



Titre: Étude des écoulements critiques (bloqués) pour des fluides aux états sous et sur critiques
Title: états sous et sur critiques

Auteur: Akila Hidouche
Author:

Date: 2017

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Hidouche, A. (2017). Étude des écoulements critiques (bloqués) pour des fluides aux états sous et sur critiques [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/2912/>
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2912/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alberto Teyssedou
Advisors:

Programme: Génie nucléaire
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS CRITIQUES (BLOQUÉS) POUR DES FLUIDES AUX
ÉTATS SOUS ET SUR CRITIQUES

AKILA HIDOUCHE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR
(GÉNIE NUCLÉAIRE)
DÉCEMBRE 2017

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS CRITIQUES (BLOQUÉS) POUR DES FLUIDES AUX
ÉTATS SOUS ET SUR CRITIQUES

présentée par : HIDOUCHE Akila

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. GUY Marleau, Ph. D., président

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. MUREITHI Njuki-William, Ph. D., membre

M. LACROIX Marcel, Ph. D., membre externe

DÉDICACE

À mes précieux parents,
À mes enfants Ilyas et Cyrine,
À mon mari Youcef,
À mes sœurs et frères.

REMERCIEMENTS

Cette thèse de doctorat n'aurait pas vu le jour sans l'encouragement de mon directeur de thèse Pr. Alberto TEYSSEDOU, qui m'a vivement encouragé à poursuivre mon parcours académique et d'avoir accepté la supervision de cette thèse. Je salue en lui sa confiance, son esprit de recherche et de critique. Je le remercie également de m'avoir laissé la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux.

J'aimerais exprimer ma sincère reconnaissance au Pr. Guy MARLEAU, non seulement d'avoir accepté présider et d'évaluer ce travail, mais aussi pour sa disponibilité. Je remercie tout autant les autres membres du jury, Pr. Marcel LACROIX et Pr. Njuki W. MUREITHI pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Je tiens à exprimer une reconnaissance particulière à mes professeurs et collègues de la faculté de Physique de l'USTHB (Alger).

Je remercie tous ceux qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre durant ma thèse, collègues et amis, ils se reconnaîtront. Je remercie également l'ensemble du personnel de l'Institut de Génie Nucléaire de Polytechnique Montréal.

Je suis extrêmement reconnaissante envers mes chers parents et toute ma famille. Et pour finir, je ne saurais dire à quel point je suis reconnaissante envers mon mari Youcef, pour sa patience pour m'avoir supportée tout au long de mes études. Et enfin, à mes enfants Ilyas et Cyrine, les motivants de cette thèse et ma plus belle réussite.

RÉSUMÉ

Les investissements en R & D au niveau mondial sont déterminés pour permettre le développement d'une filière nucléaire plus moderne, c.-à-d. qu'elle doit remplacer la technologie actuelle. Le forum international de Génération *IV* a proposé six concepts nouveaux de réacteurs nucléaires dont les enjeux sont la compétitivité économique, la sûreté et la résistance par rapport à la prolifération. Le concept du SCWR, «Supercritical Water-Cooled Reactors», un des réacteurs proposés par le forum, utilise de l'eau dans son état supercritique c.-à-d. au-dessus de son point critique thermodynamique comme fluide de refroidissement. Il est envisagé que ceci permettra une température du caloporteur à la sortie qui peut varier entre 773 K à 898 K, l'enthalpie du flux de sortie sera beaucoup plus élevée et donc le rendement sera augmenté sans la crise d'ébullition qui conduit à des risques de flux de chaleur critique (assèchement et/ou caléfaction).

Par contre les analyses de sûreté pour les SCWR sont peu nombreuses. Le présent travail de recherche s'inscrit dans ce cadre, en proposant une étude de phénomènes physiques qui peuvent avoir lieu lors d'un accident de fuite de caloporteur pour les réacteurs à hautes pressions, suite à une rupture au niveau du circuit de refroidissement. D'abord on étudiera les cas des débits bloqués (choking flow), c.-à-d. le flux massique maximal atteint par un fluide compressible qui s'écoule d'un milieu sous pression vers un autre de pression plus faible. Ceci se produit lorsque la vitesse de l'écoulement atteint la vitesse sonique. Par la suite on abordera la présence de l'onde de choc, signifiant des variations très rapides de la masse volumique, de la pression et de la vitesse du fluide sur des distances très faibles. Une modélisation réelle du comportement thermo-hydraulique est donc importante si un pareil accident se produit.

Une étude sur le débit bloqué pour le mélange diphasique eau-vapeur est effectuée en utilisant les modèles hydrodynamiques et aussi par le biais de l'estimation de la vitesse sonique, ainsi qu'en considérant l'hypothèse d'une masse volumique homogène pour le mélange. Pour les écoulements d'eau supercritique, nous proposons deux modèles pour calculer le débit maximal de fuite et nous présentons des résultats originaux du débit bloqué mesuré en utilisant une section d'essais divergente.

Le premier modèle développé, considère que le fluide à l'état supercritique subit une détente polytropicque qui lui permet de rester dans un état monophasique lors de sa décharge. Un accord satisfaisant a été obtenu entre les résultats théoriques et expérimentaux utilisant le coefficient d'expansion $n = 1,15$. Le second modèle, conclut que l'ajout de l'effet de la viscosité

du fluide réduit nettement l'écart par rapport aux valeurs expérimentales, particulièrement pour les sections d'essais utilisant un orifice avec chanfrein.

Le traitement des données obtenues utilisant la section d'essais divergente nous a montré que le flux massique mesuré est plus faible par rapport à celui obtenu pour les sections d'essais sans chanfrein. L'étude des profils de pressions mesurés font état de la présence d'une onde de choc, qui augmente les pertes dissipatives dues aux phénomènes irréversibles, ce qui explique le faible débit qu'on peut obtenir expérimentalement. Une corrélation quantifiant ce phénomène a été déduite en utilisant les résultats du débit bloqué d'une série d'expériences obtenue pour une même pression à la décharge de 700 kPa.

Les objectifs principaux de cette thèse ont été atteints. Le modèle polytropique et le modèle qui tient compte de la viscosité du fluide donnent une bonne estimation du débit bloqué pour les conditions supercritiques de l'eau. Particulièrement pour le modèle visqueux qui donne des résultats très proches des données expérimentales comparativement aux modèles existants dans la littérature (modèle homogène et modèle homogène modifié). Il sera donc intéressant de les implémenter dans des codes de calculs de sûreté nucléaire.

ABSTRACT

Global R&D investments were proposed to allow the nuclear industry to be developed, by replacing the current power reactor technologies. Within this framework, the International Forum of Generation IV proposed six new concepts of nuclear reactors focusing on economic competitiveness, safety and proliferation resistance. The concept of SWCR, "Supercritical Water-Cooled Reactors", one of the reactors proposed by the forum, uses water at supercritical conditions, i.e. above its thermodynamic critical state. It is expected that this condition will permit an outlet coolant temperature ranging between 773 K to 898 K to be achieved. Therefore, the enthalpy of the exit flow will be much higher and thus, the efficiency will be increased without the boiling crisis which can lead to risks of critical heat flux.

Nevertheless, there are few safety analyses for SCWR's. To this aim, this thesis tackles the development of quantitative and qualitative studies of physical phenomena that can occur during a loss of coolant accident due to the eventual rupture of the cooling system, which can provoke a reactor vessel depressurization, compromising the integrity of the reactor core. One problem is related to the choking flow, which is the maximum mass flow rate of a compressible fluid flowing through nozzles, orifices and sudden expansions, i.e. when the flow's velocity reaches sonic speed. A second quite complex physical process is the presence of shock waves, which means very rapid variations in the density, pressure and velocity of the fluid over very small distances. A real modeling of the thermo-hydraulic behavior is therefore important to perform safety analyses for such types of accident

A study on the choked flow phenomena for the two-phase liquid-vapor mixture is carried out using hydrodynamic models, also by estimating the sonic speed and considering the hypothesis of a homogeneous density for the mixture. In this work, we proposed two models to estimate the critical mass flux of supercritical water and we present original results of the choked flow measured using a divergent test section installed in a supercritical facility.

In a first step we developed a simple model based on a polytropic thermodynamics process. We assumed that the flow can expand between complete thermal equilibrium fully irreversible and completely isentropic.

It is obvious that such an approach means a transformation of the thermodynamic of the fluid remaining in a monophasic state along the discharge. A quite good agreement between the theoretical and experimental results was obtained using expansion coefficient $n = 1,15$. A second model that includes viscosity effects is also presented in this thesis. The use of this approach led to the conclusion that considering the viscosity effect of the fluid significantly

improves agreement between predictions and experimental data for test sections having a rounded edged orifice.

For a divergent test section, it is observed that the experimental mass fluxes are much lower than those collected with orifice type test sections. In addition, some measurements of axial pressure distributions seems to indicate the presence of shock waves. In such a case, these waves increase dissipation losses, which can explain the low values of mass fluxes. Within this viewpoint, a correlation based on the irreversibilities associated to shock waves is developed. Data collected by using a divergent test section and at a discharge pressure of 700 kPa, allowed us to find an appropriate loss coefficient as a function of the pseudocritical temperature.

Major contributions emerge from this work. The polytropic model and the model that takes into account the viscosity of the supercritical fluid give a good estimate of the mass fluxes as compared to the models given in the open literature (homogeneous model and modified homogeneous model). Therefore, we strongly recommend to implement them in nuclear safety analyses codes.

It must be emphasized that the work presented in this thesis opens the way for important future research programs. Amongst others: conduct new experiments by further increasing the discharge pressure and planning the possibility of introducing new pressure taps to better characterize the structure of shock waves. It would also be interesting to extend Radovskii's sonic speed model for supercritical fluids, although it must be pointed out that for monophasic flows this will necessitate the use of statistical irreversible thermodynamics.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvii
LISTE DES ANNEXES	xx
CHAPITRE 1 L'INTRODUCTION	1
1.1 Les réacteurs nucléaires de quatrième génération	2
1.2 Mise en contexte du travail de cette thèse	5
1.3 Organisation de la thèse	6
CHAPITRE 2 LES CONCEPTS ET LES DÉFINITIONS	7
2.1 Propriétés thermo-physiques des fluides	7
2.2 Intérêt des fluides à l'état supercritique	10
2.2.1 Propriétés des fluides supercritiques	11
2.2.2 La région de Widom pour un fluide à l'état supercritique	14
2.3 Équations de conservation pour les fluides	16
2.3.1 Équations de conservation pour les écoulements monophasiques	16
2.3.2 Les équations d'état	20
2.4 Les écoulements diphasiques	21
2.4.1 Paramètres décrivant les écoulements diphasiques	21
2.5 Conclusion du chapitre	24
CHAPITRE 3 LA REVUE DE LA LITTÉRATURE SUR LES ÉCOULEMENTS BLO-	

QUÉS	25
3.1 Dynamique des fluides compressibles	25
3.2 Les écoulements bloqués	28
3.2.1 Le modèle de Bernoulli pour un fluide incompressible	31
3.3 Revue de la littérature pour les écoulements bloqués	32
3.4 Les modèles pour les écoulements diphasiques bloqués	33
3.4.1 Le modèle homogène en équilibre	33
3.4.2 Le modèle homogène avec facteur de glissement	34
3.4.3 Les modèles avec déséquilibre thermodynamique	36
3.5 Les modèles d'écoulements bloqués pour les fluides à l'état supercritique	39
3.5.1 Le modèle homogène modifié de Chen et al.	39
3.5.2 Le modèle polytropique pour l'écoulement des fluides à l'état supercritique proposé par Hidouche et al.	40
3.6 Vitesse du son en milieu diphasique	41
3.6.1 Les modèles de Jakobsen et de Wallis	41
3.6.2 Le modèle de Nguyen	42
3.6.3 Le modèle de Brennen	42
3.6.4 Le modèle de Radovskii	43
3.7 Conclusion du chapitre	45
CHAPITRE 4 LE MONTAGE ET LE PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	47
4.1 L'installation expérimentale et l'instrumentation	47
4.2 Les sections d'essais	50
4.3 Le protocole expérimental	52
CHAPITRE 5 LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	54
5.1 Résultats expérimentaux	54
5.2 L'analyse d'erreurs expérimentales	59
5.3 Conclusion du chapitre	62
CHAPITRE 6 LES ÉCOULEMENTS BLOQUÉS DES FLUIDES À L'ÉTAT SOUS-CRITIQUE	64
6.1 Calcul de la vitesse du son pour les écoulements diphasiques	66
6.2 Étude comparative des données expérimentales du débit bloqué et les prédictions des modèles pour les conditions de pressions et de températures sous-critiques	71
6.3 Conclusion du chapitre	76

CHAPITRE 7 LES ÉCOULEMENTS BLOQUÉS DES FLUIDES À L'ÉTAT SUPERCRITIQUE	78
7.1 Discussion sur les données expérimentales de l'écoulement bloqué pour l'eau à l'état supercritique	79
7.2 Comparaisons entre les données expérimentales de l'écoulement bloqué de l'eau supercritique avec les prédictions des modèles homogène, homogène modifié et polytropique	82
7.3 Portée des effets dissipatifs sur le débit bloqué	85
7.4 Évaluation du débit bloqué obtenu en utilisant le modèle de Bernoulli	90
7.5 Étude des résultats de la section d'essais divergente	92
7.6 Estimation du facteur d'irréversibilité en fonction des conditions du fluide dans le réservoir	97
7.7 Conclusion du chapitre	102
CHAPITRE 8 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS	104
8.1 Synthèse des travaux	104
8.2 L'application aux réacteurs nucléaires	106
8.3 Les limites du modèle	106
8.4 Perspectives futures	106
RÉFÉRENCES	109
ANNEXES	116

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Propriétés critiques de quelques fluides.	10
Tableau 2.2	Comparaison entre les propriétés des liquides, des gaz et fluides supercritiques (Skoog et West, 2015).	12
Tableau 3.1	Domaine de validité des modèles théoriques.	45
Tableau 4.1	Conditions d'opérations pour la boucle supercritique.	53
Tableau 5.1	Écarts-types calculés pour les pressions, températures, puissances et flux massiques pour les données obtenues avec la section d'essais divergente (TS3).	62
Tableau 5.2	Écarts-types calculés pour les pressions, températures, puissances et flux massiques pour les données obtenues avec la section d'essais sans chanfrein (TS1).	62
Tableau 7.1	Conditions expérimentales utilisées avec les sections d'essais de type orifice sans chanfrein.	80
Tableau 7.2	Conditions expérimentales utilisées avec les sections d'essais de type orifice avec chanfrein.	80
Tableau 7.3	Écart moyen entre les valeurs expérimentales et le calcul théorique pour le débit bloqué.	88
Tableau 7.4	Tableau de pressions en fonction de la distance des prises de pressions par rapport à la chambre de mélange (données collectées à Polytechnique Montréal)	97

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Les générations de réacteurs nucléaires « Illustration d’après le Forum Generation IV et le CEA » (DOE, 2002).	3
Figure 1.2	Les réacteurs Génération IV : six concepts innovants (Generation IV International Forum, 2017).	4
Figure 2.1	Diagramme de phase pression–température avec les différentes transformations et le domaine supercritique pour l’eau.	8
Figure 2.2	Disparition du ménisque pour le dioxyde de carbone lors du chauffage à volume constant.	9
Figure 2.3	Variation de la masse volumique de l’eau en fonction de la pression (pour différentes isothermes).	11
Figure 2.4	Variations des propriétés thermo-physiques de l’eau autour de la région critique.	13
Figure 2.5	Ligne de Widom qui apparaît à partir de l’état critique.	15
Figure 2.6	Milieu continu de volume V et surface A	17
Figure 2.7	Les volumes occupés par le gaz et le liquide.	22
Figure 3.1	Écoulement à travers une conduite de section variable.	25
Figure 3.2	Distribution de la pression pour l’écoulement d’un fluide compressible le long d’une section d’essais munie d’un orifice	29
Figure 3.3	Données de Lemonnier pour l’écoulement d’air dans une tuyère convergente-divergente de 10 mm de diamètre au col (Lemonnier, 2008).	29
Figure 3.4	Effet de la pression de décharge sur l’écoulement d’un fluide dans une tuyère convergente-divergente ; a) évolution de la pression dans une tuyère convergente-divergente ; b) évolution du nombre de Mach dans la tuyère.	30
Figure 4.1	Schéma de l’arrangement hydraulique des deux boucles fonctionnant en parallèle.	48
Figure 4.2	Schéma simplifié de la boucle eau-vapeur à faible ou moyenne pression.	49
Figure 4.3	Schéma simplifié de l’installation expérimentale pour l’eau supercritique.	50
Figure 4.4	Section d’essais avec orifice sans chanfrein.	51
Figure 4.5	Section d’essais divergente.	52
Figure 5.1	Diagramme de la température versus l’entropie pour le système eau-vapeur : expériences réalisées pour les conditions de débit bloqué avec la section d’essais divergente.	55

Figure 5.2	Données expérimentales du flux massique bloqué obtenues avec la section d'essais divergente (TS3).	56
Figure 5.3	Données expérimentales du flux massique bloqué obtenues avec les trois sections d'essais (TS1, TS2, TS3).	56
Figure 5.4	Variation de la pression le long de la section d'essais divergente.	57
Figure 5.5	Présentation des endroits des prises de pression pour la section d'essais divergente.	58
Figure 5.6	Variation de la pression le long de la section d'essais (TS1) munie d'un orifice sans chanfrein.	58
Figure 5.7	Enregistrement en fonction du temps d'une expérience typique autour de la région $-50 \text{ K} < DT_{pc} < +50 \text{ K}$	60
Figure 5.8	Enregistrement en fonction du temps d'une expérience typique autour de la région $DT_{pc} > 50 \text{ K}$	60
Figure 5.9	Enregistrement en fonction du temps d'une expérience autour de la région $DT_{pc} < -50 \text{ K}$	61
Figure 6.1	Diagramme température-entropie pour l'eau. État du fluide supercritique à la décharge.	65
Figure 6.2	Augmentation de la pression et de la température du caloporteur d'une centrale supercritique.	65
Figure 6.3	Calcul de la vitesse du son par le modèle de Radovskii pour l'écoulement eau-vapeur à la pression de 1000 kPa (Olekhnovitch <i>et al.</i> , 2001b).	67
Figure 6.4	Comparaison entre les vitesses du son mesurées pour le mélange eau-vapeur à la pression de 283 kPa avec celles calculées par différents modèles théoriques.	68
Figure 6.5	Vitesse du son dans la vapeur humide.	70
Figure 6.6	Débits bloqués obtenus pour l'écoulement du mélange eau-vapeur dans une tuyère de Laval en fonction du titre thermodynamique (Maneely, 1962; Neusen, 1962; Starkman <i>et al.</i> , 1964), comparés aux prédictions des différents modèles théoriques.	72
Figure 6.7	Comparaison du débit bloqué mesuré pour le mélange eau-vapeur aux prédictions des différents modèles théoriques.	73
Figure 6.8	Contribution de la phase liquide sur le débit bloqué pour le système eau-vapeur, pour une pression de 6081 kPa (Henry et Fauske, 1971).	74
Figure 6.9	Comparaison des données expérimentales du flux massique bloqué avec les prédictions obtenues à partir du produit de la masse volumique homogène et la vitesse du son.	75

Figure 6.10	Valeurs des flux massiques bloqués expérimentales et théoriques pour une pression de 121 kPa (Henry et Fauske, 1971).	76
Figure 7.1	Données expérimentales des débits bloqués pour les sections d'essais de type orifice sans chanfrein (Lee et Swinnerton, 1983; Chen <i>et al.</i> , 2009; Muftuoglu et Teyssedou, 2014).	81
Figure 7.2	Données expérimentales des débits bloqués pour les sections d'essais de type orifice avec chanfrein (Lee et Swinnerton, 1983; Chen <i>et al.</i> , 2009).	81
Figure 7.3	Diagramme température-entropie pour l'eau et les différentes transformations possibles à la décharge.	83
Figure 7.4	Comparaison entre les données expérimentales du débit bloqué (Muftuoglu et Teyssedou, 2014) et les prédictions des modèles théoriques.	84
Figure 7.5	Variation de $\frac{dp}{T}$ proche de la zone de saturation, pour la vapeur surchauffée.	87
Figure 7.6	Comparaison des débits bloqués calculés par le modèle homogène modifié, le modèle polytropique et le modèle avec dissipation avec les données expérimentales. a) et b) pour sections d'essais avec et sans chanfrein ; c) et d) agrandissement de la région supercritique.	89
Figure 7.7	Comparaison des débits calculés en utilisant le modèle de Bernoulli avec les données expérimentales de Polytechnique Montréal. a) section d'essais avec un orifice de 1mm de diamètre sans chanfrein ; b) section d'essais avec un orifice de 1,395 mm de diamètre sans chanfrein.	90
Figure 7.8	Comparaison des débits calculés en utilisant le modèle de Bernoulli avec les données expérimentales de Chen <i>et al.</i> (2009).	91
Figure 7.9	Débits bloqués mesurés en utilisant une section d'essais divergente.	92
Figure 7.10	Comparaison des données des débits bloqués collectés par Yang <i>et al.</i> (2014) avec ceux de Polytechnique Montréal (Teyssedou <i>et al.</i> , 2015).	93
Figure 7.11	a) Diagramme sur l'écoulement dans un canal avec obstruction. b) Comparaison des données de Yang <i>et al.</i> (2014) pour les débits bloqués avec les estimations de leur modèle.	94
Figure 7.12	Comparaison des données de Polytechnique Montréal des débits obtenus pour les orifices sans chanfrein avec les prédictions du modèle de Yang <i>et al.</i> (2014).	95
Figure 7.13	Profils des pressions obtenus par Yang <i>et al.</i> (2014).	96
Figure 7.14	Comparaison des débits bloqués calculés en utilisant le modèle de Radvoskii (1970) avec les résultats expérimentaux de Yang <i>et al.</i> (2014) et ceux de Polytechnique Montréal.	96

Figure 7.15	Profils de pression mesurés pour la section d’essais divergente.	98
Figure 7.16	Diagramme de phase pression-masse volumique pour l’eau.	101
Figure 7.17	Comparaison des débits bloqués mesurés en utilisant la section d’essais divergente avec les prédictions du modèle semi-analytique basé sur l’accroissement d’entropie provoqué par l’onde de choc.	102
Figure A.1	Organigramme du calcul itératif utilisé pour le modèle de Henry et Fauske (1971).	116
Figure A.2	Organigramme du calcul itératif utilisé pour le modèle figé (D’Auria et Vigni, 1980).	117
Figure C.1	Écarts des mesures dans la région $DT_{pc} < -50 K$	120
Figure C.2	Écarts des mesures dans la région $-50 K < DT_{pc} < +50 K$	121
Figure C.3	Écarts des mesures dans la région $DT_{pc} \geq +50 K$	122
Figure D.1	Les sections d’essais utilisées par Lee et Swinnerton (1983) pour effectuer des expériences en utilisant de l’eau à l’état supercritique.	123
Figure D.2	Les sections d’essais utilisées par Chen <i>et al.</i> (2010) pour effectuer des expériences en utilisant de l’eau à l’état supercritique.	124
Figure E.1	Organigramme du processus de solution utilisé pour le modèle de Yang <i>et al.</i> (2014).	128

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Acronymes

AIEA	Agence Internationale de l'Énergie Atomique
CANDU	CANada Deuterium Uranium
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CIAE	China Institute of Atomic Energy
EES	Engineering Equation Solver
EPR	European Pressurized Reactor
FCC	Flux de Chaleur Critique
GFR	Gas Fast Reactors
GIF	Generation IV International Forum
HEM	Homogeneous Equilibrium Model
HEM-M	Modified Homogeneous Equilibrium Model
IAEA	International Atomic Energy Agency
IHE	Isentropic Homogeneous Expansion Model
IGN	Institut de Génie Nucléaire
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
LFR	Lead Fast Reactors
MSR	Molten Salt Reactors
NIST	National Institute of Standard and Technology
PWR	Pressurized Water Reactor
RBMK	Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyi
REB	Réacteurs à Eau Bouillante
REP	Réacteur à eau sous pression
SCWR	Supercritical Water Reactors
SFR	Sodium Fast Reactors
TS	Test Section
V/HTR	Very High or High Temperature Reactors
USNRC	United States Nuclear Regulatory Commission

Liste des symboles

a	vitesse du son [$m.s^{-1}$]
A	section [m^2]
c_p	chaleur massique isobare [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
c_v	chaleur massique isochore [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
D, d	diamètre [m]
g	accélération gravitationnelle [$m.s^{-2}$]
G	flux massique [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]
h	enthalpie massique [$J.kg^{-1}$]
h_{fg}	chaleur latente de vaporisation [$J.kg^{-1}$]
\bar{I}	tenseur unité [-]
L	longueur de la section [m]
m	masse [kg]
M	nombre de Mach [$M = \frac{v}{a}$]
n	exposant polytropique [-]
p	pression [MPa]
Pr	nombre de Prandtl [$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$]
p_d	pression à la décharge (près du col) [MPa]
p_o	pression au réservoir [MPa]
p_s	pression à la sortie [MPa]
\dot{Q}_g	densité du taux de génération de chaleur [$W.m^{-3}$]
Re	nombre de Reynolds [$Re = \frac{\rho v D}{\mu}$]
R	constante de gaz parfait pour le fluide [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
s	entropie [$J.K^{-1}$]
S_ψ	génération de la propriété par unité de volume et de temps
S	rapport de glissement [$S = \frac{v_g}{v_l}$]
T	température absolue [K]
t	temps [s]
u	énergie interne massique [$J.kg^{-1}$]
v	vitesse [$m.s^{-1}$]
V	volume [m^3]
x	titre statique [-]
x_{th}	titre thermodynamique [-]

Caractères grecs

ϵ	taux de vide moyen $[-]$
β	titre volumique $[-]$
γ	coefficient de détente isentropique $[-]$
ε	rugosité absolue de la surface $[m]$
η	rapport entre la pression à la gorge et la pression de stagnation $[-]$
κ	paramètre de relaxation $[\kappa = \omega d^2]$
μ	viscosité dynamique $[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
ρ	masse volumique $[kg.m^{-3}]$
λ	conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$
σ	tension superficielle $[kg.s^{-2}]$
τ	temps de relaxation $[s]$
ν	volume massique $[m^3.kg^{-1}]$
ω	fréquence angulaire $[rad.s^{-1}]$
α	diffusivité thermique $[m^2.s^{-1}]$
κ_T	compressibilité isotherme $[Pa^{-1}]$
λ'	coefficient de frottement de Darcy

Liste des indices

c	critique pour désigner l'état du fluide
e	équilibre
g	gaz
k	désigne la phase (liquide ou vapeur)
l	liquide
sat	saturation
v	vapeur
o	condition au repos
\otimes	produit tensoriel dyadique
\times	produit vectoriel

Nomenclature

Débit bloqué: correspond au flux massique maximal

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	LES ORGANIGRAMMES DE CALCUL	116
Annexe B	LE MODÈLE POLYTROPIQUE POUR L'ÉCOULEMENT DES FLUIDES À L'ÉTAT SUPERCRITIQUE	118
Annexe C	L'ANALYSE STATISTIQUE DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES	120
Annexe D	LES DIFFÉRENTES SECTIONS D'ESSAIS	123
Annexe E	LE MODÈLE DE YANG et al. POUR LE DÉBIT BLOQUÉ	125

CHAPITRE 1 L'INTRODUCTION

Pour faire face à l'épuisement des ressources fossiles et à la cible zéro des émissions de gaz à effet de serre, l'énergie nucléaire jouera un rôle important dans la planification énergétique mondiale dans le futur au côté des énergies renouvelables. Les deux grandes puissances émergentes que sont la Chine et l'Inde (40% de la population mondiale) ont déjà engagé d'importants programmes de développement de leurs filières nucléaires. Ce constat a été confirmé par les études menées par l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique AIEA (International Atomic Energy Agency) prévoyant une augmentation de la capacité mondiale de la production nucléaire jusqu'à 40% d'ici 2035. Avec une prévision d'accroissement de 34% de puissance produite par les réacteurs à eau sous pression (PWR : Pressurized Water Reactor) et 36% par les réacteurs sous pression européen (EPR : European Pressurized Reactor).

Pour contrer le vieillissement de plus de la moitié des 446 réacteurs nucléaires en opération en 2017, le Forum International Génération IV (GIF : Generation IV International Forum) a mis en place une coopération internationale constituée de 14 membres¹. Ils se sont engagés à mettre leurs efforts en commun dans le processus de développement de nouveaux réacteurs dits de quatrième génération «génération IV», afin de succéder aux réacteurs actuels. Les nouveaux réacteurs doivent répondre aux exigences suivantes : combler le besoin énergétique, étendre la durabilité des ressources en matière fissile, assurer la sûreté pour la protection des individus et l'environnement, minimiser les risques de prolifération et gérer les déchets radioactifs (Murty et Charit, 2008). Dans ce contexte, la sûreté nucléaire est définie comme suit : « Ensemble des actions destinées à assurer la protection des personnes et des biens contre les dangers, nuisances ou gênes, susceptibles d'être provoqués par les installations nucléaires ou le transport des matières nucléaires » (Laverie, 1999). De ce fait, pour prévenir les situations d'incidents et d'accidents qui pourraient avoir lieu dans les installations nucléaires, à partir de la conception à l'exploitation tout en limitant les conséquences, les études de l'amélioration du niveau de sûreté ne cessent d'augmenter. En particulier, l'industrie nucléaire a appris des trois accidents majeurs de l'histoire du nucléaire civil (Duco, 2003) :

- L'accident de Three Mile Island en Pennsylvanie (1979) aux États-Unis : engendré par une organisation défaillante et des marches à suivre qui n'ont pas été respectées (facteur humain) ;

1. Le GIF rassemble actuellement l'Afrique du Sud, le Canada, la Chine, la Corée du Sud, les États-Unis, Euratom, la France, le Japon, la Russie et la Suisse. Les membres non actifs sont l'Argentine, le Brésil et la Grande-Bretagne.

- La catastrophe nucléaire de Tchernobyl en Ukraine (URSS 1986) : l'accident a causé un rejet radioactif important du réacteur. La conception du réacteur (RBMK) qui a explosé et les erreurs humaines sont les facteurs mis en cause ainsi que la gestion indolente de l'état de crise.
- Les centrales de Fukushima Daiichi (2011) au Japon (réacteurs à eau bouillante, REB) : l'accident a montré la vulnérabilité d'une centrale nucléaire face aux accidents et catastrophes «naturels».

1.1 Les réacteurs nucléaires de quatrième génération

Les réacteurs de deuxième génération (c.-à-d. les REP, les REB) et de troisième génération (c.-à-d. les EPR) actuels utilisent de l'uranium enrichi (3-5%). Dans les REP et les REB, l'eau légère joue le rôle de fluide caloporteur et de modérateur. Les EPR utilisent l'eau sous pression comme caloporteur. Les réacteurs Candu (Canada Deuterium Uranium), utilisent de l'uranium naturel et un modérateur qui est l'eau « lourde » (oxyde de deutérium). Globalement, l'eau chauffée dans le cœur du réacteur est soit mise sous pression pour produire de la vapeur dans un circuit secondaire à travers des générateurs de vapeur, soit bouillante alimentant directement la turbine. Ces réacteurs atteignent des rendements énergétiques de l'ordre de 34%. Ils sont flexibles et respectent les normes de sûreté actuelles. Les objectifs attendus des nouveaux réacteurs nucléaires (génération IV) sont : l'utilisation plus efficace du combustible pour un meilleur rendement, une gestion plus efficace des déchets radioactifs comme par exemple brûler les actinides mineurs (neptunium, américium et curium) pour diminuer leur volume et les transmuter en éléments de durée de vie plus faible. Les hautes températures du caloporteur utilisé dans ce réacteur permettront également d'exploiter d'autres applications comme le dessalement de l'eau de mer et l'obtention de l'hydrogène. Dans la figure 1.1, on présente l'avancement technologique des réacteurs.

Les six concepts de réacteurs nucléaires de quatrième génération retenus par le GIF sont les suivants (Abram et Ion, 2008; Gauché, 2013) :

- Réacteur à (très) haute température (V/HTR “ Very High Temperature Reactor ”) (figure 1.2a)² : ce réacteur permet de produire de la chaleur à très haute température, de l'électricité, de l'hydrogène et peut être utilisé pour la cogénération ;
- Réacteur à eau supercritique (SCWR “ Supercritical Water-cooled Reactor ”) (figure 1.2b)² : le système de refroidissement primaire est de l'eau portée à un état «supercritique». Le rendement énergétique envisageable serait augmenté par rapport

2. https://fr.wikipedia.org/wiki/Forum_international_Génération_IV. Consulté en juillet 2017

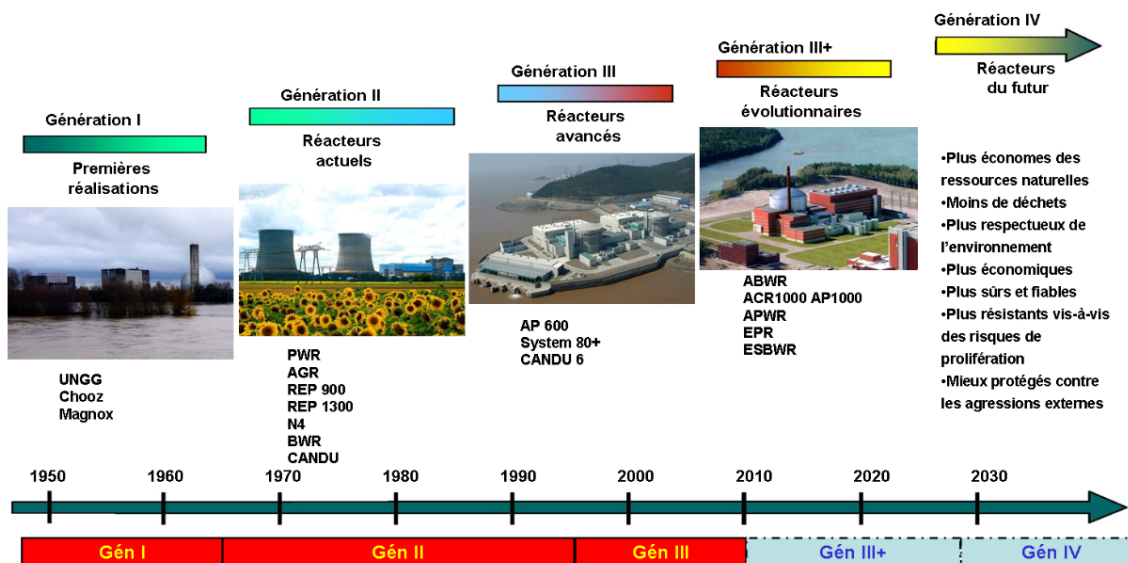


Figure 1.1 Les générations de réacteurs nucléaires « Illustration d'après le Forum Generation IV et le CEA » (DOE, 2002).

à la technologie actuelle, rendant ainsi ce réacteur plus intéressant économiquement ;

- Réacteur à neutrons rapides refroidi au gaz (GFR “ Gas-cooled Fast Reactor ”) (figure 1.2c)² : le flux de neutrons de ces réacteurs n'est pas ralenti par opposition à un réacteur à neutrons thermiques, où les neutrons issus des réactions de fissions sont ralentis par le modérateur. La fertilité de l'uranium 238 est ainsi exploitée pour les réacteurs à neutrons rapides. Presque 96% du combustible est brûlé et la haute température servira pour la production d'hydrogène. Ce type de réacteur est refroidi en utilisant un gaz à haute température ;
- Réacteur à neutrons rapides refroidi au plomb (LFR “ Lead Fast Reactors ”) (figure 1.2d)² : c'est un réacteur à spectre de neutrons rapides qui utilise du plomb à l'état liquide comme fluide de refroidissement ;
- Réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium (SFR “ Sodium Fast Reactors ”) (figure 1.2e)² : c'est un réacteur à neutrons rapides qui utilise du sodium liquide pour son refroidissement. Ce réacteur peut être associé à un cycle fermé pour recycler les actinides. Le combustible est refroidi en piscine d'entreposage pour 3 ans minimum et ensuite traité pour récupérer les matières recyclables. Lorsque le combustible utilisé n'est pas recyclé, le cycle est dit ouvert (c.-à-d. le combustible est refroidi durant des décennies et ensuite stocké dans des sites spécifiques) ;

- Réacteur à sels fondus (MSR “ Molten Salt Reactor ”); figure 1.2f : ce sont des réacteurs à neutrons thermiques, modérés au graphite et refroidis par des sels fondus. Le combustible nucléaire est sous forme liquide, dissous dans du sel fondu. Ce type de réacteur a l'avantage d'opérer à pression plus faible que celle des technologies antérieures.

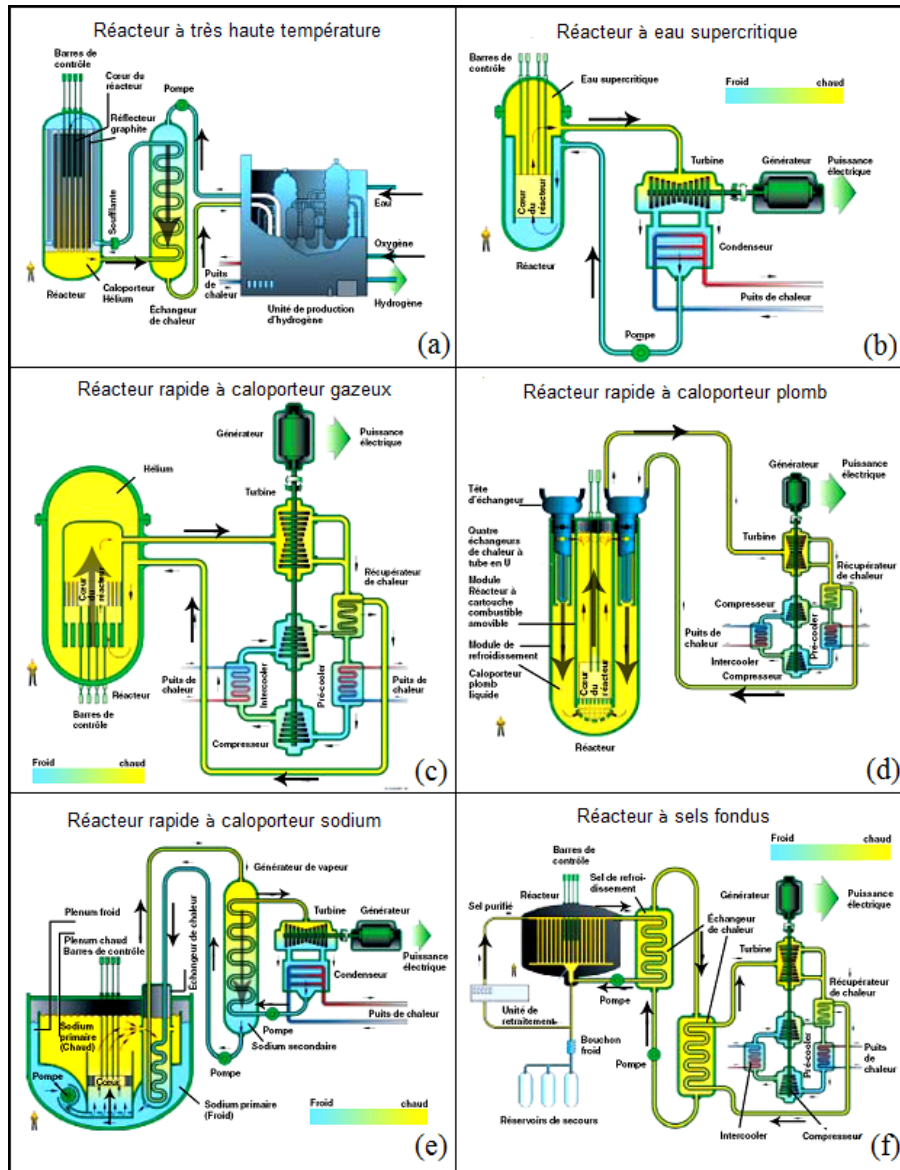


Figure 1.2 Les réacteurs Génération IV : six concepts innovants (Generation IV International Forum, 2017).

1.2 Mise en contexte du travail de cette thèse

Le concept du réacteur à eau supercritique (SCWR : SuperCritical Water Reactor) est basé sur l'emploi de l'eau à l'état supercritique comme fluide caloporteur. Il peut utiliser des neutrons rapides ou thermiques. Ce réacteur présente une technologie comparable à celle des réacteurs à eau sous pression (REP). Les avantages des SCWR découlent des propriétés de l'eau supercritique (au-dessus de la pression de 22,1 MPa et de la température de 647,3 K) permettant d'atteindre des températures du caloporteur en sortie autour de 898 K et donc un rendement élevé d'environ 45%. Le risque d'ébullition qui peut provoquer des conditions de flux de chaleur critique n'existe pas, étant donné que l'eau est dans un état supercritique. D'autre part, les générateurs de vapeur ne seront plus nécessaires, permettant ainsi des installations nucléaires plus compactes.

Sur le plan fondamental, les travaux de recherche théoriques et la production de données nécessaires pour ces réacteurs vont permettre sa conception, sa réalisation et l'exécution des calculs de sûreté plus fiables. En terme de sûreté des centrales nucléaires, les études de décharge d'un fluide (liquide, gaz ou d'un mélange liquide-vapeur) vers un système de basse pression sont importantes, particulièrement pour les systèmes qui fonctionnent à très hautes pressions, par exemple les PWR et SCWR dont il est question dans ce présent projet.

Cette thèse présente une étude de sûreté du réacteur nucléaire SCWR refroidi par l'eau à l'état supercritique. Il s'agit précisément du phénomène de l'écoulement bloqué de l'anglais "choking flow", qui signifie que l'écoulement est étranglé ou étouffé. Nous utiliserons «écoulement bloqué» pour décrire les écoulements limités par la vitesse du son, aussi identifiés comme écoulements critiques. La forte puissance nécessaire pour le fonctionnement des SCWR, peut engendrer un accident grave qui est la fusion du combustible dû au défaut de refroidissement causé par la fuite du caloporteur. Cet accident est connu sous le nom de PERCA (perte de caloporteur). Il se produit à la suite d'une rupture du circuit de refroidissement provoquant la dépressurisation du système de caloporteur et une montée rapide de la température de la gaine du combustible.

L'un des paramètres importants de la sûreté des réacteurs est de pouvoir évaluer le débit maximal de fuite lorsqu'un tel accident se produit. Les modèles utilisés actuellement sont établis pour prédire les débits bloqués pour des fluides à l'état sous-critique. Les études pour les fluides à l'état supercritique sont rares, en raison du manque de données expérimentales. En effet, les conditions d'opérations des SCWR sont particulièrement sévères. Dès lors, il est important d'élaborer et de développer des modèles capables de prédire l'écoulement limité par la vitesse du son et certainement de conduire de nouvelles expériences pour mieux comprendre

le phénomène.

Nous développons dans cette thèse deux modèles thermo-hydrauliques pour calculer le débit bloqué dans des conditions de pressions et de températures du fluide supercritiques. Il sera également question de calculer la vitesse du son pour les écoulements diphasiques.

Un premier modèle polytropique s'appuyant sur des hypothèses simplificatrices a été développé. Ce modèle considère que le fluide demeure dans un état monophasique lors de sa décharge. Le deuxième modèle développé est porté sur l'effet du frottement dû à la viscosité du fluide. De nouvelles données expérimentales du débit bloqué obtenues en utilisant une section d'essais divergente sont présentées. Le traitement des résultats pour cette section a montré qu'en plus du phénomène de l'écoulement bloqué qui a lieu, il y a aussi apparition d'une onde de choc. Une corrélation liant le facteur d'irréversibilité aux conditions du réservoir a été établie.

1.3 Organisation de la thèse

Cette thèse est partagée en huit chapitres. Nous présentons dans le chapitre 2 un rappel sur les propriétés thermo-physiques de l'eau supercritique et la dynamique des écoulements des fluides par le biais des équations de conservation. Nous introduisons également les paramètres importants intervenant dans les écoulements diphasiques. Pour les conditions du fluide sous-critiques, l'écoulement bloqué a fait l'objet de plusieurs études tant expérimentales que théoriques en fonction des paramètres de l'écoulement, entre autres de la géométrie de la conduite et de la pression de décharge. Cette étude est présentée au chapitre 3.

Le débit bloqué peut être également évalué à partir du calcul de la vitesse sonique. En effet, une rupture dans un circuit va générer une onde qui circule à l'intérieur du système et la différence de pression accélère le fluide vers la rupture. Lorsque la vitesse du fluide devient égale à la vitesse du son, l'onde devient stationnaire et l'écoulement est dit bloqué. Un rappel des différents modèles pour le calcul de la vitesse du son est également présenté. De nouvelles expériences pour la mesure du débit bloqué ont été conduites pour une section d'essais de type divergente.

Le protocole expérimental et les résultats obtenus sont respectivement présentés aux chapitres 4 et 5. Les comparaisons et les discussions des calculs du débit bloqué pour les fluides sous-critiques et supercritiques sont présentées respectivement aux chapitres 6 et 7. Le chapitre 8 présente la conclusion, c.à-d. le bilan de nos contributions, les difficultés rencontrées ainsi que les perspectives futures.

