



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-memoires-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-memoires-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

# RAPPORT DE STAGE-MASTER2 MEPP/MFE

**Kemo CISSE**

**04/09/2012**

**liten**

Sujet : Dimensionnement des échangeurs et étude des transferts thermiques de fluides supercritiques

Lieu d'accueil : Laboratoire des Echangeurs Thermiques (LETh)- CEA Grenoble

Encadrant : Dr. Stéphane COLASSON

Professeur responsable : David LACROIX



UNIVERSITÉ  
DE LORRAINE

Nancy-Université  
*Université  
Henri Poincaré*



ines  
INSTITUT NATIONAL  
DE L'ÉNERGIE SOLAIRE



## **Remerciements**

Ayant découvert très récemment l'hydrodynamique des fluides supercritiques, de nombreuses personnes m'ont aidé et assisté dans cette étude.

Je remercie tout particulièrement mon encadrant de stage, Dr. Stéphane COLASSON pour sa disponibilité, sa patience et ses encouragements.

Dans cette lignée de grands chercheurs, tous mes remerciements à Jean-François FOURMIGUE dont l'aide m'a été précieuse pour la partie modélisation numérique de ce projet, à Arnaud BRUCH dont les travaux de doctorat m'ont servi de référence tout au long de mon stage, pour sa disponibilité et ses conseils, à Mathieu MARIOTTO et Benjamin DAVID qui ont été aussi comme des encadrants pour moi, mes collègues de bureau Adèle, Allan, Amine, Honda et tous les autres gens du LETh au D4, pour leur soutien moral, leurs conseils, leur disponibilité et parfois leurs explications sur certaines questions. Et tous mes remerciements au chef du LETh Mr. Patrice TOCHON et son assistante Monique SABATE qui m'ont bien accueilli dans leur laboratoire.

Tous mes remerciements à la SNCF pour ses mises à l'épreuve régulières de ma patience et de mes capacités d'adaptation entre Lyon et Grenoble.

En fin tous mes remerciements à toute la famille et les amis à Lyon pour leurs conseils et leur soutien moral.

Merci à tous !!!

## Présentation du lieu de stage

Ce présent document étant rapport de stage de fin d'études de master 2 de MEPP (Mécanique-Energétique-Produits-Procédé) effectué au sein du LETh(Laboratoire des Echangeurs Thermiques) du CEA de Grenoble.

Le CEA (Commissariat à l'Energie Atomique et aux énergies alternatives) est un acteur majeur de la recherche, du développement et de l'innovation en France. Il intervient dans quatre grands domaines : les énergies basses carbones (nucléaires et renouvelables), les technologies pour l'information et pour la santé, les Très Grandes Infrastructures de Recherche (TGIR), et la défense et la sécurité globale. Pour chacun de ces quatre grands domaines, le CEA s'appuie sur une recherche fondamentale d'excellence et assure un rôle de soutien à l'industrie.

Le CEA est implanté sur 10 centres répartis dans toute la France et développe de nombreux partenariats avec d'autres organismes de recherche, des industriels, les collectivités locales et les universités.

le centre de Grenoble consacre l'essentiel de ses recherches au développement des nouvelles technologies, dans les domaines de l'énergie, de la santé, de l'information et de la communication des batteries électriques aux nanotechnologies en passant par les matériaux et les biotechnologies. Le CEA Grenoble est à la pointe de la recherche technologique et participe activement au transfert de ces connaissances vers l'industrie.

Le CEA est composé de plusieurs Directions, elles même divisées en laboratoires thématiques. Le LETh fait partie du LITEN (Laboratoire d'Innovation pour les Technologies des Energies Nouvelles et des Nanomatériaux)

Le LITEN est divisé en département, le LETh est rattaché au DTS (Département des Technologies Solaires). Le DTS s'articule autour de trois principaux axes que sont : l'énergie solaire photovoltaïque, l'énergie solaire thermique et la maîtrise de l'énergie. le département est composé actuellement de cinq laboratoires :

- le Laboratoire d'Intégration Solaire (LIS) ;
- le Laboratoire des Composants Solaire (LCS) ;
- le Laboratoire des Systèmes Solaires (L2S) ;
- le Laboratoire des Echanges Thermiques (LETh).
- Le laboratoire de stockage électrique

Le LETh est réparti sur deux sites : sur le site du CEA/Grenoble et sur le site de l'INES à Chambéry Savoie Technolac. Le LETh est l'un des membres fondateurs du GRETh (Groupement pour la Recherche sur les Echangeurs Thermiques) Créé à l'initiative du CEA et de l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie). le GRETh a pour vocation d'apporter son soutien aux industriels dans le domaine de la thermique. Le LETh dispose d'une équipe spécialisée dans le dimensionnement thermique et fonctionnel d'échangeurs de chaleur. Il possède plus de 20 ans d'expérience dans le domaine des systèmes énergétiques, notamment par le biais des échangeurs de chaleur. Parmi ses domaines de

compétences, on trouve les échangeurs compacts et multifonctionnels, les pompes à chaleur, ainsi que les systèmes de réfrigération. Au sein du paysage français actuel, le LETh a un rôle très important à jouer dans le domaine des échangeurs innovants en tant que structure passerelle entre la demande industrielle et les équipementiers ou les utilisateurs.

## Nomenclature

symbole	signification	unité
$C_p$	capacité calorifique	[J/kg/K]
$G$	Débit surfacique	[kg/s/m <sup>2</sup> ]
$Gr$	nombre de GRASHOFF	
$h$	l'enthalpie spécifique	[J/kg]
$L$	Longueur	[m]
$Nu$	Nombre de NUSSELT	
$Pr$	nombre de PRANDTL	
$\dot{Q}$	Puissance échangé	[W]
$Re$	nombre de REUNOLDS	
$S$	surface d'échange	[m <sup>2</sup> ]
$s$	section de passe	[m <sup>2</sup> ]
$T$	Température	[K ou °C]
$U$	coefficient d'échange global	[W/m <sup>2</sup> /K]
$v$	vitesse	[m/s]
$\alpha$	coefficient d'échange convectif	[W/m <sup>2</sup> /K]
$\lambda$	conductivité thermique	[W/m/K]
$\mu$	viscosité dynamique	[Pa.s]
$\nu$	viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> /s]
$\varepsilon$	rugosité de la paroi	
$\xi$	coefficient de frottement	
$\varphi$	densité de flux surfacique	[W/m <sup>2</sup> ]
$\rho$	masse volumique	[kg/m <sup>3</sup> ]

## Les indices

s=sortie

b=bulk

c=chaud

Calo=Caloporteur

e=entrée

ext=extérieur

f=froid

HX=heat exchanger

int= intérieur

max=maximum

min=minimum

refr=réfrigérant

w=wall

# Contents

<b>I. INTRODUCTION GENERALE</b> .....	<b>9</b>
I.1 CONTEXTE DE L'ETUDE.....	9
I.2 ENJEUX DE L'ETUDE .....	9
<b>II. GENERALITES</b> .....	<b>10</b>
II.1 INTRODUCTION.....	10
II.2 LES PROPRIETES THERMO-PHYSIQUES .....	10
II.3 TRANSFERTS THERMIQUES DANS LES FLUIDES SUPERCRITIQUES .....	12
II.3.1 Convection dans un écoulement horizontal de fluide supercritique.....	13
II.3.2 Classification des différents régimes de transferts thermiques dans les fluides supercritiques .....	13
II.4 LES PERTES DE PRESSION DANS UN ECOULEMENT DE FLUIDE SUPERCRITIQUE.....	14
II.5 CONCLUSION .....	15
<b>III. ETUDE DE CORRELATIONS</b> .....	<b>15</b>
III.1 INTRODUCTION.....	15
III.2 METHODOLOGIE .....	16
III.2.1 Description du modèle physique .....	16
III.2.2 Description du modèle numérique .....	16
III.3 SIMULATION DES CORRELATIONS .....	16
III.3.1 Les corrélations du nombre de NUSSELT .....	16
III.3.2 Comparaison des corrélations.....	26
III.3.3 Les corrélations de coefficient de perte de pression par frottement .....	27
III.3.4 Comparaison des corrélations du coefficient de perte de pression .....	31
III.4 CONCLUSION .....	32
<b>IV. MODELISATION NUMERIQUE</b> .....	<b>33</b>
IV.1 INTRODUCTION.....	33
IV.2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES ETUDES NUMERIQUES D'ECOULEMENTS DE FLUIDES SUPERCRITIQUES.....	33
IV.2.1 He S. et al. (S. HE, 2005).....	33
IV.2.2 CHENG X. et al. (X. CHENG, 2007).....	33
IV.2.3 YANG J. et al. (J. YANG, 2007).....	34
IV.2.4 HUIXIONG L. et al. (X. LEI, 2012).....	34
IV.3 METHODOLOGIE .....	34
IV.3.1 Formulation mathématique des équations de l'écoulement.....	34
IV.3.2 Modèles de turbulence .....	35
IV.3.3 Géométrie et Maillage .....	36
IV.3.4 Conditions aux limites.....	36
IV.3.5 Schéma de discrétisation.....	37
IV.3.6 Les propriétés thermo-physiques du fluide .....	37
IV.3.7 Validation du modèle de calcul.....	37
IV.4 RESULTATS .....	38
IV.4.1 L'influence de la gravité sur l'écoulement du R134a supercritique dans un tube horizontal ....	38
IV.4.2 Influence des différents paramètres sur le coefficient d'échange convectif.....	45
IV.5 CONCLUSION .....	49
<b>V. COMPARAISON DES RESULTATS DE LA MODELISATION NUMERIQUE ET CEUX DE L'ETUDE DES CORRELATIONS</b> .....	<b>49</b>



<b>VI.</b>	<b>CALCUL DE DIMENSIONNEMENT DE L'ÉCHANGEUR SUPERCRITIQUE .....</b>	<b>50</b>
VI.1	GENERALITES SUR LES ECHANGEURS DE CHALEUR .....	50
VI.1.1	<i>Introduction .....</i>	<i>50</i>
VI.1.2	<i>Les principaux types d'échangeurs.....</i>	<i>50</i>
VI.2	ETUDE D'ÉCHANGEUR A FAISCEAUX TUBULAIRES : FONCTIONNEMENT AVEC UN FLUIDE SUPERCRITIQUE 54	
VI.2.1	<i>Objectif de l'étude.....</i>	<i>54</i>
VI.2.2	<i>Les hypothèses de fonctionnement .....</i>	<i>54</i>
VI.2.3	<i>Evaluation du coefficient d'échange global(<math>U_{global}</math>) .....</i>	<i>55</i>
VI.2.4	<i>Evaluation des pertes de pression.....</i>	<i>61</i>
VI.2.5	<i>Evaluation de la création entropique de l'échangeur.....</i>	<i>62</i>
VI.3	CALCUL DE DIMENSIONNEMENT D'ÉCHANGEUR SUPERCRITIQUE .....	63
VI.3.1	<i>Description du modèle de calcul EES.....</i>	<i>63</i>
VI.3.2	<i>Calcul avec les données ENERTIME.....</i>	<i>63</i>
VI.3.3	<i>Calcul de dimensionnement en iso puissance .....</i>	<i>68</i>
VI.3.4	<i>Etude comparative entre échangeur sous-critique et échangeur supercritique.....</i>	<i>72</i>
VI.4	CONCLUSION .....	78
<b>VII</b>	<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>79</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>81</b>
<b>A.</b>	<b>REVUE DE CORRELATIONS DE NOMBRE DE NUSSOLT.....</b>	<b>83</b>
<b>B.</b>	<b>REVUE DE CORRELATIONS DE COEFFICIENT FROTTEMENT POUR UN ECOULEMENT DE FLUIDE SUPERCRITIQUE.....</b>	<b>95</b>
<b>C.</b>	<b>COMPLEMENTS SUR LE CALCUL DE DIMENSIONNEMENT .....</b>	<b>96</b>
	LES PARAMETRE GEOMETRIQUES DE L'ÉCHANGEUR .....	97
	VARIATION DES PARAMETRES LOCAUX .....	98

# I. Introduction générale

Aujourd'hui avec une croissance permanente des prix de l'énergie et face aux objectifs du développement durable, la maîtrise de l'énergie est devenue un enjeu majeur dans tous les domaines d'activités. Pour les professionnels de l'énergie, le premier enjeu est de concevoir des systèmes et procédés énergétiques avec de meilleures efficacités. Ces systèmes et procédés énergétiques doivent être à la fois économiques et respectueux des normes environnementales en vigueur.

Dans un certain nombre d'unités de production industrielles, ils existent des rejets thermiques à des niveaux de température plus ou moins élevés. (De 60 à 150°C). Plusieurs voies sont envisageables pour la récupération de cette chaleur. D'un côté, il est possible de transformer cette énergie thermique en électricité au moyen de générateurs thermoélectriques et de l'autre côté, il existe la possibilité de faire la transformation de la chaleur en énergie mécanique, avec des machines thermiques basées sur le cycle thermodynamique de de RANKINE, de BRAYTON ou de STIRLING.

## I.1 Contexte de l'étude

Dans le cas particulier des systèmes de Rankine Organiques, ils «permettent de convertir de la chaleur en travail mécanique par la génération de vapeur haute pression ensuite détendue dans une turbine ou expandeur ». Beaucoup études ont été menées sur ce sujet en vue de l'application de l'ORC (Organic RANKINE Cycle) en supercritique (S. KARELLAS, 2012).

Notre étude s'intègre au projet SURORC (SUpercrital Organic Rankine Cycle). Ce projet met en partenariat plusieurs organismes notamment le CEA que nous représentons, le CNAM (Conservatoire Nationale des Arts et Métiers) de Paris, ENERTIEME/SEPAREX. Le projet consiste en l'étude de performances de l'ORC supercritique pour les applications de récupération de chaleur à basse température (moins de 150°C).

## I.2 Enjeux de l'étude

Dans ce projet, notre travail consiste à faire le calcul de dimensionnement d'un échangeur supercritique. A la suite de ce calcul, une étude comparative sera menée entre les performances d'un échangeur diphasique sous-critique et un échangeur supercritique.

Pour cela nous mènerons tout d'abord une étude théorique permettant d'établir les mécanismes thermo-hydrauliques dominant pour la compréhension des transferts thermiques des fluides supercritiques en chauffage. Cette étude sera faite à travers une simulation de différentes corrélations existantes dans la littérature pour la modélisation des transferts thermiques (les corrélations de calcul du nombre de NUSSELT) et des aspects hydrauliques (corrélations de coefficients de frottement).

A partir de cette étude, un choix sur les lois de prédictions du coefficient d'échange convectif et du coefficient de frottement de l'écoulement de fluide supercritique sera fait pour effectuer le calcul de dimensionnement.

Dans une dernière partie, nous effectuerons une petite étude numérique sur l'écoulement du R134a dans le but de mieux comprendre les aspects thermo-hydrauliques de celui-ci.

## II. Généralités

### II.1 Introduction

Depuis le début des années 1950, les scientifiques (Soviétiques pour la plupart) ont mené un certain nombre d'études thermo-hydrauliques sur les fluides supercritiques. Ces études ont été menées en vue d'une application de l'eau supercritique pour le refroidissement des réacteurs de centrales nucléaires. Aujourd'hui avec les différentes réglementations environnementales, l'utilisation du  $CO_2$  supercritique dans les systèmes de réfrigération attise à nouveau les recherches scientifiques dans le domaine des fluides supercritiques. Ainsi de nombreux ouvrages et revues bibliographiques ont été consacrés aux phénomènes de transferts thermiques et aux aspects hydrauliques dans les écoulements de fluides supercritiques (l'eau et/ou le  $CO_2$ ). Malgré cette nouvelle engouement pour les écoulements de fluides supercritique, très peu d'études (nous n'avons pas pu trouver d'études) sont consacrées aux fluides organiques tel que le  $R134a$  supercritique.

Le but de ce chapitre, est de faire une petite étude sur les phénomènes de transferts thermiques et hydrauliques dans un écoulement de fluides supercritiques. Pour cela, nous commencerons l'étude sur les propriétés thermo-physiques des fluides supercritiques et très particulièrement celles du  $R134a$  supercritique.

### II.2 Les propriétés thermo-physiques

Autour du point critique, les propriétés thermo-physiques restent très sensibles à la variation de température. La figure ci-dessous montre la variation de la capacité calorifique ( $C_p$ ) du  $R134a$  en fonction de la température à différents niveau de pressions au-delà de la pression critique. A partir de cette figure, nous constatons qu'à chaque niveau de pression il existe un  $C_p$  maximal local en fonction de la température.

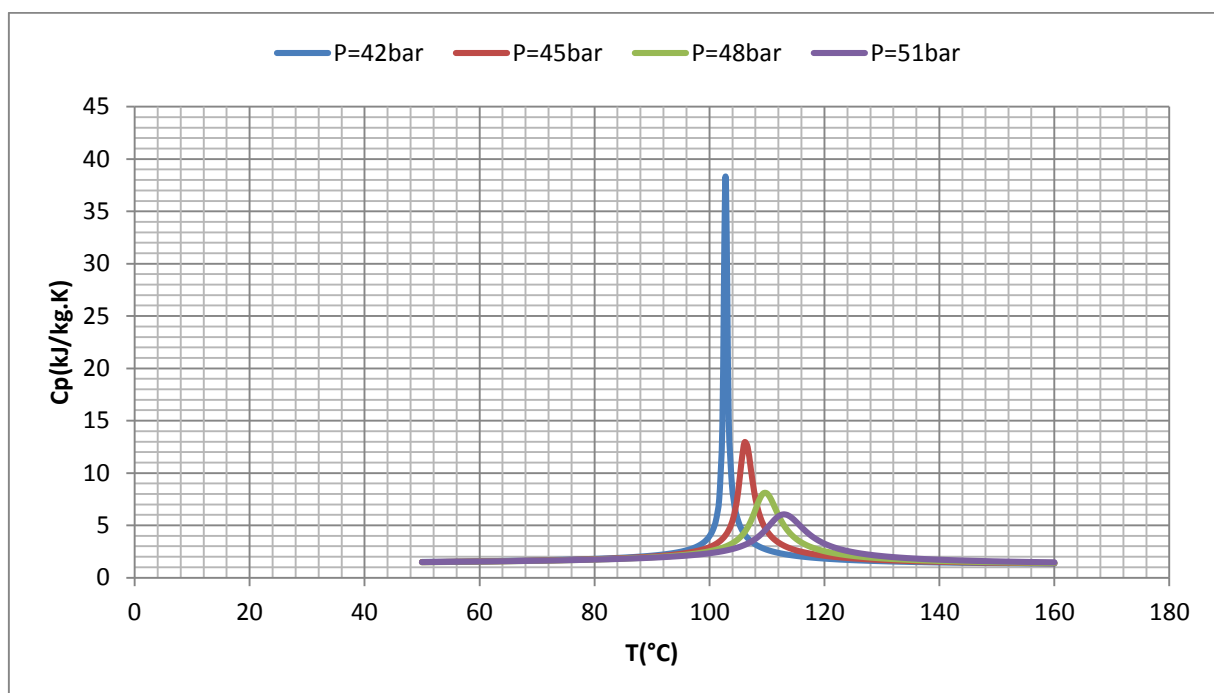


Figure II-1: variation du  $C_p$  du R134a en fonction de la température

Le point critique (cp) du R134a correspond à la température  $T = 101^\circ\text{C}$  et à la pression  $P = 40.59\text{bar}$ . Mais les valeurs des propriétés thermo physiques restent encore inconnues à ce point dans la plupart des bases de données. (NIST, 2012)

L'observation de la Figure II-1 nous permet de dire que plus la pression de travail est proche de la pression critique, plus la valeur maximale du  $C_p$  est grande, et plus la transition sous critique-supercritique est brève.

Les figures II-2 à II-5 montrent la variation des autres propriétés du fluide en fonction de la température à différents niveau de pression.

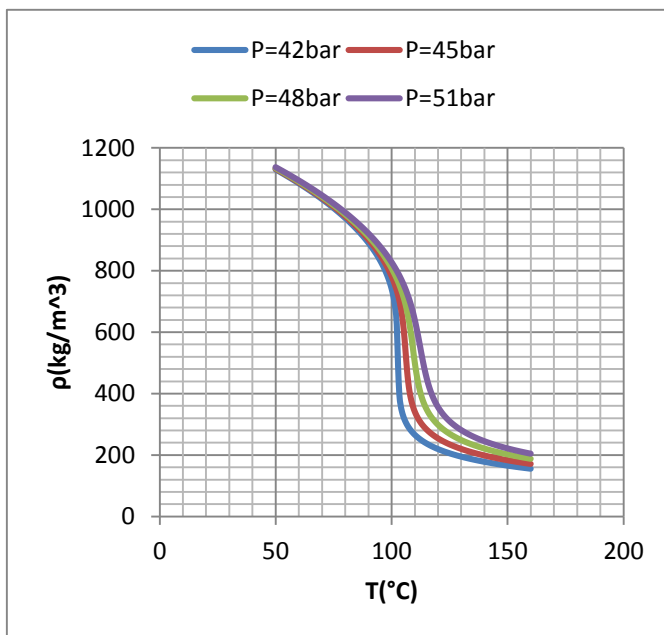


Figure II-2: variation de la masse volumique du **R134a** en fonction de la température

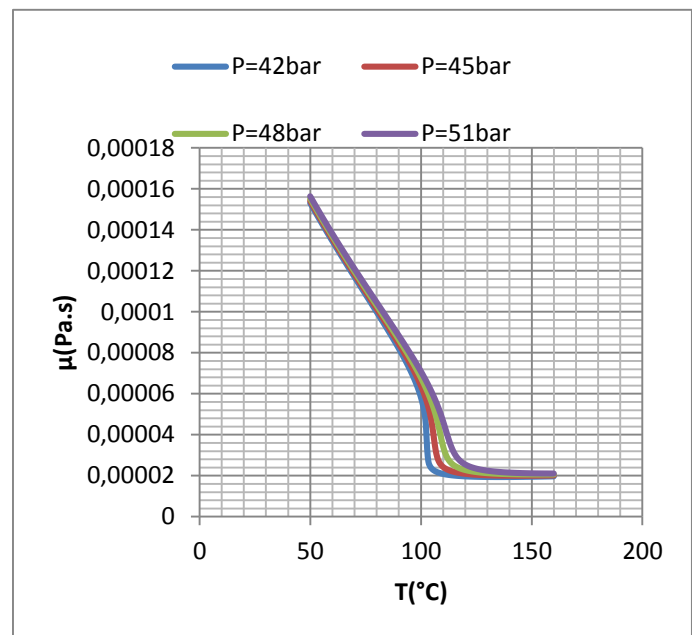


Figure II-3: variation de la viscosité dynamique du R134a en fonction de la température

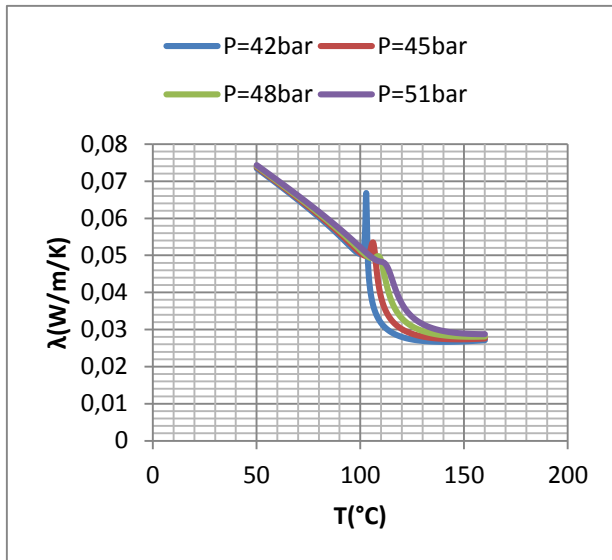


Figure II-4 : variation de la conductivité thermique du R134a en fonction de la température

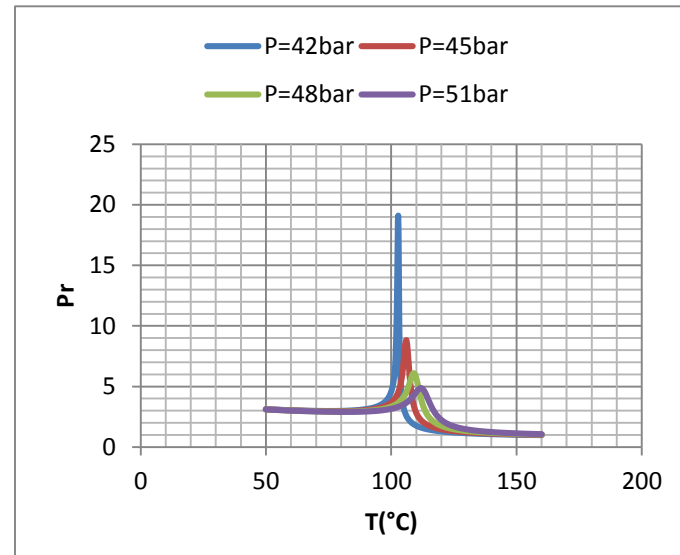


Figure II-5 : variation du nombre de PRANDTL du R134a en fonction de la température

Autour du point pseudo-critique, la masse volumique du R134a diminue de manière brutale. Cette diminution est autant plus radicale qu'on est proche de la pression critique. De même la viscosité dynamique aussi connaît presque la même sorte d'évolution. Ces deux grandeurs, à la différence du  $C_p$  en fonction de la température, leurs courbes d'évolution ne passent pas par un maximum mais restent décroissantes puis deviennent quasiment constantes quand on est éloigné du point pseudo-critique.

Comme le cas de la variation du  $C_p$ , la conductivité thermique  $\lambda$  aussi tend vers une valeur maximale autour du point pseudo-critique. Mais quand la pression de travail augmente, cette divergence de la conductivité thermique autour du point pseudo-critique a tendance à disparaître.

Du fait de l'augmentation du  $C_p$  autour du point pseudo-critique, on note aussi que pour chaque niveau de pression il existe un point où le nombre de PRANDTL est maximal.

En résumé, les propriétés thermo-physiques restent très sensibles autour du point pseudo-critique. Plus la pression la pression de travail est proche de la pression critique, plus la transition sous-critique supercritique est brève.

### II.3 Transferts thermiques dans les fluides supercritiques

Dans la littérature, la plupart des études expérimentales menées sur les fluides supercritiques concernent l'eau et/ou le  $CO_2$  (I. L. PIORO, 2004). Certaines études théoriques ont aussi été menées sur les fluides organiques supercritiques (K. BOUTROUFT, Décembre 2006) et (S. KARELLAS, 2012). Mais ces dernières n'abordent pas de manière très spécifiques les phénomènes de transferts thermiques et de frottement dans ces fluides supercritiques.

Le but de cette partie de notre travail consiste à faire une étude de la convection au niveau des fluides supercritique en écoulement turbulent. Cette étude se portera très particulièrement sur la prise en compte des différents modes de convection dans un écoulement turbulent horizontal de fluide supercritique. Rappelons que dans toute notre étude, seuls les transferts de chaleur par convection seront abordés.

### II.3.1 Convection dans un écoulement horizontal de fluide supercritique

Le terme convection désigne les mouvements dus à l'agitation thermique engendrant des différences de densités entre les molécules d'un fluide. Ainsi on parle de convection naturelle lorsque dans un écoulement de fluide non isotherme, les différences de masse volumique induites par les gradients de température peuvent mettre en mouvement le fluide en présence d'un champ de gravité. Quant à la convection forcée elle concerne les mouvements convectifs qui apparaissent sous l'action d'un organe de mise en circulation. Ici l'écoulement peut continuer même en absence de gradient de température. On parle de convection mixte quand la convection est due aux effets combinés des deux types de convections cité ci-dessus.

Dans le domaine des écoulements de fluides supercritiques, peu d'études sont effectuées sur les phénomènes de convection dans les écoulements horizontaux. A cause du changement radical des propriétés thermo-physiques des fluides supercritiques, la plupart des auteurs qui ont travaillé sur les écoulements horizontaux de ces fluides ont noté l'existence des phénomènes de convection mixte dans certain régime d'écoulement. Et que « le développement de la convection naturelle conduit à une stratification de l'écoulement » (A. BRUCH, 2006) au niveau de la partie supérieure de l'écoulement.

Pour la modélisation de ce phénomène de convection mixte, plusieurs critères ont été établis pour la prise en compte ou non de la convection naturelle dans un écoulement horizontal de fluide supercritique. Ici nous ne citerons que celui de JACKSON (J.D. JACKSON, 1989) et celui de PETUKHOV (B.S. PETUKHOV, 1974) :

D'après JACKSON (J.D. JACKSON, 1989) dans un écoulement horizontal de fluide supercritique, si

$$\frac{Gr_b}{Re_b^2} < 10^{-3} \quad \text{Équation II-1}$$

alors la convection naturelle peut y être négligée.

Quant à PETUKHOV (B.S. PETUKHOV, 1974) il établit le critère suivant pour que la convection naturelle puisse être prise en compte ou non :

$$\frac{Gr_b}{Re_b^{2.75} Pr_b^{0.5}} \left( 1 + 2.4 \frac{Pr_b^{\frac{2}{3}} - 1}{Re_b^{\frac{1}{8}}} \right)^{-1} < 3.10^{-5} \quad \text{Équation II-2}$$

Comme on peut le constater il n'existe pas de critère universel pour la prise en compte de la convection naturelle dans ce type d'écoulement. Mais la relation établie en Équation II-3 sert souvent de critère dans la plupart des cas.

### II.3.2 Classification des différents régimes de transferts thermiques dans les fluides supercritiques

Dans un écoulement de fluides supercritiques, du fait de la forte variation des propriétés thermo-physiques des fluides, l'écoulement peut être caractérisé par différents régime de transferts thermiques. Dans les différentes revues bibliographiques (I. L. PIORO, 2004) et (J. LICHT, 2009) consultés, les auteurs distinguent trois types de régimes de transferts thermiques:

- un régime amélioré (*EHT: Enhanced Heat Transfer*), ici, les valeurs du coefficient d'échange convectif sont supérieures à celles obtenues à partir des corrélations établies pour la convection forcée dans les fluides monophasiques à propriétés thermo-physiques constantes en dessous du point critique.

- un régime normal (*NHT: Normal Heat Transfer*) ici l'estimation du coefficient d'échange convectif de l'écoulement par les lois monophasiques sous-critiques donne des résultats corrects.
- un régime détérioré (*DHT: Deteriorated Heat Transfer*) caractérisé par des valeurs du coefficient d'échange convectif très inférieures à celles calculées par les corrélations de convection forcée monophasique.

Pour distinguer ces différents régimes, on trouve dans la littérature un certain nombre de critères empiriques qui permettent de définir les frontières entre les différents régimes de transferts de thermiques. Parmi ces critères on cite les critères retenus dans la thèse d'Arnaud (A. BRUCH, 2006) : Le premier critère est basé sur un nombre sans dimension, de forme analogue aux nombres caractéristiques de la convection mixte. C'est le critère qui permet la prise en compte ou non de la  **$GrbReb2 < 10-3$**  Équation II-1 et  **$GrbReb2.75Prb0.51+2.4Prb23-1Reb18-1 < 3.10-5$**  Équation II-2)

Le second critère est le plus simple et basé sur le rapport  $\phi/G$ .

Comme l'a fait remarquer Arnaud (A. BRUCH, 2006), ces critères cités ci-dessus posent la question de leur caractère non adimensionné.

D'autres critères sont également disponibles dans la littérature (A. BRUCH, 2006), (V.A. KURGANOV, 1998)...

Dans un écoulement horizontal de fluide supercritique en chauffage, le défi qui se pose dans la modélisation des aspects transferts convectifs est la prise en compte ou non des phénomènes de convection naturelle. Certes un certain nombre de critères a déjà été établie pour les écoulements de l'eau et/ou de  $CO_2$ , le problème de leur validité pour les écoulements de fluides organiques supercritiques reste à déterminer.

Après cette petite étude sur les phénomènes de transferts convectifs dans les fluides supercritique, nous aborderons dans la suite de l'étude les aspects liés aux pertes de pressions dans les écoulements de ces fluides supercritiques.

## II.4 Les Pertes de pression dans un écoulement de fluide supercritique

Pour caractériser les pertes de pression dans un écoulement de fluide supercritique, nous partirons de ce que l'on sait sur les écoulements de fluide monophasique sous-critique.

On sait que pour un écoulement monophasique sous-critique, les pertes de pression totales s'écrivent sous la forme différentielle suivante. (W.M. KAYS, 1964)

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{4\tau}{D} + \rho g \sin(\theta) + G^2 \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{dp}{dz} |_{sing} \quad \text{Équation II-4}$$

avec  $z$  la coordonnée longitudinale,  $\theta$  l'inclinaison par rapport à l'horizontale et  $G$  le débit surfacique massique.

On note  $\Delta P$  la perte de charge totale, l'intégration de cette expression donne :

$$\Delta P = \Delta P_{frot} + \Delta P_{grav} + \Delta P_{dil} + \Delta P_{sing} \quad \text{Équation II-5}$$

Avec :

$\Delta P_{frot}$  Les pertes de pression par frottement

$$\Delta P_{frot} = \xi \frac{G^2 L}{2\rho D} \quad \text{Équation II-6}$$

$\xi$  est le coefficient de frottement

$\Delta P_{grav}$  les pertes de pression par gravité

$$\Delta P_{grav} = \mp g \left( \frac{\rho_s + \rho_e}{2} \right) \quad \text{Équation II-7}$$

où  $\theta$  est l'inclinaison par rapport à l'horizontale. L'utilisation d'une moyenne arithmétique entre l'entrée et la sortie de section d'essais est valable pour des variations faibles et monotones de la masse volumique avec la température. « En phase supercritique, les très fortes variations de propriétés

physiques relevées notamment au voisinage des points pseudo-critiques interdisent ce type d'approche » (A. BRUCH, 2006)

$\Delta P_{dil}$  pertes de pression liées à la dilatation thermique du fluide et s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta P_{dil} = G^2 \int \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho} \right) dz \quad \text{Équation II-8}$$

$\Delta P_{sing}$  les pertes de pressions singulières

$$\Delta P_{sing} = K_1 \frac{G^2}{2\rho} \quad \text{Équation II-9}$$

où  $K_1$  est le coefficient de perte de pression, et est fonction du type et de la géométrie de la singularité.

« Le calcul des différentes contributions de la perte de pression totale implique l'évaluation de propriétés physiques, et soulève donc le problème de la définition d'une température de référence pertinente, en particulier dans les régions pseudo-critiques où différentes définitions de la température de référence conduisent à différentes évaluations des propriétés et par suite à différentes valeurs du coefficient de frottement » (A. BRUCH, 2006)

Compte tenu de la faible contribution des autres types de pertes de pressions dans l'écoulement interne des tubes, dans la suite de l'étude, seule les pertes de pression par frottement seront prises en compte.

## II.5 Conclusion

Dans un écoulement de fluide supercritique, le régime et le type de transfert thermique sont strictement liés à la variation des propriétés thermo-physiques du fluide. De même les coefficients de frottement aussi. La modélisation de ces différents aspects caractéristiques d'un écoulement de fluide supercritique a fait l'objet de nombreuses études. Ainsi les auteurs de ces études ont souvent établi des corrélations pour la modélisation de ces aspects caractéristiques de l'écoulement. L'application de quelques-uns de ces corrélations à notre cas d'étude sera le but de la partie suivante.

# Etude de corrélations

## III.1 Introduction

Après des études sur la compréhension des phénomènes de transferts thermiques et de frottement dans les écoulements de fluides supercritiques, un certain nombre d'auteurs ont établi des corrélations pour pouvoir prédire les grandeurs telles que les coefficients d'échange convectif ou les coefficients de frottement dans d'autres cas d'écoulements similaires.

On sait que peu d'études (expérimentales ou numériques) ont été consacrées aux écoulements de fluides organiques supercritiques. Donc pour la prédiction des coefficients d'échange convectif et/ou des coefficients de frottement dans les écoulements de ces fluides organiques supercritiques, on utilise souvent les corrélations qui ont été établies pour les écoulements d'eau et/ou de  $CO_2$  supercritiques.

Dans cette partie de notre étude, l'objectif est d'appliquer quelques-uns de ces corrélations établies pour l'eau et/ou le  $CO_2$  supercritiques à l'écoulement horizontal du  $R134a$  dans un tube circulaire. L'analyse des résultats de ces simulations de corrélation sur l'écoulement du  $R134a$  nous permettra au préalable de faire le choix d'une corrélation pour effectuer le calcul de dimensionnement d'un échangeur supercritique.



## III.2 Méthodologie

### III.2.1 Description du modèle physique

Dans cette étude, nous appliquerons les différentes corrélations de nombre de NUSSELT à un écoulement turbulent de  $R134a$  supercritique. Cet écoulement a lieu dans un tube circulaire en position horizontale. A la paroi du tube, on impose une densité de flux surfacique  $\varphi = 30kW$ . L'écoulement du fluide a un débit massique  $\dot{m}_{refr} = 0.0035kg/s$ . Le fluide a une température d'entrée  $T_f^e = 90^\circ C$ .

Le schéma de principe du tube se trouve sur la figure ci-dessous.

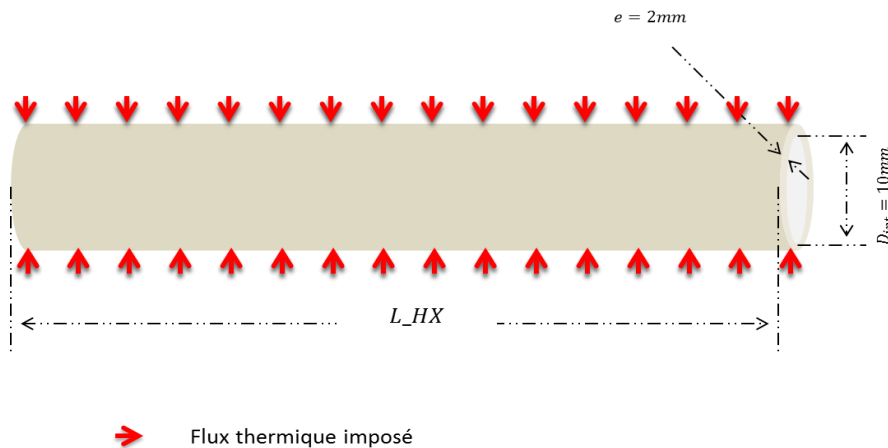


Figure III-1 :schéma de principe du tube

### III.2.2 Description du modèle numérique

Dans cette étude nous utilisons le logiciel EES (Engineering Equation Solver) comme solveur. Ce logiciel nous permet de résoudre nos systèmes d'équations avec la possibilité d'utiliser les propriétés thermo-physiques (des fluides et matériaux) et nombreuses autres fonctions mathématiques définies dans sa base de données.

Notre modèle de calcul est basé sur la discrétisation «enthalpique» de l'échangeur. La puissance échangée par maille reste la même. En chaque maille, nous déterminons les propriétés thermo-physiques ainsi que la température en fonction de la pression et de l'enthalpie spécifique du fluide en ce point. Ici les pertes de pression sont négligées.

Pour chaque corrélation, on calculera le coefficient d'échange, la température de paroi et le nombre de NUSSELT de l'écoulement du réfrigérant. Dans l'étude des corrélations de coefficient de frottement, seule une corrélation du nombre de NUSSELT sera choisie pour faire l'étude.

## III.3 Simulation des corrélations

### III.3.1 Les corrélations du nombre de NUSSELT

Dans un écoulement de fluide, la prédiction du nombre de NUSSELT permet de caractériser les transferts thermiques. Il est connu que cette prédiction n'est pas totalement indépendante des variables et des paramètres tels que la vitesse du fluide, le diamètre du conduit et les propriétés thermo-physiques du fluide.

Pour les écoulements de fluides supercritiques PIORO I.L. et DUFFEY R.B. (I. L. PIORO, 2007) ont montré que la prédiction du nombre de NUSSELT de l'écoulement dépend des paramètres et variables listés dans le tableau ci-dessous.

