



# Caractérisation des transferts de chaleur convectifs d'un écoulement refroidi de dioxyde de carbone supercritique

Arnaud Bruch

► **To cite this version:**

Arnaud Bruch. Caractérisation des transferts de chaleur convectifs d'un écoulement refroidi de dioxyde de carbone supercritique. Énergie électrique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. <tel-00145484>

**HAL Id: tel-00145484**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00145484>**

Submitted on 10 May 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER**

en

**MÉCANIQUE – ÉNERGÉTIQUE**

présentée et soutenue publiquement par

**Arnaud BRUCH**

Le Septembre-Octobre 2006

## **OPTIMISATION DES COMPOSANTS ECHANGEURS DANS LES MACHINES FRIGORIFIQUES FONCTIONNANT AU DIOXYDE DE CARBONE**

---

Sous la direction de A. BONTEMPS (Université Joseph Fourier, Grenoble)

---

### COMPOSITION DU JURY

M.	PADET Jacques	Rapporteur
M.	BENELMIR Riad	Rapporteur
M.	X	Membre du jury
M.	X	Membre du jury
M.	X	Membre du jury
M.	X	Membre du jury
M.	X	Membre du jury
M.	X	Membre du jury



# Table des matières

Table des matières .....	iii
Table des illustrations.....	ix
Table des tableaux.....	xix
Nomenclature .....	xxiii
Introduction .....	1
Chapitre I : Contexte .....	3
1.1    Aux origines de la réfrigération.....	4
1.1.1    L’heure de gloire du CO <sub>2</sub> .....	4
1.1.2    L’attaque des clones .....	5
1.1.3    Des trous dans la planète... ..	5
1.2    Propriétés physiques du CO <sub>2</sub> .....	8
1.2.1    Bases de données de propriétés physiques du CO <sub>2</sub> .....	9
1.2.2    Propriétés physiques du CO <sub>2</sub> sous-critique .....	10
1.2.3    Propriétés physiques du CO <sub>2</sub> supercritique .....	12
1.3    Le cycle transcritique au CO <sub>2</sub> .....	14
1.3.1    Pertes thermodynamiques du cycle transcritique .....	14
1.3.2    Amélioration du cycle transcritique .....	15
1.3.3    Composants dédiés .....	16
1.3.4    Brevets.....	18
Chapitre II : Bibliographie .....	20
2.1    Généralités.....	21
2.2    Généralités sur la convection mixte .....	23
2.2.1    Convection mixte en écoulement vertical .....	23
2.2.1.1    Analyse dimensionnelle.....	23
2.2.1.2    Convection mixte sous-critique.....	24
2.2.1.2.1    Convection mixte laminaire .....	26
2.2.1.2.2    Convection mixte turbulente aidée.....	28
2.2.1.2.3    Convection mixte turbulente opposée.....	31

2.2.1.3	Convection mixte supercritique.....	32
2.2.1.4	Conclusion.....	35
2.2.2	Convection mixte en écoulement horizontal supercritique .....	36
2.2.3	Critères de prise en compte des effets de la convection mixte pour les fluides supercritiques.....	37
2.3	Pertes de pression d'un écoulement de fluide supercritique.....	38
2.3.1	Détermination de la perte de pression .....	38
2.3.2	Résultats expérimentaux choisis.....	40
2.3.3	Corrélations usuelles en chauffage en chauffage .....	41
2.3.3.1	Récapitulatif .....	43
2.3.3.2	Conclusion.....	44
2.4	Transfert de chaleur d'un écoulement de fluide supercritique en chauffage.....	44
2.4.1	Régime normal .....	45
2.4.2	Régime détérioré .....	49
2.4.2.1	Présentation du phénomène de dégradation du coefficient d'échange.....	49
2.4.2.2	Interprétation .....	53
2.4.3	Critère de prise en compte.....	54
2.4.4	Corrélations .....	56
2.4.4.1	Similitude .....	56
2.4.4.2	Corrélations en régime turbulent.....	57
2.4.4.2.1	Corrélations en chauffage .....	59
2.4.4.2.2	Corrélation en refroidissement.....	61
2.4.4.2.3	Comparaison des corrélations .....	63
2.4.4.2.4	Conclusion .....	65
2.5	Refroidissement de CO <sub>2</sub> .....	67
2.5.1	Dispositif expérimentaux.....	67
2.5.1.1	Etude de Dang 2004a .....	67
2.5.1.2	L'étude de Yoon 2003, Kim 2001 .....	68
2.5.1.3	L'étude de Wei 2002 .....	69
2.5.1.4	L'étude de Huai 2005 .....	69
2.5.1.5	L'étude de Pettersen 2000 .....	70
2.5.1.6	L'étude de Liao 2002b .....	71
2.5.1.7	L'étude de Son 2005.....	72
2.5.1.8	L'étude de Pitla 2002 .....	72
2.5.1.9	Récapitulatif .....	74
2.5.2	Résultats .....	76
2.5.2.1	Etude thermique .....	76

2.5.2.2	Corrélation en refroidissement .....	81
2.5.2.3	Frottement .....	83
2.5.2.4	Corrélation de coefficient de frottement en refroidissement .....	84
2.5.2.5	Conclusion.....	85
Chapitre III : Dispositif expérimental.....		86
3.1	Objectifs de la boucle BOB.....	87
3.2	Description de la boucle BOB.....	88
3.2.1	Description générale.....	88
3.2.2	Circuit principal au CO <sub>2</sub> : circuit (100).....	91
3.2.2.1	La pompe P100.....	91
3.2.2.1.1	Choix et description du système de mise en circulation .....	91
3.2.2.1.2	Cycle thermodynamique .....	93
3.2.2.2	Les échangeurs E1, E2 et E3 .....	94
3.2.2.3	Le ballon réservoir B1 .....	95
3.2.2.4	Le déverseur à dôme.....	96
3.2.2.5	Regards de visualisation RV 101 et RV 102 .....	97
3.2.2.6	Le montage .....	97
3.2.2.7	Qualité du dioxyde de carbone .....	98
3.2.3	Les circuits secondaires.....	98
3.2.3.1	Circuit (200) .....	98
3.2.3.2	Circuit (400) .....	99
3.2.3.3	Circuit (300) .....	99
3.2.4	L'instrumentation .....	100
3.2.4.1	Mesure de température .....	100
3.2.4.2	Mesure de pression.....	100
3.2.4.3	Mesure de débit .....	100
3.2.4.4	Récapitulatif .....	101
3.3	Les sections d'essais.....	101
3.3.1	Sections d'essais coaxiale.....	101
3.3.2	Section d'essais tube et calandre .....	102
Chapitre IV : Modélisation numérique.....		104
4.1	Les simulations numériques .....	105
4.2	Equations de base du transport convectif en régime permanent .....	105
4.2.1	Expression vectorielle des équations locales.....	105
4.2.2	Les équations locales instantanées .....	106

4.2.3	Transport turbulent .....	107
4.2.3.1	Approche par viscosité turbulente .....	108
4.2.3.1.1	Définition des propriétés turbulentes .....	108
4.2.3.1.2	Les différents modèles de fermeture .....	109
4.2.3.2	Les autres types d'approches .....	112
4.3	Travaux antérieurs sur la simulation numérique supercritique .....	112
4.3.1	Modélisation laminaire des fluides supercritiques .....	112
4.3.2	Modélisation turbulente des fluides supercritiques .....	114
4.4	Simulations numériques supercritiques .....	119
4.4.1	Méthode des volumes finis .....	120
4.4.1.1	Maillage .....	120
4.4.1.2	Résolution .....	120
4.4.1.3	Schémas de discrétisation des termes de convection .....	121
4.4.2	Modélisation numérique en phase supercritique .....	122
4.4.2.1	Premiers essais numériques en supercritique .....	122
4.4.2.1.1	Approche utilisée .....	122
4.4.2.1.2	Etude de référence utilisée .....	122
4.4.2.2	Approche par terme Puits .....	124
4.4.2.3	Simulation d'un écoulement laminaire d'un fluide supercritique .....	126
4.4.2.3.1	Modélisation .....	126
4.4.2.3.2	Résultats .....	128
4.4.2.3.2.1	Profil de vitesse .....	129
4.4.2.3.2.2	Profils de température .....	129
4.4.2.3.2.3	Coefficient de frottement .....	131
4.4.2.3.2.4	Coefficient de transfert de chaleur .....	132
4.4.2.3.2.5	Influence des conditions aux limites .....	134
4.4.2.3.3	Conclusion .....	139
4.4.2.4	Validation du modèle en régime turbulent .....	139
4.4.2.4.1	Géométrie et maillage .....	140
4.4.2.4.2	Influence du modèle et des lois de paroi .....	140
4.4.2.4.2.1	Généralités .....	140
4.4.2.4.2.2	Résultats .....	141
4.4.2.4.3	Validation du modèle .....	144
4.4.2.4.3.1	Régime normal .....	144
4.4.2.4.3.2	Régime détérioré .....	147
4.4.2.4.4	Conclusion .....	152

Chapitre V : Résultats expérimentaux.....	154
5.1  Dépouillement des mesures.....	155
5.1.1  Coefficient de transfert de chaleur .....	155
5.1.2  Incertitudes .....	158
5.1.2.1  Incertitudes sur les grandeurs mesurées .....	158
5.1.2.2  Incertitudes sur les grandeurs calculées .....	159
5.2  Résultats expérimentaux.....	159
5.2.1  Section d'essais coaxiale .....	160
5.2.1.1  Coefficient de transfert de chaleur .....	160
5.2.1.1.1  Incertitudes.....	160
5.2.1.1.2  Influence de la pression.....	160
5.2.1.1.3  Influence du débit.....	163
5.2.1.1.4  Influence de la direction d'écoulement .....	165
5.2.1.1.5  Choix du nombre de Grashof .....	172
5.2.1.1.6  Comparaison avec d'autres corrélations .....	174
5.2.1.2  Approche par efficacité .....	187
5.2.1.2.1  Influence de la pression.....	188
5.2.1.2.2  Influence du débit.....	189
5.2.1.2.3  Influence de la direction d'écoulement .....	190
5.2.2  Section d'essais tube et calandre .....	191
5.2.2.1  Coefficient d'échange de chaleur .....	191
5.2.2.1.1  Incertitudes de mesure .....	191
5.2.2.1.2  Influence de la pression.....	192
5.2.2.1.3  Influence du débit.....	193
5.2.2.1.4  Influence de la convection mixte .....	194
5.2.2.1.5  Comparaisons avec des corrélations .....	195
5.2.2.2  Coefficient de perte de charge .....	199
5.2.3  Comparaison résultats expérimentaux/résultats numériques.....	202
Conclusion.....	205
Références .....	209

Annexes

A	Comparaison de différentes bases de données de propriétés physiques du CO <sub>2</sub> supercritique.....	219
A.1	Masse volumique .....	220
A.2	Viscosité dynamique .....	222
A.3	Conductivité thermique.....	223
A.4	Capacité thermique massique.....	224
A.5	Enthalpie massique .....	226
A.6	Conclusion .....	227
B	Dimensionnement du dispositif expérimental BOB.....	228
B.1	Echangeurs de chaleur E1, E2 et E3 .....	229
B.1.1	Dimensionnement thermique .....	229
B.1.2	Pertes de charge .....	231
B.1.3	Résumé.....	231
B.2	Ballon réservoir B1 .....	232
C	Section d'essais tubes et calandre .....	235
D	Dispositif expérimental BOB : photographies .....	237
E	Corrélations thermiques .....	242
E.1	Corrélation en écoulement vertical .....	243
E.1.1	Chauffage .....	243
E.1.2	Refroidissement .....	251
E.2	Corrélation en écoulement horizontal .....	252
E.2.1	Chauffage .....	252
E.2.2	Refroidissement .....	253
F	Comparaison des résultats expérimentaux à quelques corrélations .....	257
G	Effet Piston.....	262
G.1	Vue générale de l'effet piston .....	263
G.2	L'effet piston en micro-gravité .....	265
G.3	L'effet piston dans le champs de gravité terrestre.....	266
H	Eléments de théorie des fluides supercritiques .....	270
H.1	Divergence de la compressibilité .....	271
H.1.1	Conséquences lors de l'utilisation de boucle .....	272
H.2	Fluctuations de densité et fonctions de corrélations.....	273
H.3	Fluctuations critiques et propriétés physiques .....	275
H.3.1	Comportement asymptotique au point critique .....	275
H.3.2	Comportement global.....	277
I	Articles et brevets durant la thèse .....	279

## Table des illustrations

Figure 1-1 : Utilisation comparée des réfrigérants dans la marine (Kim 2003).....	5
Figure 1-2 : Evolution du trou dans la couche d’ozone de 1979 à 1999. L’expansion du trou est représentée en bleu sur la figure (The Earth Observing System-NASA).....	6
Figure 1-3 : Reconstitution des températures du millénaire de l’Hémisphère Nord (HN) (bleu- données tirées des cercles de croissance des arbres, des coraux de carottes glaciaires et de relevés historiques) et mesures thermométriques aériennes (bleu) pour la période 1000-1999. Une version ajustée des données HN (noir) et deux limites d’écart type (grisé) sont également indiquées (IPPC 2001).....	7
Figure 1-4 : Evolution de la teneur atmosphérique en CO <sub>2</sub> . Données tirées de carottes glaciaires, de névés en Antarctique et complétées par des échantillons atmosphériques (IPPC 2001).....	7
Figure 1-5: Evolution du nombre de papiers sur le CO <sub>2</sub> au cours des dernières conférences de l’IIF.....	8
Figure 1-6: Diagrammes des phases de CO <sub>2</sub> .....	9
Figure 1-7 : Diagrammes ( $P,h$ ) et ( $T,s$ ) du CO <sub>2</sub> .....	10
Figure 1-8 : Pression de saturation de différents frigorigènes.....	11
Figure 1-9 : Rapport des masses volumiques liquide et vapeur de différents frigorigène .....	11
Figure 1-10 : Tension superficielle de différents frigorigènes .....	11
Figure 1-11 : Propriétés thermodynamiques du CO <sub>2</sub> en phase supercritique : a) enthalpie ; b) masse volumique.....	12
Figure 1-12 : Propriétés de transport du CO <sub>2</sub> : a) conductivité thermique ; b) viscosité dynamique ....	13
Figure 1-13 : Evolution du $C_p$ du CO <sub>2</sub> en fonction de la température et de la pression. ....	13
Figure 1-14 : Comparaison des pertes thermodynamiques des cycles au R134a et au CO <sub>2</sub> . La figure présente les pertes additionnelles du cycle au CO <sub>2</sub> lorsqu’une hypothèse de température identique d’évaporation et de fin de rejet de chaleur est utilisée (tiré de Kim 2003).....	14
Figure 1-15 : Compression biétagée avec refroidissement intermédiaire et échange de chaleur interne .....	16
Figure 1-16 : Conceptions de refroidisseurs de gaz à courant croisés (a) et méthodiques (b) (d’après Yin 2001).....	16
Figure 1-17 : Prototype de refroidisseur de gaz pour des applications de climatisation automobile (Pettersen 1998). (a) Géométrie générale, (b) Vue en coupe de l’alimentation, (c) Vue du port plat .....	17
Figure 1-18: Prototype d’évaporateur au CO <sub>2</sub> (Pettersen 1998), (a) vue en coupe, (b) port plat extrudé .....	18

Figure 1-19 : Exemple de géométrie « sandwich » pour échangeur interne de chaleur .....	18
Figure 2-1 : Modification des profils de vitesse en convection mixte laminaire, d'après Aicher 1997.	25
Figure 2-2 : Profils de vitesse en régime de convection mixte turbulente aidée, d'après Aicher 1997.	25
Figure 2-3 : Profils de vitesse (a) et de cisaillement (b) à $Re=3000$ et pour différents nombre de Grashof, A : $Gr=2.1 \cdot 10^3$ , B : $Gr=6.1 \cdot 10^4$ , C : $Gr=8.8 \cdot 10^4$ , D : $Gr=2.7 \cdot 10^5$ , E : $Gr=3.3 \cdot 10^5$ , F : $Gr=9.2 \cdot 10^6$ , d'après Celata 1998. ....	26
Figure 2-4: Evolution du nombre de Nusselt de l'air sous critique en régime de convection mixte dans un tube lisse vertical en condition de chauffage, d'après Hallman 1956 .....	27
Figure 2-5: Nombre de Nusselt adimensionné pour de l'eau à pression atmosphérique en convection mixte turbulente aidée dans un tube vertical lisse en consition de chauffage, d'après Rouai 1987. ....	28
Figure 2-6 : Influence de la condition de paroi sur le pic de dégradation, d'après Jackson 1999.....	29
Figure 2-7 : Influence de l'élancement sur le pic de dégradation, d'après (a) : Aicher 1997 et (b) : Celata 1998 (droite). Les données des deux graphiques ont été obtenues avec de l'eau à pressions sous-critiques chauffée. ....	29
Figure 2-8 : Nombre de Nusselt adimensionné de l'air sous-critique en convection mixte turbulente opposée d'après Jackson 1989. ....	31
Figure 2-9 : Distribution radiale des propriétés de transport turbulent pour une influence faible de la convection naturelle, d'après Kurganov 1998a. Les symboles dirigés vers le haut et le bas renvoient respectivement à des écoulements montant et descendant .....	33
Figure 2-10 : Diffusivité turbulente de chaleur et Prandtl turbulent en présence d'influence forte des forces d'Archimède, en régime de convection mixte turbulente aidée, d'après Kurganov 1993..	33
Figure 2-11: Evolution du nombre de Nusselt adimensionné en régime de convection mixte turbulente supercritique aidée. Données issues de mesures sur du $CO_2$ et de l'eau supercritique. (a) $T_b < T_w < T_{pc}$ ; (b) $T_b < T_{pc} < T_w$ , d'après Fewster 1976. ....	34
Figure 2-12 : Influence de l'angle sur la température de paroi d'un écoulement horizontal de $CO_2$ supercritique circulant dans un tube de 22.2 mm de diamètre, d'après Adebyi 1975. ....	36
Figure 2-13 : Evolution axiale de la température de paroi aux points haut et bas d'un écoulement horizontal de $CO_2$ supercritique circulant dans un tube de 22.2 mm de diamètre, d'après Adebyi 1975. ....	36
Figure 2-14 : Evolution du coefficient de frottement et du rapport $\mu_b / \mu_w$ en fonction de l'enthalpie pour de l'eau supercritique circulant dans des tubes verticaux, d'après Tarasova 1968 et Pioro 2003. ....	40
Figure 2-15 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de l'enthalpie pour de l'eau supercritique dans des tubes horizontaux, d'après Kondratev 1969. ....	40
Figure 2-16 : Coefficient de pertes de pression normalisé du dioxyde de carbone à pressions supercritiques, d'après Kuraeva 1974. ....	41

Figure 2-17 : Coefficient de pertes de pression normalisé du dioxyde de carbone à pressions supercritiques, d'après Kurganov 1992.....	41
Figure 2-18 : Profils de température de paroi et de mélange en régime normal, d'après Kurganov 1998a.....	45
Figure 2-19 : Profil de coefficient d'échange d'un écoulement montant d'eau supercritique, d'après Yamagata 1972.....	45
Figure 2-20 : Courbes généralisées du transfert de chaleur de l'eau supercritique en convection forcée, d'après Jackson 1979a. Courbes obtenues pour une gamme de pression de 230 bars à 300 bars. Les valeurs sur les courbes sont graduées en $\phi/G$ .....	46
Figure 2-21 : Profil de coefficient d'échange de l'eau supercritique pour des écoulements montant, descendant et horizontal, d'après Yamagata 1972. (a) faible flux, (b) flux modéré. ....	47
Figure 2-22 : Modèle à deux couches (régime normal) .....	48
Figure 2-23 : Variation du coefficient d'échange de chaleur de l'eau supercritique, d'après Pioro 2005 et Styrikovich 1967. ....	50
Figure 2-24 : Evolution du coefficient d'échange de chaleur de l'eau supercritique avec le flux, d'après Kondratev 1969. ....	50
Figure 2-25 : Evolution de la température de paroi expliquant la dégradation des échanges, d'après Shitsman 1963. ....	50
Figure 2-26 : Evolution de la température de paroi expliquant la dégradation des échanges, d'après Ackerman 1969. ....	50
Figure 2-27 : Températures de paroi et de mélange pour des écoulements montants et descendants d'eau supercritique, d'après Yoshida 2000. ....	52
Figure 2-28 : Profil de température (a et c) et de coefficient d'échange (b et d), d'après Vikhrev 1967 et Pioro 2005. ....	52
Figure 2-29 : Effet d'inserts sur les profils de température de paroi et de mélange d'un écoulement vertical montant de CO <sub>2</sub> supercritique, d'après Ankudinov 1981. ....	53
Figure 2-30 : Comparaison du coefficient d'échange de chaleur mesuré et calculé pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003.....	63
Figure 2-31 : Comparaison du coefficient d'échange de chaleur mesuré et calculé pas diverses corrélations, d'après Pioro 2004a.....	63
Figure 2-32 : Comparaison des profils de coefficient d'échange de chaleur mesurés par Shitsman 1963 et calculés pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003 ( $D_h=8$ mm, $L=2,208$ m, $P=82$ bars, $T_e=33,4$ °C, $T_s=41,5$ °C, $G=1978$ kg/m <sup>2</sup> .s, $\phi=189$ kW/m <sup>2</sup> ). ....	64
Figure 2-33 : Comparaison des profils de température de paroi mesurés par Shitsman 1963 et calculés pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003 (même conditions aux limites qu'à côté). ....	64
Figure 2-34 : Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré par Dang 2004a et calculé par différentes corrélations, d'après Dang 2004a ( $D_h=6$ mm, $\phi=24$ kW/m <sup>2</sup> , $G=200$ kg/m <sup>2</sup> .s).....	65

Figure 2-35 : Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré par Yoon 2003 et calculé par différentes corrélations, d'après Yoon 2003 ( $P = 80$ bars, $G = 239$ kg/m <sup>2</sup> .s).....	65
Figure 2-36 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur d'après la corrélation de Krasnoshchekov 1967 .....	66
Figure 2-37 : Section d'essais utilisée par Dang 2004a .....	67
Figure 2-38 : Section d'essais utilisée par Yoon 2003 .....	68
Figure 2-39 : (a) Section d'essais utilisée par Wei 2002, (b) Implantation des thermocouples .....	69
Figure 2-40 : Section d'essais utilisée par Huai 2005 .....	70
Figure 2-41 : Port plat utilisé par Pettersen 2000.....	71
Figure 2-42 : Section d'essais utilisée par Liao 2002b.....	71
Figure 2-43 : Section d'essais utilisée par Son 2005.....	72
Figure 2-44 : Effet de la pression sur le coefficient de transfert de chaleur d'après Dang 2004a. Sur les points expérimentaux, les traits horizontaux représentent l'écart de température entrée/sortie du CO <sub>2</sub> dans la section d'essais, les traits verticaux représentent les incertitudes .....	76
Figure 2-45 : Allure du coefficient d'échange de Wei 2002.....	77
Figure 2-46 : Effet du débit massique sur le coefficient de transfert de chaleur, d'après Son 2005 .....	77
Figure 2-47 : Effet de la densité de flux sur le coefficient d'échange de chaleur d'après Dang 2004a .....	78
Figure 2-48 : Effet du diamètre de tube sur le coefficient d'échange de chaleur d'après Dang 2004a. ....	79
Figure 2-49 : Effet du diamètre de tube sur le nombre de Nusselt à $\dot{m}/D = 0,19$ kg/m.s, d'après Liao 2002b.....	79
Figure 2-50 : Paramètre de flottabilité en fonction de $T_b/T_{pc}$ à $\dot{m}/D = 0,19$ kg/m.s, d'après Liao 2002b .....	79
Figure 2-51 : Effet de la différence des températures moyennes de mélange et de paroi $T_w-T_b$ sur le nombre de Nusselt, pour $D=1,1$ mm et $\dot{m}=0,11$ kg/s, d'après Liao 2002b .....	80
Figure 2-52 : Effets de la pression (a) et du débit (b) sur les pertes de pression par frottement, d'après Pettersen 2000. C&W renvoie à la corrélation sous-critique de Colebrook et White. ....	83
Figure 3-1 : Schéma de principe de l'installation BOB .....	89
Figure 3-2 : Dispositif BOB équipé de la section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique.....	90
Figure 3-3 : Pompe doseuse triplex Lewa Ecoflow LDC3 ; (a) Vue de face ; (b) Vue de profil.....	92
Figure 3-4 : Tête de pompe à membrane.....	93
Figure 3-5 : Cycle thermodynamique du circuit CO <sub>2</sub> dans les diagrammes :(a) (Pression, Enthalpie) ; (b) (Température, Entropie) .....	93
Figure 3-6 : Géométrie des échangeurs CO <sub>2</sub> .....	94
Figure 3-7 : Ballon réservoir B1.....	96
Figure 3-8 : Déverseur à dôme VD101 .....	97
Figure 3-9 : Regards de visualisation ; (a) vue réelle, (b) dessin technique et cote .....	97

Figure 3-10 : Section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique, avant calorifugeage. ....	102
Figure 3-11 : Section d'essais tube et calandre ; (a) vue éclatée générale ; (b) tube CO <sub>2</sub> et plaque tubulaire.....	103
Figure 4-1 : Discrétisation Volumes Finis en 2D.....	120
Figure 4-2 : Représentation du domaine de calcul 2D. ....	123
Figure 4-3 : Profils typique de température de paroi obtenu lors des premières simulations de Wood 1964.....	123
Figure 4-4 : Principe de la décomposition de la capacité thermique massique à P=90 bars. Les termes PL et PG renvoient respectivement aux régions de pseudo liquide et de pseudo gaz. ....	125
Figure 4-5 : Profils de vitesse adimensionnée en $z/D=272$ ; $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	129
Figure 4-6 : Profils de vitesse adimensionnée en $z/D=696$ ; $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	129
Figure 4-7 : Profils de température adimensionnée en $z/D=272$ ; $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K.....	130
Figure 4-8 : Profils de température adimensionnée en $z/D=696$ ; $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K.....	130
Figure 4-9 : Distribution axiale de $C_1 Re_b$ , $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	131
Figure 4-10 : Distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	133
Figure 4-11 : Evolution du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la température de mélange $T_b$ , $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	133
Figure 4-12 : Distributions axiales de coefficient d'échange en l'absence de gravité avec deux sources différentes pour les propriétés physiques, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $Re_e=2140$ , $T_w=298$ K, $T_e=393$ K. ....	134
Figure 4-13 : Influence de la pression sur la distribution axiale de coefficient d'échange, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $T_w=298$ K, $T_e=393$ K.....	135
Figure 4-14 : Influence de la pression sur le profil de coefficient d'échange, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $T_w=298$ K, $T_e=393$ K.....	135
Figure 4-15 : Evolution de la distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la température d'entrée, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_w=298$ K. ....	136
Figure 4-16 : Profils de coefficient d'échange de chaleur pour différentes températures d'entrée, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_w=298$ K. ....	136
Figure 4-17 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement sans gravité, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_e=393$ K.....	136
Figure 4-18 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement montant, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_e=393$ K.....	136

Figure 4-19 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_e=393$ K.....	137
Figure 4-20 : Profils de $C_f Re_b$ pour différentes températures d'entrée, écoulement descendant, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_e=393$ K.....	137
Figure 4-21 : Influence du débit sur les profils de coefficient d'échange, $D=0,5$ mm, $P=80$ bars, $T_w=298$ K, $T_e=393$ K.....	138
Figure 4-22 : Influence du diamètre hydraulique sur le nombre de Nusselt en l'absence de gravité, $P=80$ bars, $T_w=298$ K, $T_e=393$ K, $Re_e=2140$ .....	139
Figure 4-23 : Influence du diamètre hydraulique sur le nombre de Nusselt, écoulement descendant, $P=80$ bars, $T_w=298$ K, $T_e=393$ K, $Re_e=2140$ .....	139
Figure 4-24 : Géométrie de l'étude turbulente .....	140
Figure 4-25 : Profils de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime détérioré, (a) $z/D=2.5$ ; (b) $z/D=32.5$ ; (c) $z/D=77.5$ ; (d) $z/D=107.5$ .....	142
Figure 4-26 : Profils de cisaillement adimensionné par le cisaillement à la paroi, régime détérioré, (a) $z/D=2.5$ ; (b) $z/D=32.5$ ; (c) $z/D=77.5$ ; (d) $z/D=107.5$ .....	143
Figure 4-27 : Distributions axiales de température de paroi, régime détérioré. ....	143
Figure 4-28 : Profils de température de paroi et de mélange en régime normal .....	144
Figure 4-29 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime normal ; (a) écoulement montant ; (b) écoulement descendant. ....	145
Figure 4-30 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de cisaillement adimensionné par le cisaillement à la paroi, régime normal.....	146
Figure 4-31 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée typique en régime normal, écoulements montant et descendant. Les lettres F et K renvoient respectivement aux calculs Fluent et aux mesures expérimentales de Kurganov.....	147
Figure 4-32 : Profils de température de paroi et de mélange en régime détérioré.....	148
Figure 4-33 : Comparaison à différentes positions des profils expérimentaux et numériques de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime détérioré et écoulement montant. Les lettres F et K renvoient respectivement aux calculs Fluent et aux mesures expérimentales de Kurganov 1992. ....	148
Figure 4-34 : Profils de cisaillement adimensionné en régime détérioré à différentes positions, écoulement montant. ....	149
Figure 4-35 : Distribution axiale de l'enthalpie à différents $r/R$ en régime détérioré, écoulement montant.....	150
Figure 4-36 : Profil de vitesse adimensionnée en régime détérioré, écoulement descendant. ....	150
Figure 4-37 : Comparaison des distributions radiales de cisaillement en régime détérioré, écoulement descendant. Des profils de cisaillement en écoulement descendant en chauffage, tirés de Kurganov 1993, sont donnés à titre indicatif.....	151

Figure 4-38 : Distribution axiale de l'enthalpie à différents $r/R$ en régime détérioré, écoulement descendant.....	151
Figure 4-39 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée en régime détérioré, écoulement montant.....	152
Figure 4-40 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée en régime détérioré à la position $z/D=62,5$ , écoulements montant et descendant.....	152
Figure 5-1 : Bilan de puissance sur la section d'essais de 6 mm de diamètre hydraulique.....	157
Figure 5-2 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de mélange $T_b$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du $CO_2$ , $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , écoulement descendant. ....	161
Figure 5-3 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de paroi $T_w$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du $CO_2$ , $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , écoulement descendant. ....	162
Figure 5-4 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de film $T_f$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du $CO_2$ , $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , écoulement descendant. ....	162
Figure 5-5 : Influence du débit massique surfacique sur le coefficient d'échange de chaleur, (a) : écoulement descendant, 80 bars ; (b) : écoulement descendant, 100 bars ; (c) : écoulement montant, 80 bars ; (d) : écoulement montant, 100 bars. ....	164
Figure 5-6 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 50 kg/h, soit $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .....	165
Figure 5-7 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 20 kg/h, soit $G=200 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .....	165
Figure 5-8 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 10 kg/h, soit $G=100 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .....	166
Figure 5-9 : Critère de Jackson 1979b pour des débits de 50 kg/h, 20 kg/h et 10 kg/h et des débits massiques surfaciques associés de $490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , $200 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ et $100 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ . Les graphiques (a), (c) et (e) renvoient à des écoulements descendants, les graphiques (b), (d) et (f) à des écoulements montants. ....	168
Figure 5-10 : Evolution du Nusselt adimensionné par un Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ en convection mixte aidée turbulente (refroidissement, écoulement descendant).....	170
Figure 5-11 : Evolution du Nusselt adimensionné par un Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ en convection mixte opposée turbulente (refroidissement, écoulement montant). ....	171

Figure 5-12 : Evolutions du Nusselt adimensionné par le Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre $Gr/Re^{2.7}$ ; (a) écoulement descendant ; (b) écoulement montant. ....	173
Figure 5-13 : Comparaison des profils expérimentaux de coefficient d'échange de chaleur avec diverses corrélations de la littérature.....	176
Figure 5-14 : Comparaison des résultats thermiques expérimentaux aux corrélations de la littérature : courbes de Nusselt adimensionné et dispersion globale.....	182
Figure 5-15 : Synthèse des résultats expérimentaux obtenus sur la section d'essais coaxiale verticale de 6 mm de diamètre hydraulique.....	186
Figure 5-16 : Profils de coefficient d'échange expérimentaux et issus des corrélations développés dans le manuscrit pour des débits surfacique massique de 490 kg/m <sup>2</sup> .s et 100 kg/m <sup>2</sup> .s et des pressions de 80 bars et 100 bars ; (a) : écoulement descendant ; (b) : écoulement montant. ....	186
Figure 5-17 : Comparaison du nombre de Nusselt calculés par les corrélations développées dans le manuscrit et du nombre de Nusselt expérimental, (a) écoulement descendant ; (b) écoulement montant.....	187
Figure 5-18 : Influence de la pression sur l'efficacité, tracé en fonction de la température moyenne de l'eau $T_{b,eau}$ , $G=490$ kg/m <sup>2</sup> .s.....	188
Figure 5-19 : Influence du débit massique surfacique sur l'efficacité, (a) : écoulement descendant, 80 bars ; (b) : écoulement descendant, 100 bars ; (c) : écoulement montant, 80 bars ; (d) : écoulement montant, 100 bars .....	189
Figure 5-20 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 50 kg/h, soit $G=490$ kg/m <sup>2</sup> .s. 190	
Figure 5-21 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 20 kg/h, soit $G=200$ kg/m <sup>2</sup> .s. 190	
Figure 5-22 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 10 kg/h, soit $G=100$ kg/m <sup>2</sup> .s. 191	
Figure 5-23 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur tracé en fonction des températures de mélange $T_b$ (a), de paroi interne $T_w$ (b) et de film $T_f$ (c). Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du CO <sub>2</sub> ; $G=170$ kg/m <sup>2</sup> .s.....	193
Figure 5-24 : Influence du débit surfacique massique sur le coefficient d'échange de chaleur, (a) : 80 bars ; (b) 90 bars.....	194
Figure 5-25 : Critère de Jackson 1975 pour des débits de 60 kg/h, 50 kg/h et 30 kg/h et des débits massiques surfaciques associés de 170 kg/m <sup>2</sup> .s, 140 kg/m <sup>2</sup> .s et 90 kg/m <sup>2</sup> .s ; (a) : P=80 bars ; (b) : P=100 bars.....	195
Figure 5-26 : Comparaison des évolutions du coefficient de transfert de chaleur avec les prédictions de quelques corrélations de la littérature ; (a) : $G=170$ kg/m <sup>2</sup> .s, $P=80$ bars ; (b) : $G=90$ kg/m <sup>2</sup> .s, $P=80$ bars .....	196
Figure 5-27 : Dispersion globale des prédictions de quelques corrélations par rapport aux données expérimentales.....	197
Figure 5-28 : Dispersion globale des prédictions de quelques corrélations par rapport aux données expérimentales.....	198

Figure 5-29 : Comparaison expérimental-corrélation du profil de coefficient d'échange. ....	199
Figure 5-30 : Dispersion globale des prédictions de la corrélation développé dans la manuscrit.....	199
Figure 5-31 : Influences de (a) la pression et (b) du débit massique surfacique sur les pertes de pression ; (a) $G= 140 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ ; (b) $P=90 \text{ bars}$ . Sur le graphique (b), E signifie « expérimental » et B « blasius ». ....	201
Figure 5-32 : Evolutions du rapport $\mu^{0.25}/\rho$ avec la température de mélange $T_b$ pour différentes pressions à $G=140 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ . ....	202
Figure 5-33 : Profils expérimentaux et numériques de coefficient de chaleur, $P=100 \text{ bars}$ , $G=390 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ . ....	203
Figure 5-34 : Profils de vitesse adimensionnés numériques typiques, $P=100 \text{ bars}$ ; $G=390 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ . ....	203
Figure A-1 : Comparaison de la masse volumique du $\text{CO}_2$ à 74,12 bars (a et b), 80 bars (c et d) et 120 bars (e et f), à partir des bases de données Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES. L'écart est donné par rapport aux valeurs issues de Refprop 7.0. ....	221
Figure A-2 : Comparaison de la viscosité dynamique du $\text{CO}_2$ à 74,12 bars (a et b), 80 bars (c et d) et 120 bars (e et f), à partir des bases de données Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES. L'écart est donné par rapport aux valeurs issues de Refprop 7.0. ....	223
Figure A-3 : Comparaison de la conductivité thermique du $\text{CO}_2$ à 74,12 bars (a et b), 80 bars (c et d) et 120 bars (e et f), à partir des bases de données Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES. L'écart est donné par rapport aux valeurs issues de Refprop 7.0. ....	224
Figure A-4 : Comparaison de la capacité thermique massique du $\text{CO}_2$ à 74,12 bars (a et b), 80 bars (c et d) et 120 bars (e et f), à partir des bases de données Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES. L'écart est donné par rapport aux valeurs issues de Refprop 7.0.....	225
Figure A-5 : Comparaison de l'enthalpie massique du $\text{CO}_2$ à 74,12 bars (a et b), 80 bars (c et d) et 120 bars (e et f), à partir des bases de données Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES. L'écart est donné par rapport aux valeurs issues de Refprop 7.0. ....	227
Figure B-1 : Géométrie des échangeurs $\text{CO}_2$ .....	229
Figure B-2 : Principe de alcul de la pression basse.....	233
Figure C-1 : Dessin technique de la section d'essais tubes et calandre. ....	236
Figure D-1 : Vues générales du dispositif expérimental BOB.....	238
Figure D-2 : Pompe triplex à membranes Lewa. ....	239
Figure D-3 : Groupe frigorifique Phétep et Chaudières CH401. ....	240
Figure D-4 : Chaudières CH301 et CH201.....	241
Figure E-1: Variations des exposants pour la corrélation proposé par Krasnoshchekov 1970 en refroidissement ; courbe1 :120 bar ; 2 :100 bar ;3 :90 bar ;4 :80 bar ;5 :78.45 bar.....	253
Figure E-2 : Variations des paramètres de la corrélation de Wei 2002.....	255

Figure F-1 : Comparaison des profils expérimentaux de coefficient d'échange de chaleur avec diverses corrélations de la littérature.....	261
Figure G-1 : Diffusivité thermique du CO <sub>2</sub> supercritique pour différentes pressions.....	263
Figure G-2 : Principe de l'effet piston.....	263
Figure G-3 : Profils de température entre deux plaques lors du chauffage de l'une d'elle.....	265
Figure G-4 : Structure du champs de vitesse après une élévation de 1 mK de la température de la paroi gauche de la cavité ; (a) et (b) après homogénéisation de la température par l'effet piston pour du CO <sub>2</sub> respectivement considéré comme gaz parfait et supercritique, (c) à l'échelle de temps de la diffusion thermique, d'après Zappoli 1996. ....	266
Figure G-5 : Propagation de température à l'échelle de temps des ondes acoustiques pour un système initialement à 10 mK du point critique et chauffé de 5 K par la gauche, d'après Maekawa 2002.....	267
Figure G-6 : Propagation de température à l'échelle de temps de l'effet piston pour un système initialement à 10 mK du point critique et chauffé de 5 K par la gauche, d'après Maekawa 2002.....	267
Figure G-7 : Mouvements de convection induits à l'échelle de temps de la diffusion thermique pour un système initialement à 10 mK du point critique et chauffé de 5 K par la gauche (Maekawa 2002)....	268
Figure G-8 : Champs de température instantanés pour $\Delta T=1$ mK. De (a) à (i) : t=17,9 s, 34,5 s, 36,9 s, 53,6 s, 63,1 s, 72,6 s, 77,4 s. ....	268
Figure H-1 : Rapport des compressibilités de l'eau supercritique et d'un gaz parfait en fonction de la densité, pour différentes températures au-delà du point critique ( $T_c = 647 K$ ), d'après Sengers 1972. ....	272
Figure H-2 : Zones de la région supercritique où l'incertitude sur la masse volumique dépasse 1 %, pour différents niveaux de température et de pression, d'après Sengers 1994 ; cas de l'éthylène. ....	273
Figure H-3 :Gauche : Profil de $H(r/\sigma)$ dans le cadre de la théorie classique de Lennard-jones (Sengers 1994) à la température $T^* = 2 \Leftrightarrow T = 1.5T_c$ . Droite : Illustration de la « traînée », dans les mêmes conditions.....	274
Figure H-4 : Illustration de la décomposition de la conductivité thermique en une contribution classique et excès supercritique. ....	277
Figure H-5 : Région, dans le diagramme (T,p), où les fluctuations critiques représentent plus de 1% de la conductivité totale, d'après Sengers 1994.....	278
Figure H-6 : Région, dans le diagramme (P,T), où les fluctuations critiques représentent plus de 1% de la conductivité totale, d'après Sengers 1994. ....	278

# Table des tableaux

Tableau 1-1 : Caractéristiques de quelques réfrigérants.....	6
Tableau 1-2 : Brevets déposés autour du cycle transcritique au CO <sub>2</sub> .....	19
Tableau 2-1 : Sélection de revues bibliographiques sur les fluides supercritiques .....	22
Tableau 2-2 : Exemples de nombres caractérisant la convection mixte pour des parois lisses, adapté de Chen 1986 et de Jackson 1989. ....	24
Tableau 2-3 : Récapitulatif du comportement thermique en convection mixte.....	35
Tableau 2-4 : Récapitulatif sur le calcul des pertes de pression en supercritique, en chauffage.....	43
Tableau 2-5 : Classification des influences croisées de l'accélération thermique et des forces d'Archimède sur l'échange thermique, d'après Kurganov 1998b. Les « + » renvoient à une influence forte, les « - » à une influence faible. ....	56
Tableau 2-6 : Critères de base de la similitude en supercritique, d'après Pioro 2003.....	57
Tableau 2-7 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique chauffés. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de Dittus-Boelter sont considérées.....	60
Tableau 2-8 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique chauffés. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées.....	60
Tableau 2-9 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de Dittus-Boelter sont considérées.....	61
Tableau 2-10 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées.....	62
Tableau 2-11 : Conditions expérimentales de l'étude de Dang 2004a.....	67
Tableau 2-12 : Conditions expérimentales de l'étude de Yoon 2003.....	68
Tableau 2-13 : Conditions expérimentales de l'étude de Wei 2002.....	69
Tableau 2-14 : Conditions expérimentales de l'étude de Huai 2005.....	70
Tableau 2-15 : Conditions expérimentales de l'étude de Pettersen 2000.....	70
Tableau 2-16 : Tableau 2-17 : Conditions expérimentales de l'étude de Liao 2002b.....	71
Tableau 2-18 : Conditions expérimentales de l'étude de Son 2005 .....	72
Tableau 2-19 : Conditions expérimentales de l'étude de Pitla 2002 .....	73
Tableau 2-20 : Conditions expérimentales de différentes études en refroidissement .....	74

Tableau 2-21 : Eléments importants des dispositifs expérimentaux des études en refroidissement sélectionnées.....	75
Tableau 2-22 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de type Dittus-Boelter sont considérées. ....	81
Tableau 2-23 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées.....	82
Tableau 2-24 : Ecart entre les mesures expérimentales des pertes de pression et différentes corrélations .....	84
Tableau 3-1 : Caractéristiques des échangeurs du circuit CO <sub>2</sub> de l'installation BOB.....	95
Tableau 3-2 : Caractéristiques du ballon réservoir.....	96
Tableau 3-3 : Instrumentation implantée sur BOB.....	101
Tableau 3-4 : Caractéristiques de la section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique ....	102
Tableau 3-5 : Caractéristiques de l'échangeur tube et calandre .....	103
Tableau 4-1 : Quelques exemples de modèles de diffusivités turbulentes .....	114
Tableau 4-2 : Sélection de quelques études utilisant des modèles $k-\varepsilon$ « classiques » pour la simulation d'écoulement de fluides supercritiques. ....	116
Tableau 4-3 : Sélection de quelques études numériques d'écoulements de fluides supercritiques utilisant des modèles $k-\varepsilon$ bas Reynolds. ....	117
Tableau 4-4 : Grandeurs d'entrée des cas simulés .....	123
Tableau 4-5 : Conditions aux limites de l'étude numérique laminaire.....	128
Tableau 4-6 : Conditions de calcul des simulations laminares.....	128
Tableau 4-7 : Conditions de calcul des simulations turbulentes .....	140
Tableau 4-8 : Taille de la première maille en fonction de la loi de paroi choisie .....	141
Tableau 4-9 : Caractéristiques du maillage et temps de calcul selon le modèle de turbulence et les lois de paroi choisis.....	144
Tableau 5-1 : Conditions expérimentales dans la section d'essais coaxiale de diamètre hydraulique 6 mm.....	160
Tableau 5-2 : Incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la variation de température entrée/sortie du CO <sub>2</sub> , pour la section d'essais coaxiale. ....	160
Tableau 5-3 : Liste des corrélations utilisées pour la comparaison avec les données expérimentales	174
Tableau 5-4 : Ecart moyen entre les mesures expérimentales et les prédictions de quelques corrélations .....	183
Tableau 5-5 : Ecart moyen entre les mesures expérimentales et les prédictions de quelques corrélations .....	183

Tableau 5-6 : Proportion des mesures expérimentales prédites par la corrélation développée, pour différentes incertitudes, écoulement montant.....	187
Tableau 5-7 : Proportion des mesures expérimentales prédites par la corrélation développée, pour différentes incertitudes, écoulement descendant. ....	187
Tableau 5-8 : Conditions expérimentales dans le prototype d'échangeur de chaleur tubes et calandre. ....	191
Tableau 5-9 : Incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la variation de température entrée/sortie du CO <sub>2</sub> pour le prototype d'échangeur. ....	192
Tableau 5-10 : Ecart moyen et écart-type des déviations de quelques corrélations. ....	196
Tableau 5-11 : Ecart moyen et écart-type des déviations de quelques corrélations. ....	196
Tableau A-1 : Etudes de références utilisées dans les logiciel Refprop 6.0, Refprop 7.0 et EES pour l'évaluation des propriétés physiques du CO <sub>2</sub> supercritique.....	220
Tableau B-1 : Constantes de la corrélation de Hilpert .....	230
Tableau B-2 : Données de dimensionnement des changeurs CO <sub>2</sub> .....	232
Tableau B-3 : Données de fonctionnement des échangeurs du circuit CO <sub>2</sub> .....	232
Tableau B-4 : Dimensionnement du ballon réservoir .....	234
Tableau E-1 : Choix de la température de référence pour la corrélation de Bringer 1957.....	243
Tableau E-2 : Gamme de validité de la corrélation de Krasnoshchekov 1960. ....	244
Tableau E-3 : Gamme de validité de la corrélation de Bishop 1964.....	244
Tableau E-4 : Gamme de validité de la corrélation de Swenson 1965.....	245
Tableau E-5 : Valeurs du coefficient $n$ . ....	245
Tableau E-6 : Gamme de validité de la corrélation de Krasnoshchekov 1967. ....	245
Tableau E-7 : Gamme de validité de la corrélation de Kondratev' 1969.....	246
Tableau E-8 : Valeurs de l'exposant $n$ . ....	248
Tableau E-9 : Valeurs du paramètre $\varphi(K_1)$ .....	249
Tableau E-10 : Equations du paramètre $\varphi(K_1)$ ,d'après Pioro 2003.....	249
Tableau E-11 : Valeur de l'exposant $n$ de la corrélation de Kirillov 1990. ....	249
Tableau E-12 : Gamme de validité de la corrélation de Kirillov 1990. ....	249
Tableau E-13 : Gamme de validité de la corrélation de Liao 2002a.....	250
Tableau E-14 : Valeurs des exposants de la corrélations de Baskov 1977. ....	251
Tableau E-15 : Valuers des paramètres $m$ , $B$ et $s$ .....	252
Tableau E-16 : Gamme de validité de la corrélation de Kirillov 1990. ....	252
Tableau E-17 : Gamme de validité de la corrélation de Liao 2002a.....	252
Tableau E-18 : Gamme de validité de la corrélation de liao 2002b.....	253

Tableau E-19 : Gamme de validité de la corrélation de Huai 2005. ....	254
Tableau E-20 : Gamme de validité de la corrélation de Wei 2002. ....	255
Tableau E-21 : Valeurs des paramètres $a$ , $c$ , $d$ et $n$ . ....	256
Tableau E-22 : Gamme de validité de la corrélation de Son 2005.....	256
Tableau G-1 : Temps caractéristiques de la diffusion thermique et de l'effet piston pour une cellule de 20 cm remplie de CO <sub>2</sub> supercritique à la masse volumique critique.....	264
Tableau H-1 : Loi en puissance, exposants critiques et relations entre eux.....	276

# Nomenclature

## Alphabet latin

$y^+$	Distance à la paroi adimensionnée	
$\dot{m}$	Débit massique	kg/s
$\overline{\overline{D}}$	Tenseur des déformations	
$\overline{\overline{I}}$	Tenseur unité	
$\overline{C}_p = \frac{h_b - h_w}{T_b - T_w}$	Capacité thermique massique isobare moyenne	J/kg-K
$y^+ = \frac{\rho U_{frott} y}{\mu}$	Distance à la paroi adimensionnée	
$U_{frott} = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$	Vitesse de frottement	m/s
a	Diffusivité thermique	m <sup>2</sup> /s
A	Densité d'énergie libre de Helmotz	J/m <sup>3</sup>
$C_f$	Coefficient de frottement	
$C_p$	Capacité thermique massique isobare	J/kg.K
$C_v$	Capacité thermique massique isochore	J/kg-K
D	Diamètre	m
$D_c$	Coefficient de diffusion	kg/m.s
E	efficacité	
$F \overline{\overline{F}}$	Force de volume (ou de champ) par unité de volume	Nm <sup>-3</sup>
G	Débit massique surfacique	kg/m <sup>2</sup> .s
g	Accélération de pesanteur	m/s <sup>2</sup>
h	Enthalpie massique	kJ/kg
k	Energie cinétique turbulente	J/kg
K	Coefficient d'échange global	W/m <sup>2</sup> .K
$K'$	Coefficient global de transfert de masse	kg/m <sup>2</sup> .s
$K_1$	Coefficient de perte de charge singulière	
$K_T$	Compressibilité isotherme	bar <sup>-1</sup>
L	Longueur	m
$l_m$	Longueur de mélange	m
P	Pression	bars
R	rayon	m

r	Coordonnée radiale	m
s	Entropie massique	kJ/kg
S	Surface	m <sup>2</sup>
T	Température	K, °C
t	Temps	s
U	Vitesse	m/s
u, v, w	Composantes de la vitesse	m/s
V	Volume	m <sup>3</sup>
x	Titre de vapeur	
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	m
Z	Diffusivité turbulente adimensionnée	
M	Masse	kg

### Alphabet grec

---

$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$	Coefficient de dilatation isobare	K <sup>-1</sup>
$\varphi$	Densité de flux à la paroi	W/m <sup>2</sup>
$\alpha$	Coefficient d'échange de chaleur	W/m <sup>2</sup> .K
$\bar{\rho} = \frac{\int_{T_w}^{T_b} \rho dT}{T_b - T_w}$	Masse volumique moyenne entre la paroi et le cœur d'écoulement	kg/m <sup>3</sup>
$\theta$	angle	°
$\xi$	facteur de frottement	
$\Phi$	Puissance	W
$\delta$	rugosité	m
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes	
$\eta$	Viscosité de volume	Pa.s
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	
$\varepsilon$	Dissipation d'énergie cinétique turbulente	m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\Theta$	Température adimensionnelle	
$\alpha'$	Coefficient de transfert de masse	kg/m <sup>2</sup> .s
$\zeta$	Longueur de corrélation	m
$\lambda$	Conductivité thermique	W/m.K
$\mu$	Viscosité dynamique	Pa.s
$\nu$	Viscosité cinématique	m <sup>2</sup> /s

$\rho$	Masse volumique	$\text{kg/m}^3$
$\sigma$	Tension superficielle	N/m
$\tau$	Contrainte visqueuse	Pa

### Indice et exposant

$\tau$	Quantité de mouvement
'	fluctuation
aid	aidée
b	coeur
c	critique
CF	Convection forcée
CN	Convection naturelle
dil	dilatation
e	entrée
ech	Echange
eff	effectif
ext	externe
f	film
frott	frottement
g	gravité
h	Hydraulique
int	interne
iso	isotherme
l	Liquide
max	maximum
min	minimum
moy	moyen
opp	opposée
pc	Pseudo-critique
q	chaleur
s	sortie
sat	A saturation
sing	singulière
t	turbulent
v	Vapeur
w	paroi

## Nombres adimensionnels

---

$Re = \frac{GD}{\mu}$	Nombre de Reynolds
$Gr = \frac{g\beta(T_w - T_b)D_h^3}{\nu^2}$	Nombre de Grashof construit sur les masses volumiques
$Ri = \frac{Gr}{Re^2}$	Nombre de Richardson
$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$	Nombre de Prandtl
$Gr^* = \frac{g\beta\phi D_h^4}{\nu^2 \lambda}$	Nombre de Grashof construit sur la densité de flux à la paroi
$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$	Nombre de Nusselt
$Ra = Gr Pr$	Nombre de Rayleigh
$\overline{Gr} = \frac{(\rho_b - \overline{\rho})\rho_b g D^3}{\mu_b^2}$	Nombre de Grashof basé sur la masse volumique moyenne
$Sh = \frac{\alpha' D_h}{D_c}$	Nombre de Sherwood
$\overline{Pr} = \frac{\mu \overline{C}_p}{\lambda}$	Nombre de Prandtl basé sur la capacité thermique massique moyenne
$Re_t = \frac{k^2}{\nu \mathcal{E}}$	Nombre de Reynolds turbulent
$Po = Cf Re$	Nombre de Poiseuille

# Introduction

La découverte du trou dans la couche d'ozone puis du réchauffement globale de la planète ont conduit les politiques à s'intéresser à des solutions industrielles alternatives, moins nocives pour l'environnement. Dans cette situation, la réfrigération, au travers des fluides utilisés, est un acteur important de la pollution de l'atmosphère par des gaz chlorés, fluorés et/ou à effet de serre. Parmi les solutions alternatives retenues, le CO<sub>2</sub> est un candidat prometteur mais capricieux. Le développement de machines frigorifiques ou de conditionnement d'air fonctionnant au CO<sub>2</sub> suppose en effet la modification du cycle thermodynamique classiquement utilisé dans ce domaine. L'optimisation des ces machines demande également une connaissance poussée des comportements thermohydrauliques du CO<sub>2</sub> lors de son refroidissement dans la région supercritique.

Relativement peu d'études ont été menées sur le refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique (voir Chapitre 2). Comme il sera vu plus en détails dans le Chapitre 1, les fortes pressions inhérentes au cycle transcritique, ainsi que les contraintes de compacité, conduisent à la réduction des diamètres hydrauliques dans les évaporateurs et les refroidisseurs de gaz. L'objectif principal de ce travail est donc l'étude du transfert de chaleur et des pertes de pression lors du refroidissement d'un écoulement de CO<sub>2</sub> supercritique dans des tubes cylindriques de faibles diamètres (typiquement inférieurs ou égaux à 6 mm). Un intérêt particulier est porté à la compréhension des phénomènes significatifs des transferts de masse et de chaleur, pour de larges gammes de pression, température et débit. Pour atteindre cet objectif, les tâches suivantes ont été réalisées durant la thèse :

- étude bibliographique des transferts convectifs en supercritique. Un intérêt particulier a été porté à l'influence de la convection naturelle, laminaire et turbulente, sur les comportements thermohydrauliques ;
- définition, dimensionnement et réalisation de la boucle d'essais BOB permettant la mesure des pertes de pression et du coefficient d'échange de chaleur lors du refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique dans des tubes circulaires de faibles diamètres (inférieur à 6 mm) horizontaux ou verticaux ;
- approche numérique de l'écoulement de fluide supercritique dans des tubes circulaires verticaux

Le mémoire est organisé comme suit. Le chapitre 1 rappelle le contexte de l'étude. Il s'intéresse plus particulièrement à l'histoire de la réfrigération- c'est-à-dire à ce qui a ramené le CO<sub>2</sub> au rang de fluide frigorigène potentiel- et aux propriétés physiques de CO<sub>2</sub> en dessous et au dessus du point critique. Il présente également rapidement les problématiques rencontrées lors du développement d'une machine de conditionnement d'air fonctionnant au CO<sub>2</sub>. Le chapitre 2 présente un état de l'art

des comportements hydrauliques et thermiques des fluides supercritiques. Les phénomènes significatifs à prendre en compte sont présentés. Un intérêt particulier est porté aux études traitant spécifiquement du refroidissement de fluide supercritique, et du CO<sub>2</sub> en particulier. Le chapitre 3 est consacré au dispositif expérimental d'étude BOB et présente une description des différents éléments constitutifs ainsi que des conditions de fonctionnement. Le chapitre 4, consacré aux simulations numériques, présente en particulier le modèle développé, et les résultats en régime laminaire et turbulent. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le chapitre 5. Différentes sections d'essais, pour des diamètres hydrauliques allant de 6 mm à 2 mm, ont été testées pour de larges gammes de pression, température et débit. Un intérêt particulier a été porté sur l'influence de la convection naturelle sur le coefficient d'échange de chaleur et les pertes de pression.

# **Chapitre I : Contexte**

## **1.1 Aux origines de la réfrigération**

La mise au point d'un thermomètre en 1597 par Galilée marque le début de trois siècles de recherche conduisant à terme à l'élaboration des systèmes de réfrigération modernes. Les hauts faits de ces expériences incluent notamment en 1709 le développement d'échelles de température standardisées par Gabriel Daniel Fahrenheit, ainsi que l'isolation de l'ammoniac, de l'oxygène et du dioxyde de carbone sous leur forme gazeuse par Joseph Priestley en 1773. Au cours du 18<sup>ème</sup> siècle, la formation de glace lors de l'évaporation d'un fluide volatil tel l'éther en contact avec de l'eau est pour la première fois observée. Combinée aux expériences réussies de Michael Faraday sur la liquéfaction de l'ammoniac et du dioxyde de carbone sous l'effet de la pression, cette observation jette les bases de la recherche frigorifique du 19<sup>ème</sup> siècle. En 1834, Jacob Perkins construit la première machine à compression de vapeur. Fonctionnant à l'éther, elle intègre les éléments principaux utilisés de nos jours dans les installations frigorifiques : un compresseur, un condenseur, une vanne de détente et un évaporateur. Au début du 20<sup>ème</sup> siècle, le cycle à compression de vapeur est peu à peu devenu le cycle standard de l'industrie de la réfrigération. De très nombreuses études ont alors été menées afin d'améliorer les différents éléments, de développer des compresseurs plus efficaces, de définir les configurations optimales de fonctionnement, de trouver les meilleurs réfrigérants etc. D'une manière générale, le développement des systèmes frigorifiques a grandement modifié les habitudes, tant du monde professionnel qui a vu ainsi s'élargir les échelles temporelles et spatiales de sa gestion de produit, que des particuliers pour qui réfrigération est synonyme de confort et de bien-être.

### **1.1.1 L'heure de gloire du CO<sub>2</sub>**

Le CO<sub>2</sub> a été largement utilisé comme frigorigène dès le début du 20<sup>ème</sup> siècle, principalement dans les installations frigorifiques embarquées de la marine. Dans un brevet anglais déposé en 1850, Alexander Twinings semble être le premier à évoquer l'utilisation du CO<sub>2</sub> comme fluide frigorigène (Bodinus 1999). La première installation au CO<sub>2</sub> ne sera pourtant développée que vers la fin des années 1860 par l'américain S.C.Lowe (Donaldson 1994). En Europe, la première machine au CO<sub>2</sub> est construite par Carl Linde en 1881. Après avoir racheté les droits des brevets anglais en 1887, la compagnie J.&E. Hall améliore les technologies existantes et commercialise en 1889 la première machine au CO<sub>2</sub> bi-étagée (Thevenot 1979)

En Europe, les fortes restrictions législatives concernant l'utilisation de fluides toxique ou inflammable tels le  $\text{NH}_3$  ou le  $\text{SO}_2$  favorisent les machines au  $\text{CO}_2$  qui représentent alors la seule alternative possible (Plank 1929).

Le dioxyde de carbone est alors le principal fluide frigorigène employé à bord des bateaux, dans les bureaux ou les buildings, comme le confirme la Figure 1-1. L'introduction de machines au  $\text{CO}_2$  aux Etats-Unis remonte aux années 1890 pour la réfrigération et aux années 1900 pour des applications de conditionnement d'air. Bien que moins dangereux et plus utilisé, le  $\text{CO}_2$  présente un certain nombre d'inconvénients comparés à d'autres fluides frigorigènes.

En particulier, les hautes pressions du cycle posent d'importants problèmes de stockage et de confinement, principalement pour les systèmes maritimes embarqués. A ceci s'ajoute des pertes thermodynamiques importantes et une dégradation du COP (Coefficient Of Performance, Coefficient de Performance) lors du rejet de chaleur à température élevée, ce qui désavantage le cycle au  $\text{CO}_2$  dans les pays chauds. Les machines utilisées alors étaient sous-critiques, c'est-à-dire que les étapes d'absorption et de rejet de chaleur se faisaient à des pressions inférieures à la pression critique.

### 1.1.2 L'attaque des clones

Vers la fin des années 1930, avec l'industrie pétrochimique naissante, de nouveaux fluides frigorigènes, les CFC ou ChloroFluoroCarbures, sont introduits sur le marché. Peu toxiques, non inflammables, économiques, relativement aisés à produire (d'autant plus qu'à la fin de la première guerre mondiale, tous les grands pays européens disposent de très importantes capacités de production de chlore, alors utilisé comme gaz de combat sur les champs de bataille), à stocker et efficaces au sein d'un cycle à compression de vapeur, ils remplacent rapidement les réfrigérants naturels (Figure 1-1). A ceci s'ajoute une certaine apathie des constructeurs de systèmes au  $\text{CO}_2$ , incapables d'améliorer et de moderniser leurs produits.

### 1.1.3 Des trous dans la planète...

En 1974, deux scientifiques américains, Mario Molina (futur prix Nobel pour ses recherches sur le « trou » de la couche d'ozone) et F. Sherwood Rowland, formulent pour la première fois la théorie de l'appauvrissement de la couche d'ozone sous l'impact des CFC.

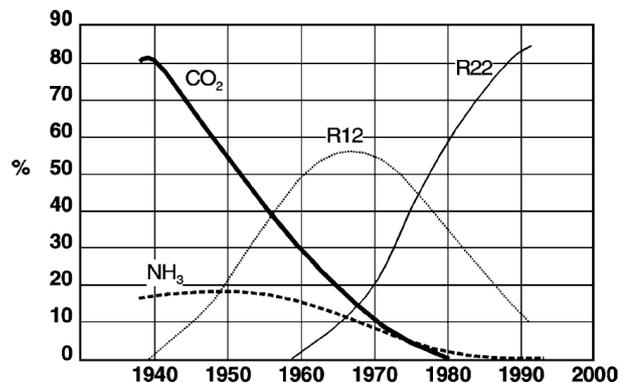
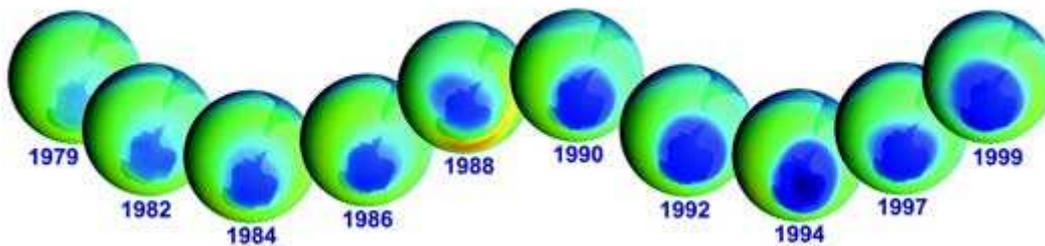


Figure 1-1 : Utilisation comparée des réfrigérants dans la marine (Kim 2003).

En 1985, ces craintes prennent forme et J. Farman du British Antarctica Survey (BAS) observe un "trou", temporaire mais important (jusqu'à 50% de pertes) qui apparaît chaque printemps dans la couche d'ozone au dessus de l'Antarctique depuis 1979 et se résorbe au début de l'automne. La Figure 1-2 illustre l'évolution de la taille de ce trou pendant les 20 dernières années du 20<sup>ème</sup> siècle.



**Figure 1-2 : Evolution du trou dans la couche d’ozone de 1979 à 1999. L’expansion du trou est représentée en bleu sur la figure (The Earth Observing System-NASA).**

Cette découverte portera à la signature du « protocole de Montréal » en 1985 et à l’interdiction progressive des CFC, à plus long terme de leurs successeurs HCFC (HydroChloroFluoroCarbures) et des autres fluides nocifs à la couche d’ozone. Il s'agit ici de l'un des très rares cas de l'histoire humaine où la communauté scientifique réussit à infléchir les décideurs politiques et à s’opposer à l’influence des puissants lobbies économiques.

	R12	R22	R134a	R143a	R152a	R407C	R410A	R290	R600a	R717	R744
ODP <sup>a</sup>	1	0,055	0	0	0	0	0	0	0	0	0
GWP <sup>b</sup>	7100	1500	1200	2900	140	1600	1900	3	4	0	1
Toxicité	N	N	N	N	N	N	N	N	N	Y	N
Inflammabilité	N	N	N	N	N	N	N	Y	Y	N	N
Température critique (°C)	112	96,2	101,1	73,1	113,5	86,6	72,5	96,8	135	132,2	31,1
Pression critique (bar)	41,6	49,8	40,7	37,6	45,2	46	49,6	42,5	36,5	113,5	73,8
Pression réduite <sup>c</sup>	0,07	0,1	0,07			0,11	0,16	0,11			0,47
Température réduite <sup>d</sup>	0,71	0,74	0,73			0,76	0,79	0,74			0,9
Capacité frigorifique <sup>e</sup> (kJ/m <sup>3</sup> )	2734	4356	2868			4029	6763	3907			22545

a : ODP est le calcul de la réduction de l’ozone en régime établi pour une unité de masse de gaz émise par an à débit continu dans l’atmosphère, relativement à celle d’une unité de R22

b : GWP est le Potentiel de Réchauffement Global intégré sur une période de 100 ans

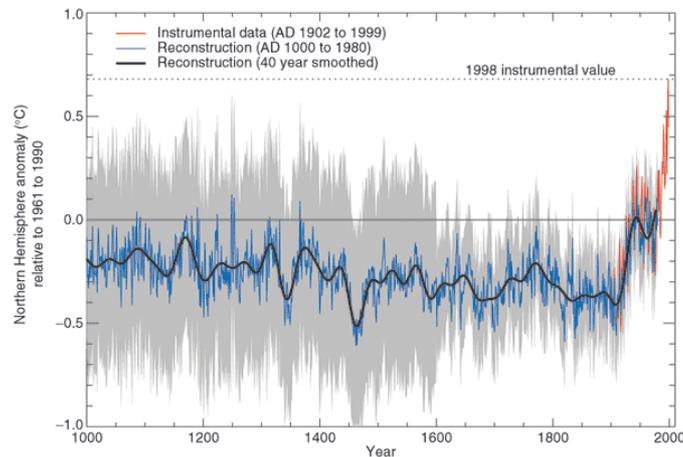
c : La pression réduite est le rapport de la pression de saturation à 0 °C et de la pression critique

d : La température réduite est le rapport de 273,15 K et de la température critique en Kelvin

e : Capacité frigorifique volumétrique à 0 °C

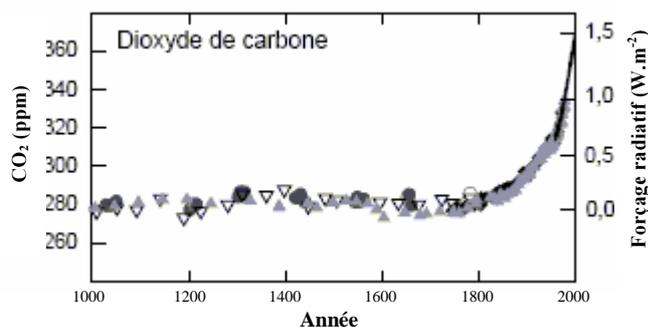
**Tableau 1-1 : Caractéristiques de quelques réfrigérants**

L'étude du climat et de son évolution au cours du temps montre une tendance nette et rapide depuis les débuts de la révolution industrielle : comme illustré par les Figure 1-3 et Figure 1-4, un réchauffement climatique global, associé à l'augmentation conséquente des concentrations atmosphériques de CO<sub>2</sub> et des gaz à effet de serre en général est observé.



**Figure 1-3 : Reconstitution des températures du millénaire de l'Hémisphère Nord (HN) (bleu- données tirées des cercles de croissance des arbres, des coraux de carottes glaciaires et de relevés historiques) et mesures thermométriques aériennes (bleu) pour la période 1000-1999. Une version ajustée des données HN (noir) et deux limites d'écart type (grisé) sont également indiquées (IPPC 2001).**

1992 et le Sommet de la Terre à Rio marque une prise de conscience internationale des risques de changements climatiques. Les états les plus riches et responsables de la majorité des émissions de gaz à effet de serre s'y engagent à stabiliser et diminuer leurs émissions.

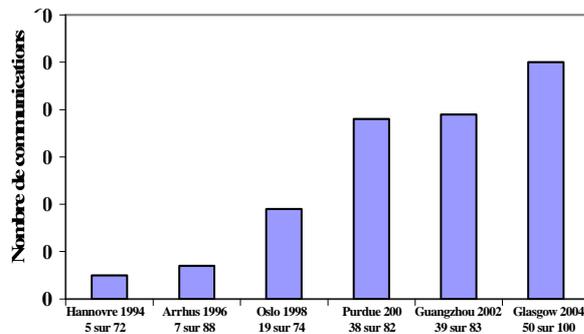


**Figure 1-4 : Evolution de la teneur atmosphérique en CO<sub>2</sub>. Données tirées de carottes glaciaires, de névés en Antarctique et complétées par des échantillons atmosphériques (IPPC 2001).**

En 1997, cet engagement prend juridiquement forme avec le Protocole de Kyoto (UN 1997). Dans les pays industrialisés, les HCFC à fort potentiel à effet de serre (fort GWP, Global Warming Potential) ne constituent plus qu'une solution provisoire, jusqu'en 2020. Certaines législations nationales, plus strictes, imposent même leur abandon bien avant cette date (avant la fin de l'année 1999 pour le R22 en Allemagne par exemple).

Ceci amorce un important changement de mentalités d'une partie des acteurs de la réfrigération : les HFC (HydroFluoroCarbures), successeurs désignés des CFC et des HCFC, possèdent également un GWP assez important allant de plusieurs dizaines à plusieurs milliers, ce qui les placent dans un

certain flou juridique et accélèrent la recherche de solutions satisfaisant aux futures législations. Début 2006, la Commission européenne a adopté la directive F-Gaz sur les gaz fluorés. En conséquence, les contrôles et les précautions pour les installations stationnaires utilisant ces fluides sont renforcés. La directive prévoit également une suppression progressive des HFC dans la climatisation automobile à partir de 2009. Un durcissement est sans doute à prévoir avec une révision de la directive à partir de 2008.



**Figure 1-5: Evolution du nombre de papiers sur le CO<sub>2</sub> au cours des dernières conférences de l'IIR.**

Parmi ces « anciens » fluides frigorigènes, le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>, R744) est le seul à n'être ni toxique ni inflammable<sup>1</sup>. Le Professeur Gustave Lorentzen est le premier à faire ressurgir le CO<sub>2</sub> : en 1990 il présente un cycle « trans-critique » où la haute pression est contrôlée par la vanne de détente (Lorentzen 1990) ; en 1992 il présente les résultats expérimentaux du premier système de climatisation automobile fonctionnant au CO<sub>2</sub> (Lorentzen 1992). Les années suivantes ont montré un intérêt croissant pour le CO<sub>2</sub> et son utilisation comme frigorigène, comme le montre la Figure 1-5.

## 1.2 Propriétés physiques du CO<sub>2</sub>

La conception et le dimensionnement de systèmes frigorifiques de type pompe à chaleur ou climatisation sont fortement influencés par les propriétés du fluide utilisé. Comme illustrées par le diagramme des phases de la Figure 1-6, les coordonnées (Pression, Température) des points triple et critique du CO<sub>2</sub> sont respectivement (5,2 bars, -56,6 °C) et (73,8 bars, 31,1 °C). Au sens strict, la région supercritique est définie pour des pressions et des températures supérieures à celles du point critique. Un fluide dont la pression est supérieure à la pression critique et la température est inférieure à la température critique est qualifié de compressé. Ces deux notions sont classiquement amalgamées

<sup>1</sup> Une trop forte concentration en dioxyde de carbone dans l'air est dangereuse pour la santé et provoque vertiges, troubles de l'équilibre, pertes de connaissances et mort. La médecine du travail situe la limite acceptable à 50 ppm soit 4-5 % en volume.

et dans la suite du manuscrit la région supercritique sera définie au sens large, c'est à dire pour des pressions supérieures à la pression critique et des états non solides.

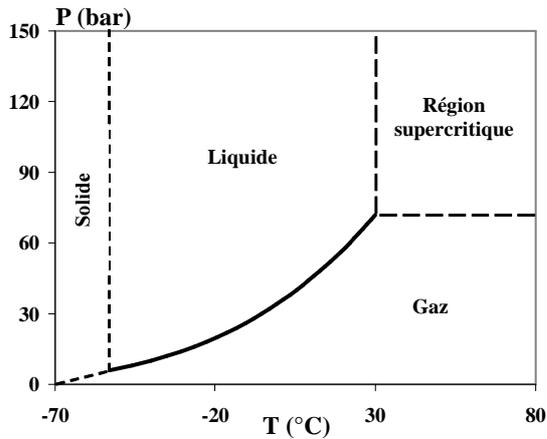


Figure 1-6: Diagrammes des phases de CO<sub>2</sub>.

Selon les conditions de fonctionnement, l'utilisation du dioxyde de carbone comme fluide primaire d'une machine frigorifique impose certaines contraintes. Pour des applications de froid industriel, et plus généralement des applications où la température de la source chaude est proche ou en dessous de 0 °C, le cycle frigorifique classique composé d'une évaporation, d'une compression, d'une condensation et d'une détente est utilisable.

En revanche, pour des applications de conditionnement d'air ou de chauffage d'eau sanitaire, où la source chaude est globalement à la température ambiante, la phase de condensation est rendue inefficace par le pincement de température trop important entre le fluide frigorigène et la source chaude. Le transfert de chaleur doit alors s'effectuer au-dessus du point critique, dans la région supercritique, et le cycle est qualifié de trans-critique. Le rejet de chaleur ne se fait plus par condensation, mais par refroidissement à température et pression variables, dans un « gas cooler » ou refroidisseur de gaz. Les caractéristiques de la phase supercritique sont présentées plus en détails dans la suite du manuscrit.

### 1.2.1 Bases de données de propriétés physiques du CO<sub>2</sub>

La Figure 1-7 présente les diagrammes (Pression, Enthalpie) et (Température, Entropie) du CO<sub>2</sub>. Dans la région supercritique, les isothermes passent par un point d'inflexion au niveau des points pseudo-critiques. A chaque pression correspond un point pseudo-critique. Liao 2002 a donné l'équation suivante de la ligne pseudo-critique :

$$T_{pc} = -122,6 + 6,124P - 0,1657P^2 + 0,01773P^{2.5} - 0,0005608P^3 \quad (1-1)$$

où les températures et pressions sont respectivement évaluées en °C et en bar.

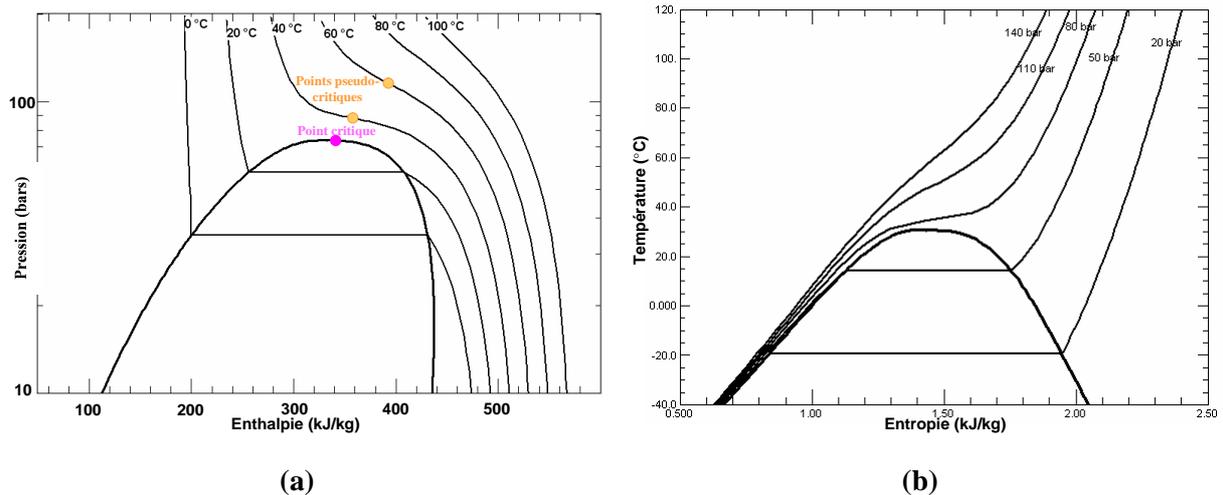


Figure 1-7 : Diagrammes ( $P,h$ ) et ( $T,s$ ) du  $\text{CO}_2$ .

Différentes bases de données sur les propriétés physiques du  $\text{CO}_2$  existent. L'ASHRAE (ASHRAE 2001) propose des tables des propriétés thermophysiques depuis le point triple jusqu'au point critique. Rieberer 1998 a développé la base de CO2REF qui couvre les états sous et super-critiques. Liley 1993 proposent des tables de la chaleur spécifique, de la conductivité thermique, de la viscosité, de la vitesse du son et de la tension superficielle. Deux bases de données se distinguent plus particulièrement et sont généralement utilisées : Refprop (McLinden 1998) et EES (Klein 2001). Ces deux logiciels permettent l'évaluation des propriétés thermodynamiques et de transport du  $\text{CO}_2$  et d'autres réfrigérants au dessous et au dessus du point critique. Une approche comparée de quelques propriétés physiques du  $\text{CO}_2$  en phase supercritique est présentée en Annexe. Les écarts relevés sont relativement faibles loin de la transition pseudo-critique, mais augmentent singulièrement à mesure que l'on s'en rapproche. Sauf mention contraire, toutes les propriétés physiques présentées et utilisées dans ce document sont évaluées au moyen du logiciel Refprop 7.0 (Mc Linden 1998).

### 1.2.2 Propriétés physiques du $\text{CO}_2$ sous-critique

Bien que le cycle thermodynamique au  $\text{CO}_2$  ne diffère dans son principe qu'au niveau du rejet de chaleur, les caractéristiques sous-critiques du dioxyde de carbone induisent des comportements légèrement différents de ceux classiquement observés en double phase, ce qui expliquent les nombreuses études récentes traitant de l'évaporation de  $\text{CO}_2$ .

Comme le montre la Figure 1-8, la pression de vapeur et la pente de la courbe de saturation du  $\text{CO}_2$  sont bien plus grandes que celles des fluides frigorigènes classiques, moins denses. Le glissement de température de saturation associé à une perte de pression donnée dans l'évaporateur est donc bien plus faible. De plus, les évaporateurs et les échangeurs internes de chaleur peuvent être conçus pour fonctionner à fort débit massique pour assurer des transferts de chaleur élevés avec seulement une faible augmentation de la puissance du compresseur.

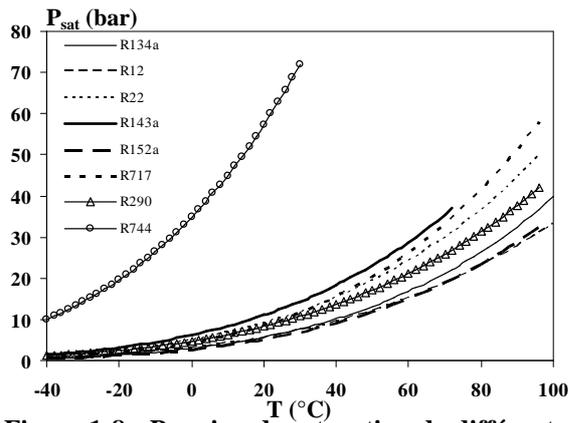


Figure 1-8 : Pression de saturation de différents frigorigènes.

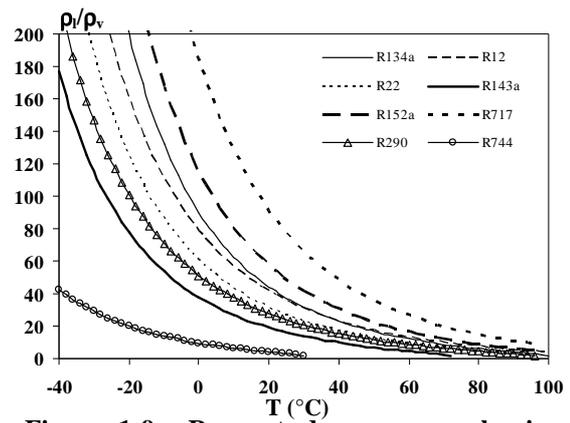


Figure 1-9 : Rapport des masses volumiques liquide et vapeur de différents frigorigène.

L'étude du rapport des masses volumiques liquide et gazeuse (Figure 1-9) montre que ce ratio est bien plus faible pour le CO<sub>2</sub> que pour les autres réfrigérants, et qu'à mesure que la température diminue, l'écart croît. D'après Bredesen 1997, le rapport des masses volumiques influe fortement sur les configurations d'écoulement diphasiques rencontrées dans l'évaporateur, et donc sur les échanges thermiques. En particulier, un faible rapport des masses volumiques liquide et gazeuse se traduit par un écoulement double phase plus « homogène ». La valeur élevée de la masse volumique vapeur influence également fortement la quantité de mouvement de la phase gazeuse, les caractéristiques de nucléation et le cisaillement à l'interface liquide-vapeur (Pettersen 2002).

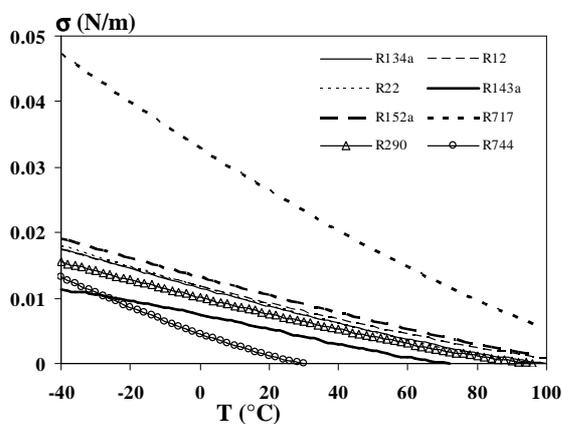


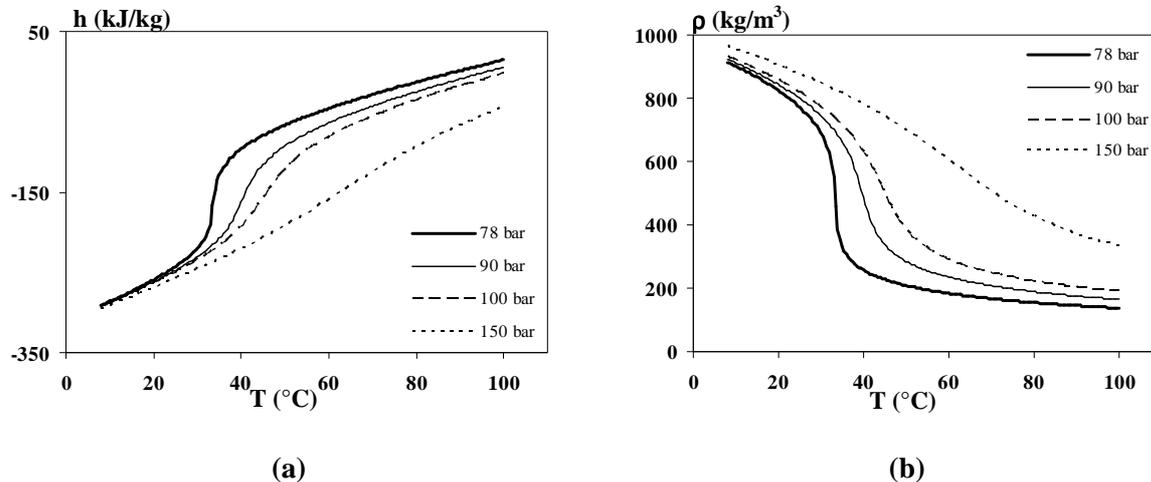
Figure 1-10 : Tension superficielle de différents frigorigènes.

Les caractéristiques de nucléation d'un fluide sont aussi fonction du comportement de la tension superficielle. La Figure 1-10 présente l'évolution avec la température de la tension superficielle de différents réfrigérants. A mesure que la température augmente, la tension superficielle des fluides diminue. Pour toutes les températures considérées, la tension superficielle du CO<sub>2</sub> est nettement inférieure à celle des autres réfrigérants considérés.

Comme mentionné par Pettersen (Pettersen 2002), une faible tension superficielle réduit la chaleur nécessaire à la nucléation et à la croissance des bulles, favorisant les régimes d'ébullition nucléée, et améliorant ainsi les transferts thermiques. Toutefois, une faible tension superficielle altère les propriétés de mouillage du liquide, le déstabilise et peut conduire à la formation de gouttelettes ou à un effet d'entraînement qui altèrent les échanges.

### 1.2.3 Propriétés physiques du CO<sub>2</sub> supercritique

Il est rappelé que par abus de langage, on considérera qu'un fluide est en phase supercritique lorsque sa pression est supérieure à la pression critique et qu'il n'est pas sous forme solide (voir Figure 1-6).



**Figure 1-11 : Propriétés thermodynamiques du CO<sub>2</sub> en phase supercritique : a) enthalpie ; b) masse volumique.**

Les Figure 1-11, Figure 1-12 et Figure 1-13 illustrent respectivement l'évolution avec la température de l'enthalpie massique  $h$ , de la masse volumique  $\rho$ , de la viscosité dynamique  $\mu$ , de la conductivité thermique  $\lambda$  et de la capacité thermique massique  $C_p$ . Les propriétés physiques sont calculées au moyen du logiciel Refprop 7.0 (Mc Linden 1998).

Dans ce logiciel, les propriétés thermodynamiques (enthalpie massique, masse volumique et capacité thermique massique) sont évaluées au moyen des travaux de Span 1996. Ces auteurs ont développé une nouvelle équation d'état pour le CO<sub>2</sub>, écrite sous la forme d'une équation explicite de l'énergie libre d'Helmoltz. Dans le domaine ici considéré, les incertitudes annoncées par les auteurs sont inférieures à 1 %. La conductivité thermique est évaluée au moyen des travaux de référence de Vesovic 1990 avec une incertitude inférieure à 5 % ; la viscosité est calculée à partir de l'étude de Fengouhr 1998 avec une incertitude inférieure à 5 %.

Loin du point pseudo-critique, les variations avec la température sont assez limitées et le fluide se comporte globalement comme un fluide monophasique : on parle alors de « pseudo liquide » et de « pseudo-gaz ». Une définition plus précise des états pseudo liquide et pseudo-gaz, basée sur le travail lié à la dilatation thermique du fluide, est donnée par Kurganov 1992 et est présentée plus en détails dans le Chapitre 3. Au voisinage de la transition pseudo-critique, les variations sont plus marquées et deux types de comportements sont observés : à pression constante l'enthalpie massique  $h$ , la masse volumique  $\rho$  et la viscosité  $\mu$  présentent des variations continues avec la température et passent par un point d'inflexion à la température pseudo-critique.

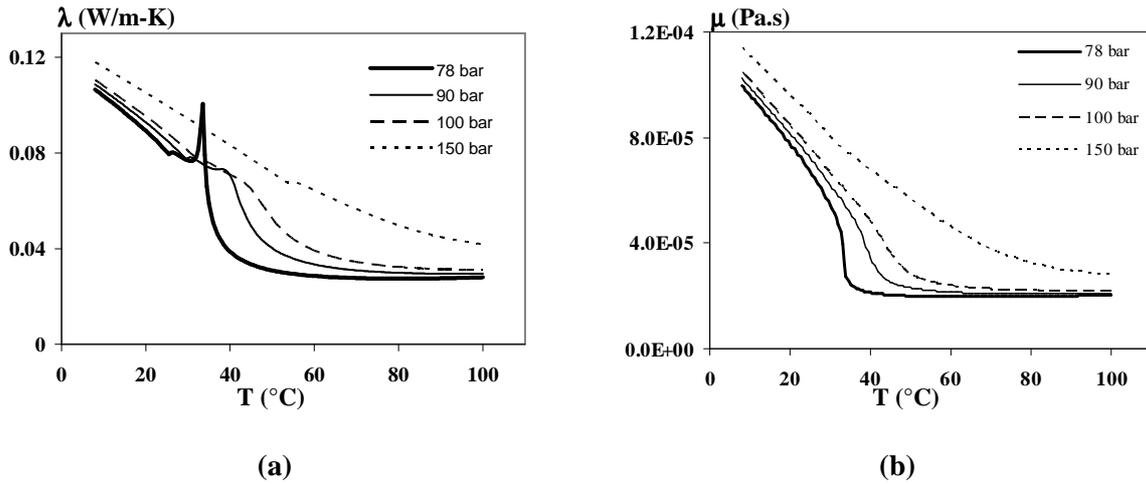


Figure 1-12 : Propriétés de transport du CO<sub>2</sub> : a) conductivité thermique ; b) viscosité dynamique.

La capacité thermique massique  $C_p$  et la conductivité thermique  $\lambda$  présentent un comportement asymptotique au passage de la transition pseudo-critique. Au point critique exactement, elles divergent ; aux points pseudo-critiques, elles passent par un maximum.