CHAPITRE 2 LES CONCEPTS ET LES DÉFINITIONS

À l'échelle macroscopique, les états de la matière sont discernables par différents paramètres thermo-physiques tels que la masse volumique, la viscosité, la chaleur massique, la conductivité thermique et la vitesse du son. L'état de la matière est réparti en trois formes distinctes, liquide, gaz et solide. Les solides ont une masse volumique importante et se présentent sous une forme définie avec un agencement ordonné des atomes. Les atomes des liquides sont rapprochés de manière désordonnée et en constante agitation favorisant les déformations. La masse volumique dans les gaz¹ est faible et les atomes tendent à occuper tout le volume disponible. Les systèmes purement liquide ou gazeux sont constitués d'une seule phase, ils sont considérés monophasiques. Un état diphasique, est caractérisé par la présence de deux fluides avec des interfaces qui séparent chaque phase. Nous présentons dans ce chapitre les caractéristiques fondamentales des fluides, et particulièrement celles de l'eau et nous introduisons les équations de conservation qui régissent les écoulements des fluides.

2.1 Propriétés thermo-physiques des fluides

Nous présentons dans la figure 2.1, l'évolution de la pression d'équilibre en fonction de la température des différentes régions où la substance existe sous forme de solide, de liquide ou de vapeur pour l'eau. Ce diagramme indique également les transformations de phases et l'état triphasé (solide-vapeur-liquide). L'accroissement de pression et de température le long de la ligne de saturation (c.-à-d. le long du changement de phase vaporisation-liquéfaction) conduit au point critique. À partir de cet état, il n'y a plus de changement de phase par conséquent, on ne peut pas différencier le liquide de la vapeur. Pour cette raison, à des températures et pressions supérieures à celles de l'état critique on parle d'un fluide supercritique.

Les fluides chauffés au-delà de leur température critique et comprimés au-dessus de leurs pressions critiques sont appelés fluides supercritiques. Ils ont la particularité d'avoir les propriétés compressibles du gaz et une masse volumique comparable à celles des liquides. Le fluide est dans un état monophasique homogène avec des propriétés thermo-physiques sensibles aux variations de la pression et de la température. Un exemple de la disparition de la coexistence vapeur-liquide au point critique est montré dans la figure 2.2, pour le dioxyde de carbone (Oakes *et al.*, 2001). Nous présentons sur cette figure, les courbes de la variation de

1. Ludwig Boltzmann (1844-1906) : description microscopique des gaz, interprétation microscopique de l'entropie et de la notion d'irréversibilité

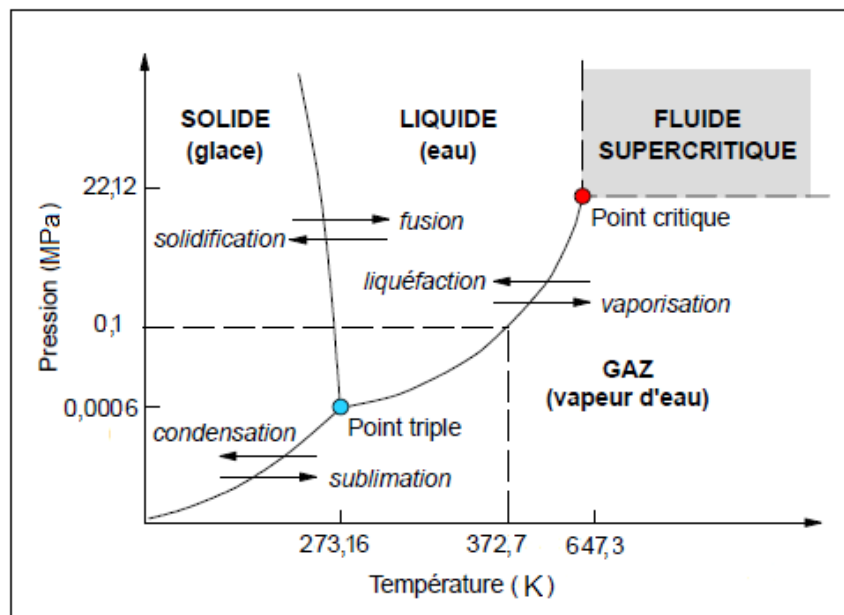


Figure 2.1 Diagramme de phase pression–température avec les différentes transformations et le domaine supercritique pour l’eau.

la pression en fonction du volume massique pour le CO_2 obtenues par le logiciel EES² (Klein et Alvarado, 2002), pour le calcul des propriétés thermodynamiques des fluides.

La figure 2.2 montre des évolutions à volume massique constant (v =volume massique de l’état critique). On observe que l’augmentation de la température du fluide est accompagnée d’un accroissement de sa pression. Le fluide subit de l’évaporation à travers de l’interface liquide-vapeur (figure 2.2b). Le chauffage provoque ainsi une augmentation de la quantité de vapeur et un changement presque imperceptible du ménisque (parce que le volume massique du liquide est trop faible). La quantité de vapeur augmente comme le montre la figure 2.2c ; cependant, quand l’état critique est atteint, le ménisque subitement disparaît.

Comme le montre la figure 2.2d, dans cette condition on ne peut plus différencier la phase liquide et la phase vapeur et le fluide devient opalescent. Les atomes dans les fluides supercritiques sont répartis de manière désordonnée dans des états intermédiaires entre le liquide et la vapeur.

2. Engineering Equation Solver, F-Chart Software, Madison, WI, USA

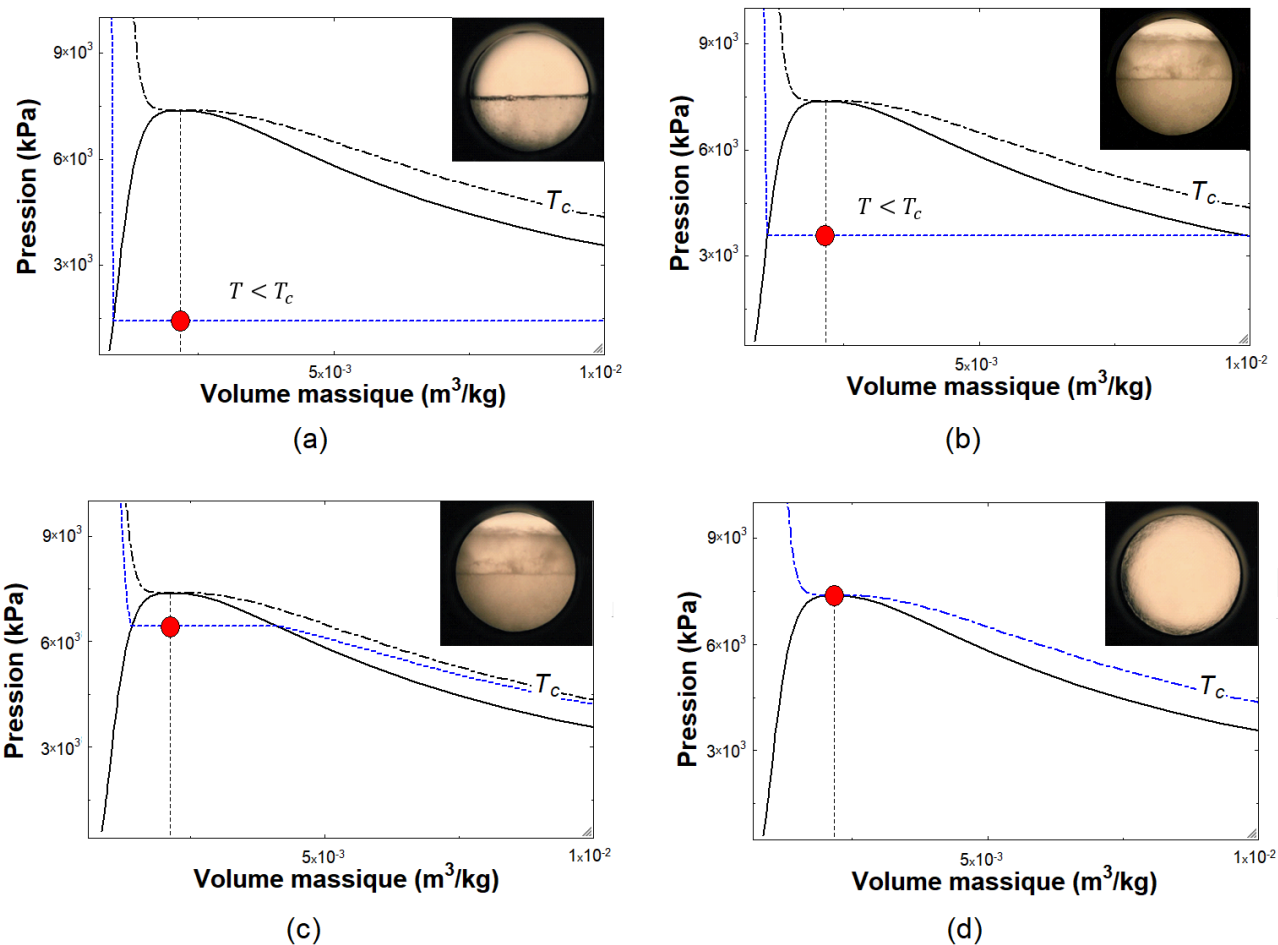


Figure 2.2 Disparition du ménisque pour le dioxyde de carbone lors du chauffage à volume constant. a) le ménisque qui sépare les phases liquide et gazeuse est bien visible pour les conditions (P,T); b) et c) au fur et à mesure de l'augmentation la pression, le ménisque s'amincit et devient moins visible; d) en augmentant la température, le ménisque disparaît et le passage du fluide dans le domaine supercritique est observé.

2.2 Intérêt des fluides à l'état supercritique

L'intérêt pour les fluides supercritiques ne cesse d'augmenter dans plusieurs secteurs industriels et plus particulièrement pour le dioxyde de carbone (Dobashi *et al.*, 1998) choisi pour son point critique plus bas que celui de l'eau tel que montré au tableau 2.1 (Gas Encyclopedia-Methane, 2014). Dans sa phase critique, le dioxyde de carbone est utilisé en industrie agro-alimentaire et en pharmacie car il est ininflammable, non toxique et non corrosif. Le même tableau indique aussi l'état critique pour l'Éthane et le Propane.

Tableau 2.1 Propriétés critiques de quelques fluides.

Fluide	Tc (K)	Pc(MPa)
Eau (H_2O)	647,30	22,1
Dioxyde de carbone (CO_2)	303,25	7,37
Éthane (C_2H_6)	305,35	48,8
Propane(C_3H_8)	369,75	42,5

L'eau supercritique a été utilisée initialement dans les centrales électriques au combustible fossile pour augmenter le rendement thermique et également comme procédé d'extraction (exemple de la caféine) et/ou pour la séparation chimique (Eckert *et al.*, 1996). L'emploi de l'eau supercritique permet de produire une eau pure, de détruire les déchets toxiques par oxydation sans produits volatils toxiques (Christophe, 2011).

Les fluides supercritiques ont les caractéristiques importantes d'être denses et compressibles. Nous traçons dans la figure 2.3 la variation de la masse volumique de l'eau en fonction de la pression. La figure indique des variations locales de la masse volumique du fluide lors d'un changement isotherme de la pression autour de la région critique. La masse volumique varie rapidement pour des petites variations de pressions, mais pour des hautes températures et pressions, la variation devient plus lente. Du point de vue microscopique, ces variations sont associées aux fluctuations de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière d'où le phénomène d'opalescence observé à la figure 2.2d, quand l'état critique est atteint.

Le fluide supercritique est caractérisé par une viscosité cinématique ν presque constante et une faible diminution de la diffusivité thermique α . Le rendement de l'échange thermique représenté par le nombre de Prandlt ($Pr = \frac{\nu}{\alpha}$) est donc amélioré (Piro et Duffey, 2007), ce qui indique que l'eau supercritique est un meilleur caloporteur. Les caractéristiques de l'eau supercritique font en sorte qu'avec une faible quantité de caloporteur, nous pouvons réduire ainsi l'inventaire d'eau d'une installation thermique.

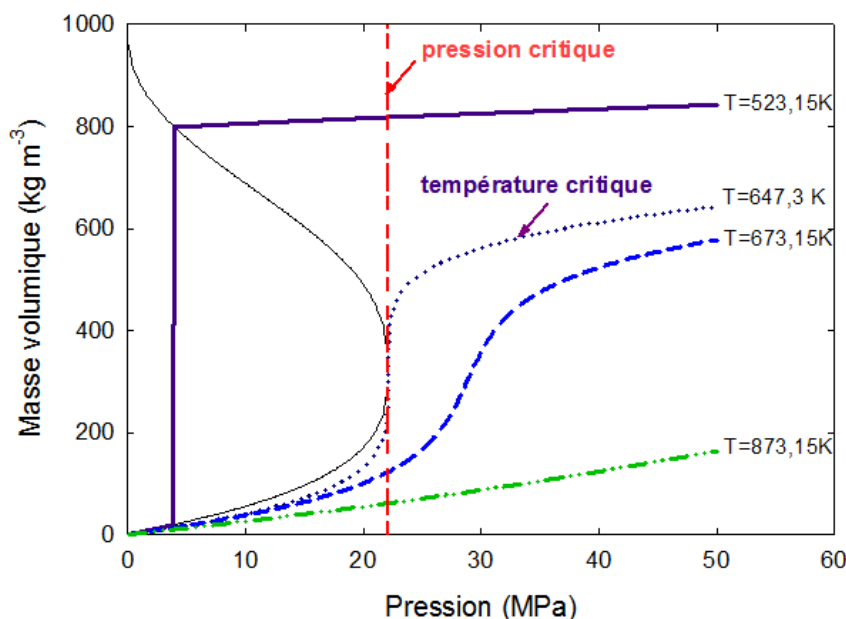


Figure 2.3 Variation de la masse volumique de l'eau en fonction de la pression (pour différentes isothermes).

2.2.1 Propriétés des fluides supercritiques

La région supercritique correspond à la région délimitée par les lignes perpendiculaires montrées en pointillé dans la figure 2.1 du diagramme pression-température, c.-à-d. la zone où la pression et la température sont supérieures aux valeurs critiques 22,1 MPa et 647,3 K. Le tableau 2.2 montre une comparaison entre les propriétés (masse volumique, viscosité et coefficient de diffusion) des liquides et des gaz avec ceux des fluides à l'état supercritique (Skoog et West, 2015). Ce tableau indique que les fluides supercritiques ont une masse volumique plus élevée que celle du gaz mais voisine de celle des liquides. La viscosité est plus proche de celle du gaz. Le coefficient de diffusivité est plus important que celui des liquides ce qui facilite leur pénétration dans les milieux poreux. Autour de la région critique comme l'indique la figure 2.4, la chaleur spécifique (figure 2.4a) et la conductivité thermique (figure 2.4f) divergent et la vitesse du son est minimale (figure 2.4c).

Nous montrons dans la figure 2.4, des lignes en pointillé, reliant les états critiques pour différentes conditions isobares. La ligne sur la courbe de la variation de la chaleur massique maximale en fonction de la température est appelée la ligne pseudo-critique. Elle traduit la relation qui existe entre la température et la pression critique. Notons que les propriétés thermodynamiques pour la région loin de l'état critique peuvent être représentées par la loi

Tableau 2.2 Comparaison entre les propriétés des liquides, des gaz et fluides supercritiques (Skoog et West, 2015).

Propriété	Masse volumique (kg.m^{-3})	Viscosité ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)	Coefficient de diffusion ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
Gaz	0,6 – 2	$(1 - 3) \times 10^{-4}$	$(1 - 4) \times 10^{-5}$
Fluide supercritique	200 – 500	$(1 - 3) \times 10^{-4}$	$10^{-7} - 10^{-8}$
Liquide	600 – 2000	$(0,2 - 3) \times 10^{-2}$	$(0,2 - 2) \times 10^{-9}$

des gaz parfaits. Par contre, au voisinage du point critique, les propriétés thermodynamiques des fluides sont fortement affectées par des fluctuations qui peuvent être décrites par les équations d'état telles que celles de Van der Waals, viriel (Clarke *et al.*, 1964).

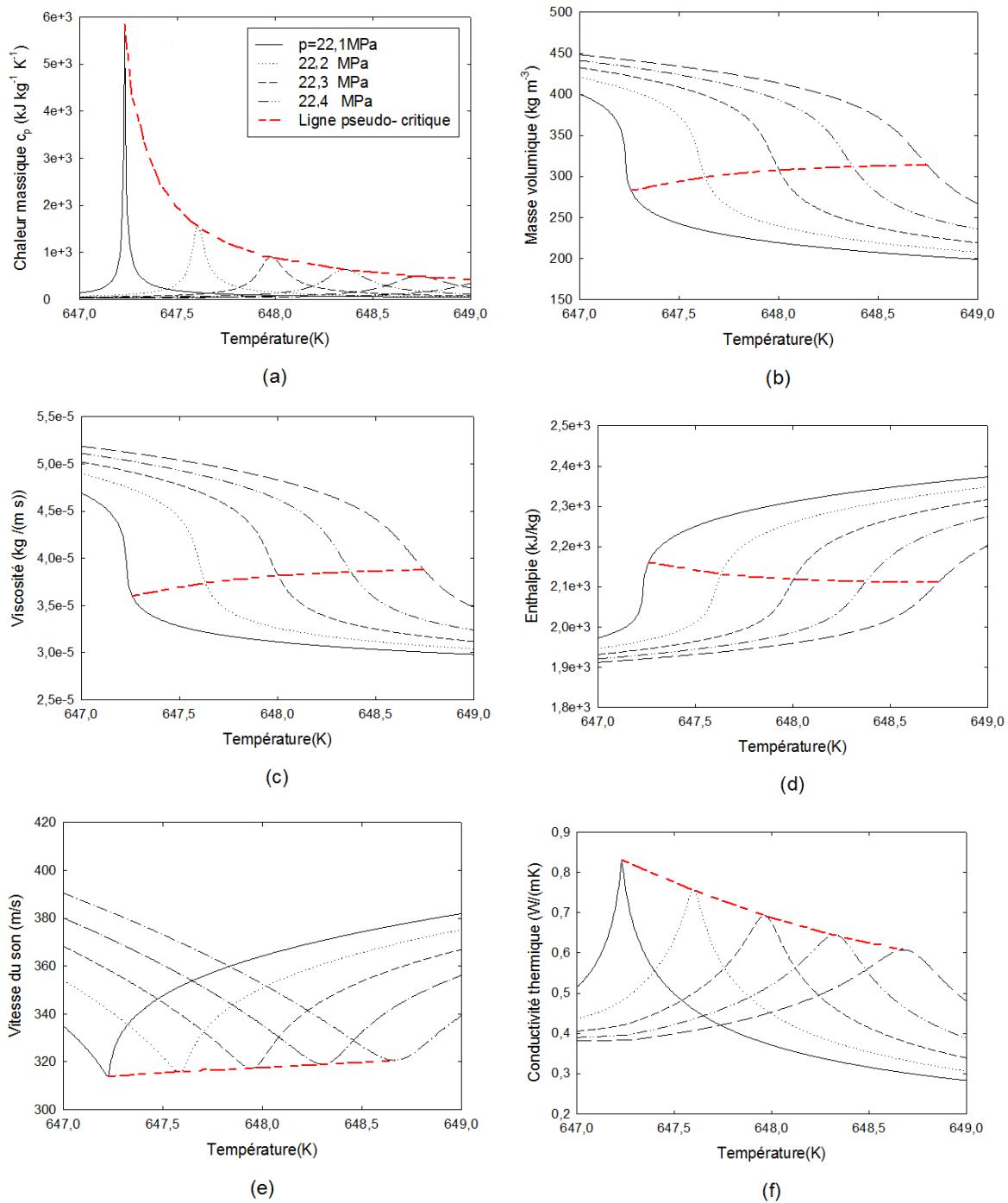


Figure 2.4 Variations des propriétés thermo-physiques de l'eau autour de la région critique : a) la chaleur massique ; b) la masse volumique ; c) la viscosité dynamique ; d) l'enthalpie ; e) la vitesse du son ; f) la conductivité thermique. Les propriétés thermo-physiques de l'eau sont calculées avec X-Steam sous Matlab (Holmgren, 2006).

2.2.2 La région de Widom pour un fluide à l'état supercritique

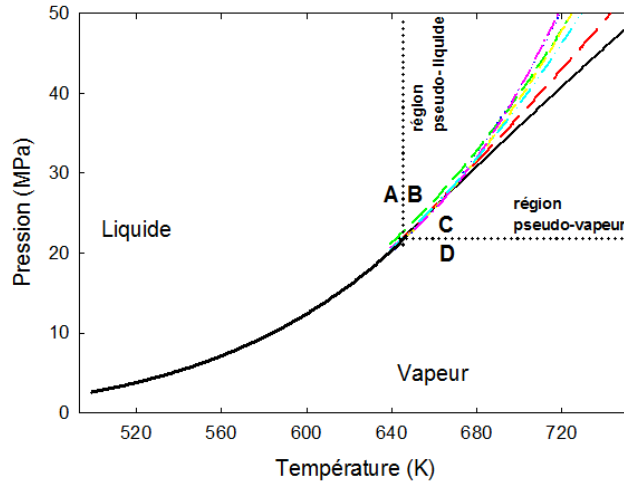
L'état critique correspond au dernier point de la courbe de pression-volume, où pression et température sont uniques pour chaque fluide. La majorité des propriétés thermodynamiques du fluide prennent des valeurs singulières à l'exemple de la chaleur massique à pression constante qui diverge quand on s'approche de l'état critique (voir figure 2.4a). La vitesse du son est minimale (figure 2.4e) et la conductivité thermique est maximale (figure 2.4f). Nous observons également que la valeur maximale d'une propriété thermo-physique dépend de la pression du fluide.

La ligne qui joint les différents extrema de la chaleur massique à pression constante est appelée la ligne pseudo-critique (voir figure 2.4). Le tracé de la variation des extrema en fonction de la température dans le plan pression-température, pour les différentes propriétés thermo-physiques (chaleur massique, masse volumique, viscosité, enthalpie...), forment la ligne de Widom (Frenkel, 1946; Widom, 1965; Xu *et al.*, 2005), qui apparaît à partir de l'état critique.

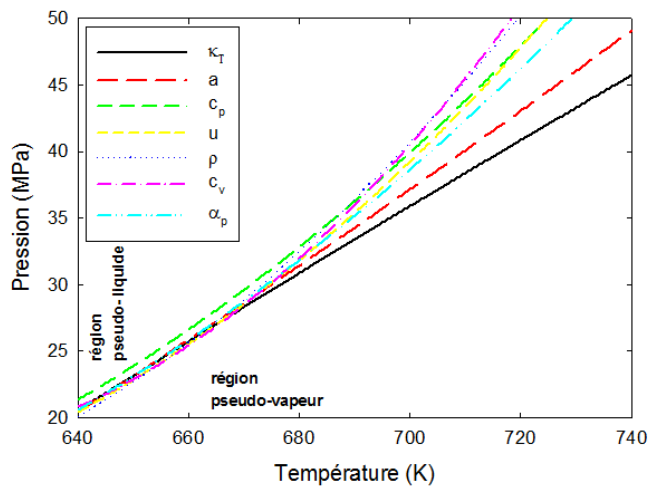
Ainsi, au-delà de l'état critique, la ligne de Widom sépare la région supercritique en deux zones distinctes pour des propriétés physiques semblables à celles du liquide et de la vapeur, appelés les régions pseudo-liquide et pseudo-vapeur (Narasimhan et Venkatarathnam, 2009).

Par ailleurs, le calcul des masses volumiques dans les différentes régions A, B, C et D indiquées sur la figure 2.5, montrent que les masses volumiques du fluide sont proches dans les régions A et B; de même pour les masses volumiques dans les régions C et D. Cependant, l'écart est de moitié si nous nous déplaçons de B vers C dans la région supercritique. Autrement dit, pour le fluide supercritique, la question d'uniformité dans la région supercritique est remise en question par les chercheurs.

Imre *et al.* (2012) ont paramétré l'évolution des extrema en fonction de la température pour les différentes fonctions thermodynamiques. La ligne de Widom relative à la région de fonctionnement des réacteurs SCWR est illustrée dans la figure 2.5b.



(a)



(b)

Figure 2.5 a) Ligne de Widom qui apparait à partir de l'état critique ; b) l'allure formée par le lien entre les extrema des propriétés thermo-physiques en fonction de la température : compressibilité isotherme $\kappa_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$, vitesse du son isentropique $a = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s^{0.5}$, chaleur massique isobarique $c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$, énergie interne u , masse volumique ρ , chaleur massique isochorique $c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V$, coefficient de dilatation isobarique $\alpha_p = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$.

2.3 Équations de conservation pour les fluides

Le mouvement des fluides est régi par des équations de conservation qui consistent à décrire les variations temporelles d'une grandeur physique d'un système en écoulement. Les équations régissant le mouvement des fluides (liquides et gaz) sont celles de Navier Stokes qui sont une synthèse des équations aux dérivées partielles d'Euler basée sur l'hypothèse des fluides « potentiels » et celle de Stokes pour les fluides visqueux. Deux approches sont possibles pour décrire les mouvements des fluides : l'approche lagrangienne qui consiste à suivre le mouvement de chaque particule en fonction du temps et l'approche eulérienne que nous utiliserons dans ce document, qui est au cœur de la mécanique des milieux continus. Cette méthode, stipule que plutôt que de suivre une particule fluide donnée, nous nous plaçons dans un repère fixe dans une base cartésienne et nous observons l'évolution temporelle des quantités physiques dans cette région.

En mécanique des fluides, les « nombres adimensionnels » sont souvent utilisés pour décrire les écoulements, à l'exemple du nombre de Reynolds interprété comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il fait intervenir la vitesse v de l'écoulement et la viscosité μ du fluide $\left(Re = \frac{\rho v D}{\mu}\right)$, où ρ est la masse volumique du fluide et D est une longueur caractéristique. Cependant dans la couche limite, la racine du nombre de Reynolds est définie par le rapport entre la longueur caractéristique et l'épaisseur de la couche limite (très près de la paroi) (Bejan, 2013). Pour les écoulements internes (c.-à-d. dans des canaux fermés), ce nombre permet d'estimer si l'écoulement est laminaire ou turbulent. Dans ce travail, il est question de l'eau à l'état supercritique se caractérisant par un faible coefficient de viscosité et une haute vitesse d'écoulement, par conséquent le nombre de Reynolds est très élevé, donc nous aborderons des écoulements turbulents.

2.3.1 Équations de conservation pour les écoulements monophasiques

Pour étudier la nature de l'écoulement d'un fluide vis-à-vis des forces extérieures qui s'exercent sur lui, la notion du volume de contrôle est introduite pour délimiter le système dont les frontières sont traversées par les particules du fluide. Dans l'approche lagrangienne, le volume, considéré matériel, contient un nombre de particules fluides invariant au cours du temps. Dans l'approche eulérienne, le volume considéré géométrique, est traversé par les particules du fluide en écoulement. Le principe de conservation d'une propriété Ψ appliqué au volume géométrique $V(t)$, limité par la surface $A(t)$ (voir figure 2.6), dans un champ d'écoulement en mouvement avec la vitesse locale du fluide \vec{v} , est formulé de la manière suivante (Tapucu, 2009) :

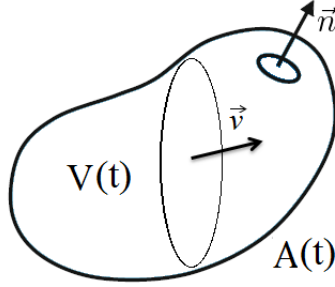


Figure 2.6 Milieu continu de volume V et surface A .

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Taux de changement de} \\ \text{la propriété } \Psi \text{ dans } V(t) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Le flux net de} \\ \Psi \text{ à travers } A(t) \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{Taux de génération de} \\ \Psi \text{ dans } V(t) \end{array} \right\}$$

avec :

- Ψ : la propriété par unité de volume qui peut être scalaire, vectorielle (masse, quantité de mouvement, énergie par unité de volume);
- $\bar{\bar{J}}_{\Psi}$: le flux de la propriété par unité de surface et de temps à travers $A(t)$ qui peut être vectoriel ou tensoriel;
- S_{Ψ} : taux de génération de la propriété par unité de volume et de temps;
- \vec{n} : vecteur unitaire normal à la surface.

Le principe de conservation de la propriété Ψ se réécrit sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \Psi dV = - \int_{A(t)} \bar{\bar{J}}_{\Psi} \cdot \vec{n} dA + \int_{V(t)} S_{\Psi} dV \quad (2.1)$$

Nous appliquons le théorème de Reynolds généralisé donné par l'équation suivante :

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \Psi dV = \int_{V(t)} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \int_{A(t)} \Psi \vec{v} \cdot d\vec{A} \quad (2.2)$$

et le théorème flux-divergence de Gauss défini par l'équation :

$$\int_{A(t)} \Psi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int_{V(t)} \vec{\nabla} \cdot \Psi \vec{v} dV \quad (2.3)$$

En utilisant les équations 2.2 et 2.3, l'équation 2.1 s'écrit alors comme suit :

$$\int_{V(t)} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \int_{V(t)} \vec{\nabla} \cdot \Psi \vec{v} dV + \int_{A(t)} \bar{\bar{J}}_{\Psi} \cdot \vec{n} dA - \int_{V(t)} S_{\Psi} dV = 0 \quad (2.4)$$

que nous exprimons encore sous la forme de ce qui s'appelle l'équation de conservation généralisée (Tapucu, 2009) :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \Psi \vec{v} + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{J}}_{\Psi} - S_{\Psi} = 0 \quad (2.5)$$

Nous utilisons cette équation pour obtenir les trois lois de conservation utilisées en mécanique des fluides : équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie (c.-à-d. le premier principe de la thermodynamique).

Équation de conservation de la masse

Pour obtenir la loi de conservation de la masse, la propriété Ψ est la masse volumique ρ , et nous considérons que la masse se conserve :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (2.6)$$

Cette équation représente la forme locale de la loi de conservation de la masse appelée aussi équation de continuité. Une divergence nulle signifie que la masse volumique demeure constante sur une trajectoire, l'écoulement est dit alors incompressible.

Équation de conservation de la quantité de mouvement

Le bilan de la quantité de mouvement est la représentation de la loi fondamentale de la dynamique et traduit l'égalité entre les forces d'inertie et les forces extérieures qui s'appliquent sur le fluide (la pesanteur, la force de pression et la force visqueuse). Pour la propriété $\vec{\Psi} = \rho \vec{v}$, les forces agissantes sur la surface sont représentées par le tenseur de pression et le tenseur des contraintes de cisaillement $\bar{\bar{J}}_{\Psi} = p\bar{\bar{I}} - \bar{\bar{\sigma}}$, ainsi que par les forces par unité de volume $S_{\vec{\Psi}} = \rho \vec{g}$ provoquées par des champs externes. Pour la force gravitationnelle, $S_{\vec{\Psi}} = \rho \vec{g}$. Ainsi, le bilan est donné par :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v} \otimes \vec{v} = -\vec{\nabla} \cdot p \bar{\bar{I}} + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \rho \vec{g} \quad (2.7)$$

où \otimes signifie un produit tensoriel.

Équation de conservation de l'énergie totale

L'équation de conservation de l'énergie totale (somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique) $\Psi = \rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right)$ est obtenue en considérant les sources de chaleur, le travail des forces appliquées et le flux de chaleur conductif dans l'équation de conservation généralisée. Le vecteur des contraintes $\vec{J}_\Psi = \vec{q}'' - \bar{\bar{T}} \cdot \vec{v}$ avec $\bar{\bar{T}} = -p \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\sigma}}$; représente la contribution de la conduction de chaleur à travers la surface du volume de contrôle et le travail des forces surfaciques. $S_\Psi = \rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g$ correspond au travail effectué par la force massique et le taux de génération locale de chaleur. L'équation 2.5 pour l'énergie s'écrit alors comme suit :

$$\frac{\partial \rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' - \vec{\nabla} \cdot (p \bar{\bar{I}} \cdot \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g \quad (2.8)$$

L'équation de conservation de l'énergie contient la grandeur de l'énergie interne qui n'est pas directement mesurable. Il est alors plus commode d'utiliser l'équation de conservation de l'enthalpie plus accessible à travers les mesures de la pression et de la température. L'équation du bilan d'enthalpie s'obtient en exprimant l'énergie interne u dans l'équation 2.8 en fonction de l'enthalpie h , c'est à dire :

$$h = u + \frac{p}{\rho} \quad (2.9)$$

Nous obtenons l'équation de conservation en fonction de l'enthalpie :

$$\frac{\partial \rho \left(h + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' - \vec{\nabla} \cdot (p \bar{\bar{I}} \cdot \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g \quad (2.10)$$

L'équation de conservation de l'énergie mécanique totale est obtenue en multipliant sca-

lairement l'équation de la quantité de mouvement 2.7 par la vitesse \vec{v} . Ce qui donne après simplifications l'équation suivante :

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) \vec{v} \right] = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla} p + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \cdot \bar{\sigma} + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} \quad (2.11)$$

En soustrayant l'énergie mécanique (équation 2.11) de l'énergie totale (équation 2.8), et en utilisant les relations $\vec{\nabla} \cdot p \vec{v} = p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p$ et $\vec{\nabla} \cdot (\bar{\sigma} \cdot \vec{v}) = \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \bar{\sigma}) + \bar{\sigma} : \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ (où $:$ est le produit scalaire de deux tenseurs), nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie interne :

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho u \vec{v} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' - p \nabla \cdot \vec{v} + \bar{\sigma} : \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g \quad (2.12)$$

En soustrayant cette fois-ci l'énergie mécanique (équation 2.11) de l'énergie totale fonction de l'enthalpie (équation 2.10), nous obtenons l'équation de conservation de l'enthalpie donnée par :

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho h \vec{v} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' + \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p + \bar{\sigma} : \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g \quad (2.13)$$

Les équations 2.6, 2.7 et 2.8 avec l'équation d'état permettent de calculer les distributions des variables physiques de l'écoulement.

2.3.2 Les équations d'état

Les équations de conservation précédentes font intervenir des variables inconnues et dépendantes, dont la masse volumique, les trois composantes de la vitesse du fluide, la pression, la température et l'énergie interne. Pour résoudre le système, les équations sont jumelées avec l'équation d'état qui relie les paramètres thermodynamiques (P, V, T) du fluide. L'équation d'état la plus utilisée est celle du gaz parfait $pV = nRT$ où les particules de gaz sont suffisamment éloignées les unes des autres permettant ainsi de négliger les forces d'interactions entre les molécules. Il est plus commode de considérer l'aspect réel des gaz dans le cas des études de fluide dans l'état sous-critique et supercritique. En effet, si la température est inférieure à la température critique, la formation de la phase liquide fait augmenter les interactions entre les molécules qu'on ne peut donc pas négliger. Pour un fluide dans un état supercritique, et

autour de la région supercritique, le fluide se comprime constamment et la loi $P = f(V, T)$ s'écarte sensiblement de celle du gaz parfait. L'écart entre le comportement d'un gaz réel par rapport à la loi des gaz parfaits définit le facteur de compressibilité Z (Çengel et Boles, 2014). Plusieurs équations d'état ont été établies pour les fluides réels, soit à partir de modèles qui tiennent compte des interactions entre les molécules, soit à partir d'observations expérimentales, ou à partir de modèles semi-empiriques.

2.4 Les écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques (e.g. gaz et gouttelettes fines suspendues) font intervenir deux fluides séparés par des interfaces (Fitremann, 1982). Les écoulements diphasiques sont présents dans le REB par l'ébullition dans les canaux de combustibles. Pour les REP où le caloporteur est porté à haute pression, et les SCWR où le caloporteur est dans un état supercritique, l'écoulement diphasique dans le circuit primaire ne peut avoir lieu que lors d'une situation accidentelle, par exemple lors d'une diminution rapide de la pression du système de caloporteur. Une brèche ou une rupture du circuit primaire provoque la dépressurisation du système, le caloporteur se vaporise et un mélange diphasique apparaît. La résolution des problèmes d'écoulements pour le mélange à deux fluides est donc beaucoup plus complexe, du fait qu'elle fait intervenir plusieurs équations. On doit tenir compte des principes de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans chaque fluide ainsi que les conditions à l'interface. Il faut également considérer les échanges de masse, d'énergie et de quantité de mouvement à travers les interfaces en mouvement et par conséquent diverses configurations de l'écoulement sont possibles. Les configurations pour les écoulements diphasiques sont nombreuses et ont fait l'objet d'une classification topologique assez complexe (Delhay, 2012).

2.4.1 Paramètres décrivant les écoulements diphasiques

Les équations de conservation pour le mélange sont établies en moyennant les équations locales dans le volume et dans le temps pour les deux phases. Ces équations sont raccordées avec les équations de continuités à l'interface, appelées équations de fermeture, dépendantes de la répartition spatiale de chaque phase. Nous n'introduisons pas ici cette étude mais nous définissons un certain nombre de paramètres physiques liés aux écoulements diphasiques. Supposons que chaque phase du mélange de masse volumique ρ_g (ρ_l) occupe une partie du volume V_g (V_l) et circule à une vitesse \vec{v}_g (\vec{v}_l) propre comme le montre la figure 2.7.

Nous définissons le taux de présence de la phase k (e.g. $k = g$ ou $k = l$) comme une

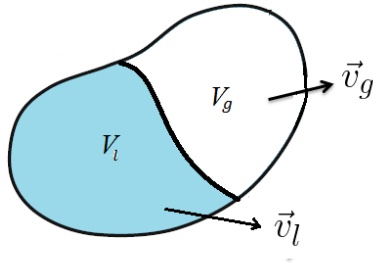


Figure 2.7 Les volumes occupés par le gaz et le liquide.

moyenne statistique de la distribution de la phase gazeuse au sein du mélange. Ce taux est donné par :

$$\varepsilon_k = \frac{V_k}{V} = \frac{V_k}{V_l + V_g} \quad (2.14)$$

Le débit massique de la phase k par :

$$\dot{m}_k = \int_{A_k} \rho_k \vec{v}_k \cdot d\vec{A}_k \quad (2.15)$$

Pour un écoulement diphasique unidimensionnel, on exprime les variables suivantes :

$$\dot{m}_k = \rho_k v_k \cdot A_k \quad (2.16)$$

avec le débit total du mélange exprimé comme suit :

$$\dot{m} = \dot{m}_l + \dot{m}_g \quad (2.17)$$

Les vitesses massiques (ou flux massique) pour le liquide et la vapeur sont définies en fonction du taux de vide comme suit :

$$G_l = (1 - \varepsilon) \rho_l v_l ; \quad G_g = \varepsilon \rho_g v_g \quad \text{et} \quad G = G_g + G_l = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.18)$$

avec $A = A_g + A_l$ la section de passage totale. L'écoulement diphasique peut être également caractérisé par le titre de l'écoulement appelé aussi qualité, représentant le rapport entre le débit massique gazeux au débit massique total :

$$\hat{x} = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}} \quad (2.19)$$

Dans un écoulement liquide-vapeur, nous définissons le titre thermodynamique résultant du changement de phase en fonction des enthalpies du liquide et de la vapeur à saturation ; et le titre massique ou titre statique par :

$$x_{th} = \frac{h - h_{l,sat}}{h_{g,sat} - h_{l,sat}} ; \quad x = \frac{m_g}{m} \quad (2.20)$$

avec h , l'enthalpie moyenne pour le mélange.

La différence entre le titre statique et le titre de l'écoulement par rapport au titre thermodynamique, est due au fait que les deux premiers tiennent compte de la présence de la vapeur même si la température moyenne du mélange diphasique est inférieure à celle de la saturation. Pour cette raison, ils sont utilisés pour le traitement de l'ébullition sous-refroidie. Quoique pour des températures moyennes inférieures à la saturation le titre thermodynamique est négatif et n'a pas de sens physique, par la facilité de son calcul, il est largement employé.

Le taux de vide global peut être réécrit en fonction du titre de l'écoulement et du rapport de glissement $S = \frac{v_g}{v_l}$, rapport entre les vitesses d'écoulements de la phase vapeur et la phase liquide :

$$\varepsilon = \frac{\hat{x}}{\hat{x} + (1 - \hat{x}) \frac{\rho_g}{\rho_l} S} \quad (2.21)$$

2.5 Conclusion du chapitre

Le fluide supercritique présente des propriétés physiques intermédiaires entre celles des liquides et celles des gaz, à la fois dense et compressible et une diffusivité intermédiaire entre les deux états. De plus, les propriétés varient fortement avec la température et la pression, en particulier au voisinage de l'état critique. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ont été introduites. Ce sont les outils qui vont permettre de traduire un schéma pour l'écoulement et aussi de reproduire un phénomène observé expérimentalement. Par conséquent, ils sont la base pour la majorité des modèles thermo-hydrauliques par exemple pour le calcul du flux massique, que nous présentons dans le chapitre de la revue de littérature.

CHAPITRE 3 LA REVUE DE LA LITTÉRATURE SUR LES ÉCOULEMENTS BLOQUÉS

L'écoulement d'un fluide compressible (eau supercritique dans le cas présent), à travers une conduite est le siège de plusieurs phénomènes physiques qui doivent être pris en compte dans les équations de conservation décrites au chapitre 2 (équations 2.6, 2.7 et 2.10). La perte de pression liée au frottement avec la paroi interne du conduit (rugosité), la viscosité du fluide, le transfert de chaleur, la variation de la section de passage (coudes, élargissement ou rétrécissement de la section, dispositifs de réglages, etc.) contribuent tous aux changements des propriétés du fluide. Nous présentons dans ce chapitre une synthèse de la dynamique des fluides compressibles, qui permet d'introduire les différents paramètres inhérents au sujet étudié. Deux phénomènes caractérisent les écoulements de fluides compressibles. Le premier est le phénomène de l'écoulement bloqué (appelé aussi écoulement étranglé ou étouffé). Le deuxième est le phénomène de l'onde de choc qui est généralement présent dans les situations d'écoulements de fluides à hautes vitesses, lorsque l'écoulement passe d'un état supersonique à un état subsonique. Cela se manifeste par un changement rapide dans les propriétés de l'écoulement (Adil, 2008; Amiroudine et Battaglia, 2014).

3.1 Dynamique des fluides compressibles

Considérons le cas général d'un écoulement unidirectionnel et stationnaire d'un fluide monophasique compressible à travers une conduite avec changement de section de passage comme le montre la figure 3.1 (c.-à-d. une tuyère de Laval) (Saad, 1985).

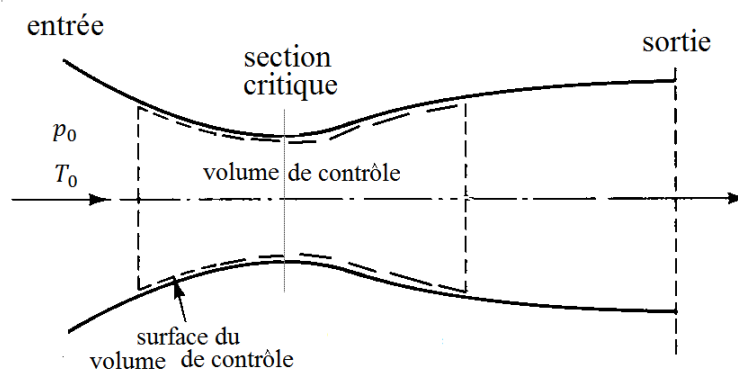


Figure 3.1 Écoulement à travers une conduite de section variable.

