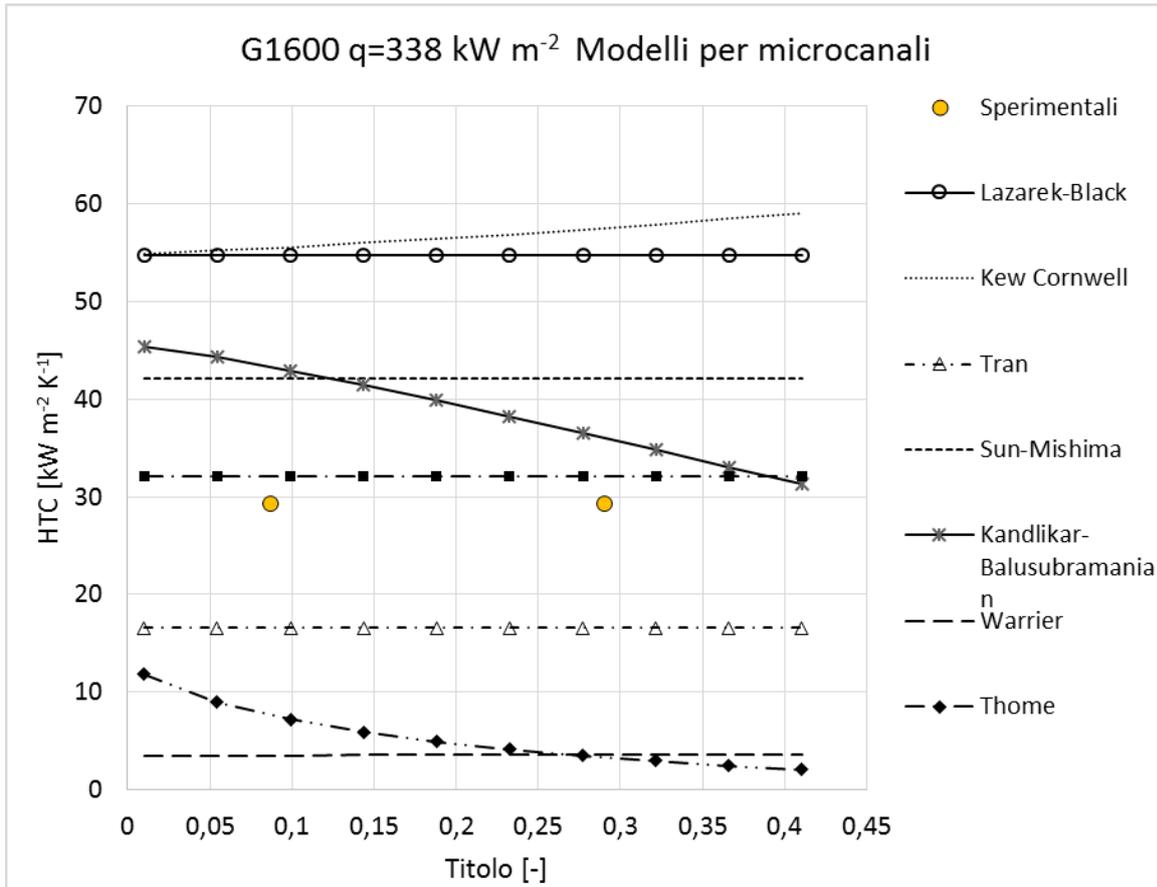
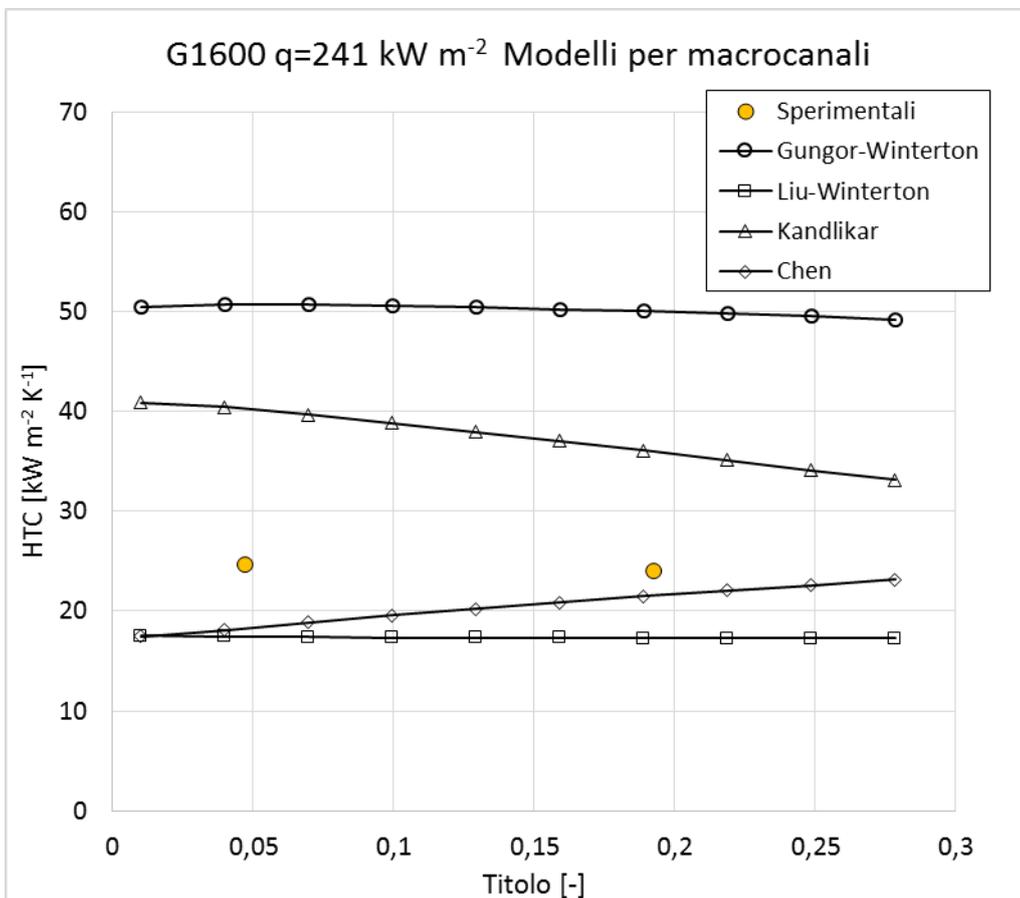
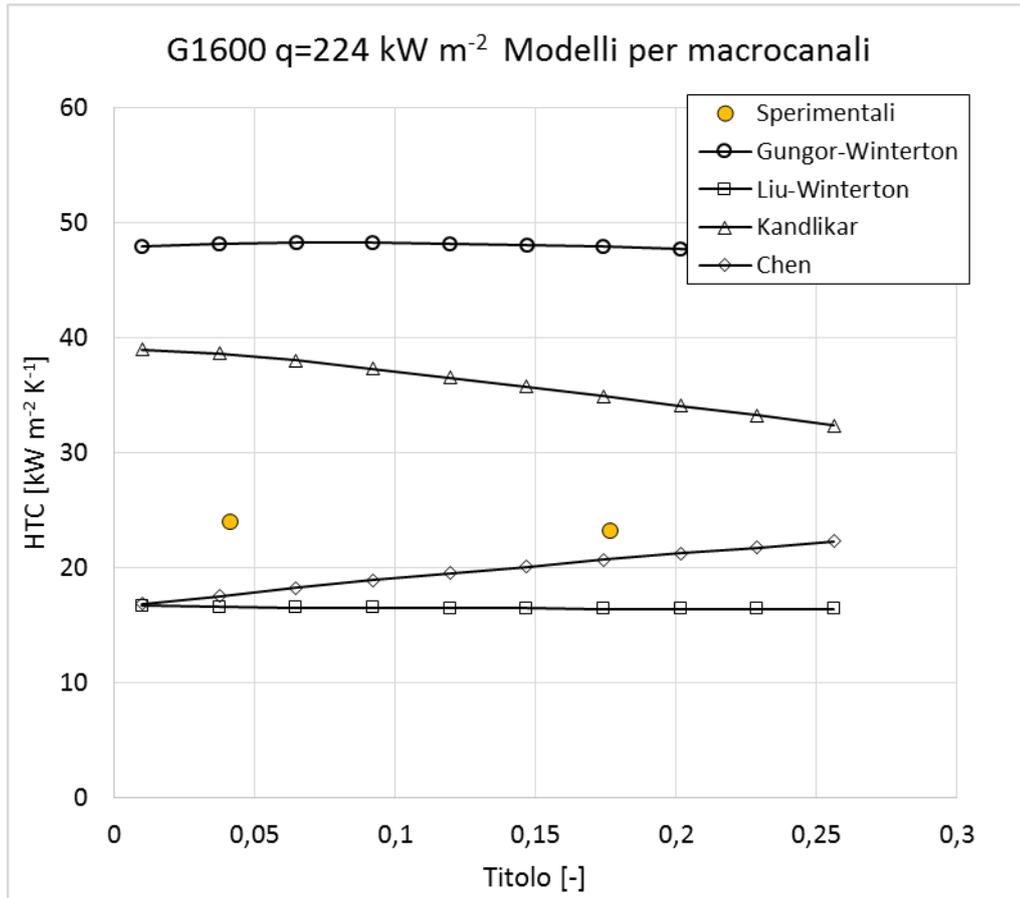
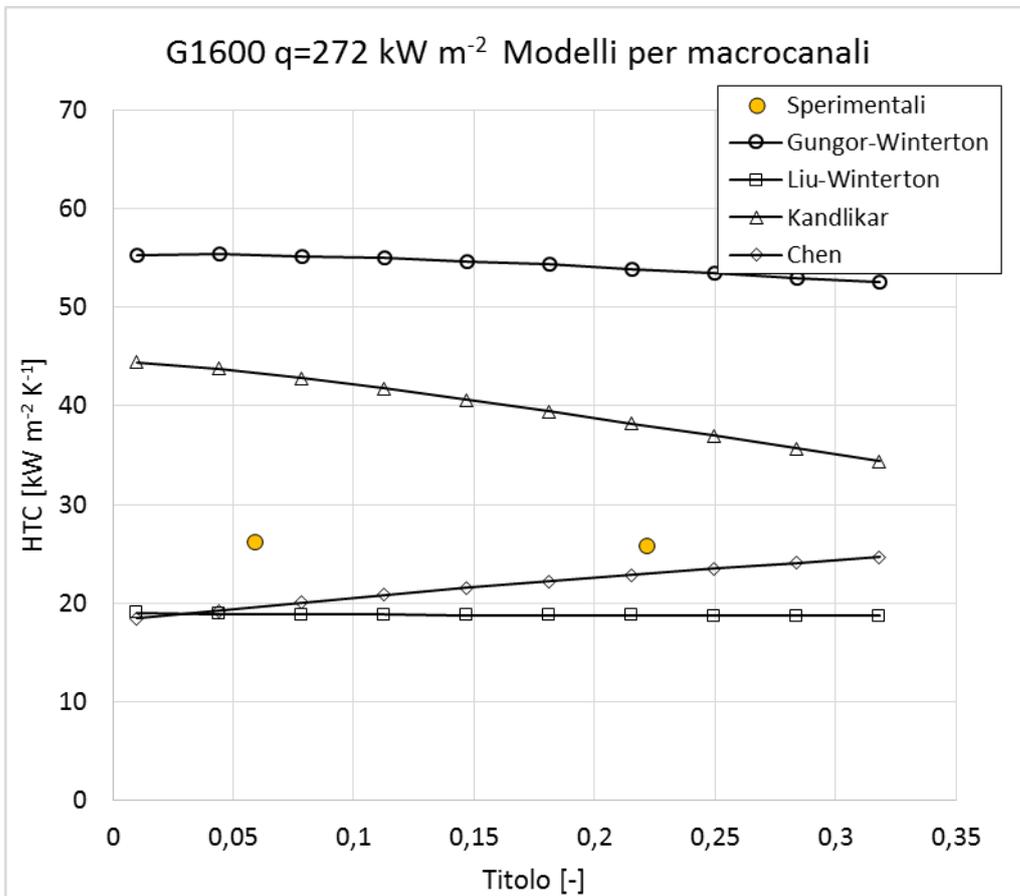
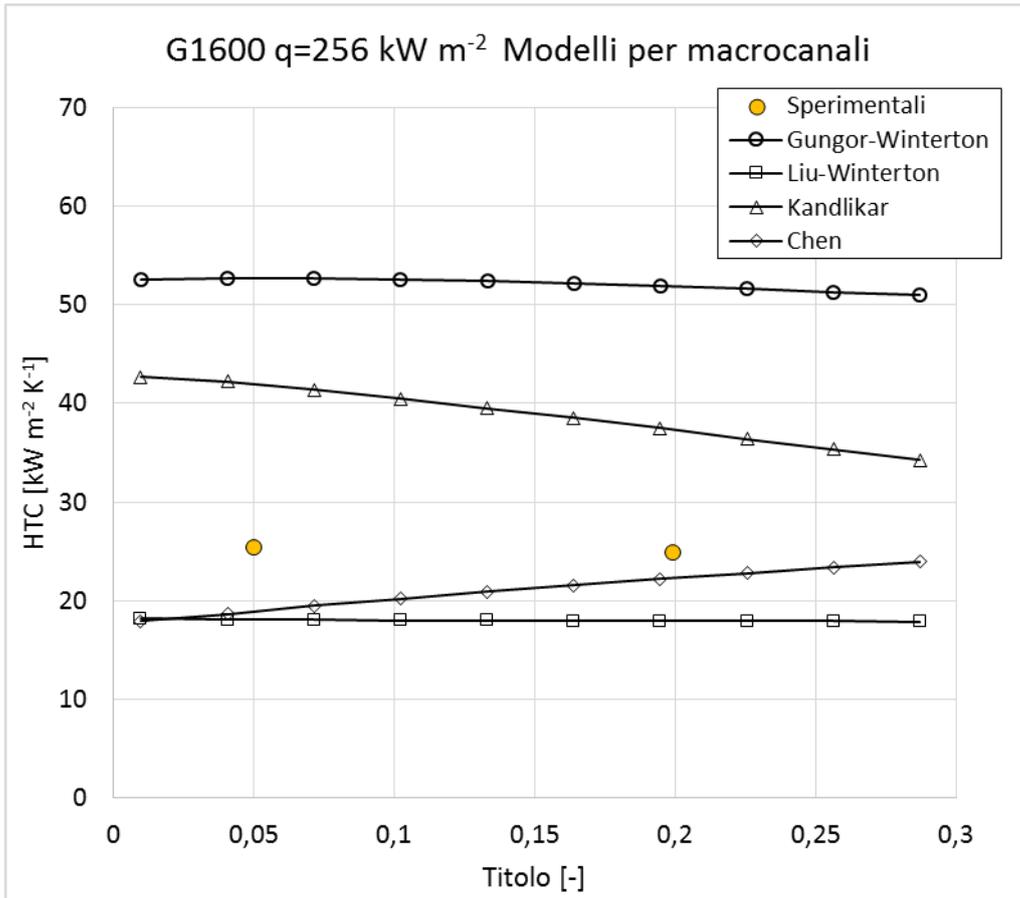
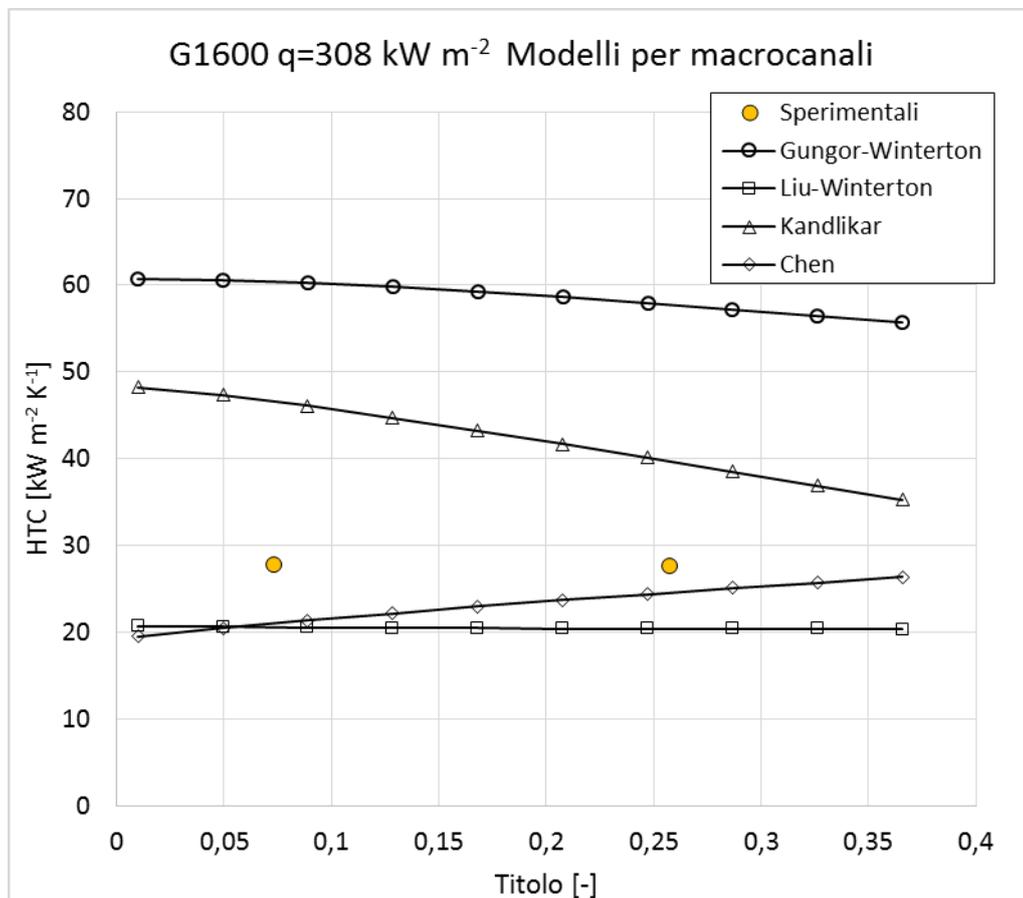
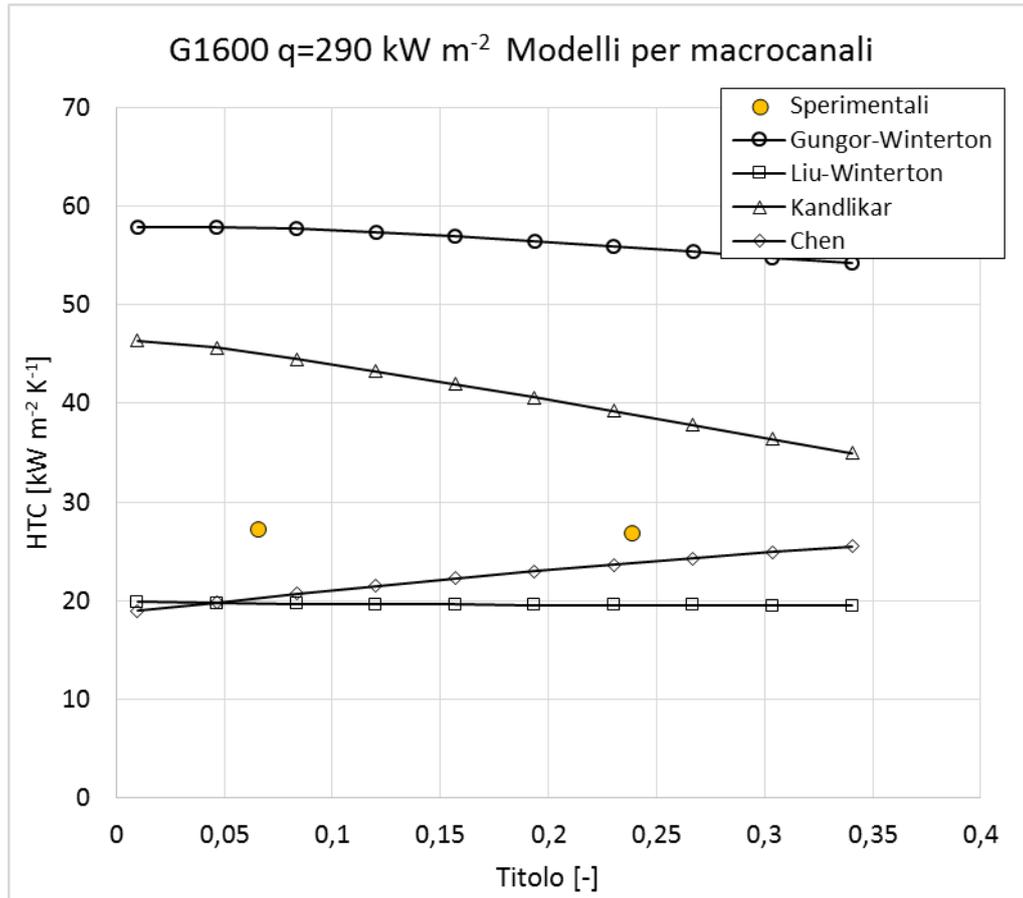
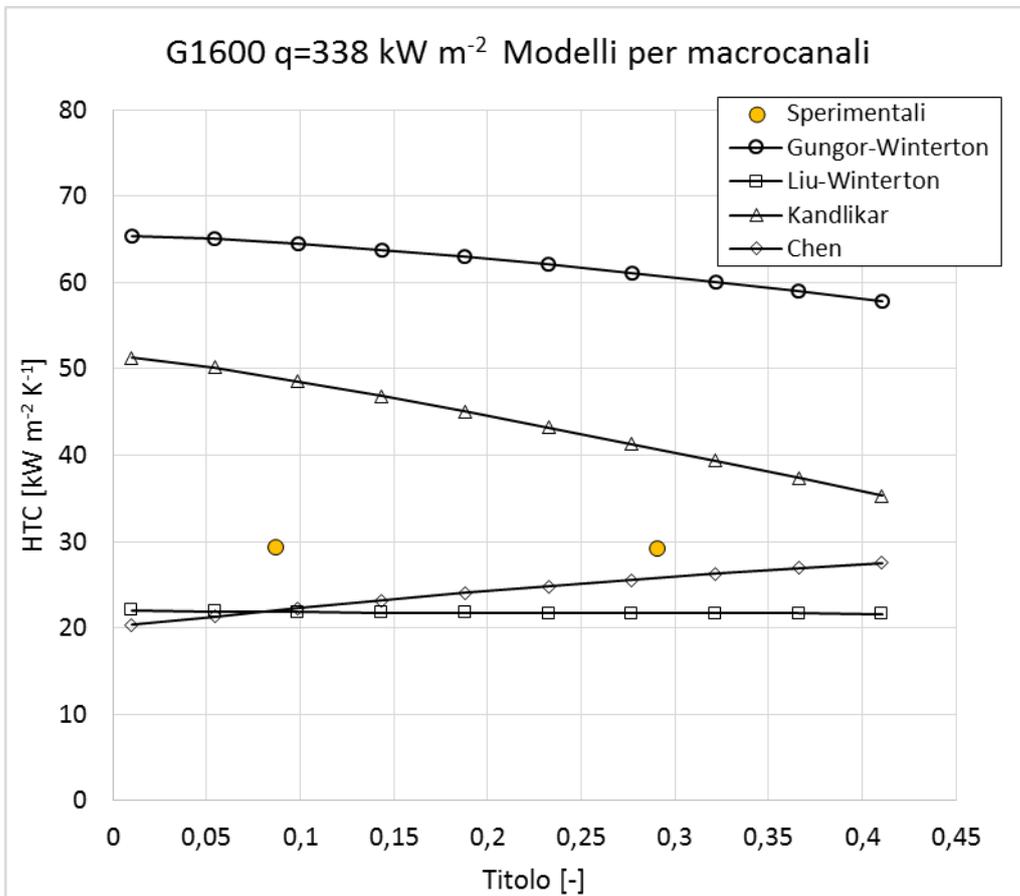
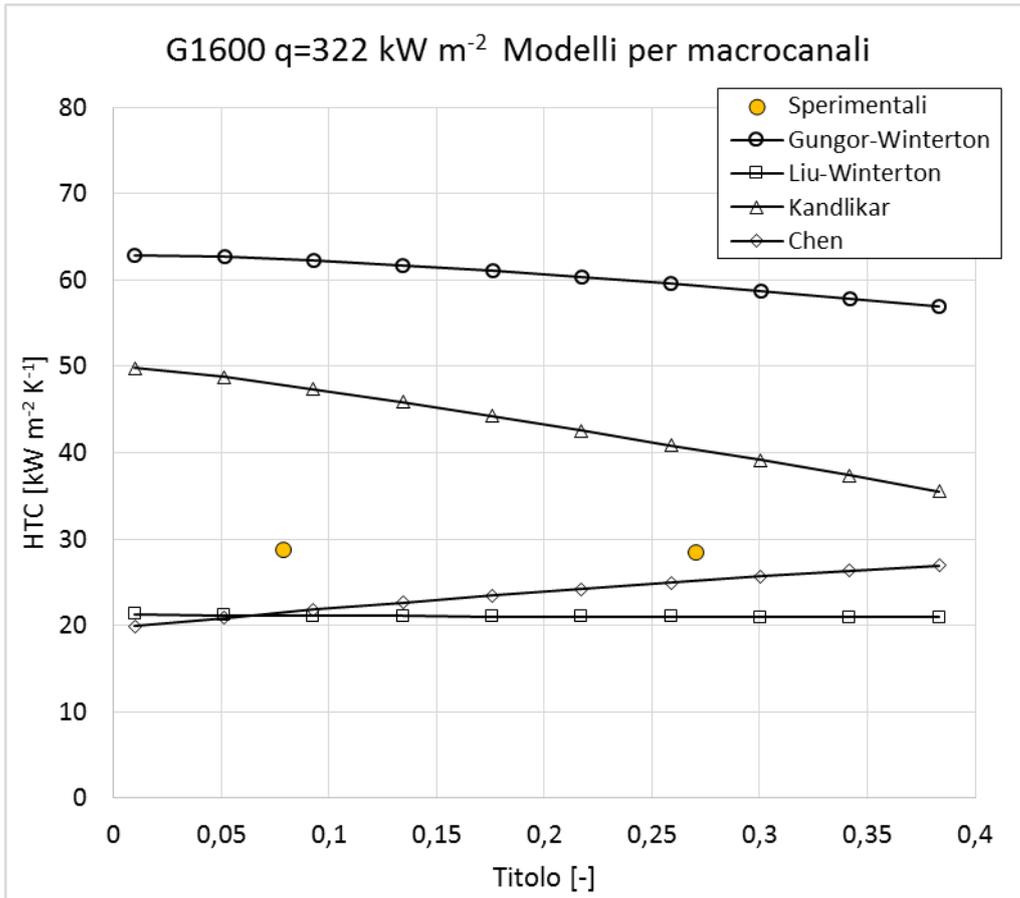


Figura 8.7 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per microcanali
 $G = 1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$









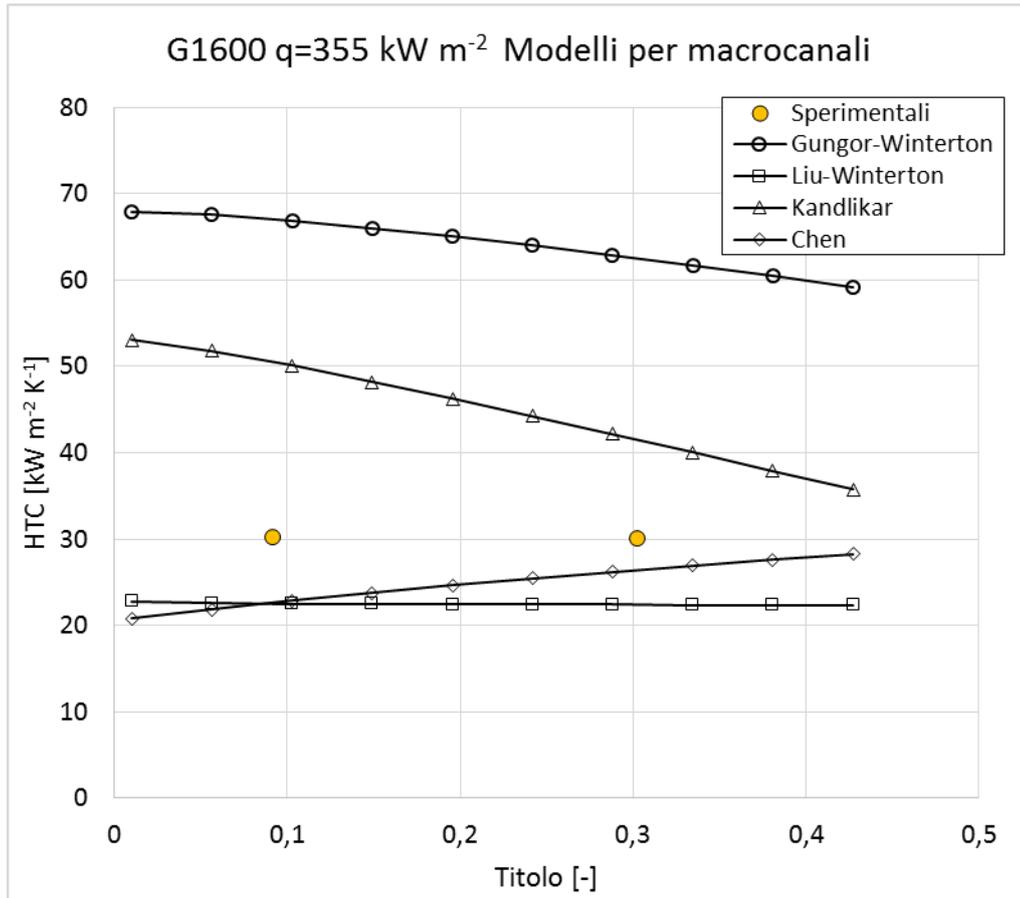


Figura 8.8 Confronto $HTC - x$ tra risultati sperimentali e calcolati con correlazioni per canali convenzionali $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