A mesure que la pression augmente, la transition pseudo-critique s'affaiblit et les variations se font moins brusques et moins marquées. Ceci est plus particulièrement illustré par la représentation en 3D de l'évolution avec la température et la pression de la capacité thermique massique  $C_p$  (voir Figure 1-13). Sur cette figure, la notion de ligne pseudo-critique est aussi clairement visible

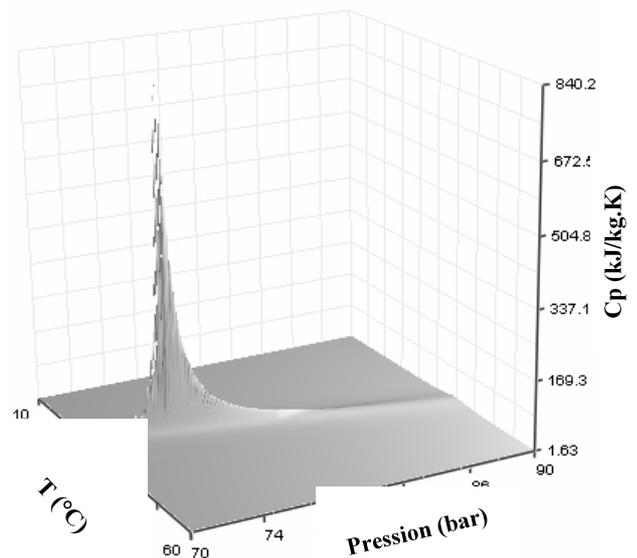


Figure 1-13 : Evolution du  $C_p$  du CO<sub>2</sub> en fonction de la température et de la pression.

Comparées à celles des autres fluides frigorigènes, les propriétés thermodynamiques et de transport du CO<sub>2</sub> semblent être plutôt favorables, en terme de transferts thermiques et de pertes de pression, notamment grâce aux valeurs élevées de la capacité thermique massique et de la conductivité thermique et à la faible viscosité dynamique.

### 1.3 Le cycle transcritique au CO<sub>2</sub>

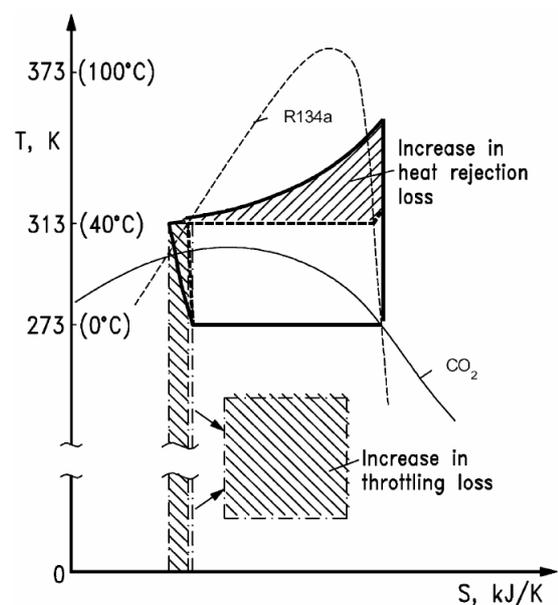
Comme exposé précédemment, pour un fonctionnement à température ambiante élevée (c'est-à-dire typiquement au dessus de 30 °C), un système frigorifique au CO<sub>2</sub> fonctionne selon un cycle transcritique. Le rejet de chaleur ne s'effectue plus par condensation, mais par refroidissement en phase supercritique, la partie basse pression du cycle demeurant sous-critique. Seuls les aspects principaux de ce cycle seront ici abordés. Pour toute information supplémentaire sur l'état de l'art technique des cycles transcritiques au CO<sub>2</sub>, il est conseillé de se reporter à la très complète revue bibliographique de Kim 2003.

#### 1.3.1 Pertes thermodynamiques du cycle transcritique

D'après le second principe de la thermodynamique, l'efficacité ou le COP de tout système réversible, fonctionnant entre des limites données de température, sont indépendants des propriétés du fluide utilisé. Dans les machines réelles, de nombreuses irréversibilités, fonction du réfrigérant, sont à considérer.

La Figure 1-14 illustre les pertes additionnelles d'un cycle transcritique au CO<sub>2</sub> par rapport à un cycle classique au R134a. Les températures d'évaporation et de fin de rejet de chaleur sont prises égales. Dans le cas du CO<sub>2</sub>, les pertes exergetiques supplémentaires sont liées au processus de détente et à la température de rejet de chaleur élevée. Il apparaît donc clairement que le cycle transcritique au CO<sub>2</sub> souffre de larges pertes exergetiques supplémentaires, comparé au cycle classique au R134a. Il convient toutefois de nuancer certains points. Sur des installations réelles, pour des températures de source chaude et une taille d'échangeur données, la température minimale de rejet de chaleur sera plus faible avec le CO<sub>2</sub> qu'avec le R134a, diminuant ainsi les pertes liées à la détente sur la Figure 1-14.

De même, pour une température de source froide et une taille d'échangeur fixées, la température d'évaporation sera plus élevée dans le cas du CO<sub>2</sub>. Les rapports de compression plus faibles du CO<sub>2</sub> diminuent les pertes thermodynamiques au niveau du compresseur (non représentées sur la Figure 1-14). Pour des applications où la chaleur rejetée n'est pas intéressante, le profil de température du



**Figure 1-14 :** Comparaison des pertes thermodynamiques des cycles au R134a et au CO<sub>2</sub>. La figure présente les pertes additionnelles du cycle au CO<sub>2</sub> lorsqu'une hypothèse de température identique d'évaporation et de fin de rejet de chaleur est utilisée (tiré de Kim 2003).

CO<sub>2</sub> lors du refroidissement est clairement désavantageux, puisque la température moyenne de rejet de chaleur est bien supérieure à ce qui est nécessaire. Il est en revanche très avantageux pour des applications de type chauffage d'eau ou d'air, où il permet une diminution du pincement de température. Des résultats récents (Valentin 2004), obtenus par des équipementiers (sociétés Behr et Modine) sur des systèmes transcritiques de réfrigération automobile, indiquent une plus grande efficacité du cycle au CO<sub>2</sub>, comparé au cycles au R134a ou au R22. Cette conclusion ne corrobore pas celles d'autres études théoriques (Brown 2003) indiquant que le COP d'un système au CO<sub>2</sub> en conditionnement d'air est moins élevé que ceux de systèmes fonctionnant au R134a ou au R22. Cette situation est pour l'instant sans explication.

### **1.3.2 Amélioration du cycle transcritique**

Les pertes plus importantes du cycle transcritique au CO<sub>2</sub> ont amené la communauté scientifique à se concentrer sur les façons de modifier le cycle standard de compression de vapeur. Lorentzen 1993 a décrit de nombreuses améliorations possibles, les plus significatives sont ici présentées. Une revue exhaustive des différentes méthodes d'amélioration est présentée par Kim 2003.

La façon la plus simple de réduire les pertes thermodynamiques liées à la détente est de refroidir le frigorigène en amont du détendeur, au moyen d'un échangeur de chaleur interne. Cette approche, déjà utilisée depuis des décennies avec de nombreux fluides frigorigères, mêle deux effets opposés : l'augmentation de la capacité frigorifique grâce au sous-refroidissement, et l'augmentation de la puissance du compresseur en raison d'une température d'entrée plus élevée. L'impact d'un échangeur interne sur l'efficacité du cycle frigorifique a été étudié par Domanski 1994 pour de nombreux frigorigènes. Avec le CO<sub>2</sub> les bénéfices sont substantiels car la présence d'un échangeur interne diminue la pression du COP optimal. De plus Pettersen 1997 a montré que le COP d'un système transcritique au CO<sub>2</sub> est très sensible à la température de sortie du refroidisseur de gaz, et en particulier qu'il augmentait à mesure que la température en amont du détendeur diminuait.

L'échangeur interne n'est pas la seule solution possible pour diminuer les pertes liées à la détente. Une autre serait de récupérer le travail potentiel libéré lors de cette étape et de l'utiliser dans un système extérieur, par exemple pour alimenter des ventilateurs ou même un deuxième étage de compression (Baek 2002). Différents procédés ont été développés et étudiés depuis quelques années, la plupart sont basés sur des systèmes à pistons ou à engrenage. Le principal inconvénient de cette approche est qu'elle entre en concurrence pour les mêmes pertes exergetiques avec l'échangeur interne, système simple et moins coûteux. Les gains sont toutefois plus importants lorsque l'efficacité isentropique du compresseur dépasse 0.6 (Robinson 1998). Jeong 2004 a étudié le remplacement de la vanne d'expansion par un éjecteur et a mesuré une amélioration de l'efficacité du cycle au CO<sub>2</sub> de près de 22% par rapport au cycle conventionnel.

Les pertes liées au rejet de chaleur à haute température peuvent être largement atténuées par l'introduction de compression multi-étagées. Le fluide est comprimé une première fois jusqu'à une pression intermédiaire, refroidi, puis comprimé une seconde fois, comme illustré sur la Figure 1-15. La température de refoulement du compresseur est ainsi diminuée, et le refroidissement intermédiaire permet de réduire le volume de gaz du deuxième étage, et donc la puissance absorbée (Pettersen 2000).

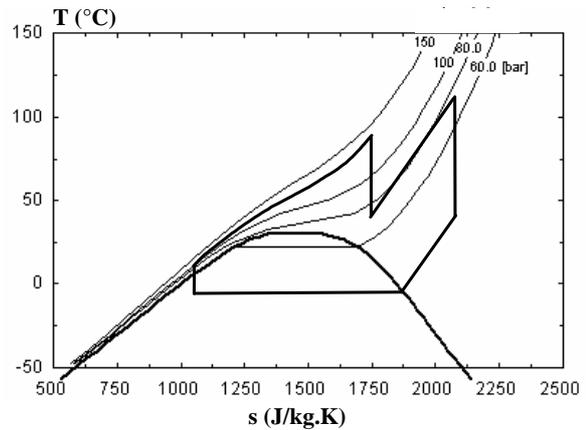


Figure 1-15 : Compression biétagée avec refroidissement intermédiaire et échange de chaleur interne.

### 1.3.3 Composants dédiés

Les pressions de fonctionnement élevées et les propriétés uniques du CO<sub>2</sub> donnent lieu à des contraintes de conception des composants conventionnels comme le compresseur ou les échangeurs. Les performances sont elles aussi différentes de celles des modèles dédiés aux fluides classiques.

En raison d'une plus grande masse volumique de la vapeur et donc de volume balayés plus faibles, la compacité du compresseur est accrue avec le CO<sub>2</sub>. Les faibles taux de compression ont conduit à des efficacités plus élevées, et les différences importantes de pression interne à une évolution vers des compresseurs à piston ou rotatifs bi-étagés. Les fortes contraintes mécaniques ont tout d'abord conduit à des modèles « massifs », mais il n'apparaît pas encore clairement si leur poids plus important sera un inconvénient commercial.

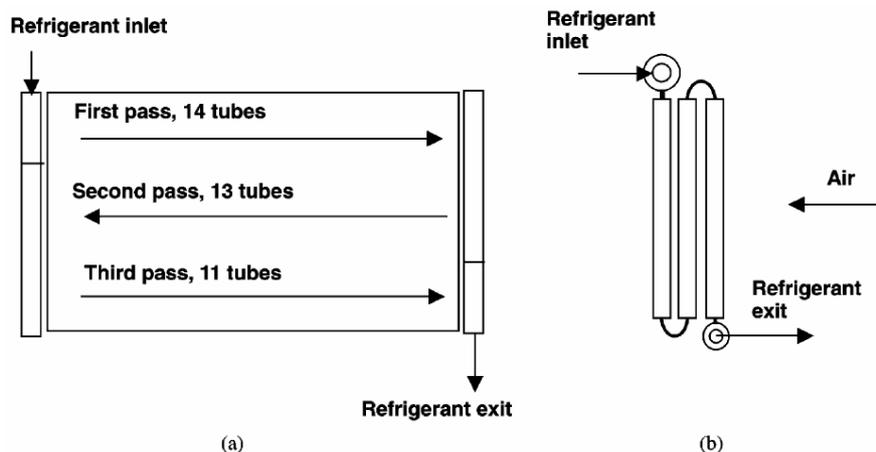
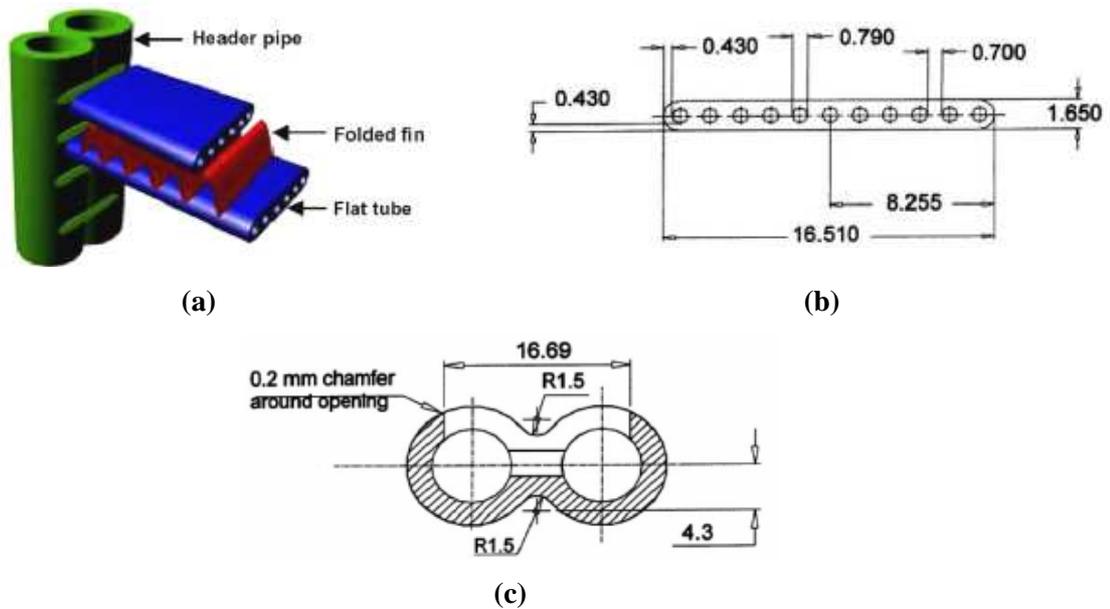


Figure 1-16 : Conceptions de refroidisseurs de gaz à courant croisés (a) et méthodiques (b) (d'après Yin 2001).



**Figure 1-17 : Prototype de refroidisseur de gaz pour des applications de climatisation automobile (Pettersen 1998). (a) Géométrie générale, (b) Vue en coupe de l'alimentation, (c) Vue du port plat .**

Après des années de développement, les compresseurs  $\text{CO}_2$  ont atteint un niveau de qualité et d'efficacité important, comme le montre les récents modèles de Bullard 2002 ou Parsch 2002. Depuis quelques années, plusieurs compagnies, comme Danfoss au Danemark, Bock en Allemagne, Dorin en Italie ou Mitsubishi Heavy Industries au Japon, commercialisent des compresseurs au  $\text{CO}_2$  pour des applications de conditionnement d'air et de pompe à chaleur.

Les niveaux de pression élevés du cycle transcritique au  $\text{CO}_2$  ont entraîné une redéfinition des géométries du refroidisseur de gaz, de l'évaporateur et de l'échangeur interne. Les ports plats extrudés, utilisés depuis des années dans la climatisation automobile en tant que condenseurs pour le R134a, sont les solutions les plus communément retenues. A titre d'exemple, Yin 2001 a étudié et développé un refroidisseur de gaz à courant croisé et méthodique (Figure 1-16) ; Pettersen 1998 propose un prototype du refroidisseur de gaz pour la climatisation automobile à base de ports plats extrudés et d'ailettes (voir Figure 1-17). Cette dernière géométrie est également exploitée pour l'évaporateur, comme illustré en Figure 1-18. Cependant, l'utilisation de cette technologie dans les évaporateurs au  $\text{CO}_2$  focalise l'attention sur les problèmes de distribution du mélange diphasique dans un si grand nombre de canaux en parallèle (Kim 2003).

Boewe 1999 ont étudié un échangeur interne de chaleur (Figure 1-19), destiné à la climatisation automobile, et construit par empilement de trois ports plats extrudés. Comparés aux configurations classiques en tubes concentriques, ils ont montré que cette configuration permettait un gain de matière de l'ordre de 50 % et d'efficacité d'environ 10 %. Toutes ces études montrent la nécessité de connaître les comportements thermiques et hydrauliques du  $\text{CO}_2$  au dessus et au dessous du point critique.

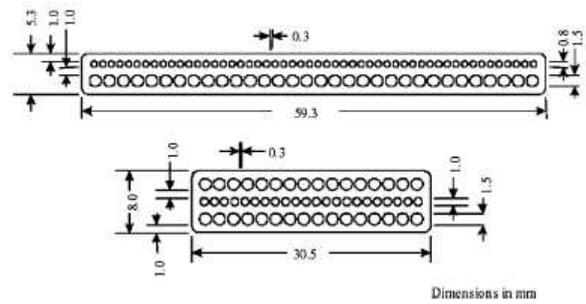
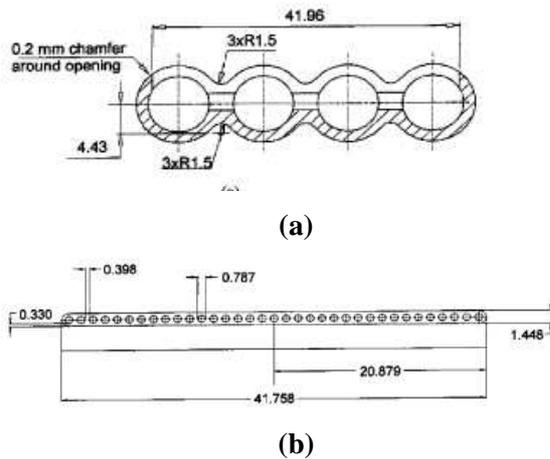


Figure 1-18: Prototype d'évaporateur au CO<sub>2</sub> (Pettersen 1998), (a) vue en coupe, (b) port plat extrudé. Figure 1-19 : Exemple de géométrie « sandwich » pour échangeur interne de chaleur.

### 1.3.4 Brevets

Le Tableau 1-2 regroupe quelques brevets récents déposés autour du CO<sub>2</sub> comme fluide frigorigène.

**Chapitre I : Contexte**

Année	N°	Pays	Déposant	Description
1989	US4805693	USA	Modine Manufacturing Co.	Echangeurs à tubes plats avec inserts ailettes
1990	WO9007683	Norvège	SINVENT SA ; G. Lorentzen	Brevet sur un cycle transcritique au CO <sub>2</sub>
1991	US998580	USA	Modine Manufacturing Co.	Echangeur à faible diamètre hydraulique (antre 04 et 1.00 mm)
1994	US5372188	USA	Modine Manufacturing Co.	Echangeur à faible diamètre hydraulique (antre 04 et 1.77 mm)
1995	US5476141	USA	Sanden Corp.	Profil aluminium extrudé rectangulaire
1996	JP08327276	Japon	Sanden Corp.	Echangeur minitubes
1998	US5771964	USA	Heatcraft Inc.	Echangeur de climatisation automobile
1998	RE35711	Japon	Showa Aluminium Corp.	Condenseur de climatisation automobile de faible diamètre
1999	FR2793014	France	Valéo Thermique moteur	Echangeur de chaleur-mise en place des collecteurs
2000	WO020807	Allemagne	Ford	Profil aluminium extrudé ovale
2000	US6016864	USA	Heatcraft Inc.	Echangeur de climatisation automobile
2000	FR2814230	France	Valéo Thermique moteur	Module d'échangeur pour climatisation automobile
2000	FR2805605	France	Valéo Thermique moteur	Module d'échangeur pour climatisation automobile
2001	JP2001174083	Japon	Zexel Valeo Climate control	Echangeur aluminium mini-canaux extrudés
2001	US20010004014A1	USA	Behr	Profils aluminium extrudé ovale
2001	EP1342970	Japon	Showa Denko	Profil aluminium extrudé rectangulaire
2001	WO0169157	Allemagne	Bosch GmbH	Echangeur à plaques
2001	JP2001241785	Japon	Mitsui Eng & Shipbuild Co LTD	Pompe à chaleur
2001	JP2001289537	Japon	Mitsubishi Heavy IND LTD	Système de valve pour la haute pression
2002	EP1298405	Allemagne	Behr	Echangeur pour climatisation
2002	US	Allemagne	Behr	Echangeur bitubes interne pour climatisation
2002	US0112849	Allemagne	Behr	Gazcooler pour climatisation automobile
2002	US0050337	Allemagne	Behr	Gazcooler et tubes adaptés pour la climatisation automobile
2002	EP1202004	Japon	Calsonic Kansei Corp.	Système de contrôle de la HP d'un cycle transcritique au CO <sub>2</sub>
2003	WO03042611	Japon	Showa Denko	Assemblage de tubes plats aluminium extrudés
2003	US0221819	USA	Halla Climate control Corp.	Echangeur à trois rangées pour climatisation automobile
2003	JP2003254605	Japon	Mayekawa MFG CO LTD	Pompe à chaleur
2003	JP2003232564	Japon	Daiwa house Ind. Co LTD	Pompe à chaleur
2003	CN1434159	USA	Carrier Corp.	Contrôle de la HP d'un cycle transcritique
2005	WO2005026854A1	USA	Carrier Corp	Régulation de la HP d'un cycle transcritique
2005	WO2005673658A1	USA	Modine Manufacturing Co.	Echangeur HP type plaques brasées pour CO <sub>2</sub>

**Tableau 1-2 : Brevets déposés autour du cycle transcritique au CO<sub>2</sub>**

## **Chapitre II : Bibliographie**

## 2.1 Généralités

L'utilisation de fluides supercritiques dans les procédés industriels n'est pas chose nouvelle, ni spécifiquement anthropique. Des minéraux se forment naturellement au sein de solutions aqueuses supercritiques ou presque depuis des millions d'années (Levelt Sengers 2000). Ce procédé a été copié dès la fin du 19<sup>ème</sup> par les scientifiques pour produire en laboratoire différents cristaux.

Les études hydrauliques et thermiques en phase supercritique se sont multipliées au début des années 1950. L'absence d'interface liquide/vapeur des fluides supercritiques semblait alors ouvrir un champ prometteur pour des applications de type générateur de vapeur, confrontés à des problèmes de flux critique et d'assèchement. Des études sur ce sujet ont été menées aux USA et en URSS jusque dans les années 1980. Parallèlement, la faisabilité de réacteurs nucléaires utilisant des fluides supercritiques a été étudiée et a renforcé les recherches dans ce domaine. Quelques réacteurs refroidis par de l'hélium ou de l'eau supercritiques ont été développés aux USA, en France ou en Grande Bretagne. Ce type de réacteur a été abandonné pendant presque 30 ans, avant de susciter un nouvel intérêt depuis les années 1990.

Les réglementations environnementales mises en place suite à la signature du protocole de Kyoto ont favorisé de nouvelles études sur les fluides supercritiques. Utilisé dans un cycle transcritique, le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) est pressenti comme un successeur potentiel aux frigorigènes à forts effets de serre pour des applications de type chauffage ou climatisation. Les études actuelles menées sur la thermohydraulique du CO<sub>2</sub> supercritique sont principalement reliées à ces deux applications : nucléaire et conditionnement d'air.

De nombreux ouvrages et revues bibliographiques ont été consacrés au transfert de chaleur et au frottement dans des écoulements supercritiques ou presque. La plupart concernent l'eau et le dioxyde de carbone. Dans une moindre mesure, l'hydrogène et l'hélium ont été traités. Le Tableau 2-1 présente une liste non exhaustive des principales revues bibliographiques disponibles dans la littérature.

Références	Fluides	Sujets traités
Petuhkov 1970	H <sub>2</sub> O	Coefficient de transfert de chaleur, coefficient de frottement, mesures expérimentales, corrélations
Hall 1971	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Convection forcée, naturelle et mixte, ébullition, approche théorique
Jackson 1979a	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Coefficient de transfert de chaleur, convection forcée, dégradation, approche théorique, approche numérique
Jackson 1979b	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Convection mixte supercritique, accélération thermique, critère de dégradation, corrélations
Ito 1987	H <sub>e</sub>	transfert de chaleur, dégradation des échanges, critères de dégradation
Kasao 1989	H <sub>e</sub>	Transfert de chaleur, dégradation des échanges, tube vertical, flottabilité
Kasao 1989	He	Coefficient de transfert de chaleur, mesures expérimentales, corrélation
Polyakov 1991	H <sub>2</sub> O	Transfert de chaleur, dégradation, flottabilité, accélération thermique, coefficient de frottement, approche numérique, approche théorique
Pitla 1998	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, coefficient de frottement, corrélations, flottabilité,

		critère de convection mixte, modélisation
Pioro 1998	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, coefficient de frottement, modélisation numérique, dégradation, corrélations, littérature russe
Kirilov 2000	H <sub>2</sub> O	Transfert de chaleur, profil de vitesse, critère de dégradation, corrélations, corrosion
Yoshida 2000	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, critère de dégradation, flottabilité, amélioration des échanges
Cheng 2001	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, dégradation, coefficient de frottement, modélisation numérique, corrélations, applications nucléaires
Pioro 2003	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , He, H <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, coefficient de frottement, corrélations, critère de dégradation, applications nucléaires, dispositifs expérimentaux, géométries améliorées
Duffey 2004	CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, dégradation, flottabilité, tube horizontal et vertical
Pioro 2004a	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Transfert de chaleur, corrélations
Pioro 2004b	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>	Coefficient de frottement, corrélations
Pioro 2005	H <sub>2</sub> O	Transfert de chaleur, dégradation, flottabilité, tube horizontal et vertical

**Tableau 2-1 : Sélection de revues bibliographiques sur les fluides supercritiques.**

Pioro 2003 présente une liste plus conséquente des revues bibliographiques existant sur la thermohydraulique des fluides au-delà du point critique. Il présente un bref résumé des points abordés et des spécificités de chacune.

A partir des références mentionnées dans le Tableau 2-1, il est possible de formuler quelques conclusions générales :

- la majorité des publications éditées avant 1981 utilisent des hypothèses simplificatrices, notamment une évolution monotone de la conductivité thermique avec la température. Il est maintenant clairement admis (Altunin 1975, Harvey 2001) que la conductivité thermique passe par un maximum à la température pseudo-critique, pour des pressions proches de la pression critique ;
- la littérature sur le comportement thermohydraulique des fluides à pression supercritique traduit nettement l'existence de deux écoles de pensées (Est/Ouest);
- à partir de 1998, un gros travail de synthèse a été réalisé (Pioro 1998, Cheng 2001, Pioro 2003) afin de réunir et compiler les données Russes et occidentales ;
- la plupart des revues bibliographiques ne s'intéressent que superficiellement aux phénomènes mis en jeu en phase supercritique, en particulier à l'apparition de convection mixte et d'accélération thermique.

La suite du chapitre s'attache à présenter les comportements thermohydrauliques des écoulements de fluides supercritiques, dans des tubes verticaux et horizontaux. Dans cette optique, un bref aperçu de la convection mixte est tout d'abord présenté, l'objectif principal étant de donner des repères dans ce domaine. Les pertes de pression et les échanges thermiques des écoulements de fluides supercritiques sont ensuite plus spécifiquement et plus longuement abordés. Un intérêt particulier a été porté aux études traitant spécifiquement du refroidissement de fluide- et plus particulièrement de CO<sub>2</sub>-supercritique.

## 2.2 Généralités sur la convection mixte

### 2.2.1 Convection mixte en écoulement vertical

En convection forcée, le mouvement du fluide est assuré par un gradient de pression réalisé par un organe de circulation. Pour des écoulements non isothermes, les gradients de masse volumique induits par les gradients de température peuvent également mettre en mouvement le fluide en présence d'un champ de gravité : il s'agit de convection naturelle. La convection mixte décrit les écoulements en présence de ces deux « moteurs ». Selon que les écoulements de convection forcée et naturelle vont dans le même sens (écoulement montant en chauffage ou descendant en refroidissement), ou dans des sens opposés (écoulement descendant en chauffage ou montant en refroidissement), on parle respectivement de convection mixte aidée (ou aidante) ou opposée. Aicher 1997 rappelle que chaque régime (aidé ou opposé) peut être obtenu en chauffage ou en refroidissement, et précise que si la littérature ne fait pas de différence entre ces deux configurations, aucune étude systématique n'a été publiée à ce sujet.

Les variations des propriétés physiques avec la température des fluides supercritiques sont nettement plus marquées que celles des fluides sous-critiques. Les forces de flottabilité se développent donc plus facilement en phase supercritique. De plus, les comportements spécifiques des propriétés thermiques et de transport laissent envisager des particularités par rapport au cas classique de convection mixte sous-critique.

Ce paragraphe présente les comportements et phénomènes importants de la convection mixte en écoulement vertical dans des tubes. Il s'attache également à présenter les approches corrélatives utilisées pour les échanges thermiques. Seules quelques corrélations, aptes à illustrer les différentes approches considérées par les auteurs, sont ici données

#### 2.2.1.1 Analyse dimensionnelle

L'adimensionnement des équations de Navier-Stokes pour un écoulement de type couche limite fait apparaître le nombre de Richardson  $Ri$  :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (2-1)$$

calculé à partir des nombres de Grashof  $Gr$  et de Reynolds  $Re$ , définis par

$$Gr = \frac{g\beta(T_w - T_b)D_h^3}{\nu^2} \quad (2-2)$$

et

$$Re = \frac{\rho U D_h}{\mu} \quad (2-3)$$

Le nombre de Richardson  $Ri$  représente le rapport des forces d'Archimède aux forces d'inertie et est donc une expression de l'intensité de la convection naturelle. Cette représentation n'est toutefois pas

universelle, comme le sont respectivement les nombres de Reynolds et de Grashof pour les convections forcée et naturelle, dans la mesure où le nombre de Richardson n'intègre pas les effets de viscosité.

Pour corréler les résultats expérimentaux, des nombres sans dimension caractérisant la convection mixte ont été définis. Ils s'écrivent de façon générale sous la forme :

$$\frac{Gr}{Re^m Pr^n} \quad (2-4)$$

et traduisent l'influence relative des écoulements de convection naturelle et de convection forcée dans les régimes de convection mixte. Les exposants  $m$  et  $n$  dépendent de nombreux paramètres dont la géométrie, les conditions aux limites de paroi (Flux de paroi uniforme FPU ou température de paroi uniforme TPU), le régime d'écoulements etc... Les types de convection mixte (aidée ou opposée) n'interviennent pas.

		Ecoulement	
		Interne (tube)	Externe (plaque plane)
laminaire	TPU	$\frac{Gr}{Re}$	$\frac{Gr}{Re^2}$
	FPU	$\frac{Gr^*}{Re}$	$\frac{Gr^*}{Re^{2.5}}$
turbulent	TPU	$\frac{Gr}{Re^{2.625} Pr^{0.4}}$	—
	FPU	$\frac{Gr^*}{Re^{3.425} Pr^{0.8}}$	$\frac{Gr^*}{Re^{2.4}}$

**Tableau 2-2 : Exemples de nombres caractérisant la convection mixte pour des parois lisses, adapté de Chen 1986 et de Jackson 1989.**

Dans le Tableau 2-2, le nombre sans dimension  $Gr^*$  est le nombre de Grashof à flux de paroi uniforme calculé à partir de la densité de flux à la paroi  $q$  par la formule

$$Gr^* = \frac{g\beta\phi D_h^4}{\nu^2 \lambda} \quad (2-5)$$

### 2.2.1.2 Convection mixte sous-critique

En convection mixte, les forces de flottabilité modifient les comportements hydrauliques de convection forcée. La connaissance de l'influence de la convection naturelle sur les profils de vitesse en régime aidé et opposé permet de rendre compte des évolutions de l'échange thermique.

En régime turbulent, la modification des profils de vitesse a été mise en évidence expérimentalement en particulier sur de l'air par Steiner 1971 en convection mixte aidée et par Axcell 1978 en convection mixte opposée. En régime laminaire, les modifications des profils de vitesse sont

similaires (Hamadah 1991). Les Figure 2-1 et Figure 2-2 illustrent ces déformations typiques pour des écoulements laminaires et turbulents.

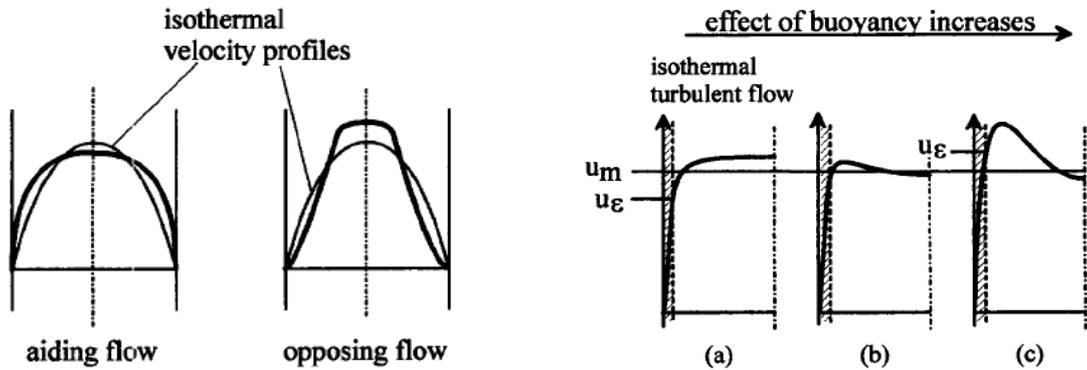


Figure 2-1 : Modification des profils de vitesse en convection mixte laminaire, d'après Aicher 1997.

Figure 2-2 : Profils de vitesse en régime de convection mixte turbulente aidée, d'après Aicher 1997.

Sur la Figure 2-1, les profils isothermes sont ceux de convection forcée pure. La Figure 2-2 montre l'évolution du profil de vitesse en convection mixte aidée lorsque l'influence de la convection naturelle augmente. Sur cette figure,  $U_m$  est la vitesse débitante et  $U_\epsilon$  la vitesse en sortie de sous-couche visqueuse.

Pour un écoulement montant en chauffage, le fluide près de la paroi est plus chaud et plus léger que dans le cœur turbulent. La région en proche paroi est donc accélérée et le profil de vitesse s'aplatit dans le centre du tube. Lorsque la convection naturelle s'intensifie encore, un pic de vitesse peut se développer près de la paroi ((b) et (c) sur la Figure 2-2). En convection mixte opposée, le mécanisme inverse est observé : le fluide est ralenti près de la paroi et accéléré dans le cœur turbulent. Lorsque la convection naturelle s'intensifie, une zone de vitesse négative est même observable.

L'échange thermique dépend principalement des comportements à la paroi, et notamment de la pente du profil de température. La densité de flux échangé peut ainsi localement s'écrire sous la forme

$$\varphi = - \left[ \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right]_{y=0} \quad (2-6)$$

En régime laminaire, les allures des courbes de la Figure 2-1 montre que la contrainte visqueuse à la paroi  $\tau_w$ , définie par :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2-7)$$

augmente en convection mixte aidée et diminue en convection mixte opposée. L'échange thermique se trouve ainsi respectivement intensifié et dégradé (Hallman 1956, Jackson 1989).

En régime turbulent, au mécanisme décrit plus haut en régime laminaire, se rajoute la diffusion de l'énergie cinétique turbulente de la frontière de la sous-couche visqueuse vers le cœur

turbulent, ce dernier mécanisme étant le plus important. La production d'énergie turbulente est fonction du gradient de vitesse entre la limite de la sous-couche visqueuse et le cœur turbulent. En convection mixte aidée, à mesure que la convection naturelle s'intensifie, ce gradient diminue (a et b sur la Figure 2-2), ce qui se traduit par la réduction puis l'annulation de la production de turbulence et donc par une forte dégradation des échanges. Ce phénomène, qualifié de « relaminarisation », conduit à une diminution du flux de chaleur. Avec l'augmentation de l'influence de la convection naturelle, le profil de vitesse marque un pic en proche paroi (b et c sur la Figure 2-2) et la turbulence renaît. Celata 1998 illustre ce comportement par les profils expérimentaux de vitesse et de cisaillement en régime de convection mixte turbulente aidée de la Figure 2-3 : l'aplatissement du profil de vitesse (A, B et C sur la Figure 2-3) se traduit par une forte réduction du cisaillement. Avec le développement du profil de vitesse en M (D, E et F sur la Figure 2-3), la valeur absolue du cisaillement augmente à nouveau. Sur la Figure 2-3,  $U_{av}$  renvoie à la vitesse débitante de l'écoulement.

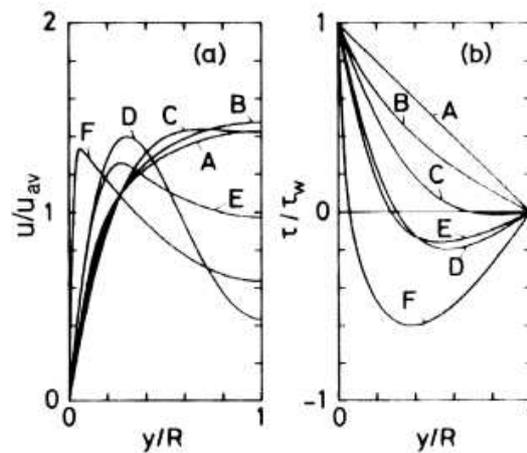


Figure 2-3 : Profils de vitesse (a) et de cisaillement (b) à  $Re=3000$  et pour différents nombre de Grashof, A :  $Gr=2,1 \cdot 10^3$ , B :  $Gr=6,1 \cdot 10^4$ , C :  $Gr=8,8 \cdot 10^4$ , D :  $Gr=2,7 \cdot 10^5$ , E :  $Gr=3,3 \cdot 10^5$ , F :  $Gr=9,2 \cdot 10^6$ , d'après Celata 1998.

En convection mixte opposée, la modification du profil de vitesse ne fait qu'accroître les gradients de vitesse et la production d'énergie turbulente.

### 2.2.1.2.1 Convection mixte laminaire

Hallman 1956 a étudié l'influence de la convection naturelle sur un écoulement établi de convection forcée d'air sous critique dans un tube vertical lisse en condition de température de paroi uniforme, et a obtenu les courbes caractéristiques de la Figure 2-4.

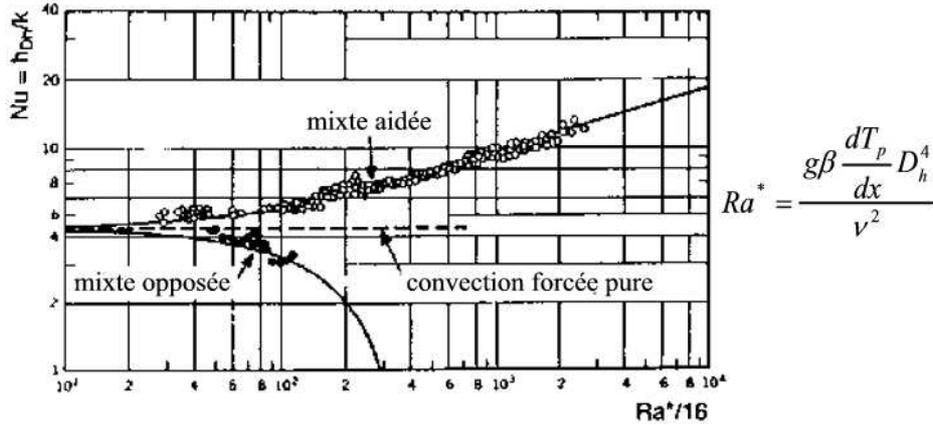


Figure 2-4: Evolution du nombre de Nusselt de l'air sous critique en régime de convection mixte dans un tube lisse vertical en condition de chauffage, d'après Hallman 1956.

La Figure 2-4 illustre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de l'influence de la convection naturelle sur l'écoulement de convection forcée laminaire. Cette influence est caractérisée par un nombre de Rayleigh spécifique, défini par l'auteur comme suit :

$$Ra^* = \frac{g\beta \frac{dT_p}{dx} D_h^4}{\nu^2} \quad (2-8)$$

Ce nombre correspond en fait au nombre de Grashof  $Gr^*$  à densité de flux de paroi uniforme défini précédemment dans le manuscrit dans lequel la densité de flux est remplacée par le produit entre la conductivité thermique et le gradient de température à la paroi. Comme mentionné précédemment, en convection mixte aidée, l'influence croissante de la flottabilité intensifie les échanges thermiques de convection forcée. A l'inverse, en convection mixte opposée, les échanges se dégradent à mesure que la convection naturelle se développe.

Les investigations de Hallman 1956 en convection mixte laminaire aidée sur un tube en condition de densité de flux de paroi uniforme sont bien corrélées par l'expression

$$Nu = 0,95 \left( \frac{Gr^*}{Re} \right)^{0,28} \quad (2-9)$$

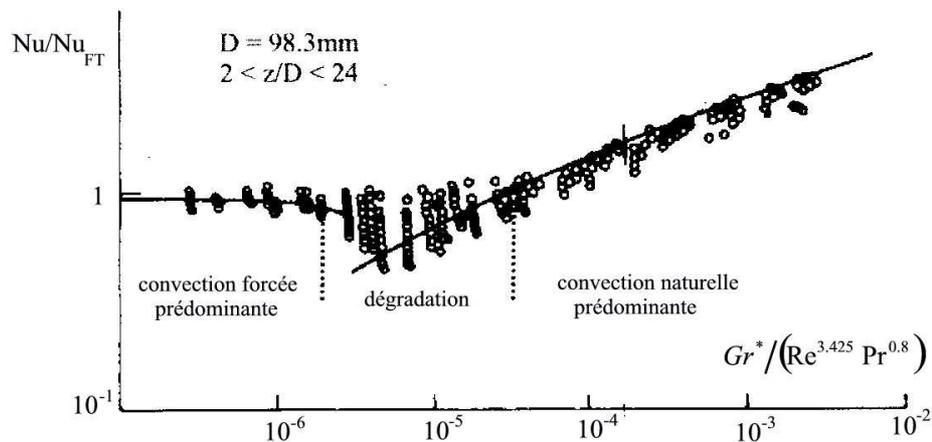
Jackson 1989 signale que les formes plus récentes des corrélations s'attachent à décrire l'échange thermique à partir des corrélations classique obtenues en convections forcée pure  $Nu_{CF}$  et naturelle pure  $Nu_{CN}$ . Cette approche permet de mieux traduire l'impact de la convection naturelle sur la convection forcée. Churchill 1977 propose la forme suivante :

$$\frac{Nu}{Nu_{CF}} = \left[ 1 + \left( \frac{Nu_{CN}}{Nu_{CF}} \right)^n \right]^{1/n} \quad (2-10)$$

où l'exposant  $n$  est fonction de la géométrie. Selon les auteurs,  $n$  est dans la gamme  $2 < n < 4$ .

### 2.2.1.2.2 Convection mixte turbulente aidée

La plupart des auteurs considèrent un écoulement de convection forcée turbulente où le nombre de Reynolds est fixé et à partir duquel l'influence de la convection naturelle est augmentée. Cela les conduit à décrire la modification des échanges thermiques de convection forcée à mesure que la flottabilité augmente, c'est-à-dire à tracer les évolutions de  $Nu/Nu_{CF}$  où  $Nu_{CF}$  est le Nusselt de convection forcée, établi en l'absence de convection naturelle. La Figure 2-5 illustre cette représentation avec les résultats obtenus par Rouai 1987 sur de l'eau à pression atmosphérique en chauffage. Sur les Figure 2-5, Figure 2-6 et Figure 2-7, les échanges en convection forcée pure sont représentés par le nombre  $Nu_{FT}$ .



**Figure 2-5: Nombre de Nusselt adimensionné pour de l'eau à pression atmosphérique en convection mixte turbulente aidée dans un tube vertical lisse en condition de chauffage, d'après Rouai 1987.**

En convection mixte turbulente aidée (c'est-à-dire pour des écoulements montants chauffés ou descendants refroidis), l'apparition de mouvements de flottabilité dégrade fortement les échanges thermiques. Lorsque la convection naturelle devient prédominante, les échanges thermiques sont supérieurs à ceux de la convection forcée pure.

Les résultats expérimentaux de Jackson 1999 montrent que la dégradation des échanges est plus importante en condition de température de paroi uniforme (TPU). La Figure 2-6 décrit l'évolution du nombre de Nusselt adimensionné en convection mixte aidée pour les conditions de paroi respectivement de flux uniforme (gauche) et de température uniforme (droite).

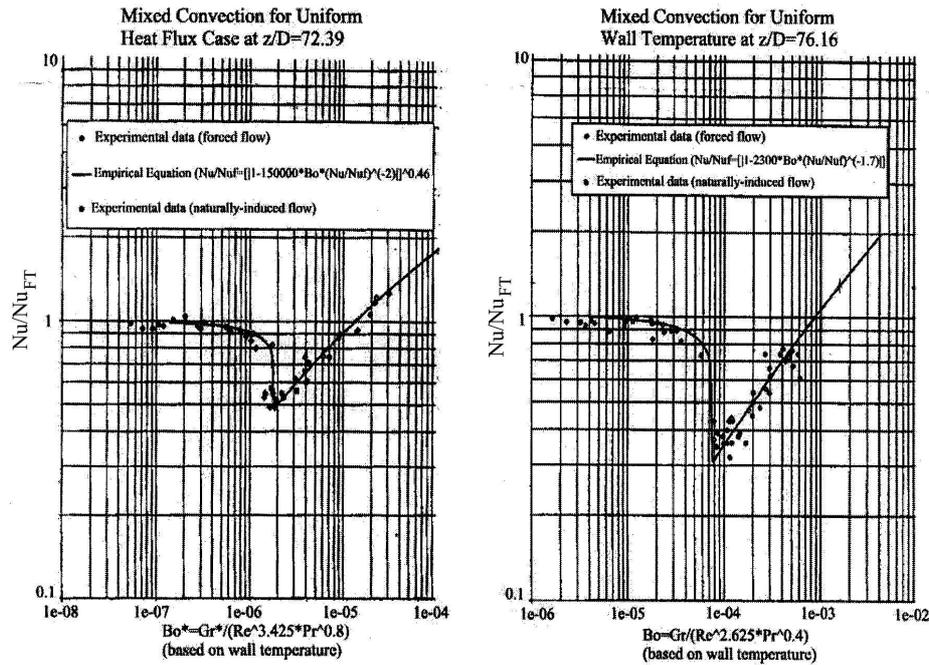


Figure 2-6 : Influence de la condition de paroi sur le pic de dégradation, d'après Jackson 1999.

Aicher 1997 a testé l'influence de l'élancement  $L/D$  d'un tube, pour les deux conditions aux limites de paroi. Celata 1998 a corrélé le pic de dégradation en fonction de l'élancement d'un tube vertical lisse. Ces deux études ont été menées sur de l'eau sous-critique, en chauffage.

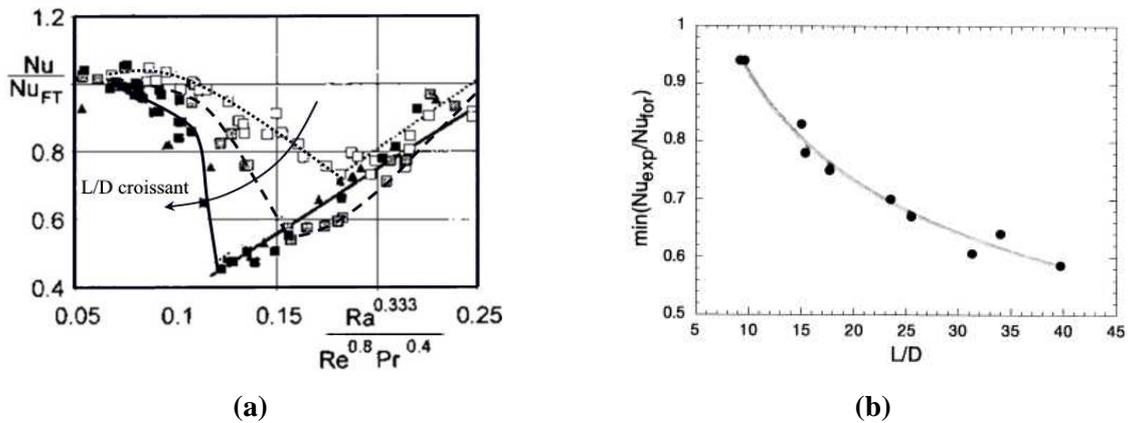


Figure 2-7 : Influence de l'élancement sur le pic de dégradation, d'après (a) : Aicher 1997 et (b) : Celata 1998 (droite). Les données des deux graphiques ont été obtenues avec de l'eau à pressions sous-critiques chauffée.

Sur la courbe (b) de la Figure 2-7,  $Nu_{for}$  représente le nombre de Nusselt en convection forcée pure. La courbe (a) montre l'évolution de la loi d'échange, et notamment du pic de dégradation pour trois élancement différents,  $L/D = 25, 54$  et  $74$ . La courbe (b) s'intéresse plus particulièrement à l'intensité de la dégradation en représentant le minimum de la quantité  $Nu/Nu_{CF}$ . Les résultats permettent d'aboutir aux conclusions suivantes :

- pour un diamètre hydraulique fixé, plus le tube est long et plus l'effet de la convection naturelle est perceptible sur l'intensité de la dégradation thermique ;
- l'intensification de la dégradation avec l'élanement n'est pas localisée à une valeur critique du nombre  $Gr/(Re^m Pr^n)$  mais est dû au fait que la convection naturelle étend son domaine de prédominance au détriment de celui de la convection forcée. Les régimes thermique et dynamique de convection forcée doivent être établis pour que le pic de dégradation soit localisé à une valeur précise en abscisse. Le pic de dégradation est alors maximal.

Pour corréliser ses mesures d'échange thermique en convection mixte turbulente aidée, Cotton 1987 a développé les deux corrélations semi-empiriques implicites suivantes :

$$\text{TPU} \quad \frac{Nu}{Nu_{CF}} = \left[ \left[ 1 - 2300 \frac{Gr}{Re^{2,625} Pr^{0,4}} \left( \frac{Nu}{Nu_{CF}} \right)^{-1,7} \right] \right]^1 \quad (2-11)$$

$$\text{FPU} \quad \frac{Nu}{Nu_{CF}} = \left[ \left[ 1 - 8 \cdot 10^4 \frac{Gr^*}{Re^{3,425} Pr^{0,8}} \left( \frac{Nu}{Nu_{CF}} \right)^{-2} \right] \right]^{0,46} \quad (2-12)$$

Aicher 1997 a utilisé une nouvelle approche, basée sur la moyenne quadratique des nombres de Nusselt en convection forcée et naturelle pour corréliser ses mesures. La dégradation des échanges en convection mixte aidée turbulente est décrite au moyen d'une équation de Gauss :

$$Nu_{aid} = Nu_{opp} \left\{ 1 - \left( 1 - 2 \frac{Nu_{CF}}{Nu_{opp}} \right) f(P_1) \right\} \quad (2-13)$$

avec  $P$  un paramètre de dégradation défini par :

$$P_1 = \frac{Nu_{CN} - Nu_{CF}}{Nu_{opp}} \quad (2-14)$$

et

$$f(P_1) = \exp \left[ -1,3 \left( \frac{P_1}{1 - |P_1|} - 0,5 \right)^2 \right] \quad (2-15)$$

et

$$Nu_{opp} = \sqrt{Nu_{CF}^2 + Nu_{CN}^2} \quad (2-16)$$

Celata 1998 a modifié légèrement la corrélation de Aicher 1997 pour mieux tenir compte de l'élanement du tube. Il a également utilisé une norme d'ordre trois et non plus quadratique.

$$Nu = Nu_{MOT} \left( 1 - a_1 \exp \left( -0,8 \left[ \log \left( \frac{1}{a_2} \cdot \frac{Gr^*}{Re^{3,425} Pr^{0,8}} \right) \right] \right) \right) \quad (2-17)$$

avec

$$a_1 = 0,36 + 0,0065 \frac{L}{D} \quad a_2 = 869 \left( \frac{L}{D} \right)^{-2,16} \quad Nu_{MOT} = \sqrt[3]{Nu_{FT}^3 + Nu_{NT}^3} \quad (2-18)$$

### 2.2.1.2.3 Convection mixte turbulente opposée

En convection mixte turbulente opposée, les comportements thermiques sont différents, et l'échange thermique est amélioré à mesure que la convection naturelle se développe. La Figure 2-8 présente les résultats obtenus dans ce régime par Jackson 1989 sur de l'air sous-critique chauffé. Sur la Figure 2-8, les échanges en convection forcée pure sont représentés par le terme  $Nu_{FT}$ .

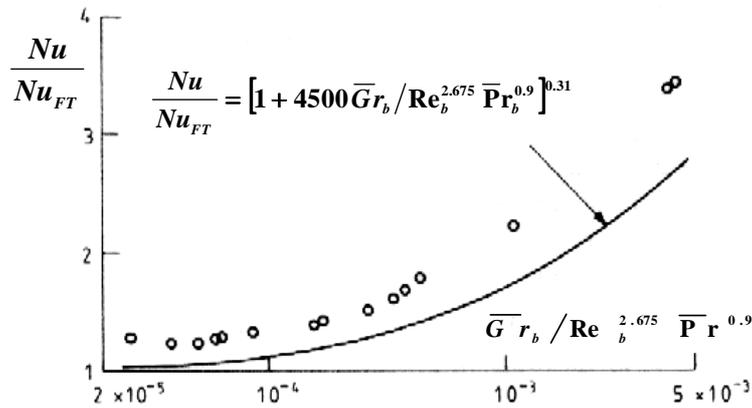


Figure 2-8 : Nombre de Nusselt adimensionné de l'air sous-critique en convection mixte turbulente opposée d'après Jackson 1989.

Sur la Figure 2-8, le nombre de Nusselt adimensionné est tracé en fonction d'un groupement sans dimension construit à partir des nombres de Grashof  $\overline{Gr}_b$ , de Reynolds  $Re_b$  et de Prandtl  $\overline{Pr}$ . Le nombre de Prandtl  $\overline{Pr}$  est calculé en utilisant la capacité thermique moyenne  $\overline{C}_p$  intégrée entre les températures de paroi  $T_w$  et de mélange  $T_b$ , soit :

$$\overline{Pr} = \frac{\mu \overline{C}_p}{\lambda} \quad (2-19)$$

avec

$$\overline{C}_p = \frac{h_b - h_w}{T_b - T_w} \quad (2-20)$$

En convection mixte turbulente opposée, Jackson 1989 signale que les données expérimentales sont très bien corrélées par l'expression

$$\frac{Nu}{Nu_{CF}} = \left[ 1 + 4500 \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,625} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right]^{0,31} \quad (2-21)$$

Comme exposé précédemment, Aicher 1997 calcule les échanges thermiques en convection mixte turbulente opposée par la formule :

$$Nu_{opp} = \sqrt{Nu_{CF}^2 + Nu_{CN}^2} \quad (2-22)$$

### 2.2.1.3 Convection mixte supercritique

Les conclusions des études sur la convection mixte turbulente réalisées avec des fluides supercritiques présentent de grandes analogies avec celles obtenues sur des fluides sous-critiques. Aucune étude expérimentale sur la convection mixte laminaire supercritique n'a été trouvée. Toutes les investigations menées en phase supercritique ont été effectuées en chauffage. Les études présentées dans ce paragraphe ont toutes été menées sur du CO<sub>2</sub> supercritique.

En convection mixte turbulente aidée, les modifications des profils de vitesse sont indifférentes au caractère sous-critique ou supercritique du fluide (Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b). En convection mixte turbulente opposée, Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b ne relève pas de modification significative du profil de vitesse. Il explique que l'opposition des écoulements de convection naturelle et forcée dope le brassage turbulent et conserve le profil de vitesse. Cette explication ne semble pas spécifique au fluide supercritique. Le manque de données expérimentales sur l'hydraulique en convection mixte ne permet pas de trancher.

Les profils de cisaillement observés par Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b sont de forme similaire à ceux de Celata 1998 présentés en Figure 2-3. Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b a mesuré les caractéristiques turbulentes de transport dans des écoulements verticaux de dioxyde de carbone supercritique en chauffage. La Figure 2-9 présente les évolutions des diffusivités turbulentes adimensionnées  $Z_\tau$  et  $Z_q$  définies par :

$$Z_\tau = v_t / v_{t0} \quad (2-23)$$

et

$$Z_q = a_t / a_{t0} \quad (2-24)$$

où  $v_t$  et  $a_t$  sont respectivement les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement (ou viscosité cinématique turbulente) et de chaleur et où  $v_{t0}$  est la diffusivité turbulente de quantité de mouvement d'un fluide monophasique classique, calculée selon le modèle de Reichardt :

$$v_{t0}/\nu = \begin{cases} 0,4 \left( y^+ - 11 \tanh \frac{y^+}{11} \right) & \text{si } y^+ < 50 \\ 0,4 y^+ + \frac{[0,5 + (r/R)^2] (1 + r/R)}{3} & \text{si } y^+ > 50 \end{cases} \quad (2-25)$$

Pour une influence faible de la convection naturelle, les distributions radiales des diffusivités turbulentes sont identiques à celles obtenues pour des fluides à propriétés physiques constantes (Figure 2-9). Lorsque la convection naturelle se fait légèrement plus intense (ronds sur les courbes de la Figure 2-9), une augmentation des diffusivités turbulentes est mesurée pour une position  $1000 < y^+ < 10000$  en convection mixte opposée. L'inverse est relevé en convection mixte aidée. Pour une influence forte de la convection naturelle, une forte atténuation voire une annulation du transport turbulent est observée (Figure 2-9). Kurganov 1992 associe ce comportement à l'aplatissement du profil de vitesse et aux tous premiers stades de développement du profil de vitesse en M (Figure 2-10). Dans des conditions expérimentales proches, Kurganov 1998b observe l'inverse en convection mixte turbulente opposée supercritique.

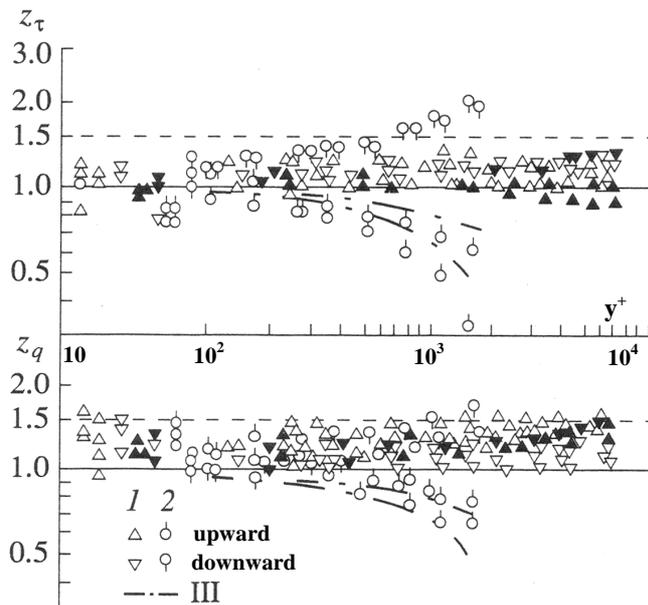


Figure 2-9 : Distribution radiale des propriétés de transport turbulent pour une influence faible de la convection naturelle, d'après Kurganov 1998a. Les symboles dirigés vers le haut et le bas renvoient respectivement à des écoulements montant et descendant.

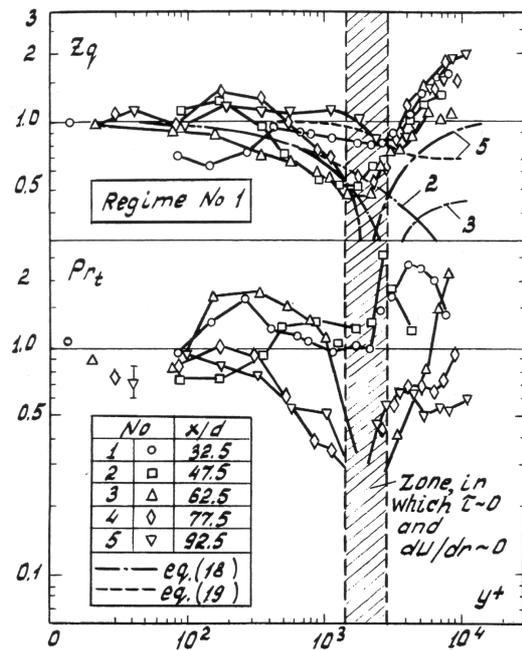
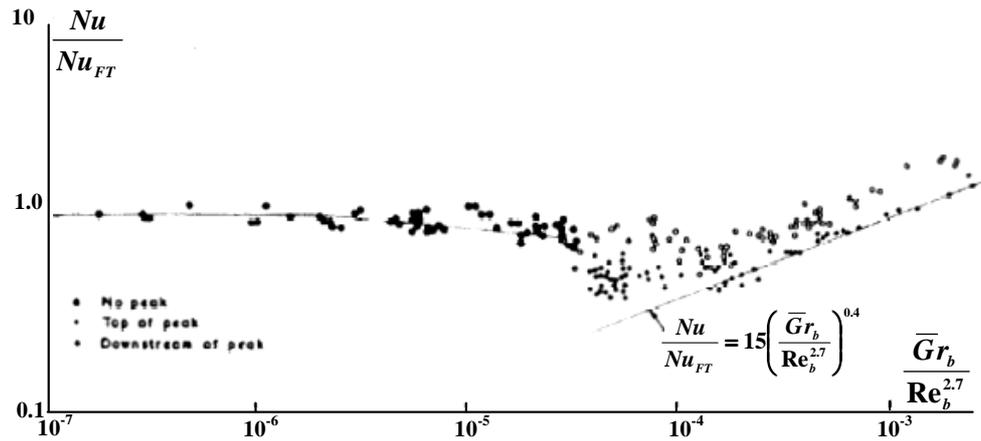


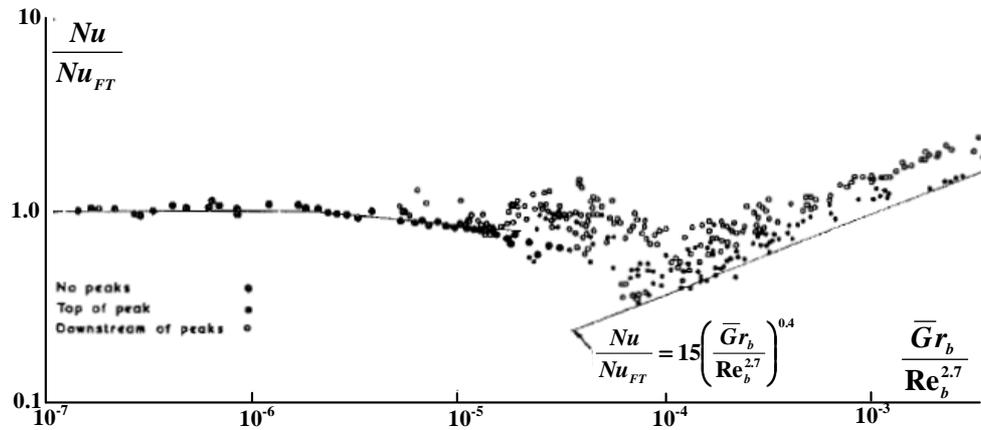
Figure 2-10 : Diffusivité turbulente de chaleur et Prandtl turbulent en présence d'influence forte des forces d'Archimède, en régime de convection mixte turbulente aidée, d'après Kurganov 1993.

En convection mixte opposée, les comportements sont un peu moins bien cernés. Kurganov 1992 observe une légère amélioration du cisaillement en écoulement descendant, et l'interprète comme une influence possible de l'accélération thermique sur l'écoulement de convection mixte. Dans des gammes de  $\phi/G$  identiques, Kurganov 1993, 1998b note une très importante augmentation du cisaillement en convection mixte opposée. Ici aussi, l'auteur explique ce comportement par un effet de l'accélération thermique. Globalement, les mécanismes du transport turbulent en convection mixte opposée demeurent encore flous et les distributions de cisaillement et de diffusivités turbulentes observées par Kurganov 1993, 1998b ne sont pas clairement expliquées.

Les comportements thermiques observés en convection mixte turbulente sont globalement les mêmes en dessous et au dessus du point critique. L'étude de Fewster 1976 sur les transferts de chaleur du CO<sub>2</sub> et de l'eau supercritiques dans des tubes verticaux en régime de convection mixte montrent cependant des comportements spécifiques. Fewster 1976 s'est intéressé à la dégradation de l'échange thermique selon la position par rapport au point pseudo-critique, et a obtenu les courbes expérimentales de la Figure 2-11. Le terme  $Nu_{FT}$  renvoie aux échanges thermiques en convection forcée pure.



(a)



(b)

Figure 2-11: Evolution du nombre de Nusselt adimensionné en régime de convection mixte turbulente supercritique aidée. Données issues de mesures sur du CO<sub>2</sub> et de l'eau supercritique. (a)  $T_b < T_w < T_{pc}$ ; (b)  $T_b < T_{pc} < T_w$ , d'après Fewster 1976.

Sur les graphiques de la Figure 2-11, les points noirs épais représentent les mesures effectuées en l'absence de pic de température de paroi, les points noirs fins les mesures faites sur le pic de température de paroi, et les points blancs les mesures effectuées en aval du pic. Les données de Fewster 1976 semblent indiquer des comportements légèrement différents selon que les températures de mélange et de paroi entourent ou non la température pseudo-critique. Lorsque  $T_b < T_w < T_{pc}$ , l'allure est identique à celle de la Figure 2-5. Lorsque  $T_b < T_{pc} < T_w$ , la région de dégradation du coefficient

d'échange est moins clairement définie, et une intensification semble même exister. Ce comportement semblant indiquer une spécificité de la convection mixte à pressions supercritiques, n'a pas été retrouvé dans d'autres études, le placement relatif des températures de mélange, de paroi et pseudo-critique n'étant pas mentionné et étudié.

Les lois développées pour corrélérer les mesures thermiques expérimentales avec des fluides supercritiques sont de forme analogue à celles trouvées en convection mixte avec des fluides à pressions sous-critiques présentées précédemment dans le manuscrit. En convection mixte turbulente opposée, avec du CO<sub>2</sub> supercritique, Jackson 1989 signale la corrélation suivante :

$$\frac{Nu}{Nu_{CF}} = \left[ 1 + 4500 \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,625} Pr_b^{0,5}} \right]^{0,31} \quad (2-26)$$

### 2.2.1.4 Conclusion

Le Tableau 2-3 résume l'influence sur les échanges thermiques de la convection naturelle sur un écoulement de convection forcée. Les données récapitulées ci-dessous n'intègrent pas les cas où la convection naturelle devient prédominante, ce cas n'étant pas celui habituellement rencontré dans nos configurations.

Convection mixte	Régime d'écoulement	
	laminaire	Turbulent
Aidée	+	-
Opposée	-	+

**Tableau 2-3 : Récapitulatif du comportement thermique en convection mixte.**

Le signe + indique que le développement de mouvements de flottabilité intensifie l'échange thermique. Dans le cas contraire, le signe – est utilisé.

Il est assez délicat de distinguer les spécificités des convections mixtes sous-critique et supercritique. Il semble par exemple assez logique de considérer que les fortes variations des propriétés thermiques, conductivité thermique et capacité thermique massique, observées au-delà du point critique apportent quelques modifications comportementales par rapport aux études réalisées sur de l'eau ou de l'air à pressions atmosphériques. Des altérations locales des profils de température, de masse volumique, et par suite de vitesse sembleraient envisageables. De tels comportements n'ont pas semble-t-il été observés. Les allures des profils de vitesse et de cisaillement sont analogues dans les études de Celata 1998 (Figure 2-3) sur de l'eau sous-critique et de Kurganov 1992, 1993, 1998a, 1998b sur du CO<sub>2</sub> supercritique. Globalement, les résultats de convection mixte classiquement admis sont le fruit des études croisées sur les fluides sous-critique et supercritique, et il semble que les spécificités de chacun ne sont que peu considérées. Les mesures expérimentales de Fewster 1976 (Figure 2-11) semblent indiquer que de telles spécificités existent.

Les études de Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b indiquent que la dilatation thermique (accélération en chauffage et ralentissement en refroidissement) a également une influence non négligeable sur l'hydraulique et les transferts thermiques en supercritique. Hormis ces études, aucune donnée n'a été trouvée dans la littérature sur ce point particulier. Les grandeurs et paramètres définis à ce sujet par Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b sont présentés plus après dans le mémoire (paragraphe 2.4.3).

Très peu de données sont disponibles en refroidissement. Comme évoqué précédemment dans le manuscrit, Aicher 1977 signale que les comportements en convection mixte sont globalement les mêmes en chauffage et en refroidissement, mais qu'aucune étude systématique et complète ne permet de le confirmer expérimentalement. Les modifications des champs de vitesse et de cisaillement sont inchangées en refroidissement. Les régimes thermiques sont à priori également de même nature, mais l'absence de données expérimentales, sous-critiques ou supercritiques, ne permet pas de l'affirmer. La question de la validité des frontières entre les différents régimes thermiques, des nombres sans dimension caractéristiques etc. sont également sans réponse claire.

### 2.2.2 Convection mixte en écoulement horizontal supercritique

Sur des configurations horizontales chauffées, le développement de la convection naturelle conduit à une stratification de l'écoulement et à l'apparition de mouvement de convection : le fluide chaud et léger monte et a tendance à s'accumuler en partie haute, tandis que le fluide plus froid et plus lourd a un comportement opposé.

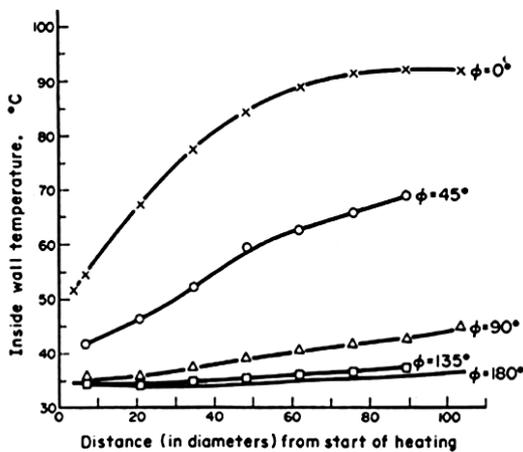


Figure 2-12 : Influence de l'angle sur la température de paroi d'un écoulement horizontal de CO<sub>2</sub> supercritique circulant dans un tube de 22.2 mm de diamètre, d'après Adebyi 1975.

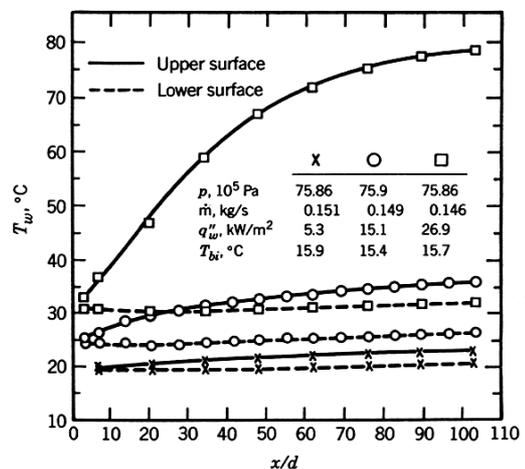


Figure 2-13 : Evolution axiale de la température de paroi aux points haut et bas d'un écoulement horizontal de CO<sub>2</sub> supercritique circulant dans un tube de 22.2 mm de diamètre, d'après Adebyi 1975.

Les profils de température de paroi sont alors fortement dépendants de la position sur le pourtour du tube, comme l'illustrent les Figure 2-12 et Figure 2-13. Ces différences sont limitées à faible flux et augmentent à mesure que le flux s'intensifie (Figure 2-13). Le coefficient d'échange de chaleur intégré

sur le périmètre est globalement légèrement amélioré (Adebiyi 1975). Des comportements analogues sont à attendre en refroidissement.

### 2.2.3 Critères de prise en compte des effets de la convection mixte pour les fluides supercritiques

Différents critères, semi-empiriques pour la plupart, ont été développés pour évaluer la frontière entre convection forcée pure et convection mixte. Ces critères ont tous été développés pour des écoulements turbulents en chauffage et leur validité n'a pas été vérifiée en refroidissement.

a) Critère en écoulement vertical :

Hall 1971 a étudié la frontière entre convection forcée et convection mixte à partir de mesures réalisées sur des coulements verticaux de CO<sub>2</sub> supercritique et en a déduit qu'il était possible de négliger l'influence des forces d'Archimède lorsque :

$$\frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2.7}} < 5.10^{-6} \quad (2-27)$$

Jackson 1979b a développé un critère semi-empirique à partir de mesures expérimentales sur du CO<sub>2</sub> supercritique pour la convection mixte turbulente en tube vertical. En convection mixte turbulente aidée, la dégradation des échanges, par rapport à ceux de la convection forcée pure, est inférieure à 5 % si :

$$\frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2.7}} \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right) \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.5} < 10^{-5} \quad (2-28)$$

Une version simplifiée est donnée sous la forme

$$\frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2.7}} < 10^{-5} \quad (2-29)$$

Jackson 1979b signale également l'existence d'un critère développé sur de l'Hélium supercritique :

$$\frac{Gr_b}{Re_b^{2.7}} < 2,4.10^{-5} \quad (2-30)$$

Alferov 1973 a corrélié ses mesures expérimentales, réalisées sur de l'eau supercritique dans des tubes verticaux, au rapport des coefficients d'échange de chaleur en convection forcée et en convection naturelle. Il en déduit que l'effet de flottabilité peut être négligé si :

$$\frac{Gr_b}{Re_b^{2.46} Pr^{0.5}} < 2,4.10^{-5} \quad (2-31)$$

Les critères présentés ci-dessus définissent tous la frontière entre convection forcée et convection mixte pour des écoulements verticaux. La frontière entre convection mixte et convection naturelle ne semble pas avoir fait l'objet d'étude particulière.

b) Critère en écoulement horizontal :

Pour des écoulements horizontaux, Jackson 1988 signale le critère suivant permettant de négliger les effets de la convection naturelle :

$$\frac{Gr_b}{Re_b^2} < 10^{-3} \quad (2-32)$$

Petukhov 1974 propose le critère suivant pour des fluides supercritiques dans un tube horizontal :

$$\frac{Gr_b}{Re_b^{2.75} Pr_b^{0.5}} \left(1 + 2,4 \frac{Pr_b^{2/3} - 1}{Re_b^{1/8}}\right)^{-1} < 3.10^{-5} \quad (2-33)$$

Il apparaît qu'il n'existe pas de critère universel de prise en compte des effets de la convection mixte. Ceux présentés ci-dessus montrent en effet des dépendances aux fluides et/ou aux dispositifs expérimentaux utilisés. La notion de frontière est également un point important, à la définition floue et souvent spécifique à chaque auteur, de ces critères. Les caractéristiques des courbes présentées en Figure 2-4, Figure 2-7 et Figure 2-11 (l'utilisation d'échelle logarithmique pour représenter l'influence de la convection naturelle, la dépendance de la position et de l'amplitude de la dégradation des échanges avec l'élanement du tube, la dispersion des mesures dans la région dégradée en convection mixte turbulente aidée) soulève également la question de la précision des valeurs des critères ci-dessus.

## **2.3 Pertes de pression d'un écoulement de fluide supercritique**

Relativement peu d'études ont été menées sur le coefficient de frottement des fluides à pressions supercritiques. La majorité concerne l'eau et le CO<sub>2</sub> supercritiques circulant dans des tubes verticaux ou horizontaux, en condition de chauffage. Peu de données sont disponibles en refroidissement. Les revues bibliographiques les plus complètes sur le sujet ont été réalisées par Piro 2003, Piro 2004b et Pitla 1998.

### **2.3.1 Détermination de la perte de pression**

Pour un écoulement monophasique quelconque, les pertes de pression totales s'écrivent sous la forme différentielle (Kays 1964) :

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{4\tau}{D} + \rho g \sin(\theta) + G^2 \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{dP}{dz} \Big|_{\sin g} \quad (2-34)$$

avec  $z$  la coordonnée longitudinale,  $\theta$  l'inclinaison par rapport à l'horizontale et  $G$  le débit surfacique massique. L'équation précédente prend respectivement en compte les pertes de pression par frottement, les pertes gravitaires, celles liées à la dilatation thermique (accélération en chauffage, ralentissement en refroidissement) et les pertes singulières. L'intégration sur une longueur  $L$  conduit à une expression globale des pertes de pression :

$$-(P_e - P_s) = -\Delta P = \frac{4}{D} \int_L \tau dz + g \sin(\theta) \int_L \rho dz + G^2 \int_L \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho} \right) dz + \Delta P_{\sin g} \quad (2-35)$$

de la forme

$$\Delta P_{tot} = \Delta P_{frott} + \Delta P_g + \Delta P_{dil} + \Delta P_{\sin g} \quad (2-36)$$

Les pertes de pression liées aux singularités,  $\Delta P_{\sin g}$ , sont évaluées par l'expression

$$\Delta P_{\sin g} = K_1 \frac{G^2}{2\rho} \quad (2-37)$$

où  $K_1$ , le coefficient de perte de pression, est fonction du type et de la géométrie de la singularité, et peut être obtenu à partir de tables (Idelcik 1986).

Les pertes de pression liées à la dilatation thermique du fluide,  $\Delta P_{dil}$ , (accélération en chauffage ou ralentissement en refroidissement) sont calculées à partir des conditions d'entrée et de sortie de la section d'essai par l'expression :

$$\Delta P_{dil} = G^2 \int_L \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho} \right) dz = G^2 \left( \frac{1}{\rho_s} - \frac{1}{\rho_e} \right) \quad (2-38)$$

Le calcul des pertes de pression par gravité,  $\Delta P_g$ , fait intervenir une valeur intégrée de la masse volumique. Pour des fluides à propriétés physiques constantes ou faiblement variables, les pertes de pression liées à la gravité,  $\Delta P_g$ , sont traditionnellement calculées par l'expression

$$\Delta P_g = \pm g \left( \frac{\rho_s + \rho_e}{2} \right) L \sin(\theta) \quad (2-39)$$

où  $\theta$  est l'inclinaison par rapport à l'horizontale. L'utilisation d'une moyenne arithmétique en entrée-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-critique interdisent ce type d'approche. Dans sa revue bibliographique sur les pertes de pression, Pioro 2004b signale l'approche d'Ornatskyi 1980 qui conseille de calculer les pertes de pression gravitaires en phase supercritique selon la formule

$$\Delta P_g = \pm g \left( \frac{\rho_s h_s + \rho_e h_e}{h_s + h_e} \right) L \sin(\theta) \quad (2-40)$$

avec  $h$  l'enthalpie spécifique du fluide.

Les pertes de pression par frottement,  $\Delta P_{frott}$ , peuvent s'écrire de façon générale sous la forme

$$\Delta P_{frott} = \xi \frac{G^2 L}{2\rho D} \quad (2-41)$$

où  $\xi$  est le coefficient de frottement.

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 différentes à valeurs du coefficient de frottement.

### 2.3.2 Résultats expérimentaux choisis

Dans la majorité des études, les pertes de pression totales sont mesurées sur la section d'essais et un traitement ultérieur permet d'obtenir les pertes de pression par frottement.

Les résultats de Tarasova 1968 et de Kondrat'ev 1969 (Figure 2-14 et Figure 2-15) obtenus en chauffage avec de l'eau supercritique indiquent des comportements différents du coefficient de frottement dans les régions pseudo-critiques et en dehors. Loin du point pseudo-critique, les valeurs du coefficient de frottement correspondent à celles calculées avec les formules des fluides à propriétés physiques constantes. Dans la région pseudo-critique, une forte diminution est observée. Tarasova 1968 associe ce comportement à une augmentation du rapport  $\mu_b/\mu_w$  (Figure 2-14).

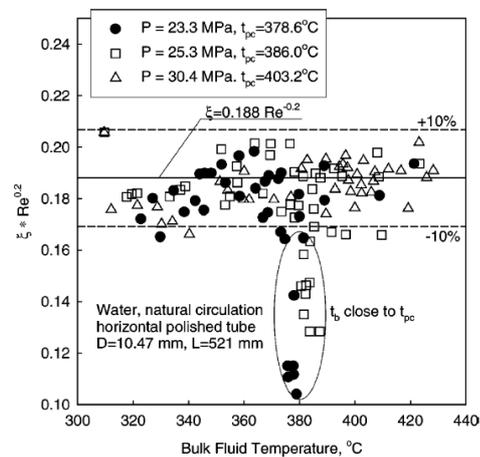
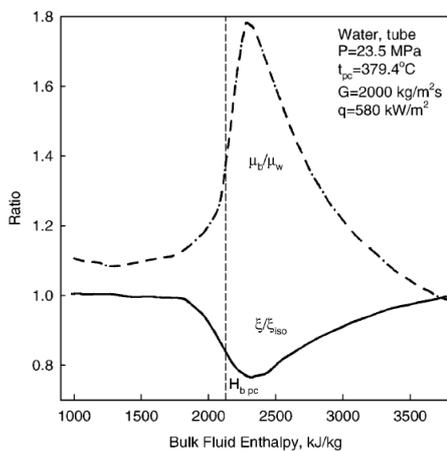


Figure 2-14 : Evolution du coefficient de frottement et du rapport  $\mu_b/\mu_w$  en fonction de l'enthalpie pour de l'eau supercritique circulant dans des tubes verticaux, d'après Tarasova 1968 et Pioro 2003.

Figure 2-15 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de la température pour de l'eau supercritique dans des tubes horizontaux, d'après Kondratev 1969.

Sur la Figure 2-14, le coefficient de frottement expérimental  $\zeta$  est adimensionné par le coefficient de frottement  $\zeta_{iso}$ , calculé par la formule classique de Filonenko :

$$\zeta_{iso} = \zeta_{OB} = \left( \frac{1}{(1,82 \log_{10} Re_b - 1,64)^2} \right) \quad (2-42)$$

Sur des écoulements verticaux de dioxyde de carbone supercritique en chauffage, Popov 1967 observe également une réduction du coefficient de frottement par rapport aux corrélations monophasiques classiques, et suggère l'introduction d'un terme de correction. Kuraeva 1974 et Kurganov 1993 se sont intéressés à l'influence des gradients radiaux de propriétés physiques sur le coefficient de frottement et ont respectivement obtenus les courbes de la Figure 2-16 et de la Figure 2-17. Sur les Figure 2-16 et Figure 2-17, le coefficient  $\zeta_{OB}$  est calculé au moyen de la formule de Filonenko ( 2-42 ).

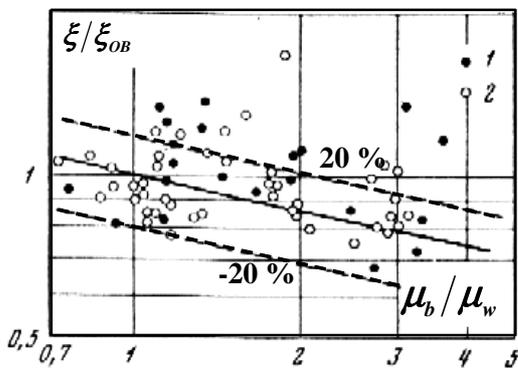


Figure 2-16 : Coefficient de pertes de pression normalisé du dioxyde de carbone à pressions supercritiques, d'après Kuraeva 1974.

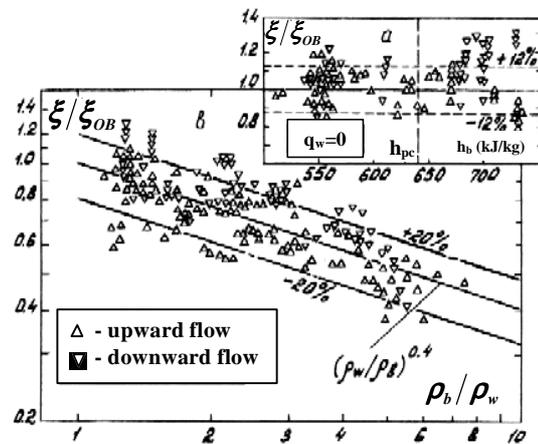


Figure 2-17 : Coefficient de pertes de pression normalisé du dioxyde de carbone à pressions supercritiques, d'après Kurganov 1992.

Ces comportements ont été observés en condition de chauffage. En refroidissement, des évolutions similaires associées à des valeurs de coefficient de frottement supérieures à celles calculées avec les formules à propriétés physiques constantes sont sûrement à attendre.

Sur la Figure 2-17, les valeurs du coefficient de frottement adimensionné sont globalement plus élevées en convection mixte opposée (écoulement descendant en chauffage) et plus faibles en convection mixte aidée (écoulement montant). L'ensemble des mesures est cependant corrélé par une même équation, indépendante du sens d'écoulement.

### 2.3.3 Corrélations usuelles en chauffage en chauffage

Le refroidissement de fluide supercritique représentant le cœur de l'étude, les corrélations de coefficient de frottement développées spécifiquement dans ce cas sont présentées plus après dans la manuscrit, dans le paragraphe

Les graphiques des Figure 2-16 et Figure 2-17 montrent une claire dépendance du coefficient de frottement global avec les rapports de propriétés physiques  $\mu_w/\mu_b$  et/ou  $\rho_w/\rho_b$ . Ces comportements expliquent la forme usuelle des corrélations développées pour le coefficient de frottement :

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^a \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^b \quad (2-43)$$

a) Corrélation avec de l'eau supercritique :

Pour corréliser ses mesures de coefficient de frottement, Tarasova 1968 modifie la formule de Filonenko en introduisant un rapport des viscosités dynamiques à la paroi et dans le cœur turbulent :

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0,22} \quad (2-44)$$

Le coefficient  $\xi_{iso}$  est calculé selon la formule de Filonenko ( 2-42 ).

Razumovski 1985 propose une corrélation pour de l'eau supercritique circulant dans des tubes lisses en l'absence d'influence significative de convection naturelle :

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,18} \quad \text{pour} \quad \frac{Gr^*}{Re^2} < 0,003 \quad (2-45)$$

Kirillov 1990 propose de calculer le coefficient de frottement en régime thermique normal ou détérioré (c'est-à-dire en présence ou non de convection naturelle) par la formule

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,4} \quad (2-46)$$

et précise que cette expression est valable pour une pression réduite  $1,016 < P/P_c < 1,22$  et un nombre de Reynolds  $8.10^4 < Re_b < 1,5.10^6$ .

Kondratev 1969 a observé que ses mesures sur l'eau supercritique dans des tubes horizontaux étaient correctement corrélées par la formule :

$$\xi = 0,188 Re^{-0,22} \quad (2-47)$$

b) Corrélation avec du CO<sub>2</sub> supercritique :

Pour calculer le coefficient de frottement du CO<sub>2</sub> supercritique, Popov 1967 propose d'aménager la corrélation de Filonenko sous la forme suivante :

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\bar{\rho}}{\rho_b} \right)^{0,74} \quad (2-48)$$

Où  $\bar{\rho}$  est la masse volumique intégrée de la température de paroi  $T_w$  à la température de mélange  $T_b$ , calculée par la formule suivante

$$\bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_w}^{T_b} \rho dT \quad (2-49)$$

Le coefficient  $\xi_{iso}$  est calculé selon la formule de Filonenko

Pour des applications d'ingénierie, il conseille une version simplifiée de sa corrélation :

$$\frac{\xi}{\xi_{Filo}} = \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,74} \quad (2-50)$$

Kuraeva 1974 a étudié des écoulements turbulents de CO<sub>2</sub> supercritique circulant dans des tubes horizontaux, et a observé une influence de la convection naturelle sur le coefficient de frottement. Il conseille l'utilisation de la corrélation suivante :

$$Gr/Re^2 < 5 \cdot 10^{-4} \quad \frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0,22} \quad (2-51)$$

$$5 \cdot 10^{-4} < Gr/Re^2 < 0,3 \quad \frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0,22} 2,15 \left( \frac{Gr}{Re^2} \right)^{0,1} \quad (2-52)$$

L'influence de la convection naturelle est intégrée au moyen du nombre de Richardson  $Ri = Gr/Re^2$ .

### 2.3.3.1 Récapitulatif

Le Tableau 2-4 présente un récapitulatif des corrélations de coefficient de frottement en supercritique en chauffage et refroidissement.

Référence	Limite	Sens	Fluide	Paroi	x	y	z	t	a	b	c	d	e
Popov 1967	-	Hz	CO <sub>2</sub>	C	ave w	b	-	-	0,74	0	-	0	-
Tarasova 1968	-	V	Eau	C	w	b	-	-	0,22	0	-	0	-
Kondratev 1969	-	Hz	Eau	C	-	-	-	-	0	0	0,22	1	0
Kuraeva 1974	$Gr/Re^2 < 5 \cdot 10^{-4}$	Hz	CO <sub>2</sub>	C	-	-	w	b	0	0,22	-	0-	-
Kuraeva 1974	$5 \cdot 10^{-4} < Gr/Re^2 < 0,3$	Hz	CO <sub>2</sub>	C	-	-	w	b	0	0,22	2	0,1	1
Razumovskiy 1984	-	V	Eau	C	w	b	w	b	0,18	0,18	-	0	-
Kirillov 1990	-	V	CO <sub>2</sub> , Eau	C	w	b	-	-	0,4	0	-	0	-

$$\frac{\xi}{\xi_{iso}} = \left( \frac{\rho_x}{\rho_y} \right)^a \left( \frac{\mu_z}{\mu_t} \right)^b \left( \frac{Gr^e}{Re^c} \right)^d ; V : Vertical ; Hz : Horizontal ; C : chauffage ; R : Refroidissement ;$$

w : wall ; b : bulk ; f : film ; ave : moyen

Tableau 2-4 : Récapitulatif sur le calcul des pertes de pression en supercritique, en chauffage.

### **2.3.3.2 Conclusion**

Relativement peu d'études ont été consacrées au coefficient de frottement des fluides supercritiques. La plupart présentent des mesures expérimentales sur de l'eau ou le CO<sub>2</sub>. Pour de faibles gradients radiaux de propriétés physiques (c'est-à-dire en dehors des régions de transition pseudo-critique, et pour des densités de flux de paroi modérées), le coefficient de frottement suit les lois monophasiques classiques et est correctement calculé par les formules turbulentes de Filonenko ou de Blasius. Au voisinage des points pseudo-critiques et/ou pour de forts flux de paroi, les écarts mesurés sont pris en compte au moyen de facteur de correction. L'influence de la convection naturelle est le plus souvent implicitement prise en compte par des rapports de masse volumique ou de viscosité entre la paroi et le cœur turbulent. Seule la corrélation de Kuraeva 1974 intègre explicitement ce phénomène par un nombre de Richardson.

En conclusion de sa revue bibliographique sur les pertes de pression, Piro 2004b note qu'aucune approche analytique ou numérique du frottement en supercritique n'est pleinement satisfaisante. Les fortes variations des propriétés physiques et les modifications hydrauliques en régime de convection mixte en sont les causes principales.