Il s'agit de trouver les relations entre les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (la

pression, la température, le nombre de Mach, la masse volumique, la vitesse) en fonction des conditions de pression, de température du fluide dans le réservoir et la section de passage. Nous supposons que pour des vitesses élevées, l'écoulement peut être considéré adiabatique et que le frottement est négligeable. Pour obtenir les relations qui lient les propriétés de l'état du fluide en aval et une position quelconque le long de la section en amont, nous appliquons l'équation de conservation de l'énergie (eq. 2.10) pour le volume de contrôle de la figure 3.1. Les conditions d'un écoulement stationnaire, adiabatique et réversible sont retenues. L'équation de conservation de l'énergie s'énonce comme suit :

$$h_0 = h + \frac{1}{2}v^2 \quad (3.1)$$

h_0 est l'enthalpie de stagnation (conditions de repos dans le réservoir placé en amont de la tuyère). Nous introduisons le nombre de Mach, le rapport entre la vitesse de l'écoulement v et celle du son a dans le fluide $M = \frac{v}{a}$ dans l'équation 3.1. Nous utilisons l'hypothèse fondamentale des gaz parfaits qui stipule que l'enthalpie est indépendante de la pression $\Delta h \cong c_p \Delta T$ et également l'expression de la vitesse du son pour un gaz parfait $a^2 = \gamma RT$ dans l'équation 3.1. La constante de gaz parfait pour le fluide est $R = c_p - c_v = c_p \frac{\gamma - 1}{\gamma}$. La relation qui lie la température du fluide en écoulement avec celle dans le réservoir est exprimée de la manière suivante :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.2)$$

Cette équation est valide uniquement pour un écoulement adiabatique et isentropique. Pour l'écoulement isentropique d'un gaz parfait, la pression et la masse volumique sont reliées à la température comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{p} &= \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{\rho_0}{\rho} &= \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

En combinant ces équations avec l'équation 3.2, nous trouvons les relations qui lient la pression et la masse volumique du fluide au nombre de Mach, c.-à-d. :

$$\begin{aligned}\frac{p_0}{p} &= \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{\rho_0}{\rho} &= \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}\end{aligned}\quad (3.4)$$

Pour un écoulement permanent, les équations de conservation de la masse et d'Euler (équation de la quantité de mouvement) sont :

$$\begin{aligned}\rho v A = Cte \Rightarrow \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{dA}{A} &= 0 \\ v dv + \frac{dp}{\rho} &= 0\end{aligned}\quad (3.5)$$

À partir de l'expression de la vitesse du son isentropique $a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$, nous remplaçons dp par $a^2 d\rho$ dans l'équation de la quantité de mouvement, ainsi nous trouvons :

$$\frac{d\rho}{\rho} = - \left(\frac{v^2}{a^2}\right) \frac{dv}{v} \quad (3.6)$$

Nous éliminons $\frac{d\rho}{\rho}$ de cette équation en utilisant l'équation de conservation de la masse (équation 3.5). Nous trouvons ainsi la relation d'Hugoniot qui lie la variation relative de la vitesse de l'écoulement au changement relatif de la section de passage A (Saad, 1985) :

$$\frac{dv}{v} = \frac{1}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \quad (3.7)$$

Cette relation signifie que :

- Pour un écoulement subsonique $M < 1$, la vitesse de l'écoulement varie inversement avec la section de passage ;
- Si la vitesse de l'écoulement est telle que $M > 1$ (supersonique), la vitesse augmente avec l'augmentation de la section de passage ;
- Pour passer d'un écoulement subsonique à un écoulement supersonique, il faut que la tuyère présente une section minimale appelée col où $p = p_d$. Si en ce point $M = 1$, le

débit de la tuyère ne dépend plus des conditions en aval, l'onde de pression ne pouvant pas remonter l'écoulement supersonique. C'est le phénomène de débit bloqué (choking flow). Ce phénomène est l'objet de la section suivante.

3.2 Les écoulements bloqués

L'écoulement bloqué correspond au flux massique maximal atteint par un fluide compressible qui s'écoule d'un milieu sous pression vers un autre de pression plus faible. Ce phénomène peut aussi se produire dans une conduite convergente ou dans une tuyère attachée à un réservoir. L'autre aspect de ce phénomène est que la vitesse du fluide atteint la vitesse des vibrations acoustiques ou la vitesse du son a . Son calcul est utile pour la conception des vannes et pour les calculs de sûreté qui nécessitent d'estimer le débit de fuite du fluide de refroidissement des réacteurs nucléaires (SCWR). Du point de vue expérimental, le débit est obtenu par diminution successive de la pression de sortie notée p_s dans la figure 3.2a, en aval jusqu'à atteindre un flux massique constant. Autrement dit, les perturbations générées en amont ne sont plus ressenties en aval quand $v = a$. Dans la figure 3.2a, nous montrons la distribution de pression le long d'un orifice et l'évolution du rapport entre la pression de la sortie et celle du réservoir. Le débit varie avec la variation de la pression de sortie, et ensuite devient constant (figure 3.2b). La pression p_s pour laquelle le débit ne varie plus est appelée la pression critique (à ne pas confondre avec l'état critique d'un fluide supercritique). Cette condition de blocage de débit est associée au nombre de Mach $M = 1$. Quoique la définition du débit est souvent associée au débit massique qui fait intervenir la section de passage, dans le cas des écoulements bloqués on utilise le flux massique. Pour éviter toute confusion, dans le texte nous utilisons la notion de débit bloqué comme étant le flux massique, souvent mentionné « flux massique critique » dans la littérature. Dans le but d'éviter une superposition de la terminologie avec les fluides à l'état critique ou sur critique, nous préférons de désigner « débit bloqué » comme étant le flux massique maximal qu'on peut observer autant pour les écoulements sous-critiques que supercritiques.

Considérons le cas d'un écoulement dans une tuyère convergente-divergente. Nous reprenons plus précisément l'expérience de Lemonnier (2008) pour le calcul du débit bloqué. Il a conduit des expériences avec une tuyère de Laval (figure 3.1) connectée à un réservoir qui contient de l'air comprimé porté à une pression $p_o=0,6$ MPa, et une température de 298 K. La pression de décharge p_s est réglée par une vanne. Les données de son expérience sont montrées dans la figure 3.3. Le profil de pression est présenté pour plusieurs pressions à la décharge. L'écoulement est bloqué pour cette expérience à partir de $\frac{p}{p_o} \leq 0,5$.

Pour discuter les différents cas d'écoulements qui peuvent se présenter lorsque la pression

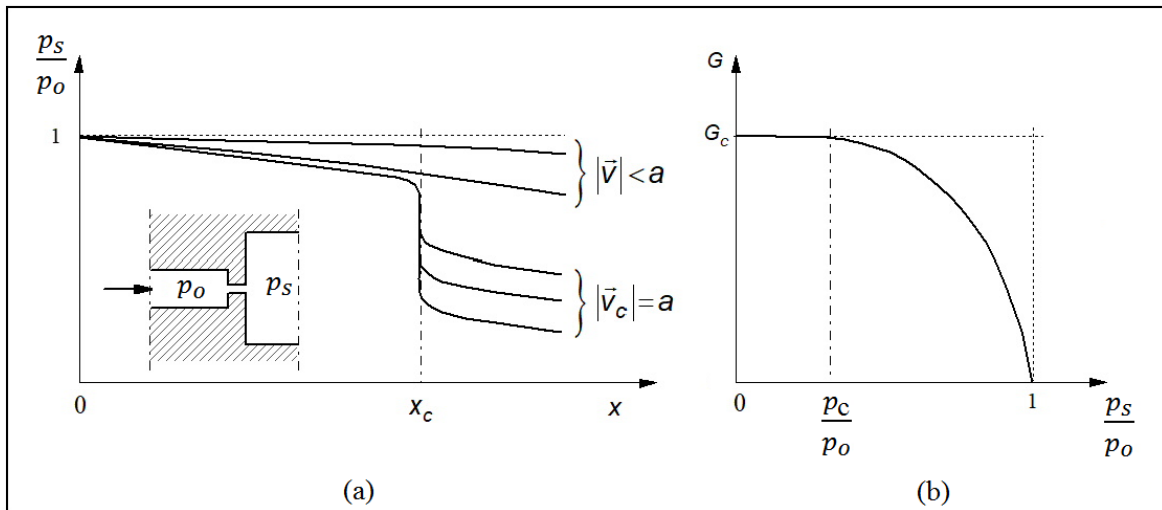


Figure 3.2 Distribution de la pression pour l'écoulement d'un fluide compressible le long d'une section d'essai munie d'un orifice ; a) variation de $\frac{p_s}{p_o}$ en fonction de la distance axiale ; b) variation du flux massique en fonction de la pression p_s .

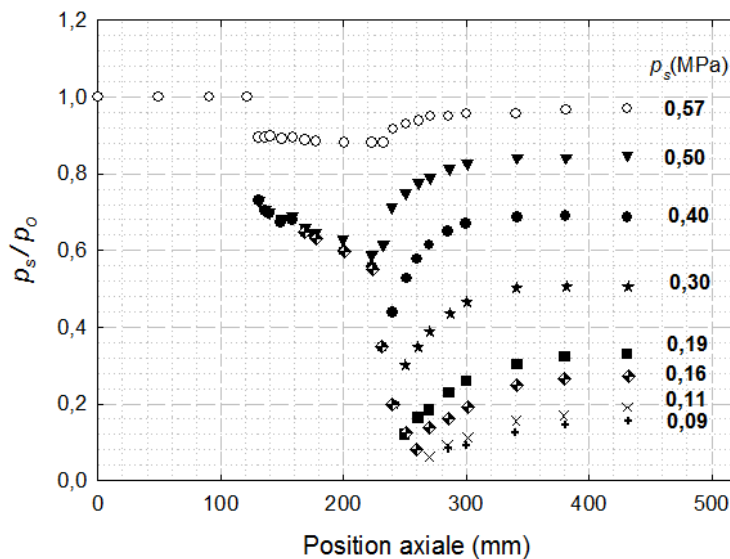


Figure 3.3 Données de Lemonnier pour l'écoulement d'air dans une tuyère convergente-divergente de 10 mm de diamètre au col (Lemonnier, 2008).

de décharge diminue, nous traçons dans la figure 3.4a son effet sur l'écoulement. Dans la figure 3.4b, est tracé la variation du nombre de Mach le long de l'axe de l'écoulement.

Nous distinguons plusieurs régimes d'écoulements possibles :

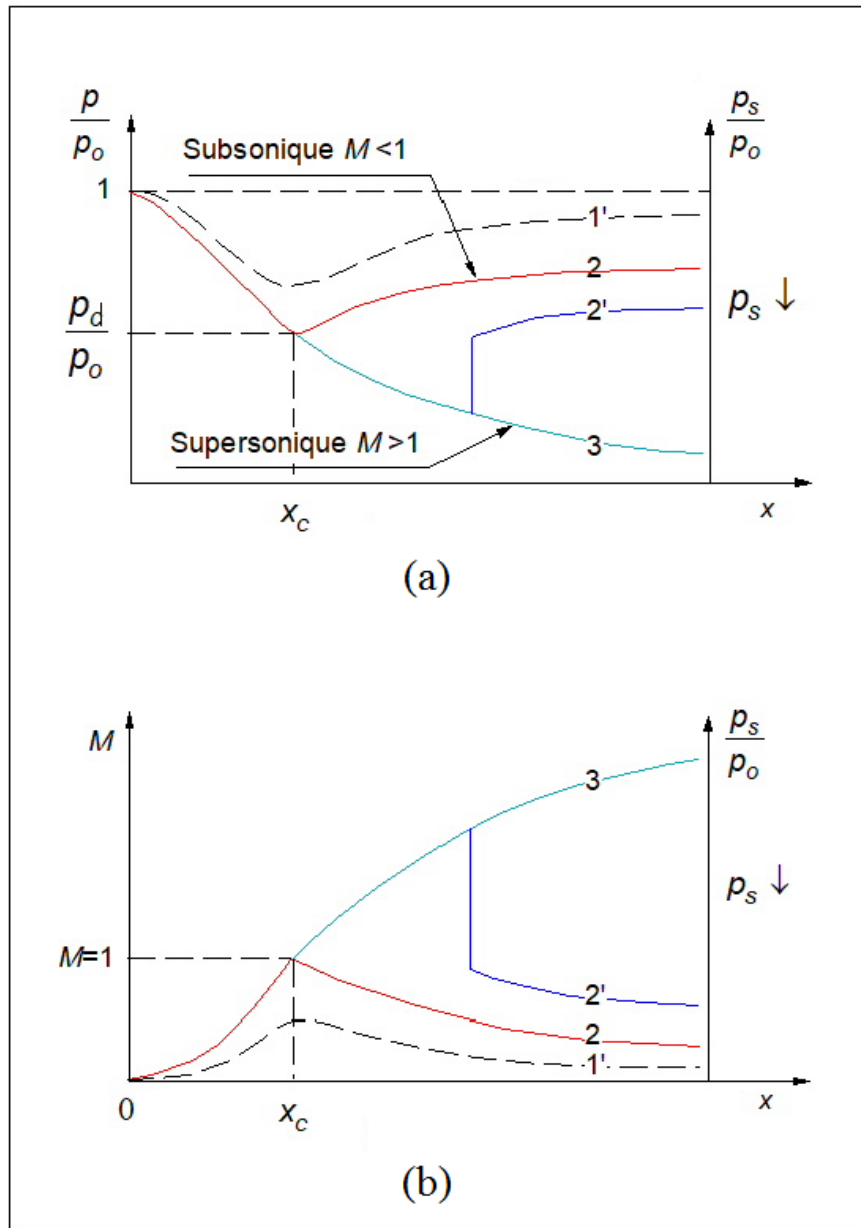


Figure 3.4 Effet de la pression de décharge sur l'écoulement d'un fluide dans une tuyère convergente-divergente; a) évolution de la pression dans une tuyère convergente-divergente; b) évolution du nombre de Mach dans la tuyère.

- Cas 1' : pour des pressions en aval voisines de celle du réservoir, l'écoulement est accéléré dans la partie convergente. Il est décéléré dans la partie divergente mais l'écoulement demeure subsonique en amont et aval du col;
- Cas 2 : le blocage au col est atteint pour une pression de décharge plus faible. L'écou-

lement est sonique au col et subsonique de part et d'autre ;

- Cas 2' : lorsque la pression de décharge p_s diminue, l'écoulement est accéléré dans la partie divergente ce qui correspond aux conditions supersoniques. Une onde de choc apparaît accompagnée d'une décélération et un gain de pression. L'écoulement redevient subsonique à la sortie ;
- Cas 3 : la pression de décharge est égale à la pression ambiante. L'écoulement est subsonique dans la partie convergente, sonique au col et supersonique dans la partie divergente.

Dérivons l'expression du débit bloqué pour un écoulement monophasique, stationnaire et unidirectionnel. À l'aide de l'équation 3.1, qui provient du bilan d'énergie pour l'écoulement d'un fluide compressible et adiabatique, nous substituons l'expression de la vitesse déduite de cette équation dans l'équation de conservation de la masse. L'expression du flux massique $G = \rho v$ est alors :

$$G = \rho \sqrt{(h_0 - h)} \quad (3.8)$$

En supposant un processus isentropique pour un gaz parfait et l'équation 3.3, l'expression du débit se déduit en utilisant $\Delta h = c_p \Delta T$:

$$G = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{2c_p T_0 \left(1 - \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (3.9)$$

Il est également possible d'appliquer le principe de conservation de l'énergie pour le mouvement d'un fluide incompressible, entre deux positions dans la conduite pour trouver une estimation du débit ce qui donne le théorème de Bernoulli. Ce théorème est valable pour les écoulements potentiels, c.-à-d. $\vec{\nabla} \times \vec{v} = \vec{0}$.

3.2.1 Le modèle de Bernoulli pour un fluide incompressible

Soit l'écoulement stationnaire d'un fluide supposé parfait, c'est-à-dire un écoulement dans lequel le frottement visqueux est négligeable. La température du fluide et sa masse volumique sont constantes et égales aux valeurs de stagnation (c.-à-d. celles du fluide dans le réservoir). Avec ces considérations, l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible se réécrit sous la forme suivante :

$$\left(p + \rho \frac{v^2}{2} + \rho g z \right) = \text{constante} \quad (3.10)$$

qui est l'équation de Bernoulli (Guével, 1971). Avec cette équation et l'équation de la conservation de la masse, le débit de l'écoulement s'exprime comme suit :

$$G_l = \left[2\rho_l p_0 \left(1 - \frac{p_d}{p_0} \right) \right]^{0.5} \quad (3.11)$$

avec p_d , la pression de décharge (à la proximité du col). Dans le cas d'un élargissement brusque, le théorème de Bernoulli n'est plus valide étant donné que la dissipation est importante et ne peut donc pas être négligée.

3.3 Revue de la littérature pour les écoulements bloqués

Du fait du nouveau concept des SCWR, rares sont les études sur l'écoulement bloqué pour des fluides à l'état supercritique. Les premières données ont été collectées pour l'eau par Lee et Swinnerton (1983) et Chen *et al.* (2009, 2012) de l'institut Chinois de l'énergie atomique (CIAE). D'autres expériences ont été conduites également en utilisant le CO_2 supercritique (Mignot *et al.*, 2008, 2009; Chatharaju, 2011). En 2014, les expériences de Polytechnique Montréal réalisées par Muftuoglu et Teyssedou ont permis d'augmenter la base de données pour l'écoulement bloqué de l'eau à l'état supercritique (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). Sur le plan théorique, le débit peut être estimé par plusieurs approches, soit par des modèles hydrodynamiques soit à partir de l'estimation de la vitesse sonique (Radovskii, 1970; Brennen, 2005). En contrepartie, nombreux sont les modèles existants dans la littérature qui permettent de calculer le débit bloqué, notamment pour la décharge monophasique vapeur, et diphasique mais dans des conditions du fluide dans le réservoir sous-critiques. Ces modèles ont été validés, dans la plupart des cas, pour les écoulements eau-vapeur (Henry, 1970; Olekhnovitch, 1997; Olekhnovitch *et al.*, 2001a,b; Westman, 2008). Pour ces conditions, l'approximation des gaz parfaits, la détente isentropique et les propriétés calculées par la théorie classique sont justifiées et utilisées (Starkman *et al.*, 1964; Moody, 1965; Henry et Fauske, 1971; Ardron et Furness, 1976; D'Auria et Vigni, 1980; Leung, 1986; Kim, 2015).

Le phénomène du blocage du débit pour les écoulements diphasiques est complexe du fait que la modélisation fait intervenir un nombre plus important d'équations que pour l'écoulement

ment monophasique. Cependant les études pour les écoulements diphasiques sont plus nombreuses tant théoriques qu'expérimentales (Moody, 1965; Weisman et Tentner, 1978; D'Auria et Vigni, 1980; Wallis, 1980; Abdollahian *et al.*, 1982; Trapp et Ransom, 1982; Ylönen *et al.*, 2008; Chun *et al.*, 1996; Olekhnovitch, 1997; Olekhnovitch *et al.*, 2001b). Aux équations de conservations des deux phases s'ajoutent les conditions de l'écoulement, sa configuration, le titre de vapeur et les échanges thermiques entre les fluides et le milieu extérieur. La vitesse du son dans le milieu diphasique se trouve également fortement conditionnée par les phénomènes d'échange (c.-à-d. transfert de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, etc.).

Pour les fluides à l'état supercritique, on trouve les deux modèles homogène et homogène modifié pour le calcul du débit bloqué. Une approche de calcul du débit bloqué qui suppose que le fluide subit une détente polytropicque (Hidouche *et al.*, 2011) lors de sa décharge est aussi présentée.

3.4 Les modèles pour les écoulements diphasiques bloqués

Les modèles pour le calcul du débit bloqué pour les écoulements diphasiques ont été classés en deux catégories : les modèles homogènes en équilibre avec et sans glissement entre les phases et les modèles dits hors d'équilibre (Wallis, 1980; Trapp et Ransom, 1982).

3.4.1 Le modèle homogène en équilibre

Le modèle homogène à l'équilibre thermodynamique (HEM : Homogeneous Equilibrium Model) décrit par Starkman *et al.* (1964) est relativement simple et par conséquent il est le plus utilisé pour estimer le flux massique bloqué. Il considère le mélange diphasique liquide-vapeur comme étant un pseudo-fluide homogène ayant des propriétés thermodynamiques moyennées, comprises entre celles du liquide et celles de la vapeur et données par la courbe de saturation du diagramme de Mollier. Le mélange obéit aux lois de l'écoulement monophasique. Le modèle considère que l'écoulement du fluide est unidimensionnel, que l'équilibre thermodynamique est présent à tout instant et que le frottement est négligeable. Dans la catégorie HEM, nous distinguons deux types de modèles : le modèle à détente isenthalpique et celui à détente isentropique (IHE : Isentropic Homogeneous Equilibrium). Le modèle HEM, globalement associé au cas isentropique, est décrit par l'équation de conservation de l'énergie $h_0 + \frac{1}{2}v_0^2 = h + \frac{1}{2}v^2$ et de la masse $\dot{m} = \rho v A$. Pour une détente isentropique, le débit peut être estimé d'après la relation suivante :

$$G_{HEM} = \frac{2 [h_0 - (1 - x_{th}) h_l - x_{th} h_g]}{[(1 - x_{th}) \nu_l - x_{th} \nu_g]} \quad (3.12)$$

avec l'enthalpie à l'état stagnant calculée à la pression du réservoir p_o , c.-à-d. :

$$h_0 = x_0 h_g(p_0) + (1 - x_0) h_l(p_0)$$

et

$$h_l = h_{lsat}(p); \quad h_g = h_{gsat}(p); \quad \nu_l = \nu_{lsat}(p); \quad \nu_g = \nu_{gsat}(p)$$

Le titre thermodynamique est calculé par $x_{th} = \frac{s_0(p_0) - s(p)}{s_g(p) - s_l(p)}$ avec l'entropie s . Les paramètres thermodynamiques sont calculés à saturation. La masse volumique utilisée par HEM est celle du mélange homogène. Le titre statique de l'écoulement est considéré égal au titre thermodynamique x_{th} . La pression, le titre et l'entropie du fluide dans le réservoir (c.-à-d. conditions initiales ou stagnantes) sont respectivement p_0 , x_0 et s_0 . Quantitativement, le flux massique bloqué est obtenu à partir de l'équation (3.12) par diminution successive de la pression p du fluide en aval, jusqu'à atteindre le débit maximal. Notons que cette équation ne tient pas compte de la section de passage de la brèche ni de l'effet de sa longueur.

3.4.2 Le modèle homogène avec facteur de glissement

L'égalité des vitesses entre les phases supposée dans le modèle homogène tel que présenté dans la section antérieure n'est qu'approximative. La masse volumique du gaz est plus faible que celle du liquide, le gaz sera donc davantage accéléré que le liquide, pour le même gradient de pression. Pour tenir compte de la différence de vitesse entre les phases, un paramètre est introduit dans les équations de conservation. Cela mène à deux modèles d'écoulements non-homogènes en équilibre thermique : le modèle proposé par Fauske (1962) et le modèle développé par Moody (1965). Dans les deux cas, l'écoulement est considéré stationnaire, unidimensionnel et annulaire. Les deux phases sont à la même température de saturation et la différence de vitesse entre les phases est introduite par le rapport de glissement $S = \frac{v_g}{v_l}$. Cette variable a été calculée par les auteurs aux proximités de la sortie du col, où l'écoulement est supposé bloqué. Les auteurs cherchent la valeur de S dans la section critique qui satisfait les conditions suivantes :

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_S = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial G}{\partial S}\right)_p = 0 \quad (3.13)$$

Fauske (1962) considère que le passage à la section critique est déterminé par le maximum de la quantité de mouvement tandis que Moody (1965) considère que l'énergie cinétique de décharge, pour un débit donné, est minimale avec une entropie maximale ($ds = 0$). Moody (1975) a démontré plus tard que les échanges de quantité de mouvement entre les deux phases produisent un accroissement de l'entropie, invalidant ainsi l'hypothèse que l'entropie se conserve lors de la décharge. Les deux modèles ont en commun que les conditions de l'écoulement dans chaque phase sont stationnaires et que les deux phases se trouvent à la même température c.-à-d. celle de saturation. De plus, la décharge est considérée isentropique. Le liquide est supposé incompressible et la vapeur se comporte comme un gaz parfait. Il est supposé également que le rapport de glissement est indépendant de la pression et de la température.

a) Le modèle pour les écoulements bloqués proposé par Fauske

Fauske (1962) suppose dans son modèle que l'écoulement est adiabatique sans frottement. Pour une évolution isenthalpique (c.-à-d. avec création d'entropie) et un débit maximal, il obtient une expression du facteur de glissement à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Fauske, 1962; Weisman et Tentner, 1978). Fauske établit les deux équations suivantes pour le débit et le volume massique :

$$G^2 = - \left(\frac{dp}{d\nu}\right)_h \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{x_{th}^2}{\varepsilon} \nu_g + \left(\frac{1 - x_{th}}{1 - \varepsilon}\right)^2 \nu_l \quad (3.14)$$

Il considère le taux de vide nécessaire par cette équation avec celui exprimé par l'équation 2.21. Utilisant l'équation résultante du volume massique en fonction du taux de vide, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et les conditions de l'écoulement bloqué (équations 3.13), il obtient le rapport de glissement $S = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{\frac{1}{2}}$. L'équation du débit établie par Fauske est donnée en fonction du titre thermodynamique par :

$$G = \frac{-S}{(1 - x_{th} + Sx_{th}) x_{th} \frac{d\nu_g}{dp} + [\nu_g (1 + 2x_{th}S - 2x_{th}) + \nu_l (2x_{th}S - 2S - 2x_{th}S^2 + S^2)] \frac{dx_{th}}{dp}} \quad (3.15)$$

b) Le modèle pour les écoulements bloqués proposé par Moody

Ce modèle est considéré comme une des meilleures approches pour prédire le débit bloqué dans le cas de tubes longs : $\frac{L}{D} \gg 1$ (D'Auria et Vigni, 1980). Il est intégré dans le code RELAP 4 (Pochard et Réocreux, 1984), développé pour décrire le comportement des réacteurs nucléaires refroidis à l'eau lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire. Moody propose alors le rapport de glissement exprimé par $S = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{\frac{1}{3}}$ après minimisation de l'énergie cinétique en sortie de la conduite. Il s'agit ensuite de trouver le maximum de la fonction établie par Moody du débit suivante :

$$G = \left[\frac{h_0 - (x_{th}h_g + (1 - x_{th})h_l)}{[x_{th}\nu_g + (1 - x_{th})S\nu_l]^2 \left[x_{th} + \frac{(1-x_{th})}{S^2}\right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

3.4.3 Les modèles avec déséquilibre thermodynamique

Le déséquilibre thermique correspond à la différence de température entre la phase liquide et la phase vapeur. Les écarts thermodynamiques apparaissent lors de la nucléation (formation de bulles), ce qui signifie que le transfert thermique entre le liquide et la vapeur n'est pas nul.

a) Le modèle de Henry et Fauske

Le modèle semi-empirique de Henry et Fauske (1971) introduit l'échange thermique entre les deux phases à travers un paramètre empirique $x = Nx_{th}$ où x et x_{th} sont respectivement le titre de l'écoulement et le titre thermodynamique. N est introduit pour corriger le degré de déséquilibre thermique et pour tenir compte des effets réels de la détente du fluide qui sont principalement associés au comportement de la phase gazeuse lors de son passage à travers la section critique (col). Ce modèle est utilisé généralement pour déterminer le débit bloqué pour les écoulements monophasiques de liquide sous-refroidi $T < T_{sat}$ dans une tuyère convergente de type de Laval. Les phases liquide-vapeur sont animées de la même vitesse (c.-

à-d. $S = 1$) et l'effet du frottement sur la paroi est négligeable. La détente de la vapeur est considérée isentropique et le liquide est supposé incompressible. Le flux bloqué est donné par une expression impliquant une relation entre l'exposant polytropique n , l'entropie du fluide s et le titre thermodynamique du fluide en entrée x_o et à la sortie de la tuyère. L'expression du flux massique est donnée par :

$$G^2 = \left[\frac{x_o \nu_g}{np} - (\nu_g - \nu_{lo}) \left\{ \frac{(1 - x_o) N ds_{le}}{(s_{ge} - s_{le}) dp} - \frac{x_o c_{pg} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right)}{p (s_{go} - s_{lo})} \right\} \right]_c^{-1} \quad (3.17)$$

p , s_{ge} , s_{le} et ν_{le} sont respectivement la pression, l'entropie de la vapeur, l'entropie du liquide et son volume massique. Les indices e et c désignent respectivement l'état d'équilibre thermodynamique et l'état du fluide à la section critique où le fluide est bloqué. Les entropies s_{lo} et s_{go} sont respectivement l'entropie de la vapeur et du liquide dans le réservoir et γ est le coefficient adiabatique. L'expression de l'exposant polytropique pour la vapeur utilisé par Henry et Fauske est donnée par (Tangren *et al.*, 1949) :

$$n = \frac{(1 - x_{th}) \frac{c_{pl}}{c_{pg}} + 1}{(1 - x_{th}) \frac{c_{pl}}{c_{pg}} + \frac{1}{\gamma}} \quad (3.18)$$

Le paramètre N est donné par :

$$\begin{aligned} N &= \frac{x_{th}}{0,14} && \text{pour } x_{th} \leq 0,14 \\ N &= 1 && \text{pour } x_{th} > 0,14 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Le rapport entre la pression au niveau de la section où le fluide est bloqué et celle du réservoir est donnée par :

$$\eta = \frac{p_c}{p_o} = \left[\frac{\frac{(1-\alpha_o)}{\alpha_o} (1 - \eta) + \frac{\gamma}{\gamma-1}}{\frac{1}{2\beta\alpha_c^2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.20)$$

où le paramètre β est calculé en utilisant la relation suivante (Henry et Fauske, 1971) :

$$\beta = \left[\frac{1}{n} + \left(1 - \frac{\nu_{lo}}{\nu_{g,c}} \right) \left(\frac{(1-x_o) N p_c}{x_o (s_{ge} - s_{le})_c} \frac{ds_{le}}{dp} \right)_c - \frac{c_{pg} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right)}{(s_{go} - s_{lo})} \right] \quad (3.21)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha_o &= \frac{x_o \nu_{go}}{(1-x_o) \nu_{lo} + x_o \nu_{go}} \\ \alpha_c &= \frac{x_o \nu_{g,c}}{(1-x_o) \nu_{lo} + x_o \nu_{g,c}} \\ \nu_{g,c} &= \nu_{go} \eta^{-\frac{1}{\gamma}} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Les équations (3.17), (3.20) et (3.21) sont résolues de manière itérative. L'organigramme de résolution est présenté dans la figure A.1 de l'annexe A. Si nous remplaçons N par zéro, on obtient le modèle figé (ou gelé) décrit dans la section suivante (Homogeneous Frozen Model).

b) Le modèle homogène figé (Homogeneous Frozen Model)

Dans ce modèle, les phases liquide et vapeur sont en équilibre mécanique et évoluent sans transfert de masse ni d'énergie entre elles. De cette manière, le titre de l'écoulement demeure constant. L'écoulement est stationnaire et unidimensionnel. Le frottement sur la paroi ainsi que l'action de l'accélération gravitationnelle sont négligés. Le liquide est incompressible et la détente du fluide est considérée isentropique. À partir de ces considérations, les équations du modèle 3.23 et 3.24 sont déduites (Henry et Fauske, 1971; Lenclud et Venart, 1996).

Le rapport $\eta = \frac{p_c}{p_o}$ entre la pression du fluide à la section où le fluide est bloqué et la pression du réservoir est calculé par un processus itératif. La pression p_c est déterminée par la condition de l'équation 3.23. La pression déduite est remplacée dans l'équation 3.24 :

$$\frac{(1-x_o) \nu_{lo}}{x_o \nu_{go}} (1-\eta) + \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[1 - \eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = \left[\frac{(1-x_o) \nu_{lo}}{x_o \nu_{go}} + \eta^{-\frac{1}{\gamma}} \right]^2 \eta^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \quad (3.23)$$

$$G = \frac{1}{\nu} \left\{ 2p_o \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \nu_{go} x_o \left(1 - \eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) + (1-x_o) \nu_{lo} (1-\eta) \right] \right\}^{1/2} \quad (3.24)$$

Le volume massique de la vapeur est calculé par :

$$\nu = x_o \nu_{go} \eta^{-\frac{1}{\gamma}} + (1 - x_o) \nu_{lo} \quad (3.25)$$

Les équations 3.23, 3.24, 3.25 sont résolues de manière itérative également par variation de la pression de décharge, le calcul s'arrête quand le débit est maximal (voir figure A.2 dans l'annexe A).

3.5 Les modèles d'écoulements bloqués pour les fluides à l'état supercritique

Nous présentons dans cette section le modèle homogène modifié et le modèle polytropique pour le calcul du débit bloqué pour les fluides supercritiques. Il faut tenir compte que le modèle homogène a déjà été présenté dans la section précédente, puisqu'il a été établi initialement pour les conditions sous-critiques au réservoir.

3.5.1 Le modèle homogène modifié de Chen et al.

Le modèle homogène modifié est basé sur les mêmes hypothèses que celles du modèle HEM homogène à l'équilibre (Starkman *et al.*, 1964). Dans ce modèle, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique est admise ; on considère aussi que le fluide subit une détente isentropique. L'auteur tient compte de la résistance locale à l'écoulement en introduisant un terme $\frac{C}{\bar{\rho}^2}$, où $\bar{\rho}$ est la masse volumique moyenne du fluide à l'entrée. L'expression du débit estimé par ce modèle est donnée par (Chen *et al.*, 2010) :

$$G = \left[\frac{2(h_0 - x_{th}h_g - (1 - x_{th})h_l)}{\frac{C}{\bar{\rho}^2} + \left(\frac{1-x_{th}}{\rho_l} + \frac{x_{th}}{\rho_g}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

Pour une décharge monophasique, l'équation 3.26 est réécrite sur la forme suivante :

$$G = \left[\frac{2(h_0 - h(p_c, T_c))}{\frac{C}{\bar{\rho}^2} + \frac{1}{\rho(p_c, T_c)}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.27)$$

L'obtention du flux massique bloqué par cette équation se fait par variation de la pression de décharge, en utilisant la condition de décharge isentropique, jusqu'à obtenir un débit

maximal.

3.5.2 Le modèle polytropique pour l'écoulement des fluides à l'état supercritique proposé par Hidouche et al.

Le modèle polytropique que nous proposons est un modèle simple pour le calcul du débit bloqué pour les fluides à l'état supercritique. L'hypothèse dans ce modèle est que le fluide subit une évolution polytropique (Hidouche *et al.*, 2011). Ce qui signifie un échange thermique partiel entre le milieu et l'environnement, classé entre le cas adiabatique et le cas isothermique. Nous considérons également un écoulement stationnaire et unidimensionnel. La force gravitationnelle et celle de frottement sont négligées. Compte tenu de ces hypothèses, nous avons établi les équations du débit bloqué pour le cas d'une décharge diphasique et monophasique dont le détail est présenté dans l'Annexe B. Pour une décharge monophasique, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement se réduisent à :

$$\dot{m} = \rho v A \quad \text{et} \quad \frac{d(A\rho v^2)}{dz} = -\frac{dp}{dz} \quad (3.28)$$

À partir de ces deux équations, la relation qui lie le débit à la vitesse de l'écoulement est obtenue. De cette manière, le flux massique s'exprime $G = -\frac{dp}{dv}$. Avec $G = \rho v$ et la condition du débit maximal $\frac{dG}{dp} = 0$, on obtient :

$$G^2 = \frac{1}{\nu^2} \frac{dp}{d\left(\frac{1}{\nu}\right)} \quad (3.29)$$

Une détente polytropique signifie que $p\nu^n = \text{constant}$ avec $n \neq \gamma$ (γ correspond au coefficient de détente isentropique). La dérivée par rapport à la pression de cette équation donne :

$$\frac{d\nu}{dp} = -\frac{\nu}{np} \quad (3.30)$$

Les équations 3.29 et 3.30 permettent de trouver l'équation suivante du débit bloqué pour un écoulement de fluide monophasique :

$$G_c^2 = \frac{np_c}{\nu_c} \quad (3.31)$$

$n = \gamma$ lors d'une évolution isentropique et $n = 1$ pour une évolution isothermique. Les variables ν_c et p_c sont calculées avec les relations 3.2 et 3.4 pour l'écoulement bloqué correspondant à un nombre de Mach $M = 1$.

3.6 Vitesse du son en milieu diphasique

Étant donné que le flux massique d'un écoulement critique est donné par $G_c = \rho a$, où a est la vitesse du son du fluide, l'écoulement bloqué peut être estimé à partir de la détermination de la vitesse sonique isentropique donnée par $a = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s}$. La vitesse sonique est un paramètre thermodynamique qui dépend des propriétés du milieu de propagation dont la compressibilité et la masse volumique. Pour l'air (assimilé à un gaz parfait) à 293 K, elle est de l'ordre de 344 m/s et de 1500 m/s pour l'eau à 273 K. Cependant elle diminue fortement pour les écoulements diphasiques tels que les mélanges eau-air ou eau-vapeur (Gouse, 1964; Radovskii, 1970; Kieffer, 1977; Olekhnovitch, 1997). Nous présentons dans ce qui suit les modèles théoriques retenus, pour calculer la vitesse du son dans le milieu diphasique.

3.6.1 Les modèles de Jakobsen et de Wallis

Les deux premiers modèles proposés, validés pour tous les mélanges liquide-vapeur, sont ceux de Jakobsen (1964) et de Wallis (1969). Ils supposent que le mélange diphasique est homogène, que les compressibilités respectives de la vapeur et du liquide, les transferts de masse entre les phases, ainsi que l'effet de la tension superficielle sont négligeables. Jakobsen propose la relation suivante pour estimer la vitesse sonique :

$$\frac{1}{a^2} = \frac{1}{a_g^2} \left[\epsilon^2 + \epsilon(1 - \epsilon) \frac{\rho_l}{\rho_g} \right] + \frac{1}{a_l^2} \left[(1 - \epsilon)^2 + \epsilon(1 - \epsilon) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right] \quad (3.32)$$

où ϵ est le taux de vide, a_l et a_g sont respectivement les vitesses du son dans le liquide et le gaz (vapeur). ρ_g et ρ_l sont respectivement les masses volumiques du gaz et du liquide. Wallis (1969) a proposé la formulation suivante de l'équation de Jakobsen (3.32) :

$$\frac{1}{a^2} = \left[\frac{\epsilon}{\rho_g a_g^2} + \frac{1-\epsilon}{\rho_l a_l^2} \right] \{ \epsilon \rho_g + (1-\epsilon) \rho_l \} \quad (3.33)$$

où le dernier terme à droite correspond à la masse volumique de mélange.

3.6.2 Le modèle de Nguyen

Nguyen *et al.* (1981) ont proposé un modèle analytique pour la vitesse du son diphasique dans lequel la phase gazeuse est dispersée de façon homogène dans la phase liquide. De cette manière la vitesse du son est calculée d'après l'équation suivante :

$$a = \frac{1}{(1-\epsilon) \sqrt{\frac{1-\epsilon}{a_l^2} + \frac{\epsilon \rho_l}{\rho_g a_g^2}} + \epsilon \sqrt{\frac{\epsilon}{a_g^2} + \frac{(1-\epsilon) \rho_g}{\rho_l a_l^2}}} \quad (3.34)$$

où a_l et a_g sont respectivement les vitesses du son dans le liquide et le gaz et ϵ le taux de vide tel qu'utilisé dans les relations antérieures.

3.6.3 Le modèle de Brennen

Brennen (2005) a proposé une expression pour la vitesse du son pour les mélanges liquide-gaz en négligeant également les transferts de masse, le mouvement relatif entre les phases et les tensions surfaciques. Le terme de pression p ainsi que l'indice polytropique n apparaissant dans son équation, sont présents implicitement dans les équations 3.33 et 3.34 à travers la masse volumique et la vitesse du son de la phase gazeuse. L'équation proposée par Brennen s'exprime comme suit :

$$\frac{1}{a^2} = [\epsilon \rho_g + (1-\epsilon) \rho_l] \left[\frac{\epsilon}{n p} + \frac{(1-\epsilon)}{\rho_l a_l^2} \right] \quad (3.35)$$

Cette expression utilise deux cas extrêmes pour le choix de l'indice polytropique n . Le premier ($n = 1$) implique un transfert thermique complet entre les deux phases (processus isotherme). Le second adiabatique ($n = \gamma$) suppose un transfert thermique nul. Par ailleurs, Gouse (1964) a démontré que l'écart entre les vitesses du son isentropique et isothermique est de quelques pour cents (moins de 3%) pour le cas du mélange eau-air.

3.6.4 Le modèle de Radovskii

Si la propagation d'une onde acoustique est accompagnée par des changements irréversibles de l'état du milieu, la vitesse du son doit dépendre du degré de déséquilibre. Par conséquent elle peut avoir des valeurs très différentes et la vitesse du son est dite hors équilibre. En effet, si l'intervalle de temps est tel que les échanges de la masse ou de l'énergie cessent, le système atteint un état d'équilibre. Les processus de transfert sont alors irréversibles. D'autre part, si le phénomène est plus rapide, il n'y aura pas assez de temps pour échanger de la masse et/ou de l'énergie. Le système est complètement hors équilibre (condition d'écoulement gelé), l'entropie dans ce cas est à son minimum.

Radovskii (1970, 1971) propose un modèle général pour le calcul de la vitesse du son hors équilibre dans un milieu diphasique. Pour l'écoulement bloqué, les ondes acoustiques représentent des superpositions de plusieurs harmoniques. La fréquence de chaque harmonique caractérise le temps ou période pour un processus de transfert donné (e.g. masse, quantité de mouvement, énergie, etc.). La vitesse du son est ainsi une combinaison fréquentielle de vitesses. Le milieu diphasique se caractérise par une phase dispersée et une phase portante (appelé matrice). La vitesse du son dépend également des dimensions caractéristiques de la phase dispersée dans la matrice. Radovskii introduit dans son modèle un paramètre κ , qui est le produit entre la fréquence angulaire d'un processus de transfert donné et de la dimension des particules du fluide. De manière générale, la vitesse du son dans son modèle est donnée sous la forme suivante :

$$a^2 = -\nu^2 \left(\frac{\partial p}{\partial \nu} \right)_s^* \quad (3.36)$$

l'astérisque * signifie que la vitesse est hors-équilibre.

Lors de la propagation de l'onde, l'état du milieu est perturbé de manière irréversible. Les évolutions hors équilibre sont de types de relaxation ξ_j , dans ce contexte la pression n'est pas seulement une fonction de l'entropie et du volume massique, mais aussi de l'ensemble des processus de relaxation (c.-à-d. contrôlés par la thermodynamique des processus irréversibles) $p = p(s, \nu, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n)$. De cette manière, le rapport entre la variation de la pression et de celle du volume massique s'écrit comme suit :

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta \nu} \right)_s^* = \left(\frac{\partial p}{\partial \nu} \right)_{s, \nu} + \sum_{j=1}^n \left(\frac{\Delta \xi_j}{\Delta \nu} \right) \left(\frac{\partial p}{\partial \xi_j} \right)_{s, \nu} \quad (3.37)$$

où $\left(\frac{\Delta\xi_j}{\Delta\nu}\right)$ représente des variations dites irréversibles (Haase, 1969). En supposant que chaque processus ξ_j peut s'exprimer dans une forme harmonique $\Delta\xi_j = b_j e^{i\omega t}$ avec $\frac{d\xi_j}{dt} \simeq \frac{\xi_j - \xi_j^o}{\tau_j}$. Pour cette raison, ce modèle de vitesse sonique nécessite l'emploi d'un paramètre de relaxation $\chi = \omega d_p^2$, qui introduit la dépendance de la vitesse du son, de chaque fréquence angulaire mais aussi de la dimension caractéristique des particules du fluide (diamètre des bulles dans une matrice liquide ou des gouttelettes dans une matrice gazeuse). À partir de cette approche, Radovskii propose un modèle qui permet de calculer la vitesse du son dans les milieux diphasiques comme suit :

$$\hat{a}^2 = a_n^2 - \sum_{j=1}^n \frac{a_j^2 - a_{j-1}^2}{1 + i\omega\tau_{jsv}} \quad (3.38)$$

avec :

$$\begin{aligned} a_{(o)}^2 &= \left\{ \frac{h_{fg} [(1-x)\nu_l - x\nu_g]^2}{\nu_g - \nu_l} \right\} \frac{1}{[(1-x)c_{v,g,dp} + xc_{v,l,dp}] T_{sat}} \\ a_{(1)}^2 &= \frac{[(1-\psi)\nu_1 + \psi\nu_2]^2}{(1-\psi)\left(\frac{\nu_1}{a_1}\right)^2 + \psi\left(\frac{\nu_2}{a_2}\right)^2} \\ a_{(2)}^2 &= \frac{[(1-\psi)\nu_1 + \psi\nu_2]^2}{(1-\psi)\left(\frac{\nu_1}{a_1}\right)^2 + \psi\left(\frac{\nu_2}{a_2}\right)^2} \\ a_{(3)}^2 &= \frac{[(1-\psi)\nu_1^2 + \psi\nu_2^2]}{(1-\psi)\left(\frac{\nu_1}{a_1}\right)^2 + \psi\left(\frac{\nu_2}{a_2}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Chaque terme représente différentes vitesses soniques. Les temps de relaxation τ_{jsv} dans l'équation 3.38 sont calculés à partir des relations suivantes :

$$\begin{aligned} \tau_{1s,v} &= \frac{a_{(o)}^2 (1-\psi) c_{p1} \rho_2 d_{pe}^2}{a_{(1)}^2 12\psi k_1} \\ \tau_{2s,v} &= \frac{a_{(1)}^2 c_{p2} \rho_2 d_{pe}^2}{a_{(2)}^2 4\pi k_2} \\ \tau_{3s,v} &= \frac{(1-\psi) \rho_2 d_{pe}^2}{18\mu_1} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Dans ces équations, \hat{a} est la vitesse complexe du son et $a_{(n)}$ est la vitesse du son lorsque tous les n processus sont figés, τ_{jsv} correspond au temps de relaxation adiabatique isochore pour

le $j^{\text{ème}}$ processus. Les vitesses $a_{(j)}$ et $a_{(j-1)}$ du son correspondent aux processus j et $j - 1$ considérés comme figés tandis que les autres processus sont déjà en équilibre. De plus $c_{v,l,dp}$ et $c_{v,g,dp}$ sont les chaleurs spécifiques à volume constant du liquide et de la vapeur sur la ligne de saturation du côté de la région diphasique. T_{sat} est la température absolue de saturation et a_i la vitesse du son dans la phase i . La partie réelle de l'équation 3.38 est la vitesse du son a recherchée.

