



HAL
open science

Stockage d'ergol cryogénique pour l'exploration spatiale : étude expérimentale, modélisation et optimisation d'un système de contrôle thermodynamique à échappement

Samuel Mer

► To cite this version:

Samuel Mer. Stockage d'ergol cryogénique pour l'exploration spatiale : étude expérimentale, modélisation et optimisation d'un système de contrôle thermodynamique à échappement. Thermique [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI059 . tel-01591889

HAL Id: tel-01591889

<https://theses.hal.science/tel-01591889v1>

Submitted on 22 Sep 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Énergétique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Samuel MER

Thèse codirigée par **Jean-Paul THIBAUT** et **Christophe CORRE**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements
Géophysiques et Industriels, LEGI**
dans l'**École Doctorale Ingénierie – Matériaux Mécanique
Énergétique Environnement Procédés Production , I-MEP2**

Stockage d'ergol cryogénique pour l'exploration spatiale : étude expérimentale, modélisation et optimisation d'un système de contrôle thermodynamique à échappement

Thèse soutenue publiquement le **01/12/2016**,
devant le jury composé de :

M. Nicolas MORDANT

Professeur à l'Université Grenoble Alpes, Président

Mme Catherine COLIN

Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Rapporteur

M. Lounes TADRIST

Professeur à l'Université Aix Marseille, Rapporteur

M. Jean-Luc HARION

Professeur à l'École des Mines de Douai, Examineur

M. Benjamin LEGRAND

Ingénieur au CNES, Invité

M. Fabrice MATHEY

Responsable Pôle Simulation Numérique ALAT, Invité

M. Jean-Paul THIBAUT

Chargé de recherche CNRS - LEGI , Directeur de thèse

M. Christophe CORRE

Professeur à l'École Centrale de Lyon, Directeur de thèse



Remerciements

Le tumulte de la fin de thèse étant maintenant passé, il est temps pour moi de faire le point sur ces trois dernières années. Il me semble qu'avant d'être un exercice académique, la thèse est avant tout un long voyage. Pendant la première année on s'engage dans l'inconnu, avec parfois certaines craintes, on tente divers chemins. Puis à force d'égarerment on finit par trouver la direction à prendre. La deuxième année est l'occasion d'affiner un peu le cap et de mettre les bouchées doubles pour abattre de la distance. Enfin la troisième année permet de prendre un peu de temps pour : tourner la tête et observer le chemin parcouru, envoyer quelques cartes postales aux éditeurs, et ajuster l'allure pour arriver à l'heure au rendez-vous de la soutenance. Comme dans tout voyage, on apprend énormément sur soi et de belles rencontres rythment le chemin. Je tiens donc à remercier quelques personnes rencontrées sur la route.

En premier lieu merci à Catherine Colin et Lounes Tadrst qui ont accepté de rapporter mon mémoire. Leurs remarques averties m'auront permis de prendre un peu plus de recul sur ce travail et permettront certainement de l'approfondir. Je remercie également Nicolas Mordant et Jean-Luc Harion pour avoir fait le déplacement (plus ou moins long) jusqu'à la salle K118 pour évaluer mon travail. Vient ensuite le tour de Benjamin Legrand et Fabrice Mathey, nos correspondants CNES et ALAT, pour avoir suivi cette thèse pendant trois ans.

Un immense merci à mes directeurs de thèse Jean-Paul Thibault et Christophe Corre avec qui j'ai passé d'excellents moments. Je vous remercie pour l'environnement de travail que vous avez su créer durant ces trois années et dans lequel j'ai pu pleinement m'exprimer et m'épanouir. J'ai adoré apprendre à vos côtés et je vous remercie pour votre confiance, votre implication et l'autonomie que vous m'avez accordée. Christophe, je te remercie particulièrement pour nos journées CFD lyonnaises ainsi que pour ton implication dans les relectures en tout genre qui auront notamment aidé à élever la qualité de ce mémoire. Jean-Paul, merci pour ta disponibilité, ton écoute et ta bonne humeur. Nos discussions dans ton bureau, parfois scientifiques et parfois un peu moins, me manqueront. Il y a trois ans, j'étais venu frapper à votre porte me disant qu'il serait enrichissant, tant scientifiquement qu'humainement, de travailler à vos côtés... je ne m'étais pas trompé !

Merci à David pour toutes nos discussions au sujet du TVS ainsi que pour ton travail sur la modélisation des composants du système. J'ai beaucoup apprécié de partager mon bureau avec toi et je souhaite plein de bonnes choses à toi et ta petite famille pour la suite.

Viennent ensuite tous les collègues du LEGI. Merci à Gaby, Cyrille, Olivier et Patrick pour le

soutien informatique. Merci à Pierre pour m'avoir initié aux joies de la pythonnerie. Je n'oublie pas les services instrumentation et mécanique du laboratoire et notamment Joseph pour ses conseils mécaniques avisés qui ont aidé au bon développement de la manip.

Je remercie également tous les doctorants pour la bonne ambiance et la convivialité aux pauses en tout genre. Je remercie spécialement : les mangeurs du midi (Thibaud, JC, Seb, Tim, Tobit, Marianna, ...) pour les débats endiablés et les grimpeurs de la halle chartreuse (Nick, Ivan, Fred, Quentin, Steph, ...) pour m'avoir permis de prendre un peu de hauteur, notamment durant la troisième année.

La vie du thésard ne se résumant pas au laboratoire je tiens également à remercier tous mes colocataires successifs (Lise, Simon, Paul, Teddy, Romain, Manue, Sami, Jérôme, Matthieu, Kasia, Martin, Marie et Romain) - et oui la maison est grande - pour avoir rendu ces trois dernières années si douces et chaleureuses. Je remercie les ardéchois volants (Paul, Romain, Sam, Simon et Ben) pour m'avoir permis de m'aérer l'esprit durant cet été de parapente ... rédaction pardon.

Merci à ma famille et particulièrement mes parents pour leur soutien ainsi que l'éducation et les valeurs qu'ils m'ont transmises. Je tiens à remercier tous mes proches qui sont venus assister à ma soutenance : Julie, Michel, Bernadette, Pascal, Anne-Marie, Arnaud, Zouf, Simon, Tim, Romain, Simon, Lise, Ben, Simon, Emmie, Mathieu, Kasia, Manue et Romain ... j'espère que je n'ai oublié personne. Votre présence a donné une saveur encore plus particulière à cette journée.

Enfin, la dernière et la plus importante, un gigantesque merci à Noémie qui m'a supporté pendant ces trois années - ce ne fut certainement pas toujours facile. Ton sourire, ta gentillesse et ta bonne humeur sont un bonheur quotidien sans lequel j'aurais du mal à envisager la suite.

Résumé

Les futures missions d'exploration spatiale nécessitent le stockage d'ergols cryogéniques sur de longues durées. Sous l'effet d'entrées thermiques résiduelles, l'ergol se vaporise et le réservoir s'auto-pressurise, pouvant entraîner la rupture du réservoir pour des missions suffisamment longues. Cette thèse s'intéresse à un système de contrôle, appelé Thermodynamic Venting System (TVS), reposant sur l'injection d'un jet sous-refroidi dans le réservoir. L'injection entraîne la condensation de la vapeur, la déstratification du bain liquide et donc une baisse de pression dans le réservoir. L'étude expérimentale a permis de mettre en place une technique originale d'isolation active générant une condition de paroi à flux de chaleur net nul. Une base de données expérimentales, d'auto-pressurisation et de contrôle TVS, a été constituée avec ce nouveau dispositif. Elle a notamment permis de valider un modèle thermodynamique homogène permettant de prédire l'évolution de température et de pression dans le réservoir. Ce modèle a été étendu de façon à décrire le comportement de tous les éléments constitutifs du système TVS. Un outil de dimensionnement du système complet a ainsi été mis en place. En le couplant à une plateforme d'optimisation, un système TVS optimal a pu être établi pour une mission de démonstration. Enfin une étude numérique a permis de mettre en évidence, pour notre cas d'étude, les faiblesses des modèles de changement de phase disponibles dans les solveurs CFD commerciaux. Une modélisation prédictive du changement de phase a été mise en place dans un code de calcul recherche puis validée sur un cas académique 1D.

Mots clés : Ergols cryogéniques, contrôle thermodynamique, changement de phase, fluide de substitution, isolation thermique active, modélisation numérique

Abstract

Future operations in space exploration require the ability to store cryogenics for long duration. Residual heat loads induce cryogenic propellant vaporization and tank self-pressurization (SP), eventually leading to storage failure for long enough mission duration. This thesis focuses on a control strategy, called Thermodynamic Venting System (TVS), based on a recirculating liquid subcooled injection. The injection results in an ullage condensation, a liquid bath destratification and thus a tank pressure reduction. Experimentally, an original active insulation technique has been set up, yielding a net zero heat flux wall boundary condition. A data base of self-pressurisation and TVS control experiments has been gathered with this new apparatus. It was used to validate an homogeneous thermodynamic model providing a fast prediction of tank temperature and pressure during control. This model has been extended to describe the TVS system behaviour including all its components. This full system design tool has been coupled with an optimisation platform and an optimal TVS design has been established for a demonstration mission. Furthermore, a numerical study has evidenced the weakness of commercial CFD software to simulate phase change, for TVS configuration. A predictive phase change formulation has been set up in a home-made software and validated on a 1D academic case.

Keywords : cryogenics, thermodynamic control, phase change, simulant fluid, active thermal insulation, numerical modelling

Plan

Résumé	5
Plan	7
Liste des figures	9
Liste des tableaux	15
Introduction	17
1 État de l'art et objectifs de l'étude	21
1.1 Techniques de contrôle de pression	22
1.2 Travaux expérimentaux	24
1.3 Modélisation du système de contrôle TVS	28
1.4 Objectifs de l'étude et structure du mémoire	36
I Modélisation thermodynamique et optimisation des performances d'un système TVS	39
2 Cas de référence : performances d'un système Direct Venting	41
2.1 Modélisation thermodynamique	42
2.2 Performances d'un système DV	43
3 Modélisation d'un système TVS	47
3.1 Schéma de régulation du système TVS	49
3.2 Modélisation des composants du système	51
3.3 Algorithme de résolution	56
3.4 Performance d'un système dimensionné arbitrairement	59
4 Optimisation de performances d'un système TVS	63
4.1 Mise en place de la boucle d'optimisation	63
4.2 Mission CPST	65
4.3 Préconisations de dimensionnement	68

4.4	Conclusion	75
II	Étude expérimentale en fluide de substitution	77
5	Perfectionnement du dispositif expérimental existant	79
5.1	Banc expérimental : version initiale	80
5.2	Banc expérimental : modifications	82
5.3	Technique d'isolation active	88
5.4	Technique de purification du fluide	92
5.5	Protocole expérimental	94
6	Analyse des résultats expérimentaux	97
6.1	Expérience d'auto-pressurisation	97
6.2	Expérience de contrôle TVS	104
6.3	Conclusion	111
III	Etude numérique de la physique du réservoir	115
7	Simulation numérique d'un cas de contrôle TVS	117
7.1	Description du cas de calcul	119
7.2	Modèle numérique mis en oeuvre	121
7.3	Calibration du modèle de changement de phase	126
7.4	Quelques aspects phénoménologiques du contrôle TVS	133
7.5	Conclusion	139
8	Vers une modélisation prédictive du changement de phase	141
8.1	Etat de l'art	142
8.2	Description du problème de Stefan 1D	148
8.3	Résolution numérique du problème de Stefan 1D	150
8.4	Validation de la démarche de modélisation	155
8.5	Conclusion	156
	Conclusions et perspectives	161
	Nomenclature	167
	Bibliographie	172

Liste des figures

1	Gauche : Représentation schématique d'un système de contrôle TVS pour un réservoir soumis à une entrée thermique \mathcal{P}_c . Droite : Description du système TVS dans le diagramme T-S.	18
1.1	Représentation schématique des différentes techniques de contrôle envisagées par la NASA et présentées par Lin [50].	23
1.2	Représentation schématique de différentes variantes de système TVS. Gauche : système TVS Spray bar [52]. Droite : Système TVS à injection sommitale de spray [13].	24
1.3	Représentation du dispositif expérimental utilisé par Hasan [32].	26
1.4	Schéma des dispositifs expérimentaux de Barsi [8] et de Demeure [13]. Gauche : Réservoir de Barsi avec injection par le fond. Droite : Schéma du dispositif de L. Demeure avec injection d'un jet ou d'un spray au sommet du ciel de vapeur. . . .	27
1.5	Résultats expérimentaux obtenus par Barsi [8] et Demeure [13]. Gauche : les courbes d'auto-pressurisation produites dans [8] dévient de la croissance linéaire attendue pour un réservoir . Droite : l'état final des expériences de contrôle réalisées dans [13] n'est pas cohérent avec la condition de paroi adiabatique souhaitée.	29
1.6	Confrontation du <i>Zonal Model</i> de Barsi [5] face aux résultats expérimentaux d'une auto-pressurisation suivie d'une injection TVS.	30
1.7	Comparaison modèle/expérience durant une succession de phases d'auto-pressurisation et de contrôle TVS [52].	31
1.8	Champs de température à gauche) et lignes de courant (à droite) obtenus avec le <i>lumped model</i> dans [66]. En haut : auto-pressurisation (sans contrôle). En bas : contrôle TVS.	33
1.9	Procédure de la validation de la démarche de calcul présentée par Fu [25] par comparaison avec le taux d'auto-pressurisation observé expérimentalement par Seo [76].	34
1.10	Figure extraite de [41] présentant la distribution verticale de température dans un réservoir chauffé subissant une phase d'auto-pressurisation. Comparaison entre expérience et simulations réalisées avec ou sans prise en compte de la turbulence.	35

2.1	Représentation schématique d'un réservoir de LH_2 soumis à une entrée thermique de $10 W$, régulé en pression grâce à une soupape d'évacuation avec une pression de déclenchement de $2 bar$	41
2.2	Évolution de la pression et de la masse de liquide dans le réservoir durant une régulation de pression DV.	42
2.3	Influence de la pression de déclenchement de la soupape p_{vent} sur le temps de vidange t_{DV} pour différentes fractions massiques de liquide θ du fluide éjecté.	44
2.4	Évolution de la masse de fluide éjectée m_{DV} pendant une régulation DV et du rapport de densité de l'hydrogène $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$ en fonction de la pression de déclenchement de la soupape.	44
2.5	Temps de vidange d'un système DV idéal ($\theta = 0\%$), fonctionnant à la pression de déclenchement $p_{vent} = 1 bar$, pour différents volumes de réservoir et différentes entrées thermiques.	45
3.1	Gauche : Représentation schématique d'un système de contrôle TVS pour un réservoir soumis à une entrée thermique \mathcal{P}_c . Droite : Description du système TVS dans le diagramme T-S.	48
3.2	Représentation schématique d'une séquence de régulation TVS. Gauche : Évolution de la pression du réservoir et de la masse de fluide contenue dans le réservoir durant une régulation TVS (<i>i.e.</i> succession de phases de refroidissement et d'auto-pressurisation) pour $\alpha_p = 0$. Droite : Représentation dans un plan (entropie, température) de l'évolution du cycle TVS (pour $\alpha_{OH} = 0$) durant une phase de refroidissement.	49
3.3	Description du système TVS dans le diagramme $T - S$. Le trait plein de la branche d'évacuation (violet) représente le cycle thermodynamique lorsque la surchauffe est interdite dans l'échangeur de chaleur ($\alpha_{OH} = 0$). La ligne pointillée, de 3 à 3' correspond à une possible surchauffe avant évacuation de la branche d'évacuation ($\alpha_{OH} = 1$).	50
3.4	Schéma d'un échangeur de chaleur à plaques et de ses dimensions caractéristiques.	52
3.5	Schéma représentant l'algorithme de résolution durant une phase de refroidissement.	58
3.6	Évolution des pressions calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.	60
3.7	Évolution des températures calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.	60
3.8	Évolution des débits calculés par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.	61
3.9	Évolution des masses calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.	62
4.1	Schéma représentant la boucle d'optimisation mise en place.	65
4.2	Résultats du processus d'optimisation pour le réservoir de la mission CPST. Représentation des designs réalisables et de Pareto ainsi que du design sélectionné.	66
4.3	Évolution de la pression dans le réservoir p_1 et en sortie du détendeur JT p_2 pour la régulation du système sélectionné (design "étoile" de la figure 4.2.	68
4.4	Front de Pareto des différents processus d'optimisation avec une entrée thermique de $10 W$ et différents volumes de réservoir.	69

4.5	Valeur des paramètres de design pour les designs du Front de Pareto des différents processus d'optimisation avec $\mathcal{P}_c = 10 W$ et différents volumes de réservoir (Bleu : $V_{tank} = 137 L$, Violet : $V_{tank} = 1 m^3$, Orange : $V_{tank} = 10 m^3$).	70
4.6	Évolution de la pression pour divers volume de réservoir avec le même système TVS (ayant les paramètres du design sélectionné sur la figure 4.2)	71
4.7	Fronts de Pareto des différents processus d'optimisation réalisés pour un volume de réservoir fixe $V_{tank} = 1 m^3$ et différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c incluant une vue rapprochée de la zone $n_{cycle} \in [0, 20]$	71
4.8	Valeur des paramètres de design pour les designs du Front de Pareto de différents processus d'optimisation avec un volume de réservoir fixe $V_{tank} = 1 m^3$ et différentes entrées thermiques (Violet : $\mathcal{P}_c = 10 W$, Vert : $\mathcal{P}_c = 20 W$, Bleu : $\mathcal{P}_c = 35 W$, Orange : $\mathcal{P}_c = 100 W$).	73
4.9	Évolution du rapport des puissances thermiques $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ pour 4 valeurs distinctes d'entrée thermique. Le temps d'évolution est limité aux 20 premiers % d'une régulation de pression pour chaque design optimal sélectionné ($t^* > 0,96$, n_{cycle} minimal) afin de faciliter la comparaison des différentes courbes.	74
4.10	Évolution de la pression dans le réservoir $V_{tank} = 1 m^3$ pour chaque design optimal ($t^* > 0,96$, n_{cycle} minimal) associé à chacune des 4 valeurs d'entrée thermique.	74
5.1	Schéma de principe du banc expérimental en version originale ainsi que son instrumentation.	80
5.2	Vue en coupe de l'échangeur de chaleur (<i>bloc aluminium</i>) de la boucle d'injection. L'ensemble formé par les deux circuits fluides (fluide d'expérimentation et eau de refroidissement) et les puits accueillant les cannes chauffantes est relié thermiquement par un bloc aluminium après fabrication.	81
5.3	Photo de l'intérieur du réservoir. On observe la résistance chauffante, le capteur de température T_{res} qui y est fixé ainsi que la canne de température mesurant la stratification verticale de température au sein du fluide (liquide et vapeur).	83
5.4	Photo de la canne de température, composée de 9 sondes <i>PT100 1/10^{ème}</i> de classe B, permettant de mesurer la stratification verticale de température dans le réservoir.	84
5.5	Schéma de principe du banc expérimental modifié ainsi que son instrumentation.	85
5.6	Photo du bain conçu pour la calibration simultanée des sondes de température.	86
5.7	Vue CAD de l'expérience après modification	88
5.8	Détermination expérimentale du facteur de compensation thermique ϵ utilisé pour la consigne de régulation de la boucle d'isolation active.	89
5.9	Performance de la technique d'isolation active pour un plateau de température typique de $40^\circ C$ lorsque le facteur de compensation thermique ϵ est pris en compte.	90
5.10	Performance de la technique d'isolation pour un plateau de température typique de $40^\circ C$ lorsque le facteur de compensation thermique ϵ n'est pas pris en compte.	91
5.11	Performances dynamiques de la technique d'isolation pour une expérience type composée d'une auto-pressurisation suivie d'une phase de contrôle TVS.	92
5.12	Schéma représentatif de l'ensemble du dispositif expérimental	93
5.13	Décroissance exponentielle de température durant une expérience type de contrôle TVS - $\mathcal{P}_c = 52 W$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	95

6.1	Expériences d'auto-pressurisation comparées aux résultats d'un modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. Les expériences sont réalisées pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et pour un remplissage liquide constant $\mathcal{F} = 66\%$	98
6.2	Expériences d'auto-pressurisation comparées aux résultats d'un modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. Les expériences sont réalisées pour différents remplissages liquide \mathcal{F} et pour une entrée thermique constante $\mathcal{P}_c = 52 W$	99
6.3	Distribution de température verticale dans le réservoir, pour deux entrées thermiques différentes $\mathcal{P}_c = 26 W$ et $\mathcal{P}_c = 52 W$, correspondant à une même température moyenne $T_{ave} = 57,5^\circ C$. Les évolutions de pression de ces deux expériences sont présentées sur la figure 6.1.	100
6.4	Analyse de la stratification thermique du ciel gazeux durant les phases d'auto-pressurisation et plus particulièrement pour la distribution présentée sur la figure 6.3 pour une entrée thermique de $52 W$: champs de température, distribution de fraction molaire de vapeur de $NOVEC_{1230}$ et d'azote et distribution de densité dans le ciel gazeux.	101
6.5	Évolution de température dans le réservoir pendant deux expériences d'auto-pressurisation. Bleu : l'entrée thermique est imposée par la résistance chauffante à $42,5 W$ - Vert : une entrée thermique équivalente est imposée par la paroi en imposant un déséquilibre thermique $\Delta T_c = 0,66^\circ C$ - Noir : évolution de température prédite par le modèle thermodynamique homogène pour une entrée thermique de $42,5 W$	103
6.6	Influence du mode de chauffe du réservoir sur la stratification thermique dans le réservoir. Bleu : l'entrée thermique est imposée par la résistance chauffante à $42,5 W$ - Vert : une entrée thermique équivalente est imposée par la paroi en prescrivant un déséquilibre thermique $\Delta T_c = 0,66^\circ C$	103
6.7	Analyse de la stratification thermique du ciel gazeux en fonction du mode de chauffe pour les deux profils de température présentés sur la figure 6.6. Gauche : fraction molaire de vapeur de $NOVEC_{1230}$ et d'azote en fonction de la hauteur dans le ciel gazeux. Droite : densité de chaque composant du ciel gazeux et densité du mélange en fonction de la hauteur dans le ciel gazeux.	104
6.8	Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différents débits d'injection \dot{m}_{inj} et $\mathcal{P}_c = 0 W$ - $\mathcal{F} = 66\%$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	105
6.9	Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et $\mathcal{F} = 66\%$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	106
6.10	Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différents remplissage liquide \mathcal{F} et $\mathcal{P}_c = 52 W$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	106
6.11	Comparaison de l'évolution de température prédite par le modèle thermodynamique homogène avec celle obtenue expérimentalement pour $\mathcal{F} = 66\%$ - $\mathcal{P}_c = 26 W$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	108
6.12	Stratification thermique dans le réservoir pendant la phase d'injection TVS pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et $\mathcal{F} = 66\%$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$	108
6.13	Évolution des fractions molaires moyennes $\overline{x_{N_2}}$ et $\overline{x_{satNOVEC_{1230}}}$ dans le ciel gazeux durant une expérience de contrôle TVS tel que : $T_{inj} = 40^\circ C$, $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $\mathcal{F} = 66\%$ et $\mathcal{P}_c = 26 W$	110

6.14	Effet de l'injection sur la stratification en fraction molaire d'azote et en densité du ciel gazeux pour une expérience de contrôle TVS telle que : $T_{inj} = 40^{\circ}C$, $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $\mathcal{F} = 66\%$ et $\mathcal{P}_c = 26 W$	112
7.1	Schéma représentant le cas de calcul et les conditions aux limites	120
7.2	Vue du maillage du réservoir de <i>NOVEC</i> ₁₂₃₀ avec symétrie appliquée par rapport à l'axe vertical.	125
7.3	Diminution de température dans le réservoir pendant les 1000 premières secondes d'une expérience de contrôle TVS. Comparaison des résultats de simulation numérique ($\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$) avec les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 6.	126
7.4	Diminution de température dans le réservoir pendant les 1000 premières secondes d'une expérience de contrôle TVS. Comparaison des résultats de simulation numérique ($\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$) avec les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 6.	128
7.5	Influence de la fréquence de condensation β_{cond} sur la chute de pression dans le ciel de vapeur durant l'injection TVS.	129
7.6	Distribution verticale de température initiale dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond}	130
7.7	Distribution verticale de température dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond} , après 50 s d'injection sous-refroidie.	131
7.8	Distribution verticale de température dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond} , après 650 s d'injection sous-refroidie.	132
7.9	Représentation, après 650 s d'injection, du champ de terme source de transfert de masse $\dot{Q}_m [kg.m^{-3}.s^{-1}]$ calculé par le modèle de Lee pour trois valeurs distinctes de la fréquence de condensation β_{cond}	134
7.10	Visualisation de l'impact du jet sur la surface libre dans les premiers instants de l'injection du jet sous-refroidi tel que $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $T_{inj} = 40^{\circ}C$. Champ de fraction volumique de vapeur à différents instants successifs compris entre 0,01 s et 0,5 s.	136
7.11	Isovaleurs des champs de température et de pression après 50 et 350 s d'injection sous-refroidie pour la configuration TVS : $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $T_{inj} = 40^{\circ}C$, $\mathcal{P}_c = 0 W$	137
7.12	Isovaleurs des champs de température et de pression après 600 et 900 s d'injection sous-refroidie pour la configuration TVS : $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $T_{inj} = 40^{\circ}C$, $\mathcal{P}_c = 0 W$	138
8.1	Vue schématique de la distribution de température au voisinage de l'interface à saturation séparant un liquide et sa phase vapeur.	146
8.2	Représentation schématique du cas de calcul de Stefan avec la position initiale de l'interface x_{int}^0	148
8.3	Représentation de la convention d'indexage des points du maillage.	150
8.4	Représentation schématique du calcul du gradient de température vapeur à l'interface.	151
8.5	Notations utilisées pour le calcul des gradients de température $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^-$ et $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^+$, dans les cellules de type interface.	154
8.6	Déplacement de l'interface au cours du temps avec et sans raidissement de l'interface comparé à la solution théorique.	156

8.7	Distribution de ϕ dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface comparé à la distribution théorique.	157
8.8	Distribution du taux de transfert de masse \dot{M} dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.	158
8.9	Distribution de vitesse dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.	158
8.10	Distribution de température dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.	159

Liste des tableaux

3.1	Paramètres du modèle numérique	56
3.2	Paramètres de design du système TVS dimensionné arbitrairement.	61
4.1	Espace de design du processus d'optimisation.	65
5.1	Tableau récapitulatif de la position verticale, par rapport au fond du réservoir, des sondes de température présente dans le réservoir expérimental.	84
5.2	Tableau récapitulatif de l'instrumentation du banc expérimental.	87
6.1	Comparaison du temps d'auto-pressurisation expérimental avec celui prédit par un modèle thermodynamique prenant en compte une condition de paroi adiabatique.	98
6.2	Comparaison des temps caractéristiques de refroidissement et des plateaux de température finaux expérimentaux avec les temps et plateaux prédits par le modèle thermodynamique homogène, pour différentes expériences de contrôle TVS.	105
6.3	Échauffement de la résistance chauffante pour deux expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS associées à deux entrées thermiques.	109
7.1	Dimension du domaine de calcul.	120
8.1	Propriétés physiques de l'eau à la pression atmosphérique.	149
8.2	Propriétés physiques du cas de Stefan résolu.	150

Introduction

L'intérêt de l'homme pour le voyage spatial apparaît dans des récits aussi anciens que *Histoire vraie* de Lucien, ouvrage écrit au II^{ème} siècle et dans lequel l'auteur imagine un navire emporté par une tempête jusqu'à la Lune. La transition de récits fictionnels aux premiers essais de fusées par quelques pionniers se déroula sur plus de 17 siècles puisqu'il fallut attendre le début du XIX^{ème} siècle pour assister à la réalisation de premiers prototypes, notamment ceux de Robert Goddard aux Etats-Unis (en l'honneur duquel est baptisé le NASA Goddard Space Flight Center), Hermann Oberth en Allemagne ou encore Robert Esnault-Pelterie en France. Un formidable coup d'accélérateur sera donné au développement de l'aéronautique par la Guerre Froide : la course à la conquête spatiale lancée entre les États-Unis et la Russie devient alors un enjeu stratégique. En 1957 le premier satellite artificiel, Spoutnik-1, mis au point par les scientifiques russes orbite autour de la Terre. Le tour des américains viendra quelques mois plus tard. Dès lors, les agences spatiales étatiques (NASA, Roscosmos, CNES, ESA ...) n'ont cessé de faire évoluer les technologies spatiales dans le but d'explorer l'espace de façon toujours plus lointaine en emportant des charges utiles toujours plus importantes. Aujourd'hui, avec l'entrée en lice de promoteurs privés tels que Space-X la tendance est à la rationalisation et à la minimisation des coûts afin d'envoyer en orbite des satellites commerciaux variés (en taille, en nombre et en orbite de destination) à des prix toujours plus compétitifs. Néanmoins dans le cadre d'études prospectives, le développement de nouvelles technologies reste le cœur de métier des agences étatiques dont fait partie le Centre National d'Etudes Spatiales. Ainsi, pour pouvoir assurer de futures missions d'exploration spatiale (Lune, Mars, objets géocroiseurs ou NEO pour Near-Earth Objects...), de nouveaux types de scénarii sont envisagés pour ce qui concerne en particulier la question critique de la gestion des ergols pendant ces missions. L'un des scénarii envisagés [54] inclut le remplissage en orbite de transfert des réservoirs d'ergols cryogéniques du lanceur grâce à des réservoirs "mères" préalablement mis en orbite. Ce scénario soulève deux problèmes non-résolus à ce jour : comment transférer des fluides cryogéniques en microgravité d'un réservoir à un autre et comment stocker ces fluides durablement. La présente thèse s'intéresse à la problématique du stockage des fluides cryogéniques.

Considérons, dans le but d'illustrer cette problématique, un réservoir partiellement rempli d'hydrogène liquide (LH_2) et supposons-le par exemple placé en orbite. Ce réservoir est soumis à des entrées thermiques résiduelles. Un écrantage performant des réservoirs [60] permet de minimiser les entrées thermiques induites par le rayonnement solaire. Ainsi ces entrées sont principalement dues à la conduction thermique dans les structures du lanceur. La température moyenne

du lanceur est de l'ordre de 300 K tandis que l'hydrogène liquide est lui stocké dans les réservoirs pour des conditions de température T et de pression p dans la gamme $T \in [14 - 25]\text{ K}$ - $p \in [0, 1 - 3, 5]\text{ bar}$. Malgré une isolation thermique soignée, les nécessaires liaisons mécaniques réservoir/lanceur s'accompagnent donc d'entrées thermiques indésirables auxquelles s'ajoute un flux solaire résiduel. Ceci induit une vaporisation de l'ergol liquide et donc une auto-pressurisation du réservoir. Les temps de mission ou de stockage envisagés étant très longs (de l'ordre du mois), l'auto-pressurisation pourrait atteindre un niveau de pression critique qui conduirait à l'endommagement du réservoir (rupture) et engendrerait alors l'échec de la mission. Il est donc indispensable de développer des dispositifs de contrôle de l'auto-pressurisation pour les réservoirs de stockage d'ergol cryogénique.

Dans cette thèse nous nous intéressons à une technique de contrôle de la pression nommée Thermodynamic Vent System (TVS) ou Système de Contrôle Thermodynamique à Echappement. La technologie TVS a été développée à la NASA au tout début des années 1990 dans le cadre d'un contrat passé entre NASA Marshall Space Flight Center et Rockwell Aerospace [45] et a donné lieu à une première présentation scientifique en 1993 [20]. Il existe en réalité différentes variantes de dispositifs TVS, qui se différencient notamment par le procédé d'injection liquide retenu. Pour notre part, nous nous concentrerons exclusivement sur le dispositif schématisé sur la Figure 1, dont nous allons maintenant décrire le principe de fonctionnement pour assurer la régulation en pression souhaitée.

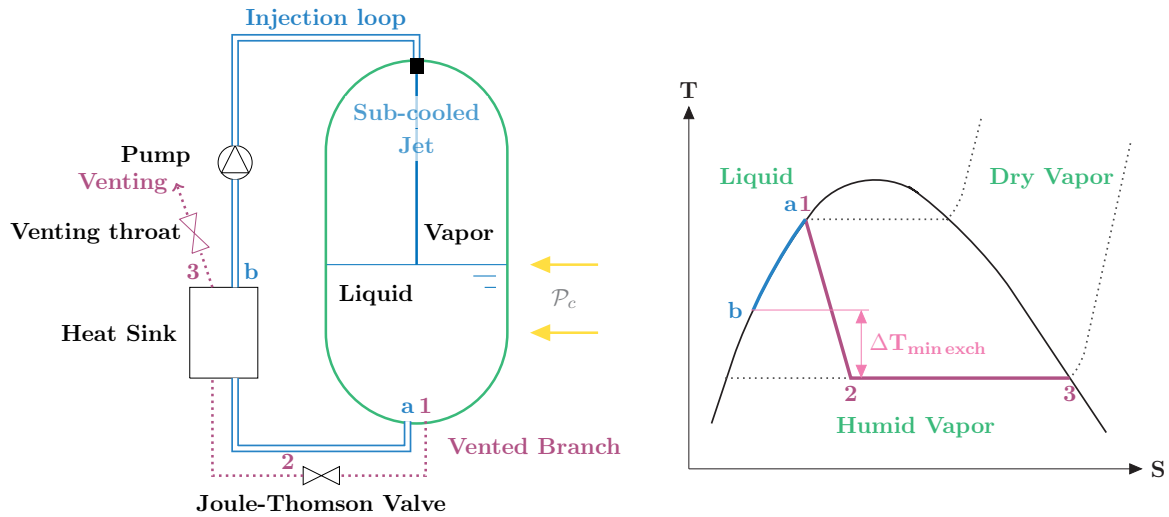


FIGURE 1: Gauche : Représentation schématique d'un système de contrôle TVS pour un réservoir soumis à une entrée thermique \mathcal{P}_c . Droite : Description du système TVS dans le diagramme T-S.

La procédure de régulation TVS consiste à :

- prélever une fraction de liquide dans le réservoir,
- la refroidir dans un échangeur de chaleur
- et la réinjecter dans le réservoir.

L'injection de liquide sous-refroidi induit la condensation de la vapeur et la dé-stratification du bain liquide. Ces deux phénomènes permettent d'abaisser la pression dans le réservoir.

Il n'existe malheureusement pas de source froide naturellement disponible dans l'espace (pour les niveaux de température cibles $\approx 15 - 25 K$). Un petit ensemble cryogénique, dénomé branche d'évacuation et illustré sur le diagramme entropique de la Figure 1, constitue cette source froide. Pour ce faire, une petite fraction de liquide est prélevée à l'état 1 dans le réservoir. Cette fraction liquide est détendue au travers d'un détendeur de Joule-Thomson, ayant pour effet de diminuer la température et la pression du fluide. Une fois cette fraction liquide utilisée comme source froide de l'échangeur, elle doit être éjectée dans l'espace et se trouve ainsi perdue pour la mission.

Le dimensionnement d'un système TVS de contrôle de pression constitue aujourd'hui un enjeu de recherche important pour le stockage de longue durée d'ergols cryogéniques. Dans cette brève introduction, nous nous sommes limités à brosser une description rapide d'un tel système. Nous présentons au lecteur dans le chapitre qui suit un état de l'art des travaux à la fois expérimentaux et numériques consacrés depuis 25 ans à l'analyse du système TVS. Nous dégagerons alors, de cet état de l'art, les objectifs fixés à ce travail de thèse, pour contribuer à l'amélioration des connaissances de ce dispositif de contrôle de pression dans les réservoirs d'ergols cryogéniques. Nous détaillerons ensuite la structure retenue dans ce mémoire pour présenter les travaux que nous avons réalisés.

Chapitre 1

État de l'art et objectifs de l'étude

Sommaire

1.1	Techniques de contrôle de pression	22
1.2	Travaux expérimentaux	24
1.2.1	Premiers essais en fusée sonde	24
1.2.2	Etudes au sol	26
1.3	Modélisation du système de contrôle TVS	28
1.3.1	Modélisation globale à partir d'un bilan thermodynamique	29
1.3.2	Modélisation CFD avec résolution spatiale des champs U , p , T et ϕ	31
1.4	Objectifs de l'étude et structure du mémoire	36

Nous présentons dans ce chapitre le contexte scientifique de notre étude, en commençant par identifier rapidement les différentes techniques de contrôle de pression envisageables dans le cadre des futures missions spatiales de longue durée. Nous mettrons ainsi en exergue les avantages de la technique de contrôle thermodynamique à échappement TVS pour Thermodynamic Vent System.

Nous aborderons alors les différentes études expérimentales de la littérature. Nous présenterons dans un premier temps quelques études réalisées en microgravité, grâce à des fusées sondes, pour étudier le comportement des fluides cryogéniques dans ces conditions particulières. Nous évoquerons également les différentes études réalisées au sol par la suite afin d'identifier les paramètres-clés d'une part de contrôle de l'auto-pressurisation des réservoirs et d'autre part d'une régulation TVS.

Dans une troisième partie, nous présenterons les différentes techniques de modélisation du contrôle TVS. Les premiers modèles mis en place s'appuient sur des équations-bilans de la thermodynamique et seront donc rangés dans la catégorie des modèles thermodynamiques. Ce type de modèle présente l'intérêt de prédire l'évolution globale de température et de pression dans le réservoir pour un coût de calcul très faible. Le degré de précision étant cependant limité par la nature globale de ces modèles, des techniques de modélisation plus sophistiquées ont été développées en faisant appel à la résolution discrète des lois de conservation régissant le comportement du fluide dans le réservoir. Ces modèles qualifiés parfois de modèles CFD pour Computational Fluid Dynamics donnent donc accès à la distribution spatiale des champs de vitesse, de pression, de température et de taux de présence liquide ou vapeur dans le réservoir. Les modèles CFD, nettement plus précis que les modèles thermodynamiques, ont également un coût de calcul bien

plus élevé compte tenu de la discrétisation spatiale nécessaire à la capture / représentation spatiale des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'auto-pressurisation et/ou d'une phase de contrôle. Nous constaterons que la modélisation du changement de phase liquide/vapeur dans cette formulation CFD reste un problème *ouvert* de la mécanique des fluides et qu'il n'existe pas encore de modélisation *standard* et *universelle*. Cependant, une fois ce verrou de modélisation surmonté, ce type de formulation CFD devrait permettre d'évaluer avec précision et pour un coût raisonnable les performances d'une régulation de pression TVS en conditions réelles, *i.e.* en microgravité et pour fluide cryogénique.

Enfin nous dégagerons de cet état de l'art les objectifs assignés à notre étude afin de répondre à des problématiques encore ouvertes concernant l'analyse et le dimensionnement d'un dispositif TVS. Nous concluons ce chapitre en détaillant la structure adoptée dans ce mémoire pour présenter les travaux réalisés et les résultats obtenus.

1.1 Techniques de contrôle de pression

La première technique de contrôle venant à l'esprit quand il s'agit de limiter la montée en pression d'un réservoir chauffé est l'utilisation d'une soupape d'éjection sur le réservoir - cf. le mécanisme d'échappement d'une cocotte-minute. Cette technique est communément appelée Direct Venting (DV) [66] ou Echappement Direct. Nous utiliserons systématiquement par la suite la dénomination anglo-saxonne DV. Sur terre, les forces de gravitation assurent que le liquide, plus dense, se situe au fond du réservoir alors que la vapeur se retrouve naturellement au sommet de celui-ci. Une soupape placée en haut du réservoir, garantit l'éjection de la seule vapeur pour maintenir la pression dans le réservoir à la pression de déclenchement de la soupape. En microgravité, les forces gravitaires s'amenuisent et la position de l'interface liquide/vapeur dans le réservoir est *a priori* indéterminée. Le risque d'éjecter du liquide par la soupape, toujours placée en haut du réservoir, devient ainsi très important. En cas d'éjection de liquide, le temps caractéristique de vidange du réservoir diminue dramatiquement ce qui rend cette technologie DV inintéressante. Nous reviendrons cependant sur cette méthode de contrôle dans le chapitre 2 en l'utilisant comme référence théorique de performance pour une régulation de type TVS.

En 1991, Lin [49] [50] présente une synthèse des différentes méthodes de contrôle alors envisagées par la NASA, illustrées sur la figure 1.1. On constate que la première solution envisagée, dite Mixing, consiste simplement à mélanger grâce à une pompe le liquide dans le réservoir (voir b) sur la figure 1.1). Le mélange permet de contrecarrer la stratification thermique s'installant naturellement et ralentit ainsi l'auto-pressurisation du réservoir. Cependant, un réservoir cryogénique est un système thermodynamique fermé. Afin de limiter la montée en pression dans un tel système fermé, il est indispensable de soutirer ou prélever de l'énergie au système. La technique de Mixing n'assurant pas cette fonction, il est impossible de durablement contrôler la pression dans un réservoir cryogénique avec ce système.

Afin de prélever de l'énergie au réservoir, les deux autres systèmes de contrôle (voir c) et d) sur la figure 1.1) prélèvent une fraction de liquide dans le réservoir et, après une série de transformation, l'éjecte dans l'espace. Pour valoriser au maximum l'énergie de cette fraction de liquide consommée, celle-ci est détendue dans un détendeur de Joule-Thomson (JT) afin d'abaisser sa pression et sa température, créant ainsi une potentielle source froide. Le pouvoir refroidissant de ce fluide est ensuite utilisé pour refroidir le réservoir de différentes manières.

Dans un système TVS passif (voir c) sur la figure 1.1), le fluide prélevé et détendu dans

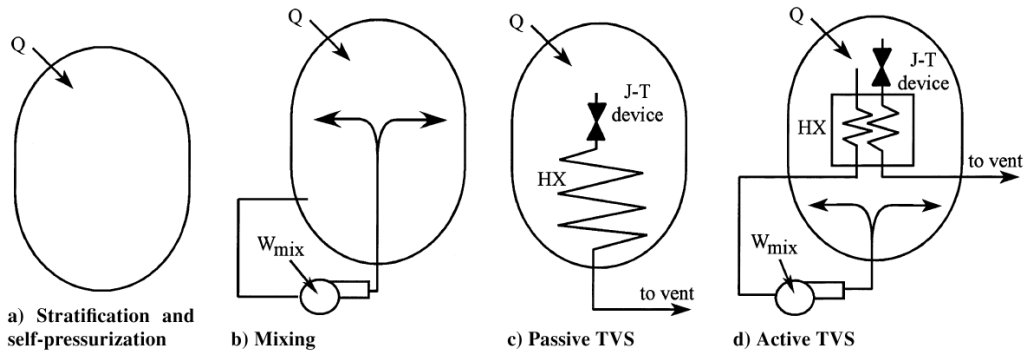


Fig. 1 Schematic representation of self-pressurization and pressure control technologies (mixer shown outside of tank for clarity).

FIGURE 1.1: Représentation schématique des différentes techniques de contrôle envisagées par la NASA et présentées par Lin [50].

le détendeur JT échange directement avec le liquide contenu dans le réservoir au travers d'un échangeur de chaleur passif. L'échange se fait donc par conduction ou convection naturelle dans le réservoir. Ces modes de transfert étant connus pour être relativement lents, le TVS passif induit des temps de latence important et ne permet pas un contrôle très réactif.

Pour remédier à cette faiblesse, le TVS actif est envisagé (voir d) sur la figure 1.1). Dans ce cas, le pouvoir refroidissant de la source froide créée par le détendeur JT est transféré à un circuit d'injection. Une fois refroidi, le fluide d'injection est réinjecté dans le réservoir. Cette injection sous-refroidie tend à condenser la vapeur et à déstratifier le bain liquide par mélange. La dynamique des échanges de chaleur et de masse est donc beaucoup plus rapide et permet une régulation plus réactive que le TVS passif. De plus, le fluide éjecté subit une vaporisation totale dans l'échangeur de chaleur et est éjecté à l'état de vapeur sèche. Ceci permet de maximiser l'enthalpie du fluide éjecté et donc de minimiser la masse de fluide éjecté.

Différentes variantes de système TVS actif sont étudiées dans la littérature (voir la figure 1.2), l'originalité de chaque dispositif résidant principalement dans la méthode d'injection du liquide sous-refroidi. En 2003 la NASA présente un rapport sur le TVS dit spray-bar [34]. Dans ce dispositif, le liquide sous refroidi est injecté à la fois dans la vapeur et le liquide via une canne d'injection longitudinale multi-orifices. Cette injection permet une déstratification efficace du réservoir quelle que soit la position des deux phases en microgravité.

Une seconde alternative d'injection consiste à injecter le jet sous-refroidi par le fond du réservoir. Cette alternative est étudiée expérimentalement durant des essais au sol [5] [8] et numériquement en microgravité [29]. Cette technique permet également une déstratification efficace du bain liquide.

Enfin une dernière alternative étudiée expérimentalement au sol [13] [82] consiste à injecter le jet sous refroidi au sommet du réservoir sous la forme d'un jet ou d'un spray. Au sol, l'atomisation permet de maximiser la surface d'échange entre le liquide sous-refroidi et le ciel de vapeur et donc les échanges jet/vapeur. L'intérêt de cette méthode en microgravité reste à démontrer.

Tous ces travaux montrent qu'une régulation de type TVS active est la plus prometteuse pour les futures missions d'exploration spatiale. Par la suite, nous désignerons par contrôle TVS la seule variante "active" de cette technologie.

Dans le but de dimensionner un tel dispositif, il est primordial de bien cerner dans un premier

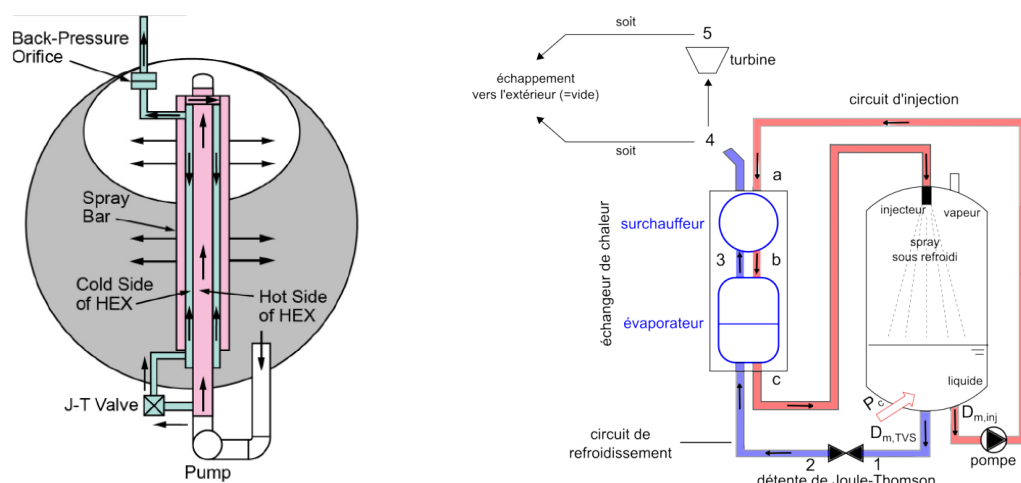


FIGURE 1.2: Représentation schématique de différentes variantes de système TVS. Gauche : système TVS Spray bar [52]. Droite : Système TVS à injection sommitale de spray [13].

temps les paramètres de contrôle du système afin d'être capable de le modéliser dans un second temps pour réaliser *in fine* des études efficaces de dimensionnement. Nous présentons donc dans la section qui suit une revue des études expérimentales de la littérature consacrées à l'analyse des paramètres-clés d'un système TVS. Dans un second temps, nous présenterons une synthèse des différentes techniques de modélisation du système TVS qui ont été développées et appliquées à l'étude des performances de ce système.

1.2 Travaux expérimentaux

1.2.1 Premiers essais en fusée sonde

La NASA s'est intéressée très tôt au comportement des fluides cryogéniques en microgravité ainsi qu'à leur contrôle. Le programme Aerobee a ainsi vu le jour dans les années 1960 avec pour objectif d'étudier l'influence de la microgravité sur un réservoir d'hydrogène liquide à l'aide de fusées sondes. Ces dernières offrent environ 4 minutes 30 secondes de microgravité dans un réservoir sphérique de 23 cm de diamètre chauffé radialement. A l'issue des premiers essais réalisés, Knoll *et al.* [43] observent un taux d'auto-pressurisation plus important que celui prévu *a priori* par une analyse thermodynamique. Ils expliquent cette observation par la présence de stratification thermique dans le liquide. En effet, la présence de stratification dans le réservoir augmente, par rapport à un cas non-stratifié, le gradient de température vertical dans celui-ci. Ainsi, d'après la loi de Fourier, les flux thermiques sont augmentés et peuvent influencer la dynamique d'auto-pressurisation. Il apparaît par ailleurs dans l'expérience des effets indésirables induits par la rotation de la fusée sur elle-même pendant son vol. Pour contrer ces effets rotatifs, l'expérience est fixée à une table anti-rotation. Un mauvais alignement de celle-ci entraîne malheureusement une accélération résiduelle oscillante sur le réservoir ($\pm 0,02 g$) qui affecte la fiabilité des mesures.

Dans un second lancement, Nunamaker *et al.* [62] observent, dans la première partie du test, une hausse de pression qu'ils justifient par l'existence de ballonnement. Le liquide qui ballote subit, au contact des parois chaudes, une évaporation brusque qui entraîne une augmentation de

pression. Cependant, après un temps de stabilisation, la pression dans le réservoir reste égale à la pression de saturation.

Durant ces deux lancements, la formation de poches gazeuses est observée. Initialement confinées sur la partie sommitale du réservoir, ces poches gazeuses se propagent sur les parois du réservoir. Afin de quantifier l'influence du flux thermique pariétal sur la formation de ces poches gazeuses, Regetz *et al.* [71] réalisent un autre lancement avec un réservoir soumis à un flux radial non uniforme, tel qu'un côté du réservoir est soumis à un flux soixante fois plus important que l'autre. Les expériences réalisées dans ces conditions indiquent que les poches gazeuses apparaissent, indépendamment du flux pariétal, des deux côtés du réservoir. Cependant la propagation des poches gazeuses est plus rapide sur la paroi chaude que sur l'autre.

Abdalla *et al.* [2] présentent des résultats d'auto-pressurisation en réservoir obtenus lors d'un vol Atlas permettant d'obtenir 21 minutes de microgravité. Malheureusement le système de stabilisation de la capsule expérimentale s'est avéré défectueux de sorte que le réservoir subit une accélération résiduelle cyclique d'environ $0,001 g$. En conséquence, les résultats d'auto-pressurisation observés en vol restent sensiblement les mêmes que ceux obtenus au sol. Abdalla *et al.* observent également des fluctuations de température en phase avec les oscillations d'accélération résiduelle.

En 1966, les premières expériences de contrôle voient le jour avec un réservoir d'azote liquide d'environ $75 L$ embarqué sur le vol Apollo-Saturn 203 du 5 juillet 1966. Allgeier [3] présente les résultats du contrôle de pression menés sur ce réservoir à l'aide d'une technique de type Direct Venting. Afin de s'assurer qu'uniquement la vapeur est évacuée par la soupape, le fluide prélevé est vaporisé à travers un échangeur de chaleur brasé à l'extérieur du réservoir. La première phase de l'expérience mesure l'auto-pressurisation du réservoir. Puis le dispositif de contrôle est mis en route et la pression reste constante dans le réservoir pendant environ $5 h$.

Les missions de la NASA ont perduré pendant une vingtaine d'année avec les vols Saturn [9] et Titan/Centaur [44]. Cependant la difficulté de maîtriser les conditions expérimentales rend difficile l'exploitation des données obtenues. De plus, les contraintes en masse sur les capsules expérimentales limitent grandement l'instrumentation embarquée. Pour ces raisons, les données obtenues pendant ces campagnes d'essais orbitales sont rares et ne sont finalement que peu exploitables pour la mise au point ou la validation de modèles d'auto-pressurisation ou de contrôle.

L'intérêt pour les fusées sondes et les missions de démonstration en conditions réelles a repris très récemment. En 2012, la NASA a ainsi initié le programme Cryogenic Propellant Storage & Transfer (CPST) [59] [58]. Il s'agit d'une mission de démonstration qui a pour objectif de prouver, sur un vol en orbite terrestre basse, que les fluides cryogéniques peuvent être transférés d'un réservoir de grande taille (à la charge de la NASA) vers un autre de plus petite taille (à la charge du CNES) et stockés de manière à maximiser leur disponibilité pour la mission. Dans ce cadre, le CNES a également envisagé la démonstration de la viabilité d'un système TVS, au niveau du réservoir de petite taille donc. Le lancement initialement prévu en 2017 a finalement été reporté à une date ultérieure pour des raisons budgétaires.

En 2015, le CNES et Air Liquide Advanced Technology ont réalisé la mission dite CryoFénix, soit un vol de fusée sonde hautement instrumentée permettant d'étudier durant 6 minutes le comportement de l'hydrogène liquide en microgravité [53] [47]. Cette mission va permettre de disposer d'une base de données extrêmement précieuse pour la validation de modèles numériques [12].

1.2.2 Etudes au sol

Afin de mieux maîtriser les conditions expérimentales, les études de la NASA sont majoritairement réalisées au sol. On peut notamment évoquer les travaux de Hasan [32] qui a étudié l'auto-pressurisation d'un réservoir d'hydrogène de $4,89\text{ m}^3$, de forme ellipsoïdale, représenté sur la figure 1.3. Pour cette expérience, et comme c'est souvent le cas pour les expériences cryogé-

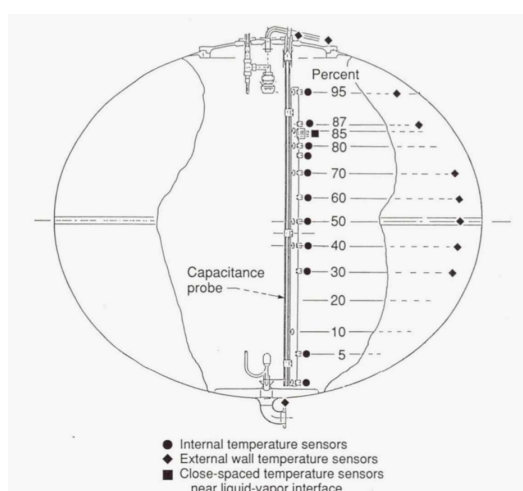


FIGURE 1.3: Représentation du dispositif expérimental utilisé par Hasan [32].

niques, le flux thermique entrant n'est pas un paramètre ajustable mais est une conséquence de l'isolation imparfaite du réservoir. Le flux entrant est calculé grâce au taux d'auto-pressurisation observé (pour plus de détails sur le calcul on pourra se reporter à [78]). Hasan montre que le taux d'auto-pressurisation augmente avec le flux thermique entrant et que ce taux est sous-évalué par des modèles thermodynamiques. Cependant la mesure du flux thermique étant entachée d'erreur et n'étant pas réalisée de façon systématique pour chaque expérience, ces tendances restent à confirmer.

La NASA n'a bien sûr pas seulement étudié l'auto-pressurisation des réservoirs mais a également testé différents systèmes de contrôle. Bullard [11] montre notamment qu'un jet axial entrant par le fond du réservoir est plus efficace pour réduire la pression qu'un jet entrant radialement. Dans son étude, le jet injecté n'est pas sous-refroidi. Ainsi la réduction de pression induite par l'injection n'est que temporaire. Lin *et al.* [48] réalisent des expériences d'injection sous-refroidie dans une réservoir d'hydrogène. Ils observent que la chute de pression est d'autant plus rapide que le débit injecté est grand. De plus, pour les plus faibles débit d'injection testés, ils observent que la pression continue d'augmenter indiquant l'insuffisance du contrôle pour ces paramètres de fonctionnement.

Des études préliminaires sont également menées sur le banc expérimental dit Multipurpose Hydrogen Test Bed (MHTB) [33]. Des résultats qualitatifs sont obtenus et montrent que plus l'entrée thermique à laquelle est soumis le réservoir est importante plus la montée en pression est rapide. Ces études indiquent aussi que la dynamique du refroidissement induite par l'injection TVS est d'autant plus lente que le réservoir est rempli. Cependant peu de résultats quantitatifs, sur la stratification thermique du réservoir ou la dynamique d'auto-pressurisation et du contrôle TVS, ont pu finalement être extraits de ces études par manque d'instrumentation.

Afin de relaxer d'une part les contraintes liées à l'utilisation de fluide cryogénique et d'augmenter d'autre part la précision du bilan thermique du réservoir, Meserole *et al.* [57] réalisent

des expériences d'auto-pressurisation en utilisant le Fréon comme fluide de substitution. L'utilisation d'un fluide de substitution, ayant une température de saturation proche de la température ambiante, permet de relaxer les contraintes d'instrumentation liées à l'expérimentation aux très basses température. Avec ce nouveau dispositif expérimental, le flux thermique n'est plus calculé à partir du taux d'auto-pressurisation mais est imposé directement par des résistances électriques. Cette technique permet, si elle est couplée à une maîtrise fine de la condition thermique de paroi, d'ajuster finement le bilan de puissance thermique du réservoir.

Les études expérimentales les plus récentes portant sur l'étude du dispositif TVS ont été réalisées au sol en utilisant des fluides de substitution, respectivement par Barsi [5] à la NASA et par Demeure [13] en France au LEGI. Ces deux auteurs étudient l'auto-pressurisation et le contrôle de pression TVS en utilisant comme fluide de substitution respectivement du HFE_{7000} et du $NOVEC_{1230}$. Les différences entre ces deux travaux ne se limitent pas aux fluides utilisés puisque Barsi utilise une injection par le fond du réservoir, dans la continuité de dispositifs TVS précédemment étudiés à la NASA, alors que dans les expériences de Demeure l'injection se fait en haut du réservoir. Les deux dispositifs expérimentaux sont présentés sur la figure 1.4. De plus, les

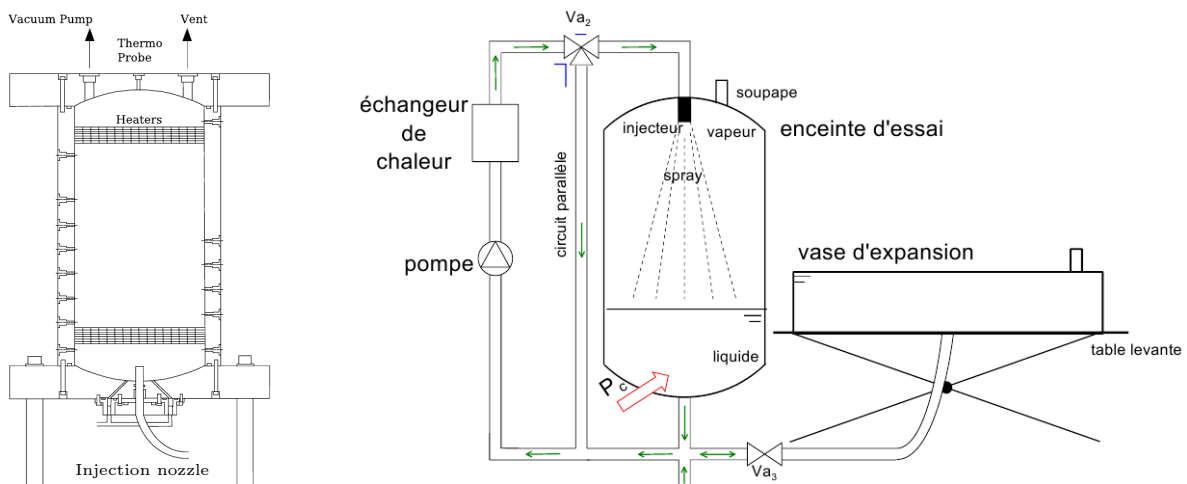


FIGURE 1.4: Schéma des dispositifs expérimentaux de Barsi [8] et de Demeure [13]. Gauche : Réservoir de Barsi avec injection par le fond. Droite : Schéma du dispositif de L. Demeure avec injection d'un jet ou d'un spray au sommet du ciel de vapeur.

techniques d'isolation retenues pour les deux réservoirs sont également différentes. Barsi utilise une technique classique de réduction des flux thermiques grâce à plusieurs couches d'isolant à base de mousse expansée. L'idéal théorique d'une telle isolation est la réalisation d'une condition de paroi adiabatique (condition de Neumann). Demeure met en place une technique fondamentalement différente, l'objectif n'est plus de minimiser les flux pariétaux mais d'écranter l'intérieur du réservoir par rapport à la pièce d'expérience. Cet écrantage est réalisé grâce à une paroi de type *double enveloppe* dans laquelle circule de l'eau à grand débit. L'eau thermalise l'enveloppe et permet d'imposer une condition de paroi à température fixée (condition de Dirichlet).

Barsi montre qu'un contrôle sans sous-refroidissement du jet ne peut réduire la pression dans le réservoir que sur une courte durée [7]. Afin de maintenir une réduction de pression, il est nécessaire de retirer continuellement de l'énergie du système liquide-vapeur, comme c'est le cas

lorsqu'il y a sous-refroidissement du jet.