## **2.4 Transfert de chaleur d'un écoulement de fluide supercritique en chauffage**

Dans tout ce qui suit, les variations radiales de pression à travers les couches limites hydrauliques et thermiques sont supposées négligeables. Les propriétés physiques suivent donc les allures présentées à pression constante dans le Chapitre 1.

L'étude des données de la littérature sur les transferts thermiques à pressions supercritiques révèle la distinction de différents régimes dont la définition exacte demeure assez floue.

Après avoir compilé un grand nombre de données expérimentales sur les transferts thermiques de l'eau et du CO<sub>2</sub> supercritiques, Piro 2005a, 2005b définit trois types de régimes thermiques selon les valeurs du rapport  $\phi/G$ , avec  $\phi$  la densité de flux et  $G$  le débit massique surfacique :

- un régime **amélioré**, où les valeurs du coefficient d'échange de chaleur sont supérieures à celles obtenues à partir des corrélations en convection forcée monophasique des fluides à propriétés physiques constantes en dessous du point critique ;
- un régime **normal** où les lois monophasiques sous-critiques corréleront correctement l'échange thermique supercritique ;
- un régime **détérioré** caractérisé par des valeurs du coefficient de transfert de chaleur très inférieures à celles calculées par les corrélations de convection forcée monophasique..

Ces trois régimes sont obtenus pour des valeurs croissantes du paramètre  $\phi/G$ .

La distinction entre les régimes **amélioré** et **normal** n'est souvent pas faite, les auteurs se contentant de définir un régime **normal** et un régime **détérioré**, en intégrant au premier les situations

où le coefficient d'échange excède les valeurs calculées par les loi monophasiques sous-critiques (Kakaç 1987, Kurganov 1992, 1993, 1998a, 1998b, Yoshida 2000). Comme il sera vu ultérieurement dans ce mémoire, les qualificatifs **normal** et **détérioré** renvoient alors à des influences respectivement faible et prononcée de la convection mixe.

### 2.4.1 Régime normal

Kurganov 1998a a défini les caractéristiques du régime normal en chauffage comme suit :

- une évolution monotone du profil de température de paroi le long de la section d'essais ;
- un effet d'entrée thermique classique, limité à environ 20-30 diamètres hydrauliques ;
- des échanges thermiques stables au-delà, c'est-à-dire une évolution de la température de paroi, avec l'enthalpie ou la température de mélange, indépendante de la température d'entrée du fluide dans la section d'essais (pour des conditions identiques de débit, de pression et de densité de flux) ;
- une influence faible ou négligeable du sens d'écoulement.

Les résultats expérimentaux des Figure 2-18, Figure 2-19, Figure 2-20 et Figure 2-21 illustrent ces caractéristiques.

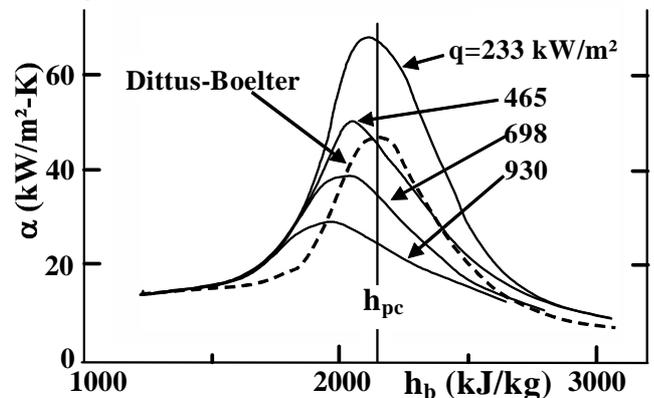
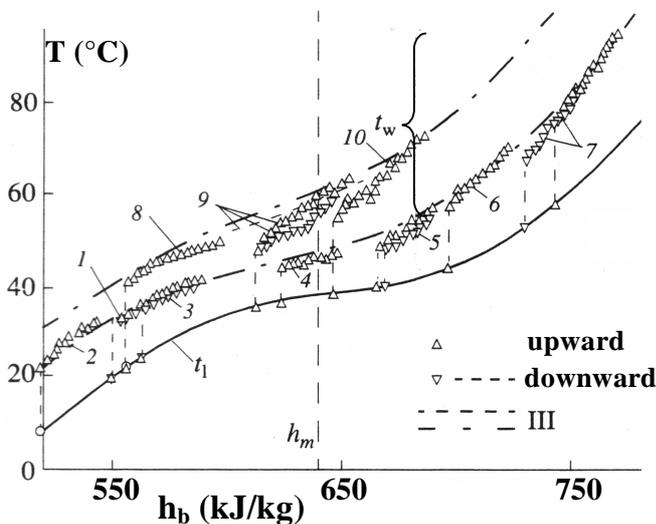


Figure 2-18 : Profils de température de paroi et de mélange en régime normal, d'après Kurganov 1998a.

Figure 2-19 : Profil de coefficient d'échange d'un écoulement montant d'eau supercritique, d'après Yamagata 1972.

Sur le graphique de la Figure 2-18, les profils de température de paroi en fonction de l'enthalpie de mélange  $h_b$  ont été construits à partir de différents essais réalisés à  $\phi/G$  constant. Pour chaque essai, les évolutions de la température de paroi sont fonction uniquement de  $\phi/G$  et sont indépendantes de la température d'entrée du fluide.

La Figure 2-19 présente l'évolution du coefficient de transfert de chaleur obtenue expérimentalement par Yamagata 1972 pour des écoulements verticaux montants d'eau supercritique. La courbe en pointillé illustre le coefficient d'échange calculé à partir de la corrélation de Dittus-Boelter. Pour toutes les densités de flux de paroi considérées, les allures expérimentales et calculées sont similaires : un pic de coefficient d'échange est observée dans la région pseudo-critique pour une enthalpie de mélange  $h_b$  proche de l'enthalpie pseudo-critique  $h_{pc}$ . Une influence forte de la densité de flux de paroi est cependant notée. Pour de faibles valeurs de  $\phi/G$ , le coefficient d'échange expérimental est supérieur à celui calculé par la corrélation de Dittus-Boelter : il s'agit du régime amélioré. Cette amélioration du coefficient d'échange (par rapport à Dittus-Boelter) est également observée par d'autres auteurs (Lokshin 1968, Yoshida 2000, Cheng 2001) et est illustrée par les courbes généralisées de Loskin 1968 (Figure 2-20). A mesure que  $\phi/G$  augmente, les valeurs expérimentales du coefficient d'échange diminuent : elles correspondent tout d'abord aux valeurs obtenues par Dittus-Boelter (régime normal), puis deviennent inférieures. Ces régimes, qui pourraient être qualifiés de faiblement dégradés, font partie du régime normal et en constituent en quelque sorte la frontière (voir paragraphe 2.4.3). Aucune explication particulière de l'amélioration du coefficient d'échange à faibles flux n'a été trouvée. Sur la Figure 2-20, le coefficient d'échange expérimental est adimensionnalisé par un coefficient d'échange classique de convection forcée.

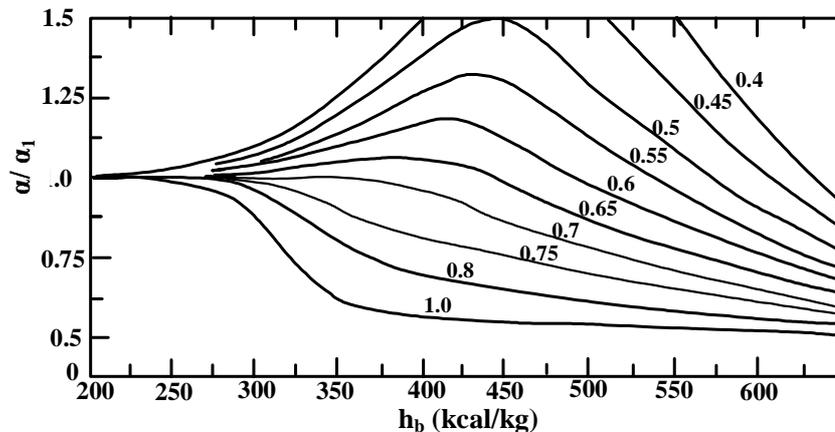


Figure 2-20 : Courbes généralisées du transfert de chaleur de l'eau supercritique en convection forcée, d'après Loskin 1968 et Jackson 1979a. Courbes obtenues pour une gamme de pression de 230 bars à 300 bars. Les valeurs sur les courbes sont graduées en  $\phi/G$ .

Les influences croisées de la densité de flux à la paroi et du sens d'écoulement sont illustrées en Figure 2-21. Pour de faibles valeurs de  $\phi/G$ , le coefficient d'échange est identique pour des écoulements montants, descendants et horizontaux : il s'agit d'un régime de convection forcée pure. Lorsque  $\phi/G$  augmente, conformément aux résultats de la Figure 2-19, le coefficient de transfert de chaleur diminue. Des différences apparaissent en fonction du sens d'écoulement, traduisant l'intensification de la convection naturelle. Les données (b) de la Figure 2-21 appartiennent à la frontière floue entre les régimes normal et détérioré.

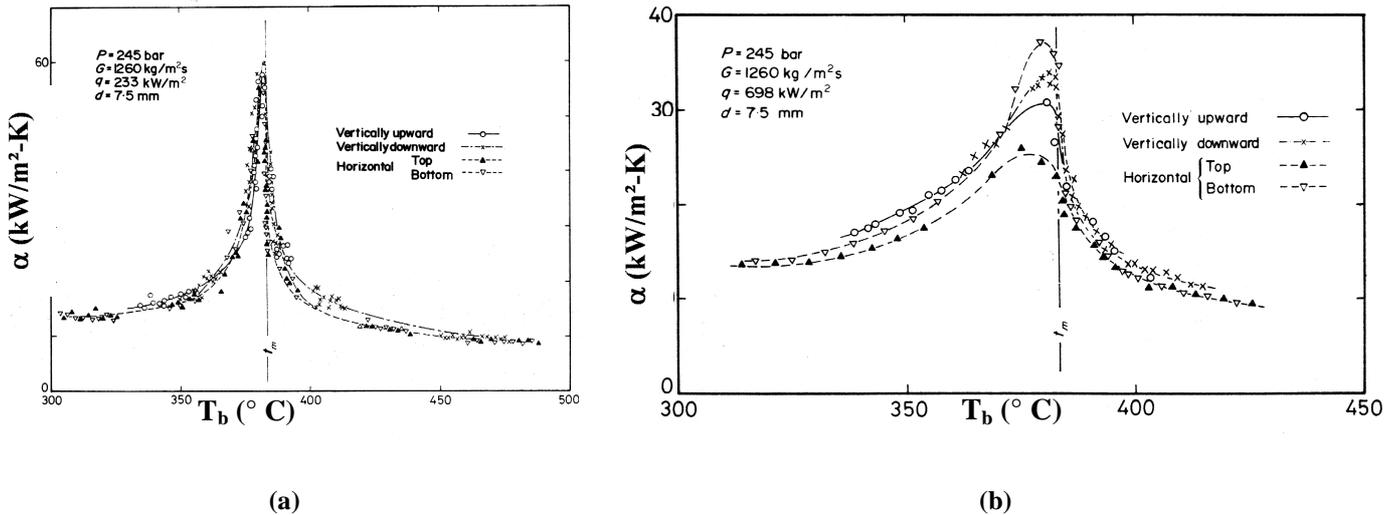


Figure 2-21 : Profil de coefficient d'échange de l'eau supercritique pour des écoulements montant, descendant et horizontal, d'après Yamagata 1972. (a) faible flux, (b) flux modéré.

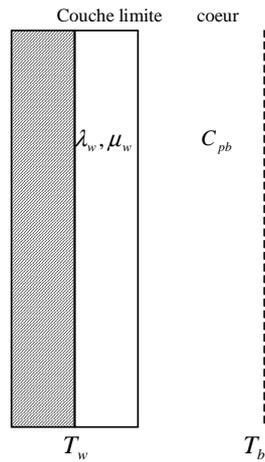
Le tracé des profils expérimentaux et l'utilisation des corrélations sous-critique du type Dittus-Boelter nécessitent l'utilisation de températures caractéristiques et soulèvent la question de la définition des températures de référence pertinentes en supercritique. Pour caractériser les évolutions du coefficient d'échange, les auteurs utilisent la température de mélange  $T_b$  (Shiralkar 1968, Kondratev 1969, Yamagata 1972, Dang 2004a), la température de paroi  $T_w$  (Yamagata 1972) ou encore la température de film  $T_f$  (Swenson 1962, Dang 2004a) définie par

$$T_f = \left( \frac{T_w + T_b}{2} \right) \tag{2-53}$$

L'utilisation comme référence de ces différentes températures ne modifie pas les allures du coefficient d'échange mais, selon les conditions de débit et de flux, peut influencer sur le positionnement en température. Globalement, en chauffage, le pic de coefficient d'échange se développe pour des températures respectivement légèrement inférieures et supérieures à la température pseudo-critique selon qu'il est tracé en fonction de la température de mélange et de la température de paroi (Wood 1964, Yamagata 1972). En refroidissement, des comportements opposés sont mesurés par Dang 2004a, ce qui semble cohérent. Dans son étude, Wood 1964 examine des données expérimentales issues de la littérature et conclue qu'il est préférable d'associer le pic de coefficient d'échange à la température de mélange  $T_b$  plutôt qu'à la température de paroi  $T_w$ . En condition de chauffage, lorsque que le flux pariétal augmente, les données expérimentales de Yamagata 1972 montrent que le pic de coefficient d'échange se déplace vers les températures plus élevées que  $T_{pc}$  lorsqu'il est tracé en fonction de la température de paroi, et vers les températures plus faibles que  $T_{pc}$  lorsqu'il est tracé en fonction de la température de mélange (Figure 2-19). Le décalage observé est cependant beaucoup plus faible lorsque la température de mélange est utilisée. Globalement, et en considérant que le transfert de chaleur en régime turbulent est à la fois fonction de phénomènes de paroi et de cœur

turbulent, la température de film  $T_f$  semble être un bon compromis pour caractériser les évolutions des grandeurs en supercritique. Par commodité, la plupart des auteurs utilisent la température de mélange  $T_b$  comme référence.

Un modèle simple, proposé par de nombreux auteurs (Jackson 1979a, Kakaç 1987, Pitla 1998, Yoshida 2000), permet de traiter et d'expliquer les comportements observés en régime normal.



Ce modèle, illustré en Figure 2-22, considère les mécanismes de transfert de chaleur existant en proche paroi et dans le cœur turbulent. En proche paroi, la diffusion de la chaleur s'effectue principalement par action moléculaire. La résistance de cette couche dépend à la fois de sa conductivité thermique du fluide et de son épaisseur, donc de la viscosité dynamique. Dans cette couche, les propriétés physiques sont évaluées à la température de paroi  $T_w$ .

**Figure 2-22 : Modèle à deux couches (régime normal).**

L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de celle de la couche limite laminaire. Dans le cœur turbulent, les propriétés sont évaluées à la température de mélange  $T_b$  et les transferts de chaleur sont principalement assurés par la diffusion thermique turbulente. La grandeur significative de cette région est la capacité thermique massique  $C_{p,b}$ . Lorsque la température augmente, la conductivité thermique  $\lambda_w$  chute et la résistance thermique de la couche de paroi croît. Parallèlement, la réduction de la viscosité dynamique  $\mu_w$  entraîne un amincissement de la couche de paroi ; les fortes valeurs de la chaleur spécifique massique  $C_{p,b}$  améliorent le transfert turbulent de chaleur dans le cœur turbulent. Ces deux derniers phénomènes l'emportent sur la diminution de la conductivité thermique, ce qui se traduit par l'existence d'un pic de coefficient d'échange lorsque la température de mélange  $T_b$  est proche de la température pseudo-critique  $T_{pc}$ . Au-delà du point pseudo-critique, la capacité thermique massique chute, la diffusion turbulente de chaleur est réduite et le coefficient de transfert de chaleur diminue fortement.

La diminution du coefficient d'échange lorsque la pression augmente est directement liée à l'évolution de la chaleur spécifique massique avec la pression, et plus particulièrement à la réduction du maximum au voisinage de  $T_{pc}$  (voir Chapitre 1). La disparition du pic de conductivité thermique lorsque la pression augmente est également un facteur important.

Lorsque la densité de flux croît, les gradients radiaux de propriétés physiques augmentent et les fortes valeurs de la chaleur spécifique massique  $C_{p,b}$  n'occupent plus tout le cœur turbulent et sont limitées à une région moins étendue. L'effet intégré du pic de  $C_p$  s'en trouve réduit. En parallèle, la forte diminution de la conductivité thermique en paroi accentue ce phénomène et les variations de masse volumique induisent l'apparition de forces d'Archimède. Les dégradations observées sur les Figure 2-19 et Figure 2-20 semblent donc les effets cumulés des propriétés physiques en régime de convection forcée pure et du développement de la convection naturelle.

L'approche développée ci-dessus a été établie en condition de chauffage. D'après Kakaç 1987, les allures en refroidissement ne sont pas différentes, mais le coefficient d'échange est légèrement plus important. L'auteur ne justifie pas clairement ces considérations. Cependant, à mesure que la température de mélange diminue et approche la température pseudo-critique, la couche de paroi s'épaissit (augmentation de la viscosité dynamique), en même temps que sa résistance thermique diminue (augmentation de la conductivité thermique). Pour une même température de mélange  $T_b$ , cette configuration (couche de paroi plus épaisse, meilleure conductivité thermique) permettrait donc un meilleur transport de la chaleur que celle obtenue en chauffage (couche plus petite mais conductivité thermique plus faible) L'auteur considère également que la diminution du coefficient d'échange avec l'augmentation du flux est plus lente en refroidissement.

## **2.4.2 Régime détérioré**

Le régime dégradé se développe pour des valeurs élevées du rapport  $\phi/G$ . Les frontières entre régimes normal et dégradé ainsi que les critères de dégradation sont évoqués plus loin dans le document, au paragraphe 2.4.3.

### **2.4.2.1 Présentation du phénomène de dégradation du coefficient d'échange**

Comme mentionné précédemment et illustré en Figure 2-19, une légère augmentation du flux dans le régime normal conduit à une réduction du coefficient d'échange de chaleur. Lorsque le flux continue d'augmenter, les tendances observées se poursuivent : le coefficient d'échange diminue et finit par ne plus présenter de pic dans la zone pseudo-critique. A très fort flux, un creux de coefficient d'échange est observé. Ces comportements sont clairement illustrés en Figure 2-23 et Figure 2-24 par les profils expérimentaux de coefficient d'échange de Styrikovitch 1967 (Figure 2-23) et de Kondratev 1969 (Figure 2-24). Ces deux auteurs ont étudié des écoulements turbulents verticaux montants d'eau supercritique en condition de chauffage uniforme. Face à des valeurs maximales de coefficient d'échange proches de 200 kW/m<sup>2</sup>.K (Figure 2-23), la question de la justesse des mesures expérimentales de Styrikovitch 1967, et/ou du traitement effectué par Piro 2005, se pose.

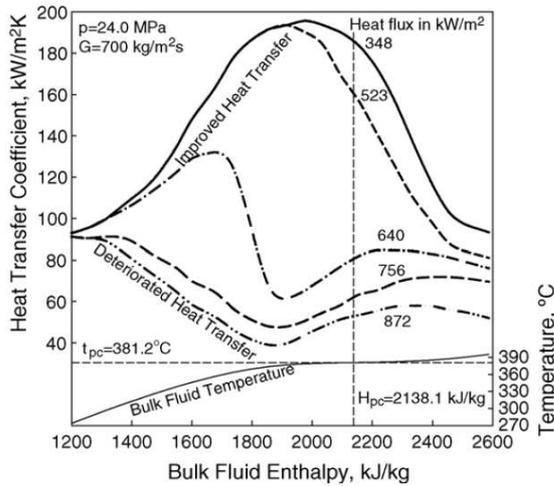


Figure 2-23 : Variation du coefficient d'échange de chaleur de l'eau supercritique, d'après Piro 2005 et Styrikovich 1967.

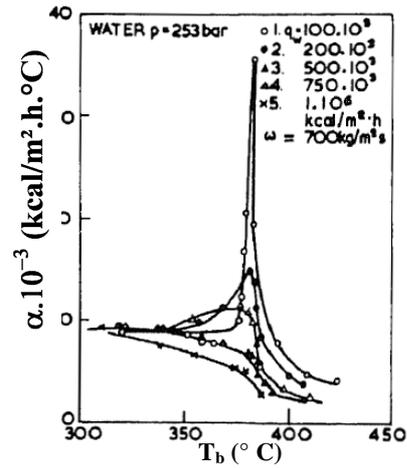


Figure 2-24 : Evolution du coefficient d'échange de chaleur de l'eau supercritique avec le flux, d'après Kondratev 1969.

La Figure 2-23 illustre en particulier l'évolution du coefficient de transfert de chaleur avec l'augmentation de  $\phi/G$ , depuis le régime amélioré jusqu'au régime dégradé. Des comportements analogues sont relevés par de nombreux auteurs en chauffage, et notamment récapitulés dans les revues bibliographiques de Hall 1971, Jackson 1979a, Yoshida 2000, Piro 2005a et Piro 2005b. Les données expérimentales de Bourke 1970 obtenues pour des écoulements verticaux de CO2 supercritique confirment les allures de la Figure 2-23 : il existe un flux au-delà duquel le coefficient de transfert de chaleur passe par un creux au voisinage de la température pseudo-critique, avant de tendre vers les valeurs de la pseudo vapeur. Cette très forte réduction du coefficient d'échange est associée à l'apparition de pics de température de paroi, comme l'ont observé Shitsman 1963 (Figure 2-25) ou Ackerman 1970 (Figure 2-26) pour des écoulements verticaux montants d'eau supercritique.

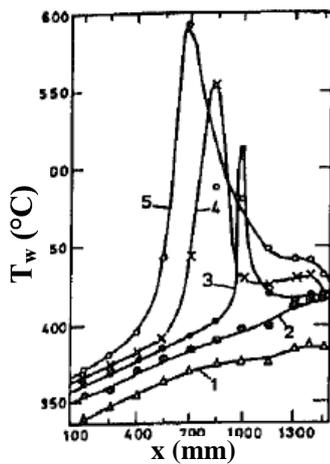


Figure 2-25 : Evolution de la température de paroi expliquant la dégradation des échanges, d'après Shitsman 1963.

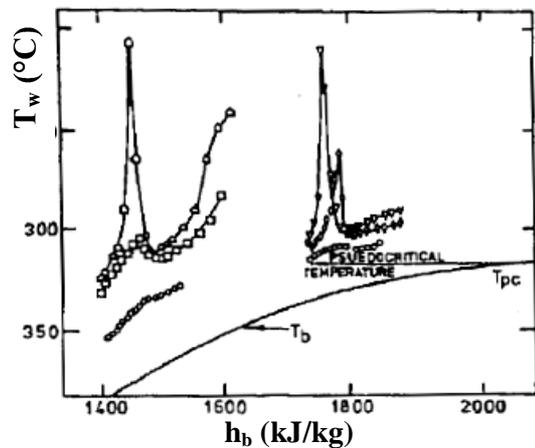


Figure 2-26 : Evolution de la température de paroi expliquant la dégradation des échanges, d'après Ackerman 1969.

A fort flux, Shitsman 1963 et Ackerman 1970 ont tout deux observé une dégradation du coefficient de transfert de chaleur lorsque les températures de paroi et de cœur sont respectivement supérieure et inférieure à la température pseudo-critique. Ackerman 1970 interprète ces pics de température de paroi comme l'apparition de pseudo-ébullition en film<sup>2</sup>. Toutefois cette interprétation n'est pas pleinement satisfaisante, puisque l'auteur note également que ce type de profil apparaît parfois lorsque les températures de paroi et de cœur sont toutes deux inférieures à la température pseudo-critique. Ce phénomène de pseudo-ébullition a été repris par Pioro 2005 dans sa revue bibliographique sur les transferts de chaleur en eau supercritique. Par interférométrie de Schrielen, Sakurai 2000 a confirmé l'existence d'un phénomène particulier à la paroi.

Hall 1971, Jackson 1979a, Jackson 1979b et Yoshida 2000 précisent qu'il existe plusieurs types de pics de température de paroi. Yoshida 2000 illustre notamment ces différences avec les données expérimentales de Shistman 1968 obtenues pour des écoulements verticaux d'eau supercritique, dans des tubes de 16 mm de diamètre (Figure 2-25). Sur les courbes de la Figure 2-25, Yoshida 2000 distingue le large pic de température de paroi observé au voisinage de l'enthalpie pseudo-critique, et ceux observés ailleurs. Le premier pic s'étend sur une large plage d'enthalpie (ou de température) et est toujours localisé au voisinage de l'enthalpie (ou de la température) pseudo-critique ; les seconds sont plus fins, beaucoup plus localisés et ne sont pas limités à la région pseudo-critique.

---

<sup>2</sup> Le phénomène de pseudo-ébullition en film est analogue à l'ébullition en film observée pour des pressions inférieures à la pression critique. Le chauffage du fluide supercritique à fort flux et la répartition des températures de paroi et de cœur de part et d'autre de la température pseudo-critique conduit à la formation d'une couche de faible masse volumique à la paroi (pseudo-vapeur) et de forte masse volumique en cœur d'écoulement (pseudo liquide).

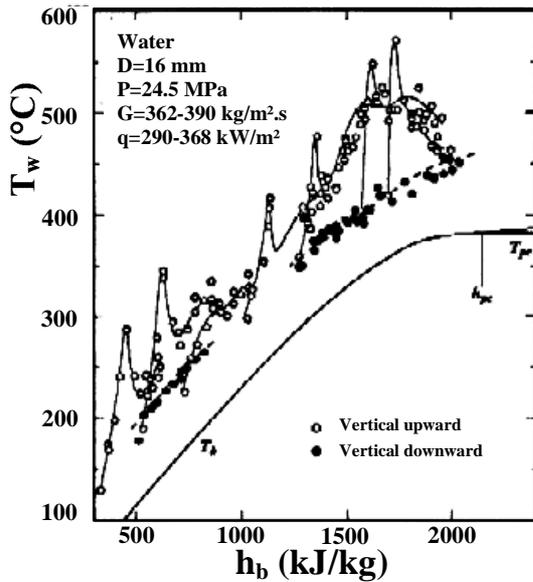


Figure 2-27 : Températures de paroi et de mélange pour des écoulements montants et descendants d'eau supercritique, d'après Yoshida 2000.

Dans sa revue bibliographique sur les transferts de chaleur de l'eau supercritique, Piro 2005a a compilé plus de 450 articles. Se basant sur les données retravaillées de Vikhrev 1967 (Figure 2-28), il examine les profils de température de paroi et de coefficient d'échange de chaleur selon les valeurs du flux et du débit dans des écoulements verticaux montants. Piro 2005a observe un large pic de température de paroi dans la région pseudo-critique, analogue à celui mentionné par Yoshida 2000. Il mentionne également que le second type de pic de température de paroi se développe dans la région d'entrée du tube pour des faibles débits et de forts flux (Figure 2-28 a et b) et peut disparaître lorsque le débit augmente (Figure 2-28 c et d).

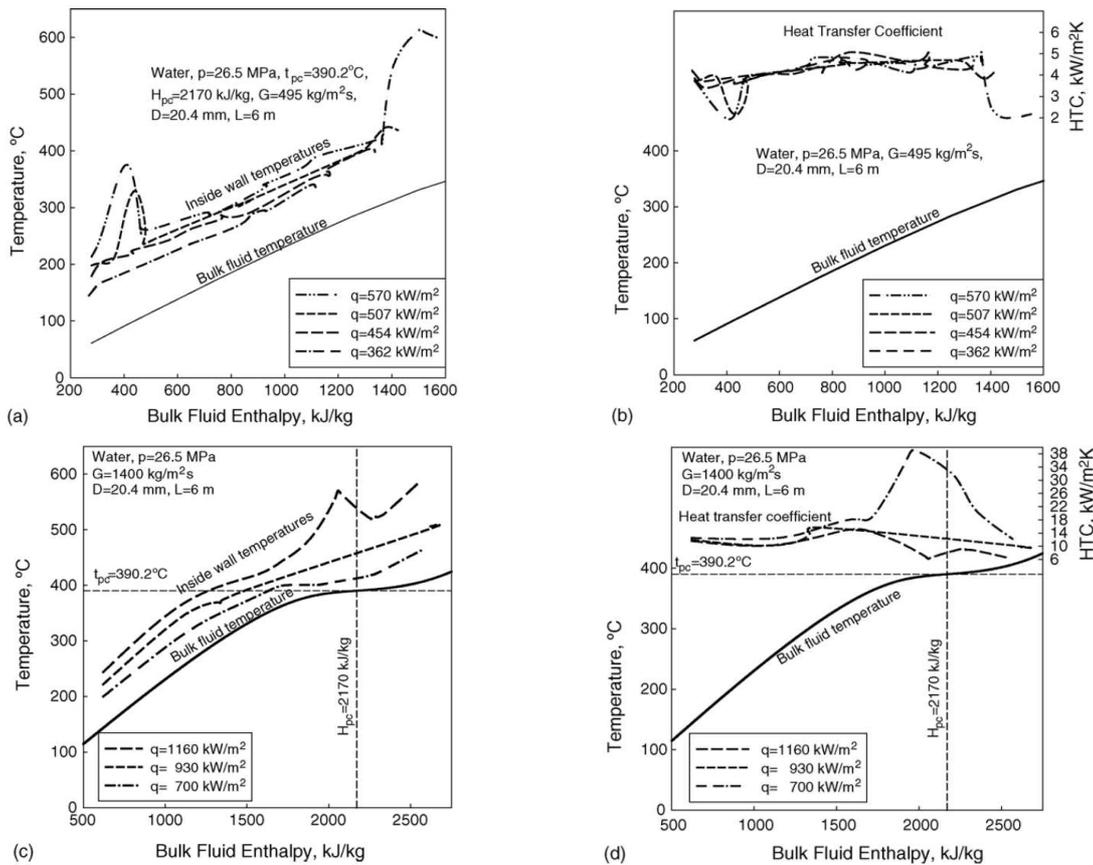


Figure 2-28 : Profil de température (a et c) et de coefficient d'échange (b et d), d'après Vikhrev 1967 et Piro 2005.

Ces observations sont en accord avec les données de la Figure 2-27 où les fins pics de température observés pour les écoulements montants correspondent aux régions d'entrée des différents essais. Ceci est également observable pour des températures d'entrée proche de la température pseudo-critique, où des fins pic de température de paroi se développent au milieu du pic large de la région de transition pseudo-critique.

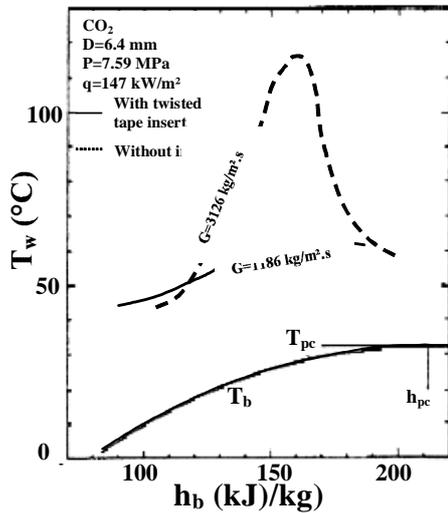


Figure 2-29 : Effet d'inserts sur les profils de température de paroi et de mélange d'un écoulement vertical montant de  $\text{CO}_2$  supercritique, d'après Ankudinov 1981.

Comme mentionné par Yoshida 2000 et Piro 2005, la dégradation du coefficient d'échange peut être supprimée ou significativement retardée par l'utilisation de tube rainurés, d'inserts et d'éléments favorisant le brassage du fluide. Ce type d'amélioration est illustré en Figure 2-29 par les données expérimentales de Ankudinov 1981. La comparaison des profils de température de paroi pour des écoulements verticaux montants de  $\text{CO}_2$  supercritique dans des tubes avec ou sans inserts montre clairement l'efficacité d'un tel système.

Le tube équipé d'inserts ne présente pas de dégradation significative du coefficient d'échange de chaleur, pour un rapport  $\phi/G$  pourtant près de trois fois supérieur.

### 2.4.2.2 Interprétation

L'explication du large pic de température de paroi observé dans la région pseudo-critique demeure encore assez floue pour le moment. Kakarala 1980 signale que différents mécanismes physiques ont été proposés, mais qu'aucun n'est pleinement satisfaisant. Hall 1971 et Jackson 1979a précisent que ce large pic est une caractéristique de convection forcée qui ne doit pas être confondue avec les phénomènes de flottabilité. Le caractère localisé de ce pic de température qui se développe toujours dans le voisinage de la région de transition pseudo-critique semble confirmer ces considérations. Hall 1971 et Jackson 1979a suggèrent un mécanisme basé sur la réduction de la production turbulente sous des effets d'accélération thermique. Shiralkar 1970 propose un mécanisme de dégradation basé sur le développement d'une couche de paroi de pseudo-vapeur de faible conductivité thermique et une couche de cœur de pseudo liquide de faible vitesse. Yoshida 2000 considère que la dégradation du coefficient d'échange n'est que la continuité des tendances observées à plus faibles flux dans le régime normal. Toutes ces explications, basées sur des régimes de convection forcée pure, se conjuguent assez mal avec la sensibilité à la direction d'écoulement

observée notamment par Fewster 1975, Nishikawa 1981a, 1981b. Une influence de la flottabilité est donc également à envisager, ce que confirment les études de Kurganov 1992, 1993, 1998a, 1998b sur la convection mixte supercritique.

Les fins pics de température de paroi sont moins sujets à controverse et sont attribués au développement de la flottabilité (Hall 1971, Jackson 1979a, Jackson 1979b, Kurganov 1992, Kurganov 1993 et Yoshida 2000.). Les mécanismes de la convection mixte et son influence sur le transfert thermiques ont été exposés précédemment dans ce mémoire.

### **2.4.3 Critère de prise en compte**

Au vu des résultats précédents, il est de première importance de pouvoir déterminer les conditions dans lesquelles l'accélération thermique ou la convection naturelle prennent une place significative dans l'évaluation des comportements thermiques et hydrauliques. Des critères ont été développés pour des écoulements horizontaux et/ou verticaux. La synthèse bibliographique précédente montre que ces critères sont plus importants pour des écoulements verticaux où l'influence de la convection naturelle conduit à des comportements plus tranchés et potentiellement néfastes aux installations.

L'expression « dégradation des échanges thermiques » n'est pas clairement définie dans la littérature. De nombreux points demeurent flous et non uniformisés d'une étude à l'autre. Les « valeurs normales » du coefficient d'échanges (c'est-à-dire en l'absence de dégradation) ou une définition rigoureuse des frontières entre régime normal et détérioré sont ainsi deux exemples importants des points restant à éclaircir dans ce domaine. A titre d'exemple, Yamagata 1972 et Koshizuka 1995 identifient le début de la dégradation lorsque le coefficient d'échange est réduit de 70 % par rapport au « cas limite à flux nul » calculé par la formule de Dittus-Boelter. Hall 1971 et Jackson 1979a définissent la frontière par une réduction des échanges supérieure à 5 % par rapport à la convection forcée pure. Ces critères n'ont été étudiés qu'en chauffage.

L'étude de la littérature montre l'existence d'un certain nombre de critères, empiriques pour la plupart, permettant de préciser le caractère normal ou dégradé d'un écoulement. Deux approches sont plus particulièrement suivies et la frontière peut alors être définie à partir :

- d'un nombre sans dimension, de forme analogue aux nombres caractéristiques de la convection mixte. Ces critères ont été présentés précédemment dans le manuscrit, au paragraphe 2.2.3 ;
- du rapport  $\phi/G$  entre la densité de flux à la paroi et le débit surfacique massique. Pratiquement, cette dernière approche est limitée à des études en chauffage (ou en refroidissement à flux imposé). Ces critères posent la question de leur caractère non adimensionné.

D'autres formes de critères ont également été développées et seront présentées dans la suite du manuscrit.

Différents critères, basés sur le rapport  $\varphi/G$ , ont été proposés pour des écoulements verticaux de fluides supercritiques :

- Styrikovitch 1967 a observé que la limite de dégradation pour de l'eau supercritique était obtenue par :

$$\varphi/G = 580G \quad (2-54)$$

- à partir de mesures expérimentales réalisées sur de l'eau supercritique, Yamagata 1972 conclut que la limite de dégradation des échanges est donnée par :

$$\varphi/G = 200G^{1,2} \quad (2-55)$$

- Ogata 1972 a essayé d'intégrer les effets de l'accélération thermique et propose le critère suivant pour la dégradation des fluides cryogéniques :

$$\varphi/G = 0,034 \sqrt{\frac{\xi}{8} \left( \frac{C_p}{\beta} \right)_{PC}} \quad (2-56)$$

- Petukhov 1983 a développé un critère de forme similaire pour de l'eau et de CO<sub>2</sub> supercritiques :

$$\varphi/G = 0,187 \xi \left( \frac{C_p}{\beta} \right)_{PC} \quad (2-57)$$

Pour des conditions expérimentales données, les flux critiques de dégradation issus de ces différents critères montrent une grande dispersion (Cheng 2001). Comme évoqué précédemment, une des grandes limites de ces critères est leur caractère dimensionné.

L'étude la plus complète et la plus aboutie sur la dégradation des échanges a été menée par Kurganov 1998b sur du CO<sub>2</sub> supercritique. Kurganov 1998b introduit un paramètre  $K_g$ , défini par :

$$K_g = \frac{2gD_h}{\xi U_e^2} \quad (2-58)$$

Les frontières et les comportements des différents régimes sont ensuite définis selon les valeurs du paramètre  $K_{g,e}$  à l'entrée de la section d'essais, et récapitulés dans le Tableau 2-5.

Valeurs limites de $K_{g,e}$		$\infty$	800	120	25	4	0,5	0
Forces motrices	Accélération thermique	-	-	-+	+	++	+++	
	Forces d'Archimède	+++	+++	+++	++	+	+-	
Localisation de la dégradation lorsque $h_e < h_{pc}$	Ecoulement montant	entrée	entrée	Entrée, début de la région pseudo-critique	Entrée, début de la région pseudo-critique	région pseudo-critique	région pseudo-critique	
	Ecoulement descendant	-	-	-	région pseudo-critique	région pseudo-critique	région pseudo-critique	

**Tableau 2-5 : Classification des influences croisées de l'accélération thermique et des forces d'Archimède sur l'échange thermique, d'après Kurganov 1998b. Les « + » renvoient à une influence forte, les « - » à une influence faible.**

En raison de la grande complexité des critères développés, ces études de Kurganov ne trouvent pas aujourd'hui d'écho particulier dans la littérature.

## 2.4.4 Corrélations

### 2.4.4.1 Similitude

Les études réalisées à des pressions supercritiques impliquent des configurations expérimentales très diverses. L'extrapolation d'une corrélation (de coefficient d'échange ou de coefficient de frottement) d'un fluide à un autre ou d'une géométrie à une autre reste encore peu documentée. Pioro 2005b indique que, dans le cadre du projet de réacteur à eau supercritique SCW CANDU, les études thermiques et hydrauliques en supercritique sont notamment menées sur du dioxyde de carbone par souci de simplicité et d'économie. Les résultats sont ensuite extrapolés au cas de l'eau supercritique.

Gorban' 1990 a développé un modèle de similitude pour fluide supercritique entre de l'eau et du fréon R12.

L'étude la plus aboutie sur ce point a été menée par Jackson 1979a. L'auteur propose un système de 12 nombres adimensionnés permettant une similitude complète entre deux systèmes supercritiques A et B. Ces paramètres intègrent les conditions d'écoulement (nombre de Reynolds, de Prandtl et de Froude), les données géométriques, les conditions limites et les variations de propriétés physiques. L'auteur signale que la satisfaction de tous ces paramètres est très délicate dans la pratique. Dans le cas particulier d'écoulements utilisant le même fluide mais des diamètres de tubes différents, et en l'absence d'influence significative de flottabilité et de dilatation thermique, l'auteur considère que les critères de similitude peuvent se résumer simplement par :

$$(\phi D_h)_A = (\phi D_h)_B \quad (2-59)$$

$$(\dot{m} / D_h)_A = (\dot{m} / D_h)_B \quad (2-60)$$

La validation de cette approche sur des résultats expérimentaux montre sa pertinence en l'absence d'influence notable de la flottabilité et de dilatation thermique. Dans le cas contraire, des différences importantes sont notées.

Pirotto 2003 récapitule les critères de base nécessaires à la similitude en supercritique (voir Tableau 2-6). Ces critères sont basés sur les conditions d'entrée.

Critères de similitude	Equations	
Géométrie	$\left(\frac{x}{D_h}\right)_A = \left(\frac{x}{D_h}\right)_B$	( 2-61 )
Pression	$\left(\frac{P}{P_c}\right)_A = \left(\frac{P}{P_c}\right)_B$	( 2-62 )
Température	$\left(\frac{T_b}{T_c}\right)_A = \left(\frac{T_b}{T_c}\right)_B$	( 2-63 )
Flux	$\left(\frac{\phi D_h}{\lambda_b T_b}\right)_A = \left(\frac{\phi D_h}{\lambda_b T_b}\right)_B$ <i>ou</i> $\left(\frac{T_w - T_b}{T_c}\right)_A = \left(\frac{T_w - T_b}{T_c}\right)_B$	( 2-64 )
Débit	$\left(\frac{GD_h}{\mu_b}\right)_A = \left(\frac{GD_h}{\mu_b}\right)_B$	( 2-65 )
Transfert de chaleur	$Nu_A = Nu_B$	( 2-66 )

**Tableau 2-6 : Critères de base de la similitude en supercritique, d'après Pirotto 2003.**

#### 2.4.4.2 Corrélations en régime turbulent

Un grand nombre de corrélations thermiques ont été développées en supercritique, principalement pour l'eau et, dans une moindre mesure, le dioxyde de carbone. La très grande majorité des études a été réalisée en chauffage. Les études en refroidissement sont en général assez récentes et liées au retour potentiel du CO<sub>2</sub> comme fluide frigorigène. Dans cette partie, seule une sélection de corrélations en chauffage est présentée. Les corrélations en refroidissement sont présentées plus loin dans le manuscrit, dans le chapitre consacré.

Globalement, les corrélations thermiques supercritiques sont obtenues par modification des corrélations thermiques monophasiques classiques. De façon générale, deux grandes approches sont à noter :

- dans la première, les propriétés physiques intervenant dans les nombres sans dimension des corrélations thermiques monophasiques (nombres de Reynolds, de

Prandtl, de Nusselt etc. ) sont évaluées à une température de référence choisie par les auteurs. La température de film  $T_f = (T_b + T_w)/2$  est une grandeur fréquemment utilisée ;

- dans la seconde, des facteurs de correction traduisant les gradients radiaux de propriétés physiques sont ajoutés aux corrélations monophasiques classiques.

La seconde approche est plus large et permet de corréler des données correspondant à des gammes de conditions expérimentales bien plus étendues (Jackson 1979a, Kakaç 1987). Ces deux approches se rapportent assez directement au modèle à deux couches exposé précédemment. Les deux approches sont parfois combinées. Certains auteurs intègrent également d'autres paramètres afin de tenir compte des phénomènes physiques comme la flottabilité ou la dilatation thermique.

Les corrélations présentées ci-après dans le mémoire ont été développées pour de l'eau et/ou du CO<sub>2</sub> supercritique. La littérature montre que les corrélations thermiques adimensionnées sont identiques pour ces deux fluides (Krashnoshchekov 1959, Pioro 2005). Une présentation plus exhaustive des corrélations thermiques existantes est proposée par les différentes revues bibliographiques du Tableau 2-1.

Dans la suite du manuscrit, les corrélations sont présentées en chauffage et en refroidissement pour des écoulements verticaux et horizontaux. Elles sont présentées en détails en Annexe et brièvement récapitulées (pour celles dont la forme suit les approches évoquées précédemment) dans les Tableau 2-7, Tableau 2-8, Tableau 2-9 et Tableau 2-10.

**2.4.4.2.1 Corrélations en chauffage**

Etude	Fluide	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	x <sub>4</sub>	x <sub>5</sub>	a	b	c	d	e	f	g	h
Bringer 1957	CO <sub>2</sub> Eau	C <sub>CO2</sub> =0,0375 C <sub>eau</sub> =0,0266	0	T <sub>b</sub> , T <sub>w</sub> ou T <sub>pc</sub>		T <sub>w</sub>	0	0	0,77	0,55	0	0	0	0	0	0
Shitsman 1959	CO <sub>2</sub> , eau, oxygène, hélium	0,023	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	min (Pr <sub>b</sub> , Pr <sub>w</sub> )	0	0	0,8	0,8	0	0	0	0	0	0
Bishop 1964	Eau	0,0069	2,4	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,9	0,66	0,43	0	0	0	1	0
Swenson 1965	Eau	0,0459	0	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	0	0	0,923	0,613	0,231	0	0	0	0	0
Kondratev' 1969	Eau	0,02	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0	0,8	0	0	0	0	0	0	0
Ornatsky 1970	Eau	0,023	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	min (Pr <sub>b</sub> , Pr <sub>w</sub> )	0	0	0,8	0,8	0,3	0	0	0	0	0
Yamagata 1972	Eau	0,0135	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	voir annexe pour la définition des exposants										
Jackson 1975	Eau CO <sub>2</sub>	0,0183	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,82	0,5	0,3	0	0	0	0	0
Gorban' 1990	Eau	0,0059	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,9	-0,12	0	0	0	0	0	0
Gorban' 1990	R12	0,0094	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,86	-0,15	0	0	0	0	0	0
Griem 1996	CO <sub>2</sub>	0,0169	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub> , T <sub>f</sub>	0	0	0,8356	0,432	0,231	0	0	0	0	0
Jackson 2002	CO <sub>2</sub>	0,0183	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,82	0,5	0,31	0	0	n	0	0
Kitoh 1999	Eau	0,015	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	0	0	0,88	m	0	0	0	0	0	0
Liao 2002a <sup>3</sup>	CO <sub>2</sub>	0,354	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0,8	0,4	1,297	0	0	0,296	0	0,157
Liao 2002a <sup>4</sup>	CO <sub>2</sub>	0,643	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0,8	0,4	2,154	0	0	0,751	0	0,186

<sup>3</sup> Cette corrélation de Liao 2002ab est développée pour des écoulements montants

<sup>4</sup> Cette corrélation de Liao 2002ab est développée pour des écoulements descendants

$$Nu_{x1} = C_1 Re_{x2}^a Pr_{x3}^b \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^c \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^d \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_b}\right)^e \left(\frac{Cp_{x4}}{Cp_{x5}}\right)^f \left(1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h}\right)^g \left(\frac{\overline{Gr}}{Re^{2.7}}\right)^h$$

Lorsque les exposants ou les constantes sont définies pour certaines plages seulement, il est conseillé de se reporter aux Annexes pour une définition précise.

**Tableau 2-7 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique chauffés. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de Dittus-Boelter sont considérées.**

Etude	Fluide	Nu <sub>0</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	a	b	c	d	e	F
Krasnoshchekov 1960	CO <sub>2</sub> Eau	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0	-0,11	0,33	0,35	0	1
Krasnoshchekov 1967	CO <sub>2</sub> Eau	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0.3	0	0	n	0	1
Protopopov 1977	Eau	Nu <sub>0,2</sub>	0	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	m	0	0	n	0	Voir annexe
Kurganov	CO <sub>2</sub>	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>b</sub>	Voir annexe							

$$Nu_{x1} = Nu_0 \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^a \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^b \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_b}\right)^c \left(\frac{Cp_{x2}}{Cp_{x3}}\right)^d \left(1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h}\right)^e F$$

Les corrélations Nu<sub>0</sub> sont listées ci-dessous

$$Nu_{0,1} = \frac{\frac{\xi}{8} Re_b \overline{Pr}}{12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (\overline{Pr}^{2/3} - 1) + 1,07}} \quad Nu_{0,2} = \frac{\frac{\xi}{8} Re Pr}{1 + \frac{900}{Re} + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (\overline{Pr}^{2/3} - 1)}} \quad \xi = \frac{1}{(1,82 \log Re_b - 1,64)^2}$$

**Tableau 2-8 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique chauffés. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées.**

2.4.4.2 Corrélation en refroidissement

Etude	Fluide	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	x <sub>4</sub>	x <sub>5</sub>	a	b	c	d	e	f	g	h
Pettersen 2000	CO <sub>2</sub>	Dittus-Boelter ou Gnielinski														
Kim 2001	CO <sub>2</sub>	0,03246	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0,8062	0,796	-1,209	0	0	0,7181	0	0
Wei 2002	CO <sub>2</sub>	Voir annexe pour les exposants														
Liao 2002a	CO <sub>2</sub>	0,128	0	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	-0,407	0	0	0,411	0	0,205
Wei 2002	CO <sub>2</sub>	Voir annexe pour les exposants														
Yoon 2003	CO <sub>2</sub>	0,033534	0	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	0,57	0	0	0,86	0	0
Dang 2004a	CO <sub>2</sub>	Version modifiée de Gnielinski, Voir annexe														
Son 2005 <sup>5</sup>	CO <sub>2</sub>	1	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>w</sub>	0,55	0,23	0	0	0	-0,15	0	0
Son 2005 <sup>6</sup>	CO <sub>2</sub>	1	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>w</sub>	0,35	1,9	1,6	0	0	3,4	0	0
Huai 2005	CO <sub>2</sub>	0,022186	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	1,4652	0	0	0,0832	0	0

$$Nu_{x1} = C_1 Re_{x2}^a Pr_{x3}^b \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^c \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^d \left( \frac{\lambda_w}{\lambda_b} \right)^e \left( \frac{Cp_{x4}}{Cp_{x5}} \right)^f \left( 1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h} \right)^g Ri^h$$

Tableau 2-9 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de Dittus-Boelter sont considérées.

<sup>5</sup> pour  $T_b/T_{pc} < 1$

<sup>6</sup> pour  $T_b/T_{pc} > 1$

Etude	Fluide	Nu <sub>0</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	a	b	c	d	e	F
Krasnoshchekov 1970	CO <sub>2</sub>	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	n	0	0	m	0	1
Petrov 1985	CO <sub>2</sub>	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0	0	0	m	0	Voir annexe
Kirrilov 1990	CO <sub>2</sub> Eau	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	m	0	0	n	0	1

$$Nu_{x1} = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^a \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^b \left( \frac{\lambda_w}{\lambda_b} \right)^c \left( \frac{Cp_{x2}}{Cp_{x3}} \right)^d \left( 1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h} \right)^e F$$

**Tableau 2-10 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées.**

### 2.4.4.2.3 Comparaison des corrélations

Jackson 1979a, 2002 a confronté en chauffage certaines des corrélations développées plus haut (Shitsman 1959, Bishop 1964, Swenson 1965, Krasnoshchekov 1967, Ornatsky 1970, Yamagata 1972, Jackson 1975 et Jackson 2002,) à près de 2000 points expérimentaux, couvrant de larges gammes de débit, de températures de mélange et de paroi. Les mesures concernaient de l'eau supercritique pour 75 % d'entre elles et du dioxyde de carbone supercritique pour le reste. L'auteur signale que les points concernés ont été soigneusement choisis afin d'exclure ceux traduisant une influence notable de la flottabilité. Les corrélations de Krasnoshchekov 1967 et sa version modifiée par Jackson 2002 présentent les meilleurs résultats : 90 % des données de l'eau et 93 % de celles du dioxyde de carbone sont corrélées avec une erreur inférieure à 20 %. Ces deux équations sont donc adaptables à de larges gammes de fonctionnement, en eau comme en CO<sub>2</sub>.

Pioro 2003, 2004a a comparé une sélection de corrélations développées pour le chauffage et présentées plus haut sur les mesures de Shitsman 1963, réalisées en chauffage. Les données expérimentales utilisées couvrent des valeurs de  $\phi/G$  comprises entre 0,6 et 1,2, incluant donc des régimes thermiques normaux et détériorés. Les résultats obtenus sont notamment illustrés par les Figure 2-30 et Figure 2-31.

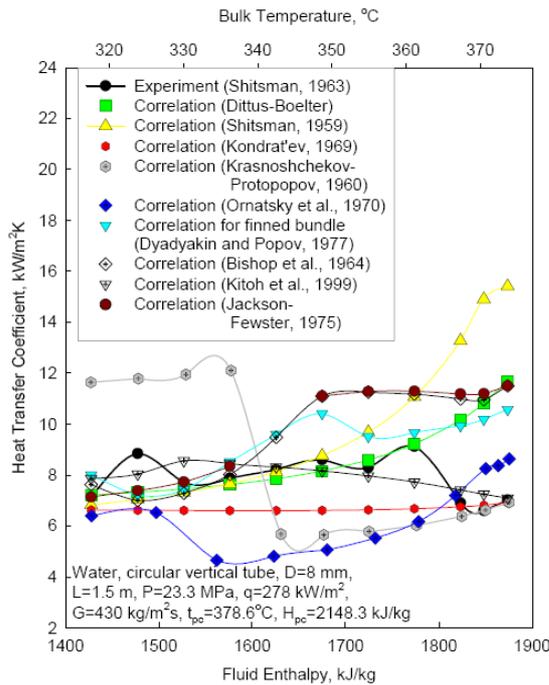


Figure 2-30 : Comparaison du coefficient d'échange de chaleur mesuré et calculé pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003.

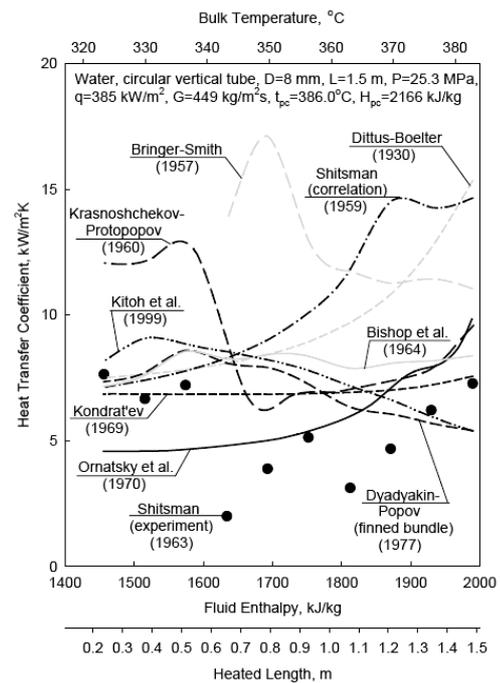


Figure 2-31 : Comparaison du coefficient d'échange de chaleur mesuré et calculé pas diverses corrélations, d'après Pioro 2004a.

Pioro 2003, 2004a signale que les corrélations de Krasnoshchekov 1960 et Kondrat'ev 1969 donnent des allures de coefficient d'échange qualitativement correctes en dehors des régions de régime détérioré. Globalement des écarts très importants, tant qualitatif que quantitatif, entre les

comportements expérimentaux de Shitsman 1963 et ceux prédits par les différentes corrélations sont relevés.

Pioro 2003, 2004a poursuit sa comparaison en s'appuyant sur des données expérimentales effectuées récemment par l'auteur sur du dioxyde de carbone à pressions supercritiques. Ces données ont été obtenues pour des régimes non détériorés ( $\phi/G = 0,096$ ).

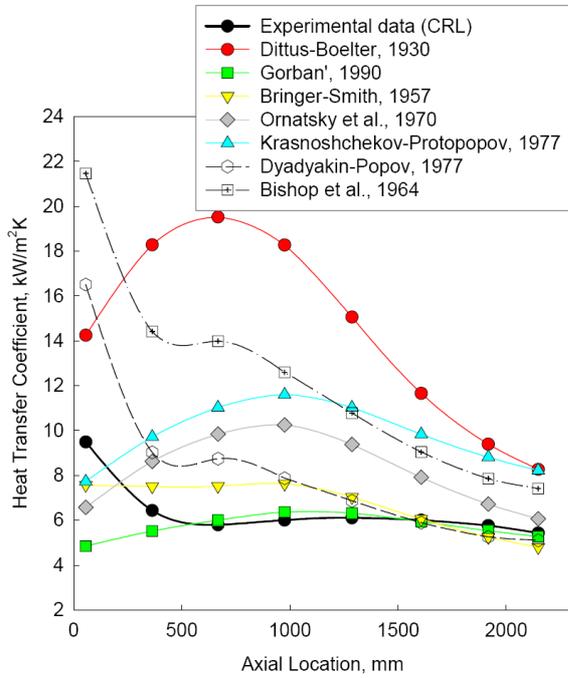


Figure 2-32 : Comparaison des profils de coefficient d'échange de chaleur mesurés par Shitsman 1963 et calculés pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003 ( $D_h=8$  mm,  $L=2,208$  m,  $P=82$  bars,  $T_e=33,4$  °C,  $T_s=41,5$  °C,  $G=1978$  kg/m<sup>2</sup>.s,  $\phi=189$  kW/m<sup>2</sup>).

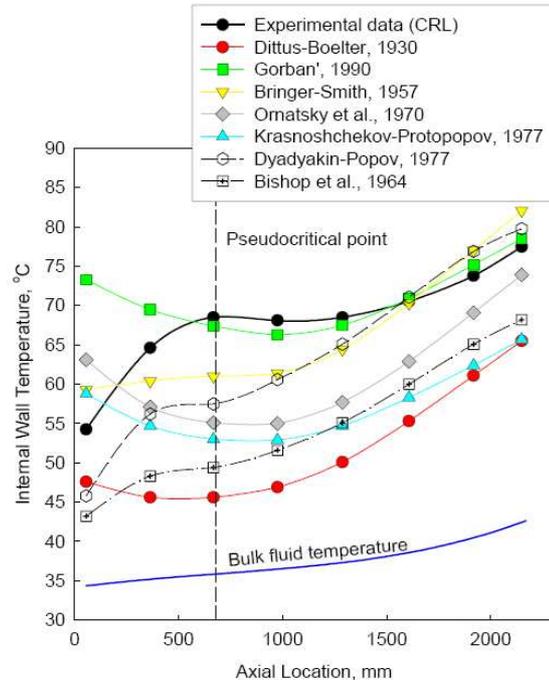


Figure 2-33 : Comparaison des profils de température de paroi mesurés par Shitsman 1963 et calculés pas diverses corrélations, d'après Pioro 2003 (même conditions aux limites qu'à côté).

Les résultats des Figure 2-32et Figure 2-33 montrent d'importantes différences entre les données expérimentales et calculées, principalement dans la région pseudo-critique. Lorsque les températures de paroi et de mélange sont supérieures à la température pseudo-critique, toutes les corrélations semblent indiquer un comportement commun.

Pioro 2003, 2004a insiste sur l'absence de consensus sur les tendances générales suivies par le coefficient de transfert de chaleur en supercritique parmi les centaines d'études disponibles dans la littérature, et sur la difficulté à extrapoler les résultats obtenus à d'autres géométries et gammes de fonctionnement. Il conclut ces comparaisons en indiquant que si certaines des corrélations testées peuvent être utilisées pour un calcul préliminaire de dimensionnement, aucune n'est capable de correctement décrire les dégradations observées du coefficient d'échange. Les corrélations retenues étant toutes de la même forme (corrélation monophasique à propriétés physiques constantes corrigées

par des rapports de propriétés physiques évaluées à différentes températures de référence), cela n'est guère surprenant.

En refroidissement, différents auteurs (Pettersen 2000, Pitla 2002, Liao 2002b, Yoon 2003, Dang 2004a, Son 2005, Huai 2005,) ont comparé leurs résultats expérimentaux à diverses corrélations disponibles dans la littérature. A l'exception de Pettersen 2000 qui note un accord satisfaisant ou très satisfaisant avec toutes les corrélations testées, les auteurs notent en général de piètres concordances entre mesures et calculs, principalement dans la région pseudo-critique. Comme observé sur les comparaisons de Piro 2003, 2004a, les différentes corrélations montrent des comportements communs loin des points pseudo-critiques. Les Figure 2-34 et Figure 2-35 illustrent les résultats typiquement obtenus par Yoon 2003 et Dang 2004a.

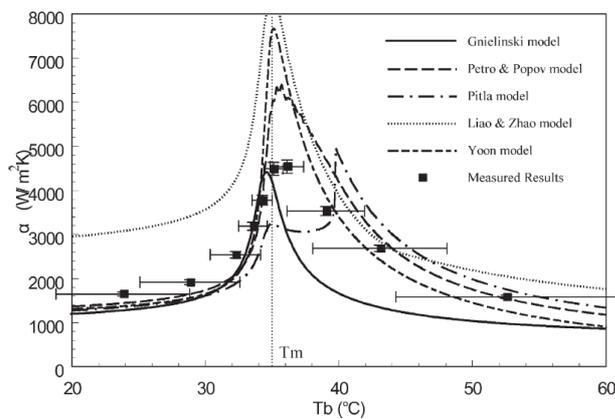


Figure 2-34 : Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré par Dang 2004a et calculé par différentes corrélations, d'après Dang 2004a ( $D_h=6$  mm,  $\varphi=24$  kW/m<sup>2</sup>,  $G=200$  kg/m<sup>2</sup>.s).

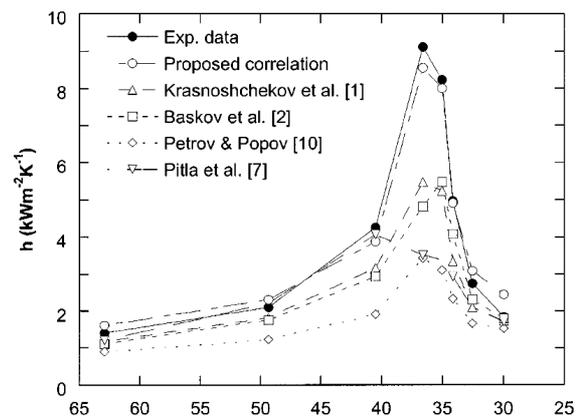


Figure 2-35 : Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré par Yoon 2003 et calculé par différentes corrélations, d'après Yoon 2003 ( $P = 80$  bars,  $G = 239$  kg/m<sup>2</sup>.s).

Huai 2005 observe des différences plus importantes avec les corrélations développées pour des tubes larges (Petrov 1985) qu'avec celles spécifiques aux petits diamètres (Liao 2002b). Ces considérations en refroidissement corroborent les conclusions de Piro 2003, 2004a établies en chauffage sur la difficulté à extrapoler les corrélations à des géométries et gammes de fonctionnement différentes.

#### 2.4.4.2.4 Conclusion

Les corrélations thermiques établies pour les fluides à pression supercritique sont en général de trois formes, de complexité croissante :

- les corrélations monophasiques prises à une température de référence particulière (température de paroi  $T_w$ , de mélange  $T_b$  ou de film  $T_f$ ) ;
- les corrélations monophasiques prises à une température de référence particulière et corrigées par des rapports de propriétés physiques afin de tenir compte des gradients radiaux de propriétés physiques ;

- les corrélations monophasiques corrigées comme précédemment et complétées par des termes intégrant les effets d'accélération thermique et de flottabilité.

Les deux premières formes sont les plus utilisées. Comme montré par Hall 1971 et Jackson 1979a, elles retranscrivent correctement les allures du coefficient d'échange observé en convection forcée : un pic, dont l'amplitude diminue à mesure que le flux augmente, est noté dans la région pseudo-critique. Jackson 1979a illustre ces considérations avec les distributions longitudinales de coefficient d'échange issues de la corrélation de Krasnoshchekov 1967. Les allures obtenues (Figure 2-36) sont très proches de celles observées expérimentalement par Vikhrev 1967 (Figure 2-28).

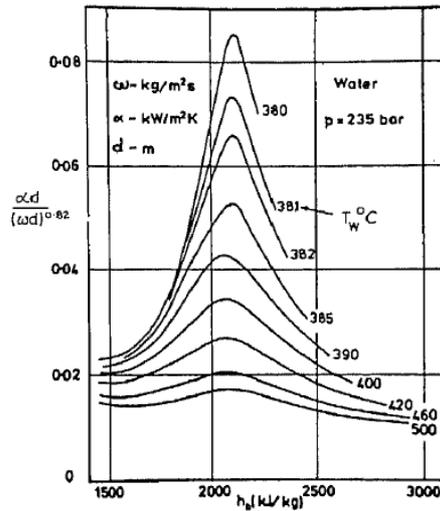


Figure 2-36 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur d'après la corrélation de Krasnoshchekov 1967.

En présence significative d'accélération thermique ou de convection naturelle, ces corrélations ne sont plus valables. Elles restent tout au plus utilisables pour un calcul préliminaire de dimensionnement, mais les prévisions ne correspondent que grossièrement aux comportements expérimentaux (Pioro 2003, 2004a). Quelques corrélations intègrent toutefois ces mécanismes. La plupart introduisent un terme de flottabilité basé sur un nombre de Richardson  $Ri$  (Liao 2002a, Kirillov 1990). Comme mentionné par Kirillov 2000, la corrélation de Kurganov, basée sur un critère de convection mixte, est plus générale et applicable à tous les régimes thermiques rencontrés. Toutefois son utilisation est très complexe et limite donc sa diffusion.

La dynamique des fluides à pression supercritique étant principalement dominée par des régimes de convection mixte, il est surprenant de constater que, exception faite de la corrélation de Kurganov, les corrélations thermiques supercritiques sont principalement développées sous l'angle de la convection forcée. Des considérations de simplicité et un certain manque de données expérimentales disponibles en convection naturelle supercritique dans des tubes expliquent peut être ce parti pris. Des approches analogues à celle développée par Aicher 1997 peuvent être alors envisagées.

## 2.5 Refroidissement de CO<sub>2</sub>

Des études sur le transfert de chaleur en supercritique en petits diamètres (typiquement, inférieurs à 5-6 mm) ont déjà été réalisées bien avant le retour du CO<sub>2</sub> comme frigorigène. Ces études concernent principalement les fluides cryogéniques (Hydrogène et Hélium), mais aussi l'eau et le CO<sub>2</sub>. Pour la plupart, ces études ont été réalisées en chauffage pour des gammes de densité de flux de paroi relativement élevées (celles des applications visées, c'est-à-dire le nucléaire ou la propulsion de fusées) qui ne correspondent pas en général aux applications de conditionnement d'air. Le retour du CO<sub>2</sub> comme frigorigène a fortement développé l'intérêt pour le refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique.

### 2.5.1 Dispositif expérimentaux

#### 2.5.1.1 Etude de Dang 2004a

Dang 2004a s'est intéressé aux écoulements horizontaux de CO<sub>2</sub> dans des tubes circulaires de cuivre de diamètres intérieurs 1 mm, 2 mm, 4 mm et 6 mm. La section d'essais consiste en un coaxial horizontal de 0,5 m de long. Le CO<sub>2</sub> circule dans le tube intérieur et est refroidi par un écoulement à contre courant d'eau. Des thermocouples de type T (côté CO<sub>2</sub>) et des sondes platine (côté eau) permettent de connaître les températures d'entrée et de sortie des fluides. Dix thermocouples, placés régulièrement sur la paroi externe du tube CO<sub>2</sub>, permettent de remonter à la température de paroi interne. Le flux échangé est estimé côté eau, le coefficient d'échange de chaleur est calculé selon une méthode classique du  $\Delta T_{lm}$  entre le CO<sub>2</sub> et la paroi interne du tube en cuivre. Les conditions expérimentales de l'étude sont rassemblées dans le Tableau 2-11; la Figure 2-37 illustre le dispositif expérimental utilisé.

Diamètre (mm)	Fluide	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	$\phi$ (kW/m <sup>2</sup> )	Pression (bars)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
6	CO <sub>2</sub>	200, 400	6, 12, 24, 33	80-100	20-65	1.10 <sup>4</sup> -1,2.10 <sup>5</sup>	1
4		400, 600, 800	12				
2		800, 1200					
1							

Tableau 2-11 : Conditions expérimentales de l'étude de Dang 2004a.

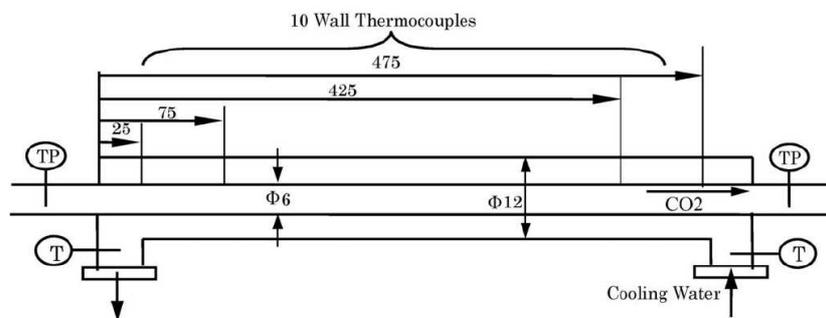


Figure 2-37 : Section d'essais utilisée par Dang 2004a.

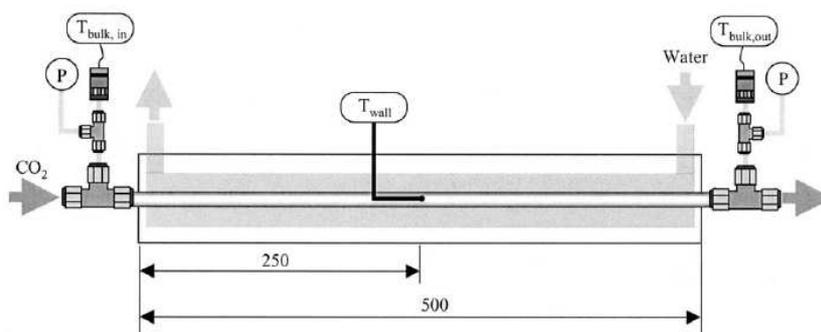
Dang 2004a précise, qu'en raison des fortes variations longitudinales des propriétés physiques, une attention particulière doit être portée à la méthode de l'écart logarithmique moyen de température  $\Delta T_{lm}$ . A partir d'une approche numérique (découpage de la section d'essais en longueurs élémentaires, calcul des coefficients d'échange, côté eau et côté CO<sub>2</sub>, dans chaque longueur par la formule de Gnielinski et comparaison des coefficients d'échange globaux moyenné et calculé par la méthode  $\Delta T_{lm}$ ), il a étudié la possibilité de l'utilisation de cette méthode et a observé des écarts inférieurs à 20 % pour les conditions expérimentales du Tableau 2-11. Pour pallier à ces écarts, Dang 2004a a introduit une définition alternative de l'écart de température. Toutefois, les erreurs mentionnées sont relatives à un coefficient d'échange de chaleur local moyenné calculé par la formule de Gnielinski, dont la validité est discutable en supercritique.

**2.5.1.2 L'étude de Yoon 2003, Kim 2001**

Yoon 2003 a étudié le transfert de chaleur et le frottement lors du refroidissement de dioxyde de carbone supercritique dans un tube en cuivre horizontal de 7,73 mm de diamètre intérieur. Le dispositif d'essai est constitué de huit sections élémentaires de 500 mm de long disposées en série. Dans chacune, le CO<sub>2</sub> circule dans le tube intérieur en cuivre et est refroidi par un écoulement à contre-courant d'eau. Les températures sont mesurées en entrée et en sortie des sections élémentaires au moyen de thermocouples de type T. Une mesure de la température de paroi externe du tube en cuivre est faite au milieu de chaque section. La Figure 2-38 représente une des huit sections d'essais élémentaires. Les conditions expérimentales d'étude sont récapitulées dans le Tableau 2-12.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
7,73	CO <sub>2</sub>	75-88	225-450	25-65	2.10 <sup>4</sup> -1,8.10 <sup>5</sup>	1

**Tableau 2-12 : Conditions expérimentales de l'étude de Yoon 2003.**



**Figure 2-38 : Section d'essais utilisée par Yoon 2003.**

Le coefficient d'échange de chaleur est estimé à partir des températures de paroi et de mélange moyenne, et du flux calculé sur l'eau de refroidissement.

### 2.5.1.3 L'étude de Wei 2002

Wei 2002 a étudié le transfert de chaleur du CO<sub>2</sub> supercritique dans un tube en inox horizontal de 10 mm diamètre intérieur. Le dioxyde de carbone est refroidi par un coaxial à contre-courant de 1350 mm de long (voir Figure 2-39). La température interne du CO<sub>2</sub> est mesurée au moyen de six thermocouples type T de 1 mm de diamètre disposés régulièrement dans la section d'essais et espacés de 200 mm. Deux thermocouples type T de 0,5 mm de diamètre mesurent les températures de paroi haute et basse correspondantes. Le dispositif d'essais et la position des mesures de température sont illustrés en Figure 2-39. Sur chaque section ainsi définie (six au total), le coefficient d'échange local est calculé à partir des température de paroi et de mélange. Dans toutes ses mesures, Wei 2002 s'est assuré que le gradient circonférentiel de température était faible et que l'influence de la flottabilité était négligeable. Les conditions expérimentales d'étude sont regroupées dans le Tableau 2-13.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
10	CO <sub>2</sub>	66-110	140-280	30-85	10 <sup>4</sup> -1,2.10 <sup>6</sup>	1

Tableau 2-13 : Conditions expérimentales de l'étude de Wei 2002.

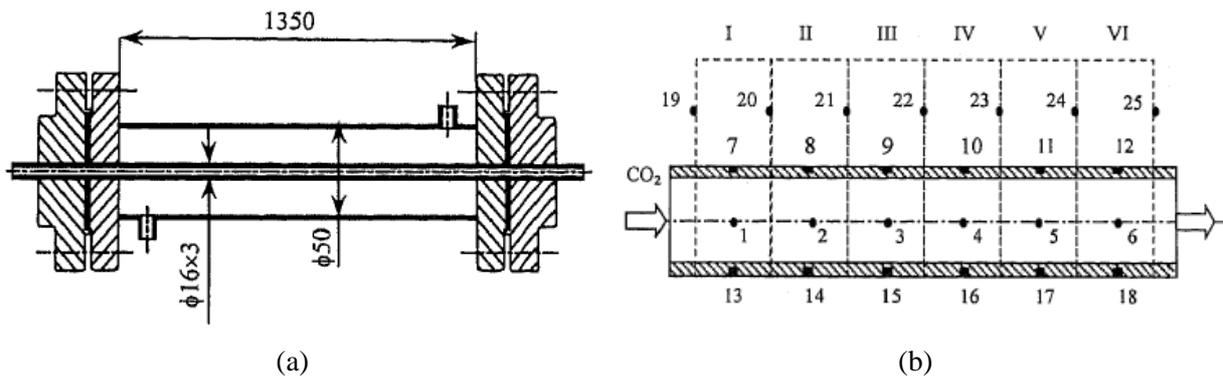


Figure 2-39 : (a) Section d'essais utilisée par Wei 2002, (b) Implantation des thermocouples.

Wei 2002 calcule le flux échangé comme la moyenne arithmétique des flux calculés sur l'eau et sur le CO<sub>2</sub>. Le flux perdu par le dioxyde de carbone est calculé par :

$$\phi_{CO_2} = (\dot{m}C_p \Delta T_b)_{CO_2}$$

ce qui est très discutable en supercritique où l'approximation  $h=C_p T$  n'est plus valable, particulièrement au voisinage des points pseudo-critiques.

### 2.5.1.4 L'étude de Huai 2005

Huai 2005 a étudié le transfert de chaleur et les pertes de pression d'un écoulement horizontal de CO<sub>2</sub> supercritique dans des mini-canaux ronds en aluminium de 1,31 mm de diamètre hydraulique. La Figure 2-40 illustre le dispositif expérimental étudié. Le refroidissement du CO<sub>2</sub> est assuré par une circulation d'eau autour du port plat. Douze fluxmètres placés sur la surface extérieure du port estiment le flux perdu par le dioxyde de carbone. La température extérieure de paroi est obtenue au moyen de vingt quatre thermocouples type T de 0.5 mm de diamètre incorporés aux surfaces

supérieure et inférieure. Enfin, les températures du CO<sub>2</sub> en entrée et en sortie de section d'essais sont mesurées par des thermocouples type T de 0,5 mm de diamètre. A partir d'un bilan de puissance réalisé sur les fluxmètres, Huai 2005 calcule les températures de mélange du CO<sub>2</sub> aux positions des mesures de température de paroi, et en déduit le coefficient de transfert de chaleur local. Une approche globale est également suivie. Les conditions expérimentales d'étude sont récapitulées dans le Tableau 2-14.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
1,31	CO <sub>2</sub>	74-85	113,7-418,6	25-50	2.10 <sup>3</sup> -2,5.10 <sup>4</sup>	10

Tableau 2-14 : Conditions expérimentales de l'étude de Huai 2005.

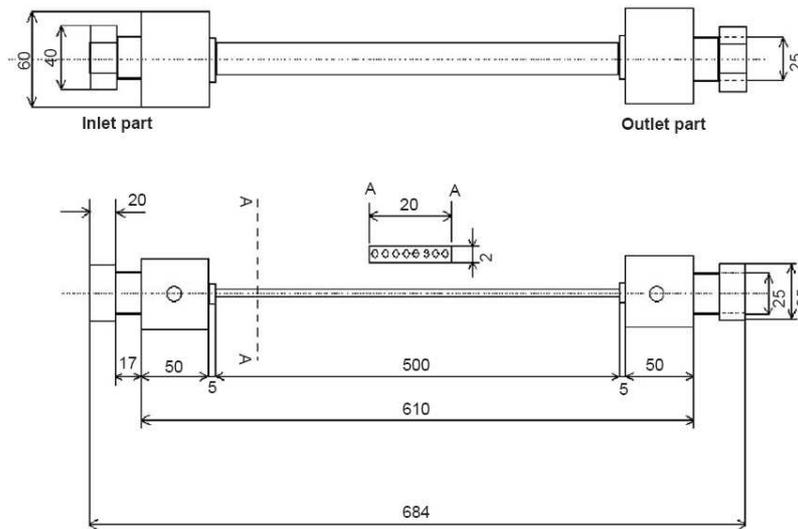


Figure 2-40 : Section d'essais utilisée par Huai 2005.

### 2.5.1.5 L'étude de Pettersen 2000

Pettersen 2000 a étudié les échanges de chaleur dans des écoulements horizontaux turbulents de CO<sub>2</sub> supercritique dans un port plat extrudé en aluminium de 0,79 mm de diamètre hydraulique. Le CO<sub>2</sub> est refroidi par une circulation d'eau. Les températures d'entrée et de sortie de l'eau et du CO<sub>2</sub> sont mesurées au moyen de sonde Platine Pt100. Le coefficient d'échange de chaleur global est obtenu par une méthode  $\Delta T_{lm}$  entre l'eau et le dioxyde de carbone. Les conditions expérimentales figurent dans le Tableau 2-15; la géométrie des ports plats utilisée est illustre en Figure 2-41.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	$\phi$ (kW/m <sup>2</sup> )	Nombre de tube
0,79	CO <sub>2</sub>	80-101	600-1200	15-70	5.10 <sup>3</sup> -4,7.10 <sup>4</sup>	10-20	25

Tableau 2-15 : Conditions expérimentales de l'étude de Pettersen 2000.

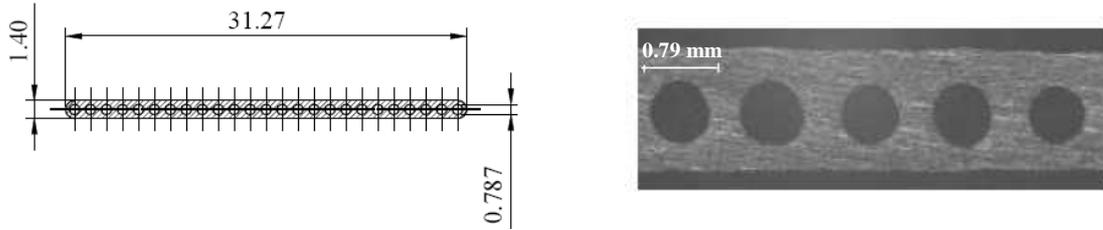


Figure 2-41 : Port plat utilisé par Pettersen 2000.

### 2.5.1.6 L'étude de Liao 2002b

Liao 2002b a étudié les transferts de chaleur dans des écoulements horizontaux de CO<sub>2</sub> supercritique dans des tubes ronds en inox de diamètres intérieurs compris entre 0,5 mm et 2,16 mm, et de longueur 110 mm. Le refroidissement du CO<sub>2</sub> est assuré par une circulation d'eau en courants croisés comme illustré en Figure 2-42, de sorte que la température externe de paroi puisse être considérée constante. Afin de réaliser au mieux cette hypothèse, la section d'essais est divisée en deux et est refroidie par deux écoulements distincts d'eau aux débits réglables individuellement (voir Figure 2-42). Six thermocouples de type T placés régulièrement sur la paroi externe des tubes permettent de vérifier la validité de l'hypothèse. Deux autres sont placés dans le CO<sub>2</sub>, en entrée et sortie de section d'essais. Le coefficient de transfert de chaleur global est calculé par la méthode de l'écart logarithmique moyen de température  $\Delta T_{lm}$  entre la paroi externe et le CO<sub>2</sub>. Les conditions expérimentales de l'étude sont rassemblées dans le Tableau 2-16; la Figure 2-42 illustre le dispositif expérimental utilisé.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	$\phi$ (kW/m <sup>2</sup> )	Nombre de tube
0,5; 0,7; 1,1; 1,4; 1,55; 2,16	CO <sub>2</sub>	74-120	90-8000	20-110	10 <sup>4</sup> -2.10 <sup>5</sup>	10-200	1

Tableau 2-16 : Tableau 2-17 : Conditions expérimentales de l'étude de Liao 2002b.

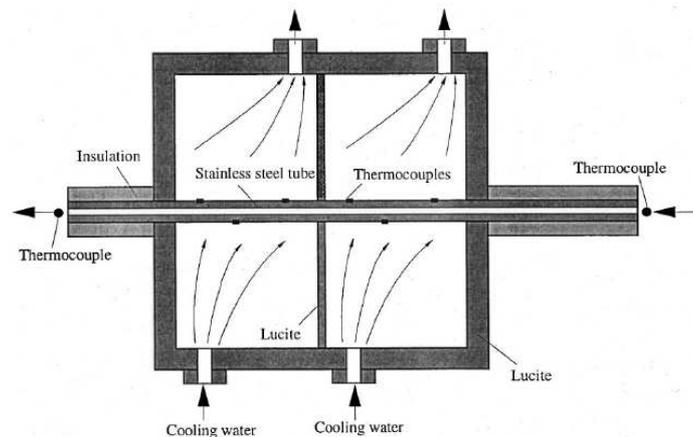


Figure 2-42 : Section d'essais utilisée par Liao 2002b.

### 2.5.1.7 L'étude de Son 2005

Son 2005 s'est intéressé au transfert de chaleur et aux pertes de pression dans des écoulements turbulents horizontaux dans des tubes ronds en inox de 7,75 mm de diamètre intérieur. Le dispositif expérimental est assez similaire à celui présenté par Yoon 2003 : la section d'essais est divisée en douze sous-sections de 500 mm de long refroidies par un écoulement à contre-courant d'eau. Les températures sont mesurées sur l'eau et le CO<sub>2</sub> en entrée et en sortie de chaque sous-section par des thermocouples de type T. Trois mesures de température de paroi externe sont effectuées au milieu des sections, sur le dessus, le côté et le bas du tube. Le coefficient de transfert de chaleur est calculé à partir des températures de mélange et de paroi moyennes. La section d'essais est schématiquement représentée en Figure 2-43. Le Tableau 2-18 regroupe les conditions expérimentales d'étude.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
7,75	CO <sub>2</sub>	90-100	200-400	25-90	2.10 <sup>4</sup> -1,5.10 <sup>5</sup>	1

Tableau 2-18 : Conditions expérimentales de l'étude de Son 2005.

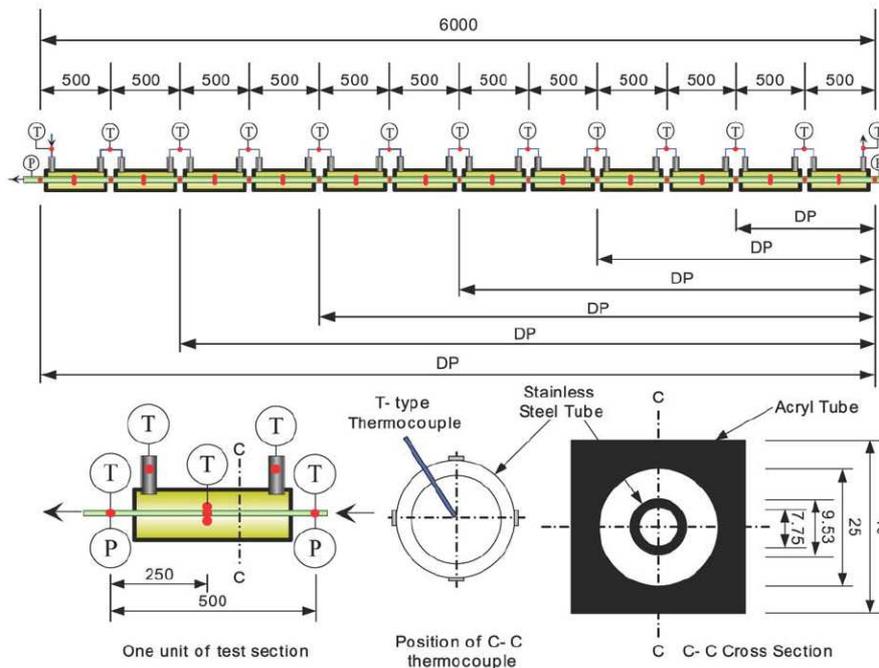


Figure 2-43 : Section d'essais utilisée par Son 2005.

### 2.5.1.8 L'étude de Pitla 2002

Pitla 2002 a étudié le transfert de chaleur dans des écoulements turbulents de CO<sub>2</sub> supercritique dans un tube rond horizontal de 4,72 mm de diamètre hydraulique. La géométrie d'étude consiste en huit sous-sections (5 de 1,8 m de longueur et 3 de 1,3 m de longueur) de type tube-coaxial refroidies par un écoulement à contre-courant d'eau. Des thermocouples sont placés en entrée et en sortie sur les circuits d'eau et de CO<sub>2</sub>. Le coefficient de transfert de chaleur est obtenu par la méthode

$\Delta T_{lm}$  entre les deux fluides. Les conditions expérimentales d'étude sont regroupées dans le Tableau 2-19.

Diamètre (mm)	Fluide	Pression (bars)	G (kg/m <sup>2</sup> .s)	T <sub>b</sub> (°C)	Re	Nombre de tube
4,72	CO <sub>2</sub>	94-134	1140-2228	20-124	9.10 <sup>4</sup> -4.10 <sup>5</sup>	1

**Tableau 2-19 : Conditions expérimentales de l'étude de Pitla 2002.**

### 2.5.1.9 Récapitulatif

Les Tableau 2-20 et Tableau 2-21 récapitulent les caractéristiques importantes des dispositifs expérimentaux en refroidissement présentés précédemment.

	Son 2005	Huai 2005	Pettersen 2000	Pitla 2002	Liao 2002b	Yoon 2003	Dang 2004a	Wei 2002
Fluide	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>
SE	Bi-tube coaxial	Port plat extrudé	Port plat extrudé	Bi-tube coaxial	Monotube Refroidissement transverse	Bi-tube coaxial	Bi-tube coaxial	Bi-tube coaxial
Nombre tube CO <sub>2</sub>	1	10	25	1	1	1	1	1
$D_h$ (mm)	7,75	1,31	0,79	4,42	0,5, 0,7, 1,1, 1,4, 1,55, 2,16	7,73	1; 2; 4; 6	10
Longueur (mm)	12*500	500	540	5*1,8+3*1,3	110	470	500	1350
Matière tube CO <sub>2</sub>	Inox	Aluminium	Aluminium	Inox	Inox	Cuivre	Cuivre	Inox
Paroi	Contre-courant	Contre-courant	Contre-courant	Contre-courant	Courant croisé	Contre-courant	Contre-courant	Contre-courant
Ecoulement	Hz	Hz	Hz	Hz	Hz	Hz	Hz	Hz
Flux (kW/m <sup>2</sup> )	-	-	10-20	-	10-200	-	6-33	-
Pression (bars)	90-100	74-85	80-101	94-134	74-120	75-88	80-100	66-110
T (°C)	25-90	25-50	15-70	20-124	20-110	25-65	20-65	30-85
Débit (kg/h)	34-67	5,5-20,3	26-53	72-140	1,2-12	38-76	2-40	40-80
$G$ (kg/m <sup>2</sup> ,s)	200-400	113,7-418,6	600-1200	1140-2228	90-8000	225-450	200-1200	140-280
Re	$2.10^4$ - $1,5.10^5$	$2.10^3$ - $2,5.10^4$	$5.10^3$ - $4,7.10^4$	$9.10^4$ - $4.10^5$	$10^4$ - $2.10^5$	$2.10^4$ - $1,8.10^5$	$1.10^4$ - $1,2.10^5$	$10^4$ - $1,2.10^6$
Mesures	$\alpha$ $\Delta P$	-	$\alpha$ $\Delta P$	-	-	$\alpha$ $\Delta P$	$\alpha$ $\Delta P$	-

SE : Section d'essais

Hz : Horizontal

**Tableau 2-20 : Conditions expérimentales de différentes études en refroidissement**

	Son 2005	Huai 2005	Pettersen 2000	Pitla 2002	Liao 2002b	Yoon 2003	Dang 2004a	Wei 2002
Boucle	fermée	fermée	fermée	fermée	fermée	fermée	fermée	fermée
Cycle	SC	SC	-	-	TR	SC	SC	TR
Circulation	Pompe magnétique à engrenage	-	-	-	Pompe magnétique à engrenage	Pompe magnétique à engrenage Pompe seringue pour ajustement de pression	Pompe magnétique à engrenage	compresseur
Mesure $T_{CO_2}$	TC type T Entrée/sortie	TC type K 0.5 mm Entrée/sortie	Pt100 Entrée/sortie	-	TC type K 0.5 mm Entrée/sortie	TC type T Entrée/sortie	TC type T Entrée/sortie	TC type T 1mm Entrée/sortie 6 TC type T 1mm dans la longueur
Mesure $T_w$	3 TC type T Haut-bas-coté au milieu de la SE	24 TC type K sur la longueur	-	-	6 TC type T sur la longueur	3 TC type T Haut-bas-coté au milieu de la SE	10 TC type T sur la longueur	6 TC type T 0.5 mm sur la longueur
Mesure $T_{eau}$ refroid	TC type T Entrée/sortie	-	Pt100 Entrée/sortie	-	-	TC type T Entrée/sortie	Pt100 Entrée/sortie	TC type T 1 mm Entrée/sortie
Flux échangé	Bilan $CO_2$	12 fluxmètres	Bilan $CO_2$	-	Bilan $CO_2$	Bilan eau	Bilan eau	Moyenne bilan eau/bilan $CO_2$
Approche	Semi-globale	Locale Globale	Globale	Globale	Globale	Semi-globale	Globale	Locale
$T_{ref}$	$T_b$	$T_b$	$T_b$	$T_b$	$T_b$	$T_b$	$T_b, T_f$	$T_b$
Traitement	$\phi = \frac{\alpha_{CO_2}}{(T_{b,CO_2} - T_{w,int})}$ avec $T_{b,CO_2}$ et $T_{w,int}$ moyennes sur chaque section d'essais	$\phi = \frac{\alpha_{CO_2}}{(T_{b,CO_2} - T_{w,int})}$ entre chaque fluxmètre	$\Delta T_{lm}$	-	$\Delta T_{lm}$	Idem Son 2005	$\Delta T_{lm}$	-

SC : supercritique

TR : transcritique

TC : thermocouples

Pt100 : sonde Platine

**Tableau 2-21 : Eléments importants des dispositifs expérimentaux des études en refroidissement sélectionnées**

## 2.5.2 Résultats

Les différentes études expérimentales en refroidissement abordées plus haut présentent des résultats relativement homogènes dans leurs allures et cohérents avec celles présentées précédemment dans le mémoire en condition de chauffage. Ces tendances et les effets de différentes conditions limites sur le coefficient de transfert de chaleur et le coefficient de frottement sont présentés ci-après et illustrés par des résultats expérimentaux choisis parmi les études sélectionnées. Lorsque les raisons de ces comportements ont déjà été abordées précédemment dans le mémoire, aucune explication supplémentaire ne sera développée.