Plusieurs variables sont à définir dans ce modèle, comme le spectre de fréquence de la perturbation et la taille caractéristique des bulles et/ou gouttelettes. Son application nécessite d'identifier la matière dans laquelle les particules (bulles ou gouttelettes) se trouvent (c.-à-d. matière toute liquide avec bulles dispersées ou matière toute vapeur avec gouttelettes). Pour cette raison, la fonction ψ est la concentration de la masse dispersée.

3.7 Conclusion du chapitre

Les différents modèles thermo-hydrauliques pour le calcul du flux massique (débit bloqué) des écoulements des fluides à l'état souscritiques et surcritiques ont été présentés. Les modèles pour les écoulements diphasiques sont classés en trois catégories. Les modèles homogènes à l'équilibre (les deux phases sont à la même température de saturation et le mélange est considéré homogène), les modèles qui prennent en compte la différence des vitesses entre les deux phases et ceux qui modélisent les écarts par rapport à l'équilibre thermique. Le tableau 3.1 résume le domaine d'application pour la pression et le titre thermodynamique de chacun des modèles étudiés. Pour l'écoulement des fluides supercritiques, les modèles homogène et polytropique sont présentés. Dans ces modèles le fluide est supposé demeurer dans un état monophasique lors de la décharge.

Tableau 3.1 Domaine de validité des modèles théoriques.

Auteur	Modèle	Pression absolue(réservoir)
Starkmann	HE	$p_0 \leq 6895$ kPa
Fauske	SE	$p_0 \leq 6895$ kPa
Moody	SE	$172 \leq p_0 \leq 20684$ kPa
Henry et Fauske	H-NE	$117 \leq p_0 \leq 6080$ kPa
Figé	H-NE	$117 \leq p_0 \leq 6080$ kPa

H homogène ; S avec glissement ; E équilibre ; NE hors équilibre

Nous avons introduit différentes approches permettant de calculer la vitesse du son. Ainsi, les conditions qui provoquent un écoulement bloqué peuvent être calculées en se basant sur la

vitesse sonique. Nous retenons que le modèle proposé par Radovskii (1970) permet de calculer la vitesse du son dans plusieurs situations. Le cas où la propagation de l'onde de pression provoque des changements d'état réversibles du milieu traversé et la vitesse du son pour le cas où le passage de l'onde s'accompagne de changement d'état irréversible. Les modèles présentés pour l'écoulement des fluides dans l'état sous-critique ont été validés par plusieurs auteurs en utilisant les données expérimentales. Cependant, pour les conditions du fluide supercritique, à nos jours les données expérimentales sont encore rares. Le travail expérimental effectué par le laboratoire thermo-hydraulique de Polytechnique Montréal avait comme objectif de construire une boucle expérimentale qui permettrait de collecter de nouvelles données avec différentes sections d'essais (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). Le chapitre suivant présente un descriptif du protocole expérimental et les données collectées.

CHAPITRE 4 LE MONTAGE ET LE PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Les expériences présentées dans ce document ont été réalisées en utilisant l'installation du laboratoire de thermo-hydraulique de l'Institut de génie nucléaire (IGN) de Polytechnique Montréal¹. Les résultats expérimentaux du débit bloqué de l'eau à l'état supercritique couvrent une large gamme de pressions et de températures autour de la région supercritique, permettant ainsi une meilleure compréhension du phénomène. L'intégralité des éléments du montage expérimental ainsi que le protocole utilisé sont présentés en détail dans la thèse de Muftuoglu (2014). Cependant pour garantir la cohérence et de la présente thèse, cette information est brièvement décrite dans ce chapitre.

4.1 L'installation expérimentale et l'instrumentation

Tel que montré dans les figures 3.2, 3.3 et 3.4 la détermination expérimentale du débit bloqué est obtenue par diminution successive de la pression de décharge, tout en maintenant constantes les autres variables jusqu'à ce que le débit devienne constant. L'installation expérimentale est donc composée de deux boucles branchées en parallèle à travers une section d'essais (voir la figure 4.1).

Une boucle eau-vapeur basse pression (BP) permettant à l'expérimentateur de contrôler et de mesurer les conditions à la décharge de la section d'essais et une boucle haute pression (HP) qui va ramener l'eau vers l'état supercritique. Le fluide caloporteur est de l'eau distillée et déminéralisée sans traitements chimiques. La boucle BP montrée à la figure (4.2), a une capacité de puissance thermique de 200 kW, permettant ainsi de produire la quantité de vapeur nécessaire pour avoir des pressions de décharge variant dans la plage de 0,1 à 4 MPa.

Pour éviter que la température de l'eau à l'entrée de la pompe de la boucle haute pression, montrée à la figure 4.3, soit supérieure à 338 K, la température limite recommandée par le fabricant, un ensemble d'échangeurs de chaleur à double tube est utilisé pour amener la température de l'eau à l'entrée à une valeur inférieure à celle de la consigne (< 338 K). Un filtre est installé à l'entrée de la pompe à haute pression pour retenir les particules solides de dimensions supérieures à $5 \mu\text{m}$. L'eau passe ensuite par une pompe à six pistons, un amortisseur de pulsation installé à la sortie de la pompe pour réduire les oscillations de pression. L'amortisseur utilise une pression d'azote pour balancer toute fluctuation d'environ 80% de la pression de l'eau (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). L'eau passe ensuite par un débitmètre

1. Des mesures sévères ont été prises lors de l'expérimentation vu la nature très dangereuse de certaines expériences et les limitations physiques de la salle de commande.

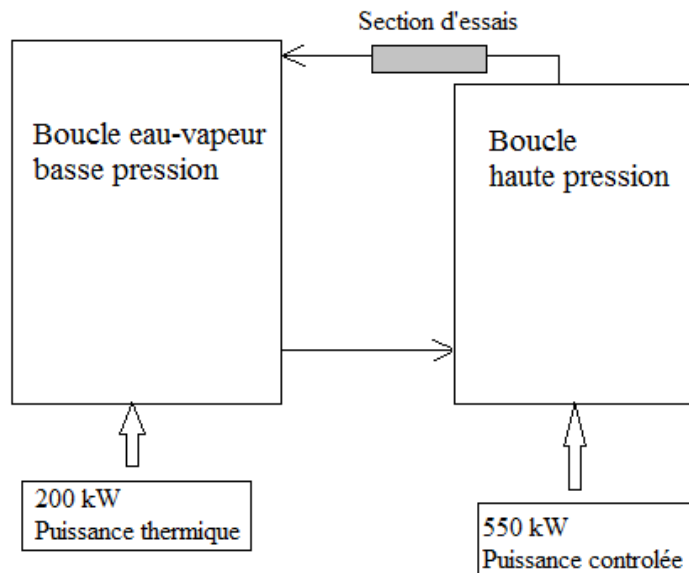


Figure 4.1 Schéma de l'arrangement hydraulique des deux boucles fonctionnant en parallèle.

de type-turbine qui traduit l'action mécanique de la turbine en rotation dans l'écoulement en un signal de sortie proportionnel à la vitesse du fluide. L'élément de chauffage qui va permettre au fluide d'atteindre les conditions supercritiques est tubulaire. Il est fabriqué à partir de l'alliage Hastelloy C-276.

Pour garantir l'intégrité de l'installation, avant de commencer les expériences avec de l'eau à l'état supercritique, l'élément chauffant a subi des essais hydrostatiques, à la température de l'ambient, en utilisant de l'huile à une pression supérieure à 77 MPa. Cet élément de 11,2 m de longueur est chauffé par effet de Joule en utilisant une alimentation en courant continu d'une puissance de 550 kW.

Les branches de l'élément chauffant sont connectées électriquement en parallèle et le potentiel électrique est appliqué aux extrémités de chaque tube. La puissance thermique appliquée est déterminée en mesurant le potentiel électrique et le courant électrique en utilisant trois instruments de mesure, dont un shunt électrique 5000 A (classe 0,5) pour mesurer le courant, connecté en série à l'élément chauffant, une unité à effet Hall 5000-LEM (mesure aussi le courant total) et quatre shunts (1500 A, classe 0,25) pour mesurer le courant passant par chaque branche. L'élément de chauffage est équipé de 25 thermocouples avec isolation électrique, soudés par points à différents endroits axiaux et angulaires sur la paroi externe de chaque tube. Six thermocouples supplémentaires sont installés dans des emplacements radiaux et axiaux sur la gaine d'isolation thermique pour estimer les pertes thermiques vers l'extérieur.

L'instrumentation de l'élément chauffant est connectée au système d'acquisition et de contrôle de données via des amplificateurs isolants galvaniques. Tous les thermocouples, y compris leurs chaînes électroniques complètes, sont étalonnés avec une précision de $\pm 0,5$ K de la lecture. L'étalonnage du thermocouple a été réalisé en utilisant un bloc de calibrage Thermoélectrique, modèle TK Series Dry Block.

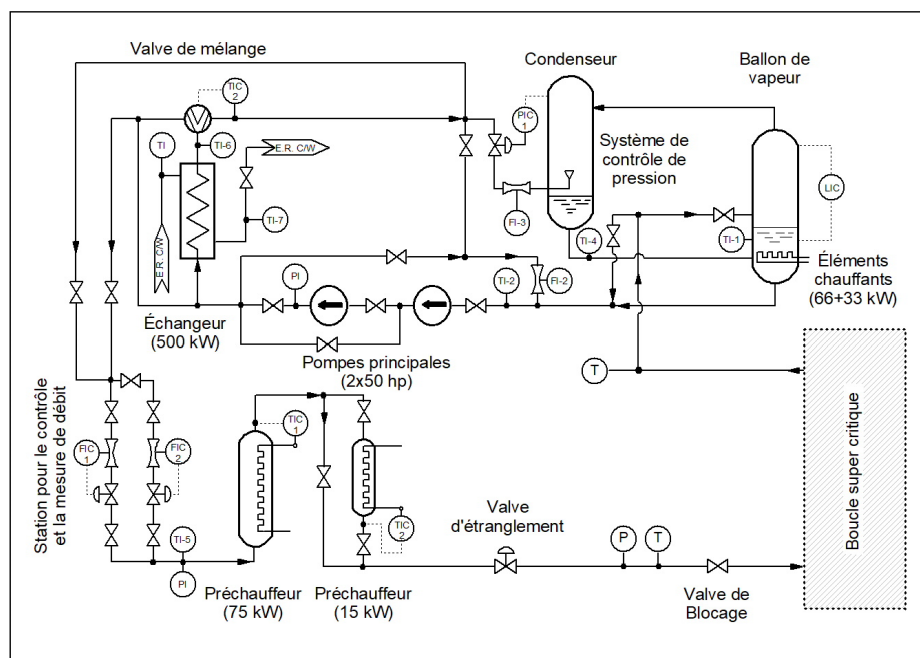


Figure 4.2 Schéma simplifié de la boucle eau-vapeur à faible ou moyenne pression.

Comme les fluides supercritiques ont tendance à former des agglomérations ou de la stratification, l'eau sortant à une température supérieure à 773 K et à une pression d'environ 24 MPa passe par une chambre de mélange (calming chamber) installée en amont de la section d'essais (voir figure 4.3). À l'intérieur de cette chambre, le fluide supercritique est agité pour éviter la stratification. Cela permet aussi de prendre des mesures moyennes correctes pour les pressions (PTr-1) et pour les températures du fluide (TTr-5) (voir figure 4.3). Toutes les pressions sont mesurées en utilisant des capteurs absolus "Flow Technology". Avant chaque expérience ces instruments, incluant toute la chaîne de mesure sont vérifiés en employant une unité d'étalonnage Druk, modèle DPI602. Dans toutes les expériences, les écarts des pressions ont été inférieurs à $\pm 0,1$ % de la lecture.

À la sortie de la section d'essais, le fluide est refroidi dans un échangeur-condenseur à contact direct avant de pénétrer dans le ballon de vapeur (steam drum) de la boucle de

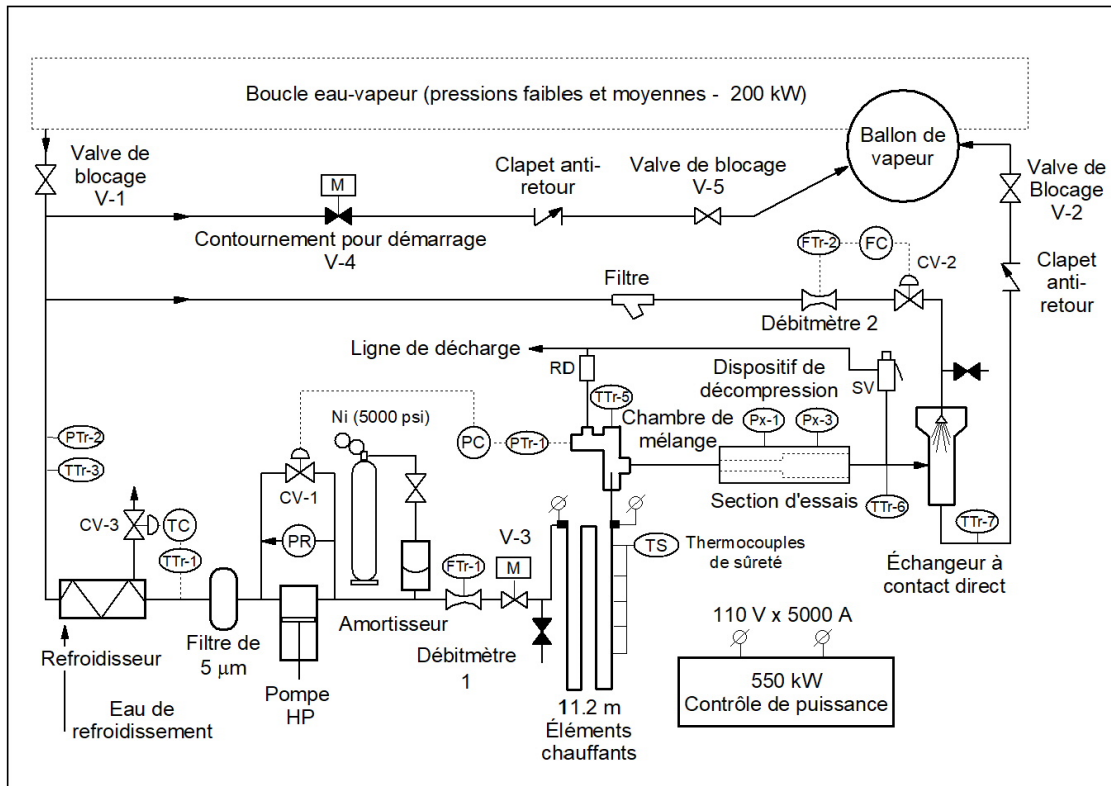


Figure 4.3 Schéma simplifié de l'installation expérimentale pour l'eau supercritique.

pression moyenne (figure 4.2) où, par gravitation, la phase vapeur est séparée de la phase liquide. Les conditions adiabatiques sont maintenues durant toutes les expériences et tous les appareils de mesure et de contrôle sont reliés à un système d'acquisition de données de type " National Instrument CompactRIO ". La fréquence d'échantillonnage pour les expériences est de 100 ms et l'enregistrement de chaque variable contient au minimum 100 valeurs. Pour le calcul du débit bloqué, une large gamme de conditions du réservoir a été explorée, particulièrement autour de la région supercritique (figure 5.1). Les températures et les pressions sont mesurées à plusieurs endroits le long de la boucle supercritique en utilisant des capteurs et thermocouples connectés au système d'acquisition de données.

4.2 Les sections d'essais

Le précédent montage a été utilisé pour effectuer des expériences en utilisant trois sections d'essais différentes. Dans une première étape, les expériences ont consisté à obtenir des

données des écoulements bloqués à travers des orifices sans chanfrein. Les sections d'essais utilisées (TS1 pour test section 1 et TS2 pour test section 2) dans ce cas correspondent au diagramme de la figure 4.4.

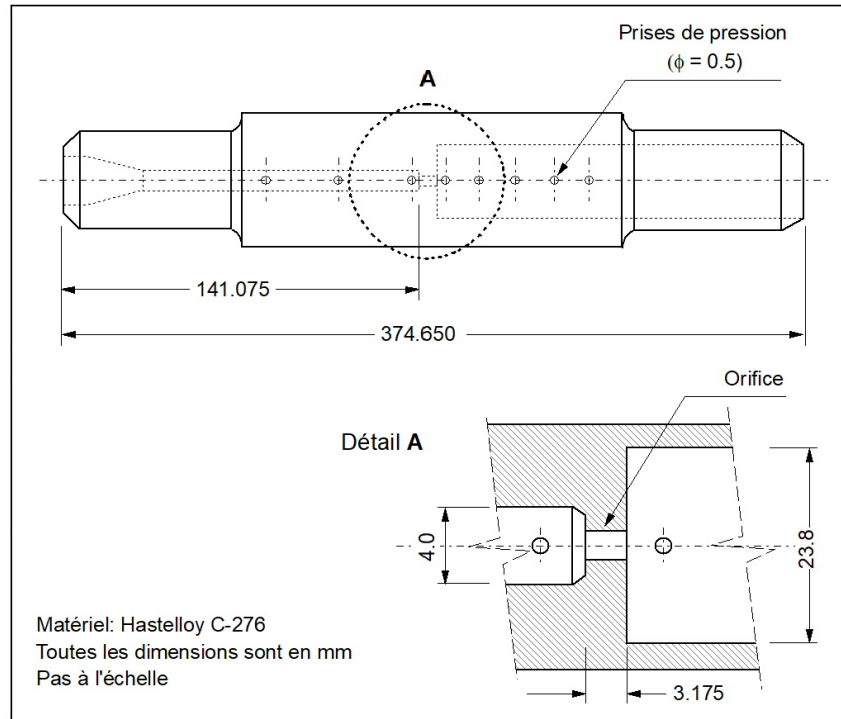


Figure 4.4 Section d'essais avec orifice sans chanfrein.

Elles sont constituées d'un canal d'entrée droit de 4 mm de diamètre connecté à la chambre de mélange par un raccordement de transition conique. Au milieu de la section d'essais, se trouve un orifice à plaque de 1 mm et de longueur de 3,175 mm pour la première section d'essais et un orifice à plaque de 1,395 mm pour la deuxième section d'essais. Le fluide se décharge de l'orifice vers un canal de 23,8 mm de diamètre. Pour la nouvelle série d'expériences, nous avons utilisé la section d'essais TS3 montrée schématiquement à la figure 4.5.

La seule différence par rapport aux sections d'essais précédentes est que le fluide passe à travers un orifice vers un élargissement progressif qui se termine dans un canal de 23,8 mm de diamètre intérieur. L'ensemble des sections d'essais a été fabriqué à partir de l'alliage

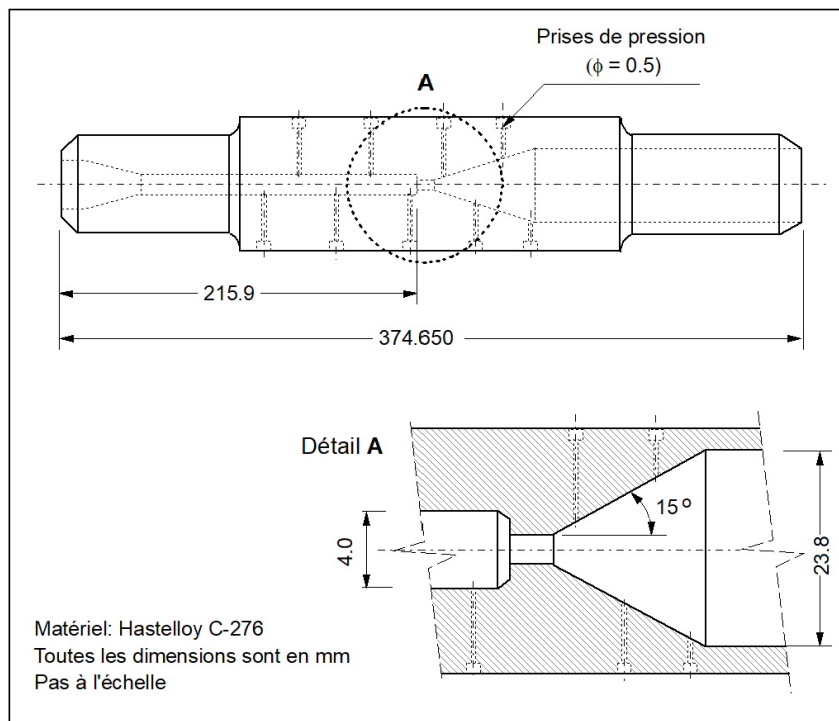


Figure 4.5 Section d'essais divergente.

d'Hastelloy C-276 en utilisant la méthode d'électro-érosion (Electrical Discharge Method)². Avant de conduire les expériences, elles ont été testées hydrostatiquement à froid en utilisant de l'huile à la pression supérieure à 62 MPa.

4.3 Le protocole expérimental

Le protocole expérimental présente l'avantage d'utiliser deux boucles à haute et à basse pression séparées par la section d'essais. La pression maximale de la boucle à basse pression est trop faible pour éviter le blocage de l'écoulement (voir la figure 3.2). En effet, la pression maximale d'opération de cette boucle est d'environ 5 MPa, c.-à-d. beaucoup plus faible que les conditions supercritiques de l'eau à l'entrée de la section d'essais. Néanmoins, elle permet de varier et bien de contrôler l'écoulement à la décharge et ainsi de déterminer les conditions qui déclenchent le blocage du fluide. À cet égard, il faut souligner que la majorité des expériences

2. Électro-érosion : est une technique d'usinage qui consiste à enlever de la matière dans une pièce par des décharges électriques.

utilisant des fluides supercritiques, tel que le CO_2 , ont été menées sans contrôler les conditions de l'écoulement autant à l'entrée qu'à la décharge (Mignot *et al.*, 2009). Le tableau 4.1 résume les conditions d'opérations pour la pression et la température du fluide dans le réservoir ainsi que les pressions à la décharge qui ont été utilisées dans les expériences avec les trois sections d'essais.

Tableau 4.1 Conditions d'opérations pour la boucle supercritique.

Section d'essais	TS1 orifice sans chanfrein	TS2 orifice sans chanfrein	TS3 section divergente
Température en amont (K)	323 - 775	545 - 773	334 - 703
Pression en amont (MPa)	22 - 32,2	21,9 - 29,4	22,2 - 31,2
Pression de décharge (MPa)	0,5 - 3,5	0,7 - 3,5	0,5 - 1,6

Pour éviter la présence de gaz non condensables dans les boucles, une démarche préliminaire est nécessaire. Elle consiste en la mise en fonction de la boucle à basse pression pour une durée d'environ trois heures à la pression de 0,6 MPa, permettant ainsi le dégazage par une soupape qui s'ouvre automatiquement vers l'atmosphère. La pression en amont est par la suite augmentée graduellement. Pour éviter toute condition pouvant provoquer le flux de chaleur critique (FCC), la pression de la chambre de mélange est augmentée au-delà de la valeur critique avant d'appliquer une puissance thermique à l'élément chauffant. Pour une pression de fluide donnée, une augmentation graduelle de la puissance appliquée à l'élément chauffant permet de varier la température de l'eau. Une fois les conditions critiques en amont atteintes, elles sont maintenues constantes pour quelques minutes tout en contrôlant les conditions à la décharge (dans le ballon de vapeur, voir figure 4.3). Pour la réalisation de ces expériences, les boucles à basse et à haute pression sont contrôlées simultanément, et jumelées à une surveillance de caméras vidéos pour s'assurer du bon fonctionnement des composants mécaniques et aussi pour la sécurité du personnel de l'IGN. Les résultats expérimentaux incluant ceux obtenus pour la section avec orifice sans chanfrein (Muftuoglu, 2014) peuvent servir de base de données pour élaborer et valider les modèles calculant le débit bloqué des écoulements supercritiques. Dans les chapitres suivants nous présentons certains résultats obtenus par Muftuoglu et Teyssedou (2014) en utilisant les sections d'essais TS1 et TS2 ainsi que des nouvelles données collectées avec la section d'essais TS3. Il faut mentionner qu'à nos jours, cette nouvelle information n'a pas été publiée. De plus nous analyserons les résultats des modèles présentés dans la revue bibliographique et nous introduirons deux approches pour le traitement des écoulements bloqués observés dans la section d'essais divergente (TS3).

CHAPITRE 5 LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus pour le débit bloqué de l'écoulement de l'eau supercritique à travers une section d'essais divergente de longueur de 1,375 mm. Les résultats sont comparés aux données obtenues avec les sections d'essais utilisant l'orifice sans chanfrein (Muftuoglu et Teyssedou, 2014).

5.1 Résultats expérimentaux

Pour traiter les données expérimentales, la variable représentant la différence entre la température pseudo-critique et la température moyenne du fluide dans le réservoir est utilisée :

$$DT_{pc} = T_{pc} - T_o \quad (5.1)$$

Cette variable permet de partager la gamme des données en trois régions distinctes.

La figure 2.4a indique la dépendance de la pression pseudo-critique de l'eau en fonction de la température. Cette température appelée température pseudo-critique T_{pc} correspond à la valeur maximale de la chaleur massique c_p pour une pression donnée. L'expression de T_{pc} en fonction de la pression a été évaluée analytiquement par Lee et Swinnerton (1983) et utilisée également par Chen *et al.* (2009) pour présenter les données. Muftuoglu (2014) a proposé une nouvelle paramétrisation de la température pseudo-critique en fonction de la pression, qu'il a validée en utilisant la base des données de référence NIST (National Institute of Standard and Technology) et la bibliothèque de Lemmon *et al.* (2002). Pour l'eau supercritique, cette température (T_{pc} en degrés C) est donnée par :

$$T_{pc} = \begin{cases} 3,719p + 291,92 & \text{pour } 22,1 \leq p < 26,0 \text{ MPa} \\ 3,306p + 302,68 & \text{pour } 26,0 \leq p < 31,1 \text{ MPa} \end{cases} \quad (5.2)$$

Une procédure similaire a été utilisée pour obtenir une corrélation pour le CO_2 (Muftuoglu et Teyssedou, 2013, 2014) :

$$T_{pc} = \begin{cases} 5,927p - 12,741 & \text{pour } 7,38 \leq p < 8,1 \text{ MPa} \\ 5,134p - 6,2834 & \text{pour } 8,10 \leq p < 10,1 \text{ MPa} \end{cases} \quad (5.3)$$

La pression dans les équations 5.2 et 5.3 est en MPa et la température T_{pc} en degré Celsius.

Nous montrons dans la figure 5.1, les conditions de pressions et de températures de l'eau au réservoir, pour les expériences réalisées avec la section d'essais divergente. Ce graphique (figure 5.1) permet de situer les conditions initiales du fluide dans le diagramme température-entropie, indiquant la gamme exploitée, particulièrement dans la région supercritique. Les débits bloqués mesurés sont montrés dans la figure 5.2.

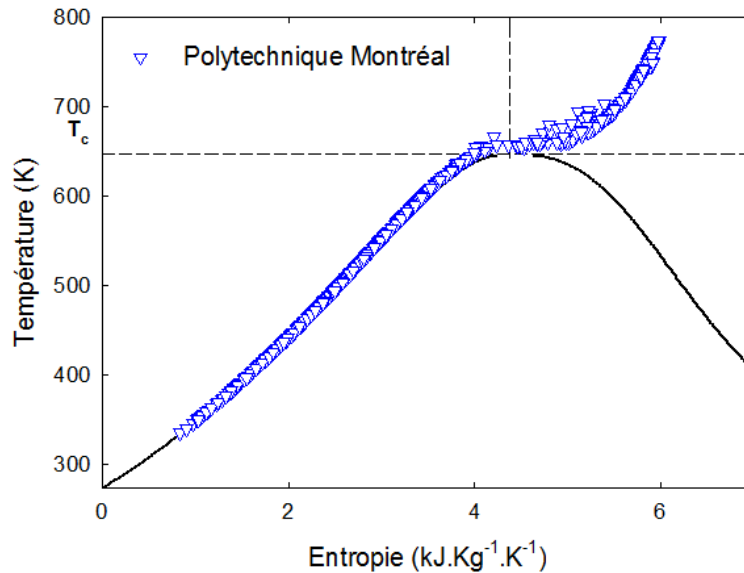


Figure 5.1 Diagramme de la température versus l'entropie pour le système eau-vapeur : expériences réalisées pour les conditions de débit bloqué avec la section d'essais divergente.

Les données collectées sont présentées en fonction de la différence entre la température du fluide et la valeur de la température pseudo-critique (DT_{pc}) dans la figure 5.2 pour plusieurs pressions de décharge notées P_{ic} . La figure 5.3 compare les résultats obtenus avec la section d'essais divergente avec ceux collectés en utilisant les deux sections d'essais avec orifices sans chanfrein (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). Plusieurs observations sont retenues à partir de ces expériences (figure 5.3) :

- Le débit mesuré dans la région I supercritique ($DT_{pc} < -50$ K) est plus faible par rapport à celui pour la région souscritique $DT_{pc} > 0$ K. En effet, en se rapprochant de la région supercritique (c.-à-d. $DT_{pc} = 0$ K), la chaleur massique c_p diverge ou elle croît rapidement (voir figure 2.4a) et le transfert de chaleur par convection forcée augmente, entraînant ainsi l'augmentation de la température du fluide et par conséquent une diminution de sa masse volumique (figure 2.4b).

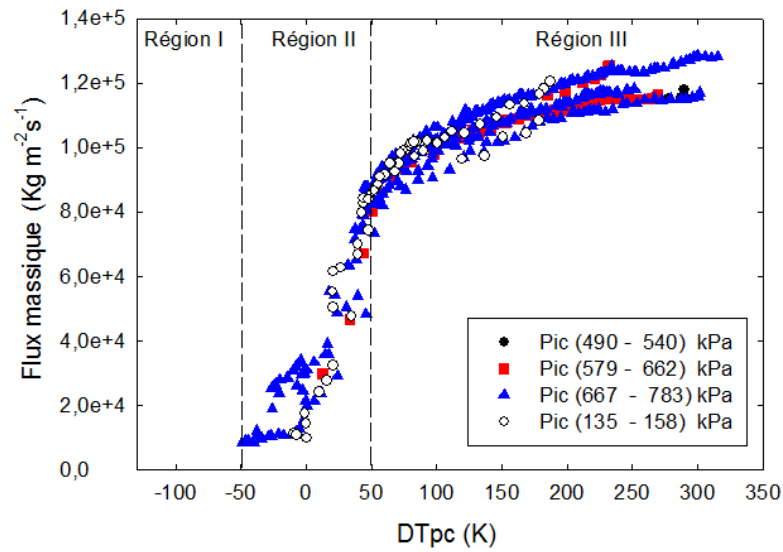


Figure 5.2 Données expérimentales du flux massique bloqué obtenues avec la section d'essais divergente (TS3).

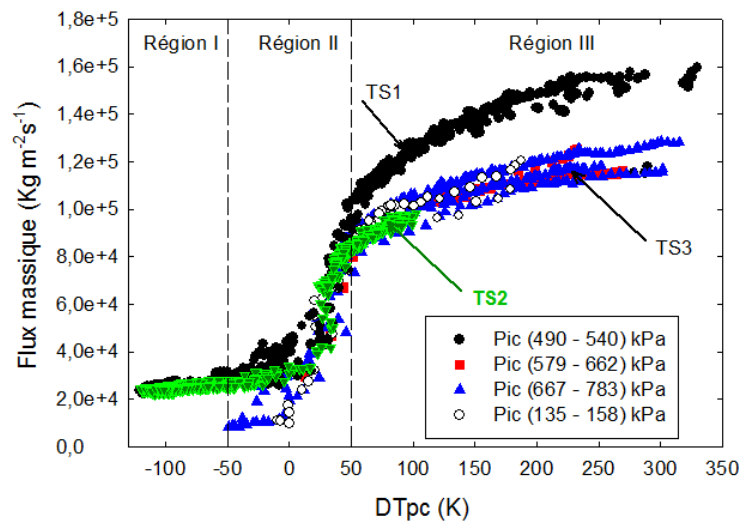


Figure 5.3 Données expérimentales du flux massique bloqué obtenues avec les trois sections d'essais (TS1, TS2, TS3).

- Selon ces données, il semble que l'écoulement bloqué se produit dans la région $DT_{pc} < 50\text{K}$. En effet, c'est à partir de ces conditions que le débit est indépendant de la pression de décharge.

- La figure 5.3 montre qu'à partir de $DT_{pc} > +50$ K, le flux massique pour les sections d'essais avec orifices sans chanfrein dépend de la pression de décharge. La comparaison avec les résultats du débit bloqué mesuré pour la section d'essais divergente montre que l'effet de la pression de décharge sur le débit est plus marquant (comparer les figures 5.2 et 5.3). La distribution presque parallèle observée à partir de $DT_{pc} \geq \pm 50$ K est due aux différentes valeurs de cette pression comme il est indiqué par les valeurs des Pic (figure 5.3);
- Le débit bloqué mesuré dans la région supercritique pour la section divergente est plus faible par rapport à celui des sections d'essais précédentes (c.-à-d. avec orifice sans chanfrein). Cette discussion sera poursuivie dans le chapitre des écoulements bloqués pour les fluides supercritiques dans le chapitre 7.

Dans la figure 5.4a, sont comparées les distributions des pressions de décharge mesurées pour la section d'essais divergente à travers les mesures de pressions (PTr-1, $p_{x_1}, p_{x_3}, p_{x_4}, p_{x_5}, \text{Pic}$). Les positions x_i sont indiquées dans les figures 5.5 et 5.6. La pression PTr-1 correspondant à la valeur mesurée dans la chambre de mélange (voir la figure 4.3). Pour mieux observer le comportement de l'écoulement, un agrandissement est effectué sur une partie de la courbe de la variation de la pression dans la figure 5.4b. Les conditions de température et de pression du fluide dans le réservoir présentent tous le même comportement. D'où le choix de quatre séries de différence de température DT_{pc} (voir équation 5.1) comme il est indiqué dans la figure 5.4a.

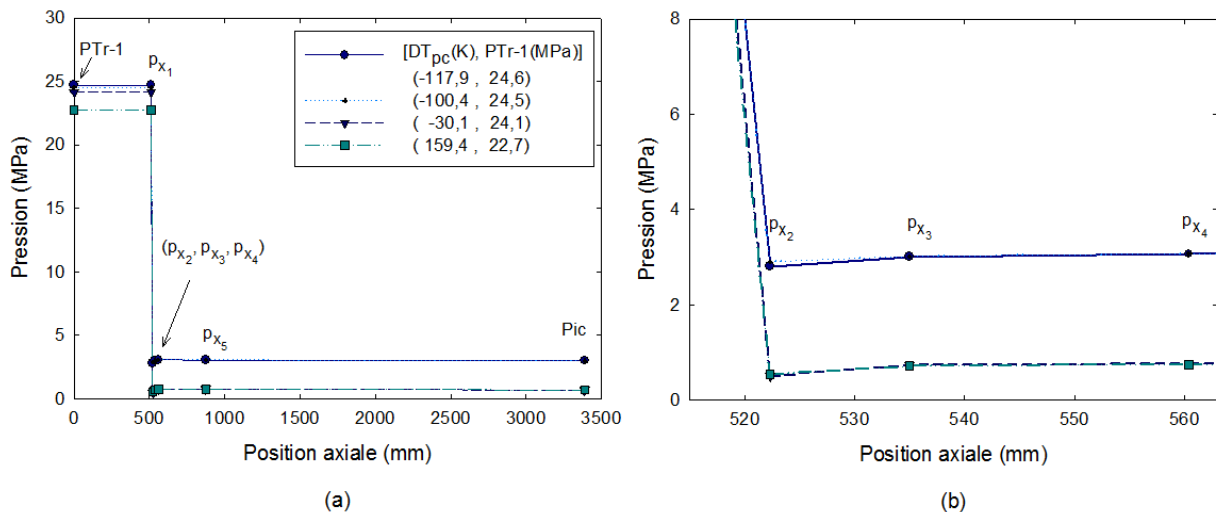


Figure 5.4 Variation de la pression le long de la section d'essais divergente.

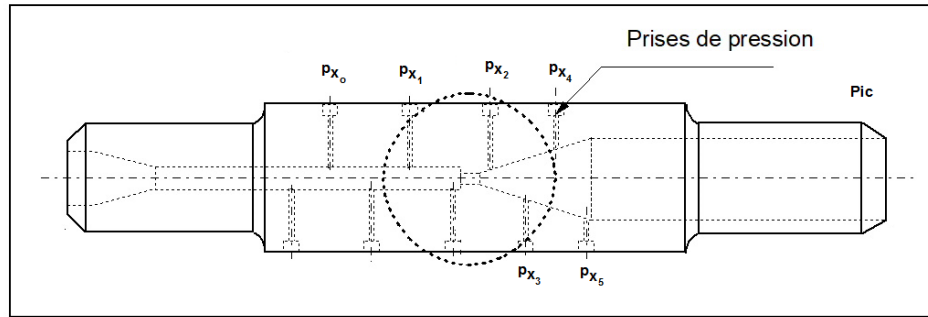


Figure 5.5 Présentation des endroits des prises de pression pour la section d'essais divergente.

À des fins de comparaison, le profil obtenu dans trois expériences typiques avec la section d'essais munie d'un orifice sans chanfrein (TS1) est également présenté dans la figure 5.6. Les pressions de décharges (P_{ic}) qui ont permis d'atteindre les conditions de l'écoulement bloqué sont également indiquées dans la figure.

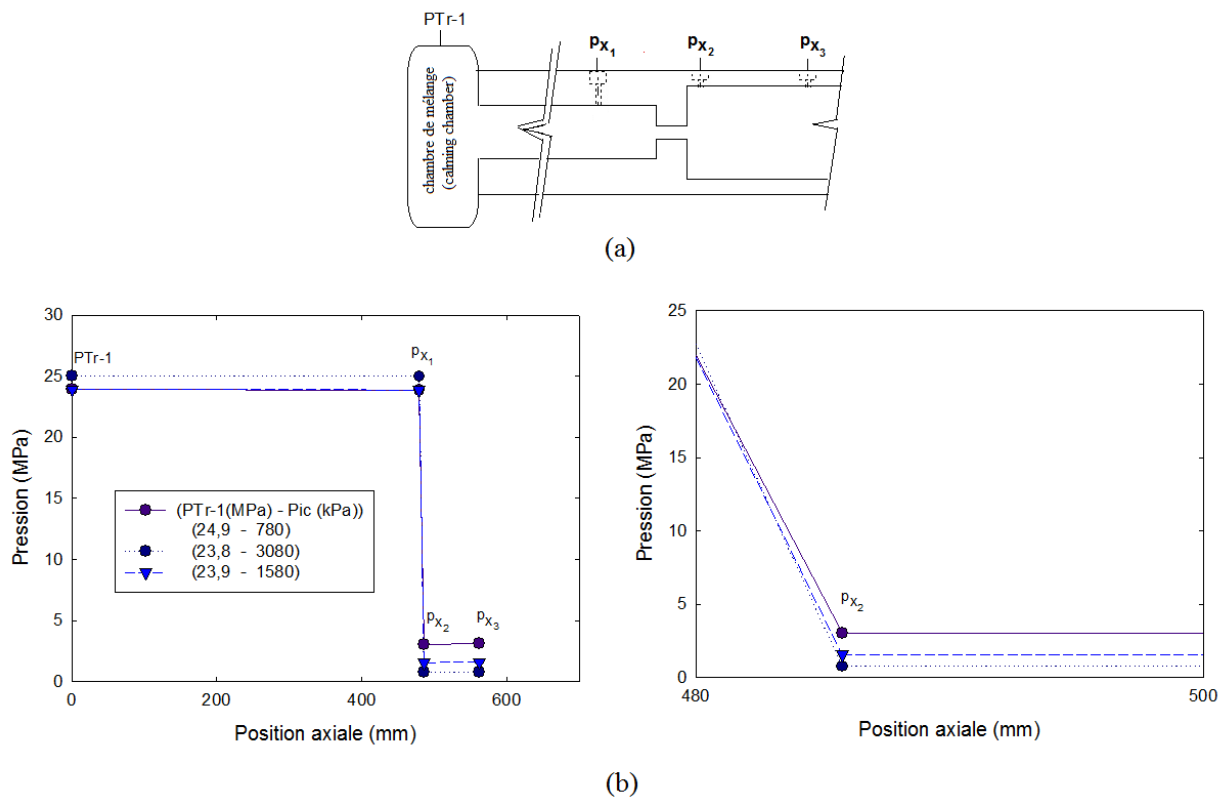


Figure 5.6 Variation de la pression le long de la section d'essais (TS1) munie d'un orifice sans chanfrein.

Les figures 5.4 et 5.6b indiquent que la distribution de la pression est presque linéaire en amont de l'orifice. En aval de l'orifice, la pression décroît rapidement et elle est indépendante de la pression de décharge pour la section d'essais d'orifice sans chanfrein, c'est à dire que les conditions de l'écoulement bloqué sont atteintes. Pour la section divergente, ce même comportement est observé, mais après le blocage du débit, le profil de pression affiche un comportement différent. La pression réaugmente et ensuite diminue. Cette observation indique la présence d'une onde de choc comme le montre la figure 3.4b. La discussion de ce comportement sera poursuivie au chapitre 7.

5.2 L'analyse d'erreurs expérimentales

Nous présentons dans les figures 5.7, 5.8 et 5.9 les spectres de données collectées pour la pression, la température et la puissance thermique en fonction du temps. Chaque variable a été collectée en utilisant un temps d'échantillonnage de 100 ms et pour une durée totale supérieure 1000 s (seulement une fenêtre de 500 s est montrée dans la figure). Lors de ces mesures, les deux boucles (voir figure 4.1) sont contrôlées pour maintenir la pression de décharge et la température à l'entrée de l'échangeur de chaleur (TTr-3) de la boucle HP (voir figure 4.3) le plus constants que possible. Cependant, lorsqu'on s'approche de l'état critique (c.-à-d. $P_{Tr-1} > 22,1$ MPa et $T_o = T_{Tr-5} \approx 647$ K), le contrôle et le maintien des conditions de l'écoulement bloqué est difficile du fait que la vitesse du son et la masse volumique du fluide varient rapidement autour de cette région (figures 2.4b et 2.4e).

Pour calculer le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour les écoulements turbulents dans des tubes circulaires et pour les conditions de pressions supercritiques, la corrélation empirique de Dittus et Boelter donnée par l'équation 5.4 (Piro et Duffey, 2004) est souvent utilisée.

$$Nu = 0.023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (5.4)$$

Au voisinage des conditions pseudo-critiques, la viscosité dynamique μ devient presque constante et la conductivité thermique λ augmente (voir figures 2.4c et 2.4f). Mais l'augmentation de la chaleur massique à pression constante c_p est plus significative. De ce fait le nombre de Prandlt donné par $(Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda})$ croit. Un nombre de Nusselt élevé $(Nu = \frac{hD}{\lambda})$ où h est le coefficient de transfert thermique en convection forcée, indique une augmentation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée. Une augmentation de la température du fluide conduit à la diminution de sa masse volumique suivie par une augmentation rapide

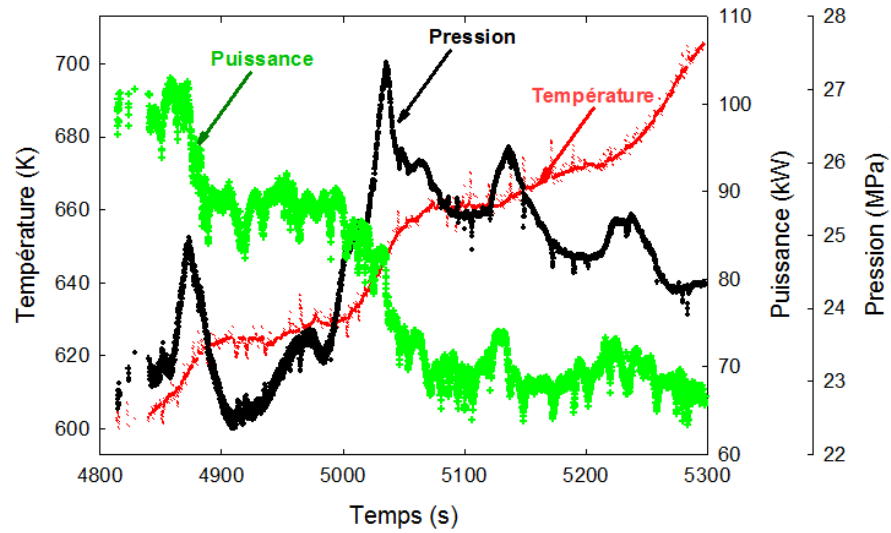


Figure 5.7 Enregistrement en fonction du temps d'une expérience typique autour de la région $-50 \text{ K} < DT_{pc} < +50 \text{ K}$.