Il est intéressant de noter que des difficultés à contrôler les conditions thermiques au niveau de la paroi du réservoir sont mises en évidence sur les deux dispositifs. Ainsi, Barsi observe que les courbes d'auto-pressurisation obtenues sur son dispositif - avant toute mise en oeuvre du dispositif de contrôle donc - ne reproduisent pas de façon correcte la croissance linéaire attendue pour la pression dans le réservoir en fonction du temps (voir figure 1.5). Plus précisément, la modélisation thermodynamique homogène du réservoir chauffé (système fermé) prédit une augmentation linéaire en temps de la pression dans le réservoir sous l'hypothèse de fuites thermiques nulles au niveau des parois du réservoir. Barsi [8] explique la non-linéarité et la sous-estimation de la montée en pression par rapport au cas linéaire d'un réservoir sans fuite thermique par le fait que lorsque la température du réservoir augmente, le déséquilibre thermique entre le réservoir et son environnement croît. Ce déséquilibre étant responsable des pertes ou fuites thermiques en paroi, celles-ci varient donc au cours des expériences. Si les fuites thermiques en paroi du réservoir sont maîtrisées et donc constantes, l'entrée thermique à laquelle est soumis le réservoir reste constante et la montée en température et en pression doit bien être linéaire.

De façon analogue, la température finale des expériences de contrôle TVS de Demeure (voir figure 1.5) diffère de celle attendue et prédite par un modèle thermodynamique homogène pour un réservoir sans fuite thermique. Dans le cas particulièrement simple présenté, l'injection TVS est réalisée à 40°C dans un réservoir initialement à 60°C et soumis à une puissance de chauffe nulle. On s'attend donc à ce que l'état final de l'expérience soit une température moyenne de 40°C dans le réservoir. Expérimentalement on observe un état final à $\approx 38,5^{\circ}\text{C}$, qui traduit à nouveau le fait que l'absence de fuite thermique n'est pas assurée en pratique.

Barsi et Demeure concluent dans leurs travaux de thèse respectifs que les mesures de température réalisées sont affectées par des échanges thermiques indésirables - car non-maîtrisés - avec l'environnement du réservoir. On peut également noter que les instrumentations développées et mises en oeuvre dans [8] comme dans [13] ne donnent pas accès à la stratification thermique du réservoir. Ces deux aspects (maîtrise des fuites thermiques et mesure de la stratification thermique) constituent deux points d'amélioration bien identifiés pour les études au sol (en fluide de substitution) de dispositifs TVS.

1.3 Modélisation du système de contrôle TVS

Afin de prédire les tendances expérimentales et les performances des différents dispositifs TVS, plusieurs auteurs ont cherché à développer des modèles prédictifs pour estimer les performances du contrôle de pression TVS. Dans un premier temps, ces modèles se sont basés sur les équations bilans de la thermodynamique, en supposant l'homogénéité des températures dans les phases liquide et vapeur. Ces modèles dits thermodynamiques permettent d'évaluer, pour un coût de calcul très raisonnable, l'évolution de température et de pression dans le réservoir. Cependant, la simplicité de ce type de modélisation introduit des limitations : les modèles thermodynamiques n'intègrent pas les phénomènes de transport dans le réservoir puisque les champs de vitesse dans les deux phases ne sont pas résolus ; en outre, ils ne permettent pas non plus de reproduire les phénomènes liés à la stratification thermique.

Dans certaines configurations d'écoulement, notamment lorsque l'injection TVS est faite par le fond du réservoir, les phénomènes de transport dans la phase liquide sont non-négligeables et doivent impérativement être décrits pour rendre correctement compte des performances de contrôle [5]. Pour ce faire, certains auteurs se sont donc tournés vers des formulations incluant

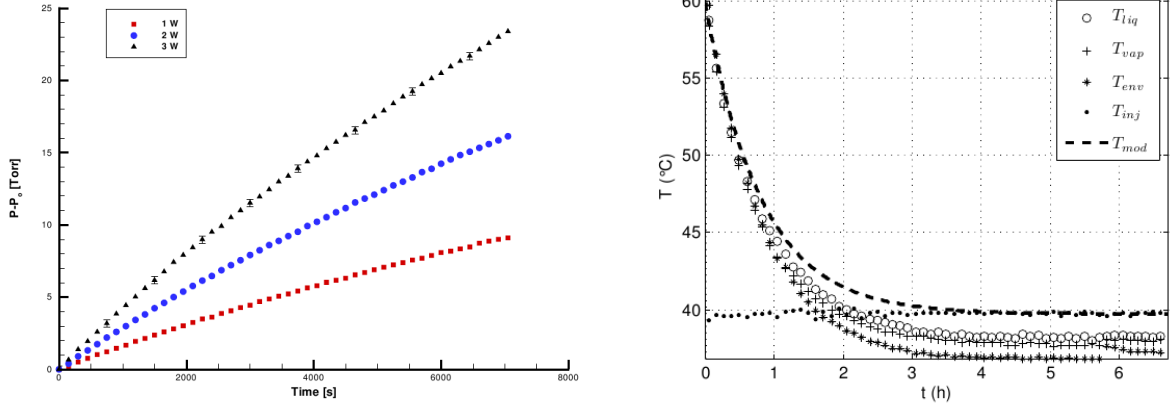


FIGURE 1.5: Résultats expérimentaux obtenus par Barsi [8] et Demeure [13]. Gauche : les courbes d’auto-pressurisation produites dans [8] dévient de la croissance linéaire attendue pour un réservoir . Droite : l’état final des expériences de contrôle réalisées dans [13] n’est pas cohérent avec la condition de paroi adiabatique souhaitée.

une résolution spatiale des champs de vitesse U , pression p , température T et taux de présence liquide ou vapeur. La précision accrue de ce type de modélisation engendre cependant un surcoût de calcul non-négligeable comparé aux modèles thermodynamiques. De plus, la modélisation du changement de phase entre une phase liquide et sa vapeur reste un problème ouvert de la mécanique des fluides : il n’existe pas, à notre connaissance, de méthodologie universelle bien établie pour une telle configuration de calcul. Néanmoins, une fois la stratégie de modélisation du changement de phase validée, cette formulation dite de type CFD (par référence à l’approche dite Computational Fluid Dynamics dans laquelle les lois de conservation régissant les écoulements sont résolues de façon discrète) permettra d’évaluer les performances du système TVS en conditions de fonctionnement réelles *i.e.* en microgravité et pour un fluide cryogénique.

1.3.1 Modélisation globale à partir d’un bilan thermodynamique

Afin de comparer les différents dispositifs de contrôle de pression entre eux, Lin *et al.* [49] [50] présentent un modèle thermodynamique homogène. Celui-ci suppose que la vapeur et le liquide dans le réservoir sont à la même température, *i.e.* à la température de saturation, et que celle-ci est spatialement uniforme (homogène). En utilisant conjointement le premier principe de la thermodynamique et l’hypothèse de saturation de Clausius-Clapeyron, il est alors possible de déterminer l’évolution en temps de la température et de la pression dans le réservoir en fonction des conditions aux limites appliquées aux parois du réservoir et en entrée / sortie (injection et prélèvement de fluide).

Demeure [13] développe de façon analogue un modèle thermodynamique homogène en portant un effort particulier sur la description de l’impact du spray sous-refroidi sur l’évolution de l’état thermodynamique dans le réservoir. Les résultats fournis par ce modèle thermodynamique ont été confrontés à des résultats expérimentaux de contrôle TVS avec injection sommitale. Un accord global satisfaisant est obtenu mais les problèmes de maîtrise des conditions de parois expérimentales précédemment mentionnés biaisent les comparaisons modèle/expérience comme le montre la figure 1.5 : l’état final du réservoir dans l’expérience n’est pas conforme à l’état final

attendu pour un réservoir ne présentant pas de fuites thermiques.

Parallèlement à son travail expérimental sur le TVS avec injection par le fond, Barsi [5] développe deux modèles numériques pour prédire l'évolution de la pression dans le réservoir. Le premier modèle, similairement aux travaux de Lin *et al.* et Demeure, suppose l'homogénéité des champs de température dans chaque phase. De plus l'hypothèse est faite que la vapeur et le liquide sont à la même température à tout instant lors de l'évolution de l'état thermodynamique dans le réservoir et que cette température est égale à la température de saturation. En outre, le modèle suppose également que la température de la paroi du réservoir est la température de saturation. On a donc : $T_{vap} = T_{liq} = T_{sat} = T_{wall}$. Barsi observe que ce modèle surprédit la vitesse d'auto-pressurisation dans les phases de chauffe et la dépressurisation durant les phases d'injection. Il identifie qu'une faiblesse de la formulation proposée consiste à supposer l'égalité des températures liquide et vapeur. Pour relaxer cette contrainte, il développe un second modèle, dit *Zonal Model*. Dans celui-ci, le réservoir est décomposé en trois parties : le liquide, la vapeur, et une zone d'interface supposée de masse nulle. Ce modèle thermodynamique est couplé à un solveur éléments finis pour prendre en compte la conduction thermique solide dans les parois du réservoir. Les résultats obtenus sont satisfaisants - en comparaison des observations expérimentales - durant les phases d'auto-pressurisation. En revanche, durant les phases d'injection, le modèle surprédit la dépressurisation du réservoir et conduit à un état d'équilibre thermodynamique final incorrect, comme le montre la figure 1.6. Pour expliquer ce désaccord, Barsi suggère

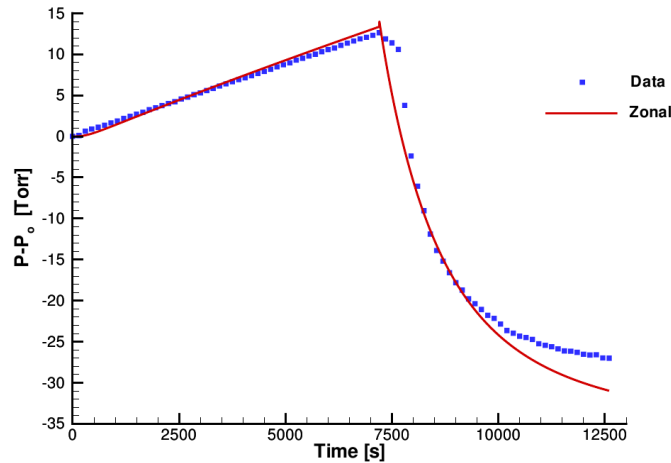


FIGURE 1.6: Confrontation du *Zonal Model* de Barsi [5] face aux résultats expérimentaux d'une auto-pressurisation suivie d'une injection TVS.

qu'une injection par le fond produit des phénomènes de transport complexes dans le liquide - dont le modèle n'est pas en mesure de rendre compte - et conduit à mettre en défaut l'hypothèse d'homogénéité des températures dans la phase liquide.

Il apparaît ici que certains modèles thermodynamiques, relativement simples, peuvent prédire, avec un coût de calcul raisonnable et une fiabilité acceptable, l'évolution de la température (moyenne) et de la pression (moyenne) dans un réservoir utilisant une régulation TVS. Néanmoins les hypothèses d'homogénéité des températures dans le réservoir et de paroi à fuites thermiques nulles sont assez fortes et pas nécessairement vérifiées dans les expériences réalisées par ailleurs, ce qui conduit *in fine* aux écarts observés entre modèles et expériences. Afin de limiter l'erreur

induite par ces hypothèses, d'autres stratégies de modélisation ont été développées en s'appuyant sur une résolution spatiale des lois de conservation régissant l'évolution du fluide dans le réservoir ; ces stratégies donnent accès aux champs de vitesse, de pression, de température et de taux de présence liquide et vapeur dans le réservoir aux points de maillage utilisés.

1.3.2 Modélisation CFD avec résolution spatiale des champs U , p , T et ϕ

Afin de prendre en compte la non-homogénéité spatiale des champs de température (notamment) tout en limitant le temps de calcul, Majumdar *et al.* [52] développent un modèle d'auto-pressurisation et un autre de contrôle TVS dans le logiciel d'analyse thermo-fluidique Generalized Fluid System Simulation Program (GFSSP) de la NASA. Ce programme de simulation peut être assimilé à un "code système" puisqu'il décompose un système fluidique complet, tel que le système TVS, en un ensemble de composants (conduites droites, coudes, échangeurs de chaleur, ...) qui sont eux-mêmes décrits de façon simplifiée, souvent en 1D ou en quasi-1D. Les lois de conservation régissant l'écoulement de fluide dans ces composants sont discrétisées par une approche de type volumes finis [51]. Cette formulation permet de connaître la température et la pression dans les différentes parties du système (notamment phases liquide et vapeur ainsi que parois du réservoir) pour un coût de calcul raisonnable (par rapport à une approche CFD multidimensionnelle classique) qui autorise la simulation efficace de plusieurs phases de contrôle. Les résultats numériques fournis par ce modèle sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus, en LH_2 , sur le banc MHTB [33] de la NASA pour un remplissage de 50%. La figure 1.7 présente la confrontation entre prédictions de ce modèle GFSSP et données expérimentales pour une succession de phases d'auto-pressurisation et de contrôle TVS. Sur cet essai, on observe pre-

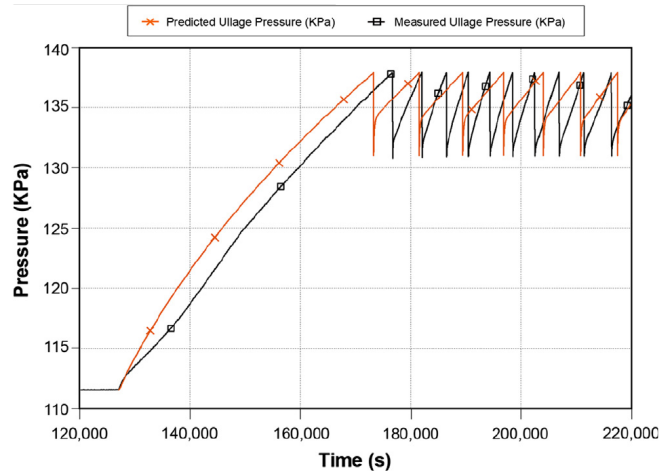


FIGURE 1.7: Comparaison modèle/expérience durant une succession de phases d'auto-pressurisation et de contrôle TVS [52].

mièrement une longue phase d'auto-pressurisation, durant environ 40000 s, où la pression dans le réservoir augmente de 111 kPa à 138 kPa sous l'effet d'une entrée thermique (dont la valeur n'est pas précisée dans [52]). Puis le système de contrôle de pression TVS est activé. Du liquide est prélevé dans le réservoir, refroidi dans un échangeur de chaleur puis ré-injecté sous forme de spray dans le réservoir. La pression diminue donc jusqu'à la valeur seuil de 131 kPa. L'injection est suspendue et un nouveau cycle de contrôle débute. La figure présente l'évolution de pression sur 9 cycles de contrôle. On observe un accord calcul / expérience globalement satisfaisant.

Cependant on constate aussi, lorsque l'on examine plus précisément les phases de contrôle (au-delà de $t = 170000$ s), que les temps d'auto-pressurisation prédits par le modèle tendent à être bien plus longs que ceux observés expérimentalement. Majumdar *et al.* expliquent ce désaccord en incriminant d'une part les incertitudes sur l'entrée thermique appliquée expérimentalement - dont on n'est donc pas certain qu'elle est reproduite avec exactitude par le modèle - et d'autre part les incertitudes qui existent sur certains paramètres de modélisation tels que les coefficients d'échange thermique et de masse. Ceux-ci ont notamment une influence directe sur le calcul de la température d'injection.

Panzarella et Kassemi [66] se tournent les premiers vers une modélisation CFD incluant une résolution fine des champs de vitesse, de pression, de température et de taux de présence liquide / vapeur dans le réservoir pour simuler l'auto-pressurisation de ce réservoir en prenant en compte les phénomènes de transport dans la phase liquide. La méthodologie utilisée est originale puisqu'elle résout les équations de Navier-Stokes (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) en utilisant une formulation éléments finis uniquement dans la phase liquide. Le comportement de la phase vapeur, régit par une loi des gaz parfait, ainsi que les transferts thermiques et massiques entre celle-ci et le liquide, sont calculés par un modèle thermodynamique qualifié de *lumped model*. Cette dénomination désigne un modèle qui traite de façon groupée ou globale une zone du domaine fluide, ici donc la phase vapeur incluant ses interactions avec la phase liquide. Ce type de modèle se rattache donc aux modèles thermodynamiques globaux présentés dans 1.3.1. L'approche développée par Panzarella et Kassemi peut être qualifiée d'hybride puisqu'elle combine une modélisation CFD et un modèle thermodynamique global. Dans cette approche, l'interface liquide/vapeur est représentée par une condition aux limites de type paroi stationnaire avec une condition de non adhérence à la paroi. La température de cette frontière est supposée fixe et égale la température de saturation associée à la pression de la phase vapeur. Cette formulation permet d'obtenir les premiers champs de température et de vitesse dans la phase liquide, pour un réservoir sphérique de 10 cm de diamètre contenant de l'hydrogène, durant des phases d'auto-pressurisation et de contrôle TVS. On constate ainsi sur la figure 1.8 que durant la phase d'auto-pressurisation le champs de température dans la phase liquide est stratifié. Lorsque le contrôle TVS est mis en route, le jet injecté par le fond induit du mélange et déstratifie efficacement le champs de température. Panzarella et Kassemi comparent, pour des cas d'auto-pressurisation, ces résultats numériques du modèle "hybride" à ceux d'un modèle thermodynamique homogène pour l'ensemble du domaine fluide (liquide et vapeur). Ils concluent que le modèle thermodynamique homogène peut produire des résultats satisfaisants pour la dynamique de montée en pression du réservoir même si, pour des configurations de chauffe par la vapeur, les phénomènes de transport sont tels que l'approche *lumped model* donne clairement de meilleurs résultats et prédit plus fidèlement la montée en pression. Les approximations du "*lumped model*", supposant une phase vapeur homogène en température et un ciel de vapeur unique au sommet du réservoir, risquent cependant d'être mises en défaut pour des réservoirs de taille plus réaliste et le recours à un modèle CFD complet peut alors s'avérer nécessaire.

Panzarella *et al.* [67] étendent la modélisation précédente pour simuler l'auto-pressurisation et le contrôle TVS en microgravité. Un premier cas de calcul consiste à chercher la position d'équilibre du ciel de vapeur dans le réservoir en microgravité. Il est montré que les forces de flottabilité, même lorsqu'elles sont très faibles, induisent une migration du ciel de vapeur, de forme sphérique, au sommet du réservoir. La vitesse de migration peut être retrouvée par une rapide analyse des forces appliquées au ciel de vapeur. Les calculs d'auto-pressurisation et de contrôle TVS, avec injection par le fond, sont réalisés avec un ciel de vapeur hémisphérique fixe

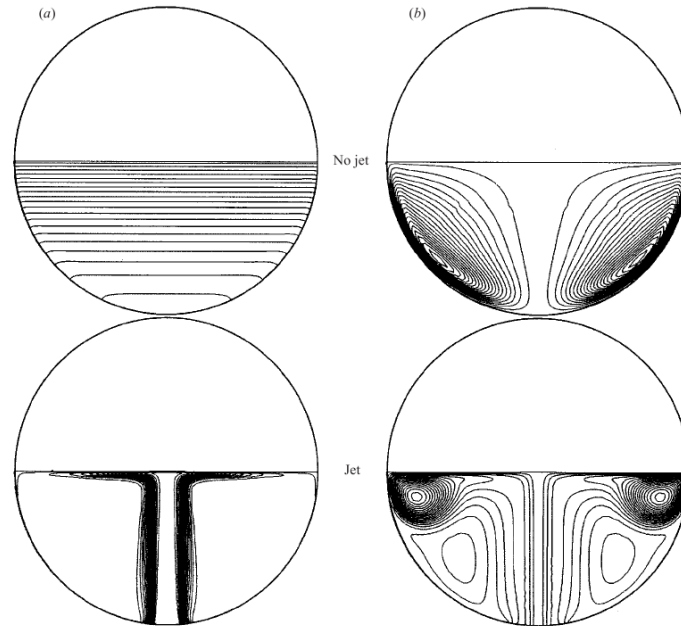


FIGURE 10. (a) Temperature contours and (b) streamlines at $t = 7200$ s for vapour heating both with and without a jet. The contours are evenly spaced between the minimum and maximum values. The minimum and maximum temperatures are 20.014994 K and 20.027508 K for the no-jet case and 20 K and 20.001284 K for the jet case.

FIGURE 1.8: Champs de température (à gauche) et lignes de courant (à droite) obtenus avec le *lumped model* dans [66]. En haut : auto-pressurisation (sans contrôle). En bas : contrôle TVS.

au sommet du réservoir. Les calculs montrent que la formulation *lumped model* permet de capturer les phénomènes transitoires apparaissant initialement pendant l’auto-pressurisation. Le taux d’auto-pressurisation stationnaire est en accord avec un modèle thermodynamique homogène. Les simulations de contrôle montrent que pour des débits d’injection suffisants, le système TVS permet de contrôler durablement la pression dans le réservoir.

En 2008, Barsi *et al.* [6] implémentent dans le code commercial Fluent le modèle développé par Panzarella, en utilisant des UDF (User Defined Function). Les résultats numériques obtenus à l’aide de cette stratégie numérique sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par Hasan [32] sur un réservoir d’hydrogène d’environ $5 m^3$ représenté sur la figure 1.3. Les taux d’auto-pressurisation simulés sont semblables à ceux mesurés expérimentalement même si quelques écarts persistent. Ceux-ci seraient dus en particulier à la non-homogénéité du flux de chaleur appliqué au réservoir lors de l’expérience. Cependant aucune comparaison des champs de température n’a pu être réalisée par manque de données expérimentales de sorte qu’il n’est pas possible de tirer une conclusion claire quant à l’apport de l’approche CFD, par exemple, pour la prédiction des phénomènes de déstratification.

Fu *et al.* [25], [24] étudient numériquement l’auto-pressurisation dans un réservoir cylindrique d’hydrogène d’une hauteur de $1 m$ et de diamètre $0,5 m$. Pour ce faire, une formulation VOF (Volume Of Fluid) est couplée à un modèle d’évaporation/condensation disponible dans Fluent, dit modèle de Lee. Dans ce modèle, qui sera présenté plus en détail dans la partie Part.III, la dynamique du transfert de masse est ajustée via deux paramètres numériques : les fréquences d’évaporation et de condensation. Dans leurs travaux, Fu *et al.* calibrent ces deux paramètres par

un processus itératif. Celui-ci a pour but d'ajuster la valeur des deux fréquences afin de s'assurer que la température de l'interface liquide/vapeur reste égale à la température de saturation associée à la pression dans le ciel de vapeur. La démarche de simulation est validée par comparaison avec une expérience, menée par Seo [76], d'auto-pressurisation d'un réservoir de 6,75 L rempli partiellement d'azote. Cependant seul le taux d'auto-pressurisation est utilisé pour la validation, comme le montre la figure 1.9, et aucun champ de température n'est présenté. Autrement dit, la valeur ajoutée de l'approche CFD par rapport à l'utilisation d'un modèle thermodynamique, *i.e.* la connaissance détaillée de la distribution spatiale des états thermodynamiques et dynamiques du fluide, n'est pas exploitée. L'influence de la microgravité sur le taux d'auto-pressurisation est

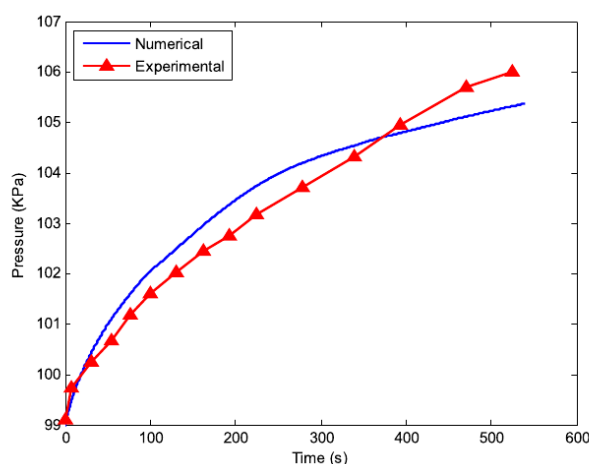


FIGURE 1.9: Procédure de la validation de la démarche de calcul présentée par Fu [25] par comparaison avec le taux d'auto-pressurisation observé expérimentalement par Seo [76].

également étudiée dans [25]. Les auteurs observent que la pression est plus élevée en microgravité qu'en gravité nulle, notamment durant la phase transitoire initiale. Cependant, la procédure itérative nécessaire à la calibration des paramètres numériques (fréquence de condensation et d'évaporation) rend la réalisation de simulations prédictives délicates.

Kartuzova et Kassemi [40] présentent une nouvelle technique de modélisation CFD, implémentée via UDF dans le solveur commercial FLUENT. Cette formulation est basée encore une fois sur la technique VOF de description d'un problème diphasique à phases séparées. Le modèle de changement de phase s'appuie ici sur l'équation de Schrage [74]. Cette formulation repose sur un paramètre numérique pour calibrer la dynamique des échanges : le coefficient d'accommodation. Un modèle de spray est également développé pour prendre en compte l'injection de liquide dans la phase gazeuse durant les phases de contrôle TVS. Les simulations sont confrontées aux résultats expérimentaux obtenus sur le réservoir MHTB avec un remplissage liquide de 50%. Les simulations d'auto-pressurisation, supposant un état laminaire de la phase liquide, sont en excellent accord avec les données expérimentales. Différents calculs de contrôle TVS sont réalisés mais aucune confrontation à des données expérimentales n'est faite ou en tout cas présentée. Néanmoins, les calculs montrent qu'il est indispensable de prendre en compte le transfert de masse à la surface des gouttes du spray pour observer un abaissement de pression dans le réservoir durant les phases d'injection.

Ce travail est repris par Kassemi et Kartuzova dans [41] où il est également confronté à une

formulation dite *sharp interface*. Dans cette formulation, les équations de conservation (Navier-Stokes et bilan d'énergie) sont résolues séparément dans chaque phase. Des conditions de continuité à l'interface (des champs de vitesse, de température et de pression) permettent de déduire les termes de transfert de chaleur et de masse à l'interface. Une hypothèse sur la température d'interface est cependant nécessaire pour fermer le problème. Différentes alternatives sont testées (*i.e.* température de saturation ou température calculée par l'équation de Schrage). Plusieurs calculs d'auto-pressurisation et de contrôle TVS sont réalisés avec les deux modèles et l'influence des techniques de modélisation et des paramètres numériques est testée. Les calculs réalisés montrent que l'équation de Schrage n'est valable que pour une interface plane proche de la saturation. Dans ce cas, le coefficient d'accommodation n'a que très peu d'influence sur les résultats et est plutôt utilisé comme un paramètre numérique permettant de garantir la stabilité du calcul. L'influence de la prise en compte des phénomènes turbulents sur les résultats numériques est également testée. La figure 1.10 tirée de [41] présente une distribution de température verticale dans le réservoir lors d'une phase d'auto-pressurisation (chauffe du réservoir sans injection de liquide sous-refroidi). Alors qu'il est établi que les conditions de l'expérience conduisent à un écoulement turbulent dans le réservoir - compte tenu des valeurs élevées atteintes par le nombre de Rayleigh paramètre de similitude de la convection naturelle -, il apparaît que la prédiction numérique du gradient de température dans le ciel de vapeur est reproduite de façon plus satisfaisante lorsque la modélisation de la turbulence est désactivée (solution dite VOF laminaire). Autrement dit, la modélisation de la turbulence, réalisée à l'aide d'un modèle $k - \omega$ SST, dégrade de façon surprenante la prédiction numérique. Cette observation est valable tant pour la prédiction de

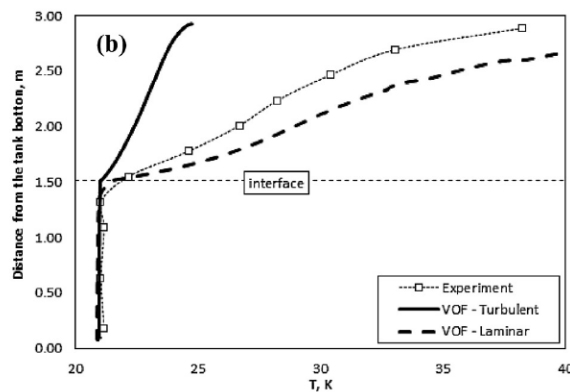


FIGURE 1.10: Figure extraite de [41] présentant la distribution verticale de température dans un réservoir chauffé subissant une phase d'auto-pressurisation. Comparaison entre expérience et simulations réalisées avec ou sans prise en compte de la turbulence.

la stratification thermique dans le réservoir que pour le taux d'auto-pressurisation. Kassemi et Kartuzova expliquent cette tendance par le fait que le modèle de turbulence représente mal le transport turbulent dans la phase vapeur, ce qui entraînerait une surestimation du mélange et donc un effet déstratificateur. Une autre source d'explication avancée est la mauvaise modélisation de la dissipation de l'énergie turbulente à l'interface.

Signalons que de nombreuses études numériques sont disponibles dans la littérature, cherchant à prédire la pressurisation à l'hélium des réservoirs cryogéniques. La physique des transferts de chaleur et de masse associés à cette problématique spécifique étant sensiblement différente de celle de cette étude du contrôle TVS, nous n'aborderons pas en détail ces travaux. Le lecteur

intéressé pourra se référer notamment à [85] [28] [23] et [35].

A l'issue de l'état de l'art réalisé, nous observons donc que la modélisation de l'auto-pressurisation et du contrôle TVS peut prendre différentes formes. La modélisation thermodynamique permet de prédire rapidement les évolutions de température et de pression. Cependant de tels modèles thermodynamiques globaux ne permettent pas d'avoir accès à la résolution spatiale des champs de température et de pression dans le réservoir. De plus la prise en compte de la microgravité dans ces modèles *semble délicate à réaliser*.

Une seconde stratégie de modélisation est l'approche CFD qui permet de prendre en compte des phénomènes de transport dans les deux phases. La revue de la littérature nous montre cependant qu'il n'existe pas encore de technique de modélisation de référence pour ce type de configuration. De plus, la modélisation prédictive du changement de phase entre une phase liquide et sa vapeur reste problématique - nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la partie III du mémoire. Néanmoins, une fois calibrée et validée, la modélisation CFD d'un dispositif TVS reste la voie privilégiée pour permettre de simuler ce système de contrôle opérant en microgravité et en fluide cryogénique.

1.4 Objectifs de l'étude et structure du mémoire

Notre revue de l'état de l'art sur les études expérimentales et numériques réalisées à ce jour pour l'analyse des performances d'un dispositif de contrôle TVS a mis en évidence les acquis mais aussi les limites des expériences physiques et des modèles numériques développés depuis plus de 25 ans. Dans ce mémoire, nous chercherons à tirer parti de ces acquis et à combler certaines déficiences afin d'apporter notre propre contribution à l'étude des systèmes de contrôle de pression TVS.

Dans le chapitre 3 de la partie I, nous mettrons à profit le coût de calcul très raisonnable d'une modélisation thermodynamique pour mettre en place un outil de dimensionnement du système TVS complet. Les performances du système seront établies, en termes de temps de vidange, et comparées à celles d'un système Direct Venting (DV) idéal (*i.e.* n'éjectant que de la vapeur), préalablement établies dans le chapitre 2 et qui constituera un point de référence. Une telle étude système n'a été que très rarement menée dans la littérature : à notre connaissance, seuls les travaux de Majumdar *et al.* [52]. et de Schweickart [75] ont abordé une étude de ce type. Une fois l'outil de dimensionnement mis au point, nous procéderons dans le chapitre 4 à l'étude du dimensionnement optimal du système TVS afin de maximiser ses performances pour une mission donnée. L'espace de conception, de grande dimension, sera exploré de façon efficace en couplant le modèle numérique du système TVS à un algorithme d'optimisation de type algorithme génétique. Des préconisations de dimensionnement seront proposées.

Dans la partie II, l'étude expérimentale initiée par Demeure au LEGI sera poursuivie afin de remédier aux faiblesses identifiées après la campagne d'essais réalisée (au sol et en fluide de substitution) dans [13]. Le chapitre 5 est consacré à la description du nouveau dispositif expérimental, dont la conception a été repensée afin de mieux maîtriser le bilan de puissance du réservoir et de pouvoir effectuer des mesures de la stratification thermique durant les phases d'auto-pressurisation et de contrôle TVS. Les résultats expérimentaux obtenus avec ce dispositif expérimental amélioré sont présentés et analysés dans le chapitre 6.

Enfin dans la partie III, nous chercherons à valider une démarche de simulation CFD prédictive grâce à la base de données expérimentales présentée dans le chapitre 6. Nous explorerons dans

le chapitre 7 la possibilité de mettre en place un outil de simulation prédictif en nous appuyant sur les techniques numériques (approche VOF, modèle de changement de phase) disponibles dans la plateforme commerciale de simulation CFD constituée par le logiciel FluentTMANSYS. Après avoir constaté les faiblesses de cet outil sur nos configurations de calculs, nous proposerons dans le chapitre 8 une stratégie de modélisation prédictive dont une première implémentation et validation sur un cas de calcul académique sera réalisée dans un code de recherche.

La conclusion du mémoire synthétisera les principaux acquis de ces travaux de thèse et s'efforcera de proposer quelques perspectives d'étude des dispositifs de contrôle TVS.

Partie I

Modélisation thermodynamique et
optimisation des performances d'un
système TVS

Chapitre 2

Cas de référence : performances d'un système Direct Venting

Sommaire

2.1 Modélisation thermodynamique	42
2.2 Performances d'un système DV	43

Un régulation de type Direct Venting (DV) [66], consiste à mettre en place une soupape d'éjection au sommet du réservoir comme le montre la figure 2.1. Idéalement, le liquide évaporé

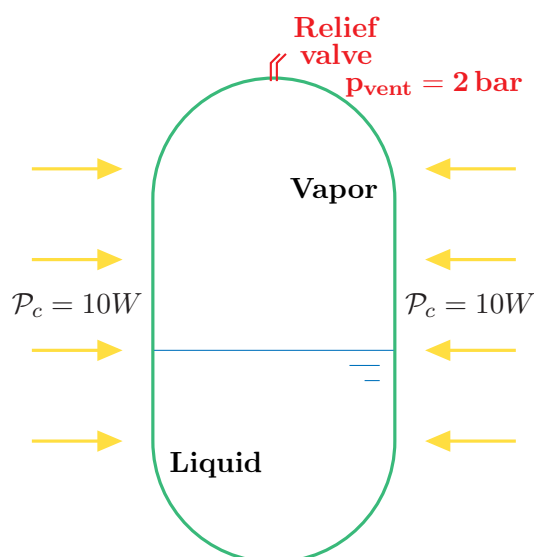


FIGURE 2.1: Représentation schématique d'un réservoir de LH_2 soumis à une entrée thermique de 10 W , régulé en pression grâce à une soupape d'évacuation avec une pression de déclenchement de 2 bar .

est éjecté progressivement par la soupape, à l'état de vapeur saturée sèche, de manière à maintenir une pression constante dans le réservoir (voir figure 2.2).

Cependant, en microgravité, la position de l'interface liquide/vapeur est inconnue et le risque d'éjecter du liquide par la soupape augmente dramatiquement. Comme nous le verrons dans ce chapitre, le temps de vidange du réservoir s'effondre avec l'éjection de liquide. Compte tenu du fait qu'il n'existe pas de dispositif technologique permettant de garantir le prélèvement de vapeur en microgravité, les performances d'un DV idéal, c'est-à-dire n'éjectant que de la vapeur, ne sont que théoriques car irréalisables en microgravité. Néanmoins, le DV peut être aisément modélisé à l'aide d'équations de bilans thermodynamiques. Ceci permettra par la suite qu'il constitue un cas de référence intéressant auquel comparer les performances d'un système TVS qui est quant à lui opérationnel en microgravité.

Nous modélisons donc, dans la première section de ce court chapitre, un système DV. Ceci permettra, dans une seconde section, d'évaluer les performances que l'on peut en attendre, tant pour le cas idéal, où uniquement de la vapeur est éjectée par la soupape, que lorsqu'une fraction liquide est relâchée.

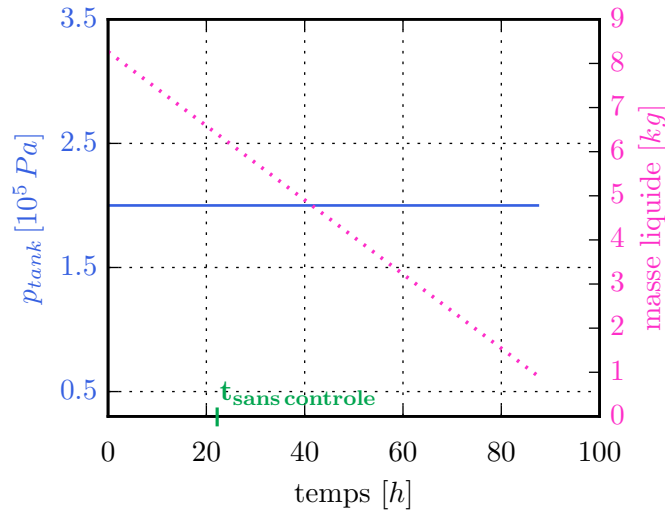


FIGURE 2.2: Évolution de la pression et de la masse de liquide dans le réservoir durant une régulation de pression DV.

2.1 Modélisation thermodynamique

L'objet de l'étude est un réservoir à paroi rigide, donc à volume constant, sur lequel on place une soupape, caractérisée par une pression de déclenchement p_{vent} . Le réservoir est soumis à une entrée thermique \mathcal{P}_c fixe. Le remplissage initial de LH_2 est fixé à 90% et l'objectif consiste à calculer le temps de vidange du réservoir. On considère par la suite, et dans toute cette partie, que la vidange est réalisée lorsque la masse liquide dans le réservoir atteint la valeur seuil m_{stop} . Celle-ci correspond à un remplissage liquide de 10% en prenant en compte la densité du LH_2 à $p = 1 \text{ bar}$:

$$m_{stop} = 0.1 \cdot V_{tank} \cdot \rho_{liq}(p = 1 \text{ bar}) \quad (2.1)$$

En-dessous de m_{stop} l'ergol ne peut plus être utilisé en pratique pour la propulsion. Le cadre d'un modèle thermodynamique homogène suppose que les températures liquide et vapeur sont égales et homogènes dans le réservoir. On détermine l'évolution des masses de vapeur et de liquide au sein du réservoir en procédant de façon itérative, via un pas de discrétisation temporelle $\Delta\tau$ qui permet d'avancer en temps depuis l'état initial du réservoir jusqu'à l'état final de fin de vidange. Une étude de sensibilité a montré qu'un pas de temps $\Delta\tau = 5\text{ s}$ permet d'obtenir rapidement des résultats d'une précision satisfaisante. De plus une réduction de ce pas de temps, en dessous de 5 s , ne modifie plus la prédiction du modèle. A chaque pas de temps, caractérisé par l'exposant m , la masse de liquide évaporée vaut :

$$m_{evap}^m = \frac{\mathcal{P}_c}{L_{vap}(p_{vent})} \times \Delta\tau \quad (2.2)$$

où L_{vap} est la chaleur latente de vaporisation (calculée à la pression p_{vent}) et \mathcal{P}_c est la puissance de chauffe appliquée au réservoir. Les volumes de liquide et de vapeur dans le réservoir peuvent donc être mis à jour en utilisant la conservation de la masse :

$$\begin{aligned} V_{vap}^* &= \frac{m_{vap}^{m-1} + m_{evap}^m}{\rho_{vap}(p_{vent})} \\ V_{liq}^* &= \frac{m_{liq}^{m-1} - m_{evap}^m}{\rho_{liq}(p_{vent})} \end{aligned} \quad (2.3)$$

où m_{liq} et m_{vap} désignent respectivement la masse de liquide et la masse de vapeur dans le réservoir (à l'instant indiqué en exposant).

La conservation du volume du réservoir impose, à chaque pas de temps, le volume de fluide éjecté :

$$V_{DV}^m = (V_{liq}^* + V_{vap}^*) - V_{tank} \quad (2.4)$$

En fonction de la fraction massique de liquide θ du fluide éjecté par la soupape, on déduit la masse totale de fluide éjecté par le système DV à partir des masses liquide et vapeur éjectées :

$$\begin{aligned} m_{liq_{DV}}^m &= \theta \cdot (V_{DV}^m \cdot \rho_{liq}(p_{vent})) \\ m_{vap_{DV}}^m &= (1 - \theta) \cdot (V_{DV}^m \cdot \rho_{vap}(p_{vent})) \\ m_{DV}^m &= m_{liq_{DV}}^m + m_{vap_{DV}}^m \end{aligned} \quad (2.5)$$

On peut ainsi mettre à jour les masses fluides dans le réservoir :

$$\begin{aligned} m_{liq}^m &= m_{liq}^{m-1} - m_{liq_{DV}}^m \\ m_{vap}^m &= m_{vap}^{m-1} - m_{vap_{DV}}^m \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le modèle itère en temps jusqu'à ce que la masse de liquide atteigne la condition d'arrêt m_{stop} .

2.2 Performances d'un système DV

En fixant la taille du réservoir ($V_{tank} = 137\text{ L}$) et l'entrée thermique ($\mathcal{P}_c = 10\text{ W}$) on peut étudier l'influence de la pression de déclenchement de la soupape p_{vent} sur le temps de vidange du réservoir. On constate sur la figure 2.3, pour le cas idéal où l'on n'éjecte que de la vapeur par la soupape soit $\theta = 0\%$, que le temps de vidange augmente lorsque la pression de déclenchement p_{vent} diminue. Dans le même temps, la masse de fluide éjectée (voir figure 2.4) augmente également avec la diminution de p_{vent} . Ceci s'explique par le fait que le rapport de densité $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$ varie

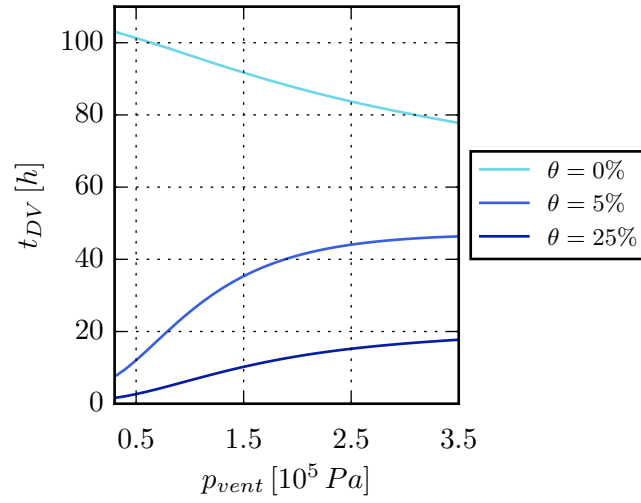


FIGURE 2.3: Influence de la pression de déclenchement de la soupape p_{vent} sur le temps de vidange t_{DV} pour différentes fractions massiques de liquide θ du fluide éjecté.

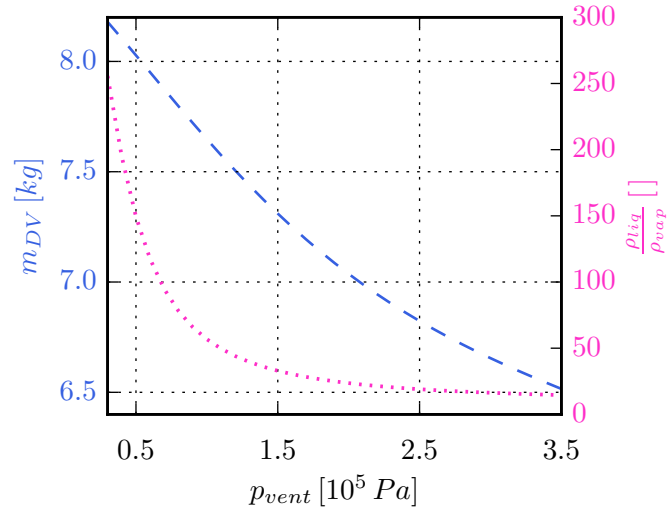


FIGURE 2.4: Évolution de la masse de fluide éjectée m_{DV} pendant une régulation DV et du rapport de densité de l'hydrogène $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$ en fonction de la pression de déclenchement de la soupape.

grandement sur la gamme de pression de déclenchement étudié. Il vaut 255 pour une pression 0,3 bar contre 15 lorsque $p = 3,5 bar$. Ainsi plus la pression diminue, plus la masse de liquide initiale dans le réservoir est importante ($m_{liq}^{init} = 0,9 \cdot V_{tank} \cdot \rho_{liq}(p_{vent})$) et plus le temps de vidange est long.

Il est intéressant de noter sur la figure 2.3 que la tendance change lorsqu'une fraction massique de liquide non nulle est éjectée par la soupape. En effet, pour $\theta > 0$ le temps de vidange croît

avec la pression de déclenchement. Ceci s'explique encore une fois par l'évolution du rapport de densité avec la pression. Plus la pression de déclenchement est basse, plus le rapport de densité est important et ainsi plus il est pénalisant d'éjecter du liquide du réservoir. Lorsque θ augmente, la condition d'arrêt du calcul étant fixe, la masse totale de fluide éjectée m_{DV} reste constante. Cependant le temps de vidange diminue car la masse éjectée à chaque pas de temps m_{DV}^m croît avec θ . Ainsi les performances de régulation d'un système DV s'effondrent dès lors que du liquide est éjecté ($\theta > 0$).

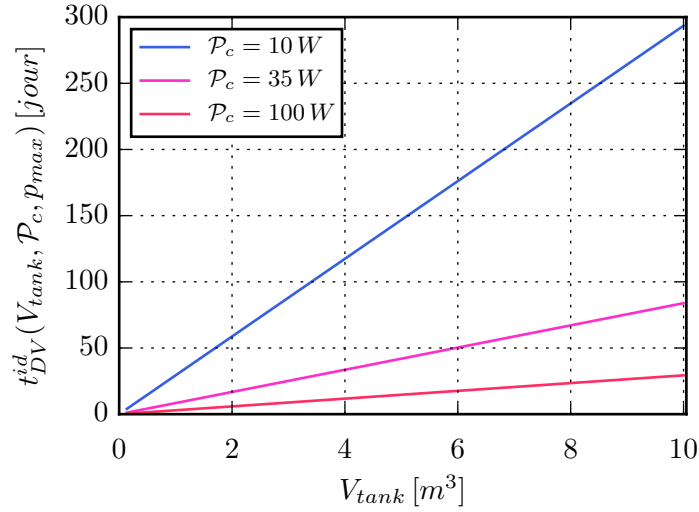


FIGURE 2.5: Temps de vidange d'un système DV idéal ($\theta = 0\%$), fonctionnant à la pression de déclenchement $p_{vent} = 1 bar$, pour différents volumes de réservoir et différentes entrées thermiques.

Le modèle présenté ici nous permet de calculer le temps de vidange d'un réservoir en fonction de sa taille, de la pression de déclenchement de la soupape et de l'entrée thermique à laquelle il est soumis. La figure 2.5 récapitule le temps de vidange d'un réservoir équipé d'un système DV idéal (*i.e.* $\theta = 0\%$), fonctionnant à la pression de déclenchement $p_{vent} = 1 bar$, pour différents volumes de réservoir et différentes entrées thermiques. On observe sur cette figure que le temps de vidange d'un réservoir équipé d'un système DV idéal croît linéairement avec la taille du réservoir. De plus le temps de vidange est inversement proportionnel à l'entrée thermique \mathcal{P}_c .

Dans la suite de cette partie nous modéliserons un système TVS, adapté aux conditions spatiales, et optimiserons son dimensionnement afin de maximiser ses performances de régulation. Le système DV qui vient d'être décrit sera utilisé comme point de référence - sous une hypothèse de fonctionnement idéal *i.e.* avec échappement purement vapeur.

Chapitre 3

Modélisation d'un système TVS

Sommaire

3.1	Schéma de régulation du système TVS	49
3.2	Modélisation des composants du système	51
3.2.1	Branche d'évacuation	51
3.2.1.1	Condition de criticité au col sonique	51
3.2.1.2	Abaissement de pression dans le détendeur de Joule-Thomson	51
3.2.2	Boucle d'injection	52
3.2.2.1	Dimensionnement de l'échangeur	53
3.2.2.2	Puissance de la pompe d'injection	54
3.2.2.3	Température d'injection	54
3.3	Algorithme de résolution	56
3.3.1	Procédure d'initialisation	56
3.3.2	Phase de refroidissement	57
3.3.3	Phase d'auto-pressurisation	58
3.4	Performance d'un système dimensionné arbitrairement	59

Comme mentionné dans le chapitre 1, un système TVS permet de contrôler la pression dans les réservoirs cryogéniques en faisant appel à deux circuits principaux (voir figure 3.1) :

- la boucle d'injection, où une fraction de liquide est sous-refroidie avant d'être réinjectée dans le réservoir avec un débit massique imposé.
- la branche d'évacuation, permettant de créer la source froide de l'échangeur de chaleur, grâce à un détendeur de Joule-Thomson et un col sonique à l'échappement. Le fluide circulant dans cette branche est consommé par le système de régulation, il est perdu pour la mission.

Dans ce chapitre on se propose de modéliser un système TVS complet, incluant : la pompe, l'échangeur de chaleur, le col sonique et le détendeur de Joule - Thomson, dans le but d'estimer ses performances de régulation en fonction d'un jeu de paramètres de design.

Pour ce faire, on étendra le modèle thermodynamique homogène développé par Demeure [13] et Thibault *et al.* [82]. Ce modèle a été précédemment validé par comparaison avec des données expérimentales obtenues en fluide de substitution. Il suppose l'homogénéité du champ de température dans le réservoir ainsi que l'état de saturation du fluide. En itérant, avec un pas

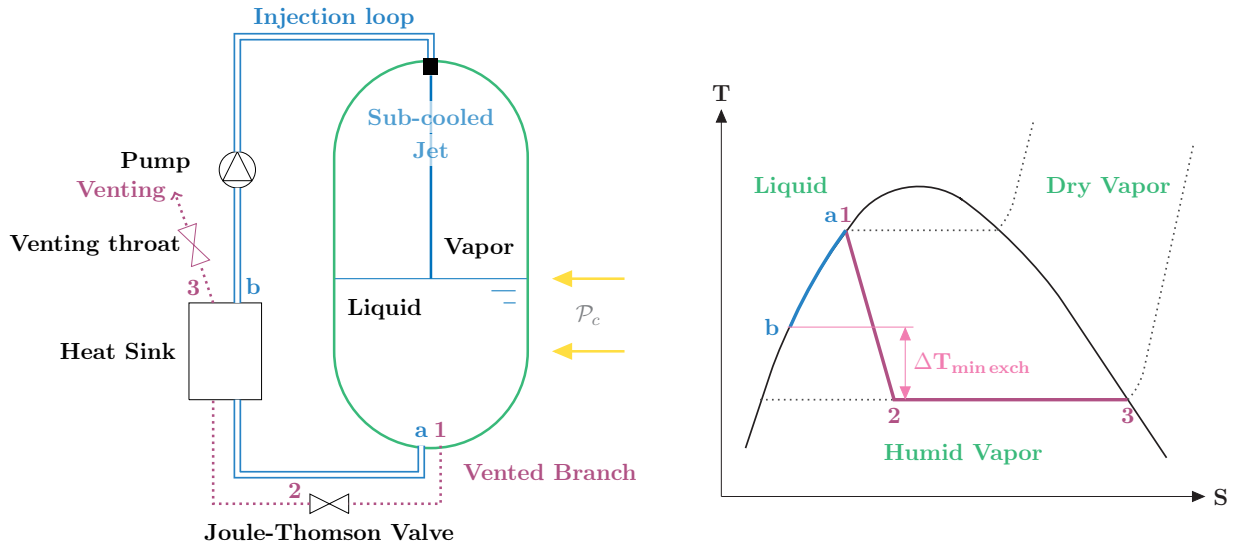


FIGURE 3.1: Gauche : Représentation schématique d'un système de contrôle TVS pour un réservoir soumis à une entrée thermique \mathcal{P}_c . Droite : Description du système TVS dans le diagramme T-S.

de temps $\Delta\tau$, le modèle prédit l'évolution de la température et de la pression dans le réservoir comme une suite d'états d'équilibre thermodynamique. Le modèle décrit dans ce chapitre sera également comparé par la suite (voir chapitre 6) aux nouvelles données expérimentales obtenues dans le présent travail et cette comparaison confirmera la validation précédemment établie.

Le modèle développé correspond à une régulation TVS dans un réservoir de volume constant V_{tank} soumis à une entrée thermique externe \mathcal{P}_c supposée constante durant le processus de contrôle. Il nécessite en entrée 12 paramètres de design caractérisant :

- **Le schéma de régulation** (voir Sec.3.1) avec : les bornes de pression p_{max} et p_{min} , le paramètre α_p qui permet de diminuer linéairement la pression maximale admissible dans le réservoir au cours d'une régulation, le paramètre α_{OH} qui détermine si la surchauffe de la vapeur est autorisée ou non dans l'échangeur de chaleur, et le débit d'injection circulant dans la boucle d'injection \dot{m}_{inj} .
- **La branche d'évacuation** (voir Sec.3.2.1) avec : le rayon du col sonique R_{vent} et la constante d'abaissement de pression du détendeur de Joule Thomson K_{JT} .
- **L'échangeur de la boucle d'injection** (voir Sec.3.2.2) avec : les dimensions des plaques de l'échangeur L_{plate} , l_{plate} , t_{plate} , β_{plate} ainsi qu'un paramètre de modélisation α_{exch} qui permet de fixer la taille de l'échangeur de chaleur.

En fonction de ces paramètres, le modèle calcule le temps de vidange du réservoir (*i.e* : le temps nécessaire pour diminuer le remplissage liquide de 90% et 10%). Afin de comparer les performances d'une régulation TVS à celle d'un DV idéal on utilisera par la suite le temps de vidange normalisé t^* . Celui-ci est défini comme le temps de vidange du système TVS divisé par le temps de vidange d'une régulation DV idéale (*i.e*. éjectant de la vapeur pure) opérant aux

mêmes conditions de fonctionnement :

$$t^* = \frac{t_{vent}}{t_{DV}^{id}(V_{tank}, \mathcal{P}_c, p_{max})} \quad (3.1)$$

Le modèle prédit également les évolutions de pression, de température, de masse (vapeur et liquide) et de débit du système TVS.

Dans ce chapitre nous présenterons d'abord, dans la section 3.1, le schéma de régulation d'un système TVS et les paramètres qui le caractérisent. Puis nous détaillerons, dans les sections 3.2.1 et 3.2.2, la modélisation des composants du système TVS. Nous présenterons succinctement l'algorithme de résolution dans la section 3.3. Enfin nous présenterons, dans la section 3.4, les résultats fournis par le modèle et les performances que l'on peut attendre d'une régulation TVS pour un système dimensionné arbitrairement, *i.e.* sans recherche particulière de valeurs optimales pour les paramètres de conception du système.

3.1 Schéma de régulation du système TVS

Une séquence de régulation TVS typique est une succession de phases de refroidissement et d'auto-pressurisation (voir figure 3.2). Durant les phases de refroidissement, l'injection d'un jet

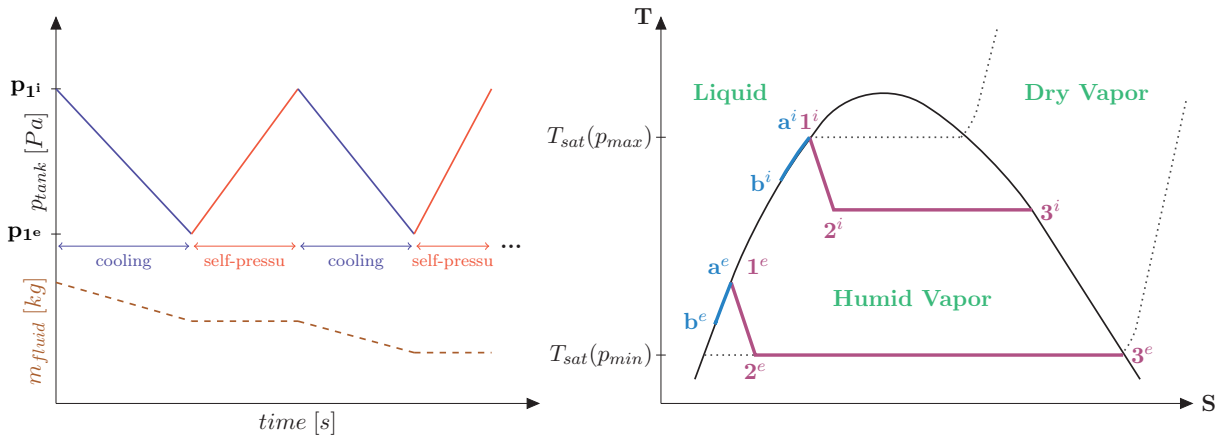


FIGURE 3.2: Représentation schématique d'une séquence de régulation TVS. Gauche : Évolution de la pression du réservoir et de la masse de fluide contenue dans le réservoir durant une régulation TVS (*i.e.* succession de phases de refroidissement et d'auto-pressurisation) pour $\alpha_p = 0$. Droite : Représentation dans un plan (entropie, température) de l'évolution du cycle TVS (pour $\alpha_{OH} = 0$) durant une phase de refroidissement.

sous-refroidi diminue la pression dans le réservoir jusqu'à une valeur prescrite. A l'opposé, durant les phases d'auto-pressurisation, l'injection est arrêtée et le réservoir s'auto-pressurise jusqu'à la borne maximale de pression sous l'effet de l'entrée thermique \mathcal{P}_c . Dans notre étude, les bornes de pression de la régulation sont caractérisées par : p_{max} , la pression maximale admissible dans le réservoir (*i.e.* $max(p_1) = p_{1i}$ sur la figure 3.2) et p_{min} , la pression minimale admissible à la sortie du détendeur JT (*i.e.* $min(p_2) = p_{2e}$ sur la figure 3.2). De plus, le modèle permet que la pression

maximale admissible dans le réservoir puisse diminuer linéairement au cours d'une régulation :

$$p_{max}(t^*) = p_{max} - \alpha_p \times \frac{p_{max} - p_{restart}}{t^*} \quad (3.2)$$

où $p_{restart}$ est la pression réservoir minimale permettant un redémarrage moteur (voir tableau 3.1) et t^* est le temps de vidange normalisé (voir Eq.3.1). D'autres variantes de stratégie de régulation sont bien sûr imaginables en ce qui concerne la gestion des niveaux de pression. Nous nous sommes volontairement limités à celle décrite ici afin de ne pas multiplier les paramètres de conception lors de la phase d'optimisation qui sera menée au chapitre suivant.

Un autre paramètre important du schéma de régulation TVS est le débit circulant dans la boucle d'injection \dot{m}_{inj} . Afin de limiter les contraintes sur la pompe, on se limite dans cette étude à considérer que la pompe délivre un débit massique constant. Ainsi le débit d'injection est toujours fixe dans nos simulations.

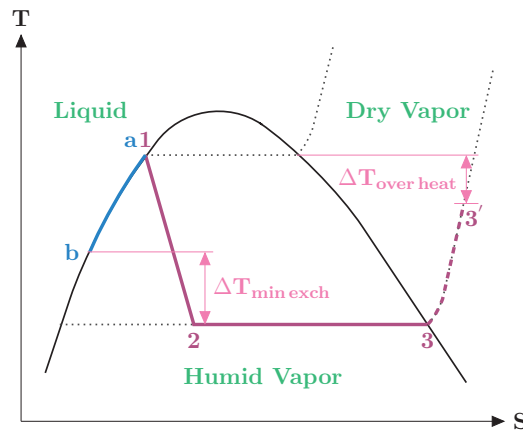


FIGURE 3.3: Description du système TVS dans le diagramme $T - S$. Le trait plein de la branche d'évacuation (violet) représente le cycle thermodynamique lorsque la surchauffe est interdite dans l'échangeur de chaleur ($\alpha_{OH} = 0$). La ligne pointillée, de 3 à 3' correspond à une possible surchauffe avant évacuation de la branche d'évacuation ($\alpha_{OH} = 1$).

Enfin le dernier paramètre caractérisant le schéma de régulation est α_{OH} . Il caractérise les échanges thermiques dans l'échangeur de chaleur. Ce dernier a pour fonction de transférer le pouvoir refroidissant de la branche d'éjection à la boucle d'injection. Pour ce faire, lorsque la surchauffe est interdite ($\alpha_{OH} = 0$), le fluide de la branche d'évacuation est vaporisé dans l'échangeur (transformation $2 \rightarrow 3$ sur la figure 3.3). Afin d'extraire un maximum de pouvoir refroidissant de la branche d'évacuation, on peut également surchauffer la vapeur au sein de l'échangeur de chaleur ($\alpha_{OH} = 1$) (transformation $3 \rightarrow 3'$ sur la figure 3.3). La surchauffe induit cependant une pénalité en masse et en volume sur l'échangeur de chaleur.

Enfin ce modèle a été développé dans le cadre de la mission NASA CPST [59]. Pour cette mission, le système TVS (*i.e.* tous les composants présentés sur la figure 3.1) doit être intégralement contenu à l'intérieur du réservoir. Cette contrainte a des effets sur les choix de modélisation qui sont détaillés dans la section 3.2 qui suit.

3.2 Modélisation des composants du système

3.2.1 Branche d'évacuation

Lors des phases de refroidissement, la branche d'évacuation est ouverte. Le système thermodynamique est ainsi ouvert vers l'environnement extérieur du réservoir (*i.e.* l'espace), qui est caractérisé par une pression nulle. Le fluide de la branche d'évacuation, circulant avec un débit \dot{m}_{TVS} dépendant de la pression dans le réservoir p_1 , est éjecté dans l'espace via un col sonique, caractérisé par son rayon au col R_{vent} qui constitue un limiteur de débit.

La branche d'évacuation permet également de créer la source froide de l'échangeur. Comme souvent en cryogénie, la fonction de refroidissement est assurée par un détendeur de Joule-Thomson (voir la transformation isenthalpe $1 \rightarrow 2$ dans le diagramme T-S de la figure 3.3). Cet organe permet de diminuer la pression et la température du fluide. Il est caractérisé par la constante d'abaissement de pression K_{JT} [68].