8.5 Applicabilità dei modelli

In Tabella 8.1, per ogni correlazione implementata, viene riportato l'errore medio percentuale (MAE) e la percentuale (β) di valori predetti compresi entro $\pm 30\%$ dal coefficiente di scambio termico misurato. L'errore medio percentuale viene calcolato secondo l'Eq. 8.1.

$$MAE = \frac{1}{n} \sum_1^n \frac{|HTC_{MIS} - HTC_{CALC}|}{HTC_{MIS}} \cdot 100 \quad (8.1)$$

CORRELAZIONE	MAE [%]	β [%]
Chen [50]	19,1	98,8
Lazarek-Black [54]	54,2	17,4
Kew-Cornwell [6]	59,9	11,6
Tran et al. [56]	46,3	0,0
Sun-Mishima [55]	32,3	33,7
Gungor-Winterton [51]	98,1	0,0
Liu-Winterton [52]	30,3	48,8
Kandlikar [53]	31,8	48,8
Kandlikar- Balasubramanian [60]	37,7	26,7
Warrier[59]	81,2	0,0
Bertsch et al. [61]	20,5	90,7
Thome "tre zone" [62]	72,5	0,0
Yu et al. [57]	8,9	98,8

Tabella 8.1 Errore medio percentuale e valori predetti entro $\pm 30\%$ per le correlazioni implementate

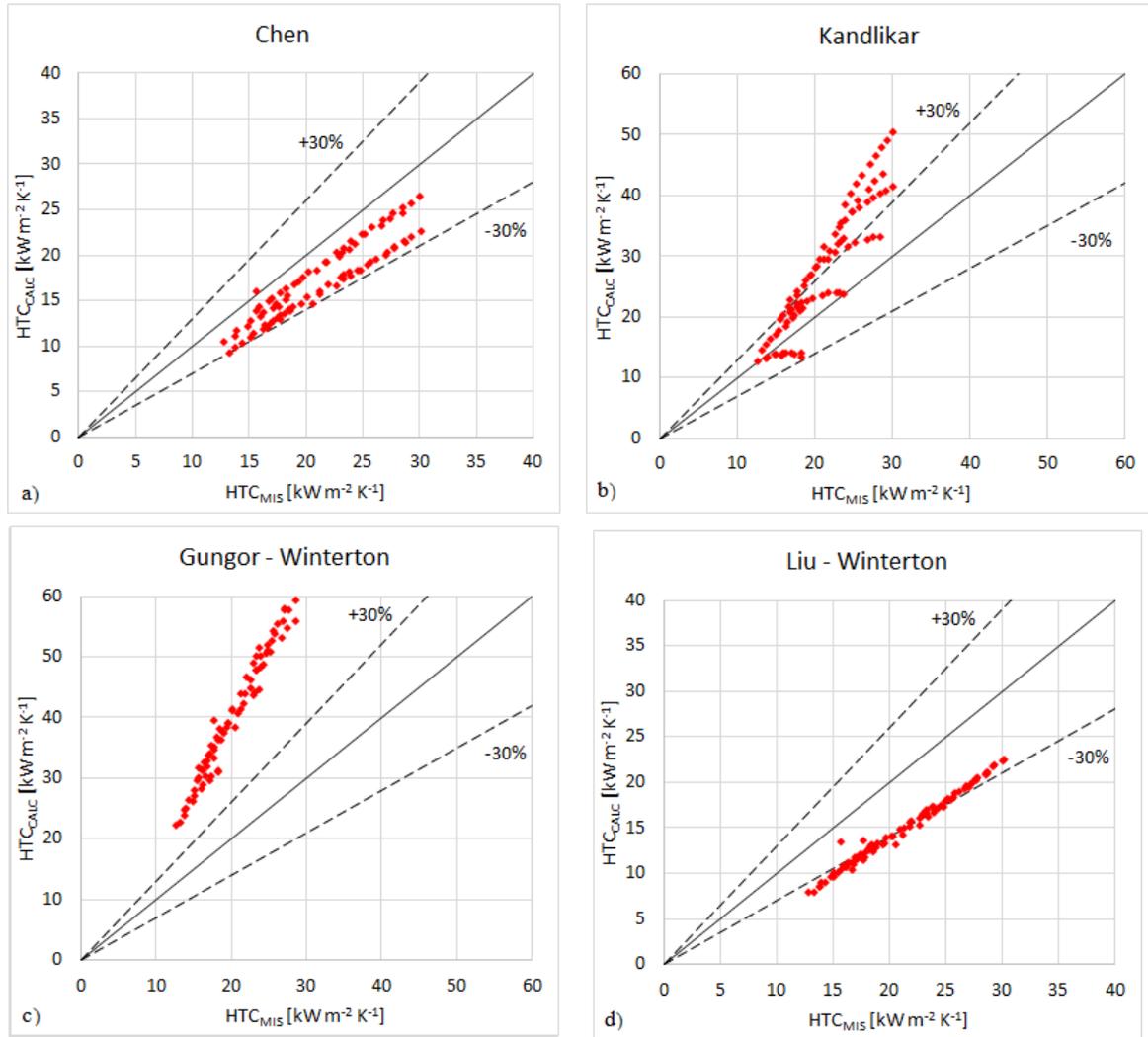


Figura 8.9 Comparazione tra i coefficienti di scambio misurati e quelli predetti da: a) Chen [50], b) Kandlikar [53], c) Gungor e Winterton [51], d) Liu e Winterton [52]

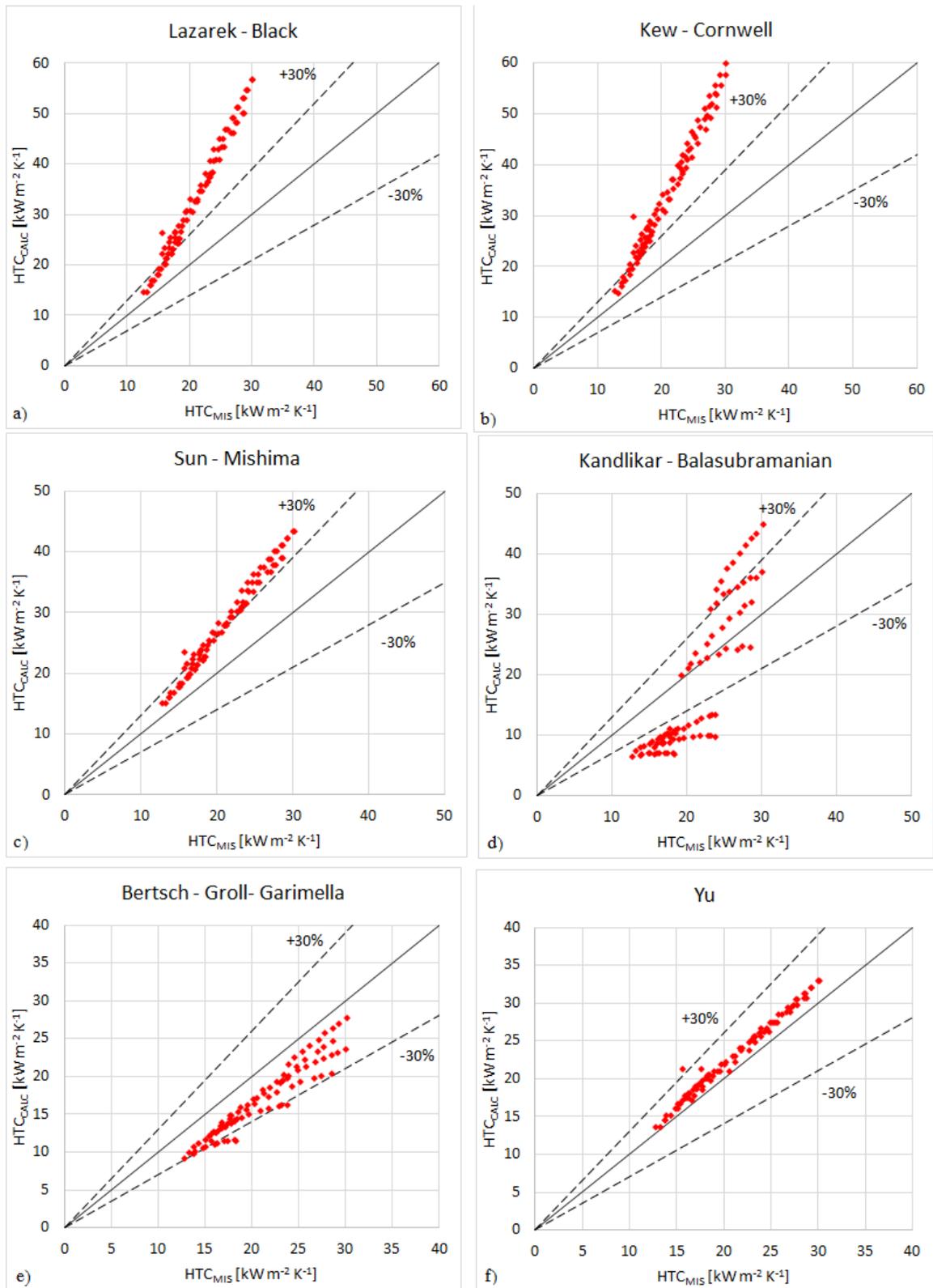


Figura 8.10 Comparazione tra i coefficienti di scambio misurati e quelli predetti da: a) Lazarek e Black [54], b) Kew e Cornwell [6], c) Sun e Mishima [55], d) Kandlikar et al. [60], e) Bertsch et al. [61], f) Yu et al. [57]

8.6 Conclusioni

In questo capitolo i coefficienti di scambio termico misurati vengono confrontati con quanto ottenuto applicando alcuni modelli tra quelli presenti in letteratura.

Nella comparazione il miglior accordo ($MAE=8.9\%$) viene ottenuto utilizzando l'equazione proposta da Yu et al. [57] (Eq. 6.26b). Tale correlazione è stata sviluppata dai suoi autori modificando la precedente correlazione di Tran et al. [56], la quale a sua volta è basata sull'equazione di Lazarek e Black [54]. Tutte le correlazioni citate si basano sul fatto che l'ebollizione nucleata sia il meccanismo prevalente e quindi fanno dipendere il coefficiente di scambio termico solo dal flusso termico.

L'equazione di Bertsch, Groll e Garimella [61] mostra un errore medio percentuale relativamente basso ($MAE=20.5\%$). C'è da precisare, però, che non si è fatta alcuna considerazione sulla rugosità del canale, come invece prevede il modello. Una successiva elaborazione dei dati a disposizione potrebbe portare a risultati differenti.

Tra le correlazioni sviluppate per macrocanali, le migliori previsioni arrivano da quelle di Chen [50] e di Liu e Winterton [52]. Nel primo caso l'errore medio è $MAE<20\%$ con la quasi totalità dei valori predetti entro il 30% di scarto da quelli misurati.

- CAPITOLO 9 -

CONFRONTO CON ALTRI STUDI

In questo capitolo, i coefficienti di scambio misurati verranno confrontati con i risultati ottenuti in altri studi e presenti in letteratura. Il paragone viene fatto considerando esclusivamente ricerche in cui sia stato utilizzato il refrigerante R134a come fluido operativo. In alcuni casi si individua un solo parametro differente, e quindi è possibile, almeno in prima istanza, valutare l'effetto di esso sul coefficiente di scambio termico. In altri casi, invece, le condizioni operative differiscono in più variabili, consentendo quindi solo un confronto più generale. Il capitolo verrà suddiviso in due paragrafi, il primo contiene la comparazione con lavori condotti su singolo canale, mentre nell'altro si considerano ricerche condotte su evaporatori multicanale.

9.1 Singolo microcanale

Shiferaw et al. [63] hanno misurato sperimentalmente il coefficiente di scambio termico bifase in un tubo a sezione circolare avente diametro $d=2.01$ mm. Il range di portata G varia da 100 a $500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre il flusso termico specifico $q=13-150 \text{ kW m}^{-2}$.

Le condizioni operative considerate per il confronto vengono mostrate in Tabella 9.1, mentre in Figura 9.1, vengono riportati i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo.

	Shiferaw et al. [63]	Sperimentali
G [$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	400	400
q [kW m^{-2}]	80	80
Pressione [bar]	8	8
d_h [mm]	2.01	0.4
L_{CH} [mm]	211	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Acciaio inox	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.1 Condizioni operative per confronto con [63]

Dal confronto in Figura 9.1 emerge che i coefficienti di scambio ottenuti nel nostro studio sono minori rispetto a [63], tuttavia viene confermata la loro costanza in funzione del titolo.

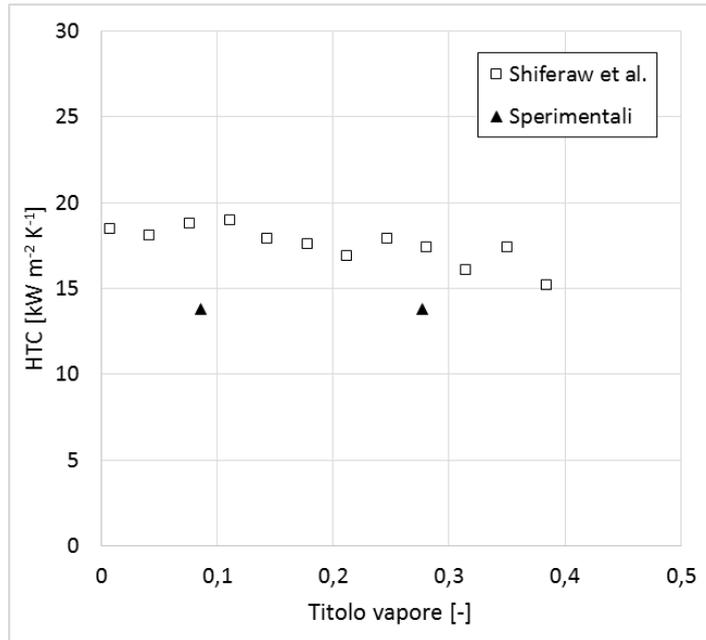


Figura 9.1 Confronto coefficienti di scambio termico con [63] $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $q=80 \text{ kW m}^{-2}$

Nel lavoro di Saisorn et al. [64] l'obiettivo era di visualizzare i regimi di deflusso e misurare il coefficiente di scambio termico locale. Gli autori vollero verificare l'applicabilità del modello a tre zone nei diversi flow pattern visualizzati. La sezione di misura utilizzata è un tubo in acciaio inox di lunghezza $L_{CH}=600 \text{ mm}$ e con diametro interno $d=1.75 \text{ mm}$. I coefficienti di scambio ottenuti nello studio in questione, nell'intervallo di titolo di vapore acquisito, risultano essere dipendenti dal flusso termico, mentre sono poco influenzati dalla portata di massa specifica.

Il confronto con i dati da noi ottenuti viene fatto sulla base di due differenti portate e tre diversi flussi termici; i parametri della comparazione vengono riassunti in Tabella 9.2 e Tabella 9.3.

	Saisorn et al. [64]	Sperimentali
$G \text{ [kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	494	400
$q \text{ [kW m}^{-2}]$	38 – 45	39 – 47
Pressione [bar]	8	8
$d_h \text{ [mm]}$	1.75	0.4
$L_{CH} \text{ [mm]}$	600	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Acciaio inox	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.2 Condizioni operative per confronto con [64]

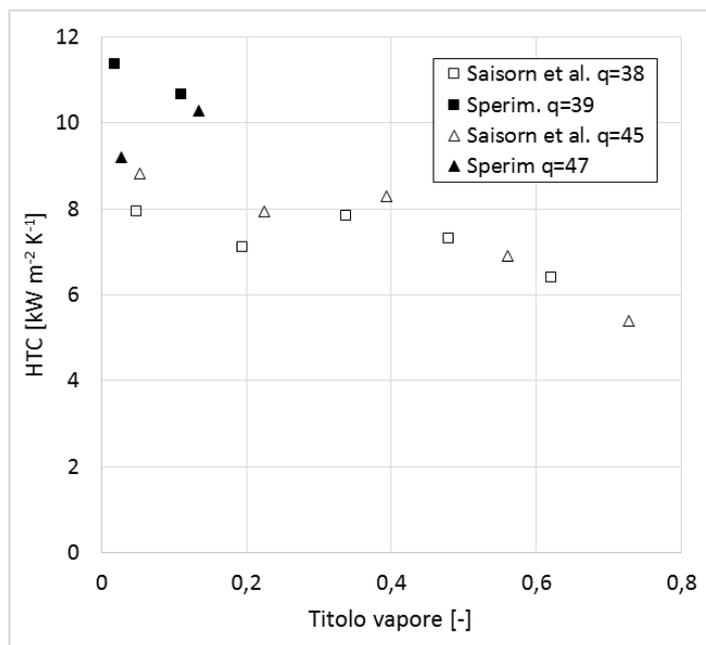


Figura 9.2 Confronto coefficienti di scambio con [64]. Condizioni in Tabella 9.2

	Saisorn et al. [64]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	742	800
q [kW m ⁻²]	60	71
Pressione [bar]	8	8
d _b [mm]	1.75	0.4
L _{CH} [mm]	600	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Acciaio inox	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.3 Condizioni operative per confronto con [64]

A causa della scarsità di dati a nostra disposizione, i confronti mostrati in Figura 9.2 e Figura 9.3, non possono essere effettuati in un più ampio intervallo di valori di titolo.

In Figura 9.2, per $q=38 \text{ kW m}^{-2}$ i coefficienti misurati non hanno lo stesso valore di quelli trovati in [64] tuttavia ne riproducono l'andamento decrescente all'aumentare del titolo.

La stessa cosa non si può dire per la comparazione illustrata in Figura 9.3, dove l'andamento, in funzione del titolo, è opposto. Si fa notare che nelle condizioni riportate (Figura 9.3), Saisorn et al. riscontrarono un aumento del coefficiente di scambio termico fino a $x=0.4$, e poi una diminuzione dello stesso. Gli autori imputarono tale fatto all'insorgere di una crisi termica parziale.

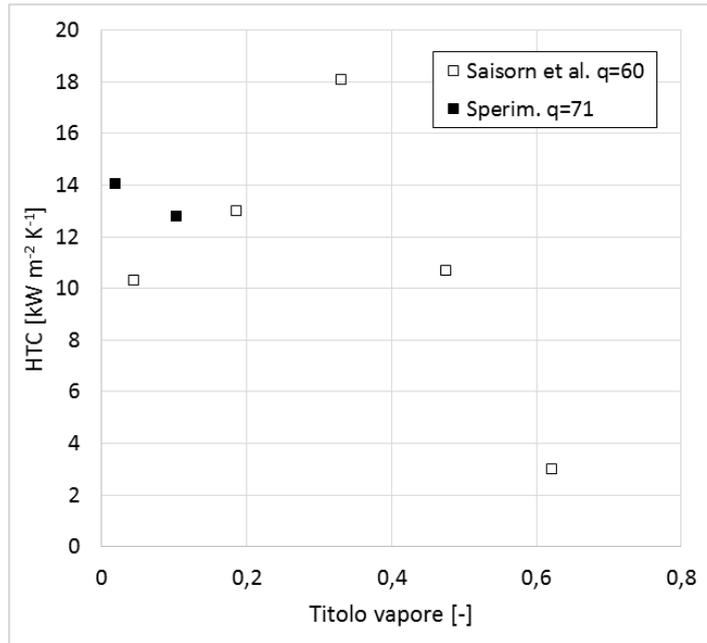


Figura 9.3 Confronto coefficienti di scambio termico con [64]. Condizioni riportate in Tabella 9.3

Saitoh et al. [65] valutarono sperimentalmente gli effetti diametro, del flusso termico, della portata e del titolo di vapore per la vaporizzazione del refrigerante R134a all'interno di un canale a sezione circolare. I diametri analizzati variano $d=0.51 - 3$ mm, la portata invece arriva fino a $G=450$ kg m⁻² s⁻¹. Gli autori osservarono che a parità di diametro, all'aumentare del flusso termico, il coefficiente di scambio termico misurato aumenta; inoltre quest'ultimo è influenzato dal titolo di vapore.

I risultati ottenuti in [65] vengono confrontati con quelli da noi misurati. La comparazione viene illustrata in Figura 9.4; le condizioni operative considerate sono riassunte in Tabella 9.4.

	Saitoh et al. [65]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	300	400
q [kW m ⁻²]	29	39
Pressione [bar]	4.9	8
d _h [mm]	0.51	0.4
L _{CH} [mm]	550	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	-	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.4 Condizioni operative per confronto con [65]

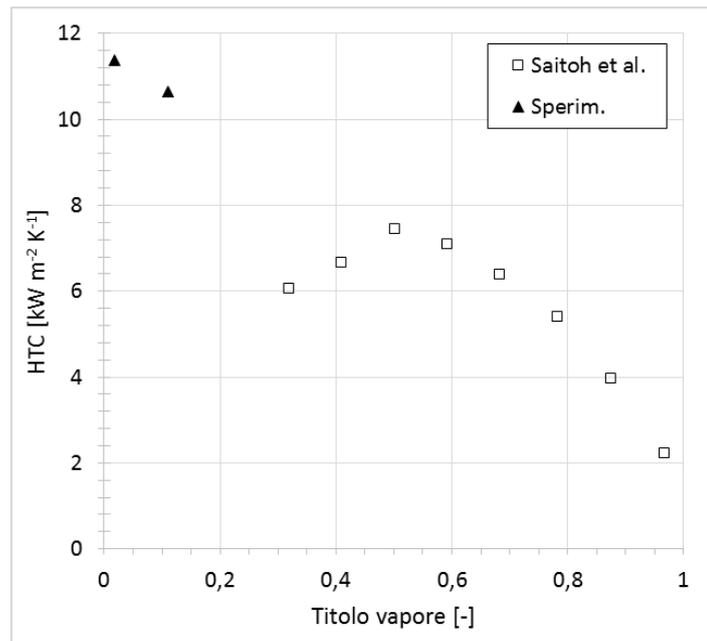


Figura 9.4 Confronto HTC vs x con [65]. Condizioni in Tabella 9.4

Come si vede da Figura 9.4, Saitoh e i suoi collaboratori registrarono un coefficiente di scambio termico decrescente per titolo di vapore $x > 0.5$. Nelle condizioni operative più prossime alle loro, il titolo di vapore da noi misurato è $x < 0.15$. Questo non permette di apprezzare se il fenomeno è confermato o meno nella nostra sezione sperimentale.

Basu et al. [66] studiarono gli effetti della portata, della pressione di saturazione e del diametro sul coefficiente di scambio termico. I parametri da loro analizzati, e utili per il confronto con i nostri dati, sono: pressione di saturazione $p_{sat} = 8.9$ bar, portata di massa specifica $G = 300-1500$ kg m⁻² s⁻¹ e flusso termico specifico $q = 80-160$ kW m⁻². I termini di confronto vengono riassunti in Tabella 9.5, mentre il paragone viene visualizzato in Figura 9.5.

	Basu et al. [66]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	600, 1000	400, 800
q [kW m ⁻²]	80	80
Pressione [bar]	8.9	8
d _h [mm]	0.5	0.4
L _{CH} [mm]	120	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Acciaio inox	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.5 Condizioni operative per confronto con [66]

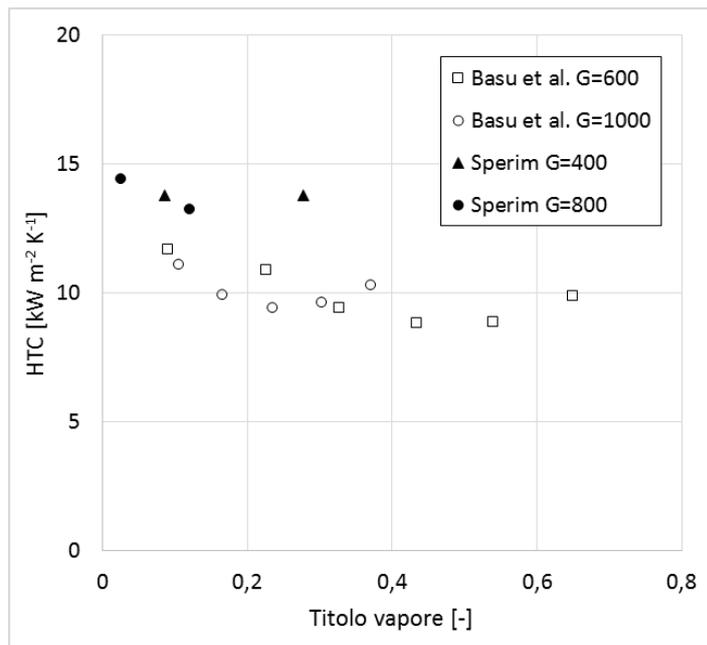


Figura 9.5 Confronto coefficienti di scambio termico con [66] $q=80 \text{ kW m}^{-2}$

Utilizzando i dati degli stessi autori è possibile effettuare un altro confronto, le cui variabili vengono elencate in Tabella 9.6, mentre il paragone viene illustrato in Figura 9.6.

	Basu et al. [66]	Sperimentali
G [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	1500	1200, 1600
q [kW m^{-2}]	165	160
Pressione [bar]	8.9	8
d_h [mm]	0.5	0.4
L_{CH} [mm]	120	51
Geometria	Circolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Acciaio inox	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.6 Condizioni operative per confronto con [66]

Le comparazioni eseguite a parità di flusso termico (Figura 9.5 e Figura 9.6), denotano un buon accordo tra i nostri risultati sperimentali e quelli riportati in [66]. Il paragone tuttavia può essere eseguito solo in un ristretto intervallo di titolo di vapore.

Guardando alla Figura 9.7 si nota che le curve di boiling, nonostante siano prese a due portate di massa diverse ($G=1000$ e $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) e a differenti pressioni di saturazione, coincidono.