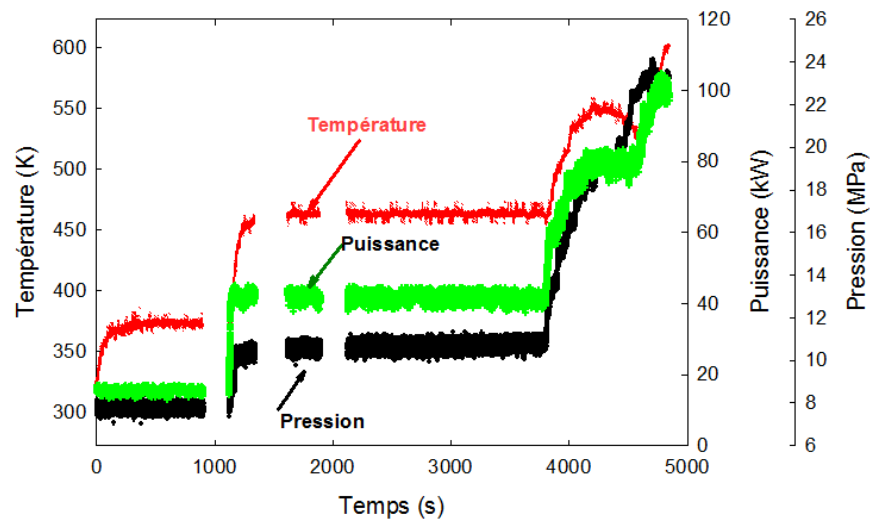


Figure 5.8 Enregistrement en fonction du temps d'une expérience typique autour de la région $DT_{pc} > 50 \text{ K}$.

de la pression d'écoulement. Une réduction volontaire du débit massique (c.-à-d. en contrôlant la vitesse de la pompe HP, figure 4.3) n'a pas été en mesure de compenser l'augmentation de

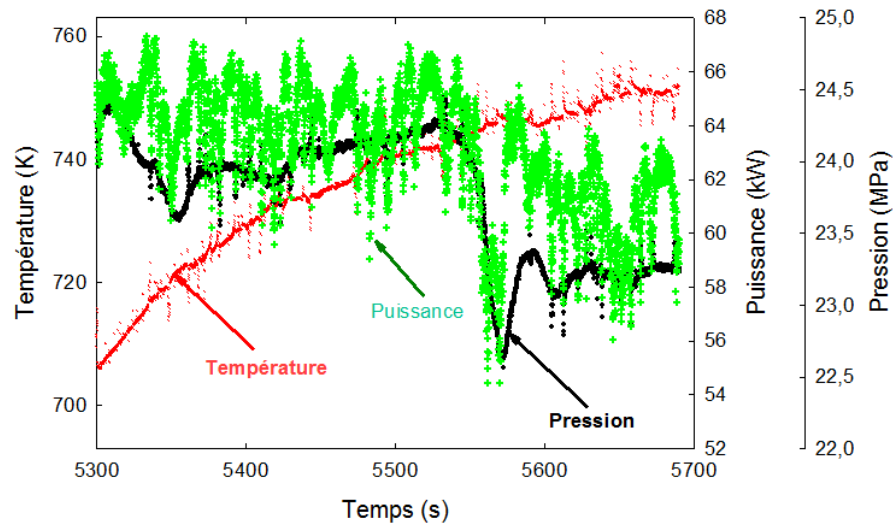


Figure 5.9 Enregistrement en fonction du temps d’une expérience autour de la région $DT_{pc} < -50$ K.

la pression de l’écoulement. Ce comportement particulier est montré par l’enregistrement en fonction du temps d’une expérience typique dans la figure 5.7. D’autre part, pour des raisons de sécurité, la température maximale autorisée pour la paroi du tube Hastelloy C-276 doit être respectée (inférieure à 903 K). Pour cette raison, la réduction de la puissance thermique est donc nécessaire.

Dans la région supercritique ($DT_{pc} < -50$ K), la chaleur massique diminue rapidement, et par conséquent le transfert thermique diminue. Le flux massique diminue tandis que la différence de température entre la paroi et le fluide augmente. La masse volumique du fluide augmente et la pression de l’écoulement diminue, ce qu’on observe dans la figure 5.9. Nous montrons dans la figure 5.8 un exemple pour une expérience avec des conditions de pression et de température sous-critiques du fluide dans le réservoir.

Pour chacune des régions de la figure 5.3 : la région I ($DT_{pc} < -50$ K), la région II (-50 K $< DT_{pc} < 50$ K) et la région III ($DT_{pc} > 50$ K), une analyse des erreurs expérimentales sur les données est réalisée. Les figures C.1, C.2 et C.3 dans l’annexe C présentent la distribution statistique des données autour de leur valeur moyenne pour la pression PTr-1, la température TTr-5, le flux massique FTr-1 et la puissance thermique LEM (voir la figure 4.3). La loi normale renvoie la distribution pour la moyenne et l’écart-type σ calculés pour chacune des distributions. Les écarts-types calculés pour les variables sont montrés dans le tableau 5.1 pour la section divergente. Les écarts-types calculés par Muftuoglu et Teyssedou (2014) pour

les variables (température, pression, flux massique, puissance thermique) pour les mesures effectuées en employant les sections d'essais sans chanfrein sont présentés dans le tableau 5.2.

Tableau 5.1 Écarts-types calculés pour les pressions, températures, puissances et flux massiques pour les données obtenues avec la section d'essais divergente (TS3).

	$DT_{pc} < -50K$	$-50K < DT_{pc} < 50K$	$DT_{pc} > 50K$
Variable	Écart-type σ		
Température(K)	1,72	0,78	1,40
Pression (MPa)	0,06	0,22	0,11
Flux massique critique ($\times 10^3 kg.m^{-2}.s^{-1}$)	1,32	5,72	3,95
Puissance (kW)	1,65	0,74	1,51

Tableau 5.2 Écarts-types calculés pour les pressions, températures, puissances et flux massiques pour les données obtenues avec la section d'essais sans chanfrein (TS1).

	$DT_{pc} < -50K$	$-50K < DT_{pc} < 50K$	$DT_{pc} > 50K$
Variable	Écart-type σ		
Température (K)	0,63	2,15	1,14
Pression (MPa)	0,04	0,30	0,08
Flux massique critique ($\times 10^3 kg.m^{-2}.s^{-1}$)	1,52	4,42	2,42
Puissance (kW)	0,80	1,75	1,30

Les écarts-types calculés sur les données des deux sections (orifice avec chanfrein et section divergente) sont du même ordre de grandeur. Cependant ceux obtenus pour la pression, la température et la puissance thermique au voisinage de la région $-50 K < DT_{pc} < 50 K$ sont légèrement plus importants pour les données des sections d'essais avec orifice sans chanfrein. Pour les données de la section d'essais divergente, la plupart des valeurs recueillies pour le flux massique bloqué dans la région supercritique $DT_{pc} < 50 K$ ou dans la région sous-critique sont à l'intérieur d'une fourchette de confiance de $\pm 95\%$ (c.-à-d. entre -2σ et $+2\sigma$).

5.3 Conclusion du chapitre

Les nouveaux résultats expérimentaux du débit bloqué obtenus utilisant la section d'essais divergente sont comparés aux données correspondantes à celles collectées avec les sections

d'essais munies d'un orifice sans chanfrein (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). Le flux massique dans la région $DT_{pc} < 0$ K est plus faible comparativement à celui obtenu avec les sections avec orifice sans chanfrein. L'allure du profil de pression indique que les conditions critiques sont présentes pour la section divergente. Mais encore, on observe une augmentation de la pression en aval de la section divergente. Cela met en évidence un autre phénomène qui est la présence d'une onde de choc. Les incertitudes (écart-type) sur les variables telles que les pressions, les températures, les flux massiques et les puissances thermiques ont été calculées.

Avant d'aborder les calculs pour les fluides supercritiques, nous présentons au chapitre suivant les estimations théoriques de la vitesse du son et du débit bloqué, pour le fluide dans le réservoir à l'état sous-critique. Ce type de phénomène est très important, il peut se développer dans un accident des réacteurs SCWR. Les résultats sont ensuite confrontés aux données expérimentales collectées à partir de la littérature.

CHAPITRE 6 LES ÉCOULEMENTS BLOQUÉS DES FLUIDES À L'ÉTAT SOUS-CRITIQUE

Dans les chapitres précédents, les équations de conservation qui régissent les écoulements des fluides et le phénomène du débit bloqué ont été présentées. Les modèles théoriques proposés dans la littérature pour estimer le flux massique dans des conditions de pression et de température du fluide au réservoir sous-critiques et supercritiques ont été également passés en revue. Les étapes du protocole expérimental ont été résumées.

On rappelle que la dépressurisation d'un réservoir qui contient un liquide, un gaz ou un mélange diphasique est limitée par un flux massique maximal, lorsque le fluide atteint la vitesse sonique. Ceci a lieu quand la pression de décharge est égale à une pression dite critique au-delà de laquelle sa diminution n'aura aucun effet sur le débit. Cette pression dépend de plusieurs paramètres dont l'état thermodynamique du fluide à l'intérieur du réservoir et également de la géométrie de la section de sortie. La majorité des modèles sont basés sur un certain nombre d'hypothèses, dont l'équilibre thermodynamique du fluide considéré homogène en amont (par exemple le modèle homogène), ou par l'estimation du degré du déséquilibre thermique ou dynamique entre les phases (par exemple les modèles hors équilibre). Étant donné que ce phénomène est aussi associé à la vitesse du son dans le fluide, une bonne estimation de cette vitesse est nécessaire pour évaluer le flux massique critique.

Dans ce chapitre, nous comparons les résultats expérimentaux de la vitesse du son diphasique pour les mélanges eau-vapeur et pour la vapeur humide aux estimations fournies par différents modèles. Les résultats de la comparaison du flux massique bloqué, calculé en utilisant différentes théories et les données expérimentales obtenues à partir de la littérature sont discutés. Cette analyse est indispensable pour l'étude des écoulements bloqués des fluides à l'état supercritique. En effet, une dépressurisation trop rapide peut se traduire par la formation d'une décharge diphasique comme le montre la figure 6.1.

Même si l'évolution de la détente est irréversible $\Delta s > 0$, elle peut être associée à la formation d'un mélange diphasique (figure 6.1). De plus la formation des écoulements diphasiques peut se produire lors de la mise en service des centrales qui utilisent de l'eau à l'état supercritiques (figure 6.2). Pour éviter ce type de phénomène, lors du démarrage de cette classe de centrales, elles sont portées à une pression supérieure à la pression critique avant d'augmenter la température du fluide caloporteur.

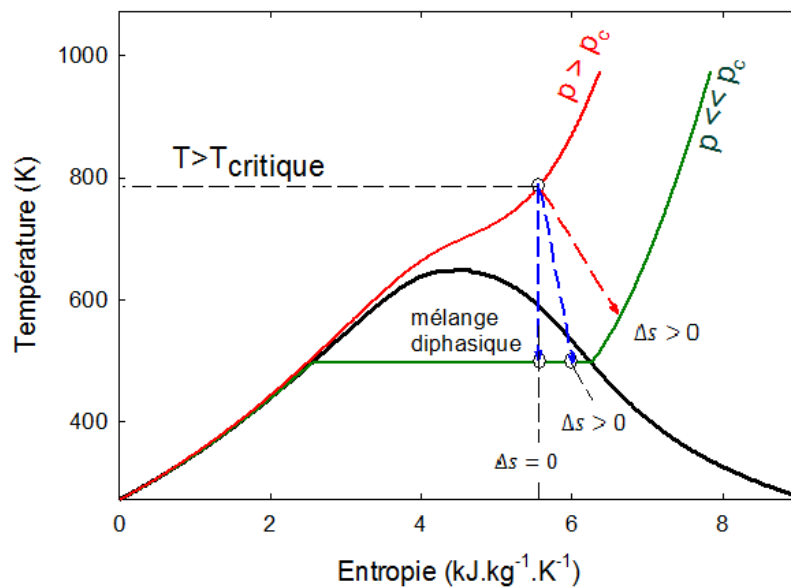


Figure 6.1 Diagramme température-entropie pour l'eau. État du fluide supercritique à la décharge.

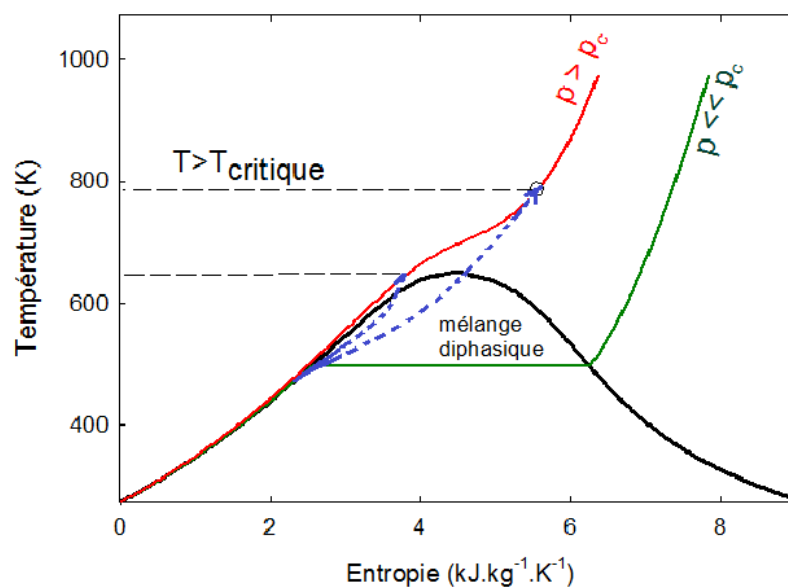


Figure 6.2 Augmentation de la pression et de la température du caloporteur d'une centrale supercritique.

6.1 Calcul de la vitesse du son pour les écoulements diphasiques

La vitesse du son est la célérité à laquelle les ondes acoustiques se déplacent dans un milieu. C'est un paramètre thermodynamique qui dépend de la masse volumique du fluide, du taux de vide dans les mélanges des fluides et de la configuration de l'écoulement. Quand la vitesse de l'écoulement est égale à celle du son dans le fluide, les perturbations générées en aval ne sont plus ressenties en amont et l'écoulement est bloqué (l'écoulement est dit critique ; dans cette thèse on évite cette terminologie pour éviter toute confusion avec l'état critique du fluide). La détermination de la vitesse de propagation du son dans un milieu diphasique doit dépendre de la vitesse de propagation de la perturbation dans chacune des phases. Cependant, les expériences ont montré que la vitesse du son est plus faible, pour les mélanges diphasiques, que la vitesse du son dans chacun de ses constituants (Gouse, 1964; Gouse et Evans, 1967; Brennen, 2005). Autrement dit, l'augmentation de la compressibilité du fluide (présence des bulles) ou l'augmentation de la masse volumique (présence des gouttelettes) diminue la vitesse du son. Ce qui signifie également que le maximum du flux massique est atteint plus facilement dans le cas des mélanges diphasiques.

Comme mentionné plus haut, la plupart des modèles utilisés pour le calcul de la vitesse du son se basent sur l'hypothèse de l'équilibre thermique entre les deux phases. La distribution de la phase dispersée dans la phase continue est telle qu'il n'existe pas de différence de pression et de température entre les deux phases. Dans le cas où le passage de l'onde de pression est accompagné de phénomènes irréversibles, la vitesse du son est dite hors équilibre (Radovskii, 1970, 1971). Le degré de déséquilibre dans les transferts de la chaleur, de la masse et de la quantité de mouvement entre les deux phases dépend du paramètre de relaxation κ , produit entre la fréquence de l'excitation acoustique ω et le carré du diamètre caractéristique des particules, bulles ou gouttelettes, c.-à-d. $\kappa = \omega D^2$.

Cette équation signifie que pour les basses fréquences et/ou si le diamètre des gouttelettes est petit (c.-à-d. κ petit), le système a plus de possibilités de parvenir à l'état d'équilibre. Autrement dit, la différence entre la température et la vitesse des phases due au passage de l'onde de pression n'apparaît pas. Les échanges ont donc lieu en quasi-équilibre et la vitesse sonore est à sa valeur d'équilibre $a_{(o)}$ (voir les équations 3.39). Si κ est suffisamment grand, il n'y a aucun processus d'échange entre les deux phases, ceci correspond à une vitesse du son gelée $a_{(3)}$ (voir les équations 3.39). Pour des valeurs intermédiaires de κ , la vitesse du son en dépend, traduisant ainsi le déséquilibre thermodynamique entre les deux phases (voir équation 3.38) (Olekhovitch, 1997; Olekhovitch *et al.*, 2001b).

La figure 6.3 est un exemple de spectre de vitesse du son calculée à l'aide du modèle de

Radovskii pour des écoulements diphasiques en fonction de κ et du titre thermodynamique x (Radovskii, 1970, 1971; Olekhnovitch *et al.*, 2001a,b). Le tracé est obtenu pour la pression de 1000 kPa pour des titres de $x=0,3$ et $x=0,5$.

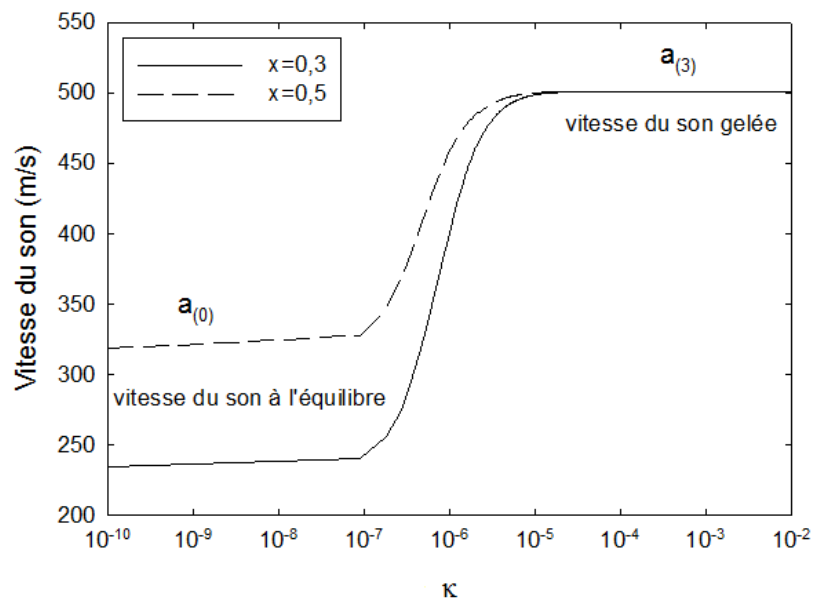


Figure 6.3 Calcul de la vitesse du son par le modèle de Radovskii pour l'écoulement eau-vapeur à la pression de 1000 kPa (Olekhnovitch *et al.*, 2001b).

Un écart important sépare les valeurs de la vitesse du son à l'équilibre de celles dites figées. Ce qui signifie qu'une bonne estimation du degré d'échange thermodynamique est nécessaire. Nous remarquons également que la vitesse du son dépend fortement du titre dans le cas d'échange en équilibre mais demeure constante pour le cas où les échanges sont figés. Une approche plus physique comme utilisée par le modèle de Radovskii, demeure complexe et longue pour les calculs. L'autre inconvénient est que nous ne connaissons pas les dimensions réelles des particules dispersées (gouttelettes ou bulles de vapeur) ni le spectre de fréquence des perturbations.

Nous comparons dans la figure 6.4 les données expérimentales de Karplus (1958, 1961) pour les vitesses du son mesurées dans un mélange eau-vapeur à la pression de 283 kPa aux résultats obtenus par les modèles proposés par Wallis (1969), Radovskii (1970, 1971), Nguyen *et al.* (1981) et Brennen (2005) décrits dans le chapitre 3.

La figure 6.4 indique que la vitesse du son expérimentale varie considérablement en fonction du taux de vide du mélange. En effet ces données montrent que la vitesse du son

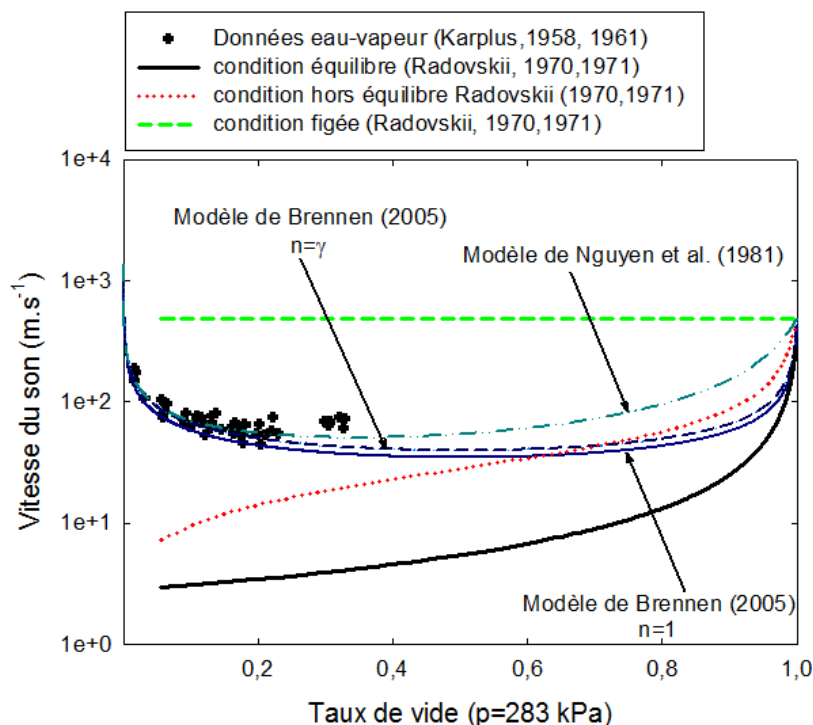


Figure 6.4 Comparaison entre les vitesses du son mesurées pour le mélange eau-vapeur à la pression de 283 kPa avec celles calculées par différents modèles théoriques.

chute rapidement lorsque le taux de vide est voisin de 0%. Cela est dû à l'accroissement de la population des bulles de vapeur qui font diminuer la vitesse de propagation. La décroissance ralentit avec l'augmentation du taux de vide et réaugmente lorsque le taux de vide s'approche de 100% parce que l'interaction entre la vapeur et les gouttelettes tend à disparaître.

Les différents modèles montrent une cohérence avec les données mis à part le modèle de Nguyen qui produit un écart avec l'augmentation du taux de vide. Le modèle de Nguyen suppose que la phase gazeuse est dispersée dans le liquide et que les dimensions des bulles sont petites par rapport aux distances entre elles. Les calculs de la vitesse du son diphasique obtenus avec par le modèle de Brennen pour $n = 1$ (transfert thermique complet entre les deux phases) et adiabatique ($n = \gamma$) sont présentés sur la même figure. Les résultats indiquent une bonne estimation de la vitesse du son par ce modèle. Par ailleurs nous confirmons que l'écart entre les vitesses du son isentropique et isothermique est de quelques pour cent (3%) tel qu'estimé par Gouse (1964) pour le système eau-vapeur

Dans la figure 6.4 sont présentés également les résultats de nos calculs de la vitesse du son en utilisant le modèle de Radovskii avec l'hypothèse d'une matrice vapeur. Nous considérons également trois cas sur la nature des échanges entre les phases liquide et vapeur. Dans le

premier cas, on considère que les deux phases sont en équilibre avec $\kappa = 10^{-9}$. Dans le deuxième cas, nous supposons que les deux phases évoluent de manière indépendante, c.-à-d. qu'il s'agit du cas figé avec $\kappa = 10^{-2}$. Le dernier cas correspond à un état hors équilibre, c.-à-d. intermédiaire entre les cas précédents avec $\kappa = 10^{-6}$. On note que le modèle de Radovskii semble diverger pour des faibles taux de vide. Cependant, il montre que la vitesse du son correspond à celle hors équilibre pour des taux de vide élevés.

Comme le montre la figure 6.4, les données de l'expérience de Karplus sont limitées aux taux de vide inférieurs à 40%. Nous avons alors repris les mesures de Collingham et Firey (1963) pour la vitesse du son pour la vapeur humide collectée à la pression atmosphérique de 103,4 kPa et pour une pression supérieure à 310 kPa. Nous les avons ensuite comparées aux vitesses du son calculées par les modèles de Brennen (2005) et de Radovskii (1970).

Les résultats montrés dans la figure 6.5 indiquent un écart important entre les vitesses du son mesurées et celles calculées par le modèle isentropique à l'équilibre thermodynamique de Brennen. Cependant, cet écart tend à diminuer avec l'augmentation du titre dans le réservoir. La vitesse du son expérimentale est indépendante du titre pour la vapeur humide et égale à la vitesse du son de la vapeur saturée (sèche). Les estimations produites par le modèle de Radovskii dans l'hypothèse d'une matrice vapeur et d'un état complètement hors équilibre, reproduisent bien le comportement des expériences avec un écart relatif de 4% pour la pression atmosphérique et de 2% pour la pression de 310 MPa.

En résumé, nous avons calculé la vitesse sonique par différents modèles que nous avons comparés aux données expérimentales. La vitesse du son en milieu diphasique peut être calculée par les modèles de Brennen, Nguyen pour les cas particuliers c.-à-d. à l'équilibre et figé. Le modèle de Radovskii est capable de fournir une estimation de la vitesse du son si l'onde de pression est accompagnée de phénomènes irréversibles. Pour cela, il considère que les échanges sont dominés par le processus de relaxation dans les phases portante et dispersée. Autrement dit, dans les équations 3.39, $a_{(1)}$ est la vitesse du son quand la température de la phase portante est figée tandis que les autres échanges se font en équilibre. De plus, $a_{(2)}$ est la vitesse du son lorsque la température dans les deux phases est figée (sans transferts massique ni thermique entre les phases). Comme le montre la figure 6.3, la vitesse du son est $a_{(3)}$ si tous les processus d'échanges sont figés. Dans la section suivante, on discutera, entre autres, l'emploi de ces modèles de vitesse sonique pour le calcul du flux massique bloqué.

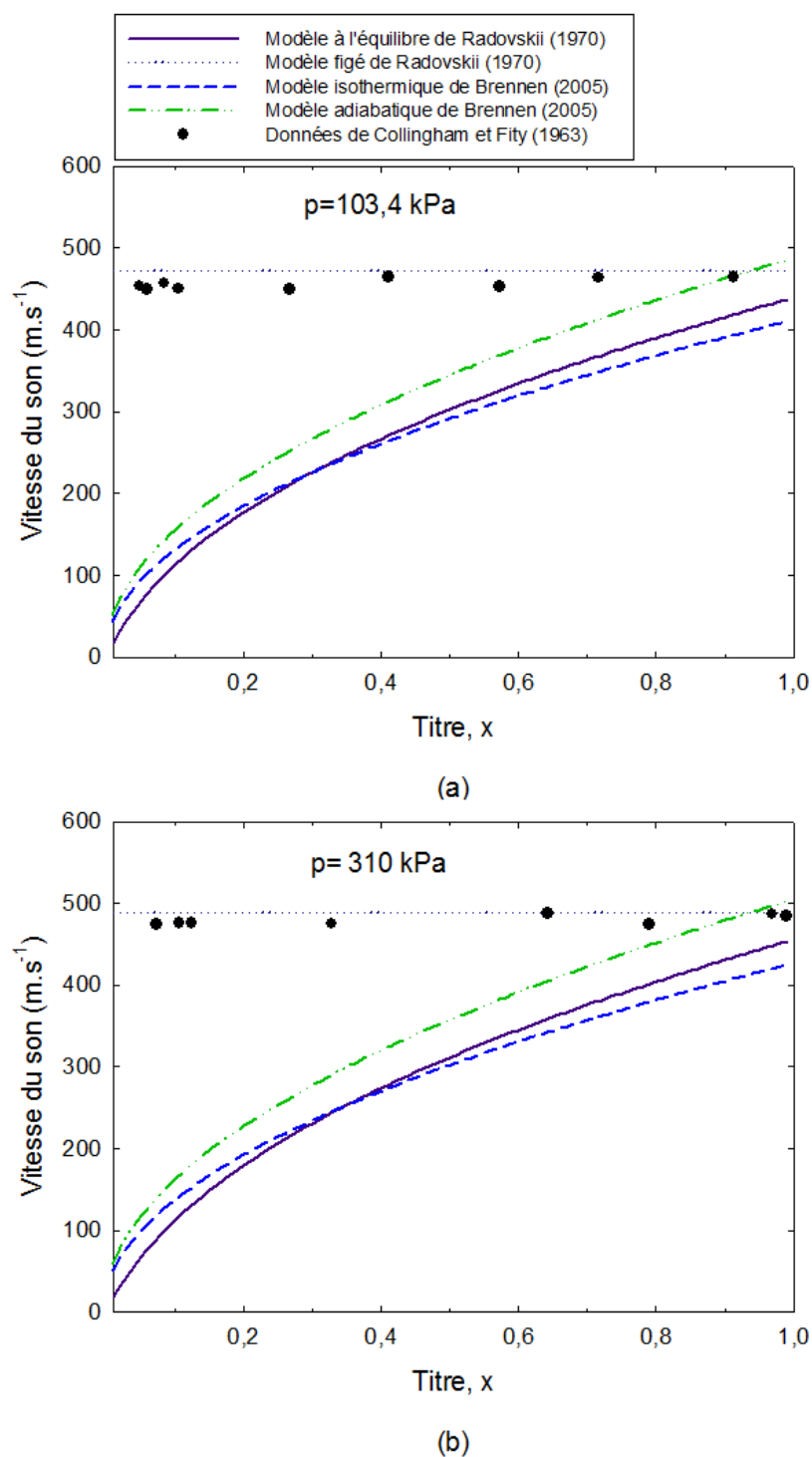


Figure 6.5 Vitesse du son dans la vapeur humide ; a) pression de vapeur de 103,4 kPa ; b) pression de vapeur de 310 kPa.

6.2 Étude comparative des données expérimentales du débit bloqué et les prédictions des modèles pour les conditions de pressions et de températures sous-critiques

Dans le chapitre 3 nous avons décrit un certain nombre de modèles théoriques qui permettent de prédire le débit bloqué. Toutes les modélisations reposent sur la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. L'équation d'état décrivant le comportement des particules du fluide avec la condition du débit bloqué constituent les équations de fermeture. Les modèles diffèrent selon les hypothèses admises sur l'état du fluide dans le réservoir, la configuration de l'écoulement et de l'évolution thermodynamique de l'écoulement jusqu'à la décharge (c.-à-d. isentropique, isenthalique, polytropique). Dans la suite, nous présentons une comparaison entre les mesures du débit bloqué et les prédictions des modèles classiques développés en utilisant les équations de conservation puis une comparaison avec le modèle basé sur le calcul de la vitesse sonique.

Dans la figure 6.6, nous comparons les prédictions des différentes théories présentées au chapitre 3 (le modèle homogène à l'équilibre de Starkman *et al.* (1964), le modèle de Fauske (1962), le modèle de Moody (1965), le modèle de Henry et Fauske (1971) et le modèle figé du débit bloqué et les expériences conduites pour le système eau-vapeur pour plusieurs pressions du mélange diphasique dans le réservoir.

Le modèle homogène à l'équilibre (HEM) décrit par Starkman *et al.* (1964) considère l'écoulement diphasique comme étant celui de l'écoulement d'un fluide monophasique homogène (pseudo-fluide homogène) et qui se détend isentropiquement. Ce modèle décrit convenablement la variation du débit pour des titres thermodynamiques supérieurs à 5%, mais sous-estime les débits pour des titres plus faibles. Plusieurs auteurs ont souligné la surestimation du débit bloqué par le modèle homogène dans le cas d'une grande fissure où la dépressurisation peut être assez rapide. Le modèle homogène par contre a été validé pour des tubes longs $\frac{L}{D} \gg 1$ (Abdollahian *et al.*, 1982). D'après ces auteurs, pour ces tubes, l'écoulement a le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermodynamique.

Les prédictions de Fauske (1962) et de Moody (1975), qui ont introduit les mêmes hypothèses que celles utilisées pour le modèle homogène, mais avec des vitesses d'écoulement différentes pour les deux phases, surestiment les données expérimentales. Ces écarts sont attribués au fait que les auteurs considèrent un rapport de glissement constant le long de la conduite. Il est clair que cette condition peut varier en fonction de la configuration de l'écoulement.

Les prédictions du modèle de Henry et Fauske (1971) décrivent très bien le comportement

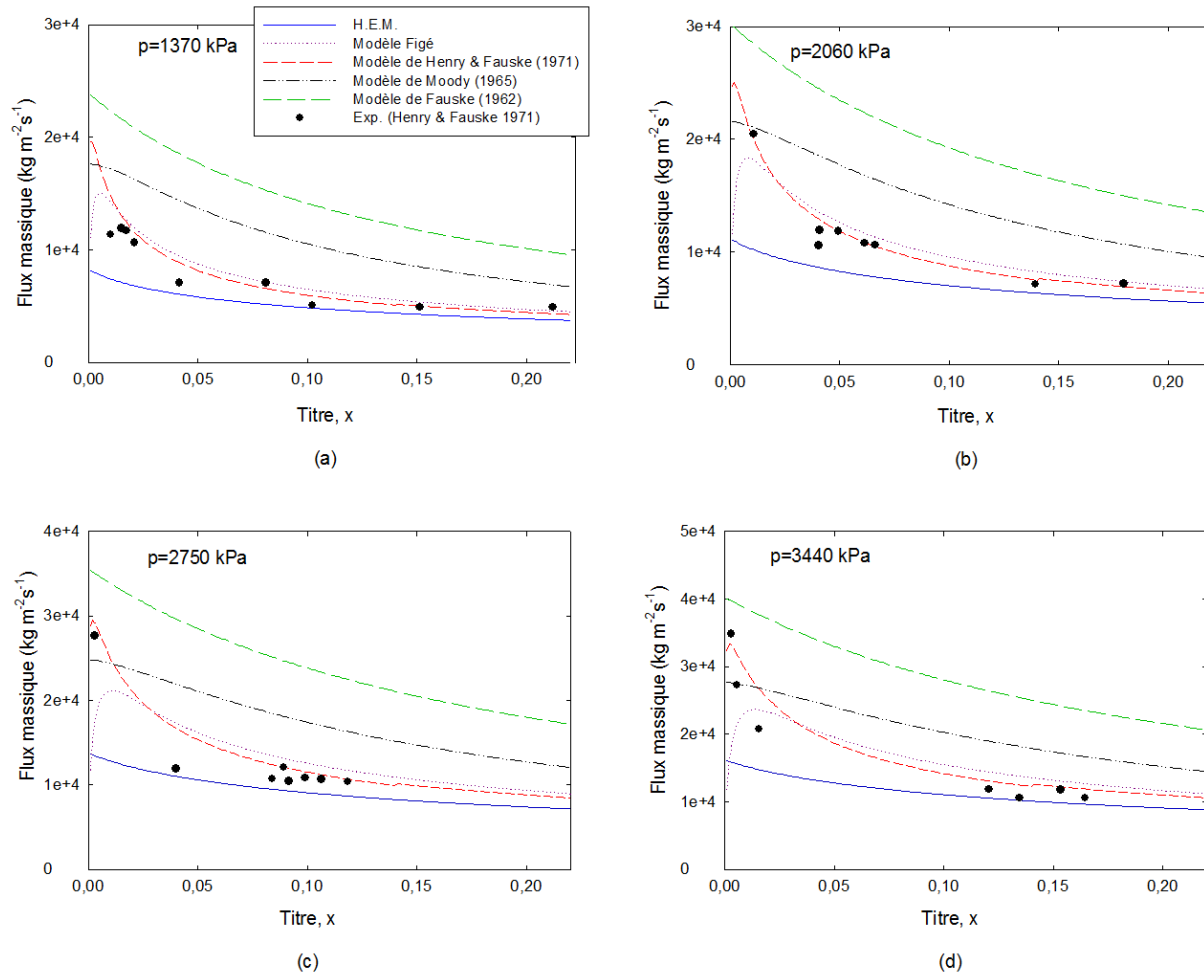


Figure 6.6 Débits bloqués obtenus pour l'écoulement du mélange eau-vapeur dans une tuyère de Laval en fonction du titre thermodynamique (Maneely, 1962; Neusen, 1962), comparés aux prédictions des différents modèles théoriques. a) $p=1370$ kPa; b) $p=2060$ kPa; c) $p=2750$ kPa; d) $p=3440$ kPa

du fluide pour des titres thermodynamiques inférieurs à 20%. Il faut noter que ce modèle introduit un facteur correctif empirique, N , ajusté pour mieux correspondre aux données expérimentales. L'ajustement est utilisé pour des titres thermodynamiques inférieurs 14% en utilisant l'hypothèse de décharge isentropique. Nous constatons que l'accord est d'autant meilleur quand la pression est faible.

Moody (1975) a montré plus tard, que les échanges de la quantité de mouvement dus au mouvement entre les phases créent de l'entropie, invalidant ainsi l'hypothèse de $ds = 0$ initiale

utilisée par Fauske (1962). Le modèle homogène figé suit de près les données expérimentales. Il est important de souligner que le modèle figé correspond à un état d'écoulement complètement hors d'équilibre, toutefois largement utilisé pour estimer le débit.

Nous avons élargi cette comparaison aux données de Friedrich (Friedrich, 1960; Henry et Fauske, 1971) dans la figure 6.7 pour l'écoulement eau-vapeur le long d'un tube court, pour des titres allant jusqu'à 100%. Le modèle homogène à l'équilibre donne de bons résultats du débit bloqué pour des titres supérieurs à 20%. On constate également que les estimations du modèle de Henry et Fauske (1971) montrent un meilleur accord pour les faibles pressions du fluide au réservoir mais surestiment les résultats expérimentaux pour les pressions élevées ($p > 608 \text{ kPa}$).

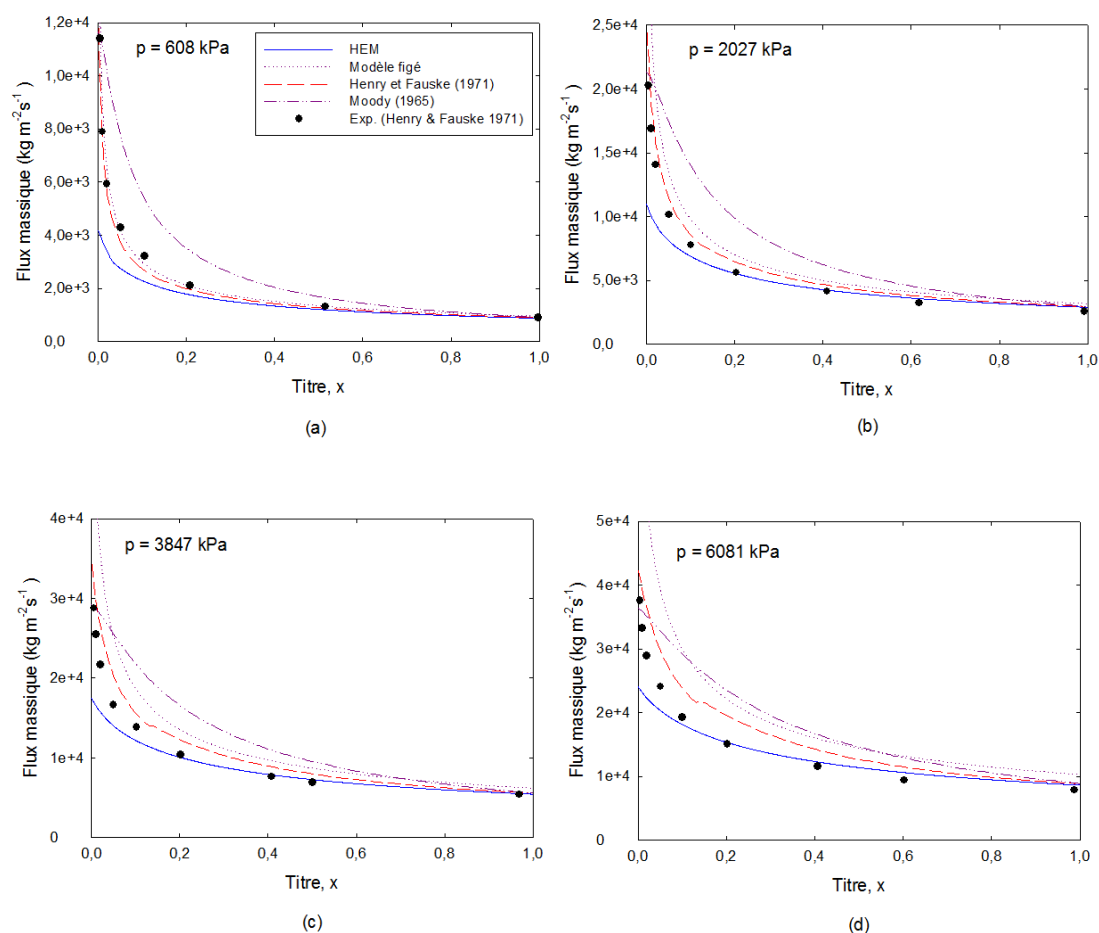


Figure 6.7 Comparaison entre le débit bloqué mesuré pour le mélange eau-vapeur aux prédictions des différents modèles théoriques. a) $p=608 \text{ kPa}$; b) $p=2027 \text{ kPa}$; c) $p=3847 \text{ kPa}$; d) $p=6081 \text{ kPa}$

Pour estimer la contribution du liquide et de la vapeur aux données du débit bloqué expérimental, nous avons repris le modèle figé (Henry et Fauske, 1971) pour le système eau-vapeur. Nous reportons dans la figure 6.8 l'évolution du débit bloqué en fonction du titre thermodynamique du mélange en amont (réservoir), ainsi que les données expérimentales pour une pression de 6081 kPa.

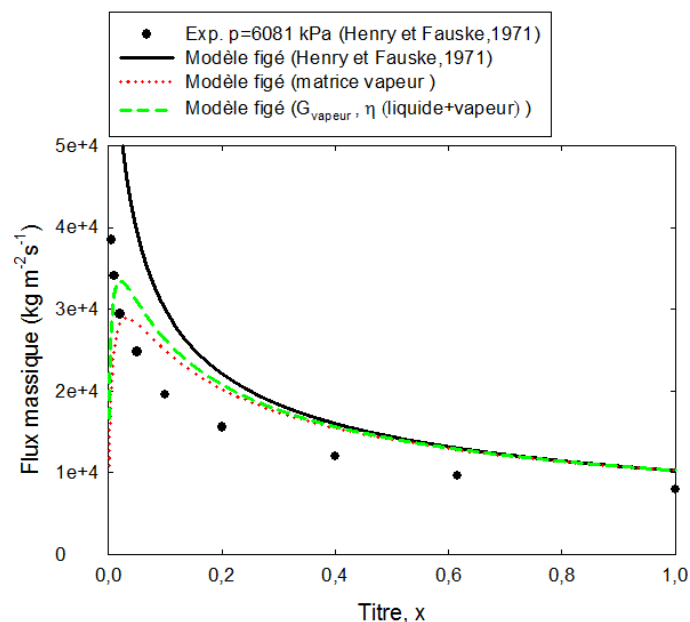


Figure 6.8 Contribution de la phase liquide sur le débit bloqué pour le système eau-vapeur, pour une pression de 6081 kPa (Henry et Fauske, 1971).

Ce modèle a été adapté à plusieurs situations : (i) cas où le débit bloqué est dû au mélange ; (ii) cas où le débit bloqué et la perte de pression sont dus à la phase vapeur ; (iii) cas où la vapeur est responsable du débit bloqué avec contribution à la perte de pression des phases liquide et vapeur. L'écart moyen entre les valeurs calculées et les données expérimentales est de 57% pour le mélange, 30% en supposant une matrice vapeur (cas ii), et 26% en supposant une matrice vapeur avec une perte de pression due au mélange (cas iii). L'écart est proche pour les deux derniers cas. De ce fait, le phénomène de l'écoulement bloqué ne peut avoir lieu que pour les mélanges diphasiques avec un taux de la phase vapeur dans le réservoir suffisamment élevé.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le flux massique peut être calculé par le biais de la vitesse du son $G = \rho a$. Cependant l'emploi de cette approche nécessite la connaissance de la masse volumique du fluide. Nous utilisons l'expression de la masse volumique du mélange donnée par l'équation $1/\rho_h = x/\rho_g + (1 - x)/\rho_l$. Dans la figure 6.9, nous comparons les données expérimentales du flux massique bloqué pour le mélange vapeur-eau à une pression

de 121 kPa (Henry et Fauske, 1971), avec le débit calculé par le produit de la masse volumique et la vitesse du son prédite par les modèles de Radovskii (1970) et de Brennen (2005).