Variable	Désignation	Unité en SI	Dimensions
$D_{int}$	le diamètre intérieur du tube	$m$	$L$
$\rho_w$	la masse volumique du fluide à température paroi	$kg/m^3$	$M.L^{-3}$
$\rho_b$	la masse volumique du fluide à température au cœur de l'écoulement	$kg/m^3$	$M.L^{-3}$
$\mu_w$	la viscosité du fluide à la température paroi	$Pa.s$	$M.L^{-1}.T^{-1}$
$\mu_b$	la viscosité à la température au cœur de l'écoulement	$Pa.s$	$M.L^{-1}.T^{-1}$
$\lambda_w$	la conductivité du fluide à la température paroi	$W/m.K$	$M.L.T^{-3}.K^{-1}$
$\lambda_b$	la conductivité du fluide à la température au cœur de l'écoulement	$W/m.K$	$M.L.T^{-3}.K^{-1}$
$Cp$	la capacité calorifique du fluide	$J/kg.K$	$L^2.T^{-2}.K^{-1}$
$u$	la vitesse caractéristique de l'écoulement	$m/s$	$L.T^{-1}$

Tableau III-1 : tableau descriptif des différents paramètres qui influent sur la prédiction du coefficient convectif de transfert dans un écoulement de fluide supercritique

A partir de ce tableau, on voit bien que le coefficient convectif  $\alpha_{int}$  peut être exprimé de la manière suivante:

$$\alpha_{int} = f(D_{int}, \rho_w, \rho_b, \mu_w, \mu_b, \lambda_w, \lambda_b, Cp, u) \quad \text{Équation III-1}$$

En utilisant le théorème de BUCKINGHAM (B. R. MUNSON, 2005), le nombre de NUSSELT de l'écoulement s'écrira de la manière suivante :

$$Nu_b = CRe_b^{n_1} Pr_b^{n_2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{n_3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{n_4} \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_b}\right)^{n_5} \quad \text{Équation III-2}$$

Un certain nombre de corrélations empiriques exprimées sous la forme de  $Nu_b = CRe_b^{n_1} Pr_b^{n_2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{n_3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{n_4} \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_b}\right)^{n_5}$  **Équation III-2** et est basées sur des résultats expérimentaux ont été établies depuis les années 1930. Parmi celles-ci nous nous intéresserons à la corrélation DITTUS-BOELTER, de KRASNOSHCHKEV, de GHAJAR et de JACKSON 2002,

Pour chacune de ces corrélations, nous ses conditions de validité puis nous l'appliquerons à notre cas d'étude : Ecoulement turbulent de R134a supercritique. Les résultats obtenus par simulation de chaque corrélation seront ainsi commentés et ensuite seront comparés entre eux.

### III.3.1.a La corrélation de DITTUS-BOELTER

Largement utilisée pour les écoulements de fluide monophasique sous-critique, la corrélation de DITTUS-BOELTER a été établie en 1930 (K. F. W. DITTUS, 1930), puis modifiée par McADAMS en 1942 (W. H. McADAMS, 1942) et ainsi prend la forme finale suivante (R.H.S. WINTERTON, 1998)

$$Nu_b = 0.0243 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \quad \text{Équation III-3}$$

Un peu plus tard cette corrélation sera aussi utilisée pour la modélisation des transferts de chaleur dans les écoulements de fluide supercritique (l'eau et le  $CO_2$ ). Son application à l'eau supercritique à 310bar donne des résultats qui corroborent avec les résultats expérimentaux (N. M. SCHNURR, 1976). En dehors de ce domaine de pression, les résultats obtenus avec cette corrélation sont souvent irréalistes

En appliquant la corrélation de DITTUS-BOELTER à notre cas d'étude, les résultats obtenus sur l'évolution du nombre de NUSSELT et de la température paroi sont représenté sur les figures ci-dessous.

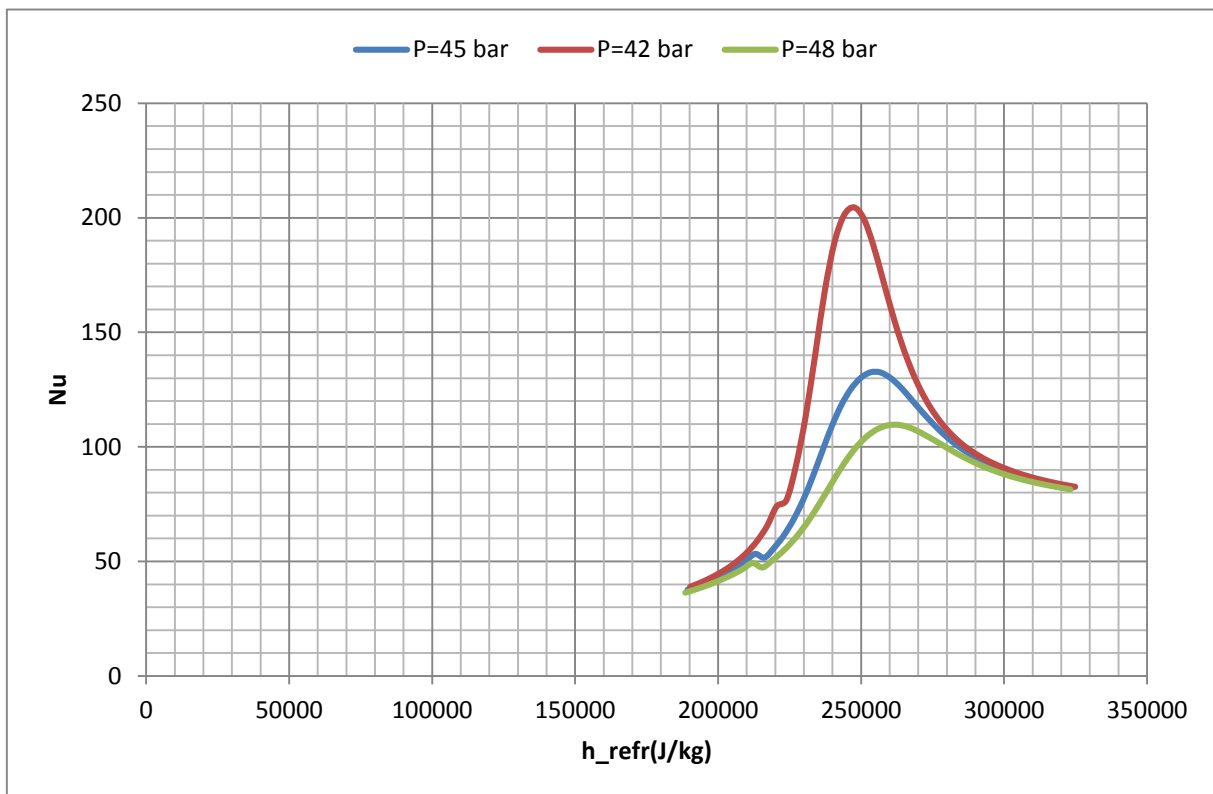


Figure III-2 : Evolution du nombre de NUSSELT avec la corrélation de DITTUS-BOELTER

A proximité du point pseudo-critique, la valeur du nombre NUSSELT reste élevée. Cette forte croissance du nombre de NUSSELT est due à la divergence du  $C_p$  à ce même point. Plus la pression de travail est proche de la pression critique plus le maximum du nombre de NUSSELT est grand.

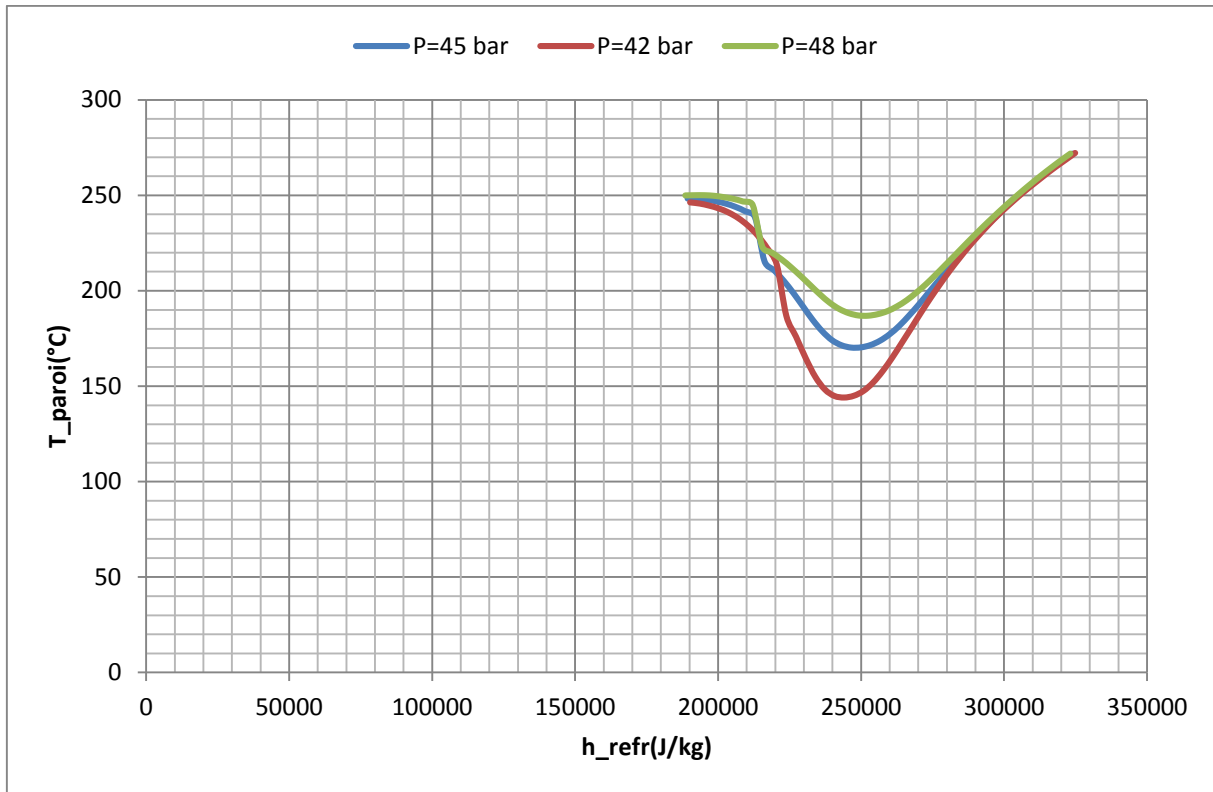


Figure III-3 : Evolution de la température de la paroi avec la corrélation de DITTUS-BOELTER

Contrairement à l'évolution du nombre de NUSSELT, ici l'évolution de la température de la paroi est d'abord décroissante en atteignant un minimum avant d'être croissante. La température est minimale à proximité du point pseudo-critique. Plus la pression est proche de la pression critique plus le minimum de  $T_{paroi}$  est petit. Cette diminution de  $T_{paroi}$  est due à la détérioration du transfert thermique autour du point pseudo-critique.

### III.3.1.b La corrélation KRASNOSHCHEKOV.

La corrélation de KRASNOSHCHEKOV que nous étudions ici a été dérivée d'une autre corrélation de KRASNOSHCHEKOV établie en 1960.

Cette dernière corrélation s'écrit de la manière suivante :

$$Nu = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_{p_b}} \right)^n + f \left( \frac{x}{D} \right) \quad \text{Équation III-4}$$

$$Nu_0 = \frac{\left( \frac{\xi_0}{8} \right) Re_b \bar{Pr}}{12.7 \sqrt{\left( \frac{\xi_0}{8} \right) \left( \bar{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right) + 1.07}} \quad \text{Équation III-5}$$

$\xi_0$  est le coefficient de frottement de FILONENKO :

$$\xi_0 = \frac{1}{(1.82 \log(Re_b) - 1.64)^2} \quad \text{Équation III-6}$$

L'exposant  $n$  est défini de la manière suivante :

$$n = 0.4 \text{ pour } \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 1 \text{ ou pour } \frac{T_b}{T_{pc}} \geq 1.2 \text{ Équation III-7}$$

$$n = 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) \text{ pour } 1 \leq \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 2.5 \text{ Équation III-8}$$

$$n = 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) + \left( 5 \left( 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) \right) - 2 \right) \left( 1 - \frac{T_b}{T_{pc}} \right) \text{ pour } 1 \leq \frac{T_b}{T_{pc}} \leq 1.2 \text{ Équation III-9}$$

Et

$$f \left( \frac{x}{D} \right) = 0.95 + 0.95 \left( \frac{x}{D} \right)^{0.8} \text{ Équation III-10}$$

La première corrélation prenait en compte les effets parois, l'effet gravité et l'effet hydraulique mais pas l'effet géométrique. Celle-ci a connu quelques petites simplifications et l'effet géométrique y est pris en compte. Elle a connu sa forme finale en 1971, avec les conditions de validité ci-dessous.

$$8.10^4 < Re_b < 5.10^5$$

$$0.85 < Pr_b < 65$$

$$0.09 < \frac{\rho_w}{\rho_b} < 1$$

$$0.9 < \frac{T_w}{T_{pc}} < 2.5$$

$$0.02 < \frac{\bar{C}p}{Cp_b} < 4$$

$$4.6.10^4 < \varphi < 2.6.10^6 \text{ W/m}^2$$

$$2 \leq \left( \frac{x}{D} \right) \leq 15$$

Comme la plupart des corrélations du nombre de NUSSELT en supercritique, cette corrélation a été établie à partir de résultats expérimentaux sur le  $CO_2$  et l'eau supercritiques (I.L. PIORO, 2004).

L'application de la corrélation de KRASNOSHCHÉKOV à notre cas étude nous permet d'avoir les résultats sur le nombre de NUSSELT et sur la température paroi représentés sur les figures ci-dessous.

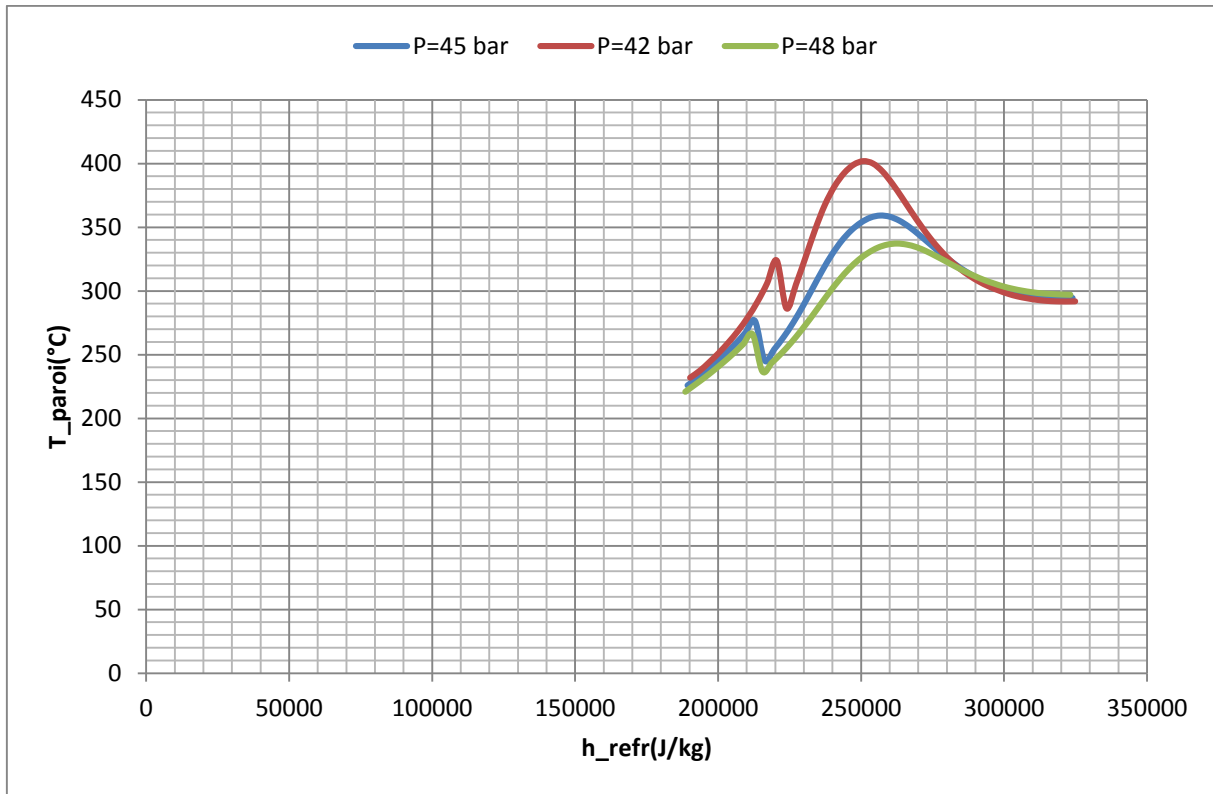


Figure III-4 : Evolution de la température de la paroi avec la corrélation de KRASNOSHCHEKOV

La prédiction de la température de la paroi de l'échangeur avec la corrélation de KRASNOSHCHEKOV nous permet de voir que son évolution reste croissante jusqu'au point pseudo-critique. Mais à partir de ce point, elle commence à décroître. Ici la température de la paroi a le même profil d'évolution que le  $C_p$ . D'après les résultats expérimentaux observés avec le  $CO_2$  et l'eau supercritiques, au niveau du point pseudo-critique, on a plutôt une diminution de  $T_{paroi}$  car à ce niveau on a un régime de transfert  $DHT$ .

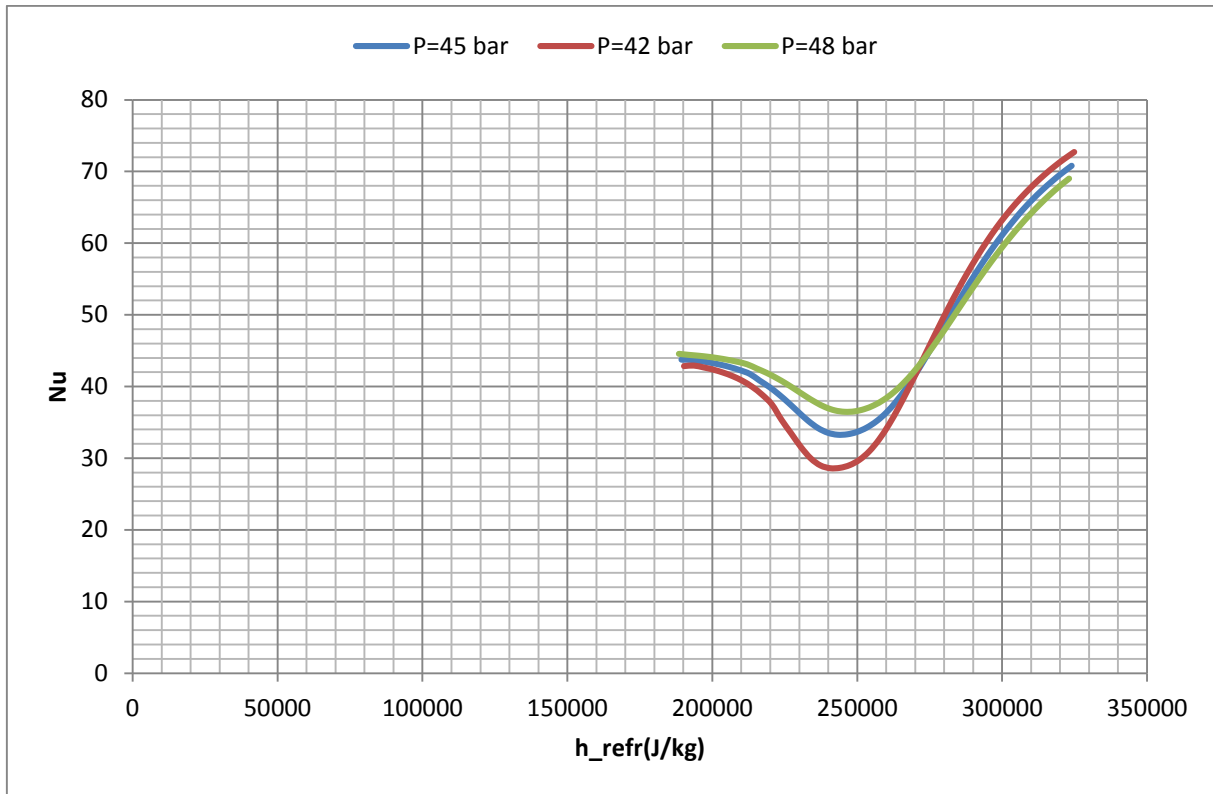


Figure III-5 : Evolution du nombre de NUSSELT avec la corrélation de KRASNOSHCHEKOV

L'évolution du nombre de nombre de NUSSELT de l'écoulement avec la corrélation de KRASNOSHCHEKOV est d'abord décroissante avant d'être croissante avec une pente très importante. Avec cette corrélation on voit que le minimal du de la valeur du NUSSELT est atteint au niveau du point pseudo-critique. Ce qui nous parait anormale car à ce point, du fait de divergence du  $C_p$ , le nombre de NUSSELT est sensé augmenter à ce point .

### III.3.1.c La corrélation de GHAJAR et ASSADI

En plus des effets paroi pris en compte, la corrélation de GHAJAR prend aussi en compte les effets d'entrée (D. OLSON, 1999). Cette corrélation s'écrit de la manière suivante :

$$Nu = 0.025Re^{0.8}Pr^{0.417} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{c_p}{c_{pb}}\right)^n \left[1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \quad \text{Équation III-11}$$

L'exposant  $n$  de cette corrélation se calcule de la même manière que celle de JACKSON a les mêmes conditions de validité que cette même corrélation.

L'application de cette corrélation à l'écoulement du R134a supercritique dans un tube horizontal donne les résultats suivants en température de paroi et nombre de NUSSELT de l'écoulement.

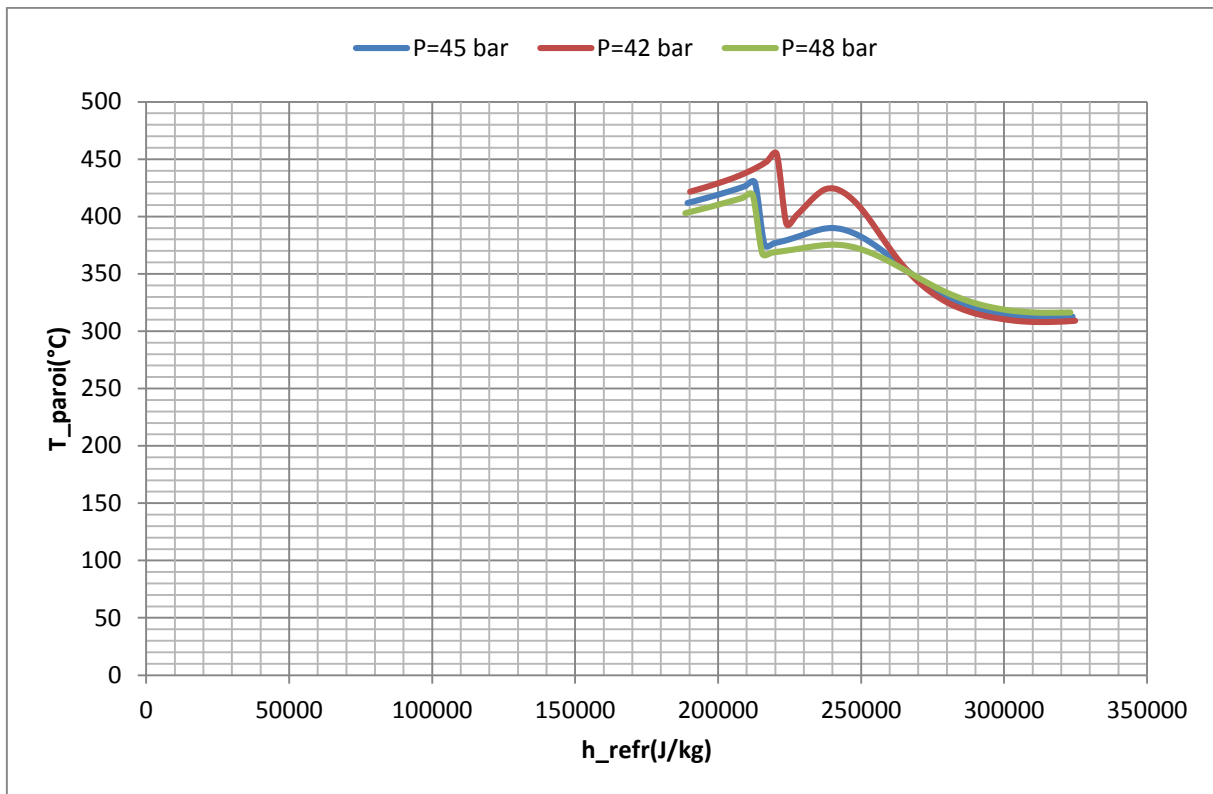


Figure III-6 : Evolution de la température de la paroi avec la corrélation de GHAJAR

Avec la corrélation de GHAJAR, on note que l'évolution de la température est globalement décroissante. Notons comme avec la corrélation de KRASNOSHCHEKOV, ici aussi la température de la paroi est maximale autour du point pseudo-critique.

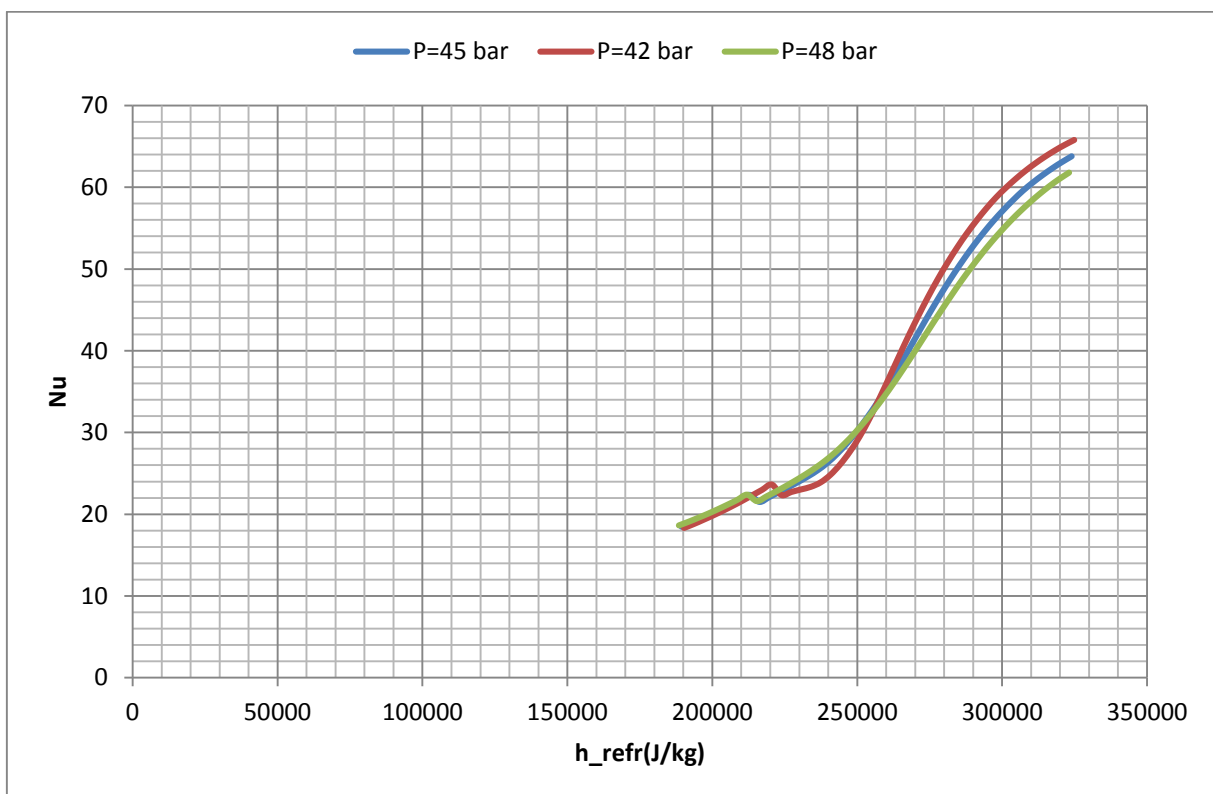




Figure III-7 : Evolution du nombre de NUSSELT avec la corrélation de GHAIAR

Les résultats de la prédiction du nombre de NUSSELT de l'écoulement avec la corrélation GHAIAR montrent que l'évolution de celui en fonction de l'enthalpie du fluide est croissante dans tout le domaine. Contrairement dans le cas de l'évolution de la température de la paroi en fonction de l'enthalpie ici la courbe d'évolution du nombre de NUSSELT n'a pas d'extremum dans le domaine.

### III.3.1.d La corrélation de JACKSON 2002

JACKSON (J.D.JACKSON, Octobre 2002) modifie la première corrélation de KRASNOSHCHIEKOV et met le  $Nu_0$  de cette corrélation sous la forme de la corrélation de DITTUS-BOELTER. Au final il obtient la corrélation ci-dessous :

$$Nu_b = 0.0183 Re_b^{0.82} Pr_b^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{pb}}\right)^n \quad \text{Équation III-12}$$

Avec

$$\bar{c}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b} \quad \text{Équation III-13}$$

L'exposant  $n$  est déterminé de manière suivante :

$$n = 0.4 \text{ pour } T_b < T_w < T_{cp} \text{ et pour } 1.2T_{cp} < T_b < T_w \quad \text{Équation III-14}$$

$$n = 0.4 + 0.2 \left(\frac{T_w}{T_c} - 1\right) \text{ pour } T_b < T_{cp} < T_w \quad \text{Équation III-15}$$

$$n = 0.4 + 0.2 \left(\frac{T_w}{T_{cp}} - 1\right) \left(1 - 5 \left(\frac{T_b}{T_{cp}} - 1\right)\right) \text{ pour } 1.2T_{cp} < T_b < 1.2T_{cp} \text{ et pour } T_b < T_w \quad \text{Équation III-16}$$

Rappelons que cette corrélation a été établie pour l'eau et le  $CO_2$  supercritiques et a les mêmes conditions de validité que la première corrélation de KRASNOSHCHIEKOV (I.L. PIORO, 2004).

L'application de la corrélation à notre modèle d'écoulement nous a permis d'obtenir les résultats représentés sur les graphes ci-dessous.

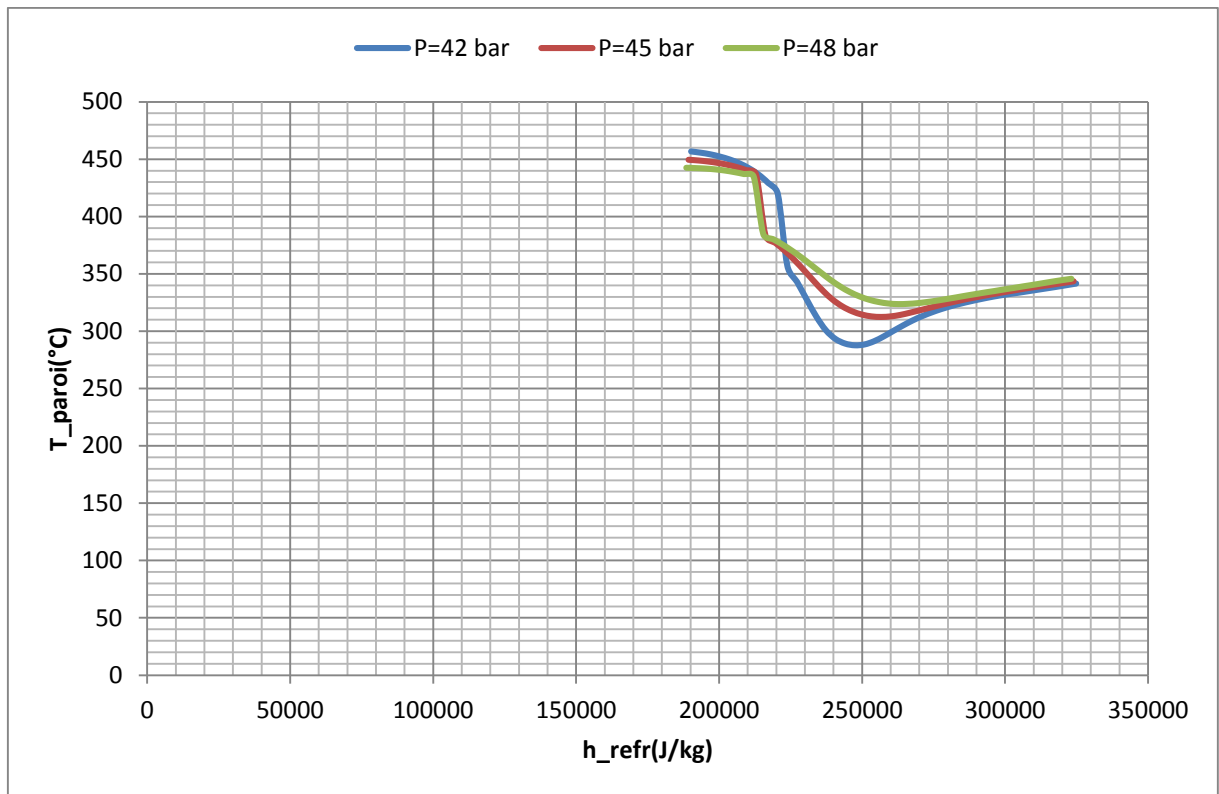


Figure III-8 : Evolution de la température de la paroi avec la corrélation de JACKSON 2002

Ici l'évolution de la température de la paroi en fonction de l'enthalpie du fluide est plutôt décroissante. On voit que chacune des courbes présente un extremum (minimum) autour du point pseudo-critique. Les profils de la température de la paroi avec la corrélation de JACKSON 2002 ont les tendances d'évolution que ceux de la corrélation de DITTUS-BOELTER. Mais seulement les minima atteints ici restent plus grands.

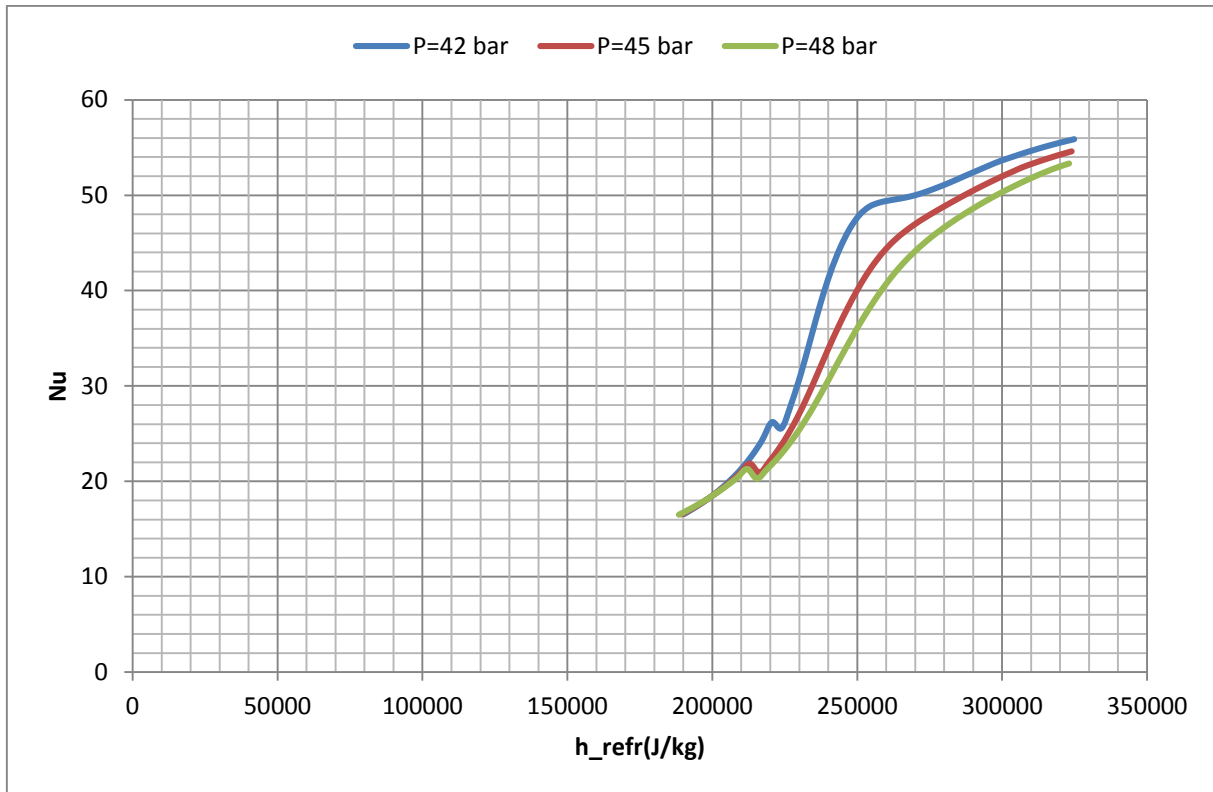


Figure III-9 : Evolution du nombre de NUSSELT avec la corrélation de JACKSON 2002

L'évolution du nombre de NUSSELT avec l'enthalpie reste croissante tout au long de l'échangeur. Cette croissance est plus forte autour du point pseudo-critique. Ici les profils d'évolution du nombre de NUSSELT obtenus sont semblables à ceux qu'on a avec la corrélation de GHAJAR.

### III.3.2 Comparaison des corrélations

Pour comparer nos différents résultats sur les simulations des corrélations de NUSSELT, nous représentons sur la *Figure III-10* l'évolution des différents coefficients d'échange convectif en fonction de l'enthalpie du fluide.

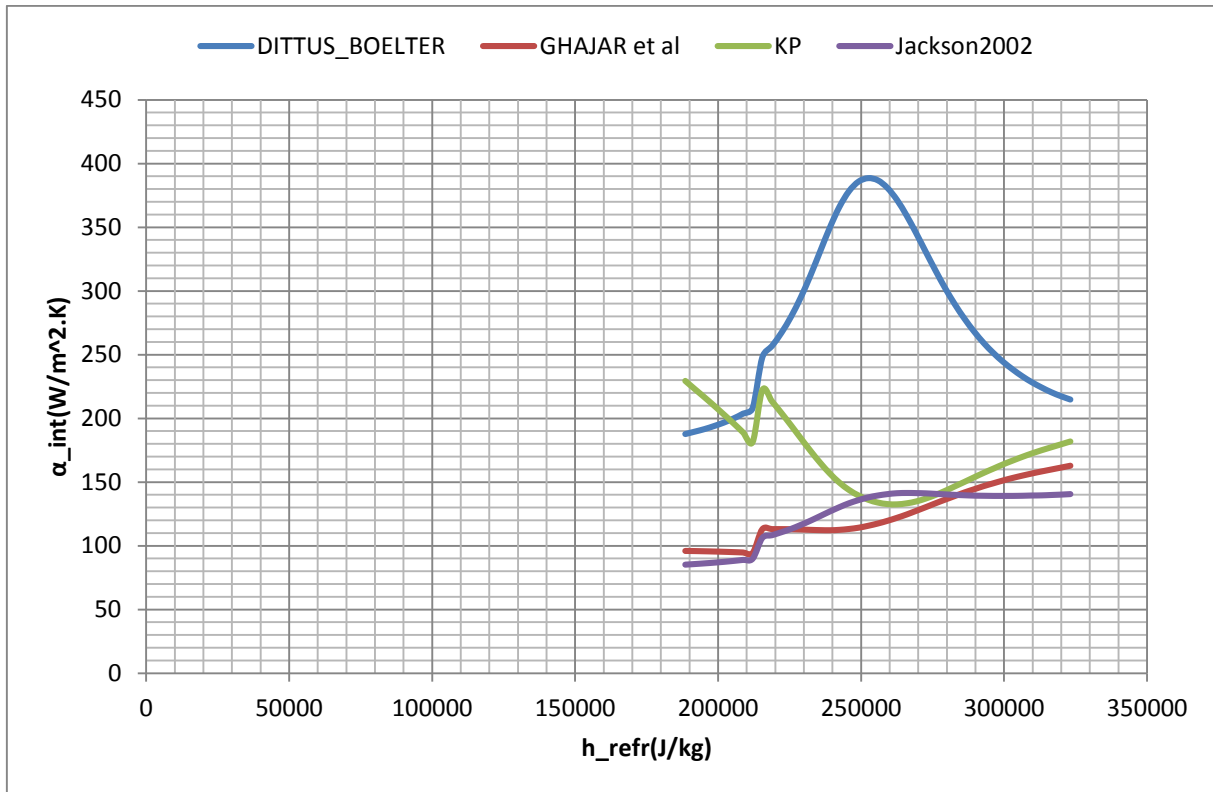


Figure III-10 : Evolution du coefficient d'échange convectif avec différentes corrélations à la pression  $P = 48\text{bar}$ .

