

Politecnico di Torino

FACOLTÀ DI INGEGNERIA Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica e Nucleare

Tesi di laurea magistrale

Studio dello scambio termico in scambiatori di calore immersi in piscina

Relatore: Prof. Cristina Bertani Candidato: Emanuele Fassio

Indice

1	Inti	Introduzione											
	1.1	Rimozione del calore in piscina nei reattori nucleari	3										
	1.2	Esempi di sistema di rimozione del calore in piscina: PRHR $\operatorname{AP1000}$.	6										
2	Sta	to dell'arte degli scambiatori immersi in piscina	8										
	2.1	Investigazioni sperimentali sul pool boiling su un tubo verticale in	_										
	<u> </u>	spazio confinato e non confinato ¹	9										
	2.2	sivi per la rimozione del calore immersi in piscina 2	16										
	2.3	Miglioramento dello scambio termico negli spazi ristretti di un banco											
	2.4	compatto di tubi °	28										
	2.1	ne con isolation condenser immerso $4 \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	31										
	2.5	Investigazione sperimentale sulle caratteristiche dello scambio termico											
		in convezione naturale dei banchi di tubi a C riscaldanti utilizzati nei PRHR HX 5	35										
	2.6	Investigazione numerica e sperimentale sulle caratteristiche del tran-	00										
		sitorio di scambio termico dei banchi di tubi a C utilizzati negli	16										
	2.7	Investigazione CFD sulla termoidraulica dello scambiatore di calore	40										
		passivo del sistema PRHR ⁷ - Simulazione CFD del moto e scambio											
	28	termico del fluido secondario dello scambiatore di calore passivo ⁸ Studio numerico dello scambio di calore in poel beiling in uno spazio	56										
	2.0	confinato ⁹	65										
	2.9	Conclusioni sullo stato dell'arte	73										
3	Equ	azioni di conservazione	77										
	3.1	Equazione di continuità	77										
	3.2	Equazione dell'Energia	78										
	3.3	Equazione della quantità di moto	80										
4	Rin	nozione del calore: fasi caratteristiche e fenomeni	82										
	4.1	Caratterizzazione dei fenomeni	86										
5	Cor	nclusioni	97										

\mathbf{A}	A Simbologia																1	.03											
	A.1	Sin	ıboli			•												•	•										103
	A.2	pec	lici	•		•						•	•			•	•	•	•		•	•		•	•	•	•		104

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Rimozione del calore in piscina nei reattori nucleari

La rimozione del calore di decadimento degli impianti nucleari è la tematica principale trattata nell'elaborato. Questo aspetto rappresenta una caratteristica peculiare degli impianti nucleari a fissione, la cui comprensione risulta di fondamentale importanza nell'ambito della sicurezza e del raggiungimento della condizione di "spegnimento a freddo" di un reattore nucleare. Il problema della rimozione del calore in piscina può porsi, ad esempio, nel caso della perdita di carico elettrico nel corso dell'esercizione dell'impianto.

In condizioni di normale funzionamento, il processo di conversione del combustibile, sottoposto ad irraggiamento, in energia termica comporta la produzione di prodotti di fissione. Questi prodotti risultano essere in larga parte radioattivi e pertanto soggetti al fenomeno del decadimento. Nel caso di incidenti, o manutenzioni programmate, la reazione a catena viene interrotta tramite l'inserimento completo delle barre di controllo. La potenza generata dal reattore subisce una drastica riduzione, senza però annullarsi, a causa della presenza dei prodotti di fissione radioattivi. I prodotti di fissione, sotto forma di isotopi instabili, decadono con legge esponenziale emettendo energia sotto forma di radiazione (alfa, beta o gamma) fino al raggiungimento di una configurazione stabile. La presenza di un inventario rilevante di isotopi radioattivi al momento dello spegnimento risulta quindi essere la sorgente del calore di decadimento all'interno del reattore. In particolare, negli istanti successivi allo spegnimento, la potenza prodotta risulta pari al 7% della potenza termica nominale dell'impianto. Tale potenza decade a frazioni decimali della potenza termica prodotta. Tuttavia, considerando l'enorme quantità di energia termica prodotta dai reattori commerciali, i sistemi di rimozione devono poter gestire potenze dell'ordine dei MW per tempi lunghi. A titolo di esempio, viene proposto il grafico computato della potenza di decadimento relativa alle unità 1-2-3 del complesso di Fukushima Daiichi. Con riferimento alla Fig.1.1, si nota come la potenza di decadimento presenti una derescita rapida nelle prime fasi (6.60 % nel momento dello SCRAM, 1.73% ad'un ora di distanza), mentre la riduzione di potenza risulta molto pù lenta per tempi superiori al giorno. I dati disponibili stimano nello 0.2% della potenza nominale, il calore di decadimento dopo un anno, corrispondente a circa 5 MW prodotti per le unità 2-3.



Fig.1.1 Calore di Decadimento Fukushima Daiichi, [24]

Appare evidente come la mancata, o non adeguata, refrigerazione del core presenti molteplici conseguenze, che contribuiscono alla creazione di scenari incidentali che comportano rischi di varia natura, sia dal punto di vista strutturale che di contaminazione dell'ambiente. Di seguito, sono brevemente presentate le principali conseguenze:

• OSSIDAZIONE DELLO ZIRCALOY

L'ossidazione dello Zircaloy avviene attraverso il contatto guaina-vapore a temperature prossime ai 1000°C. Oltre i 1200°C, la quantità di calore prodotta nella reazione di ossidazione può raggiungere lo stesso ordine di grandezza del calore di decadimento. L'ossidazione produce idrogeno attraverso un processo fortemente esotermico, innescando un meccanismo di feedback positivo. L'aumentare della temperatura causa un incremento delle reazioni di ossidazione e conseguentemente dell'energia emessa da queste, che può superare il contributo dato dal solo calore di decadimento.

$$Zr + 2H_2O \rightarrow ZrO_2 + 2H_2 + 6.43MJ/kg$$
 (1.1)

• CORE MELTING

Al raggiungimento di temperature prossime ai 1850°C, le guaine cominciano a fondere e non sono più in grado di contenere i pellets di combustibili e i prodotti di fissione. A temperature superiori ai 2400°C, l'ossido di uranio comincia a fondere. La miscela fusa di zircaloy e ossido può depositarsi e risolidificare nella zona inferiore delle barre di combustibile e/o precipitare nel plenum inferiore, causando evaporazione istantanea del liquido e conseguente repentina sovrappressione del sistema primario. Il danneggiamento degli elementi di combustibile causa il rilascio di prodotti di fissione nel refrigerante ed infine all'atmosfera dell'edificio di contenimento.

• ESPLOSIONE D'IDROGENO

La reazione di ossidazione dello Zircaloy, causa un'ingente produzione di idrogeno che contribuisce, con il vapore, alla pressurizzazione del contenimento. La pressurizzazione dell'edificio di contenimento e l'eventuale deflagrazione/detonazione dell'idrogeno possono comportare la perdita d'integrità fisica del contenimento e il rilascio di materiale radioattivo all'ambiente esterno.

I sistemi passivi per la rimozione della potenza di decadimento sfruttano fenomeni fisici, quali circolazione naturale e gravità, per trasferire energia a grossi pozzi termici (piscina, atmosfera). I vantaggi principali risiedono nella semplificazione impiantistica e nella limitazione dell'intervento di operatori esterni. Entrambi gli aspetti concorrono a ridurre il rischio di guasti o errori umani, garantendo quindi alti livelli di affidabilità al sistema di sicurezza.

1.2 Esempi di sistema di rimozione del calore in piscina: PRHR AP1000

Il Passive Residual Heat Removal (PRHR), integrato all'interno dei reattori AP1000, è un sistema di rimozione del calore, che garantisce lo smaltimento della potenza di decadimento in caso di spegnimento del reattore ed indisponibilità di refrigerazione forzata (es. Station Black-Out). Il sistema è schematizzato in Fig.1.2. Il pozzo termico è costituito da una piscina, detta Incontainment Refueling Water Storage Tank (IRWST), che contiene l'acqua normalmente usata per effettuare il ricambio del combustibile. Il trasporto di calore è effettuato per circolazione naturale, sfruttando la differente densità del fluido nelle varie parti del circuito. Il sistema nel complesso è costituito da una tubazione, collegata al ramo caldo $(hot \ leq)$, che convoglia il fluido riscaldato all'interno del core all'ingresso dello scambiatore di calore con tubi a C. Lo scambiatore è immerso in acqua fredda (32°C) borata. Il fluido passando attraverso le tubazioni cede energia alla piscina, raffreddandosi. All'uscita dalla tubazione a C, il fluido è quindi convogliato al plenum inferiore del Generatore di Vapore (GdV). Il plenum è quindi connesso al core attraverso il ramo freddo (*cold* leq), stabilendo in questa maniera il percorso di ricircolazione. La piscina IRWST adempie quindi anche alla funzione di pozzo termico per la rimozione del calore di decadimento. Essa risulta aperta al contenimento.



Fig.1.2 PRHR, Circuito di Rimozione del Calore di Decadimento, [1]

L'innesco della circolazione attraverso il PRHR avviene circa 2 minuti dopo l'arresto rapido (*SCRAM*) del reattore, attraverso l'attuazione di due valvole "fail open" (FO) in parallelo, azionate da un segnale di basso livello liquido nel GdV. L'apertura di almeno una delle due valvole consente al fluido freddo, presente all'interno della parte di tubazioni immersa in piscina, di fluire per gravità nel vessel del reattore, raffreddando in questo modo il core e instaurando la circolazione naturale all'interno del circuito.

Il lato secondario dello scambiatore di calore è rappresentato dalla piscina IRW-ST, il cui scopo principale è garantire la rimozione del calore dal circuito primario, attraverso fenomeni di convezione naturale e/o di ebollizione nucleata. Dopo circa 5 ore dall'attuazione, la piscina comincia a liberare vapore all'interno del sistema di contenimento. L'attuazione dei sistemi di refrigerazione del sistema di contenimento, comporta la condensazione del vapore e il drenaggio del liquido nuovamente in piscina, garantendo la continuità di rimozione del calore per un periodo, teoricamente, illimitato.

Capitolo 2

Stato dell'arte degli scambiatori immersi in piscina

Lo studio dei meccanismi che caratterizzano gli scambiatori immersi in piscina ha comportato negli ultimi anni la pubblicazione di numerosi lavori e la costruzione di apparecchiature sperimentali e modelli numerici, con lo scopo di approfondire l'evoluzione temporale dei principali parametri (es. campi di velocità, temperature, grado di vuoto) e le influenze che essi esercitano sullo scambio termico. In questo elaborato, ci si propone di presentare in forma sintetica alcuni risultati, evidenziando fenomeni caratterizzanti gli scambiatori di calore immersi in piscina (es.scambio in convezione ed ebollizione) ed eventuali aspetti che necessitano di ulteriori futuri approfondimenti.

Nella prima parte del capitolo, vengono presentati i risultati conseguiti da analisi sperimentali, effettuate su modelli in scala ridotta di scambiatori immersi. La maggior parte dei lavori si propone di analizzare i fenomeni di scambio termico e di ricircolazione fluida che caratterizzano il lato secondario dello scambiatore. A questo fine, alcune facility adottano la condizione di flusso termico imposto alla parete, utilizzando riscaldatori elettrici disposti lungo la superifice della tubazione. In altri esperimenti, si è preferito utilizzare un fluido primario monofase liquido, caratterizzato da pressione, portata e temperatura di ingresso costanti.

La seconda parte del capitolo presenta i risultati di simulazioni numeriche e il loro confronto con i dati sperimentali e le principali correlazioni sviluppate nell'ambito dello scambio termico in geometrie simili a quelle adottate per le valutazioni numeriche.

2.1 Investigazioni sperimentali sul pool boiling su un tubo verticale in spazio confinato e non confinato 1

Il lavoro prevede lo studio dell'intero transitorio di scambio termico, analizzandone le caratteristiche nelle 3 fasi osservate: scambio in convezione naturale, ebollizione sottoraffreddata e satura. Lo studio viene effettuato attraverso rilevamenti sperimentali, effettuati su una facility di piccole dimensioni.

La Fig.2.1 presenta la struttura della facility utilizzata nella sperimentazione da Y.Tian et al.(2018)[21]. Essenzialmente, l'apparecchiatura consta di un tubo scambiante verticale, posto al centro di una piscina cilindrica. Il tubo scambiante presenta diametro (D) di 20 mm, lunghezza (L) pari a 1500 mm, risultando pertanto caratterizzato da un rapporto L/D=75. Sulla superficie esterna del tubo sono distribuite 22 termocoppie, brasate su 11 piani ad altezze differenti (50, 100, 200, 400, 500, 600, 800, 900, 1000, 1200, 1450 mm dal fondo del tubo). La misurazione della temperatura del fluido nelle vicinanze della superficie del tubo è effettuata tramite due linee di termocoppie (linea 1, linea 2), disposte rispettivamente a 40 mm e 80 mm dall'asse del tubo. La piscina è costituita da un involucro cilindrico in acciaio, diametro (D_{pool}) pari a 612 mm, dotato di 6 finestre, di cui 5 (diametro 150 mm) per l'osservazione del tubo ed una per la misurazione del livello del liquido (diametro 50 mm). La piscina è isolata verso l'esterno attraverso uno strato di 50 mm di lana allumino-silicata. All'interno dei tubi scorre olio, mentre la piscina è riempita con acqua.

Il lavoro si propone di far emergere le differenti caratteristiche dello scambio termico in spazi "confinati" e "non confinati". Nel caso di spazio non confinato lo scambiatore di calore è immerso in un'ampia piscina; nel caso di "spazio confinato", i tubi dello scambiatore sono circondati da un involucro laterale, di sezione molto minore rispetto alla piscina, aperto sia inferiormente che superiormente, per consentire il deflusso del fluido. Lo scopo dello "spazio confinato" in questo contesto intende essere la riproduzione delle modalità di scambio che occorrono all'interno dei sotto-

¹Autori: Yongsheng Tian, Zengqiao Chen, Naihua Wang, Zheng Cui, Lin Cheng

Titolo: Experimental investigations on pool boiling on a vertical tube in the confined and unconfined spaces

Sede di pubblicazione: Institute of Thermal Science & Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China

Anno di pubblicazione 2018

canali, generati dalla presenza di banchi di tubi. Lo spazio non confinato comporta invece modalità di scambio termico maggiormente assimilabili alle condizioni di pool boiling. Il regime di scambio confinato viene riprodotto tramite l'introduzione di un involucro di vetro a base (M) quadrata, 80 mm x 80 mm, all'interno di un incavo ricavato sul basamento della piscina. Il fluido è libero di fluire fra tubo e involucro attraverso le aperture nell'incavo.

Assumendo come dimensioni caratteristiche, rispettivamente dello spazio confinato e non, le grandezze M e D_{pool} e rapportandole con il diametro D della tubazione scambiante, si ottengono i rapporti M/D=4 e $D_{pool}/D=30.6$.



Fig.2.1 Apparecchiatura sperimentale e vista in sezione, [21]

La Fig.2.2 presenta gli andamenti delle temperature di parete, del fluido e del coefficiente di scambio termico stimato nella sezione di tubo con altezza dal fondo pari a 50 mm (adimensionata H/D=2.5, D diametro del tubo). Risulta evidente la presenza di 3 diverse fasi dello scambio termico. Nella prima fase, la convezione naturale risulta predominante e si visualizza un andamento stabile del coefficiente di scambio termico. Nel punto A del grafico, si osserva un improvviso calo della temperatura di parete, dovuto all'innesco dei meccanismi di nucleazione delle bolle. L'aumento successivo della temperatura di bulk, comporta l'attivazione di un maggior numero di siti e il distacco delle bolle dalla parete, con conseguente riscaldamento del fluido di bulk. La presenza in questa fase di un significativo grado di

vuoto, comporta fluttuazioni del coefficiente di scambio termico che si intensificano nel tempo a causa della maggiore agitazione delle bolle. Con la riduzione progressiva del grado di sottoraffreddamento, le bolle incrementano le loro dimensioni e la quantità di energia rilasciata nel fluido di bulk. Il raggiungimento della temperatura di saturazione nel fluido di bulk marca l'inizio dell'ebollizione satura, caratterizzata da notevoli oscillazioni del coefficiente di scambio termico.



Fig.2.2 Evoluzione temporale dei coefficienti di scambio termico, temperatura di bulk e temperatura di parete esterna,in spazio confinato, [21]

La Fig.2.3 confronta l'andamento nel tempo della temperatura, valutata a differenti quote (adimensionate su D) della linea 2, nel caso di scambio termico confinato e non confinato. La differenza fra i due regimi di scambio appare evidente nelle curve relative alla quota H/D=2.5. In particolare, l'andamento nel caso di spazio non confinato mostra un tratto iniziale a temperatura costante (pari alla temperatura iniziale della piscina) di durata notevolmente maggiore rispetto al caso confinato, significativo della presenza di stratificazione termica. Tali differenze sembrano appianarsi con l'aumento della quota, come evidenziato dalle curve relative alle altezze H/D=[25 50].



Fig.2.3 Evoluzione temporale delle temperature del fluido lungo la linea di acquisizione 2, [21]

La tabella Tab.2.1 evidenzia i tempi necessari al raggiungimento della saturazione, mostrati qualitativamente nel grafico precedente. Si nota immediatamente come nel regime non confinato il raggiungimento della saturazione negli strati bassi si realizzi con significativo ritardo, superiore ai 6000s, rispetto al tempo registrato nella zona superiore. Per quanto riguarda il regime confinato, la saturazione degli strati inferiori avviene con ritardi estremamente più contenuti, dell'ordine dei 200s. La causa di tale discrepanza fra i due scenari è da ricercarsi principalmente nel fatto che l'ebollizione non confinata permette l'insorgere di fenomeni di convezione nello spazio, che indeboliscono la componente assiale di velocità. Nel caso confinato, l'area isolata dall'involucro implica un incremento dei fenomeni convettivi, intensificando i moti ricircolatori fra interno ed esterno dell'involucro. Nella regione confinata si stabilizza il regime di ebollizione convettiva, pertanto sia la convezione che l'ebollizione contribuiscono in modo rilevante allo scambio termico. Nel lavoro viene inoltre evidenziato come l'aumentare del flusso termico da rimuovere, comporti principalmente l'aumento della componente legata all'ebollizione. In definitiva, si evidenzia come il caso confinato velocizzi il raggiungimento della temperatura di saturazione nella parte inferiore dello scambiatore.

H/D	$T_{\rm oil} = 160$ °C										
	Time in unconfined space, t (s)	Time in confined space, t									
2.5	19,194	14,088									
25	13,224	13,924									
50	12,870	13,860									
72.5	12,849	1									

Tab.2.1 Confronto dei tempi di raggiungimento della saturazione a differenti quote, [21]

La linea 2 di misurazione è posta ad una distanza relativamente contenuta dal lato esterno del case (40 mm), pertanto risente dei fenomeni locali di convezione. Tuttavia, la distribuzione di temperature nelle zone più lontane della piscina risente ancora dei fenomeni di stratificazione termica, essendo deboli le distribuzioni di velocità assiale lontano dalla regione di scambio.