A l'exception de l'étude de Liao 2002b qui s'y intéresse plus particulièrement, les études en refroidissement présentées dans le Tableau 2-20 et le Tableau 2-21 ne font pas mention de convection mixte. Wei 2002 se base sur le critère de Petukhov 1974 pour considérer une influence négligeable de la flottabilité dans ses mesures. Les autres études postulent des régimes de convection forcée mais ne vérifie pas cette hypothèse.

### 2.5.2.1 Etude thermique

La Figure 2-44 présente l'influence de la pression sur le transfert de chaleur dans un tube de 4 mm de diamètre intérieur. Le débit massique surfacique est fixé à  $G = 800 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , la densité de flux de paroi à  $12 \text{ kW/m}^2$ . Pour toutes les pressions considérées, le coefficient de transfert de chaleur passe par un maximum lorsque la température de référence est proche de la température pseudo-critique. Toute augmentation de pression conduit à la diminution du pic. Lorsque la température de référence est loin de la région pseudo-critique, les valeurs du coefficient d'échange sont indépendantes de la pression. Ces comportements se retrouvent sur les données de Pettersen 2000, Yoon 2003, Son 2005 et Huai 2005. La température de mélange  $T_b$  est la température de référence la plus fréquemment utilisée, la température de film  $T_f$  plus rarement (Dang 2004a).

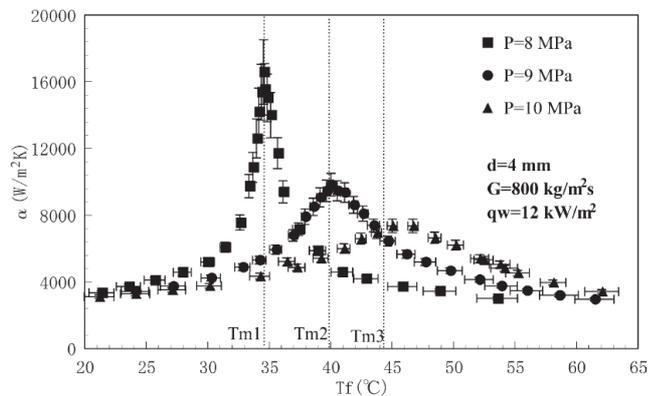


Figure 2-44 : Effet de la pression sur le coefficient de transfert de chaleur d'après Dang 2004a. Sur les points expérimentaux, les traits horizontaux représentent l'écart de température entrée/sortie du  $\text{CO}_2$  dans la section d'essais, les traits verticaux représentent les incertitudes.

Wei 2002 trouve une distribution du coefficient d'échange de forme relativement différente. De plus, le maximum n'est pas forcément observé au voisinage proche de la température pseudo-critique (Figure 2-45).

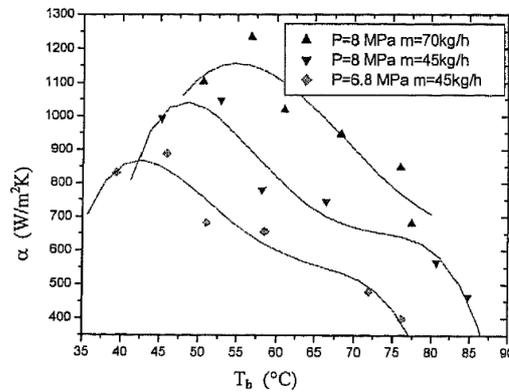


Figure 2-45 : Allure du coefficient d'échange de Wei 2002.

A pression donnée, le coefficient d'échange de chaleur augmente avec le débit massique surfacique  $G$ . La Figure 2-46 illustre ce comportement pour un tube de 7,75 mm de diamètre intérieur, une pression de 85 bars et des débits massiques surfaciques compris entre 200  $kg/m^2.s$  et 400  $kg/m^2.s$ .

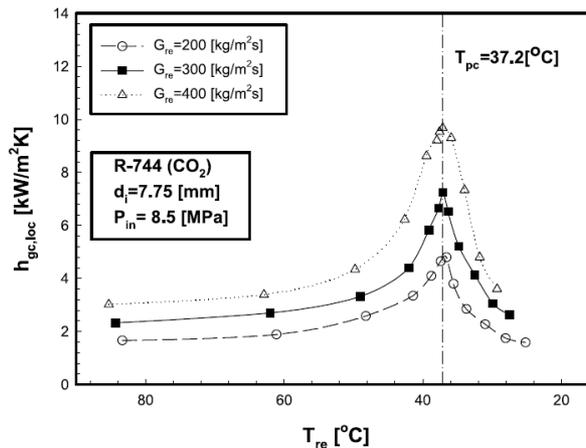


Figure 2-46 : Effet du débit massique sur le coefficient de transfert de chaleur, d'après Son 2005.

Des allures similaires sont notées chez Pettersen 2000, Dang 2004a, Huai 2005, Yoon 2003, Liao 2002b.

Le flux est un paramètre dont l'influence sur le coefficient d'échange a été peu traitée en refroidissement (Pettersen 2000, Dang 2004a). Au vu des résultats obtenus en chauffage et présentés précédemment dans le mémoire, des effets notables sont néanmoins à envisager. Il est à noter qu'en refroidissement, le flux est un paramètre difficile à maîtriser puisqu'il dépend lui-même du coefficient d'échange, si bien qu'il est très délicat d'obtenir des conditions à flux constant.

Dans un port plat de 0,79 mm de diamètre hydraulique, à une pression de 90 bars et un débit massique surfacique de 600 kg/m<sup>2</sup>.s, Pettersen 2000 a observé une variation de moins de 2 % sur le coefficient d'échange lorsque le flux pariétal passait de 10 kW/m<sup>2</sup> à 20 kW/m<sup>2</sup>. Le fort débit ou les faibles valeurs du flux peuvent expliquer ces mesures.

Dang 2004a a observé l'influence de la densité de flux sur le transfert de chaleur dans un tube de 6 mm de diamètre, à une pression de 80 bars et un débit massique surfacique de 200 kg/m<sup>2</sup>.s.

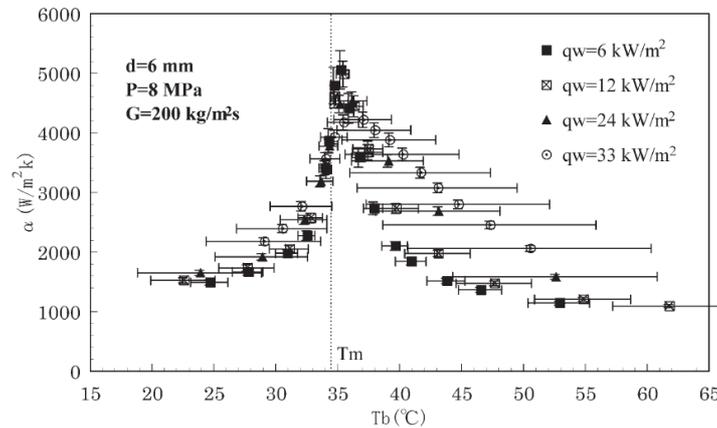


Figure 2-47 : Effet de la densité de flux sur le coefficient d'échange de chaleur d'après Dang 2004a.

Dang 2004a a observé que le maximum de coefficient d'échange diminue à mesure que le flux augmente, et estime que la diminution de la moyenne radiale de la capacité calorifique massique en est la cause. Il note également qu'en raison d'une meilleure conductivité thermique en paroi à mesure que le flux croît, cette diminution est moins marquée que celle observée en chauffage. Cette différence avait été envisagée mais non observée par manque de données par Kakaç 1987.

Autour du point pseudo-critique, l'augmentation du flux conduit à une amélioration du coefficient d'échange, importante lorsque  $T_b > T_{pc}$  et plus modérée lorsque  $T_b < T_{pc}$ . Dang 2004a interprète ces comportements par la modification des propriétés physiques, et plus particulièrement de la conductivité thermique, en proche paroi. Il postule que pour une température de mélange donnée  $T_b$ , le transfert turbulent de chaleur est indépendant du flux. L'augmentation de ce dernier conduit alors à une diminution de la température de paroi, et donc à une augmentation de la conductivité thermique en paroi et du coefficient de transfert de chaleur. Les différences notées avant et après le point pseudo-critique sont à rapporter aux pentes de la conductivité thermique à 80 bars de part et d'autre de la transition.

L'effet du diamètre hydraulique a été brièvement étudié par Dang 2004a sur des tubes de diamètres 2 mm, 4 mm et 6mm. Pour chaque taille de tube, les mesures ont été effectuées pour des valeurs identiques des nombres de Reynolds et de Prandtl. La Figure 2-48, représentant le paramètre  $\alpha D_h$  - proportionnel au nombre de Nusselt - en fonction de la température de mélange  $T_b$ , illustre les résultats obtenus. Dang 2004a note une amélioration du paramètre  $\alpha D_h$  à mesure que le diamètre des

tubes augmente, principalement localisée au pic de coefficient d'échange et pour  $T_b > T_{pc}$ . Lorsque  $T_b < T_{pc}$ , les profils semblent insensibles au diamètre. L'auteur n'explique pas ces résultats qui laissent supposer une influence de la convection naturelle.

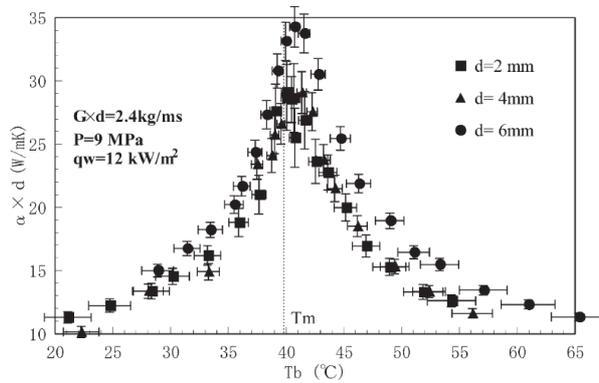


Figure 2-48 : Effet du diamètre de tube sur le coefficient d'échange de chaleur d'après Dang 2004a.

Liao 2002b a mesuré le nombre de Nusselt de mélange  $Nu_b$  pour des diamètres de tubes allant de 0,5 mm à 2,16 mm, dans des conditions identiques de Reynolds, de Prandtl et de flux. Pour une température de mélange donnée  $T_b$ , le gradient de température entre la paroi et l'écoulement est à peu près identique pour tous les essais. Les résultats, illustrés en Figure 2-48 montrent une forte dépendance du Nusselt à la taille des tubes. Pour des diamètres supérieurs à 1,1 mm, le nombre de Nusselt mesuré est supérieur à celui calculé avec la corrélation de Dittus-Boelter et devient inférieur pour des tubes plus petits. Se basant sur un critère d'existence de la convection mixte dans des tubes horizontaux (Kakaç 1987), il a montré que les effets de flottabilité diminuent avec le diamètre de tube (Figure 2-50), et en déduit que la dégradation du Nusselt est imputable à une réduction des effets de convection mixte.

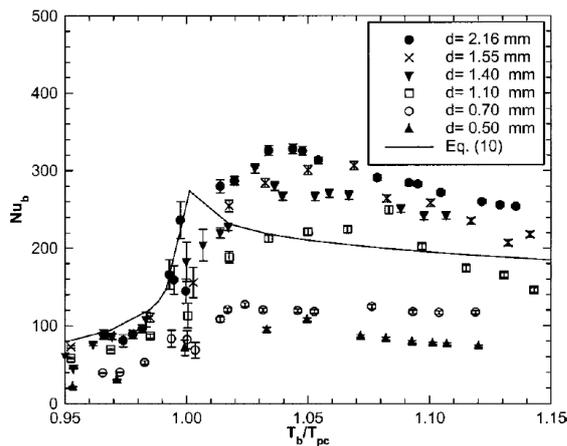


Figure 2-49 : Effet du diamètre de tube sur le nombre de Nusselt à  $\dot{m}/D = 0,19 \text{ kg/m.s}$ , d'après Liao 2002b.

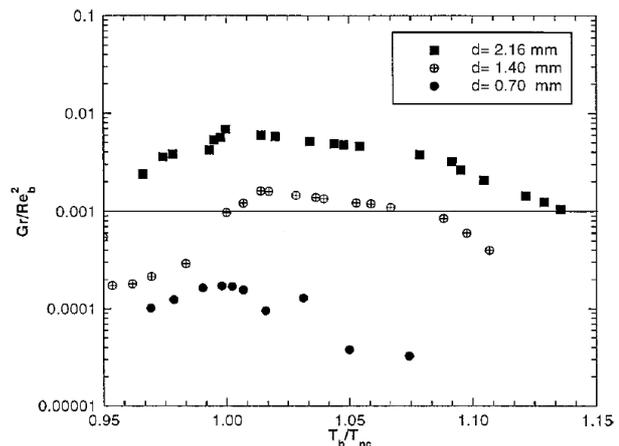


Figure 2-50 : Paramètre de flottabilité en fonction de  $T_b/T_{pc}$  à  $\dot{m}/D = 0,19 \text{ kg/m.s}$ , d'après Liao 2002b.

Il est étrange de constater qu'en l'absence de convection mixte (c'est-à-dire pour des diamètres inférieurs à 1,1 mm), le Nusselt expérimental ne converge pas vers la valeur calculée avec la formule

de Dittus-Boelter. Cela semble indiquer que d'autres phénomènes que la flottabilité sont donc à prendre en compte, ce que Liao 2002b n'explique pas.

La Figure 2-47 est particulièrement intéressante en ce qu'elle pointe une des lacunes des études globales ou semi-globales traitant du refroidissement de fluide supercritique. Elle montre que pour une température de mélange  $T_b$  donnée, le coefficient de transfert de chaleur est fortement dépendant de l'écart de température entrée/sortie du  $\text{CO}_2$ . Ces différences diminuent loin du point pseudo-critique, lorsque les variations des propriétés physiques avec la température sont faibles, et sont d'autant plus importantes que la pression se rapproche de celle du point critique. Des études en refroidissement présentées ici, seules celles de Pettersen 2000, Liao 2002b et Dang 2004a indiquent ce paramètre. Les études locales (Wei 2005) échappent à ce type d'erreur. Toutefois, l'étude de Liao 2002b montre que la différence des températures de paroi et de mélange,  $T_w - T_b$ , est également un facteur influençant significativement les transferts de chaleur à pression supercritique (Figure 2-51).

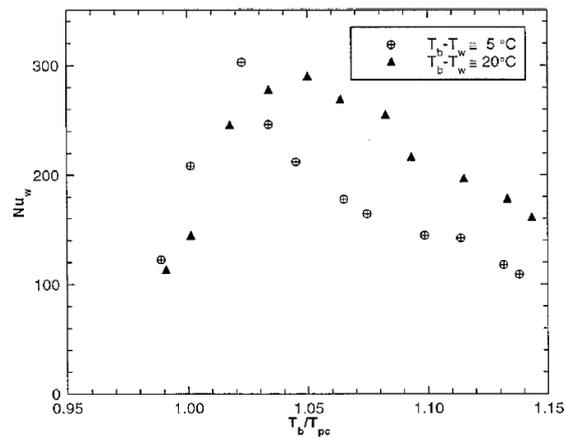


Figure 2-51 : Effet de la différence des températures moyennes de mélange et de paroi  $T_w - T_b$  sur le nombre de Nusselt, pour  $D=1,1$  mm et  $\dot{m}=0,11$  kg/s, d'après Liao 2002b.

2.5.2.2 Corrélation en refroidissement

Etude	Fluide	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	x <sub>4</sub>	x <sub>5</sub>	a	b	c	d	e	f	g	h
Liao 2002a	CO <sub>2</sub>	0,128	0	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	-0,407	0	0	0,411	0	0,205
Kim 2001	CO <sub>2</sub>	0,03246	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>b</sub>	0,8062	0,796	-1,209	0	0	0,7181	0	0
Huai 2005	CO <sub>2</sub>	0,022186	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	1,4652	0	0	0,0832	0	0
Wei 2002	CO <sub>2</sub>	Voir annexe pour les exposants														
Dang 2004a	CO <sub>2</sub>	Version modifiée de Gnielinski, Voir annexe														
Yoon 2003	CO <sub>2</sub>	0,033534	0	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0,8	0,3	0,57	0	0	0,86	0	0
Pettersen 2000		Dittus-Boelter ou Gnielinski														
Son 2005 <sup>7</sup>	CO <sub>2</sub>	1	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>w</sub>	0,55	0,23	0	0	0	-0,15	0	0
Son 2005 <sup>8</sup>	CO <sub>2</sub>	1	0	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>b</sub>	T <sub>w</sub>	0,35	1,9	1,6	0	0	3,4	0	0

$$Nu_{x1} = C_1 Re_{x2}^a Pr_{x3}^b \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^c \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^d \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_b}\right)^e \left(\frac{Cp_{x4}}{Cp_{x5}}\right)^f \left(1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h}\right)^g Ri^h$$

Tableau 2-22 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique de type Dittus-Boelter sont considérées.

<sup>7</sup> pour  $T_b/T_{pc} < 1$

<sup>8</sup> pour  $T_b/T_{pc} > 1$

Etude	Fluide	Nu <sub>0</sub>	C <sub>2</sub>	x <sub>1</sub>	x <sub>2</sub>	x <sub>3</sub>	a	b	c	d	e	F
Krasnoshchekov 1970	CO <sub>2</sub>	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	n	0	0	m	0	1
Petrov 1985	CO <sub>2</sub>	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	0	0	0	m	0	Voir annexe
Kirrilov 1990	CO <sub>2</sub> Eau	Nu <sub>0,1</sub>	0	T <sub>w</sub>	$\overline{Cp}$	T <sub>w</sub>	m	0	0	n	0	1

$$Nu_{x1} = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^a \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^b \left( \frac{\lambda_w}{\lambda_b} \right)^c \left( \frac{Cp_{x2}}{Cp_{x3}} \right)^d \left( 1 + C_2 \frac{D_{hy}}{L_h} \right)^e F$$

**Tableau 2-23 : Récapitulatif des corrélations choisies pour des écoulements verticaux de fluide supercritique refroidis. Seules des corrélations basées sur la corrélation de convection forcée monophasique du type Gnielinski-Petukhov sont considérées**

D'autres corrélations que celles issues des dispositifs expérimentaux présentés en 2.5.1, et basées sur la corrélation de convection forcée de Gnielinski, sont regroupées dans le Tableau 2-23 à des fins de comparaison.

### 2.5.2.3 Frottement

L'étude du frottement en refroidissement a été menée par différents auteurs sur du dioxyde de carbone (Pettersen 2000, Yoon 2003, Dang 2004a et Son 2005). A des fins de comparaison, et en raison du faible nombre d'études expérimentales traitant des pertes de pression régulières lors du refroidissement de fluides supercritiques, l'étude de Mitra 2005, menée sur du R410A dans une section d'essais coaxiale horizontale, est également ici présentée. Les résultats obtenus sont relativement cohérents et peu dispersés. L'allure des pertes de pression par frottement en fonction de la température de mélange  $T_b$  est illustrée par les données de Pettersen 2000, en Figure 2-52 (a) et (b).

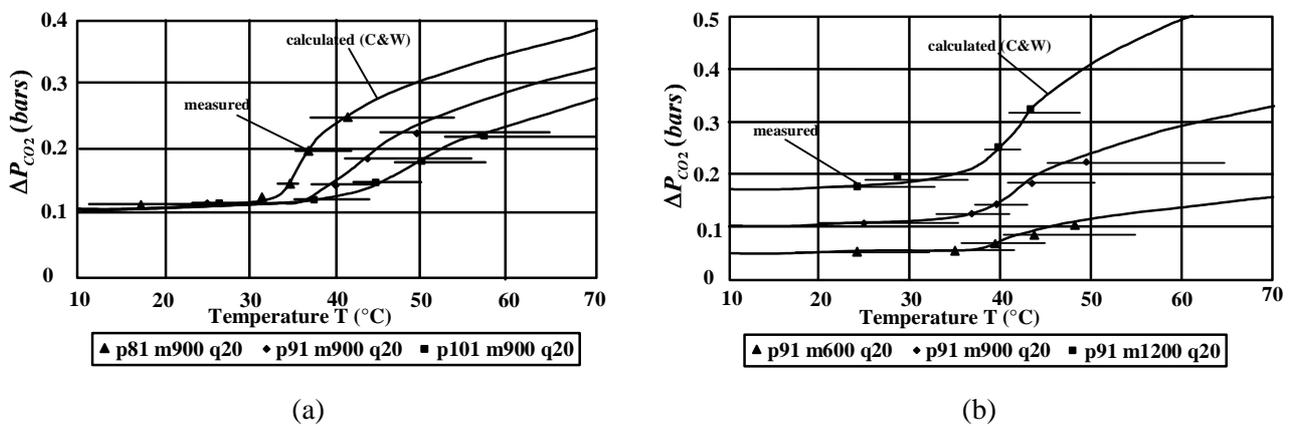


Figure 2-52 : Effets de la pression (a) et du débit (b) sur les pertes de pression par frottement, d'après Pettersen 2000. C&W renvoie à la corrélation sous-critique de Colebrook et White.

Sur la Figure 2-52, les mesures expérimentales sont comparées à la corrélation sous-critique de Colebrook et White donnée par :

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -\log_{10} \left[ \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\xi}} + \frac{\delta / D}{3,71} \right] \quad (2-67)$$

Les allures caractéristiques de la Figure 2-52 sont également observées par Dang 2004a et Mitra 2005. Pour chaque pression, Mitra 2005 définit trois régions selon la température. En pseudo liquide, les pertes de pression sont indifférentes à la température. Dans la zone de transition pseudo-critique, une nette rupture de pente est observée. Dans la région de pseudo vapeur, les pertes de pression augmentent avec la température. Pettersen 2000 et Mitra 2005 rapportent ce comportement à l'évolution des propriétés physiques, et plus particulièrement à la masse volumique et à la viscosité dynamique.

Les pertes de pression par frottement augmentent avec le débit surfacique massique et sont d'autant plus marquées que la pression est proche de la pression critique. Ces paramètres agissent

principalement dans les régions de pseudo vapeur et de transition pseudo-critique, leur influence étant moins marquée dans la zone de pseudo liquide. Pettersen 2000 n'a mesuré aucune influence notable de la densité de flux de paroi sur les pertes de pression par frottement. La gamme de flux utilisée par cet auteur est cependant assez faible et ne permet pas de véritablement statuer.

Les données expérimentales des pertes de pression par frottement en refroidissement sont globalement bien corrélées par les formules classiques des écoulements monophasiques turbulents, du type Blasius, Filonenko ou Churchill (Pettersen 2000, Yoon 2003, Dang 2004a, Son 2005). La corrélation de Churchill s'écrit :

$$\xi = 2 \left[ \left( \frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12}$$

$$A = \left[ 2,457 \ln \left( \frac{1}{(7/\text{Re})^{0,9} + 0,27(\delta/D)} \right) \right]^{16} \quad (2-68)$$

$$B = \left[ \frac{37530}{\text{Re}} \right]^{16}$$

Son 2005 a de plus comparé ses mesures à la corrélation de Petrov 1985 développée spécifiquement pour le refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique, et a relevé d'important écarts atteignant 64 %. Mitra 2005 a utilisé la corrélation monophasique de Churchill et celle supercritique de Kuraeva 1974 pour corréler ses mesures.

Mitra 2005 note que les écarts mesurés sont plus faibles avec la corrélation supercritique de Kuraeva 1974, mais que la corrélation de Churchill retranscrit mieux les tendances expérimentales. Le Tableau 2-24 récapitule les résultats des comparaisons effectuées.

Pettersen 2000	Ecart moyen de 6 % avec Blasius Ecart moyen 2 % avec Swamee et Colebrook & White
Yoon 2003	Ecart moyen de 3,7 % avec Blasius
Mitra 2005	Ecart moyen de 64 % avec Churchill Ecart moyen 44 % avec Kuraeva 1974
Son 2005	Ecart moyen de 4.6 % avec Blasius Ecart moyen 64 % avec Petrov 1985

**Tableau 2-24 : Ecart entre les mesures expérimentales des pertes de pression et différentes corrélations.**

#### **2.5.2.4 Corrélation de coefficient de frottement en refroidissement**

Très peu de corrélations ont été développées spécifiquement pour le refroidissement de fluide supercritique.

Popov 1985 propose une corrélation issue de travaux numériques et validée sur des mesures expérimentales

$$\frac{\xi}{\xi_{iso,w}} = \left( \frac{\rho_w}{\rho_f} \right) \left( \frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^a \quad (2-69)$$

où  $\xi_{Filo,w}$  est calculé par la formule de Filonenko à la température de paroi et l'exposant  $a$  est obtenu par :

$$a = 0,023 \left( \frac{\varphi}{G} \right)^{0,42} \quad (2-70)$$

### 2.5.2.5 Conclusion

Les études sur le refroidissement de fluide supercritique, et plus particulièrement de dioxyde de carbone supercritique, sont relativement peu nombreuses. Elles traitent d'écoulements horizontaux turbulents ou en fin de transition circulant dans des sections d'essais de type bi-tube coaxial (Kim 2001, Pitla 2002, Yoon 2003, Dang 2004a et Wei 2005) ou dans des ports plats extrudés en aluminium (Pettersen 2000, Huai 2005). Aucune étude récente ne semble traiter d'écoulements verticaux. Les allures du coefficient d'échange semblent moins diversifiées en refroidissement qu'en chauffage : toutes les études considérées trouvent que le coefficient d'échange de chaleur passe par un maximum dans la région pseudo-critique. Les influences de la pression et du débit sont celles classiquement observées. A l'exception de Wei 2005 qui vérifie que l'influence de la flottabilité sur ses mesures est négligeable, et de Liao 2002b qui s'intéresse explicitement à la convection mixte, les études en refroidissement ne précisent pas les effets éventuels de la convection naturelle. Les données de Dang 2004a sur l'influence du diamètre hydraulique sur le paramètre  $\alpha D_h$  (Figure 2-48) laissent pourtant envisager des régimes de convection mixte. Pour des densités de flux de paroi supérieures, Liao 2002b a observé des comportements particuliers qu'il a aussi interprétés par le biais de la convection mixte.

## **Chapitre III : Dispositif expérimental**

Ce chapitre décrit les moyens expérimentaux mis en oeuvre au GrethE-CEA de Grenoble pour étudier les performances thermiques et les pertes de pression lors du refroidissement d'un écoulement de dioxyde de carbone supercritique. L'installation BOB a été conçue et dimensionnée dans cet objectif.

Une description générale du dispositif expérimental BOB sera tout d'abord présentée. Les composants du circuit frigorigène au CO<sub>2</sub> ainsi que les sections d'essais seront abordés plus en détails.

### **3.1 Objectifs de la boucle BOB**

Comme évoqué dans le chapitre 1, l'utilisation du dioxyde de carbone comme fluide frigorigène dans des applications de type chauffage ou climatisation suppose l'utilisation d'un cycle transcritique. Aux conditions standard de pression et de température de ces procédés, les propriétés physiques du CO<sub>2</sub> sous-critiques présentent quelques particularités par rapport à celles des fluides frigorigènes classiques comme le R134a. Ces spécificités influent sur la conception de la partie basse pression d'une installation transcritique au CO<sub>2</sub>, ce qui explique le nombre grandissant d'études traitant de l'ébullition de CO<sub>2</sub>.

La phase de refroidissement du fluide supercritique, en lieu et place de celle de condensation, demeure cependant l'étape la plus problématique dans la conception et le dimensionnement d'une installation frigorifique fonctionnant selon un cycle transcritique au CO<sub>2</sub>. L'optimisation du refroidisseur de gaz (échangeur remplaçant le condenseur des cycles classiques) suppose en effet une connaissance correcte des coefficients de frottement et de transfert de chaleur. Comme il a été vu dans le Chapitre 2 de ce mémoire, peu d'études ont été réalisées spécifiquement sur le refroidissement de fluide à pressions supercritiques. Pour le coefficient de frottement, les données de la littérature indiquent une bonne concordance des mesures expérimentales avec les lois classiques établies pour les écoulements turbulents dans des tubes, de type Blasius ou Filonenko. (Pettersen 2000, Mitra 2005, Son 2005). Les données concernant le coefficient de transfert de chaleur semblent moins établies : les mesures montrent une dispersion d'une étude à l'autre, aucune investigation récente en écoulement vertical n'a été publiée à notre connaissance. L'installation expérimentale BOB a donc été conçue pour mesurer le coefficient de transfert de chaleur lors du refroidissement d'écoulements horizontaux

et verticaux de CO<sub>2</sub> supercritique. Les influences de la pression, du débit, des forces d'Archimède etc. pourront être évaluées. La boucle BOB doit également permettre l'évaluation du coefficient de perte de pression.

Les éléments de la boucle BOB sont présentés en détails dans la suite du manuscrit. Par manque de place, peu de photos sont insérées dans le corps de texte. Des illustrations plus nombreuses sont disponibles en Annexe.

## **3.2 Description de la boucle BOB**

Dans cette partie, les éléments constitutifs de la boucle BOB sont présentés. Après une description générale, chaque circuit composant l'installation sera décrit, en insistant plus particulièrement sur le circuit principal au CO<sub>2</sub>.

### **3.2.1 Description générale**

Le dispositif expérimental BOB est constitué de quatre circuits indépendants (Figure 3-1) :

- le circuit **(100)** est le circuit principal de l'installation dans lequel circule le dioxyde de carbone et dans lequel est insérée la section d'essais ;
- le circuit **(200)** fonctionne à l'eau industrielle en circuit fermé et assure la montée en température du dioxyde de carbone supercritique avant son entrée dans la section d'essais ;
- le circuit **(300)** assure le refroidissement de la section d'essais. Il s'agit d'un circuit fermé alimenté en eau industrielle ;
- le circuit **(400)** est un circuit fermé d'eau industrielle assurant la condensation et le refroidissement du dioxyde de carbone après détente. Ce circuit est raccordé à l'installation PHETEP, utilisée dans le cadre d'une étude antérieure (Colasson 2001), qui fournit la puissance froide. Dans la suite du mémoire, l'expression « circuit **(400)** » désignera le circuit de condensation du CO<sub>2</sub> sous-critique ainsi que le groupe froid Phétep.

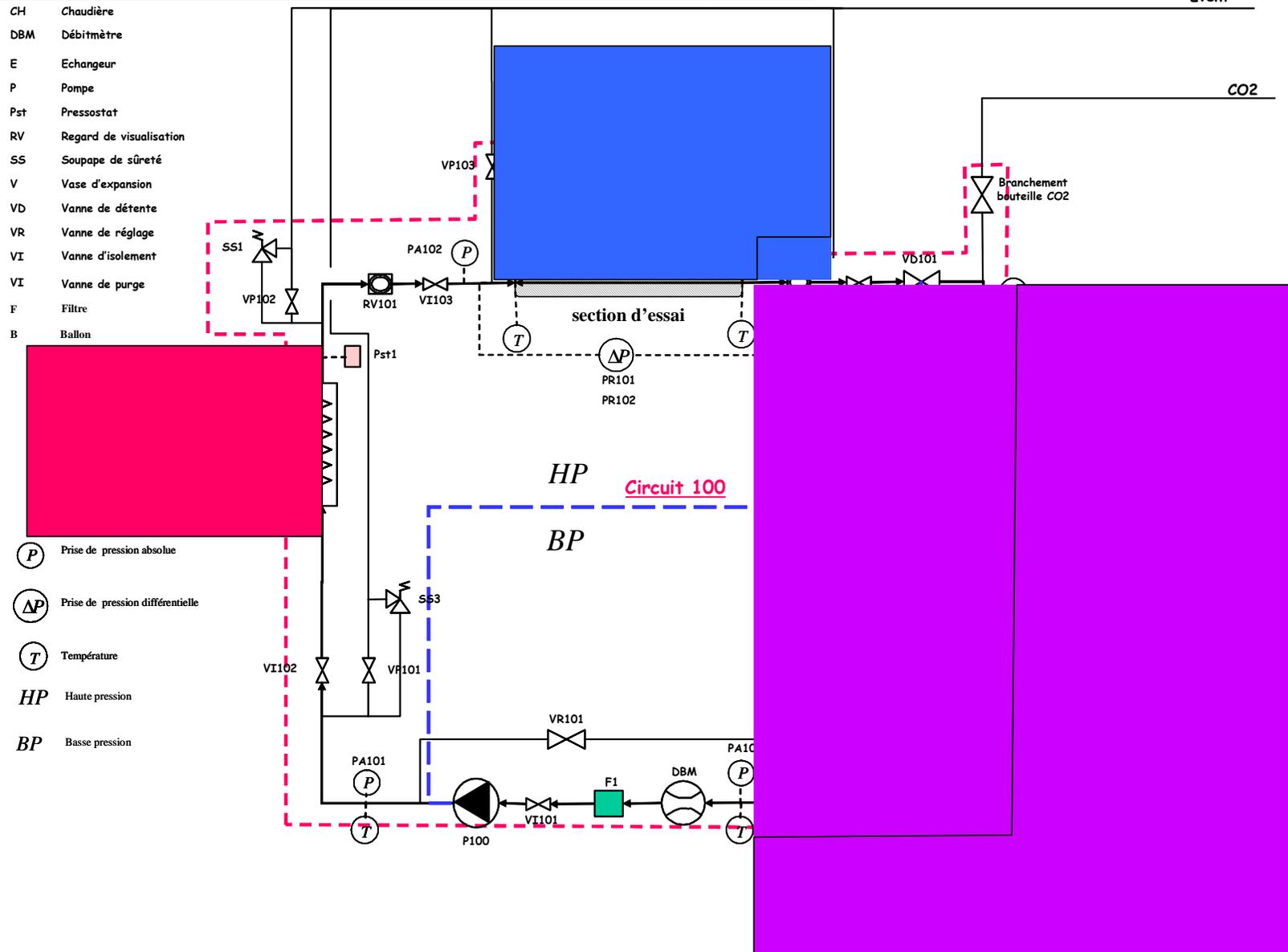
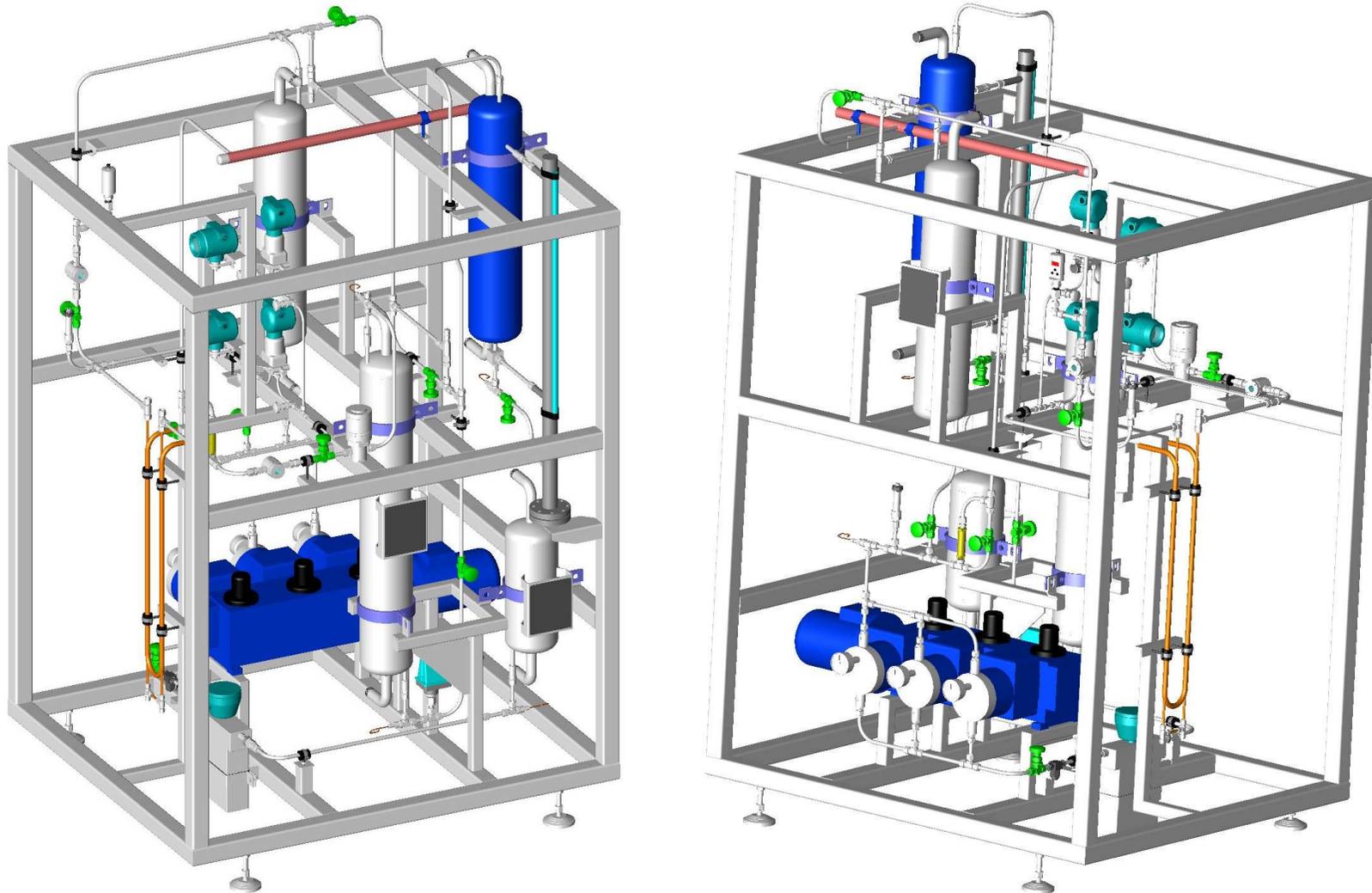


Figure 3-1 : Schéma de principe de l'installation BOB.

La Figure 3-2 présente l'intégration spatiale des différents éléments du circuit principal au CO<sub>2</sub>



**Figure 3-2 : Dispositif BOB équipé de la section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique.**

### **3.2.2 Circuit principal au CO<sub>2</sub> : circuit (100)**

Le circuit (100) au CO<sub>2</sub> constitue le circuit principal du dispositif BOB. Il est constitué des éléments suivants :

- d'une pompe P100 assurant la circulation et la mise en pression du fluide ;
- des échangeurs E1, E2 et E3 assurant respectivement le chauffage du CO<sub>2</sub> supercritique, la condensation et le sous-refroidissement du CO<sub>2</sub> sous-critique ;
- du ballon réservoir B1 ;
- de la section d'essais ;
- du déverseur à dôme VD 101 faisant repasser le CO<sub>2</sub> en dessous du point critique ;
- des regards de visualisation RV101 et RV102 ;
- d'organes de sécurité tels que des vannes d'isolement, des pressostats et des soupapes de sûreté ;
- différents éléments de métrologie.

Ces différents éléments sont présentés plus en détail dans la suite du paragraphe.

#### **3.2.2.1 La pompe P100**

##### ***3.2.2.1.1 Choix et description du système de mise en circulation***

Le choix de l'organe de circulation influence énormément la conception du dispositif expérimental et impose le type de cycle thermodynamique suivi par l'installation. Les études antérieures en refroidissement présentées dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 montrent que deux approches sont possibles :

- l'intégralité de la boucle peut être à pression supercritique (Son 2005, Huai 2005, Yoon 2003, Dang 2004a). La pompe compense alors simplement les pertes liées à la circulation du fluide. La pression est modulée par un volume de stockage ;
- le cycle suivi par l'installation peut être transcritique (Liao 2002b, Wei 2002). La compression du CO<sub>2</sub> peut se faire en phase liquide (utilisation d'une pompe, Liao 2002b) ou en phase gazeuse (utilisation d'un compresseur, Wei 2005).

Après consultation du laboratoire de fluide supercritique du CEA-Pierrelate, nous nous sommes orientés vers un cycle transcritique. Afin d'obtenir des gammes de réglage plus importantes, la compression est effectuée en phase liquide. La pompe utilisée est une pompe doseuse triplex à membrane de type Ecoflow LDC3 fabriquée par la société Lewa assurant un débit maximal de 70 kg/h pour un différentiel de pression entre l'aspiration et le refoulement de plus de 100 bars. La Figure 3-3 présente une vue d'ensemble de l'appareil, ses dimensions ainsi que l'emplacement des tubulures d'alimentation. Elle est associée à un variateur de vitesse de type 3,5T fabriqué par Schaffner.

L'ensemble autorise une gamme de fréquence de 7 Hz (20 coups par minute) à 50 Hz au maximum (140 coups par minute), soit un débit de 3,2 kg/h à 70 kg/h.

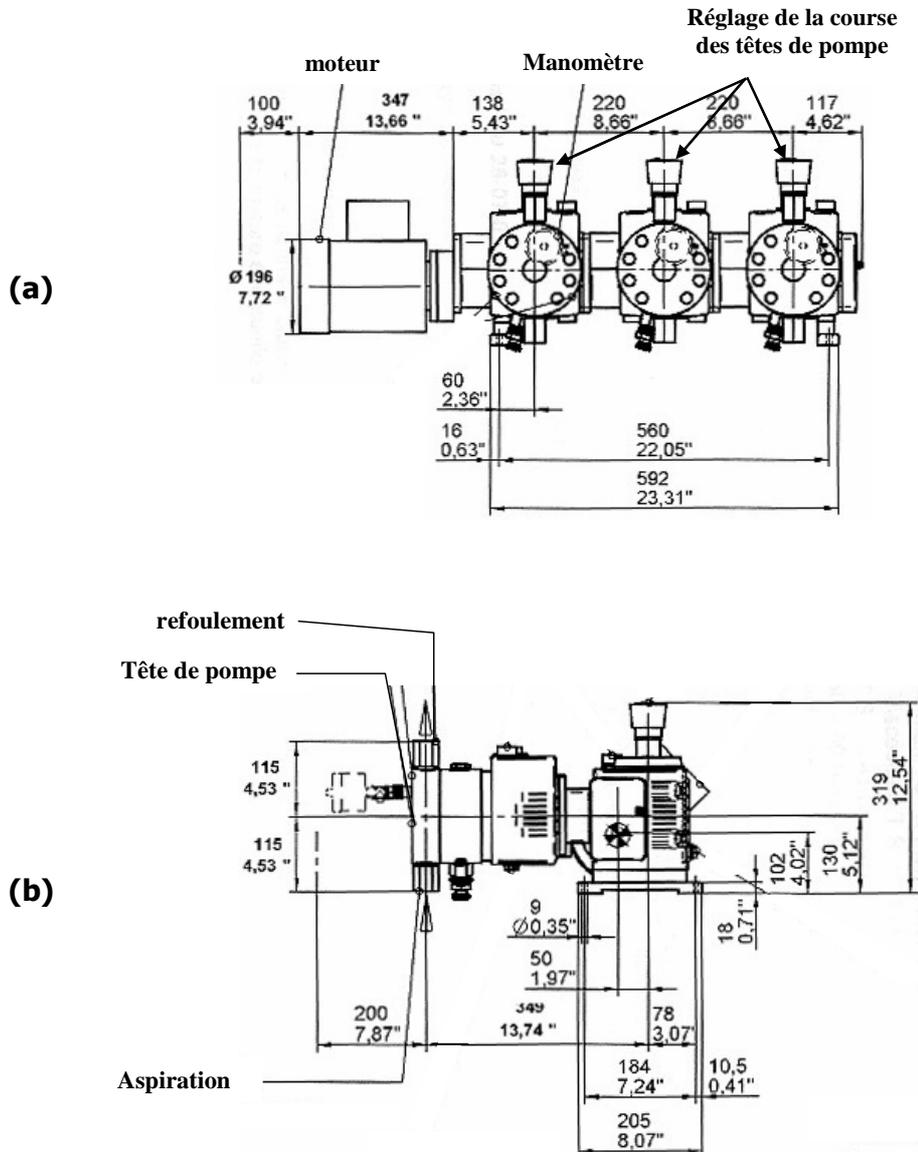


Figure 3-3 : Pompe doseuse triplex Lewa Ecoflow LDC3 ; (a) Vue de face ; (b) Vue de profil.

La pompe est munie de trois têtes décalées dans l'espace de 120 degrés, ce qui permet de limiter à-coups et fluctuations en sortie. Chaque tête de pompe à membrane se divise en trois chambres (Figure 3-4) : la chambre de travail parcourue par le fluide pompé (A), la chambre de fluide hydraulique sous pression (B) et la chambre réservoir du fluide hydraulique hors pression (C). Les chambres (A) et (B) sont séparées l'une de l'autre par une membrane sandwich PTFE (27). Les zones d'étanchéité statiques du corps de pompe (26) et des soupapes (9, 13) séparent hermétiquement la chambre de travail (A) de la pression ambiante. La séparation entre la chambre de pression hydraulique (B) et la chambre réservoir (C) se fait au moyen du piston (2) et, suivant la taille de la tête

de pompe, de la soupape de compensation hydraulique (29), de la soupape de limitation de pression (50) ou de la soupape combinée (50).

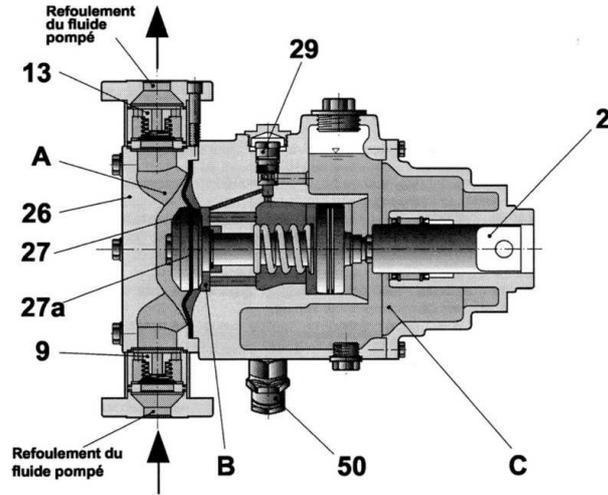


Figure 3-4 : Tête de pompe à membrane.

Lorsque la pression de travail est atteinte, la soupape (13) s'ouvre et le fluide à pomper est envoyé dans la conduite de refoulement. Lorsque le piston a atteint son point mort avant, le mouvement s'inverse et la course d'aspiration commence.

### 3.2.2.1.2 Cycle thermodynamique

Le choix d'une pompe et non d'un compresseur fait que le CO<sub>2</sub> suit un cycle original et inversé par rapport à un cycle à compression de vapeur classique comme on le trouve dans les pompes à chaleur. Celui-ci est composé d'une compression liquide considérée comme isentropique (étape 1→2), d'un chauffage en phase supercritique (étape 2→3), du refroidissement dans la section d'essais (étape 3→4), d'une détente isenthalpique (étape 4→5) et enfin d'une condensation et d'un sous-refroidissement (étape 5→1).

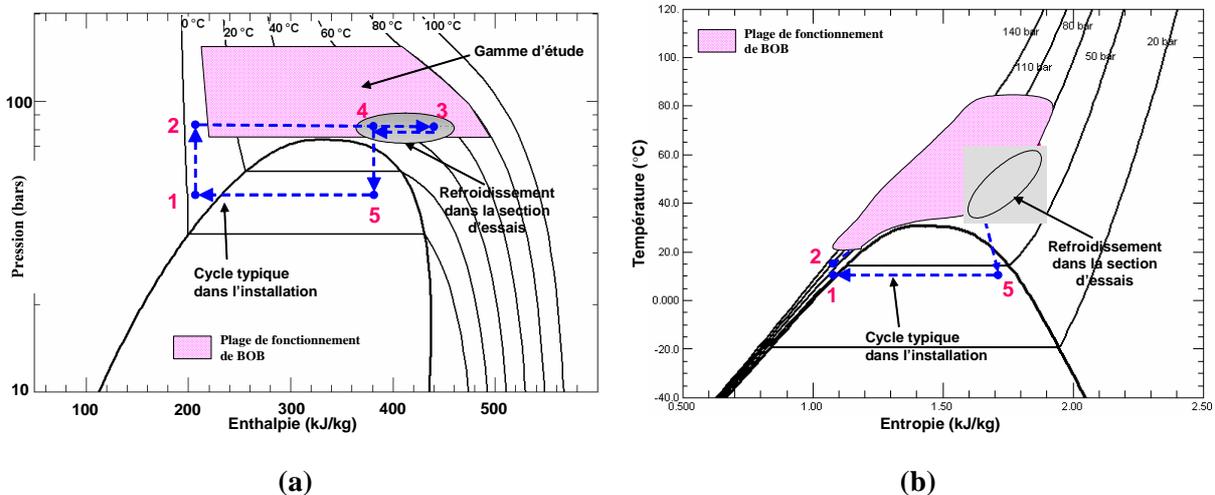


Figure 3-5 : Cycle thermodynamique du circuit CO<sub>2</sub> dans les diagrammes : (a) (Pression, Enthalpie) ; (b) (Température, Entropie).

Le cycle thermodynamique typique suivi, ainsi que les gammes de pression et température dans les sections d'essais sont présentés sur la Figure 3-5 dans les diagrammes (Pression, Enthalpie) et (Température, Entropie).

### 3.2.2.2 Les échangeurs E1, E2 et E3

Dans le circuit (100), le CO<sub>2</sub> est conditionné au moyen de trois échangeurs notés E1, E2 et E3 sur la Figure 3-1 :

- l'échangeur E1, ou *réchauffeur supercritique*, est en charge de la montée en température du fluide frigorigène avant son entrée dans la section d'essai ;
- le condenseur E2 doit évacuer la chaleur du dioxyde de carbone et l'amener jusqu'à la courbe de rosée ;
- l'échangeur E3, ou *refroidisseur de liquide*, assure un sous-refroidissement du dioxyde de carbone afin d'éviter tout risque de cavitation dans la pompe. Typiquement, un sous-refroidissement de 5 °C minimum est appliqué.

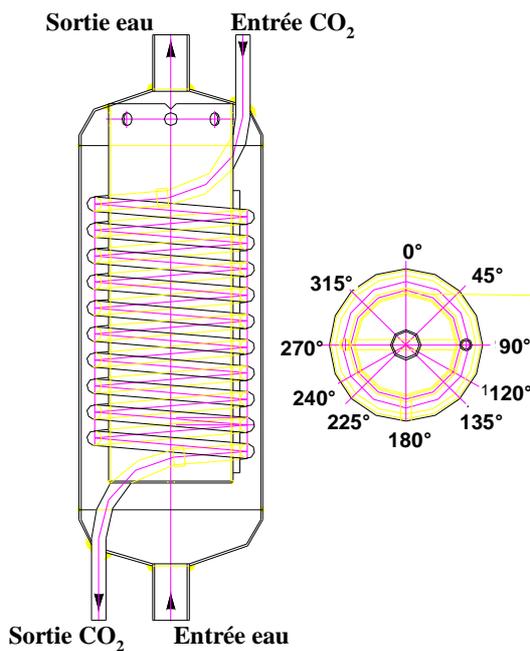


Figure 3-6 : Géométrie des échangeurs CO<sub>2</sub>.

L'utilisation d'un cycle transcritique avec le dioxyde de carbone influe fortement sur le choix des échangeurs. La pression élevée exclut les échangeurs à plaques dont la résistance mécanique est trop faible (le développement d'échangeurs à plaques haute pression pour le CO<sub>2</sub> est actuellement à l'étude, mais non réalisé). En raison du faible diamètre hydraulique de tuyauterie (10 mm), l'approche coaxiale conduit à de grandes longueurs d'échangeurs et à un encombrement trop important. Le maintien d'un espace annulaire faible et constant sur de telles longueurs pose également problème. Les géométries tubes et calandre sont classiquement utilisées dans des procédés supercritiques, mais dans des dimensions et puissances supérieures à celles de l'installation BOB. De plus, des problèmes de tenue mécanique existent au niveau des boîtes d'alimentation et de retournement.

Le type d'échangeur retenu est présenté schématiquement en Figure 3-6. Il s'agit d'un échangeur à double enveloppe, constitué d'un tube en inox sous pression où circule le CO<sub>2</sub>, et d'une double enveloppe soudée sur ce tube. Les diamètres de la double enveloppe sont notés  $D_{int}$  et  $D_{ext}$ , le diamètre moyen d'enroulement du tube  $D_{moy}$ . Côté dioxyde de carbone, l'écoulement est un écoulement classique en conduite cylindrique ; l'enroulement du tube introduit un effet de Coriolis, négligeable dans la gamme de débit considérée, qui tend à augmenter les échanges. Côté liquide de refroidissement, l'écoulement est assimilable à un écoulement transverse confiné autour d'une rangée de cylindres. Les échangeurs CO<sub>2</sub> ont été certifiés par un organisme agréé.

Les caractéristiques des échangeurs montés sur la boucle BOB sont regroupées dans le Tableau 3-1.

		Température de fluide	Pression nominale maximale	Puissance (W)	Géométrie	Longueur
Refroidisseur liquide E3	CO2	5-15 °C	85 bar	850 W	Tube 10/14 mm	4 m
	Eau glycolée	2-20 °C	5-6 bar		$D_{int}=0,1683$ m $D_{ext}=0,2151$ m $D_{moy}= 0,191$ m $S_{int\acute{e}change}=0,13$ m <sup>2</sup>	220 mm
Condenseur E2	CO2	10-40 °C	85 bar	4,5 kW	Tube 10/14 mm	13 m
	Eau glycolée	2-20 °C	5-6 bar		$D_{int}=0,1683$ m $D_{ext}=0,2151$ m $D_{moy}= 0,191$ m $S_{int\acute{e}change}=0,5$ m <sup>2</sup>	0,9 m
Réchauffeur supercritique E1	CO2	10-70 °C	150 bar	5 kW	Tube 10/14 mm	11 m
	Eau industrielle	10-90 °C	5-6 bar		$D_{int}=0,1683$ m $D_{ext}=0,2151$ m $D_{moy}= 0,6$ m $S_{int\acute{e}change}=0,34$ m <sup>2</sup>	0,6 m

**Tableau 3-1 : Caractéristiques des échangeurs du circuit CO<sub>2</sub> de l'installation BOB.**

### 3.2.2.3 Le ballon réservoir B1

Le circuit principal dispose d'une réserve de CO<sub>2</sub> dont le rôle est d'amortir les éventuelles fluctuations de pression et de débit, d'assurer le gavage en liquide de la pompe supercritique et de maintenir la basse pression constante. Ce ballon, d'un volume de 10 L (soit près de 80 % du volume de CO<sub>2</sub> présent dans l'installation), est composé du réservoir proprement dit et d'une double enveloppe permettant son refroidissement (voir Figure 3-7). Le maintien de la pression basse est assuré par le contrôle de la température du mélange liquide-vapeur du ballon grâce au circuit (400).

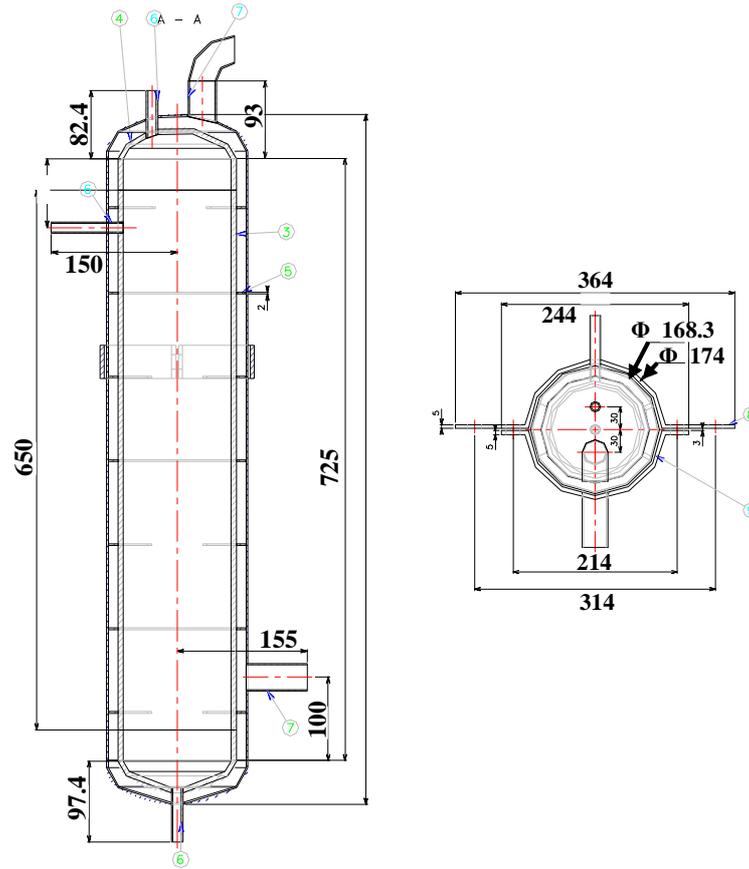


Figure 3-7 : Ballon réservoir B1.

En raison de son volume important, le réservoir B1 rentre dans le cadre de la réglementation sur les appareils sous pression DESP4 et a donc été éprouvé et certifié.

Les caractéristiques du réservoir CO<sub>2</sub> sont récapitulées dans le Tableau 3-2.

		Température de service	Pression admissible	Volume	Position
Ballon CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	10-25 °C	$P_{max}=85$ bar $P_{min}=10$ mbar lors des phases de remplissage	10 L	Vertical
	Eau Industrielle	2-20°C	2-3 bar		

Tableau 3-2 : Caractéristiques du ballon réservoir.

### 3.2.2.4 Le déverseur à dôme

La partie haute pression du dispositif expérimental BOB est limitée d'une part par la pompe P100 et d'autre part par le déverseur à dôme VD101 illustré en Figure 3-8. Ce dernier est associé à un convertisseur Intensité/Pression VP50 Norgren et à un régulateur West 8200 relié au capteur de pression absolue haute PA102 pour assurer la régulation de pression dans la section d'essais. Pour ce faire, la pression aval doit être maintenue constante entre 50 et 60 bars, ce qui est effectué par le contrôle de la température dans le ballon réservoir diphasique à double enveloppe B1, comme exposé en paragraphe 3.2.2.3.

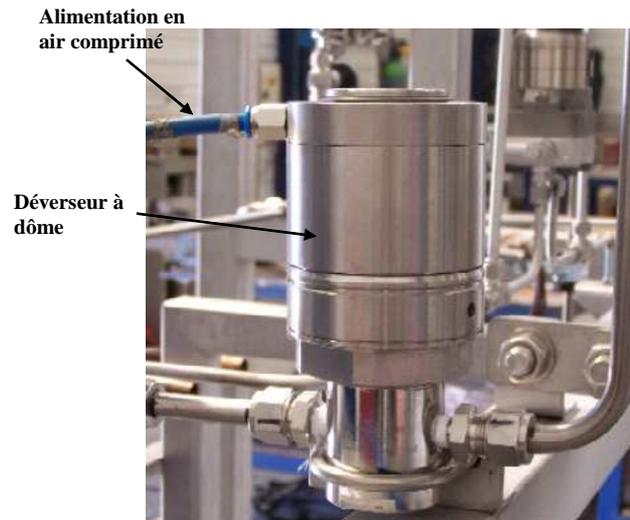


Figure 3-8 : Déverseur à dôme VD101.

### 3.2.2.5 Regards de visualisation RV 101 et RV 102

L'état du CO<sub>2</sub>, et plus particulièrement lors du passage du point critique, est observable grâce à deux regards de visualisation placés en amont et en aval de la section d'essais, respectivement verticalement et horizontalement. Il s'agit de chambres hautes pressions développées spécifiquement pour le dioxyde de carbone par la société Obrist. Une illustration et le schéma technique de ces regards sont présentés en Figure 3-9.

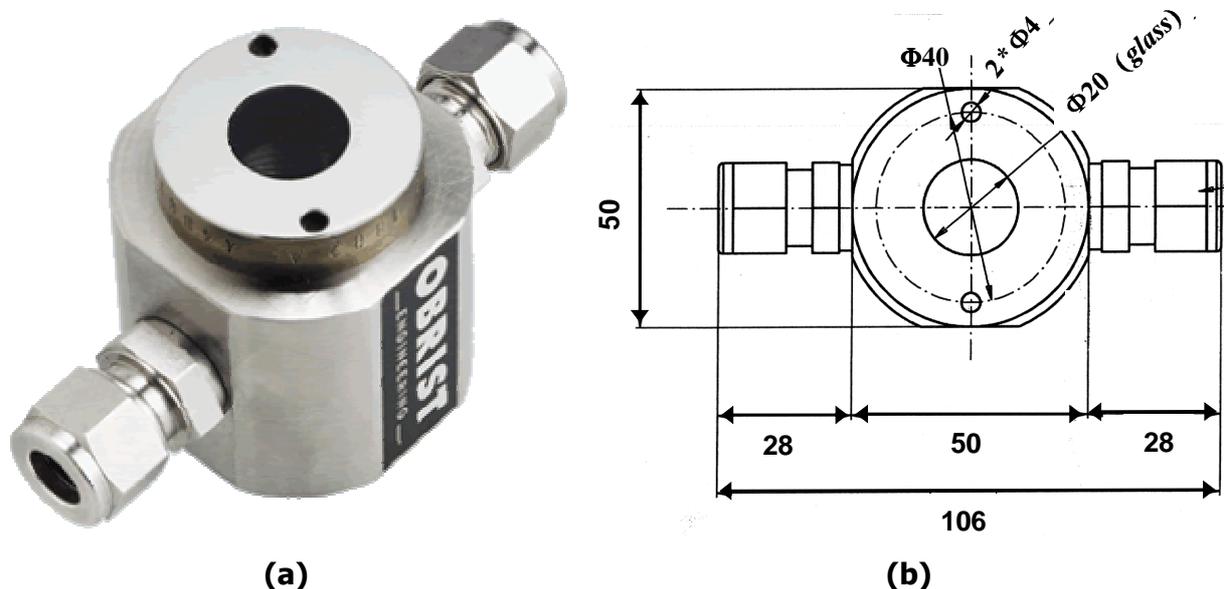


Figure 3-9 : Regards de visualisation ; (a) vue réelle, (b) dessin technique et cote.

### 3.2.2.6 Le montage

Les fortes pressions de l'installation (pression nominale maximale de 85 bars en basse pression et de 155 bars en haute pression) imposent des précautions particulières lors du montage. En particulier, les raccords vissés ou à brides sont proscrits dans de telles conditions. La solution la plus

simple pour éviter tout problème de tenue mécanique et risque de fuite consisterait à souder les différents éléments. Afin de conserver un dispositif expérimental aisément modifiable, des raccords à olive sertie de type Swagelock ont été utilisés sur tous les appareils du circuit CO<sub>2</sub>. Une fois montés, les circuits haute et basse pression ont été éprouvés hydrauliquement à une pression une fois et demi supérieure à la pression nominale maximale.

### **3.2.2.7 Qualité du dioxyde de carbone**

La qualité du CO<sub>2</sub> dans l'installation est un point important pour la validité des mesures. La présence d'éléments parasites, principalement de l'eau ou de l'air, modifie les caractéristiques du fluide et par conséquent les résultats. Kurganov 1992 a montré que la présence d'une faible quantité d'air dissoute dans le CO<sub>2</sub> (typiquement de 0,5 % à 1,2 %) modifie les propriétés physiques et entraîne une diminution de la température pseudo-critique. Ces effets sont d'autant plus marqués que la pression est proche de la pression critique.

Différentes qualités de CO<sub>2</sub> sont disponibles, allant du gaz commercial à moins de 99 % de pureté et contenant de nombreux éléments étrangers, aux gaz ultra pur à 99,99 % et débarrassé de la quasi-totalité des impuretés. Les études expérimentales de recherche utilisent en général une pureté au moins égale à 99,5 %, et le plus souvent supérieure ou égale à 99,9 %. Dans les domaines de la climatisation automobile et des pompes à chaleur, la pureté recommandée pour le CO<sub>2</sub> est de 99,5 %. Tenant compte de ces considérations et du coût du fluide, une pureté légèrement supérieure, 99,8 %, a donc été retenue pour cette étude.

Avant remplissage, l'installation est tirée au vide (pression absolue dans la boucle inférieure à 10 mbars) afin d'éliminer au maximum toute trace d'air et d'éléments indésirables. L'installation étant ensuite en surpression, aucune infiltration parasite n'est à craindre.

## **3.2.3 Les circuits secondaires**

Les fiches de dimensionnement des circuits secondaires sont disponibles en Annexe.

### **3.2.3.1 Circuit (200)**

La température du dioxyde de carbone en entrée de section d'essais est réglée au moyen du circuit (200). Il s'agit d'un circuit fermé d'eau industrielle composé :

- d'une chaudière Vulcatherm CH201, d'une puissance utile de 6 kW en chauffage et de 18 kW en refroidissement. Le débit maximum d'eau possible est de 2 m<sup>3</sup>/h, la température maximale du CO<sub>2</sub> en sortie de l'échangeur E1 est de 70 °C environ ;
- d'un vase d'expansion V201 pour compenser la dilatation thermique de l'eau glycolée ;
- d'un débitmètre électromagnétique ;
- d'une vanne pneumatique VR201 permettant le réglage du débit.

Ce circuit est connecté au réchauffeur supercritique E1 (caractéristiques fournies dans le Tableau 3-1).

### **3.2.3.2 Circuit (400)**

La source froide (400) permet d'extraire du circuit principal la chaleur nécessaire à la condensation et au refroidissement du dioxyde de carbone. Ce dernier est tout d'abord condensé au niveau de l'échangeur E2, stocké dans le ballon réservoir B1, et enfin sous-refroidi dans l'échangeur E3. Le circuit (400) est un circuit fermé fonctionnant à l'eau industrielle composé :

- des échangeurs E2, E3 et du ballon réservoir B1 (les géométries et caractéristiques de ces éléments sont regroupées dans le Tableau 3-1 et le Tableau 3-2) ;
- des vannes pneumatiques de réglage VR401, VR402 et VR403 permettant d'ajuster le débit d'eau industrielle dans les doubles enveloppes ;
- d'une chaudière Vulcatherm CH401, d'une puissance utile de 6 kW en chauffage et de 18 kW en refroidissement dont le rôle est d'assurer la circulation de l'eau industrielle à un débit maximum de 2 m<sup>3</sup>/h, et d'apporter un surplus de chaleur permettant le fonctionnement en continu du groupe froid Phétep ;
- d'un débitmètre électromagnétique ;
- d'un vase d'expansion V401 ;
- d'un échangeur E5 relié au groupe froid de la boucle Phétep. Cette installation frigorifique développe une puissance froide de 10 kW.

La boucle Phétep est une machine frigorifique au R407C d'une puissance froide de 10 kW initialement destinée à l'étude du comportement expérimental des machines frigorifiques. Elle est composée de quatre circuits indépendants :

- le circuit frigorifique au R407C ;
- un circuit ouvert d'eau industrielle servant de source froide pour l'évaporateur du circuit frigorifique ;
- un circuit fermé d'eau de ville utilisé comme source chaude pour le condenseur du circuit frigorifique ;
- un circuit ouvert d'eau industrielle assurant le refroidissement du circuit en eau de ville.

Pour toute information complémentaire concernant la boucle Phétep, il est conseillé de se rapporter à Colasson 2001.

### **3.2.3.3 Circuit (300)**

Le refroidissement des sections d'essais est assuré par une circulation d'eau industrielle fournie par le circuit (300). Il s'agit d'un circuit fermé, composé :

- d'une chaudière Vulcatherm CH 301, assurant un débit maximum de 1,5 m<sup>3</sup>/h. La température de l'eau en entrée de section d'essais est réglable de 10 °C à 80 °C ;

- d'une vanne pneumatique de réglage VR301 ;
- d'un débitmètre électromagnétique ;
- d'un vase d'expansion V301.

### **3.2.4 L'instrumentation**

L'ensemble de l'instrumentation implantée sur la boucle est résumé dans le Tableau 3-3. Les mesures sont acquises par une centrale déportée Fieldpoint FTB1600.

#### **3.2.4.1 Mesure de température**

Les températures du circuit CO<sub>2</sub> et des circuits secondaires sont évaluées au moyen de thermocouples de type T de 1mm de diamètre. Chaque thermocouple est entouré d'une gaine d'inox remplie de magnésie afin d'assurer à la fois une isolation électrique et une bonne conductivité thermique. Ces thermocouples ont été étalonnés avec une sonde Rosemount 162-CE, tous les 8 K, dans la gamme désirée et les points obtenus interpolés par des polynômes du second degré. L'écart entre la température indiquée par la sonde et les thermocouples est au plus de 0,1 K dans la gamme d'étalonnage. L'incertitude des thermocouples est estimée à  $\pm 0,15$  K, ce qui inclut l'incertitude de la sonde d'étalonnage, l'écart avec le polynôme d'étalonnage et la reproductibilité de la mesure. Lors des acquisitions, il faut ajouter des incertitudes statistiques dues à des fluctuations de nature physique et aux instabilités des paramètres de fonctionnement de la boucle. Ainsi, l'incertitude globale sur les températures est estimée à  $\pm 0,2$  K.

Sur les circuits secondaires, les thermocouples sont insérés dans des doigts de gant. Sur le circuit principal au dioxyde de carbone, des raccords à olive en téflon spécialement conçus pour les hautes pressions ont été utilisés.

#### **3.2.4.2 Mesure de pression**

Le circuit (100) au CO<sub>2</sub> est équipé :

- de deux capteurs de pression absolue de type Keller PA33-100 étalonnés dans la gamme 0-70 bars. Ces capteurs ont une précision égale à  $\pm 0,05$  % de l'étendue de mesure, soit une précision globale de  $\pm 0,05$  bars ;
- un capteur de pression absolue de type PA33-300 étalonnés dans la gamme 0-155 bars, avec une précision globale de  $\pm 0,15$  bars ;
- deux capteurs de pression différentielle Rosemount 3051S munis de cellules de mesure allant respectivement de -620 à 620 mbars et de -2,5 bars à 2,5 bars et étalonnés respectivement sur les gammes 0-200 mbars et 0-1,5 bars.

#### **3.2.4.3 Mesure de débit**

Chaque circuit fermé est équipé d'une mesure de débit :

- les circuits secondaires (200), (300) et (400) sont équipés de débitmètres électromagnétiques de type Wafer-Mag de la société Brooks, étalonnés dans la gamme 0-2000 L/h avec une précision de  $\pm 20$  L/h ;
- le circuit principal est équipé d'un débitmètre massique à effet Coriolis Série EliteF025S de marque Micromotion, étalonné sur la gamme 0-70 kg/h avec une précision meilleure que 1 % pour les débits supérieurs à 8 kg/h et de l'ordre de 3% ailleurs.

#### 3.2.4.4 Récapitulatif

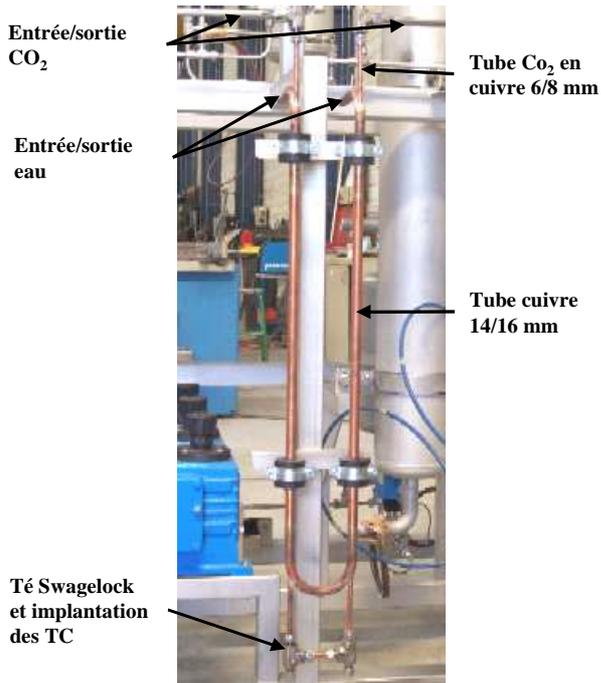
Mesure	Appareil	Gamme	Précision
Température circuit secondaire	TC type T, 1 mm de diamètre	0-80 °C	$\pm 0,2$ K étalonné
Température circuit CO2	TC type T, 1 mm de diamètre	20-70 °C	$\pm 0,2$ K étalonné
Pression basse circuit CO2	Keller PA33-100	30-80 bars	$\pm 0,05$ bars étalonné
Pression haute circuit CO2	Keller PA33-300	30-155 bars	$\pm 0,15$ bars étalonné
Perte de pression	Rosemount 3051S	0-200 bars	$\pm 0,065$ % étalonné
Perte de pression	Rosemount 3051S	0-1.5 bars	$\pm 0,065$ % étalonné
Débit circuits secondaires	Brooks Wafer-Mag F(S)X-7400	0-2000 l/h	$\pm 1$ % étalonné
Débit circuit CO2	Micromotion EliteF025S	0-70 kg/h	$< 2$ % étalonné

**Tableau 3-3 : Instrumentation implantée sur BOB.**

### 3.3 Les sections d'essais

#### 3.3.1 Sections d'essais coaxiale

L'étude bibliographique du chapitre 2 montre que peu de données sont disponibles concernant le refroidissement de fluides à pressions supercritiques. A l'exception des études de Baskov 1977 et Kirillov 1990, toutes les investigations sont de plus menées sur des écoulements horizontaux. L'influence possible de la convection mixte est également largement ignorée.



**Figure 3-10 : Section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique, avant calorifugeage.**

Une première section d'essais, illustrée en Figure 3-10, a donc été construite. Elle est constituée de deux passes verticales de géométrie de type bi-tube coaxial. Dans chaque passe, le CO<sub>2</sub> circule dans un tube en cuivre non recuit de diamètres 6/8 mm dont la pression d'éclatement est d'environ 350 bars et est refroidi par un écoulement annulaire à contre-courant d'eau industrielle circulant dans un tube en cuivre de diamètres 14/16 mm. Les deux passes verticales permettent une étude comparée des performances thermiques pour des écoulements montants et descendants, et donc d'évaluer l'influence et l'intensité de la convection mixte.

Les températures du CO<sub>2</sub> et de l'eau de refroidissement sont mesurées en entrée et en sortie de chaque passe par des thermocouples de type T de 1 mm de diamètre. Ils sont insérés au moyen de passages étanches à olive dont la tenue mécanique est supérieure à 600 bars sur le circuit CO<sub>2</sub>, et dans des doigts de gants sur le circuit d'eau.

Les données géométriques de la section d'essais de 6 mm de diamètre hydraulique sont regroupées dans le Tableau 3-4.

	D (mm)	L (mm)	T (°C)	P (bars)	M	G (kg/m <sup>2</sup> .s)
CO <sub>2</sub>	6/8	750 par passe	15-70	75-150	0-70 kg/h	< 700
Eau	14/16		10-70	3-5	0-2000 L/h	< 5400

**Tableau 3-4 : Caractéristiques de la section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre hydraulique.**

### 3.3.2 Section d'essais tube et calandre

Un prototype d'échangeur CO<sub>2</sub> a également été conçu (Figure 3-11). De géométrie tube et calandre, il est constitué de 31 tubes en inox de diamètres 2/4 mm et est refroidi par un écoulement contre-courant d'eau industrielle circulant dans la calandre. Des chicanes sont disposées côté calandre le long de l'échangeur afin d'améliorer et d'homogénéiser l'échange thermique.

Dans ce type de géométrie, les difficultés liées aux fortes pressions sont principalement localisées au niveau des boîtes d'alimentation de l'échangeur et des plaques tubulaires. Celles-ci ont donc été usinées à partir d'un seul bloc de matière, et de fortes épaisseurs ont été appliquées. Les dessins techniques de cette section d'essais sont disponibles en Annexe.

Les températures du CO<sub>2</sub> et de l'eau de refroidissement sont mesurées en entrée et en sortie d'échangeur par des thermocouples de type T de 1 mm de diamètre. Ils sont insérés au moyen de passages étanches à olive dont la tenue mécanique est supérieure à 600 bars sur le circuit CO<sub>2</sub>, et dans des doigts de gants sur le circuit d'eau.

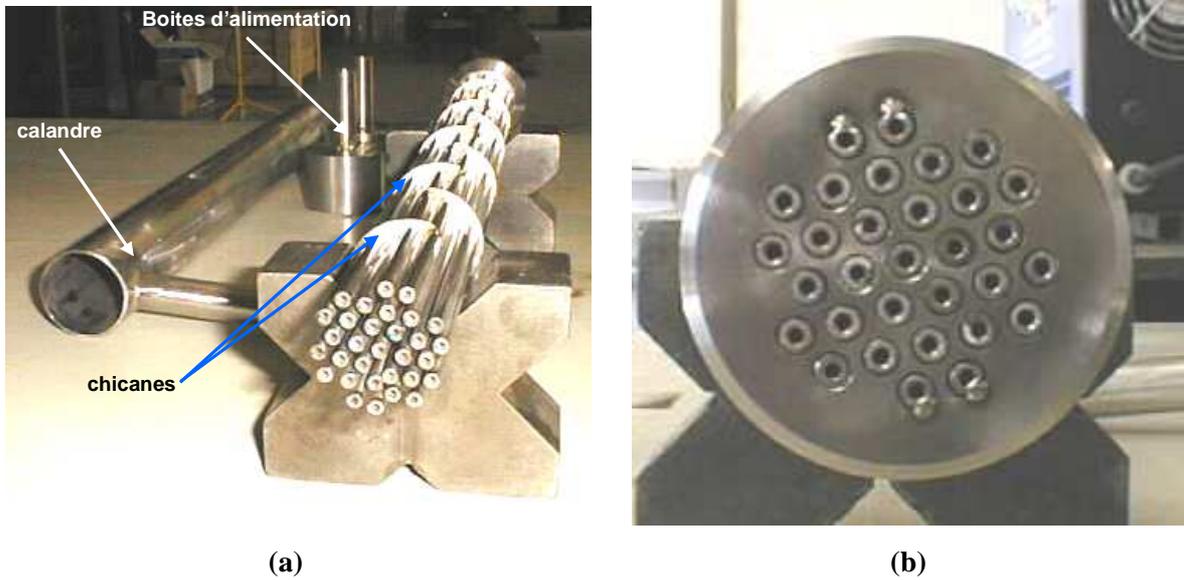


Figure 3-11 : Section d'essais tube et calandre ; (a) vue éclatée générale ; (b) tube CO<sub>2</sub> et plaque tubulaire.

Les données géométriques et les gammes de fonctionnement de l'échangeur tube et calandre CO<sub>2</sub> sont regroupées dans le Tableau 3-5.

	D (mm)	Nombre tubes	L (mm)	T (°C)	P (bars)	M	G (kg/m <sup>2</sup> .s)
CO <sub>2</sub>	2/4	31	650	15-70	75-150	0-70 kg/h	< 200
Eau	38,9/42,2			10-70	3-6	0-2000 L/h	< 150

Tableau 3-5 : Caractéristiques de l'échangeur tube et calandre.

## **Chapitre IV : Modélisation numérique**

Ce chapitre concerne les travaux numériques effectués durant la thèse. Les équations du mouvement et du transfert de chaleur sont tout d'abord présentées, en portant une attention particulière à la modélisation numérique de la turbulence. Les travaux antérieurs de simulation des écoulements laminaires et turbulents d'un fluide supercritique dans des tubes sont ensuite abordés. La troisième partie présente la modélisation spécifiquement développée pour ce travail de thèse, et les résultats obtenus en régime laminaire et turbulent.

## **4.1 Les simulations numériques**

Depuis le début des années 1980, la simulation numérique est considérée par de nombreux auteurs comme un moyen efficace et rapide d'étudier différentes configurations d'écoulement ou géométrie d'échangeurs. Cette approche présente en effet de nombreux avantages par rapport aux études expérimentales, tels l'accès à toutes les grandeurs locales de l'écoulement ou la possibilité d'évaluer de nombreuses configurations et géométries sans se préoccuper des aspects de conception mécanique, etc.

Pour les fluides supercritiques à pression critique élevée comme le CO<sub>2</sub>, ce dernier point est un avantage indéniable. De nombreuses raisons, parmi lesquelles les capacités limitées des calculateurs, les validations nécessaires des modèles et schémas numériques et la disponibilité de mesures expérimentales permettant cette validation, ont cependant grandement limité l'utilisation de la simulation numérique dans l'étude des fluides à pression supercritique.

## **4.2 Equations de base du transport convectif en régime permanent**

Les équations régissant un écoulement de convection mixte proviennent des équations générales de la mécanique des fluides. La description d'un écoulement avec transfert de chaleur suppose la résolution des équations locales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, ainsi que la connaissance des équations phénoménologiques de comportement du fluide.

### **4.2.1 Expression vectorielle des équations locales**

Il est possible d'écrire les équations de bilan pour un écoulement stationnaire sous forme vectorielle :

Conservation de la masse :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (4-1)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}} + \vec{F} \quad (4-2)$$

où  $\vec{F}$  représente la contribution des forces de volume par unité de volume. Le tenseur des contraintes s'écrit sous la forme :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu \bar{\bar{D}} + \eta \vec{\nabla} \cdot (\vec{U}) \quad (4-3)$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique.

Le tenseur des taux de déformations  $\bar{\bar{D}}$  a pour expression :

$$\bar{\bar{D}} = \|D_{ij}\| = \frac{1}{2} \left\| \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right\| \quad (4-4)$$

Dans l'hypothèse de Stoke la viscosité de dilatation  $\eta$  est calculée s par la formule :

$$\eta = -\frac{2}{3} \mu \quad (4-5)$$

Pour un fluide newtonien dans l'hypothèse de Stokes, le tenseur des contraintes s'écrit donc sous la forme :

$$\bar{\bar{\tau}} = \mu \left[ (\vec{\nabla} \vec{U} + \vec{\nabla} \vec{U}^t) - \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) \bar{\bar{I}} \right] \quad (4-6)$$

avec  $\bar{\bar{I}}$  le tenseur unité.

Conservation de l'énergie :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{U}) = \vec{U} \cdot \vec{\nabla} P - \nabla \cdot \bar{\bar{\phi}} + \Phi \quad (4-7)$$

avec  $\bar{\bar{\phi}}$  le flux de chaleur lié au transport moléculaire et  $\Phi$  le taux de dissipation dû à la viscosité calculé par :

$$\Phi = \bar{\bar{\tau}} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) \quad (4-8)$$

## 4.2.2 Les équations locales instantanées

En utilisant l'indexation d'Einstein, les expresions locales des équations de conservation pour un écoulement stationnaire sont les suivantes :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4-9)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\eta \vec{\nabla} \cdot \vec{U}] \quad (4-10)$$

Pour un fluide newtonien dans l'hypothèse de Stokes, l'expression ci-dessus devient :

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] \right\} \quad (4-11)$$

Conservation de l'énergie :

$$\rho U_i \frac{\partial h}{\partial x_i} = \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \Phi \quad (4-12)$$

avec  $\Phi$  la fonction de dissipation visqueuse.

Les hypothèses suivantes sont fréquemment formulées :

- le transport moléculaire de chaleur, dû uniquement à la conductivité thermique moléculaire, s'écrit selon la loi de Fourier :

$$\varphi_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4-13)$$

- l'écriture en température et en pression et non en enthalpie de l'équation d'énergie s'effectue au moyen de l'identité thermodynamique :

$$dh = C_p dT - \left[ T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V \right] dP \quad (4-14)$$

ou

$$dh = C_p dT + \frac{1}{\rho} (1 - \beta T) dP \quad (4-15)$$

avec  $\beta$  le coefficient de dilatation isobare défini par :

$$\beta = - \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (4-16)$$

approchée par

$$dh = C_p dT \quad (4-17)$$

pour des variations faibles de la pression. Les termes liés aux variations et fluctuations de pression sont également négligés;

- les dissipations d'énergie des écoulements moyen et fluctuant sont négligées.

### 4.2.3 Transport turbulent

En régime turbulent, Reynolds 1894 a proposé une approche basée sur la décomposition des champs instantanés en une moyenne temporelle et une fluctuation, afin de tenir compte des propriétés de brassage de ce régime. A titre d'exemple, la masse volumique et les composantes de la vitesse s'écrivent ainsi :

$$\tilde{\rho} = \bar{\rho} + \rho' = \rho + \rho' \quad (4-18)$$

$$\tilde{U}_i = \bar{U}_i + U'_i = U_i + U'_i \quad (4-19)$$

avec

$$\overline{\rho'} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{U'_i} = 0 \quad (4-20)$$

Pour des raisons de simplicité d'écriture, dans la suite du manuscrit la moyenne temporelle pour les grandeurs individuelles ne sera pas mentionnée.

Partant de l'expression de la moyenne temporelle d'un produit,

$$\overline{\rho \tilde{U}} = \overline{(\rho + \rho')(U_i + U'_i)} = \rho U_i + \overline{\rho' U'_i} \quad (4-21)$$

il est possible de réécrire les équations de conservation et d'obtenir les équations moyennées du mouvement (ou équation de Reynolds) et de l'énergie.

Les fluctuations de vitesse et d'enthalpie (ou de température) rencontrées en régime turbulent font apparaître de nouvelles contributions au transport de quantité de mouvement et de chaleur, exprimées en fonction des corrélations  $\overline{U'_i U'_j}$  et  $\overline{U'_i h'}$ . Un problème délicat de fermeture des équations se pose alors, avec la nécessité d'exprimer ces termes en fonction des grandeurs moyennes de l'écoulement.

#### 4.2.3.1 Approche par viscosité turbulente

De nombreux modèles de fermeture existent dans la littérature. Ils sont pour la plupart basés sur le concept de viscosité turbulente.

##### 4.2.3.1.1 Définition des propriétés turbulentes

Le transport turbulent de quantité de mouvement peut être écrit sous une forme inspirée par Boussinesq 1897, analogue à celle du cisaillement laminaire, et donnée par l'équation de Newton :

$$\begin{aligned} -\rho \overline{U'_i U'_j} + \frac{2}{3} \rho \bar{k} \delta_{ij} &= \rho \nu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (4-22)$$

où  $\nu_t$  est la diffusivité turbulente de quantité de mouvement et  $\mu_t$  la viscosité dynamique turbulente déterminée à partir de modèles. Le terme  $(2/3)k\delta_{ij}$  est analogue à « une pression dynamique par agitation turbulente » (Chassaing 2000) et a été introduit afin d'assurer la véracité de la relation lorsque  $i=j$ . Cette approche n'est bien évidemment qu'une approximation et dans de nombreux cas des phénomènes de relaxation ou de fluctuations de pression longue portée, associés à une turbulence de grande échelle, sont à prendre en compte (Loitsanskii 1982). Toutefois l'expression de l'équation (4-22) est acceptable dans des nombreuses configurations et conduit à une représentation des phénomènes en accord avec les données expérimentales. Cette approche est utilisée dans de nombreux logiciels de simulation thermohydraulique, FLUENT, STAR-CD ou autre.

De même, le transport turbulent de chaleur peut être modélisé sous une forme analogue à la loi de Fourier :

$$-\overline{U_i T'} = a_t \left( \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (4-23)$$

avec  $a_t$  la diffusivité turbulente de chaleur. A partir de ces grandeurs, il est possible de définir une conductivité thermique turbulente. Le rapport des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et de chaleur est caractérisée par le nombre de Prandtl turbulent défini par :

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t} \quad (4-24)$$

Le plus souvent, le nombre de Prandtl turbulent  $\text{Pr}_t$  est supposé constant et égal à une valeur proche de l'unité. Au voisinage d'une surface solide, en présence de forces de flottabilité ou d'inhomogénéités structurelles de l'écoulement moyen (par exemple lorsque la couche limite thermique est nettement moins épaisse que la couche limite hydraulique, ou lors d'un changement brusque dans la couche limite thermique), cette hypothèse n'est plus valable. Il n'y a plus alors d'analogie entre transport turbulent de quantité de mouvement et de chaleur. Cette hypothèse est cependant largement utilisée dans ces cas particuliers.

#### **4.2.3.1.2 Les différentes modèles de fermeture**

La viscosité turbulente et la diffusivité thermique turbulente sont des inconnues à déterminer pour fermer le système des équations de conservation. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour les calculer. En fonction du nombre d'équations introduites, elles sont souvent qualifiées de modèle à 0, 1 ou 2 équations.

- Modèles à 0 équation :

Ces modèles sont basés sur la définition d'une longueur de mélange  $l_m$ . La viscosité turbulente est ensuite écrite sous la forme :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right| \quad (4-25)$$

La diffusivité turbulente est évaluée au moyen de l'expression suivante :

$$a_t = l_m l_q \left| \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right| \quad (4-26)$$

où la grandeur caractéristique  $l_q$  est calculée à partir du nombre de Prandtl turbulent

$$\text{Pr}_t = \frac{l_m}{l_q} \quad (4-27)$$

dont la valeur est classiquement comprise entre 0,85 et 1,2, et prise souvent égale à 1.