A partir de ce graphique nous constatons que la corrélation de DITTUS-BOELTER a la même forme d'évolution que le  $C_p$  du fluide. La valeur du coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$  au point pseudo-critique est deux fois supérieure à sa valeur moyenne. Par contre l'évolution du  $\alpha_{int}$  avec de KRASNOSHCHEKOV (KP) connaît une sorte de décroissance au point pseudo-critique. Alors qu'en se référant aux résultats expérimentaux sur les fluides supercritiques, l'évolution du coefficient  $\alpha_{int}$  sensée passer par un maximum au niveau du point pseudo-critique (A. BRUCH, 2006). Avec la corrélation de JACKSON 2002, on voit bien que l'évolution du coefficient  $\alpha_{int}$  atteint un maximum au niveau du point pseudo-critique. Quant aux valeurs de  $\alpha_{int}$  par la corrélation de GHAJAR, on voit qu'elles ne sont pas trop élevées (comparées à celles de DITTUS-BOELTER) mais elles restent croissantes en fonction de l'enthalpie du fluide.

Si nous admettons que les valeurs prédites par la corrélation de DITTUS-BOELTER sont irréalistes, alors nous choisirons la corrélation de JACKSON 2002 pour faire notre étude de corrélation de frottement. C'est aussi avec cette corrélation que nous effectuerons notre calcul de dimensionnement.

### III.3.3 Les corrélations de coefficient de perte de pression par frottement

Dans les années 1960 beaucoup d'études hydrauliques ont été menées sur les écoulements de  $CO_2$  et/ou l'eau supercritiques pour déterminer les coefficients de frottement dans ces écoulements. Dans le cas des études expérimentales, les valeurs des pertes de pression par frottement sont obtenues à partir de mesure des pertes de pression totales dans la section d'essais. Les résultats obtenus pour les écoulements de fluides supercritiques en chauffage (I.L. PIORO, 2003) montrent que quand on est loin du point pseudo-critique, les valeurs des coefficients de frottement correspondent à celles calculées avec les formules faites pour les écoulements de fluides à propriétés thermo-physiques constantes. Pour La plupart des corrélations de coefficients de frottement développées pour les écoulements de fluides

supercritiques, on remarque que celles-ci dépendantes des rapports des propriétés physiques (A. BRUCH, 2006). Ainsi on a la forme usuelle pour ces différentes corrélations est la suivante :

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^a \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^b \quad \text{Équation III-17}$$

### III.3.3.a La corrélation de FILONENKO

La corrélation du coefficient de frottement a été établie en 1954 pour les écoulements de fluide monophasique sous-critique dans un conduit circulaire. Elle est valide pour les nombres de REYNOLDS compris entre  $4 \cdot 10^3$  et  $10^{12}$  (G.K. FILONENKO, 1954).

Cette corrélation s'écrit sous la forme suivante :

$$\xi_0 = \frac{1}{(1.82 \log(Re_b) - 1.64)^2} \quad \text{Équation III-6}$$

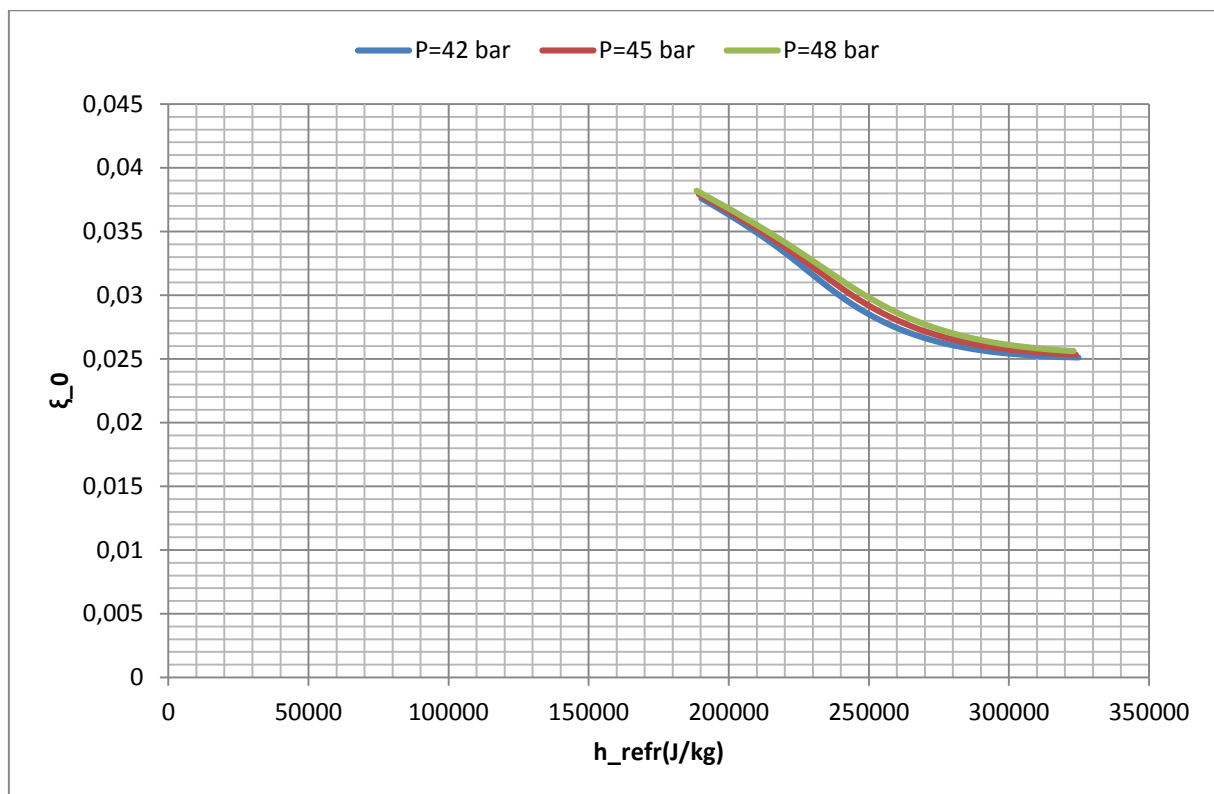


Figure III-11 : Evolution du coefficient de perte de pression avec la corrélation de FILONENKO

A partir de ce graphe on voit que l'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'enthalpie du fluide est décroissante. Elle reste quasiment linéaire, Mais à partir du point pseudo-critique, on voit que la pente de la courbe d'évolution diminue.

### III.3.3.b La corrélation de TARASOVA

Etablie en 1968 pour les écoulements d'eau supercritique, TARASOVA modifie la formule de FILONENKO en introduisant le rapport de viscosité dynamique à la paroi et au cœur de l'écoulement pour corrélérer ses mesures de coefficient de frottement.

Cette corrélation est exprimée sous la forme suivante :

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\mu_w}{\mu_w}\right)^{0.22} \quad \text{Équation III-18}$$

L'application de cette corrélation à notre cas d'étude nous donne la figure ci-dessous :

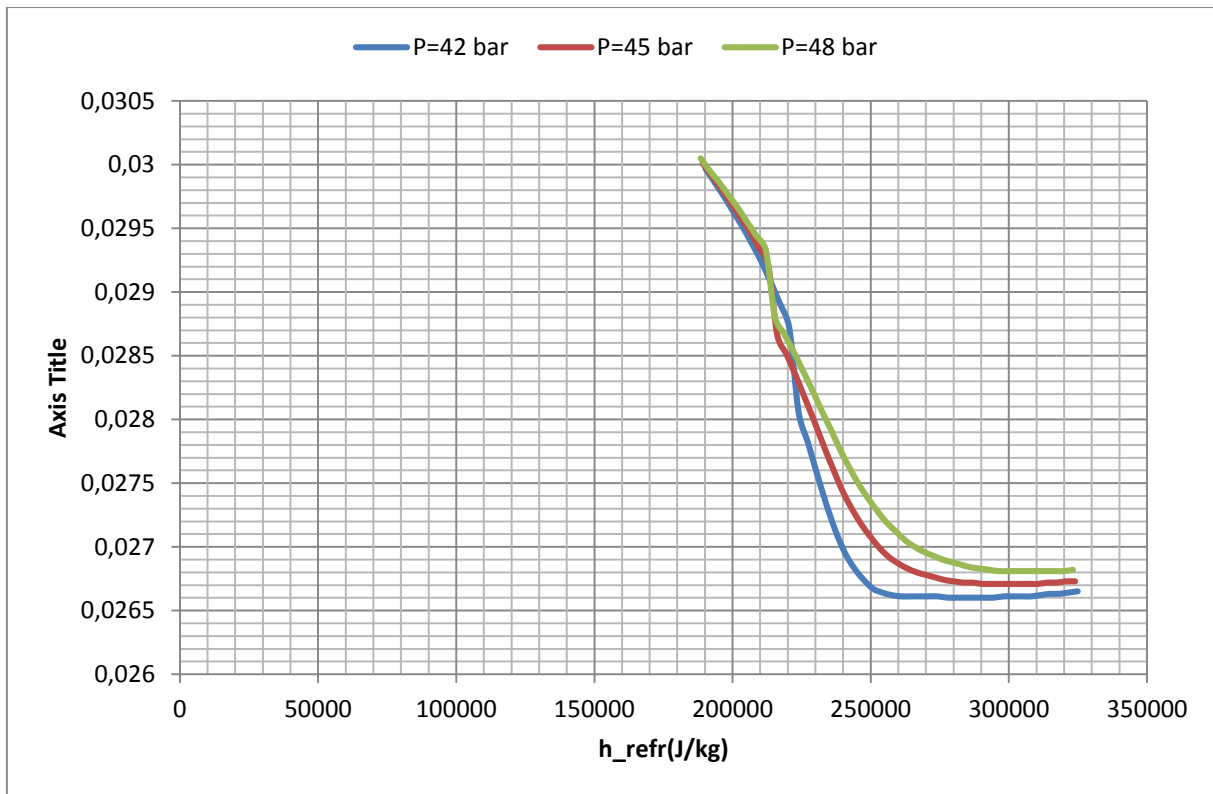


Figure III-12 : evolution du coefficient de perte de charge avec la corrélation de TARASOVA

A partir de ce graphe, on constate que la variation du coefficient de frottement en fonction l'enthalpie du fluide est très rapide. Mais cette variation devient quasiment nulle dès qu'on est en zone supercritique. En outre on constate qu'avec cette corrélation, les valeurs des coefficients de frottements en zone supercritique sont plus petites pour les valeurs de pression de travail proche de la pression critique.

### III.3.3.c La corrélation de POPOV

POPOV propose en 1967 (I. L. PIORO, 2004) la corrélation suivante pour calculer le coefficient de frottement dans un écoulement de  $CO_2$  supercritique

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_b}\right)^{0.74} \quad \text{Équation III-19}$$

Avec

$$\bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_w}^{T_b} \rho dT \quad \text{Équation III-20}$$

Les applications d'ingénierie, l'auteur propose de remplacer  $\bar{\rho}$  par  $\rho_w$  (A. BRUCH, 2006)

En appliquant cette corrélation à notre cas d'étude, on obtient le graphe ci-dessous.

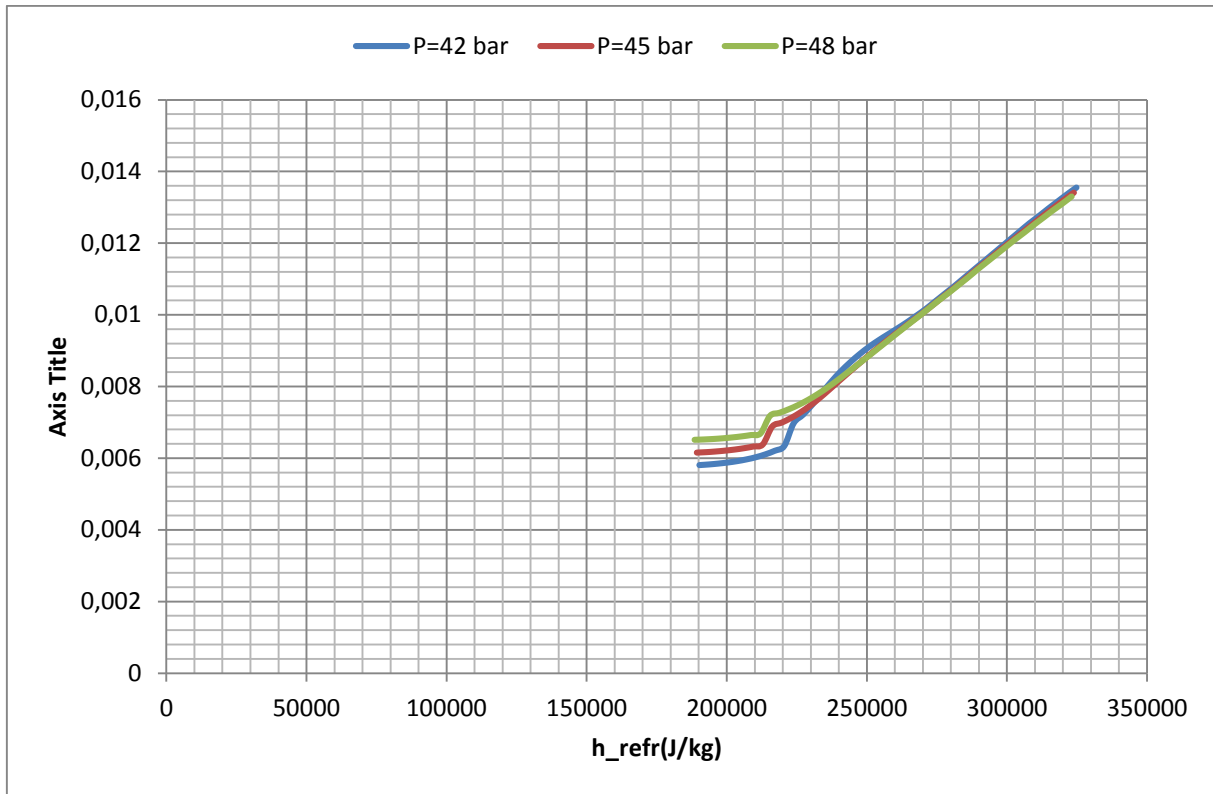


Figure III-13 : Evolution du coefficient de perte de pression avec la corrélation de POPOV

Contrairement à ce que nous avons observé dans les cas de corrélations précédentes, ici on note une croissance du coefficient de frottement en fonction de l'enthalpie du fluide. Avec cette corrélation, on voit que en zone supercritique les évolutions des coefficients de frottement restent les mêmes quelle que soit la pression de travail. Les coefficients évoluent sans aucune influence de la pression de travail en supercritique.

#### III.3.3.d La corrélation de BLASIUS

Pour les écoulements turbulents de fluide monophasique sous-critique hydrauliquement lisse, on peut utiliser la corrélation de BLASIUS. Cette corrélation s'écrit de la manière suivante :

$$\xi = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad \text{Équation III-21}$$

La corrélation de BLASIUS est valable pour les écoulements turbulents en conduit avec le nombre de REYNOLDS  $Re < 10^5$ .

En appliquant cette corrélation à notre cas d'écoulement on obtient le graphe ci-dessous.

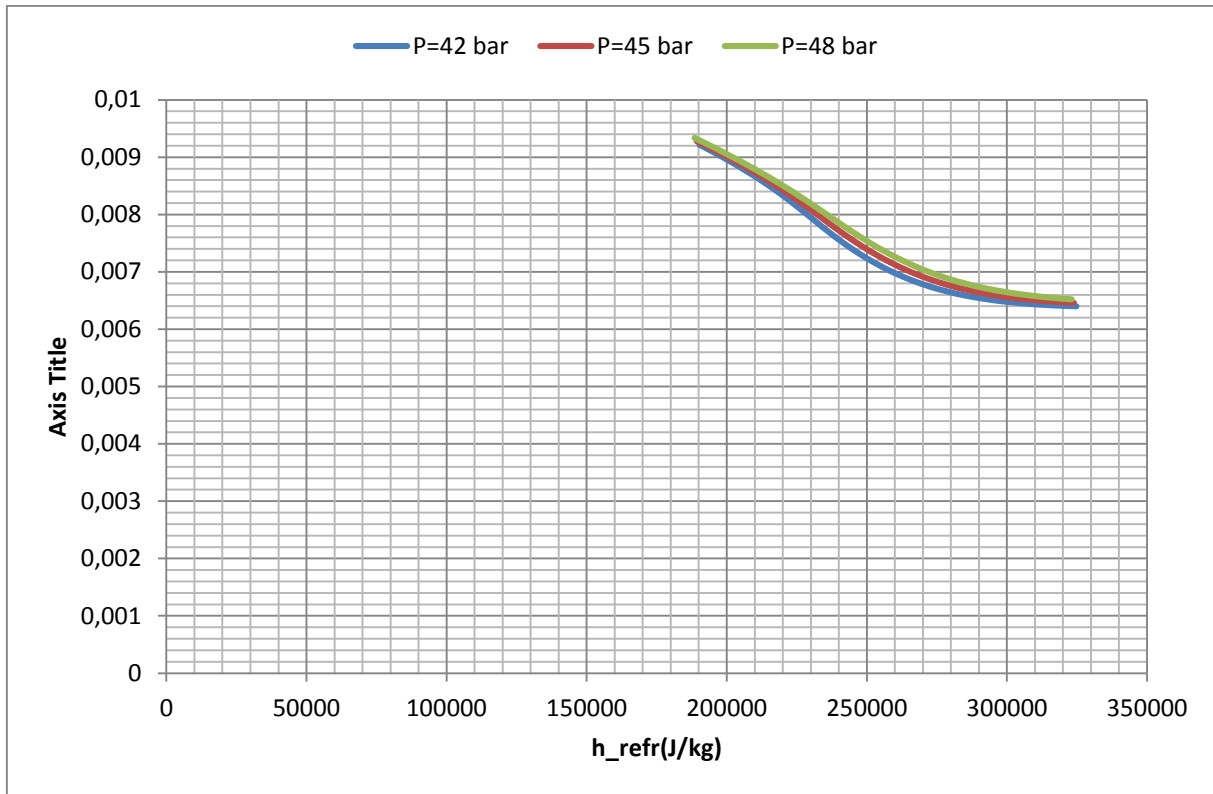


Figure III-14 : Evolution du coefficient de perte de pression avec la corrélation de BLASIUS

L'application de la corrélation de BLASIUS à l'écoulement du  $R134a$  supercritique montre que l'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'enthalpie du fluide est décroissante. Le profil d'évolution obtenue ici est presque semblable à celui qu'on obtient avec la corrélation de TARASOVA. Mais notons que dans ces différents cas les coefficients ne varient pas entre les mêmes valeurs. Avec la corrélation de BLASIUS, on constate qu'en dehors de la zone pseudo-critique, les valeurs des coefficients de frottement pour différentes pressions de travail restent presque égales.

### III.3.4 Comparaison des corrélations du coefficient de perte de pression

Après avoir appliquée ces quatre corrélation à l'écoulement du  $R134a$  supercritique, nous nous permettons de faire une petite étude comparative des ces corrélations. Les valeurs des coefficients de frottements seront représentées en fonction du nombre de REYNOLDS sur le graphe ci dessous.



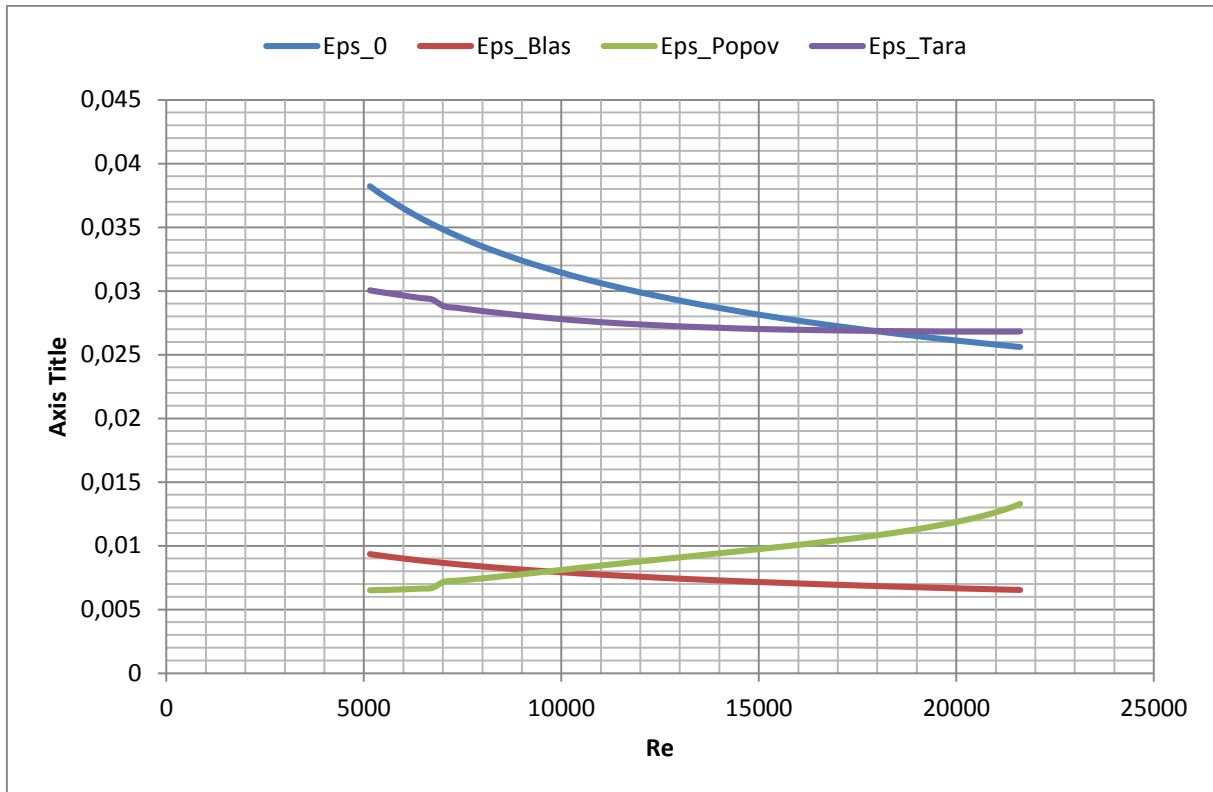


Figure III-15 : évolution des différents coefficients de pertes de pression en fonction du nombre de REYNOLDS

A partir de l'observation de ce graphe ci-dessus, on constate d'une part que la courbe d'évolution du coefficient de frottement avec la corrélation de POPOV est croissante et d'autre part les courbes d'évolution du coefficient frottement avec les trois autres corrélations sont décroissantes.

Les résultats obtenus dans le premier cas (profil d'évolution de  $\xi$  avec la corrélation POPOV) nous semble être anormale car dans la plupart des études, le coefficient  $\xi$  est souvent constant ou décroissante en fonction du nombre de REYNOLDS.

En outre on voit aussi que dans l'écoulement du *R134a* supercritique, les valeurs du coefficient de pression obtenus avec la corrélation de BLASIUS sont plus petites comparée à celles obtenues avec les autres corrélations. On peut croire à une sous-estimation des valeurs du coefficient de frottement avec cette corrélation. Néanmoins notons aussi les profils d'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de REYNOLDS avec la corrélation de BLASIUS et celle de TARASOVA sont assez semblables.

### III.4 Conclusion

L'application des différentes corrélations à l'écoulement du *R134a* nous a permis de voir que certaines corrélations établies pour l'eau et/ou le  $CO_2$  ne peuvent pas être applicable à notre cas d'étude. Notons que dans le cas des corrélations de NUSSELT, les résultats de simulation obtenus avec la corrélation de JACKSON 2002 nous semblent être satisfaisants. Et dans le cas de la corrélation de coefficients de frottement, les résultats obtenus avec la corrélation de TARASOVA sont acceptables. Dans les deux cas, les corrélations établies pour les écoulements de fluide monophasique sous-critique donnent des résultats irréaliste pour le nombre de NUSSELT mais acceptable dans le cas des coefficients de frottement.

## IV. Modélisation numérique

### IV.1 Introduction

Au cours de ces dernières décennies, l'étude numérique a pris une place importante dans le domaine de la mécanique des fluides et des transferts thermiques. En effet elle constitue un moyen efficace et rapide d'étudier les différents phénomènes physiques et de préparer les dimensionnements en minimisant les coûts des essais expérimentaux. En outre la simulation numérique permet aussi d'accéder aux grandeurs locales ce qui est rarement possible dans le cas d'une étude expérimentale.

Pour les écoulements de fluides supercritiques, la simulation numérique permet de prédire à priori les lois hydrodynamiques sans se préoccuper des aspects conception. Dans le cas de notre étude, la modélisation numérique nous permettra d'une part de comprendre les différents phénomènes s'opérant au sein du fluide et d'autre part de faire un mieux choix de corrélation à utiliser pour le calcul de dimensionnement de l'échangeur de chaleur.

Ici le travail consiste à faire la simulation en trois dimensions (3D) d'un écoulement de fluide supercritique *R134a* dans un tube cylindrique disposé en horizontal. Nous insisterons notamment sur l'évolution du coefficient d'échange convectif coté fluide.

La géométrie et le maillage seront réalisés sous le logiciel GAMBIT. Et la simulation sera basée sur le modèle standard de  $k - \epsilon$  de FLUENT.

On entamera cette étude en effectuant une petite revue bibliographique sur les études numériques d'écoulements de fluides supercritiques. Ensuite nous présenterons les conditions dans lesquelles l'étude est effectuée et enfin nous terminerons avec la présentation et discussion des résultats obtenus.

### IV.2 Revue bibliographique sur les études numériques d'écoulements de fluides supercritiques

Dans la littérature, on trouve un certain nombre d'études numériques consacrées aux écoulements de fluides supercritiques. Parmi ces études on peut citer les suivantes :

#### IV.2.1 He S. et al. (S. HE, 2005)

Ici les auteurs étudient l'écoulement du  $CO_2$  supercritique dans un tube vertical de diamètre  $D_{int} = 0.948mm$  avec un modèle de turbulence à petit nombre de REYNOLDS. Les résultats numériques obtenus sur les aspects transferts thermiques restent identiques à ceux qu'ils obtiennent en expérimentation. Après avoir étudié les influences des différents paramètres de l'écoulement sur les phénomènes de transfert de chaleur, He S. et al montrent dans cette étude que pour les écoulements de fluides supercritiques à petit nombre de REYNOLDS, on peut se permettre de négliger les effets de flottabilité.

#### IV.2.2 CHENG X. et al. (X. CHENG, 2007)

Dans cette étude, CHENG et al. ont effectué la simulation numérique avec le code CFX-5.6 d'ANSYS. Ils se sont intéressés à l'écoulement d'eau supercritique dans différentes configurations:

- L'écoulement dans un tube
- L'écoulement autour des tubes en disposition à pas carré
- L'écoulement autour des tubes en disposition à pas triangulaire

Dans le cas de l'écoulement dans un tube, ils ont effectué la simulation dans un tube vertical en utilisant les modèles de turbulence de  $k - \varepsilon$ , de *RNG*  $k - \varepsilon$ ... Ainsi ils ont déterminé l'influence des différents paramètres d'entrée sur l'évolution des lois hydrodynamiques.

#### IV.2.3 YANG J. et al. (J. YANG, 2007)

YANG J. et al ont utilisé le code STAR-CD 3.24 pour simuler l'écoulement de l'eau supercritique dans un tube circulaire disposé verticalement. Dans cette étude, les auteurs ont utilisé plusieurs modèles de turbulence. A partir de la comparaison des différents résultats, ils ont constaté que dans la plupart des cas, les résultats obtenus avec le modèle de la *Double - couche* (S. HASSID, 1979) sont les plus cohérents. Notons aussi que dans le cas des écoulements à très grand nombre de REYNOLDS, YANG et al. ont montré que le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  *standard* donne de très bons résultats.

#### IV.2.4 HUIXIONG L. et al. (X. LEI, 2012)

Ici l'étude est consacrée à l'écoulement d'eau supercritique dans un tube de diamètre  $D_{int} = 29mm$  et de longueur  $L_{HX} = 8m$ . Les auteurs ont utilisé le modèle *RNG*  $k - \varepsilon$  de FLUENT pour les calculs. Les résultats obtenus ont été comparés aux résultats expérimentaux.

Dans le cas de l'écoulement dans un tube horizontal, les auteurs ont constaté que sur une même circonférence du tube, il y a une non-uniformité de la température de la paroi. Compte tenu de la prise en compte des effets de flottabilité dans le modèle de calcul, les auteurs déduisent que cette non-uniformité de la température de la paroi sur une même circonférence peut s'expliquer par les phénomènes de transferts thermiques par convection naturelle. Car les propriétés des fluides supercritiques peuvent subir des changements très rapides autour du point pseudo-critique. Pour suivre l'évolution du phénomène de convection naturelle dans l'écoulement, les auteurs établissent le paramètre  $\frac{Gr}{Re^{2.7}}$

### IV.3 Méthodologie

#### IV.3.1 Formulation mathématique des équations de l'écoulement

Rappelons que le modèle physique concerné par cette étude reste le même que celui décrit en III.2.1.

Les équations différentielles aux dérivées partielles décrites ci-dessous, représentent l'équation de la conservation de la masse, l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad \text{Équation IV-1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_i U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad \text{Équation IV-2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_i U_i U_j) \rightarrow \text{terme convectif}$$

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} \rightarrow \text{effet de la pression}$$

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \rightarrow \text{terme diffusif}$$

$$\rho_i g_i \rightarrow \text{effet de la pesanteur}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} [U_j(\rho E + \rho)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + U_i (\tau_{ij})_{eff} \right] \text{Équation IV-3}$$

avec

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{U_i^2}{2} \quad \text{Équation IV-4}$$

### IV.3.2 Modèles de turbulence

Dans cette étude nous utiliserons le code FLUENT pour effectuer les simulations. La plus part de ces simulations sera faites avec le modèle standard  $k - \varepsilon$  (B. LAUNDER, 1975) .

#### II.3.2.a Le modèle standard $k - \varepsilon$

Le modèle standard  $k - \varepsilon$  est basé sur le concept de BOUSSINESQ. Son application est valable qu'aux écoulements à nombre de REYNOLDS élevé. Dans ce modèle les termes des contraintes de REYNOLDS s'exprime de la manière suivante :

$$\rho \overline{u_i u_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad \text{Équation IV-5}$$

Avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{Équation IV-6}$$

$$\mu_t = \rho \nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{Équation IV-7}$$

On a  $k$  l'énergie cinétique turbulente définie par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad \text{Équation IV-8}$$

Et le taux de dissipation de l'énergie cinétique  $k$  est :

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad \text{Équation IV-9}$$

Les constantes standards de ce modèle sont données dans le tableau ci-dessous. Ces constantes permettent la résolution du système d'équation donné ci-dessus.

$C_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
0,09	1,44	1,92	1	1,3

Tableau IV-1 : valeurs des constantes du modèle  $k - \varepsilon$

#### II.3.2.b Modèle RNG $k - \varepsilon$

Ce modèle a été développé par YAKHOT et al. (V. YAKHOT, 1986). Ce modèle est basé sur l'estimation de la constante  $C_{\varepsilon 1}$  du modèle standard  $k - \varepsilon$  au cours de la simulation. Ainsi  $C_{\varepsilon 1}$  est remplacé par  $C'_{\varepsilon 1}$  et s'exprime de la manière suivante :

$$C'_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1} - \frac{\eta \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \eta^3} \quad \text{Équation IV-10}$$

Avec

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{p}{\eta_t}} \quad \text{Équation IV-11}$$

Le modèle RNG  $k - \varepsilon$  a comme objectif d'améliorer les résultats du modèle standard pour des écoulements avec une grande courbure des lignes de courants. Dans les écoulements à taux de contraintes élevé, le modèle RNG  $k - \varepsilon$  permet de réduire la viscosité turbulente par conséquent on assiste à une augmentation du taux de dissipation ( $\varepsilon$ ) et à une diminution de la production de turbulence ( $k$ ) (K. TALBI, 2011). Cet aspect constitue la principale différence entre le modèle standard et RNG du modèle  $k - \varepsilon$ .

Les constantes standards du modèle RNG  $k - \varepsilon$  sont représentées dans le tableau ci-dessous :

$C_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\sigma_\varepsilon$	$\eta_0$	$\beta$
0,085	1,42	1,68	0.7179	4.38	0.015

Tableau IV-2 : valeurs des constantes du modèle RNG  $k - \varepsilon$

Malgré l'avantage que représente le modèle RNG  $k - \varepsilon$ , le modèle standard  $k - \varepsilon$  reste le plus utilisé (K. TALBI, 2011). Rappelons que ces deux modèles sont applicables que pour des écoulements loin des parois.

### IV.3.3 Géométrie et Maillage

La géométrie et le maillage a été réalisé avec le logiciel GAMBIT. Comme on l'a annoncé un peu plus haut il s'agit de dessiner un tube circulaire en position horizontale avec 10mm de diamètre et 500mm de longueur. Nous avons pu générer des maillages à la fois non structurés et structurés. Vu la sensibilité des propriétés thermo-physiques par rapport à la température, les mailles raffinées ont été créées tout près de la paroi (couche limite), les mailles un peu plus grandes au niveau du cœur de l'écoulement et les plus grandes sont créées au niveau de la paroi (milieu solide). Voir figure sur ci-dessous.

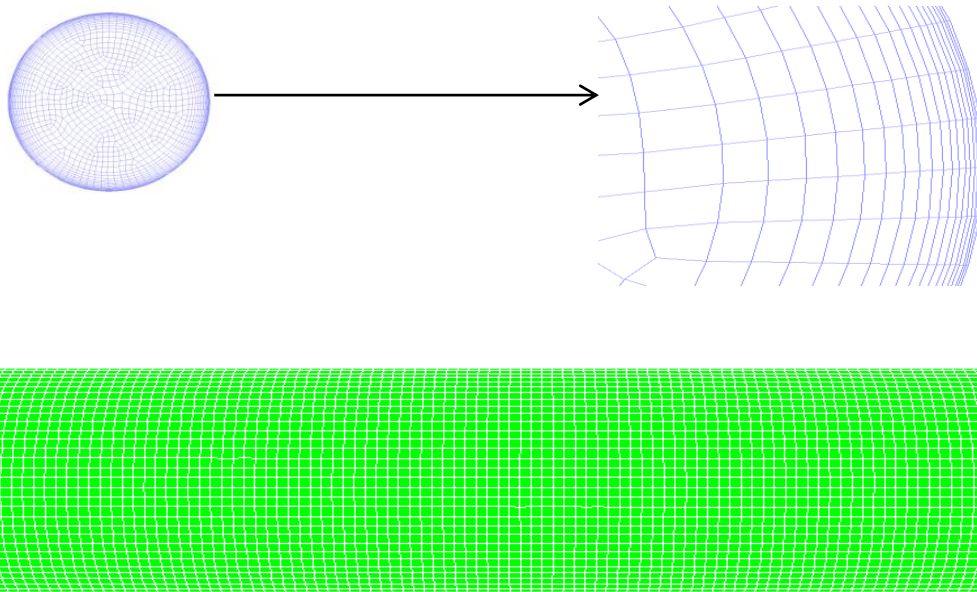


Figure IV-1: schéma de maillage des différentes zones du modèle

### IV.3.4 Conditions aux limites

Au niveau de notre maillage nous avons défini les différentes zones comme suite :

Entrée → Velocity – Inlet

Sortie → Pressure – outlet

Paroi → Wall

Interieur → Fluid

Avec les conditions aux limites suivantes pour chaque zone.

Zone		Valeurs
Entrée	vitesse(m/s)	0,1; 0,08; 0,06;
	Température(K)	363
	Intensité de turbulence(%)	15 ; 10 et 5
Paroi	Densité de flux surfacique(kW/m <sup>2</sup> )	100; 80; 70; 60; 50

Tableau IV-3 : conditions aux limites pour les différentes zones

Pour la sortie (*Pressure – outlet*) nous n'avons défini que le diamètre hydraulique qui restent le même dans tout l'écoulement.

### IV.3.5 Schéma de discrétisation

Pour le modèle de turbulence utilisé, nous avons choisi les schémas de discrétisations suivants :

couplage Pression-vitesse	SIMPLE
Energie	FIRST ORDER UPWIND
Energie cinétique de turbulente	FIRST ORDER UPWIND
Pression	STANDARD
Quantité de mouvement	FIRST ORDER UPWIND
Taux de dissipation	FIRST ORDER UPWIND

Tableau IV-4 : Tableau du schéma de discrétisation

### IV.3.6 Les propriétés thermo-physiques du fluide

Le fluide en écoulement est du *R134a* supercritique. Ce fluide n'étant pas présent dans la base de données de FLUENT, nous avons défini ses propriétés thermo-physiques ( $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $C_p$ ) comme des fonctions linéaires par morceaux qui sont en fonction de la température. Les données initiales du fluide ont été téléchargées à partir du site internet du NIST (NIST, 2012)

### IV.3.7 Validation du modèle de calcul

Pour valider les modèles de calculs qu'on a faits, on effectue les calculs avec un modèle de maillage bien raffiné. Le nombre de mailles de ce modèle est environ  $10^6$  mailles. Ensuite nous reprenons les mêmes calculs mais cette fois-ci en divisant le nombre de mailles du précédent modèle par deux ou quatre. Après comparaison des résultats obtenus avec les deux modèles de maillage, on voit que ceux-là sont presque similaires. On a une indépendance des solutions par rapport au nombre de maille. Ainsi nous considérons que notre modèle de calcul est valide.

## IV.4 Résultats

Dans le traitement des résultats, nous nous intéresserons d'abord à l'influence de l'effet gravité sur notre modèle d'écoulement. Puis à partir des résultats obtenus par simulation avec FLUENT, on calculera les grandeurs suivantes :

- Le coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$

On a

$$\alpha_{int} = \frac{\varphi}{T_w[i] - T_b[i]} \quad \text{Équation IV-12}$$

Ici  $T_b$  la température débitante du fluide.

$$T_b = \frac{\int \rho U_{moy} T dS_{int}}{\int \rho U_{moy} dS_{int}} \quad \text{Équation IV-13}$$

Avec  $\rho$  la masse volumique du fluide

$U_{moy}$  la vitesse moyenne axiale

$S_{int}$  la section de passage du fluide.

Toutes les propriétés du fluide qu'on utilisera pour le calcul seront prises à la température  $T_b$

Nous allons comparer les résultats de cette relation **Error! Reference source not found.** et ceux basés sur les relations de BLASIUS et de FILONENKO (en page 28 et en page 30)

### IV.4.1 L'influence de la gravité sur l'écoulement du R134a supercritique dans un tube horizontal

Pour étudier l'influence de la gravité sur notre cas d'étude, nous avons imposé une densité de surfacique  $\varphi = 80kW$  avec une vitesse d'entrée  $U_0 = 0.1m/s$ . Puis on a effectué la simulation du modèle dans un premier temps sans effet gravité puis dans un second temps avec activation du de la gravité. Dans chacun des cas nous obtenons les résultats ci-dessous.