Il lavoro presenta inoltre i risultati di uno studio parametrico sull'influenza della temperatura di ingresso dell'olio primario sul coefficiente di scambio in ebollizione satura. Le temperature sono state fatte variare in un range fra 120 °C e 165 °C. In particolare, l'incremento di flusso che consegue all'adozione di una temperatura di ingresso superiore, comporta la crescita dei coefficienti di scambio termico locali. Il flusso termico viene valutato attraverso bilancio entalpico fra le sezioni di ingresso e di uscita del fluido primario, pertanto esso risulta pari al flusso termico medio sulla superficie di scambio.

$$Wc_P \Delta T = qA \tag{2.1}$$

dove

 c_P calore specifico dell'olio [kJ/kg K]

 ΔT differenza fra temperatura d'ingresso ed uscita dell'olio primario [K]

- q flusso termico medio $[W/m^2]$
- A superficie esterna del tubo $[m^2]$

Il confronto degli andamenti delle temperature in diverse sezioni evidenzia l'influenza dell'altezza sul coefficiente di scambio termico in ogni regime. Sulla base dei dati sperimentali e delle due considerazioni sopra presentate, il lavoro propone una correlazione per la valutazione del coefficiente di scambio termico in ebollizione satura, h_b .

$$h_b = 0.6425q^{0.7832} \left(\frac{H}{D}\right)^{0.1904} \tag{2.2}$$

dove

H quota verticale lungo la tubazione [m]

D diametro esterno della tubazione [m]

q flusso termico $[W/m^2]$

La Tab.2.2 riporta i flussi termici in regime di ebollizione satura, nel caso di scambio confinato e non confinato, per differenti temperature d'ingresso del fluido primario. A bassi carichi termici, corrispondenti all'intervallo di temperature (120-140°C), il flusso termico nella configurazione "confinata" risulta maggiore che nel caso non confinato. Il rapporto fra coefficiente di scambio termico confinato e non confinato, tuttavia diminuisce con l'aumentare del flusso termico. La ragione di questo trend decrescente del rapporto fra i flussi in funzione della temperatura di ingresso è da ricercarsi principalmente nell'importanza che viene associata ad i fenomeni di convezione ed ebollizione. In particolare, nel caso non confinato e per bassi flussi termici (120-140°C), entrambi i fenomeni concorrono alla definizione dello scambio termico, mentre con l'aumentare della temperatura di ingresso e dei flussi termici associati (150-165°C), l'ebollizione assume un ruolo predominante.

Case	T _{oil} (°C)	$q_{\rm confined}~({\rm W/m^2})$	$q_{\rm un confined} (W/m^2)$	$q_{\rm confine}/q_{\rm un confine}$				
1	125	22126.67	17588.32	1.26				
2	130	32206.56	25835.97	1.25				
3	140	48874.86	42389.54	1.15				
4	150	69669.23	61517.58	1.13				
5	160	87689.80	79693.35	1.10				
6	165	100195.62	91086.67	1.10				

Tab.2.2 Confronto dei flussi termici per differenti temperature d'ingresso dell'olio primario, [21]

La Fig.2.4 mostra l'andamento del rapporto fra coefficienti di scambio termico confinato e non confinato, in funzione della quota rispetto al fondo della piscina. Il parametro in ordinata, qui riferito come R, è definito come rapporto fra i coefficienti di scambio termico nel caso confinato e non confinato, valutati mediante la formulazione (Eq.2.2).

$$R = \frac{h_{b-confined}}{h_{b-unconfined}} \tag{2.3}$$

Il grafico evidenzia maggiori valori del parametro per bassi flussi termici, ovvero basse temperature di ingresso dell'olio. Inoltre, le regioni inferiori ed intermedie evidenziano una maggiore sensitività alla presenza del confinamento, concordemente all'importanza maggiore che rivestono i fenomeni di convezione naturale in queste zone. Il rapporto inoltre presenta valori superiori per T=165°C, rispetto al caso T=160°C. Una possibile ragione può essere identificata nell'aumento del grado di copertura della superficie da parte del vapore nel caso non confinato, che ostacola lo scambio termico. Questo fenomeno è in parte mitigato nel caso confinato dai fenomeni di convezione assiale, che comportano il distacco delle bolle dalla parete e ne limitano il riattaccamento.



Fig.2.4 Variazione del rapporto fra coefficienti di scambio termico in ebollizione satura in modalità confinata e non confinata, [21]

2.2 Analisi parametrica del flussi di calore scambiato da scambiatori passivi per la rimozione del calore immersi in piscina ²

Nell'ambito degli scambiatori immersi in piscina, risulta importante l'influenza delle condizioni di ingresso del fluido primario sullo scambio termico. In questo contesto, J.Tao et al.[19] hanno studiato sperimentalmente l'impatto della variazione delle condizioni di ingresso (pressione, temperatura e portata) del fluido primario (acqua distillata) sullo scambio termico. La campagna sperimentale è stata condotta su un modello in scala ridotta di scambiatore PRHR (*PRHR HX*), dotato di 42 tubazioni a C, disposte 6 x 7 su schema rettangolare. Lo scambiatore è immerso in una piscina (*PRHR TANK*), contenente acqua, la cui dimensioni sono pari a 6 m (altezza) x 3 m x 1.5 m. L'apparato sperimentale è mostrato in Fig.2.5.



Fig.2.5 Rappresentazione del complesso sperimentale, [19]

²Autori: Jiaqi Tao, Hanyang Gu, Zhenqin Xiong, Xing Jiang, Yongcheng Xie

Anno di pubblicazione 2018

Titolo: Parametric analysis of heat transfer rate of passive residual heat removal heat exchanger submerged in water tank

Sede di pubblicazione: School of Nuclear Science and Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Dongchuan Road 800, 200240 Shanghai, China Shanghai Nuclear Engineering Research and Design Institute, Shanghai, China

La Fig.2.6 mostra la disposizione geometrica delle tubazioni a C all'interno delle quali fluisce il fluido primario. L'apparecchiatura è inoltre dotata di due termocoppie per la misurazione della temperatura di ingresso e uscita del fluido primario. Circa 70 termocoppie sono invece distribuite internamente ai sottocanali del banco di tubi e sulle pareti esterne dei tubi, allo scopo di rilevare sperimentalmente le temperature di parete e di bulk.



Fig.2.6 Disposizione geometrica delle tubazioni e posizione delle termocoppie di misurazione, [19]

La valutazione dei flussi termici locali è stata effettuata adottando un modello quasi statico, suddividendo la lunghezza di scambio in 100 sezioni (27 per le tubazioni orizzontali, 46 per la verticale), ognuna caratterizzata dal proprio valore di temperatura del fluido interno e di bulk.

$$Q_i = \frac{\pi L_i}{\frac{1}{d_1 h_1} + \frac{1}{2k_w} log(\frac{d_2}{d_1}) + \frac{1}{d_2 h_2}} (T_f, i - T_b, i)$$
(2.4)

dove

 Q_i Potenza termica scambiata sulla i-esima sezione [W]

- L_i Lunghezza della i-esima sezione [m]
- d_1 diametro interno della tubazione [m]

 d_2 diametro esterno della tubazione [m] h_1 coefficiente di scambio termico interno $[W/m^2K]$ h_2 coefficiente di scambio termico esterno $[W/m^2K]$ k_w conduttività termica della tubazione [W/mK] $T_{f,i}$ temperatura del fluido interno nella sezione i-esima [K $T_{b,i}$ temperatura di bulk, misurata alla quota i-esima [K]

Valutato quindi il flusso termico sulla i-esima sezione, il modello utilizza il bilancio entalpico 1D sul fluido primario, per valutare la temperatura del fluido all'interno del tubo nella sezione successiva. Nel caso di fluido monofase:

$$Q_i = Wc_P(T_{f,i} - T_{f,i-1})$$
(2.5)

dove c_P calore specifico a pressione costante del fluido primario [J/kg K], W portata fluido primario [kg/s], $T_{f,i-1}$ temperatura del fluido interno nelle sezioni (i-1) [K].

Nelle formulazioni, le sezioni sono contate a partire dalla regione di uscita del fluido primario, mentre risulta quindi nota la temperatura di ingresso del fluido primario, definita nell'ultima sezione. Pertanto, la valutazione della potenza termica scambiata permette di ricostruire la temperatura del fluido interno dalla sezione i alla sezione i-1.

I coefficienti di scambio termico sono valutati attraverso correlazioni empiriche. Il coefficiente di scambio termico interno, che avviene in convezione forzata, viene valutato attraverso la correlazione di Dittus-Boelter [19]:

$$Nu = \frac{h_1 d_1}{k_f} = 0.023 R e^{0.8} P r^{0.3}$$
(2.6)

dove Re= $\frac{\rho u d}{\mu}$ è il numero adimensionato di Reynolds, Pr= $\frac{\mu c_P}{k_f}$ il numero adimensionato di Prandtl, k_f la conduttività termica del fluido.

Il coefficiente di scambio termico esterno viene valutato attraverso differenti formulazioni, a seconda del regime di scambio termico locale (convezione naturale, ebollizione sottoraffreddata, ebollizione satura). Allo scopo di definire il regime di scambio termico, il modello confronta le temperature di bulk e di parete misurate dalle termocoppie, con la temperatura di saturazione e di inizio ebollizione del fluido. La valutazione della temperatura di onset del boiling viene corrisposta dalla formulazione di Bergles-Rohsenow [19]:

$$T_{w,ONB} = T_{sat} + 0.556 \left(\frac{556.3q}{P^{1.156}}\right)^{0.3538P^{0.0234}}$$
(2.7)

dove q è il flusso termico $[W/m^2]$, P la pressione [Pa], T_{sat} la temperatura di saturazione $[^{\circ}C]$.

Le formulazioni adottate per la valutazione dei coefficienti di scambio termico esterno risultano quindi essere, in accordo con il regime di scambio termico identificato:

• CONVEZIONE NATURALE $(T_w < T_{w,ONB})$

La temperatura di parete risulta inferiore alla temperatura di inizio ebollizione, pertanto lo scambio avviene esclusivamente in convezione naturale monofase. Il modello adotta le correlazioni di Churchill-Chu [19], disponibili sia per superfici orizzontali che verticali:

$$Nu_{or} = \left[0.6 + 0.387 \left(Ra \frac{1}{\left[1 + (0.559/Pr)^{9/16}\right]^{16/9}}\right)^{1/6}\right]^2$$
(2.8)

valida per Ra< 10^{12} .

$$Nu_{vr} = \left[0.825 + 0.387Ra^{1/6} \frac{1}{\left[1 + (0.492/Pr)^{9/16}\right]^{8/27}}\right]^2$$
(2.9)

valida per Ra $>10^{10}$.

• EBOLLIZIONE SOTTORAFFREDDATA $(T_w > T_{w,ONB} \in T_b < T_{sat})$

L'ebollizione nucleata si verifica in presenza di temperature di parete superiori alla temperatura di onset del boiling. La correlazione adottata propone lo schema di Bergles-Rohsenow [19] per l'interpolazione delle componenti convettiva e ebollitiva.

$$q = q_{nc} \sqrt{1 + \left[\frac{q_{nb}}{q_{nc}} \left(1 - \frac{q_i}{q_{nc}}\right)\right]}$$
(2.10)

dove q_{nb} flusso termico di ebollizione nucleata, q_{nc} flusso termico di convezione naturale monofase, q_i flusso termico, valutato moltiplicando il surriscaldamento della parete nel punto di onset del boiling per il coefficiente di scambio in convezione naturale, calcolato tramite (Eq.2.8, Eq.2.9).

• EBOLLIZIONE SATURA $(T_b=T_{sat})$

Il raggiungimento della temperatura di saturazione da parte della temperatura di bulk comporta l'instaurarsi del regime di ebollizione satura, per il quale è adottata la correlazione di Rohsenow:

$$\frac{c_{pl}\Delta T}{h_{fg}} = C_{wl} \left[\frac{q}{\eta_l h_{fg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33} P r^s$$
(2.11)

dove c_{pl} capacità termica del liquido saturo a pressione costante [J/kg K], ΔT surriscaldamento alla parete, definito come differenza fra temperatura della superficie esterna del tubo e temperatura di saturazione dell'acqua in piscina [°C], C_{wl} coefficiente empirico, h_{fg} calore latente di vaporizzazione [J/kg], q flusso termico [W/m²], η_l viscosità dinamica del liquido saturo [Pa s], σ tensione superficiale [N/m], g accelerazione di gravità [m/s²], ρ_l densità del liquido [kg/m³], ρ_v densità del vapore [kg/m³], Pr_l numero adimensionata di Prandtl del liquido saturo, s indice empirico.

La Fig.2.7 presenta il confronto tra l'andamento delle temperature del fluido primario, valutata attraverso il modello quasi-statico, e le temperature di bulk e parete, misurate sperimentalmente dalle termocoppie evidenziate in Fig.2.6. La coordinata orizzontale è la distanza dalla sezione di ingresso del fluido, ovvero l'estremità superiore dei tubi, normalizzata sulla complessiva lunghezza della tubazione. Il valore della temperatura all'uscita, misurato attraverso una termocoppia, risulta leggermente inferiore a quello previsto dal calcolo. Il flusso termico pertanto viene, nel complesso, sottostimato dal modello analitico. Il grafico evidenzia in modo sostanziale che la maggior parte del salto termico del fluido primario avviene nel tratto orizzontale superiore. Questo aspetto è essenzialmente correlato a due caratteristiche, concomitanti.

La prima riguarda l'efficienza dello scambio termico, maggiore nella parte alta a causa della compresenza di fenomeni di ebollizione (satura e sottoraffreddata) e di convezione.

Il secondo aspetto, fondamentale e dominante, riguarda il maggior salto termico fra temperatura del fluido primario e di bulk. Si può notare inoltre come il modello consideri anche il battente idrostatico per la vautazione della temperatura di saturazione del fluido alle varie quote. I risultati sperimentali inoltre permettono di evidenziare come la condizione di "quasi-stazionarietà" analizzata da Tao et al. (2018)[19] coincida con temperature di bulk in piscina, quasi uniformi sulla lunghezza di scambio e prossime alla temperatura di saturazione.



Fig.2.7 Evoluzione delle temperature di parete, bulk e fluido primario, [19]

La Fig.2.8 propone la distribuzione computata dei coefficienti di scambio termico sulla superficie esterna ed interna della tubazione, nonchè il coefficiente globale di scambio termico. I dati sono relativi alla sperimentazione con pressione P=5.2 MPa e portata areica G=320 kg/m²s. I coefficienti di scambio termico esterni variano notevolmente nella parte superiore dello scambiatore, mentre risultano sostanzialmente minori nella parte bassa. Il coefficiente di scambio interno presenta deboli variazioni, principalmente indotte dalla viscosità del fluido. Alla distanza normalizzata di 0.33, si visualizza un cambio di pendenza nella curva relativa al coefficiente di scambio termico esterno ("Outer-Surface HTC"), dovuto essenzialmente al passaggio da ebollizione satura a sottoraffreddata. A distanze normalizzate maggiori di 0.71, la convezione naturale prevale, grazie soprattutto ai limitati salti di temperatura fra liquido di bulk e fluido primario. La maggiore efficienza dello scambio termico nella zona superiore dei tubi scambianti, comporta quindi una distribuzione della potenza scambiata non omogenea sulla superficie della tubazione. In particolare, la tubazione orizzontale superiore provvede a rimuovere circa il 67% della potenza complessivamente scambiata. Un ulteriore 27% viene rimosso dal tratto verticale e solo il 6% della potenza viene scambiato nella tubazione orizzontale inferiore, caratterizzata dai minori salti di temperatura e coefficienti di scambio termico.



Fig.2.8 Distribuzione spaziale dei coefficienti di scambio termico, [19]

La Fig.2.9 mostra l'effetto della variazione di portata all'interno dei tubi sul flusso termico medio. I dati sono normalizzati rispetto al valore medio nel caso caratterizzato da $G=320 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Si nota comunque come vi sia una relazione crescente fra incremento della portata e flusso termico locale. L'incremento di portata comporta quindi aumenti di velocità del fluido e, conseguentemente, più alti coefficienti di scambio termico. Nel range di portate sperimentate, sembra esserci una proporzionalità diretta fra portata e flusso termico medio. L'aumento di portata comporta, per quanto riguarda il lato primario, maggiori velocità del fluido in ingresso ai tubi, con conseguente incremento del numero di Reynolds ed, in definitiva, del coefficiente di scambio termico.



Fig.2.9 Variazione del flusso termico medio in funzione della portata di fluido primario, [19]

La Fig.2.10 mostra la variazione spaziale dei coefficienti di scambio termico esterni per 3 differenti valori di portata del fluido primario (95 168 320 kg/m²s). Si osserva che la portata di fluido primario influenza anche l'ampiezza delle zone interessate da un determinato regime di scambio termico. In particolare, a portate maggiori corrispondono più vaste regioni di scambio in ebollizione sottoraffreddata e una riduzione della zona di scambio puramente convettivo.



Fig.2.10 Variazione del coefficiente di scambio termico esterno in funzione della portata di fluido primario, [19]

Gli autori hanno anche analizzato l'effetto della temperatura di ingresso del fluido primario. Sono stati confrontati 3 scenari con temperature differenti (150, 200, 220 °C) a portata areica costante pari a G=168 kg/m²s, pressione P=12 MPa.

La Fig.2.11 presenta le curve di flusso termico locale, in funzione della temperatura di ingresso del fluido primario. L'aumento di temperatura comporta un notevole incremento del flusso termico locale, con un valore massimo normalizzato rispetto al caso di riferimento pari a 7.2, raggiunto nei pressi del plenum di ingresso, per la temperatura di 220 °C. La causa principale di tale incremento è da ricercarsi nel maggior salto di temperatura disponibile fra fluido primario e piscina.



Fig.2.11 Variazione del flusso termico locale (computato) in funzione della temperatura di ingresso del fluido primario, [19]

La Fig.2.12 mostra gli effetti della variazione di temperatura del fluido in ingresso sul coefficiente di scambio termico. In particolare, l'incremento di temperatura comporta riduzione della viscosità del fluido primario e conseguente aumento del coefficiente di scambio termico interno, che contribuisce all'aumento del flusso termico locale scambiato.



Fig.2.12 Variazione locale del coefficiente di scambio termico interno in funzione della temperatura del fluido in ingresso, [19]

La Fig.2.13 mostra l'effetto della temperatura di ingresso del fluido primario sul coefficiente di scambio termico esterno; in particolar modo si osservano effetti significativi nei tratti caratterizzati da scambio termico bifase. Inoltre, temperature di ingresso superiori, comportano un generale incremento dell'area sottoposta ad ebollizione satura, con conseguente riduzione dell'area interessata da scambio convettivo.

In definitiva, le variazioni di temperatura e portata del fluido primario sembrano condizionare pesantemente lo scambio termico globale, agendo sia sui meccanismi di scambio termico del fluido primario, modificandone la viscosità (effetto di temperatura) e la velocità di deflusso (effetto di portata), che sul lato secondario, che vede un incremento della superficie sottoposta a scambio ebollitivo, in seguito al crescere dei due parametri analizzati. Nel lavoro, è stato proposto anche uno studio parametrico sulla pressione del fluido primario che tuttavia non risulta condizionare lo scambio termico in modo rilevante. Inoltre, le previsioni del modello teorico sviluppato da J. Tao et al.(2018)[19] sono in buon accordo con i risultati sperimentali, con discrepanze inferiori al 4% nella stima del flusso termico medio.