La fermeture du problème est ensuite réalisée par des expressions de la longueur de mélange. Ces expressions ne sont pas universelles, ce qui limite beaucoup la validité et l'utilisation de ce type d'approche.

- Modèles à 1 équation :

Le modèle de Prandtl-Kolmogorov est basé sur la connaissance d'une grandeur caractéristique  $l$  de l'écoulement et sur l'introduction d'une équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente  $k$ . La viscosité turbulente est ensuite évaluée par l'expression :

$$\nu_t = C_\mu l \sqrt{k} \quad (4-28)$$

avec  $C_\mu$  la constante du modèle.

L'obligation de connaître la grandeur caractéristique  $l$  de l'écoulement fait que ce modèle manque d'universalité et représente mal les écoulements complexes. Aujourd'hui, on préfère à ce modèle les approches à 2 équations.

- Modèles à 2 équations :

Il est apparu naturel de faire évoluer les modèles à 1 équation en y ajoutant une équation de transport supplémentaire afin de calculer l'échelle caractéristique de longueur  $l$ . L'équation introduite a tout d'abord concerné le transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  : il s'agit du modèle  $k$ - $\varepsilon$ . Plus récemment, la fréquence  $\omega$  a été utilisée comme grandeur caractéristique de la turbulence dans les modèles  $k$ - $\omega$ . Les formes typiques des équations de transport de  $k$  et de  $\varepsilon$  sont les suivantes :

Transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4-29)$$

avec

- $G_k$  la production d'énergie cinétique turbulente par l'écoulement moyen, calculée par la formule :

$$G_k = -\rho \overline{U_i' U_j'} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (4-30)$$

- $G_b$  la production d'énergie turbulente par l'écoulement fluctuant, évaluée par la formule :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4-31)$$

- $Y_M$  calculée comme suit :

$$Y_M = \frac{2\rho \varepsilon k}{\gamma RT} \quad (4-32)$$

- $S_k$  les éventuels termes source.

Transport de la dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) + C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (4-33)$$

où  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$  et  $C_{3\varepsilon}$  sont des constantes et  $\sigma_\varepsilon$  et  $\sigma_k$  sont les nombres de Prandtl turbulents associés respectivement à  $k$  et  $\varepsilon$ .

Pour le modèle  $k$ - $\varepsilon$ , la résolution des deux équations de transport permet d'évaluer la viscosité turbulente par la formule :

$$\nu_t = C_v \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4-34)$$

où  $C_v$  est une constante. Dans la plupart des cas, afin de ne pas alourdir les codes de calcul, la valeur de la diffusivité thermique turbulente est obtenue sans ajout d'équation supplémentaire, mais simplement évaluée au moyen du nombre de Prandtl turbulent :

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t} \quad (4-35)$$

Hall 1969 a montré l'importance des écarts aux comportements « universels » dans la région de proche paroi en régime de convection mixte. Le traitement numérique de cette zone est donc une des causes principales des écarts observés entre les modèles  $k$ - $\varepsilon$  classiques et les mesures expérimentales. Au voisinage proche d'une paroi, l'hypothèse de grand nombre de Reynolds utilisée pour simplifier les équations du mouvement n'est en effet plus applicable et le modèle  $k$ - $\varepsilon$  classique n'est plus valable. Afin de conserver ce type d'approche, des modifications ont été apportées au modèle  $k$ - $\varepsilon$  pour tenir compte de l'atténuation progressive de la turbulence au voisinage de la paroi. Des fonctions d'amortissement ont été introduites sur les expressions de la viscosité turbulente

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4-36)$$

et du nombre de Prandtl turbulent

$$\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{a_t} = \frac{f_\mu}{f_\lambda} \quad (4-37)$$

Les fonctions d'amortissement  $f_\mu$  et  $f_\lambda$  sont en général fonction du nombre de Reynolds turbulent :

$$\text{Re}_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon} \quad (4-38)$$

et/ou de la distance normale à la paroi adimensionnée  $y^+$ . De plus, il convient généralement de légèrement modifier les équations de transport de  $k$  et de  $\varepsilon$  : des fonctions d'amortissement pondèrent certains termes de l'équation de dissipation et deux termes supplémentaires sont ajoutés afin de faciliter la résolution de la condition limite de paroi pour  $\varepsilon$ . Il est à noter que ce dernier point est un artifice mathématique qui n'a pas de sens physique. Toutes ces modifications conduisent à la définition d'un grand nombre de constantes qui malheureusement ne sont pas universelles et

constituent une des grandes limitations des modèles  $k-\varepsilon$  bas Reynolds. Pour une vision plus complète des principaux modèles  $k-\varepsilon$  bas Reynolds, il est conseillé de se reporter aux travaux de thèse de Boillot 1996.

#### **4.2.3.2 Les autres types d'approches**

Une description plus complète des phénomènes turbulents de transport est possible, moyennant des équations bilans pour  $\overline{U_i'U_j'}$  et  $\overline{U_i'h'}$ , obtenues à partir des équations de Reynolds et d'énergie. C'est le cas par exemple des modèles RSM (Reynolds Stress Model). Des modèles intermédiaires entre les approches par viscosité turbulente et RSM existent également. Ces modèles donnent globalement de meilleurs résultats mais sont beaucoup plus coûteux en terme de mémoire et de temps de calcul.

### **4.3 Travaux antérieurs sur la simulation numérique supercritique**

De nombreuses tentatives de simulations numériques d'écoulements supercritiques ont été menées avec plus ou moins de succès depuis les années 1950. La plupart concernent des écoulements verticaux d'eau ou de CO<sub>2</sub> supercritiques. D'une part, ces configurations sont les plus étudiées expérimentalement (donc les plus fournies en données disponibles), d'autre part elles présentent des comportements particuliers (pic de coefficient d'échange, dégradation du transfert de chaleur en convection mixte etc.) qui assurent la validation du code en cas de succès.

Les études présentées ici ne sont pas abordées en détails. Seuls les approches utilisées, leurs éventuelles limites et les accords globalement obtenus sont présentés. Pour la plupart, ces études ont été réalisées en chauffage.

#### **4.3.1 Modélisation laminaire des fluides supercritiques**

Relativement peu d'études ont été menées sur la simulation d'écoulements laminaires de fluides supercritiques. Même si l'absence de modélisation des fluctuations turbulentes simplifie grandement les équations, le manque de données expérimentales permettant une validation du modèle numérique est une limite importante. Ce paragraphe présente quelques approches numériques des écoulements laminaires de fluides supercritiques. Pour chaque étude présentée, les principaux résultats ainsi que les hypothèses faites sont mentionnés.

Une des premières études numériques sur les fluides supercritiques en régime laminaire a été menée par Koppel 1962, avec un écoulement vertical de CO<sub>2</sub> supercritique chauffé à densité de flux constante. Les auteurs ont considéré que la composante radiale de la vitesse pouvait être négligée. L'étude montre que le coefficient de transfert de chaleur passe par un maximum lorsque la température de mélange est proche de la température pseudo-critique  $T_{pc}$ . La composante radiale de la

vitesse ayant été négligée, les filets fluides se développent parallèlement à la paroi et tout phénomène particulier, notamment des effets de convection mixte, est ignoré.

Dashevskiy 1986 a résolu numériquement les cas d'écoulements verticaux montants d'hélium et de dioxyde de carbone supercritiques chauffés à densité de flux de paroi constante. Le modèle numérique utilisé intègre les effets de flottabilité et autorise le développement de recirculation à l'intérieur de l'écoulement. Les auteurs ont observé un aplatissement du profil de température et le développement d'un maximum de coefficient d'échange au voisinage de la température pseudo-critique  $T_{pc}$ . Contrairement aux observations expérimentales sur la convection mixte laminaire, Dashevskiy 1986 observe une amélioration des échanges quelle que soit la direction d'écoulement. Afin de simplifier le calcul, l'équation d'énergie est traitée séparément et aucun couplage avec l'hydraulique n'est considéré. De plus, malgré les fortes variations du coefficient de dilatation isobare, le profil de vitesse est déterminé dans l'hypothèse de Boussinesq.

Des résultats similaires ont été obtenus par Zhou 1995 sur des écoulements verticaux de  $\text{CO}_2$ , chauffés à densité de flux à la paroi constante : le coefficient d'échange est amélioré, comparativement à un cas sans gravité représentant la convection forcée pure, quelle que soit la direction d'écoulement. Zhou 1995 interprète ses résultats par la réduction des épaisseurs de couches limites thermique et hydraulique sous l'effet de la flottabilité. Cette explication, correcte en convection mixte aidée laminaire, n'est plus valable en convection mixte opposée laminaire.

Lee 1995, 1996 a étudié des écoulements verticaux montants de  $\text{CO}_2$  et des écoulements d'eau supercritique en l'absence de gravité, en condition de chauffage à densité de flux à la paroi constante. Les résultats obtenus sont globalement cohérents avec les observations en convection mixte : en convection mixte aidée laminaire, un pic de vitesse se développe en proche paroi et des recirculations peuvent apparaître dans le centre du tube. En l'absence de force de gravité, le profil de vitesse n'est pas modifié. Lee 1995, 1996 observe un pic de coefficient d'échange lorsque la température du fluide est proche de celle du point pseudo-critique. L'évaluation des propriétés physiques faites dans cette étude n'intègre cependant pas le pic de conductivité thermique à la température pseudo-critique.

Une étude plus complète a été menée par Liao 2002c sur des écoulements verticaux de  $\text{CO}_2$  supercritique. L'étude porte sur des écoulements montants, descendants et sans gravité, en condition de chauffage et de refroidissement à température de paroi imposée. Les résultats sont globalement en accord avec les données de la convection mixte laminaire : les modifications des profils de vitesse sont analogues à celles présentées dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2, le coefficient d'échange est amélioré en convection mixte aidée laminaire et dégradé en convection mixte opposée laminaire. Liao 2002c a également étudié l'influence du diamètre hydraulique sur les échanges. En l'absence d'effet de flottabilité, le diamètre de tube n'a pas d'influence sur les échanges en dehors de la région d'entrée. En présence de forces d'Archimède, le nombre de Nusselt diminue avec le diamètre hydraulique.

### 4.3.2 Modélisation turbulente des fluides supercritiques

En régime turbulent, la difficulté majeure des simulations numériques est la sélection d'un modèle de turbulence approprié. Ce choix, déjà délicat pour des fluides à propriétés physiques constantes ou faiblement variables, est particulièrement ardu avec un fluide supercritique.

Les premières simulations numériques d'écoulements supercritiques ont été menées au moyen de modèles de diffusivité turbulente dans lesquels la viscosité turbulente est simplement calculée par des équations algébriques. Le nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$  est supposé être égal à 1, ce qui permet de connaître la diffusivité thermique turbulente. Le Tableau 4-1 regroupe les expressions de quelques modèles de diffusivité turbulente.

Auteur	modèle		Etudes l'utilisant	
Deissler 1955	$\nu_t/\nu = m^2 u^+ y^+ [1 - \exp(-m^2 u^+ y^+)]$	$m=0,124$	Bringer 1957 Szetela 1962 Shiralkar 1970 Hsu 1961	( 4-39 )
Reichardt 1961	$\nu_t/\nu = Ky^+ \left[ 1 - \frac{\tanh(y^+/A)}{y^+} - \frac{\tanh^3(y^+/A)}{3y^+} \right]$	$K=0,4$ $A=7,15$	Pethukov 1963 Tanaka 1973 Yoshida 1972	( 4-40 )
Kato 1965	$\nu_t/\nu = Ky^+ \left[ 1 - \exp\left\{-\left(y^+/A\right)^2\right\} \right]$	$K=0,37$ $A=22,36$	Tanaka 1967 Tanaka 1971 Inoue 1972	( 4-41 )

Tableau 4-1 : Quelques exemples de modèles de diffusivités turbulentes.

Dans ce type d'approche, les propriétés turbulentes sont évaluées sans aucune référence directe aux comportements locaux des champs de vitesse, de température ou de turbulence moyennée, ce qui conduit à d'importantes erreurs. Dans ses simulations numériques de la convection mixte au moyen du modèle de diffusivité turbulente de Reichardt 1961, Tanaka 1973 a ainsi obtenu des comportements opposés à ceux observés expérimentalement : les échanges thermiques étaient améliorés en convection mixte turbulente aidée et dégradés en convection mixte turbulente opposée.

Plus récemment, Popov 1977 utilisait l'expression suivante pour déterminer la viscosité turbulente :

$$\frac{\mu}{\mu_t} = -\frac{1}{2} + \left\{ \frac{1}{4} + \left[ \left( \frac{\tau}{\tau_w} \right) / \left( \frac{\tau}{\tau_w} \right)_0 \right] \left( \frac{\mu_t}{\mu} \right)_0 \left[ 1 + \left( \frac{\mu_t}{\mu} \right)_0 \right] \right\}^{1/2} \quad (4-42)$$

avec

$$\left( \frac{\mu_t}{\mu} \right)_0 = \begin{cases} 0,4(y^+ - 11 \tanh(y^+/11)) & \text{si } y^+ < 50 \\ 0,4y^+ \frac{(0,5 + R^2)(1 + R)}{3} & \text{si } y^+ > 50 \end{cases} \quad R = \left( \frac{\tau}{\tau_w} \right)_0 \quad Pr_t=1 \quad (4-43)$$

Malgré une piètre concordance avec les données expérimentales, ce type d'approche a fourni d'importantes informations qualitatives permettant une meilleure compréhension des mécanismes de transferts de chaleur des fluides supercritiques.

Des modèles basés sur l'hypothèse de longueur de mélange  $l_m$  ont également été utilisés pour la simulation des fluides supercritiques.

Le modèle de Van Driest 1956 a été largement utilisé dans la simulation numérique des écoulements supercritiques. Par rapport à la description originale de la longueur de mélange ( $l_m=Ky$ ), il prend en compte l'atténuation de la turbulence au voisinage d'une paroi :

$$l_m = Ky \left[ 1 - \exp(-y^+/A^+) \right] \quad (4-44)$$

avec  $K=0.4$  et  $A^+=26$ . La viscosité turbulente s'écrit alors sous la forme :

$$\nu_t = K^2 y^2 \left[ 1 - \exp(-y^+/A^+) \right]^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (4-45)$$

Les propriétés turbulentes de transport de la chaleur sont obtenues grâce au nombre de Prandtl turbulent,  $Pr_t=1$ .

Ce modèle a été utilisé notamment par Hess 1965, Schnurr 1976 et Malhotra 1977. Malhotra 1977 a comparé les résultats numériques obtenus en chauffage avec les mesures expérimentales de Jackson 1968 réalisées sur des écoulements verticaux montants et descendants de CO<sub>2</sub> supercritique. Les distributions numériques de température de paroi montrent des tendances correctes, à savoir une dégradation des échanges thermiques pour des écoulements montants et une amélioration dans le cas contraire. Un bon accord quantitatif avec les données expérimentales est même observé en convection mixte turbulente opposée. En convection mixte turbulente aidée, les profils expérimentaux et numériques de température de paroi s'écartent singulièrement, traduisant la difficulté à simuler cette configuration.

Bellmore 1983 a considéré les fluctuations de masse volumique dans l'expression des transports turbulents de quantité de mouvement et de chaleur. Ce modèle intègre les fluctuations de masse volumique liées aux variations d'enthalpie, sous la forme :

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \left[ 1 - \left( \frac{\beta}{C_p} \frac{l_m}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial y} \right) - \left( \frac{\beta}{C_p} \frac{l_m}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (4-46)$$

où  $\beta$  est le coefficient de dilatation isobare. L'application de ce modèle au voisinage d'une paroi se fait au moyen d'une fonction d'atténuation de forme analogue à celle de Van Driest 1956 :

$$l_m = l_1 \left[ 1 - \exp(-y^+/26) \right] \quad (4-47)$$

où la grandeur  $l_1$  est la longueur de mélange de Prandtl définie par :

$$l_1 = \begin{cases} 0,44(R-r) & \text{si } 0,44(R-r) < 0,09R \\ 0,09R & \text{si } 0,44(R-r) > 0,09R \end{cases} \quad (4-48)$$

Ce modèle a été utilisé par Lee 1998, Dang 2004b et Asinari 2005a et 2005b. Les simulations réalisées par Lee 1998 sur des écoulements montants d'eau supercritique en chauffage à température de paroi imposée ont montré des comportements hydrauliques cohérents avec ceux classiquement observés en

convection mixte turbulente aidée. A mesure que le fluide est accéléré en paroi, le modèle retranscrit ainsi correctement l’aplatissement progressif du profil de vitesse puis le développement des profils caractéristiques en M. Parallèlement, le cisaillement est tout d’abord fortement réduit, puis croît à nouveau en valeur absolue. Les comparaisons thermiques menées à partir des données expérimentales de Yamagata 1972 en régime normal montrent un accord quantitatif correct. Une forte influence de la valeur du nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$ , supposé constant dans le modèle utilisé par Lee 1998, sur les courbes de coefficient d’échange est à noter.

L’augmentation des capacités de calcul des ordinateurs a permis l’utilisation de modèles de turbulence plus complexes et moins simplifiés. Il s’agit principalement des modèles  $k-\varepsilon$  dont le principe général a été exposé précédemment dans le manuscrit. Une modification de ce modèle, appelée  $k-\varepsilon$  bas Reynolds, est fréquemment utilisée dans la simulation numérique de convection mixte. Les études basées sur des approches  $k-\varepsilon$  « classiques » sont tout d’abord présentées ; les études utilisant un modèle à bas Reynolds sont abordées dans une seconde partie.

Le Tableau 4-2 regroupe quelques études numériques récentes réalisées sur des écoulements de fluides supercritiques avec des modèles  $k-\varepsilon$  « classiques ».

Etudes	Modèle	Géométrie	Conditions de paroi	Fluide
Kim 2004	k-ε standard k-ε RNG k-ε Realizable	Tube vertical $D_h=7,5$ mm	Chauffage à densité de flux constante	H2O
Roelofs 2004	k-ε RNG	Tube vertical $D_h=7,5$ mm Tube vertical $D_h=10$ mm	Chauffage à densité de flux constante	H2O
Asinari 2005a	k-ε standard k-ε RNG	Tuве vertical $D_h=22,91$ mm Tube vertical $D_h<2$ mm	Chauffage refroidissement	CO2
Jiang 2006	k-ε standard k-ε RNG k-ε Realizable	Tube vertical $D_h=0,27$ mm	Chauffage à densité de flux constante	CO2

**Tableau 4-2 : Sélection de quelques études utilisant des modèles  $k-\varepsilon$  « classiques » pour la simulation d’écoulement de fluides supercritiques.**

La qualité des résultats obtenus avec ces modèles « classiques » est en général toute relative. Dans sa revue bibliographique sur la convection mixte dans des écoulements verticaux, Jackson 1989 signale que l’utilisation de modèles  $k-\varepsilon$  non modifiés permet d’obtenir des tendances de convection mixte correctes mais que d’importants écarts sont à noter. En comparant ses données expérimentales à ses simulations, Jiang 2006 conclut que des modèles  $k-\varepsilon$  standard ou RNG peuvent prédire très correctement le coefficient de transfert de chaleur en convection forcée pure. En régime de convection mixte, les résultats de calcul s’éloignent fortement des mesures expérimentales. Roelofs 2004 a simulé numériquement les configurations expérimentales de Yamagata 1972. Les résultats obtenus en régime normal montre un bon accord quantitatif avec les données expérimentales, sur les profils tant de température de paroi que de coefficient d’échange. Le modèle est de plus à même de simuler la dégradation du transfert de chaleur lorsque le rapport  $\phi/G$  augmente. Ces résultats supposent

toutefois un maillage très fin caractérisé par un  $y^+$  de première maille inférieur à 1. Dans tous les cas, l'utilisation d'un modèle  $k-\varepsilon$  non modifié est en général chose relativement aisée puisqu'elle permet de s'orienter vers des logiciels commerciaux comme FLUENT ou STAR-CD.

Comme évoqué précédemment, le modèle  $k-\varepsilon$  standard n'est pas applicable en paroi ou l'hypothèse de grand nombre de Reynolds  $Re$  n'est plus valable. Au moyen de fonctions d'amortissement traduisant l'atténuation progressive de la turbulence en proche paroi, les modèles  $k-\varepsilon$  bas  $Re$  permettent une modélisation plus juste des phénomènes pariétaux. Le Tableau 4-3 regroupe quelques études numériques réalisées sur des écoulements de fluides supercritiques au moyen d'approches  $k-\varepsilon$  bas Reynolds.

Etude	Modèle	Géométrie	Conditions de paroi	Fluide
Renz 1986	Jones-Launder (JL)	Tube vertical	Chauffage à densité de flux constante	
Tanaka 1987	JL	Tube vertical	Chauffage à densité de flux constante	H <sub>2</sub>
Koshizuka 1995	JL	Tube vertical D <sub>h</sub> =10 mm	Chauffage à densité de flux constante	H <sub>2</sub> O
Zhou 1995	Non précisé	Tube vertical D <sub>h</sub> =20 mm	Chauffage à densité de flux constante	CO <sub>2</sub>
Dang 2004b	JL Launder-Sharma (LS) Myong-Kasaki (MK)	Tube Horizontal D <sub>h</sub> =6-10 mm	Chauffage à densité de flux constante Refroidissement à densité de flux constante	CO <sub>2</sub>
Kim 2004	Abid (AB) Lam-Bremhorst (LB) Launder-Sharma (LS) Yang-Shih (YS) Abe-Kondoh-Nagano (AKN) Chang-Hsieh-Chen (CHC)	Tube vertical D <sub>h</sub> =7,5 mm	Chauffage à densité de flux constante	H <sub>2</sub> O
He 2004	LS Chien (CH)	Tube vertical D <sub>h</sub> =0,948 mm	Chauffage à densité de flux constante	CO <sub>2</sub>
Jiang 2006	LB	Tube vertical D <sub>h</sub> =0,27 mm	Chauffage à densité de flux constante	CO <sub>2</sub>

**Tableau 4-3 : Sélection de quelques études numériques d'écoulements de fluides supercritiques utilisant des modèles  $k-\varepsilon$  bas Reynolds.**

Les comparaisons des résultats numériques aux données expérimentales montrent généralement des tendances correctes et des écarts quantitatifs plus ou moins importants selon les études. Malgré des résultats globalement cohérents avec les mesures expérimentales, He 2004 signale que dans certains cas, les résultats de calcul étaient très différents des données expérimentales. Jiang 2006 observe le même type de comportement : en l'absence de flottabilité, les résultats numériques correspondent finement aux mesures ; en régime de convection mixte, les comportements numériques et expérimentaux diffèrent fortement. Il est à noter que, dans ce dernier cas, Jiang 2006 trouve que le modèle  $k-\varepsilon$  bas Reynolds ne donnent pas des résultats nettement meilleurs que les modèles  $k-\varepsilon$  non modifiés. Des résultats similaires sont obtenus par Renz 1986 et Tanaka 1987 : des tendances correctes et des écarts simulation/expérience parfois importants. Ces écarts portent principalement sur les

régions de fortes variations des propriétés physiques, et où les écoulements sont fortement perturbés comme la zone de dégradation des échanges en convection mixte turbulente aidée. Kim 2004 a comparé les résultats obtenus avec des modèles  $k-\varepsilon$  non modifiés et avec différents modèles bas Reynolds sur les données expérimentales de Yamagata 1972 en régime normal et a conclu que les modèles bas Reynolds ne donnaient pas de résultats probants sur les cas choisis. L'étude numérique la plus complète sur des fluides supercritiques avec des modèles bas Reynolds semble avoir été menée par Koshizuka 1995 : les comparaisons avec les données expérimentales de Yamagata 1972 montrent ainsi un accord quantitatif correct, et le code est à même de reproduire la diminution des échanges lorsque le flux de paroi augmente. L'étude semble confirmer les mécanismes de dégradation en écoulement montant en chauffage mentionnés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 : à fort débit, le modèle à deux couches est applicable ; à débit plus faible, l'aplatissement du profil de vitesse sous l'effet de la convection naturelle conduit à la diminution de la production d'énergie turbulente.

Les modèles  $k-\varepsilon$  bas Reynolds donnent globalement de meilleurs résultats que les modèles  $k-\varepsilon$  non modifiés. Ceci tient particulièrement aux traitements pariétaux qui diffèrent entre les deux approches. Les modèles  $k-\varepsilon$  « classiques » utilisent en effet des lois de paroi dont l'utilisation suppose implicitement l'existence d'une couche logarithmique au voisinage de la paroi. De par les fortes variations des propriétés physiques, la validité de cette hypothèse n'est pas prouvée pour des fluides supercritiques. L'utilisation de ces lois de paroi permet de travailler avec des maillages moins raffinés, et donc de gagner en temps de calcul. En contrepartie, un maillage plus grossier à la paroi conduit à des erreurs d'évaluations de propriétés physiques et donc de calculs. Au contraire, le choix d'un modèle  $k-\varepsilon$  bas Reynolds implique un maillage très raffiné à la paroi- typiquement  $y^+ \ll 1$ - et des temps de calcul plus conséquents. De plus, l'introduction de nombreuses fonctions d'amortissement et autres constantes compliquent grandement l'utilisation des modèles bas Reynolds : les « constantes » sont en effet moins universelles que celles des modèles non modifiées et il convient de les « adapter » à chaque nouvelle géométrie. Ce dernier point limite l'utilisation des modèles bas Reynolds.

L'accroissement des possibilités de calcul permet également le développement de la simulation directe ou DNS. Les équations du mouvement et de l'énergie sont alors résolues sans modélisation de la turbulence. L'utilisation de cette méthode permet de s'affranchir des erreurs liées à la formulation même d'un modèle de turbulence. En contrepartie, la représentation de toutes les échelles de la turbulence nécessite un maillage extrêmement raffiné. Le rapport des grandes échelles aux plus petites (échelle de Kolmogorov) variant comme la puissance  $3/4$  du nombre de Reynolds, le nombre de noeuds doit donc varier comme la puissance  $9/4$  du nombre de Reynolds. Ces approches sont donc pour l'instant encore limitées à des géométries très simples et des nombres de Reynolds modérés. Ce type d'approche a été notamment utilisée pour du  $\text{CO}_2$  supercritique par Hashimoto 2002 et Bae 2005. Les travaux de Bae 2005 montrent ainsi un très bon accord avec les données expérimentales de Fewster 1976 en chauffage, notamment sur les courbes adimensionnées du nombre

de Nusselt en fonction du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ , et confirment en convection mixte turbulente aidée le mécanisme de dégradation lié à l'aplatissement du profil de vitesse.

#### **4.4 Simulations numériques supercritiques**

L'objectif de cette partie du travail de thèse est le développement d'un modèle numérique d'écoulement supercritique permettant de compléter les mesures expérimentales globales par une connaissance locale des comportements hydraulique et thermique, ainsi que d'étendre la gamme des paramètres explorés, ce qui est plus difficile à mettre en œuvre expérimentalement. Il s'agit aussi d'apprécier la mise en œuvre d'un code de calcul commercial plus accessible pour des développements ultérieurs.

L'étude bibliographique sur les travaux numériques antérieurs (paragraphe 4.3) permet d'esquisser les différentes écoles de la simulation en phase supercritique :

- la plupart des auteurs ont choisi le développement d'un « code maison » et de discrétiser directement les équations du mouvement et de l'énergie. Différentes méthodes de discrétisation (Patankar 1980) et de résolution (hypothèse de longueur de mélange classique ou modifiée, modèle  $k-\varepsilon$  bas Reynolds etc.) sont utilisées. Ces codes bénéficient en général de fortes possibilités de modification, mais d'une diffusion et d'une simplicité d'utilisation restreintes ;
- des logiciels commerciaux comme FLUENT, STAR-CD, PHOENICS etc. sont également disponibles. Ces logiciels utilisent pour la plupart des modèles turbulents du type  $k-\varepsilon$  ou  $k-\omega$  et différents types de loi de paroi. Ils bénéficient d'une facilité d'utilisation et d'une diffusion bien supérieures, mais offrent des possibilités d'évolution plus limitées.

L'objectif de la thèse étant principalement expérimental, le développement d'un code maison n'a pas été retenu. Deux outils de simulation thermohydraulique, FLUENT et TRIO-U, étaient disponibles au CEA-Grenoble. Développé au CEA, TRIO-U présente l'avantage de posséder un important parc de développeurs et d'utilisateurs à proximité, ce qui facilite grandement la prise en main du logiciel et les possibilités de modification. Toutefois sa complexité et sa faible diffusion ne sont pas compatibles avec notre volonté de développer un outil simple et facilement utilisable par les acteurs du monde industriel. Le choix s'est donc porté vers FLUENT.

La méthode de résolution du logiciel FLUENT sera tout d'abord abordée. Dans une seconde partie, le modèle développé pour les écoulements supercritiques et les résultats obtenus seront présentés.

### 4.4.1 Méthode des volumes finis

Il existe principalement trois méthodes pour la discrétisation des équations de conservation et de transport : Méthode des éléments finis, Méthodes des différences finies et Méthodes des volumes finis. C'est cette dernière approche qui est le plus souvent utilisée dans les codes de calcul numérique, commerciaux ou non (FLUENT, STAR-CD, TRIO-U ...). La méthode des volumes finis effectue un bilan sur un volume de contrôle défini par le maillage, et permet ainsi une conservation locale de la masse.

#### 4.4.1.1 Maillage

Le maillage utilisé est structuré, c'est-à-dire que le volume d'étude est maillé régulièrement selon une topologie parallélépipédique rectangle en 3D et rectangulaire en 2D. La résolution étant faite par la méthode dite des « Volumes Différences Finies », les dérivées sont évaluées par différences finies. La température, la pression et les propriétés physiques sont évaluées au centre de chaque maille, les vitesses sont définies sur les faces du volume de contrôle (Figure 4-1).

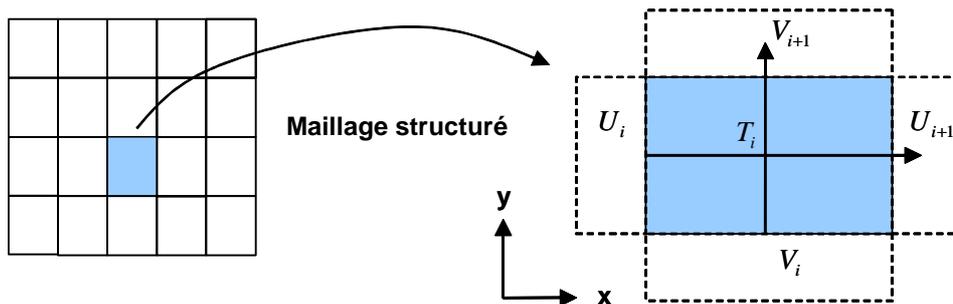


Figure 4-1 : Discrétisation Volumes Finis en 2D.

Par suite, le volume de contrôle pour la discrétisation de la température et des propriétés physiques est différent de celui pour la discrétisation des composantes de la vitesse.

#### 4.4.1.2 Résolution

La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations du mouvement et de l'énergie sur le volume de contrôle et ainsi à y faire les bilans de flux. L'intégration des équations locales instantanées de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'écrit alors, dans cet ordre, pour un écoulement permanent :

Continuité :

$$\iiint_V \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} dV = 0 \quad (4-49)$$

Quantité de mouvement :

$$\iiint_V \rho U_j \frac{\partial(U_i)}{\partial x_j} dV = \iiint_V F_i dV - \iiint_V \frac{\partial P}{\partial x_i} dV + \iiint_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] \right\} dV \quad (4-50)$$

Energie :

$$\iiint_V \rho U_i \frac{\partial(h)}{\partial x_i} dV = \iiint_V \frac{\partial q_i}{\partial x_i} dV + \iiint_V U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} dV + \iiint_V \Phi dV \quad (4-51)$$

avec  $V$  un volume de contrôle,  $S$  son contour associé et  $n_i$  les composantes du vecteur normal à la surface  $S$ .

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradski, on obtient alors :

Continuité :

$$\iint_S \rho U_i n_i dS = 0 \quad (4-52)$$

Quantité de mouvement :

$$\iint_S \rho U_i U_j n_j dS = \iiint_V F_i dV - \iiint_V \frac{\partial P}{\partial x_i} dV + \iint_S \mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] n_j dS \quad (4-53)$$

Energie :

$$\iint_S \rho U_i h n_i dS = \iint_S \varphi_i n_i dS + \iiint_V U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} dV + \iiint_V \Phi dV \quad (4-54)$$

Il reste ensuite à discrétiser les variables et à évaluer les dérivées sur le maillage.

Contrairement au traitement classique de ces équations, c'est-à-dire effectué pour un fluide monophasique à propriétés physiques constantes ou faiblement variables dans l'hypothèse de Boussinesq, les propriétés physiques d'un fluide supercritique sont ici traitées comme de véritables variables.

#### 4.4.1.3 Schémas de discrétisation des termes de convection

Différents schémas de discrétisation des termes de convection des équations de quantité de mouvement et d'énergie sont disponibles, chacun possédant des propriétés différentes (Soufiani 1992) :

- Schéma Amont (Upwind) : c'est un schéma du premier ordre, en général trop diffusif et utilisé pour des écoulements avec une forte vitesse directionnelle ;
- Schéma centré (2<sup>ème</sup> ordre) : il est numériquement instable en l'absence de diffusion ;
- Schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics) (3<sup>ème</sup> ordre) : c'est un schéma décentré amont, numériquement stable, générant un peu de diffusion turbulente (moins que le schéma Amont).

## **4.4.2 Modélisation numérique en phase supercritique**

Dans ce paragraphe sont présentés les approches utilisées et les résultats obtenus. La première partie concerne l'étude numérique préliminaire. Les résultats obtenus ont conduit au développement d'une autre approche, basée sur la définition et l'utilisation d'un terme source dans l'équation d'énergie, présentée dans une seconde partie. Enfin, la troisième partie concerne la validation de l'outil numérique sur des données issues de la littérature. Les régimes d'écoulement laminaire et turbulent sont successivement considérés.

### **4.4.2.1 Premiers essais numériques en supercritique**

#### ***4.4.2.1.1 Approche utilisée***

Les premières simulations ont été menées en utilisant une approche très simple. Le domaine de calcul avait été modélisé, maillé puis transféré sous FLUENT en utilisant un modèle de turbulence de type  $k-\epsilon$ . Les propriétés physiques du fluide, le dioxyde de carbone, sont discrétisées à pression constante et rentrées linéaires par morceaux dans FLUENT. Leur évaluation utilise l'hypothèse que les variations liées aux pertes de pression le long de l'écoulement sont négligeables. Cette approche ne fait aucune modélisation spécifique de la phase supercritique.

#### ***4.4.2.1.2 Etude de référence utilisée***

N'ayant pas réalisé par nous-mêmes de profils expérimentaux de vitesse et de température, les données expérimentales de Wood 1964 ont servi de point de référence pour cette première approche numérique. Les auteurs ont étudié des écoulements verticaux ascendants de dioxyde de carbone, en régime turbulent et en condition de chauffage, pour une pression de 79 bars. Ayant observé des comportements thermiques inhabituels, ils ont mesuré les profils radiaux de vitesse et de température. Leurs résultats indiquent l'existence d'une région dans le tube où un aplatissement du profil de température et le développement d'un pic de vitesse entre la paroi et le cœur turbulent sont observés. En dehors de cette région, les profils mesurés sont analogues à ceux obtenus avec un fluide à propriétés constantes.

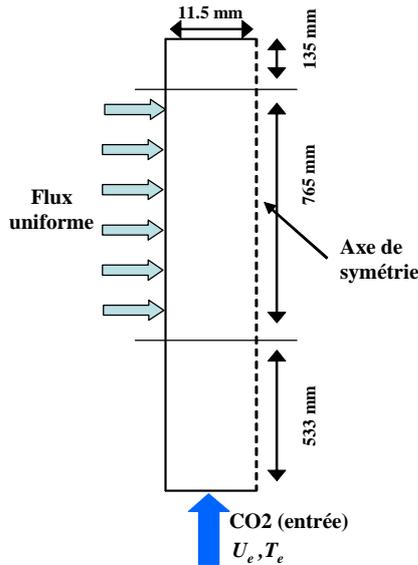


Figure 4-2 : Représentation du domaine de calcul 2D.

La géométrie simulée consiste en un tube cylindrique vertical de 23 mm de diamètre. Les phénomènes physiques étant a priori à symétrie de révolution, une approche axisymétrique est considérée, ce qui permet un gain important du nombre de mailles. Le tube est divisé en trois régions (voir Figure 4-2) : une zone adiabatique pour l'établissement d'un écoulement turbulent pleinement développé en entrée de section thermique ; la région thermique, et une seconde zone adiabatique en aval.

Les conditions de calcul sont regroupées dans le Tableau 4-4.

P (bars)	$T_e$ (°C)	$U_e$ (m/s)	$\phi$ (kW/m <sup>2</sup> )	$Re_e$
79	25,8-31,2	3,23-4,5	117,3	$8,8 \cdot 10^5 - 1,4 \cdot 10^6$

Tableau 4-4 : Grandeurs d'entrée des cas simulés

Le graphique de la Figure 4-3 illustre les profils de températures de paroi typiquement obtenus par cette première approche numérique.

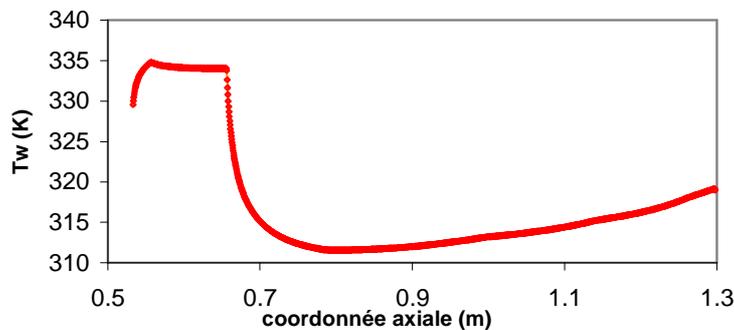


Figure 4-3 : Profils typique de température de paroi obtenu lors des premières simulations de Wood 1964.

L'évolution présentée ci-dessus est globalement la même quel que soit le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  choisi- standard, RNG ou realizable- et quelles que soit les lois de paroi utilisées. En entrée de section thermique, la température de paroi augmente très légèrement, atteint un plateau, puis chute fortement avant de lentement croître le long du tube.

Ces résultats, bien que très éloignés des profils expérimentaux de Wood 1964, ne sont pas forcément physiquement impossibles. La chaleur spécifique agit en effet comme un puits de chaleur s'opposant à l'échauffement du fluide. En entrée de tube, à mesure que la température de paroi

augmente, la capacité thermique massique du fluide croît et limite l'échauffement. Localement, au niveau du pic de capacité thermique massique, il n'est donc pas aberrant d'imaginer que la paroi puisse se refroidir. En aval, la capacité thermique massique diminue et la paroi s'échauffe peu à peu.

La brusque diminution de la température de paroi résulte en fait d'une évaluation numérique erronée des propriétés turbulentes. Dans l'approche  $k-\varepsilon$ , les viscosité et conductivité thermique turbulentes sont évaluées par :

$$\begin{aligned}\mu_t &= \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \\ \lambda_t &= \frac{\mu_t C_p}{Pr_t}\end{aligned}\tag{4-55}$$

avec  $k$  l'énergie cinétique turbulente,  $\varepsilon$  la dissipation d'énergie cinétique turbulente,  $Pr_t$  le nombre de Prandtl turbulent et  $C_\mu$  une constante. Il est rappelé que le modèle  $k-\varepsilon$  utilise une hypothèse d'analogie entre les transports turbulents de chaleur et que quantité de mouvement (hypothèse de nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$  constant). Le pic physique de  $C_p$  conduit donc à un pic numérique de conductivité thermique turbulente et par suite de transport radial de chaleur. A une pression de 79 bars (pression de l'étude de Wood 1964) où le pic de capacité thermique massique est très marqué, cette surévaluation conduit à des valeurs de la conductivité thermique turbulente  $10^5$  fois supérieure à la conductivité thermique laminaire.

#### 4.4.2.2 Approche par terme Puits

Afin d'éliminer ces erreurs numériques, une seconde approche, basée sur le sens physique de puits de chaleur du  $C_p$ , a été développée. La capacité thermique massique est décomposée comme suit :

$$Cp(T) = Cp_0(T) + Cp_1(T)\tag{4-56}$$

Le terme  $Cp_0(T)$  représente la contribution sous-critique à la capacité thermique massique et est utilisé pour l'évaluation des propriétés turbulentes. Le pic de  $Cp$  est intégré dans le terme  $Cp_1(T)$  et est traité comme terme source dans l'équation d'énergie. Loin de la température pseudo-critique, le dioxyde de carbone est pseudo liquide ou pseudo vapeur, et il vient que

$$\begin{aligned}Cp_1(T) &\approx 0 \\ \text{et} \\ Cp(T) &\approx Cp_0(T)\end{aligned}\tag{4-57}$$

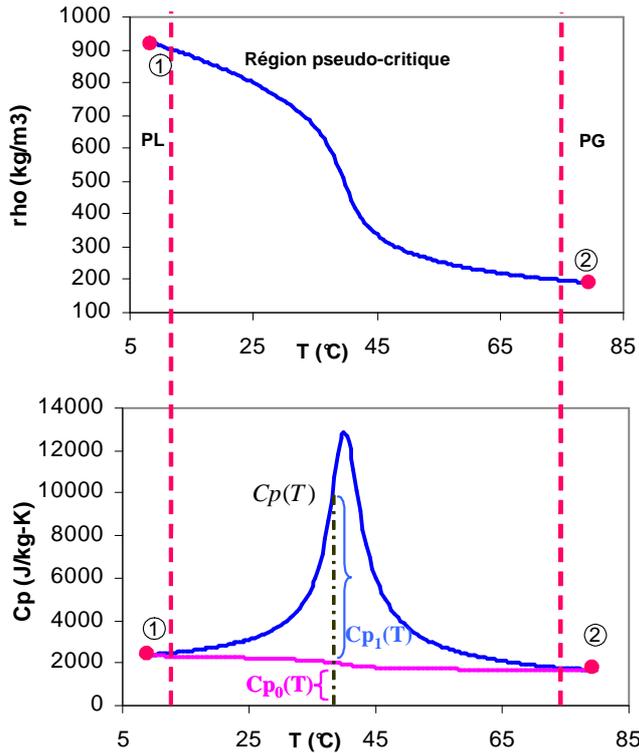


Figure 4-4 : Principe de la décomposition de la capacité thermique massique à P=90 bars. Les termes PL et PG renvoient respectivement aux régions de pseudo liquide et de pseudo gaz.

Il reste à définir l'allure de  $Cp_0(T)$  dans la zone de transition et les frontières de cette région. Après recherche, aucune étude présentant une décomposition de ce type n'a été trouvée dans la littérature. Une allure calquée sur celle de la masse volumique a été retenue. Ainsi la variation est continue et monotone et marque le passage de la transition pseudo-critique. La Figure 4-4 illustre la méthode utilisée : deux points, 1 et 2, sont définis respectivement dans les régions pseudo liquide et pseudo gaz. Entre ces deux points, l'évolution de la capacité thermique massique sous-critique est supposée être analogue à celle de la masse volumique. En dehors, il est acquis que la contribution supercritique est négligeable. La contribution sous critique  $Cp_0(T)$  s'écrit alors sous la forme :

$$Cp_0(T) = Cp(T_1) + \frac{\rho(T_1) - \rho(T)}{\rho(T_1) - \rho(T_2)} [Cp(T_2) - Cp(T_1)] \quad (4-58)$$

où  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures de référence dans les régions pseudo-liquide et pseudo-gaz. Pour chaque pression, un terme puits est ainsi défini, indépendant des conditions aux limites des cas à simuler. Ceci permet de ne pas avoir à le réécrire pour chaque calcul et offre une définition plus générale du terme puits. Les frontières de la région pseudo-critique sont déterminées selon le paramètre  $E_0$  introduit par Kurganov 1998a, comparant le travail lié à l'expansion thermique du fluide supercritique à la variation d'enthalpie :

$$E_0 = P \left( \frac{\partial V}{\partial h} \right)_P = \frac{P\beta}{\rho C_p} \quad (4-59)$$

Kurganov 1998a définit la zone pseudo-critique pour des valeurs du paramètre  $E_0$  comprises entre 0,02-0,03 à la frontière pseudo liquide et  $R/C_p$  à la limite avec le pseudo-gaz où  $R$  est la constante des gaz parfaits. Ainsi, appliquée au  $CO_2$  à 90 bars, la région pseudo-critique est définie pour  $10-12^\circ C < T < 60-65^\circ C$ .

La décomposition de la capacité thermique massique suppose la réécriture de l'équation d'énergie, et plus particulièrement du terme d'advection  $\vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{U})$ . Partant des expressions de la différentielle de l'enthalpie pour une influence négligeable des variations de pression,

$$dh = \vec{\nabla} h \cdot d\vec{M} \quad (4-60)$$

et

$$dh = \frac{\partial h}{\partial T} \vec{\nabla} T \cdot d\vec{M} \quad (4-61)$$

avec  $d\vec{M}$  un déplacement infinitésimal, il vient

$$\vec{\nabla} h = \frac{\partial h}{\partial T} \vec{\nabla} T = C_p \vec{\nabla} T \quad (4-62)$$

Par suite

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{U}) = \rho C_{p_0}(T) \vec{\nabla} \cdot (T \vec{U}) + \rho C_{p_1}(T) \vec{\nabla} \cdot (T \vec{U}) + h \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) \quad (4-63)$$

avec

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (4-64)$$

par l'équation de continuité. Il vient finalement :

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{U}) dV = \iiint_V \rho C_{p_0}(T) \vec{\nabla} \cdot (T \vec{U}) dV + \iiint_V \rho C_{p_1}(T) \vec{\nabla} \cdot (T \vec{U}) dV \quad (4-65)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostogradski et les formules usuelles d'identités vectorielles, on obtient alors :

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{U}) dV = \underbrace{\iint_S \rho C_{p_0}(T) \vec{U} \cdot \vec{n} T dS}_I + \underbrace{\iint_S \rho C_{p_1}(T) \vec{U} \cdot \vec{n} T dS}_II \quad (4-66)$$

Intégré sur un volume de contrôle (typiquement une maille élémentaire), le terme de transport d'énergie par l'écoulement moyen laisse apparaître deux contributions :

- terme **I** : il s'agit du transport d'énergie lié à la composante sous-critique de la chaleur spécifique. Dans notre modèle, c'est le terme de convection calculé à chaque itération. La grandeur  $C_{p_0}(T)$  est utilisée par l'évaluation des propriétés turbulentes de transport ;
- terme **II** : il s'agit du flux de d'énergie lié à la composante supercritique de la chaleur spécifique. Il est intégré dans FLUENT en tant que terme source et ajouté au moyen d'un programme en langage C.

### 4.4.2.3 Simulation d'un écoulement laminaire d'un fluide supercritique

#### 4.4.2.3.1 Modélisation

Le problème ici considéré est un écoulement laminaire en régime permanent. La forme vectorielle des équations de bilan est donnée par les équations ( 4-1 ), ( 4-2) et ( 4-7 ). Dans le cas

particulier d'un écoulement non tournant ( $U_\theta = 0$ ) dans un tube de diamètre  $D$  et de longueur  $L$  en approche axisymétrique, et en supposant que la viscosité de volume est nulle et que la viscosité laminaire est constante, les équations de conservation s'écrivent alors en coordonnées cylindriques sous la forme :

Continuité:

$$\frac{\partial(\rho U_z)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho U_r)}{\partial r} = 0 \quad (4-67)$$

Quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} \rho U_z \frac{\partial(U_z)}{\partial x} + \rho U_r \frac{\partial(U_z)}{\partial r} = & -\frac{\partial P}{\partial x} - \rho G_1 + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial U_z}{\partial x} - \frac{2}{3} \bar{\nabla} \cdot \bar{U} \right) \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\mu \left( \frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-68)$$

$$\begin{aligned} \rho U_z \frac{\partial(U_r)}{\partial x} + \rho U_r \frac{\partial(U_r)}{\partial r} = & -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_r}{\partial x} + \frac{\partial U_z}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\mu \left( 2 \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \bar{\nabla} \cdot \bar{U} \right) \right] \\ & - 2\mu \frac{v}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} \bar{\nabla} \cdot \bar{U} \end{aligned} \quad (4-69)$$

Energie:

$$\rho C_p U_z \frac{\partial T}{\partial x} + \rho C_p U_r \frac{\partial T}{\partial r} = T\beta(U_z \frac{\partial P}{\partial x} + U_r \frac{\partial P}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu\Phi + \psi \quad (4-70)$$

où  $P$  est la pression,  $\bar{U}$  le vecteur vitesse,  $\Phi$  la dissipation visqueuse d'énergie et  $\Psi$  les termes sources. Dans les expressions précédentes,  $G_1$  représente l'influence de la gravitation :  $G_1$  est égal à  $g$ ,  $-g$  et  $0$  pour des écoulements respectivement montant, descendant et sans gravité.

Les conditions aux limites choisies sont regroupées dans le Tableau 4-5. Le CO<sub>2</sub> est refroidi à température de paroi constante. Les propriétés physiques et thermodynamiques sont évaluées à pression constante au moyen du logiciel Refprop 7.0 et sont traitées comme des variables dans les équations de conservation. Dans toutes les simulations laminares présentées ci-après, les pertes de pression globales sont inférieures à 20 mbars. L'erreur relative commise sur l'évaluation des propriétés physiques est inférieure à 0,5 % en dehors de la région pseudo-critique et proche de 1 % au voisinage du point pseudo-critique. L'erreur maximale est relevée pour la capacité thermique massique. Ceci confirme la validité de l'hypothèse d'évaluation des propriétés physiques à pression constante.

Conditions aux limites		
$x = 0$ (entrée)		$U_z = U_{z,in}, U_r = 0, T = T_{in}, P = P_{in}$
$0 < x < L$	à $r = 0$	$\frac{\partial U_z}{\partial r} = 0, \frac{\partial U_r}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0$
	à $r = R$	$U_z = 0, U_r = 0, T = T_w$

**Tableau 4-5 : Conditions aux limites de l'étude numérique laminaire.**

En régime laminaire, il n'y a plus de modélisation de la turbulence et les erreurs numériques liées au pic de  $C_p$  exposées plus haut n'ont plus lieu d'être. Les simulations présentées ci-après ont donc été menées avec et sans terme puits afin de vérifier la validité du modèle en régime laminaire. Comme attendu, aucune différence notable n'est observée. Les faibles écarts relevés sont imputables aux différences de convergence, l'introduction du terme puits conduisant à un ralentissement du code de calcul.

Un maillage structuré régulier a été utilisé pour les simulations. A partir d'un maillage grossier, il a été progressivement raffiné jusqu'à ce que les résultats deviennent indépendants du maillage utilisé. La taille caractéristique des mailles est alors de l'ordre de quelques micromètres. La convergence est obtenue lorsque les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont inférieurs à 0,5 %. Les conditions de calcul sont regroupées dans le Tableau 4-6. Selon le diamètre de tubes, les temps de calcul s'échelonnaient entre 1 et 3 jours.

Paroi	Entrée	Pression	Géométrie	Direction
$T_w = 298$ K	$T_e = 393$ K $\dot{m} = 1,77 \cdot 10^{-5}$ kg/s	80 bars	D=0,5; 1 et 1,4 mm L=1000 mm	Montant Descendant Sans gravité
		74,1 et 100 bars		Descendant
$T_e = 393; 423, 473$ K $\dot{m} = 1,77 \cdot 10^{-5}$ kg/s	80 bars			
$T_w = 280, 285, 298, 303$ K		$T_e = 393$ K $\dot{m} = 1,77 \cdot 10^{-5}$ kg/		
$T_w = 298$ K	$T_e = 393$ K $Re_c = 500, 1000, 1500, 2060$			Montant Descendant Sans gravité

**Tableau 4-6 : Conditions de calcul des simulations laminaires.**

#### 4.4.2.3.2 Résultats

Les fortes variations des propriétés physiques relevées dans la région pseudo-critique induisent des comportements hydrauliques et thermiques différents de ceux observés avec des fluides à propriétés constantes ou faiblement variables. Les influences du sens d'écoulement, de la pression, des températures d'entrée et de paroi, du débit et du diamètre sur les profils de vitesse, de température, de coefficient d'échange et/ou de coefficient de frottement sont étudiées. Une comparaison avec les résultats numériques de Liao 2002c est effectuée lorsque les données sont disponibles.

#### 4.4.2.3.2.1 Profil de vitesse

Des profils radiaux de vitesse adimensionnée par la vitesse d'entrée sont présentés en Figure 4-5 et en Figure 4-6 pour un tube de 0,5 mm de diamètre, aux positions  $z/D = 272$  et  $z/D = 696$ . Malgré l'absence de données expérimentales permettant une véritable validation des résultats numériques, les modifications des profils de vitesse sont analogues à celles mentionnées en convection mixte laminaire par Hamadah 1991. En convection mixte aidée (écoulement descendant en refroidissement), le fluide est accéléré en paroi et, par la conservation du débit massique, ralenti dans le cœur. En amont de la position  $z/D=272$ , l'intensification des forces d'Archimède conduit même au développement d'un profil de vitesse en M. A l'inverse, pour un écoulement montant, le fluide est ralenti en paroi et accéléré ailleurs. En l'absence de gravité, le profil de vitesse ne coïncide pas avec le profil parabolique obtenu avec des fluides à propriétés physiques constantes, suggérant que la flottabilité n'est pas le seul phénomène significatif mis en jeu. A mesure que l'on se déplace vers la sortie du tube, les modifications se font moins intenses.

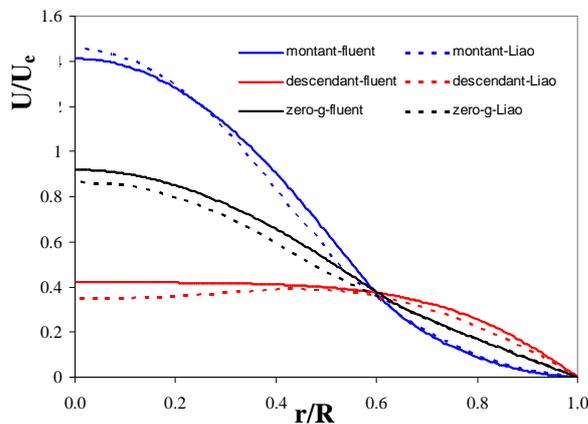


Figure 4-5 : Profils de vitesse adimensionnée en  $z/D=272$  ;  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_e=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.

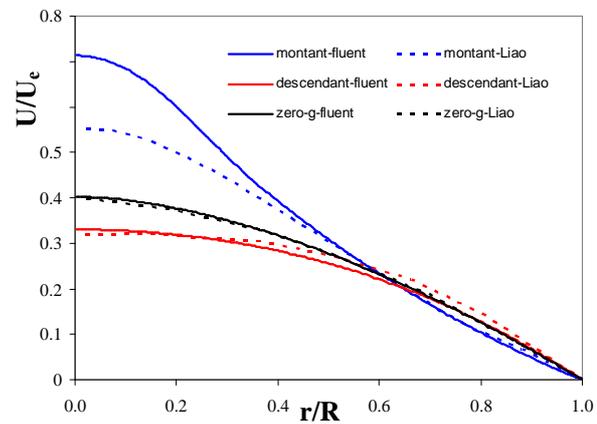


Figure 4-6 : Profils de vitesse adimensionnée en  $z/D=696$  ;  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_e=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.

La comparaison avec les résultats numériques de Liao 2002c dans les mêmes conditions de calculs montre un très bon accord. Les écarts relevés sont inférieurs à 15 % à la position  $z/D=272$  et inférieurs à 5 % à la position  $z/D=696$ . Toutefois, la forte différence notée en  $z/D=696$  pour l'écoulement montant semble indiquer que des écarts plus importants sont à attendre sur les profils de température. Ce comportement pourrait s'expliquer par des valeurs différentes des propriétés physiques et en particulier de la masse volumique, Liao 2002c n'utilisant pas la même version du logiciel Refprop. La Figure 4-12 illustre ainsi les différents profils de coefficient d'échange obtenus avec les versions 6.01 et 7.0 de Refprop.

#### 4.4.2.3.2.2 Profils de température

Les profils de température correspondants sont présentés en Figure 4-7 et en Figure 4-8 sous forme adimensionnelle  $\Theta$  définie par :

$$\Theta = \frac{T - T_w}{T_{in} - T_w} \quad (4-71)$$

Quelle que soit la direction d'écoulement,  $\Theta$  diminue le long du tube à mesure qu'il est refroidi à température de paroi constante. Les gradients radiaux de propriétés physiques sont donc progressivement réduits, et avec eux l'influence de la convection naturelle. Ceci est confirmé par l'évolution des profils de vitesse qui convergent peu à peu vers le profil calculé sans gravité lorsque l'on se déplace vers la sortie du tube. Les profils de vitesse deviennent indépendants de la direction d'écoulement lorsque les températures de paroi et de cœur sont du même côté de  $T_{pc}$  et que leur différence est inférieure à 3-4 °C.

La comparaison avec les résultats de Liao 2002c montre des écarts compris entre 10 % et 40 % selon la direction d'écoulement et la position axiale. Les différences relevées sur le profil de vitesse en écoulement montant en  $z/D=696$  avec les données de Liao 2002c sont liées au fort écart observé sur les profils de température à la même position. Pour les configurations descendante et sans gravité, des écarts importants sont aussi notés sur les profils de température en  $z/D=696$ , sans influence notable sur le comportement de la vitesse. Pour ces deux cas de calcul, les températures de paroi et de cœur sont toutes deux inférieures à la température pseudo-critique. L'évaluation des profils radiaux de propriétés physiques est donc moins sensible au profil radial de température. En  $z/D=272$ , Liao 2002c note également un aplatissement du profil de température qu'il explique par le passage du point pseudo-critique dans la section du tube. Ce comportement n'est pas observé sur nos simulations où une légère rupture de pente est tout au plus observée à peu près à la même position.

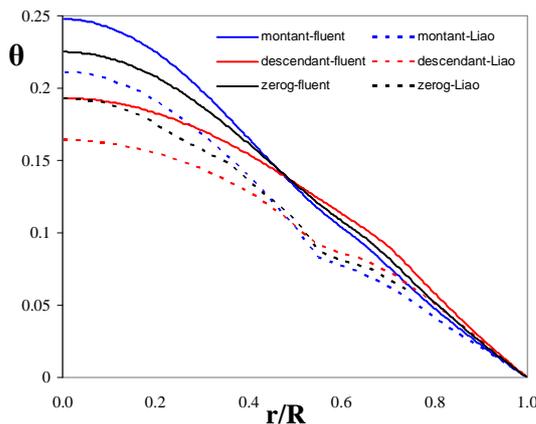


Figure 4-7 : Profils de température adimensionnée en  $z/D=272$  ;  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_c=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_c=393$  K.

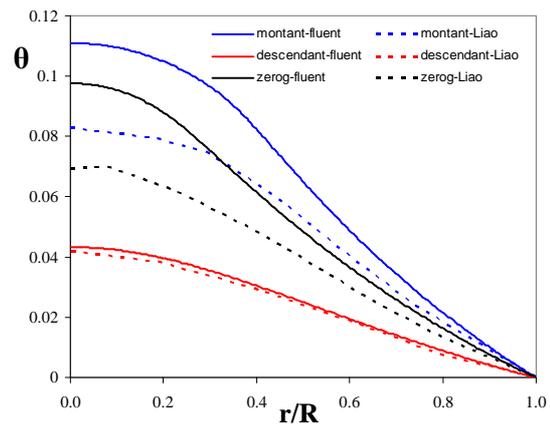


Figure 4-8 : Profils de température adimensionnée en  $z/D=696$  ;  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_c=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_c=393$  K.

#### 4.4.2.3.2.3 Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement est défini par :

$$C_f = - \frac{\left( \mu_w \frac{\partial U_r}{\partial r} \right)_w}{\frac{1}{2} \rho_b U_b^2} \quad (4-72)$$

avec  $U_b$  la vitesse débitante calculée par :

$$U_b = \frac{\int_S \rho \vec{U} \cdot d\vec{S}}{\int_S \rho dS} \quad (4-73)$$

La masse volumique de mélange  $\rho_b$  est évaluée à la température de mélange  $T_b$  obtenue à partir de l'enthalpie de mélange  $h_b$  définie par :

$$h_b = \frac{\int_S \rho h \vec{U} \cdot d\vec{S}}{\int_S \rho \vec{U} \cdot d\vec{S}} \quad (4-74)$$

Les profils radiaux d'enthalpie sont obtenus à partir des profils radiaux de température et du logiciel Refprop 7.0.

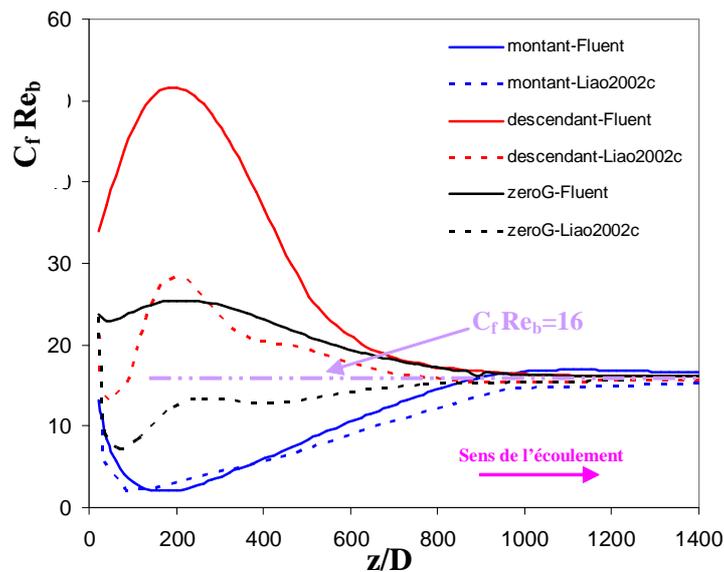


Figure 4-9 : Distribution axiale de  $C_f Re_b$ ,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_e=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.

La Figure 4-9 présente l'évolution axiale du paramètre  $C_f Re_b$  (appelé également nombre de Poiseuille  $Po$ ) où  $Re_b$  est le nombre de Reynolds calculé à partir des vitesses et masses volumiques de mélange :

$$Re_b = \frac{\rho_b U_b D}{\mu_b} \quad (4-75)$$

Pour  $z/D > 900-1000$ , c'est-à-dire dans toute la zone où l'écart de température entre la paroi et le centre du tube est faible et donc où les variations radiales et axiales des propriétés physiques du  $CO_2$  supercritique sont faibles, le coefficient  $C_f Re_b$  tend vers la valeur classique des fluides à propriétés

physiques constantes en régime laminaire,  $C_f Re_b=16$ . A défaut de validation sur des données expérimentales, ce résultat permet au moins de valider le traitement des données.

Plus en amont, les distributions de  $C_f Re_b$  s'éloignent singulièrement des comportements classiques à propriétés physiques constantes. En convection mixte aidée (écoulement descendant), l'accélération du fluide en paroi favorise le frottement. En convection mixte opposée (écoulement montant), le contraire est observé. Les valeurs extrêmes des courbes (maximum en descendant et minimum en montant) sont atteintes aux positions où les modifications des profils de vitesse sont les plus fortes, c'est-à-dire là où la convection naturelle est la plus marquée. La distribution axiale du paramètre  $C_f Re_b$  en l'absence de gravité est très différente de celle à propriétés physiques constantes, ce qui confirme que la flottabilité n'est pas le seul phénomène significatif en supercritique et que toutes les propriétés physiques influent fortement sur le comportement du fluide.

Les mêmes comportements sont globalement observés sur les données de Liao 2002c. Les valeurs extrêmes- pics ou creux- sont atteintes approximativement aux mêmes positions. De très importants écarts quantitatifs, liés aux différences sur les profils radiaux de température, de vitesse, sont à noter. Une influence de l'évaluation des propriétés physiques est également à envisager.

#### **4.4.2.3.2.4 Coefficient de transfert de chaleur**

Le coefficient de transfert de chaleur est calculé par :

$$\alpha = \frac{\left( \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right)_w}{(T_b - T_w)} \quad (4-76)$$

Pour  $z/D > 900-1000$ , l'écoulement s'apparente à un écoulement de fluide à propriétés physiques faiblement variables et le coefficient de transfert de chaleur tend vers la valeur classique en refroidissement laminaire  $Nu=3,66$  pour toutes les directions d'écoulement. Les oscillations relevées dans cette région (Figure 4-10) s'expliquent par des erreurs numériques lors de l'évaluation des gradients radiaux de température liées au quasi-équilibre thermique entre le cœur et la paroi du tube.

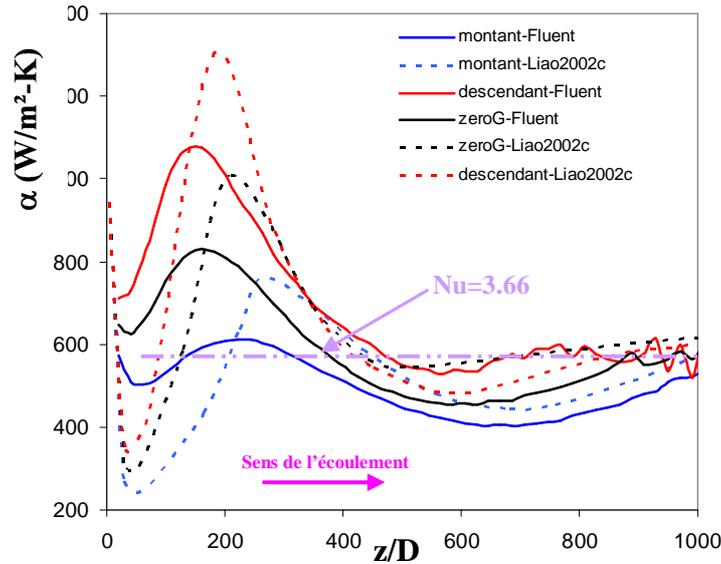


Figure 4-10 : Distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_c=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_c=393$  K.

En l’absence de gravité, le coefficient de transfert de chaleur passe par un maximum, puis diminue jusqu’à une valeur inférieure à celle d’un écoulement à propriétés physiques constantes  $Nu=3,66$ , puis converge vers cette dernière. Comme attendu, l’échange thermique est amélioré en convection mixte laminaire aidée (descendant) et détérioré en convection mixte laminaire opposée (montant). Ces comportements sont directement liés aux modifications des profils de température et de vitesse à la paroi.

Le tracé du coefficient d’échange de chaleur en fonction de la température de mélange  $T_b$  (Figure 4-11) montre que, quelle que soit la direction d’écoulement, le pic de coefficient d’échange a lieu pour une même température légèrement supérieure à la température pseudo-critique  $T_{pc}$ . Ce positionnement par rapport à  $T_{pc}$  a été expérimentalement observé en refroidissement turbulent par Dang 2004a.

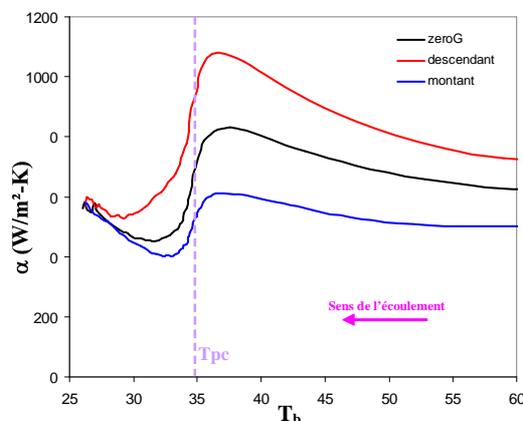
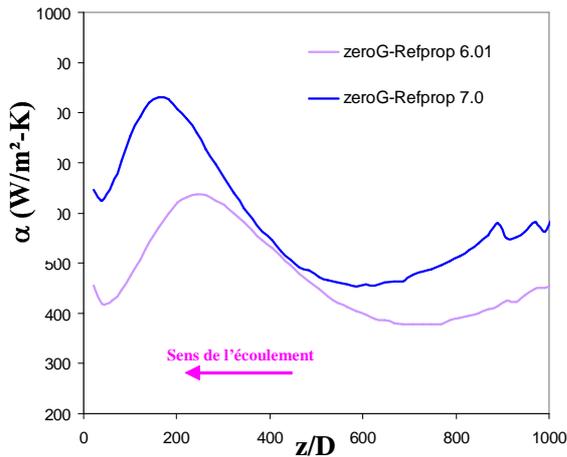


Figure 4-11 : Evolution du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la température de mélange  $T_b$ ,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_c=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_c=393$  K.

En écoulement montant, l'échange est moins intense et, pour des conditions limites données, la température pour laquelle se développe le pic de coefficient d'échange est donc atteinte plus loin dans le tube que pour des écoulements descendant et sans gravité. Ceci permet d'expliquer les légères différences de positionnement du pic sur les courbes de la Figure 4-10.

La comparaison avec les données numériques de Liao 2002c (Figure 4-10) montre des allures globalement similaires. Le coefficient d'échange passe également par un maximum puis un minimum avant de tendre vers la valeur  $Nu=3,66$ . Des différences sont à noter sur les valeurs du coefficient d'échange et sur la position des pics qui se développent plus tardivement dans l'étude de Liao 2002c.



**Figure 4-12 : Distributions axiales de coefficient d'échange en l'absence de gravité avec deux sources différentes pour les propriétés physiques,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $Re_c=2140$ ,  $T_w=298$  K,  $T_c=393$  K.**

Les différences globalement observées entre les deux études résident dans l'évaluation des propriétés physiques (Refprop 6.01 pour Liao 2002c et Refprop 7.0 dans notre cas), dans les hypothèses simplificatrices utilisées (Liao 2002c a négligé la contribution de la dissipation visqueuse dans l'équation d'énergie) ainsi que dans le modèle numérique employé pour résoudre les équations de conservation. L'évaluation des propriétés physiques semble être un point particulièrement sensible. La Figure 4-12 illustre les distributions axiales de coefficient d'échange en l'absence de gravité lorsque les propriétés physiques sont évaluées par les logiciels Refprop 6.01 et Refprop 7.0.

Les courbes ont même allure, mais des différences significatives sont à noter sur les valeurs et le développement axial du coefficient de transfert de chaleur. A 80 bars, les écarts sur les propriétés physiques entre les deux logiciels sont pourtant globalement inférieurs à 5%. Le maximum, de l'ordre de 10 %, est relevé au voisinage proche du point pseudo-critique pour la capacité thermique massique.

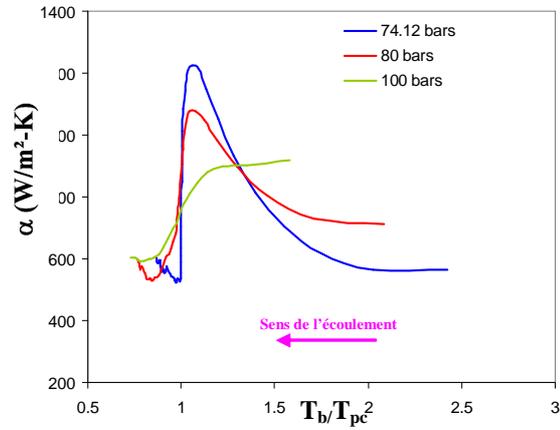
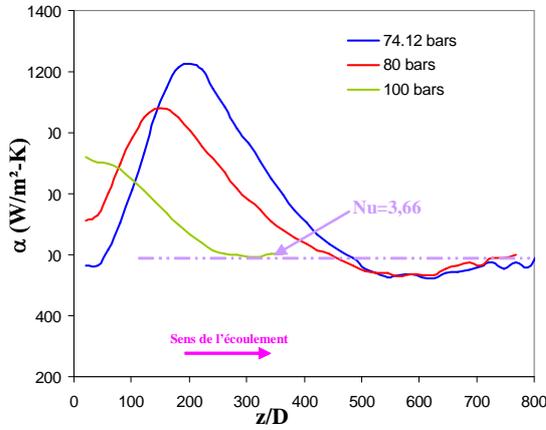
#### 4.4.2.3.2.5 Influence des conditions aux limites

Les influences de la pression, de la température d'entrée, de la température de paroi, du débit massique et du diamètre de tube sur le coefficient de transfert de chaleur sont étudiées ci-après. Sauf mention contraire, seuls les résultats des écoulements descendants sont présentés.

##### a) Influence de la pression

Les Figure 4-13 et Figure 4-14 présentent les distributions axiales du coefficient de transfert de chaleur pour des pressions de 74 bars, 80 bars et 100 bars. Pour des écoulements montants ou en l'absence de gravité, les évolutions observées sont similaires. Pour chaque cas de calcul, le débit

massique est de  $1,77 \cdot 10^{-5}$  kg/s et les températures de paroi et de d'entrée sont respectivement maintenues à 298 K et 393 K. Les nombres de Reynolds en entrée valent respectivement 2170 à 74,12 bars, 2140 à 80 bars et 2130 à 100 bars.



**Figure 4-13 : Influence de la pression sur la distribution axiale de coefficient d'échange, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.**

**Figure 4-14 : Influence de la pression sur le profil de coefficient d'échange, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.**

Lorsque la pression augmente, le pic de  $C_p$  diminue et se développe à des températures  $T_{pc}$  plus élevées. La diminution de la capacité thermique massique a deux conséquences opposées : d'une part le fluide se refroidit plus rapidement et d'autre part le pic de coefficient d'échange diminue, conduisant à une réduction des échanges et donc à un refroidissement plus lent. Les allures de la Figure 4-13 indiquent que le premier mécanisme est prédominant : à mesure que la pression augmente, le pic de coefficient d'échange se déplace vers l'amont du tube. A 100 bars, il est même masqué par l'effet d'entrée, et la zone quasi-adiabatique est atteinte dès  $z/D > 300-400$ . De plus, lorsque la pression augmente, la température pseudo-critique  $T_{pc}$  est plus proche de la température d'entrée  $T_e$ . A toutes les pressions considérées, l'étude de la l'influence de la direction d'écoulement montre des allures analogues à celles des Figure 4-10 et Figure 4-11, indiquant que la flottabilité agit sur une large gamme de pressions.

b) Influence de la température d'entrée

Les Figure 4-15 et Figure 4-16 présentent les évolutions du coefficient de transfert de chaleur le long du tube et en fonction de la température de mélange  $T_b$  pour différentes températures d'entrée.

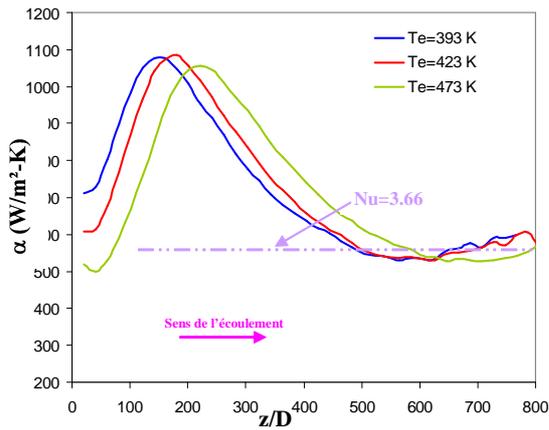


Figure 4-15 : Evolution de la distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la température d'entrée, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_w=298$  K.

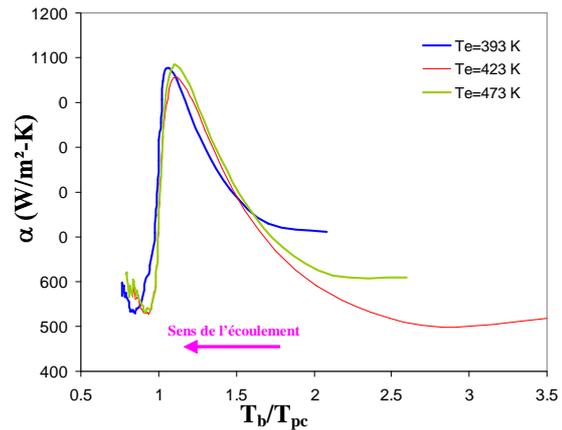


Figure 4-16 : Profils de coefficient d'échange de chaleur pour différentes températures d'entrée, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_w=298$  K.

Les comportements observés sont globalement ceux intuitivement attendus : à mesure que la température d'entrée augmente, la distribution de coefficient d'échange est simplement déplacée vers l'aval du tube (Figure 4-15). En dehors des régions d'entrée de chaque essai, les profils sont superposables (Figure 4-16). Si la température d'entrée est inférieure à la température pseudo-critique  $T_{pc}$ , les variations radiales des propriétés physiques sont faibles et la distribution de coefficient d'échange est proche de celle des fluides à propriétés physiques constantes.

c) Influence de la température de paroi

L'influence de la température de paroi sur les coefficients d'échange de chaleur (Figure 4-17, Figure 4-18 et Figure 4-19) et de frottement (Figure 4-20) est étudiée à 80 bars, pour un débit massique de  $1,77 \cdot 10^{-5}$  kg/s, soit un nombre de Reynolds en entrée de  $Re_e=2060$ .

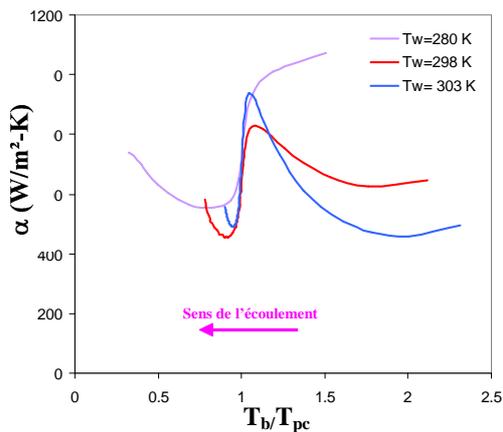


Figure 4-17 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement sans gravité,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_e=393$  K.

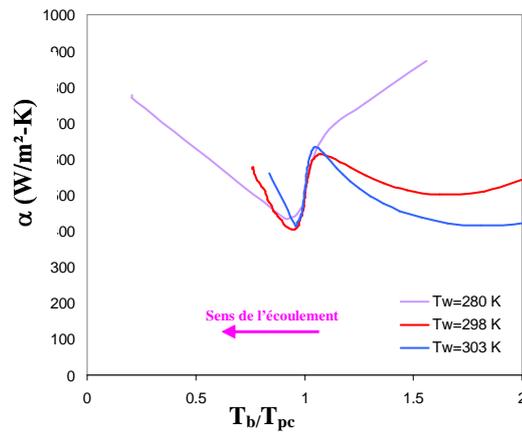


Figure 4-18 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement montant,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_e=393$  K.

En l'absence de gravité (Figure 4-17), l'augmentation de la température de paroi conduit à une réduction de l'effet d'entrée et à un déplacement du pic de coefficient d'échange vers l'aval du tube. Lorsque la température de paroi passe de 298 K à 303 K, le flux pariétal et par suite les gradients radiaux de propriétés physiques diminuent, en particulier ceux de la capacité thermique massique. En conséquence, l'effet du pic de  $C_p$  est plus marqué, ce qui se traduit par une augmentation du maximum de coefficient d'échange. Une diminution de la température de paroi a des conséquences opposées. Pour une température de paroi de 280 K, le pic de coefficient d'échange est masqué par l'effet d'entrée.

En présence du champ de gravité, la réduction de la température de paroi conduit à une intensification de la convection naturelle.

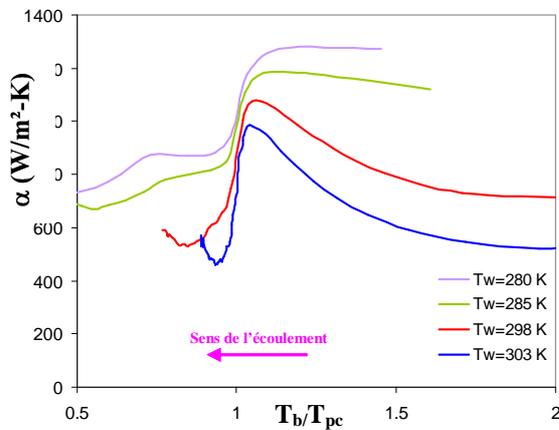


Figure 4-19 : Profils de coefficient d'échange pour différentes températures de paroi, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_e=393$  K.

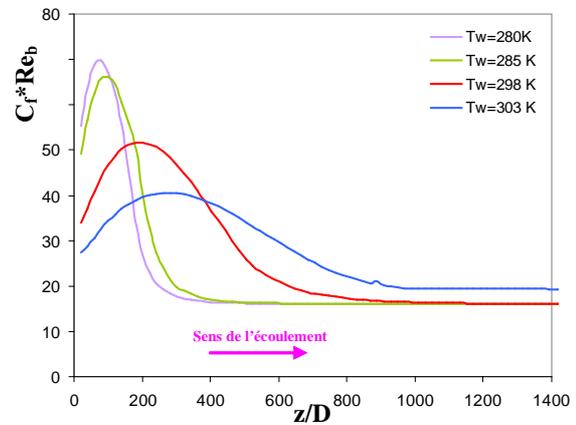


Figure 4-20 : Profils de  $C_f Re_b$  pour différentes températures d'entrée, écoulement descendant,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_e=393$  K.

Les effets classiques sur le coefficient d'échange sont donc observés, à savoir un renforcement des échanges pour des écoulements descendants (Figure 4-19) et une réduction des échanges pour des écoulements montants (Figure 4-18). Les modifications des profils de vitesse sont plus marquées à mesure que la température de paroi diminue.

#### d) Influence du débit

L'influence du débit massique est étudiée pour des températures de paroi et d'entrée de 393 K et 298 K et une pression de 80 bars. Des écoulements montants, descendants et sans gravité sont considérés. Les nombres de Reynolds en entrée varient de 500 à 2140.

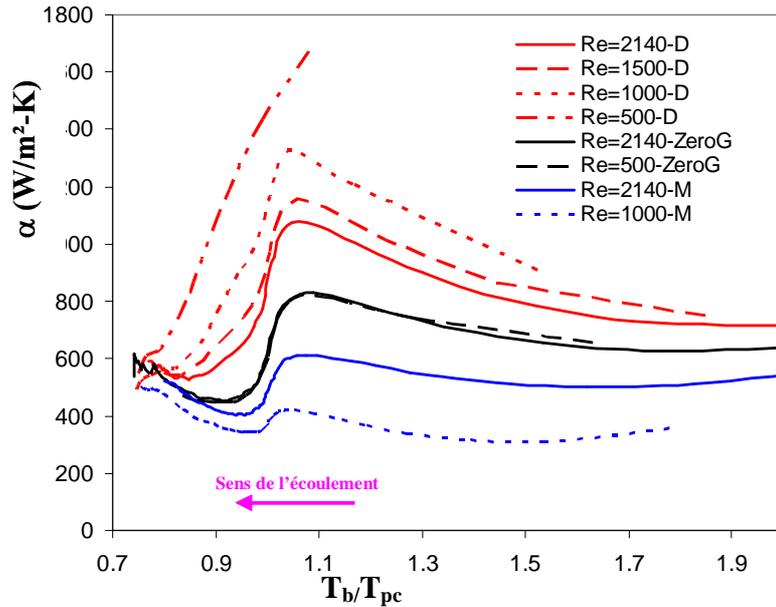
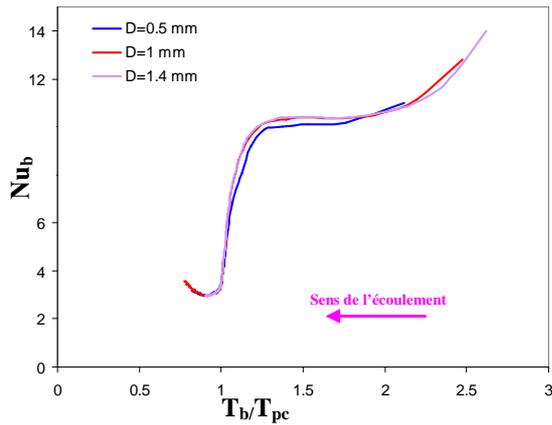


Figure 4-21 : Influence du débit sur les profils de coefficient d'échange,  $D=0,5$  mm,  $P=80$  bars,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K.

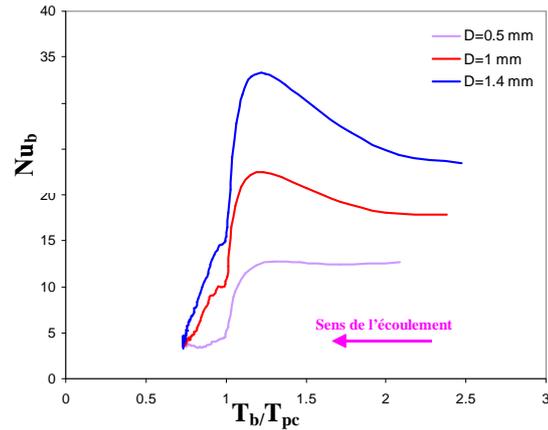
En l'absence de gravité, les profils de coefficient d'échange sont indépendants du débit, ce qui est cohérent avec les résultats classiques des écoulements laminaires à propriétés physiques constantes. Les légères différences observées pour  $T_b/T_{pc} > 1,4$  s'expliquent par des effets d'entrée. En présence du champ de pesanteur, la diminution du nombre de Reynolds en entrée se traduit par une forte amélioration des échanges pour des écoulements descendants et une forte dégradation pour des écoulements montants. A mesure que le débit diminue, l'importance relative de la convection naturelle par rapport à la convection forcée croît. Les comportements évoqués précédemment sont intensifiés, ce qui conduit aux allures de la Figure 4-21.

e) Influence du diamètre

Les Figure 4-22 et Figure 4-23 présentent l'influence du diamètre du tube sur les profils de coefficient d'échange. Pour tous les essais numériques, la pression est de 80 bars, la température d'entrée de 393 K et la température de paroi de 298 K. A des fins de comparaison, les nombres de Reynolds  $Re_b$  et de Prandtl  $Pr_b$  en entrée sont maintenus constants entre les différents essais, c'est-à-dire que le débit est calculé de façon à ce que  $\dot{m} / D = cste = 0.0355$  kg / m.s .



**Figure 4-22 : Influence du diamètre hydraulique sur le nombre de Nusselt en l'absence de gravité, P=80 bars,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K,  $Re_c=2140$ .**



**Figure 4-23 : Influence du diamètre hydraulique sur le nombre de Nusselt, écoulement descendant, P=80 bars,  $T_w=298$  K,  $T_e=393$  K,  $Re_c=2140$ .**

En l'absence de gravité, les allures de la Figure 4-22 montrent que les profils de Nusselt sont indépendants du diamètre hydraulique en dehors des régions d'entrée. En présence du champ de pesanteur, des différences importantes sont à noter, indiquant des effets des forces d'Archimède. Les résultats indiquent globalement une augmentation du nombre de Nusselt en convection mixte laminaire aidée lorsque le diamètre du tube croît, et des comportements opposés en convection mixte laminaire opposée.

#### 4.4.2.3.3 Conclusion

Les résultats de la simulation d'écoulements laminaires de CO<sub>2</sub> supercritique montrent des comportements en accord avec ceux classiquement observés en convection mixte. Sous l'effet de la flottabilité, les profils radiaux de vitesse, et par suite les distributions axiales de coefficient de frottement et de coefficient d'échange de chaleur, sont modifiés. L'étude a également mis en lumière les influences des différents paramètres de l'écoulement que sont la pression, les températures d'entrée et de paroi, le débit massique et le diamètre de tube.

La comparaison avec les données numériques de Liao 2002c, obtenues dans les mêmes conditions de calcul, montre un bon accord qualitatif. L'absence de données expérimentales ne permet pas de pleinement valider le modèle numérique. Des mesures expérimentales en régime laminaire restent donc à effectuer pour compléter cette étude.

#### 4.4.2.4 Validation du modèle en régime turbulent

L'approche numérique par décomposition de la capacité thermique massique et l'introduction d'un terme puits dans l'équation d'énergie doit être validée sur des données expérimentales. Très peu d'études présentent les comportements locaux, tant hydrauliques que thermiques, des fluides supercritiques. Aucune en étude de ce type n'a été trouvée en refroidissement. En chauffage, les études

de Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b présentent des résultats assez complets sur les comportements hydrauliques et thermiques locaux des fluides supercritiques, en régime normal et détérioré. Ces études, et plus particulièrement Kurganov 1992, serviront donc de base à la validation du modèle.

#### 4.4.2.4.1 Géométrie et maillage

La géométrie considérée est celle des études de Kurganov 1992 et 1993, c'est-à-dire un tube circulaire vertical de 22,7 mm de diamètre interne. La région thermique, d'une longueur de 2950 mm, est précédée d'une zone adiabatique de 1135 mm assurant un écoulement turbulent pleinement développé en entrée de région thermique. Une seconde zone adiabatique de 1135 mm est placée en aval afin d'éviter d'éventuels effets de sortie.

L'écoulement est supposé à symétrie de révolution, si bien qu'une approche axisymétrique a été utilisée, ce qui permet de grandement réduire le nombre de mailles et le temps de calcul. Un maillage structuré régulier dans la direction axiale et à raison géométrique dans la direction radiale a été utilisé pour les simulations. A partir d'un maillage grossier, il a été progressivement raffiné jusqu'à ce que les résultats deviennent indépendants du maillage utilisé.

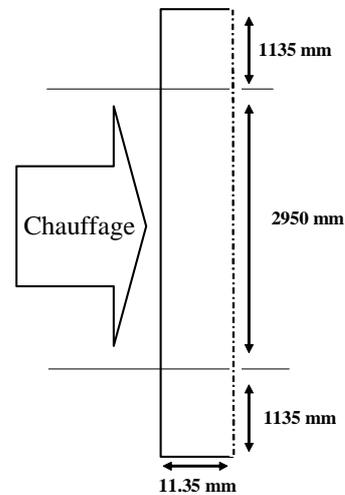


Figure 4-24 : Géométrie de l'étude turbulente.

La convergence est obtenue lorsque les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont inférieurs à 0,5 %. Les conditions de calcul sont regroupées dans le Tableau 4-7.

	G (kg/m <sup>2</sup> -s)	φ (kW/m <sup>2</sup> )	φ /G (kJ/kg)	P (bars)	T <sub>e</sub> (°C)	Sens
Régime normal	1036	58,36	0,051	90	20-40	Montant
Régime détérioré	2100	430,5	0,205		20	Descendant

Tableau 4-7 : Conditions de calcul des simulations turbulentes.

#### 4.4.2.4.2 Influence du modèle et des lois de paroi

##### 4.4.2.4.2.1 Généralités

Différents modèles de fermeture des équations de Navier Stokes en régime turbulent sont disponibles dans le logiciel FLUENT :

- le modèle  $k-\varepsilon$  standard ;
- le modèle  $k-\varepsilon$  RNG.