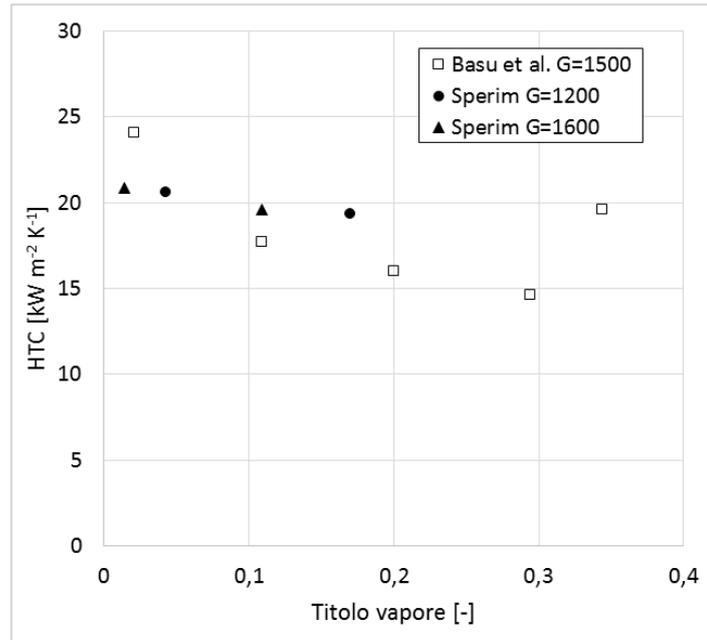


Figura 9.6 Confronto coefficienti di scambio termico con [66] $q=160 \text{ kW m}^{-2}$

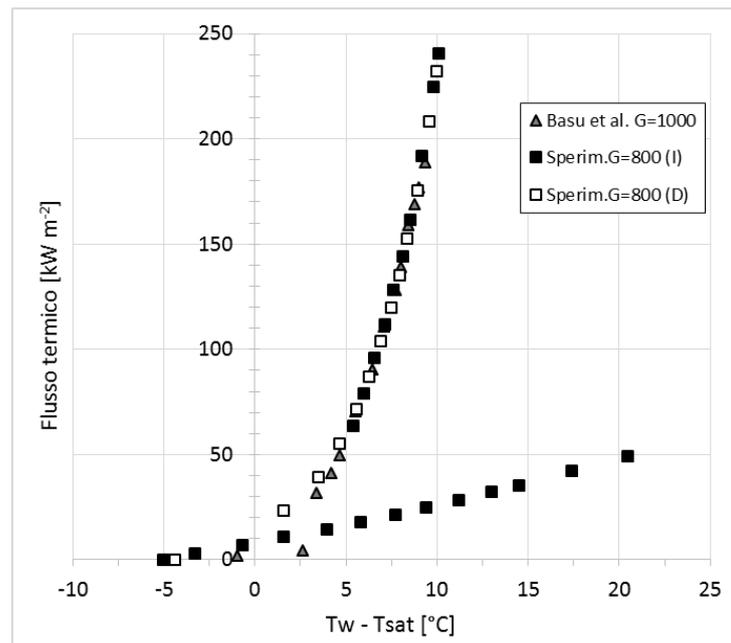


Figura 9.7 Confronto curva di boiling sperimentale a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con quella ottenuta da Basu et al. [66] a $G=1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Keepaiboon e Wongwises [67] visualizzarono i flow pattern e misurarono i coefficienti di scambio in un microcanale singolo a sezione rettangolare. Il canale è largo 0.81 mm e alto 0.58 mm, con una lunghezza di 80 mm. L'obiettivo dei ricercatori era di valutare gli effetti della pressione di saturazione e della portata di massa specifica sul coefficiente di scambio termico; inoltre, grazie alle visualizzazioni effettuate, poter collegare il coefficiente di scambio termico al regime di deflusso presente. La portata di massa specifica testata varia da 600 a 1400 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre la pressione di saturazione $p_{\text{sat}} = 6.2 - 8.0 \text{ bar}$. Il flusso termico

imposto arriva a 49.5 kW m^{-2} anche se nell'articolo non vengono date precisazioni soddisfacenti per capire quale area di scambio sia stata considerata.

Gli autori videro che il coefficiente di scambio termico è influenzata dal flusso termico e non della portata ai più bassi flussi termici, mentre ai più elevati, v'è un effetto della portata di massa specifica, che diventa più evidente aumentando la pressione di saturazione. Le visualizzazioni mostrano che ai più bassi flussi termici è presente un regime di deflusso del tipo "a bolle" o "a sacche", i quali confermano l'ebollizione nucleata come meccanismo di scambio termico fondamentale. All'aumentare del flusso termico, si ha invece regime anulare e quindi la convezione forzata bifase che diventa il fenomeno dominante.

Per quanto riguarda il confronto con i nostri dati, le condizioni operative vengono riassunte in Tabella 9.7, mentre in Figura 9.8 e Figura 9.9 se ne illustra il paragone.

	Keepaiboon et al. [67]	Sperimentali
G [$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	600	400
q [kW m^{-2}]	7 – 30	22-54
Pressione [bar]	8	8
d_h [mm]	0.68	0.4
L_{CH} [mm]	80	51
Geometria	Rettangolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	-	Silicio
Tipo canale	Singolo	Singolo

Tabella 9.7 Condizioni operative per confronto con [67]

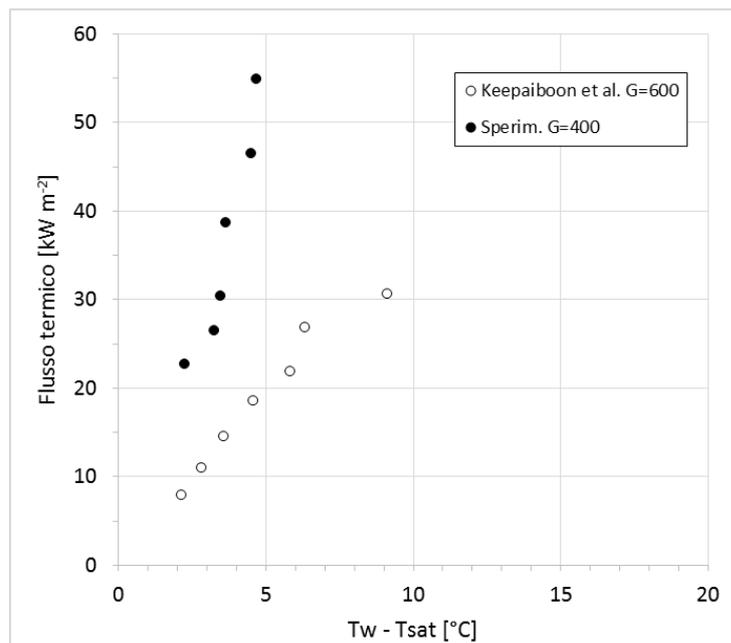


Figura 9.8 Confronto curva di boiling con [67] per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

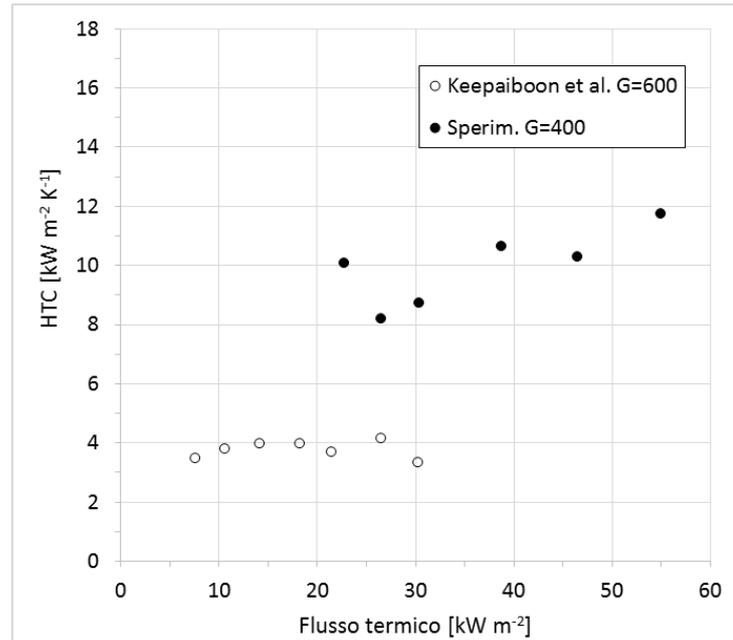


Figura 9.9 Confronto coefficienti di scambio con [67] per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Dalla comparazione fatta in Figura 9.8 e Figura 9.9 si nota la forte discrepanza tra i coefficienti da noi misurati e quelli ottenuti in [67]. Tuttavia, con una più attenta osservazione si vede che in Figura 9.8 a parità di $T_w - T_{\text{sat}}$ si ha un flusso termico diverso, ma la pendenza della curva di boiling è la stessa. Questa evidenza è verificata sia nel primo tratto della curva sperimentale da noi ottenuta, che nel secondo; inoltre il cambiamento di pendenza avviene sia nel nostro caso che in [67] per $T_w - T_{\text{sat}} \approx 4 - 5 \text{ }^\circ\text{C}$. Questi fatti portano a pensare che le due curve siano semplicemente traslate a causa della diversa definizione dell'area di scambio A_{heat} e quindi del flusso termico specifico q . A favore di questa ipotesi si fa notare che la crisi termica (Figura 7.6 e Figura 9.8) avviene in entrambi i casi per $T_w - T_{\text{sat}} \approx 8^\circ\text{C}$.

9.2 Evaporatori multicanale

Bertsch et al. [68] misurarono il coefficiente di scambio termico medio in una sezione sperimentale composta da 33 canali in parallelo. Ciascuno di essi presenta diametro idraulico pari a $d_h=0.54 \text{ mm}$ con un rapporto geometrico $\alpha_c=2.5$. La portata di massa specifica utilizzata varia da $G=20-350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre il flusso termico arriva a $q=220 \text{ kW m}^{-2}$. Vengono proposti due confronti. Il primo, illustrato in Figura 9.10 con condizioni operative di Tabella 9.8, viene fatto sulle curve di boiling. Il secondo, riportato in Figura 9.11, Figura 9.12 e Tabella 9.9, mostra invece l'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo e del flusso termico.

Guardando alla Figura 9.10 si nota l'elevata discrepanza nel tratto monofase. Questa differenza è dovuta al diverso grado di sottoraffreddamento adottato. Nel tratto in boiling, però, le due curve si allineano, denotando perciò un buon accordo tra le due misure.

	Bertsch et al. [68]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	334	400
q [kW m ⁻²]	0 – 300	0 – 160
Pressione [bar]	7.5	8
d _h [mm]	0.54	0.4
L _{CH} [mm]	9.53	51
Geometria	Rettangolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Rame	Silicio
Tipo canale	33 in parallelo	Singolo

Tabella 9.8 Condizioni operative per confronto con [68]

	Bertsch et al. [68]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	334	400
q [kW m ⁻²]	0 – 300	50 – 160
Pressione [bar]	5.5	8
d _h [mm]	0.54	0.4
L _{CH} [mm]	9.53	51
Geometria	Rettangolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Rame	Silicio
Tipo canale	33 in parallelo	Singolo

Tabella 9.9 Condizioni operative per confronto con [68]

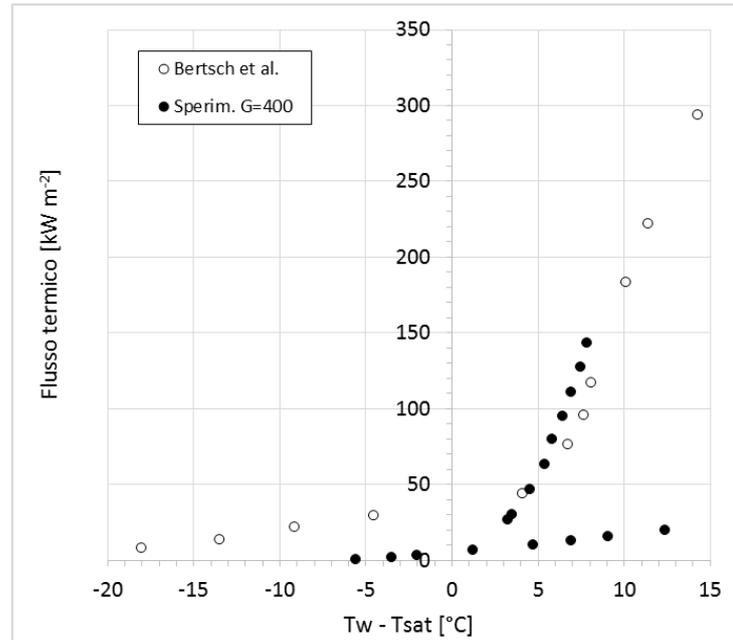


Figura 9.10 Confronto curva di boiling con [68]. Condizioni in Tabella 9.8

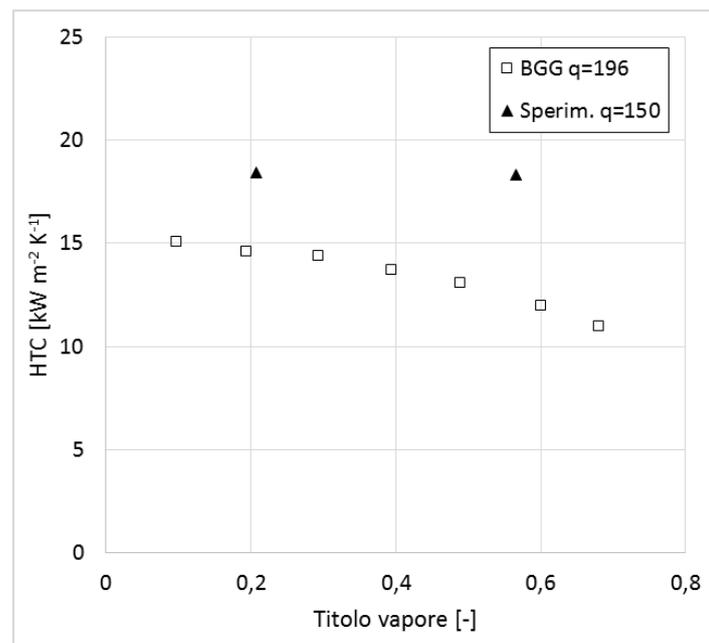


Figura 9.11 Confronto coefficiente di scambio termico con [68], q in $kW m^{-2}$. Altre condizioni in Tabella 9.9

Nel loro articolo, Bertsch et al [68], evidenziarono che, per titolo di vapore $x > 0.5$, il coefficiente di scambio termico diminuisce all'aumentare del titolo. Questo fatto è evidente in Figura 9.11; tuttavia tale andamento non viene riscontrato nei risultati da noi ottenuti.

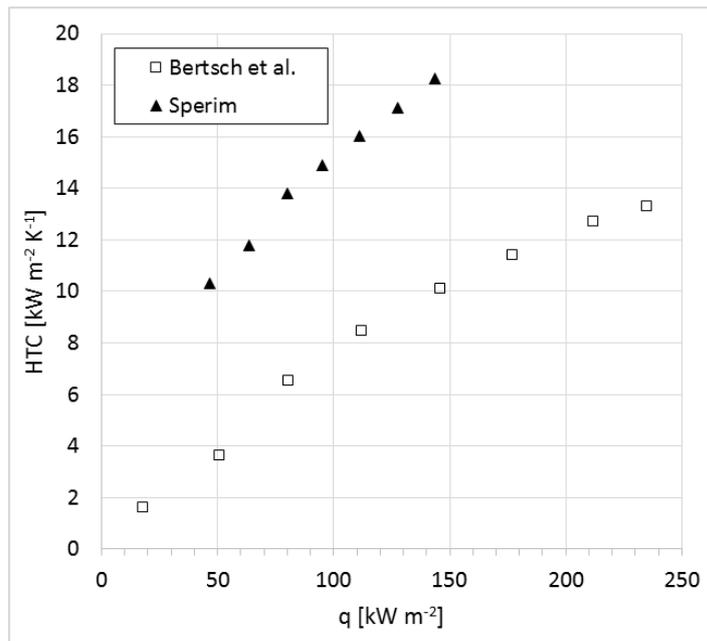


Figura 9.12 Confronto con [68] di HTC vs q. Condizioni in Tabella 9.9

Plottando i coefficienti di scambio in funzione del flusso termico (Figura 9.12) si osserva come in [68] quest'ultimo abbia una minore influenza.

Do Nascimento et al. [2] misurarono il coefficiente di scambio termico medio in una basetta di rame nella quale sono ricavati cinquanta canali paralleli a sezione rettangolare. Ciascun canale misura 100 μm di larghezza, 500 μm di altezza e 15 mm in lunghezza. Le portate testate sono $G=400, 600, 1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre il flusso termico specifico, basato sull'intera superficie di scambio e non sull'area in pianta, arriva a $q=75 \text{ kW m}^{-2}$. I risultati mostrati dagli autori permettono un confronto del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico specifico per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Il risultato della comparazione viene mostrato in Figura 9.13.

	Do Nascimento et al. [2]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	400	400
q [kW m ⁻²]	20 – 75	45 – 80
Pressione [bar]	6.9	8
d _h [mm]	0.167	0.4
L _{CH} [mm]	15	51
Geometria	Rettangolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Rame	Silicio
Tipo canale	50 in parallelo	Singolo

Tabella 9.10 Condizioni operative per confronto con [2]

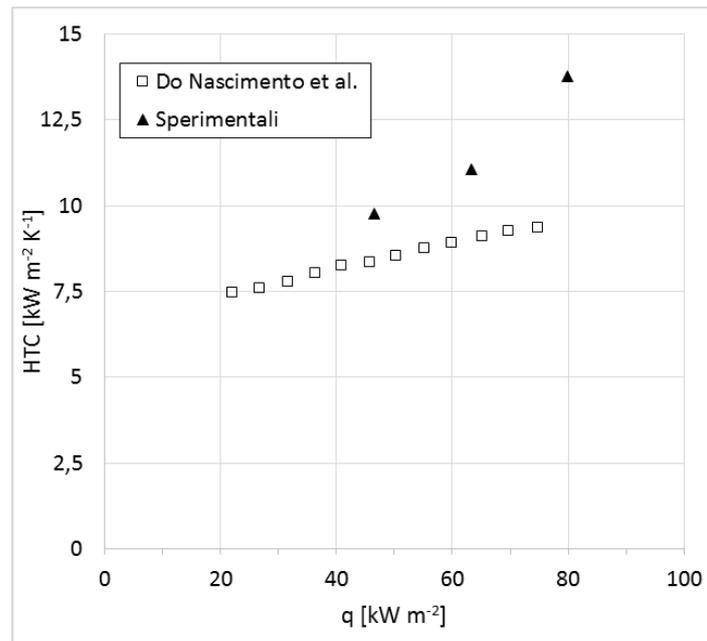


Figura 9.13 Confronto coefficienti di scambio con [2] $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Per il modo in cui è costruita la sezione di misura, nel nostro studio, ad ogni valore di flusso termico specifico q , si sono calcolati due distinti coefficienti di scambio. Per eseguire il confronto di Figura 9.13 se ne è plottato il valore medio al fine di avvicinarsi ai risultati esposti in [2].

La comparazione mostra una diversa influenza del flusso termico sul coefficiente di scambio termico.

Kaew-On et al. [69] analizzarono la possibilità di applicare i microcanali come scambiatori tubo in tubo. Le sezioni di misura da loro utilizzate sono costituite da un tubo di diametro 25.4 mm al cui interno viene inserita la bassetta multicanale. Quest'ultima è ottenuta estrudendo una barra d'alluminio. Sono previste due basette: la prima conta 14 canali rettangolari venti diametro idraulico $d_h=1.1$ mm, mentre la seconda prevede 8 canali con $d_h=1.2$ mm. All'interno dei minicanali scorre R134a, mentre nel tubo esterno viene mandata acqua in controcorrente. Il range di portata di massa specifica del refrigerante è $G=300 - 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mentre per il flusso termico $q=15 - 65 \text{ kW m}^{-2}$.

I ricercatori osservarono che il coefficiente di scambio termico medio dipende fortemente dal flusso termico imposto, mentre non viene influenzato dalla portata di massa specifica. Essi giustificarono tale fatto ipotizzando l'ebollizione nucleata come meccanismo di scambio termico prevalente.

Osservarono inoltre che, a parità di condizioni operative, nella bassetta multicanale di maggior diametro idraulico i coefficienti di scambio sono maggiori.

Sulla base dei dati resi disponibili in [69] è possibile eseguire un paragone con quanto misurato nel nostro studio.

	Kaew-On et al. [69]	Sperimentali
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	363 – 730	400 – 800
q [kW m ⁻²]	30 – 60	45 – 80
Pressione [bar]	6	8
d _h [mm]	1.1	0.4
L _{CH} [mm]	220	51
Geometria	Rettangolare	Quadrata
Orientazione	Orizzontale	Orizzontale
Materiale	Alluminio	Silicio
Tipo canale	14 in parallelo	Singolo

Tabella 9.11 Condizioni operative per confronto con [69]

Il confronto illustrato in Figura 9.14 mostra che a parità di portata, le due curve di boiling sono in buon accordo, soprattutto ai più elevati flussi termici considerati. Tale accordo con i dati sperimentali viene confermato anche analizzando l'influenza del flusso termico sul coefficiente di scambio termico (Figura 9.15), dove si vede che i dati ottenuti da Kaew-On et al. [69] non dipendono dalla portata e vengono fittati in maniera soddisfacente dalla curva interpolatrice da noi ricavata in Figura 7.19.

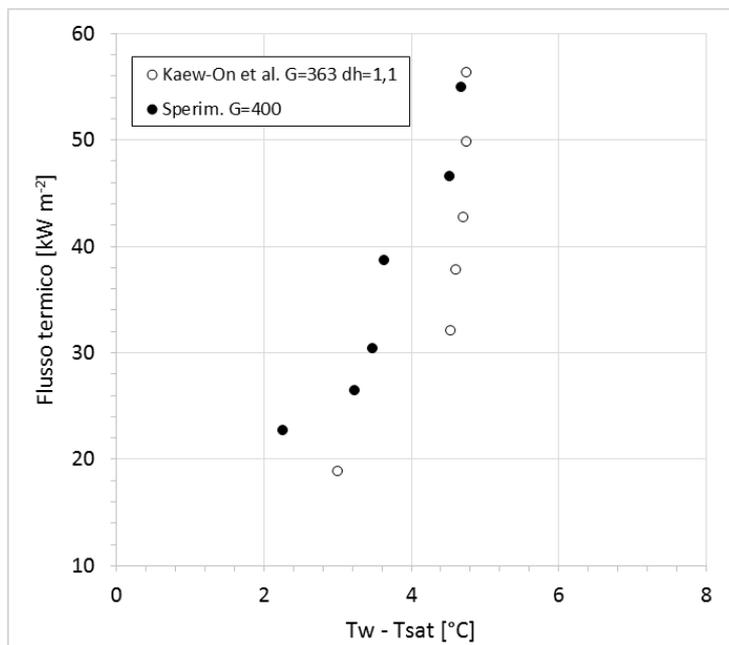


Figura 9.14 Confronto curva di boiling con [69] per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

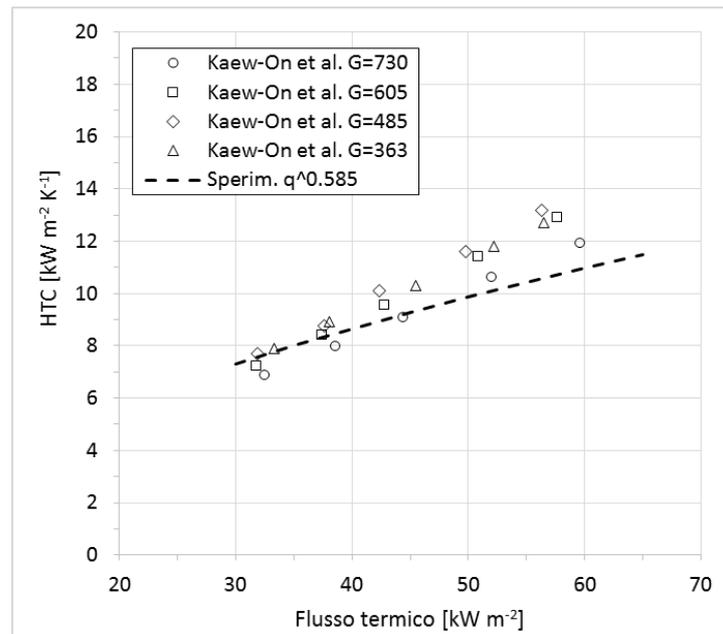


Figura 9.15 Confronto con [69] del coefficiente di scambio termico in funzione del flusso termico

Ribatski [70] riferisce che i risultati ottenuti in canali paralleli non sono confrontabili con quelli ottenuti in canale singolo. Le cause vanno ricercate nella mutua incidenza termica tra un canale e quello adiacente, oltre alla presenza di instabilità di deflusso dovute alle differenti condizioni di ingresso. Il confronto eseguito in Figura 9.13 sembra confermare l'impossibilità di paragonare i coefficienti di scambio nelle due differenti tipologie di canale.

- CAPITOLO 10 -

NUOVA SEZIONE SPERIMENTALE

Dopo aver ottenuto i risultati in microcanale con pareti lisce, si passerà ora a misurare i coefficienti di scambio in un microcanale avente le stesse dimensioni nominali ma pareti che presentano delle irregolarità costruite per aumentare la scabrezza. In questo capitolo vengono evidenziate le differenze tra le due sezioni sperimentali e la superficie sarà classificata secondo normativa ISO 4287.

10.1 Costruzione della sezione sperimentale

La costruzione della nuova sezione sperimentale ricalca esattamente quanto detto in § 2.2 con l'unica differenza che la maschera per la fotolitografia non riporta una geometria rettilinea per le pareti del microcanale.

In Figura 10.1 si può apprezzare la geometria finale delle pareti verticali, schematizzata poi in Figura 10.2.

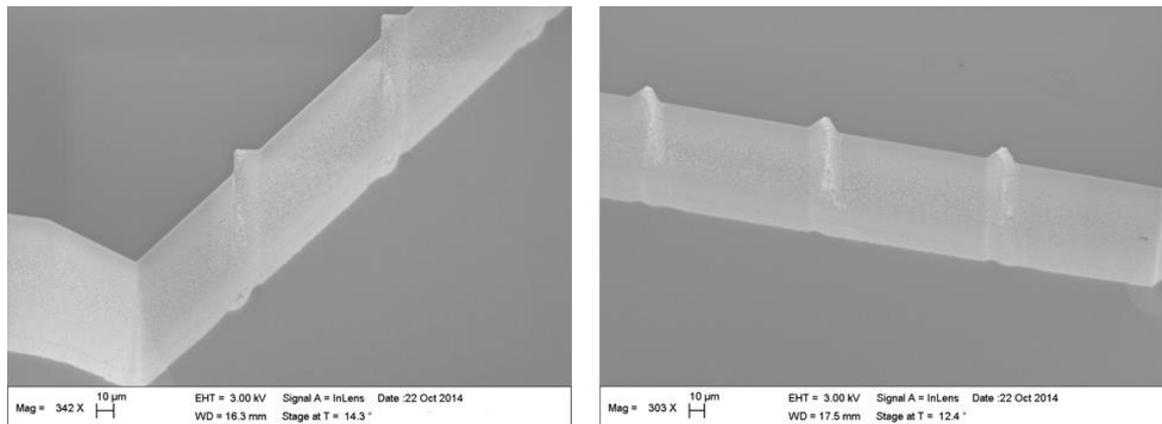


Figura 10.1 Immagini al microscopio elettronico della nuova sezione sperimentale

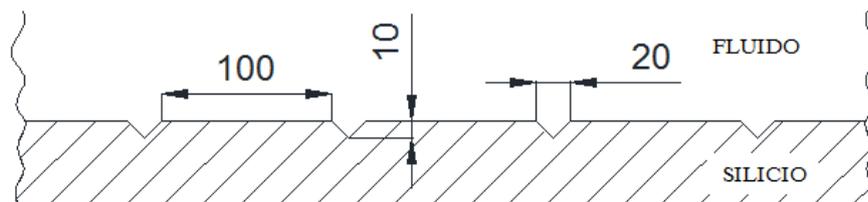


Figura 10.2 Schematizzazione della parete verticale (dimensioni in µm)

10.2 Caratterizzazione secondo norma ISO 4287

Seguendo le indicazioni riportate nella normativa ISO 4287/98 vengono calcolati i parametri in grado di caratterizzare la rugosità delle pareti verticali del microcanale.

Il profilo della superficie è il risultato dell'intersezione tra la parete verticale ed un piano ad essa perpendicolare. Di questo profilo, ne viene scelto un tratto rappresentativo per il calcolo dei parametri della rugosità; tale porzione prende il nome di lunghezza campione l ed è riportato in Figura 10.3. La lunghezza campione si ripete periodicamente nelle due pareti verticali.

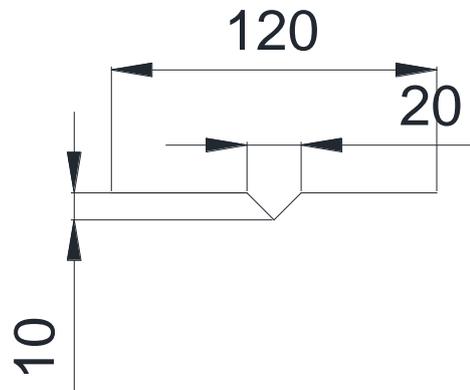


Figura 10.3 Lunghezza campione per misure di rugosità

Nei tratti di superficie dove non è presente la cavità, la parete viene considerata perfettamente liscia. Pur consapevoli che questo rappresenta una mera astrazione della realtà, tale approssimazione viene fatta a causa della mancanza di misure più accurate.

L'ipotesi appena fatta ci consente di affermare che quello rappresentato in Figura 10.3, oltre ad essere il profilo primario è anche il profilo di rugosità.

Facendo la media integrale lungo la lunghezza campione, si fissa la linea di riferimento, la quale viene raffigurata in Figura 10.4 e sarà fondamentale per la successiva analisi.