3.2.1.1 Condition de criticité au col sonique

Le col sonique permet d'imposer une condition de criticité au col, reliant le débit circulant \dot{m}_{TVS} à la section au col R_{vent} de la manière suivante :

$$\dot{m}_{TVS} = S_{vent} \cdot p_i \left(\frac{\gamma}{rT_i} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}} \quad (3.3)$$

$$S_{vent} = \pi \times R_{vent}^2$$

où T_i et p_i sont respectivement la température et la pression du fluide (condition d'entrée au col), $r = \frac{R}{M}$ est la constante des gaz de l'hydrogène et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est le rapport des chaleurs spécifiques.

L'équation (3.3) repose sur l'hypothèse classique d'une vapeur se comportant comme un gaz parfait. Les conditions d'entrée au col (*i.e.* p_i et T_i) changent durant une phase de refroidissement (voir figure 3.2). La variation relative de température durant une phase de refroidissement est cependant bien plus faible que la variation de pression compte tenu de la relation :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Ainsi la température d'entrée au col n'influe que très peu sur les résultats. Afin de simplifier la démarche de calcul nous fixerons la température au col telle que :

$$T_i = \left(\frac{(T_{sat}(p_{max}) + T_{sat}(p_{min}))}{2} \right) \quad (3.4)$$

De plus, les pertes de charge à l'aval de l'échangeur de chaleur sont négligées. Ainsi la pression d'entrée au col égale la pression basse du cycle TVS ($p_i = p_2 = p_3$).

3.2.1.2 Abaissement de pression dans le détendeur de Joule-Thomson

Le détendeur de Joule-Thomson détend la fraction liquide prélevée dans le réservoir, au débit massique \dot{m}_{TVS} , pour obtenir une vapeur humide (voir transformation $1 \rightarrow 2$ sur la figure 3.3). Cette détente est considérée comme isenthalpe. L'abaissement de pression ΔP dépend du débit passant \dot{m}_{TVS} et de la constante d'abaissement de pression K_{JT} [68], qui caractérise la géométrie du détendeur :

$$\Delta P = p_1 - p_2 = K_{JT} \cdot \dot{m}_{TVS}^2 \quad (3.5)$$

La source froide créée dans la branche d'évacuation est donc caractérisée par deux paramètres : le débit massique \dot{m}_{TVS} et la pression p_2 du fluide en sortie de détendeur JT.

3.2.2 Boucle d'injection

La boucle d'injection a pour fonction de prélever du liquide en fond de réservoir grâce à un dispositif de type LAD (Liquid Acquisition Device [31]) puis de le refroidir avant de le réinjecter dans le réservoir. Pour ce faire, les composants suivants sont nécessaires :

- L'échangeur de chaleur permet de transférer le pouvoir refroidissant de la branche d'évacuation au fluide d'injection.
- La pompe permet de compenser les pertes de charge dans l'échangeur et le circuit d'injection pour garantir l'injection du fluide.

On utilise dans cette étude des échangeurs de chaleur à plaques, pour leur très bonne compacité. Les dimensions des plaques L_{plate} , l_{plate} , t_{plate} et β_{plate} , représentées sur la figures 3.4, sont des paramètres d'entrée du modèle.

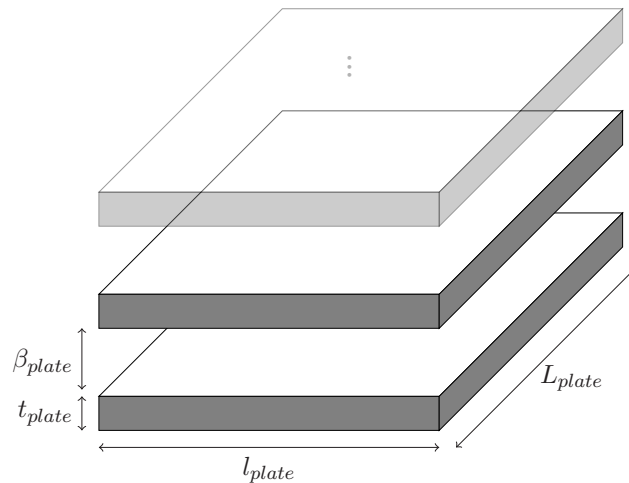


FIGURE 3.4: Schéma d'un échangeur de chaleur à plaques et de ses dimensions caractéristiques.

Comme vu précédemment dans la section 3.2.1, le pouvoir refroidissant de la branche d'évacuation est caractérisé par \dot{m}_{TVS} et p_2 . Or ces deux grandeurs sont fonction de la pression dans le réservoir p_1 , qui varie au cours des phases de refroidissement (voir figure 3.2). La puissance thermique à échanger varie donc au cours d'une phase d'injection.

Classiquement le dimensionnement d'un échangeur de chaleur calcule la taille optimale pour transférer une puissance thermique donnée. La puissance thermique étant variable dans notre cas, la taille optimale de l'échangeur varie également. La surface d'échange doit rester fixe en pratique pour d'évidentes raisons technologiques. On initialisera donc la taille de l'échangeur avant chaque série de calcul en opérant un choix de compromis.

L'initialisation de la taille de l'échangeur est détaillée dans la section 3.2.2.1, puis le dimensionnement de la pompe est ensuite présenté dans la section 3.2.2.2 avant d'aborder le calcul de la température d'injection dans la section 3.2.2.3.

3.2.2.1 Dimensionnement de l'échangeur

Afin de dimensionner *a priori* la taille de l'échangeur, on calcule le nombre de plaques de l'échangeur pour les deux cas les plus contraignants que sont $p_1 = p_{max}$ et $p_1 = p_{1e}$ (*i.e.* correspondant à $p_2 = p_{min}$) en utilisant la classique méthode dite "Logarithmic Mean Temperature Difference" (LMTD) [42].

Cette méthode permet de calculer la surface d'échange S_{exch} nécessaire pour transférer la puissance thermique \mathcal{P}_{exch} en faisant appel à l'expression suivante :

$$\mathcal{P}_{exch} = K \cdot S_{exch} \cdot \Delta T_{LM} \quad (3.6)$$

où K est le coefficient de transfert thermique donné par :

$$K = \left(\frac{1}{h_{TVS}} + \frac{t_{plate}}{\lambda_{plate}} + \frac{1}{h_{inj}} \right) \quad (3.7)$$

avec h_{TVS} et h_{inj} les coefficients de transfert convectif de part et d'autre de la plaque, t_{plate} l'épaisseur de la plaque et λ_{plate} la conductivité thermique de la plaque. La différence de température logarithmique moyenne ΔT_{LM} est formulée de la manière suivante :

$$\Delta T_{LM} = \frac{(T_a - T_3) - (T_b - T_2)}{\log\left(\frac{T_a - T_3}{T_b - T_2}\right)} \quad (3.8)$$

où T_a et T_b sont respectivement les températures du réservoir et d'injection. On estime ici T_b en formulant le bilan enthalpique au bornes de l'échangeur :

$$\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}} \cdot (T_a - T_b) = \dot{m}_{TVS} \cdot (h_3 - h_2) \quad (3.9)$$

où $c_{p_{inj}}$ est la chaleur spécifique du fluide injecté, h_2 et h_3 sont les enthalpies aux bornes de l'échangeur (côté branche d'évacuation). En supposant un échange de chaleur globalement adiabatique on obtient :

$$T_b = T_a - \frac{\dot{m}_{TVS} \cdot (h_3 - h_2)}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}}} \quad (3.10)$$

On peut ainsi calculer la surface d'échange comme :

$$S_{exch} = \frac{\dot{m}_{TVS} \cdot (h_3 - h_2)}{K \cdot \Delta T_{LM}} \quad (3.11)$$

Le nombre de plaques associé est tel que :

$$\frac{S_{exch}}{L_{plate} \cdot l_{plate}} \leq n_{plate} \leq \left(\frac{S_{exch}}{L_{plate} \cdot l_{plate}} + 1 \right) \quad (3.12)$$

$$n_{plate} \in \mathbb{N}$$

En appliquant cette méthode, dans les deux cas extrêmes cités précédemment, on obtient deux valeurs limites pour le nombre de plaques. Le paramètre de modélisation α_{exch} (variant entre 0 et 1) permet de pondérer ces deux valeurs pour fixer la taille de l'échangeur comme suit :

$$n_{plate}^* = \alpha_{exch} \cdot n_{plate}(p_{max}) + (1 - \alpha_{exch}) \cdot n_{plate}(p_{1e})$$

$$n_{plate}^* \leq n_{plate} \leq (n_{plate}^* + 1) \quad (3.13)$$

$$n_{plate} \in \mathbb{N}$$

3.2.2.2 Puissance de la pompe d'injection

Une fois, la taille de l'échangeur fixée, on peut calculer les pertes de charge du circuit d'injection. Pour ce faire, le modèle suppose que l'échangeur est composé de n_{plate} plaques non-embouties (voir figure 3.4). On calcule ainsi les pertes de charge linéaires dans le circuit fluide. Celles-ci sont majorées de 30% pour tenir compte des pertes singulières (coudes, restriction, ...) :

$$\Delta P_{inj-loop} = (1 + 0,3) \cdot \left(\frac{\zeta \cdot L \cdot \rho \cdot v^2}{2 \cdot D_H} \right) \quad (3.14)$$

avec ρ la densité du liquide injecté, L la longueur du chemin fluide, v la vitesse moyenne du fluide, D_H le diamètre hydraulique et ζ le coefficient de perte de charge. Ce coefficient est classiquement calculé à l'aide de corrélations :

$$\zeta = \frac{60}{Re} \text{ si } Re < 2300 \text{ et } \zeta = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \text{ si } Re > 400$$

où Re désigne le nombre de Reynolds basé sur v , D_H et la viscosité cinématique du liquide.

Une fois connues les pertes de charge du circuit d'injection, on peut calculer la puissance hydraulique de la pompe en écrivant :

$$\mathcal{P}_{pump} = \left(\frac{\dot{m}_{inj}}{\rho_{inj}} \cdot \Delta P_{inj-loop} \right) \cdot \frac{1}{\eta_{hyd}} \quad (3.15)$$

avec η_{hyd} le rendement hydraulique, \dot{m}_{inj} le débit massique d'injection et ρ_{inj} la densité du fluide.

Dans un système TVS, les conditions de fonctionnement de la pompe sont très sévères puisque celle-ci fonctionne à très bas débit (*i.e.* $< 5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$) et à très basse température (*i.e.* $T \in [15, 25] \text{ K}$). Cette étude se base sur le travail de Bravais *et al.* [10] pour déterminer le rendement hydraulique de la pompe qui conserve dans toutes nos simulations la valeur : $\eta_{hyd} = 0,5$. De plus, comme l'exige le programme CPST (voir Sec.3.1), la pompe est située à l'intérieur du réservoir. Ainsi l'énergie thermique dissipée par la pompe $\mathcal{P}_{pump}^{therm}$ crée une entrée thermique parasite qui s'ajoute à l'entrée thermique externe \mathcal{P}_c lorsque la pompe est en route :

$$\mathcal{P}_{pump}^{therm} = \mathcal{P}_{pump} \cdot (1 - \eta_{hyd}) \quad (3.16)$$

On notera par la suite \mathcal{P}_c^* l'entrée thermique totale du réservoir lorsque la pompe est en fonctionnement :

$$\mathcal{P}_c^* = \mathcal{P}_c + \mathcal{P}_{pump}^{therm} \quad (3.17)$$

3.2.2.3 Température d'injection

La température d'injection est calculée, à chaque pas de temps durant les phases de refroidissement (voir Sec.3.3), en fonction des dimensions de l'échangeur calculées précédemment et des propriétés fluides de la branche d'évacuation (*i.e.* \dot{m}_{TVS} et p_2). Ce calcul de la température d'injection est réalisé grâce à une adaptation, pour surface d'échange connue et transfert de chaleur isotherme, de la classique méthode dite Number of Transfer Units (NTU)

En effet la transformation 2 \rightarrow 3 représentée sur la figure 3.3, est isotherme. Elle représente la vaporisation du fluide de la branche d'évacuation dans l'échangeur de chaleur. La méthode NTU nous donne alors :

$$NTU = \frac{K \cdot S_{exch}}{(\dot{m} \cdot c_p)_{min}} \quad (3.18)$$

avec K le coefficient de transfert thermique donné par Eq.(3.7) et $(\dot{m} \cdot c_p)_{min}$ la chaleur spécifique du canal subissant le changement de température le plus important. Ainsi dans notre cas :

$$(\dot{m} \cdot c_p)_{min} = \dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}}$$

La puissance thermique échangée dans l'échangeur peut être formulée de la manière suivante :

$$\mathcal{P}_{exch NTU} = E \cdot \dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}} \cdot (T_{h,i} - T_{c,i}) \quad (3.19)$$

où $T_{h,i}$ et $T_{c,i}$ sont respectivement les températures d'entrée des côtés chaud et froid de l'échangeur tandis que E désigne l'efficacité de l'échangeur. Celle-ci s'écrit pour un échangeur à changement de phase :

$$E = 1 - e^{-NTU}$$

L'expression Eq.(3.19) peut donc être reformulée :

$$\mathcal{P}_{exch NTU} = E \cdot \dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}} (T_a - T_b) \quad (3.20)$$

Par ailleurs, la puissance froide du jet vaut également :

$$\mathcal{P}_{jet} = \dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}} \cdot (T_a - T_b) \quad (3.21)$$

En combinant Eq.(3.20) et Eq.(3.21) on obtient une première formulation de la température d'injection, qui correspond à la température d'injection lorsque celle-ci est limitée par les échanges thermiques dans l'échangeur :

$$T_{b_{exch}} = T_1 - \frac{\mathcal{P}_{exch NTU}}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}}} \quad (3.22)$$

Une autre formulation de la température d'injection peut être obtenue en égalisant Eq.(3.21) avec l'équation de conservation de l'enthalpie dans l'échangeur (côté branche d'évacuation) :

$$\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}} \cdot (T_a - T_b) = \dot{m}_{TVS} \cdot (h_3 - h_2) \quad (3.23)$$

La relation (3.23) n'est valable que lorsque la surchauffe est interdite dans l'échangeur de chaleur (*i.e.* $\alpha_{OH} = 0$) et suppose une vaporisation complète du débit massique \dot{m}_{TVS} dans la branche d'évacuation. On obtient une seconde formulation de la température d'injection, correspondant à la température d'injection lorsque celle-ci est limitée par le bilan enthalpique sans surchauffe ($\alpha_{OH} = 0$) :

$$T_{b_{enth}} = T_1 - \frac{\dot{m}_{TVS} \cdot (h_3 - h_2)}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}}} \quad (3.24)$$

Lorsque la surchauffe de la vapeur, dans la branche d'évacuation, est autorisée (voir transformation 3 \rightarrow 3' sur la figure 3.3), l'enthalpie de la vapeur éjectée s'écrit :

$$\begin{aligned} h_{3'} &= h_3 + c_{p_{vap}} (T_{3'} - T_3) \\ &= h_3^0 + c_{p_{vap}} ((T_1 - \Delta T_{over\ heat}) - T_3) \end{aligned} \quad (3.25)$$

avec $c_{p_{vap}}$ la chaleur spécifique de la vapeur à la température T_3 et $\Delta T_{over\ heat}$ un paramètre numérique (voir tableau 3.1) qui prend en compte les irréversibilités thermique de la surchauffe. Le nouveau bilan enthalpique permet d'obtenir une autre formulation de la température d'injection,

Tableau 3.1: Paramètres du modèle numérique

η_{hyd}	λ_{plate}	$\Delta T_{min\,exch}$	$\Delta T_{over\,heat}$	r	γ	$\Delta\tau$	$P_{restart}$
\square	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	$[K]$	$[K]$	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$	\square	$[s]$	$[10^5\,Pa]$
0,5	237	0,10	0,20	$4,124 \times 10^3$	1,4	5	0,3

correspondant à la température d'injection lorsque celle-ci est limitée par le bilan enthalpique avec surchauffe ($\alpha_{OH} = 1$) :

$$T_{b_{enth_{OH}}} = T_1 - \frac{\dot{m}_{TVS} \cdot (h_{3'} - h_2)}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{p_{inj}}} \quad (3.26)$$

Enfin pour prendre en compte les irréversibilités thermiques des échanges thermiques, le paramètre $\Delta T_{min\,exch}$ est introduit (voir figure 3.3 et tableau 3.1). Il permet de calculer la température minimum que peut prendre la température d'injection :

$$T_{b_{irrev}} = T_2 + \Delta T_{min\,exch} \quad (3.27)$$

La valeur finalement retenue pour la température d'injection est le maximum issu de ces différentes formulations :

$$T_b = \begin{cases} \max(T_{b_{exch}}, T_{b_{enth}}, T_{b_{irrev}}) & \text{si } \alpha_{OH} = 0 \\ \max(T_{b_{exch}}, T_{b_{enth_{OH}}}, T_{b_{irrev}}) & \text{si } \alpha_{OH} = 1 \end{cases} \quad (3.28)$$

3.3 Algorithme de résolution

L'algorithme de résolution du modèle se décompose en trois phases : la phase d'initialisation puis des phases de refroidissement et d'auto-pressurisation se succèdent jusqu'à la vidange du réservoir (*i.e.* $m_{liq} < m_{stop}$ voir Eq. (2.1)).

3.3.1 Procédure d'initialisation

Chaque calcul débute par une phase d'initialisation. Durant cette phase, le nombre de plaques de l'échangeur est calculé en fonction des dimensions des plaques (L_{plate} , l_{plate} , t_{plate} et β_{plate}), du paramètre modèle α_{exch} et des bornes de pression p_{max} et p_{min} (voir Sec.3.2.2.1 pour plus de détails). La puissance de la pompe \mathcal{P}_{pump} ainsi que l'entrée thermique parasite associée $\mathcal{P}_{pump}^{therm}$ sont ensuite calculées (voir Sec.3.2.2.2). Enfin les masses initiales de liquide et de vapeur dans le réservoir sont calculées. Pour ce faire on retranche au volume du réservoir le volume du système TVS (que l'on assimile au volume de l'échangeur V_{exch} majoré de 30%) :

$$\begin{aligned} V_{TVS} &= (1 + 0,30) \cdot V_{exch} \\ V_{exch} &= L_{plate} \cdot l_{plate} \cdot t_{exch} \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$t_{exch} = n_{plate} \cdot t_{plate} + (n_{plate} + 1) \cdot \beta_{plate} + 4 \cdot t_{plate}$$

Le volume restant est rempli à 90% de liquide et 10% de vapeur, en prenant les densités liquide et vapeur de l'hydrogène pour $p = p_{max}$.

Après cette initialisation, une succession de phases de refroidissement et d'auto-pressurisation se produit jusqu'à ce que la masse de liquide dans le réservoir atteigne le critère d'arrêt m_{stop} .

3.3.2 Phase de refroidissement

La phase de refroidissement débute lorsque la pression dans le réservoir vaut p_{max} . En fonction de la pression dans le réservoir, la reformulation des Eq.(3.5) et Eq.(3.3) permet de déterminer simultanément les propriétés du fluide circulant dans la branche d'évacuation :

$$p_2^m = \frac{(-1 + (1 + 4 \cdot p_1^m \cdot S_{vent}^2 \cdot K_{col}^2 \cdot K_{JT})^{1/2})}{2 \cdot S_{vent}^2 \cdot K_{col}^2 \cdot K_{JT}} \quad (3.30)$$

$$\dot{m}_{TVS}^m = \left(\frac{p_1^m - p_2^m}{K_{JT}} \right)^{1/2}$$

avec :

$$K_{col} = \left(\frac{\gamma}{r T_i} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}$$

$$S_{vent} = \pi \times R_{vent}^2$$

En fonction de ces propriétés fluide et des dimensions de l'échangeur définies et fixées dans la phase d'initialisation, la température d'injection est déterminée grâce aux équations présentées dans la section 3.2.2.3.

L'évolution de pression, à chaque pas de temps m , est prédite par le modèle comme résultant de la compétition entre l'entrée thermique \mathcal{P}_c^* (voir Eq.(3.17)) et la puissance froide du jet entrant \mathcal{P}_{jet} (voir Eq. (3.21)). La conservation de l'énergie dans le réservoir, détaillée dans [13], permet d'écrire :

$$\Delta m_{vap}^m = \frac{(\mathcal{P}_c^* + \dot{m}_{inj} (c_{liq}(T_{inj}^m) T_{inj}^m - c_{liq}(T_1^m) T_1^m)) \Delta \tau}{(c_{vap}(T_1^{m+1}) T_1^{m+1} - c_{liq}(T_1^{m+1}) T_1^{m+1}) + L_{vap}(T_1^{m+1})}$$

$$- \frac{m_{vap}^m \cdot \Delta(c_{vap} \cdot T) + m_{liq}^m \cdot \Delta(c_{liq} \cdot T)}{(c_{vap}(T_1^{m+1}) T_1^{m+1} - c_{liq}(T_1^{m+1}) T_1^{m+1}) + L_{vap}(T_1^{m+1})} \quad (3.31)$$

avec $\Delta(c_{vap} \cdot T) = c_{vap}(T_1^{m+1}) T_1^{m+1} - c_{vap}(T_1^m) T_1^m$ (et de même pour $\Delta(c_{liq} \cdot T)$ en remplaçant vap par liq). On suppose que la chaleur latente varie linéairement avec la température :

$$L_{vap}(T) = a \cdot T + b \quad (3.32)$$

De plus, en supposant que le fluide est toujours à saturation, on peut intégrer la courbe de Clausius-Clapeyron pour obtenir une seconde équation reliant Δm_{vap}^m et T_1^{m+1} :

$$\Delta m_{vap}^m = m_{vap}^m \left(1 - \exp \left(-\frac{Mb}{R} \left(\frac{1}{T_1^{m+1}} - \frac{1}{T_1^m} \right) \right) \times \left(\frac{T_1^{m+1}}{T_1^m} \right)^{\frac{aM}{R} - 1} \right) \quad (3.33)$$

Une méthode de Newton permet finalement de résoudre à chaque pas de temps le système à deux équations et deux inconnues formé par (3.31) et (3.33).

Le temps de vidange et les masses fluides contenues dans le réservoir peuvent ensuite être mis à jour de la manière suivante :

$$t_{vent}^{m+1} = t_{vent}^m + \Delta \tau$$

$$m_{liq}^{m+1} = m_{liq}^m - \dot{m}_{TVS}^m \cdot \Delta \tau + \Delta m_{vap}^m \quad (3.34)$$

$$m_{vap}^{m+1} = m_{vap}^m - \Delta m_{vap}^m$$

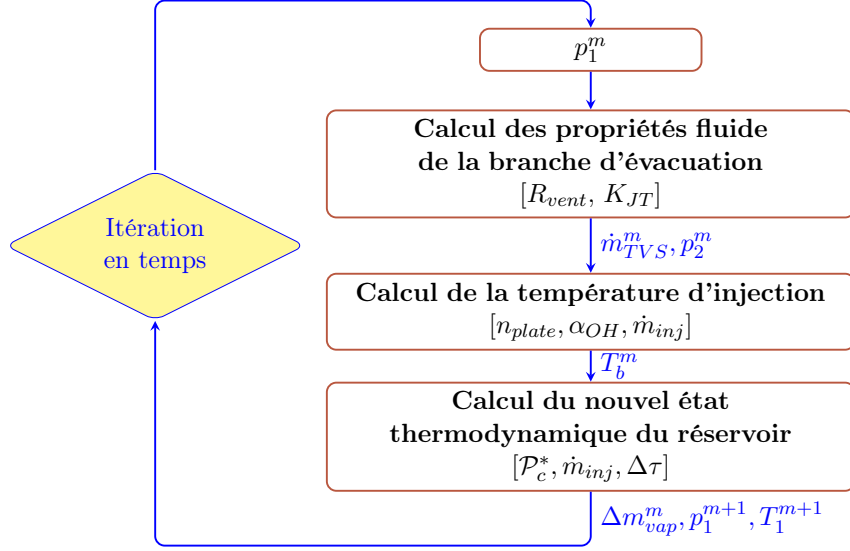


FIGURE 3.5: Schéma représentant l'algorithme de résolution durant une phase de refroidissement.

L'algorithme de résolution est schématisé sur la figure 3.5. Le modèle itère en temps jusqu'à ce que la pression en sortie de détendeur JT atteigne la pression minimale admissible.

3.3.3 Phase d'auto-pressurisation

Durant les phases d'auto-pressurisation, la branche d'évacuation est fermée et la pression augmente dans le réservoir sous l'effet de l'entrée thermique externe \mathcal{P}_c . Avant chaque auto-pressurisation, la pression maximale admissible dans le réservoir est mise à jour (voir Eq. (3.2)). Afin de prendre en compte la non-linéarité des propriétés physiques de l'hydrogène, la montée en pression entre l'état final de la phase de refroidissement précédente et la pression maximale est divisée en 15 incréments :

$$\Delta p_{AP} = \frac{p_{max} - p_1^m}{15}$$

Une étude de sensibilité a démontré qu'une décomposition en 15 incréments de pression de la phase d'auto-pressurisation était suffisante pour obtenir la convergence numérique du modèle. De plus une augmentation du nombre d'incrément au delà de cette valeur ne modifie plus la prédiction du modèle. En supposant que le fluide reste à saturation durant l'auto-pressurisation, on peut calculer l'incrément de température dans le réservoir ΔT_{AP}^i associé à chaque incrément de pression Δp_{AP} :

$$\Delta T_{AP}^i = T_{sat}(p_1^m + i \times \Delta p_{AP}) - T_{sat}(p_1^m + (i - 1) \times \Delta p_{AP}) \text{ avec } i < 15$$

Le temps nécessaire pour augmenter la température dans le réservoir d'un incrément ΔT_{AP}^i est déterminé grâce au bilan thermodynamique, précédemment établi dans la section 3.3.2, comme suit :

$$\begin{aligned} t_{AP}^i &= \frac{1}{\mathcal{P}_c} \left(m_{vap}^i \cdot \Delta(c_{vap} \cdot \Delta T_{AP}^i) + m_{liq}^m \cdot \Delta(c_{liq} \cdot \Delta T_{AP}^i) \right) \\ &+ \frac{m_{vap}^m}{\mathcal{P}_c} \times \left(\left(\frac{T_1^{i+1}}{T_1^i} \right)^{\frac{aM}{R} - 1} \times \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_1^i} - \frac{1}{T_1^{i+1}} \right) \right] - 1 \right) \\ &\times \left((c_{vap}(T_1^{i+1}) - c_{liq}(T_1^{i+1})) T_1^{i+1} + l_{vap}(T_1^i) \right) \end{aligned} \quad (3.35)$$

avec T_1^i et T_1^{i+1} les températures respectives du réservoir avant et après l'incrément de pression et $\Delta(c_{vap} \cdot \Delta T_{AP}^i)$ (*resp.* $\Delta(c_{liq} \cdot T_{AP}^i)$) = $c_{vap}(T_1^{i+1})T_1^{i+1} - c_{vap}(T_1^i)T_1^i$ (*resp.* liq). On suppose de plus toujours ici que la chaleur latente de vaporisation varie linéairement avec la température (voir Eq.(3.32)).

L'augmentation de pression est due à la vaporisation d'une fraction liquide. La masse de liquide vaporisée, par incrément de pression, est également déduite du bilan thermodynamique du réservoir :

$$\Delta m_{evap}^i = m_{vap}^i \times \left(\left(\frac{T_1^{i+1}}{T_1^i} \right)^{\frac{\alpha M}{R} - 1} \times \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_1^i} - \frac{1}{T_1^{i+1}} \right) \right] - 1 \right) \quad (3.36)$$

Le temps de vidange, les masses fluides, la température et la pression sont mises à jour en écrivant :

$$\begin{aligned} T_1^{i+1} &= T_1^i + \Delta T_{AP}^i \\ p_1^{i+1} &= p_1^i + \Delta p_{AP}^i \\ m_{vap}^{i+1} &= m_{vap}^i + \Delta m_{evap}^i \\ m_{liq}^{i+1} &= m_{liq}^i - \Delta m_{evap}^i \\ t_{vent}^{i+1} &= t_{vent}^i + t_{AP}^i \end{aligned} \quad (3.37)$$

Cette séquence de calcul est répétée jusqu'à ce que la pression dans le réservoir atteigne p_{max} . Si le réservoir n'est pas vide, une nouvelle phase de chauffe est initiée.

3.4 Performance d'un système dimensionné arbitrairement

Une fois le modèle mis en place, on peut fixer arbitrairement les 12 paramètres du modèle (voir tableau 3.2), afin d'observer les évolutions de température, de pression, de masses et de débit du système TVS défini par ce choix arbitraire de paramètres. Comme on le verra au chapitre suivant, une gamme de variation physiquement et technologiquement justifiée a été retenue pour chacun des paramètres de conception ; les valeurs fixées dans le tableau 3.2 se situent toutes à l'intérieur de ces différentes gammes de variation.

La figure 3.6 présente l'évolution de la pression dans le réservoir (p_1) et en sortie de détendeur (p_2) durant une régulation TVS. On observe que la pression p_1 dans le réservoir diminue durant les phases de refroidissement jusqu'à une valeur minimum. On observe également sur cette figure l'effet du paramètre α_p , puisque la pression maximale atteinte à la fin des phases de chauffe décroît au cours de la régulation. De plus, on constate que la dynamique de refroidissement varie au cours du temps. Comme les masses liquide et vapeur contenues dans le réservoir diminuent au cours du temps (voir figure 3.9), l'inertie du fluide varie significativement durant la régulation. Ceci explique cette variation de dynamique d'une phase de refroidissement à l'autre. Enfin on observe bien sur les figures 3.6 et 3.7 que le fluide circulant dans la branche d'évacuation subit une détente isenthalpe dans le détendeur de Joule Thomson. Ceci permet de créer la basse pression (*resp.* température) du cycle TVS p_2 (*resp.* T_2).

La branche d'évacuation refroidit la boucle d'injection à la température T_b grâce à l'échangeur de chaleur. Le sous-refroidissement du jet ($T_1 - T_b$) augmente légèrement durant une phase d'injection.

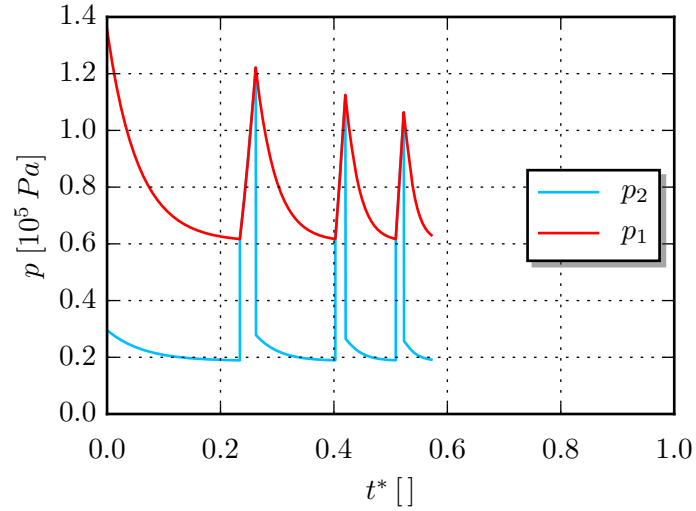


FIGURE 3.6: Évolution des pressions calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.

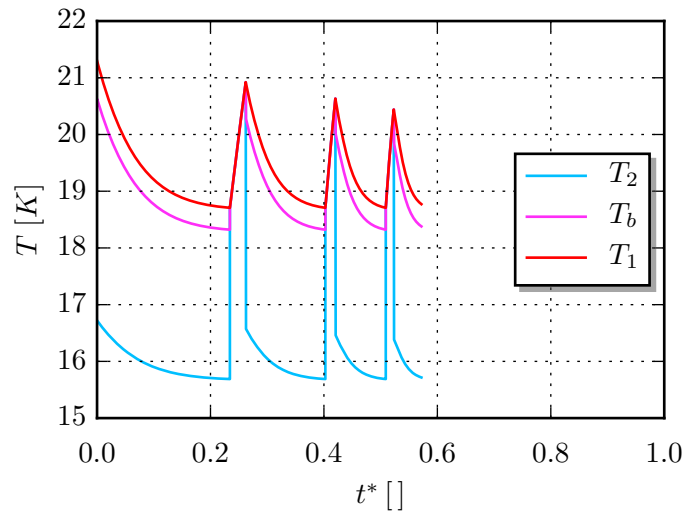


FIGURE 3.7: Évolution des températures calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.

Pendant l'auto-pressurisation, la pompe d'injection est arrêtée et la branche d'évacuation est fermée ($\dot{m}_{inj} = \dot{m}_{TVS} = 0$ sur la figure 3.8). La pression du réservoir augmente (ainsi que la température) sous l'effet de l'entrée thermique externe \mathcal{P}_c et de la vaporisation du liquide à l'interface, jusqu'à la pression maximale admissible dans le réservoir.

De plus, on observe sur la figure 3.8 que le débit circulant dans la branche d'évacuation varie en fonction de la pression dans le réservoir. Ceci s'explique comme suit : puisqu'au cours d'une

Tableau 3.2: Paramètres de design du système TVS dimensionné arbitrairement.

Param.	L_{plate}	l_{plate}	t_{plate}	β_{plate}	α_{exch}	R_{vent}
<i>unité</i>	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[\]$	$[10^{-3} m]$
<i>valeur</i>	12,5	111,5	0,47	1,7	0,2571	0,5
Param.	K_{JT}	p_{max}	p_{min}	α_P	\dot{m}_{inj}	α_{OH}
<i>unité</i>	$[10^{12} Pa.kg^{-1}.s]$	$[10^5 Pa]$	$[10^5 Pa]$	$[\]$	$[10^{-3} kg.s^{-1}]$	$[\]$
<i>valeur</i>	3,403	1,32	0,18	0,55	3,2	1

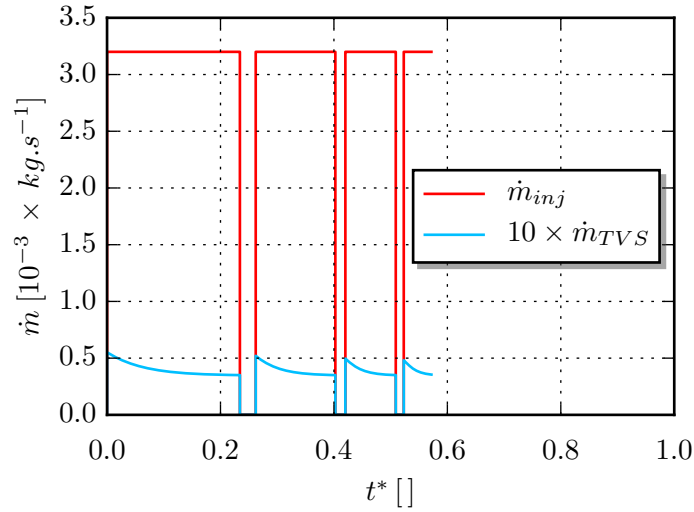


FIGURE 3.8: Évolution des débits calculés par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.

phase de refroidissement la pression dans le réservoir diminue, le gradient de pression générant l'écoulement $\Delta p = p_1 - p_2$ diminue lui-aussi de sorte que le débit \dot{m}_{TVS} diminue.

La figure 3.9 montre l'évolution des masses de liquide et de vapeur contenues dans le réservoir au cours d'une régulation. Comme une fraction de fluide est éjectée par la branche d'évacuation, on constate que la masse de fluide diminue au cours des phases de refroidissement. A l'inverse, les phases d'auto-pressurisation sont réalisées dans un réservoir clos et donc avec une masse totale de fluide constante. On constate aussi que l'auto-pressurisation est due à la vaporisation de fluide de la phase liquide vers la phase vapeur.

Le modèle TVS mis au point dans ce chapitre permet donc de calculer le temps de vidange d'un réservoir muni d'un dispositif TVS. De plus il permet d'observer les évolutions de pression, température et débit à différents points du système TVS. Cependant, si l'on fixe arbitrairement les 12 paramètres d'entrée du modèle on constate que les performances d'un système TVS sont médiocres comparées à celle d'un système DV puisque le temps de vidange du système TVS normalisé par le temps de vidange d'un système DV idéal équivalent ne vaut que 57% de ce

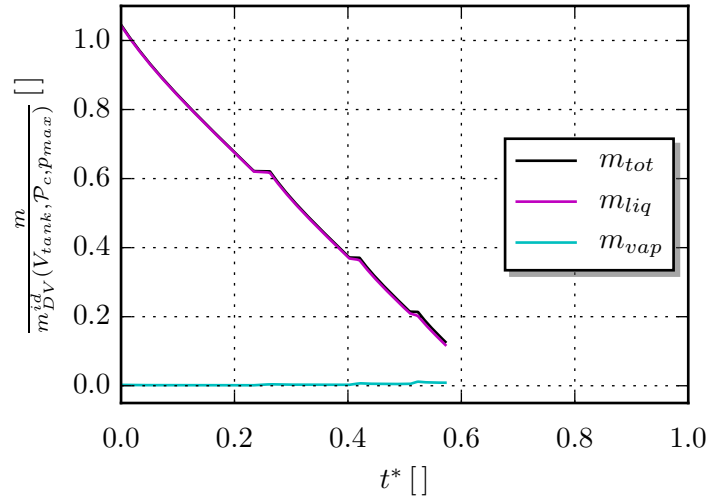


FIGURE 3.9: Évolution des masses calculées par le modèle TVS pour un système dimensionné arbitrairement.

temps de référence (voir figure 3.6). De plus, la complexité du modèle et l'interdépendance des paramètres ne permet pas de connaître *a priori* les valeurs à affecter aux paramètres de design pour maximiser le temps de vidange du système TVS.

Dans le chapitre 4, nous mettrons donc en place une boucle d'optimisation, basée sur le modèle présenté, afin d'optimiser les performances de régulation d'un système TVS.

Chapitre 4

Optimisation de performances d'un système TVS

Sommaire

4.1	Mise en place de la boucle d'optimisation	63
4.2	Mission CPST	65
4.3	Préconisations de dimensionnement	68
4.3.1	Influence du volume	68
4.3.2	Influence de l'entrée thermique externe	69
4.4	Conclusion	75

Dans ce chapitre, nous définirons les objectifs de performance du système TVS et présenterons la mise en place d'une boucle d'optimisation afin de maximiser ces performances de régulation d'un système TVS. Nous utiliserons ensuite l'outil mis en place, présenté au chapitre 3, pour dimensionner un système TVS. Ce premier système TVS, aux performances de régulation optimisées, répond au cahier des charges (volume du réservoir, entrée thermique) de la mission de démonstration CPST [58]. Nous mettrons finalement en évidence l'évolution du dimensionnement optimal du système TVS en fonction du volume V_{tank} et de l'entrée thermique \mathcal{P}_c du réservoir.

4.1 Mise en place de la boucle d'optimisation

Optimiser le dimensionnement d'un système TVS consiste ici à trouver le jeu de 12 paramètres de design produisant les meilleures performances de régulation. Ces performances du système sont caractérisées par :

- le temps de vidange du réservoir t_{vent} , que l'on souhaite maximiser afin de garantir la possibilité de redémarrer les moteurs aussi longtemps que possible. Nous utiliserons toujours ici le temps de vidange normalisé t^* , défini par l'équation Eq. (3.1), afin de comparer aisément les niveaux de performances d'une régulation TVS avec ceux d'une régulation DV idéale (*i.e.* n'éjectant que de la vapeur pure).
- le nombre de pseudo-cycles de régulation n_{cycle} (chaque cycle correspond à 1 phase de refroidissement et 1 phase d'auto-pressurisation), que l'on cherchera à minimiser afin de limiter le nombre de redémarrages de la pompe d'injection.

Afin de rester dans le cadre théorique fixé pour cette étude, on ajoute également une contrainte sur le nombre de plaques de l'échangeur n_{plate} qui ne peut être inférieur à 2.

Les critères de dimensionnement optimal retenus ici ne constituent bien entendu pas un choix unique. En pratique, un système TVS équipant un réservoir est associé à la réalisation d'une mission et les performances attendues doivent donc être maximisées en tenant compte du scénario de cette mission. En l'absence d'une "mission type" à remplir, les deux objectifs proposés de maximisation du temps de vidange et de minimisation du nombre de pseudo-cycles de régulation nous ont semblé les choix les plus pertinents. La méthode d'optimisation présentée dans ce chapitre est bien évidemment applicable pour d'autres choix d'objectifs, qui pourraient conduire à d'autres préconisations de dimensionnement. La modification des objectifs peut être très facilement réalisée dans la mesure où l'algorithme génétique utilisé dans la boucle d'optimisation ne fait appel qu'aux seules valeurs de ces objectifs - les gradients des fonctions objectifs ne sont pas utilisés.

Une version préliminaire du modèle TVS présenté dans le chapitre 3, avait été développée dans l'environnement Matlab. Le temps de calcul de ce modèle préliminaire correspondait typiquement à 1 minute par design sur les machines de calcul disponibles. Ce temps peut être considéré comme raisonnable pour un calcul direct de design, tel que celui présenté dans la section 3.4. En revanche, dans la mesure où l'optimisation du dispositif TVS suppose de réaliser plusieurs centaines voire plusieurs milliers de calculs directs pour explorer l'espace de conception, un tel temps de calcul unitaire conduit à un coût final de la boucle d'optimisation que l'on peut considérer comme excessif (typiquement presque 17 heures pour 1000 designs). Un travail d'optimisation algorithmique associé à une réécriture du modèle en langage Python a permis de réduire le temps d'évaluation d'un design de manière satisfaisante, en le ramenant à environ 10 secondes. Dans ce cas, une optimisation faisant appel à l'évaluation de 1000 designs représente moins de 3 heures de calcul au total.

Cette version optimisée du modèle TVS est couplée au logiciel d'optimisation commercial ModeFrontier™ ESTECO [17] (voir figure 4.1). Le problème, contraint et multi-objectifs, est résolu en utilisant un algorithme bien adapté à la résolution de problèmes d'optimisation multi-objectifs : l'algorithme NSGA-II de type Non-Dominated Sorting Genetic Algorithm, disponible "sur étagère" dans le logiciel ModeFrontier. La population initiale de 100 designs, générée à l'aide d'un algorithme de type "Space Filler" de façon à être aussi bien répartie que possible dans l'espace de conception, évolue pendant quelques dizaines de générations. Cette évolution est réalisée en appliquant 3 opérateurs génétiques, respectivement de sélection, croisement et mutation, qui permettent à l'algorithme de progresser de façon judicieuse dans l'espace de design. A chaque nouvelle génération, l'opérateur de sélection favorise ainsi la présence dans la nouvelle population de designs qui sont optimaux au sens de Pareto. L'ensemble optimal de Pareto d'une population est formé des designs qui ne se dominent pas entre eux mais qui dominent tous les autres designs de la population. Dans le cas considéré d'un problème à 2 objectifs, un design A sera dominé par un autre design B si les valeurs prises par les objectifs pour le design A sont toutes les 2 moins bonnes que les valeurs prises par les objectifs pour le design B. En revanche si A est meilleur que B pour le premier objectif mais moins bon que B pour le second objectif par exemple alors A et B ne se dominent pas l'un l'autre. L'algorithme NSGA-II progresse dans l'espace des objectifs en identifiant successivement des individus localement optimaux au sens de Pareto (c'est-à-dire optimaux vis-à-vis de la seule population considérée à la génération traitée) qui vont finir par converger vers l'ensemble optimal de Pareto global qui constitue la solution visée du problème. La plage de variation de chaque paramètre de design est présentée dans le tableau 4.1. L'espace

Tableau 4.1: Espace de design du processus d'optimisation.

Param.	L_{plate}	l_{plate}	t_{plate}	β_{plate}	α_{exch}	R_{vent}
<i>unité</i>	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[10^{-3} m]$	$[\]$	$[10^{-3} m]$
min. - max.	1,0 – 150,0	1,0 – 150,0	0,01 – 2,0	0,2 – 2,0	0 – 1	0,1 – 2,0
step	0,5	0,5	0,01	0,1	1	0,1
Param.	K_{JT}	p_{max}	p_{min}	α_P	\dot{m}_{inj}	α_{OH}
<i>unité</i>	$[10^{12} Pa.kg^{-1}.s]$	$[10^5 Pa]$	$[10^5 Pa]$	$[\]$	$[10^{-3} kg.s^{-1}]$	$[\]$
min. - max.	0,1 – 90,0	0,3 – 3,5	0,1 – 0,29	0 – 1	0,1 – 5,0	0 – 1
step	0,1	0,01	0,01	0,01	0,05	1

de design est exploré par NSGA-II sur 50 générations en utilisant une population initiale de 100 designs. Pour chaque calcul on vérifie que le front de Pareto trouvé par l'algorithme après ces 5000 calculs de designs ne varie plus au cours des dernières générations et peut donc être considéré comme convergé. On procède ensuite à la phase d'analyse des solutions optimales, c'est-à-dire des designs qui constituent le front ou l'ensemble de Pareto. Cette analyse est réalisée à la fois dans le plan des objectifs et dans l'espace (à 12 dimensions) des paramètres.

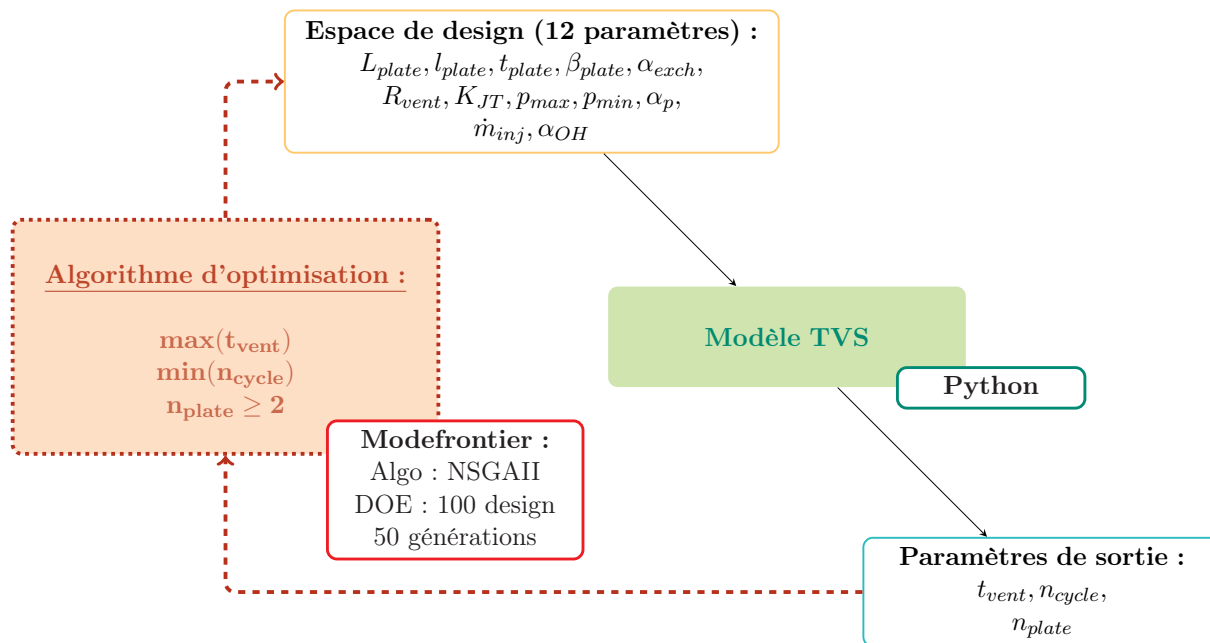


FIGURE 4.1: Schéma représentant la boucle d'optimisation mise en place.

4.2 Mission CPST

La première optimisation est effectuée sur la base de la mission CPST. Le réservoir a un volume fixe, $V_{tank} = 137 L$, il est soumis à une entrée thermique $\mathcal{P}_c = 10 W$. Les designs réalisables

(*i.e.* satisfaisant la contrainte $n_{plate} \geq 2$) obtenus après évolution de la population de 100 designs pendant 50 générations sont représentés dans l'espace / le plan des objectifs (n_{cycle} en abscisse et t^* en ordonnée) sur la figure 4.2. On rappelle que chaque design / point sur la courbe correspond à un jeu de valeurs pour les 12 paramètres de conception du système. Sur cette même figure, les designs appartenant au front de Pareto final sont représentés par des symboles bleus foncés.

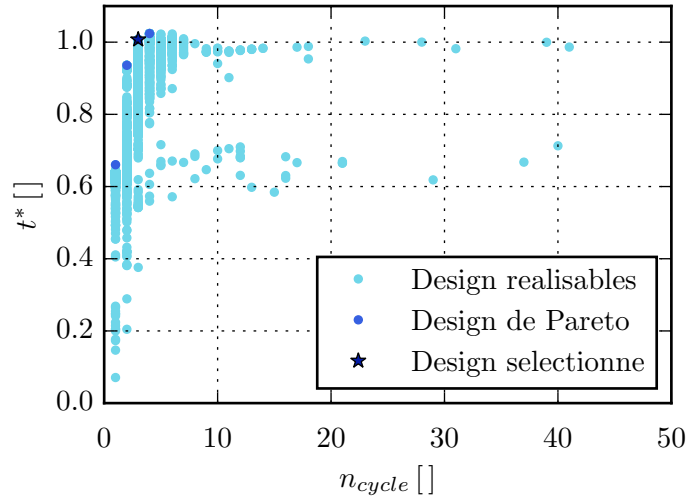


FIGURE 4.2: Résultats du processus d'optimisation pour le réservoir de la mission CPST. Représentation des designs réalisables et de Pareto ainsi que du design sélectionné.

On observe que le front de Pareto obtenu ne contient que 4 designs, qui produisent des historiques de régulation contenant de 1 à 4 pseudo-cycles. Pour chacune des valeurs de n_{cycle} comprises entre 1 et 4, l'algorithme d'optimisation a été en mesure d'identifier un design optimal conduisant à la maximisation du temps de vidange. On rappelle que, dans le cadre d'une optimisation bi-objectifs idéale, ces 4 designs sont aussi intéressants / optimaux les uns que les autres. Le design ($n_{cycle} = 1, t^* \approx 0,65$) en partie basse et gauche du front de Pareto est ainsi aussi optimal que le design ($n_{cycle} = 4, t^* \approx 1$) en partie haute et droite de ce même front. Le design ($n_{cycle} = 1, t^* \approx 0,65$) indique que le temps maximal de vidange qui peut être réalisé pour le réservoir CPST en faisant appel à un seul cycle de régulation représente un peu moins des 2/3 ou 67% du temps de vidange associé à une régulation DV idéale appliquée à ce même réservoir. Dans le même temps, le temps de vidange maximal qui peut être atteint grâce au dispositif TVS est légèrement supérieur au temps DV idéal et il est réalisé pour 4 cycles de régulation. On note donc qu'il est possible d'améliorer avec $n_{cycle} = 4$ le temps de vidange de plus de 50% par rapport au cas optimal à $n_{cycle} = 1$. L'examen des solutions optimales dans le plan des objectifs ne nous dit rien sur les paramètres de conception associés à ces designs optimaux puisque seules les valeurs des objectifs sont analysées ici. Il a été vérifié que les designs optimaux sont très différents dans l'espace des paramètres : autrement dit l'optimum réalisé pour $n_{cycle} = 4$ correspond à un design tout à fait distinct de celui qui maximise le temps de vidange pour $n_{cycle} = 1$. Le recours à une optimisation multi-objectifs idéale, c'est-à-dire prenant bien simultanément en compte les différents (ici deux) objectifs via le concept de dominance, sans faire appel par exemple à

une combinaison linéaire des objectifs, donne accès à des informations précieuses pour guider le concepteur dans son choix de design. Pour le réservoir CPST, on constate ainsi que le temps de vidange maximal varie très peu lorsque l'on passe de 3 à 4 cycles de régulation. Au-delà de 4 cycles de régulation, on constate même que le temps de vidange maximal qui peut être atteint se met à décroître avec le nombre de cycles (jusqu'à $n_{cycle} \approx 10$ en tout cas) avant de se stabiliser sur un temps maximal égal ou très légèrement inférieur au temps DV idéal pour un nombre de cycles compris entre 10 et 30. Ces derniers design ne font pas partie de l'ensemble de Pareto du problème puisqu'ils sont dominés par le design ($n_{cycle} = 4, t^* \approx 1$) qui offre simultanément un temps de vidange (légèrement) plus long pour un nombre de cycles inférieur. Il est d'ailleurs également intéressant de noter que le passage de 3 à 4 cycles n'apporte qu'une augmentation très minime du temps de vidange maximal. Le design correspondant au point ($n_{cycle} = 3, t^* = 1$) dans le plan des objectifs, marqué par une étoile sur la figure 4.2, peut donc être considéré comme un compromis particulièrement intéressant puisqu'il offre un temps de vidange quasiment égal au temps maximal (100% du temps DV idéal) pour un nombre de pseudo-cycles un peu plus faible (3 au lieu de 4). Pour ce référer à ce design, on utilisera par la suite l'appellation design "étoile".

Il est également intéressant de noter que le temps de vidange normalisé n'excède que de très peu les 100%, autrement dit les performances optimales d'un système TVS sont au mieux très légèrement supérieures à celles du DV idéal. Il est bon de rappeler alors, comme cela a déjà été mentionné dans le chapitre 1, que l'atout majeur du système TVS est qu'il repose sur une régulation dite "liquide", c'est-à-dire un système de régulation ne prélevant que du fluide à l'état liquide dans le réservoir. Un tel système peut être effectivement réalisé en microgravité grâce à un dispositif d'extraction qui garantit l'extraction de liquide d'un réservoir en microgravité. Ce dispositif, appelé Liquid Acquisition Device (LAD) [31], utilise les forces capillaires pour capter le liquide quelle que soit la force de gravité qui s'applique au réservoir. Dans le même temps, le DV idéal reste une "vue de l'esprit" puisque il n'est pas possible d'assurer une extraction de vapeur pure en microgravité.

Si on revient à l'analyse du design "étoile" sélectionné sur la figure 4.2, on peut tracer l'évolution des pressions dans le réservoir p_1 et en sortie du détendeur JT p_2 , pour ce système TVS spécifique, optimisé donc pour la mission CPST. On observe sur la figure 4.3 que ce design, et plus généralement une régulation à bas niveau de pression, est intéressant pour stocker durablement des fluides cryogéniques. En effet, pour le design sélectionné la pression dans le réservoir est toujours inférieure à $0,45 \times 10^5 Pa$. Ce résultat va à l'encontre de l'idée intuitive d'un effet favorable de l'augmentation de la pression maximale admissible dans le réservoir. Le stockage à basse pression permet en fait d'éjecter de la vapeur à basse température et donc avec une enthalpie très faible.

Il est bien sûr également possible d'analyser les designs optimaux dans l'espace des paramètres (espace de dimension 12). Nous procéderons à une telle analyse dans l'étude plus générale de la section suivante plutôt que pour la présente section dédiée au cahier des charges d'une mission spécifique, la mission CPST, afin de vérifier si des préconisations de design générales peuvent être identifiées ou non. Après avoir optimisé le système TVS pour le réservoir de stockage de la mission CPST, nous appliquons donc l'outil de design optimal développé à l'analyse des systèmes TVS optimaux pour des réservoirs de différentes tailles et soumis à différentes valeurs de la puissance de chauffe.

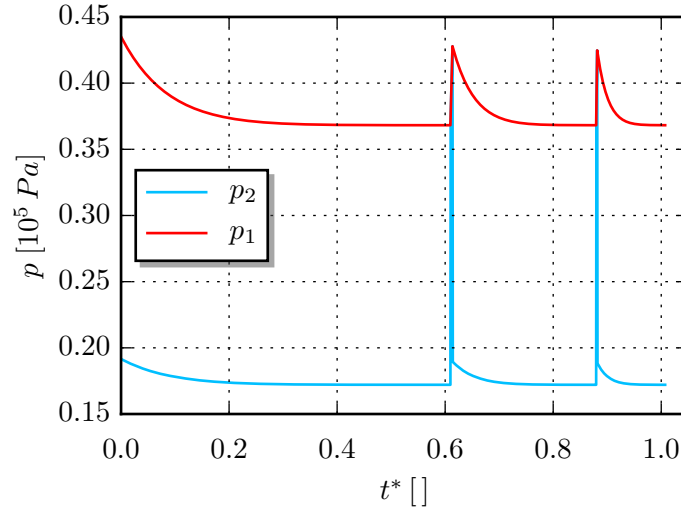


FIGURE 4.3: Évolution de la pression dans le réservoir p_1 et en sortie du détendeur JT p_2 pour la régulation du système sélectionné (design "étoile" de la figure 4.2).

4.3 Préconisations de dimensionnement

4.3.1 Influence du volume

On considère 3 valeurs croissantes pour le volume V_{tank} du réservoir : $137 L$ (mission CPST), $1 m^3$ et $10 m^3$. Ces 3 réservoirs de volume croissant sont supposés soumis à la même entrée thermique $\mathcal{P}_c = 10 W$. La boucle d'optimisation est appliquée avec les mêmes objectifs de maximisation du temps de vidange et de minimisation du nombre de pseudo-cycles de régulation et avec la même contrainte de nombre de plaques égal à 2 au moins pour l'échangeur de chaleur. On s'intéresse à la comparaison des designs optimaux obtenus pour les différents réservoirs considérés afin d'identifier la façon dont le système TVS doit être éventuellement modifié pour continuer à offrir une performance optimale lorsque le volume du réservoir augmente.

La figure 4.4 présente ainsi les fronts de Pareto obtenus pour chacun des 3 réservoirs considérés. Par rapport à la figure 4.2, on a volontairement évité de représenter l'ensemble des designs calculés, afin de préserver la lisibilité de la figure. Pour ce qui concerne la comparaison des 3 ensembles ou fronts de Pareto obtenus, on observe clairement que le volume du réservoir n'a (quasiment) pas d'influence sur les performances du système TVS optimisé : le temps de vidange normalisé et le nombre de pseudo-cycles pour les designs optimaux restent similaires quelle que soit la valeur du volume V_{tank} - des différences sont visibles pour les seuls designs correspondant à $n_{cycle} = 1$. On peut s'interroger pour savoir si cette similitude dans l'espace des objectifs correspond également à une similitude des designs dans l'espace des paramètres. Autrement dit, les designs qui permettent d'atteindre $t^* \approx 1$ pour $n_{cycle} = 3$ dans le cas d'un réservoir de $137 L$, $1 m^3$ et $10 m^3$ sont-ils analogues ou non ? La figure 4.5 présente les designs TVS optimaux pour les 3 réservoirs dans l'espace des paramètres. Plus précisément, cet espace étant de grande taille, on a choisi de tracer les designs optimaux dans 12 plans de type (ϕ, t^*) où ϕ est successivement égal à chacun des 12 paramètres de design. L'étendue de l'axe des abscisses est choisie de fa-

çon à correspondre à la pleine échelle de variation du paramètre ϕ (cf. Tableau 4.1). L'analyse systématique des différents plans permet de conclure que les designs optimaux qui conduisent à $t^* \approx 1$ pour les différentes tailles de réservoir considérées sont quasiment identiques dans l'espace des paramètres de design. Il apparaît donc que le volume du réservoir n'influe ni sur les

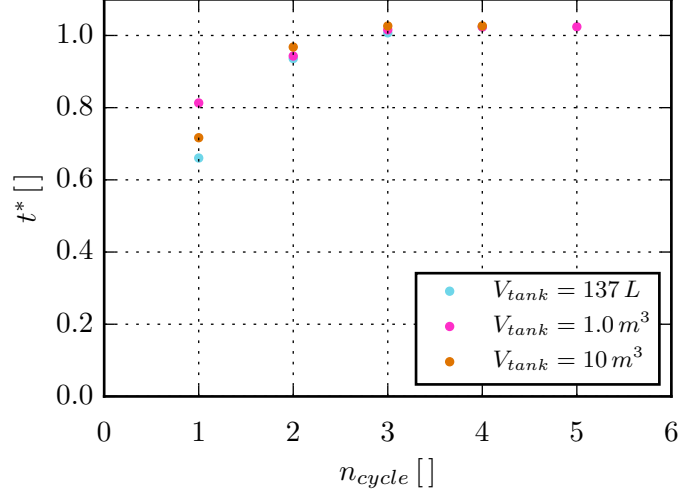


FIGURE 4.4: Front de Pareto des différents processus d'optimisation avec une entrée thermique de $10 W$ et différents volumes de réservoir.

performances de la régulation ni sur son dimensionnement. Le système TVS optimal conçu pour le réservoir de la mission CPST reste donc optimal pour un réservoir de volume plus important, restant soumis à la même entrée thermique. Ceci ne signifie cependant pas nécessairement que l'évolution des grandeurs thermodynamiques dans ces réservoirs de taille différente mais soumis à une même entrée thermique sera identique. On trace ainsi sur la figure 4.6 l'évolution de pression dans les 3 réservoirs considérés, régulés par le même système TVS optimal, à savoir le design "étoile" (voir figure 4.2) sélectionné pour la mission CPST correspondant au cas du plus petit réservoir $V_{tank} = 137 L$. On observe des régulations qui ne sont pas strictement les mêmes mais qui procurent bien, pour les trois volumes, le même temps maximal de vidange normalisé (soit $t^* \approx 1$) avec le même nombre de pseudo-cycles (soit $n_{cycle} = 3$). Rappelons que cette analyse porte sur le temps de vidange adimensionné par le temps de vidange d'un système DV idéal. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 sur la figure 2.5, ce temps de vidange DV idéal augmente linéairement avec le volume du réservoir V_{tank} . Il ressort donc bien de cette section que le temps de vidange effectif d'un réservoir contrôlé par un système TVS, croît avec la taille du réservoir lorsque \mathcal{P}_c reste constante.