Fig.2.13 Variazione locale del coefficiente di scambio esterno in funzione della temperatura di ingresso del fluido primario, [19]

2.3 Miglioramento dello scambio termico negli spazi ristretti di un banco compatto di tubi³

Lo studio dello scambio termico che avviene all'interno dei canali generati dalle tubazioni che costituiscono il fascio tubiero degli scambiatori, è stato studiato da Z.H. Liu et al. (2002) [15] attraverso l'apparecchiatura sperimentale presentata in Fig.2.14.

L'apparecchiatura è costituita da un recipiente di piccole dimensioni, 0.4 m x 0.4 m x 0.6 m (altezza), isolato sul lato esterno e dotato di un condensatore nella parte alta, per condensare il vapore. All'interno del vessel, è ancorato un banco composto da 17 tubazioni in rame, disposte orizzontalmente su schema a triangolo equilatero. Le tubazioni hanno un diametro esterno pari a 18 mm, un diametro interno pari a 12 mm ed una lunghezza riscaldata di 100 mm.

Il passo tra i tubi è regolato mediante l'utilizzo di spaziatori anulari, posti ai capi delle tubazioni. I tubi sono riscaldati elettricamente dall'interno. Il fluido sul lato mantello (acqua) è quindi libero di fluire in direzione assiale, all'interno dei reticoli generati dalla disposizione dei tubi. L'apparato presenta 4 tubazioni dotate di termocoppie, inserite assialmente nella sezione radiale mediana della tubazione, internamente quindi allo spessore della tubazione. La temperatura registrata viene quindi elaborata dal calcolatore, per valutare la temperatura di superficie esterna della tubazione ($T_{w,e}$). La temperatura di bulk del liquido viene misurata da 4 termocoppie, disposte ai lati e nelle regioni superiore e inferiore del banco di tubi. Per la valutazione del salto di temperatura alla parete esterna, viene utilizzato il valore medio delle temperature registrate dalle termocoppie (T_b).

³Autori: Zhen-Hua Liu, Yu-Hao Qiu

Titolo: Enhanced boiling heat transfer in restricted spaces of a compact tube bundle with enhanced tubes

Sede di pubblicazione: School of Power and Energy Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China

Anno di pubblicazione 2002



Fig.2.14 Apparato sperimentale, [15]

. Il grafico in Fig.2.15 mostra l'andamento del salto di temperatura alla parete esterna della tubazione (definita come $\Delta T = T_{w,e} - T_b$) in funzione dei flussi termici per 3 differenti spaziature dei tubi (0.5, 1.0 e 4.0 mm). Il grafico evidenzia alcune caratteristiche delle diverse disposizioni e permette di dedurre informazioni di interesse pratico:

- L'assunzione di una spaziatura ridotta fra i tubi comporta un incremento globale del coefficiente di scambio termico. Tale condizione si verifica in modo rilevante a bassi flussi termici, indicativamente inferiori a 100 kW/m². La presenza quindi di un gap ristretto favorisce la formazione di un substrato surriscaldato anche a flussi termici ridotti. Inoltre, la presenza di sottili microstrati di liquido favorisce notevolmente lo scambio termico.
- Le spaziature ridotte, sebbene favoriscano lo scambio termico, comportano la presenza di flussi critici estremamente ridotti, corrispondenti in Fig.2.17 alla zona del ginocchio delle curve. In questa zona infatti, si verifica un cambio di pendenza delle curve, che comporta un aumento importante del salto termico

alla parete a fronte di aumenti modesti del flusso termico. Tale caratteristica risulta più marcata nel caso di spaziature ridotte (0.5 e 1.0 mm) Le applicazioni di maggiore interesse prevedono flussi termici locali ingenti, da cui l'adozione di spaziature superiori, genericamente 5-12 mm.



Fig.2.15 Flusso termico in funzione del surriscaldamento alla parete esterna e del passo fra i tubi, [15]

2.4 Simulazione sperimentale della stratificazione termica in ampie piscine con isolation condenser immerso ⁴

Kumar et al.(2017)[13] hanno studiato il comportamento della temperatura media del fluido (acqua) contenuto in una piscina, di dimensioni 2m x 0.8m x2m (altezza), riscaldata attraverso un Isolation Condenser. Una rappresentazione della posizione della geometria dell'apparato e della posizione delle termocoppie è fornita in Fig.2.16. L'isolation condenser è costituito da 9 tubazioni verticali, diametro interno pari a 38.1 mm e lunghezza pari a 0.64 m, disposte su un'unica fila, collegate attraverso due tubazioni orizzontali, di lunghezza pari a 1.70 m. Il fluido primario adottato nella sperimentazione è vapore, alla pressione di ingresso di 70 bar e temperatura di ingresso pari a 285 °C.

Le termocoppie sono poste fra loro ad una distanza verticale di 20 cm, onde evidenziare le differenze nell'evoluzione della stratificazione termica alle differenti quote.



Fig.2.16 Rappresentazione schematica della disposizione delle termocoppie all'interno della piscina, [13]

⁴Autori:Sunil Kumar, P.K. Vijayan, Umasankari Kannan, Manish Sharma, D.S. Pilkhwal Titolo: Experimental and computational simulation of thermal startification in large pools with immersed condenser

Sede di pubblicazione: Department of Engineering Sciences, Homi Bhabha National Institute, Trombay, Mumbai 400 094, India, Reactor Engineering Division, Bhabha Atomic Research Centre, Mumbai 400 085, India, Reactor Physics Design Division, Bhabha Atomic Research Centre, Mumbai 400 085, India

Anno di pubblicazione: 2017

La Fig.2.17 mostra l'andamento nel tempo della temperatura media all'interno della piscina, misurata dalle termocoppie a 0.4 m (Fig.4.6(a)) e 0.2 m (Fig.4.6(b)) dal fondo della piscina e del gradiente di temperatura verticale. Il gradiente di temperatura verticale è definito come:

$$\Delta T_z = (T_{top} - T_{bot}) / \Delta z \tag{2.12}$$

dove T_{top} rappresenta la temperatura acquisita dalla termocoppia posta alla quota 1.4 m dal fondo della piscina, T_{bot} la temperatura media della piscina alla quota considerata nei due casi. Entrambi i grafici presentano una divisione in 5 fasi temporali, corrispondenti a differenti andamenti del gradiente di temperatura verticale interno alla piscina.



Fig.2.17 Zone di stratificazione termica rilevate alle distanza 0.4 m (a) 0.2 m (b) dal fondo della piscina, [13]

La prima fase corrisponde alla "no stratification zone", caratterizzata dall'assenza di gradienti verticali di temperatura. L'assenza di gradienti verticali di temperatura si osserva nella fase iniziale del transitorio di riscaldamento della piscina, quando lo scambio termico condiziona esclusivamente le regioni limitrofe allo scambiatore. La seconda fase corrisponde alla zona di crescita della stratificazione e presenta valori crescenti del gradiente di temperatura verticale. La terza fase, detta di stratificazione stabile, è caratterizzata da gradienti di temperatura stabili. La durata di questa fase è maggiore per il fluido a quote minori. Nella quarta fase, si osserva lo spostamento dell'interfaccia termica verso regioni inferiori della piscina ("Decay of stratification"). I gradienti di temperatura verticali si riducono a causa dei fenomeni di mixing interni alla piscina, identificati graficamente dalle oscillazioni degli andamenti di temperatura. Kumar et al.(2017)[13] hanno osservato come questa fase coincida temporalmente con l'inizio dell'ebollizione. Oltre questa fase, caratterizzata da valori decrescenti del gradiente di temperatura, si ha la zona di "buon miscelamento", con gradienti di temperatura verticali nulli. La temperatura tende quindi a stabilizzarsi.

2.5 Investigazione sperimentale sulle caratteristiche dello scambio termico in convezione naturale dei banchi di tubi a C riscaldanti utilizzati nei PRHR HX ⁵

Il lavoro si propone di approfondire gli aspetti relativi all'influenza della forma a C dei tubi, che costituiscono il lato primario dello scambiatore di calore immerso in piscina, sui meccanismi di scambio termico. La campagna sperimentale viene condotta sulla medesima facility adotta nello studio di Zhang et al.(2015)[23]. Viene presentato un modello in scala ridotta della piscina IRWST, comprensivo di scambiatore con tubi a C, per studiare i fenomeni termo-idraulici durante il transitorio dei sistemi PRHR. In particolare, il lavoro concentra l'attenzione sulla prima fase del transitorio, caratterizzata da convezione naturale.

La Tab.2.3 presenta le principali dimensioni adottate nella scalatura del sistema, comparate con le dimensioni del prototipo del PRHR AP1000. Lo scambiatore è costituito da 12 tubi a C, 19 mm di diametro esterno, ed è fissato al muro laterle della piscina IRWST. La piscina IRWST modellizzata presenta dimensioni pari a circa $3.75m \ge 1.5m \ge 2.2m$. Per la validazione dei risultati, il flusso termico imposto sulla superficie dello scambiatore è pari a 120 kW/m², con una potenza totale scambiata di circa 176 kW. La piscina viene riempita con acqua a 49 °C circa fino ad un'altezza pari a 2.2 m. Nel complesso, la piscina è dotata di 21 finestre per permettere l'ispezione visiva e le misurazioni PIV e strumentata con oltre 150 termocoppie.

Items	Prototype parameters	Scaled model parameters	Ratios
Length in lateral direction	About 36 m	3.75 m	1/9.6
Length in height direction	8 m (Water level)	2.2 m	1/3.64
Initial water temperature in IRWST	48.9 °C	48.9 °C	1/1
PRHR HX tubes number	689	12	1/57.4
Outside diameter of heat transfer tube	19 mm	19 mm	1/1
Distance between heat transfer tubes	38 mm	38 mm	1/1
Heat power	$5.89 \times 10^7 W$	About 176 kW	1/334.7

Tab.2.3 Tabella comparativa delle principali grandezze adottate nella scalatura della facility, [16]

⁵Autori:Daogang Lu, Yuhao Zhang, Xiaoliang Fu, Zhongyi Wang, Qiong Cao, Yanhua Yang Titolo: Experimental investigation on natural convection heat transfer characteristics of C-shape heating rods bundle used in PRHR HX

Sede di pubblicazione: School of Nuclear Science and Engineering, North China Electric Power University, No. 2, Beinong Road, Beijing 102206, China Beijing Key Laboratory of Passive Safety Technology for Nuclear Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China State Nuclear Power Software Development Center, Beijing 100029, China Anno di pubblicazione 2016
La Fig.2.16 mostra la disposizione spaziale delle termocoppie interne alla piscina e al banco di tubi. Si evidenzia inoltre la presenza di un paio di termocoppie, saldate sulla superficie esterna del tubo, per ogni tipologia di canale, ad altezza corrispondente.



Fig.2.16 Disposizione spaziale delle linee termocoppie all'interno della piscina IRWST, [16]

Il lavoro analizzato ha cercato di mettere in evidenza la presenza di stratificazione termica all'interno della facility, durante lo sviluppo del transitorio. L'impatto di tale fenomeno sui meccanismi di scambio termico è stato quindi studiato.

La Fig.2.17 propone l'evoluzione della temperatura del fluido nel tempo, valutato lungo le linee di acquisizione 3 (zona scambiatore) e 5 (zona piscina). La temperatura in ordinata è normalizzata sulla temperatura di saturazione, pari a 100°C. Entrambi i grafici presentano lo stesso andamento qualitativo delle curve. In particolare, le misurazioni delle termocoppie T3-8 e T5-8, poste nella regione sottostante lo scambiatore, evidenziano il verificarsi della stratificazione termica, dimostrata dalla presenza di una "dead zone", termicamente inattiva, nella quale la temperatura rimane costante fino a 7000s. Tale zona non contribuisce quindi allo scambio convettivo e l'energia dagli strati superiori viene scambiata solo tramite conduzione. L'interfaccia termica viene distrutta nella fase finale, come si evince dal comportamento fortemente oscillante delle temperature T3-8 e T5-8 dell'ultimo tratto delle curve, che corrisponde quindi al fenomeno del mixing, molto intenso e di breve durata. L'apparizione del fenomeno di mixing negli strati bassi comporta il raggiungimento della temperatura di saturazione per quasi tutto il fluido circostante ed il conseguente indebolimento della stratificazione termica.



Fig.2.17 Evoluzione della temperatura valutate lungo le linee 3 (alto) e 5 (basso), [16]

La Fig.2.18 presenta l'evoluzione temporale delle temperature, normalizzate rispetto alla temperatura di saturazione, alle diverse quote, valutate lungo la linea 3 (scambiatore). La presenza dell'interfaccia termica diviene maggiormente evidente con l'evolversi del transitorio e l'insorgere di più marcati gradienti spaziali di temperatura. Infatti, durante l'evoluzione del transitorio si osserva l'aumento dei gradienti di temperatura locali, specialmente nella parte bassa dello scambiatore, ai quali conseguono maggiori forze di galleggiamento.



Fig.2.18 Evoluzione temporale dei gradienti spaziali di temperatura, [16]

Il lavoro di Lu et al.(2012) [16] fornisce anche una descrizione qualitativa del processo di ricircolazione del fluido all'interno della piscina, legato ai fenomeni di convezione naturale che occorrono in prossimità dello scambiatore, raffigurato in Fig.2.19.

Il fluido risale in prossimità dello scambiatore, fino a raggiungere il pelo libero, in corrispondenza del quale la direzione del moto diventa orizzontale,verso raggi crescenti. Le misurazioni PIV permettono di notare la differenza di velocità fra moto di risalita del liquido in prossimità della parete (v = 0.20-0.25 m/s) e le velocità che caratterizzano il moto attraverso il fluido di bulk (v = 0.02-0.05 m/s). Raggiunto il confine fisico, definito dalle pareti esterne della piscina, il fluido tende a riprendere la direzione discendente, mescolandosi debolmente con gli strati inferiori, a temperature minori.



Fig.2.19 Rappresentazione qualitativa dei flussi di ricircolazione all'interno della piscina, [16]

La Fig.2.20 propone l'evoluzione spaziale della temperatura, valutata sulle linee di termocoppie [1 2 3 5], ai tempi t=500s (inizio transitorio) e t=3000s. L'andamento delle temperature della linea 1 (interno dello scambiatore, si veda Fig.2.19) presenta due picchi di temperatura in prossimità delle tubazioni orizzontali, nella prima fase del transitorio (t=500 s). Il riscaldamento del fluido nella parte bassa della piscina permette l'insorgere di forze di galleggiamento. Il fluido in risalita si mescola negli strati più alti, innalzando la temperatura del liquido. Nella prima fase del transitorio, le temperature nella zona dello scambiatore appaiono maggiori (linea 2) che nella piscina (linea 5). Uno degli aspetti più interessanti tuttavia è evidenziato dall'insorgere della stratificazione termica. Le linee interpolanti mostrano nitidamente l'uniformarsi con il tempo dei trend delle temperature, valutate a diverse distanze dallo scambiatore. Le linee 1 e 2 sono rappresentative della zona prossima allo scambiatore, in particolare la linea 1, notevolmente diversa perchè interna al reticolo generato dal fascio di tubi. Le linee 3 e 5 rappesentano gli andamenti interni alla piscina IRWST. Le linee 2-3-5 convergono tutte sul medesimo trend (t=3000 s), evidenziando il ruolo preponderante della stratificazione termica nella seconda fase del transitorio. Parallelamente, la differenze di temperatura fra le diverse altezze incrementa nel tempo.



Fig.2.20 Evoluzione delle temperature nello spazio al tmepo t=500s e t=3000s, [16]

La Fig.2.21 mostra le variazioni del coefficiente di scambio termico in diverse posizioni dello scambiatore e la loro evoluzione nelle varie fasi del transitorio. La valutazione del coefficiente di scambio termico (HTC) viene effettuata attraverso le misurazioni di temperature di parete e media dei canali alla medesima quota.



Fig.2.21 Evoluzione del coefficiente di scambio termico lungo il banco di tubi a differenti fasi del transitorio, [16]

Il coefficiente di scambio termico è valutato attraverso i dati sperimentali:

$$h = \frac{q}{(t_w - t_f)_{measured}} = \frac{Nuk_f}{D_h}$$
(2.13)

dove

 t_w temperatura media di parete [°C] t_f temperatura media del fluido nel canale [°C] k_f conducibilità termica del fluido [W/mK] D_h diametro idraulico equivalente del canale [m]

La convezione naturale monofase prevale durante la prima fase del transitorio (t=3000s), le forze di galleggiamento comportano il raggiungimento nella zona centrale dello scambiatore, del regime turbolento che garantisce mixing locali del fluido più intensi, con conseguente miglioramento dello scambio termico. In questa fase, entrambe le regioni orizzontali sono soggette a fenomeni di convezione naturale. Tuttavia, le forze di galleggiamento che si instaurano nella parte bassa dello scambiatore comporta la risalita di fluido verso le regioni a quota più alta. Questo fenomeno garantisce al tratto orizzontale superiore una componente convettiva forzata, che favorisce quindi lo scambio termico negli strati superiori di fluido. Tale fenomeno si riflette sul coefficiente di scambio termico, che nella zona orizzontale superiore, risulta superiore del 20-40% rispetto alla regione inferiore.

Nella seconda fase del transitorio (t>4000s) si evidenzia l'improvviso aumento del coefficiente di scambio termico nelle regioni superiori, coerente con l'apparizione del meccanismo di ebollizione nucleata. L'intensificarsi dei fenomeni relativi all'ebollizione comporta quindi ulteriore crescita dei valori HTC (*"Heat Transfer Coefficient"*), più evidente nelle zone superiori dello scambiatore.

Inoltre, nuove correlazioni sono state sviluppate per la stima del coefficiente di scambio termico, considerando il banco composto da tubi che presentano ridotti rapporti D/H (D diametro, H lunghezza della tubazione), caratterizzati quindi dalla condizione $(Gr_H^{0.25} \frac{D}{H} < 35)$.

La Fig.2.22 propone un confronto fra le principali correlazioni adottate per la valutazione del numero di Nusselt in convezione naturale, i dati sperimentali e la curva di best fit tratta da questi per il tratto verticale.



Fig.2.22 Confronto dei dati sperimentali con le correlazioni di scambio termico in convezione naturale tradizionali, tubazione verticale, [16]

Le correlazioni utilizzate nel confronto sono: Churchill-Chu (1975)[16] e McAdams (1954) [16], sviluppate per superfici piane verticali, che sottostimano lo scambio del 15-30%, e la formula di Fuji, che tiene in considerazione lo scambio termico attorno ad un singolo cilindro, considerando anche gli effetti viscosi alla parete. Rispetto ai dati sperimentali, quest'ultima sovrastima il coefficiente di scambio di circa il 10%.

$$Nu_{Churchil-Chu} = \left[0.825 + \frac{0.387\overline{Ra}^{1/6}}{\left[1 + (0.437/Pr)^{9/16}\right]^{8/27}}\right]^2$$
(2.14)

valida per GrPr> 10^{-1} .

$$Nu_{McAdams} = 0.13\overline{Ra}^{1/3} \tag{2.15}$$

valida per $Gr>10^9$.

$$Nu_{Fuji} = 0.017 \overline{Ra}^{0.40} \left(\frac{\nu_{\infty}}{\nu_w}\right)^{0.21}$$
(2.16)

dove ν_{∞} viscosità cinematica $[m^2/s]$ alla temperatura di bulk del fluido, ν_w viscosità cinematica $[m^2/s]$ alla temperatura di parete esterna della tubazione. La formula è valida per valori GrPr>10¹⁰.