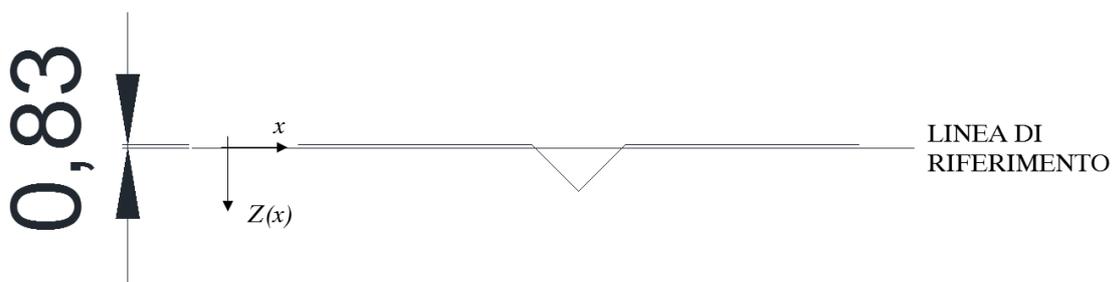


Figura 10.4 Individuazione della linea di riferimento

Di seguito si descrivono i parametri significativi considerati e le loro modalità di calcolo come riportato nella ISO 4287.

Il parametro R_p (massima altezza del profilo) indica la massima distanza tra la linea di riferimento e il picco più alto presente entro la lunghezza campione.

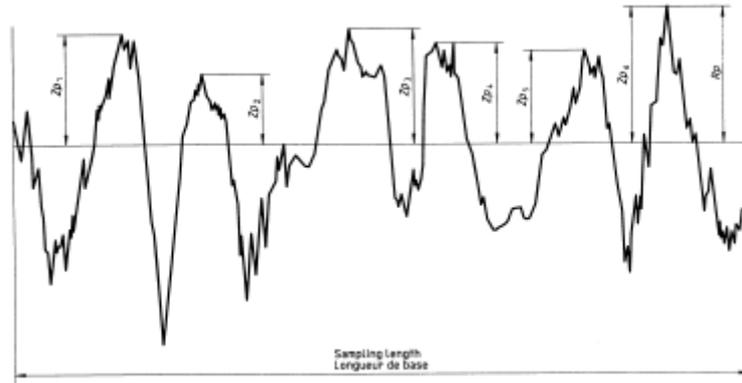


Figura 10.5 Individuazione del parametro R_p nel profilo di rugosità [71]

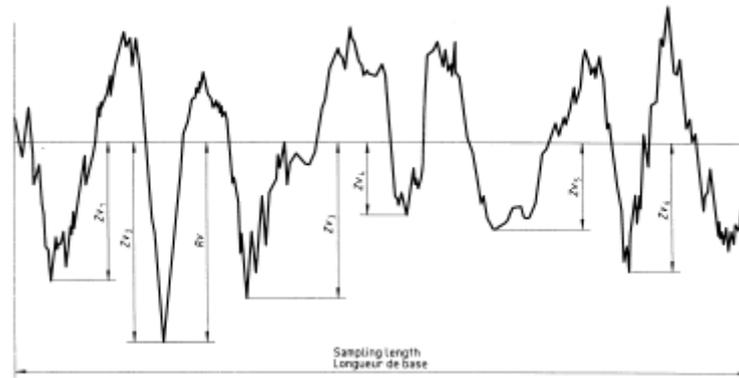


Figura 10.6 Individuazione del parametro R_v nel profilo di rugosità [71]

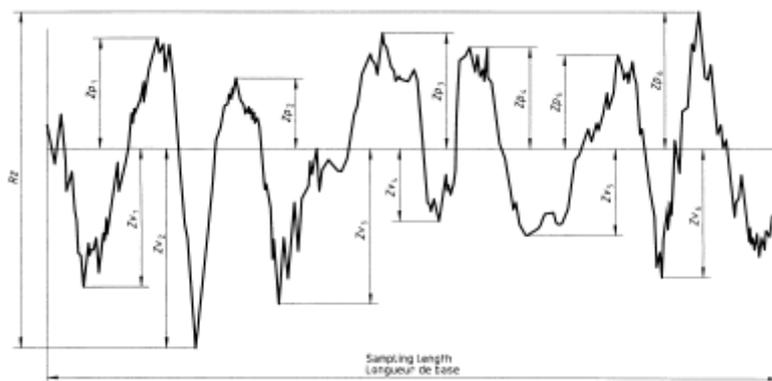


Figura 10.7 Individuazione del parametro R_z nel profilo di rugosità [71]

Il termine R_v (massima profondità del profilo) corrisponde alla massima distanza, nella lunghezza campione, tra la linea di riferimento e il punto più profondo delle valli presenti. Il parametro R_z (massima altezza del profilo) è la somma dell'altezza del picco più alto e della profondità della valle più profonda comprese entro la lunghezza campione. Poiché il profilo di rugosità si ripete identico su tutta la parete del canale, tale somma è uguale anche se si considera l'intero profilo di rugosità e non solo la lunghezza campione. In questi casi la normativa consiglia di utilizzare il parametro R_t che corrisponde appunto alla somma dell'altezza del picco massimo e della profondità della valle più profonda nell'intero profilo.

Con Ra (rugosità media) si indica la media integrale dei valori assoluti delle ordinate del profilo di rugosità entro la lunghezza campione. Il suo calcolo avviene mediante l'Eq. 10.1

$$Ra = \frac{1}{l} \cdot \int_0^l |z(x)| dx \quad (10.1)$$

I risultati dell'analisi condotta vengono riportati nella seguente tabella.

Rp [μm]	0.83
Rv [μm]	9.17
Rt [μm]	10
Ra [μm]	1.53

Tabella 10.1 Caratteristiche di rugosità della superficie

Si ricorda che l'analisi condotta non corrisponde ad una rigorosa caratterizzazione della rugosità di parete; in quanto per fare ciò, sarebbero necessarie misurazioni con strumenti adeguati, quali il rugosimetro, e che consentono di capire se la cavità costruita artificialmente può essere considerata come valle del profilo di rugosità o se ne debba tenere conto come parte del profilo primario.

10.3 Termocoppie di parete

Nei capitoli precedenti, più volte si è accennato al fatto che le temperature misurate dalle termocoppie di parete necessitavano di essere corrette per ottenere una stima più attendibile della temperatura di parete effettiva.

Per la nuova sezione sperimentale si decide di modificare il sistema di fabbricazione e di incollaggio delle termocoppie, al fine di ottenere una misura più accurata.

L'estremità del filo di rame viene allineata con la controparte di costantana. Per agevolare il mantenimento in posizione dei due fili si utilizza il terzo dito. Una volta che tutto è fermo i due capi nudi vengono uniti con stagno (Figura 10.8). In questo modo si ottiene una giunzione oblunga, che viene incollata sulla superficie inferiore della sezione sperimentale allineandola all'asse dell'heater in platino.

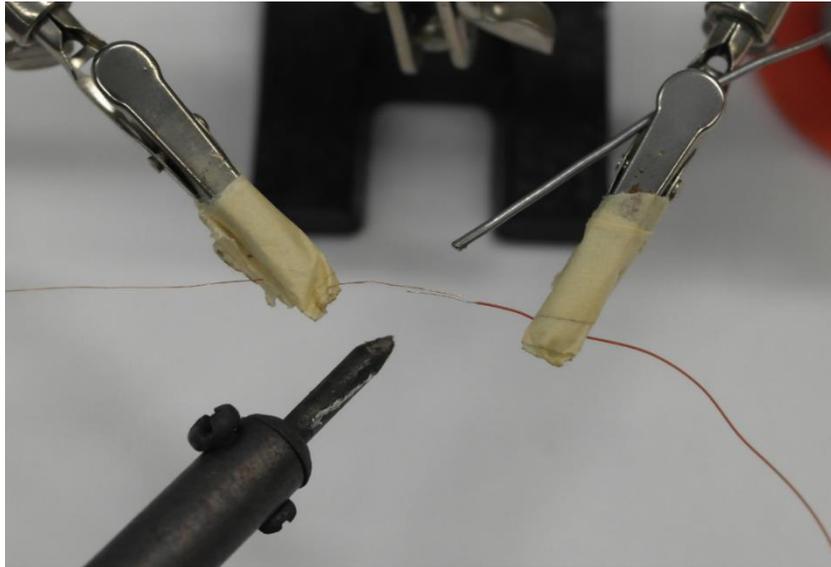


Figura 10.8 Creazione della giunzione con stagno per le nuove termocoppie

L'incollaggio avviene mediante colla epossidica bicomponente (Bostik® D2365). Una volta conclusa tale operazione, il tutto viene fatto asciugare per una notte. Successivamente, sopra la giunzione, vengono applicate delle strisce adesive di isolante.

In totale si sono incollate tre termocoppie con punta stagnata, poste rispettivamente ad una distanza di 15, 25 e 35 mm dall'ingresso del microcanale.

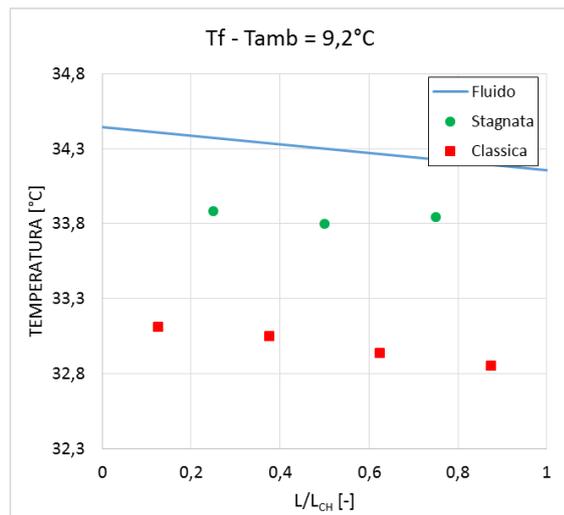
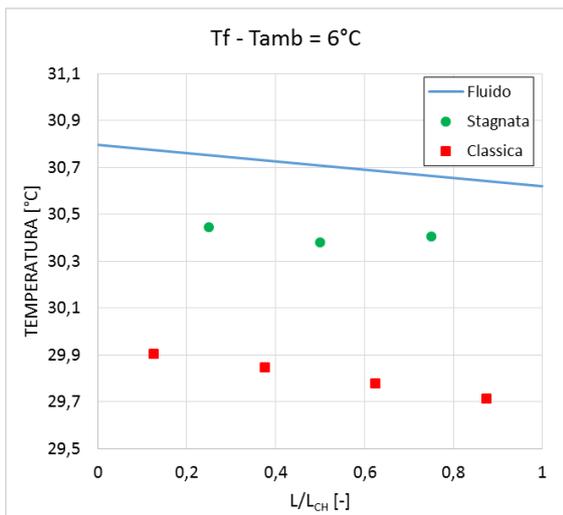
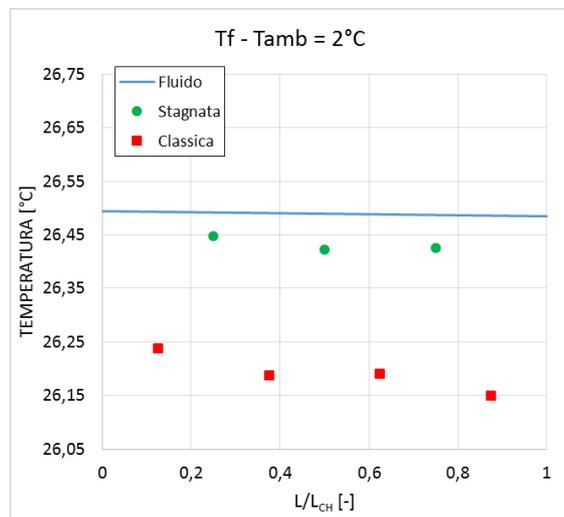
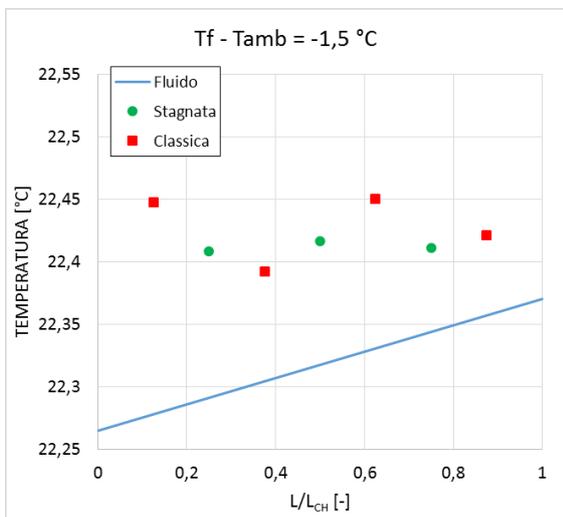
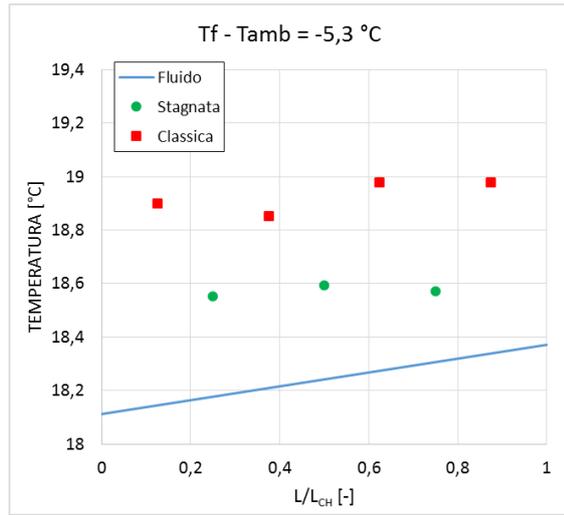
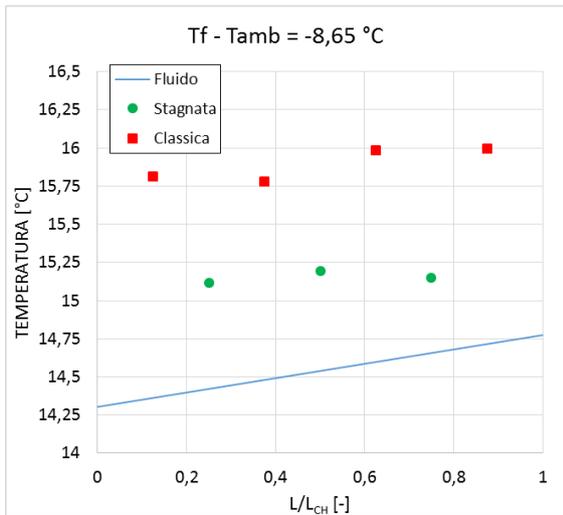
Prima di procedere all'incollaggio delle nuove termocoppie, nell'heater erano state adagiate quattro termocoppie costruite ed incollate seguendo il metodo "vecchio".

10.4 Test preliminari in monofase

Prima di procedere con la sperimentazione del nuovo prototipo, viene eseguito un test preliminare in monofase. Gli scopi di questo test sono: verificare che la temperatura di parete misurata dalle nuove termocoppie sia il più vicino possibile a quella del fluido e capire quale, tra i due tipi di termocoppie, dà misure migliori.

Per fare ciò viene fatta fluire una portata di massa specifica pari a $G=5000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; il deflusso è in monofase liquido con una temperatura all'ingresso che viene variata durante il corso della prova, in modo tale da ottenere diverse differenze di temperatura tra l'ambiente e il fluido. La potenza elettrica applicata è nulla.

In Figura 10.9 si illustrano i risultati delle suddette prove. Nei grafici riportati si mostra l'andamento della temperatura del fluido (supposto lineare) e i valori misurati da ciascuna termocoppia.



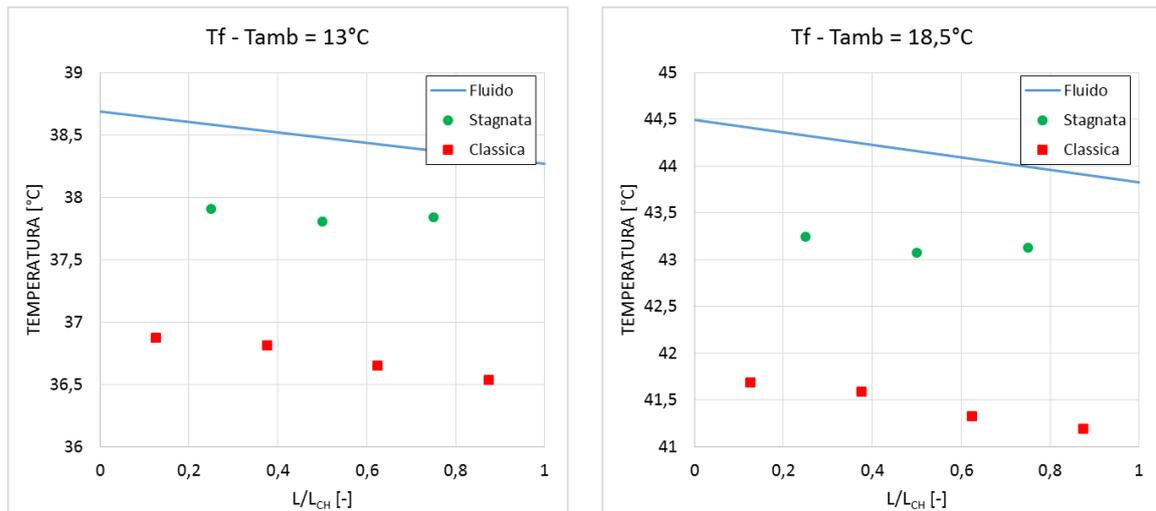


Figura 10.9 Temperatura di parete misurata dalle termocoppie e andamento di temperatura del fluido al variare della differenza di temperatura tra ambiente (T_{amb}) e media del fluido (T_f)

Come si vede in Figura 10.9, le termocoppie con punta stagnata si avvicinano maggiormente alla temperatura del fluido. Si nota però che il deflusso non è adiabatico, in quanto il fluido non ha eguale temperatura in ingresso e in uscita. La presenza di un flusso termico non nullo suggerisce che la temperatura di parete non è uguale a quella del fluido. Si ipotizza che il coefficiente α_f di scambio sia costante lungo il canale e venga calcolato secondo l'equazione di Dittus-Boelter

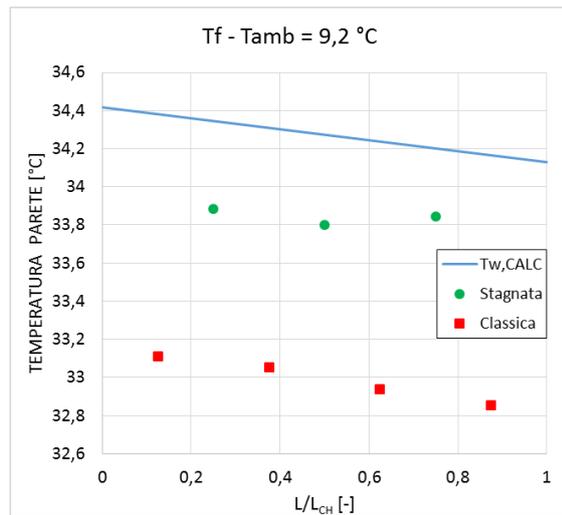
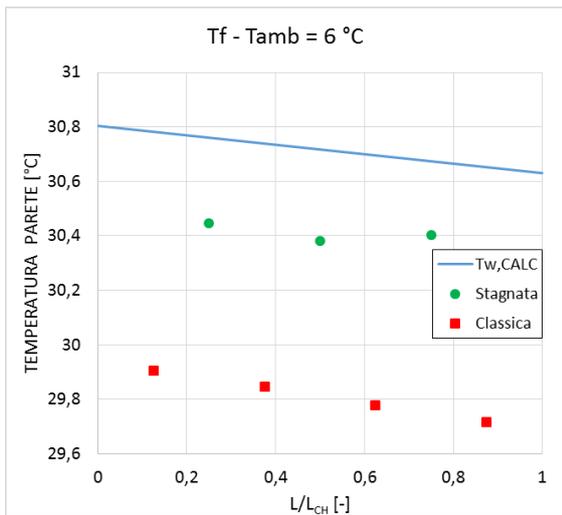
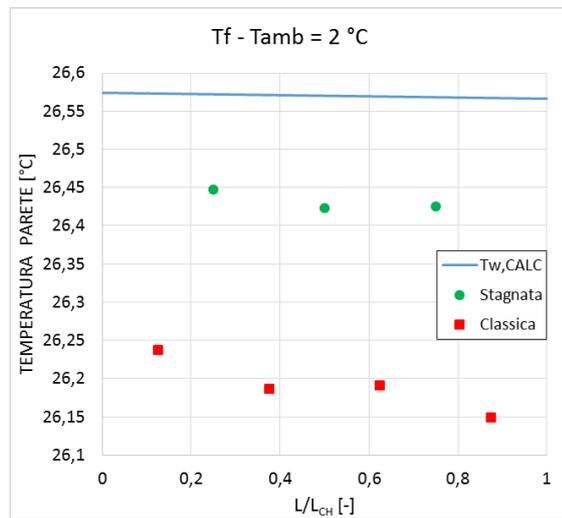
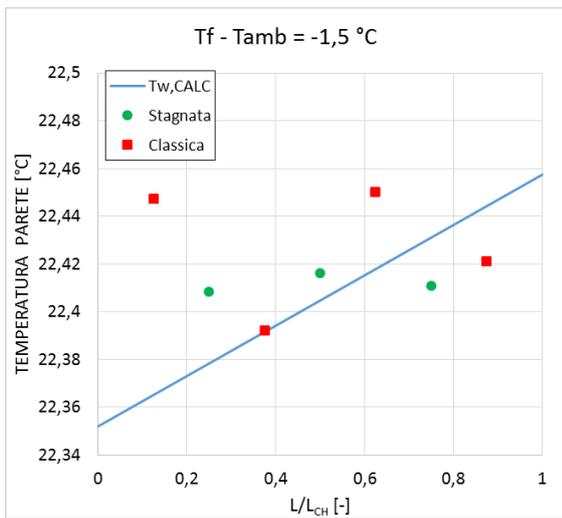
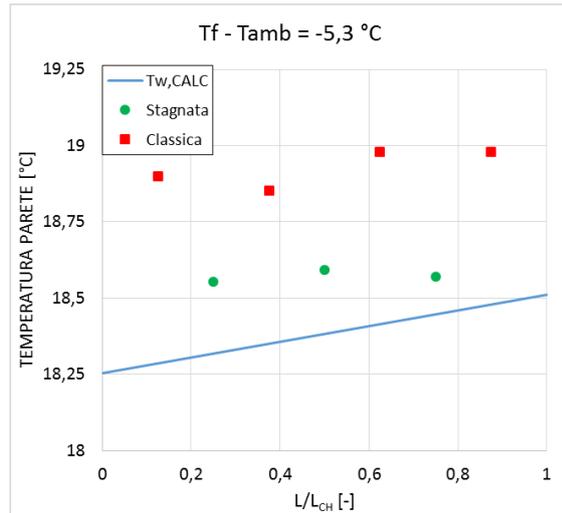
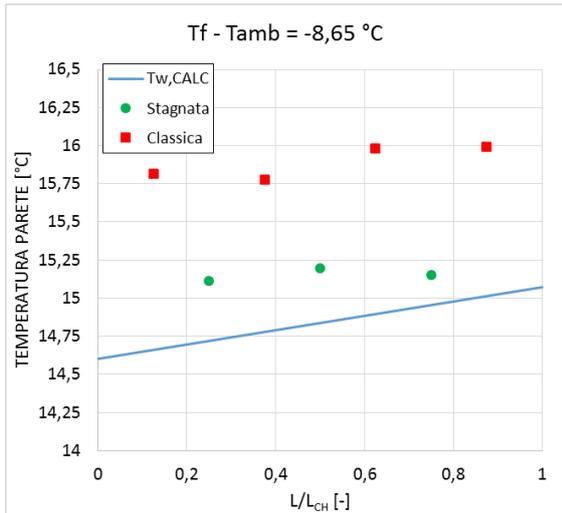
$$\alpha_f = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot \frac{\lambda}{D_h} \quad (10.2)$$

L'ipotesi di utilizzare la correlazione di Dittus-Boelter viene giustificata dal fatto che, in questi test preliminari, si ha $Re=8700 - 12700$, range per cui, in prove precedenti (vedi § 4.2.3), si era visto che la correlazione più efficiente era proprio quella di Dittus-Boelter.

In Figura 10.10, viene riproposto il confronto illustrato in Figura 10.9, con l'unica differenza che, invece dell'andamento di temperatura del fluido, viene plottata la temperatura di parete teorica. Quest'ultima viene ricavata pensando ad un modello monodimensionale di trasmissione del calore e quindi calcolata come in Eq. 10.3.

$$T_{w,CALC} = T_f + \frac{m \cdot c_p \cdot (T_{out} - T_{in}) - P_{IN/OUT}}{\alpha_f \cdot A_{heat}} \quad (10.3)$$

Si fa notare che, in questa fase, non si tiene conto né della resistenza termica del silicio né della resistenza termica aggiuntiva dovuta alla colla epossidica. La superficie di scambio A_{heat} è pari a quella usata per canale liscio, ovvero $A_{heat}=6.12 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$. Non si tiene conto dunque dell'aumento di superficie dovuto alle valli costruite artificialmente sulle pareti verticali nella nuova sezione sperimentale.



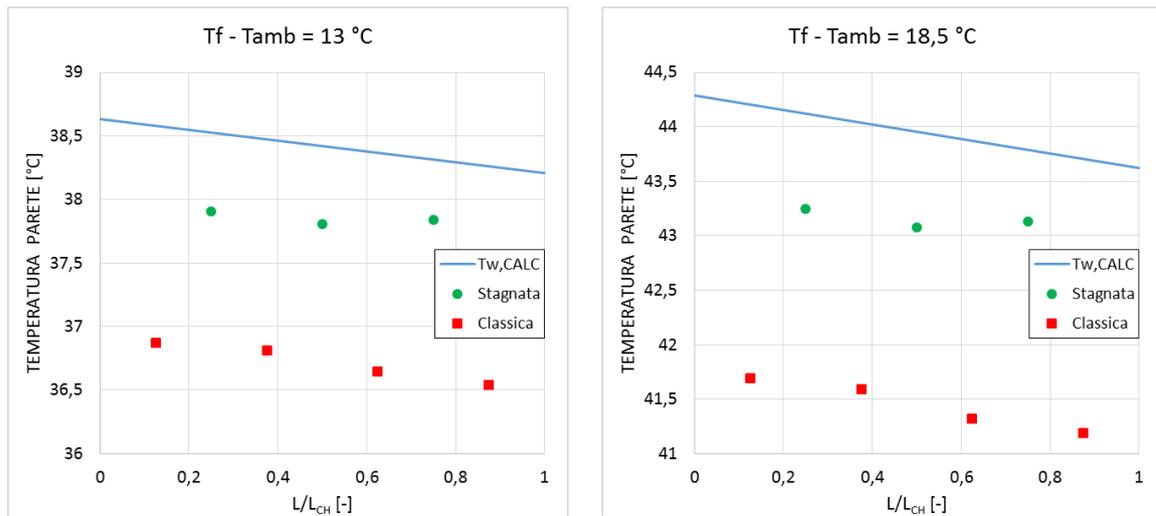


Figura 10.10 Confronto tra la temperatura di parete misurata e quella calcolata da Eq. 10.3

Come si vede in Figura 10.10, le termocoppie con punta stagnata restituiscono una misura più accurata della temperatura di parete rispetto a quelle con punta saldata per contatto. Tuttavia, alle maggiori differenze di temperatura ($T_f - T_{amb}$) vi è una discrepanza tra il valore misurato e quello calcolato che arriva a 1°C. Questo fatto suggerisce che per ottenere una migliore misura è necessario post-calibrare anche le nuove termocoppie. Questa operazione non viene eseguita per motivi di tempo.

Da qui in avanti, per temperatura di parete misurata, si intende il valore misurato direttamente dalla termocoppia di parete in questione.