#### IV.4.1.a Résultats de la simulation sans effet gravité

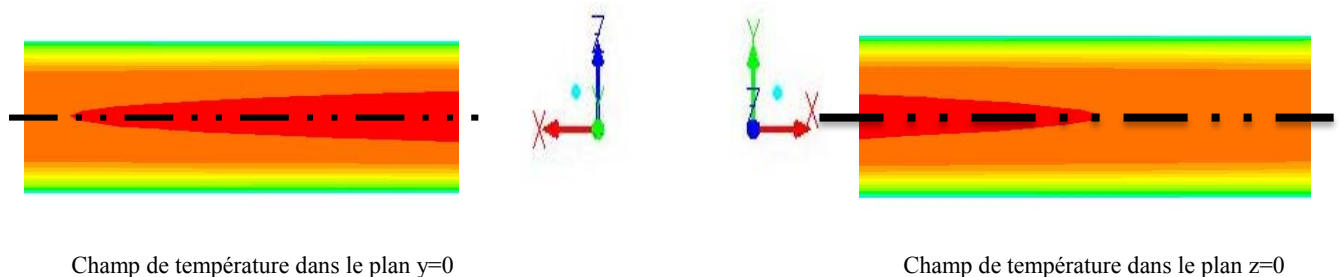
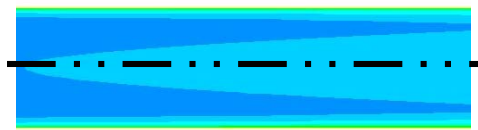
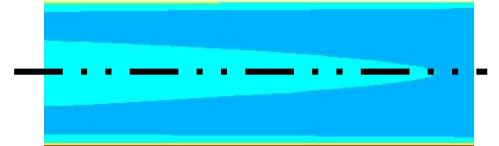


Figure IV-2 : les champs de température dans l'écoulement sans effet gravité

A partir de la Figure IV-2 on voit le champ de température reste toujours symétrique par rapport à l'axe



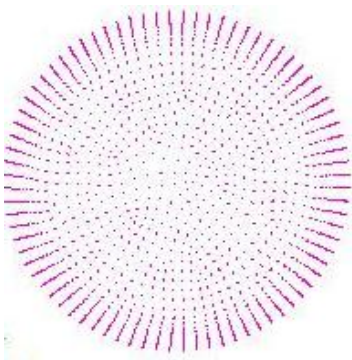
Champ de la vitesse axiale dans le plan  $y=0$



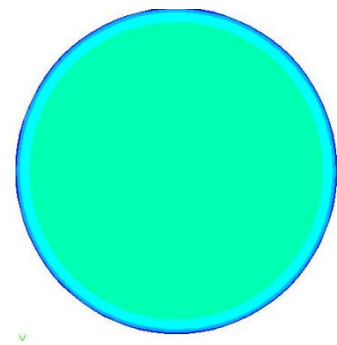
Champ de la vitesse axiale dans le plan  $z=0$

Figure IV-3 : les champs de vitesse axiale dans l'écoulement sans effet gravité

Comme dans le cas des champs de température, ici aussi on a une symétrie des vitesses par rapport à l'axe horizontale  $x$ .



Vecteur vitesse axiale dans une section

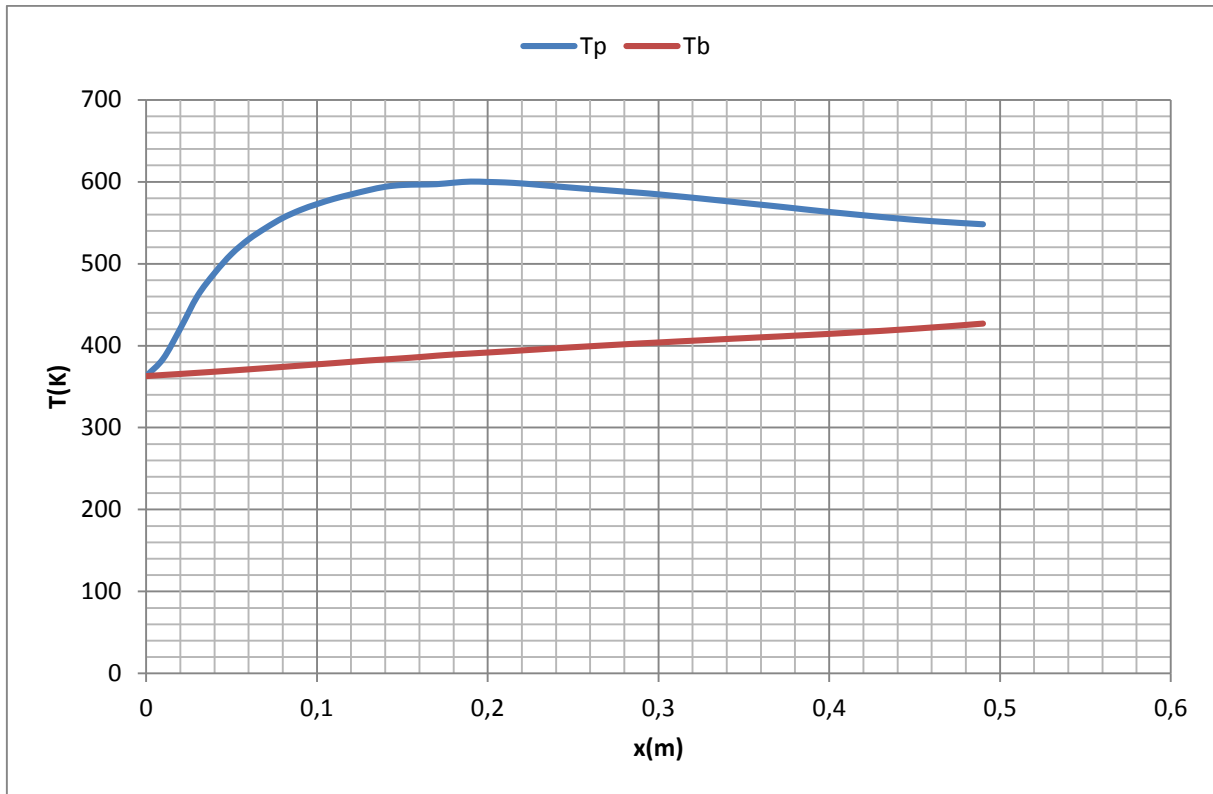


Contour de vitesse dans une section

Figure IV-4 : vecteur et contour de la vitesse axiale dans une section droite du tube

Comme on a pu le constater sur les Figure IV-2 et Figure IV-3, sur la Figure IV-4 on voit que les résultats de la simulation de l'écoulement du R134a supercritique sans effet gravité reste symétrique par rapport à l'axe centrale du tube.





*Figure IV-5 : l'évolution des températures le long du tube*

À partir de cette figure on voit la température débitante ( $T_b$ ), elle est croissante de manière presque linéaire. Quant à la température de paroi ( $T_p$ ) est d'abord croissante avant de décroître après. Au niveau  $x=0$ , on voit que les deux températures sont égales. Cela nous semble être irréaliste.

En outre, on voit que à partir de  $x=0.2\text{m}$ , la différence de température diminue de plus en plus.

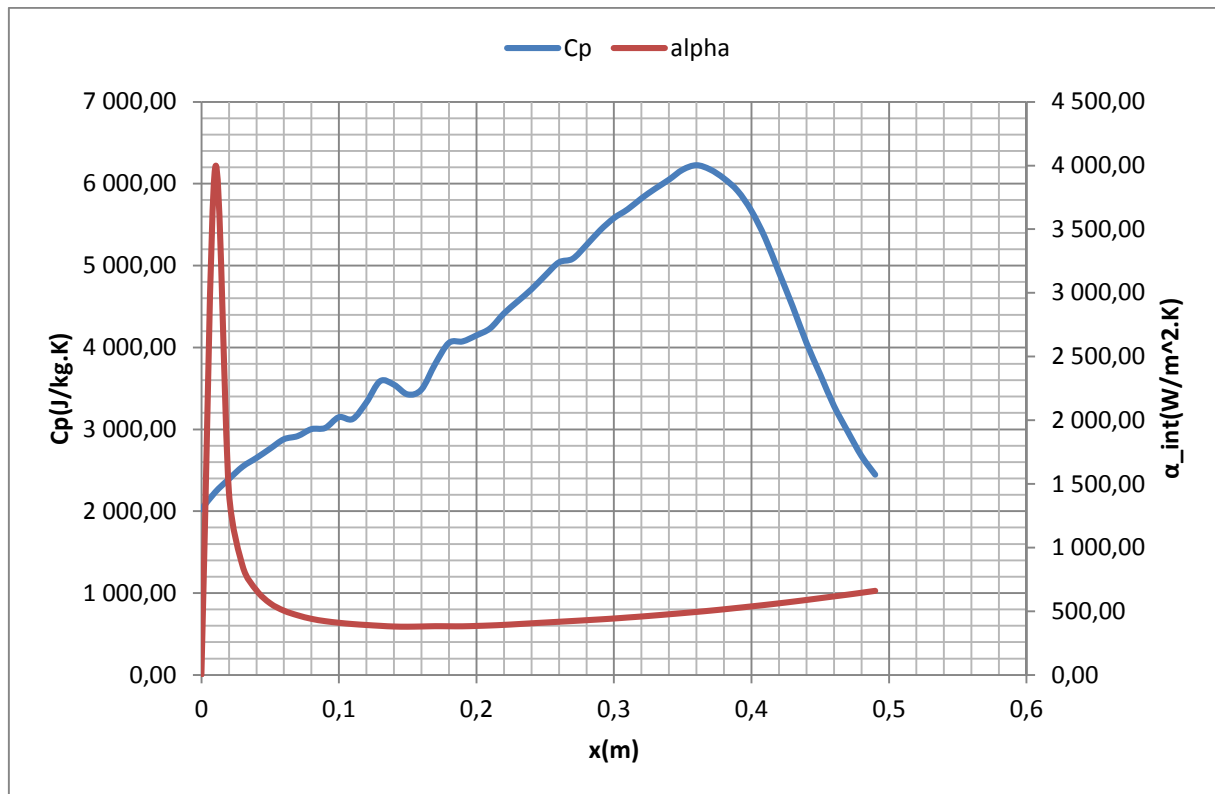


Figure IV-6 :  $C_p$  et le coefficient d'échange convectif le long du tube sans effet gravité

Sur le graphe ci-dessus nous avons l'évolution du  $C_p$  et du coefficient d'échange convectif le long du tube. La variation du  $C_p$  nous permet de localiser le point pseudo-critique dans l'écoulement. L'évolution du coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$  présente un maximum juste à l'entrée du tube. Ce maximum ne correspond pas au maximum du point pseudo-critique mais est dû à l'effet d'entrée. Pareille que la différence de température entre la paroi et le fluide observée à ce point. On note aussi une petite croissance du coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$  à partir de  $x=0,1m$ . Malgré cette croissance, on n'obtient pas de maximum autour du point pseudo-critique.

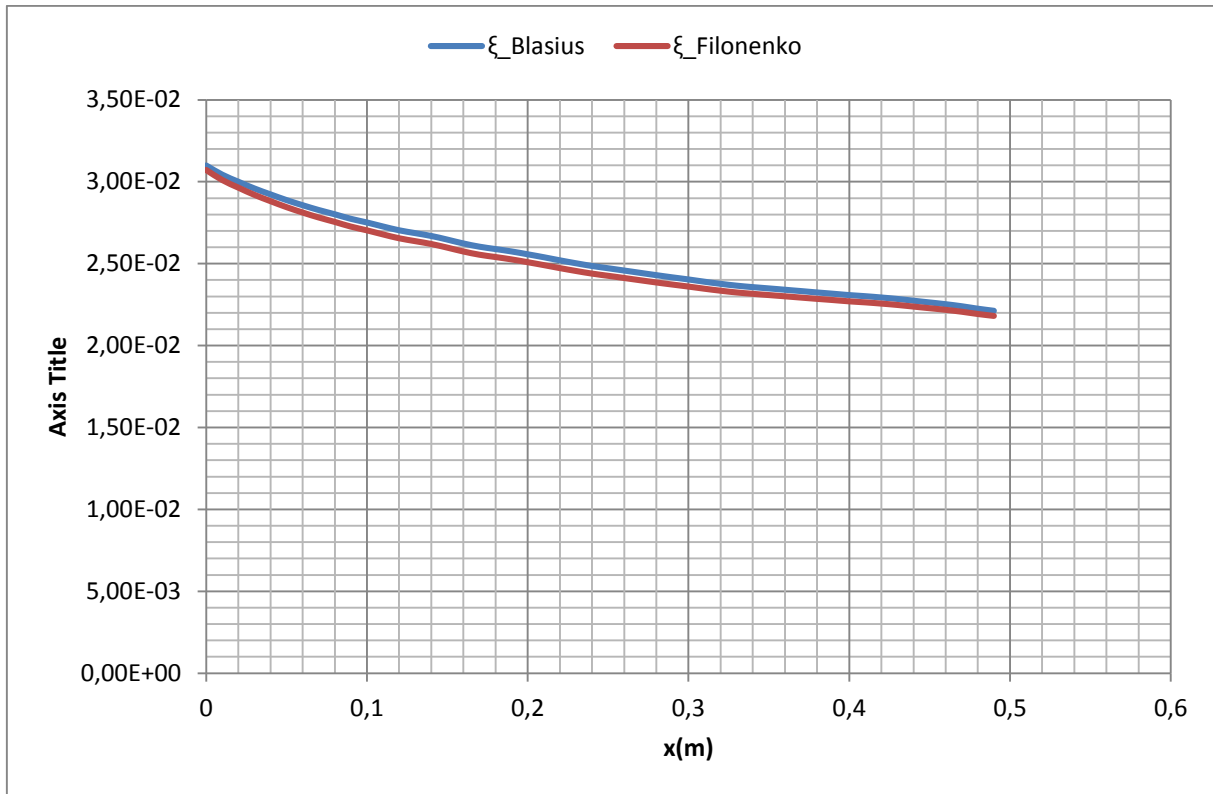


Figure IV-7 : variation du coefficient de frottement le long du tube

Pour l'écoulement du R134a dans un tube horizontal sans effet gravité, les valeurs du coefficient de frottement obtenues avec les corrélations de FILONENKO et BLASIUS ont le même profil de variation. Mais ici les valeurs obtenues avec la corrélation de BLASIUS reste supérieures.

Après analyse de ces différents résultats, on voit bien qu'à part ceux obtenus sur les coefficients de frottement avec les deux corrélations, les autres semblent être irréalistes pour au moins deux raisons :

- D'une part dans un écoulement turbulent de fluide supercritique, autour du point pseudo-critique, on obtient un maximum sur le coefficient d'échange convectif. Et ici ce maximum est absent à ce niveau.
- Et d'autre part flux imposé à la paroi, l'expression de la température de la paroi  $T_p$  en fonction de la température débitante  $T_b$  du coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$  et de la densité de flux s'écrit de la manière suivante :

$$T_p = T_b + \frac{\varphi}{\alpha_{int}} \quad \text{Équation IV-14}$$

Pour  $\varphi$  constante et  $\alpha_{int}$  croissante la température  $T_p$  doit être décroissante et non croissante comme on a pu remarquer ici. Normalement on doit obtenir une diminution de  $T_p$  jusqu'au point pseudo-critique.

#### IV.4.1.a Résultats de la simulation avec gravité

Nous considérons les mêmes paramètres que précédemment puis dans le modèle nous activons la gravité sur l'axe des ordonnées  $Y$ .

Les différents résultats obtenus dans ce cas d'études sont présentés à travers les figures ci-dessous.

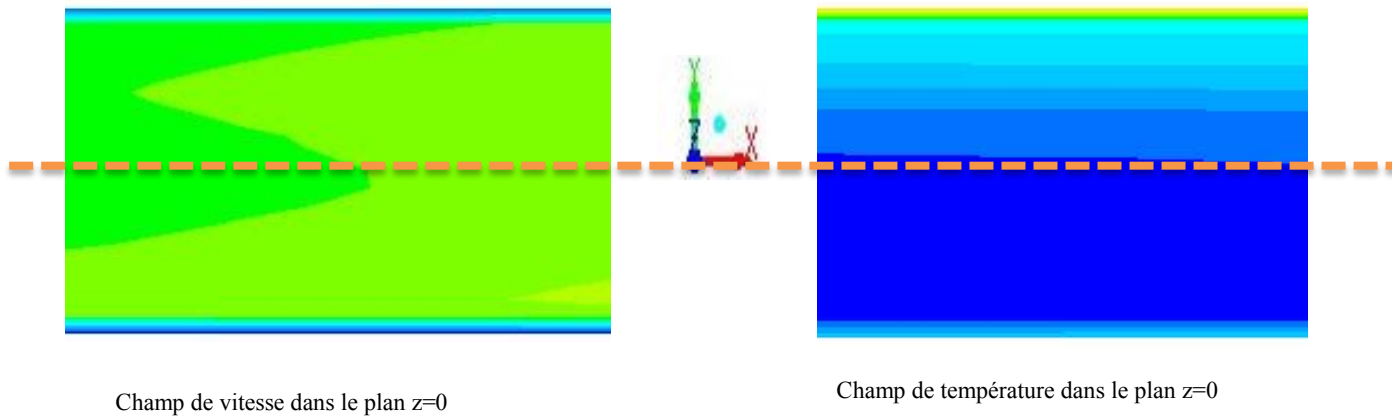


Figure IV-8 : champs de vitesse axiale et de température dans le plan  $z=0$

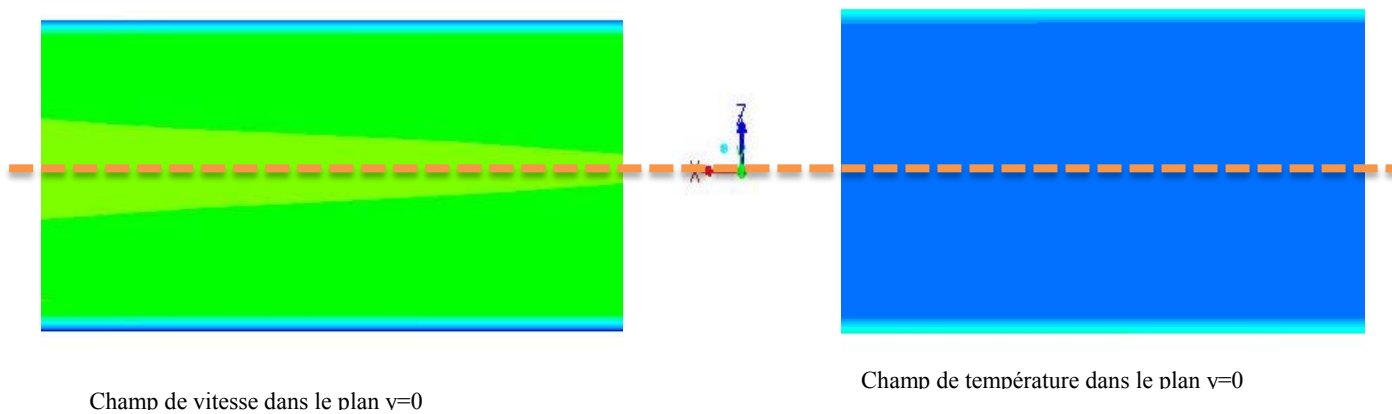


Figure IV-9 : champs de vitesse axiale et de température dans le plan  $y=0$

A partir de la Figure IV-8 on constate les valeurs des vitesses et de températures ne sont plus symétrique par rapport à l'axe centrale horizontale. En outre on voit aussi que la température de la paroi supérieure est supérieure à celle de la paroi inférieure. Donc suivant l'axe  $y$  (verticale) il n'y a pas symétrie de l'écoulement contrairement dans le cas de la simulation sans gravité.

Mais à partir de la Figure IV-9 on voit les champs de vitesse et de température sont symétrique par rapport à l'axe  $z$  (l'axe horizontale perpendiculaire à l'axe des  $x$ )

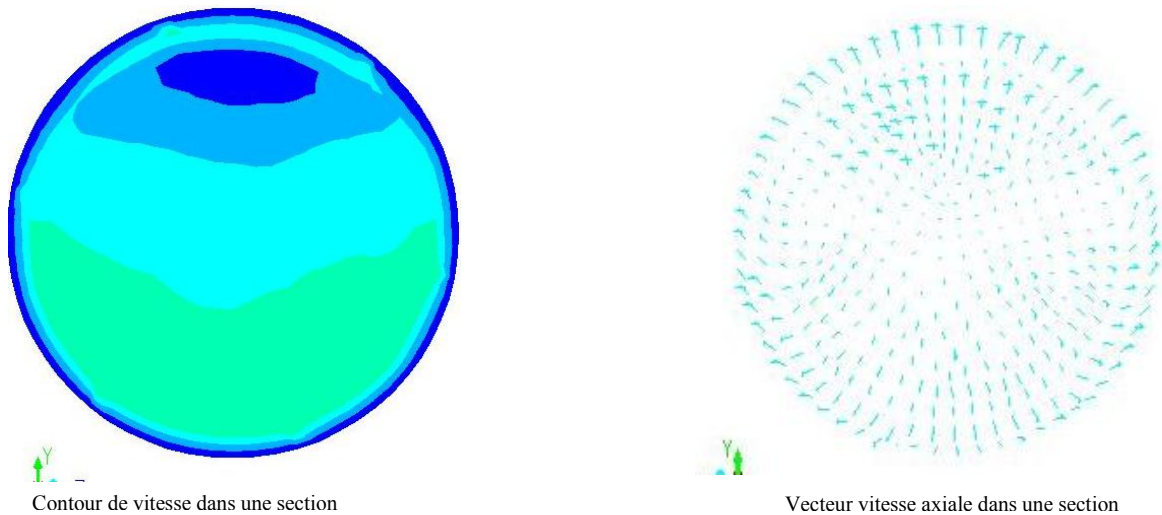


Figure IV-10 : vecteur et contour de la vitesse axiale dans une section droite du tube

Contrairement à ce qu'on a vu dans le cas sans gravité au point  $x = 1\text{cm}$ , le fluide se trouvant dans la partie inférieure du tube a la vitesse axiale la plus élevée. On voit dans la partie supérieure une partie du fluide a la même vitesse que le fluide sur la paroi (vitesse axiale quasiment nulle) c'est le phénomène de stratification créé dans l'écoulement.

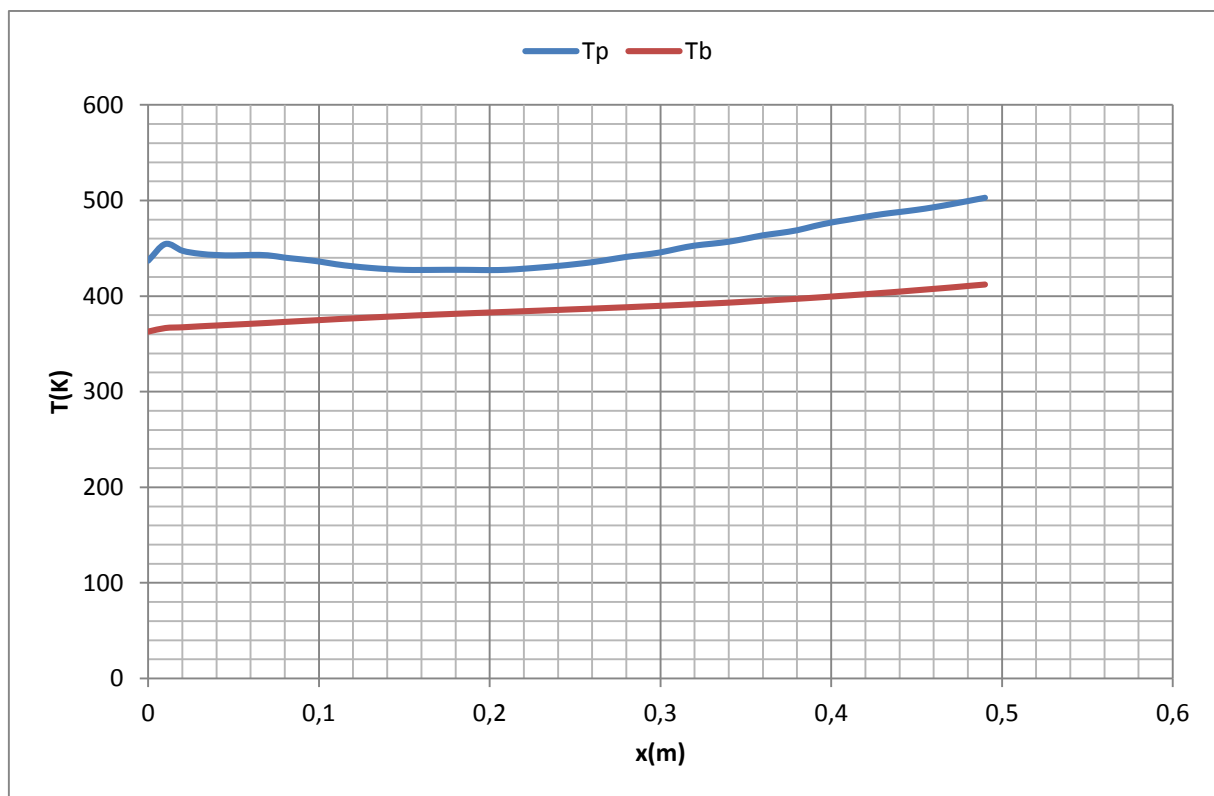


Figure IV-11 : l'évolution des températures le long du tube

Contrairement à ce que nous avons dans le cas de la simulation sans effet gravité, ici on voit qu'à l'entrée les températures de paroi  $T_p$  et la température débitante  $T_b$  n'ont pas les mêmes valeurs. On note une évolution presque linéaire pour la température  $T_b$  quant à la température  $T_p$  elle décroît d'abord jusqu'au point  $x=0.2\text{m}$  avant de commencer de croître à nouveau.

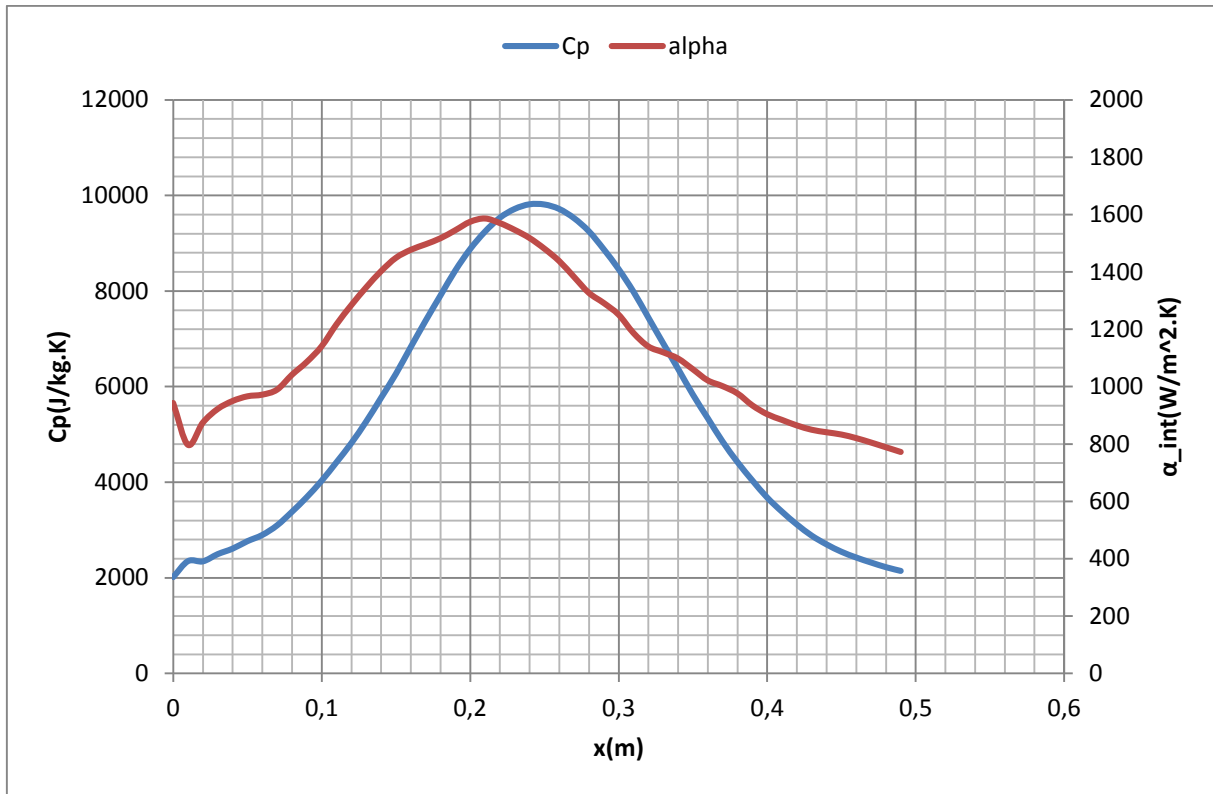


Figure IV-12 :  $C_p$  et le coefficient d'échange convectif le long du tube avec effet gravité

Avec l'activation de l'effet gravité dans le modèle, on voit à partir de la figure ci-dessus qu'on atteint un maximum pour le coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$ . Et on voit bien que celui se trouve au niveau du point pseudo-critique de l'écoulement. Ici le maximum de  $\alpha_{int}$  correspond au point où on obtient le minimum de la température  $T_p$ .

En Comparant les résultats obtenus dans les cas de la simulation avec gravité et sans gravité, on voit bien que ceux obtenus avec l'activation de la gravité dans le modèle sont plus compatibles à la réalité. Donc dans notre modèle pour une meilleure prise en compte des différents aspects de l'écoulement, nous effectuerons toute la suite de l'étude en activant l'effet gravité dans le modèle de calcul.

Ainsi on étudiera l'influence des différents paramètres de l'écoulement sur le coefficient d'échange convectif.

## IV.4.2 Influence des différents paramètres sur le coefficient d'échange convectif

### IV.4.2.a L'influence de la vitesse d'entrée

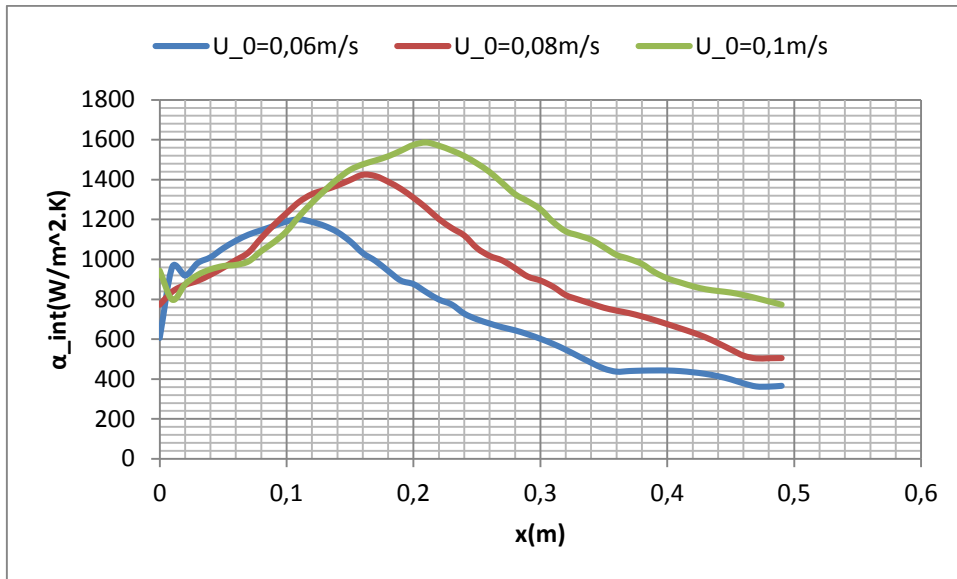


Figure IV-13 : Evolution du coefficient d'échange convectif le long du tube pour différentes vitesse d'entrée pour  $\varphi = 70 \text{ kW/m}^2$

A partir de la figure ci-dessus représentant l'évolution du coefficient d'échange convectif  $\alpha_{int}$  le long du tube pour différentes vitesse d'entrée, on voit que plus la vitesse d'entrée est petite plus le point pseudo-critique est proche de l'entrée du tube et plus la valeur du maximum du coefficient d'échange  $\alpha_{int}$  est petit. On peut expliquer cela d'une part la faible vitesse de l'écoulement. Le fluide met beaucoup de temps à parcourir le tube : on obtient un temps de chauffage élevé qu'à grande vitesse : le temps de chauffage est court. Et d'autre part à grande vitesse, la turbulence est plus élevée et cela permet de promouvoir l'échange convectif du fluide.

Donc le maximum de  $\alpha_{int}$  est plus grand en grande vitesse qu'à petite vitesse.

#### IV.4.2.b L'influence de la densité de flux imposé à la paroi

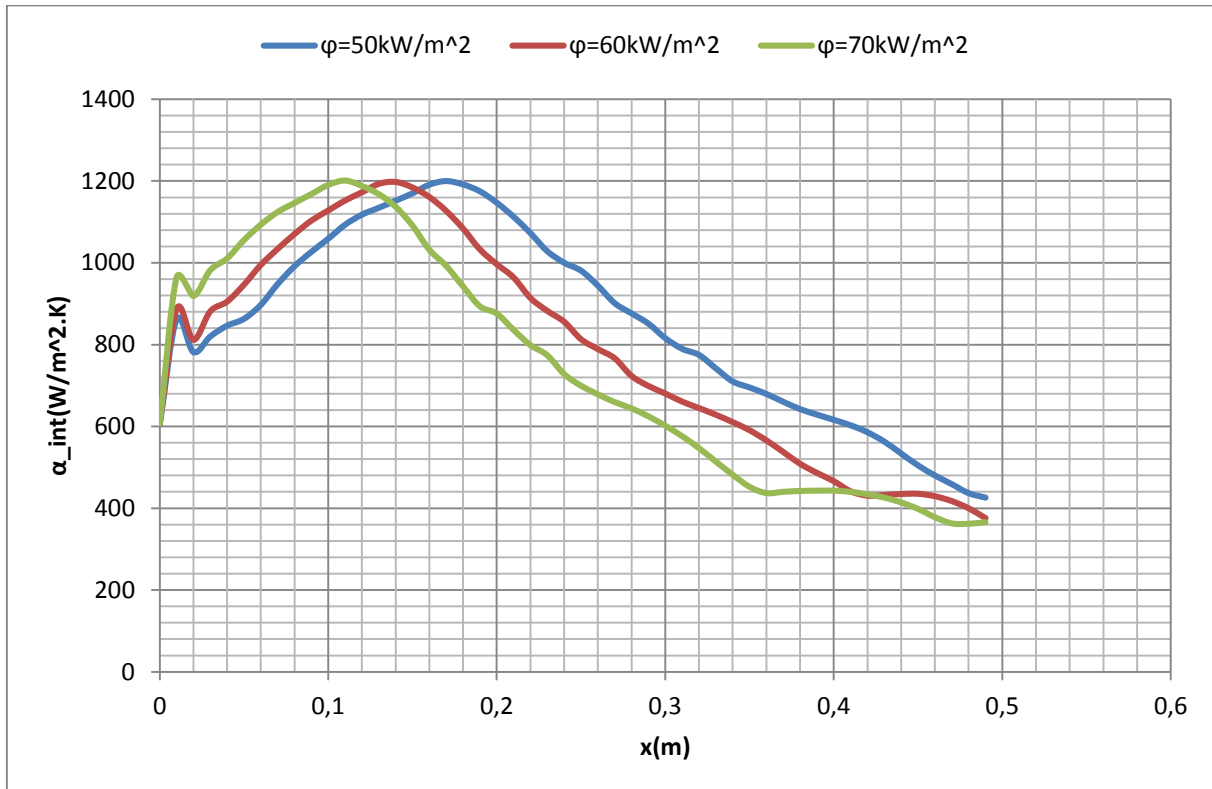


Figure IV-14 : Evolution du coefficient d'échange convectif le long du tube pour différentes valeur de  $\phi$   $U_0 = 0.06 \text{ m/s}$

Les résultats représentés sur la Figure IV-14 pour une vitesse d'entrée  $U_0 = 0.06 \text{ m/s}$  avec une pression de travail  $P=45 \text{ bar}$ .

A partir de l'observation de la Figure IV-14, on constate que le maximum de du coefficient d'échange  $\alpha_{int}$  reste toujours le même. Seulement le point pseudo-critique est rapidement atteint avec des densités de flux plus élevées.

Plus  $\phi$  est grande plus le maximum de  $\alpha_{int}$  est rapidement atteint.



#### IV.4.2.c L'influence de la pression de travail

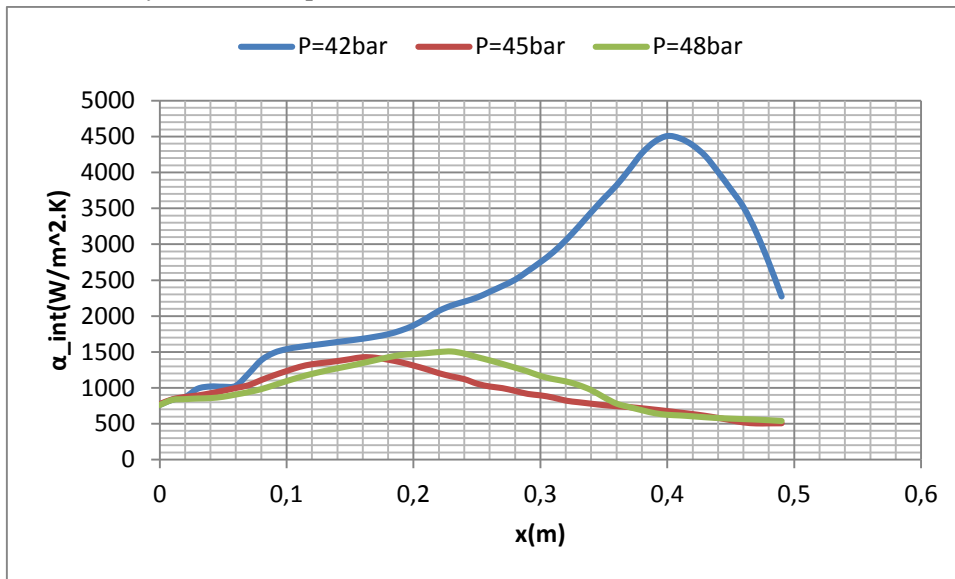


Figure IV-15 : Evolution du coefficient d'échange convectif le long du tube pour différents niveaux de pression de travail

La Figure IV-15 représente l'évolution du coefficient d'échange  $\alpha_{int}$  le long du tube pour différents niveaux de pression. Ici la vitesse d'entrée du fluide  $U_0 = 0.08m/s$  avec une densité de flux surfacique  $\varphi = 70kW$

A partir de cette figure, nous constatons que le maximum du coefficient d'échange avec la pression  $P = 42bar$  est le plus élevé.

#### IV.4.2.d L'influence de l'intensité de turbulence imposé dans le modèle

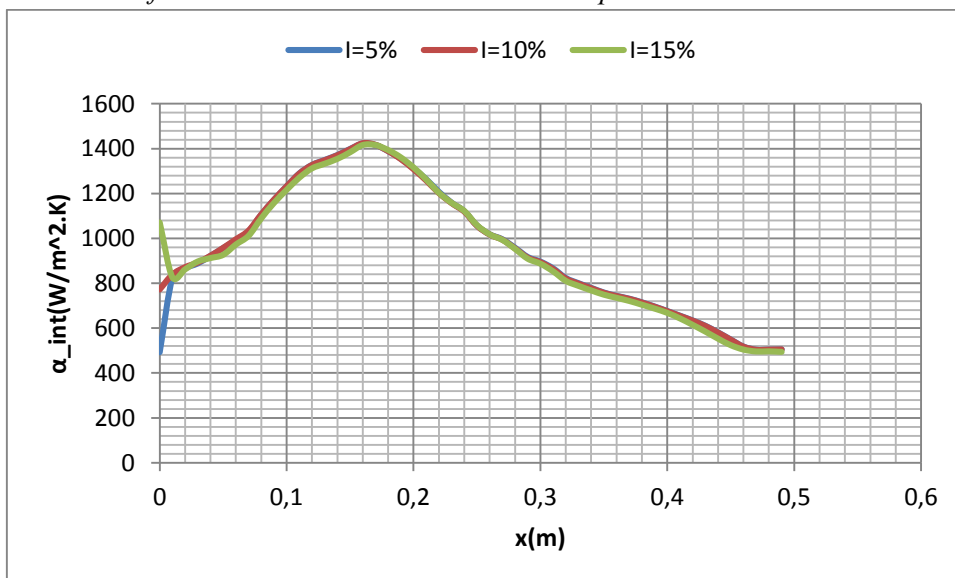


Figure IV-16 : l'évolution du coefficient d'échange convectif pour différentes intensités de turbulence

Pour différentes intensités de la turbulence, on impose une densité de flux surfacique  $\varphi = 70kW/m^2$  et une vitesse d'entrée  $U_0 = 0.08m/s$ . A partir de la Figure IV-16 nous constatons que les valeurs du coefficient d'échange restent les mêmes dans les trois cas. On peut se permettre de dire que la valeur

de l'intensité influe très peu sur les aspects de transferts thermiques dans cet écoulement de *R134a* supercritique.

La simulation de l'écoulement du *R134a* supercritique avec effet gravité montre que les grandeurs tels l'intensité de la turbulence n'ont presque aucune influence sur la qualité des transferts de chaleur du modèle. Par contre les paramètres tels que la vitesse, la densité de flux, la pression de travail ont des influences notables sur la qualité des transferts thermiques.