La formulazione proposta sulla base dei dati sperimentali fornisce il coefficiente con una precisione del 20% ed è riassunta:

$$\overline{Nu} = 0.0035 \overline{Ra}^{0.4468} \tag{2.17}$$

dove il numero di Rayleigh è stato adattato al caso di tubazioni con piccolo rapporto D/H, attraverso il prodotto:

$$Ra^* = GrPr = \frac{gqD_h^4\beta}{k\eta^2} \frac{\mu c_P}{k}$$
(2.18)

$$\overline{Ra} = Ra^* \frac{D}{L} \tag{2.19}$$

dove

D diametro esterno della tubazione [m] L lunghezza della tubazione [m] g accelerazione gravitazionale $[m/s^2]$ β coefficiente di espansione termica [°C] k conduttività termica $[W/m^{\circ}C]$ D_H diametro idraulico del canale [m] η viscosità cinematica $[m^2/s]$ μ viscosità dinamica $[Ns/m^2]$ c_P calore specifico a pressione costante $[J/Kg^{\circ}C]$

q flusso termico $[W/m^2]$

La Fig.2.23 presenta il confronto fra correlazioni comunemente utilizzate per valutare il numero di Nusselt, nel caso di tubazioni orizzontali, e dati sperimentali. Il tratto orizzontale inferiore è caratterizzato da scambio termico convettivo, indotto dalle forze di galleggiamento. Durante il transitorio, i fenomeni di mixing dovuti all'aumento dell'intensità di turbolenza comportano la crescita del numero di Nusselt e conseguentemente del coefficiente di scambio termico. Inoltre, i moti di risalita del fluido interagiscono con la tubazione orizzontale superiore, intensificandone notevolmente lo scambio termico.



Fig.2.23 Confronto dei dati sperimentali con le correlazioni di scambio termico in convezione naturale tradizionali, tubazione orizzontale, [16]

Le correlazioni utilizzate per il confronto in Fig.2.23 sono la correlazione di Churchill (1974) [16] e la correlazione di McAdams (1954)[16] per cilindri orizzontali.

$$Nu_{Churchill} = 0.579 \frac{Ra^{*1/4}}{[1 + (0.442/Pr)^{9/16}]^{4/9}}$$
(2.20)

$$Nu_{McAdams-h} = 0.125 Ra^{*-1/3} \tag{2.21}$$

Lo scambio nel tratto superiore può quindi essere modellizzato come scambio convettivo misto, dove alla convezione naturale si aggiungono fenomeni di convezione forzata, connessi ai moti di risalita del fluido dalle sezioni a quota inferiore. Le due componenti sono concomitanti nel processo di scambio termico, pertanto le misurazioni sperimentali forniscono direttamente il numero di Nusselt relativo allo scambio convettivo misto. Il confronto viene quindi effettuato tra il valore sperimentale ed il valore valutato attraverso la formulazione:

$$Nu_{mix}^{3} = Nu_{n}^{3} + Nu_{f}^{3}$$
(2.22)

dove la valutazione della componente "naturale" viene eseguita tramite l'equazione di best-fit dei dati relativi al tratto orizzontale inferiore (nel quale si considera agente solo la componente naturale):

$$Nu_n = 10^{-5} Ra^{*0.756} \tag{2.23}$$

mentra per la valutazione della componente forzata, viene adottata la formulazione di Zhukauskas [16]:

$$Nu_f = \varepsilon_n 0.27 Re_f^{0.63} Pr_f^{0.36} (Pr_f / Pr_w)^{0.25}$$
(2.24)

con ε_n coefficiente che dipende dalla disposizione dei tubi all'interno del fascio (in questo caso, allineati su 4 file) pari a 0.93.

Il confronto dei valori forniti dalla correlazione con i dati sperimentali dimostra l'affidabilità della formulazione utilizzata nello stimare il numero di Nusselt nel tratto orizzontale superiore dello scambiatore e la necessità di considerare la componente convettiva forzata nela valutazione del coefficiente di scambio termico.

2.6 Investigazione numerica e sperimentale sulle caratteristiche del transitorio di scambio termico dei banchi di tubi a C utilizzati negli scambiatori passivi per la rimozione del calore residuo 6

Il lavoro esamina l'applicabilità di diversi modelli di turbolenza del tipo Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) e di modelli del tipo Large Eddy Simulation (LES)allo studio dei processi termoidraulici evidenziati dall'utilizzo dell'apparato sperimentale descritto nel sottocapitolo 2.5. A tale scopo è stato utilizzato il software commerciale CFX 14.5.

I 4 modelli RANS utilizzati sono i seguenti:

- HIGH-REYNOLDS STANDARD k- ε
- RENORMALIZATION GROUP k- ε (RNG k- ε)
- LOW-REYNOLDS SHEAR STRESS TRANSPORT (SST)
- LARGE EDDY SCALE

Nelle simulazioni sono state fatte le seguenti assunzioni: il coefficiente di scambio termico dell'aria esterna è considerato pari a $0.5 \text{ W/m}^2\text{K}$, la superficie aperta disperde un flusso termico medio stimato in $9.5 \times 10^3 \text{ w/m}^2$, trascurabilità dello scambio per irraggiamento, proprietà fisiche costanti, fatta eccezione per la densità nella valutazione delle forze di galleggiamento.

La Fig.2.24 confronta l'evoluzione della temperature computate e sperimentali, lungo le linee 1 e 2, interne allo scambiatore, al tempo t=500s. La coordinata orizzontale rappresenta la lunghezza normalizzata dello scambiatore, valutata dal plenum inferiore. L'andamento qualitativo delle temperature è soddisfacente per tutti i modelli analizzati.

⁶Autori: Yuhao Zhang, Daogang Lu, Zheng Duc, Xiaoliang Fu, Guanghao Wua,

Titolo: Numerical and experimental investigation on the transient heat transfer characteristics of C-shape rod bundles used in Passive Residual Heat Removal Heat Exchangers

Sede di pubblicazione: School of Nuclear Science and Engineering, North China Electric Power University, No. 2, Beinong Road, Beijing 102206, China Beijing Key Laboratory of Passive Safety Technology for Nuclear Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China State Nuclear Power Software Development Center, Beijing 100029, China Anno di pubblicazione: 2015



Fig.2.24 Evoluzione della Temperatura in prossimità dello scambiatore: linea 1 (sopra) linea 2 (sotto), [23]

Il confronto fra i dati numerici e sperimentali lungo la linea 1 evidenzia una

sovrastima delle temperature nella parte alta dello scambiatore ($z^*>0.804$). Parallelamente, le temperature computate lungo la linea 2 suggeriscono per i modelli un picco di temperatura alla quota $z^*=0.850$, diversamente dalle misurazioni numeriche che ne identificano la presenza alla quota $z^*=0.804$, corrispondente alla curva superiore delle tubazioni a C.

La causa principale di questa discrepanza si ritiene dovuta al fatto che i modelli RANS considerano sempre prevalenti le forze di galleggiamento. Il fluido tende quindi a risalire la lunghezza dello scambiatore, senza miscelarsi. Tuttavia, nelle condizioni sperimentali testate, la turbolenza che si sviluppa nella regione dello scambiatore contribuisce al miscelamento del fluido circostante. Conseguentemente, il picco di temperatura viene registrato in prossimità della giunzione superiore. La conoscenza dei fenomeni di turbolenza necessita quindi di essere approfondita, in modo da evidenziarne maggiormente l'importanza nello sviluppo dei profili di temperatura interni allo scambiatore.

La valutazione dei campi di velocità mediante i diversi modelli di turbolenza, mostra picchi di velocità in prossimità della quota normalizzata $z^*=0.804$, evidenziando quindi l'effetto degli importanti gradienti di temperatura che si sviluppano all'interno dello scambiatore. Sotto l'azione delle forze di galleggiamento, il moto del fluido in risalita va incontro alla transizione da regime laminare, nella zona bassa, a turbolento. Al raggiungimento della superficie dell'acqua, il fluido si espande lungo la direzione laterale, fino a raggiungere le pareti esterne della piscina. In prossimità di queste, il fluido inverte nuovamente la direzione, stabilendo quindi il percorso di ricircolazione all'interno della piscina. Nella regione dello scambiatore, il fluido in risalita viene sostituito da acqua "fredda" delle regioni limitrofe.

La Fig.2.25(a) mostra i campi di velocità computati attraverso i diversi modelli di turbolenza, evidenziando picchi di velocità in prossimità della quota normalizzata $z^*=0.804$.

La Fig.2.25(b) non evidenzia sostanziali differenze fra i modelli, nella valutazione dei campi di velocità all'interno della piscina IRWST. Tuttavia, il confronto con i rilevamenti sperimentali, evidenzia un importante risultato rigurdante la zona prossima allo scambiatore. Il modello SST risulta simulare in modo pù preciso i moti di galleggiamento che si instaurano in prossimità della parete, rispetto ai comunemente utilizzati metodi k- ε .



Fig.2.25: (a) Campi di velocità prossimi allo scambiatore al tempo t=500s, [23]
(b) Campi di velocità computati lungo la linea 1 (scambiatore) e linea 3 (piscina), [23]

La Fig.2.26 rappresenta le componenti orizzontali e verticali delle velocità computate in prossimità dello scambiatore, in funzione della lunghezza adimensionata z^* del tubo, a differenti tempi (t=500s; 1000s; 2000s; 3000s).

La Fig.2.26(a) rappresenta la velocità verticale del fluido. Essa risulta crescente nel tratto verticale delle tubazioni, con il picco di velocità registrato alla quota $z^*=0.804$, corrispondente al centro del gomito alto dello scambiatore. Al raggiungimento del valore massimo, segue una riduzione molto importante in corrispondenza della tubazione orizzontale superiore. Dal punto di vista del transitorio, la componente verticale della velocità risulta decrescente nel tempo.

La Fig.2.26(b) rappresenta la distribuzione di velocità nella direzione orizzontale, in ragione della lunghezza adimensionata dello scambiatore z^* . Nella prima fase del transitorio (t=500s), la velocità laterale risulta sostanzialmente nulla su tutta la lunghezza. In questa fase, le forze di galleggiamento prevalgono ed il fluido risale la lunghezza dello scambiatore. La comparsa successiva di velocità laterali non nulle comporta alcune considerazioni. Dal punto di vista spaziale, la componente orizzontale della velocità presenta valori crescenti con la quota adimensionata. Questo implica l'evoluzione del regime di deflusso da laminare a turbolento. Inoltre, la componente orizzontale presenta andamento crescente nel tempo, diversamente da quanto si osserva per la componente verticale.

Tale considerazione riflette la dinamica del transitorio, evidenziando inoltre possibili relazioni fra forze di galleggiamento e fenomeni di mixing. In particolare, l'insorgenza di velocità laterali, rappresentative dei fenomeni di mixing, appare indebolire la componente verticale di velocità. L'evoluzione temporale dei campi di velocità influenza i campi di temperatura locali. In questo modo, appare evidente la reciproca influenza dei campi di temperatura e velocità.



Fig.2.26 Evoluzione delle velocità calcolate: (a) Velocità verticale, [23] (b) Velocità laterale, [23]

La Fig.2.27 rappresenta l'andamento di temperatura e della componente verticale di velocità computate al tempo t=2000s, su un piano interno al banco, a differenti altezze. L'ascissa è rapppresentata dalla coordinata x^* , che risulta essere quindi la larghezza adimensionata della piscina, come evidenziato nella Fig.2.28. La distribuzione di temperatura (Fig.2.27(a)) presenta temperature maggiori nella zona centrale, caratterizzata dalla presenza dello scambiatore, mentre il confronto fra le distribuzioni di temperatura alle differenti altezze evidenzia la presenza di stratificazione termica all'interno della piscina. Inoltre, nella regione centrale dello scambiatore ($x^*=0$), si osserva la presenza di un minimo nella temperatura. Tale caratteristica viene giustificata dalla presenza del picco di velocità verticale presentato dalle distribuzioni in Fig.2.27(b). In questa zona, le forze di galleggiamento comportano la rapida risalita di fluido freddo dagli strati inferiori e il conseguente intensificarsi dello scambio termico. Questo aspetto evidenzia ulteriormente la reciproca influenza dei campi di velocità e temperatura.

La Fig.2.27(b) evidenzia anche come le velocità maggiori vengano raggiunte nella sezione $z^*=0.652$. La sezione $z^*=0.804$, pur trovandosi a quota superiore, risente degli effetti locali della presenza della tubazione orizzontale superiore, registrando quindi velocità inferiori e conseguentemente temperature superiori. La tubazione orizzontale risulta quindi ostacolo per i moti di risalita, favorendo il rallentamento del fluido nella zona superiore e l'aumento locale di temperatura. Tale rallentamento risulta un fattore predominante nella riduzione dello scambio termico che avviene nel tratto orizzontale superiore.



Fig.2.27: (a) Campo di temperatura, [23] (b) Campo di velocità, componente verticale di velocità, [23]

La Fig.2.28 presenta l'evoluzione del numero di Nusselt, in funzione del tempo, nei tratti orizzontale superiore e verticale. I valori computati del numero di Nusselt presentano buona aderenza ai dati sperimentali per il tratto orizzontale, mentre sottostimano in maniera importante nel tratto verticale, con deviazioni dal 25% al 40% del numero di Nusselt. La causa di questa discrepanza è da ricercarsi nella natura dei modelli, che assumono la prevalenza dei fenomeni di galleggiamento. Tuttavia, i fenomeni di mixing turbolento acquisiscono maggiore importanza durante il transitorio, comportando incrementi importanti dei coefficienti di scambio termico soprattutto nella regione superiore dello scambiatore. Dal punto di vista dello scambio termico nel tratto verticale, la formulazione di Churchill-Chu (Eq.2.9) presenta buon accordo nei primi 2000s, tuttavia nella seconda fase del transitorio si osservano discrepanze crescenti, evidenziando quindi la necessità in futuro di approfondire i meccanismi alla base dei fenomeni di mixing turbolento.

L'analisi dei dati sperimentali evidenzia inoltre valori del numero di Nusselt 8-10 volte maggiori lungo il tratto verticale (Nu pari circa 1000), rispetto all'orizzontale (Nu pari a circa 120). La ragione di questa differenza si ritiene possa ritrovarsi in una combinazione di fattori che favoriscono lo scambio lungo il tratto verticale, fra cui la minor resistenza al deflusso, le alte velocità del fluido indotte dalle forze di galleggiamento e gli effetti di mescolamento turbolento.



Fig.2.28: Evoluzione del numero di Nusselt:
(a) tratto orizzontale superiore (sinistra), [23]
(b) tratto verticale (destra), [23]

La valutazione del Numero di Nusselt, definito come $Nu = \frac{hD}{k}$ consente la stima dei coefficienti di scambio termico. L'intera sperimentazione assume la condizione di flusso termico costante. In questo modo, conoscendo le misurazioni locali delle temperature di parete e di bulk, il coefficiente di scambio termico viene quindi stimato sperimentalmente attraverso la formulazione:

$$h = \frac{\overline{q}}{(T_w - T_{bulk})} \tag{2.25}$$

dove \bar{q} flusso termico medio [W/m²], T_w temperatura di parete misurata [°C], T_{bulk} temperatura di bulk misurata [°C] Il coefficiente sperimentale viene quindi confrontato per il tratto orizzontale con il valore calcolato dalle formulazioni di Churchill-Chu (Eq.2.8) Churchill[23], ivi presentata:

$$Nu = 0.579 + \left[\frac{Ra}{\left[1 + (0.442/Pr)^{9/16}\right]^{16/9}}\right]^{1/4}$$
(2.26)

Per quanto riguarda il tratto verticale, a scopo di confronto, si è adottata un'altra correlazione sviluppata da Churchill-Chu (1975) (Eq.2.9)

Inoltre, si è osservato che nell'ambito dei metodi "RANS", il modello "Low-Re SST" descrive meglio l'evoluzione delle temperature del fascio tubiero, grazie all'applicazione delle equazioni di moto turbolento nei substrati più prossimi alla parete. Il principale limite del modello come evidenziato precedentemente, rimane la valutazione adeguata dei coefficienti di scambio termico in presenza di mixing turbolento.

2.7 Investigazione CFD sulla termoidraulica dello scambiatore di calore passivo del sistema PRHR ⁷- Simulazione CFD del moto e scambio termico del fluido secondario dello scambiatore di calore passivo ⁸

Le caratteristiche del PRHR dell'impianto AP1000, sono state analizzate tramite simulazione CFD effettuata con il software FLUENT. Il lavoro propone uno studio 3D dell'evoluzione dei campi di temperatura all'interno della piscina IRWST, durante l'intero transitorio di scambio termico, indotto dall'introduzione all'interno dello scambiatore di tubi a C di una portata di fluido. La temperatura iniziale della piscina è assunta pari a 49°C. L'evoluzione del transitorio prevede essenzialmente due fasi: la prima, caratterizzata da temperature del fluido secondario ovunque inferiori alla temperatura di saturazione, la seconda segue invece all'apparizione dei fenomeni di ebollizione sottoraffreddata in prossimità delle pareti delle tubazioni. Nella prima fase (t<3200s), lo scambio termico avviene secondo le modalità della convezione naturale, mentre nella seconda fase (t>3200s) assumono maggiore rilevanza i fenomeni di ebollizione nucleata. Il transitorio viene considerato esaurito al raggiungimento della temperatura di saturazione in tutta la piscina IRWST.

Il modello assume per il fluido primario i seguenti parametri di ingresso, che caratterizzano le condizioni di design per AP1000:

• W=63.3 kg/s, T=297.2 °C, P=15.5 MPa

⁸Autori: Jian Ge, Wenxi Tian, Suizheng Qiu, G.H. Su

⁷Autori: Jian Ge, Wenxi Tian, Suizheng Qiu, G.H. Su

Titolo: CFD investigation on thermal hydraulics of the passive residual heat removal heat exchanger (PRHR HX)

Sede di pubblicazione: School of Nuclear Science and Technology, State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China Anno di pubblicazione: 2018

Titolo: CFD simulation of secondary side fluid flow and heat transfer of the passive residual heat removal heat exchanger

Sede di pubblicazione: School of Nuclear Science and Technology, State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China Anno di pubblicazione: 2018



Fig.2.29 Dominio di simulazione e punti di misura, [6]

L'evoluzione delle temperature viene acquisita in 3 differenti zone, attraverso le 3 linee esposte in Fig.2.29. Lo scambiatore è posto in un angolo della piscina IRWST ed è costituito da 3 tratti, due orizzontali (circa 2.5 m) ed uno verticale (circa 5 m). Lo scambiatore è stato modellizzato come mezzo poroso a 3 strati (ciascuno caratterizzato da un differente numero di volumi di controllo), integrato con resistenze al moto distribuite aggiuntive, basate sulle cadute di pressione e le caratteristiche locali del deflusso. Il modello k- ϵ è stato adottato per modellizzare i fenomeni turbolenti. La formulazione di Dittus-Boelter è stata adottata per caratterizzare il coefficiente di scambio termico primario. Nella zona dello scambiatore, il fluido viene accelerato dalle forze di galleggiamento, pertanto si instaura un regime di convezione mista. Il coefficiente di scambio termico viene quindi valutato attraverso il valore quadratico medio della componente di convezione naturale, valutata attraverso le formulazioni di Churchill-Chu (Eq.2.8, Eq.2.9), e della forzata, stimata attraverso la correlazione di Zhukauskas.

$$Nu = 0.27Re^{0.63}Pr^{0.36} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25}$$
(2.27)

Il deflusso bifase è simulato applicando il "drift model" alle equazioni di conservazione. Esso prevede due differenti velocità per la fase liquida e vapore. La turbolenza viene modellizzata in entrambe le fasi del transitorio attraverso il modello a 2 equazioni k- ϵ . La valutazione delle resistenze al moto locali viene effettuata attraverso il metodo dei moltiplicatori bifase.