- CAPITOLO 11 -

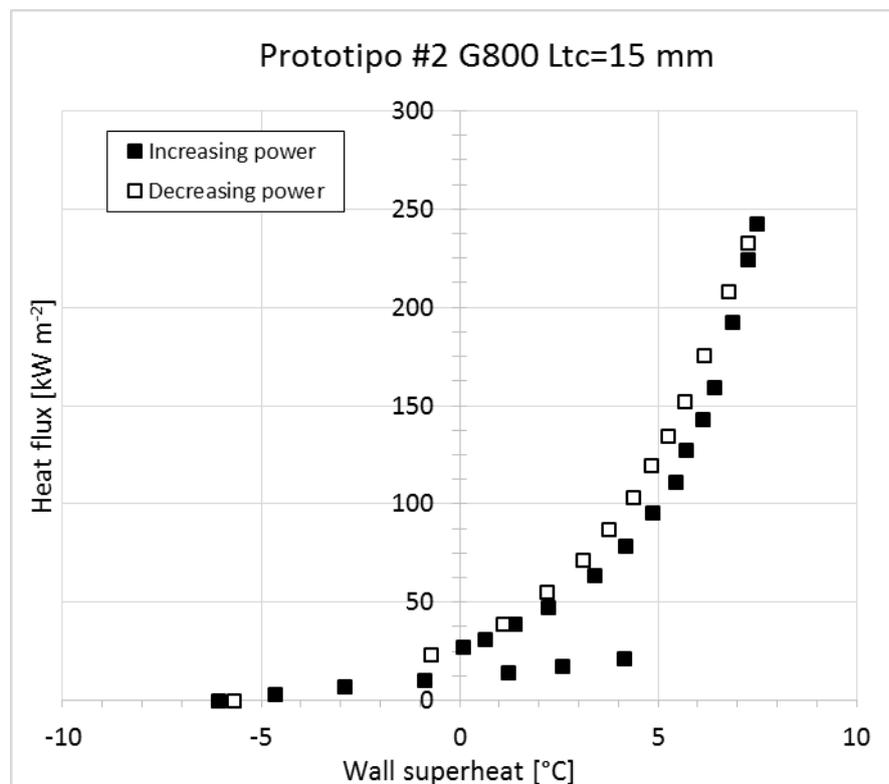
RISULTATI SPERIMENTALI SU CANALE RUGOSO

Nella parte iniziale di questo capitolo si esporranno le curve di ebollizione e i coefficienti di scambio ottenuti con la sezione sperimentale descritta nel capitolo precedente. Successivamente, tali risultati saranno confrontati con i medesimi ottenuti su canale liscio.

11.1 Curve di ebollizione

Vengono testate due differenti portate di massa, ovvero $G=800$ e $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per ciascuna portata si illustra la curva di boiling in corrispondenza di ogni termocoppia (con punta stagnata) di parete, oltre ad una tabella recante i punti sperimentali utilizzati per il calcolo dei coefficienti di scambio. In calce alla tabella si riporta un grafico che mostra la corrispondenza p-T di saturazione all'uscita del microcanale, nei punti sperimentali appena citati.

11.1.1 Risultati per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$



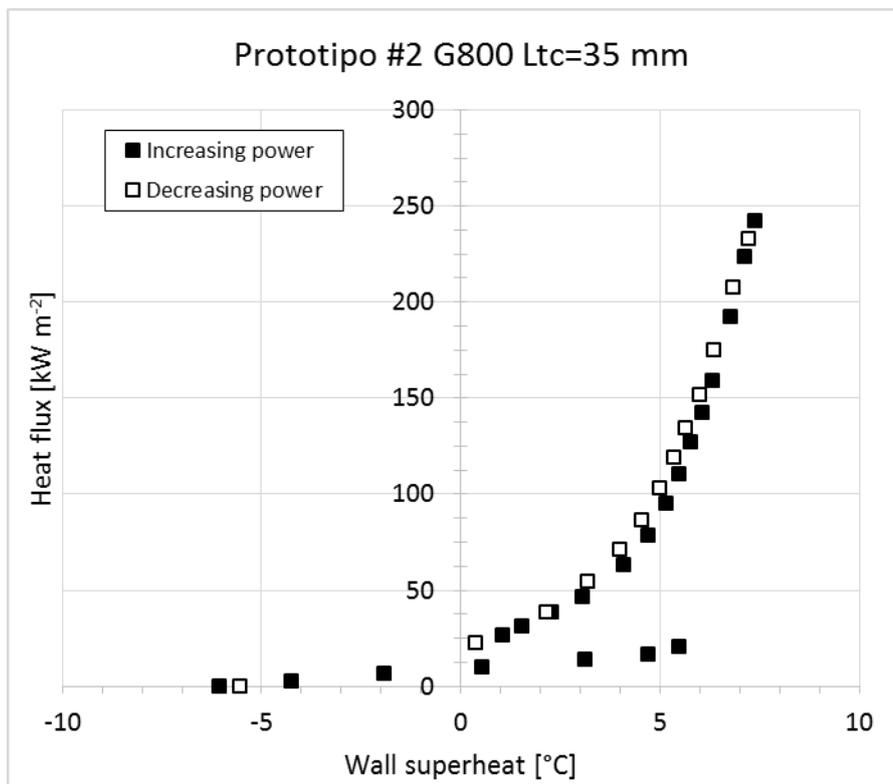
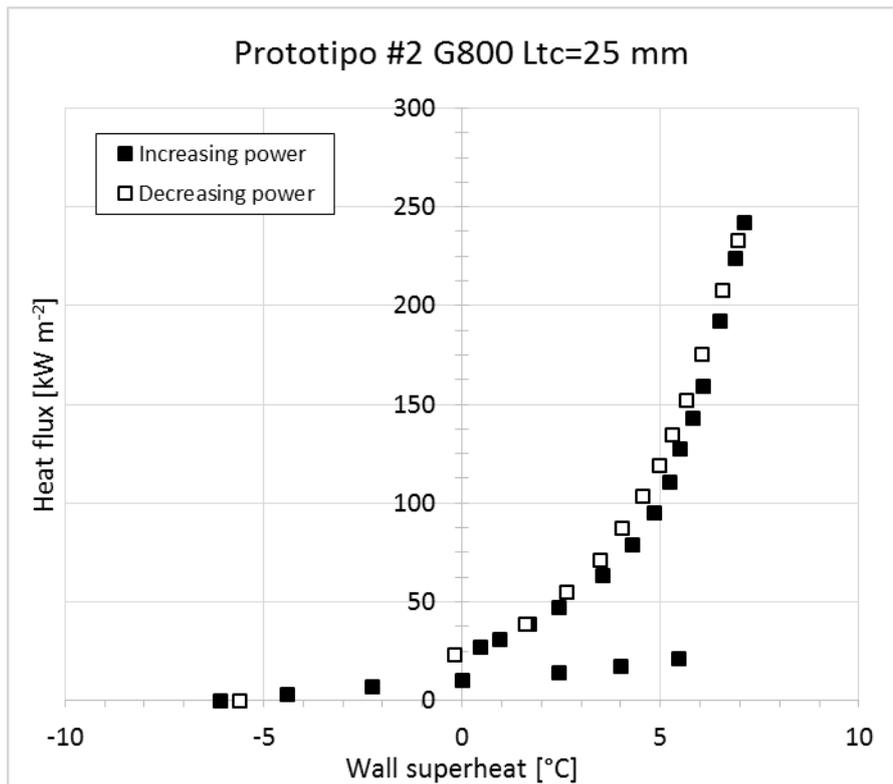


Figura 11.1 Curve di ebollizione a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in corrispondenza delle tre termocoppie di parete

In Figura 11.1 si riportano le tre curve di ebollizione ottenuta alla portata $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Si nota che globalmente la curva è composta da tre differenti tratti, contraddistinti da altrettante pendenze. Dopo l'innesco dell'ebollizione, come ci si aspettava, vi è la riduzione

della temperatura di parete, tuttavia aumentando il flusso termico la temperatura di parete sale con una certa velocità che non è uguale a quella che si ha nell'ultimo tratto di curva. Tale fatto porta a pensare all'esistenza di tre diversi modalità di deflusso e quindi di scambio termico.

Nel primo prevale la convezione forzata in fase liquida; mentre nell'ultimo si ha l'ebollizione, e quindi il deflusso bifase, accentuati. Nel tratto intermedio si ha un maggiore coefficiente di scambio termico rispetto al monofase dovuto alla presenza di bolle, tuttavia non si può parlare di vera e propria ebollizione per due motivi: all'uscita non vi è corrispondenza tra pressione e temperatura di saturazione all'uscita del microcanale (Figura 11.2) e la pendenza della curva non è uguale a quella del tratto successivo ma è nettamente inferiore.

Si fa notare che nel microcanale a pareti lisce si osservavano solamente due tratti distinti di curva: quello monofase e quello di boiling. Si imputa perciò tale differenza alla rugosità costruita; ovvero le cavità presenti innescano anticipatamente l'ebollizione, la quale però necessita di flussi termici maggiori per svilupparsi completamente.

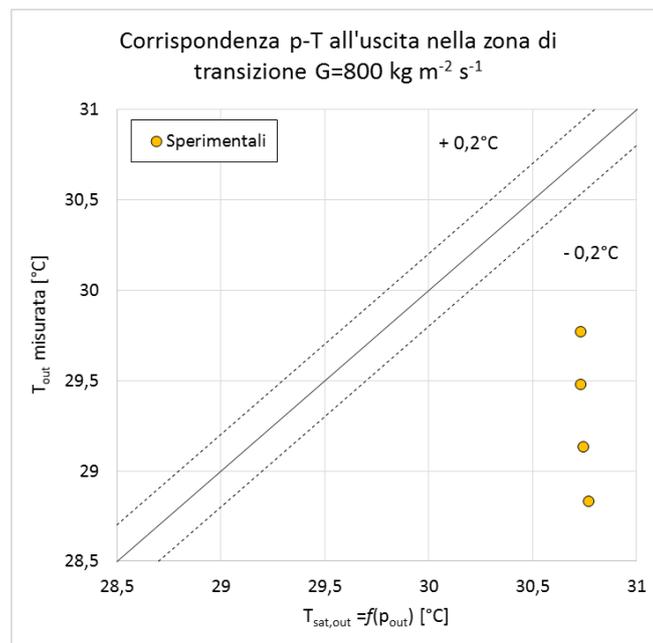


Figura 11.2 Corrispondenza p-T all'uscita nei punti compresi nella zona di transizione monofase-bifase

Guardando sempre alla Figura 11.1 si nota che, in corrispondenza della termocoppia più vicina all'ingresso ($L_{TC}=15 \text{ mm}$), la curva ottenuta a potenza crescente non coincide con quella a potenza decrescente; cosa che invece accade in corrispondenza delle altre due termocoppie di parete. La conferma che i siti di nucleazione siano attivi viene dalla curva che si ottiene a potenza decrescente. Proprio per questo motivo, per il calcolo dei coefficienti di scambio locali, sulla prima termocoppia, si utilizzeranno esclusivamente i punti sperimentali ottenuti con potenza elettrica decrescente.

q [kW m ⁻²]	x_{TC1} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC1}$ [°C]	x_{TC2} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC2}$ [°C]	x_{TC3} [-]	$(T_w - T_{sat})_{TC3}$ [°C]
127	-	-	0,14	5,14	0,22	5,42
134	0,04	4,91	0,11	4,96	0,17	5,30
143	-	-	0,16	5,46	0,25	5,71
152	0,05	5,33	0,13	5,31	0,20	5,64
159	-	-	0,20	5,71	0,31	5,96
175	0,07	5,81	0,15	5,70	0,23	6,01
192	-	-	0,25	6,15	0,37	6,41
208	0,09	6,44	0,18	6,21	0,28	6,50
224	-	-	0,27	6,53	0,40	6,78
233	0,11	6,91	0,23	6,60	0,34	6,87
242	-	-	0,26	6,77	0,39	7,05

Tabella 11.1 Dati per il calcolo di HTC_{MIS} . $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

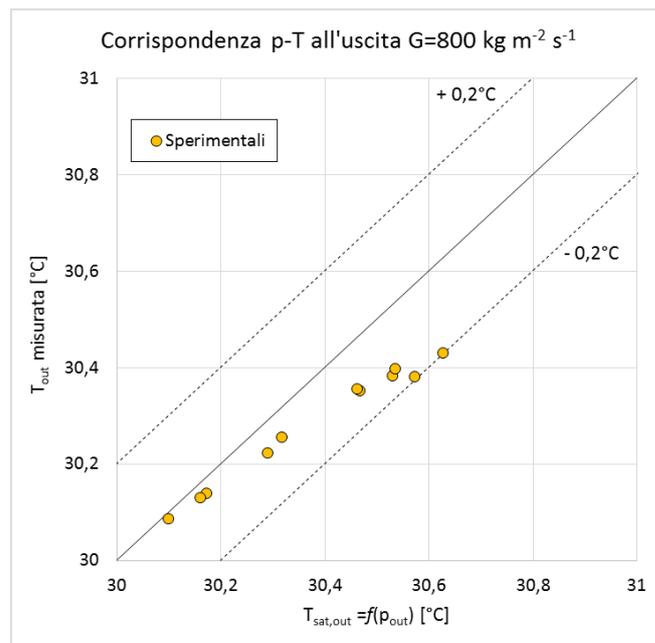
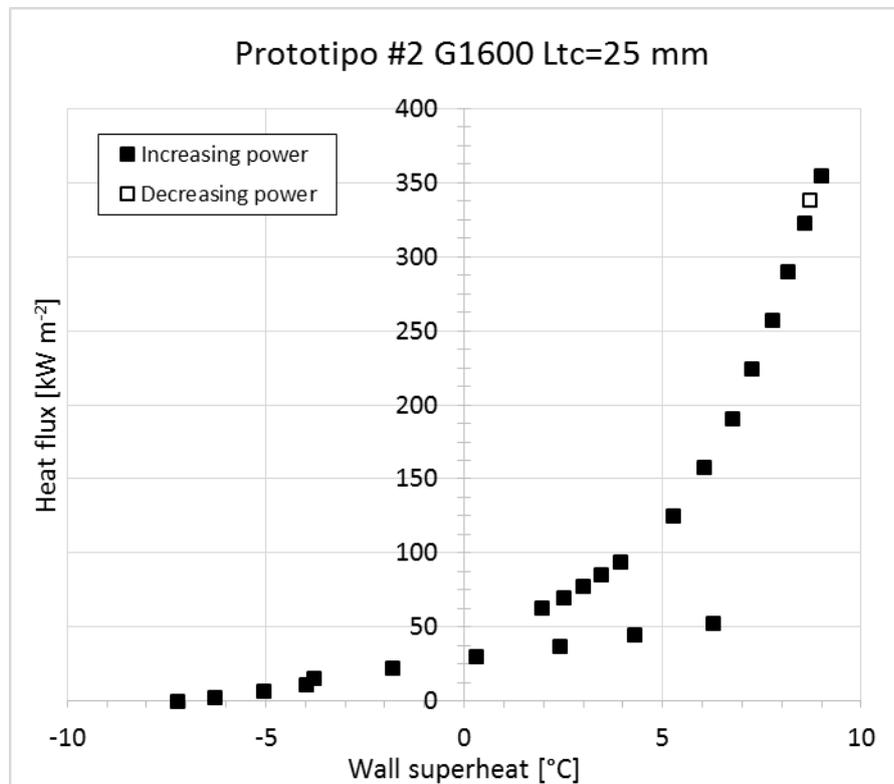
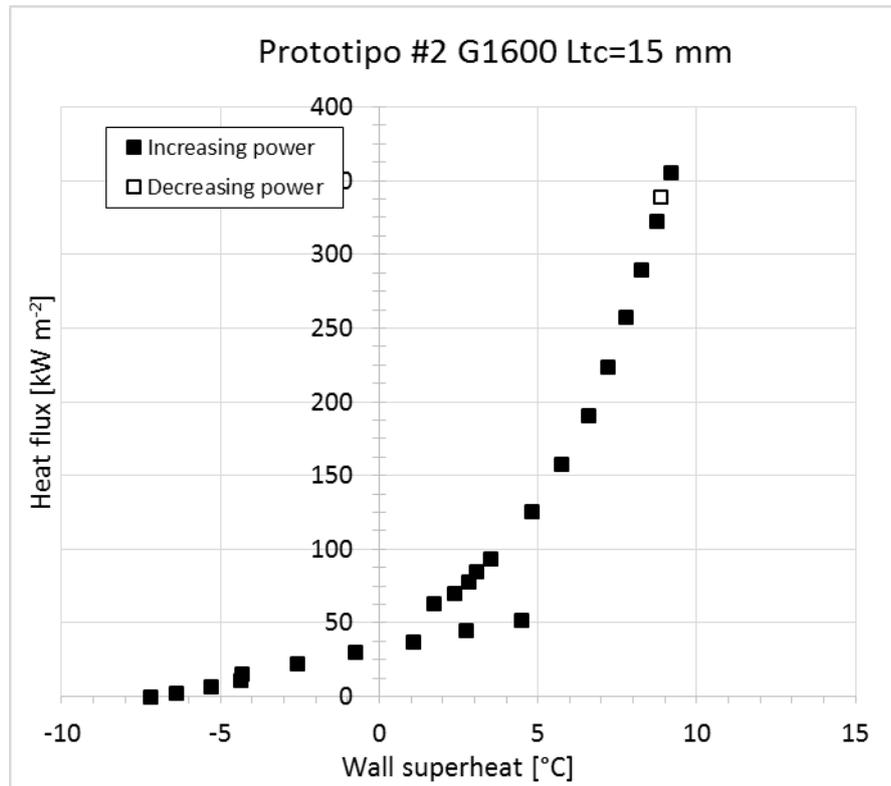


Figura 11.3 Corrispondenza p-T all'uscita del canale nei dati per il calcolo di HTC_{MIS} a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

11.1.2 Risultati per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$



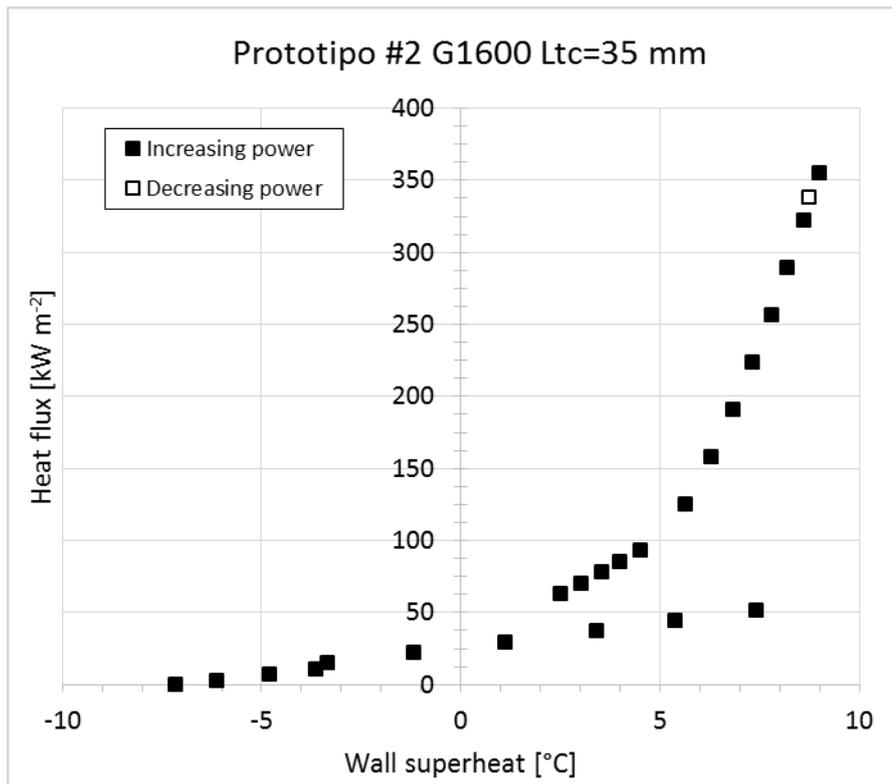


Figura 11.4 Curve di ebollizione a $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in corrispondenza delle tre termocoppie di parete

In Figura 11.4 si riportano le tre curve di ebollizione ottenuta alla portata $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Come per le precedenti curve riportate (Figura 11.1) si nota che esse sono composte da tre differenti tratti, contraddistinti da altrettante pendenze.

Si ipotizza che nel primo prevalga la convezione forzata in fase liquida; mentre nell'ultimo si abbia l'ebollizione, e quindi il deflusso bifase, accentuati.

In Figura 11.5 si riporta la corrispondenza tra pressione e temperatura all'uscita del microcanale nei punti sperimentali compresi nella zona di transizione. Si osserva come non vi sia corrispondenza, ragione per cui non si ritiene di avere deflusso bifase sviluppato all'interno del microcanale. Tuttavia la presenza di bolle fa aumentare il coefficiente di scambio termico, ragione per cui nella zona di transizione si ha una pendenza diversa.

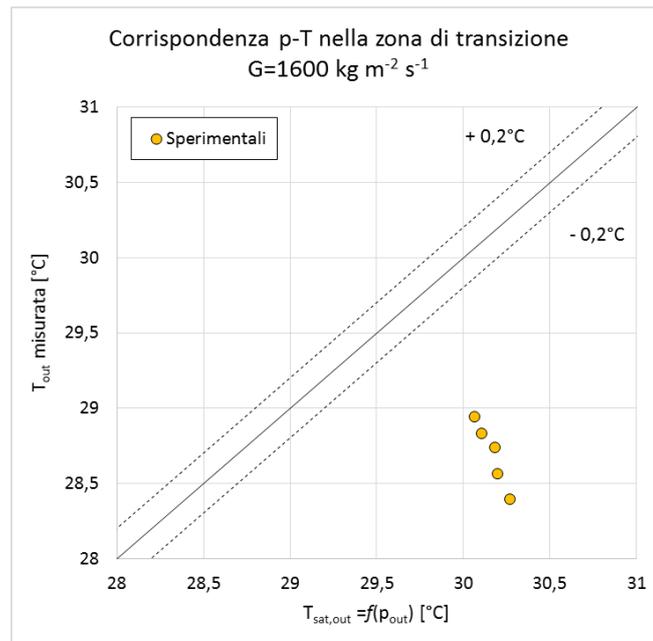


Figura 11.5 Corrispondenza p-T all'uscita nei punti compresi nella zona di transizione monofase-bifase

11.2 Coefficienti di scambio termico

I coefficienti di scambio termico vengono calcolati localmente, in corrispondenza di ciascuna termocoppia di parete, secondo l'Eq. 11.1.

$$HTC_{MIS} = \frac{q/A_{heat}}{T_{w,CALC} - T_{sat}} \quad (11.1)$$

dove $T_{w,CALC}$ è la temperatura di parete locale calcolata secondo l'Eq. 11.2.

$$T_{w,CALC} = T_{w,MIS} + 0.35 \quad (11.2)$$

La correzione imposta sulla temperatura misurata dalle termocoppie ($T_{w,MIS}$) non è frutto di una post-calibrazione come quella eseguita su quelle vecchie. Essa deriva dai grafici di Figura 10.10, dove le condizioni operative sono a $T_f - T_{amb} = 5^\circ\text{C}$.

La temperatura di saturazione locale T_{sat} viene determinata dalla valutazione della pressione locale, considerando che quest'ultima abbia andamento lineare lungo il canale.

A causa dell'isteresi ottenuta nella curva di boiling a $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, vengono calcolati esclusivamente gli HTC_{MIS} a portata di mass specifica $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. I punti utilizzati sono riportati in Tabella 11.1.

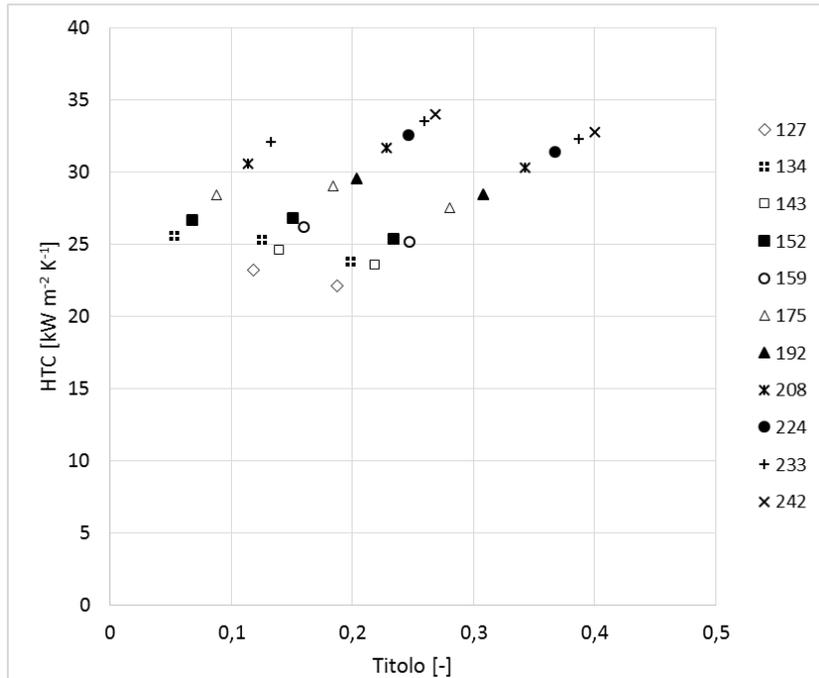


Figura 11.6 HTC_{MIS} in funzione del titolo di vapore per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Come si vede in Figura 11.6 globalmente il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del flusso termico. Mantenendo costante la portata quest'ultimo fatto è legato anche ad un maggiore titolo di vapore ottenuto.

Per $q < 160 \text{ kW m}^{-2}$ è possibile evidenziare un lieve effetto del titolo di vapore, e in particolar modo, all'aumentare di esso, il coefficiente di scambio termico diminuisce. A flussi termici specifici superiori invece, il titolo non ha più alcuna influenza sul coefficiente di scambio termico, che resta di fatto costante lungo il canale.

11.3 Confronto con canale liscio

Il confronto con il canale liscio viene riportato prima tra curve di boiling e successivamente tra coefficienti di scambio misurati. La comparazione è eseguita in corrispondenza di $L_{TC}=15 \text{ mm}$ e $L_{TC}=35 \text{ mm}$, che corrispondono alle posizioni delle due termocoppie di parete nella sezione sperimentale "liscia" e alle due più esterne (tra quelle con punta stagnata) nella nuova.