## IV.5 Conclusion

La simulation de l'écoulement turbulent dans un tube en position horizontal du *R134a* supercritique donne des résultats différents sur les aspects de transferts thermiques suivant qu'on ait activé l'effet gravité ou non dans le modèle de calcul.

Dans le cas où on effectue nos calculs sans effet gravité, on voit bien que les résultats obtenus sur le coefficient d'échange convectif et sur la température de la paroi sont loin d'être conforme à la réalité. Mais dans le cas où nous activons l'effet gravité, on voit que les résultats obtenus sur le coefficient d'échange et sur la température de paroi corrobore avec l'évolution des propriétés thermo-physiques du fluide en écoulement.

En étudiant l'influence des paramètres tels la pression, la vitesse d'entrée du fluide, le flux imposé à la paroi... on a vu que certain telle que la pression ont des influences très importantes (surtout quand on est proche de pression critique) sur les qualités thermo-hydrauliques de l'écoulement.

Avec un niveau de turbulence élevé ( $Re \approx 10^4$ ) et avec l'activation de la gravité dans le modèle nous assistons un phénomène de convection mixte dans le fluide. Il serait intéressant de savoir pour ce type écoulement dans quelle (s) condition (s) pourrions-nous négliger la convection naturelle.

En utilisant les formules empiriques sur les frottements, nous obtenons des résultats sur le coefficient de frottement qui ne semble pas être jute. Simuler cet écoulement avec d'autre modèle de turbulence serait aussi une piste intéressante.

## V. Comparaison des résultats de la modélisation numérique et ceux de l'étude des corrélations

A partir des résultats obtenus en simulation numérique de l'écoulement du *R134a* supercritique et de l'application des différentes corrélations à cet écoulement, nous effectuerons la comparaison de l'évolution du nombre de NUSSELT

Notons que les résultats en comparaison ont été obtenus dans les conditions suivantes :

Pour les résultats de la simulation on a imposé une densité de flux  $\varphi = 70kW/m^2$  avec une vitesse d'entrée  $U_0 = 0.1m/s$

Pour les résultats des corrélations on a  $\varphi = 30kW/m^2$  et  $U_0 = 0.1m/s$ . Pour les deux d'études bous travaillons à la pression  $P = 45bar$

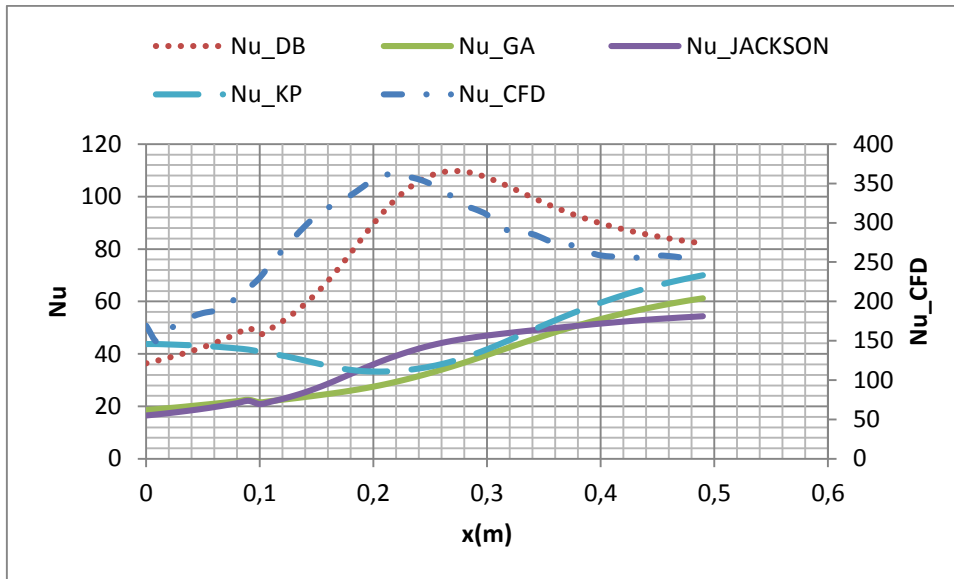


Figure V-1 : la variation du nombre de NUSSELT le long du tube pour différentes corrélations

A partir de la Figure V-1, on constate que les profils de variation du nombre de NUSSELT de la corrélation de DITTUS-BOELTER (DB) et celui issu de la modélisation numérique (CFD) sont très semblables. Les résultats de la corrélation de JACKSON 2002 aussi ont un profil de variation qui est semblable à celui des résultats de la modélisation avec des valeurs un peu petites. Comme dans le cas de l'étude des corrélations III.3.2, en supposant que les valeurs données par la corrélation de DITTUS-BOELTER soient un irréaliste, alors la corrélation correspondrait le mieux à notre modèle d'écoulement serait la corrélation de JACKSON 2002. C'est cette corrélation que nous utiliserons pour notre calcul de dimensionnement d'échangeur.

Quant aux corrélations du coefficient de frottement, on utilisera la corrélation de BLASIUS dans le calcul de dimensionnement.

## VI. Calcul de Dimensionnement de l'échangeur supercritique

### VI.1 Généralités sur les échangeurs de chaleur

#### VI.1.1 Introduction

Un échangeur de chaleur est un appareil destiné à transmettre la chaleur d'un fluide à un autre, le plus souvent à travers une paroi. Il dispose de quatre niveaux de températures : les températures d'entrée et de sortie du fluide froid ( $T_{fe}$  et  $T_{fs}$ ) et les températures d'entrée et sortie du fluide chaud ( $T_{ce}$  et  $T_{cs}$ ). Souvent les fluides mis en jeu n'ont pas les mêmes masses volumiques ni les mêmes débits d'écoulement. En fonction des caractéristiques spécifiques du problème à traiter, on peut choisir un mode de fonctionnement à co-courant (les fluides parcourent l'échangeur dans le même sens) ou à contre-courant (les fluides parcourent l'échangeur dans un sens contraire) pour l'échangeur.

Son type et son mode de fonctionnement nous permettront de choisir la méthode d'évaluation et ainsi déterminer ses performances.

#### VI.1.2 Les principaux types d'échangeurs

Parmi les différents types d'échangeurs de chaleur, nous pouvons citer les échangeurs suivants :

### VI.1.2.a Les échangeurs par mélange ou à contact direct :

Ici l'échangeur est dépourvu de paroi. Pour ces types d'échangeurs, le fluide est intimement mélangé. « L'absence de paroi est une caractéristique intrinsèque de l'échange, ou bien est recherchée pour améliorer certaines qualités propres de l'échangeur. L'interface des deux fluides va se présenter sous deux aspects :

- les phases sont séparées par une interface continue ou par une interface rendue discontinue par l'interposition de nombreux obstacles : c'est le contact direct surfacique
- les phases s'interpénètrent de façon homogène par dispersion d'un fluide ou de particules au sein de l'autre fluide : c'est le contact direct volumique » (A. BRICARD)

Parmi les échangeurs à contact direct on peut citer le cas des désurchauffeurs de vapeur, des dégazeurs, des tours de refroidissement à convection naturelle ou forcée, des contacteurs gaz-solide...

### VI.1.2.b Les échangeurs discontinus

Dans les applications mettant en œuvre les échangeurs discontinus, on a la surface d'échange qui est alternativement mis en contact avec le fluide froid et le fluide chaud. Par exemple les réchauffeurs d'air rotatifs (voir Figure VI-1)

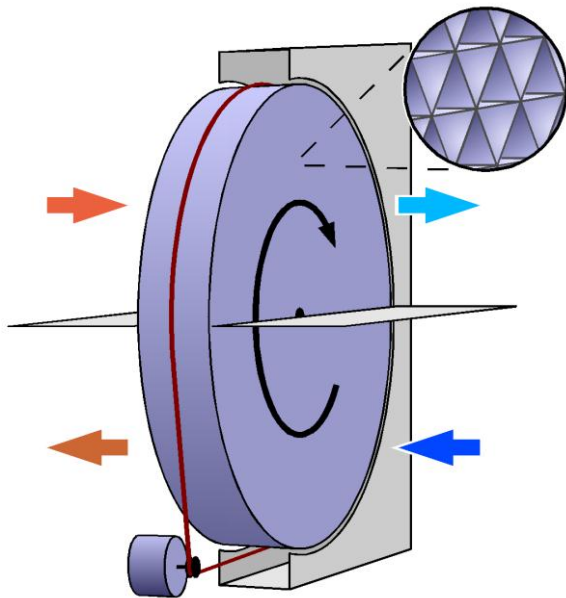


Figure VI-1 : schéma de principe de fonctionnement d'un échangeur rotatif d'air

Cet échangeur de chaleur est constitué de plaques de faibles épaisseurs séparant les veines d'air. Ces plaques sont souvent en aluminium. «Les plaques sont assemblées entre elles par collage ou soudage et placées dans un châssis rigide». Ces types d'échangeurs ont l'avantage de la simplicité et d'être aussi fiables (Tec12)

### VI.1.2.c Les échangeurs continus

Pour les échangeurs continus, les deux fluides circulent de manière continue de part et d'autre de la surface d'échange. Trois grandes catégories représentent ces types d'échangeurs :

- Les échangeurs tubulaires

La configuration la plus simple de ce type d'échangeur est l'échangeur double tubes. Cet échangeur est le plus simple (voir Figure VI-2), mais peut nécessiter des surfaces d'échange importantes (A. BONTEMPS)

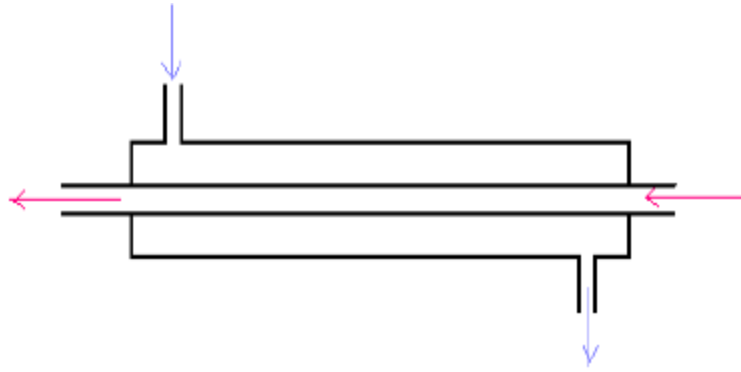


Figure VI-2: schéma de principe d'un échangeur tubulaire double tubes (A. BONTEMPS)

Une configuration plus compliqué que celle citée ci-dessus est l'échangeur à faisceaux tubulaires (Figure VI-3). Cet échangeur peut avoir jusqu'à une compacité maximale de  $500m^2/m^3$  (A. BONTEMPS)

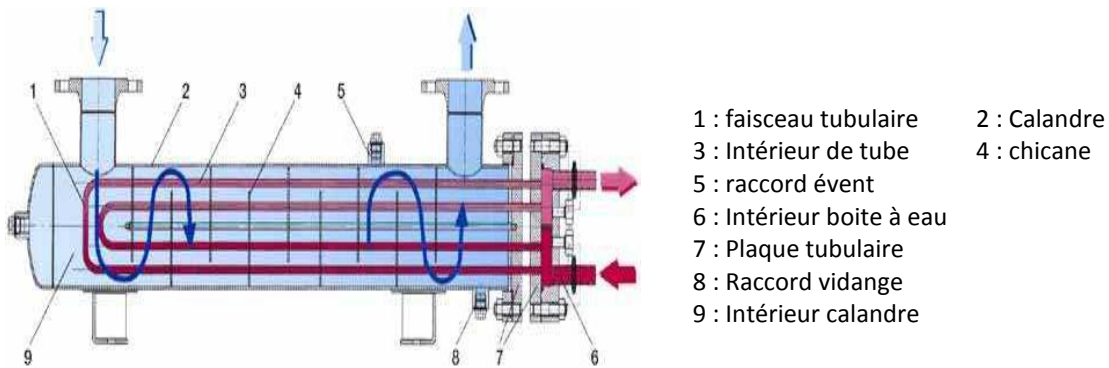


Figure VI-3: Schéma de principe d'un échangeur à faisceaux tubulaires (A. BONTEMPS)

Cet échangeur peut être à simple ou double passes (en U).

Comme on peut le voir sur la figure ci-dessus, cet échangeur est constitué de faisceau de tubes disposés dans une calandre. On a l'écoulement d'un des fluides à l'intérieur des tubes et l'autre à l'intérieur de la calandre, autour des tubes. Les chicanes dans la calandre permettent de promouvoir la turbulence de l'écoulement externe des tubes et ainsi améliorent le transfert.

Les avantages principaux de cet échangeur sont : économique, résiste aux fortes pressions, utilisable pour toutes les puissances. Mais il a l'inconvénient d'engendrer de très importantes pertes de pression, d'être sensible aux vibrations et aussi d'être difficile à nettoyer (WIKIPEDIA)

Il est souvent utilisé pour les échanges liquide/liquide ou liquide/vapeur. Et peut être disposé en horizontal ou en vertical.

- *Les échangeurs à plaques*

Les échangeurs à plaques sont composés d'un grand nombre de plaques disposées en forme de millefeuilles et séparées les unes des autres d'un petit espace où circulent les fluides.

Souvent les plaques possèdent une surface ondulée bien ordonnée afin de promouvoir un régime d'écoulement turbulent. Cela permet de rendre meilleur le transfert mais aussi de bien canaliser les écoulements des fluides. L'avantage principal de cet échangeur est sa simplicité. Comme l'échangeur tubulaire il est aussi peu coûteux. Avec une compacité maximale de près de  $500m^2/m^3$ , il peut engendrer de très importantes pertes de pressions (WIKIPEDIA)

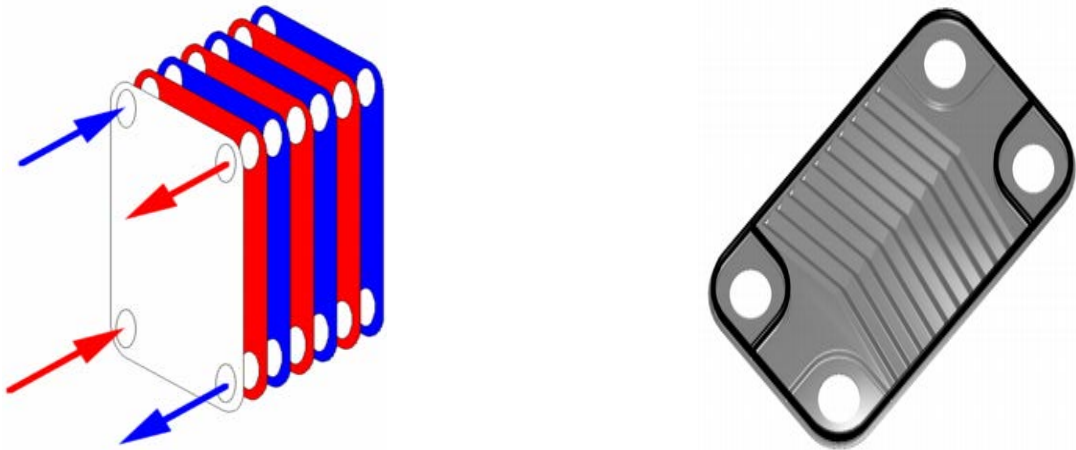


Figure VI-4: schéma d'un échangeur à plaques et une plaque avec profil Chevron (WIKIPEDIA)

Notons que pour les échangeurs à plaques, la turbulence peut permettre de diminuer l'encrassement des surfaces d'échange de l'ordre de 15% (A. BONTEMPS)

Ces échangeurs sont souvent utilisés pour des échanges liquide/liquide ou liquide/vapeur.

- *Les échangeurs à ailettes*

Les échangeurs compacts à ailettes sont les plus complexes à dimensionner. Ils peuvent avoir des valeurs de compacité atteignant  $1000m^2/m^3$  (A. BONTEMPS)

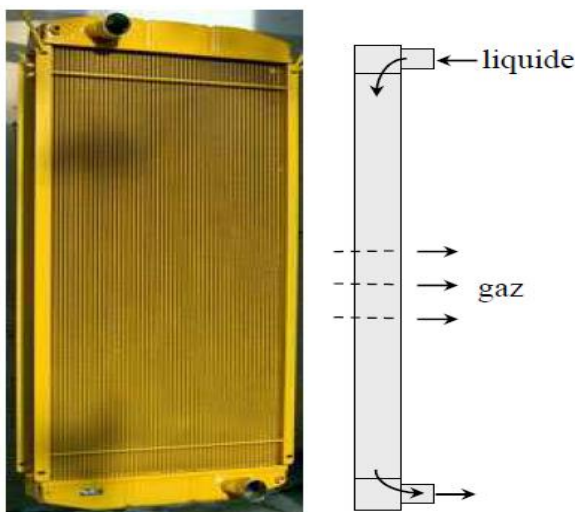


Figure VI-5: schéma d'échangeur compact à ailettes

Malgré la complexité de leur dimensionnement, ils ont souvent de simple configuration. Ils sont constitués d'un conduit cylindrique ou rectangulaire sur lequel sont fixées des lames métalliques de différentes formes. L'un des fluides circule à l'intérieur du conduit et l'autre à l'extérieur.

Notons que ces échangeurs permettent d'avoir de très bons rendements mais peuvent être très encrassant.

Ce type d'échangeur est utilisé pour les échanges liquide/gaz ou solide/gaz.

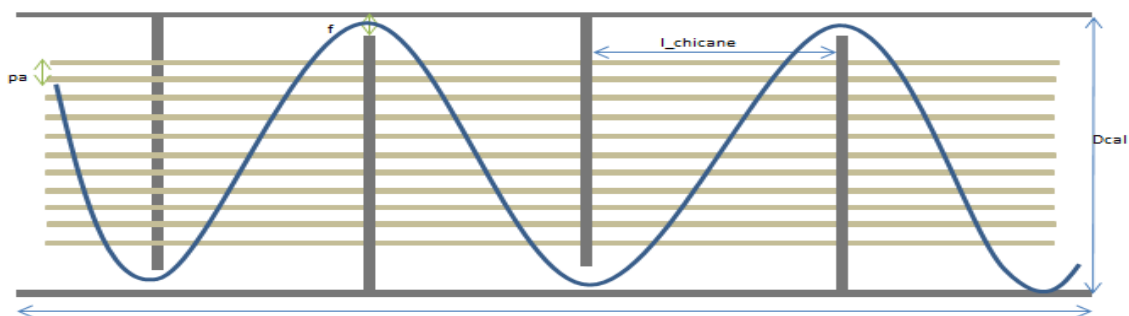
A travers cette revue des différents types d'échangeurs, on voit bien que pour les systèmes dynamiques, il nous est possible de faire le choix entre trois types d'échangeurs en fonction des conditions spécifique de notre problème. Quant aux systèmes discontinus, on a aussi plusieurs types d'échangeurs.

## VI.2 Etude d'échangeur à faisceaux tubulaires : fonctionnement avec un fluide supercritique

### VI.2.1 Objectif de l'étude

L'objectif de cette étude consiste à évaluer les performances d'un échangeur supercritique (à haute pression). Ayant des fluides à l'état liquide (eau pressurisée) ou supercritique (le réfrigérant), et compte tenu de ce que nous savons sur les différents types d'échangeurs, les échangeurs à faisceaux tubulaires sont privilégiés pour effectuer cette étude.

Pour le calcul de dimensionnement d'échangeur, l'objectif est de déterminer les différents paramètres de fonctionnement (nombre de tubes, longueur des tubes, diamètre de la calandre...) qui lui permettront d'échanger une puissance donnée avec un minimum de surface d'échange et le moins de pertes de pression. Pour cela, nous poserons quelques hypothèses qui nous permettront de simplifier nos équations.



$D_{int}$  = Diamètre intérieur des tubes ;  $D_{ext}$  = Diamètre extérieur des tubes  $D_{cal}$  =  
Diamètre ou côté de la calandre  $f$  =  
hauteur de la fenêtre laissée libre pour le fluide au droit de chaque chicane  $pa$  =  
pas entre tubes (soit carré, soit quiconce triangulaire équilatérale) ;  $l_{chicane}$  =  
espacement des chicanes ;  $L_{HX}$  = longueur des tubes

Figure VI-6 : schéma de principe de l'échangeur tubulaire

### VI.2.2 Les hypothèses de fonctionnement

Pour simplifier le problème de calcul de dimensionnement à traiter ici, nous posons les hypothèses suivantes :

- Nous considérerons que l'échangeur fonctionne en régime permanent
- La puissance cédée par le fluide chaud est entièrement reçue par le fluide froid (système adiabatique)
- Seuls les transferts de chaleur par conduction et par convection sont pris en compte (pas de rayonnement).
- Seules les pertes de pression par frottement seront prises en compte
- La résistance thermique due à l'encrassement des surfaces sera négligée
- Nous considérerons un fonctionnement de l'échangeur à contre-courant

### VI.2.3 Evaluation du coefficient d'échange global ( $U_{global}$ )

Parmi les deux méthodes permettant d'évaluer les performances d'un échangeur en régime permanent : la méthode DTLM (moyenne logarithmique de la différence de température) et la méthode NUT (nombre d'unité de transfert), nous utiliserons la méthode DTLM car nous avons en données les débits, les températures d'entrée et la puissance échangée. Cela nous permet sans difficulté d'estimer les températures de sortie des deux fluides.

#### VI.2.3.a Méthode DTLM pour l'échangeur à contre-courant

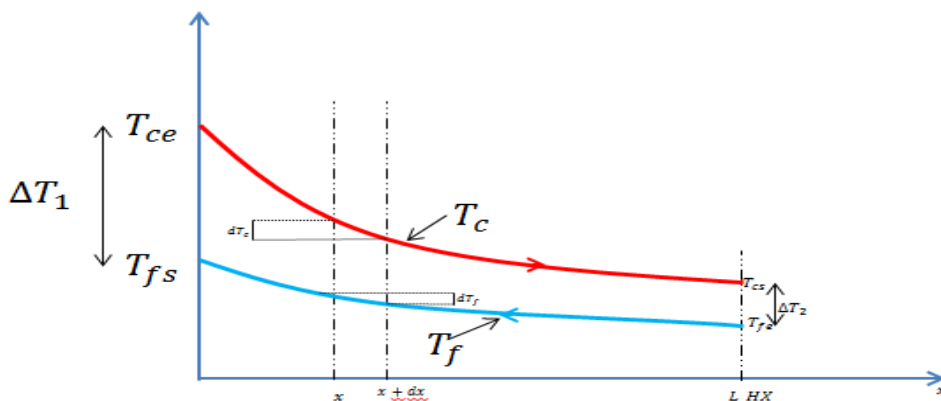


Figure VI-7: diagramme de variation des températures  $T_c$  et  $T_f$  le long de de  $L_{HX}$

Les variations des températures  $dT_f$  et  $dT_c$  deviennent négatives quand on augmente la surface d'échange (A. BONTEMPS)

En tenant compte des hypothèses faites ci-dessus, le bilan énergétique s'écrira de la manière suivante :

$$d\dot{Q} = -\dot{m}_c c_{p_c} dT_c = -\dot{m}_f c_{p_f} dT_f$$

↑ ←

Flux perdu par le fluide chaud Flux reçu par le fluide froid



La puissance thermique totale échangée  $\dot{Q}$  est :

$$\dot{Q} = U_{global} \Delta T_{LM} S_{HEX} \quad \text{Équation VI-1}$$

Avec

$$\Delta T_{LM} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln\left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}\right)} \quad \text{Équation VI-2}$$

Dans notre modèle,  $\Delta T_1$  ( $\Delta T_1 = T_{ce} - T_{fs}$ ) diffère moins de 50% de  $\Delta T_2$ -car on discrétise l'échangeur au minimum en 20 mailles- ( $\Delta T_2 = T_{cs} - T_{fe}$ ) alors la moyenne logarithmique sera remplacé par la moyenne arithmétique (A. BONTEMPS)

A partir de l'expression de  $\dot{Q}$ , on voit bien que la puissance échangée est proportionnelle à la surface d'échange ( $S_{HEX}$ ) et à la différence de température ( $\Delta T$ ) entre le fluide chaud et le fluide froid. Le coefficient global d'échange  $U_{global}$  est le coefficient de proportionnalité.

Alors on peut écrire :

$$d\dot{Q} = U_{global} \Delta T dS_{HEX} \quad \text{Équation VI-3}$$

On sait que le transfert de chaleur du fluide chaud au fluide froid résulte de trois étapes :

- La convection entre le fluide chaud et la surface externe de la paroi solide des tubes: Cette convection est régie par un coefficient de convection  $\alpha_c$  permettant de définir une résistance thermique convective  $\frac{1}{\alpha_c S_{HEX}}$
- La conduction à travers cette paroi : La paroi a une épaisseur  $e = D_{ext} - D_{int}$  et une conductivité  $\lambda_{paroi}$ , donc on a une résistance thermique paroi qui est  $\frac{e}{\lambda_{paroi} S_{HEX}}$
- La convection entre le fluide froid et la surface interne de la paroi solide des tubes. Là aussi, la convection est régie par un coefficient d'échange de convection  $\alpha_f$ . Cela permet de définir une résistance thermique convective  $\frac{1}{\alpha_f S_{HEX}}$

Alors l'expression du flux total échangé devient :

$$\dot{Q} = U_{global} \Delta T S_{HEX} = \frac{\Delta T}{\frac{1}{\alpha_c S_{HEX}} + \frac{e}{\lambda_{paroi} S_{HEX}} + \frac{1}{\alpha_f S_{HEX}}} \quad \text{Équation VI-4}$$

De là on voit que :

$$U_{global} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_c} + \frac{e}{\lambda_{paroi}} + \frac{1}{\alpha_f}} \quad \text{Équation VI-5}$$

Rappelons que nous supposons que la surface d'échange côté chaud est le même que la surface d'échange côté froid.

Pour une bonne évaluation du coefficient global de l'échangeur et les autres paramètres de l'échangeur, l'estimation des coefficients d'échange côté chaud et côté froid est nécessaire.

### VI.2.3.b Estimation du coefficient d'échange par convection côté chaud ( $\alpha_c$ )

- Le nombre de PRANDTL

On définit le nombre de PRANDTL à partir des propriétés physiques du fluide caloporteur (l'eau pressurisé). Pour l'écoulement externe aux tubes on a :

$$Pr_{ext} = \frac{\mu_{calo} c_{p_{calo}}}{\lambda_{calo}} \quad \text{Équation VI-6}$$

Avec :

$\lambda_{calo}$  la conductivité thermique du fluide caloporteur en  $[W/K/m]$

$c_{p_{calo}}$  la chaleur spécifique du fluide caloporteur en  $[J/kg/K]$

$\mu_{calo}$  la viscosité dynamique du fluide caloporteur en  $[Pa.s]$  .

- *Le nombre de REYNOLDS*

Avec le modèle d'échangeur choisi, pour calculer le nombre de REYNOLDS de l'écoulement externe aux tubes on prend la corrélation suivante (A. LEFEVRE, 2012):

$$Re_{ext} = \frac{v_{min} D_{ext}}{\nu_{calo} M \left( 1 + N_h \sqrt{\frac{D_{cal}}{pa}} \right)} \quad \text{Équation VI-7}$$

Avec :

$v_{min}$  la vitesse du fluide caloporteur calculée à partir de la section minimum ( $S_{min}$ ) de passage dans l'écoulement externe aux tubes en  $[m/s]$

$D_{ext}$  le diamètre extérieur des tubes en  $[m]$

$\nu_{calo}$  la viscosité cinématique du fluide caloporteur en  $[m^2/s]$

$D_{cal}$  le diamètre de la calandre en  $[m]$

$pa$  le pas entre deux tubes en  $[m]$ .

Les coefficients de correction  $M$  et  $N_h$  sont fournis numériquement en fonction des configurations des faisceaux de tubes (A. LEFEVRE, 2012)

- *Calcul de la section minimale de passage du fluide chaud*

Pour déterminer la section minimale de passage de l'écoulement externe aux tubes, il est nécessaire de connaître la section totale de la calandre ( $S_{cal}$ ) mais aussi la section occupée par les tubes ( $S_{ext}$ ). Pour cela, nous admettons que dans l'espace entre chicanes, la section minimale de passage du fluide caloporteur se trouve dans le sens transversal de l'échangeur, alors la section de la calandre à considérer sera assimilée à un rectangle de longueur et largeur respectives  $l_{chicane}$  et  $D_{cal}$ .

Donc la section  $S_{cal}$  de la calandre s'écrira de la manière suivante :

$$S_c = l_{chicane} \times D_{cal} \quad \text{Équation VI-8}$$

Chaque tube est assimilé à un rectangle de longueur  $l_{chicane}$  et de largeur  $D_{ext}$

La section  $S_{ext}$  occupée par les tubes dans l'espace entre chicane est :

$$S_{ext} = l_{chicane} \times D_{ext} \times \sqrt{N_{tubes}} \quad \text{Équation VI-9}$$

Avec  $N_{tubes}$  le nombre de tubes. Rappelons que dans la direction longitudinale, nous supposons que la calandre a une section carrée.

A partir de ces deux relations précédentes, on a:

$$S_{min} = S_{cal} - S_{ext} = l_{chicane}(D_{cal} - D_{ext} \times \sqrt{N_{tubes}}) \quad \text{Équation VI-10}$$

- *Le nombre de NUSSELT*

La connaissance des nombres de PRANDTL et de REYNOLDS nous permet de calculer pour l'écoulement du fluide chaud le nombre de NUSSELT.

Ayant comme configuration un faisceau de tubes à pas carré, les différentes corrélations nous permettant de calculer le nombre de NUSSELT en fonction du régime d'écoulement s'écrivent de la manière suivante (GRETh):

⇒ Régime1 :

$$\text{Pour } 1 < Re_{ext} < 10^2$$

$$Nu_{ext} = 0.9 Re_{ext}^{0.4} Pr_{ext}^{0.36} \quad \text{Équation VI-11}$$

$$\text{Pour } 10^2 < Re_{ext} < 10^3$$

$$Nu_{ext} = 0.52 Re_{ext}^{0.5} Pr_{ext}^{0.36} \quad \text{Équation VI-12}$$

⇒ Regime2 :

$$\text{Pour } 10^3 < Re_{ext} < 2.10^5$$

$$Nu_{ext} = 0.27 Re_{ext}^{0.63} Pr_{ext}^{0.36} \quad \text{Équation VI-13}$$

⇒ Regime3

$$\text{Pour } Re_{ext} > 2.10^5$$

$$Nu_{ext} = 0.33 Re_{ext}^{0.8} Pr_{ext}^{0.4} \quad \text{Équation VI-14}$$

Ainsi on calculera le coefficient d'échange convectif coté fluide caloporteur à partir de la relation suivante :

$$Nu_{ext} = \frac{\alpha_c D_{ext}}{\lambda_{calo}}$$

Avec  $\alpha_c$  le coefficient d'échange convectif coté fluide caloporteur en  $[W/m^2/K]$ .

### VI.2.3.c Estimation du coefficient d'échange par convection côté froid ( $\alpha_f$ )

- *Le nombre de PRANDTL*

Comme le PRANDTL de l'écoulement externe aux tubes, le PRANDTL de l'écoulement interne des tubes est calculé à partir des propriétés physiques des réfrigérants.

Soit  $Pr_{int}$  le nombre de Prandtl de l'écoulement interne des tubes, on a :

$$Pr_{int} = \frac{\mu_{refr} c_{p_{refr}}}{\lambda_{refr}}$$

Avec  $c_{p_{refr}}$  et  $\lambda_{refr}$  respectivement la chaleur spécifique et la conductivité thermique du réfrigérant.

- *Le nombre de REYNOLDS*

Soit  $Re_{int}$  le nombre de REYNOLDS de l'écoulement interne,

$$Re_{int} = \frac{\rho_{refr} v_{int} D_{int}}{\mu_{refr}}$$

Avec :

$\mu_{refr}$  la viscosité dynamique du réfrigérant en [Pa.s]

$\rho_{refr}$  la masse volumique du réfrigérant en [kg/m<sup>3</sup>]

$v_{int}$  la vitesse du réfrigérant dans les tubes en [m/s]

$D_{int}$  le diamètre intérieur des tubes en [m].

- *Le nombre de NUSSELT*

Pour l'écoulement interne des tubes, nous avons d'une part un fluide supercritique et de l'autre un fluide diphasique. Après notre étude des corrélations de NUSSELT et avec les conditions d'utilisation de notre système, nous avons opté d'utiliser la corrélation de JACKSON 2002 (I.L. PIORO, 2004) pour le calcul du nombre de NUSSELT de l'écoulement interne des tubes pour les fluides supercritiques et la corrélation de LIU-WINTERTON (X. FANG, 2011) pour le calcul du nombre de NUSSELT de l'écoulement interne des tubes pour les fluides diphasiques sous-critiques.

On trouvera en annexe l'ensemble des corrélations étudiées pour les transferts thermiques dans les fluides supercritiques.

Notons que  $Nu_{int}$  le nombre de Nusselt de l'écoulement interne des tubes :

- *Corrélation de JACKSON 2002*

$$Nu_b = 0.0183 Re_b^{0.82} Pr_b^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{p_b}}\right)^n \quad \text{Équation III-12}$$

Les détails de cette corrélation sont déjà définis au III.3.1.d

$T_w$  la température du réfrigérant à la paroi en [°C] ou [K]

$T_b$  la température du réfrigérant au cœur de l'écoulement en [°C] ou [K]

$Re_b$  et  $Pr_b$  respectivement les nombres de Reynolds et de Prandtl de l'écoulement interne calculés à partir des propriétés prises à la température  $T_b$

$\rho_b$  la masse volumique du réfrigérant à la température  $T_b$  en [kg/m<sup>3</sup>]

$\rho_w$  la masse volumique du réfrigérant à la température  $T_w$  en [kg/m<sup>3</sup>]

$c_{p_b}$  chaleur spécifique du réfrigérant à la température  $T_b$  en  $[J/kg/K]$

$h_w$  l'enthalpie spécifique du réfrigérant à la température  $T_w$  en  $[J/kg]$

$h_b$  l'enthalpie spécifique du réfrigérant à la température  $T_b$  en  $[J/kg]$

A partir de corrélation de JACKSON, on calculera le coefficient d'échange convectif coté froid en supercritique avec la formule suivante :

$$Nu_{int} = \frac{\alpha_f D_{int}}{\lambda_b}$$

Avec :

$\alpha_f$  le coefficient d'échange convectif coté réfrigérant en  $[W/m^2]$

$\lambda_b$  la conductivité du réfrigérant à  $T_b$  en  $[W/K/m]$

- *Corrélation de NUSSELT de LIU-WINTERTON*

LIU et WINTERTON proposent la corrélation suivante pour les fluides saturés sous-critique (X. FANG, 2011) en ébullition convective.

$$\alpha_f^2 = (S\alpha_{f-DB})^2 + (F\alpha_{f-Co})^2 \quad \text{Équation VI-15}$$

Avec

$$F = 0.35 \left[ 1 + XPr_l \left( \frac{\rho_{refr-l}}{\rho_{refr-g}} - 1 \right) \right] \quad \text{Équation VI-16}$$

$$S = \frac{1}{1 + 0.055F^{0.1} Re_{int}^{0.16}} \quad \text{Équation VI-17}$$

$\alpha_{f-DB}$  est donné par la corrélation de NUSSELT de DITTUS-BOELTER (voir III.3.1.a :

$$\alpha_{f-DB} = 0.023 Re_{int}^{0.8} Pr_{int}^{0.4} \lambda_{refr} / D_{int}$$

$$\alpha_{f-Co} = 55 P_R^{0.12 - 0.08 \ln(\varepsilon)} (-0.4343 \ln(P_R))^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67}$$

Avec :

$P_R$  le rapport entre la pression de travail et la pression critique du fluide  $P_R = \frac{P}{P_{Crit}}$

$\varepsilon$  la rugosité de la surface du conduit

$M$  la masse molaire en  $[kg/kmol]$

$q$  la densité de flux de la paroi vers le fluide en  $[W/m^2]$

Une fois les expressions des différents coefficients d'échange convectifs établies, et en tenant compte de la différence surface d'échange entre le côté chaud et le côté froid de l'échangeur thermique, on obtient l'expression suivante pour le coefficient d'échange global  $U_{global}$  par rapport à la surface d'échange coté froid

$$U_{global} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_f} + \frac{D_{int}}{2\lambda_{paroi}} \ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right) + \frac{D_{ext}}{D_{int}} \frac{1}{\alpha_c}}$$

#### VI.2.4 Evaluation des pertes de pression

Comme annoncé plus haut, pour un meilleur dimensionnement d'un échangeur de chaleur, l'analyse hydraulique est indispensable. Ici nous nous intéresserons notamment, aux pertes de pression aussi bien du côté chaud que du côté froid. Cette évaluation des pertes de pression permet non seulement d'évaluer les performances d'un échangeur mais aussi la prise en compte des compléments d'installations tels que les pompes ou compresseurs. Rappelons que dans le calcul seules les pertes de pression par frottement sont prises en compte.

##### VI.2.4.a Les pertes de pression par frottement pour l'écoulement aux tubes

On sait que le fluide en écoulement externe aux tubes est de l'eau pressurée, donc pour calculer les pertes de pression par frottement, nous pouvons utiliser la formule de JAKOB (N.H. KIM, 1998)

$$\Delta P_f = \frac{1}{2} \rho_{calo} Re_{ext}^{-0.15} v_{min}^2 \left( 0.176 + 0.32 \frac{\frac{pa}{D_{ext}}}{\left(\frac{pa - D_{ext}}{D_{ext}}\right)^{0.43} + 1.13 \frac{D_{ext}}{pa}} \right) \text{Équation VI-18}$$

Cette corrélation n'est valable que pour des écoulements de liquide et pour une disposition en pas carré du faisceau de tubes.

##### VI.2.4.b Les pertes de pression par frottement pour l'écoulement interne des tubes

Pour l'écoulement interne à des tubes, les pertes de pression par frottement s'expriment de la manière suivante:

$$\Delta P_f = f \frac{1}{2} \rho_b \left( \frac{L_{HEX}}{D_{int}} \right) v_{int}^2 \text{Équation VI-19}$$

Avec

$L_{HEX}$  la longueur des tubes en [m]

$f$  le coefficient de perte de charge ou de frottement

Dans les écoulements de fluides supercritiques, plusieurs corrélations sont utilisées pour déterminer le coefficient de perte de charge  $f$ . Comme nous avons pu le constater dans l'étude des corrélations, la plupart de ces corrélations sont souvent établies à partir de la corrélation de FILONENKO (A. BRUCH, 2006). Ainsi à partir de notre étude comparative entre les profils de variation des coefficients de frottement issues de différentes corrélations et le profil de variation du coefficient de frottement issu de la modélisation numérique (**Error! Reference source not found.**), nous avons constaté que parmi les deux corrélations (FILONENKO et BLASIUS), la corrélation de BLASIUS permet d'obtenir les plus petits coefficients de frottement. En outre dans d'autre régime de turbulence elles donnent presque les mêmes valeurs. Étant donné que dans notre étude, l'écoulement devient turbulent dès au début du conduit, alors nous pouvons appliquer directement la corrélation de BLASIUS pour déterminer notre coefficient de frottement  $f$  de l'écoulement interne des tubes.

Ainsi on a :

Pour  $Re_{int} > 2300$ ,

$$f = 0.316 Re_{int}^{-0.25} \quad \text{Équation VI-20}$$

Et pour  $Re_{int} \leq 2300$ ,

$$f = \frac{64}{Re_{int}} \quad \text{Équation VI-21}$$

### VI.2.5 Evaluation de la création entropique de l'échangeur

En plus des pertes de pression dans l'échangeur thermique, la création d'entropie peut aussi être prise en compte pour une meilleure optimisation de l'échangeur.