La Fig.2.30 rappresenta il campo di temperatura della piscina, a diversi istanti temporali (250s; 500s; 1500s; 3000s), sul piano di simmetria dello scambiatore. I risultati delle simulazioni mostrano chiaramente l'insorgere all'interno della piscina di fenomeni di stratificazione termica con il trascorrere del tempo. Nella zona immediatamente circostante lo scambiatore, i profili di temperatura sono condizionati localmente dai moti convettivi e i differenti flussi termici alla parete. Nella regione di fluido sottostante lo scambiatore, si osserva inoltre una "dead zone", non interessata ai fenomeni di ricircolazione.



Fig.2.30 Distribuzione di temperatura lungo il piano di simmetria dello scambiatore in fase di scambio convettiva, [6]

La Fig.2.31 mostra l'evoluzione della temperatura del fluido primario attraverso i tubi dello scambiatore, al tempo t=1500s. Il fluido primario viene raffreddato, sulle fila più esterne (layer2/layer3) fino a temperature prossime ai 340 °C, mentre la temperatura della fila interna (layer1) risulta essere visibilmente più alta, pari a circa 370 °C. La causa di questa differenza è da ricercarsi nella maggiore lunghezza di scambio disponibile per i ranghi di tubi più esterni.

Durante questa fase del transitorio, la maggior parte della potenza viene scambiata nel tratto orizzontale superiore, caratterizzato dai maggiori salti termici. Tale zona risulta essere anche la prima soggetta a fenomeni di ebollizione e al raggiungimento delle condizioni di ebollizione satura.



Fig.2.31 Distribuzione di temperatura assiale del fluido primario, [6]

Parallelamente alla valutazione dei campi di temperatura, viene inoltre definito il parametro *Str*, atto a quantificare l'importanza del fenomeno di stratificazione termica.

$$Str = \frac{\langle \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) \rangle_t}{\langle \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) \rangle_{max}}$$
(2.28)

Tale parametro è valutato come quoziente fra il gradiente di temperatura, mediato sull'altezza, all'istante t ed il massimo gradiente valutato durante l'intero transitorio analizzato e la sua evoluzione temporale è mostrata in Fig.2.32. Il parametro varia tra i valori 0 (nessuna stratificazione) ed 1 (completa stratificazione). La linea 3 risulta essere il gradiente valutato lontano dallo scambiatore, la linea 1 in prossimità dello stesso. Le due linee hanno andamento simile, tuttavia le zone più prossime allo scambiatore raggiungono prima la stratificazione termica. Il transitorio si conclude con valori del parametro prossimi all'unità. A questa condizione corrisponde quindi il raggiungimento della temperatura di saturazione nella parte alta dello scambiatore, mentre il fluido nella parte bassa permane a temperatura prossime a quelle iniziali.



Fig.2.32 Evoluzione temporale del parametro di stratificazione termica, [6]

La seconda fase del transitorio analizza gli aspetti relativi al deflusso bifase ed ai fenomeni di ebollizione, che si instaurano all'interno della piscina. La seconda fase inizia con il raggiungimento della temperatura di saturazione del fluido in prossimità del plenum di ingresso allo scambiatore. Il dominio di simulazione e la modellizzazione dello scambiatore (modello poroso) rimangono invariati rispetto alla prima fase, mentre le equazioni di conservazione vengono adattate alla presenza del fluido bifase.

Il lavoro conferma i risultati ottenuti nell'analisi della prima fase del transitorio: stratificazione termica, mixing trasversale e presenza di "dead zone" nella parte bassa della piscina sono evidenziati.

La Fig.2.33 rapppresenta l'evoluzione temporale della frazione di vuoto, computata nelle diverse zone dello scambiatore. L'apparizione del fenomeno ebollitivo si ha inizialmente in prossimità dell'ingresso del fluido primario. In questa zona infatti si registrano i salti di temperatura maggiori fra bulk e fluido primario. La natura dinamica dello scambio termico comporta il progressivo avanzare del fronte di ebollizione lungo lo scambiatore. Le bolle cominciano a formarsi in prossimità dell'ingresso del fluido primario, arrivando gradualmente ad occupare l'intero ramo orizzontale superiore e quindi il tratto verticale. Al tempo t=9000s, si ritiene raggiunta la condizione di saturazione completa della zona circostante lo scambiatore. In tale condizione, la frazione di vapore risulta massima nel tratto orizzontale superiore (vf=0.8), mentre valori notevolmente inferiori si registrano nel tratto inferiore (vf=0.2).



Fig.2.33 Frazione di vuoto, evoluzione temporale, vf = "void fraction", [7]

La Fig.2.34(a) mostra l'evoluzione della temperatura media in prossimità dello scambiatore, in funzione della distanza dal plenum superiore normalizzata sulla lunghezza del tubo. La temperatura presenta andamento crescente con il tempo a tutte le quote normalizzate. Dal punto di vista spaziale, la temperatura risulta marcatamente decrescente lungo la lunghezza del tubo a C nei tratti verticale e orizzontale superiore. La temperatura lungo il tratto orizzontale inferiore presenta carattere debolmente decrescente.

La Fig.2.34(b) rappresenta l'evoluzione della temperatura di bulk della piscina lungo il profilo verticale, a differenti tempi di acquisizione. L'insorgere dei fenomeni di stratificazione termica appare evidente, in particolare nella prima fase [t= 1000s 2500s], in cui si registrano gradienti maggiori di temperatura nella parte alta della piscina e temperature nella parte inferiore che permangono stabilmente prossime alla temperatura iniziale (49 °C). Le fasi successive del transitorio [t= 4500s 6500s 8000s 10000s] comportano un graduale aumento della temperatura di bulk anche alle quote inferiori. Il raggiungimento delle condizioni di saturazione alla quota più bassa marca la scomparsa della stratificazione termica.



Fig.2.34: (a) Evoluzione della temperatura in prossimità dello scambiatore (sinistra), [7] (b) Evoluzione della temperatura di bulk della piscina IRWST, [7]

La Fig.2.35 presenta le curve di flusso termico e la frazione di potenza totale scambiata, valutati al tempo t=8000s. La coordinata orizzontale è la distanza, normalizzata sulla lunghezza totale, dall'ingresso del tubo scambiante.

La Fig.2.35(a) evidenzia importanti differenze locali del flusso termico, che risulta una funzione decrescente della distanza normalizzata. Il flusso termico risulta massimo in prossimità del plenum di ingresso, con valore massimo pari a circa 4 volte il flusso termico medio (circa 90 kW/m²) scambiato. Il massimo grado di surriscaldamento della parete esterna è stimato in 16 K.

La Fig.2.35(b) evidenzia la curva cumulata di potenza scambiata in funzione della distanza normalizzata. Oltre il 95% della potenza risulta scambiata nel tratto di tubazione orizzontale superiore (circa 70%) e verticale (circa 25%). Soltanto il 5% della potenza risulta scambiata nell'ultimo tratto.



Fig.2.35: (a) Flusso Termico scambiato sulla parete esterna (sopra), [7] (b) Frazione di potenza totale scambiata, [7]

La Fig.2.36 mostra il confronto fra le principali correlazioni utilizzate per stimare il flusso termico in ebollizione. Il modello adotta la correlazione di Rohsenow (Eq.2.11) per la valutazione del flusso termico ebollitivo. Tale formulazione è stata derivata da esperimenti su facility in scala ridotta. Il confronto con la correlazione di Corletti [6], unica dedotta da esperimenti effettuati sul prototipo di PRHR AP600, mostra flussi termici inferiori di un ordine di grandezza a parità di salto alla parete.

$$q = \mu_l h_{fg} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[\frac{c_P(T_s - T_{sat})}{C_{sf} h_{fg} P {r_l}^s} \right]^3 \qquad Corletti$$
(2.29)

dove $C_{sf} = 0.034$.

Una causa di questa differenza si ritiene possa essere legata all'intensa risalita di fluido all'interno dei lunghi (5 m nel PRHR) sottocanali interni formati dai tubi del banco, in grado di sopprimere i fenomeni ebollitivi, riducendo quindi lo scambio termico. Il lavoro quindi evidenzia la necessità di sviluppare esperimenti, modelli e correlazioni che caratterizzino meglio lo scambio termico nella regione interna del banco di tubi.



Fig.2.36 Confronto delle correlazioni di principale utilizzo per la valutazione dello scambio termico in ebollizione, [7]

2.8 Studio numerico dello scambio di calore in pool boiling in uno spazio confinato⁹

L'obiettivo del lavoro presentato è lo studio numerico dello scambio termico nella regione confinata, costituita dai canali interni al banco di tubi, attraverso l'utilizzo del codice CFD FLUENT 15.0. Il dominio di simulazione assunto è il tratto verticale del lato mantello in corrispondenza del tubo centrale dello scambiatore del PRHR AP1000. (Fig.2.37)



Fig.2.37 Posizione all'interno del banco del dominio di simulazione adottato, [20]

Il diametro esterno del tubo risulta pari a D=19.05 mm, lo spessore s=1.65 mm. Data la simmetria del dominio considerato, si considera una regione pari ad un quarto di quella in Fig.2.37, onde ridurre il costo computazionale. Le dimensioni del dominio di computazione risultano quindi, in forma adimensionalizzata rispetto al diametro esterno della tubazione: piano di sezione 2D x 1D, altezza dello scambiatore pari a 270D, profondità complessiva della piscina pari a 320D.

Il lavoro presenta simulazioni CFD eseguite con il software FLUENT 15.0 in cui si applica il VOF ("Volume Of Fluid) Model per la risoluzione delle equazioni di conservazione per le due fasi, liquido e vapore. Per la valutazione della turbolenza, è stato adottato il metodo k- ϵ mentre per la valutazione della tensione superficiale, il modello scelto è risultato il CSF ("Continuum Surface Force"). La valutazione della portata all'interfaccia liquido-vapore viene stimata attraverso l'equazione di Hertz-Knudsen. Tale portata viene quindi introdotta nelle equazioni di continuità come termine di sorgente.

⁹Autori: Yongsheng Tian, Keyuan Zhang, Naihua Wang, Zheng Cui, Lin Cheng Titolo: Numerical study of pool boiling heat transfer in a large-scale confined space Sede di pubblicazione: Institute of Thermal Science & Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China

Anno di pubblicazione 2017

La Fig.2.38 presenta il confronto fra le correlazioni di Rohsenow (Eq.2.11), Kang [15], Parlatan e Rohatgi [15], Corletti (Eq.2.28) ed i risultati valutati dalla simulazione numerica, adottando come condizioni di ingresso del fluido $T_1=395.15$ K e $T_2=420.15$ K. Di seguito, sono riportate le correlazioni di Kang e Parlatan-Rohatgi, utilizzate per il confronto.

$$q = 0.019\epsilon^{0.570} \Delta T^{4.676} / (D^{1.238} L^{0.072}) \qquad Kang \qquad (2.30)$$

$$q = 52.4\Delta T^{3.058} \qquad Parlatan - Rohatgi \qquad (2.31)$$

Il grafico evidenzia notevoli differenze fra le correlazioni (2.11, 2.30,2.31), sviluppate in condizioni di pool boiling non confinato. Tali differenze sono dovute alla dipendenza del fenomeno di ebollizione nucleata dalle proprietà della superficie (es. rugosità), l'impatto delle quali risulta tuttavia difficilmente implementabile nelle correlazioni. La Fig.2.38 riporta inoltre le previsioni del modello numerico e le relative curve di best fit, che in generale mostrano buon accordo con i dati sperimentali di Corletti e le correlazioni da questi dedotte. Le curve di bestfit dei valori previsti dal modello numerico sono le seguenti:

$$q = 7.6\Delta T^3 \tag{2.32}$$

$$q = 78.35\Delta T^{2.38} \quad 10^{\circ}C < \Delta T < 20^{\circ} \tag{2.33}$$



Fig.2.38 Confronto fra dati sperimentali e correlazioni tipiche, [20]

La Fig.2.39 mostra i campi di temperatura, velocità ed il grado di vuoto in 3 regioni ad altezze differenti del dominio di computazione. Le 3 zone presentano caratteristiche differenti, che evidenziano la differente importanza che assumono localmente i meccanismi di scambio termico. In un quadro più generale, lo scambio termico all'esterno del tubo avviene secondo le modalità di convezione naturale ed ebollizione nucleata. Nella regione inferiore (Fig.2.39(c)), si osserva la fase di formazione e crescita delle bolle alla parete, mostrata dalla presenza di gradi di vuoto non nulli alla parete. La figura mostra che la temperatura è inferiore alla saturazione e dunque l'ebollizione è sottoraffreddata. La modesta agitazione termica delle bolle in questa zona condiziona principalmente la temperatura di parete, mentre la temperatura del fluido di bulk rimane essenzialmente inalterata. I gradienti spaziali di velocità risultano anch'essi limitati agli strati di fluido più prossimi alla parete della tubazione.

Nella regione centrale, le bolle possono coalescere e diffondersi nel fluido di bulk. La Fig.2.39(b) mostra nella zona centrale la comparsa locale di alti gradi di vuoto alla parete e la presenza di bolle disperse nel fluido di bulk. La diffusione delle bolle e il loro collasso nel fluido di bulk, ne condizionano i campi di temperatura.

Nella regione superiore (Fig.2.39(a)), si stabilizza il regime di ebollizione satura. In tale regime, l'apparizione delle bolle avviene non solo sulla parete ma risulta distribuita in maniera uniforme su tutta la sezione. I fenomeni di coalescenza si intensificano, generando bolle di grandi dimensioni che possono riattaccarsi alla parete o collassare in seguito all'impatto con il fluido in risalita. In questa regione, le bolle si diffondono su tutto il dominio.



Fig.2.39(a) Distribuzione spaziale di velocità, temperatura e grado di vuoto nella regione superiore dello scambiatore (4.255m < z < 4.755m), [20]



Fig.2.39(b) Distribuzione spaziale di velocità, temperatura e grado di vuoto nella regione intermedia dello scambiatore (2.8 m < z < 3.3 m), [20]



Fig.2.39(c) Distribuzione spaziale di velocità, temperatura e grado di vuoto nella regione inferiore dello scambiatore (0.1 m < z < 0.6 m), [20]

L'evoluzione delle velocità in prossimità del tubo sono rappresentate in Fig.2.40. La regione inferiore(Fig.2.40(a)) presenta basse velocità del fluido in prossimità della parete, non in grado di instaurare un moto di ricircolazione. Con l'aumentare della quota, le forze di galleggiamento indotte dai gradienti termici si intensificano. Le bolle risalgono in prossimità della parete del tubo. Contemporaneamente, il fluido in prossimità della parete del tubo fluisce in direzione inversa. Il distacco delle bolle dal sito di nucleazione comporta quindi la presenza di forze laterali, che richiamano il fluido in prossimità della parete. Questo meccanismo comporta quindi l'apparizione di fenomeni di circolazione locale, che si intensificano con l'aumentare della quota.(Fig.2.40(c)).



Fig.2.40 Evoluzione dei campi di velocità nelle regioni del tubo, [20](a) inferiore (sinistra) (b) intermedia (c) superiore (destra)

La Fig.2.41 presenta lo sviluppo assiale delle temperature di parete, interna ed esterna del tubo, e del fluido primario. La coordinata assiale è misurata a partire dalla sezione di uscita del fluido primario. La figura evidenzia nitidamente l'andamento crescente delle 3 temperature con la quota. Inoltre, i fenomeni di turbolenza e mixing che caratterizzano la parte alta dello scambiatore comportano la presenza di importanti fluttuazioni delle temperature. Tali fluttuazioni risultano essere collegate alle differenti fasi del ciclo delle bolle. In particolare, il riattaccamento e la coalescenza delle bolle comportano la presenza della fase vapore alla parete, con conseguente drastico aumento della temperatura di parete (Z₁). Il distacco della bolla e la sostituzione con la fase liquida comporta invece la riduzione di tale temperatura(Z₂). La stima dei coefficienti di scambio termico alle due quote di riferimento (h_{Z1}= 1 514.9 W/m²K, h_{Z2}=5 750.6 W/m²K) sembra confermare la relazione fra ciclo delle bolle e fluttuazioni di temperatura.



Fig.2.41 Distribuzione assiale di temperature, [20]

La Fig.2.42 mostra l'andamento temporale del flusso termico medio, valutato su 6 sezioni differenti dello scambiatore. La sezioni sono numerate a partire dalla regione inferiore. La lunghezza della sezione 1 è pari a 0.5 m, le altre sezioni presentano una lunghezza di 1 m. Le sezioni 1-3 caratterizzano la parte bassa dello scambiatore in cui l'influenza dell'agitazione indotta dalle bolle ed i fenomeni di ebollizione sono ridotti. L'andamento è crescente in modo evidente e stabile. Le sezioni 4-6 che caratterizzano le zone alte, mostrano un'importanza maggiore dei suddetti fenomeni, testimoniata dalle evidenti fluttuazioni del coefficiente di scambio termico. In particolare, le sezioni 5 e 6 sono caratterizzate da deflusso di tipo "slug", caratterizzato dalla coalescenza di bolle di grosse dimensioni. La coalescenza di queste in prossimità della parete comporta alte frazioni di superficie coperta dal vapore.


Fig.2.42 Transitorio del flusso termico medio sulla sezione, [20]

Lo scambio termico in questa tipologia di scambiatori è fortemente condizionato dal rapporto fra il diametro dello scambiatore, il diametro della piscina e i passi fra i tubi. In questo lavoro, si è cercato di porre in evidenza i comportamenti differenti del deflusso in funzione del passo fra i tubi, adottando un campo di simulazione 2D x 4D.

La Fig.2.43 presenta l'andamento assiale del coefficiente di scambio termico, valutato in direzione del passo S (2D) e L (4D). La zona inferiore dello scambiatore non evidenzia variazioni di riguardo dei coefficienti di scambio termico, pertanto non è rappresentata in figura. Le oscillazioni del coefficiente sul lato 2D risultano maggiori che sul lato 4D. I valori medi invece risultano comparabili ($h_S=3050.8 \text{ W/m}^2\text{K}$, $h_L=2976.7 \text{ W/m}^2\text{K}$). L'andamento fortemente oscillante dei coefficienti suggerisce in ogni caso la necessità di studi che approfondiscano l'importanza del passo tra i tubi ed il suo impatto sullo scambio termico in regione confinata.



Fig.2.43 Distribuzione spaziale del coefficiente di scambio termico, [20]

2.9 Conclusioni sullo stato dell'arte

Alla luce delle recenti sperimentazioni, possiamo fare un quadro riassuntivo dei principali fenomeni studiati, risultati, osservazioni dedotte da simulazioni numeriche e prove sperimentali. In questo modo, si potrà evidenziare aspetti di interesse sui quali focalizzare l'attenzione per una successiva campagna sperimentale.

L'intero sistema scambiante è costituito da due elementi principali: la piscina e lo scambiatore. In generale, il calore di decadimento viene rimosso dallo scambiatore attraverso fenomeni convettivi ed ebollitivi. Tale energia viene quindi redistribuita all'interno della piscina attraverso moti di ricircolazione del fluido, incrementandone la temperatura. La distribuzione di temperatura all'interno della piscina non è spazialmente uniforme ed è influenzata dai fenomeni di stratificazione termica.