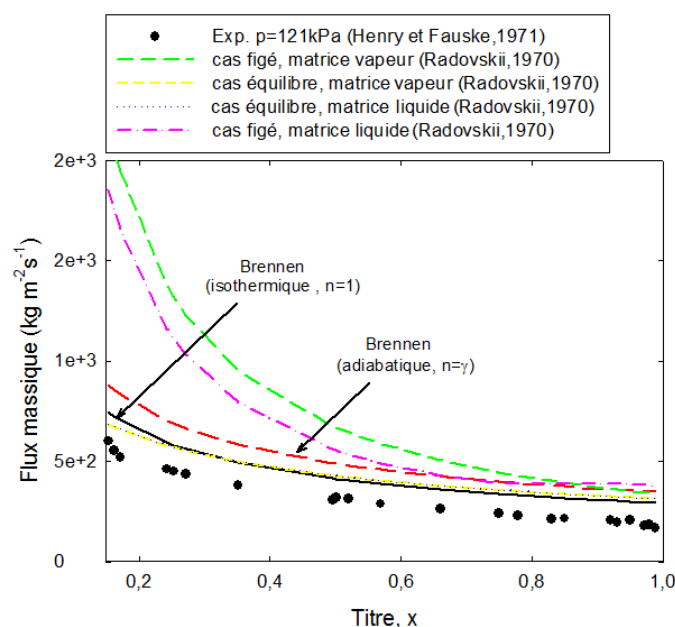


Figure 6.9 Comparaison des données expérimentales du flux massique bloqué avec les prédictions obtenues à partir du produit de la masse volumique homogène et la vitesse du son.

Cette comparaison indique un écart important entre les données expérimentales et les calculs, quand on suppose une vitesse du son hors d'équilibre. Cependant le débit calculé en utilisant la vitesse du son à l'équilibre, les prédictions des modèles de Radovskii et de Brennen se rapprochent aux données. De plus, nous comparons dans la figure 6.10 le débit bloqué obtenu à l'aide de la vitesse du son diphasique calculée en utilisant le modèle de Radovskii avec les estimations obtenues à partir des modèles HEM, Henry et Fauske, Moody et Fauske.

Les écarts moyens ($\frac{1}{N} \sum_i \frac{exp_i - theo_i}{exp_i}$) calculés sont de 45%, 12% et 9% pour le modèle utilisant les vitesses du son calculées respectivement par le modèle de Radovskii, le modèle de Henry-Fauske et le modèle figé. En général on note que l'écart est plus important quand on utilise le produit de la masse volumique par la vitesse du son. Cependant, le calcul de la vitesse du son est une bonne alternative pour évaluer le débit bloqué. L'écart avec l'expérience est certainement dû au fait que la densité homogène qui nous a servi pour estimer le débit bloqué, ne décrit pas la structure réelle de l'écoulement à l'endroit de la section de passage où l'écoulement devait être bloqué.

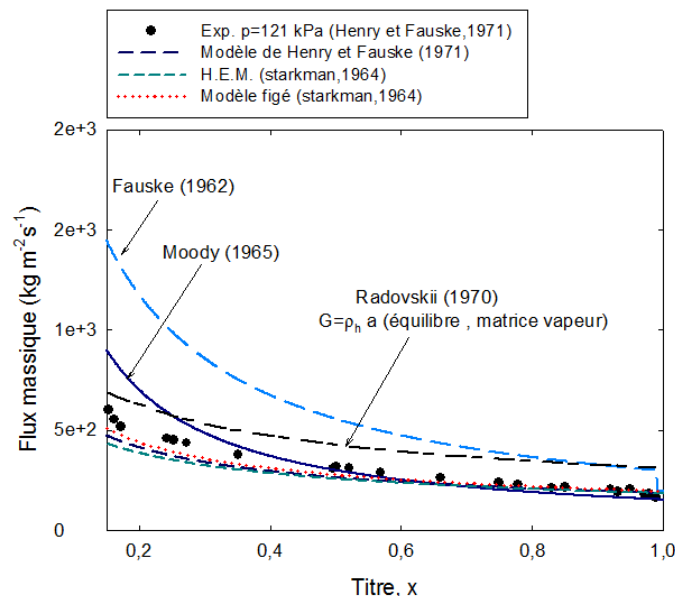


Figure 6.10 Valeurs des flux massiques bloqués expérimentales et théoriques pour une pression de 121 kPa (Henry et Fauske, 1971).

6.3 Conclusion du chapitre

Les estimations des différents modèles thermohydrauliques utilisés pour le calcul du débit bloqué sont comparées aux résultats expérimentaux pour les mélanges eau-vapeur. Pour l'écoulement des mélanges eau-vapeur à travers une tuyère de Laval, le modèle isentropique à l'équilibre thermique (HEM) sous-estime les débits pour des titres thermodynamiques inférieurs à 5% et des pressions allant de 1370 kPa à 3440 kPa. Les modèles avec glissement de Fauske et Moody, pour la même gamme de pression, et pour des titres de 0% à 20% surestiment le débit. Le modèle de Henry et Fauske, qui utilise un coefficient empirique pour corréliser les résultats expérimentaux, semble mieux adapté pour des taux de vide de 0% à 20%. Le modèle gelé peut être utilisé pour des pressions inférieures à 2060 kPa. Pour des pressions des mélanges allant de 608 kPa à 2027 kPa s'écoulant dans des tubes courts, les modèles hors équilibre expliquent le comportement du débit bloqué. Par ailleurs, le modèle HEM donne une bonne estimation du débit bloqué pour des titres thermodynamiques supérieurs à 20%. La prise en compte des écarts entre les modèles à l'équilibre, figé et celui de Henry-Fauske, permettent une estimation satisfaisante du débit bloqué pour des faibles titres (< 20%). On retiendra que malgré sa simplicité, le modèle homogène à l'équilibre (HEM) permet néanmoins d'obtenir des bonnes estimations pour des titres allant de 20% à 100%.

Nous avons ainsi calculé le débit bloqué en utilisant le produit entre la masse volumique

homogène et la vitesse du son. Le modèle de Radovskii pour le calcul de la vitesse du son donne une bonne estimation du débit bloqué pour les écoulements diphasiques.

Dans le chapitre suivant, nous comparons les données expérimentales du débit bloqué pour les conditions de l'eau à l'état supercritiques dans le réservoir (c.-à-d. $T > T_c$ et $p > p_c$) avec les estimations des modèles homogène isentropique et modifié. Nous comparons également les prédictions des nouveaux modèles proposés dans cette thèse, tels que le modèle polytropique sans frottement et le modèle polytropique avec frottement. Nous présentons également un modèle qui tient compte des irréversibilités produites par les ondes de choc, qui ont été mises en évidence en utilisant la section d'essais divergente.

CHAPITRE 7 LES ÉCOULEMENTS BLOQUÉS DES FLUIDES À L'ÉTAT SUPERCRITIQUE

La majorité des modèles proposés dans la littérature pour le calcul du débit bloqué ont été établis pour les écoulements diphasiques. Pour cette raison, ils ont été validés pour le système eau-vapeur dans des conditions de pression et de température sous-critiques prévalentes au sein du réservoir. Des hypothèses sont fréquemment admises pour décrire l'écoulement, soit en amont comme celles utilisées dans le modèle homogène à l'équilibre thermique, ou celles utilisées pour exprimer les échanges thermique entre les deux phases pendant la décharge.

Les expériences sur l'écoulement bloqué pour les fluides supercritiques nous ont permis de mieux comprendre les phénomènes physiques en jeu et de proposer des nouveaux modèles. Aussi, selon la géométrie de sortie de la section d'essais, d'autres phénomènes peuvent avoir lieu. En effet, nous avons mis en évidence la présence d'ondes de choc lors de l'écoulement de l'eau supercritique à travers la section d'essais de type divergente. C'est un phénomène qui n'a pas fait l'objet d'observation pour des fluides supercritiques, mais qui a été prouvé à travers l'étude des résultats expérimentaux obtenus au laboratoire de thermohydraulique de l'IGN de Polytechnique Montréal.

Dans ce chapitre, nous présentons les données expérimentales du débit bloqué et nous les confrontons ensuite aux estimations des modèles théoriques, particulièrement avec le modèle polytropique (Hidouche *et al.*, 2011) et avec le deuxième modèle proposé qui fait intervenir la viscosité de l'eau supercritique. Nous discuterons également les résultats expérimentaux obtenus en utilisant une section d'essais divergente.

Nous comparons ces données expérimentales avec celles collectées en utilisant les sections d'essais munies d'orifices avec et sans chanfrein et aussi avec les données de Yang *et al.* (2014) obtenues à travers une fissure de taille très réduite ayant une géométrie losange.

7.1 Discussion sur les données expérimentales de l'écoulement bloqué pour l'eau à l'état supercritique

Parmi les technologies sélectionnées par le GIF, le SCWR est le seul type de réacteur qui utilise de l'eau comme caloporteur. Ce réacteur doit associer la caractéristique des REP pour le fluide monophasique et celle des REB pour le cycle direct, permettant ainsi un rendement thermique de l'ordre de 45%. À ce jour, les SCWR font surtout l'objet d'études, par conséquent la réalisation industrielle n'est prévue qu'à long terme. Aussi les études théoriques et expérimentales qui traitent le phénomène de l'écoulement bloqué sont rares ; ces travaux sont nécessaires pour effectuer des analyses de sûreté.

Lee et Swinnerton (1983) ont conduit les premières expériences des débits bloqués en utilisant de l'eau pour des pressions dans le réservoir variant entre 22 MPa et 27 MPa et des températures variant entre 485 K à 739 K. Les sections d'essais pour ces expériences, orifices sans et avec chanfrein entre autres, sont présentées dans l'annexe D. Mignot *et al.* (2008) ont aussi mesuré les débits pour quelques conditions de pression dans le réservoir pour l'eau supercritique. Chen *et al.* (2009, 2012) ont mené des expériences avec une section d'essais placée verticalement pour reproduire l'accident de perte de caloporteur dans des conditions d'exploitation nucléaire couvrant des pressions de 22,1 MPa à 26,8 MPa et des températures de 311 K à 747 K pour deux sections d'essais de type orifice avec chanfrein et sans chanfrein (voir l'annexe D). Pour mesurer le taux de fuite, Yang *et al.* (2014) ont utilisé une section d'essais avec une ouverture simulant des fissures circulaires et en forme losange (" rhomboid crack ").

D'autres expériences ont été conduites avec le CO_2 supercritique par Gebbeken et Eggers (1996) et Mignot *et al.* (2008, 2009). Des données plus récentes ont été collectées par Muftuoglu et Teyssedou (2014) et Teyssedou *et al.* (2015) pour une section d'essais avec orifice de différents diamètres sans chanfrein .

Dans les tableaux 7.1 et 7.2, nous récapitulons l'ensemble des expériences ainsi que leur gamme de conditions expérimentales utilisées par différents groupes de recherche. Les débits mesurés sont montrés dans les figures 7.1 et 7.2.

Les données du débit bloqué pour l'eau supercritique présentées dans les figures 7.1 et 7.2 ont été collectées et séparées selon la géométrie de sortie de la section d'essais. Nous les avons tracées en fonction de la variable DT_{pc} , c.-à-d. la différence entre la température pseudo-critique T_{pc} et la température du fluide dans le réservoir donnée par l'équation 5.1.

Ces figures indiquent que le débit bloqué diminue avec l'augmentation de la température du fluide pour les sections d'essais TS1 et TS2 utilisées par Muftuoglu et Teyssedou (2014).

Tableau 7.1 Conditions expérimentales utilisées avec les sections d'essais de type orifice sans chanfrein.

Auteurs	p(MPa)	L(mm)	D(mm)	L/D
Muftuoglu et Teyssedou (2014) TS1	21,9-32,1	3,175	1	3,175
Muftuoglu et Teyssedou (2014) TS2	21,9-29,3	3,175	1,395	2,27
Lee et Swinnerton (1983) (A)	22,9-27	1,65	1,80	0,91
Chen <i>et al.</i> (2010) (B)	26,0-29,1	4,35	1,41	3,08
Chen <i>et al.</i> (2010) (B)	21,1-24,9	4,35	1,41	3,08
Mignot <i>et al.</i> (2008)	24,5-25	280	1,59	176

Tableau 7.2 Conditions expérimentales utilisées avec les sections d'essais de type orifice avec chanfrein.

Auteurs	p(MPa)	L(mm)	D(mm)	L/D
Lee et Swinnerton (B)	23,69-24,3	6,42	1,8	3,56
Chen et al. (A)	25-26,8	4,35	1,41	3,08

Ce comportement est aussi semblable à ceux rapportés dans la littérature. Nous observons également qu'aux alentours de $DT_{pc} = 50$ K, les courbes se rejoignent pour ensuite se séparer et dépendre de la pression de décharge. Ce comportement indique que le débit bloqué semble se produire autour de cette valeur.

Étant donné que la masse volumique du fluide ainsi que la vitesse du son diminuent avec la température, une diminution rapide du flux massique est évidente ; ceci explique la tendance expérimentale. La géométrie de la section d'essais en sortie ne semble pas avoir d'effet sur l'écoulement bloqué dans la région supercritique pour $DT_{pc} < -50$ K. Par ailleurs, les données de Chen *et al.* (2010) (section d'essais A dans l'annexe D) et Lee et Swinnerton (1983) (section d'essais B dans le même annexe) pour l'orifice avec chanfrein sont plus stables, c.-à-d. que les données présentent moins de dispersion que pour le cas de l'orifice sans chanfrein.

Au voisinage de la région critique $-50 \text{ K} < DT_{pc} < 50 \text{ K}$, le débit bloqué varie plus rapidement. Ceci est expliqué par la sensibilité aux fluctuations rapides de la masse volumique et de la vitesse du son de l'eau supercritique autour de cette région (voir figure 2.4). Dans la région $DT_{pc} > 50 \text{ K}$, les expériences de Polytechnique Montréal pour les sections d'essais TS1 et TS2 indiquent que pour une même longueur de la section d'essais, le débit varie inversement avec le diamètre. Nous soulignons également que le débit est plus faible dans la région $DT_{pc} > 50 \text{ K}$ pour les orifices avec chanfrein par rapport à ceux sans chanfrein.

Par rapport aux données collectées par d'autres chercheurs, on observe une dispersion

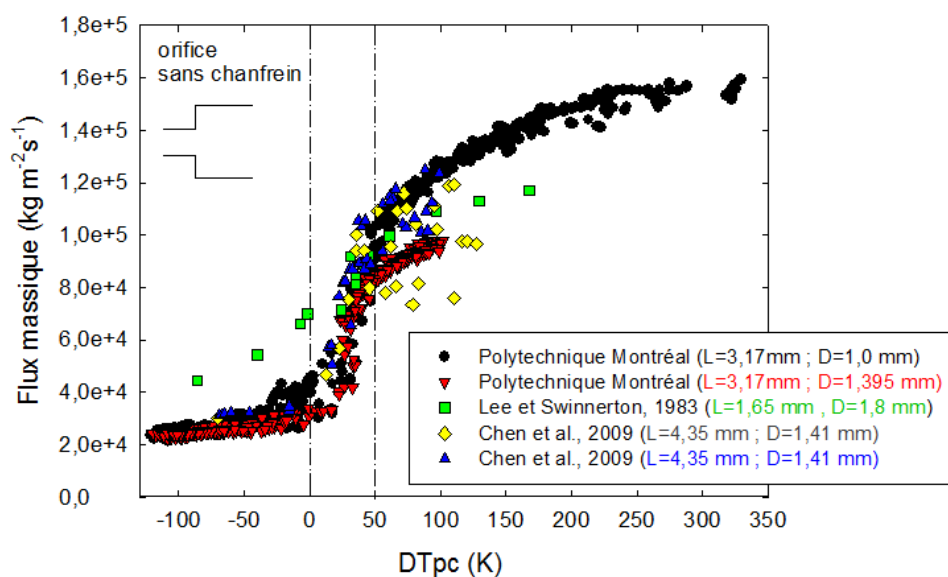


Figure 7.1 Données expérimentales des débits bloqués pour les sections d'essais de type orifice sans chanfrein (Lee et Swinerton, 1983; Chen *et al.*, 2009; Muftuoglu et Teyssedou, 2014).

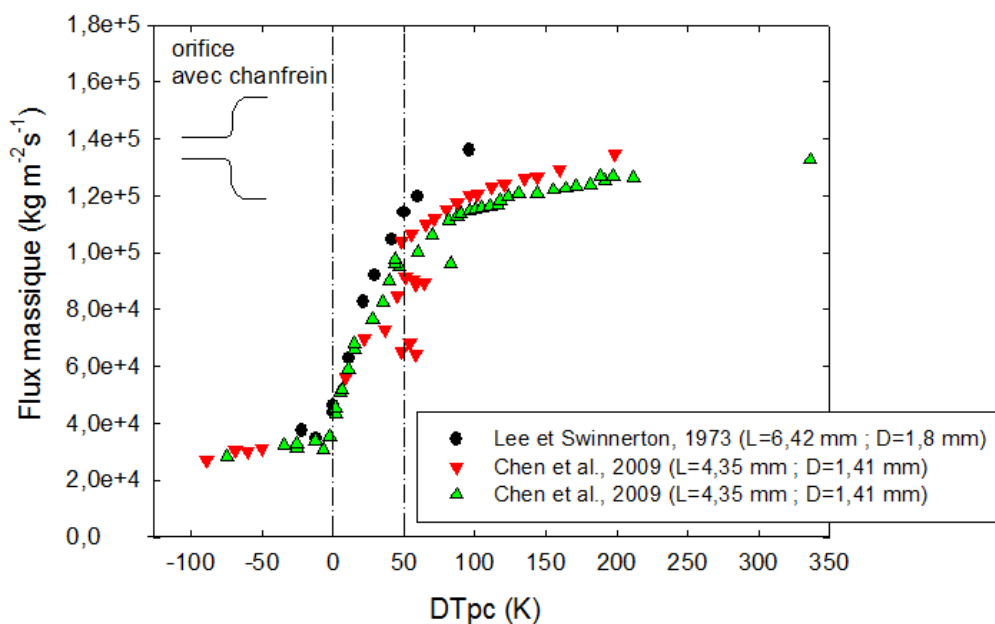


Figure 7.2 Données expérimentales des débits bloqués pour les sections d'essais de type orifice avec chanfrein (Lee et Swinerton, 1983; Chen *et al.*, 2009).

beaucoup plus faible pour les expériences effectuées à Polytechnique Montréal. Les erreurs des mesures utilisant des sections d'essais de type orifice sans chanfrein ont été analysées par

Muftuoglu et Teyssedou (2014) et Teyssedou *et al.* (2015).

7.2 Comparaisons entre les données expérimentales de l'écoulement bloqué de l'eau supercritique avec les prédictions des modèles homogène, homogène modifié et polytropique

Dans cette section, nous comparons les données du débit bloqué avec les estimations obtenues en utilisant le modèle homogène à l'équilibre thermique (*HEM*) (Starkman *et al.*, 1964), le modèle homogène modifié (*HEM-M*) (Chen *et al.*, 2010) et le modèle polytropique (Hidouche *et al.*, 2011). Les modèles *HEM* et *HEM-M* supposent que l'écoulement est dans un état d'équilibre thermodynamique (les vitesses et les températures des deux phases sont identiques), et que la décharge est isentropique. L'expression du débit bloqué par le modèle *HEM* est donnée par l'équation 3.12. Le modèle homogène modifié proposé par Chen *et al.* (2010), introduit l'effet de la résistance locale du fluide à l'écoulement par le biais du paramètre $\frac{C}{\bar{\rho}^2}$ avec $\bar{\rho}$ la masse volumique moyenne du fluide dans le réservoir et C une constante d'ajustement. L'expression du débit bloqué proposée par Chen *et al.* (2010) est la suivante :

$$G = \left[\frac{2(h_0 - xh_g - (1-x)h_l)}{\frac{C}{\bar{\rho}^2} + \left(\frac{1-x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.1)$$

Le modèle polytropique décrit au chapitre 3 (équation 3.31), suppose une modification de l'état thermodynamique du fluide avec un échange thermique partiel entre le fluide et son environnement. Cette approche se base sur l'équation $p\nu^n = \text{constante}$ où n est un coefficient de détente polytropique, p est la pression et ν est le volume massique. Comme le montre la figure 7.3, la transformation polytropique se situe entre les transformations isothermique ($n = 1$) et complètement adiabatique réversible ($n = \gamma$). À ce propos, la figure montre aussi différents états du fluide à la décharge. Les mesures effectuées par Muftuoglu et Teyssedou (2014) pour la pression et la température de l'écoulement à la décharge, correspondent aux conditions intermédiaires entre entropie constante et température constante (c.-à-d. des états similaires à l'état 2' dans la figure). En se basant sur ces observations, nous avons développé le modèle polytropique présenté au chapitre 3 (équation 3.31).

Nous comparons dans les figures 7.4a et 7.4b, les prédictions des différents modèles du débit bloqué avec les données de Polytechnique Montréal (Muftuoglu et Teyssedou, 2014;

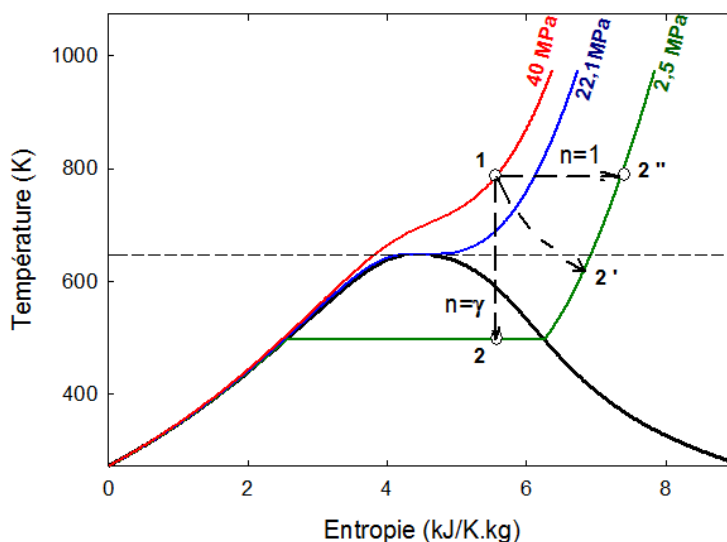


Figure 7.3 Diagramme température-entropie pour l'eau et les différentes transformations possibles à la décharge.

Teyssedou *et al.*, 2015) et les données de Chen *et al.* (2009, 2010, 2012) et de Lee et Swinnerton (1983). Un agrandissement de la région supercritique est rapporté dans les figures 7.4c et 7.4d.

Le modèle homogène surestime le débit bloqué, en particulier dans la région sous-critique ($DT_{pc} > 50$ K). Les écarts entre les estimations du modèle homogène modifié et les valeurs mesurées sont nettement moins importants pour la section d'essais de type orifice avec chanfrein. L'introduction de la résistance à l'écoulement serait donc un paramètre qui réduit nettement l'écart entre les données et les expériences. Chen *et al.* (2010) considèrent un coefficient pour chaque type d'élargissement. Ils suggèrent une constante $C=0,6$ pour l'orifice sans chanfrein et $C=0,2$ pour l'orifice avec chanfrein.

Le modèle polytropique que nous proposons (Hidouche *et al.*, 2011) donne une bonne estimation du débit dans la région supercritique pour un coefficient de détente $n=1,15$. Cependant, l'allure de la courbe pour le débit calculé dans la région $DT_{pc} > 0$ K s'éloigne des résultats expérimentaux. Ceci est dû au fait que notre modèle ne décrit pas les situations de décharges diphasiques, c'est-à-dire en présence de gouttelettes à la décharge comme l'état 2 montré dans la figure 7.3. Quoique ce modèle ne reproduit pas le comportement de l'écoulement pour $DT_{pc} > 0$ K, l'élargissement montré à la figure 7.4d, indique que dans la région $DT_{pc} < 0$ K, il performe mieux que les autres modèles. Finalement, cette comparaison met en évidence l'importance de tenir compte d'autres facteurs qui peuvent influencer l'écoulement dans le calcul du débit bloqué, notamment la géométrie de la conduite et le frottement dû à

la viscosité de l'eau supercritique.

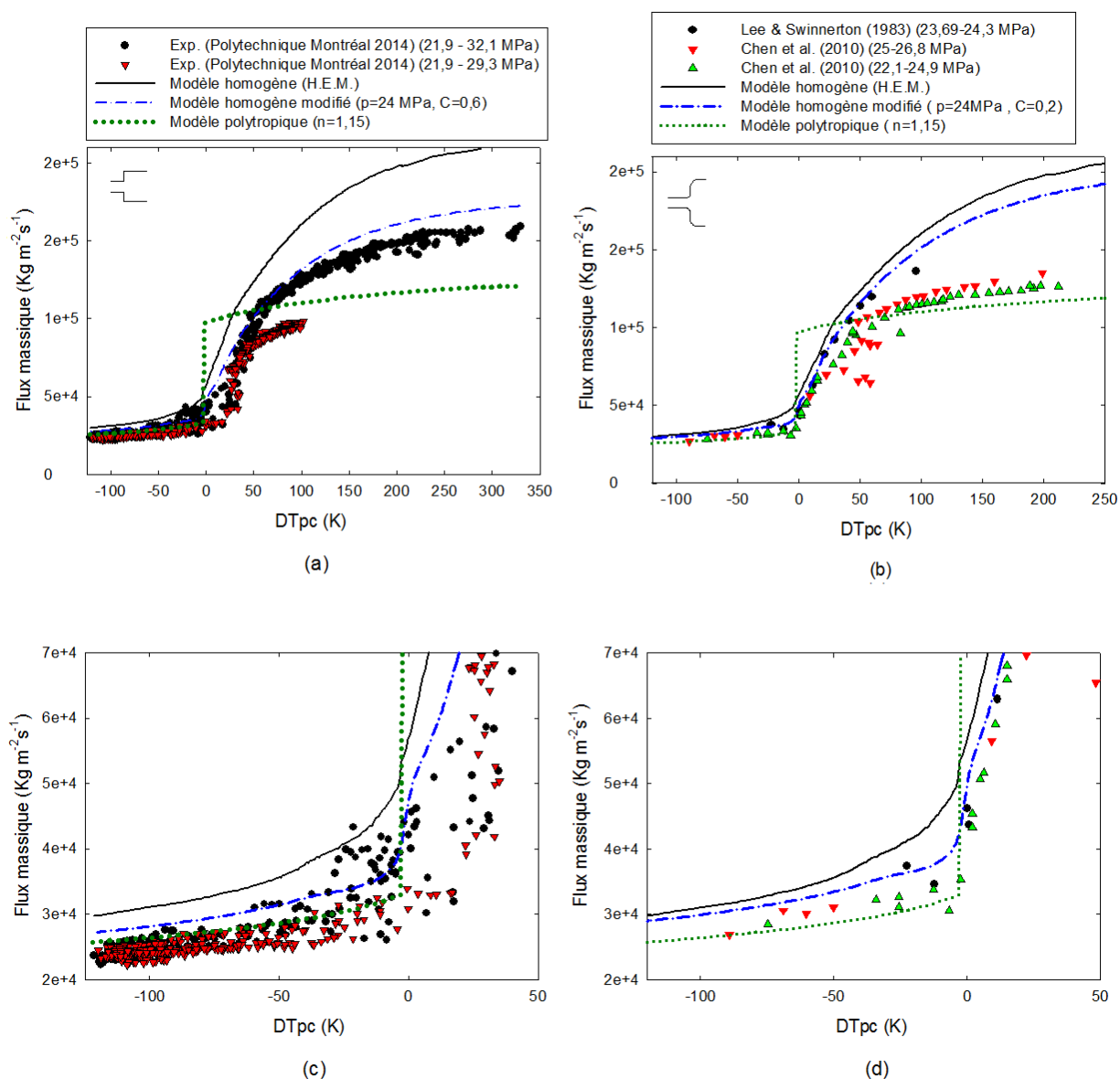


Figure 7.4 Comparaison entre les données expérimentales du débit bloqué (Muftuoglu et Teyssedou, 2014) et les modèles théoriques. a) et b) sections d'essais sans et avec chanfrein ; c) et d) agrandissement de la région supercritique.

7.3 Portée des effets dissipatifs sur le débit bloqué

Pour améliorer le modèle polytropique, nous proposons le calcul du débit bloqué en tenant compte cette fois-ci de la viscosité du fluide. Pour les écoulements turbulents, le profil de vitesse est aplati autour de l'axe de l'écoulement mais des variations des composantes de la vitesse apparaissent au voisinage des parois dues à la viscosité du fluide (Marchesse, 2010). Ceci se traduit par un frottement qui dissipe de l'énergie cinétique. Il est donc important d'en tenir compte dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Nous débutons notre développement par la formulation locale de l'équation de la quantité de mouvement dans un volume de contrôle (l'équation 2.7 du chapitre 1) :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} \cdot p \vec{I} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} + \rho \vec{g} \quad (7.2)$$

où σ est la force par unité de surface qu'exerce la couche de fluide supérieure sur l'élément de surface d'une couche de fluide inférieure. Pour un écoulement stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), unidirectionnel d'axe z , adiabatique et en négligeant la force gravitationnelle ($\rho \vec{g}$), l'équation 7.2 s'écrit :

$$\frac{d}{dz} \rho v^2 = -\frac{dp}{dz} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_f \quad (7.3)$$

Nous dérivons la quantité ρv^2 de l'équation (7.3) par rapport à z , et en nous utilisons le principe de conservation de la masse :

$$\frac{d(\rho v)}{dz} = \rho \frac{dv}{dz} + v \frac{d\rho}{dz} = 0 \quad (7.4)$$

alors la relation 7.3 devient :

$$-v^2 \frac{d\rho}{dz} = -\frac{dp}{dz} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_f \quad (7.5)$$

En régime turbulent, la perte de pression due au frottement visqueux est calculée par

la loi de Darcy-Weisbach. De cette manière, pour les écoulements en conduite cylindrique on peut écrire $\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \lambda' \rho v^2 / (2D)$, où v est la vitesse moyenne de l'écoulement et λ' le coefficient de perte de pression qui peut être déterminé à partir du diagramme de Moody (Fox *et al.*, 1998). Il s'agit d'un abaque de calcul direct du coefficient de perte de pression à partir du nombre de Reynolds et de la rugosité relative de la paroi interne de la conduite $\lambda' = f\left(Re, \frac{\epsilon}{D}\right)$. Nous remplaçons le gradient $\left(\frac{dp}{dz}\right)_f$ dans l'équation 7.5 :

$$-v^2 \frac{d\rho}{dz} = -\frac{dp}{dz} - \lambda' \frac{\rho v^2}{2D} \quad (7.6)$$

L'équation 7.6 est ensuite multipliée par $\left(-\frac{dz}{d\rho}\right)$:

$$v^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right) + \lambda' \frac{\rho v^2}{2D} \left(\frac{dz}{d\rho}\right) \quad (7.7)$$

La vitesse de l'écoulement v dans cette équation est réécrite en fonction de l'enthalpie. Nous utilisons l'équation de conservation de l'énergie pour un fluide au repos dans le réservoir $v^2 = 2(h_0 - h)$. Nous posons également $\frac{dp}{d\rho} = a^2 = \left(\frac{G_c}{\rho_c}\right)^2$ où a est la vitesse du son pour un écoulement bloqué. L'indice c indique l'état de blocage de débit du fluide. Après quelques manipulations algébriques, l'équation suivante est déduite :

$$2(h_0 - h) = \left(\frac{G_c}{\rho_c}\right)^2 + \frac{\lambda'}{2D} \frac{G_c^2}{\rho} \frac{dz}{d\rho} \quad (7.8)$$

La condition d'adiabaticité $dQ = dh - \frac{dp}{\rho} = 0$ avec $dh = c_p dT$, valable pour un fluide à l'état supercritique, permet de trouver la relation liant la variation de la température avec celle de la pression du fluide, c.-à-d. $dT = \frac{dp}{c_p \rho} = 0$. Cette équation est ensuite multipliée par $\frac{1}{dz}$ pour avoir l'équation :

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{\rho c_p} \left(\frac{dp}{dz}\right) \quad (7.9)$$

En supposant que la vapeur se comporte comme un gaz parfait $\rho = \frac{p}{RT}$, nous obtenons l'équation :

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{RT} \left(\frac{dp}{dz} \right) - \frac{p}{RT^2} \left(\frac{dT}{dz} \right) \quad (7.10)$$

Nous remplaçons $\frac{dT}{dz}$ tel que donnée par l'équation 7.9 dans l'équation 7.10. Nous obtenons la relation qui lie la variation de la masse volumique avec la variation de la pression :

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{1}{\gamma(c_p - c_v)} \frac{dp}{dz} \right) \quad (7.11)$$

avec $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Si on suppose que la décharge suit une évolution légèrement irréversible dans la zone de vapeur surchauffée proche de l'état 2' montré dans la figure 7.3, nous calculons la quantité $\frac{dp}{T}$ en fonction de la pression. La figure 7.5 montre la dépendance du rapport $\frac{dp}{T}$ versus la pression.

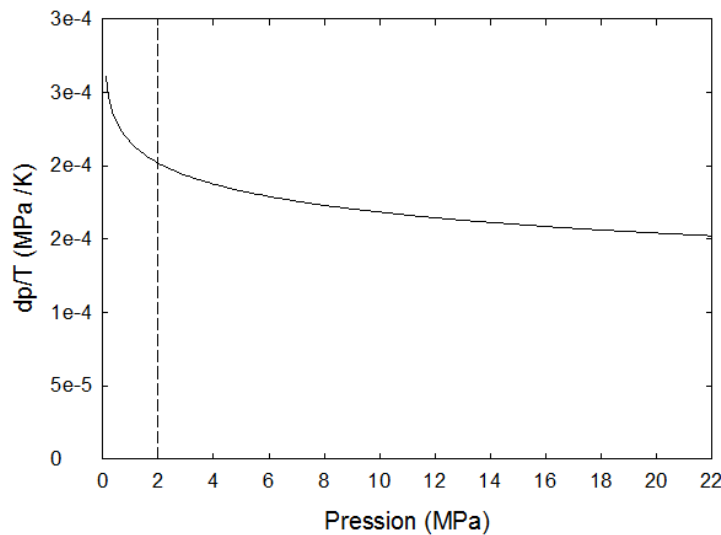


Figure 7.5 Variation de $\frac{dp}{T}$ proche de la zone de saturation, pour la vapeur surchauffée.

D'après cette figure, la variation de $\frac{dp}{T}$ dans la région de pression entre 2 MPa et 20 MPa, est plus faible que les variations pour des pressions inférieures à 2 MPa. De manière générale

$1,5 \cdot 10^{-4} < \frac{dp}{T} < 2,6 \cdot 10^{-4}$. Cette constatation permet d'introduire l'approximation suivante : $\frac{d\rho}{dz} \approx \frac{\rho}{z}$. L'équation 7.8 se réécrit sous la forme :

$$2(h_0 - h) \cong \left(\frac{G_c}{\rho_c}\right)^2 + \frac{\lambda}{2D} \frac{G^2 z}{\rho} \quad (7.12)$$

L'équation 7.12 est réécrite en supposant qu'elle est valide au niveau de la section de passage où l'écoulement est bloqué, c.-à.-d. :

$$G_c^2 = \frac{2(h_0 - h_c)}{C' \nu_c^2} \quad (7.13)$$

où $C' = \left(\frac{\lambda z}{2D}\right)$ et ν_c correspond au volume massique du fluide bloqué. Cette équation est résolue itérativement par variation de la pression de décharge jusqu'à ce que le débit soit maximal c.-à.-d. $\frac{dG}{dp} = 0$.

Dans les figures 7.6a et 7.6b, nous comparons le débit bloqué estimé avec le modèle polytropique (Hidouche *et al.*, 2011), le modèle homogène modifié (Chen *et al.*, 2012) et celui élaboré pour tenir compte des phénomènes de dissipation dus au frottement visqueux, avec les données expérimentales obtenues en utilisant des sections d'essais avec et sans chanfrein.

Le modèle avec frottement visqueux fait ressortir un très bon accord dans la région supercritique jusqu'à $DT_{pc} = 0\text{K}$ en utilisant la constante $C' = 1,6$. Les écarts entre les données et l'estimation théorique du débit sont encore plus faibles pour les sections de type orifice avec chanfrein. Pour une comparaison quantitative entre les différents modèles, l'écart moyen entre les valeurs calculées et les données expérimentales $\left[EM = \frac{1}{N} \sum \left| \frac{G_{exp_i} - G_{theo_i}}{G_{exp_i}} \right| \right]$ est calculé et les résultats sont présentés dans le tableau 7.3.

Tableau 7.3 Écart moyen entre les valeurs expérimentales et le calcul théorique pour le débit bloqué.

Modèle	Écart moyen (%)
Modèle homogène (HEM)	32
Modèle homogène Modifié (HEM-M)	10
Modèle polytropique	32
Modèle avec frottement visqueux	7

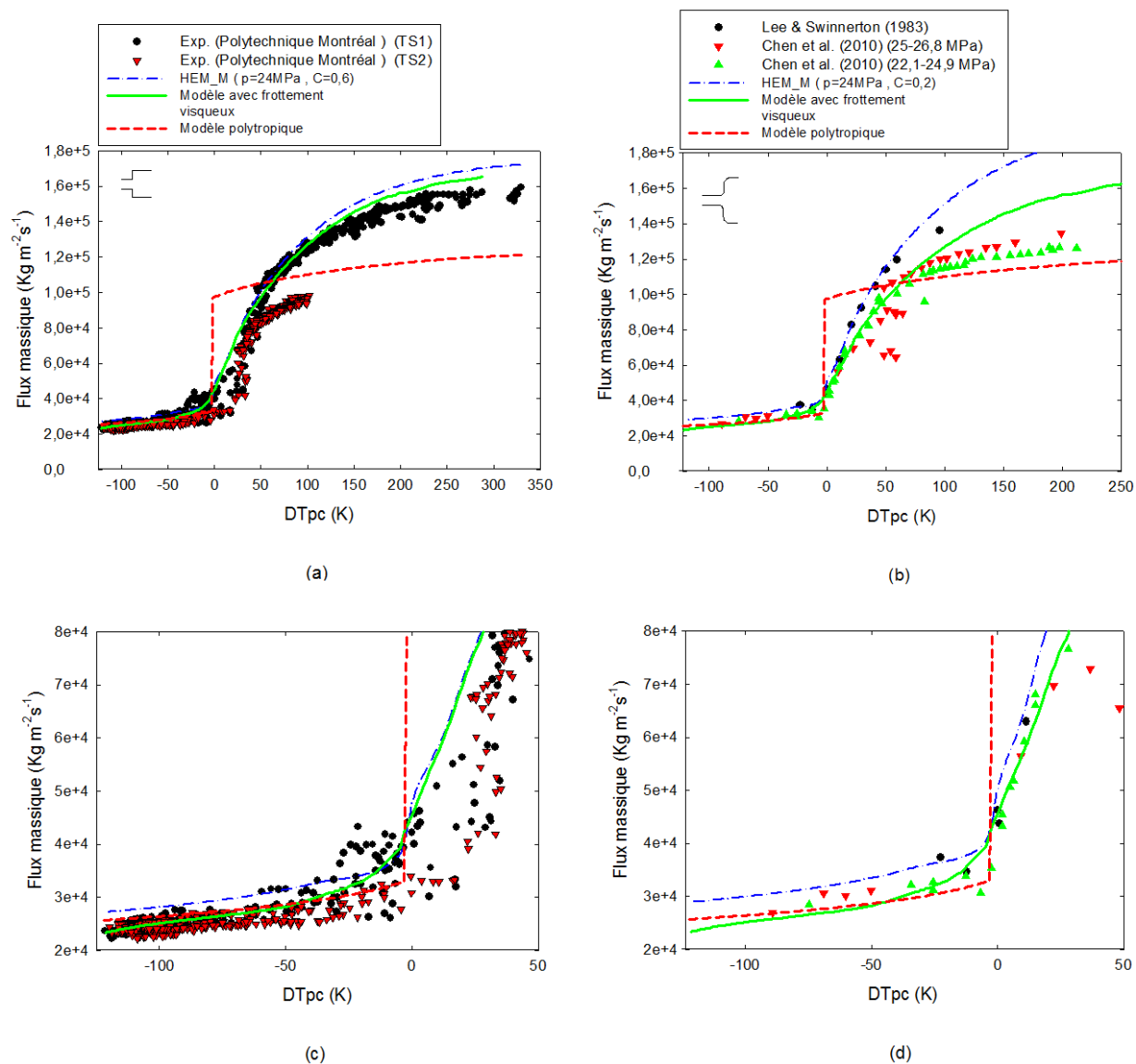


Figure 7.6 Comparaison des débits bloqués calculés par le modèle homogène modifié, le modèle polytropique et le modèle avec dissipation avec les données expérimentales. a) et b) pour sections d'essais avec et sans chanfrein ; c) et d) agrandissement de la région supercritique.

Nous remarquons que les écarts entre les estimations théoriques des modèles homogène et polytropique avec les expériences sont du même ordre de grandeur. Cependant l'écart relatif à partir du modèle avec frottement visqueux est beaucoup plus faible. Ainsi, tenir compte de la dissipation du fluide dans une section d'essais semble être un facteur important

dans l'évaluation du débit bloqué. Pour $DT_{pc} > 50$ K, le modèle avec frottement visqueux donne également des très bons résultats comparativement aux modèles homogène modifié et polytropique.

7.4 Évaluation du débit bloqué obtenu en utilisant le modèle de Bernoulli

Pour un écoulement stationnaire, adiabatique et dont le frottement est négligeable, on peut estimer le débit à l'aide du modèle de Bernoulli décrit au chapitre 3. Le débit dans ce modèle est donné par l'équation 3.11. Cette équation peut être réécrite sous la forme $G_{Bernoulli} = C\sqrt{2\rho_o(p_o - p_d)}$. Le coefficient d'ajustement C est obtenu par minimisation de l'écart quadratique moyen (RMS : Root Mean Square) entre les valeurs calculées et les données expérimentales ($RMS = \frac{1}{N}\sqrt{\sum (G_{exp_i} - G_{theo_i})^2}$). Ce modèle dépend uniquement des conditions dans le réservoir et de la pression à la décharge.

Nous avons établi une liste de coefficients de décharge en fonction de la pression du fluide dans le réservoir pour les données de Polytechnique Montréal et pour les données Chen *et al.* (2009). Sur les figures 7.7 et 7.8, nous présentons les résultats de nos calculs du débit bloqué en fonction de DT_{pc} , obtenus en utilisant différents coefficients dans les figures.

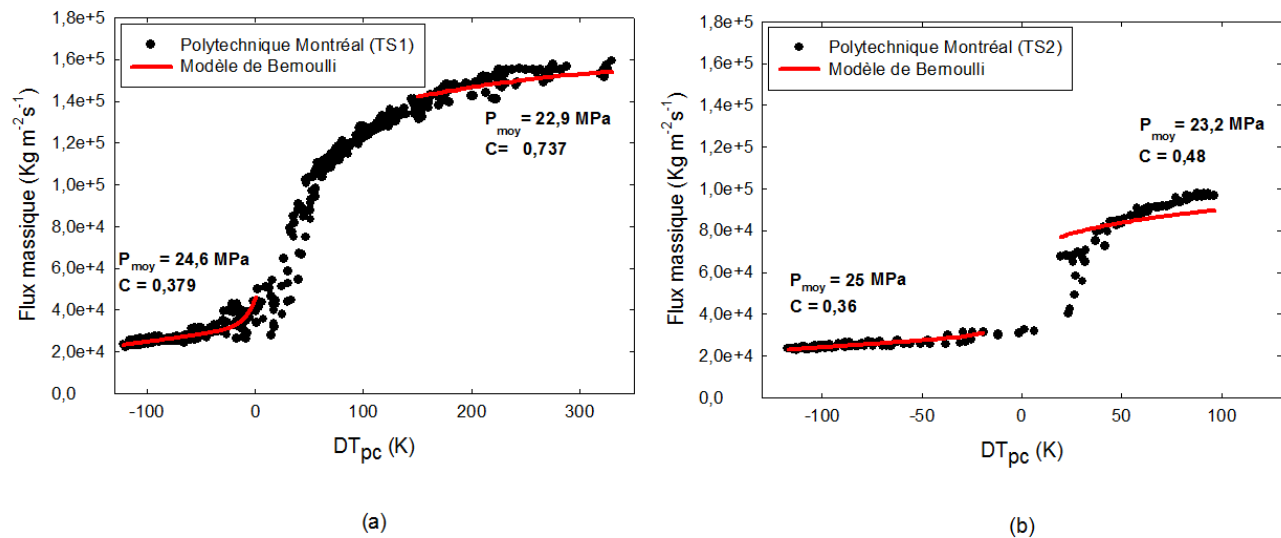


Figure 7.7 Comparaison des débits calculés en utilisant le modèle de Bernoulli avec les données expérimentales de Polytechnique Montréal. a) section d'essais avec un orifice de 1mm de diamètre sans chanfrein ; b) section d'essais avec un orifice de 1,395 mm de diamètre sans chanfrein.