4.3.2 Influence de l'entrée thermique externe

On considère maintenant 4 valeurs croissantes de l'entrée thermique \mathcal{P}_c , respectivement $10 W$, $20 W$, $35 W$ et $100 W$ qui s'appliquent toutes à un même réservoir de volume $V_{tank} = 1 m^3$. La boucle d'optimisation est appliquée avec les mêmes objectifs de maximisation du temps de vi-

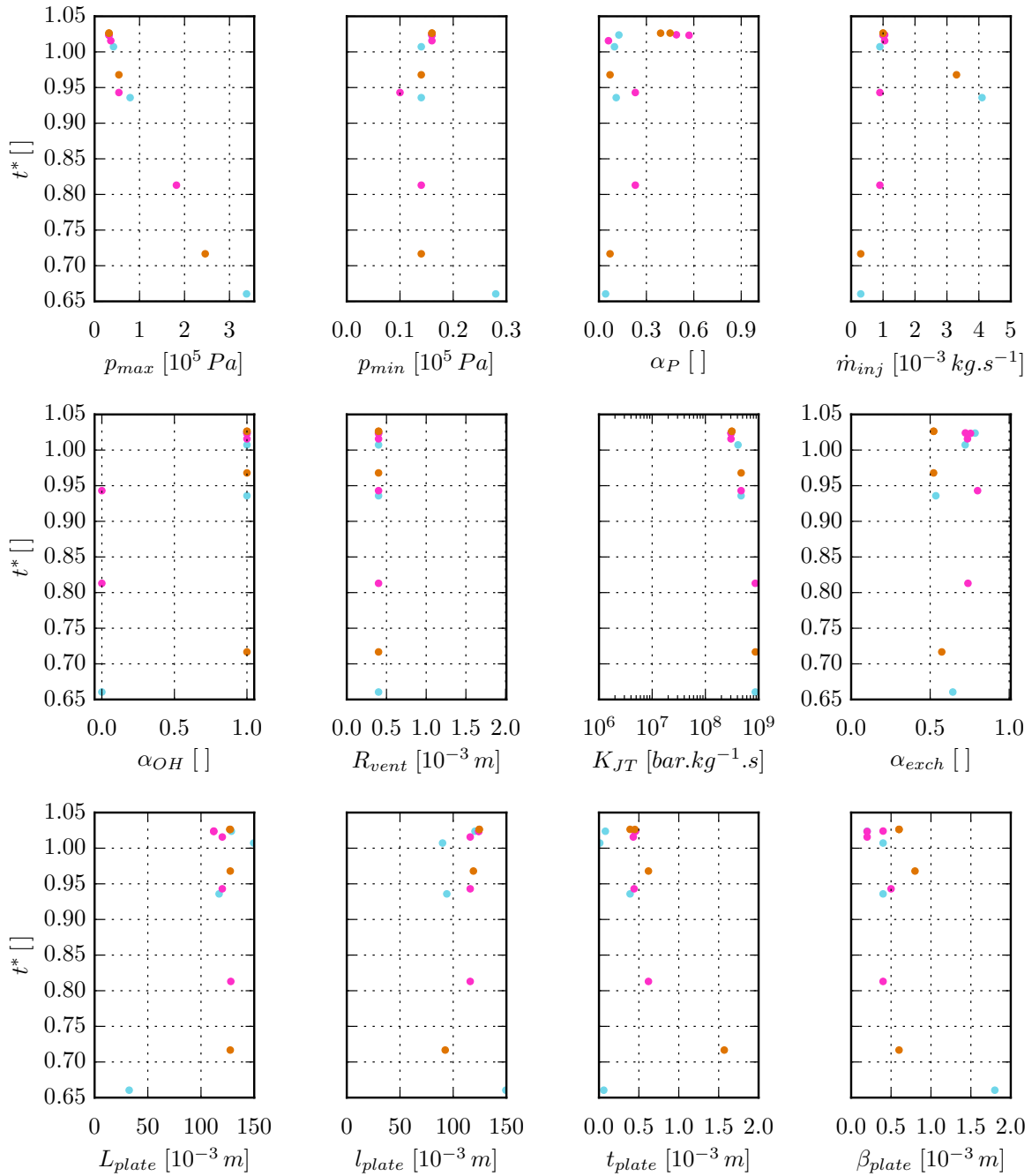


FIGURE 4.5: Valeur des paramètres de design pour les designs du Front de Pareto des différents processus d'optimisation avec $\mathcal{P}_c = 10 W$ et différents volumes de réservoir (Bleu : $V_{tank} = 137 L$, Violet : $V_{tank} = 1 m^3$, Orange : $V_{tank} = 10 m^3$).

dange et de minimisation du nombre de pseudo-cycles de régulation et avec la même contrainte de nombre de plaques égal à 2 au moins pour l'échangeur de chaleur. On souhaite analyser ici la

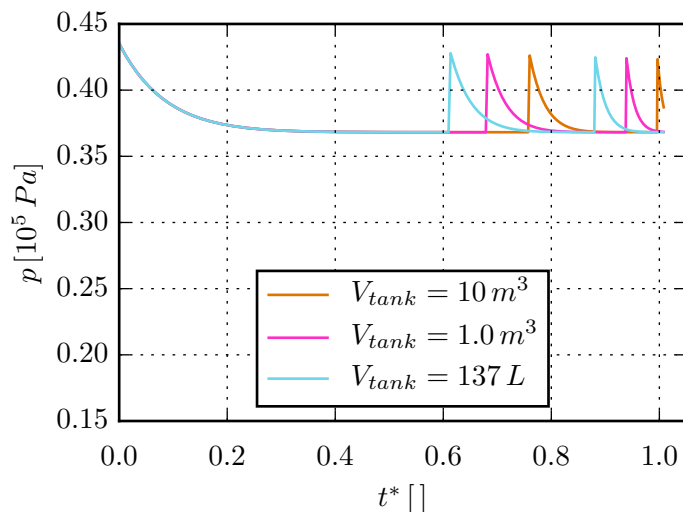


FIGURE 4.6: Évolution de la pression pour divers volume de réservoir avec le même système TVS (ayant les paramètres du design sélectionné sur la figure 4.2)

façon dont le système TVS doit être éventuellement adapté pour continuer à offrir une performance optimale lorsque l'entrée thermique à laquelle le réservoir est soumis évolue.

La figure 4.7 présente les différents ensembles optimaux de Pareto obtenus pour les 4 processus d'optimisation effectués. Une première observation importante est qu'il est possible, quelle que

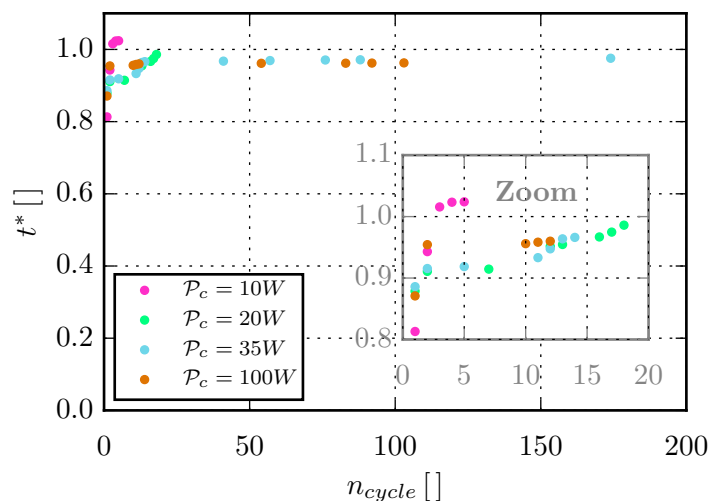


FIGURE 4.7: Fronts de Pareto des différents processus d'optimisation réalisés pour un volume de réservoir fixe $V_{\text{tank}} = 1 \text{ m}^3$ et différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c incluant une vue rapprochée de la zone $n_{\text{cycle}} \in [0, 20]$.

soit l'entrée thermique considérée, de trouver en explorant l'espace de conception des systèmes TVS optimaux qui conduisent à un temps de vidange normalisé à peu près égal à 1. Le système TVS, une fois optimisé, reste donc compétitif par rapport à un système DV idéal quelle que soit l'entrée thermique appliquée au réservoir. Une seconde observation importante, sur la figure 4.7, est que le nombre de pseudo-cycles associé aux différents designs optimaux varie de façon très significative selon l'entrée thermique considérée. On peut donc remarquer que le dimensionnement du système TVS doit être adapté à l'entrée thermique considérée - alors qu'il reste inchangé pour une entrée thermique fixée lorsque le volume du réservoir varie. Cette variation du design TVS optimal selon la valeur de l'entrée thermique est confirmée par l'analyse des designs optimaux dans l'espace des paramètres présentée sur la figure 4.8. La visualisation des 4 ensembles de designs optimaux dans les 12 plans (ϕ, t^*) - avec ϕ successivement égale à chaque paramètre de design de p_{max} à β_{plate} - met en évidence que les valeurs maximales de t^* sont atteintes pour des designs TVS bien différents selon la valeur de l'entrée thermique.

Un raisonnement physique permet cependant de dégager certaines tendances communes dans les caractéristiques présentées par les designs optimaux associés aux différentes valeurs d'entrée thermique. En effet, lorsque \mathcal{P}_c augmente, le pouvoir refroidissant du jet sous-refroidi :

$$\mathcal{P}_{jet} = \dot{m}_{inj} \cdot c_{liq} \cdot (T_a - T_b)$$

doit également augmenter afin de contrebalancer les effets de vaporisation induits par l'entrée thermique et donc de garantir la fonction de refroidissement du jet. Le système TVS ne peut durablement contrôler la pression dans le réservoir que si le rapport des puissances thermiques $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ reste supérieur à 1. Ce rapport est d'ailleurs représentatif de la dynamique du refroidissement comme on va l'illustrer maintenant. On se limite, par souci de clarté dans les représentations graphiques réalisées, à considérer pour chaque entrée thermique le design de Pareto qui fournit un temps de vidange normalisé t^* égal au moins à 96% pour un nombre minimal de pseudo-cycles. Ce critère permet de sélectionner un seul design optimal à analyser pour chaque condition d'entrée thermique. On présente sur la figure 4.9 l'évolution du rapport $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ pour les 4 designs optimaux ainsi sélectionnés. On observe que plus la valeur prise par ce rapport de puissance est élevée, plus la dynamique de refroidissement induite par le système TVS est rapide. On peut également observer qu'il n'y a en revanche pas de lien direct entre la valeur maximale prise par ce rapport et la valeur de l'entrée thermique. La valeur maximale prise par le rapport $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ croît fortement, de 1 environ à 5 lorsque \mathcal{P}_c passe de 10 W à 20 W avant de redescendre à 3 puis environ 1,2 lorsque \mathcal{P}_c continue d'augmenter jusqu'à 35 W puis 100 W.

La puissance froide du jet peut être ajustée en modifiant différents paramètres de design : le débit d'injection (\dot{m}_{inj}), les dimensions de l'échangeur (L_{plate} , l_{plate} , t_{plate} , β_{plate}), le rayon du col sonique (R_{vent}), les pressions de fonctionnement dans le réservoir (p_{min} , p_{max} , α_p) ou une combinaison de tous les paramètres précédemment cités.

La figure 4.10 présente l'historique de pression dans le réservoir produite par les systèmes TVS optimaux sélectionnés pour chacune des valeurs d'entrée thermique. On observe que la pression de stockage dans le réservoir varie significativement avec \mathcal{P}_c . Pour l'entrée thermique $\mathcal{P}_c = 10 W$, la pression de stockage $p_{tank} \in [0,3 - 0,45]10^5 Pa$ alors que pour les autres entrées thermiques, la pression de stockage augmente : $p_{tank} \in [0,9 - 1,5]10^5 Pa$. L'augmentation de la pression de stockage permet en fait d'augmenter le débit dans la branche d'évacuation et donc d'augmenter le pouvoir refroidissant du jet. Cependant on a pu constater sur la figure 4.8, que la pression maximale admissible dans le réservoir n'est pas le seul paramètre qui varie sensiblement avec \mathcal{P}_c . On observe également cette tendance pour le rayon du col sonique R_{vent} , le débit

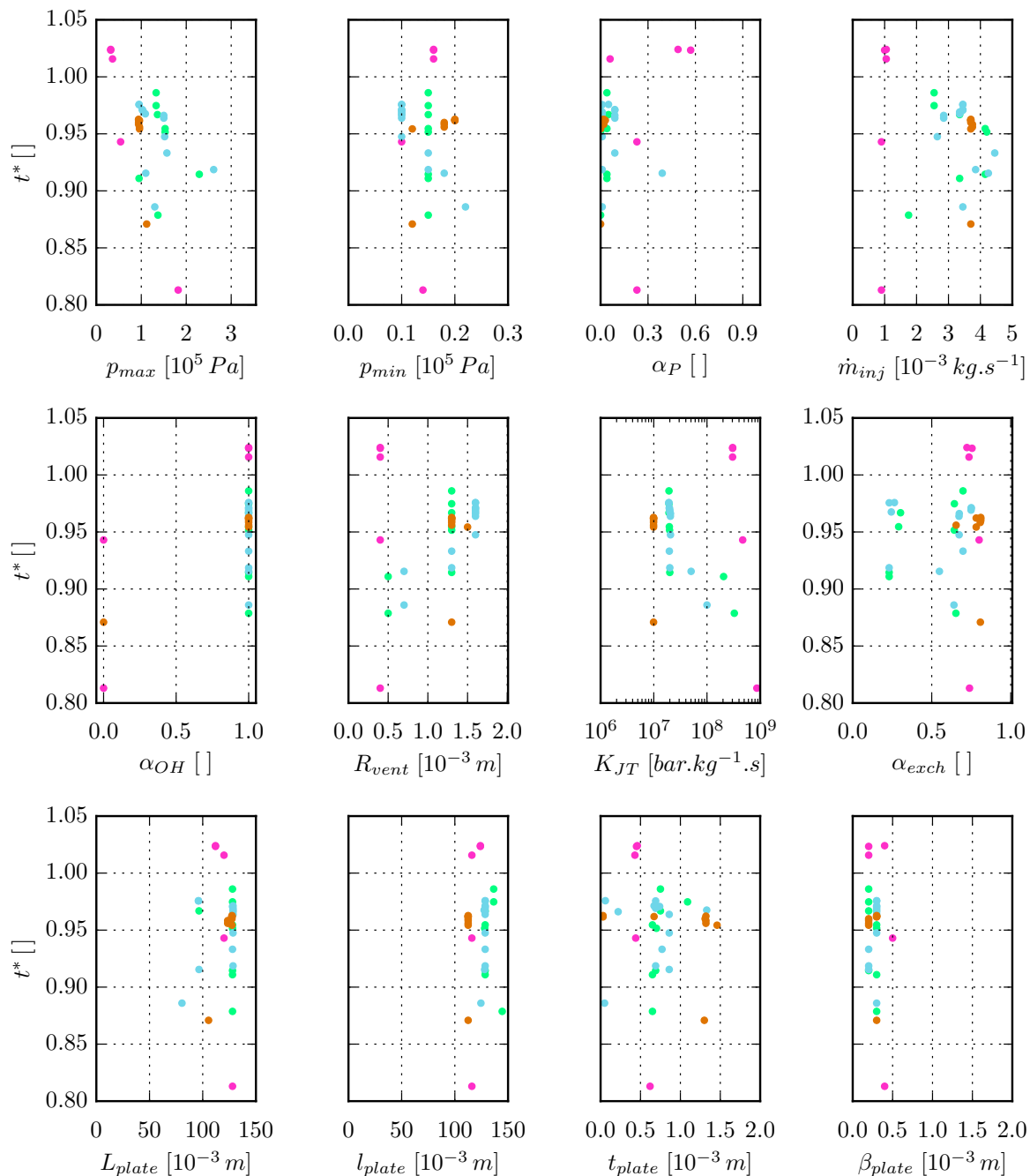


FIGURE 4.8: Valeur des paramètres de design pour les designs du Front de Pareto de différents processus d'optimisation avec un volume de réservoir fixe $V_{tank} = 1 m^3$ et différentes entrées thermiques (Violet : $\mathcal{P}_c = 10 W$, Vert : $\mathcal{P}_c = 20 W$, Bleu : $\mathcal{P}_c = 35 W$, Orange : $\mathcal{P}_c = 100 W$).

d'injection \dot{m}_{inj} , et la constante d'abaissement de pression dans le détendeur de Joule Thomson K_{JT} . L'interdépendance des paramètres de design sur les performances du système ne permet

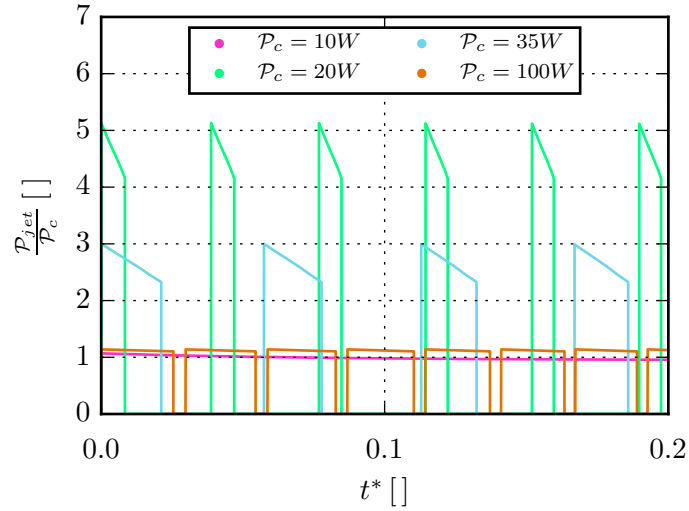


FIGURE 4.9: Évolution du rapport des puissances thermiques $\frac{P_{jet}}{P_c}$ pour 4 valeurs distinctes d'entrée thermique. Le temps d'évolution est limité aux 20 premiers % d'une régulation de pression pour chaque design optimal sélectionné ($t^* > 0,96$, n_{cycle} minimal) afin de faciliter la comparaison des différentes courbes.

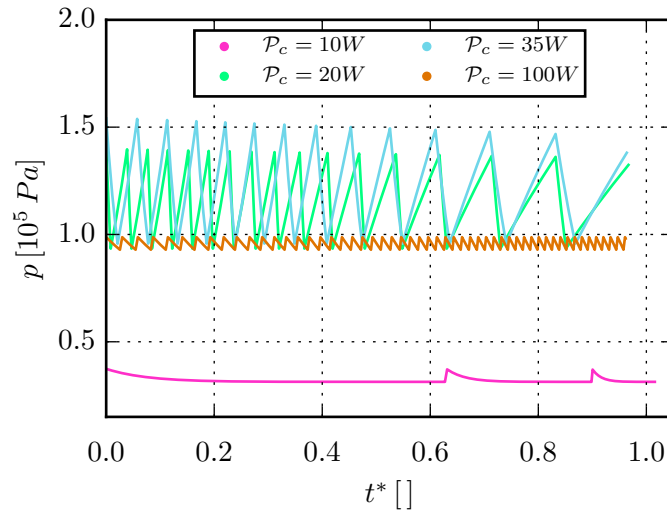


FIGURE 4.10: Évolution de la pression dans le réservoir $V_{tank} = 1 m^3$ pour chaque design optimal ($t^* > 0,96$, n_{cycle} minimal) associé à chacune des 4 valeurs d'entrée thermique.

malheureusement pas d'identifier des préconisations générales de dimensionnement en fonction de l'entrée thermique \mathcal{P}_c .

4.4 Conclusion

Dans cette première partie du mémoire, nous avons complété et consolidé au chapitre 3 le modèle thermodynamique homogène développé par Demeure [13] afin d'évaluer les performances de régulation d'un système TVS en fonction de 12 paramètres de design. Une boucle d'optimisation a été mise en place au chapitre 4 afin d'identifier méthodiquement les jeux de paramètres de design fournissant les meilleures performances de régulation. Le temps de vidange du système TVS a été systématiquement normalisé par le temps de vidange d'une régulation DV idéale (*i.e.* n'éjectant que de la vapeur par la soupape, *cf.* chapitre 2) opérant dans les mêmes conditions (initiales et aux limites).

On constate qu'un système TVS optimisé, réalisable technologiquement grâce à l'utilisation de LAD, permet d'atteindre les mêmes niveaux de performance qu'un système DV idéal. La régulation DV idéale, qui semble particulièrement simple à réaliser, reste cependant une référence purement théorique puisqu'elle repose sur une éjection de vapeur pure par la soupape qui est *irréalisable technologiquement* dans les conditions spatiales. En optimisant le dimensionnement du système TVS, on a montré que l'on peut toujours atteindre le niveau de performance de régulation offert par un DV idéal, quel que soit le volume du réservoir et quelle que soit l'entrée thermique à laquelle il est soumis.

La démonstration a été faite que le volume du réservoir V_{tank} n'influe ni sur les performances de régulation ni sur le dimensionnement du système TVS. Un système TVS conçu pour une entrée thermique donnée et une taille de réservoir donnée pourra donc être directement adapté à un réservoir de taille différente. Nous avons observé que le dimensionnement du système TVS dépend de la puissance froide du jet, \mathcal{P}_{jet} (voir equation 3.21), requise pour contrôler l'entrée thermique \mathcal{P}_c . Ainsi, à entrée thermique fixée, un système TVS peut être interchangeable d'un réservoir à un autre quel que soit son volume V_{tank} . Le rôle joué par l'entrée thermique \mathcal{P}_c est différent : il a été montré qu'il était possible d'assurer des performances de régulation optimales (équivalentes à celles du DV idéal) quelle que soit les valeurs d'entrée thermique considérées. L'entrée thermique n'influe donc pas sur les performances de la régulation, au sens du temps de vidange adimensionné. Cependant, ce maintien du niveau de performance exige une adaptation du dimensionnement du système à l'entrée thermique considérée. L'entrée thermique influence donc les choix de dimensionnement d'un système TVS optimal. L'interdépendance des paramètres de design sur les performances de régulation n'a pas permis de dégager de préconisations générales de dimensionnement en fonction de l'entrée thermique. Il est cependant établi que l'exécution du processus d'optimisation mis en place permet de proposer un dimensionnement optimal du système TVS quelle que soit l'entrée thermique \mathcal{P}_c et que le système TVS optimisé aura le même temps de vidange qu'une régulation DV idéale.

L'étude d'optimisation réalisée n'a pas tenu compte de façon explicite de la pénalité en masse des éléments du système TVS (masse des éléments, du réservoir, du contrôle-commande, ...). Les données propres à ces masses sont soit confidentielles soit hors des limites que nous avons fixées à cette étude. La méthodologie développée peut facilement être adaptée pour intégrer un ou des objectifs d'optimisation modifiés de façon à prendre en compte la pénalité en masse. Il pourrait également être intéressant d'appliquer l'outil développé ici à des plans de mission réalistes en se fixant par exemple un nombre de redémarrages du moteur sur un temps de mission fixe. La démarche d'optimisation du système TVS présentée dans cette partie, ainsi que les résultats

associés, font l'objet d'un article paru dans la revue *Cryogenics* [55].

Partie II

Étude expérimentale en fluide de
substitution

Chapitre 5

Perfectionnement du dispositif expérimental existant

Sommaire

5.1 Banc expérimental : version initiale	80
5.1.1 Description	80
5.1.2 Limites du dispositif	82
5.2 Banc expérimental : modifications	82
5.2.1 Maîtrise de l'entrée thermique	82
5.2.2 Gestion des dynamiques de refroidissement rapide	83
5.2.3 Instrumentation	83
5.2.3.1 Canne de température	83
5.2.3.2 Mesure de la température enveloppe	84
5.2.3.3 Mesure de la température ambiante	85
5.2.4 Homogénéisation de la chaîne d'acquisition	85
5.2.4.1 Calibration de la chaîne d'acquisition des températures	86
5.3 Technique d'isolation active	88
5.3.1 Calibration du facteur de compensation thermique	88
5.3.2 Performances statiques	89
5.3.3 Performances dynamiques	91
5.4 Technique de purification du fluide	92
5.5 Protocole expérimental	94
5.5.1 Expériences d'auto-pressurisation	94
5.5.2 Expériences de contrôle TVS	95

Dans ce chapitre nous présenterons le dispositif expérimental utilisé dans cette thèse. Celui-ci repose en grande partie sur les développements réalisés par L. Demeure durant sa thèse au LEGI [13]. La section 5.1 présente le banc expérimental tel qu'il a été dimensionné initialement ainsi que les limites mises en évidence.

Afin de résoudre les problèmes identifiés, le dispositif a été considérablement modifié. Les modifications réalisées dans le cadre de cette thèse sont présentées dans la section 5.2. Celles-ci ont permis de mettre en place une technique d'isolation active présentée dans la section 5.3. Enfin une technique de purification du fluide a également été utilisée, Sec.5.4, afin de réduire au maximum la présence de gaz non condensables dans l'enceinte.

5.1 Banc expérimental : version initiale

L'objectif du banc expérimental est de permettre de réaliser des expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS en s'affranchissant des contraintes cryogéniques qui peuvent difficilement être satisfaites au sein d'un laboratoire de mécanique des fluides tel que le LEGI.

5.1.1 Description

Pour ce faire, un dispositif expérimental utilisant un fluide de substitution a été mis en place. Son schéma de principe est présenté sur la figure 5.1. L'élément principal est un réservoir de 110 L. Le fluide de substitution sélectionné est une fluorocétone appelée *NOVEC*₁₂₃₀, commercialisée par 3M. Ce fluide permet de réaliser des expériences pour des températures proches de la température ambiante car sa température de saturation à la pression atmosphérique est telle que :

$$T_{sat_{NOVEC1230}}(p_{atm}) = 50^{\circ}C$$

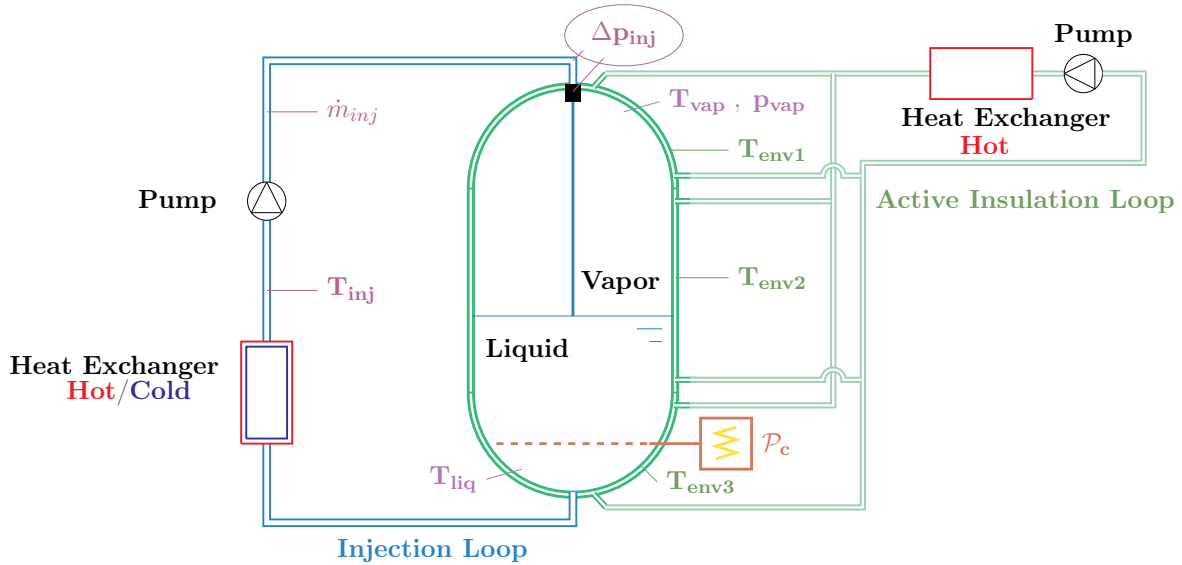


FIGURE 5.1: Schéma de principe du banc expérimental en version originale ainsi que son instrumentation.

L'entrée thermique \mathcal{P}_c du réservoir est imposée par une résistance chauffante placée en fond de cuve. Celle-ci délivre une puissance maximale de 360 W. Un gradateur de puissance permet d'ajuster la puissance de chauffe dissipée dans la résistance entre 0 et 360 W.

Afin de maîtriser le bilan de puissance du réservoir, il est primordial de finement contrôler la condition limite thermique aux parois du réservoir. Pour ce faire, une technique d'isolation active a été mise en place. De l'eau, régulée en température, circule à grand débit dans la paroi du réservoir qui est une double enveloppe. Cette circulation d'eau permet de thermaliser la paroi et donc de fixer sa température. Celle-ci est régulée grâce à un contrôleur PID (**P**roportionnel **I**ntégral & **D**érivé). Cette technique permet d'imposer une température de paroi fixe durant les phases d'initialisation pour atteindre un état thermique stable dans le réservoir. Elle permet également, durant les expériences d'auto-pressurisation ou de contrôle TVS, de réguler la température de l'enveloppe afin de suivre la température du liquide contenu dans le réservoir et de

minimiser ainsi les pertes thermique à la paroi. La circulation d'eau est assurée par un circulateur. Le forçage thermique est assuré par un échangeur *chaud* qui ne permet pas de refroidir l'eau durant les phases de contrôle TVS. L'enveloppe est donc uniquement refroidie par convection naturelle dans la pièce.

La boucle d'injection prélève du liquide en fond de réservoir, le refroidit dans l'échangeur de chaleur, puis le réinjecte dans le réservoir avec un débit massique fixe, sous la forme d'un jet ou d'un spray. La pompe d'injection Micro C 500TMMouvex est une pompe volumétrique à débit variable (réglée par la vitesse de rotation du moteur). Elle délivre un débit volumique compris entre 7 et 500 $L.h^{-1}$. Les fluctuations relatives peuvent atteindre 10% selon le constructeur. Pour lisser ces fluctuations, un ballon amortisseur est placé entre le débitmètre et la pompe. L'échangeur de chaleur, représenté sur la figure 5.2, fixe la température d'injection. Cet échangeur est un bloc d'aluminium dans lequel sont placées trois cannes chauffantes de 600 W chacune. Un double serpentin d'eau froide assure le pouvoir refroidissant de l'échangeur. Les cannes chauffantes fonctionnent en tout ou rien. La précision et la rapidité de la régulation sont assurées grâce au circuit d'eau froide dont l'entrée est contrôlée par une électrovanne réglée entre 0 et 100% d'ouverture.

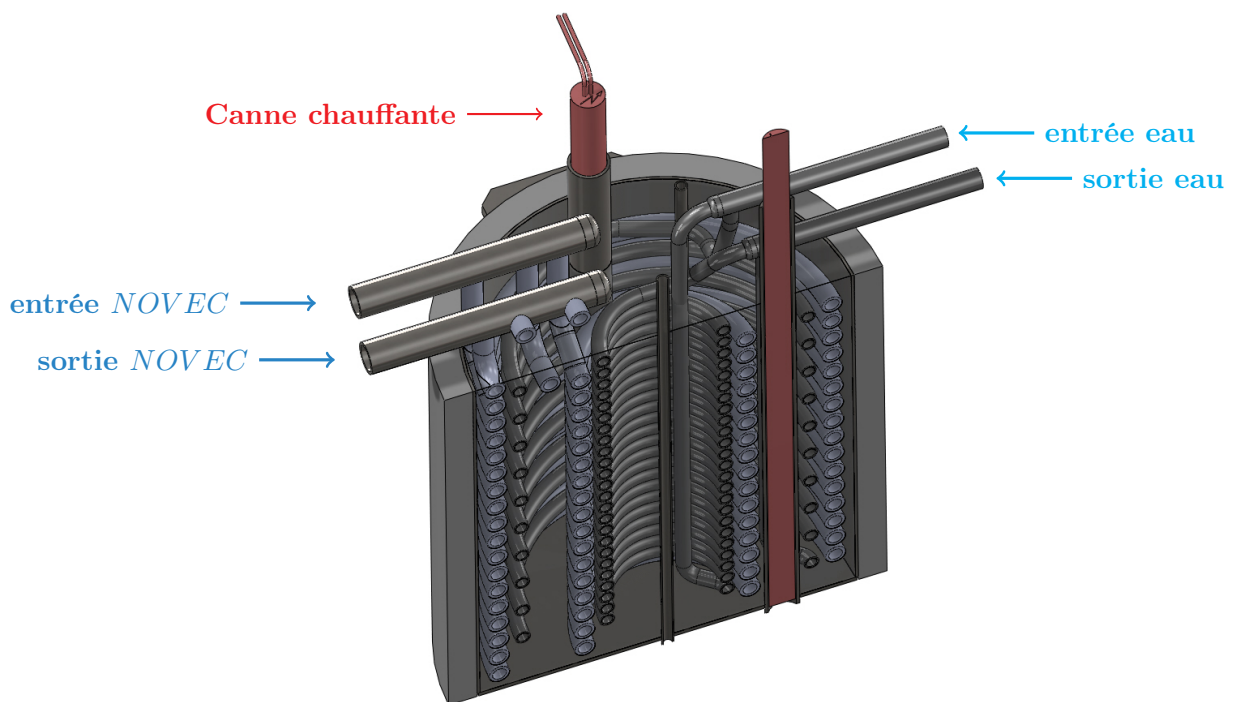


FIGURE 5.2: Vue en coupe de l'échangeur de chaleur (*bloc aluminium*) de la boucle d'injection. L'ensemble formé par les deux circuits fluides (fluide d'expérimentation et eau de refroidissement) et les puits accueillant les cannes chauffantes est relié thermiquement par un bloc aluminium après fabrication.

Enfin, afin de fixer la hauteur du liquide, le réservoir peut être connecté à un vase d'expansion (VE) à parois souples, voir figure 5.12. Celui-ci est soumis à la pression atmosphérique dans la pièce et est monté sur une table élévatrice réglable. En ajustant la hauteur du VE on peut contrôler le transvasement du fluide du réservoir au VE (et *vice versa*) et ainsi fixer la quantité

de fluide dans le réservoir. Lorsque la vanne de transvasement entre le réservoir et le VE reste ouverte, la hauteur de la table élévatrice permet d'imposer la hauteur à laquelle règne la pression atmosphérique dans le réservoir (par vase communiquant).

5.1.2 Limites du dispositif

Après un an d'utilisation du dispositif par Demeure, certaines limites du dispositif ont été identifiées :

- **Maîtrise de l'entrée thermique \mathcal{P}_c** : Le gradateur de puissance permettant d'ajuster la puissance dissipée dans la résistance était défectueux et ne permettait que de travailler en *tout ou rien*. Ainsi aucune expérience d'auto-pressurisation n'a pu être réalisée.
- **Isolation active** : L'échangeur de chaleur (*chaud*) en place sur la boucle d'isolation active, à eau chaude, ne permettait pas de suivre les dynamiques de refroidissement rapide. La condition thermique en paroi était donc mal maîtrisée. Elle faussait la dynamique et l'état d'équilibre final des expériences de contrôle TVS.
- **Instrumentation** : Le nombre de sondes de température en place dans le réservoir a été jugé insuffisant pour bien appréhender la distribution de température dans le réservoir. De plus les chaînes d'acquisition des capteurs de température (des thermocouples de type K) étaient trop disparates et introduisaient des erreurs de mesure conséquentes ($\Delta T \approx 2^\circ C$).
- **Paramétrisation du contrôle en température de l'isolation active** : Plusieurs éléments entrent en jeu ici. Tout d'abord, le faible nombre de capteurs de température dans le réservoir ne permettait pas de déterminer une température représentative de la température du fluide dans le réservoir. La mesure de la température de paroi était assurée par trois thermocouples collés sur la paroi. Or, en sus du manque de précision déjà mentionné, le collage proprement dit des thermocouples en paroi ajoute une incertitude supplémentaire sur la mesure. De plus, aucun capteur ne permettait de mesurer la température ambiante dans la pièce, quantité qui joue pourtant un rôle important dans la calibration de la technique d'isolation active (*c.f.* Sec.5.3). Enfin les valeurs des paramètres de contrôle P I et D n'avaient pas pu être convenablement étalonnées.

5.2 Banc expérimental : modifications

Suite aux limites identifiées précédemment, des modifications du dispositif ont été entreprises durant cette thèse.

5.2.1 Maîtrise de l'entrée thermique

Le gradateur de puissance a été remplacé. Celui mis en place permet désormais d'ajuster la puissance dissipée de 0 à 360 W par incrément de 0,36 W. La résistance chauffante a également été remplacée afin d'augmenter la surface d'échange avec le fluide à 0,208 m². Ceci permet de s'assurer que le flux thermique maximal reste inférieur à 0,2 W.cm⁻². En limitant le flux apporté par la résistance, on s'éloigne des régimes d'ébullition non représentatifs des régimes de chauffe admissibles dans un réservoir cryogénique. Afin de mesurer le déséquilibre thermique induit par la résistance chauffante, un capteur de température (PT100 1/10^{ème} de classe B) noté T_{res} , est fixé à la résistance. La figure 5.3 présente une photo de l'intérieur du réservoir permettant de visualiser la nouvelle résistance chauffante.

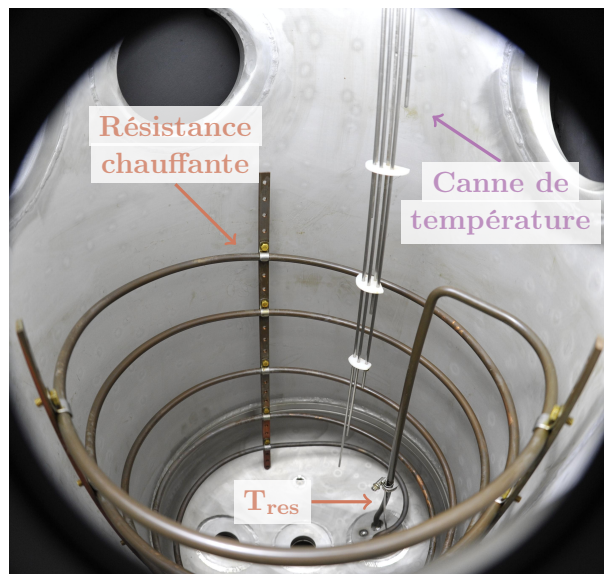


FIGURE 5.3: Photo de l'intérieur du réservoir. On observe la résistance chauffante, le capteur de température T_{res} qui y est fixé ainsi que la canne de température mesurant la stratification verticale de température au sein du fluide (liquide et vapeur).

5.2.2 Gestion des dynamiques de refroidissement rapide

Afin de gérer au mieux les dynamiques de refroidissement rapide durant les phases de contrôle TVS, l'échangeur *chaud* du circuit d'isolation active a été remplacé par un échangeur *chaud/froid*. Satisfaits des performances de l'échangeur du circuit d'injection, présenté sur la figure 5.2, nous avons mis en place un nouvel échangeur chaud-froid en bloc aluminium sur le circuit d'isolation active. Celui-ci se compose d'une seule canne chauffante de 360 W et d'un double serpentin d'eau : eau de régulation enveloppe du réservoir et eau froide, perdue, de refroidissement.

5.2.3 Instrumentation

Dans le but d'augmenter la précision et l'uniformité de la mesure de température, toutes les sondes de température existantes (thermocouples type K) ont été remplacées par des sondes PT100 1/10^{ème} de classe B. De plus de nombreux capteurs de température ont été ajoutés, comme nous allons le détailler.

5.2.3.1 Canne de température

Une canne de température a été conçue et mise en place dans le réservoir. Celle-ci est composée de 9 sondes de températures (PT100 1/10^{ème} de classe B) régulièrement espacées sur la verticale du réservoir. Les sondes de températures sont logées dans des doigts de gants en inox de diamètre 3,3 mm. Elles sont toutes assemblées collées dans une bride pleine démontable assurant le passage étanche entre l'intérieur de l'expérience et la chaîne d'acquisition. La canne de température, présentée sur la figure 5.4, permet la mesure de la stratification thermique dans le réservoir. La hauteur, par rapport au fond du réservoir, de chaque capteur de température à l'intérieur du réservoir est spécifiée dans le tableau 5.1.

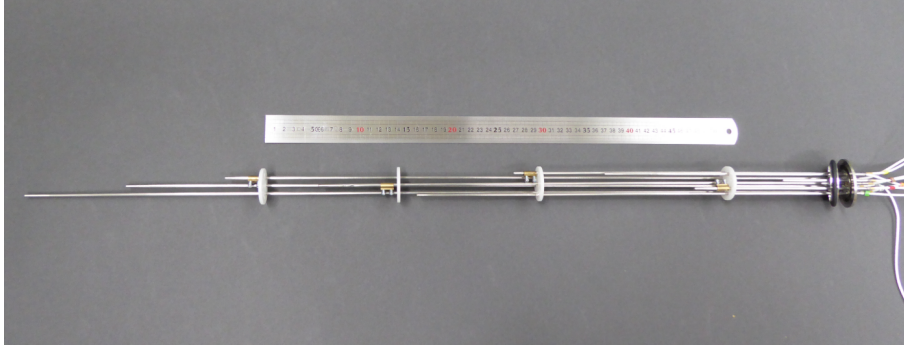


FIGURE 5.4: Photo de la canne de température, composée de 9 sondes $PT100$ 1/10^{ème} de classe B, permettant de mesurer la stratification verticale de température dans le réservoir.

Tableau 5.1: Tableau récapitulatif de la position verticale, par rapport au fond du réservoir, des sondes de température présente dans le réservoir expérimental.

Grandeur	Hauteur
	[<i>mm</i>]
T_{vap}	910
T_{c1}	880
T_{c2}	780
T_{c3}	680
T_{c4}	580
T_{c5}	480
T_{c6}	380
T_{c7}	280
T_{c8}	180
T_{c9}	80
T_{liq}	50

5.2.3.2 Mesure de la température enveloppe

La technique de mesure de la température enveloppe a été modifiée pour limiter les erreurs de mesure. Ainsi, les sondes de contact sur l'enceinte ont été supprimées et remplacées par 4 sondes ($PT100$ 1/10^{ème} de classe B) mesurant directement la température de l'eau circulant dans la double enveloppe. L'enveloppe du réservoir étant divisée en trois parties (fond, virole et couvercle), on met en place un capteur à la sortie de l'échangeur $T_{env_{in}}$ et un capteur à la sortie de chaque sous-circuit : $T_{env_{out1}}$, $T_{env_{out2}}$ et $T_{env_{out3}}$ (dans lesquels l'eau de régulation circule en parallèle). La température enveloppe, T_{env} , utilisée pour la régulation en température de la technique d'isolation active est calculée comme la moyenne de la température de l'eau circulant dans les 3 circuits :

$$T_{env} = \frac{1}{6} \cdot (3 \cdot T_{env_{in}} + T_{env_{out1}} + T_{env_{out2}} + T_{env_{out3}})$$

Le débit d'eau de régulation est suffisamment grand pour garantir une faible variation de température entre l'entrée et la sortie des 3 sous-circuits double enveloppe (*i.e.* $\Delta T_{in/out} \approx 0,3^\circ C$). Ceci garantit une bonne uniformité, sur l'ensemble de l'enveloppe, de la condition thermique de paroi.

5.2.3.3 Mesure de la température ambiante

Trois sondes de température (*PT100* 1/10^{ème} de classe B) ont également été ajoutées afin de mesurer la température ambiante dans la pièce d'expérience. Ces trois sondes sont notées respectivement : T_{amb1} , T_{amb2} et T_{amb3} . La température ambiante est calculée comme la moyenne des valeurs fournies par ces trois sondes :

$$T_{amb} = \frac{1}{3} \cdot (T_{amb1} + T_{amb2} + T_{amb3})$$

On verra dans la partie 5.3 que cette température est indispensable pour calibrer convenablement la technique d'isolation active.

La nouvelle instrumentation du banc expérimental est présentée sur la figure 5.5.

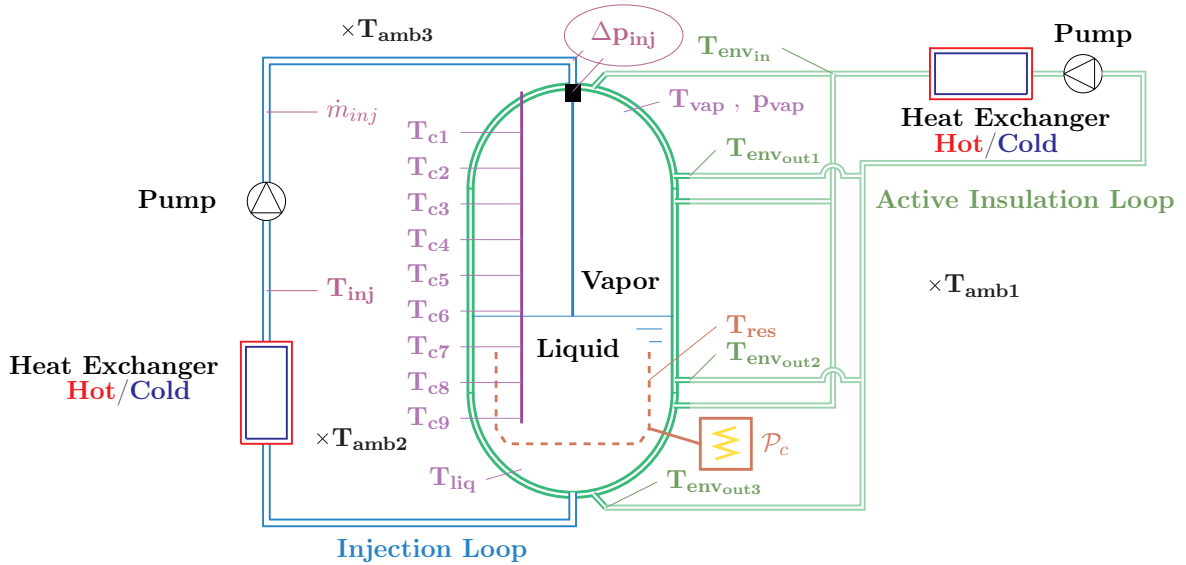


FIGURE 5.5: Schéma de principe du banc expérimental modifié ainsi que son instrumentation.

5.2.4 Homogénéisation de la chaîne d'acquisition

Un effort conséquent d'homogénéisation de la chaîne d'acquisition a également été entrepris. Pour ce faire, comme cela a déjà été énoncé, toutes les sondes de températures ont été remplacées par des *PT100* de même précision. La précision annoncée pour ces sondes *PT100* 1/10^{ème} de classe B est de $\pm 0,03^\circ C$ à $0^\circ C$. De plus, tous les capteurs sont connectés à une unique centrale d'acquisition VersadacTMEurotherm [19]. Cette centrale d'acquisition convertit le signal analogique des capteurs (T, p, \dot{m}) en signal numérique et communique via Ethernet avec deux contrôleurs NanodacTMEurotherm [18]. Chaque contrôleur gère une boucle de régulation PID

(voir Injection Loop et Active Insulation Loop sur la figure 5.5). Les contrôleurs sont connectés à un ordinateur où les paramètres PID des boucles de régulation sont étalonnés et les données des expériences sont archivées et analysées. L'instrumentation en place dans le réservoir est détaillée dans le Tableau 5.2.

5.2.4.1 Calibration de la chaîne d'acquisition des températures

La centrale d'acquisition dispose d'une fonction de calibration des sondes de température. Celle-ci consiste à corriger la pente résistive α des sondes *PT100* :

$$R_{PT100} = \alpha \cdot T$$

Cela permet de minimiser l'erreur absolue de la mesure. De plus, si toutes les sondes sont étalonnées simultanément on minimise l'écart relatif entre elles. Pour ce faire, deux points d'étalonnage encadrant la plage de température des expériences sont nécessaires. Nos expériences étant réalisées sur la gamme de température $T \in [40 - 60^\circ C]$, on utilisera les deux points de calibration suivants :

$$\begin{aligned} T_{calib_{fr}} &= 35^\circ C \\ T_{calib_{ch}} &= 65^\circ C \end{aligned}$$

Afin de calibrer simultanément nos 20 sondes de températures, un bain de calibration a été conçu. Celui-ci est présenté sur la figure 5.6. Il se compose d'un tube PVC de diamètre 40 cm et de longueur 110 cm, fermé à ses extrémités par deux brides. Une bride accueille la canne de température et l'autre les 11 autres sondes de températures indépendantes via des passages étanches. Afin d'imposer des plateaux de température dans le bain de calibration, ce dernier est connecté à un bain thermostaté FP50-HETM Julabo [38]. Ce bain thermostaté permet d'imposer une circulation d'eau à $26 L.min^{-1}$ régulée en température avec une stabilité de $\pm 0,01^\circ C$.

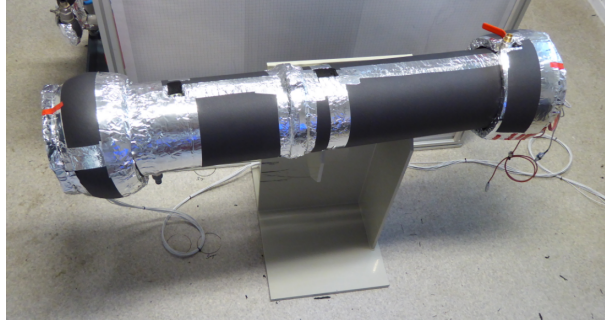


FIGURE 5.6: Photo du bain conçu pour la calibration simultanée des sondes de température.

Après réalisation de nos deux points d'étalonnage, la calibration garantit une précision de mesure à $\pm 0,1^\circ C$ sur toutes nos sondes de température.

Tableau 5.2: Tableau récapitulatif de l'instrumentation du banc expérimental.

Grandeur Mesurée					
Grandeur	Méthode	Étendue de mesure	Erreur chaîne mesure (EM)	Temps de réponse	Archivé
T_{liq}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{vap}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{inj}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c1}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c2}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c3}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c4}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c5}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c6}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c7}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c8}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{c9}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
T_{res}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	oui
$T_{env_{in}}$	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
$T_{env_{out1}}$	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
$T_{env_{out2}}$	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
$T_{env_{out3}}$	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
T_{amb1}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
T_{amb2}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
T_{amb3}	PT100	-	$\pm 0, 1^\circ C$	10 s	non
p_{VE}	pression absolue	0 – 200 mbar	0, 25% EM	1 ms	non
p_{vap}	pression absolue	0 – 200 mbar	0, 25% EM	1 ms	oui
Δp_{inj}	pression différentiel	0 – 6 bar	0, 25% EM	2 ms	oui
Δp_{liq}	pression différentiel	0 – 200 mbar	0, 075% EM	200 ms	non
\dot{m}_{inj}	compteur à roues ovales	7 – 500 L.h ⁻¹	< 2%	20 ms	oui
\mathcal{P}_c	voltmètre	0 – 360 W	-	-	oui

Grandeur calculée dans la centrale d'acquisition

Grandeur	Formule	Archivé
T_{ave}	$\frac{\sum_{sens.} \rho_i(T_{sensor}) \cdot c_{p,i}(T_{sensor}) \cdot T_{sensor}}{\sum_{sens.} \rho_i(T_{sensor}) \cdot c_{p,i}(T_{sensor})}$	oui
T_{env}	$\frac{1}{6} \cdot (3 \cdot T_{env_{in}} + T_{env_{out1}} + T_{env_{out2}} + T_{env_{out3}})$	oui
T_{amb}	$\frac{1}{3} \cdot (T_{amb1} + T_{amb2} + T_{amb3})$	oui
ϵ	$\beta \cdot (T_{env} - T_{amb})$	oui
z_{liq}	$\frac{\Delta p_{hyd}}{\rho(T_{ave}) \cdot g}$	oui

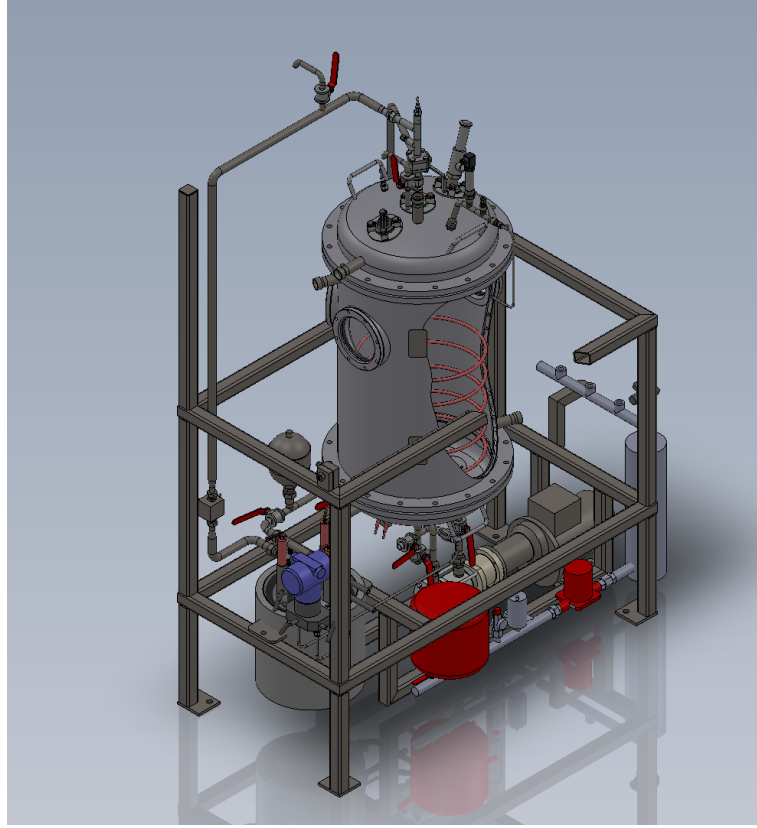


FIGURE 5.7: Vue CAD de l'expérience après modification

5.3 Technique d'isolation active

5.3.1 Calibration du facteur de compensation thermique

La température moyenne du fluide dans le réservoir, utilisée par la régulation de la température de l'eau circulant dans la double enveloppe, est notée T_{ave} . Elle est calculée comme la moyenne arithmétique de tous les capteurs dans le réservoir pondérée par leurs capacités thermiques massiques respectives (*liquide ou vapeur*) :

$$T_{ave} = \frac{\sum_{sens.} \rho_i(T_{sensor}) \cdot c_{p_i}(T_{sensor}) \cdot T_{sensor}}{\sum_{sens.} \rho_i(T_{sensor}) \cdot c_{p_i}(T_{sensor})}, \quad i \in [vap, liq] \quad (5.1)$$

La pondération par la capacité thermique massique permet de prendre en compte l'inertie thermique respective des phases (*liquide ou vapeur*) dans le calcul de la moyenne.

La température de l'eau circulant dans la double enveloppe est contrôlée par une régulation PID pour suivre T_{ave} , à laquelle s'ajoute un facteur de compensation thermique ϵ :

$$\epsilon = \beta \cdot (T_{env} - T_{amb}) \quad (5.2)$$

Le coefficient de compensation thermique ϵ a été déterminé expérimentalement en suivant la procédure décrite ci-dessous :

- La température enveloppe est forcée à une valeur plateau (par exemple $T_{plateau} = 40^{\circ}C$).
- Une fois l'équilibre thermique atteint (typiquement après un délai de 6 h), les différences de températures ($T_{env} - T_{ave}$) et ($T_{env} - T_{amb}$) sont enregistrées.
- La procédure est appliquée plusieurs fois pour différentes valeurs de $T_{plateau}$.

Les résultats du processus sont présentés sur la figure 5.8.

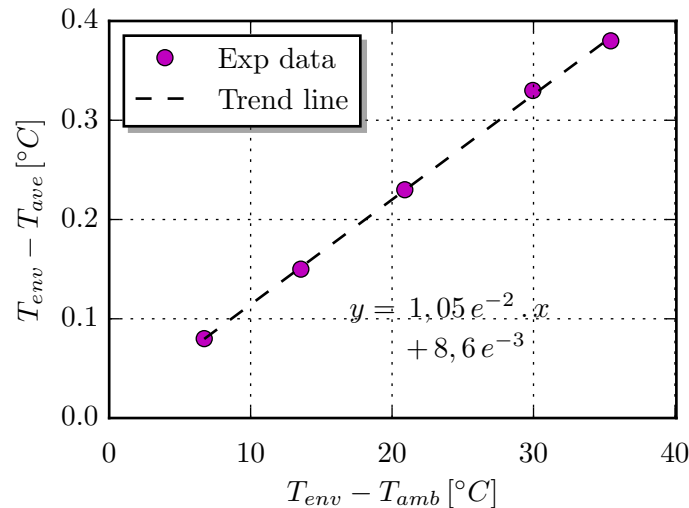


FIGURE 5.8: Détermination expérimentale du facteur de compensation thermique ϵ utilisé pour la consigne de régulation de la boucle d'isolation active.

On observe que la courbe de tendance est une fonction affine ($y = a \cdot x + b$). Cependant le coefficient b est nettement inférieur à la barre d'erreur de nos mesures de température :

$$b = 8,6 \times 10^{-3}$$

On en conclut donc que b n'a pas de signification physique et résulte uniquement d'un bruit de mesure. Le coefficient de compensation thermique utilisé est donc bien celui de l'équation Eq.5.2 avec :

$$\beta = 1,05 \times 10^{-2}$$

Par la suite, afin d'évaluer les performances de la technique d'isolation active, on notera $T_{env_{cons}}$ la température de consigne de la régulation PID fixant la température de l'eau circulant dans la double enveloppe et $T_{env_{mes}}$ la valeur mesurée de cette température.

5.3.2 Performances statiques

Les figures 5.9 et 5.10 illustrent les bénéfices d'une isolation active pour un plateau de température typique à $40^{\circ}C$. La figure 5.9 démontre l'importance du facteur de compensation thermique ϵ pour maintenir le plateau de température cible. Quand ce dernier est pris en compte, la

température de consigne de la régulation en température est :

$$\begin{aligned}
 T_{env_{cons}} &= T_{ave} + \epsilon \\
 &= T_{ave} + \beta \cdot (T_{env_{mes}} - T_{ave}) \\
 &= T_{ave} + 1,05 \times 10^{-2} \cdot (T_{env_{mes}} - T_{ave})
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

On observe que le plateau de température est effectivement maintenu avec précision pendant 6 h sans aucune dérive.

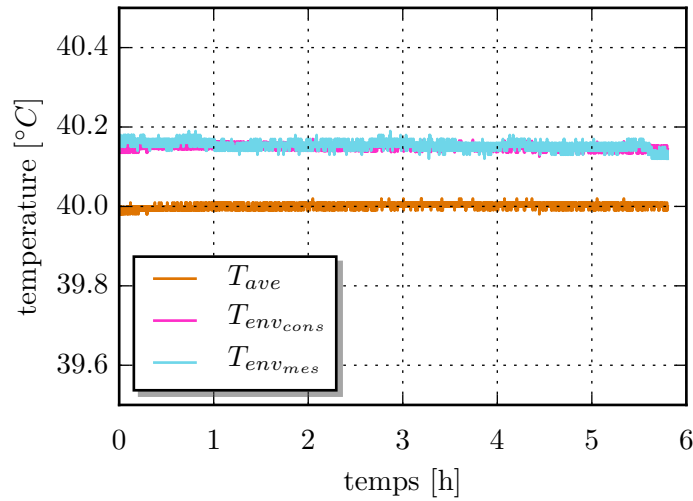


FIGURE 5.9: Performance de la technique d'isolation active pour un plateau de température typique de 40°C lorsque le facteur de compensation thermique ϵ est pris en compte.

D'autre part, on constate sur la figure 5.10 que si le facteur de compensation thermique ϵ n'est pas pris en compte, autrement dit si l'on se contente d'une consigne du type :

$$T_{env_{cons}} = T_{ave} \tag{5.4}$$

alors les performances de régulation sont bien moins satisfaisantes. On observe, en l'absence de compensation, que même si la température $T_{env_{cons}} = 40^\circ\text{C}$ est forcée pendant les 30 premières minutes de l'essai, la température moyenne du fluide dans le réservoir T_{ave} n'atteint jamais cette valeur consigne. De plus, une fois que la technique d'isolation active est mise en route (après 30 min et sans facteur de compensation thermique), une dérive linéaire de la température T_{ave} est observée. Celle-ci est due aux échanges convectifs entre l'enveloppe et l'air ambiant dans la pièce. La comparaison de ces deux tests démontre bien que le facteur de compensation thermique ϵ contrebalance précisément les pertes thermiques de la boucle d'isolation active par convection naturelle dans la pièce.

La condition limite thermique à la paroi n'est pas *stricto sensu* adiabatique car la température du fluide dans le réservoir est stratifiée et n'égale pas $T_{env_{mes}}$ en tous points. On parlera plutôt de condition limite thermique à température uniforme satisfaisant une condition de **flux de chaleur net nul**.

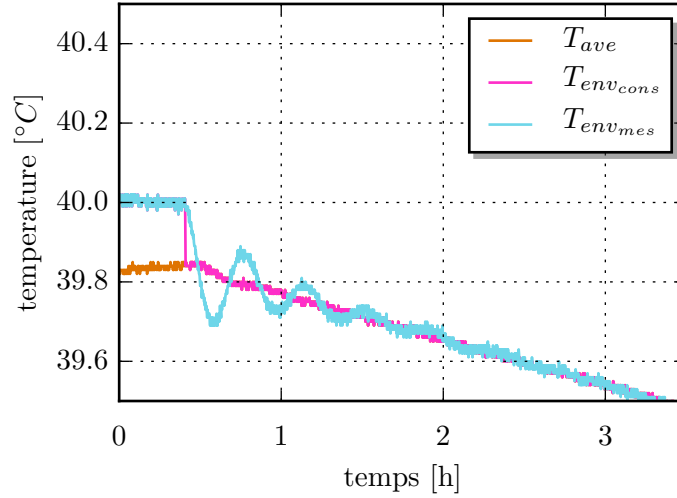


FIGURE 5.10: Performance de la technique d'isolation pour un plateau de température typique de 40°C lorsque le facteur de compensation thermique ϵ n'est pas pris en compte.