Ces deux modèles sont de forme similaire, basées sur l'introduction d'équations de transport pour la production d'énergie turbulente  $k$  la dissipation d'énergie turbulent  $\varepsilon$ . Les principales différences entre les modèles résident dans les méthodes de calcul de la viscosité turbulente et du nombre de Prandtl turbulent, et dans les termes de génération et de destruction dans l'équation de transport de  $\varepsilon$ .

Les écoulements turbulents sont affectés de manière significative par la présence de parois, en particulier la turbulence qui est modifiée de façon non triviale. Attendu que les parois sont les sources principales de vorticité et de turbulence, la modélisation des comportements en proche-paroi influent beaucoup sur la validité des simulations numériques. Les modèles du type  $k-\varepsilon$  sont principalement valides dans le cœur turbulent de l'écoulement. Au voisinage d'une paroi, ces modèles à « fort Reynolds » ne permettent pas de correctement traduire la physique de l'écoulement au sein des couches visqueuse et tampon. Des formules semi-empiriques, ou « lois de paroi » sont donc utilis es pour modéliser la région entre la paroi et le cœur turbulent. A chaque modèle de turbulence, FLUENT associe différentes lois de paroi :

- standard ;
- enhanced ;
- equilibrium.

Pour être valables, chacune impose des contraintes de maillage, principalement au niveau de la taille de la première maille, quantifi e par la grandeur  $y^+$ , et regroup e dans le Tableau 4-8.

	standard	enhanced	equilibrium
$y^+$ (première maille)	40-80	≈10	≈10

**Tableau 4-8 : Taille de la première maille en fonction de la loi de paroi choisie.**

Les différents modèles de turbulence et de loi de paroi ne sont pas présentés plus en détail dans le manuscrit. Pour toute informations complémentaires sur la modélisation numérique de la turbulence, il est conseillé de se rapporter à l'ouvrage Tennekes 1974.

#### 4.4.2.4.2.2 Résultats

Différents couples de modèles de turbulence et de lois de paroi ont été testés dans les conditions de calcul du régime détérioré du Tableau 4-8, pour un écoulement ascendant.

La Figure 4-25 présente les profils radiaux de vitesse adimensionn e par la vitesse débitante  $U_{deb}$ ,   différentes positions de la région thermique et pour différents couples « modèles de turbulence-lois de paroi ». La légende «  $k-\varepsilon$  » renvoie au modèle  $k-\varepsilon$  standard. La vitesse débitante  $U_b$  est calcul e dans chaque section par la formule :

$$U_b = \int_s \rho \bar{U} . d\bar{S} / \int_s \rho dS \quad (4-77)$$

Il apparaît que les différentes combinaisons testées influent peu sur les profils de vitesse. A une position donn e, les profils de vitesse ont la même forme et les écarts sont globalement inférieurs à 5 %. Ces écarts traduisent à la fois les spécificités des couples « modèles de turbulence-lois de paroi »

choisis et les différences de niveau de convergence, certaines combinaisons étant particulièrement longues à faire converger (voir Tableau 4-9).

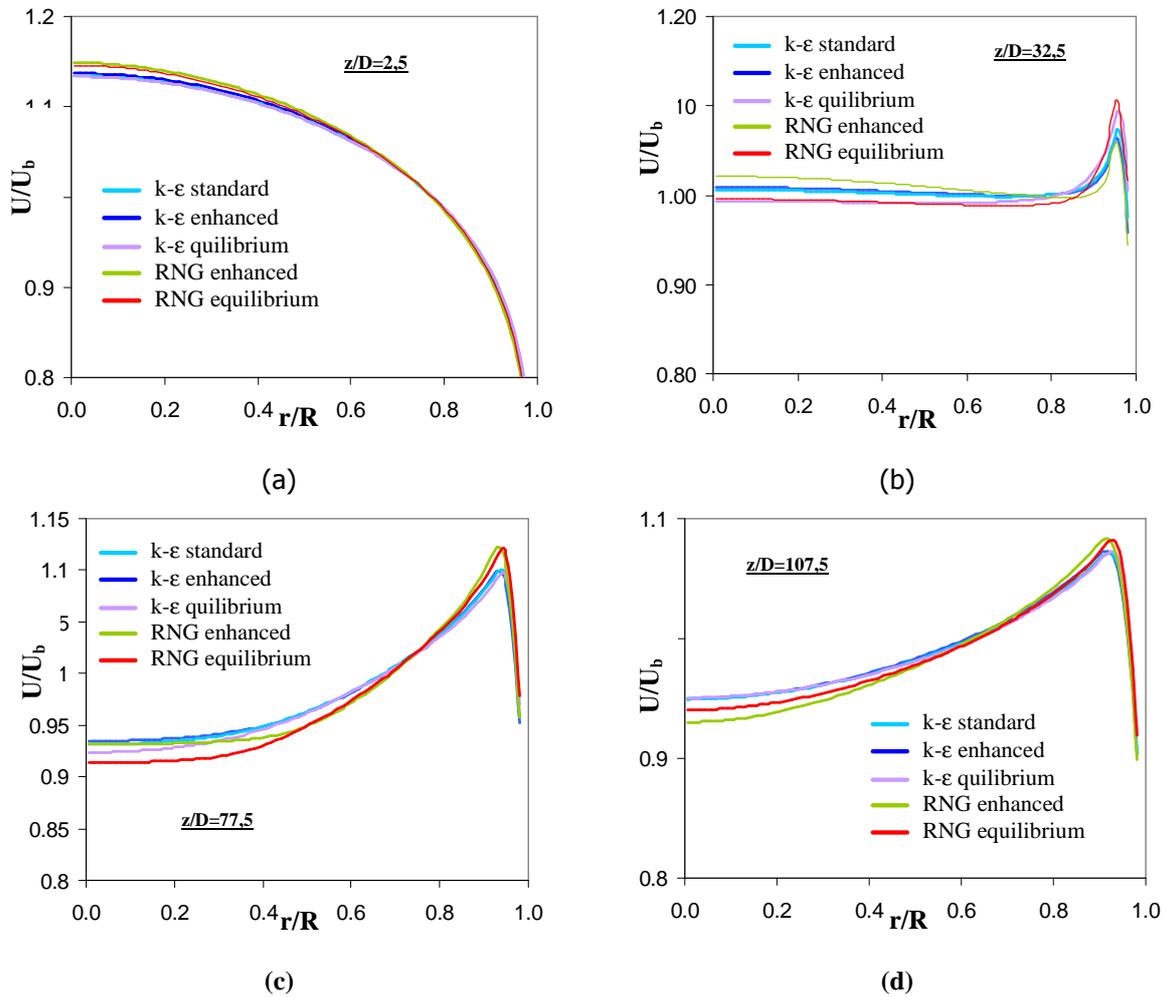


Figure 4-25 : Profils de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime détérioré, (a)  $z/D=2,5$  ; (b)  $z/D=32,5$  ; (c)  $z/D=77,5$  ; (d)  $z/D=107,5$ .

Sur le graphique a de la Figure 4-25, le profil de vitesse est encore le profil classique en régime turbulent. Sur les graphiques b, c et d, le profil en M est clairement observable.

L'étude des profils de cisaillement adimensionnés par le cisaillement à la paroi aux mêmes positions (Figure 4-26) confirme les observations faites sur la vitesse : les allures sont identiques quel que soit le modèle de turbulence et la loi de paroi choisis. Les écarts relevés sont plus importants, attendu que le cisaillement est calculé à partir d'un gradient de vitesse. Ici aussi des niveaux de convergence différents sont en partie à prendre en considération.

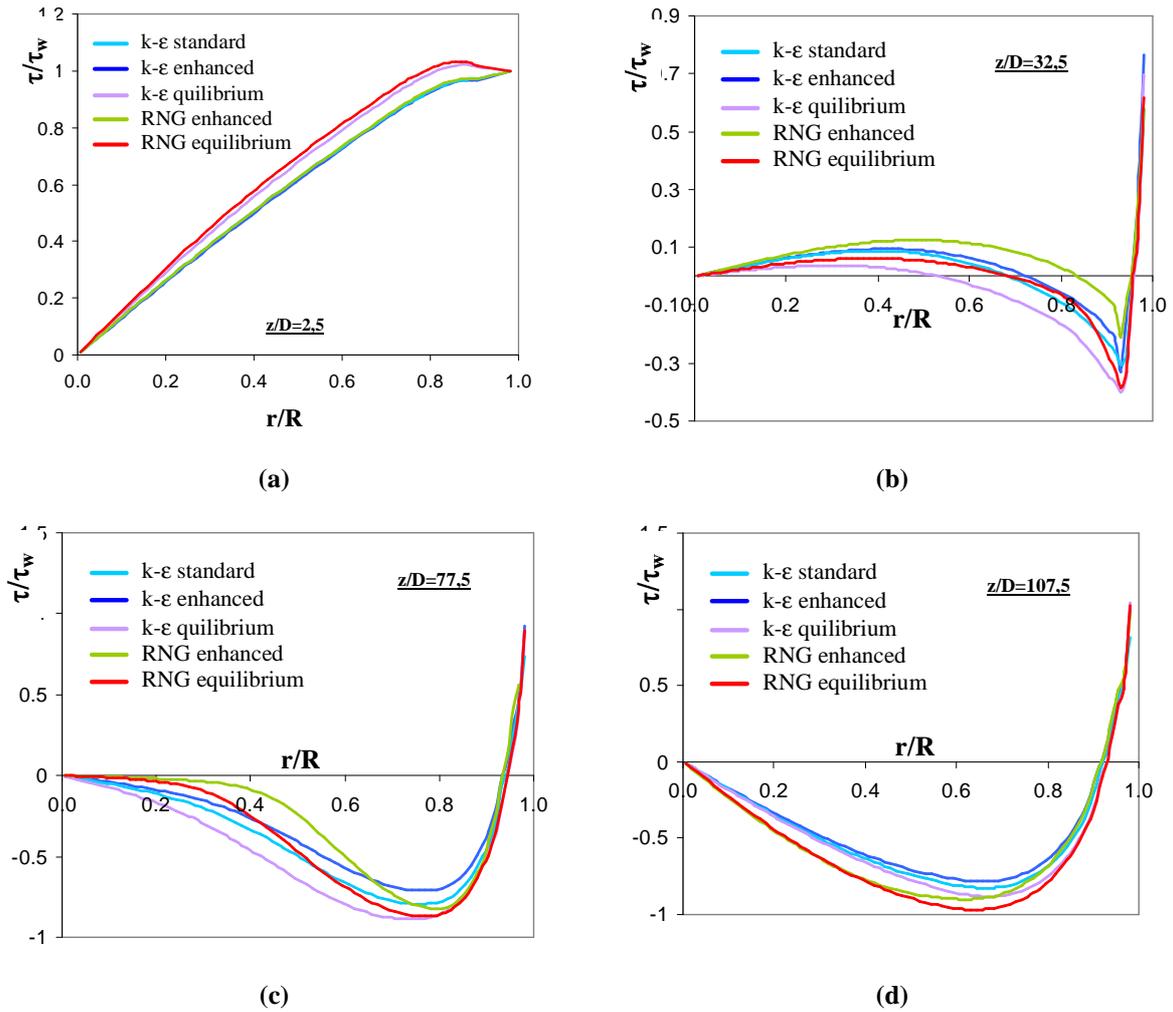


Figure 4-26 : Profils de cisaillement adimensionné par le cisaillement à la paroi, régime détérioré, (a)  $z/D=2,5$  ; (b)  $z/D=32,5$  ; (c)  $z/D=77,5$  ; (d)  $z/D=107,5$ .

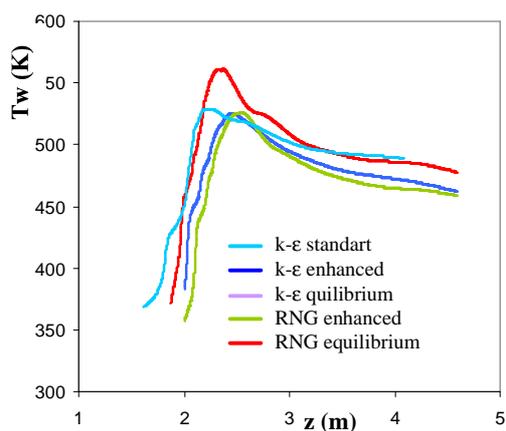


Figure 4-27 : Distributions axiales de température de paroi, régime détérioré.

Les distributions axiales de température de paroi interne diffèrent quelque peu selon le modèle de turbulence et les lois de paroi choisis. Dans tous les cas, un pic de température de paroi est observé. Des différences sont à noter dans la position axiale et l'amplitude du pic. Globalement, les écarts observés sont relativement limités.

Les courbes des Figure 4-25, Figure 4-26 et Figure 4-27 montrent que le choix du modèle de turbulence et des lois de paroi influe relativement peu sur les résultats des simulations effectuées avec

l'approche par terme puits. En revanche, comme illustré par le Tableau 4-9, le raffinement du maillage et le temps de calcul qui en découle varie beaucoup d'une configuration à l'autre. Ceci est d'autant plus important que l'introduction du terme puits déstabilise le code de calcul et impose une réduction forte de la sous-relaxation de l'équation d'énergie pour permettre sa convergence.

	Taille première maille ( $y^+$ )	Nombre de mailles	Sous-relaxation	Temps de calcul moyen (jours)
k- $\epsilon$ standard	50-80	$\approx 160\ 000$	0,1-0,5	7-20
k- $\epsilon$ enhanced	$\approx 10$	$\approx 470\ 000$	0,05-0,2	15-30
k- $\epsilon$ equilibrium	$\approx 10$	$\approx 470\ 000$	0,05-0,2	15-30
RNG enhanced	$\approx 10$	$\approx 470\ 000$	0,05-0,2	15-30
RNG equilibrium	$\approx 10$	$\approx 470\ 000$	0,05-0,2	15-30

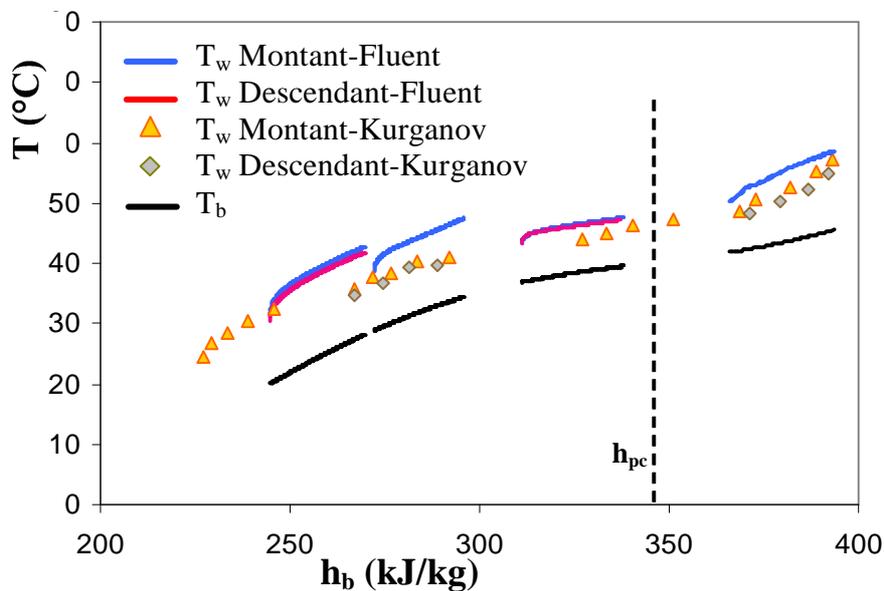
**Tableau 4-9 : Caractéristiques du maillage et temps de calcul selon le modèle de turbulence et les lois de paroi choisis.**

Au vu des résultats présentés précédemment et des différences importantes sur le temps de calcul, il a été choisi d'utiliser le modèle  $k-\epsilon$  standard associé aux lois de paroi standard. Dans la suite du manuscrit, tous les résultats turbulents présentés ont été obtenus dans cette configuration.

#### 4.4.2.4.3 Validation du modèle

##### 4.4.2.4.3.1 Régime normal

La validation a tout d'abord porté sur le régime normal, obtenu pour des valeurs faibles du rapport  $\phi/G$ . Les conditions de calculs sont récapitulées dans le Tableau 4-7.



**Figure 4-28 : Profils de température de paroi et de mélange en régime normal.**

La Figure 4-28 présente la comparaison des allures expérimentales et numériques des températures de paroi  $T_w$  et de mélange  $T_b$  en fonction de l'enthalpie de mélange  $h_b$ . Différentes

températures d'entrée sont considérées, pour un rapport  $\varphi/G$  constant et égal à 0,051. La température de mélange  $T_b$  est obtenue à partir de l'enthalpie de mélange  $h_b$ , calculée par la formule

$$h_b = \frac{\int_s \rho h \bar{U} \cdot d\vec{S}}{\int_s \rho \bar{U} \cdot d\vec{S}} \quad (4-78)$$

Les courbes expérimentales et numériques montrent une même allure : la différence de température entre la paroi et le cœur turbulent diminue au voisinage du point pseudo-critique, conduisant au pic de coefficient d'échange de chaleur observé dans ces régimes (voir la synthèse bibliographique du Chapitre 2). Les résultats des simulations numériques respectent les caractéristiques du régime normal données par Kurganov 1998a : pour un rapport  $\varphi/G$  fixé, la température de paroi semble suivre une évolution monotone et indépendante de la température d'entrée du fluide et de la direction d'écoulement. Les écarts entre les mesures expérimentales et les simulations sont relativement faibles. Il apparaît que le modèle par terme puits a tendance à légèrement surévaluer la température de paroi. L'accord est cependant globalement très correct.

En régime normal, Kurganov 1992, 1998a précise que les comportements hydrauliques des écoulements sont globalement les mêmes, quelles que soient les conditions d'entrée. En conséquence, les mesures présentées en régime normal dans les différentes études de Kurganov « mélangent » différents essais et sont présentées comme typiques de ces régimes. Les Figure 4-29 et Figure 4-30 présentent les profils expérimentaux et numériques de vitesse et de cisaillement adimensionnés. Les résultats numériques sont présentés en  $z/D=10$  (c'est-à-dire encore dans la région d'entrée), en  $z/D=60$  et en  $z/D=110$ , pour une température d'entrée de 302 K. Ces profils ne présentent qu'une très faible dépendance à la température d'entrée.

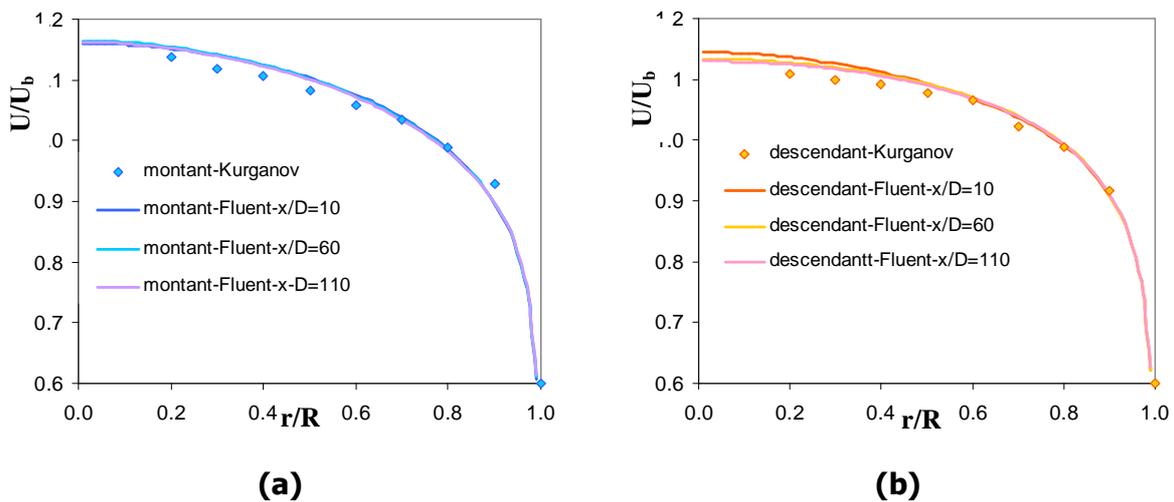
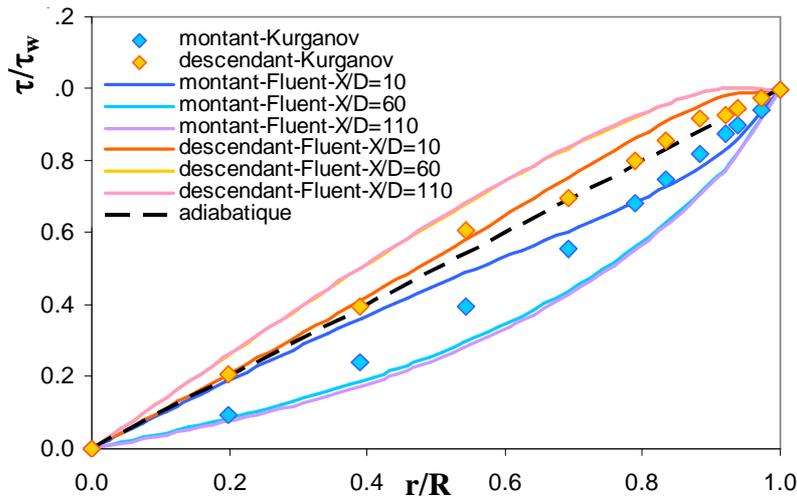


Figure 4-29 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime normal ; (a) écoulement montant ; (b) écoulement descendant.

La comparaison des profils de vitesse montre un très bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques. Le profil est peu modifié par rapport à un profil turbulent pleinement établi classique et très peu de différences sont à noter selon le sens d'écoulement.

La Figure 4-30 illustre les profils de cisaillement. Les distributions expérimentales et numériques sont proches de la distribution linéaire représentée par la ligne en pointillés, ce qui est attendu en régime normal. Comme mesuré par Kurganov 1992 et 1998a, de faibles différences existent selon le sens d'écoulement et traduisent l'existence de forces d'Archimède de faible intensité. Une fois établie ( $z/D=60$  et  $z/D=110$ ), la distribution numérique de cisaillement est légèrement inférieure aux mesures ; l'opposé est noté pour un écoulement descendant. Ceci indique que le modèle numérique surestime légèrement l'influence de la convection naturelle. Cela étant, l'accord avec les données expérimentales est très correct.



**Figure 4-30 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de cisaillement adimensionné par le cisaillement à la paroi, régime normal.**

La Figure 4-31 illustre l'évolution de la diffusivité thermique turbulente adimensionnée par la valeur en écoulement adiabatique, soit :

$$Z_q = \frac{a_t}{a_{t,adia}} \quad (4-79)$$

où  $a_t$  et  $a_{t,adia}$  sont obtenues à partir des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement  $\nu_t$  calculées à partir de la viscosité effective (ou viscosité totale) :

$$\nu_t = \nu_{eff} - \nu \quad (4-80)$$

et en utilisant l'hypothèse que

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t} = 1 \quad (4-81)$$

La viscosité effective  $\nu_{eff}$  est une grandeur directement accessible dans FLUENT.

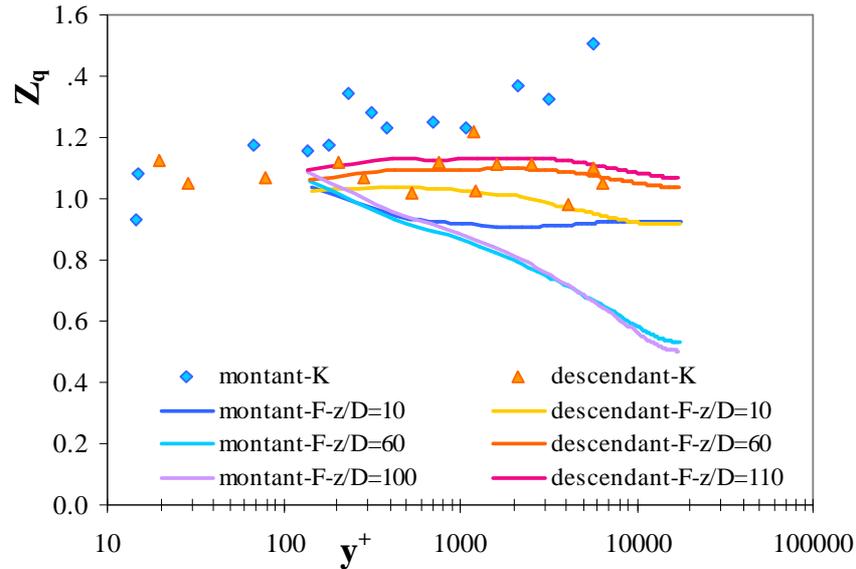


Figure 4-31 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée typique en régime normal, écoulements montant et descendant. Les lettres F et K renvoient respectivement aux calculs Fluent et aux mesures expérimentales de Kurganov.

Les résultats numériques sont tracés pour les positions  $z/D=10$ ,  $z/D=60$  et  $z/D=110$  afin d’observer l’évolution du brassage turbulent le long du tube. Les allures des courbes de la Figure 4-31 montrent que les distributions radiales de propriétés turbulentes sont légèrement modifiées en régime normal. Les comportements observés sont à mettre en relation avec les altérations des profils de cisaillement de la Figure 4-30 : en convection mixte turbulente aidée, la réduction du cisaillement conduit à une diminution de la production d’énergie turbulente. En convection mixte turbulente opposée, l’inverse est observé. Pour des écoulements descendants, l’amélioration du transport turbulent est faible et en accord avec les mesures de Kurganov 1992. Des différences plus importantes sont à noter pour les configurations montantes où le modèle surévalue la diminution de la diffusivité thermique turbulente. Les mesures de Kurganov 1992 montrent cependant une amélioration du brassage turbulent dans ce dernier cas, non expliquée et contraire aux résultats attendus.

Les différents résultats présentés plus haut indiquent que l’approche par décomposition du  $C_p$  et introduction d’un terme puits dans l’équation d’énergie est à même de prédire correctement les caractéristiques thermiques et hydrauliques d’un écoulement chauffé de fluide supercritique en régime normal.

#### 4.4.2.4.3.2 Régime détérioré

La structure d’un écoulement chauffé de  $CO_2$  supercritique en régime détérioré est très différente de celle observée en régime normal (voir Figure 4-32).

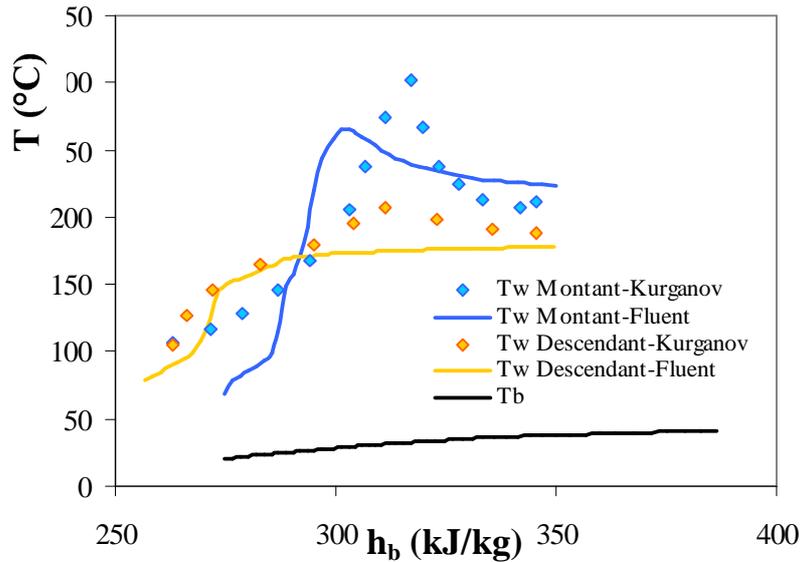


Figure 4-32 : Profils de température de paroi et de mélange en régime détérioré.

La température de paroi ne suit plus une évolution monotone et de fortes différences existent avec la direction d'écoulement. En convection mixte turbulente aidée (écoulement ascendant), un important pic de température de paroi est observé. En convection mixte turbulente opposée (écoulement descendant), le pic est fortement atténué. Les résultats des simulations numériques montrent un accord correct avec les données expérimentales de Kurganov 1992 malgré des différences quantitatives. En écoulement montant, le pic de température de paroi est également observé. Des écarts sont à noter sur la position (axiale, ou en fonction de l'enthalpie de mélange  $h_b$ ) et l'amplitude du pic. En écoulement descendant, l'accord est globalement meilleur même si le code de calcul ne permet pas de retrouver le pic de température de paroi observé expérimentalement.

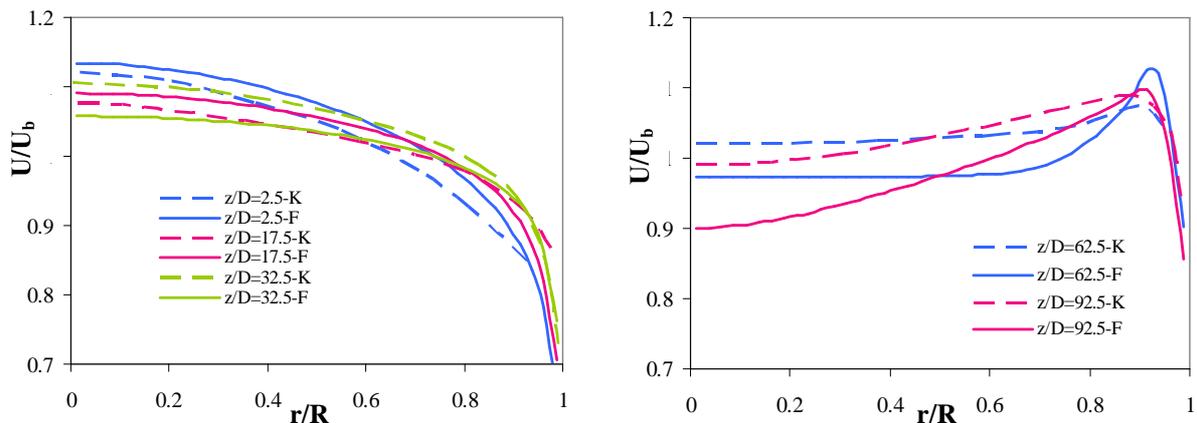
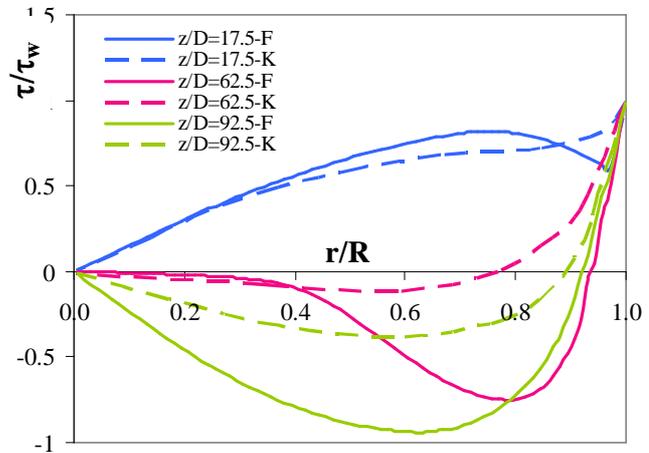


Figure 4-33 : Comparaison à différentes positions des profils expérimentaux et numériques de vitesse adimensionnée par la vitesse débitante, régime détérioré et écoulement montant. Les lettres F et K renvoient respectivement aux calculs Fluent et aux mesures expérimentales de Kurganov 1992.

Les forts rapports  $\phi/G$  conduisent à une altération des profils de vitesse et de cisaillement, comme exposé dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2. Les Figure 4-33, Figure 4-34, Figure 4-36 et Figure 4-37 illustrent ces comportements pour des écoulements montants (Figure 4-33 et Figure 4-34) et descendants (Figure 4-36 et Figure 4-37).

La comparaison des profils numériques et expérimentaux de vitesse et de cisaillement montre un bon accord qualitatif. Les comportements relevés en présence d'une influence croissante de la convection naturelle sont analogues. Le fluide est accéléré à la paroi sous l'effet des forces d'Archimède et ralenti dans le cœur turbulent. A mesure que la convection naturelle s'intensifie, un profil de vitesse en M se développe. Ces évolutions du profil de vitesse conduisent aux modifications classiques du cisaillement en convection mixte turbulente aidée en chauffage.



**Figure 4-34 : Profils de cisaillement adimensionné en régime détérioré à différentes positions, écoulement montant.**

Le cisaillement est tout d'abord diminué lorsque le profil de vitesse s'aplatit ( $z/D=2,5-32,5$ ), puis augmente en valeur absolue avec le développement du profil en M ( $z/D=32,5-92,5$ ). D'un point de vue quantitatif, des écarts faibles sont à noter sur les profils de vitesse, principalement sur la position axiale et l'amplitude du pic de vitesse. Les écarts sur les profils de cisaillement sont plus importants. Le modèle surévalue la croissance du cisaillement en valeur absolue lorsque se développe le profil de vitesse en M. Ces différences sont à mettre en parallèle avec celles relevées sur la température de paroi en Figure 4-32, les comportements hydraulique et thermique s'influencent l'un l'autre.

Sur les Figure 4-33 et Figure 4-34, les données expérimentales sont représentées sous forme de lignes continues et non sous forme d'un ensemble discret de points. Les courbes expérimentales de Kurganov 1992 étant données sous forme de ligne, il n'a pas été possible d'utiliser une autre représentation.

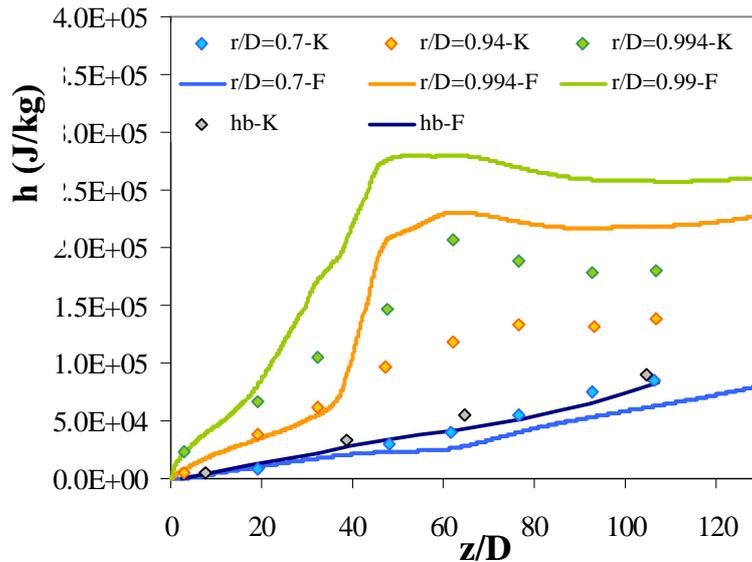


Figure 4-35 : Distribution axiale de l'enthalpie à différents  $r/R$  en régime détérioré, écoulement montant.

La Figure 4-35 illustre les distributions axiales d'enthalpie à différentes positions  $r/R$  et confirme les conclusions précédentes : les évolutions numériques et expérimentales sont de même nature mais des différences quantitatives existent. Ces différences sont d'autant plus marquées que l'on se rapproche de la paroi, ce qui semble probable c'est là que le modèle  $k-\varepsilon$  standard est le moins valide.

Pour des écoulements ascendants, les résultats numériques ne montrent pas de modification significative du profil de vitesse, ce que confirment les mesures expérimentales de Kurganov 1992 et 1993. Sur la Figure 4-36, le profil de vitesse expérimental est illustré par le profil typiquement mesuré dans cette configuration. Selon Kurganov 1992, les effets de l'accélération thermique et des forces d'Archimède se compensent, ce qui crée les conditions d'une certaine préservation de la structure de l'écoulement.

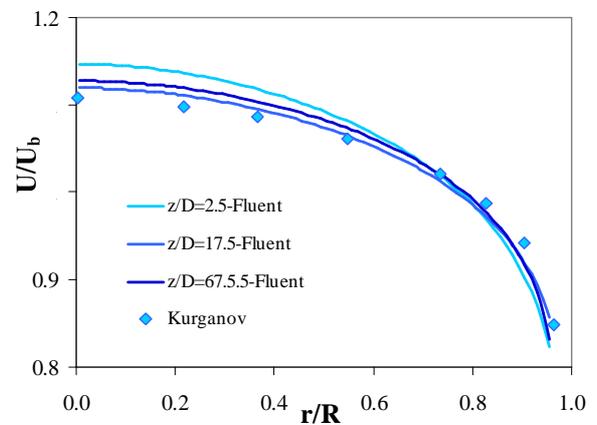


Figure 4-36 : Profil de vitesse adimensionnée en régime détérioré, écoulement descendant.

La comparaison des profils de cisaillement (Figure 4-37) montre des écarts plus importants entre les mesures et les simulations. Pour les positions  $z/D=2,5$  et  $z/D=32,5$ , les profils expérimentaux et numériques sont très proches. En  $z/D=62,5$ , le profil numérique montre une forte augmentation par rapport à la distribution linéaire des fluides à propriétés constantes, ce que ne confirment pas les mesures expérimentales. Des mesures de Kurganov 1993 réalisées avec la même installation expérimentale et dans des conditions proches ( $\phi/G$  compris entre 0,212 et 0,218) indiquent au

contraire une forte amélioration du cisaillement en convection mixte turbulente opposée. Ces données sont illustrées en Figure 4-37.

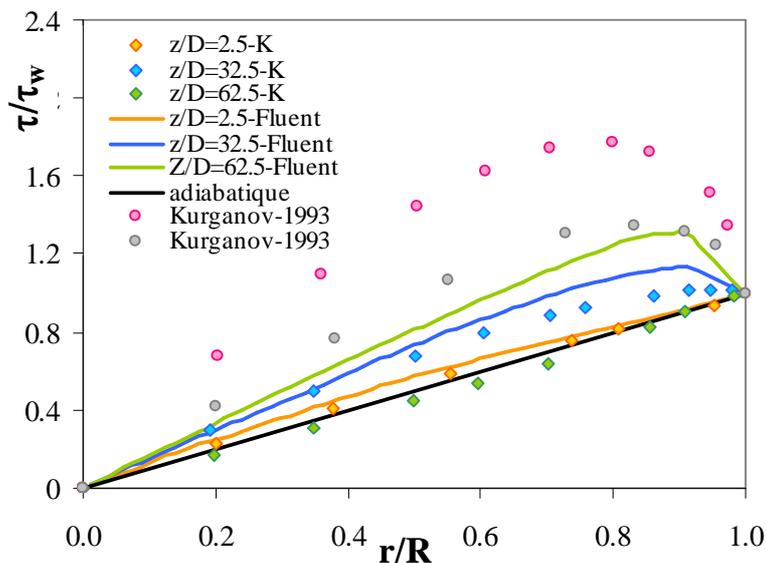


Figure 4-37 : Comparaison des distributions radiales de cisaillement en régime détérioré, écoulement descendant. Des profils de cisaillement en écoulement descendant en chauffage, tirés de Kurganov 1993, sont donnés à titre indicatif.

La comparaison des profils axiaux d'enthalpie montre des comportements globalement similaires à ceux observés en écoulement montant : dans le cœur turbulent, c'est à dire pour  $r/R > 0,7$ , les résultats numériques montre un bon accord avec les mesures expérimentales. Pour  $r/R < 0,7$ , des écarts importants sont à noter et le modèle numérique semble surévaluer la chaleur emmagasinée par les couches pariétales.

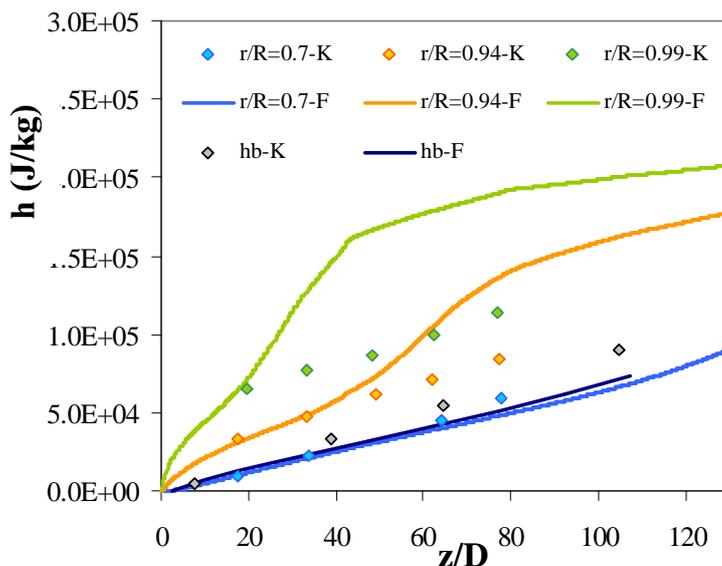


Figure 4-38 : Distribution axiale de l'enthalpie à différents  $r/R$  en régime détérioré, écoulement descendant.

Les Figure 4-39 et Figure 4-40 illustrent l'évolution radiale des propriétés turbulentes de transport de chaleur. Le terme  $Z_q$  représente la diffusivité thermique turbulente adimensionnée par la diffusivité thermique turbulente en écoulement adiabatique comme exposé en régime normal.

En convection mixte aidée (voir Figure 4-39), une zone de forte réduction des propriétés turbulentes se développe en parallèle avec l'aplatissement du profil de vitesse ( $z/D=32,5-47,5$ ). La formation du profil de vitesse en M se traduit par une augmentation du brassage turbulent ( $z/D=47,5-92,5$ ). L'accord avec les données expérimentales de Kurganov 1992 est qualitativement très correct : les réductions des propriétés de transport turbulent sont localisées dans la même région ( $1000 < y^+ < 3000$ ) et les évolutions avec la position axiale sont de même nature. Cependant le modèle numérique surestime fortement la réduction du brassage turbulent. L'absence de données expérimentales en écoulement descendant dans les mêmes conditions ne permet pas de comparaison en convection mixte opposée. Des mesures effectuées par Kurganov 1992 dans des conditions très proches ( $\phi/G=0,204$ ) ont été utilisées afin d'illustrer les différences liées à la direction d'écoulement (voir Figure 4-40).

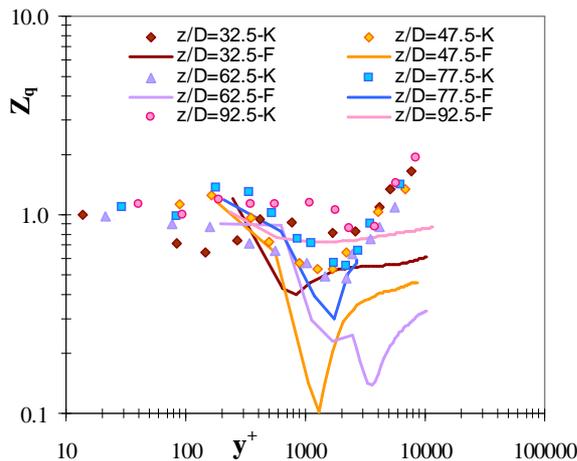


Figure 4-39 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée en régime détérioré, écoulement montant.

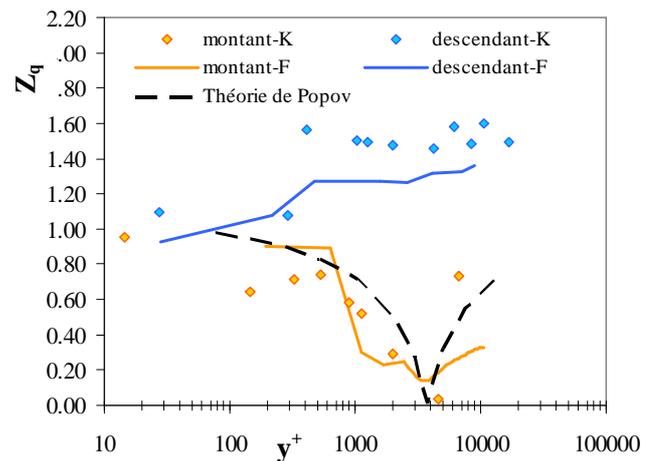


Figure 4-40 : Diffusivité thermique turbulente adimensionnée en régime détérioré à la position  $z/D=62,5$ , écoulements montant et descendant.

Les courbes de la Figure 4-40 reflètent en particulier la réduction et l'amélioration de la diffusivité thermique turbulente observées expérimentalement respectivement pour des écoulements montant et descendant. Elles montrent également que le brassage turbulent peut être très fortement réduit voire quasiment annulé comme observé sur les courbes numériques de la Figure 4-39.

#### 4.4.2.4.4 Conclusion

La validation de l'approche numérique sur les données expérimentales de Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b en régime turbulent est globalement satisfaisante.

En régime normal, le modèle permet de retrouver assez finement les allures typiques et les valeurs des profils de température de paroi, de vitesse, de cisaillement et de diffusivité turbulente.

En régime détérioré, les évolutions expérimentales et numériques des différentes grandeurs sont de même nature. Des écarts quantitatifs, plus ou moins importants selon les grandeurs considérées, sont cependant à noter.

Malgré des différences de comportement avérées avec les mesures expérimentales, l'approche par décomposition de la capacité thermique massique et introduction d'un terme puits dans l'équation d'énergie permet de traduire correctement la physique d'un écoulement de CO<sub>2</sub> supercritique chauffé. L'utilisation d'un modèle de turbulence simple et répandu (modèle  $k-\varepsilon$  standard de Fluent) assure de plus la facilité d'utilisation de l'approche, ainsi que sa potentielle diffusion, et fait de ce modèle un outil intéressant de dimensionnement.

Attendu que le modèle  $k-\varepsilon$  retenu utilise une hypothèse de grand nombre de Reynolds pour simplifier les équations du mouvement, il est logique que FLUENT peine à correctement représenter le phénomène de relaminarisation sous l'effet de la flottabilité.

L'amélioration du modèle par terme puits passe certainement par la diminution de la valeur du  $y^+$  de la première maille, ainsi que par l'utilisation de modèles de turbulence (de type  $k-\omega$  ou modèle Reynolds Stress) et de lois de paroi (enhanced) plus précis. Ceci s'accompagnera cependant d'un allongement du temps de calcul.

## **Chapitre V : Résultats expérimentaux**

L'analyse bibliographique a permis de mettre en évidence le nombre restreint d'études traitant du refroidissement de fluide supercritique en général et de CO<sub>2</sub> en particulier. Il est apparu de plus que seuls des écoulements horizontaux en l'absence d'influence significative des forces d'Archimède ont été traités.

Ce chapitre présente les mesures expérimentales du coefficient de transfert de chaleur et des pertes de pression lors du refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique. Une configuration verticale a été testée en présence significative de convection naturelle. Un prototype d'échangeur de chaleur, de type tubes et calandre a également été testé, en configuration horizontale.

## **5.1 Dépouillement des mesures**

Les mesures ont été effectuées grâce aux moyens exposés dans le Chapitre 3 présentant le dispositif expérimental.

### **5.1.1 Coefficient de transfert de chaleur**

Le principe d'obtention du coefficient de transfert de chaleur exposé ci-après est valable pour toutes les sections d'essais considérées dans ce manuscrit. Pour chacune, les conditions expérimentales sont présentées dans le Chapitre 3 relatif à l'installation BOB.

Le coefficient de transfert de chaleur côté CO<sub>2</sub>,  $\alpha_{CO_2}$ , est obtenu à partir du coefficient de transfert de chaleur global  $K$  entre le CO<sub>2</sub> et l'eau de refroidissement.  $K$  est calculé comme suit :

$$\phi = KS\Delta T_{lm} \quad (5-1)$$

où  $\phi$  est la puissance thermique échangée,  $S$  la surface d'échange liée au coefficient d'échange global  $K$  et  $\Delta T_{lm}$  l'écart logarithmique de température entre l'eau de refroidissement et le CO<sub>2</sub>. Le calcul du  $\Delta T_{lm}$  se fait classiquement pour un écoulement à contre-courant selon la formule :

$$\Delta T_{lm} = \frac{(T_{CO_2,s} - T_{eau,e}) - (T_{CO_2,e} - T_{eau,s})}{\ln\left(\frac{T_{CO_2,s} - T_{eau,e}}{T_{CO_2,e} - T_{eau,s}}\right)} \quad (5-2)$$

où les indices  $e$  et  $s$  renvoient respectivement à l'entrée et à la sortie de la section d'essais pour chaque fluide. Cette approche par coefficient de transfert de chaleur global n'est pas appropriée aux fluides

dont les propriétés physiques sont fortement variables. De par l'absence de méthode alternative plus correcte, la plupart des résultats seront tout de même présentés sous cette forme.

L'utilisation de la méthode de l'écart moyen logarithmique de température  $\Delta T_{lm}$  suppose une capacité thermique massique constante sur toute la longueur de la section d'essais. Loin de la température pseudo-critique  $T_{pc}$ , les variations du  $C_p$  sont faibles et une hypothèse de  $C_p$  constant peut être justifiée. Dans la région de transition pseudo-critique en revanche, la méthode  $\Delta T_{lm}$  n'est plus valable, même pour de faibles écarts de température entrée-sortie de l'ordre de 2 °C. Une approche basée sur la définition d'un écart moyen logarithmique d'enthalpie  $\Delta h_{lm}$  défini de façon analogue au  $\Delta T_{lm}$  par :

$$\Delta h_{lm} = \frac{(h_{CO_2,s} - h_{eau,e}) - (h_{CO_2,e} - h_{eau,s})}{\ln\left(\frac{h_{CO_2,s} - h_{eau,e}}{h_{CO_2,e} - h_{eau,s}}\right)} \quad (5-3)$$

est applicable dans toute région supercritique. Le coefficient de transfert global est alors un coefficient de transfert de masse, exprimé en  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , et définit par :

$$\phi = K'S\Delta h_{lm} \quad (5-4)$$

Cette approche, bien que moins fautive que celle basée sur un écart logarithmique de température  $\Delta T_{lm}$ , soulève cependant deux problèmes notables qui limitent son utilisation :

- l'absence de données de ce type dans la littérature ne permet pas une comparaison à des résultats existants ;
- l'adimensionnalisation du coefficient de transfert de masse s'effectue au moyen d'un nombre de Sherwood  $Sh$  défini par :

$$Sh = \frac{\alpha'_{CO_2} D_h}{D_c} \quad (5-5)$$

et intégrant un coefficient de diffusion  $D_c$  non défini pour un corps pur. Dans l'équation ( 5-5 ),  $\alpha'_{CO_2}$  désigne le coefficient de transfert de masse côté  $CO_2$ .

L'évaluation du flux échangé peut se faire indistinctement sur les deux fluides, entre l'entrée et la sortie de la section d'essais, soit :

$$\begin{aligned} \phi &= (\dot{m}\Delta h)_{eau} = (\dot{m}C_p \Delta T)_{eau} \\ \phi &= (\dot{m}\Delta h)_{CO_2} \end{aligned} \quad (5-6)$$

Les propriétés physiques de l'eau sont considérées constantes dans toute la section d'essais et évaluées au moyen du logiciel Refprop 7.0 à la température moyenne  $T_{eau}$  donnée par :

$$T_{eau} = (T_{eau,e} + T_{eau,s}) / 2 \quad (5-7)$$

Côté  $CO_2$ , le flux est évalué par la variation d'enthalpie massique dans la section d'essais. L'enthalpie massique est obtenue à partir des mesures de température, de pression et du logiciel Refprop 7.0. Dans

les conditions classiques de mesures, le débit d'eau de refroidissement est fixé à son maximum afin d'obtenir un coefficient de transfert de chaleur côté eau le plus grand possible, et ainsi garantir une évaluation correcte du coefficient de transfert de chaleur interne  $\alpha_{CO_2}$  (voir plus loin). Dans ces conditions, l'écart de température sur l'eau est faible, typiquement inférieur à 1 °C, et l'évaluation de la puissance échangée côté eau est sujette à d'importantes erreurs. Par suite, le flux est évalué à partir d'un bilan sur le CO<sub>2</sub> qui connaît des écarts de températures plus importants, supérieurs à 3-5 °C, exceptés au voisinage du point pseudo-critique.

L'équilibre des puissances échangées côté eau et côté CO<sub>2</sub> a été testé afin de vérifier que l'évaluation du flux est bien indépendante du fluide considéré. La Figure 5-1 présente l'évolution avec la variation de température de l'eau de l'écart relatif des flux évalués sur l'eau et sur le CO<sub>2</sub>, sur la section d'essais de 6 mm de diamètre hydraulique. Les courbes analogues obtenues sur l'échangeur tube et calandre ne seront pas présentées dans le manuscrit.

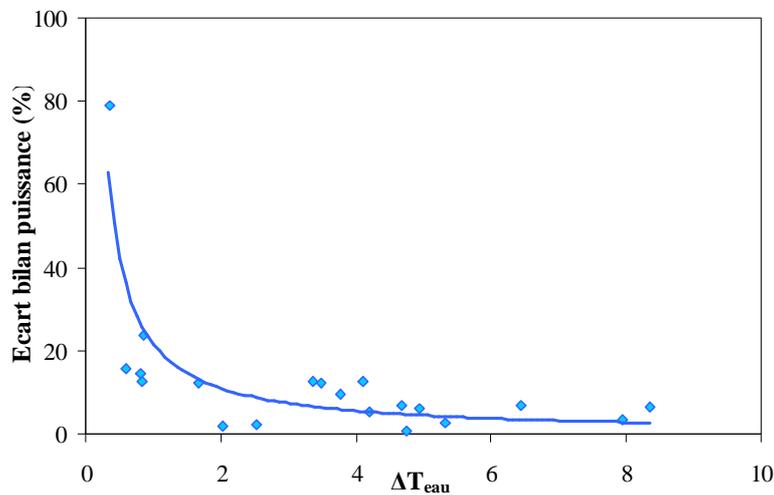


Figure 5-1 : Bilan de puissance sur la section d'essais de 6 mm de diamètre hydraulique.

Comme évoqué précédemment, lorsque  $\Delta T_{eau} < 1$  °C les incertitudes liées aux capteurs conduisent à d'importantes erreurs sur l'évaluation de la puissance échangée. Lorsque  $\Delta T_{eau} > 2$  °C, l'écart relatif tombe globalement à moins de 10 %.

Le coefficient d'échange de chaleur interne  $\alpha_{CO_2}$  est ensuite obtenu par la formule :

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_{CO_2}} + \frac{S_{ech,int}}{S_{ech,ext} \alpha_{eau}} + \frac{S_{ech,int}}{2\pi\lambda_w L} \ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right) \quad (5-8)$$

où  $S_{ech,int}$  et  $S_{ech,ext}$  représentent les surfaces d'échange interne (côté CO<sub>2</sub>) et externe (côté eau),  $L$  est la longueur de la section d'essais,  $\lambda_w$  est la conductivité thermique des tubes CO<sub>2</sub>. L'obtention du coefficient de transfert de chaleur du CO<sub>2</sub> à partir du coefficient d'échange global est identique dans son principe pour les méthodes  $\Delta T_{lm}$  et  $\Delta h_{lm}$ .

Pour la section d'essais de géométrie coaxiale, le coefficient d'échange de chaleur de l'eau de refroidissement  $\alpha_{eau}$  est calculé comme suit par une version modifiée de la corrélation de Dittus-Boelter :

$$Nu = 0,0243 Re^{0,8} Pr^{0,4} 0,86 \left( \frac{D_{int}}{D_{ext}} \right)^{-0,16} \quad (5-9)$$

Le terme de pondération  $0,86(D_{int}/D_{ext})^{-0,16}$  permet de tenir compte de la géométrie de l'espace annulaire. Compte tenu des grands nombres de Reynolds de l'eau de refroidissement, l'utilisation d'une corrélation plus compliquée, de type Gnielinski, ne modifie que très peu le coefficient d'échange côté eau et par suite celui côté CO<sub>2</sub>.

Pour l'échangeur tube et calandre, le coefficient d'échange de chaleur  $\alpha_{eau}$  est calculé par la méthode de Bell-Delaware. Cette approche s'appuie sur l'étude d'échangeurs réels présentant toutes les imperfections liées aux dispersions mécaniques des pièces en présence (calandre, chicane, tubes etc.) ainsi qu'à leur jeu fonctionnel de montage. Les valeurs du coefficient d'échange de chaleur côté eau de refroidissement ont été obtenues à l'aide du logiciel CETUC du Greth.

## 5.1.2 Incertitudes

### 5.1.2.1 Incertitudes sur les grandeurs mesurées

Afin de réduire les erreurs aléatoires, les mesures sont répétées et leur dispersion par rapport à une valeur moyenne est prise en compte dans le calcul de l'incertitude. Toutes les grandeurs mesurées sont acquises à la fréquence de 1Hz, pendant une durée au moins égale à 4 minutes. Pour chaque point de mesure, ces grandeurs sont donc le résultat d'une moyenne arithmétique réalisée sur plus de 200 valeurs  $x_i$ , soit :

$$\bar{x}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_{i,j} \quad (5-10)$$

La dispersion des valeurs autour de la valeur moyenne est représentée au moyen d'un estimateur de l'écart type expérimental défini par :

$$s_i = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (x_{i,j} - \bar{x}_i)^2} = \delta x_{i,dispersion} \quad (5-11)$$

La réduction des erreurs systématiques passe par l'étalonnage des appareils, soit par un organisme agréé pour les débitmètres et les capteurs de pression, soit l'expérimentateur pour les thermocouples. Dans les deux cas, une incertitude d'étalonnage  $\delta x_{i,etal}$  est définie, intégrant les incertitudes liées

- à l'étalon de référence ;
- à la chaîne d'acquisition ;
- à la contribution de l'instrument étalonné (fidélité, sensibilité et justesse) ;

- à la répétitivité et l’hystérésis des mesures.

Pour chaque grandeur mesurée, l’incertitude combinée est obtenue par application de la loi de propagation des incertitudes (norme NF ENV 13005) appliquée au modèle décrivant le processus de mesure. Dans le cas d’une mesure simple, l’incertitude combinée s’écrit :

$$u(x_i) = \sqrt{(\delta x_{i,\text{étal}})^2 + (\delta x_{i,\text{dispersion}})^2} \quad (5-12)$$

Les incertitudes d’étalonnage des différents capteurs de l’installation BOB sont regroupées dans le Tableau 3 du Chapitre 3 présentant le dispositif expérimental.

### 5.1.2.2 Incertitudes sur les grandeurs calculées

L’incertitude d’une grandeur  $Y$ , fonction de plusieurs variables mesurées  $X_1, X_2, \dots, X_N$  est déterminée au moyen de la loi de propagation des incertitudes sur cette grandeur. Si la grandeur  $Y$  s’écrit sous la forme

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad (5-13)$$

et si les variables  $X_1, X_2, \dots, X_N$  sont indépendantes, l’incertitude-type composée  $u_c(Y)$ , s’exprime de la façon suivante :

$$u_c(Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right) u(x_i) \right)^2} \quad (5-14)$$

L’expression finale de la mesure s’écrit alors sous la forme

$$Y \pm U \quad (5-15)$$

où  $U$  est l’incertitude élargie de la mesure exprimée sous la forme

$$U = k u_c(Y) \quad (5-16)$$

$k$  étant le facteur d’élargissement, pris classiquement égal à 2 ce qui revient à considérer un intervalle avec un niveau de confiance d’environ 95%.

## 5.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont tout d’abord présentés pour la section d’essais coaxiale de diamètre hydraulique 6 mm. Les mesures relatives à l’échangeur tube et calandre sont présentées dans une seconde partie. Une troisième partie abordera la comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations utilisant le modèle par terme puits.

## 5.2.1 Section d'essais coaxiale

Les conditions expérimentales d'essais du CO<sub>2</sub> sont regroupées dans le Tableau 5-1. Sauf mention particulière, lorsqu'il n'y a pas de différence de comportement entre les écoulements montants et descendant, seuls les résultats obtenus sur une de ces configurations sont présentés.

P (bars)	T (°C)	$\dot{m}$ (kg/h)	G (kg/m <sup>2</sup> -s)	Re
74-120	15-70	5-60	50-590	3600-1,8.10 <sup>6</sup>

**Tableau 5-1 : Conditions expérimentales dans la section d'essais coaxiale de diamètre hydraulique 6 mm.**

### 5.2.1.1 Coefficient de transfert de chaleur

#### 5.2.1.1.1 Incertitudes

Pour des raisons de lisibilité des résultats, les incertitudes sur les grandeurs présentées ne seront pas signifiées sur les courbes, mais simplement indiquée dans le Tableau 5-2. Les incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur sont liées à trois composantes principales :

- l'incertitude sur les mesures de température ;
- l'incertitude sur l'évaluation des propriétés physiques. Les erreurs faites sont alors principalement localisées dans les régions de transition pseudo-critique et augmentent à mesure que la pression tend vers la pression critique ;
- l'incertitude sur la mesure du débit massique de CO<sub>2</sub>, notable principalement pour les très faibles débits (inférieurs à 7-8 kg/h).

Le paramètre principal des incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur étant la variation de température entrée-sortie du CO<sub>2</sub>, il est possible de les résumer sommairement par le Tableau 5-2.

$\Delta T_{CO_2}$	< 1,5 °C	1,5-3 °C	3-4 °C	> 4 °C
Occurrence (%)	5 %	32 %	26 %	37 %
Incertitude (%)	> 35 %	25 %	20 %	15 %

**Tableau 5-2 : Incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la variation de température entrée/sortie du CO<sub>2</sub>, pour la section d'essais coaxiale.**

#### 5.2.1.1.2 Influence de la pression

Les Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4 présentent l'évolution du coefficient d'échange de chaleur du CO<sub>2</sub> avec la pression de fonctionnement lorsqu'il est respectivement tracé en fonction des températures de mélange  $T_b$ , de paroi  $T_w$  et de film  $T_f$ . Sur les Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4, l'écoulement de CO<sub>2</sub> est descendant. Un comportement similaire est observé en écoulement montant. Les pressions sont échelonnées de 80 bars à 120 bars, le débit massique fixé à 50 kg/h, soit un débit massique surfacique  $G = 490$  kg/m<sup>2</sup>-s. Les trois températures moyennes de référence mentionnées plus haut sont définies comme suit :

- la température de mélange  $T_b$  est la moyenne arithmétique des températures de fluide en entrée et en sortie de section d'essais, soit

$$T_b = \frac{(T_e + T_s)_{CO_2}}{2} \quad (5-17)$$

- la température de paroi interne  $T_w$  est calculée à partir de la température de mélange  $T_b$  et du coefficient de transfert de chaleur côté  $CO_2$  :

$$T_{w.int} = T_{b,eau} + \phi \left[ \frac{1}{\alpha_{eau} S} + \frac{\ln(D_{ext}/D_{int})}{2\pi\lambda_w L} \right] \quad (5-18)$$

- la température de film  $T_f$  est définie comme la moyenne arithmétique des températures de mélange et de paroi interne, soit :

$$T_f = \frac{(T_b + T_w)}{2} \quad (5-19)$$

Les courbes des Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4 montrent que le coefficient d'échange montre une allure commune pour toutes les pressions : il est quasiment constant dans la région pseudo liquide, passe par un maximum -lié au pic de capacité thermique massique  $C_p$ - au voisinage du point pseudo-critique, puis diminue et tend vers une valeur faiblement variable dans la région pseudo-gaz. Les tracés en fonction des rapports  $T_{référence}/T_{pc}$  illustrent clairement ce comportement.

L'augmentation de la pression conduit à une atténuation du maximum du coefficient d'échange de chaleur et à son déplacement vers des températures de référence plus élevées (graphiques (a) des Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4). Lorsqu'il est tracé en fonction de  $T_{référence}/T_{pc}$  (graphiques (b) des Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4), il apparaît que l'influence de la pression se limite principalement à la valeur au pic.

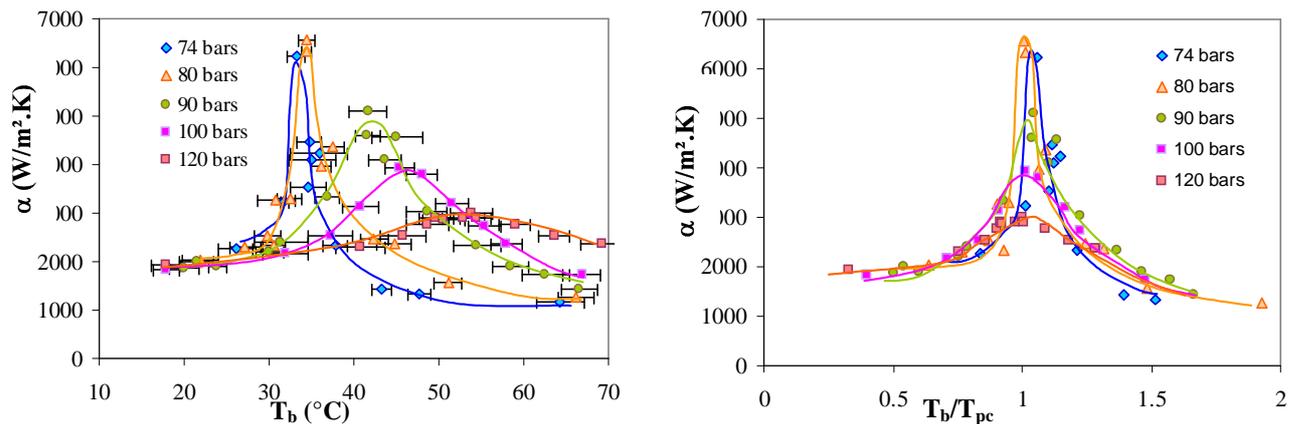


Figure 5-2 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de mélange  $T_b$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du  $CO_2$ ,  $G=490 \text{ kg/m}^2.s$ , écoulement descendant.

En dehors de la région de transition pseudo-critique, la pression n'a qu'un faible effet sur l'allure du coefficient d'échange de chaleur. En pseudo liquide ou en pseudo-gaz, la pression influe peu sur les

propriétés physiques et, pour une température de référence donnée, la valeur du coefficient d'échange est donc principalement fonction du débit, ce qui explique la convergence à basses et hautes températures vers des valeurs constantes.

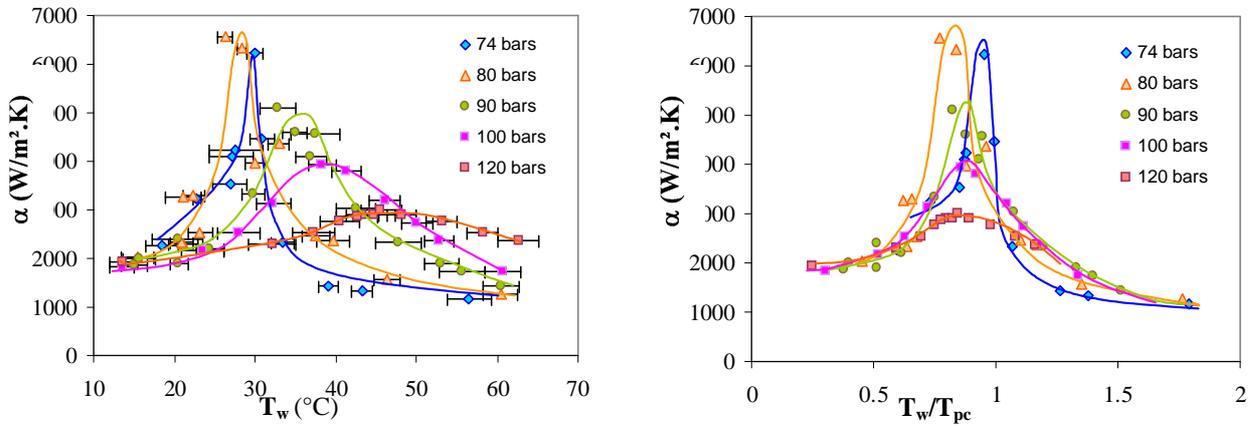


Figure 5-3 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de paroi  $T_w$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du  $\text{CO}_2$ ,  $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , écoulement descendant.

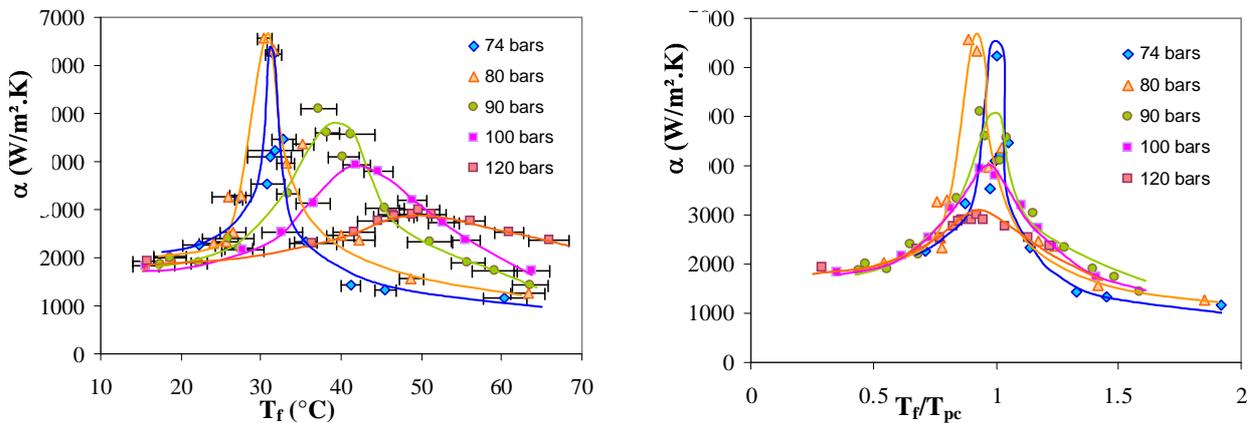


Figure 5-4 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur, tracée en fonction de la température de film  $T_f$ . Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du  $\text{CO}_2$ ,  $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , écoulement descendant.

Sur les courbes des Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4, les barres horizontales représentent la variation de la température du  $\text{CO}_2$  entre l'entrée et la sortie de la section d'essais. Loin de la température pseudo-critique, il est relativement aisé de modifier cette grandeur, en jouant sur la température d'entrée de l'eau de refroidissement. Au voisinage immédiat des points pseudo-critique, cet écart diminue en raison des fortes valeurs de la capacité thermique massique et il est difficile de l'augmenter, même en jouant sur la température de l'eau de refroidissement. Ce comportement

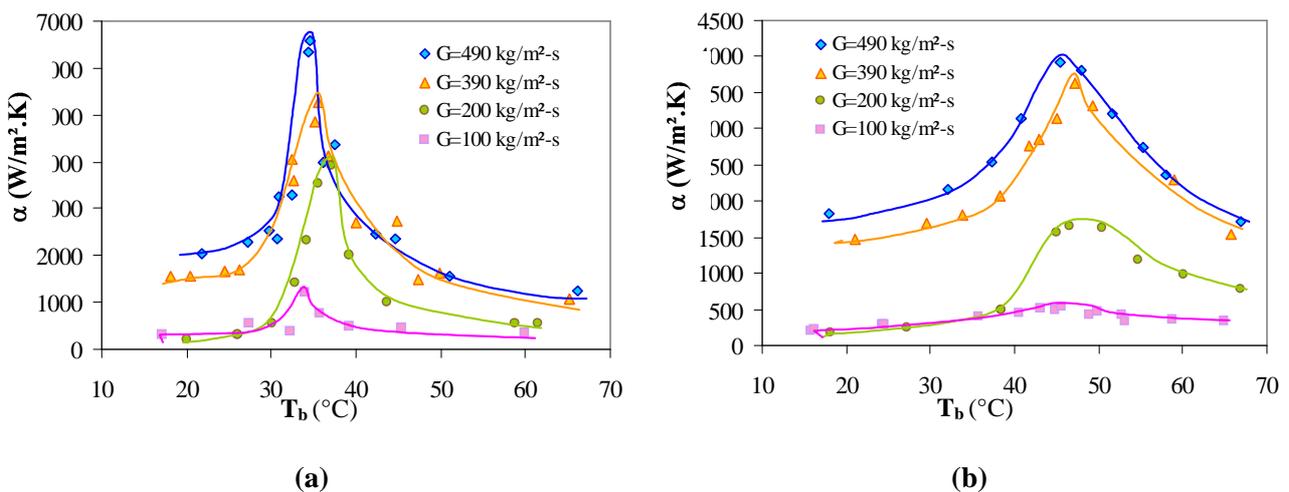
s'estompe à mesure que la pression augmente et donc que les valeurs du pic de  $C_p$  diminuent. Par l'effet intégrateur du profil de  $C_p$  de l'approche globale, l'écart de température entrée-sortie du  $\text{CO}_2$  est un paramètre important du coefficient d'échange de chaleur, principalement dans la région de transition pseudo-critique. Ainsi, par exemple, pour une température de mélange  $T_b$  égale à la température pseudo-critique  $T_{pc}$ , plus l'écart de température entrée-sortie est grand, plus la valeur du coefficient d'échange de chaleur est faible. Ceci explique en partie les plus faibles valeurs du pic de coefficient d'échange observées à 74 bars par rapport à 80 bars (à 74 bars, il est également indispensable de signaler les très fortes dépendances du coefficient de transfert de chaleur avec le débit et la pression (des différences de pressions inférieures à 0,2 bar entre deux essais peuvent conduire à des écarts de près de 15-20 % sur le coefficient d'échange).

A la lecture des courbes des Figure 5-2, Figure 5-3 et Figure 5-4, il apparaît que la température de mélange  $T_b$  est la plus adéquate pour le tracé du coefficient d'échange de chaleur. L'utilisation de la température de mélange  $T_b$  se traduit notamment par un meilleur regroupement des courbes de coefficient d'échange, lorsqu'il est tracé en fonction de la température adimensionnée par  $T_{pc}$ .

### 5.2.1.1.3 Influence du débit

La Figure 5-5 présente les évolutions du coefficient d'échange de chaleur avec le débit massique surfacique  $G$ , pour des pressions de 80 bars et 100 bars et des écoulements montants et descendants.

Pour un écoulement montant, l'influence du débit massique surfacique est similaire à celle observée pour des fluides à propriétés constantes : l'augmentation du débit va de paire avec celle des échanges. L'amélioration est plus particulièrement sensible dans la région de transition pseudo-critique.



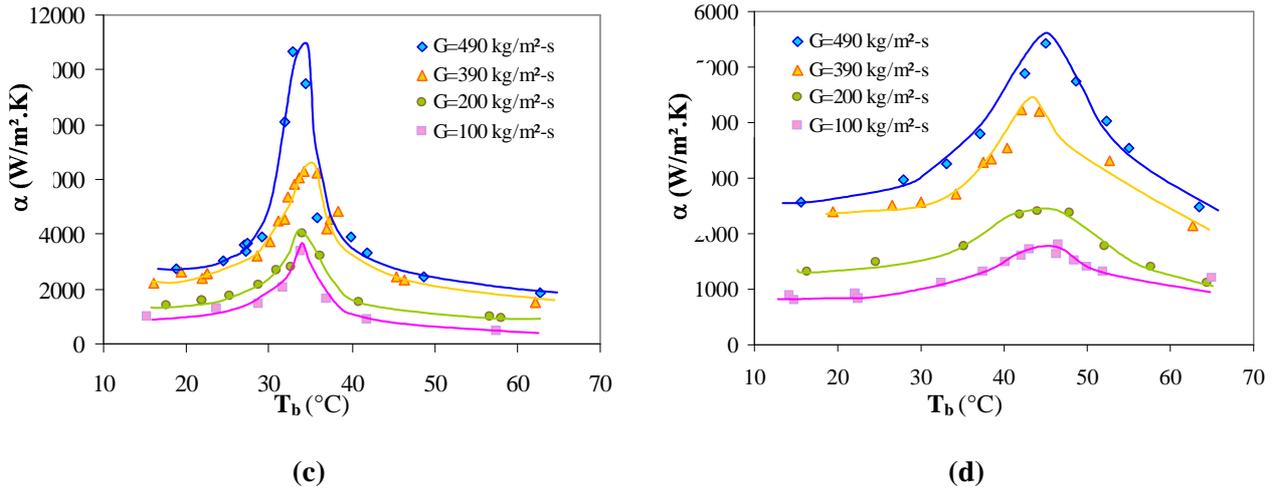


Figure 5-5 : Influence du débit massique surfacique sur le coefficient d'échange de chaleur, (a) : écoulement descendant, 80 bars ; (b) : écoulement descendant, 100 bars ; (c) : écoulement montant, 80 bars ; (d) : écoulement montant, 100 bars.

Pour un écoulement descendant, l'évolution avec le débit est globalement la même que celle présentée ci-dessus. Un point particulier est cependant à noter : le passage d'un débit massique surfacique de 200 kg/m<sup>2</sup>-s à 100 kg/m<sup>2</sup>-s se traduit par une amélioration des échanges thermiques dans la région pseudo-liquide. Expérimentalement, la réduction de  $G$  jusqu'à 200 kg/m<sup>2</sup>-s s'accompagne d'une diminution continue de l'écart de température entrée-sortie du CO<sub>2</sub>, traduisant ainsi l'atténuation des échanges. A  $G=200$  kg/m<sup>2</sup>-s, cet écart est inférieur à 1 °C et toutes les tentatives pour l'augmenter (augmentation du débit d'eau, diminution de la température de l'eau) se sont avérées inefficaces. A partir de ce réglage, toute diminution du débit se traduit par l'augmentation de l'écart de température entrée-sortie, ce qui est cohérent avec les graphiques (a) et (b) de la Figure 5-5. Un tel comportement n'ayant pas été relevé pour des configurations ascendantes, une influence de la direction d'écoulement, c'est-à-dire de la convection naturelle, est à envisager.

5.2.1.1.4 Influence de la direction d'écoulement

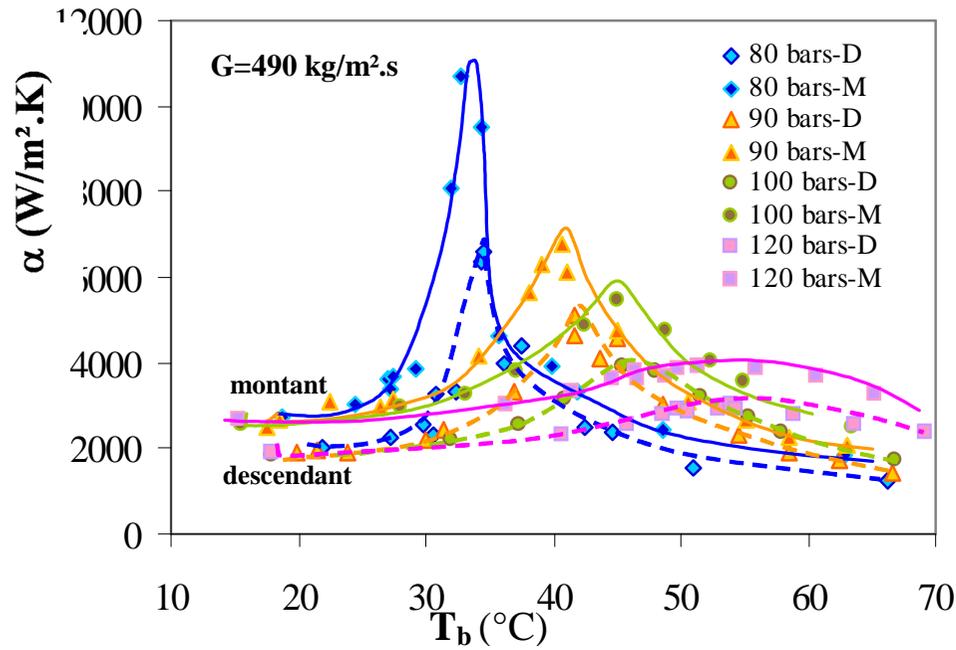


Figure 5-6 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 50 kg/h, soit  $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .

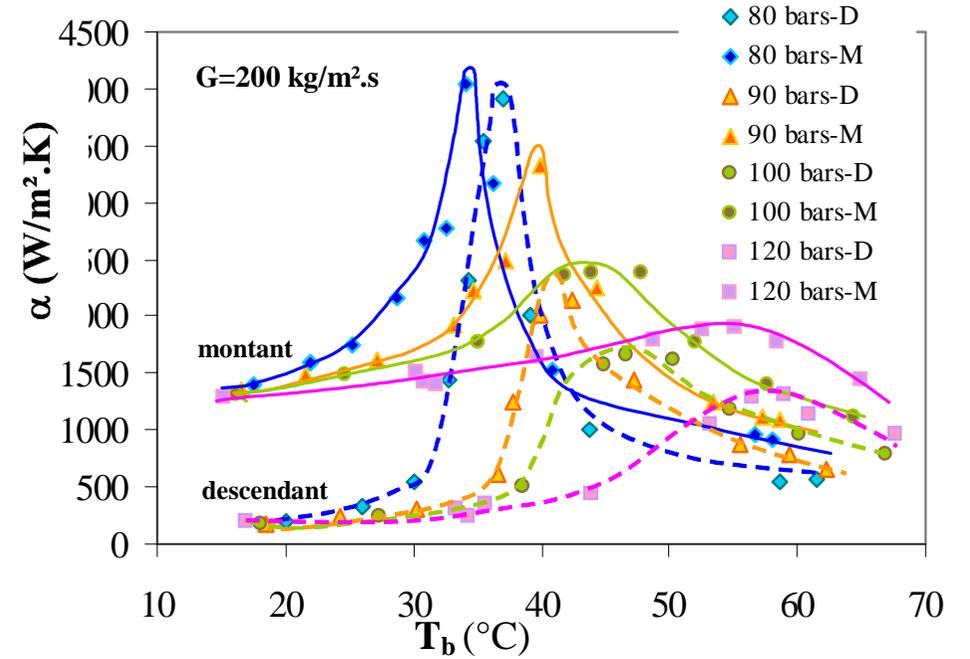


Figure 5-7 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 20 kg/h, soit  $G=200 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .

Les Figure 5-6, Figure 5-7 et Figure 5-8 illustrent l'influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange de chaleur, pour des pressions de 80 bars, 90 bars, 100 bars et 120 bars et des débits massiques surfaciques de 490 kg/m<sup>2</sup>-s (Figure 5-6), de 200 kg/m<sup>2</sup>-s (Figure 5-7) et de 100 kg/m<sup>2</sup>-s (Figure 5-8).

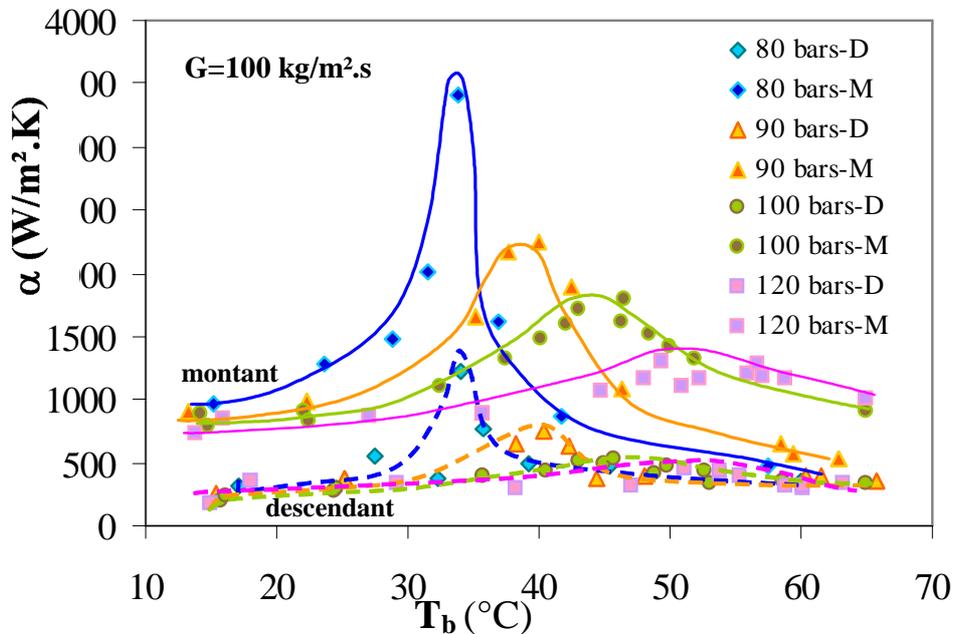


Figure 5-8 : Influence de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange à 10 kg/h, soit  $G=100 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .

Les Figure 5-6, Figure 5-7 et Figure 5-8 montrent que le coefficient d'échange de chaleur tend vers des valeurs limite en pseudo liquide et en pseudo-gaz, indépendante de la pression et uniquement fonction de débit et du sens d'écoulement.

En pseudo-gaz, la valeur limite vers laquelle tend le coefficient d'échange de chaleur semble indépendante de la direction d'écoulement et uniquement fonction du débit, même si l'absence de mesures expérimentales à températures élevées (supérieures à 70 °C) ne permet pas de définitivement conclure. Dans la région de transition pseudo-critique, des différences fortes apparaissent : le pic de coefficient d'échange est nettement plus marqué pour des configurations ascendantes que pour des configurations descendantes. Ces comportements sont observés quels que soient le débit et la pression.

Une influence des forces d'Archimède est également à noter dans la région pseudo liquide. A 50 k/h, soit  $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ , il existe un faible écart entre les valeurs limites montante et descendante. Néanmoins, les incertitudes de mesures cumulées ne permettent pas de conclure définitivement sur l'existence de deux limites distinctes. A ce débit massique surfacique ( $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ ), une influence faible à négligeable de la convection naturelle est donc à envisager. En revanche, pour de

plus faibles débits surfaciques massiques (200 et 100 kg/m<sup>2</sup>-s), les écarts sont importants et nettement supérieurs aux incertitudes de mesure.

Ces comportements sont en accord avec les résultats présentés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 : les échanges thermiques sont améliorés en convection mixte opposée turbulente (écoulement ascendant en refroidissement) et dégradés en convection mixte aidée turbulente (écoulement descendant en refroidissement).

Afin de s’assurer que ces observations ne sont pas le fruit d’une spécificité de la section d’essais, un critère de prise en compte des effets de la convection mixte en écoulement vertical a été calculé à partir des données expérimentales obtenues.

Pour un écoulement vertical, Jackson 1979b propose le critère suivant pour la prise en compte des effets de convection mixte :

$$\frac{\overline{Gr}}{Re^{2.7}} > 10^{-5} \quad (5-20)$$

où  $\overline{Gr}$  est le nombre de Grashof modifié, défini par :

$$\overline{Gr} = \frac{(\rho_b - \overline{\rho})\rho_b g D^3}{\mu_b^2} \quad (5-21)$$

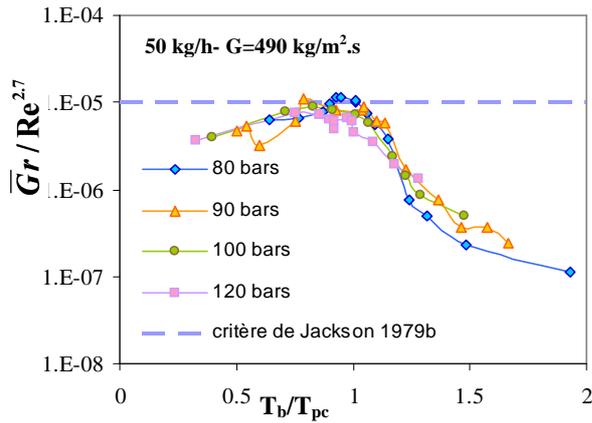
La grandeur  $\overline{\rho}$  est la masse volumique moyenne, intégrée entre les températures de paroi et de cœur, soit :

$$\overline{\rho} = \frac{\int_{T_w}^{T_b} \rho dT}{T_b - T_w} \quad (5-22)$$

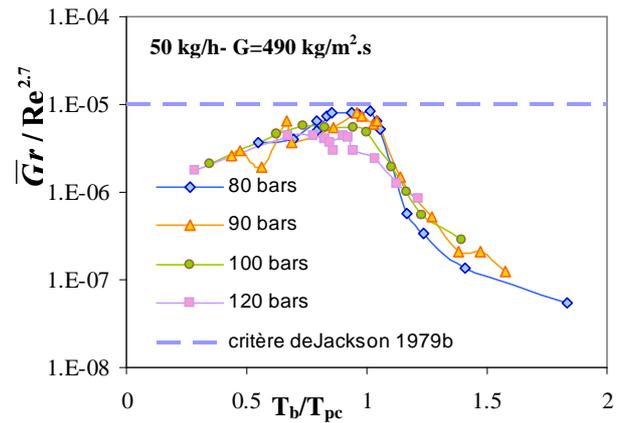
et calculée de façon simplifiée par l’approche proposée en chauffage par Bae 2005 et adaptée ici en refroidissement :

$$\overline{\rho} \approx \begin{cases} (\rho_w + \rho_b)/2 & \text{si } T_w > T_{pc} \text{ ou } T_b < T_{pc} \\ \frac{[\rho_b(T_b - T_{pc}) + \rho_w(T_{pc} - T_w)]}{T_b - T_w} & \text{si } T_w < T_{pc} < T_b \end{cases} \quad (5-23)$$

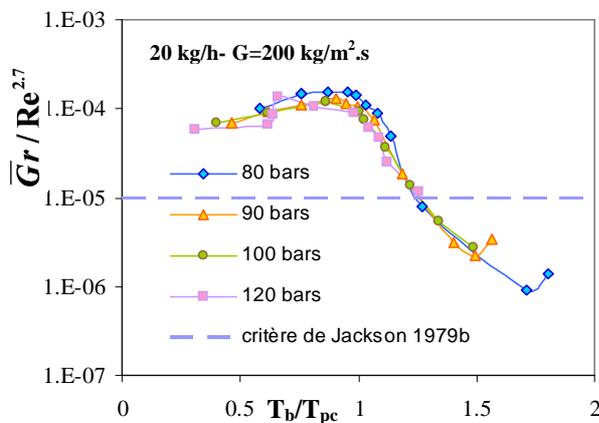
Il est à noter que les mesures expérimentales de Liao 2002a réalisées sur des écoulements verticaux chauffés de CO<sub>2</sub> supercritique montrent une influence significative de la flottabilité pour des  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  compris entre  $2.10^{-9}$  et  $5.10^{-7}$ , soit des valeurs très inférieures à celle présentée précédemment. Comme évoqué dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2, les résultats expérimentaux thermiques de Liao 2002a sont contraires à ceux classiquement admis en convection mixte (dégradation des échanges en convection mixte opposée turbulente et inversement en convection mixte aidée turbulente), ce qui soulève la question de leur validité.