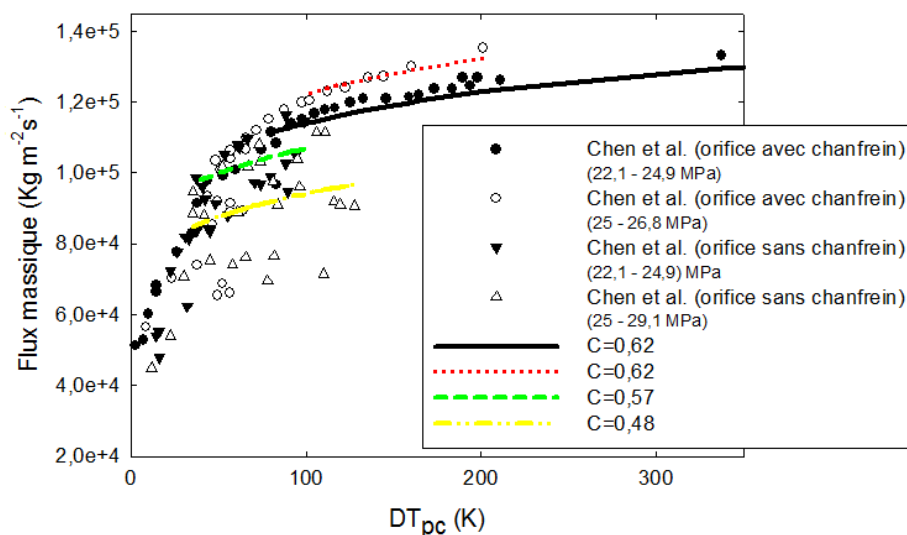


Figure 7.8 Comparaison des débits calculés en utilisant le modèle de Bernoulli avec les données expérimentales de Chen *et al.* (2009).

Les résultats obtenus indiquent que le modèle de Bernoulli, pour les écoulements stationnaire, adiabatique et dont le frottement est négligeable, donne une bonne estimation des débits dans la région supercritique. La valeur moyenne de la constante pour les conditions du réservoir supercritiques est $C=0,37$. Pour les conditions sous critiques, le débit présente une dépendance relativement forte vis-à-vis la géométrie de la section d'essais et donc plusieurs valeurs pour la constante C sont nécessaires. Ceci indique que le débit du fluide diphasique ne peut pas être déterminé en utilisant l'équation de Bernoulli.

En résumé, lorsqu'une brèche ou une rupture quelconque survient dans le circuit primaire d'un réacteur nucléaire, le fluide subit une accélération. Plusieurs situations peuvent se présenter selon la géométrie de la section de passage à la sortie. La décharge peut être monophasique ou diphasique. Les modèles théoriques provenant de la littérature et ceux que nous proposons, montrent que pour des températures du réservoir tel que $DT_{pc} < 0\text{ K}$, le fluide reste dans un état monophasique. Au-delà de $DT_{pc} = 0\text{ K}$, la détente provoque la condensation partielle du fluide et donc un écoulement diphasique liquide-vapeur apparaît. Dans ce dernier cas, le débit peut être évalué par les différentes théories proposées au chapitre 3 pour l'écoulement bloqué des fluides dans l'état sous-critique. Le débit peut aussi être calculé par le biais du calcul de la vitesse sonique. Cependant, il est nécessaire de connaître la masse volumique à l'endroit où les conditions de l'écoulement bloqué sont atteints. Nous avons vu également que le débit bloqué calculé par le modèle avec dissipation par frottement

visqueux donne une bonne estimation du débit. La section suivante concerne les résultats expérimentaux du débit bloqué obtenus en utilisant la section d'essais divergente.

7.5 Étude des résultats de la section d'essais divergente

Les résultats du débit bloqué obtenus en utilisant la section d'essais divergente sont présentés dans la figure 7.9 en fonction de DT_{pc} . Cette figure indique que l'écoulement est influencé par la valeur de la pression de décharge, notée P_{ic} dans la figure. Aussi, les débits mesurés sont plus faibles par rapport à ceux collectés dans les sections d'essais utilisant des orifices sans chanfrein (voir la figure 7.10).

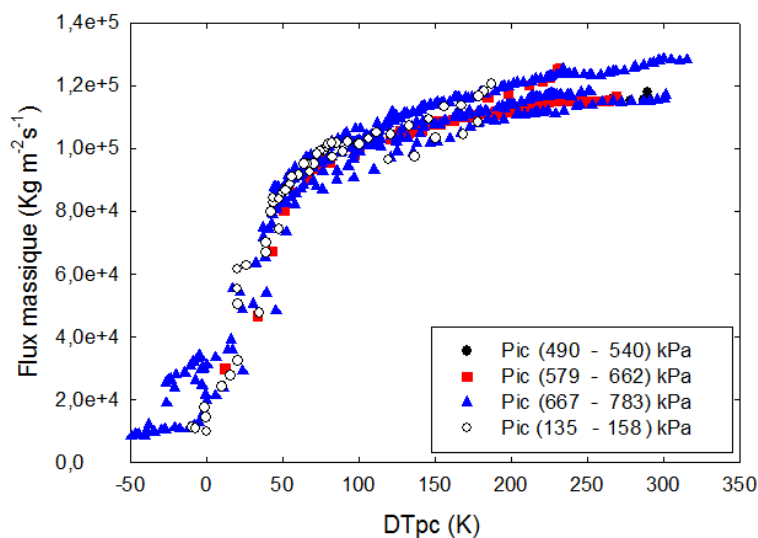


Figure 7.9 Débits bloqués mesurés en utilisant une section d'essais divergente.

Ce faible débit a été aussi observé par Yang *et al.* (2014) qui ont conduit des expériences sur la fuite avant rupture (LBB : Leak Before Break) employant une fissure de quelques micromètres. Le principe du LBB est largement utilisé dans la technologie et la sécurité des réacteurs nucléaires. Il repose sur l'hypothèse selon laquelle la rupture complète d'un tube est précédée d'une fuite repérable par des moyens de contrôle, par exemple l'accroissement de la pression ambiante dans l'enceinte du réacteur. Il est ainsi possible d'entamer les actions nécessaires pour éviter que la fissure n'atteigne une dimension critique, qui peut entraîner l'instabilité du système avec rupture complète de la tuyauterie. Yang *et al.* ont mesuré le taux de fuite pour une fissure en forme de losange " rhomboid crack " et pour deux autres sections d'essais de forme circulaire de 80 mm de longueur.

Dans la figure 7.10 sont comparés les résultats de Yang *et al.* avec ceux de Polytechnique Montréal. Yang *et al.* ont proposé également un modèle d'écoulement bloqué pour de la vapeur surchauffée applicable aux fluides supercritiques. Nous avons détaillé toutes les étapes de son modèle, elles sont présentées dans l'annexe E. Le raisonnement de ces auteurs est graphiquement interprété selon la figure 7.11a.

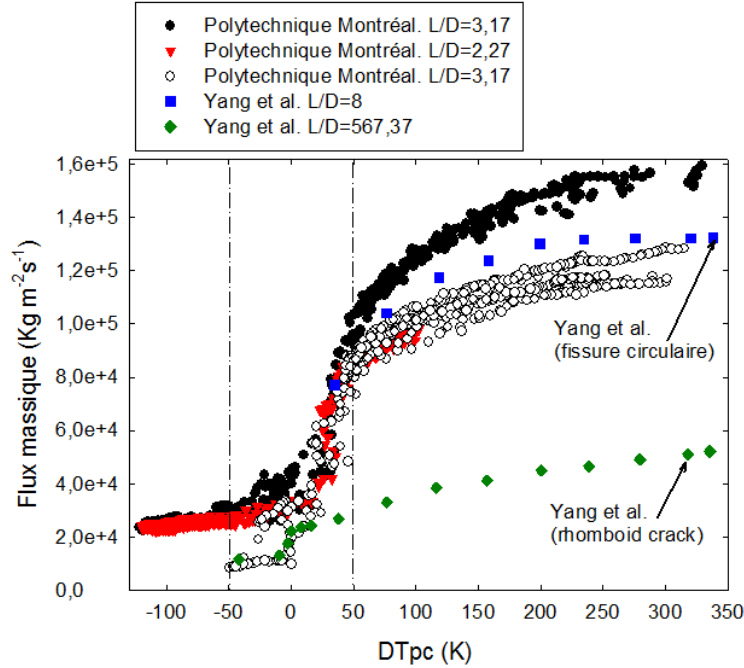


Figure 7.10 Comparaison des données des débits bloqués collectés par Yang *et al.* (2014) avec ceux de Polytechnique Montréal (Teyssedou *et al.*, 2015).

Yang *et al.* (2014) considèrent l'écoulement du fluide dans deux régions distinctes (figure 7.11a). Une première région convergente où le fluide est d'abord accéléré à l'entrée, le long d'un canal très court. Ensuite la pression du fluide est réduite à cause du frottement dans le canal, c.-à-d. dans la deuxième région. Les conditions de l'écoulement bloqué sont atteintes à la sortie de la section d'essais. Sur la base des équations de conservation, avec l'hypothèse que la vapeur se comporte comme un gaz parfait et en tenant compte de l'effet du frottement, ils aboutissent à l'équation suivante :

$$\int_{M_1}^{M_2} \frac{2(1 - M^2 dM)}{\gamma M^3 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]} = \int_0^l 4C_f \frac{dz}{D} \quad (7.14)$$

avec C_f le coefficient de frottement calculé à partir de la corrélation modifiée de Von Karman (Yang *et al.*, 2014). Pour la condition d'écoulement bloqué $M_2 = 1$ en $z = l$, nous déterminons à partir de cette équation, le nombre de Mach M_1 à l'entrée du canal. L'équation est intégrée

analytiquement et le résultat final s'exprime sous la forme :

$$\frac{4C_f(2a+1)}{D} + 1 = \left[(1+a) \ln \frac{(1+a)M_1^2}{1+aM_1^2} + \frac{1}{M_1^2} \right] \quad (7.15)$$

avec $a = \frac{\gamma - 1}{\gamma}$.

L'organigramme utilisé pour effectuer le calcul du débit bloqué basé sur le modèle de Yang *et al.* est schématisé dans la figure E.1 dans l'annexe E. Le nombre de Mach est calculé numériquement à l'aide de la méthode de Newton Raphson. Il est ensuite remplacé dans l'équation 3.4, pour les écoulements isentropiques, pour déterminer p_1 . La pression p_1 à l'entrée du canal ainsi déduite et utilisée pour déterminer les propriétés thermodynamiques telles que l'enthalpie et la masse volumique du fluide $h = h(p_1, s_o)$, $\rho = \rho(p_1, s_o)$. Les équations de conservation de la masse et de l'énergie permettent ensuite de trouver le débit bloqué. Les données de Yang *et al.* (2014) ainsi que les prédictions de leur modèle sont reproduites dans la figure 7.11b.

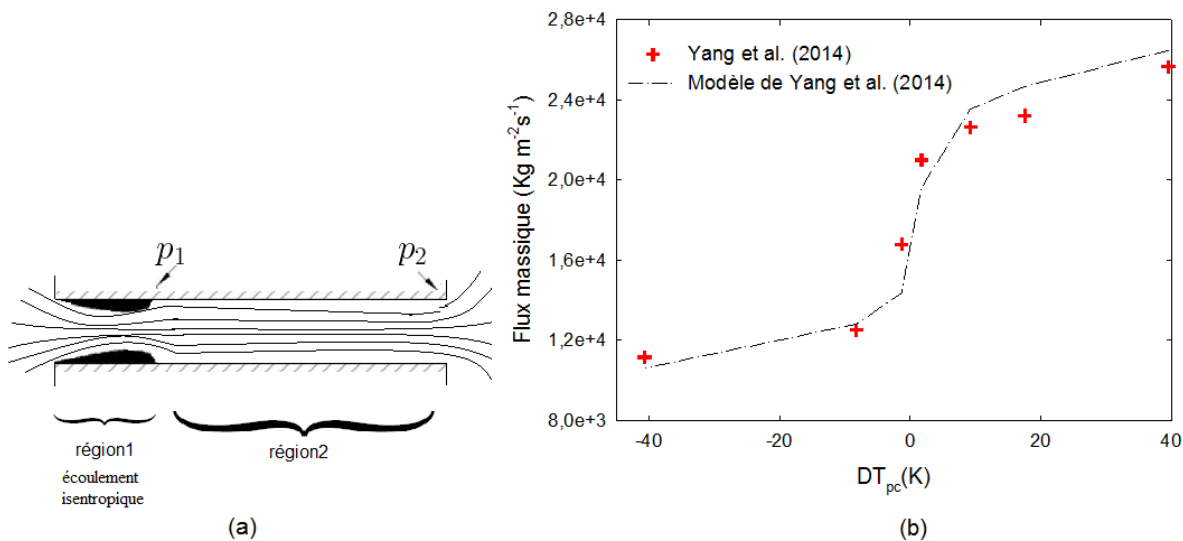


Figure 7.11 a) Diagramme sur l'écoulement dans un canal avec obstruction. b) Comparaison des données de Yang *et al.* (2014) pour les débits bloqués avec les estimations de leur modèle.

Comme le montre la figure 7.11b, les résultats du modèle de Yang *et al.* (2014) satisfont très bien leurs données. Cependant un écart moyen de 20% sépare les prédictions de ce modèle par rapport aux données de Polytechnique (voir la figure 7.12). Le paramètre qui

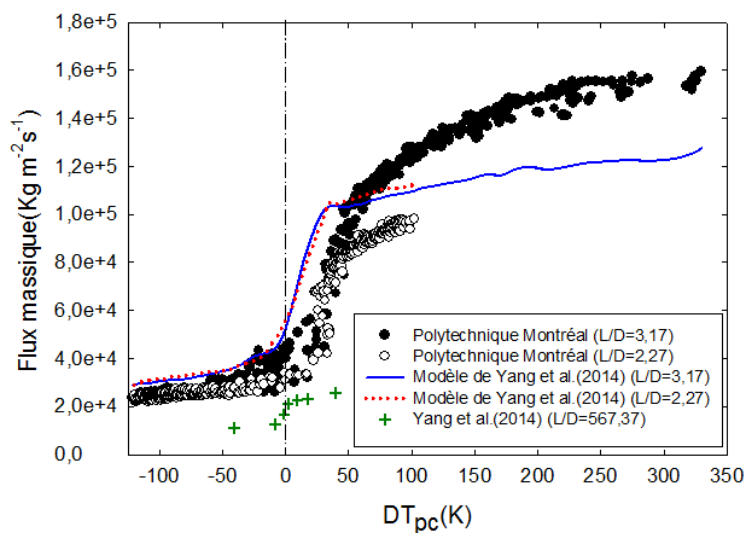


Figure 7.12 Comparaison des données de Polytechnique Montréal des débits obtenus pour les orifices sans chanfrein avec les prédictions du modèle de Yang *et al.* (2014).

semble être la cause de cette différence est le rapport L/D qui est égal à 567 pour Yang *et al.*, et entre 2,3 et 3,2 pour la section d'essais utilisée par Polytechnique. Pour expliquer si les faibles débits obtenus par Yang ainsi que ceux mesurés en utilisant la section d'essais divergente sont dus à un même phénomène physique, nous avons premièrement analysé les données de Yang *et al.* (2014). Pour cela, nous nous servons des profils de pression qu'ils ont mesurés, cette information est reproduite dans la figure 7.13.

Yang *et al.* (2014) supposent que les conditions de l'écoulement bloqué se produisent à la sortie du canal. Vu que les courbes de pression sont presque linéaires, les droites sont extrapolées jusqu'à la sortie, c.-à-d. à $l = 80$ mm. À partir des pressions de décharge déduites de cette manière, les vitesses du son sont calculées en utilisant le modèle de Radovskii (1970) décrit au chapitre 3. En supposant que le long de la décharge l'écoulement devient diphasique, le débit bloqué est ensuite calculé à partir du produit de la vitesse du son diphasique par la masse volumique du fluide considéré comme étant un mélange homogène. Les estimations des débits pour les expériences de Yang *et al.*, ainsi que pour ceux de Polytechnique Montréal sont présentées dans la figure 7.14.

Les estimations du débit sont légèrement en dessous des données expérimentales de Polytechnique pour la section d'essais sans chanfrein. Cependant, pour $DT_{pc} > 0$ K où la majorité des données de Yang *et al.* (2014) se situent, l'estimation théorique du débit bloqué se rapproche des données expérimentales. Ce calcul indique que la décharge du fluide pour les

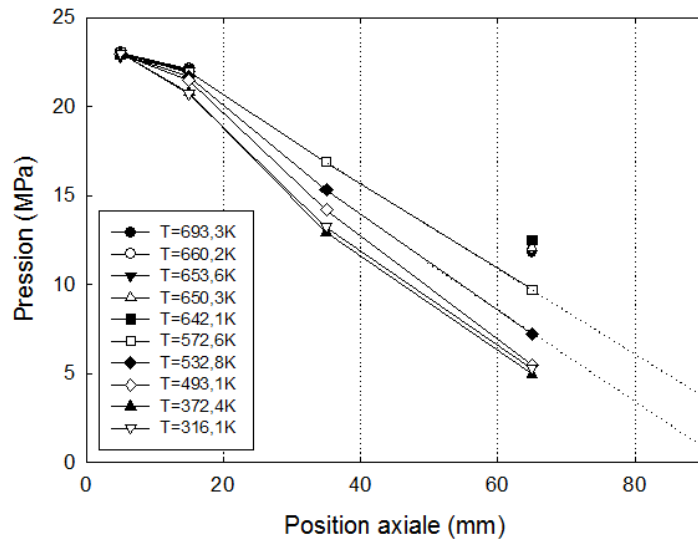


Figure 7.13 Profils des pressions obtenus par Yang *et al.* (2014).

conditions du réservoir tel que $0\text{ K} < DT_{pc} < 50\text{ K}$ est diphasique. Néanmoins, il semblerait que pour $DT_{pc} < 0\text{ K}$, le fluide reste dans un état monophasique lors de sa détente jusqu'à la sortie du canal.

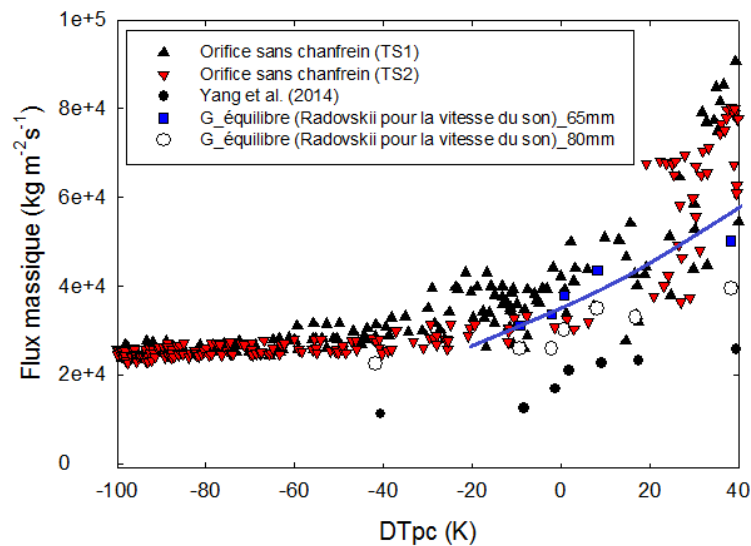


Figure 7.14 Comparaison des débits bloqués calculés en utilisant le modèle de Radovskii (1970) avec les résultats expérimentaux de Yang *et al.* (2014) et ceux de Polytechnique Montréal.

Pour la section d'essais divergente, nous nous sommes intéressés aux profils de pression qui ont été mesurés à différentes positions axiales comme le montre la figure 5.5. Nous avons sélectionné quelques données dans la région supercritique ($DT_{pc} < 0$ K), elles sont présentées dans le tableau 7.4.

Tableau 7.4 Tableau de pressions en fonction de la distance des prises de pressions par rapport à la chambre de mélange (données collectées à Polytechnique Montréal)

Distance (mm)	DT_{pc} (K)			
	-117,9	-100,4	-30,1	159,4
0	246,8	245,2	241,5	227,5
512,7	246,8	245,2	241,5	227,5
522,3	28,1	29	5	5,4
560,4	30,7	30,7	7,6	7,4
873,4	30,6	30,6	7,6	7,7
3388,9	30	30,1	6,9	6,9

Nous présentons aussi dans la figure 7.15, un agrandissement des profils de pressions sur la zone de décharge. Cette figure montre une diminution de la pression le long de la conduite jusqu'à une position de 522 mm par rapport à la chambre du mélange puis une remontée pour se stabiliser au-delà de la position de 535 mm. Ce comportement est associé à la présence d'une onde de choc. En général, l'épaisseur de la zone de choc est de l'ordre de la distance moléculaire moyenne, de l'ordre de $10^{-6}m$). À l'intérieur de cette région, il se produit une importante dissipation d'énergie mécanique. Le choc peut être comparé à un piston (idéal) qui comprime le fluide. Ceci se traduit par un changement important d'entropie mettant en relief la nature hautement irréversible de ce type de phénomène. On peut, cependant, supposer que la variation de l'entropie a lieu de manière très localisée et ainsi considérer qu'en amont et en aval de la zone de choc l'entropie du fluide peut être estimée en fonction des valeurs locales des pressions et températures mesurées. Cette observation nous a permis de développer un modèle qui sera présenté en détail dans la section suivante.

7.6 Estimation du facteur d'irréversibilité en fonction des conditions du fluide dans le réservoir

Le passage d'un écoulement supersonique ($M > 1$) vers un écoulement subsonique ($M < 1$) à travers un choc est un phénomène fortement irréversible. Les modèles isentropiques ne sont plus applicables et n'expliquent pas les données du flux massique obtenues en utilisant la section d'essais divergente. Pour quantifier l'irréversibilité de l'évolution, nous utilisons

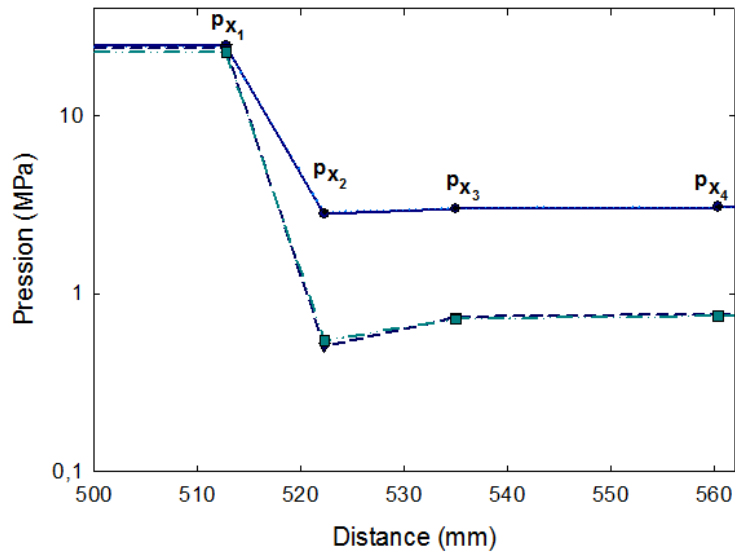


Figure 7.15 Profils de pression mesurés pour la section d'essais divergente.

l'entropie.

Dans cette partie, il est question de trouver une relation qui lie un coefficient d'irréversibilité, que nous noterons χ aux conditions du fluide dans le réservoir par DT_{pc} . Pour cela, nous débutons par l'équation 7.17 déduite à partir des équations fondamentales de la thermodynamique et de l'enthalpie :

$$\begin{aligned} du &= Tds - pdV \\ h &= u + pV \end{aligned} \quad (7.16)$$

$$Tds = dh - \frac{dp}{\rho} \quad (7.17)$$

Nous remplaçons dans cette équation la propriété thermodynamique de l'enthalpie $dh = c_p dT$ pour un gaz parfait et aussi $\frac{1}{\rho} = \frac{RT}{p}$ où $\frac{c_p}{R} = \frac{\gamma}{\gamma - 1}$. La relation qui lie la variation de l'entropie avec les différentes propriétés thermodynamiques du fluide est donc :

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{\rho} \quad (7.18)$$

Nous intégrons l'équation 7.18 entre deux sections de passage de la section d'essais, (1) et (2); ce qui donne la relation suivante :

$$\frac{\Delta s_{1-2}}{R} = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (7.19)$$

Pour tenir compte de l'augmentation de l'entropie, le paramètre d'irréversibilité χ est introduit de la manière suivante :

$$\Delta s_{0-c} = \chi \Delta s_{c-d} \quad \text{avec} \quad \chi < 1 \quad (7.20)$$

$\Delta s_{0-c} = s_0 - s_c$ est la différence entre l'entropie du fluide dans le réservoir et celle dans la section où le débit est bloqué. $\Delta s_{c-d} = s_c - s_d$ est la différence entre l'entropie du fluide dans la section là où le débit est bloqué et celle en sortie (c.-à-d. à la décharge).

Nous réécrivons ensuite l'équation 7.20 en utilisant le résultat de l'équation 7.19 ce qui permet de trouver la relation suivante :

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_o \ln \left(\frac{T_c}{T_o} \right) - \ln \left(\frac{p_c}{p_o} \right) = \chi \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_d \ln \left(\frac{T_d}{T_c} \right) - \ln \left(\frac{p_d}{p_c} \right) \right] \quad (7.21)$$

À la suite de quelques manipulations algébriques, nous trouvons une équation valide pour une évolution irréversible :

$$\left(\frac{T_c}{T_o} \right)^{a_o} \left(\frac{p_o}{p_c} \right) = \left(\frac{T_d}{T_c} \right)^{\chi a_d} \left(\frac{p_c}{p_d} \right)^\chi \quad (7.22)$$

avec $a_o = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_o$ et $a_d = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_d$, où o indique le réservoir et d la décharge.

Nous supposons en outre, que le coefficient de décharge isentropique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ au réservoir

est différent de celui associé à la zone de décharge donné par $\gamma' = \frac{c_p}{c_v}$.

Il s'agit par la suite de trouver une fonction qui lie les conditions qui prévalent dans la zone où l'écoulement est bloqué c.-à-d. (p_c, T_c) à celles dans le réservoir (p_o, T_o) . Pour résoudre un système à deux inconnues, une autre équation est nécessaire. Pour cela, nous écrivons l'expression du débit bloqué pour un gaz parfait exprimé par :

$$G_c = \rho_c a = \rho_t(p_c, T_c) \sqrt{\gamma R T_c} \quad (7.23)$$

Les expressions de la température et de la pression sont déduites des équations 3.2 et 3.4. En posant $M = 1$, à la section de passage de l'écoulement bloqué, nous trouvons l'équation suivante pour la température :

$$T_c = \frac{T_o}{1 + \frac{\gamma R}{2c_p}} \quad (7.24)$$

Cette équation est remplacée dans l'équation de la vitesse du son, qui s'exprime alors comme suit :

$$a = \sqrt{\gamma R T_c} = \sqrt{\frac{\gamma R T_o}{1 + \frac{\gamma R}{2c_p}}} \quad (7.25)$$

Finalement, nous substituons l'expression (équation 7.25) de la vitesse du son dans l'équation 7.23, pour avoir l'expression du débit bloqué en fonction des paramètres de l'écoulement.

$$G_c = \rho_c(p_c, T_c) \sqrt{\frac{\gamma R T_o}{1 + \frac{\gamma R}{2c_p}}} \quad (7.26)$$

La pression p_c dépend à la fois de la pression de décharge p_d , de la température au réservoir T_o , de la température à la décharge T_d et du facteur d'irréversibilité χ .

Dans l'hypothèse d'une décharge monophasique (eau supercritique), nous retenons uniquement les données de pression et de température du fluide dans le réservoir de la zone hachurée dans la figure 7.16. L'enthalpie du fluide est supérieure à h_{min} calculée pour les

conditions critiques $p_c = 22,1$ MPa et $T_c = 647,3$ K. Dans la figure, nous avons tracé également les lignes isenthalpique h_{min} et isentropique s_c .

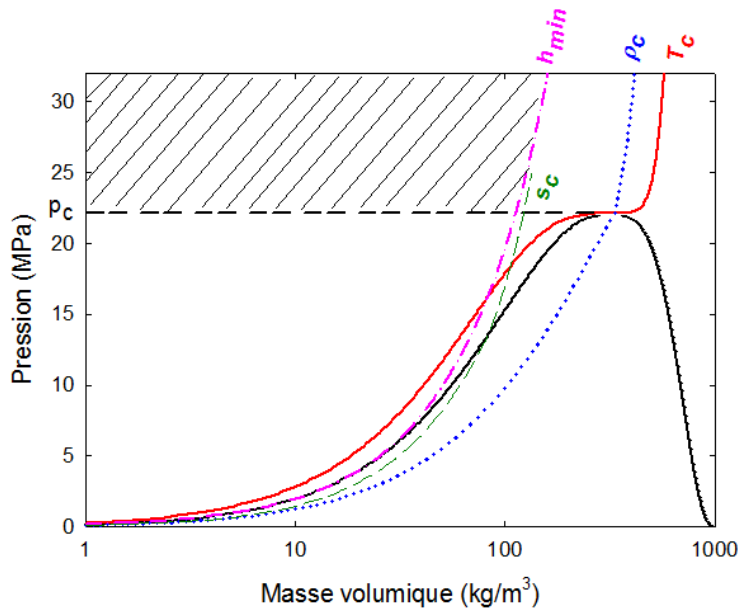


Figure 7.16 Diagramme de phase pression-masse volumique pour l'eau.

Pour effectuer nos calculs, nous considérons les données obtenues pour la pression de décharge qui varie autour de 700 kPa et qui vérifient $h(p_0, T_0) > h_{min}$. La stratégie consiste à trouver une fonction qui lie les conditions du fluide au réservoir (par DT_{pc}) et le coefficient d'irréversibilité χ , et qui minimise l'écart entre les débits théorique et expérimental. La corrélation suivante traduisant la variation du coefficient d'irréversibilité en fonction de la pression (température) du fluide dans le réservoir est obtenue.

$$\chi(DT_{pc}) = k_o \left(1 - 0.000009 DT_{pc}^3 \right) \quad \text{avec } k_o = 2.05 \quad (7.27)$$

Avec la donnée de χ , nous déterminons la température à partir de l'équation 3.2 et la pression selon l'équation 7.22 du fluide bloqué. Finalement nous comparons dans la figure 7.17, les débits bloqués obtenus expérimentalement avec ceux estimés en tenant compte de l'accroissement de l'entropie en amont et en aval du choc pour une pression de décharge de 700 kPa. L'écart moyen calculé entre les données expérimentales et les estimations est de 20%.

La figure 7.17 montre que le modèle que nous avons proposé pour la décharge de l'eau

supercritique à travers une géométrie conique prédit convenablement les tendances expérimentales. Néanmoins, il est important de remarquer le manque de données expérimentales. En effet, la condition introduite dans le modèle concernant l'enthalpie minimale h_{min} , réduit beaucoup l'inventaire de nos données. Par conséquent, il serait intéressant de conduire des nouvelles expériences visant l'acquisition des nouvelles données qu'on pourrait utiliser pour élargir le domaine de validité du modèle proposé.

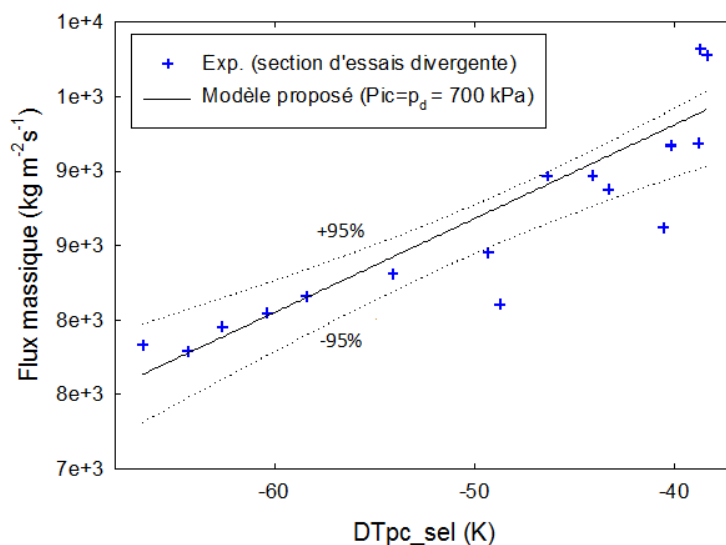


Figure 7.17 Comparaison des débits bloqués mesurés en utilisant la section d'essais divergente avec les prédictions du modèle semi-analytique basé sur l'accroissement d'entropie provoqué par l'onde de choc.

7.7 Conclusion du chapitre

Plusieurs résultats émergent de ce chapitre. Tout d'abord une comparaison entre les données expérimentales du débit bloqué mesuré pour différentes sections d'essais est effectuée. Le débit présente le même comportement en fonction des conditions du fluide supercritique quand on utilise la différence de température DT_{pc} . Il varie inversement avec la température du fluide dans le réservoir. Au voisinage de la région pseudo-critique ($0 K < DT_{pc} < -50 K$), la variation du débit est rapide, due aux changements des propriétés du fluide. Les résultats du débit obtenus en utilisant la section d'essais divergente sont nouveaux. Il n'existe pas présentement de données pour ce type de section pour l'eau supercritique. Le débit mesuré est plus faible dans les régions $-50 K < DT_{pc} < 0 K$ et $DT_{pc} > 50 K$ comparativement à celui obtenu en utilisant les sections d'essais d'orifices avec et sans chanfrein.

L'étude du profil de pression pour les différentes conditions supercritiques (P, T) du fluide dans le réservoir indique que les conditions critiques sont présentes. Il a été observé également une augmentation de la pression en aval de la section divergente. Les particules du fluide lors de leur traversée de l'onde de choc subissent une décélération.

Les modèles isentropiques (HEM, HEM-M) pour le calcul du débit fournissent une bonne estimation du débit bloqué pour l'écoulement de l'eau supercritique. Le modèle polytropique et le modèle qui tient compte du frottement visqueux réduisent considérablement l'écart entre les données expérimentales et les estimations théoriques. Le modèle avec frottement donne également une bonne estimation du débit dans la région sous-critique.

Autour de la région pseudo-critique, le débit a été évalué par le produit de la vitesse du son calculé en utilisant le modèle de Radovskii pour les écoulements diphasiques et la masse volumique du mélange homogène. Les estimations par ce modèle sont en accord avec les données de l'expérience dans cette région. Ceci indique que lors de la décharge, le fluide subit un changement de phase vers des états diphasiques.

La présence de l'onde de choc signifie un accroissement de l'entropie, les modèles isentropiques ne peuvent donc pas être appliqués. Le passage d'un écoulement supersonique à subsonique à travers un choc est un phénomène fortement irréversible. Une estimation de l'augmentation de l'entropie en fonction des conditions du fluide dans le réservoir est établie, pour les conditions du fluide pour lesquelles la décharge est polytropique. La pression de décharge est de 700 kPa. Un accord satisfaisant est obtenu avec la corrélation établie expérimentalement du coefficient d'irréversibilité. On remarque un certain manque de données pour $h > h_{min}$. Ceci limite la validation complète du modèle proposé.

CHAPITRE 8 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

L'utilisation de l'eau à l'état supercritique comme fluide caloporteur dans un réacteur SCWR permet des gains en rendements significatifs sans risque de crise d'ébullition. L'absence de générateur de vapeur permet également la conception d'enceintes de réacteur plus compactes. Les travaux de *R&D* sur le combustible et les matériaux à utiliser sont toujours en cours. Les études de sûreté des installations nucléaires permettront l'identification des sources potentielles d'incidents sur ces réacteurs. Nous résumons dans la suite succinctement les points importants que nous avons abordé dans cette thèse, les modèles développés et leurs applications et enfin quelques recommandations.

8.1 Synthèse des travaux

Nous nous sommes intéressés à l'accident qui résulte d'un défaut de refroidissement de cœur du réacteur (c.-à-d. du combustible). L'accident peut survenir généralement pour les réacteurs à eau sous pression par la perte de caloporteur due à une rupture d'une canalisation dans le circuit primaire. Cette rupture peut entraîner la dépressurisation du système et divers phénomènes peuvent avoir lieu dont le phénomène du débit bloqué. Ce phénomène est connu dans les écoulements gazeux, peut être accompagné d'ondes de choc dans le cas de vitesses du fluide élevées en relation avec la géométrie de sortie de la section d'essais.

Les objectifs assignés à cette thèse sont : (1) l'étude du phénomène de l'écoulement bloqué pour le fluide à l'état monophasique ou diphasique dans le réservoir ; (2) le calcul de la vitesse sonique diphasique ; (3) l'établissement d'un modèle thermohydraulique permettant le calcul du débit bloqué pour l'écoulement de fluide dans l'état supercritique et (4) expliquer les nouveaux résultats expérimentaux du débit obtenus en utilisant une section d'essais divergente.

La majorité des modèles de l'écoulement bloqué du fluide diphasique sont basés sur l'hypothèse d'une décharge isentropique. Pour le mélange eau-vapeur, le modèle HEM (basé sur l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique) sous-estime le débit bloqué pour des pressions inférieures à 3440 kPa et des titres thermodynamiques inférieurs à 20%. Le modèle décrit toutefois convenablement le débit au-delà. Les modèles avec déséquilibre cinétique de Moody et Fauske surestiment le débit. Dans la catégorie des modèles qui décrivent un déséquilibre thermodynamique, le modèle gelé qui suppose aucun échange entre les phases décrit correctement le débit. Un accord satisfaisant est obtenu entre les prédictions théoriques du modèle

de Henry-Fauske et les résultats expérimentaux pour les titres thermodynamiques inférieurs à 20%. Rappelons que dans ce modèle, le titre thermodynamique du fluide calculé avec l'hypothèse d'une détente isentropique pour atteindre l'état d'équilibre est corrigé par le titre réel à l'aide d'un paramètre empirique.

Nous avons développé deux modèles d'écoulement bloqué pour l'eau à l'état supercritique. Dans le premier modèle, nous avons considéré un écoulement unidimensionnel, adiabatique, stationnaire avec frottement à la paroi négligeable. Nous avons supposé que la détente suivait une évolution polytropicque. Dans le cadre de ce modèle, nous avons examiné les données expérimentales de la section d'essais obtenues au laboratoire de thermohydraulique de Polytechnique Montréal avec et sans chanfrein dans le cadre de ce modèle. Nous avons obtenu un bon accord avec un coefficient de détente polytropicque $n = 1,15$. Un second modèle a été développé où les effets de viscosité de l'eau supercritique ont été pris en compte. Nous avons constaté une amélioration significative des prédictions avec les données expérimentales, comparées aux prédictions des modèles homogène et homogène modifié pour $DT_{pc} < 0$.

Toutefois, le débit bloqué, calculé à l'aide des deux modèles et plus particulièrement le modèle polytropicque, s'écarte des résultats expérimentaux dans la gamme $0 K < DT_{pc} \leq 50 K$. Une dépressurisation qu'elle soit réversible ou non peut se traduire par la formation d'un mélange diphasique à la décharge. Les modèles proposés ne décrivent pas ce genre de situations de décharge diphasiques, c'est dire en présence de gouttelettes dans la section de blocage du débit. En conséquence nous avons calculé le débit bloqué en appliquant le produit de la vitesse du son diphasique et la masse volumique en supposant une densité homogène pour le mélange. Rappelons que la vitesse du son est calculée ici à l'aide du modèle de Radkovskii qui tient compte de la relaxation des échanges entre les deux phases. Les estimations du débit présentent alors une cohérence avec les mesures expérimentales dans cette région.

Dans la région $DT_{pc} > 50 K$, le débit mesuré montre une dépendance avec la pression de décharge, indiquant un possible écoulement non-bloqué dans la cette région. Le débit indique également une dépendance avec la géométrie de la section d'essais. Une estimation du débit est effectuée à l'aide du modèle de Bernoulli. Plusieurs coefficients de décharge ont été obtenus par optimisation (minimisation de l'écart quadratique moyen RMS).

Nous avons présenté de nouveaux résultats expérimentaux du débit bloqué mesuré en utilisant une section d'essais divergente. Les profils de pression expérimentaux ont mis en évidence la présence d'ondes de choc, signifiant que l'écoulement à travers la section d'essais est fortement dissipatif. Les modèles établis pour des transformations réversibles ne peuvent donc pas être appliqués pour estimer le débit. Pour ces expériences et une pression de décharge

de 700 kPa, une corrélation liant un facteur d'irréversibilité aux conditions du réservoir DT_{pc} , la différence entre les températures pseudo-critiques et du fluide dans le réservoir, est établie.

8.2 L'application aux réacteurs nucléaires

La rupture du circuit primaire dans les réacteurs à eau sous pression, PWR et SCWR, conduit à la perte de l'intégrité du confinement. Le risque de relâchement de produits radioactifs dans l'environnement est alors omniprésent. Le calcul du comportement thermohydraulique du cœur et du circuit primaire repose principalement sur des codes de calcul (code RELAP 4 par exemple). Généralement ces codes n'intègrent pas les phénomènes physiques qui découlent d'un incident technique comme une fuite de caloporteur. Le modèle établi ici peut-être implémenté pour une bonne estimation du débit de fuite.

8.3 Les limites du modèle

Le modèle incluant le frottement est adéquat pour étudier le débit bloqué pour des sections d'essais présentant des orifices avec ou sans chanfrein. Cependant ce travail demande à être complété en tenant compte de la structure de l'écoulement dans la région $0 K < DT_{pc} < 50 K$. Les nouveaux modèles doivent cependant être validés, ce qui souligne le besoin d'une base de données élargie relative à différentes géométries et conditions de la pression et de la température du fluide dans le réservoir. La corrélation établie pour quantifier l'irréversibilité n'est valide que pour une pression de décharge de 700 kPa. Il est toutefois possible, pour nos mesures, d'établir une corrélation, dans les conditions du fluide dans le réservoir, entre le coefficient d'irréversibilité et la pression de décharge. Pour les conditions sous-critiques, nous avons considéré une masse volumique du fluide homogène à la section de l'écoulement bloqué. Il est nécessaire de considérer la structure réelle de l'écoulement à cet endroit et de calculer la masse volumique qui en découle.

8.4 Perspectives futures

On peut citer plusieurs perspectives à ce travail, que nous séparons en deux sections :

- Pour les sections d'essais de type orifice, il faut élargir les dimensions des orifices. Dans ce cas il faut modifier la décharge vers la boucle basse pression pour garantir des pressions supérieures à 4MPa à la sortie des sections d'essais ; par exemple en utilisant une valve à pointeau. Étant donné que Yang et al. ont démontré qu'il existe un possible effet du rapport L/D , il faudra répéter les expériences en utilisant des orifices ayant

différentes épaisseurs. De plus, pour satisfaire l'industrie nucléaire, il faudra élargir la gamme des températures jusqu'à 900 K. Ceci nécessitera une nouvelle validation hydrostatique de la boucle haute-pression et une nouvelle certification de la Régie du bâtiment du Québec (RBQ).

Pour la section d'essais divergente, nous avons démontré les limitations de notre installation qui nous empêche d'obtenir des débits bloqués pour $DT_{pc} < -50$ K. On considère que ce type d'inconvénient peut être résolu en augmentant la pression de décharge au-delà de 4 MPa. Tenant compte que la présence d'onde de choc dans ce type de section d'essais dépend fortement de l'angle de décharge, on devrait effectuer des nouvelles mesures en utilisant différentes géométries coniques. Quoique la détection et la localisation exacte d'une zone de choc sont extrêmement difficiles, un effort supplémentaire pour mieux comprendre ce type de phénomène est souhaitable. Comme il y a été déjà discuté, pour bien saisir l'effet d'une onde de choc, il serait intéressant d'accroître le nombre de prises de pression dans la section d'essais et de remplacer les capteurs de pression absolues par des capteurs différentiels ;

- Concernant la modélisation, pour un grand nombre d'expériences il serait important de déterminer la présence ou l'absence des écoulements diphasiques le long de la décharge. Ceci nécessitera une mesure plus rapide autant de la pression que de la température du fluide après son passage à travers la section d'essais. C'est-à-dire qu'il faudra implémenter ces types de mesures à différentes positions axiales le long de la décharge. Ces nouvelles données pourront ainsi être utilisées pour mieux modéliser les conditions diphasiques. Il est alors possible qu'ayant cette information supplémentaire (conditions diphasiques), autant le modèle homogène que le modèle homogène modifié soient capables de mieux simuler les écoulements bloqués pour l'eau à l'état supercritique.

L'emploi de la variable DT_{pc} , nous a permis de corréler des fluides supercritiques autres que de l'eau. Cependant, un effort est nécessaire pour trouver une loi de similitude valable pour tout fluide à l'état supercritique. Une telle loi permettra d'utiliser, par exemple des données collectées avec le CO_2 pour valider les modèles existants.

Nous avons aussi démontré qu'on peut utiliser le produit de la vitesse du son et la masse volumique pour estimer le débit bloqué. Ainsi, nous avons démontré que le modèle de Radvoskii semble être approprié. Cependant, cette théorie a été développée pour les mélanges diphasiques. Les fluides supercritiques ont tendance à former des agglomérations (Sakurai *et al.*, 2001; Ota *et al.*, 2002). Ainsi, ils peuvent se comporter comme des mélanges diphasiques, alors il serait possible de développer un modèle similaire, mais pour l'eau supercritique. Pour cela, on pourrait appliquer la physique

statistique pour estimer la probabilité de formation des agglomérats. Ceci ne doit pas être trop différent du phénomène d'ébullition homogène (Carey, 1992). La relaxation entre ces structures et le restant du fluide permettra ainsi de formuler une nouvelle approche analytique pour le calcul de la vitesse sonique dans l'eau supercritique.