In questa tipologia di applicazioni, la piscina presenta alcune peculiarità:

• MIXING RADIALE PERFETTO

Il fluido in risalita in prossimità delle pareti dello scambiatore, raggiunta la superficie libera, si ridistribuisce trasversalmente all'interno della piscina. In prossimità delle pareti esterne, le deboli correnti invertono la direzione e si miscelano con gli strati inferiori, in prossimità dell'interfaccia termica.

• STRATIFICAZIONE TERMICA

La piscina presenta gradienti di temperatura verticali al suo interno, che si sviluppano in seguito al riscaldamento conduttivo del fluido nelle regioni elevate della piscina. Questo fenomeno appare relazionato alla presenza dell'interfaccia termica, una superficie caratterizzata da notevole differenza fra le temperature degli strati di fluido adiacenti, in prossimità della quale avvengono fenomeni di scambio termico e miscelamento. L'insorgere della stratificazione termica limita lo scambio termico negli strati più bassi del fluido, favorendo la saturazione degli strati superiori.

Nell'ambito della sperimentazione, gli scambiatori maggiormente utilizzati sono costituiti da un banco di tubi o un singolo tubo. In particolare, grande rilevanza viene data agli scambiatori di tubi a C, impiegati negli impianti PRHR (*Passive Residual Heat Removal*). La differenza fra le due tipologie, in ogni caso, non è ovviamente limitata all'aspetto geometrico. Le dimensioni geometriche di riferimento (lunghezza e diametro) ed il loro rapporto con le dimensioni di piscina comportano tuttavia un vincolo sperimentale importante nella progettazione. Gli scambiatori a singolo tubo permettono, ad esempio, di studiare i meccanismi di rimozione del calore in pool boiling, sfruttando facilmente tecniche PIV (*Particle Image Velocimetry*) per le misurazioni di portata in prossimità della superficie esterna. Inoltre, i fenomeni di stratificazione e l'evoluzione dell'interfaccia termica possono essere valutate con modelli e potenze scambiate ridotti. Inoltre, sono disponibili in letteratura numerose formulazioni per la valutazione del coefficiente di scambio termico esterno. (es. Formulazione di Churchill-Chu)

Gli scambiatori a banchi di tubi corrispondono ad una maggiore difficoltà impiantistica anche nella realizzazione di modelli in scala e necessitano di spazi maggiori, tuttavia permettono di adottare potenze termiche maggiori. Inoltre, sono la tipologia maggiormente utilizzata nell'ambito della rimozione del calore di decadimento, pertanto la loro corretta caratterizzazione risulta essere un aspetto di studio fondamentale per quanto riguarda la progettazione. La particolare geometria dei banchi viene caratterizzata da: lunghezza, orientazione, diametro e passi fra i tubi. Diversamente da quanto avviene nel caso del singolo tubo, la presenza di più elementi scambianti implica un'interazione spaziale complicata con il fluido secondario, il quale risulta libero di lambire sia le tubazioni più esterne, che i " canali" generati dal reticolo di tubi. In generale, si può definire scambio termico confinato il fenomeno di rimozione dell'energia che avviene all'interno dei canali.

La prima parte del transitorio implica generalmente scambio in convezione naturale. I gradienti di temperatura che si sviluppano in prossimità delle pareti comportano tuttavia la presenza di fenomeni di galleggiamento, la cui importanza cresce rapidamente durante il transitorio. I fenomeni di risalita del fluido comportano quindi un aumento del coefficiente di scambio termico, quantificato da una componente forzata di convezione.

Il raggiungimento della temperatura di inizio dell'ebollizione marca l'inizio del fenomeno ebollitivo alla parete. La caratterizzazione completa di tali fenomeni non è ancora disponibile in letteratura e certamente risulta essere un importante campo di ricerca. L'ebollizione sottoraffreddata è stata oggetto di molti studi e sono disponibili numerose formulazioni (es. Rohsenow), tuttavia il fenomeno ebollitivo risulta altamente sensibile a variazioni di geometria locali, materiali e condizioni del moto. In definitiva, possiamo tracciare schematicamente un profilo delle problematiche affrontate circa la rimozione del calore attraverso scambiatori immersi in piscina:

• PROBLEMATICHE BEN STUDIATE.

La prima fase del transitorio, caratterizzata da convezione naturale, risulta ben conosciuta ed implementata nei codici. In particolare, le formulazioni di Churchill-Chu sono comunemente adottate per la stima dei coefficienti di scambi termico. L'insorgenza della stratificazione termica in piscine caratterizzate da elevati rapporti volume piscina su volume scambiatore risulta nota.

• PROBLEMATICHE DA APPROFONDIRE.

Nell'ambito di questa tipologia di scambiatori la tematica principale riguarda lo sviluppo di correlazioni che, implementate attraverso codici numerici, permettano una migliore rappresentazione dei fenomeni di scambio termico che occorrono nello scambiatore. In particolare, risulta evidente, ma non ancora adeguatamente teorizzato, l'impatto dell'altezza dello scambiatore sullo scambio termico. Elevate lunghezze verticali comportano l'intensificarsi delle forze di galleggiamento. Questo fenomeno, sebbene risulti inizialmente in un aumento del coefficiente di scambio termico, pone un limite evidente nelle zone di scambio termico confinato (interno banco) e in piscine caratterizzate da ridotti rapporti fra diametri. L'eccessivo aumento della portata in risalita può comportare fenomeni di soppressione del meccanismo di ebollizione, riducendo in maniera sensibile il flusso termico scambiato localmente. Inoltre, tale fenomeno mostra dipendenza dai passi caratterizzanti il banco di tubi.

Un altro aspetto di interesse risulta dalla presenza di una zona morta, nella parte inferiore della piscina. La necessità di garantire un sufficiente periodo di raffreddamenteo, pare giustificare l'adozione di grandi diametri della piscina.

L'impatto della stratificazione termica risulta peraltro visivamente evidente, in quanto le variazioni del coefficiente di scambio nel tempo risultano alquanto più contenute nella parte bassa dello scambiatore.

All'interno di questo quadro, si possono dedurre alcune considerazioni di carattere generale, che devono essere tenute in considerazione anche in prospettiva di una progettazione di un circuito sperimentale. I punti di maggiore interesse sono qui riassunti:

• ALTEZZA DELLO SCAMBIATORE

La lunghezza di scambio verticale influenza in maniera fondamentale l'evoluzione dei moti convettivi in prossimità delle pareti dello scambiatore. Attualmente, soltanto la realizzazione di apparati sperimentali che presentino altezze in scala 1:1 rispetto agli impianti progettati, permettono lo studio completo dell'mpatto di questo aspetto geometrico dello scambiatore. Inoltre, in relazione all'utilizzo di banchi di tubi, l'altezza incide in maniera significativamente differente nelle varie zone.

• SCAMBIATORE A TUBI: REGIONE INTERNA ALLO SCAMBIATORE

La presenza di un banco di tubi condiziona localmente l'evoluzione delle temperature e dei moti di risalita del fluido. In linea generale, lo scambiatore presenta una zona di scambio termico confinato, che avviene quindi all'interno del reticolo formato dai tubi, ed una zona di scambio temrico non confinato, esterna al banco di tubi. Entrambe le zone presentano peculiarità specifiche.

Capitolo 3

Equazioni di conservazione

Le equazioni di conservazione rappresentano lo strumento principale per lo studio dei sistemi e scenari correlati. Le tre equazioni di seguito presentate corrispondono al bilancio di massa, quantità di moto ed energia del sistema analizzato. Le equazioni sono presentate in forma differenziale, rappresentative di un bilancio su volume infinitesimale. Assunte le ipotesi di continuità delle grandezze all'interno del volume, il bilancio relativo al sistema analizzato può essere dedotto, per un dato intervallo temporale, per integrazione.

3.1 Equazione di continuità

Si considera un volume fisico V, immutabile nel tempo (o "di controllo"). In tale volume, non vi è produzione di massa, pertanto la variazione di massa nel volume varia in considerazione dei flussi entranti ed uscenti attraverso la frontiera del VC.

$$\int_{V_C} \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV = \oint_{\partial V_C} (\rho u) n \, dS_C \tag{3.1}$$

Applicando il teorema della divergenza, data l'ipotesi di continuità delle funzioni, il secondo membro può essere riscritto come integrale di volume. I due termini possono quindi essere raggruppati a primo membro, evidenziando l'arbitrarietà del volume di controllo. Tale caratteristica comporta quindi come condizione per la risoluzione, che la funzione integranda sia ovunque nulla.

$$\oint_{\partial V_C} (\rho u) n \, dS_C = \int_{V_C} \Delta \cdot (\rho u) \, dV \tag{3.2}$$

$$\int_{V_C} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \Delta \cdot (\rho u) \right] dV = 0$$
(3.3)

L'equazione euleriana implicita forte rappresentativa della continuità risulta quindi:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \Delta \cdot \rho u = 0 \tag{3.4}$$

In forma estesa, può essere pertanto riscritta esplicitando la divergenza tramite derivate parziali. L'assunzione di ulteriori ipotesi, quali ad esempio l'incomprimibilità del fluido, comporta semplificazioni ulteriori alla formulazione. L'integrazione dell'equazione nel volume del sistema, permette di stabilire quindi il bilancio di massa. In regime stazionario, la distribuzione di densità si mantiene costante nel tempo.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho u_z)}{\partial z} = 0$$
(3.5)

3.2 Equazione dell'Energia

L'equazione di conservazione dell'energia per un fluido rappresenta il principale strumento per la comprensione dei fenomeni di scambio termico in sistemi simili a quelli analizzati. Considerando un generico volume, avente energia E, questi può variare il suo contenuto di energia attraverso azioni meccaniche o scambio termico. Come sancito dal Primo Principio della Termodinamica, le differenti forme di energia sono equivalenti. Si può quindi scrivere il generico bilancio di energia per il sistema. Si adottano le grandezze intensive nella formulazione, che consentono di slegare il bilancio dalle dimensioni geometriche del sistema.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V_C} \rho \xi \, dV = \dot{L} + \dot{Q} \tag{3.6}$$

Sfruttando la teoria del trasporto di Reynolds, possiamo riscrivere il primo membro come sommatoria di un termine relativo alla variazione temporale ed uno relativo al flusso attraverso la frontiera del volume, similarmente a quanto osservato nell'equazione di continuità. La scrittura così ottenuta risulta la seguente:

$$\int_{V} \frac{\partial \rho \xi}{\partial t} \, dV + \oint_{\partial V} \rho \xi u \cdot n dS = \dot{L} + \dot{Q} \tag{3.7}$$

Nello specifico, la convenzione assume come positivo il lavoro svolto dal fluido e il calore introdotto nel sistema. Si può rielaborare i termini di lavoro e calore, in termini di contributi superficiali e di volume. Il lavoro fatto dalle forze di superficie consta di una componente statica, relativa alla pressione locale del fluido, ed una deviatorica, connessa agli sforzi viscosi fluidi.

$$\dot{L}_S = \int_S (T \cdot n) \cdot u \, dS = \int_S p(I \cdot n) \cdot u \, dS + \int_S (\tau \cdot n) \cdot u \, dS \tag{3.8}$$

$$\dot{L_V} = \int_V \rho f \cdot u \, dV \tag{3.9}$$

L'elaborazione dei termini relativi allo scambio termico, tema di primario interesse per questo scritto, comporta la divisione in due contributi, anch'essi relativi a contributi superficiali e volumetrici. In particolare, il flusso superficiale di calore, viene espresso attraverso la legge di Fourier, che connette il flusso con il gradiente misurato in prossimità della superficie attraverso la conduttività termica. Il contributo volumetrico è legato a fonti di energia interne al sistema (ad esempio, energia prodotta per fissione). La legge di Fourier permette inoltre di stabilire una connessione con lo scambio convettivo, introducendo l'ipotesi di "no slip" alla parete. In questo modo, lo scambio convettivo, viene interpretato come scambio conduttivo equivalente alla parete. L'ipotesi "no slip" è importante per questa interpretazione, supponendo che il fluido abbia velocità nulla nello strato termico prossimo alla parete. In questo modo, si correla lo scambio convettivo espresso attraverso la formula di Newton, con i processi conduttivi interni al sistema.

$$\dot{q} = -\lambda (\frac{\partial T}{\partial r})_P = h(T_W - T_\infty) \tag{3.10}$$

$$K = -\lambda \nabla T \tag{3.11}$$

$$\dot{Q}_S = \int_S k \nabla T \cdot n \, dS \tag{3.12}$$

$$\dot{Q_V} = \int_V \dot{q}\rho \, dV \tag{3.13}$$

Esplicitati i termini a secondo membro, si può applicare nuovamente il teorema della divergenza agli integrali di superificie. IN questo modo, tutti i termini sono ridotti a integrali di volume. Analogamente a quanto osservato per l'equazione di continuità, ipotizzando un volume di controllo fisso, data l'arbitrarietà di questo, è necessario che la funzione integranda sia identicamente nulla in tutto il dominio. Ne consegue che l' equazione dell'energia, in forma differenziale, assume la formula di cui:

$$\int_{V} \frac{\partial \rho \xi}{\partial t} \, dV + \oint_{\partial V} \rho \xi u \cdot n \, dS = \int_{S} (-pI + \tau) \cdot n \cdot u \, dS + \int_{V} \rho f \cdot u \, dV + \int_{S} k \nabla T \cdot n \, dS + \int_{V} \dot{q} \rho \, dV \tag{3.14}$$

$$\frac{\partial \rho \xi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \xi u) = -\nabla \cdot (pu) + \nabla \cdot (\tau \cdot u) + (\rho f) \cdot u + \nabla \cdot (k \nabla T) + \dot{q}\rho \qquad (3.15)$$

Si riassume infine il significato dei termini nell'espressione finale dell'equazione. Al primo membro, si ritrovano i due termini che costituiscono la derivata sostanziale dell'energia interna del sistema. Al secondo membro, si considerano gli effetti energetici della variazione di pressione, degli sforzi viscosi e delle forze volumetriche (ad es. legate alla massa). Il quarto termine rappresenta lo scambio di calore espresso attraverso il modello di Fourier, mentre l'ultimo termine rappresenta la generazione interna di energia.

Il termine di scambio termico viene comunemente definito come scambio termico advettivo. Si noti inoltre come considerando la conducibilità termica costante, si ottenga l'operatore Laplaciano. Tale operatore mostra quindi in che modo la distribuzione di temperatura influenzi lo scambio termico in un volume.

$$\nabla \cdot (k\nabla T) = \nabla k\nabla T + k\nabla^2 T \tag{3.16}$$

3.3 Equazione della quantità di moto

La conservazione della quantità di moto è il principio alla base della descrizione del moto di un fluido all'interno di un sistema e del suo campo di velocità. Dal punto di vista meccanico, la quantità di moto è una grandezza vettoriale, conservativa nel caso di assenza di forze esterne al sistema. Analogamente, si può dedurre che la quantità di moto associata ad un generico sistema di massa M, vari in funzione delle forze eterne agenti su di esso. A fronte di questa osservazione, il principio di conservazione risulta essere:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V} \rho v \, dV = \int_{V} \rho f \, dV + \int_{S} t \, dS \tag{3.17}$$

La variazione di quantità di moto all'interno del volume di controllo a primo termine, può essere scomposta secondo il terorema del trasporoto di Reynolds, come già fatto nelle precedenti equazioni. Essa risulta pertanto pari alla somma della variazione temporale di densità e campo di moto interne al volume più il flusso netto di quantità di moto attraverso la frontiera del volume. A secondo membro, le forze generanti la variazione di quantità di moto sono state scomposte in un contributo legato alle forze di massa ed uno alle forze di superficie.

$$\int_{V} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} \, dV + \int_{S} \rho v(v \cdot n) \, dS = \int_{V} \rho f \, dV + \int_{S} t \, dS \tag{3.18}$$

Le forze di massa equivalgono sostanzialmente al peso del fluido, mentre le forse superficiali sono in genere pressioni e forze di attrito viscoso. In generale, per semplificarne la forma, la pressione viene assunta uniforme all'interno della sezione retta dei tubi. Questa semplificazione dal punto di ista dei tubi, riduce l'integrale ad una semplice differenza algebrica fra sezione d'ingresso e di uscita. Le forze viscose nel caso di fluidi newtoniani (ovvero, la cui viscosità non varia con la velocità) possono essere valutate conoscendo la viscosità dinamica locale del fluido μ . Lo sforzo superficiale T può essere scomposto in due componenti, una relativa alla componente idrostatica (pressione), l'altro alla deviatorica (sforzi viscosi).

$$t = (-P + \mu \frac{\partial v}{\partial r}) \tag{3.19}$$

Gli sforzi viscosi sono quindi proporzionali al gradiente locale di velocità attraverso il coefficiente di viscosità dinamica. Si noti inoltre come le forze di massa, essendo legate alla forza di gravità, forniscano un contributo soltanto in funzione della quota, identificata con z. Si applica quindi il teorema della divergenza, in modo da rendere l'equazione indipendente dal volume di controllo.

$$\int_{V} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} \, dV + \int_{V} \nabla \cdot (\rho v v) \, dV = \int_{V} \rho g \, dV + \int_{V} \nabla \cdot (-P + \mu \frac{\partial v}{\partial r}) \tag{3.20}$$

Alla luce delle valutazioni appena fatte, possiamo considerare quindi la conservazione della quantità di moto, in forma differenziale ricordando l'ipotesi di fluido newtoniano:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v v) = \rho g - \nabla P + \mu \nabla^2 u \qquad (3.21)$$

Capitolo 4

Rimozione del calore: fasi caratteristiche e fenomeni

L'obiettivo proposto è studiare la rimozione del calore attraverso scambiatori immersi in piscina. Lo scopo di tali sistemi è di garantire condizioni stabili ed efficienti per la rimozione della potenza immessa. Dal punto di vista della sicurezza, il sistema deve garantire adeguata capacità di rimozione del calore per tempi sufficentemente lunghi (72 ore). Nell'ambito di questa visione, è necessario conoscere quindi l'evoluzione, spaziale e temporale, dei processi di scambio termico nelle varie zone della piscina e dei parametri fluidodinamici (es. campi di temperatura, velocità).

La molteplicità e la mutevolezza degli scenari che si possono presentare presuppone uno studio approfondito di tutte le condizioni di lavoro, siano esse statiche o transitorie. Lo studio dei singoli scenari permette quindi di approfondire le conoscenze su fenomeni complessi, quali ad esempio la ricircolazione per convezione naturale che avviene all'interno della piscina, ma anche di formulare correlazioni che, validate opportunamente, possono essere usate come base progettuale o predittiva nel caso di scenari che presentino dimensioni e parametri caratteristici simili. Sotto questo aspetto, l'adozione di nuovi sistemi passivi per la rimozione del calore ha comportato lo studio e la pubblicazione di nuovi modelli e correlazioni, nonchè il progetto di scambiatori di calore con geometrie in grado di migliorare le performance dei sistemi e la loro simulazione.