Rappelons que nous avons fait l'hypothèse d'un échangeur adiabatique :

Sur chaque côté de l'échangeur, on peut établir le bilan entropique suivant (A.BEJAN, 1996):

- sur le côté chaud (écoulement externe aux tubes), on a :

$$S_i^{ext} = -\frac{\dot{Q}}{T_{calo}} + \dot{m}_{calo} C_{p_{calo}} \ln\left(\frac{T_{calo}^s}{T_{calo}^e}\right) + \dot{m}_{calo} \frac{\Delta P_{ext}}{\rho_{calo} T_{calo}} \quad \text{Équation VI-22}$$

Avec :

$S_i^{ext}$  la création d'entropie coté extérieur [W/K]

$\dot{Q}$  la puissance totale de l'échangeur en [W]

$T_{calo}$  température moyenne du fluide caloporteur entre l'entrée et la sortie en [K]

$\dot{m}_{calo}$  débit massique du fluide caloporteur en [kg/s]

$C_{p_{calo}}$  chaleur spécifique du fluide caloporteur en [J/kg/K]

$T_{calo}^e$  et  $T_{calo}^s$  respectivement les températures d'entrée et de sortie du fluide caloporteur

$\Delta P_{ext}$  la perte de pression totale dans l'écoulement extérieur des tubes en [Pa].

- coté froid (écoulement interne des tubes), on a :

$$S_i^{int} = \frac{\dot{Q}}{T_{ref}} + \dot{m}_{ref} C_{p_{ref}} \ln\left(\frac{T_{ref}^s}{T_{ref}^e}\right) + \dot{m}_{ref} \frac{\Delta P_{int}}{\rho_{ref} T_{ref}} \quad \text{Équation VI-23}$$

Avec :

$S_i^{int}$  la création d'entropie coté intérieur [W/K]

$\dot{Q}$  la puissance totale de l'échangeur en [W]

$T_{ref}$  Température moyenne du fluide réfrigérant entre l'entrée et la sortie en [K]

$\dot{m}_{ref}$  débit massique du fluide réfrigérant en [kg/s]

$Cp_{ref}$  chaleur spécifique du fluide réfrigérant en [J/kg/K]

$T_{ref}^e$  et  $T_{ref}^s$  respectivement les températures d'entrée et de sortie du fluide réfrigérant

$\Delta P_{int}$  la perte de pression totale dans l'écoulement intérieur des tubes en [Pa].

A partir de ces deux expressions on établit l'expression suivante pour la création totale d'entropie dans l'échangeur  $S_i^{tot}$  :

$$S_i^{tot} = S_i^{int} + S_i^{ext} \quad \text{Équation VI-24}$$

En remplaçant  $S_i^{ext}$  et  $S_i^{int}$  par leur expression on obtient l'expression suivante:

$$S_i^{tot} = \dot{Q} \left( \frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_{calo}} \right) + \dot{m}_{ref} Cp_{ref} \ln \left( \frac{T_{ref}^s}{T_{ref}^e} \right) + \dot{m}_{ref} \frac{\Delta P_{int}}{\rho_{ref} T_{ref}} + \dot{m}_{calo} Cp_{calo} \ln \left( \frac{T_{calo}^s}{T_{calo}^e} \right) + \dot{m}_{calo} \frac{\Delta P_{ext}}{\rho_{calo} T_{calo}} \quad \text{Équation VI-25}$$

A partir de cette expression on voit bien que l'optimisation de l'échangeur par minimisation d'entropie reste liée aux phénomènes de pertes de pression dans l'échangeur. Dans un souci de limiter nos équations, nous nous limiterons aux modèles de calcul avec minimisation des pertes de pression.

## VI.3 Calcul de dimensionnement d'échangeur supercritique

### VI.3.1 Description du modèle de calcul EES

Comme lors de l'étude des différentes corrélations, ici aussi nous travaillons avec le logiciel EES.

Notre modèle de calcul est basé sur la discrétisation «enthalpique» de la puissance totale à échanger. En imposant la puissance de chaque section et les pertes pression totale pour l'écoulement interne des tubes, le modèle de calcul résout de manière implicite un système d'équations à deux inconnus dont les solutions sont le nombre de tubes et la surface d'échange. La détermination de ces deux grandeurs permet le calcul des différents paramètres de l'échangeur.

Du fait de la discrétisation «enthalpique», il nous est possible de suivre l'évolution de chaque paramètre ou variable à chaque point de l'échangeur.

### VI.3.2 Calcul avec les données ENERTIME

#### VI.3.2.a Les données ENERTIME

Le calcul de dimensionnement se fera en deux temps :

- Un premier calcul qui sera effectué avec le cahier des charges fourni par ENERTIME
- Un second calcul qui sera fait à l'iso-puissance pour les différents fluides réfrigérant.
- *Écoulement externe aux tubes : Eau pressurisée.*

Globalement nous avons les données suivantes (fournies par ENERTIME) pour l'eau:

$$\begin{aligned} T_{calo}^e &= 150^\circ\text{C} \\ P_{ext} &= 5\text{bar} \\ \dot{m}_{calo} &= 15\text{kg/s} \end{aligned}$$



- *Ecoulement interne des tubes : les réfrigérants*

Les données pour ce premier calcul sur les réfrigérants se trouvent dans le tableau ci-dessous. Comme on peut le voir sur le tableau ci-dessous, une partie de ces données provient d'ENERTIME, l'autre partie de SEPAREX.

Fluide	Données ENERTIME					Données SEPAREX		CEA
	$T_{ref}^e$ (°C)	$T_{ref}^s$ (°C)	$P_{int}$ (bar)	$\dot{m}_{ref}$ (kg/s)	$\dot{Q}$ (MW)	$D_{int}$ (mm)	$D_{ext}$ (mm)	$\Delta P_f$ (Pa)
R134a	27,92	117,3	46,79	30,05	6,133	10,92	12,7	30000
CO2	41,69	140	150	25,74	6,232	10,22	12,7	30000
Propane	28,98	116,3	51,25	16,47	6,315	10,92	12,7	30000
R1234ze	27,28	115,4	37,3	31,6	5,988	10,92	12,7	30000
R227ea	27,43	117,4	36,98	48,93	7,007	10,92	12,7	30000
R245fa	25,41	86,81	9,129	23,37	5,448	10,92	12,7	30000

Tableau VI-1: Tableau de données fournies par ENERTIME

Hormis le R245fa qui est sous-critique, les autres fluides sont à l'état supercritique.

### VI.3.2.b Résultats des calculs avec les données fournies par ENERTIME

Quelques résultats concernant les paramètres globaux sont représentés sur les graphes ci-dessous.

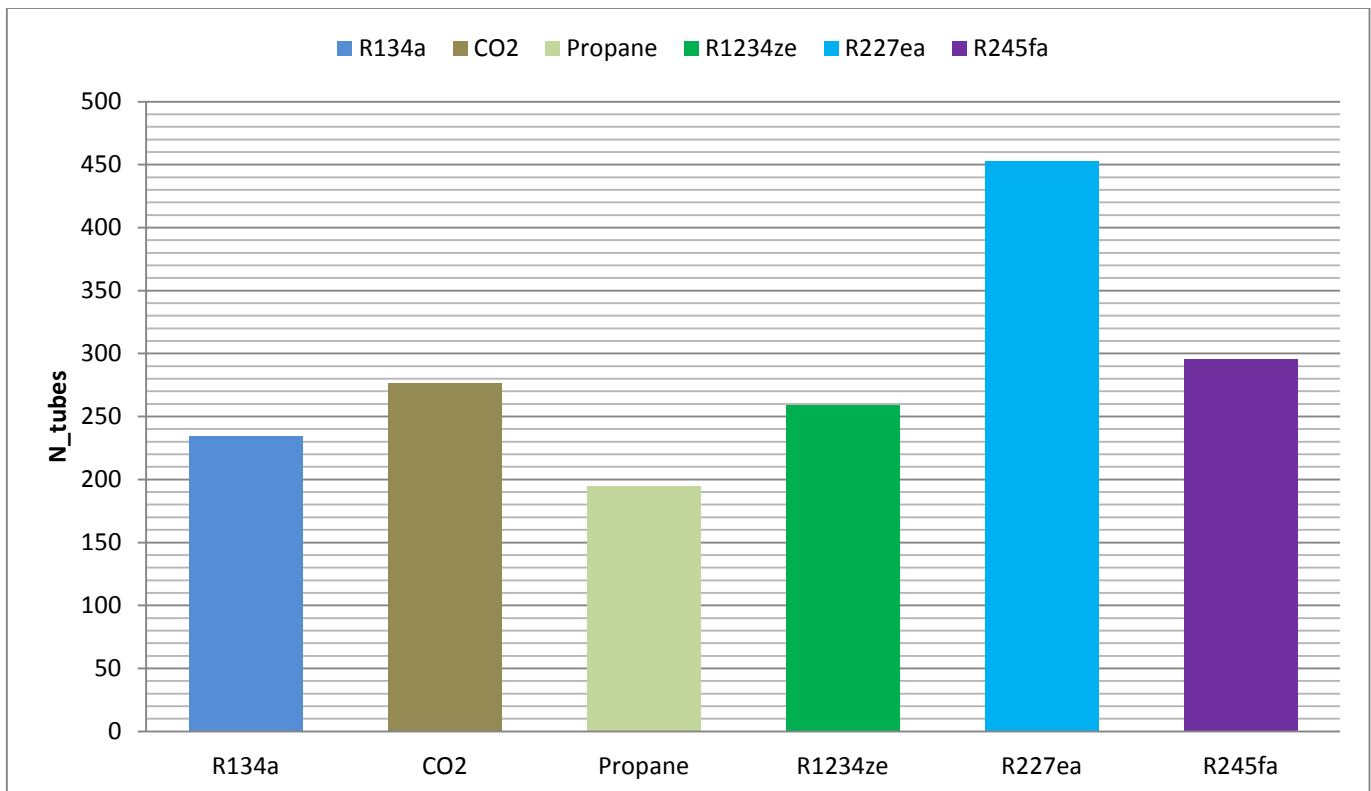


Figure VI-8: Diagramme de comparaison du nombre de tubes pour les différents fluides de travail

En nombre de tubes, le R227ea arrive en tête avec près de 450 tubes suivi du R245fa (sous-critique). L'échangeur fonctionnant avec du propane a le plus petit nombre de tubes (moins de 200) et pourtant dispose la deuxième puissance de fonctionnement. Ici on voit déjà que l'échangeur avec R227ea serait le plus grand en taille.

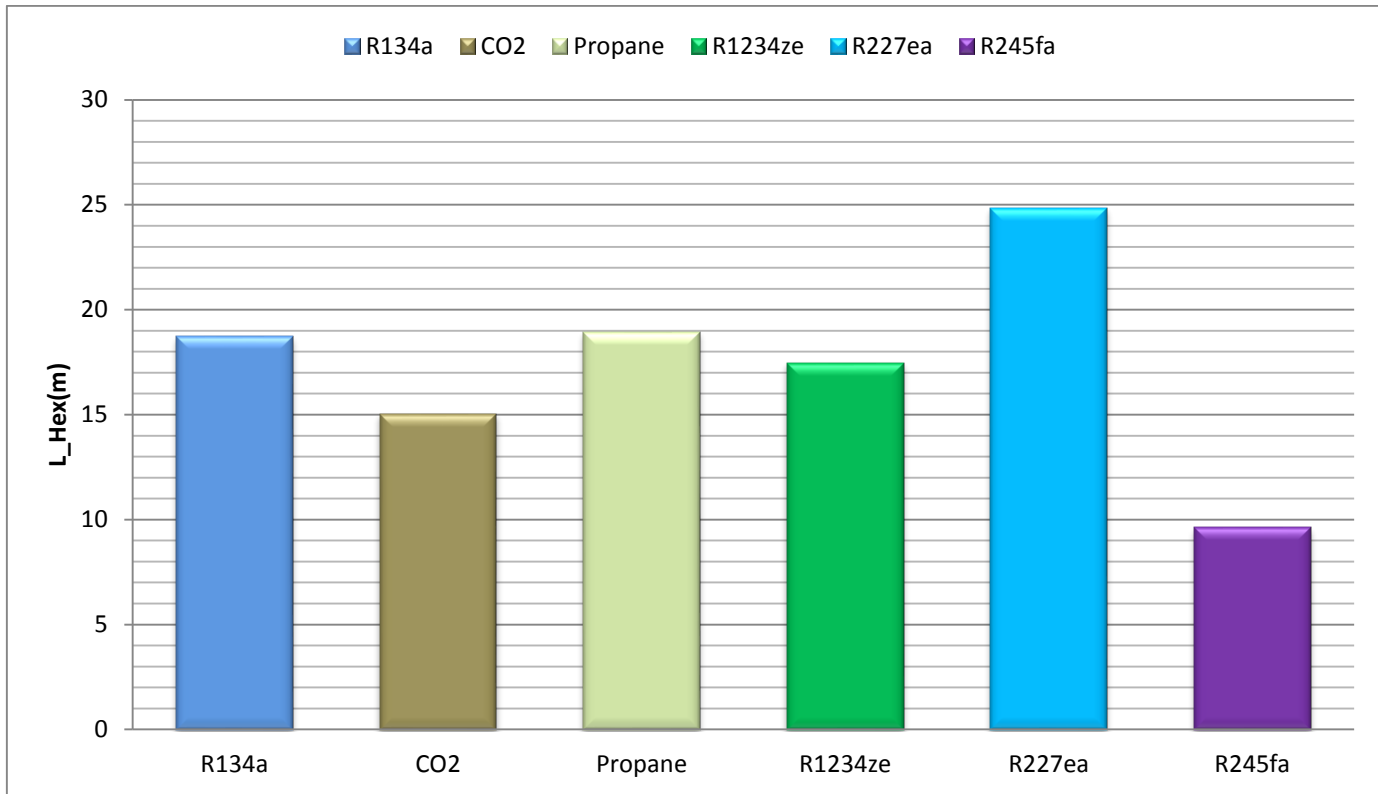


Figure VI-9. :Diagramme de comparaison des longueurs de tube pour différents fluides

Parmi les fluides supercritiques, on constate que l'échangeur fonctionnant avec le R227ea a les tubes les plus longs, et celui avec CO2 a les tubes les moins longs. Quant à l'échangeur fonctionnant avec du R245fa, il a les tubes les plus courts et pourtant la pression de travail pour ce dernier est inférieure à 10 bar.

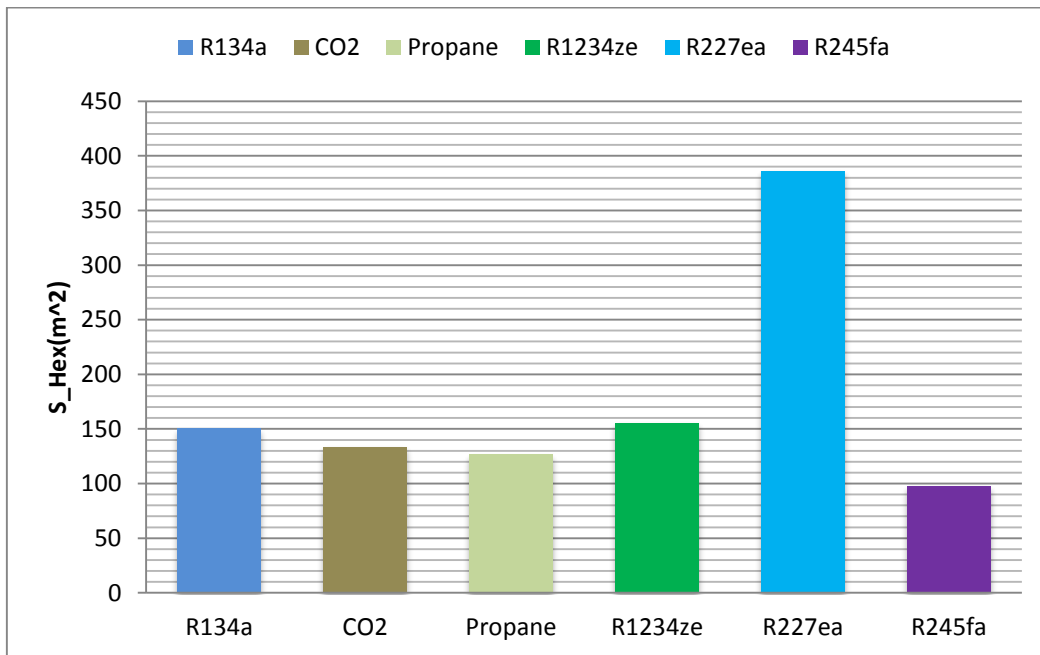


Figure VI-10: Diagramme de comparaison des surfaces d'échange de l'échangeur pour différents fluides

Comme dans les cas précédents, ici aussi l'échangeur fonctionnant avec du R227ea a la plus grande surface d'échange plus 350 m<sup>2</sup> tandis que tous les autres ont des surfaces d'échange inférieures à 150 m<sup>2</sup>. Certes les échangeurs n'ont pas les mêmes puissances de fonctionnement mais cela ne peut être la seule explication d'une telle différence.

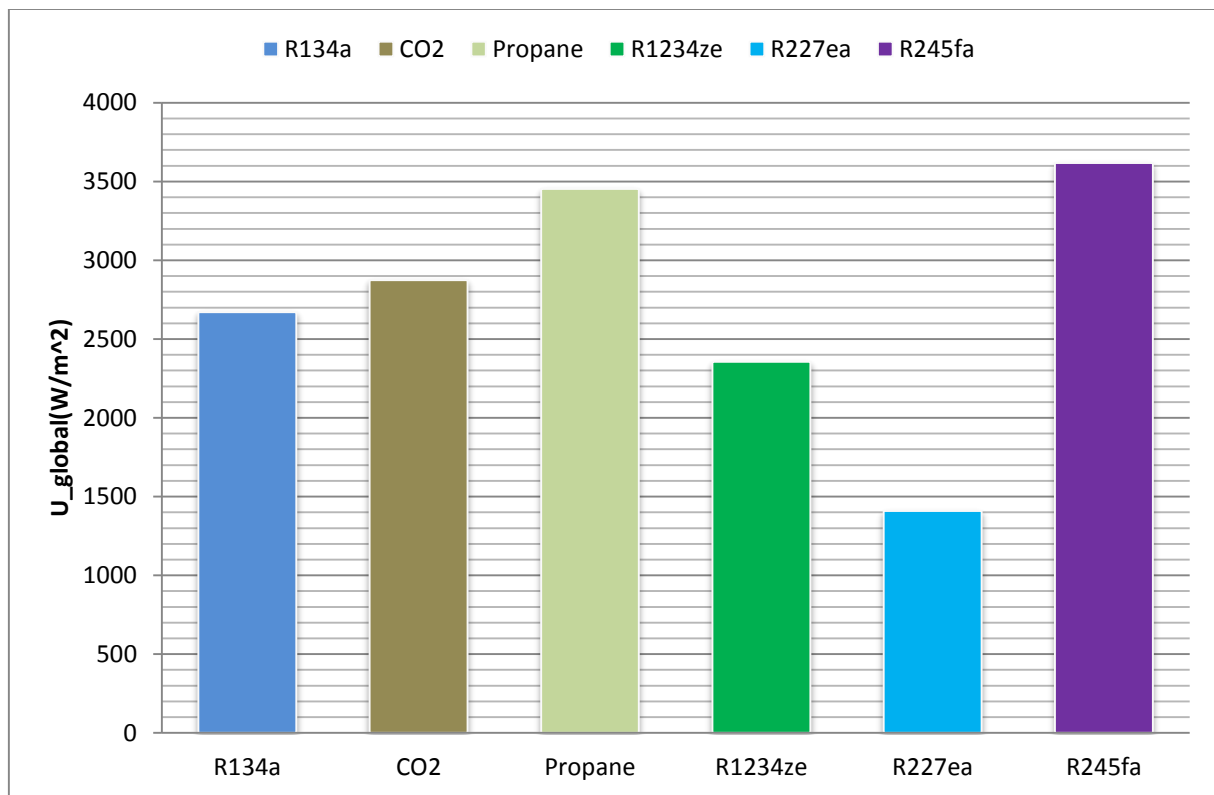


Figure VI-11: *Diagramme de comparaison des coefficients globaux d'échange de l'échangeur pour différents fluides*

Comme on peut s'y attendre, l'échangeur avec du R227ea a le coefficient d'échange global le plus faible, avec une valeur de près de la moitié de celui avec le propane ou du R245fa. Cette faiblesse du coefficient d'échange global d'échange du R227ea par rapport aux autres peut être expliquée de deux manières:

- D'une part l'utilisation des propriétés de transport du fluide assez dégradés dans le modèle de calcul ce qui nous permettra d'avoir de bonnes précisions.
- Et d'autre part par un choix de fonctionnement non optimal de l'échangeur.

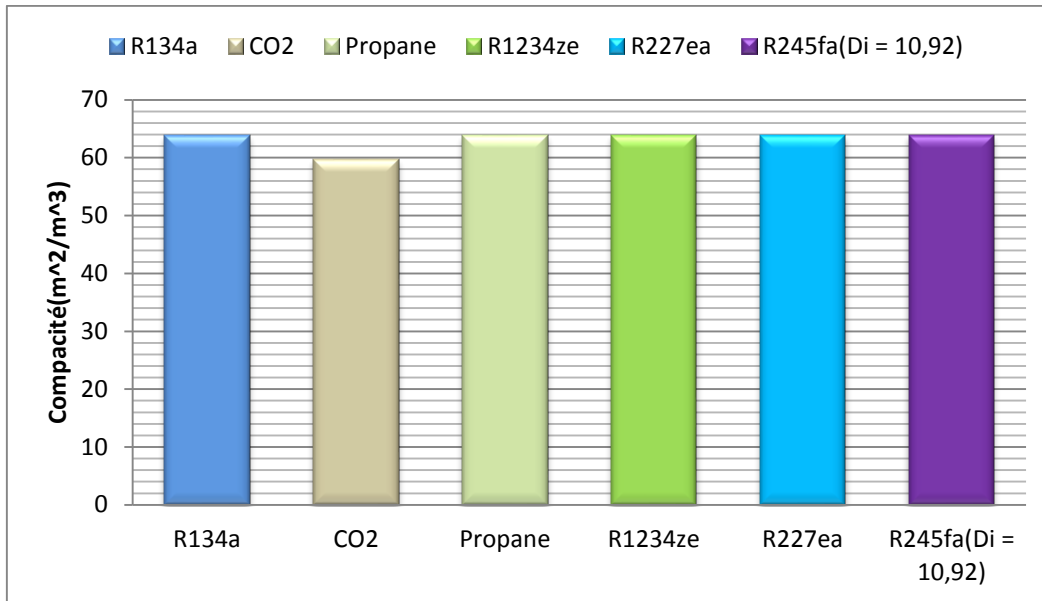


Figure VI-12 : Diagramme de comparaison des compacités de l'échangeur pour différents fluides

En comparant les compacités de ces différents échangeurs, on constate qu'ils ont pratiquement tous la même compacité sauf celui avec le CO<sub>2</sub>. Mais cela est prévisible car les tubes de ces différents échangeurs ont les mêmes diamètres à part celui fonctionnant avec le CO<sub>2</sub> qui a des diamètres un peu plus petits.

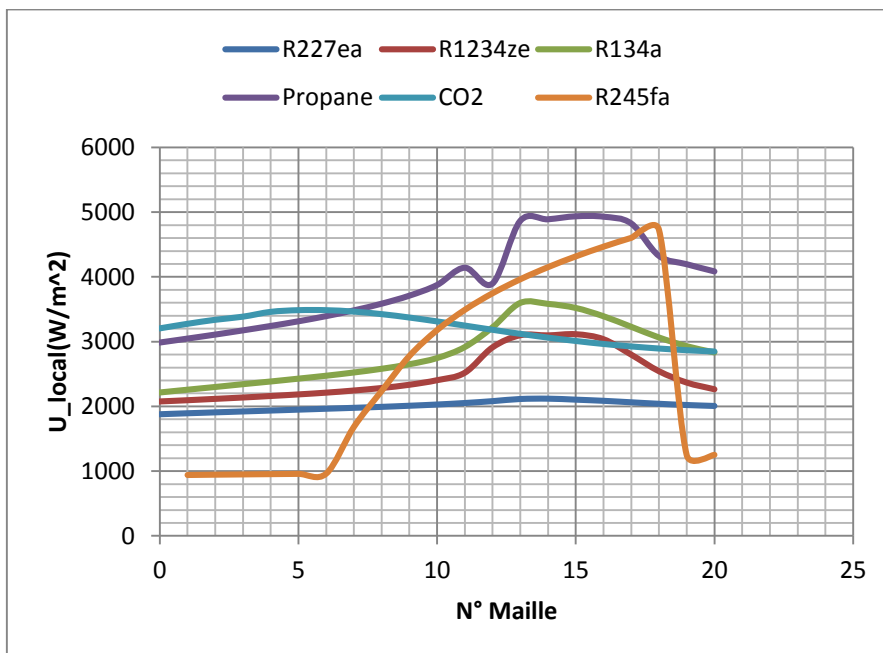


Figure VI-13 : courbes de variation du coefficient global d'échange au niveau de chaque pour les différents fluides.

Parmi ces différentes courbes de variation du coefficient d'échange global au niveau de chaque maille, on voit que la variation du  $U_{local}$  reste très bas pour le R227ea. Par contre celui avec R245fa connaît une forte variation de son  $U_{local}$  entre la 8<sup>ème</sup> et la 18<sup>ème</sup> maille (diphase liquide-gaz) mais n'atteint pas la valeur maximale du  $U_{local}$  du propane. Quant aux R1234ze et le R134a, nous notons le même profil de variation de leur  $U_{local}$  au niveau de chaque maille.

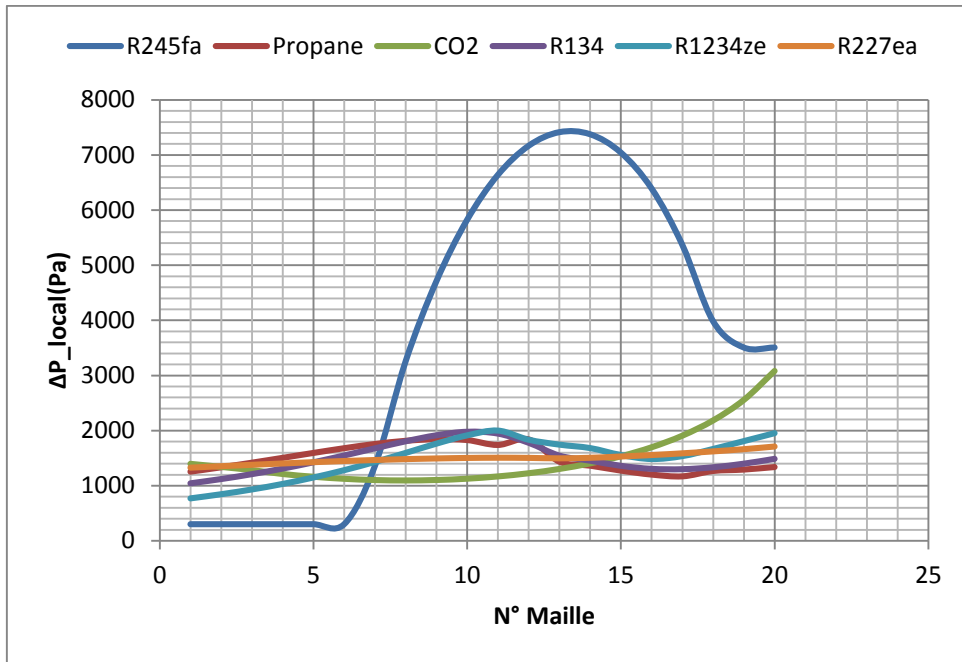


Figure VI-14: courbes de variation des pertes de pression au niveau locales au niveau de chaque pour les différents fluides.

Comme dans le cas de la variation du  $U_{local}$ , ici aussi le  $\Delta P_{local}$  connaît une augmentation entre la 8<sup>ème</sup> et la 18<sup>ème</sup> maille pour le R245fa. On constate aussi un doublement de  $\Delta P_{local}$  entre la 10<sup>ème</sup> et la 20<sup>ème</sup>. Quant au R227ea, il garde un profil relativement stable. En outre, les échangeurs fonctionnant avec du R134a, du R1234ze, et du propane ont des profils de pertes de pression locale par maille qui atteignent un maximum vers la 10<sup>ème</sup> maille et ces profils restent presque semblables.

A partir des résultats du calcul de dimensionnement avec les données fournies par ENERTIME, nous constatons que l'échangeur avec le R227ea est la plus grande taille et en nombre de tubes, en plus il reste celui qui a le coefficient global d'échange le plus faible. Quant aux échangeurs fonctionnant avec du CO2 et propane, ils représentent des intérêts non négligeables en terme de taille mais aussi de performances. Néanmoins, il faut rappeler qu'avec différents paramètres de fonctionnement pour les fluides, nous ne pouvons pas faire de comparaisons plus rigoureuses pour les différents échangeurs.

### VI.3.3 Calcul de dimensionnement en iso puissance

#### VI.3.3.a Données en iso puissance

Pour le calcul en iso puissance, on ne changera pas les données sur l'écoulement externe des tubes. Mais dans le but d'atteindre le point pseudo-critique, on modifie certains paramètres d'entrées pour les différents fluides. Le tableau ci-dessous présente les nouvelles données pour le calcul en iso puissance. Rappelons que la puissance totale 6 MW.

	Données			
Fluide	$T_{ref}^e$ (°C)	$T_{ref}^s$ (°C)	$P_{int}$ (bar)	$\dot{m}_{ref}$ (kg/s)
R134a	27,92	117,3	46,79	29,39
CO2	41,69	140	150	24,78
Propane	28,98	116,3	51,25	15,64
R1234ze	27,28	115,4	37,3	31,66
R227ea	27,43	117,4	36,98	41,89

R245fa	25,41	86,81	9,129	25,73
--------	-------	-------	-------	-------

Tableau VI-2: Tableau de données pour le calcul de dimensionnement en iso puissance

### VI.3.3.b Résultats des calculs en iso puissance

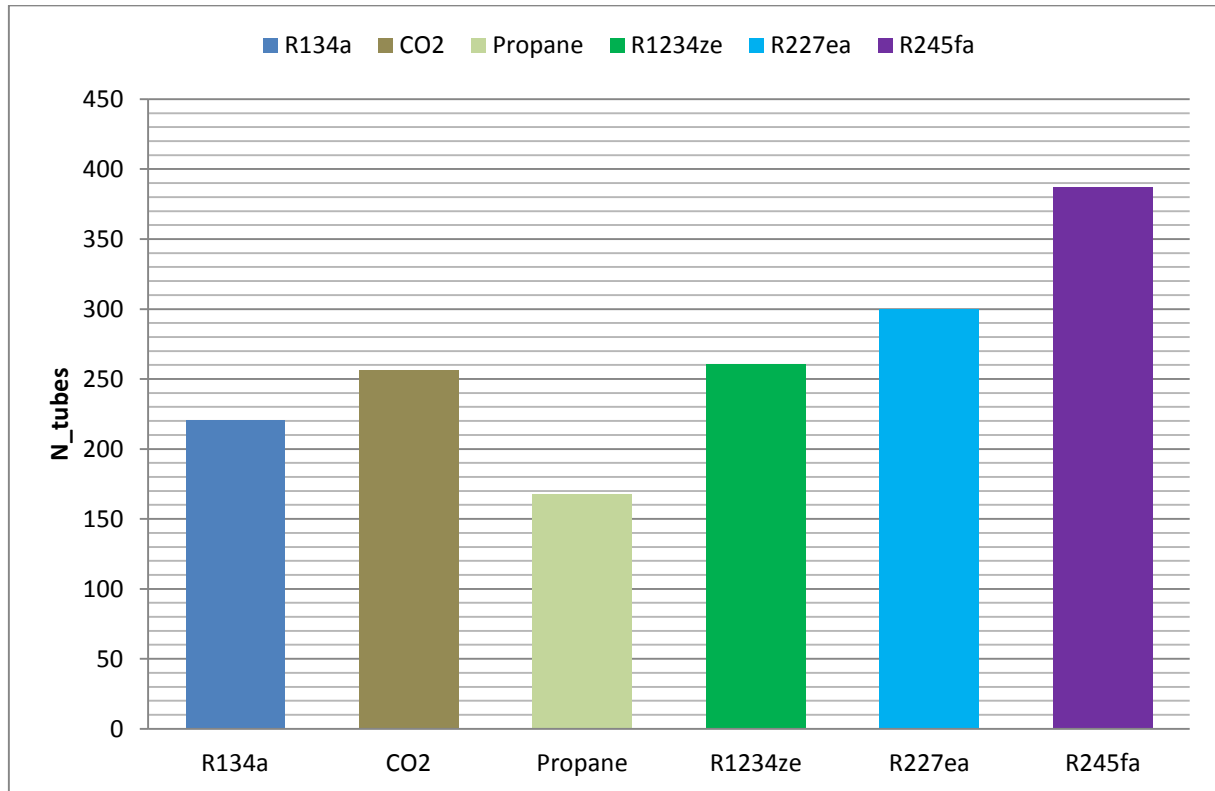


Figure VI-15 : Diagramme de comparaison du nombre de tubes pour les différents fluides en iso puissance

Pour les fluides supercritiques, l'échangeur fonctionnant avec du R227ea a encore le plus grand nombre de tubes (environ 300 tubes). Avec un nombre de tubes inférieur à 170, on peut confirmer l'avantage que représente celui avec le propane. Il faut noter aussi que pour une même puissance, l'échangeur fonctionnant avec du R245fa (sous-critique) a le plus grand de nombre de tubes (plus 370).

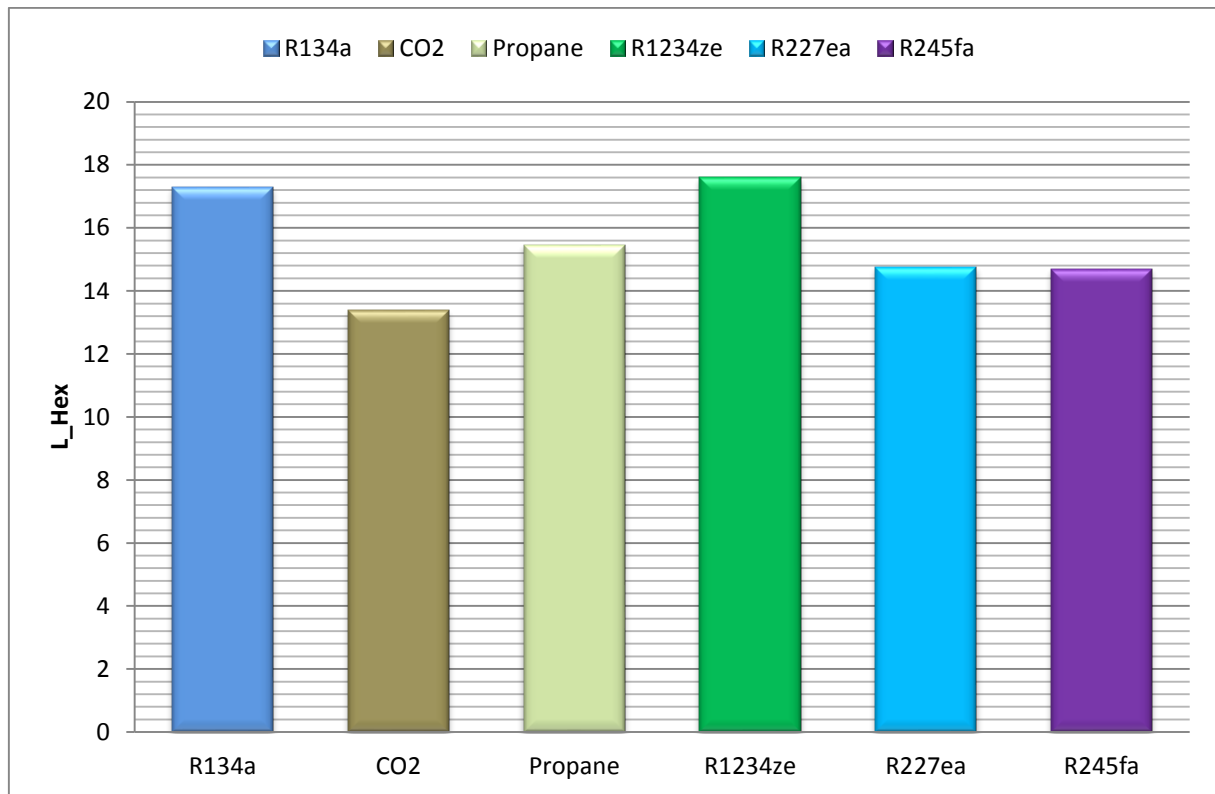


Figure VI-16. : *Diagramme de comparaison des longueurs de tube pour différents fluides en iso puissance*

Ici on voit qu'avec des pertes de pression de 0,3 bar, pour l'écoulement interne, tous nos longueurs de tubes sont inférieures à 18 m. Parmi les fluides supercritiques, les échangeurs avec le R134a et R1234ze ont les plus grandes longueurs de tubes (un plus de 17 m) et celui fonctionnant avec le CO2 a les tubes les moins longs (moins de 14 m).