11.3.1 Confronto per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

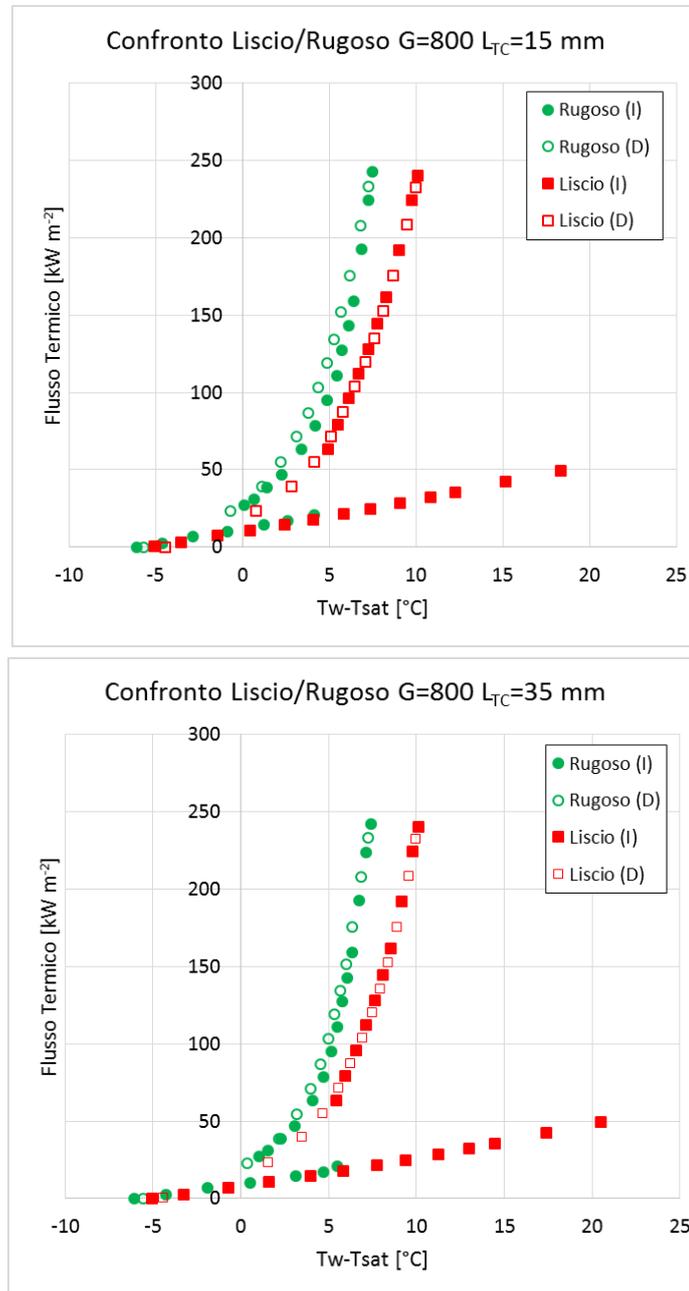


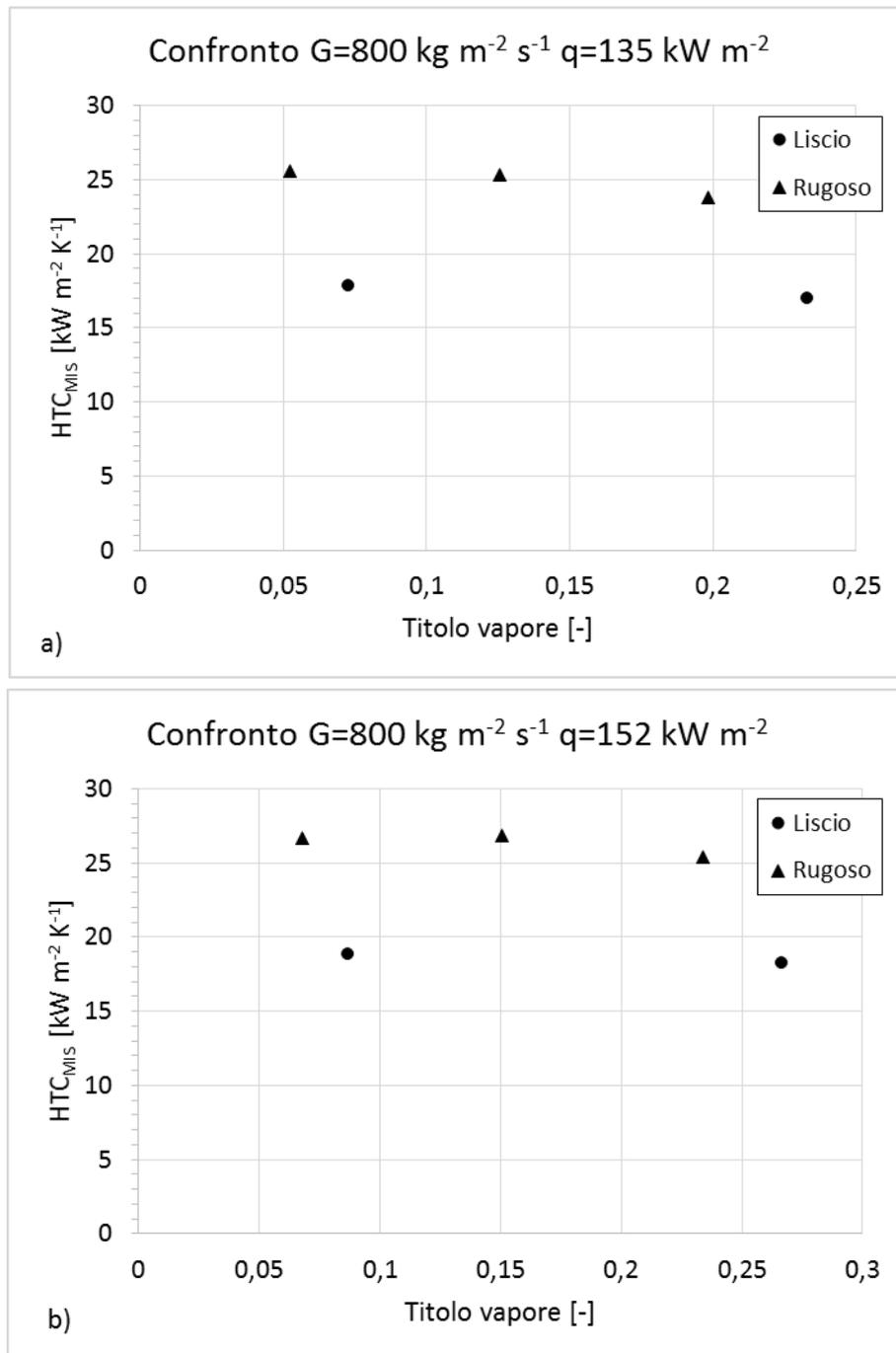
Figura 11.7 Confronto tra curve di boiling a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nei due microcanali testati

In Figura 11.7 si nota che l'andamento in regime monofase liquido è lo stesso. Tale fatto non ci deve sorprendere in quanto nel caso di deflusso monofase i parametri che influiscono il coefficiente di scambio termico sono la velocità del fluido e la sua temperatura e pressione; nel nostro caso tutti queste variabili rimangono immutate.

Si nota che nel microcanale con pareti a geometria costruita, l'innesco dell'ebollizione avviene anticipatamente rispetto al canale con pareti lisce. In particolare modo il flusso termico q_{ONB} si dimezza.

Dopo l'innesco dell'ebollizione, le due curve diventano parallele. A parità di flusso termico imposto, nel canale "rugoso" si osserva un minor surriscaldamento della parete, il che significa un maggior coefficiente di scambio termico.

Per quanto riguarda i coefficienti di scambio misurati, la comparazione viene effettuata a parità di flusso termico e viene proposta in Figura 11.8.



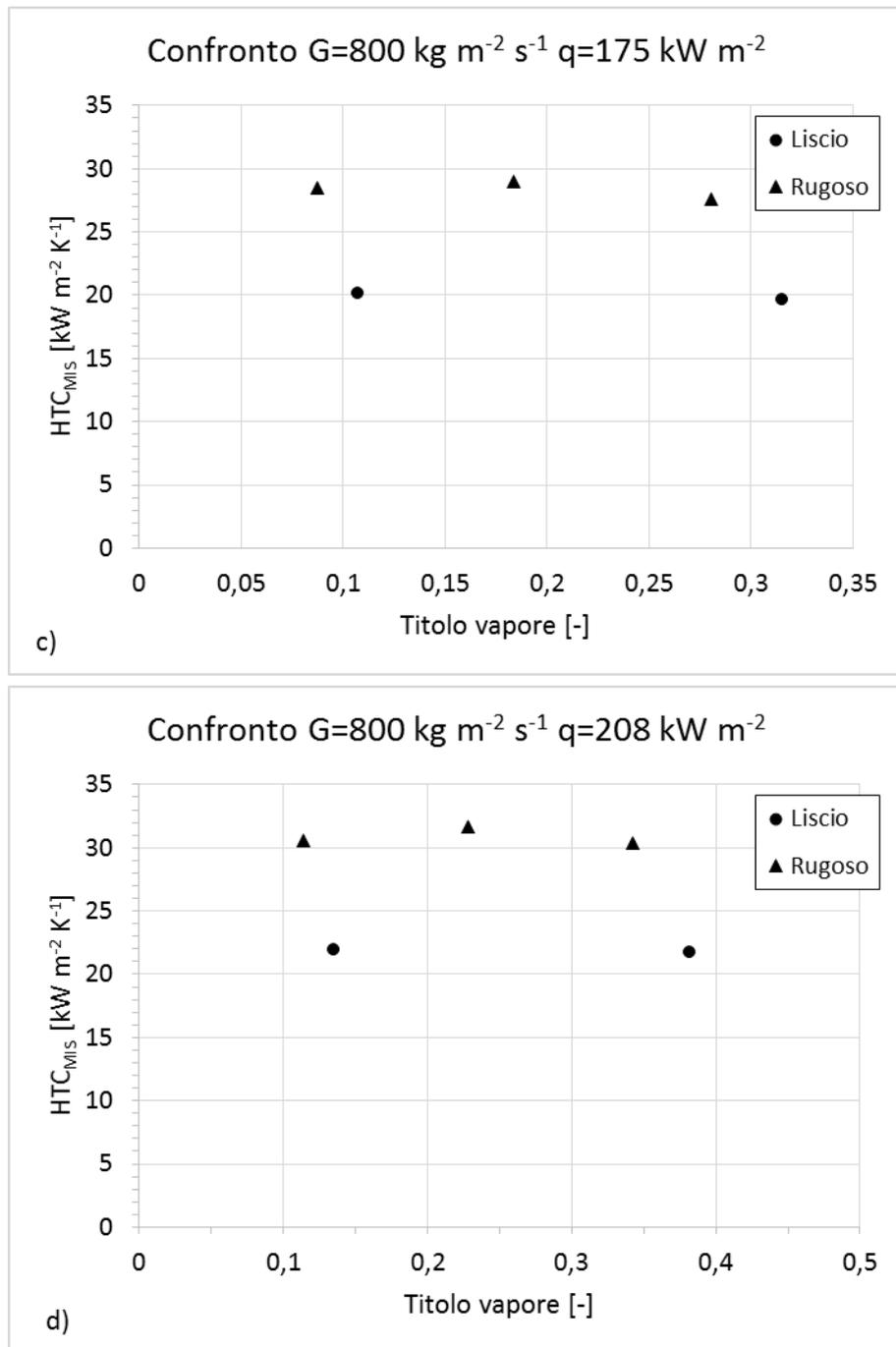


Figura 11.8 Comparazione HTC_{MIS} per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a diversi flussi termici: a) $q=135 \text{ kW m}^{-2}$; b) $q=152 \text{ kW m}^{-2}$; c) $q=175 \text{ kW m}^{-2}$; d) $q=208 \text{ kW m}^{-2}$

A parità di flusso termico e di altre condizioni operative, nel microcanale rugoso si ottengono coefficienti di scambio più elevati. L'aumento è dell'ordine del 40 – 50%.

11.3.2 Confronto per $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

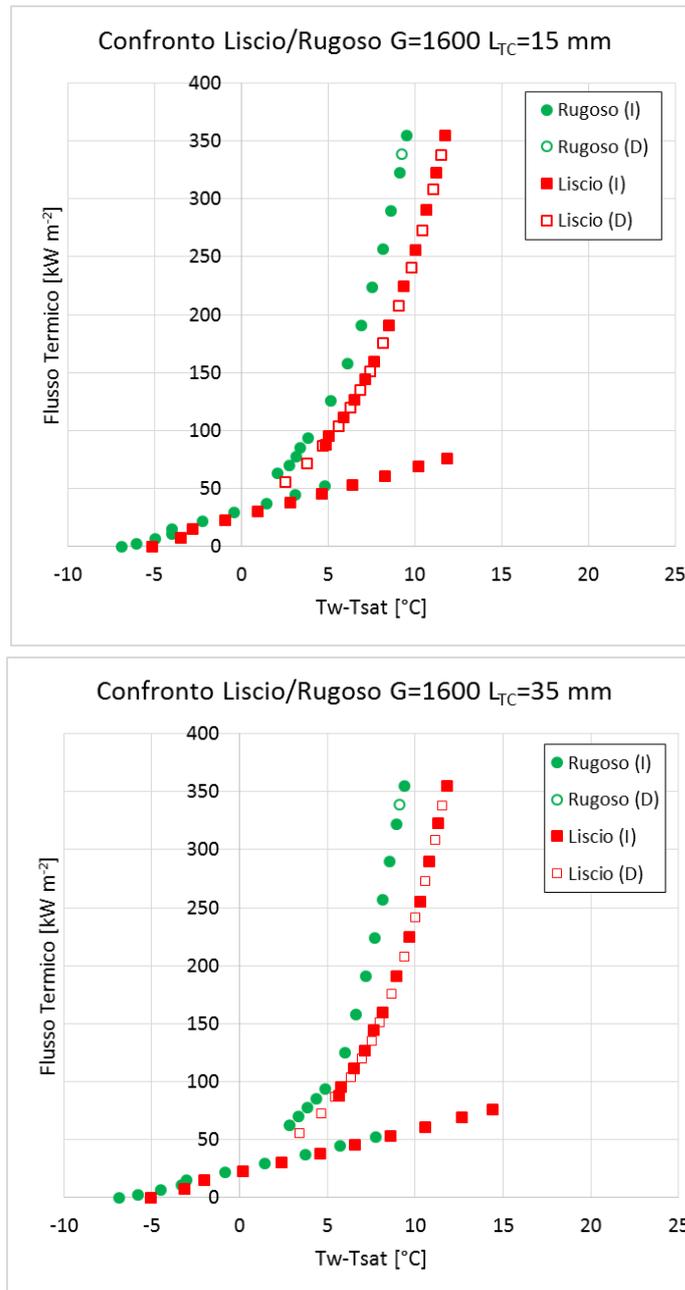


Figura 11.9 Confronto tra curve di boiling a $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nei due microcanali testati

Guardando alla Figura 11.9 si nota che l'andamento in regime monofase liquido è lo stesso. Si osserva che, nel caso di canale rugoso, la zona di transizione monofase-bifase termina in corrispondenza dell'inizio del boiling nel microcanale liscio. Tuttavia poi le due curve non proseguono congiuntamente ma con due pendenze differenti.

A parità di flusso termico, nel canale rugoso, si ottengono minori differenze ($T_w - T_{sat}$) il che significa maggiori coefficienti di scambio termico.

In base a quanto ottenuto, possiamo concludere che la rugosità porta ad un duplice effetto: l'attivazione prematura di alcuni siti di nucleazione e l'aumento del coefficiente di scambio termico.

L'attivazione prematura porta alla presenza di bolle nonostante si abbia un surriscaldamento esiguo alla parete; tuttavia in questa zona a basso surriscaldamento il meccanismo di scambio prevalente è la convezione forzata in fase liquida.

11.4 Conclusioni

L'obiettivo di quest'ultimo capitolo era quello di presentare un'analisi sperimentale in una nuova sezione di misura, la quale ha eguali dimensioni nominali della precedente, ma è caratterizzata dalla presenza di rientranze sulle pareti verticali del microcanale.

La nuova sezione di misura si differenzia dalla precedente anche per la costruzione e l'incollaggio delle termocoppie di parete. Queste ultime garantiscono una misura più accurata della temperatura di parete; tuttavia, guardando in Figura 10.10, è evidente che anch'esse necessitano di una post calibrazione. Viene scelta una correzione di 0.35°C tra il valore misurato e quello della parete.

Le curve di boiling, ottenute a due differenti portate ($G=800$ e $G=1600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), mostrano che la rugosità porta ad avere una zona di transizione tra il deflusso monofase e bifase. In essa si attivano alcuni siti di nucleazione, ma il meccanismo di scambio termico prevalente è ancora la convezione forzata in fase liquida.

Confrontando questi risultati, con quelli relativi al canale liscio, si nota che la presenza delle cavità artificiali porta a due effetti: l'innescò dell'ebollizione a flussi termici più bassi e l'incremento del coefficiente di scambio termico. Quest'ultimo aumento si attesta attorno al 30 – 40%.

Molto spesso in letteratura non si fa riferimento alla rugosità del canale, e in parecchi casi essa non viene nemmeno valutata. Stando ai risultati qui ottenuti, si vede invece, come questo sia un parametro fondamentale per lo scambio termico e per l'innescò dell'ebollizione. Perciò una migliore conoscenza del fenomeno dello scambio termico in mini e microcanali, passa anche attraverso una più attenta valutazione di questo parametro.

- CAPITOLO 12 -

CONCLUSIONI

L'obiettivo di questa tesi è quello di studiare sperimentalmente lo scambio termico durante la vaporizzazione in un microcanale in silicio. La sezione di misura testata prevede un singolo microcanale, di sezione trasversale quadrata con lato pari a $d_h=0.4$ mm. Il fluido utilizzato durante le prove è il refrigerante R134a.

Prima di passare alle prove in vaporizzazione sono stati condotti una serie di test preliminari. Questi test si sono resi utili per operare una post calibrazione delle termocoppie incollate nella sezione di misura. Successivamente vengono svolte alcune prove con deflusso monofase allo stato liquido. In questa fase viene misurata la perdita di pressione lungo il microcanale e il coefficiente di scambio termico medio. I risultati ottenuti mostrano che:

- la transizione da moto laminare a moto turbolento avviene per $Re=1000-1500$, anticipatamente rispetto ai canali convenzionali ma in linea con altri studi compiuti in microcanali;
- tra le correlazioni considerate, quelle di Shah London e di Blasius, predicono meglio le perdite di carico rispettivamente in regime laminare e turbolento. Lo scarto medio percentuale è $MAE=15\%$;
- in regime laminare, anche considerando la lunghezza di sviluppo termico, le correlazioni sviluppate per canali convenzionali tendono a sovrastimare i coefficienti sperimentali;
- in regime turbolento il coefficiente di scambio termico medio misurato è in buon accordo con quello predetto dalle correlazioni di Dittus Boelter e di Gnielinski; entrambe sviluppate per canali convenzionali

Dopo i test in monofase si passa allo studio della vaporizzazione. Vengono studiate quattro differenti portate di massa specifica comprese tra $G=400$ e $G=1600$ $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$. La temperatura di saturazione è $T_{sat}=30$ °C, mentre il grado di sottoraffreddamento è pari a $\Delta T=5$ K.

Il primo aspetto studiato è l'innescò dell'ebollizione. Dai risultati ottenuti si denota che il flusso termico necessario all'innescò aumenta all'aumentare della portata di massa specifica, tuttavia il surriscaldamento della parete rimane circa costante e si attesta attorno a $(T_w-T_{sat})_{ONB}\approx 5-6$ °C. Grazie a visualizzazioni effettuate con videocamera ad alta velocità, alle portate $G=1200$ e $G=1600$ $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$, si osserva che le bolle crescono alla parete e si staccano da essa prima di arrivare ad occludere l'intera sezione trasversale. Durante la sperimentazione, infatti, non si sono verificati fenomeni di instabilità di deflusso.

Successivamente si è proceduto a misurare i coefficienti di scambio. Per ciascuna portata di massa specifica testata, i coefficienti di scambio misurati risultano dipendenti dal flusso termico, mentre sono poco influenzati dal titolo di vapore; inoltre, plottando in un unico grafico tutti i coefficienti misurati in funzione del flusso termico, si osserva come

nemmeno la portata di massa specifica influenzi il loro valore. Questi due fatti portano ad ipotizzare che l'ebollizione nucleata sia il meccanismo di scambio prevalente.

In seguito i coefficienti misurati vengono paragonati con quelli ottenuti applicando alcuni modelli presenti in letteratura. Tra i modelli considerati alcuni sono stati sviluppati per canali convenzionali, altri per microcanali. Il paragone eseguito dimostra che la migliore correlazione è quella proposta da Yu et al. [57], la quale garantisce uno scarto medio percentuale $MAE=8.9\%$ tra il valore predetto e quello misurato. Nello sviluppo di tale correlazione, gli autori si basano sul fatto che il coefficiente di scambio termico dipende esclusivamente dal flusso termico.

Nella parte finale di questo lavoro, la vaporizzazione viene studiata in una diversa sezione sperimentale, che differisce dalla prima per la presenza di cavità, ricavate artificialmente, sulle pareti verticali del microcanale. Viene eseguita una prima caratterizzazione secondo la norma ISO 4287 da cui si ottiene $Ra=1.53\ \mu\text{m}$. Nella sezione rugosa, a parità di condizione operative, i coefficienti di scambio sono più elevati (+ 30-40 %) e l'innesco dell'ebollizione avviene a flussi termici minori (- 80-90%).

Seppur preliminari, i risultati ottenuti nella nuova sezione di misura, confermano il fatto che nei microcanali la rugosità superficiale riveste un ruolo fondamentale nei meccanismi di scambio termico in vaporizzazione.

Tra gli sviluppi futuri vi è la possibilità di visualizzare in maniera più efficiente i regimi di deflusso, potenziando l'illuminazione a disposizione. Inoltre una più accurata misurazione della rugosità superficiale, unita ad ulteriori test su microcanali con rugosità costruita, porterebbe ad una più chiara comprensione dell'influenza del parametro rugosità sullo scambio termico in microcanali.

BIBLIOGRAFIA

- [1] G. E. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits," *Proc. IEEE*, vol. 86, no. 1, pp. 82–85, 1998.
- [2] F. J. do Nascimento, H. L. S. L. Leão, and G. Ribatski, "An experimental study on flow boiling heat transfer of R134a in a microchannel-based heat sink," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 45, pp. 117–127, 2013.
- [3] J. R. Thome, "State-of-the-Art Overview of Boiling and Two-Phase Flows in Microchannels," *Heat Transf. Eng.*, vol. 27, no. 9, pp. 4–19, 2006.
- [4] S. S. Mehendale, a. M. Jacobi, and R. K. Shah, "Fluid Flow and Heat Transfer at Micro- and Meso-Scales With Application to Heat Exchanger Design," *Appl. Mech. Rev.*, vol. 53, no. 7, p. 175, 2000.
- [5] S. G. Kandlikar, "Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, no. 2–4, pp. 389–407, Jun. 2002.
- [6] P. a. Kew and K. Cornwell, "Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 17, no. 8–10, pp. 705–715, 1997.
- [7] R. K. Shah and A. L. London, "Laminar flow forced convection in ducts," *Adv. Heat Transf.*, vol. Suppl. 1, 1978.
- [8] S. E. Haaland, "Simple and Explicit Formulas for the Friction Factor in Turbulent Pipe Flow," *J. Fluids Eng.*, vol. 105, no. 1, pp. 89–90, Mar. 1983.
- [9] S. W. Churchill, "Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes," *Chem. Eng.*, vol. 7, pp. 91–92, 1977.
- [10] S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, and M. R. King, *Heat Transfer And Fluid Flow in Minichannels And Microchannels*. 2006.
- [11] M. E. Steinke and S. G. Kandlikar, "Single-phase liquid friction factors in microchannels," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 45, no. 11, pp. 1073–1083, 2006.
- [12] R. J. Phillips, "Forced-Convection, Liquid-Cooled, MicroChannel Heat Sinks," Massachusetts Institute of Technology, 1988.
- [13] X. F. Peng, G. P. Peterson, and B. X. Wang, "Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels," *Exp. Heat Transf.*, vol. 7, no. 4, pp. 249–264, Oct. 1994.
- [14] R. E. Acosta, R. H. Muller, and C. W. Tobias, "Transport processes in narrow (capillary) channels," *AIChE J.*, vol. 31, no. 3, pp. 473–482, Mar. 1985.
- [15] L. S. Ding, H. Sun, X. L. Sheng, and B. D. Lee, "Measurement of friction factors for R134a e R12 through microchannels," *Proceedings of Symposium of Energy Engineering in the 21st century*, vol. 2, pp. 650–657, 2000.

- [16] H. E. Hegab, A. Bari, and T. Ameen, "Friction and convection studies of r-134a in microchannels within the transition and turbulent flow regimes," *Exp. Heat Transf.*, vol. 15, pp. 245–259, 2002.
- [17] P. Hrnjak and X. Tu, "Single phase pressure drop in microchannels," *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 28, no. 1 SPEC. ISS., pp. 2–14, 2007.
- [18] N. T. Obot, "Determination of Incompressible Flow Friction in Smooth Circular and Noncircular Passages: A Generalized Approach Including Validation of the Nearly Century Old Hydraulic Diameter Concept," *J. Fluids Eng.*, vol. 110, no. 4, pp. 431–440, Dec. 1988.
- [19] P. Wu and W. A. Little, "Measurement of the heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchangers used for microminiature refrigerators," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 24, no. 8, pp. 415–420, Aug. 1984.
- [20] I. E. Idelchik, *Handbook of hydraulic resistance*. Jerusalem, 1966.
- [21] X. F. Peng and G. P. Peterson, "Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 39, no. 12, pp. 2599–2608, 1996.
- [22] C. Bonacina, A. Cavallini, and L. Mattarolo, *Tasmissione del Calore*. Padova: Cleup, 1992.
- [23] W. M. Kays and M. E. Crawford, *Convective Heat and Mass Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1980.
- [24] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, vol. 6th. John Wiley & Sons, 2007.
- [25] VDI-Verlag GmbH, Ed., *VDI Heat Atlas*, 2nd ed. Dusseldorf, 1993.
- [26] T. M. Adams, S. I. Abdel-Khalik, S. M. Jeter, and Z. H. Qureshi, "An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 6–7, pp. 851–857, 1998.
- [27] B. X. Wang and X. F. Peng, "Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 37, pp. 73–82, Mar. 1994.
- [28] F. Debray, J. P. Franc, T. Maitre, and S. Reynaud, "Mesure de coefficient de transfert thermique par convection forcée en mini canaux," *Mec. Ind.*, vol. 2, pp. 443–454, 2001.
- [29] P. S. Lee, S. V. Garimella, and D. Liu, "Investigation of heat transfer in rectangular microchannels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 9, pp. 1688–1704, 2005.
- [30] T. M. Harms, M. J. Kazmierczak, and F. M. Gerner, "Developing convective heat transfer in deep rectangular microchannels," *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 20, no. 2, pp. 149–157, 1999.

- [31] W. Qu and I. Mudawar, "Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 12, pp. 2549–2565, 2002.
- [32] C. Sobhan and S. Garimella, "A comparative analysis of studies on heat transfer and fluid flow in microchannels," *Microscale Thermophys. ...*, vol. 5, no. September 2000, pp. 293–311, 2001.
- [33] M. M. Rahmann, "Measurement of heat transfer in microchannel heat sinks," *Internat. Comm. Heat Mass Transf.*, vol. 27, no. 4, pp. 495–506, 2000.
- [34] G. L. Morini, "Single-phase convective heat transfer in microchannels: A review of experimental results," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 43, no. 7, pp. 631–651, 2004.
- [35] S. Nukiyama, "The maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure.pdf," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 9, pp. 1419–1433, 1966.
- [36] Y. Y. Hsu, "On the size range of active nucleation cavities on a heating surface," *J. Heat Transfer*, vol. 84, pp. 207–2016, 1962.
- [37] T. Sato and H. Matsumura, "On the conditions of incipient subcooled boiling with forced convection," *Bull. JSME*, vol. 7, no. 26, pp. 392–398, 1964.
- [38] E. J. Davis and G. H. Anderson, "The incipience of nucleate boiling with forced convection," *AIChE J.*, vol. 12, no. 4, pp. 774–780, 1966.
- [39] D. Liu, P.-S. Lee, and S. V. Garimella, "Prediction of the onset of nucleate boiling in microchannel flow," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 25–26, pp. 5134–5149, 2005.
- [40] S. G. Kandlikar, "Nucleation characteristics and stability considerations during flow boiling in microchannels," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 30, no. 5, pp. 441–447, 2006.
- [41] S. M. Ghiaasiaan and R. C. Chedester, "Boiling incipience in microchannels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 23, pp. 4599–4606, 2002.
- [42] A. E. Bergles and W. M. Rohsenow, "The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling Heat Transfer," *J. Heat Transfer*, vol. 86, no. 3, pp. 365–372, Aug. 1964.
- [43] G. P. Celata, M. Cumo, and A. Mariani, "Experimental evaluation of the onset of subcooled flow boiling at high liquid velocity and subcooling," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 40, no. 12, pp. 2879–2885, 1997.
- [44] J. R. Thom, W. M. Walker, T. A. Fallonn, and G. F. S. Reising, "Boiling in subcooled water during flowup heated tubes or annuli," in *Boiling Heat Transfer in Steam Generating units and heat exchangers*, 1965.
- [45] I. Hapke, H. Boye, and J. Schmidt, "Onset of nucleate boiling in minichannels," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 39, no. 4, pp. 505–513, 2000.

- [46] Z. Y. Bao, D. F. Fletcher, and B. S. Haynes, "Flow boiling heat transfer of Freon R11 and HCFC123 in narrow passages," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 43, no. 18, pp. 3347–3358, 2000.
- [47] S. Basu, S. Ndao, G. J. Michna, Y. Peles, and M. K. Jensen, "Flow Boiling of R134a in Circular Microtubes—Part I: Study of Heat Transfer Characteristics," *J. Heat Transfer*, vol. 133, no. May, p. 051502, 2011.
- [48] H. J. Lee and S. Y. Lee, "Heat transfer correlation for boiling flows in small rectangular horizontal channels with low aspect ratios," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 27, no. 12, pp. 2043–2062, 2001.
- [49] J. Lee and I. Mudawar, "Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 5, pp. 941–955, 2005.
- [50] J. C. Chen, "Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow," *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, vol. 5, no. 3, pp. 322–329, 1966.
- [51] K. E. Gungor and R. H. S. Winterton, "A general correlation for flow boiling in tubes and annuli," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 29, no. 3, pp. 351–358, 1986.
- [52] Z. Liu and R. H. S. Winterton, "A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 34, no. 11, pp. 2759–2766, Nov. 1991.
- [53] S. G. Kandlikar, "A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes," *J. Heat Transfer*, vol. 112, no. 1, p. 219, 1990.
- [54] G. M. Lazarek and S. H. Black, "Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 5, no. 7, pp. 945–960, 1982.
- [55] L. Sun and K. Mishima, "An evaluation of prediction methods for saturated flow boiling heat transfer in mini-channels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 23–24, pp. 5323–5329, 2009.
- [56] T. N. Tran, M. W. Wambsganss, and D. M. France, "Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 22, no. 3, pp. 485–498, 1996.
- [57] W. Yu, D. M. France, M. W. Wambsganss, and J. R. Hull, "Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 28, no. 6, pp. 927–941, 2002.
- [58] X. Fang, R. Shi, and Z. Zhou, "Correlations of Flow Boiling Heat Transfer of R-134a in Minichannels," *Energy Sci. Technol.*, vol. 1, no. 1, pp. 1–15, 2011.
- [59] G. R. Warrier, V. K. Dhir, and L. a. Momoda, "Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, pp. 53–64, 2002.