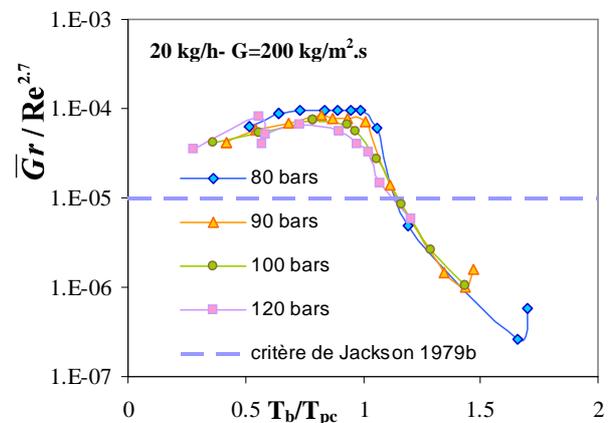
(a)-Descendant



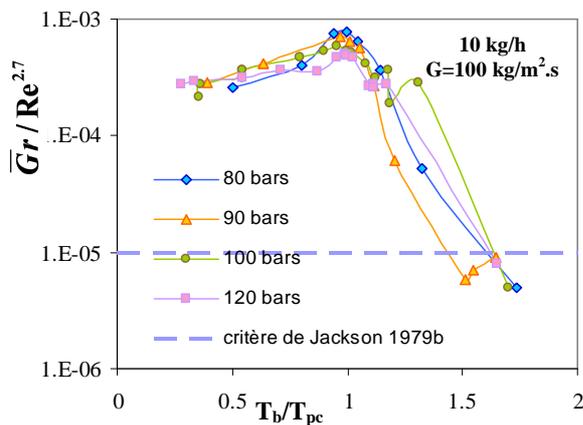
(b)-Montant



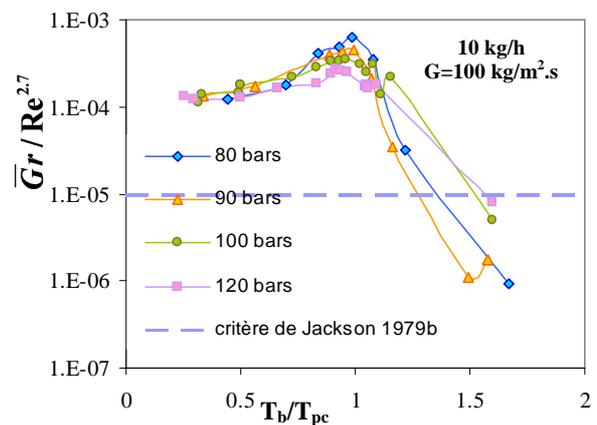
(c) -Descendant



(d) -Montant



(e) -Descendant



(f) -Montant

Figure 5-9 : Critère de Jackson 1979b pour des débits de 50 kg/h, 20 kg/h et 10 kg/h et des débits massiques surfaciques associés de 490 kg/m<sup>2</sup>-s, 200 kg/m<sup>2</sup>-s et 100 kg/m<sup>2</sup>-s. Les graphiques (a), (c) et (e) renvoient à des écoulements descendants, les graphiques (b), (d) et (f) à des écoulements montants.

La Figure 5-9 illustre l'évolution du critère de Jackson 1979b en fonction de la température adimensionnée  $T_b/T_{pc}$ , pour différents débits et pressions, en écoulements montants et descendants. La

ligne horizontale en pointillés représente la valeur limite de prise en compte des effets de convection mixte.

L'étude des différents graphiques de la Figure 5-9 permet de tirer les conclusions suivantes :

- dans la région pseudo-gaz (typiquement pour  $T_b/T_{pc} > 1,2$ ), pour des débits supérieurs à 10 kg/h ( $G=100$  kg/m<sup>2</sup>-s), le paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  demeure inférieur à la valeur limite définie par Jackson 1979b. Ceci est cohérent avec la faible influence des forces d'Archimède sur le coefficient de transfert de chaleur observée en Figure 5-6, Figure 5-7 et Figure 5-8 ;
- le débit de 10 kg/h définit une frontière : en deçà, le paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  est proche ou supérieur à la valeur limite de  $10^{-5}$  dans pratiquement toute la gamme de température considérée, y compris dans la région pseudo-gaz (excepté en écoulement montant pour  $T_b/T_{pc} > 1,3$ ) ;
- le maximum du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  est observé dans la région de transition pseudo-critique. Pour un débit de 50 kg/h, la quasi-totalité des valeurs sont inférieures à la limite de  $10^{-5}$ . A mesure que le débit diminue, la frontière est dépassée, ce qui confirme le développement de convection mixte observé sur les courbes de coefficient d'échange de chaleur ;
- dans la région pseudo liquide, les valeurs du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  sont plus faibles qu'au voisinage du point pseudo-critique, mais nettement supérieures à celles observées en pseudo-gaz. Pour des débits de 20 kg/h et 10 kg/h, le paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  dépasse la valeur limite de  $10^{-5}$  dans la région pseudo-liquide, ce qui confirme l'hypothèse de convection mixte formulée précédemment pour expliquer la dégradation des échanges observée entre écoulements montants et descendants dans la région  $T_b/T_{pc} < 1$  ;
- les valeurs du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2,7}$  sont globalement légèrement supérieures en convection mixte aidée qu'en convection mixte opposée ;
- pour un débit donné, la pression a peu d'effet sur le critère de Jackson 1979b.

Les résultats expérimentaux obtenus avec la section d'essais verticale de 6 mm de diamètre hydraulique sont parfaitement cohérents avec le critère de prise en compte des effets de convection mixte tel qu'il est défini par Jackson 1979b. Les Figure 5-10 et Figure 5-11 présentent les mesures sous la forme générale du Nusselt expérimental adimensionné par le Nusselt de convection forcée pure tracé en fonction du paramètre de convection mixte. La corrélation de convection forcée pure utilisée est celle de Krasnoshchekov 1967 modifiée par Jackson 1975, soit :

$$Nu_{Jackson1975} = 0,0183 Re_b^{0,82} \overline{Pr}_b^{0,5} \left( \frac{\rho_b}{\rho_w} \right)^{-0,3} \quad (5-24)$$

Le nombre de Prandtl modifié  $\overline{Pr}$  est calculé comme évoqué dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2, c'est-à-dire en utilisant la capacité thermique massique moyenne  $\overline{C_p}$  intégrée entre les températures des paroi  $T_w$  et de mélange  $T_b$  (équations ( 2-19 ) et ( 2-20 )).

Bae 2005 conseille l'utilisation d'une version plus complète de la corrélation ci-dessus, intégrant un rapport de capacité thermique. Toutefois, l'exposant de ce rapport défini en chauffage n'est pas adaptable au refroidissement, ce qui explique le choix d'une corrélation simplifiée. Dans la suite du manuscrit, différentes corrélations seront testées.

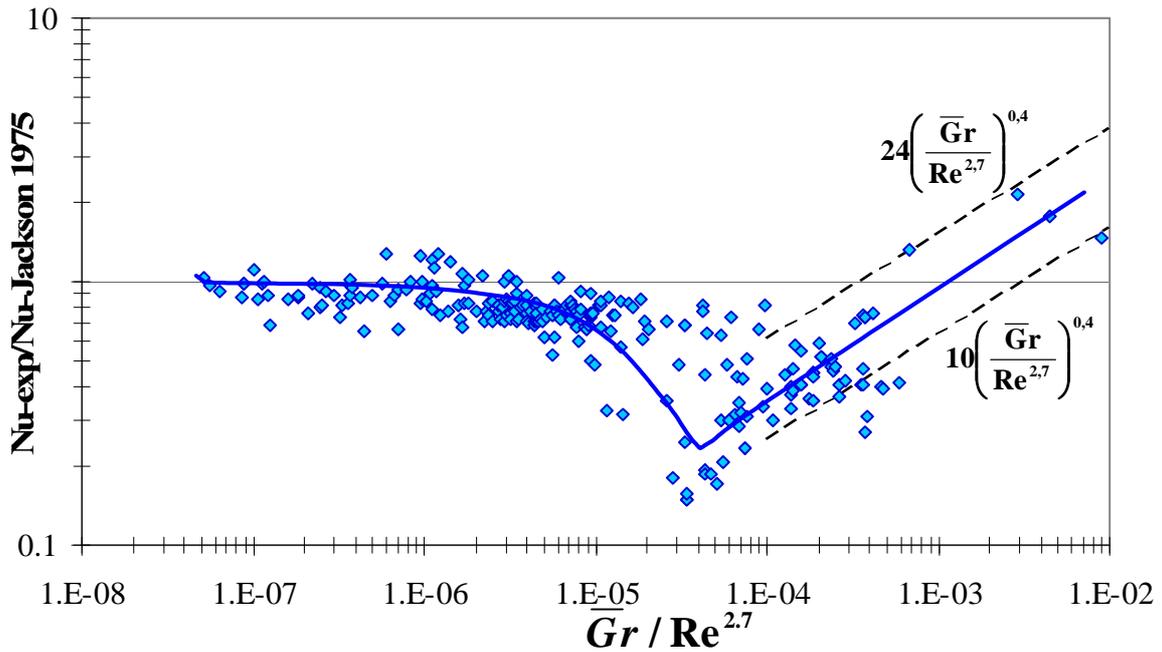


Figure 5-10 : Evolution du Nusselt adimensionné par un Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  en convection mixte aidée turbulente (refroidissement, écoulement descendant).

En convection mixte turbulente aidée (Figure 5-10), l'allure du nombre de Nusselt adimensionné confirme celle des résultats présentés en chauffage dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 et en particulier ceux de Fewster 1976 qui utilise le même paramètre de convection mixte pour caractériser ses mesures en chauffage. Pour de faibles valeurs du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ , l'influence de la convection naturelle n'est pas significatif et le rapport  $Nu_{exp}/Nu_{Jackson\ 1975}$  est très proche de l'unité. A mesure que les forces d'Archimède s'intensifient, les échanges diminuent suite à la laminarisation de l'écoulement. Le minimum de coefficient d'échange est observé pour des valeurs de  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  comprises entre  $2 \cdot 10^{-5}$  et  $4 \cdot 10^{-5}$ . Au-delà, les échanges augmentent à nouveau suivant l'équation donnée par Fewster 1976 en chauffage :

$$\frac{Nu_b}{Nu_{Jackson\ 1975}} = 15 \left( \frac{\overline{Gr}}{Re^{2.7}} \right)^{0.4} \quad (5-25)$$

Par rapport aux mesures expérimentales de Fewster 1976 et aux résultats numériques de Bae 2005, des différences sont tout de même à noter, principalement au niveau des frontières des différents régimes qui semblent ici déplacées vers des valeurs légèrement plus faibles du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ . La Figure 5-13 montre ainsi que la frontière expérimentale du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  pour le développement d'effet sensible des forces d'Archimède est inférieure à celle donnée par Jackson 1979b et se situe aux alentours de  $8.10^{-7}$ . En chauffage dans des tubes verticaux, Liao 2002a a également observé des effets de convection mixte pour des valeurs du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  proches de  $10^{-9}$ , ce qui est nettement inférieur à la valeur limite donnée par Jackson 1979b. Ces comportements sont en partie liés à ce que le critère de Jackson 1979b a été développé pour une approche locale en chauffage à densité de flux à la paroi constante, et non pour une approche globale d'écoulement refroidi à température de paroi constante. Il était donc prévisible d'observer, dans une mesure indéfinissable, des écarts aux comportements classiquement obtenus en convection mixte en chauffage.

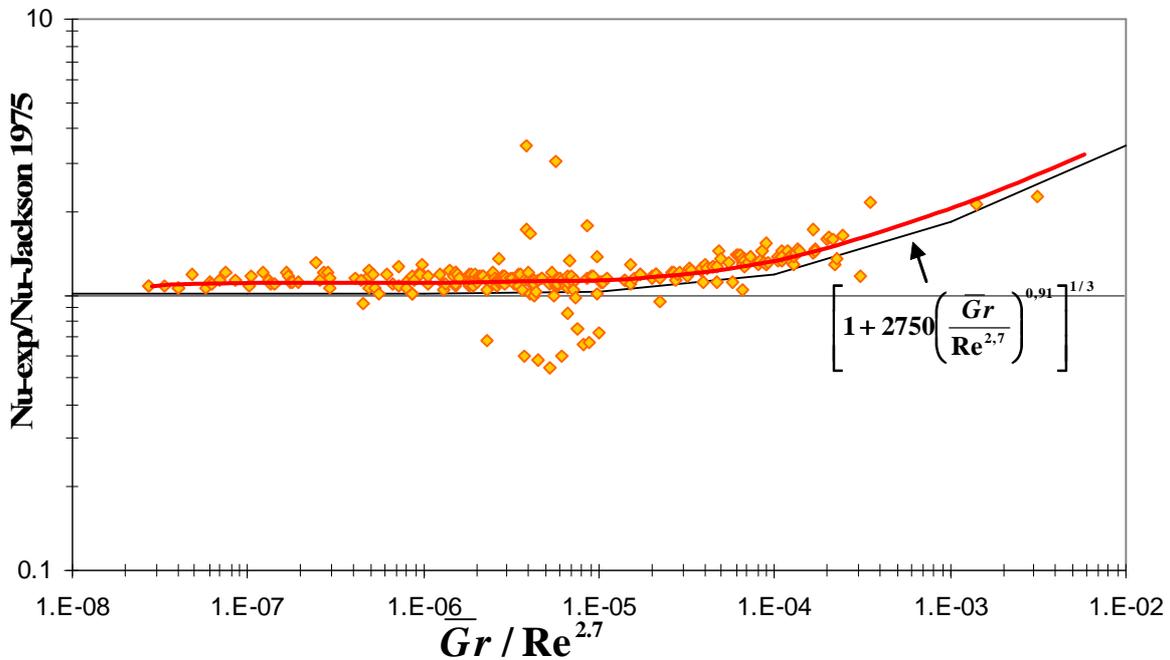


Figure 5-11 : Evolution du Nusselt adimensionné par un Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  en convection mixte opposée turbulente (refroidissement, écoulement montant).

En convection mixte turbulente opposée (Figure 5-11), les mesures expérimentales suivent les comportements mentionnés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 : l'intensification de la convection naturelle se traduit par l'augmentation des échanges. Aucune dégradation par rapport à la convection forcée n'est observée. L'équation donnée par Fewster 1976 en chauffage :

$$\frac{Nu_b}{Nu_{Jackson1975}} = \left( 1 + 2750 \left( \frac{\overline{Gr}}{Re^{2.7}} \right)^{0.91} \right)^{1/3} \quad (5-26)$$

corrèle correctement l'allure des résultats expérimentaux, même si un léger décalage est à noter.

### 5.2.1.1.5 Choix du nombre de Grashof

Le critère de prise en compte des effets de convection mixte de Jackson 1979b utilise un nombre de Grashof particulier, basé sur l'intégrale de la masse volumique entre les températures de paroi  $T_w$  et de cœur  $T_b$ . L'expression classique du nombre de Grashof n'utilise pas de masse volumique moyenne et est donnée par l'expression :

$$Gr = \frac{(\rho_w - \rho_b)\rho_b g D^3}{\mu_b^2} \quad (5-27)$$

Lorsqu'elles sont tracées en fonction de ce nombre de Grashof classique, les courbes du nombre de Nusselt adimensionné par le nombre de Nusselt en convection forcée pure ont les allures présentées en Figure 5-12.

La comparaison des courbes des Figure 5-10, Figure 5-11 et Figure 5-12 permet de tirer les conclusions suivantes :

- le choix du type du nombre de Grashof ne modifie pas fondamentalement l'allure de l'évolution du Nusselt adimensionné par le Nusselt de convection forcée pure ;
- en convection mixte turbulente aidée, l'utilisation d'un Grashof classique  $Gr$  introduit des différences sur :
  - la dispersion générale des points, qui augmente ;
  - la position du minimum d'échange thermique, qui est atteint pour des valeurs plus importantes (ce qui est normal, puisque pour des conditions expérimentales données, la masse volumique intégrée radialement - et donc le nombre de Grashof associé- est plus faible qu'à la paroi). La notion même de dégradation est plus floue avec le nombre de Grashof classique ;
  - le comportement des points de mesure dans la région de Nusselt adimensionné minimum (Figure 5-12 (a)) pour lesquels  $T_w < T_{pc} < T_b$ , caractérisés par une dispersion plus importante et un comportement général moins défini. Dans ces conditions, l'intégration entre les températures de paroi et de cœur permet de tenir compte des fortes variations de la masse volumique.
- en convection mixte turbulente opposée, l'utilisation d'un nombre de Grashof classique se traduit par un déplacement de la courbe de Nusselt adimensionné vers les valeurs légèrement plus élevées du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ . Les mesures expérimentales suivent alors avec une meilleure précision la corrélation donnée par Fewster 1976.

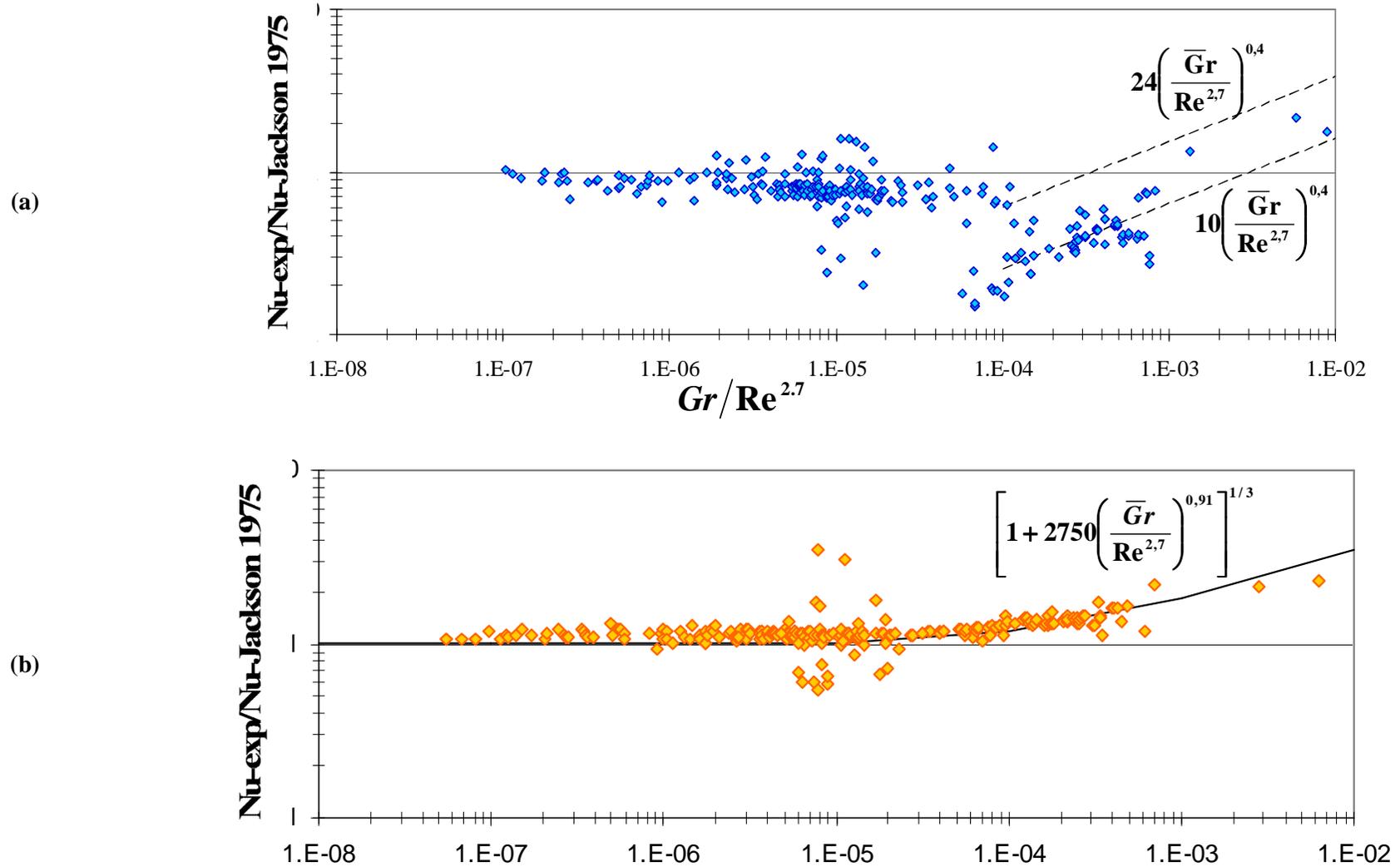


Figure 5-12 : Evolutions du Nusselt adimensionné par le Nusselt de convection forcée pure en fonction du paramètre  $Gr/Re^{2.7}$  ; (a) écoulement descendant ; (b) écoulement montant.

### 5.2.1.1.6 Comparaison avec d'autres corrélations

L'étude bibliographique du Chapitre 2 a pointé le nombre restreint d'études traitant du refroidissement de fluides supercritiques en général et dans des configurations verticales, en présence notable de convection naturelle, en particulier. La comparaison des résultats expérimentaux avec des corrélations issues de la littérature reste délicate : les corrélations en refroidissement ont été développées pour la plupart dans des géométries horizontales, les corrélations en chauffage sont liées à une approche locale et n'intègrent pas non plus en général de terme spécifique lié au régime de convection mixte.

Les différentes corrélations ont été utilisées sur les données expérimentales à fort débit (c'est-à-dire en l'absence d'influence significative des forces d'Archimède) et à débit modéré à faible (c'est-à-dire en régime de convection mixte). Les résultats sont présentés sous forme de courbes d'évolution du coefficient d'échange de chaleur avec la température, de Nusselt « théorique » tracé en fonction du Nusselt expérimental et de courbes de Nusselt adimensionné tracé en fonction du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ .

Les différentes corrélations utilisées pour la comparaison des résultats thermiques sont listées dans le Tableau 5-3. Pour chacune d'entre elles, les conditions d'écoulement (vertical ou horizontal) et de paroi (chauffage ou refroidissement) sont rappelées.

Référence	Fluide	Écoulement	Paroi
Jackson 1975	CO <sub>2</sub>	Vertical	Chauffage
Baskov 1977	CO <sub>2</sub>	Vertical	Refroidissement
Pitla 1998	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Kim 2001	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Liao 2002a	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Chauffage
Liao 2002b	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Yoon 2003	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Dang 2004a	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Soon 2005	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Huai 2005	CO <sub>2</sub>	Horizontal	Refroidissement
Gnielinski	Indifférent		
Dittus-Boelter	Indifférent		Refroidissement

**Tableau 5-3 : Liste des corrélations utilisées pour la comparaison avec les données expérimentales.**

La Figure 5-13 présente une comparaison des profils de coefficient d'échange pour différentes pressions et différents débits, pour des écoulements montants et descendants. Pour des raisons de place, seules les courbes à un débit de 20 kg/h (c'est-à-dire  $G=200$  kg/m<sup>2</sup>.s) et une pression de 80 bars sont présentées. Dans ces conditions expérimentales, l'influence de la convection mixte sur les échanges thermiques est importante. D'autres comparaisons, réalisées à partir d'autres conditions expérimentales, sont présentées en Annexe. La Figure 5-14 présente les allures des courbes adimensionnées caractéristiques de la convection mixte lorsque ces corrélations sont utilisées comme référence en convection forcée. La dispersion globale des prédictions par rapport aux mesures

expérimentales est également présentée. Enfin, les Tableau 5-4 et Tableau 5-5 regroupent les écarts moyens des différentes corrélations par rapport aux données expérimentales.

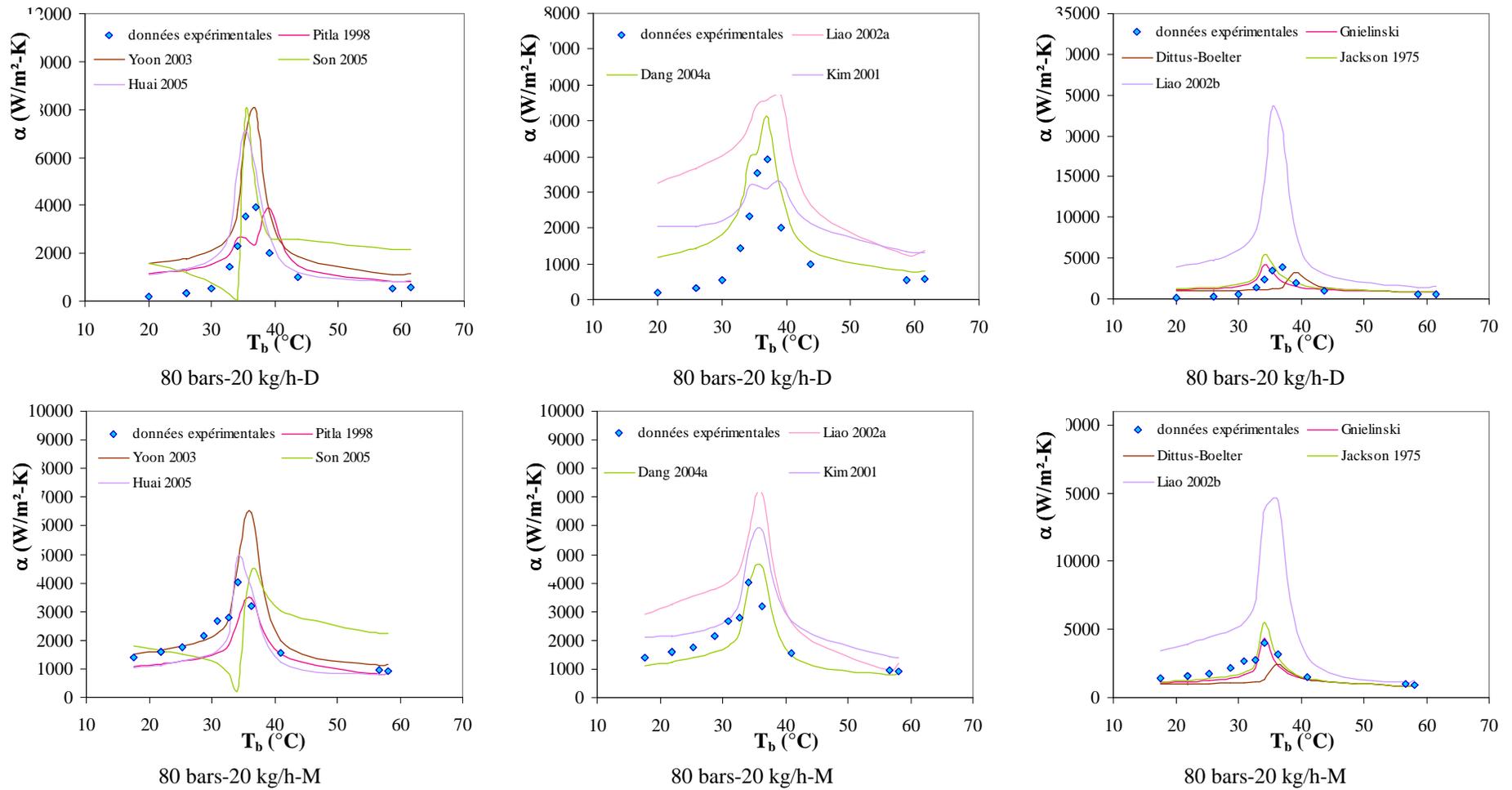
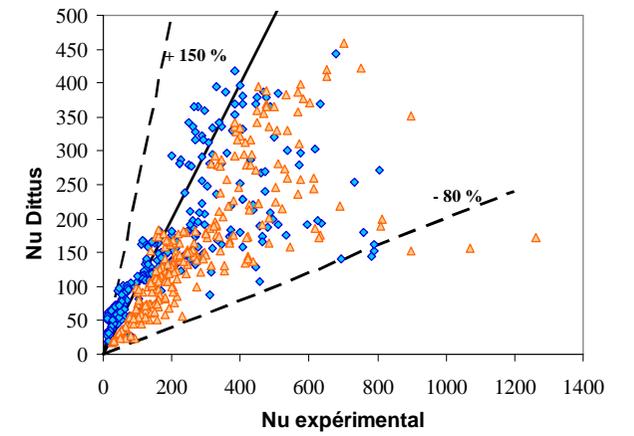
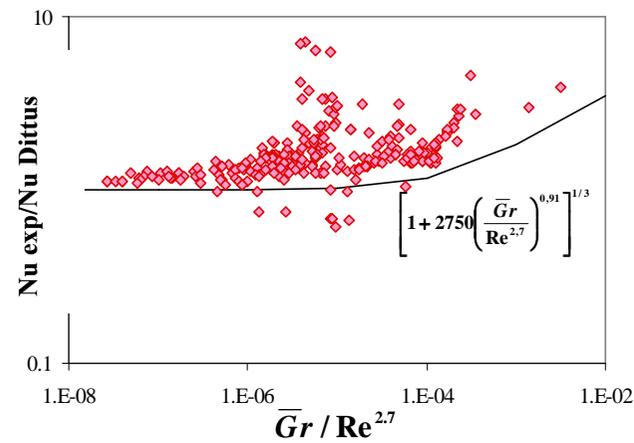
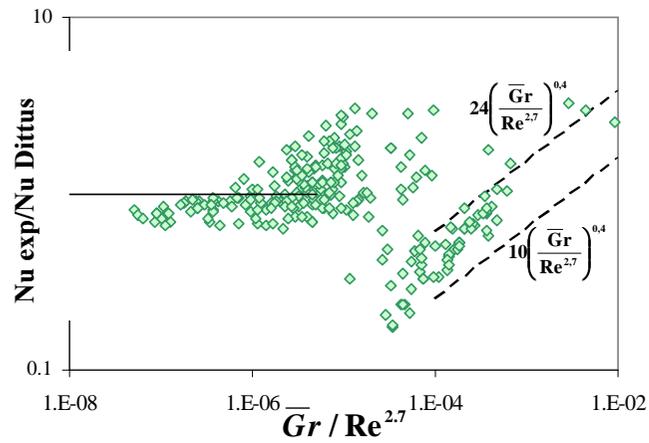
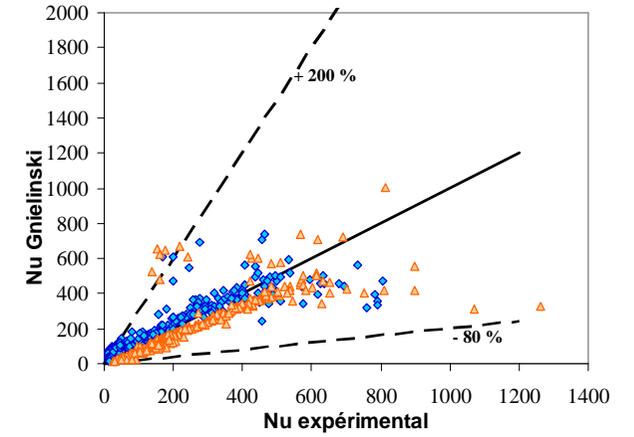
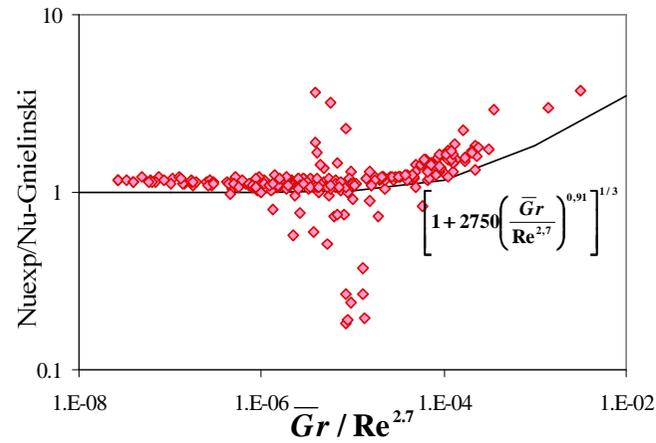
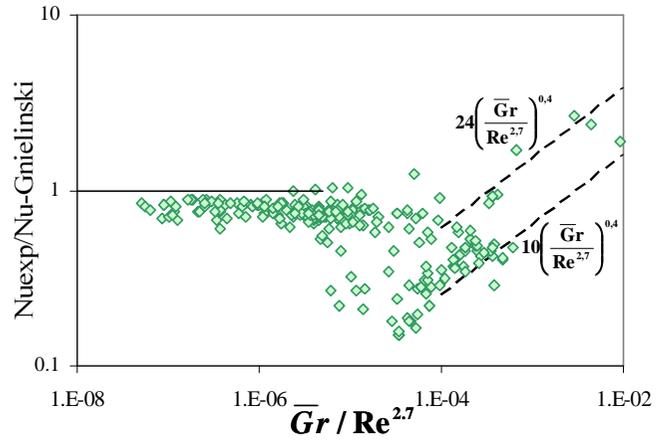
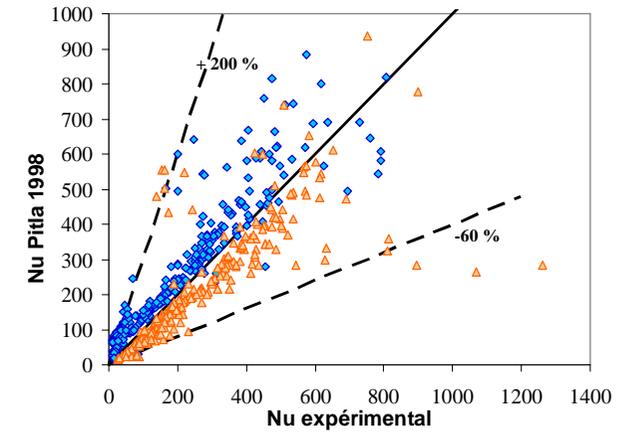
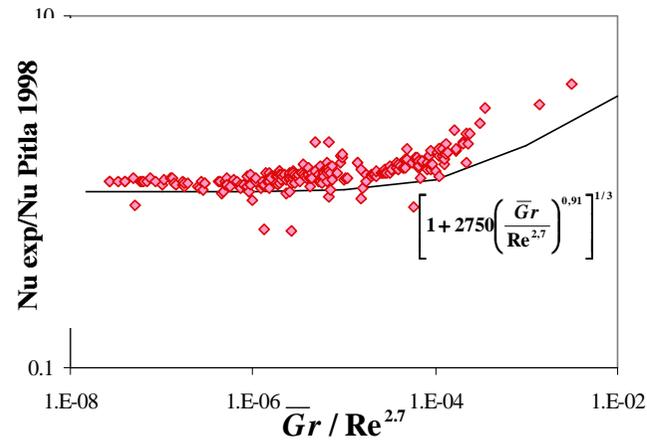
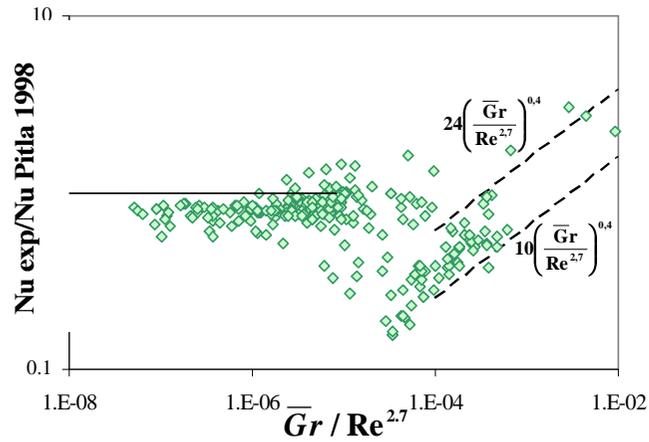
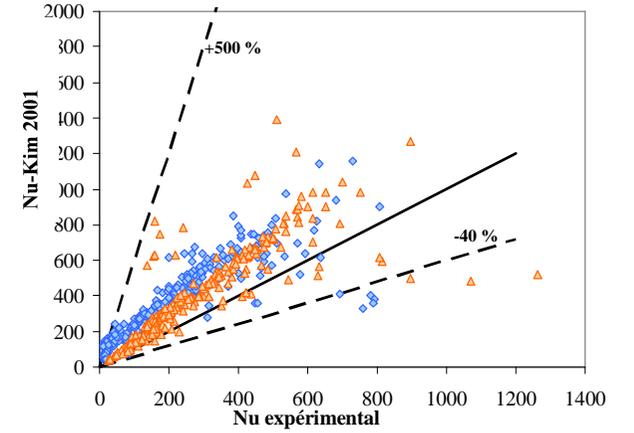
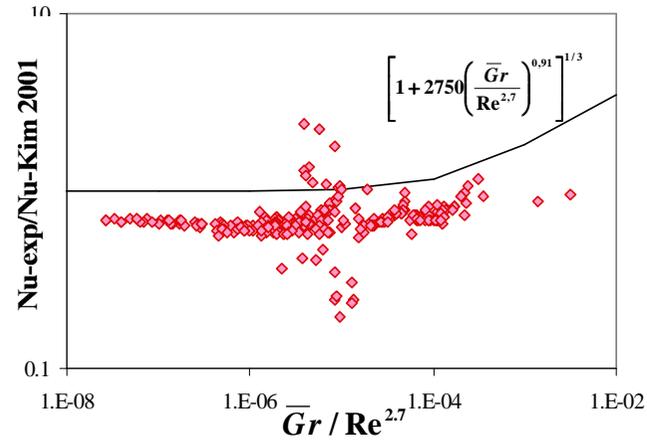
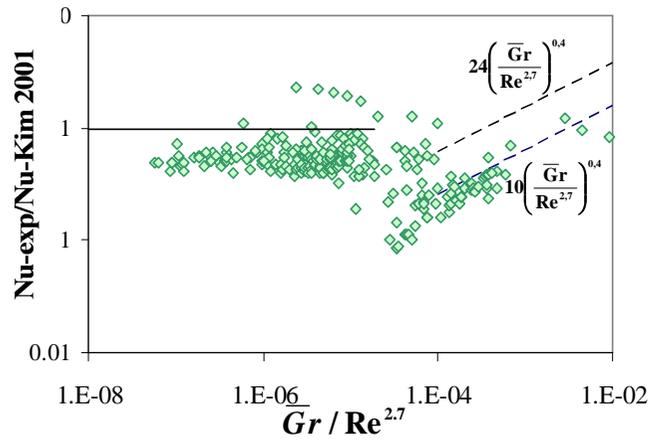
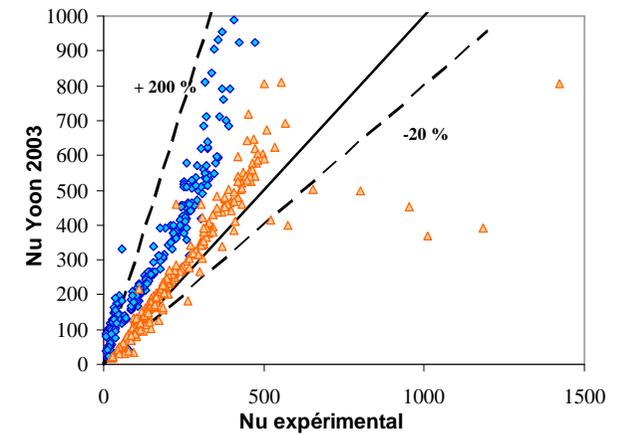
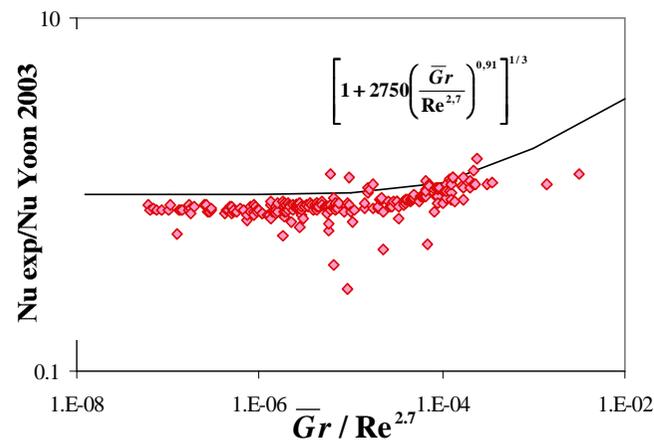
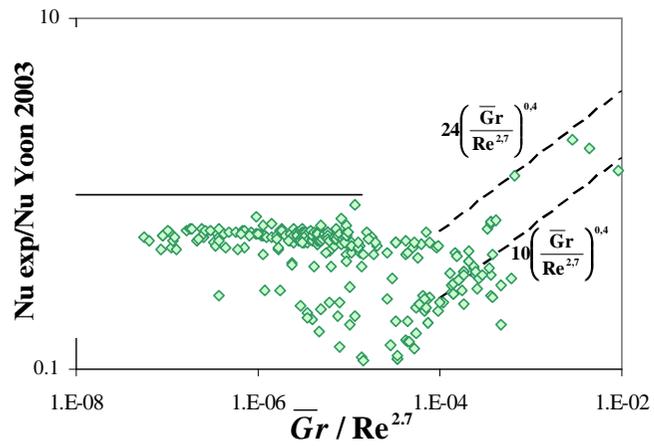
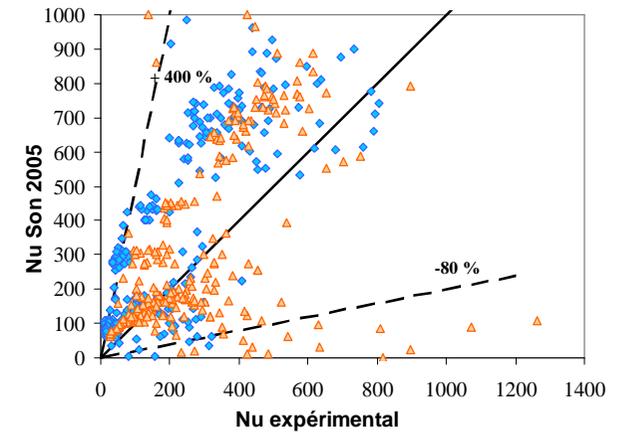
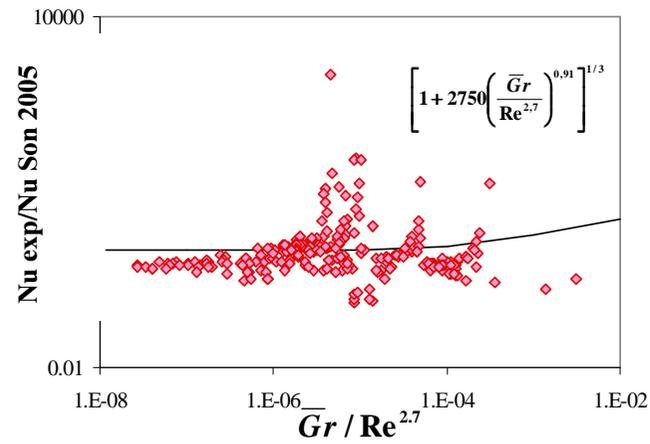
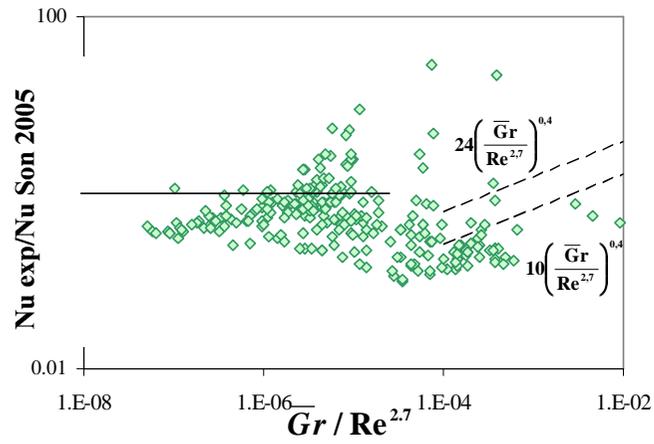
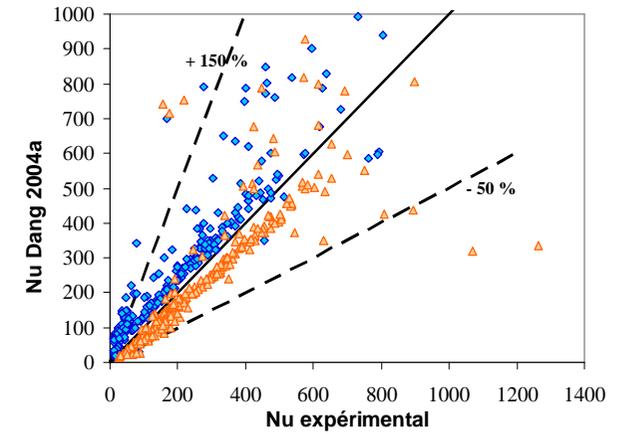
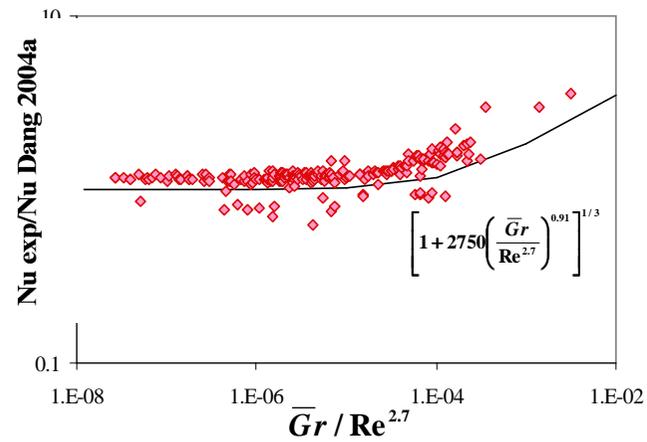
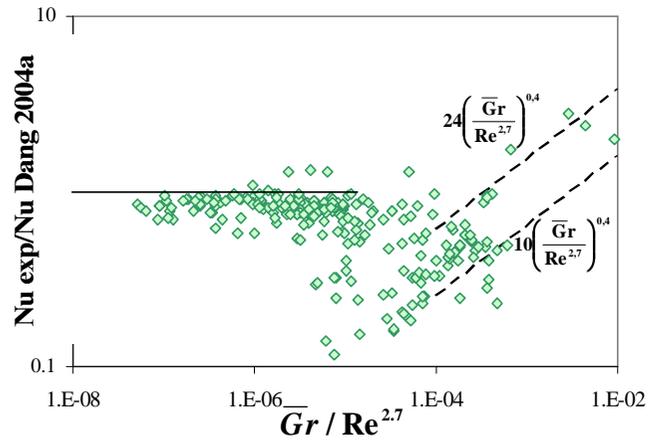
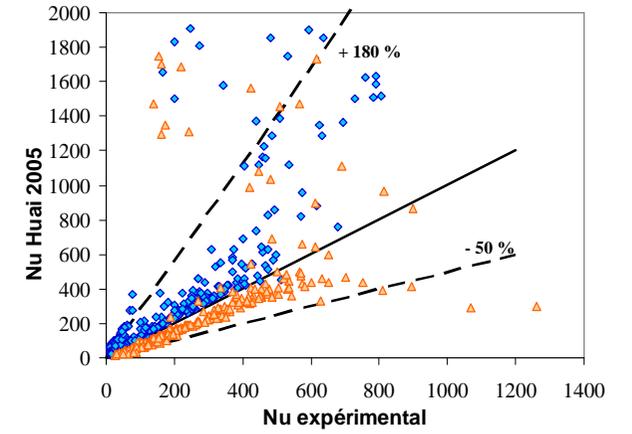
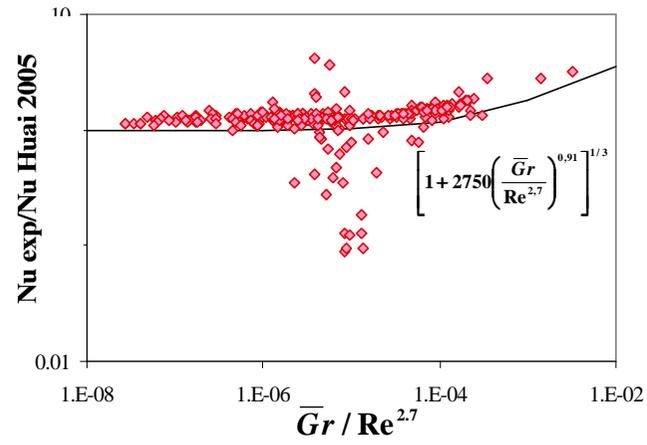
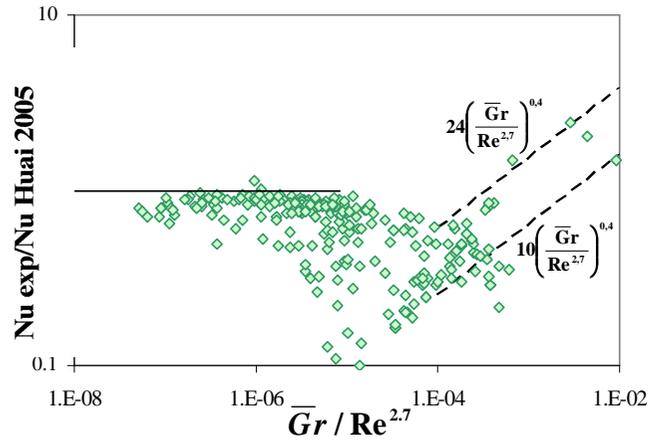


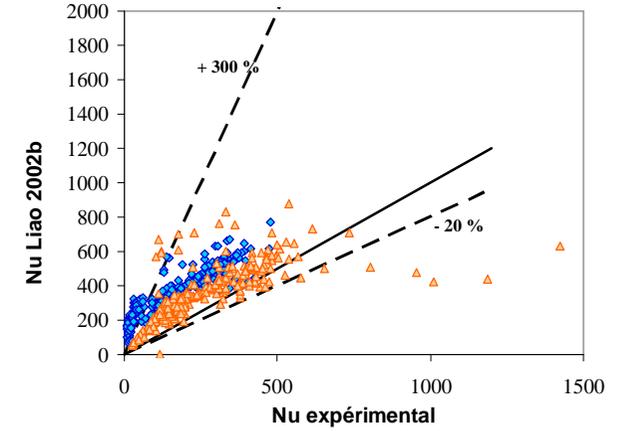
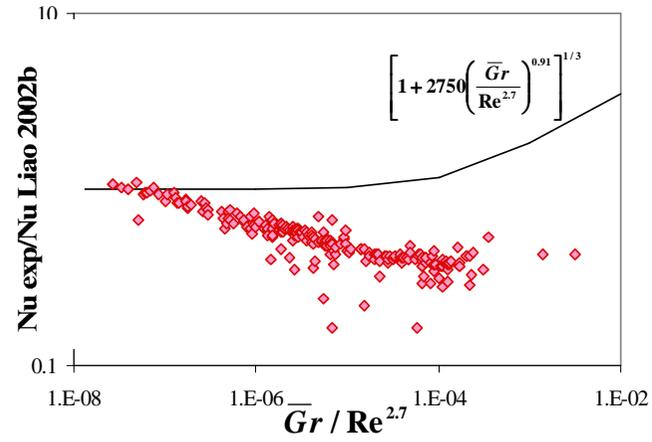
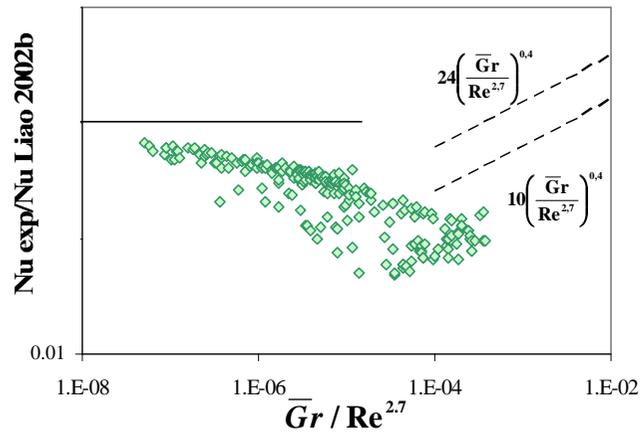
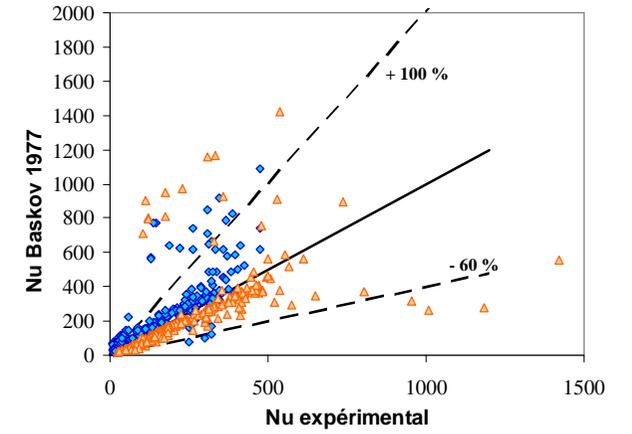
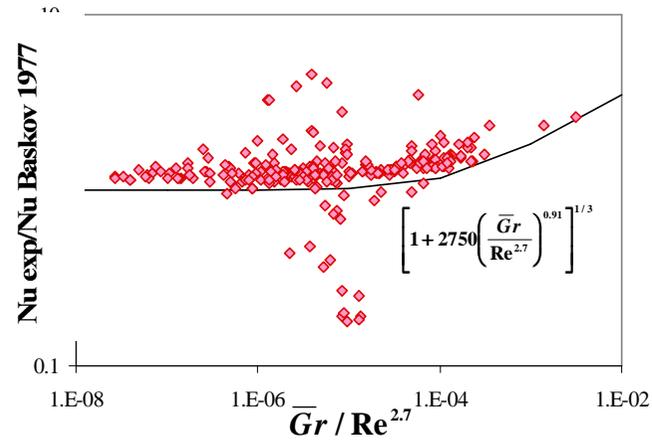
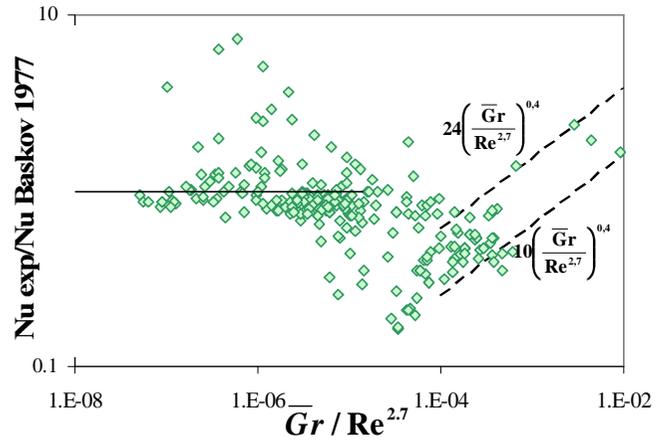
Figure 5-13 : Comparaison des profils expérimentaux de coefficient d'échange de chaleur avec diverses corrélations de la littérature.











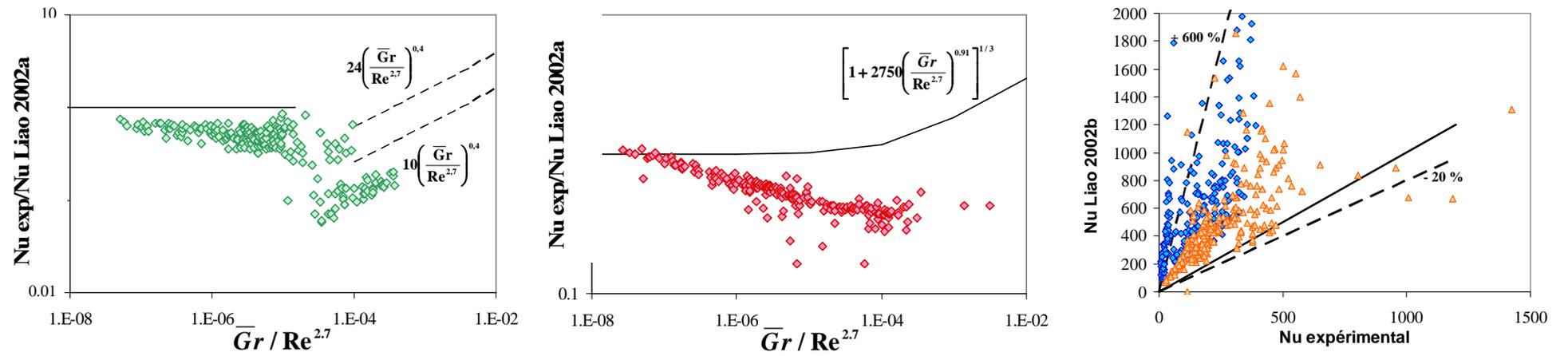


Figure 5-14 : Comparaison des résultats thermiques expérimentaux aux corrélations de la littérature : courbes de Nusselt adimensionné et dispersion globale.

	Gnielinski	Dittus-Boelter	Kim 2001	Son 2005	Pitla 1998
Ecart moyen (%) Ecoulement descendant	51,7 %	10,13 %	155,5 %	160,9 %	61,6 %
Ecart moyen (%) Ecoulement montant	14,9 %	39,1 %	50,9 %	45,9 %	15,3 %

**Tableau 5-4 : Ecart moyen entre les mesures expérimentales et les prédictions de quelques corrélations.**

	Yoon 2003	Huai 2005	Dang 2004a	Baskov 1977	Jackson 1975
Ecart moyen (%) Ecoulement descendant	115,5 %	95,4 %	80 %	48 %	56 %
Ecart moyen (%) Ecoulement montant	29,7 %	3,2 %	1,9 %	10,9 %	14,6 %

**Tableau 5-5 : Ecart moyen entre les mesures expérimentales et les prédictions de quelques corrélations.**

La comparaison des mesures expérimentales aux données de la littérature amène les conclusions suivantes :

- globalement, l'allure générale des courbes du nombre de Nusselt adimensionné est qualitativement correcte pour la majorité des corrélations testées. Les régimes de convection forcée pure, de convection mixte et de convection naturelle dominante sont ainsi en général observables. Des écarts sont toutefois à noter sur la valeur du coefficient d'échange en convection forcée pure, sur la dispersion des points dans la région de dégradation en convection mixte turbulente aidée et sur les comportements lorsque la convection naturelle devient dominante ;
- presque toutes les corrélations prédisent mieux les écoulements en convection mixte turbulente opposée. Ceci est peut être à rapprocher de ce que le profil de vitesse dans ce cas est peu différent de celui d'un écoulement turbulent en convection forcée et que la plupart des corrélations sont développées pour ce régime hydraulique ;
- aucune corrélation ne permet une prédiction correcte des résultats expérimentaux pour des écoulements descendants. Les déviations les plus importantes vont de pair avec le développement des effets de flottabilité. La très grande majorité des corrélations de la littérature étant développées pour des régimes de convection forcée, il est normal qu'elles faillissent sur des configurations impliquant de la convection naturelle. La corrélation de Liao 2002a, qui intègre pourtant un terme en  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ , ne donne pas de meilleurs résultats. La forme unique de cette corrélation, sans distinction de comportement selon les valeurs du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ , explique sûrement ce comportement. L'utilisation des corrélations de Dittus-Boelter, de Baskov 1977 et de Son 2005 donnent des résultats très dispersés et dont l'allure s'écartent sensiblement de celle généralement observée en convection mixte turbulente aidée en chauffage ;
- des différences notables existent sur les valeurs du coefficient d'échange en pseudo-liquide et en pseudo-gaz entre les corrélations retenues (Figure 5-13). La synthèse

bibliographique du Chapitre 2 a montré, en chauffage, un très faible effet de la direction d'écoulement sur le coefficient d'échange en l'absence d'effet significatif des forces d'Archimède. La dispersion des valeurs entre les corrélations (Figure 5-13) soulèvent donc la question d'une influence non négligeable et non prise en compte de la convection naturelle dans certaines études de la littérature, ou l'existence de spécificités thermiques liées aux dispositifs expérimentaux.

Au vu des comparaisons des Figure 5-13 et Figure 5-14, et compte tenu qu'aucune corrélation ne permet, sans modification, de prédire les résultats expérimentaux, différentes corrélations sont utilisables comme base au développement d'une corrélation thermique en convection mixte turbulente lors du refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique dans un tube vertical de diamètre hydraulique 6 mm. Différents éléments conduisent à choisir plus particulièrement la corrélation de Jackson 1975 comme référence, parmi lesquels :

- l'utilisation du critère de Jackson 1979b ;
- les nombreuses références aux travaux de Fewster 1976 en convection mixte turbulente de CO<sub>2</sub> supercritique en chauffage et notamment l'allure des courbes adimensionnées et l'utilisation- lorsqu'elles existent- des équations de ces courbes ;
- la très bonne concordance des données expérimentales présentées ici avec celles de Jackson 1975 en convection forcée pure et de façon plus générale la faible dispersion des mesures sur les courbes du Nusselt adimensionné par le nombre de Nusselt calculé par la corrélation de Jackson 1975 ;
- la volonté de compléter par des mesures en refroidissement les données de Fewster 1976 obtenues sur du CO<sub>2</sub> supercritique, et ainsi de généraliser les tendances observées en convection mixte turbulente en chauffage

En convection mixte turbulente aidée, l'allure de la courbe du nombre de Nusselt adimensionné est donnée par morceaux :

- pour  $\overline{Gr} / Re^{2.7} < 4,2 \cdot 10^{-5}$ , les échanges peuvent être représentées par la loi :

$$\frac{Nu_b}{Nu_{Jackson1975}} = 1 - 75 \left( \frac{\overline{Gr}}{Re^{2.7}} \right)^{0.4556} \quad (5-28)$$

Dans la région de forte dégradation des échanges thermiques, les mesures montrent une forte dispersion, ce qui est également le cas des études expérimentale de Fewster 1976 et numérique de Bae 2005. Aucune explication n'a été fournie par les auteurs. Pour les résultats expérimentaux présentés ici, l'approche globale utilisée pour l'obtention du coefficient d'échange est peut être à mettre en cause. De plus, cette région dégradée regroupe des mesures effectuées en pseudo liquide et au voisinage des

points pseudo-critique pour des débits modérés à faibles, et en pseudo-gaz pour des débits faibles. Pour une même valeur du paramètre  $\overline{Gr}/\text{Re}^{2.7}$ , les fortes différences de propriétés physiques entre ces configurations peuvent être expliquées par ce comportement. La loi donnée est donc principalement indicative dans cette région et doit être sujette à de vives précautions pour toute utilisation en dimensionnement ;

- pour  $\overline{Gr}/\text{Re}^{2.7} > 4,2 \cdot 10^{-5}$ , l'effet combiné des convection forcée et naturelle augmentent les échanges qui peuvent être représentés par l'équation :

$$\frac{Nu_b}{Nu_{\text{Jackson1975}}} = 13,5 \left( \frac{\overline{Gr}}{\text{Re}^{2.7}} \right)^{0.4} \quad (5-29)$$

Cette équation est très proche de celle donnée en chauffage par Fewster 1976.

En convection mixte turbulente opposée, les échanges thermiques sont représentés par une loi de forme analogue à celle donnée par Fewster 1976 :

$$\frac{Nu_b}{Nu_{\text{Jackson1975}}} = \left( 1,356 + 4000 \left( \frac{\overline{Gr}}{\text{Re}^{2.7}} \right)^{0.91} \right)^{1/3} \quad (5-30)$$

L'équation ( 5-30 ) montre, qu'en convection forcée pure, le coefficient d'échange est en moyenne supérieur de près de 15 % à celui calculé par la corrélation de Jackson 1975. Ceci confirme les observations expérimentales de la Figure 5-6 où les échanges en convection forcée pure ( $G=490$  kg/m<sup>2</sup>.s et supérieurs) sont toujours plus importants en écoulement descendant qu'en écoulement montant. Le retournement de la section d'essais (c'est-à-dire que la passe descendante devient la passe montante et inversement) ne change pas ce comportement, ce qui confirme que ces résultats ne sont pas liés à une particularité de construction d'une des passes et aussi que l'effet d'entrée n'a pas beaucoup d'influence sur les comportements thermiques.

Il est possible de résumer les résultats expérimentaux thermiques obtenus en convection mixte turbulente dans des tubes verticaux refroidis par la Figure 5-15. Les courbes calculées par les équations ( 5-28 ), ( 5-29 ) et ( 5-30 ) ont été lissées.

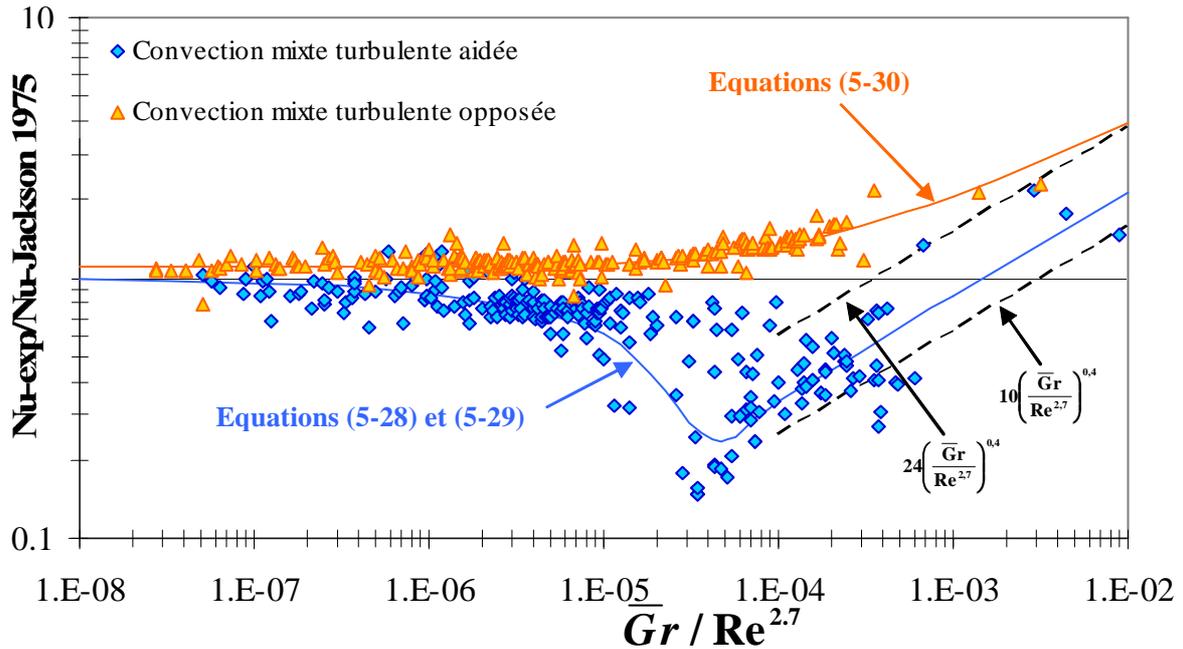


Figure 5-15 : Synthèse des résultats expérimentaux obtenus sur la section d’essais coaxiale verticale de 6 mm de diamètre hydraulique.

La comparaison des mesures expérimentales aux corrélations ainsi développées est illustrée en Figure 5-16 et Figure 5-17. Comme évoqué précédemment dans le manuscrit, la dispersion des mesures est plus marquée en convection mixte turbulente aidée.

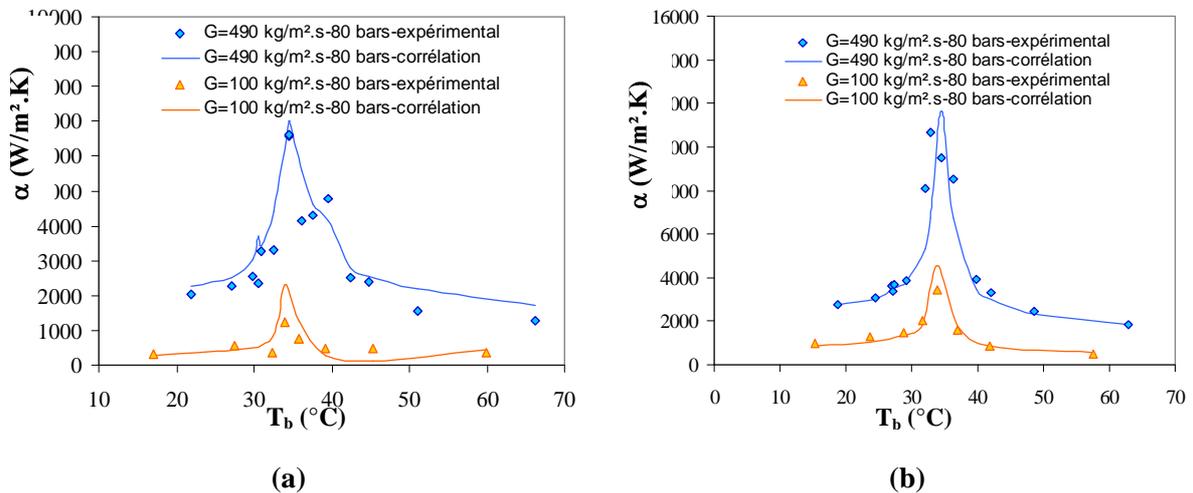


Figure 5-16 : Profils de coefficient d’échange expérimentaux et issus des corrélations développés dans le manuscrit pour des débits surfacique massique de 490 kg/m<sup>2</sup>.s et 100 kg/m<sup>2</sup>.s et des pressions de 80 bars et 100 bars ; (a) : écoulement descendant ; (b) : écoulement montant.

En dehors des régions de transition pseudo-critique, l’accord avec les corrélations développées est très correct. Autour du point pseudo-critique, des écarts plus importants sont à relevés. Ces comportements

sont à mettre en relation avec la forte dispersion des mesures expérimentales dans la région de dégradation en convection mixte turbulente aidée.

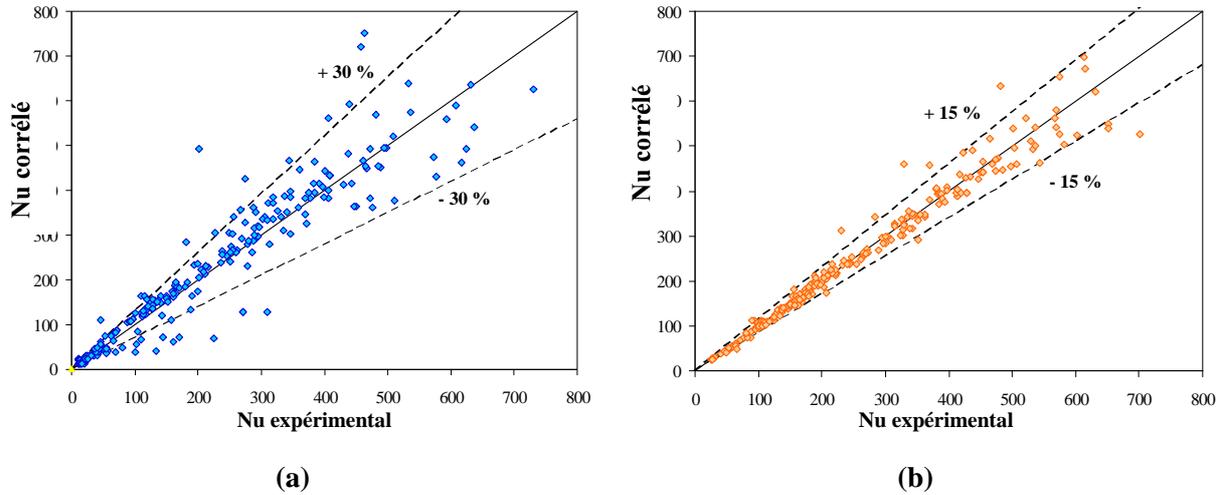


Figure 5-17 : Comparaison du nombre de Nusselt calculés par les corrélations développées dans le manuscrit et du nombre de Nusselt expérimental, (a) écoulement descendant ; (b) écoulement montant.

Les Tableau 5-6 et Tableau 5-7 récapitulent la proportion des points de mesure prédits par les corrélations, pour différentes incertitudes.

Incertitude	5 %	10 %	15 %	20 %
Proportion des points de mesure	63 %	87 %	93 %	97 %

Tableau 5-6 : Proportion des mesures expérimentales prédites par la corrélation développée, pour différentes incertitudes, écoulement montant.

Incertitude	10 %	20 %	25 %	30 %
Proportion des points de mesure	36 %	65 %	75 %	80 %

Tableau 5-7 : Proportion des mesures expérimentales prédites par la corrélation développée, pour différentes incertitudes, écoulement descendant.

### 5.2.1.2 Approche par efficacité

La validité du traitement des données expérimentales brutes par la méthode  $\Delta T_{lm}$  suppose certaines hypothèses fortes dont

- la constance du coefficient d'échange global le long de la section d'essais ;
- des évolutions exponentielles des écarts de températures des deux fluides lors de l'échange ;
- l'utilisation de températures caractéristiques représentatives et pertinentes pour chaque fluide.

Les variations fortes et non linéaires des propriétés physiques du CO<sub>2</sub> supercritique ne permettent de vérifier pleinement aucune des hypothèses formulées ci-dessus.

Une approche plus globale et utilisant moins d'hypothèses, basée sur l'efficacité de l'échange, a donc été adoptée. L'efficacité  $E$  d'un échangeur quelconque est définie comme le rapport des quantités de chaleur effectivement échangée et échangeable au maximum, soit :

$$E = \frac{\Phi}{\Phi_{\max}} \quad (5-31)$$

La puissance thermique effective  $\Phi$  est évaluée selon l'équation (5-6). Par analogie avec la méthode utilisée dans les études en changement de phase (condensation ou évaporation), la puissance échangeable maximale  $\Phi_{\max}$  est évaluée par :

$$\Phi_{\max} = (\dot{m}C_p)_{\text{eau}} \Delta T_{\max} \quad (5-32)$$

avec

$$\Delta T_{\max} = (T_{e,\text{CO}_2} - T_{e,\text{eau}}) \quad (5-33)$$

Dans la suite du paragraphe, l'efficacité est présentée en fonction de la température moyenne de l'eau de refroidissement  $T_{b,\text{eau}}$ . Les influences de la pression, du débit et du sens d'écoulement sont envisagées.

### 5.2.1.2.1 Influence de la pression

La Figure 5-18 présente l'influence de la pression de fonctionnement sur l'efficacité d'échange, pour des écoulements descendants et montants. Dans toutes les configurations expérimentales testées, l'efficacité passe par un pic. Ce maximum est atteint lorsque la température du  $\text{CO}_2$  est proche de la température pseudo-critique. En effet, pour un débit de capacité d'eau  $\dot{m}C_p$  et une différence des températures d'entrée  $\Delta T_{\max}$  fixés, la quantité de chaleur effectivement échangée dans la section d'essais est d'autant plus importante que le  $C_p$  du  $\text{CO}_2$  est grand.

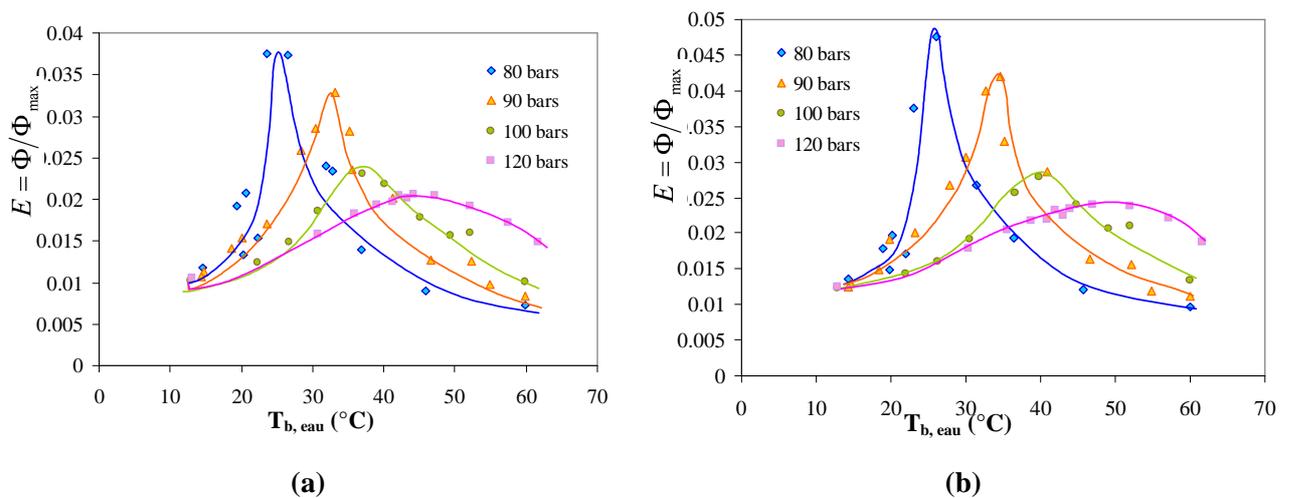


Figure 5-18 : Influence de la pression sur l'efficacité, tracé en fonction de la température moyenne de l'eau  $T_{b,\text{eau}}$ ,  $G=490 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ .

Le rapport très élevé des débits massiques d'eau et de CO<sub>2</sub> conduit à un fort déséquilibre de l'échangeur, ce qui se traduit par une efficacité très faible, inférieure à 6%.

### 5.2.1.2.2 Influence du débit

La Figure 5-19 présente les évolutions de l'efficacité avec le débit surfacique massique  $G$ , pour des pressions de 80 bars et 100 bars et des écoulements montants et descendants.

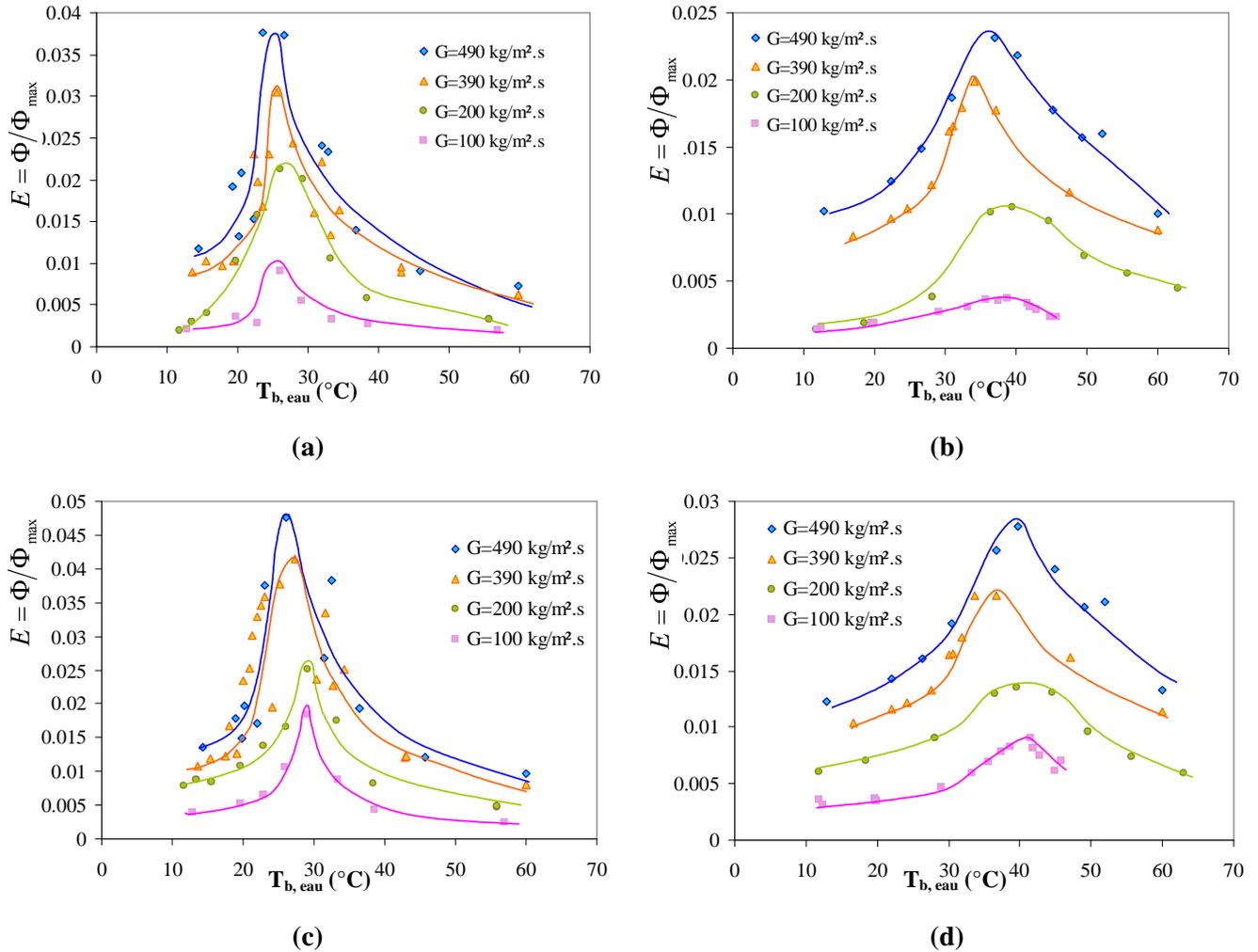


Figure 5-19 : Influence du débit massique surfacique sur l'efficacité, (a) : écoulement descendant, 80 bars ; (b) : écoulement descendant, 100 bars ; (c) : écoulement montant, 80 bars ; (d) : écoulement montant, 100 bars.

Pour un écoulement montant, l'influence du débit surfacique massique est similaire à celle observée pour des fluides à propriétés constantes : l'augmentation du débit va de pair avec celle de l'efficacité. L'amélioration est plus particulièrement sensible au niveau du pic.

Pour un écoulement descendant, ce type d'évolution est également globalement observée mais un point particulier est à noter : l'augmentation du débit surfacique massique de 100 kg/m<sup>2</sup>.s à 200 kg/m<sup>2</sup>.s ne se traduit pas par une augmentation de l'efficacité pour de faibles valeurs de  $T_{b, \text{eau}}$ . Un tel

comportement n'ayant pas été relevé pour des configurations ascendantes, une influence de la direction d'écoulement, c'est-à-dire de la convection naturelle, est à envisager.

### 5.2.1.2.3 Influence de la direction d'écoulement

Les Figure 5-20, Figure 5-21 et Figure 5-22 illustrent l'influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité, pour des pressions de 80 bars, 90 bars, 100 bars et 120 bars et des débits massiques surfaciques de 490 kg/m<sup>2</sup>-s, de 200 kg/m<sup>2</sup>-s et de 100 kg/m<sup>2</sup>-s.

Pour de fortes valeurs de  $T_{b, eau}$ , l'efficacité tend vers une valeur limite qui semble être indépendante de la direction d'écoulement et uniquement fonction du débit. Dans la région du pic, des différences fortes apparaissent : le maximum d'efficacité est nettement plus marqué pour des configurations ascendantes que pour des configurations descendantes. Ces comportements sont observés quels que soient le débit et la pression.

Une influence des forces d'Archimède est également à noter pour de faibles valeurs de  $T_{b, eau}$ . A 50 k/h, soit  $G=490$  kg/m<sup>2</sup>-s, le faible écart existant entre les valeurs limites montante et descendante est inférieur aux incertitudes de mesures cumulées, ce qui laisse envisager une influence négligeable de la convection naturelle. Pour de plus faibles débits surfaciques massiques (200 et 100 kg/m<sup>2</sup>-s), les écarts sont évidents et nettement supérieurs aux incertitudes de mesure.

Ces comportements sont en accord avec les résultats présentés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 : les échanges thermiques, et donc l'efficacité, sont améliorés en convection mixte opposée turbulente (écoulement ascendant en refroidissement) et dégradés en convection mixte aidée turbulente (écoulement descendant en refroidissement).

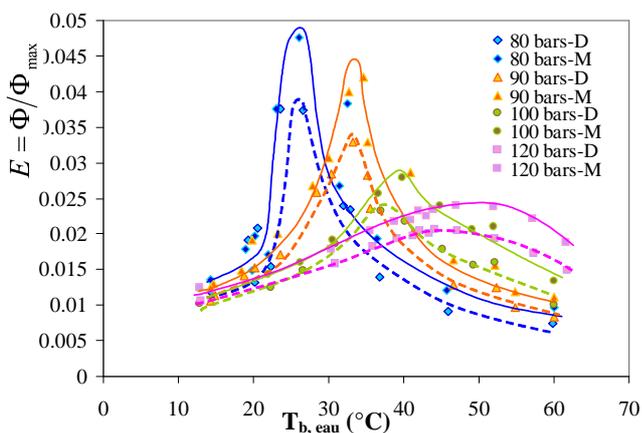


Figure 5-20 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 50 kg/h, soit  $G=490$  kg/m<sup>2</sup>-s.

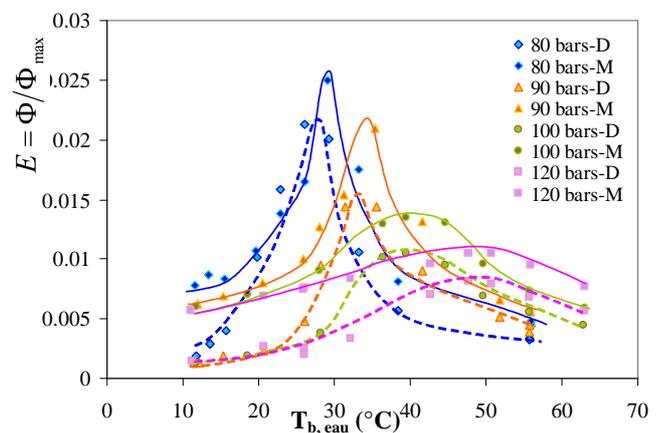


Figure 5-21 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 20 kg/h, soit  $G=200$  kg/m<sup>2</sup>-s.

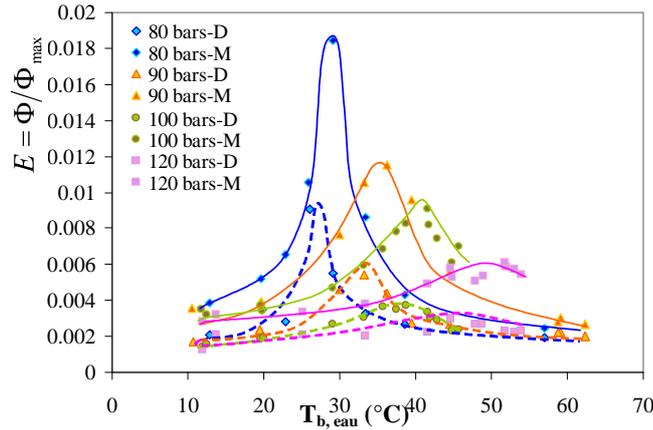


Figure 5-22 : Influence de la direction d'écoulement sur l'efficacité à 10 kg/h, soit  $G=100 \text{ kg/m}^2\text{-s}$ .

L'analyse des données expérimentales au moyen de l'efficacité conduit à des allures et à des conclusions similaires à celles obtenues grâce aux courbes de coefficient d'échange. L'absence de données sur l'efficacité dans la littérature ne permet pas d'étudier précisément l'influence des forces d'Archimède et notamment la quantification de la dégradation en convection mixte turbulente aidée ou la définition des frontières entre les différents régimes. L'interprétation des résultats est rendue délicate par l'utilisation des températures caractéristiques décorrélées des phénomènes physiques impliqués (le déplacement du pic d'efficacité lorsque la pression augmente par exemple). De même, aucune corrélation d'efficacité issue d'étude expérimentale antérieure n'a été trouvée à ce jour, ce qui interdit toute comparaison et limite grandement l'utilisation de ce type d'approche.

## 5.2.2 Section d'essais tube et calandre

Des mesures de coefficient d'échange de chaleur et de pertes de pression ont été réalisées sur le prototype d'échangeur tubes et calandre, en configuration horizontale.. Les conditions expérimentales des différents essais sont regroupées dans le Tableau 5-8.

$P$ (bars)	$T$ (°C)	$\dot{m}$ (kg/h)	$G$ (kg/m <sup>2</sup> -s)	Nombre de tubes	Re
80-100	15-70	30-60	90-170	31	2500-18000

Tableau 5-8 : Conditions expérimentales dans le prototype d'échangeur de chaleur tubes et calandre.

### 5.2.2.1 Coefficient d'échange de chaleur

Les résultats thermiques sur le prototype d'échangeur de chaleur sont présentés selon une démarche analogue à celle utilisée pour la section d'essais coaxiale de diamètre hydraulique 6 mm.

#### 5.2.2.1.1 Incertitudes de mesure

Pour des raisons de lisibilité des résultats, les incertitudes sur les grandeurs présentées ne seront pas signifiées sur les courbes, mais simplement indiquée dans le Tableau 5-9. Les incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur sont liées à trois composantes principales :

- l'incertitude sur les mesures de température ;
- l'incertitude sur l'évaluation des propriétés physiques. Les erreurs faites sont alors principalement localisées dans les régions de transition pseudo-critique et augmentent à mesure que la pression tend vers la pression critique ;
- l'incertitude sur la mesure du débit massique de CO<sub>2</sub>, notable principalement pour les très faibles débits (inférieurs à 7-8 kg/h).

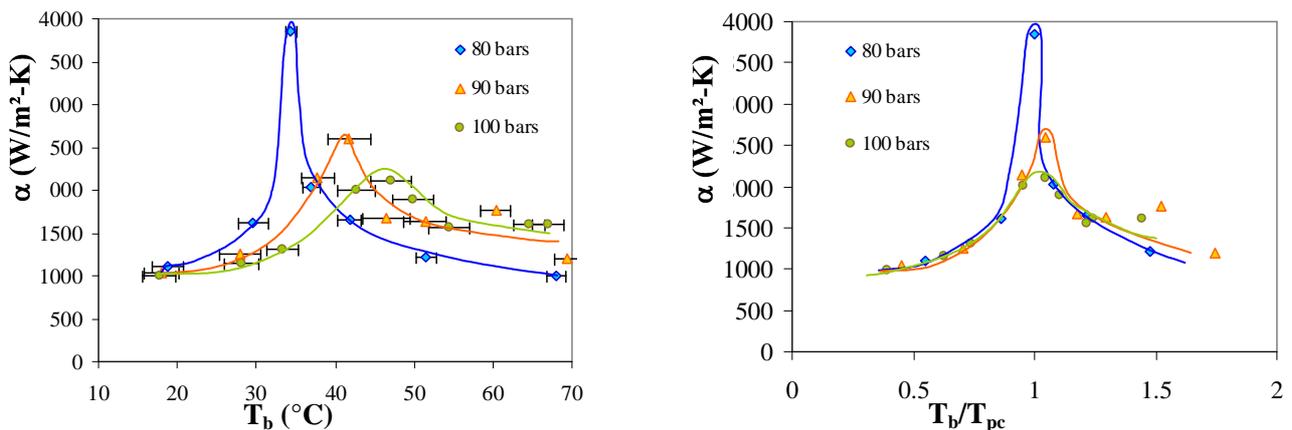
Le paramètre principal des incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur étant la variation de température entrée-sortie du CO<sub>2</sub>, il est possible de sommairement les résumer par le Tableau 5-9.