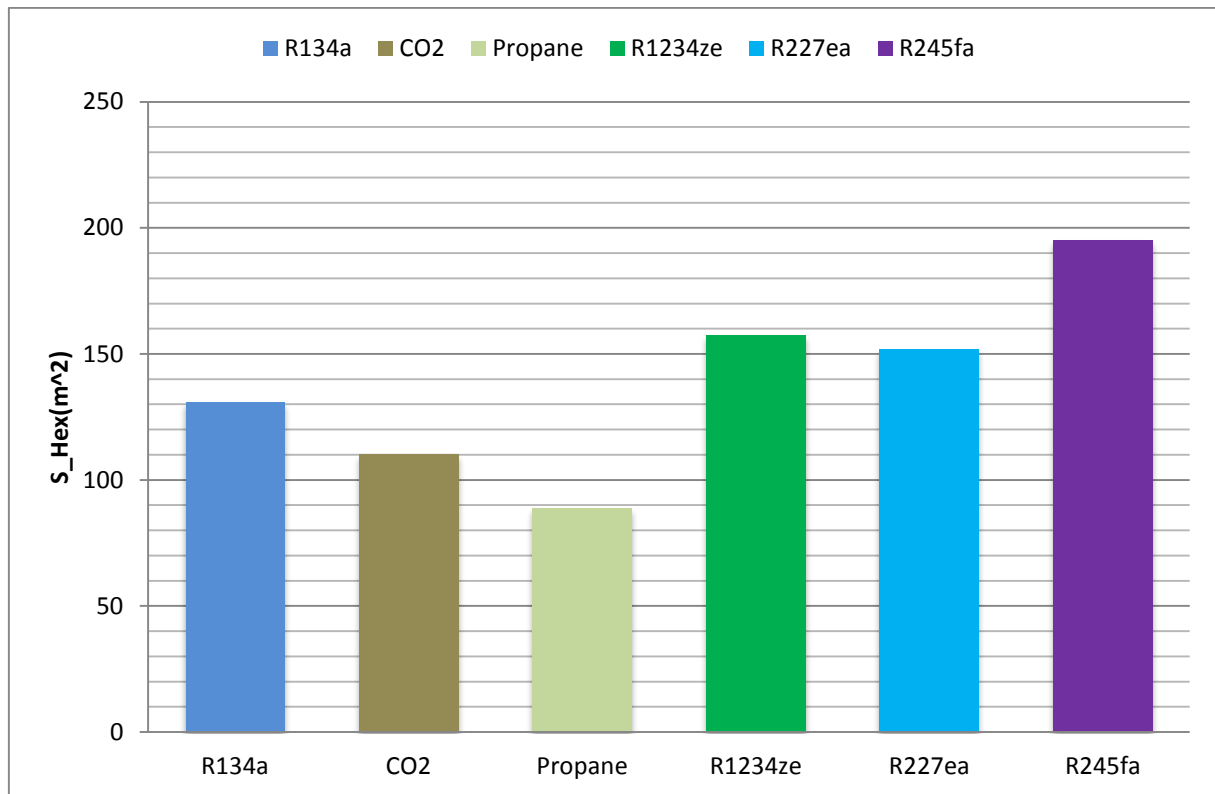


Figure VI-17: Diagramme de comparaison des surfaces d'échange de l'échangeur pour différents fluides en iso puissance

En iso puissance, tous les échangeurs fonctionnant avec des fluides supercritiques ont des surfaces d'échange (environ 150 m<sup>2</sup>–) inférieures à celui de l'échangeur fonctionnant avec R245fa sous-critique. Comme dans le cas précédent (calcul avec données ENERTIME), l'échangeur fonctionnant avec du propane a la surface d'échange la plus petite. En comparant les surfaces d'échange des uns et des autres, on peut dire que pour une même puissance de fonctionnement, l'échangeur fonctionnant avec un fluide supercritique nécessitera moins de surface d'échange qu'un échangeur fonctionnant avec un fluide sous-critique



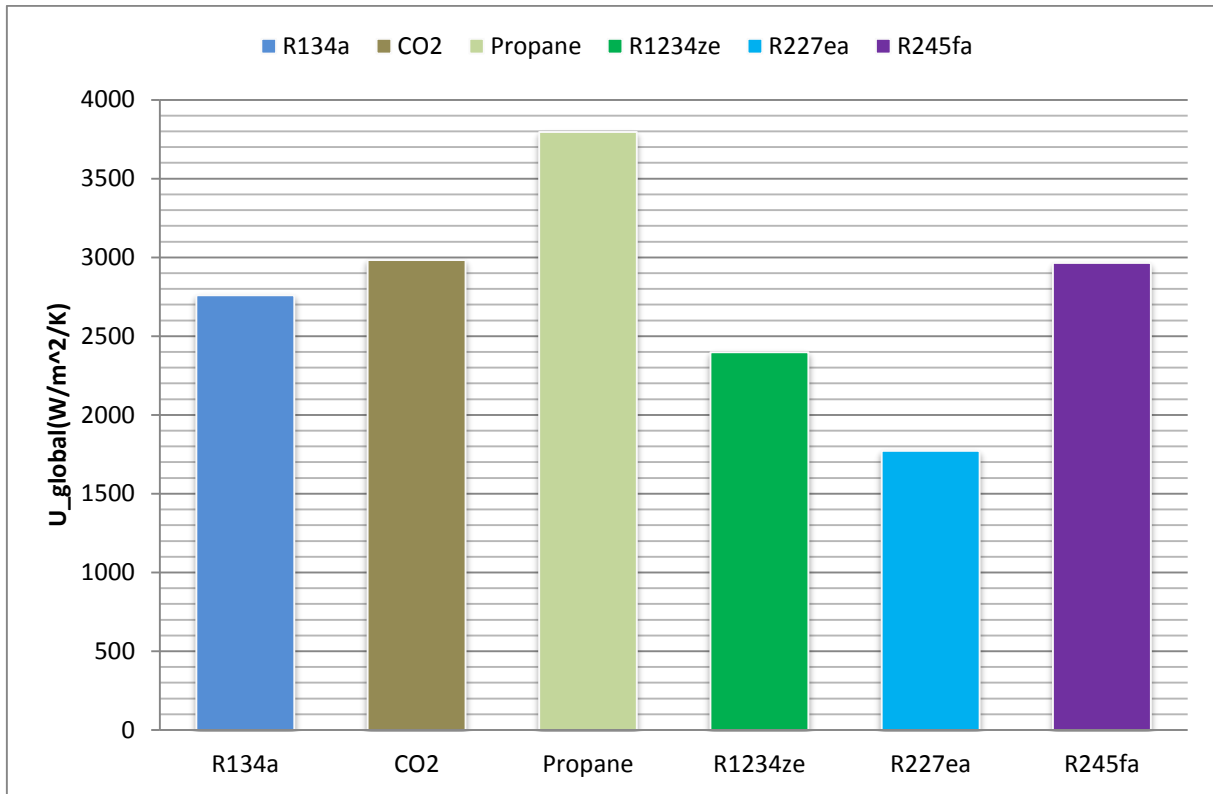


Figure VI-18: Diagramme de comparaison des coefficients globaux d'échange de l'échangeur pour différents fluides en iso puissance

Sans surprise, on voit que l'échangeur fonctionnant avec du propane a le meilleur coefficient global d'échange (plus de 3500 W/m²/K). Pour celui fonctionnant avec le R227ea, malgré l'efficacité gagnée en taille et en nombre de tubes, il reste celui qui a le plus petit coefficient global d'échange même si on note une augmentation de sa valeur en passant de 1400 à près de 1800 W/m²/K.

Avec deux paramètres globaux ( $\Delta P_f$  et  $\dot{Q}$ ) fixés aux mêmes valeurs pour les différents échangeurs, nous constatons que les échangeurs fonctionnant avec des fluides supercritiques présentent des avantages intéressants en taille et en nombre par rapport au fonctionnement en sous-critique. En comparant les coefficients globaux d'échange, on voit que même si l'échangeur fonctionnant avec du propane a un très bon coefficient global d'échange (3500 W/m²/K), les fluides supercritiques tels que le R227ea ou le R1234ze ont des coefficients globaux d'échange inférieurs à celui du R245fa sous-critique.

Pour une meilleure comparaison des performances des échangeurs sous-critique et supercritique, il est nécessaire de faire le calcul pour un même fluide avec les mêmes paramètres de fonctionnement mais à pressions différentes. Ici nous effectuerons notre étude comparative entre fluide sous critique et fluide supercritique avec du R134a.

### VI.3.4 Etude comparative entre échangeur sous-critique et échangeur supercritique

La comparaison des performances des échangeurs sous-critiques et supercritiques n'est pas évidente, pour un fluide donné, car de nombreux paramètres influencent le dimensionnement ou les performances d'un échangeur pour des conditions de fonctionnement données. Pour avoir une vue la plus large possible, plusieurs approches comparatives ont donc été faites avec un fluide donné, le R134a, à savoir :

- le dimensionnement à conditions fixées et débit massique de R134a constant

- le dimensionnement à conditions fixées et température de sortie du R134a constante
- la simulation d'un échangeur à dimensions imposées et conditions d'entrée imposées

#### VI.3.4.a Comparaison des dimensionnements sous-critique/supercritique pour le R134a

Pour ces calculs de dimensionnement, le diamètre interne des tubes est fixé au standard de 10,92 mm (ext. 12.7 mm soit 1/2"). La première comparaison de dimensionnement est réalisée avec les conditions suivantes :

	T entrée (°C)	Débit (kg/s)	Pression (bar)	Puissance (MW)
R134a	27,92	29,23	5,6-60,9	6 MW
Eau	150	15	5	

Tableau VI-3 : Données pour l'étude comparative Diphasique sous-critique/supercritique

Dans ce cas, on compare le dimensionnement des échangeurs à débit massique de R134a constant. Comme on le voit sur la **Figure VI-21**, la comparaison des dimensionnements à débit massique constant implique des conditions de sortie différentes pour le fluide de travail en termes de température. Plus la pression est élevée, plus la température de sortie du fluide frigorigène est grande. En outre, l'augmentation de la pression dans ces conditions réduit le pincement de température entre les deux fluides.

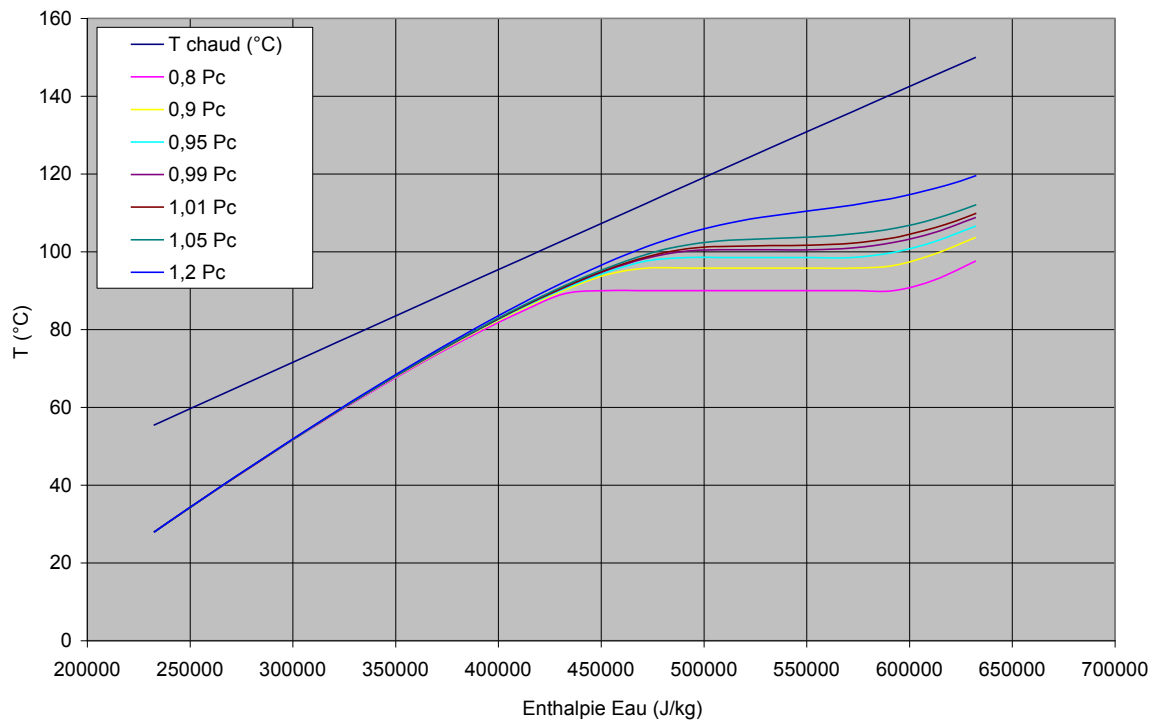


Figure VI-19 : Diagramme enthalpique pour le dimensionnement à débit constant de l'échangeur de chaleur à différentes pressions de R134a.

Une seconde comparaison est aussi menée pour regarder l'évolution du dimensionnement de l'échangeur avec la pression de fonctionnement lorsque l'on maintient constante la température de sortie du R134a. Les conditions de dimensionnement sont alors les suivantes :

	T entrée (°C)	T sortie (°C)	Débit (kg/s)	Pression (bar)	Puissance (MW)
R134a	27,92	120		5,6-60,9	6 MW
Eau	150	55,4	15	5	

Tableau VI-4 : donnée pour comparaison en débit constant

Dans ce second cas de dimensionnement de l'échangeur thermique, le débit massique est recalculé pour que la variation d'enthalpie du R134a corresponde à la puissance imposée et la température de sortie de 120°C. La Figure VI-20 illustre le comportement du débit massique de R134a dans ces conditions. Ce débit augmente progressivement au fur et à mesure que la pression croît, à cause de la diminution respective de la variation d'enthalpie lorsqu'on maintient constant la température de sortie du R134a.

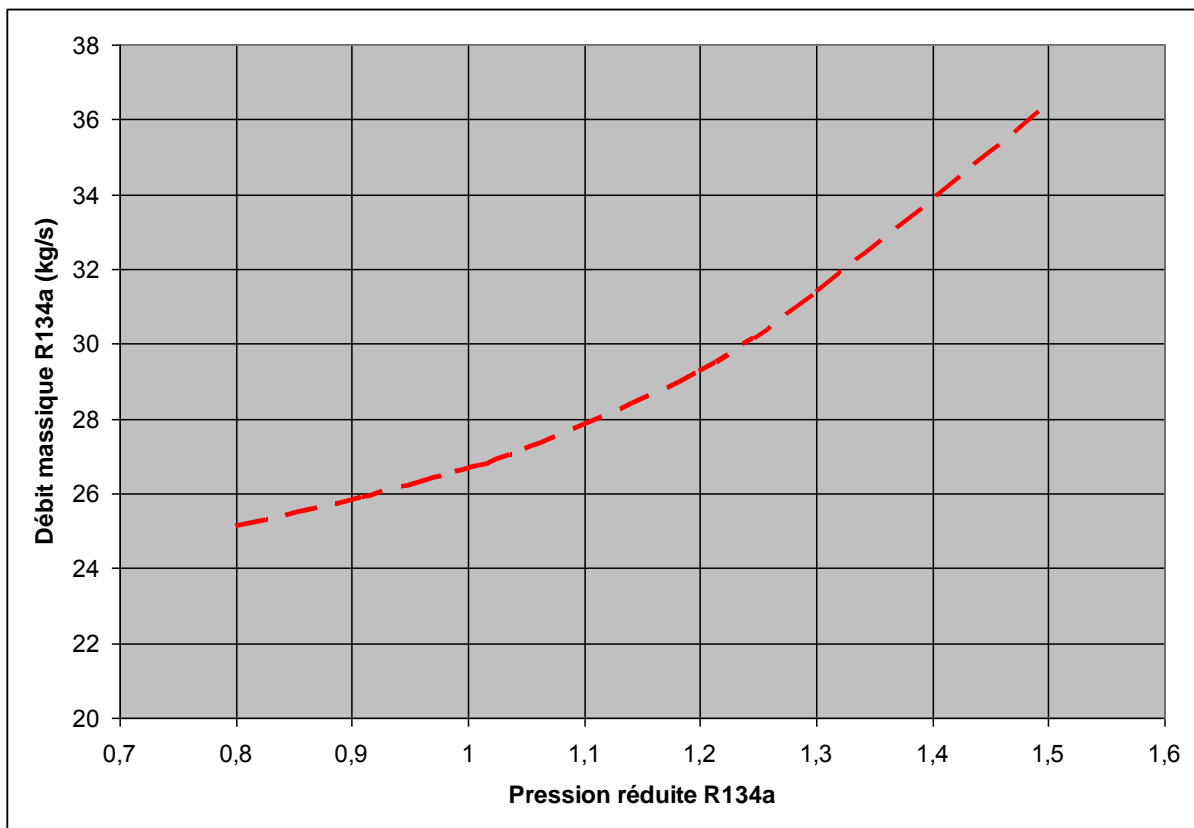


Figure VI-20 : Evolution du débit massique de R134a en fonction de la pression réduite.

Finalement, la comparaison des deux approches pour l'étude de l'influence de la pression sur le dimensionnement de l'échangeur est résumée à la Figure VI-21 via la surface d'échange utile estimée. Les deux conditions de dimensionnement donnent une tendance en sous-critique assez similaire, à savoir une forte réduction de la surface d'échange à une pression inférieure très proche de la pression critique. Dans la région sous-critique, le dimensionnement à température de sortie imposée donne les estimations de surface d'échange plus importantes car le débit frigorifique est plus faible et donc les transferts thermiques sont pénalisés.

Dans la région supercritique, les deux approches donnent des tendances totalement opposées. Lorsque le débit est gardé constant, la surface d'échange nécessaire ne fait qu'augmenter avec la pression du R134a, soulignant la pénalisation de monter trop en pression par la réduction du pincement de température. Lorsque la température de sortie est constante, au-delà de la pression critique, la surface d'échange nécessaire diminue progressivement. Alors que dans la zone sous-critique, hormis à proximité de la pression critique, la surface d'échange augmente, l'effet inverse observé en supercritique s'explique bien avec l'augmentation sensible du coefficient d'échange du fluide supercritique avec la vitesse débitante. Cette amélioration du transfert thermique, déjà mentionné dans le précédent rapport et bien illustré dans la littérature scientifique, permet une diminution notable de la surface d'échange. Ainsi avec des pressions comprises entre 20 et 30% (entre 48 et 53 bar pour le R134a ici) au-dessus de la pression critique, on retrouve un dimensionnement de surface thermique comparable à celui trouvé en sous-critique.

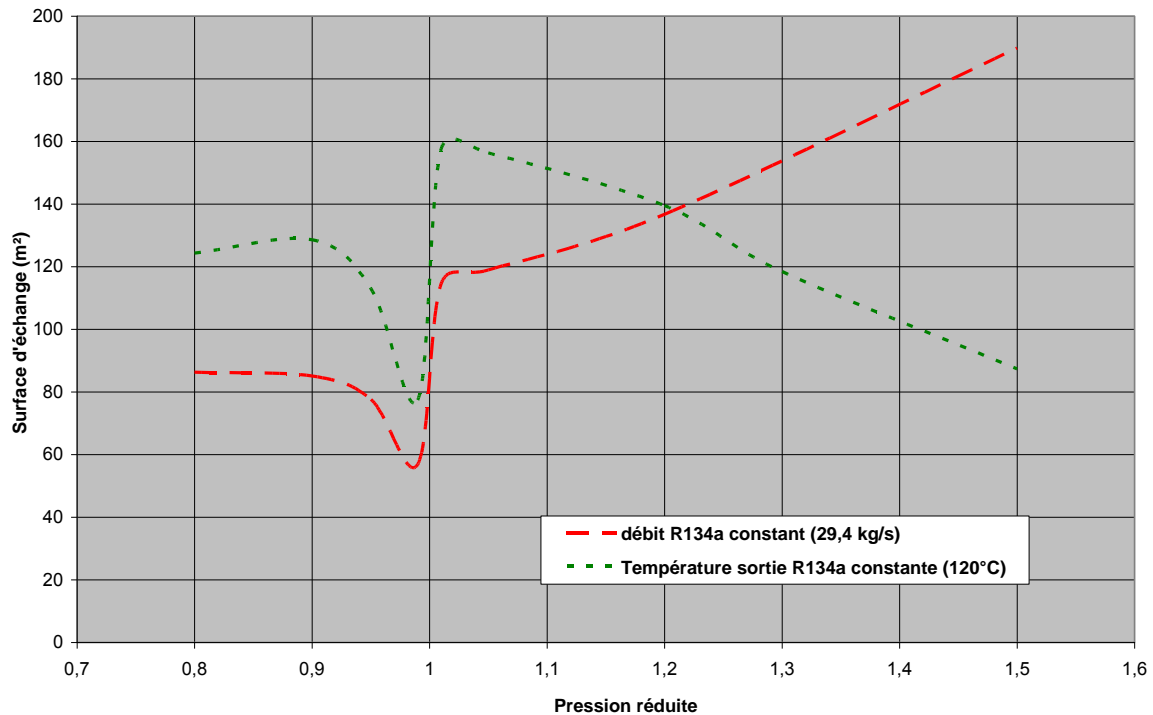


Figure VI-21 : Evolution de la surface d'échange nécessaire en fonction de la pression réduite du fluide pour les deux conditions de dimensionnement.

#### VI.3.4.b Simulation d'un échangeur thermique – influence de la pression de fonctionnement sur les performances

Pour compléter l'approche faite précédemment dans le dimensionnement de l'échangeur thermique et l'influence de la pression, c'est-à-dire la recherche d'un design optimum entre le fonctionnement sous-critique et supercritique, la simulation d'un échangeur de chaleur a été faite. Le principe est cette fois-ci de regarder l'évolution des performances globales (puissance thermique accessible, pertes de pression) d'un composant aux dimensions imposées.

L'échangeur thermique retenu pour la simulation est celui précédemment dimensionné à une pression réduite de 1,2. Les données principales sont présentées ci-dessous :

Di (mm)	N tubes	L tubes (m)	S HX (m²)
10,92	225	18,1	139,5

Tableau VI-5 : données pour simulation

L'évolution des performances globales (puissance thermique échangée et pertes de pression par frottement) de l'échangeur lorsque la pression du R134a varie est illustrée sur la Figure VI-22.

La puissance thermique échangée passe par un optimum, pour une pression réduite  $p_r$  comprise entre 0,2 et 0,3 (8,1 à 12,2 bar), pour une valeur atteinte proche de 7,6 MW (pour un dimensionnement initial de 6 MW à  $p_r = 1,2$ ). Par contre on observe que lorsque la pression continue d'augmenter, la puissance thermique échangée en sous-critique diminue et n'est que légèrement supérieure à celle obtenue dans la région supercritique (autour de 6,5 MW). Cette faible différence s'explique notamment par un écart de température qui se réduit et un coefficient d'échange thermique qui n'est pas si différent entre la zone sous-critique et la zone supercritique (excepté autour de la pression critique).

De plus, il faut ajouter à l'analyse l'étude du comportement des pertes de pression du R134a. On remarque sur la Figure VI-22 que ces pertes de pression sont maximales pour les pressions les plus faibles et qu'elles décroissent progressivement pour être minimales dans la région supercritique.

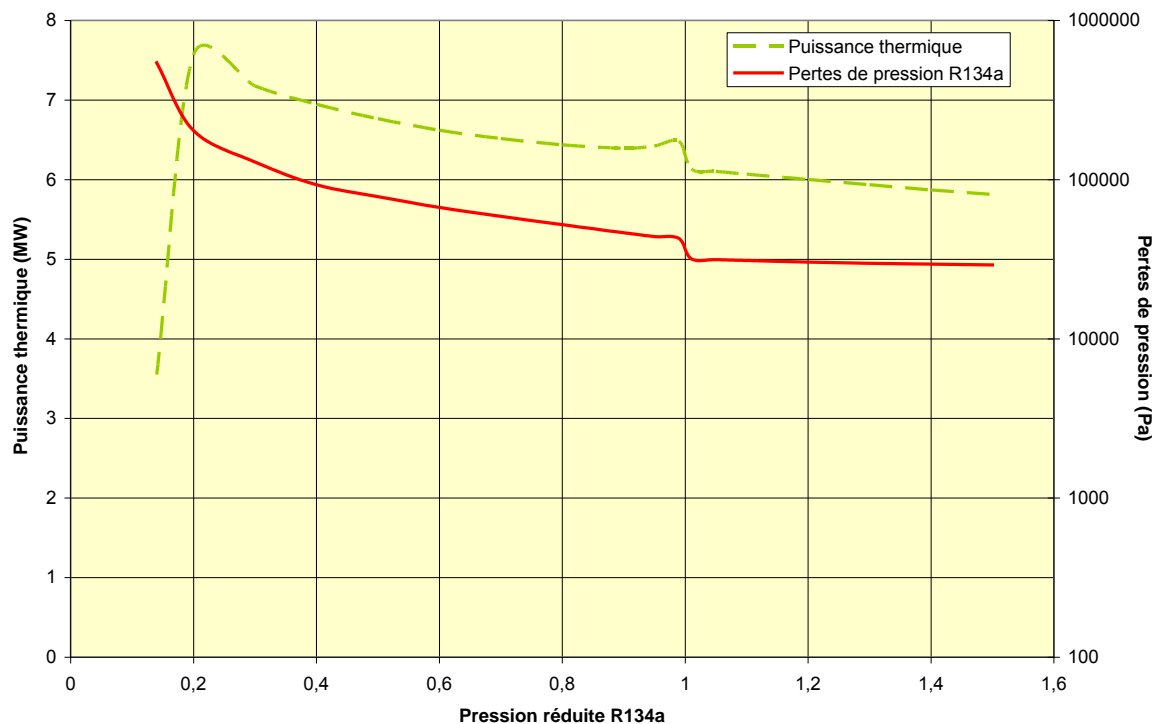


Figure VI-22 : Evolution des performances globales de l'échangeur thermique avec la pression de fonctionnement du R134a.

Le comportement des pertes de pression vient modérer l'effet de la pression sur la puissance thermique échangée. Effectivement, on peut construire un critère de mérite  $\Omega$  équilibrant la puissance thermique échangée et la puissance mécanique à fournir pour l'obtenir :

$$\Omega = \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{W}_{mécanique}} \approx \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{M} \Delta P}$$

Si l'on regarde les performances de l'échangeur synthétisé par ce critère, montré sur la Figure VI-23, on remarque clairement que le critère est maximum dans la région supercritique. Le fonctionnement dans la région supercritique est optimal car elle offre un transfert thermique

satisfaisant pour un coût énergétique à apporter minimum, grâce notamment à une viscosité du fluide relativement faible à ces fortes pressions, ainsi qu'une densité moyenne du fluide plus élevée favorisant des vitesses plus basses à même débit massique qu'en conditions sous-critiques.

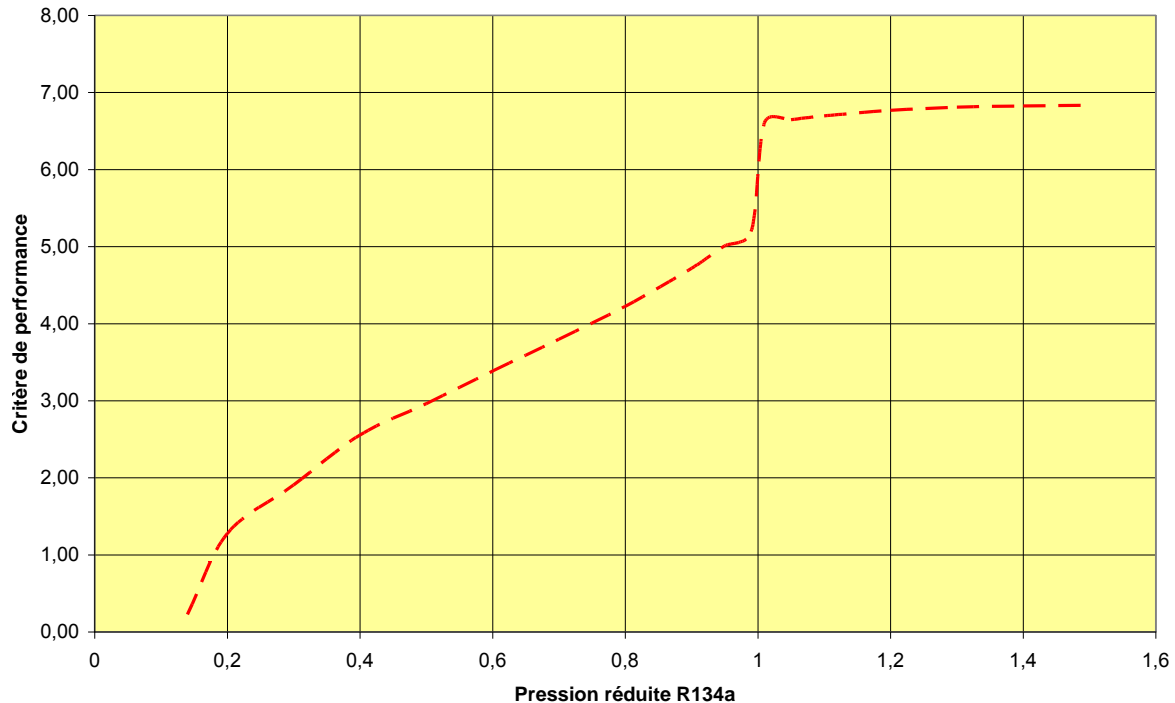


Figure VI-23 : Evolution du critère de mérite de la performance de l'échangeur en fonction de la pression réduite du R134a.

Le fonctionnement de l'échangeur en supercritique n'est donc pas réhibitoire en termes de performances. Malgré un pincement de température qui est fatalement plus petit qu'en sous-critique, les transferts thermiques en supercritique sont encore importantes, sous l'effet de variation de propriétés physiques pouvant les intensifier comme souligné déjà dans le rapport intermédiaire, et allient des pertes de pression plus faibles. En outre, il faut coupler l'intérêt du fonctionnement de l'échangeur à des pressions plus élevées avec l'impact sur le cycle ORC.

## VI.4 Conclusion

Avec les données fournies par ENERTIME, on a pu constater que les échangeurs fonctionnant avec du CO<sub>2</sub> ou du propane sont plus petits en taille et en nombre tandis que celui avec du R227ea est le plus grand en taille et nombre. Avec ces paramètres de fonctionnement on peut dire que ce dernier est le moins performant. Mais avec le calcul en iso puissance, on a vu que sa performance s'est améliorée notamment avec une augmentation de son coefficient d'échange global. Malgré cela l'échangeur fonctionnant avec du propane reste le mieux performant.

Avec l'étude comparative entre dimensionnement en diphasique et supercritique, on a vu que l'échangeur diphasique aurait les meilleures performances pour les mêmes paramètres de travail. N'ayant pas pu vérifier cela avec d'autre modèle de calcul (autre corrélation en diphasique que celui de LIU-WINTERTON), mais le facteur 10 existant entre les coefficients d'échange convectifs côté réfrigérant

en diphasique monophasique nous amène à dire qu'il serait intéressant de savoir ce que seraient les résultats du calcul de dimensionnement si nous utilisons une autre corrélation.

## Conclusion générale

Une étude sur les transferts thermiques et le dimensionnement d'échangeurs de chaleur pour cycles ORC supercritiques a été réalisée dans le cadre du projet SURORC. L'objectif du travail réalisé était de regarder l'impact qu'avait le fonctionnement avec un cycle supercritique sur l'échangeur de chaleur pour en estimer le dimensionnement et avoir des éléments quantitatifs permettant une projection d'une réalisation et d'un coût d'un tel équipement. Il s'agissait ensuite de faire un état de l'art des connaissances sur les transferts thermiques en fluide supercritique et plus spécifiquement avec des fluides organiques.

Concernant le dimensionnement de l'échangeur de chaleur, l'utilisation d'un fluide supercritique impose plusieurs remarques :

- le fonctionnement à des pressions plus importantes que celles obtenues pour les cycles sous-critiques impose l'utilisation de tubes de diamètre interne plus faible (moins de 11 mm) afin de supporter les pressions requises sans accroître considérablement l'épaisseur des tubes. Dans les dimensionnements réalisés, un diamètre interne de 10,92 mm (pour un diamètre externe de 12,7 mm) a été préconisé.
- Le dimensionnement avec un diamètre plus petit permet des transferts thermiques en supercritique relativement élevés, ce qui au final ne dégrade pas trop la surface d'échange nécessaire comparée à un dimensionnement en sous-critique.
- En outre, les fluides supercritiques étant généralement moins visqueux et plus denses qu'en diphasique, il est possible de réduire le nombre de tubes mis en œuvre pour avoir des vitesses d'écoulement plus importantes, ce qui va aussi dans le sens d'une intensification des transferts thermiques
- Quant aux résultats des dimensionnements obtenus, parmi les différents cas étudiés, l'utilisation du propane supercritique permettrait d'obtenir l'échangeur le plus petit, en raison de transferts thermiques supercritiques très élevés pour ce fluide (comparables à ceux du R245fa en ébullition convective) tout en limitant les pertes de pression. Le dioxyde de carbone supercritique semble aussi une solution intéressante en termes de dimensionnement de l'échangeur, mais sa mise en œuvre paraît pour le moment plus fastidieuse en raison de sa pression critique presque deux fois plus élevée que les autres fluides organiques étudiés. Le CO<sub>2</sub> offre en effet de très bonnes propriétés de transferts en supercritique, notamment grâce à une conductivité thermique élevée et une faible viscosité (nombre de Reynolds important facilitant des transferts thermiques turbulents). Sa mise en œuvre supposerait par contre des équipements acceptant des pressions de plus de 100 bar. Des autres fluides étudiés, le R134a ou le R1234ze semblent des alternatives satisfaisantes, permettant d'obtenir des dimensionnements comparables à un évaporateur au R245fa, pour une sécurité accrue comparée au propane. Les calculs réalisés avec le R227ea n'ont par contre pas montré un intérêt en termes de dimensionnement de l'échangeur, ce fluide ayant des propriétés physiques ne permettant pas d'obtenir des transferts thermiques suffisamment élevés.
- L'étude pour un fluide donné (ici le R134a) de l'influence de la pression de fonctionnement et notamment entre la région sous-critique et celle supercritique a montré que si en valeurs absolues, la région sous-critique permettait d'atteindre des performances thermiques plus importantes (soit un dimensionnement moindre de l'échangeur, soit une puissance thermique échangée plus élevée pour un échangeur donné), ce résultat est à modérer par plusieurs remarques :
  - Les performances obtenues en supercritique sont certes plus faibles mais restent dans un ordre de grandeur comparable à celles obtenues en sous-critique. Cela s'explique par des transferts thermiques qui restent importants en supercritiques tant qu'on reste



aux environs de la pression critique (jusqu'à 1,2 fois cette pression) et si l'on est capable de maintenir des écoulements très turbulents. Dans ces conditions, ce sont ensuite les propriétés du fluide utilisé qui permettront d'amplifier ou non les transferts de chaleur, comme une bonne conductivité thermique par exemple.

- Les pertes de pression sont nettement moindres en supercritique qu'en diphasique, et la prise en compte du coût énergétique de ces pertes de pression rééquilibre l'analyse en faveur d'un fonctionnement de l'échangeur avec un fluide supercritique. Ce résultat est possible grâce à une viscosité nettement moindre du fluide supercritique, et une densité qui, si elle varie beaucoup le long de l'échangeur reste supérieure à la densité du fluide diphasique.
- Enfin, l'analyse des transferts thermiques dans la région sous-critique proche du point critique doit être considérée avec précaution. En effet, le modèle utilisé pour simuler les transferts thermiques en ébullition convective (modèle de LIU-WINTERTON), s'il a été établi sur une base de données large, sa validation reste vraie pour des pressions d'évaporation relativement éloignées de la pression critique. Très peu de résultats existent pour ces fluides organiques à des pressions proches de leur pression critique. La zone de transition notamment à la pression critique n'est pas bien connue, entre autre, si les transferts thermiques évoluent de manière continue ou non lors que passage du point critique. Dans nos simulations, il apparaît clairement que les deux modèles utilisés (LIU-WINTERTON ET JACKSON) ne permettent pas cette continuité du transfert thermique.

L'étude sur le dimensionnement d'échangeur supercritique a été complétée par une première approche d'une modélisation et simulation d'un écoulement horizontal de fluide frigorigène supercritique (R134a) dans un tube chauffé uniformément. Il s'agit d'une première étape qui a permis d'établir quelques éléments d'analyse plus fins sur les mécanismes de transferts thermiques en jeu dans ces conditions. Une approche par un modèle  $k-\epsilon$  standard a été privilégiée. Les résultats, par manque de données dans la littérature (soient numériques soient expérimentales) étant absentes à notre connaissance, seules les tendances qualitatives peuvent être interprétées et montrent des phénomènes observés avec d'autres simulations de fluides supercritiques (eau ou CO<sub>2</sub>).

La gravité est une composante majeure dans le comportement du fluide supercritique. Dans un écoulement horizontal, des phénomènes de recirculation se produisent dans le plan perpendiculaire au sens de l'écoulement principal. Ces écoulements secondaires modifient fortement le profil de température qui s'éloigne grandement des profils turbulents d'un fluide monophasique incompressible. On voit donc apparaître un effet de stratification du fluide ce qui modifie fortement les transferts thermiques en paroi : des différences majeures de transferts thermiques existent alors entre la partie supérieure du tube et la partie inférieure. Ce phénomène peut s'assimiler aux transferts thermiques en évaporation convective lorsque l'écoulement diphasique est stratifié.

Ces premiers résultats sont encourageants mais doivent être à présent validés. De plus, le modèle  $k-\epsilon$  standard semble montrer des limites dans son utilisation car il sous-estime fortement les pertes de pression dans l'écoulement. Une approche via un modèle *RNG*  $k-\epsilon$  ou via l'adaptation des constantes du modèle au fluide supercritique serait une piste à pousser plus en avant.

## Bibliographie

**A. BONTEMPS A. GARRIGUE, C. GOUBIER, J. HUETZ, C. MARVILLET, P. MERCIER, R. VIDIL** Échangeur de chaleur // Technique de l'Ingénieur. - Ref B2341.

**A. BRICARD L. TADRIST** Échangeurs de chaleur à contact direct // In Technique de l'ingénieur. - Ref BE 9565.

**A. BRUCH** OPTIMISATION DES COMPOSANTS ECHANGEURS DANS LES MACHINES FRIGORIFIQUES FONCTIONNANT AU DIOXYDE DE CARBONE, Thèse de doctorat MÉCANIQUE – ÉNERGÉTIQUE [Rapport]. - GRENOBLE : UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1, 2006.

**A. LEFEVRE** Echangeurs thermiques: Documents annexes de cours [Ouvrage]. - Nancy : UHP-Nancy1, 2012.

**A. BEJAN** Method of entropy generation minimization, or modeling and optimization based on combined heat transfer and thermodynamics [Article] // Revue Générale Thermique. - 1996. - Vol. 35. - pp. 637–646.

**B. LAUNDER** Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure [Article] // The Journal of Fluid Mechanics. - 1975. - Vol. 68. - pp. 537–566.

**B. R. MUNSON D. F. YOUNG, T. H. OKIISHI**, Fundamentals of Fluids Mechanics [Ouvrage]. - New York : Wiley, 2005.

**B.S. PETUKHOV A.F. POLYAKOV, V.A. KULCOHNOV, Y.L. SHECKLER** Turbulent flow and heat transfer in horizontal tubes with substantial influence of thermogravitational forces, Proc.5th int. heat transfer conf. [Conférence]. - Tokyo : ASME, 1974. - paper n° NC 4.8.

**B.S. PETUKHOV A.V. POLYAKOV** Boundaries of regimes with “worsened” heat transfer for supercritical pressure coolant [Article] // Teplofizika Vysokikh Temperatur. - 1974. - 1 : Vol. 12. - pp. 221-224..

**D. OLSON** Heat transfer in supercritical carbon dioxide with convective boundary conditions [Article] // 20th International Congress of Refrigeration. - Sydney Australie : [s.n.], 1999.

**G.K. FILONENKO** Hydraulic Resistance in Pipes(in Russian) [Article] // Tploenergetika. - 1954. - Vol. 1. - pp. 40-44.

**GRETh** généralités sur les transferts thermiques [Section] // Manuel Technique du GRETh. - [s.l.] : GRETh.

**I. L. PIORO R. B. DUFFEY, T. J. DUMOUCHEL** Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey) [Article] // Nuclear Engineering and Design. - 2004. - Vol. 231. - pp. 187-197.

**I. L. PIORO R. B. DUFFEY, T. J. DUMOUCHELI** Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey), [Article] // Nuclear Engineering and Design. - 2004. - Vol. 231.

**I. L. PIORO R.B. DUFFEY** Heat Transfer and Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power Engineering Applications [Ouvrage]. - New York, : ASME Press, 2007.

**I.L. PIORO H. F. KHARTABIL, R. B. DUFFEY** Heat transfer to supercritical fluids flowing in channels-empirical correlations (survey) [Article] // Nuclear Engineering and Design. - 2004. - Vol. 230. - pp. 69-91.

**I.L. PIORO R.B. DUFFEY** Literature survey of heat transfer and hydraulic resistance of water, carbon dioxide, helium and other fluids at supercritical and near-critical pressures [Rapport]. - Ontario : Chalk River Laboratories, 2003. - pp. 1-182.

**J. LICHT M. ANDERSON, M. CORRADINI** Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics in Supercritical Pressure Water [Article] // Journal of Heat Transfer. - 2009. - 7 : Vol. 131.

**J. YANG Y. OKA, Y. ISHIWATARI, J. LIU, J. YOO** Numerical investigation of heat transfer in upward flows of supercritical water in circular tubes and tight fuel rod bundles [Article] // Nuclear Engineering and Design. - 2007. - Vol. 237. - pp. 420-430.

**J.D. JACKSON M.A. COTTON, B.P. AXCELL** Studies of mixed convection in vertical tubes [Article] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 1989. - 1 : Vol. 10. - pp. 2-15.

**J.D. JACKSON** Consideration of the heat transfer properties of supercritical pressure water in connection with the cooling of advanced nuclear reactors [Conférence] // Proceedings of the 13th Pacific Basin Nuclear Conferenc. - Shenzhen City, Chine : [s.n.], Octobre 2002. - pp. 21-25 .

**K. BOUTROUFT** Instabilités thermoconvectives de type Rayleigh-Taylor dans les fluides supercritiques, Thèse de doctorat, Mécanique, l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers [Rapport]. - Decembre 2006.

**K. F. W. DITTUS L. M. BOELTER** Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type [Article] // University of California Publications in Engineering. - 1930. - 13 : Vol. 2. - pp. 443-461.

**K. TALBI I. ZEGHBID, A. DONNOT, Z. NEMOUCHI** Simulation numérique en régime turbulent de l'influence de du débit et du champ thermique dans un cyclone [Article] // Revue des Energie Renouvelables. - 2011. - 3 : Vol. 14. - pp. 501-515.

**N. M. SCHNURR** A Numerical Analysis of Heat Transfer to Fluids near the Thermodynamic Critical Point Including the Thermal Entrance Region [Article] // Journal of Heat Transfer. - 1976. - 4 : Vol. 98. - pp. 609-615.

**N.H. KIM** Heat transfer and friction correlation for plain fin and tube heat exchangers [Conférence] = Heat Transfer: Proceeding of the Eleventh International Heat Transfer. - [s.l.] : ASME, 1998. - pp. 209-214.

**NIST** Propriétés thermo-physiques des systèmes fluides [En ligne] // le WebBook de Chimie NIST. - 08 02 2012. - 24 05 2012. - <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.

**R.H.S. WINTERTON** Where did the DITTUS and BOELTER equation come from? [Article] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1998. - Vol. 41. - pp. 809-810.

**S. HASSID** A turbulent energy dissipation model for flows with drag reduction [Article] // Journal of Fluids Engineering. - 1979. - Vol. 101. - pp. 159-165.