Il concetto di modello assume validità soltanto se validato attraverso il confronto con dati sperimentali. All'interno del concetto di "benchmarking" quindi è di fondamentale importanza la realizzazione di apparecchiature, semplici e di piccole dimensioni, che permettano l'osservazione di fenomeni quali la stratificazione termica, la circolazione naturale o l'ebollizione alla parete. Da un punto di vista metodologico, i fenomeni osservati possono essere tenuti in considerazione nella fase successiva di scalatura, in relazione alla realizzazione di apparati sperimentali di maggiori dimensioni, fino a giungere al progetto definitivo dell'impianto. Materiali adottati, geometria dello scambiatore, stato e proprietà fisiche dei fluidi coinvolti nello scambio termico costituiscono un preciso set di condizioni sperimentali. Gli studi parametrici permettono di analizzare l'impatto, le conseguenze ed eventuali feedback della variazione dei parametri sperimentali. In questo modo, è possibile verificare la sensitività del sistema ed eventuali limiti di validità delle correlazioni utilizzate.

Gli scambiatori di calore immersi in piscina sono caratterizzati da estrema dinamicità e complessità che difficilmente permettono di verificare l'evoluzione spazio temporale di tutti i parametri fluidodinamici. Le facilities in scala ridotta, adottate ad esempio per la validazione sperimentale dei modelli analitici, sono pertanto costruite e calibrate per concentrare lo studio su un numero ristretto di parametri e fenomeni. Data la moltitudine di aspetti che caratterizzano lo scambio termico, è importante inoltre valutare quali siano i parametri maggiormente impattanti. A questo scopo, esistono metodologie che permettono di individuare i parametri maggiormente impattanti sui meccanismi di scambio termico.

Un esempio di queste, è la metodologia PIRT, utilizzata da Li et al.(2016)[14] per individuare i principali parametri associati ai meccanismi di scambio termico in pool boiling che avvengono all'interno del sistema PRHR. La metodologia PIRT si basa su una struttura ordinata, illustrata in Fig.4.1, caratterizzata da 5 fasi ("step").

La prima fase (Step 1) consiste nell' identificare il problema: individuare i parametri e fenomeni di maggior interesse per lo studio sperimentale dei meccanismi di scambio termico che ccorrono all'interno del PRHR. La seconda fase (Step 2) consiste nell'identificare tutti i parametri di interesse per il fenomeno analizzato, in tutte le sue fasi (convezione naturale, ebollizione sottoraffreddata, ebollizione satura). In questo caso, si tratta dei parametri termoidraulici e i coefficienti di scambio termico. La terza fase (Step 3) corrisponde alla divisione del sistema in componenti (piscina, banco di tubi) e la definizione di aspetti geometrici, processi caratterizzanti i differenti componenti, fluidi e fasi presenti. La quarta fase (Step 4) consiste nell'identificare i fenomeni che possono occorrono nei vari componenti e, tenendo conto anche delle esperienze pregresse, identificare le possibili conseguenze. La fase finale (Step 5) prevede la valutazione del grado di influenza dei singoli fenomeni analizzati. Se il fenomeno (o parametro es. pressione d'ingresso del fluido primario) analizzato influenza in maniera rilevante lo scambio termico, viene classificato di "alta importanza", diversamente effetti minori sullo scambio termico possono essere classificati come "media" o "bassa" importanza.



Fig.4.1 Metodologia PIRT: diagramma di flusso, [14]

Le tabelle Tab.4.1 e Tab.4.2 riassumono i gradi di influenza sui meccanismi di scambio termico dei parametri che caratterizzano il fascio tubiero dello scambiatore e la piscina in cui è immerso. In particolare, si evidenzia come lungo il tratto verticale il diametro esterno delle tubazioni risulta altamente influente in tutte le fasi dello scambio termico, mentre la lunghezza del tratto verticale risulta impattante principalmente nelle fasi legate all'ebollizione. La rugosità delle tubazioni impatta direttamente sulla densità di siti di nucleazione, pertanto l'influenza nella fase di ebollizione sottoraffreddata risulta alta. Dal punto di vista della piscina, stratificazione termica, livello del liquido e temperatura iniziale della pisci nasono i tre fattori più impattanti sullo scambio termico. L'influenza della pressione dell'acqua in piscina risulta bassa.

PIRT for C-tube geometry.								
Heat transfer stage	Tube property							
	Tube orientation	Туре	Length	Bundle	Surface roughness	Outside diameter		
Natural convection	Horizontal	Medium	Low	Low	Low	Medium		
	Vertical	Medium	Low	Low	Low	High		
Subcooled boiling	Horizontal	Low	Low	Medium	Medium	Medium		
	Vertical	Low	High	Medium	High	High		
Saturated boiling	Horizontal	High	Low	Medium	Low	Medium		
	Vertical	High	High	Medium	Low	High		

Tab.4.1 PIRT: Influenza dei parametri del fascio tubiero sullo scambio termico, [14]

Initial water temperature	Pressure	Water level	Thermal stratification
High	Low	High	High

Tab.4.2 PIRT: Influenza dei parametri termofluidodinamici in piscina sullo scambio termico, [14]

4.1 Caratterizzazione dei fenomeni

L'individuazione dei fenomeni che occorrono negli scambiatori di calore immersi in piscina non può prescindere dall'analisi delle varie fasi del transitorio di scambio termico, normalmente affrontate durante il funzionamento del sistema di rimozione di calore. Analogamente all'aspetto relativo allo sviluppo temporale del transitorio, i campi di temperatura e velocità dei fluidi coinvolti nello scambio termico comportano la presenza di differenti regimi di scambio termico locali e conseguenti fenomeni, fra i quali la convezione naturale, l'ebollizione, la ricircolazione del fluido all'interno della piscina, la stratificazione termica.

In particolare, la maggior parte dei lavori considera il fluido (acqua) presente in piscina, lato secondario dello scambiatore di calore, in condizioni iniziali di liquido sottoraffreddato. In questa condizione, si assiste ad una fase iniziale caratterizzata da scambio termico in convezione naturale monofase in prossimità della superficie esterna delle tubazioni scambianti, che comporta la risalita di fluido e l'instaurarsi di fenomeni di ricircolazione interni alla piscina. I fenomeni di ricircolazione favoriscono il mixing radiale all'interno della piscina, creando campi di temperatura uniformi lungo le sezioni orizzontali della piscina. Inoltre, lo scambio termico conduttivo che caratterizza le regioni della piscina lontane dalle superfici scambianti favorisce l'insorgere dei fenomeni di stratificazione termica, che condiziona in maniera estremamente importante i fenomeni di scambio termico locale. In particolare, le maggiori temperature che caratterizzano gli strati superiori di fluido comportano la comparsa di ebollizione alla parete. I regimi di scambio termico in ebollizione sono caratterizzate da elevati flussi termici scambiati. Inoltre, il fluido evaporato può oltrepassare l'interfaccia liquido-aria, contribuendo in tal modo alla riduzione del livello di liquido della piscina. In molti sistemi, il fluido viene quindi condensato e drenato nuovamente all'interno della piscina. Gradualmente, l'immissione di potenza termica in piscina prolungata nel tempo comporta l'allargamento dell'area sottoposta a scambio ebollitivo, fino al raggiungimento delle condizioni di saturazione lungo tutto il profilo verticale di temperatura della piscina.

La caratterizzazione dello scambio termico negli scambiatori di calore immersi non può prescindere dalla comprensione dei fenomeni di rimozione di calore alla parete e dalla ridistribuzione dell'energia all'interno della piscina. Un'adeguata ridistribuzione dell'energia ed un inventario d'acqua sufficiente, garantiscono la rimozione di calore per tempi sufficientemente lunghi (72 ore). La necessità di accoppiare le evoluzioni dei campi di temperatura e velocità evidenzia pertanto l'importanza di caratterizzare al meglio gli scambi interni, non soltanto di energia, ma anche di quantità di moto e massa. Nell'ambito degli scambiatori immersi, vi è inoltre un aspetto fondamentale, correlato alla temperatura di ingresso del fluido primario. L'adozione di temperature di ingresso troppo elevate rispetto alla temperatura di saturazione del fluido secondario comporta, sulla parete esterna delle tubazioni, la formazione di uno strato di vapore alla parete che impedisce la rimozione di energia attraverso il canale convettivo. Lo strato di vapore, oltre a permettere soltanto lo scambio conduttivo, caratterizzato da bassi valori di conducibilità termica, risulta meccanicamente instabile. Tale condizione risulta pertanto deleteria dal punto di vista della stabilità del sistema. I sistemi maggiormente studiati, che prevedono l'acqua quale fluido termovettore primario, presentano temperature di ingresso relativamente basse, non superiori ai 160 °C.

Scambio termico sulla parete esterna dei tubi Lo scambio termico in piscina presenta caratteristiche dinamiche, nello spazio e nel tempo. Le diverse modalità di scambio termico sono essenzialmente connesse allo stato fisico del fluido. In particolare, è possibile evidenziare 3 tipologie molto differenti di scambio termico, ognuna associata a diverse caratteristiche dei parametri del sistema. L'estensione delle diverse regioni di scambio termico non è generalmente costante nel tempo. La causa di questo è da ricercarsi nella variazione di temperatura a diversi livelli della piscina, dovuta ai fenomeni di mixing e stratificazione termica che inevitabilmente vengono a formarsi all'interno della piscina. Le 3 differenti modalità di scambio termico sono:

• SCAMBIO CONVETTIVO MONOFASE

All'interno della piscina, in una prima fase, si ha scambio termico con fluido monofase, la cui dinamica risulta essere relativamente semplice e nota. Questa modalità di scambio termico interessa inizialmente l'intera superficie di scambio termico, comportando un graduale surriscaldamento degli strati di liquido adiacenti alla parete. Lo scambio termico in monofase è generalmente caratterizzato da bassi flussi termici rimossi. L'imposizione di flussi termici rilevanti comporta il raggiungimento della temperatura di onset dell'ebollizione del fluido e la conseguente comparsa del fenomeno ebollitivo. Il fenomeno di scambio convettivo naturale monofase è stato approfonditamente studiato in passato e nell'ambito delle applicazioni tecniche, le formulazioni di Churchill-Chu (E.2.8, Eq.2.9) risultano essere un caposaldo di qualsiasi modello che presenti detta tipologia.

Nell'ambito degli scambiatori di calore immersi in piscina caratterizzati da un elevato sviluppo verticale, negli strati superiori di fluido, ai fenomeni di convezione naturale locali, si sovrappone una componente forzata, indotta dalla risalita del fluido riscaldato nelle zone inferiori dello scambiatore.

• SCAMBIO IN EBOLLIZIONE SOTTORAFFREDDATA

Raggiunta la temperatura di inizio dell'ebollizione, si ha la comparsa di bolle sulla superficie scambiante. Questa fase è l'oggetto della maggior parte degli studi attualmente pubblicati. La formazione di bolle comporta la comparsa di nuovi meccanismi di rimozione del calore, concomitanti alla convezione naturale, che intensificano lo scambio termico. Inoltre, il vapore presenta valori di densità significativamente inferiori al liquido. Le differenze di densità locali fra liquido e vapore possono favorire, nel caso in cui si verifichi il distacco delle bolle dal sito di nucleazione, l'instaurarsi di fenomeni di ricircolazione locale che favoriscono la ridistribuzione di potenza nel fluido.

Il regime di ebollizione sottoraffreddata è caratterizzato dalla presenza di bolle, nonostante la temperatura di bulk del liquido rimanga notevolmente inferiore alla temperatura di saturazione.

• SCAMBIO IN EBOLLIZIONE SATURA

Questa tipologia rappresenta la più efficiente forma di scambio termico che può verificarsi all'interno degli scambiatori di calore immersi in piscina, ma presenta anche caratteristiche di instabilità notevoli e comporta l'evaporazione di liquido in prossimità del pelo libero, con conseguente riduzione dell'inventario fluido disponibile.

Pool Boiling: ebollizione sottoraffreddata, ciclo delle bolle e meccanismi di rimozione della potenza termica Il pool boiling è il fenomeno di ebollizione che avviene all'interno di un liquido stagnante, in cui il moto delle bolle è causato esclusivamente dalle forze di galleggiamento. La curva di Nukiyama Fig.4.2 rappresenta la relazione fra salto di temperatura alla parete e flusso termico scambiato; evidenzia quattro zone caratterizzate da differenti regimi di scambio termico. Le zone di convezione naturale e di ebollizione nucleata sono quelle di maggior interesse per lo scambio termico in piscina. Si noti come la convezione naturale presupponga bassi salti di temperatura e flussi.



Fig.4.2 Curva di Nukiyama: Definizione delle zone a differente regime di scambio, [25]

Non è ancora disponibile in letteratura un modello per la caratterizzazione completa del fenomeno evaporativo, tuttavia la molteplicità di lavori svolti evidenzia la grande rilevanza dell'argomento, oltre a sottolinearne alcune caratteristiche e meccanismi.

E'possibile descrivere le fasi principali alla base del ciclo delle bolle (Fig.4.3), aspetto fondamentale dei regimi di scambio termico bifase. Esso consta di quattro fasi: nucleazione, crescita, distacco e formazione di un nuovo strato di liquido surriscaldato a contatto con la parete. In sistemi con temperatura delle pareti riscaldanti superiori alla temperatura di saturazione del liquido, la nucleazione delle bolle avviene in cavità superficiali, dette siti di nucleazione. L'attivazione di questi, con la conseguente crescita delle bolle, è un complesso fenomeno che dipende da dimensione della cavità e salto di temperatura alla parete. L'energia fornita dalla parete comporta il riscaldamento del liquido all'interfaccia, con la formazione di un sottile substrato surriscaldato. Raggiunto un sufficiente grado di surriscaldamento, la bolla comincia ad accrescere le sue dimensioni, attraverso evaporazione all'interfaccia liquido-vapore. Il raggiungimento della dimensione critica, comporta il distacco della bolla, la successiva formazione di un nuovo substrato surriscaldato e il rinnovamento del ciclo.



Fig.4.3 Ciclo delle bolle, [9]

• NUCLEAZIONE

L'attivazione dei siti di nucleazione è fondamentale nel processo di ebollizione. In particolare, è nota la stretta relazione fra la densità di siti attivati e il grado di surriscaldamento della parete. In particolare, Kurul e Podowski (1991)[18] hanno proposto una formulazione in grado di stimare la densità di siti in funzione del grado di surriscaldamento della parete:

$$N'' = (185\Delta T_{surr})^{1.805} \tag{4.1}$$

dove N" densità di siti di nucleazione, ΔT_{surr} grado di surriscaldamento della parete.

Essendo quindi la zona di ebollizione caratterizzata da migliore efficienza nello scambio termico rispetto alla semplice convezione naturale, maggiori gradi di surriscaldamento comportano un incremento del coefficiente di scambio globale.

• CRESCITA DELLE BOLLE

Demiray et al.(2014) [3] hanno osservato come la crescita della bolla avvenga principalmente a causa dello scambio termico con il substrato surriscaldato, con un contributo non trascurabile dovuto alla conduzione attraverso la parete (minimo 12.5%), che diviene però meccanismo predominante nella fase di bagnamento della superficie, dopo il distacco della bolla. Moghaddam et al.(2009) [17] hanno recentemente osservato e misurato sperimentalmente l'inferenza del microstrato nel processo di crescita della bolla. Questo si è visto influire in maniera sostanziale (fra il 16.3% d il 28.8%), ma non predominante, sulla crescita della bolla. Si è evidenziato inoltre come l'importanza del meccanismo microconvettivo, risulti crescente con l'aumentare della temperatura di parete.

• DISTACCO

In questa fase, il microstrato tende ad evaporare, riducendo quindi il suo contributo alla crescita della bolla. Il distacco della bolla ed il conseguente asciugamento della superficie permette quindi la formazione di un nuovo microstrato liquido in prossimità della parete. Lo scambio conduttivo (transitorio) che si instaura fra parete e liquido durante questa fase, unitamente alla microconvezione causata dal distacco della bolla, risultano essere efficienti meccanismi di ricostruzione del substrato surriscaldato. La rapidità del processo di ricostruzione del substrato è direttamente connessa agli alti valori del coefficiente di scambio sperimentati in questa fase del ciclo.

I numerosi esperimenti e le analisi svolti nel corso degli anni, hanno permesso di individuare differenti meccanismi di scambio termico, presentati nel seguito. Questi fenomeni sono quasi sempre concomitanti in tutte le fasi del ciclo, ma con importanza differente.

• MICROSTRATO LIQUIDO

Tipico della nucleazione rapida, un sottile strato di liquido viene intrappolato fra parete e bolla. L'evaporazione, dovuta all'energia immessa dalla parete, di tale microstrato contribuisce alla crescita della bolla.

• THREE PHASE CONTACT LINE

Questo meccanismo si instaura localmente in conseguenza dell'asciugamento del microstrato, in prossimità del punto di contatto fra vapore, liquido e parete. Questo contributo è estremamente localizzato e dipendente dall'angolo di incidenza della bolla con la parete. In generale, quindi, il contributo è maggiormente rilevante nella fase di crescita, nella quale si evidenziano angoli di contatto ridotti (Fig.4.4).



Fig.4.4 Angolo di contatto ϕ , [7]

• MICROCONVEZIONE

La microconvezione è dovuta all'agitazione delle bolle e alla conseguente rottura dei normali meccanismi di convezione naturale che si instaurano alla parete.

• CONVEZIONE NATURALE

La convezione naturale è connessa alla capacità del liquido di trasferire energia fuori dalla zona di influenza delle bolle, ovvero fuori dal substrato surriscaldato. Questo aspetto è condizionato in maniera complessa dalla presenza dei moti microconvettivi, legati all'evaporazione del liquido nel microstrato.

L'ebollizione nucleata è un regime di scambio estremamente complesso, in cui differenti fenomeni concorrono alla definizione dello scambio termico locale. I modelli basati sulla caratterizzazione delle diverse fasi dell'ebollizione (es. modello RPI) potrebbero permettere una migliore caratterizzazione dello scambio termico in regime di ebollizione sottoraffreddata, rispetto alle formulazioni adottate abitualmente, quale ad esempio la formulazione di Rohsenow (Eq.2.11). L'impiego di questi modelli richiede tuttavia la conoscenza di un ampio numero di parametri, alcuni dei quali necessitano di misurazioni sperimentali (es.tempo di distacco e crescita della bolla).

Modello RPI Il modello RPI si propone di valutare il flusso termico scambiato alla parete descrivendo analiticamente le caratteristiche osservate nel ciclo delle bolle durante la fase di ebollizione sottoraffreddata. In particolare, il modello quantifica lo scambio termico in 3 contributi, di importanza differente nelle varie fasi del ciclo delle bolle. La sommatoria dei vari contributi, definisce il flusso termico scambiato alla parete:

$$q_{NB} = q_{cv} + q_{ev} + q_{quench} \tag{4.2}$$

• Convezione monofase liquida

Il contributo convettivo valuta la capacità del liquido prossimo alla parete di trasportare energia fuori dalla zona di influenza delle bolle. La formulazione adottata da Podowski et al.(2009)[18] nell'ambito della definizione del modello RPI mostra la dipendenza del contributo convettivo dall'estensione della superficie non coinvolta nel processo di nucleazione.

$$q_{cv} = A_{cv} S t_w \rho_l c_{P,l} u_{l,w} (T_{w,l} - T_w)$$
(4.3)

dove q_{cv} flusso termico convettivo [W/m²], A_{cv} frazione di superficie non interessata a fenomeni di nucleazione [m²], ρ_l densità del liquido [kg/m³], $c_{P,l}$ calore specifico a pressione costante del liquido [kJ/kgK], $u_{l,w}$ velocità del liquido in prossimità della parete [m/s], $St_w = \frac{h}{\rho u c_P}$ numero di Stanton valutato alla temperatura della parete, T_w temperatura di parete [K], $T_{w,l}$ temperatura del liquido in prossimità della parete [K].