RÉFÉRENCES

- Abdollahian, D., Healzer, J., Janssen, E., et Amos, C. (1982). Critical Flow Data Review and Analysis. *Final Report Levy (Salomon), Inc., Campbell, CA*.
- Abram, T. et Ion, S. (2008). Generation-IV Nuclear Power : A Review of the State of the Science. *Energy Policy*, **36**(12), 4323–4330.
- Adil, R. (2008). *Dynamique des fluides réels*. Université de Caen.
- Amiroudine, S. et Battaglia, J.-L. (2014). *Mécanique des fluides-2e édition : Cours et exercices corrigés*. Dunod.
- Ardron, K. et Furness, R. (1976). A Study of the Critical Flow Models used in Reactor Blowdown Analysis. *Nuclear Engineering and Design*, **39**(2-3), 257–266.
- Bejan, A. (2013). *Convection Heat Transfer*. John wiley & sons.
- Brennen, C. E. (2005). *Fundamentals of Multiphase Flow*. Cambridge university press.
- Carey, V. P. (1992). Liquid-vapor phase-change phenomena.
- Çengel, Y. A. et Boles, M. A. (2014). *Thermodynamique : une approche pragmatique*. De Boeck Supérieur.
- Chatharaju, M. (2011). *Computational Study of Critical Flow Discharge in Supercritical Water Cooled Reactors*. Master's thesis, McMaster University.
- Chen, Y., Yang, C., Zhang, S., Zhao, M., Du, K., et Cheng, X. (2009). Experimental Study of Critical Flow of Water at Supercritical Pressure. *Frontiers of Energy and Power Engineering in China*, **3**(2), 175–180.
- Chen, Y., Zhao, M., Yang, C., Bi, K., Du, K., et Zhang, S. (2010). Critical Flow of Water Under Supercritical Pressures. In *2010 14th International Heat Transfer Conference*, pages 319–326. American Society of Mechanical Engineers.
- Chen, Y., Zhao, M., Yang, C., Bi, K., Du, K., et Zhang, S. (2012). Research on Critical Flow of Water under Supercritical Pressures in Nozzles. *Journal of Energy and Power Engineering*, **6**(2), 201–208.
- Christophe, J.-D. (2011). L'essor de la chimie verte. <https://www.techniques-ingénieur.fr/actualite/articles/les-fluides-supercritiques-proposent-une-chimie-fondamentalement-differente-3926/>.
- Chun, M.-H., Park, C.-K., et Park, J.-W. (1996). An Experimental Investigation of Critical Flow Rates of Subcooled Water Through Short Pipes with Small Diameters. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, **23**(8), 1053–1064.

- Clarke, J. F., McChesney, M., et Talbot, L. (1964). The Dynamics of Real Gases. *Physics Today*, **17**, 76.
- Collingham, R. et Firey, J. (1963). Velocity of Sound Measurements in Wet Steam. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, **2**(3), 197–202.
- D’Auria, F. et Vigni, P. (1980). Two-phase Critical Flow Models : a Technical Addendum to the CSNI State of the Art Report on Critical Flow Modelling. Technical report, Organisation for Economic Co-Operation and Development-Nuclear Energy Agency, Committee on the safety of nuclear installations-OECD/NEA/CSNI, Le Seine Saint-Germain, 12 boulevard des Iles, F-92130 Issy-les-Moulineaux (France).
- Delhaye, J.-M. (2012). *Thermohydraulique des réacteurs*. EDP sciences.
- Dobashi, K., Kimura, A., Oka, Y., et Koshizuka, S. (1998). Conceptual Design of a High Temperature Power Reactor Cooled and Moderated by Supercritical Light Water. *Annals of Nuclear Energy*, **25**(8), 487–505.
- DOE, U. (2002). Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, a Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems. Technical report, Tech. Rep. GIF-002-00, US DOE.
- Duco, J. (2003). Accidents nucléaires. Introduction. *Techniques de l’ingénieur. Génie nucléaire*, (BN3880), BN3810–BN3810.
- Eckert, C. A., Knutson, B. L., et Debenedetti, P. G. (1996). Supercritical Fluids as Solvents for Chemical and Materials Processing. *Nature*, **383**(6598), 313.
- Fauske, H. K. (1962). Contribution to the Theory of Two-Phase. *One-Component Critical Flow, Argonne Natl Lab Rep SNL-6673*.
- Fitremann, J.-M. (1982). Mécanique des fluides. Écoulements diphasiques. Lois générales. *Techniques de l’ingénieur. Sciences fondamentales*, (A720), A720–1.
- Fox, R. W., McDonald, A. T., et Pritchard, P. J. (1998). *Introduction to Fluid Mechanics*, volume 5. John Wiley & Sons New York.
- Frenkel, J. (1946). Kinetic theory of liquidsoxford university press. *New York*.
- Friedrich, H. (1960). Flow Through Single-Stage Nozzles with Different Thermodynamic States. *Energie*, **12**(1), 411–419.
- Gas Encyclopedia-Methane, A. L. (2014). Air liquide[document internet]. URL : <http://encyclopedia.airliquide.com/encyclopedia.asp>, consultation le, **12**(04).
- Gauché, F. (2013). Réacteurs de 4ème génération-intérêt des réacteurs rapides bilan des six concepts actuels de quatrième génération. In *Les réacteurs nucléaires de demain*, number 10, page 15. EDP Sciences.

- Gebbeken, B. et Eggers, R. (1996). Blowdown of Carbon Dioxide from Initially Supercritical Conditions. *Journal of loss prevention in the process industries*, **9**(4), 285–293.
- Generation IV International Forum (2017). Les réacteurs nucléaires de génération iv (consulté en juillet 2017). https://fr.wikipedia.org/wiki/Forum_International_Génération_IV.
- Gouse, S William, B. (1964). *A Survey of the Velocity of Sound in Two-Phase Mixtures*. A.S.M.E. Paper No. 64-WA/FE-35, American Society of Mechanical Engineers.
- Gouse, S. W. et Evans, R. G. (1967). Acoustic Velocity in Two-Phase Flow. In *Symposium on TwoPhase Flow Dynamics, Eindhoven*.
- Guével, P. (1971). *Mécanique des fluides : dynamique des fluides parfaits, écoulements laminaires des fluides visqueux et éléments d'hydraulique industrielle*. Ph.D. thesis, Université de Nantes-Ecole Nationale Supérieure de Mécanique.
- Haase, R. (1969). *Thermodynamics of Irreversible Processes*. Addison-Wesley Co, London.
- Henry, R. E. (1970). The Two-Phase Critical Discharge of Initially Saturated or Subcooled Liquid. *Nuclear Science and Engineering*, **41**(3), 336–342.
- Henry, R. E. et Fauske, H. K. (1971). The Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices, and Short Tubes. *Journal of Heat Transfer*, **93**(2), 179–187.
- Hidouche, A., Muftuoglu, A., et Teyssedou, A. (2011). Comparative Study of Different Flow Models Used to Predict Critical Flow Conditions of Supercritical Fluids. In *The 5th International Symposium on SuperCritical Water-cooled Reactors, Vancouver, Canada*.
- Holmgren, M. (2006). XSteam—Properties of Water and Steam for MatLab. *www.x-eng.com*, accessed October, **21**, 2006.
- Imre, A., Deiters, U., Kraska, T., et Tiselj, I. (2012). The Pseudocritical Regions for Supercritical Water. *Nuclear Engineering and Design*, **252**, 179–183.
- Jakobsen, J. (1964). On the Mechanism of Head Breakdown in Cavitating Inducers. *Journal of Basic Engineering*, **86**(2), 291–305.
- Karplus, H. (1958). The Velocity of Sound in a Liquid Containing Gas Bubbles, Armour Research Foundation, Project no. a-097. *Atomic Energy Commission Contract No. AF (11-1)-528, United States Atomic Energy Commission*.
- Karplus, H. (1961). Propagation of Pressure Waves in a Mixture of Water and Steam. Technical report, DTIC Document.
- Kieffer, S. W. (1977). Sound Speed in Liquid-Gas Mixtures : Water-Air and Water-Steam. *Journal of Geophysical research*, **82**(20), 2895–2904.

- Kim, Y.-S. (2015). Critical Flow Maps using an Extended Henry-Fauske Model. *Annals of Nuclear Energy*, **75**, 516–520.
- Klein, S. A. et Alvarado, F. (2002). Engineering Equation Solver. *F-Chart Software, Madison, WI*, **1**.
- Laverie, M. (1999). Le bilan de la sûreté des installations nucléaires du CEA en 1998. Technical report, Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives.
- Lee, D. et Swinnerton, D. (1983). Evaluation of Critical Flow for Supercritical Steam-Water. Final Report.[pwr]. Technical report, UKAEA Atomic Energy Establishment, Winfrith.
- Lemmon, E. W., Huber, M. L., et McLinden, M. O. (2002). NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties–REFPROP. *NIST standard reference database*, **23**, v7.
- Lemonnier, H. (2008). *Écoulements et transferts thermiques ; Cours de l'école Polytechnique*. France.
- Lenclud, J. et Venart, J. E. (1996). Single and Two-Phase Discharge from a Pressurized Vessel. *Revue générale de thermique*, **35**(416), 503–516.
- Leung, J. (1986). A Generalized Correlation for One-Component Homogeneous Equilibrium Flashing Choked Flow. *AIChE Journal*, **32**(10), 1743–1746.
- Maneely, D. (1962). A Study of the Expansion Process of Low-Quality Steam Through a De Laval Nozzle (thesis). Technical report, California. Univ., Livermore. Lawrence Radiation Lab.
- Marchesse, Y. (2010). *Modélisation de la turbulence*. École Catholique d'Arts et Métiers, Ed.). Lyon.
- Mignot, G., Anderson, M., et Corradini, M. (2008). Critical Flow Experiment and Analysis for Supercritical Fluid. *Nuclear Engineering and Technology*, **40**(2), 133.
- Mignot, G. P., Anderson, M. H., et Corradini, M. L. (2009). Measurement of Supercritical CO₂ Critical Flow : Effects of l/d and Surface Roughness. *Nuclear Engineering and Design*, **239**(5), 949–955.
- Moody, F. J. (1965). Maximum Flow Rate of a Single Component, Two-Phase Mixture. *Journal of heat transfer*, **87**(1), 134–141.
- Moody, F. J. (1975). Maximum Discharge Rate of Liquid-Vapor Mixtures from Vessels. Technical report, General Electric Co., San Jose, CA (United States). BWR Projects Dept.
- Muftuoglu, A. (2014). *Experimental Study of Choking Flow of Water at Supercritical Conditions*. Ph.D. thesis, École Polytechnique de Montréal.

- Muftuoglu, A. et Teyssedou, A. (2013). Experimental Study of Water Flow at Supercritical Pressures. In *Proceedings of the 2013 Canadian Nuclear Society Annual Conference, Toronto*, volume 12, page 2013.
- Muftuoglu, A. et Teyssedou, A. (2014). Experimental Study of Abrupt Discharge of Water at Supercritical Conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **55**, 12–20.
- Murty, K. et Charit, I. (2008). Structural Materials for Gen-iv Nuclear Reactors : Challenges and Opportunities. *Journal of Nuclear Materials*, **383**(1), 189–195.
- Narasimhan, N. L. et Venkatarathnam, G. (2009). A General Relation for Identifying the Liquid Like and Vapour Like Regions of Supercritical Fluids. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **87**(4), 568–571.
- Neusen, K. (1962). Optimizing of Flow Parameters For the Expansion of Very Low-Quality Steam (thesis). Technical report, California. Univ., Livermore. Lawrence Radiation Lab.
- Nguyen, D., Winter, E., et Greiner, M. (1981). Sonic Velocity in Two-Phase Systems. *International Journal of Multiphase Flow*, **7**(3), 311–320.
- Oakes, R. S., Clifford, A. A., et Rayner, C. M. (2001). The Use of Supercritical Fluids in Synthetic Organic Chemistry. *Journal of the Chemical Society, Perkin Transactions 1*, (9), 917–941.
- Olekhovitch, A. (1997). *Étude du flux de chaleur critique à des pressions faibles*. Ph.D. thesis, Polytechnique Montréal.
- Olekhovitch, A., Teyssedou, A., Tye, P., et Champagne, P. (2001a). Critical Heat Flux Under Choking Flow Conditions : Part I–Outlet Pressure Fluctuations. *Nuclear Engineering and Design*, **205**(1), 159–173.
- Olekhovitch, A., Teyssedou, A., et Tye, P. (2001b). Critical Heat Flux Under Choking Flow Conditions : Part II–Maximum Values of Flow Parameters Attained Under Choking Flow Conditions. *Nuclear Engineering and Design*, **205**(1), 175–190.
- Ota, J., Okamoto, K., Sakurai, K., et Madarame, H. (2002). Measurement of Transient Supercritical Fluid Velocity Using Infrared Pulse Laser With High-Speed Camera. In *11th Int. Symp. App. Laser Tech. Fluid Mech., Lisbon, Portugal*.
- Pirotto, Igor L et Khartabil, H. F. et Duffey, R. B. (2004). Heat Transfer to Supercritical Fluids Flowing in Channels—Empirical Correlations (Survey). *Nuclear Engineering and Design*, **230**, 69–91.
- Pirotto, I. L. et Duffey, R. B. (2007). *Heat-Transfer Enhancement at Supercritical Pressures*. ASME Press.

- Pochard, R. et Réocreux, M. (1984). Modélisations des écoulements diphasiques dans les calculs d'accident de refroidissement des réacteurs nucléaires à eau sous pression. Évolution et problèmes posés dans les applications pratiques. *La Houille Blanche*, (3-4), 193–198.
- Radovskii, I. (1970). Speed of Sound in Two-Phase Vapor-Liquid Systems. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, **11**(5), 778–784.
- Radovskii, I. (1971). Calculation of Velocity of Sound in a Vapor-Liquid Medium. *High Temperature*, **9**(2), 279.
- Saad, M. A. (1985). Compressible Fluid Flow. *Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, Inc., 1985. 570 p.*
- Sakurai, K., Ko, H. S., Okamoto, K., et Madarame, H. (2001). 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*, **48**, 49–57.
- Skoog, D. A. et West, D. M. (2015). *Chimie analytique*. De Boeck Supérieur.
- Starkman, E., Schrock, V., Neusen, K., et Maneely, D. (1964). Expansion of a Very Low Quality Two-phase Fluid Through a Convergent-Divergent Nozzle. *Journal of Fluids Engineering*, **86**(2), 247–254.
- Tangren, R., Dodge, C., et Seifert, H. (1949). Compressibility Effects in Two-Phase Flow. *Journal of Applied Physics*, **20**(7), 637–645.
- Tapucu, A. (2009). *The Thermal-Hydraulics of Two-Phase Systems*. Institut de génie nucléaire, Polytechnique Montreal. Notes de cours.
- Teyssedou, A., Muftuoglu, A., et Hidouche, A. (2015). Experimental Study of Choking Water Flow Across Sharp Edged Orifices at Supercritical Pressures. In *Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, ISSCWR-7*, Helsinki, Finland.
- Trapp, J. A. et Ransom, V. H. (1982). A Choked-Flow Calculation Criterion for Nonhomogeneous, Nonequilibrium, Two-Phase Flows. *International Journal of Multiphase Flow*, **8**(6), 669–681.
- Wallis, G. B. (1969). *One-Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill, New York.
- Wallis, G. B. (1980). Critical Two-Phase Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **6**(1-2), 97–112.
- Weisman, J. et Tentner, A. (1978). Models for Estimation of Critical Flow in Two-Phase Systems. *Progress in Nuclear Energy*, **2**(3), 183–197.
- Westman, M. (2008). Computation of Nozzle Flow Capacities for Superheated Steam, Subcooled Water, and Saturated Steam/Water Mixtures. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, **21**(6), 567–578.

Widom, B. (1965). Equation of state in the neighborhood of the critical point. *The Journal of Chemical Physics*, **43**(11), 3898–3905.

Xu, L., Kumar, P., Buldyrev, S., Chen, S., Poole, P., et Sciortino, F. (2005). Relation between the Widom Line and the Dynamic Crossover in Systems with a Liquid-Liquid Critical Point. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **102**(46), 16558–16562.

Yang, Z., Bi, Q., Zhu, G., Zhang, Q., et Liang, J. (2014). Leak Rates of High Pressure Steam–Water Across Simulation Crack. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **59**, 118–126.

Ylönen, A. *et al.* (2008). *Large Break Blowdown Test Facility Study*. Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta.

ANNEXE A LES ORGANIGRAMMES DE CALCUL

Pour mieux visualiser la démarche utilisée pour le calcul des débits bloqués en utilisant les modèles de Henry et Fauske (1971) et figé (D'Auria et Vigni, 1980), les organigrammes pour le calcul sont présentés dans cette annexe.

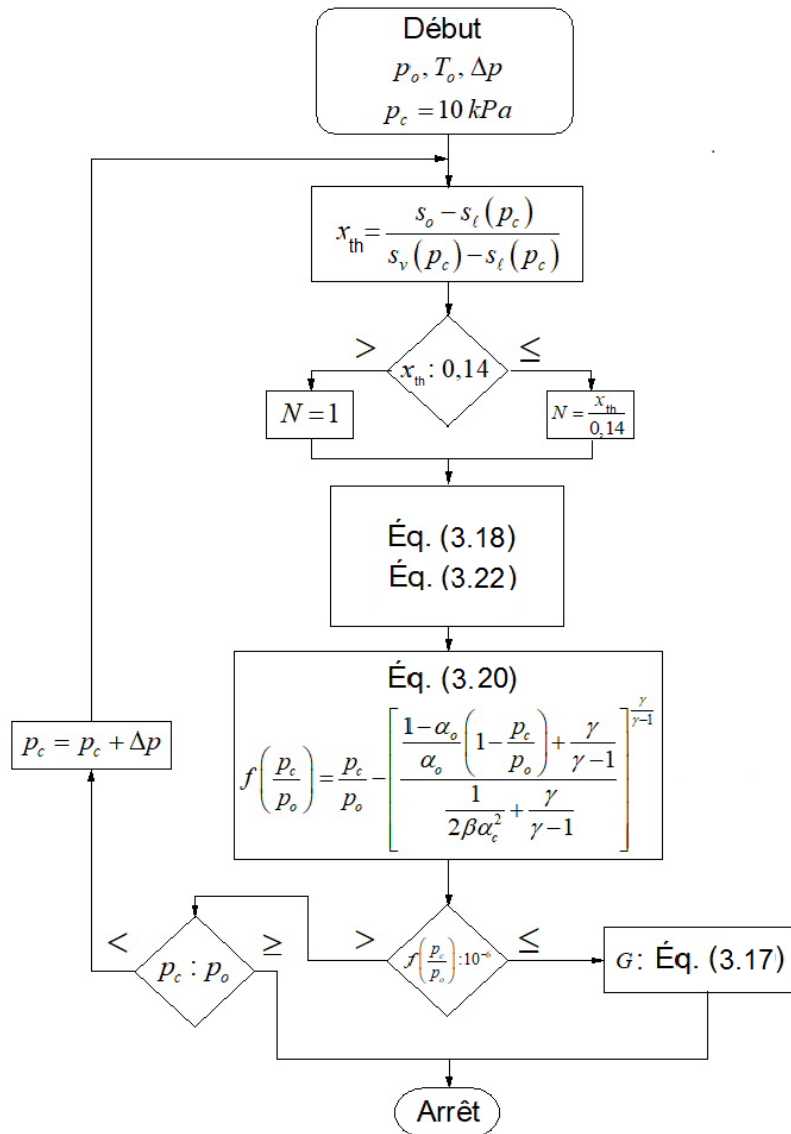


Figure A.1 Organigramme du calcul itératif utilisé pour le modèle de Henry et Fauske (1971).

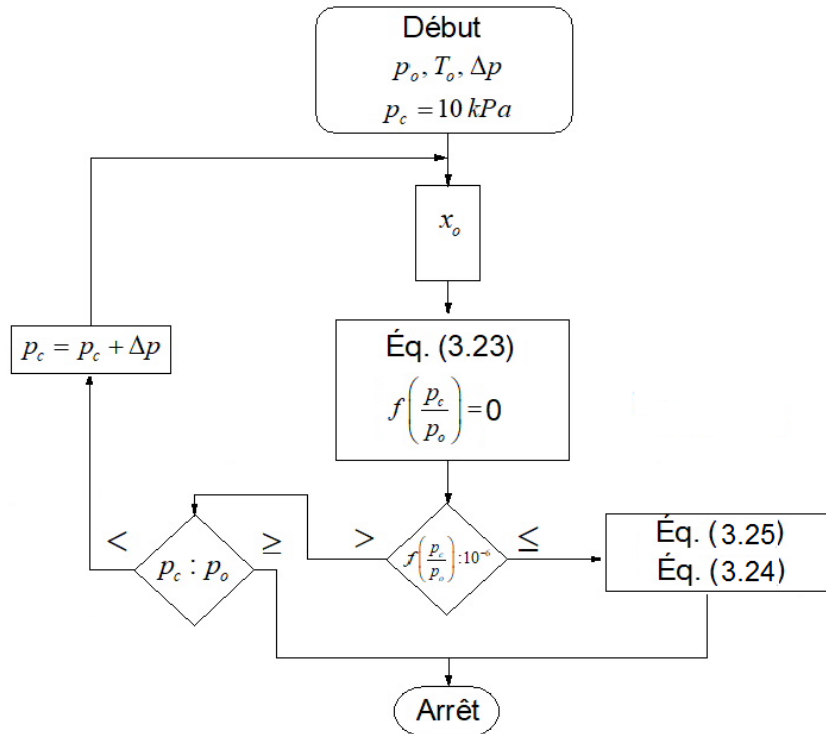


Figure A.2 Organigramme du calcul itératif utilisé pour le modèle figé (D'Auria et Vigni, 1980).

ANNEXE B LE MODÈLE POLYTROPIQUE POUR L'ÉCOULEMENT DES FLUIDES À L'ÉTAT SUPERCRITIQUE

Nous présentons dans cette annexe, les étapes de développement du modèle polytropique pour le calcul du débit bloqué. Nous débutons par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour un écoulement stationnaire, uniforme, unidimensionnel et adiabatique.

- Cas d'une décharge diphasique :

Conservation de la masse : Les débits massiques de la phase vapeur et de la phase liquide s'écrivent respectivement comme suit :

$$\dot{m}_l = \rho_l A_l u_l \Rightarrow \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} = A_l u_l \quad \text{et} \quad \dot{m}_g = \rho_g A_g u_g \Rightarrow \frac{\dot{m}_g}{\rho_g} = A_g u_g \quad (\text{B.1})$$

où ρ , u , A sont respectivement la masse volumique, la vitesse et la section de passage du fluide en écoulement. Les contributions de perte de pression dues à la gravité (perte statique) et au frottement sur la paroi sont négligées. L'équation de la quantité de mouvement est simplifiée selon la forme suivante :

$$\frac{d}{dz} \left(\rho_g A_g u_g^2 + \rho_l A_l u_l^2 \right) = -A \frac{dp}{dz} \quad (\text{B.2})$$

Nous exprimons ensuite le débit massique pour chaque phase en fonction du titre thermodynamique ($\dot{m}_k = x_k \dot{m}$), que nous remplaçons ensuite dans l'équation B.2 ceci donne :

$$\frac{\dot{m}}{A} \frac{d}{dz} (x u_g + (1-x) u_l) \cong -A \frac{dp}{dz} \quad (\text{B.3})$$

Nous remplaçons également le débit massique par le flux massique $G = \frac{\dot{m}}{A}$. L'équation résultante est la suivante :

$$G = - \frac{1}{\frac{d(x u_g + (1-x) u_l)}{dp}} \quad (\text{B.4})$$

Après dérivation de cette équation, nous obtenons l'équation suivante :

$$G = \frac{1}{x \frac{du_g}{dp} + u_g \frac{dx}{dp} - \frac{\nu_l}{\nu_g} \frac{du_g}{dp} - u_g \nu_l \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{\nu_g} \right) - u_l \nu_l \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{\nu_l} \right) - x \frac{du_l}{dp} - u_l \frac{dx}{dp}} \quad (\text{B.5})$$

Cette équation peut être utilisée pour calculer le débit bloqué pour les écoulements diphasiques.

- Cas d'une décharge monophasique

Les conditions de l'écoulement pour un fluide supercritique sont telles que : $x = 1$ et $u_g = u_l$. Les équations de conservations de la masse et la quantité de mouvement pour un écoulement unidimensionnel avec frottement négligeable sont données par :

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho v A \\ \frac{dA \rho v^2}{dz} &= - \frac{dp}{dz} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Ces deux équations permettent d'obtenir la relation liant le débit et la vitesse ; c.-à-d. $G = -\frac{dp}{dv}$ est déduite. Utilisant $G = \rho v$ et la condition du débit maximal, nous obtenons :

$$G^2 = \frac{1}{\nu^2} \frac{dp}{d\left(\frac{1}{\nu}\right)} \quad (\text{B.7})$$

Pour une transformation polytrophique $p\nu^n = cte$ avec $n \neq \gamma$:

$$\frac{d\nu}{dp} = -\frac{\nu}{np} \quad (\text{B.8})$$

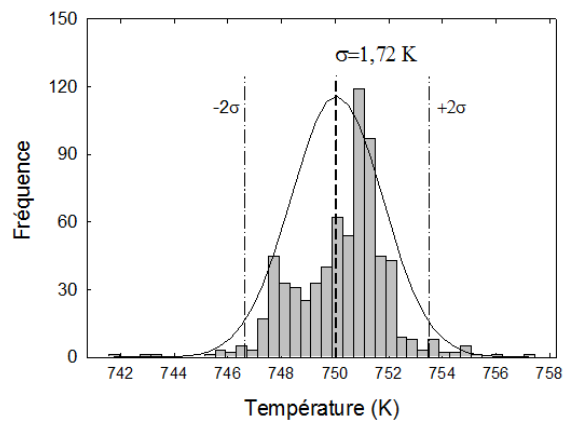
À partir des équations B.7 et B.8, l'expression du débit bloqué est la suivante :

$$G_c^2 = \frac{np_c}{\nu_c} \quad (\text{B.9})$$

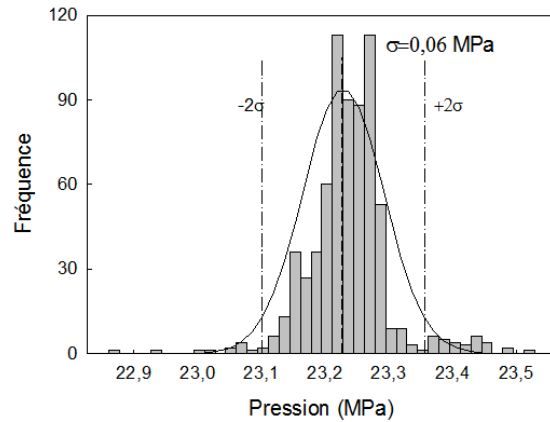
avec n l'indice polytrophique.

ANNEXE C L'ANALYSE STATISTIQUE DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

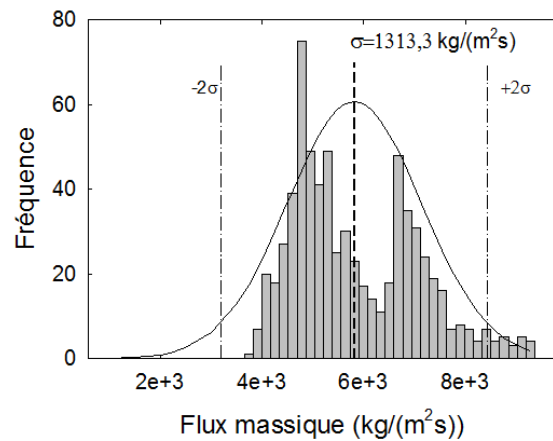
Nous présentons dans cette annexe les résultats des analyses des erreurs pour les variables mesurées telles que la pression, la température, le flux massique et la puissance thermique, obtenues lors des expériences effectuées en utilisant la section d'essais divergente. Les données ont été classées pour différentes régions de DT_{pc} . Leurs dispersions sont présentées autour de la moyenne par des histogrammes (représentant la fréquence pour chaque mesure et pour chaque domaine de DT_{pc}). La loi normale renvoie la moyenne et l'écart type σ calculés pour chacune des distributions.



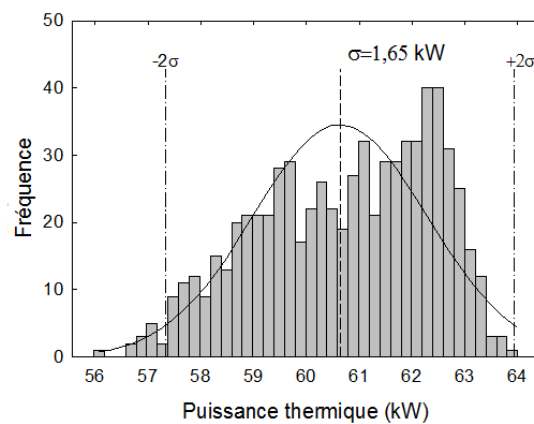
(a) Distribution de la température.



(b) Distribution de la pression.

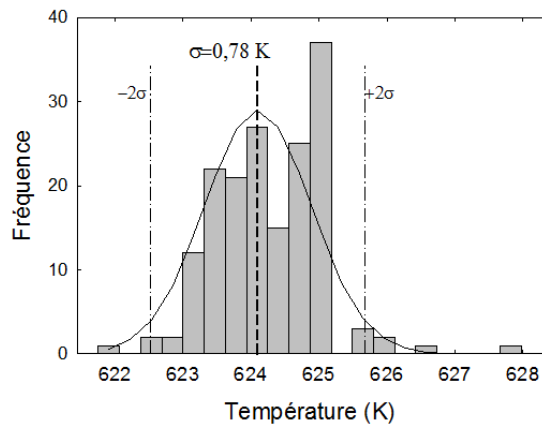


(c) Distribution du flux massique.

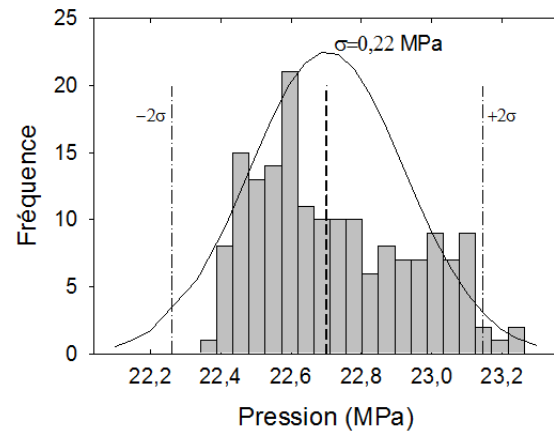


(d) Distribution de la puissance thermique.

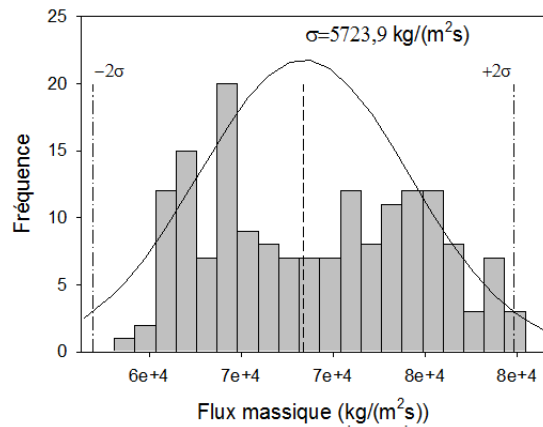
Figure C.1 Écarts des mesures dans la région $DT_{pc} < -50$ K.



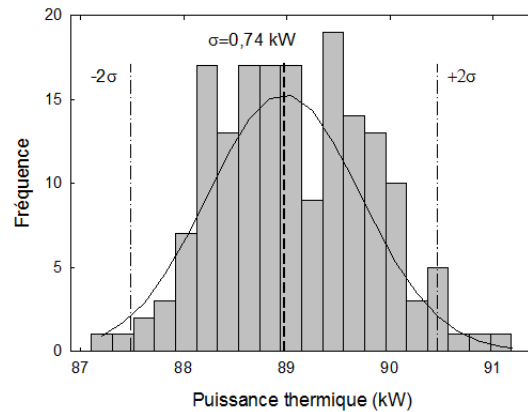
(a) Distribution de la température.



(b) Distribution de la pression.

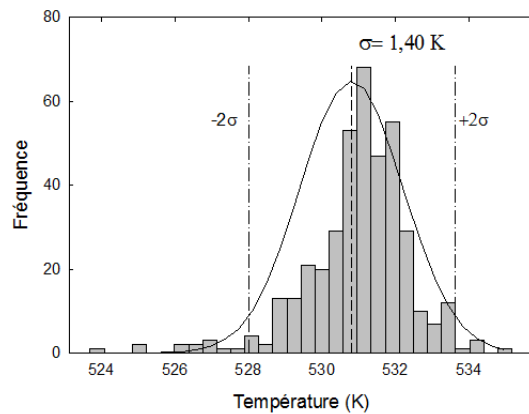


(c) Distribution du flux massique.

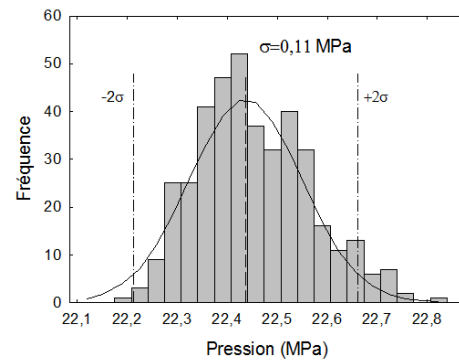


(d) Distribution de la puissance thermique.

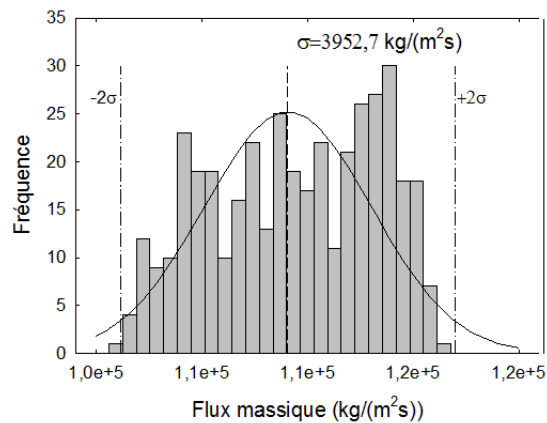
Figure C.2 Écart des mesures dans la région $-50 K < DT_{pc} < +50 K$.



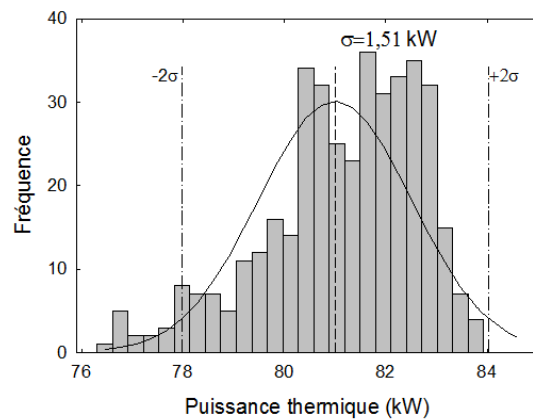
(a) Distribution de la température.



(b) Distribution de la pression.



(c) Distribution du flux massique.



(d) Distribution de la puissance thermique.

Figure C.3 Écarts des mesures dans la région $DT_{pc} \geq +50 K$.

Il est important de mentionner que ces écarts sont de même ordre de que ceux obtenus pour les expériences effectuées en utilisant des orifices (Muftuoglu et Teyssedou, 2014). Ceci indique la reproductibilité de ce type d'expériences, indépendamment de la section d'essais utilisée.

ANNEXE D LES DIFFÉRENTES SECTIONS D'ESSAIS

Nous présentons le schéma des différentes sections d'essais utilisées par Lee et Swinnerton (1983) et Chen *et al.* (2010) pour le calcul du débit bloqué. Les dimensions des sections d'essais sont également données.

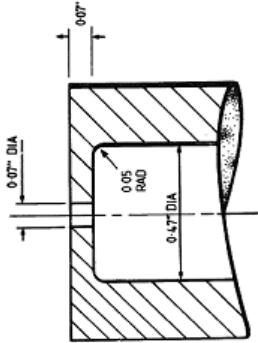
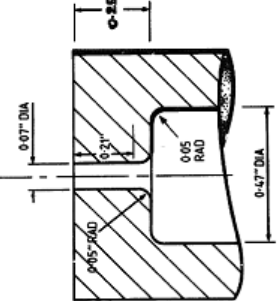
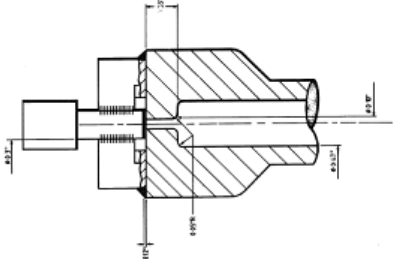
Lee et Swinnerton (1983)	Sections d'essais
	<p style="text-align: center;">A</p> <p>Diamètre : 1,8 mm Longueur : 1,65 mm (orifice sans chanfrein)</p>
 	<p style="text-align: center;">B</p> <p>Diamètre : 1,8 mm Longueur : 6,42 mm (orifice avec chanfrein)</p> <p style="text-align: center;">C</p> <p>Diamètre : 2,53 mm Longueur : 8,83 mm (« baffled » orifice)</p>
	<p style="text-align: center;">D</p> <p style="text-align: center;">(orifice avec chanfrein)</p>

Figure D.1 Les sections d'essais utilisées par Lee et Swinnerton (1983) pour effectuer des expériences en utilisant de l'eau à l'état supercritique.

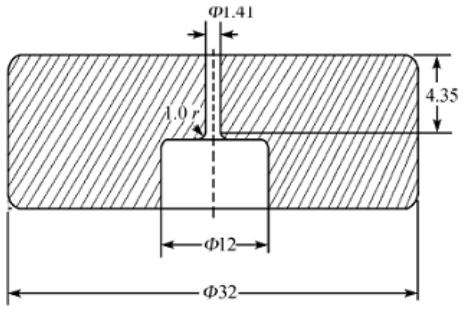
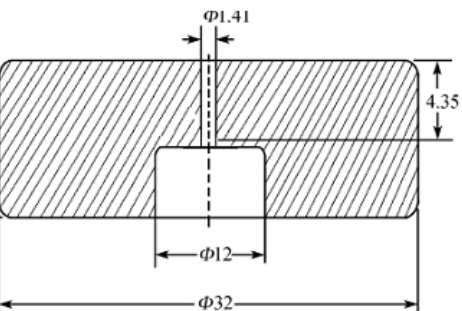
Yuzhou et al. (2010)	Section d'essais
	<p style="text-align: center;">A</p> <p>Diamètre : 1,41 mm Longueur : 4,35 mm (orifice avec chanfrein)</p>
	<p style="text-align: center;">B</p> <p>Diamètre : 1,41 mm Longueur : 4,35 mm (orifice sans chanfrein)</p>

Figure D.2 Les sections d'essais utilisées par Chen *et al.* (2010) pour effectuer des expériences en utilisant de l'eau à l'état supercritique.

ANNEXE E LE MODÈLE DE YANG *et al.* POUR LE DÉBIT BLOQUÉ

Yang *et al.* (2014) ont proposé un modèle d'écoulement bloqué dans la détermination des débits de fuite. Dans les conditions d'un écoulement stationnaire, unidimensionnel et adiabatique du fluide, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont :

pour la masse :

$$\dot{m} = \rho v A = cste \Rightarrow \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{E.1})$$

pour la quantité de mouvement :

$$Ap - A(p + dp) - \tau_\omega P dx = \rho A v (v + dv - v) \quad (\text{E.2})$$

où P est le périmètre mouillé donné par $P = 4A/D_H$ et τ_ω est le coefficient de perte par frottement donné par $C_f = \frac{\tau_\omega}{\rho v}$. Pour un écoulement à travers une conduite circulaire nous posons que $D_H = D$. L'équation E.2 se réécrit sous la forme suivante :

$$\frac{dp}{p} + \frac{4C_f}{D} \frac{\rho v^2}{2p} dz + \frac{\rho v^2}{2p} \frac{dv^2}{v^2} = 0 \quad (\text{E.3})$$

L'équation de la conservation de l'énergie est donnée par :

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2} \Rightarrow dh + v dv = 0 \quad (\text{E.4})$$

L'équation d'état d'un gaz supposé parfait est donnée par :

$$p = \rho R T \Rightarrow \frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (\text{E.5})$$

Le nombre de Mach pour un gaz parfait :

$$M^2 = \frac{v^2}{\gamma RT} \Rightarrow \frac{dM^2}{M^2} = \frac{dv^2}{v^2} - \frac{dT}{T} \quad (\text{E.6})$$

En utilisant les équations E.1 et E.5, l'équation suivante est déduite :

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dv}{v} + \frac{dT}{T} \quad (\text{E.7})$$

À partir des équations E.4 et E.6 avec $dh = c_p dT$, nous trouvons l'équation suivante :

$$\frac{dv^2}{v^2} = \frac{1}{1 + (\gamma - 1) M^2/2} \frac{dM^2}{M^2} \quad (\text{E.8})$$

À partir des équations E.7 et E.8 :

$$\frac{dp}{p} = \left[\frac{-1 - (\gamma - 1) M^2}{2} \right] \frac{dv^2}{v^2} \quad (\text{E.9})$$

À partir des équations E.3 et E.9 :

$$\frac{dp}{p} = \frac{4f}{D} \frac{\rho v^2}{2p} dx - \frac{\rho v^2}{2p} \frac{dv^2}{v^2} \quad (\text{E.10})$$

Finalement des équations E.9 et E.10, nous obtenons :

$$\frac{4f}{D} dz = \frac{(1 - M^2)}{\gamma M^4 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]} \quad (\text{E.11})$$

Nous intégrons E.11 entre les deux positions correspondantes à l'entrée du canal $M = M_1$ ($p = p_1$) et en $x = l$ par $M = M_2$ ($p = p_2$)

$$\int_0^l \frac{4f}{D} dz = \int_{M_1}^{M_2} \frac{(1 - M^2)}{\gamma M^4 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]} dM \quad (\text{E.12})$$

On pose $x = M^2$ et $a = \frac{\gamma-1}{2}$ dans l'équation E.12 ce qui donne :

$$\int_0^l \frac{4f}{D} dz = \frac{1}{2a+1} \int_{x_1}^b \frac{1-x}{x^2(1+ax)} dx \quad (\text{E.13})$$

L'équation E.13 est ensuite intégrée analytiquement, ainsi nous trouvons l'expression suivante permettant de calculer le nombre de Mach M_1 :

$$\frac{4fl(2a+1)}{D} + 1 = \left[(1+a) \ln \frac{M_1^2(1+a)}{(1+aM_1^2)} + \frac{1}{M_1^2} \right] \quad (\text{E.14})$$

La pression p_1 est calculée de l'équation suivante par la méthode de Newton Raphson :

$$p_1 = \left[\frac{p_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{E.15})$$

À partir de la pression à la décharge et en utilisant l'hypothèse de décharge isentropique, nous déduisons les paramètres nécessaires à l'écoulement bloqué.

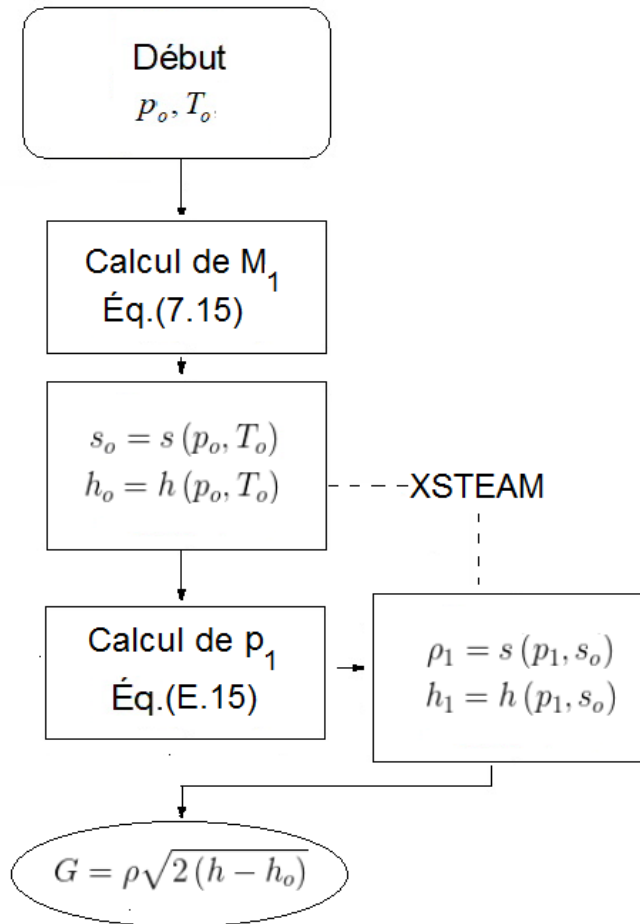


Figure E.1 Organigramme du processus de solution utilisé pour le modèle de Yang *et al.* (2014).