- [60] S. G. Kandlikar and P. Balasubramanian, “An Extension of the Flow Boiling Correlation to Transition, Laminar, and Deep Laminar Flows in Minichannels and Microchannels,” *Heat Transf. Eng.*, vol. 25, no. 3, pp. 86–93, 2004.
- [61] S. S. Bertsch, E. a. Groll, and S. V. Garimella, “A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 7–8, pp. 2110–2118, 2009.
- [62] J. R. Thome, V. Dupont, and a. M. Jacobi, “Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: Presentation of the model,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, pp. 3375–3385, 2004.
- [63] D. Shiferaw, X. Huo, T. G. Karayiannis, and D. B. R. Kenning, “Examination of heat transfer correlations and a model for flow boiling of R134a in small diameter tubes,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 25–26, pp. 5177–5193, 2007.
- [64] S. Saisorn, J. Kaew-On, and S. Wongwises, “Two-phase flow of R-134a refrigerant during flow boiling through a horizontal circular mini-channel,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 35, no. 19–20, pp. 887–895, 2011.
- [65] S. Saitoh, H. Daiguji, and E. Hihara, “Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 23–24, pp. 4973–4984, 2005.
- [66] S. Basu, S. Ndao, G. J. Michna, Y. Peles, and M. K. Jensen, “Heat transfer characteristics of flow boiling of R134a in uniformly heated horizontal circular microtubes,” in *International Heat Transfer Conference*, 2010.
- [67] C. Keepaiboon and S. Wongwises, “Two-phase flow patterns and heat transfer characteristics of R134a refrigerant during flow boiling in a single rectangular micro-channel,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 66, pp. 36–45, 2015.
- [68] S. S. Bertsch, E. a. Groll, and S. V. Garimella, “Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 35, no. 2, pp. 142–154, 2009.
- [69] J. Kaew-On, K. Sakamatapan, and S. Wongwises, “Flow boiling heat transfer of R134a in the multiport minichannel heat exchangers,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 35, no. 2, pp. 364–374, 2011.
- [70] G. Ribatski, “A Critical Overview on the Recent Literature Concerning Flow Boiling and Two-Phase Flows Inside Micro-Scale Channels,” *Exp. Heat Transf.*, vol. 26, no. 2–3, pp. 198–246, 2013.
- [71] *ISO 4287: Geometrical product specification (GPS) Surface texture : Profile method - Terms , definitions and surface*. 1997.

APPENDICE

LISTATI MATLAB

Vengono riportati in appendice gli script utilizzati in MatLab per la riduzione dati oltre ad altre facilitazioni sviluppate durante lo svolgimento di questo lavoro.

Qui di seguito si riporta, sottoforma di tabella, l'intestazione delle celle da utilizzare nel foglio Excel adibito all'importazione dei dati da LabVIEW.

cella2	pinPS	pinMS	cella4	mref	mwater	Tamb	TwoutPS TP	TwoutPS	TrinPS
[bar]	[bar _{rel}]	[bar _{rel}]	[bar]	[kg/h]	[kg/h]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]
TroutPS	DTw	V	R _{shunt} *I	0	1	2	3	4	5
[°C]	[°C]	Volt	Volt	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]
16	17	18	19						
[°C]	[°C]	[°C]	[°C]						

Tabella A.12.1 Maschera Excel per importazione dei dati da LabVIEW

Per motivi di spazio, le intestazioni vengono suddivise in più righe, tuttavia in Excel devono essere inserite in celle nella stessa riga.

Per tracciare la curva di boiling e determinare i coefficienti di scambio sperimentali è stato sviluppato il seguente script (CurvaBoiling.m)

```
%
% ----- CURVA BOILING -----

% Questo script prende in input i dati grezzi di potenza (già corretta),
% temperatura, pressione e portata. Gli output sono i vari contributi di
% perdita di pressione nel deflusso (Curva, brusca deviazione e
% Bernoulli) e il titolo all'ingresso e all'uscita. Il post processing
% viene fatto in Excel

clear all
close all
clc
filename='RiassuntoG1600.xlsx';
fluido='R134a';
dh=0.4*10^-3; %diametro idraulico in metri
l=51*10^-3; %lunghezza canale in metri
sheet=2;

patm=1.013; %pressione atmosferica in bar
```

```

G=xlsread(filename,sheet,'F:F');
mref=G*0.00000016; % in kg/s
Tin=xlsread(filename,sheet,'G:G')+273.15;
Tout=xlsread(filename,sheet,'H:H')+273.15;
Tamb=xlsread(filename,sheet,'I:I')+273.15;
pin=(xlsread(filename,sheet,'K:K')).*100; %pressione ingresso sezione
misura in kPa ASSOLUTA!
dp=xlsread(filename,sheet,'J:J').*100; %dp misurato in kPa
pout=pin-dp; % pressione all'uscita della sezione di misura

Q=xlsread(filename,sheet,'B:B'); %Potenza reale assorbita in W
Aheat=3*0.4*10^-3*51*10^-3; %superficie 'riscaldante' in m2
q=Q./Aheat; % flusso termico reale al fluido

% PRESSIONE DOPO CURVA IN INGRESSO e DEVIAZIONE(Idelchick)
k=22; % rapporto tra raggio medio di curvatura e diametro interno
fi=90; % angolo in gradi
dtub=1.016*10^-3; % diametro interno tubicino da 1/16"
Gtub=mref./(pi*dtub^2/4);
Mu=zeros(length(Gtub),1);
Rho=zeros(length(Gtub),1);
for j=1:length(Gtub)
Mu(j)=refpropm('V','T',Tin(j),'P',pin(j),fluido);
Rho(j)=refpropm('D','T',Tin(j),'P',pin(j),fluido);
end
Re=Gtub.*dtub./Mu; % Numero Reynolds nel tubicino
f=zeros(length(Re),1);
dpcurvaIN=zeros(length(Re),1);
dpdeviazIN=zeros(length(Re),1);
for j=1:length(Re)
if 50<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<600
y=20/Re(j)^0.65*(1/(2*k))^0.175;
elseif 600<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<1400
y=10.4/Re(j)^0.55*(1/(2*k))^0.225;
elseif 1400<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<5000
y=5/Re(j)^0.45*(1/(2*k))^0.275;
elseif Re(j)*sqrt(1/(2*k))>5000
y=0.026;
end
f(j)=0.0175*fi*y*k;
dpcurvaIN(j)=f(j)*Gtub(j)^2/(2*Rho(j))*10^-3; % in kPa
dpdeviazIN(j)=1.1702*G(j)^2/(2*Rho(j))*10^-3; % in kPa
end
pin=pin-dpcurvaIN-dpdeviazIN; % pressione intermedia all'ingresso

RhoL=zeros(length(G),1);
for i=1:length(G)
RhoL(i)=refpropm('D','P',pin(i),'Q',0,fluido);
end
Ach=0.00000016;
vchIN=(mref)./(RhoL.*Ach);
Atub=3.14*(dtub)^2/4;
vtubIN=(mref)./(RhoL.*Atub);
% Bernoulli in ingresso
pinCH=pin+RhoL.*((vtubIN.^2-vchIN.^2)./2)./1000;% in kPa
dpBernoulliIN=pin-pinCH;

% TITOLO IN INGRESSO CALCOLATO CON BILANCIO
hin=zeros(length(pin),1);

```

Appendice

```
hL=zeros(length(pin),1);
hV=zeros(length(pin),1);
xin=zeros(length(pin),1);
for i=1:length(pin)
hin(i)=refpropm('H','T',Tin(i),'P',pin(i),fluido);
hL(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',0,fluido);
hV(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',1,fluido);
xin(i)=(hin(i)-hL(i))/(hV(i)-hL(i));
end

% TITOLO IN USCITA CALCOLATO CON BILANCIO
hout=hin+Q./mref; % solo calore su placchetta
xout=zeros(length(pin),1);
for i=1:length(pin)
xout(i)=(hout(i)-hL(i))/(hV(i)-hL(i));
end

% Proprietà della miscela bifase in uscita. Modello omogeneo
RhoTP=zeros(length(G),1);
RhoG=zeros(length(G),1);
MuL=zeros(length(G),1);
MuG=zeros(length(G),1);
MuTP=zeros(length(G),1);
for i=1:length(G)
RhoG(i)=refpropm('D','P',pinCH(i),'Q',1,fluido);
RhoL(i)=refpropm('D','P',pinCH(i),'Q',0,fluido);
MuG(i)=refpropm('V','P',pinCH(i),'Q',1,fluido);
MuL(i)=refpropm('V','P',pinCH(i),'Q',0,fluido);
if xout(i)<0
RhoTP(i)=RhoL(i);
MuTP(i)=MuL(i);
elseif xout(i)>1
RhoTP(i)=RhoG(i);
MuTP(i)=MuG(i);
else
RhoTP(i)=(xout(i)./RhoG(i)+(1-xout(i))./RhoL(i))^-1;
MuTP(i)=(xout(i)./MuG(i)+(1-xout(i))./MuL(i))^-1;
end
end

% PRESSIONE PRIMA DELLA CURVA IN USCITA (Idelchick)
Re=Gtub.*dtub./MuTP; % Numero Reynolds nel tubicino in uscita
f=zeros(length(Re),1);
dpcurvaOUT=zeros(length(Re),1);
dpdeviazOUT=zeros(length(Re),1);
for j=1:length(Re)
if 50<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<600
y=20/Re(j)^0.65*(1/(2*k))^0.175;
elseif 600<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<1400
y=10.4/Re(j)^0.55*(1/(2*k))^0.225;
elseif 1400<Re(j)*sqrt(1/(2*k))<5000
y=5/Re(j)^0.45*(1/(2*k))^0.275;
elseif Re(j)*sqrt(1/(2*k))>5000
y=0.026;
end
f(j)=0.0175*fi*y*k;
dpcurvaOUT(j)=f(j)*Gtub(j)^2/(2*RhoTP(j))*10^-3; % in kPa
dpdeviazOUT(j)=1.1702*G(j)^2/(2*RhoTP(j))*10^-3; % in kPa
end
```

```

pout=pout+dpcurvaOUT+dpdeviazOUT;

vch=(mref)./(RhoTP).*Ach);
vtub=(mref)./(RhoTP).*Atub);
% Bernoulli in uscita
poutCH=pout+RhoTP.*((vtub.^2-vch.^2)./2)./1000; % in kPa
dpBernoulliOUT=poutCH-pout;

% Scrittura delle varie componenti di perdita di carico nello stesso
%file Excel
xlswrite(filename,dpcurvaIN./100,sheet,'L4');
xlswrite(filename,dpdeviazIN./100,sheet,'M4');
xlswrite(filename,dpBernoulliIN./100,sheet,'N4');
xlswrite(filename,dpcurvaOUT./100,sheet,'Q4');
xlswrite(filename,dpdeviazOUT./100,sheet,'R4');
xlswrite(filename,dpBernoulliOUT./100,sheet,'T4');
xlswrite(filename,xin,sheet,'AR4');
xlswrite(filename,xout,sheet,'AS4');

```

Vengono riportate le function MatLab in cui vengono implementati i modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico bifase.

- Chen [50]

```

function [htc] = Chen(x,tsat,fluido,d,q,G)
% CHEN Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Chen.

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
cpl=refpropm('C','T',tsat,'Q',0,fluido);
rhoL=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
rhoG=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
mug=refpropm('V','T',tsat,'Q',1,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
PrL=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
htc=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
Rel=(G*(1-x(j)).*d)/mul;
alfal=0.023.*Rel.^0.8.*PrL.^0.4.*(lambdal./d);
Xtt=((1-x(j))./x(j)).^0.9.*(rhoG/rhoL).^0.5.*(mul/mug).^0.1;
if (1/Xtt)<=0.1
F=1;
else F=2.35.*(1./Xtt+0.213).^0.736;
end
Retp=Rel.*F.^1.25;
S=1./(1+0.00000253.*Retp.^1.17);
tw=tsat+0.5;
toll=0.01;

```

Appendice

```
twnew=tw+0.5;
nmax=100;
n=-1;
    while abs(twnew-tw)>=toll && n<nmax
        n=n+1;
        twnew=(tw+twnew)/2;
        pwsat=refpropm('P','T',twnew,'Q',0,fluido);

alfafz=0.00122*(lambdal^0.79*cpl^0.45*rhol^0.49)/(sigma^0.5*mul^0.29*r0^
0.24*rhog^0.24)*(twnew-tsat).^0.24.*((pwsat-psat).*1000).^0.75;
    alfa=alfafz*S+alfal*F;
    tw=tsat+q/alfa;
    end
htc(j)=alfa;
end
end
```

- Gungor e Winterton [51]

```
function [alfa] = Gungor_Winterton(x,tsat,fluido,d,q,G)
%GUNGOR & WINTERTON Correlation
% Questa function implementa a correlazione di Gungor e Winterton

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
pcrit=refpropm('P','C',0,' ',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
mug=refpropm('V','T',tsat,'Q',1,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
Pr1=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);
M=refpropm('M','T',0,'P',0,fluido);
pr=psat/pcrit;

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
Fr=G^2/(rhol^2*9.81*d);
Bo=q/(G*r0);
if Fr<0.05
    ef=Fr^(0.1-2*Fr);
    es=sqrt(Fr);
else ef=1;
    es=1;
end
alfanb=55*pr^0.12*(-log10(pr))^-0.55*M^-0.5*q^(2/3);
for j=1:length(x)
    Rel=G*(1-x(j))*d/mul;
    Xtt=((1-x(j))/x(j))^0.9*(rhog/rhol)^0.5*(mul/mug)^0.1;
    alfacb=0.023*Rel^0.8*Pr1^0.4*lambdal/d;
    F=1+24000*Bo^1.16+1.37*(1/Xtt)^0.86;
    S=(1+1.15*10^-6*F^2*Rel^1.17)^-1;
    alfa(j)=(F*ef*alfacb)+(S*es*alfanb);
end
```

- Liu e Winterton [52]

```
function [alfa] = Liu_Winterton(x,tsat,fluido,d,q,G)
```

```

%LIU & WINTERTON Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Liu e Winterton

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
pcrit=refpropm('P','C',0,' ',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhoL=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
Prl=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);
M=refpropm('M','T',0,'P',0,fluido);
pr=psat/pcrit;

% Correlazione
alfanb=55*pr^0.12*q^(2/3)*(-log10(pr))^-0.55*M^-0.5;
Rel=G*d/mul;
Fr=G^2/(rhoL^2*9.81*d);
if Fr<0.05
    ef=Fr^(0.1-2*Fr);
    es=sqrt(Fr);
else ef=1;
    es=1;
end
alfacb=0.023*Rel^0.8*Prl^0.4;
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
    F=(1+x(j)*Prl*(rhoL/rhog-1))^0.35;
    S=(1+0.055*F^0.1*Rel^0.16)^-1;
    alfa(j)=sqrt((S*es*alfanb)^2+(F*ef*alfacb)^2);
end

```

- Kandlikar [53]

```

function [alfa] = Kandlikar(x,tsat,fluido,d,q,G)
% KANDLIKAR (1990) Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Kandlikar
% NOTA: Mettere il valore di Ff adeguato al fluido

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhoL=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
Prl=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
Frlo=G^2/(rhoL^2*d*9.81);
if Frlo>=0.04
    y=1;
else y=(25*Frlo)^0.3;
end
Ff=1.0; % Valido per R134a
Bo=q/(G*r0);
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
    Rel=G*(1-x(j))*d/mul;

```

Appendice

```
hl=0.023*Re1^0.8*Pr1^0.4*lambda/d;  
Co=((1-x(j))/x(j))^0.8*(rhog/rhol)^0.5;  
hnb=(0.6683*Co^-0.2*y+1058*Bo^0.7*Ff)*hl;  
hcb=(1.136*Co^-0.9*y+667.2*Bo^0.7*Ff)*hl;  
alfa(j)=max(hnb,hcb);  
end  
end
```

- Lazarek e Black [54]

```
function [ alfa ] = Lazarek_Black(tsat,fluido,d,q,G )  
% LAZAREK&BLACK Correlation  
% Questa function richiama la correlazione di Lazarek and Black  
  
psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);  
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);  
lambda=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);  
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);  
  
Re1=G*d/mul;  
Bo=q/(r0*G);  
alfa=30*Re1^0.857*Bo^0.714*lambda/d;  
end
```

- Sun e Mishima [55]

```
function [ alfa ] = Sun_Mishima(x,tsat,fluido,d,q,G)  
% SUN & MISHIMA Correlation  
% Questa function implementa la correlazione di Sun Mishima  
  
psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);  
  
% Parametri del fluido  
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);  
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);  
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);  
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);  
lambda=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);  
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);  
  
% Correlazione  
alfa=zeros(length(x),1);  
for j=1:length(x)  
Re1=G*d/mul;  
Bo=q/(r0*G);  
We1=G^2*d/(sigma*rhol);  
alfa(j)=6*Re1^1.05*Bo^0.54*lambda/(We1^0.191*(rhol/rhog)^0.142*d);  
end  
end
```

- Kew e Cornwell [6]

```
function [ alfa ] = Kew_Cornwell(x,tsat,fluido,d,q,G)  
% KEW & CORNWELL Correlation  
% Questa function implementa la correlazione di Kew e Cornwell  
  
psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);
```

```

% Parametri del fluido
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
Relo=G*d/mul;
Bo=q/(r0*G);
alfa(j)=30*Relo^0.857*Bo^0.714*(1/(1-x(j)))^0.143*(lambdal/d);
end
end

```

- Tran et al. [56]

```

function [ alfa ] = Tran(x,tsat,fluido,d,q,G)
% TRAN Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Tran

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Parametri del fluido
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
Bo=q/(r0*G);
Wel=G^2*d/(sigma*rhol);
alfa(j)=8.4*10^5*Bo^0.6*Wel^0.3*(rhol/rhog)^(-0.4);
end
end

```

- Yu et al. [57]

```

function [alfa]=Yu_etal(x,tsat,fluido,d,q,G)
% YU ET AL. Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Yu e al.

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
Bo=q/(r0*G);
Wel=G^2*d/(sigma*rhol);
alfa(j)=6.4*10^5*Bo^0.54*Wel^0.27*(rhol/rhog)^(-0.2);
end
end

```

Appendice

end

- Kandlikar e Balasubramanian [60]

```
function [alfa] = Kandlikar_Balasubramanian(x,tsat,fluido,dh,q,G)
% KANDLIKAR E BALASUBRAMANIAN (2004) Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Kandlikar e
% Balasubramanian (2004).
% ATTENZIONE!! Inserire il valore adatto di Ff per il fluido utilizzato

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
Pr1=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
Frlo=G^2/(rhol^2*dh*9.81);
if Frlo>=0.04
    y=1;
else y=(25*Frlo)^0.3;
end
Ff=1; % valido per R134a
Bo=q/(G*r0);
ReLO=G*dh/mul;
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
    Co=((1-x(j))/x(j))^0.8*(rhog/rhol)^0.5;
    if ReLO>3000
        f=(1.58*log(ReLO)-3.68)^-2;
        hl=(f/2)*(ReLO-
1000)*Pr1*(lambdal/dh)/(1+12.7*sqrt(f/2)*(Pr1^(2/3)-1));
        hnb=(0.6683*Co^-0.2*(1-x(j))^0.8*y+1058*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        hcb=(1.136*Co^-0.9*(1-x(j))^0.8*y+667.2*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        alfa(j)=max(hnb,hcb);
    else if ReLO<1600
        Nu=3.55;
        hl=Nu*lambdal/dh;
        hnb=(0.6683*Co^-0.2*(1-x(j))^0.8+1058*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        hcb=(1.136*Co^-0.9*(1-x(j))^0.8+667.2*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        alfa(j)=max(hnb,hcb);
    else if 1600<=ReLO<=3000
        Nu=3.55;
        hlLam=Nu*lambdal/dh;
        hnbLam=(0.6683*Co^-0.2*(1-x(j))^0.8+1058*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hlLam;
        hcbLam=(1.136*Co^-0.9*(1-x(j))^0.8+667.2*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hlLam;
        alfaLam=max(hnbLam,hcbLam);
        f=(1.58*log(3000)-3.68)^-2;
```

```

        hl=(f/2)*(3000-
1000)*Pr1*(lambdal/dh)/(1+12.7*sqrt(f/2)*(Pr1^(2/3)-1));
        hnb=(0.6683*Co^-0.2*(1-x(j))^0.8*y+1058*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        hcb=(1.136*Co^-0.9*(1-x(j))^0.8*y+667.2*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        alfaTurb=max(hnb,hcb);
        if alfaLam<alfaTurb
            alfa(j)=alfaLam+abs(alfaLam-alfaTurb)*(ReLO-
1600)/1400;
        else alfa(j)=alfaTurb+abs(alfaLam-
alfaTurb)*(ReLO-1600)/1400;
        end
    else if ReLO<=100
        Nu=3.55;
        hl=Nu*lambdal/dh;
        hnb=(0.6683*Co^-0.2*(1-x(j))^0.8*y+1058*Bo^0.7*(1-
x(j))^0.8*Ff)*hl;
        alfa(j)=hnb;
    end
end
end
end
end
end
end
end

```

- Bertsch, Groll e Garimella [61]

```

function [alfa] = Bertsch_Groll_Garimella(x,tsat,fluido,d,q,G,L)
% BERTSCH, GROLL AND GARIMELLA Correlation
% Questa function implementa la correlazione di B,G&G

% NOTE: -Di default la rugosità è fissata in 1 micron

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

%Proprietà del fluido
pcrit=refpropm('P','C',0,' ',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhoL=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
mug=refpropm('V','T',tsat,'Q',1,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
lambdag=refpropm('L','T',tsat,'Q',1,fluido);
Prg=refpropm('^','T',tsat,'Q',1,fluido);
Pr1=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);
M=refpropm('M','T',0,'P',0,fluido);
pr=(psat/pcrit); % pressione ridotta
Rp=1;

% Correlazione
hnb=55*pr^(0.12-0.2*log10(Rp))*(-log10(pr))^-0.55*M^-0.5*q^0.67;
Rel=G*d/mul;
hcl=(3.66+0.0668*(d/L)*Rel*Pr1/(1+0.04*((d/L)*Rel*Pr1)^(2/3)))*(lambdal/
d);
Reg=G*d/mug;
hcg=(3.66+0.0668*(d/L)*Reg*Prg/(1+0.04*((d/L)*Reg*Prg)^(2/3)))*(lambdag/
d);
Co=(sigma/(9.81*(rhoL-rhog)*d^2))^0.5;

```

Appendice

```
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
    hcb=hcl*(1-x(j))+hcg*x(j);
    S=1-x(j);
    F=1+80*(x(j)^2-x(j)^6)*exp(-0.6*Co);
    alfa(j)=hnb*S+hcb*F;
end
end
```

- Warriier et al. [59]

```
function [alfa] = Warriier(x,tsat,fluido,d,q,G)
% WARRIER & DHIR & MOMODA Correlation
% Questa function implementa la correlazione di Warriier et al.

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x)
    Bo=q/(G*r0);
    alfa=3.61*lambdal/d; % Sezione quadrata, Nu=3.61 (Fully developed)
    alfa(j)=(1+6*Bo^(1/16)-5.3*(1-855*Bo)*x(j)^0.65)*alfa;
end
end
```

- Thome [62], modello “a tre zone”

```
function [alfa] = Thome_3zone(x,tsat,fluido,d,q,G)
% THOME Three zone model
% Questa function implementa il modello a tre zone di Thome, con i
% parametri ottimizzati per R134a dh=0.77 mm. Coefficienti presi
% dall'articolo di Thome (2004) il quale si basa a sua volta sui dati
% sperimentali di Agostini (2002)

psat=refpropm('P','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Proprietà del fluido
pcrit=refpropm('P','C',0,'',0,fluido);
rhog=refpropm('D','T',tsat,'Q',1,fluido);
rhol=refpropm('D','T',tsat,'Q',0,fluido);
sigma=refpropm('I','T',tsat,'Q',0,fluido);
mul=refpropm('V','T',tsat,'Q',0,fluido);
mug=refpropm('V','T',tsat,'Q',1,fluido);
lambdal=refpropm('L','T',tsat,'Q',0,fluido);
lambdag=refpropm('L','T',tsat,'Q',1,fluido);
r0=refpropm('Y','T',tsat,'P',psat,fluido);
Prg=refpropm('^','T',tsat,'Q',1,fluido);
Prl=refpropm('^','T',tsat,'Q',0,fluido);

% Correlazione
alfa=zeros(length(x),1);
for j=1:length(x);
    q0=3272.*(psat/pcrit)^-0.05;
    tau=(q/q0).^(-1.18);
```

```

deltamin=1.82*10^-6;
up=G.*(x(j)/rhog+(1-x(j))./rhol);
Bo=rhol.*d.*up.^2/sigma;
delta0=1.23*d*(3.*sqrt(mul./(rhol.*up*d))).^0.84.*((0.07.*Bo.^0.41).^-
8+0.1^-8).^(-1/8);
tv=tau/(1+(rhog/rhol)*(1-x(j))/x(j));
tdryfilm=(rhol*r0/q)*(delta0-deltamin);
if tdryfilm>tv
    tfilm=tv;
    deltamin=delta0-q/(rhol*r0)*tfilm;
    alfafilm=2*lambda1./(delta0+deltamin);
    tdry=0;
    alfag=0;
else
    tfilm=tdryfilm;
    tdry=tv-tdryfilm;
    Reg=rhog*up*d./mug;
    Ldry=up.*tdry;
    Nulamg=0.910*(Prg)^(1/3).*sqrt(d.*Reg./Ldry);
    fg=(1.82*log10(Reg)-1.64).^(-2);
    Nutransg=(fg./8).* (Reg-1000).*Prg./(1+12.7.*sqrt(fg./8).* (Prg^(2/3)-
1)).*(1+(d./Ldry)^(2/3));
    alfag=(lambda1/d).* (Nulamg.^4+Nutransg.^4)^(1/4);
    alfafilm=2*lambda1./(delta0+deltamin);
end
tl=tau./(1+(rhol/rhog).*(x(j)./(1-x(j))));
Rel=rhol*up.*d./mul;
Ll=up.*tl;
Nulam1=0.910*(Pr1)^(1/3).*sqrt(d.*Rel./Ll);
f1=(1.82*log10(Rel)-1.64).^(-2);
Nutrans1=(f1./8).* (Rel-1000).*Pr1./(1+12.7.*sqrt(f1./8).* (Pr1^(2/3)-
1)).*(1+(d./Ll)^(2/3));
alfal=(lambda1/d).* (Nulam1.^4+Nutrans1.^4)^(1/4);

alfa(j)=1/tau.*(alfal.*tl+alfafilm.*tfilm+alfag.*tdry);

end
end

```

Di seguito si riportano due diversi script. Il primo (MAIN.m) serve per calcolare il coefficiente di scambio termico con le correlazioni implementate in un intervallo di titolo di vapore $x=0.01 - x_{out}$. Successivamente riporta tali valori in un file Excel dove vengono confrontati con i risultati sperimentali. Il secondo (MAIN_LOCALE.m) invece richiama le correlazioni implementate e ne calcola il coefficiente di scambio termico in corrispondenza del titolo in corrispondenza delle termocoppie. Riporta i risultati in un Excel dove si esegue un confronto con i risultati sperimentali.

```

%          ----- MAIN SCRIPT -----
%
% Questo script richiama le correlazioni per il calcolo del coefficiente
di
% scambio termico bifase e confronta i risultati di tali modelli con i
% risultati sperimentali, riportando il tutto in un file Excel
%
% PER OGNI PUNTO SPERIMENTALE (PER UNA CERTA POTENZA
% ELETTRICA FORNITA) CALCOLA LA VARIAZIONE DI TITOLO LUNGO IL CANALE E
USA