$\Delta T_{CO_2}$	< 2 °C	2-3 °C	3-4 °C	> 4°C
Occurrence (%)	2 %	15 %	28 %	55 %
Incertitude (%)	< 30 %	20-25 %	< 20 %	< 15 %

Tableau 5-9 : Incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la variation de température entrée/sortie du CO<sub>2</sub> pour le prototype d'échangeur.

### 5.2.2.1.2 Influence de la pression

La Figure 5-23 présente l'influence de la pression sur le coefficient de transfert de chaleur tracé en fonction des températures de mélange  $T_b$ , de paroi interne  $T_w$  et de film  $T_f$ . Les pressions de fonctionnement sont échelonnées entre 80 et 100 bars et le débit est fixé à 50 kg/h, soit un débit surfacique massique de  $G=140$  kg/m<sup>2</sup>-s. Les définitions et le calcul des températures de référence  $T_b$ ,  $T_w$  et  $T_f$  sont analogues à ceux utilisés pour la section d'essais coaxiale de diamètre hydraulique 6 mm.



(a)

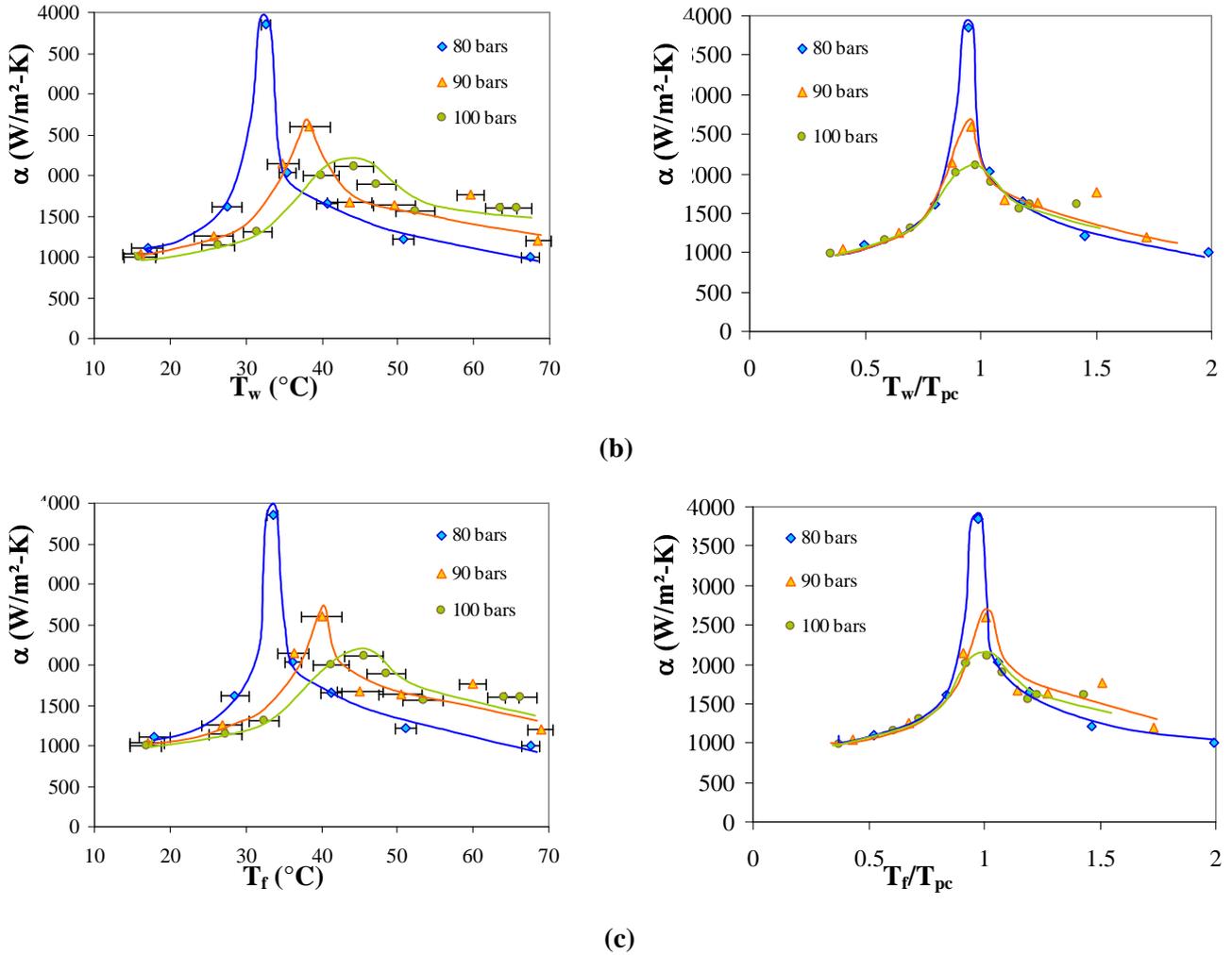


Figure 5-23 : Influence de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur tracé en fonction des températures de mélange  $T_b$  (a), de paroi interne  $T_w$  (b) et de film  $T_f$  (c). Les barres horizontales représentent l'écart de température entrée-sortie du CO<sub>2</sub>;  $G=170$  kg/m<sup>2</sup>.s.

L'influence de la pression sur le coefficient de transfert de chaleur est analogue à celle observée pour des écoulements verticaux. L'augmentation de la pression de fonctionnement conduit au déplacement du pic de coefficient d'échange vers des températures plus élevées et à une atténuation du maximum. Ici aussi ces évolutions sont à relier au comportement avec la pression de la capacité thermique massique  $C_p$ .

Les tracés en fonction des températures adimensionnées  $T_{référence}/T_{pc}$  montre une faible influence du choix de la température de référence. Afin de garder une certaine homogénéité avec les résultats obtenus en écoulement vertical, la température de mélange  $T_b$  sera retenue.

### 5.2.2.1.3 Influence du débit

La Figure 5-24 présente les évolutions du coefficient de transfert de chaleur avec le débit surfacique massique, pour des pressions de 80 bars et de 90 bars.

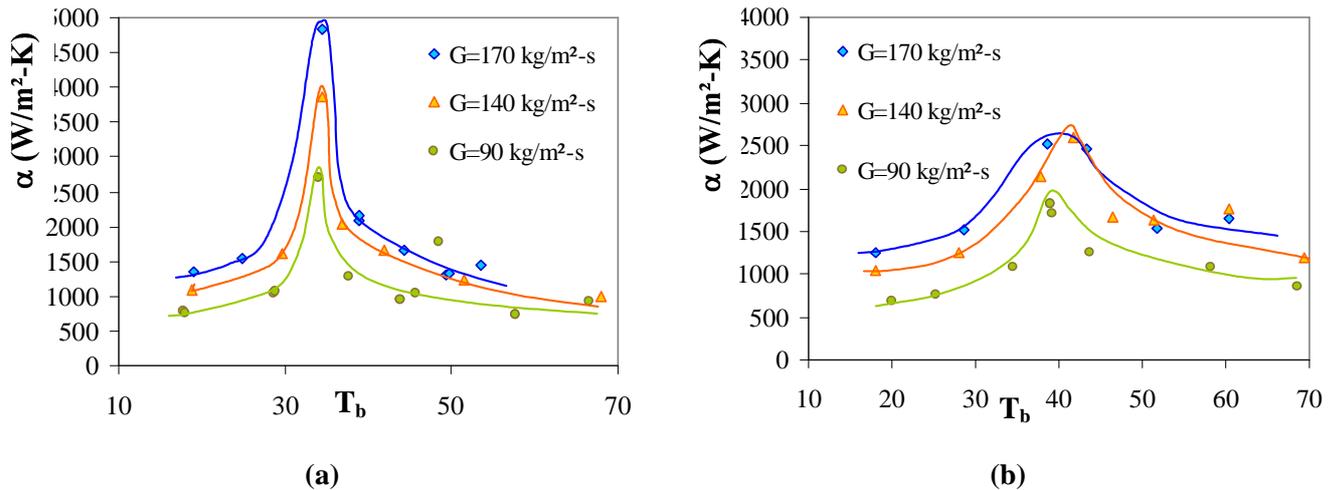


Figure 5-24 : Influence du débit surfacique massique sur le coefficient d'échange de chaleur, (a) : 80 bars ; (b) 90 bars.

Les comportements relevés sont analogues à ceux observés classiquement avec des fluides à propriétés physiques constantes ou faiblement variables : le coefficient de transfert de chaleur diminue avec le débit, indiquant l'augmentation des échanges par le transport de l'énergie par convection forcée seule.

#### 5.2.2.1.4 Influence de la convection mixte

Il a été prouvé théoriquement par Jackson 1975 que les effets des forces d'Archimède sont négligeables dans des tubes horizontaux lorsque :

$$\frac{Gr}{Re^2} < 10^{-3} \quad (5-34)$$

où Gr est nombre de Grashof Gr est calculé comme suit :

$$Gr = \frac{(\rho_w - \rho_b)\rho_b g D^3}{\mu_b^2} \quad (5-35)$$

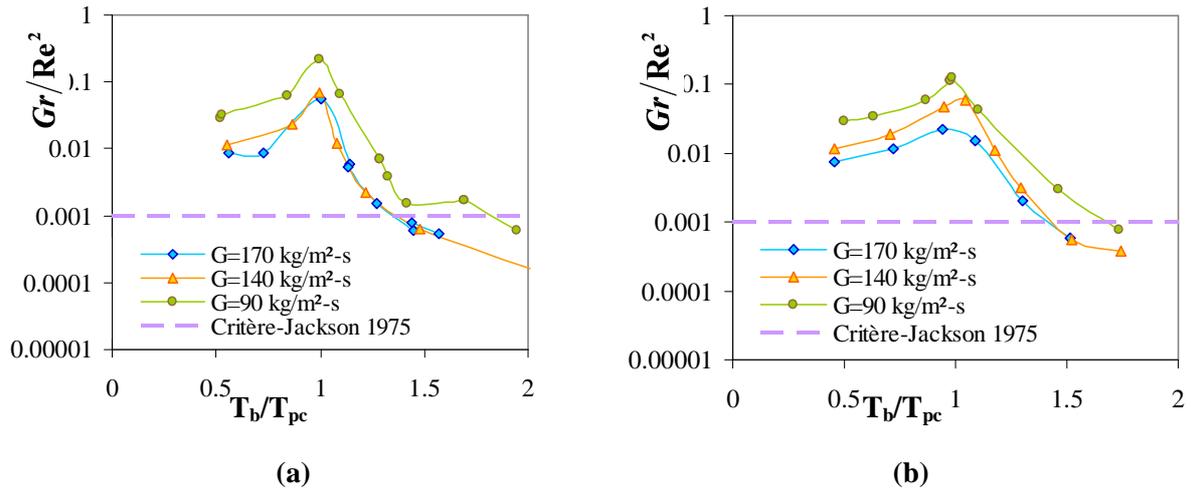


Figure 5-25 : Critère de Jackson 1975 pour des débits de 60 kg/h, 50 kg/h et 30 kg/h et des débits massiques surfaciques associés de 170 kg/m<sup>2</sup>-s, 140 kg/m<sup>2</sup>-s et 90 kg/m<sup>2</sup>-s ; (a) : P=80 bars ; (b) : P=100 bars.

La Figure 5-25 illustre l'évolution du paramètre  $Gr/Re^2$  en fonction de la température adimensionnée  $T_b/T_{pc}$  pour différents débits et différentes pressions. La ligne pointillée représente la valeur limite du critère de Jackson 1975 défini en ( 5-34 ).

Les allures de la Figure 5-25 sont similaires à celles de la Figure 5-9 présentant l'évolution du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  pour des écoulements verticaux : les valeurs du paramètre  $Gr/Re^2$  sont les plus faibles en pseudo-gaz, passent par un maximum dans la région de transition pseudo-critique puis diminuent légèrement en pseudo liquide.

Pour toutes les conditions expérimentales considérées, les valeurs du paramètre  $Gr/Re^2$  sont supérieures à la valeur limite du critère de Jackson 1975, ce qui indiquerait une influence notable de la convection naturelle. En l'absence de données expérimentales équivalentes pour différents diamètres hydrauliques, cet effet est difficilement quantifiable. La synthèse bibliographique du Chapitre 2 indique ainsi, qu'en écoulement horizontal, le coefficient d'échange de chaleur moyenné (et donc a priori également le coefficient d'échange global) est amélioré en présence des forces d'Archimède. La quantification de cette augmentation demeure toutefois floue.

### 5.2.2.1.5 Comparaisons avec des corrélations

Les mesures expérimentales de coefficient de transfert de chaleur réalisées sur le prototype d'échangeur tubes-calandre sont comparées aux corrélations de la littérature traitant du refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique en tube horizontal.

La Figure 5-26 présente une comparaison des évolutions avec la température de mélange  $T_b$  du coefficient d'échange de chaleur, à une pression de 80 bars et pour des débits surfaciques massiques de 170 kg/m<sup>2</sup>-s et de 90 kg/m<sup>2</sup>-s.

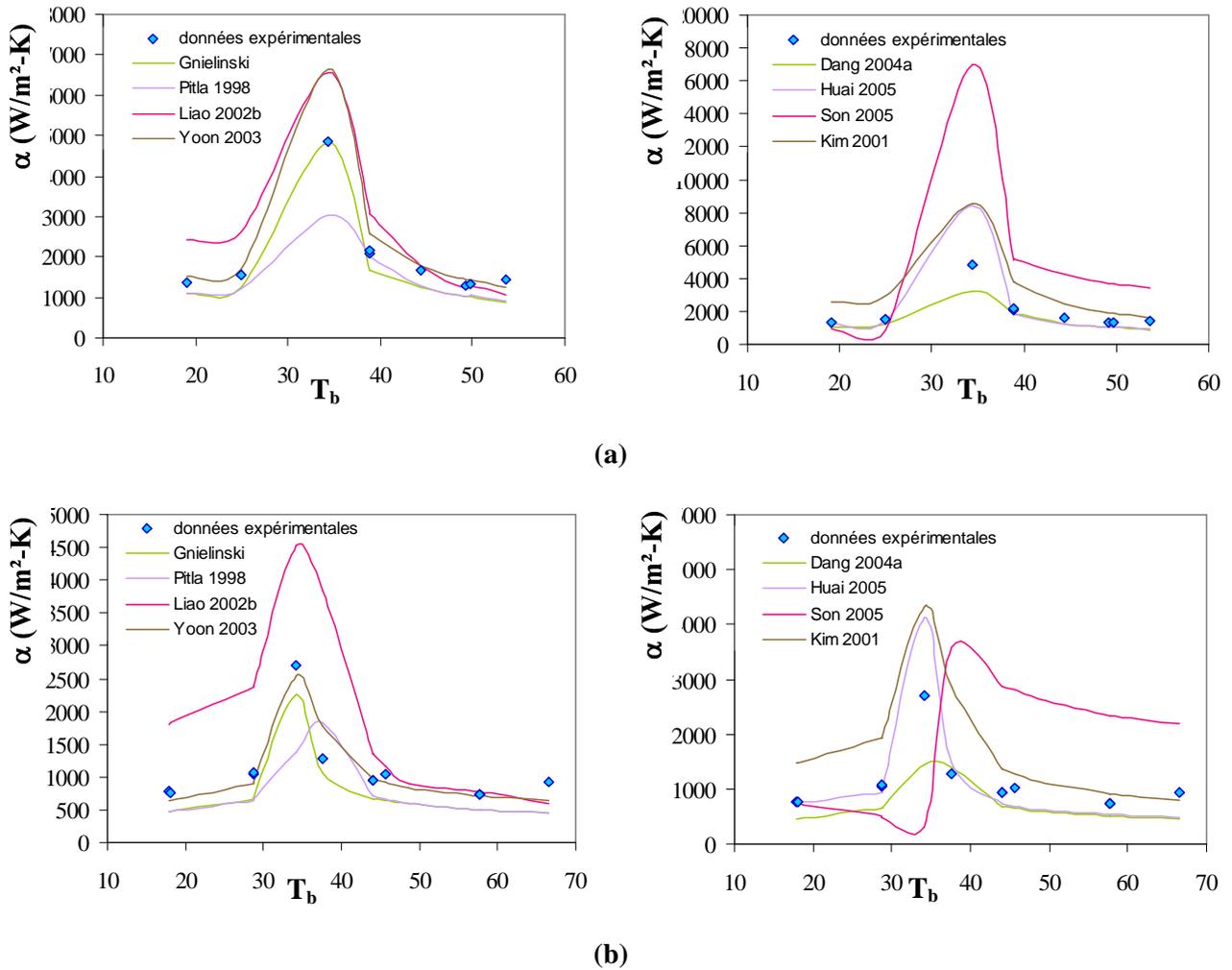


Figure 5-26 : Comparaison des évolutions du coefficient de transfert de chaleur avec les prédictions de quelques corrélations de la littérature ; (a) :  $G=170 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ ,  $P=80 \text{ bars}$  ; (b) :  $G=90 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$ ,  $P=80 \text{ bars}$ .

	Gnielinski	Kim 2001	Son 2005	Pitla 1998
Ecart moyen (%)	32 %	64 %	74 %	31 %
Ecart-type de la déviation	20 %	37 %	121 %	29 %

Tableau 5-10 : Ecart moyen et écart-type des déviations de quelques corrélations.

	Yoon 2003	Huai 2005	Dang 2004a	Liao 2002b
Ecart moyen (%)	3.5 %	13 %	33 %	65 %
Ecart-type de la déviation	31 %	29 %	20 %	57 %

Tableau 5-11 : Ecart moyen et écart-type des déviations de quelques corrélations.

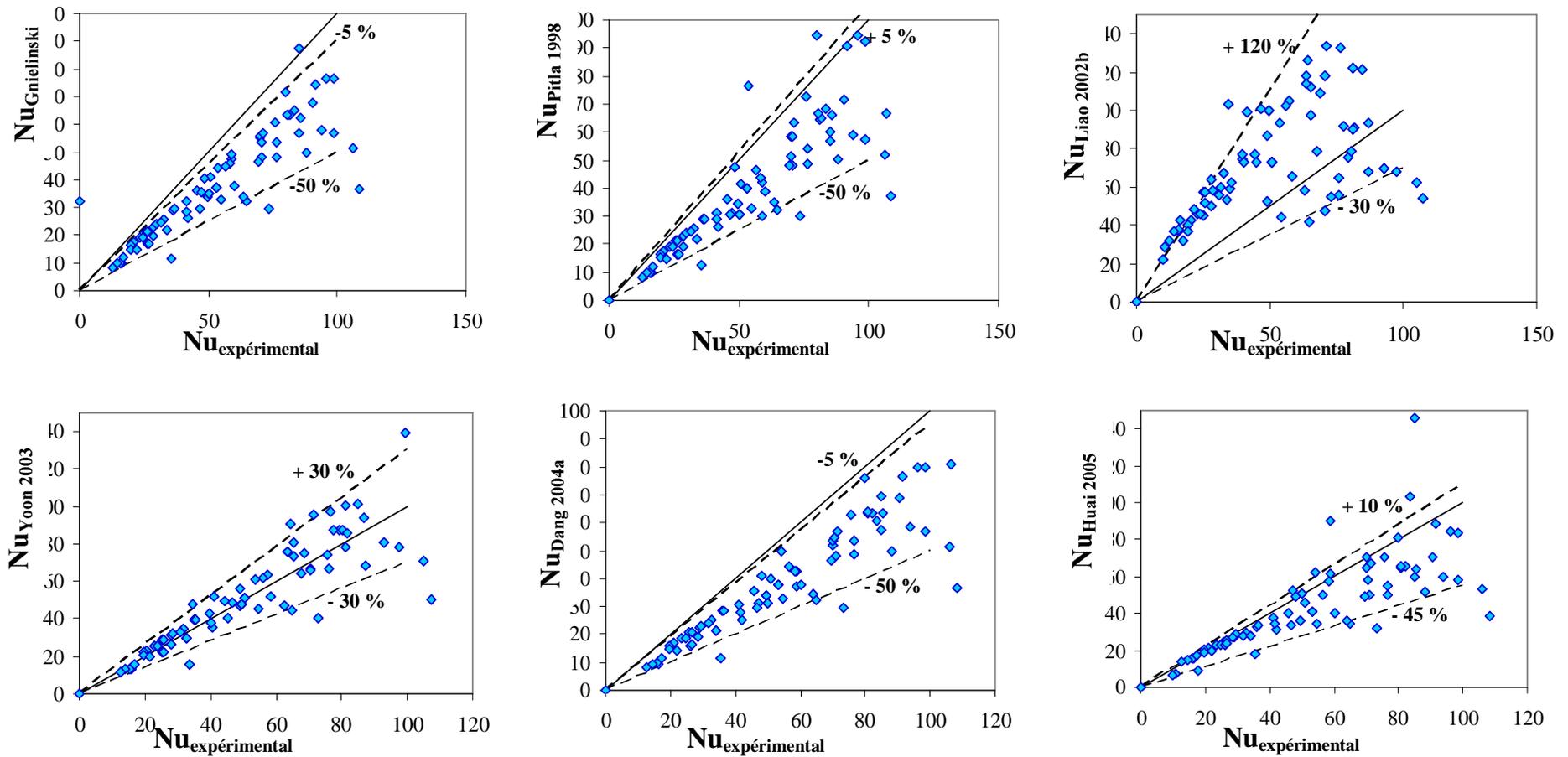


Figure 5-27 : Dispersion globale des prédictions de quelques corrélations par rapport aux données expérimentales.

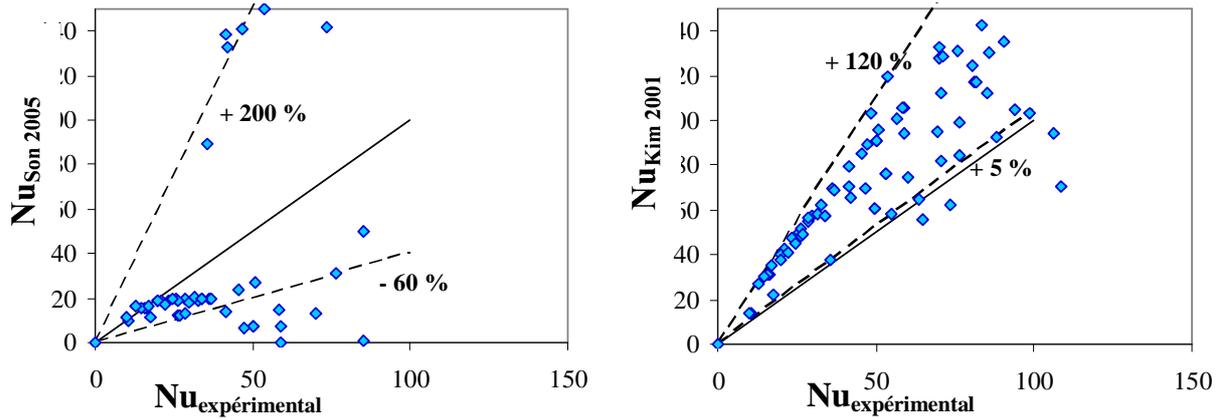


Figure 5-28 : Dispersion globale des prédictions de quelques corrélations par rapport aux données expérimentales.

Les résultats des Figure 5-26, Figure 5-27 et Figure 5-28 et des Tableau 5-10 et Tableau 5-11 permettent de tirer les conclusions suivantes :

- les prédictions thermiques des différentes corrélations développées pour le refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique en tube horizontal montre une forte dispersion ;
- comme mentionné précédemment dans l'étude de la section d'essais de diamètre hydraulique 6 mm, d'importants écarts existent entre les prédictions des corrélations dans les régions pseudo-gaz et pseudo liquide. Ce comportement est particulièrement observé avec les corrélations de Kim 2001, Liao 2002b et Son 2005 ;
- la dispersion des valeurs du coefficient d'échange entre les corrélations est particulièrement forte dans la région de transition pseudo-critique ;
- au vu des profils de coefficient d'échange, des déviations moyennes et des écart-types des déviations, il apparaît que les corrélations de Gnielinski, et de Dang 2004a sont les plus à même de correctement prédire les résultats thermiques expérimentaux. Les corrélations de Huai 2005, Pitla 1998 et Yoon 2003 donnent également des résultats corrects, mais, malgré des écarts moyens relativement faibles, elles montrent des écart-type de déviation plus importants ;
- la corrélation monophasique de convection forcée de Gnielinski sous-estime légèrement les valeurs du coefficient d'échange de chaleur, d'autant plus que le débit massique est faible, c'est-à-dire que la convection naturelle est intense. Ce comportement est en accord avec les effets de la convection mixte en tube horizontal mentionnés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2.

Il est rappelé ici que les nombres de Reynolds moyens expérimentaux s'échelonnent entre 2500 et plus de 20000, selon les conditions de pression, de débit et de température. La synthèse bibliographique du chapitre 2 a montré que les corrélations en refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique

étaient principalement développées pour des écoulements pleinement turbulents. L'utilisation de certaines corrélations en dehors de leur gamme de validité annoncée peut expliquer en partie les écarts observés avec les mesures expérimentales. De même, la validité de la corrélation de Gnielinski dans la région de transition laminaire/turbulent peut expliquer la bonne concordance de ses prédictions.

A partir des données expérimentales, la corrélation suivante, développée à partir de la corrélation de Gnielinski, est proposée :

$$Nu_b = 1,556 Nu_{b,Gnielinski} \left( \frac{\overline{Cp}}{Cp_b} \right)^{-0,066} \left( \frac{\rho_b}{\rho_w} \right)^{1,447} \quad (5-36)$$

avec  $Nu_{b,Gnielinski}$  donné par :

$$Nu_{b,Gnielinski} = \frac{(\xi/8)(Re_b - 1000)Pr_b}{1,07 + 12,7 \left[ \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr_b^{2/3} - 1) \right]} \quad (5-37)$$

Le coefficient de frottement  $\xi$  est calculé par la formule de Filonenko donnée en ( 2-42 ).

L'écart moyen entre les données expérimentales et les prédictions de cette corrélation est de 3 %, l'écart-type des déviations est inférieur à 14 %. La Figure 5-29 présente respectivement les évolutions avec la température du coefficient de transfert de chaleur, dans les conditions retenues pour les comparaisons de la Figure 5-26; la Figure 5-30 illustre la dispersion globale des prédictions.

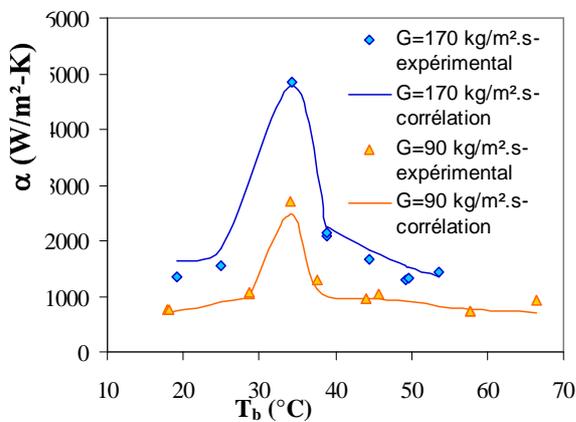


Figure 5-29 : Comparaison expérimental-corrélation du profil de coefficient d'échange.

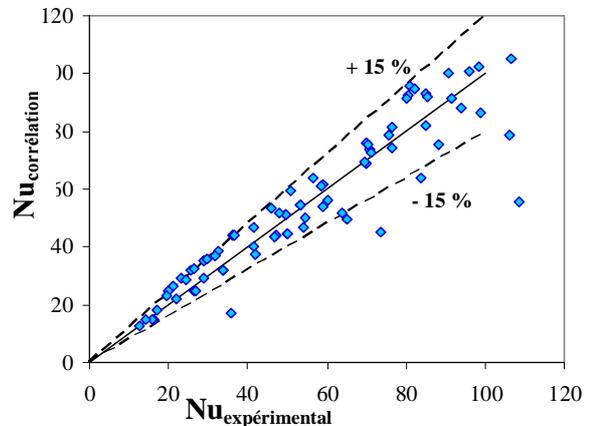


Figure 5-30 : Dispersion globale des prédictions de la corrélation développée dans la manuscrit.

### 5.2.2.2 Coefficient de perte de charge

En raison des faibles valeurs du débit surfacique massique et de la faible viscosité dynamique du CO<sub>2</sub>, les pertes de pression mesurées dans la section d'essais sont faibles, de l'ordre de 6 mbars au maximum. Afin de conserver une précision acceptable, c'est à dire inférieure à 20 %, seules les mesures effectuées pour des débits massiques surfaciques élevés ( $G=170 \text{ kg/m}^2.\text{s}$  et  $G=140 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ )

sont présentées dans le manuscrit. Les nombres de Reynolds de ces essais sont compris entre 3200 et 16600.

Les pertes de pression par frottement à l'intérieur des tubes de diamètre 2 mm sont obtenues en soustrayant les pertes de pression linéaires dues aux longueurs de tube amont et aval de la section d'essais, ainsi que les pertes singulières liées aux boîtes d'alimentation de l'échangeur, soit :

$$\Delta P)_{frot} = \Delta P)_{total} - \Delta P)_{linéaires} - \Delta P)_{sin g} - \Delta P)_{dil} \quad (5-38)$$

Les pertes de pression linéaires sont évaluées classiquement par la formule :

$$\Delta P)_{linéaires} = \frac{G^2}{2\rho} \xi \frac{L}{D_h} \quad (5-39)$$

où  $\xi$  est donné par la formule de Blasius :

$$\xi = 0,3164/Re^{1/4} \quad (5-40)$$

Les tronçons de tube en amont et en aval de la section d'essais étant adiabatiques, les propriétés physiques sont évaluées respectivement aux températures d'entrée et de sortie de l'échangeur.

Les variations de pression liées à la dilatation thermique du fluide entre l'entrée et la sortie de la section d'essais sont évaluées comme évoqué dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2 par la formule :

$$\Delta P)_{dil} = G^2 \left[ \frac{1}{\rho_s} - \frac{1}{\rho_e} \right] \quad (5-41)$$

Les pertes de pression singulières en entrée et sortie de section d'essais sont calculées par :

$$\Delta P)_{sin g} = K_1 \frac{G^2}{2\rho} \quad (5-42)$$

où  $K_1$  est le coefficient de pertes de pression singulières des boîtes d'alimentation déduit des essais adiabatiques : en l'absence d'échange thermique,

- les pertes de pression par frottement dans la section d'essais,  $\Delta P)_{frot}$ , suivent les lois monophasiques classiques et peuvent être évaluées au moyen de la formule de Blasius ;
- les pertes de pression linéaires,  $\Delta P)_{linéaires}$ , sont calculées comme précédemment selon l'équation ( 5-39 ) ;
- les pertes de pression liées à la dilatation du fluide,  $\Delta P)_{dil}$ , sont quasi-nulles et peuvent être évaluées comme en ( 5-41 ).

Le coefficient  $K_1$  est ensuite obtenu par la méthode des moindres carrés en minimisant la différence entre les pertes de charge singulières expérimentales, soit :

$$\Delta P)_{sin g} = \Delta P)_{total} - \Delta P)_{linéaires} - \Delta P)_{frot} - \Delta P)_{dil} \quad (5-43)$$

et les valeurs calculées par la formule ( 5-42 ).

La Figure 5-31 illustre les influences de la pression et du débit surfacique massique sur les pertes de pression régulières dans les tubes de diamètre 2 mm. Sur les courbes de la Figure 5-31, les pertes de pression calculées par la formule de Blasius ont été obtenues en évaluant les propriétés physiques et le nombre de Reynolds à la température moyenne  $T_b$ .

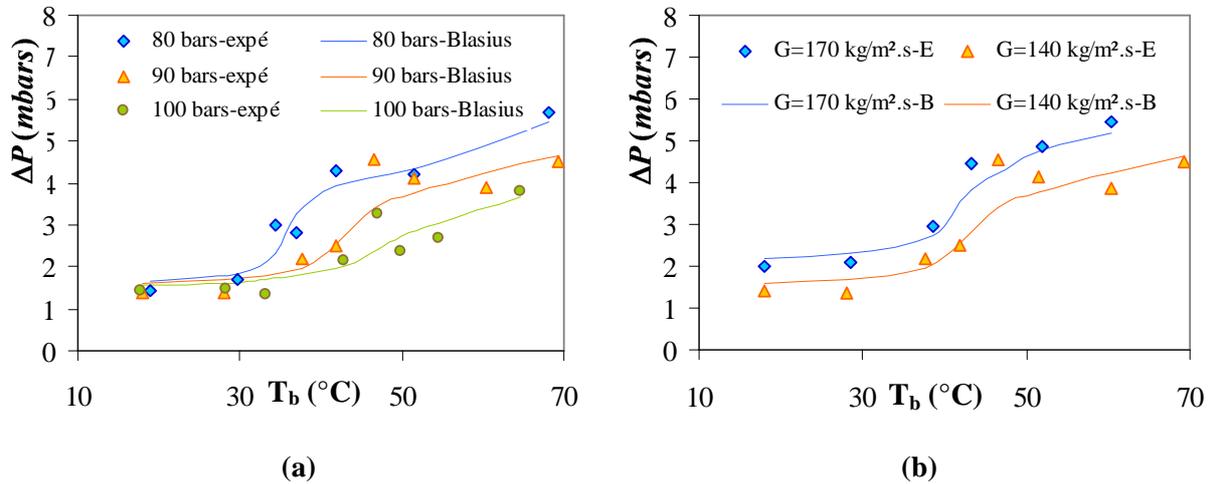


Figure 5-31 : Influences de (a) la pression et (b) du débit massique surfacique sur les pertes de pression ; (a)  $G= 140 \text{ kg/m}^2.\text{s}$  ; (b)  $P=90 \text{ bars}$ . Sur le graphique (b), E signifie « expérimental » et B « blasius ».

Les graphiques de la Figure 5-31 et Figure 5-32 permettent de tirer les conclusions suivantes :

- toutes les courbes de perte de pression par frottement montrent une allure commune caractérisée par une valeur quasiment constante en pseudo liquide, une transition fortement marquée autour du point pseudo-critique et de faibles variations en pseudo-gaz. Ce comportement est similaire à ceux observés expérimentalement par Pettersen 2000 et Dang 2004a pour des écoulements horizontaux refroidis ;
- à débit fixé, les pertes de charge sont indépendantes de la pression pour des températures inférieures à  $T_{pc}$ . Au-delà du point pseudo-critique, les pertes par frottement diminuent lorsque la pression croît ;
- l'augmentation du débit massique s'accompagne d'un accroissement des pertes de pression par frottement ;
- un bon accord est trouvé entre les données expérimentales et la formule de Blasius.

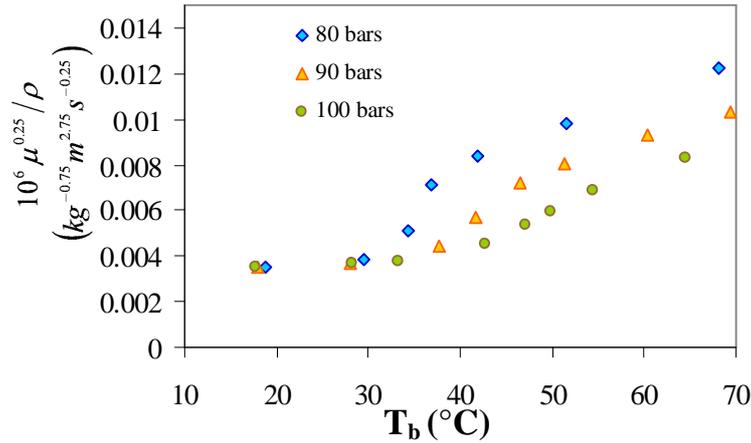


Figure 5-32 : Evolutions du rapport  $\mu^{0.25}/\rho$  avec la température de mélange  $T_b$  pour différentes pressions à  $G=140 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ .

L'allure caractéristique des pertes de charge à pression et débit fixés ainsi que les influences de ces deux paramètres (Figure 5-31) résultent des comportements particuliers des propriétés physiques du  $\text{CO}_2$  supercritique et plus particulièrement de la viscosité dynamique et de la masse volumique (Figure 5-32). Ainsi, à partir de la formule de Blasius, il vient :

$$\Delta P)_{\text{frot}} \propto \frac{\mu_b^{0.25}}{\rho_b} \quad (5-44)$$

L'allure de la Figure 5-32 (rapport  $\mu^{0.25}/\rho$  constant et indépendant de la pression en pseudo liquide, rupture de pente dans la région de transition pseudo-critique et influence de la pression en pseudo-gaz) est analogue à celles observées sur la graphique (a) de la Figure 5-31.

### 5.2.3 Comparaison résultats expérimentaux/résultats numériques

Le modèle numérique par terme puits présenté dans le Chapitre 4 a été appliqué à chacune des passes de la section d'essais coaxiale. Le domaine de calcul consiste donc en un tube vertical en cuivre, de diamètres 6/8 mm et de 750 mm de longueur. L'écoulement est supposé à symétrie de révolution, si bien qu'une approche axi-symétrique est utilisée. Un maillage structuré régulier dans les directions axiale et radiale a été utilisé. A partir d'un maillage grossier, il a été progressivement raffiné jusqu'à ce que les résultats deviennent indépendants du maillage utilisé.

En entrée de domaine de calcul, deux conditions distinctes ont été appliquées : soit un profil de vitesse plat, soit un profil de vitesse en sortie de coude obtenu à partir d'une simulation préalable. Au vu du trajet suivi expérimentalement par le fluide- passage dans un Té de type Swagelock-, aucune de ces approches n'est pleinement satisfaisante et ne correspond au profil de vitesse expérimental effectif en entrée de section d'essais.

En paroi, deux conditions distinctes ont également été testées :

- modélisation de l'espace annulaire et simulation de la circulation d'eau de refroidissement. Cette approche reprend exactement les conditions expérimentales des expériences ;
- modélisation uniquement du tube interne de diamètres 6/8 mm. Les échanges avec l'extérieur sont modélisés au moyen d'une température d'eau supposée constante (et prise égale à la température moyenne) et d'un coefficient d'échange entre l'eau et la paroi externe du tube.

Un traitement identique aux données expérimentales, présenté en 5.1.1, a été appliqué aux données numériques brutes.

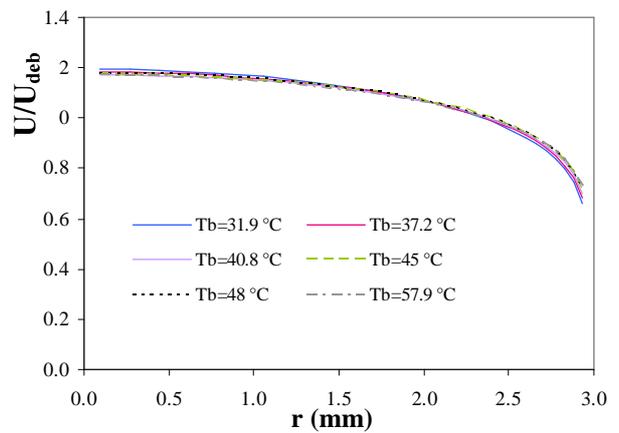
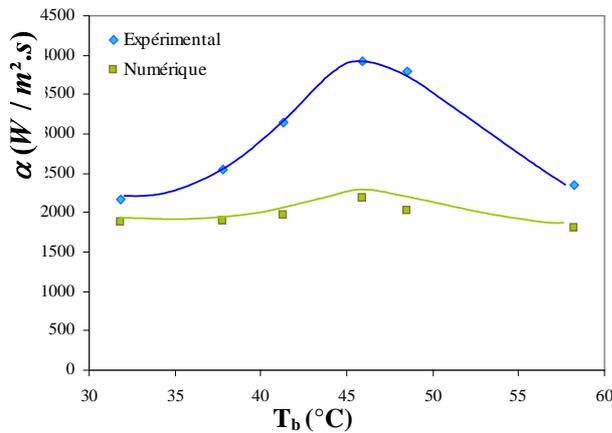


Figure 5-33 : Profils expérimentaux et numériques de coefficient de chaleur,  $P=100$  bars,  $G=390$  kg/m<sup>2</sup>.s.

Figure 5-34 : Profils de vitesse adimensionnés numériques typiques,  $P=100$  bars ;  $G=390$  kg/m<sup>2</sup>.s.

Les Figure 5-33 et Figure 5-34 présentent les résultats typiquement obtenus pour un écoulement descendant à une pression de 100 bars et un débit surfacique massique de  $G=390$  kg/m<sup>2</sup>.s, quels que soient le profil de vitesse en entrée et les conditions de paroi utilisés. Un écart important est noté entre les profils expérimentaux et numériques de coefficient d'échange de chaleur (Figure 5-33). Les différences sont principalement localisées au voisinage de la température pseudo-critique  $T_{pc}$  où le pic de coefficient d'échange est à peine visible sur les simulations numériques. L'étude des profils de vitesse numériques typiquement observés le long du domaine de calcul (Figure 5-34) montre des régimes de convection forcée pure. Le placement des données expérimentales correspondantes sur la courbe  $Nu/Nu_{Jackson\ 1975}=f(\overline{Gr}/Re^{2.7})$  montre au contraire une influence notable de la convection naturelle pour les points de mesure au voisinage de  $T_{pc}$ , c'est-à-dire  $T_b=40,8$  °,  $T_b=45$  °C et  $T_b=48$  °C.

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques montre donc de très importantes différences, tant qualitatives que quantitatives. Le modèle est en particulier incapable de correctement prendre en compte le développement de la convection mixte lors du refroidissement de CO<sub>2</sub> supercritique. Il est à noter que sur ce dernier point, le modèle est cependant cohérent avec lui-même : les données expérimentales ont toutes été obtenues pour des valeurs du rapport  $\phi/G$  comprises entre

$7,8 \cdot 10^{-5}$  et 0,003, ce qui est nettement inférieur aux valeurs limites données par les différents critères présentés dans la synthèse bibliographique du Chapitre 2. Ceci montre également- et surtout- le manque de pertinence d'un tel critère dans des études à densité de flux de paroi non constante : lorsque la chaleur est apportée ou prise par un fluide secondaire, la réduction du coefficient d'échange se traduit par une diminution de la puissance échangée, et par suite du rapport  $\Phi/G$ , avec  $\Phi$  la puissance en W.

# Conclusion

Le choix d'un fluide frigorigène techniquement et environnementalement acceptable reste une question ouverte. Pour les applications de conditionnement d'air et de climatisation, le CO<sub>2</sub> est une solution a priori prometteuse. Comparé aux systèmes classiques sous-critiques à compression de vapeur, les machines au CO<sub>2</sub> fonctionnent selon un cycle transcritique dans lequel l'étape de condensation est remplacée par un refroidissement en phase supercritique. Dans cette région, les propriétés physiques, très fortement et très rapidement variables, induisent des comportements particuliers. Cette thèse s'est attachée à caractériser plus particulièrement cette étape, tant numériquement qu'expérimentalement.

L'étude bibliographique menée sur les transferts de chaleur et le frottement des écoulements de fluides supercritiques a montré que la plupart des données existantes est liée à des applications nucléaires ou militaires et porte sur des configurations en chauffage à forte densité de flux à la paroi. Les forts gradients de propriétés physiques induits s'accompagnent d'importants effets de flottabilité et donc du développement de convection mixte. La synthèse bibliographique du Chapitre 2 s'est attachée à présenter les mécanismes de la convection mixte, en dessous et au dessus du point critique.

Peu d'études ont été menées sur le refroidissement de fluides supercritiques. Elles portent pour la plupart sur des écoulements horizontaux, refroidis au moyen d'un fluide secondaire, en l'absence d'influence significative des forces d'Archimède.

La simulation d'écoulements de fluide supercritique est un domaine de recherche encore en développement. La plupart des études portent sur des écoulements turbulents verticaux. Le choix d'un modèle de turbulence, déjà délicat pour des fluides à propriétés physiques faiblement variables, est un point central de la simulation supercritique. Différents modèles, le plus souvent de type longueur de mélange modifiée ou  $k-\varepsilon$  bas Reynolds, ont été utilisés avec plus ou moins de succès dans la littérature. Ces approches intègrent en général un nombre important de constantes qu'il convient d'adapter à la configuration simulée et qui limite la portée du modèle.

Une approche, basée sur un modèle  $k-\varepsilon$  standard, a été développée au moyen du logiciel FLUENT. Afin d'éviter une évaluation erronée des diffusivités turbulentes (liée aux propriétés physiques en phase supercritique et à la modélisation de la turbulence dans le modèle  $k-\varepsilon$ ), un modèle par terme puits a été développé. Le terme de capacité thermique est décomposé en deux composantes censées représentées les contributions sous-critique et supercritique ; les propriétés turbulentes sont évaluées à partir de la contribution sous-critique et un terme source est ajouté dans l'équation

d'énergie pour tenir compte de la contribution supercritique. Ce modèle a été utilisé en régimes laminaire et turbulent, pour des écoulements verticaux.

En régime laminaire, le modèle a été utilisé sur des écoulements verticaux de CO<sub>2</sub> supercritique refroidis à température de paroi constante. Les résultats des simulations sont en accords avec les comportements classiquement observés en convection mixte laminaire. L'étude a mis en lumière les modifications des distributions axiales de coefficient d'échange et de frottement, ainsi que les influences des différents paramètres de l'écoulement. L'absence de données expérimentales en régime laminaire n'a permis qu'une validation partielle pour ce régime, basée sur les résultats numériques de Liao 2002c.

En régime turbulent, la validation du modèle est basée sur les travaux expérimentaux de Kurganov 1992, 1993, 1998a et 1998b sur des écoulements verticaux chauffés à température de paroi constante. L'accord des résultats de simulation avec les données expérimentales est globalement satisfaisant, en régimes normal comme détérioré. Les comportements classiques de convection mixte sont correctement simulés, même si des écarts quantitatifs parfois importants sont à noter. Globalement, le modèle par terme puits permet de simuler correctement la physique d'un écoulement de CO<sub>2</sub> supercritique. L'utilisation d'un modèle de turbulence simple et largement diffusé assure la facilité d'utilisation du modèle.

La conception et le dimensionnement du dispositif expérimental BOB fonctionnant au CO<sub>2</sub> supercritique ont représenté une part importante de ce travail de thèse. Des mesures de coefficient de transfert de chaleur et/ou de pertes de pression dans des écoulements refroidis de CO<sub>2</sub> supercritique ont ainsi pu être réalisées.

Les mesures expérimentales en écoulement vertical, réalisées sur la section d'essais coaxiale de 6 mm de diamètre intérieur, ont permis de compléter les données de la convection mixte turbulente qui portent exclusivement sur du chauffage. Il est apparu que des effets de flottabilité importants sont à considérer, même pour des nombres de Reynolds supérieurs à 10<sup>5</sup>. Des comportements analogues à ceux observés par Fewster 1976 en chauffage avec du CO<sub>2</sub> supercritique ont été observés et sont illustrés par les courbes de nombre de Nusselt expérimental adimensionné par le nombre de Nusselt en convection forcée pure en fonction du paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$ . Des différences, imputables au type d'étude (refroidissement et non pas chauffage) ainsi qu'à l'approche globale utilisée, sont à noter, principalement sur les valeurs du paramètre de convection mixte  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  aux frontières entre les différents régimes. L'étude a également pointé l'importance des choix de l'expression du nombre de Grashof et de la corrélation de convection forcée pure sur les courbes du nombre de Nusselt adimensionné. Ces mesures en écoulement vertical viennent compléter les données manquantes de la littérature.

Des mesures de coefficient d'échange de chaleur et de pertes de pression ont été effectuées sur un prototype d'échangeur, de type tubes et calandre, en écoulement horizontal. Les influences de la pression et du débit massique ont été considérées. L'utilisation d'un critère de convection mixte en écoulement vertical montre une influence possible de la flottabilité. Toutefois, l'absence de mesure de température circonférentielle sur l'échangeur ne permet pas de conclure définitivement, ni de quantifier cette influence. Les courbes de pertes de pression régulières montrent des allures caractéristiques observées classiquement en refroidissement horizontal de fluide supercritique : à débit massique fixé, les pertes de charge sont constantes et indépendantes de la pression ; le passage du point pseudo-critique marque ensuite des différences fortes avec la pression. Ces résultats devront faire l'objet d'une future investigation.

L'application du modèle numérique par terme puits à la géométrie coaxiale verticale du dispositif expérimental BOB n'a pas donné de résultat correct et n'a pas permis d'améliorer la validation de l'approche numérique. Quels que soient les cas expérimentaux simulés (paramètre  $\overline{Gr}/Re^{2.7}$  compris entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3}$ ), le modèle ne traduit pas l'influence de la convection mixte. En particulier, les profils de vitesse typiques sont ceux d'écoulements turbulents pleinement établis de convection forcée. Le manque de temps n'a pas permis de fouiller les causes possibles de ces comportements.

Les perspectives de ce travail peuvent s'envisager selon deux axes :

- sur le plan scientifique, l'étude de la convection mixte en écoulement vertical refroidi doit être poursuivie pour des diamètres hydrauliques plus faibles, de l'ordre ou inférieurs au millimètre. La diminution du diamètre hydraulique accentue l'effet de confinement et limite a priori le développement des mouvements de convection mixte. Ces mesures permettraient notamment de statuer sur les données expérimentales de Liao 2002a, en chauffage dans des mini/micro tubes verticaux, montrant des comportements de convection mixte opposés à ceux classiquement admis.

La mesure des pertes de pression dans ces régimes de convection mixte paraît également un point important pour compléter cette étude. La modification des profils de vitesse sous l'effet de la flottabilité modifie vraisemblablement les valeurs du coefficient de frottement.

Pour les configurations horizontales, le critère de convection mixte de Jackson 1975 laisse supposer une influence non négligeable des forces d'Archimède sur les échanges thermiques. Afin de vérifier et quantifier cet effet, une métrologie adaptée est à envisager. La comparaison des résultats thermiques en écoulements verticaux et horizontaux en présence d'effet de flottabilité reste également à faire.

D'autres types d'échangeurs, de géométrie plus complexe, sont à envisager en écoulement vertical. L'influence d'éléments augmentant le brassage et la production turbulente est notamment une voie prometteuse pour les régimes dégradés en convection mixte.

Un intérêt particulier doit être enfin porté au modèle numérique par terme puits afin de poursuivre la validation, tant en régime laminaire (ce qui nécessite au préalable la réalisation de mesures expérimentales) que turbulent. Il semble en particulier nécessaire de remédier aux écarts entre les résultats expérimentaux et numériques, ou au moins, le cas échéant, de cerner leur origine. Un maillage plus raffiné en paroi ( $y^+ \leq 1$ ), le développement de lois de parois spécifiques aux fluides supercritiques ou l'utilisation d'approches plus complexes de type RSM, Simulation des Grandes Echelles ou Simulation Directe sont quelque unes des pistes d'amélioration du modèle numérique par terme puits. L'utilisation d'une approche en trois dimensions et non plus axisymétrique pour la modélisation des écoulements verticaux est également à envisager.

- Sur le plan technique et industriel, l'intégration du prototype d'échangeur tubes et calandre sur une pompe à chaleur fonctionnant au CO<sub>2</sub> est à venir. L'étude et l'optimisation d'un système complet est un point clef d'une utilisation rationnelle et efficace du dioxyde de carbone comme fluide frigorigène. Pour les domaines industriels particulièrement visés par l'utilisation du CO<sub>2</sub> comme la climatisation automobile, l'utilisation de sections d'essais spécifiques (ports plats extrudés en aluminium par exemple) est indispensable. Un important travail de développement de géométries spécifiques aux fluides supercritiques, intégrant les éventuels effets de convection mixte, est a priori à mener.

## Références

- Accary 2004 G. Accary, I. Raspo, P. Bontoux, B. Zappoli, Three-dimensional Rayleigh-Bénard instability in a supercritical fluid, *C.R. Mécanique* 332, 2004, pp. 209-216.
- Ackerman 1970 J.W. Ackerman, Pseudoboiling heat transfer to supercritical pressure water in smooth and ribbed tubes, *Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME*, Vol. 92 (3), 1970, pp. 490-498 (Paper No.69-WA/HT, pp.1-8).
- Adebisi 1975 G.A. Adebisi, W.B. Hall, Experimental investigation of heat transfer to supercritical pressure carbon dioxide in a horizontal pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 19 (7), 1975, pp. 715-720.
- Aicher 1997 T. Aicher, H. Martin, New correlations for mixed turbulent natural and forced convection heat transfer in vertical tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, No. 15, 1997, pp. 3617-3626
- Alferov 1973 N.S. Alferov, B.F. Balunov, R.A. Rybin, Reduction in heat transfer in the region of supercritical state variables of a liquid, *Heat Transfer-Soviet Research*, Vol 5, 1973, pp. 49-52.
- Altunin 1975 V.V. Altunin, Thermophysical Properties of carbon dioxide, *Izdatel'stvo Standardov Publishing House, Moscow, Russia*, 1975, pp. 151.
- Ankudinov 1981 V.B. Ankudinov, V.A. Kurganov, Intensification of deteriorated heat transfer in heated tubes at supercritical pressures, *High Temperatures*, Vol. 19 (6), 1981, pp. 870-874.
- ASHRAE 2001 ASHRAE, ASHRAE handbook: fundamentals. Atlanta, GA: American Society of Heating and Air-conditioning Engineers, 2001.
- Asinari 2005a P. Asinari, Comparison among phenomenological correlations for convective heat transfer of supercritical carbon dioxide flowing in mini/micro channels under cooling conditions, *Pre Print of the IIR 2005 Vicenza Conference*.
- Asinari 2005b P. Asinari, Numerical prediction of turbulent convective heat transfer in mini/micro channels for carbon dioxide at supercritical pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, 2005, pp. 3864-3879.
- Axcell 1978 B.P. Axcell, W.B. Hall, Mixed convection to air in a vertical pipe, *Proc. 6<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf.*, vol. 1, Toronto, 1978, pp 37-42.
- Bae 2005 J.H. Bae, J.Y. Yoo, Direct numerical simulation of turbulent supercritical flows with heat transfer, *Physics of fluids*, No. 17, 2005, pp. 1-24.
- Baek 2002 J. Baek, E. Groll, P. Lawless, Development of a piston-cylinder expansion device for the transcritical carbon dioxide cycle, *Proceedings of the International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Perdue, West Lafayette, Indiana*, Paper No. R11-8, 2002.
- Baskov 1977 V.L. Baskov, I.V. Kuraeva, V.S. Protopopov, Heat transfer in the turbulent flow of a liquid at supercritical pressures in tubes under cooling conditions, *High Temperatures*, Vol. 15 (1), pp. 81-86.
- Bellmore 1983 C.P. Bellmore, R.L. Reid, Numerical prediction of wall temperatures for near-critical para-hydrogen in turbulent upflow inside vertical tubes, *Journal of Heat Transfer*, vol. 105, No. 3, 1983, pp.536-541.
- Binger 1957 R.P. Bringer, J.M. Smith, Heat transfer in the critical region, *J. Am. Instn. Chem. Engrs.*, Vol. 3 (1), 1957.
- Bodinus 1999 W.S. Bodinus, The rise and fall of carbon dioxide systems. In: *Will HM, editor. The first century of air-conditioning*. Atlanta, GA: ASHRAE, 1999, p. 29-34.
- Boewe 1999 D. Boewe, J. Yin, Y. Park, C. Bullard, P. Hrnjak, The role of suction line heat exchanger in transcritical R744 mobile A/C systems, *SAE Paper No.1999-01-0583*, 1999.
- Boillot 1996 B. Boillot, Contribution à l'étude des écoulements turbulents en convection mixte, *Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble*, 1984.
- Bourke 1970 P.J. Bourke, D.J. Pulling, L.E. Gill, W.H. Denton, Forced convective heat transfer to turbulent CO<sub>2</sub> in the supercritical region, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 20 (3), pp. 207-214.
- Boussinesq 1897 J. Boussinesq, 1897, Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grandes sections, *Gauthier-Villars, Paris*, pp. 123-141.

- Brown 2003 J. Brown, P. Domanski, Fundamentals aspects of the application of carbon dioxide in comfort cooling, *21<sup>st</sup> Conference of IIR, Washington, 2003*.
- Bullard 2002 C. Bullard, P. Hrnjak, Advanced technologies for auto a/c components, *The Seventh IEA Conference on Heat Pumping Technologies, Beijing, China, 2002*, pp. 112-124.
- Celata 1998 G.P. Celata, F. D'Annibale, A. Chiaradia, M. Cumo, Upflow turbulent mixed convection heat transfer in vertical pipes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, 1998, pp. 4037-4054.
- Chassaing 2000 P. Chassaing, Turbulence en mécanique des fluides, *Editions Cépaduès, Collection Polytech, 2000*.
- Chen 1986 S. Chen, T.L. Chan, C.W. Leung, B. Yu, Numerical prediction of laminar forced convection in triangular ducts with unstructured triangular grid method, *Numerical Heat Transfer: Applications*, vol. 38 (2), 2000, pp. 209-224 (16).
- Cheng 2001 X. Cheng, T. Schulenberg, Heat transfer at supercritical pressures- Literature review and applications to an HPLWR, *Institut für Kern und Energietechnik, rapport FZKA 6609, Karlsruhe, 2001*, pp. 1-47.
- Colasson 2001 S. Colasson, Investigation expérimentale du comportement transitoire de machines frigorifiques: cas des échangeurs à plaques et des échangeurs à tubes et calandre, *Thèse de L'Université Henri Poincaré de Nancy, 2001*.
- Cotton 1987 M.A. Cotton, J.D. Jackson, Comparison between theory and experiment for turbulent flow of air in a vertical tube with interaction between free and forced convection, *Mixed Convection Heat Transfer – in eds. V. Prasad, I. Catton, and P. Cheng, ASME publication HTD-84, 1987*, pp 43-50.
- Dang 2004a C. Dang, E. Hihara, In-tube cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide. Part 1. Experimental measurements, *International Journal of Refrigeration, Article in Press*.
- Dang 2004b C. Dang, E. Hihara, In-tube cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide. Part 2. Comparison of numerical calculation with different turbulence models, *International Journal of Refrigeration, Article in Press*.
- Dashevsky 1986 Yu.M. Dashevsky, V.I. Malkovsky, Effect of thermogravity on heat transfer in up-or down pipe flow of supercritical fluids, *Heat Transfer-Soviet Research*, Vol. 18 (6), 1986, pp 109-114.
- De Bruijn 1999 R. De Bruijn, Heat transfer in a critical fluid under microgravity conditions- A spacelab experiment, *PhD Thesis, Van der Walls-Zeeman Institut, Universität von Amsterdam, 1999*.
- Domanski 1994 P. Domanski, D. Didio, J. Doyle, Evaluation of suction-line/liquid-line heat exchange in the refrigeration cycle, *International Journal of Refrigeration*, 17 (7), 1994, p. 487-493.
- Donaldson 1994 B. Donaldson, B. Nagengast, Heat and cold: mastering the great indoors. *Atlanta, GA: ASRAE, 1994*.
- Duffey 2004 R.B. Duffey, I.L. Pioro, Experimental heat transfer of supercritical carbon dioxide flowing inside channel (survey), *Nuclear Engineering and Design*, Vol 235, 2004, pp. 913-924.
- Ely 1987 J.F. Ely, J.W. Magee, W.M. Haynes, Thermophysical properties for special high CO<sub>2</sub> content mixtures, *Research Report RR-110, Gas Processors Association, Tulsa, OK, 1987*.
- Europe 2003 Union Européenne, Règlement du parlement européen et du conseil relatif à certains gaz à effet de serre fluorés, <http://europa.eu.int>, 2003.
- Fenghour 1998 A. Fenghour, W. Wakeham, V. Vesovic, The viscosity of carbon dioxide, *J. Phys. Chem. Ref Data*, Vol. 27 (1), 1998, p. 31-44.
- Fewster 1975 J. Fewster, Heat transfer to supercritical pressure fluids, *Ph.D Thesis, Manchester, 1975*.
- Fewster 1976 J. Fewster, Mixed convection and free convective heat transfer to supercritical pressure fluids flowing in vertical tubes, *Ph.D. Thesis, University of Manchester, 1976*.
- Hall 1969 W.B. Hall, J.D. Jackson, Laminarization of a turbulent pipe flow by buoyancy forces, *ASME, Paper No. 69-HT-55, 1969*.
- Hall 1971 W.B. Hall, Heat transfer near the critical point, *Advances in heat transfer*, 1971, Vol. 7, pp. 1-86.
- Hallman 1956 T.M. Hallman, Experimental study of combined forced and free laminar convection in a vertical tube, *N.A.S.A. T.N. D-1104, 1961*.

- Hamadah 1991 T.T. Hamadah, R.A. Wirtz, Analysis of laminar fully developed mixed convection in a vertical channel with opposing buoyancy, *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, 1991, pp 507-510.
- Hashimoto 2002 K. Hasimoto, M. Tanahashi, M. Tomita, Direct numerical simulation on the near wall heat transfer of carbon dioxide, *Proceedings of the IIR/IIF Conference*, Guangzhou, China, 2002, pp. 122-130.
- He 2004 S. He, P.X. Jiang, R.F. Shi, W.S. Kim, J.D. Jackson, A computational study of convection heat transfer to CO<sub>2</sub> et supercritical pressures in a vertical mini tube, *International Journal of Thermal Sciences*, Article in Press, 2004, pp. 1-10.
- Hess 1965 H.L. Hess, H.R. Kunz, A study of forced convection heat transfer to supercritical hydrogen, *Journal of Heat Transfer*, Feb 1965, pp. 41-48.
- Hsu 1961 Y.Y. Hsu, J.M. Smith, The effect of density variations on heat transfer in the critical region, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 83 (2), 1961.
- Huai 2005 X.L. Huai, S. Koyama, T.S. Zhao, An experimental study of flow and heat transfer of supercritical carbon dioxide in multi-port mini channels under cooling conditions, *Chemical Engineering Science*, Article in Press.
- Hubert 1992 M.L. Huber, D.G. Friend, J.F. Ely, Prediction of the thermal conductivity of refrigerants and refrigerant mixtures, *Fluid Phase Equilibria*, Vol. 80, 1992, pp. 249-261.
- Idelcik 1986 I.E. Idel'cik, Memento des pertes de charge, Edition Eyrolles, 1986.
- Inoue 1972 A. Inoue, Y. Hirao, S. Aoki, On turbulent heat transfer near pseudo critical temperature at supercritical pressures, *Bulletin of the Tokyo Institute of Technology*, No. 109, 1977, pp. 121-133.
- IPPC 2001 IPPC, Bilan 2001 des changements climatiques : Les éléments scientifiques, *Rapport du Groupe de travail I du GIEC*, 2001.
- Ishii 1998 K. Ishii, T. Maekawa, H. Azuma, M. Onishi, Effect of gravitational acceleration on temperature wave propagation in a critical fluid, *Appl. Phys. Lett.*, 72, 1998, pp. 16-18.
- Ito 1987 T. Ito, D. Kasao, M. Yamaguchi, An experimental study on the forced convection heat transfer to supercritical helium flowing downward, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyuchu University*, Vol. 47 (1), 1987, pp.51-73.
- Jackson 1968 J.D. Jackson, K.O.J. Evans-Lutterodt, Impairment of turbulent forced convection heat transfer to supercritical pressures CO<sub>2</sub> causes by buoyancy forces, *Report N.E.2 University of Manchester*, 1968.
- Jackson 1975 J.D. Jackson, W.B. Hall, J. Fewster, A. Watson, M.J. Watts, Heat transfer to supercritical fluids, *U.K.A.E.A. A.E.R.E.-R. 8158, Design Report 34*, 1975.
- Jackson 1976 J.D. Jackson, J. Fewster, Enhancement of turbulent heat transfer due to buoyancy for downward flow of water in vertical tubes – in *Spalding D.B. et Afgan N. (eds) Heat transfer and turbulent buoyant convection, Hemisphere, New York*, vol. n°2, 1976.
- Jackson 1979a J.D. Jackson, W.B. Hall, Forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressures, *In Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles, Hemisphere, New York*, 1979, Vol. 2, pp. 563-611.
- Jackson 1979b J.D. Jackson, W.B. Hall, Influences of buoyancy on heat transfer to fluids flowing in vertical tubes under turbulent conditions, *In Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles, Hemisphere, New York*, 1979, Vol. 2, pp. 613-640.
- Jackson 1989 J.D. Jackson, M.A. Cotton, B.P. Axcell, Studies of mixed convection in vertical tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 10 (1), 1989, pp. 2-15.
- Jackson 1999 J.D. Jackson, Influence of buoyancy and thermal boundary conditions on turbulence and effectiveness of cooling by forced or naturally-induced airflow, *Conf. on the passive cooling of nuclear materials, CEA Grenoble, France, 27<sup>th</sup> and 28<sup>th</sup> October, 1999*.
- Jackson 2002 J.D. Jackson, Consideration of the heat transfer properties of supercritical pressure water in connection with the cooling of advanced nuclear reactors, *In: Proceedings of the 13<sup>th</sup> Pacific Basin Nuclear Conference, Shenzhen City, China, October 21-25*.
- Jeong 2004 J. Jeong, K. Saito, S. Kawai, C. Yoshikawa, K. Hattori, Efficiency Enhancement of Vapour Compression Refrigerator Using Natural Working Fluids with Two-phase Flow Ejector, *6<sup>th</sup> IIR Gustav Lorentzen Natural Working Fluids Conference, 29<sup>th</sup> Aug-1<sup>st</sup> Sept. 2004, 2004, paper No. 2/A/4.10*.
- Jiang 2006 P. Jiang, Y. Zhang, Experimental and numerical investigation of convection heat transfer of CO<sub>2</sub> at supercritical pressures in a vertical mini tube, *Proceedings of*

- ASME ICNMM2006, 4<sup>th</sup> Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, Limerick, Ireland, 2006.
- Kakaç 1987
- Kasao 1989 D. Kasao, T. Ito, Review of existing experimental findings on forced convection heat transfer to supercritical, *Cryogenics*, Vol. 29, 1989, pp. 630-636.
- Kays 1964 W.M. Kays, A.L. London, Compact heat exchanger, *Second Edition, Mc Graw-Hill Book Company*, New York, 1964.
- Kim 2001 J.H. Kim, S.H. Yoon, M.S. Kim, Y. Kim, An experimental investigation of heat transfer characteristics during in-tube cooling gas cooling process of carbon dioxide, *Conf. IIF/IIR, Paderborn, Germany*, 2001, paper 5.
- Kim 2003 M.H. Kim, J. Pettersen, C.W. Bullard, Fundamentals process and system design issues in CO<sub>2</sub> vapor compression systems, *Process in Energy and Combustion Science*, Vol. 30, 2003, pp. 119-174.
- Kim 2004 S.H. Kim, Y.I. Kim, Y.Y. Bae, B.H. Cho, Numerical simulation of the vertical upward flow of water in a heated tube at supercritical pressure, *Proceedings of ICAAP '04, Pittsburgh, PA USA, June 13-17, 2004*, Paper 4047.
- Kirillov 200 P.L. Kirillov, Heat and mass transfer at supercritical parameters (the short review of researchers in Russia. Theory and experiments), *SCR-2000, November 6-8, Tokyo*, 2000, paper 105.
- Klein 1997 S.A. Klein, M.O. McLinden, A. Laesecke, An improved extended corresponding states method for estimation of viscosity of pure refrigerants and mixtures, *Int. J. Refrigeration*, Vol. 20, 1997, pp. 208-217.
- Klein 2001 S. Klein, F. AlvaradoH, Engineering equation solver, version 6.242, *F-Chart Software*, 2001.
- Kondratev 1969 N.S. Kondratev, Heat transfer and hydraulic resistance with supercritical water flowing in tubes, *Tepleonergetika*, Vol. 16 (8), 1969, pp 49-51.
- Koppel 1962 L.B. Koppel, J.M. Smith, Laminar flow heat transfer for variable physical properties, *Journal of Heat Transfer*, 1962, pp. 157-163.
- Koshizuka 1995 S. Koshizuka, N. Takano, Y. Oka, Numerical analysis of deterioration phenomena in heat transfer to supercritical water, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38 (16), 1995, pp. 3077-3084.
- Krasnoshchekov 1959 E.A. Krasnoshchekov, V.S. protopopov, Heat transfer in supercritical region in flow of carbon dioxide and water in tubes, *Thermal Engineering*, No. 12, 1959, pp. 26-30.
- Kuraeva 1974 I.V. Kuraeva, V.S. Protopopov, Mean friction coefficients for turbulent flow of a liquid at a supercritical pressure in horizontal circular tubes, *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, Vol. 12 (1), 1974, pp. 218-220.
- Kurganov 1992 V.A. Kurganov, A.G. Kaptil'ny, Velocity and enthalpy fields and eddy diffusivities in a heated supercritical fluid flow, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 5, 1992, pp. 465-478
- Kurganov 1993 V.A. Kurganov, A.G. Kaptil'ny, Flow structure and turbulent transport of a supercritical pressure fluid in a vertical heated tube under the conditions of mixed convection- Experimental data, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36 (13), 1993, pp.3383-3392.
- Kurganov 1998a V.A. Kurganov, Heat transfer and pressure drop in tubes under supercritical pressure of the coolant. Part 1: specifics of the thermophysical properties, hydrodynamics, and heat transfer of the liquid. Regimes of normal heat transfer, *Thermal Engineering*, Vol. 45 (3), 1998, pp. 177-185.
- Kurganov 1998b V.A. Kurganov, Heat transfer and pressure drop in tubes under supercritical pressure of the coolant. Part 2: heat transfer and friction at high heat fluxes. The influence of additional factors. Enhancement of deteriorated heat transfer, *Thermal Engineering*, Vol. 45 (4), 1998, pp. 301-310.
- Lee 1995 S.H. Lee, J.R. Howell, Gravitational effects on laminar forced convection heat transfer in a vertical tube for CO<sub>2</sub> near the critical region, *Symposium on thermal science and engineering*, 1995, pp. 11-17.
- Lee 1996 S.H. Lee, J.R. Howell, Laminar Forced Convection at Zero Gravity to Water near the Critical Region, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 10 (3), 1996, pp. 504-510.
- Lee 1998 S.H. Lee, J.R. Howell, Turbulent developing convective heat transfer in a tube for fluids near the critical point, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41 (10), 1998, pp. 1205-1218.

- J.M.H.L. Levelt Sengers, Supercritical fluids: their properties and applications, Chapter 1, in book: *Supercritical fluids*, Editor: E. Kiran et al, *NATO Advanced Study Institute on Supercritical Fluids- Fundamental and Applications*, NATO Science Series, Series E, Applied Sciences, Kluwer Academic Publisher, Netherlands, Vol. 366, 2000, pp. 1-29.
- Levelt Sengers 2000
- S.M. Liao, T.S. Zhao, An experimental investigation of convection heat transfer to supercritical carbon dioxide in miniature tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, 2002, pp. 5025-5034.
- Liao 2002a
- S.M. Liao, T.S. Zhao, Measurements of heat transfer coefficients from supercritical carbon dioxide flowing in horizontal mini/micro channels, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 124, 2002, pp. 413-420.
- Liao 2002b
- S.L. Liao, T.S. Zhao, A numerical investigation of laminar convection of supercritical carbon dioxide in vertical mini/micro tubes, *Progress in Computational Fluid Dynamics*, Vol. 2, No 2/3/4, 2002, pp. 144-152.
- Liao 2002c
- P. Liley, P. Desai, Thermophysical properties of refrigerants, *SI ed. ASHRAE*, 1993, p. 259-267.
- Liley 1993
- L.G. Loitsyanskii, Hereditary phenomena in turbulent flows, *Izv. Akad. Nauk SSSR Mekh. Zhid. Gaza*, No 2, 1982, pp. 5-19.
- Loitsyanskii 1982
- V.A. Lokshin, I.E. Semenovker, V. Vikhrev, Calculating the temperature conditions of the radiant heating surfaces in supercritical boilers, *Tepleonergetika*, Vol. 15 (9), 1968, pp. 21-24.
- Lokshin 1968
- G. Lorentzen, Trans-critical vapour compression cycle device, *International Patent Publication WO 90/07683*, 1990.
- Lorentzen 1990
- G. Lorentzen, J. Pettersen, New possibilities for non-CFC refrigeration, In : *Pettersen J., editor, IIR International Symposium on Refrigeration, Energy and Environnement, Trondheim, Norway*, 1992, p. 174-163.
- Lorentzen 1992
- G. Lorentzen, Revival of carbon dioxide as a refrigerant, *International Journal of Refrigeration*, 17(5), 1993, p. 292-301.
- Lorentzen 1993
- T. Maekawa, K. Ishii, M. Ohnishi and S. Yoshihara, Convective instabilities induced in a critical fluid, *Adv. Space Res.*, Vol. 29 (4), 2002, pp. 589-598.
- Maekawa 2002
- A. Malhotra, E.G. Hauptmann, Heat transfer to a supercritical fluid during turbulent vertical flow in a circular duct, *Proceedings of the International Seminar on turbulent buoyant convection, Dubrovnik, I.C.H.M.T.*, Beograd, Yugoslavia, 1977.
- Malhotra 1977
- M. McLinden, S.A. Klein, E.W. Lemmon, A.P. Peskin, NIST thermodynamic and transport properties of refrigerants and refrigerant mixtures-REFPROP Version 6.01, *National Institute of Standards and Technology, USA*.
- McLinden 1998
- B. Mitra, Supercritical gas cooling and condensation of refrigerant R410A at near critical pressures, *Ph.D Thesis, Georgia Institute of Technology*, 2005.
- Mitra 2005
- K. Nishikawa, S. Yoshida, M. Ohno, H. Mori, K. Ohishi, Effect of flow direction and grooved surface on deterioration in heat transfer to supercritical pressure water, *Technical Report of Kyushu University*, Vol. 54 (3), 1981, pp. 231-234.
- Nishikawa 1981a
- K. Nishikawa, S. Yoshida, M. Ohno, K. Ohishi, H. Mori, Heat transfer to water flowing in a horizontal tube at supercritical pressure, *ibid*, Vol. 54 (3), 1981, pp. 235-238.
- Nishikawa 1981b
- H. Ogata, S. Sato, Measurement of forced convection heat transfer to supercritical helium, *Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Cryogenics Engineering Conference, Eindhoven, Netherlands, may 24-26, 1972*, pp. 291-294.
- Ogata 1972
- A.P. Ornatskiy, Yu.G. Dashkiev, V.G. Perkov, Supercritical Steam Generators (In Russian), *Vyischa Shkola Publishing House, Kiev, Ukraine*, 1980, 287 pages.
- Ornatskiy 1980
- L. Ornstein, F. Zernike, *Proc. Sec. Sci. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam*, 1914.
- Ornstein 1914
- W. Parsch, Status of compressor development for R-744 systems, *VDA Alternative Refrigerant Winter Meeting, Saalfelden, Austria*, 2002.
- Parsch 2002
- S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill.
- Patankar 1980
- N.E. Petrov, V.N. Popov, Heat transfer and hydraulic resistance with turbulent flow in a tube of water under supercritical parameters of state, *Thermal Engineering*, Vol. 35 (6), 1988, pp. 577-580.
- Petrov 1988
- J. Pettersen, Experimental results of carbon dioxide in compression systems, *ASHRAE/NIST Conference Refrigeration for the 21<sup>st</sup> Century, Gaitherburg, MD*, 1997, pp. 27-37.
- Pettersen 1997
- J. Pettersen, A. Hafner, G. Skaugen, H. Rekstad, Development of compact heat
- Pettersen 1998

- exchanger for CO<sub>2</sub> air-conditioning systems, *International Journal of Refrigeration*, 21 (3), 1998, pp. 180-193.
- Pettersen 2000 J. Pettersen, Cycle options for CO<sub>2</sub>, In: *Workshop on Vapor Compression with the Critical Point in Mind*, College Park, Maryland, 2000.
- Pettersen 2000 J. Pettersen, R. Rieberer, A. Leister, Heat transfer and pressure drop characteristics of supercritical carbon dioxide in microchannel tubes under cooling, *Conf. IIF/IIR, Purdue University, USA*, 2000, paper 1.
- Pettersen 2002 J. Pettersen, Flow vaporization of CO<sub>2</sub> in microchannels tubes, *PhD Thesis, Norwegian University of Science and Technology, Norway*, 2002.
- Petukhov 1963 B.S. Petukhov, V.N. Popov, Theoretical calculation of heat exchange and frictional resistance in turbulent flow in tubes of an incompressible fluid with variable physical properties, *High Temperatures*, Vol. 1 (1), 1963, pp. 69-83.
- Petukhov 1970 B.S. Petukhov, Heat transfer and friction in turbulent pipe flow, *Advances in heat transfer*, Vol. 6, 1970, pp. 511-564.
- Petukhov 1974 B.S. Petukhov, A.V. Polyakov, Boundaries of regimes with “worsened” heat transfer for supercritical pressure coolant, *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, Vol. 12 (1), pp. 221-224.
- Petukhov 1974 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. 5<sup>th</sup> int. heat transfer conf. Tokyo, paper n° NC 4.8 ASME*, 1974.
- Petukhov 1983 B.S. Petukhov, V.A. Kurganov, Heat transfer and flow resistance in the turbulent pipe flow of a fluid with near-critical state parameters, *Teplofizika Vysokikh Temperature*, Vol. 21 (1), 1983, pp.92-100.
- Pioro 1998 I.L.Pioro, S.C. Cheng, Litterature survey of the Russian publications devoted to the heat transfer and hydraulic resistance of a fluid at supercritical pressures, *University of Ottawa, Dept. of Mechanical Engineering*, 1998, pp. 1-89.
- Pioro 2003 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 interne, Chalk River Laboratories, Chalk River, Ontario*, 2003, pp.1-182.
- Pioro 2004a I.L. Pioro, H.F. Khartabil, R.B. Duffey, Heat transfer to supercritical fluids flowing in channels-empirical correlations (survey), *Nuclear Engineering and Design*, 2004, Vol. 230, pp. 69-91.
- Pioro 2004b I.L. Pioro, R.B. Duffey, T.J. Dumouchel, Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey), *Nuclear Engineering and Design*, 2004, Vol. 231, pp. 197-197.
- Pioro 2005a I.L. Pioro, R.B. Duffey, Experimental heat transfer of supercritical water flowing inside channel (survey), *Nuclear Engineering and Design*, 2005, Vol. 234, pp. 2407-2430.
- Pioro 2005b R.B Duffey, I.L Pioro, Experimental heat transfer of supercritical carbon dioxide flowing inside channels (survey), *Nuclear Engineering and Design*, Vol 235, 2005, pp. 913-924.
- Pitla 1998 S.S. Pitla, D.M. Robinson, E.A. Groll, S. Ramadhyani, Heat transfer from supercritical carbon dioxide in tube flow: A critical review, *International Journal of HVAC&R Research*, Vol. 4 (3), 1998, pp. 281-301.
- Pitla 2002 S.S. Pitla, E.A. Groll, S. Ramadhyani, New correlation to predict the heat transfer coefficient during in-tube cooling of turbulent supercritical CO<sub>2</sub>, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 25, 2002, pp. 887-895.
- Plank 1929 R. Plank, Amerikanische Kältetechnik. *Berlin: VDI-Verlag*, 1929.
- Polyakov 1991 A.F. Polyakov, Heat transfer under supercritical pressures, *Advances in heat transfer*, 1991, Vol. 21, pp. 1-53.
- Popov 1967 V.N. Popov, Theoretical calculation of heat transfer and friction resistance for supercritical carbon dioxide. In: *Gazley Jr., C., Harnett, J.P., Ecker, E.R.C (Eds) Proceedings of Second All-Soviet Union Conference on heat and masse Transfer*, Minsk, Belarus, May, Published as Rand Report R-451, vol. 1, 1964, pp. 46-56.
- Popov 1977 V.N. Popov, Heat transfer process and turbulent flow of compressible fluid in circular tube, *High Temperature*, Vol. 15 (4), pp. 670-675.
- Razumovskiy 1985 V.G. Razumovskiy, A.P. Ornatskiy, Y.E.M. Mayecsjiy, N.V. Igol'nikova, Determination of drag coefficient in turbulent flow of water at supercritical pressures in smooth channels, *Fluid Mechanics-Soviet Research*, Vol. 14 (5), pp. 1-6.

- Refprop 7.0 M. McLinden, S.A. Klein, E.W. Lemmon, A.P. Peskin, NIST thermodynamic and transport properties of refrigerants and refrigerant mixture-REFPROP, Version 7.0, *National Institute of Standards and Technology, USA*.
- Reichardt 1951 H. Reichardt, Die Grundlager des turbulenten Warmetubergangs, *Arch. Ges. Warmetechnik*, 6/7, 1951, pp. 129-152.
- Renz 1986 U. Renz, R. Bellinghausen, Heat transfer in a vertical pipe at supercritical pressures, *Proceedings on the 8<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference*, San Francisco, 1986, Paper IF-15.
- Reynolds 1894 O. Reynolds, 1894, On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1897, pp. 123-161.
- Rieberer 1998 R. Rieberer, CO<sub>2</sub> as working fluid on heat pump, *PhD Thesis, Institute of Thermal Engineering, Graz University, Austria*, 1998.
- Robinson 1998 D. Robinson, E. Groll, Efficiencies of transcritical CO<sub>2</sub> cycles with and without expansion turbine, *International Journal of Refrigeration*, 21 (7), 1998, p. 577-589.
- Roelofs 2004 F. Roelofs, CFD Analyses of heat transfer to supercritical water flowing vertically upward in a tube, *Report under the contract of the Netherlands Ministry of Economic Affairs*, No. 21353/04.60811/P
- Rouai 1987 N.M. Rouai, Influences of buoyancy and imposed flow transients on turbulent convective heat transfer in a tube, *Ph. D. Thesis, University of Manchester*, 1987.
- Rowlinson 1988 J.S. Rowlinson, on the continuity of the gaseous and liquid states, *Ed. Studies in statistical Mechanics*, Vol. 14, North Holland, Amsterdam, 1988.
- Sakurai 2001 K. Sakurai, H.S. Ko, K. Okamoto, H. Madrame, Visualization study for pseudo-boiling in supercritical carbon dioxide under forced convection in rectangular channel, *Journal of the School of Engineering, The University of Tokyo*, Vol. XLVIII, 2001, pp.49-57.
- Schnurr 1976 N.M. Schnurr, V.S. Sasty, A.B. Shapiro, A numerical analysis of heat transfer to fluids near the thermodynamics critical point including the thermal entrance region, *Journal of Heat Transfer*, Nov. 1976, pp.609-615.
- Sengers 1972 J.M.H. Levelt-Sengers, S.C. Greer, Thermodynamic anomalies near the critical point of steam, 1972.
- Sengers 1978 J.V. Sengers, J.M.H. Levelt-Sengers, in: C.A. Croxton (Ed), *Progress in Liquid Physics*, Wiley, New York, 1978, references therein.
- Sengers 1994 J.V. Sengers, Effects of critical fluctuations on the thermodynamic and transport properties of supercritical fluids, *Supercritical fluids*, 1994, pp. 231-271.
- Shiralkar 1968 B.S. Shiralkar, P. Griffith, Deterioration in heat transfer to fluids at supercritical pressures and high fluxes, *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME 91 (1)*, 1969, pp. 27-36.
- Shiralkar 1970 B. Shiralkar, P. Griffith, The effect of swirl, inlet conditions, flow direction and tube diameter on the heat transfer to fluids at supercritical pressures, *Journal of Heat and Mass Transfer*, Trans. ASME Ser.C, Vol. 92 (3), 1970, pp. 465-474.
- Shitsman 1968 M.E. Shitsman, Temperature conditions in tubes at supercritical pressures, *Thermal Engineering*, Vol. 15 (5), pp. 72—77.
- Shitsman 1963 M.E. Shitsman, Impairment of heat transmission at supercritical pressures, *High Temperatures*, Vol. 1 (2), 1963, pp. 237-244.
- Shitsman 1974 M.W. Shitsman, Heat transfer to supercritical helium, carbon dioxide and water: analysis of thermodynamic and transport properties and experimental data, *Cryogenics*, Vol. 14 (2), 1974, pp. 77-83.
- Son 2005 C-H Son, S-J Park, An experimental study on heat transfer and pressure drop characteristics of carbon dioxide during gas cooling process in a horizontal tube, *International Journal of Refrigeration*, Article in Press.
- Soufiani 1992 A. Soufiani, 1992-1993, Methodes numeriques, *Cours de l'Ecole Centrale Paris (3<sup>eme</sup> Annee)*.
- Span 1996 R. Span, W. Wagner, A new equation of state for CO<sub>2</sub> covering the fluid region from the triple-point temperature to 1100 K at pressures up to 800 MPa, *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, Vol 25 (6), 1996, p. 763-808.
- Steiner 1971 A. Steiner, On the reverse transition of a turbulent flow under the action of buoyancy forces, *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 47, 1971, pp. 503-512.
- Styrikovitch 1967 M.A. Styrikovitch, T.Kh. Margulova, Z.L. Miropol'skii, Problems in the development of design supercritical boilers, *Thermal Engineering*, 1967, Vol. 14 (6), pp.5-9.
- Swenson 1965 H.S. Swenson, J.R. Carver, C.R. Karakala, Heat transfer to supercritical water in

- smooth-bore tubes, *Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Series C*, Vol. 87 (4), 1965, pp. 477-484.
- Szetela 1962 E.J. Szetela, Heat transfer to hydrogen including effects of varying fluid properties, *A.R.S. Journal*, Vol. 32 (8), 1962.
- Tanaka 1967 H. Tanaka, N. Nishikawa, M. Hirata, Turbulent heat transfer to supercritical carbon dioxide, *Proceedings of the J.S.M.E. Semi-international Symposium*, September 1967, pp. 127-134.
- Tanaka 1970 H. Tanaka, A. Tsuge, M. Hirata, N. Nishikawa, Effects of buoyancy and of acceleration owing to thermal expansion on forced turbulent convection in circular tubes-criteria of the effects, velocity and temperatures profiles, and reverse transition from turbulent to laminar flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 16, 1973, pp. 1267-1288.
- Tanaka 1971 H. Tanaka, A. Tsuge, M. Hirata, N. Nishikawa, A. Tsuge, Forced convection heat transfer to fluid near the critical point for flow in circular tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, 1971, pp. 739-750.
- Tanaka 1987 H. Tanaka, S. Maruyama, S. Hatano, Combined forced and natural convection heat transfer for upward flow in uniformly heated vertical pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 30, 1987, pp. 165-174.
- Tarasova 1968 N.V. Tarasova, A.I. Leont'ev, Hydraulic resistance during flow of water in heated pipes at supercritical pressures, *High Temperatures*, Vol. 6 (4), 1968, pp. 721-722.
- Tennekes 1974 H. Tennekes, J.L. Lumley, A first course in turbulence, *The MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London, England*, 1974.
- Thevenot 1979 R. Thevenot, A history of refrigeration throughout the world. *Paris: IIR*, 1979 (Filder JC., Trans).
- UN 1997 The Kyoto Protocol to the United Nations Framework Convention on Climate Change, 1997.
- Valentin 2004 B. Valentin, La climatisation automobile de demain et le CO<sub>2</sub>, *Revue Générale du Froid*, No 1044, 2004, p. 45-52.
- Van Driest 1956 E.R. Van Driest On turbulent flow near a wall, *Journal of Aero. Sci.*, Vol. 23, 1956, pp. 1007-1011, 1036.
- Vesovic 1990 V. Vesovic, W.A. Wakeham, The transport properties of carbon dioxide, *J. Phys. Chem. Ref Data*, Vol 19 (3), 1990, p. 1509-1596.
- Vikhrev 1967 Yu.V. Vikhrev, Yu.D. Barulin, A.S. Kon'kov, A study of heat transfer in vertical tubes at supercritical pressures, *Thermal Engineering*, Vol. 14 (9), 1967, pp. 116-119.
- Wei 2002 D. Wei, Y. Ma, L. Li, W. Su, Experimental study of convection heat transfer to supercritical carbon dioxide in a tube, *Conf. IIR/IIF, Guangzhou, china 2002*, 2002, paper 5.
- Wood 1964 R.D. Wood, J.M. Smith, Heat transfer in the critical region- temperature and velocity profiles in turbulent flow, *A.I.Ch.E Journal*, 10 (2), 1964, pp. 180-186.
- Yamagata 1972 K. Yamagata, K. Nishikawa, S. Hasegawa, Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15 (12), 1972, pp. 2575-2593.
- Yin 2001 J. Yin, C. Bullard, P. Hrnjak, R744 gas cooler model development and validation, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 24, 2001, pp. 652-659.
- Yoon 2003 S.H. Yoon, J.H. Kim, Y.W. Hwang, M.S. Kim, K. Min, Y. Kim, Heat transfer and pressure drop characteristics during the in-tube cooling process of carbon dioxide in the supercritical region, *International Journal of Refrigeration*, Article in Press.
- Yoshida 1972 S. Yoshida, T. Fujii, K. Nishikawa, Analysis of turbulent forced convection heat transfer to a supercritical fluid flowing in a tube, *Transaction of the A.S.M.E.*, Vol. 35, 1972, pp. 3185-3192.
- Yoshida 2000 S. Yoshida, H. Mori, Heat transfer to supercritical pressures fluids flowing in tubes, *SCR-2000, Nov. 6-8, Tokyo*, 2000, paper 106.
- Zappoli 1990 B. Zappoli, D. Bailly, Y. Garrabos, B.L. Neindre, P. Guenon, D. Beysens, Anomalous heat transport by the piston effect in supercritical fluids under zero gravity, *Phys. Rev. A* 41 (4), 1990, pp 2264-2267.
- Zappoli 1996 B. Zappoli, S. Amiroudine, P. Carlès, J. Ouazzani, Thermoacoustic and buoyancy-driven transport in a square side-heated cavity filled with a near-critical fluid, vol. 316, 1996, pp .53-72.
- Zappoli 2003 B. Zappoli, Near critical fluids hydrodynamics, *Comptes Rendus de Mécanique*, Article in Press, 2003.

- Zhou 1995                      N. Zhou, A. Krishnan, Laminar and turbulent heat transfer in flow of supercritical CO<sub>2</sub>, *Proceedings of the National Heat Transfer Conference*, HTD-Vol. 307, Volume 5, ASME, 1995, pp. 53-63.