• Scambio termico evaporativo

Il contributo evaporativo dipende essenzialmente dalla quantità di liquido evaporato nel processo di crescita della bolla. La portata evaporativa è perciò funzione del numero di siti di nucleazioni N" e di un parametro f_{det} , detto "frequenza di distacco delle bolle", oltre che dalla dimensione media della bolla al momento del distacco, d_{det} e del calore latente di evaporazione h_{fg} .

$$q_{ev} = \frac{\pi}{6} d_{det}^3 \rho_v f_{det} N"h_{fg} \tag{4.4}$$

• Scambio termico per "quenching"

Il distacco delle bolle dal loro sito "strappa" il substrato surriscaldato, immediatamente rimpiazzato dal fluido freddo. Le bolle distaccatesi si muovono attraverso il liquido sottoraffreddato, nel quale condensano, rilasciando il calore latente. La fase di ricostruzione del substrato surriscaldato avviene tramite processi microconvettivi, indotti dalla movimentazione del fluido in seguito al distacco della bolla, e un transitorio conduttivo. Entrambi i processi risultano estremamente performanti dal punto di vista dello scambio termico, vista la presenza di un elevato gradiente di temperatura alla parete (rispetto alla fase di crescita).

$$q"_{quench} = t_{det} f_{det} A_{quench} \frac{2k_l (T_w - T_l)}{\sqrt{\pi t_{det} k_l / (\rho_l c_{P,l})}}$$
(4.5)

A completamento del modello RPI, occorrono relazioni che permettono di stimare alcuni parametri necessari per la valutazione delle componenti di flusso evaporativo e di "quenching". I parametri in questione risultano essere: il diametro di distacco delle bolle, la densità di siti di nucleazione e la frequenza di distacco delle bolle.

Il diametro medio di distacco delle bolle può essere valutato attraverso formulazioni empiriche. In questa trattazione, sono presentate due correlazioni: la prima adottata da Podowski et al.(2009)[18] nella formulazione del modello RPI ed una proposta da Zeng et al.(1993)[21]. Entrambe le formulazioni presentano il vantaggio di essere indipendenti dall'angolo di contatto (Fig.4.4), la cui stima analitica risulta molto complessa.

La correlazione utilizzata da Podowski et al.(2009) [17] presenta una dipendenza esponenziale dal grado di sottoraffreddamento del fluido di bulk:

$$d_{det} = 0.0014 exp(-\frac{\Delta T_{sub}}{45})$$
(4.6)

La formulazione di Zeng et al.(1993)[22] presenta una dipendenza dal tasso di crescita delle bolle, stimata sulla base di dati sperimentali.

$$d_{det} = 2\{\frac{3}{4}\frac{K^{2/n}}{g}[3/2C_s n^2 + n(n-1)]\}^{n(2-n)}$$
(4.7)

dove K, C_s e n sono coefficienti sperimentali (K=1.56, C_s=20/3, n=0.312), g l'accelerazione di gravità [m/s²]. Il range di applicabilità della formulazione è il seguente: pressione 0.2-2.8 bar, numero di Jakob 4-869.

Il numero di Jakob è definito come rapporto tra il calore sensibile associato alla differenza fra temperatura di parete e temperatura di saturazione del fluido ed il calore latente di vaporizzazione.

$$N_{Ja} = \frac{\rho_f c_f \Delta T_w}{\rho_g \lambda} \tag{4.8}$$

La frequenza di distacco delle bolle dalla parete contribuisce a definire l'intensità del fenomeni di ebollizione alla parete. Dal punto di vista matematico, viene valutato come il reciproco del tempo che intercorre fra la comparsa di una bolla e la sua successiva nel medesimo sito. Questo tempo è a sua volta composto da un tempo di attesa, necessario per la ricomparsa del germe di nucleazione della bolla in prossimità del sito, ed un tempo di crescita, necessario alla bolla per raggiungere le dimensioni di distacco dalla parete:

$$f_{det} = \frac{1}{t_{wait} + t_{growth}} \tag{4.9}$$

Le tecniche di Particle Image Velocimetry sono utilizzate per valutare in maniera empirica i tempi che caratterizzano le diverse fasi, considerando le condizioni sperimentali adottate. Sulla base dei dati sperimentali ottenuti nelle varie sperimentazioni, sono quindi formulate correlazioni empiriche, i cui campi di validità risultano però estremamente vincolati alle condizioni sperimentali. La definizione di un modello analitico completo che permetta di valutare i tempi caratterizzanti le varie fasi del ciclo delle bolle tuttavia non è attualmente disponibile.

In mancanza di dati sperimentali riguardanti i tempi di crescita e comparsa della bolla, si utilizzano correlazioni per stimare la frequenza di distacco, funzione del diametro di distacco della bolla, che comportano tuttavia maggiori incertezze nella valutazione del flusso termico. Una delle correlazioni è quella di Cole (1960)[2].

$$f_{det} = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3\rho_l d_{det}}} \tag{4.10}$$

Stratificazione termica La rimozione di potenza termica attraverso scambiatori di calore immersi in piscina comporta la graduale creazione di gradienti verticali di temperatura all'interno della piscina. La comparsa di questi fenomeni avviene in seguito a scambi di calore, di natura prevalentemente conduttiva, che occorrono nelle regioni di piscina non influenzate direttamente dalle superfici di scambio termico. Nel caso di scambiatori di calore immersi in piscina, la presenza di stratificazione termica implica temperature del fluido di bulk crescenti con la quota, velocizzando quindi il raggiungimento delle condizioni di saturazione del fluido negli strati superiori della piscina, favorendo in questi quindi la comparsa di fenomeni ebollitivi, maggiormente efficienti nella rimozione del calore, rispetto alla convezione naturale.

Capitolo 5

Conclusioni

Durante lo sviluppo dell'elaborato, si è cercato di individuare, nell'ambito degli scambiatori di calore immersi in piscina, gli aspetti maggiormente rilevanti per la caratterizzazione dello scambio termico, cercando di fornire indicazioni utili per l'eventuale costruzione di un apparato sperimentale. Gli scambiatori di calori immersi in piscina sono costituiti da un lato primario, costituito dalle tubazioni all'interno delle quali scorre il fluido primario che, raffreddandosi, rilascia potenza termica alle pareti delle tubazioni. La potenza termica viene quindi trasferita per conduzione fino alla superificie esterna delle tubazioni, dove viene rimossa dal fluido presente in piscina, lato secondario dello scambiatore di calore, attraverso fenomeni di convezione ed ebollizione.

Nell'ambito della sperimentazione, il lato primario dello scambiatore di calore può consistere in un fluido riscaldato, che viene introdotto all'interno delle tubazioni e cede energia per convezione alla supericie interna delle tubazioni. Diversamente, si possono adottare tubazioni dotate di riscaldatori elettrici, che permettono quindi di regolare il flusso termico alla parete, evitando quindi l'influenza dei parametri termoidraulici del fluido primario. In generale, nell'ambito sperimentale, il fluido primario fluisce all'interno delle tubazioni in regime di convezione forzata monofase ed è caratterizzato da temperature di ingresso che generalmente non superano i 160 °C, allo scopo di evitare eccessivi salti di temperatura fra fluido primario e secondario (in genere, acqua a pressione atmosferica), che potrebbero comportare la formazione di vapore sulla superficie esterna delle tubazioni, limitando pericolosamente lo scambio termico. Le esperienze sperimentali presentate hanno dimostrato l'influenza rilevante dal punto di vista dello scambio termico della portata e della temperatura di ingresso del fluido primario. In particolare, le alte velocità del fluido associate alle maggiori portate in massa e la riduzione della viscosità, associata alle maggiori temperature di ingresso, comportano più elevati coefficienti di scambio termico. Uno dei possibili aspetti di interesse correlato al lato primario dello scambiatore di calore, può consistere nello studiare lo scambio termico in presenza di fluido primario in condensazione.

Il lato secondario del sistema di scambio è costituito dalla piscina, il cui compito è rimuovere il calore dal lato primario. I meccanismi di scambio termico che occorrono all'interno della piscina dipendono da molteplici aspetti: caratteristiche geometriche dello scambiatore, condizioni iniziali del fluido secondario, fenomeni di ricircolazione interni alla piscina, formazione graduale di stratificazione termica, flusso termico introdotto. Date le dimensioni delle piscine, in relazione alle superfici disperenti che le costituiscono, lo scambio termico che intercorre fra le pareti della piscina e l'ambiente esterno può essere considerato ininfluente.

La rimozione del calore avviene in prossimità della superficie esterna delle tubazioni riscaldanti, che possono essere configurate come banchi di tubi o a singolo tubo. Le differenze fra le due configurazioni sono notevoli.

Il singolo tubo scambiante verticale è utilizzato spesso in facility di dimensioni ridotte, caratterizzate da potenze termiche scambiate relativamente basse (0-100 kW, indicativamente). Questa configurazione permette inoltre di adottare apparecchiature di dimensioni minori e risulta molto utilizzata nello studio dei meccanismi di scambio termico alla parete.

La configurazione in banco di tubi presenta un aspetto peculiare: lo scambio termico presenta importanti differenze fra le regioni interne del fascio tubiero, dette "confinate", costituite dai sottocanali formati dal reticolo di tubi, e le zone immediatamente esterne al fascio tubiero. In particolare, le regioni interne al banco di tubi sono caratterizzate da maggiori velocità di risalita del fluido, che possono comportare la soppressione del fenomeno ebollitivo, che caratterizza le regioni superiori dello scambiatore di calore. Questo effetto sembra dipendere dalla lunghezza verticale delle tubazioni, oltre che dal passo del banco di tubi.

In generale, la piscina presenta sempre fenomeni di stratificazione termica, identificabile attraverso la misurazione dei gradienti verticali di temperatura. La comparsa di questo fenomeno comporta il raggiungimento delle condizioni di inizio dell'ebollizione, prima, e quindi della saturazione del fluido negli strati superiori della piscina in tempi notevolmente ridotti rispetto alle zone inferiori.

Per flussi termici contenuti, la convezione naturale alla parete permette di rimuovere calore dal lato primario, ridistribuendo l'energia all'interno della piscina. Per flussi termici rilevanti, le alte temperature di parete possono comportare l'innesco di fenomeni di ebollizione sottoraffreddata e satura. L'ebollizione sottoraffreddata è un fenomeno eterogeneo che comporta la formazione di bolle alla parete, nonostante la temperatura di bulk del liquido risulti minore di quella di saturazione. La dinamica dei fenomeni di ebollizione alla parete è complessa e collegata alle diverse fasi del ciclo delle bolle. Ebollizione e convezione sono quasi sempre fenomeni concomitanti nell'ambito della sperimentazione. Si è visto tuttavia che l'ebollizione risulta essere il fenomeno di scambio termico predominante con l'aumento dei flussi termici (>100 kW).

La piscina, a seconda delle dimensioni, della durata dell'esperimento e della potenza introdotta, può necessitare di un sistema di reintegro del fluido, per garantire l'operatività nel tempo. All'interno del bulk liquido, si instaurano inoltre moti di convezione naturale, che ridistribuiscono l'energia nel fluido aumentandone la temperatura e riducendo gradualmente la stratificazione termica. I moti di ricircolazione del fluido sono caratterizzati da basse velocità nelle regioni della piscina lontane dalle superfici di scambio termico.

Lo sviluppo verticale degli scambiatori favorisce i fenomeni di convezione e la risalita di fluido in prossimità del pelo libero, raggiunto il quale, il fluido cambia direzione, muovendosi in direzione orizzontale verso le superfici fisiche (bordi) che delimitano la piscina, in prossimità delle quali inverte nuovamente la direzione andando a miscelarsi con gli strati inferiori di fluido, contribuendo alla scomparsa della stratificcazione termica, chiudendo il percorso di ricircolazione. In generale, si è osservato che i moti di ricircolazione favoriscono il mixing radiale fin dalle prime fasi del transitorio.

Molti aspetti sono stati analizzati in letteratura, quali ad esempio l'evoluzione dello scambio termico durante il transitorio di riscaldamento della piscina, facendo riferimento principalmente a sistemi caratterizzati da elevati rapporti fra D_{pool}/D_{hx} , ovvero da scambiatori di calore dotati di ampie piscine. L'ambito degli scambiatori caratterizzati da ridotti rapporti D_{pool}/D_{hx} potrebbe essere in futuro un importante campo di ricerca.

Bibliografia

- Burgazzi L., Chapter 2 Reliability of Passive Systems in Nuclear Power Plants in: Wael A., Nuclear Power Practical Aspects, IntechOpen (2012), 23-58
- [2] Cole. R., A Photographic Study of Pool Boiling in the Region of the Critical Heat Flux. AIChE J., 6 (1960) 533-542
- [3] Demiray F., Kim J., Microscale heat transfer measurements during pool boiling of FC-72: effect of subcooling, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 3257-3268
- [4] Fan J., Furbo S. Bouyancy driven flow in a hot water tank due to standy heat loss, Solar Energy 86 (2012) 3438-3449
- [5] Ganguli A. A., Sathe M.J., Pandit A. B., Joshi J.B., Vijayan P.K. Hydrodynamics and heat transfer characteristics of passive decay heat removal systems: CFD calculations and experimental measurements, Chemical Engineering Research and Design 89 (2010) 2024-2037 .
- [6] Ge J., Tian W., Qiu S., Su G.H. CFD investigation on thermal hydraulics of the passive residual heat removal heat exchanger (PRHR HX), Nuclear Engineering and Design 327 (2018) 139–149
- [7] Ge J., Tian W., Qiu S., Su G.H. CFD simulation of secondary side fluid flow and heat transfer of the passive residual heat removal heat exchanger, Nuclear Engineering and Design 337 (2018) 27–37
- [8] Gerardi C., Buongiorno J., Hu L.W., McKrell T. Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video International Journal of Heat and Mass Transfer 53 (2010) 4185-4192
- [9] Gupta A., Eswaran V., Munshi P., Maheswari N. K., Vijayan P.K. Thermal stratification studies in a side heated water pool for advanced heavy water reactor applications, Heat and Mass Transfer 45 (2009) 275–285

- [10] Han C.Y., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling, Technical report (Massachusetts Institute of Technology, Heat Transfer Laboratory) no. 19. (1962)
- [11] Kang M.G., Experimental investigation of tube length effect on nucleate pool boiling heat transfer, Annals of Nuclear Energy 25 (1998) 295-304
- [12] Kim J. Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanism, International Journal of Multiphase Flow 35 (2009) 1067-1076
- [13] Kumar S., Vijayan P. K., Kanna U., Sharma M., Pilkwhal D.S., Experimental and computational simulation of thermal startification in large pools with immersed condenser, Applied Thermal Engineering 113 (2017) 345-361
- [14] Li X., Li N., Wang Z., Fu X., Lu D., Yang Y. Phenomena identification and ranking table for passive residual heat removal system in IRWST, Annals of Nuclear Energy 94 (2016) 80–86
- [15] Liu Z.H., Qiu Y.H., Enhanced boiling heat transfer in restricted spaces of a compact tube bundle with enhanced tubes, Applied Thermal Engineering 22 (2002) 1931–1941
- [16] Lu D., Zhang Y., Fu X., Wang Z., Cao Q., Yang Y. Experimental investigation on natural convection heat transfer characteristics of C-shape heating rods bundle used in PRHR HX, Annals of Nuclear Energy 98 (2016) 226–238
- [17] Moghaddam S., Kiger K. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of FC-72 under saturation conditions-I. Experimental investigation, International Journal of Heat and Mass Transfer 52 (2009) 1284-1294
- [18] Podowski M.Z., Podowski R.M., Mechanistic Multidimensional Modeling of Forced Convection Boiling Heat Transfer, Science and Technology of Nuclear Installations Volume 2009 (2009) Article ID 387020, 10 pages
- [19] Tao J., Gua H., Xionga Z., Jiangb X., Xie Y. Parametric analysis of heat transfer rate of passive residual heat removal heat exchanger submerged in water tank, Experimental Thermal and Fluid Science 98 (2018) 317–327
- [20] Tian Y., Zhang K., Wang N., Cui Z., Cheng L. Numerical study of pool boiling heat transfer in a large-scale confined space, Applied Thermal Engineering 118 (2017) 188–198

- [21] Tian Y., Chen Z., Wang N., Cui Z., Cheng L. Experimental investigations on pool boiling on a vertical tube in the confined and unconfined spaces, Applied Thermal Engineering 133 (2018) 107–116
- [22] Zeng L.Z., Klausner J.F., Meit R. A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems-I. Pool Boiling, Int.J. Heat Mass Transfer 36 (1993) 2261-2270
- [23] Zhang Y., Lu D., Du Z., Fu X., Wu G. Numerical and experimental investigation on the transient heat transfer characteristics of C-shape rod bundles used in Passive Residual Heat Removal Heat Exchangers, Annals of Nuclear Energy 83 (2015) 147–160
- [24] MIT NSE Nuclear Information Hub, "What is Decay Heat?", https://mitnse.com/what-is-decay-heat/, ultimo accesso 28/11/2018
- [25] Mattioli D., Pergreffi R., Rocchi F., Acquisizione del codice FLICA: metodi di calcolo utilizzati nei codici francesi per l'analisi termoidraulica di nocciolo dei PWR, ENEA Report Rds/2013/059 (2013)

Appendice A

Simbologia

A.1 Simboli

А superficie di scambio termico $[m^2]$ calore specifico $[J/kg \circ C]$ с coefficiente di Corletti C_{sf} D diametro [m] diametro idraulico [m] D_h accelerazione indotta dalle forze di massa $[m/s^2]$ f accelerazione di gravità $[m/s^2]$ g coefficiente di scambio termico $[W/m^2 \circ C]$ h Η altezza [m] $conducibilità termica [W/m^{\circ}C]$ k Ĺ potenza meccanica delle forse esterne [W] \dot{L}_S potenza scambiata dalle forze di superficie [W] \dot{L}_v potenza scambiata dalle forze di volume [J/kg]Р pressione [Pa] flusso termico $[W/m^2]$ q Ò potenza termica scambiata [W] Q_S potenza termica scambiata per conduzione [W] $\dot{Q_V}$ potenza volumetrica generata [W] potenza termica massica generata [W/kg]ġ S_C superficie di controllo tensore delle tensioni $[N/m^2]$ t Т Temperatura [°] T_{∞} temperatura del liquido di bulk [K]

 ΔT salto di temperatura [° C]

- u velocità fluido $[m/s^2]$
- V_C volume di controllo
- W portata di fluido [kg/s]
- β coefficiente di espansione termica [°C]
- η viscosità dinamica [Pa s]
- μ viscosità dinamica [Pa s]
- $u \qquad viscosità\ cinematica\ [m^2/s]$
- ξ energia specifica interna [J/kg]
- $ho = densita~[kg/m^3]$
- σ tensione superficiale [N/m]
- au tensore deviatorico degli sforzi [N/m²]

A.2 pedici

b	bulk o boiling
det	distacco
f	fluido
1	liquido
nb	ebollizione nucleata
nc	${\rm convezione}\ {\rm naturale}$
ONB	onset of boiling
or	orizzontale
р	pressione
sat	saturazione
sub	${\it sottoraff} reddato$
surr	$\operatorname{surriscaldato}$
V	vapore
vr	verticale
W	wall (parete)