```

Appendice

```
% QUEI VALORI DI TITOLO PER CALCOLARE IL COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO
CON LE
% VARIE CORRELAZIONI IMPLEMENTATE.
%
% Introdurre manualmente:
% - file Excel e foglio dove pescare dati sperimentali
% - celle di Excel per immisione dati input
(pressione, temperatura, flusso
% termico, HTC sperimentale
% - fluido
% - diametro idraulico
% - lunghezza del canale
% - numero di valori di titolo a cui si vuole calcolare l'HTC
% - nome del file su cui scrivere i risultati

clear all
close all
clc

fluido='R134a';
dh=0.4*10^-3; % diametro idraulico
L=51*10^-3; % lunghezza canale in m
filename='RiassuntoG1600_2 NewIsol.xlsx'; % EXCEL da cui prendere dati
sperimentali
sheet=2;
G=xlsread(filename,sheet,'F19:F32'); % portata specifica kg/(m2*s)
mref=G.*(0.4*10^-3)^2; % portata di massa specifica kg/s
pin=xlsread(filename,sheet,'O19:O32').*100; % press all'ingresso del
canale in kPa
Tin=xlsread(filename,sheet,'G19:G32')+273.15; % Temp in ingresso in K
tsat=zeros(length(pin),1);
% Temp di saturazione trascurando perdite di carico
for i=1:length(pin)
tsat(i)=refpropm('T','P',pin(i),'Q',0,fluido); % Tsat in K calcolata
alla pressione in ingresso
end

% FLUSSO TERMICO SPECIFICO REALMENTE INDOTTO NEL FLUIDO
q=xlsread(filename,sheet,'D19:D32'); % in W/m2 già corretto per dissipaz
su placchetta

% TITOLO IN INGRESSO CALCOLATO CON BILANCIO
hin=zeros(length(pin),1);
hL=zeros(length(pin),1);
hV=zeros(length(pin),1);
xin=zeros(length(pin),1);
for i=1:length(pin)
hin(i)=refpropm('H','T',Tin(i),'P',pin(i),fluido);
hL(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',0,fluido);
hV(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',1,fluido);
xin(i)=(hin(i)-hL(i))/(hV(i)-hL(i));
end

% TITOLO IN USCITA CALCOLATO CON BILANCIO E LOCALE SU TERMOCOPPIE
VALUTATO PER
% INTERPOLAZIONE LINEARE
Aheat=6.12*10^-5; % Area di scambio (3 lati di silicio)
hout=hin+q.*Aheat./mref;
xout=zeros(length(pin),1);
```

```

r0=zeros(length(pin),1);
x1=zeros(length(pin),1);
x2=zeros(length(pin),1);
%x3=zeros(length(pin),1);
%x4=zeros(length(pin),1);

for i=1:length(pin)
r0(i)=refpropm('Y','P',pin(i),'Q',0,fluido);
xout(i)=(hout(i)-hL(i))./r0(i);
x1(i)=xin(i)+(xout(i)-xin(i))*1.6/5.1;
x2(i)=xin(i)+(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
%x3(i)=(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
%x4(i)=(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
end

% HTC SPERIMENTALI
alfa1=xlsread(filename,sheet,'AS19:AS32'); % in kW/(m2*K)
alfa2=xlsread(filename,sheet,'AU19:AU32'); % in kW/(m2*K)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%
% CORRELAZIONI PER IL CALCOLO DEL HTC SU VARIAZIONE DI TITOLO 0.01-xout
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%

% Per ogni punto sperimentale (ogni potenza elettrica fornita) vado a
% calcolare HTC su tutta la variazione di titolo 0.01-xout

x=zeros(length(q),10); % Matrice di zeri ch poi saranno tutti i valori
di titolo
alfa_C=zeros(length(q),10); %NB 10 perchè per ogni riga dieci HTC 4 se
ho 4 termocoppie
alfa_LB=zeros(length(q),10);
alfa_KC=zeros(length(q),10);
alfa_T=zeros(length(q),10);
alfa_SM=zeros(length(q),10);
alfa_GW=zeros(length(q),10);
alfa_LW=zeros(length(q),10);
alfa_K=zeros(length(q),10);
alfa_KB=zeros(length(q),10);
alfa_W=zeros(length(q),10);
alfa_BGG=zeros(length(q),10);
alfa_THOME=zeros(length(q),10);
% alfa_S=zeros(length(q),10);
alfa_YU=zeros(length(q),10);

for i=1:length(q)
x(i,:)=linspace(0.01,xout(i),10)'; % NB 10 perchè calcolo dieci titoli e
quindi dieci HTC
alfa_C(i,:)=Chen(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_LB(i,:)=Lazarek_Black(tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_KC(i,:)=Kew_Cornwell(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_T(i,:)=Tran(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_SM(i,:)=Sun_Mishima(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_GW(i,:)=Gungor_Winterton(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_LW(i,:)=Liu_Winterton(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_K(i,:)=Kandlikar(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_KB(i,:)=Kandlikar_Balasubramanian(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i)
));
alfa_W(i,:)=Warrier(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));

```

Appendice

```
alfa_BGG(i,:)=Bertsch_Groll_Garimella(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i),L);
alfa_THOME(i,:)=Thome_3zone(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
% alfa_S(i,:)=Saitoh(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_YU(i,:)=Yu_etal(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
end

k=1;
while k<=length(q)
    filename='HTC_G1600_2 NewIsol Correlazioni.xlsx';
    sheet=k;
    xlswrite(filename,x1(k),sheet,'D33');
    xlswrite(filename,alfa1(k),sheet,'D34');
    xlswrite(filename,x2(k),sheet,'E33');
    xlswrite(filename,alfa2(k),sheet,'E34');
    xlswrite(filename,q(k),sheet,'A3');
    xlswrite(filename,x(k,:),sheet,'D3:M3');
    xlswrite(filename,alfa_C(k,:),sheet,'D4:M4');
    xlswrite(filename,alfa_LB(k,:),sheet,'D5:M5');
    xlswrite(filename,alfa_KC(k,:),sheet,'D6:M6');
    xlswrite(filename,alfa_T(k,:),sheet,'D7:M7');
    xlswrite(filename,alfa_SM(k,:),sheet,'D8:M8');
    xlswrite(filename,alfa_GW(k,:),sheet,'D9:M9');
    xlswrite(filename,alfa_LW(k,:),sheet,'D10:M10');
    xlswrite(filename,alfa_K(k,:),sheet,'D11:M11');
    xlswrite(filename,alfa_KB(k,:),sheet,'D12:M12');
    xlswrite(filename,alfa_W(k,:),sheet,'D13:M13');
    xlswrite(filename,alfa_BGG(k,:),sheet,'D14:M14');
    xlswrite(filename,alfa_THOME(k,:),sheet,'D15:M15');
    xlswrite(filename,alfa_YU(k,:),sheet,'D16:M16');
    k=k+1;
end

%          ----      MAIN SCRIPT LOCALE      ----
%
% Questo script richiama le correlazioni per il calcolo del coefficiente
di
% scambio termico bifase e confronta i risultati di tali modelli con i
% risultati sperimentali, riportando il tutto in un file Excel
%
% PER OGNI PUNTO SPERIMENTALE (FLUSSO TERMICO) CALCOLA IL VALORE DI
TITOLO
% "SOPRA" LA TERMOCOPPIA E IMPORTA IL VALORE DI HTC SPERIMENTALE
% PRECEDENTEMENTE CALCOLATO. IN SEGUITO CALCOLA IL HTC LOCALE PER LE
VARIE
% CORRELAZIONI IMPLEMENTATE. INFINE ESPORTA TUTTO IN UN FILE EXCEL

% Introdurre manualmente:
%   - file Excel e foglio dove pescare dati sperimentali
%   - celle di Excel per immissione dati input
(pressione,temperatura,flusso
%   termico, HTC sperimentale
%   - fluido
%   - diametro idraulico
%   - lunghezza del canale
%   - distanze tra le termocoppie (x1,..,x4) oppure numero di valori di
%   titolo a cui si vuole calcolare l'HTC
%   - numero foglio del file Excel su cui scrivere i risultati. In
funzione
```

```

%      della portata in esame

clear all
close all
clc

fluido='R134a';
dh=0.4*10^-3; % diametro idraulico
L=51*10^-3; % lunghezza canale in m
filename='RiassuntoG1600_2 NewIsol.xlsx'; % EXCEL da cui prendere dati
sperimentali
sheet=2;
G=xlsread(filename,sheet,'F19:F32'); % portata specifica kg/(m2*s)
mref=G.*(0.4*10^-3)^2; % portata di massa specifica kg/s
pin=xlsread(filename,sheet,'O19:O32').*100; % press all'ingresso del
canale in kPa
Tin=xlsread(filename,sheet,'G19:G32')+273.15; % Temp in ingresso in K
tsat=zeros(length(pin),1);
% Temp di saturazione trascurando perdite di carico
for i=1:length(pin)
tsat(i)=refpropm('T','P',pin(i),'Q',0,fluido); % Tsat in K calcolata
alla pressione in ingresso
end

% FLUSSO TERMICO SPECIFICO REALMENTE INDOTTO NEL FLUIDO
q=xlsread(filename,sheet,'D19:D32'); % in W/m2 già corretto per dissipaz
su placchetta

% TITOLO IN INGRESSO CALCOLATO CON BILANCIO
hin=zeros(length(pin),1);
hL=zeros(length(pin),1);
hV=zeros(length(pin),1);
xin=zeros(length(pin),1);
for i=1:length(pin)
hin(i)=refpropm('H','T',Tin(i),'P',pin(i),fluido);
hL(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',0,fluido);
hV(i)=refpropm('H','P',pin(i),'Q',1,fluido);
xin(i)=(hin(i)-hL(i))/(hV(i)-hL(i));
end

% TITOLO IN USCITA CALCOLATO CON BILANCIO E SOPRA LE TERMOCOPPIE PER
% INTERPOLAZIONE LINEARE
Aheat=6.12*10^-5; % Area di scambio in m2
hout=hin+q.*Aheat./mref;
xout=zeros(length(pin),1);
r0=zeros(length(pin),1);
x1=zeros(length(pin),1);
x2=zeros(length(pin),1);
%x3=zeros(length(pin),1);
%x4=zeros(length(pin),1);
for i=1:length(pin)
r0(i)=refpropm('Y','P',pin(i),'Q',0,fluido);
xout(i)=(hout(i)-hL(i))./r0(i);
x1(i)=xin(i)+(xout(i)-xin(i))*1.6/5.1;
x2(i)=xin(i)+(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
%x3(i)=(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
%x4(i)=(xout(i)-xin(i))*3.8/5.1;
end

```

Appendice

```
% HTC SPERIMENTALI
alfa1=xlsread(filename,sheet,'AS19:AS32'); % in kW/(m2*K)
alfa2=xlsread(filename,sheet,'AU19:AU32'); % in kW/(m2*K)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%
% CORRELAZIONI PER IL CALCOLO DEL HTC CON VALORE DI TITOLO LOCALE SU TC
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%

% Per ogni punto sperimentale (ogni potenza elettrica fornita) vado a
% calcolare HTC su tutta la variazione di titolo
% N.B. Valori in uscita in W/(m^2*K)

x=zeros(length(q),2); % Matrice di zeri che poi saranno tutti i valori
di titolo
alfa_C=zeros(length(q),2); %NB 2 perchè 2 sono le termocoppie
alfa_LB=zeros(length(q),2);
alfa_KC=zeros(length(q),2);
alfa_T=zeros(length(q),2);
alfa_SM=zeros(length(q),2);
alfa_GW=zeros(length(q),2);
alfa_LW=zeros(length(q),2);
alfa_K=zeros(length(q),2);
alfa_KB=zeros(length(q),2);
alfa_W=zeros(length(q),2);
alfa_BGG=zeros(length(q),2);
alfa_THOME=zeros(length(q),2);
% alfa_S=zeros(length(q),2);
alfa_YU=zeros(length(q),2);

% Calcolo del HTC
for i=1:length(q)
x(i,:)=[x1(i);x2(i)]; % titolo sopra le termocoppie
alfa_C(i,:)=Chen(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_LB(i,:)=Lazarek_Black(tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_KC(i,:)=Kew_Cornwell(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_T(i,:)=Tran(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_SM(i,:)=Sun_Mishima(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_GW(i,:)=Gungor_Winterton(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_LW(i,:)=Liu_Winterton(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_K(i,:)=Kandlikar(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_KB(i,:)=Kandlikar_Balasubramanian(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_W(i,:)=Warrier(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_BGG(i,:)=Bertsch_Groll_Garimella(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i),L);
alfa_THOME(i,:)=Thome_3zone(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
% alfa_S(i,:)=Saitoh(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
alfa_YU(i,:)=Yu_etal(x(i,:),tsat(i),fluido,dh,q(i),G(i));
end

% Scrittura su file Excel in forma tabellare
filename='HTC NewIsol_2 Confronto Locale.xlsx';
sheet=4; % Numero del foglio a seconda della portata (in ordine
crescente)
xlswrite(filename,q,sheet,'A4');
xlswrite(filename,alfa1,sheet,'C4');
xlswrite(filename,alfa2,sheet,'D4');
```

```

xlswrite(filename, alfa_C, sheet, 'E4');
xlswrite(filename, alfa_LB, sheet, 'G4');
xlswrite(filename, alfa_KC, sheet, 'I4');
xlswrite(filename, alfa_T, sheet, 'K4');
xlswrite(filename, alfa_SM, sheet, 'M4');
xlswrite(filename, alfa_GW, sheet, 'O4');
xlswrite(filename, alfa_LW, sheet, 'Q4');
xlswrite(filename, alfa_K, sheet, 'S4');
xlswrite(filename, alfa_KB, sheet, 'U4');
xlswrite(filename, alfa_W, sheet, 'W4');
xlswrite(filename, alfa_BGG, sheet, 'Y4');
xlswrite(filename, alfa_THOME, sheet, 'AA4');
xlswrite(filename, alfa_YU, sheet, 'AC4');

```

Una volta fatto il confronto “locale” tra il coefficiente misurato e quello calcolato si vuole calcolare il MAE (Mean Average Error) di ciascuna correlazione e la percentuale di valori predetti compresi in un range di $\pm 30\%$ dal valore misurato.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           SCRIPT PER IL CALCOLO DELL'ERRORE MEDIO PERCENTUALE (MAE)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Questo script permette il calcolo dell'errore medio percentuale tra il
% HTC misurato sperimentalmente e il HTC calcolato con le varie
% correlazioni implementate

clear all
close all
clc

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           IMPORTAZIONE DEGLI HTC
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Inserire:
% - nome del file Excel da cui prendere i valori di HTC
% - celle di riferimento per l'input
% - celle di riferimento per output

filename='HTC NewIsol_2 Confronto Locale.xlsx';
sheet=5;

% HTC SPERIMENTALE
alfa_SP=xlsread(filename, sheet, 'C4:D67'); % Input dati
alfa_SP=[alfa_SP(:,1);alfa_SP(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_SP=alfa_SP(~isnan(alfa_SP)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC CHEN
alfa_C=xlsread(filename, sheet, 'E4:F67'); % Input dati
alfa_C=[alfa_C(:,1);alfa_C(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_C=alfa_C(~isnan(alfa_C)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC LAZAREK-BLACK
alfa_LB=xlsread(filename, sheet, 'G4:H67'); % Input dati
alfa_LB=[alfa_LB(:,1);alfa_LB(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore

```

Appendice

```
alfa_LB=alfa_LB(~isnan(alfa_LB)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC KEW-CORNWELL
alfa_KC=xlsread(filename,sheet,'I4:J67'); % Input dati
alfa_KC=[alfa_KC(:,1);alfa_KC(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_KC=alfa_KC(~isnan(alfa_KC)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC TRAN
alfa_T=xlsread(filename,sheet,'K4:L67'); % Input dati
alfa_T=[alfa_T(:,1);alfa_T(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_T=alfa_T(~isnan(alfa_T)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC SUN-MISHIMA
alfa_SM=xlsread(filename,sheet,'M4:N67'); % Input dati
alfa_SM=[alfa_SM(:,1);alfa_SM(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_SM=alfa_SM(~isnan(alfa_SM)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC GUNGOR-WINTERTON
alfa_GW=xlsread(filename,sheet,'O4:P67'); % Input dati
alfa_GW=[alfa_GW(:,1);alfa_GW(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_GW=alfa_GW(~isnan(alfa_GW)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC LIU WINTERTON
alfa_LW=xlsread(filename,sheet,'Q4:R67'); % Input dati
alfa_LW=[alfa_LW(:,1);alfa_LW(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_LW=alfa_LW(~isnan(alfa_LW)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC KANDLIKAR
alfa_K=xlsread(filename,sheet,'S4:T67'); % Input dati
alfa_K=[alfa_K(:,1);alfa_K(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_K=alfa_K(~isnan(alfa_K)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC KANDLIKAR-BALASUBRAMANIAN
alfa_KB=xlsread(filename,sheet,'U4:V67'); % Input dati
alfa_KB=[alfa_KB(:,1);alfa_KB(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_KB=alfa_KB(~isnan(alfa_KB)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC WARRIER
alfa_W=xlsread(filename,sheet,'W4:X67'); % Input dati
alfa_W=[alfa_W(:,1);alfa_W(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_W=alfa_W(~isnan(alfa_W)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC BERTSCH-GROLL-GARIMELLA
alfa_BGG=xlsread(filename,sheet,'Y4:Z67'); % Input dati
alfa_BGG=[alfa_BGG(:,1);alfa_BGG(:,2)]; % Incolonnamento in unico
vettore
alfa_BGG=alfa_BGG(~isnan(alfa_BGG)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC THOME (3 ZONE)
alfa_THOME=xlsread(filename,sheet,'AA4:AB67'); % Input dati
alfa_THOME=[alfa_THOME(:,1);alfa_THOME(:,2)]; % Incolonnamento in unico
vettore
alfa_THOME=alfa_THOME(~isnan(alfa_THOME)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC YU
alfa_YU=xlsread(filename,sheet,'AC4:AD67'); % Input dati
alfa_YU=[alfa_YU(:,1);alfa_YU(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_YU=alfa_YU(~isnan(alfa_YU)); % Eliminazione elementi NaN
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           CALCOLO DEL MAE PER CIASCUNA CORRRELAZIONE
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

z_C=zeros(length(alfa_SP),1); %NB 2 perchè 2 sono le termocoppie
z_LB=zeros(length(alfa_SP),1);
z_KC=zeros(length(alfa_SP),1);
z_T=zeros(length(alfa_SP),1);
z_SM=zeros(length(alfa_SP),1);
z_GW=zeros(length(alfa_SP),1);
z_LW=zeros(length(alfa_SP),1);
z_K=zeros(length(alfa_SP),1);
z_KB=zeros(length(alfa_SP),1);
z_W=zeros(length(alfa_SP),1);
z_BGG=zeros(length(alfa_SP),1);
z_THOME=zeros(length(alfa_SP),1);
z_YU=zeros(length(alfa_SP),1);

```

```

% Calcolo parziale

```

```

for i=1:length(alfa_SP)
    z_C(i)=abs(alfa_C(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_LB(i)=abs(alfa_LB(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_KC(i)=abs(alfa_KC(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_T(i)=abs(alfa_T(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_SM(i)=abs(alfa_SM(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_GW(i)=abs(alfa_GW(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_LW(i)=abs(alfa_LW(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_K(i)=abs(alfa_K(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_KB(i)=abs(alfa_KB(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_W(i)=abs(alfa_W(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_BGG(i)=abs(alfa_BGG(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_THOME(i)=abs(alfa_THOME(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
    z_YU(i)=abs(alfa_YU(i)-alfa_SP(i))/alfa_SP(i);
end

```

```

% CALCOLO DEL MAE VERO E PROPRIO

```

```

MAE_C=1/length(alfa_SP)*sum(z_C)*100;
MAE_LB=1/length(alfa_SP)*sum(z_LB)*100;
MAE_KC=1/length(alfa_SP)*sum(z_KC)*100;
MAE_T=1/length(alfa_SP)*sum(z_T)*100;
MAE_SM=1/length(alfa_SP)*sum(z_SM)*100;
MAE_GW=1/length(alfa_SP)*sum(z_GW)*100;
MAE_LW=1/length(alfa_SP)*sum(z_LW)*100;
MAE_K=1/length(alfa_SP)*sum(z_K)*100;
MAE_KB=1/length(alfa_SP)*sum(z_KB)*100;
MAE_W=1/length(alfa_SP)*sum(z_W)*100;
MAE_BGG=1/length(alfa_SP)*sum(z_BGG)*100;
MAE_THOME=1/length(alfa_SP)*sum(z_THOME)*100;
MAE_YU=1/length(alfa_SP)*sum(z_YU)*100;

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           ESPORTAZIONE DEI RISULTATI NELLO STESSO EXCEL
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

xlswrite(filename,MAE_C,sheet,'E69')
xlswrite(filename,MAE_LB,sheet,'G69')
xlswrite(filename,MAE_KC,sheet,'I69')
xlswrite(filename,MAE_T,sheet,'K69')

```

Appendice

```
xlswrite(filename,MAE_SM, sheet, 'M69')
xlswrite(filename,MAE_GW, sheet, 'O69')
xlswrite(filename,MAE_LW, sheet, 'Q69')
xlswrite(filename,MAE_K, sheet, 'S69')
xlswrite(filename,MAE_KB, sheet, 'U69')
xlswrite(filename,MAE_W, sheet, 'W69')
xlswrite(filename,MAE_BGG, sheet, 'Y69')
xlswrite(filename,MAE_THOME, sheet, 'AA69')
xlswrite(filename,MAE_YU, sheet, 'AC69')
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%     SCRIPT PER IL CALCOLO DELLA PERCENTUALE DI VALORI ENTRO IL 30 %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
% Questo script permette il calcolo della percentuale di valori di HTC
% predetti entro il 30% dall' HTC sperimentale corrispondente. Inoltre
% scrive tale percentuale entro lo stesso file Excel da cui vengono
% importati gli HTC precedentemente calcolati
```

```
% NOTE: Se si desidera un'altra percentuale, cambiare variabile 'err'
(rg. 22)
```

```
clear all
close all
clc
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%     IMPORTAZIONE DEGLI HTC
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
err=30; % Percentuale di discostamento desiderata
filename='HTC NewIsol_2 Confronto Locale.xlsx';
sheet=5;
```

```
% HTC SPERIMENTALE
```

```
alfa_SP=xlsread(filename,sheet,'C4:D67'); % Input dati
alfa_SP=[alfa_SP(:,1);alfa_SP(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_SP=alfa_SP(~isnan(alfa_SP)); % Eliminazione elementi NaN
```

```
% HTC CHEN
```

```
alfa_C=xlsread(filename,sheet,'E4:F67'); % Input dati
alfa_C=[alfa_C(:,1);alfa_C(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_C=alfa_C(~isnan(alfa_C)); % Eliminazione elementi NaN
```

```
% HTC LAZAREK-BLACK
```

```
alfa_LB=xlsread(filename,sheet,'G4:H67'); % Input dati
alfa_LB=[alfa_LB(:,1);alfa_LB(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_LB=alfa_LB(~isnan(alfa_LB)); % Eliminazione elementi NaN
```

```
% HTC KEW-CORNWELL
```

```
alfa_KC=xlsread(filename,sheet,'I4:J67'); % Input dati
alfa_KC=[alfa_KC(:,1);alfa_KC(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_KC=alfa_KC(~isnan(alfa_KC)); % Eliminazione elementi NaN
```

```
% HTC TRAN
```

```
alfa_T=xlsread(filename,sheet,'K4:L67'); % Input dati
```

```

alfa_T=[alfa_T(:,1);alfa_T(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_T=alfa_T(~isnan(alfa_T)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC SUN-MISHIMA
alfa_SM=xlsread(filename,sheet,'M4:N67'); % Input dati
alfa_SM=[alfa_SM(:,1);alfa_SM(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_SM=alfa_SM(~isnan(alfa_SM)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC GUNGOR-WINTERTON
alfa_GW=xlsread(filename,sheet,'O4:P67'); % Input dati
alfa_GW=[alfa_GW(:,1);alfa_GW(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_GW=alfa_GW(~isnan(alfa_GW)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC LIU WINTERTON
alfa_LW=xlsread(filename,sheet,'Q4:R67'); % Input dati
alfa_LW=[alfa_LW(:,1);alfa_LW(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_LW=alfa_LW(~isnan(alfa_LW)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC KANDLIKAR
alfa_K=xlsread(filename,sheet,'S4:T67'); % Input dati
alfa_K=[alfa_K(:,1);alfa_K(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_K=alfa_K(~isnan(alfa_K)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC KANDLIKAR-BALASUBRAMANIAN
alfa_KB=xlsread(filename,sheet,'U4:V67'); % Input dati
alfa_KB=[alfa_KB(:,1);alfa_KB(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_KB=alfa_KB(~isnan(alfa_KB)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC WARRIER
alfa_W=xlsread(filename,sheet,'W4:X67'); % Input dati
alfa_W=[alfa_W(:,1);alfa_W(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_W=alfa_W(~isnan(alfa_W)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC BERTSCH-GROLL-GARIMELLA
alfa_BGG=xlsread(filename,sheet,'Y4:Z67'); % Input dati
alfa_BGG=[alfa_BGG(:,1);alfa_BGG(:,2)]; % Incolonnamento in unico
vettore
alfa_BGG=alfa_BGG(~isnan(alfa_BGG)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC THOME (3 ZONE)
alfa_THOME=xlsread(filename,sheet,'AA4:AB67'); % Input dati
alfa_THOME=[alfa_THOME(:,1);alfa_THOME(:,2)]; % Incolonnamento in unico
vettore
alfa_THOME=alfa_THOME(~isnan(alfa_THOME)); % Eliminazione elementi NaN

% HTC YU
alfa_YU=xlsread(filename,sheet,'AC4:AD67'); % Input dati
alfa_YU=[alfa_YU(:,1);alfa_YU(:,2)]; % Incolonnamento in unico vettore
alfa_YU=alfa_YU(~isnan(alfa_YU)); % Eliminazione elementi NaN

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
%                                CALCOLO
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Per inizio conteggio
YES_C=0;
YES_LB=0;
YES_KC=0;
YES_T=0;

```

Appendice

```
YES_SM=0;
YES_GW=0;
YES_LW=0;
YES_K=0;
YES_KB=0;
YES_W=0;
YES_BGG=0;
YES_THOME=0;
YES_YU=0;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_C(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_C=YES_C+0;
    else if alfa_C(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_C=YES_C+0;
    else YES_C=YES_C+1;
    end
end
end
YES_C=YES_C/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_LB(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_LB=YES_LB+0;
    else if alfa_LB(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_LB=YES_LB+0;
    else YES_LB=YES_LB+1;
    end
end
end
YES_LB=YES_LB/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_KC(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_KC=YES_KC+0;
    else if alfa_KC(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_KC=YES_KC+0;
    else YES_KC=YES_KC+1;
    end
end
end
YES_KC=YES_KC/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_T(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_T=YES_T+0;
    else if alfa_KC(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_T=YES_T+0;
    else YES_T=YES_T+1;
    end
end
end
YES_T=YES_T/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_SM(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_SM=YES_SM+0;
    else if alfa_SM(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_SM=YES_SM+0;
    else YES_SM=YES_SM+1;
    end
end
end
YES_SM=YES_SM/length(alfa_SP)*100;
```

```

        end
    end
end
YES_SM=YES_SM/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_GW(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_GW=YES_GW+0;
    else if alfa_GW(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_GW=YES_GW+0;
    else YES_GW=YES_GW+1;
    end
end
end
YES_GW=YES_GW/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_LW(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_LW=YES_LW+0;
    else if alfa_LW(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_LW=YES_LW+0;
    else YES_LW=YES_LW+1;
    end
end
end
YES_LW=YES_LW/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_K(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_K=YES_K+0;
    else if alfa_K(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_K=YES_K+0;
    else YES_K=YES_K+1;
    end
end
end
YES_K=YES_K/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_KB(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_KB=YES_KB+0;
    else if alfa_KB(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_KB=YES_KB+0;
    else YES_KB=YES_KB+1;
    end
end
end
YES_KB=YES_KB/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_W(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_W=YES_W+0;
    else if alfa_W(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_W=YES_W+0;
    else YES_W=YES_W+1;
    end
end
end
YES_W=YES_W/length(alfa_SP)*100;

```

Appendice

```
for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_BGG(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_BGG=YES_BGG+0;
    else if alfa_BGG(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_BGG=YES_BGG+0;
    else YES_BGG=YES_BGG+1;
    end
end
end
YES_BGG=YES_BGG/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_THOME(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_THOME=YES_THOME+0;
    else if alfa_THOME(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_THOME=YES_THOME+0;
    else YES_THOME=YES_THOME+1;
    end
end
end
YES_THOME=YES_THOME/length(alfa_SP)*100;

for i=1:length(alfa_SP)
    if alfa_YU(i)<alfa_SP(i)*(1-err/100)
        YES_YU=YES_YU+0;
    else if alfa_YU(i)>alfa_SP(i)*(1+err/100)
        YES_YU=YES_YU+0;
    else YES_YU=YES_YU+1;
    end
end
end
YES_YU=YES_YU/length(alfa_SP)*100;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           ESPORTAZIONE DEI RISULTATI NELLO STESSO EXCEL
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

xlswrite(filename,YES_C,sheet,'E71')
xlswrite(filename,YES_LB,sheet,'G71')
xlswrite(filename,YES_KC,sheet,'I71')
xlswrite(filename,YES_T,sheet,'K71')
xlswrite(filename,YES_SM,sheet,'M71')
xlswrite(filename,YES_GW,sheet,'O71')
xlswrite(filename,YES_LW,sheet,'Q71')
xlswrite(filename,YES_K,sheet,'S71')
xlswrite(filename,YES_KB,sheet,'U71')
xlswrite(filename,YES_W,sheet,'W71')
xlswrite(filename,YES_BGG,sheet,'Y71')
xlswrite(filename,YES_THOME,sheet,'AA71')
xlswrite(filename,YES_YU,sheet,'AC71')
```