**S. HE P. JIANG, Y. XU, R. SHI, W.S. KIMA, J.D. JACKSON** A computational study of convection heat transfer to CO<sub>2</sub> at supercritical pressures in a vertical mini tube [Article] // International Journal of Thermal Sciences. - 2005. - Vol. 44. - pp. 521-530.

**S. KARELLAS A. SCHUSTER, A. D. LEONTARITIS** Influence of supercritical ORC parameters on plate heat exchanger design [Article] // Applied Thermal Engineering,. - 2012. - Vol. 33.

**S. KARELLAS A. SCHUSTER, A-D. LEONTARITIS** Influence of supercritical ORC parameters on plate heat exchanger design [Article] // Applied Thermal Engineering. - 2012. - Vol. 33-34.

Technique de traitement d'air [En ligne]. - 2012. - Disponible sur [http://www.atib.fr/media/echangeur\\_rotatif\\_ou\\_a\\_plaques\\_\\_030090100\\_0841\\_25112010.pdf](http://www.atib.fr/media/echangeur_rotatif_ou_a_plaques__030090100_0841_25112010.pdf).

**V. YAKHOT S. A. ORSZAG** Renormalization Group Analysis of turbulence [Article] // Journal of computing. - 1986. - 1 : Vol. 1. - pp. 3-51.

**V.A. KURGANOV** Heat and pressure drop in tubes under supercritical of the coolant. part1: specifics of thermophysical properties, hydrodynamics, and heat transfer of the liquid. Regimes of normal heat transfer [Article] // Thermal Engineering. - 1998. - 3 : Vol. 45.

**W. H. McADAMS** Heat Transmission [Ouvrage]. - New York : McGraw-Hill, 1942. - 2e.

**W.M. KAYS A.L. London** Compact heat exchanger [Ouvrage]. - New York : Mc Graw-Hill Book Company, 1964. - Second Edition.

**WIKIPEDIA** Echangeur de chaleur [En ligne] // wikipedia. - 27 03 2012. - [http://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89changeur\\_de\\_chaleur](http://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89changeur_de_chaleur).

**X. CHENG B. KUANG, Y.H. YANG** Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels [Article] // Nuclear Engineering and Design. - 2007. - Vol. 237. - pp. 240-252.

**X. FANG R. SHI, Z. ZHOU** Correlations of Flow Boiling Heat Transfer of R-134a in Minichannels: Comparative Study [Article] // Energy Science and Technology. - 2011. - Vol. 1. - pp. 1-15.

**X. LEI H. LI, S. YU, T. CHEN** Numerical investigation on the mixed convection and heat transfer of supercritical water in horizontal tubes in the large specific heat region [Article] // Computers & Fluids. - 2012. - Vol. 64. - pp. 127-140.

## **A. Revue de corrélations de nombre de NUSSELT**

- DITTUS-BOELTER

La corrélation la plus utilisée pour calculer le nombre de NUSSELT dans les écoulements turbulents de fluide reste la corrélation de DITTUS-BOELTER [1]. Celle-ci se présente sur la forme simplifiée suivante :

$$Nu_b = 0.0241 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4}$$

Rappelons que cette corrélation ci-dessus n'est valable qu'en chauffage. En refroidissement les valeurs de certains coefficients changent.

- Mc ADAMS

Pour calculer le nombre de NUSSELT dans les écoulements turbulents de fluide, Mc ADAMS propose d'utiliser la corrélation de DITTUS-BOELTER sous la forme simplifiée suivante [1] :

$$Nu_b = 0.0225Re_b^{0.8}Pr_b^{0.4}$$

Puis sous la forme suivante :

$$Nu_b = 0.023Re_b^{0.8}Pr_b^{0.4}$$

Cette corrélation est à tout écoulement turbulent de fluide en conduit

- BRINGER-SMITH

En 1957, pour calculer le nombre de NUSSELT dans un écoulement turbulent de fluide supercritique, BRINGER et al établissent la corrélation suivante pour l'eau et le dioxyde carbone [2]:

$$Nu_x = CRe_x^{0.77}Pr_w^{0.55}$$

Avec  $C = 0.0266$  pour et  $C = 0.0375$  pour le dioxyde de carbone. Le  $Nu_x$  et  $Re_x$  sont évalués à la température  $T_x$ .

Et  $T_x$  est défini de la manière suivante :

Pour  $\frac{T_{cp}-T_b}{T_w-T_b} < 0$   $T_x = T_b$

Pour  $0 \leq \frac{T_{cp}-T_b}{T_w-T_b} \leq 1$   $T_x = T_{cp}$

Et pour  $\frac{T_{cp}-T_b}{T_w-T_b} > 1$   $T_x = T_w$

Notons pour l'écoulement d'eau supercritique, cette corrélation est applicable pour une pression minimale de  $345bar$  [2].

- SHITSMAN et al. [2, 3]

Entre 1958 et 1974, en analysant les résultats expérimentaux sur l'écoulement turbulent de fluides supercritiques (eau, hélium,  $CO_2$ ) SHITSMAN et al. établissent la corrélation suivante pour calculer le nombre de NUSSELT dans les écoulements turbulents de fluides supercritiques.

$$Nu_b = 0.023Re_b^{0.8}Pr_{min}^{0.8}$$

Les nombres de NUSSELT et REYNOLDS sont évalués à la température de mélange du fluide.  $Pr_{min}$  correspond à la plus petite valeur du nombre PRANDTL évalué aussi bien à la température de mélange qu'à la température de paroi du fluide.

- KRASNOSCHEKOV et PROTOPOPOV

Pour modéliser la convection forcée dans un écoulement de l'eau et du  $CO_2$  supercritique, KRASNOSCHEKOV et al proposent d'utiliser la corrélation suivante, [2] :

$$Nu = Nu_0 \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0.11} \left( \frac{\lambda_b}{\lambda_w} \right)^{-0.33} \left( \frac{\bar{c}p}{cp_b} \right)^{0.35}$$

Avec

$$Nu_0 = \frac{\left( \frac{\xi_0}{8} \right) Re_b \bar{P}r}{12.7 \sqrt{\left( \frac{\xi_0}{8} \right)} \left( \bar{P}r^{\frac{2}{3}} - 1 \right) + 1.07}$$

$\xi_0$  est le coefficient de pertes de charge de FILENENKO :

$$\xi_0 = \frac{1}{(1.82 \log(Re_b) - 1.64)^2}$$

La corrélation de NUSSELT ci-dessus est valable dans les conditions suivantes:

$$2 \cdot 10^4 < Re_b < 8.610^5$$

$$0.85 < Pr_b < 65$$

$$0.9 < \frac{\mu_b}{\mu_w} < 3.6$$

$$1 < \frac{\lambda_b}{\lambda_w} < 6$$

$$0.07 < \frac{\bar{c}p}{cp_b} < 4.5$$

- DOMIN [2]

En 1963 DOMIN effectua des essais sur l'écoulement de l'eau supercritique dans des tubes horizontaux et proposa les corrélations suivantes pour le calcul du nombre de NUSSELT.

$$Nu_b = 0.1 Re_b^{0.66} Pr_b^{1.2} \text{ pour } T_w \geq 350^\circ C$$

$$Nu_b = 0.036 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right) \text{ pour } 250 \leq T_w \leq 350^\circ C$$

Ces deux corrélations sont valables pour une densité de puissance à la paroi  $\varphi$  comprise entre 0.58 et 4.65 MW/m<sup>2</sup>

- BISHOP et al

En faisant des études expérimentaux sur l'écoulement de l'eau supercritique dans des tubes verticaux, BISHOP et al ont fait varier le débit massique surfacique ( $G$ ) entre 651 et 3662 kg/m<sup>2</sup>.s, la densité de flux entre 0.31 et 3.46 MW/m<sup>2</sup>, la pression de 22.8 à 27.6 MPa et la température du mélange de 282 à 527°C. A partir des résultats obtenus, ils établissent la corrélation de NUSSELT suivante pour les écoulements de fluides supercritiques en conduit

$$Nu_x = 0.0069 Re_x^{0.9} \bar{Pr}_x^{0.66} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.43} \left( 1 + 2.4 \frac{D_{int}}{x} \right)$$

Avec  $x$  correspondant à l'abscisse le long de la longueur du tube.

- SWENSON et al

En découvrant en 1965, la rapide variation des propriétés thermo-physiques de l'eau supercritique lors de leurs travaux, SWENSON et al préconise d'utiliser la corrélation suivante pour une meilleure estimation du nombre de NUSSELT dans les écoulements de fluides supercritiques.

$$\frac{hD_{int}}{\lambda_w} = 0.00459 \left( \frac{D_{int}G}{\mu_w} \right)^{0.923} \left( \frac{H_w - H_b \mu_w}{T_w - T_b \lambda_w} \right)^{0.613} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.231}$$

Cette corrélation de SWENSON et al est valable pour l'eau supercritique et dans les conditions suivantes :

$$228 \text{ bar} \leq P \leq 414 \text{ bar}$$

$$542 \leq G \leq 2150 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$93 \leq T_w \leq 649^\circ\text{C}$$

$$75 \leq T_b \leq 576^\circ\text{C}$$

- KRASNOSHCHEKOV et al [2]

En 1967, KRASNOSHCHEKOV et al modifièrent sa première corrélation qu'il a établi en 1959/1960 pour l'eau et le CO<sub>2</sub> supercritiques. Cette nouvelle corrélation prend la forme suivante:

$$Nu = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\bar{Cp}}{Cp_b} \right)^n$$

Quelques années plus tard, KRASNOSHCHEKOV apporta quelque modification encore à cette nouvelle corrélation. La forme finale de la corrélation en 1971 est la suivante:

$$Nu = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\bar{C}p}{\bar{C}p_b} \right)^n + f \left( \frac{x}{D} \right)$$

Comme dans la première corrélation,  $Nu_0$  garde la même expression. L'exposant  $n$  est défini de la manière suivante :

$$n = 0.4 \text{ pour } \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 1 \text{ ou pour } \frac{T_b}{T_{pc}} \geq 1.2$$

$$n = 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) \text{ pour } 1 \leq \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 2.5$$

$$n = 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) + \left( 5 \left( 0.22 + 0.18 \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) \right) - 2 \right) \left( 1 - \frac{T_b}{T_{pc}} \right) \text{ pour } 1 \leq \frac{T_b}{T_{pc}} \leq 1.2$$

Et

$$f \left( \frac{x}{D} \right) = 0.95 + 0.95 \left( \frac{x}{D} \right)^{0.8}$$

Cette corrélation est applicable dans les conditions suivantes :

$$8 \cdot 10^4 < Re_b < 5 \cdot 10^5$$

$$0.85 < Pr_b < 65$$

$$0.09 < \frac{\rho_w}{\rho_b} < 1$$

$$0.9 < \frac{T_w}{T_{pc}} < 2.5$$

$$0.02 < \frac{\bar{C}p}{\bar{C}p_b} < 4$$

$$4,6 \cdot 10^4 < \varphi < 2,6 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$$

$$2 \leq \left( \frac{x}{D} \right) \leq 15$$

- KONDRAT'EV [2]

En 1969, à partir de l'analyse de ses résultats expérimentaux sur l'eau supercritique, KONDRAT'EV établit la corrélation suivante pour calculer le nombre de NUSSELT dans les écoulements d'eau supercritique.

$$Nu_b = 0.02 Re_b^{0.8}$$

Elle est applicable pour l'eau supercritique et dans les conditions suivantes :



- Le nombre de Reynolds  $Re$  de l'écoulement est compris entre  $10^4$  et  $4 \times 10^5$
- La température  $T_b$  au cœur de l'écoulement est comprise entre 130 600°C.

«Malgré sa simplicité, cette corrélation peut donner de bons résultats» [4]. Cependant d'autres auteurs [2] affirment qu'elle n'est valable que dans la région pseudo-critique.

- ORNASKY et al [3]

Pour modéliser les transferts de chaleur convectifs dans cinq tubes parallèles, ORNASKY et al proposent la corrélation à partir de résultats expérimentaux.

$$Nu_b = 0.23Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3}$$

$Pr_{min}$  est la valeur minimale des  $Pr$  à la paroi et au cœur de l'écoulement comme dans le cas de SHITSMAN et al.[3]

- YAMAGATA et al

Après des études sur l'écoulement d'eau supercritique, YAMAGATA et al. recommandent d'utiliser la corrélation suivante pour calculer le nombre de NUSSELT dans un écoulement de fluide supercritique [2].

$$Nu_b = 0.0135Re_b^{0.85} Pr_b^{0.8} Fc$$

Avec :

$$Fc = 1 \text{ pour } E > 1$$

$$Fc = 0.67Pr_{pc}^{-0.05} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{pb}}\right)^{n1} \text{ pour } 0 \leq E \leq 1$$

$$Fc = \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{pb}}\right)^{n2} \text{ pour } E < 0$$

$$n1 = -0.77 \left(1 + \frac{1}{Pr_{pc}}\right) + 1.49$$

$$n2 = -1.44 \left(1 + \frac{1}{Pr_{pc}}\right) - 0.53$$

$$E = \frac{T_{pc} - T_b}{T_w - T_b}$$

- JACKSON et FEWSTER

En 1975, JACKSON et al modifient la corrélation de KRASNOSHCHEKOV et al (1967) et obtiennent une corrélation semblable à celle de BISHOP et al (1964). Seulement dans cette nouvelle corrélation l'effet de la géométrie n'est pas pris en compte.

Cette corrélation s'écrit de la manière suivante [2].

$$Nu = 0.0183 Re_b^{0.82} Pr_b^{0.8} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3}$$

- YASKIN et al

A partir des résultats expérimentaux obtenus lors de leur étude de la convection forcée dans un écoulement d'hélium supercritique, YASKIN et al proposent la corrélation suivante [2]:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left[ 1 - 0.2 \frac{Nu}{Nu_0} \beta (T_w - T_b) \right]^2$$

$Nu_0$  est calculé à partir de la corrélation de DITTUS-BOELTER.

- YASKIN et YEROSHENKO

En cherchant à appliquer les corrélation de NUSSELT de SHITSMAN et al, de KRASNOSHCHIEKOV et al (1967) à l'écoulement turbulent de l'hélium supercritique, YASKIN et al propose la corrélation suivante [2] :

$$Nu = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \left[ \frac{2}{(0.8\psi + 0.2)^{0.5} + 1} \right]^2 F_c$$

Avec  $F_c$  le facteur de correction et s'exprime de la manière suivante :

$$\text{Pour } \bar{c}p > cp_b, F_c = \left( \frac{cp}{cp_b} \right)^{0.28} \text{ et pour } \bar{c}p \leq cp_b, F_c = 1$$

Et le paramètre  $\psi = 1 + \beta_b (T_w - T_b)$ .

Mais dans la région où nous avons la détérioration du transfert thermique, YASKIN et al préconise d'utiliser la corrélation suivant :

$$Nu = Nu_0 \left[ \frac{2}{(0.8\psi + 0.2)^{0.5} + 1} \right]^2$$

Rappelons que  $Nu_0$  est calculée selon la corrélation de DITTUS-BOELTER.

Cette corrélation est valable pour  $\frac{Nu}{Nu_0} > 1$  [2]

- BOGACHEV et al.

A partir de résultats expérimentaux sur l'écoulement turbulent d'hélium supercritique, dans un tube, BOGACHEV et al proposent d'utiliser la corrélation suivante pour calculer le nombre de NUSSELT [2] dans un écoulement turbulent de fluide supercritique.

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left( \frac{\bar{C}p}{Cp_b} \right)^{0.35}$$

Cette corrélation est valable pour  $\frac{Nu}{Nu_0} > 1$  et le paramètre  $\frac{Gr}{Re^2} < 10^{-2}$

$Nu_0$  est calculé de la même manière que dans le cas de KRASNOSHCHEKOV et al.

La corrélation a été établie dans les conditions suivantes [2]:

$$23bar \leq P \leq 30bar$$

$$36.10^3 \leq h_b \leq 90.10^3$$

$$0.19kg/s \leq \dot{m} \leq 0.26kg/s$$

$$0.1kW/m^2 \leq \varphi \leq 1.85kW/m^2$$

Notons aussi que la température d'entrée du fluide dans le conduit est toujours inférieure à température critique de l'hélium.

- KIRILLOV et al.

Pour un écoulement turbulent de fluide supercritique en chauffage, avec une densité de flux surfacique imposée à la paroi, KIRILLOV et al. proposent d'utiliser la corrélation suivante pour déterminer le nombre de NUSSELT de l'écoulement. La convection naturelle est prise en compte (ou non) en fonction de la valeur de  $k^*$

- Pour  $k^* < 0.01$

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left( \frac{\bar{C}p}{Cp_b} \right)^n \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^m$$

- Pour  $k^* > 0.01$

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left( \frac{\bar{C}p}{Cp_b} \right)^n \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^m \varphi(k^*)$$

Notons que dans cette corrélation de NUSSELT de KIRILLOV et al la convection naturelle est prise en compte à travers la fonction  $\varphi(k^*)$ .

Les valeurs de  $\varphi(k^*)$  sont données dans le tableau ci-dessous.

$k^*$	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.2	0.4
$\varphi(k^*)$	1	0.88	0.72	0.67	0.65	0.65	0.74	1

$k^*$  est calculée de la manière suivante :

$$k^* = \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_b}\right) \frac{Gr}{Re^2}$$

Le  $Nu_0$  est calculée de la manière suivante :

$$Nu_0 = \frac{\left(\frac{\xi_0}{8}\right) Re \overline{Pr}}{b + 4.5 \xi_0^{0.5} (\overline{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1)}$$

mais si  $\frac{L}{D} > 50$ ,  $\overline{Pr}$  compris entre 0.7 et 2 et le nombre de REYNOLDS  $Re$  compris entre  $10^5$  et  $10^6$ , on peut calculer  $Nu_0$  de la manière suivante :

$$Nu_0 = 0.023 Re^{0.8} \overline{Pr}^{0.4} C_t$$

Avec  $C_t$  un facteur de correction

Pour  $0.08 < \frac{\mu_w}{\mu_b} < 40$ ,  $10^4 < Re < 1,25 \cdot 10^5$ , et  $2 < Pr < 140$ , on a :

$$C_t = \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.11}$$

$$b = 1 + \frac{900}{Re}$$

Cette corrélation peut être appliquée dans plusieurs autres conditions. Pour plus détails sur cette corrélation, nous invitons au lecteur de se reporter sur l'article d'I.L. PIORO et al [2].

- GORBAN et al

GORBAN et ont proposé deux corrélations : l'un sur l'eau et le second sur le R12. Ces corrélations ont été établies pour des écoulements supercritiques dans tubes circulaires [2].

Pour l'eau on a :

$$Nu_b = 0.0059 Re_b^{0.9} Pr_b^{-0.12}$$

Pour le R12 on a :

$$Nu_b = 0.0094 Re_b^{0.86} Pr_b^{-0.15}$$

- GRIEM

GRIEM et al proposent la corrélation suivante pour calculer le nombre de NUSSELT dans un écoulement de fluide supercritique.

$$Nu_b = 0.0169 Re_b^{0.8356} Pr_b^{0.432}$$

Cette corrélation est valable pour les écoulements de fluide supercritique dans les tubes circulaires.

- KITO et al

KITO et al. proposent la corrélation de suivante pour calculer le nombre de NUSSELT dans un écoulement turbulent de fluide supercritique

$$Nu = 0.015Re^{0.85}Pr^m$$

Avec

$$m = \left( 0.69 - \frac{8100}{\varphi_{DHT}} + f_c \varphi \right)$$

Et

$$\varphi_{DHT} = 200G^{1.2}$$

Le coefficient de correction  $f_c$  est calculé de la manière suivante :

$$f_c = \begin{cases} 2,9 \cdot 10^{-8} + \frac{0,11}{\varphi_{DHT}} \text{ pour } 0 \leq h_b \leq 1500 \text{ kJ/kg} - \\ 8,7 \cdot 10^{-8} + \frac{0,65}{\varphi_{DHT}} \text{ pour } 1500 \leq h_b \leq 3300 \text{ kJ/kg} \\ -9,7 \cdot 10^{-7} + \frac{1,30}{\varphi_{DHT}} \text{ pour } 3300 \leq h_b \leq 4000 \text{ kJ/kg} \end{cases}$$

$$20^\circ\text{C} \leq T_b \leq 500^\circ\text{C}$$

$$100 \text{ kJ/kg} \leq h_b \leq 3300 \text{ kJ/kg}$$

$$100 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s} \leq G \leq 1750 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$0 \text{ W/m}^2 \leq \varphi \leq 1.8 \text{ MW/m}^2$$

Cette corrélation de KITO et al. a été établie pour l'eau supercritique et valable dans les conditions suivantes [2] :

- JACKSON et al

$$Nu_b = 0.0183Re_b^{0.82}Pr_b^{0.5} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{p_b}} \right)^n$$

Avec

$$\bar{c}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b}$$

L'exposant  $n$  est déterminé de manière suivante :

$$n = 0.4 \text{ pour } T_b < T_w < T_{cp} \text{ et pour } 1.2T_{cp} < T_b < T_w$$

$$n = 0.4 + 0.2 \left( \frac{T_w}{T_c} - 1 \right) \text{ pour } T_b < T_{cp} < T_w$$

$$n = 0.4 + 0.2 \left( \frac{T_w}{T_{cp}} - 1 \right) \left( 1 - 5 \left( \frac{T_b}{T_{cp}} - 1 \right) \right) \text{ pour } 1.2T_{cp} < T_b < 1.2T_{cp} \text{ et pour } T_b < T_w$$

Cette corrélation a été établie pour l'eau et le  $CO_2$  supercritiques [5]

- MOKRY et al.

$$Nu_b = 0.0061 Re_b^{0.904} \overline{Pr}_b^{0.684} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.564}$$

Cette corrélation est valable pour l'eau supercritique et applicable dans les conditions suivantes [6] :

$$280 \text{ bar} \leq P \leq 294 \text{ bar}$$

$$3 \text{ mm} \leq D_{int} \leq 38 \text{ mm}$$

$$200 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s} \leq G \leq 1500 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$70 \text{ kW/m}^2 \leq \varphi \leq 1250 \text{ kW/m}^2$$

- GUPTA et al

$$Nu_b = 0.004 Re_b^{0.923} \overline{Pr}_b^{0.773} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.186} \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.366}$$

Cette corrélation a été développée pour l'eau supercritique et a les mêmes conditions de validité que la corrélation de SWENSON et al [8]

- CHENG et al

CHENG et al proposent la corrélation de DITTUS-BOELTER mais en y rajoutant un coefficient [7]

$$F_c = \frac{Nu}{Nu_0}$$

$$\text{Avec } Nu_0 = 0.023 Re^{0.8} Pr^{\frac{1}{3}}$$

Et

$$F_c = \frac{0.48}{(\pi_{A,PC} \cdot 10^3)^{1.55}} + 1.21 \left( 1 - \frac{\pi_A}{\pi_{A,PC}} \right)$$

$$\pi_A = \frac{\beta \varphi}{cp G}$$

- BAZARGAN et al

Cette corrélation est établie à partir de résultats expérimentaux sur l'eau supercritique. Ici les auteurs utilisent la corrélation de DITTUS-BOELTER mais au lieu de considérer les propriétés thermo-physiques à la température  $T_b$ , ils les estiment à partir de la température  $T_{ref}$  définie à partir d'une enthalpie de référence  $h_{ref}$ . [9] On a :

$$h_{ref} = h_b + h_{fac}(h_w - h_b)$$

Avec

$$h_{fac} = \frac{(1-h_{zone})h_{PC}}{1.9h_w} \text{ pour } -0.9 < h_{zone} < 1$$

$$h_{fac} = 0 \text{ pour } h_{zone} \leq -0.9 \text{ ou } 1 \leq h_{zone}$$

$$h_{zone} = \frac{h_{PC} - h_b}{h_{PC} - h_w}$$

Cette corrélation a été établie pour un écoulement turbulent de l'eau supercritique.

- GHAJAR et al

Dans un écoulement turbulent d'eau supercritique, GHAJAR et propose d'utiliser la corrélation suivante pour déterminer le nombre de NUSSELT de l'écoulement [10].

$$Nu = 0.025 Re^{0.8} Pr^{0.417} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\bar{c}p}{cp_b} \right)^n \left[ 1 + \left( \frac{D}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right]$$

L'exposant  $n$  est calculé de la même manière que dans le cas de JACKSON et FEWSTER.

Cette corrélation a les mêmes conditions de que la corrélation de KRASNOSHCHIKOV et al [2]

## B. Revue de corrélations de coefficient frottement pour un écoulement de fluide supercritique

- X.FANG et al. (X. FANG, 2012)

$$\xi = \xi_{i,b} \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.49 \left( \frac{\rho_{film}}{\rho_{cp}} \right)}$$

$$\text{Avec } \xi_{i,b} = 1.613 \left[ \ln \left( 0.234 \left( \frac{\varepsilon}{D} \right)^{1.1007} - \frac{60.525}{Re^{1.1105}} + \frac{56.291}{Re^{1.0712}} \right) \right]^{-2}$$

Si on ne connaît pas la rugosité  $\varepsilon$  du conduit, les auteurs suggèrent de  $\varepsilon = 10^{-6}m$  pour un multitube et  $\varepsilon = 0,5 \cdot 10^{-6}m$  pour un monotube.

Cette corrélation a été établie à partir des points expérimentaux sur le refroidissement du R410A et du R404A et le chauffage du R22.

- T. YAMSHITA et al. (X. FANG, 2012)

$$\xi = \xi_{i,b} \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.72}$$

Avec

$$\xi_{i,b} = \frac{0.314}{0.7 - 1.65 \log Re + (\log Re)^2}$$

Cette corrélation a été établie à partir des résultats expérimentaux sur le chauffage du R22 en écoulement dans un tube vertical de diamètre  $4.4mm$ .

- P. L. KIRILLOV et al. (I. L. PIORO, 2004)

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.4}$$

$\xi_0$  est calculé à partir de la relation de FILONENKO

Cette corrélation est utilisée pour le calcul du coefficient dans les régimes où le transfert de chaleur est dit « normal » et « détérioré ». Pour le régime de transfert de chaleur « soutenu » l'auteur suggère d'utiliser la corrélation de FILONENKO

Cette corrélation est valable pour une pression réduite  $1,016 < P/P_c < 1,22$  et un nombre de REYNOLDS  $8 \cdot 10^4 < Re_b < 1,5 \cdot 10^6$

- KONDRAT'EV et al

En 1969 KONDRAT'EV propose la corrélation suivante pour calculer le coefficient de frottement dans un écoulement de fluide supercritique.

$$\xi = 0.188 Re^{-0.22}$$

- TARASOVA al.



$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{0.22}$$

$\xi_0$  est calculé à partir de la relation de FILONENKO

Cette corrélation a été obtenue à partir des résultats expérimentaux avec une déviation de  $\pm 5\%$

- POPOV et al

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_b}\right)^{0.74}$$

Avec

$$\bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} \rho dT$$

Dans les calculs d'ingénierie on peut remplacer  $\bar{\rho}$  par  $\rho_w$ .

Rappelons cette corrélation est établie pour un écoulement de  $CO_2$  supercritique

- MIKHEEV et al.

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{Pr_w}{Pr_b}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Cette corrélation est établie pour les écoulements d'eau (et autres fluides) dans un tube. Elle est valable pour  $Re > 4000$

### C. Compléments sur le calcul de dimensionnement

- Le point critique des différents fluides

Fluide	Température critique(°C)	Pression critique (bar)
R134a	101	40.59
CO2	30.98	73.77
Propane	96.68	42.47
R1234ze	109.4	36.32
R227ea	102.8	29.99
R245fa	154	36.51

Tableau C-1 :le point critique des fluides

- Corrélation du calcul du nombre REYNOLDS dans l'écoulement externe aux tubes

Avec le modèle choisi, le nombre de Reynolds de l'écoulement externe des tubes est calculé à partir de la formule suivante :

$$Re_{ext} = \frac{v_{min} D_{ext}}{v_{calo} M \left( 1 + N_h \sqrt{\frac{D_c}{p}} \right)}$$

Avec :

$v_{min}$  la vitesse du fluide caloporteur calculée à partir de la section minimum ( $S_{min}$ ) de passage en  $m/s$

$D_{ext}$  le diamètre extérieur des tubes en  $m$

$v_{calo}$  la viscosité cinématique du fluide caloporteur en  $m^2/s$

$D_c$  le diamètre de la calandre en  $m$

$p$  le pas entre deux tubes en  $m$ .

Les coefficients de correction  $M$  et  $N_h$  sont fournis numériquement en fonction des configurations des faisceaux de tubes.

Dans notre cas, nous choisissons un faisceau de tubes à pas carré. Ce qui nous donne :

$$M = 0.96$$

Et  $N_h$  est donné par le tableau suivant.

$\frac{D_c}{l}$	$\frac{f}{D_c}$	$\frac{p}{D_{ext}} = 1.25$	$\frac{p}{D_{ext}} = 1.3$	$\frac{p}{D_{ext}} = 1.4$	$\frac{p}{D_{ext}} = 1.4$
				$N_h$	
1	0.46	0.36	0.29	0.21	0.17
1.5	0.34	0.42	0.33	0.25	0.19
2	0.25	0.50	0.40	0.29	0.24
3	0.2	0.63	0.51	0.36	0.30
4	0.16	0.77	0.63	0.45	0.37

Tableau C-2 : les valeurs du facteur de correction  $N_h$

- les paramètres géométriques de l'échangeur

### Relations entre les différents paramètres géométriques

$d_{chicane} = D_{cal}$ : c'est l'espacement des chicanes

$f_{cal} = 0,46 * D_{cal}$ : la hauteur de la fenêtre laissée libre au droit de chaque chicane

$l_{chicane} = D_{cal} + f_{cal}$ : la longueur de la chicane

$D_{cal}$ =diamètre du faisceau de tube

$L_{Calandre} = 0,5 * (L_{tube} - \pi * D_{cal}/2) + D_{cal}/2$

$$D_{calandre} = l_{chicane} + f_{cal} \text{ (diamètre de la virole de la calandre)}$$

### Paramètres géométriques (échangeur en une passe)

Fluide	Di(mm)	De(mm)	Dcal(mm)	Pa(mm)	d_chicane(mm)	f_cal(mm)	N_chicane	l_chicane(mm)
R134a	10,92	12,7	243	16	243	112	77	355
CO2	10,22	12,7	264	16	264	122	57	386
Propane	10,92	12,7	222	16	222	102	86	324
R1234ze	10,92	12,7	256	16	256	118	68	373
R227ea	10,92	12,7	338	16	338	155	67	493
R245fa	10,92	12,5	268	16	268	123	36	392
R245fa	19,05	20,55	249	16	249	114	77	363

Tableau C-3: paramètres géométriques de l'échangeur une passe pour différents fluides

### Paramètres géométriques (échangeur tubes en U)

Fluide	Di(mm)	De(mm)	Nb tubes	Dcal(mm)	Pa(mm)	d_chicane(mm)	f_cal(mm)	N_chicane	l_chicane(mm)	L tubes (m)	L Calandre (mm)	D Calandre (mm)
R134a	10,92	12,7	230	486	16	485,8	223	39	709	19	9361	933
CO2	10,22	12,7	277,1	529	16	528,6	243	28	772	15	7349	1015
Propane	10,92	12,7	194,8	443	16	443,2	204	43	647	19	9374	851
R1234ze	10,92	12,7	259	511	16	511,4	235	34	747	17	8589	982
R227ea	10,92	12,7	453	676	16	675,6	311	34	986	25	12232	1297
R245fa	10,92	12,5	295	536	16	536,4	247	18	783	10	4677	1030

Tableau C-4 : paramètres géométriques de l'échangeur deux passe pour différents fluides

- Variation des paramètres locaux

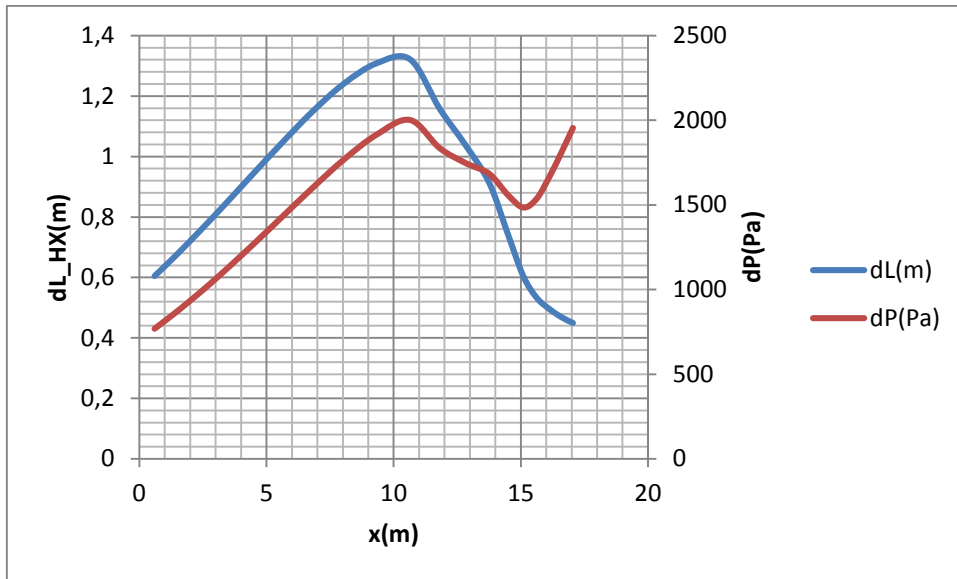


Figure C-1 : variation de longueur et de perte de pression locales le long de l'échangeur avec le R1234ze

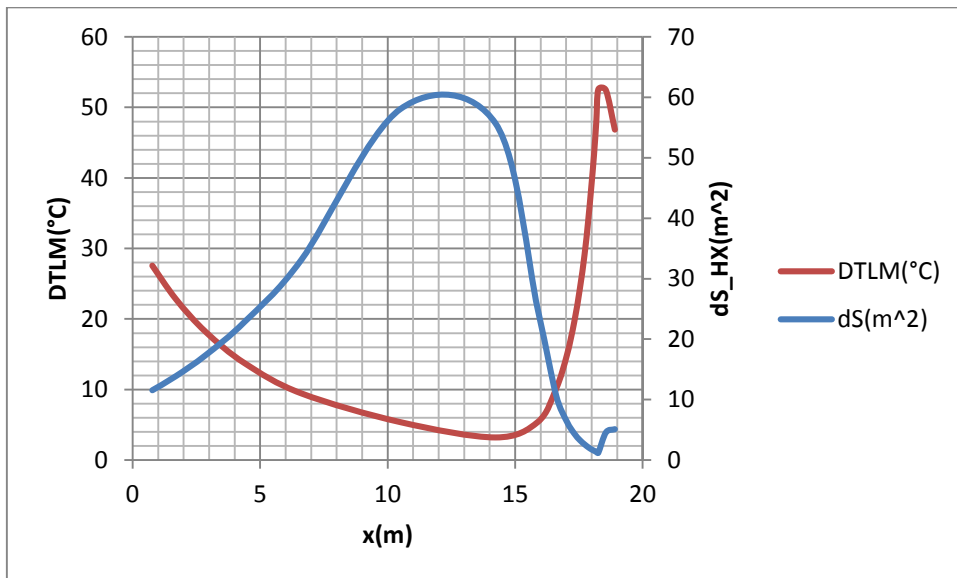


Figure C-2 : variation de DTLM et de la surface d'échange locales le long de l'échangeur avec le R1234ze

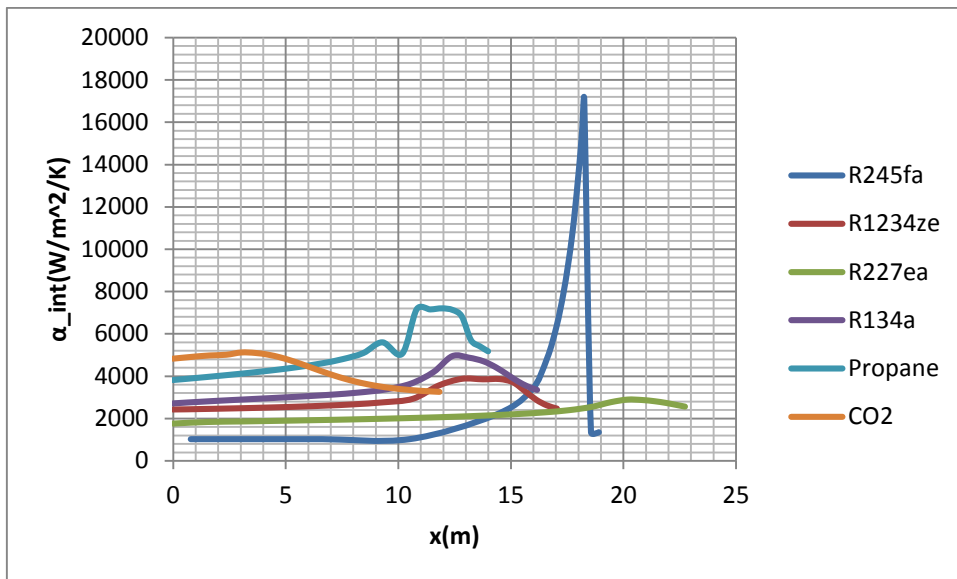


Figure C-3 : variation du coefficient d'échange convectif le long de l'échangeur pour les différents fluides

## Résumé

Ce document est un rapport de stage de fin d'études de master2 effectué au LETh/CEA-Grenoble. Le stage est consacré au projet SURORC sur les cycles de Rankine organiques transcritiques.

Dans un premier temps une étude de corrélations (trouvées dans la littérature) pour la modélisation des aspects thermo-hydrauliques dans les écoulements de fluide supercritique a été menée. Pour une meilleure compréhension du comportement intime d'un fluide supercritique en écoulement horizontal anisotherme, soumis à la gravité, l'étude de corrélations a été suivie par la modélisation numérique de notre cas d'étude avec le modèle standard  $k - \epsilon$  de FLUENT. Peu de travaux existent dans ce domaine et les spécificités des fluides supercritiques rendent ce domaine d'étude sensible pour une bonne compréhension des transferts thermiques pouvant s'opérer dans l'échangeur de chaleur.

Une fois ces deux études faites, nous avons effectué des calculs de dimensionnement des échangeurs de chaleur pour la partie haute pression du cycle en s'intéressant aux paramètres de ce composant (choix et état thermodynamique du fluide, conditions de fonctionnement). L'étude est complétée par une comparaison entre un échangeur fonctionnant avec fluide diphasique sous-critique et un échangeur fonctionnant avec un fluide supercritique.

Les résultats obtenus sur le calcul de dimensionnement montrent que les performances obtenues avec les échangeurs de chaleur fonctionnant avec des fluides naturels ( $CO_2$  propane...) sont nettement meilleures. Pour la comparaison diphasique sous-critique et supercritique, vu l'importance des pertes de pression en diphasique sous-critique, il est sera avantageux de travailler en supercritique.

## Mots clés

Fluide supercritique, transfert thermique, thermo-hydraulique, thermodynamique, échangeur thermique, calcul de dimensionnement, simulation numérique

## Abstract

This study is devoted to the project SURORC on the supercritical Organic RANKINE cycles.

At first, a bibliography study was conducted in order to understand the problem of heat transfer and pressure drop of fluids at supercritical pressures. For a better understanding the supercritical fluid flow in horizontal tube, subject to gravity, a numerical study is conducted with the standard  $k - \epsilon$  model of FLUENT. Specificities of supercritical fluids make this area of study sensitive to understand heat transfer which can take place in the heat exchanger.

The objectives of the two first studies are to choose prediction methods for supercritical heat transfer and to do a sizing calculation of heat exchanger for supercritical fluid. After the sizing calculation, we compare the performance of heat exchanger which operates with two-phase subcritical fluid and heat exchanger which operates with supercritical fluid.

The results of the sizing calculation of heat exchanger show that, the performances of heat exchanger which operate with natural fluids ( $CO_2$  propane) are better. Due to the importance of the pressure drop with the heat exchanger operating with two-phase subcritical fluid, the heat exchanger operating with supercritical fluid presents more benefits.

## Keywords

Supercritical fluid, heat transfer, thermal hydraulics, thermodynamics, heat exchanger, sizing calculation, numerical simulation