5.3.3 Performances dynamiques

Afin de garantir que la condition de flux de chaleur net nul soit assurée durant toutes nos expériences (*contrôle TVS et auto-pressurisation*), il est indispensable de réguler dynamiquement la température enveloppe T_{env} . Cette régulation doit être capable d'égaliser en temps réel T_{envmes} avec la température de consigne $T_{envcons}$, variable pendant nos expériences et régie par Eq.(5.3). La dynamique d'évolution de température dépend du type d'expérience réalisé :

- Les expériences d'auto-pressurisation sont caractérisées par une montée en température linéaire sous l'effet de l'entrée thermique \mathcal{P}_c dans le réservoir. La dynamique d'évolution est donc constante durant toute l'expérience.
typiquement : augmentation linéaire de 5°C en 3 à 9 h.
- Les expériences de contrôle TVS sont caractérisées par une diminution de température exponentielle dans le réservoir. La dynamique d'évolution instationnaire est donc très rapide au début de l'essai et diminue jusqu'à devenir nulle en fin d'essai.
typiquement : diminution exponentielle de 20°C en 4 à 6 h.

La régulation à mettre en œuvre doit donc être capable de suivre ces dynamiques très variées pour isoler efficacement le réservoir.

Pour satisfaire ces contraintes variées, une régulation multi-*PID* a été mise en place. Cette technique consiste à étalonner deux jeux de paramètres *PID* :

- le PID_1 pour réguler la température durant les dynamiques lentes,
- le PID_2 adapté aux dynamiques rapides.

En comparant la valeur de la dérivée temporelle de température moyenne à l'intérieur du réservoir

$$\frac{\partial T_{ave}}{\partial t} \quad (5.5)$$

à une valeur seuil, préalablement définie, on sélectionne en temps réel le jeu de paramètre PID adapté à la dynamique du réservoir.

Une étude de sensibilité a permis de déterminer les deux jeux de paramètres PID ainsi que la valeur du seuil pour passer d'un jeu à l'autre. Un compromis a été choisi afin que les jeux de paramètres déterminés permettent de réguler la température de l'enveloppe pour toutes les expériences, quelle que soit la dynamique d'évolution de température mise en jeu.

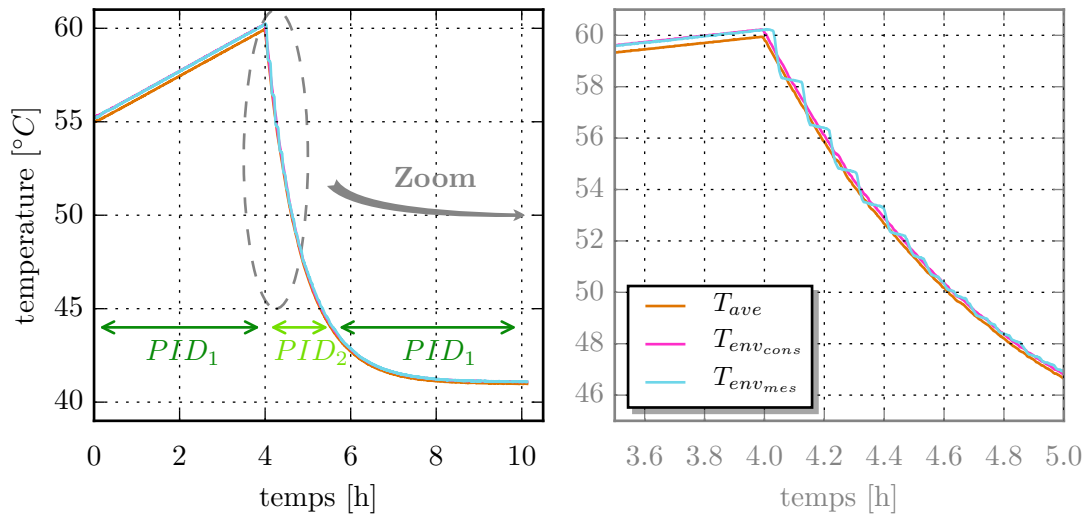


FIGURE 5.11: Performances dynamiques de la technique d'isolation pour une expérience type composée d'une auto-pressurisation suivie d'une phase de contrôle TVS.

La figure 5.11 présente les performances dynamiques de la technique d'isolation active pour une expérience type (*auto-pressurisation + contrôle TVS*). On observe que la régulation permet bien d'assurer globalement que T_{env_mes} suive la consigne de régulation T_{env_cons} durant toute l'expérience. Néanmoins si l'on se concentre sur les premiers instants de l'expérience de contrôle TVS, on constate que T_{env_mes} oscille autour de la consigne avant de se stabiliser à la valeur souhaitée. Ces oscillations, inhérentes à toute régulation, risquent de modifier légèrement la dynamique de refroidissement, en particulier au début des expériences de contrôle TVS. Cependant les paramètres de régulation PID_1 et PID_2 utilisés pour cet essai représentent le meilleur compromis trouvé durant l'étude de sensibilité et seront donc utilisés pour toutes les expériences par la suite.

5.4 Technique de purification du fluide

Le phénomène physique que nous souhaitons étudier dans nos expériences est un problème mono-espèce impliquant un liquide et sa vapeur. Il est donc primordial de s'assurer de la pureté du fluide dans l'enceinte d'essai afin de rester représentatif du problème étudié. Par exemple, Bullard [11] a montré qu'en présence de gaz non condensable la dynamique de refroidissement du contrôle TVS est sensiblement ralentie.

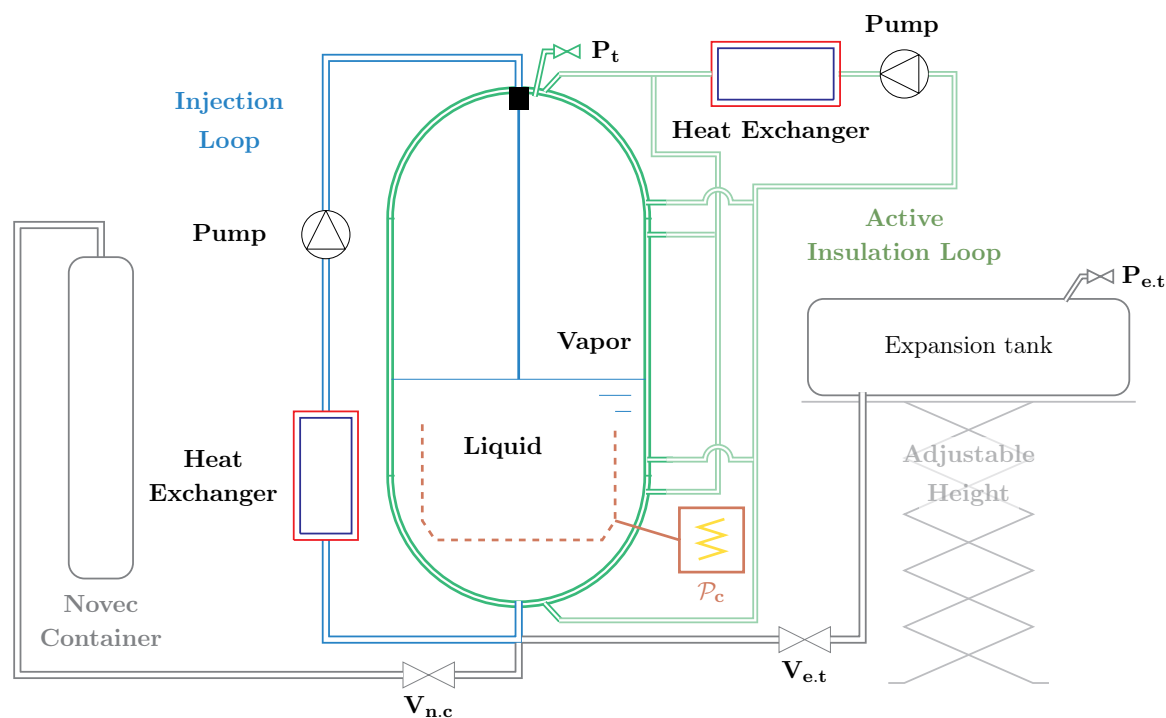


FIGURE 5.12: Schéma représentatif de l'ensemble du dispositif expérimental

Une procédure de purification a donc été développée pour se débarrasser, autant que possible, de tout gaz non condensable présent dans le réservoir ou dissous dans le liquide. Les bouteilles de $NOVEC_{1230}$ livrées au laboratoire sont pressurisées à l'azote avant livraison pour des questions de sécurité. De plus, une fois livrées, ces bouteilles sont une nouvelle fois pressurisées à l'azote pour transférer le liquide des bouteilles de stockage au réservoir d'expérience et au vase d'expansion. Nous supposons donc par la suite que les gaz non-condensables présents dans le réservoir sont de l'azote gazeux.

Pour réduire au maximum la fraction molaire d'azote dans le réservoir, la procédure de purification consiste à porter à ébullition le fluide contenu dans l'enceinte. Pour ce faire, il est donc nécessaire d'être capable de porter le fluide à saturation en imposant la pression et la température dans le réservoir. La pression peut être forcée à la pression ambiante en ouvrant une purge au sommet du réservoir, P_t sur la figure 5.12. La température dans le réservoir peut être aisément forcée à une valeur souhaitée en utilisant la technique d'isolation active, voir Sec.5.3.

La température de saturation du $NOVEC_{1230}$ étant de $50^\circ C$ à la pression atmosphérique, on portera à ébullition le fluide contenu dans l'enceinte en ouvrant la vanne P_t et en imposant une température d'enveloppe tel que $T_{ave} = 50^\circ C$, soit :

$$T_{env_{cons}} = 50 + \epsilon(T_{env_{mes}} - T_{amb})$$

Le réglage en hauteur du vase d'expansion et la vanne $V_{e.t.}$ permettent d'ajuster le transvasement ((VE) \rightarrow réservoir) de manière à faire déborder l'enceinte par P_t .

La solubilité de l'azote tend vers 0 lorsque le fluide s'approche de la saturation ; cette méthode permet donc de limiter au maximum la fraction molaire d'azote dans l'enceinte d'essai. La pureté du fluide est mesurée en comparant la température de saturation extrapolée à partir

de la température d'interface $p_{vap}(T_{inter})$ à la pression de vapeur mesurée p_{vap} . La pression de saturation est extrapolée à l'aide des tables du $NOVEC_{1230}$ à saturation [1].

Un accord parfait entre p_{vap} et $p_{sat}(T_{inter})$ n'a jamais été atteint. Deux raisons peuvent expliquer cela :

- premièrement les imperfections de la méthode font que des traces de gaz non condensables sont toujours présentes.
- Deuxièmement le $NOVEC_{1230}$ utilisé ici provient d'une source industrielle. La pureté du fluide n'est donc que partiellement garantie et les propriétés réelles du fluide peuvent s'écarter de celle des tables [1].

Durant cette thèse nous avons réceptionné et utilisé trois arrivages différents de $NOVEC_{1230}$. En appliquant à chaque fois la même procédure de purification, nous avons obtenu à chaque fois des niveaux de pureté différents, allant de $p_{N_2} = 25 \times 10^{-3} \text{ bar}$ à $p_{N_2} = 75 \times 10^{-3} \text{ bar}$. Ceci correspond à des fractions molaires d'azote de 2,5% à 8%. Cette variabilité en fonction de l'arrivage de fluide laisse penser que les trois arrivages de fluide n'étaient pas identiques et que les écarts observés sont dus à une pureté variable du fluide livré.

Dans la littérature, les meilleures techniques de purification permettent d'atteindre des fractions molaires de gaz non-condensable de 4% [5]. Cependant, ces techniques sont basées sur l'utilisation de pompes à vide. Le ciel de vapeur dans l'enceinte est tiré au vide plusieurs fois, jusqu'à ce que la fraction molaire de gaz non condensable soit satisfaisante. Ce processus itératif est long, complexe à mettre en œuvre et pas forcément plus performants que notre technique (en tout cas dans le meilleur des cas, lorsque $p_{N_2} = 25 \times 10^{-3} \text{ bar}$). Nous n'avons donc pas essayé de le mettre en œuvre dans cette étude.

5.5 Protocole expérimental

Les expériences discutées dans le chapitre 6 qui suit ont été réalisées en suivant un même protocole, détaillé dans cette section.

5.5.1 Expériences d'auto-pressurisation

Durant les phases d'auto-pressurisation, la température dans le réservoir augmente sous l'effet de l'entrée thermique. L'entrée thermique peut être imposée de deux manières différentes. La première consiste à imposer la puissance \mathcal{P}_c dissipée par la résistance chauffante. Alternativement, il est également possible d'imposer un écart de température à la paroi. Ceci est fait grâce à la technique d'isolation active, en modifiant la consigne de régulation comme suit :

$$T_{env_{cons}} = T_{ave} + \epsilon(T_{env_{mes}} - T_{amb}) + \Delta T_c$$

où ΔT_c représente le déséquilibre thermique imposé à la paroi.

Lorsque l'entrée thermique est imposée par la résistance chauffante, l'entrée thermique \mathcal{P}_c égale la puissance électrique dissipée $U \times I$ et peut être directement relevée sur le gradateur de puissance. A l'inverse, lorsque l'entrée thermique \mathcal{P}_c est imposée par une surchauffe enveloppe ΔT_c , la valeur de l'entrée thermique perçue par le réservoir est inconnue. Celle-ci est déduite en

recherchant la puissance thermique équivalente telle que le temps d'auto-pressurisation expérimental et celui prédit par le modèle thermodynamique homogène, présenté dans la Sec.3.3.3 et adapté aux propriétés fluides du *NOVEC*₁₂₃₀, soient égaux.

Toutes les expériences d'auto-pressurisation ont été réalisées avec le même état initial : un état d'équilibre thermique établi correspondant à une température moyenne du fluide dans le réservoir telle que $T_{ave} = 55^\circ C$. L'auto-pressurisation s'arrête lorsque la température moyenne dans le réservoir atteint $T_{ave} = 60^\circ C$.

Dans le chapitre suivant nous présenterons l'influence du remplissage \mathcal{F} , de l'entrée thermique \mathcal{P}_c , et du mode de chauffe sur la dynamique de l'auto-pressurisation et la stratification thermique du réservoir.

5.5.2 Expériences de contrôle TVS

Durant les expériences de contrôle TVS, une injection de liquide sous refroidi est activée afin de diminuer la température et la pression dans le réservoir. L'état initial des expériences est une température moyenne dans le réservoir de $60^\circ C$. L'injection est faite à débit et température constants durant toute l'expérience. L'injection provoque une décroissance exponentielle de température dans le réservoir comme l'illustre la figure 5.13. Cette décroissance est caractérisée

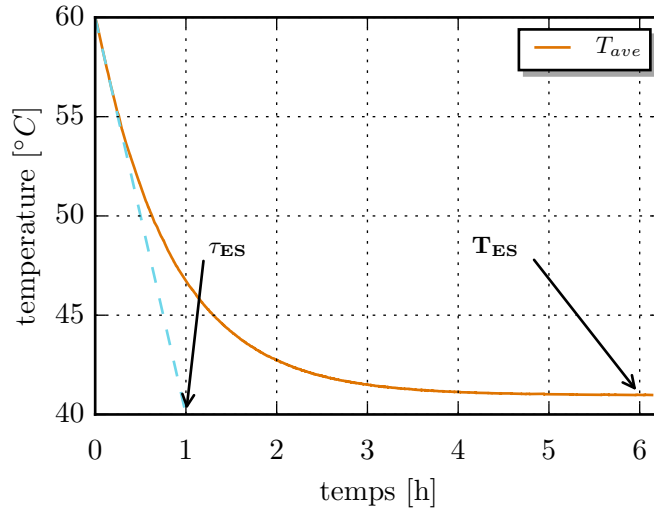


FIGURE 5.13: Décroissance exponentielle de température durant une expérience type de contrôle TVS - $\mathcal{P}_c = 52 W$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$.

par un temps caractéristique de refroidissement τ_{ES} et la température d'équilibre finale de l'expérience T_{ES} . Un modèle thermodynamique homogène permet de calculer la valeur de ces deux paramètres comme suit :

$$\begin{aligned} T_{ES} &= T_{inj} + \frac{\mathcal{P}_c}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{pliq}(T_{inj})} \\ \tau_{ES} &= \frac{m_{liq}^{init} \cdot c_{pliq}(T_{init})}{\dot{m}_{inj} \cdot c_{pliq}(T_{inj})} \end{aligned} \quad (5.6)$$

On observe que la température finale T_{ES} dépend de l'entrée thermique \mathcal{P}_c ainsi que des conditions d'injection T_{inj} et \dot{m}_{inj} . Le temps caractéristique de refroidissement τ_{ES} ne dépend lui que du débit d'injection \dot{m}_{inj} et du remplissage initial du réservoir \mathcal{F} . Bien évidemment, en raison de l'efficacité de la technique d'isolation active, lorsque l'entrée thermique \mathcal{P}_c est nulle, la température d'équilibre thermique finale dans le réservoir est égale à la température d'injection T_{inj} .

Dans le chapitre suivant nous comparerons les résultats expérimentaux aux prédictions du modèle thermodynamique et présenterons l'influence du remplissage \mathcal{F} , de l'entrée thermique \mathcal{P}_c et des paramètres de contrôle de l'injections T_{inj} et \dot{m}_{inj} sur la dynamique de refroidissement et la stratification thermique du réservoir.

Chapitre 6

Analyse des résultats expérimentaux

Sommaire

6.1	Expérience d'auto-pressurisation	97
6.1.1	Étude de sensibilité	97
6.1.2	Stratification thermique	99
6.1.3	Influence du mode de chauffe	102
6.2	Expérience de contrôle TVS	104
6.2.1	Étude de sensibilité	105
6.2.2	Influence de l'injection sur la stratification thermique	107
6.2.3	Influence de l'injection sur l'azote dissous dans le ciel gazeux	110
6.3	Conclusion	111

Nous présenterons dans ce chapitre les résultats d'auto-pressurisation et d'expériences de contrôle TVS obtenus avec le dispositif expérimental amélioré décrit au chapitre précédent.

Nous nous intéresserons dans un premier temps aux expériences d'auto-pressurisation, pour lesquelles l'influence du remplissage et de l'entrée thermique sur la dynamique de montée en pression dans le réservoir sera discutée. Nous présenterons et analyserons ensuite la stratification thermique mise en place dans le réservoir pendant ces expériences. Enfin nous étudierons l'effet du mode de chauffe (*i.e.* par la résistance chauffante ou par la paroi) sur la stratification thermique dans le réservoir.

Dans un second temps, l'effet de l'injection TVS sur l'évolution de température et de pression dans le réservoir sera présentée. Nous étudierons l'influence du remplissage \mathcal{F} , de l'entrée thermique \mathcal{P}_c et du débit d'injection \dot{m}_{inj} sur la dynamique du contrôle. Enfin nous présenterons l'effet de l'injection sur la stratification thermique dans le réservoir.

6.1 Expérience d'auto-pressurisation

6.1.1 Étude de sensibilité

La figure 6.1 montre l'influence de l'entrée thermique sur la vitesse d'auto-pressurisation. On observe premièrement que les courbes expérimentales de montée en pression sont bien linéaires, quelle que soit la puissance dissipée par la résistance chauffante. Cette linéarité atteste que l'entrée thermique est constante durant tous les essais. Cela prouve donc que l'on maîtrise finement

Tableau 6.1: Comparaison du temps d'auto-pressurisation expérimental avec celui prédit par un modèle thermodynamique prenant en compte une condition de paroi adiabatique.

\mathcal{F}	\mathcal{P}_c	$t_{AP_{expe}}$	$t_{AP_{Model}}$	Δ
[%]	[W]	[h]	[h]	[%]
66	26	8,17	8,23	0,7
66	52	3,99	4,09	2,4
53	52	3,40	3,39	0,3

le bilan de puissance thermique grâce, conjointement, au contrôle de la puissance dissipée par la résistance chauffante \mathcal{P}_c et à la technique d'isolation active permettant de créer une paroi à flux de chaleur net nul.

De plus, on constate sur la figure 6.1 que les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les prédictions du modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. Ceci atteste que la condition de paroi à flux de chaleur net nul créée par la technique d'isolation active est très proche d'une condition de paroi adiabatique.

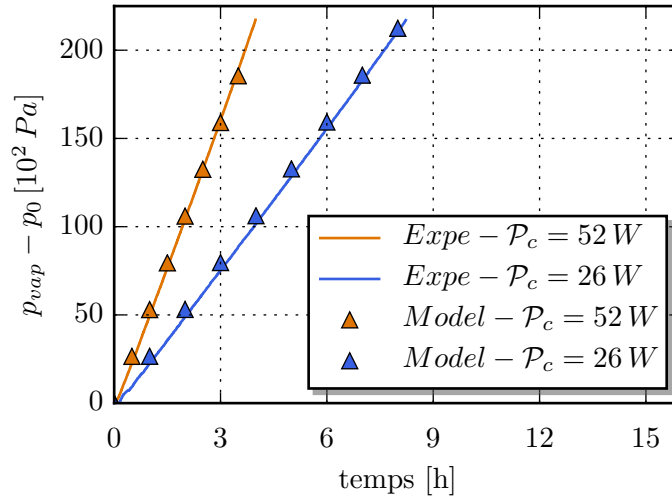


FIGURE 6.1: Expériences d'auto-pressurisation comparées aux résultats d'un modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. Les expériences sont réalisées pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et pour un remplissage liquide constant $\mathcal{F} = 66\%$.

Le Tableau 6.1 compare les temps d'auto-pressurisation expérimentaux et théoriques (*i.e.* prédits par le modèle thermodynamique homogène) pour tous les essais présentés dans cette section. On observe que la dynamique d'auto-pressurisation est d'autant plus rapide que l'entrée thermique est importante.

La figure 6.2 présente l'influence du remplissage liquide du réservoir \mathcal{F} sur la dynamique d'auto-pressurisation du réservoir. On observe que plus le remplissage est faible, plus la dynamique de montée en pression est rapide. Cette tendance s'explique simplement par une diminution

de l'inertie thermique du fluide contenu dans le réservoir.

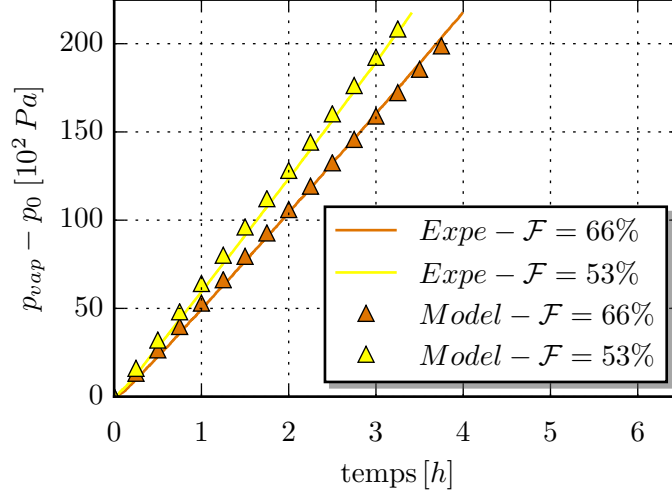


FIGURE 6.2: Expériences d'auto-pressurisation comparées aux résultats d'un modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. Les expériences sont réalisées pour différents remplissages liquide \mathcal{F} et pour une entrée thermique constante $\mathcal{P}_c = 52 W$.

6.1.2 Stratification thermique

Le dispositif expérimental nous permet également de mesurer la stratification thermique dans le réservoir durant l'essai. Pour visualiser l'influence de l'entrée thermique \mathcal{P}_c sur la stratification thermique, deux profils de température sont présentés sur la figure 6.3. Ces derniers correspondent à une température moyenne dans le réservoir (au sens de l'Eq. (5.1)) qui s'établit à $57,5^\circ C$. Ces deux profils de température sont extraits de deux expériences différentes qui correspondent à des entrées thermiques différentes et donc à des temps d'auto-pressurisation différents pour atteindre la température moyenne choisie :

- la première expérience est réalisée pour une entrée thermique de $26 W$ et le profil de température est extrait après $4,15 h$ d'auto-pressurisation
- la seconde expérience est réalisée pour une entrée thermique de $52 W$ et le profil de température est extrait après $2,06 h$ d'auto-pressurisation.

On observe sur la figure 6.3 que la température de la résistance T_{res} est d'autant plus élevée qu'elle dissipe une puissance électrique importante. De plus on observe que la température dans la phase liquide est globalement homogène, grâce à une très bonne diffusivité thermique de la phase. Cependant dans la phase vapeur une stratification thermique se met en place avec une conduction de la chaleur de l'interface liquide au sommet du ciel de vapeur.

Cette stratification thermique est *a priori* contre-intuitive puisqu'on observe de la vapeur "froide" au sommet du ciel gazeux. Une telle stratification s'explique par la présence de gaz non-condensable dans le réservoir et les propriétés physiques du $NOVEC_{1230}$. En effet, la densité de la vapeur de $NOVEC_{1230}$ est particulièrement élevée (*i.e.* $\rho_{vap} \in [15; 18] kg.m^{-3}$ pour

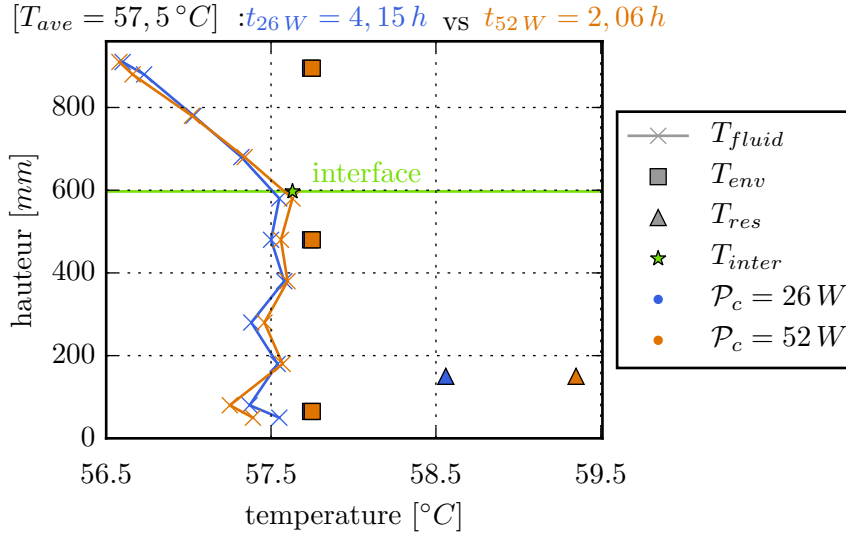


FIGURE 6.3: Distribution de température verticale dans le réservoir, pour deux entrées thermiques différentes $\mathcal{P}_c = 26 W$ et $\mathcal{P}_c = 52 W$, correspondant à une même température moyenne $T_{ave} = 57,5^\circ C$. Les évolutions de pression de ces deux expériences sont présentées sur la figure 6.1.

$T \in [55; 60]^\circ C$). De plus, comme nous l'avons vu dans la section 5.4, des traces d'azote sont présentes dans le réservoir. La densité de l'azote étant largement plus faible que celle de la vapeur de $NOVEC_{1230}$, une stratification en concentration d'azote dans le ciel gazeux se met naturellement en place. Pour évaluer cette stratification on calcule la densité de l'azote gazeux avec une loi des gaz parfait comme suit :

$$\rho_{vap_{N_2}} = \frac{P}{\frac{R}{M_{N_2}} \cdot T} = \frac{P}{r_{N_2} \cdot T} \quad (6.1)$$

avec r_{N_2} la constante des gaz de l'azote qui vaut $296 J.kg^{-1}.K^{-1}$.

Cette loi nous montre que la densité de l'azote gazeux est $\approx 1,4 kg.m^{-3}$ pour la gamme de p et T de l'expérience. Le rapport de densité entre la vapeur de $NOVEC_{1230}$ et l'azote gazeux est donc supérieur à 10 et légitime la création d'une stratification en concentration dans le ciel gazeux.

En supposant que la vapeur de $NOVEC_{1230}$ est à saturation dans tout le ciel de vapeur et que la composante hydrostatique de la pression est négligeable dans le ciel gazeux, il est possible de déterminer la pression partielle et la fraction molaire d'azote en fonction de la température

comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{tot} = p_{vap} \\ p_{NOVEC_{1230}} = p_{sat_{NOVEC_{1230}}}(T) \\ p_{N_2} = p_{tot} - p_{NOVEC_{1230}} \\ x_{NOVEC_{1230}} = \frac{p_{NOVEC_{1230}}}{p_{vap}} \\ x_{N_2} = \frac{p_{N_2}}{p_{tot}} \end{array} \right. \quad (6.2)$$

En appliquant cette méthode à la distribution de température présentée sur la figure 6.3, obtenue pour l'entrée thermique $\mathcal{P}_c = 52 W$, on peut déterminer la fraction molaire de chaque composant du ciel gazeux puis la densité apparente du mélange, ρ_{ave} , donnée par :

$$\rho_{ave} = x_{NOVEC_{1230}} \times \rho_{sat_{NOVEC_{1230}}} + x_{N_2} \times \rho_{N_2} \quad (6.3)$$

Les résultats de cette analyse sont présentés sur la figure 6.4. On observe sur cette figure que la

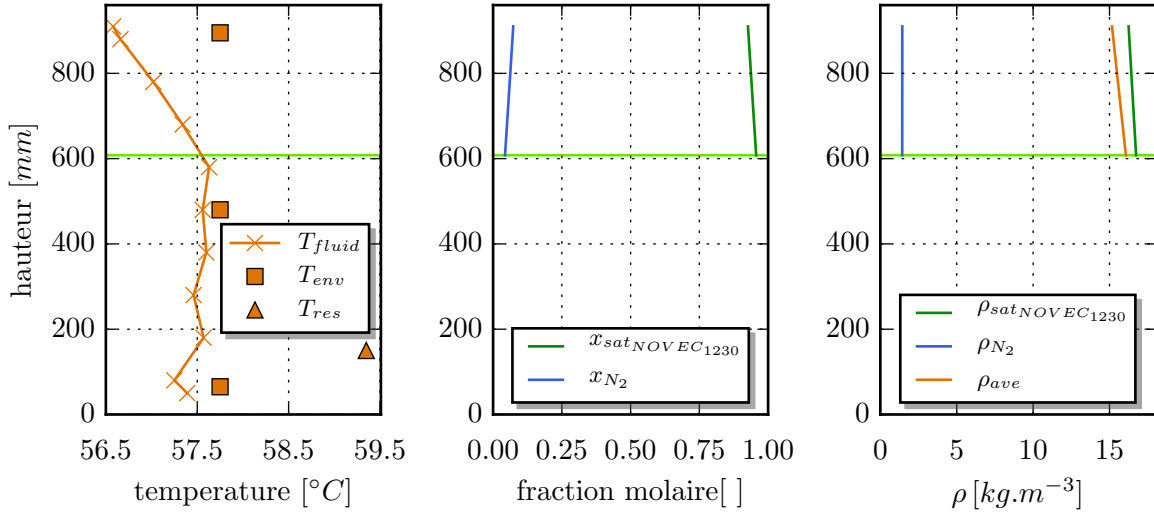


FIGURE 6.4: Analyse de la stratification thermique du ciel gazeux durant les phases d'auto-pressurisation et plus particulièrement pour la distribution présentée sur la figure 6.3 pour une entrée thermique de $52 W$: champs de température, distribution de fraction molaire de vapeur de $NOVEC_{1230}$ et d'azote et distribution de densité dans le ciel gazeux.

fraction molaire d'azote est comprise entre 4% et 7% et croît de l'interface au sommet du ciel de vapeur. L'ordre de grandeur de cette fraction molaire est cohérent avec les performances de la technique de purification du fluide présenté dans la Sec.5.4. En calculant la densité apparente du mélange gazeux dans le réservoir, grâce à l'Eq. (6.3), on observe que le champ de température répond bien à une condition de stratification en densité avec présence d'un fluide de moins en moins dense lorsque l'on s'élève dans le ciel gazeux.

6.1.3 Influence du mode de chauffe

Le dispositif expérimental mis en place permet l'étude de l'auto-pressurisation d'un réservoir avec une maîtrise fine de l'entrée thermique par la résistance chauffante. Cependant, il est évident que, dans la configuration réelle, l'entrée thermique n'est pas imposée par une résistance chauffante mais par des flux pariétaux résiduels. Dans cette section nous reproduisons ce mode de chauffe en imposant une entrée thermique par la boucle d'isolation active. Pour ce faire, la consigne de régulation est modifiée de telle sorte que :

$$T_{env_{cons}} = T_{ave} + \beta \cdot (T_{env_{mes}} - T_{amb}) + \Delta T_c \quad (6.4)$$

On reconnaît ici la consigne de régulation présentée dans la section 5.3, à laquelle vient s'ajouter le déséquilibre thermique imposé à la paroi ΔT_c . En imposant $\Delta T_c > 0$, on génère une entrée thermique répartie de façon homogène sur la paroi du réservoir.

Ce mode de chauffe approche donc bien mieux la charge thermique appliquée à un réservoir cryogénique dans l'espace. Cependant en utilisant la chauffe par l'enveloppe, la valeur de l'entrée thermique \mathcal{P}_c n'est plus directement accessible par le gradateur de puissance de la résistance chauffante. Pour connaître cette valeur, un algorithme itératif utilisant le modèle thermodynamique homogène recherche la puissance thermique générant le même temps d'auto-pressurisation que celui observé expérimentalement. Cette approche repose sur l'hypothèse que la dynamique de chauffe globale ne dépend, pour un remplissage \mathcal{F} donné, que de la puissance thermique imposée.

Sur la figure 6.5, le trait continu vert correspond à l'évolution de température dans le réservoir pour une expérience d'auto-pressurisation avec chauffe par la paroi pour $\Delta T_c = 0,66^\circ C$. En post-traitant la courbe de montée en pression expérimentale avec l'algorithme itératif précisé ci-dessus, on établit que la chauffe enveloppe avec $\Delta T_c = 0,66^\circ C$ correspond à une entrée thermique de $42,5 W$ pour ce remplissage. L'évolution de température prédite par le modèle est représentée par une courbe (droite) tracée en tirets noirs. De plus, le trait continu bleu indique l'évolution de la température moyenne dans le réservoir pour une expérience d'auto-pressurisation similaire mais lorsque l'entrée thermique est directement fixée par la résistance chauffante.

On observe ici que les trois évolutions de température sont superposées durant toute l'auto-pressurisation. Ceci atteste que notre algorithme de recherche de l'entrée thermique équivalente au déséquilibre thermique imposé à la paroi est fonctionnel et nous permet bien de déduire *a posteriori* l'entrée thermique appliquée au réservoir. De plus la montée en température est encore une fois linéaire, ce qui atteste que l'entrée thermique est constante durant tout l'essai.

La figure 6.6 nous permet d'évaluer la stratification thermique dans le réservoir en fonction du mode de chauffe. Pour ce faire deux profils de températures ont été prélevés lors des expériences présentées sur la figure 6.5. Ces deux profils correspondent à une température moyenne dans le réservoir de $57,5^\circ C$, au sens de l'Eq. (5.1).

En ce qui concerne la courbe (en bleu) correspondant à la chauffe par la résistance, on observe un léger échauffement de la phase liquide comparé au cas de chauffe par l'enveloppe. En effet, on constate que la résistance s'échauffe, localement, d'environ $1,5^\circ C$ (au-dessus de la température moyenne du fluide), sous l'effet de la puissance électrique de $42,5 W$. Malgré la très bonne diffusivité thermique de la phase liquide, le déséquilibre thermique imposé par la résistance génère une surchauffe locale de la phase liquide. Pour le ciel gazeux, on observe comme sur les figures 6.3 & 6.4 une stratification thermique quasi-linéaire de l'interface chaude au sommet du réservoir.

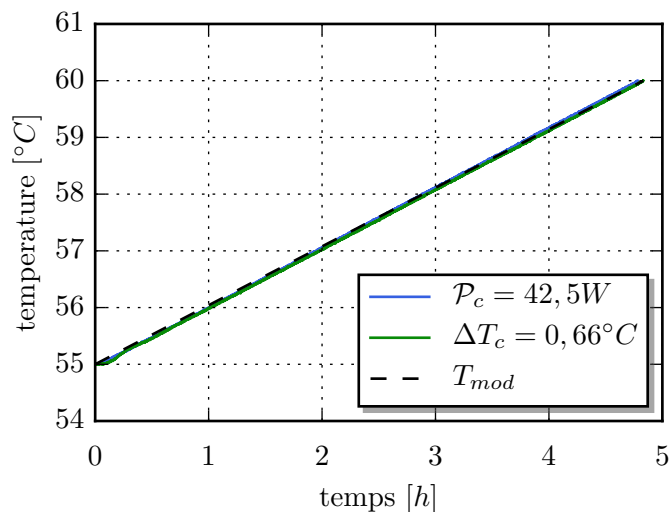


FIGURE 6.5: Évolution de température dans le réservoir pendant deux expériences d'auto-pressurisation. Bleu : l'entrée thermique est imposée par la résistance chauffante à $42,5\text{ W}$ - Vert : une entrée thermique équivalente est imposée par la paroi en imposant un déséquilibre thermique $\Delta T_c = 0,66^\circ\text{C}$ - Noir : évolution de température prédite par le modèle thermodynamique homogène pour une entrée thermique de $42,5\text{ W}$.

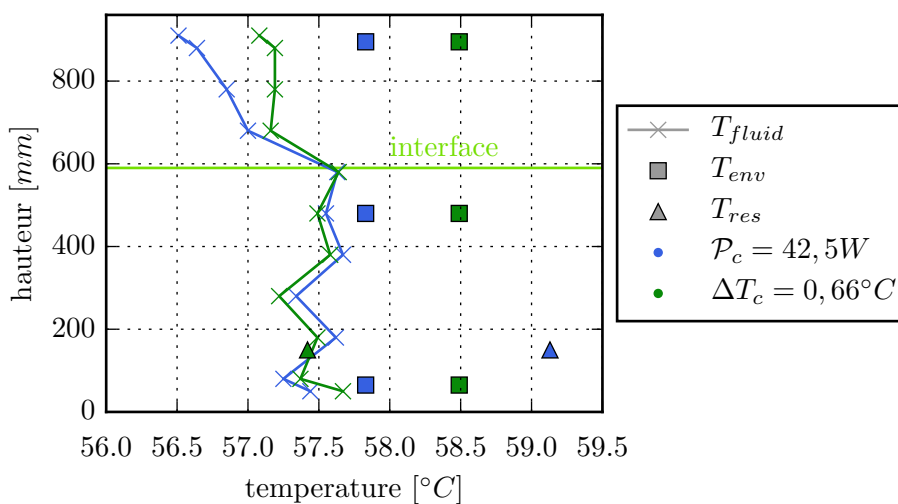


FIGURE 6.6: Influence du mode de chauffe du réservoir sur la stratification thermique dans le réservoir. Bleu : l'entrée thermique est imposée par la résistance chauffante à $42,5\text{ W}$ - Vert : une entrée thermique équivalente est imposée par la paroi en prescrivant un déséquilibre thermique $\Delta T_c = 0,66^\circ\text{C}$.

En ce qui concerne la courbe (en vert) correspondant à l'entrée thermique imposée par la paroi, on constate en premier lieu que le capteur de température T_{res} est à la température du liquide puisqu'aucune puissance thermique n'est dissipée par la résistance. De plus, on observe bien l'influence de ΔT_c sur la température enveloppe. On retrouve ainsi sur la figure 6.6 un écart de $0,66^\circ C$ entre les températures enveloppe des deux cas. De plus, on constate que la stratification thermique dans le ciel gazeux est sensiblement différente. Le forçage thermique à la paroi chauffe le gaz et modifie la stratification observée précédemment. Sous l'effet de ce forçage thermique, la distribution de concentration en azote dans le ciel gazeux est modifiée comme le montre la figure 6.7.

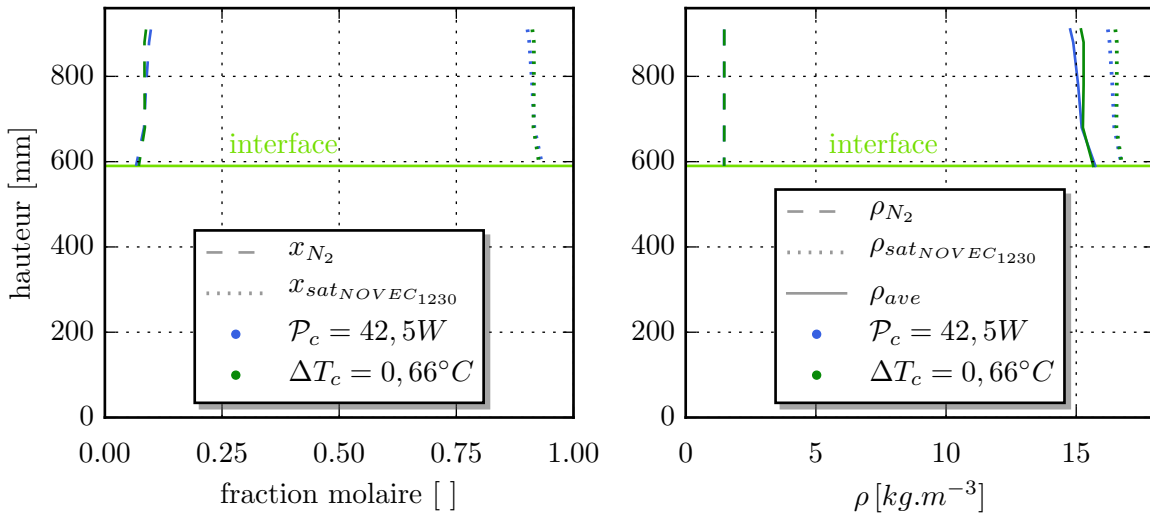


FIGURE 6.7: Analyse de la stratification thermique du ciel gazeux en fonction du mode de chauffe pour les deux profils de température présentés sur la figure 6.6. Gauche : fraction molaire de vapeur de $NOVEC_{1230}$ et d'azote en fonction de la hauteur dans le ciel gazeux. Droite : densité de chaque composant du ciel gazeux et densité du mélange en fonction de la hauteur dans le ciel gazeux.

On observe encore une fois que le champ de température résulte d'une stratification en densité du ciel gazeux. La fraction molaire d'azote dans le ciel gazeux varie avec le forçage thermique. Les expériences étant réalisées en vase clos, la masse totale d'azote présente dans l'expérience peut être considérée comme constante. Cette masse totale est répartie en deux parties distinctes : une fraction est dissoute dans le bain liquide et une autre se retrouve sous forme gazeuse dans le ciel de vapeur. La répartition de ces deux fractions s'équilibre en fonction du forçage thermique de manière à satisfaire la condition de saturation du $NOVEC_{1230}$ en phase vapeur.

6.2 Expérience de contrôle TVS

Une série d'expériences TVS a été réalisée pour différentes valeurs d'entrée thermique \mathcal{P}_c , de débit d'injection \dot{m}_{inj} et de remplissage liquide \mathcal{F} . Les mesures de température moyenne du fluide ont été systématiquement comparées à celles prédites par le modèle thermodynamique homogène prenant en compte une condition de paroi adiabatique. On présentera dans cette

Tableau 6.2: Comparaison des temps caractéristiques de refroidissement et des plateaux de température finaux expérimentaux avec les temps et plateaux prédits par le modèle thermodynamique homogène, pour différentes expériences de contrôle TVS.

\dot{m}_{inj} [g.s ⁻¹]	\mathcal{F} [%]	\mathcal{P}_c [W]	$T_{ES_{expe}}$ [°C]	$T_{ES_{Model}}$ [°C]	ΔT_{ES} [%]	$\tau_{ES_{expe}}$ [s]	$\tau_{ES_{Model}}$ [s]	$\Delta \tau_{ES}$ [%]
43	66	0	39,91	40,00	0,2	3025	2591	14
64	66	0	39,90	40,00	0,2	2008	1727	14
43	66	26	40,44	40,54	0,2	3025	2591	14
43	66	52	40,97	41,09	0,3	3003	2591	14
43	53	52	41,02	41,09	0,2	2598	2123	18

section l'influence des paramètres de contrôle du système TVS sur le temps caractéristique de refroidissement τ_{ES} et le plateau de température final T_{ES} (cf. Eq. (5.6)). Les conditions et les résultats globaux (τ_{ES} , T_{ES}) de l'ensemble des expériences présentées sont récapitulées dans le tableau 6.2.

6.2.1 Étude de sensibilité

La figure 6.8 et le tableau 6.2 montrent qu'une augmentation du débit d'injection accélère la dynamique de refroidissement du contrôle TVS comme le prédit le modèle thermodynamique. De plus, pour une température d'injection donnée, l'entrée thermique à laquelle est soumis le réservoir n'affecte que le plateau de température finale et ne modifie pas la dynamique de refroidissement comme le montre la figure 6.9.

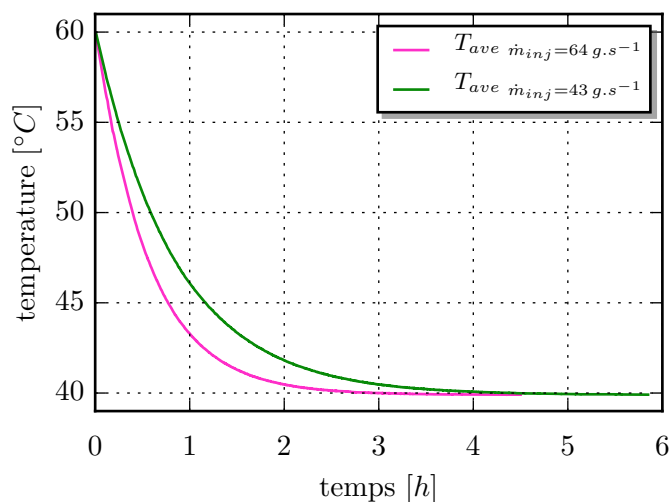


FIGURE 6.8: Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différents débits d'injection \dot{m}_{inj} et $\mathcal{P}_c = 0 W$ - $\mathcal{F} = 66\%$ - $T_{inj} = 40^\circ C$.

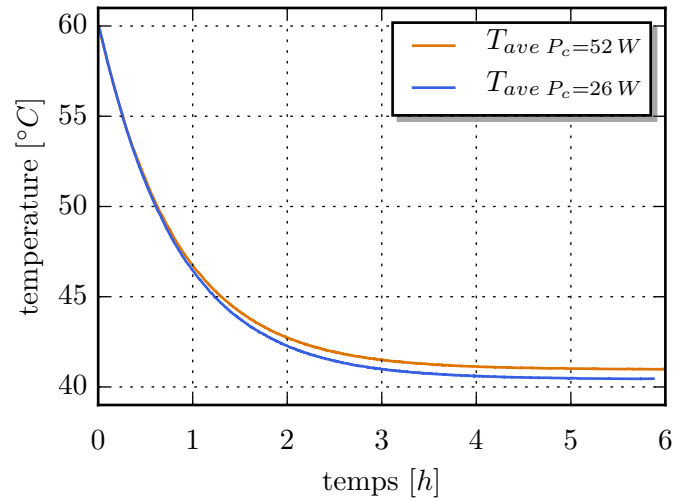


FIGURE 6.9: Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et $\mathcal{F} = 66\%$ - $\dot{m}_{inj} = 43 \text{ g.s}^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$.

On observe en effet, durant la première heure d'expérience, que les deux courbes sont parfaitement superposées ; seul l'état d'équilibre final diffère. Cet état final est d'ailleurs en excellent accord avec celui prédit par le modèle thermodynamique homogène comme le montre le tableau 6.2 - l'écart entre mesure et modèle sur la valeur de T_{ES} s'établit à 0,2% ou 0,3% seulement.

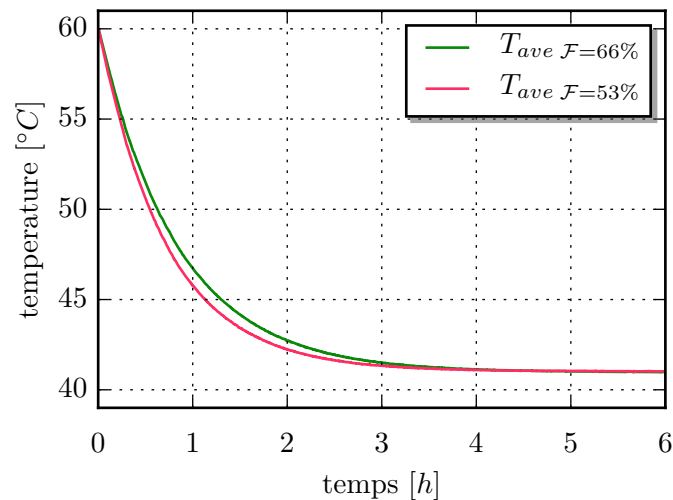


FIGURE 6.10: Comparaison de différentes expériences de contrôle TVS pour différents remplissage liquide \mathcal{F} et $\mathcal{P}_c = 52 \text{ W}$ - $\dot{m}_{inj} = 43 \text{ g.s}^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$.

En se basant sur la capacité thermique du fluide contenu dans le réservoir, on peut s'attendre

à ce que le remplissage \mathcal{F} du réservoir modifie la dynamique de refroidissement (caractérisée par τ_{ES}) mais n'influe pas sur l'état d'équilibre thermique final T_{ES} . Les expériences, présentées sur la figure 6.10, valident bien cette tendance attendue et confirment les résultats précédemment présentés par Thibault *et al.* [82].

On observe pour toutes les expériences réalisées que le plateau de température final est en excellent accord avec celui prédit par le modèle thermodynamique homogène. En effet, on observe dans le tableau 6.2, un écart maximal de 0,3% entre la valeur expérimentale et la valeur théorique. Cet accord démontre encore une fois les très bonnes performances de la technique d'isolation active qui génère une condition de paroi à flux de chaleur net nul permettant d'obtenir un comportement très proche de celui d'une condition de paroi adiabatique.

Cependant, on constate que le temps caractéristique de refroidissement expérimental est lui systématiquement plus grand que celui prédit par le modèle thermodynamique. L'écart entre modèle et expérience est d'environ 15%.

Plusieurs facteurs peuvent expliquer cet écart entre modèle et expérience sur la prédiction de la dynamique du contrôle TVS. Nous avons déjà abordé, dans la section 5.3, les performances dynamiques de la technique d'isolation active. On observe au début de chaque phase de contrôle TVS des oscillations de la température d'enveloppe autour de la consigne de régulation (voir figure 5.11). Ces oscillations peuvent légèrement influencer sur la dynamique de refroidissement mais ne semblent néanmoins pas pouvoir expliquer à elles-seules l'écart de 15% typiquement observé.

Une autre source d'écart entre modèle et expérience sur la prédiction de la dynamique du contrôle TVS réside dans la nature même du modèle thermodynamique homogène. En effet, comme cela été rapidement présenté dans la section 3.3.2 et plus en détail dans [13], le modèle thermodynamique homogène itère en temps entre des pseudos états d'équilibre thermodynamique. Cette modélisation n'est donc pas intrinsèquement capable de reproduire fidèlement des phénomènes hautement transitoires (s'écartant du domaine de validité des hypothèses d'équilibre thermodynamique), comme c'est le cas pour l'évolution de la température et de la pression dans le réservoir au début des phases de contrôle TVS.

Cette analyse ne remet nullement en cause la pertinence de l'utilisation d'un modèle thermodynamique homogène pour prédire l'évolution de p et T dans un réservoir contrôlé par un système TVS. Elle permet plutôt d'évaluer les limites dynamiques inhérentes à cette modélisation, tout en gardant à l'esprit que l'état final des expériences est prédit avec une précision meilleure que 0,5%.

La figure 6.11 illustre bien d'une part l'écart - modéré - qui peut exister entre modèle thermodynamique homogène et expérience dans la phase d'évolution dynamique de la température moyenne dans le réservoir et d'autre part l'excellent accord obtenu pour le critère stationnaire représenté par la température d'équilibre finale des expériences.

6.2.2 Influence de l'injection sur la stratification thermique

Afin de quantifier l'influence de l'injection TVS sur la stratification thermique dans le réservoir, on extrait, comme sur la figure 6.3, deux profils de température respectivement associés à deux expériences distinctes de contrôle TVS. Ces deux profils correspondent à une même température moyenne de 50,0°C dans le réservoir, au sens de l'Eq. (5.1), qui est donc atteinte à des instants différents selon l'expérience considérée. Les deux expériences de contrôle sont réalisées

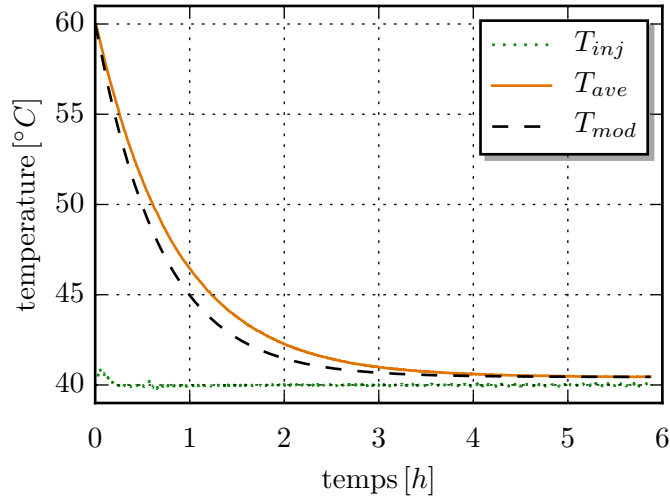


FIGURE 6.11: Comparaison de l'évolution de température prédite par le modèle thermodynamique homogène avec celle obtenue expérimentalement pour $\mathcal{F} = 66\%$ - $\mathcal{P}_c = 26 W$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$.

pour deux entrées thermiques différentes (*i.e.* $\mathcal{P}_c = 26 W$ et $\mathcal{P}_c = 52 W$ imposée par la résistance thermique). Les autres paramètres de contrôle (\dot{m}_{inj} , T_{inj} et \mathcal{F}) restent les mêmes dans les deux expériences soit : $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ C$ et $\mathcal{F} = 66\%$. On observe sur la figure 6.12 l'influence de l'injection de liquide sous-refroidi sur la stratification thermique du réservoir pour les deux expériences TVS considérées. On constate que l'injection dé-stratifie efficacement le ciel

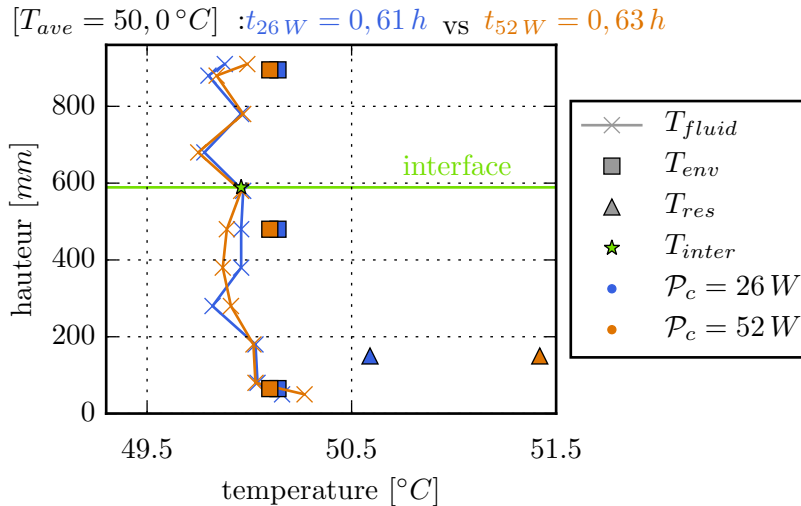


FIGURE 6.12: Stratification thermique dans le réservoir pendant la phase d'injection TVS pour différentes entrées thermiques \mathcal{P}_c et $\mathcal{F} = 66\%$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^\circ C$.

Tableau 6.3: Échauffement de la résistance chauffante pour deux expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS associées à deux entrées thermiques.

$\mathcal{P}_c = 26 W$		
	auto-pressurisation	contrôle TVS
$\Delta T_{res/ave} [^{\circ}C]$	1,1	0,6
$\mathcal{P}_c = 52 W$		
	auto-pressurisation	contrôle TVS
$\Delta T_{res/ave} [^{\circ}C]$	1,8	1,4

de vapeur dans les deux cas. La température dans le réservoir devient globalement homogène. De plus, si l'on compare les figures 6.3 et 6.12, on observe que l'échauffement $\Delta T_{res/ave}$ induit par la résistance :

$$\Delta T_{res/ave} = T_{res} - T_{ave} \quad (6.5)$$

est plus faible lors de l'injection TVS que durant l'auto-pressurisation pour une même puissance thermique \mathcal{P}_c dissipée (voir tableau 6.3). La température de la résistance dépend des échanges convectifs entre celle-ci et le bain liquide :

$$\mathcal{P}_c = h \cdot S \cdot \Delta T_{res/ave}$$

avec S la surface d'échange de la résistance et h le coefficient d'échange thermique convectif. Le jet sous-refroidi intensifie le mélange en pénétrant dans le bain liquide, ce qui permet un échange convectif plus efficace et donc une diminution de l'échauffement local de la résistance.

On constate de plus que les deux profils de température présentés sur la figure 6.12 sont très similaires. On peut donc dire que l'action du jet sous-refroidi est prépondérante devant celle de l'entrée thermique \mathcal{P}_c . La puissance thermique froide du jet peut être calculée, comme cela a déjà été fait dans la section 3.2.2.3, en utilisant l'équation (3.21) rappelée ci-dessous :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{jet} &= \dot{m}_{inj} \cdot c_p(T_{inj}) \cdot (T_{ave} - T_{inj}) \\ &= 43 \times 10^{-3} \cdot 1111,9 \cdot 10,0 \\ &\approx 478 W \end{aligned}$$

La puissance froide du jet décroît au fur et à mesure que la température T_{ave} diminue au cours de la phase de contrôle TVS alors que T_{inj} reste constante. En effet, au démarrage de l'injection, l'écart de température $(T_{ave} - T_{inj})$ s'établit à $\approx 20^{\circ}C$, la puissance froide du jet vaut donc $\mathcal{P}_{jet} \approx 1000 W$ et le rapport de puissance montre que \mathcal{P}_c est négligeable par rapport à \mathcal{P}_{jet} et n'influe donc pas sur la dynamique initiale du contrôle.

On observe ici que la puissance froide du jet, aux conditions de fonctionnement de la figure 6.12 (*i.e.* $\mathcal{F} = 66\%$ - $\dot{m}_{inj} = 43 g \cdot s^{-1}$ - $T_{inj} = 40^{\circ}C$) est bien plus importante que l'entrée thermique \mathcal{P}_c . Ce rapport a une valeur initiale (*c.a.d.* lorsque $T_{ave} = 60^{\circ}C$ et $T_{inj} = 40^{\circ}C$) de ≈ 10 ou ≈ 20 en fonction du cas considéré. Ceci justifie donc que le champ de température soit principalement régi par la puissance froide du jet et ne soit pas significativement affecté par \mathcal{P}_c .

Par ailleurs, le rapport de puissance $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ décroît au cours de l'injection TVS jusqu'à devenir unitaire à l'état final. Le plateau de température final T_{ES} atteint en fin d'expérience n'est rien

d'autre que la température moyenne T_{ave} permettant de rendre unitaire le rapport de puissance. Cette analyse permet également de justifier le fait que l'entrée thermique n'ait pas d'influence sur la dynamique initiale du contrôle TVS.

6.2.3 Influence de l'injection sur l'azote dissous dans le ciel gazeux

En utilisant la méthodologie présentée dans le section 6.1.2, on peut déterminer la fraction molaire d'azote, en fonction de la hauteur, présente dans le ciel gazeux (voir Eq. (6.2)). En moyennant le profil de fraction molaire obtenu, on peut également calculer l'évolution de la fraction molaire moyenne d'azote $\overline{x_{N_2}}$ et de vapeur de $NOVEC_{1230}$ $\overline{x_{satNOVEC_{1230}}}$ contenue dans le ciel gazeux pendant une injection TVS.

La figure 6.13 présente l'évolution de ces fractions molaires moyennes dans le ciel gazeux ainsi que l'évolution du rapport des puissances $\frac{\mathcal{P}_{jet}}{\mathcal{P}_c}$ au cours d'une injection TVS telle que $T_{inj} = 40^\circ C$, $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $\mathcal{F} = 66\%$ et $\mathcal{P}_c = 26 W$.

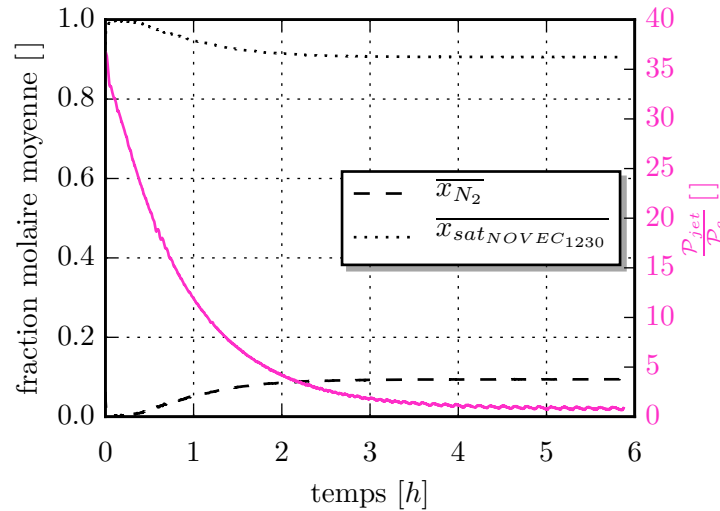


FIGURE 6.13: Évolution des fractions molaires moyennes $\overline{x_{N_2}}$ et $\overline{x_{satNOVEC_{1230}}}$ dans le ciel gazeux durant une expérience de contrôle TVS tel que : $T_{inj} = 40^\circ C$, $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $\mathcal{F} = 66\%$ et $\mathcal{P}_c = 26 W$.

On observe que le niveau de la fraction molaire moyenne d'azote dans le ciel gazeux s'effondre lors de l'entrée du jet sous-refroidi. En effet, au démarrage de l'injection, la fraction molaire moyenne d'azote est de 6% ; dès que le jet entre dans le réservoir cette fraction molaire devient, quasi-instantanément, égale à 0.

Pour expliquer cette tendance on trace sur la même figure 6.13 le rapport de puissance thermique. Ce rapport de puissance permet de présenter le sous-refroidissement adimensionné de l'injection TVS : plus le rapport est grand, plus le jet entrant dans le réservoir est sous-refroidi. Le sous-refroidissement éloigne le liquide des conditions de saturation qui règnent dans le réservoir. De plus, ce sous-refroidissement est le moteur de deux mécanismes physiques distincts. Premièrement le sous-refroidissement du jet induit une condensation de la vapeur de $NOVEC_{1230}$ présente dans le ciel gazeux. Le sous-refroidissement a également pour effet d'éloigner le liquide de

la saturation en gaz dissous et notamment en azote. On peut ajouter que plus un liquide est loin de la saturation, plus ce liquide est avide d'absorber des gaz non-condensables (*i.e.* dans notre cas de l'azote). On peut associer à ces deux processus physiques, respectivement de condensation de la vapeur de $NOVEC_{1230}$ et d'absorption d'azote, les temps caractéristiques respectifs suivants : τ_{abs} et τ_{cond} . L'évolution des fractions molaires moyennes dans le ciel gazeux nous montre que le liquide sous-refroidi a plus de facilité à absorber l'azote présent dans le ciel gazeux qu'à condenser la vapeur de $NOVEC_{1230}$. On peut ainsi en déduire que :

$$\tau_{abs} \ll \tau_{cond}$$

Avec la diminution du sous-refroidissement du jet et le brassage du liquide par la pompe d'injection, le mélange $NOVEC_{1230}$ /azote tend vers un état d'équilibre et la fraction molaire d'azote présente dans le ciel gazeux augmente de nouveau pour se stabiliser vers une valeur plateau de 9%.

On peut également chercher à quantifier l'effet du jet sur la stratification en fraction molaire d'azote dans le ciel de vapeur. Pour ce faire, on présente sur la figure 6.14 différentes distributions de température dans le réservoir qui correspondent à différents instants après le début de l'injection, caractérisés par la température moyenne atteinte dans le réservoir (successivement $56^{\circ}C$, $50^{\circ}C$, $45^{\circ}C$ et $40,5^{\circ}C$). On trace également sur cette même figure les distributions de fraction molaire et de densité dans le ciel gazeux (obtenue grâce à l'équation (6.2)) aux mêmes instants.

On observe ici encore que l'azote gazeux présent dans le ciel de vapeur avant l'injection est très rapidement capté par le jet sous-refroidi. En effet, pour $T_{ave} = 56,0^{\circ}C$ (soit $0,2 h$ après le démarrage de l'injection), la fraction molaire d'azote est nulle. Au cours de l'établissement du jet sous refroidi dans l'enceinte, la température moyenne du fluide T_{ave} diminue ($t = 0,61 h$ pour $T_{ave} = 50,0^{\circ}C$, $t = 1,23 h$ pour $T_{ave} = 45,0^{\circ}C$, et $t = 4,66 h$ pour $T_{ave} = 40,5^{\circ}C$) et un équilibre à la fois thermique et en concentration d'azote s'établit entre le liquide et le ciel gazeux. La fraction molaire d'azote dans le ciel gazeux augmente pour se stabiliser à une valeur voisine de 9%, comme cela a déjà été observé sur la figure 6.13.

On constate également l'effet déstratificateur du jet sur la fraction molaire d'azote. En effet, on observe que tous les profils de concentration molaire sont homogènes sur toute la hauteur du ciel gazeux. Le mélange induit par l'injection permet donc d'homogénéiser les champs de T , ρ et x dans le ciel gazeux.

Enfin, on observe également sur cette figure 6.14 le comportement original de la vapeur de $NOVEC$ à saturation, avec une densité qui décroît avec la température. On observe en effet que la densité de la vapeur est $\approx 16 kg.m^{-3}$ pour $T_{ave} = 56,0^{\circ}C$ contre une valeur limitée à $\approx 9 kg.m^{-3}$ lorsque $T_{ave} = 40,5^{\circ}C$.

6.3 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie les améliorations significatives apportées au dispositif expérimental mis en place par L. Demeure durant sa thèse [13] pour étudier des mécanismes d'auto-pressurisation et de contrôle TVS d'un réservoir chauffé. Le premier fait marquant est la mise en oeuvre d'une technique d'isolation active permettant de générer une condition de paroi à flux de chaleur net nul. Le second fait marquant réside dans la possibilité de mesure de la stratification thermique du fluide durant les expériences d'auto-pressurisation et de contrôle de pression TVS. Une technique de purification du $NOVEC_{1230}$ a également été mise en place et permet

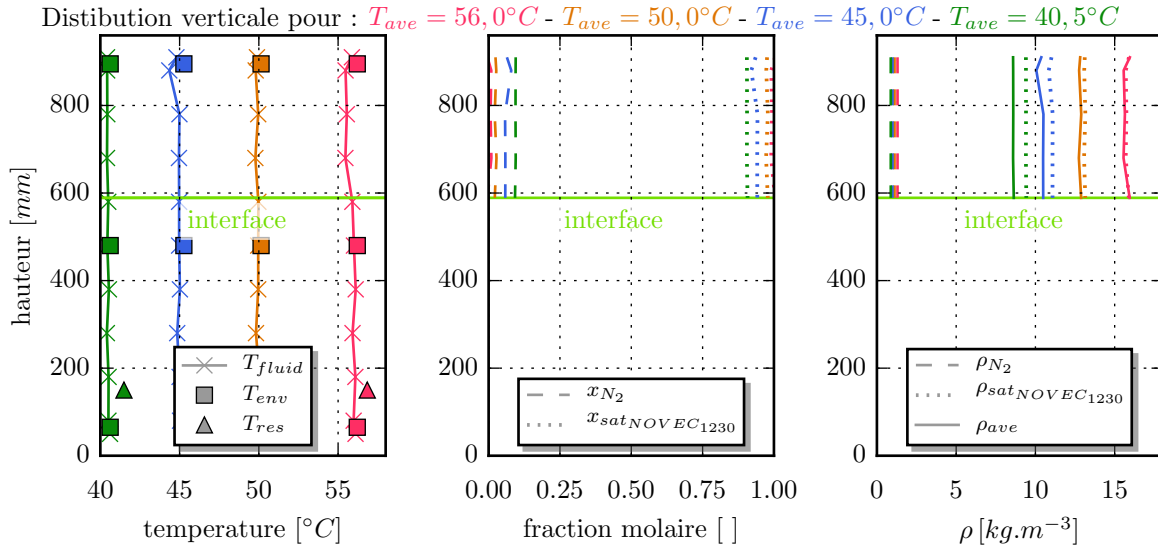


FIGURE 6.14: Effet de l'injection sur la stratification en fraction molaire d'azote et en densité du ciel gazeux pour une expérience de contrôle TVS telle que : $T_{inj} = 40^{\circ}C$, $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $\mathcal{F} = 66\%$ et $\mathcal{P}_c = 26 W$.

d'évaluer la fraction de gaz non condensable présent dans l'enceinte d'essai durant les expériences.

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la technique d'isolation active permet de découpler thermiquement l'intérieur du réservoir de son environnement. Cette technique génère une condition de paroi à flux de chaleur net nul, qui réalise une condition de paroi quasi-adiabatique. Cette condition de paroi n'est pas *stricto sensu* adiabatique car localement le liquide et la vapeur ne sont pas forcément à la même température que la paroi. Néanmoins, elle permet de garantir que l'entrée thermique, durant nos expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS, est entièrement fixée par la puissance de chauffe imposée \mathcal{P}_c . Ce contrôle est réalisé sans aucune dérive liée au déséquilibre thermique entre l'enceinte d'essai et son environnement (*i.e.* la température ambiante dans la salle d'expérience). De plus, cette technique d'isolation active nous permet, lorsqu'elle est utilisée avec un flux de chaleur net non-nul, d'imposer une entrée thermique homogène à la paroi. Ceci est réalisé en modifiant la consigne de régulation en température de manière à ajouter un terme de déséquilibre thermique ΔT_c .

Les expériences réalisées montrent que la dynamique d'auto-pressurisation du réservoir dépend du remplissage \mathcal{F} et de l'entrée thermique \mathcal{P}_c . En effet, plus le remplissage liquide du réservoir est faible, plus l'inertie thermique du fluide est faible et plus la dynamique de montée en pression, pour une entrée thermique donnée, est rapide. On peut noter que la dynamique d'auto-pressurisation est en excellent accord avec les prédictions du modèle thermodynamique homogène présenté dans le chapitre 3, avec une dérive maximale du temps d'auto-pressurisation inférieure à 2,5%.

Pour une température d'injection T_{inj} donnée, les expériences de contrôle TVS montrent que, lorsque l'entrée thermique \mathcal{P}_c est activée, l'état d'équilibre thermique final T_{ES} du contrôle

dépend de l'entrée thermique \mathcal{P}_c et du débit d'injection \dot{m}_{inj} . De plus la dynamique du contrôle, caractérisée par le temps caractéristique τ_{ES} , dépend du remplissage liquide initial du réservoir \mathcal{F} et du débit d'injection \dot{m}_{inj} . L'instrumentation en place donne accès à la distribution de température ainsi qu'à l'évolution de pression dans le réservoir.

L'analyse de la stratification thermique dans le réservoir a montré que les champs de température sont affectés par la présence d'azote dans l'enceinte d'essai. Durant les expériences d'auto-pressurisation une stratification en concentration d'azote se met en place dans le ciel gazeux. L'azote étant plus de dix fois moins dense que la vapeur de $NOVEC_{1230}$, l'azote se retrouve préférentiellement au sommet du ciel gazeux. La pression partielle d'azote y est donc plus importante et la pression partielle de vapeur diminue. La vapeur de $NOVEC_{1230}$ étant à saturation, l'équilibre de Clausius-Clapeyron impose que la température de la vapeur au sommet du réservoir soit plus faible que proche de l'interface.

Pour les diverses valeurs de forçage thermique du réservoir testées, on constate durant les phases d'auto-pressurisation que l'azote présent dans l'enceinte est en partie dissous dans la phase liquide et en partie présent à l'état gazeux dans le ciel de vapeur. La répartition liquide/vapeur de l'azote présent dans le réservoir s'adapte en fonction du forçage thermique du réservoir. Dans le ciel gazeux, la vapeur de $NOVEC_{1230}$ est toujours à saturation. Le champ de température correspond toujours à une stratification en densité dans le ciel gazeux.

Les expériences montrent également l'effet déstratificateur de l'injection TVS sur le ciel gazeux. L'injection du jet sous-refroidi homogénéise efficacement les champs de température, de densité et de fraction molaire dans le ciel gazeux. De plus, on constate que l'injection du jet sous-refroidi induit une absorption très rapide, par la phase liquide, de l'azote présent dans le ciel gazeux. Ce phénomène est d'autant plus important que le sous-refroidissement du jet est important. Au cours de l'injection TVS (à débit et température d'injection fixés), l'expérience tend vers un équilibre thermique dans le réservoir. Avec l'établissement de cet équilibre thermique, le pouvoir absorbant d'azote du liquide diminue et la fraction molaire d'azote augmente dans le ciel gazeux pour se stabiliser à une valeur plateau.

On identifie donc clairement ici que la stratification thermique dans le réservoir est fortement influencée par la présence d'azote dans le réservoir.

Il pourrait être intéressant de travailler à l'avenir sur la pureté du fluide présent dans l'enceinte d'essai, afin d'être plus représentatif du système réel (si toutefois ce dernier n'utilise pas de gaz inerte, de type hélium, pour le tassement des ergols cryogéniques). Pour ce faire, une technique de purification du fluide plus performante devra être mise en place. Celle-ci pourrait reposer sur l'ébullition prolongée du fluide avant remplissage de l'expérience et l'utilisation d'une pompe à vide pour tirer au vide l'enceinte avant remplissage. Cet effort pourra porter ses fruits uniquement si l'approvisionnement du fluide n'utilise plus de tassement à l'azote durant le transport.

Enfin et surtout, ce travail a permis de mettre en place une base de données d'expériences TVS et d'auto-pressurisation avec des conditions de paroi à flux de chaleur net nul, réalisant une excellente approximation d'une condition adiabatique. Ces données, partiellement publiées dans la revue *Journal of Thermal Science and Engineering Applications* [56], pourront être exploitées pour valider une démarche de modélisation numérique du changement de phase telle que celle présentée dans la partie III de ce mémoire.

Partie III

Etude numérique de la physique du
réservoir

Chapitre 7

Simulation numérique d'un cas de contrôle TVS

Sommaire

7.1	Description du cas de calcul	119
7.2	Modèle numérique mis en oeuvre	121
7.2.1	Conservation de la masse et de la quantité de mouvement du mélange	121
7.2.2	Stratégie d'évolution de l'interface	122
7.2.3	Conservation de l'énergie	123
7.2.4	Modélisation du transfert de masse - <i>modèle de Lee</i>	123
7.2.5	Modélisation de la turbulence	124
7.2.6	Choix numériques	124
7.3	Calibration du modèle de changement de phase	126
7.4	Quelques aspects phénoménologiques du contrôle TVS	133
7.4.1	Impact du jet sur la surface libre	135
7.4.2	Stratification thermique induite par le mélange	135
7.5	Conclusion	139

Comme nous l'avons montré dans l'état de l'art du chapitre 1 sur les études expérimentales et numériques consacrées au système TVS, la modélisation dite CFD (Computational Fluid Dynamics) d'un dispositif TVS reste la voie privilégiée pour permettre de prédire les performances d'un tel système de contrôle dans ses conditions réelles de fonctionnement, c'est-à-dire exploitant un fluide cryogénique en microgravité. Une telle modélisation permet en effet de prendre en compte les phénomènes de transport qui se produisent dans les deux phases en présence via la discrétisation et la résolution des lois de conservation régissant l'écoulement dans le réservoir et le dispositif d'injection. Un modèle CFD peut également permettre la mise au point d'un modèle thermodynamique global qui est pour sa part mieux adapté à une démarche d'optimisation telle que celle exposée au chapitre 4. Dans le présent chapitre, nous cherchons donc à évaluer la capacité prédictive d'un solveur CFD en utilisant les résultats expérimentaux du chapitre 6 comme données de référence auxquelles comparer les champs calculés.

Pour permettre de réaliser des simulations d'auto-pressurisation ou de contrôle TVS, un solveur CFD doit inclure :

- une approche de type VOF (Volume Of Fluid) ou Level Set qui permette de décrire l'écoulement diphasique à phases séparées qui a lieu dans le réservoir.
- une modélisation de la turbulence dans la phase liquide et dans la phase vapeur dans la mesure où le régime d'écoulement rencontré en pratique est turbulent : le jet ou spray injecté est en régime turbulent et les écoulements recirculants qui apparaissent dans le réservoir ont lieu à des nombres de Rayleigh caractéristiques du régime turbulent.
- un modèle de changement de phase qui permette de rendre compte du transfert de masse qui s'opère par condensation / évaporation lors de l'auto-pressurisation et de l'injection d'un jet ou spray sous-refroidi dans la vapeur en phase TVS.

La récente contribution [41] de Kassemi et Kartuzova constitue de notre point de vue l'étude numérique la plus avancée réalisée à ce jour en matière de simulation d'un système TVS : elle combine approche VOF, modèle de turbulence $k - \omega$ SST et différentes stratégies de modélisation du changement de phase (notamment relation de Schrage) pour simuler un système Spray Bar étudié expérimentalement sur le banc d'essai MHTB (Multipurpose Hydrogen Test Bed) de la NASA évoqué dans l'état de l'art expérimental du chapitre 1. Une analyse détaillée de ce travail numérique a été présentée dans la section 1.3.2 et nous en rappelons les conclusions pour expliquer la stratégie numérique adoptée ici. Kassemi et Kartuzova identifient les modèles de turbulence RANS utilisés dans leurs propres simulations d'autopressurisation et de contrôle TVS comme les principaux facteurs qui limitent la description du comportement du fluide dans le réservoir, tout particulièrement au sein de la phase vapeur. Ils observent en effet, de façon paradoxale, un meilleur accord calcul / expérience sur les distributions de température dans la vapeur (ciel de vapeur puisque l'expérience simulée est réalisée au sol) lorsque l'écoulement est simulé en le supposant laminaire plutôt qu'en appliquant les modèles de turbulence théoriquement adaptés au régime turbulent effectivement rencontré. Ils suggèrent, logiquement, de faire appel à une stratégie de type Simulation des Grandes Echelles ou Large Eddy Simulation (LES) pour améliorer la compréhension du transport turbulent au sein des écoulements diphasiques associés au dispositif TVS.

Dans le cadre des présents travaux de thèse, il n'était pas réaliste de mener de telles simulations LES compte tenu d'une part du temps disponible après la réalisation des études expérimentales et d'optimisation présentées dans les parties précédentes et d'autre part de la non-disponibilité immédiate d'un solveur fluide permettant de réaliser des LES d'écoulements diphasiques avec changement de phase. Le laboratoire LEGI dispose du solveur YALES2, initialement développé au CORIA à Rouen. Ce solveur est utilisé par l'équipe Modélisation et Simulation de la Turbulence du LEGI à la fois pour réaliser des DNS et des LES d'écoulements turbulents dans un but de compréhension physique et comme support de développement de nouveaux modèles. Cet outil numérique inclut bien les méthodes nécessaires à la simulation LES d'écoulements diphasiques turbulents (approche Level Set et modèles sous-maille) mais n'offre pas encore les modèles de changement de phase nécessaires à l'étude des performances d'un système TVS. Notre stratégie a donc consisté à réaliser la simulation d'un cas de contrôle TVS étudié expérimentalement au chapitre 6 en faisant appel à une modélisation RANS, même si ses limites ont déjà pu être identifiées, et en évaluant plus particulièrement les modèles de changement de phase disponibles dans la perspective de leur implémentation ultérieure au sein du logiciel YALES2.

Le logiciel CFD retenu pour réaliser la simulation d'un cas de contrôle TVS étudié expérimentalement au chapitre 6 est le solveur FluentTM ANSYS. Le choix de ce solveur spécifique est motivé d'une part par le fait qu'il inclut bien les fonctionnalités listées ci-dessus - même si nous en verrons les limitations par la suite - et d'autre part par le contexte industriel de la thèse et l'expérience développée au sein de Air Liquide Advanced Technologies (ALAT) dans sa mise en oeuvre et son adaptation aux problématiques abordées par ALAT. Il est également intéressant de noter que ce même solveur commercial a déjà été utilisé par plusieurs auteurs [6] [40] [24] [25] [41] pour réaliser, avec plus ou moins de succès, des simulations d'auto-pressurisation ou de contrôle de réservoir.

Un autre enseignement intéressant des travaux de Kassemi et Kartuzova [41] porte sur la stratégie de modélisation du changement de phase. Kassemi et Kartuzova ont en effet modifié la prise en compte du changement de phase offerte par le logiciel Fluent en faisant appel à des User Defined Functions pour implémenter un modèle de type "interface raide" ou "sharp interface", modèle sur lequel nous reviendrons au chapitre suivant. Pour notre part, nous nous sommes limités à l'évaluation des modèles de changement de phase disponibles "sur étagère" dans le solveur commercial utilisé. Notre but était d'identifier par nous-même et pour notre propre application (injection sommitale d'un jet sous-refroidi) les faiblesses de ces modèles "sur étagère". Comme nous le montrerons dans ce chapitre, ces faiblesses sont considérables et justifient le développement de méthodes alternatives pour la prise en compte correcte du changement de phase. Nous consacrerons ainsi le chapitre suivant du mémoire à un état de l'art de ces méthodes et à l'évaluation de l'une d'entre elles en vue de son implémentation ultérieure au sein du solveur YALES2.

Nous rappelons, dans la première section du présent chapitre, les caractéristiques de la configuration TVS simulée et les éléments de validation disponibles. Nous présentons ensuite dans la deuxième section les principaux ingrédients de modélisation numérique retenus dans le solveur Fluent (version 15.7). Cette présentation est volontairement succincte dans la mesure où nous avons directement utilisé ces ingrédients numériques, sans contribuer à leur développement. Le modèle de changement de phase utilisé nécessite une procédure de calibration que nous décrivons dans la troisième section du chapitre, où nous mettons également en évidence les limitations physiques du modèle disponible. La quatrième section est consacrée à une brève analyse de la phénoménologie du contrôle TVS exploitant les informations fournies par la simulation numérique. Le chapitre se clôt par une revue des principaux enseignements tirés de cette simulation CFD.

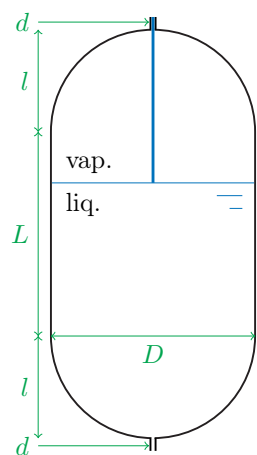
7.1 Description du cas de calcul

Nous cherchons à reproduire numériquement un cas d'injection TVS étudié expérimentalement et présenté dans le chapitre 6. La géométrie de calcul est donc le réservoir expérimental, présenté sur la figure 7.1. Les dimensions de celui-ci sont reportées dans le tableau 7.1. Le fluide utilisé dans les simulations est le fluide de substitution utilisé expérimentalement, c'est-à-dire le *NOVEC*₁₂₃₀. L'expérience ayant lieu au sol, le fluide à l'état liquide est surmonté par sa vapeur.

Dans le cadre du contrôle TVS, un jet liquide sous refroidi est injecté au sommet du réservoir, dans le ciel de vapeur, à débit et température imposés. Sous l'effet de l'injection de liquide sous refroidi, le phénomène physique attendu est d'une part une condensation partielle de la vapeur

Condition d'entrée :

$$\begin{aligned}\dot{m}_{inj} &= 43 \text{ g.s}^{-1} \\ T_{inj} &= 40^\circ\text{C}\end{aligned}$$

**Condition de paroi :**

adiabatique

Fluide : *NOVEC*₁₂₃₀

Remplissage : 66%

Entrée thermique : 0 W

Condition de sortie :

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{inj}$$

FIGURE 7.1: Schéma représentant le cas de calcul et les conditions aux limites

Tableau 7.1: Dimension du domaine de calcul.

grandeur	L	l	D	d
dimension [mm]	700	130	406	10

ainsi qu'un refroidissement du bain liquide produisant une diminution de la température et de la pression dans le réservoir.

Pour le cas expérimental choisi, le débit massique d'injection est de 43 g.s^{-1} . La température d'injection est fixée à 40°C comme lors des essais. L'injection est réalisée au niveau de la frontière haute du réservoir et conduit à la formation du jet sous refroidi impactant l'interface liquide-vapeur initialement au repos, comme l'ensemble du fluide dans le réservoir. La température initiale (uniforme) dans le réservoir est la température de saturation correspondant à la pression dans le ciel de vapeur. Le remplissage liquide initial est de 66%. Dans la configuration étudiée, l'entrée thermique à laquelle est soumis le réservoir est nulle - ce cas a été retenu afin de simplifier la mise en oeuvre de la simulation. On considère que la condition thermique de paroi est adiabatique. L'ensemble du système TVS n'est naturellement pas simulé : le domaine fluide inclut le seul réservoir. Au fond du réservoir, un débit sortant est imposé. En toute rigueur, dans un réservoir à volume constant, rien ne dit que la masse de fluide totale, liquide plus vapeur, reste constante. En particulier lorsque la masse du bain liquide augmente la masse de vapeur diminue dans des proportions liées au rapport des masses volumiques des deux phases. En conséquence le débit massique sortant ne reste pas strictement égal au débit massique injecté. Nous faisons néanmoins l'hypothèse d'égalité de ces deux débits afin de simplifier la mise en oeuvre de la

simulation numérique.

La configuration géométrique étudiée étant axisymétrique et les conditions aux limites préservant l'axisymétrie du problème, la simulation présentée par la suite sera réalisée en 2D axisymétrique.

7.2 Modèle numérique mis en oeuvre

Les méthodes numériques utilisées pour simuler la configuration qui vient d'être décrite sont celles disponibles dans la version 15.7 du logiciel Fluent TM Ansys. Comme indiqué dans l'introduction de ce chapitre, la méthode retenue pour décrire l'écoulement diphasique étudié est une formulation dite VOF (pour Volume Of Fluid). Nous donnerons davantage de détails sur cette formulation dans le chapitre 8; nous nous contenterons dans cette section de décrire les grandes lignes de la modélisation numérique mise en oeuvre sous Fluent. Dans l'approche VOF retenue, l'évolution du fluide en phase vapeur et en phase liquide dans le réservoir est décrite en procédant comme suit :

- résolution d'une équation de conservation de la masse, dite aussi équation de continuité dans la littérature anglo-saxonne, pour le mélange des deux phases liquide et vapeur et d'une équation de conservation de la quantité de mouvement pour ce même mélange, dans la totalité du domaine fluide. Les inconnues associées à ces lois de conservation sont les grandeurs de mélange (masse volumique ρ , vitesse \vec{v} , viscosité μ) définies à partir des grandeurs associées à chaque phase. Le champ de vitesse \vec{v} est partagé par les deux phases.
- résolution d'une unique équation pour l'énergie totale E , elle-aussi partagée par les deux phases et incluant un terme source traduisant le transfert d'énergie associé au changement de phase.
- résolution d'une équation de conservation de la masse pour chaque phase. La fraction volumique de liquide, notée ϕ et également appelée fonction indicatrice de phase (égale à 1 dans la phase liquide et à 0 dans la phase vapeur), est l'inconnue principale de l'équation de bilan de masse pour la phase liquide. Compte tenu du fait que la fraction volumique de vapeur est nécessairement égale à $1 - \phi$, seule l'équation de conservation de la masse du liquide est résolue en pratique et constitue donc l'équation d'évolution de l'interface. Dans le cadre des écoulements avec changement de phase auxquels nous nous intéressons, l'équation phasique de conservation de la masse inclut naturellement un terme source traduisant le transfert de masse d'une phase à l'autre.
- évolution de l'interface liquide / vapeur en calculant la nouvelle position de cette interface à partir des champs de fraction volumique obtenus après résolution de l'équation d'évolution précédente et du gradient de cette fraction volumique ou fonction indicatrice de phase.

Nous décrivons brièvement ces différentes étapes en fournissant également les informations-clés relatives aux choix de discrétisation associés (schéma de discrétisation en particulier).

7.2.1 Conservation de la masse et de la quantité de mouvement du mélange

On note respectivement ρ_{liq} et ρ_{vap} la masse volumique du liquide et de la vapeur. Dans le cas considéré la masse volumique du *NOVEC*₁₂₃₀ liquide est décrite par une fonction de la température, suivant les prescriptions du fabricant [1]. De façon analogue, la masse volumique de la vapeur de *NOVEC*₁₂₃₀ est reliée à la pression et à la température par une loi d'état de type Peng-Robinson. La masse volumique ρ du mélange formé par les deux phases est définie

comme :

$$\rho = \phi\rho_{liq} + (1 - \phi)\rho_{vap} \quad (7.1)$$

où on rappelle que le champ ϕ désigne la fraction volumique de liquide : $\phi = 1$ pour une cellule du maillage entièrement remplie de *NOVEC*₁₂₃₀ liquide, $\phi = 0$ pour une cellule entièrement remplie de vapeur de *NOVEC*₁₂₃₀ et $\phi \in]0, 1[$ pour le cas intermédiaire d'une cellule partiellement remplie de liquide et/ou de vapeur. Ce dernier cas correspond à des cellules au voisinage de l'interface entre la phase vapeur (ciel de vapeur dans notre cas) ou la phase liquide (bain liquide ou jet sous-refroidi dans notre cas). L'écoulement considéré ici est essentiellement à phases séparées et donc bien adapté au choix d'une formulation de type VOF.

Sur le même modèle que (7.1), on définit la viscosité (dynamique) du mélange formé par les deux phases comme :

$$\mu = \phi\mu_{liq} + (1 - \phi)\mu_{vap} \quad (7.2)$$

Comme déjà indiqué, on note \vec{v} le champ de vitesse partagé par les deux phases. Dans une cellule purement liquide (resp. vapeur), la vitesse sera celle du liquide (resp. de la vapeur). Dans une cellule à proximité de l'interface, la vitesse sera supposée la même pour le liquide et la vapeur. On note p la pression, là-aussi partagée par les phases.

Une équation de conservation de la masse et de la quantité de mouvement peut être formulée pour le mélange liquide / vapeur :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{T}_\sigma \end{cases} \quad (7.3)$$

où \vec{T}_σ désigne la force de tension de surface au niveau de l'interface liquide / vapeur. Le coefficient de tension de surface entre le *NOVEC*₁₂₃₀ liquide et sa vapeur est prescrit comme une fonction polynomiale de la température locale suivant là-encore les prescriptions du fabricant 3M [1].

Le système (7.3) est classiquement résolu en faisant appel à une méthode de type PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operator) disponible dans le solveur Fluent. La discrétisation spatiale des termes convectifs est réalisée via une discrétisation décentrée d'ordre 2.

7.2.2 Stratégie d'évolution de l'interface

L'interface entre le *NOVEC*₁₂₃₀ liquide et la vapeur de *NOVEC*₁₂₃₀ est définie à partir du champ de fraction volumique de liquide ϕ dont la valeur est disponible dans chaque cellule du maillage. La géométrie de cette interface est reconstruite en 2 étapes :

- calcul de la direction normale à l'interface définie comme $\vec{n} = \frac{\nabla \phi}{\|\nabla \phi\|}$,
- hypothèse d'interface plane dans chaque cellule et détermination d'un plan normal à \vec{n} tel que le volume de liquide dans la cellule de volume V_{cell} soit bien égal à ϕV_{cell} .

L'interface est ensuite déplacée dans le maillage en écrivant un bilan de masse pour chacune des phases. Une équation de conservation de la masse peut être formulée pour chaque phase mais, en pratique, cette équation est résolue seulement pour la phase liquide dans la mesure où la fraction volumique de vapeur est donnée par $1 - \phi$. On résout donc :

$$\frac{\partial (\rho_{liq} \phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \rho_{liq} \vec{v}) = \dot{Q}_{m_{vl}} - \dot{Q}_{m_{lv}} \quad (7.4)$$

où $\dot{Q}_{m_{vl}}$ désigne le taux de transfert de masse (en $kg/(m^3s)$) de la vapeur en liquide (condensation) tandis que $\dot{Q}_{m_{lv}}$ désigne le taux de transfert de masse du liquide en vapeur (évaporation). Cette équation est résolue en utilisant une formulation explicite - avec discrétisation décentrée d'ordre 2 des dérivées convectives -, bien adaptée à la description visée d'un écoulement instationnaire et également choisie pour ses bonnes propriétés de stabilité notamment en présence d'effets de tension de surface et d'effets de compressibilité dans l'écoulement. Il existe de nombreuses variantes de la stratégie VOF disponibles dans Fluent pour localiser l'interface dans le maillage. Nous avons retenu dans les simulations réalisées le choix d'une modélisation dite "Sharp" de l'interface et une technique de type "Geo-Reconstruct", pour "Reconstruction Géométrique" (de l'interface) qui combine la résolution de (7.4) et la description géométrique de l'interface de façon appropriée pour garantir à la fois précision et conservativité de la procédure de résolution dans des maillages non-structurés généraux.

7.2.3 Conservation de l'énergie

Le bilan d'énergie est également formulé en faisant appel à des grandeurs de mélange. L'énergie totale du mélange est définie à partir des énergies totales phasiques en utilisant des moyennes pondérées par les masses volumiques et les fractions volumiques de chaque phase, soit pour le cas d'un mélange liquide-vapeur :

$$E = \frac{\phi\rho_{liq}E_{liq} + (1 - \phi)\rho_{vap}E_{vap}}{\rho}$$

On peut montrer alors que l'évolution de l'énergie totale spécifique E est décrite par la loi de bilan :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v}(\rho E + p)] = -\nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \dot{S}_e \quad (7.5)$$

où la conductivité thermique effective est partagée par les phases et où le terme source \dot{S}_e sera précisé ci-après, une fois décrit le modèle de changement de phase associé aux lois de conservation. L'équation de l'énergie (7.5) est discrétisée en faisant appel à un schéma décentré d'ordre 2 pour les dérivées convectives - les dérivées diffusives étant classiquement discrétisées à l'ordre 2 de façon centrée.

7.2.4 Modélisation du transfert de masse - modèle de Lee

Le modèle physique est fermé (en régime laminaire du moins) en se dotant d'une approche pour décrire le transfert de masse entre les phases, *i.e.* en précisant les modalités de calcul des termes sources $\dot{Q}_{m_{vl}}$ et $\dot{Q}_{m_{lv}}$ dans (7.4) ainsi du terme source \dot{S}_e dans (7.5). Dans le cadre d'une formulation VOF, le seul modèle disponible dans le solveur Fluent est le modèle de Lee [46] qui calcule les termes de transfert de masse à partir de la différence entre la température locale dans la cellule et la température de saturation du fluide :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } T_{liq} > T_{sat} \text{ (évaporation) :} \\ \text{si } T_{vap} < T_{sat} \text{ (condensation) :} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \dot{Q}_{m_{lv}} = \beta_{evap} \cdot \phi \rho_{liq} \frac{(T_{liq} - T_{sat})}{T_{sat}} \\ \dot{Q}_{m_{vl}} = \beta_{cond} \cdot (1 - \phi) \rho_{vap} \frac{(T_{vap} - T_{sat})}{T_{sat}} \end{array} \quad (7.6)$$

La température étant en réalité une grandeur de mélange on doit comprendre dans l'expression ci-dessus que T_{liq} est la température dans une cellule purement liquide ($\phi = 1$) tandis que T_{vap} est

la température dans une cellule purement vapeur ($\phi = 0$). Pour des cellules telles que $\phi \in]0, 1[$, on peut imaginer par exemple que $T = T_{liq}$ si $\phi \geq 0,5$ et $T = T_{vap}$ si $\phi < 0,5$ mais ce type d'information n'est pas détaillée dans le guide théorique ou le manuel d'utilisation du solveur Fluent.

Les termes β_{evap} et β_{cond} sont des paramètres numériques qui permettent d'ajuster la dynamique du transfert. Ces paramètres sont homogènes à une fréquence (*i.e.* leur dimension est $[s^{-1}]$). Par défaut, ces paramètres valent 0,1 mais leur valeur doit être ajustée en fonction de la configuration d'écoulement dans l'intervalle : $[10^{-2} - 10^3]$ [4]. En l'absence de méthodologie connue pour prescrire *a priori* la valeur de ces paramètres (plus particulièrement de β_{cond} pour l'application qui nous concerne), nous étudierons l'influence des valeurs données à ces paramètres sur les résultats de la simulation dans la section 7.2.6.

Le modèle de Lee calcule le terme source dans l'équation de conservation de l'énergie 7.5 comme :

$$\dot{S}_e = \dot{Q}_m L_{vap}$$

La température de saturation du fluide de simulation est calculée en se basant sur le diagramme de Clausius-Clapeyron du $NOVEC_{1230}$; on suppose ici que la température de saturation dépend uniquement de la pression dans la cellule. Cette dépendance est régie par le polynôme du 3^{ème} degré suivant [1] :

$$T_{sat} = 1,0357 \times 10^{-15} \cdot p_{vap}^3 - 1,0761 \times 10^{-9} \cdot p_{vap}^2 + 4,7799 \times 10^{-4} \cdot p_{vap} + 283,3212$$

avec p_{vap} en *bar* et T_{sat} en *K*.

7.2.5 Modélisation de la turbulence

Suivant le choix déjà réalisé par d'autres auteurs pour des simulations analogues [41], nous retenons le modèle de turbulence $k - \omega$ Shear Stress Transport (SST) de Menter pour modéliser les effets des fluctuations turbulentes sur le champ moyen. Dans le cadre de la formulation VOF adoptée, un seul jeu d'équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω (grandeurs partagées par les phases liquide et vapeur) est résolu dans l'ensemble du domaine fluide avec des propriétés physiques qui varient en fonction de la fraction volumique locale de liquide ou de vapeur. Les deux équations de transport sur k et ω sont résolues en faisant appel à une discrétisation centrée d'ordre deux pour les dérivées convectives.

7.2.6 Choix numériques

Le domaine de simulation décrit dans la section 7.1 est maillé en faisant appel à un maillage non-structuré de 17568 triangles. Ce maillage est présenté sur la figure 7.2 avec symétrie appliquée par rapport à l'axe vertical. On note sur cette figure que le maillage a été particulièrement raffiné dans le ciel de vapeur pour bien prendre en compte le jet sous-refroidi formé à partir de la frontière haute du domaine ainsi qu'au voisinage de l'interface liquide / vapeur (on rappelle que le remplissage en liquide est de 66%).

Par ailleurs, l'écoulement à simuler présente deux dynamiques distinctes :

- lors de la phase de formation du jet puis d'impact de ce jet sous-refroidi sur l'interface liquide / vapeur il est nécessaire de faire appel à un pas de temps suffisamment petit à la fois pour bien décrire cette dynamique rapide et pour assurer la robustesse de la simulation.

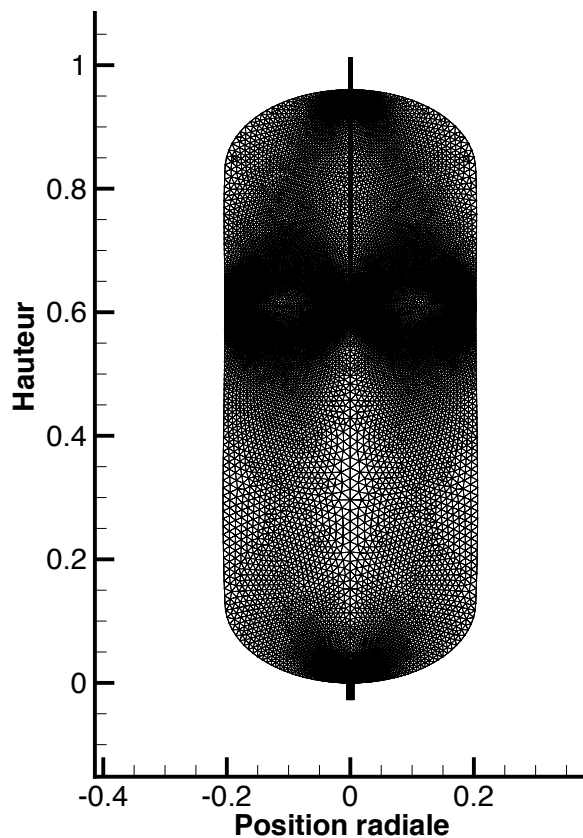


FIGURE 7.2: Vue du maillage du réservoir de $NOVEC_{1230}$ avec symétrie appliquée par rapport à l'axe vertical.

Les tests numériques réalisés indiquent que le choix $\Delta t = 0,001\text{ s}$ permet de répondre à cette double exigence, typiquement pendant la première demi-seconde (en temps physique) de simulation.

- lorsque le jet a impacté l'interface liquide / vapeur et une fois un régime hydrodynamique quasi-permanent établi (voir la section 7.4), il est possible - et intéressant d'un point de vue efficacité - de relaxer la contrainte initiale de choix d'un pas de temps petit. Il est ainsi possible de calculer l'évolution de l'écoulement dans le réservoir, après la phase initiale ci-dessus, en utilisant $\Delta t = 0,004\text{ s}$.

Dans tous les cas, l'intégration en temps est réalisée en faisant appel à une stratégie de pas de temps dual ou fictif dont le nombre de sous-itérations à chaque pas de temps physique est limité à 25. La phase d'établissement du jet sous-refroidi impactant correspond donc à un total de 12500 sous-itérations au total tandis que 1 seconde de simulation du contrôle TVS après cette phase d'établissement représente 6250 sous-itérations. Compte tenu des moyens de calcul disponibles pour réaliser ces simulations, ces 6250 sous-itérations sont réalisées - dans le maillage utilisé - en un peu plus de 2 minutes de temps de calcul. En d'autres termes, 1 heure de temps de calcul permet de simuler 30 secondes d'expérience. Comme on l'a vu au chapitre 6, la durée typique des expériences TVS réalisées est de l'ordre de quelques heures. La simulation d'une heure de contrôle TVS représente donc environ 5 jours de calcul.

7.3 Calibration du modèle de changement de phase

Comme mentionné dans la section 7.2.4, le modèle de Lee fait appel à deux paramètres de modélisation qui sont les fréquences de condensation et d'évaporation respectivement notées β_{cond} et β_{evap} . On se propose ici d'étudier l'influence du paramètre de modélisation β_{cond} sur la solution numérique prédite, puisque notre configuration de calcul met en jeu uniquement un transfert de masse de la phase vapeur vers la phase liquide (*i.e.* de la condensation). L'idée est de procéder à la calibration de ce coefficient en utilisant les résultats expérimentaux disponibles. On retiendra comme valeur pertinente du coefficient β_{cond} celle qui permet d'approcher au mieux la dynamique de température et de pression mesurées expérimentalement.

On présente sur la figure 7.3 l'évolution des températures mesurées dans le réservoir (traits pointillés de différentes couleurs, chaque couleur correspondant à une sonde différente) et calculées (traits continus avec la même convention de couleur) pour une fréquence de condensation fixée à $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$.

Les sondes sont numérotées de 1 à 9. Pour la configuration étudiée, les sondes T_{c4} , T_{c5} , T_{c6} , T_{c7} , T_{c8} , T_{c9} , T_{liq} se situent toutes dans le bain liquide, suivant une profondeur croissante dans celui-ci. On renvoie le lecteur à la figure 5.5 et au tableau 5.1 pour une description précise du positionnement des différentes sondes. Les sondes T_{c3} , T_{c2} , T_{c1} et T_{vap} se situent dans le ciel de vapeur suivant une altitude croissante depuis l'interface vapeur-liquide.

Compte tenu du coût d'une simulation discuté dans la section précédente, le calcul est mené sur les 1000 premières secondes de l'expérience seulement alors que le temps caractéristique total de l'expérience physique est de l'ordre de 4 heures (cf. Figure 6.8). Ce temps (17 minutes environ) est cependant suffisant pour évaluer la capacité du modèle numérique à prédire la dynamique de l'écoulement dans le réservoir. On constate à première vue que la simulation semble prédire avec

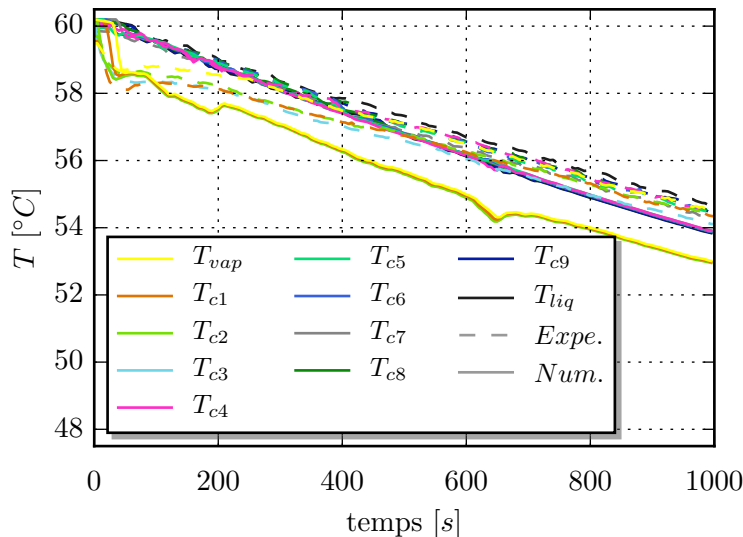


FIGURE 7.3: Diminution de température dans le réservoir pendant les 1000 premières secondes d'une expérience de contrôle TVS. Comparaison des résultats de simulation numérique ($\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$) avec les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 6.

une précision satisfaisante l'évolution de la température dans le bain liquide. En effet l'évolution des valeurs de T calculées au niveau des sondes de température baignant dans le liquide - sondes T_{c4} , T_{c5} , T_{c6} , T_{c7} , T_{c8} , T_{c9} , T_{liq} - suit relativement bien la tendance observée expérimentalement. Un examen plus attentif permet cependant d'observer que la simulation numérique prédit une homogénéisation très rapide du bain liquide (les courbes en traits continus des capteurs T_{c4} à T_{liq} sont à peu près confondues) alors qu'expérimentalement on observe une stratification inverse résiduelle (voir les courbes en traits pointillés pour ces mêmes capteurs T_{c4} à T_{liq}). Expérimentalement, le pouvoir refroidissant du jet est plus important à proximité de la zone d'impact (par exemple au niveau de la sonde T_{c5}) qu'au fond du bain liquide (par exemple au niveau de sonde T_{liq}) ce qui conduit donc à ces différences d'évolution mesurées pour les températures T_{c5} et T_{liq} , de l'ordre de $1 K$ au maximum. Une piste pour expliquer l'homogénéisation non-physique de la température du bain liquide observée dans la simulation numérique est la surprédiction, par le modèle de turbulence $k - \omega$ SST, du mélange turbulent induit par le jet. Cette piste est proposée car elle semble en accord avec les conclusions tirées par Kassemi et Kartuzova [41] quant aux insuffisances de la modélisation de la turbulence par des modèle RANS pour ces configurations de contrôle TVS.

On observe également, sur cette première expérience numérique réalisée avec $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$, que la simulation échoue à prédire correctement l'évolution de la température dans la phase vapeur. Alors que l'évolution mesurée expérimentalement des températures T_{c3} à T_{vap} dans la phase vapeur indique une très faible différence de température entre la phase vapeur et la phase liquide après environ $600 s$ d'activation du système TVS, la température prédite dans la phase vapeur par le modèle numérique reste bien inférieure (de $1 K$ environ) à celle prédite dans la phase liquide. De plus, les pentes observées sur la décroissance de la température indiquent que l'écart entre la prédiction numérique et l'expérience s'accroît de façon continue au cours du temps. Ce sous-refroidissement de la phase vapeur pourrait s'expliquer physiquement par des échanges de chaleur particulièrement efficaces entre la phase vapeur et le jet sous-refroidi la traversant. Nous observerons dans la suite de ce chapitre que ce sous-refroidissement n'est en fait pas physique et démontre plutôt les faiblesses de la modélisation du changement de phase associée au modèle de Lee. A ce stade de l'analyse, nous pouvons aussi attribuer ces écarts entre calcul et expérience à un choix peu judicieux du paramètre de modélisation β_{cond} .

Nous procédons donc à une nouvelle expérience numérique en utilisant cette fois la valeur $\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$ dans le modèle de Lee. Les résultats obtenus pour l'évolution des températures dans le réservoir sont présentés sur la figure 7.4. En comparant cette figure 7.4 à la précédente figure 7.3, on observe que le fait d'avoir multiplié par un facteur 10 la fréquence de condensation dans le modèle de Lee conduit à la disparition du caractère sous-refroidi de la phase vapeur dans les évolutions simulées. Un examen attentif des courbes d'évolution des différentes températures - dans le ciel de vapeur et dans le bain liquide - montre cependant une uniformité des températures simulées qui contraste à nouveau avec la stratification résiduelle qui subsiste dans les températures mesurées. Plutôt que de poursuivre l'analyse de la calibration de la fréquence de condensation sur la seule base des évolutions de température sur une verticale fixée dans le réservoir, il nous semble intéressant d'élargir cette analyse en prenant en compte une quantité à caractère plus global, qui est la pression dans le ciel de vapeur p_{vap} . En outre, nous allons également analyser la distribution de température calculée selon une verticale du réservoir à un instant fixé afin de disposer d'une vue plus claire de l'impact du paramètre β_{cond} sur la prédiction de cette distribution spatiale de T .

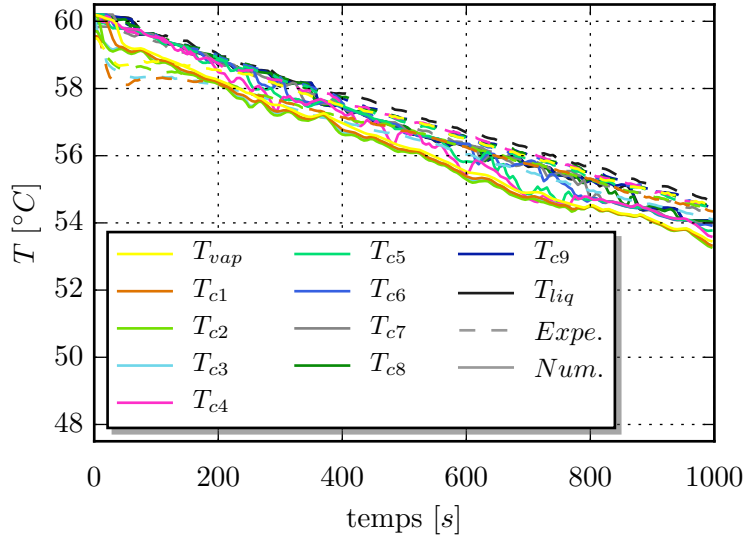


FIGURE 7.4: Diminution de température dans le réservoir pendant les 1000 premières secondes d'une expérience de contrôle TVS. Comparaison des résultats de simulation numérique ($\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$) avec les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 6.

On présente ainsi sur la figure 7.5 l'évolution de la pression du ciel de vapeur durant l'injection TVS, en comparant la valeur mesurée expérimentalement aux valeurs simulées pour 3 choix différents de la fréquence de condensation β_{cond} , respectivement $\beta_{cond} : 0,03 s^{-1}$, $0,15 s^{-1}$ et $0,3 s^{-1}$. Dans l'expérience, la pression p_{vap} est mesurée dans la partie haute du ciel de vapeur (cf. Fig. 5.5) et est représentative de la pression moyenne dans le ciel de vapeur compte tenu du caractère uniforme de la pression dans ce ciel de vapeur. Les pressions simulées sont relevées au même point (à une interpolation près dans une cellule de maillage) que la pression mesurée dans l'expérience; le caractère uniforme ou quasi-uniforme de la pression dans le ciel de vapeur a également été vérifié lors des simulations. Avant de commenter l'influence de β_{cond} sur la prédiction numérique de l'évolution de p_{vap} , il est intéressant de noter l'écart initial entre la pression de vapeur expérimentale et celle imposée numériquement, qui ne prend pas en compte (afin de ne pas complexifier inutilement les calculs) la présence de gaz non-condensables, pourtant observée expérimentalement dans le chapitre 6. Ce choix explique l'écart initial observé sur la pression entre expérience et simulation(s). Il est cependant intéressant de rappeler que, comme discuté au chapitre 6, l'injection du jet sous-refroidi entraîne une absorption très rapide (*i.e.* $< 25 s$) des gaz non-condensables dans la phase liquide, puisque l'écart initial s'annule en moins de 25 s.

D'un point de vue numérique, on constate que la fréquence de condensation β_{cond} permet bien de calibrer la dynamique des transferts de masse. Plus la valeur donnée à β_{cond} est élevée, plus la baisse de pression simulée dans le réservoir est rapide avec cependant une évolution modérée lorsque l'on passe de $\beta_{cond} = 0,15 s$ à $\beta_{cond} = 0,3 s$. De plus, on constate que des oscillations temporelles de pression apparaissent pour la valeur la plus élevée, $\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$, qui correspondent à des fluctuations numériques du champ de pression. Même si aucune des fréquences de condensation testées ne permet réellement de reproduire de façon fidèle l'évolution de pression expérimentale, on peut toutefois considérer que la fréquence de condensation la plus pertinente

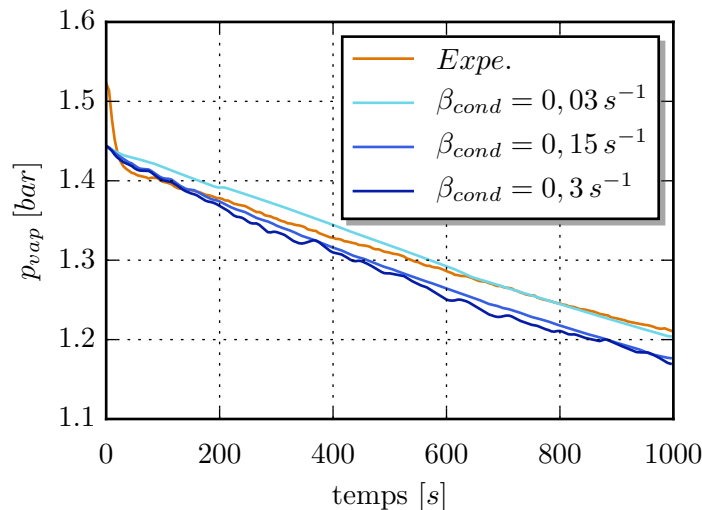


FIGURE 7.5: Influence de la fréquence de condensation β_{cond} sur la chute de pression dans le ciel de vapeur durant l'injection TVS.

à utiliser est $\beta_{cond} = 0,03 s$ au sens où elle conduit à un niveau de pression p_{vap} au bout de 1000 s qui s'approche le mieux du niveau expérimental. La pente des courbes calculées semble cependant systématiquement un peu plus forte que la pente de la courbe expérimentale. Il aurait pu être intéressant de poursuivre les simulations au-delà de $t = 1000 s$ mais l'analyse que nous présentons ci-après et qui met en évidence les incohérences physiques associées au modèle de Lee nous a finalement conduits à ne pas réaliser de telles simulations.

Une autre approche retenue pour évaluer la pertinence de la fréquence de condensation choisie consiste à observer les champs de température calculés dans le réservoir et plus particulièrement dans le ciel de vapeur. Le profil initial de température dans le réservoir, présenté sur la figure 7.6, est un champ de température uniforme égale à la température de saturation correspondant à la pression du ciel de vapeur. On présente sur la figure 7.6 les distributions de températures calculées à l'emplacement des capteurs présents dans le réservoir expérimental, de façon tout à fait similaire à ce qui a été fait pour l'analyse des résultats expérimentaux au chapitre 6. La distribution initiale de température est naturellement la même, quelle que soit la valeur assignée à la fréquence de condensation β_{cond} . Les 3 distributions de la figure 7.6, tracées de gauche à droite pour $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$, $\beta_{cond} = 0,15 s^{-1}$ et $\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$ sont donc naturellement identiques mais nous présentons volontairement ces 3 courbes identiques (au choix de couleur près pour la distribution de T) afin de faciliter le lien visuel avec les 3 distributions de la figure 7.7 présentant le profil de température selon la même verticale, après 50 s d'injection sous-refroidie, pour les 3 valeurs considérées de la fréquence de condensation.

On constate ainsi que, quelle que soit la fréquence de condensation utilisée, la température calculée dans le ciel de vapeur est inférieure à la température de saturation associée à la pression régnant dans celui-ci. On note également que plus la fréquence de condensation est faible, plus le sous-refroidissement du ciel de vapeur est marqué. Un tel comportement est non-physique car il viole la loi de Clausius-Clapeyron. En effet, en mono-fluide et pour des transitoires lents, il est

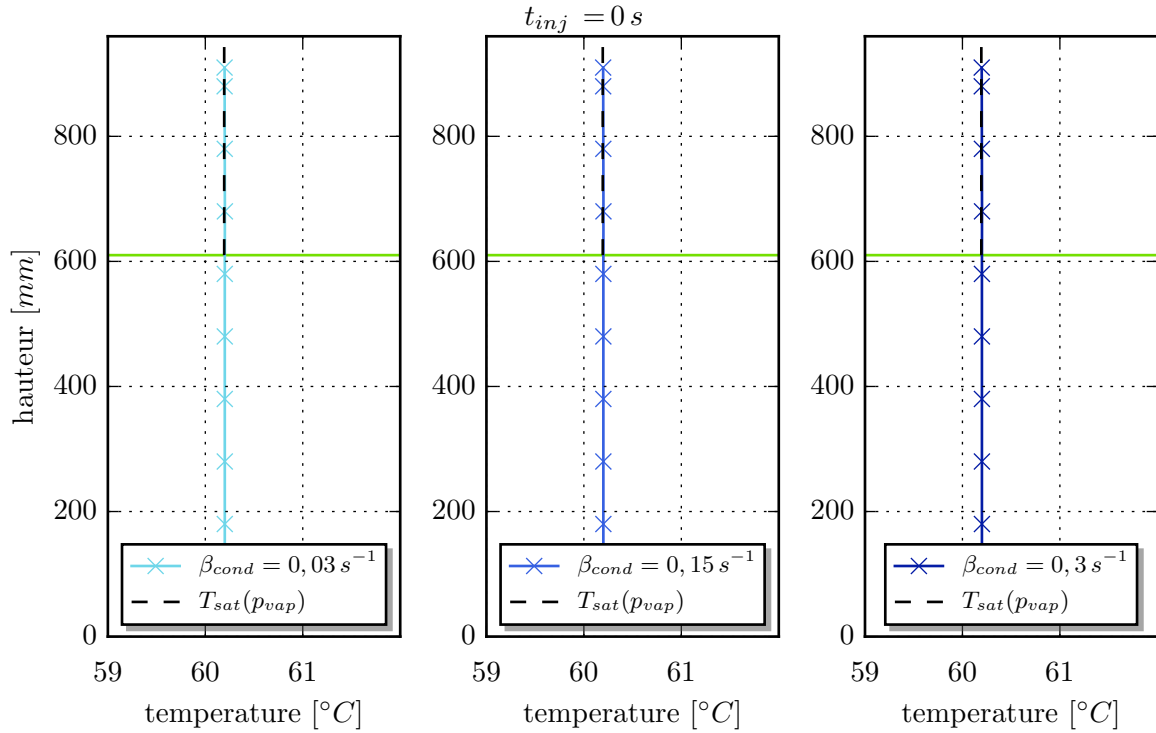


FIGURE 7.6: Distribution verticale de température initiale dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond} .

physiquement impossible d'avoir une phase vapeur dont la température est inférieure à la température de saturation : cet état physique est méta-stable. Dans un tel état de sous-refroidissement, la phase vapeur est censée se condenser pour former du liquide et revenir à l'équilibre à saturation. On peut poursuivre l'analyse en observant ce qui se passe un peu plus tard dans la simulation. La figure 7.8 présente la distribution verticale de température calculée après 650 s d'injection sous-refroidie à $40^{\circ}C$ avec un débit de $43 g.s^{-1}$.

La distribution verticale de température à $t = 650 s$ présente un profil tout à fait similaire à ce qui a été observé après 50 s d'injection. Pour le cas $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$, le ciel de vapeur est encore massivement sous-refroidi avec un écart de température de l'ordre de $2^{\circ}C$ par rapport à la température de saturation dans le ciel de vapeur (qui a bien sûr diminué entre 50 s et 650 s d'injection compte tenu de l'abaissement de la pression p_{vap}). L'état métastable du ciel de vapeur identifié sur la figure 7.7 est donc maintenu dans le réservoir durant toute la simulation. Soulignons encore une fois qu'un tel comportement est en désaccord avec les lois de la physique et indique donc une insuffisance du modèle physique mis en oeuvre pour décrire les mécanismes de changement de phase. Si on s'attarde sur les deux autres profils de température, respectivement pour $\beta_{cond} = 0,15 s^{-1}$ et $\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$, on note que le sous-refroidissement de la vapeur est plus faible, respectivement de l'ordre de $0,7^{\circ}C$ et $0,4^{\circ}C$, mais persiste cependant.

Afin de comprendre les causes de ce sous-refroidissement, on présente sur la figure 7.9 les champs du terme source \dot{Q}_m de transfert de masse entre la phase liquide et la phase vapeur. Un terme source négatif correspond à un transfert de la phase vapeur vers la phase liquide (*i.e.* condensation). On observe ici que, pour le cas $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$, le terme source est actif dans toute la

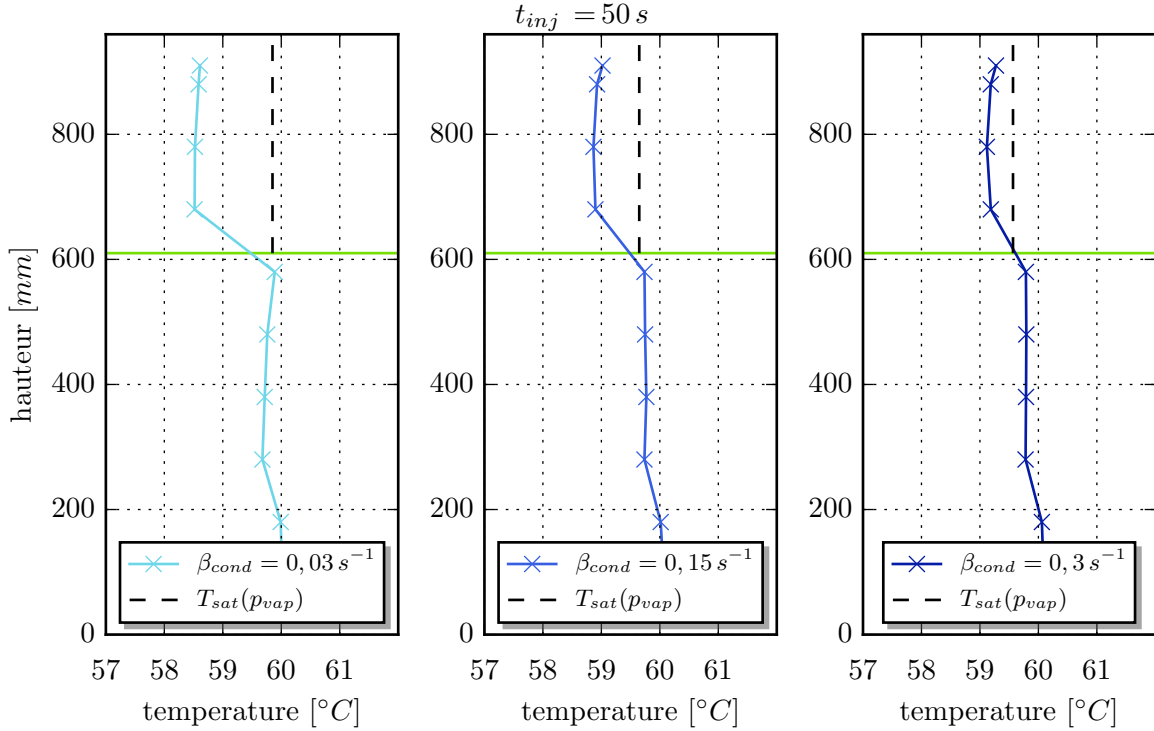


FIGURE 7.7: Distribution verticale de température dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond} , après 50 s d'injection sous-refroidie.

phase vapeur et s'annule dans la phase liquide. Plus la fréquence de condensation augmente, plus la région où le terme source de condensation est non-nul reste confinée au voisinage immédiat de l'interface liquide vapeur. Ce confinement proche de l'interface apparaît davantage conforme au sens physique que ce que l'on observe pour le cas $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$ mais l'analyse précédente des distributions verticales de température montrent que les caractéristiques non-physiques du champ de température subsistent pour les valeurs plus élevées de β_{cond} même si l'intensité ou l'amplitude du sous-refroidissement diminue. Comme on l'a vu dans la section 7.2.4, le modèle de Lee applique un terme source/puits dans l'équation d'énergie qui est directement proportionnel à \dot{Q}_m et s'écrit :

$$\dot{S}_e = \dot{Q}_m l_{vap}$$

Pour le cas $\beta_{cond} = 0,03 s^{-1}$, le modèle de Lee crée donc un terme puits dans l'équation de conservation de l'énergie dans tout le ciel de vapeur, ce qui peut expliquer le sous-refroidissement massif de la phase vapeur observé sur les figures 7.7 et 7.8. Physiquement, la condensation s'opère au niveau de l'interface non pas dans le coeur du ciel de vapeur. On observe également, pour les cas $\beta_{cond} = 0,15 s^{-1}$ et $\beta_{cond} = 0,3 s^{-1}$, des zones dans la phase liquide en-dessous de la surface libre où le terme source \dot{Q}_m est positif (*i.e.* traduit un mécanisme d'évaporation). Ces zones correspondent aux régions blanches sur la figure 7.9, les tracés d'isovaleurs du terme-source ayant volontairement été limités à des valeurs négatives ou nulles. Ces zones n'ont pas de justification physique; elles sont dues à un artefact numérique associé au modèle de Lee, qui crée des zones dans le liquide où la température devient supérieure à la température de saturation ce qui en-

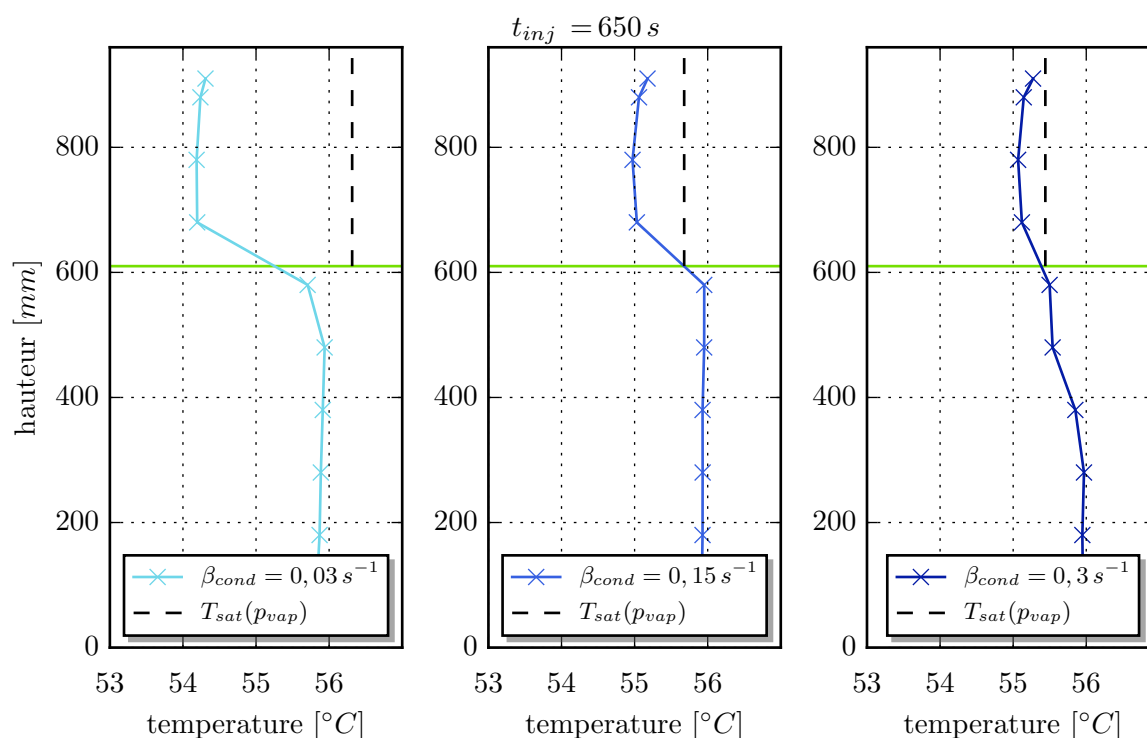


FIGURE 7.8: Distribution verticale de température dans le réservoir pour trois valeurs distinctes de β_{cond} , après 650 s d'injection sous-refroidie.

traîne alors l'activation des termes de transfert de masse de la phase liquide vers la phase vapeur, *i.e.* évaporation avec $\dot{Q}_m > 0$. On observe sur la figure 7.9 l'effet en quelque sorte paradoxal de l'augmentation de la fréquence de condensation β_{cond} qui présente d'une part l'avantage de confiner la condensation à proximité de l'interface comme attendu physiquement mais a d'autre part le défaut de créer des zones non-physiques d'évaporation dans la phase liquide.

Cette analyse des champs de température calculés souligne bien le manque de sens physique du modèle de Lee tel qu'il est implémenté et disponible sur étagère dans le logiciel Fluent. Les faiblesses identifiées de ce modèle sont : l'absence de confinement spatial des termes sources aux voisinage de l'interface, la création d'un champ de température non-physique dans la vapeur (vapeur sous-refroidie). S'ajoute à celles-ci la forte dépendance de la dynamique des transferts au choix des valeurs des paramètres de modélisation (ici la seule fréquence de condensation). L'analyse de la littérature indique cependant que quelques auteurs, voir par exemple [24] [25] [84], sont en mesure de présenter des résultats de simulation physiquement corrects (même si un processus de calibration reste nécessaire), qui font appel au solveur Fluent et au modèle de Lee pour prendre en compte le changement de phase dans des configurations de calcul similaires à celle que nous étudions ici. Le point commun entre ces différents travaux est qu'ils mentionnent tous que le modèle de Lee est mis en oeuvre au travers de User Defined Functions (UDF) et non pas dans sa formulation "de base", disponible sur étagère dans Fluent. Même si les auteurs des travaux [24] [25] [84] omettent de le mentionner explicitement, nous pensons que ces auteurs partagent tous le choix de prendre en compte le confinement spatial des termes sources

de transfert de masse à proximité de l'interface en implémentant le modèle de Lee au travers d'UDF qui permettent d'activer les termes sources du modèle dans les cellules du maillage qui se situent au voisinage immédiat de l'interface. Nous verrons plus précisément dans le chapitre qui suit comment une approche de type VOF permet une telle localisation des cellules voisines de l'interface.

Pour notre part, nous considérons que la nécessité d'une calibration du modèle de Lee diminue de façon significative l'intérêt de ce modèle pour des simulations prédictives. Dans le chapitre 8 qui suit, nous présentons et évaluons une modélisation alternative du changement de phase, sans aucun paramètre numérique à calibrer, qui peut permettre de réaliser des simulations prédictives. Nous présentons au préalable, dans la suite de ce chapitre, quelques compléments d'analyse qualitative des résultats numériques obtenus avec Fluent en utilisant le modèle de Lee avec une fréquence de condensation de $0,03 \text{ s}^{-1}$ - valeur retenue sur la base de la prédiction de la dynamique de pression. Ces compléments d'analyse sont destinés à souligner les informations spécifiquement fournies par une simulation CFD - même si celles-ci sont entachées ici des erreurs liées au modèle de Lee.

7.4 Quelques aspects phénoménologiques du contrôle TVS

Bien que le modèle de Lee utilisé introduise une erreur systématique sur la prédiction du champ de température et empêche donc de caractériser de façon fiable la dynamique du champ de température dans le réservoir, nous pouvons néanmoins considérer comme interprétable, au moins en termes qualitatifs, la cinématique prédite par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées dans le maillage de discrétisation assez raffiné que nous avons utilisé.

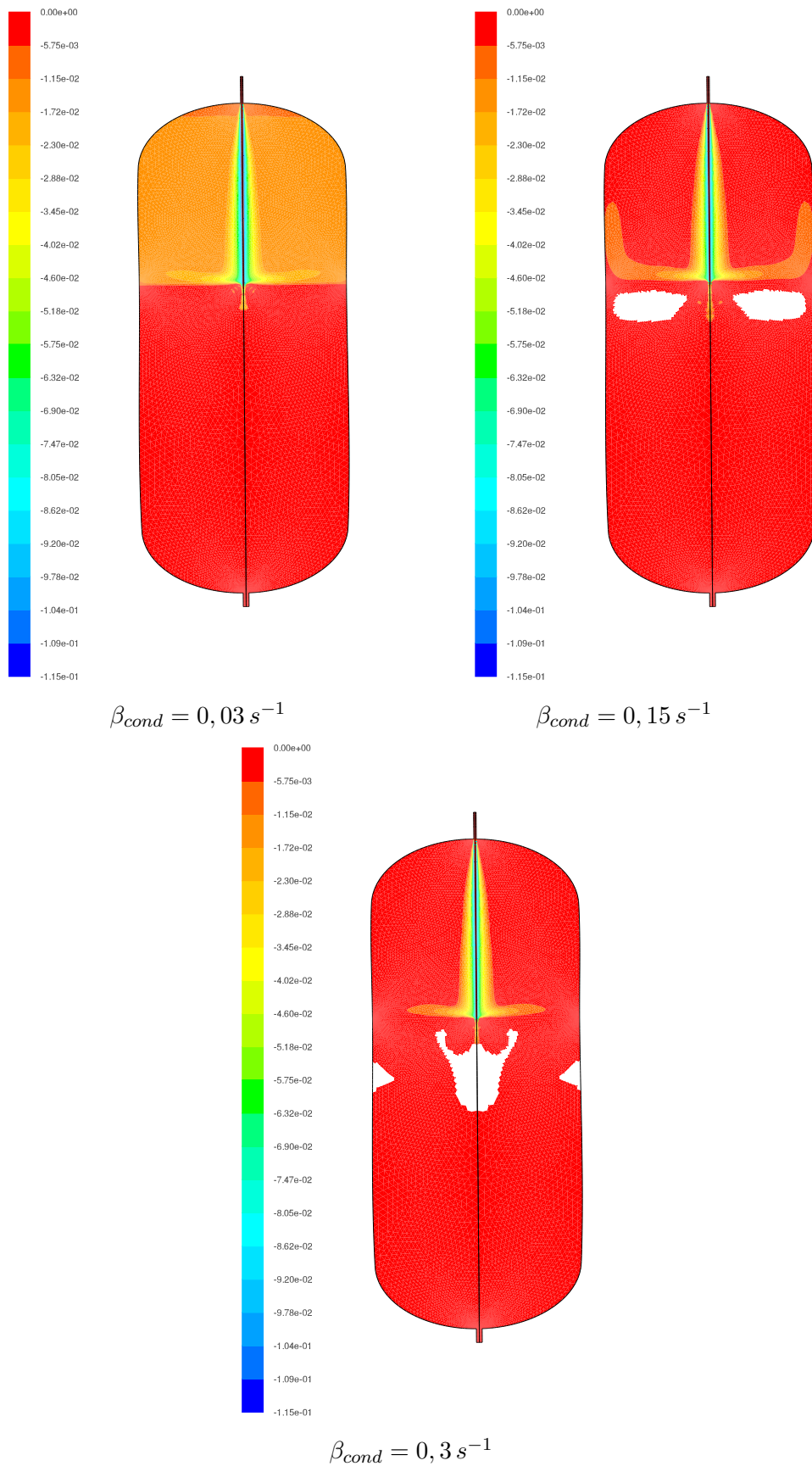


FIGURE 7.9: Représentation, après 650 s d'injection, du champ de terme source de transfert de masse \dot{Q}_m [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$] calculé par le modèle de Lee pour trois valeurs distinctes de la fréquence de condensation β_{cond} .

7.4.1 Impact du jet sur la surface libre

Nous présentons sur la figure 7.10 la dynamique (rapide) d'établissement du jet sous-refroidi impactant l'interface vapeur-liquide. Les champs visualisés sont ceux de la fraction volumique de vapeur soit $\phi_{vap} = 1 - \phi$ en reprenant les notations de la section 7.2. Dans les premiers instants du calcul (suivant l'ouverture de la vanne d'admission du liquide en extrémité haute du domaine de calcul), le jet sous-refroidi est injecté dans le ciel de vapeur puis le traverse et impacte la surface libre. Le jet met environ $0,18 s$ pour impacter la surface libre. Cet impact génère une onde radiale sur la surface libre, qui se propage rapidement vers la paroi du réservoir. Après $0,5 s$ d'injection, un état hydrodynamique quasi-permanent s'est déjà mis en place au niveau de la zone d'impact du jet. Cet état n'est que quasi-permanent car on observe périodiquement un phénomène d'entraînement de la vapeur par le jet, sous la surface libre. Ces poches de vapeur, capturées transitoirement, remontent ensuite vers la surface du liquide par effet de flottabilité. Le jet entrant dans le bain liquide favorise le mélange au niveau de la phase liquide ainsi que par entraînement dans la phase vapeur.

7.4.2 Stratification thermique induite par le mélange

Nous présentons enfin sur les figures 7.11 et 7.12 d'une part les isovaleurs de la norme de la vitesse du fluide et d'autre part les isovaleurs de la température pour $t = 50 s, 350 s, 600 s$ et $900 s$. La borne supérieure de l'échelle choisie pour la norme de la vitesse est volontairement limitée à $0.5 m/s$ afin de mieux mettre en évidence les variations de vitesse présentes dans l'écoulement en-dehors de la zone de jet. Les visualisations présentées permettent d'observer les recirculations de l'écoulement générées par le jet sous-refroidi entrant dans le réservoir, tant dans la phase vapeur (par entraînement) que dans la phase liquide (après impact de l'interface). La dynamique du jet lui permet de pénétrer sous la surface libre mais on observe un point d'arrêt du jet quelques centimètres en-dessous de cette surface libre. En traversant le ciel de vapeur, le jet sous-refroidi transmet un peu de son pouvoir refroidissant par conduction et convection forcée, comme l'indiquent les différents champs de température. On observe également que le mélange généré par le jet dans la vapeur crée des cellules de convection qui contribuent à refroidir plus efficacement cette vapeur. Enfin, compte tenu de la viscosité et de la capacité thermique plus élevées de la phase liquide, on note logiquement que celle-ci met plus longtemps à descendre en température que la phase vapeur - ce qui était également observable sur la figure 7.3. Nous nous limitons volontairement à ces observations qualitatives compte tenu du biais introduit dans la simulation numérique par le manque de pertinence du modèle de changement de phase de Lee.

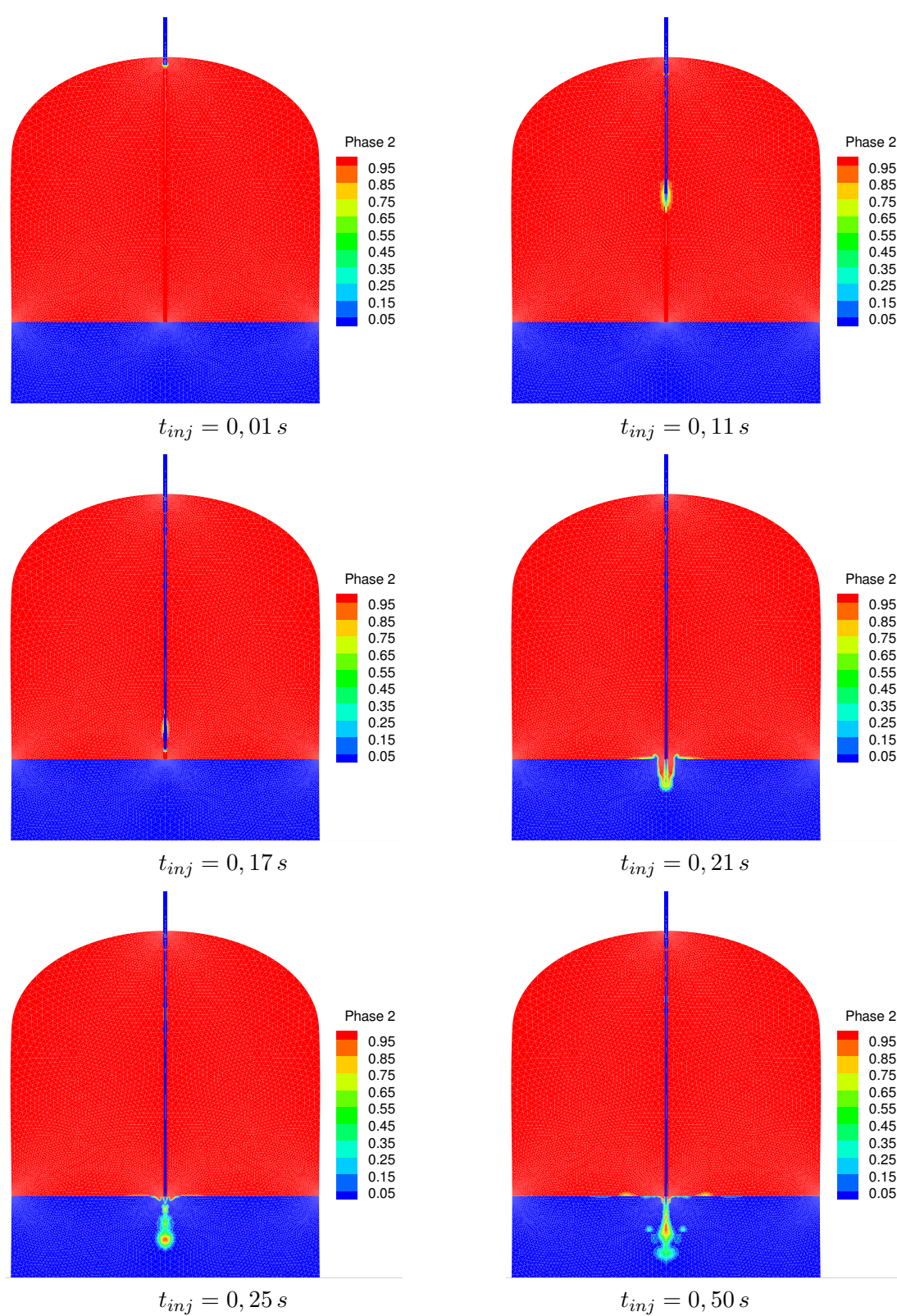


FIGURE 7.10: Visualisation de l'impact du jet sur la surface libre dans les premiers instants de l'injection du jet sous-refroidi tel que $\dot{m}_{inj} = 43 g.s^{-1}$, $T_{inj} = 40^{\circ}C$. Champ de fraction volumique de vapeur à différents instants successifs compris entre 0,01 s et 0,5 s.

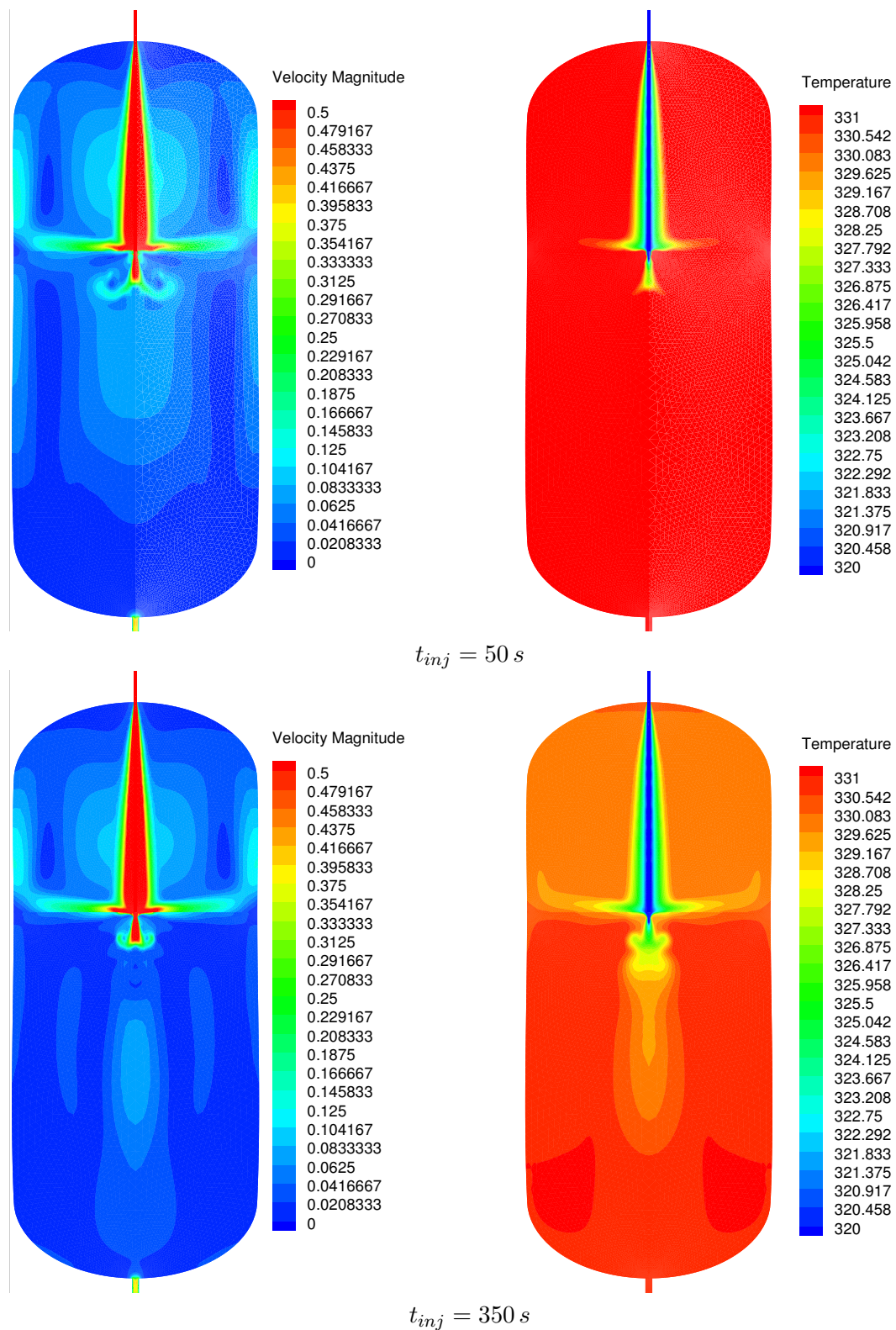


FIGURE 7.11: Isovaleurs des champs de température et de pression après 50 et 350 s d'injection sous-refroidie pour la configuration TVS : $\dot{m}_{inj} = 43 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$, $\mathcal{P}_c = 0 \text{ W}$.

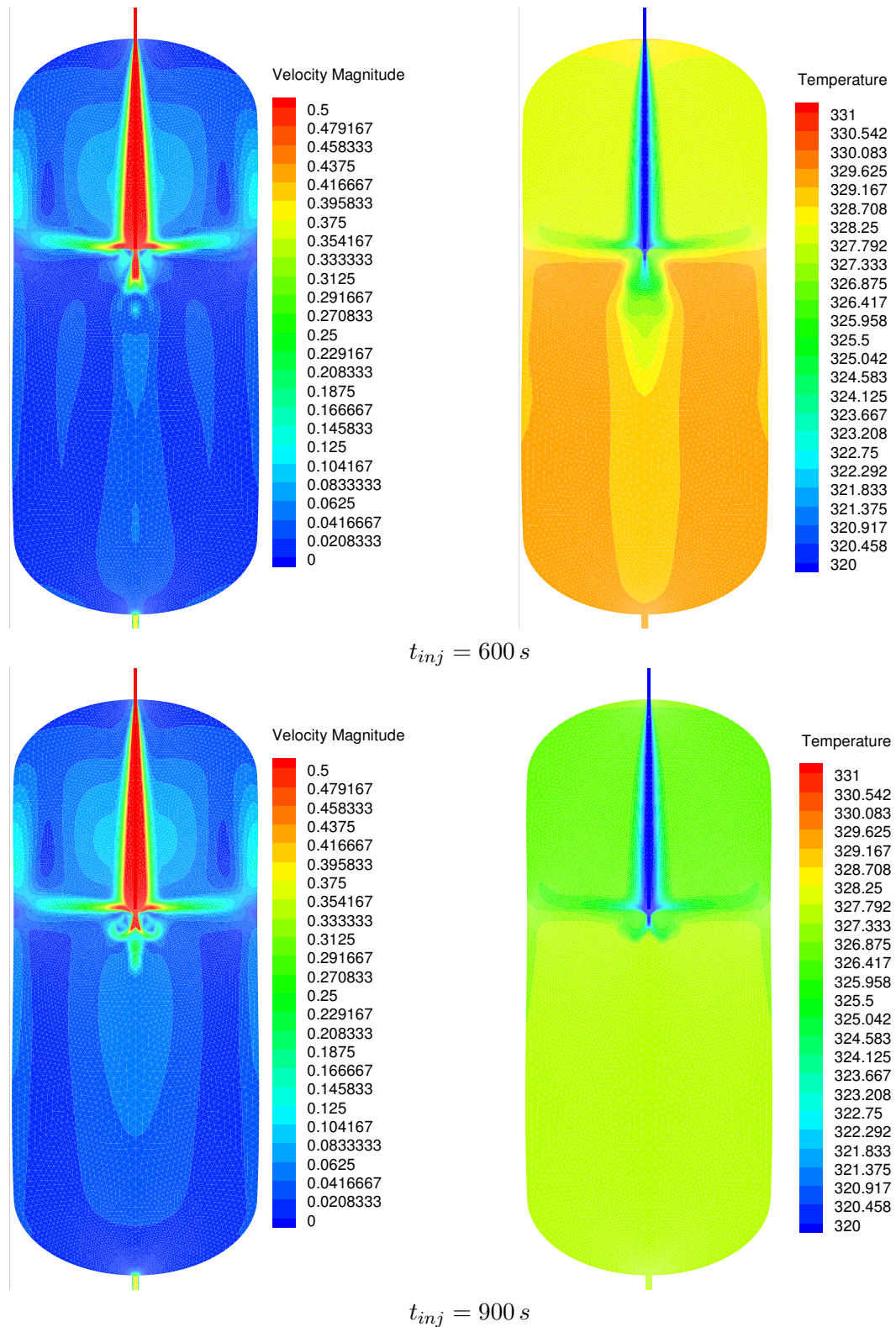


FIGURE 7.12: Isovaleurs des champs de température et de pression après 600 et 900 s d'injection sous-refroidie pour la configuration TVS : $\dot{m}_{inj} = 43\text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$, $\mathcal{P}_c = 0\text{ W}$.

7.5 Conclusion

Nous avons simulé dans ce chapitre une injection TVS en faisant appel aux ingrédients numériques disponibles "sur étagère" dans le logiciel Fluent pour modéliser des écoulements diphasiques avec changement de phase : approche VOF pour la description des phases liquide et vapeur, incluant un modèle de turbulence RANS de type $k - \omega$ STT et modèle de Lee pour la prise en compte du changement de phase. Ce modèle fait appel à des paramètres libres (fréquence de condensation et d'évaporation) qui doivent être calibrés avant de pouvoir espérer réaliser des simulations prédictives. Nous avons exploité dans la section 7.3 les résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre 6 pour procéder à cette calibration. Cependant, l'analyse des résultats fournis par la simulation numérique indique de graves lacunes dans la modélisation du changement de phase utilisée, pour la configuration d'écoulement étudiée en tout cas. Le modèle de Lee ne prend en effet pas en compte le fait que le transfert de masse a lieu au niveau de l'interface ; il s'appuie sur un terme source/puits d'énergie local lié à la différence entre la température locale et la température de saturation à l'interface. L'ajustement des fréquences d'évaporation et de condensation du modèle peut permettre de calibrer la dynamique des transferts mais engendre simultanément des champs de température non-physiques car incluant une vapeur massivement sous-refroidie ou encore l'apparition de zones d'évaporation non-physiques dans le bain liquide. Considérant qu'il est impossible de réaliser une analyse quantitative et prédictive des transferts mis en jeu durant le contrôle de pression TVS en utilisant le modèle de Lee tel qu'implémenté par défaut dans le logiciel Fluent, nous nous sommes donc limités dans ce chapitre à quelques observations phénoménologiques sur la dynamique de l'écoulement simulé lors du contrôle TVS. Il est intéressant de noter que le modèle de Lee est pourtant utilisé par certains auteurs, notamment [25], [41] pour réaliser des simulations d'autopressurisation de réservoirs cryogéniques en microgravité. Une amélioration de la prédiction numérique est en effet rendue possible par l'activation du modèle de Lee de façon localisée au niveau de l'interface liquide / vapeur. La localisation de l'interface est fournie par la stratégie de VOF utilisée mais des développements informatiques sont nécessaires pour insérer cette information dans le modèle de changement de phase. Ces développements peuvent être réalisés au sein du logiciel commercial Fluent via des User Defined Functions. Cette stratégie est celle qui a été retenue par Kassemi et Kartuzova [41], avec un certain succès puisque les résultats obtenus par ces auteurs pour la simulation d'un dispositif de type Spray Bar sont encourageants. Selon notre analyse, cette stratégie de localisation de l'interface est également adoptée par [25] même si elle n'est pas explicitement précisée dans la présentation de leur méthodologie. Pour notre part, comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre, nous souhaitons plutôt préparer le terrain à de futures simulations des grandes échelles réalisées à l'aide d'un code de recherche (YALES2) dont les sources du programme informatique seront disponibles pour y réaliser de façon efficace les développements nécessaires à la prise en compte du changement de phase. Nous présentons donc dans le chapitre 8 qui suit une analyse détaillée des stratégies de modélisation du changement de phase, alternatives au basique modèle de Lee. Après avoir identifié tous les ingrédients numériques nécessaires à la réalisation de simulations prédictives de changement de phase, nous validerons notre démarche de calcul pour un cas de calcul académique 1D.

Chapitre 8

Vers une modélisation prédictive du changement de phase

Sommaire

8.1	Etat de l'art	142
8.1.1	Méthodes de suivi d'interface	142
8.1.2	Modélisation du changement de phase	144
8.1.3	Description synthétique des choix de modélisation retenus	146
8.2	Description du problème de Stefan 1D	148
8.3	Résolution numérique du problème de Stefan 1D	150
8.3.1	Calcul du terme de transfert de masse	150
8.3.2	Calcul des champs de pression et de vitesse	151
8.3.3	Evolution de l'interface	152
8.3.3.1	Transport physique et raidissement numérique	152
8.3.3.2	Définition des cellules interfaciales	152
8.3.4	Calcul du champ de température	153
8.3.4.1	Résolution volumes finis dans les cellules non-interfaciales	153
8.3.4.2	Résolution différences finies dans les cellules interfaciales	153
8.4	Validation de la démarche de modélisation	155
8.5	Conclusion	156

Les simulations de contrôle TVS réalisées au chapitre précédent ont mis en évidence les insuffisances du modèle de changement de phase disponible dans un solveur fluide commercial : nécessité d'une calibration à partir de données expérimentales sans garantie que l'ajustement des paramètres ait une valeur universelle et, surtout, prédiction non-physique des champs de température dans la phase vapeur. Dans le présent chapitre, nous souhaitons évaluer une stratégie de modélisation numérique qui permette une simulation réellement prédictive du changement de phase, c'est-à-dire à la fois exempte, autant que possible, de paramètres de réglage et conduisant à une prédiction physiquement correcte. Pour ce faire, nous dresserons dans un premier temps un état de l'art des techniques de modélisation du changement de phase pour des configurations liquide/vapeur avec évaporation et/ou condensation. Nous présenterons ensuite de façon détaillée la démarche de modélisation retenue ainsi que son implémentation dans un code de recherche. L'objectif à terme sera sa mise en oeuvre dans le code YALES2 qui autorisera le couplage de

cette modélisation avec des techniques de simulation des grandes échelles. L'évaluation de la méthode retenue sera réalisée ici sur un simple cas de validation académique, correspondant à un problème dit de Stefan.

8.1 Etat de l'art

La simulation numérique d'écoulements mettant en jeu des phases multiples, par exemple un liquide et sa vapeur comme dans le cas des problématiques d'auto-pressurisation et de contrôle TVS auxquelles nous nous intéressons, constitue un des enjeux actuels de la CFD. Il s'agit en effet de développer des méthodes de résolution de tels écoulements qui offrent simultanément des propriétés satisfaisantes de robustesse / stabilité et de précision. Une difficulté numérique majeure réside dans les singularités physiques qui apparaissent à la frontière entre les deux phases, *i.e.* au niveau de l'interface. De part et d'autre de cette interface, les propriétés physiques du fluide (*i.e.* densité, viscosité, conductivité thermique, capacité thermique, ...) sont différentes, dans des proportions qui peuvent atteindre plusieurs ordres de grandeur parfois. Par exemple, la densité de l'eau varie typiquement d'un facteur 1000 lors du passage de la phase liquide vers la phase vapeur. L'interface est également le siège de relations de saut : un saut de pression est ainsi présent pour satisfaire la conservation de la quantité de mouvement ; de même, si il y a transfert de masse entre les deux phases de part et d'autre de l'interface, des sauts de vitesse et de flux thermique sont également nécessaires pour satisfaire respectivement la conservation de masse et d'énergie. On comprend donc bien qu'il est indispensable de localiser précisément l'interface dans le domaine de calcul pour permettre à la simulation numérique d'offrir une prédiction fiable de la physique de l'écoulement dans le cas d'une configuration d'écoulement à interfaces évolutives.

8.1.1 Méthodes de suivi d'interface

Deux grandes familles de méthodes de suivi d'interface sont recensées dans la littérature :

- les méthodes dites langrangiennes consistent à advecter l'interface, représentée par des marqueurs fictifs (ou une zone de maillage mobile) dans le champ de vitesse fluide calculé.
- Les méthodes dites eulériennes décrivent l'interface grâce à un champ scalaire passif, advecté par une équation de transport.

Les méthodes lagrangiennes, reposent sur le positionnement de l'interface grâce à un ensemble de marqueurs connectés entre eux, par exemple des segments de droite en 2D ou des splines d'ordre plus élevé [83] [70]. Le front de marqueurs, représentant l'interface, est advecté par le champs de vitesse calculé dans le maillage fixe (eulérien). Ces méthodes permettent un suivi précis ainsi qu'une bonne représentation de la courbure de l'interface. Cependant la précision de la méthode dépend fortement du nombre de marqueurs utilisés pour décrire l'interface. Les phénomènes de transport fluide peuvent appauvrir en marqueurs une zone de l'interface et détériorer ainsi la précision de la méthode. De plus, les phénomènes de fragmentation et de coalescence de l'interface sont difficiles à prendre en compte avec une telle formulation lagrangienne.

Une alternative à l'utilisation de marqueurs consiste à mailler explicitement l'interface. Le maillage mobile est advecté par le champ de vitesse et présente l'avantage de permettre d'écrire naturellement les relations de saut à l'interface comme une condition aux limites du maillage mobile [79]. Cependant, un remaillage peut être nécessaire pour des interfaces fortement déformées [15].

La complexité de la gestion des marqueurs ou du remaillage inhérente à cette classe de méthodes lagrangiennes limite à ce jour l'utilisation de ces méthodes à des configurations simples.

Les méthodes eulériennes se basent quant à elles sur le champ décrivant la répartition spatiale des phases au sein du maillage (eulérien) pour en déduire la position de l'interface. Le positionnement de l'interface est donc implicite et dépend directement des équations de conservation. Ceci a pour grand avantage un traitement facilité des phénomènes de coalescence et de rupture d'interface.

La formulation dite "*Level-set*" a été proposée par Osher et Sethian [65] à la fin des années 80. Elle consiste à advecter la fonction dite level-set (*ou fonction signé*) $\Phi(x, t)$ dans le domaine de calcul. Cette fonction est positive dans une phase et négative dans l'autre. La valeur absolue de la fonction correspond à la distance à l'interface. L'interface est donc repérée par la courbe de niveau $\Phi(x, t) = 0$. Le déplacement de l'interface est obtenue en advectant le champ de fonction level-set comme suit :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \Phi = 0 \quad (8.1)$$

avec \vec{v} le champ de vitesse fluide. Cette méthode permet de localiser précisément l'interface et donc de calculer sa courbure et les forces de tension superficielles qui en résultent avec une précision très satisfaisante. Un inconvénient de cette formulation est toutefois qu'elle n'est pas naturellement conservative. Ainsi des procédures de redistanciation doivent être appliquées régulièrement pour garantir une conservation de la masse satisfaisante dans le domaine de calcul [63] [80] [26].

Une seconde méthode eulérienne, la formulation "*Volume Of Fluid*" (*VOF*), a été introduite dès le début des années 80 par Hirt et Nichols [36]. Dans cette approche, la répartition des phases dans le domaine de calcul est suivie au-travers de la résolution de l'équation de transport pour une "fonction couleur" qui correspond à la fraction volumique d'une phase dans un volume de contrôle élémentaire. On a introduit ce taux de présence liquide au chapitre précédent : pour un système liquide / vapeur, $\phi = 1$ si la cellule est remplie de liquide et $\phi = 0$ si au contraire elle est remplie de vapeur. Les cellules pour lesquelles ϕ prend une valeur comprise entre 0 et 1 se situent au voisinage immédiat de l'interface séparant les phases. Le champ de fraction volumique ϕ est transporté dans l'écoulement grâce à l'équation de transport :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \vec{v}) = 0 \quad (8.2)$$

A la différence de l'approche "Level-Set", la formulation VOF est naturellement conservative et permet donc de conserver la masse dans le domaine de calcul. Cependant, dans les cellules contenant l'interface, la forme et l'orientation de celle-ci est *a priori* inconnue. Des algorithmes de reconstruction sont donc nécessaires pour localiser précisément la position de l'interface en fonction du champ de la fonction ϕ [69] [37] [14].

Un autre problème numérique, distinct de la technique de reconstruction de l'interface à partir du champ de ϕ , est la discrétisation de l'équation (8.2). La méthode de discrétisation appliquée à cette équation de transport dans un maillage donné doit éviter de générer des oscillations parasites, évidemment préjudiciables à la localisation précise de l'interface voire à la robustesse même du calcul. En outre, cette méthode de discrétisation doit également permettre de préserver l'épaisseur (finie) de l'interface dans le maillage. L'utilisation d'une discrétisation dissipative permet d'éviter l'apparition d'oscillations dans la solution numérique mais au prix d'une diffusion

excessive de l'interface. L'utilisation de schémas dits à haute résolution, combinant discrétisation décentrée d'ordre 2 ou 3 et limiteurs de pente, permet de réduire la diffusion de l'interface mais pas nécessairement de contrôler son épaisseur numérique. Une stratégie possible pour résoudre ces difficultés a été proposée par Olsson *et al.* [63] [64] et consiste à appliquer une technique numérique de raidissement de l'interface après l'étape de transport physique de cette interface. Une fois l'équation (8.2) résolue et un nouveau champ ϕ^n disponible à l'itération n en temps physique, une solution stationnaire (vis-à-vis du temps dual τ) de l'équation suivante est recherchée :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\phi(1 - \phi)\vec{n}) = \nabla \cdot (\epsilon_{st} \nabla \phi) \quad (8.3)$$

avec \vec{n} la normale unitaire à l'interface (pointant de la phase vapeur vers la phase liquide) et ϵ_{st} un paramètre de viscosité artificielle, ajustable. Le second terme au membre de gauche de (8.3) est un terme dit de compression car il force la fonction ϕ à être comprimée sur l'interface le long de la direction définie par le vecteur \vec{n} . Le terme de diffusion artificielle au membre de droite permet de contrôler l'épaisseur de l'interface en ajustant la valeur de ϵ_{st} . On souligne que la résolution de (8.3) constitue une étape purement numérique, à la différence du transport physique de l'interface associé à la résolution de (8.2). Nous verrons par la suite que cette étape joue un rôle important dans la précision d'une simulation d'écoulement liquide-vapeur avec changement de phase, en contribuant à garantir une estimation correcte du terme de transfert de masse entre phases.

8.1.2 Modélisation du changement de phase

Comme expliqué au chapitre 7 dans le cadre de la simulation d'un écoulement diphasique liquide-vapeur en présence de changement de phase, la conservation de la masse pour la phase liquide s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi \rho_{liq}) + \nabla \cdot (\phi \rho_{liq} \vec{v}) = \dot{Q}_m \quad (8.4)$$

où le terme-source traduisant le transfert de masse s'écrit $\dot{Q}_m = \dot{Q}_{m_{vl}} - \dot{Q}_{m_{lv}}$. Le transfert de masse est positif pour l'évaporation (*liq.* \rightarrow *vap.*) et négatif pour la condensation (*vap.* \rightarrow *liq.*). Si on suppose, pour simplifier l'exposé, que le liquide est de masse volumique ρ_{liq} constante, on peut aussi réécrire (8.4) sous la forme :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \vec{v}) = \frac{\dot{Q}_m}{\rho_{liq}} \quad (8.5)$$

L'équation (8.5) se substitue donc à (8.2) pour décrire l'évolution physique de l'interface en présence de changement de phase.

Un point déterminant dans l'évolution de cette interface est donc la façon d'évaluer le terme \dot{Q}_m dans (8.5). Nous avons présenté au chapitre 7 un modèle simple pour décrire le changement de phase, *i.e.* le modèle de Lee [46]. Dans ce modèle les termes de transfert $\dot{Q}_{m_{vl}}$ et $\dot{Q}_{m_{lv}}$ sont calculés indépendamment de la localisation de l'interface et sont activés sur un critère reposant uniquement sur la différence de température entre la température locale dans la cellule et la température de saturation T_{sat} associée à la pression locale (cf. Eq.(7.6)). Un terme source \dot{S}_e est également ajouté à l'équation de conservation de l'énergie pour tenir compte de la chaleur latente de vaporisation : $\dot{S}_e = \dot{Q}_m \times L_{vap}$ (voir également 7.2.4). Les résultats obtenus avec ce modèle sur un cas de calcul d'injection TVS et présentés dans le chapitre 7 ont mis en évidence

les insuffisances de la méthode : champs de température incohérents (*i.e.* avec formation de vapeur massivement sous-refroidie), nécessité d'une calibration des paramètres du modèle rendant impossible la réalisation de simulations prédictives.

Nous nous tournons donc dans la suite de ce chapitre vers des techniques de modélisation autorisant la réalisation de simulations prédictives d'écoulements en présence de changement de phase. Le développement de telles techniques, tirant profit des méthodes de suivi d'interface, a été initié à la fin des années 1990 avec notamment les travaux [77] [39] [86] et s'est poursuivi au long des années 2000 (voir notamment [16] [80] [30]) pour atteindre aujourd'hui un bon niveau de maturité. Physiquement, le changement de phase qui intervient au niveau de l'interface est caractérisé par un taux de transfert de masse à l'interface, noté \dot{M} ($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$), et qui peut être estimé grâce à un bilan thermique réalisé au niveau de l'interface :

$$\dot{M}L_{vap} = \lambda_{liq}(\vec{\nabla}T_{liq}) \cdot \vec{n} - \lambda_{vap}(\vec{\nabla}T_{vap}) \cdot \vec{n} \quad (8.6)$$

avec λ_{liq} , λ_{vap} les conductivités thermiques respectives du liquide et de la vapeur, L_{vap} la chaleur latente de vaporisation, ∇T_{vap} , ∇T_{liq} les gradients de température au niveau de l'interface, respectivement dans la phase vapeur et liquide, et \vec{n} la normale unitaire à l'interface orientée de la vapeur vers le liquide. Le taux de transfert volumique \dot{Q}_m ($kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$) qui apparaît dans (8.4) ou (8.5) est relié à \dot{M} par la relation :

$$\dot{Q}_m = \frac{\dot{M}S_{int}}{V_{cell}} \quad (8.7)$$

où S_{int} est la surface de l'interface liquide-vapeur dans la cellule du maillage de volume V_{cell} .

Il est classiquement supposé que le changement de phase est un processus thermodynamique isotherme et donc que la température de l'interface reste égale à la température de saturation [26] [72] [73] [81] :

$$T_{inter} = T_{sat}(p_{vap}) \quad (8.8)$$

On illustre sur la figure 8.1 une configuration typique de distribution de température au voisinage de l'interface séparant une phase vapeur et une phase liquide, dans le cas simplifié d'une configuration 1D. La difficulté numérique réside alors dans le calcul précis des gradients de température de part et d'autre de l'interface. La validité du terme de transfert de masse \dot{M} calculé grâce à (8.6) dépend en effet de façon cruciale de la précision du calcul des gradients de température à l'interface.

Ce calcul peut être réalisé en faisant appel à différentes techniques. Tanguy *et al.* [80] [81] utilisent une formulation de type *Ghost Fluid*, initialement proposée dans les travaux de Fedkiw [22] [21]. Cette formulation a été conçue pour remédier au problème d'oscillations au voisinage de l'interface induites par la méthode level-set. Elle consiste à stocker à chaque point du maillage deux valeurs *ghost* ou fictives pour chaque variable résolue (\vec{u} , p et T). L'une est calculée avec les propriétés physiques de la phase liquide et l'autre avec celle de la phase vapeur. Le champ physique de chaque variable est alors construit à partir des variables *ghost* en retenant l'une ou l'autre des valeurs en fonction de la phase indiquée par la fonction level-set dans la cellule.

Sato et Ničeno [72] [73] utilisent des formules décentrées particulières pour calculer les gradients de température de part et d'autre de l'interface dans le cadre d'une formulation VOF. Ces formules de décentrement prennent explicitement en compte la température de saturation au niveau de la position reconstruite pour l'interface. On notera donc ici l'importance d'une localisation précise de l'interface pour assurer un calcul fiable des gradients de température de part

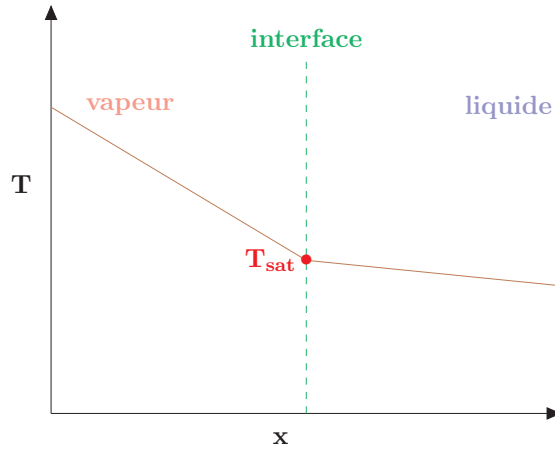


FIGURE 8.1: Vue schématique de la distribution de température au voisinage de l'interface à saturation séparant un liquide et sa phase vapeur.

et d'autre de l'interface et par conséquent une estimation fiable du terme-source caractérisant le transfert de masse. Comme nous allons le détailler ci-après, la stratégie de discrétisation des gradients de T au niveau de l'interface mise en oeuvre dans [73] est également associée à une résolution particulière de l'équation de conservation de l'énergie dans les cellules à proximité immédiate de l'interface.

8.1.3 Description synthétique des choix de modélisation retenus

Après cette brève revue des techniques de modélisation disponibles dans la littérature, nous mettons en place ci-dessous une méthodologie de calcul dont nous pensons qu'elle nous permettra à terme de réaliser des simulations prédictives d'auto-pressurisation et contrôle de pression TVS. Cette méthodologie reprend pour l'essentiel les travaux de Sato et Ničeno [72] [73] mentionnés ci-dessus. Nous en présentons ici les points-clés avant de l'implémenter dans un code recherche et de l'évaluer sur un problème modèle 1D (problème de Stefan). On suppose qu'à l'itération n du calcul les champs de vitesse \vec{v} , pression p , température T , fraction volumique de liquide ϕ , taux de transfert de masse surfacique \dot{M} ou volumique \dot{Q}_m et force de tension de surface \vec{T}_σ sont disponibles. Pour simplifier la présentation, on suppose que les masses volumiques respectives de la vapeur et du liquide sont constantes, égales à ρ_{vap} et ρ_{liq} respectivement. Comme indiqué dans la définition des grandeurs de mélange vue en 7.2, la masse volumique du mélange liquide-vapeur définie par (7.1) est donc une fonction linéaire de ϕ : $\rho = \phi\rho_{liq} + (1 - \phi)\rho_{vap}$. L'algorithme de simulation de l'écoulement se déroule alors selon les grandes étapes suivantes :

Etape 1 :

Actualisation des champs de vitesse \vec{v} et de pression p

Les bilans de masse et de quantité de mouvement peuvent être mis sous la forme :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{v} = \dot{Q}_m \left(\frac{1}{\rho_{vap}} - \frac{1}{\rho_{liq}} \right) \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho [\nabla \cdot (\vec{v}\vec{v}) - \vec{v}(\nabla \cdot \vec{v})] = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T)] + \rho \vec{g} + \vec{T}_\sigma \end{cases} \quad (8.9)$$

On rappelle que la viscosité μ qui apparaît dans le bilan de quantité de mouvement est définie à partir des propriétés de chaque phase et de la fraction volumique de liquide (cf. 7.2) : $\mu = \phi\mu_l + (1 - \phi)\mu_v$. La résolution de (8.9) fournit les champs de vitesse \vec{v} et de pression p à la nouvelle itération $n + 1$ en temps physique.

Etape 2 :

Actualisation du champ de la fonction couleur ϕ

La résolution de l'équation (8.5) en utilisant le nouveau champ de vitesse \vec{v} fournit un nouveau champ de fraction volumique de liquide ϕ .

La résolution de l'équation de raidissement (8.3) corrige le champ de fraction volumique de liquide ϕ de façon à assurer une représentation raide (sur 2 mailles typiquement) de l'interface liquide-vapeur.

Le champ de ϕ est utilisé pour définir les cellules dites interfaciales. Une cellule du maillage intersectée par la surface $\phi = 1/2$ est automatiquement considérée comme une cellule interfaciale - il s'agit même d'une cellule contenant l'interface. Est également considérée comme cellule interfaciale une cellule voisine d'une cellule contenant l'interface et telle que la quantité $(\phi - 1/2)$ change de signe entre le centre de la cellule contenant l'interface et le centre de cette cellule voisine.

Etape 3 :

Actualisation du champ de température T

Le champ de température T est actualisé en résolvant le bilan d'énergie de 2 façons différentes selon que la cellule de calcul est interfaciale ou non. Pour une cellule qui n'est pas interfaciale, on résout le bilan d'énergie écrit sous forme conservative :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T\vec{v}) - T(\nabla \cdot \vec{v}) \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (8.10)$$

Pour une cellule interfaciale, on résout la forme non-conservative du bilan d'énergie :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T \right) = \lambda \Delta T \quad (8.11)$$

Les dérivées premières et secondes qui apparaissent dans (8.11) sont discrétisées en utilisant explicitement le fait que la température T est égale à la température de saturation au niveau de l'interface. Le détail des formules utilisées sera décrit ci-après sur le cas simple du problème de Stefan 1D.

Etape 4 :

Actualisation du terme de transfert de masse \dot{Q}_m

Le taux de transfert volumique \dot{Q}_m est calculable par les équations (8.7) et (8.6). Les gradients de température ∇T_{vap} dans la phase vapeur et ∇T_{liq} dans la phase liquide sont calculés en utilisant respectivement les champs de température T_{vap} et T_{liq} dans la phase vapeur et dans la phase liquide ainsi que la valeur T_{sat} de la température au niveau de l'interface.

Pour pouvoir calculer \dot{Q}_m dans une cellule interfaciale de type vapeur, *i.e.* telle que $\phi < 0,5$, on doit disposer de ∇T_{vap} - ce qui est bien le cas - mais aussi de ∇T_{liq} - qui n'est pas calculé / calculable à ce stade. De façon symétrique, on doit disposer de ∇T_{vap} dans une cellule interfaciale de type liquide pour pouvoir y calculer la valeur de \dot{M} via (8.6) puis celle de \dot{Q}_m via (8.7) .

Cette opération est réalisée en extrapolant ∇T_{vap} dans une cellule interfaciale liquide

et ∇T_{liq} dans une cellule interfaciale vapeur à l'aide d'une classique stratégie d'extrapolation suivant la direction normale à l'interface (voir [73]).

Etape 5 :

Itération du processus de réalisation en retournant à l'Etape 1.

La méthodologie numérique qui vient d'être présentée ne fait appel à aucun paramètre de calibration et peut donc être considérée comme prédictive pour un écoulement en présence de changement de phase. Afin de bien établir cette propriété, nous appliquons cette stratégie à la résolution d'un problème de Stefan en 1D.

8.2 Description du problème de Stefan 1D

Le problème de Stefan 1D est un cas de validation classique des stratégies de modélisation du transfert de masse qui a été introduit en particulier dans [86] puis repris dans une série de travaux portant sur le développement de méthodes de simulation d'écoulements diphasiques avec changement de phase [27] [30] [73] [61]. Le domaine de calcul 1D, de longueur L_x , est fermé d'un côté par une paroi à température constante et reste ouvert à l'autre extrémité. Initialement les phases liquide et vapeur sont séparées par l'interface à la position x_{int}^0 . La phase liquide est à la température de saturation T_{sat} et le reste pendant tout le calcul. La température de la paroi reste constante pendant tout le calcul telle que $T_{wall} > T_{sat}$. Sous l'effet du flux thermique pariétal, le liquide s'évapore et l'interface se déplace vers la sortie du domaine. La figure 8.2 présente schématiquement ce cas de Stefan. Les propriétés physiques, supposées constantes, des phases vapeur et liquide correspondent à celles de la vapeur d'eau et de l'eau liquide à pression atmosphérique et sont récapitulées dans le tableau 8.1.

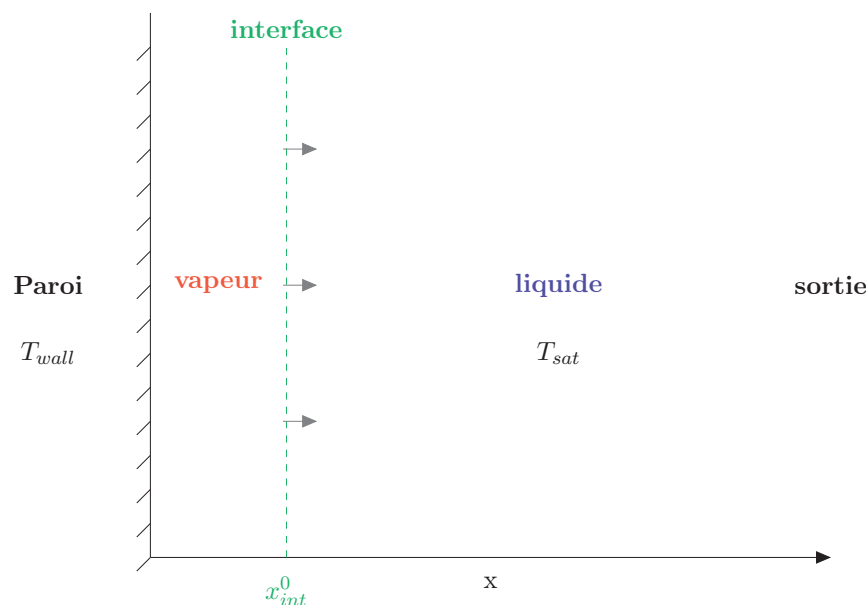


FIGURE 8.2: Représentation schématique du cas de calcul de Stefan avec la position initiale de l'interface x_{int}^0 .

La position $X(t)$ de l'interface au cours du temps et la distribution de température dans la phase

vapeur sont données par les solution théoriques exactes :

$$\begin{aligned} X(t) &= 2\chi\sqrt{\alpha_{vap}t} \\ T(x, t) &= T_{wall} + \left(\frac{T_{sat} + T_{wall}}{\operatorname{erf}(\chi)}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_{vap}t}}\right) \end{aligned} \quad (8.12)$$

avec α_{vap} la diffusivité thermique de la vapeur définie par $\alpha_{vap} = \lambda_{vap}/(\rho_{vap}C_{p_{vap}})$, $C_{p_{vap}}$ la chaleur spécifique de la vapeur en $[J.kg^{-1}.K^{-1}]$. La fonction $\operatorname{erf}(x)$ est la fonction erreur et la constante χ est la solution de l'équation transcendante :

$$\chi \exp(\chi^2) \operatorname{erf}(\chi) = \frac{c_{pv}(T_{wall} - T_{sat})}{\sqrt{\pi}L_{vap}}$$

En dérivant la position de l'interface on détermine sa vitesse de déplacement $v_i(t)$ et on peut également en déduire la vitesse de la phase liquide :

$$v_{int}(t) = \frac{dX(t)}{dt} = \chi\sqrt{\alpha_{vap}}\frac{1}{\sqrt{t}} \quad , \quad v_{liq}(t) = v_{int}(t) \left(1 - \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right) \quad (8.13)$$

L'initialisation des champs de température et de vitesse est faite en déterminant le temps t^0 pour lequel l'interface se situe en x_{int}^0 soit :

$$x_{int}^0 = 2\chi\sqrt{\alpha_v t^0} \quad (8.14)$$

On en tire alors la valeur initiale de la vitesse du liquide et la distribution initiale de la température dans la vapeur :

$$u_{liq}^0 = \chi\sqrt{\alpha_v}\frac{1}{\sqrt{t^0}}$$

$$T_{vap}^0(x) = T_{wall} + \left(\frac{T_{sat} + T_{wall}}{\operatorname{erf}(\chi)}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_v t^0}}\right)$$

La vapeur reste au repos à tout temps tandis que la température du liquide reste égale à T_{sat} .

Tableau 8.1: Propriétés physiques de l'eau à la pression atmosphérique.

	ρ [$kg.m^{-3}$]	μ [$Pa.s$]	c_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	λ [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	L_{vap} [$J.kg^{-1}$]	T_{sat} [K]	θ [$N.m^{-1}$]
vap.	0,597	$1,26 \times 10^{-5}$	2030	0,025	$2,26 \times 10^6$	373,15	0,059
liq.	958,4	$2,80 \times 10^{-4}$	4216	0,679			

Les paramètres physiques du cas de Stefan résolu (température de paroi, longueur totale du domaine, position initiale de l'interface) sont récapitulés dans le tableau 8.2.

Tableau 8.2: Propriétés physiques du cas de Stefan résolu.

$T_{wall} - T_{sat}$	L_x	x_{int}^0
[K]	[m]	[m]
10	1×10^{-3}	$2,5 \times 10^{-6}$

8.3 Résolution numérique du problème de Stefan 1D

Le problème décrit dans la section précédente ne peut tout simplement pas être résolu avec succès en lui appliquant la procédure numérique disponible dans Fluent, décrite au chapitre 7 et faisant appel au modèle de changement de phase de Lee. Nous appliquons donc plutôt à la résolution de ce problème la méthodologie décrite dans la section 8.1.3 dont nous détaillons ici la mise en oeuvre - cette description étant simplifiée par le caractère 1D du problème résolu même si la méthodologie exposée dans 8.1.3 s'applique dans des maillages non-structurés généraux en 2 ou 3 dimensions d'espace.

Nous supposons qu'une discrétisation de type "staggered" est adoptée ici (cf. Figure 8.3) :

- les vitesses u sont stockées aux noeuds (ou aux faces) du maillage
- les quantités scalaires (p , T , ϕ) sont stockées aux centres des cellules du maillage

On associe donc à la cellule de centre i les valeurs p_i , T_i et ϕ_i de la pression, température et fraction volumique du liquide ainsi que les valeurs $u_{i-\frac{1}{2}}$ et $u_{i+\frac{1}{2}}$ de la vitesse aux faces de cette cellule. Nous détaillons maintenant la mise en oeuvre de l'algorithme décrit en (8.1.3) en

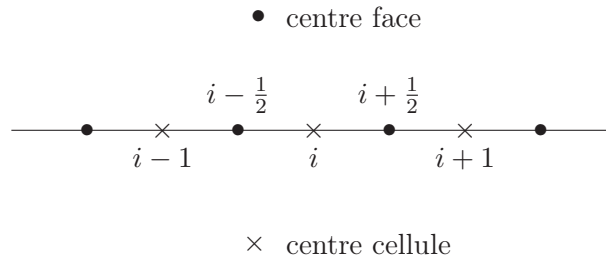


FIGURE 8.3: Représentation de la convention d'indiciage des points du maillage.

commençant par le calcul du terme de transfert de masse surfacique \dot{M} dans les cellules contenant l'interface, dont on avait supposé qu'il était disponible au moment de calculer les champs (u, p) .

8.3.1 Calcul du terme de transfert de masse

Le taux de transfert de masse surfacique \dot{M} est donné par (8.6) soit encore :

$$\dot{M} = \frac{\lambda_l(\nabla T_l)_{int} \cdot \vec{n} - \lambda_v(\nabla T_v)_{int} \cdot \vec{n}}{L_{vap}}$$

L'indice *int* indique que le gradient de température est calculé à l'interface. Le vecteur \vec{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface pointant de la vapeur vers le liquide calculé par :

$$\vec{n} = \frac{\nabla\phi}{\|\nabla\phi\|}$$

Dans les cellules du maillage ne contenant pas l'interface, le terme \dot{M} est nul.

Pour le problème de Stefan 1D on peut simplifier l'expression de \dot{M} en :

$$\dot{M} = \frac{-\lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial x}\right)_{int}}{L_{vap}}$$

puisque la température de la phase liquide reste constante, égale à la température de saturation T_{sat} . Le calcul précis du terme de transfert de masse repose donc sur le calcul précis du gradient (dérivée selon x en 1D) de la température du côté vapeur de l'interface. Ce calcul est réalisé en tenant compte de la position de l'interface et du fait que $T = T_{sat}$ au niveau de l'interface (cf. Fig.8.4). On approche ainsi le gradient de température vapeur au niveau de l'interface par la formule :

$$\left(\frac{\partial T_v}{\partial x}\right)_{int} = \frac{-(h^-)^2 T_{i-1} + ((h^-)^2 - (h_*^+)^2) T_i + (h_*^+)^2 T_{sat}}{h_*^+ h^- (h_*^+ + h^-)} \quad (8.15)$$

Les notations utilisées dans cette formulation sont présentées sur la figure 8.4.

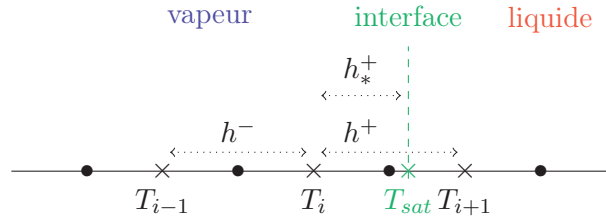


FIGURE 8.4: Représentation schématique du calcul du gradient de température vapeur à l'interface.

8.3.2 Calcul des champs de pression et de vitesse

Le système pression-vitesse (8.9) est discrétisé comme suit :

$$\begin{cases} u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} - u_{i-\frac{1}{2}}^n + \dot{M}_i^{n+1} \left(\frac{1}{\rho_{vap}} - \frac{1}{\rho_{liq}} \right) = 0 \\ u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = u_{i+\frac{1}{2}}^n - \Delta t \left[\left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}}^n + \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n} (\nabla p)_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} - \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right)_{i+\frac{1}{2}}^n + \rho g \right] \end{cases} \quad (8.16)$$

En posant :

$$\mathcal{G} = \nabla p$$

et en introduisant l'opérateur :

$$\mathcal{L} = \left(u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \rho g \right)$$

on peut éliminer la vitesse inconnue $u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1}$ de (8.16) et calculer :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n} \mathcal{G}_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = & \frac{1}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n} \mathcal{G}_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} - \left(\mathcal{L}_{i+\frac{1}{2}}^n - \mathcal{L}_{i-\frac{1}{2}}^n \right) \\ & + \frac{1}{\Delta t} \left[\left(u_{i+\frac{1}{2}}^n - u_{i-\frac{1}{2}}^n \right) - \left(\frac{1}{\rho_{vap}} - \frac{1}{\rho_{liq}} \right) \dot{M}_i^{n+1} \right] \end{aligned} \quad (8.17)$$

L'actualisation du champ u est ensuite réalisée en écrivant :

$$u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = u_{i+\frac{1}{2}}^n - \Delta t \left[\mathcal{L}_{i+\frac{1}{2}}^n - \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n} \mathcal{G}_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \right] \quad (8.18)$$

8.3.3 Evolution de l'interface

8.3.3.1 Transport physique et raidissement numérique

L'équation (8.5) est discrétisée en adoptant une discrétisation en temps d'ordre 1 de type Euler explicite et une stratégie de décentrement à l'ordre 1 en espace pour l'approximation de la dérivée convective.

L'équation de raidissement numérique (8.3) est également discrétisée en faisant appel à un décentrement d'ordre 1 pour le terme compressif et une discrétisation centrée d'ordre 2 pour le terme de viscosité artificielle. On obtient ainsi le champ raidi ϕ^{n+1} de la fonction couleur (ici fraction volumique de liquide) qui va être utilisée maintenant pour localiser l'interface dans le domaine de calcul.

8.3.3.2 Définition des cellules interfaciales

En comparant ϕ_i^{n+1} à l'isovaleur $\phi = 0,5$ on identifie le type de cellule :

- la cellule i est de type *liq.* si : $\phi_i^{n+1} \geq 0,5$
- la cellule i est de type *vap.* si : $\phi_i^{n+1} < 0,5$

En comparant ensuite la valeur de ϕ aux faces $\phi_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{1}{2}(\phi_i^{n+1} + \phi_{i+1}^{n+1})$ avec la valeur aux centres des cellules on identifie la cellule contenant l'interface.

Enfin, on identifie si une cellule i est interfaciale (sans nécessairement contenir l'interface) en procédant aux tests suivants :

- Pour une cellule *vap.* : $sign(\phi_i - \phi_{i+\frac{1}{2}}) \neq sign(\phi_{i+1} - \phi_{i+\frac{1}{2}})$
- Pour une cellule *liq.* : $sign(\phi_{i-1} - \phi_{i-\frac{1}{2}}) \neq sign(\phi_i - \phi_{i-\frac{1}{2}})$

Ces informations vont être utilisées ci-après pour mettre en oeuvre la discrétisation du bilan d'énergie de façon différenciée selon que la cellule de contrôle est interfaciale ou non. On applique également à ce niveau l'algorithme VOF pour localiser la position de l'interface dans le maillage. Pour le cas du problème de Stefan 1D considéré, il y a une seule cellule contenant l'interface à

chaque itération (sauf dans le cas particulier où l'interface se situe précisément au niveau d'une face séparant deux cellules) et deux cellules interfaciales, de part et d'autre de l'interface, l'une de type vapeur et l'autre de type liquide. La position de l'interface dans la cellule qui la contient est déterminée de façon immédiate à partir de la valeur de ϕ dans cette cellule : par exemple si $\phi = 0,5$ l'interface se situe précisément au centre de la cellule.

8.3.4 Calcul du champ de température

8.3.4.1 Résolution volumes finis dans les cellules non-interfaciales

Si une cellule n'a pas été identifiée comme interfaciale, la formulation conservative (8.10) du bilan d'énergie est résolue dans cette cellule pour y calculer l'évolution de T . Une cellule non-interfaciale étant nécessairement ou en vapeur pure ou en liquide pur, on peut également écrire (8.10) sous la forme (1D) suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uT) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (8.19)$$

avec $\alpha = \lambda/(\rho C_p)$ la diffusivité thermique. En utilisant alors une simple discrétisation en temps de type Euler explicite, on obtient :

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + \frac{(uT)_{i+\frac{1}{2}} - (uT)_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x} = \frac{1}{\Delta x} \left[\alpha_{i+\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} - \alpha_{i-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} \right] \quad (8.20)$$

On utilise une formulation décentrée d'ordre 1 pour traiter le terme $(uT)_{i+\frac{1}{2}}$:

$$\begin{aligned} \text{si } u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \geq 0, \quad T_{i+\frac{1}{2}}^n &= T_i^n \\ \text{sinon,} \quad T_{i+\frac{1}{2}}^n &= T_{i+1}^n \end{aligned} \quad (8.21)$$

Les termes diffusifs sont quant à eux traités systématiquement de façon centrée :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} = \frac{T_{i+1}^n - T_i^n}{\Delta x}$$

et $\alpha_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\alpha_{i+1} + \alpha_i)$.

8.3.4.2 Résolution différences finies dans les cellules interfaciales

Dans les cellules identifiées comme interfaciales, la formulation non-conservative (8.11) du bilan d'énergie est résolue pour calculer l'évolution de T . Pour le problème 1D considéré ici, cette équation prend la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (8.22)$$

Le choix d'une discrétisation de type différences finies pour approcher la dérivée première et la dérivée seconde qui apparaissent dans (8.22) va permettre de prendre explicitement en compte la présence de l'interface où $T = T_{sat}$ dans le support de discrétisation de ces dérivées. En appliquant une simple discrétisation de type Euler explicite à (8.22), on calcule donc la nouvelle valeur de T dans la cellule par :

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \Delta t \left[\left(u \frac{\partial T}{\partial x} \right)_i^n - \left(\alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_i^n \right] \quad (8.23)$$

La dérivée convective est discrétisée de façon décentrée en écrivant :

$$\left(u \frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^n = \frac{1}{2} (u_i^{n+1} + |u_i^{n+1}|) \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^- + \frac{1}{2} (u_i^{n+1} - |u_i^{n+1}|) \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^+ \quad (8.24)$$

où les champs de vitesse définissant le décentrement à gauche ou à droite sont estimés au centre cellule par une moyenne arithmétique des valeurs disponibles aux faces :

$$u_i^{n+1} = \frac{1}{2} \left(u_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} + u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \right)$$

Le point-clé de la discrétisation proposée consiste alors à effectuer un calcul particulier des dérivées de température $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^-$ et $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^+$ de part et d'autre de l'interface, qui fait appel aux notations définies sur la figure 8.5. On écrit ainsi de façon générale :

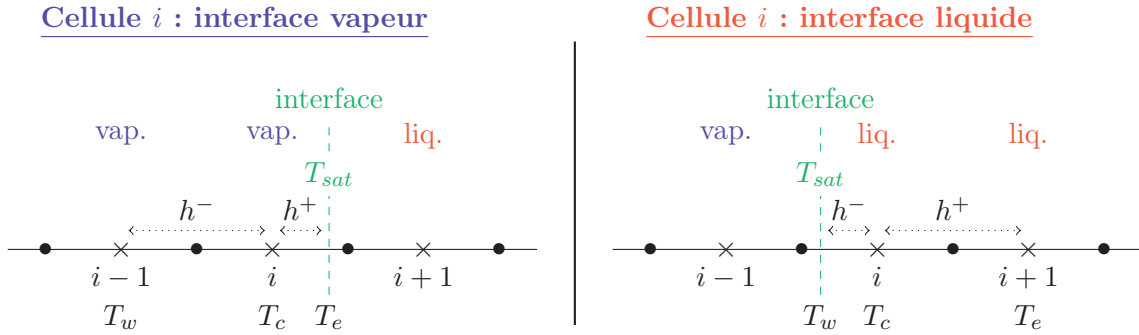


FIGURE 8.5: Notations utilisées pour le calcul des gradients de température $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^-$ et $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^+$, dans les cellules de type interface.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^- &= \frac{T_c - T_w}{h^-} \\ \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_i^+ &= \frac{T_e - T_c}{h^+} \end{aligned} \quad (8.25)$$

et on particularise les états w, c, e et les distances h^-, h^+ en fonction de la position de l'interface dans la cellule interfaciale considérée. Si on suppose par exemple que cette cellule est de type vapeur (configuration de gauche sur la figure 8.5) alors l'interface se situe nécessairement dans la cellule i et entre le centre de cette cellule et le centre de la cellule $i+1$. Dans ce cas de figure, les formules (8.25) s'appliquent avec $T_w = T_{i-1}$, $T_c = T_i$, $T_e = T_{sat}$ et $h^- = \Delta x$, $h^+ = x_{int} - x_i$ où x_{int} est la position de l'interface définie par l'algorithme VOF et x_i la position du centre de la cellule i . Un raisonnement analogue s'applique dans le cas où l'interface se situe dans la cellule i mais entre les centres $i-1$ et i . Les formules (8.25) utilisent alors $T_w = T_{sat}$, $T_c = T_i$, $T_e = T_{i+1}$ et $h^- = x_i - x_{int}$, $h^+ = \Delta x$.

La dérivée seconde $\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right)_i^n$ qui apparaît dans le terme diffusif est également estimée en tenant compte de la présence de l'interface :

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right)_c = \frac{2T_w}{h^-(h^+ + h^-)} - \frac{2T_c}{h^+h^-} + \frac{2T_e}{h^+(h^+ + h^-)} \quad (8.26)$$

où les états w , c , e et les distances h^- , h^+ sont définis en fonction de la position de l'interface comme indiqué sur la figure 8.5.

8.4 Validation de la démarche de modélisation

Le modèle de changement de phase prédictif qui vient d'être présenté a été mis en place dans un code recherche et appliqué à la résolution du problème de Stefan présenté dans 8.2. Nous présentons les résultats obtenus en utilisant un maillage volontairement assez grossier, de $M_x = 50$ cellules, choisi pour faciliter la mise en évidence des effets numériques. Les résultats obtenus sont systématiquement comparés à la solution théorique / exacte disponible pour ce problème (voir 8.2).

Nous présentons sur la figure 8.6 le déplacement de l'interface au cours du temps, en comparant l'évolution calculée à l'évolution théorique attendue. Afin de bien mettre en évidence le rôle important joué par la technique de raidissement de l'interface, nous présentons l'évolution calculée sans ou avec résolution de l'équation de raidissement (8.3) après déplacement de l'interface. On observe que la vitesse de déplacement de l'interface prédite sans application de la technique de raidissement est surestimée alors que l'algorithme complet incluant cette étape de raidissement permet de prédire beaucoup plus fidèlement le déplacement de l'interface avec un écart relatif de 4% après 0,1 s de simulation. Les effets bénéfiques du raidissement de l'interface sont également bien visibles sur la figure 8.7 qui présente la distribution de ϕ dans le domaine de calcul à $t = 0,1$ s. On constate bien sur la solution sans raidissement le caractère extrêmement diffusif de la résolution numérique utilisée, accentué par l'utilisation (volontaire) d'un simple schéma décentré d'ordre 1. On observe également que la fraction volumique de liquide n'atteint jamais 0 dans la vapeur (sauf pour la première cellule où cette valeur a été prescrite à l'initialisation) ce qui correspond à un effet de résolution numérique : le schéma de discrétisation utilisé ne permet pas que la cellule se vide complètement de liquide au cours du calcul et la valeur de ϕ dans les cellules où le liquide s'est évaporé reste en fait de l'ordre de 0,33. Dans le même temps, la solution calculée en faisant appel à l'algorithme complet permet bien de capturer l'interface sur 2 cellules de maillage seulement avec un état de vapeur pur $\phi = 0$ dans les cellules situées entre la paroi ($x = 0$) et l'interface.

Les figures 8.8, 8.9, 8.10 présentent respectivement les champs de \dot{M} , u , T dans le domaine de calcul après 0,1 s. On observe sur la figure 8.8 que le terme de transfert de masse surfacique est nul dans tout le domaine de calcul à l'exception de la cellule contenant l'interface au temps considéré. Cette cellule contient l'isovaleur $\phi = 0,5$ comme le montre la figure 8.7. Pour le cas sans raidissement, la vitesse de déplacement étant sensiblement surestimée, la cellule qui contient l'interface est "en avance" de deux cellules par rapport à la théorie. Pour le cas avec raidissement, l'avance de la simulation se réduit à une seule cellule et l'amplitude du terme source est bien plus fidèlement prédite, ce qui résulte directement d'une meilleure estimation de la distribution de température. On peut ainsi observer sur la figure 8.10 la précision supérieure de l'algorithme

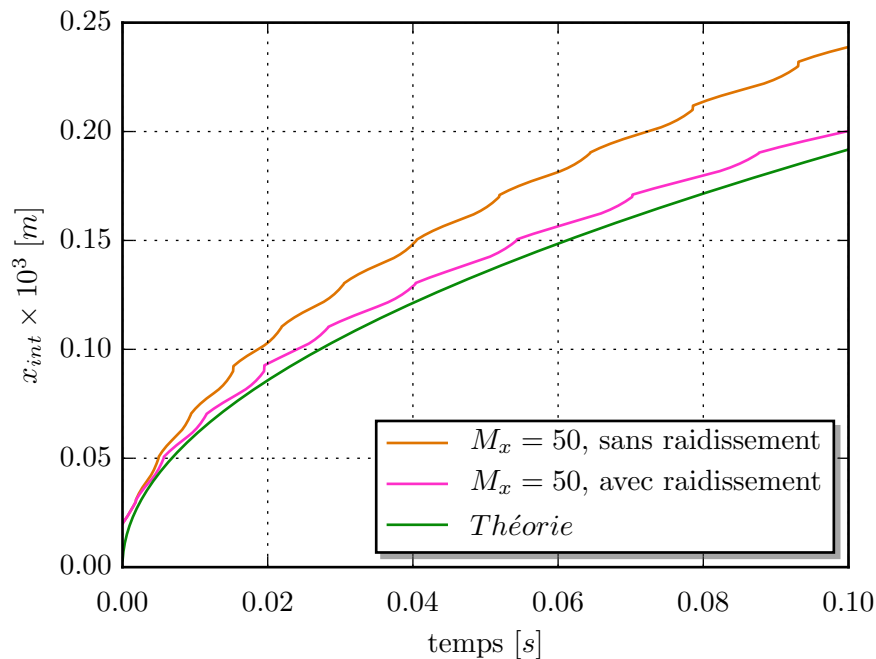


FIGURE 8.6: Déplacement de l'interface au cours du temps avec et sans raidissement de l'interface comparé à la solution théorique.

complet, avec raidissement. Le gradient de température dans la vapeur pilote directement la valeur du taux de transfert de masse \dot{M} qui génère pour sa part le déplacement de l'interface et donc la vitesse d'écoulement dans la phase liquide. La précision systématiquement supérieure de l'algorithme complet est ainsi bien mise en évidence. Des tests complémentaires seront à réaliser, à la fois pour des maillages plus fins et pour des méthodes de discrétisation d'ordre supérieur à 1 (à la fois en temps et en espace) de façon à bien établir, comme l'ont fait notamment Sato et Ničeno dans [73], les propriétés de précision et de conservativité de l'algorithme. L'étude préliminaire réalisée ici a permis de démontrer le caractère opérationnel de cette méthodologie de simulation prédictive du changement de phase.

8.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude bibliographique des méthodes de simulation numérique des écoulements à interfaces évolutives en présence de changement de phase. Cette étude nous a permis d'identifier les ingrédients numériques nécessaires à la réalisation de simulations prédictives du changement de phase :

- évaluation du terme de transfert de masse à l'interface à partir des gradients de température à l'interface
- résolution de l'équation d'énergie assurant un calcul précis de ces gradients de température à l'interface
- stratégie numérique de raidissement

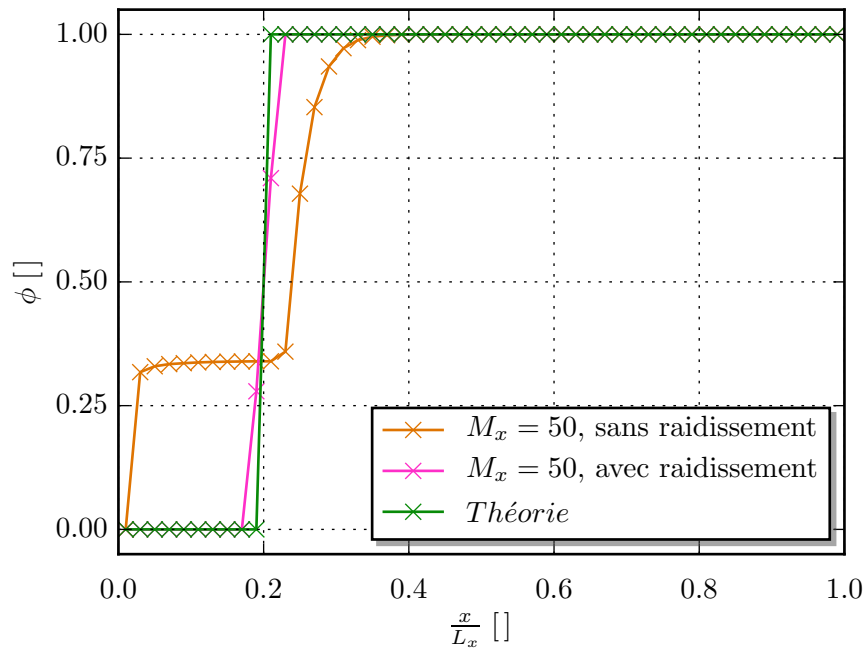


FIGURE 8.7: Distribution de ϕ dans le domaine de calcul après $0,1\text{ s}$ de calcul avec et sans raidissement de l'interface comparé à la distribution théorique.

Ces ingrédients ont été implémentés dans un code de calcul recherche et le solveur développé a été validé de façon préliminaire sur le cas d'un problème de Stefan 1D. La validité de l'approche a ainsi pu être établie de façon convaincante même si cette validation demande à être complétée sur une gamme de cas-tests plus large, notamment ceux proposés dans [81]. Ces validations ultérieures constitueront le point de départ d'une future thèse et seront réalisées directement au sein du solveur YALES2 afin de bénéficier de façon immédiate des capacités de ce solveur en matière de Simulation des Grandes Echelles.

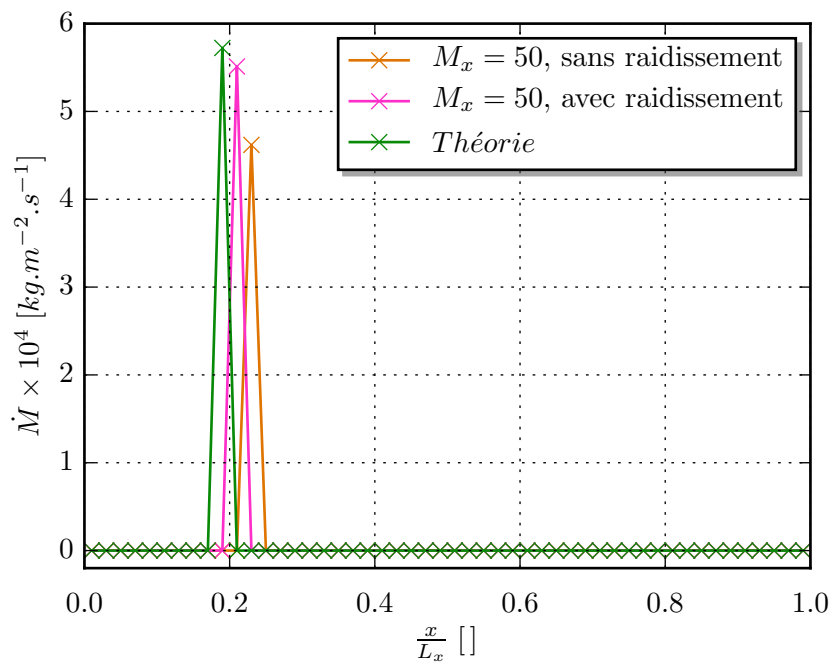


FIGURE 8.8: Distribution du taux de transfert de masse \dot{M} dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.

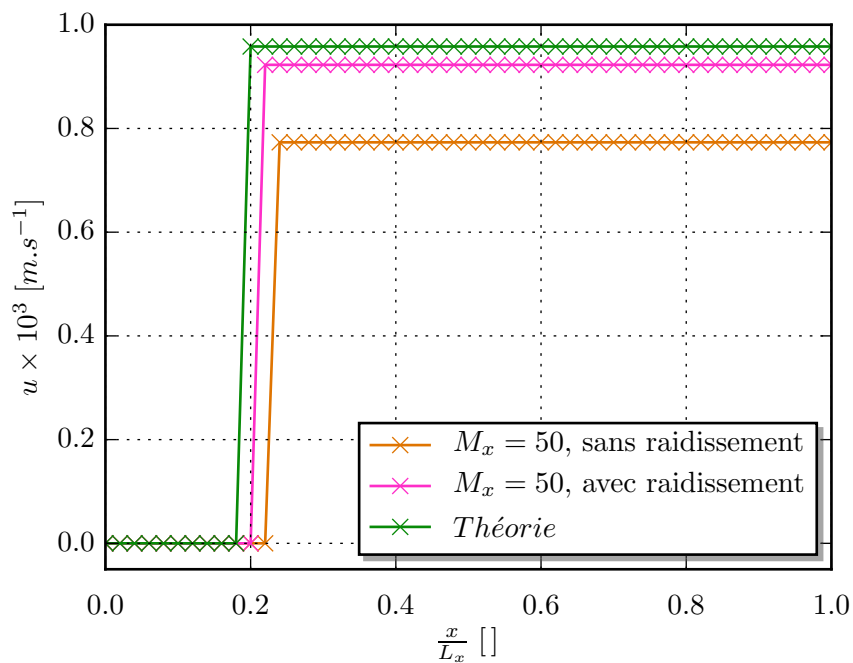


FIGURE 8.9: Distribution de vitesse dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.

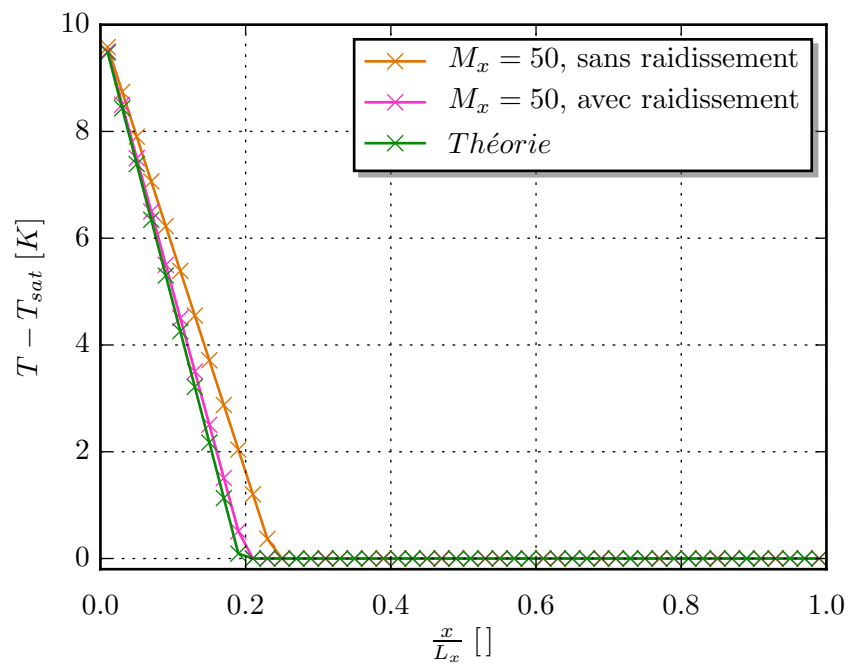


FIGURE 8.10: Distribution de température dans le domaine de calcul après 0,1 s de calcul avec et sans raidissement de l'interface. Comparaison avec la distribution théorique.

Conclusions et perspectives

L'état de l'art présenté au chapitre 1 de ce mémoire est consacré aux études disponibles sur l'auto-pressurisation et le contrôle de réservoirs d'ergols soumis à une chauffe. Il a piloté la définition des objectifs assignés à ce travail de thèse. Ces objectifs peuvent être résumés comme suit :

- Créer un outil de dimensionnement optimal qui permet de définir les paramètres à choisir lors de la réalisation d'un système TVS de façon à maximiser les performances de ce système de contrôle,
- Réaliser des expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS qui soient libres de tous flux pariétaux parasites,
- Contribuer au développement d'un outil de simulation d'un système TVS qui permette d'étudier les performances de ce système dans les conditions spatiales (fluide cryogénique, microgravité).

Ces objectifs sont naturellement liés entre eux :

- Les expériences libres de tous flux pariétaux parasites permettront de valider à la fois le modèle thermodynamique associé à l'outil de dimensionnement optimal et l'outil de simulation CFD d'un système TVS,
- Les simulations CFD d'un système TVS en fluide cryogénique et en microgravité permettront de construire un modèle thermodynamique adapté à ces conditions et qui pourra être à nouveau intégré au sein d'une boucle d'optimisation.

Nous récapitulons dans cette conclusion la façon dont ces objectifs ont été atteints et proposons quelques perspectives assez précises pour prolonger les avancées réalisées.

Modélisation et optimisation des performances d'un système de contrôle TVS

Dans le chapitre 3 de la partie I, nous avons complété et consolidé le modèle thermodynamique homogène développé par Demeure [13] afin d'évaluer les performances de régulation d'un système TVS en fonction de 12 paramètres de design. Ces performances ont été systématiquement comparées à celles d'une régulation DV idéale (*i.e.* n'éjectant que de la vapeur) établies

au chapitre 2. Une boucle d'optimisation a été mise en place, dans le chapitre 4, afin d'identifier méthodiquement les jeux de paramètres de design donnant les meilleures performances de régulation.

Cette étude a permis de démontrer plusieurs points :

- Un système TVS peut être optimisé de façon à égaler les performances, en termes de temps de vidange du réservoir, d'un système DV idéal n'éjectant que de la vapeur pure et ce quels que soient le volume du réservoir chauffé et l'entrée thermique, ou puissance de chauffe \mathcal{P}_c , à laquelle ce réservoir est soumis.
- Le volume du réservoir V_{tank} n'influe ni sur les performances de régulation ni sur le dimensionnement du système. En d'autres termes, un système TVS conçu pour maximiser le temps de vidange d'un réservoir de volume donné peut être appliqué à un réservoir de plus grande ou de plus petite taille et fournir un excellent niveau de performance en terme de temps de vidange, à condition que l'entrée thermique appliquée soit la même d'un réservoir à l'autre.
- L'entrée thermique \mathcal{P}_c n'hypothèque pas non plus les performances de la régulation, au sens où il est possible de concevoir un système TVS optimal quelle que soit la valeur de cette entrée thermique (dans la gamme considérée en tout cas). Ce système optimal permet d'atteindre un temps de vidange total du réservoir qui reste équivalent à celui d'un DV idéal. En revanche, la valeur de l'entrée thermique a une forte influence sur le dimensionnement du système : les caractéristiques des composants du système TVS (échangeur thermique, valve Joule-Thomson, ...) doivent être adaptées à la valeur de l'entrée thermique pour réaliser le niveau de performance optimal.
- L'interdépendance des paramètres de design sur les performances de régulation n'a pas permis de dégager de préconisations générales de dimensionnement en fonction de l'entrée thermique. Cependant un processus d'optimisation prenant en compte l'entrée thermique souhaitée est capable d'identifier le dimensionnement optimal du système TVS pour un temps de calcul raisonnable (grâce à l'utilisation d'un modèle thermodynamique global).

Quelques perspectives de ce travail sont présentées ici :

- La formulation du problème d'optimisation peut être enrichie en prenant en compte, au niveau des objectifs ou des contraintes, la pénalité en masse associée aux composants du système TVS. Cette tâche suppose d'avoir accès aux caractéristiques parfois confidentielles de certains composants.
- L'objectif de minimisation du nombre de cycles utilisé dans cette thèse pourrait être avantageusement remplacé par un objectif ou une contrainte de fonctionnement du système TVS qui soit associé à un scénario de mission précis. Il s'agirait ainsi pour le système TVS de fonctionner de façon optimale en tenant compte de l'utilisation réelle qui serait faite de l'ergol en réservoir. La réalisation de cette tâche suppose à nouveau d'avoir accès à des informations généralement confidentielles (caractéristiques des plans de mission).

Acquisition d'une base de données expérimentales libre de tous flux pariétaux parasites

Dans la partie II, au chapitre 5, nous avons poursuivi le développement d'un banc expérimental en fluide de substitution. Ce travail de développement expérimental a conduit à mettre en

oeuvre une technique d'isolation active permettant de générer une condition de paroi à température imposée. Celle-ci donne des performances d'isolation proche de l'adiabaticité en générant une condition de paroi à flux de chaleur net nul. Elle permet de garantir que l'entrée thermique, durant nos expériences d'auto-pressurisation et de contrôle TVS, est entièrement fixée par la puissance de chauffe \mathcal{P}_c imposée par la résistance. Ceci est réalisé sans aucune dérive liée au déséquilibre thermique entre l'enceinte d'essai et son environnement (*i.e.* la température ambiante dans la salle d'expérience). De plus, cette technique d'isolation active nous permet, lorsqu'elle est utilisée avec un flux de chaleur net non-nul, d'imposer une entrée thermique homogène à la paroi. Ceci est réalisé en modifiant la consigne de régulation en température de manière à ajouter un terme de déséquilibre thermique ΔT_c . Les développements ont également permis de mettre en place une instrumentation donnant accès à la stratification thermique du fluide durant les expériences d'auto-pressurisation et de contrôle de pression TVS. Une technique de purification du $NOVEC_{1230}$ a permis d'évaluer la fraction de gaz non condensable présente dans l'enceinte d'essai durant les expériences.

Les expériences réalisées montrent que la dynamique d'auto-pressurisation du réservoir dépend du remplissage \mathcal{F} et de l'entrée thermique \mathcal{P}_c . En effet, plus le remplissage liquide du réservoir est faible, plus l'inertie thermique du fluide est faible, et plus la dynamique de montée en pression, pour une entrée thermique donnée, est rapide. On peut noter que la dynamique d'auto-pressurisation est en excellent accord avec les prédictions du modèle thermodynamique homogène présenté dans le chapitre 3 avec une dérive maximale du temps d'auto-pressurisation inférieure à 2.5%.

Pour une température d'injection T_{inj} donnée, les expériences de contrôle TVS montrent que, lorsque l'entrée thermique \mathcal{P}_c est activée, l'état d'équilibre thermique final du contrôle T_{ES} dépend de l'entrée thermique \mathcal{P}_c et du débit d'injection \dot{m}_{inj} . De plus la dynamique du contrôle, caractérisée par son temps caractéristique de décroissance τ_{ES} , dépend du remplissage liquide initial du réservoir \mathcal{F} et du débit d'injection \dot{m}_{inj} . L'instrumentation en place donne accès à la distribution de température ainsi qu'à l'évolution de pression dans le réservoir.

L'analyse de la stratification thermique dans le réservoir nous a montré que les champs de température sont affectés par la présence d'azote dans l'enceinte d'essai. Durant les expériences d'auto-pressurisation, une stratification en concentration d'azote se met en place dans le ciel gazeux. L'azote étant plus de dix fois moins dense que la vapeur de $NOVEC_{1230}$, il se retrouve préférentiellement au sommet de ce ciel gazeux. La pression partielle d'azote y est donc plus importante et la pression partielle de vapeur diminue. La vapeur de $NOVEC_{1230}$ étant à saturation, l'équilibre de Clausius-Clapeyron impose que la température de la vapeur au sommet du réservoir soit donc plus faible que la température de la vapeur proche de l'interface. Pour les diverses valeurs testées du forçage thermique du réservoir, durant les phases d'auto-pressurisation, on constate que l'azote présent dans l'enceinte est en partie dissous dans la phase liquide et en partie présent à l'état gazeux au sommet du réservoir. La répartition liquide / vapeur de l'azote présent dans le réservoir s'adapte en fonction du forçage thermique de celui-ci. Dans le ciel gazeux, la vapeur de $NOVEC_{1230}$ est toujours à saturation. Le champ de température correspond toujours à une stratification en densité dans le ciel gazeux. Les expériences montrent également l'effet déstratificateur de l'injection TVS sur le ciel gazeux. L'injection du jet sous-refroidi homogénéise efficacement les champs de température, de densité et de fraction molaire dans le ciel gazeux. De plus, on constate que l'injection du jet sous-refroidi induit une absorption, par cette phase liquide, très rapide de l'azote présent dans le ciel gazeux. Ce phénomène est d'autant plus important que le sous-refroidissement du jet est important. Au cours de l'injection TVS (à débit et température d'injection fixés), l'expérience tend vers un équilibre thermique dans le réservoir.

Avec cet équilibre thermique, le pouvoir absorbant en azote du liquide diminue et la fraction molaire d'azote augmente dans le ciel gazeux pour se stabiliser à une valeur plateau. On identifie clairement ici que la stratification thermique dans le réservoir est fortement influencée par la présence d'azote dans le réservoir.

Dans un travail futur il pourrait donc être intéressant de travailler sur la pureté du fluide présent dans l'enceinte d'essai, afin d'être plus représentatif du système réel (si toutefois ce dernier n'utilise pas de gaz inerte, type hélium, pour le tassement des ergols cryogéniques). Pour ce faire une technique de purification du fluide plus performante devra être mise en place. Celle-ci pourrait reposer sur l'ébullition prolongée du fluide avant remplissage de l'expérience et l'utilisation d'une pompe à vide pour tirer au vide l'enceinte avant remplissage. Cet effort ne pourra cependant porter ses fruits que si l'approvisionnement du fluide et son transvasement dans l'enceinte d'essai n'utilisent plus de tassement à l'azote durant le transport.

Enfin et surtout, ce travail a permis de mettre en place une base de données expérimentales de configurations de contrôle TVS et d'auto-pressurisation avec des conditions de paroi à flux de chaleur net nul, réalisant une excellente approximation d'une condition adiabatique. Cette base de données permettra la validation de solveurs CFD appliqués à la simulation numérique d'auto-pressurisation et de contrôle TVS avant la mise en oeuvre de ces solveurs pour la prédiction de performances en microgravité.

Modélisation et simulation du changement de phase

Dans la partie III, au chapitre 7, nous avons entrepris de réaliser une simulation numérique CFD utilisant le solveur fluide commercial Fluent. La configuration prise en compte est une injection TVS de jet sous-refroidi dans un ciel de vapeur surplombant un bain liquide. La cible privilégiée de cette étude a été le calcul du transfert de chaleur et de masse. Le modèle de Lee, disponible dans le logiciel Fluent, comporte deux paramètres libres : les fréquences de condensation et d'évaporation. Ces paramètres peuvent être calibrés pour ajuster les simulations à des résultats connus, cependant il n'y a pas de critère permettant de fixer ces paramètres de telle sorte que les simulations soient prédictives. De plus nous avons constaté que lorsque le calibrage est réalisé pour répondre à une dynamique des transferts supposée connue, la solution peut présenter des champs de température non compatibles avec la phase fluide considérée. Par exemple, on observe des zones d'évaporation dans le bain liquide à des températures inférieures à la saturation. Nous avons donc renoncé à réaliser une étude prédictive quantitative du transfert de masse en faisant appel à ce modèle "sur étagère". Nous avons cependant mené des simulations portant sur une approche qualitative de la dynamique de l'écoulement du jet qui a permis quelques observations phénoménologiques. L'analyse de la littérature a montré que divers auteurs parviennent à mener des simulations pertinentes du changement de phase à l'aide du modèle de Lee en modifiant son implémentation dans le solveur Fluent par le biais de User Defined Functions. Nous n'avons pas retenu cette approche pour notre part car elle ne permet pas de rendre réellement prédictif le modèle de Lee - la nécessité d'une phase de calibration subsiste. En outre, l'état de l'art et nos propres simulations indiquent également une mise en défaut des modèles de turbulence RANS disponibles pour mener à bien des simulations d'auto-pressurisation ou de contrôle TVS. Notre objectif à terme est donc de relever le défi d'une modélisation fine des transferts de chaleur et du changement de phase grâce à des codes de simulation haute-performance d'écoulements multiphasiques tels que le code YALES2 développé au sein du GIS SUCCESS du CNRS.

Dans le cadre de ce mémoire nous nous sommes efforcés de préparer la réalisation de cet objectif ambitieux par une première étape présentée dans le chapitre 8. Celui-ci commence par l'étude bibliographique des méthodes de simulation numérique des écoulements à interfaces évolutives soumises à un changement de phase. Cette étude nous a permis d'identifier tous les ingrédients numériques nécessaires à la réalisation de simulations prédictives du changement de phase. Ces ingrédients ont été implémentés dans un code de calcul recherche. Les performances de la démarche de modélisation ont été évaluées sur un cas 1D de Stefan. Les contraintes temporelles de la thèse ne nous ont malheureusement pas permis d'obtenir une validation complète de la démarche. Néanmoins, même si à ce jour l'accord entre nos simulations et les évolutions théoriques n'est encore que partiel, il semble que la méthode présentée ici permettra, une fois implémentée dans un solveur tel que YALES2, de réaliser des simulations prédictives du changement de phase dans des configurations de contrôle TVS pour un fluide cryogénique en microgravité.

Nomenclature

Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamic
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CPST	Cryogenic Propellant Storage & Transfer
DV	Direct Venting
EM	Etendue de mesure
ESA	European Space Agency
JT	Joule-Thomson
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PID	Proportionnelle Intégrale Dérivée
TVS	Thermodynamic Vent System
UDF	User Defined Function
VE	Vase d'expansion
VOF	Volume Of Fluid

Constantes

g	$\approx 9,81 \text{ m.s}^{-2}$, Accélération de la pesanteur
R	$\approx 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$, Constante universelle des gaz parfaits

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique	$[\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
β_{cond}	Fréquence de condensation du modèle de Lee	$[\text{s}^{-1}]$
β_{evap}	Fréquence d'évaporation du modèle de Lee	$[\text{s}^{-1}]$

ϵ	Coefficient de compensation thermique de la technique d'isolation active	[K]
ϵ_{st}	Paramètre numérique pour le raidissement de l'interface	
η_{hyd}	Rendement hydraulique de la pompe	
γ_{st}	Paramètre numérique pour le raidissement de l'interface	
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ϕ	Fonction indicatrice de phase de la technique VOF	
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
θ	Fraction massique de liquide	
ζ	Coefficient de perte de charge	

Indices

<i>AP</i>	Auto-pressurisation
<i>DV</i>	Direct Venting
<i>evap</i>	Evaporée
<i>liq</i>	Liquide
<i>stop</i>	Critère d'arrêt du calcul
<i>tank</i>	Réservoir
<i>vap</i>	Vapeur
<i>vent</i>	Echappement

Symboles latins

ΔT_c	Déséquilibre thermique imposé à la paroi pour les cas de chauffe enveloppe	[K]
\dot{M}	Terme de transfert de masse surfacique	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
\dot{m}_{TVS}	Débit massique circulant dans la branche d'évacuation	[kg.s ⁻¹]
\dot{Q}_m	Terme de transfert de masse volumique	[kg.m ⁻³ .s ⁻¹]
\dot{S}_e	Terme de transfert de puissance volumique	[W.m ⁻³]
\mathcal{F}	Remplissage du réservoir (%)	
\mathcal{P}_c	Puissance de chauffe	[W]
\mathcal{P}_{jet}	Puissance thermique du jet sous-refroidi	[W]
\mathcal{P}_{pump}	Puissance hydraulique de la pompe	[W]
$\mathcal{P}_{pump}^{therm}$	Puissance thermique dissipée par la pompe	[W]
τ_{ES}	Temps caractéristique de refroidissement des expériences de contrôle TVS	[s]

C_P	Capacité thermique volumique à pression constant	$[J.m^{-3}.K^{-1}]$
c_P	Capacité thermique massique à pression constant	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C_V	Capacité thermique volumique à volume constant	$[J.m^{-3}.K^{-1}]$
c_V	Capacité thermique massique à volume constant	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D_H	Diamètre hydraulique	$[m]$
e	Energie interne volumique	$[J.m^{-3}]$
h	Enthalpie massique	$[J.kg^{-1}]$
h_{inj}	Coefficient d'échange thermique convectif : boucle d'injection	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
h_{TVS}	Coefficient d'échange thermique convectif : branche d'évacuation	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
L_{vap}	Chaleur latente de vaporisation	$[J.kg^{-1}]$
L_x	Longueur du domaine de calcul	$[m]$
M	Masse molaire	$[kg.mol^{-1}]$
m	Masse	$[kg]$
M_x	Nombre de mailles dans le domaine de calcul	
n_{plate}	Nombre de plaques de l'échangeur de chaleur	
p	Pression	$[Pa]$
S_{exch}	Surface d'échange de l'échangeur de chaleur	$[m^2]$
S_{int}	Surface de l'interface dans la cellule	$[m^2]$
T	Température	$[K]$
t	temps	$[s]$
t^*	Temps de vidange adimensionné par le temps de vidange DV	
T_{ES}	Température d'équilibre final des expériences de contrôle TVS	$[K]$
t_{exch}	Epaisseur de l'échangeur	$[m]$
T_{sat}	Température de saturation	$[K]$
u	Vitesse	$[m.s^{-1}]$
V	Volume	$[m^3]$
v	Vitesse	$[m.s^{-1}]$
V_{cell}	Volume de la cellule	$[m^3]$
x	Fraction molaire	

Paramètres du modèle TVS

α_p	Coefficient de pression	$[]$
α_{OH}	Paramètre de surchauffe	$[]$

α_{plate}	Paramètre numérique de dimensionnement de l'échangeur	[[
β_{plate}	Epaisseur du canal fluide entre deux plaques de l'échangeur	[m]
\dot{m}_{inj}	Débit d'injection	[kg.s ⁻¹]
K_{JT}	Constante d'abaissement de pression du détendeur JT	[Pa.kg ⁻¹ .s]
L_{plate}	Longueur des plaques de l'échangeur	[m]
l_{plate}	Largeur des plaques de l'échangeur	[m]
p_{max}	Pression maximale admissible dans le réservoir	[Pa]
p_{min}	Pression minimale admissible dans le système TVS	[Pa]
R_{vent}	Rayon du col sonique	[m]
t_{plate}	Epaisseur des plaques de l'échangeur	[m]

Bibliographie

- [1] 3M. Novec 1230™3M - Product information.
- [2] ABDALLA, K., FRYSSINGER, T., AND ANDRACCHIO, C. Pressure-rise characteristics for a liquid-hydrogen dewar for homogeneous, normal-gravity quiescent, and zero-gravity tests. Tech. rep., NASA TM X-1134, 1965.
- [3] ALLGEIER, R. Subcritical cryogenic storage development and flight test. Tech. rep., NASA TN D-4293, 1968.
- [4] ANSYS. Fluent 15.7 Theory guide. 2013.
- [5] BARSİ, S. Ventless pressure control of cryogenic storage tanks. PhD thesis, Case Western Reserve University, 2011.
- [6] BARSİ, S., AND KASSEMI, M. Numerical and experimental comparisons of the self-pressurization behavior of an lh2 tank in normal gravity. Cryogenics (2008), 122–129.
- [7] BARSİ, S., AND KASSEMI, M. Investigation of tank pressure control in normal gravity. In Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition (Orlando, Florida, 2009), AIAA, Ed.
- [8] BARSİ, S., AND KASSEMI, M. Investigation of tank pressurization and pressure control—part i : Experimental study. Journal of Thermal Science and Engineering Applications (2013).
- [9] BRADSHAW, R. Evaluation and application of data from low-gravity orbital experiment. Tech. rep., NASA CR 109847, 1970.
- [10] BRAVAIS, P., DURAND, F., AND LACAPERE, J. Pré-etude d'une pompe de transfert cryogénique pour l'alimentation d'un "spray-bar". Tech. rep., Air Liquid Advanced Technology - WP CTE3, 2006.
- [11] BULLARD, B. Liquid propellant thermal conditioning test program final report. Tech. rep., NASA CR 72971, 1972.
- [12] CNES. Cryofenix, <https://cnes.fr/fr/2-cest-beau-la-techno/photo-mystere-plante-dans-la-neige>, 2015.

- [13] DEMEURE, L. Comportement thermodynamique de réservoirs d'ergols cryogéniques. PhD thesis, Université de Grenoble, 2013.
- [14] DIWAKAR, S., DAS, S., AND SUNDARARAJAN, T. A quadratic spline based interface (quasi) reconstruction algorithm for accurate tracking of two-phase flows. Journal of Computational Physics (2009).
- [15] DURAISWAMI, R., AND PROSPERETTI, A. Orthogonal mapping in two dimensions. Journal of Computational Physics (1992).
- [16] ESMAEELI, A., AND TRYGGVASON, G. Computations of film boiling. part i : numerical method. International Journal of Heat and Mass Transfer (2004).
- [17] ESTECCO. ModeFrontier User Guide. 2015.
- [18] EURO THERM. Nanodac User Manual. 2012.
- [19] EURO THERM. Versadac User Manual. 2013.
- [20] FAZAH, M., LAK, T., NGUYEN, H., AND WOOD, C. Design and integrated operation of an innovative thermodynamic vent system concept. AIAA Paper (1993).
- [21] FEDKIW, R., ASLAM, T., MERRIMAN, B., AND OSHER, S. A non-oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method). Journal of Computational Physics (1999).
- [22] FEDKIW, R., AND LIU, X. The ghost fluid method for viscous flows. In Progress in Numerical Solutions of Partial Differential Equations (Arcachon, France, 1998).
- [23] FLACHBART, R., HASTINGS, L., HEDAYAT, A., NELSON, S., AND TUCKER, S. Testing the effects of helium pressurant on thermodynamic vent system performance with liquid hydrogen. AIAA Paper (1999).
- [24] FU, J., SUNDEN, B., AND CHEN, X. Influence of wall ribs on the thermal stratification and self-pressurization in a cryogenic liquid tank. Applied Thermal Engineering (2014).
- [25] FU, J., SUNDEN, B., CHEN, X., AND HUANG, Y. Influence of phase change on self-pressurization in cryogenic tanks under microgravity. Applied Thermal Engineering (2015).
- [26] GIBOU, F., CHEN, L., NGUYEN, D., AND BANERJEE, S. A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible navier–stokes equations with phase change. Journal of Computational Physics (2007).
- [27] GIBOU, F., AND FEDKIW, R. A fourth order accurate discretization for the laplace and heat equations on arbitrary domains, with applications to the stefan problem. Journal of Computational Physics (2005).
- [28] GRAYSON, G., LOPEZ, A., CHANDLER, F., HASTINGS, L., HEDAYAT, A., AND BRETHOUR, J. Cfd modelling of helium pressurant effects on cryogenic tank pressure rise rates in normal gravity. In AIAA Paper (2007).
- [29] GRAYSON, G., LOPEZ, A., CHANDLER, F., HASTINGS, L., AND TUCKER, S. Cryogenic tank modeling for the saturn as-203 experiment. In AIAA Paper (2006).

- [30] HARDT, S., AND WONDRA, F. Evaporation model for interfacial flows based on a continuum-field representation of the source terms. Journal of Computational Physics (2008).
- [31] HARTWIG, J., CHATO, D., MCQUILLEN, J., VERA, J., KUDLAC, M., AND QUINN, F. Screen channel liquid acquisition device outflow tests in liquid hydrogen. Cryogenics (2014).
- [32] HASAN, M., LIN, C., VAN DRESAR, N., AND PARK, F. Self-pressurization of a flightweight liquid hydrogen storage tank subjected to low heat flux. Tech. rep., NASA TM 103804, 1991.
- [33] HASTINGS, L. An overview of nasa efforts on zero boiloff storage of cryogenic propellants. Cryogenics (2001).
- [34] HASTINGS, L., FLACHBART, R., MARTIN, J., HEDAYAT, A., FAZAH, M., LAK, T., NGUYEN, H., AND BAILEY, J. Spray bar zero-gravity vent system for on-orbit liquid hydrogen storage. Tech. rep., NASA TM 212926, 2003.
- [35] HEDAYAT, A., NELSON, S., AND HASTINGS, L. Analyzing the use of gaseous helium as a pressurant with cryogenic propellants with thermodynamic venting system modelling and test data. Advances in cryogenic engineering (2008).
- [36] HIRT, C., AND NICHOLS, B. Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics (1981).
- [37] ITO, K., KUNUGI, T., OHSHIMA, H., AND KAWAMURA, T. A volume-conservative plic algorithm on three-dimensional fully unstructured meshes. Computers & Fluids (2013).
- [38] JULABO. Product Data Sheet FP50-MS - Refrigerated/Heating Circulator.
- [39] JURIC, D., AND TRYGGVASON, G. Computations of boiling flows. International Journal of Multiphase Flow (1998).
- [40] KARTUZOVA, O., AND KASSEMI, M. Self - pressurization and spray cooling simulations of the multipurpose hydrogen test bed (mhtb) ground - based experiment. In 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (2014).
- [41] KASSEMI, M., AND KARTUZOVA, O. Effect of interfacial turbulence and accommodation coefficient on cfd predictions of pressurization and pressure control in cryogenic storage tank. Cryogenics (2015).
- [42] KAY, J., AND NEDDERMAN, R. Fluid Mechanics and Transfer Processes. Cambridge University Press, 1985.
- [43] KNOLL, R., SMOLAK, G., AND NUNAMAKER, R. Weightlessness experiments with liquid hydrogen in aerobee sounding rockets; uniform radiant heating heat addition - flight 1. Tech. rep., NASA TM X-484, 1963.
- [44] LACOVIC, R. Propellant management report for the titan/centaur tc-5 extended mission. Tech. rep., NASA TM 73749, 1977.
- [45] LAK, T., AND WOOD, C. Cryogenic fluid management technologies for space transportation - zero g thermodynamic vent system final report. Tech. rep., Rockwell Aerospace / NASA MFRC, 1993.

- [46] LEE, W. A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling. Tech. rep., Los Alamos Scientific Laboratory - Energy Division, 1979.
- [47] LEGRAND, B., LEUDIÈRE, V., BIOTTEAU, E., AND BIANCHI, S. Cryofenix - cryogenic sounding rocket experiment for fluid behavior study. In 26th Space and Cryogenics Workshop (Phoenix - Az - USA, 2015).
- [48] LIN, C., HASAN, M., AND VAN DRESAR, N. Experimental investigation of jet-induced mixing of a large liquid hydrogen storage tank. In 6th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference (1994).
- [49] LIN, C., VAN DRESAR, N., AND HASAN, M. A pressure control analysis of cryogenic storage systems. Tech. rep., NASA TM 104409, 1991.
- [50] LIN, C., VAN DRESAR, N., AND HASAN, M. Pressure control analysis of cryogenic storage systems. Journal of Propulsion and Power (2004).
- [51] MAJUMDAR, A., LECLAIR, A., MOOR, R., AND SCHALLHORN, P. Generalized fluid system simulation program (gfssp), version 6. Tech. rep., NASA TM 2013-217492, 2013.
- [52] MAJUMDAR, A., VALENZUELA, J., LECLAIR, A., AND MODER, J. Numerical modeling of self-pressurization and pressure control by a thermodynamic vent system in a cryogenic tank. Cryogenics (2016).
- [53] MATHEY, F., BLANC MATHIEU, C., LEGRAND, B., AND LEUDIÈRE, V. Numerical prediction of liquid hydrogen behavior in cryogenic tanks for the design of the sounding rocket experiment cryofenix. In 26th Space and Cryogenics Workshop (Phoenix - Az - USA, 2015).
- [54] MCLEAN, C., DEININGER, W., INGRAM, K., SCHWEICKART, R., AND UNRUH, B. Mission demonstration concept for the long-duration storage and transfer of cryogenic propellants. IEEE Aerospace Conference Proceedings (2013).
- [55] MER, S., FERNANDEZ, D., THIBAUT, J.-P., AND CORRE, C. Optimal design of a thermodynamic vent system for cryogenic propellant storage. Cryogenics (2016).
- [56] MER, S., THIBAUT, J.-P., AND CORRE, C. Active insulation technique applied to the experimental analysis of a thermodynamic control system for cryogenic propellant storage. Journal of Thermal Science and Engineering Applications (2016).
- [57] MESEROLE, J., JONES, O., AND FORTINI, A. Mixing-induced fluid destratification and ullage condensation. In AIAA Paper (1987).
- [58] MEYER, M., DOHERTY, M., AND MODER, J. Technology Maturation in Preparation for the Cryogenic Propellant Storage and Transfer (CPST) Technology Demonstration Mission (TDM). In Space propulsion 2014 Conference (Cologne - Germany, 2014).
- [59] MEYER, M., MOTIL, S., KORTES, T., AND TAYLOR, W. Cryogenic Propellant Storage & Transfer (CPST) Technology Demonstration for Long Duration In-Space Missions. In Space propulsion 2012 Conference (Bordeaux - France, 2012).
- [60] NAST, T., FRANK, D., AND FELLER, J. Multilayer insulation considerations for large propellant tanks. Cryogenics (2014).

- [61] NINGEGOWDA, B., AND PREMACHANDRAN, B. A coupled level set and volume of fluid method with multi-directional advection algorithms for two-phase flows with and without phase change. International Journal of Heat and Mass Transfer (2014).
- [62] NUNAMAKER, R., CORPAS, E., AND MCARDLE, J. Weightlessness experiments with liquid hydrogen in aerobee sounding rockets ; uniform radiant heating heat addition - flight 3. Tech. rep., NASA TM X-872, 1963.
- [63] OLSSON, E., AND KREISS, G. A conservative level set method for two phase flow. Journal of Computational Physics (2005).
- [64] OLSSON, E., KREISS, G., AND ZAHEDI, S. A conservative level set method for two phase flow ii. Journal of Computational Physics (2007).
- [65] OSHER, S., AND SETHIAN, J. Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. Journal of Computational Physics (1988).
- [66] PANZARELLA, C., AND KASSEMI, M. On the validity of purely thermodynamic descriptions of two-phase cryogenic fluid storage. Journal of Fluid Mechanics (2003).
- [67] PANZARELLA, C., PLACHTA, D., AND KASSEMI, M. Pressure control of large cryogenic tanks in microgravity. Cryogenics (2004).
- [68] PAPELL, S., NYLAND, T., AND SAIYED, N. Liquid hydrogen mass flow through a multiple orifice Joule-Thomson device. In 27th Thermophysics Conference (Nashville - TN - USA, 1992).
- [69] PILLIOD, J., AND PUCKETT, E. Second-order accurate volume-of-fluid algorithms for tracking material interfaces. Journal of Computational Physics (2004).
- [70] PROSPERETTI, A., AND TRYGGVASON, G. Computational Methods for Multiphase Flow. Cambridge University Press, 2009.
- [71] REGETZ, J., CONROY, M., AND JACKSON, R. Weightlessness experiments with liquid hydrogen in aerobee sounding rockets ; uniform radiant heating heat addition - flight 4. Tech. rep., NASA TM X-873, 1964.
- [72] SATO, Y., AND NIČENO, B. A conservative local interface sharpening scheme for the constrained interpolation profile method. International Journal for Numerical Methods in Fluids (2012).
- [73] SATO, Y., AND NIČENO, B. A sharp-interface phase change model for a mass-conservative interface tracking method. Journal of Computational Physics (2013).
- [74] SCHARGE, R. A theoretical study of interphase mass transfer. Columbia University Press, 1953.
- [75] SCHWEICKART, R. B. Thermodynamic analysis of a demonstration concept for the long-duration storage and transfer of cryogenic propellants. Cryogenics (2014).
- [76] SEO, M., AND JEONG, S. Analysis of self-pressurization phenomenon of cryogenic fluid storage tank with thermal diffusion model. Cryogenics (2010).

- [77] SON, G., DHIR, V., AND RAMANUJAPU, N. Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface. Journal of Heat Transfer (1999).
- [78] STOCHL, R., AND KNOLL, R. Thermal performance of a liquid hydrogen tank multilayer insulation system at warm boundary temperatures of 630, 530 and 152°r. Tech. rep., NASA TM 104476, 1991.
- [79] TACHON, L. Développement d'outils numériques et expérimentaux dédiés à l'étude de l'évaporation en présence de ligne triple. PhD thesis, Université d'Aix Marseille, 2011.
- [80] TANGUY, S., MÉNARD, T., AND BERLEMONT, A. A level set method for vaporizing two-phase flows. Journal of Computational Physics (2007).
- [81] TANGUY, S., SAGAN, M., LALANNE, B., COUDERC, F., AND COLIN, C. Benchmarks and numerical methods for the simulation of boiling flows. Journal of Computational Physics (2014).
- [82] THIBAUT, J.-P., CORRE, C., DEMEURE, L., AND MER, S. Thermodynamic control systems for cryogenic propellant storage during long missions. In 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting FEDSM2014 (Chicago - IL - USA, 2014).
- [83] TRYGGVASON, G., BUNNER, B., ESMAEELI, A., JURIC, D., AL-RAWAHI, N., TAUBER, W., HAN, J., NAS, S., AND JAN, Y. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. Journal of Computational Physics (2001).
- [84] WANG, L., LI, Y., LI, C., AND ZHAO, Z. Cfd investigation of thermal and pressurization performance in lh2 tank during discharge. Cryogenics (2013).
- [85] WANG, L., LI, Y., ZHAO, Z., AND LIU, Z. Transient thermal and pressurization performance of lo2 tank during helium pressurization combined with outside aerodynamic heating. International Journal of Heat and Mass Transfer (2013).
- [86] WELCH, S., AND WILSON, J. A volume of fluid based method for fluid flows with phase change. Journal of Computational Physics (2000).

